

СЗ4511

Д-64

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



1831/2-78

24/11-78

P9 - 11191

Г.В.Долбилов, В.И.Миронов, В.Г.Новиков,  
Э.А.Перельштейн, Г.К.Радонов, В.П.Саранцев,  
А.П.Сумбаев, С.И.Тютюнников, В.П.Фартушный,  
А.А.Фатеев, А.С.Щеулин

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ АЗОТА  
В ПРОТОТИПЕ КОЛЛЕКТИВНОГО  
УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ

1978

P9 - 11191

Г.В.Долбилов, В.И.Миронов, В.Г.Новиков,  
Э.А.Перельштейн, Г.К.Радонов, В.П.Саранцев,  
А.П.Сумбаев, С.И.Тютюнников, В.П.Фартушный,  
А.А.Фатеев, А.С.Щеулин

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ АЗОТА  
В ПРОТОТИПЕ КОЛЛЕКТИВНОГО  
УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Долбилов Г.В. и др.

P9 - 11191

Эксперименты по ускорению ионов азота в прототипе коллективного ускорителя тяжелых ионов ОИЯИ

Описаны эксперименты по ускорению ионов азота электронными кольцами в спадающем магнитном поле прототипа коллективного ускорителя.

Методом активационного анализа произведены измерения энергии и оценена интенсивность ускоренных ионов. Набор энергии ионов составляет  $\sim 2$  МэВ/нукл.м при интенсивности ионов  $(5\div 6) \cdot 10^{11}$  ионов за цикл.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Dolbilov G.V. et al.

P9 - 11191

Experiments on Acceleration of Nitrogen Ions in a Prototype of JINR Heavy Ion Collective Accelerator

Experiments on acceleration of nitrogen ions by electron rings in a falling off magnetic field of a collective accelerator prototype are described. An energy and an intensity of accelerated ions have been measured using the activation analysis method. The ion energy set is 2 MeV/nuc.l.m at the intensity of  $(5-6) \cdot 10^{11}$  ion/cycle.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Ускорение ионов в прототипе коллективного ускорителя<sup>/1,2/</sup> является завершающим этапом его запуска.

Магнитная система вывода и ускорения прототипа, описанная в работах<sup>/3,4/</sup>, обеспечивает сжатие электронных колец до конечного радиуса 2,8 см, вывод колец, нагруженных ионами, в область линейно спадающего магнитного поля и ускорение на длине соленоида спадающего поля. Вывод кольца из плоскости формирования осуществляется за счет деформации и перемещения удерживающей магнитной ямы в направлении, нормальном к медианной плоскости системы. Перемещение магнитной ямы производится за счет шунтировки одной из последовательно соединенных катушек последней ступени сжатия и увеличения тока внешунтированной катушке. К моменту вывода тока в последней ступени сжатия и в соленоиде близки к амплитудным значениям.

Выводной соленоид со спадающим полем рассчитан на эффективное использование с целью ускорения всей длины намотки /83 см/. Специфически распределенная плотность намотки соленоида по длине обеспечивает относительный спад поля  $25\div 30\%$  со средним градиентом по длине  $50\div 75$  Э/см /на уровне 15 кЭ/.

Параметры электронных колец в экспериментах по ускорению ионов были следующими:

- число электронов  $N_e = /1\pm 0,3/ \cdot 10^{13}$ ,
- радиус кольца  $R = 3$  см,
- малые размеры сечения  $a_r \approx a_z \approx 0,2\div 0,15$  см,
- релятивистский фактор в конце сжатия  $\gamma = 40\div 45$ .

Эффективность коллективного ускорения многозарядных ионов определяется двумя параметрами:

1/ набором энергии на нуклон на единице длины /темп ускорения/

$$\Delta E = k \cdot \frac{2\nu_e}{a_r + \Gamma_z} \cdot \frac{Z}{A} \text{ МэВ/нукл.см,}$$

где

$$\nu_e = 4,5 \cdot 10^{-14} \frac{N_e}{R}$$

“погонный электрон“,  $Z/A$  - отношение заряда к массовому числу ионов,  $k=1/4$  - коэффициент, определяющий условие удержания ионов в кольце.

2/ числом ускоренных ионов  $N_i$  или отношением

масс компонент кольца  $\xi = \frac{AMN_i}{m_e N_e}$ , где  $m_e$  и  $M$  - массы электрона и протона.

Расчеты накопления ионов различной зарядности для азота остаточного газа в существующей магнитной системе адгезатора проведены в работе<sup>/5/</sup>. На рис. 1,2 представлены динамика накопления ионов в процессе сжатия электронных колец и распределение зарядности ионов в кольцах различной плотности при вакууме в камере адгезатора  $1 \cdot 10^{-7}$  Тор. Из расчетов следует, что для ионов азота, ускоряемых электронными кольцами с приведенными выше параметрами, можно принять соотношение  $Z/A=1/5$ .

