

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.384.6

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ ЧАСТИЦ
ДЛЯ ИХ МНОГОКРАТНОГО УСКОРЕНИЯ В ПОТЕНЦИАЛЬНОМ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ***Г. Н. Вялов, М. М. Фикс*

1. ВВЕДЕНИЕ

С использованием ускоренных тяжелых ионов в современной ядерной физике связано целое направление, которое изучает взаимодействие между сложными ядрами. Объекты исследований в этой области очень многообразны и, как частный случай, включают большое количество задач, которые раньше изучались лишь с помощью легких частиц. С ростом энергии частиц выше кулоновского барьера начинают идти реакции, специфические лишь для взаимодействия между сложными ядрами, а именно реакции многонуклонной передачи и полного слияния двух сложных ядер.

В настоящее время с помощью тяжелых ионов синтезированы новые трансурановые элементы от 102 до 104, открыты ядерные изомеры с аномально коротким периодом спонтанного деления, обнаружено явление протонной радиоактивности и получен ряд других новых результатов¹.

Развитие этой области ядерной физики характеризуется тенденцией к использованию ускоренных ионов все более тяжелых элементов. Если несколько лет назад ускорялись ионы углерода, азота, кислорода, неона, то в настоящее время уже используются ионы некоторых элементов вплоть до аргона, а в перспективе обсуждается возможность получения энергичных ионов брома, йода и даже урана¹⁻⁵.

Использование пучка ускоренных ионов урана открыло бы перед ядерной физикой новые широкие возможности для получения изотопов, лежащих далеко от области стабильности (нейтронодефицитных и нейтронообогащенных ядер), синтеза далеких трансурановых элементов, исследования механизмов ядерных реакций. Пока трудно оценить все возможности использования в ядерных исследованиях ионов урана; ясно одно—это обеспечило бы качественно новый подход к изучению взаимодействия между сложными ядрами¹.

Однако проблема ускорения ионов урана может показаться совершенно фантастической, если пытаться решить ее имеющимися сейчас средствами. Действительно, особый интерес представляет получение ионов с энергиями выше кулоновского барьера (для тяжелых мишеней), т. е. ионов с энергиями на один нуклон порядка $\mathcal{E} = 5 \div 10 \text{ Мэв/н}$. Пока что эти энергии для очень тяжелых ионов недостижимы. Каковы же препятствия, затрудняющие ускорение ионов урана до указанных энергий?

Важнейшая характеристика тяжелых ионов, проявляющаяся в процессе ускорения,— это удельный заряд, т. е. отношение зарядового числа Z к массовому числу A . Удельный заряд тяжелых ионов много меньше единицы. Неравенство $Z/A \ll 1$ определяет специфическое поведение тяжелых

ионов в процессе ускорения по сравнению с легкими (для самого легкого иона, протона, $Z/A = 1$).

Во всех существующих ускорителях заряженных частиц ускорение можно представить как однократное или многократное прохождение частицей участка с некоторой разностью потенциалов V . При одном таком прохождении энергия иона, приходящаяся на один нуклон, возрастает на величину

$$\Delta \mathcal{E} = eV \frac{Z}{A}. \quad (1)$$

Чтобы ускорить ион до заданной энергии \mathcal{E} , необходимо пройти ускоряющий промежуток K раз:

$$K = \frac{\mathcal{E}}{\Delta \mathcal{E}} = \frac{A}{Z} \frac{\mathcal{E}}{eV}. \quad (2)$$

Отсюда видно, что, при прочих равных условиях, число проходов ускоряющего участка траектории возрастает пропорционально A/Z . Поэтому линейный ускоритель тяжелых ионов должен либо иметь в A/Z раз большее число ускорительных секций, либо в A/Z раз больший ускоряющий потенциал, либо работать в каком-то промежуточном режиме.

В циклическом ускорителе в любом случае необходимо увеличение габаритов. Это следует из соотношения

$$\mathcal{E} = \text{const} \cdot H^2 R^2 \frac{Z^2}{A^2}, \quad (3)$$

определяющего энергию иона (на один нуклон), и практической невозможности увеличения магнитного поля H (R — радиус орбиты иона).

Изохронный циклотрон может работать с ускоряющим потенциалом, не зависящим от A/Z . В классическом циклотроне ускоряющий потенциал, при прочих равных условиях, возрастает пропорционально A/Z .

Диаметр циклического ускорителя, в котором можно было бы ускорять однозарядные ионы урана до энергии $\mathcal{E} \approx 10 \text{ Мэв/н}$, при технически достижимых уровнях магнитного поля составил бы величину порядка 100 м. Ясно, что это может быть только кольцевой ускоритель. Однако в этом случае интенсивность пучка ускоренных частиц будет на 3 ÷ 4 порядка ниже, чем в циклотроне.

Уменьшение размеров магнитного полюса до 10 м, что свело бы задачу на границу технической выполнимости, требует получения из источника 24-зарядных ионов урана. В настоящее время такой подход по меньшей мере проблематичен, так как выход многозарядных ионов из источника быстро падает с ростом атомного номера¹ для заданного отношения Z/A : ${}^{10}\text{B}_5^{+2}$ (1,00), ${}^{16}\text{O}_8^{+3}$ (0,80), ${}^{20}\text{Ne}_{10}^{+4}$ (0,50), ${}^{28}\text{Si}_{14}^{+5}$ (0,10), ${}^{40}\text{Ar}_{18}^{+8}$ (0,02) (в скобках показана относительная интенсивность).

Трудности, о которых говорилось выше, в значительной степени связаны с тем, что использующиеся до сих пор принципы ускорения, эффективные для легких частиц, лишь в малой степени учитывают специфические черты тяжелых ионов. Поэтому представляется исключительно важным изучение возможности ускорения тяжелых ионов с помощью новых методов, которые позволили бы максимально учесть и использовать специфику рассматриваемой проблемы. Отличительная черта проблемы состоит в том, что атомы тяжелых элементов представляют собой многоэлектронные системы, т. е. в данном случае заряд иона является еще одним параметром, который можно варьировать в процессе ускорения в широких пределах.

Вариация заряда иона открывает перед ускорительной техникой новые возможности. Например, изменение заряда иона в конце процесса

ускорения позволяет сравнительно просто решить задачу вывода тяжелых ионов из циклотрона с азимутальной вариацией магнитного поля ⁶. Изменение заряда ионов в процессе ускорения используется в ускорителях типа таандем-генератора, а также в линейных ускорителях. В работе Г. Хортига ³ показано, что, изменяя заряд иона в процессе ускорения, можно многократно ускорять ионы в потенциальном электрическом поле. Этот принцип ускорения отличается качественной новизной и, по-видимому, может оказаться эффективнее других способов ускорения тяжелых ионов. Ниже рассматривается возможность ускорения ионов в потенциальном электрическом поле с помощью многократной перезарядки в процессе ускорения.

2. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА МНОГОКРАТНОГО УСКОРЕНИЯ В ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В основе всех известных способов ускорения заряженных частиц лежит свойство движущегося заряда изменять свою энергию под действием электрического поля:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \int_{r_1}^{r_2} Z (E dr) \quad (e - 1). \quad (4)$$

Если постоянный заряд движется в потенциальном электрическом поле $E = -\nabla\phi$, то изменение энергии на замкнутом контуре (или на участке траектории между точками с равным потенциалом) равно нулю. Этот факт свидетельствует о невозможности многократного ускорения частицы с постоянным зарядом в потенциальном электрическом поле. Если же электрическое поле не потенциально $\text{rot } E \neq 0$, то его работа на замкнутом контуре не равна нулю. Это свойство непотенциальных электрических полей используется для ускорения частиц с постоянным зарядом в резонансных ускорителях.

Однако, как следует из уравнения (4), для ускорения заряженной частицы нет необходимости требовать непотенциальности электрического поля. Необходимым условием ускорения является непотенциальный характер произведения $Z E$. Это может осуществляться и в потенциальных электрических полях для частиц с переменным зарядом Z .

Пусть в некоторой области имеется электрическое поле, которое характеризуется потенциалом ϕ , и пусть некоторая поверхность Φ делит всю область на две части: слева от поверхности Φ все частицы имеют заряд Z_1 , а справа от нее — заряд Z_2 (рис. 1). Таким образом, поверхность

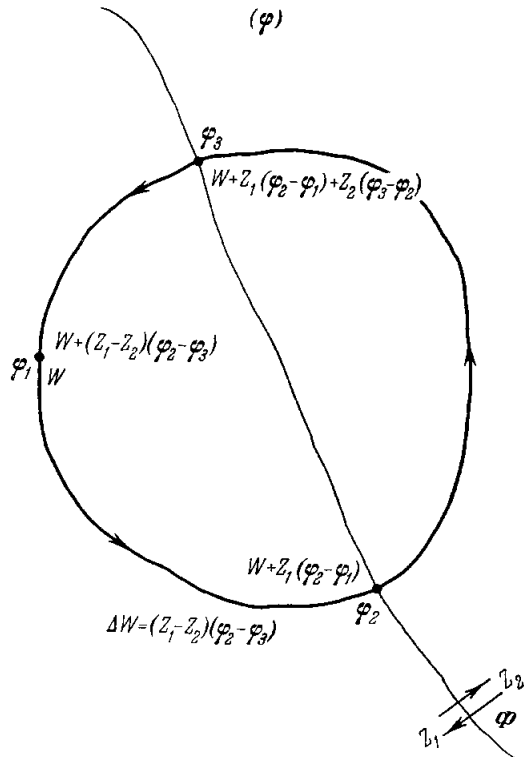


Рис. 1. Иллюстрация принципа ускорения частицы с переменным зарядом в потенциальном электрическом поле.

Ф обладает следующими свойствами: при движении частицы слева направо частица меняет свой заряд $Z_1 \rightarrow Z_2$, а при движении справа налево $Z_2 \rightarrow Z_1$.

Рассмотрим движение частицы по замкнутой кривой $\Phi_1\Phi_2\Phi_3\Phi_1$, пересекающей поверхность Ф. В этом случае за один оборот частица получает приращение энергии $\Delta W = (Z_1 - Z_2)(\Phi_2 - \Phi_3)$.

Следовательно, для многократного ускорения частиц в потенциальном электрическом поле необходима система перезаряжающих устройств, обладающих свойствами поверхности Ф. Такую систему перезаряжающих устройств можно, в частности, осуществить, используя перезарядку частиц при прохождении пучка ионов через вещество.

3. ЭФФЕКТЫ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО *)

Заряд тяжелого иона, движущегося через вещество, изменяется в результате взаимодействия с атомами вещества. После прохождения достаточно большого слоя вещества в пучке ионов не происходит дальнейшего изменения статистически установившегося распределения ионов по зарядам, т. е. достигается статистически равновесное распределение.

В этом случае заряд каждого иона флуктуирует около равновесного значения, которое определяется двумя противоположными процессами — потерей электронов и электронным захватом.

Эксперименты показывают, что для установления статистически равновесного распределения по зарядовым состояниям достаточно слоя вещества $10^{16} - 10^{17} \text{ ат/см}^2$, что дает для величины сечения перезарядки значение порядка $\sigma_0 \approx 10^{-17} - 10^{-16} \text{ см}^2$. При этом равновесное распределение достигается раньше, чем происходит заметное изменение энергии ионов.

Определим эффективный заряд ионов $Z_{\text{эфф}}$ как среднее значение по статистически равновесному распределению. Эффективный заряд ионов можно найти и с помощью динамического описания взаимодействия иона с атомами вещества⁸. Отношение сечений потери и захвата электрона ионом определяется соотношением скорости электрона на орбите иона и скорости поступательного движения иона как целого. Сечение потери электрона превышает сечение захвата, если скорость иона больше соответствующей орбитальной скорости электрона и наоборот. В случае равенства этих скоростей сечения примерно одинаковы. Равенство сечений определяет эффективный заряд ионов.

В атомах с большим числом электронов распределение электронов по скоростям можно найти методом Томаса — Ферми. Тогда для средней величины скорости электронов в атоме с зарядом ядра Z_0 получим значение порядка $v_0 Z_0^{2/3}$, где $v_0 = \frac{e^2}{h} = \frac{c}{137}$ — скорость электрона в основном состоянии атома водорода.

Можно ожидать, что для всех ионов величина эффективного заряда $Z_{\text{эфф}}/Z_0 = q$ будет универсальной функцией «приведенной» скорости иона $v/Z_0^{2/3}$ ⁹:

$$\frac{Z_{\text{эфф}}}{Z_0} = f_1\left(\frac{v}{Z_0^{2/3}}\right) = f\left(\frac{\sqrt{2g}}{Z_0^{2/3}}\right). \quad (5)$$

Экспериментальные данные^{2, 9, 10} показывают, что это действительно имеет место (рис. 2). Кривая 1 определяет эффективный заряд ионов после прохождения углеродной фольги, а кривая 2 — после прохождения через различные газы при давлениях порядка 10 мм рт. ст. Значение эффектив-

*) Подробный анализ последних работ можно найти в обзоре⁷.

ного заряда ионов зависит от плотности вещества, через которое проходит пучок ионов, причем эффективный заряд растет при увеличении давления газа и значительно выше в твердых веществах, чем в газах.

