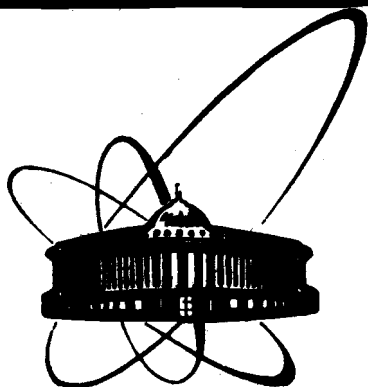


88-305



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

E 25

9-88-305

В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов, В.С.Роганов

**К ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ
МЕЗОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ**

1988

На протяжении последних 25-30 лет среди экспериментов, выполненных на мюонных и пионных пучках ускорителей на средние энергии, преобладали эксперименты с остановившимися частицами. Для получения интенсивных мезонных пучков широко используются различные магнитные фокусирующие устройства, среди которых наибольшее распространение получили мезонные каналы различной конструкции (см., например, ^{1/1/}). Минимальная энергия мезонов в таких устройствах, как правило, порядка 10 МэВ.

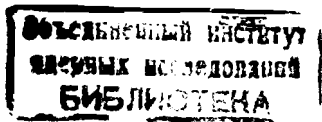
С течением времени стало ясно, что для проведения широкого круга исследований по физике элементарных частиц, ядерной физике, физике мю- и пи-атомов, мезохимии требуются поляризованные пучки положительно и отрицательно заряженных мюонов и пучки пионов обоих знаков в широком интервале энергий, начиная с 10 МэВ и кончая термализованными частицами.

До настоящего времени ни на одном ускорителе в мире нет пучков мезонов в столь широком диапазоне низких энергий. Пока же для отдельных экспериментов используются индивидуальные способы получения необходимых в данном эксперименте частиц низкой энергии (см., например, ^{2/2/}). Однако уже сообщается о разработке устройства для получения пучков неполяризованных мюонов обоого знака в интервале энергий 10 эВ - 50 кэВ с помощью технически весьма сложного метода "компрессии фазового объема" ^{3/3/}.

Мы рассмотрели ряд возможностей для получения поляризованных мюонов обоих знаков, а также пионов с энергиями ниже 10 МэВ. В принципе мезоны низких энергий можно получать прямо с мезонообразующей мишени, расположенной на выведенном протонном пучке фазотрона ЛЯП, и использовать существующий мезонный канал для транспортировки частиц и сепарации их по энергиям. Этот способ, однако, имеет много недостатков, к числу которых следует отнести прежде всего большие потери мезонов малых энергий из-за их распада на пути в несколько десятков метров, необходимость поддержания высокого вакуума по всей системе, включая мезонообразующую мишень, низкую поляризацию мюонов и т.п.

В данной статье описан достаточно простой, но в то же время универсальный и перспективный (с точки зрения его развития) вариант установки для формирования пучков мезонов низких энергий.

В качестве промежуточной ступени, необходимой для накопления мюонов и максимального удаления от источников фона (ускоритель и мезонообразующая мишень), используется существующий мезонный канал фазотрона ЛЯП.



Принцип формирования мезонных пучков малых энергий заключается в следующем. Первичный пучок мезонов на выходе из мезонного канала притормаживается в блоке легкого вещества (гидрид лития или бериллий) толщиной, равной примерно среднему пробегу мезонов заданной энергии. В качестве примера будем рассматривать пучок мезонов с импульсом 160 МэВ/с ($E_\mu = 85$ МэВ) со средним пробегом в меди $R_{Cu} = 33$ г/см. При этом поверхность блока поглотителя энергии становится источником частиц с широким энергетическим разбросом — от нуля до нескольких десятков МэВ (полуширина распределения на половине высоты равна примерно 20 МэВ).

