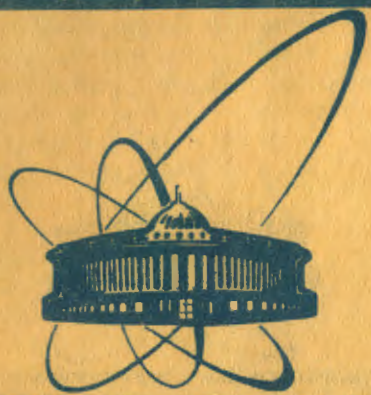


2/iv-84



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1635/84

P9-83-862

В.С.Александров, Г.В.Долбилов, И.В.Кузнецов,
В.Н.Разувакин, В.П.Саранцев, А.П.Сумбаев,
С.И.Тютюнников, А.Е.Черемухин, В.Н.Шаляпин

СЕПАРАЦИЯ КОМПОНЕНТОВ
ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ
И ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
ИОННЫХ ПОТОКОВ
НА ПРОТОТИПЕ КУТИ

1983

Как следует из принципа коллективного ускорения ионов электронными кольцами^{/1/}, основными характеристиками электронно-ионных колец, определяющими параметры ионных потоков при ускорении, являются: число электронов N_e , релятивистский фактор электронов в конце сжатия γ , большой R и малые $a_{r,z}$ размеры, а также полное число ионов N_i или N_i в комбинациях: $f = \bar{Z}_i \cdot N_i / N_e$ - фактор нейтрализации и $\xi = AMN_i / m\gamma N_e$ - массовый фактор ионной загрузки. Здесь \bar{Z}_i - средний заряд ионов, A - массовое число ионов, M и m - массы нуклона и электрона. В связи с разработкой проекта ускорительного комплекса тяжелых ионов с коллективным ускорителем /КУТИ/ в качестве инжектора тяжелоионного синхротрона особую важность приобретают такие характеристики ионных потоков, ускоренных в КУТИ, как величина разброса по энергиям ионов в одном цикле $\Delta E_i / E_i$, размеры пучка ионов, его расходимость или эмиттанс ϵ_i . Теоретические оценки этих величин можно произвести на основании результатов большого цикла работ^{/2-16/}, посвященных исследованию всего комплекса параметров электронно-ионных колец, получаемых на прототипе коллективного ускорителя тяжелых ионов.

Рассмотрим эти результаты. Определение числа электронов на конечных этапах сжатия производилось по измерению мощности I_λ синхротронного излучения /СИ/, пропорциональной числу электронов $I_\lambda = W_\lambda N_e$, где W_λ - спектральная мощность СИ одного электрона. Измерение I_λ производилось как в ближнем инфракрасном /ИК/ диапазоне^{/9/}, так и в оптическом диапазоне спектра СИ^{/3,4/}. В связи с тем, что спектральная интенсивность W_λ существенно зависит от энергии электрона /или его релятивистского фактора γ /, для корректного определения N_e необходимо четкое представление о величине γ в процессе измерения. При измерении N_e по СИ в ИК-диапазоне величина γ вычисляется с учетом предварительно измеренных магнитного поля B_z и $R(t)$ -траектории: $\gamma = (e^2 B_z^2 R^2 / m^2 c^4 + 1)^{1/2}$, где e - величина заряда электрона, c - скорость света в вакууме. При работе в оптическом диапазоне СИ значение γ измерялось в процессе сжатия с использованием специфических спектральных характеристик СИ. Величина γ определяется либо по положению максимума спектра СИ^{/4/}: $\gamma = (1,764 R / \lambda_m)^{1/3}$, где λ_m - длина волны, соответствующая максимуму спектра СИ, либо по отношению мощностей СИ W_1 и W_2 , измеренных на различных длинах волн λ_1 и λ_2 ^{/3,4/}: $\gamma = \{ [4,2 (\lambda_1 - \lambda_2) / (\lambda_1 \cdot \lambda_2)] / \ln [(\lambda_1 / \lambda_2)^{5/2} W_1 / W_2] \}^{1/3}$.

Узкая угловая направленность СИ ($\sim 1/\gamma$) позволяет определять размеры $a_{r,z}$ сечения кольца по измерению размеров пятна СИ, сфокусированного на линейную комбинацию точечных (InSb) - фотосопротивлений в ИК диапазоне^{/5/} или на фотокатод диссектора в видимом диапазоне^{/6/}.