Зависимость эффективного заряда от плотности вещества можно объяснить, следуя Бору и Линдхарду¹¹: при движении возбужденного иона в относительно разреженной среде между двумя последовательными соударениями ион успевает девозбудиться, так что дальнейшая ионизация происходит из основного состояния иона. С повышением плотности среды растет частота столкновений и время между двумя последова-

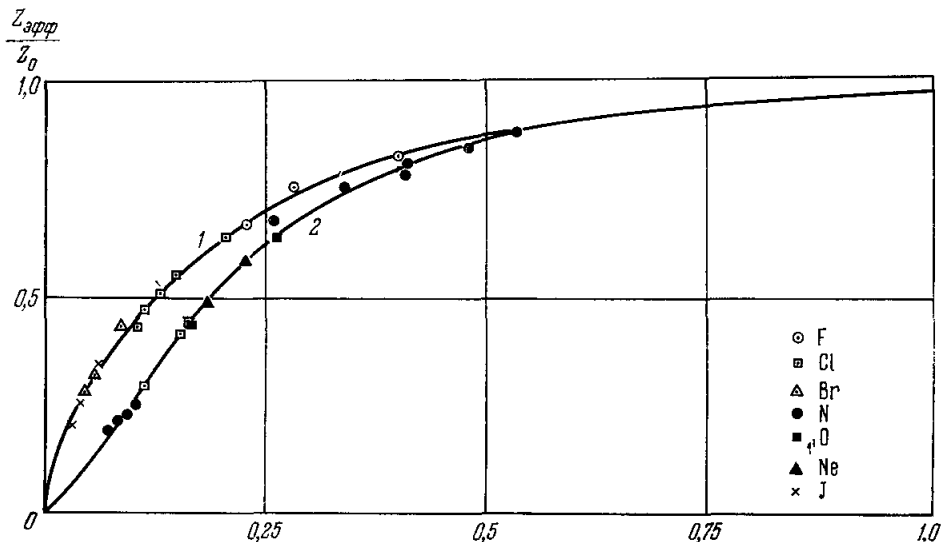


Рис. 2. Эффективные заряды ионов после прохождения конденсированной (1) и разреженной (2) мишеней. По оси абсцисс отложена величина $\sqrt{2E/Z_0^2}$.

тельными соударениями становится меньше, чем время жизни возбужденного состояния иона. Это приводит к тому, что в более плотных средах ионизация происходит из возбужденных состояний, что облегчает отрыв электронов.

После прохождения пучка ионов через мишень функция распределения ионов по зарядам не зависит от вида первоначальной нормированной функции распределения в пространстве зарядов $N(Z, W)$, а зависит только от энергий частиц и характера мишени, так что для конденсированной мишени L и разреженной мишени C имеют место соотношения

$$LN(W, Z) = f_l \left[\frac{Z - Z_l(W)}{\Delta_l} \right], \quad CN(Z, W) = f_c \left[\frac{Z - Z_c(W)}{\Delta_c} \right],$$

$$Z_l(W) = \int Z f_l dZ, \quad Z_c(W) = \int Z f_c dZ, \quad (6)$$

$$\Delta_l^2 = \int (Z - Z_l)^2 f_l dZ, \quad \Delta_c^2 = \int (Z - Z_c)^2 f_c dZ.$$

4. СХЕМА УСКОРИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

В работе³ для ускорения тяжелых ионов предложено использовать их перезарядку при прохождении через тонкие мишени различной плотности. Так как для заданной энергии ионов W средний заряд их при

движении в конденсированной среде больше, чем в разреженной, то возможно осуществить их ускорение по схеме, показанной на рис. 3.

Ионы с энергией W после прохождения через плотную мишень L (фольга) обладают средним зарядом $Z_l(W)$. Ускоряясь потенциалом V

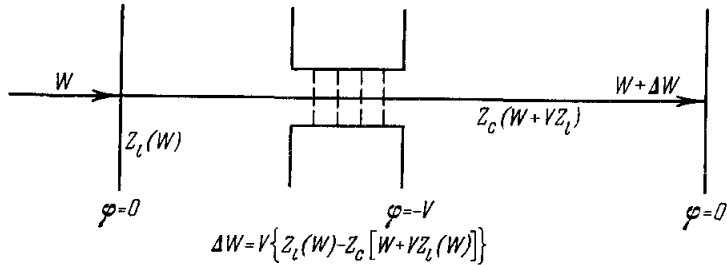


Рис. 3. Схема ускорительного элемента.

до энергии $W_1 = W + VZ_l(W)$, ионы проходят через второе перезаряжающее устройство C (газовая мишень), где приобретают средний заряд $Z_c(W_1)$ и тормозятся потенциалом V .

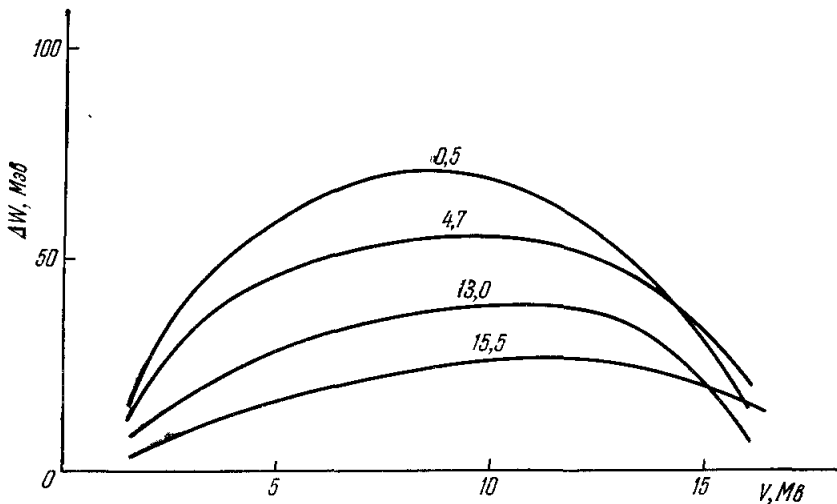


Рис. 4. Средний прирост энергии ионов урана в ускорительном элементе (для различных начальных энергий ионов $\mathcal{E} \left(\frac{M\text{эВ}}{n} \right)$).

Среднее приращение энергии ионов после прохождения такого ускорительного элемента V_-CV_+L (через V_+ и V_- обозначены ускоряющее и замедляющее действия электрического потенциала V) равно

$$\Delta W(V, W) = V \{ Z_l(W) - Z_c [W + VZ_l(W)] \}. \quad (7)$$

Результирующее приращение энергии ΔW может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от соотношения $Z_l(W)$ и $Z_c(W_1)$.

Представляет интерес рассмотреть зависимость приращения энергии ΔW для заданной энергии иона W от ускоряющего потенциала V . Ясно, что ΔW как функция V имеет максимум, так как $\Delta W = 0$ при $V = 0$, $\Delta W > 0$ при малых V и ΔW становится отрицательным при достаточно больших V , когда $Z_l(W) < Z_c [W + VZ_l(W)]$. Прирост энергии

ΔW для ионов урана вычислялся в предположении, что эффективные заряды $Z_l(W)$ и $Z_c(W)$ можно определять с помощью кривых, изображенных на рис. 2.