Специфика коллективного ускорения многозарядных ионов заключается в том, что количество и конечная энергия ускоренных ионов являются величинами связанными<sup>/3/</sup>. Кинематика электронного кольца, нагруженного ионами, определяется степенью ионной загрузки, характеризуемой параметром  $\xi$ . На рис.3 приведена расчетная зависимость набора энергии ионов  $\Delta E$  от суммарной массы ионов в кольце для ионов с отношением заряда к массовому числу  $Z/A=1/5$ , ускоряемых в спадающем магнитном поле с заданным градиентом 50 Э/см. Здесь же представлены характерные значения набора энергии  $\Delta E$  как функция  $\nu_e$ . Расчеты показывают, что для электронных колец, реализуемых на прототипе коллективного

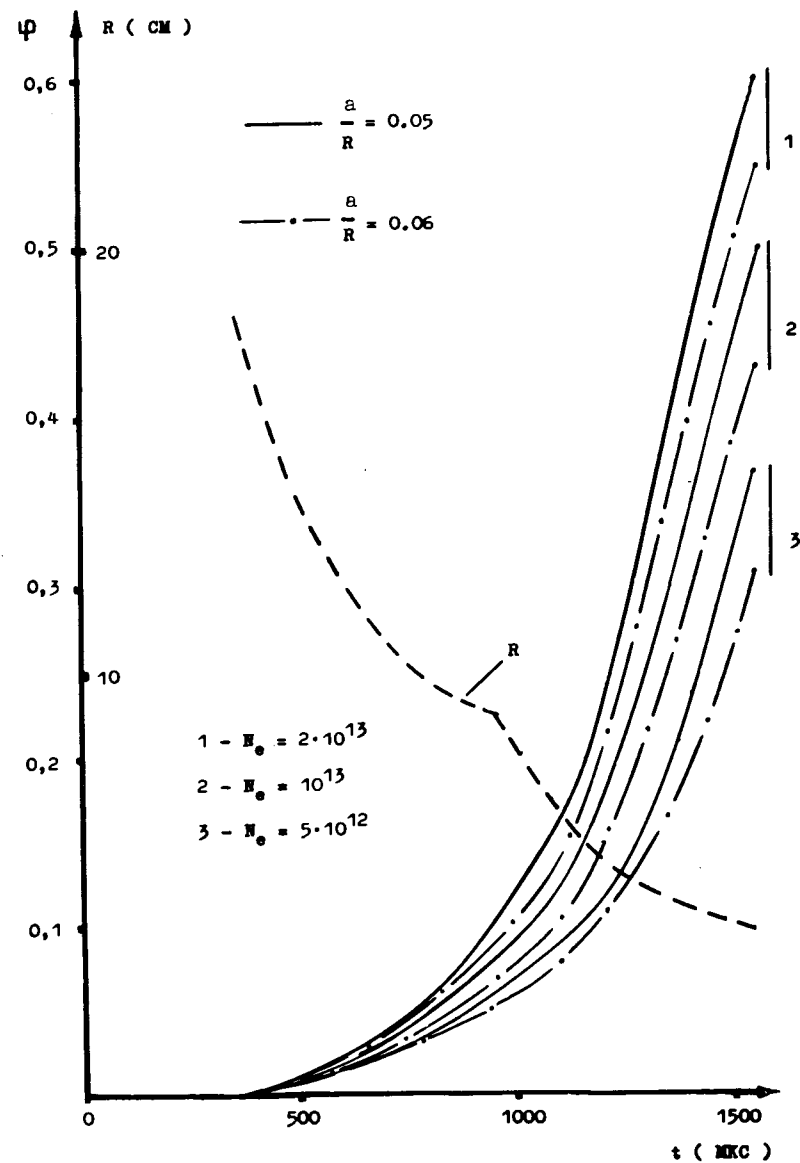


Рис. 1. Динамика накопления ионов азота в процессе сжатия электронных колец.  $\phi = \frac{\sum Z_i N_i}{N_e}$  - фактор нейтрализации.