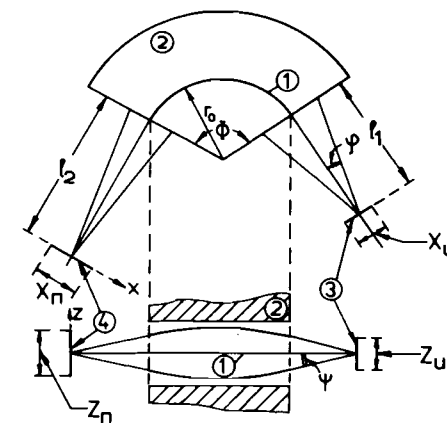
Угловое распределение замедленных частиц определяется практически только многократным рассеянием частиц при торможении в поглотителе энергии. Используя результаты работы ^{14/}, мы оценили угловое распределение мюонов с начальной энергией $E_\mu = 85$ МэВ после прохождения поглотителя из гидрида лития (или бериллия). Корень квадратный из среднего квадрата угла отклонения $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ вследствие многократного рассеяния частиц составляет 8° и 25° соответственно для мюонов, вылетающих из поглотителя с энергией 10 МэВ и 1 кэВ.

Из такого источника приторможенных частиц с помощью магнитного анализа могут быть получены мезоны заданной средней энергии \bar{E}_μ и разброса энергии ΔE_μ . Устройство для магнитной сепарации частиц должно обладать фокусирующими свойствами как в плоскости центральной траектории (медианной плоскости), так и в плоскости, перпендикулярной медианной, и иметь достаточно большую апертуру для использования значительной части углового распределения частиц от источника довольно больших размеров, сравнимых с размерами пучка мезонов на выходе мезонного канала.

Наиболее подходящим устройством для целей сепарации мезонных пучков (с точки зрения сочетания высокой эффективности и высокой поляризации мюонов) является разработанный в 60-е годы магнитный спектрометр с двойной фокусировкой второго порядка, имеющий секторный магнит с углом отклонения центральной траектории $\Phi = (2/3)\pi \cdot \sqrt{2}$ (около 170°) и позволяющий получать минимальные aberrации при относительно больших размерах источника и прямолинейных границах полюсных наконечников (рис. 1)^{5,8/}. Хорошо развита аналитическая теория спектрометра^{5,6/}; построено несколько таких установок для целей бета-спектроскопии (см.^{7,8/}). Угловое пропускание спектрометров доведено до нескольких процентов от полного телесного угла, что соответствует интервалу углов частиц, захватываемых в режим фокусировки по вертикали и горизонтали примерно $\pm (15 \div 20^\circ)$.

В случае использования такого устройства для сепарации частиц усредненная по углам вылета частиц из поглотителя поляризация (при максимальных углах по горизонтали и вертикали, не превышающих $\pm 20^\circ$) будет с точностью в несколько процентов совпадать с поляри-

Рис. 1. Секторный магнит. В верхней части рисунка магнит показан в плоскости центральной траектории (медианной плоскости), в нижней — в вертикальной плоскости, перпендикулярной медианной плоскости и проходящей через центры источника и изображения: 1 — центральная траектория; 2 — секторный полюсный наконечник с углом раствора Φ ; 3 — протяженный источник, имеющий размеры в горизонтальной и вертикальной плоскостях, соответственно, X_H и Z_H ; 4 — изображение с размерами, соответственно, X_H и Z_H ; r_0 — радиус центральной траектории.



зацией исходного мезонного пучка из мезонного канала. Это условие сохраняется для всего интервала энергий вторичных частиц $\bar{E}_\mu = (1 \text{ кэВ} \div 10 \text{ МэВ})$.

К достоинствам спектрометра $(2/3)\pi \cdot \sqrt{2}$, представляющим интерес с точки зрения формирования пучков мезонов малых энергий, следует отнести слабую зависимость aberrаций от величины расстояния l_1 между источником и эффективной границей поля на входе в секторный магнит. Понятие эффективной границы магнитного поля связано с наличием рассеянного поля вблизи границ полюсных наконечников вдоль основной траектории: траектория частицы начинает искривляться еще до входа ее в зазор магнита под воздействием рассеянного поля. Это приводит к тому, что эффективная граница поля сдвинута за пределы границы полюсного наконечника на некоторую величину (см. дальше).

