

Алипов В.В. и др.
Б1-1-90-455
5293/90

+



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-1-90-455

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1990

Б1-1-90-455

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ПУЧКОМ
МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО НА УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ
(предложение эксперимента)

ИФВЭ (Серпухов)-НИЯФ (Пиза)-ИФВЭ (Шойтен)-ИЯИЯЭ (София)-
-ОИЯИ (Дубна)

Рукопись поступила
в издательский отдел
.. 13. 08. 90.

1

Список авторов

ИФВЭ (Протвино, СССР)

Аммосов В.В., Бельков А.А., Бугорский А.П., Галяев И.А., Денисов А.Г., Денисов С.П., Жигунов В.П., Котов В.И., Краснокутский Р.Н., Крючков В.П., Ланев А.В., Лебедев А.А., Лебедев В.Н., Медведь С.А., Михайлов В.С., Михайлов О.И., Мохов Н.В., Мухин С.А., Наумов Н.И., Пищальников Ю.М., Разуваев Е.А., Рзаев Р.А., Сиротенко В.И., Слободяк Е.А., Солдатов А.С., Спиридонов А.А., Стоянова Д.А., Узунян А.В., Федякин Н.Н., Черный С.А.

НИЯФ (Пиза, Италия)

Дж.Дженнаро, М.Рагадини, Ф.Серджиампетри, Г.Спандре, В.Фламинио, К.Черри.

ИФВЭ (Цойтен, ГДР)

Бер Ю., Бом Г., Новак З., Риман С., Ролоф Х., Шаале А., Швинд А.

ИЯИАЭ, БАН (София, НРБ)

Генчев В.И., Грекова Л.Д., Иванов Е.И., Марков П.К., Султанов Г.Г., Яйджиев П.С.

ОИЯИ (Дубна, СССР)

Акишин П.Г., Бардин Д.Ю., Белякова Е.В., Биленький С.М., Винде М., Гаврищук О.П., Гешков И.М., Гладки Я.^{ж)}, Голутвин И.А., Евсиков И.И., Еремеев Р.Р., Ефремов А.В., Качек И.^{жж)}, Жильцов В.Е., Замятин Н.И., Зрелов П.В., Иванов В.В., Иванченко И.М., Кадыков М.Г., Какурин С.И., Карев А.В., Каржавин В.Ю., Карпенко Н.Н., Кирюшин Ю.Т., Комар А.А.^{жжж)}, Косарев И.Г., Кривохижин В.Г., Кухтин В.В., Ледницки Р., Лысяков В.Н., Маньяков П.К., Маханьков А.В., Миняшкин В.Ф., Мойсенз П.В., Немечек С.^{ж)}, Обухов Ю.Л., Одинцов В.Г., Пальчик В.В., Позе Р., Прокеш А., Раймер П.^{ж)}, Риман С., Савин И.А., Светов Л.В., Свиридов В., Сергеев С.С., Сидоров А.В., Скачков Н.Б., Смирнов В.А., Смирнов Г.И., Смирнов Ю.А., Смолин Д.А., Сотников В.Н., Столярский Ю.В., Страхота И.^{ж)}, Стриж Т.А., Телюков Е.В.^{жжж)}, Фещенко А.А., Хабаров В.Цвах Я.^{ж)}, Чвыров А.С., Шабратова Г.С., Шалыгин А.Б., Шиканян А.А.^{жжж)}, Ширков Д.В., Шкваржил Я., Щелев А.С., Юкаев А.А., Ярыгин Г.А., Яцуненко Ю.А.

ж) Физический институт ЧСАН, Прага.

жж) Ядерный центр физико-математического факультета Карлова университета, Прага.

жжж) ФИАН СССР, Москва.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
I. ВВЕДЕНИЕ	2
ЧАСТЬ I. Характеристики пучка меченых нейтрино	5
1. Адронный пучок	5
2. Выбор импульса адронного пучка	6
3. Эффективность мечения и спектры нейтрино ..	7
4. Восстановление энергии и угла нейтрино, точ- ки распада касна и вершины нейтринного вза- имодействия	8
5. Критерии отбора взаимодействий меченых ней- трино и уровень фона	10
ЧАСТЬ II. Аппаратура комплекса меченых нейтрино	12
1. Структура детекторов станции мечения ней- трино	12
2. Электроника системы мечения	16
3. Нейтринный детектор	19
4. Формирование быстрого триггера, электроника калориметра	21
5. Мюонный спектрометр	25
6. Защита от фона космических лучей	27
7. Система отбора и предварительной обработки информации	30
8. Калибровка детекторов комплекса меченых нейтрино	32
ЧАСТЬ III. Программа экспериментов	34
1. Введение	34
2. Анализ сечений и взаимодействий	35
3. Поиски осцилляций нейтрино и	40
4. Смешивание лептонов	43
5. Поиски и исследования редких процессов ...	45
6. Исследование глубоконеупругого рассея- ния	48
7. Пучки меченых нейтрино на УНК	50
8. Изучение распадов заряженных К-мезонов	52
Литература	59
Таблицы I-I4	62
Подписи к рисункам	72

	Стр.
Рисунки I-47	79
Приложение 2. Обязанности ОИИИ по проекту "экспериментальные исследования с пучком меченых нейтрино на ускорителе ИФВЭ"	I26
1. Введение	I26
2. Адронный калориметр (АК)	I27
2.1. Конструкция модуля АК	I27
2.2. Сжидаемые параметры и калибровка АК	I28
2.3. Электроника АК	I29
2.4. Оценка стоимости АК	I30
2.5. Оценка стоимости электроники АК	I31
2.6. Оценка трудоемкости изготовления АК	I32
3. Многоканальный пороговый черенковский счетчик (МПЧС) ..	I34
3.1. Назначение МПЧС	I34
3.2. Расчет физических характеристик МПЧС	I34
3.3. Конструкция МПЧС	I37
3.4. Оценка стоимости МПЧС	I41
4. Спектрометрические магниты	I43
4.1. Безлезный магнит станции мечения	I43
4.2. Тороидальные магниты мюонных спектрометров	I49
4.3. Оценка трудоемкости работ по магнитам	I49
5. Координатная часть мюонного детектора	I51
5.1. Выбор методики координатного детектора мюонов и её конкурентноспособность	I52
5.2. Эскизный проект детектора мюонов	I53
5.3. Конструкция детектора	I56
5.4. Высоковольтное питание	I58
5.5. Регистрирующая электронная аппаратура	I58
5.6. Низковольтное питание	I61
5.7. Газ и система газового обеспечения	I61
5.8. Система контроля параметров детектора	I63
6. Сцинтилляционные годоскопы станции мечения	I64
7. Участники проекта	I65
8. Литература	I73
9. Подписи к рисункам	I74
10. Рисунки I-II	I75

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы было выполнено много экспериментов по изучению нейтринных взаимодействий при ускорительных энергиях. Это позволило заметно расширить наше понимание слабого взаимодействия лептонов и адронов. Однако, в настоящий момент мы находимся на таком уровне, когда дальнейший прогресс в этой области не может быть достигнут без коренного изменения постановки нейтринных экспериментов.

В современных экспериментах возникают две трудно разрешимые проблемы. Во-первых, не известен достоверно тип нейтрино (а в большинстве существующих пучков также присутствует заметная примесь нейтронов и K^0 - мезонов). Во-вторых, энергия и траектория нейтрино известны с плохой точностью. Прежде всего это относится к пучкам электронных нейтрино. В настоящее время для создания пучков электронных нейтрино обычно используется распад $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(\pm)}$. Получаемый при этом пучок электронных нейтрино имеет сплошной спектр, содержит в равных долях ν_e и $\bar{\nu}_e$, примесь мюонных нейтрино в нем составляет $\sim 50\%$. Указанные факторы существенно ограничивают возможности проведения исследований. В частности, труднодоступными для изучения становятся процессы, идущие через нейтральный ток.

Мы предлагаем решить указанные проблемы путем создания пучка меченых $\bar{\nu}_e^{(-)}$ и $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$ нейтрино на основе восстановления кинематики K_{e3}^\pm и $K_{\mu 2}^\pm$ - распадов /1,2/. Идея пучка меченых нейтрино состоит в том, что одновременно с регистрацией нейтринного взаимодействия, при помощи специальной станции меченая измеряется характеристика остальных частиц, образовавшихся при распаде родительского каона. По этим данным и известному импульсу каона оказывается возможным с хорошей точностью восстановить энергию, траекто-

рию и точку образования нейтрино.

Основная проблема, возникающая при создании пучка меченых нейтрино, заключается в том, как связать нейтринное взаимодействие с соответствующим ему распадом. Для этого, прежде всего, необходимо иметь растянутый во времени пучок K - мезонов и использовать быстрые совпадения между сигналами с нейтринного детектора и детекторов станции мечения (триггером является сигнал с нейтринного детектора). Однако, этого недостаточно. Действительно, при интенсивности адронного пучка $\approx 10^9$ каонов/с и $\approx 10^{10}$ пионов/с, которая обычно используется в нейтринных экспериментах, даже при высоком разрешающем времени установки T не с одним нейтринным взаимодействием могут совпасть несколько распадов. Чтобы однозначно связать каонный распад и нейтринное взаимодействие, мы предлагаем в качестве основного критерия использовать расстояние между измеренной вершиной нейтринного взаимодействия и траекторией нейтрино, предсказанной на основании информации, полученной при помощи станции мечения, то есть кроме временной привязки использовать также пространственную привязку событий, зарегистрированных в нейтринном детекторе и детекторах станции мечения. Применение этого критерия даст возможность понизить уровень фона от "посторонних" сортов нейтрино и нейтральных адронов на 2-3 порядка по сравнению с обычными нейтринными пучками с узким и широким спектрами.

Комплекс меченых нейтрино (КМН) состоит из следующих основных частей (по направлению от ускорителя к нейтринному детектору):

- 1) канал транспортировки медленновыведенного протонного пучка с энергией 70 ГэВ с системой мониторинга;
- 2) мишенная станция;
- 3) канал транспортировки пучка вторичных адронов с системой мониторинга;

- 4) 75-метровая распадная труба;
- 5) станция мечения;
- 6) мюонная защита толщиной 30 м;
- 7) нейтринный детектор, состоящий из калориметра и мезонного спектрометра;
- 8) активная и пассивная защита нейтринного калориметра от космических частиц и ускорительного фона.

От обычного дихроматического пучка нейтрино КМН отличается наличием станции мечения и защиты вокруг нейтринного детектора.

Протонный пучок предполагается транспортировать по каналу № 8. Машинная станция КМН располагается в зоне существующей нейтринной станции. Остальное оборудование размещается в южной части галереи.

Настоящее предложение построено следующим образом. В первой части обсуждаются основные характеристики пучков меченых нейтрино. Во второй части рассмотрены методические вопросы, связанные с созданием детекторов станции мечения и нейтринного детектора. Третья часть посвящена программе исследований, которая может быть выполнена на пучке меченых нейтрино. Возможности использования станции мечения для изучения распадов заряженных каонов обсуждаются в п.8 третьей части предложения. Сроки подготовки и проведения эксперимента приведены в Приложении.

Часть I.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА МЕНЕЕ НЕЙТРОНО

I. Адронный пучок

Медленновыведенный пучок протонов с интенсивностью $\sim 3 \cdot 10^{13}$ р/цикл и длительностью 1–2 с транспортируется по существующему каналу № 8. В конце канала № 8 расположены магниты $M_1 - M_3$, отклоняющие протонный пучок на мишень Т канала меченых нейтрино (рис. I). Магниты $M_1 - M_3$ установлены на подвижной платформе. Они используются также для поворота протонного пучка в канал № 31. Мишень Т находится в зоне существующей мишенной станции, что упрощает решение вопросов, связанных с биологической защитой.

Канал формирования пучка вторичных адронов (рис. I), состоящий из двух магнитов M_4, M_5 и семи квадрупольных линз $Q_1 - Q_7$, предполагается создать на базе существующего магнитооптического оборудования. Он расположен в южной части галереи. Угловой аксептанс канала – 140 мкэр, импульсный $(\sigma(P)/P) - \approx 8\%$. Длина канала – 60 м. На этой базе распадется 20% образованных в мишенях Т заряженных каонов с импульсом 35 ГэВ/с.

Расстояние протонного пучка от пола галереи составляет 135 см. Чтобы не заглублять нейтринный детектор, внешний диаметр которого около 5 м, адронный пучок необходимо отклонить вверх на угол ~ 10 мрад. Это достигается поворотом магнита M_5 относительно оси пучка.

Импульс адронного пучка обеих полярностей может варьироваться от 5 до 40 ГэВ/с. При импульсе $P = 35$ ГэВ/с и $\sigma(P) = 0,8$ ГэВ/с положительный пучок имеет следующие параметры на выходе из канала (после линз Q_6, Q_7):

состав – $1,5 \cdot 10^9$ K^+ , 10^{10} Π^+ , $5 \cdot 10^{10}$ р в цикл при
интенсивности протонного пучка $3 \cdot 10^{13}$ р/цикл;

размер – $\sigma(x) = 4$ см, $\sigma(y) = 2,5$ см;

расходимость – $\sigma(\theta_x) = 0,7$ мрад., $\sigma(\theta_y) = 0,4$ мрад.

В конце распадной базы (через ~ 70 м) адронный пучок будет сосредоточен в кольце ϕ 20 см. Вне этого кольца будет находиться менее 1% частиц.

Мониторирование протонного пучка будет производиться стандартными методами при помощи координатных дельта-камер. Для мониторинга и измерения профилей вторичного пучка дополнительно будут использованы ионизационные камеры и сцинтилляционные и черенковские счетчики. Сцинтилляционные счетчики имеют размеры ≤ 1 мм и регистрируют $\sim 10^{-5}$ полного потока частиц в канале. Каждый счетчик просматривается 2-4 ф.э.у., включенными на совпадения для уменьшения уровня фона. Низкоэффективные ($\leq 10^{-3}$) газовые черенковские счетчики используются для измерения состава пучка и мониторинга потоков пионов и каонов. Абсолютная калибровка камер и счетчиков производится при малой ($\leq 10^6$ частиц/с) интенсивности адронного пучка при помощи сцинтилляционных счетчиков. Уменьшение интенсивности пучка на ~ 4 порядка может быть достигнуто путем понижения интенсивности протонного пучка и уменьшения плотности мишени. Для мониторинга потока каонов будет использована также станция мечения. Абсолютные потоки пионов и каонов в канале могут быть измерены с точностью лучше 1%.

Ожидаемые потоки пионов и каонов перед распадной трубой показаны на рис.2.

2. Выбор импульса адронного пучка.

На рис.3,4 показана зависимость числа взаимодействий каонных нейтрино от импульса K - мезонов. В расчетах использовались приведенные выше характеристики адронного пучка, длина распадной базы была принята равной 75 м, расстояние от конца распад-

ной базы до середины детектора нейтрино — 45 м, диаметр детекторов станции мечения — 4 м, диаметр нейтринного детектора — 3 м, его вес — 600 т. Из рисунков следует, что максимальной скоростью набора статистики взаимодействий меченых нейтрино достигается при импульсе K^+ — мезонов 35 ГэВ/с и импульсе K^- — мезонов 25 ГэВ/с. В действительности оптимальные значения импульсов каонов могут оказаться несколько выше (40–45 ГэВ/с для K^+ и ~ 30 ГэВ/с для K^-), так как с увеличением импульса каонов расширяется энергетический спектр регистрируемых нейтрино, повышается эффективность мечения нейтрино, уменьшается загрузка детекторов станции мечения.

Детальные расчеты характеристик пучков меченых нейтрино проведены для импульса адронного пучка 35 ГэВ/с.

3. Эффективность мечения и спектры нейтрино.

Для измерения продуктов распада K — мезонов (мюон для $K_{\mu 2}$, e и 2γ для K_{e3} — распадов) предлагается создать одну станцию мечения в конце распадной базы. При расчете характеристик пучков меченых нейтрино мы исходили из конфигурации оборудования, изображенной на рис. 5. Предполагалось, что станция мечения состоит из 2-х сцинтилляционных годоскопов H_1 и H_2 , спектрометра полного поглощения (TAS) и адронного поглотителя (A), за которым следует третий годоскоп H_3 . Система H_1 , H_2 и TAS измеряет параметры e^\pm и γ -квантов, а H_3 совместно с H_1 и H_2 служит для определения параметров мюона. По оси пучка детекторы системы мечения должны иметь отверстия радиусом R_n для адронного пучка и мюонов от распадов Π — мезонов. Нейтринный детектор отделяется от станции мечения мюонной защитой из стали длиной ~ 30 м.

Расчеты эффективности мечения нейтрино проводились методом Монте-Карло в предположении, что порог регистрации электронов и гамма-квантов равен 0,5 ГэВ, мюонов - 2 ГэВ, длина распадной ^{базы} $L_d = 75$ м (определяется доступными экспериментальными площадями). Детали расчетов можно найти в работах ^{/1,2/}. Эффективность мечения нейтрино как функция внешнего R_g и внутреннего R_h радиусов системы мечения и радиуса детектора R_d приведена в таблицах I-4. Из таблиц следует, что при $R_g = 2$ м, $R_h = 10$ см и $R_d = 1,5$ м эффективности мечения достигают значений $\sim 70\%$ для ν_μ и $\sim 40\%$ для ν_e .

Зависимости числа нейтринных взаимодействий и эффективности мечения от длины L_d распадной базы представлены на рис. 6-8. Как видно из этих рисунков, оптимальное значение L_d составляет ~ 75 м как для электронного, так и мюонного нейтрино.

Энергетические спектры меченых нейтрино для $L_d = 75$ м приведены на рис. 9.

4. Восстановление энергии и угла нейтрино, точки распада каона и вершины нейтринного взаимодействия.

Импульс нейтрино \vec{p}_ν и Z - координата вершины каонного распада восстанавливались методом наименьших квадратов. В качестве измеряемых величин использовались: E_e - энергия электрона; $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ - энергии γ - квантов от распада π^0 - мезона; $x_e, y_e, x_{\gamma 1}, y_{\gamma 1}, x_{\gamma 2}, y_{\gamma 2}$ - координаты центров тяжести соответствующих электромагнитных ливней в спектрометре полного поглощения; x_1, y_1, x_2, y_2 - координаты траектории электрона или мюона в первой и второй плоскостях координатных детекторов системы мечения; x_ν, y_ν - координаты нейтринного

взаимодействия. Для среднеквадратичных ошибок измеренных величин предполагалось:

$$\sigma(E_e) = \sigma(E_\nu) = 0,1 E_{e,\nu}^{1/2}$$

$$\sigma(x_e) = \sigma(y_e) = \sigma(x_\nu) = \sigma(y_\nu) = 0,6 \text{ см},$$

$$\sigma(x_\nu) = \sigma(y_\nu) = 2,5 \text{ см}.$$

Погрешности x_1, y_1, x_2, y_2 определялись размером Δ ячейки координатных детекторов, которая была выбрана равной $1 \times 1 \text{ см}^2$. Кроме того, в расчетах использовались первые два момента распределений всех пяти величин, определяющих пучок K - мезонов (см. п.1). Процедура расчетов описана в работах [1,2]. Основные результаты расчетов можно суммировать следующим образом:

1. Среднеквадратичная погрешность $\sigma(E_\nu)$ в определенной энергии нейтрино не зависит от E_ν и составляет 0,75 ГэВ для ν_e и 1,15 ГэВ для ν_μ .
2. Среднеквадратичная ошибка в восстановлении угла нейтрино равна 0,4 мрад для ν_e и 0,6 мрад для ν_μ .
3. Вершина K_{e3} - распада определяется со средней погрешностью $\sigma(Z_d) = 0,8 \text{ м}$, для $K_{\mu 2}$ - распада $\sigma(Z_d) = 1,6 \text{ м}$.
4. Среднее расстояние между измеренной вершиной нейтринного взаимодействия и предсказанной по информации с детекторов станции мечения составляет 17 см для ν_e и 14 см для ν_μ .

Мы провели также расчеты энергетического разрешения $\sigma(E_\nu)$ для других значений ошибок измерений и параметров, характеризующих пучок, и получили следующие результаты:

1. При переходе к размеру Δ годоскопической ячейки $2 \times 2 \text{ см}^2$ $\sigma(E_\nu)$ увеличивается на 5% как для мезонных, так и для электронных нейтрино.

2. Если точность измерения координат e и y в спектрометре полного поглощения TAS будет 1 см вместо $0,6$ см, то энергетическое разрешение для пучка электронных нейтрино ухудшается на 6% .
3. Ухудшение энергетического разрешения спектрометра TAS в $1,5$ раза приводит к увеличению $\sigma(E_\nu)$ на 20% .
4. Одновременное изменение точности измерений, указанное в п.п. 1-3, увеличивает $\sigma(E_\nu)$ на 25% .
5. При возрастании импульсного разброса адронного пучка в $2,8$ раза энергетическое разрешение как для ν_e , так и для ν_μ ухудшается в $1,5$ раза.

Как показано в работе^{/2/} измерение импульса мюона при помощи спектрометра из намагниченной стали улучшает точность определения энергии мюонного нейтрино.

Вышеприведенные результаты расчетов показывают, что даже при весьма умеренных требованиях к характеристикам детекторов можно получить пучки меченых электронных и мюонных нейтрино хорошего качества.

5. Критерии отбора взаимодействий меченых нейтрино и уровень фона.

При интенсивности адронного пучка 10^9 K^+ /с и $7 \cdot 10^9$ P^+ /с за временной интервал, равный точности временной привязки событий в станции мечения и нейтринном детекторе (мы приняли его равным 5 нс), в системе мечения будет зарегистрировано в среднем $0,7$ $K_{\mu 2}^+$ и $0,05$ $K_{e 3}^+$ распадов. Используя только информацию о расстоянии между предсказанной точкой взаимодействия и измеренной (см.

п.4), вероятность ложной привязки события в системе мечения и нейтринном детекторе можно уменьшить на два порядка^{/1,2/}. В таблицах 5 и 6 приведены оценки уровня фона в пучках меченых нейтрино. Фон от нейтрино того же знака связан в основном с распадами Π - и K - мезонов в распадной трубе и на прямолинейном участке канала перед распадной трубой. Фон от антинейтрино связан с распадами частиц на начальном участке адронного канала от мишени до первого поворотного магнита. Критерии отбора взаимодействий меченых нейтрино подробно рассмотрены в работах^{/1,2/}. Их применение уменьшает число полезных событий на $\sim 25\%$. Очевидно, что для дополнительного подавления фона могут быть использованы характеристики нейтринного взаимодействия.

Часть II.

АППАРАТУРА КОМПЛЕКСА МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО

I. Структура детекторов станции мечения нейтрино

Схема станции мечения показана на рис.10. Она состоит из шести годоскопических плоскостей H_1-H_6 для измерения траектории мюона и электрона от распадов $K \rightarrow \mu\nu$ и $K \rightarrow P^0 e\nu$, детектора полного поглощения TAS для измерения координат и энергии электрона и гамма-квантов от распада $P^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и идентификатора мюонов. Идентификатор мюонов включает стальной поглотитель адронов толщиной 2-3 м и годоскопическую плоскость H_7 . Для идентификации мюонов будет использована также информация со спектрометра.

Детекторы станции мечения должны выдерживать загрузки до $\sim 10^9$ частиц/с и обеспечивать высокое временное разрешение (≤ 5 нс). Этим условиям отвечают сцинтилляционные годоскопы. Потоки частиц через систему мечения представлены в таблице 7. Следует иметь ввиду, что они возрастут в $\sim 2,5$ раза при импульсном аксептансе адронного канала $\sigma(P)/P = 8\%$. Кроме того, детекторы системы мечения будут загружены частицами "гало" пучка. Мы полагаем, что эта загрузка не будет превышать 10^8 частиц/с.

Чтобы средняя загрузка не превосходила приемлимой для сцинтилляционного счетчика величины $\sim 10^6$ частиц/с, каждая годоскопическая плоскость разбивается на 512 элементов. Возможные варианты разбиения годоскопических плоскостей H_1-H_6 показаны на рис.11 а, в. Плоскости повернуты друг относительно друга через 45° , образуя координатную систему (x, y, u, v) , или через 120° (x, u, v) . Наиболее простым является вариант II а: каждая плоскость состоит из двух полуплоскостей по 256 элементов. При равной ширине элементов загрузка счетчиков в этом варианте будет сильно неоднородной: загрузка счетчика I (см.табл. 7) почти на

два порядка превышает загрузку счетчика 2 (рис. II а). Это связано с тем, что поток частиц быстро уменьшается в направлении от центра к периферии (рис. I2). Один из способов сделать загрузку более однородной – использовать счетчики переменной ширины. Другой способ – составить плоскость из двух годоскопов с разными размерами элементов (рис. II в).

Мы полагаем, что на уровне триггера точность временной привязки событий в системе мечения и нейтринном детекторе не может быть лучше 20 нс из-за больших размеров детекторов. Однако, на стадии "off-line" анализа данных можно надеяться достичь временного разрешения ≤ 5 нс, используя информацию о месте прохождения частиц через детекторы. Для точной временной привязки можно использовать две плоскости из H_I-H_6 и плоскость H_7 . Возможная структура плоскости H_7 изображена на рис. II с, д. Преимущество варианта рис. II с – равномерная загрузка всех счетчиков. В варианте рис. II д можно получить хорошее временное разрешение уже на уровне триггера, но при этом часть ф.э.у. придется разместить в зоне с большими потоками частиц. Временное положение сигналов "быстрых" плоскостей относительно триггерного сигнала будет определяться при помощи преобразователей время-код (TDC). Точная временная привязка может быть осуществлена также при помощи счетчиков TAC.

Детектор полного поглощения TAC представляет собой "сэндвич" из свинца и сцинтиллятора. Мы рассмотрели три возможные структуры TAC:

- 1) годоскопическая структура,
- 2) ячеистая структура,
- 3) смешанная структура.

Спектрометр полного поглощения с годоскопической структурой может состоять из 30 плоскостей (1 см сталь + 1 см сцинтиллятор).

Соседние сцинтилляционные плоскости (типа рис. II а) повернуты друг относительно друга на 120° . Сбор света по глубине детектора со сцинтилляционных счетчиков одного направления на один ф.э.у. осуществляется при помощи сместителей спектра. Сигналы со счетчиков одного из трех направлений (x, y или z) должны иметь хорошую (≤ 5 нс) временную привязку к триггерному сигналу. Как и в случае годоскопических плоскостей H, для этого будут применены TDC. Характеристики TDC годоскопического типа хорошо известны:

$$\frac{\sigma}{E} = (10 + 15)E^{-1/2}\%,$$

$$\sigma(x) = 10 \cdot E^{-1/2} \text{ мм}, \quad E \text{ в ГэВ.} \quad \sigma(x)$$

Недостатки рассматриваемого детектора — необходимость использования большого количества сцинтиллятора с высокой прозрачностью и возможность восстановить энергию электромагнитного ливня с хорошей точностью только при "off-line" анализе данных, используя информацию о координатах ливня.

Прототип TDC с ячеистой структурой был испытан нами на пучке электронов с импульсом 26 ГэВ/с. Размер ячейки детектора — $76 \times 76 \text{ мм}^2$. Ячейка состояла из 40 слоев (3 мм свинец + 5 мм сцинтиллятор — каждый). Сцинтилляционный свет собирался на ф.э.у. типа ФЭУ-84 при помощи сместителей спектра. В случае, когда ось ливня проходит через центр ячейки, энергетическое разрешение σ/E получено равным 2,8%, координатное — $\sigma(x) = 3,8 \text{ мм}$. Усредненное по большой площади (много большей размера ячейки) энергетическое разрешение оказалось в 1,5 раза хуже, пространственное разрешение улучшилось в 1,5 раза. Основными преимуществами TDC с ячеистой структурой являются:

- 1) простота "распутывания" событий с несколькими электромагнитными ливнями,
- 2) независимость времени появления сигнала от точки попадания электрона или γ - кванта в детектор,
- 3) возможность применения дешевого сцинтиллятора с невысокой прозрачностью.

Основные недостатки - большая трудоемкость и большое число (2048) временных каналов электроники.

В смешанной структуре TAS разделяются функции измерения энергии и координат. Координаты можно хорошо измерить x, y - годоскопом (типа показанного на рис. II а), расположенным в максимуме энерговыведения электромагнитного ливня^{/3,4/}, а энергию - при помощи достаточно грубых ячеек. Число ячеек выбрано равным 512. При этом вероятность случайного наложения сигналов от разных ливней в среднем составит $\sim 1\%$ (при длительности сигнала ~ 15 нс). Из-за сильной зависимости потока e и γ от радиуса (рис. I2), размер ячейки должен быть переменным, составляя в среднем 16×16 см². Возможная структура ячейки: 60 слоев из 5 мм стали и 5 мм сцинтиллятора. Светосбор производится при помощи сместителей спектра. Наличие годоскопических плоскостей увеличивает число амплитудных каналов электроники TAS на $1/3$ (свет собирается в разные стороны от годоскопических плоскостей), но одновременно улучшается эффективность разделения электромагнитных и адронных ливней. Ожидаемые характеристики такого детектора:

$$\frac{\sigma}{E} = (10 - 15) \cdot E^{-1/2}\%$$

$$\sigma(x) = 8 \cdot E^{-1/2} \text{ мм, } E \text{ в ГэВ.}$$

Временная информация может сниматься как с одной из годоскопических плоскостей, так и с ячеек. В обоих случаях необходимо 512

каналов TDC.

В таблице 8 показано количество амплитудных и временных каналов для разных вариантов TAC.

2. Электроника системы мечения

В сцинтилляционных счетчиках станции мечения предполагается использовать доступный ф.э.у. типа ФЭУ-84 (частично возможно применение ФЭУ-30). ФЭУ-84 не является временным ф.э.у. Длительность его выходного импульса составляет ~ 30 нс на уровне 10% амплитуды. Ввиду больших загрузок станции мечения было бы крайне важно уменьшить длительность сигнала ф.э.у. Обычно для этого используют метод формирования импульса на короткозамкнутом кабеле (или близкие методы). Этот метод эффективен, если импульс ф.э.у. много короче постоянной времени высвечивания сцинтиллятора. Менее известен другой метод укорочения импульсов - компенсация полюса нулем (КПН)^{/5/}, который может быть осуществлен любой из схем, показанных на рис. 13а+с. Укорочение импульса пассивными цепочками (рис. 13а, в) достигается ценой уменьшения амплитуды сигнала. Схема рис. 13а имеет то преимущество, что ее входное и выходное сопротивления могут быть сделаны равными волновому сопротивлению кабеля, то есть для согласования цепи не требуется активных элементов. Схема рис. 13с сочетает свойства компенсирующей цепи и усилителя.

Мы исследовали работу схем рис. 13а и 13с с ФЭУ-84, используя сцинтиллятор NE-110 размером 150x10x1 см³ и счетчик полного поглощения со сместителем спектра (90 мг ВВQ на 1 литр ГММА). Чтобы проверить возможности метода КПН, измерения со счетчиком

полного поглощения были повторены при замене ФЭУ-84 на "быстрый" ф.э.у. ХР-1020. Результаты измерений, приведенные на рис. 14 + 16, позволяют сделать следующие выводы:

1. Импульс ФЭУ-84 может быть укорочен с 40 до ~ 15 нс и с 60 до 20 нс (на уровне $0,1 A_{\max}$) для сцинтиллятора NE-110 и сместителя спектра, соответственно.
2. Укорочение импульса на активной цепи достигается практически без уменьшения амплитуды.
3. Пассивные цепи приводят к падению амплитуды в $5 \div 10$ раз. Однако, это не является существенным недостатком, так как в настоящее время существуют дешевые интегральные усилители типа 733. Полоса пропускания этого усилителя характеризуется рис. 17. Имеющийся запас по усилению $\sim 10 \div 20$ позволяет уменьшить усиление ф.э.у. и улучшить стабильность его работы в условиях высоких нагрузок.
4. При использовании ф.э.у. ХР-1020 длительность импульса может быть уменьшена с 60 до 8 нс (на уровне $0,1 A_{\max}$).

Для точной временной привязки сигнала ф.э.у. может быть применен формирователь с плавающим порогом (ФПП). Эти схемы получили в последнее время широкое распространение. Экспериментальные исследования и теоретический анализ показывают, что ФПП позволяет получить разрешение, близкое к предельно возможному.

Исследованная нами схема ФПП показана на рис. 18. Порог срабатывания этой схемы - 10 мкВ. Испытания схемы показали,

что с двумя ф.э.у. типа ХР-1020 и сцинтилляторами типа NE-111 размером $2 \times 2 \times 1$ см³ и р/а источником Со⁶⁰ легко достигается разрешение 0,2 нс при амплитудном разбросе сигналов $\sim 20\%$. При замене обоих ф.э.у. ХР-1020 на ФЭУ-84 разрешение получилось ~ 1 нс (FWHM), что вполне достаточно для наших целей.

Преобразователь время-код (TDC) предполагается выполнить по схеме типа "старт-стоп" с быстрым сбросом (при необходимости использовать триггер второго уровня). Диапазон TDC - 8 бит, цена канала - 0,5 нс, интегральная нелинейность - 0,5%, число каналов в блоке - 16. Практическая реализация с указанными параметрами не представляет принципиальных трудностей.

Преобразователи амплитуда-код (ADC) предлагается построить так, чтобы измерять не интеграл тока ф.э.у., а его пиковое значение. Это позволит в $2 \div 3$ раза уменьшить вероятность неправильного измерения амплитуды из-за наложения импульсов. Практически это может быть достигнуто применением известной мостовой схемы на быстрых диодах. Проведенные испытания показали, что не представляет трудностей получить линейность пропускания диодного моста $\leq 0,1\%$ при постоянной времени ~ 2 нс. Другие параметры ADC: диапазон - 12 бит, время преобразования - не более 100 мкс, быстрый сброс - до 5 мкс, стабильность пьедестала - ~ 1 отсчет, температурная стабильность коэффициента преобразования и пьедестала - $\leq 0,1\%$ на 1°C, интегральная нелинейность - $\sim 0,1\%$.

3. Нейтринный детектор

В качестве нейтринного детектора предполагается использовать жидкоаргоновый калориметр, состоящий из двух горизонтальных криогенных танков, системы электродов и регистрирующей электроники.

Сечения криогенного танка показаны на рис. 19, 20. Длина каждого танка - около 20 м, объем внутреннего сосуда $\sim 200 \text{ м}^3$. Сосуды имеют с обеих сторон съемные сферические днища, позволяющие до шести раз вскрывать танки для ремонта или смены системы электродов. Для термостабилизации аргона используется внешний реожигитель с жидким азотом. В верхней части каждой секции имеются фланцы с разъемами для электрических выводов и окнами для вывода триггерных сигналов. Внутренний объем детектора рассчитан на давление насыщенных паров до 5 атм. Количество электроотрицательных примесей в аргоне не должно превышать $\sim 10^{-6}$. Чистота аргона будет непрерывно контролироваться при помощи ионизационной камеры с α -источником. Уровень аргона в детекторе будет измеряться при помощи емкостных уровнемеров. В качестве хранилища жидкого аргона предполагается использовать стандартные танки.

Прототип детектора на жидком аргоне с алюминиевыми электродами был испытан на пучках электронов ускорителя ИФВЭ. Диаметр детектора - 1 м, длина - 3 м. Толщина электродов - 1 мм, расстояние между электродами - 3 мм. Сигнальные электроды были сделаны из полос шириной 60 мм. Полосы были объединены через одну по 16 шт., образуя четную и нечетную системы электродов. Некоторые характеристики детектора приведены на рис. 21-23. Он обладает высоким энергетическим разрешением:

$$\frac{\sigma}{E} = 4 \cdot E^{-1/2} \% \quad (1)$$

Пространственное и угловое разрешения детектора:

$$\sigma(x) = 16 \cdot E^{-1/2} \text{ мм}, \quad (2)$$

$$\sigma(\theta) = 42 \cdot E^{-1/2} \text{ мрад.}$$

Энергия в формулах (1)–(3) выражается в ГэВ. Коэффициент режекции адронных ливней от электромагнитных $\approx 10^{-4}$. Конструкция, электроника и характеристики детектора подробно описаны в работе Препринт ИФВЭ 82–187, Серпухов 1982; НИМ 214 (1983) 217. Практически единственным его недостатком является относительно сложная в изготовлении и сборке система электродов.

Поэтому была разработана и испытана система электродов с большим (28 мм) расстоянием между анодом и катодом при толщине электродов 3 мм. Детектор работал в токовом режиме, что гарантировало равномерную эффективность регистрации ионизационного заряда вдоль межэлектродного промежутка. Оказалось, что характеристики детектора с большим межэлектродным промежутком близки к (1)–(3) но вторая система электродов значительно дешевле и проще в изготовлении и монтаже. Она кажется более подходящей для детектора большого объема. В случае ее использования для спектрометра БАРС, его параметры могут быть следующими:

– межэлектродное расстояние	– 27 мм
– толщина электродов	– 3 мм
– число стрипов в сигнальной плоскости	– 48
– ширина стрипа	– 62,5 мм
– число ячеек в секции	– 48
– число секций в танке	– 6
– средняя плотность	– 1,50 г/см ³
– радиационная длина	– 13 см
– длина поглощения	– 70 см

В качестве альтернативы был рассмотрен вариант нейтринного детектора со стальными электродами. Преимущество этого варианта – увеличение веса детектора в 2,2 раза. Однако, при этом заметно ухудшается точность измерения энергии электромагнитного ливня

(см. табл. 9). Последнее особенно важно для идентификации взаимодействий электронных нейтрино, идущих через заряженный и нейтральный токи. Кроме того, в детекторе с алюминиевыми электродами при достаточно большом числе каналов электроники появляется возможность разделения электронов и γ -квантов по среднему пробегу γ -кванта до конверсии, который составляет ~ 14 см. В таблице 9 представлены ожидаемые характеристики жидкоаргонового калориметра с алюминиевыми и стальными электродами.

На рис. 24-27 показаны некоторые результаты моделирования нейтринных взаимодействий в жидкоаргоновом калориметре.

4. Формирование быстрого триггера, электроника калориметра

Кроме основной функции - регистрации нейтрино - детектор должен выдавать триггерный сигнал для запуска электроники детекторов системы мечения. Для этого предполагается иметь в нейтринном детекторе специальные триггерные плоскости (рис. 20), находящиеся на расстоянии ~ 1 м друг от друга. В триггерных плоскостях располагаются детекторы, позволяющие получить "быстрый" сигнал. Точность временной привязки нейтринного взаимодействия к событию, зарегистрированному в системе мечения, определяет уровень фона установки, среднее время формирования триггера - длину высокочастотных соединительных кабелей. Поэтому оба эти параметра необходимо сделать минимальными.

Существуют следующие возможности получить быстрый триггерный сигнал:

- 1) временная привязка к фронту ионизационного тока в жидком аргоне,
- 2) регистрация сцинтилляций жидкого аргона,
- 3) регистрация света сцинтилляторов, помещенных в жидкий аргон.

Рассмотрим сначала первую возможность, как наиболее привлекательную в конструктивном отношении. Импульс тока в плоской ионизационной камере, индуцированный частицей, пересекающей зазор катод-анод перпендикулярно электродам, имеет треугольную форму.

Амплитудное значение тока равно:

$$i_{max} = \frac{dE/dx \cdot d \cdot q}{E_{ion} \cdot t_d} = \frac{dE/dx \cdot q \cdot V_d}{E_{ion}}$$

где $dE/dx = 2,1$ МэВ/см - потери энергии минимально ионизирующей частицы на 1 см пробега в жидком аргоне,

d - зазор катод-анод,

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К - заряд электрона,

$E_{ion} = 23,6$ эВ - энергия, затрачиваемая на рождение пары электрон-ион в аргоне,

V_d - скорость дрейфа электронов в жидком аргоне.

Точность измерения времени Δt определяется отношением сигнал/шум. В свою очередь шум зависит от качества используемых транзисторов (произведения крутизны на полосу пропускания) и величины емкости детектора C_d . Экспериментально для достаточно дешевых транзисторов типа 2N4861 получено

$$\Delta t \text{ (FWHM)} \sim C_d / i_{max}$$

В случае минимально ионизирующей частицы при $C_d = 100$ пф и скорости дрейфа электронов $V_d = 5$ мм/мкс $\Delta t \text{ (FWHM)} = 90$ нс.

Приведенная величина может быть уменьшена следующими способами:

- 1) охлаждение транзисторов до температуры жидкого аргона,
- 2) добавление к аргону 0,5% метана для увеличения скорости дрейфа,
- 3) размещение транзисторов непосредственно на электродах, что позволяет избежать емкости соединительных кабелей.

Каждый из способов позволяет уменьшить Δt в 2-3 раза, а их комбинация - на порядок величины.

В случае использования для формирования триггера ионизационного сигнала каждая триггерная плоскость разбивается на ячейки размером ~ 40 см с зазором анод-катод 2-4 см. При длине детектора 40 м потребуется ~ 1800 каналов электроники быстрой временной привязки. Принципиальная схема одного канала показана на рис. 28.

Другой метод формирования триггера заключается в регистрации сцинтилляций жидкого аргона. Как известно, жидкий аргон является хорошим сцинтиллятором^{/6/}. Его световыход (~ 50 эВ/фотон) близок к световыходу сцинтиллятора NaJ (Tl), а время свечивания составляет ~ 5 нс. Основная трудность регистрации сцинтилляций аргона состоит в том, что спектр сцинтилляционного света находится в области вакуумного ультрафиолета (0,13-0,15 мкм). Прозрачными в этой области спектра являются только некоторые кристаллы типа LiF, CaF₂. Поэтому для регистрации сцинтилляций жидкого аргона необходимо использовать преобразователи спектра, которые должны удовлетворять следующим очевидным условиям:

- 1) иметь малое время переизлучения (≤ 5 нс),
- 2) не "отравлять" электроотрицательными примесями жидкий аргон,
- 3) быть прозрачными к переизлученному свету,

4) спектр переизлучения должен совпадать с областью чувствительности фотокатодов ф.э.у.

Для конвертирования ультрафиолетового света в видимый применяется много преобразователей спектра^{/7/}, но пока не ясно, какой из них наилучшим образом удовлетворяет перечисленным условиям. Возможно, им окажется р-терфинил, если он не загрязняет жидкий аргон^{/8/}. Эта проблема требует дополнительного экспериментального исследования.

Получить триггерный сигнал, используя сцинтилляции аргона можно, например, следующим образом. В триггерный промежуток (рис.29) помещаются вертикальные полосы из высокопрозрачного полированного стекла размером $\sqrt[3]{10(15) \times 1(2)} \text{ см}^3$ и длиной поглощения света $\sim 5 \text{ м}$, поверхности которых покрыты переизлучателем спектра. Нижние торцы полос алюминизированы. С верхних торцов свет при помощи витых световодов выводится через "теплые" стеклянные окна на "быстрый" ф.э.у. с диаметром фотокатода 10-15 см. Половина переизлученного света, захваченного в "режим" полного внутреннего отражения (показатель преломления жидкого аргона $\sim 1,22$, стекла или преобразователя спектра - 1,5-1,6), распространяется вверх к ф.э.у., другая половина доходит до ф.э.у. после отражения от нижнего торца. Таким образом, на выходе ф.э.у. появятся два сигнала, сдвинутые друг относительно друга на время $t = 2y \cdot v \cdot \sin \bar{\alpha}$, где y - расстояние траектории частицы от нижнего торца полосы, $v = c/n$ - скорость распространения света в стекле, $\bar{\alpha}$ - средний угол падения света на поверхность стекла. Используя обычные схемы типа "mean-timer" можно получить временную метку, положение которой не будет зависеть от места прохождения частицы через триггерный промежуток.

4) спектр переизлучения должен совпадать с областью чувствительности фотокатодов ф.э.у.

Для конвертирования ультрафиолетового света в видимый применяется много преобразователей спектра^{/7/}, но пока не ясно, какой из них наилучшим образом удовлетворяет перечисленным условиям. Возможно, им окажется р-терфинил, если он не загрязняет жидкий аргон^{/8/}. Эта проблема требует дополнительного экспериментального исследования.

Получить триггерный сигнал, используя сцинтилляции аргона можно, например, следующим образом. В триггерный промежуток (рис.29) помещаются вертикальные полосы из высокопрозрачного полированного стекла размером $\sqrt[3]{10(15) \times 1(2)} \text{ см}^3$ и длиной поглощения света $\sim 5 \text{ м}$, поверхности которых покрыты переизлучателем спектра. Нижние торцы полос алюминизированы. С верхних торцов свет при помощи витых световодов выводится через "теплые" стеклянные окна на "быстрый" ф.э.у. с диаметром фотокатода 10-15 см. Половина переизлученного света, захваченного в "режим" полного внутреннего отражения (показатель преломления жидкого аргона $\sim 1,22$, стекла или преобразователя спектра - 1,5-1,6), распространяется вверх к ф.э.у., другая половина доходит до ф.э.у. после отражения от нижнего торца. Таким образом, на выходе ф.э.у. появятся два сигнала, сдвинутые друг относительно друга на время $t = 2y \cdot v \cdot \sin \bar{\alpha}$, где y - расстояние траектории частицы от нижнего торца полосы, $v = c/n$ - скорость распространения света в стекле, $\bar{\alpha}$ - средний угол падения света на поверхность стекла. Используя обычные схемы типа "mean-timer" можно получить временную метку, положение которой не будет зависеть от места прохождения частицы через триггерный промежуток.

Для минимально ионизирующей частицы, проходящей 3 см аргона, можно собрать на фотокатод ф.э.у. в среднем ~ 500 фотонов, если предположить, что каждый сцинтилляционный фотон преобразуется в фотон в области спектральной чувствительности ф.э.у. и длина поглощения света в стекле равна 5 м. Мы полагаем, что в этих условиях можно реализовать точность временной привязки < 5 нс. Следует подчеркнуть, что этот метод получения быстрого триггера требует дополнительного экспериментального изучения и будет применен, если даст значительно лучшие результаты по сравнению с описанным выше методом, основанным на использовании ионизационного сигнала.

Для получения быстрого триггера возможно также вместо стеклянных полос использовать полосы из обычного пластического сцинтиллятора толщиной 2-3 см. Основной недостаток этого способа - высокая стоимость сцинтиллятора с хорошей прозрачностью. Тем не менее, он должен быть внимательно рассмотрен.

Амплитудный анализ импульсов аргонового детектора производится по схеме, показанной на рис.30. Испытания, проведенные с макетом аргонового спектрометра, показали, что схема обеспечивает достаточно низкий уровень шума - 5 МэВ/канал.

5. Мюонный спектрометр

Мюонный спектрометр располагается за жидкоаргоновым калориметром и используется для идентификации мюонов, образованных в нейтринных взаимодействиях, измерения их импульса и знака

заряда. Спектрометр состоит из 16 намагниченных дисков диаметром 5 м и толщиной 25 см, прослоенных трековыми детекторами. Диски изготавливаются из магнитомягкой низкоуглеродистой стали. Каждый диск имеет индивидуальную обмотку, обеспечивающую напряженность магнитного поля в пределах $1,5 \div 1,9$ тл.

Для определения траектории μ - мезона между дисками располагается одна координатная плоскость трубок, работающих в самогасящем стримерном режиме с анодным и катодным считыванием. Плоскости трубок в зазорах магнита посередно ориентированы вдоль x и y координат. Плоскости изготовлены из экструдированного поливинилхлорида с внутренними размерами ячейки 9×9 мм² и шагом между анодными проволоками 10 мм (см.рис.31). Внутренняя поверхность ячеек покрыта проводящим слоем на основе углерода с поверхностным сопротивлением $\sim 10^5$ ом/см². Каждая плоскость дает две координаты: грубую, соответствующую номеру сработавшей ячейки, и более точную, определяемую из амплитудного распределения заряда на полосках катодного считывания. На рис.32 приведено распределение заряда при ширине катодных полос 20 мм, полученное на прототипе длиной около метра и имеющего 16 ячеек. Точность катодного считывания определяется разрядностью используемых аналого-цифровых преобразователей и в нашем случае составила ~ 1 мм. Каждая плоскость по катодному считыванию разбивается на 8 групп по 32 канала (см.рис.33). Каналы каждой группы объединены на 32 шины аналогового считывания. Таким образом, для всего μ - спектрометра требуется 8192 канала анодного считывания и 512 каналов с амплитудным анализом.

Целесообразно оснастить мюонный спектрометр несколькими плоскостями из сцинтилляционных счетчиков, которые будут использоваться для формирования быстрого мюонного триггера. Длина счетчиков - 5 м, ширина - 0,5 м. Каждый счетчик "просматривается" с торцов двумя ф.э.у. типа ФЭУ-30. Сигналы со счетчиков поступают на схему типа "meantimer". Ожидаемая погрешность измерения времени пролета мезона через спектрометр - 1 нс.

6. Защита от фона космических лучей

При работе с растянутым во времени пучком нейтрино возникает проблема защиты нейтринного детектора от космических частиц. За время "растяжки" пучка $1,6$ с через детектор пройдет $\sim 8,3 \cdot 10^4$ космических частиц. Большинство из них может вызвать появление триггерного сигнала. Если принять, что допустимое число триггеров составляет ~ 100 за цикл, то уже на уровне триггера космический фон необходимо подавить на ~ 3 порядка. Для этого можно использовать активную (антисовпадательные счетчики) и пассивную (поглотители) защиты вокруг детектора, а также некоторые критерии отбора нейтринных взаимодействий (например, их направленность в горизонтальном направлении и энергетический порог). Активная защита и критерии отбора должны быть выбраны таким образом, чтобы существенно не уменьшать эффективность регистрации полезных событий.

Как хорошо известно, поток космических лучей имеет вертикальную направленность и состоит из жесткой и мягкой компонент. Жесткая компонента состоит в основном из мюонов. Интенсивность ее вертикальной составляющей на уровне моря равна $0,82 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, полная интенсивность — $1,7 \cdot 10^{-2} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Энергетические спектры вертикального потока мюонов на уровне моря показаны на рис.34. С увеличением зенитного угла θ средняя энергия мюонов возрастает^{/9/}. Угловое распределение жесткой компоненты пропорционально $\cos^2 \theta$. Распределения мюонов с энергиями $40+160$ ГэВ по зенитному углу представлены на рис.35. Угловая зависимость потока космических частиц с импульсами больше 1 ГэВ/с в области $\theta > 60^\circ$ показана на рис.36.

Мягкая компонента состоит из электронов, фотонов и низкоэнергичных мюонов и адронов. Она поглощается в слое свинца толщиной ~ 10 см. Полный поток мягкой компоненты $- 0,7 \cdot 10^{-2} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, вертикальный поток $- 0,31 \cdot 10^{-2} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. Адроны (протоны, нейтроны, пионы) составляют около 1% в потоке космических лучей на уровне моря, причем протонов и нейтронов примерно одинаковое количество, а пионы составляют $1/3 \div 1/2$ долю от протонов.

Детальный анализ энергетических и угловых распределений различных компонент космического излучения и нейтринных реакций показывает, что в области энергий ускорителя ИФВЭ ($E_{\nu} = 5 \div 30$ ГэВ) применение простых критериев отбора по числу сработавших триггерных плоскостей, суммарному энерговыделению в детекторе или угловым характеристикам вторичных частиц не позволит довести число триггеров до приемлемой величины без заметной потери полезных событий. Например, как следует из рис. 37 и 38, для подавления мюонного фона на 2-3 порядка порог по энерговыделению должен быть ≈ 2 ГэВ или число сработавших триггерных плоскостей ≈ 6 , что существенно уменьшит эффективность регистрации взаимодействий, идущих через нейтральный ток. Возможно, восстановление геометрии события на уровне триггера второго уровня (за $1 \div 2$ мкс) может решить проблему, но это, повидимому, приведет к серьезному усложнению электроники.

Наиболее радикальный метод борьбы с космическим фоном — применение пассивной и активной защит вокруг нейтринного детектора (рис. 20). Пассивная защита (~ 25 см стали) будет использована для поглощения мягкой компоненты и как конвертор высокоэнергичных нейтральных адронов. Активная защита должна исключать регистрацию событий, вызванных попаданием в детектор

заряженных частиц извне, но не препятствовать регистрации нейтринных взаимодействий с вылетом заряженной частицы (например, мюона) за пределы детектора. Это можно осуществить, если в активной защите применить черенковские счетчики или сцинтилляционные детекторы с хорошим временным разрешением, позволяющим использовать метод времени пролета (быстрый сигнал с детектора необходим во всех случаях для мечения нейтрино). Черенковские счетчики как селекторы направлений трудно сделать достаточно эффективными из-за большого углового разброса космических частиц. Поэтому в настоящем предложении рассматривается активная защита из сцинтилляционных счетчиков. Помимо режекции космического фона такая защита может дать полезную информацию о нейтринном взаимодействии.

Оценки показывают, что среднее расстояние, проходимое частицей из вершины нейтринного взаимодействия до защиты, составит $\sim 6,5$ м.

В этом случае сигнал от активной защиты запаздает на 21 нс относительно сигнала с детектора.

Для космической частицы сигнал защиты будет опережать в среднем на 13 нс сигнал с детектора. Таким образом, средний интервал между сигналами со счетчика защиты от космической частицы и частицы из нейтринного взаимодействия составит 34 нс, минимальный интервал — около 15 нс.

Для разделения этих двух случаев достаточно иметь временное разрешение $\text{FWHM} \sim 5$ нс.

Предполагается построить активную защиту из счетчиков с жидким сцинтиллятором (типа ЖС-20) размером $50 \times 800 \times 5$ см³. Внутренняя поверхность счетчиков покрыта прозрачной пленкой для создания условий полного внутреннего отражения. Каждый счетчик просматривается двумя ФЭУ-30. При энергии образования фотонов 200 эВ и длине поглощения сцинтиллятора 4 м на фотокатод ФЭУ будет собираться $\sim 10^3$ фотонов. Сигналы с ФЭУ поступают на

схему типа "mean-timer", компенсирующую временной разброс сигналов с Ф.э.у., связанный с местом попадания частицы в счетчик. Чтобы закрыть боковую и торцевые поверхности нейтринного детектора необходимо ~200 счетчиков.

7. Система сбора и предварительной обработки информации

Система сбора и предварительной обработки информации от нейтринного детектора и от станций мечения будет выполнена в стандарте СУММА и КАМАК с широким использованием спецпроцессоров для сокращения объема данных, передаваемых в центральную "on-line" ЭВМ, микропроцессоров для постоянного всестороннего технического контроля установки и распределенной буферной памяти для уменьшения потерь на мертвое время и облегчения режима использования центральной "on-line" ЭВМ.

Структура системы изображена на рис.39. В каждом каркасе, содержащем ADC и TDC нейтринного детектора и станции мечения, кроме регистрирующих модулей находятся тестовый модуль, блок буферной памяти (емкость $8 \times 16 \times 16$ - разрядных слов, время доступа 1 мксек), быстродействующий спецпроцессор для ухищания информации и микро-ЭВМ, объединенная с контроллером каркаса ("интеллектуальный" контроллер каркаса).

Информация о выбранном триггерном событии по всем каналам детекторов одновременно оцифровывается и запоминается регистрирующими модулями ADC и TDC (время кодировки ~ 100 мксек). Далее, спецпроцессоры во всех каркасах одновременно начинают опрашивать по каналу каркаса последовательно все ADC и TDC, отбирая только коды большие некоторого порогового значения. Эти

пороговые значения (свое для каждого канала) хранятся в быстрой памяти (время доступа ~ 100 нс) спецпроцессора. Для отобранных кодов спецпроцессоры производят кусочно-линейную или кусочно-параболическую интерполяцию по $8 \div 16$ участкам (параметры для интерполяции, свои для каждого канала, хранятся в памяти спецпроцессора с временем доступа ~ 1 мксек), добавляют код адреса и записывают это все в буферную память по каналу каркаса. Из перечисленного следует, что спецпроцессор должен уметь не только производить арифметические действия со временем умножения $12 \div 16$ - разрядных чисел ~ 1 мксек и иметь память для констант емкостью $\sim 16 \div 24$ к слов, но и выполнять функции контроллера, т.е. работать вспомогательным контроллером каркаса.

