

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ОРДЕНА ЛЕНИНА ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА АН СССР

9-5634

М.М.Фикс

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ
УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Специальность 055- физика атомного ядра
и космических лучей.

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна, 1971

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

А.Н. Лебедев

кандидат технических наук,
старший научный сотрудник

Н.И. Веников

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Радиотехнический институт АН СССР

Автореферат разослан " " 1971 года.

Защита диссертации состоится " " 1971 года
на заседании Ученого совета № 4 Ордена Ленина Физического
института им. П.Н. Лебедева АН СССР.

Адрес: Москва, Ленинский проспект, 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН.

Ученый секретарь ФИАН

И.Н. Сисакян

9-5634

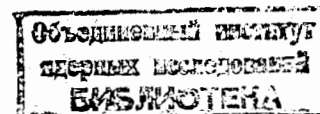
М.М. Фикс

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Специальность 055- физика атомного ядра
и космических лучей.

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

45886p



Систематическое изучение взаимодействия между сложными ядрами стало предметом ядерной физики сравнительно недавно. Тем не менее, к настоящему времени с помощью пучков ускоренных частиц с зарядом ядра $Z_0 \approx 10$ получены существенно новые и важные результаты:

- а) синтезированы изотопы новых элементов от 102 до 105 ^{/12/};
- б) открыты аномально делящиеся изомеры ^{/3/};
- в) открыто явление протонной радиоактивности ^{/4/};
- г) синтезированы тяжелые изотопы некоторых легких элементов ^{/5/}.

Эти исследования стали возможны после создания ускорителей, специально предназначенных для получения пучков тяжелых ионов с массовым числом $4 \leq A_0 \leq 50$ и энергией $\mathcal{E} \approx 10$ Мэв/нуклон ^{/6-8/}.

Перспективы физических экспериментов с тяжелыми ионами оценим, сравнив количество ядер, которые в принципе можно синтезировать (около 5000), с числом стабильных (менее 300) и известных радиоактивных (порядка 1500) изотопов ^{/9/}. Видно, что известная область мала по сравнению с той, которую предстоит изучить. Однако возможности синтеза новых изотопов и элементов, далеких от области стабильности, ограничены существующей экспериментальной базой.

Вместе с тем открываются новые пути синтеза ядер в широких диапазонах Z_0 и A_0 , если в качестве бомбардирующих частиц использовать ионы с $A_0 > 100$. Например, весьма перспективными для этих целей могут быть реакции деления ^{/10/}. Оценки показывают, что пучок ускоренных ионов Xe в реакциях типа $U(Xe, f)$ даст возможность синтезировать не только всю известную область трансурановых ядер вплоть до изотопов 105-106 элементов, но и сверхтяжелые ядра $^{294}_{110}$ и $^{298}_{114}$ ^{/11/}.

Ускоренные тяжелые частицы позволят изучать механизмы различных ядерных реакций, а также могут найти широкое техническое применение (в частности, для испытания материалов на радиационную стойкость).

Исходя из этих важных в научном и техническом отношении задач, можно указать основные требования к ускоренным пучкам тяжелых ионов ^{/12/}.

1. диапазон по массовому числу: $20 \leq A_0 \leq 200, 210$;
2. энергия частиц: $5 \leq \epsilon \leq 10$ Мэв/нуклон;
3. интенсивность ускоренных пучков: 10^{14} сек^{-1} , $A_0 \sim 20$
 $10^{13} - 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, $A_0 \sim 200$.

Создание ускорителя, реализующего пучки с приведенными параметрами, является сложной научно-технической проблемой. Поэтому представляется своевременным и полезным рассмотреть различные методы ускорения заряженных частиц и оценить их предельные возможности.

Это и составляет предмет реферируемой диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

Во введении приводятся основные результаты физических исследований с ускоренными пучками тяжелых ионов; рассматриваются установки, с помощью которых они выполнены; дается краткий обзор перспектив дальнейших исследований и указывается на необходимость соответствующего развития экспериментальной базы; формулируются задачи и излагается содержание диссертации.

