

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ МЕТОД ГЛУБОКОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

Е. Д. Донец

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изложены теоретические основы и дан обзор современного состояния экспериментальной разработки электронно-лучевого метода получения ионов высоких зарядовых состояний, включая ядра, полностью лишенные электронной оболочки. Основные особенности метода и современный уровень его развития позволяют уже в настоящее время получать пучки ионов типа гелиеподобного ксенона (Xe^{52+}) и исследовать физические процессы ионизации с участием частиц, недоступных для других методов. На основе электронно-лучевого метода ионизации созданы ионные источники нового типа для ускорителей тяжелых ионов высоких энергий, так называемые криогенные электронно-лучевые ионизаторы.

Рассмотрены наиболее актуальные проблемы дальнейшего развития метода и его приложений в различных областях физики.

Theoretical principles are presented and a review is given of experimental development of the electron-beam method of production of highly stripped ions including nuclei completely devoid of electron shells. The main distinguishing features of the method and the current level of its development make it possible, already at the present time, to obtain ion beams of the helium-like xenon (Xe^{52+}) type, to investigate physical processes participation of particles inaccessible for other methods. Using the electron-beam ionization method, ion sources of a new type have been constructed for accelerators of high energy heavy ions, the so-called cryogenic electron-beam ionizers.

More urgent problems of further development of the method and its application to different fields of physics are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что понятие атом давно утратило свой буквальный смысл, так как в настоящее время вряд ли найдется какое-то число достаточно стабильных изотопов, ядра которых не были бы в той или иной мере разрушены человеком. Тем не менее с тех пор как было установлено, что основными составными частями атома являются ядро и окружающая его электронная оболочка, выделить это ядро, лишив его электронной оболочки, для абсолютного большинства элементов до сих пор не удалось, несмотря на то, что энергоемкость такого препарирования атома существенно меньше, чем лютого ядерного превращения.

Интерес к такому рода проблеме, сформулированной более или менее определенно, существует с момента первого наблюдения в 1886 г. Е. Гольдштейном ионных лучей [1] и создания в 1910 г. Дж. Дж. Томсоном ионного источника [2]. С 50-х годов нашего сто-

летия в связи с осуществлением идеи ускорения тяжелых ионов и возникновением ядерной физики тяжелых ионов проблема получения и исследования свойств многократно ионизованных атомов приобрела важное практическое значение. Исследование газового разряда с осцилляцией электронов (типа разряда Пеннинга [3]) позволило тогда создать устройства для получения интенсивных пучков многозарядных ионов, таких, как C^{4+} , N^{5+} , O^{5+} , He^{11+} и т. п., что было значительным успехом [4—6]. Однако из-за некоторых принципиальных ограничений при ионизации этим методом до настоящего времени не удалось существенно повысить зарядность получаемых ионов. Тем более очевидно, что нерешенная таким методом часть проблемы гораздо сложнее, так как предельная задача — это получение и исследование свойств ионов высоких зарядовых состояний, включая ядра всех элементов вплоть до урана, полностью лишенные электронов. Действительно, в сравнении, например, с ионом He^{10+} в ионе U^{91+} энергия связи последнего электрона возрастает примерно в 10^3 раз, а эффективное сечение ионизации электронным ударом при этом уменьшается примерно в 10^6 раз даже при оптимальном значении энергии ионизирующих электронов.

Практическая необходимость проведения фундаментальных и прикладных исследований в этом направлении особенно проявилась в последнее десятилетие, в частности, при развитии методической базы релятивистской ядерной физики, с одной стороны, и получении все более высокотемпературной плазмы в исследовательских установках и прототипах реакторов управляемого термоядерного синтеза — с другой.

Ввиду недостаточности теоретических методов фундаментальные исследования включают экспериментальные измерения энергетических зависимостей эффективных сечений ионизации положительных ионов электронным ударом, в особенности водородоподобных ионов в состоянии $1S$; экспериментальное изучение всего спектра явлений, происходящих при перезарядке ионов, в том числе ядер, полностью лишенных электронов, на различных мишенях, в частности на атомарном водороде при относительно низких энергиях и на молекулярном азоте при высоких энергиях, а также процессов деионизации при столкновении высокозарядных ионов и ядер с поверхностью твердого тела и др. Большой интерес представляет экспериментальное исследование зависимости ядерных свойств и, в частности, характеристик радиоактивного распада от степени ионизации электронной оболочки — проблема, которая в течение ряда десятилетий обсуждается лишь с теоретических позиций.

Прикладные исследования имеют целью, в первую очередь, разработку устройств для получения пучков все более высокозарядных ионов для применения их в различных областях науки и техники, в частности на ускорителях заряженных частиц в качестве ионных источников. Например, при ускорении тяжелых ионов до релятивистских энергий оптимальным считается использование пучков

ядер, полностью лишенных электронов. Получение таких пучков непосредственно в ионном источнике предельно упрощает систему релятивистского ускорительного комплекса. Ясно, что ключом к решению всех перечисленных, а также некоторых других проблем является разработка нового, более эффективного метода ионизации.

