



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Г.А. Аксенов, В.В. Анашин, Э.В. Анашкин, В.М. Аульченко,
Л.М. Барков, С.Е. Бару, А.Е. Бондарь, А.М. Власов,
А.Е. Волков, А.А. Жоленц, Г.М. Колачев, А.С. Кузьмин,
Л.М. Курдадзе, П.К. Лебедев, М.Ю. Лельчук,
Ю.И. Мерзляков, М.Д. Минаков, С.И. Мишнев,
В.П. Нагаслаев, А.Б. Номероцкий, В.С. Охапкин,
Г.С. Пискунов, С.И. Редин, Л.В. Романов, А.И. Романчук,
Н.И. Роот, В.Я. Сазанский, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский,
В.П. Смахтин, Е.П. Солодов, В.М. Титов, Г.М. Тумайкин,
Г.В. Федотович, Б.И. Хазин, П.Л. Храпкин, А.Г. Чилингаров,
Б.А. Шварц, А.И. Шехтман, Б.Н. Шувалов,
С.И. Эйдельман, Ю.И. Эйдельман.

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРОЕКТ ДЕТЕКТОРА СКИФ

2. КООРДИНАТНАЯ И ПРОБЕЖНАЯ СИСТЕМЫ,
КАЛОРИМЕТРИЯ, ЭЛЕКТРОНИКА

ПРЕПРИНТ 86-11



НОВОСИБИРСК

6. КООРДИНАТНАЯ СИСТЕМА.

В качестве основного трекового прибора в детекторе СКИФ предполагается использовать цилиндрическую дрейфовую камеру (ЦДК), изготовленную в 1981 г. в ДЕЗИ (ФРГ) для детектора PLUTO. Эта камера была испытана в магнитном поле $B=1.3$ Тесла, и на ней было достигнуто разрешение в плоскости, перпендикулярной полю B $\sigma_{r\varphi} = 150$ мкм. Это разрешение в сильной степени ограничивалось диффузией в использовавшейся газовой смеси. Ограничение, связанное с механической точностью изготовления камеры, составляет всего $\sigma_{\text{мех}} = 35$ мкм. В продольном направлении координата измеряется с помощью слоев, повернутых на $\pm 6^\circ$, что обеспечивает $\sigma_z \approx 10\sigma_{r\varphi}$. Подробное описание камеры PLUTO и ее рабочих характеристик приведено в [1].

Поскольку внутренний радиус камеры довольно велик (130 мм), то предполагается вставить внутрь нее вершинный детектор (ВД), выполненный в виде годоскопа лавсановых трубок. Эта методика была независимо предложена в ИЯФ и в СЛАК [2]. В ИЯФ при испытаниях на тестовом годоскопе из 16 трубок радиуса 7 мм было достигнуто разрешение $\sigma_{r\varphi} = 80$ мкм [3] при атмосферном давлении. Ячейка в ЦДК имеет гексагональную структуру с «радиусом» от 5 до 7 мм и поле в ней очень близко к полю цилиндрической дрейфовой трубки. Таким образом есть все основания надеяться на достижение в ВД и ЦДК разрешения $\sigma_{r\varphi} = 100$ мкм. Тестовые измерения с ЦДК позволили получить в поле $B=1.3$ Тесла разрешение такое же, как при $B=0$. Основной проблемой здесь является правильный учет азимутальной несимметрии характеристики $x(t)$, связывающей расстояние от трека до проволоочки x и время дрейфа первичной ионизации t . В аксиально симметричных дрейфовых трубках ВД характеристики $x(t)$ остаются азимутально симметричными в любых полях B . Опыт работы с ЦДК в ДЕЗИ и более простая ситуация в этом отношении в ВД дают основания надеяться, что разрешение $\sigma_{r\varphi} = 100$ мкм можно будет сохранить и в проектном поле СКИФ $B=2.0$ Тесла. Приводимые ниже оценки основаны на этом предположении.

Для измерения продольной координаты в ВД предполагается использовать метод деления заряда с разрешением $\sigma_z/l = 1\%$.

6.1 Геометрические характеристики координатной системы.

Основные геометрические характеристики ВД и ЦДК приведены в табл. 6.1

Таблица 6.1

Радиусы (мм)	
вакуумная камера	30
первый слой трубок ВД (аноды)	35
последний слой трубок ВД (аноды)	121
внутренняя стенка ЦДК	129
первый прямой слой ЦДК (аноды В)	140
первый стереослой ЦДК	163
последний стереослой ЦДК	528
последний прямой слой ЦДК	547
внешняя стенка ЦДК	572
Длина чувствительной области ВД	800 мм
Длина чувствительной области ЦДК	970 мм
Число слоев в ВД	7
Число слоев в ЦДК	
прямых (В)	11
стерео ($\pm 6^\circ$)	10
Число чувствительных проволочек:	
в ВД	228
в ЦДК	4144
Число потенциальных проволочек в ЦДК	16576
Предполагаемая точность измерения координаты в одном слое	
ВД:	$\sigma_{r\phi} \approx 0.1$ мм $\sigma_z \approx 10.$ мм
ЦДК:	$\sigma_{r\phi} \approx 0.1$ мм $\sigma_z \approx 1.0$ мм

Расположение трубок в ВД показано на рис 6.1. Расположение чувствительных проволочек в ВД и ЦДК приведено на рис 6.2. Ввиду того, что в ВД практически невозможно сохранить такую же сегментацию по ϕ , как в ЦДК, «перепутывание» треков из-за попадания двух и более частиц в одну ячейку, в основном, будет происходить в ВД. С помощью ЦДК при этом можно будет достаточно надежно определять к какому из «перепутавшихся» треков относится срабатывание трубки в ВД.

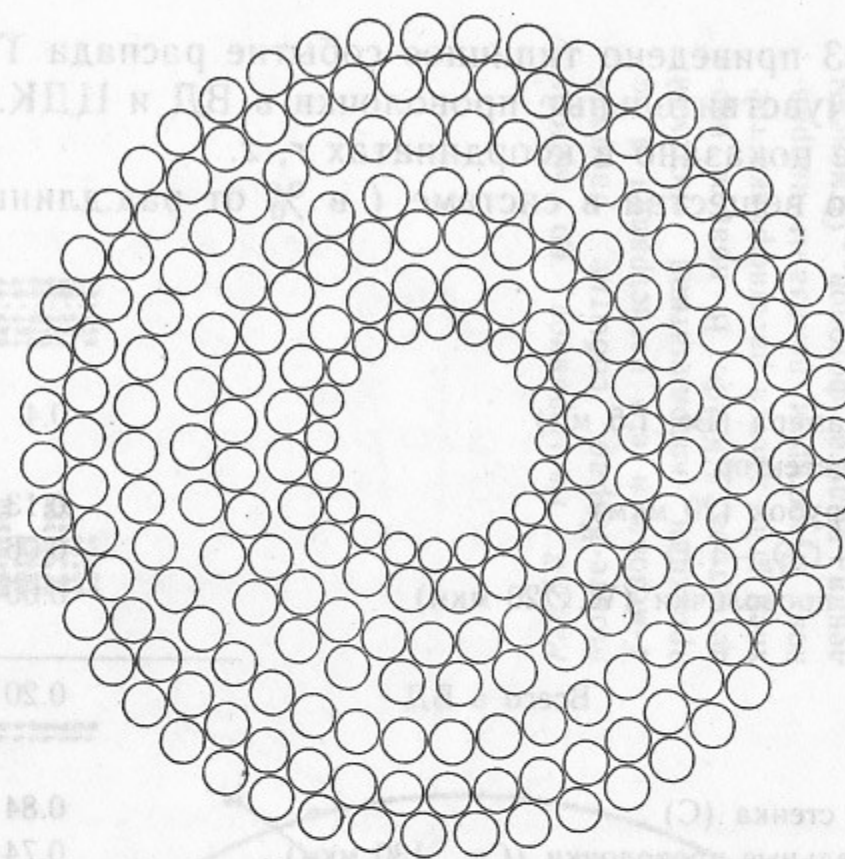


Рис.6.1. Расположение трубок в вершинном детекторе.

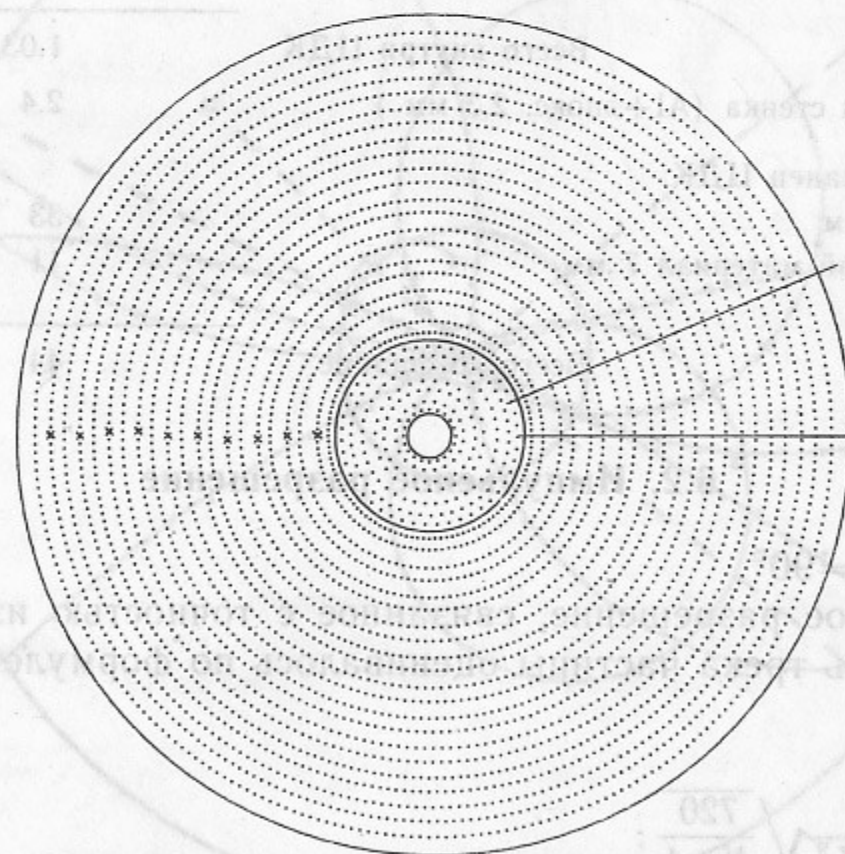


Рис.6.2. Расположение чувствительных проволочек в вершинном детекторе и центральной дрейфовой камере. Крестиками отмечены слои ЦДК, повернутые на $\pm 6^\circ$ относительно оси цилиндра. Тонкими линиями показан сегмент симметрии ЦДК ($2\pi/16$).

На рис. 6.3 приведено типичное событие распада Υ и отмечены сработавшие чувствительные проволочки в ВД и ЦДК. На рис. 6.4 то же событие показано в координатах r, z .

Количество вещества в системе (в % от рад.длины) приведено в табл. 6.2

Таблица 6.1

Таблица 6.2

Вакуумная камера (Be, 1.5 мм)	0.4
Вершинный детектор:	
лавсан трубок (20 мкм)	0.13
газ (Ag+CO ₂ -1:1)	0.06
анодные проволочки (W, Ø20 мкм)	0.004
<hr/>	
Всего в ВД	0.20
ЦДК:	
входная стенка (C)	0.84
потенциальные проволочки (Cu, 130 мкм)	0.74
газ (Ag+CO ₂ -1:1)	0.27
анодные проволочки (W, Ø20 мкм)	0.02
<hr/>	
Всего внутри ЦДК	1.03
внешняя стенка (Al+эпокс. 2,3 мм)	2.4
Торцевой фланец ЦДК:	
Al, 30 мм	33
остальной материал 7 мм	11
<hr/>	
Всего во фланце	44

6.2. Импульсное разрешение

а) При $\theta=90^\circ$

Импульсное разрешение, связанное с точностью измерения координат вдоль трека частицы, оценивалось по формуле [4]:

$$\frac{\sigma_p}{p} = p \frac{\sigma_0}{0,3HL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}}; \quad (6.1)$$

здесь p — импульс в МэВ/с, H — магнитное поле в кГс, L — база измерения импульса и σ_0 — пространственное разрешение в см, N — число точек измерения на треке в предположении их эквидис-