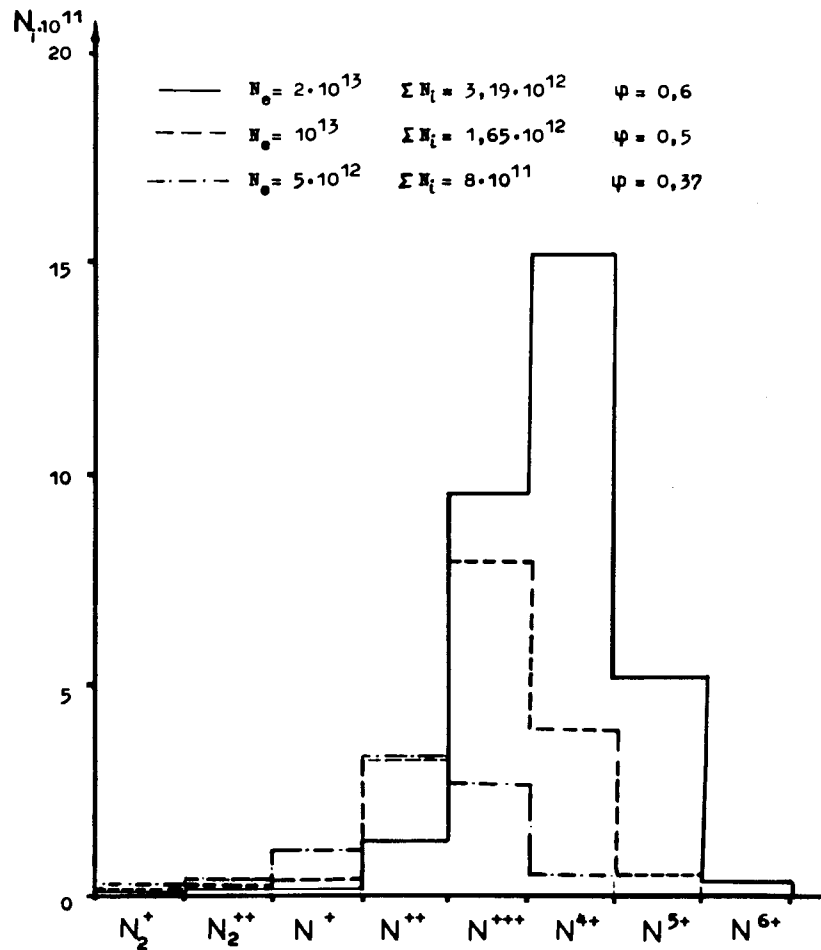


Рис. 2. Распределение зарядности ионов азота в кольцах различной плотности.

ускорителя, оптимальная загрузка ионов составляет  $\xi = 50 \div 60$ , прирост энергии ионов -  $\sim 2$  МэВ/нуклон м.

Расчеты, выполненные по методу, изложенному в работе [3], показали, что возможны два основных режима вывода. Первый соответствует совпадению амплитуд магнитных полей последней ступени сжатия и ускоряющего соленоида. При этом деформация потенциальной ямы

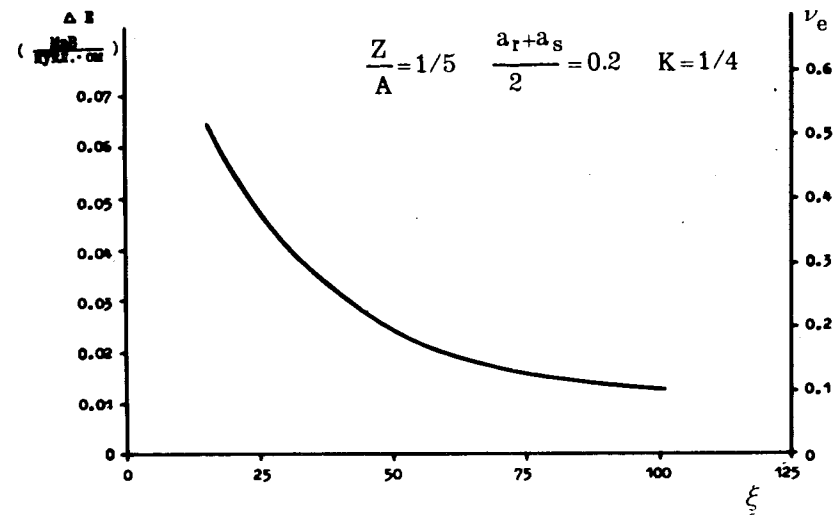


Рис. 3. Зависимость набора энергии от степени загрузки кольца ионами  $\xi$ .

магнитного поля полностью заканчивается при смещении кольца на  $6 \div 7$  см от медианной плоскости. Во втором режиме, когда магнитное поле соленоида выше поля последней ступени, кольцо остается в потенциальной яме вплоть до того времени, когда в результате спада тока в соленоиде поля сравниваются. При этом кольцо освобождается от потенциальной ямы только на расстоянии  $16 \div 17$  см от медианной плоскости. Исследование этих режимов требовало экспериментального определения диапазона изменения параметров магнитной системы, определяющих вывод электронно-ионного кольца.

Схема экспериментов представлена на рис. 4. Зонд из тонкой проволоки /для снижения возмущений поля/, перемещаемый вдоль оси  $z$ , давал возможность при высадке на него электронного кольца получать как электрические сигналы, пропорциональные заряду кольца, так и тормозное излучение, регистрируемое сцинтилляционным детектором. Для оперативного определения