В последние годы в этом отношении определялись в основном три различных направления исследований: совершенствование методики получения многозарядных ионов в газовом разряде с СВЧ-подогревом электронов плазмы на частоте циклотронного резонанса (ЕСR-метод) [7], использование высокотемпературной плазмы, возникающей при облучении поверхности рабочего тела импульсом лазерного излучения высокой плотности [8] и разработка импульсного электронно-лучевого метода ионизации. Этот метод был предложен в Объединенном институте ядерных исследований в 1967 г. [9] и в настоящее время успешно развивается в нескольких исследовательских центрах СССР и ряда других стран.

Импульсный электронно-лучевой метод ионизации представляет собой совокупность следующих приемов: 1) получение достаточно протяженного электронного пучка заданных энергии и плотности; 2) создание ловушечной конфигурации электрического поля вдоль электронного пучка; 3) инжекция определенного количества ионов рабочего вещества в ловушку за определенный период времени; 4) удержание ионов в электростатической ловушке в объеме электронного пучка в течение периода времени, достаточного для достижения ионами заданной зарядности; 5) вывод ионов из ловушки вдоль электронного пучка и подготовка к очередному циклу.

В настоящее время этот метод наиболее эффективен и позволяет получать положительные ионы любых зарядовых состояний вплоть до ионов типа Xe^{52+} , в том числе ионы Kr^{34+} и ядра элементов вплоть до аргона (Ar^{18+}), полностью лишенные электронов, а в будущем, весьма вероятно, все положительные ионы и ядра любых элементов вплоть до урана (U^{92+}).

1. РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО МЕТОДА ИОНИЗАЦИИ

Особенность получения многозарядного иона электронным ударом состоит в том, что, как правило, его не удастся получить при однократном столкновении быстрого электрона с атомом. Требуется несколько столкновений, каждый раз с удалением в континуум одного электрона и постепенным увеличением зарядового состояния иона. В таком случае [10]:

$$P_{q \rightarrow q+1} = \sigma_{q \rightarrow q+1} (j\tau_i),$$

где $P_{q \rightarrow q+1}$ — вероятность перехода зарядового состояния иона q в $q+1$; $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ — эффективное сечение однократной ионизации положительного иона зарядности q электронным ударом; $j\tau_i$ — фак-

тор ионизации (произведение плотности потока бомбардирующих электронов j на время бомбардировки стационарной ионной мишени τ_i).

Для получения ионов средней зарядности \bar{q} из однозарядных требуется следующее значение фактора ионизации:

$$j\tau_i = \sum_{q=1}^{\bar{q}-1} \sigma_{q \rightarrow q+1}^{-1}.$$

В каждом случае $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ можно оценивать, например, с помощью полуэмпирической формулы Лотца [11]. В этом приближении были найдены расчетные значения $j\tau_i$, необходимые для получения ионов

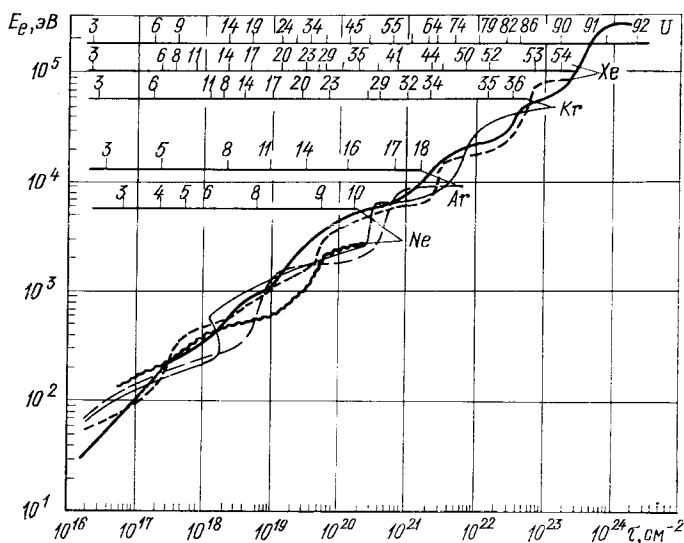


Рис. 1. Расчетные значения величины $j\tau_i$, необходимые для получения ионов Ne, Ar, Kr, Xe и U указанных зарядностей при соответствующих значениях энергии бомбардирующих электронов

всех зарядностей Ne, Ar, Kr, Xe и U из однозарядных, при условии, что процесс ионизации осуществляется при энергии электронов $E_e = 2I_{q-1}$, где I_{q-1} — энергия связи последнего электрона в оболочке иона зарядности $q - 1$ [12]. Результаты расчета приведены на рис. 1.

Если считать задачей ионизации предельной сложности получение ядер U^{92+} , то из рис. 1 видно, что для ее решения необходим фактор $j\tau_i \approx 2 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$. Это означает, что при использовании электронного пучка плотностью потока, например, равной $6,3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$ (10^4 А/см^2), время бомбардировки стационарной ионной мишени должно быть около 30 с при подавлении возможных процессов рекомбинации, т. е. необходимо длительное удержание ионов в пучке.