При уменьшении l_1 расстояние l_2 между изображением и эффективной границей поля на выходе магнита увеличивается. Минимальные aberrации, однако, получаются при $l_1 = 0,38 r_0$ (при этом $l_2 = 1,41 \cdot r_0$), где r_0 — радиус центральной траектории в магнитном поле спектрометра. Этот случай в дальнейшем будет рассматриваться в качестве основного, а r_0 принято равным 340 мм.

Спектрометр такого типа обладает возможностями спектрографа, т.е. на нем при одинаковой величине aberrации могут быть получены изображения источника в довольно широком диапазоне импульсов. Именно это обстоятельство и позволяет использовать такой спектрометр для целей сепарации мезонных пучков по энергии.

Для обеспечения двойной фокусировки частиц магнитное поле в зазоре секторного магнита должно меняться по радиусу r и высоте зазора z следующим образом:

$$B_z(r, z) = B_0 \left[1 - \alpha \left(\frac{r - r_0}{r} \right)^2 + \left(\frac{\alpha}{2} - \beta \right) \left(\frac{z}{r_0} \right)^2 + \dots \right], \quad (1)$$

$$B_r(r, z) = B_0 \left[-\alpha + 2\beta \frac{r - r_0}{r_0} \right] \frac{z}{r_0} + \dots$$

с оптимальными значениями параметров $\alpha = 1/2$ и $\beta = 1/4^{5,6/}$. Чтобы обеспечить такую зависимость поля от r , расстояние $2z'$ между полюсными наконечниками, имеющими конусную форму, должно зависеть от r следующим образом:

$$2z' = z_0 \frac{r - r_0}{r_0},$$

где $2z_0$ — расстояние между полюсными наконечниками при $r = r_0$ (рис. 2). С целью получения симметричных по r и z aberrаций прием, что $2z_0 = r_0 = 340$ мм.

Максимальное значение магнитного поля для поворота мюона с $E_\mu = 10$ МэВ по центральной траектории с $r_0 = 340$ мм равно примерно 0,45 Т. При этом угол раствора полюсных наконечников в вертикальной плоскости равен $14^{\circ}2'$ (см. рис. 2 и работу^{7/}).

При больших r форма полюсных наконечников отличается от конусной. Во-первых, здесь полюса должны быть проточены по специальной форме, полученной ранее эмпирически (см., например^{9/}), во-вторых, должны быть использованы шиммы для улучшения распределения магнитного поля при больших и малых r .

Номинальный угол отклонения частицы в медианной плоскости для получения минимальных aberrаций должен быть равен

Номинальный угол отклонения частицы в медианной плоскости для получения минимальных aberrаций должен быть равен

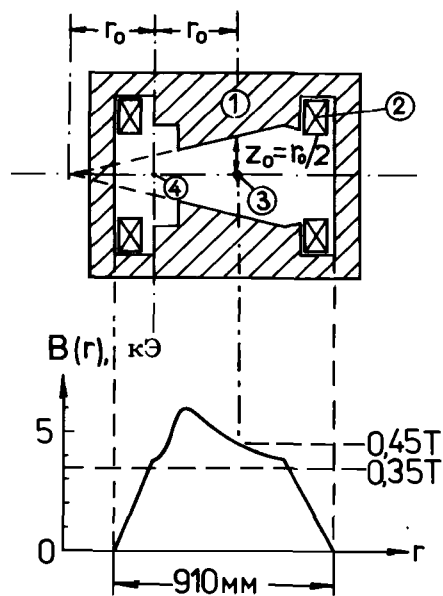


Рис. 2. Сечение магнитопровода и воздушного зазора секторного магнита панцирного типа (вверху) и распределение величины магнитной индукции $B(r)$ по воздушному зазору: 1 — сечение ярма, 2 — обмотки, 3 — точка пересечения вертикальной плоскости центральной траектории, 4 — центр кривизны центральной траектории.