В первой главе изучается перезарядка частиц при их движении через вещество. Тяжелые ионы сравнительно легко обмениваются электронами с атомами среды, что широко используется для вариации заряда частиц на различных этапах ускорения ^{/13/}. После про-

хождения пучком частиц слоя вещества $\sim (5-10) \cdot 10^{17} \text{ атом. см}^{-2}$ их функция распределения $N(Z, W)$ по зарядам Z и энергиям $W = A_0 \epsilon$ становится стационарной ^{/14/}. Это означает, что заряд ионов с заданной энергией W флуктуирует около среднего значения $Z_{\text{eff}}(W)$ (эффективный заряд). Поэтому независимо от первоначального распределения по Z после прохождения моноэнергетического пучка через тонкую мишень имеют место соотношения ($\int N(Z, W) dZ dW = 1$) ^{/15, 16/}:

$$\begin{aligned} LN(Z, W) &= f_e \left[\frac{Z - Z_e(W)}{\Delta_e} \right] & CN(Z, W) &= f_c \left[\frac{Z - Z_c(W)}{\Delta_c} \right] \\ Z_{\text{eff}}^e &= Z_e(W) = \int Z f_e dZ & Z_{\text{eff}}^c &= Z_c(W) = \int Z f_c dZ \\ \Delta_e^2 &= \int Z^2 f_e dZ - Z_e^2 & \Delta_c^2 &= \int Z^2 f_c dZ - Z_c^2 \end{aligned} \quad (1)$$

где операторами L и C обозначено взаимодействие пучка с конденсированной и разреженной мишенями соответственно (§ 1).

Величина Z_{eff} существенно зависит от плотности среды: эксперименты со сравнительно легкими частицами показывают, что Z_{eff} значительно выше после прохождения твердой мишени по сравнению с разреженными газами (рис. 1, кривые 1 и 2). Установлено (§ 2), что указанное различие должно сохраниться и в случае самых тяжелых частиц ($Z_0 \approx 90$), по крайней мере, до энергий, соответствующих $Z_{\text{eff}} \approx 0,6 Z_0$.

Поскольку в настоящее время перезарядку частиц с $Z_0 \geq 50$ невозможно изучать экспериментально в широком интервале энергий, важно теоретически найти функцию $Z_{\text{eff}}(W, A_0, Z_0)$. Показано (§ 3), что в статистической модели атома эта зависимость имеет следующий вид ($\psi(x)$ - функция Томаса-Ферми, M и m - массы покоя нуклона и электрона соответственно):

$$\begin{aligned} \frac{Z_{\text{eff}}}{Z_0} &= q = \psi(x) - x \psi'(x) + \frac{1}{3} [x \psi(x)]^{3/2} \\ \frac{\sqrt{2\epsilon}}{Z_0^{2/3}} &= \sqrt{E} = \left(\frac{32}{3\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} \left[\frac{\psi(x)}{x} \right]^{1/2} \sqrt{\frac{m e^4}{\hbar^2}} \end{aligned} \quad (2)$$

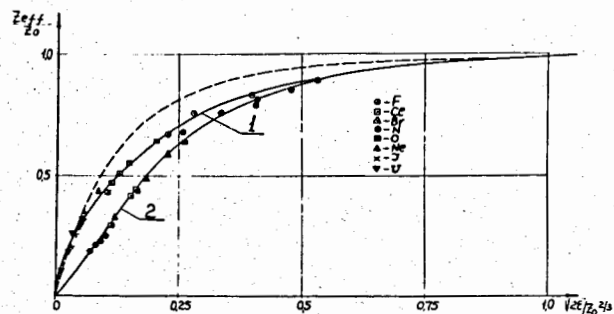


Рис. 1. Эффективный заряд ионов после прохождения конденсированной - 1 и разреженной - 2 мишеней. Пунктирная кривая вычислена по формуле 2.

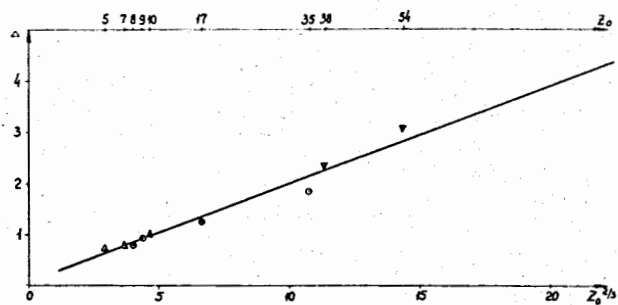


Рис. 2. Дисперсия распределения ионов по зарядам.

и правильно отражает характер экспериментальных данных (рис. 1, пунктирная кривая). Зависимость (2) носит универсальный характер (одинакова для ионов всех тяжелых элементов), и это делает экстраполяцию Z_{eff} в область элементов $Z_0 > 50$ достаточно надежной.