Интеллектуальный контроллер каркаса (ИКК) представляет из себя контроллер, снабженный вспомогательной магистралью со встроенной 16 - разрядной микро-ЭВМ на базе микропроцессора типа 8086, содержащую ПЗУ емкостью 8к, ОЗУ емкостью 16к, параллельный интерфейс и два последовательных интерфейса. Полностью задачи ИКК будут уточнены позже, пока ясно, что ИКК через тестовый модуль будет непрерывно калибровать предусилители, усилители, АДС и ТДС нейтринного детектора посредством непрерывного измерения характеристик каждого канала в отдельности. Параметры характеристик затем будут преобразовываться в пороговые значения и константы интерполяции и записываться в память спецпроцессора по каналу каркаса.

Один из последовательных интерфейсов микро-ЭВМ ИКК используется для связи микро-ЭВМ с центральной ЭВМ для первоначальной загрузки программ калибровки и пр. и для передачи сигналов

о больших отклонениях параметров от средних, свидетельствующих о неисправностях. Второй последовательный интерфейс используется для эпизодического подключения терминала с целью обеспечения автономной работы каркаса.

Буферная память каркасов позволяет накапливать информацию обо всех событиях за один импульс ускорителя. Таким образом, во время сброса пучка не происходит никакой передачи информации между каркасами. В паузах ускорителя информация из буферной памяти каркасов передается в центральную ЭВМ (или в центральную буферную память) для последующей записи на магнитную ленту. Передача идет по каналу ветви через интеллектуальный драйвер ветви, который поочередно опрашивает каркасы и переформатирует данные так, чтобы информация о каждом событии была связной. Наличие микро-ЭВМ в каждом каркасе практически исключает передачу какой-либо другой информации по каналу ветви и участие центральной ЭВМ в калибровке установки. В связи с этим надо использовать нестандартный канал ветви с возможностью непосредственной адресации 50÷60 каркасов.

Описанная система позволит регистрировать 50÷100 событий/с.

8. Калибровка детекторов комплекса меченых нейтрино

Проведение точных временных и амплитудных измерений требует постоянной калибровки и контроля стабильности аппаратуры. Калибровка временных каналов системы мечения и жидкоаргонового калориметра будет производиться при помощи мюонов от распада Π^- и K^- мезонов. Для этого предполагается в мюонной защите оставить узкие каналы, пропускающие $\sim 10^2$ мюонов/с. В режиме набора статистики антисовпадательные сцинтилляционные счетчики, расположенные между мюонной защитой и калориметром,

будут запрещать формирование мюонного триггера. На время калибровки антисовпадательные счетчики будут выключаться. Калибровка будет производиться автоматически через определенное число циклов или даже часть (~ 30 мс) каждого цикла. Для калибровки временных каналов будет также использована информация, полученная при "off-line" анализе данных. Цену отсчета TDC можно определить либо задерживая триггерный сигнал кабелем известной длины, либо смещая всю станцию мечения на фиксированное расстояние.

Калибровка временных каналов электроники счетчиков активной защиты будет производиться на космических мюонах в промежутках между сбросами протонного пучка на мишень.

Для относительной калибровки и контроля стабильности амплитудных каналов TAC станции мечения предполагается использовать сигналы от мюонов и полупроводниковых источников света. Для абсолютной калибровки может быть использована небольшая примесь электронов в адронном пучке. Мы рассматриваем также возможность проведения абсолютной калибровки путем регистрации и восстановления кинематики распада $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0$.

Относительная калибровка и контроль стабильности амплитудных каналов жидкоаргонового калориметра будут проводиться как на пучке мюонов параллельно с калибровкой временных каналов, так и стандартным образом при помощи калибровочных конденсаторов. Абсолютная калибровка может быть выполнена на пучках адронов и электронов. Для этого в мюонной защите предполагается иметь специальный канал. В аргоновом детекторе на пути пучка предусматриваются тонкие окна.

Часть III

ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

I. Введение

Мечение нейтрино позволяет определить все его начальные характеристики на уровне индивидуального события. Основные преимущества мечения по сравнению с другими пучками нейтрино сводятся к следующим:

- чистый пучок нейтрино определенного типа (ν_e , ν_μ , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$): примесь "посторонних" нейтрино на 2÷3 порядка меньше, чем в обычных пучках с узким и широким спектрами;
- лучшая (в 3÷4 раза) точность в определении энергии начального нейтрино (для ν_e существуют только пучки с широким спектром);
- лучшая (в 5÷10 раз) точность восстановления угловых координат нейтрино;
- по крайней мере на порядок величины лучшая точность в абсолютной нормировке ($< 1\%$);
- знание точки образования нейтрино.

В силу того, что вышеперечисленные характеристики пучка меченых нейтрино справедливы одновременно как для ν_μ , так и для ν_e мечение позволяет провести в рамках одного эксперимента

- 1) систематическую проверку $\nu_\mu - \nu_e$ универсальности по сравнительному анализу характеристик ν_e^- и ν_μ^- взаимодействий;
- 2) поиск осцилляций в ν_e и ν_μ пучках в наиболее чистых экспериментальных условиях;
- 3) прямую проверку возможности смешивания лептонов;
- 4) поиск и исследование редких процессов;

5) изучение "стандартной" физики глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах с существенно меньшими, чем в других экспериментах, систематическими погрешностями.

При оценке точностных характеристик будем исходить из статистики ν_e и ν_μ взаимодействий (см. табл. I0), ожидаемой в детекторе с полезным весом 600 т при полном сбросе $5 \cdot 10^{19}$ протонов на мишень и интенсивности каонного пучка $1,6 \cdot 10^9$ K^+ /цикл ($\sigma(P)/P = 2,2\%$, $P = 35$ ГэВ/с). Напомним, что максимальный рассматриваемый нами полезный вес детектора со стальными электродами составляет 1300 т, максимальная интенсивность пучка K^+ - мезонов - $4 \cdot 10^9$ K^+ /цикл ($\sigma(P)/P = 8\%$). Полный поток протонов $5 \cdot 10^{19}$ может быть получен за семь 30-дневных сеансов при интенсивности $3 \cdot 10^{13}$ р/цикл и эффективности работы установки 80%. Энергетические спектры меченых ν_e и ν_μ нейтрино, взаимодействующих в объеме нейтринного детектора, показаны на рис. 9 (импульс родительских K^+ - мезонов - 35 ГэВ/с).

2. Анализ сечений $\nu_e N$ - и $\nu_\mu N$ -взаимодействий

Первой задачей, которая может быть решена в предлагаемом эксперименте, является прямая проверка $\nu_e - \nu_\mu$ универсальности по сравнительному анализу сечений взаимодействия ν_e и ν_μ с нуклонами. В отличие от экспериментально твердо установленной $e - \mu$ универсальности, гипотеза $\nu_e - \nu_\mu$ универсальности экспериментально обоснована очень плохо. На сегодняшний день известны только полные сечения $\nu_e N$ -взаимодействий по каналу заряженного тока, измеренные на камере Гаргамель при низких энергиях (< 10 ГэВ), которые согласуются с гипотезой $\nu_e - \nu_\mu$ универ-

сальности с точностью 30%/I2/. Качественное сравнение идентичности формы γ -распределений для $\bar{\nu}_\mu N$ и $\bar{\nu}_e N$ рассеяния в заряженном токе проведено также на I5-футовой камере Фермилаб при высоких энергиях/I3/.

В предлагаемом эксперименте $\nu_e - \nu_\mu$ универсальность может быть проверена как по каналу заряженного (CC), так и нейтрального (NC) токов по сравнению полных и дифференциальных сечений $\nu_e N$ - и $\nu_\mu N$ - рассеяния. Отклонение от единицы отношений сечений

$$V_i = \sigma_i(\nu_e N) / \sigma_i(\nu_\mu N), \quad i = CC, NC, CC + NC,$$

а также обнаружение энергетической зависимости этих отношений будет прямым указанием на нарушение $\nu_e - \nu_\mu$ универсальности. Преимущество исследования подобных отношений состоит в том, что в рамках предлагаемого эксперимента они свободны от ошибок в абсолютных нормировках.

Наиболее простым, с экспериментальной точки зрения, является измерение отношения V_{CC+NC} , для которого необходима только регистрация акта взаимодействия нейтрино в детекторе. Основным источником систематической погрешности в определении V_{CC+NC} является фон из-за ложной привязки в системе мечения, который ожидается на уровне $\sim 1\%$ (см. табл. 5 и 6). Использование информации об энергии первичного нейтрино позволит уменьшить этот фон в несколько раз.

Определение отношений V_{CC} и V_{NC} зависит от возможности разделения нейтринных событий, идущих по каналам CC и NC. Основными методами разделения этих каналов являются сравнение энергии начального нейтрино с энерговыделением в детекторе и использование топологии заряженного тока (наличие e или μ в конеч-

ном состоянии). На рис. 40 показаны распределения $\nu_e N$ - взаимодействий в СС и НС каналах по величине отношения $E_{\text{meas}}/E_{\text{tag}}$, где E_{meas} - энерговыделение, зарегистрированное в детекторе, а E_{tag} - энергия начального нейтрино, восстановленная по информации с системы мечения. Как следует из этого рисунка, при обрезании ($E_{\text{meas}}/E_{\text{tag}} > 0,8$) отсекается $\sim 80\%$ НС событий и теряется $\sim 2\%$ СС событий. С учетом соотношения $\sigma_{\text{НС}}/\sigma_{\text{СС}} \approx 0,3$ мы ожидаем, что фон от НС событий в СС образце составит $\sim 7\%$, а фон от СС событий в НС образце - $\sim 6\%$. При эффективности идентификации электрона в СС событиях $\sim 90\%$ эти фоны могут быть сведены к уровню $\leq 1\%$. При этом потери НС и СС событий будут составлять 20% и 0,2%, соответственно. Мы предполагаем, что поправки на потерю из-за обрезания по $E_{\text{meas}}/E_{\text{tag}}$ НС событий могут быть внесены с точностью не хуже 10%, используя дифференциальные характеристики НС событий.

Другим источником неопределенности является фон от ложных привязок в системе мечения. Для СС событий этот фон может быть сведен к уровню 0,1% при использовании информации об энергии первичного нейтрино. Однако, для НС событий он будет составлять $\sim 1\%$. Для случая $\nu_\mu N$ рассеяния ожидается, что основной фон ($\sim 1\%$) будут составлять ложные привязки в системе мечения для НС событий.

Оценки точности определения отношений V_i , которые могут быть получены в предлагаемом эксперименте, приведены в табл. II. Как видно из этой таблицы, $\nu_e - \nu_\mu$ универсальность по отношениям $V_{\text{СС+НС}}$ и $V_{\text{СС}}$ может быть проверена с точностью лучше 2%, а по каналу НС с точностью лучше 5%. Следует отметить, что отношения $V_{\text{СС+НС}}$ и $V_{\text{НС}}$ принципиально не могут быть измерены при

стандартной постановке нейтринных экспериментов.

Самостоятельный интерес представляет также исследование энергетической зависимости наклонов сечений $\nu_e N$ и $\nu_\mu N$ рассеяния

$$\Lambda_i^{\nu_e, \nu_\mu} = \sigma_i^{\nu_e, \nu_\mu} / E_\nu, \quad i = \text{CC}, \text{NC}, \text{CC} + \text{NC}.$$

Теоретически ожидается сложная зависимость этих наклонов от энергии, обусловленная эффектами нарушения скейлинга, предсказываемых в КХД, а также эффектами открытия порога рождения очарованных частиц в канале CC. Этот пороговый эффект должен приводить к различию энергетического поведения Λ_{CC} и Λ_{NC} . Отмеченные эффекты достаточно велики в области энергий, которую перекрывает предлагаемый эксперимент ($\sim 5 \pm 10\%$).

Наклоны $\Lambda_{\text{CC}}^{\nu_\mu}$ к настоящему времени измерены во многих нейтринных экспериментах^{/14/}. Наклон $\Lambda_{\text{CC}}^{\nu_e}$ измерен в единственном эксперименте с 30% точностью. Несмотря на обилие экспериментальных данных по $\Lambda_{\text{CC}}^{\nu_\mu}$, в настоящее время возможно говорить об энергетическом поведении $\Lambda_{\text{CC}}^{\nu_\mu}$ только на качественном уровне в силу двух причин: неопределенность в абсолютных нормировках между различными экспериментами^{составляет} $\sim 10\%$ и систематические неопределенности в мониторинговании нейтринных потоков в рамках одного эксперимента также велики ($\sim 10\%$).

Экспериментальная ситуация, сложившаяся на настоящий день в области измерения наклонов $\Lambda_{\text{CC}}^{\nu_\mu}$ и $\Lambda_{\text{CC}}^{\nu_e}$ при энергиях нейтрино до 35 ГэВ, демонстрируется на рис.41. Там же приведены энергетические зависимости $\Lambda_{\text{CC}}^{\nu_\mu}$, обусловленные эффектами нарушения скейлинга, предсказываемыми в пертурбативной КХД^Р/15/.

В предлагаемом эксперименте энергетическая зависимость наклонов $\Lambda_{\text{CC}}^{\nu_\mu}$ и $\Lambda_{\text{CC}+\text{NC}}^{\nu_\mu}$ по 20 точкам может быть исследована со

статистической ошибкой $\sim 1\%$ в точке. Систематика при этом может быть сведена к уровню $< 1\%$. В случае $\Lambda_{NC}^{\nu\mu}$ ожидается статистическая точность $\sim 1,5\%$ в точке при максимальной систематической погрешности $\sim 1\%$. Можно, однако, надеяться уменьшить эту систематику путем тщательного анализа фона из-за ложных привязок в системе мечения.

При исследовании энергетической зависимости $\Lambda_i^{\nu e}$ будут доминировать статистические ошибки, которые при 10 точках составят $\sim (4+5)\%$ на точку для $\Lambda_{CC}^{\nu e}$ и $\Lambda_{CC+NC}^{\nu e}$ и $\sim 7\%$ для $\Lambda_{NC}^{\nu e}$.

Коридоры ошибок при исследовании энергетической зависимости $\Lambda_{CC}^{\nu\mu}$ и $\Lambda_{CC}^{\nu e}$, ожидаемые в предлагаемом эксперименте, приведены для сравнения на рис. 41. Очевидно, что ожидаемые точности позволят на количественном уровне проверить теоретические предсказания для энергетической зависимости Λ_i^{ν} .

Наклоны полных сечений $\nu_{\mu} N$ и $\nu_e N$ рассеяния при отсутствии их энергетической зависимости могут быть определены с точностями, представленными в табл. II. В табл. II указаны максимальные ожидаемые систематические ошибки, которые могут быть существенно уменьшены тщательным анализом фонов. Отметим, что ошибка в абсолютной шкале сечений будет составлять $\sim 1\%$.

В дополнение к проверке $\nu_e - \nu_{\mu}$ универсальности по отношению полных сечений в предлагаемом эксперименте возможно проверить $\nu_e - \nu_{\mu}$ универсальность по отношениям дифференциальных сечений

$$V_i(x) = \sigma_i^{\nu e}(x) / \sigma_i^{\nu\mu}(x) \quad \text{и} \quad V_i(y) = \sigma_i^{\nu e}(y) / \sigma_i^{\nu\mu}(y), \quad i = CC, NC,$$

где x и y стандартные скейлинговые переменные. Проверка гипотезы $\nu_e - \nu_{\mu}$ универсальности с помощью подобных отношений имеет особую ценность в связи с тем, что достаточно сильное нарушение

$\nu_e - \nu_\mu$ универсальности, скажем, при больших x будет приводить к слабому эффекту в отношениях полных сечений, поскольку влияние области больших x на полное сечение мало (примером могут служить эффекты нарушения скейлинга в структурных функциях нуклона).

Отношения дифференциальных сечений, как и отношения полных сечений, свободны от неопределенности в абсолютных нормировках. Кроме того, отношения дифференциальных сечений не чувствительны к искажениям формы дифференциальных сечений, связанных с погрешностями в измерении углов и энергий в калориметре, поскольку искажения как для $\nu_\mu N$, так и для $\nu_e N$ - взаимодействий практически одинаковы. Для канала NC это очевидно. Для канала CC , как показывают расчеты, поправки к отношению $\sigma_{CC}^{\nu_e}(x) / \sigma_{CC}^{\nu_\mu}(x)$ из-за различия в точностях определения параметров электрона и мюона не должны превосходить 3%.

Таким образом, осуществление предлагаемого эксперимента позволит провести прямую систематическую проверку универсальности взаимодействия мюонного и электронного нейтрино с веществом с точностями, недоступными при стандартной постановке нейтринных экспериментов.

3. Поиски осцилляций нейтрино ν_e и ν_μ

Возможность существования переходов нейтрино одного типа в другой с течением времени, т.е. так называемых осцилляций^{/16/}, продолжает оставаться одной из важнейших и наименее изученных областей нейтринной физики. Феноменологически осцилляции нейтрино связываются с наличием у них конечных масс и смешиванием нейтрино различных сортов, аналогичным смешиванию кварков^{/17/}. В простейшем случае двух нейтрино вероятность осцилляции может быть запи-

сана в виде

$$P(\nu_i \rightarrow \nu_j) = \frac{1}{2} \sin^2 2\alpha (1 - \cos 2\pi L/L_{osc}),$$

где α - угол смешивания, L (м) - расстояние между точкой образования нейтрино и детектором, $L_{osc} = 2,48 \cdot E$ (МэВ) / δm_{ij}^2 (эВ²) - длина осцилляции, δm_{ij}^2 - разность квадратов масс ν_i и ν_j . Максимальный эффект осцилляций проявляется при $1,27 \cdot m_{ij}^2 \cdot L/E = \frac{\pi}{2} (2n+1)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. При $L \ll L_{osc}$ и максимальном смешивании (предел малых масс)

$$\delta m_{ij}^2 = \sqrt{P(\nu_i \rightarrow \nu_j) / (1,27 \cdot L/E)}.$$

При $L \gg L_{osc}$ (предел больших масс)

$$\sin^2 2\alpha = 2 P(\nu_i \rightarrow \nu_j).$$

В настоящее время экспериментальные данные по осцилляциям крайне бедны и, как правило, носят характер ограничений^{/18/}. В таблице I2 приведены результаты экспериментов на ускорителях. Видно, что наиболее сильные ограничения относятся к переходам $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Что же касается осцилляций ν_e , то ограничения здесь значительно слабее, что связано с отсутствием на ускорителях чистых и интенсивных пучков электронных нейтрино. В то же время данные, полученные на реакторе^{/19/} и в "beam-dump" эксперименте^{/20/}, дают указания на существование ν_e ($\bar{\nu}_e$) осцилляций в области $\delta m^2 = (1 \div 100)$ эВ². Если это так, то осцилляции нейтрино обусловлены прежде всего переходом $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. Таким образом, необходимы дополнительные эксперименты по поиску осцилляций ν_e в диапазоне $L/E_\nu = (1 \div 10^{-2})$ м/МэВ.

Меченые пучки нейтрино являются идеальным инструментом для изучения нейтринных осцилляций. По сравнению с другими пучками

нейтрино на ускорителях меченые пучки обладают следующими преимуществами:

- знание типа вылетевшего нейтрино;
- знание точки образования нейтрино с точностью ~ 1 м, (то есть расстояния L);
- возможность отбора по величине L/E , на одном детекторе без его перемещения;
- отсутствие проблемы абсолютных нормировок.

Распределение числа взаимодействий по величине L/E , для меченых нейтрино приведено на рис.42. Среднее значение $L/E_s = 0,006$ м/МэВ, область чувствительности $\delta m^2 = (40-600)$ эВ². В данном эксперименте наиболее удобным параметром, не зависящим от абсолютных нормировок, является отношение $N(0e)/N(1e)$ ($N(0e)$ и $N(1e)$ - число событий без электрона и с электроном в конечном состоянии). Это отношение может быть представлено в виде:

$$\frac{N(0e)}{N(1e)} = \frac{\sigma_{NC}^{\nu_e} [1 + (\sigma_{CC}^{\nu_e} / \sigma_{NC}^{\nu_e}) P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) Bz(\tau \rightarrow 0e + \dots)]}{\sigma_{CC}^{\nu_e} [P(\nu_e \rightarrow \nu_e) + (\sigma_{CC}^{\nu_e} / \sigma_{CC}^{\nu_e}) P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) Bz(\tau \rightarrow 1e + \dots)]}$$

где $P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)$ - вероятность $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ осцилляции. Отметим, что из-за специфики эксперимента отношение $N(0e)/N(1e)$ может быть измерено как функция параметра L/E , от которого зависит вероятность осцилляции. На рис.43 показано отношение $N(0e)/N(1e)$ в зависимости от величины L/E , для значений $\delta m^2 = 100, 50$ и 10 эВ² в предположении максимального смешивания (статистика ν_e взаимодействий по каналу заряженного тока составляет 3100 событий). Как видно из рисунка, эксперимент чувствителен к наличию $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$

осцилляции при $\delta m^2 \geq 40 \text{ эВ}^2$.

Мы ожидаем, что при негативном результате может быть получен следующий верхний предел на вероятность $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ осцилляции (90% уровень достоверности):

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) < 0,025,$$

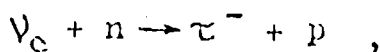
что соответствует в пределе малых масс значению $\delta m^2 < 17 \text{ эВ}^2$ и в пределе больших масс $\sin^2 2\alpha < 0,05$. В случае ν_μ - взаимодействий ограничение на $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ может быть получено на уровне $1 \cdot 10^{-4}$. На рис.44 изображены области значений δm^2 и $\sin^2 2\alpha$, которые могут быть исключены на 90% уровне достоверности для $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций. Таким образом, эксперимент позволит более чем на порядок улучшить существующие ограничения (см. табл.12) на вероятности переходов $P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)$ и $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ и, тем самым, на углы смешивания в пределе больших масс. Отметим также, что в предлагаемом эксперименте могут быть проверены и другие схемы осцилляций нейтрино^{/21/}.

4. Смешивание лептонов

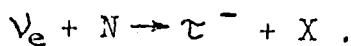
Отсутствие в природе нейтринных осцилляций не запрещает эффектов смешивания лептонов. На смешивание $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ существуют довольно жесткие экспериментальные ограничения (см. табл.12), пределы же на смешивание $\nu_\mu - \nu_\tau$ и, особенно, $\nu_e - \nu_\tau$ гораздо слабее. В пучках мюонных нейтрино получено ограничение $G_{\nu_\mu \tau}^2 / G_{\nu_\mu \mu}^2 < 0,025$ на 90% у.д.^{/22/}, в "beam-dump" эксперименте на камере BEBC^{/23/} получено ограничение $G_{\nu_e \tau}^2 / G_{\nu_e e}^2 < 0,35$.

В общем случае, если существует смешивание $\nu_e - \nu_\tau$, тяжелый τ - лептон может образовываться как в двухчастичной раск-

ции



так и в неупругой реакции



На рис. 45 показаны энергетические зависимости сечения реакций с образованием τ по отношению к $\sigma_{CC}^{\nu_e}$ в предположении $G_{\nu_e} = G_F$. Из рисунка видно, что кинематическое подавление рождения τ - лептона, обусловленное большой массой $m_\tau = 1807$ МэВ, равно $\sim 85\%$ при $E_{\nu_e} \sim 5$ ГэВ и составляет $\sim 40\%$ при $E_{\nu_e} \sim 30$ ГэВ.

При наличии смешивания интенсивность $\nu_e \tau$ перехода обуславливается эффективной константой $G_F^2 \sin^2 \alpha / 2$, а $\nu_e e$ перехода - константой $G_F^2 \cos^2 \alpha / 2$. Используя отношения $V_{CC} = \sigma_{CC}^{\nu_e} / \sigma_{CC}^{\nu_\mu}$ и $R^{\nu_e} = \sigma_{NC}^{\nu_e} / \sigma_{CC}^{\nu_e}$, в данном эксперименте можно проверить гипотезу существования $\nu_e \tau$ переходов и значительно улучшить ограничение на их интенсивность. Например, измеряя величину $V_{CC} = \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cdot T_\tau \cdot \text{Br}(\tau \rightarrow e \dots)$, где фактор T_τ учитывает кинематическое подавление рождения τ - лептона и $\text{Br}(\tau \rightarrow e \dots) = 0,18$, можно получить верхний предел на угол смешивания $\sin^2 \alpha < 0,03$ (90% у.д.). Если же рассматривать отношение $R^{\nu_e} = \sigma_{NC}^{\nu_e} / \sigma_{CC}^{\nu_e}$, то с учетом тех же факторов верхний предел $\sin^2 \alpha$ становится равным 0,025. Кроме того, в предлагаемом эксперименте могут быть достигнуты следующие ограничения на несохранение лептонных чисел:

$$\nu_e \text{- пучок: } G_{\nu_e \mu^-}^2 / G_{\nu_e e^-}^2 < 10^{-2}$$

$$G_{\nu_e \mu^+}^2 / G_{\nu_e e^-}^2 < 10^{-4}$$

$$\nu_\mu \text{- пучок: } G_{\nu_\mu e^-}^2 / G_{\nu_\mu \mu^-}^2 < 10^{-4}$$

$$G_{\nu_\mu \mu^+}^2 / G_{\nu_\mu \mu^-}^2 < 10^{-4}$$

5. Поиски редких процессов

Уникальные особенности предлагаемого эксперимента (знание природы и энергии налетающего нейтрино, хорошее энергетическое разрешение калориметра) позволяют эффективно проводить поиск и изучение редких процессов в пучках меченых мюонных и электронных нейтрино. К таким процессам можно отнести:

- упругое рассеяние нейтрино на электроны;
- рождение очарованных частиц в заряженном токе;
- образование тяжелых заряженных и нейтральных лептонов;
- образование заряженных хиггсовских бозонов.

5.1. Исследование упругого рассеяния нейтрино на электроны

Измерение сечений процессов упругого рассеяния $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ и $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ играет важнейшую роль для любой предлагаемой теории слабых взаимодействий из-за отсутствия неопределенностей, связанных с адронной структурой. Особый интерес вызывает изучение $\nu_e e$ рассеяния из-за ожидаемого эффекта интерференции между амплитудами нейтрального и заряженного тока, отсутствующего в случае $\nu_\mu e$ рассеяния.

Существующие в настоящее время данные по упругому рассеянию $\bar{\nu}_e e$ /24/ в области низких энергий (1-8) МэВ согласуются как с гипотезой чистого V-A заряженного тока, так и с комбинацией заряженного и нейтрального токов с $\sin^2 \theta_w = 0,29 \pm 0,05$. Изучение реакции $\nu_e e$ рассеяния в этом смысле более предпочтительно, поскольку в модели Вайнберга-Салама при $\sin^2 \theta_w = 0,25$

$$\frac{\sigma(\nu_e e)^{ws}}{\sigma(\nu_e e)^{V-A}} = \frac{7}{12}, \quad \text{а} \quad \frac{\sigma(\bar{\nu}_e e)^{ws}}{\sigma(\bar{\nu}_e e)^{V-A}} = \frac{3}{4}.$$

Существенно также, что сечение $\nu_e e$ рассеяния значительно выше сечения $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$

$$\sigma(\nu_e e) / \sigma(\nu_\mu e) \sim 7 \quad \text{при} \quad \sin^2 \theta_W = 0,25.$$

Несмотря на это, в настоящее время не имеется никаких экспериментальных данных по $\nu_e e$ упругому рассеянию. Число событий типа $\nu_e e (\nu_\mu e) \rightarrow \nu_e e (\nu_\mu e)$, которое можно зарегистрировать в данном эксперименте, приведено в табл. 10. Ожидаемый уровень фона не превосходит нескольких процентов. Отметим, что в принципе статистика может быть увеличена в 5 раз (см. п. I).

5.2. Исследование образования очарованных частиц в нейтринных взаимодействиях

До сих пор процессы образования очарованных частиц в глубокоупругом нейтринном рассеянии изучались только в $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ пучках. В предлагаемом эксперименте впервые можно будет провести сравнительный анализ рождения очарованных частиц в $\nu_\mu N$ и $\nu_e N$ взаимодействиях с заряженным током, используя дилептонные события противоположного знака $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X$ и $\nu_e N \rightarrow e^- \mu^+ X$. Ожидаемое число $e\mu$ и $\mu\mu$ событий в ν_e и ν_μ пучках приведено в таблице 10 в предположении, что выход дилептонных событий при нашей энергии составляет $\sim 0,3\%/25$. Таким образом, равенство $\sigma(e\mu) = \sigma(\mu\mu)$ может быть проверено с точностью $\sim 30\%$.

Что касается образования очарованных частиц в $\nu_\mu N$ взаимодействиях ($\mu^- \mu^+$ события), то данный эксперимент позволит надежно измерить функцию возбуждения очарованного кварка в околопоро-

говой области (10-30) ГэВ с шагом 4 ГэВ, проверив тем самым гипотезу медленного рескейлинга^{/26/} с точностью $\sim 10\%$.

5.3. Поиск событий с образованием новых лептонов и бозонов

Знание начальной энергии нейтрино в данном эксперименте дает возможность поиска новых явлений в лептонной вершине нейтринного взаимодействия, таких как образование тяжелых лептонов и заряженных хиггсовских бозонов. Такие события будут характеризоваться лептонной сигнатурой и большим недостатком энергии, выделенной в калориметре, по сравнению с начальной энергией нейтрино. В таблице I3 приведены примеры такого рода событий вместе с ожидаемым уровнем фона.

Рассмотрим более подробно поиск событий с образованием τ -лептона в ν_e пучке:

$$\nu_e + N \rightarrow \tau^-(\tau^- \rightarrow e^- \nu \bar{\nu}) + X.$$

Как следует из рис.40, введение обрезания по величине $M = E_{\text{meas}}/E_{\text{tag}} < 0,6$ подавляет фон от $\nu_e N$ -взаимодействий, идущих через заряженный ток, до уровня $\sim 5 \cdot 10^{-4}$. Поэтому основной фон будет связан с не $\nu_e N$ -взаимодействиями, имитирующими процесс образования и распада τ -лептона. Этот фон зависит, в основном, от вероятности неправильно идентифицировать Π^0 -мезон как электрон. В предположении, что при энергиях Π^0 -мезона $E_{\Pi^0} > 1$ ГэВ вероятность "перепутывания" равна 10%, уровень фона к рассматриваемому процессу составит $\sim 1\%$ от полного числа $\nu_e N$ -взаимодействий.

Уровень, до которого можно вести поиск новых явлений, зависит, вообще говоря, от конкретного процесса и может изменяться в пределах от 10^{-4} до 10^{-2} от полного числа взаимодействий.

6. Исследование глубокоэластичного νN рассеяния

Программа исследований процессов глубокоэластичного рассеяния нейтрино, которая может быть проведена в рамках предлагаемого эксперимента, достаточно обширна и включает в себя исследование пространственно-временной структуры слабых адронных нейтральных и заряженных токов, а также исследование структуры нуклона. Исследования будут проведены как для мюонных, так и для электронных нейтрино. Однако, возможности использования пучка ν_e для этих целей ограничены сравнительно небольшой статистикой.

К настоящему времени структура слабых токов исследована в очень многих экспериментах в широком интервале энергий^{/27/}. В пределах экспериментальных ошибок существующие данные согласуются с предсказаниями стандартной $SU(2) \times U(1)$ модели электрослабых взаимодействий^{/28/}. Структура нуклона исследовалась как в пучках нейтрино, так и в e/μ пучках^{/29/}. Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с предсказаниями квантовой хромодинамики^{/15/}. Однако, вследствие значительных экспериментальных погрешностей сравнение теории с опытом следует признать на сегодня предварительным. В частности, параметр смешивания $\sin^2 \theta_W$ единой теории электрослабого взаимодействия известен с точностью $\sim 5\%$ ^{/27/} и увеличение точности измерения $\sin^2 \theta_W$ является исключительно важным, так как в рамках моделей великого объединения^{/30/} его величина является одним из немногих указаний на структуру единого взаимодействия.

В предлагаемом эксперименте пучок меченых нейтрино будет иметь уровень фона на два-три порядка меньший, чем в стандартных нейтринных пучках, что позволяет надеяться на существенное снижение систематических погрешностей в определении параметров теории.

6.1. Нейтральные токи

Основной задачей следует считать прецизионное измерение отношения $R^{\nu\mu} = \sigma_{NC}^{\nu\mu} / \sigma_{CC}^{\nu\mu}$. В отличие от дихроматических ν_{μ} пучков в пучке меченых ν_{μ} не существует проблем, связанных с П/К неоднозначностью в энергетических спектрах нейтрино. Это позволит, по нашим оценкам, измерить величину $R^{\nu\mu}$ с точностью, близкой к статистической ($\sim 0,5\%$). Используя связь между $R^{\nu\mu}$ и $\sin^2 \theta_W$, следующую из кварк-партонной модели

$$R^{\nu\mu} = 1/2 - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_W$$

мы ожидаем, что $\sin^2 \theta_W$ может быть измерен с точностью $\sim 2\%$. Следует однако отметить, что приведенное соотношение между $R^{\nu\mu}$ и $\sin^2 \theta_W$ в области энергий предлагаемого эксперимента может серьезно нарушаться из-за пороговых эффектов рождения очарованных частиц. Это может существенно отразиться на точности определения параметра $\sin^2 \theta_W$.

Возможность измерить энергетическую зависимость $R^{\nu\mu}$ по 10 точкам с точностью в точке $\sim 1,5\%$ при энергиях (10+35) ГэВ представляет интерес в связи с возможностью детального исследования динамики открытия порога рождения очарованных частиц в заряженном токе. Ожидаемое изменение $R^{\nu\mu}$ в данной области энергий составляет $\sim 10\%$, что находится в пределах чувствительности эксперимента.

Определение энергии первичного нейтрино на уровне индивидуального события позволит исследовать пространственновременную структуру нейтрального тока через Y - распределения с точностями, не уступающими точностям, достигаемым в заряженном токе.

Значительный интерес представляет также исследование структуры нуклона в нейтральном токе и сравнение ее со структурой, ко-

тору "видит" заряженный ток. Это особенно ценно в связи с практически полным отсутствием экспериментальных данных по этому вопросу /31/. Поскольку переменная x в нейтральном токе должна определяться из энергии начального нейтрино и параметров адронной системы, измеряемых в детекторе с относительно невысокой точностью при малых энергиях адронов, она будет подвержена заметным ошибкам. Однако, эффекты "размазывания" будут сокращаться при сравнительном анализе x - распределений в нейтральном и заряженном токе, если СС события анализируются в тех же условиях.

6.2. Заряженный ток

Основной задачей предлагаемого эксперимента в этом случае является детальное исследование структуры нуклона: измерение кварковых распределений и эффектов нарушения скейлинга. С нашей точки зрения, наибольший интерес представляет исследование эффектов рассеяния на связанных кварках, которые доминируют при больших значениях x и умеренных значениях $Q^2/32/$. Меченый ν_μ пучок, обладая наилучшим энергетическим разрешением, позволит продвинуться в область больших x , недоступную для современных экспериментов.

7. Пучки меченых нейтрино на УНК

Выше были рассмотрены возможные эксперименты с пучками "меченых" нейтрино. Из рассмотрения видно, что пучки меченых нейтрино, обладая уникальными свойствами, позволят получить качественно новые результаты практически по всех областях нейтринных исследований. Через несколько лет, когда можно будет начать осуществление этой программы, вероятно не все эксперименты оста-

нутя актуальными. С другой стороны, развитие физики высоких энергий может поставить новые задачи, решение которых окажется возможным только путем использования меченых нейтринных пучков.

Мы полагаем, что пучки меченых нейтрино особенно перспективны при высоких энергиях. Дело в том, что разрешение детекторов полного поглощения, обычно используемых для регистрации нейтринных взаимодействий, улучшается с ростом энергии примерно как $E^{-0,5}$. В области энергий ~ 1 ТэВ можно ожидать, что энергия продуктов нейтринного взаимодействия будет измеряться с точностью несколько процентов. В связи с этим кажется чрезвычайно привлекательным иметь возможность определять энергию нейтрино с такой же точностью. Как показано в работе^{/33/}, этого можно достичь при помощи метода меченых нейтрино. В области энергий каонов ($I+2$) ТэВ (область энергий сооружаемого УНК ИФЭЭ) можно создать пучки меченых мюонных и электронных нейтрино со следующими характеристиками: относительная ошибка в определении энергии нейтрино $\delta(E_\nu)/E_\nu = 3\%$; ошибка $\delta(\theta_\nu)$ восстановления угловых координат равна 7 мкрад для мюонных нейтрино и 5 мкрад для электронных; точность предсказания точки взаимодействия нейтрино составляет 10 см для ν_μ и 15 см для ν_e ; точность восстановления Z - координаты вершины $K_{\mu 2}$ - распада - 33 м, $K_{e 3}$ - распада 7 м.

В нейтринном комплексе УНК предусматривается создание пучков меченых нейтрино^{/34/}. Размеры и структура детекторов станции меченых нейтринного калориметра, рассматриваемые в настоящем предложении, подходят без изменений и для УНК. Поэтому наше предложение следует рассматривать также, как прямую подготовку к экспериментам на УНК.

8. Изучение распадов заряженных К-мезонов

8.1. Физические проблемы.

Для мечения нейтрино предполагается использовать $K_{\mu 2}$ и $K_{e 3}$ распады. Станция мечения способна с высокой эффективностью и точностью регистрировать и другие распады заряженных К-мезонов, в частности, безнейтринные. Рассмотрим физические проблемы, которые можно попытаться разрешить при исследовании некоторых распадов заряженных К-мезонов.

CP-инвариантность. Её нарушение наблюдалось только в распадах нейтральных К-мезонов. Природа этого нарушения до сих пор неизвестна. Решающим опытом могла бы быть попытка поиска CP-нарушения в распадах заряженных К-мезонов, так как в случае обнаружения CP-нечетных эффектов будет закрыта гипотеза Вольфенштейна^{/35/} о суперслабом взаимодействии. CP-нарушение может проявляться в зарядовой асимметрии относительной вероятности распадов K^+ и K^- -мезонов по определенным каналам

$$A = \frac{B(K^+) - B(K^-)}{B(K^+) + B(K^-)} \neq 0$$

и в различии спектров распадных частиц

$$a = \frac{R(K^+) - R(K^-)}{R(K^+) + R(K^-)} \neq 0,$$

$$\text{где } R = \frac{d B}{d E} \quad \text{или} \quad R = \frac{d^2 B}{dx dy},$$

E - энергия какой-нибудь распадной частицы,

x, y - переменные Далица.

По теоретическим оценкам (см. обзор^{/36/}) следует ожидать для суперслабого взаимодействия, нарушающего CP-инвариантность, в распадах $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^{\pm} \pi^{\pm}$, $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \pi^0$ и $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$ $A \sim 10^{-5}$ и $a \sim 10^{-4} + 10^{-6}$. Распады $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$, возможно, более "перспективны" для обнаруже-

ния CP-нарушения, так как некоторые модели^{/37/} предсказывают для них $a \sim 10^{-2}$ в определенных областях Далиц-плота и даже $A = 0,6(!)$.

Экспериментальная ситуация такова:

$$\Lambda(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp}) \lesssim 10^{-3} \quad /38/$$

$$\Lambda(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0) \lesssim 10^{-3} \quad /39/$$

$$\Lambda(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\gamma) \lesssim 10^{-2} \quad /39/$$

$$a(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp}) \lesssim 10^{-2} \quad /38/$$

$$a(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0) \lesssim 10^{-2} \quad /39/$$

$$a(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\gamma) \lesssim 10^{-2} \quad /39/$$

$\mu - e$ универсальность. Её нарушение до сих пор не наблюдалось.

Возможно, что в редких распадах $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} l^{+} l^{-}$ ($l = e, \mu$) могут быть велики вклады "горизонтальных" взаимодействий, смешивающих поколения лептонов^{/40/}, и тогда возникнет нарушение $\mu - e$ универсальности. Масштаб этого нарушения связан с массой "горизонтального" калибровочного бозона, с углами смешивания и т.п., и поэтому не может быть надежно предсказан теоретически. Экспериментально наблюдалось 4I событие распада $K^{+} \rightarrow \pi^{+} e^{+} e^{-}$ ^{/41/} и ни одного распада $K^{+} \rightarrow \pi^{+} \mu^{+} \mu^{-}$ ^{/42/}, однако, установленная верхняя граница вероятности распада $K^{+} \rightarrow \pi^{+} \mu^{+} \mu^{-}$ велика и не дает основания сомневаться в $\mu - e$ универсальности. Исследование распределений по Далиц-плоту в распадах $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} l^{+} l^{-}$ позволило бы проверить стандартную теорию электрослабых взаимодействий.

Сохранение лептонного числа. Уже упоминавшаяся модель "горизонтальных" слабых взаимодействий предсказывает для распада $K^{+} \rightarrow \pi^{+} \mu e$, нарушающего закон сохранения лептонных чисел, относительную вероятность $\sim 10^{-13}$. Экспериментально установленный предел составляет $\sim 10^{-9}$ ^{/42/}.

8.2. Схема эксперимента.

Для решения перечисленных физических проблем необходимо:

- набрать максимально возможную статистику в распадах $K^{\pm} \rightarrow (3\pi)^{\pm}$ и $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$, заботясь при этом о подавлении ложных зарядовых асимметрий;
- работая при максимально возможной интенсивности, выделить распады $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} e^+ e^-$ и $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \mu^+ \mu^-$ и попытаться выделить распад $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \mu e$.

Аппаратура станции мечения, изображенная на рис.5, в принципе, подходит для решения этих задач. Однако, её необходимо будет дополнить:

- магнитом с большой апертурой для определения знака заряда частиц и измерения их импульса;
- адронным калориметром легкой структуры для надежной идентификации мюонов и измерения импульса адронов;
- многочастотным широкоапертурным черенковским счетчиком для идентификации электронов.

Расположение этой аппаратуры представлено на рис.46.

Адронный пучок для поиска эффектов CP-нарушения необходимо иметь с "мигающей" полярностью, т.е. необходимо достаточно часто переключать направления токов в магнитах и линзах.

Газовый пороговый черенковский счетчик для идентификации электронов представляет собой цилиндрический сосуд ϕ 4 м и длиной 20 м с оптической системой для сбора черенковского света на фотопумпители (рис.47). Фактически, это будет ближний к станции мечения отрезок распадной трубы, отделенный тонкой диафрагмой. В качестве рабочего газа целесообразно использовать водород, имеющий наименьшее отношение $\rho/(n-1) = 0,6$ (для других газов эта величина в 5 ÷ 10 раз больше), что даст возможность иметь достаточно

"тонкий" (по количеству г/см² и рад.ед.) счетчик. Дополнительное преимущество водорода как рабочего газа — хорошая прозрачность в ультрафиолетовой области спектра вплоть до 100 нм. В случае дискриминации электронов от мюонов и более тяжелых частиц до импульса $P = 35$ ГэВ/с давление водорода составит 0,03 атм, плотность — $2,7 \cdot 10^{-6}$ г/см³. При этом электрон излучит 68 фотонов в интервале длин волн 100÷600 нм (27 фотонов в интервале 200÷600 нм). Интенсивность черенковского света можно увеличить, уменьшая импульс P ($I \sim P^{-2}$) или увеличивая длину счетчика.

Для сбора черенковских фотонов на ф.э.у. может быть использована система зеркал с алюминиевым покрытием, защищенным пленкой MgF_2 . Другой способ — применение световодов, покрытых тонким (≤ 30 мкм) слоем преобразователя спектра. Последний способ требует проведения предварительных методических исследований.

В счетчике используется 32 быстрых ф.э.у. (ФЭУ-30, 58 АУР). В случае применения для светосбора системы зеркал входное окно ф.э.у. покрывается преобразователем спектра (50 мкм пленка из р-терфенила).

Адронный спектрометр полного поглощения состоит из ячеек сечением 150×150 мм². Структура каждой ячейки — 2 см стали + 1 см сцинтиллятора, всего 50 слоёв. Сцинтилляционный свет собирается на ФЭУ-30 или ФЭУ-84 при помощи сместителя спектра. Полное число ячеек — 600. Ожидаемое энергетическое разрешение $\sigma/E \leq 50\% \cdot E^{-1/2}$ (E в ГэВ).

Широкоапертурный безжелезный магнит состоит из 8–12 секций, расположенных вокруг пучка. Длина магнита 4 метра. Каждая секция имеет 20–40 витков из медной трубы сечением $16,5 \times 16,5$ мм² с отверстием для охлаждающей воды ϕ 10 мм. Напряженность торoidalного магнитного поля обратно пропорциональна радиусу и составляет $1000 \div 3000$ Э при $r = 1$ м.

Электроника должна обеспечивать выделение исследуемых распадов и, в некоторых случаях, их полную обработку "on-line". Для этого необходимо иметь аппаратуру триггера второго уровня, определяющую параметры треков заряженных частиц и число линий от γ - квантов за время 10-50 мксек. Предварительное проектирование показывает, что это возможно с широким использованием быстродействующих ТЗУ и спецпроцессоров. Объем электроники составит 16 каркасов для годоскопов заряженных частиц и около 20 каркасов для γ - детектора и адронного калориметра.

8.3. Триггер и статистика.

Расчет статистики проведем для импульса адронного пучка 35 ГэВ/с. Средняя эффективность регистрации всех упомянутых выше распадов заряженных K-мезонов составляет около 20%. Полная вероятность распада K-мезона на распадной базе около 30%. Доля K^+ и K^- мезонов в пучке при этом импульсе примерно одинакова (что благоприятствует подавлению ложных зарядовых асимметрий) и составляет около 3%.

Для изучения частых распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^0$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ можно ограничиться интенсивностью адронного пучка $\cdot 10^7$ частиц/цикл. Тогда фон от всех распадов K-мезонов (в основном $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$) будет составлять 10^5 распадов/цикл. При длительности ~ 1 сек мы будем иметь время ~ 10 мксек для выработки решения о регистрации данного распада. Возможно, что дополнительный фон сигнала (гало $\sim 1\%$ вне ϕ 20 см) сократит это время в 2 раза. Предварительное проектирование электроники триггера показывает, что при использовании информации только от годоскопов H_1 , H_2 , H_3 , времени 5 мксек вполне достаточно для надежного выделения распада с треками заряженными частицами. Фон от распадов $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ можно подавить, используя суммарный сигнал от спектрометров полного поглощения.

Распад $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0$ имеет относительную вероятность всего $\sim 20\%$, поэтому для подавления 1γ и 2γ событий от него мы будем иметь время ~ 50 мксек. Предварительные соображения показывают, что можно построить электронику, определяющую за это время число γ -квантов в γ -детекторе с высокой достоверностью. Итак, при интенсивности адронного пучка 10^7 частиц/цикл электроника триггера второго уровня сможет идентифицировать частые распады и определить некоторые их характеристики.

В качестве времени экспозиции примем в течение I года 3 сеанса по 120 смен ($\sim 10^6$ циклов). Непосредственным умножением найдем число зарегистрированных частных распадов:

$$\begin{aligned} K^{\pm} &\rightarrow \pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp} && \sim 10^9 \\ K^{\pm} &\rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0 && \sim 3 \cdot 10^8 \\ K^{\pm} &\rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\gamma && \sim 5 \cdot 10^6 \end{aligned}$$

Одно, что если информацию о событиях последнего распада можно для дальнейшего анализа записать на магнитные ленты, то в отношении первых двух распадов это абсолютно исключено. Следовательно, полная обработка данных о них, заключающаяся в вычислении переменных Далица и накоплении Далиц-плота, должна происходить "on-line" со скоростью ~ 100 событий/сек.

При изучении редких распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}e^+e^-$ и $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\mu^+\mu^-$ интенсивность адронного пучка целесообразно увеличить до 10^8 частиц/импульс. Основным условием триггера установки будет наличие сигналов от двух быстрых лептонов в широкоапертурном многоячейковом френковском счетчике. Главная проблема при исследовании этих редких распадов - фон от каскадов $K \rightarrow 3\pi$, $\pi \rightarrow \mu\nu$ с распадами пионов на распадной базе. То же имеет место и для запрещенного распада $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\mu e$. За I год работы в этих условиях можно будет зарегистрировать по $\sim 5 \cdot 10^1$ распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}e^+e^-$ и $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\mu^+\mu^-$

дойти до уровня $\sim 10^{-12}$ в поисках распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \mu e$. Возможность работы при более высокой интенсивности адронного пучка для поиска запрещенных распадов изучается. Напомним, что имеется запас интенсивности в 2 порядка.

Литература

- I. A.A.Boikov et al., preprint IHEP 80-156, Serpukhov, 1980.
2. A.A.Boikov et al., preprint IHEP 80-158, Serpukhov, 1980.
3. Yu.B.Bushnin, et al., Nucl.Instr.and Meth., 106 (1973) 493.
4. Ts.A.Amatuni et al., preprint IHEP 82-28, Serpukhov, 1982.
5. G.Arisel, R.Rossard and C.Zajde, Nucl. Instr. and Meth.,
71 (1969) 1.
6. М.Н.Медведев. Сцинтилляционные детекторы, Атомиздат, Москва, 1977.
7. P.Baillon et al., preprint CERN/D.Ph.II/PHYS 75-1, 1975.
E.L.Garwin et al., Nucl.Instr. and Meth., 107 (1973) 365.
8. J.C.Berset et al., preprint CERN/EP 82-4, 1982.
9. J.E.Allen et al., Proc. Roy. Soc., 265 (1961) 127.
10. А.В.Волкова и др. ЯФ , 29 (1979) 1252.
11. J.A.Smith et al., Journ. Geophys. Res., 64 (1959) 2297.
12. J.Blietschan et al., Nucl.Phys. B133, 205 (1978).
13. V.Efremenko et al., Phys.Lett. 88B, 181 (1979).
14. Y.Wotschack. Proc. of the 1981 Int.Symposium on Lepton
and Photon Interactions, Bonn, 1981.
15. A.J.Buras, Rev. Mod. Phys. 52, 199 (1980).
16. Б.М.Понтекорво, ЖЭТФ, 26, 984 (1968).
17. С.М.Биленький, Б.М.Понтекорво, УФН, 123, 181 (1977).
18. D.Silverman, A.Soni, preprint UCLA/31/TEP/25.
М.И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт, материалы ХУП зимней школы
ЛИЯФ, Ленинград, 1982, стр.117.
19. E.Pasierb et al., Phys.Rev.Lett. 43, 96 (1979).
F.Reines et al., Phys.Rev.Lett. 45, 1307 (1980).
20. H.Wachsmuth, Proc.of the 1979 Int.Symposium on Lepton
and Photon Interactions, Fermilab, 1979, p.541.

21. S.M.Bilenky, B.M.Pontekorvo, preprint JINR E2-80-399, Dubna, 1980.
22. A.M.Cnops et al., Phys. Rev. Lett., 40, 144 (1978).
23. P.Fritze et al., Phys.Lett., 96B, 427 (1980).
24. F.Reines et al., Phys. Rev. Lett., 37, 315 (1976).
25. В.А.Коротков и др. Письма в ЖЭТФ, 31, 772 (1980).
26. J.Kaplan, F.Martin, Nucl. Phys. B115, 333 (1976).
C.H.Lai, Phys. Rev., D18, 1422 (1978).
27. G.Barbiellini, Proc.of the 1981 Int.Symposium on Lepton and Photon Interactions, Bonn, 1981.
28. S.Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967).
A.Salam, Proc. 8 th Nobel Symposium, Stockholm 1968, p.367.
29. J.Drees, Proc.of the 1981 Int.Symposium on Lepton and Photon Interactions, Bonn, 1981, p.474.
30. P.Langacker, Phys. Reports 72, 187 (1981).
31. K.Winter, Proc. of the 1979 Int.Symposium on Lepton and Photon Interactions, Fermilab 1979, p.258.
32. A.de Rújula et al., Ann. Phys. (NY) 103 (1977) 315.
33. С.П.Денисов и др., препринт ИФВЭ 81-98, Серпухов, 1981.
С.П.Денисов и др. Материалы рабочего совещания "Физические исследования на УНК ИФВЭ", Протвино, 1982.
34. В.В.Аммосов и др. Материалы рабочего совещания "Физические исследования на УНК ИФВЭ", Протвино, 1982.
35. L.Wolfenstein, Phys.Rev.Lett., 13, 562 (1962).
36. В.В.Анисович, В.М.Шехтер, ЯД, 5, 855 (1967).
37. S.Barshay, Phys.Rev.Lett., 18, 515 (1967):
S.Barshay, F.Ivegholm, Phys.Rev.Lett., 28, 1409 (1972).
38. W.T.Ford et al., Phys.Rev.Lett., 25, 1370 (1970).
39. K.M.Smith et al., Nucl.Phys., B109, 173 (1976):
K.M.Smith et al., Nucl.Phys., B91, 45 (1975).

40. V.A. Monich et al., Phys.Lett., 104B, 382 (1981).
41. P. Bloch et al., Phys.Lett., 56B, 201 (1975).
42. Review of Particle Properties, Phys.Lett., 111B, 1 (1982).

Таблица I

Совместная вероятность регистрации μ и ν_μ от $K^+_{\mu 2}$ распада в зависимости от внешнего радиуса станции мечения R_s и радиуса нейтринного детектора R_d .
 $L_d = 75$ м, $R_h = 10$ см, и $E_\mu > 2$ Гэв.

R_s , см \ R_d , см	100	150	200	250	300
100	0,33	0,45	0,53	0,55	0,56
125	0,41	0,55	0,63	0,66	0,67
150	0,47	0,62	0,70	0,72	0,73
175	0,52	0,67	0,74	0,77	0,78
200	0,55	0,70	0,77	0,80	0,81
225	0,57	0,72	0,79	0,82	0,83
250	0,58	0,73	0,80	0,83	0,84
275	0,58	0,73	0,80	0,83	0,84
300	0,58	0,73	0,80	0,83	0,84

Таблица 2

Совместная вероятность регистрации всех частиц от K_{e3}^+ распада в зависимости от внешнего радиуса станции мечения R_s и радиуса нейтринного детектора R_d .
 $L_d = 75$ м, $R_h = 10$ см и $E_{e,\gamma} > 0,5$ Гэв.

R_s , см \ R_d , см	100	150	200	250	300
100	0,14	0,17	0,19	0,20	0,20
125	0,20	0,25	0,28	0,29	0,29
150	0,24	0,31	0,35	0,36	0,37
175	0,28	0,36	0,41	0,42	0,43
200	0,32	0,41	0,46	0,48	0,49
225	0,35	0,45	0,50	0,52	0,53
250	0,38	0,48	0,53	0,55	0,56
275	0,39	0,50	0,55	0,57	0,58
300	0,40	0,52	0,57	0,59	0,60

Таблица 3

Совместная вероятность регистрации μ и ν_{μ} от $K_{\mu 2}^+$ распада в зависимости от внешнего (R_s) и внутреннего (R_h) радиусов станции мечения. $ld = 75$ м, $R_d = 1,5$ м и $E_{\mu} > 2$ Гэв.

R_s , см \ R_h , см	10	15	20	25
100	0,45	0,40	0,37	0,32
125	0,55	0,50	0,46	0,41
150	0,62	0,57	0,53	0,49
175	0,67	0,62	0,58	0,54
200	0,70	0,65	0,61	0,57

Таблица 4

Совместная вероятность регистрации всех частиц от K_{e3}^+ распада в зависимости от внешнего (R_s) и внутреннего (R_h) радиусов станции мечения.

$L_d = 75$ м, $r_d = 1,5$ м и $E_{e,\gamma} > 0,5$ Гэв.

$R_s, \text{ см}$ \ / $R_h, \text{ см}$	10	15	20	25
100	0,17	0,12	0,10	0,07
125	0,25	0,18	0,16	0,13
150	0,31	0,24	0,21	0,17
175	0,36	0,29	0,25	0,21
200	0,41	0,33	0,29	0,24

Таблица 5

Вероятности неправильной идентификации $K_{\mu 2}^+$ и $K_{e 3}^+$ распадов

Регистрируемый распад	Источник фона				
	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $K^+ \rightarrow \mu^+ \pi^0 \nu_\mu$	$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$K_L^0 \rightarrow \pi^- e^- \bar{\nu}_e$ $K^- \rightarrow \pi^- e^- \bar{\nu}_e$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	$8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-6}$
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	—	$< 10^{-5}$	$< 10^{-6}$

Таблица 6

Вероятности неправильной идентификации $K_{\mu 2}^-$ и $K_{e 3}^-$ распадов

Регистрируемый распад	Источник фона				
	$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ $K^- \rightarrow \mu^- \pi^0 \bar{\nu}_\mu$	$K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e$ $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e$
$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$4 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$\sim 10^{-4}$	$< 10^{-5}$
$K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$	$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$		$\sim 10^{-4}$	$< 10^{-5}$

Таблица 7

Поток частиц через счетчик № I (рис. IIIa). Размер счетчика -
- 190 x 2 см².

