

И Ф В Э

СЭФ 72-72

А.П.Бугорский, В.Н.Горячев, А.И.Мухин, Ю.М.Свиридов,
Ю.Г.Строганов

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРЕ
ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ МЮОННЫХ ПОТОКОВ В ЗАЩИТЕ
В НЕЙТРИННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ ИФВЭ

Серпухов 1972

А.П.Бугорский, В.Н.Горячев, А.И.Мухин, Ю.М.Свиридов,
Ю.Г.Строганов

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРЕ
ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ МЮОННЫХ ПОТОКОВ В ЗАЩИТЕ
В НЕЙТРИННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ ИФВЭ

Бугорский А.П., Горячев В.Н., Мухин А.И., Свиридов Ю.М.,
Строганов Ю.Г.

Восстановление спектра нейтрино в детекторе по распределению
мюонных потоков в защите в нейтринном эксперименте ИФВЭ.
Серпухов, 1972.

18 стр. с рис. (ИФВЭ СЭФ 72-72).
Библиогр. 6.

В работе оцениваются ошибки при восстановлении нейтринного
спектра по измерениям потоков мюонов в защите в условиях нейтринно-
го эксперимента ИФВЭ.

Кратко обсуждается экспериментальная аппаратура, а также до-
стоинства и недостатки других методов восстановления нейтринного
спектра.

Препринт Института физики высоких энергий.
Серпухов, 1972.

Bugorsky A.P., Goryachev V.N., Mukhin A.I., Sviridov Yu.M.,
Stroganov Yu.G.

Reconstruction of Neutrino Spectrum in Detectors by Muon
Flux Distribution in Shielding in IHEP Neutrino Experiment.
Serpukhov, 1972.

18 p. (IHEP. 72-72).
Ref. 6.

Errors in reconstruction of neutrino spectrum by measuring
muon flux in the shielding have been estimated for conditions
of the IHEP neutrino experiment.

Brief discussion is devoted to the experimental apparatus
as well as to advantages and disadvantages of other methods
for neutrino spectrum reconstruction.

Preprint. Institute of High Energy Physics.
Serpukhov, 1972.

1. Введение

Одной из принципиальных особенностей в постановке нейтринных исследований на ускорителях является не определяемый прямыми измерениями энергетический спектр нейтринного пучка, проходящего через детекторы. Важной частью нейтринных экспериментов является определение этого спектра, так как его знание является необходимым условием для вычисления сечений различных каналов упругих и неупругих процессов в детекторе, а также для определения зависимости полного сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино от энергии.

На ускорителях нейтринные пучки высоких энергий получают от распадов π - и K -мезонов :

$$\pi \rightarrow \mu + \nu,$$

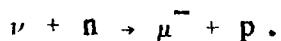
$$K \rightarrow \mu + \nu.$$

π -и K -мезоны образуются в результате взаимодействия протонного пучка с веществом мишени. Далее мезоны нужного знака фокусируются в направлении детектора при помощи специального фокусирующего устройства. Рас-

пад π -и K -мезонов происходит в распадном канале. При высоких энергиях длина распадного канала становится большой, и его необходимо откачивать. Стальная защита, размещенная за распадным каналом, предохраняет детектор от попадания в него адронной и мюонной составляющих пучка.

Нейтринный поток в детекторе может быть в принципе рассчитан по спектрам рождающихся π -и K -мезонов, интенсивности протонного пучка и его распределению на мишени, геометрии нейтринного канала и величине токов в фокусирующем устройстве. Этим методом пользовались при расчёте нейтринного потока через детектор при обработке результатов эксперимента ЦЕРН в 1963 г.^{/1/} Точность определения потока нейтрино в этом эксперименте была ограничена, главным образом, знанием спектров π -и K -мезонов. Однако неопределенность в других параметрах (сложное фокусирующее устройство, интенсивность протонного пучка и т.п.) давала, по оценке авторов, дополнительную ошибку 20–30%.

Другим обсуждавшимся в литературе^{/2/} методом восстановления нейтринного потока на детекторе является измерение сечения упругой реакции



При нулевом переданном импульсе сечение этого процесса на свободных нейтронах постоянно, независимо от предположений о формфакторах. Таким образом, наблюдаемое экспериментально число событий при малых q^2 является методом измерения потока нейтрино через детектор, а по энергиям и углам вылета продуктов реакции может быть вычислено энергетическое распределение нейтринного потока в детекторе. В экспериментах на сложных ядрах встречаются большие трудности при отождествлении этой реакции, кроме того, статистическая точность мала, особенно для высоких энергий, где плотность нейтринного потока резко падает.

