



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 96-17
ОКУ

А.А.Асеев, М.Ю.Горин, А.В.Калайдов

**НЕРЕЗОНАНСНЫЙ МЕДЛЕННЫЙ ВЫВОД ПРОТОНОВ
НА УСТАНОВКУ КОМПЛЕКС МЕЧЕННЫХ НЕЙТРИНО
С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО
ДЕФЛЕКТОРА**

Протвино 1996

Аннотация

Асеев А.А. и др. Нерезонансный медленный вывод протонов на установку Комплекс меченых нейтрино с применением электростатического дефлектора: Препринт ИФВЭ 96-17. – Протвино, 1996. – 18 с., 6 рис., 2 табл., библиогр.: 19.

Одновременно с выводом вторичных частиц для других экспериментов осуществлен вывод пучка протонов, упруго рассеянных на внутренних мишенях, интенсивностью $\geq 5 \cdot 10^{10}$ частиц/цикл на установку Комплекс меченых нейтрино. Таким образом, появилась реальная возможность для начала на этой установке эксперимента по поиску редких распадов К-мезонов. Эффективность вывода составила $\geq 25\%$, что в несколько раз выше результатов, достигнутых ранее при аналогичных режимах. В схеме вывода использован электростатический дефлектор.

Abstract

Asseev A.A. et al. Nonresonant slow extraction of protons to the Tagged Neutrino Facility with the electrostatic deflector.: IHEP Preprint 96-17. – Protvino, 1996. – p. 18, figs. 6, tables 2, refs.: 19.

Extraction of a beam of protons, scattered elastically by internal targets with intensity $\geq 5 \cdot 10^{10}$ particles per cycle to the Tagged Neutrino Facility was realized simultaneously with extraction of secondary particle beams for other experiments. This gives one the real the opportunity to begin an experiment for searching the rare decays of K-mesons at this setup. The efficiency of extraction was $\geq 25\%$ which is several times higher than that reached earlier for analogous regimes. The electrostatic deflector was used in the extraction scheme.

1. Введение

Основное назначение установки Комплекс меченых нейтрино (КМН), расположенной на канале 23 [1,2], – проведение экспериментов на пучках нейтрино с применением методики мечения. В канале используется пучок протонов интенсивностью $(5 - 8) \cdot 10^{12}$ частиц/цикл, медленно выведенный из ускорителя с использованием резонансного метода раскачки циркулирующего пучка [3].

Однако возможности установки КМН позволяют проводить также эксперименты по поиску редких распадов К-мезонов, для чего необходим пучок ускоренных протонов меньшей интенсивности (до 10^{11} частиц/цикл), но с максимально возможной растяжкой, высокой стабильностью параметров и временной структурой, качество которой достижимо пока лишь при работе внутренних мишеней [4]. Работа любой экспериментальной установки с пучком "низкой" интенсивности, но почти не имеющим временной модуляции, в ряде случаев оказывается более эффективной, чем при выводе пучка с "высокой" интенсивностью, но с худшими параметрами его временной структуры. Так, например, для установки КМН в некоторых режимах при примерно одинаковом числе регистрируемых событий эти интенсивности отличаются на два порядка: $\sim 10^{10}$ протонов/цикл для "хорошей" (пульсации $\leq 10\%$) временной структуры и $\sim 10^{12}$ протонов/цикл для структуры с высокими ($\geq 50\%$) пульсациями в течение вывода.

В данной работе¹ приводятся результаты вывода в канал 23 пучка ускоренных протонов в режиме нерезонансного медленного вывода (НМВ) [5]. За счет использования электростатического дефлектора, этот метод обеспечил вывод в течение ~ 1.7 с на плоской части магнитного поля $\geq 5 \cdot 10^{10}$ протонов/цикл, что более чем на порядок выше результатов, полученных до сих пор при выводе пучка протонов, например, в канал 22 для установок ФОДС-2 и СВД [5,6].

Достоинство использования НМВ в данном случае в том, что он дает возможность начать новую программу исследований на установке КМН, обеспечивая

¹Результаты представленные в данной работе, получены частично при поддержке Международного научного фонда (грант RMK000).

вывод ускоренных протонов необходимой интенсивности одновременно с генерацией вторичных частиц с 3–4 внутренних мишеней для других экспериментов. Это дополнительно повышает эффективность использования ускорителя при выводе частиц в этом режиме на 25–30%. Высокое качество и стабильность параметров выводимого пучка при достигнутой интенсивности не могут быть получены другими известными методами вывода пучков.

В работе приводится оценка эффективности вывода протонов в канал 23, полученная из реального распределения ускоренной интенсивности в цикле У–70 между потребителями. Интенсивность, потребляемая мишенями, определена из калибровочных кривых мониторов, контролирующих индивидуальный сброс на каждую мишень.

2. Экспериментальные результаты

В процессе исследований требовалось изучить принципиальную возможность вывода пучка интенсивностью $\sim 10^{10}$ протонов/цикл, необходимой для нового эксперимента. Как отмечалось выше, такая интенсивность в режиме НМВ протонов в направлении канала 22 не была достигнута. Следующим этапом исследований было получение максимально возможной в этом режиме интенсивности, с использованием всех дефлекторов системы медленного вывода пучка, имеющихся в настоящее время на У–70. Поэтому при выводе протонов использованы две схемы. Первая, основными элементами которой, обеспечивающими вывод пучка, являются магнитные дефлекторы (септум-магниты) с последовательно возрастающей толщиной септума, установленные в прямолинейных промежутках (ПП) 18, 20, 22, 26, используется в ИФВЭ много лет [3,5]. Первым дефлектором этой схемы, определяющим эффективность вывода, является септум-магнит SM–18 с "механической" толщиной токовой перегородки ~ 0.5 мм [7].

Вторая схема включает в себя все септум-магниты первой, а в качестве первого элемента используется электростатический дефлектор (ED), установленный в ПП–106. Перегородка дефлектора, отделяющая циркулирующий пучок от заброшенного в его апертуру, состоит из проволок диаметром 0.1 мм, изготовленных из W–Re-сплава и натянутых по всей его длине с шагом 2 мм, что обеспечивает распределение электрического поля по зазору без "провалов", влияющих на движение циркулирующего пучка. Величина промежутка между катодом и анодом дефлектора 20 мм, длина дефлектора – 3 м [8].

При напряженности электрического поля в зазоре ED–106 100 кВ/см (эквивалент магнитного поля ~ 0.033 Т) сила, действующая на заброшенный пучок, эквивалентна силе магнитного дефлектора SM–18 ($H \sim 0.08$ Т при длине ~ 1.3 м). Рабочая же напряженность поля в зазоре ED–106 составляет 70 кВ/см. Разделение циркулирующего и выводимого пучков на азимуте SM–18 при этом может достигать (при отсутствии разброса частиц по импульсам) ~ 5 мм [8]. Если принять в качестве элемента раскачки "толстую" мишень (Be, толщина по пучку 30 мм) и предположить, что выводятся в основном протоны, рассеянные упруго на ядрах в

мишени, то, как показано в приложении, даже с учетом сдвига равновесной орбиты частиц из-за потери энергии при взаимодействии с мишенью величина зазора между циркулирующим и выводимым пучками на азимуте SM-18 будет составлять 2.36–4.40 мм. Это больше толщины септума первого магнитного дефлектора, и при правильной настройке режима обеспечивается существенное снижение потерь частиц на перегородках магнитных дефлекторов и, соответственно, увеличение числа выведенных частиц.