Частицы	μ от $\text{P}\mu 2$	μ от $\text{K}\mu 2$	μ, π, e от всех распадов	e, γ от всех распадов
Поток, с^{-1}	$0,24 \cdot 10^6$	$0,46 \cdot 10^6$	$1,12 \cdot 10^6$	$0,47 \cdot 10^6$

Таблица 8

Число амплитудных и временных каналов для различных вариантов спектрометра TAS.

Структура TAS	ADC	TDC
Годоскопическая	1536	512
Ячеистая (76x76 мм ²)	2048	2048
Смешанная	2048	512

Таблица 9

Характеристики жидкоаргонового калориметра (энергия E
выражена в ГэВ)

Структура системы электродов	Электромагнитные ливни		Адронные ливни	
	$\sigma(E) \cdot E^{-1/2}$	$\sigma(\theta) \cdot E^{1/2}$, мрад	$\sigma(E) \cdot E^{-1/2}$	$\sigma(\theta) \cdot E^{1/2}$, мрад
3 см Al + 2,7 см Ar	0,04	42	0,4	} · 100 ^н
0 см Al + 1,0 см Ar	0,085	50	0,4	
5 см Fe + 0,5 см Ar	0,15	60	0,5	

Усреднено по интервалу (15 ÷ 150) ГэВ. Возможно, величина $\sigma(\theta) \cdot E^{1/2}$
≠ const, а растет с уменьшением энергии.

Таблица I

Ожидаемое число нейтринных взаимодействий в пучке мюонных нейтрино при сбросе $5 \cdot 10^{19}$ протонов на мишень и полезном весе детектора 600 т. Интенсивность мюонного пучка — $1,6 \cdot 10^9$ на $3 \cdot 10^{13}$ протонов, $\sigma(P)/P = 2,2\%$.

Реакция	ν_e	ν_μ
CC	3100	150000
NC	900	50000
NC + CC	4000	200000
$\nu_e \rightarrow \nu_e$	3	15
$\nu_N \rightarrow l^+ l^- X$ (шары)	10	460

Таблица II

Оценки статистических и систематических ошибок в определении отношений сечений $V_i = \sigma_i^{\nu_e} / \sigma_i^{\nu_\mu}$ ($i = \text{CC}, \text{NC}, \text{CC} + \text{NC}$) и наклонов полных сечений $A_i^{\nu_e, \nu_\mu} = \sigma_i^{\nu_e, \nu_\mu} / E_\nu$, которые могут быть достигнуты в предлагаемом эксперименте.

Величина	Статистическая ошибка (%)	Систематическая ошибка (%)
$V_{\text{CC}+\text{NC}}$	1,5	0,5
V_{CC}	1,5	1,0
V_{NC}	3,5	3,0
$A_{\text{NC}+\text{CC}}^{\nu_\mu} (A_{\text{NC}+\text{CC}}^{\nu_e})$	0,5 (1,5)	0,5
$A_{\text{CC}}^{\nu_\mu} (A_{\text{CC}}^{\nu_e})$	0,5 (1,5)	0,5 (1,0)
$A_{\text{NC}}^{\nu_\mu} (A_{\text{NC}}^{\nu_e})$	0,7 (3,0)	1,0 (3,5)

Существующие пределы на осцилляции нейтрино, полученные на ускорителях (90% у.д.).
 Значения δm^2 и $\sin^2 2\alpha$ определены в пределах малых и больших масс, соответственно (см. текст).

Реакция	P, %	δm^2 , эВ ²	$\sin^2 2\alpha$	$\langle L/E \rangle$	Группа	
$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	<0,3	0,6	0,006	0,15	BNL-C, 15'	
	<0,5	1,7	0,01	0,03	BEBC, WB	
	<4	0,9	0,1	0,3	LAMPF	
	<0,13	0,8	0,003	0,04	GGN, SPS	
	<0,4	1,7	0,008	0,04	FIMS, 15'	
	<40	1	0,8	0,5	BNL	
	<6	2	0,012	0,03	GGN, SPS	
	<8	2,3	0,016	0,03	BHF, 15'	
	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	<2,5	3	0,06	0,04	BNL-C, 15'
		<2,5	6	0,05	0,03	BEBC, WB
<1,4		3	0,03	0,03	E-531, FNAL	
<2,2		5,2	0,04	0,04	FIMS, 15'	
<4		5	0,08	0,03	GGN, SPS	
<7		6,7	0,14	0,03	BHF, 15'	
<0,5		4	0,01	0,01	INDF-ITP	
<1,5		20	0,03	0,005-0,025	FNAL	
<5		0,3	0,1	0,03	OSQAR	
$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$		<30	17	0,6	0,02	BNL-C, 15'
	<37	13	0,75	0,04	BEBC, WB	
$\nu_e \rightarrow \nu_x$	<30	2,5	0,6	0,3	INDF	

Таблица I3

События с большой потерей энергии в нейтринном калориметре, имеющие сигнатуру заряженных лептонов в конечном состоянии.

Пучок	Класс	Уровень фона	Возможный источник
ν_μ	$I\mu^-$	10^{-2}	CC($\tau \rightarrow \mu\nu\nu$); NC($c\bar{c}, \bar{c} \rightarrow \mu^-x$)
	$I\mu^+$	10^{-4}	NC($c\bar{c}$ или $u \rightarrow c, c \rightarrow \mu^+x$)
	Ie	10^{-4}	CC($\tau \rightarrow e\nu\nu$)
	$\mu\mu$	10^{-3}	NC($m^0 \rightarrow \mu\mu\nu$); CC($H \rightarrow \mu\nu$)
	μe	10^{-2}	NC($m^0 \rightarrow \mu e\nu$)
ν_e	Ie	10^{-2}	CC($\tau \rightarrow e\nu\nu$)
	$I\mu^-$	10^{-2}	CC($\tau \rightarrow \mu\nu\nu$)
	$I\mu^+$	10^{-3}	NC($c\bar{c}$ или $u \rightarrow c, c \rightarrow \mu^+x$)
	$e\mu$	10^{-3}	NC($E^0 \rightarrow e\mu\nu$)

К - мезонов.

Распад	Относит. вероятн.	Имеется событий	Физический интерес ^{*)}	Статистика за год	Примечания
$\pi^+ \pi^-$	$5,6 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^5$	CP	10^9	Необходима полная "on-line" обработка, нет проблем с триггером.
$\pi^+ \pi^0$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^3$	CP	$3 \cdot 10^8$	Нерешенные проблемы с обработкой, н.б. трудности с триггером.
$\pi^+ \gamma$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^3$	CP	$5 \cdot 10^3$	Нет проблем с обработкой, н.б. трудности с триггером.
$\pi^+ e^-$	$2,7 \cdot 10^{-7}$	4I	EW, μe	$5 \cdot 10^4$	Нет проблем
$\pi^+ \mu^-$	$< 2,4 \cdot 10^{-6}$	-	EW, μe	$5 \cdot 10^4$	Проблемы с фоном от K \rightarrow 3I, II \rightarrow $\mu\nu$
$\pi^+ \mu e$	$< 6 \cdot 10^{-9}$	-	EW, LNC	предел	Проблемы с фоном
$\pi^+ \mu^+ \mu^-$	$< 1 \cdot 10^{-8}$	-	LNC		
$\pi^+ \mu^+ \mu^-$	-	-	LNC	-	Проблемы с фоном от K \rightarrow 3I, II \rightarrow $\mu\nu$

*) CP - возможные проявления CP - нарушения.
 EW - проверка стандартной теории электрослабых взаимодействий.
 μe - возможные проявления нарушения $\mu - e$ универсальности.
 LNC - поиски нарушения закона сохранения лептонного числа.

Подписи к рисункам

- Рис.1. Схема канала вторичных адронов (M_1-M_5 - магниты; Q_1-Q_7 - квадрупольные линзы; T - мишень; \check{C}_1, \check{C}_2 - газовые черенковские счетчики, DT - распадная труба.
- Рис.2. Ожидаемые потоки пионов и каонов перед распадной трубой (на $3 \cdot 10^{13}$ протонов, $\sigma(P)/P = 2,2\%$).
- Рис.3. Зависимость числа взаимодействий каонных нейтрино от импульса K^+ - мезона. В расчетах использовались потоки K^+ - мезонов, показанные на рис.2. Длина распадной базы принималась равной 75 м, расстояние от конца распадной базы до середины детектора - 45 м, диаметр детекторов станции мечения - 2 м, диаметр нейтринного детектора - 3 м, его вес - 600 т.
- Рис.4. Зависимость числа взаимодействий каонных антинейтрино от импульса K^- - мезона. В расчетах использовались потоки K^- - мезонов, показанные на рис.2. Длина распадной базы принималась равной 75 м, расстояние от конца распадной базы до середины детектора - 45 м, диаметр детекторов станции мечения - 2 м, диаметр нейтринного детектора - 3 м, его вес - 600 т.
- Рис.5. Схема канала для пучка меченых нейтрино. L_D - длина распадной базы. Станция мечения: H_1 - гидоскопические системы, TAS - спектрометр полного поглощения, A - адронный поглотитель. M - мюонный фильтр. D - нейтринный детектор. R_s, R_n - внешний и внутренний диаметр системы мечения. R_D - эффективный радиус нейтринного детектора.

Рис.6. Неэффективность мечения электронных нейтрино в зависимости от длины распадной базы L_d . 1 - обрезающее по $E_{e,\gamma} < 0,5$ ГэВ; 2 - e^+ или γ - квант прошли в отверстие системы мечения с $R_h = 10$ см; 3 - e^+ или γ - квант прошли вне системы мечения; 4 - нейтрино вылетело за пределы нейтринного детектора.

Рис.7. Доля меченых ν_μ взаимодействий и полное число ν_μ взаимодействий в зависимости от L_d . $N_t(\nu_\mu)$ - число меченых ν_μ взаимодействий; $N_d(\nu_\mu)$ - полное число ν_μ взаимодействий в нейтринном детекторе от $K_{\mu 2}^+$ - распада. $R_s = 2$ м, $R_h = 10$ см, $R_d = 1,5$ м.

Рис.8. Доля меченых ν_e взаимодействий и полное число ν_e взаимодействий в зависимости от L_d . $N_t(\nu_e)$ - число меченых ν_e взаимодействий, $N_d(\nu_e)$ - полное число ν_e взаимодействий от $K_{e 3}^+$ - распада. $R_s = 2$ м, $R_h = 10$ см, $R_d = 1,5$ м.

Рис.9. Энергетические спектры меченых ν_e и ν_μ событий для равного числа $K_{e 3}^+$ и $K_{\mu 2}^+$ - распадов. $L_d = 75$ м, $R_s = 2$ м, $R_h = 10$ см и $R_d = 1,5$ м.

Рис.10. Схема станции мечения: H_1 - сцинтилляционные годоскопы, TAS - спектрометр полного поглощения, A - стальной поглотитель адронов.

Рис.11. Различные варианты разбиения годоскопических плоскостей H_1 станции мечения на элементы.

Рис.12. Распределение потоков частиц вдоль счетчика I (рис.11а). r - расстояние от центра плоскости. Поток мезонов от $\pi_{\mu 2}^-$ распада показан заштрихованной гистограммой. Радиальное распределение потока мезонов от распада мезонов близко к распределению $e + \gamma$ по форме и по абсолютной величине.

Рис.13. Схемы компенсации полуса нулем.

Рис.14. Импульсы сцинтилляционного счетчика до (1) и после (2) компенсирующей цепочки, показанной на рис.13с. Сцинтилляционный счетчик состоял из сцинтиллятора NE-110 размером $150 \times 100 \times 1$ см³, просматриваемого ФЭУ-84. Отношение амплитуд импульсов 2 и 1 равно 0,8.

Рис.15. Импульсы детектора полного поглощения. Структура детектора: 5 мм Pb + 5 мм сцинтиллятор. Свет собирался на ф.э.у. типа ФЭУ-84 при помощи сместителя спектра (90 мг ВВQ на 1 л РММА). 1 - импульс после ф.э.у.; 2 - импульс после компенсирующей цепочки, показанной на рис.13а; 3 - импульс после двух последовательно включенных цепочек (рис.13а). Отношение амплитуд сигналов $A_1 : A_2 : A_3 = 20 : 5 : 1$.

Рис.16. То же, что и на рис.15, но ФЭУ-84 заменен на XP-1020. Отношение амплитуд сигналов $A_1 : A_2 : A_3 = 12 : 3 : 1$.

Рис.17. Импульсы на входе (1) и выходе (2) интегрального усилителя 733. Отношение амплитуд $A_2 : A_1 = 100$.

Рис.18. Схема временной привязки с плавающим порогом на основе компаратора 597СА1 (Am 685).

Рис.19. Поперечный разрез жидкоаргонового калориметра:
1 - система электродов, 2 - корзины с электроникой,
3 - сцинтилляционные счетчики, 4 - пассивная защита (сталь) от космических лучей.

Рис.20. Продольный разрез жидкоаргонового калориметра (защита от космических лучей не показана): 1 - система электродов, 2 - триггерный промежуток, 3 - окна для ф.э.у.

- Рис.21. Амплитудные спектры сигналов A_0 , A_e , $A_0 + A_e$ и $A_0 - A_e$, измеренные при облучении прототипа жидкоаргонового калориметра пучком электронов с импульсом $P = 26,6$ ГэВ/с (A_0 - амплитуда сигнала с нечетных электродов, A_e - амплитуда сигнала с четных электродов). При оценке энергетического разрешения детектора необходимо иметь в виду, что импульсный разброс электронов в пучке составлял $\Gamma_{\text{ШИМ}} \approx 1,5\%$.
- Рис.22. Пространственное разрешение прототипа жидкоаргонового калориметра при нормальном падении электронов с энергией 26,6 ГэВ на детектор.
- Рис.23. Угловое разрешение прототипа жидкоаргонового калориметра при нормальном падении электронов с энергией 26,6 ГэВ на детектор.
- Рис.24. Результат моделирования $\nu_\mu N$ - взаимодействия, идущего через заряженный ток, в жидкоаргоновом калориметре с алюминиевыми электродами. Энергия нейтрино - 10 ГэВ.
- Рис.25. Результат моделирования $\nu_e N$ - взаимодействия, идущего через заряженный ток в жидкоаргоновом калориметре с алюминиевыми электродами. Энергия нейтрино - 10 ГэВ.
- Рис.26. Результат моделирования νN - взаимодействия, идущего через нейтральный ток, в жидкоаргоновом калориметре с алюминиевыми электродами. Энергия нейтрино до взаимодействия - 10 ГэВ, после взаимодействия - 7,4 ГэВ.
- Рис.27. Результат моделирования νN - взаимодействия, идущего через заряженный ток, в жидкоаргоновом калориметре со стальными электродами шириной 30 мм. Энергия нейтрино - 10 ГэВ.

- Рис.28. Принципиальная схема канала точной временной привязки ионизационного сигнала жидкоаргонового калориметра.
- Рис.29. Поперечное сечение триггерного промежутка в случае использования сцинтилляционного света для формирования быстрого триггера: 1 - стеклянные полосы с преобразователем спектра или пластические сцинтилляторы; 2 - ф.э.у.
- Рис.30. Блок-схема электроники амплитудного канала жидкоаргонового калориметра.
- Рис.31. Стримерные трубки для мюонного спектрометра.
- Рис.32. Распределение индуцированного заряда по стрипам шириной 20 мм.
- Рис.33. Система считывания информации со стримерных трубок.
- Рис.34. Интегральный (1) и дифференциальный (2) спектры вертикального потока космических мюонов на уровне моря (спектры в области $E_{\mu} > 1$ ГэВ рассчитаны по формулам работы [10]).
- Рис.35. Распределение потока мюонов по зенитному углу в интервале энергий 40-160 ГэВ [11].
- Рис.36. Зависимость потока космического излучения от зенитного угла θ в области $\theta > 60^{\circ}$ по данным работы [9].
- Рис.37. Интегральные распределения потерь энергии в детекторе для всех космических мюонов (1) и мюонов, остановившихся в детекторе (2).
- Рис.38. Частота срабатывания N_{tr} триггерных плоскостей от всех космических мюонов (1) и мюонов, остановившихся в детекторе (2).
- Рис.39. Структура системы сбора и предварительной обработки информации.

Рис.40. Распределение ν_e событий, идущих через заряженный (СС) и нейтральный (НС) токи, по величине отношения $M = E_{\text{meas}}/E_{\text{tag}}$ (E_{meas} — энерговыделение, зарегистрированное в детекторе, E_{tag} — энергия нейтрино, восстановленная по информации с системы мечения). Здесь же приведено аналогичное распределение для реакции $\nu_e N \rightarrow \tau^- (\tau^- \rightarrow e^- \nu \bar{\nu}) K$.

Рис.41. Сравнение ожидаемой точности в определении энергетической зависимости наклонов (а) $A_{CC}^{\nu_\mu} = \sigma_{CC}^{\nu_\mu}/E_{\nu_\mu}$ и (б) $A_{CC}^{\nu_e} = \sigma_{CC}^{\nu_e}/E_{\nu_e}$ с существующими экспериментальными данными. Штриховой и сплошной кривой показаны предсказания КХД с учетом квазиупругого рассеяния и без него.

Рис.42. Распределение меченых ν_e событий по величине L/E .

Рис.43. Ожидаемые зависимости отношения $N(0e)/N(1e)$ для меченых ν_e событий от величины L/E в предположении существования $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций с максимальным смешиванием при $\delta m^2 = 100, 50$ и 10 эВ^2 ($N(0e)$ — число $\nu_e N$ — взаимодействий без электрона в конечном состоянии, $N(1e)$ — то же с электроном в конечном состоянии).

Рис.44. Ограничения на величины δm^2 и $\sin^2 2\alpha$, которые могут быть получены для $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций. Уровень достоверности — 90%.

Рис.45. Кинематическое подавление сечения образования τ — лептона по отношению к $\sigma_{\nu_e}^{CC}$ в зависимости от энергии нейтрино.

Рис.46. Аппаратура станции мечения, необходимая для исследования некоторых распадов заряженных K-мезонов.

С — широкоапертурный многоячейный газный пороговый меркелевский счетчик для регистрации электронов и, возможно, мезонов;

- $N_0, N_I, N_2, N_3, N_\mu$ - X, Y - гедоскопы сцинтилляционных счетчиков для регистрации заряженных частиц и измерения параметров их траекторий. Ширина ячейки 16 мм;
- M - тороидальный безжелезный магнит. Показаны только две обмотки из четырех или восьми;
- GS - ячеистый гамма-спектрометр из сэндвичей со сместителем спектра. Размер ячейки 76×76 мм²;
- IS - ячеистый адронный калориметр из сэндвичей со сместителем спектра. Размер ячейки 150×150 мм².

Рис.47. Газовый пороговый черенковский счетчик.

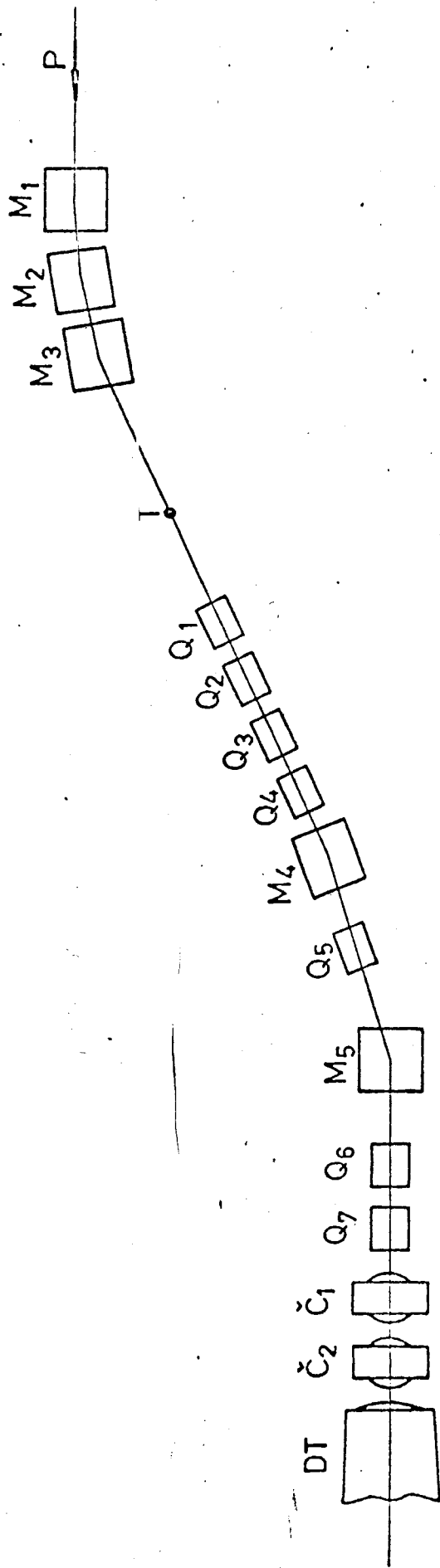


Fig.1

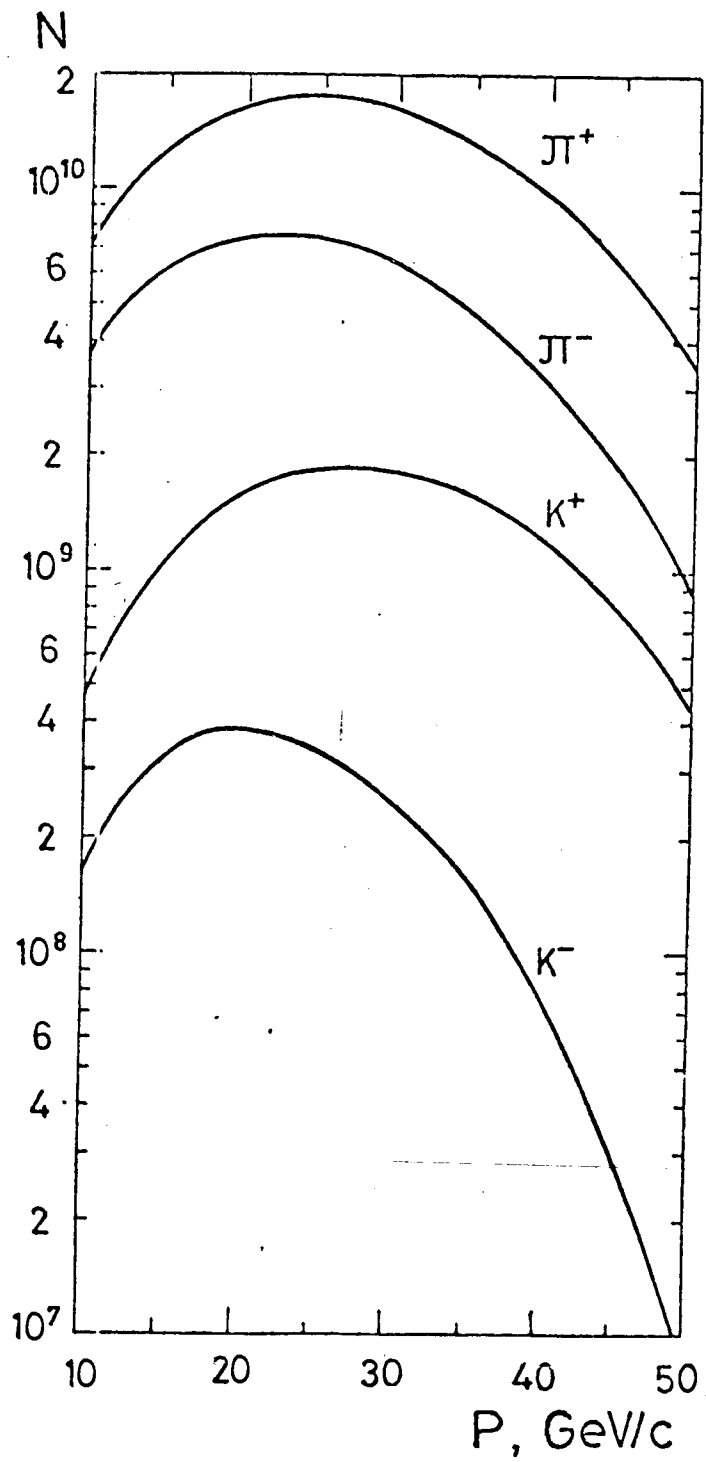


Fig. 2

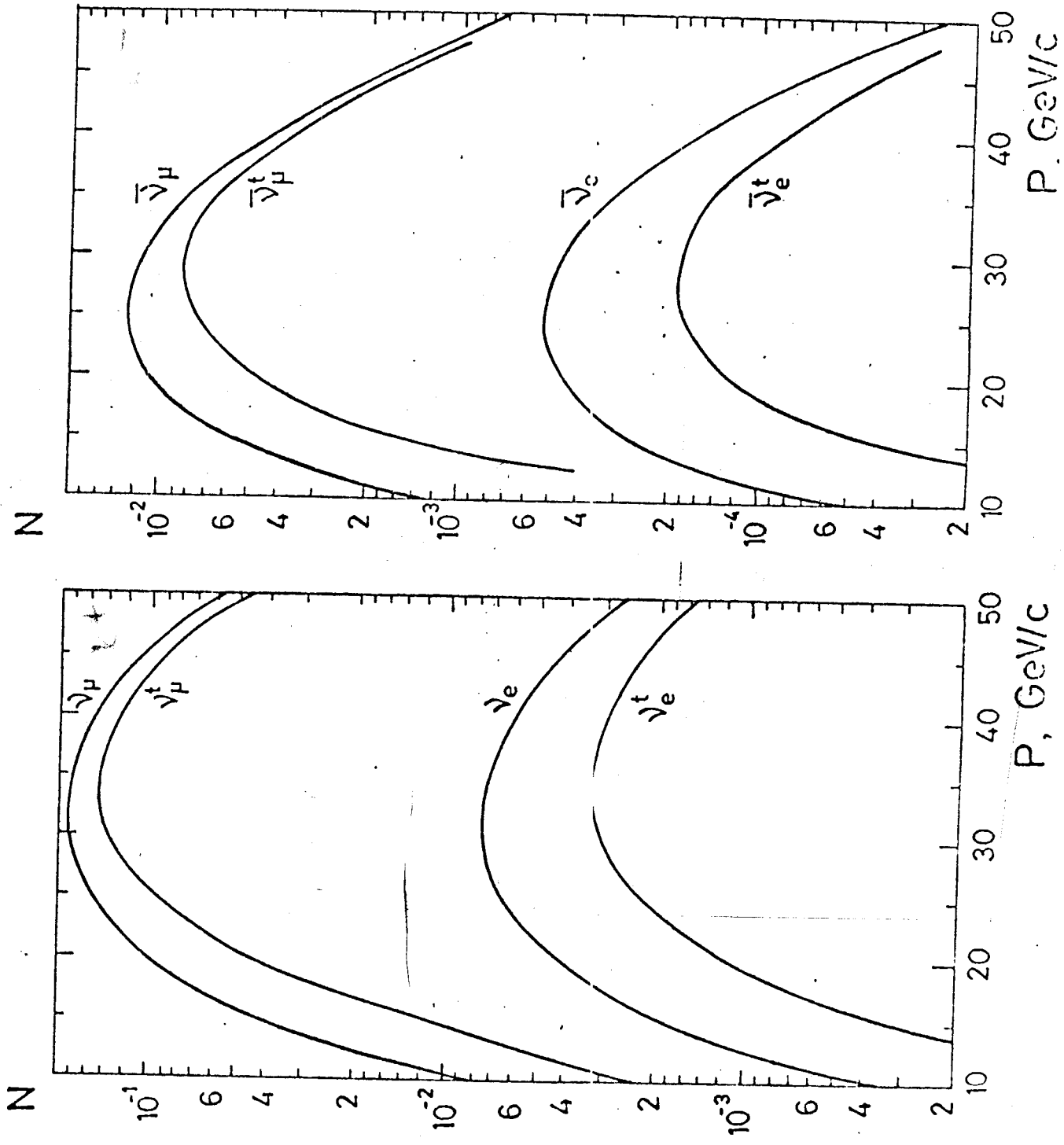


Fig. 3

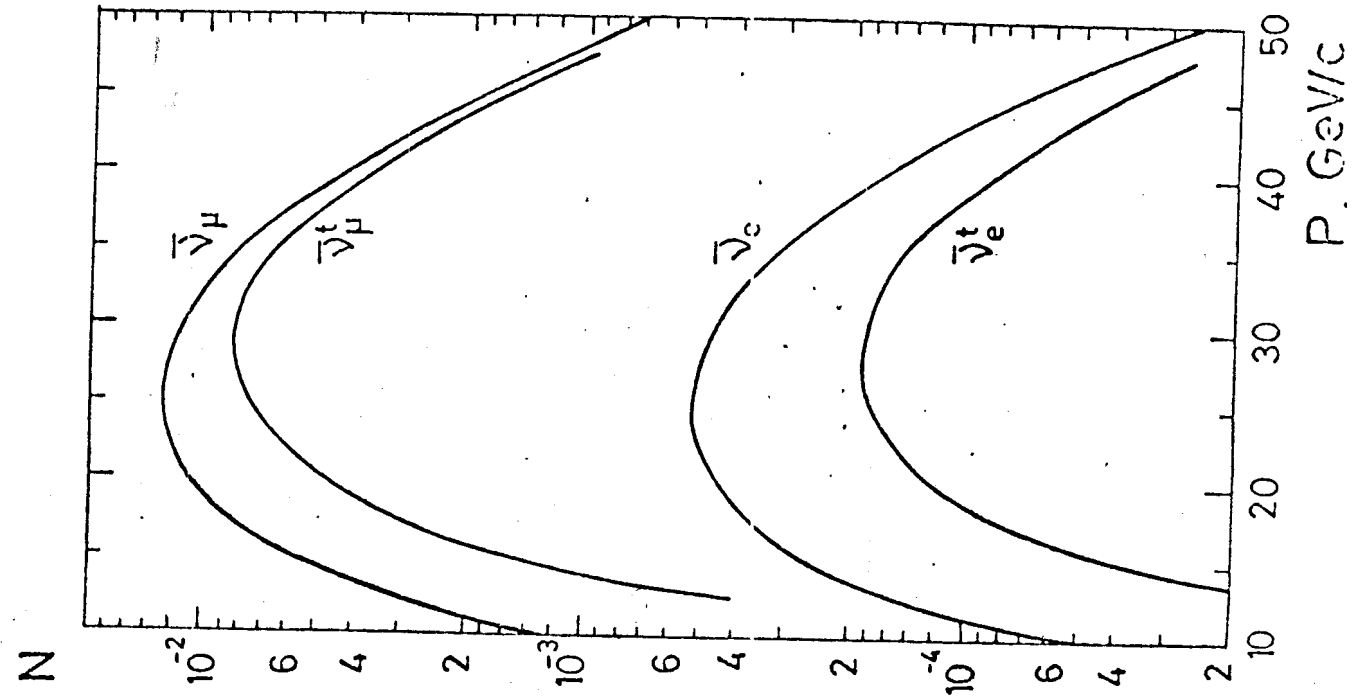


Fig. 4

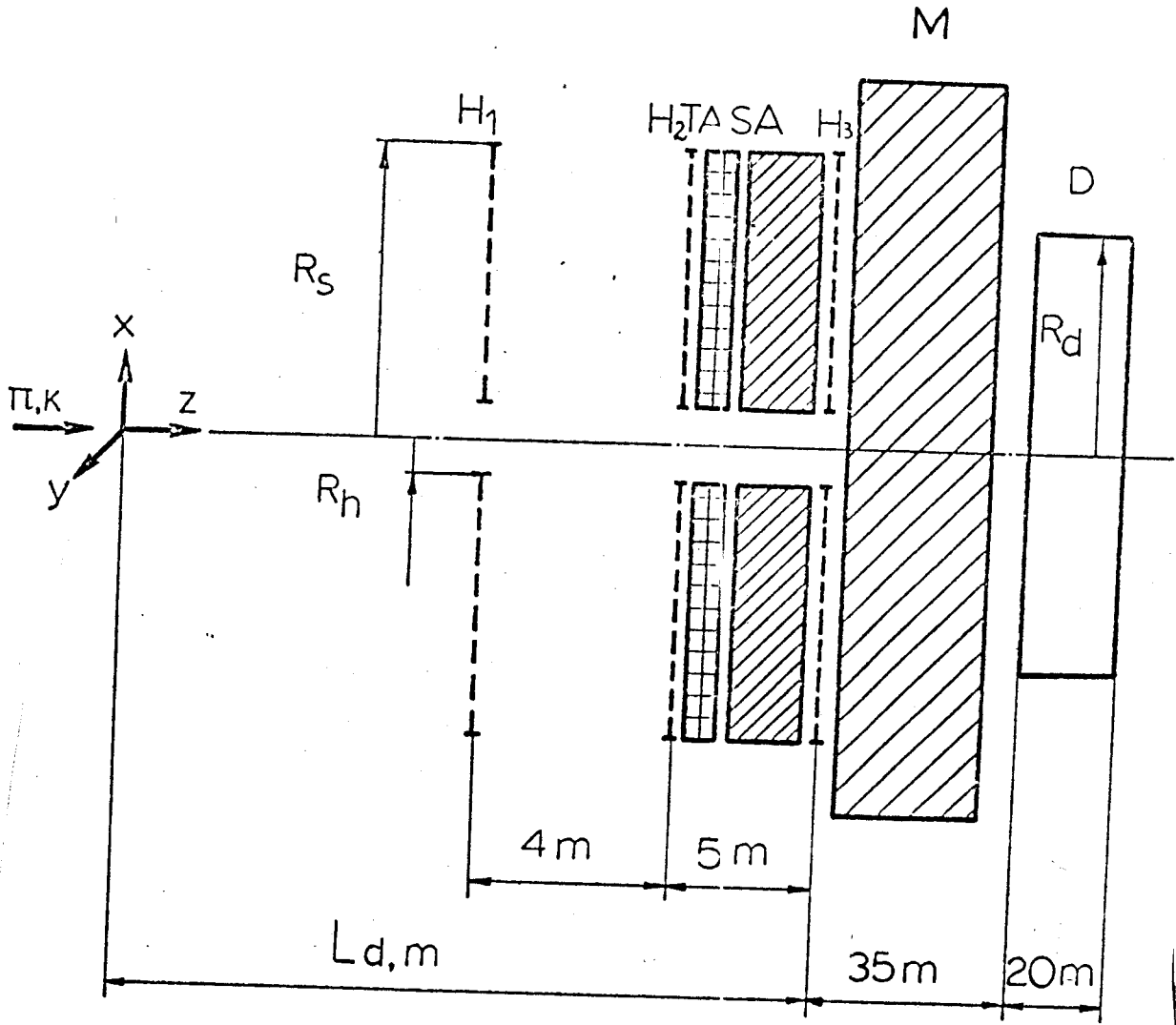


Fig. 5

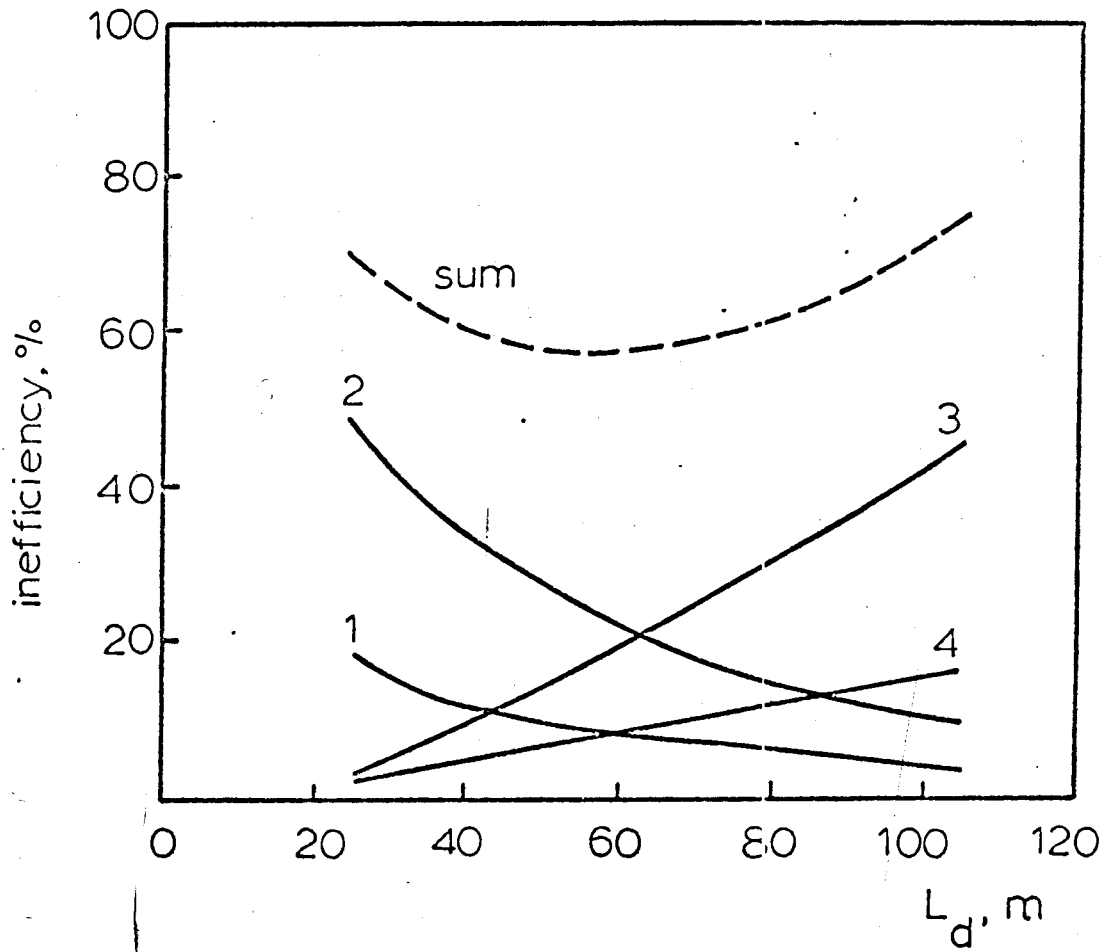


Fig. 6

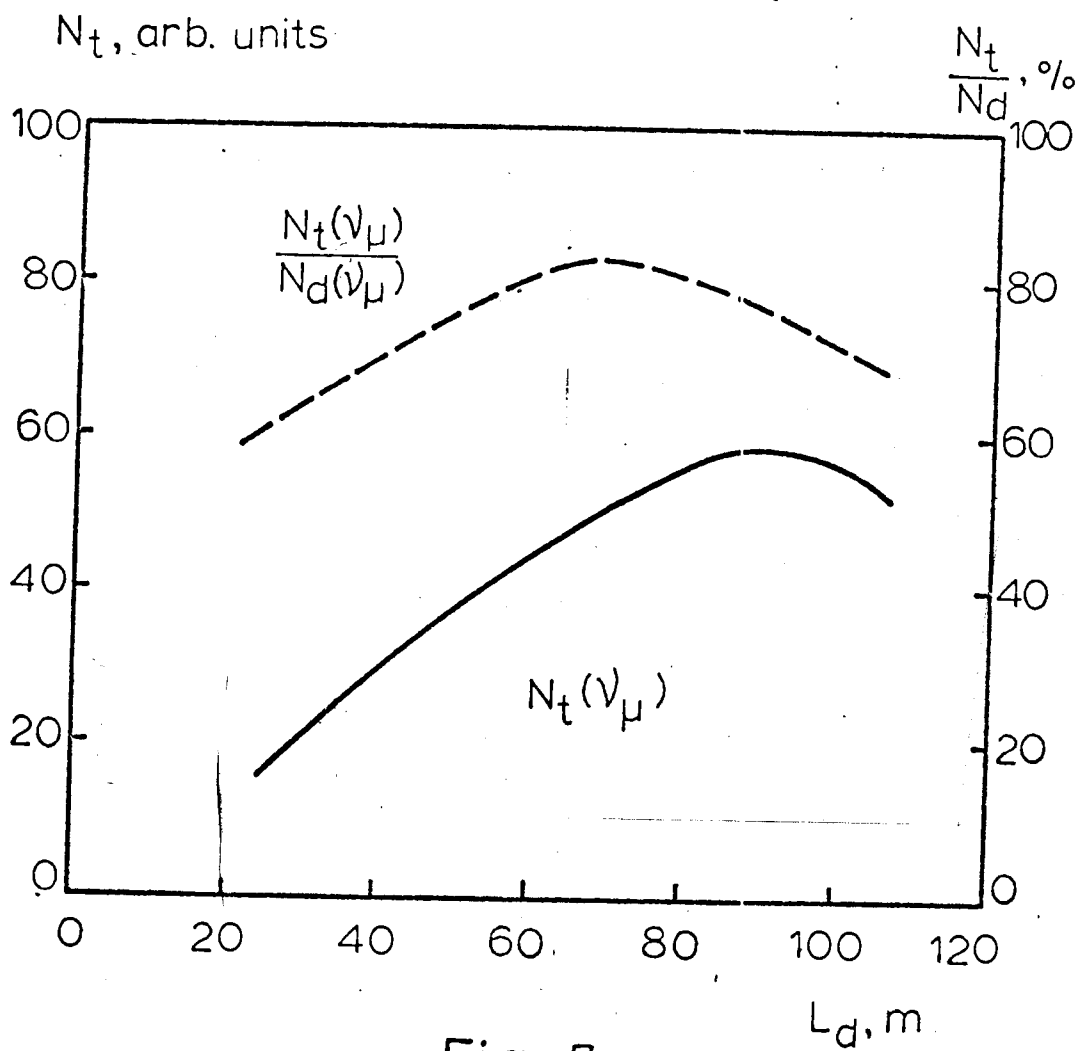


Fig. 7

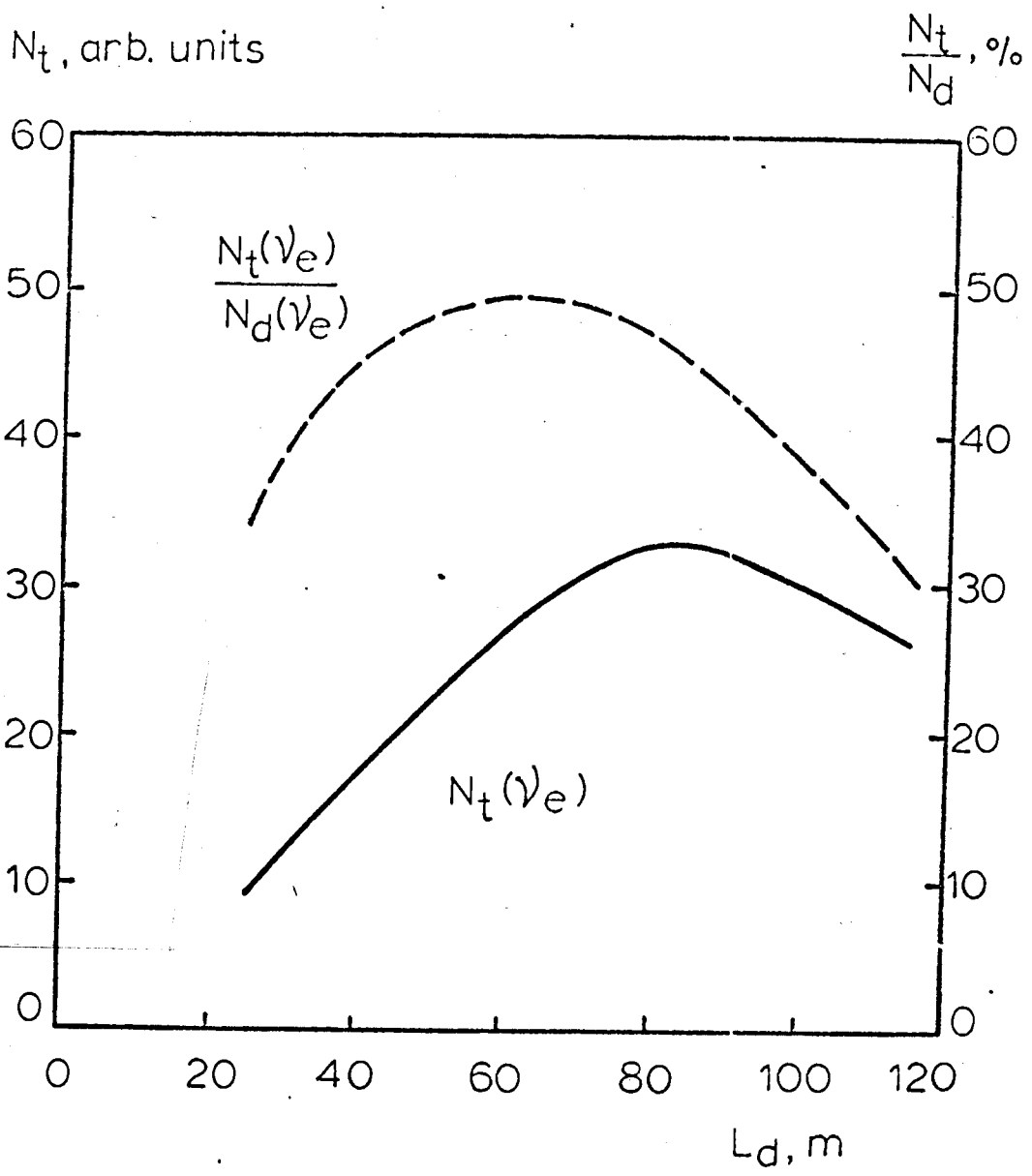


Fig. 8

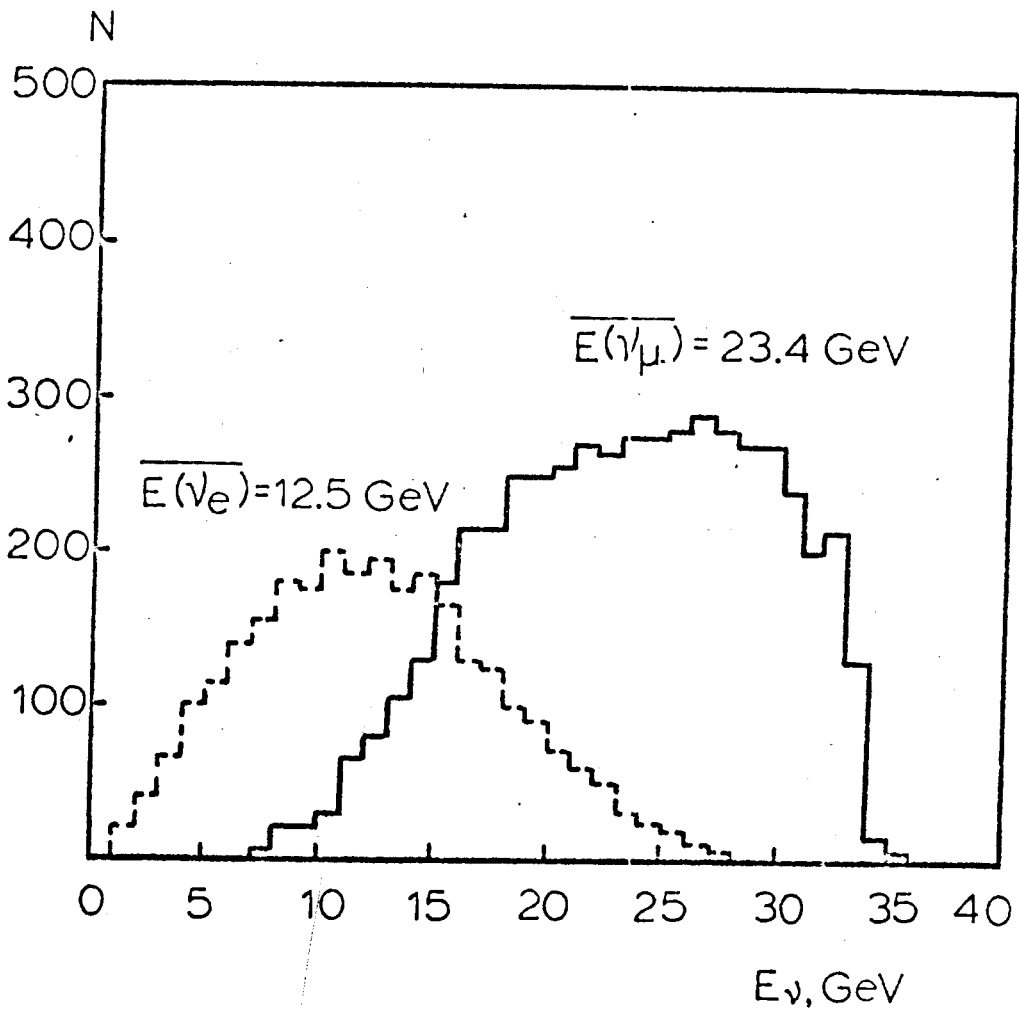


Fig. 9

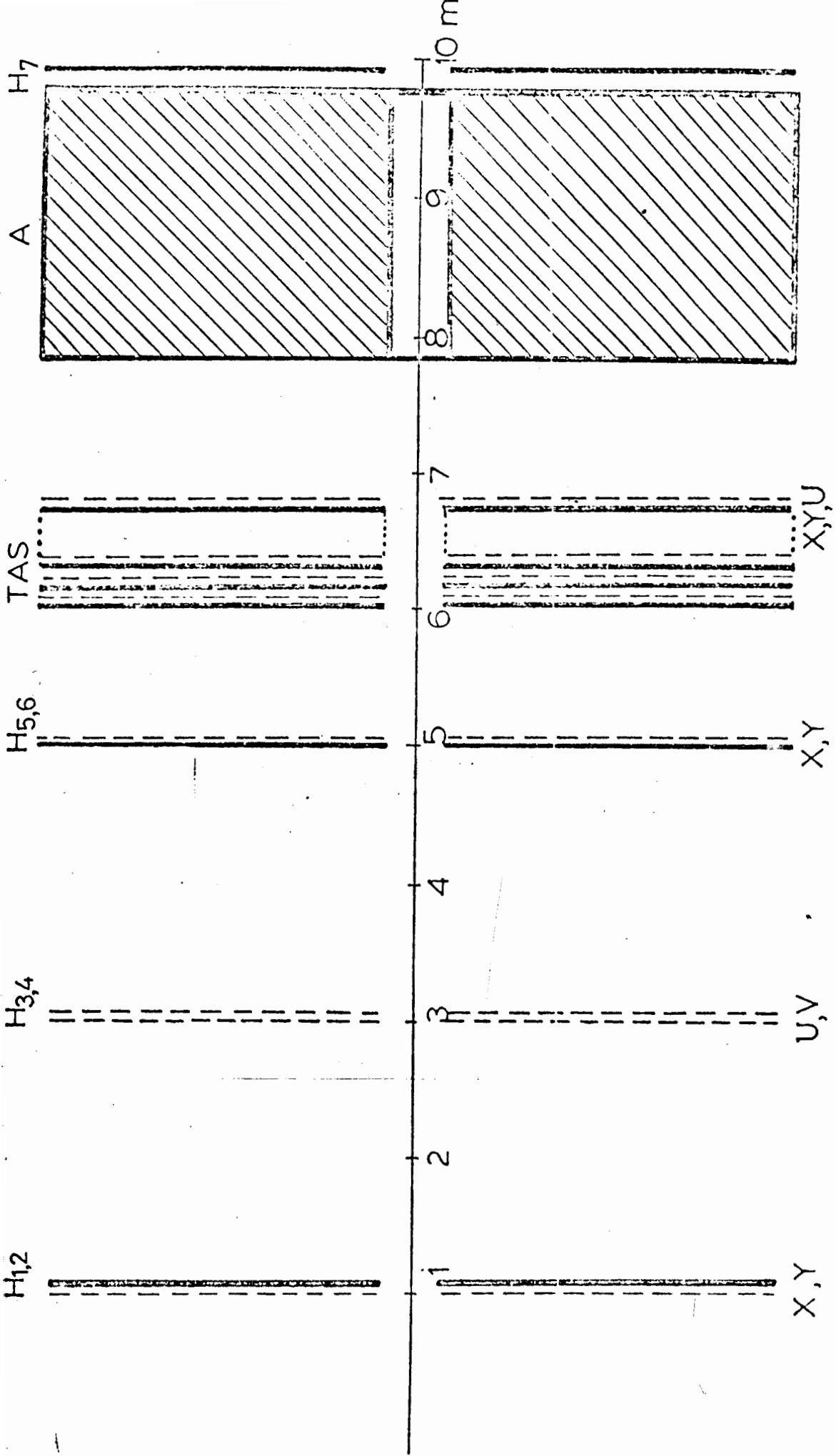
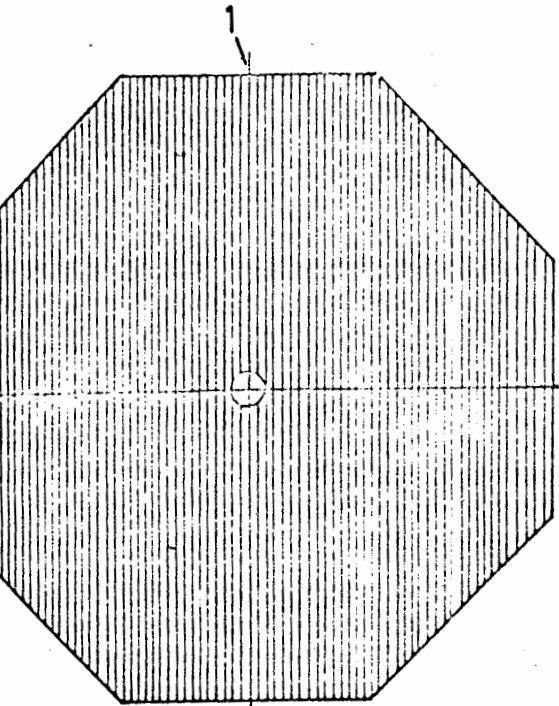
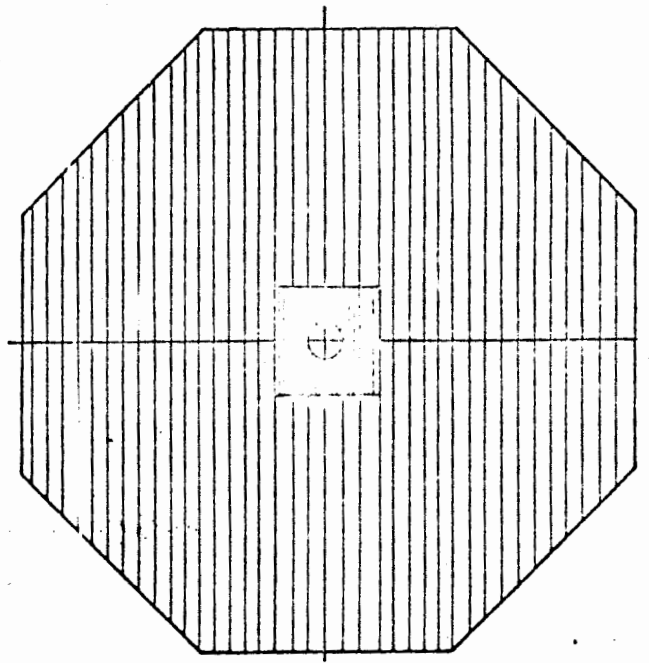