Третьим методом определения потока нейтрино через детектор является измерение связанного с ним потока мюонов в стальной защите. Принцип метода заключается в следующем. Рождение каждого нейтрино при распаде мезонов сопровождается рождением мюона в том же распаде. Следовательно, можно сопоставить нейтринный поток в детекторе и мюонный поток

в защите. Связь мюонного и нейтринного спектров такова, что информацию о более энергичной части нейтринного спектра несет высокоэнергетическая часть мюонного спектра. Таким образом, измерение распределения потоков мюонов по глубине и радиусу защиты дает информацию о спектре нейтрино, попадающих в детектор.

Этот метод использовался при восстановлении потока нейтрино в Брукхейвенском эксперименте ^{/3/} и в эксперименте ЦЕРН в 1967 году ^{/4/}.

Практически измерение мюонных потоков и восстановление спектра нейтрино в детекторе по этим потокам в эксперименте ЦЕРН проводилось следующим образом. В защите с глубины 1,7 до 18 м было сделано около 30 каналов так, что их оси были перпендикулярны к оси пучка. В эти каналы для измерения потоков μ -мезонов помещались ионизационные камеры и сцинтилляционные счётчики. Ионизационные камеры использовались для измерения потоков в пределах от 10^7 до 10 мюонов/см² в импульсе. В области меньших потоков (~ 1 мюон/см²) использовались сцинтилляционные счётчики. В радиальном направлении измерения велись от 0,15 до 2 м от оси защиты. Ожидаемые мюонные потоки в точках защиты, где проводились измерения, сначала вычислялись, используя эмпирическую формулу для выходов π -и K-мезонов ^{/5/}. Затем параметры в эмпирической формуле измерялись таким образом, чтобы получить наилучшее согласие между измеренными и вычисленными значениями потоков мюонов, и, используя формулу с исправленными параметрами, вычислялся нейтринный поток в детекторе. Авторы утверждают, что описанным методом они получили ошибку в нейтринном спектре в области от 2 до 5 Гэв, равную $\pm 10\%$. Эта ошибка состоит из неопределенности в калибровке ионизационных камер ($\pm 7\%$), ошибки, вызванной 1%-ной неопределенностью в плотности защиты ($\pm 5\%$) и неопределенностью из-за флуктуаций тока в фокусирующем устройстве ($\pm 3\%$). В области между 1,5 и 2 Гэв точность восстановления спектра была $\pm 15\%$. Ухудшение точности в этой области энергий вызвано наличием адронной составляющей потока в первых разрезах защиты. На глубине 1,7 м адроны составляли $(50 \pm 25)\%$; на глубине 2,5 м — $(12 \pm 6)\%$ и на глубине 3,1 м ад-

ронная часть составляла $(4 \pm 2)\%$ от полного потока заряженных частиц. В области выше 5 Гэв неопределенность в K/π -отношении вызывала увеличение погрешности в нейтринном спектре до $\pm 25\%$.

В планируемом нейтринном эксперименте на ускорителе ИФВЭ энергия протонов будет существенно выше, чем в предыдущих экспериментах. Поэтому существенно изменятся такие параметры нейтринного канала, как длина распадного туннеля и основной защиты детекторов. Кроме того, предполагается использовать другое фокусирующее устройство. Все это, а также отсутствие опубликованного анализа возможностей метода, заставляет вновь рассмотреть методику восстановления спектра нейтрино в детекторе по спектру мюонов в защите и оценить ожидаемые погрешности.