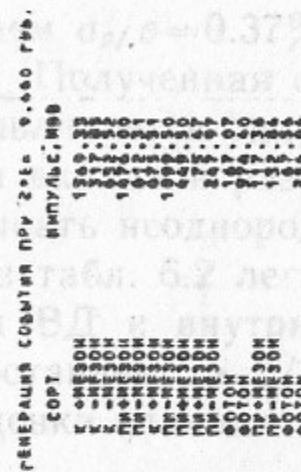
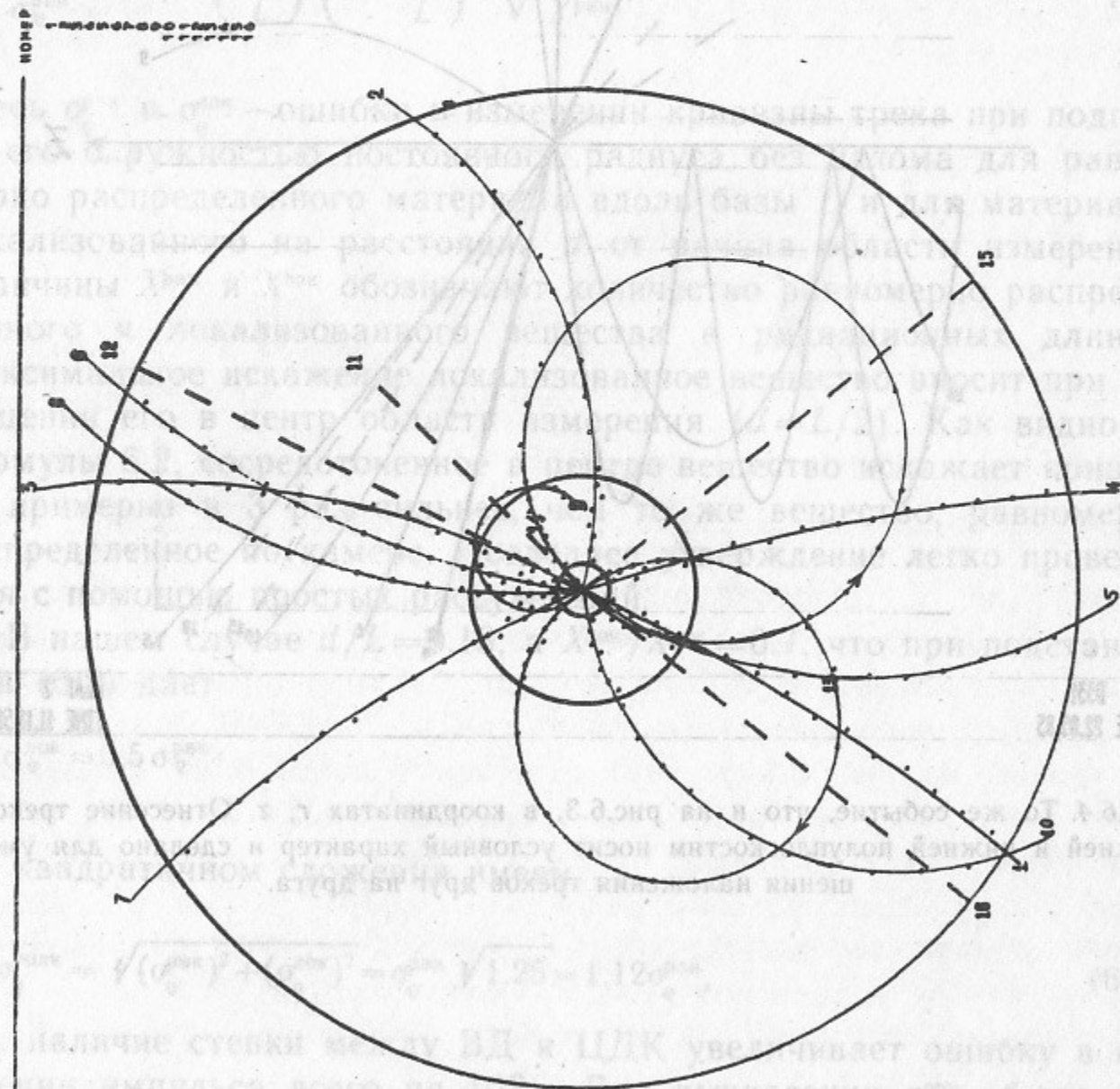


Рис. 6.3. Разыгранное по методу Монте-Карло событие распада Υ -мезона и его регистрация в гФ проекции координатной системой детектора СКИФ. В правом верхнем углу дается расшифровка треков. Пунктиром показаны направления вылета фотонов. Отмечены сработавшие чувствительные проволочки в ВД и «прямых» слоях ЦДК. Следует иметь в виду, что разрешение камер значительно лучше, чем разброс точек вдоль трека.



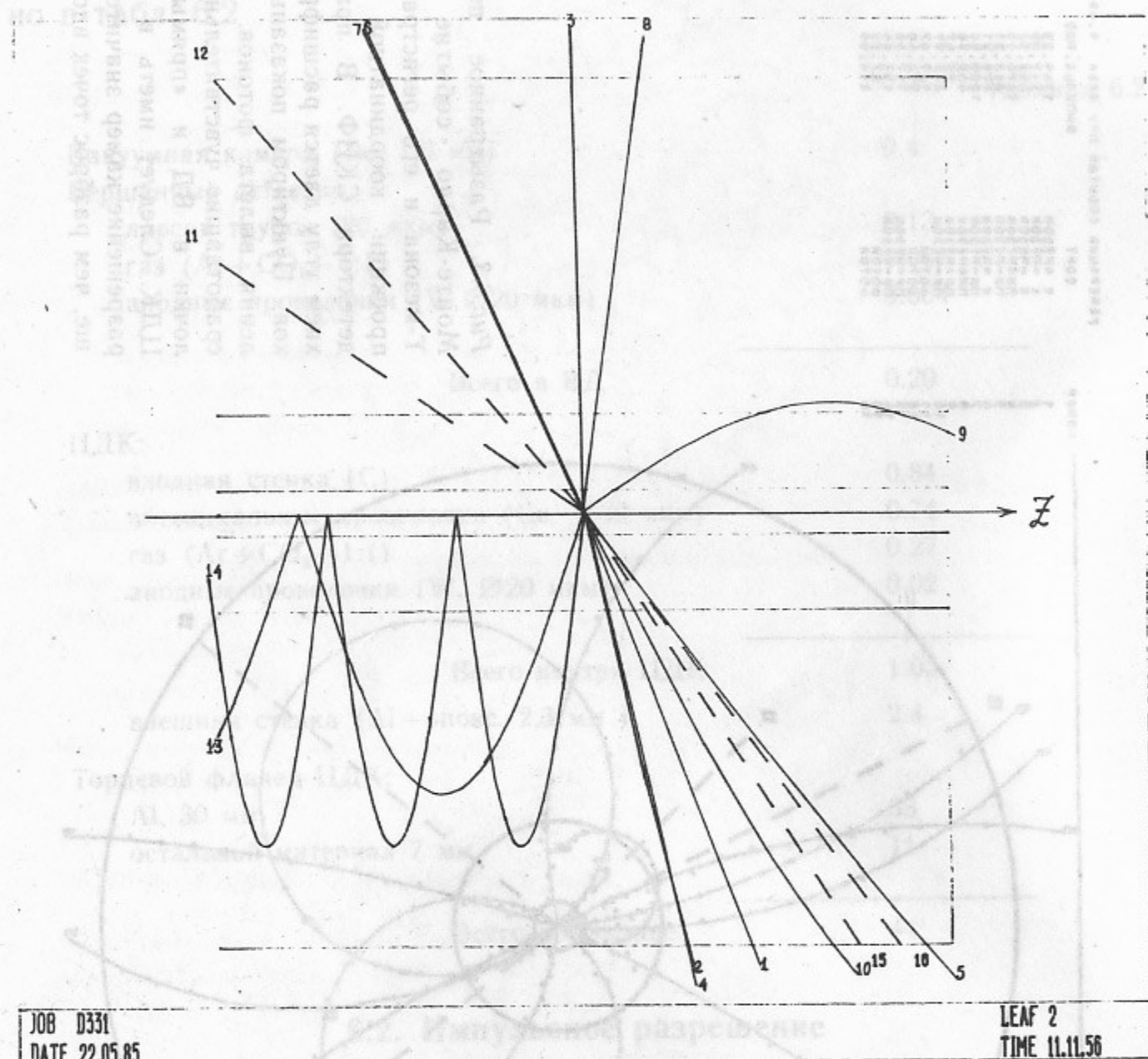


Рис.6.4. То же событие, что и на рис.6.3, в координатах r, z . Отнесение треков к верхней и нижней полуплоскостям носит условный характер и сделано для уменьшения наложения треков друг на друга.

тантности. С учетом только прямых слоев ЦДК и среднего числа срабатывающих слоев в ВД ($N=6$) N полагалось равным 17. Тогда для $H=20$ кгс, $L=51.5$ см, $\sigma_0 = 100$ мкм из формулы 6.1 получаем $\sigma_p/p = 0.37\%$ p (ГэВ).

Полученная оценка сделана в предположении, что трек восстанавливается одной дугой по обеим камерам ВД и ЦДК. Для оценки вклада в разрешение от многократного рассеяния следует учитывать неоднородность распределения материала в системе камер. Из табл. 6.2 легко видеть, что средние плотности материала внутри ВД и внутри ЦДК примерно равны, а входная стенка ЦДК составляет $\sim 2/3$ от остального материала внутри камер. Для оценки влияния этой стенки была получена следующая формула:

$$\frac{\sigma_q^{\text{лок}}}{\sigma_q^{\text{рвн}}} = 15 \sqrt{3} \left(\frac{d}{L} \right)^2 \left(1 - \frac{d}{L} \right)^2 \sqrt{\frac{X^{\text{лок}}}{X^{\text{рвн}}}} \quad (6.2)$$

Здесь $\sigma_q^{\text{рвн}}$ и $\sigma_q^{\text{лок}}$ — ошибки в измерении кривизны трека при подгонке его окружностью постоянного радиуса без излома для равномерно распределенного материала вдоль базы L и для материала, локализованного на расстоянии d от начала области измерения. Величины $X^{\text{рвн}}$ и $X^{\text{лок}}$ обозначают количество равномерно распределенного и локализованного вещества в радиационных длинах. Максимальное искажение локализованное вещество вносит при помещении его в центр области измерения ($d=L/2$). Как видно из формулы 6.2, сосредоточенное в центре вещество искажает кривизну примерно в 3 раз сильнее, чем то же вещество, равномерно распределенное по камере. Последнее утверждение легко проверяется с помощью простых рассуждений.

В нашем случае $d/L=0.18$, а $X^{\text{лок}}/X^{\text{рвн}}=0.7$, что при подстановке в (6.2) дает

$$\sigma_q^{\text{лок}} \approx 0,5 \sigma_q^{\text{рвн}}$$

при квадратичном сложении имеем

$$\sigma_q^{\text{полн}} = \sqrt{(\sigma_q^{\text{рвн}})^2 + (\sigma_q^{\text{лок}})^2} = \sigma_q^{\text{рвн}} \sqrt{1.25} = 1.12 \sigma_q^{\text{рвн}}, \quad (6.3)$$

т. е. наличие стенки между ВД и ЦДК увеличивает ошибку в измерении импульса всего на 12%. Для вычисления $\sigma_q^{\text{рвн}}$ была использована стандартная формула [4]:

$$\frac{\sigma_e}{\rho} = \frac{\sigma_p}{\rho} = \frac{54}{\beta HL} \sqrt{x} \left(1 + \frac{1}{9} \ln x\right), \quad (6.4)$$

где x — количество вещества в радиационных длинах, а остальные обозначения и единицы измерения те же, что и в формуле (6.1). Подставляя $x = 1,2 \cdot 10^{-2}$ из таблицы 6.2 и упоминавшиеся выше значения H и L в формулу (6.4), получаем, с учетом (6.3), следующую оценку импульсного разрешения, связанную с многократным рассеянием

$$\left(\frac{\sigma_p}{\rho}\right)_{\text{расс}} = \frac{0.50\%}{\beta}$$

б) Зависимость от угла θ .

Поскольку $p = p_{\perp} / \sin\theta$, то разрешение по импульсу, связанное с ошибками измерений

$$(\sigma_p/p)^{\text{изм}} = \sqrt{(\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp})^2 + (\sigma(\sin\theta)/\sin\theta)^2}.$$

Если вклад второго члена суммы мал (т.е. угол θ измеряется достаточно точно, чтобы не ухудшать разрешение по импульсу), то

$$(\sigma_p/p)^{\text{изм}} \approx \sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp} \sim p_{\perp} \sim (\sigma_p/p)_0 \sin\theta,$$

где $(\sigma_p/p)_0$ — разрешение при $\theta = 90^\circ$ (формула 6.1). На рис. 6.5 приведены зависимости $\frac{(\sigma_p/p)}{(\sigma_p/p)_0}$ от $\cos\theta$ для $p = 1$ и 2 ГэВ/с. Они близко следуют показанной там же зависимости $\sin\theta$ до $\cos\theta = 0.66$, после чего разрешение быстро ухудшается из-за уменьшения базы измерения L . Следует иметь в виду, что в нашем случае $(\sigma_p/p)^{\text{изм}}$ превосходит $(\sigma_p/p)^{\text{расс}}$ при $p > 1.25$ ГэВ. Малое отличие кривых на рис. 6.5 от $\sin\theta$ (в области $\cos\theta < 0.66$) свидетельствует о том, что неточность измерения θ , определяющаяся ошибками измерения z координат трека в ЦДК ($\sigma_z \approx 1$ мм), практически не ухудшает импульсное разрешение σ_p/p . Из рис. 6.5 можно видеть, что среднее разрешение $(\sigma_p/p)^{\text{изм}}$ совпадает с разрешением σ_p/p при $\theta = 90^\circ$ в телесном угле $\Omega/4\pi \equiv \cos\theta \approx 0,80$.