Методы получения плотных протяженных электронных пучков достаточно хорошо известны, и мы не будем их здесь описывать. Укажем лишь, что для фокусировки пучка, т. е. обеспечения постоянства формы и площади его сечения на большой длине, обычно применяется продольное магнитное поле. Так что ионы, помещенные в пучок, оказываются в достаточно сильном магнитном поле.

Для радиального удержания ионов в электронно-лучевом методе ионизации используется естественное провисание потенциала ΔU , создаваемое пространственным зарядом электронного пучка [9]. Как известно, в аксиально-симметричном случае

$$\Delta U = S^- (2 \ln R/r_0 + 1),$$

где S^- — линейная плотность заряда быстрых электронов пучка; r_0 — радиус пучка; R — радиус трубки дрейфа, в которой движется пучок.

Для вариации потенциала вдоль оси системы имеется несколько возможностей, простейшая из которых — секционирование дрейфовой трубки и прикладывание различных потенциалов $U_{д.т}$ к различным секциям [10]. Чтобы замкнуть электростатическую ловушку в объеме пучка в аксиальном направлении, достаточно подать на оконечные секции $U_s \geq |S^- (2 \ln (R/r_0) + 1)|$.

Радиальные удерживающие силы полностью исчезают при полной компенсации пространственного заряда электронов ионным пространственным зарядом. В этом предположении

$$C^+ = 3,36 \cdot 10^{11} I_e L E_e^{-1/2},$$

где C^+ — емкость электростатической ловушки (число элементарных зарядов); I_e — ток пучка, А; L — длина ловушки, м; E_e — энергия электронов, кэВ.

В связи с тем что электронный пучок всегда существует в сосуде с некоторым давлением остаточного газа, замкнутая ловушечная конфигурация потенциала не может существовать бесконечно долго. Если все ионы, возникающие из остаточного газа, аккумулируются в ловушке, оставаясь однозарядными, то через промежуток времени τ_k радиальная удерживающая сила исчезает.

Если использовать для нахождения сечения ионизации упомянутую ранее формулу Лютца, то время компенсации τ_k можно оценить по следующему выражению:

$$\tau_k = 7,5 \cdot 10^4 \frac{E_e^{1/2} I}{n \ln E_e / I},$$

где τ_k — время компенсации, с; n — концентрация атомов остаточного газа, см⁻³; I — потенциал ионизации, эВ; E_e — энергия электронов, эВ. Так что при использовании ловушки для удержания ионов рабочего вещества с целью их многократной ионизации необходимое значение фактора $j\tau_i$ достигается лишь при $\tau_i \ll \tau_k$ [10].

В отличие от других путей использования электронных пучков для ионизации электронно-лучевой метод носит импульсный характер и предполагает последовательное выполнение перечисленных ранее основных операций. Динамику ионов в электронном пучке в процессе инжекции, удержания, ионизации и вывода можно качественно описать в рамках модели одиночных ионов, самосогласованного поля и коллективной модели [13].

Критерий справедливости модели одиночных ионов $S^+ \ll |S^-|$, точнее $S^+ \approx 10^{-2} |S^-|$, который означает, что пространственный заряд ионов, линейная плотность которого S^+ , не влияет на движение ионов в поле пространственного заряда электронов. При $S^+ \approx |S^-|$ может быть справедливым рассмотрение самосогласованного поля, при котором поле ионов влияет существенно на их движение, но не влияет на движение электронов. Коллективная модель предполагает взаимодействие электронного и ионного полей и возникновение коллективных эффектов.

Инжекция ионов в ловушку. Наиболее естественный способ наполнения электростатической ловушки ионами — их генерация непосредственно в объеме ловушки из атомов облака рабочего газа под действием электронного пучка. При этом в аксиально-симметричном случае в любой точке сечения пучка r_i равновероятно возникают в основном однозарядные ионы с кинетическими энергиями, близкими к тепловым. Эти ионы совершают затем колебательные движения относительно точки минимума потенциала.

В модели одиночных ионов значения потенциальной энергии E_i ионов будут заключены между нулем и $-qS^-$, при постоянном числе ионов на единицу энергетического диапазона. Ионы движутся, не покидая объема пучка, что весьма важно, например, при исследовании процесса ионизации.

Так как реальное время инжекции в модели самосогласованного поля всегда существенно больше периода колебаний ионов, изменение характеристик движения иона, частота которого ω_i , происходит адиабатически по отношению к медленному изменению поля. Поскольку ω_i определяется жесткостью системы, а нарастание ионного пространственного заряда можно выразить как уменьшение жесткости, то ω_i в процессе инжекции падает. Для постоянства адиабатического инварианта необходимо, чтобы энергия колебаний также уменьшалась.

Простым рассуждением можно показать, что амплитуда колебаний данного иона в процессе инжекции увеличивается, приводя в конце концов к высаживанию наиболее энергичных ионов на стенку трубки дрейфа. Возникновение новых ионов происходит в условиях уменьшающегося самосогласованного поля. При $S^+ = |S^-|$ наступает равновесие между током ионов, идущих на стенку, и ионным зарядом, генерируемым в единицу времени. При этом средняя энергия ионов близка к тепловой. Если теперь инжекцию закончить, то в дальнейшем в процессе ионизации с ростом q будет увеличивать-

ся и S^+ , что приведет к уходу ионов из пучка. Это вносит значительную неопределенность в анализ процесса ионизации.