II. Общая схема нейтринного эксперимента ИФВЭ

Схема эксперимента показана на рис. 1. Выведенный протонный пучок фокусируется на мишень Т. Образующиеся в результате взаимодействия протонов с веществом мишени π - и К-мезоны фокусируются системой из шести параболических линз в вакуумный распадный канал длиной ~ 150 м. Диаметр вакуумного канала перед защитой нейтринных детекторов равен 1,4 м. Длина стальной защиты составляет около 60 м. Ядерно-активная часть пучка поглощается в нескольких первых метрах защиты, остальная ее часть служит для измерения спектра мюонов, образовавшихся при распадах π - и К-мезонов в вакуумном канале. Для измерений в защите делаются поперечные разрезы, в которых устанавливаются мюонные детекторы. Вопросы размещения разрезов по глубине мюонного фильтра и детекторов в них будут подробно рассматриваться ниже. Ввиду того, что спектр мезо-

нов определяется по их пробегаем в защите, важно обеспечить максимальную однородность материала в измерительной части защиты. На рис. 2 представлена зависимость от глубины в защите отношения потоков каонных мюонов к полному потоку на данной глубине, вычисленная по данным работы /6/. Видно, что измеряемый в защите спектр μ -мезонов определяется главным образом распадами π -мезонов. Ниже будет рассмотрена возможность восстановления нейтринного спектра от распадов π -мезонов по полным потокам мюонов в защите.

III. Расположение измерительных разрезов по глубине защиты

Одним из важных вопросов при определении мюонного спектра является вопрос о том, в каких местах по глубине защиты располагать детекторы для получения нужной информации о спектре нейтрино в искровой и пузырьковой камерах, которые предполагается использовать в качестве детекторов нейтрино. Ожидаемая точность восстановления энергии нейтрино в пузырьковой камере составляет примерно 10%, в искровой камере — около (15–20)%, поэтому фактически нас интересует спектр нейтрино, проинтегрированный по интервалам $\omega, (1 \pm 0,1)$. Для оценки расположения разрезов с детекторами по глубине защиты воспользуемся приближенной формулой, дающей связь между спектром нейтрино из распадов π -мезонов, проинтегрированным по соответствующим энергетическим интервалам, и производными от полного потока μ -мезонов в определенных разрезах защиты:

$$\overline{N(\omega_0)} = \int_{0.9\omega_0}^{1.1\omega_0} \frac{dN}{d\omega}(\omega) \cdot d\omega = \frac{M^2}{M^2 - m^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{m^2}{M^2} \right)^n \times \quad (1)$$

$$\times \left\{ T \left[\frac{0,9 \omega_0 M^2}{C(M^2 - m^2)} \left(\frac{M^2}{m^2} \right)^n \right] - T \left[\frac{1,1 \omega_0 M^2}{C(M^2 - m^2)} \left(\frac{M^2}{m^2} \right)^n \right] \right\}; \quad (1)$$

$$n = 0, 1, \dots, \infty,$$

где m — масса μ -мезона; M — масса π -мезона; $T(z)$ — полный поток мюонов в сечении защиты на глубине z ; ω_0 — средняя энергия нейтрино; C — коэффициент пропорциональности между импульсом μ -мезона и его средним пробегом в железе. Для того, чтобы определить число нейтрино в интервале энергий $(1 \pm 0,1) \omega_0$, нужно измерять поток в точках

$$z_n = \frac{\omega_0 M^2}{(1 + \epsilon) C (M^2 - m^2)} \cdot \left(\frac{M^2}{m^2} \right)^n \quad \text{и} \quad z'_n = \frac{(1 + \epsilon) \omega_0 M^2}{C (M^2 - m^2)} \cdot \left(\frac{M^2}{m^2} \right)^n;$$

$$n = 0, 1, \dots, \infty$$

где $\epsilon = 0,1$. Располагая сечения на глубинах

$$z_n = \frac{(1 + \epsilon)^{2n-1} \omega_0 M^2}{C (M^2 - m^2)} \cdot \left(\frac{M^2}{m^2} \right)^n, \quad n = 0, 1, \dots, \infty,$$

где $N = n + 1$ — номер разреза, мы можем определить $N(\omega)$ в интервалах $\frac{\omega_{\text{ср}}}{1 + \epsilon} < \omega < (1 + \epsilon) \omega_{\text{ср}}$ для ряда энергий нейтрино:

$$\omega_0; (1 + \epsilon)^2 \omega_0; (1 + \epsilon)^4 \omega_0 \dots \quad \text{и т.д.}$$

Падение мюонного спектра с увеличением энергии мюонов приводит к тому, что с ростом n вклад соответствующих разностей полных потоков в данный интервал нейтринного спектра резко падает. При $\omega > 5$ Гэв, например, для восстановления числа нейтрино в заданном интервале с при-

емлемой точностью достаточно одной разности. Из-за ядерного каскада не удастся измерять потоки μ -мезонов в защите ближе, чем на глубине 3 м, что не позволит восстановить этим методом спектр нейтрино с энергией ниже 2,1 Гэв. Расчёты нейтринных спектров показали, что вклад распадов К-мезонов в энергетический спектр нейтрино становится сравнимым с вкладом от распадов π -мезонов при $\omega_1 \gtrsim 13$ Гэв.