Из экспериментов известно [17], что равновесное распределение ионов по зарядам в области энергий, где $0,2 \ll Z_{eff}/Z_0 \ll 0,8$, близко к гауссовому:

$$f_{e,c}(Z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta} \exp\left[-\frac{(Z-Z_{ec})^2}{2\Delta^2}\right], \quad (1a)$$

причем $\Delta_e \approx \Delta_c = \Delta$. В модели атома Томаса-Ферми оказывается, что среднеквадратичная дисперсия $\Delta = const Z_0^{2/3}$. Это хорошо (рис. 2) согласуется с эмпирическими данными (при значении $const \approx 0,19$).

Хотя энергетические потери частиц в твердой мишени толщиной $\mu = (5-10) \cdot 10^{-6} \text{ г. см}^{-2}$ малы, они могут привести к ее разрушению (§ 4). Температура T мишени с удельной теплоемкостью c_p , помещенной в вакуумную камеру с температурой стенок T_0 , определяется уравнением (P - удельная мощность энергетических потерь, ε - коэффициент "черноты" поверхности мишени, σ - постоянная Стефана-Больцмана):

$$\mu c_p \frac{dT}{dt} = P - 2\varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4). \quad (3)$$

Его решение с начальным условием $T(0) = T_0$ показывает, что время разогрева мишени до температуры, практически равной максимальной,

$$T_{max} = \left(\frac{P}{2\varepsilon\sigma} + T_0^4\right)^{1/4}, \quad (4)$$

составляет:

$$t = (1+3) \frac{\mu c_p}{(2\varepsilon\sigma)^{1/4} P^{3/4}} \quad (5)$$

Если $\mu = 10^{-5} \text{ г. см}^{-2}$ (углерод), $T_{max} = 2400^\circ\text{K}$, $T_0 = 300^\circ\text{K}$, то предельно допустимая удельная мощность энергетических потерь ограничена значением $P \approx 20-30 \text{ ватт. см}^{-2}$.

Во второй главе рассматривается каскадный метод ускорения тяжелых ионов. Этот метод появился как реакция на отсутствие ионных источников, позволяющих иметь в достаточном количестве многозарядные ионы тяжелых элементов. Обзор существующих способов получения высокозарядных ионов (§ 1) приводит к выводу, что удельный заряд тяжелых частиц ($A_0 = 180-200$), генерируемых современными источниками, близок к величине $Z/A_0 = 0,05$, а средний выход ионов с $Z = 10-12$ составляет $10^{13} - 10^{14}$ сек⁻¹.

Существо метода состоит в том, что ускорение осуществляют в два или более этапов: между двумя последовательными ступенями ускорителя помещается перезаряжающее устройство, повышающее заряд ионов, ускоряемых последующей ступенью. Принцип каскадного ускорения иллюстрируется (§ 2) примерами некоторых проектов ускорителей, представляющих наибольший интерес.

Возможности этого метода оцениваются (§ 3) с точки зрения получения необходимой интенсивности пучков частиц с массовым числом $A_0 = 200$. Из рис. I видно, что оптимальная энергия первого цикла ускорения лежит в пределах $0,5 \leq \mathcal{E} \leq 1,0$ Мэв/нуклон. Зная дифференциальные потери энергии частицы в мишени с атомным номером Z_1 и массой A_1 ($\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$, N_0 - число Авогадро):

$$\frac{A_1}{Z_1} A_0 Z_0^2 \frac{d\mathcal{E}}{d\mu} = 8\pi \frac{M}{m} N_0 e^4 \frac{q^2}{\epsilon} \ln \frac{2,246}{\alpha^3} \frac{1}{(Mc^2)^{3/2}} \frac{Z_0}{Z_1} \frac{\mathcal{E}^{3/2}}{q} \quad (6)$$

и допустимую мощность энергетических потерь P , находим, что максимальная плотность непрерывного потока частиц на конденсированную мишень ограничена значением $j \leq 10^{14}$ сек⁻¹см⁻². В случае перезарядки пучка с импульсной структурой средняя плотность потока частиц будет меньше на коэффициент, равный скважности ^{/12/}, поскольку обычно длительность импульса $\sim 10^{-3}$ сек существенно больше времени разогрева мишени $\sim 10^{-4}$ сек (формула 5). Вероятность образования иона с зарядом, близким к Z_{eff} , невелика $\sim 0,15$, если речь идет о переза-