Основная угловая зависимость $(\sigma_p/p)^{\text{расс}}$ сводится к $(\sigma_p/p)^{\text{расс}} \sim \sqrt{\sin\theta/L}$. Она заметно слабее, чем для $(\sigma_p/p)^{\text{изм}}$, и по этой причине обсуждаться не будет.

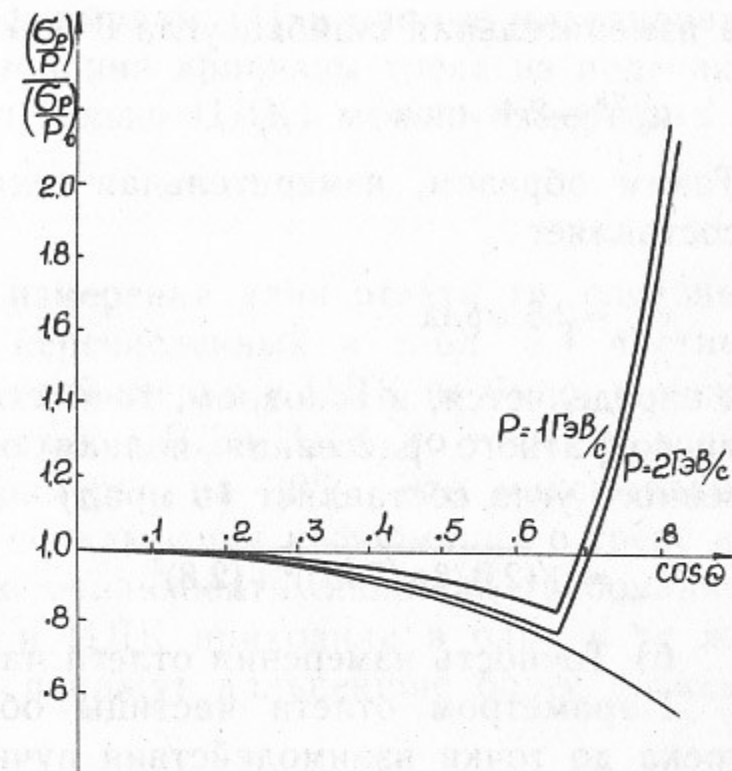


Рис. 6.5. Зависимость от угла θ импульсного разрешения $(\sigma_p/p)^{\text{изм}}$, нормированного на значение σ_p/p при $\theta = 90^\circ$, в координатной системе СКИФ.

6.3. Пространственное разрешение

а) Угловая точность.

Ошибки в измерении угла вылета частицы, обусловленные многократным рассеянием на различных частях координатной системы, приведены в табл. 6.3

Таблица 6.3

Элемент	Разрешение σ_θ или σ_φ , мрад
Вакуумная камера	$0.7/\beta p$ (ГэВ)
Входное окно ЦДК	$1.0/\beta p$
Распределенное вещество ВД + ЦДК	$0.7/\beta p$
Всего:	$1.4/\beta p$

Ошибки в пространственном угле, соответственно, в $\sqrt{2}$ раз больше.

Измерительная ошибка угла φ при использовании в $r\varphi$ плоскости только данных из ВД, но с фиксацией кривизны трека по полной системе составляет

$$\sigma_\varphi^{\text{ВД}} \approx 1.4 \text{ мрад},$$

а измерительная ошибка угла θ (по ЦДК)

$$\sigma_{\theta}^{\text{ЦДК}} \approx 2.4 \text{ мрад.}$$

Таким образом, измерительная ошибка в пространственном угле составляет

$$\sigma_{\text{угл}}^{\text{изм}} = 2.8 \text{ мрад}$$

и определяется, в основном, точностью измерения угла θ . С учетом многократного рассеяния полная ошибка измерения пространственного угла составляет (в мрад)

$$\sigma_{\text{угл}} = \sqrt{(2.0/\beta p (\text{ГэВ}))^2 + (2.8)^2}$$

б) Точность измерения отлета частицы.

Параметром отлета частицы обычно является расстояние от трека до точки взаимодействия пучков в $r\phi$ плоскости. Требуемая точность в измерении этой величины иллюстрируется таблицей 6.4, в которой приведены средние пробеги до распада для B и D мезонов, а также τ лептонов, полученные с учетом соответствующих энергетических спектров при $E=5$ ГэВ. Для полноты в эту таблицу включены также K -мезоны.

Таблица 6.4

Частица	K_s	τ	D^{\pm}	D^0	B
L , мкм	$4 \cdot 10^4$	400	400	200	30

Точность измерения параметра отлета d , обусловленная рассеянием в различных элементах координатной системы, приведена в табл. 6.5.

Таблица 6.5

Элемент	σ_d , мкм
Вакуумная камера	$21/\beta p$ (ГэВ)
Вершинный детектор	$9/\beta p$
Входное окно ЦДК	$130/\beta p$

Видно, что расположенное на довольно большом расстоянии от места встречи входное окно ЦДК сильно искажает d . Таким образом основная роль в измерении d возлагается на ВД.

Оценки по аналитическим формулам [4] и прямое моделирование показали, что при использовании кривизны трека из подгонки по полной системе камер (или только ЦДК) можно измерить d с точностью

$$\sigma_d \approx 130 \text{ мкм.}$$

Этого вполне достаточно для измерения длин отлета (и, следовательно, времен жизни) всех перечисленных в табл. 6.4 частиц, кроме B мезонов. Если бы входной стенки у ЦДК не было, и можно было бы использовать весь трек в ВД+ЦДК, то точность в измерении d улучшилась бы примерно на 30%. Это максимально возможное улучшение за счет подключения информации о треке из ЦДК. Какую часть его можно реализовать, наложив требование, чтобы сегменты трека из ВД и ЦДК приходили в одну и ту же точку на входном окне ЦДК, покажут дальнейшие более детальные расчеты.

Окончательно, в простейшем варианте обработки точность измерения параметра отлета составляет (в мкм)

$$\sigma_d = \sqrt{(130)^2 + (21/\beta p (\text{ГэВ}))^2}$$

7. СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ И ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Система измерения ионизационных потерь и времени пролета (dE/dx —TOF) предназначена для идентификации заряженных частиц. Цилиндрическая часть (рис. 1.1) состоит из 6 слоев сцинтилляционных счетчиков и охватывает область $39^\circ < \theta < 141^\circ$, что соответствует телесному углу $0.77 \cdot 4\pi$ стер. Среднее расстояние от пучка—63 см. Каждый слой состоит из 24 счетчиков, размером около $15 \times 150 \times 1$ см, изготовленных из сцинтилляционной пластмассы NE-110. Слои сдвинуты друг относительно друга на $1/6$ периода для уменьшения вероятности попадания двух частиц в один сектор во всех слоях. Каждый счетчик просматривается с двух торцов ФЭУ с помощью световодов из оргстекла, выведенных за пределы ярма магнита. Всего цилиндрическая система dE/dx —TOF содержит 144 счетчика с полной площадью около 40 м^2 и массой 410 кг. Полное число ФЭУ—288 шт.

В торцах детектора планируется установить систему dE/dx —TOF из двух слоев сцинтилляционных счетчиков, толщиной 1 см. В настоящее время рассматривается два варианта торцевой системы: со счетчиками в виде секторов и со счетчиками в

виде прямоугольных пластин. Полное количество сцинтилляционной пластмассы в торцевой системе составит 3.5 м^2 , масса 36 кг. Торцевые счетчики могут быть изготовлены из пластмассы, использовавшейся на детекторе ОЛЯ. Количество ФЭУ в торцевой системе зависит от выбора варианта и составит 48 или 96 шт. Телесный угол торцевой системы $0.21 \cdot 4\pi$.

В первую очередь детектора СКИФ войдет два слоя цилиндрической системы и один слой торцевой.

Оценки световых выходов счетчиков, которые предполагается использовать на СКИФе, подтверждаемые измерениями, проведенными на сцинтилляционных счетчиках детектора ОЛЯ, показали, что при прохождении релятивистской частицы через счетчик СКИФа среднее число фотоэлектронов на один ФЭУ будет равно примерно 100. Это позволяет получить ширину амплитудного распределения (FWHM) для релятивистской частицы не хуже 30%. На рис. 7.1 показаны значения наиболее вероятной потери энергии $\epsilon_{\text{вер}}$ (т. е. положения пика в распределении ионизационных потерь) в зависимости от импульса для пионов, каонов и протонов.

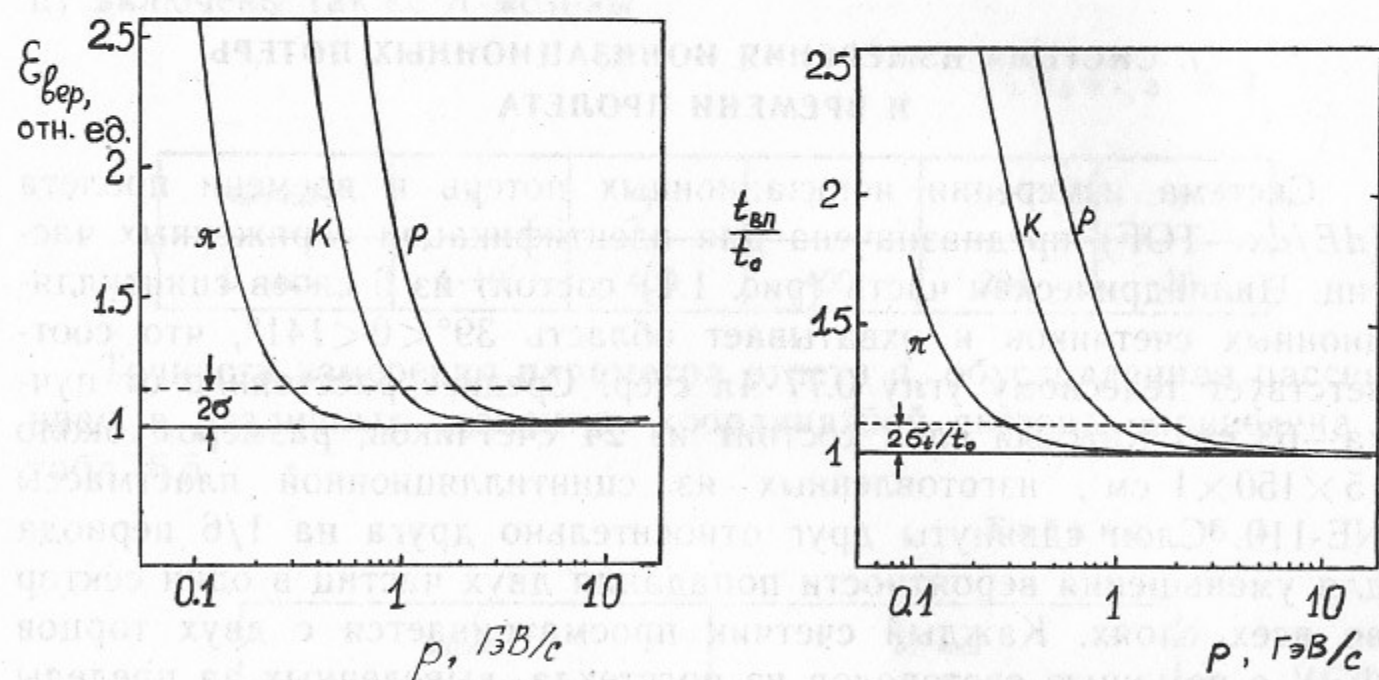


Рис. 7.1. Наиболее вероятные потери энергии $\epsilon_{\text{вер}}$, нормированные на значение $\epsilon_{\text{вер}}$ для минимально ионизирующих частиц в зависимости от импульса частиц.

Рис. 7.2. Время пролета частиц на базе $l=63 \text{ см}$, нормированное на $t_0=l/c=2.1 \text{ нс}$, в зависимости от импульса частицы.

Необходимо отметить, что в пластическом сцинтилляторе из-за большого эффекта плотности практически отсутствует релятивистский рост $\epsilon_{\text{вер}}$, что делает невозможным разделение частиц в области больших импульсов, однако область идентификации со стороны малых импульсов, где сосредоточена большая часть частиц, рождающихся при $2E \approx 10 \text{ ГэВ}$, существенно расширяется по сравнению с газовыми счетчиками. Проведенные расчеты показали, что точность определения $\epsilon_{\text{вер}}$ по 6 счетчикам при использовании функции правдоподобия составляет $\sigma_{\epsilon_{\text{вер}}} / \epsilon_{\text{вер}} \approx 7\%$, что обеспечивает разделение π и K на уровне 2σ до $p=1 \text{ ГэВ/с}$, а протонов от π и K — до $p \approx 2 \text{ ГэВ/с}$.

Метод идентификации заряженных частиц по ионизационным потерям в нескольких сцинтилляционных счетчиках широко использовался в экспериментах на детекторе ОЛЯ и была продемонстрирована его надежность и простота [1, 2]. Заметим, что так как энергия, потерянная частицей в системе dE/dx —TOF измеряется, наличие вещества ($\sim 7 \text{ г/см}^2$) перед калориметром не ухудшает его разрешения.