ным $\psi = 170^{\circ}$. Магнит с секторными полюсными наконечниками, имеющими угловой раствор 100° в медианной плоскости, удовлетворяет этому условию, если принимать во внимание вклад рассеянного поля^{7,8/}.

Опыт постройки спектрометров типа $2/3 \pi \cdot \sqrt{2}$ или $\pi \cdot \sqrt{2}$ показывает, что для обеспечения оптимальных (по величине aberrаций) условий работы требуется коррекция протяженности оставшегося сектора с помощью набора небольших по углу сменных приставных секторов.

Для обеспечения такого режима работы, когда $l_1 = 0$ (при этом l_2 максимально и равно 833 мм), т.е. когда источник помещается достаточно глубоко внутри магнитного поля (чтобы спадание магнитного поля еще не было существенным), необходимо на входе магнита установить пару приставных секторов на угол больше 35° (например, на угол 45°).

Плоские катушки возбуждения наматываются вокруг полюсных наконечников т.о., чтобы существенно не перекрывать зазора магнита в его самой широкой части. Полюсные наконечники вместе с обмотками крепятся к верхней и нижней крышкам внешнего магнитопровода, образующего вместе с боковой поверхностью замкнутую магнитную цепь (рис. 2). Это позволяет снизить практически до нуля рассеянное магнитное поле в месте расположения изображения, т.е. в месте расположения измерительной аппаратуры на выведенном вторичном пучке.

По известной методике (см., например,^{10/}) был оценен средний магнитный поток в воздушном зазоре магнита (рис. 2), он оказался равным примерно $\oint B \cdot dr = 316$ Т мм. Это позволяет при толщине стенок магнитопровода панцирного типа, равной 100 мм, получить значение магнитной индукции в магнитопроводе $B_0 = 1,58$ Т. Две обмотки, изготовленные из медной шины 8×8 мм² (с отверстием диаметром 5 мм для водяного охлаждения), с количеством витков в каждой, равным 150, позволит обеспечить при токе 1000 А необходимое поле.

На основе выражений для координат частицы в магнитном поле секторного магнита, приведенных в^{5,6/}, были написаны программы (для ЭВМ Правец-16) для выполнения траекторных расчетов. Целью расчетов было определение формы и размеров изображения протяженного источника частиц в зависимости от его размеров и максимального угла вылета частиц из источника, а также определения формы импульсного распределения для разных размеров источника и щели, устанавливаемой в месте формирования изображения.

Максимальные размеры источника приторможенных мезонов выбирались равными $X_{и}^{max} = Z_{и} = 0,2 \cdot r_0 = 68$ мм по горизонтали и вертикали (рис. 1), что позволяет использовать практически всю площадь первичного мезонного пучка. Предельные углы вылета частиц из любой точки источника выбраны равными $\phi = \psi = \pm 15^{\circ}$. Расчеты показали, что при этом ни одна траектория не соприкасается с полюс-