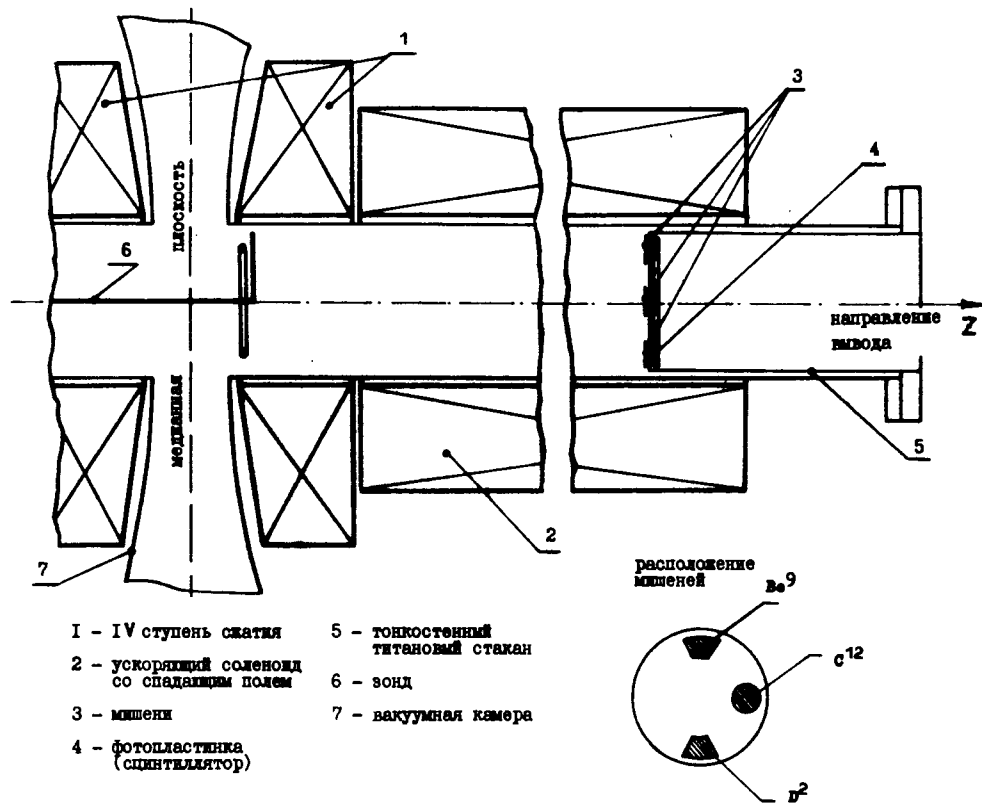


Рис. 4. Экспериментальная схема.

геометрических параметров кольца в конце участка ускорения на конце выводного патрубка был установлен стакан со стенками, выполненными из тонкого /0,5 мм/ титана. Дно стакана располагалось в конце участка линейно спадающего поля ускоряющего соленоида на расстоянии 77 см от медианной плоскости. Таким образом, был обеспечен оперативный доступ в область ускорения без нарушения вакуума. Тонкое дно стакана, прозрачное для высокоэнергетичных электронов и  $\gamma$ -квантов, позволяло получать автографы кольца на фотопластинке, установленной на дне стакана с наружной стороны, или наблюдать визуально кольцевое свечение сцинтиллятора, установленного вместо фотопластинки.

Динамика движения кольца вдоль оси  $Z$  в потенциальной яме в разных режимах вывода иллюстрируется рис. 5. Точками показаны моменты появления сигнала тормозного  $\gamma$ -излучения при перемещении зонда вдоль оси  $Z$ . В результате проведенных измерений установлено, что в первом режиме вывода для широкого диапазона

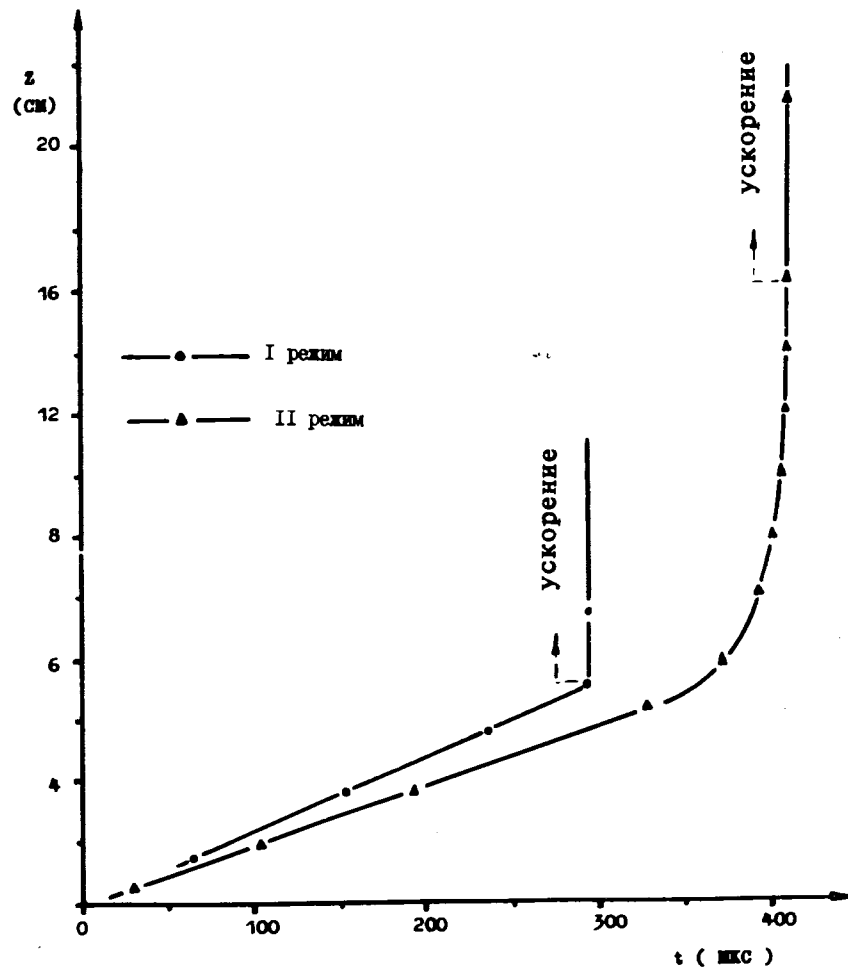


Рис. 5. Динамика движения кольца на начальном этапе ускорения.