Ниже приводится оптимальный вариант системы сечений в защите, который позволяет определить число нейтрино в интервалах $\omega_1(1 \pm 0,1)$, покрывающих участок спектра от 2,1 до 22,5 Гэв.

Номер разреза	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Глубина разреза (м)	3,0	3,7	4,5	5,5	6,6	8,2	10,0	12,2	14,9	18,2	22,2	27,0	33,0

Энергии нейтрино, соответствующие этой системе, следующие:

ω_1 (Гэв) 2,1; 2,5; 3,1; 3,8; 4,5; 5,6; 6,9; 8,4; 10,3; 12,5; 15,3; 18,5; 22,5.

Формула (1) верна для спектра нейтрино от распадов π -мезонов в предположении, что все нейтрино от этих распадов попадают в детектор. На самом деле, при идеальной фокусировке, длине распадного канала $L = 150$ м и длине защиты $H = 60$ м в искровой детектор ($rd = 1,2$ м), например, попадают все нейтрино с энергиями $> 6,2$ Гэв. Поправки на приближение, что все нейтрино попадают в детектор, сводятся к тому, что вместо полных потоков входят интегралы от плотности потоков по радиусу с некоторыми известными функциями. Для нас существенно, однако, что эти интегралы нужно вычислять в тех же точках по глубине, что и в формуле (1). Кроме того, в виде поправки войдут члены, представляющие собой интегралы по глубине, для вычисления которых выбор сечений не является критичным. Эти поправки будут вычислены интерполяцией по нашей системе сечений.

Жесткую часть нейтринного спектра, источником которой являются, главным образом, распады K-мезонов, можно восстанавливать, зная потоки мюонов в приведенных выше сечениях и K/ π -отношение. Точность восстановления спектра с $\omega_\nu > 13$ Гэв будет рассмотрена особо.

IV. Экспериментальная аппаратура для измерения потоков μ -мезонов в защите

Было показано, что для восстановления спектра нейтрино в детекторе нужно измерять потоки μ -мезонов в заданных разрезах защиты. Предполагается измерять радиальное распределение потоков в разрезах. Полный поток мезонов через разрез получается затем интегрированием радиального распределения по углу. Предварительный расчёт радиальных распределений потоков мюонов в выбранной системе сечений защиты показывает, что потоки изменяются в диапазоне $(10^7 - 10^2)$ мюонов/см²·цикл при интенсивности протонного пучка 10^{12} протонов/цикл. Ввиду того, что эти потоки проходят через детекторы в импульсе за время 5 мксек, детекторы таких потоков должны работать в интегральном режиме. В качестве детекторов были выбраны ионизационные камеры. Ионизационные камеры просты в изготовлении. Они применялись для измерения потоков заряженных частиц, изменявшихся в больших диапазонах. Родом газа и его давлением можно менять величину заряда, собираемого камерой при заданном потоке через нее. В нашем случае это позволяет упростить систему съема информации с мюонных детекторов. В каждом из разрезов защиты предполагается располагать по 4 ионизационные камеры. Такое число камер также выбрано для упрощения системы съема информации. Радиальное распределение потока мюонов будет сниматься перемещением этих камер по радиусу. Заряд, собираемый каждой камерой, пропорционален потоку мюонов через нее, поэтому диапазон зарядов со всех камер составляет примерно 5 порядков. Чтобы упростить аппаратуру для амплитудного анализа, диапазон амплитуд

будет сведен к трем порядкам изменением режима работы ионизационных камер. Использованием в одном разрезе четырех камер с разными режимами работы удастся свести диапазон зарядов, снимаемых с каждой камеры, примерно к одному порядку.

Система съема информации с мюонных детекторов решает следующие задачи:

- 1) снимает с каждой камеры импульс, пропорциональный собранному заряду;
- 2) проводит амплитудный анализ импульсов;
- 3) информация об амплитудах записывается в оперативную память ЭВМ и на магнитную ленту с целью дальнейшей ее обработки.

