

весного прироста энергии электрона к энергии покоя $\gamma_s \equiv \frac{W_s}{W_0} = 1,4$ и равновесная фаза $\alpha_s = 51,6^\circ$. Координаты точки инжекции: $X_{\phi\phi} = 2,1 \text{ см}$; $Y_\phi = -0,64 \text{ см}$. На фазовой области нанесены линии, соответствующие постоянным значениям фазы, вертикальной координате вылета и энергии частицы на первом обороте вокруг резонатора ($\alpha_1, y_1, \frac{W_1}{W_0} \equiv \gamma_1$). Захваченными считаются частицы, у которых на первом обороте фаза и энергия не выходят за пределы, ограничивающие область синхронного ускорения [1]. Кроме того, частицы должны не пройти достаточно далеко от точки инжекции и не погибнуть на внутренней стенке резонатора. На рис. 2 видно, что электроны захватываются в режиме ускорения при относительной энергии инжекции $\gamma_{\text{ин}} = \frac{W_{\text{ин}}}{W_0} = 1,32 \div 1,26$ (кинетическая энергия инжекции $163 \div 133 \text{ кэВ}$) в интервале фаз от -125 до -135° . Эта область захвата практически одинакова для всех электронов из пучка с диаметром 1 м на выходе из антимагнитного канала при угловом растворе до $5 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$.

Были сняты также осциллограммы для случая, когда $\gamma_s = 3,1$. Это соответствует индукции ведущего поля $B = 0,33 \text{ тл}$ (3300 гс). Измерения показали, что и здесь существует достаточно большая область входа, и здесь существует достаточно большая область входа, из которой электроны захватываются в режиме ускорения. Во всех случаях точка инжекции отстоит от орбит электронов настолько, что возмущения от орбит электронов настолько, что возмущения магнитного поля, которые вносят антимагнитный канал, не влияют на процесс ускорения.

Расчетные спектры нейтрино, образованных протонами с энергией 70 ГэВ

Н. В. АЛЕКСЕЕВ, С. С. ГЕРШТЕЙН, В. Н. ФОЛОМЕШКИН

Для понимания природы слабого взаимодействия большое значение имеют результаты экспериментов с нейтрино высоких энергий. На больших зарубежных ускорителях уже получены первые результаты. Для продолжения этих интересных исследований необходимо повысить интенсивность и энергию нейтринного пучка. Такие возможности появляются с улучшением пучка. Такие возможности появляются с улучшением пучка. Для повышения интенсивности и энергии нейтринного пучка. Для повышения интенсивности и энергии нейтринного пучка. Для повышения интенсивности и энергии нейтринного пучка.

Свойства нейтринного пучка определяются энергией первичных протонов и условиями его формирования. Одним из существенных условий получения интенсивного потока является фокусировка мезонов в широком интервале энергий и углов вылета. В ЦЕРНе фокусировка была выполнена с помощью магнитного

При исследовании описанного способа инжекции влияние объемного заряда не учитывалось, поскольку оценочные расчеты показали, что это влияние почти не искаивает траектории электронов вплоть до токов 100 мА в импульсе.

В связи с тем, что появляется возможность использовать на резонаторе высокие напряжения, а подогревный катод может быть удален от резонатора, этот способ, вероятно, особенно перспективен для микротрона с резонатором, охлаждаемым до гелиевых температур. Такой микротрон вследствие высокой эффективности привлекает внимание ученых в связи с бурным развитием техники сверхпроводников [4].

В заключение автор пользуется случаем выразить благодарность К. А. Беловинцеву за полезные обсуждения и ценные замечания и Г. И. Данилову за помощь, оказанную при проведении расчетов на аналоговой машине.

Поступило в Редакцию 16/XII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

- С. П. Капица, В. П. Быков, В. Н. Мельх и и. ЖЭТФ, 41, 368 (1961).
- К. А. Беловинцев и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям» (Дубна, 1963). М., Атомиздат, 1964, стр. 1055.
- Б. З. Кантер. «Изв. высш. учебн. заведений. Физика», № 3, 138 (1960).
- С. П. Капица. В сб. «Электроника больших мощностей». М., Изд-во АН СССР, 1965, стр. 178.

УДК 539.123

горна [1]. В настоящей работе изучена эффективность этого устройства для энергии 70 ГэВ — проектная энергия ускорителя протонов, сооружаемого в Институте физики высоких энергий.

На рис. 1 схематически показан рассмотренный вариант получения нейтринного пучка. Узкий протонный пучок от ускорителя падает на медную мишень, имеющую форму цилиндра размером $5 \times 30 \text{ м.м.}$. В ней под действием протонов возникают π - и k -мезоны. За мишенью на расстоянии около 1,5 м устанавливается фокусирующий горн. Для выбранного на рисунке направления тока магнитное поле горна отклоняет к оси положительно заряженные мезоны, а отрицательные, наоборот, дефокусируются.