изменения поля соленоида, а следовательно, и размеров кольца, отсутствовало влияние резонанса  $\nu_r = 1$ .

Кольцо ускорялось вдоль оси соленоида без поперечных смещений. Во втором режиме, когда старт кольца в режим ускорения происходил на  $z = 16$  см, наблюдалось влияние резонанса  $\nu_r = 1$ , что требовало принятия дополнительных мер для центрирования кольца на продольной оси.

Измерения показали возможность вывода и ускорения электронно-ионного кольца в широком диапазоне промежуточных режимов с изменением величины поля и момента включения шунтировки катушек последней ступени сжатия.

Для определения параметров ускоренного ионного пучка был использован метод активационного анализа. Можно показать, что для работы в ожидаемом диапазоне энергий ионов целесообразно использовать мишени только из легких элементов. Для получения раздельной информации об энергии и интенсивности ускоренных ионов использовались одновременно три мишени из различных материалов  ${}^2\text{D}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ , дающие на ускоренных ионах азота ядерные реакции с различными порогами.

Основные реакции на выбранных мишенях следующие:  
 $1/{}^{14}\text{N} + {}^2\text{D} \rightarrow {}^{15}\text{O} + \text{p}$ . Образующийся в результате реакции изотоп  ${}^{15}\text{O}$  имеет  $\beta^+$  активность с энергией позитрона 1,7 МэВ и периодом полураспада  $\sim 2$  мин. Порог реакции составляет 0,5 МэВ/нуклон.

$2/{}^{14}\text{N} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{18}\text{F} + \alpha + \text{p}$ . Изотоп  ${}^{18}\text{F}$  имеет период полураспада 1,87 ч и испускает при распаде позитрон с энергией 0,6 МэВ. Порог реакции - 0,8 МэВ/нуклон.

$3/{}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{24}\text{Na} + 2\text{p}$ .  ${}^{24}\text{Na}$  имеет в распаде  $\gamma$ -линию с энергией 1369 кэВ и период полураспада  $\sim 15$  ч. Порог реакции - 1,4 МэВ/нуклон.

Сечения этих реакций в зависимости от энергии налетающего иона хорошо известны. Для примера на рис. 6 представлена зависимость сечения реакции  ${}^2\text{D}({}^{14}\text{N}, \text{n}){}^{15}\text{O}$  от энергии налетающего иона азота.

Из побочных реакций, сопутствующих основной, наиболее вероятной оказывается реакция на углероде  ${}^{12}\text{C}(\gamma, \text{n}){}^{11}\text{C}$ . Выход этой реакции для тонкой мишени

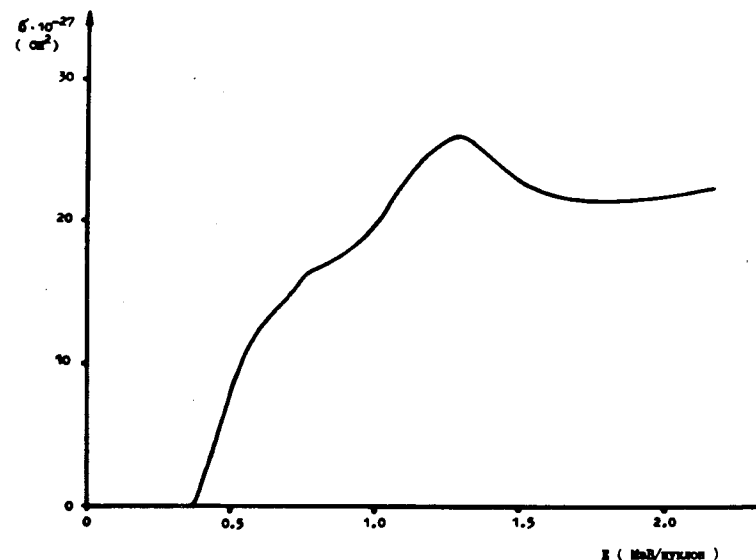


Рис. 6. Зависимость сечения реакции  ${}^2\text{D}({}^{14}\text{N}, \text{n}){}^{15}\text{O}$  от энергии налетающего иона азота.

ниже выхода основной на  $3\text{--}4$  порядка. Кроме того, период полураспада для данной реакции равен 20 мин. Поэтому вероятное проявление побочной реакции не может существенно изменить результатов основной реакции на углероде.