Правильный учет всех процессов, имеющих место при взаимодействии ускоренного пучка с мишенями, показывает, что можно добиться больших (по сравнению с толщиной токовых перегородок дефлекторов) приростов амплитуд бетатронных колебаний частиц, что является необходимым условием вывода частиц. Объяснение механизма увеличения амплитуд бетатронных колебаний частиц пучка при взаимодействии с внутренними мишенями дается в приложении.

2.1. Вывод пучка по схеме 1 (через SM-18)

Работа НМВ осуществлялась последовательно с высокоинтенсивным резонансным медленным выводом (РМВ), занимавшим первую половину плоской части магнитного цикла, и шла одновременно с генерацией вторичных частиц внутренними мишенями для экспериментальных установок каналов 2, 4, 5Н (см. рис.1а). Время вывода было примерно одинаковым (~ 0.7 с для РМВ и ~ 0.6 с для остальных потребителей). На рис.1а показана также диаграмма тока SM-18 для этого случая. После настройки режимов элементов, обеспечивающих вывод частиц (септум-магнитов, корректоров ПП-30 и головной части канала), оптимизация выводимой интенсивности осуществлялась регулировкой токов бампов 15–21 и 16–22, обеспечивающих подвод пучка к токовым перегородкам SM-18, 20. При оптимальном токе бампа 15–21 ~ 95 А дальнейшее повышение интенсивности вывода осуществлялось с помощью бампа 16–22 с линейным нарастанием тока, компенсирующим увеличение зазора между краем циркулирующего пучка и септумами из-за поглощения частиц мишенью и уменьшающим потери выводимых частиц изнутри апертуры септум-магнитов на септумах SM-18, 20. Ток бампа 16–22 возрастал во времени на $\Delta I \approx 30$ А, что согласуется с темпом роста бампов при наведении пучка на внутренние мишени и позволяет обеспечить постоянство указанных зазоров между пучком и септумом в течение времени вывода (~ 1 с и более). Соответствующая зависимость выводимой интенсивности от величины тока бампа 16–22 в конце вывода показана на рис.2 (кривая 1). Видно, что достигается значение выводимой интенсивности $\sim 10^{10}$ протонов/цикл, при этом после мишени установки КМН зафиксировано $\sim 10^6$ К-мезонов (кривая 2), что достаточно для начала исследований с полученным пучком по новой программе.

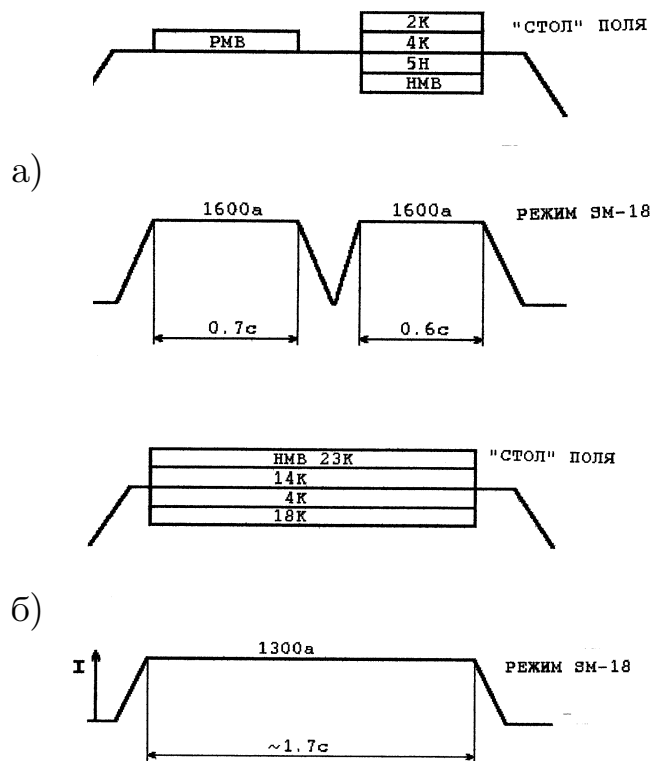


Рис. 1. Режимы вывода частиц и диаграммы тока SM-18: а) при последовательной работе с РМВ (ток SM-18 номинальный); б) SM-18 работает на весь "стол" (ток снижен ~ на 20%) РМВ – резонансный медленный вывод; 2(14 к), 4 к, 5Н (18 к) – вывод вторичных частиц; НМВ – нерезонансный медленный вывод; I – ток SM-18.

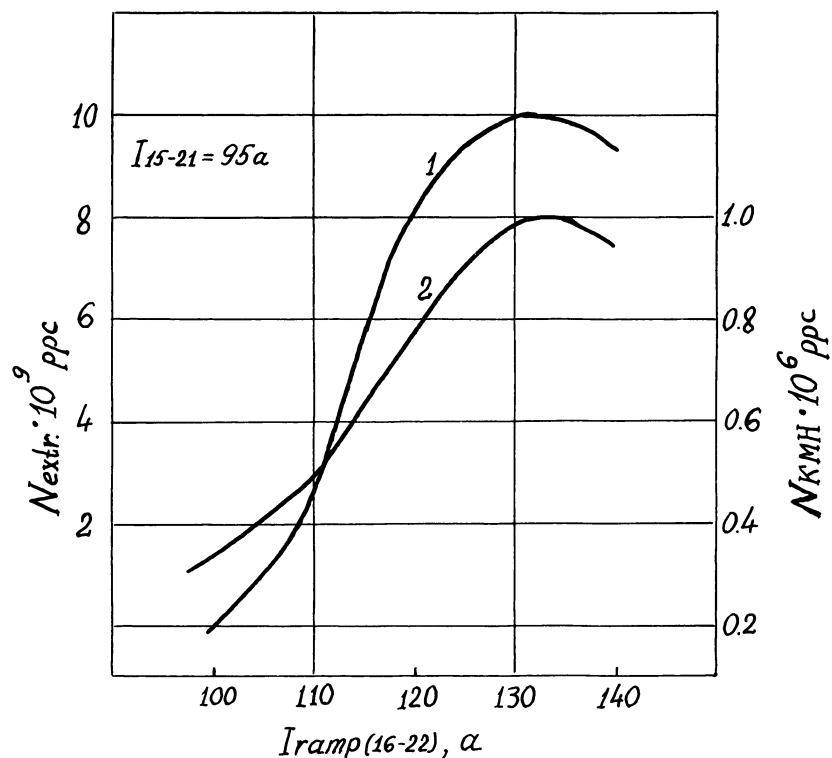


Рис. 2. Зависимость интенсивности пучка в канале 23 от тока бампа 16–22 в конце вывода: 1 – для выведенных из У-70 протонов; 2 – для К-мезонов после мишени установки КМН.