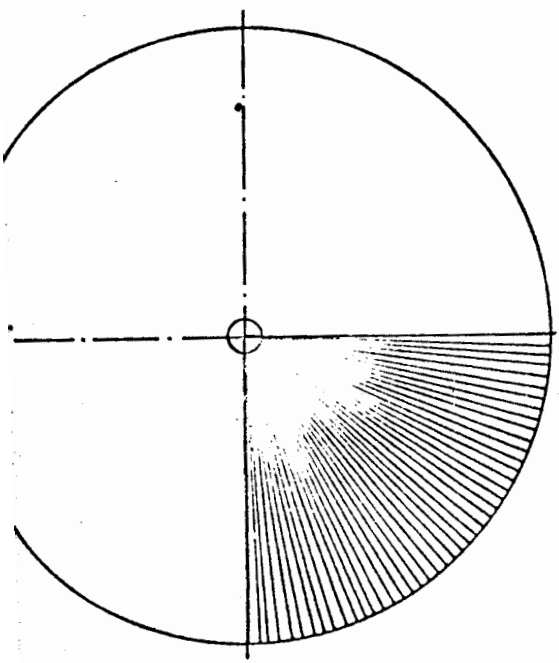
Fig. 10



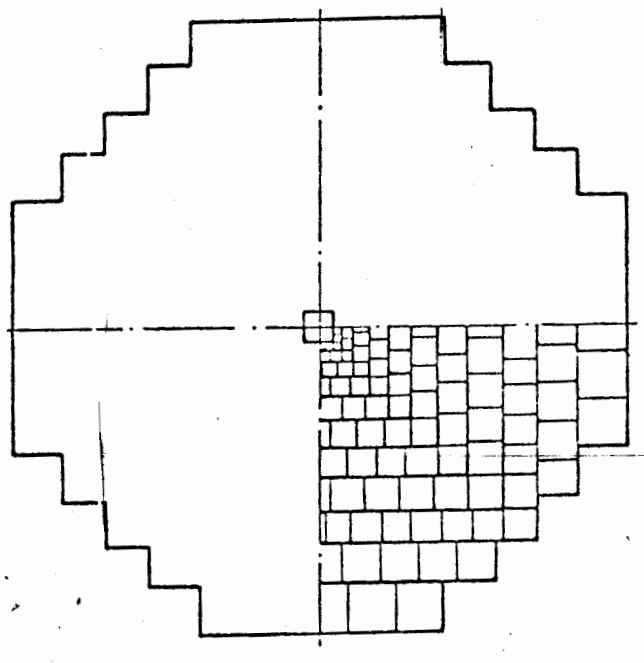
a)



b)



c)



d)

Fig. 11

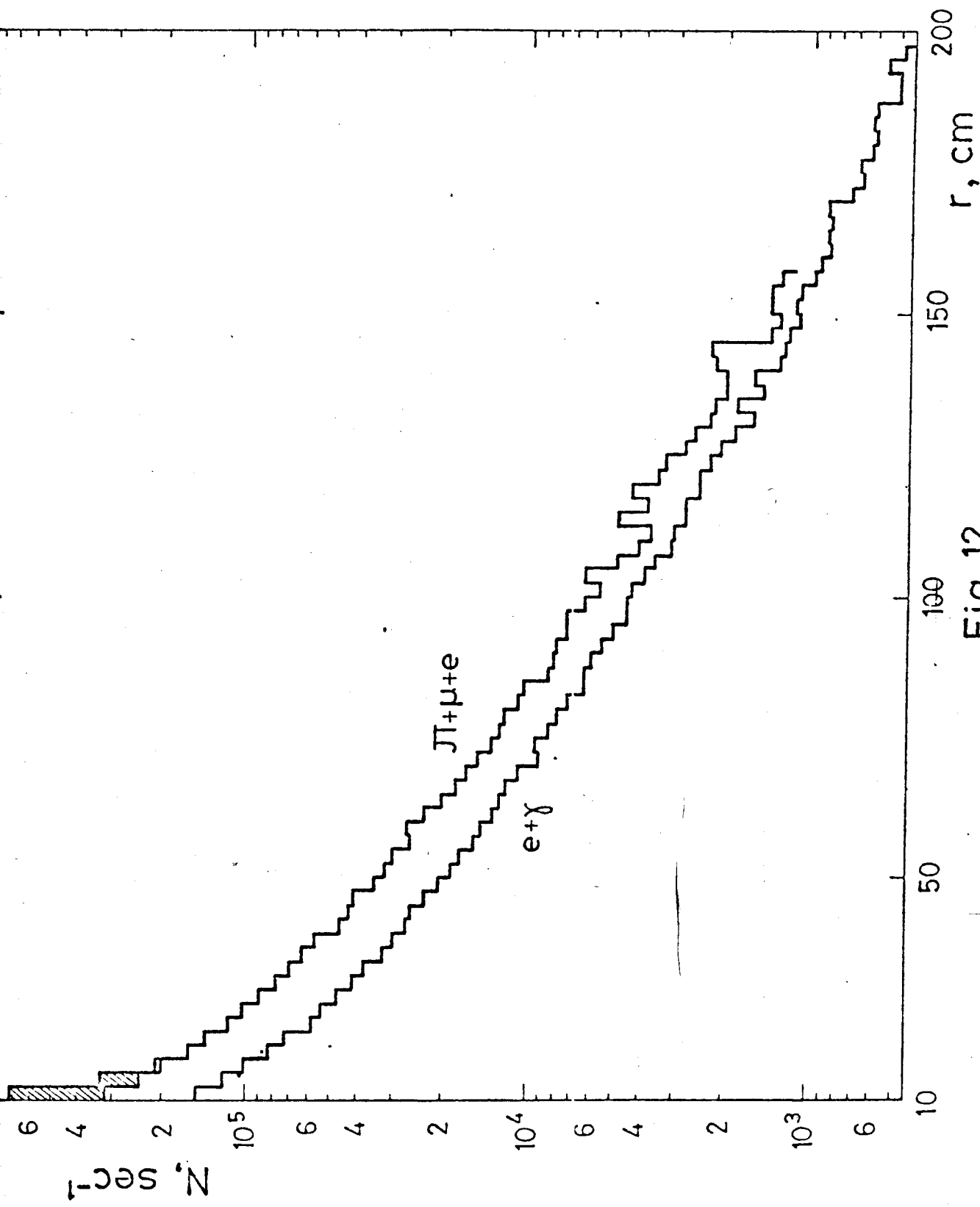


Fig.12

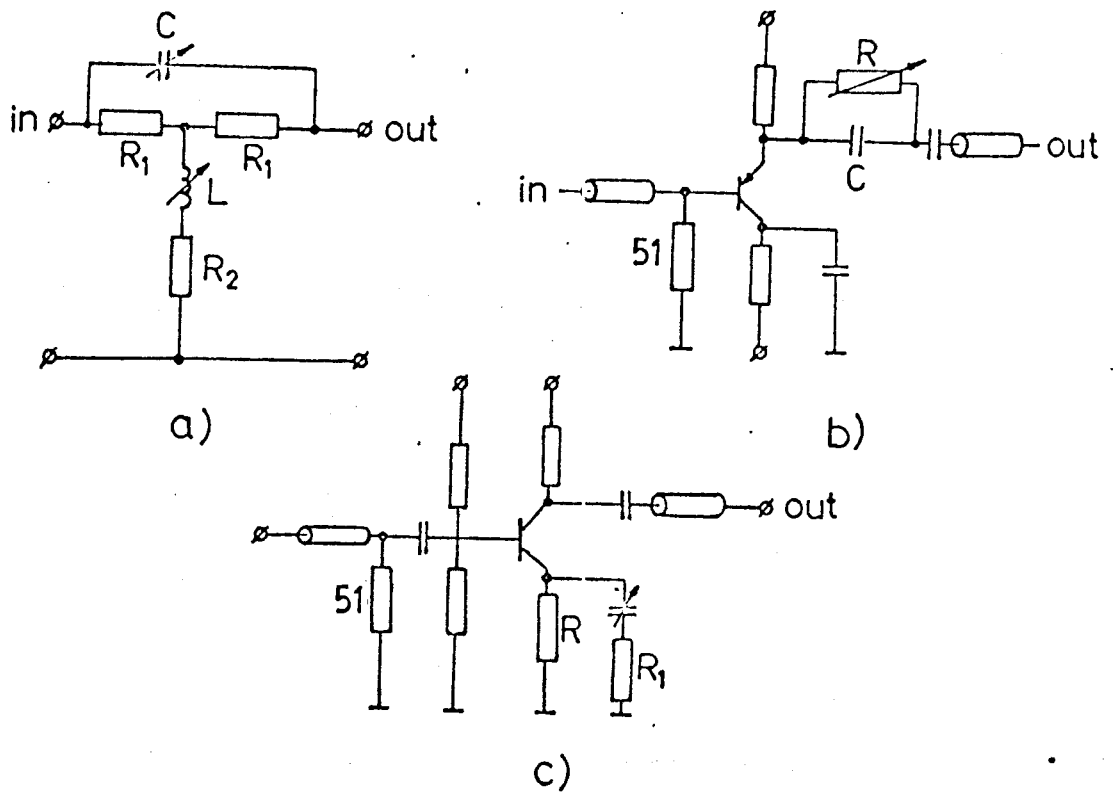


Fig. 13

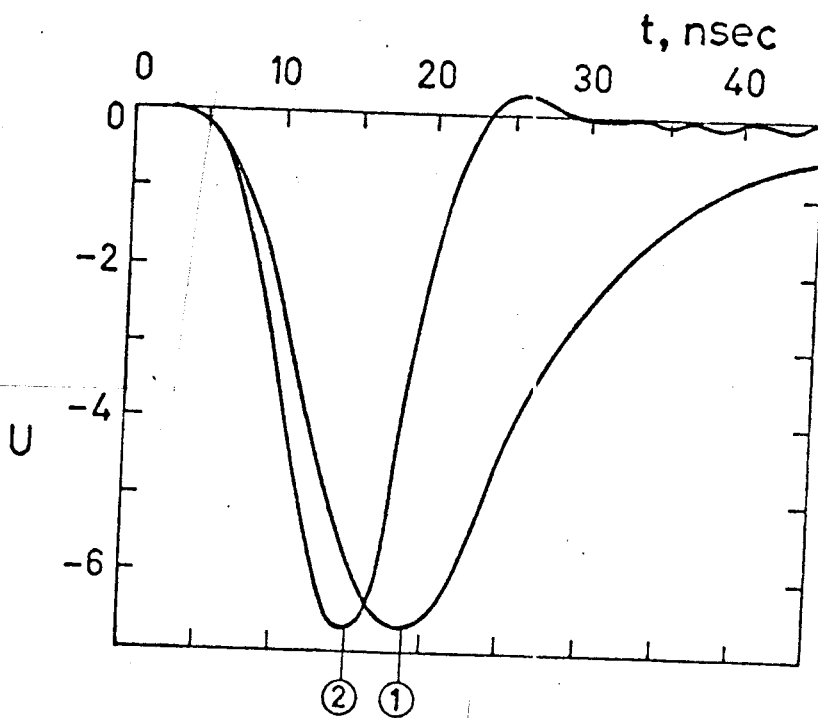


Fig. 14

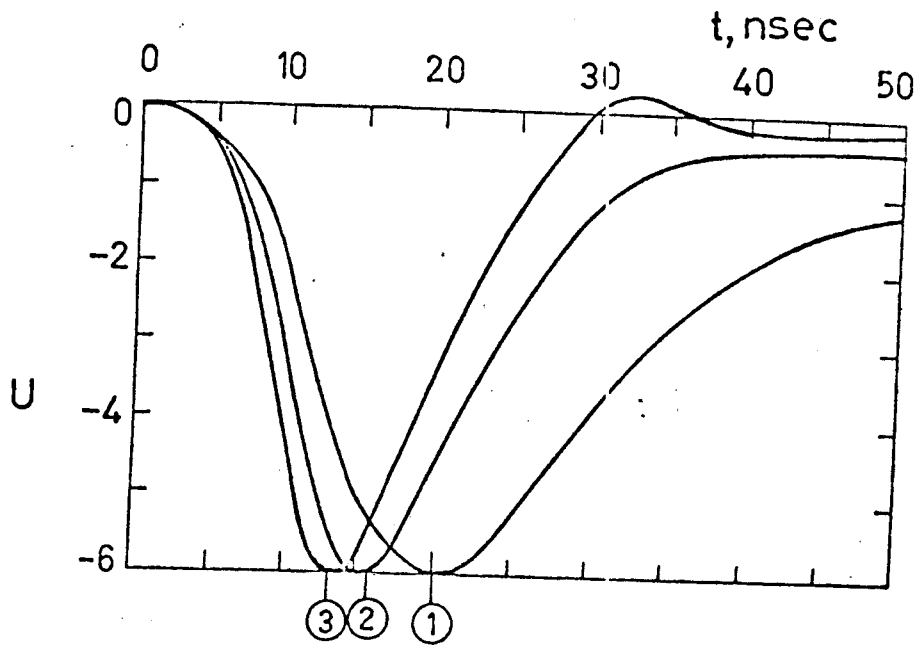


Fig. 15

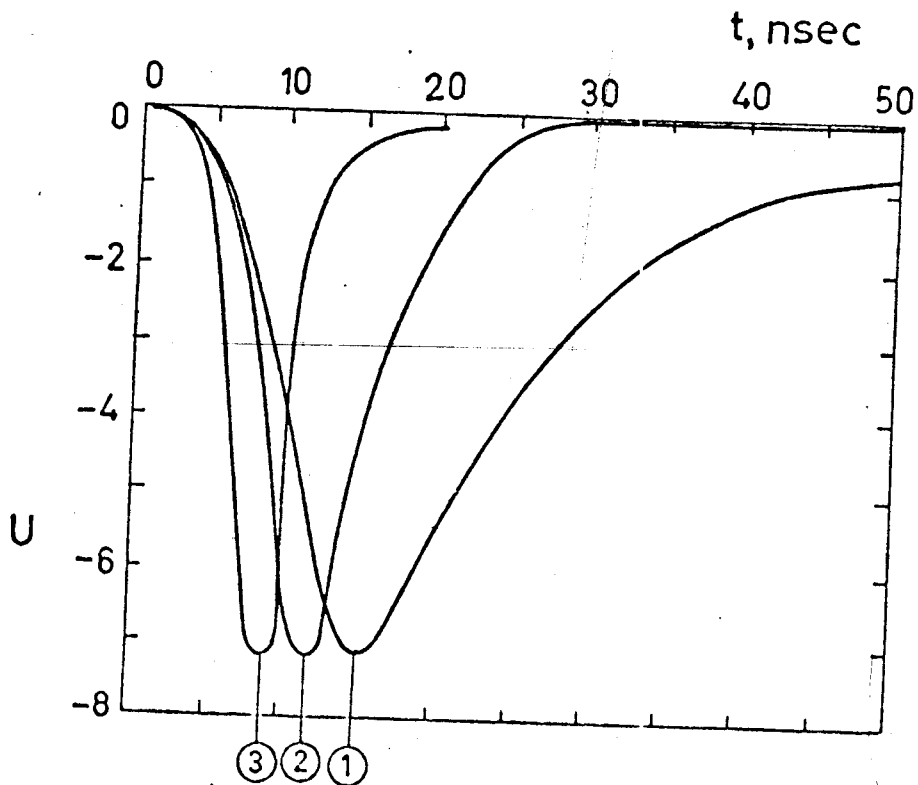


Fig. 16

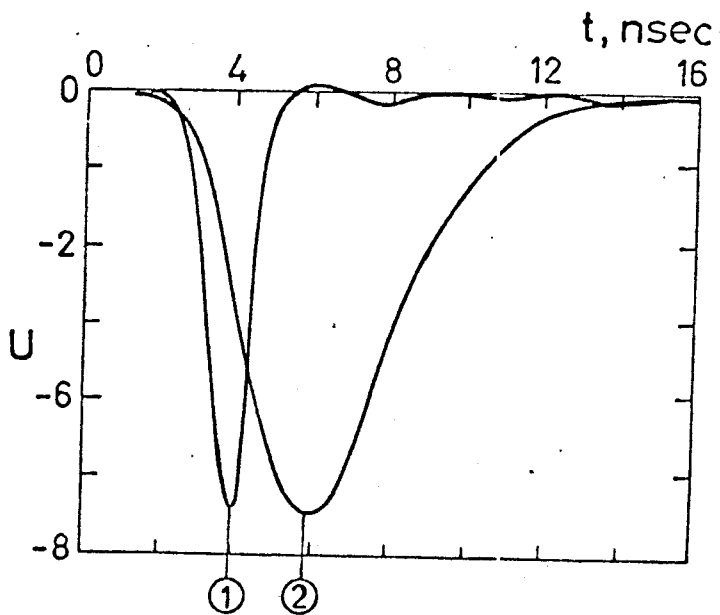


Fig. 17

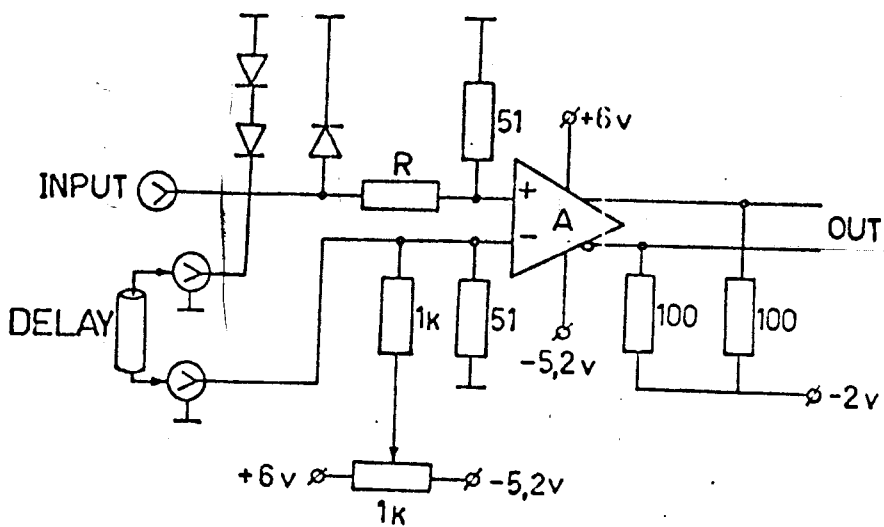


Fig. 18

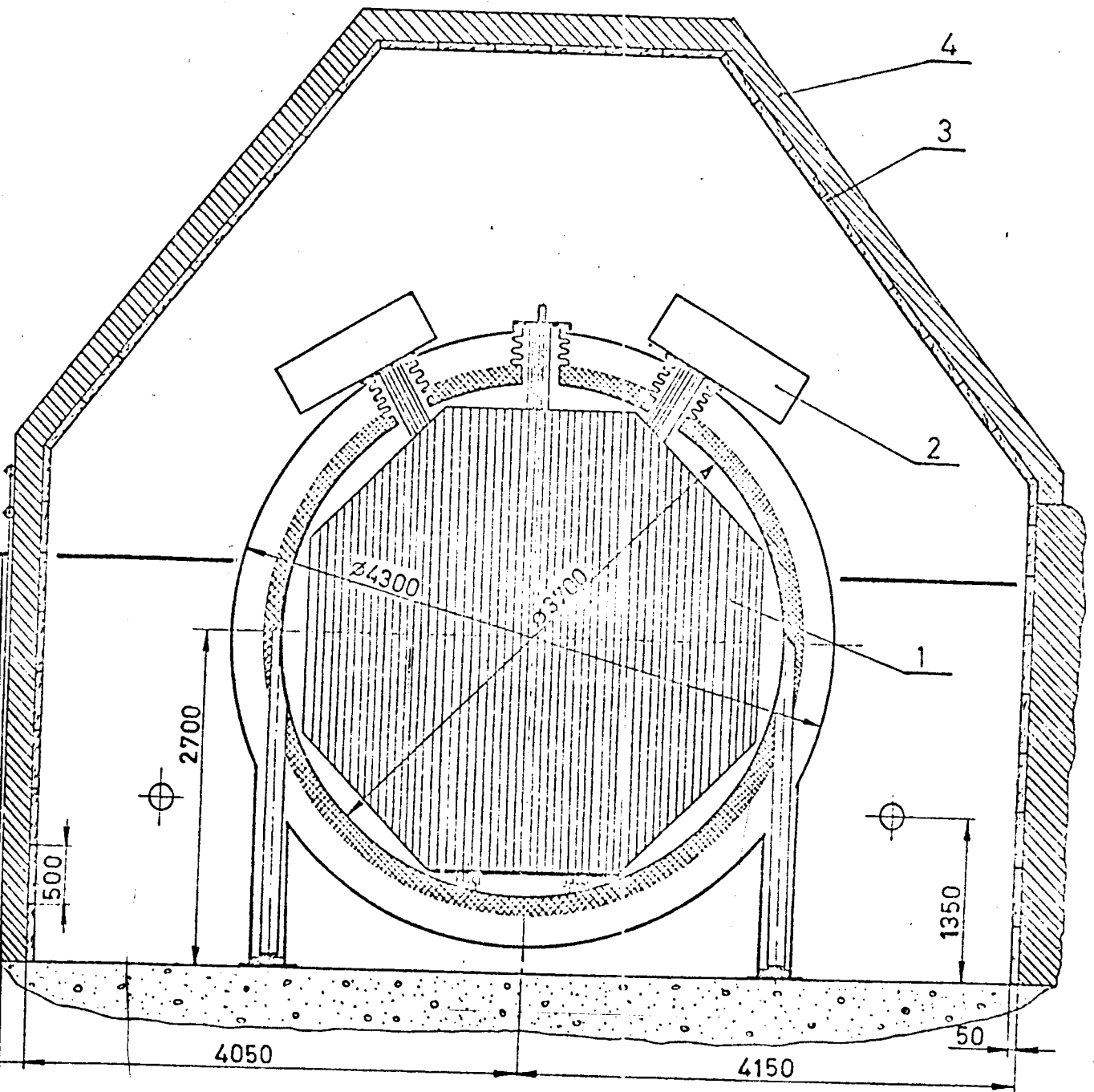


Fig.19

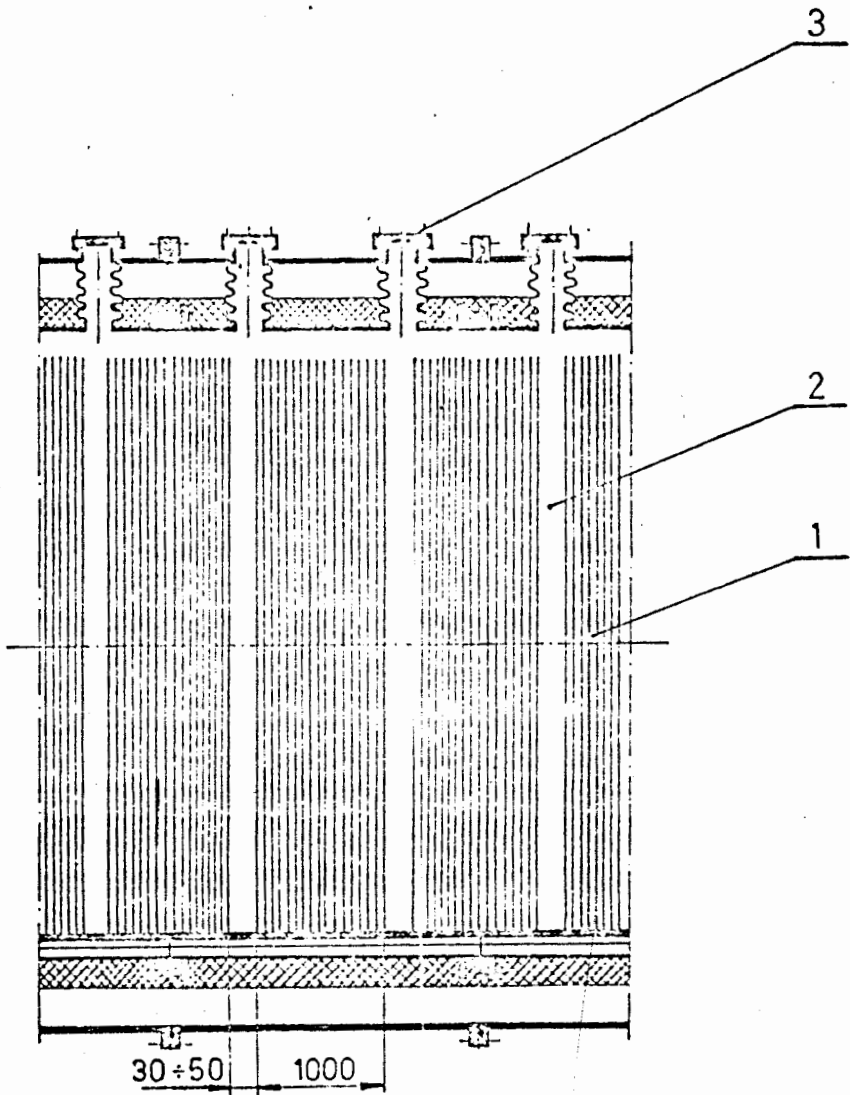


Fig. 20

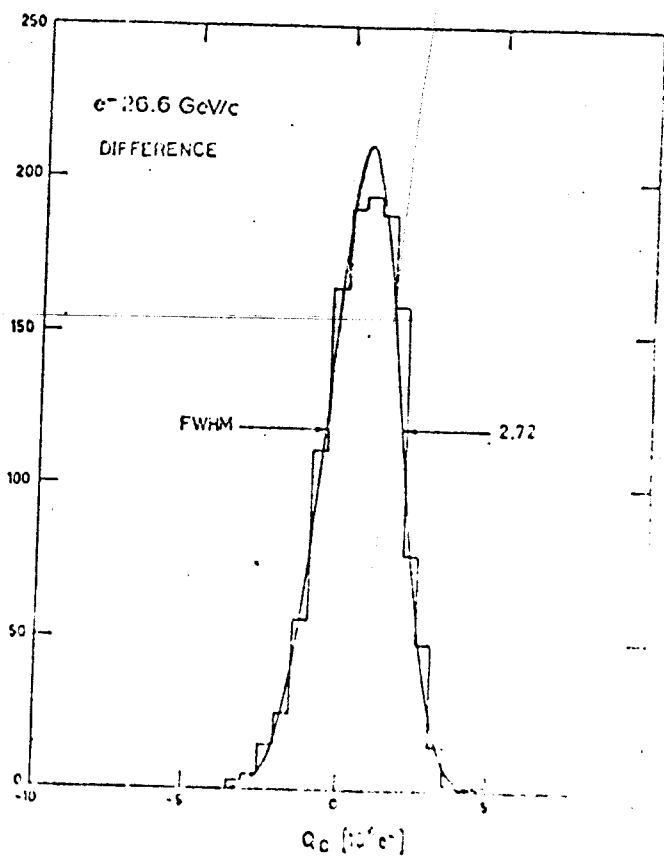
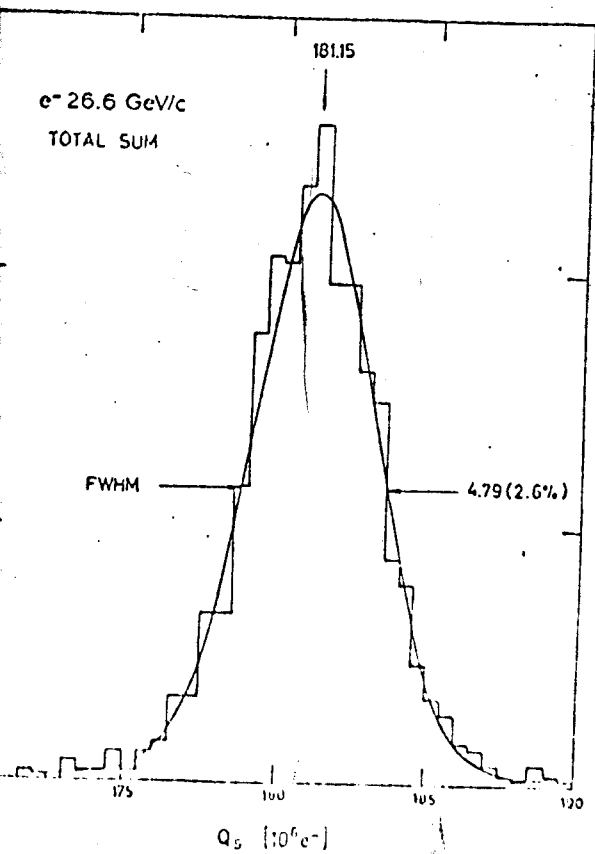
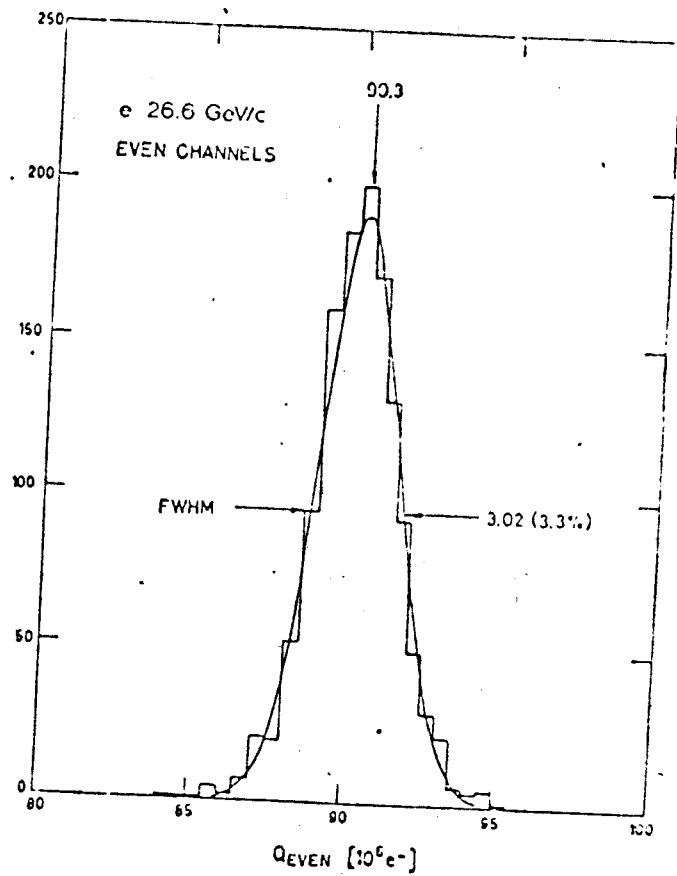
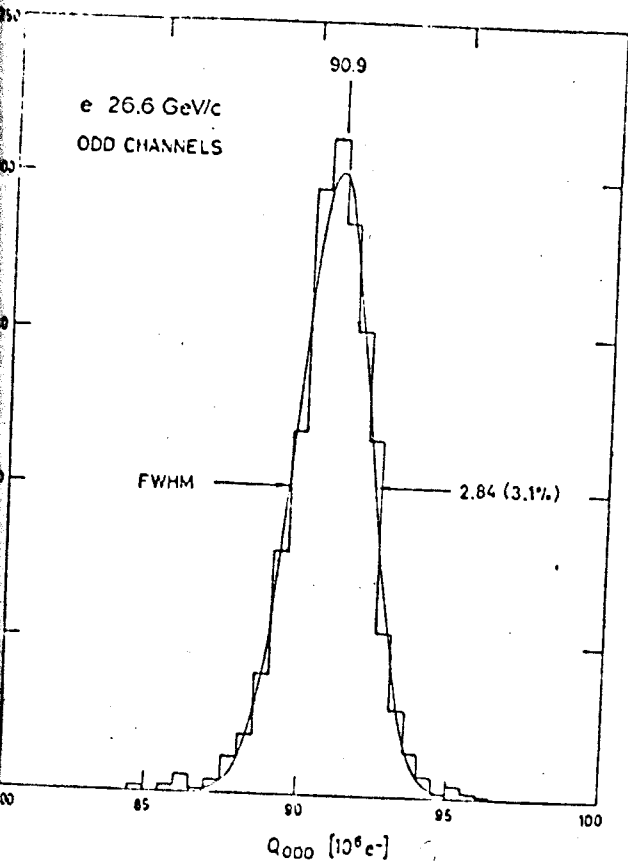


Fig. 21

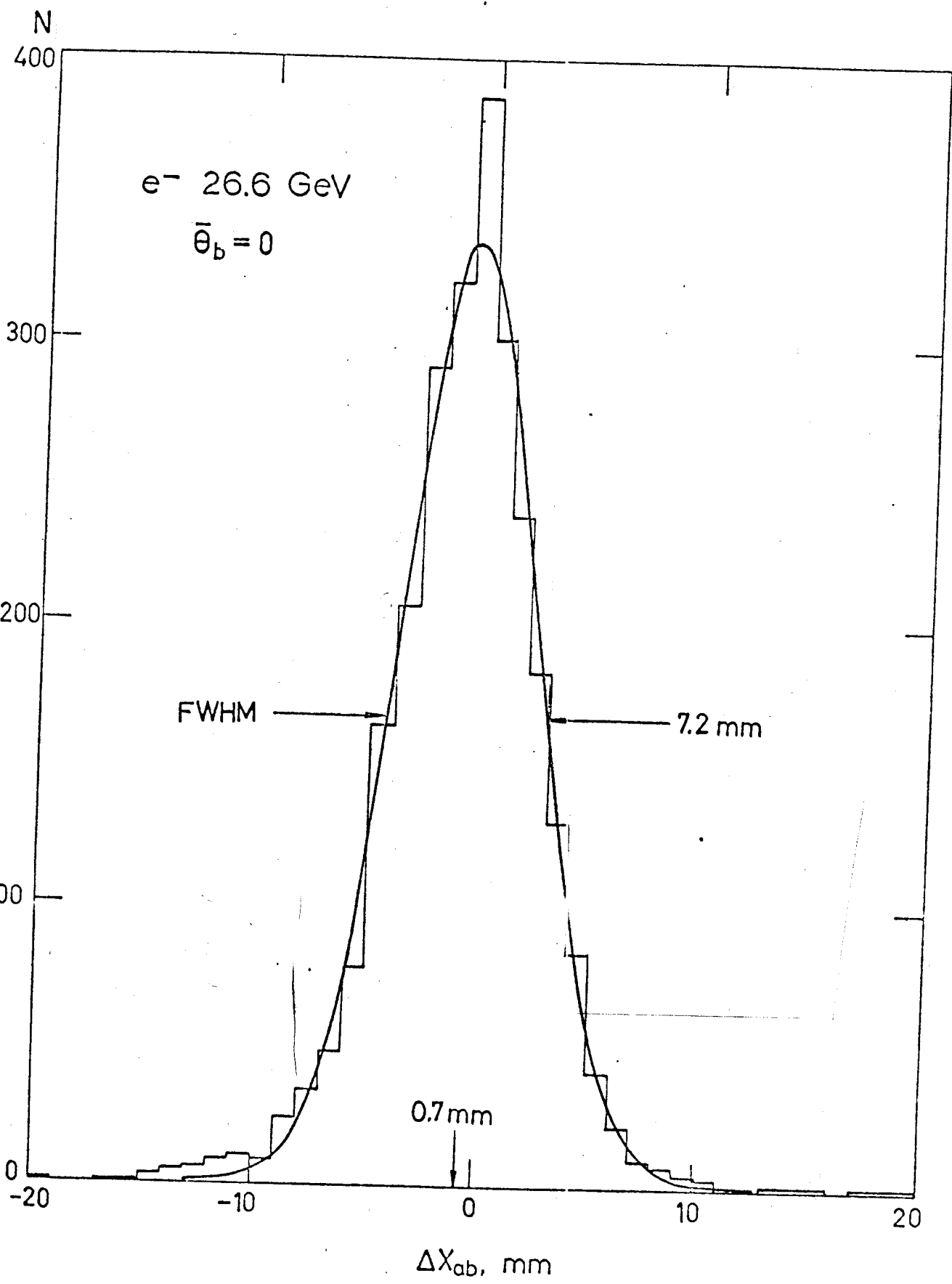


Fig. 22

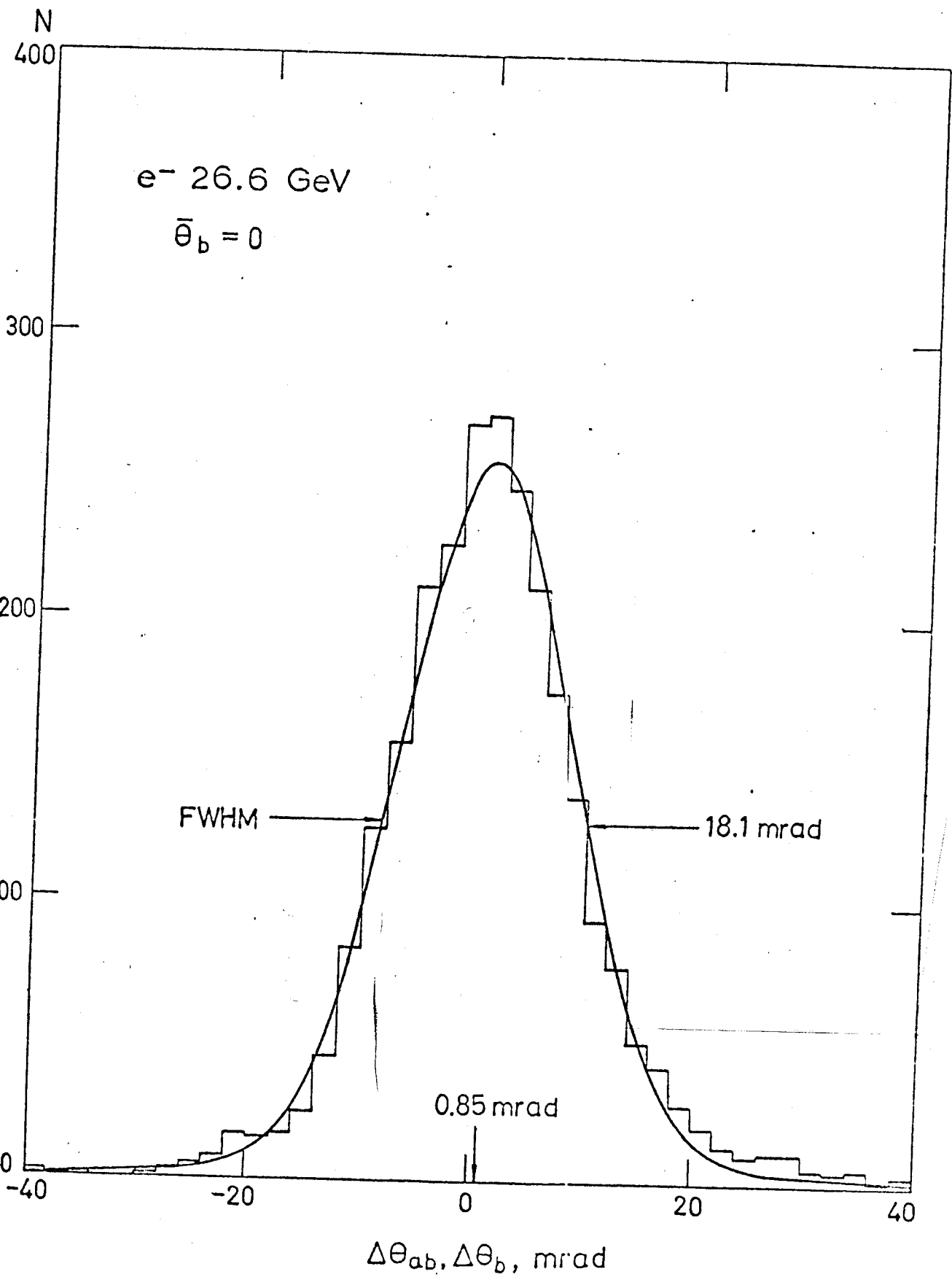
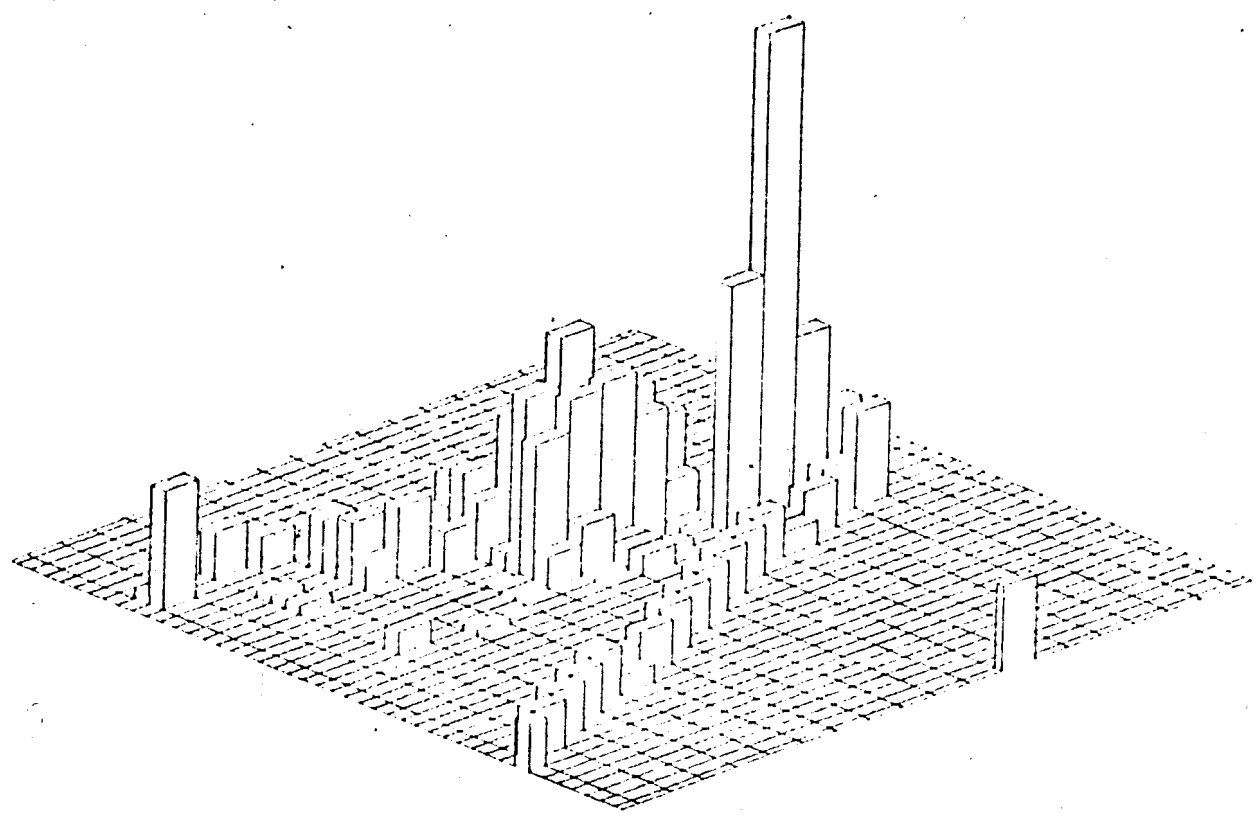


Fig. 23

-PLANE



PLANE

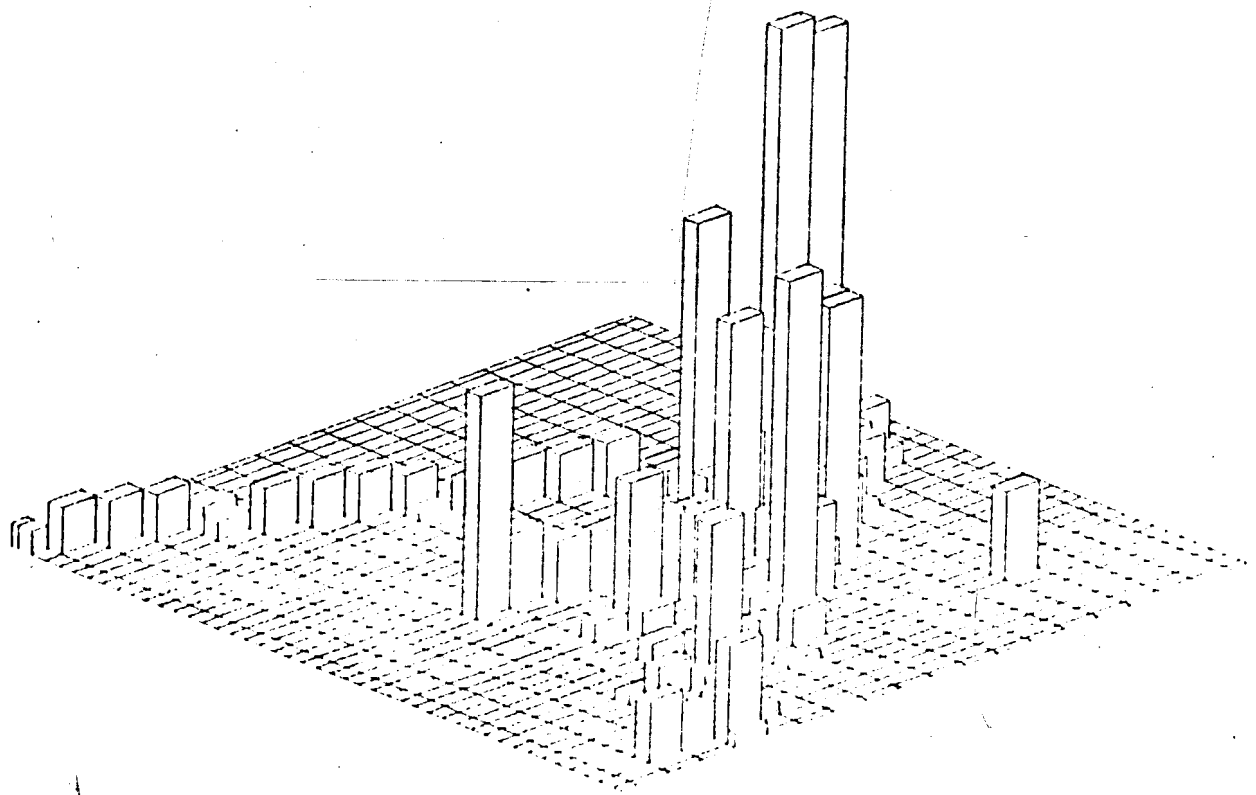
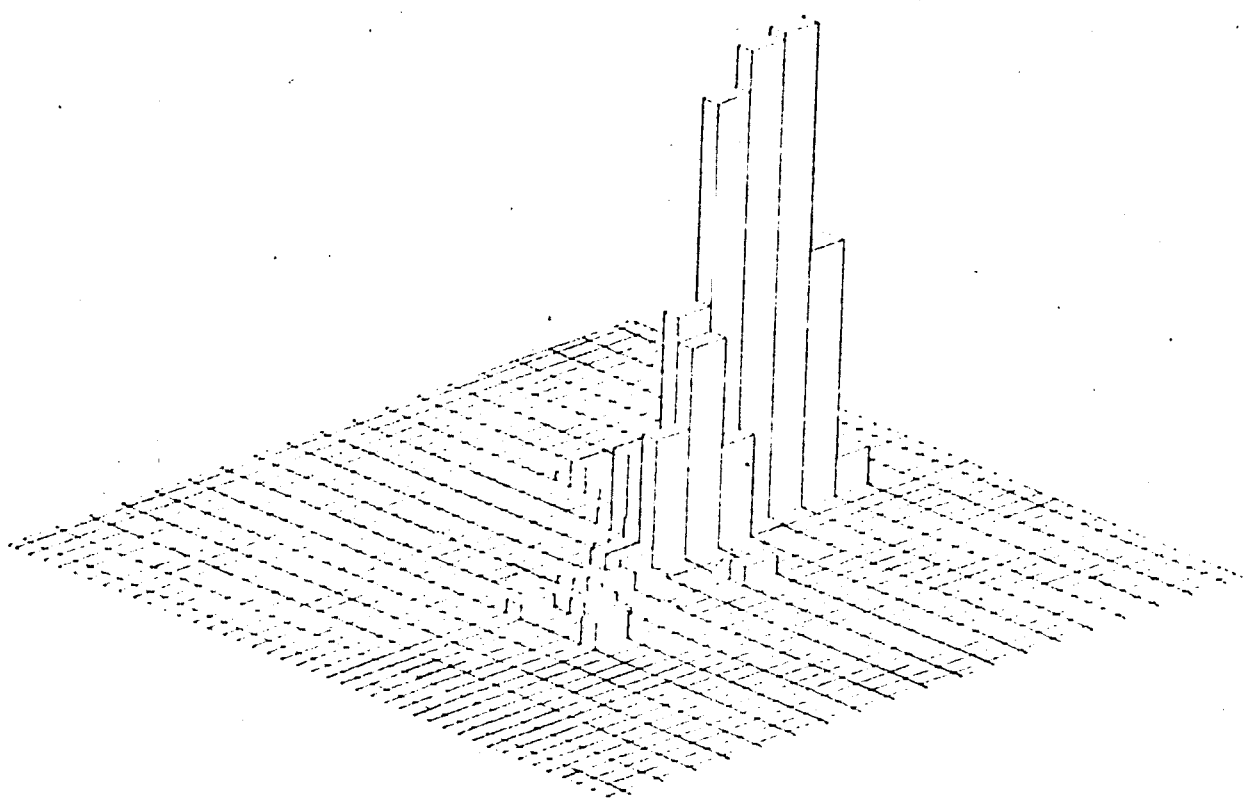


Fig. 24

PLANE



PLANE

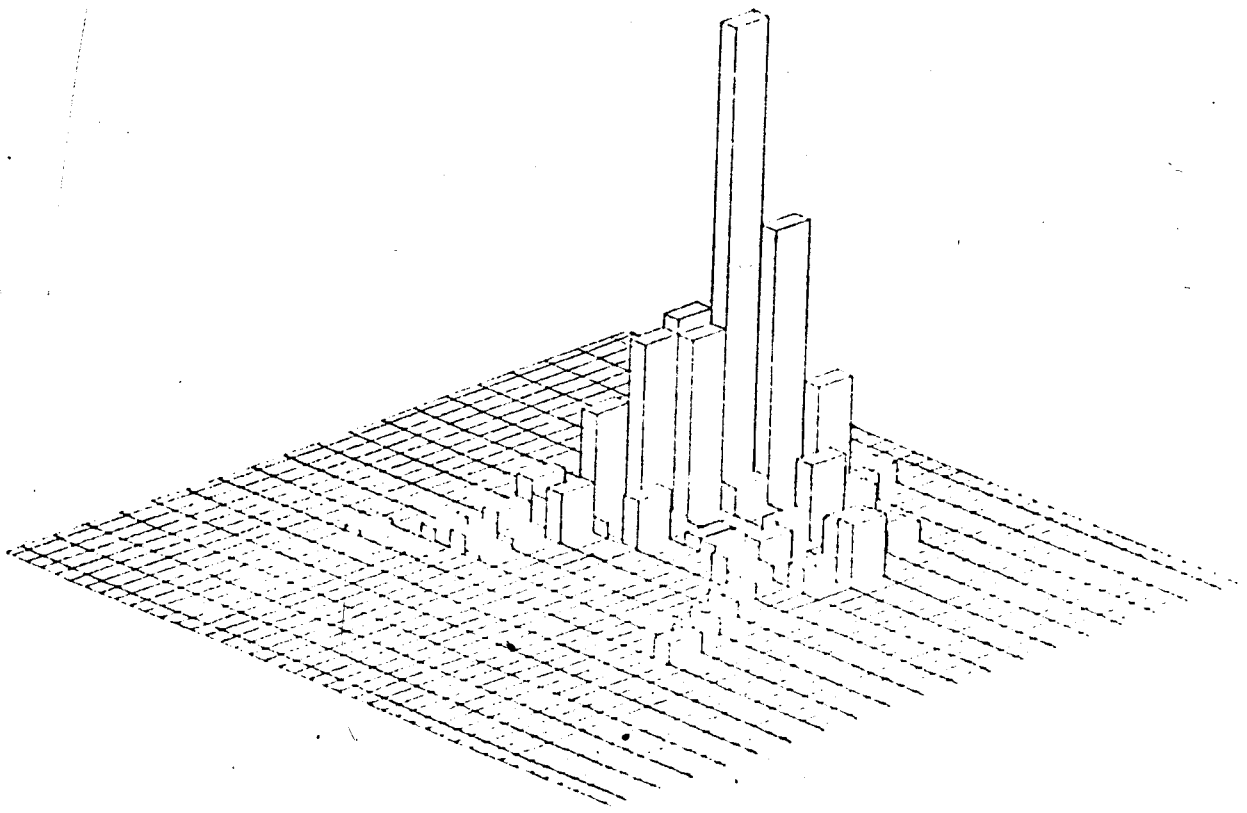


Fig. 25

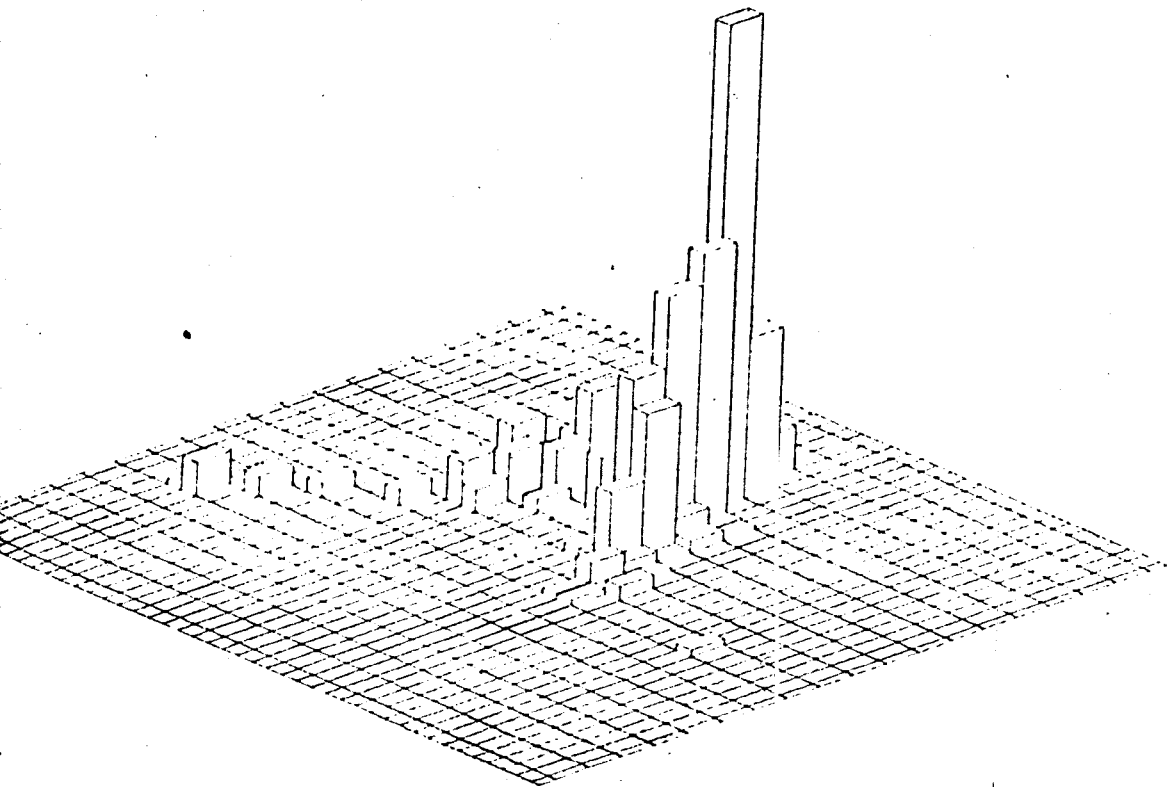
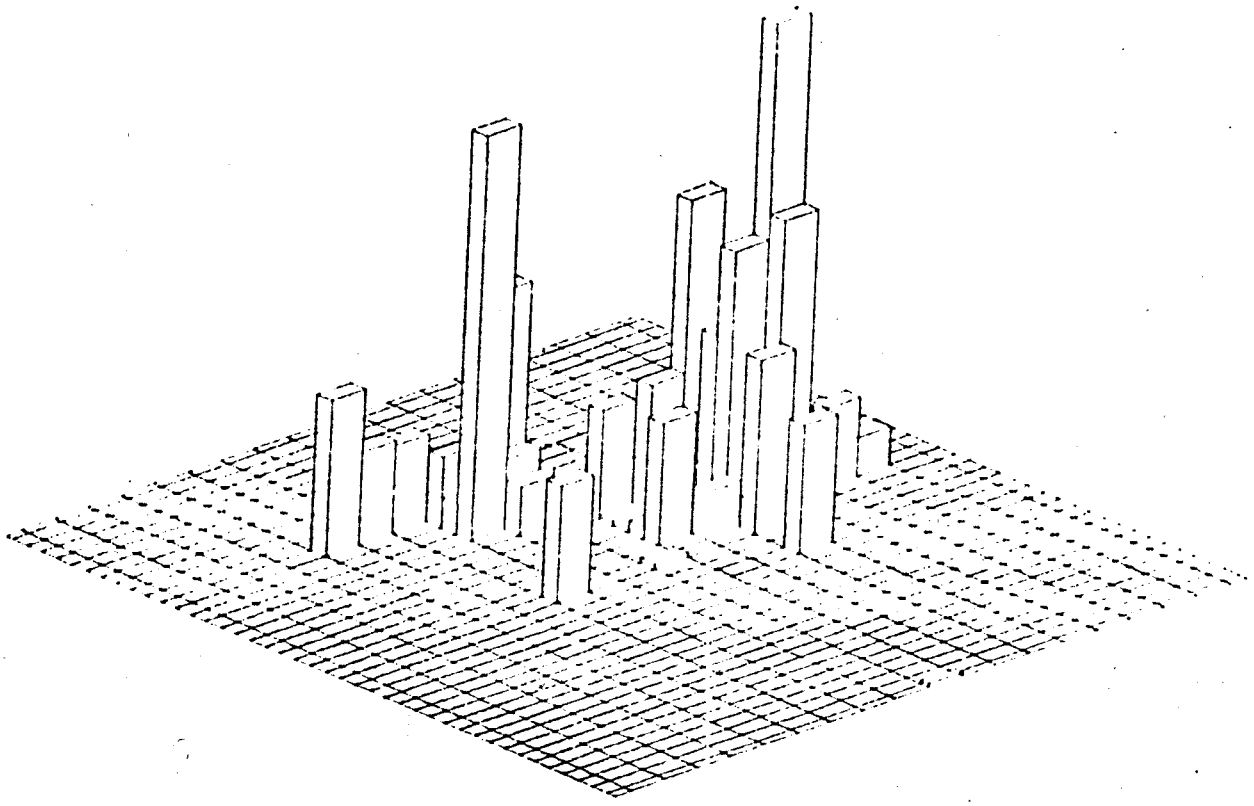