Имеется возможность получить столб ионов в приаксиальной области пучка, чтобы затем избежать их потерь в процессе ионизации. Для этого инжекция ведется в пучок относительно малой плотности S_n^- до условия $S^+ = |S_n^-|$, а затем S^- растет до нормального значения S_k [9]. При этом картина движения ионов обратна ранее рассмотренной: ω_i и E_i увеличиваются, а r_i уменьшается, приводя к концентрации ионов в приаксиальной области. Другая возможность состоит в том, чтобы вести процесс инжекции при аксиальных запирающих барьерах потенциала $U_3 < < |S^-(2 \ln(R/r_0) + 1)|$. В этом наиболее предпочтительном случае столб ионов в приаксиальной области формируется ионами тепловых энергий.

Чтобы обеспечить импульсный характер ввода ионов в электронный пучок, можно использовать импульсом создаваемое облако атомов рабочего газа, которое для твердых рабочих веществ можно получить с помощью лазерного луча. Однако в настоящее время применяется метод электронной импульсной инжекции. Метод состоит в том, что рабочий газ поступает непрерывно в область инжекции и электронный пучок всегда пересекает создаваемое в этом участке облако рабочего газа, но само место пересечения с помощью соответствующих аксиальных распределений потенциала лишь на регулируемый промежуток времени «подключается» к объему электростатической ловушки [14].

Схема трубки дрейфа с облаком рабочего газа в области A и соответствующими распределениями потенциала приведена на рис. 2 [13]. Распределение, данное на рис. 2, a , предшествует началу инжекции ионов в ловушку B . Направления движения положительных ионов рабочего газа и ионов фонового газа в области B , возникающих при наличии электронного пучка в области A , показаны стрелками.

В момент начала инжекции создается распределение потенциалов (см. рис. 2, b), объединяющее области A и B в единую ловушку, так что ионы, возникающие в области A , свободно распределяются в области $(A + B)$.

После того как необходимое количество ионов введено в электронный пучок, создается распределение потенциалов, показанное на рис. 2, $в$, при котором вновь возникающие в области A ионы ухо-

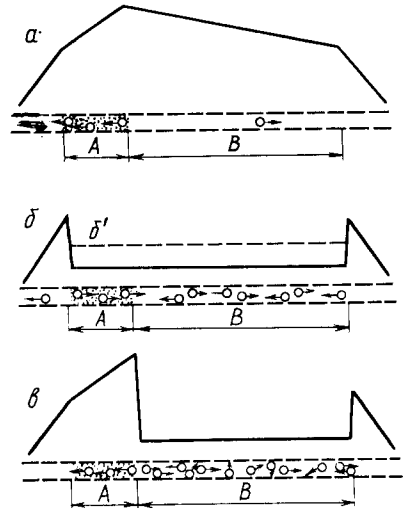


Рис. 2. Схема инжекции ионов из области A в ловушку B . Распределения потенциалов:

a — подготовка; $b, б'$ — процесс инжекции; $в$ — начало ионизации

дят в указанном стрелкой направлении, а ионы, предназначенные для дальнейшей ионизации, оказываются замкнутыми в ловушке в области B .

В методе электронной инжекции имеется четыре различных параметра, с помощью которых можно регулировать количество ионов, вводимых в ловушку B :

- 1) электронный ток во время инжекции;
- 2) время инжекции (τ), в течение которого области A и B объединены в общую ловушку;
- 3) уровень аксиального зашпираания во время инжекции

$$U_a \leq |S^- (2 \ln R/r_0 + 1)|;$$

- 4) концентрация атомов газа в области A .

Необходимым условием осуществления импульсной электронной инжекции, конечно, является исключение возможности прямого прохождения газа из области A в область B .

Удержание ионов. Ионизация. Чтобы ионы, инжектированные в ловушку с начальной зарядностью q_n , достигли конечной зарядности q_k , необходимо их удерживать в электронном пучке в течение времени

$$\tau_i \approx \frac{1}{j} \sum_{q_n}^{q_k-1} \sigma_{q \rightarrow q+1}^{-1}.$$

Основные характеристики радиального движения ионов с учетом динамики зарядности в модели одиночных ионов следующие. Если q возрастет в точке возникновения иона, т. е. r_i макс, то в отсутствие магнитного поля траектория не изменится, но энергия иона E_i увеличится пропорционально росту q , $\omega_i \sim \sqrt{q}$, r_i макс сохранится, так как изменение жесткости произойдет неадиабатически. Аналогичные изменения произойдут и при наличии магнитного поля. Если же увеличение q произойдет при $r_i < r_i$ макс, то в дальнейшем ион не сможет достигнуть $r_i = r_i$ макс, хотя и E_i и ω_i возрастут.