Тонкие мишени имели поперечные размеры  $\sim 20$  мм и располагались на внутренней стороне дна титанового цилиндра /рис. 4/. Измерение активности производилось с помощью сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра. Измерения с помощью Ge-Li-детектора дали аналогичные результаты. Кристалл детектора, имеющий размеры порядка размеров мишеней, размещался внутри титанового стакана вплотную к наружной стенке напротив выбранной мишени. Это давало возможность непосредственно после облучения снаружи, без нарушения вакуума, проводить измерения с каждой мишенью независимо. Вклад соседних мишеней из-за изменения телесного угла оказался несущественным. Эффективность регистрации детектора была проверена в аналогичных условиях с помощью калиброван-

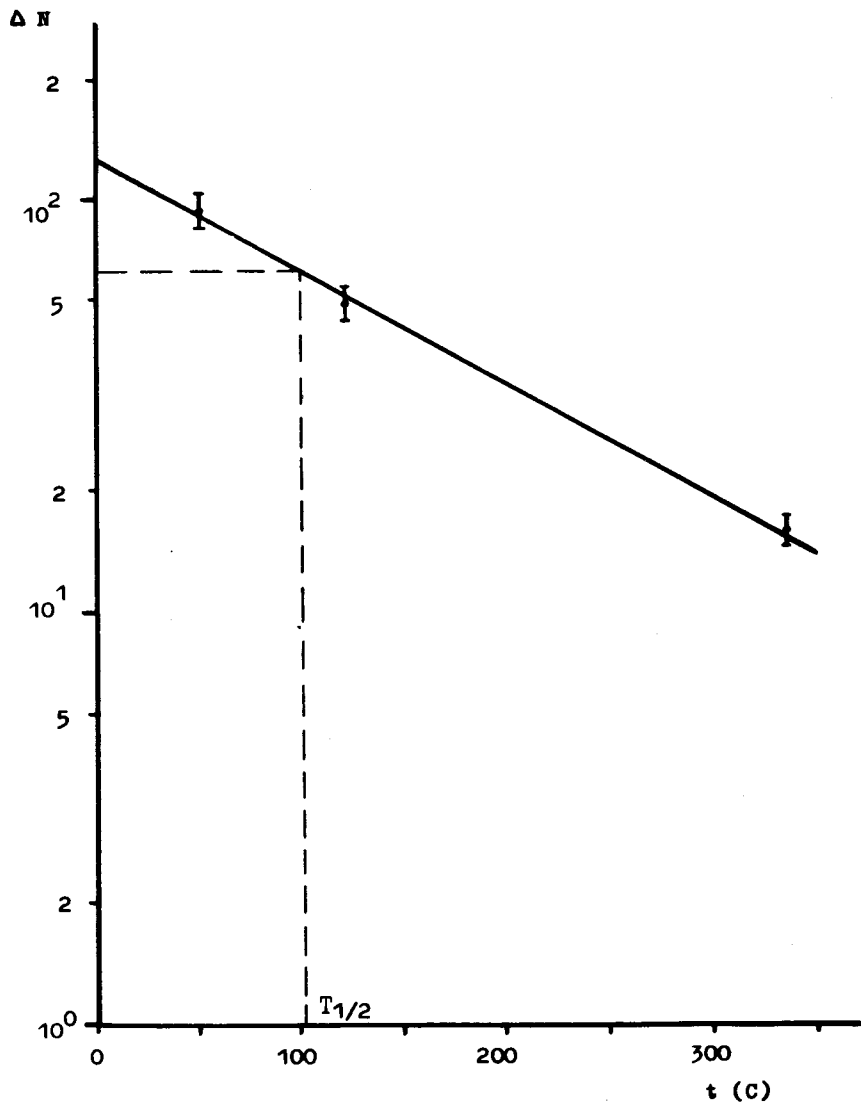


Рис. 7. Результаты измерения активности, наведенной в  $^2\text{D}$  мишени.

ных спектрометрических радиоактивных изотопов и составила для  $\gamma$ -квантов с энергией 511 кэВ два с половиной процента.

Первые опыты с облучением мишеней из  $^9\text{Be}$  и  $^2\text{D}$  были направлены на измерение периодов полураспада образующихся изотопов  $^{15}\text{O}$  и  $^{18}\text{F}$  для их идентификации. В качестве примера на рис. 7 приведены результаты измерения активности, наведенной в мишени из  $^2\text{D}$ . Некоторое отличие измеренного периода полураспада от периода полураспада изотопа  $^{15}\text{O}$ , незначительно превышающее ошибку измерений, можно объяснить вкладом  $\gamma$ -излучения соседних мишеней.

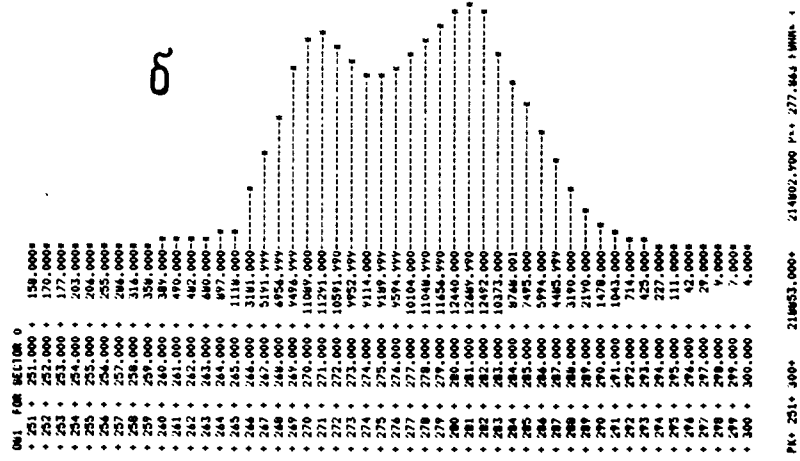
Для оценки энергии ускоренных ионов азота было проведено облучение всех мишеней при наилучшем вакууме в установке  $/2,5 \cdot 10^{-8} \text{ Тор}/$ . Измерялась активность мишеней за время порядка периода полураспада. Спектры активности представлены на рис. 8 и 9. На рис. 8 представлены активность  $\gamma$ -линии с энергией 1369 кэВ мишени из углерода, а также активность источника  $^{60}\text{Co}$ , дающего  $\gamma$ -линии 1173 кэВ и 1332 кэВ.