Возможность измерения фактора нейтрализации в каждом цикле сжатия появляется при учете влияния на угловую расходимость СИ

бетатронных колебаний электронов. В /7/ измерялась угловая расходимость СИ, обусловленная изменением относительной частоты $\Delta\nu_{zi}^2$ аксиальных бетатронных колебаний электронов в присутствии ионов. По угловой расходимости СИ вычисляется $\Delta\nu_{zi}^2 = \theta_c^2 R^2 / a_z^2 - R\lambda\gamma / 4\pi a_z^2$,

где θ_c - дисперсия угловой расходимости СИ, λ - длина волны измеряемого СИ. После вычисления $\Delta\nu_{zi}^2$ значение фактора нейтрализации определяется следующим образом:

$$f = \frac{\Delta\nu_{zi}^2 \pi (a_z + a_r) \gamma}{N_e R r_e} + \frac{1}{\gamma^2},$$

где $r_e = e^2 / mc^2 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ - классический радиус электрона.

Регистрация тормозного излучения электронов кольца на остаточном газе позволяет независимым образом измерять число электронов в процессе формирования колец на равновесной орбите /8/ и оценивать значение $N_i N_e$, следовательно N_i , по тормозному излучению электронов на ионах при сжатии до конечных радиусов /9,10/.

Ускорение электронно-ионных колец на прототипе КУТИ осуществляется в градиентном соленоидальном магнитном поле. В /11/ на основе времяпролетных методов измерялись продольная скорость ускоренных колец и время пролета ускоряющего участка, что при известном распределении ускоряющей силы градиентного соленоида по длине /12/ позволяет определить энергию ионов и фактор загрузки ξ . Вычисление ξ производилось также при анализе высокочастотной активности кольца, связанной с радиальными дипольными колебаниями /13/.

Известно /19/, что одним из самых надежных методов измерения числа и энергии ионов, ускоряемых в коллективных ускорителях, является метод активационного анализа мишени, облученной потоком ускоренных ионов. Использование ядерных реакций с различными пороговыми характеристиками, возбуждаемых при облучении ускоренными ионами азота, позволило непосредственно определить энергию и число ионов /14/. Калибровочные измерения характеристик реакций, используемых для детектирования ионов, и фоновых реакций на электронах с энергией 16 МэВ были проведены на ускорителях У-200 и микротроне Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ /15/ и линейном ускорителе тяжелых ионов ЦИФ СРР /г.Бухарест/ /16/.

Все методики, использованные в указанном цикле работ, дают удовлетворительное совпадение результатов. Параметры электронно-ионных колец при ускорении ионов азота, накопленных из остаточного газа, следующие /2-14/:

число электронов	$N_e = /3 \div 6,6/ \cdot 10^{12}$
среднеквадратичные размеры сечения кольца	$a_r = 2,0 \pm 0,5$ мм $a_z = 2,5 \pm 0,5$ мм
фактор нейтрализации /в зависимости от вакуума/	$f = 0,2 \div 0,4$

массовый фактор ионной загрузки

$$\xi = 35 \div 60$$

число ускоренных ионов

$$N_i = /2 \div 4/ \cdot 10^{11}$$

средняя зарядность ионов

$$\bar{Z}_i = 4 \div 5$$

энергия ионов

$$E_i = 1,6 \pm 0,1 \text{ МэВ/нукл.} \\ \text{/на длине } 80 \text{ см/}$$

При ускорении компактных электронно-ионных колец величиной, определяющей разброс энергии ионов в одном цикле /без учета кулоновского взаимодействия ионов/, будет величина разброса аксиальных скоростей ионов ΔV_{zi} , обусловленная некогерентными колебаниями ионов в поле электронов кольца: $\Delta E_i / E_i = 2\Delta V_{zi} / V_z = 2\Delta\beta_{zi} / \beta_z$, где $\beta_z = V_z / c$ - аксиальная скорость кольца, выраженная в единицах скорости света. Значение эмиттанса ионного пучка при разделении компонентов /без учета кулоновских сил/ будет определяться величиной максимальной скорости радиальных некогерентных колебаний ионов в поле электронов: $\epsilon_i = \pi a_{ri} \cdot r_i' = \pi a_{ri} \beta_{ri} / \beta_z$, где a_{ri} - среднеквадратичный размер ионного компонента, $r_i' = dr_i / dz$. Величины $\beta_{r,zi}$, определяемые частотами некогерентных колебаний ионов $\omega_{r,zi}$, можно выразить через параметры электронно-ионных колец:

$$\beta_{r,zi} = \frac{\omega_{r,zi} \cdot a_{r,zi}}{c} = \frac{a_{r,zi}}{a_{r,z}} \left[Z_i N_e \frac{m}{AM} \frac{a_{r,z} r_e}{\pi (a_r + a_z) R} (1-f) \right]^{1/2},$$

где Z_i - заряд иона, r_e - классический радиус электрона.

Если принять значения среднеквадратичных размеров электронного и ионного компонентов равными: $a_{r,zi} \approx a_{r,z}$, можно с учетом измеренных параметров электронно-ионных колец получить величины энергетического разброса и эмиттанса, например, для $\beta_z = 0,05$ они должны составлять $\Delta E_i / E_i = 8 \div 14\%$ и $\epsilon_i = /9 \div 15/ \pi$ см·мрад.

РАЗДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ

Исходя из представлений об электронно-ионном кольце как об электрически заряженном магнитном диполе, состоящем из вращающихся электронов и ионов, не участвующих во вращательном движении и ускоряемых совместно с электронами в аксиальном направлении, можно использовать несколько способов разделения электронного и ионного компонентов кольца: электрическим полем, градиентным магнитным полем и коллектором, поглощающим вращающиеся электроны.

Разделение электрическим или градиентным магнитным полями происходит в том случае, когда силы воздействия внешних полей превышают силы, удерживающие ионы в поле электронного компонента. Разделение компонентов с использованием коллектора поясня-

ется на рис.1а. При сбросе кольца /1/ на аксиально-протяженный коллектор /2/, имеющий толщину, достаточную для поглощения электронов с энергией $18 \div 20$ МэВ /6 ÷ 8 мм свинца/, происходит последовательное поглощение электронов всех участков кольца, как это показано на рисунке. Аксиальная протяженность коллектора l_k должна быть не менее $l_0 = \beta_z cT$, где $T = 2\pi R/c$ - период обращения электронов в кольце радиуса R . Использование вместо одного нескольких коллекторов /рис.1б/ сокращает протяженность области разделения ($l_0 = \beta_z cT/n$, где n - число коллекторов/ и симметризует возмущение внешнего магнитного поля и собственных полей кольца, хотя, по всей видимости, суммарное воздействие возмущений на кольцо при этом усиливается.

Разделение в градиентном магнитном поле достигается при прохождении кольцом области с градиентом, превышающим критическое

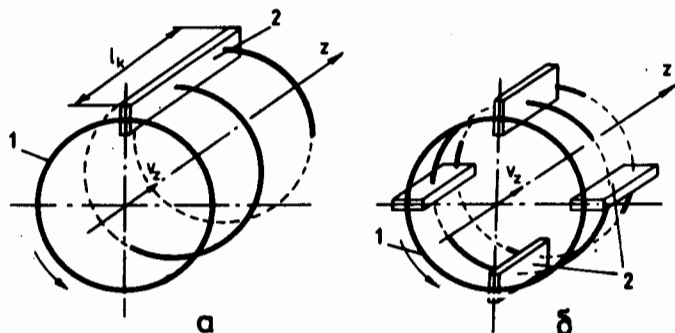


Рис.1. Схема разделения компонентов коллекторами, поглощающими вращающиеся электроны: 1 - электронно-ионное кольцо, 2 - коллекторы.

значение, предельно допустимое для данного фактора массовой загрузки:

$$\left| \frac{1}{V_z} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right|_{кр} = k(1 + \xi) \frac{\bar{Z}_i}{A} \frac{eE_{кр}}{Mc^2}.$$

Здесь $E_{кр}$ - величина электрического поля, действующего на ион, находящийся на краю электронного кольца; коэффициент "запаса" $k = d_p / 2a_z$ является отношением величины поляризации электронно-ионного кольца d_p /расстояние между центрами тяжести компонентов/ к аксиальному среднеквадратичному размеру электронного компонента a_z . Для обеспечения неразрывного ускорения компактного электронно-ионного кольца требуется выполнение условия $k \leq 0,25 / d_p \leq 0,5 a_z /$. Если считать, что разделение компонентов произошло тогда, когда $d_p > a_z$, то для определения критических градиентов магнитного поля необходимо принять $k > 0,5$.

В первых экспериментах по разделению компонентов на прототипе КУТИ /17/ градиенты, превышающие предельно допустимые, формировались при помощи специальной катушки. В данной работе ускорение колец производилось в первом из двух соленоидов, использованных в /18/. Для разделения использовались градиенты краевого поля соленоида. На рис.2а представлено распределение относительных градиентов $1/V_z \cdot \partial V_z / \partial z$ поля соленоида и отмечены значения критических градиентов, рассчитанные для электронно-ионных колец с параметрами, близкими к реализованным на прототипе КУТИ / $N_e = 7 \cdot 10^{12}$, $\xi = 40, 45, 50, 55/$, и $k = 0,6$.

При разделении градиентным магнитным полем можно либо затормозить, либо ускорить аксиальное движение электронов. В краевом поле соленоида электронные кольца после разделения ускорялись.