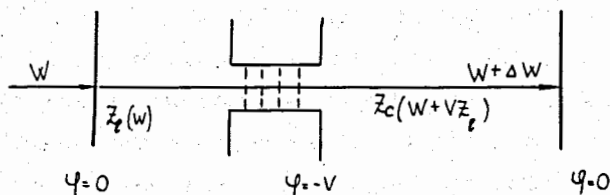
рядке частиц с $Z_0 = 80-90$ (формула Ia). Учитывая эти факторы и потери ионов в процессе ускорения во второй ступени, получим, что интенсивность пучка частиц с массовым числом $A_0 = 200$ в каскадном ускорителе будет на уровне 10^{12} сек⁻¹.

Третья глава посвящена циклотронному методу ускорения тяжелых ионов. Этот метод позволяет оптимально использовать многозарядные ионы, генерируемые источником. Обсуждение различных вариантов показывает (§ 1), что в качестве прототипа будущего ускорителя целесообразно рассматривать созданный в ЛЯР ОИИ радиально-секторный циклотрон с диаметром полюсов 200 см и уровнем магнитного поля в центре $H_0 = 20$ кэ ^{/17/}.

В соответствии с этим оцениваются (§ 2) параметры изохронного циклотрона со значением магнитного поля в центре $H_0 = 20$ кэ и диаметром полюсов 840 см, позволяющего ускорить ионы с $A_0 = 200$ до энергии $\mathcal{E} \approx 10$ Мэв/нуклон ^{/12/}. Как и в 200-см циклотроне, в ускорителе У-840 дуанты располагаются в долинах, а зазор в холме используется лишь для прохождения пучка. Сравнение основных параметров проекта У-840 и ускорителя У-300 показывает, что, за исключением магнитной системы и вакуума в ускорительной камере, конструктивные элементы будущего циклотрона будут более простыми, чем у существующего.

В отличие от У-200, для большого циклотрона оказывается приемлемым магнит типа бронированного (с распределенным ярмом). Вес такой магнитной системы - около $(1,0-1,2) \cdot 10^4$ т.

Вакуум в камере ускорителя определяется величиной допустимых потерь интенсивности, обусловленных перезарядкой ионов на остаточном газе (среднее сечение $\sigma_0 \approx 5 \cdot 10^{-17}$ см²). Если β и T_0 - давление и температура остаточного газа, то относительная интенсивность пучка частиц с конечной энергией $\mathcal{E}_i \ll Mc^2$ равна:



$$\Delta W = V \{ z_e(W) - z_e[W + Vz_e(W)] \}$$

Рис. 3. Схема ускорительного элемента.

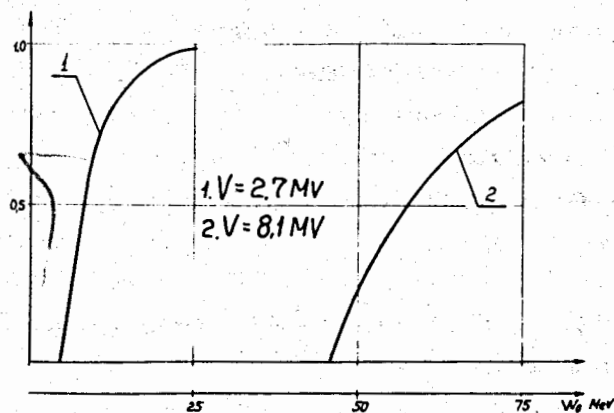


Рис. 4. Коэффициент захвата частиц в режим многократного ускорения.

$$\frac{I}{I_0} = \exp \left[- \frac{2\sqrt{2}\pi}{3} \frac{1}{g \cos \varphi_0} \frac{A_0^2}{Z^2} \frac{Mc^2}{eV_0} \frac{Mc^2}{eH_0} \frac{Mc^2 \epsilon_0 \beta}{kT_0} \left(\frac{\epsilon_1}{Mc^2} \right)^{3/2} \right], \quad (7)$$

где g , V_0 и φ_0 - количество дуантов, амплитудное значение потенциала дуанта и его фаза в момент прохождения частицей ускоряющего промежутка. Чтобы получить $I/I_0 = 0,6$, необходимо давление остаточного газа на уровне $\beta \approx 5 \cdot 10^{-7}$ мм Hg.