Запись информации производится в период между импульсами ускорителя. Для оперативного контроля предполагается выводить информацию после предварительной обработки на осциллограф. Предусмотрены специальные детекторы для определения координат центра тяжести мюонного пучка в разрезах защиты. Блок-схема системы съема информации приведена на рис. 3.

У. Оценка ошибок в нейтринном спектре

1) Ошибки в нейтринном спектре за счёт погрешности при измерении полных потоков мюонов в разрезах защиты

В принятом нами приближении спектр нейтрино выражается через полные потоки мюонов в выбранных разрезах защиты. Вычислим ошибку определения полного потока мюонов по его радиальному распределению. Пусть поток мюонов представляет собой некоторую функцию от радиуса с несколькими параметрами, которые нужно определить. Точнее, пусть $f(a_1 \dots a_m, r)$ - плотность потока мюонов, измеряемая в точках $r_1, r_2 \dots r_m$ с ошибками $\sigma_1, \sigma_2 \dots \sigma_m$, соответственно. Полный поток равен:

$$F(a_1, a_2 \dots a_m) = 2\pi \int r \cdot dr f(a_1, a_2 \dots a_m, r).$$

данным о выходах π -и K -мезонов из мишени. Предполагалось, что погрешность вычисления потоков μ -мезонов от распадов каонов составляет 20%.

Далее, в первых сечениях защиты еще заметный вклад в полный поток вносят адроны. На рис. 4 представлен вклад адронной части в полный поток заряженных частиц в зависимости от пробега в защите по данным работы ^{14/}. Неопределённость в знании этого вклада приводит к 9%-ной ошибке при $\omega_\nu = 2,1$ Гэв и 3%-ной ошибке при $\omega_\nu = 2,5$ Гэв.

4) Ошибка, связанная с погрешностью в абсолютной калибровке ионизационных камер. Полная ошибка в нейтринном спектре

Абсолютная калибровка ионизационных камер задает масштаб мюонного спектра, т.е. площадь под кривой без изменения её формы. Таким образом, ошибка абсолютной калибровки ионизационных камер в нейтринный спектр войдет без изменений. Для сденок погрешность в абсолютной калибровке принималась равной 7%.

При вычислении полной ошибки в числе нейтрино, попадающих в выбранные энергетические интервалы, считалось, что рассмотренные выше источники погрешностей являются независимыми. Результаты вычислений представлены в таблице 4.

Л и т е р а т у р а

1. S. van der Meer, K.M.Vahlbruch. Neutrino Flux Calculations, NPA/Int 63-11, 6th May 1963.
2. M.Holder. Proc. Int. Conf on Experimental Neutrino Physics, CERN, 65-32, 1965.
3. R.Burnsat et al. Proc.Int.Conf on Experimental Neutrino Physics, CERN, 65-32, 1965.
4. D.Bloess et al. Nuclear Instr. and Methods, V. 91,N4, 1971.
5. T.R.Sendford and C.L.Wang. ANL-JRS/CLW-1,2, 1967.
6. C.Franzinetti, V.Moreggia. Neutrino and Muon Beams by Protons of 76 and 200 Gev. Istituto di Fisica dell'Universita di Torino 1971.

Рукопись поступила в издательскую группу
2 октября 1972 года.