В детекторе СКИФ также предполагается измерение времени прохождения заряженной частицы через каждый слой сцинтилляционных счетчиков. На времяпролетных счетчиках детектора ОЛЯ размером $25 \times 75 \times 1 \text{ см}$ было получено временное разрешение $\approx 170 \text{ пс}$, что дает основания полагать, что разрешение сцинтилляционного счетчика СКИФа будет заведомо не хуже 300 пс. Временное разрешение для системы из 6 счетчиков при этом оказывается $\sigma_t^{(6)} \approx 120 \text{ пс}$. На рис. 7.2 показано время пролета π , K и p на базе 63 см в зависимости от импульса частицы. Как видно из рисунка, при $\sigma_t=120 \text{ пс}$ разделение π и K на уровне 2σ возможно до импульса 1 ГэВ/с. Хотя области разделения по ионизационным потерям и по времени пролета перекрываются, совместное применение обоих методов существенно повышает надежность идентификации частиц.

В распадах Υ -мезона в среднем рождается 8 заряженных частиц, из которых 1.5 имеют импульс выше 1 ГэВ/с. С учетом вероятности попадания двух частиц в один счетчик полная система dE/dx —TOF будет идентифицировать 6 частиц из 8. Первая очередь системы даст возможность идентифицировать, в среднем, 5.2 частицы.

8. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КАЛОРИМЕТР

Важной частью детектора является электромагнитный калориметр, предназначенный для измерения энергии γ -квантов в широкой области от 50 МэВ до 3 ГэВ. Другой задачей калориметра является разделение электронов и адронов по полному энергосодержанию и поперечному распределению выделенной энергии.

В качестве материала калориметра были выбраны сцинтилляционные кристаллы CsI, активированные таллием или натрием. Свойства CsI описаны во многих работах (см., например, [1, 2]). Основные характеристики CsI(Tl, Na) приведены в Табл. 8.1. Вопрос о выборе CsI(Tl) или CsI(Na) остается пока открытым, так как оба эти варианта имеют свои преимущества и недостатки.

Таблица 8.1.

	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI(Na)
ρ , г/см ³	3.7	4.5	4.5
X_0 , см	2.6	1.8	1.8
$\lambda_{\text{зд}}$, см	41.3	36.4	36.4
Относительный световыход (на фотокатоде с-8)	100%	40%	60—70%
λ_{max} , нм	410	550—580	410—420
Показатель преломления для λ_{max}	1.85	1.79	1.84
τ , нс	230	800—1100	500—700
Гигроскопичность	есть	нет	слабая

Предлагаемый калориметр (рис. 1.1) состоит из цилиндрической части (5) и двух торцевых частей (7). Полный телесный угол не менее $0.95 \cdot 4\pi$ стер.

Цилиндрическая часть перекрывает угол θ от 39° до 141° , охватывая телесный угол $0.77 \cdot 4\pi$ стер. Она сегментирована на 28 элементов по θ и на 84 элемента по ϕ . Всего 2350 монокристаллических блоков 14 типоразмеров. Каждый блок представляет собой усеченную пирамиду, высотой 300 мм (16.1 рад. длин), размеры малого и большого торцов— 50×50 мм и 70×70 мм. Масса каждого блока около 5 кг, а полный вес—11 т.

Все грани блока полируются. Сбор света осуществляется с

большого торца блока с помощью вакуумного фотоэлемента с рабочим диаметром фотокатода $d=50$ мм [3]. Для улучшения светосбора и светоизоляции соседних элементов калориметра каждый блок оборачивается алюминизированным лавсаном. Фотоэлементы должны быть установлены таким образом, чтобы плоскость фотокатода была перпендикулярна направлению магнитного поля. Поэтому между кристаллом и ФЭ предусмотрен переходной световод, изготовленный из оргстекла с напыленным на него отражающим покрытием.

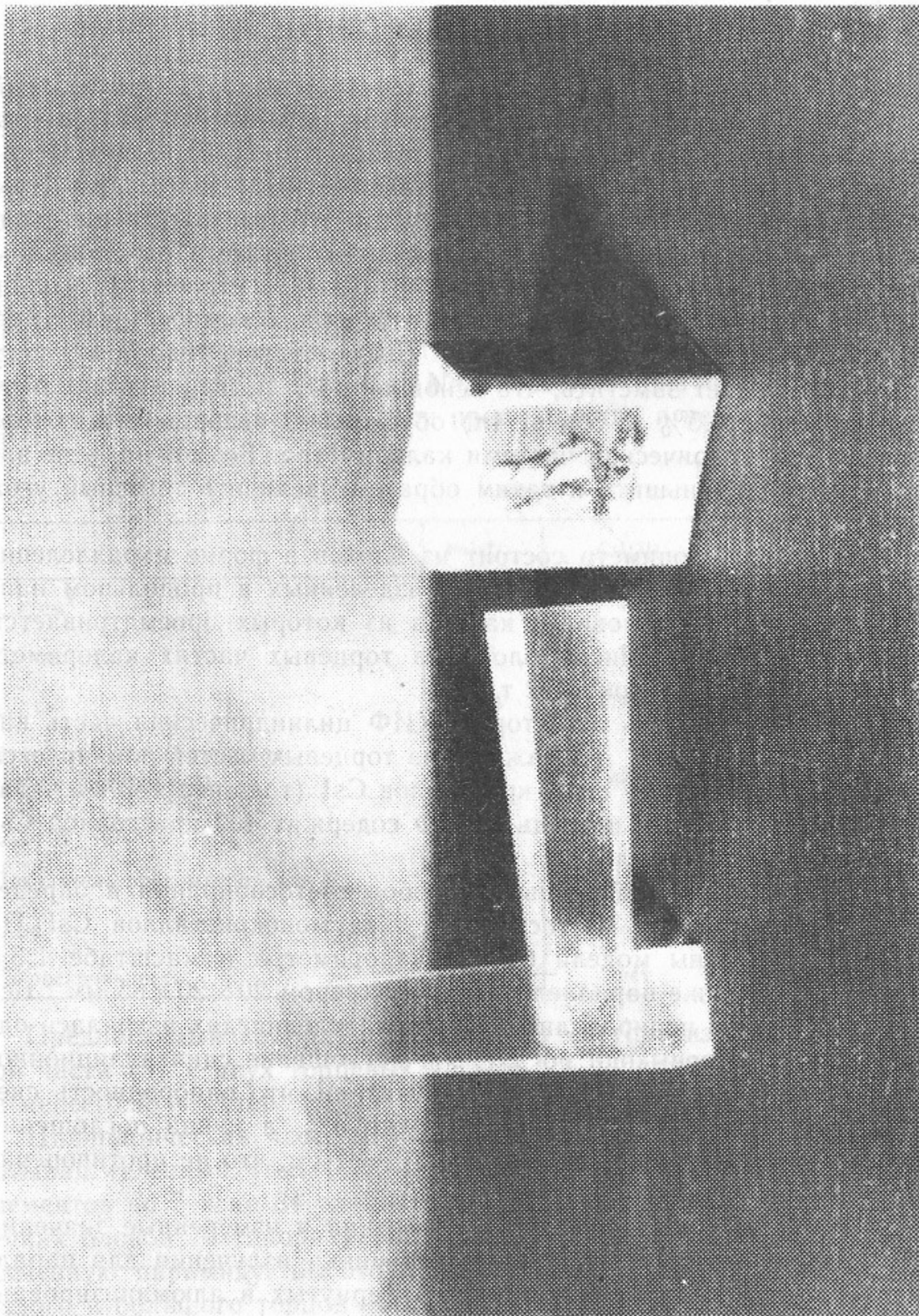
Торцевые части калориметра охватывают область углов θ от 6° до 36° и от 144° до 174° , что соответствует телесному углу $0.18 \cdot 4\pi$. Следует заметить, что основная доля потери телесного угла (примерно 4.5% из 5% от 4π) обусловлена зазором между торцевой и цилиндрической частями калориметра. Возможно, этот зазор удастся уменьшить и таким образом увеличить телесный угол калориметра.

Торцевой калориметр состоит из блоков в форме параллелепипеда, размером $60 \times 60 \times 300$ мм, разделенных в продольном направлении на две половины, каждая из которых просматривается своим ФЭ. Полное число блоков в торцевых частях калориметра—800, масса CsI—около 2 т.

В первую очередь детектора СКИФ цилиндрическая часть калориметра не входит, а в каждую из торцевых частей планируется установить по одному слою кристаллов CsI (толщина 150 мм). Таким образом, первая очередь СКИФ содержит 400 кристаллов CsI с общей массой—около 1 т.

Для сравнения различных способов светосбора и определения коэффициента светосбора $K_{\text{св}}$, из монокристаллов CsI(Tl) были изготовлены модели блоков калориметра в масштабе 1:3.5 (фото 1), а также параллелепипеды размером $20 \times 20 \times 85$ мм. Все грани образцов полировались. На параллелепипедах изучалась однородность световыхода по длине и поглощение сцинтилляционного света в кристалле. Измерения показали, что однородность световыхода кристалла по длине не хуже 5%, а длина поглощения собственного излучения не меньше 70—80 см, что не противоречит литературным данным $\lambda \sim 1$ м [4].

На рис. 8.1 показана схема измерения и измеренные значения $K_{\text{св}}$ в зависимости от положения источника излучения для параллелепипеда и усеченной пирамиды, обернутых в алюминизированный лавсан. На входное окно ФЭУ наносился вазелин. Увеличение коэффициента светосбора усеченной пирамиды при удалении ис-



точника от ФЭУ объясняется геометрическим фактором и разностью показателей преломления CsI ($n=1.8$) и вазелина ($n=1.5$). Для элементов калориметра длиной 30 см этот эффект должен в значительной мере компенсироваться поглощением света в кристалле.

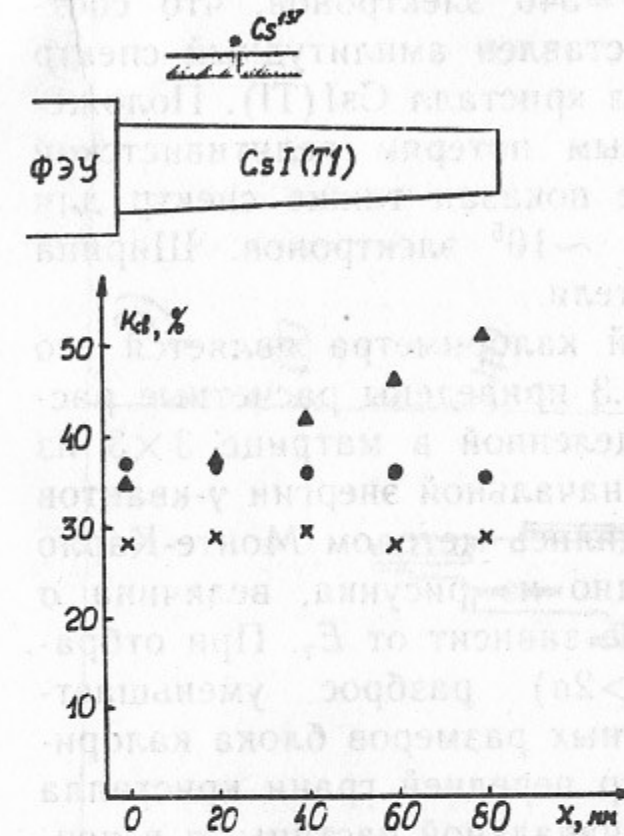


Рис.8.1. Схема и результаты измерений коэффициента светосбора: ●—прямоугольный параллелепипед обернутый в алюминизированный лавсан; ▲—усеченная пирамида обернутая в алюминизированный лавсан; ×—усеченная пирамида обернутая в алюминизированный лавсан, 3 см вблизи малого конца обернута в черную бумагу для коррекции коэффициента светосбора.

Для выравнивания светосбора на модели часть кристалла—около 3 см вблизи малого торца—была обернута черной бумагой. Это дало $K_{св} = 29\%$ при неоднородности $\pm 3\%$. Эти результаты также представлены на рис. 8.1.

Описанные измерения проводились на нескольких экземплярах образцов обоих типов, причем результаты для различных образцов одной формы хорошо согласуются между собой, что говорит о стабильности обработки поверхности кристаллов.

Были проведены также измерения с большим кристаллом размером $90 \times 90 \times 150$ мм, близким по размерам к блоку торцевого

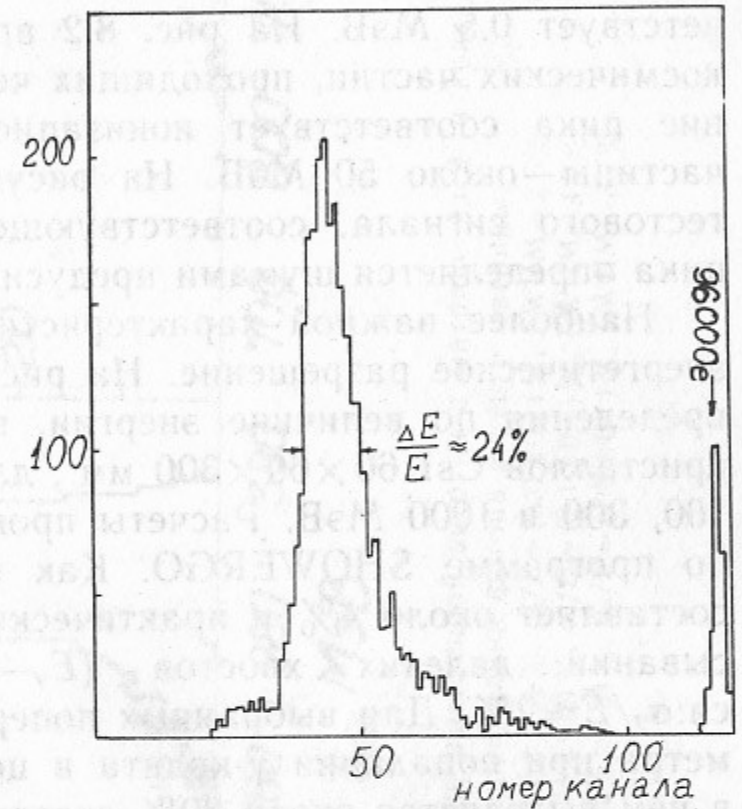


Рис.8.2. Спектр энерговыделения космических частиц в образце CsI(Tl) $90 \times 90 \times 150$ мм³. Максимум спектра соответствует энерговыделению 50 МэВ. Показан также пик от тестового сигнала, ширина которого определяется шумами предусилителя.