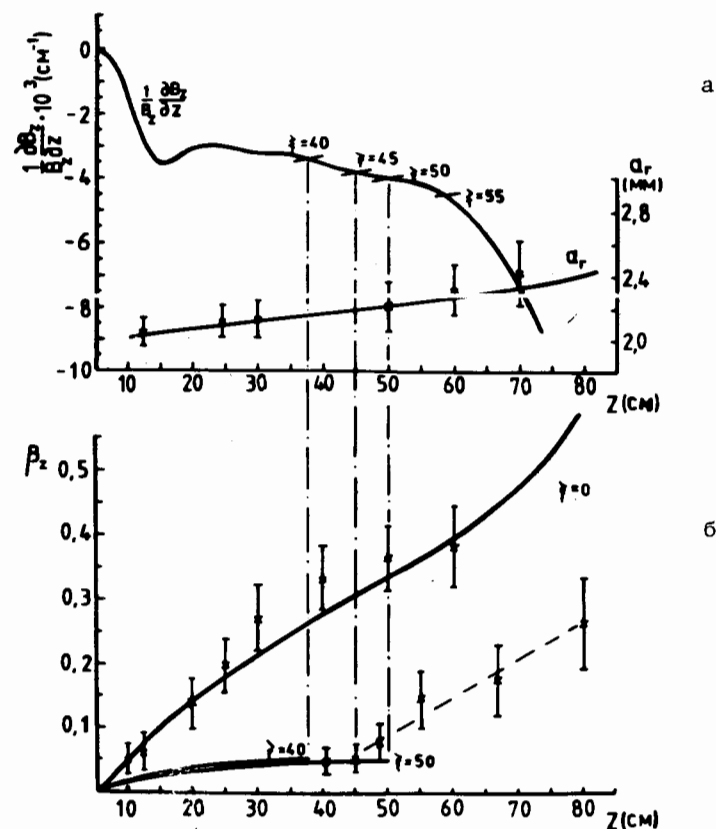


Рис.2. а - распределение градиентов $1/V_z \cdot \partial V_z / \partial z$ по длине соленоида и изменение радиального размера кольца a_r при ускорении; б - рост аксиальной скорости кольца $\beta_z = V_z / c$ при ускорении.

Факт разделения устанавливался по изменению темпа набора скорости $\beta_z = V_z / c$ электронов. Для измерения β_z использовалось устройство, аналогичное устройству разделения коллектором /рис.3/. Если выбрать аксиальную протяженность коллектора $l_k < l_0$, то коллектором поглощается только часть электронного компонента. Расположенный после коллектора сцинтилляционный экран /например диск из полистирола/ высвечивает "автограф" оставшейся части электронного кольца с "тенью" от коллектора. Азимутальная протяженность "тени" θ несет информацию об аксиальной скорости электронного компонента: $\beta_z = [1 + (R\theta/l_k)^2]^{1/2}$.

Свечение сцинтиллятора либо наблюдается телевизионной установкой, либо регистрируется фотографическим способом. Фотографии "автографа" кольца с различными продольными скоростями представлены на рис.4. На рис.2 а, б приведены результаты обработки фотографий, полученных при размещении сцинтиллятора с коллектором в различных точках участка ускорения.

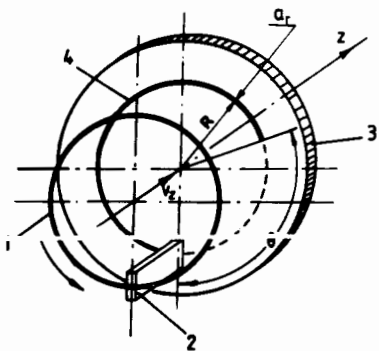


Рис.3. Схема устройства для измерения аксиальной скорости электронного кольца: 1 - электронное кольцо, 2 - поглощающий коллектор, 3 - сцинтилляционный экран, 4 - "автограф" кольца.

Рис.4. "Автографы" электронно-ионных колец с различными аксиальными скоростями.



На рис.2а представлены расчетные /сплошная кривая/ и измеренные/точки/значения среднеквадратичного радиального размера сечения электронно-ионного кольца a_r , на рис.2б - расчетные зависимости $\beta_z(z)$ для колец с различным фактором массовой загрузки / $\xi = 0,40,50$ / - сплошные кривые. Точками представлены измеренные значения β_z для незагруженного / $\xi = 0$ / и загруженного кольца, прошедшего участок с градиентом, превышающим критическое значение. В случае ускорения загруженного кольца на $z = 45$ см регистрируются кольца с $\beta_z = 0,05 \pm 0,015$, затем на $z > 45$ см происходит резкий рост β_z , как показано на рисунке. С учетом погрешности методики определения длины "тени" от коллектора на

"автографе" кольца место разделения определяется с точностью ± 5 см. Отсюда можно предположить, что фактор массовой загрузки колец имел значение $40 < \xi < 50$, то есть $\xi \approx 45$.

Ускоренные ионы, прошедшие устройство разделения, регистрировались по ядерной активности, наведенной в мишенях. Оценки нижней границы энергии ионов по энергетическим характеристикам использованных ядерных реакций дают значение $E_i > 1$ МэВ/нукл.