Функция $\Delta W(V, \mathcal{E})$ представлена на рис. 4 и 5 как семейства кривых $\Delta W(V, \mathcal{E})|_{\mathcal{E}=\text{const}}$ и $\Delta W(V, \mathcal{E})|_{V=\text{const}}$. Из этих кривых следует, что вблизи своего максимума функция $\Delta W(V, \mathcal{E})|_{\mathcal{E}=\text{const}}$ слабо зависит от V . Кроме того, оптимальный потенциал, обеспечивающий максимальный прирост энергии, в большей области энергетического интервала меняется незначительно. Это значит, что в этой области энергий может быть обеспечен почти максимальный прирост энергии при одном выбранном значении потенциала.

Прирост энергии в одном ускорительном элементе при заданном значении потенциала $\Delta W(V, \mathcal{E})|_{V=\text{const}}$ достаточно слабо зависит от энергии и вплоть до значительных энергий может быть сделан не меньше определенной величины. Например, при ускоряющем потенциале $V = 5,4 \text{ Мэв}$ вплоть до энергий $\mathcal{E} \approx 12,5 \frac{\text{Мэв}}{n}$ ($W \approx 3 \text{ Гэв}$) прирост энергии остается не меньше 30 Мэв .

Построив систему, в которой элементом периодичности служит описанный ускорительный элемент, можно осуществить многократное ускорение частиц.

В частности, для ускорения ионов урана до энергий $\mathcal{E} \approx 10 \text{ Мэв}/n$ ($W \approx 2,5 \text{ Гэв}$) при ускоряющем потенциале $V = 5,4 \text{ Мэв}$ потребуется порядка 50 проходов через ускорительный элемент.

Процесс ускорения возможен всюду в области $\Delta W > 0$, т. е. по крайней мере до энергии W_f , для которой $Z_l(W_f) \approx Z_c(W_f)$. Это определяет предельную энергию ионов, достижимую в ускорителе указанного типа:

$$\mathcal{E}_f \approx 0,125 Z_0^{4/3} \left(\frac{\text{Мэв}}{n} \right), \quad W_f \approx 0,125 A_0 Z_0^{4/3} (\text{Мэв}). \quad (8)$$

Для ионов урана это составляет $\mathcal{E}_f \approx 50 \text{ Мэв}/n$, $W_f \approx 12 \text{ Гэв}$.

Рассматривая ускорение других тяжелых ионов, можно сделать вывод о возможности ускорения всех тяжелых ядер, начиная с $Z_0 \geq 20$, до энергий, превышающих кулоновский барьер для тяжелых мишеней.

5. РАССЕЯНИЕ ИОНОВ ПРИ МНОГОКРАТНОМ УСКОРЕНИИ

При прохождении пучка ионов через ускорительный элемент происходит рассеяние частиц на перезаряжающих мишенях, что приводит к потерям интенсивности пучка.

Ядерные процессы идут лишь при достаточно высоких энергиях с сечением $\sigma_N \sim 10^{-24} \text{ см}^2$, так что рассеяние в основном определяется кулоновским взаимодействием⁴.

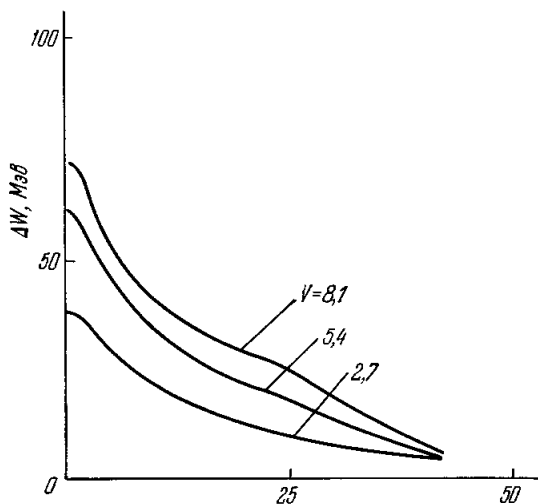


Рис. 5. Средний прирост энергии ионов урана в ускорительном элементе (для различных ускоряющих потенциалов V (Мэв)). По оси абсцисс отложена величина \mathcal{E} , Мэв.

а) Рассеяние на малые углы. Рассеяние на малые углы происходит при многократном рассеянии частицы в веществе мишени. Средний квадрат угла многократного рассеяния $\overline{\vartheta_m^2}(W)$ при кулоновском взаимодействии быстро падает с энергией рассеиваемых частиц:

$$\overline{\vartheta_m^2}(W) = \frac{\text{const}}{W^2}. \quad (9)$$

Для энергии инжекции частиц W_0 средний квадрат угла рассеяния после K прохождений ускорительного элемента определяется суммированием выражения (9) по всем энергиям и равен

$$\overline{\vartheta_{mK}^2} = \frac{\text{const}}{\Delta W \cdot W_0} \frac{K}{\frac{W_0}{\Delta W} + K} \quad (10)$$

при условии независимости прироста энергии ΔW от энергии частицы W . В предположении $\Delta W = \text{const}$ получим для больших K

$$\overline{\vartheta_m^2} = \frac{\text{const}}{\Delta W \cdot W_0}, \quad (10a)$$

т. е. средние угловые размеры пучка не превышают постоянной величины*).

Полагая рассеяние в ускоряющем элементе эквивалентным рассеянию в углеродной фольге толщиной 14 мкг/см^2 , получим, что для ионов урана с энергией инжекции $W_0 = 25 \text{ Мэв}$ и $\Delta W = 30 \text{ Мэв}$ средний квадрат угла многократного рассеяния равен $\overline{\vartheta_m^2} \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$.

б) Рассеяние на большие углы. Рассеяние на большие углы в тонких мишенях происходит при однократном столкновении и определяется законом Резерфорда. Хотя сечение резерфордовского рассеяния на большие углы невелико, однако всякое рассеяние на угол, больший апертуры ускорителя θ , выводит частицу из режима ускорения и поэтому при многократном повторении может служить источником потерь интенсивности. Так как сечение рассеяния на углы $\vartheta \gg \theta$ уменьшается с ростом энергии, как $1/W^2$, то аналогично можно вычислить полную вероятность рассеяния частицы на углы, большие угловой апертуры ускорителя, при многократном ускорении⁴

$$P(\theta) = \frac{\text{const}}{\Delta W \cdot W_0} \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} \sqrt{1 - \frac{A_0^2}{A_1^2} \sin^2 \theta}, \quad (11)$$

где A_0 и A_1 — массовые числа рассеиваемой и рассеивающей частиц.

Для вышеприведенных параметров ускорителя с апертурой $\theta = 3 \cdot 10^{-2}$ эта вероятность составит величину порядка 10^{-3} .