2.2. Вывод пучка по схеме 2 (через ED-106)

Здесь вывод протонов осуществлялся в режиме максимальной длительности взаимодействия ускоренного пучка с внутренними мишенями на плоской части магнитного цикла -1.7 с. Временная диаграмма работы мишеней, НМВ и SM-18 приведена на рис.16. Ток этого магнитного дефлектора был понижен \sim на 20%, чтобы обеспечить его возбуждение и вывод частиц в течение всего времени работы внутренних мишеней (допустимое время работы SM-18 с номинальным током -1.3 с). Пучок, раскачанный с их помощью, забрасывался в ED-106, далее $-$ в SM-18 и выводился в канал 23 по уже известной трассе через септум-магниты, установленные в ПП-20, 22, 26. Полная схема вывода приведена на рис.3, где кривыми 1, 1' показаны смещения орбиты пучка в районе ED-106, септум-магнитов и мишеней (T_1, T_2) перед началом раскачки, а кривыми 2, 2' $-$ трасса пучка, выводимого в канал 23 после заброса в ED-106. В данном эксперименте зафиксировано значение интенсивности, выведенной из ускорителя, $\geq 5 \cdot 10^{10}$ протонов/цикл, а на установке КМН $- \sim 5 \cdot 10^6$ К-мезонов. Отношение этих значений, характеризующее порядок величины сечения рождения К-мезонов в существующей схеме вывода, хорошо согласуется с данными предыдущего эксперимента (см. раздел 2.1).

Как отмечалось выше, после получения практически полной длительности вывода (возможный резерв составляет $\sim 0.1 \div 0.15$ с) и достижения интенсивности пучка протонов, достаточной для начала исследований, фактором, определяющим эффективность набора статистики в новом эксперименте на установке КМН, является качество временной структуры выводимого пучка. В нашем случае качество пучка иллюстрируется рис. 4 и 5.

На рис.4 представлены осциллограммы временной структуры пучков вторичных частиц, выводимых в каналы 14 и 4 (установки ПРОЗА и ГАМС соответственно). Рис.4а соответствует режиму работы двух "толстых" мишеней из Ве (толщина $D_t \sim 0.1L_N$, ядерной длины материала), рис.4б $-$ режиму работы тонкой ($D_t \sim 10^{-3}L_N$) углеродной мишени канала 14 совместно с Ве-мишенью канала 4. Из сравнения осциллограмм видно, что ввод тонкой мишени приводит к уменьшению величины пульсаций в выводимых пучках в несколько раз. Пульсации уменьшаются не только на установке ПРОЗА, но и на установке ГАМС, хотя для нее оставлена, по-прежнему, "толстая" мишень из Ве. Объяснение этому эффекту было дано ранее [4,9], здесь лишь отметим, что именно тонкая углеродная мишень формирует в процессе своей работы такое распределение частиц в пучке, которое позволяет системам наведения с ограниченной полосой пропускания частот обеспечить минимальные пульсации выводимой интенсивности. В итоге в структуре сброса отсутствуют высокие частоты, кратные частоте обращения пучка в ускорителе (~ 200 кГц), и сильно подавлены низкие частоты (\sim десятков и сотен Гц), находящиеся в зоне регулирования систем наведения пучка на мишени.

Представление о частотах, имеющих в выводимых пучках в этом режиме, дает рис.4в, представляющий собой вырезки осциллограмм рис.4б в середине сброса, увеличенные по амплитуде и развернутые с ценой деления 5 мс/клетку.

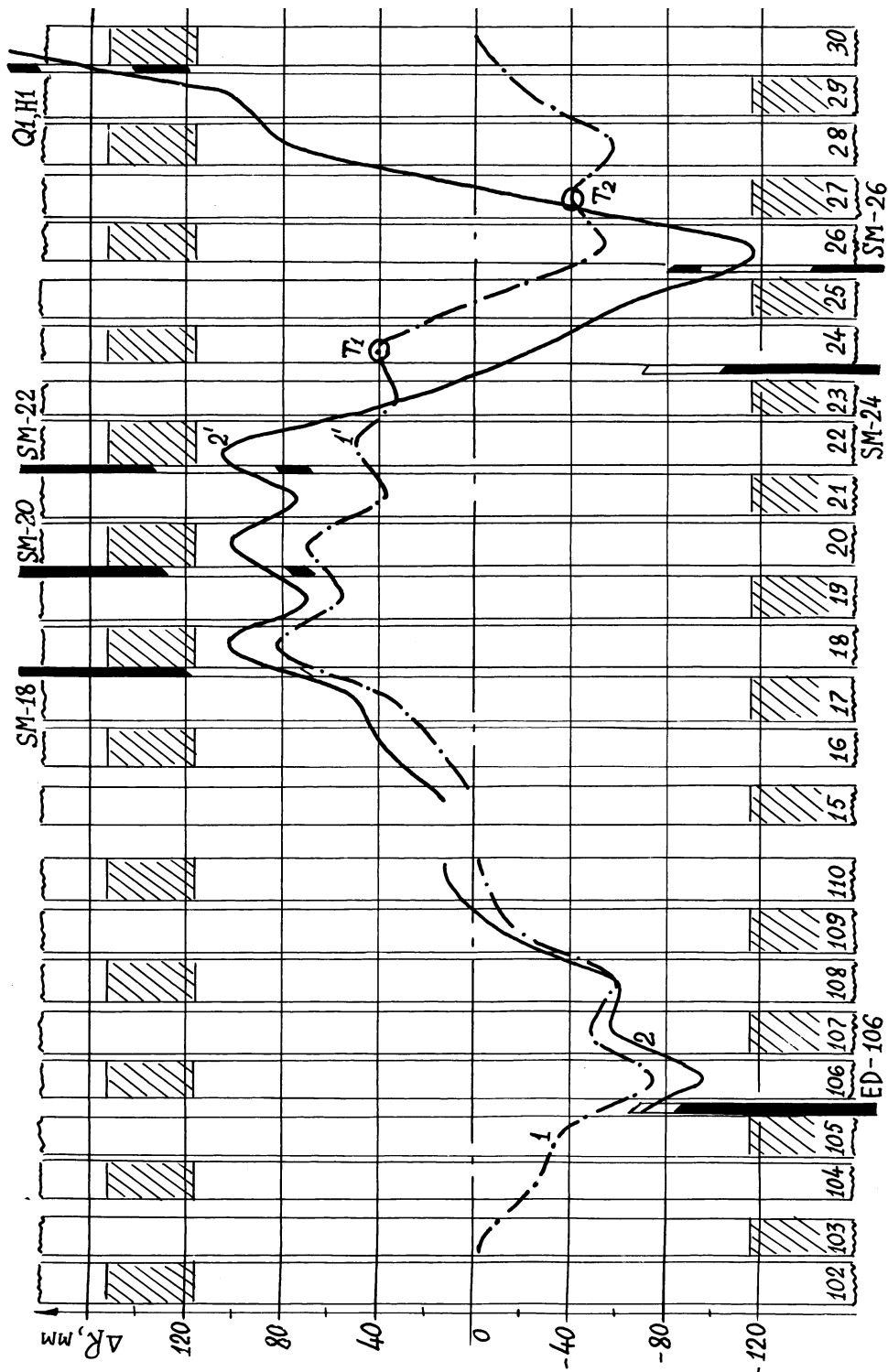


Рис. 3. Полная схема вывода протонов: ED-106, SM-18, 20, 22, 26 – электростатический и магнитные дефлекторы системы вывода; Q1, H1 – начальные элементы тракта фокусировки; SM-24 – септум-магнит быстрого вывода; T₁ и T₂ – внутренние мишени 2(14)- и 4-го каналов на участке вывода. Мишень T₃ (для каналов 5Н или 18) находится за пределами участка вывода.