Fig. 25

X-PLANE



Y-PLANE

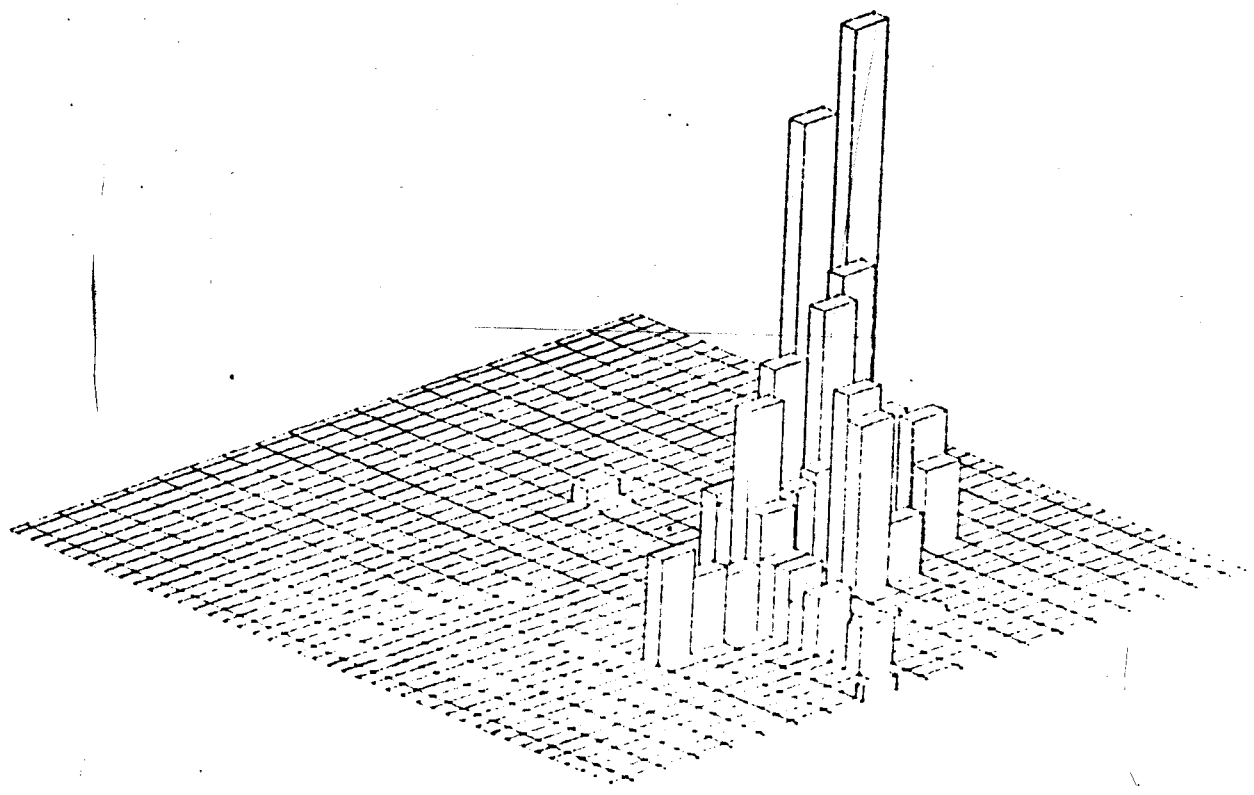


Fig. 26

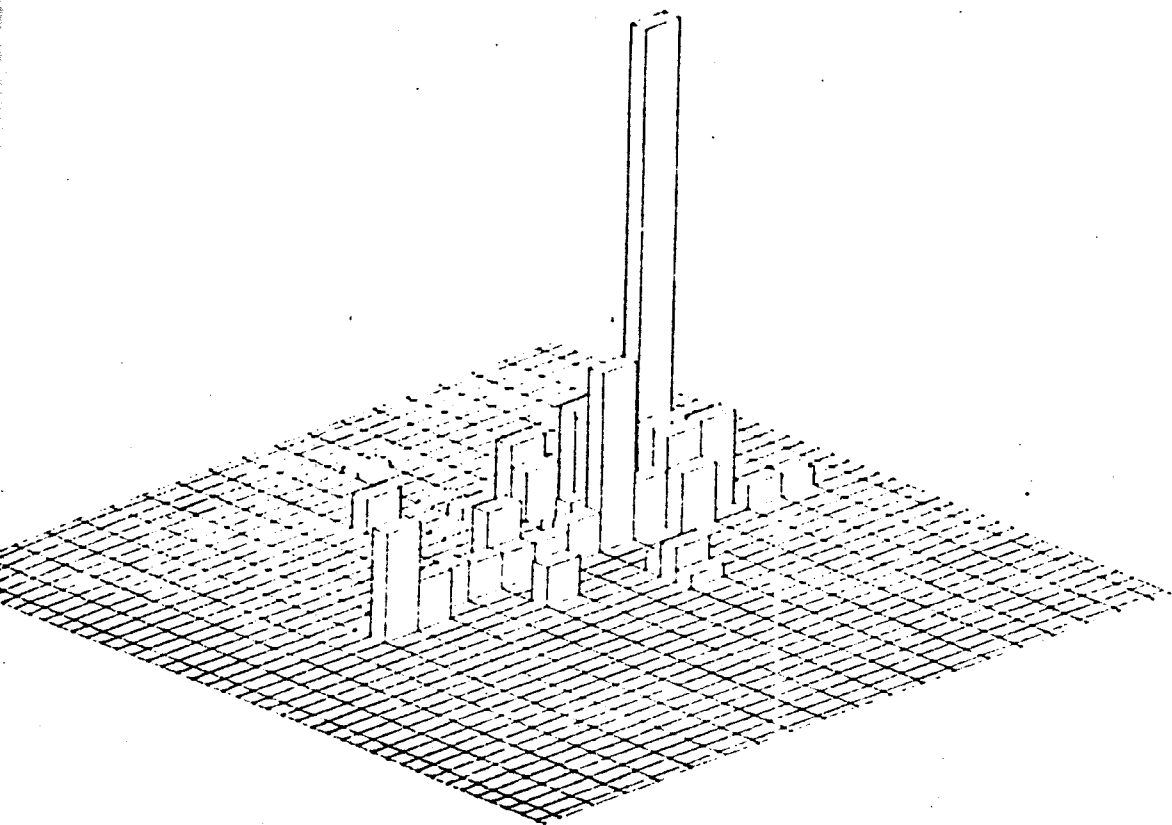
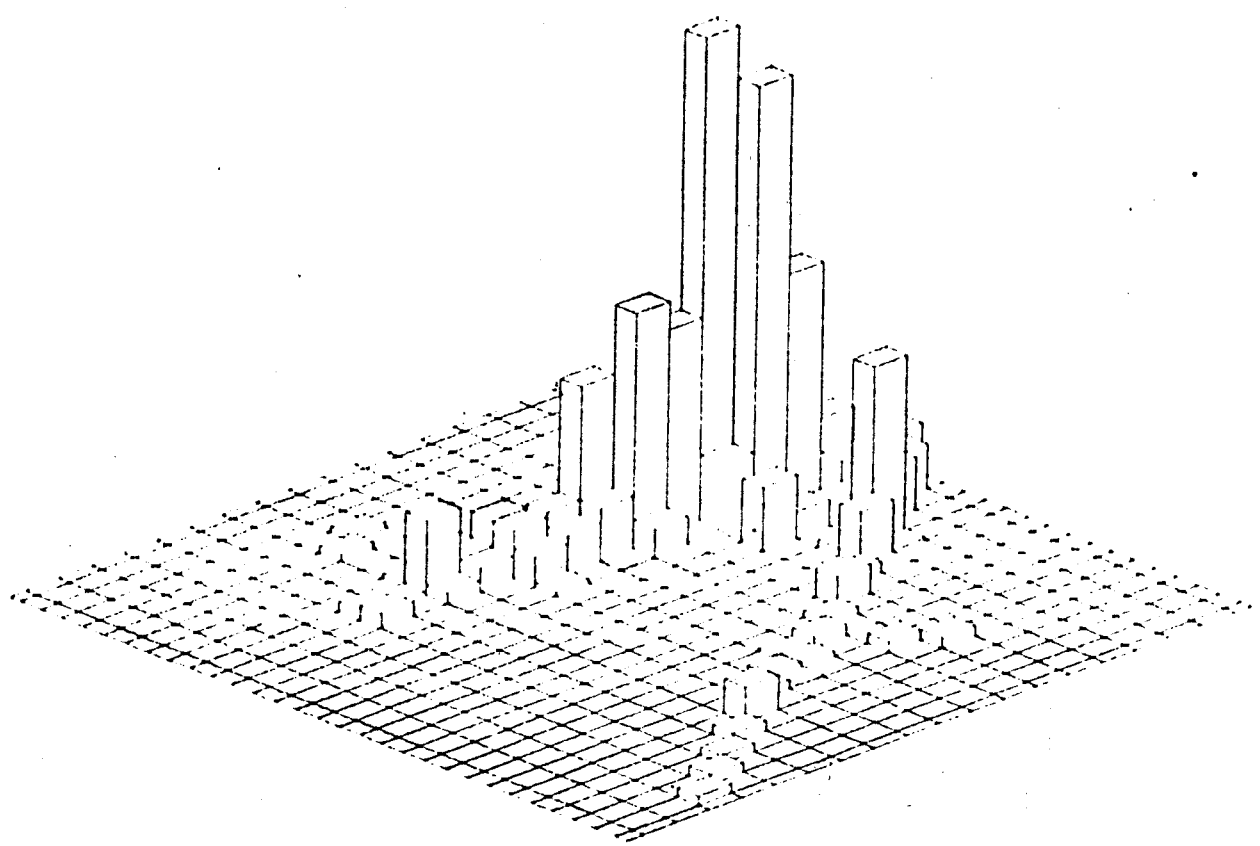


Fig. 26

P INELASTIC : ELECTRON NEUTRINO INTERACTION (AL=08MM,PR=20MM)
1 ENUE=10.0 GEV ESUM=2.841 GEV EMAX=0.186 GEV XS=0.029 YS=0.030
X= 120 NDET= 50 STRIP= 6 CM DY=250.000 CM

PLANE



PLANE

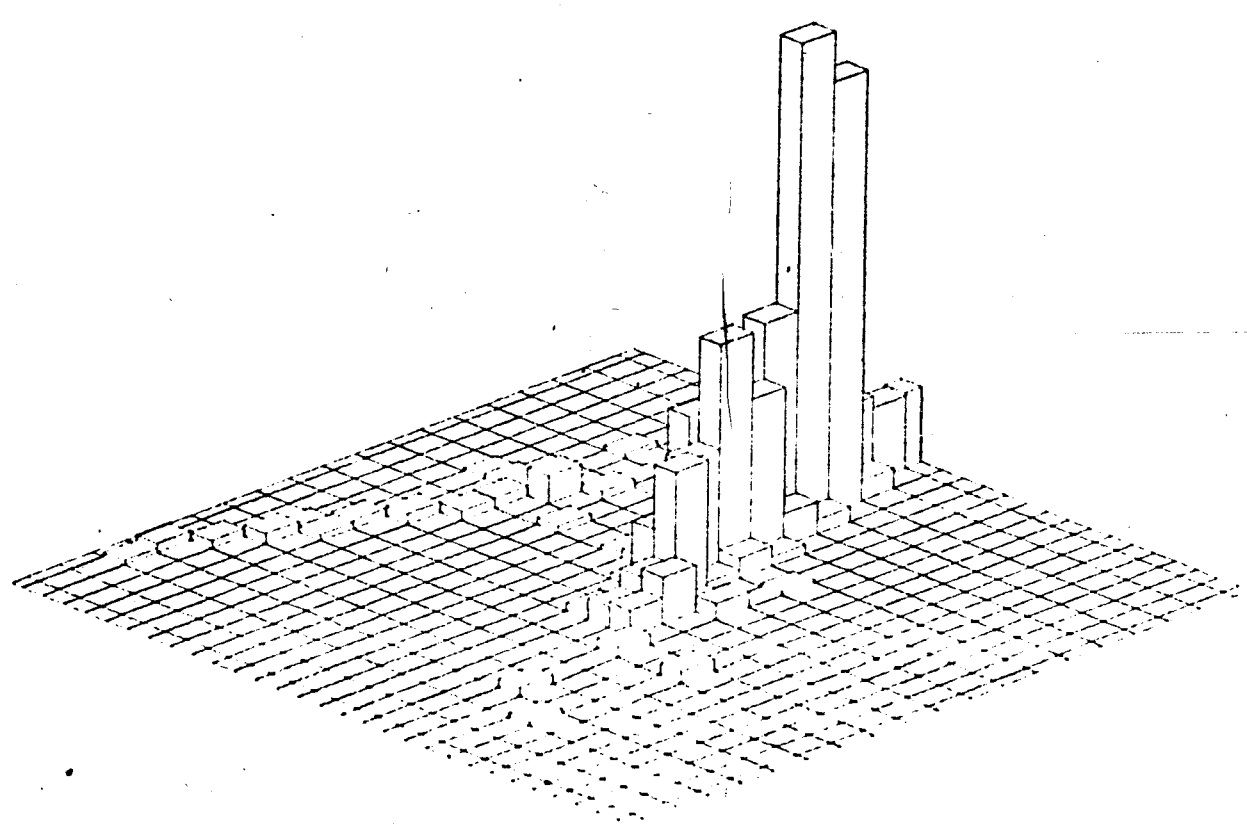


Fig. 27

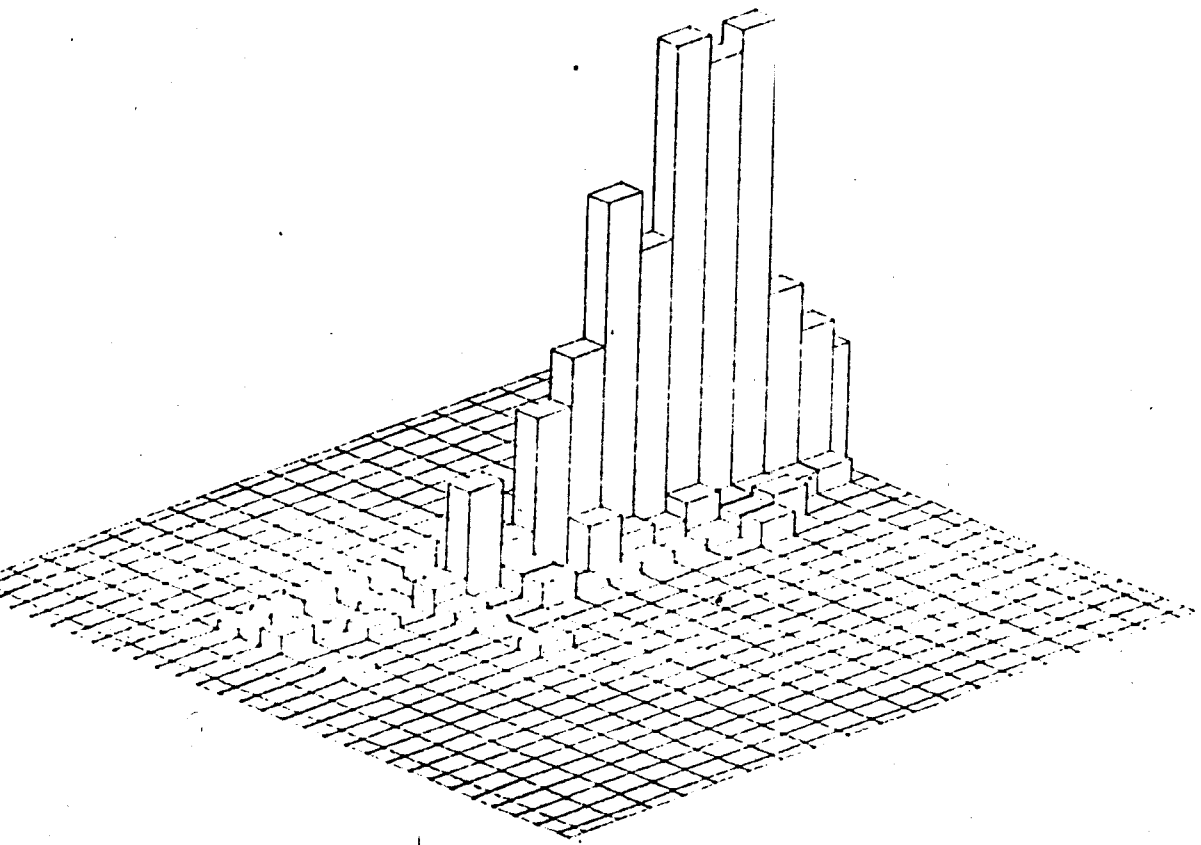
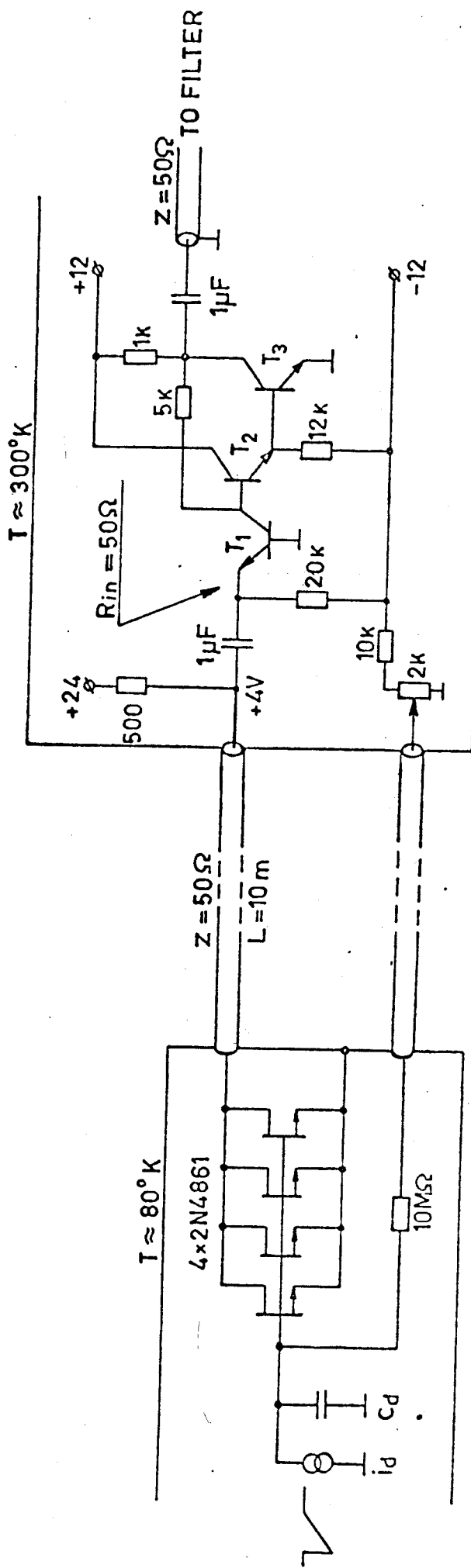


Fig. 27



$T_1, T_2, T_3 - \text{KT}316\text{A}$

Fig. 28

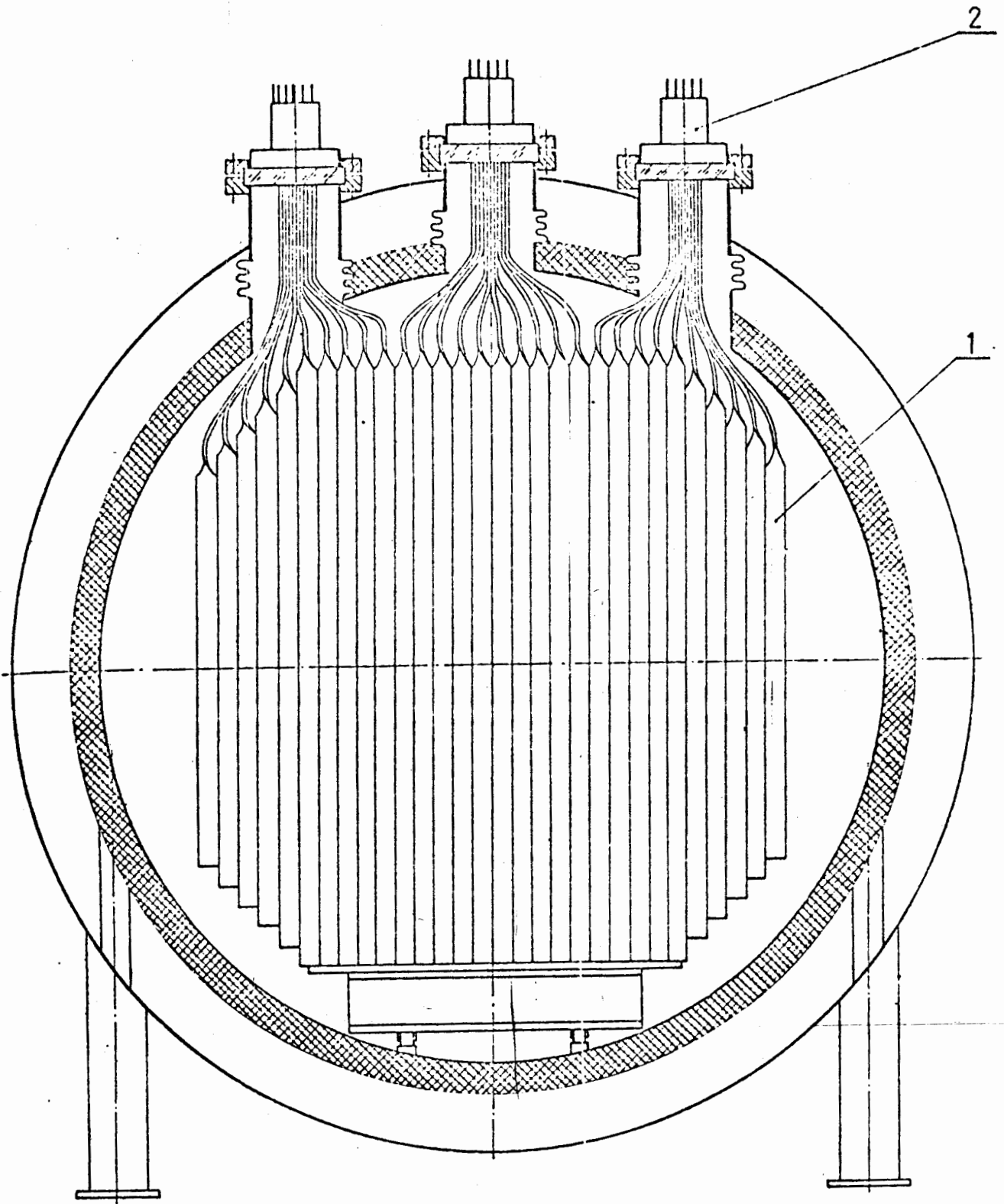


Fig. 29

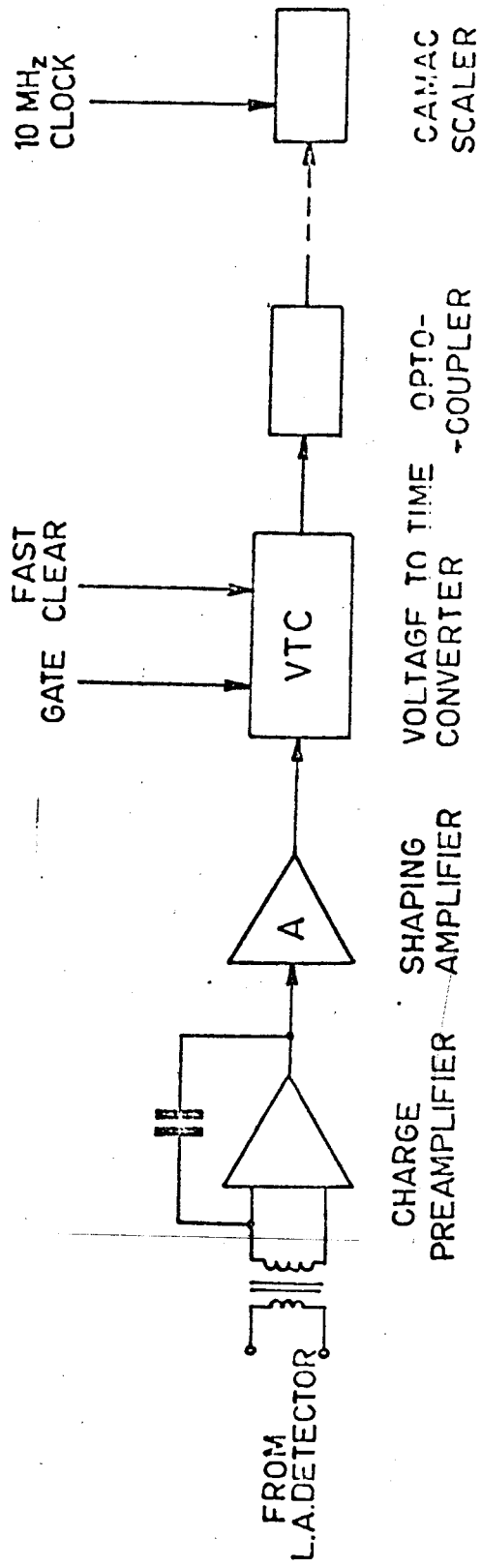


Fig. 30

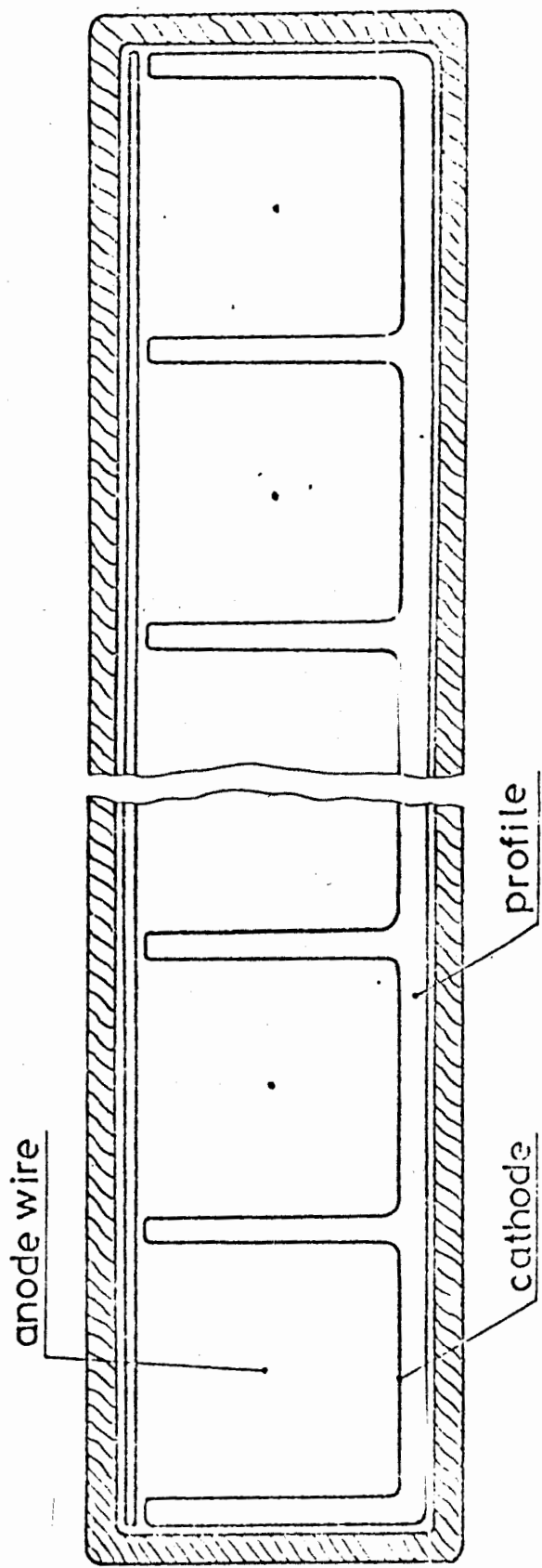


Fig. 31

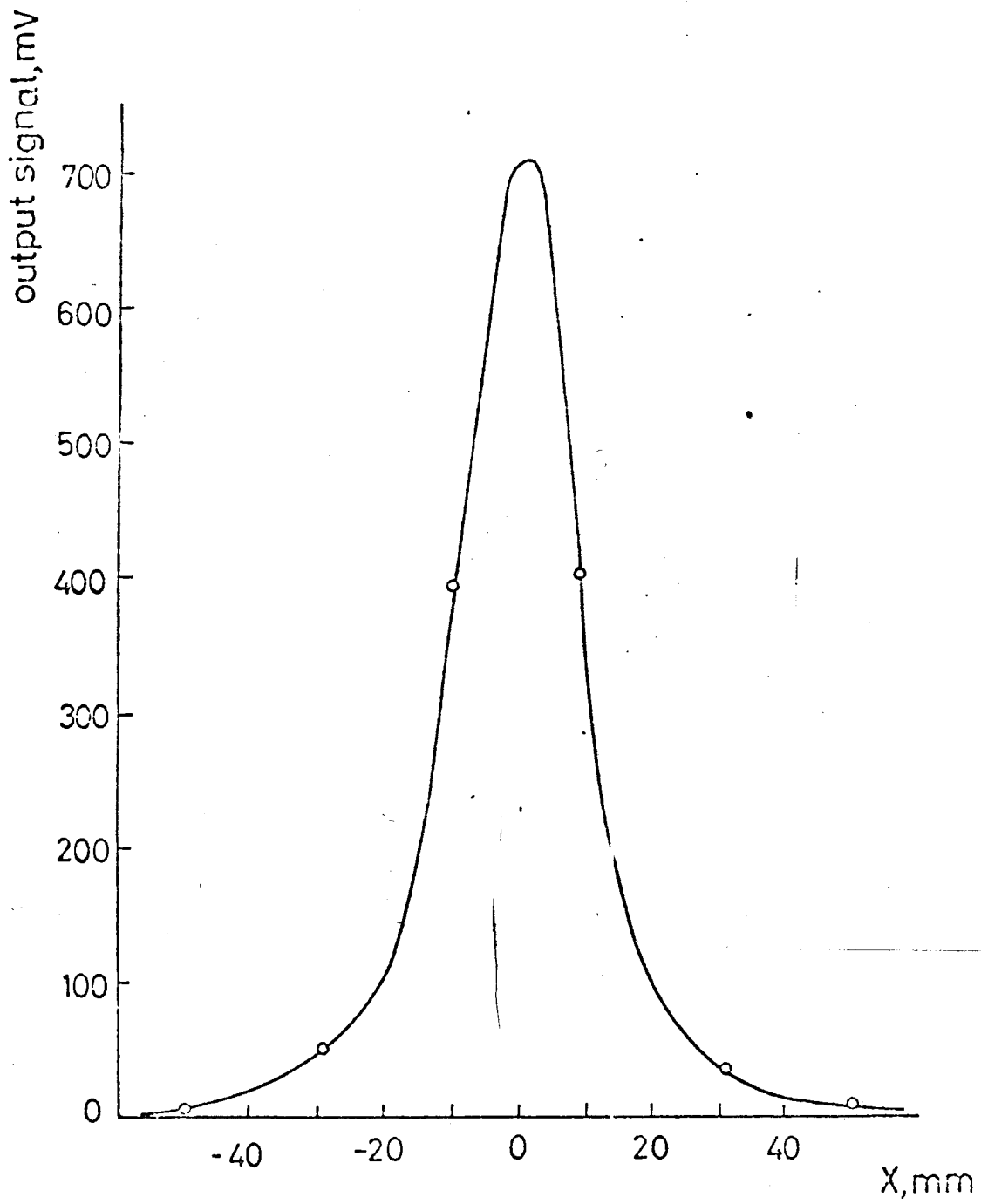


Fig.32

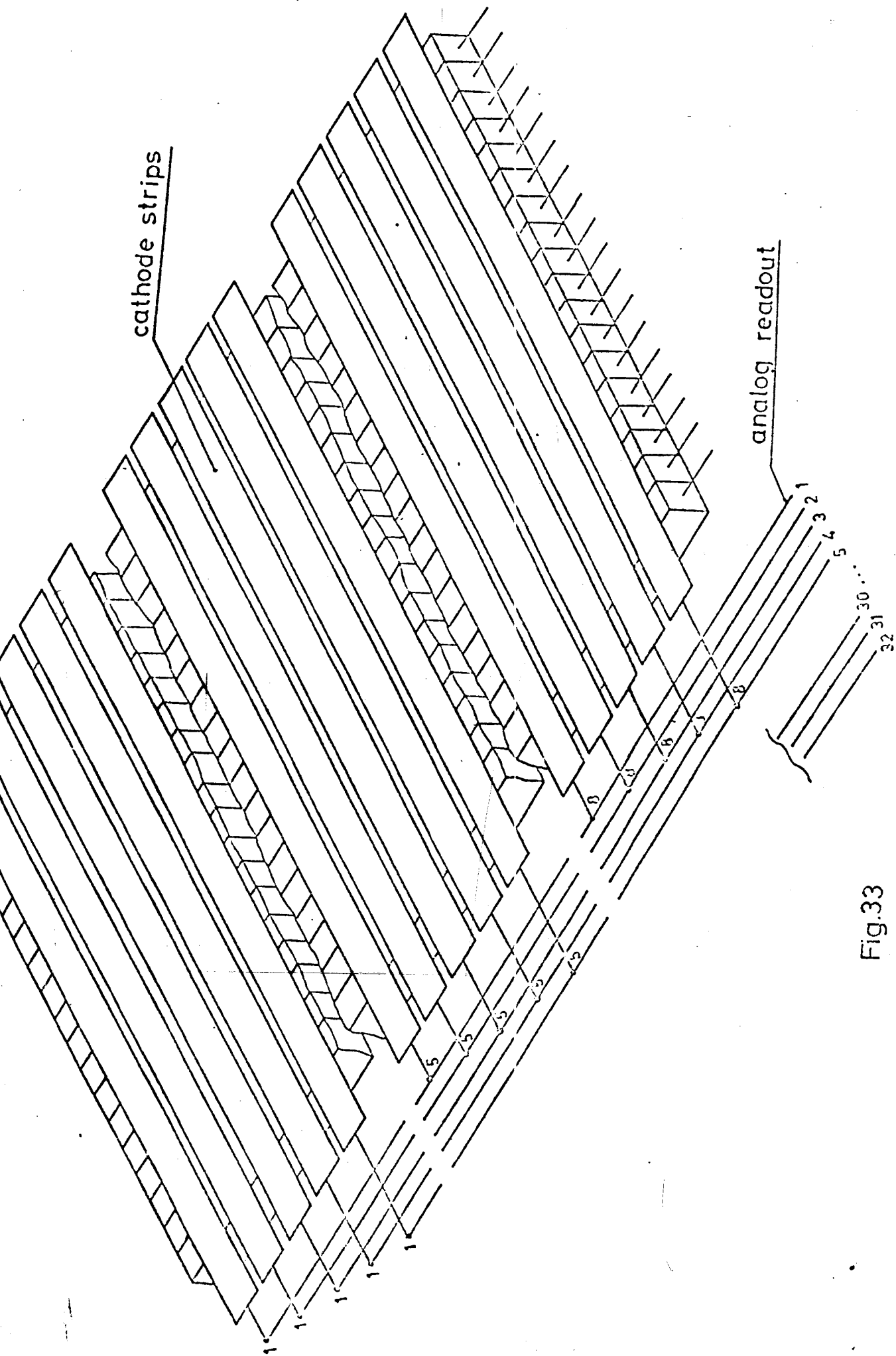


Fig.33

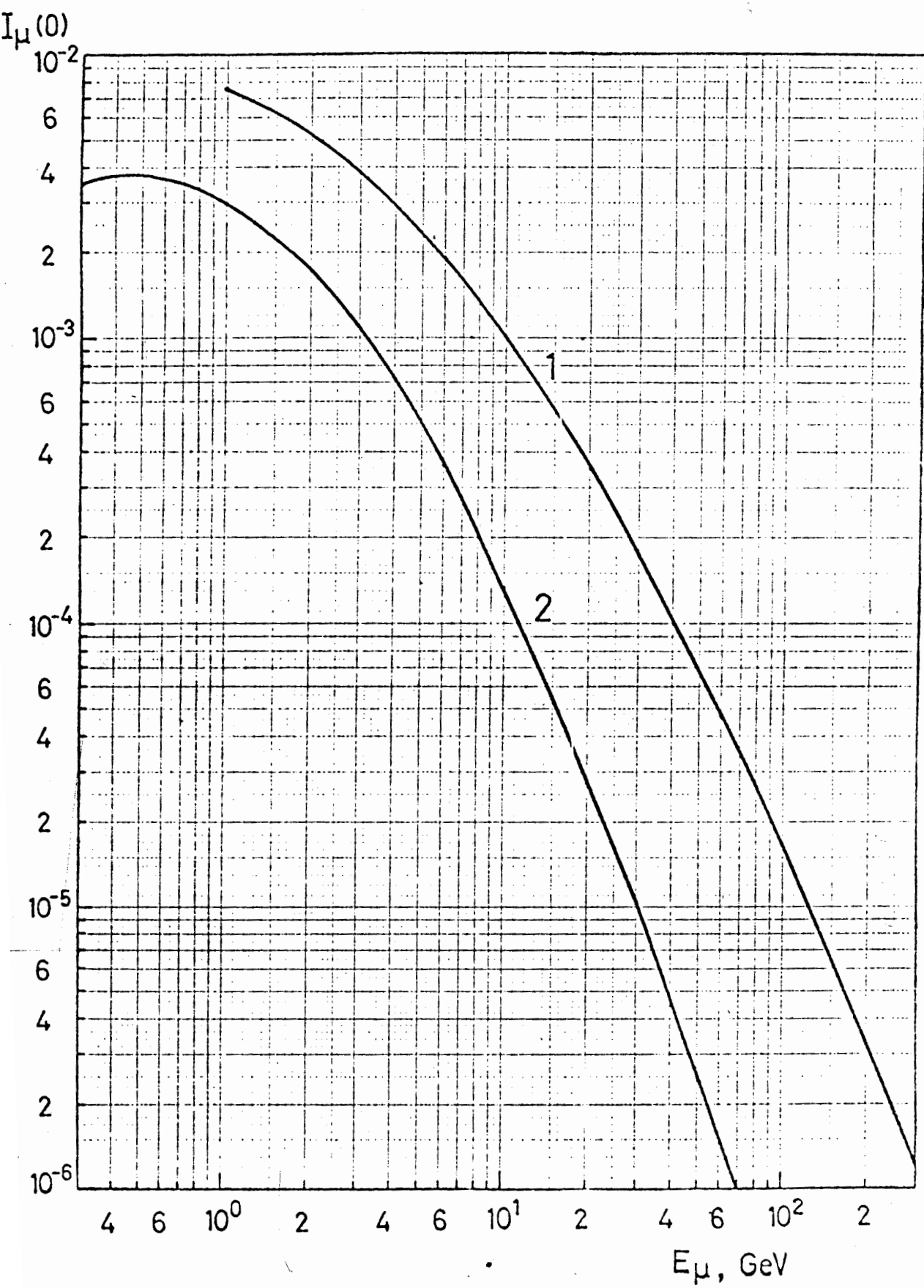


Fig. 34

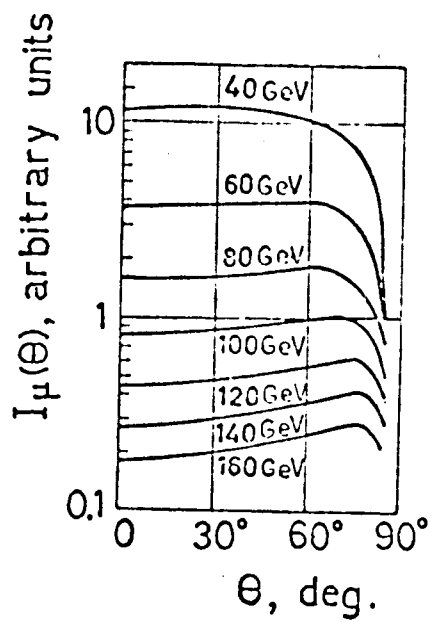


Fig. 35

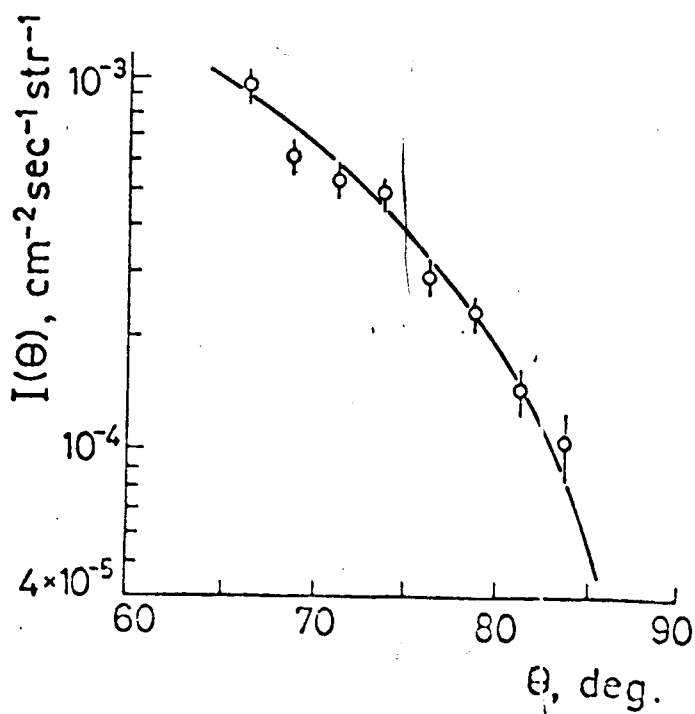


Fig. 36

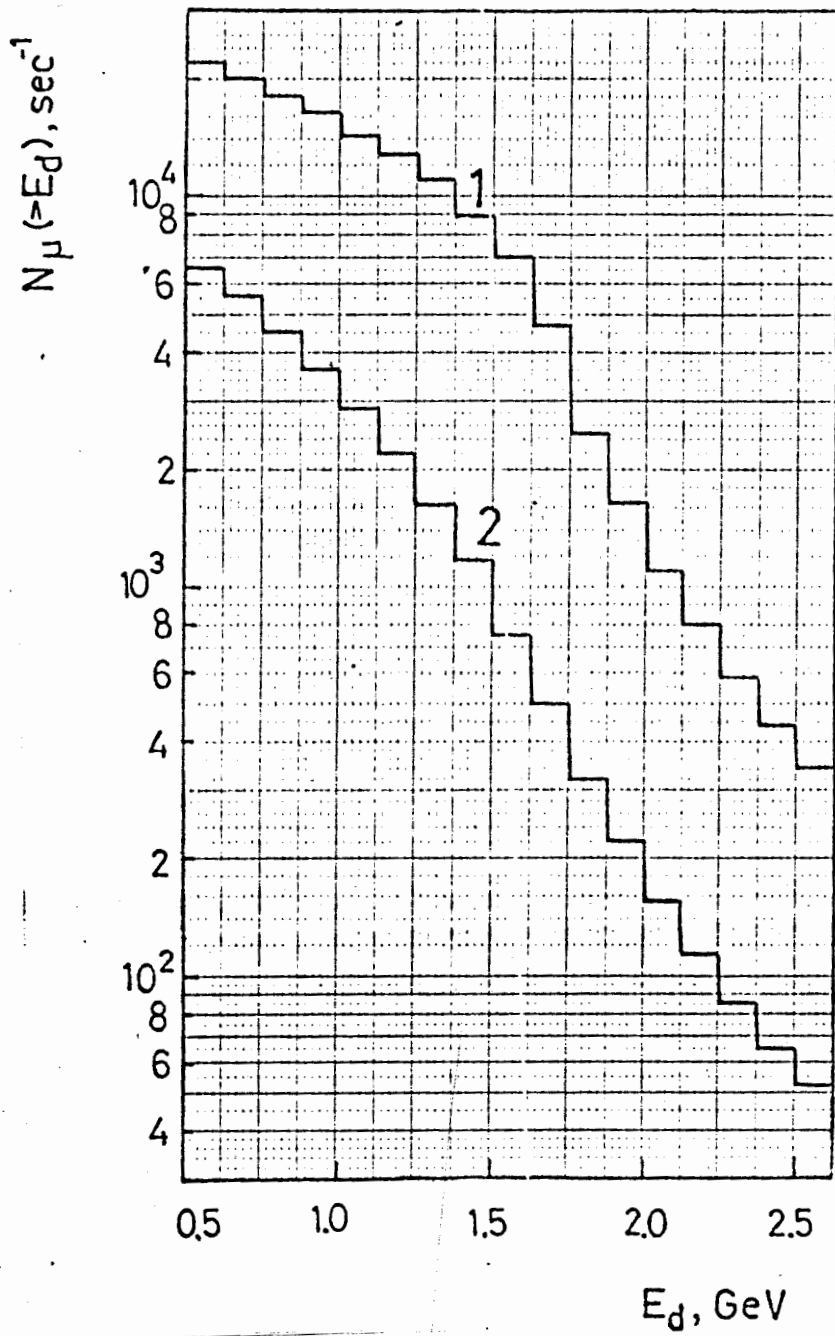


Fig. 37

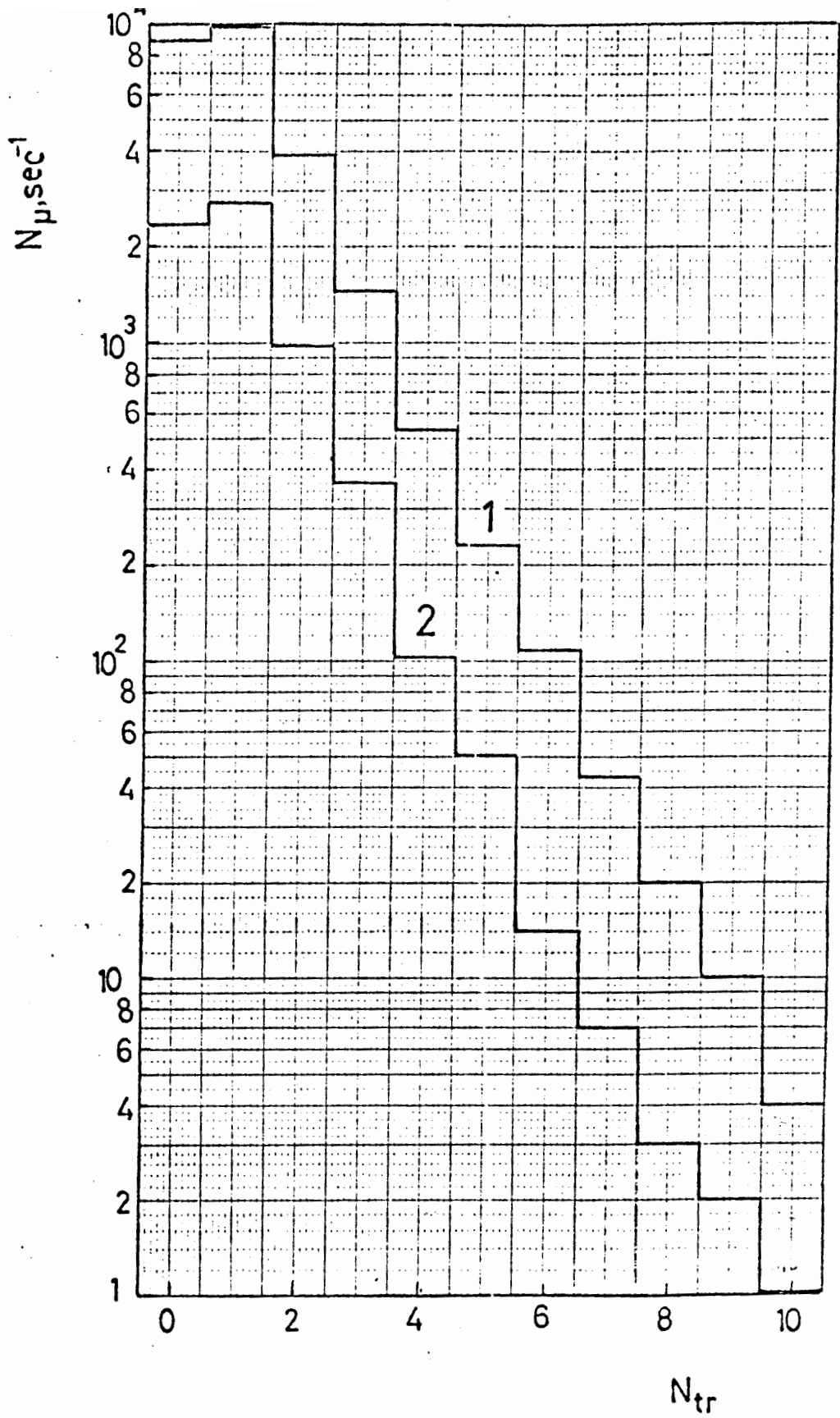
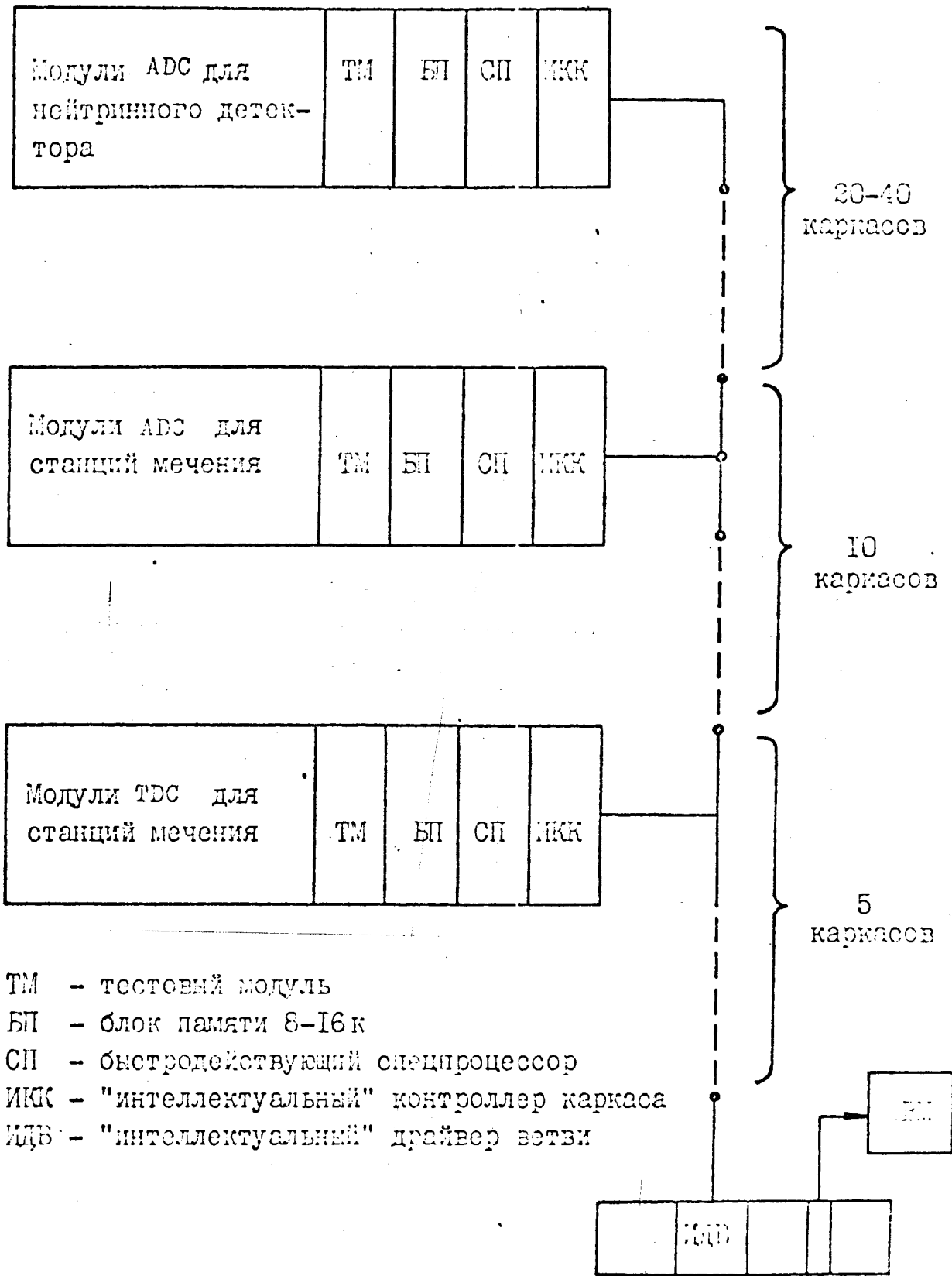
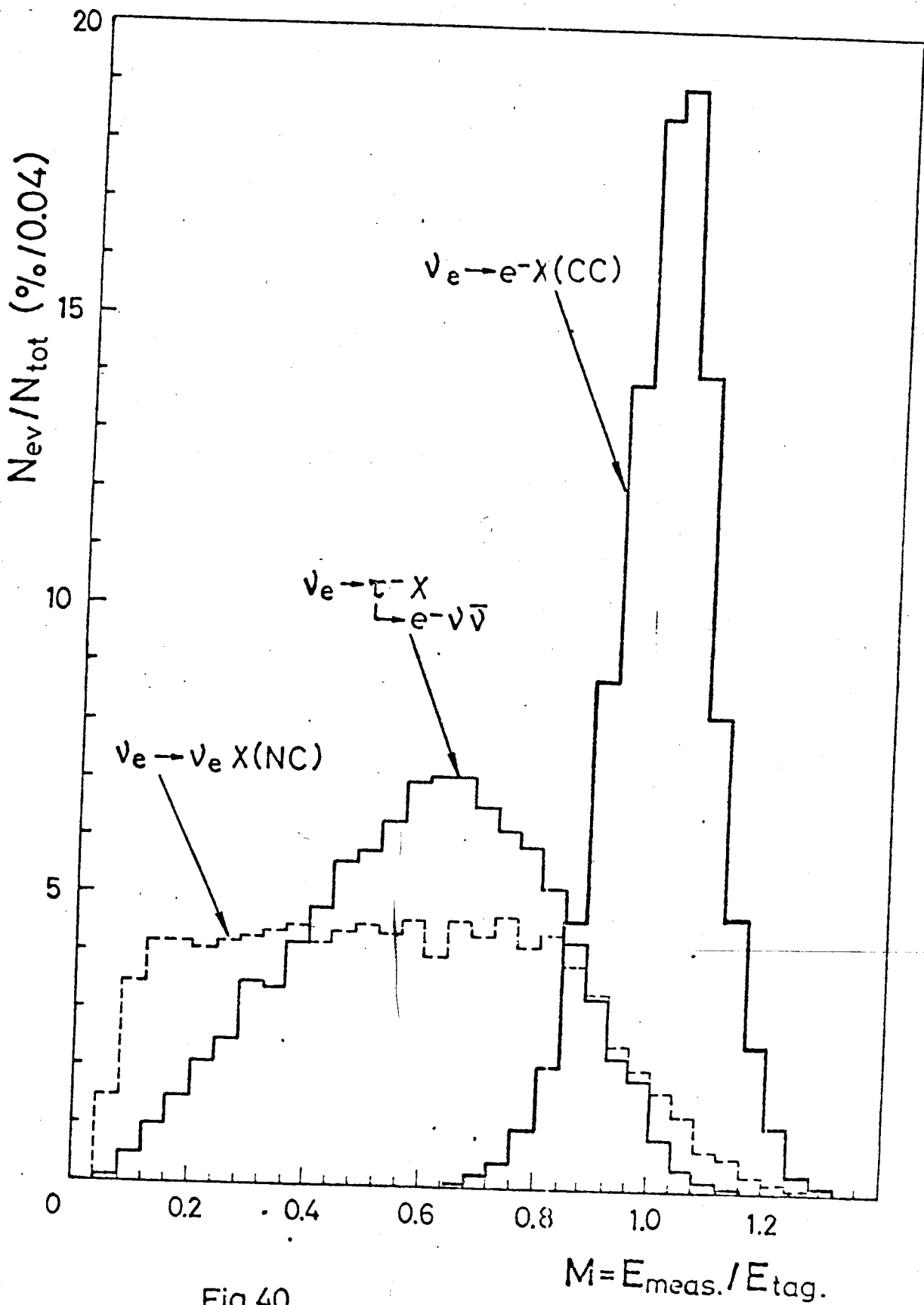