Отсюда видно, что рассеяние частиц определяется энергией инжекции W_0 и приростом энергии ΔW при одном прохождении ускорительного элемента. Поэтому потери интенсивности пучка возникают, по существу, лишь на первых прохождениях ускорительного элемента, пока энергия частиц невелика, т. е. определяются начальной областью ускорения.

6. ФОКУСИРОВКА И ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ

В результате рассеяния на мишенях ускорительного элемента пучок частиц дефокусируется. Рассмотрим уравнение малых колебаний частицы около равновесной траектории (длина элемента периодичности принята

*) Оценка величины $\overline{\vartheta_m^2}$ завышена, так как она сделана, исходя из максимальных зарядов кулоновских центров (зарядов ядер). Фактически рассеяние пона определяется, по-видимому, его эффективным зарядом.

равной единице):

$$x'' - v^2 x = \frac{1}{2\pi} \vartheta_x \delta(\psi - \psi_0); \quad (12)$$

x — малое отклонение частицы, v — число бетатронных колебаний на элементе периодичности, ψ — координата частицы на элементе периодичности (продольная), ψ_0 — координата ускорительного элемента.

Решая уравнение (12) и усредняя по ψ , получим среднее значение квадрата отклонения частицы с энергией W :

$$\overline{x^2}^\psi = \frac{1}{8\pi^2 v^2} \vartheta_x^2(W), \quad \overline{y^2}^\psi = \frac{1}{8\pi^2 v^2} \vartheta_y^2(W). \quad (13)$$

Эти выражения следует усреднить по углам рассеяния и просуммировать по энергиям частиц W :

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{8\pi^2 v^2} \langle \vartheta_x^2 \rangle, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{1}{8\pi^2 v^2} \langle \vartheta_y^2 \rangle, \quad (13a)$$

причем $\langle \vartheta_x^2 \rangle = \langle \vartheta_y^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle \vartheta^2 \rangle$ для аксиально симметричной задачи. В работе ⁴ показано, что

$$\langle \vartheta^2 \rangle = \frac{td}{A_1} N_0 \frac{\pi e^4 Z_0^2 Z_1^2}{\Delta W \cdot W_0} \left[1 + \ln \frac{\theta}{\alpha^2 Z_0 Z_1 (Z_0^2/3 + Z_1^2/3)^{1/2}} \frac{W_0}{m_0 c^2} \right], \quad (14)$$

t — толщина, d — плотность, Z — атомный номер, A_1 — атомный вес мишени; Z_0 и A_0 — атомный номер и атомный вес рассеиваемой частицы; N_0 — число Авогадро, m_0 — масса электрона, $\alpha = 1/137$.

Предполагая, что распределение частиц по осям x и y является гауссовым, найдем интенсивность пучка после большого числа проходов через ускорительный элемент:

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \exp\left(-8\pi^2 v^2 \frac{\theta^2}{\langle \vartheta^2 \rangle}\right) = P(\theta). \quad (15)$$

Для указанных параметров ускорителя при жесткости фокусировки $v = 0,2$ интенсивность пучка ускоренных ионов урана составит $\frac{I}{I_0} \approx 0,95$.

7. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЕ ПО ЗАРЯДАМ И ЭНЕРГИЯМ

Рассматривая потери интенсивности пучка ионов при многократном ускорении, мы пользовались средним приростом энергии при прохождении частиц через ускорительный элемент (формула (7)). Это значит, что функция распределения частиц с энергией W по зарядовым состояниям определялась, по существу, как $\delta[Z - Z_{\text{eff}}(W)]$, где

$$Z_{\text{эфф}}(W) = \begin{cases} Z_l(W) - \text{эффективный заряд ионов после прохождения конденсированной мишени,} \\ Z_c(W) - \text{эффективный заряд ионов после прохождения разреженной мишени.} \end{cases}$$

Так как фактически распределение частиц по зарядам имеет некоторую ширину, то не все частицы могут быть захвачены в режим ускорения для заданной энергии инжекции W_0 ⁵.

Если распределение частиц в пространстве энергий и зарядов на входе в элементарный ускорительный элемент $LV_{-}CV_{+}$ описывается функцией $N(W, Z)$, то на выходе из него функция распределения частиц $N_1(W, Z)$ определится следующим соотношением:

$$N_1(W, Z) = LV_{-}CV_{+}N(W, Z), \quad (16)$$

откуда с помощью соотношений (6) нетрудно получить ($e = 1$):

$$N_1(W, Z) = f_i \left[\frac{Z - Z_l(W)}{\Delta_l} \right] \int \int dZ_1 dZ_2 \times \\ \times f_c \left[\frac{Z_2 - Z_c(W + VZ_2)}{\Delta_c} \right] N(W - VZ_1 + VZ_2, Z_1). \quad (16a)$$

Из выражения (16a) видно, что функция распределения частиц представима в виде $N = f_i n(W)$; отсюда

$$n_1(W) = \int \int dZ_1 dZ_2 f_c \left[\frac{Z_2 - Z_c(W + VZ_2)}{\Delta_c} \right] \times \\ \times f_i \left[\frac{Z_1 - Z_l(W + VZ_2 - VZ_1)}{\Delta_l} \right] n(W - VZ_1 + VZ_2). \quad (17)$$

Итерируя уравнение (17), можно найти изменение функции распределения частиц за Δk проходов ускорительного элемента. Кроме того, функция распределения частиц меняется вследствие их инжекции и вывода из ускорителя, а также из-за потерь в процессе ускорения.

Как показано выше, потери частиц при многократном ускорении малы и происходят в основном в начальной области ускорения, т. е. в достаточно узком интервале энергий. Можно приближенно считать, что потери происходят при некоторой определенной энергии ионов W_i , которая определяется, например, из условия, что среднеквадратичный угол рассеяния равен угловой апертуре ускорителя.

Инжекция и вывод частиц происходят также в достаточно узких энергетических интервалах, а число инжектируемых и выводимых за время одного ускорения частиц невелико по сравнению с полным числом частиц в ускорителе.

В этих предположениях при достаточно малых ускоряющих потенциалах V , когда возможно разложение подынтегральных функций в ряд Тейлора, получим во втором порядке по V уравнение для функции распределения⁵

$$\frac{\partial n}{\partial k} = \frac{\partial}{\partial W} \left\{ \left[(V(Z_c - Z_l) + \frac{1}{2} V^2 (Z'_c Z_c - Z'_l Z_c + Z_l Z_l + Z'_c Z_l)) \right] n + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} V^2 (\Delta_l^2 + \Delta_c^2) \frac{\partial n}{\partial W} \right\} + n_0 \delta(W - W_0) - n_i(k) \delta(W - W_i) - n_f(k) \delta(W - W_f), \quad (18)$$

где $n_0 \Delta k$, $n_f \Delta k$, $n_i \Delta k$ — число частиц инжектируемых, выводимых и теряемых за Δk ускорений.