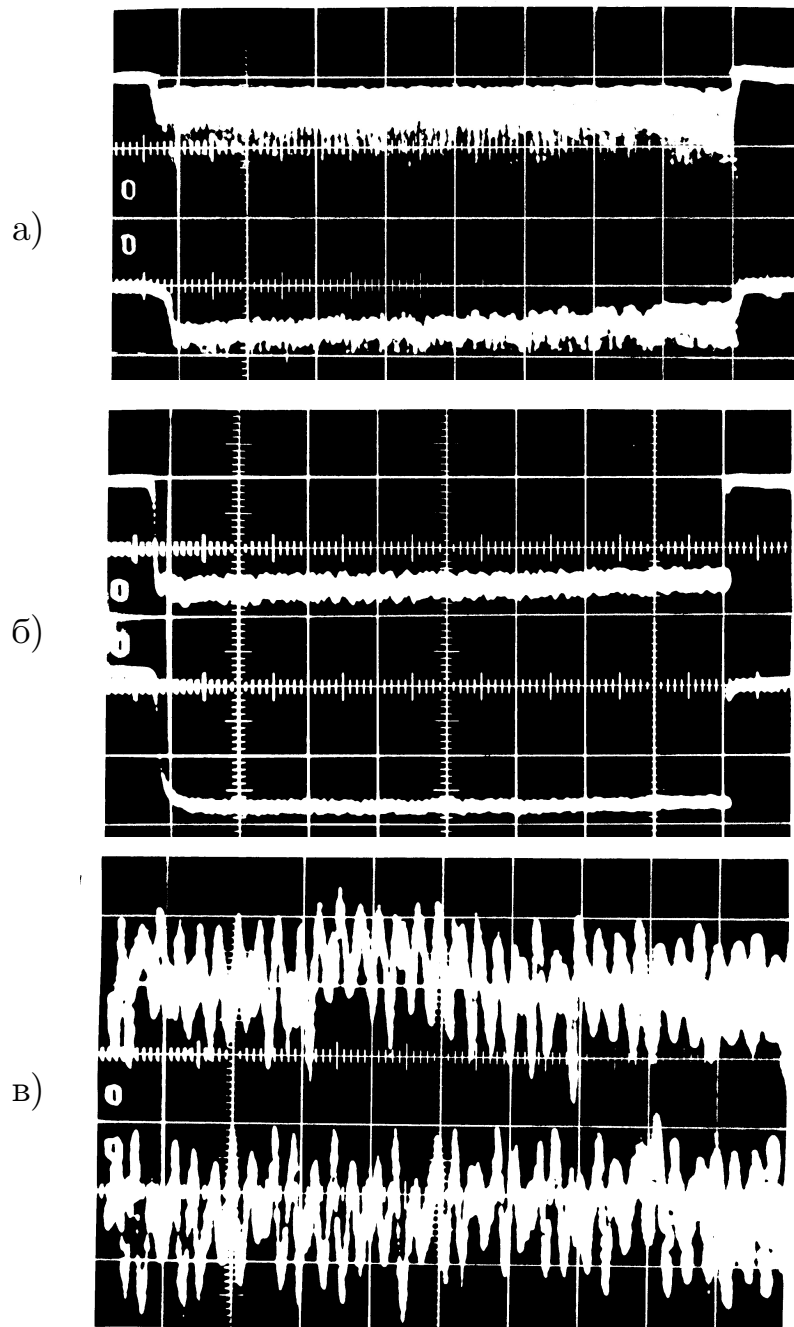


Рис. 4. Осциллограммы временной структуры пучков вторичных частиц, выводимых с мишеней T_1 и T_2 : а) T_1 и T_2 – ”толстые” мишени из Ве ($D_t \sim 0.1L_N$), шкала по вертикали – 10 В/кл. и 2 В/кл.; уровень пульсаций $\pm 43\%$ и $\pm 22\%$ соответственно; б) в качестве T_1 используется тонкая углеродная ткань ($D_t \sim 10^{-3}L_N$), шкала по вертикали – 5 В/кл. и 2 В/кл.; уровень пульсаций $\pm 12\%$ и $\pm 7\%$ соответственно. Верхний луч – вывод пучка на установку ПРОЗА (канал 14), нижний луч – на установку ГАМС (канал 4). Масштаб развертки по горизонтали – 200 мс/клетку; в) вырезка осциллограмм б) в середине сброса с ценой деления по горизонтали – 5 мс/клетку. Вертикальный масштаб 1 В/кл. и 0.2 В/кл. соответственно.

Как и на рис.4б, верхний луч – вывод на установку ПРОЗА, нижний – на установку ГАМС. Анализируя осциллограммы, можно увидеть, что в них присутствуют частоты ~ 50 , ~ 200 и ~ 700 Гц. Эти пульсации не оказывают влияния на эффективность набора статистики экспериментальными установками, так как их суммарный уровень не превышает ± 12 и $\pm 7\%$ от амплитуд соответствующих сигналов (см. рис.4б).

С осциллограммами рис.4 хорошо согласуется рис.5, на котором представлен частотный спектр временной структуры пучка, выводимого на установку КМН одновременно с выводом вторичных частиц в вышеописанном режиме. Спектральный состав получен с помощью анализатора спектра, использующего быстрое фурье-преобразование [10]. Исследовано два случая: когда в раскочке пучка участвует "толстая" мишень канала 14 толщиной $\sim 0.1L_N$ (рис.5а), либо мишень из углеродной ткани толщиной $\sim 10^{-3}L_N$ – рис.5б. Видно, что при работе тонкой мишени влияние всех пульсаций (в том числе и низкочастотных) сильно подавлено, что создает благоприятные условия для эффективного набора статистики на установке КМН. Здесь видно также, что в спектре присутствуют частоты ~ 65 и ~ 200 Гц, но, как отмечалось выше, их амплитуды настолько малы, что не влияют на эффективность набора статистики.