Таким образом, к концу процесса ионизации разброс энергий ансамбля ионов увеличится ($0 \leq E_i \leq -q_k S^-$) при меньшем возрастании наиболее вероятной энергии, ω_i возрастет как \sqrt{q} , при меньшем увеличении наиболее вероятной частоты, наиболее вероятная величина r_i уменьшится, т. е. произойдет более или менее значительная концентрация ионов в направлении оси пучка.

В модели самосогласованного поля, если после окончания инжекции происходит адиабатическое увеличение S^- , то, с одной стороны, ω_i , E_i уменьшаются, а r_i макс растет из-за увеличивающейся компенсации и, наоборот, ω_i , E_i увеличиваются, а r_i макс уменьшается за счет роста q . В этом случае если $|S_n^-| < |S_k^-| q_n / q_k$, то возможно сохранить все ионы в ловушке до конца процесса ионизации.

Если в результате инжекции в приаксиальной области пучка образована сердцевина ионов с энергиями, близкими к тепловым,

так что в этой области заряд пучка полностью скомпенсирован, а основная часть свободна от ионов, то в процессе ионизации происходит перекомпенсация указанной области ионным зарядом. Если в начале процесса ионизации увеличить запирающее напряжение $U_a \geq |S^-| (2 \ln R/r_0 + 1)$ (см. рис. 2, $b' \rightarrow a$), то ионы не могут покидать ловушку в аксиальном направлении, компенсируя своим зарядом свободные от ионов области пучка. В этом случае можно получить максимальное число ионов конечной зарядности, так что в конце $S^+ \approx |S^-|$.

Экстракция ионов. Вывод ионов из ловушки B в области электронного пучка производится в аксиальном направлении созданием соответствующего аксиального распределения потенциалов вдоль пучка (рис. 3) [13]. Вывод ионов может быть пассивным, когда убирается правый запирающий ионы барьер (см. рис. 3, a) и ионы покидают ловушку за счет имеющейся у них кинетической энергии (в модели одиночных ионов) или за счет аксиального градиента самосоглазованного электрического поля пространственного ионного заряда. При выводе ионов может быть осуществлена их монохроматизация путем более или менее медленного перевода распределения потенциалов b в b' (см. рис. 3). Активный быстрый вывод происходит при переводе распределения b в распределение a с большим или меньшим градиентом внешнего электрического поля вдоль системы.

При определенных соотношениях параметров электронного пучка, плотности ионного заряда, характеристик ионов и внешних полей в ион-электронной системе может возникнуть неустойчивость. Вопрос развития и стабилизации одного из видов неустойчивости был рассмотрен А. Г. Бонч-Осмоловским [15], и в частности им показано, что при 10%-ной компенсации и продольном магнитном поле порядка 5 Тл возможно использование электронного пучка с $j \approx 6,3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, т. е. фактора ионизации, необходимого для получения ядер урана U^{92+} , можно достигнуть за $\tau_i \approx 1,5 \text{ с}$.

При построении рассмотренной выше модели электронно-лучевого метода ионизации принимали во внимание в основном лишь простые соображения электростатики и анализировали некую идеа-

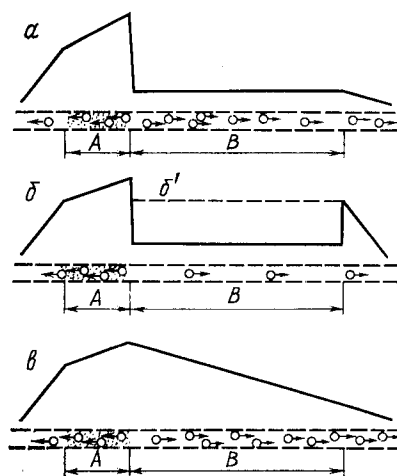


Рис. 3. Схема экстракции ионов из ловушки B . Распределения потенциалов:

a — пассивная экстракция; $b \rightarrow b'$ — с монохроматизацией; $b \rightarrow a$ — активная, быстрая

лизированную систему: медленные ионы — пучок быстрых электронов. Реальная картина, возникающая при попытке экспериментальной реализации метода, неизбежно богаче как по числу разновидностей участвующих частиц и полей, так и происходящих процессов.

Поэтому работоспособность метода и границы его применимости могли быть показаны лишь экспериментально.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РАЗРАБОТКА ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО МЕТОДА ИОНИЗАЦИИ

Для проверки ряда основных положений в ОИЯИ были созданы две экспериментальные установки — ионизаторы электронно-лучевые ИЭЛ-1 и ИЭЛ-2 с соленоидами нормальной проводимости длиной 0,16 и 1 м соответственно. На ионизаторе ИЭЛ-1 [10, 16—18], в частности, исследован процесс накопления в электростатической ловушке ионов остаточного газа, т. е. при непрерывной подаче рабочего вещества (фактически режим длительной инжекции). Показано, что накопленный ионный заряд, генерируемый в объеме электронного пучка, определяется током I_e , энергией E_e , давлением остаточного газа и временем накопления. Насыщение на кривой зависимости накопленного ионного заряда от времени накопления наступает при состоянии, близком к полной компенсации. Эффективность удержания ионов исследовали с помощью измерения динамики накопленного заряда и анализа зарядностей ионов по времени пролета. В частности, установлено, что картина спектров зарядовых состояний смещается в сторону больших значений \bar{q} при увеличении времени заширения ионов в ловушке, т. е. многозарядные ионы образуются не в одном столкновении, а в результате последовательного перехода низших зарядовых состояний в более высокие. В объеме ловушки удалось получить давление остаточного газа порядка $2 \cdot 10^{-8}$ торр. При этом рост зарядовых состояний ионов до C^{5+} , N^{6+} и O^{7+} наблюдался при увеличении времени заширения до 20 мс и соответственно $\bar{j}t_i$ до $2 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$ [при $j_e \approx 10^{18}$ 1/(см $^2 \cdot$ с)].