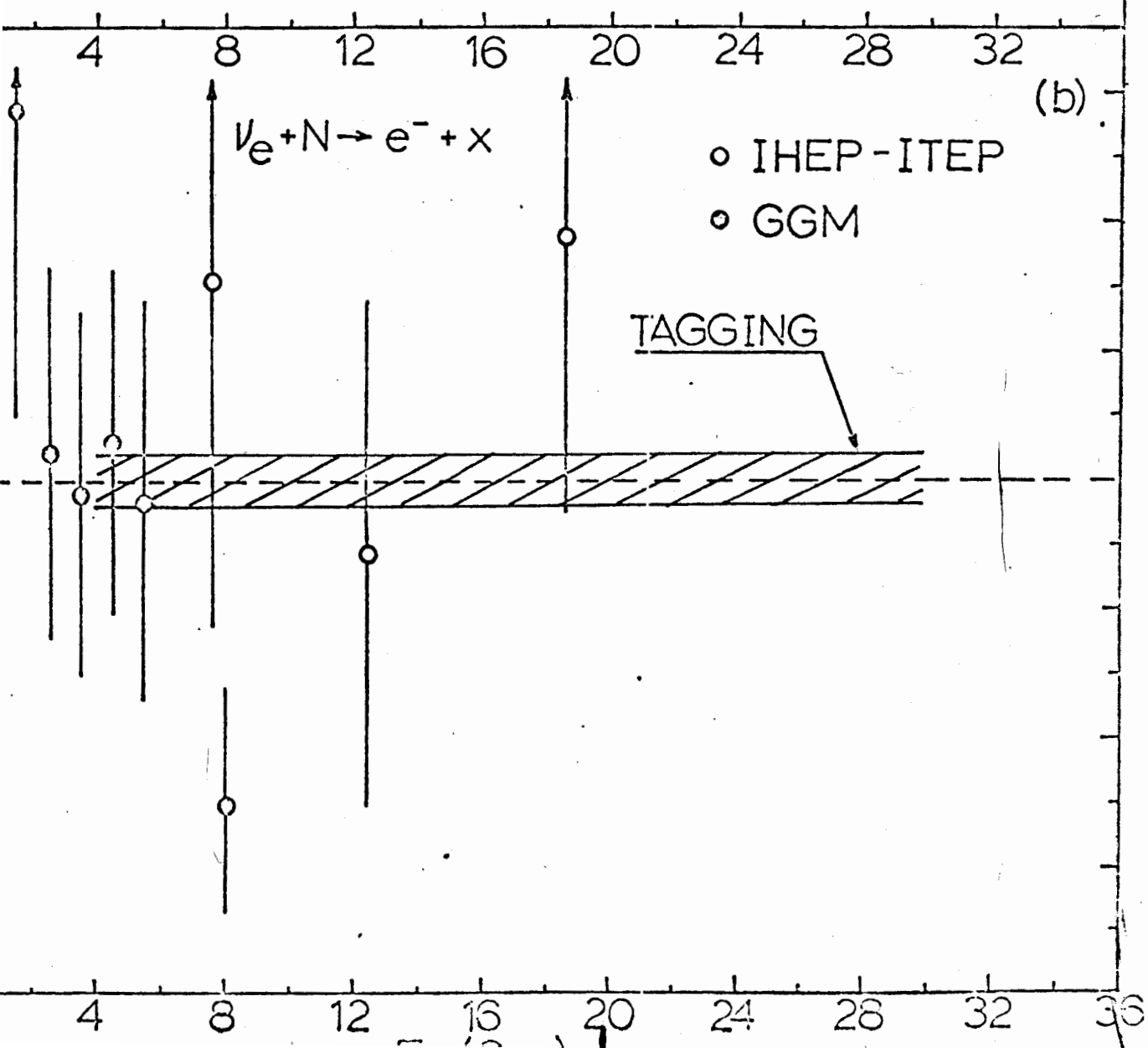
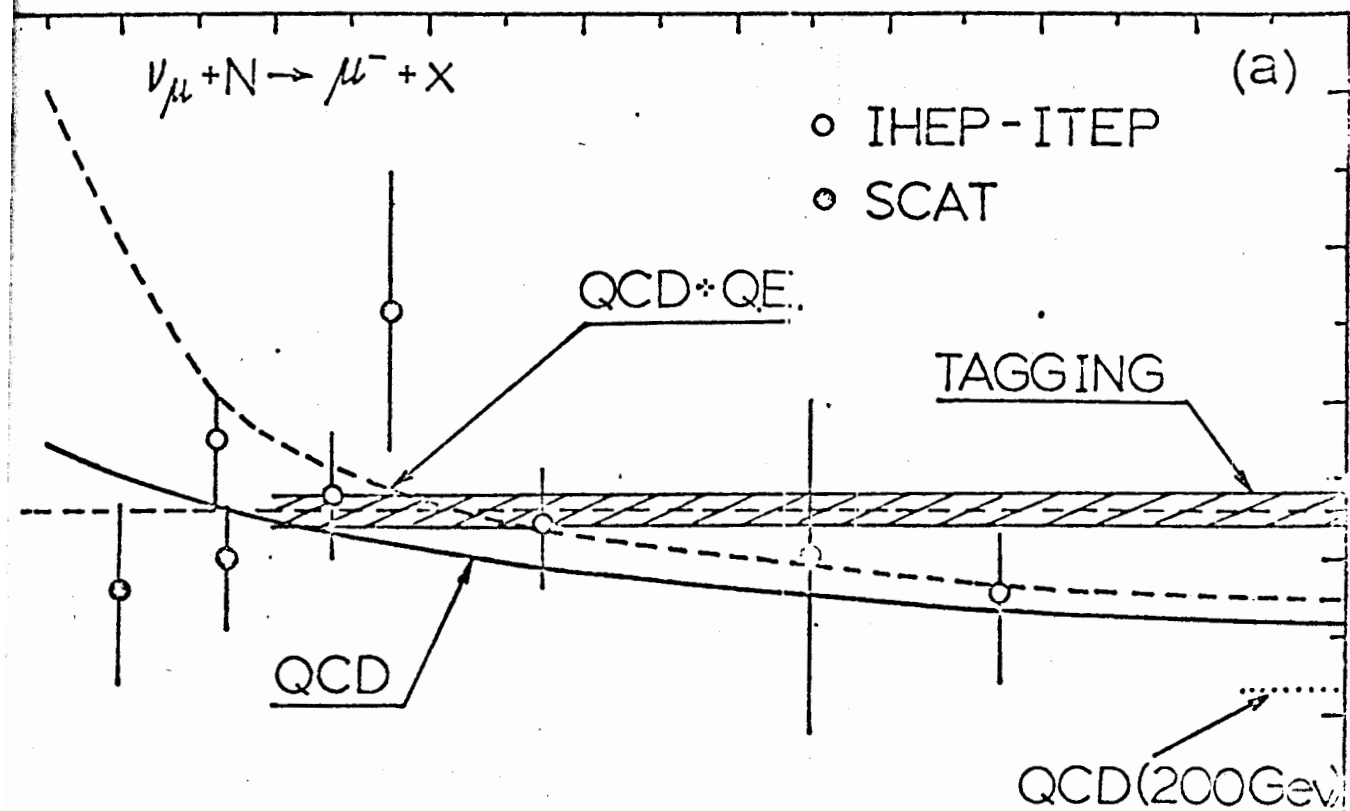
Fig. 38



- ТМ - тестовый модуль
- БП - блок памяти 8-16к
- СП - быстродействующий микропроцессор
- ИКК - "интеллектуальный" контроллер каркаса
- ИДВ - "интеллектуальный" драйвер ветви

Fig.39





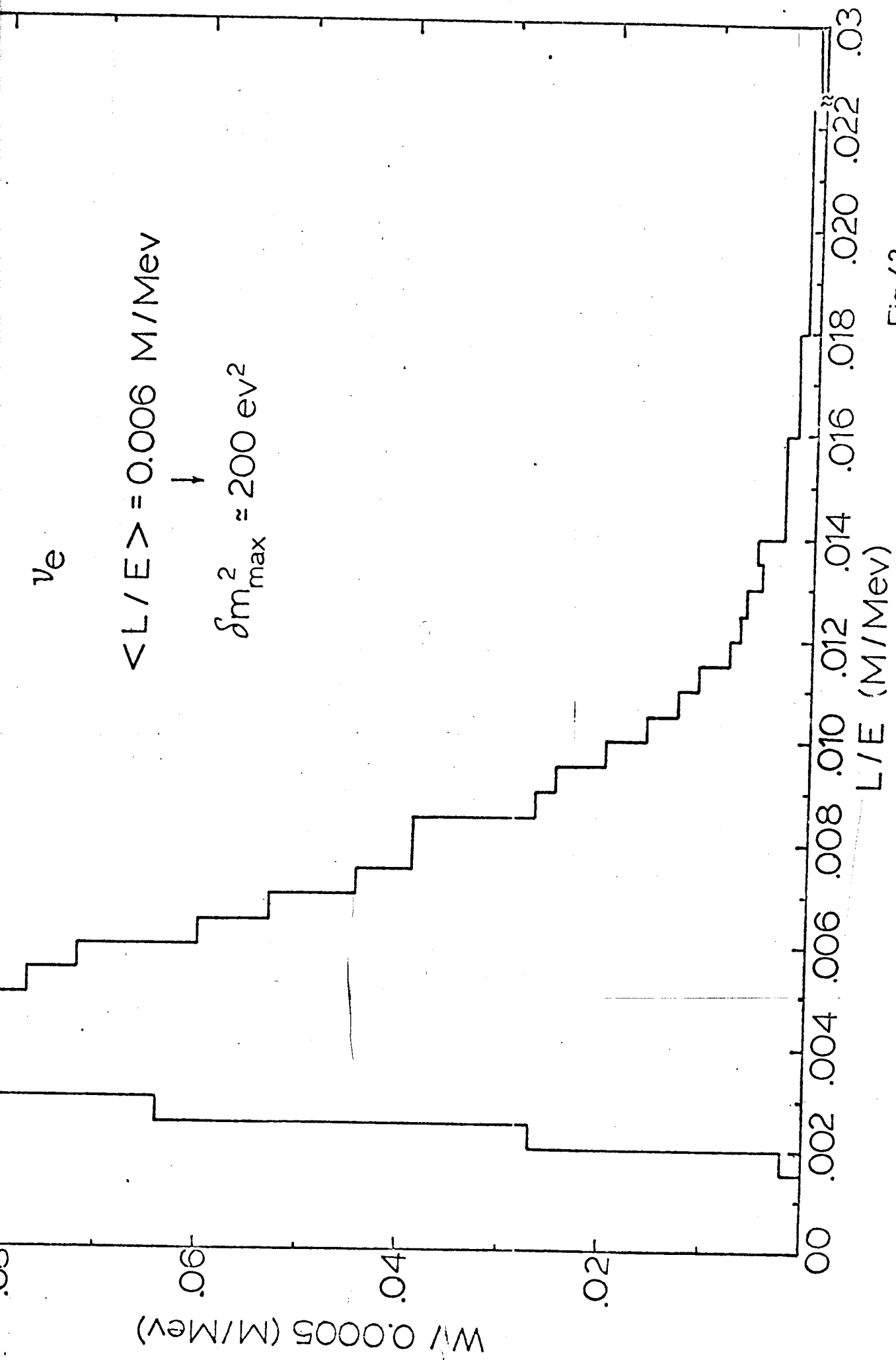


Fig. 42

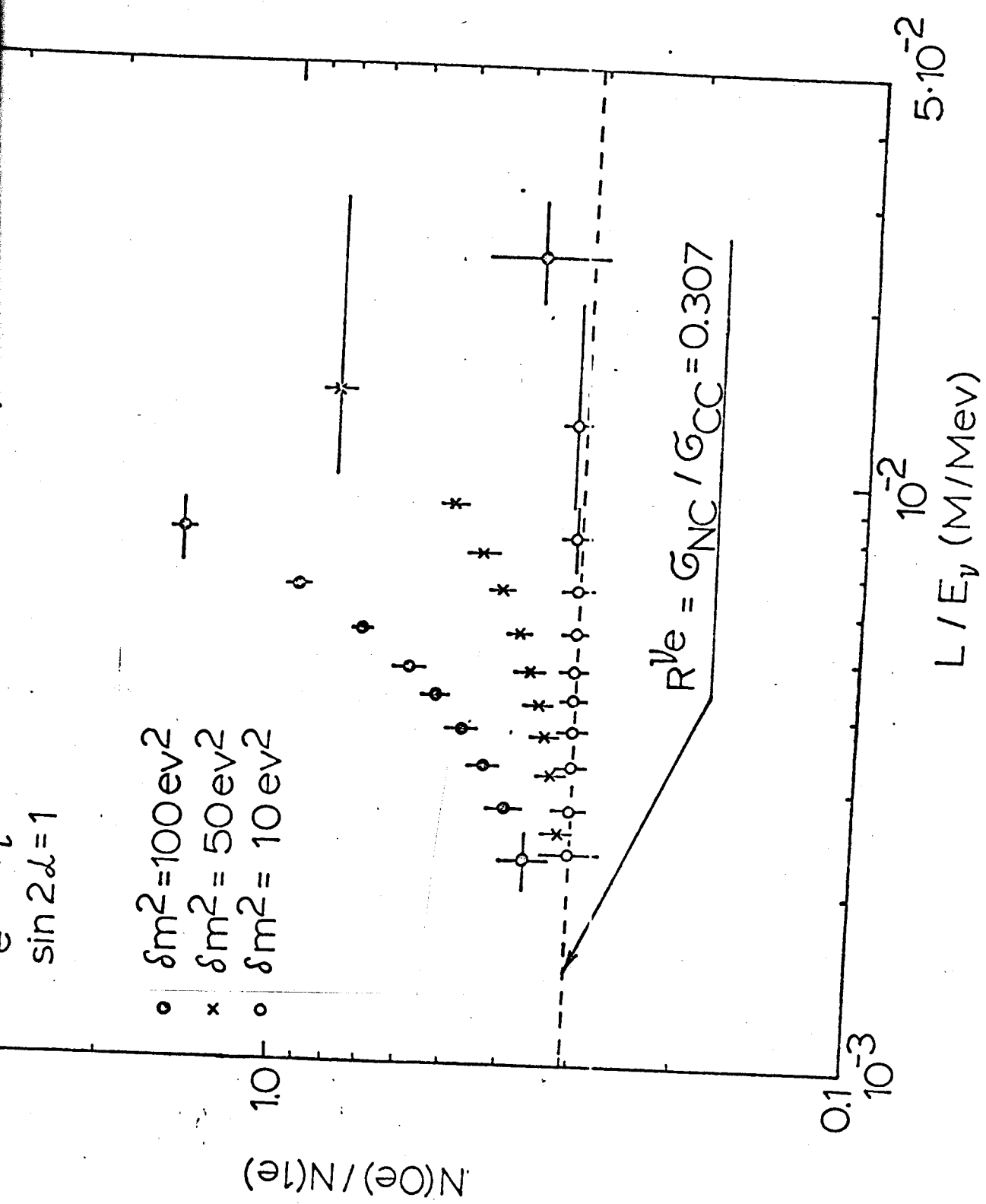


Fig. 43

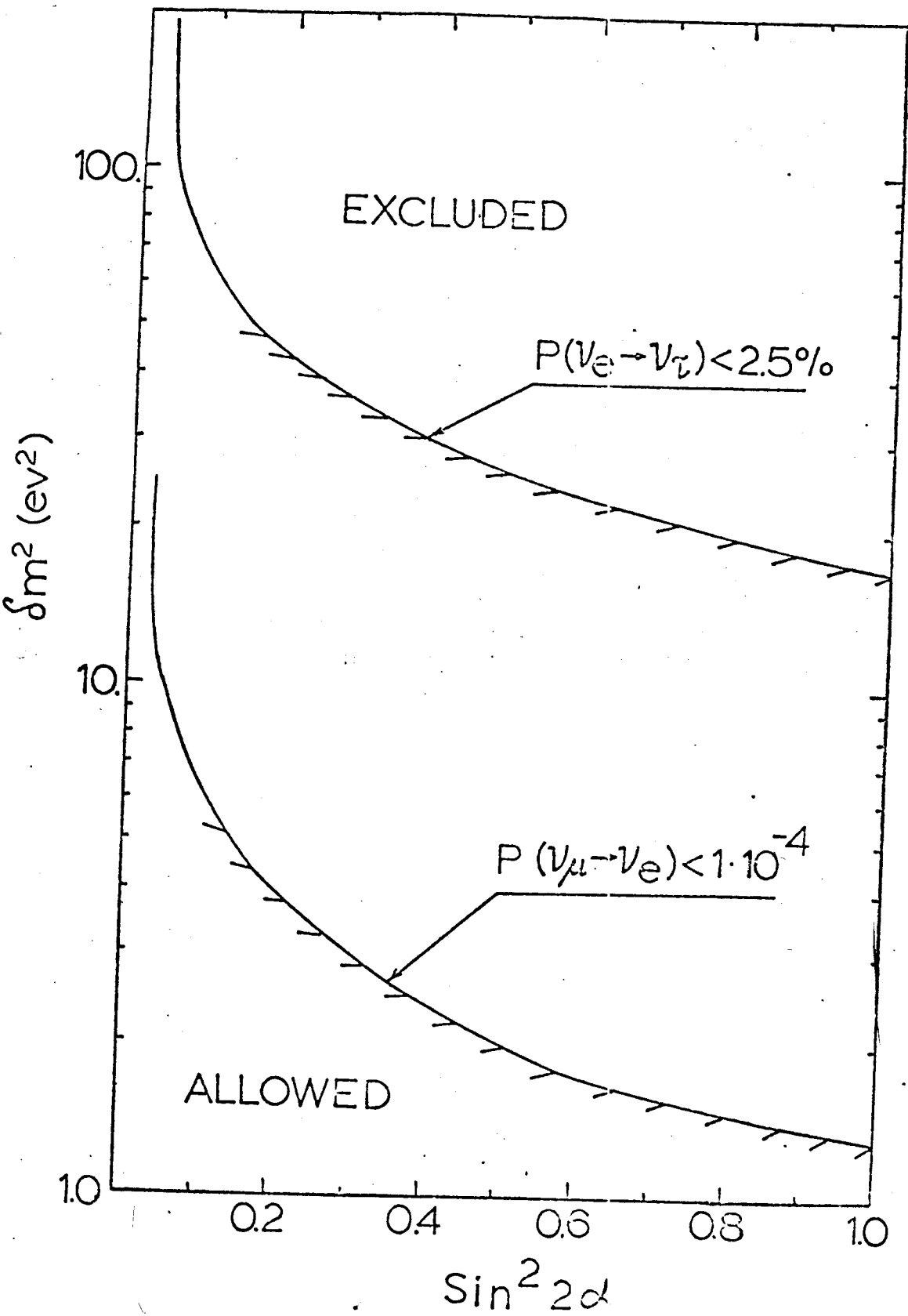
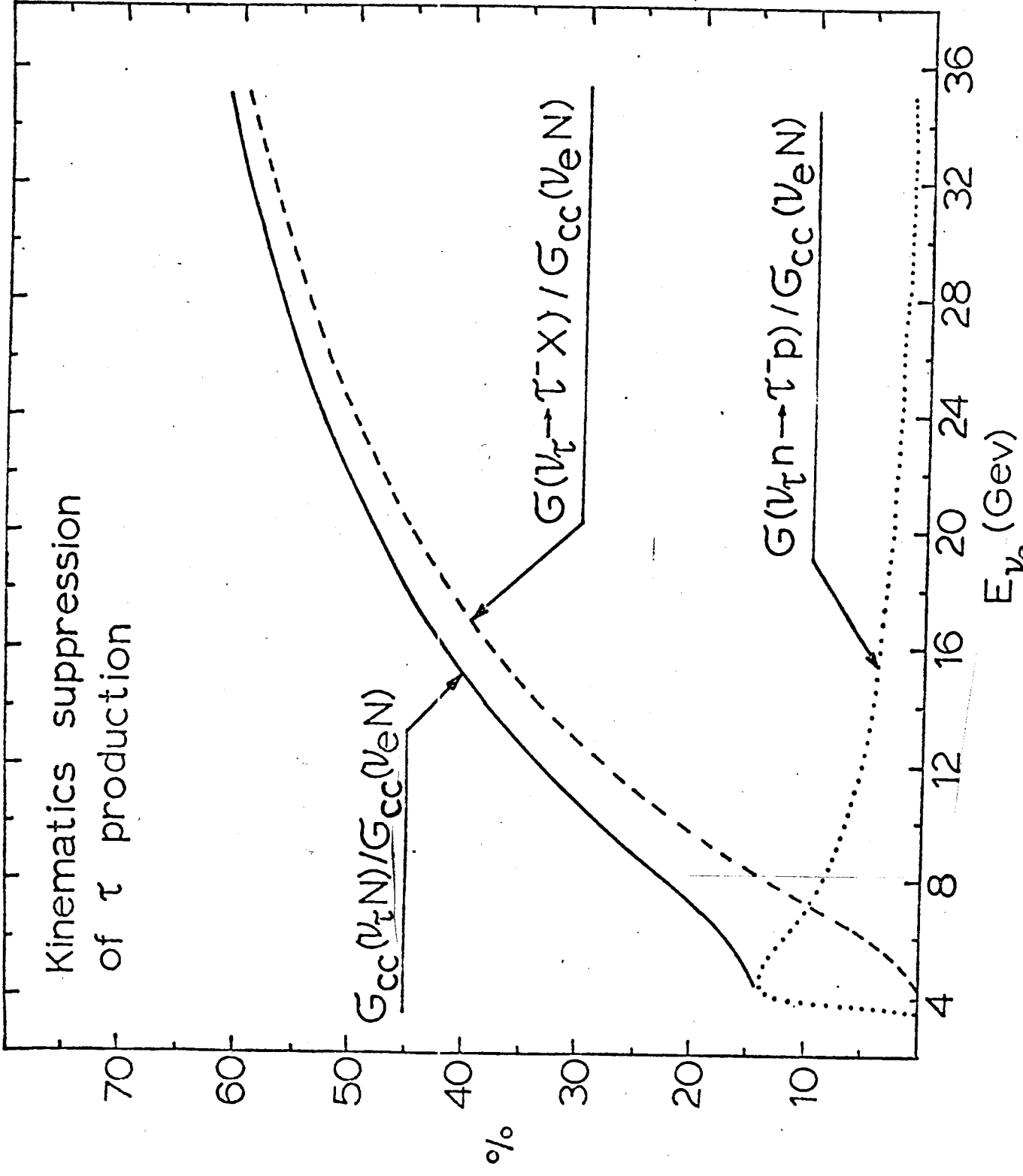


Fig.44



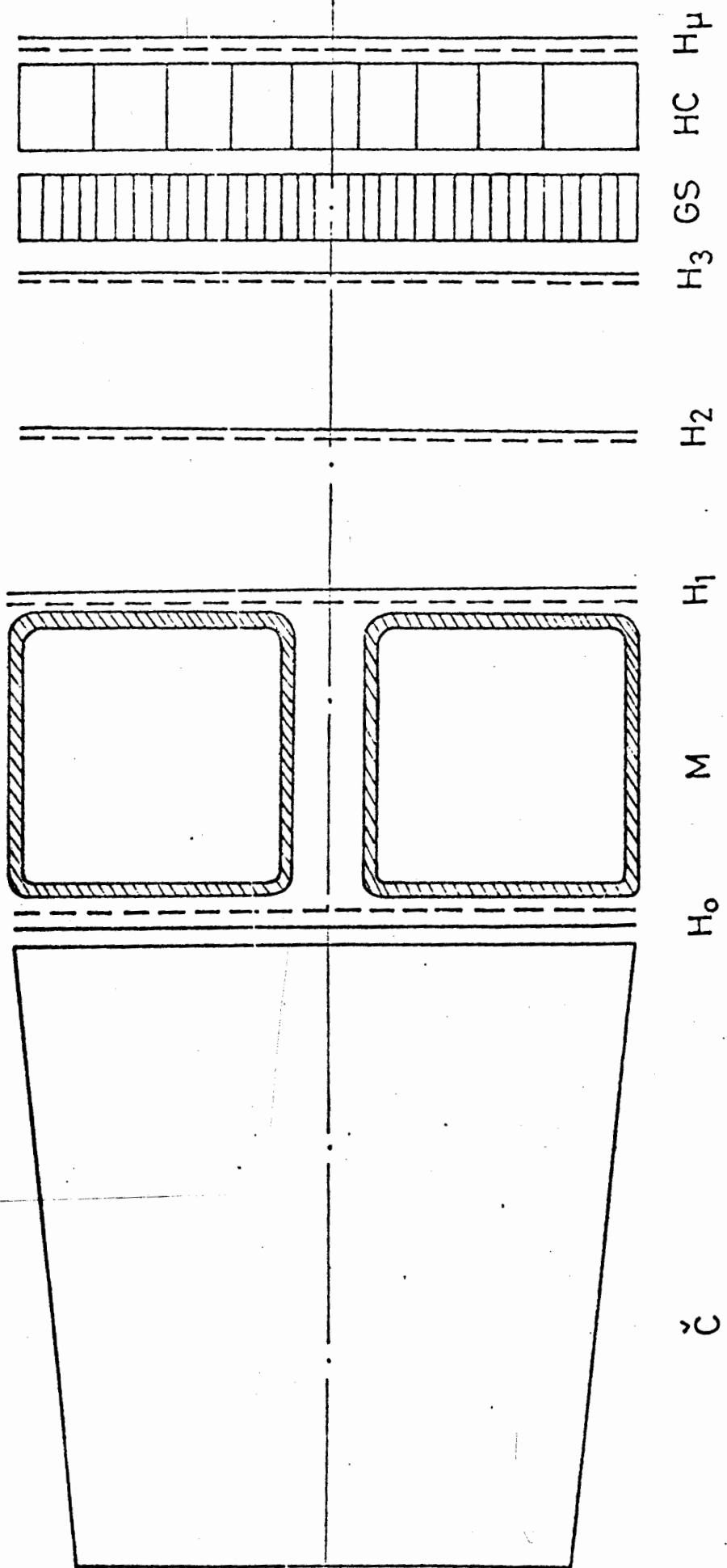


Fig.46

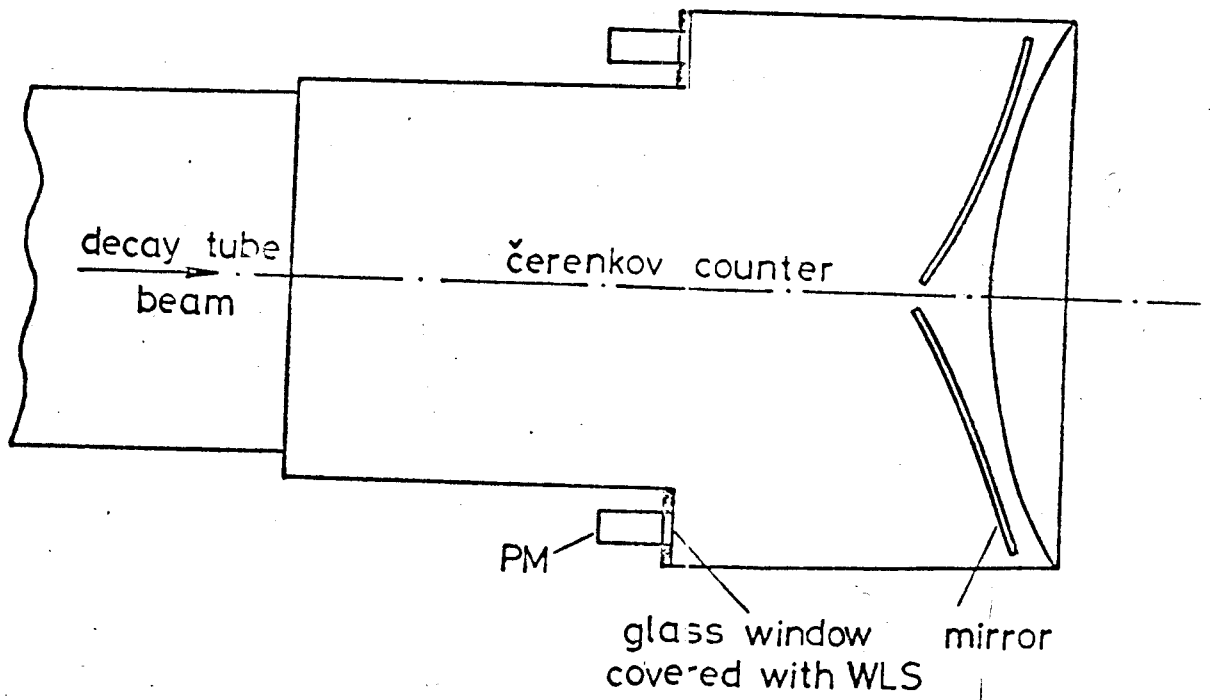


Fig.47

Обязанности ОИЯИ по проекту "Экспериментальные исследования с пучком меченых нейтрино на ускорителе ИФВЭ".
(Краткое название проекта "Меченые нейтрино").

I. Введение.

Включаясь в одобренную НКС ИФВЭ программу исследований с "мечеными" нейтрино на ускорителе У-70 ИФВЭ, которая в настоящее время находится в стадии создания экспериментальной установки, ОИЯИ в нижеследующем приложении к основному проекту определяет свои обязанности по данному проекту, которые включают разработку и создание:

- широкоапертурного газового черенковского счётчика, спектрометрических магнитов, адронного калориметра типа "сэндвич" (эти три элемента входят в "станцию мечения нейтрино"),
- координатной части мюонного детектора,
- математического обеспечения эксперимента,
- обработку данных и анализ физических результатов.

Физическая программа исследований, содержащаяся в проекте эксперимента, весьма обширна и потребует для выполнения длительного времени. Группа ОИЯИ, опираясь на свой опыт, накопленный в рамках НА-4 эксперимента и в более ранних исследованиях, выражает особый интерес к двум физическим проблемам: исследованию редких распадов К-мезонов и глубоконеупругого рассеяния нейтрино. Вместе с тем участники эксперимента от ОИЯИ будут поддерживать и остальную программу исследований.

Список участников эксперимента, требуемые материальные ресурсы и сроки выполнения обязательств ОИЯИ на период создания и запуска установки, приведены в соответствующих параграфах данного приложения.

2. АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР.

Адронный калориметр служит для идентификации и измерения параметров адронов, а также совместно с родосконами H_1, H_2, H_3, H_4 (рис.1) измеряет параметры мезонов. Адронный калориметр состоит из отдельных модулей (рис.2) с размерами поперечного сечения $15 \times 15 \text{ см}^2$ (592 шт.), $7,5 \times 7,5 \text{ см}^2$ (20 шт.) и $5 \times 5 \text{ см}^2$ (20 шт.). Модули компануются в сборку с радиусом описанной окружности 2 м, изображенную на рис.3. Модули меньшего сечения укладываются вблизи от оси пучка, где имеется большая загрузка от частиц гало пучка.

2.1. КОНСТРУКЦИЯ МОДУЛЯ КАЛОРИМЕТРА.

Модули калориметра (рис.2) представляют из себя набор чередующихся пластин из сцинтиллятора и железа. Общее количество пластин 80 (40 из сцинтиллятора и 40 из железа). Конструкция модуля аналогична приведенной в работе ^{/1/}. Толщина сцинтилляционных пластин 1 см, а железных 2 см. Общая толщина железных пластин составляет 80 см (7,5 яд. длин или 45,5 рад.ед.), а сцинтилляционных - 40 см (0,7 яд. длин или 0,9 рад.ед.). Таким образом общая толщина калориметра по пучку составляет 8,5 яд. длин или 54,5 рад.ед.

Из рис.4, взятого из работы ^{/2/}, можно оценить, что на такой толщине поглощается около - 99% энергии адронного ливня при энергии 15 ГэВ и ~ 98% при 50 ГэВ.

Сцинтилляторы в модуле просматриваются полосой из сместителя спектра размерами рабочей области $14,4 \times 120 \text{ см}^2$ и толщиной 0,3 см. На одном конце сместителя спектра (со стороны ФЭУ) делаются четыре равноотстоящих продольных разреза и полученные полоски выгибаются при нагревании таким образом, что перекрывают фотокатод ФЭУ. Общая длина сместителя спектра до изгиба 135 см.

В модулях размером поперечного сечения $15 \times 15 \text{ см}^2$ используются быстрые фотоумножители с диаметром фотокатода 5 см - ФЭУ-30, а

в модулях меньших размеров - спектрометрические ФЭУ-84-3 с диаметром фотокатода 2 см. Импульсы от ФЭУ-84 будут укорачиваться по методике, описанной в /3/, аналогично тому как это будет делаться в электромагнитном калориметре.

Из всех элементов модуля калориметра наиболее нестойким в радиационном отношении является сместитель спектра. В связи с этим конструкция модуля предусматривает замену сместителя в процессе эксплуатации калориметра без разборки всей системы. Для этого сместитель спектра располагается в специальном пазе (см. сечение А-А на рис. 2), из которого его можно легко вынуть со стороны ФЭУ и заменить другим.

Для контроля работы ФЭУ и текущей калибровки калориметра перед фотокатодом каждого ФЭУ крепится светодиод типа АЛ307А.

К каждому модулю подходит по 4 кабеля типа РК-50-3-13:

- для подачи сигнала на светодиод
- для снятия рабочего сигнала
- для в/в питания ФЭУ
- для контроля коммуникаций

Длина сигнального кабеля 150 м (определяется триггером), остальных ~ 50 м.

2.2. ОЖИДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ И КАЛИБРОВКА.

Калориметр имеет размеры сборки с радиусом описанной окружности 2 м и толщиной вдоль пучка 1,6 м. Вес калориметра вместе с фермой ~ 200 Т. Толщина по пучку 8,5 яд.длин (54,5 рад.ед).

Аналогичный детектор, но меньшей толщины (53 см железа) /1/ имел разрешение по энергии 13% при 10 ГэВ (рис. 5). Ожидается, что энергетическое разрешение нашего калориметра в области энергий ~ 10 ГэВ будет $\sigma(E)/E \lesssim 10\%$.

Координатная точность составит величину $\sim \pm 3$ см.

Более точные значения ожидаемых параметров калориметра будут

получены после проведения моделирования на ЭВМ.

Текущая калибровка модулей адронного калориметра производится между циклами ускорителя с помощью светодиодов. Более точная калибровка производится с интервалом в несколько часов с помощью системы относительного контроля, аналогичной описанной в работе^{/4/}. Свет от одного мощного импульсного источника (например, искровой разряд или лазер) распределяется с помощью световодов во все сцинтилляторы калориметра (рис.6), что позволяет, калибруя на пучке частиц только один или несколько центральных модулей, провести калибровку модулей всего калориметра. На время калибровки от этой системы адронный калориметр смещается в направлении, перпендикулярном пучку так, чтобы был введен в пучок один из ближайших к оси пучка модуль калориметра с размером поперечного сечения $15 \times 15 \text{ см}^2$.

По данным работы^{/4/} калибровка (в качестве источника света использовался искровой разряд) может проводиться с точностью лучше, чем 2%. Использование в качестве источника света лазера должно дать лучшие результаты и может позволить уменьшить количество калибровок на пучке.

2.3. ЭЛЕКТРОНИКА АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА.

Электронное оборудование адронного калориметра состоит из четырех каркасов "Камак", каждый из которых содержит по 20 модулей амплитудно-цифровых преобразователей типа 8АЦИ334, тестовый модуль, блок памяти 8-16 К, быстродействующий спецпроцессор и "интеллектуальный" контроллер. Эти четыре каркаса "Камак" дополняют 10 каркасов станций чтения, которые указаны в проекте на рис.39.

Для проведения наладочных работ и калибровки адронного калориметра, а также для обеспечения его автономной работы предполагается использовать малую ЭВМ типа СМ-4. Применение этой ЭВМ позволит определять параметры адронных ливней и прошедших через калориметр мезонов. ЭВМ позволит оперативно получать информацию о числе ливней, их энергии и направлении, а также представлять ее в наглядном виде на экране дисплея и бумажном носителе.

2.4. ОЦЕНКА СТОИМОСТИ АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА.

1. Сцинтиллятор	-	7 Т	-	228 тыс.руб.
2. Сталь 3 (20 мм)	-	100 Т	-	13 тыс.руб.
3. Сталь 3 (2 мм)	-	10 Т	-	1,3 тыс.руб.
4. Сталь для фермы	-	20 Т	-	2,6 тыс.руб.
5. Фотоумножители:				
ФЭУ-30	-	700 шт.	-	49 тыс.руб.
ФЭУ-84-3	-	50 шт.	-	3,6 тыс.руб.
6. Панели для ФЭУ	-	700 шт.	-	0,7 тыс.руб.
8. Детали делителей	-	700 компл.	-	3,5 тыс.руб.
9. Кабель РК-50-3-13	-	200 км	-	20 тыс.руб.
10. Сместитель спектра ALTUSTIRE 190	-	150 м ²	-	60 тыс.руб. (вал.руб.)
11. Пермаллой	-	900 кг	-	0,3 тыс.руб.
12. Разъемы в/ч	-	1860 компл.	-	4,0 тыс.руб.
13. Разъемы в/в	-	650 компл.	-	3,0 тыс.руб.
14. Лазер	-	1 шт.	-	15 тыс.руб.
15. Материалы системы калибровки	-	1 компл.	-	2,0 тыс.руб.
16. Черная полихлорвини- ловая лента ПВХ липкая для изоляции газо- нейтропродуктов MPTV6-05-1040-67	-	5 рулонов	-	0,5 тыс.руб.
17. Электроника кало- риметра (подроб- нее см. в п.2.5)	-	1 компл.	-	296,4 тыс.руб.
18. Магнитные ленты	-	1000 шт.	-	10 тыс.вал.руб.

Итого: 713,6 тыс.руб.

Из них: 70 тыс.вал.руб.

2.5. ОЦЕНКА СТОИМОСТИ ЭЛЕКТРОНИКИ АПРОННОГО КАЛОРИМЕТРА.

1. Блоки 8АЦПЗЗ4	-	80 шт.	-	80 тыс.руб.
2. Усилители	-	640 шт.	-	6,4 тыс.руб.
3. ЭВМ СМ-4	-	1 шт.	-	150 тыс.руб.
4. Буферная память	-	4 шт.	-	12 тыс.руб.
5. Тестовый модуль	-	4 шт.	--	4 тыс.руб.
6. Быстрый процессор	-	4 шт.	--	12 тыс.руб.
7. "Интеллектуальный" контроллер	-	4 шт.	-	12 тыс.руб.
8. Стойка "Камак"	-	1 шт.	-	4 тыс.руб.
9. Крейт "Камак"	-	4 шт.	-	16 тыс.руб.

Итого: 296,4 тыс.руб.

2.6. ОЦЕНКА ТРУДОЕМКОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ АПРОБНОГО КАЛОРИМЕТРА.

1. Ресурсы КБ:

1. Проектирование модуля калориметра	-	200 н/час
2. Проектирование системы калибровки	-	200 н/час
3. Проектирование фермы калориметра	-	200 н/час
Итого:		600 н/час

2. Ресурсы экспериментальных мастерских:

1. Изготовление корпусов модулей калориметра	-	5,0 тыс.н/час
2. Изготовление железных пластин	-	7,0 тыс.н/час
3. Изготовление сцинтиллятора [*])	-	10,0 тыс.н/час
4. Изготовление системы калибровки	-	1,0 тыс.н/час
5. Изготовление фермы калориметра	-	1,0 тыс.н/час
Итого:		24,0 тыс.н/час

^{*}) Предполагается изготовление сцинтиллятора на заводе в ЧССР в виде полированных пластин размером 150 x 30 x 1 см³. Стоимость заказа оценивается в 228 тыс.руб. Для резки сцинтилляторов до нужных размеров потребуется ~ 10 тыс.н/час в экспериментальных мастерских.

Рассматривалась возможность изготовления сцинтилляторов из блоков путем механической резки и последующей полировки, но этот вариант требует большого ресурса экспериментальных мастерских: 50 тыс.н/час - резка и 100 тыс.н/час - полировка.

Изучаются также следующие возможности:

1. Изготовление сцинтиллятора на заводах СССР методом литья под давлением из готового полимера. Механическая обработка сцинтиллятора при этом не требуется.

2. Резка сцинтиллятора из блоков лазером. Последующая обработка не требуется.

3. Использование жидких сцинтилляторов.

3. Многоканальный пороговый черенковский счётчик (МПЧС)

3.1. Назначение МПЧС

МПЧС будет использован в триггере в качестве детектора электронов - продуктов распада K^{\pm} - мезонов. Для расчёта параметров счётчика потребуем, чтобы он регистрировал электроны из распадов $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \pi^0$ с эффективностью, близкой к 100%, и не регистрировал мюонов из распадов $K^{\pm}_{\mu 2} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$.

Предполагается, что МПЧС будет располагаться в конце распадочной базы, непосредственно перед таггирующей станцией (см. рис. I).

При величине импульса каона $p_K = 35$ ГэВ/с предельный угол вылета мюонов будет равен (в Л - системе) $\theta_{\mu \max} = 34$ мрад. В качестве оценки максимального угла вылета электронов $\theta_{e \max}$ можно взять то же значение, за пределами которого остается лишь малая доля событий ($< 10\%$).

Предельная энергия (импульс) мюона или электрона в Л-системе близка к $E_K(p_K)$.

3.2. Расчёт физических характеристик МПЧС

Основное требование при выборе газового радиатора МПЧС заключается в том, чтобы количество вещества (общая толщина которого равна T (г/см²)) на пути каонного пучка было минимальным.

Вторым требованием является максимальная прозрачность радиатора для УФ излучения с минимальной длиной волны λ_{\min} .

Третье требование определяет минимальный уровень фона от электронов в радиаторе данного типа [5], для чего необходимо минимизировать отношение ρ/η , где ρ - плотность радиатора (г/см³) и $\eta = n - 1$ (n - коэффициент преломления радиатора).

Всем указанным выше требованиям удовлетворяет водород, основ-

ние физические параметры которого в сравнении с гелием и азотом приведены в Табл. I.

Для расчёта физических характеристик счётчика используется основное соотношение, связывающее косинус угла (θ) черенковского излучения со скоростью частицы ($\beta = v/c$) и коэффициентом преломления радиатора : $\cos \theta = 1/\beta n(\lambda)$.

Т.к. $\eta \ll 1$ и $\alpha = 1 - \beta \ll 1$, где $\alpha \approx (m/\rho)^2/2$, то выполняются

следующие приближенные соотношения:

$$\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2 = 1/\beta(1+\eta) = (1-\eta)/\beta,$$

откуда $\theta^2/2 \approx \eta - (1-\beta) = \eta - \alpha$.

Пороговое условие для более тяжелой частицы, т.е. мезона из $K_{\mu 2}$ - распада ($\theta_{\mu} = 0$) будет выполнено при пороговом значении

$$\alpha_{thr} = \eta = \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\mu}}{p_{\mu max}} \right)^2,$$

где $p_{\mu max}$ - максимальный импульс мезона, равный 35 ГэВ/с.

При этом давление газа определяется формулой

$$P_w = \frac{n-1}{n_0-1} = \frac{m_{\mu}^2}{2 \eta_0 p_{\mu max}^2}$$

где n_0 - коэффициент преломления газа при давлении 1 атм.

Результаты вычислений η и P_w в зависимости от импульса $p_{\mu max}$ приведены в Табл. 2. Из этой таблицы следует, что при $p_{\mu max} \sim 35$ ГэВ/с давление водорода в МЧС будет равно 0,03 атм или 23 Тор. Плотность водорода при этом давлении равна $2,7 \cdot 10^{-6}$ г/см³, $\eta = 4,5 \cdot 10^{-6}$ и $\theta \approx \sqrt{2\eta} = 3$ мрад.

Минимальный импульс $p_{e min}$ электронов, которые при давлении P_w дают черенковский свет, будет определяться соотношением

$$m_{\mu}^2 / 2 \eta_0 p_{\mu max}^2 = m_e^2 / 2 \eta_0 p_{e min}^2$$

откуда следует, что $p_{e min} = (m_e/m_{\mu}) p_{\mu max} = 165$ МэВ.

ные физические параметры которого в сравнении с гелием и азотом приведены в Табл. I.

Для расчёта физических характеристик счётчика используется основное соотношение, связывающее косинус угла (θ) черенковского излучения со скоростью частицы ($\beta = v/c$) и коэффициентом преломления радиатора : $\cos \theta = 1 / \beta n(\lambda)$.

Т.к. $\eta \ll 1$ и $\alpha = 1 - \beta \ll 1$, где $\alpha = (m/\rho)^2 / 2$, то выполняются

следующие приближенные соотношения:

$$\cos \theta \approx 1 - \theta^2 / 2 = 1 / \beta (1 + \eta) = (1 - \eta) / \beta,$$

откуда $\theta^2 / 2 \approx \eta - (1 - \beta) = \eta - \alpha$.

Пороговое условие для более тяжелой частицы, т.е. мюона из $K_{\mu 2}$ - распада ($\theta_{\mu} = 0$) будет выполнено при пороговом значении

$$\alpha_{thr} = \eta = \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\mu}}{\rho_{\mu max}} \right)^2,$$

где $\rho_{\mu max}$ - максимальный импульс мюона, равный 35 ГэВ/с.

При этом давление газа определяется формулой

$$\rho_w = \frac{n-1}{n_0-1} = \frac{m_{\mu}^2}{2 \eta_0 \rho_{\mu max}^2}$$

где η_0 - коэффициент преломления газа при давлении 1 атм.

Результаты вычислений η и ρ_w в зависимости от импульса $\rho_{\mu max}$ приведены в Табл. 2. Из этой таблицы следует, что при

$\rho_{\mu max} \sim 35$ ГэВ/с давление водорода в МЧС будет равно 0,03 атм

или 23 Тор. Плотность водорода при этом давлении равна

$$2,7 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3, \quad \eta = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ и } \theta \approx \sqrt{2\eta} = 3 \text{ мрад.}$$

Минимальный импульс $\rho_{e min}$ электронов, которые при давлении ρ_w дают черенковский свет, будет определяться соотношением

$$m_{\mu}^2 / 2 \eta_0 \rho_{\mu max}^2 = m_e^2 / 2 \eta_0 \rho_{e min}^2$$

откуда следует, что $\rho_{e min} = (m_e / m_{\mu}) \rho_{\mu max} = 165 \text{ МэВ.}$

Таблица 1.

параметры газовых радиаторов

Рабочий газ	Плотность при давлении 1 атм (г/см ³) · 10 ⁴	Показатель преломления $n_0 = (n_0 - 1)$ при $\lambda = 350 \text{ нм}$ ($\times 10^6$)	Параметр многократного рассеяния $\left[\frac{\rho}{\eta \cdot X_0} \right]^{1/2}$	Пороговый импульс мюона $P_{th} = \frac{\pi \mu M}{\sqrt{2 \cdot \eta \cdot P_w}}$ при $P_w = 1 \text{ атм}$
Водород	0,9	134	0,10	6,4
Гелий	1,8	33	0,24	13,0
Воздух	12,5	285	0,33	4,4

Таблица 2.

зависимость θ , η и P_w от P_{max}

P_{max} (ГэВ/с)	θ (мрад)	η ($\times 10^6$)	P_w (атм)	
			H ₂	He
1	105	5600	42	170
10	10	56	0,42	1,7
35	3	4,5	0,03	0,14

Электроны с импульсами несколько большими, чем P_{emin} , будут регистрироваться с высокой эффективностью, если в счётчике образовано достаточное количество света. Как следует из рис.7, условие $P_c > P_{emin}$ удовлетворяет больше, чем 99,5% электронов из распадов $K_{ез}$.

Эффективность порогового счётчика при использовании высоко-чувствительной электроники определяется формулой $\epsilon = 1 - \exp(-\bar{N})$, где \bar{N} - среднее число фотоэлектронов, выбиваемых из фотокатода ФЭУ. Для оценок, считая, что весь излученный свет собирается, можно с достаточно хорошей точностью использовать соотношения

$$\bar{N} = \epsilon(\lambda) \cdot N_\gamma, \quad N_\gamma = 2\pi\alpha Z^2 (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) L \cdot \sin^2\theta,$$

где $\epsilon(\lambda)$ - средняя квантовая эффективность ФЭУ в диапазоне длин волн $\lambda_1 \div \lambda_2$. При $\epsilon(\lambda) \approx 0,1$, $\lambda_1 = 200$ нм, $\lambda_2 = 600$ нм, $L = 2000$ см и $\theta^2 = 9 \cdot 10^{-6}$ получим $\bar{N} \approx 3$ фотоэлектрона, что обеспечивает эффективность счётчика около 95%.

Хотя мезон от распада каона не будет регистрироваться данным счётчиком прямо, он может дать сигнал за счёт фона от δ -электронов.

Число δ -электронов, которое образует мезон с импульсом p_μ , равно $1/\epsilon N_\delta = 2 \cdot L \cdot \rho \cdot c \cdot m_\mu / p_\mu$. При $L = 2000$ см, $\rho = 2,7 \cdot 10^{-6}$ г/см³, $c = 0,15$ см²/г среднее число δ -электронов в интервале $p_\mu = 1-35$ ГэВ/с пренебрежимо мало ($\approx 1,0 \cdot 10^{-5}$).

3.3. Конструкция МПЧС

Из предварительных оценок эффективности счётчика следует, что его длину следует взять не менее 2000 см. Если принять в качестве предельного угла вылета продуктов распада величину $\theta_{сmax}$, то в конце пролётной базы предельный радиус счётчика

составит около 200 см. Счётчик с такими размерами целесообразно выполнить в виде отдельных модулей длиной по $L_{\text{м}} = 300$ см.

Корпус МПЧС (см. рис. 8) предполагается изготовить из листового дюралюминия, что позволит обеспечить достаточную механическую жесткость конструкции, перепад давлений 1 атм и малый вес.

Каждый сварной модуль длиной $L_{\text{м}}$ будет иметь с двух торцов центрующие фланцы с канавочными пазами под уплотнения, изготовленные, например, из витона. Внутренняя поверхность модулей покрывается черной краской (анодируется) для уменьшения фона от бликов светового излучения. Вес одного модуля при использовании дюралюминиевого листа толщиной 0,5 см будет равен примерно 500 кг. Общий вес МПЧС без подставки составит 4000 кг.

Газовый объем счётчика отделяется от распадного объема стенкой. Их откачка должна производиться одновременно.

Круглая торцевая крышка седьмого модуля МПЧС изготавливается из листового дюралюминия с армирующими ребрами жесткости и центральным отверстием диаметром 20 см, которое закрывается (уплотняется) майларовой плёнкой толщиной 100 мкм.

Корпус МПЧС будет располагаться на сварной стальной трубчатой подставке с регулируемой высотой опор.

В последнем, седьмом модуле МПЧС располагаются элементы системы регистрации черенковского излучения — набор сферических (как на рис. 47 основного текста) или параболических зеркал (как на рис. 8) ^{/7/} и окон. Каждое зеркало будет снабжено рети-
ровочным устройством с внешним доступом, которое будет производить
точную ретировку зеркал относительно оси счётчика и ФЭУ. Для рети-
ровки будет применен He-Ne — лазер. ФЭУ располагается снаружи, по периметру модуля.

Для регистрации сигналов ФЭУ будут использованы усилители, амплитудно-цифровые преобразователи (АЦП), схемы совпадения, запоминающие устройства, тестеры и контроллеры в стандарте КАМАК. Выбор типа зеркал и их количества будет сделан позднее по результатам моделирования. Целесообразно свести количество зеркал и ФЭУ до минимума, в данном случае, до четырех - восьми.

Имея в виду малое количество фотонов черенковского света и необходимость использования УФ части спектра, наилучшим ФЭУ является ФЭУ типа XP-204IQ. Этот ФЭУ был использован ранее в черенковских счётчиках на установках БИС-2 и Гиперон /6/, имеет фотокатод из Sb-K-Cs диаметром 11 см и регистрирует свет в диапазоне длин волн 200-600 нм. В качестве альтернативы XP-204IQ предлагается изучить возможность применения ФЭУ-30 или ФЭУ-125 в сочетании со смесителем спектра, который наносится в виде тонкого слоя на фотокатод ФЭУ и позволяет увеличить его спектральную чувствительность примерно в 2 раза.

Т.к. рабочее давление радиатора равно 23 Тор, то для откачки объема МПЧС достаточно использовать механические вакуумные насосы.

Объем МПЧС равен $2,6 \cdot 10^8$ см³, общая площадь внутренней поверхности - $2,6 \cdot 10^6$ см². При удельном газовыделении, равном $5 \cdot 10^{-7}$ Тор·л/см²·с общее газовыделение составит 1 Тор·л/с.

При коэффициенте использования насоса $K_{\text{И}} = 0,5$ и предельном рабочем давлении $5 \cdot 10^{-3}$ Тор скорость откачки 150 л/с обеспечит насос с рабочим давлением на входе $2,10^{-2}$ Тор. С учётом большой длины МПЧС предлагается использовать для откачки два вакуумных агрегата типа АВМ-150, которые в указанном диапазоне давлений ($2 \cdot 10^{-3}$ Тор) обеспечивают скорость откачки 120-130 л/с. Технические параметры этих агрегатов указаны в Табл.3. Предполагается, что агрегаты

будут присоединены к объему МПЧС в районе первого и четвертого модулей, чтобы свести к минимуму загрязнение зеркал парами масла.

Для измерения давления в диапазоне $760 - 10^{-3}$ Тор будут использованы вакуумметры типов ВВ-18Р ($10-760$ Тор) и ВСВ-1 ($30-10^{-2}$ Тор) или ВММС-1-3 с манометрическими преобразователями МР-6. Измерители давления будут размещены в верхней части каждого модуля МПЧС.

Общая масса водорода в МПЧС равна 0,72 кг. Для выпуска водорода будет применена система, состоящая из водородного баллона, газобалластного объема и натекателя. Измерение давления будет производиться датчиками, указанными выше.

Таблица 3.

Параметры вакуумных агрегатов.

Механический вакуумный агрегат АВМ-150	Параметр
Быстрота откачки в диапазоне давлений $(1-5) \cdot 10^{-2}$ Тор	120-130 л/с
Предельное остаточное давление	$5 \cdot 10^{-5}$ Тор
Расход воды	70 л/час
Мощность, потребляемая агрегатом	2,8 кВт·А
Габаритные размеры: длина-ширина-высота	82-64-98 см
Масса	856 кг
Состав агрегата: двухсторонний насос	ДВН-150
форвакуумный насос	ВМ-150

3.4. Оценка стоимости МПЧС.