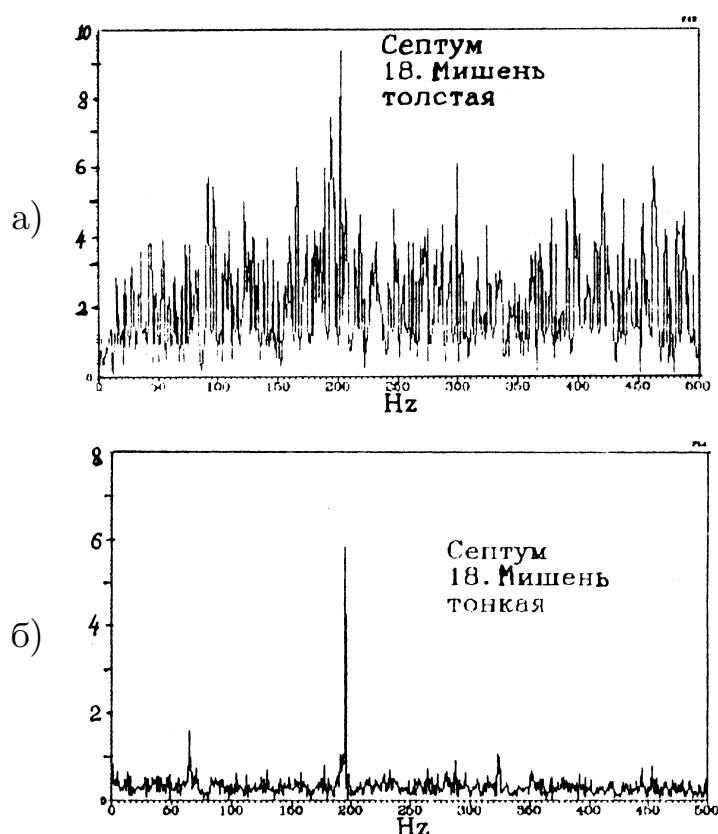


Рис. 5. Частотный спектр временной структуры пучка, выводимого на установку КМН одновременно с выводом вторичных частиц. Результат обработки получен с помощью фурье-преобразования сигнала монитора SM-18. а) В качестве T_1 используется "толстая" ($\sim 0.1L_N$) мишень из Ве; б) T_1 – "тонкая" ($\sim 10^{-3}L_N$) углеродная ткань.

2.3. Оценка эффективности вывода

Эффективность вывода протонов в режиме НМВ оценивалась, исходя из данных об интенсивности ускорителя, интенсивности пучка, неупруго взаимодействующего с внутренними мишенями, числе частиц, испытавших раскачку мишенями и интенсивности, зафиксированной в канале. Эти данные приведены в таблице 1.

Таблица 1. Распределение интенсивности пучка при НМВ (в единицах 10^{11} протонов за цикл)

I_{Σ} У-70	Сброс на внутренние мишени				$\Delta I_{НМВ}$	$\Delta I_{выв.}$
	ΔI_{24}	ΔI_{27}	ΔI_{35}	$\Delta I_{ВМ\Sigma}$		
24.0	11.0	10.0	1.0	22.0	2.0	$\geq 0.5^*)$

*) Предел измерения, выше которого отмечено насыщение ионизационной камеры, использовавшейся в эксперименте.

Обозначения в таблице:

$I_{\Sigma У-70}$ – интенсивность ускорителя;

ΔI_i – интенсивность, потребляемая внутренними мишенями (i – номер блока, в котором установлена мишень);

$\Delta I_{НМВ}$ – интенсивность частиц, испытавших раскачку мишенями и участвующих в НМВ;

$\Delta I_{выв.}$ – интенсивность выведенного пучка протонов.

Эффективность вывода в нашем эксперименте оценивалась следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{\Delta I_{выв.}}{\Delta I_{НМВ}} \geq \frac{5 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 10^{11}} \geq 25\%.$$

Погрешность указанного значения эффективности не превышает 10%, так как она определяется погрешностью измерения интенсивности, сбрасываемой на мишени и обусловленной чувствительностью мониторов к работе "чужих" мишеней (в основном чувствительностью монитора установки ГАМС к работе мишени установки ПРОЗА). Эта чувствительность после ранее проведенных работ снизилась более чем в 3 раза и оказалась в пределах 6–8% [11], что существенно стабилизировало процесс наведения пучка на мишени при их параллельной работе.

Такое значение эффективности для НМВ на ускорителе ИФВЭ получено впервые. Ожидается, что после оптимизации режимов ускорителя и элементов вывода (в том числе при работе SM-18 с номинальным током) можно достичь интенсивности выведенных протонов $\geq 10^{11}$ за цикл. При высоком качестве временной структуры выведенного пучка это полностью удовлетворит требованиям новой программы исследований на установке КМН.

Здесь необходимо отметить, что максимальное значение выводимой интенсивности, предсказанное для этого режима на основе расчетов, выполненных в работе

[12], составляет 10^{10} частиц/цикл. Это более чем в 5 раз отличается от интенсивности, полученной экспериментально в нашем режиме, и примерно на порядок – от ожидаемой интенсивности при условии работы SM–18 с номинальным током.

Отметим основные возможные причины ошибок работы [12]:

- Указанные в таблице 2 варианты использования мишеней из Al и Cu, на основании чего делается заключение о высоких потерях пучка и соответственно низкой интенсивности вывода, являются гипотетическими. Такие мишени и такие их комбинации не применяются в У–70 уже более 20 лет. Упомянутые там же автором реальные комбинации мишеней из Be и C (или Be и Be) позволяют существенно уменьшить уровень потерь пучка при их работе и давали возможность предсказать результат, более близкий к экспериментальному. Например, указанная в таблице 2 комбинация мишеней M24(C) + M27(Be) позволяла предсказать интенсивность вывода $1.2 \cdot 10^{11}$, а комбинация M24(Be) + M27(Be) – $1.6 \cdot 10^{11}$ протонов/цикл. Это хорошо согласуется с результатами оценки интенсивности пучка, выводимого в нашем эксперименте – $\geq 10^{11}$ частиц за цикл.
- Трассировка пучка рассчитывалась с помощью матриц. Известно, что в районе координат 100–110 мм от центра камеры в горизонтальной плоскости заметно проявляются нелинейности магнитного поля, а поскольку в программе работы [12] не предусмотрена возможность их компенсации, такой метод расчета не применим. Следует пользоваться программой типа ТРАЕК [13], позволяющей осуществлять интегрирование уравнений движения частиц в реальной сетке поля У–70, полученной по данным магнитных измерений [14].

Заключение

Использование в качестве первого элемента системы вывода электростатического дефлектора с толщиной перегородки ~ 0.1 мм позволило в режиме нерезонансного медленного вывода снизить потери частиц на токовых перегородках и, даже в режиме с ненормальным током SM–18, добиться интенсивности, выводимой на установку КМН, $\geq 5 \cdot 10^{10}$ протонов/цикл. Это примерно на порядок выше интенсивности, достигнутой в аналогичных условиях, но когда первым элементом системы вывода был магнитный дефлектор SM–18 с толщиной септума ≥ 0.5 мм. Оценки показывают, что в оптимальных условиях возможно получение интенсивности выведенного пучка $\geq 10^{11}$ протонов/цикл при сохранении достигнутых $\pm(7 - 12)\%$ параметров по временной модуляции. Пучки с интенсивностью $\geq 10^{10}$ протонов/цикл и высоким качеством временной структуры требуются также на установках ФОДС–2 и СВД канала 22 для получения электронных пучков высокой энергии.