Полученный результат имеет наглядный физический смысл. Так как в нашей цепочке оператор L действует последним, то распределение частиц по зарядам является известной функцией, которая для заданной энергии частицы определяется оператором L . Это действительно имеет место для всех частиц, находящихся вне ускорительного элемента, т. е. для боль-

шинства частиц в ускорителе, если размеры ускорительного элемента достаточно малы.

При выводе кинетического уравнения мы использовали «универсальное время» — число проходов всех частиц через ускорительный элемент. Естественно, что для частиц с различной энергией W (соответственно скоростью v) число проходов через ускорительный элемент за время Δt будет различным.

Переменные k и t связаны простым соотношением: $l\Delta k = v\Delta t$, где $l(v)$ — длина элемента периодичности. Функция $l(v)$ находится из простых кинематических соображений и зависит от конкретного варианта ускорителя. Вводя время прохождения частицей с энергией W элемента периодичности — «период обращения» $T(W) = l/v$, получим уравнение, описывающее изменение функции распределения частиц во времени:

$$T(W) \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial W} \left\{ \left[V(Z_c - Z_l) + \frac{1}{2} V^2 (Z'_c Z_c - Z_l Z_c + Z'_l Z_l + Z_c Z_l) \right] n + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} V^2 (\Delta_c^2 + \Delta_l^2) \frac{\partial n}{\partial W} \right\} + n_0 \delta(W - W_0) - n_i(t) \delta(W - W_i) - n_f(t) \delta(W - W_f). \quad (18a)$$

8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАХВАТА ЧАСТИЦ В РЕЖИМ МНОГОКРАТНОГО УСКОРЕНИЯ

Определим коэффициент захвата частиц в режим многократного ускорения как отношение n_j/n_0 в случае установившегося режима ускорения при $t \rightarrow \infty$.

Поскольку можно считать (см. (5)), что относительные заряды $\frac{Z_l}{Z_0} = q_l$ и $\frac{Z_c}{Z_0} = q_c$ для всех элементов являются универсальными функциями величин $\varepsilon = \frac{2\mathcal{E}}{Z_0^{4/3}}$, то в дальнейшем удобно ввести переменную ε . Обозначив

$$-a = U(q_c - q_l) + \frac{1}{2} U^2 (q'_c q_c - q'_l q_c + q'_l q_l + q'_c q_l), \\ b = \frac{1}{2} U^2 (\delta_c^2 + \delta_l^2), \\ \delta_c = \frac{\Delta_c}{Z_0}, \quad \delta_l = \frac{\Delta_l}{Z_0}, \quad U = \frac{2V}{A_0 Z_0^{1/3}},$$

получим для определения постоянных коэффициентов n_f и n_i стационарное уравнение

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left(-an + b \frac{dn}{d\varepsilon} \right) + \frac{2}{A_0 Z_0^{4/3}} [n_0 \delta(\varepsilon - \varepsilon_0) - n_f \delta(\varepsilon - \varepsilon_f) - n_i \delta(\varepsilon - \varepsilon_i)] = 0 \quad (19)$$

с граничными условиями

$$j = an - b \frac{dn}{d\varepsilon} \rightarrow 0 \quad \text{при } \varepsilon \rightarrow 0, \quad \varepsilon \rightarrow \infty, \\ n = 0 \quad \text{при } \varepsilon \leq \varepsilon_i, \quad \varepsilon \geq \varepsilon_f.$$

Решение уравнения (19) определяет функцию распределения частиц по энергиям в установившемся режиме ускорения и коэффициенты захвата

и потери частиц:

$$n(\varepsilon) = \frac{2}{A_0 Z_0^{4/3}} \exp\left(\frac{1}{b} \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} a d\varepsilon\right) \times \\ \times \left[n_i \theta(\varepsilon - \varepsilon_i) \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} d\varepsilon \exp\left(-\frac{1}{b} \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} a d\varepsilon\right) + n_f \theta(\varepsilon - \varepsilon_f) \int_{\varepsilon_f}^{\varepsilon} d\varepsilon \exp\left(-\frac{1}{b} \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} a d\varepsilon\right) - \right. \\ \left. - n_0 \theta(\varepsilon - \varepsilon_0) \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} d\varepsilon \exp\left(-\frac{1}{b} \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} a d\varepsilon\right) \right], \quad (20)$$

$$\frac{n_f}{n_0} = \frac{\int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon_0} d\varepsilon \exp\left(-\frac{1}{b} \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} a d\varepsilon\right)}{\int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon_f} d\varepsilon \exp\left(-\frac{1}{b} \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} a d\varepsilon\right)}, \quad \frac{n_i}{n_0} = \frac{\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_f} d\varepsilon \exp\left(-\frac{1}{b} \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} a d\varepsilon\right)}{\int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon_f} d\varepsilon \exp\left(-\frac{1}{b} \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} a d\varepsilon\right)}. \quad (21)$$

Экстраполируя экспериментальные данные для эффективных зарядов и ширины распределения ионов по зарядовым состояниям при обдирке в твердых и газовых мишенях атомов с порядковым номером $Z_0 \leq 50$ к более тяжелым элементам, оценим коэффициент захвата ионов урана в режим ускорения.

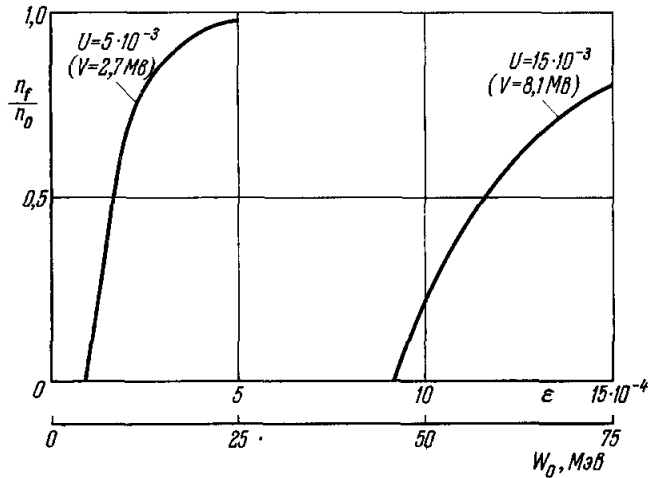


Рис. 6. Коэффициент захвата ионов урана в режим многократного ускорения.

При выбранном значении U прирост энергии $a(\varepsilon, U) > 0$ в энергетическом интервале $(\varepsilon_i, \varepsilon_f)$ и обращается в нуль на его границах. В качестве минимальной энергии ионов в ускорителе следует рассматривать большую из величин ε_i и ε'_i (ε_i — энергия ионов, при которой среднеквадратичный угол рассеяния равен угловой апертуре ускорителя).