калориметра. В качестве фотоприемника использовался вакуумный фотоэлемент с диаметром рабочей области фотокатода 50 мм, из опытной партии, изготовленной по заказу группы С.И.Середнякова. Коэффициент светосбора для этого счетчика оказался равным 15% при неоднородности светосбора по длине кристалла $\pm 3\%$. Шумы предусилителя составляют $\sigma_{ш} = 340$ электронов, что соответствует 0.5 МэВ. На рис. 8.2 представлен амплитудный спектр космических частиц, проходящих через кристалл CsI(Tl). Положение пика соответствует ионизационным потерям релятивистской частицы—около 50 МэВ. На рисунке показан также спектр для тестового сигнала, соответствующего $\sim 10^5$ электронов. Ширина пика определяется шумами предусилителя.

Наиболее важной характеристикой калориметра является его энергетическое разрешение. На рис. 8.3 приведены расчетные распределения по величине энергии, выделенной в матрице 3×3 из кристаллов CsI $60 \times 60 \times 300$ мм, для начальной энергии γ -квантов 100, 300 и 1000 МэВ. Расчеты проводились методом Монте-Карло по программе SHOWERGO. Как видно из рисунка, величина σ составляет около 4% и практически не зависит от E_γ . При отбрасывании далеких хвостов ($E_\gamma - \bar{E} > 2\sigma$) разброс уменьшается: $\sigma_2/\bar{E} \approx 2\%$. Для выбранных поперечных размеров блока калориметра при попадании γ -кванта в центр передней грани кристалла в нем выделяется около 80% энергии начальной частицы, а в центральном и восьми смежных около 95% энергии.

В работе [5] изучалось энергетическое разрешение для набора из 54 блоков NaI(Tl), длиной $15.7 X_0$ (прототип детектора Crisall Ball). Было показано, что в широкой области энергии от 1 до 3000 МэВ разрешение такой системы описывается выражением:

$$\sigma/E_\gamma = \sigma_0 / \sqrt{E} \text{ (ГэВ)}$$

с $\sigma_0 = 1.5\%$. Следует заметить, что в экспериментах с детектором СВ, состоящим из 672 таких кристаллов, из-за неточностей в калибровках удалось достигнуть лишь $\sigma_0 = 2.5\%$ [5]. Дополнительный вклад в разрешение калориметра СКИФ дадут шумы предусилителей. При определении E_γ по сумме 9 кристаллов, вклад шумов составит $\sigma_{ш} \approx 0.5 \text{ МэВ} \cdot \sqrt{9} = 1.5 \text{ МэВ}$. Таким образом, в качестве оценки реального разрешения калориметра по-видимому следует принять:

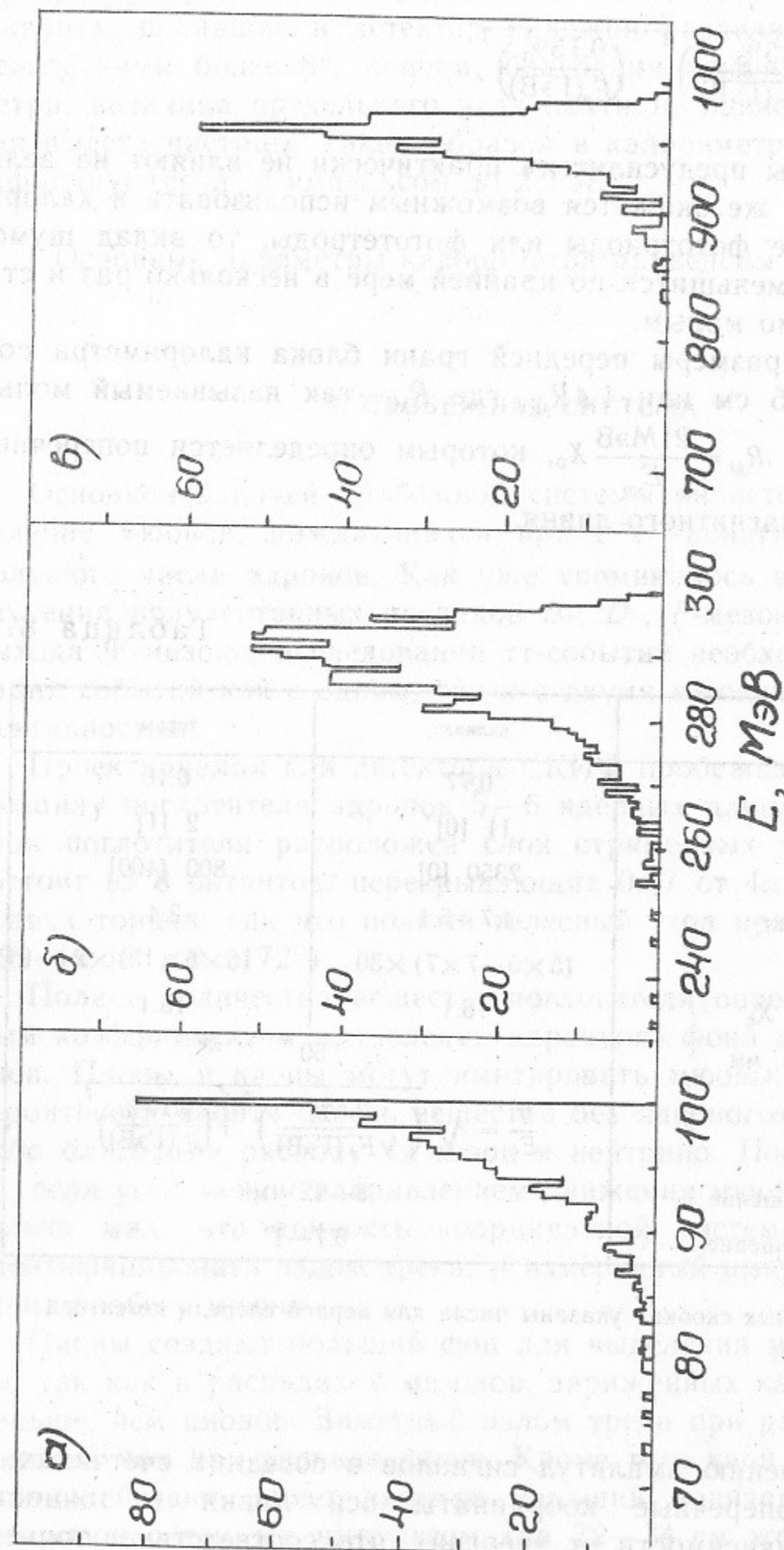


Рис.8.3. Расчет распределения по величине выделенной энергии в матрице из 9-ти кристаллов CsI $60 \times 60 \times 300$ мм при попадании фотона в центр матрицы:

- а) $E_\gamma = 100 \text{ МэВ}$, $\bar{E}/E_\gamma = (95.6 \pm 0.2)\%$, $\sigma/\bar{E} = (4.6 \pm 0.3)\%$, $\sigma_2/\bar{E} = (3.0 \pm 0.1)\%$, FWHM = 2.6%
 б) $E_\gamma = 300 \text{ МэВ}$, $\bar{E}/E_\gamma = (95.5 \pm 0.3)\%$, $\sigma/\bar{E} = (3.1 \pm 0.2)\%$, $\sigma_2/\bar{E} = (2.1 \pm 0.1)\%$, FWHM = 4.9%
 в) $E_\gamma = 1000 \text{ МэВ}$, $\bar{E}/E_\gamma = (95.2 \pm 0.1)\%$, $\sigma/\bar{E} = (2.6 \pm 0.2)\%$, $\sigma_2/\bar{E} = (1.8 \pm 0.1)\%$, FWHM = 3.7%

$$\frac{\sigma}{E_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{2.5\%}{\sqrt{E_\gamma(\text{ГэВ})}}\right)^2 + \left(\frac{0.15\%}{E_\gamma(\text{ГэВ})}\right)^2}$$

Видно, что шумы предусилителя практически не влияют на величину σ/E_γ . Если же окажется возможным использовать в калориметре вакуумные фототриоды или фототетроды, то вклад шумов предусилителя уменьшится по крайней мере в несколько раз и станет пренебрежимо малым.

Поперечные размеры передней грани блока калориметра составляют около 5 см или $1.4R_M$, где R_M — так называемый мольеровский радиус, $R_M = \frac{21\text{МэВ}}{E_{\text{кр}}} X_0$, которым определяется поперечный размер электромагнитного ливня.

Таблица 8.2

	цилиндр	торцы
$\Omega/4\pi$	0.77	0.18
Полный вес, т	11 [0]*	2 [1]
Число блоков	2350 [0]	800 [400]
Масса блока, кг	4.7—5.1	2.4
Размеры, см	$(5 \times 5 - 7 \times 7) \times 30$	$(6 \times 6 \times 15) \times 2$
Полная длина X_0	16.1	16.1
\varnothing фотокатода, мм	50	
Энергетическое разрешение %	$\frac{\sigma}{E_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{2.5\%}{\sqrt{E_\gamma(\text{ГэВ})}}\right)^2 + \left(\frac{0.15\%}{E_\gamma(\text{ГэВ})}\right)^2}$	
Простр. разрешение	8—12 мм	
Угловое разрешение	0.7—1°	

* В квадратных скобках указаны числа для первой очереди детектора.

По соотношению амплитуд сигналов в соседних счетчиках определяются поперечные координаты оси ливня с точностью 8—12 мм (в зависимости от энергии), что соответствует точности

определения угла вылета γ -кванта из места встречи $0.7-1^\circ$. Два γ -кванта, попавшие в детектор надежно разделяются, если угол между ними более 8° , причем, благодаря конфигурации калориметра, величина предельного угла почти не зависит от направления вылета частицы. Таким образом в калориметре надежно идентифицируются π^0 с импульсом до 2 ГэВ.

Основные параметры калориметра приведены в Табл. 8.2.

9. ПРОБЕЖНАЯ СИСТЕМА

Основной задачей пробежной системы является надежное выделение мюонов, рождающихся при e^+e^- -аннигиляции, на фоне большого числа адронов. Как уже упоминалось в разделе 2, для изучения полупертоновых распадов B -, D -, F -мезонов, определения выхода Ψ -мезона, исследования $\tau\tau$ -событий необходима идентификация событий как с одним, так и с двумя мюонами с высокой эффективностью.

Проектируемая для детектора СКИФ пробежная система имеет толщину поглотителя адронов 5—6 ядерных длин. После каждого слоя поглотителя расположен слой стримерных трубок. Система состоит из 8 октантов, перекрывающих 0.67 от 4π ($48^\circ < \theta < 132^\circ$), и двух торцов, так что полный телесный угол пробежной системы $0.99 \cdot 4\pi$ ($8^\circ < \theta < 172^\circ$).

Полное количество вещества-поглотителя определяется желаемым коэффициентом подавления адронного фона для жестких мюонов. Пионы и каоны могут имитировать мюоны либо благодаря вероятности пройти сквозь вещество без ядерного взаимодействия, либо благодаря распаду на мюон и нейтрино. Последнее возможно, если угол между направлением движения мюона и адрона настолько мал, что точность координатной системы не позволяет идентифицировать излом трека, и измеренный импульс не противоречит пробегу мюона.

Пионы создают больший фон для выделения мюонов, чем каоны, так как в распадах Υ -мезонов, заряженных каонов в пять раз меньше, чем пионов. Заметный излом трека при распаде каона вероятней, чем при распаде пиона. Кроме того каон, прошедший без взаимодействия, имеет заметно меньший ионизационный пробег, чем мюон с тем же импульсом (на 32—34 см железа). Поэтому,

если железо разделено на слои толщиной менее, чем 25 см (с учетом возможных углов падения), то каон не может имитировать мюон за счет пробега без взаимодействия. Гораздо труднее сделать пробегную систему настолько структурированной, чтобы отличать по ионизационному пробегу пионы и мюоны с равным начальным импульсом.

Вероятность имитации мюона за счет распада пиона определяется длиной пролета в веществе малой плотности, то есть радиусом координатной системы (который на СКИФе относительно мал—57 см), и точностью прослеживания трека для поиска излома. Согласно предварительной оценке эта вероятность составляет 0.1—0.3%. В ближайшее время эта величина будет уточнена.