Нерезонансный медленный вывод – пока единственный метод на У–70, позволяющий осуществить вывод пучков протонов высокого качества с интенсивностью $\sim 10^{11}$ за цикл параллельно с выводом вторичных частиц для других эксперимен-

тов. Другими методами пучки частиц с такой интенсивностью, большой длительностью и высоким качеством временной структуры, а также стабильностью других параметров получить не удавалось.

Авторы выражают благодарность С.П.Денисову за предложение исследовать возможность нерезонансного медленного вывода протонов на установку КМН, оказавшую помощь и прямое участие в исследованиях, А.Г.Афонину за ряд комментариев, сделанных в процессе обсуждения и позволивших полнее раскрыть результаты эксперимента, М.Г. Мироновой за помощь при подготовке материала к печати.

Список литературы

- [1] Адо Ю.М. и др. – Препринт ИФВЭ 85-182, Серпухов, 1985.
- [2] Акопян М.В. и др. – Препринт ИФВЭ 86-129, Серпухов, 1986.
- [3] Мызников К.П. и др. – Препринт ИФВЭ 70-51, Серпухов, 1970.
- [4] Адо Ю.М. и др. – В кн.: Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. – Дубна, 1989, т.2, с.315.
- [5] Асеев А.А. и др. // ЖТФ, 1990, т.60, N9, с.70, Ленинград.
- [6] Asseev A.A. et al. – In: Proceed. of the 3-d European Part. – Accel. Conf., Berlin, 1992, v.2, p.1486.
- [7] Адо Ю.М., Людмирский Э.А. – Препринт ИФВЭ 87-30, Серпухов, 1987.
- [8] Афонин А.Г. и др. – В кн.: Труды XII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. – Дубна, 1992, т.1, с.371.
- [9] Адо Ю.М. и др. – Препринт ИФВЭ 88-9, Серпухов, 1988.
- [10] Воробьев В.К., Осадчий Д.Ф. – Препринт ИФВЭ 94-5, Протвино, 1994.
- [11] Асеев А.А. и др. – Препринт ИФВЭ 85-78. Серпухов, 1985.
- [12] Максимов А.В. – Препринт ИФВЭ 94-38, Протвино, 1994.
- [13] Fedotov Yu., Fronteau J., Keyser R. – CERN DD/CO/67-5. Geneva, 1967.
- [14] Глухов Ю.С. и др. – Препринт ИФВЭ 67-14, Серпухов, 1967.
- [15] Hereward H.G., Ranft J., Richter W. – CERN 65-1, Geneva, 1965.
- [16] Адо Ю.М. и др. – Препринт ИФВЭ 85-23, Серпухов, 1985.
- [17] Söding P. et al. // Phys. Lett. 1972, v. B39, 1, p. 19.

- [18] Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. – М., Энергоатомиздат, 1985.
- [19] Малицкий Н.Д., Севергин Ю.П., Шукейло И.А. и др. – В кн.: Труды XI Всесоюзного Совещания по ускорителям заряженных частиц. – Дубна, 1989, т.2, с.170.

Рукопись поступила 5 марта 1996 г.

Приложение

Оценка зазоров между пучками на первых дефлекторах при раскачке частиц мишенями

Известно (см., например, [15]), что после пересечения ускоренным пучком мишени дальнейшее поведение частиц определяют следующие процессы: поглощение, упругое ядерное и многократное кулоновское рассеяния, ионизационные потери энергии. Поглощение протонов, приводящее к образованию вторичных частиц, является основным механизмом, определяющим уменьшение интенсивности пучка в результате многократного пересечения им внутренней мишени на плате магнитного цикла. Вклад упругого ядерного рассеяния при определении эффективности мишени обычно относится к протонам, провзаимодействовавшим неупруго в мишени (так как считается, что рассеяние столь велико, что приводит к выходу частиц за пределы вакуумной камеры). В действительности, как показано в [16], часть протонов после упругого рассеяния продолжительное время не выходит из области устойчивого движения и этот эффект (вместе с кулоновским рассеянием на малые углы) можно использовать для вывода пучка из ускорителя.

Многократное кулоновское рассеяние и ионизационные потери энергии приводят к изменению амплитуд бетатронных колебаний протонов при каждом их пересечении мишени. Кроме того, из-за ионизационных потерь энергии происходит сдвиг равновесной орбиты частиц. Суммарное действие этих двух процессов приводит к раскачке (увеличению размеров) пучка ускоренных протонов, что позволяет обеспечить заброс частиц в апертуру септум–магнита и их вывод из ускорителя.

Покажем, как влияет мишень на динамику пучка в ускорителе в нашем случае. При рассмотрении будем учитывать процессы многократного кулоновского рассеяния и ионизационных потерь энергии. Процессы упругого ядерного рассеяния хотя и имеют меньшую вероятность, но дают настолько большие приросты амплитуд бетатронных колебаний, что обеспечивают заброс частиц в апертуру первого дефлектора и вывод их из ускорителя даже при однократном пересечении мишени. Необходимые оценки приведены ниже.

Влияние многократного кулоновского рассеяния частиц

Представим на произвольной фазовой плоскости (см. рис.6), нормированной для круговых траекторий (окружность 1), произвольную начальную точку, характеризующуюся координатами $x_1, \beta x'_1$. Пусть Θ – угол рассеяния при конкретном

пересечении частицей мишени, а R_0 – амплитуда частицы. Тогда это рассеяние переведет на фазовой плоскости точку $(x_1, \beta x'_1)$ в точку $(x_1, \beta x'_2)$, отстоящую от начальной на $\beta\Theta$ (β – некоторая β -функция ускорителя). В результате мы получим новую фазовую область для раскачанной частицы (окружность 2), которая будет отражать ее движение с новой амплитудой R . Из геометрических соображений имеем

$$R^2 = R_0^2 + (\beta \cdot \Theta)^2 + 2\beta^2 \cdot x'_1 \cdot \Theta. \quad (1)$$

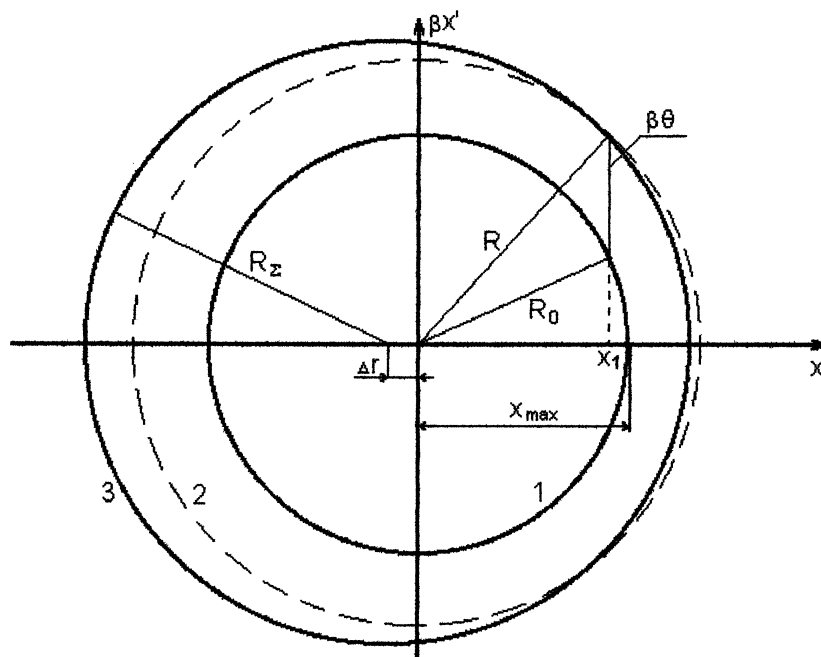


Рис. 6. Представление на фазовой плоскости эффекта раскачки пучка мишенью в ускорителе.