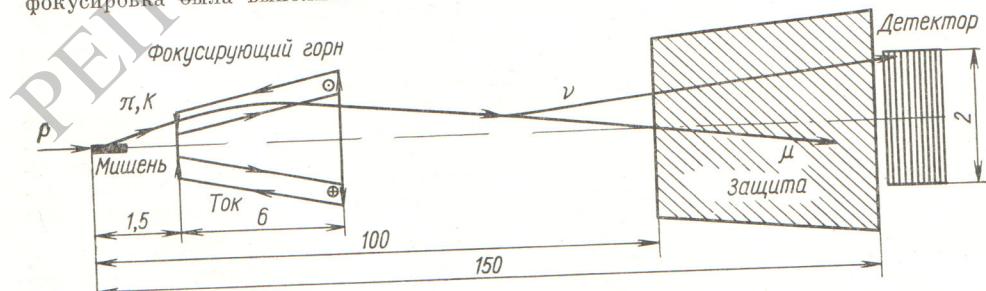


Рис. 1. Схема формирования нейтринного пучка (размеры даны в метрах).

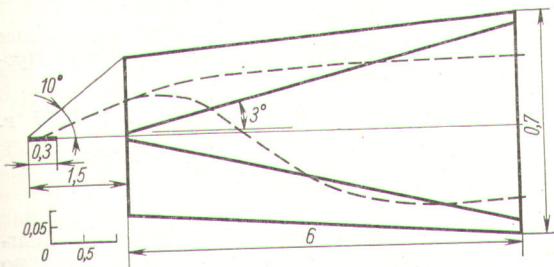


Рис. 2. Фокусирующий горн (пунктиром показаны траектории фокусируемых мезонов).

Форма горна была предварительно рассчитана по угловому распределению мезонов. Окончательный вариант горна был выбран по нейтринному спектру. При этом варьировались ток возбуждения, форма внутреннего проводника и положение его относительно мишени (оптимальная форма и расположение горна показаны на рис. 2). Для наглядности масштабы по осям выбраны разными. Резонансное возбуждение можно произвести токовым импульсом в форме полусинусоиды длительностью 60 мксек и значением в максимуме 200 ка. Длительность быстро выведенного протонного пучка составляет 5 мксек. По расчету горн из алюминия (толщина токонесущих стенок ~ 2 мм) выдерживает электродинамические усилия, которые возникают при пропускании этого тока.

При пролете горна за счет распада и поглощения в стенах теряется примерно 10% мезонов. Сфокусированные мезоны распадаются в основном после прохождения горна. При их распаде возникают нейтрино и мюоны. Мюоны и нераспавшиеся π - и k -мезоны гасятся защитой, а нейтрино попадают в детектор.

Спектр нейтрино $dN/d\omega$ зависит от спектра и углового распределения вторичных мезонов, их поглощения в мишени, траектории в горне, а также вероятности распада и попадания нейтрино в детектор. Он равен интегралу по энергии мезонов E , их углу вылета α , длине мишени x и распадному пути z :

$$\frac{dN}{d\omega} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \int_0^{\alpha_{\max}} \int_0^L \int_0^{Z_{\max}} \left[\frac{\pi \alpha}{\omega_0 \gamma \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3} \cdot \frac{\partial^2 N}{\partial E \partial \alpha} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_1}\right) \exp\left(-\frac{z}{\lambda_3}\right) PV \right] dE d\alpha dx dz.$$

Здесь $\frac{\partial^2 N}{\partial E \partial \alpha}$ — спектр мезонов под разными углами; ω_0 — энергия нейтрино в системе покоя мезона; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор мезона; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — длина взаимодействия протонов, мезонов в мишени и длина распада соответственно; R и L — радиус и полная длина мишени; P — фактор, учитывающий поглощение мезонов в мишени: $P = \exp\left(-\frac{L-x}{\lambda_2}\right)$, если мезон вылетает через боковую поверхность мишени, $P = \exp\left(-\frac{R}{\alpha \lambda_2}\right)$, если мезон вылетает через торец; V — вероятность попадания нейтрино в детектор. Она определяется кинематикой распада, расстоянием от горна и углом вылета мезона из горна и изменяется от 0 до 1.

Для энергии протонов 70 ГэВ необходимые экспериментальные данные о спектре мезонов отсутствуют.