Далее рассматриваются (§ 3) параметры пучков, которые обеспечивает циклотрон У-840. С учетом эффектов кулонова расталкивания получена оценка средней плотности потока ускоренных частиц (τ и Ω - длительность и частота повторения импульсов источника ионов):

$$\frac{\bar{I}}{S} = \frac{1}{20\pi^2} (g \sin \varphi_0/2)^{1/2} \left(\frac{eV_0}{Mc^2} \right)^{1/2} \tau \Omega \frac{H_0^2}{Mc} \frac{Z^{1/2}}{A_0^{3/2}}. \quad (8)$$

Средняя плотность потока ионов, таких как ${}^{200}_{80}\text{Hg}^{+8-+12}$, ${}^{238}_{92}\text{U}^{+13}$, может достигать $(3-1) \cdot 10^{14}$ сек⁻¹ см⁻². Поэтому интенсивность пучков подобных частиц пока что лимитируется не столько влиянием пространственного заряда, сколько возможностями получения многозарядных ионов. Существующие ионные источники позволят иметь на конечном радиусе пучок ионов ${}^{200}_{80}\text{Hg}^{+8-+12}$ с интенсивностью $10^{14} - 6 \cdot 10^{12}$ сек⁻¹ и энергией $\epsilon = 5 - 11$ Мэв/нуклон.

В четвертой главе разрабатывается принцип многократного ускорения ионов в потенциальном электрическом поле. При движении частицы с зарядом Z в электрическом поле \vec{E} по замкнутой траектории (или между точками с равным потенциалом) необходимым условием изменения ее энергии W :

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \int_{t_1}^{t_2} Z(\vec{E} \cdot \vec{r}) \quad (9)$$

является непотенциальный характер произведения $Z\vec{E}$. Рассматривая движение частиц с переменным зарядом (§ 1), отметим, что это может осуществляться и в потенциальных полях. В частности, можно ускорить частицы по схеме, изображенной на рис. 3 ^{118/}, поскольку

ку разность средних зарядов $Z_e - Z_c$, вообще говоря, отлична от нуля (рис.1). Средний прирост энергии ионов после одного ускорения равен:

$$\Delta W = V \{ Z_e(W) - Z_c[W + V Z_e(W)] \} \quad (10)$$

В системе, где элементом периодичности служит указанная ячейка, частицы будут ускоряться до энергии W_f , которую можно оценить из приближенного равенства $Z_e(W_f) \approx Z_c(W_f)$:

$$\varepsilon_f \approx 0,125 Z_0^{4/3}, \quad W_f \approx 0,125 Z_0^{4/3} A_0. \quad (11)$$

В случае ионов урана это составляет $\varepsilon \approx 50$ Мэв/нуклон ($W_f \approx 12$ Гэв) и превышает кулонов барьер на тяжелых мишенях для всех частиц с $Z_0 \geq 20-25$ ^{/19/}.

Оценивается (§ 2) рассеяние ионов на перезаряжающих мишенях. Показано ^{/19/}, что рассеяние в процессе многократного ускорения зависит лишь от энергии инжекции W_0 и прироста энергии ΔW . Потери ионов урана, инжектированных в слабофокусирующий ускоритель с энергией $W_0 = 25$ Мэв, составят $\sim 5\%$.

Поскольку в формуле (10) не учитывается, что распределение частиц по зарядам имеет некоторую ширину, то приведенные оценки уточняются на основе кинетического уравнения (§ 3). Операторы V_+ и V_- , которыми обозначим ускоряющее и замедляющее действие потенциала V , изменяют распределение частиц по энергиям и не меняют распределения по зарядам:

$$V_{\pm} N(Z, W) = N(Z, W \pm VZ). \quad (12)$$

Пусть $N_{k-1}(Z, W)$ - функция распределения частиц на входе в k -ый ускорительный элемент LV_+CV_- . Тогда на выходе из него функция распределения $N_k(Z, W)$ определяется выражением:

$$N_k(Z, W) = LV_+CV_- N_{k-1}(Z, W). \quad (13)$$

Используя соотношения (1) и (12), получим уравнение

$$N_k(Z, W) = \int_{\Delta_e} \int_{\Delta_e} \int_{\Delta_e} \left[\frac{Z - Z_c(W)}{\Delta_e} \right] \int_{\Delta_e} \left[\frac{Z_2 - Z_c(W + VZ_2)}{\Delta_e} \right] N_{k-1}(Z_1, W - VZ_1 + VZ_2), \quad (13a)$$