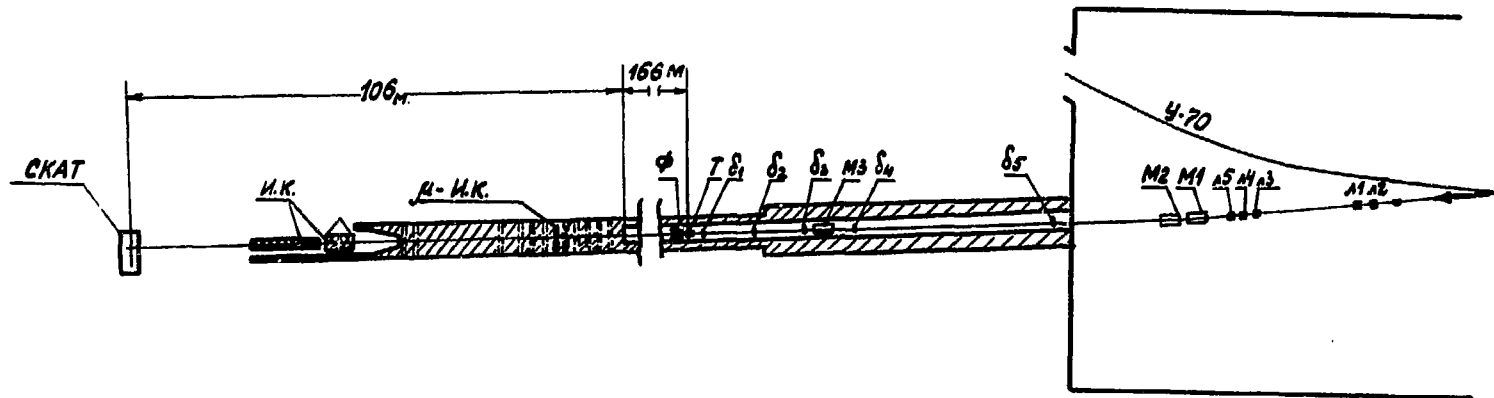


Рис. 1. Схема нейтринного эксперимента: (Л₁ – Л₅) – квадрупольные линзы, М₁ – М₃ – отклоняющие магниты, Т – мишень, (δ₁ – δ₅) – детекторы протонного пучка, Ф – фокусирующая система, μ-И.К. – ионизационные камеры в защите для регистрации мюонов, И.К. – искровой детектор ИТЭФ, СКАТ – пузырьковая камера ИФВЭ.

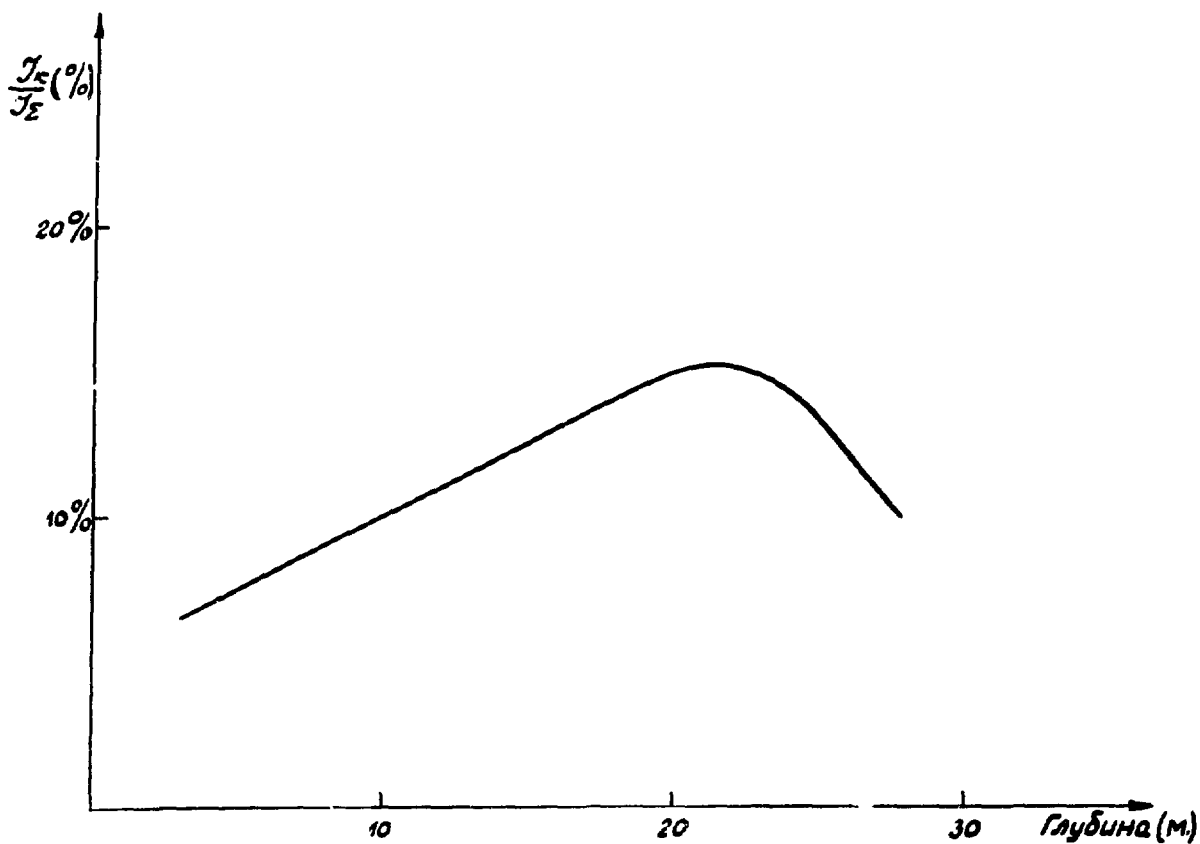


Рис. 2. Зависимость отношения потока μ от распадов К-мезонов к полному потоку от глубины защиты.