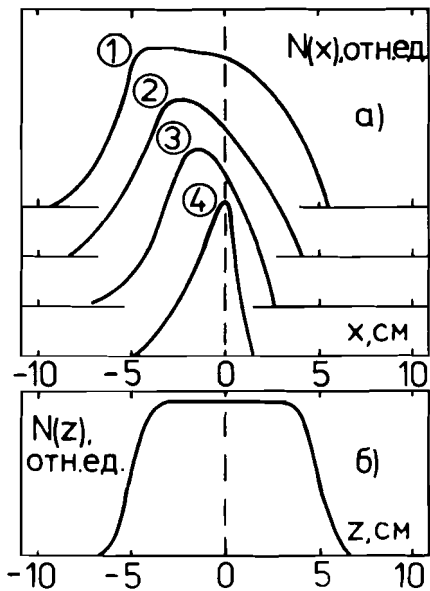


Рис. 3. а) Форма распределения $N(x)$ при $Z_n = 68$ мм и $\phi = \psi = \pm 15^\circ$ для разных значений X_n (1 – 68 мм, 2 – 45 мм, 3 – 23 мм, 4 – 0 мм); x отсчитывается от точки пересечения плоскости изображения центральной траекторией в медианной плоскости (см. рис. 1). б) Форма распределения $N(z)$ при $Z_n = 68$ мм; z отсчитывается от точки пересечения центральной траекторией плоскости изображения в направлении, перпендикулярном медианной плоскости (см. рис. 1).

ными наконечниками в пределах $0,5 r_0 \leq r \leq 1,5 r_0$ при высоте зазора $2z_0 = 340$ мм.

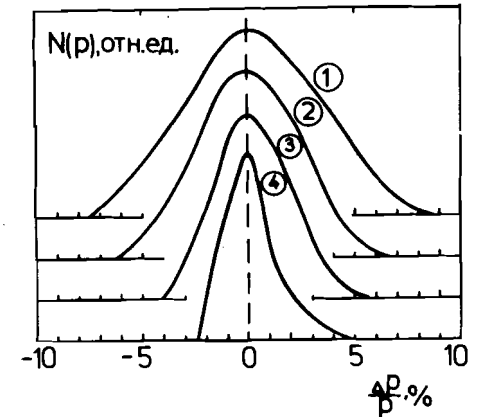
На рис. 3а приведена для случая монохроматического источника форма распределения $N(x)$ интенсивности в горизонтальной плоскости (x отсчитывается в обе

стороны от точки пересечения плоскости изображения центральной траекторией) для изображения источника переменной ширины (X_n меняется от 0 до 68 мм) при $Z_n = 68$ мм (рис. 1) и $l_1 = 129$ мм. При этом $l_2 = 480$ мм. Полученная форма распределения является типичной для магнитных спектрометров с большими углами ϕ и ψ и протяженным источником (см., например, [11]). Форма распределения $N(x)$ при $X_n = 0$ характеризует aberrацию системы для принятых при расчетах значениях параметров. На рис. 3б показано аналогичное распределение $N(z)$ для вертикальной плоскости изображения (z отсчитывается от медианной плоскости); распределение получается практически одинаковым для разных значений X_n . При изменении Z_n ширина распределения $N(z)$ на полувысоте Z_n изменяется пропорционально Z_n ; с уменьшением Z_n форма распределения $N(z)$ из трапециевидной превращается в треугольную.

Импульсное распределение $N(p)$ в плоскости изображения в случае монохроматического источника формируется с помощью щели переменной ширины ω . Форма и ширина импульсного распределения за щелью определяются отношением значений ширины щели и ширины распределения $N(x)$ на половине высоты X_n для монохроматического источника.

Если в плоскости формирования изображения поместить коллиматор шириной $\omega = X_n$ при каждом значении X_n , то распределение $N(p)$ будет иметь вид, показанный на рис. 4. Дисперсия магнита такова, что 1% изменения импульса соответствует смещению изображения в горизонтальной плоскости на 13,6 мм. При $\omega = X_n$ для каждого

Рис. 4. Форма импульсного распределения $N(p)$ за щелью шириной $\omega = X_n$ для тех же значений X_n , что и на рис. 3а.



X_n в пределах щели шириной ω находится 85% площади распределения $N(x)$.

Если при заданном X_n сделать $\omega < X_n$, то ширина импульсного распределения уменьшится незначительно (она теперь в большей степени определяется величиной X_n), и коэффициент эффективности использования интенсивности источника станет меньше, чем при $\omega = X_n$. Если же при заданном X_n сделать $\omega > X_n$ (что имеет смысл делать лишь при $X_n < X_n^{\max} = 1,36 X_n^{\max}$), то эффективность использования источника возрастает незначительно (не более, чем на 15%).