На установке ИЭЛ-2 [18] было экспериментально показано, что количество ионов за импульс может увеличиваться за счет роста I_e и объема ловушки, в частности ее длины. При этом создание градиента потенциала вдоль оси дрейфовой структуры приводило к полному выводу ионов из ловушки длиной около 1 м, т. е. осуществлен режим активной, быстрой экстракции. Экспериментально было также установлено, что прохождение электронного пучка через структуру трубок дрейфа, прецизионность которого тем труднее осуществить, чем больше длина системы, оказывает определяющее влияние на работу ионизатора. Неаксиальность прохождения пучка, сравнимая с его диаметром и расстоянием до стенки трубки, и даже минимальная бомбардировка стенки делают устройство практически неработоспособным.

Опыт работы с моделями ИЭЛ-1 и ИЭЛ-2 показал, с одной стороны, принципиальную возможность осуществления электронно-лучевого ионизатора, с другой — необходимость новых технических решений при создании высокоэффективного устройства. В 1971 г. в ОИЯИ была предложена конструкция ионизатора на основе криогенной техники и техники сверхпроводимости, и позднее были созданы криогенные ионизаторы КРИОН-1 и КРИОН-2 [19—21]. Основные аргументы в пользу такого решения следующие: криогенная техника обеспечивает получение наиболее высокого вакуума, а охлаждение трубок дрейфа до температуры 4,2 К также позволяет реализовать импульсную инжекцию рабочего вещества для большинства газов; сверхпроводимость обеспечивает практически неограниченную для этих целей напряженность магнитного поля, причем из-за большого числа тонких витков легче получить необходимую аксиальную однородность поля фокусирующего соленоида, а техника обеспечения сверхпроводимости органически сочетается с криогенной вакуумной техникой; расход энергии на поддержание магнитного поля ничтожен, что весьма существенно при эксплуатации ионизатора. Ионизатор КРИОН-1 создан как источник ядер легких элементов для синхрофазотрона, а КРИОН-2 — специально для исследовательских целей.

Конструкции обоих ионизаторов близки, основу составляет криогенно-магнитная система. Сверхпроводящие магнитные системы [22, 23] с соленоидами соответственно на 1,2 и 2,25 Тл длиной 1,2 м работают в режиме замороженного тока. Криогенно-магнитная система имеет три температурных терминала: комнатная температура, 78 и 4,2 К с базами соответственно на вакуумном кожухе, на корпусах криостатов для жидкого азота и жидкого гелия. Электронно- и ионно-оптическая система имеет три группы элементов, соединенных с этими температурными терминалами. Техническая реализация конструкций весьма удачна и обеспечила надежную эксплуатацию ионизаторов в течение нескольких лет.

Схема электронно- и ионно-оптической системы ионизатора КРИОН-2, распределение индукции магнитного поля и картины распределения электрических потенциалов управления аксиальным движением ионов вдоль оси ионизаторов приведены на рис. 4. Рабочий газ подается внутрь третьей секции трубки дрейфа по каналу с температурой 78 К; секции трубки дрейфа с 7 по 22 имеют $T = 4,2$ К, что обеспечивает давление остаточных и рабочих газов в этой области в присутствии электронного пучка соответственно $\leq 1 \cdot 10^{-10}$ торр для КРИОН-1 и $\leq 1 \cdot 10^{-12}$ торр для КРИОН-2.

При использовании ионизатора КРИОН-1 впервые была осуществлена полная последовательность операций электронно-лучевого метода ионизации, включая импульсную электронную инжекцию, которая реализована для следующих газов: C_2H_4 , N_2 , Ar и He . Количество ионов ($10^{10}—10^{11}$) инжектировалось в пучок за 50—100 мкс, что трудно обеспечить любым другим методом инжекции.

Был достигнут фактор ионизации $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ при $E_e = 4 \text{ кэВ}$ и получены пучки ядер C^{6+} и N^{7+} , что позволило начать работы по адаптации этого ионизатора к условиям на ускорителе, а также ионы Ar^{13+} и Xe^{29+} [19].