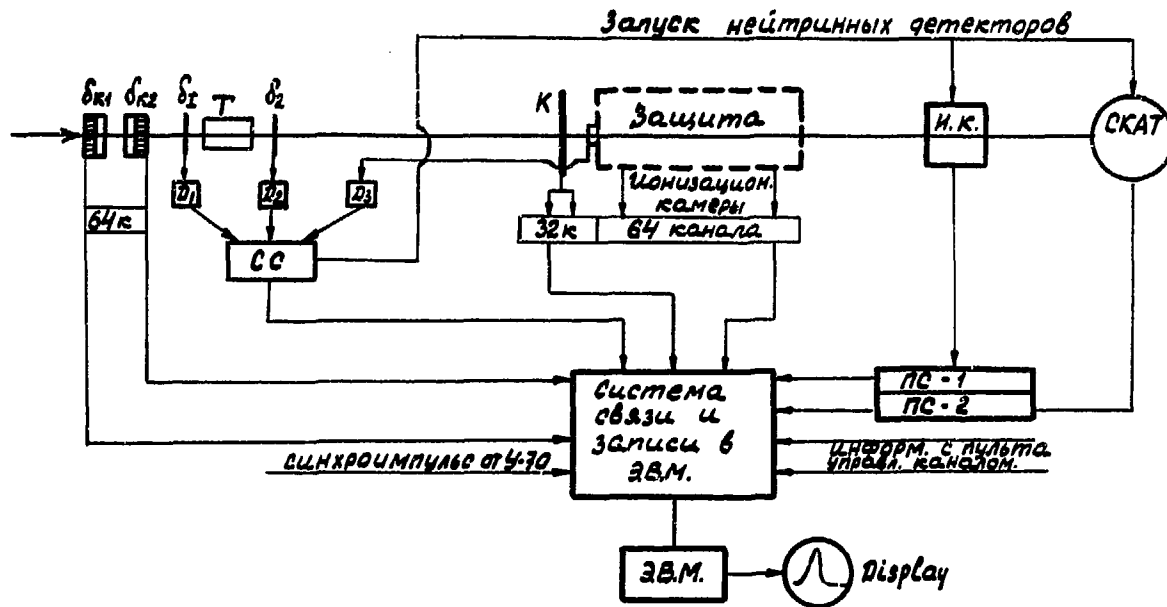


Рис. 3. Блок-схема системы съёма информации: δ_1 , δ_{11} - детектор полной интенсивности протонного пучка, δ_{k1} , δ_{k2} - детекторы протонного пучка, T - мишень, K - координационная камера центра тяжести мюонного пучка, ($D_1 - D_3$) - дискриминаторы, CC - схема совпадений, ($ПС1-ПС2$) - счётчики числа кадров с нейтринных детекторов.