На рис. 5 приведены полученные зависимости от X_n трех параметров, важных для постановки экспериментов. Эффективность использования площади источника \mathcal{E} при $\omega = X_n$ равна $\mathcal{E} = 0,85 X_n / X_n^{\max}$. Максимальные размеры пучка вторичных мезонов 100×100 мм², минимальный размер в горизонтальной плоскости при выбранных для расчетов значениях Z_n и ψ определяется величиной aberrации и равен примерно 25 мм. Минимальная ширина импульсного распределения $N(p)$ на половине его высоты $\Delta p/p$ равна $\pm 1,25\%$ (при заданных для расчетов условиях). Значения параметров, приведенных на рис. 5, могут быть существенно меньшими, если уменьшить значения X_n , Z_n и ψ , величина которых дает значительный вклад в aberrацию.

Следует подчеркнуть еще одну особенность работы секторного спектрометра в условиях, когда размеры источника велики, а угловое распределение вылетающих из него частиц анизотропно. Траекторные расчеты показывают, что на расстояниях $0,5 l_2 \leq l \leq l_2$ на выходе из магнита распределение интенсивности частиц по сечению $N(x)$ и $N(z)$ (при-

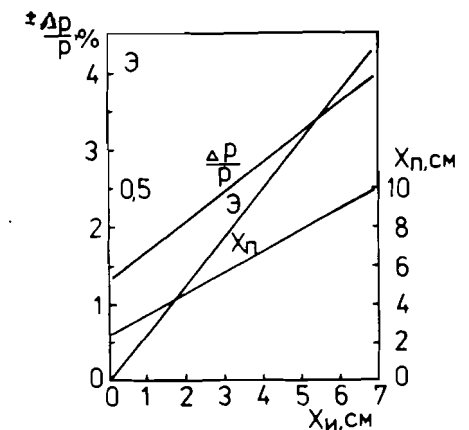


Рис. 5. Зависимость параметров \mathcal{E} , $\pm \Delta p/p$ и X_n от X_n .

веденные для случая $l = l_2$ на рис. 3) становится более острым, но с более размытыми краями, чем при $l = l_2$. Однако 85% интенсивности находится в области с размерами $X < X_n$ и $Z < Z_n$. Отличие $X^{\min}(Z^{\min})$ от $X_n(Z_n)$ достигает в некоторых случаях 20% (40%). Это особенно заметно в случае $X_n = Z_n = 68$ мм и $\theta = \pm 8^\circ$ ($\theta = \pm 8^\circ$ соответствует мюонам с $E_\mu = 10$ МэВ). $X^{\min} \approx 80$ мм и $Z^{\min} \approx 60$ мм достигается при $l \approx 220$ мм от границы поля. Положение X^{\min} и Z^{\min} зависит от X_n и θ . С уменьшением X_n и увеличением θ положение X^{\min} и Z^{\min} приближается к $l = l_2$. По мере приближения к $l = l_2$ форма распределений $N(x)$, $N(z)$ приближается к тому, что показано на рис. 3.

Для определения того, какая часть потока мезонов с поверхности поглотителя энергии попадает в выбранный интервал ΔE при заданном E , следует определить несколько параметров. Параметр K_1 определяет долю мезонов при данном E и $\Delta E/E = 2\Delta p/p$, попадающих в этот интервал энергии при заданном X_n (Z_n принимаем постоянным и равным 68 мм); параметр K_2 определяет долю частиц, попадающих в интервал $\phi = \psi = \pm 15^\circ$ при заданном E , что связано с шириной углового распределения многократного рассеяния. Параметр K_3 учитывает распад частиц на базе 1650 мм (расстояние между центрами источника и изображения вдоль основной траектории).