из которого следует, что $N(Z, W)$ представима в виде $N = \int_{\Delta_e} n(W)$. Поэтому:

$$n_k(W) = \int_{\Delta_e} \int_{\Delta_e} \int_{\Delta_e} \left[\frac{Z_2 - Z_c(W + VZ_2)}{\Delta_e} \right] \int_{\Delta_e} \left[\frac{Z_1 - Z_c(W - VZ_1 + VZ_2)}{\Delta_e} \right] n_{k-1}(W - VZ_1 + VZ_2). \quad (14)$$

Система уравнений (14) отражает кинетику процесса многократного ускорения и при достаточно малых V может быть сведена к дифференциальному уравнению. Его решение найдено в приближении Фоккера-Планка для стационарного режима ускорения ^{/20/}. Определен коэффициент захвата частиц в процесс многократного ускорения (рис.4), который в случае ионов урана с энергией инжекции $W_0 = 25$ Мэв близок к единице.

Реализация установки (§ 4) возможна как в линейном, так и в циклическом вариантах ^{/16, 21, 13/}. Линейный ускоритель, состоящий из 50 элементов, обеспечит получение ионов урана с энергией $W \approx 2,5$ Гэв, интенсивность до $\sim 5 \cdot 10^{13}$ сек⁻¹ и среднеквадратичной дисперсией по энергии $\sim 5-7\%$. Интенсивность пучка ионов урана с энергией $W = 11$ Гэв, выведенного из циклического ускорителя, будет на уровне $\sim 5 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹ см⁻² (на единицу площади конденсированной мишени).

Рассматривается (§ 5) увеличение энергии тяжелых ионов, осциллирующих в потенциальной яме глубиной V_0 , созданной пространственным зарядом электронов (установка HIPAC ^{/22/}). В рамках одномерной модели показано ^{/13/}, что рост заряда ионов от Z_1 до Z_2 , обусловленный столкновениями с электронами облака, позволяет получить тяжелые частицы с кинетической энергией (в системе координат, связанной с потенциальной ямой параболической формы):

$$W = V_0 Z_1 \prod_{n=2}^{Z_2} \left(1 + \frac{0,5}{n} \right) \approx V_0 \sqrt{Z_2 Z_1}, \quad Z_2 > Z_1 > 1. \quad (15)$$

Численная оценка согласуется с результатами работы ^{/22/}.

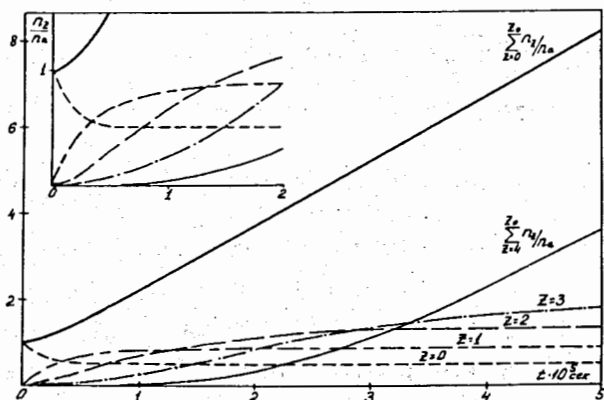


Рис. 5. Динамика накопления ксенона в кольцевом сгустке релятивистских электронов.

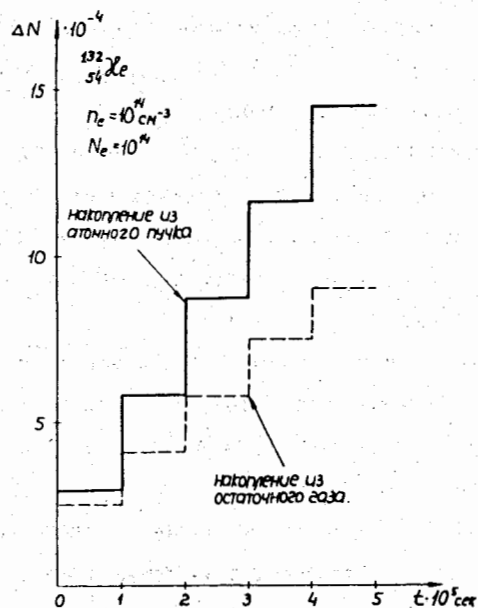


Рис. 6. Количество γ -квантов с энергией $0,1 < h\nu < 1,0$ Мэв, попадающих в детектор тормозного излучения.