Исследования вопросов инжекции, удержания ионов и их ионизации электронным ударом были выполнены в основном на ионизаторе КРИОН-2 [14]. Здесь осуществлена шестикратная магнитная

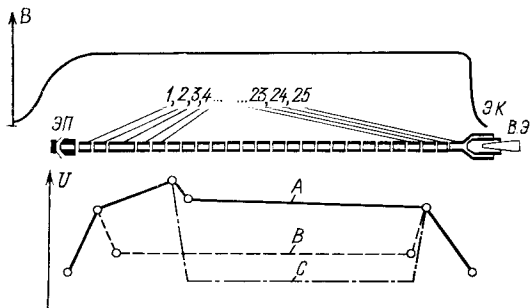


Рис. 4. Схема электронно-ионно-оптической систем ионизатора КРИОН:

ЭП — электронная пушка; 1—25 — секции трубки дрейфа; ЭК — электронный коллектор; ВЭ — вытягивающий электрод. Распределение индукции магнитного поля B вдоль оси ионизатора. Схема распределения электрических потенциалов U вдоль дрейфовой структуры ионизатора U

компрессия электронного пучка по площади и получены следующие предельные параметры: $E_e = 22 \text{ кэВ}$; $j_e = 4,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (650 А/см^2); $\tau_i = 5,5 \text{ с}$; $j_i \approx 8,1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

Исследование емкости ионной ловушки [24]. Емкость электростатической ионной ловушки C^+ является предельным значением ионного заряда Q^+ , накапливаемого

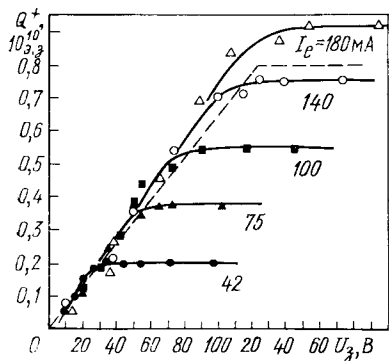


Рис. 5. Зависимость суммарного ионного заряда в ловушке Q^+ от потенциала запирающего электрода U_3

для $R/r_0 = 10$, $I_e = 140 \text{ мА}$). Зависимость $U_{3,н}$ от I_e , представляющая собой прямую линию в соответствии с тем, что естественное провисание потенциала на оси пучка пропорционально току при неизменной энергии электронов, приведена на рис. 6.

Если в электронный пучок вводить Q^+ меньше C^+ (например, уменьшая q_T), то в функции $Q^+ = f(U_3)$ насыщение происходит при

ионного заряда Q^+ , накапливаемого в электронном пучке на данной его длине L (секции 2 + 22) при увеличении любой из трех переменных (q_T — поток газа в области третьей секции; $\tau_{и}$ — время инжекции; U_3 — величина барьера на 23 секции), когда две другие уже достаточно велики. На рис. 5 приведено семейство кривых $Q^+ = f(U_3)$ для различных значений I_e при $E_e = 8 \text{ кэВ}$. Все кривые имеют одинаковый характер — примерно линейное нарастание и выход в насыщение при $U_{3,н}$ в соответствии с теорией в модели самосогласованного поля (штриховая линия

$U_{з.н}$ меньше, чем для $Q^+ = C^+$. Зависимость $U_{з.н}$ от Q^+ для $I_e = 150$ мА, $E_e = 8$ кэВ дана на рис. 7. Аномалия наступает при

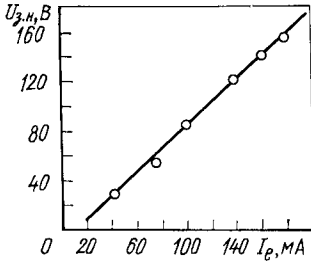


Рис. 6. Зависимость потенциала запирающего при насыщении от I_e

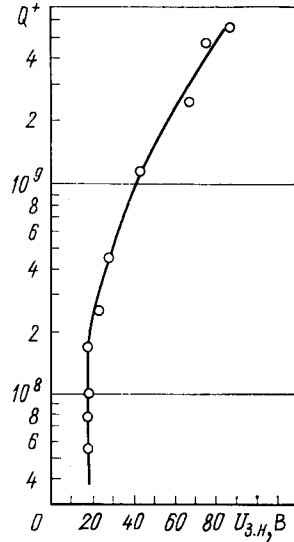


Рис. 7. Зависимость потенциала запирающего при насыщении для различных значений ионного заряда в ловушке

$Q^+ \approx 3 \cdot 10^{-2} C^+$, когда $U_{з.н}$ перестает уменьшаться при дальнейшем падении Q^+ . Величина $U_{з.н}$ при этом оказывается равной разности потенциалов между границей пучка и его осью. Такая картина

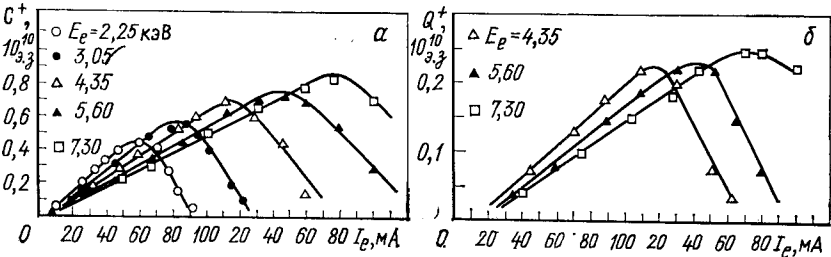


Рис. 8. Зависимость емкости ловушки (а) и ионного заряда в ловушке (б) от тока пучка для различных значений энергии электронов

соответствует модели одиночных ионов и указывает, что они не выходят за пределы электронного пучка.