1.	Дюралюминий АМц 0,5x120x300 см ³	100 листов	4,8 тыс.руб.
2.	Трубы катаные стальные 60x5	200 м	0,4 тыс.руб.
3.	ФЭУ ХР-20410	8 шт.	8,0 тыс.вал.руб.
4.	ФЭУ-125 (ФЭУ-30)	10 шт.	1,4 тыс.руб.
5.	Панели для ФЭУ-125	10 шт.	0,01 тыс.руб.
6.	Детали делителей ФЭУ	10 компл.	0,05 тыс.руб.
7.	Светодиоды АЛ307А	10 шт.	0,01 тыс.руб.
8.	Кабель РК-50-3-13	10 км	1,0 тыс.руб.
9.	Разъемы в/ч	100 компл.	0,2 тыс.руб.
10.	Разъемы в/в	20 компл.	0,1 тыс.руб.
11.	Усилители	16 шт.	0,16 тыс.руб.
12.	Блоки АЦП (8АЦП334)	1 шт.	1,0 тыс.руб.
13.	Буферная память (5У)	1 шт.	3,0 тыс.руб.
14.	Тестовый модуль	1 шт.	1,0 тыс.руб.
15.	Процессор	1 шт.	3,0 тыс.руб.
16.	Контроллер	1 шт.	3,0 тыс.руб.
17.	Крейт КММАК	1 шт.	4,0 тыс.руб.
18.	Сместитель спектра AL TL1STIRE-190	10 м ²	4,0 тыс.вал.руб.
19.	Гелий-неоновый лазер ЛГ-105	1 шт.	0,7 тыс.руб.
20.	Вакуумный агрегат АВМ-150	2 шт.	2,2 тыс.руб.
21.	Вакууметр ВО-18Р (датчики)	7 шт.	1,0 тыс.руб.
22.	Вакууметр ВСВ-1 (ВМС-1-3)	7 шт.	1,0 тыс.руб.
23.	Манометрический преобразователь МТ-6	7 шт.	0,2 тыс.руб.
24.	Водородный баллон	3 шт.	0,06 тыс.руб.
25.	Шнур из вакуумной резины - 5x5мм ²	10 кг	0,02 тыс.руб.
26.	Шнур из вакуумной резины - 10x10мм ²	10 кг	0,02 тыс.руб.
27.	Трубы г/катаные из 12Х18Н9Т(159x6мм)	10 м	0,3 тыс.руб.
28.	Трубы тонкостенные из 12Х18Н9Т(60x3мм)	10 м	0,07 тыс.руб.
29.	Вентили баллонные	5 шт.	0,01 тыс.руб.
30.	Трубка вакуумная резиновая (10x10)	10 кг	0,02 тыс.руб.
31.	Манометр образцовый МО	10 шт.	0,1 тыс.руб.
32.	Вакууметр образцовый ВО	10 шт.	0,1 тыс.руб.
33.	Пленка лавсановая (ПЭТФ)-100мм	10 кг	0,2 тыс.руб.
34.	Пленка полиэтиленовая - 100 мм	10 кг	0,05 тыс.руб.

Итого: 41,23 тыс.руб.

в том числе 12 тыс.вал.руб.

4. Спектрометрические магниты

4.1. Безжелезный магнит станции мечения

Спектрометрический магнит предназначен для измерения импульсов заряженных продуктов распада K^{\pm} мезонов до их идентификации детекторами станции мечения. Поскольку эти продукты, в основном, сильно-и электромагнитно взаимодействующие частицы (π^{\pm} , e^{\pm} , μ^{\pm}) - магнит должен иметь минимальное количество вещества на пути частиц, т.е. быть безжелезным.

Предлагаемый вариант магнита представляет собой восьмисекционный безжелезный магнит с тороидальным полем в рабочем объеме. Основная схема магнита приведена на рис.9. Показаны основные элементы несущей конструкции магнита, на которую крепятся катушки (секции). Жесткость системы может быть достаточно легко оптимизирована.

4.1.1. Основные параметры магнита

- $D = 4$ метра - длина магнита по пучку (длина поля)
- $R_1 = 2$ метра - наружный радиус магнита
- $R_2 = 1$ метр - "радиус" секции ($1/2$ расстояния между наружными и внутренними проводниками)
- $R_n = 0,1$ метра - внутренний радиус магнита
- $h = 2$ см - толщина отдельной шины (медь $16,5 \times 16,5 \text{ мм}^2$ с центральным отверстием для охлаждения) с изоляцией
- $n = 40$ - число витков в отдельной секции (4^e слоя)
- $I = 2,5$ кА - ток в магните
- $P = 12$ т - полный вес магнита.

4.1.2. Оценка величины поля

Величина поля, определяемая конфигурацией магнита, токками и

конструктивным исполнением, на предварительном этапе может быть оценена достаточно точно в нескольких точках. Для полной картины, естественно, необходимы подробные расчёты и моделирование.

Для оценочных расчётов использовались следующие формулы:

I. Поле по оси витка

$$(4.1) \quad B(\text{гаусс}) = 0,2 \cdot \pi \cdot I (\text{ампер}) \cdot n \cdot \frac{R^2}{(R^2 + d^2)^{3/2}},$$

где R - радиус витка (см), d - расстояние от плоскости витка по перпендикуляру к этой плоскости.

Поскольку в данном магните "виток" представляет собой практически прямоугольную рамку сечением $2 \times 4 \text{ см}^2$, был введён "коэффициент ослабления" $K=0,75$ (по сравнению с точным витком).

2. Поле прямого тока

$$(4.2) \quad B(\text{гаусс}) = 0,2 \cdot I (\text{ампер}) \cdot w/L,$$

где L - расстояние от проводника по перпендикуляру к нему (см),
 w - число проводников.

Расчёт поля в нашем случае велся для двух точек (А и В - рис. 5).

Точка А - центральная точка в плоскости одной секции. По формуле (4.1) имеем:

а) поле самой секции в т.А ($d=0$, $R=R_2=100$ см): $B_1=0,47$ кГаусс;

б) поле в т.А от двух соседних секций ($d=d_1=70$ см, $R=R_2=100$ см):
 $B_2=0,52$ кГаусс. По формуле (4.2) имеем:

в) поле в т.А от центральных проводников остальных секций ($L=130$ см): $B_3=0,77$ кГаусс.

Итак, суммарное поле в точке А. $B_A=B_1+B_2+B_3=1,76$ кГаусс.

Точка В - точка посередине межсекционного промежутка:

а) поле от секций, ограничивающих этот промежуток по формуле (4.1)

$$(d=d_2=38 \text{ см}): B_4=0,77 \text{ кГаусс};$$

б) поле от центральных проводников остальных секций по формуле

$$(4.2) (L=130 \text{ см}): B_5=0,92 \text{ кГаусс}.$$

Таким образом, суммарное поле посередине межсекционного промежутка $B_B = B_4 + B_5 = 1,69 \text{ кГаусс}$.

Другие оценки, например, использование вместо формулы (4-1) формулы, определяющей поле на оси тороида $H=0,4\pi \cdot I \cdot n$, где

I - ток в амперах, проходящий через виток, n - число витков на 1 см , а также учёт конечной длины проводника в формуле (4.2) дают согласующиеся в пределах предположений результаты. На основании

этих оценок можно считать, что среднее поле в магните будет

$B=1,6 \text{ кГаусс}$. Эти оценки совпадают также с измерениями поля аналогичного магнита типа АВАЖУР, использованного в эксперименте

Р606 на ISR ЦЕРН.

Необходимо отметить, что приведенные расчёты относятся только к тангенциальной (относительно магнита) компоненте магнитного поля. Радиальные компоненты поля существенно меньше, но, во всяком случае, отличны от нуля, особенно в областях межсекционных промежутков.

Качественно (в относительных единицах) величина тангенциальной компоненты поля приведена на рис.10 (в зависимости от R и φ).

Радиальную зависимость (радиальное падение) поля можно слегка ослабить, применив несколько специфическую намотку секций (с удвоенным числом наружных проводников) (рис.10, кривая 5, рис.11).

Применение модернизированной намотки приведёт к удорожанию стоимости магнита и изготовления в 1,5-1,7 раза.

Поскольку магнит является безжелезным и гистерезисные эффекты полностью отсутствуют, карта поля (относительные величины в различных точках) не меняется при изменении тока, что чрезвычайно удобно при эксплуатации.

Для практического применения после изготовления магнита необходимо провести подробные измерения карты поля во всем рабочем объеме. Во время проведения эксперимента необходимо обеспечить контроль стабильности поля на уровне 0,01%.

Отклоняющую способность данного магнита можно оценить, исходя из формулы

$$(4.3) \quad P(\text{ГэВ}) = \frac{3 \cdot 10^{-4} \cdot B (\text{кГаусс}) \cdot D(\text{см})}{\sin \theta - \sin \alpha}$$

где α - угол входа частицы в магнит, θ - угол выхода. При $\alpha = 0$.

$$(4.4) \quad \sin \theta = \frac{3 \cdot 10^{-4} \cdot B \cdot D}{P} \quad \text{Для } D = 4 \text{ метра, } B = 1,6 \text{ кГаусс}$$

и $P = 20 \text{ ГэВ}$ $\sin \theta \approx \theta = 0,01$, т.е. на длине 4 метра частица с импульсом 20 ГэВ отклонится на 4 см., что обеспечит разрешение по импульсу $\sim 20\%$, если координаты частицы на входе и выходе определять с точностью около 1 см.

Потери частиц за счёт перекрывания пути материалом магнита не превышают 10-15% (в зависимости от формы пучка).

Представляется целесообразным рассмотреть детально вопрос о необходимости центрального отверстия в магните. При $R_h = 0$ внутренние проводники всех секций могут быть размещены в трубе с $R = 21 \text{ см}$, что значительно повысит эффективность магнита по отношению к вторичным частицам, идущим на малых расстояниях от оси первичного пучка.

4.1.3. Материалы для магнита

Для изготовления одной секции при стандартной намотке тре-

Поскольку магнит является безжелезным и гистерезисные эффекты полностью отсутствуют, карта поля (относительные величины в различных точках) не меняется при изменении тока, что чрезвычайно удобно при эксплуатации.

Для практического применения после изготовления магнита необходимо провести подробные измерения карты поля во всем рабочем объеме. Во время проведения эксперимента необходимо обеспечить контроль стабильности поля на уровне 0,01%.

Отклоняющую способность данного магнита можно оценить, исходя из формулы

$$(4.3) \quad P(\text{ГэВ}) = \frac{3 \cdot 10^{-4} \cdot B (\text{кГаусс}) \cdot D(\text{см})}{\sin \theta - \sin \alpha}$$

где α - угол входа частицы в магнит, θ - угол выхода. При $\alpha = 0$.

$$(4.4) \quad \sin \theta = \frac{3 \cdot 10^{-4} \cdot B \cdot D}{P} \quad \text{Для } D = 4 \text{ метра, } B = 1,6 \text{ кГаусс}$$

и $P = 20 \text{ ГэВ}$ $\sin \theta \approx \theta = 0,01$, т.е. на длине 4 метра частица с импульсом 20 ГэВ отклонится на 4 см., что обеспечит разрешение по импульсу ~ 20%, если координаты частицы на входе и выходе определять с точностью около 1 см.

Потери частиц за счёт перекрывания пути материалом магнита не превышают 10-15% (в зависимости от формы пучка).

Представляется целесообразным рассмотреть детально вопрос о необходимости центрального отверстия в магните. При $R_h = 0$ внутренние проводники всех секций могут быть размещены в трубе с $R = 21 \text{ см}$, что значительно повысит эффективность магнита по отношению к вторичным частицам, идущим на малых расстояниях от оси первичного пучка.

4.1.3. Материалы для магнита

Для изготовления одной секции при стандартной намотке тре-

будет около 450 метров медной шины $16,5 \times 16,5 \text{ мм}^2$ с центральным отверстием диаметра 1 см для охлаждения (ГОСТ 184450А034, цена 1 руб.94 к /кг. Для изготовления 8^{ми} секций и токоподводов потребуется около 3700 метров шины, вес которой будет около 6,5 т. Кроме того, потребуются материалы для изоляции шны (эпоксидная смола 20 кг/секцию, материал, киперная лента и др.).

Несущую конструкцию магнита предлагается изготовить из швеллера Н20 или Н22, с тем, что "уложить" в него секцию (толщиной 20+22 см). Этим же швеллером предлагается обеспечить и жесткость самой конструкции - распорки между секциями через 1 метр.

Для изготовления несущей конструкции для одной секции (с распорками) необходимо 20 метров (19,65 м) швеллера, соответственно для всего магнита 160 метров, а вместе с поддерживающей сварной фермой 200 метров.

Швеллер Н 20 (ГОСТ № 092500А023). Вес - 18,4 кг/метр. Цена 0,12 р/кг

Швеллер Н 22 (ГОСТ № 092500А024). Вес 21,0 кг/метр. Цена 0,12 р/кг

Для изоляции секций магнита от фермы потребуется некоторые материалы, наименование которых и количество выяснится при проектировании магнита.

Общий вес конструкции с поддерживающей фермой $P = 4,5 \text{ т.}$

Таким образом, вес магнита с фермой составит 12 т.

4.1.4. Электропитание магнита

При рассмотрении схемы питания магнита мы опирались на возможность использования имеющихся в ИФВЭ агрегатов питания.

Для отдельной секции магнита (сечение по меди $1,94 \text{ см}^2$, длина 450 метров)

омическое сопротивление $R = 4,5 \cdot 10^{-2} \text{ ом.}$

Напряжение на секции при $I = 2,5 \cdot 10^3 \text{ а}$ составит $U = 112,5 \text{ в.}$

Таким образом, выделяющаяся мощность $W = Iu = 281 \text{ кВт}$.

Для четырёх последовательно соединённых секций падение напряжения составит 450 вольт.

Предлагаемая схема питания — параллельное питание 4-х последовательно соединённых секций с одного агрегата. Подобный агрегат питает магнит ММС ОИИИ (600 в, 6300а, 4 Мвт).

Полная мощность, выделяемая в проектируемом магните, составит 2,4 Мвт.

4.1.5 Материалы и приборы для контроля поля

Что

Из пар. 4.1.2 следует, разрешение по импульсу при $P \leq 20 \text{ ГэВ}$ равно $\leq 20\%$ и определяется в основном точностью измерения координаты входа и выхода частицы в магнит. Чтобы не вносить дополнительную ошибку в измерение импульса частицы, надо измерить карту трёх компонент магнитного поля с точностью $\leq 1\%$ во всем объёме магнита.

Такие измерения можно провести на собранном магните. Для измерений надо создать двухкоординатный прибор с подвижным ригелем, позволяющий изменять координаты укрепленных на нем датчиков Холла в вертикальном и горизонтальном направлениях. Точность, с которой фиксируются оси датчиков во взаимно-перпендикулярном направлениях, должна быть лучше 26 мрад. Имея в виду, что отсчёт поля будет производится каждые 10 см во всех трёх координатах, измерительная система должна быть автоматизированная, т.е. позволять запись координаты точки отсчёта и трех компонент поля на бумажную или магнитную ленту.

Во время эксплуатации магнита на установке будет проводиться контроль стабильности поля несколькими (до десяти) датчиками Холла. Для этого требуется источник стабилизированного питания для датчиков Холла и два цифровых вольтметра, обеспечивающих отсчёт напряжения с точностью 10^{-4} .

4.2. Тороидальные магниты мюонных спектрометров

Тороидальные магниты с железными сердечниками входят в состав мюонных спектрометров станции мечения и нейтринного детектора.

Они имеют одинаковый вид — стальные диски диаметром 4м и 5м и толщиной 20 и 25 см, соответственно, намагниченные с помощью медных обмоток, по которым течет ток. Для этих магнитов предполагается изготовить в ОИЯИ обмотки по имеющейся в ОП технологии.

Для обмоток обоих магнитов потребуется около 10т медных шин $16,5 \times 16,5 \text{ мм}^2$ с 10 мм отверстием для охлаждения.

Трудоёмкость изготовления около 1000 н/часов.

4.3. Оценка трудоёмкости работ по магнитам

1. Конструкторские работы по безжелезному магниту

а) по магниту 500 н/час

б) по токоподводам и воде 300 н/час

Итого: 800 н/час

2. Работы по изготовлению магнитов

а) изготовление обмоток тороидальных магнитов 1000 н/час

б) изготовление секций 2000 н/час ОП

в) монтаж 200 н/час (ОП СНЭО)

г) работы по подключению (ток, вода) 1000 н/час (СНЭО, ИФВЭ)

Итого: 4200 н/час

Примечание: Обслуживание магнита, в соответствии со сложившейся практикой подобных установок ОИЯИ в ИФВЭ, обеспечивается службами СНЭО ОИЯИ и спецслужбами ИФВЭ.

5. Координатная часть мюонного спектрометра.

Мюонный спектрометр располагается за жидкоаргоновым калориметром (Рис. 1) и используется для измерения импульса и знака заряда мюонов, образованных в нейтринных взаимодействиях. Спектрометр имеет стандартную структуру (Рис. 12), близкую к структуре мюонного спектрометра нейтринного детектора ИВЭ-ОИЯИ: 16 намагниченных дисков диаметром 5 м и толщиной 23 см, из магнитомягкой низкоуглеродистой стали, между которыми для определения траектории мюона располагаются координатные детекторы. Диски имеют индивидуальную обмотку, обеспечивающую напряженность поля в пределах 1,5 - 1,9 Тес. Производство дисков начато в ИВЭ в 1983 г.

5.1. Выбор методики координатного детектора μ -онов и её конкурентоспособность

Основными требованиями, предъявляемыми к детекторам с большим числом каналов (в нашем случае ~ 30000), являются надёжность, простота в эксплуатации и невысокая стоимость. Необходимое пространственное разрешение определяется многократным рассеиванием в железе и составляет ~ 1 мм. С этой точки зрения наиболее подходящим прибором в качестве основы координатного детектора являются дрейфовые трубки, изготовленные из экструдированного полвинилхлорида, работающие в самогасящем струйном режиме. Собранные из таких трубок плоскости предполагается установить в зазоры между магнитами и определять координаты частиц, измеряя время дрейфа электронов. В сравнении с детекторами на основе пропорциональных или дрейфовых камер применение ПВХ трубок даёт следующие преимущества :

- использование готовых к сборке дешевых элементов, поставляемых промышленностью, позволяет существенно ускорить создание детектора, значительно сократить при этом материальные затраты и использование ресурсов ОП;
- точность измерения координат в дрейфовых трубках ~ 1 мм, того же порядка, что и точность получаемая в спектрометрах μ - онов на пропорциональных или дрейфовых камерах;
- применение в трубках толстого ~ 100 мкм анода делает сборку проще и увеличивает механическую надёжность детектора, снижая риск отказа детектора вследствие обрыва проволоки;

- большой уровень сигнала ($\sim 50\text{ мВ}/50\text{ Ом}$), характерный для работы в стримерном режиме, значительно превышает величину сигнала в пропорциональных или дрейфовых камерах. Это делает проще создание многоканальной электроники регистрации;
- используемый для наполнения трубок газ содержит только два компонента - аргон и изобутан. Эта смесь обеспечивает режим работы трубок, характеризующийся стабильностью коэффициента газового усиления в широком диапазоне напряжений и концентраций компонентов, высокую эффективность регистрации, а также линейность и стабильность дрейфовой характеристики;
- использование трубок допускает применение комплекса существующих разработок высоковольтных и низковольтных источников питания, обеспечивающих безопасную и эффективную работу детектора;
- при необходимости трубка позволяет организовать считывание индуцированного заряда с внешних электродов. Это позволяет повысить точность регистрации координаты частицы и расширяет возможности прибора.

5.2. Эскизный проект детектора μ -онов.

5.2.1. Состав аппаратуры.

Координатный детектор μ -онов комплекса меченых нейтрино состоит из 52 плоскостей дрейфовых трубок. Чувствительная площадь одной координатной плоскости составляет $\sim 25\text{ м}^2$. Общее число каналов регистрации ~ 30000 .

В состав детектора входят также системы обеспечения:

- высоковольтное питание;
- низковольтное питание;

- газовые магистрали и система газообеспечения;
- система контроля и управления на линии с ЭВМ.

5.2.2. Стримерные трубки.

Стримерные трубки^{*)} представляют собой профиль из поливинилхлорида с крышкой, состоящий из 8 трубок квадратного сечения $9 \times 9 \text{ мм}^2$, разделенных стенкой толщиной 1 мм (Рис. 13.).

Внутренняя поверхность трубок, покрытая графитом, является резистивным катодом. Анодом служит проволока диаметром 100 мкм. Два таких профиля помещаются в ПВХ пенал, который имеет ввод высокого напряжения, вывод сигнала с анодов, а также ввод и вывод газа. Профили и пеналы производятся методом экструдирования длиной до 8 метров. Пенал, содержащий 16 трубок длиной 5 м, является элементом конструкции, из которых собирается координатная плоскость мюонного спектрометра.

а) Экспериментальные исследования.

Прототип такого элемента длиной около метра был исследован в пучке электронов от радиоактивного источника ^{106}Ru .

Отрицательное высокое напряжение подавалось на резистивный катод. Сигнал с проволочного анода поступал на линейный усилитель и использовался для анализа, а также для запуска электроники считывания. Запуск осуществлялся от включенных в совпадения сигналов с проволочного анода трубки и сцинтилляционного счетчика, расположенного за пеналом. Это позволило отбирать электроны с энергией больше 1,5 МэВ, которые пролетали объем трубки. Число таких электронов составляло $\sim 600/\text{мин}$. Фон случайных совпадений составлял менее 0,1%.

*) Производство Фраскати (Италия)

Трубки продувались аргоном и изобутаном, смешанными в пропорции 1 аргон/3 изобутан или 1 аргон/1 изобутан. Для стримерного режима, полученного при этих условиях, типичной является большая величина сигнала $30 + 50$ мВ/50 ом, а также широкий диапазон рабочих напряжений, величина которого зависела от концентрации изобутана. Рис. 14а показывает две счётные кривые из которых (1) соответствует смеси 50% аргон/50% изобутан, а (2) - смеси 25% аргон/75% изобутан. Для оценки возможного влияния послеимпульсов, связанных с фотонами из стримерного разряда, измерения были проделаны при разных временах формирования выходного импульса 100 нс и 1 мкс. В том и другом случае кривые практически совпадают.

Диапазон сигналов, получаемых с анодной проволоочки, можно оценить из рис. 14б на котором представлено амплитудное распределение сигналов с анода, снятое при напряжении 4,7 кВ, и приведенной на рис. 15 амплитудной характеристики, точки которой соответствуют максимумам в соответствующих спектрах.

ПВХ трубки обеспечивают высокую эффективность регистрации частиц. По результатам^{8/} G. Battistoni для смеси $65 \text{ Ar} / 35 \text{ C}_4\text{H}_{10}$ кривая эффективности повторяет форму счётной характеристики, при этом в области плато величина эффективности составляет 96%.

На рис. 16 представлены зависимости скорости дрейфа электронов от напряжённости поля в смеси аргона с изобутаном при различных концентрациях. При работе в стримерном режиме напряжения, устанавливаемые на трубках данной геометрии, соответствуют насыщению скорости дрейфа, что должно обеспечивать линейность и стабильность дрейфовой характеристики.

б) Спецификации и оценка затрат.

Приобретение материалов

- | | |
|--|----------------------------------|
| 1. Стримерные ПВХ трубки
(профили, панели, крышки) | - 215 тыс. руб.
(ин. валюта) |
| 2. Проволока вольфрамовая золочёная
производство "LUMIA" (Швеция)
100 км | -- 3.5 тыс. руб.
(ин. валюта) |
| 3. Прочие материалы | - 10.0 тыс. руб. |
| 4. Изготовление крышек к
пеналам в ОП | - 8.0 т.н. час. |

5.3. Конструкция детектора

Каждая координатная плоскость мюонного детектора состоит из стримерных трубок, поперечное сечение которых представлено на рис. 13. Размеры трубок $9 \times 9 \text{ мм}^2$, а шаг считывания 10 мм. Сигнальные проволочки диаметром 100 мкм фиксируются через каждые 500 мм по длине трубок, что обеспечивает их центральное положение. 16 дрейфовых трубок объединены в один модуль, имеющий газовые ввод и вывод, и два высоковольтных ввода. В свою очередь четыре модуля объединяются в один монтажный модуль на 64 трубки. Монтажный модуль на концах имеет неподвижно закреплённые геознаки привязанные к сигнальным проволочкам и используемые для юстировки плоскости. В состав координатной плоскости входит 7 монтажных модулей, обеспечивая чувствительную зону в 4620 мм. Координатные плоскости в зазоре магнита могут иметь различную конфигурацию в зависимости от рода выполняемой задачи. В варианте I предусматривается установка в зазоре трёх плоскостей, ориентированных

под углами $+30^\circ$, -30° и 0° .

В варианте II в зазоре устанавливаются четыре плоскости, ориентированные под углами 90° и 0° и смещённые на половину шага по обеим координатам.

И, наконец, вариант E предусматривает установку в зазоре двух плоскостей, смещённых на половину шага и организацией катодного считывания с обеих плоскостей. Взаимная привязка отдельных плоскостей обеспечивается плоскими несущими конструкциями из алюминиевого сплава, показанных на рис. 17.

5.3.2. Технология сборки и монтажа координатных плоскостей.

Сборку координатных плоскостей предлагается вести в модульном корпусе ОИМУ. Наиболее предпочтительным представляется вариант сборки в вертикальном положении, что позволит применить геодезические методы для точной установки монтажных модулей на несущую конструкцию и обеспечивает доступ к ней с обеих сторон. Каждый монтажный модуль перед установкой проходит испытания на течь и электрические испытания с радиоактивным источником ^{106}Ru . Полностью собранная плоскость проходит испытания на функционирование регистрирующей электроники. Транспортировка координатных плоскостей из ОИЯИ в ИРБЭ производится в разобранном виде. Плоскость повторно собирается на месте монтажа, устанавливается в магнит и юстируется в собранном виде.

Затраты на сборку плоскостей сводятся к изготовлению плоских несущих конструкций из алюминиевого сплава в ОП ОИЯИ, на что потребуется 2000 и.-ч.

5.4. Высоковольтное питание.

Для высоковольтного питания дрейфовых трубок предполагается использовать двухканальные источники типа ВИНКД^{9/}. Они были разработаны в ОНМУ специально для питания пропорциональных и дрейфовых камер и обеспечивают постоянство напряжения и быстродействующую защиту от перегрузок по току и напряжению, исключая повреждение детектора в аварийных ситуациях. Производство источников налажено в ОП ОИЯИ, они же использованы для питания дрейфовых камер "Нейтринного детектора" ОИЯИ^{10/}. Учитывая низкую интенсивность загрузки мезонного спектрометра, все дрейфовые трубки одного зазора можно запитывать от одного источника. Общая потребность на весь спектрометр с учётом запасных составит 10 источников ВИНКД, или в стоимостном выражении 10 тыс.руб. в ценах 1984 года. Для размещения высоковольтных источников питания требуется два крейта "КАМАК" (ИНР) с источниками питания типа 043.

5.5. Регистрирующая электронная аппаратура.

5.5.1. Основные требования к регистрирующей электронике:

- точность измерения координат частиц в стримерной трубке при скорости дрейфа 0,05 мм/нс $\pm 0,5$ мм
- максимальное время дрейфа в трубке сечением 9x9 мм² ~ 100 нс
- задержка на получение сигнала "триггер" $\leq 1,2$ мкс
- возможность регистрации ≥ 5 одновременных событий в одной плоскости 5 x 5 м²
- общий объем каналов регистрации ~ 30000 .

5.5.2. Краткое описание модуля регистрации МР-64.

Карты электроники регистрации (МР-64) размещаются на плоскостях стримерных трубок и соединяются общей магистралью считывания информации. На рис. 18 представлена функциональная схема модуля регистрации на 64 канала. Принцип определения номера сработавшей трубки и измерения времени дрейфа состоит в следующем:

- на модуль поступает опорная частота $F = 50$ МГц;
- счётчик адреса памяти тактируется опорной частотой и осуществляет поочерёдное обращение к 64 ячейкам памяти со сдвигом на один такт, равный 20 нс;
- на вход памяти поступает информация о номере сработавшей трубки в виде 6-разрядного двоичного кода;
- временную информацию несёт адрес памяти, в который записан номер трубки.

Разрядность памяти выбрана равной 64, поэтому измеряемый временной интервал составляет 1280 нс, именно тот интервал, в котором будет содержаться информация о прошедших через дрейфовую плоскость частицах. Точная координата определяется из анализа содержимого памяти после вычитания времени задержки триггера.

Описываемая система имеет следующие ограничения:

- модуль на 64 трубки регистрирует без ухудшения точности 5 сигналов в том случае, если они разнесены во времени каждый друг от друга на ≥ 20 нс, в противном случае кодируется и измеряется временной интервал, принадлежащий трубке со старшим приоритетом. Информация об остальных сработавших трубках уничтожается.

5.5.3. Связь с ЭВМ.

На рис.19 представлена блок-схема сбора данных и связи с ЭВМ. Модули регистрации, принадлежащие одному зазору, объединены общей магистралью данных и подсоединены к одному контроллеру считывания. Контроллер считывания выполнен в стандарте "КАМАК" и занимает ширину 1 М. На 16 зазоров мюонного детектора потребуется 16 контроллеров считывания, которые размещаются в одном крейте "КАМАК". Передача информации в контроллеры считывания начинается после приёма сигнала "триггер" и ведётся параллельно во все блоки. Максимальное время сбора информации в один контроллер при частоте передачи 10 МГц составит 12 мкс. Каждый контроллер считывания имеет буферный накопитель на 120 слов, куда заносится только значащая информация. Формат слова с контроллера считывания имеет вид:

2^0	2^1	2^2	2^3	2^4	2^5	2^6	2^7	2^8	2^0	2^1	2^2	2^0	2^1
Номер трубки									Время			Номер плоскости в зазоре	

5.5.4. Оценка затрат.

На весь мюонный детектор с учётом возможности изменения конфигурации координатных плоскостей потребуется:

Модуль регистрации ИР-64	- 400 шт. - 160,0 т.руб.
Контроллер считывания ИС-1536	- 20 шт. - 40,0 т.руб.
Крейт "КАМАК" (ИПР)	- 2 шт. - 3,306 т.руб.
Источник питания "КАМАК" - 043 (ИПР)	- 2 шт. - 5,104 т.руб.
Телефонный кабель ТПП-10х2х0,5	- 20 км - 3,2 т.руб.
Прочие материалы	- - 28,39 т.руб.

Итого: - 240,0 т.руб. +

5.5.3. Связь с ЭВМ.

На рис.19 представлена блок-схема сбора данных и связи с ЭВМ. Модули регистрации, принадлежащие одному зазору, объединены общей магистралью данных и подсоединены к одному контроллеру считывания. Контроллер считывания выполнен в стандарте "КАМАК" и занимает ширину 1 М. На 16 зазоров мюонного детектора потребуется 16 контроллеров считывания, которые размещаются в одном крейте "КАМАК". Передача информации в контроллеры считывания начинается после приёма сигнала "триггер" и ведётся параллельно во все блоки. Максимальное время сбора информации в один контроллер при частоте передачи 10 МГц составит 12 мкс. Каждый контроллер считывания имеет буферный накопитель на 120 слов, куда заносится только значащая информация. Формат слова с контроллера считывания имеет вид:

2^0	2^1	2^2	2^3	2^4	2^5	2^6	2^7	2^8	2^0	2^1	2^2	2^0	2^1
Номер трубки									Время			Номер плоскости в зазоре	

5.5.4. Оценка затрат.

На весь мюонный детектор с учётом возможности изменения конфигурации координатных плоскостей потребуется:

Модуль регистрации МР-64	- 400 шт.	- 160,0 т.руб.
Контроллер считывания КС-1536	- 20 шт.	- 40,0 т.руб.
Крейт "КАМАК" (ПР)	- 2 шт.	- 3,306 т.руб.
Источник питания "КАМАК" - 043 (ПР)	- 2 шт.	- 5,104 т.руб.
Телефонный кабель ТШ-10х2х0,5	- 20 км	- 3,2 т.руб.
Прочие материалы:	-	- 28,39 т.руб.

Итого: 240,0 т.руб. +

5.6. Низковольтное питание.

Питание электроники, устанавливаемой на координатных плоскостях, осуществляется регуляторами напряжений, расположенными в непосредственной близости от электроники. Аналогичные системы питания используются в экспериментах НА-4^{ДП} и Нейтринный детектор ИФВЭ-ОИИИ¹⁰. Регулятор представляет собой трехканальный стабилизатор напряжения, имеющий защиту от перегрузок по току и напряжению.

Основные параметры регулятора:

$$U_{\text{ВЫХ.}} = - 5\text{В} \quad - 30 \text{ а}$$

$$U_{\text{ВЫХ.}} = + 5 \text{ в} \quad - 5 \text{ а}$$

$$U_{\text{ВЫХ.}} = - 2 \text{ в} \quad - 10 \text{ а}$$

Коэффициент неустойчивости $- 10^{-4}$ по каждому выходному напряжению.

Один регулятор обеспечивает питание 8 карт электроники считывания, т.е. одной плоскости дрейфовых трубок.

Для всей установки необходимо иметь 48 регуляторов напряжения. Выпрямленное напряжение на регуляторах подается от двух выпрямительных агрегатов, созданных на базе ВНС-600/300. Каждый выпрямительный агрегат имеет 24 канала для подключения регуляторов. Выпрямительные агрегаты располагаются от установки на расстоянии порядка 20 м. Общая потребляемая мощность для электроники регистрации составляет примерно 20 квт.

5.7. Газ и система газового обеспечения.

В настоящее время наиболее приемлемой для использования в ПЭХ стримерных трубках является аргон-изобутановая смесь в пропорции 1:3. Газовая система может быть организована по схемам,

существующим в ИРВЭ, ЦЕРИ и т.д.. За основу системы предполагается взять стандартный пульт для приготовления многокомпонентных газовых смесей с разветвлением на 10 выходов и производительностью до 180 л/час.

Полный объем детектора 13 м³. Предполагаемая скорость обмена газа без ухудшения характеристик стримерного разряда в ПВА трубках ~ 2 объема в сутки. При этих условиях расход газа составит ~ 250 л/час и 750 л/час аргона и изобутана соответственно.

Кроме пульта в состав системы входят газобаллонная рампа, магистрали подвода и выхлопа газа, стенды для очистки отдельных компонентов. Газобаллонная рампа находится в теплом помещении, снабженном необходимой вентиляцией и снабжена газовыми разъемами и редукторами, обеспечивающими регулировку выходного давления, замену пустых баллонов без остановки продува и очистки газа (в основном изобутана). По магистралям газы поступают на входы газосмесительных пультов и далее на координатные плоскости через специальные разъемы. С выхода камер газ поступает на газовый пульт и через масляный клапан выбрасывается на улицу выхлопной трубой диаметром 100 мм.

Спецификации и затраты.

1. Детали газовых пультов (ротаметры, вентили, разъемы, манометры)	- 30 тыс.руб.
2. Система очистки	- 2 тыс.руб.
3. Газ для испытаний	- 10 тыс.руб.
4. Прочие материалы	- 8 тыс.руб.
Итого:	50,0 тыс.руб.

5.8.. Система контроля параметров детектора.

В состав детектора включается аппаратура автоматического контроля и управления параметрами основных систем, от которых зависит работоспособность детектора и достоверность получаемой физической информации. Сюда относятся:

- газовая смесь;
- высоковольтное напряжение на трубках;
- низковольтное напряжение;
- тестовый контроль каналов регистрации;
- эффективность регистрации в процессе набора данных.

Общее число параметров, подлежащих контролю (управлению) ~200. Контроль напряжений предполагается осуществить по обычной схеме: повторитель-мультиплексер-аналого-цифровой преобразователь-буферный накопитель в промежутках между сбросами пучка. При выходе из строя одного из элементов появляется сигнал "ALARM" с указанием места расположения поврежденного элемента.

Эффективность регистрации каждого монтажного модуля (64 трубки) измеряется непрерывно в процессе набора данных по определенной части реконструированных событий и выдается на дисплей через определенные промежутки. Аналогичная система контроля параметров используется в эксперименте ИА-4 /ЛП/.

Затраты на систему контроля параметров сводятся к изготовлению в ОИЛУ 10 блоков аналоговых мультиплексеров и приобретению 10 блоков аналого-цифровых преобразователей на общую сумму 20 тыс.руб.

6. Сцинтилляционные годоскопы станции мечения.

Сцинтилляционные годоскопы станции мечения предназначаются для определения траектории продуктов распада K-мезона (мезон для $K_{\mu 2}$, e^{\pm} для K_{03} -распадов). Эти детекторы должны выдерживать загрузку до 10^9 частиц/с и обеспечивать при этом высокое временное разрешение (≤ 5 нс).

Годоскопическая плоскость состоит из двух полуплоскостей по 256 элементов в каждой полуплоскости. Размеры элементов $12 \times 14 \times 2000 \text{ мм}^3$. При этом ожидается, что средняя загрузка одного элемента не превосходит приемлемой для сцинтилляционного счётчика величины $\sim 10^6$ частиц/с.

В качестве сцинтилляционного материала для годоскопов будет использоваться разработанный в ГДР совместно с ИФВЭ АН ГДР сцинтиллятор на основе ПМА с добавками нафталина PPO и POFOP. Длина затухания в сцинтилляторе 150 см и световыход не превышает 30% от N E IIО.

Сроки изготовления:

первый годоскоп - III кв. 1985 г.
 остальные годоскопы - до IV кв. 1987 г.

Изготовление и обработку сцинтиллятора берёт на себя ИФВЭ АН ГДР за собственный счёт. В переводе на рубли стоимость составит приблизительно 120000 рублей.

7. Участники проекта.

1. Институт физики высоких энергий (Протвино)

Аммосов В.В., Бельков А.А., Бугорский А.П., Галяев И.А.,
 Денисов А.Г., Денисов С.П., Жигунов В.И., Котов В.И.,
 Краснокутский Р.Н., Крючков В.П., Ланев А.В., Лебедев А.А.,
 Лебедев В.Н., Медведь С.А., Михайлов В.С., Михайлов О.И.,
 Мохов Н.В., Мухин С.А., Наумов Н.И., Пищальников Ю.М.,
 Разуваев Е.А., Рзаев Р.А., Сиротенко В.И., Слободяк Е.А.,
 Солдатов А.С., Спиридонов А.А., Стоянова Д.А., Узунян А.В.,
 Федякин Н.Н., Черный С.А.

2. Национальный институт ядерной физики (Пиза, Италия)

Дж.Дженнаро, М.Рагадини, Ф.Серджиамплетри, Г.Спандре, В.Фламинио,
 К.Черри.

3. Институт физики высоких энергий (Цойтен, ГДР)

Бер Ю., Бом Г., Новак Э., Риман С., Ролоф Х., Шаале А., Швинд А.

4. Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, БАН
(София, НРБ)

Генчев В.И., Грекова Л.Д., Иванов Е.И., Марков П.К., Султанов Г.Г.,
 Яйджиев П.С.

5. Объединенный институт ядерных исследований
(Дубна, СССР)

Акишин П.Г., Бардин Д.Ю., Белякова Е.В., Биленький С.М., Винде М.,
 Гаврищук О.П., Гешков И.М., Гладки Я.*), Голутвин И.А., Евсиков И.И.,
 Еремеев Р.Р., Ефремов А.В., Качек И.**), Фильцов В.Е., Замятин Н.И.,
 Зрелов П.В., Иванов В.В., Иванченко И.М., Кадыков М.Г., Какурин С.И.,

Карев А.В., Каржавин В.Ю., Карпенко Н.Н., Кирюшин Ю.Т., Комар А.А.^{жжж},
 Косарев И.Г., Кривохижин В.Г., Кухтин В.В., Леднишки Р.,
 Лысяков В.Н., Маньяков П.К., Маханьков А.В., Миняшкин В.Ф.,
 Мойсенз П.В., Немечек С.^ж), Обухов Ю.Л., Одинцов В.Г., Пальчик В.В.,
 Позе Р., Прокеш А., Раймер П.^ж), Риман С., Савин И.А., Светов Л.В.,
 Свиридов В.А., Сергеев С.С., Сидоров А.В., Скачков Н.Б.,
 Смирнов В.А., Смирнов Г.И., Смирнов Ю.А., Смолин Д.А., Сотников В.Н.,
 Столярский Ю.В., Страхота И.^ж), Стриж Т.А., Телюков Е.В.^{жжж}),
 Фещенко А.А., Хабаров В.С., Цвах Я.^ж), Чвыров А.С., Шабратова Г.С.,
 Шалыгин А.Б., Шиканян А.А.^{жжж}), Ширков Д.В., Шкваржил Я.,
 Щелев А.С., Юкаев А.А., Ярыгин Г.А., Ягуненко Ю.А.

ж) Физический институт ЧСАН, Прага.

жж) Ядерный центр физико-математического факультета
 Карлова Университета, Прага.

жжж) ФИАН СССР, Москва.

ЛИТЕРАТУРА.

1. P.Rapp et al., Fermilab - Pub - 81 /3/ - EXP 7180.557, 1981;
Nucl.Instr. & Meth., 188 (1981), 285-291.
2. R.K.Vock et al., Nucl.Instr.& Meth., 186 /3/, 1981, p.533.
3. Р.И.Краснокутский и др. Препринт ИВЭО, 13-142, Серпухов, 1983.
4. А.И.Малихов и др. Препринт ОИЯИ, P13-8365, 1974, Дубна;
ИТЭ, 15, 1975, 35.
5. Вовошко А.С. и др. УСН, 81, № 3, 453 (1963).
6. Блик А.М. и др. ОИЯИ, 13-83-153 (1983).
7. Ashford V. et al., NIM, 98, 215 (1972).
8. I.G.Battistoni et al. Nucl.Inst.Meth. 152 (1978) 423.
9. И.А.Голутвин и др. Источники высокого напряжения для питания
многопроводочных координатных детекторов. Сообщению ОИЯИ,
13-82-95.
10. А.А.Борисов и др. Нейтринный калориметр (предложено), ИВЭО
11. D.Bollini et al. A high Luminasiti spectrometer for deep
inelastic muon scattering experiments. Nucl.Instr.Meth.
206 (1983) 378.
12. CHARM II collaboration. Proposal to study neutrino-electron
scattering at the SPS, April 1983.
13. G.Battistoni et al. Nucl.Instr.Meth. 176 (1980) 297.
14. G.Battistoni et al. Plastic streamer tube calorimeters,
Proceedings of the international conference on instrumentation
for colliding beam physics, 195, SLAC-Report 250, June 1982.

Рис.1. Схема установки.

Рис.2. Конструкция модуля адронного калориметра.

Рис.3. Вид адронного калориметра со стороны пучка частиц.

Рис.4. Форма ливня как функция расстояния от начала ливня для первичных энергий адронов в интервале 15 - 400 ГэВ. Данные работы^{/2/}.

Рис.5. Энергетическое разрешение для адронного калориметра^{/1/} как функция энергии адронов.

Рис.6. а) Схема устройства калибровки адронного калориметра от одного источника света: 1 - источник света (искра, лазер); 2 - световод; 3 - пластина-световод из оргстекла; 4 - световоды модулей калориметра.

б) Модуль калориметра со световодом.

Рис.7. Энергетический спектр электронов из распадов

$K_{e3}^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$. Распадные электроны попадают в структуру станции мечения нейтрино.

Рис.8. Общий вид многоканального порогового газового черенковского счетчика.

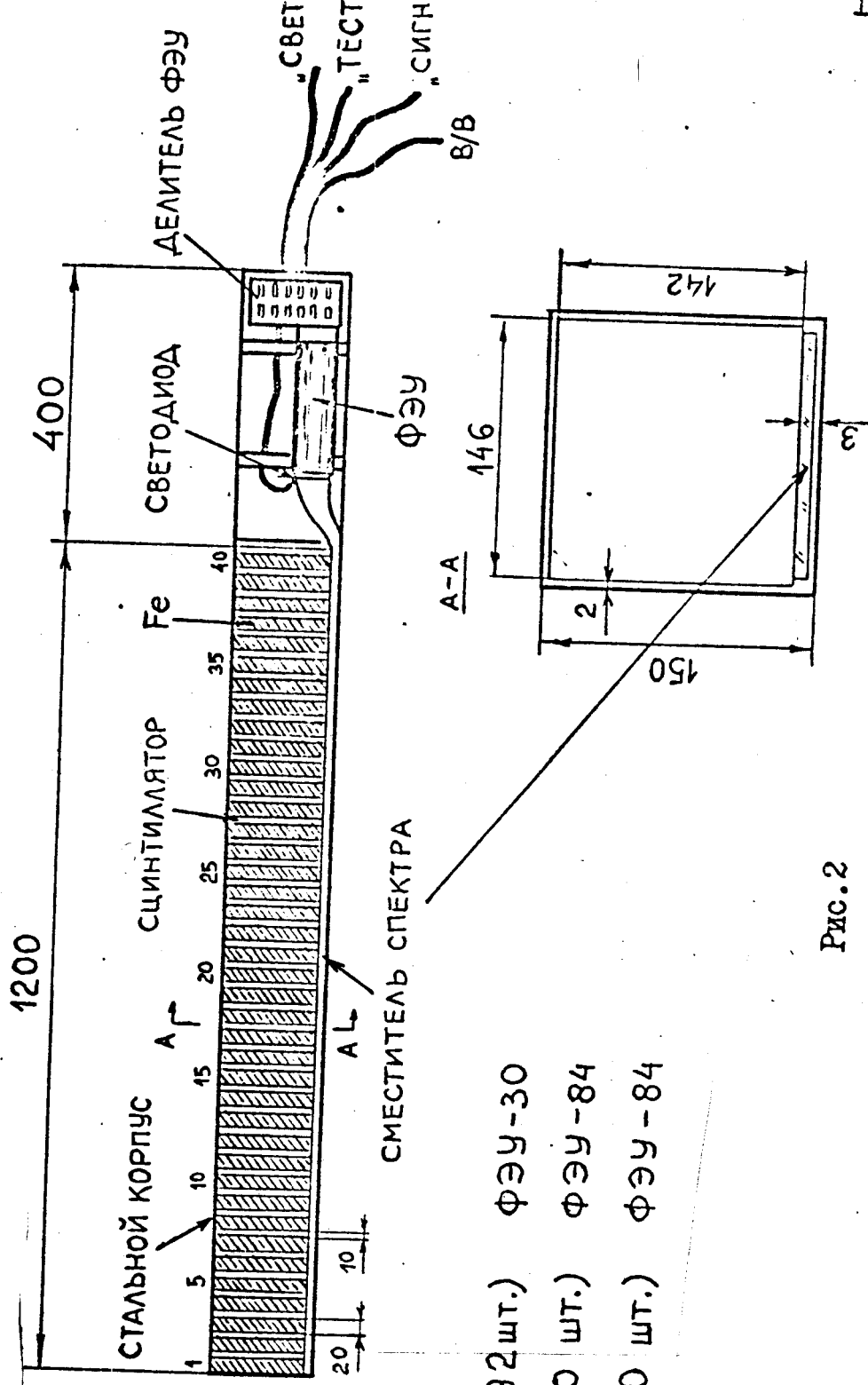
Рис.9. Общий вид безжелезного спектрометрического магнита с торондальным полем (а) и положение точек для оценок величины поля (б).

Рис.10. а) Оценка радиальной зависимости поля безжелезного магнита: 1 (1') - поле внутренних (наружных) витков отдельной секции, 2 - суммарное поле отдельной секции, 3 - суммарное поле внутренних витков магнита, 4 - суммарное поле магнита, 5 - суммарное поле магнита при специальной намотке.

б) Оценка азимутальной зависимости поля безжелезного магнита:

а - на расстоянии ~ 0,5 м от оси, б - на расстоянии ~ 1,0 м от оси, в - на расстоянии ~ 1,5 м от оси и г - на расстоянии ~ 1,75 м от оси.

Рис.11. Вид обмоток отдельной катушки (секции) магнита.



СМЕСИТЕЛЬ СПЕКТРА

- $a = 150$ (592 шт.) ФЭУ-30
- $a = 75$ (20 шт.) ФЭУ-84
- $a = 50$ (20 шт.) ФЭУ-84

Рис.2

150x150 (592 шт.)

75x75 (20 шт.)

50x50 (20 шт.)

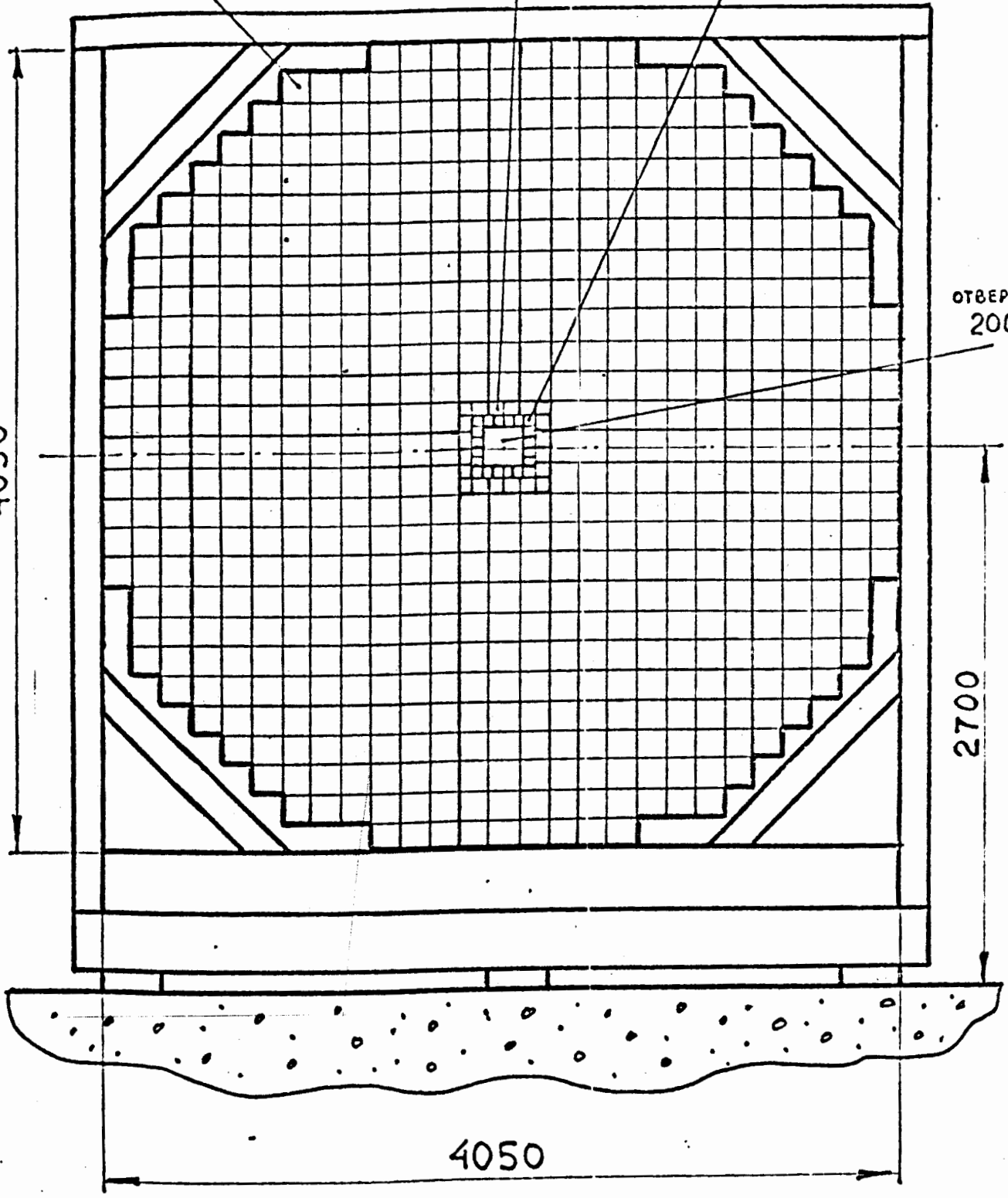
ОТВЕРСТИЕ
200x200

4050

2700

4050

Рис.3.



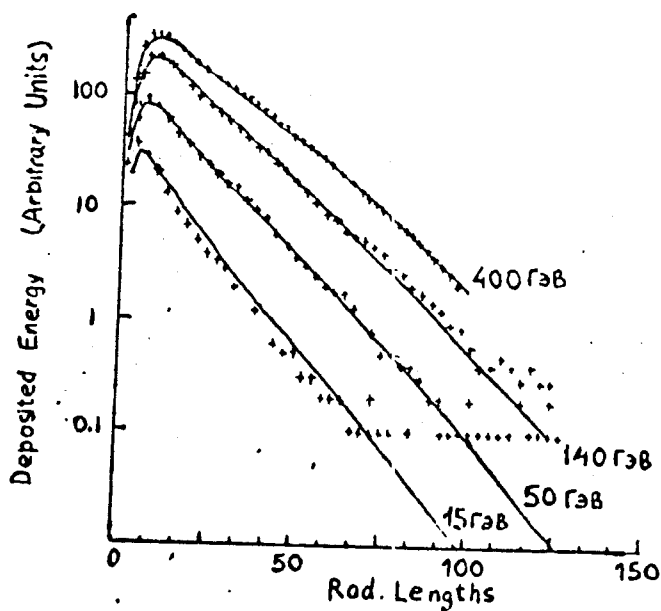


Рис. 4 • Форма ливня как функция расстояния от начала ливня в радиационных длинах. Данные для адронных глубоких калориметров экспериментов WA1 /ЦЕРН/ и 379 /США/. Кривые линии соответствуют параметризации, обсуждаемой в R.K. Bock et al., NIM , 186 /3/, 1981, p.533.

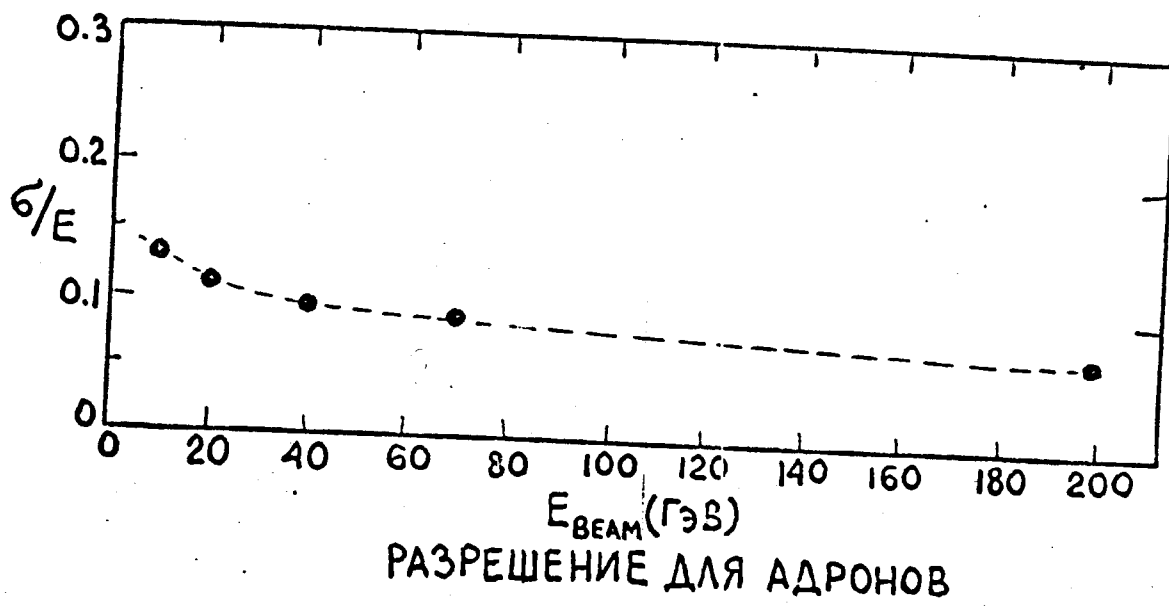


Рис. 5.