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ИОНОВ

Анализ опубликованных данных, посвященных методам регистрации кратковременных мощных ионных потоков в коллективных ускорителях /19/, показывает, что самым надежным методом измерения числа ионов, их энергии и пространственного распределения в потоке является метод ядерной активации мишени. Для измерения характеристик потока ионов азота, ускоренных после накопления из остаточного газа, использовались метод активационного анализа и позиционно-чувствительные датчики ламельного типа.

При использовании активационной методики поток ионов сбрасывался на мишень, а затем спектрометрическим сцинтилляционным детектором определялся размер зоны активности мишени, соответствующий размеру падающего ионного пучка. В качестве мишени использовалась тонкая /4 ÷ 10 мкм/ диэлектрическая азотосодержащая пленка, на которой образовывалась β -активность с периодом полураспада $T_{1/2} \sim 10$ мин, отнесенная к реакции $^{14}_7\text{N} + ^{14}_7\text{N} \rightarrow ^{13}_7\text{N} + ^{15}_7\text{N}$ с образованием β^+ -активного изотопа $^{13}_7\text{N}$. В отличие от /14/, где Ge(Li)-детектором регистрировалась γ -активность, переход к измерению β -активности с использованием β -поглощающих диафрагм позволил определить зависимость интенсивности счета детектора от положения измеряемой зоны активности мишени, то есть распределение активности по радиусу. Измерение производилось при помощи тонких пластических сцинтилляторов, что позволило существенно снизить фон γ -компонента. Схема измерений представлена на рис.5. Разделение компонентов электронно-ионных колец /2/ происходило на градиентах магнитного поля на $z_p = 45 \pm 5$ см. Затем поток ионов очищался от электронного компонента на четырех азимутально-симметрично расположенных свинцовых коллекторах и попадал на мишень /3/. Использование устройств "перехвата" /7/ электронов было вызвано необходимостью исключить влияние фона тормозных γ -квантов от электронов кольца на мишени. Измерение активности проводилось, как и в /14/, без нарушения вакуума через тонкую стенку диагностического стакана /4/. Для измерения распределения активности по мишени перед детектором /5/ устанавливались сменные диафрагмы /6/ из латуни толщиной 6 мм. Диафрагмы имели отверстия $\phi 10$ мм, положение для каждой из которых менялось по радиусу. Регистрация активности осуществлялась после одного цикла ускорения в течение времени $\approx 2 \cdot T_{1/2}$.

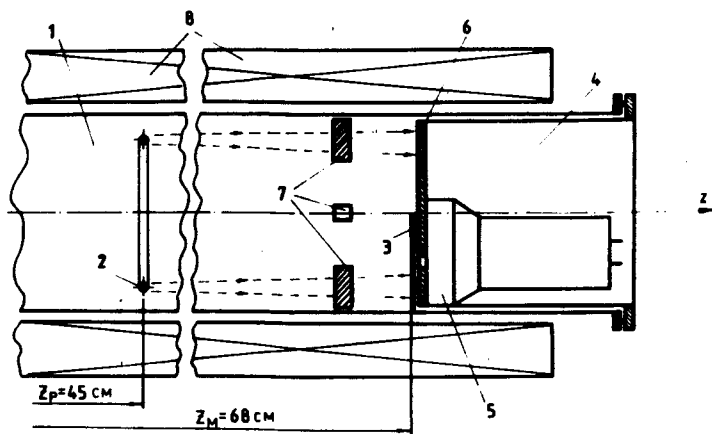


Рис.5. Схема измерения параметров ионного пучка активационным методом: 1 - ионпровод, 2 - электронно-ионное кольцо, 3 - мишень, 4 - диагностический стакан, 5 - детектор, 6 - латунная диафрагма, 7 - устройство "перехвата" электронов, 8 - ускоряющий соленоид.

Измерение с помощью каждой диафрагмы длилось $\Delta t = 30 \text{ с} \ll T_{1/2}$, затем производилась смена диафрагмы и осуществлялось измерение с помощью следующей диафрагмы. На рис.6 представлены гistogramмы распределения интенсивности счета N /после вычета фона/ по радиусу мишени для различных моментов времени после облучения: $t_1 = 1 \text{ мин}$, $t_2 = 6 \text{ мин}$, $t_3 = 11 \text{ мин}$, $t_4 = 16 \text{ мин}$, с учетом распада активности. Из анализа гistogramм следует, что среднеквадратичный размер зоны активности мишени в радиальном направлении составляет $a_M \approx 8,8 + 1,2 \text{ мм}$, что можно принять за среднеквадратичный размер ионного пучка, падающего на мишень.