В пятой главе исследуются некоторые вопросы ускорения тяжелых ионов коллективным методом ^{123/}. Изучается (§ 1) накопление частиц одноатомного газа в кольцевом сгустке релятивистских электронов. Получена ^{124/} система кинетических уравнений для плотностей

N_Z тяжелых частиц с зарядом $0 < Z < Z_0$ в сгустке:

$$\begin{aligned} \dot{N}_0 + \bar{\lambda}_0 N_0 &= \lambda_a N_a & \bar{\lambda}_0 &= \lambda_0 + \lambda_a \\ \dot{N}_Z + \lambda_Z N_Z &= \lambda_{Z-1} N_{Z-1} & 1 < Z < Z_0 - 1 \\ \dot{N}_{Z_0} &= \lambda_{Z_0-1} N_{Z_0-1} \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь λ_Z^{-1} и λ_a^{-1} — соответствующие "времена жизни" частицы внутри кольца относительно ионизации $Z \rightarrow Z+1$ и ухода нейтральных атомов из сгустка (N_a — концентрация нейтральных атомов в окрестности сгустка). Решение системы (16) позволило определить зависимости плотностей $N_Z(t)$ от времени и суммарную плотность $N(t) = \sum_{Z=0}^{Z_0} N_Z$ всех тяжелых частиц, накопленных в кольце (рис. 5).

Найден (§ 2) выход электронов из кольца, вызванный процессами их рассеяния и тормозного излучения на тяжелых частицах. Показано ^{124/}, что предельная плотность накопленных тяжелых частиц ограничена значением допустимых потерь электронов (5–10%) и составляет $n/n_e \approx 2 \cdot 10^{-3}$ (n_e — плотность электронов в кольце).

Интенсивность ускоренных тяжелых частиц можно оценить (§ 3) из условия совместного движения электронов и ионов при ускорении сгустка как целого ^{125/}. В кольце с плотностью электронов $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, ускоренном на длине $\sim 10^2$ см до скорости $\beta = 0,145$, останутся ионы ксенона с $Z \geq 4$. Их плотность к концу процесса накопления равна $\frac{1}{n_a} \sum_{Z=4}^{Z_0} N_Z \approx 4$ (рис. 5). Соответствующая интенсивность (объем кольца $\sim 1 \text{ см}^3$) в случае ускорения $\sim 10^3$ сгустков в секунду составит 10^{14} сек^{-1} ^{124/}.

Показано ^{126/}, что возникающее во время накопления тяжелых частиц тормозное излучение электронов можно использовать (§ 4)

для диагностики сгустка. Вычислен поступающий в детектор поток тормозного излучения в заданном интервале энергий γ -квантов (рис. 6). Его интенсивность оказывается вполне достаточной для измерения с точностью до нескольких процентов как суммарной плотности тяжелых частиц $n(t)$, так и полного числа электронов в кольце. Предложенный метод диагностики позволяет также определить некоторые геометрические размеры сгустка.

В заключении приводится резюме полученных результатов и делаются выводы.

1. Экстраполяция зарекомендовавших себя методов ускорения ионов с массовым числом $A_0 \sim 50-60$ к более тяжелым частицам показывает, что:

- а) классический циклотрон, являясь лучшим ускорителем частиц с $A_0 \sim 50$, по-видимому, исчерпывает себя в этой области;
- б) каскадные методы ускорения допускают продвижение к более тяжелым частицам, однако интенсивность пучков лимитируется величиной $\sim 10^{12} \text{ сек}^{-1}$;
- в) на современном техническом уровне вполне осуществимо сооружение циклотрона с диаметром полюса более 8 метров и изохронным магнитным полем, значение которого в центре достигает $H_0 = 20 \text{ кэ}$. Использование существующих ионных источников в подобном ускорителе обеспечит получение пучков частиц с массой $20 \leq A_0 \leq 200$, энергией $\xi \approx 10 \text{ Мэв/нуклон}$ и интенсивностью $10^{13} - 10^{14} \text{ сек}^{-1}$.