Вероятность пройти вещество без взаимодействия для пиона уменьшается с увеличением полной толщины поглотителя. Однако, ввиду изложенного выше, бессмысленно уменьшать эту вероятность до значений заметно меньших 0.2%. Отсюда возникает ограничение на полную толщину поглотителя. Мы остановились на варианте, в котором суммарная толщина поглотителей составляет $\sim 750 \text{ г/см}^2$ для частиц, падающих на поглотитель под средним углом 30° к нормали.

Из-за ионизационных потерь весь поглотитель пролетят лишь мюоны, с энергией больше пороговой ($E_{\text{пор}} = 1.2 \text{ ГэВ}$). Нам же необходимо стремиться к выделению мюонов при всех энергиях. Поэтому для подавления фона адронов при энергиях ниже $E_{\text{пор}}$ желательно иметь промежуточные чувствительные слои. Наличие хотя бы нескольких слоев дает также возможность оценивать энергию частиц и разделять их по пробегу.

Есть еще несколько причин, по которым нужно иметь не слишком толстые слои железа, особенно вначале. К ним можно отнести желание получать информацию о нейтральных адронах (K_L и нейтронах) и желание как можно точнее знать угол влета частицы для определения ее пробега и привязки трека к информации из координатной части. Хорошая структурированность во всем объеме мюонной системы нужна также для оценок импульса частиц, возникающих при распадах уже после координатной части детектора, и определению их знака по развороту в намагниченном железе поглотителя.

Первым слоем поглотителя является электромагнитный калориметр, вторым—обмотка магнита (в сумме—1.8 ядерной длины). Затем следуют слои железа, которые являются ярмом магнита. Опыт работы на детекторе ОЛЯ показал, что для надежной иден-

тификации событий необходимо иметь как можно более подробную информацию о пробеге частиц. С другой стороны желательно, чтобы число каналов электроники пробегной системы не превышало 2—3 тысяч. В результате был выбран вариант деления октантов на 4 слоя с толщинами 6, 10, 14, 22 см (рис. 1.1). В торцах установлены 2 слоя поглотителя, так как трудно совместить большее число слоев с выводом сквозь железо световодов от сцинтилляционных счетчиков. На рис.9.1 изображены пробеги различных частиц в октанте.

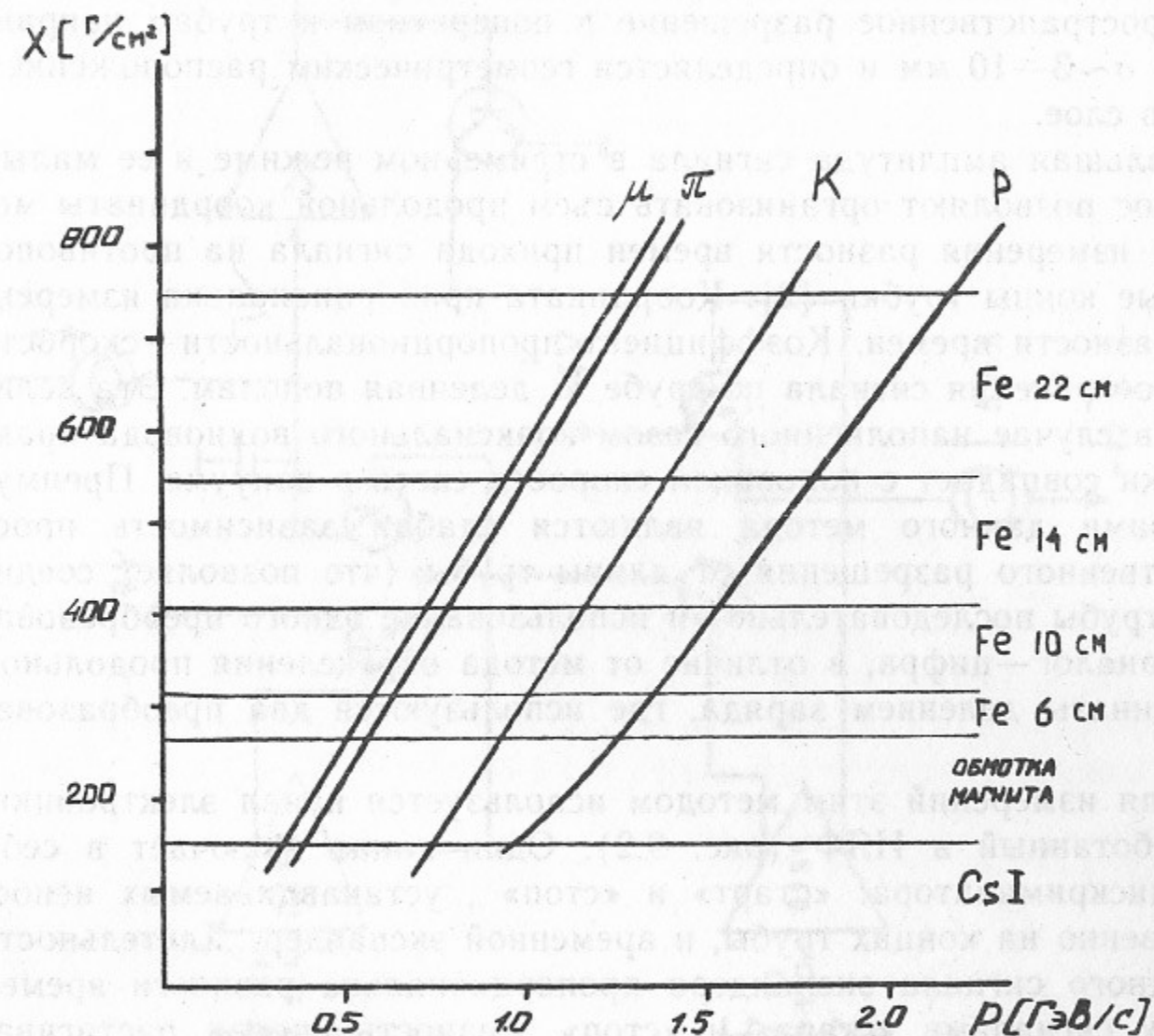


Рис.9.1. Пробеги частиц, падающих на поглотитель цилиндрической части детектора под углом 30° к нормали.

За первыми тремя слоями в октантах расположены стримерные трубки диаметром 20 мм (2000 штук). Остальные стримерные трубки имеют диаметр 40 мм (3000 штук). Все трубы изготовлены из нержавеющей стали. Длина труб 2—5 метров, толщина стенки 0.2—0.8 мм. Анодная проволока—бериллиевая бронза диаметром 0.1 мм. Натяжение анодной проволоки—500 г. С концов трубы

закрываются пробками из оргстекла или другого изолятора, по оси которых закреплены тонкостенные медные трубочки с диаметром отверстия 130—350 мкм для фиксации в них проволоочки. Продувка производится через специальные отверстия в пробках.

Было опробовано пять видов газовой смеси для работы в режиме самогасящегося стримера [1]. Величина сигнала не зависит от первичной ионизации и составляет 40—160 мВ/50 Ом. Окончательный выбор смеси будет сделан после дополнительных долговременных испытаний на большом числе труб.

Пространственное разрешение в поперечном к трубам направлении $\sigma \sim 3-10$ мм и определяется геометрическим расположением труб в слое.

Большая амплитуда сигнала в стримерном режиме и ее малый разброс позволяют организовать съем продольной координаты методом измерения разности времен прихода сигнала на противоположные концы трубки [2]. Координата пропорциональна измеренной разности времен. Коэффициент пропорциональности — скорость распространения сигнала по трубе V , деленная пополам. Эта величина в случае наполненного газом коаксиального волновода практически совпадает с половиной скорости света в вакууме. Преимуществами данного метода являются слабая зависимость пространственного разрешения от длины трубы (что позволяет соединять трубы последовательно) и использование одного преобразователя аналог—цифра, в отличие от метода определения продольной координаты делением заряда, где используются два преобразователя.

Для измерений этим методом используется канал электроники, разработанный в ИЯФ (рис. 9.2). Один канал включает в себя два дискриминатора: «старт» и «стоп», устанавливаемых непосредственно на концах трубы, и временной экспандер. Длительность выходного сигнала экспандера пропорциональна разности времен между сигналами «старт» и «стоп». Разность времен растягивалась в 80 раз и оцифровывалась стандартным ВЦП. При этом цена канала составляла 4.7 пс. Временное разрешение электроники 17 пс. Интегральная нелинейность экспандера меньше 1.5%. Временная нестабильность (сигма) меньше 2 кан/сутки.

Измерения продольной координаты проводились на газовой смеси 20% Ag + 80% CO₂ + эт.спирт с помощью коллимированного источника ⁵⁵Fe. Рабочее напряжение составляло 5600 В. Источник поочередно устанавливался на одном из 12 специально сделанных лавсановых окошек, расположенных по всей длине трубы.

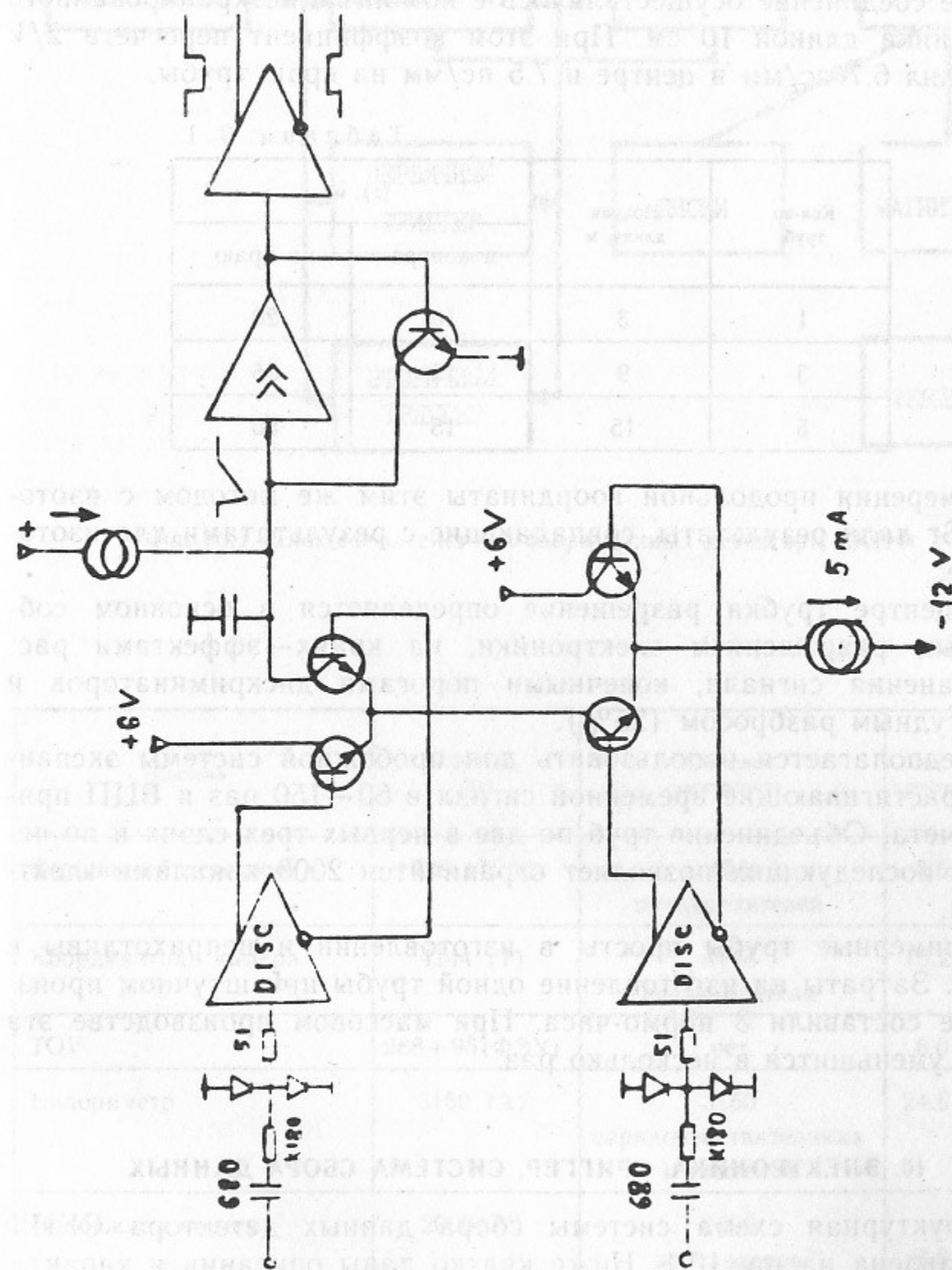


Рис. 9.2. Блок-схема канала электроники, предназначенного для измерения продольной координаты по разности времен прихода сигналов на концы стримерной трубки.

В Таблице 9.1 приведено продольное разрешение, полученное при последовательном соединении трехметровых труб. Последовательное соединение осуществлялось с помощью незранированного проводника длиной 10 см. При этом коэффициент пересчета $2/V$ составлял 6.7 пс/мм в центре и 7.5 пс/мм на краю трубы.