Для определения расходимости малого сечения кольцевого ионного пучка будем считать, что радиальный размер ионного компонента a_{ri} в неразделенных электронно-ионных кольцах близок или совпадает с измеряемым /рис.2а/ радиальным размером электронного компонента a_r . Тогда величину расходимости определим по формуле $r'_i = (a_M - a_{ri}) / L$, где величина "базы" $L = 23 \text{ мм}$, $a_M = 8,8 \text{ мм}$, $a_{ri} = 2,2 \text{ мм}$. Подставляя в формулу эти значения, получим $r'_i = 28,7 \text{ мрад}$. Оценка величины $\Delta r'_i / r'_i$, определяемой величинами ошибок измеренных значений a_{ri} , a_M и $\Delta L = \pm 5 \text{ см}$, не превышает 20%.

При измерениях позиционно-чувствительным детектором использовался многоэлектродный ламельный датчик зарядового типа, у

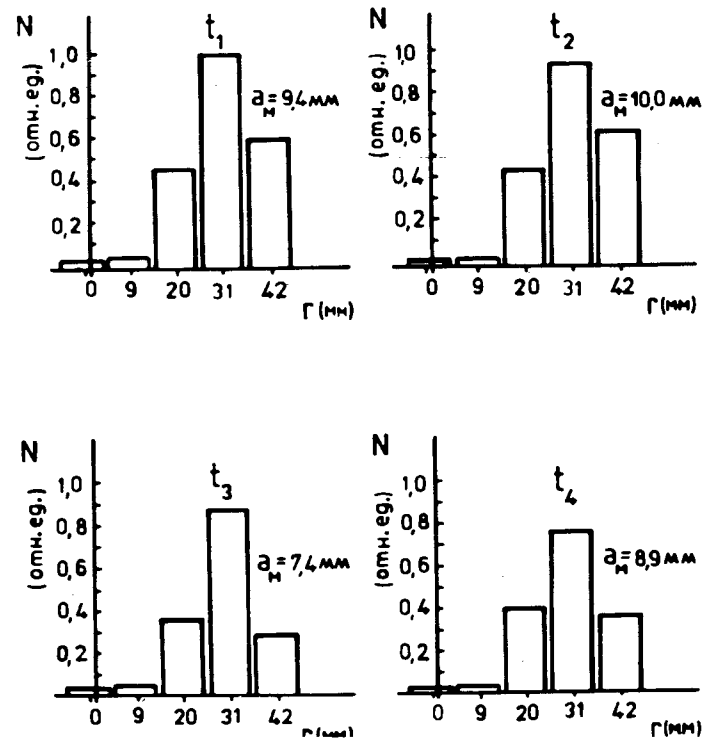


Рис.6. Гistogramмы распределения активности по мишени.

которого шесть кольцевых ламелей шириной 4 мм с шагом по радиусу 5 мм были расположены на участке ускорения так, как показано на рис.7. Ламели /1/ монтировались на штоке /2/, перемещаемом вдоль оси ускорения внутри выводного патрубка /3/, и подсоединялись к радиочастотным кабелям, которые на входе в анализирующую электронику нагружались на $R_H = 5,1 \text{ кОм}$. Таким образом, с каждого кабеля измерялся сигнал U_d , пропорциональный заряду, собранному ламелью, расположенной на R_d .

Разделение компонентов производилось в градиентном поле. Для перехвата быстрых вращающихся электронов в промежутке между участком разделения и ламелями устанавливались свинцовые флажки. Отсутствию быстрых электронов контролировалось сцинтилляционным экраном.

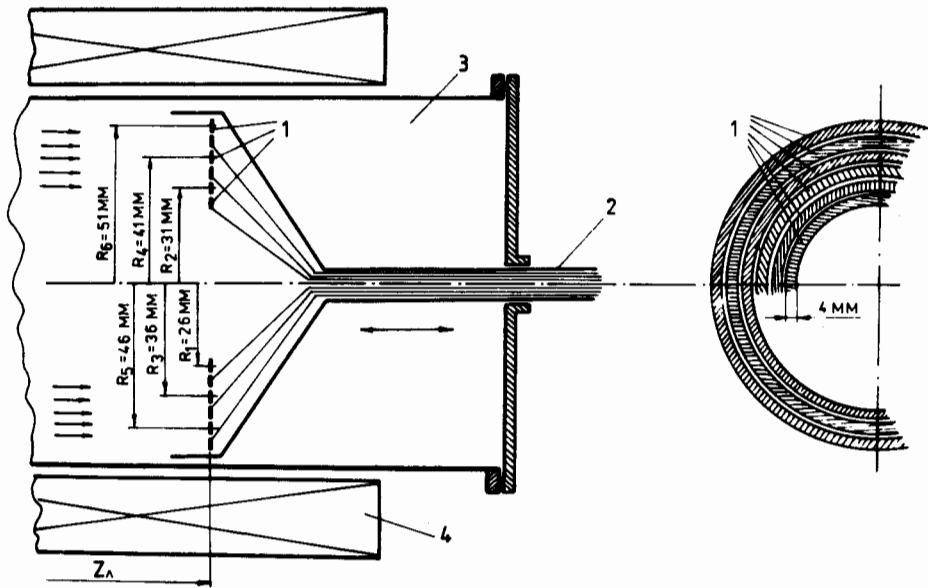


Рис.7. Схема измерения параметров ионного пучка лямельным датчиком: 1 - ламели, 2 - шток, 3 - ионопровод, 4 - ускоряющий соленоид.