После усреднения по всем углам рассеяния мы имеем выражение для новой амплитуды частицы:

$$\langle R^2 \rangle = \langle R_0^2 \rangle + \langle (\beta \cdot \Theta)^2 \rangle. \quad (2)$$

Из аналогичных рассуждений следует, что частица с амплитудой R_0 на фазовой плоскости после n пересечений мишени будет иметь амплитуду

$$\langle R_n^2 \rangle = \langle R_0^2 \rangle + n \langle (\beta \cdot \Theta)^2 \rangle. \quad (3)$$

Как следует из (2), средне-квадратичный прирост амплитуды бетатронных колебаний частицы ΔA_t на азимуте мишени после конкретного пересечения ее равен

$$\langle \Delta A_t \rangle = (\langle \Delta R_t^2 \rangle)^{1/2} = \beta_t \cdot \Phi, \quad (4)$$

где β_t – значение β -функции на азимуте мишени ускорителя, а проекция средне-квадратичного угла рассеяния частицы в мишени на соответствующее направление выражается зависимостью [17]

$$\Phi = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{E_s}{p\beta_v c} \sqrt{\frac{D_t}{L_R}} \cdot (1 + \epsilon). \quad (5)$$

Здесь $E_s = 15$ МэВ; p – импульс частицы; β_v и c – релятивистский фактор и скорость света соответственно; D_t, L_R – толщина мишени по пучку и радиационная длина ее материала, а ϵ – поправочный коэффициент, обычно не превышающий 10%.

Следует подчеркнуть, что в случае рассеяния в точке $X = X_{max}$ (см. рис.6) мы имеем, независимо от знака угла рассеяния Θ , увеличение амплитуд колебаний частиц, определяемое вторым членом выражения (2). Именно этот эффект увеличения амплитуд бетатронных колебаний частиц при медленном наведении пучка на мишень (более сильный, чем эффект смещения орбиты из-за ионизационных потерь) позволяет использовать схему 1 для вывода протонов из ускорителя без резонансных условий, требующих специального оборудования (см. раздел 2.1).

Итак, мы имеем зависимость для амплитуды частицы после пересечения мишени-рассеивателя (на азимуте мишени):

$$A_{rt}^2 = A_{0rt}^2 + (\beta_t \cdot \Phi)^2, \quad (6)$$

где A_{0rt} – начальная амплитуда частиц.

Элементарные преобразования показывают, что выражение для амплитуды частицы на азимуте первого дефлектора будет иметь аналогичный вид:

$$A_{rd}^2 = \left(\frac{\beta_d}{\beta_t} \right) A_{0rt}^2 + \beta_d \cdot \beta_t \cdot \Phi^2, \quad (7)$$

а ее приращение из-за рассеяния в мишени –

$$\Delta A_d = (\langle \Delta R_d^2 \rangle)^{1/2} = (\beta_d \cdot \beta_t)^{1/2} \cdot \Phi, \quad (8)$$

где β_d – β -функция ускорителя на азимуте дефлектора.

Заброс частицы в апертуру первого дефлектора происходит после некоторого ”последнего” пересечения мишени частицей, когда приращение амплитуды её колебаний будет удовлетворять условию (при установке септума на краю огибающей невозмущенного пучка)

$$|(\langle \Delta R_d^2 \rangle)^{1/2}| > D_d,$$

где D_d – толщина перегородки первого дефлектора.

В силу статистической независимости углов рассеяния Θ выражение (3) можно применять, используя обозначения A_{xn} и A_{zn} средне-квадратичных амплитуд, для взаимноперпендикулярных плоскостей X, Z с соответствующими β -функциями и средне-квадратичным углом рассеяния Φ :

$$\begin{cases} A_{xn}^2 = A_{x0}^2 + n \cdot \beta_x^2 \Phi^2; \\ A_{zn}^2 = A_{z0}^2 + n \cdot \beta_z^2 \Phi^2. \end{cases}$$

Откуда, заменяя $n\Phi^2$, получим

$$A_{zn}^2 = A_{z0}^2 + \left(\frac{\beta_z^2}{\beta_x^2} \right) \cdot (b^2 - A_{x0}^2), \quad (9)$$

где $b = A_{xn}$ – расстояние до септума от центра пучка.

Это выражение дает возможность оценить потери частиц, испытавших раскачку мишенями при их движении в ускорителе, на границах вертикальных апертур вакуумной камеры У-70 (что важно, так как она имеет в два раза меньший размер по вертикали по сравнению с горизонтальным) и устройств вывода, представляющих собой "узкие" места на орбите ускорителя.

Второй член этого выражения показывает, что, подбирая мишень с параметрами, обеспечивающими большие приросты амплитуд бетатронных колебаний (например, W), и устанавливая ее на азимуте, где отношение β_x/β_z максимально, можно добиться существенного снижения потерь частиц на границах вертикальных апертур при выводе пучка. При этом преобладающий рост амплитуд колебаний будет в горизонтальной плоскости.

Влияние ионизационных потерь энергии

Как мы видели из (2), а также из рис.6, изменения угла частицы при движении в ускорителе трансформируются в приращения ее амплитуды. Аналогично, изменения импульса Δp трансформируются в изменения положения частицы за счет сдвига равновесной орбиты в горизонтальной плоскости. После пересечения мишени потери энергии частицы выражаются зависимостью [18]

$$\Delta E = - \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \right) \cdot D_t [M \ni B], \quad (10)$$

где $(1/\rho \cdot dE/dx)$ – выражение удельных ионизационных потерь энергии в материале мишени; D_t – ее толщина. Относительное изменение импульса протона при однократном пересечении мишени $\Delta p/p_0$ приводит к смещению его орбиты на азимутах мишени и дефлектора в сторону меньших радиусов (см. рис.6) соответственно на величину Δr , определяющуюся выражением

$$\Delta r_{t,d} = -\psi_{t,d} \cdot \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (11)$$

где $\psi_{t,d}$ – дисперсионная функция на азимуте мишени или дефлектора; p_0 – исходный импульс частицы.

Если $\psi'_t \sim 0$ (что выполняется для мишеней, установленных в У-70), то прирост амплитуды бетатронных колебаний $\Delta A_r = |\Delta r_t|$. При расположении мишени на внешнем радиусе максимум отклонения частицы будет иметь место через полпериода или любое нечетное число полупериодов бетатронных горизонтальных

колебаний. На азимуте первого дефлектора (при правильном выборе места его установки) максимум смещения частицы внутрь составит

$$\Delta r_{dmax} = - \left[\psi_d \cdot \frac{\Delta p}{p_0} + \left(\frac{\beta_d}{\beta_t} \right)^{1/2} \cdot \psi_t \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \right] \approx -2\psi_d \cdot \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (12)$$

Если при этом выполняется условие

$$|\Delta r_{dmax}| > D_d, \quad (13)$$

то этот эффект также может быть использован для заброса частиц в апертуру первого дефлектора и последующего вывода их на экспериментальную установку.