2. Установка, реализующая принцип ускорения частиц с переменным зарядом в потенциальном электрическом поле, позволит:

- а) в линейном варианте с 50 элементами достигнуть интенсивности пучка ионов типа урана $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ при энергии $\xi \approx 10 \text{ Мэв/нуклон}$. Поскольку основой каждого элемента служит тандем-генератор, стоимость такого ускорителя в настоящее время велика и его обсуждение представляется преждевременным;

б) в циклическом варианте иметь выведенный пучок ионов урана с энергией $\xi \approx 45 \text{ Мэв/нуклон}$ и интенсивностью на уровне $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$;

в) в реакторе типа *НИРАС* получить количество ядерных реакций в единицу времени, приближающееся к величине $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. Однако ввиду отсутствия пучка ускоренных частиц, с помощью реактора почти невозможно изучать механизмы ядерных реакций и их короткоживущие продукты, исследование которых требует применения скоростных методик.

3. Весьма перспективен и заслуживает серьезного внимания метод коллективного ускорения частиц. Он в состоянии обеспечить ускорение тяжелых ионов до необходимой энергии с интенсивностью $\sim 10^{14} \text{ сек}^{-1}$. Ведущиеся сейчас теоретические и экспериментальные разработки метода, по-видимому, в ближайшем будущем дадут ответы на некоторые пока неясные вопросы.

4. Решение проблемы ускорения частиц с массовым числом $20 \leq A_0 \leq 200$ до энергии $\xi \approx 10 \text{ Мэв/нуклон}$ и интенсивностью $\sim 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ предпочтительнее всего искать в направлении, использующем либо метод циклотронного ускорения в изохронном режиме, либо метод коллективного ускорения частиц.

Основные результаты, содержащиеся в диссертации, опубликованы в работах /12, 13, 16, 19, 20, 24, 26/ и докладывались на III Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений /15/.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1971 года.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.Н.Флеров, В.А.Круин, А.А.Шлеве. УФН, 100, № 1, 45 (1970).
2. Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян и др. Препринт ОИЯИ Р7-5164, Дубна, 1970.
3. С.М.Поликанов. УФН, 94, № 1, 43 (1968)
4. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопян, В.Г.Субботин. Препринт ОИЯИ Р-1072, Дубна, 1962.
5. A.G.Artukh, V.V.Avdelchikov et al. Phys. Lett., 31B, №3, 129 (1970)
6. Г.Н.Флеров, В.А.Карнаухов. Препринт ОИЯИ Д-1798, Дубна, 1964.
7. И.А.Шеласв, С.А.Козлов и др. Препринт ОИЯИ 9-3988, Дубна, 1968.
8. E.L.Habbar, W.R.Baker et al. Rev. Sci. Instr., 32, №6, 621 (1961)
9. Г.Н.Флеров. УФН, 95, № 1, 25 (1968)
10. Г.Н.Флеров. Nukleonika, 12, 1081 (1967)
11. С.А.Карамин, Ю.Ц.Оганесян. Препринт ОИЯИ Р7-4339, Дубна, 1969.
12. Ю.Ц.Оганесян, Н.М.Фикс. Препринт ОИЯИ 9-4165, Дубна, 1969.
13. M.M.Fiks, T.Tauth. Rev. Roum. Phys., 14, №3, 723 (1969)
14. N.Bohr, J.Lindhard. Dan.Mat.Fys.Medd., 28, №7 (1954)
15. Г.Н.Вялов, Н.М.Фикс. Тезисы докладов на III Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений. Харьков, 1965.
16. Г.Н.Вялов, Н.М.Фикс. УФН, 83, № 3, 437 (1966)
17. В.С.Николаев. УФН, 85, № 4, 679 (1965)
18. G.Hortig. Zs.f.Physik, 176, 115 (1963)
19. M.M.Fiks, G.N.Vialov. Nukl.Phys., 74, №1, 59 (1965)
20. Г.Н.Вялов, Н.М.Фикс. Препринт ОИЯИ Р-2253, Дубна, 1965.
21. P.H.Rose. Nucl.Sci., NS-14, №3, 16 (1967)
22. G.S.Janes, R.H.Levy et al., Phys.Rev., 145, №3, 925 (1966)
23. В.И.Векслер, В.П.Саранцев и др. АЭ, 24, № 4, 317 (1968)
24. М.Л.Ювнович, Н.М.Фикс. Препринт ОИЯИ Р9-4849, Дубна, 1969.
25. М.Л.Ювнович, Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев. АЭ, 27, № 4, 301 (1969)
26. М.Л.Ювнович, В.П.Саранцев, Н.М.Фикс. Препринт ОИЯИ Р9-4850, Дубна, 1970.