Измерения показали, что с ламелью регистрируются положительные электрические сигналы /рис.8/. Распределение амплитуды сигналов по ламелям повторяет распределение по радиусу β -активности на мишени. Постоянная спада сигналов с ламелей близка к величине $R_{\beta} \cdot C_K$, где $C_K = 5,8 \cdot 10^{-9}$ - емкость кабеля. Положительные сигналы с ламелей прослеживаются до $z = 110$ см, их максимальное значение с ростом z переходит на ламели с большим радиусом.

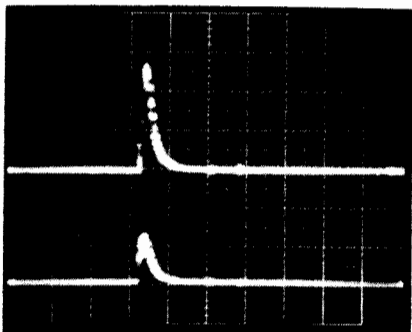


Рис.8. Осциллограммы сигналов с ламелей позиционно-чувствительного датчика. Развертка - 50 мкс/дел.

На рис.9 представлено распределение относительных величин U_{λ}/R_{λ} , пропорциональных плотности зарядов. Как следует из результатов измерения, размеры потока частиц при положении ламелей $z_{\lambda} = 89$ см составляют 10 ± 2 мм и при положении ламелей $z_{\lambda} = 97$ см - $12,5 \pm 2$ мм. Угловая расходимость, вычисленная на основе этих величин независимо от положения области разделения, составляет 31 ± 6 мрад, что близко к значениям γ'_i , полученным с помощью активационной методики.

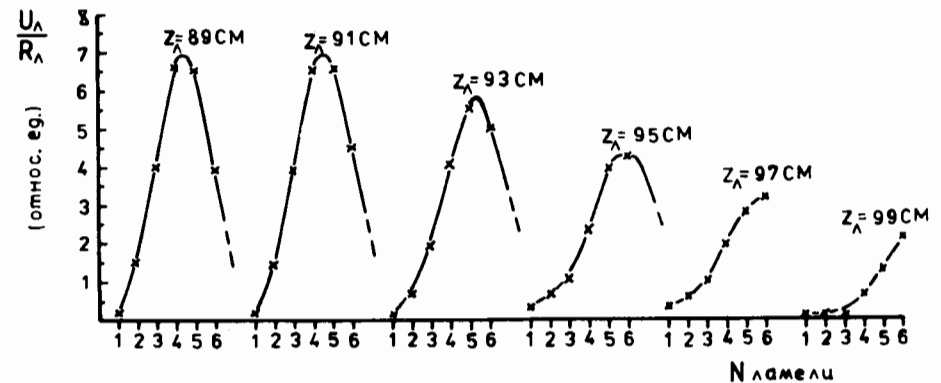


Рис.9. Распределение плотности заряда в пучке по длине пролетного участка.

Результаты измерений по обоим методикам дают возможность определить поперечную скорость ионов, разброс по энергиям в одном цикле и эмиттанс. Используя экспериментально полученное значение $\beta_{zi} = 0,05$ /рис.26/, что соответствует энергии ионов $E_i \approx 1,2$ МэВ/нукл., получим $\beta_{\pi i} = \beta_z \cdot \gamma'_i = 1,5 \cdot 10^{-3}$. Считая, что разброс аксиальных скоростей ионов обусловлен колебаниями ионов, можно принять $\Delta\beta_{zi} = \beta_{\pi i}$, тогда $\Delta E_i/E_i = 2\beta_{\pi i}/\beta_z = 2\gamma'_i = 6,2 \cdot 10^{-2}$. И, наконец, эмиттанс ионного пучка в точке разделения /в цилиндрической системе координат/ $\epsilon_i = \pi a_{\pi i} \cdot \gamma'_i = 6,8 \pi$ см·мрад. Значения γ'_i , $\Delta E_i/E_i$ и ϵ_i , полученные при различных комбинациях размеров, измеренных с помощью активационной методики и ламелей, совпадают с точностью не хуже 30%. Относительные ошибки в определении величин $\Delta E_i/E_i$ и ϵ_i , полученные с учетом погрешности определения $a_{\pi i}$ и γ'_i , составляют такую же величину. Для проверки оценок энергии ускоренных ионов, вызывающих появление положительного сигнала, ламели закрывались тонкими пленками из полиэтилена. Величина сигналов на коллекторах ослаблялись в ~ 4 раза при толщине пленки 10 мкм. При толщине пленок 2×20 мкм сигнал ослаблялся в ~ 15 раз и сравнивался с уровнем электромагнитных

помех. Это свидетельствует о том, что энергия ионов, вызывающих сигналы ламелей, близка к 1 МэВ/нукл.