Следует отметить, что в этом случае требуется тщательный подбор характеристик материала мишени-рассеивателя. Важную роль играет также место установки мишени в ускорителе относительно первого дефлектора. По расчетам авторов работы [19], использование этого эффекта позволяет получить высокоэффективный ($\varepsilon = 98\%$) медленный вывод протонов из накопителя Московской мезонной фабрики Института ядерных исследований (г. Троицк).

Совместное влияние эффектов рассеяния и потерь энергии

С учетом рассмотренных эффектов амплитуда горизонтальных колебаний частицы на азимуте дефлектора будет оцениваться по формуле

$$A_{rd\Sigma} = A_{rd} + \left(\frac{\beta_d}{\beta_t} \right)^{1/2} \cdot \psi_t \cdot \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (14)$$

A_{rd} – амплитуда бетатронных колебаний частицы в ускорителе (7).

Наглядное представление об увеличении амплитуд бетатронных колебаний и смещении равновесной орбиты вследствие процессов многократного кулоновского рассеяния и ионизационных потерь энергии при взаимодействии с мишенью дает рис.6 (окружность 3).

Окончательное выражение амплитуды колебаний частицы на азимуте первого дефлектора при однократном взаимодействии с мишенью имеет вид

$$A_{rd\Sigma} = \left[\frac{\beta_d}{\beta_t} \cdot \left(A_{0rt} + \psi_t \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \right)^2 + \beta_d \cdot \beta_t \cdot \Phi^2 \right]^{1/2}. \quad (15)$$

А результирующее приращение амплитуды после n взаимодействий, играющее роль при нерезонансном медленном выводе (без учета малых поправок), выражается формулой

$$\Delta A_{rd\Sigma} \sim \left[n \cdot (\beta_d \cdot \beta_t) \cdot \Phi^2 + 2n \cdot \left(\frac{\beta_d}{\beta_t} \right) A_{0rt} \cdot \psi_t \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Максимальное же смещение частицы на азимуте первого дефлектора будет

$$\Delta r_{dmax\Sigma} = (\Delta A_{rd\Sigma} \pm n \cdot \Delta r_d) = \left[n \cdot (\beta_d \cdot \beta_t) \cdot \Phi^2 + 2n \cdot \left(\frac{\beta_d}{\beta_t} \right) A_{0rt} \cdot \psi_t \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \right]^{1/2} \pm n \cdot \psi_d \cdot \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (17)$$

Последний член выражения (17) входит со знаком "+" или "-" в зависимости от того, снаружи или изнутри орбиты пучка установлен септум-магнит. Например, для ED-106, установленного изнутри, приращение складывается, а для SM-18, установленного снаружи, наоборот, вычитается.

В таблице 2 приведены результаты численных оценок заброса частиц в апертуры дефлекторов при рассеянии на мишени 2 (14) канала (W_e , $D_t = 3\text{см}$) после 1, 4, и 6 пересечений соответственно. Необходимые для оценок дополнительные данные (см., например [9]):

- потери энергии частиц за одно пересечение мишени $\Delta E = 10.86$ МэВ;
- $\Delta p/p_0 = -1.55 \cdot 10^{-4}$;
- $\Phi = 0.061$ мрад;
- $A_{0rt} = 5$ мм.

Анализ данных таблицы 2 позволяет наглядно объяснить разницу выводимой интенсивности для двух описанных выше случаев (см. разделы 2.1 и 2.2).

Таблица 2. Значения шага заброса частиц в апертуры ED-106 и SM-18

Параметры		Блок 24	ED-106	SM-18
$ \varphi_r $, м		6.42	5.18	5.29
β_r , м		41.22	26.81	28.0
$\psi_{\Delta p}$, м		3.20	2.48	2.51
ΔA_d , мм (8)	1		2.03	2.07
	4		4.06	4.14
	6		4.97	5.07
$ \Delta r_{t,d} $, мм (11)	1	0.50	0.38	0.39
	4	2.00	1.52	1.56
	6	3.00	2.28	2.34
$\Delta A_{rd\Sigma}$, мм (16)	1		2.69	2.75
	4		5.38	5.50
	6		6.59	6.74
$\Delta r_{dmax\Sigma}$, мм (17)	1		3.07	2.36
	4		6.90	3.94
	6		8.87	4.40

При выводе пучка через SM-18 мы имеем суммарную величину заброса частицы после одного пересечения мишени $\Delta r_{dmax\Sigma} = 2.36$ мм. Соответственно после 4 и 6

пересечений $\Delta r_{dmax\Sigma}$ составляет 3.94 и 4.40 мм. Числа 4 и 6 являются характерными, так как после такого числа взаимодействий с мишенью частица с большой вероятностью получает упругое ядерное рассеяние, что приводит к ее однозначному забросу в апертуру дефлектора [16]. Учитывая, при выводе через SM-18, толщину септума 0.5 мм, мы видим, что реальная величина заброса частиц в апертуру септум-магнита при указанном времени их жизни составляет 1.86–3.90 мм.

Принимая во внимание неточности юстировки септум-магнита, нестабильности орбиты, импульсный разброс частиц, а также уменьшение интенсивности пучка, испытывающего раскачку, с каждым пересечением мишени, можно увидеть, что возможность вывода высокой интенсивности через SM-18 ограничена. В случае же вывода пучка с использованием ED-106, мы имеем $\Delta r_{dmax\Sigma} = 3.07, 6.90, \text{ и } 8.87$ мм для 1, 4 и 6 пересечений мишени соответственно.

Это означает, что если сила ED-106 будет достаточной лишь для того, чтобы надежно перебросить пучок через перегородку SM-18, то зазор между циркулирующим и выводимым пучками на азимуте SM-18, даже с учетом смещения орбиты внутрь, будет $\sim 2.7 \div 8.5$ мм (естественно, мы пренебрегли толщиной перегородки ED-106 0.1 мм). Очевидно, что это обеспечит значительное снижение потерь частиц на перегородке SM-18 и соответственно увеличение интенсивности выведенного пучка. Так, увеличение, согласно приведенным оценкам, эффективного зазора между циркулирующим и выводимым пучками в ПП-18 в 1.5–2 раза из-за использования электростатического дефлектора привело к увеличению интенсивности вывода более чем в 5 раз: с $\sim 10^{10}$ при выводе по схеме 1 до $\geq 5 \cdot 10^{10}$ протонов/цикл, выведенных на установку КМН по схеме 2.

А.А.Асеев и др.

Нерезонансный медленный вывод протонов на установку Комплекс меченых нейтрино с применением электростатического deflectора.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор М.Л.Фоломешкина.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 05.03.96. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 2.25. Уч.-изд.л. 1.72. Тираж 180. Заказ 665. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