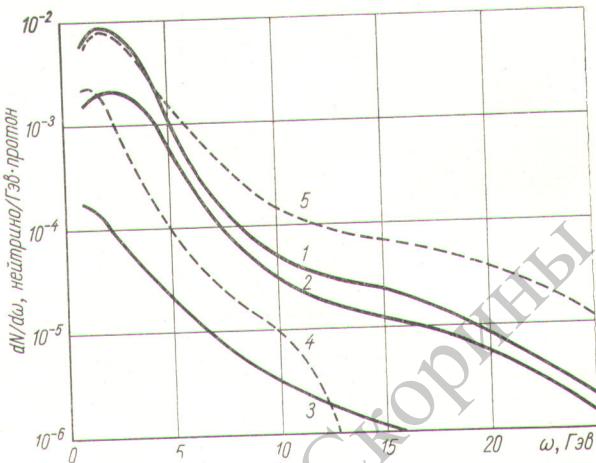


Рис. 3. Нейтриновые спектры:

1 — идеальная фокусировка; 2 — с реальным горном; 3 — без фокусировки; 4 — спектр, ожидаемый в ЦЕРНе, радиус детектора $0,5$ м 2 , длина пролета и толщина фильтра по 25 м; 5 — спектр мезонов, учитывающий вклад изобар [3].

В настоящей работе они были получены экстраполяцией имеющихся данных для меньших энергий по эмпирическим правилам и на основании модельных представлений [2, 3]. В расчетах использовался спектр мезонов, полученный экстраполяцией в работе [2]. Численные расчеты нейтринного спектра были выполнены на машине Минск-2. Основные результаты показаны на рис. 3. Чтобы получить абсолютное число нейтрино, необходимо показанные на графиках значения умножить на интенсивность протонного пучка.

Приведенный на рис. 3 спектр нейтрино (см. кривую 2) ожидается для описанной выше геометрии эксперимента. Он получен как сумма спектров от распада π^+ - и k^+ -мезонов. В области энергий < 10 ГэВ основной вклад дают нейтрино от распада пионов, а с большей

энергией — от каонов. Спектр простирается от 0 до ~ 30 ГэВ с широким максимумом в окрестности 2 ГэВ. Для сравнения на этом же рисунке показан спектр (кривая 3), который получится в этой же геометрии, если не применять горн. Спектр, представленный кривой 1, соответствует идеальной фокусировке всех мезонов из мишени в центр нейтринного детектора. Спектр, получаемый при помощи горна, расположен между этими предельными случаями. В области $\omega \geq 5$ ГэВ этот спектр мало отличается от идеального. По интенсивности он превышает спектр без фокусировки примерно в 10 раз. Для $\omega \leq 5$ ГэВ фокусировка хуже. Ее можно улучшить изменением параметров за счет уменьшения интенсивности жесткой части спектра.

Спектр 4 ожидается в ЦЕРНе от ускорителя на 30 ГэВ после постройки новой системы фокусировки [4]. Его максимум приходится на энергию около 1 ГэВ. Предельная энергия нейтрино составляет ~ 10 ГэВ.

Наибольшую неопределенность в расчеты вносит спектр мезонов. Обнаруженная недавно важная роль изобарного механизма генерации мезонов под малыми углами [3] означает, что существует надежда на получение больших нейтринных потоков в жесткой части спектра. Результаты оценок на основе этих представлений верхней границы потока нейтрино показаны пунктиром (см. рис. 3, кривая 5).

Эффективность регистрации нейтринных взаимодействий типа $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ (сечение $\sim 10^{-38} \text{ см}^2$) для спектра 2 (см. рис. 3) во фреоновой пузырьковой камере CF_3Br объемом $\sim 7 \text{ м}^3$ ожидается равной ~ 100 событиям за сутки непрерывного облучения при интенсивности выведенного пучка протонов 10^{11} p/сек . Причем за это же время будет зарегистрировано только несколько случаев взаимодействий с $\omega > 10 \text{ Гэв}$. Примерно столько же взаимодействий наблюдалось в первых экспериментах от нейтрино с энергией $\sim 1 \text{ Гэв}$. Для проведения количественных исследований с ней-

трино в области $\omega > 10 \text{ Гэв}$ необходимо дальнейшее увеличение интенсивности и энергии первичного протонного пучка.