Таблица 9.1

Кол-во труб	Полная длина, м	(z), мм	
		в центре	на краю
1	3	10	20
3	9	13	35
5	15	15	50

Измерения продольной координаты этим же методом с изотопом ^{90}Sr дали результаты, совпадающие с результатами для изотопа ^{55}Fe .

В центре трубки разрешение определяется в основном собственным разрешением электроники, на краях—эффектами распространения сигнала, конечными порогами дискриминаторов и амплитудным разбросом (25%).

Предполагается использовать для пробежной системы экспандеры, растягивающие временной сигнал в 60—150 раз и ВЦП прямого счета. Объединение труб по две в первых трех слоях и по четыре в последующих позволяет ограничиться 2000 каналами электроники.

Стимерные трубы просты в изготовлении и неприхотливы в работе. Затраты на изготовление одной трубы при штучном производстве составили 3 нормо-часа. При массовом производстве эта цифра уменьшится в несколько раз.

10. ЭЛЕКТРОНИКА, ТРИГГЕР, СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ

Структурная схема системы сбора данных детектора СКИФ представлена на рис.10.1. Ниже кратко даны описания и характеристики всех элементов системы сбора данных.

В таблице 10.1 перечислены регистрирующие системы детектора, количество каналов в каждой системе, требуемая камерная электроника, количество спецкрейтов. В последнем столбце приведена требуемая электроника для запуска первой очереди детектора.

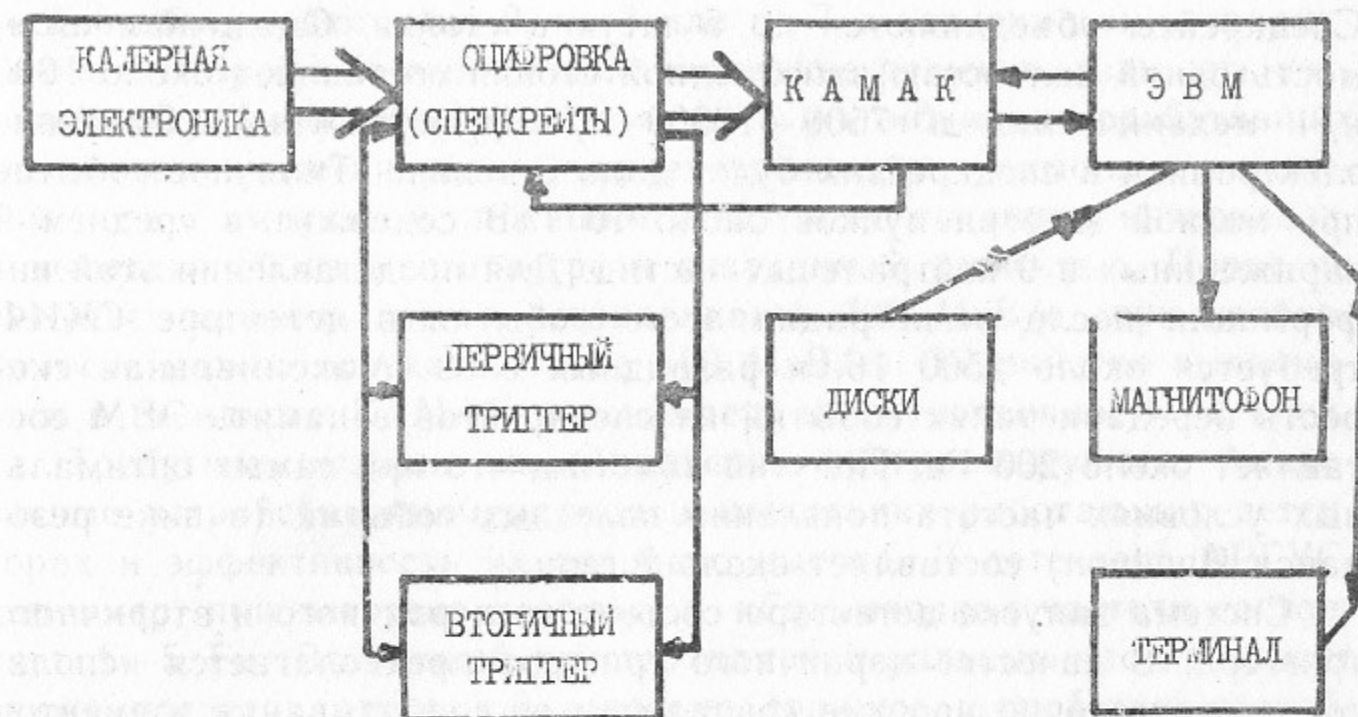


Рис.10.1. Блок-схема системы сбора данных детектора СКИФ.

Таблица 10.1

Система	Каналы (тип)	Камерная электроника	Спец. крейты	1-я очередь
Вершинный детектор	228 (Т2А)	456 предусилителей	3.6	3.6
Координатная камера	4144 (Т)	4144 предусилителя	16.2	16.2
ТОФ	288 + 96 (ФЭУ)	нет	6.0	3.0
Калориметр	3150 (А)	3150 зарядочувствительных усилителей	24.6	3.0
Пробежная система	2000 (Т')	2000 экспандеров	7.8	4.0
Всего спецкрейтов:			58	30

Спецрейты объединяются по 5 штук в стойки. Оценочная стоимость одной полностью заполненной стойки составляет около 1000 н/ч механических и 7500—10000 н/ч р/монтажных. Описание электроники в спецрейтах будет дано отдельно. Типичное событие при полной энергии пучков около 10 ГэВ содержит в среднем 9 заряженных и 9 нейтральных частиц. Для представления этой информации после регистрации этого события в детекторе СКИФ требуется около 1500 16-ти разрядных слов. Максимальная скорость передачи таких событий из спецрейтов в память ЭВМ составляет около 200 Гц. Попутно заметим, что при самых оптимальных условиях частота появления полезных событий (в пике резонанса Ипсилон) составляет около 2 герц.

Система запуска детектора состоит из первичного и вторичного триггера. В качестве первичного триггера предполагается использовать достаточно простые совпадения от срабатывания элементов детектора (например, совпадения двух стоящих друг за другом счетчиков TOF, срабатывание одного или группы кристаллов CsI с амплитудой, выше некоторой). По сигналу первичного триггера в спецрейтах начинается (для некоторых каналов заканчивается) оцифровка аналоговой информации и начинает работать вторичный триггер. Вторичный триггер представляет собой некоторое, достаточно интеллектуальное устройство, которое за время около 5 мкс должно выдать разрешение на продолжение оцифровки и запись событий в ЭВМ. При этом событие должно удовлетворять следующим условиям:

1. В координатной части детектора есть по крайней мере один трек заряженной частицы в заданном интервале импульсов и с заданной точностью вылетающий из места встречи пучков.
2. То же, что и п.1, но число частиц ≥ 2 , 3...
3. В калориметре зарегистрирована по крайней мере одна нейтральная частица с энергией, выше заданной.
4. То же, что и п.3, но число нейтральных частиц ≥ 2 , 3,...
5. Есть один или больше треков в пробежной системе.
6. Любые комбинации предыдущих пунктов.

Заданное время решения вторичного триггера 5 мкс требует, чтобы частота срабатывания первичного триггера не превышала 4 кГц при 2% просчетах.

Для решения задач п.п.1—2 предполагается использовать устройство, называемое «определитель треков». На вход этого устройства подаются сигналы от сработавших ячеек дрейфовой камеры. Предполагается использовать 5 слоев из 11. В каждом слое

ячейки объединяются по 2, по 3 или по 4 в зависимости от радиуса слоя. Устройство выдает положительное решение, если есть сигналы по крайней мере в 3-х слоях из 5 и комбинация сработавших ячеек геометрически удовлетворяет траектории частицы в магнитном поле с импульсом, лежащим в одном из заданных интервалов, и вылетающей из места встречи с заданной точностью. Порог по импульсу предполагается устанавливать 300 МэВ/с (при необходимости можно опускать его до 100 МэВ/с). Устройство выполняется в стандарте КАМАК и занимает, ориентировочно, 1—2 крейта. Требуемые условия на совпадения программируются. Аналогичные устройства применяются в нескольких работающих детекторах и эффективность их довольно высока. В детекторе АРГУС, например, при загрузке на входе 1 кГц выходная частота составляет 1—5 Гц. Вторичный триггер для нейтральных частиц может также представлять собой довольно сложное устройство, способное определять по группам сработавших кристаллов число и положение в пространстве зарегистрированных фотонов. Однако может оказаться, что довольно простые условия на полную выделенную энергию в заданной части калориметра в сочетании с положительным решением «определителя треков» понизят частоту запуска до приемлемой величины в несколько герц. Чисто нейтральный запуск должен иметь весьма высокий порог, поэтому частота таких запусков должна быть низкой.

Так как детектор имеет хорошую пробежную систему, предполагается использовать во вторичном триггере информацию о мюонных треках, прошедших 3—4 слоя пробежной системы из 6-ти.

ЭВМ, работающая «on-line» с детектором, должна решать следующие задачи:

1. Настройка оборудования
2. Выбор режима работы, управление
3. Контроль за работой отдельных узлов
4. Контроль на основе обработки физической информации
5. Визуализация информации
6. Ведение дневника эксперимента
7. Прием данных
8. Предварительная обработка, упаковка данных
9. Полная обработка отдельных (всех) событий
10. Запись на магнитную ленту
11. Обеспечение возможности развития программного обеспечения

Из этого списка можно выделить две группы задач: управление и контроль п.п. 1—6 и работа с информацией п.п. 7—10. Исходя из

сложности детектора и, что более важно, из сложности обрабатываемых событий, в качестве основной ЭВМ была выбрана «Электроника-79». Эта машина обеспечена достаточным набором внешних устройств (диски, магнитофоны, дисплеи) и памятью в 4 Мбт. Очень важно, что для этой машины есть стандартное матобеспечение. Есть основания надеяться, в частности, на освоение на «Электронике-79» стандартного матобеспечения ЦЕРН с помощью группы детектора СФИНКС из ИФВЭ (п. Протвино).

Если ЭВМ занята только приемом данных и записью их на магнитофон, то с магнитофоном ЕС-5002 можно достичь скорости записи 50 Гц. При этом магнитофон располагается в пультовой. Однако для оперативного контроля за получаемой информацией необходима как можно более полная обработка по крайней мере некоторых событий. Идеальной можно считать ситуацию, когда в реальном времени обрабатываются (по измеренным координатам и амплитудам восстанавливаются импульсы, углы, энергии и пр.) все события. Для реализации этого требуется более мощный вычислитель, чем «Электроника-79». В качестве такого вычислителя предполагается использовать разработанный в ИЯФ процессор АП-20 [1]. При этом «Электроника-79» служит для подготовки программ и данных для АП.

Для оценки возможностей различных ЭВМ использовались данные о времени обработки событий с КМД (2 трека в магнитном поле по 18 точкам) и 2-гамма событий с детектора НД. Требуемое для обработки время в секундах приведено в таблице 10.2.

Таблица 10.2

Время (в секундах) на одно событие КМД и НД на разных ЭВМ

	Э-60.1	Э-100/25	Э-79(82)	ЕС-1061	АП
КМД	10	7	0.625	0.125	0.04
НД				0.05	

При этом программы КМД полностью написаны на ФОРТРАНЕ, а программы НД частично написаны на АССЕМБЛЕРЕ.

Из анализа этих данных видно, что применение процессора АП позволит:

- при частоте срабатывания вторичного триггера около 1 Гц полностью обрабатывать ВСЕ события с детектора СКИФ;
- при частоте около 5 Гц полностью обрабатывать отдельные события;

— при частоте около 20 Гц АП применяется как третичный триггер, понижающий частоту записи на МЛ до 1—2 Гц.

Если данные в АП идут, минуя «Э-79», то можно использовать АП как третичный триггер до частоты 40 Гц.

11. ОЦЕНКИ ТРУДОЕМКОСТИ И СРОКОВ

Трудоёмкость детектора без электроники составляет по оценкам около 180 тысяч механических нормо-часов. В эту цифру не включена стоимость магнитной системы экспериментального промежутка (см. п.3) и СРРЭ. Первая очередь детектора будет стоить 100 тыс. нормо-часов, из которых около половины составляет стоимость магнита вместе с ярмом.

Трудозатраты на производство электроники, согласно оценкам, приводившимся в п.10, составляют ≈ 12 тыс. механических и 100 тыс. радиомонтажных нормо-часов. Для пуска первой очереди необходимо около половины этого количества нормо-часов.

Планы производства CsI в настоящий момент выглядят следующим образом. В 1985 г. будет произведено около 400 кг кристаллов, в 1986 г. — 2—3 тонны. В дальнейшем планируется довести годовое производство CsI до 5 тонн и закончить изготовление 14 тонн кристаллов, необходимых для СКИФ, к середине 1989 г.

Первая очередь детектора (см. п.1) должна быть готова к середине 1988 года, а весь детектор — в 1990 году. Более детальный план-график строительства детектора будет выработан осенью 1985 г. после решения вопроса об экспериментальном промежутке для СКИФ и увязки планов создания детектора со всей программой института по физике высоких энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание детектора СКИФ, принадлежащего к новому поколению детекторов для встречных e^+e^- пучков, расширяет возможности нашего института в изучении исключительно богатой физики в области энергий $2E \approx 10$ ГэВ. С учетом дальнейших улучшений (одна из таких возможностей описана в приложении), детектор будет оставаться на высоком мировом уровне в течение по крайней мере десяти лет. Опыт его создания и эксплуатации будет чрезвычайно ценным для будущих экспериментов на ВЛЭПП.