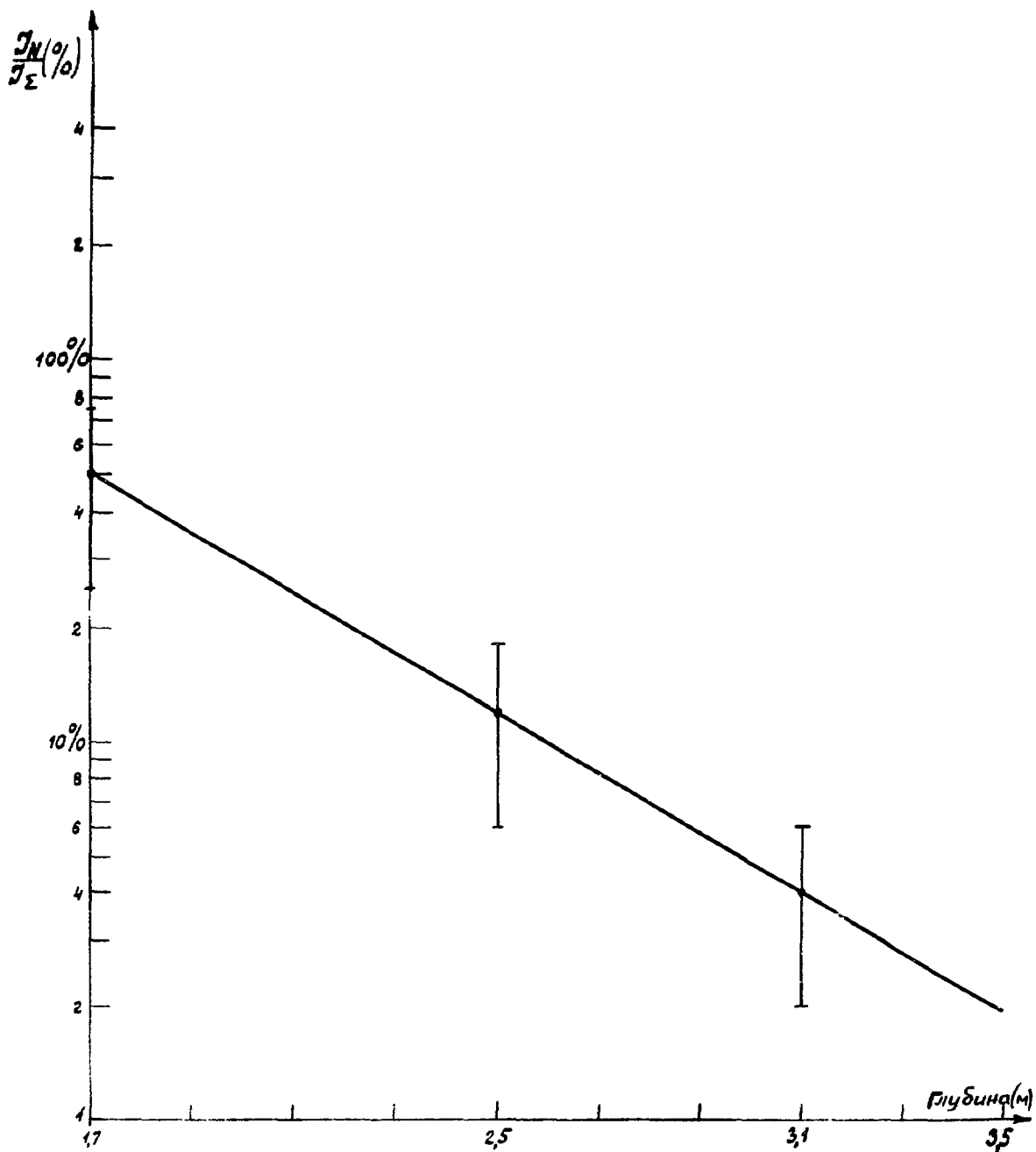


Рис. 4. Зависимость отношения потока адронов к полному потоку от глубины в защите.

Т а б л и ц а 1

Ошибки в нейтринном спектре, вызванные погрешностью измерения
полных потоков мюонов в разрезах защиты

ω_ν (Бэб)	2.1	2.5	3.1	3.8	4.5	5.6	6.9	8.4	10.3	12.5
ε (%)	4.3	4.1	4.0	2.4	1.7	2.3	1.3	1.2	1.6	0.9

Т а б л и ц а 2

Ошибки в нейтринном спектре из-за 1%-ной неоднородности в плотности защиты

ω_ν (Бэб)	3.8	4.5	5.6	6.9	8.4	10.3	12.5
ε (%)	1.8	2.1	2.5	2.9	3.4	4.1	5.0

Т а б л и ц а 3

Ошибки в нейтринном спектре, связанные с примесью каонных мюонов

ω_ν (БэВ)	2,1	2,5	3,1	3,8	4,5	5,6	6,9	8,4	10,3	12,5
ε (%)	8,8	8,1	8,5	5,8	4,2	5,8	3,8	4,1	5,5	3,7

Т а б л и ц а 4

Полная ошибка в нейтринном спектре

ω_ν (БэВ)	2,1	2,5	3,1	3,8	4,5	5,6	6,9	8,4	10,3	12,5
ε (%)	15	12	12	9,6	8,6	9,7	8,6	8,9	9,9	9,4



Цена 11 коп.

Издательская группа И Ф В Э

Заказ 624. Тираж 250. 0,9 уч.-изд.л. Т-19925.

Декабрь 1972. Редактор Н.П.Ярба.