Идентификация изотопа  $^{24}\text{Na}$  в облученной мишени из углерода позволяет сделать оценку энергии ускоренных ионов азота, которая превышает энергию порога реакции 1,4 МэВ/нуклон. Принимая энергию ионов равной 1,5 МэВ/нуклон, можно определить по загрузке кольца интенсивность ионов в одном цикле. Оценки интенсивности ионов в реакциях на разных мишенях совпадают с хорошей точностью и равны  $/5 \pm 1/ \cdot 10^{11}$  ионов в цикле.

Дальнейшие опыты были направлены на более детальное измерение энергии ионов и сравнение результатов с кинематической картиной движения кольца с ионами. Для этой цели были определены зависимости энергии ускоренных ионов от загрузки кольца. Проводились измерения активности мишени из дейтерия, облученной при различных значениях вакуума. Результаты измерений представлены на рис. 10. Полученная зависимость интерпретируется следующим образом. При очень малых загрузках электронного кольца ионами  $/\text{вакуум } 2 \cdot 10^{-8} \text{ Тор}/$  они не удерживаются электрическим полем кольца и не захватываются в режим ускорения. В диапазоне давлений

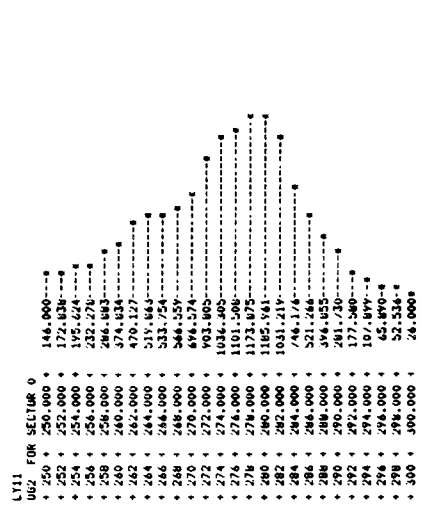


Рис. 8. а - спектр активности  $\gamma$ -линии 1369 кэВ мишени из углерода; б - спектр активности  $^{60}\text{Co}$ .

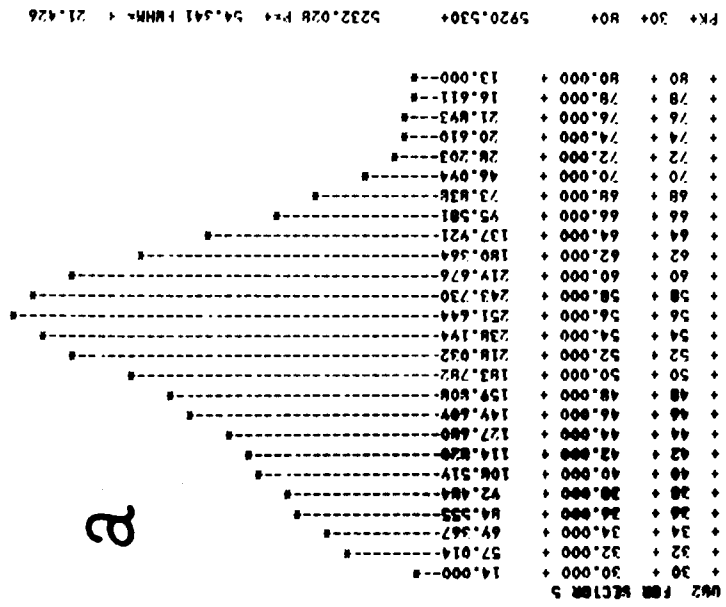


б

а



а



б

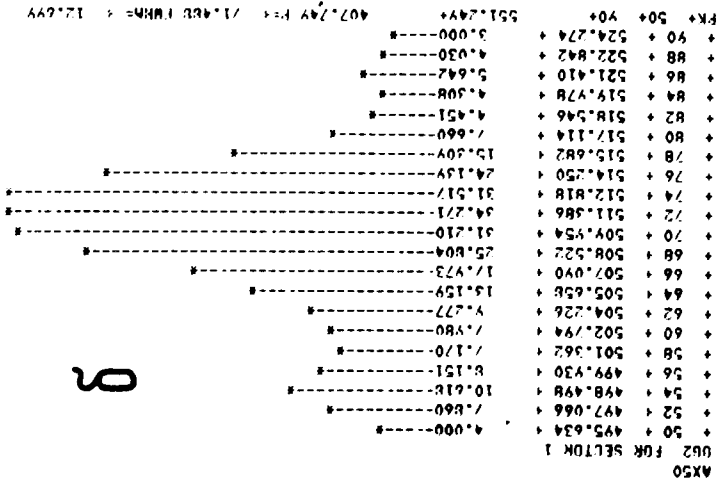


Рис. 9. а - спектр активности дейтериевой мишени, облученной ускоренными ионами азота; б - спектр активности мишени из  $^{90}\text{Be}$ .