Зависимость параметров $K_1 \div K_3$ от \bar{E} для мюонов и пионов показана на рис. 6 и 7. Общее пропускание системы $\Pi = \Theta \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot K_3$ в зависимости от \bar{E} для разных частиц и интервалов импульсов $\Delta p/p$ показано на рис. 7. Следует отметить, что значения Π будут больше, поскольку углы захвата ϕ и ψ на самом деле больше $\pm 15^\circ$. Ввиду малости пробегов частиц работать на таких пучках (кроме $E \geq 3 \div 4$ МэВ) необходимо в условиях вакуума. Описываемое устройство может быть установлено на любом мезонном пучке любого ускорителя.

Для получения абсолютного значения интенсивности пучка тех или иных частиц при заданных \bar{E} и $\Delta p/p$ достаточно умножить соответствующее значение Π на полную интенсивность пучка первичных частиц. На рис. 8 приведены эти данные для ожидаемых потоков первичных частиц (после завершения модернизации мезонного канала) в условиях лабора-

тории №4 и низкофоновой лаборатории фозотрона ЛЯП при значении тока выведенного протонного пучка $I_p = 10$ мкА. Эти значения в лаборатории №4 в смешанных пучках таковы: $N_{\mu^+} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $N_{\mu^-} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $N_{\pi^+} \approx 4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $N_{\pi^-} \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. В низкофоновой лаборатории для пучков такого же типа $N_{\mu^+} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $N_{\mu^-} \approx 7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $N_{\pi^+} \approx 7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $N_{\pi^-} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Потоки мюонов без пионных примесей во всех случаях примерно в 4 раза меньше.

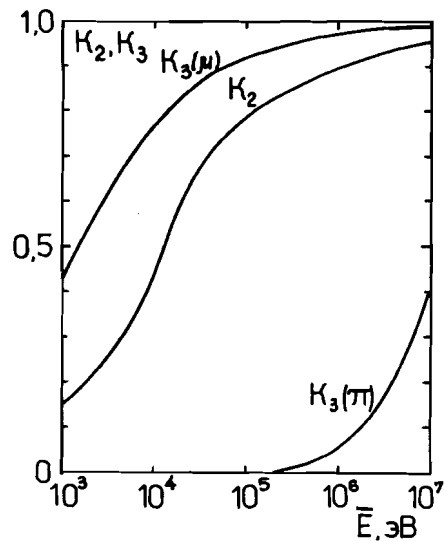


Рис. 6. Зависимость параметров K_2 и K_3 от \bar{E} .

Рис. 7. Зависимость параметра K_1 и величины пропускания Π от энергии мюонов или пионов (1 - $\Delta p/p = \pm 4\%$, 2 - $\Delta p/p = \pm 3\%$, 3 - $\Delta p/p = \pm 2,1\%$).

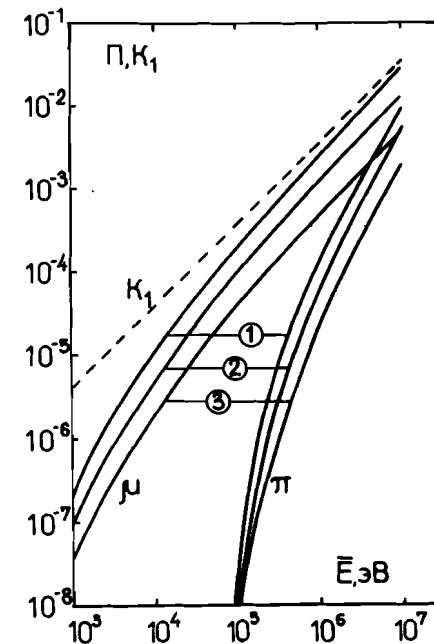


Рис. 8. Зависимость интенсивности мюонов и пионов от энергии для мюонных пучков с примесями: а) для лаборатории №4 и б) для низкофоновой лаборатории.