В заключение работы можно сделать следующие выводы:

1. Устройства разделения позволяют выделить ионный поток для анализа пространственно-угловых характеристик.

2. Произведено измерение характеристик ионного потока после устройства разделения. Среднеквадратичный радиальный размер малого сечения кольцевого ионного потока составляет на расстоянии 23 см от места разделения $8 \pm 1,2$ мм и на расстоянии 52 см - 12 ± 2 мм. Угловая расходимость ионного потока равна 30 ± 6 мрад, относительный разброс по энергиям в одном цикле - $/6 \pm 2/ \cdot 10^{-2}$, эмиттанс ионного пучка - $/6,8 \pm 2,2/\pi$ см·мрад. Результаты измерений удовлетворительно согласуются с теоретическими оценками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
2. Голутвин И.А. и др. ОИЯИ, Р9-81-245, Дубна, 1981.
3. Сумбаев А.П. и др. ОИЯИ, Р9-81-427, Дубна, 1981.
4. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-83-562, Дубна, 1983.
5. Саранцев В.П. и др. ОИЯИ, Р9-10917, Дубна, 1977.
6. Казаринов Н.Ю. и др. В кн.: Коллективные методы ускорения. ОИЯИ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.16.
7. Казаринов Н.Ю. и др. ОИЯИ, Р9-81-428, Дубна, 1981.
8. Инкин В.Д. и др. ОИЯИ, Р9-12726, Дубна, 1979.
9. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-12963, Дубна, 1980.
10. Саранцев В.П. и др. В кн.: Коллективные методы ускорения. ОИЯИ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.34.
11. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-80-126, Дубна, 1980.
12. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-10118, Дубна, 1976.
13. Доля С.Н. и др. В кн.: Коллективные методы ускорения. ОИЯИ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.56.
14. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-11191, Дубна, 1978.
15. Саранцев В.П., Тютюнников С.И. ОИЯИ, Р9-81-468, Дубна, 1981.
16. Саранцев В.П., Тютюнников С.И. ОИЯИ, Р9-82-357, Дубна, 1982.
17. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-11949, Дубна, 1978.
18. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-12414, Дубна, 1979.
19. Young F.C., Golden J., Karpetanacos C.A. Rev.Sci.Instrum., 1977, 48, No.4, p.432-443.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 декабря 1983 года.

Александров В.С. и др.

Р9-83-862

Сепарация компонентов электронно-ионных колец и измерение характеристик ионных потоков на прототипе КУТИ

Приводятся результаты экспериментальных исследований процессов формирования и ускорения электронно-ионных колец в спадающем магнитном поле. Параметры электронного компонента: $N_e = /3 \div 6,6/ \cdot 10^{12}$, $a_z = /2,5 \pm 0,5/$ мм, $a_r = /2,0 \pm 0,5/$ мм. Для исследования ионного компонента производится разделение электронов и ионов различными способами /коллекторами и градиентами магнитного поля/. С помощью активационной методики и позиционно-чувствительных детекторов экспериментально определены угловая расходимость и размеры ускоренных ионных потоков. Измеренное значение эмиттанса составляет $\epsilon_1 = /6,8 \pm 2,2/\pi$ см·мрад. Значение энергии ускоренных ионов $E_1 = 1,2$ МэВ/нуклон. Энергетический разброс в одном цикле $\Delta E_1/E_1 = 6 \cdot 10^{-2}$.

Работа выполнена в отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Alexandrov V.S. et al.

Р9-83-862

Electron-Ion Ring Components Separation and Measurement of Characteristics of Ion-Fluxes on the KUTI Prototype

The results of experimental investigations of the forming and accelerating the electron-ion rings in the falling magnetic field are described. Parameters of electron component are: $N_e = /3 \div 6.6/ \cdot 10^{12}$, $a_z = /2.5 \pm 0.5/$ mm, $a_r = /2.0 \pm 0.5/$ mm. For the investigation of ion component electrons and ions are separated with different techniques /collectors and gradients of the magnetic field/. The angular divergence and dimension of the accelerated ion fluxes with activation analysis method and stepping-sensitive detectors are measured. The measured value of emittance is $\epsilon_1 = /6.8 \pm 2.2/\pi$ cm·mrad. The energy of accelerated ions E_1 is equal to 1.2 MeV/nucleon. The energy spread $\Delta E_1/E_1$ in one cycle is equal to $6 \cdot 10^{-2}$.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод Ф.С.Виноградовой