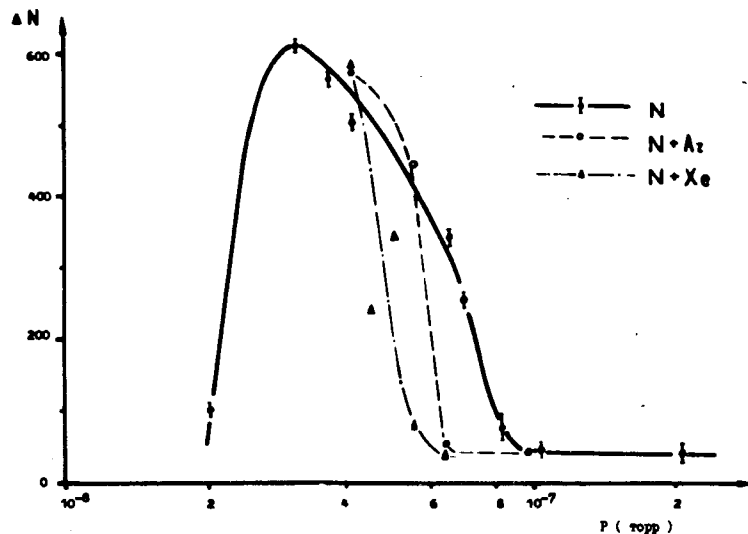


Рис. 10. Зависимость активности мишени из дейтерия от парциальных давлений газов N, Ar, Xe.

$3 \div 5 \cdot 10^{-8}$  Торр происходит оптимальное ускорение. При дальнейшем увеличении числа ускоренных ионов соответственно падает их энергия. Уменьшение энергии ионов значительно сильнее влияет на выход реакции в мишени, поэтому активность мишени, несмотря на увеличение числа ионов, падает. И, наконец, при давлении в камере  $9 \cdot 10^{-8}$  Торр энергия ионов становится ниже пороговой для данной реакции.

Такое представление требовало проверки, так как отсутствие выхода реакции в мишени можно было объяснить и тем, что при низком значении вакуума за счет большого числа ионов в кольце может происходить зарядовая нейтрализация и нарушаться условие устойчивости

двухкомпонентного кольца ( $\frac{1}{\gamma^2} < \phi < 1$ ). При этом можно не наблюдать ускорения вообще.

Подобная проверка была проведена путем загрузки кольца ионами с другим отношением заряда к массе.

С этой целью ускорялись ионы азота с добавлением ионов Ar и Xe, у которых отношения  $Z/A$  соответственно равны  $1/7$  и  $1/10$ . Зависимости выхода реакций от парциальных давлений этих газов представлены на рис. 10.

Как видно из рисунка, пороги реакций не изменились и находятся в соответствии с массовыми числами добавок. Пересчет энергии ионов из кинематики дает величину  $1,6$  МэВ/нуклон, а из реакций азота на углероде величину  $1,5 \pm 0,1$  МэВ/нуклон.

Из рис. 10 следует, что ионы аргона и ксенона ускоряются совместно с кольцом. Тогда, используя имеющиеся в камере мишени, можно было бы зарегистрировать выходы реакций:  $^{40}\text{Ar} + ^2\text{D} \rightarrow ^{41}\text{Ar} + p$  и  $^{129}\text{Xe} + ^2\text{D} \rightarrow ^{130}\text{Cs} + n$ .  $^{41}\text{Ar}$  является  $\gamma$ -излучателем с периодом полураспада  $1,8$  ч. Действительно,  $\gamma$ -излучение с энергией  $1293$  кэВ, соответствующее  $^{41}\text{Ar}$ , было зарегистрировано. Оценки интенсивности дают значения  $2 \pm 1 / 10^{11}$  ионов/цикл, что соответствует парциальному давлению аргона в камере адгезатора.

Таким образом, в прототипе коллективного ускорителя успешно прошел последний этап наладки, который позволяет сделать вывод об эффективности работы ускорителя для ускорения тяжелых ионов. Набор энергии ускоренных ионов составляет  $\sim 2$  МэВ/нуклон.м, при этом интенсивность легких ионов может составлять  $5 \div 6 \cdot 10^{11}$ , тяжелых -  $2 \cdot 10^{11}$  в одном электронном кольце.

В заключение авторы благодарят В.С.Александрова, В.А.Прейзендорфа, В.В.Кондратьева и А.Г.Федунова за проведенные расчеты.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П. и др. ОИЯИ, Р9-10053, Дубна, 1976.
2. Саранцев В.П. и др. ОИЯИ, Р9-10054, Дубна, 1976.
3. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-10118, Дубна, 1976.
4. Саранцев В.П. и др. ОИЯИ, Р9-10917, Дубна, 1977.
5. Иовнович М.Л. и др. ОИЯИ, Р9-8119, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 декабря 1977 года.