На рис. 6 показан коэффициент захвата ионов урана в режим многократного ускорения как функция энергии инъекции для ускоряющих

потенциалов $V = 2,7 \text{ Мэ}$ и $V = 8,4 \text{ Мэ}$ *) (потенциал $V = 8,4 \text{ Мэ}$ обеспечивает максимальный прирост энергии в большей части энергетического интервала ϵ_0, ϵ_f) в ускорителе с вышеприведенными параметрами.

Если рассматривать коэффициент захвата как функцию ускоряющего потенциала при заданной энергии инжекции, то эта функция имеет максимум при потенциале, вообще говоря, отличном от того, который обеспечивает оптимальный режим многократного ускорения. Поэтому в области энергии инжекции и в области многократного ускорения следует выбирать различные ускоряющие потенциалы или оптимизировать единый потенциал с точек зрения захвата и ускорения.

9. ВОЗМОЖНЫЕ ВАРИАНТЫ УСКОРИТЕЛЕЙ

Для реализации ускорителя, в котором используется описанный ускорительный элемент, необходимо выполнение следующих требований: 1) приращение энергии в ускорительном элементе должно быть больше потерь энергий; 2) потери интенсивности при многократном ускорении должны быть относительно невелики.

Оценки показывают, что для энергии инжекции ионов урана $W_0 = 25 \text{ Мэв}$ и ускоряющем потенциале $V = 2,7 \text{ Мэ}$ однократные потери энергии в ускорительном элементе (эквивалентная толщина перезаряжающих мишеней 14 мкг/см^2 углерода) будут порядка 5% от прироста энергии. Следовательно, потери энергии не влияют существенным образом на процесс ускорения.

Потери интенсивности пучка, как мы видели, определяются начальной областью ускорения по энергии частиц. Однако ввиду большой разности $\Delta Z = Z_i(W) - Z_c(W)$ при малых энергиях можно обеспечить достаточно большой прирост энергии частиц, так что они быстро выйдут из опасной области.

Для многократного ускорения ионов можно использовать как схему линейного ускорителя с прохождением значительного числа ускорительных элементов, так и циклический ускоритель с одним или несколькими ускоряющими промежутками.

Если для достижения необходимой энергии требуется 100 или больше прохождений через ускорительный элемент, то линейный ускоритель должен состоять из такого же числа ускорительных элементов. Если эти элементы дешевы и надежны, то одновременное использование их в большом количестве не вызовет трудностей экономического и технического порядка. Среднеквадратичная дисперсия энергии ионов на выходе из K -й ступени такого ускорителя составит величину

$$\frac{1}{2} \frac{\overline{W^2} - \bar{W}^2}{\bar{W}} \cong \frac{\Delta}{Z_i - Z_c} \sqrt{\frac{2}{K}}, \quad \Delta = \Delta_i \approx \Delta_c, \quad (22)$$

что для ионов урана дает величину порядка $\frac{0,6}{\sqrt{K}}$.

Имеется принципиальная возможность осуществить многократное ускорение ионов с помощью хотя бы одного надежно работающего ускорительного элемента, т. е. использование циклического варианта ускорения. Как видно из рис. 2, на значительной части кривой $Z_{\text{эфф}} \sim \sqrt{\epsilon}$. Учитывая соотношение (3), можно ожидать, что с ростом энергии частиц размеры магнитной системы не будут сильно возрастать. Иными словами,

*) Представляет интерес рассмотреть вариант ускорения с минимальным потенциалом V , что может обеспечить эксплуатационную надежность ускорительного элемента.

возможно создание ускорителя с магнитной дорожкой, ширина которой определяется статистическим разбросом зарядов частиц около равновесного значения.

При энергии ионов урана $\mathcal{E} \cong 50 \text{ Мэв/n}$ их эффективный заряд $Z_{\text{эфф}} \cong 82$, а количество ионов с зарядами $Z \leq 72$ не будет превышать одного процента (для гауссовского распределения по зарядам, найденного из экстраполяции экспериментальных данных). Поэтому можно считать, что при максимальной энергии ионов урана их минимальный удельный заряд $\frac{Z}{A} \cong 0,3$. Это значит, что максимальная жесткость ионов в ускорителе, отвечающая максимальной энергии при минимальном заряде, будет порядка $3,5 \cdot 10^6 \text{ гс} \cdot \text{см}$. При уровне магнитного поля $H = (1,5 - 1,7) \times 10^4 \text{ гс}$ радиус магнитной системы составит величину $R \approx 2 - 2,5 \text{ м}$.

Циклический ускоритель рассматриваемого типа должен быть предпочтительно ускорителем с соприкасающимися орбитами, причем ускорительный элемент расположен на участке соприкосновения орбит.

Фокусировка ионов может осуществляться введением разрезов в магнитах и фокусирующих линз между ускорительным элементом и магнитами. При этом возникает ряд трудностей, связанных с большим разбросом частиц по жесткости и наличием прямолинейных промежутков. Обеспечение устойчивости движения частиц в таких условиях требует специального рассмотрения.

Вывод пучка из ускорителя может быть осуществлен нарушением симметрии магнита вблизи конечной орбиты. При этом можно показать, что возможен вывод достаточно моноэнергетического пучка вблизи точки $Z_i \cong Z_c$ из-за накопления частиц с предельной энергией.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ускорение ионов тяжелых элементов (уран и др.) ставит новую физическую проблему, имеющую ряд специфических особенностей по сравнению с ускорением легких частиц. С этой точки зрения и интересен метод ускорения тяжелых ионов с переменным зарядом в потенциальном электрическом поле, предложенный Г. Хортигом.

Ускоритель многократного действия, основанный на этом принципе, существенно отличается от резонансных ускорителей. К нему неприменимо обычное понятие синхронизма и сопутствующее ему понятие о фазовом движении. В ускорителе автоматически поддерживается своеобразный синхронизм между частотой пересечения ионом ускоряющего промежутка и частотой изменения заряда иона. Это позволяет ускорять ионы в непрерывном режиме. Характерной чертой метода является скачкообразное изменение заряда иона в процессе ускорения. Это изменение заряда играет в данном случае роль, аналогичную изменению знака электрического поля в ускоряющих промежутках резонансных ускорителей. Оно осуществляется использованием зависимости заряда иона, движущегося в веществе, от плотности. Благодаря значительной величине сечений перезарядки $\sigma_0 \sim 10^{-13} \text{ см}^2$, равновесный заряд в пучке ионов устанавливается в достаточно тонких мишенях ($t \sim 10^{+16} - 10^{17} \text{ ат/см}^2$). Поэтому энергетические потери иона могут быть сделаны меньше прироста или даже пренебрежимо малыми.

Однако потери энергии в мишени могут стать опасными для самой мишени, например будут разрушать твердую мишень. Необходимость создания перезаряжающего устройства, обладающего высокой надежностью при достаточно больших интенсивностях ускоряемых пучков, ставит отдельную техническую задачу.