Поступило в Редакцию 27/I 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

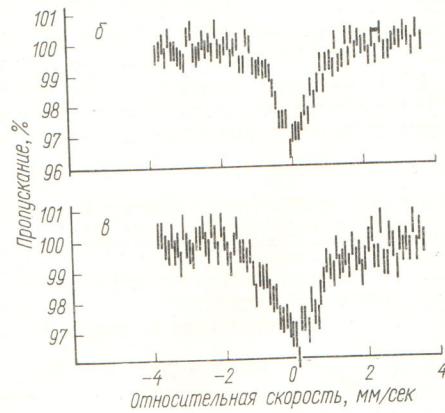
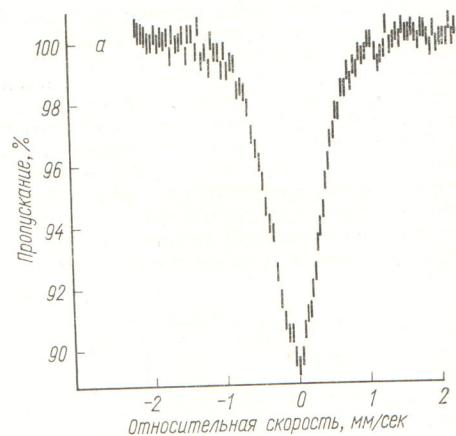
1. S. van der Meer. A Directive Device for Charged Particles and its use in an Enhanced Neutrino Beam. CERN, 61-7.
2. G. Cocconi et al. Berkeley High-Energy Physics Study. UCRL-10022.
3. G. Trilling. UCID-10148, 1965; Dekkers et al. Phys. Rev., 137, 962 (1965).
4. A. Asner, Ch. Iselin. A New Focusing System Considerably Increasing the actual PS-Neutrino Beam Flux Density. CERN, 63-37.

Применимость Rb^{83} для исследований эффекта Мёссбауэра на Kr^{83}

В. М. КРАСНОПЕРОВ, Б. Г. ЛУРЬЕ, А. Н. МУРИН,
Н. К. ЧЕРЕЗОВ, И. А. ЮТЛАНДОВ

УДК 539.122

увеличение экспозиции облучения от 1 до 2 ч не привело к заметному изменению скоростного спектра.



В настоящей работе исследовалась возможность получения и применения достаточно активного препарата изотопа Rb^{83} ($T_{1/2} = 83$ дня). Этот изотоп получался из продуктов реакции глубокого отщепления стронция протонами с энергией 660 Мэв: $\text{Sr}^{88}(p; 2p, 4n)\text{Rb}^{83}$. В качестве мишени использовался карбонат стронция. К выделенной хроматографически рубидиевой фракции добавлялся $\sim 1 \text{ мг RbCl}$, после чего препарат помещался между пластинками бериллия толщиной 0,2 мм. Источник $\text{Rb}^{83}\text{ClO}_4$ приготавлялся из Rb^{83}Cl с добавлением стехиометрического количества HClO_4 . В качестве вспомогательного источника использовался также Kr^{83m} ($T_{1/2} = 1,86 \text{ ч}$), получаемый путем облучения β -гидрохинонового клатрата нейтронами: $\text{Kr}^{82}(n, \gamma)\text{Kr}^{83m}$. Поглотителем во всех измерениях служил β -гидрохиноновый кратрат криптона (0,7 мг/см² по Kr^{83}).

Полученные спектры приведены на рисунке. Ширина экспериментальной линии для пары (источник и поглотитель) кратрат — кратрат (см. рисунок a) составила $0,83 \pm 0,03 \text{ мм/сек}$, причем уширение за счет конечной толщины поглотителя и самопоглощения в источнике по приближенной оценке, проведенной в работе [1], оказалось равным $\Gamma_{\text{прив}}/\Gamma_{\text{апп}} = 3,7$ (где $\Gamma_{\text{прив}}$ — ширина линии кратрата, экстраполированная на нулевую толщину) в предположении о лоренцевой форме линии испускания и поглощения. Это предположение справедливо, поскольку распределение резонансных ядер в источнике и поглотителе однородно [2]. Величины f и f' принимались равными $0,60 \pm 0,05$ [3, 4]. Замечен небольшой изомерный сдвиг $\delta = 0,04 \pm 0,03 \text{ мм/сек}$, что может быть следствием частичного радиационного разрушения кратрата, хотя

Мёссбауэрские спектры поглощения (источники и поглотитель — β -гидрохиноновый кратрат криптона — при температуре 78° К)
 а — кратрат — кратрат ($\delta = 0,04 \pm 0,03 \text{ мм/сек}$; $\Gamma = 0,83 \pm 0,03 \text{ мм/сек}$;
 $F_{\text{эксп}} = 10,2 \pm 0,2\%$); б — Rb^{83}Cl — кратрат ($\delta = 0 \pm 0,03 \text{ мм/сек}$;
 $\Gamma = 1,20 \pm 0,05 \text{ мм/сек}$; $F_{\text{эксп}} = 3,2 \pm 0,2\%$); в — $\text{Rb}^{83}\text{ClO}_4$ — кратрат
 $(\delta = 0 \pm 0,03 \text{ мм/сек}$; $\Gamma = 1,35 \pm 0,05 \text{ мм/сек}$; $F_{\text{эксп}} = 3,5 \pm 0,2\%$).