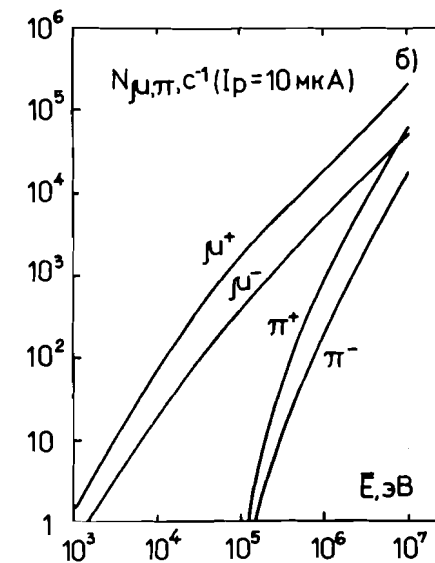
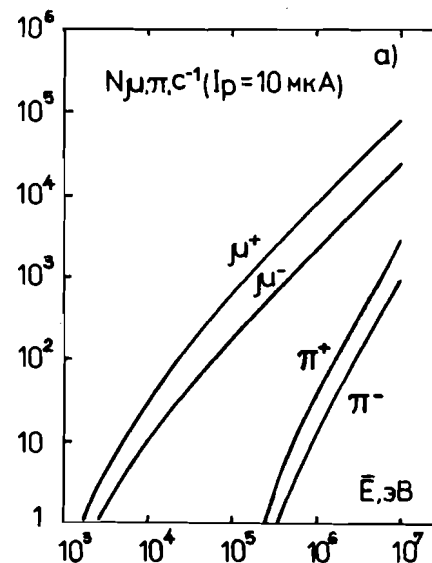


Рис. 8. Зависимость интенсивности мюонов и пионов от энергии для мюонных пучков с примесями: а) для лаборатории №4 и б) для низкофоновой лаборатории.

При работе в низкофоновой лаборатории возможности постановки экспериментов на пионах невелики, зато фон минимален. При работе в лаборатории №4 поток пионов возрастает на полтора порядка, но фоновые условия намного хуже, чем в низкофоновой лаборатории.

Описываемое устройство может быть в дальнейшем дополнено и развито с использованием дополнительных магнитных и электростатических элементов с целью повышения интенсивности мюонов самых малых энергий, получения мюонов с $E_{\mu} < 1$ кэВ и отведения вторичных пучков еще дальше от оси первичного мезонного пучка. Следует заметить, что секторные β -спектрометры для формирования мезонных пучков ранее не применялись.

ЛИТЕРАТУРА

1. Варламов В.Г. и др. Препринт ОИЯИ 1-4084, Дубна, 1968.
2. Fottner G. et al. – *Z.Physik A*, 1982, v.304, No.4, p.333.
3. Taqqi D. – *Nucl.Instr.Meth.*, 1986, A247, p.288.
4. Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. Атомиздат., М., 1980.
5. Sakai M. – *Nucl.Instr.Meth.*, 1960, 8, No.1, p.61.
6. Ikegami H. – *Rev.Sci.Instr.*, 1958, 29, No.11, p.943.
7. Sakai M., Ikegami H., Yamazaki T. – *Nucl.Instr.Meth.*, 1960, 9, No.2, p.154.
8. Yamamoto H., Takumi K., Ikegami H. – *Nucl.Instr.Meth.*, 1968, 65, No.3, p.253.
9. Arbman E., Svartholm N. – *Ark.Fysik*, 1956, Band 10, Hafte 1, p.1.
10. Ритсон Д. Экспериментальные методы в физике высоких энергий, Наука, М, 1964.
11. Грошев Л.В., Шапиро И.С. Спектроскопия атомных ядер. Гос. изд. технико-теор. лит-ры, М., 1952.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д11,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
–	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.