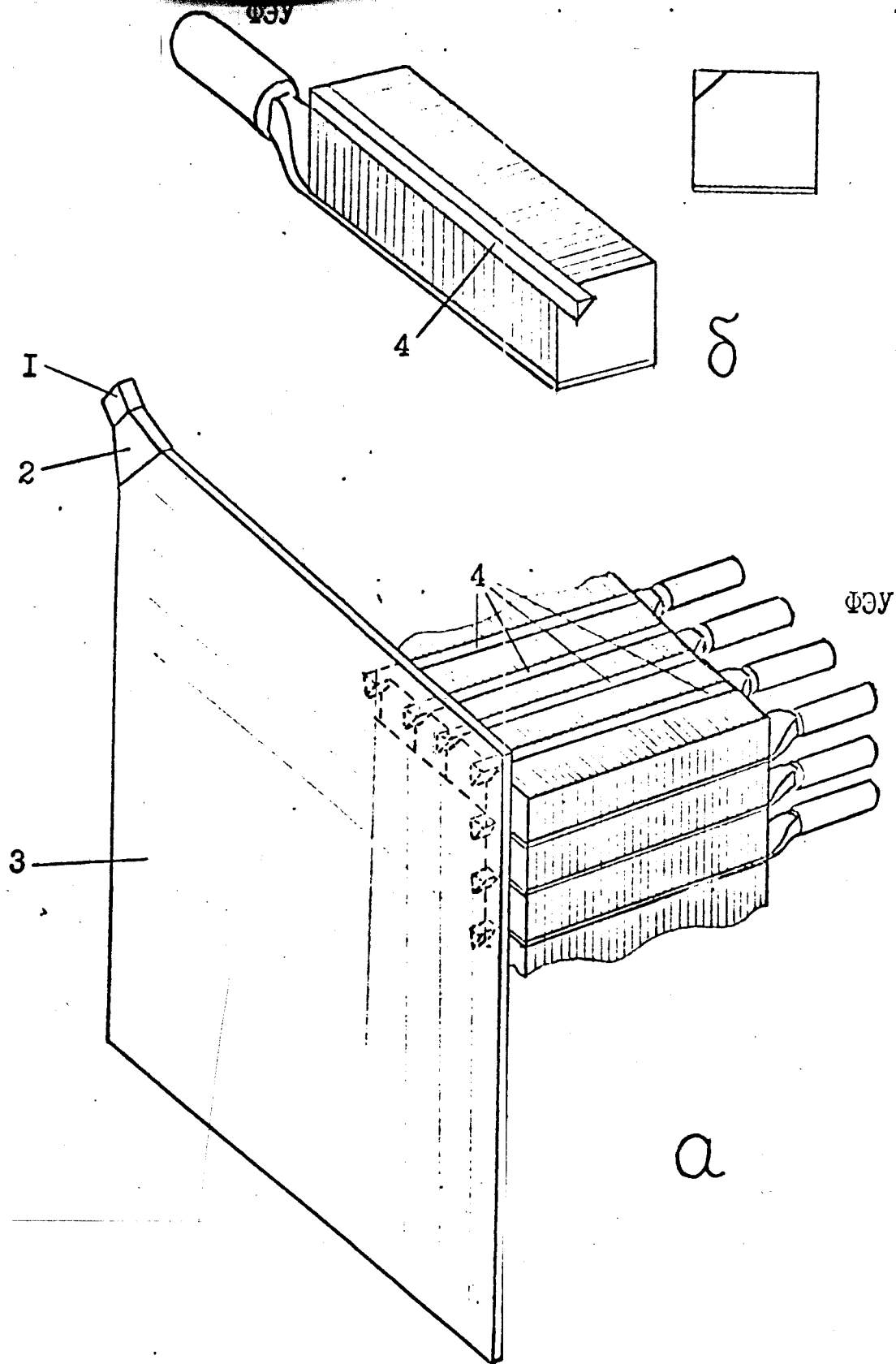


Рис.6

- а) схема устройства калибровки адронного калориметра от одного источника света: I-источник света (искра, лазер); 2-световод; 3- пластина-световод из оргстекла; 4- световоды модулей калориметра. Места контактов пластины-световода 3 со световодами 4 сделаны матовыми.
- б) модуль калориметра со световодом. Большая грань световода сделана матовой для рассеяния света в сцинтиллятор.

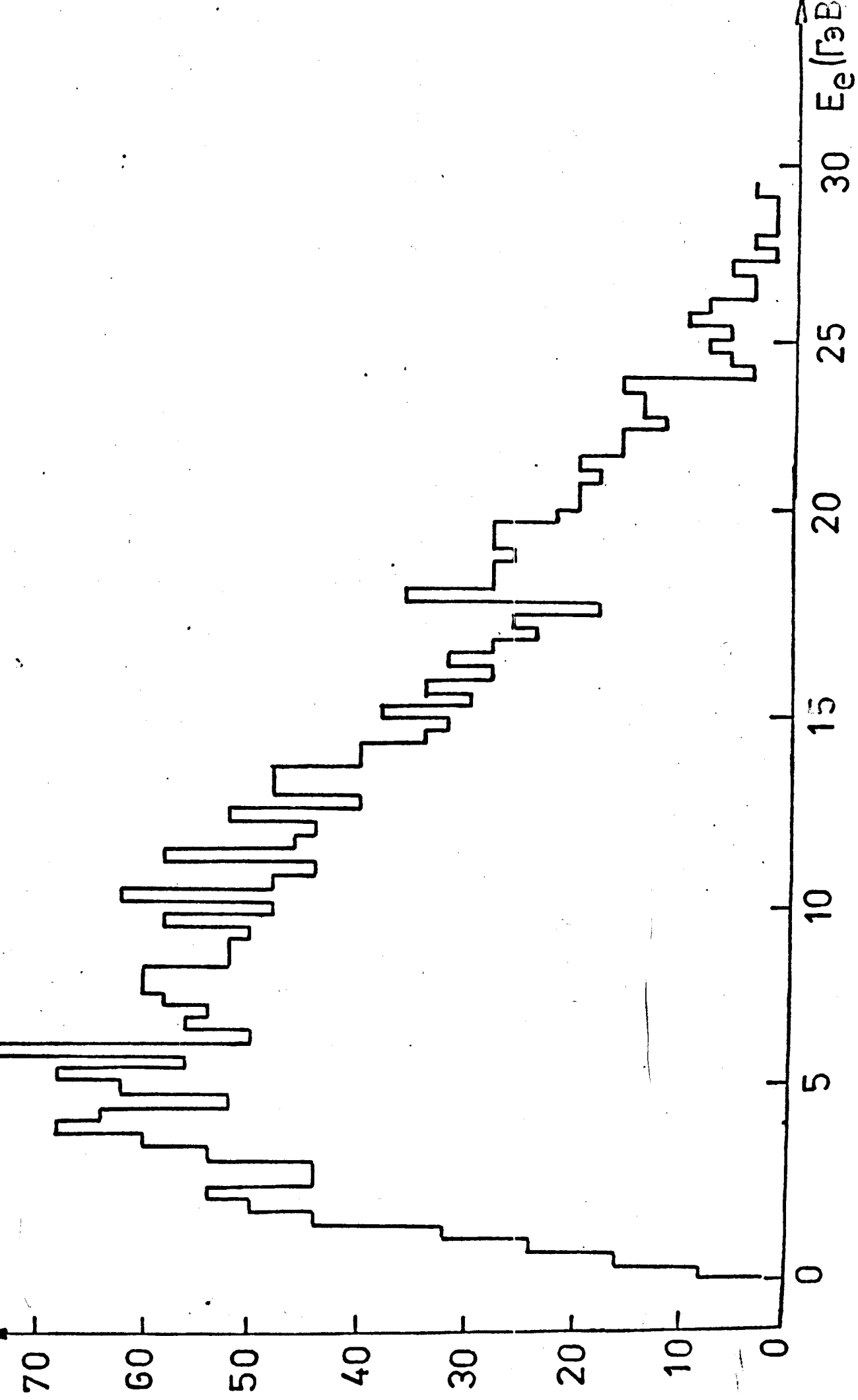


Рис.7

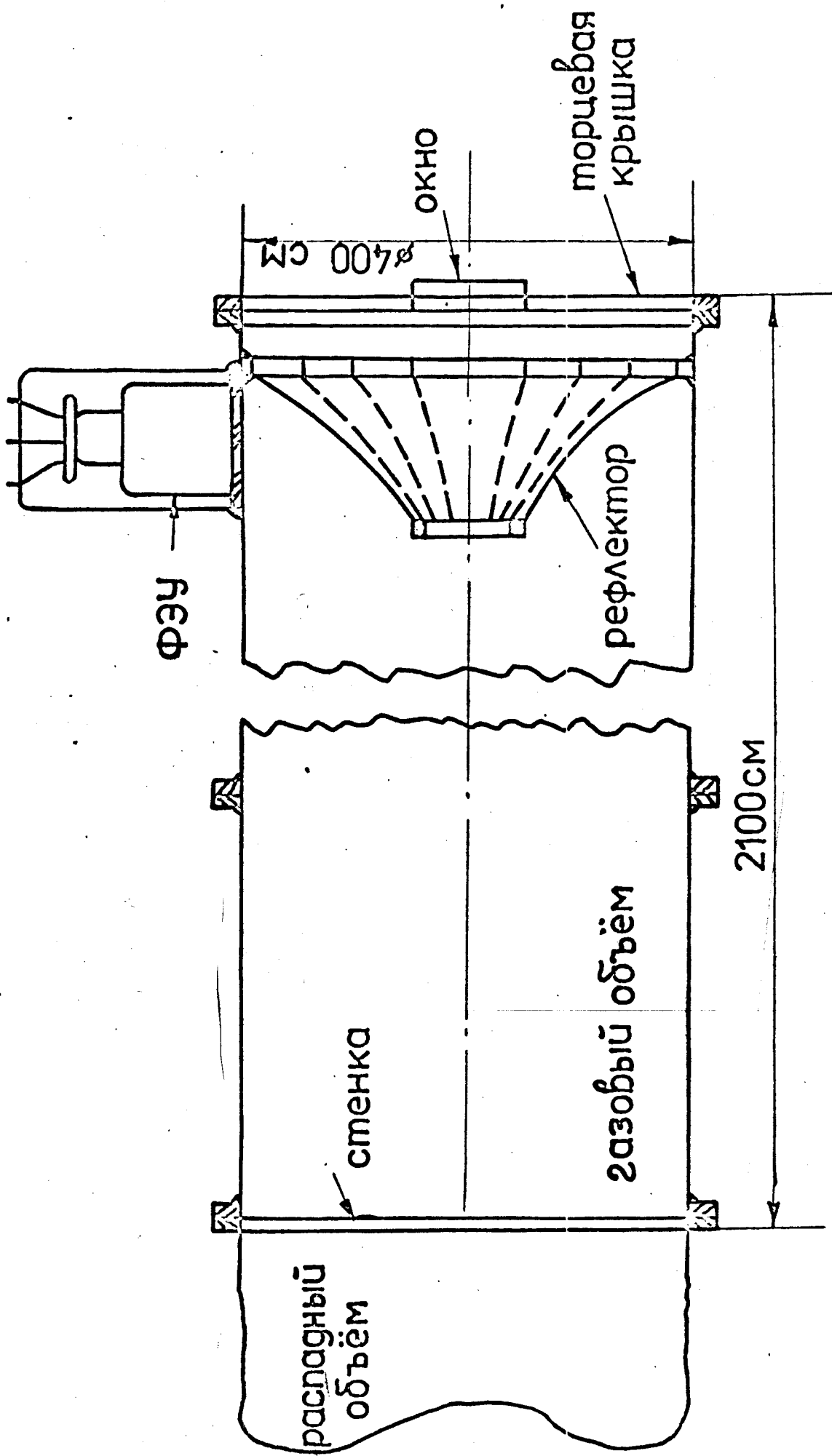


Рис. 8

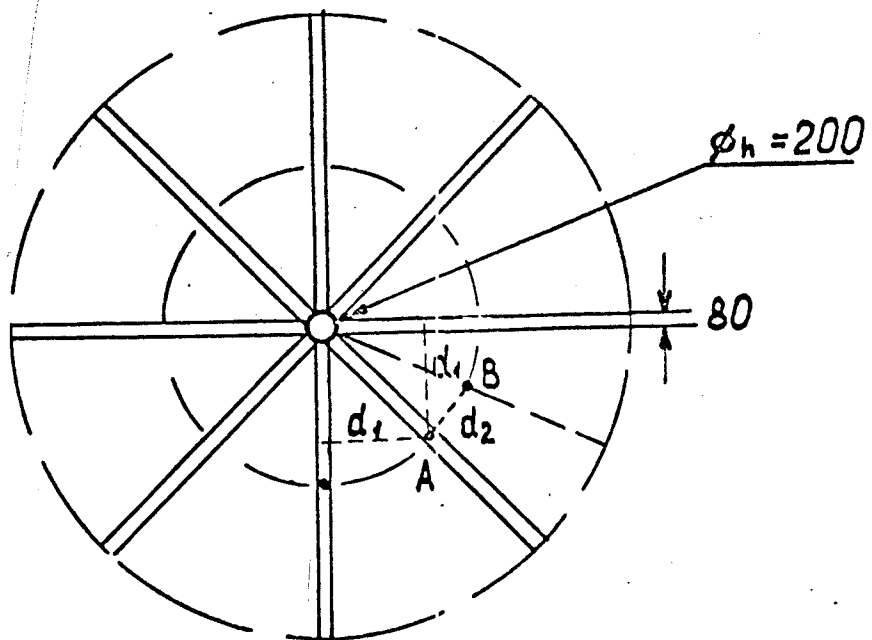
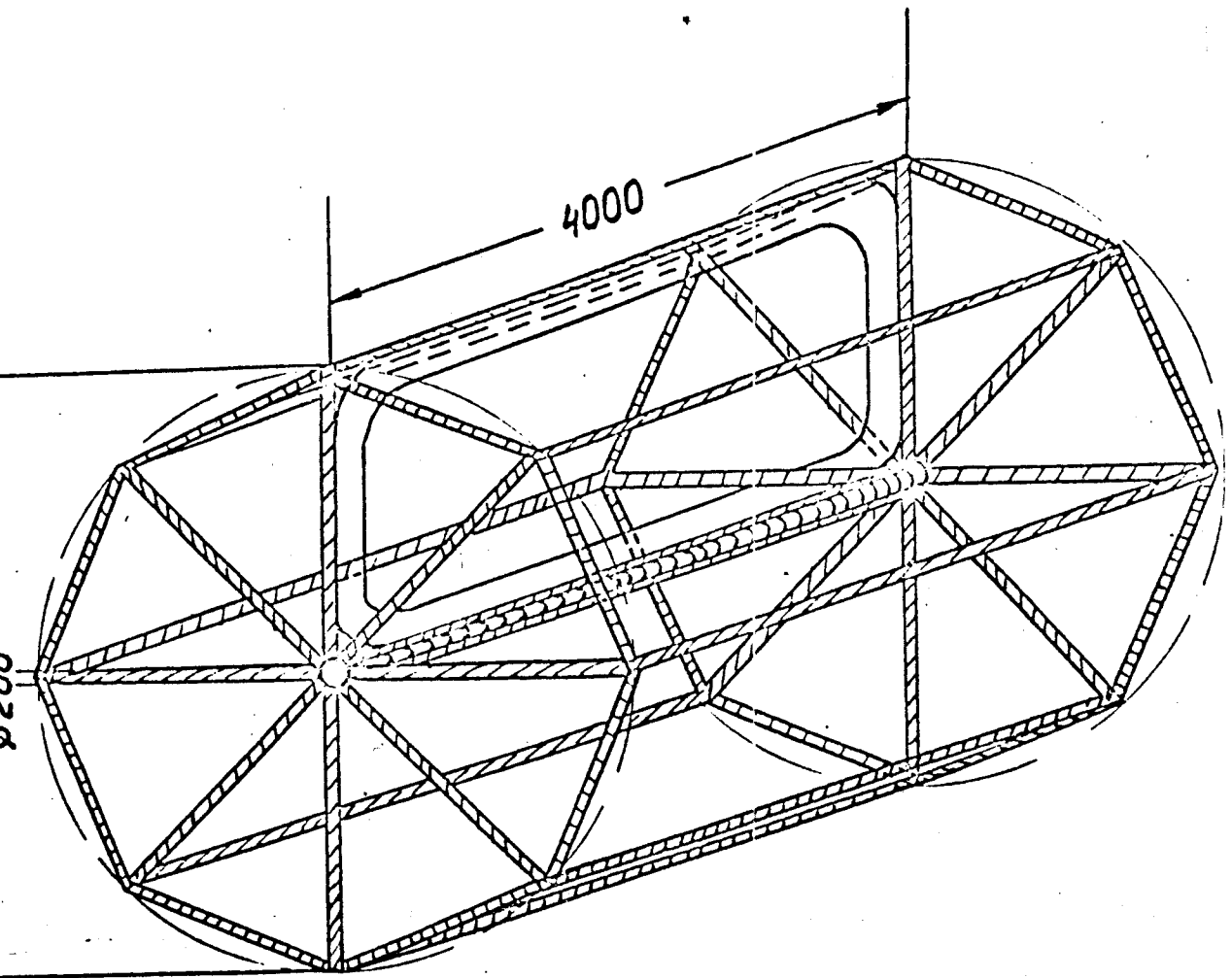


Рис. 9

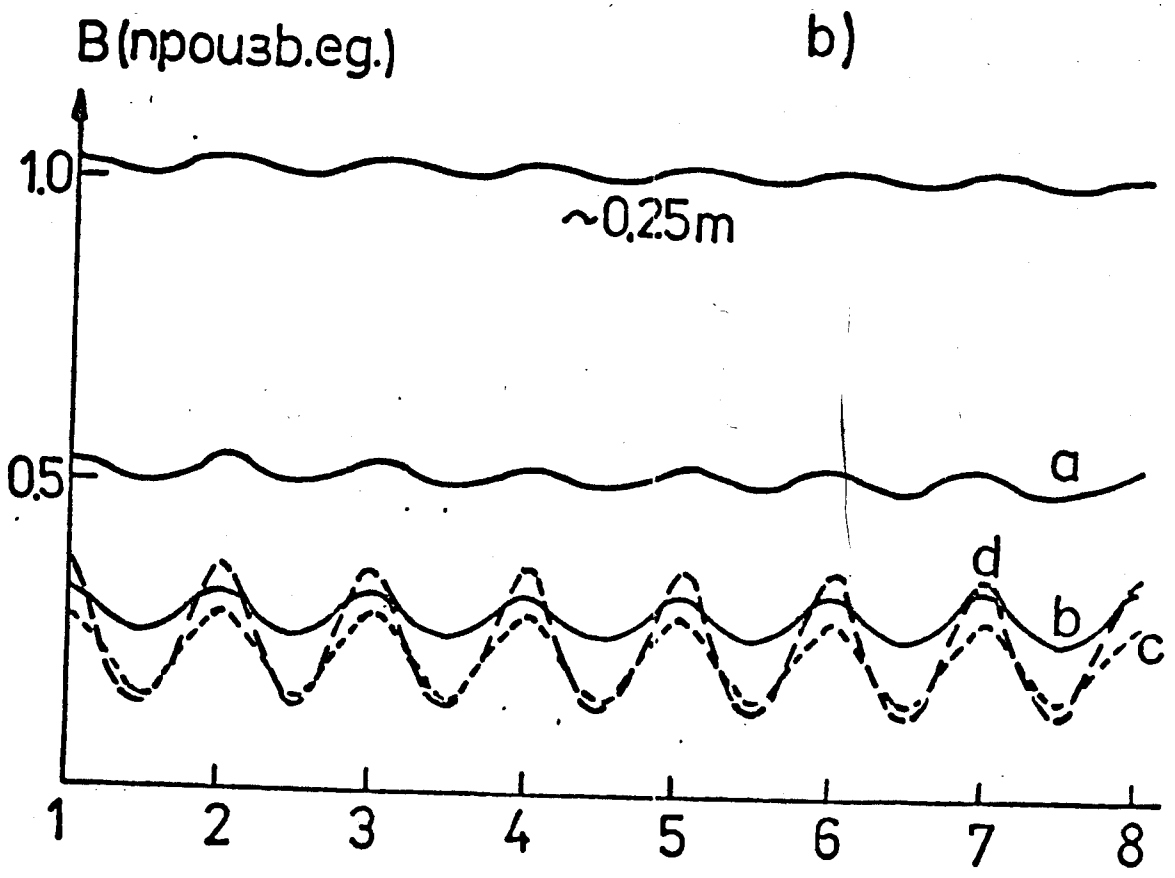
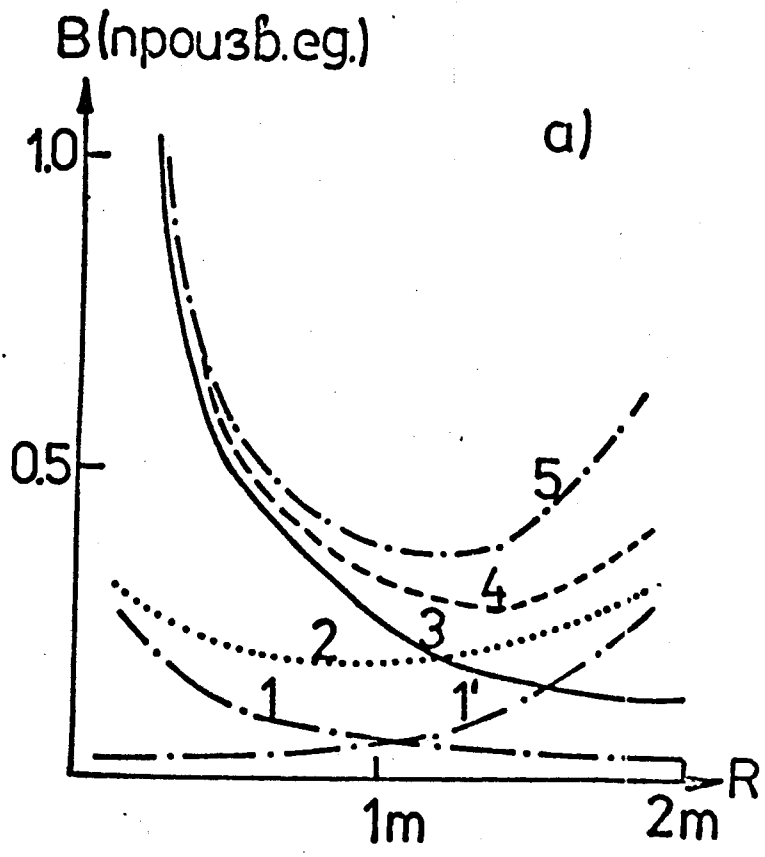
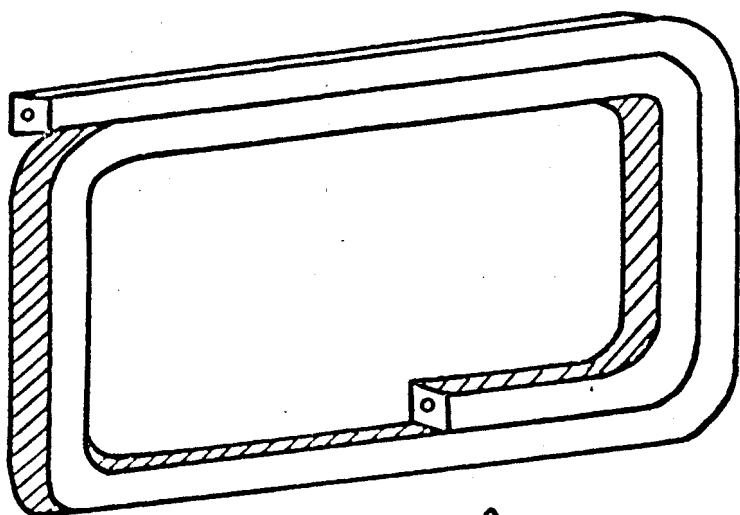
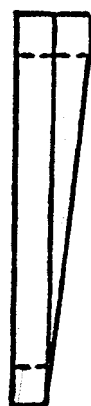
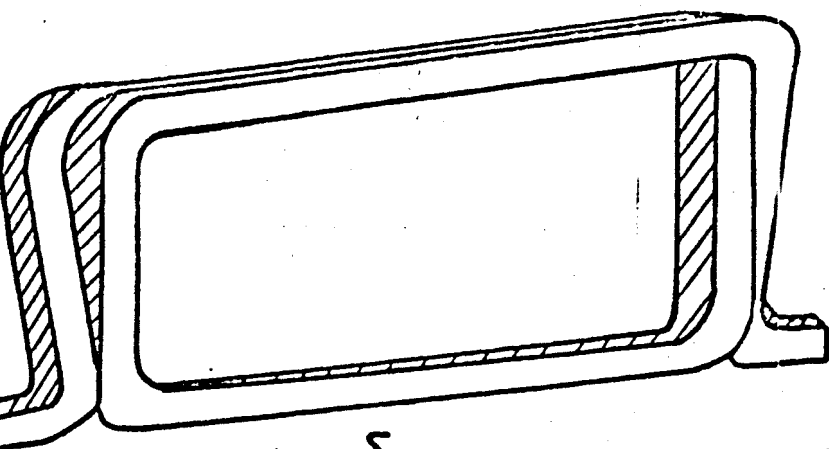


Рис. 10



а. рядовая намотка



б. специальная намотка

Рис. 11

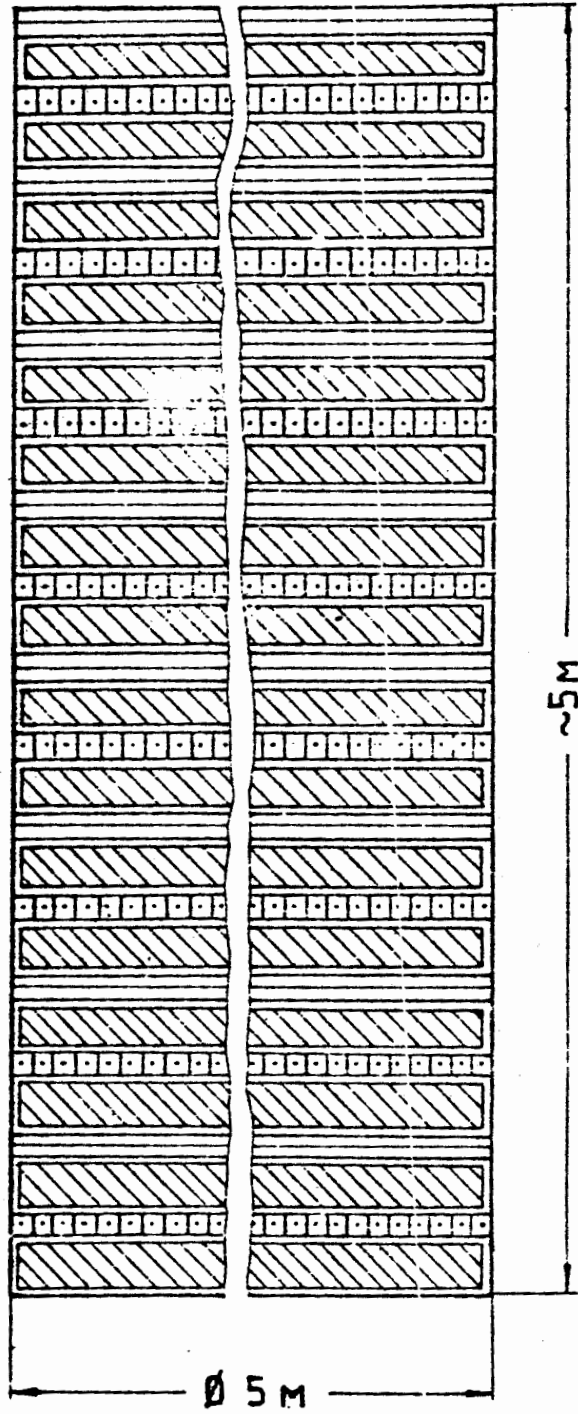


Рис. 12 ОБЩИЙ ВИД ДЕТЕКТОРА МЮОНОВ

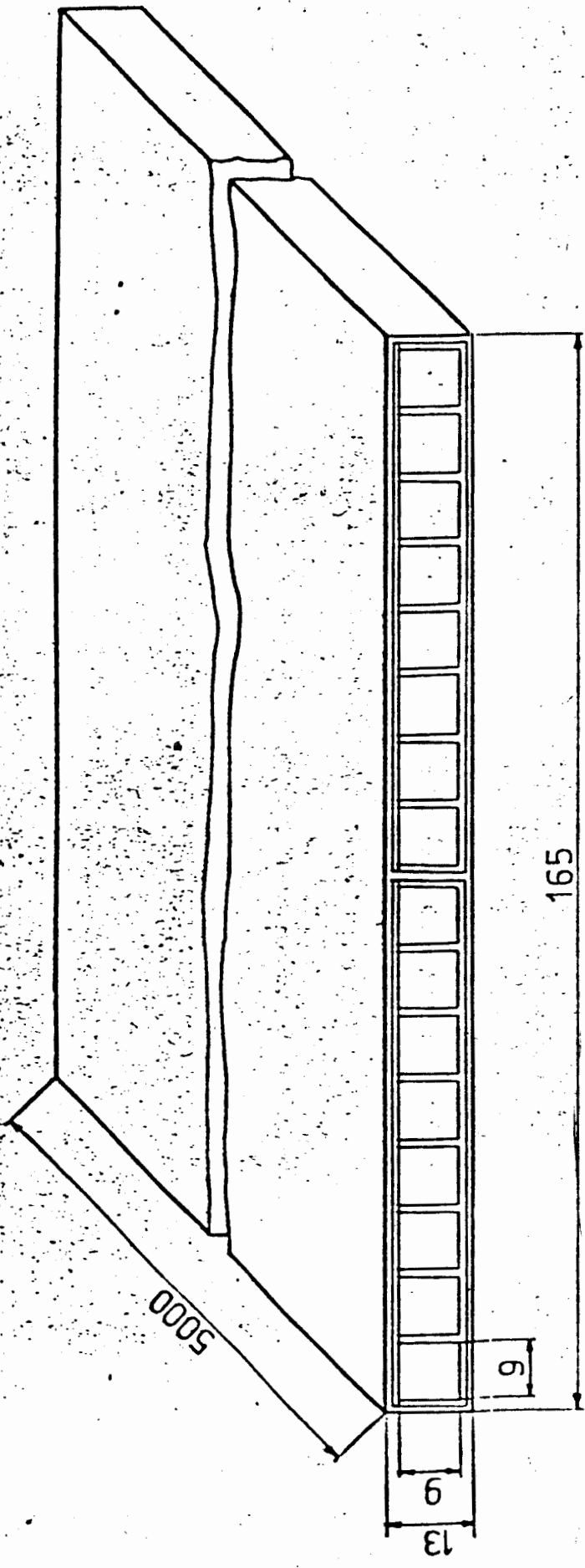


Рис. 13 МОДУЛЬ СТРИМЕРНЫХ ТРУБОК

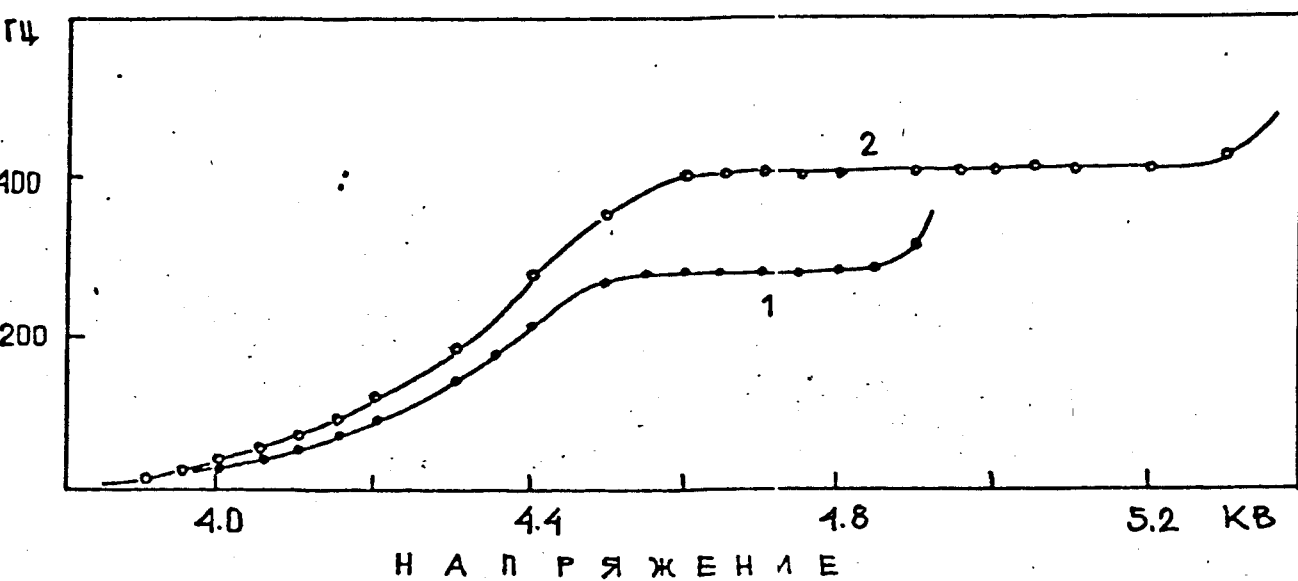


Рис. 14а Счётные характеристики стримерной трубки
 1 — смесь 50 аргон : 50 изобутан,
 2 — смесь 25 аргон : 75 изобутан.

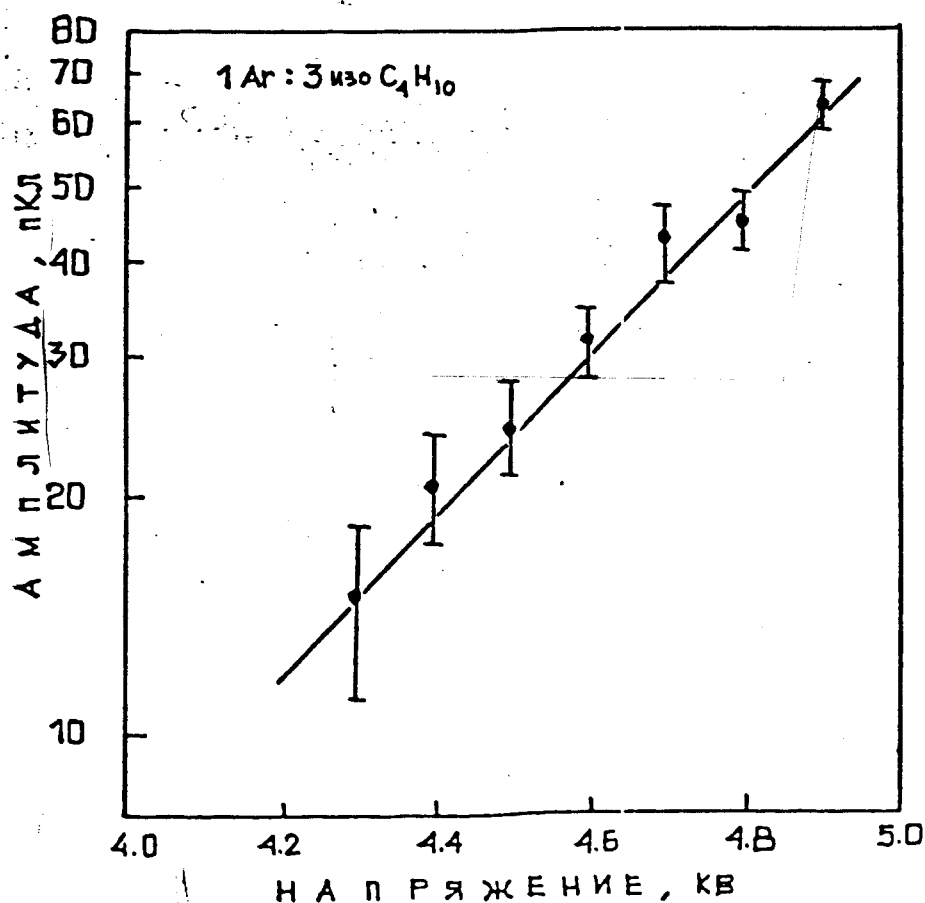


Рис. 14б Амплитудная характеристика стримерной трубки для смеси 25 аргон : 75 изобутан.

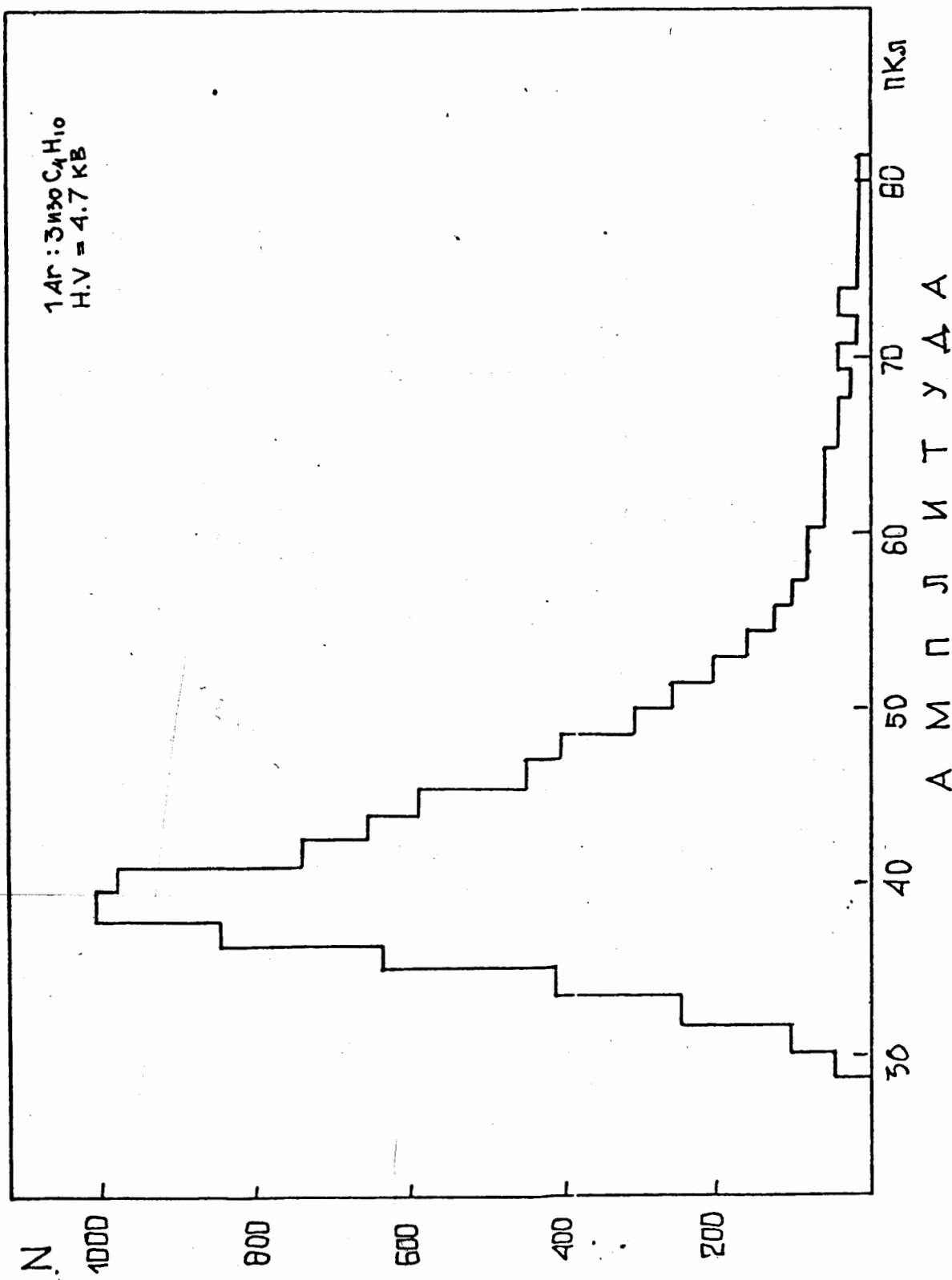


Рис. 15 спектр импульсов с анода стримерной трубки. Напряжение 4,7 кВ.
Смесь 25 аргон : 75 изобутан.

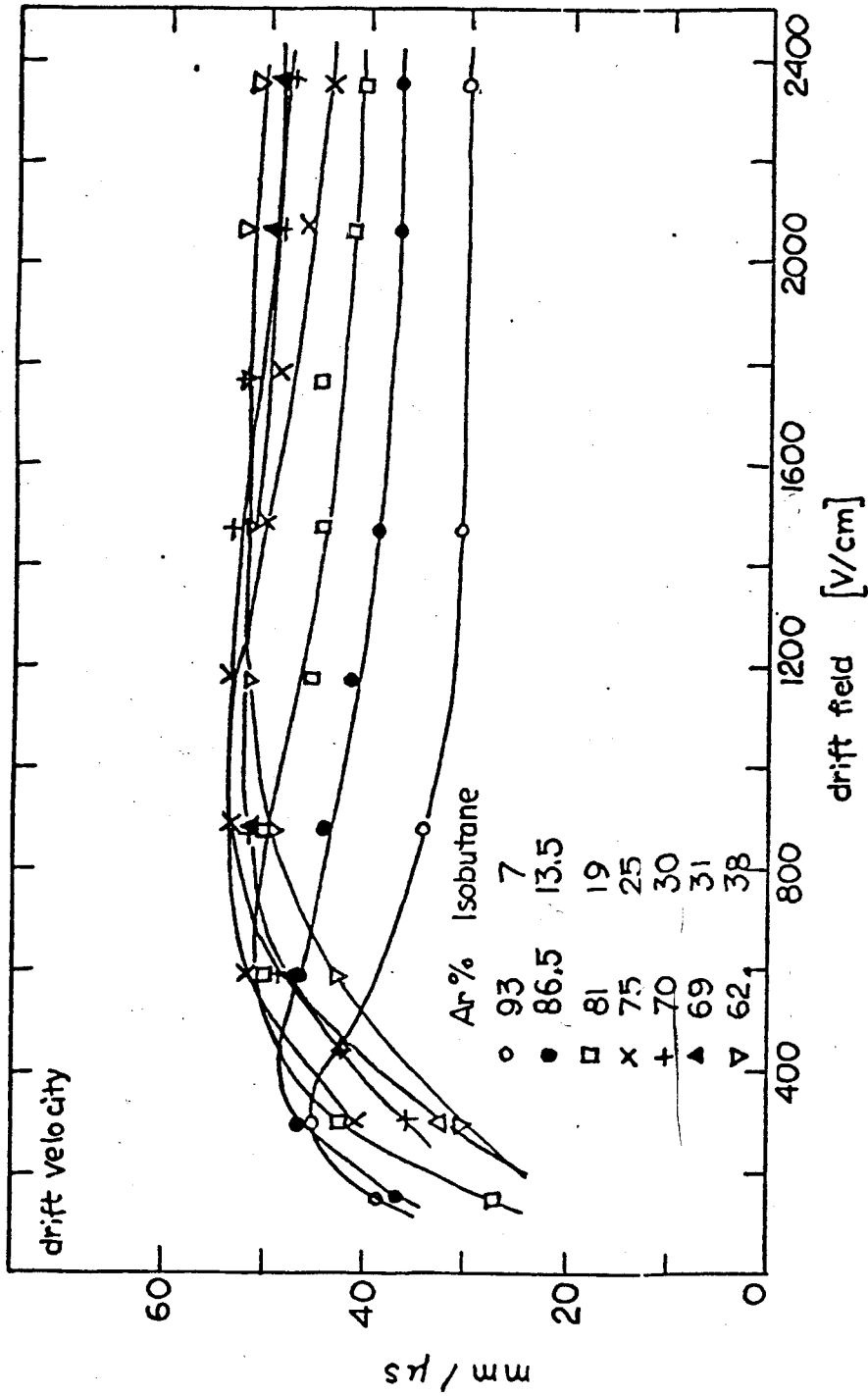
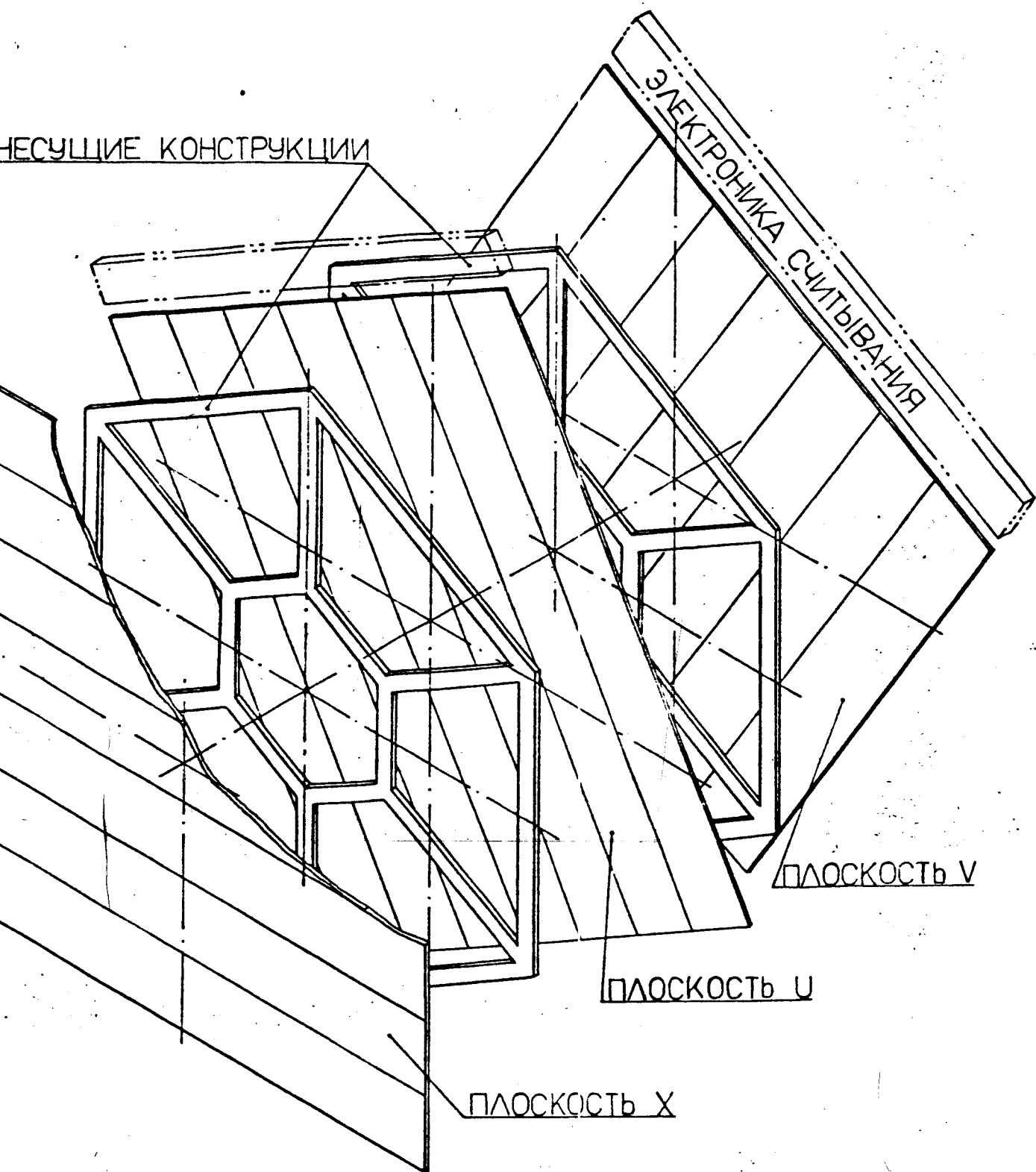
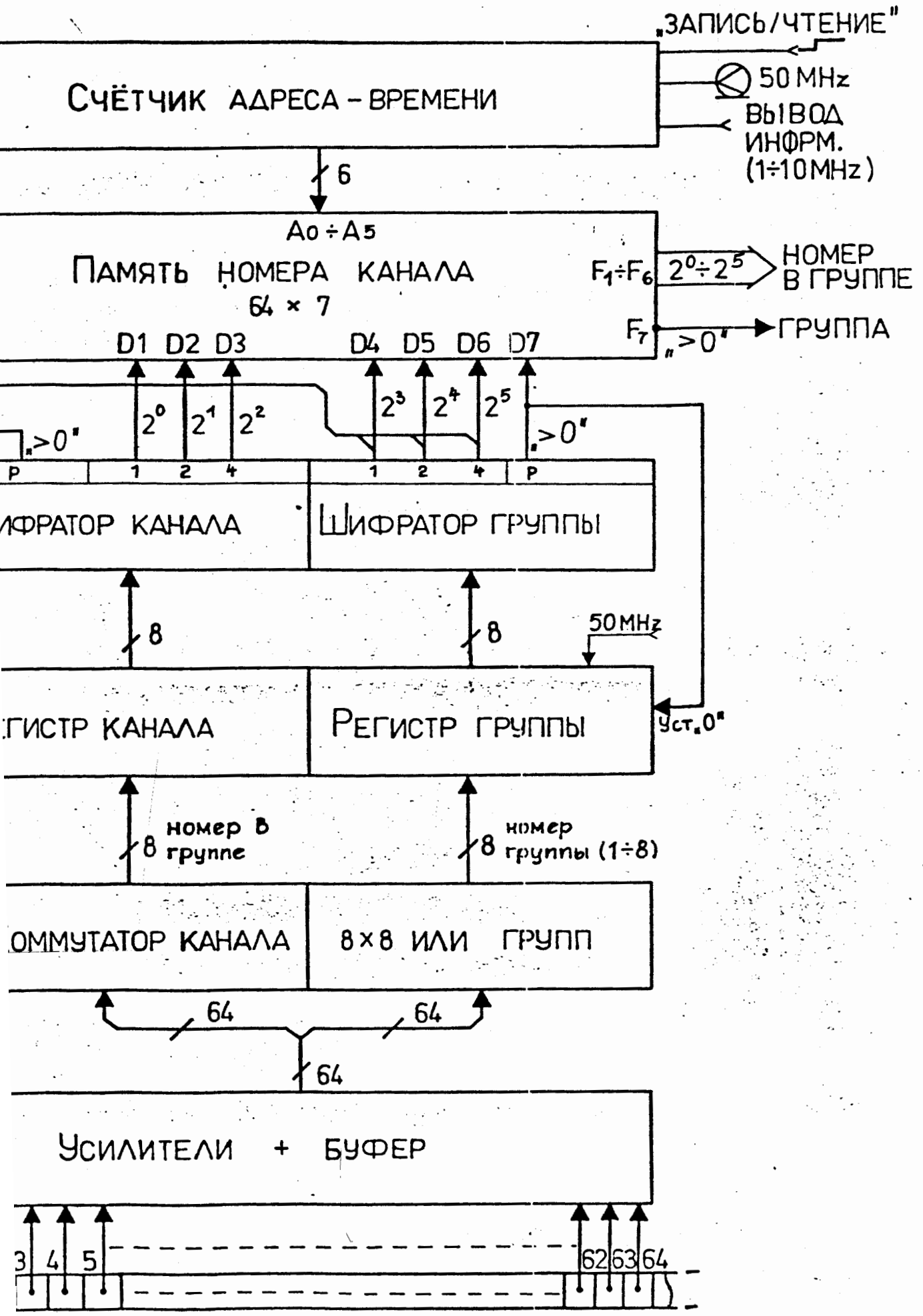


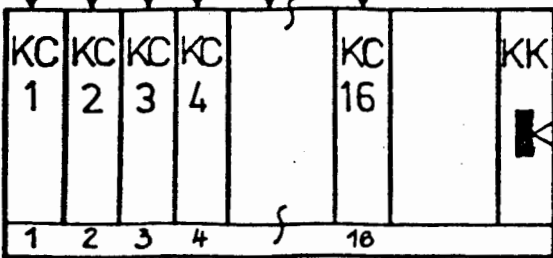
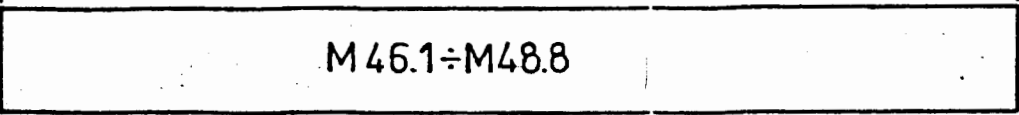
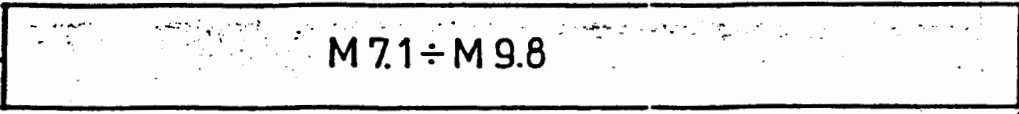
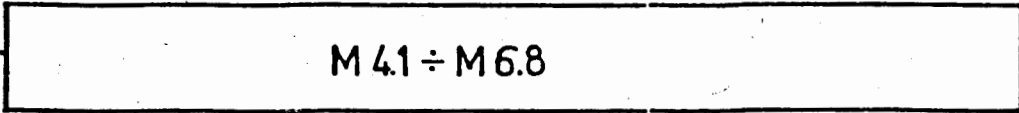
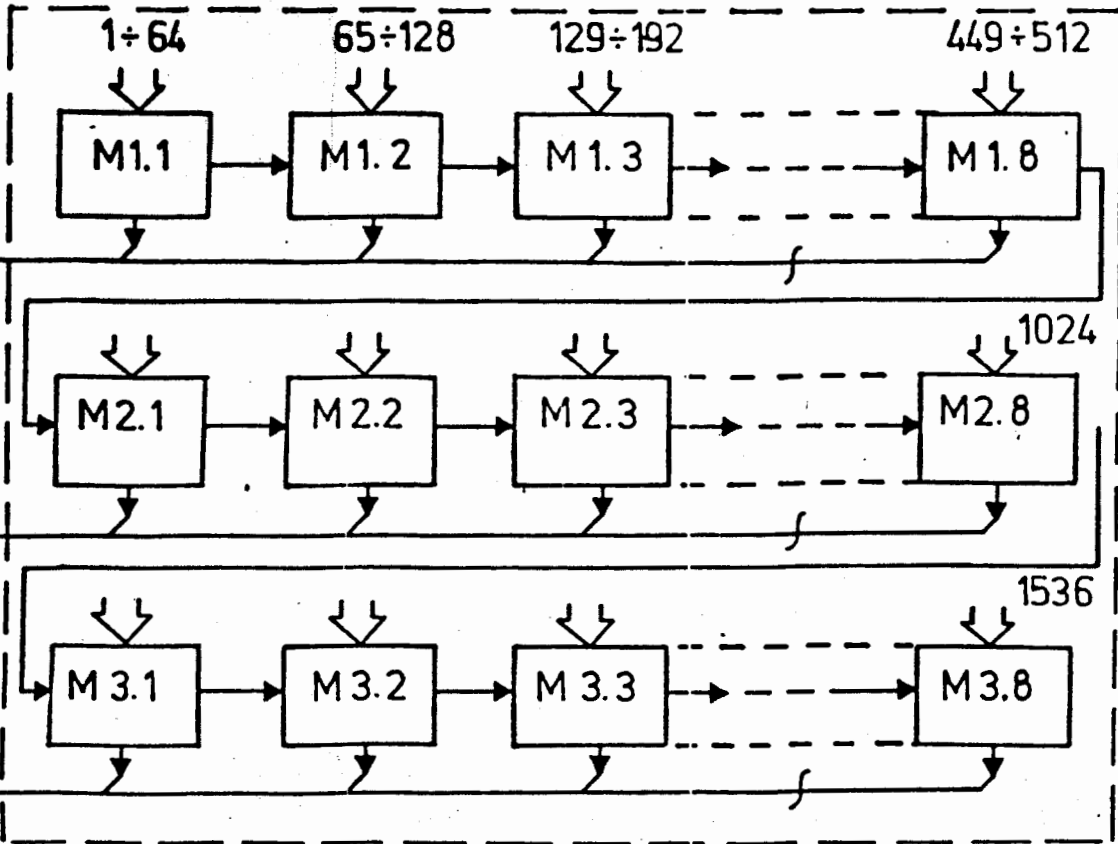
Рис. 16 Зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности электрического поля для смеси аргона с изобутаном при различных концентрациях.

НЕСУЩИЕ КОНСТРУКЦИИ





ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ СХЕМА МОДЕЛИ РЕГИСТРАЦИИ КАНАЛОВ



КС - КОНТРОЛЛЕР СЧИТЫВАНИЯ
 КК - КОНТРОЛЛЕР КРЕЙТА
 M1.1 ÷ M3.8 - МОДУЛИ РЕГИСТРАЦИИ