Следующая важнейшая задача связана с ускорительным элементом в целом. Конструктивно этот элемент, по-видимому, должен быть близок к тандем-генератору или совпадать с ним. Однако существующие тандем-генераторы в основном маломощны и рассчитаны на сравнительно малые токовые нагрузки. Кроме того, они имеют, вообще говоря, довольно большие габариты. Поэтому вопрос о выборе ускорительного элемента и, возможно, о разработке специального компактного сильноточного тандем-генератора заслуживает особого внимания.

Следует специально рассмотреть задачи, связанные с разработкой ионнооптической системы, обеспечивающей устойчивую работу ускорителя. Особенность ускорителя рассматриваемого типа заключается в том, что в заданной точке системы могут одновременно находиться ионы с довольно большим разбросом по зарядам и скорости (разброс порядка 15% и более). Чтобы избежать дополнительных потерь интенсивности, ионнооптическая система должна обеспечивать устойчивость движения ионов в широком интервале зарядов и скоростей.

Независимо от результатов детального анализа этих проблем можно констатировать принципиальную возможность ускорения интенсивных пучков тяжелых ионов до больших энергий в потенциальном электрическом поле, используя зависимость заряда иона от плотности перезаряжающей мишени.

Максимально достижимая энергия ионов в таком ускорителе довольно велика, но не беспредельна. С ростом энергии разность равновесных зарядов $Z_l(W)$ и $Z_c(W)$ в мишенях различной плотности стремится к нулю. Соответственно исчезает и может стать даже отрицательным прирост энергии ΔW в ускорительном элементе. Точка обращения ΔW в нуль и определяет предельную энергию. Если пренебречь энергетическими потерями и считать потенциал V достаточно малым, то предельная энергия W_f может быть найдена из приближенного соотношения $Z_l(W_f) \cong \cong Z_c(W_f)$ и оказывается равной $W_f \cong 0,125 A_0 Z_0^{1/3}$ (Мэв).

Кривые $Z_l(W)$ и $Z_c(W)$ для урана получены на основе экстраполяции экспериментальных данных о средних зарядах ионов элементов с $Z_0 \ll 50$. Вопрос о надежности такой экстраполяции остается пока открытым. Выше приводилась гипотеза Бора — Линдхарда, объясняющая существование ненулевой разности $\Delta Z = Z_l - Z_c$. Как заметил Г. Н. Флеров, этот эффект может отсутствовать у очень тяжелых ионов с большим эффективным зарядом (например, у ионов урана с $Z_{эфф} \geq 50$), так как время жизни τ иона в возбужденном состоянии уменьшается с ростом $Z_{эфф}$. Может оказаться, что зависимость τ от $Z_{эфф}$ сильно изменит как величину ΔZ , получаемую из экстраполяции, так и оценку предельной энергии. Поскольку этот эффект у тяжелых элементов пока не доступен для экспериментальной проверки (нет ионов соответствующей энергии), то особую важность приобретают теоретические и полуэмпирические расчеты ΔZ как функции энергии.

Оценка коэффициента захвата частиц в режим ускорения также проводилась на основе экстраполяции экспериментальных данных о равновесных распределениях ионов по зарядам в области малых энергий. Этот вопрос имеет существенное значение для суждения об интенсивности пучка, достижимой в ускорителе, и полученные результаты нуждаются в уточнении. Ответ на этот вопрос влияет на выбор минимальной начальной энергии ионов, минимального ускоряющего потенциала, а также решает, необходимо ли предварительное ускорение ионов. Наличие надежных экспериментальных данных о функциях распределения тяжелых ионов по зарядам при низких энергиях позволило бы провести более точные численные расчеты. Такие расчеты послужили бы важной

предпосылкой для определения конкретного варианта ускорителя. Следует особо отметить, что энергии, необходимые для изучения перезарядки в этой области в настоящее время достижимы даже для ионов самых тяжелых элементов.

Создается впечатление, что обсуждаемый принцип ускорения естественным образом отвечает задаче получения энергичных ионов тяжелых элементов типа урана. Это, в частности, следует из оценки предельной энергии ионов, растущей с атомным номером и массовым числом элемента как $A_0 Z_0^{4/3}$. Например, для урана этот фактор оказывается равным $\sim 10^5$. Если даже зависимость времени жизни τ от $Z_{эфф}$ сильно изменит ход кривой $\Delta Z(W)$ и существенно снизит оценочную предельную энергию $\mathcal{E}_i \cong 50 \text{ Мэв}/n$ для ионов урана, то запас почти на порядок по сравнению с энергией, требуемой в экспериментах ($5 \div 10 \text{ Мэв}/n$), дает основание считать, что принцип ускорения с использованием перезарядки ионов в веществе является адекватным поставленной задаче и имеет широкую область практической применимости. Кроме того, рост зарядов в процессе ускорения допускает возможность реализации варианта ускорителя, размеры которого лежат в пределах разумного. Эти соображения позволяют считать, что рассматриваемый метод в значительной степени учитывает специфику проблемы и поэтому имеет будущее.

Объединенный институт
ядерных исследований,
г. Дубна

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Флеров, В. А. Карнаухов, Обзорный доклад, представленный на Парижскую конференцию по ядерной физике. Часть I. Механизмы и продукты реакций между сложными ядрами. Препринт ОИЯИ Д-1798, Дубна, 1964; Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов. Часть II. Деление ядер. Препринт ОИЯИ Д-1799, Дубна, 1964.
2. E. Almqvist et al., *Canad. J. Phys.* **40**, 954 (1962).
3. G. Nottig, *Zs. f. Physik.* **176**, 115 (1963).
4. Г. Н. Вялов, М. М. Фикс, *Ядерная физика* **2**, 112 (1965).
M. M. Fiks, G. N. Vialov, *Nucl. Phys.* **74**, 59 (1965).
5. Г. Н. Вялов, М. М. Фикс, Кинетика процесса многократного ускорения частиц с переменным зарядом в потенциальном электрическом поле. Препринт ОИЯИ Р-2253, Дубна, 1965.
6. Г. Н. Вялов, Ю. Ц. Оганесян, Г. Н. Флеров, Метод вывода пучка тяжелых ионов из циклотрона с азимутальной вариацией магнитного поля. Препринт ОИЯИ 1884, Дубна, 1964.
7. В. С. Николаев, *УФН* **85** (4), 679 (1965).
8. N. Bohr, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **18**, 8 (1948).
9. A. P. Pineau, *Compt. Rend.* **242**, 2933 (1953).
10. H. R. Andrews, E. Almqvist et al., Stripping of Cl, Br and J ions by Carbon foils and Oxygen gas. Preprint Chalk River, Canada, 1963.
11. N. Bohr, J. Lindhard, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **28**, 7 (1954).