В заключение, авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А.Р. Житницкому, А.П. Онучину, Г.А. Савинову, В.Л. Черняку и Э.В. Шуряку за плодотворные обсуждения и В.И. Тельнову за помощь в некоторых расчетах по двухфотонной физике.

Послесловие

Пока препринт готовился к печати, была достигнута договоренность, что к работе над созданием детектора с аксиальным магнитным полем для ВЭПП-4 подключается большая группа физиков детектора МД-1. В связи со значительным расширением коллаборации признано целесообразным в короткий срок подготовить новый проект детектора, используя вышеизложенный проект СКИФ как основу.

ЛИТЕРАТУРА

К разделу 6

1. K. Derrikum, H. Muller. Construction and Tests of a Cylindrical Drift Chamber for PLUTO, Interner Bericht, DESY, PLUTO 85-01, April 85.
2. D. Rust, Proc. of the III Inter. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, p.22, Novosibirsk, 1984.
3. V.M. Aulchenko et al. Preprint INP 84-166, Novosibirsk, 1984.
4. R.L. Gluckstern, NIM 24 (1963) 381.

К разделу 7

1. И.Б. Вассерман и др. ЯФ 30 (1979) 999.
2. P.M. Ivanov et al. Phys.Lett. 107B (1981) 297.

К разделу 8

1. Ю.А. Цирлин и др. Сцинтилляционные блоки детектирования. М.: Атомиздат, 1979.
2. M.R. Farukhi. IEEE Trans. on Nucl.Sci. NS-29 (1982) 1327.
3. И.Ю. Редько и др. Направлено в ПТЭ.
4. Н.М. Науменко. Некоторые оптические и сцинтилляционные характеристики кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) и детекторов на их основе. Автореферат. Харьков, 1984.
5. M.J. Oreglia. A study of the reactions $\Psi' \rightarrow \gamma\gamma\Psi$. Preprint SLAC-236, 1980.
6. E. Lorenz. Some possible improvements in scintillation calorimeters. Preprint MPI-PAE /Exp.El.147, March 1985.

К разделу 9

1. В.М. Аульченко и др. Препринт ИЯФ 85-122, Новосибирск, 1985.
2. S.F. Biagi et al. DELPHI 84-9 TRACK-1.CERN (1984).

К разделу 10

1. Г.А. Аксенов и др. Труды III Межд. конф. по методике экспериментов на встречных пучках, с. 173, Новосибирск, 1984.

Приложение

КАЛОРИМЕТР НА ОСНОВЕ ЖИДКОГО КСЕНОНА В ДЕТЕКТОРЕ СКИФ

Детекторы излучений на основе сжиженных благородных газов используются в ядерной физике около 40 лет [1]. В физике высоких энергий в последние 10—15 лет они получили широкое распространение, в основном, в калориметрах установок на встречных пучках, так как позволяют создать достаточно компактные приборы, покрывающие полный телесный угол [2]. До сих пор по соображениям стоимости в этих детекторах в качестве рабочей среды использовался жидкий аргон. Однако, его радиационная длина велика (≈ 14 см) и для создания компактного детектора необходимо использовать толстые электроды—конверторы из материалов с малой радиационной длиной (Рв, U). Наличие большого количества пассивного вещества в калориметре резко ухудшает его энергетическое разрешение, делая его в несколько раз хуже, чем у однородных калориметров на основе кристаллов NaI, CsI и BGO.

Этот недостаток калориметров на жидком аргоне можно исключить, используя вместо него жидкий ксенон, радиационная длина которого примерно такая же, как у NaI. Дополнительным аргументом в пользу использования жидкого ксенона в устройствах большого объема является то обстоятельство, что за последние годы цена на промышленный ксенон высокой чистоты (=1 ppm по кислороду), которая определяется его потреблением, непрерывно понижается. В настоящее время (1985 г.) цена за 1 кг жидкого ксенона примерно в 2—3 раза ниже цены на кристаллы NaI и CsI.

Применение жидкого ксенона в электромагнитном калориметре детектора СКИФ, кроме определения энергий электронов и фотонов с такой же точностью, как в калориметре на основе кристаллов CsI, открывает ряд новых возможностей в детектировании и идентификации рождающихся в соударении частиц и, тем самым, позволяет значительно повысить качество детектора в целом. Такой калориметр легко выполнить в нужной степени сегментированным в направлении развития электромагнитного ливня, что важно

для сепарации электронов от других частиц. Наличие слоистой структуры также позволит по измерению ионизационных потерь энергии частиц разделять их по сортам. Как показывают расчеты, при разбиении калориметра по глубине на 45 слоев для частиц, пролетающих его без взаимодействия, можно рассчитывать на получение точности в определении вероятных потерь около 2%. Это в свою очередь позволит разделять пионы, каоны и протоны во всем диапазоне энергий, доступных ВЭПП-4. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 1 приведена кривая разделения π и K мезонов в зависимости от импульса. Видно, что вплоть до $p=10$

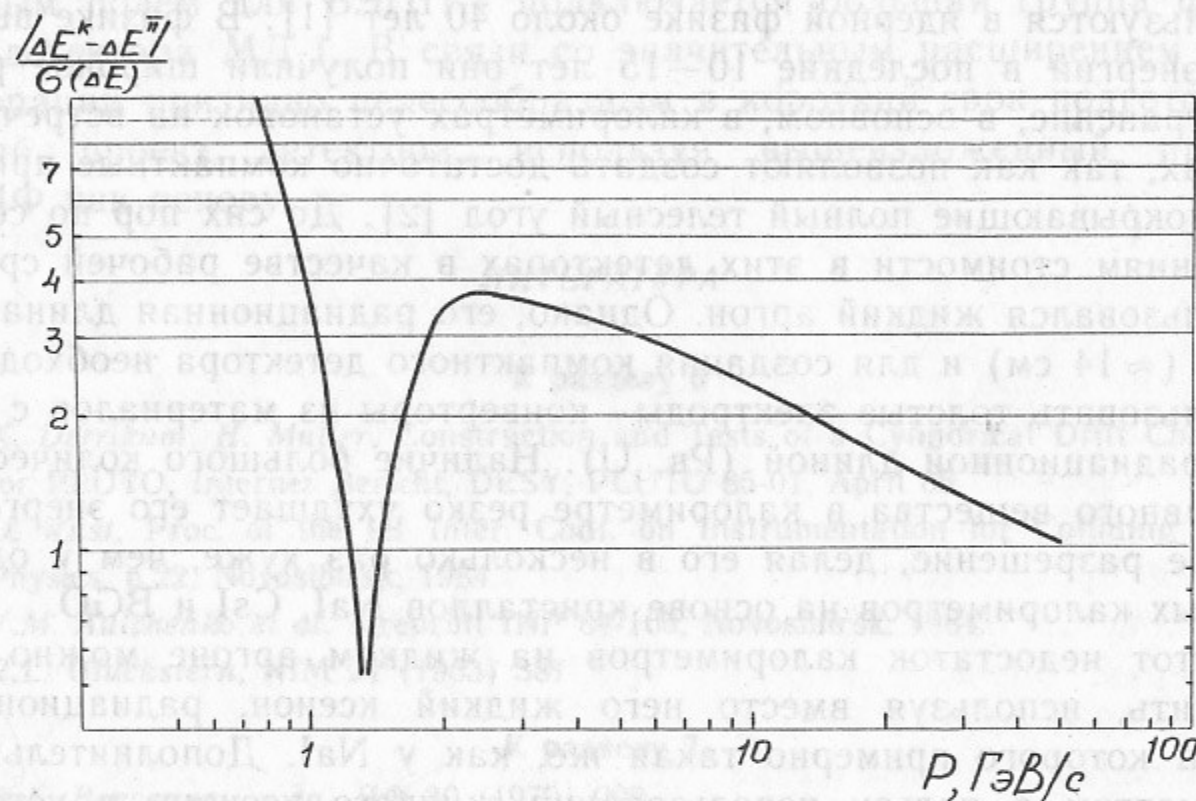


Рис. 1. Разница в наиболее вероятном энерговыделении для π и K мезонов, нормированная на среднеквадратичную точность измерения каждой из этих величин, в зависимости от импульса частиц.

ГэВ/с разделение везде лучше, чем на 2σ , кроме интервала от 1.1 до 1.6 ГэВ/с. В последнем интервале можно использовать не среднее dE/dx , а его градиент по глубине калориметра, что обеспечит разделение по крайней мере на уровне $\approx 1\sigma$. При импульсах адронов менее 1 ГэВ/с для разделения можно использовать более простой и эффективный метод — разделение по пробегу в жидком ксеноне. При толщине калориметра 45 см (16 рад. длин) в нем останавливаются пионы с импульсом до 0.3 ГэВ/с, каоны — до 0.6 ГэВ/с и протоны с импульсом до 0.9 ГэВ/с.

Заманчиво использовать и сцинтилляционные свойства жидкого ксенона. В этом случае первые слои калориметра можно использовать в спектрометре разделения частиц по времени пролета. Малое время высвечивания жидкого ксенона (≈ 10 нс) и большой световой выход ($\sim 4 \cdot 10^4$ фотонов/МэВ) позволит получить временное разрешение такого спектрометра не хуже, чем у сцинтилляционного.

В настоящее время начато сооружение установки для методических измерений сцинтилляционных характеристик жидкого ксенона, изучения оптимальных условий для получения максимального световыхода, определения длины поглощения собственного излучения в жидкости при различных способах ее очистки. Планируются работы и по изучению сбора электрического заряда от ионизации в жидком ксеноне. С этой целью из ФИАН в ИЯФ перевезена установка [3] по очистке ксенона от электроотрицательных примесей методом распыления титана в искровом разряде.

Электромагнитный калориметр детектора СКИФ с использованием жидкого ксенона заполнит без пустот пространство вокруг дрейфовой камеры, заменив и калориметр на основе CsI, и систему идентификации частиц на основе сцинтилляционных счетчиков. Конструктивно калориметр будет выполнен в виде двух полуцилиндров в центральной части и двух дисков в торцах. Внутри объемов с жидким ксенонем будет помещена система электродов с ячейкой в виде дрейфовой ионизационной камеры. Сигнал с анодных проволочек будет использоваться как для координатных так и для амплитудных измерений. Как показывают детальные расчеты, в такой системе возможно одновременное измерение координат треков с точностью 20 мкм, и величины энерговыделения в одной ячейке на уровне 1%. Вывод света из калориметра можно осуществить по тем же световодам, которые предусмотрены в нынешнем варианте детектора СКИФ. Полное число каналов электроники ≈ 2 тыс, число ФЭУ 500 шт. Полный объем жидкого ксенона — около 6 м³, вес калориметра — 18 тонн.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Davidson et al. Phys. Rev., 77, 706, 1949.
J.H. Marshall. Phys. Rev., 91, 905, 1953.
2. W. Davies White et al. NIM 160 (1979) 227.
L. Ladage. The TASSO Liquid Argon Calorimeters, Proc. Intern. Conf. on Instrum. for Colliding Beam Physics, SLAC-250, 1982.
D0 Design Report, Batavia, 1983.
SLD Design Report, SLAC-273, 1984.
3. И.Л. Гавриленко и др. Препринт ФИАН 252, М. 1985.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр
6. Координатная система	3
6.1. Геометрические характеристики координатной системы	4
6.2. Импульсное разрешение	6
6.3. Пространственное разрешение	11
7. Система измерения ионизационных потерь и времени пролета	13
8. Электромагнитный калориметр	16
9. Пробежная система	23
10. Электроника	28
11. Оценки трудоемкости и сроков	33
Заключение	33
Литература	34
Приложение. Калориметр на основе жидкого ксенона для СКИФ	35

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРОЕКТ ДЕТЕКТОРА СКИФ

2. Координатная и пробежная системы, калориметрия, электроника

*Г.А. Аксенов, В.В. Анашин, Э.В. Анашкин, В.М. Аульченко,
Л.М. Барков, С.Е. Бару, А.Е. Бондарь, А.М. Власов,
А.Е. Волков, А.А. Жоленц, Г.М. Колачев, А.С. Кузьмин,
Л.М. Курдадзе, П.К. Лебедев, М.Ю. Лельчук,
Ю.И. Мерзляков, М.Д. Минаков, С.И. Мишнев,
В.П. Нагаслаев, А.Б. Номеровский, В.С. Охупкин,
Г.С. Пискунов, С.И. Редин, Л.В. Романов, А.И. Романчук,
Н.И. Роот, В.Я. Сазанский, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский,
В.П. Смахтин, Е.П. Солодов, В.М. Титов, Г.М. Тумайкин,
Г.В. Федотович, Б.И. Хазин, П.Л. Храпкин, А.Г. Чилингаров,
Б.А. Шварц, А.И. Шехтман, Б.Н. Шувалов,
С.И. Эйдельман, Ю.И. Эйдельман.*

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Подписано в печать 15.01 1986 г. МН 11628
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,7 печ.л., 2,9 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 11

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*