В модели самосогласованного поля C^+ равно по модулю числу быстрых электронов на длине ловушки и, значит, пропорционально I_e при $E_e = \text{const}$. Семейство кривых $C^+ = f(I_e)$ для нескольких значений E_e приведено на рис. 8, а. Видно, что линейный рост C^+ наблюдается лишь до определенного значения I_e , с которого начинается сначала отклонение от линейного роста C^+ , а затем его умень-

шение с увеличением I_e . Это значение тока пучка назовем критическим ($I_e^{кр}$). Зависимости $Q^+ = f(I_e)$ при $Q^+ < C^+$ даны на рис. 8, б. Оказывается, что значение $I_e^{кр}$ не зависит в этих пределах от числа ионов в ловушке. При изучении зависимости $I_e^{кр}$ от различных параметров режима ионизатора (от потока газа q_r , накала катода, т. е. от первоанса пучка в электронной пушке, от распределения напряжений на анодной структуре и напряжения на катоде) было установлено, что $I_e^{кр}$ зависит лишь от E_e , линейно увеличиваясь с энергией пучка (рис. 9). Это, в частности, свидетельствует о том, что

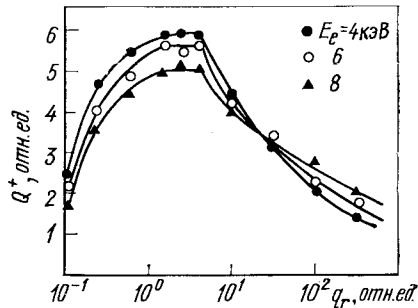
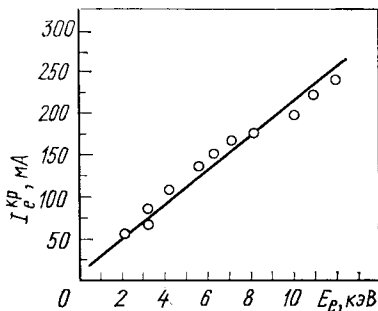


Рис. 9. Зависимость критического тока пучка от энергии электронов

Рис. 10. Зависимость количества ионного заряда в ловушке от потока газа в область инжекции

процесс, приводящий к выбросу ионов из ловушки, начинается при определенном значении S^-/v (v — скорость электронов), причем такое значение постоянно для всех энергий и токов электронного пучка. Из семейства кривых рис. 8, а следует, что в соответствии с моделью самосогласованного поля $C^+ \sim E_e^{-1/2}$ при $I_e = \text{const}$ и при $I_e < I_e^{кр}$.

Зависимости Q^+ от величины потока газа q_r , приведенные на рис. 10, получены при $U_z > U_{з.н.}$, при $\tau_{и} = 1,5 \text{ мс} = \text{const}$, $I_e < I_e^{кр}$. Видно, что вначале Q^+ растет, достигая величины C^+ , а затем при $q_r > q_r^{кр}$ уменьшается, свидетельствуя о появлении процесса, приводящего к выбросу ионов из ловушки, или ее деформации. Из рис. 11 следует, что механизмы выброса ионов при $I_e \geq I_e^{кр}$ и при $q_r \geq q_r^{кр}$ независимы.

Характерным для экспериментальной зависимости $Q^+ = f(\tau_{и})$ при $q_r < q_r^{кр}$ и $U_z \geq U_{з.н.}$, теоретически описать которую довольно сложно, является выход в насыщение, где $Q^+ = C^+$, что соответствует модели самосогласованного поля. При изучении зависимости C^+ от длины ловушки в пределах от 0,15 до 0,95 м был получен линейный рост.

Исследование удержания ионов в пучке [24]. Удержание введенных в пучок ионов в его объеме в течение всего времени τ_i представ-

ляет собой важнейшее условие осуществления электронно-лучевого метода ионизации. Изучение эффективности удержания производилось следующим образом. В начальный момент времени в пучок инжектировали n_0 ионов азота, которые определялись как Q^+/\bar{q} , где Q^+ — ионный заряд, измеренный непосредственно после окончания инжекции; \bar{q} — средняя зарядность ионов, измеренная с помощью спектрометра, работающего по времени пролета (ВПМС). Вели-

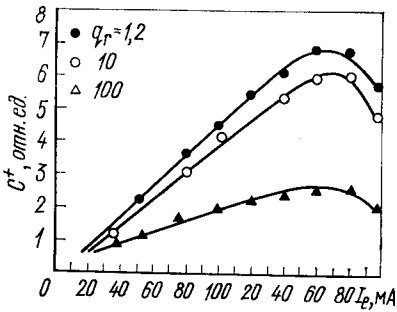


Рис. 11. Зависимость емкости ловушки от тока пучка при $E_e = 7,43$ кэВ для различных значений потока газа

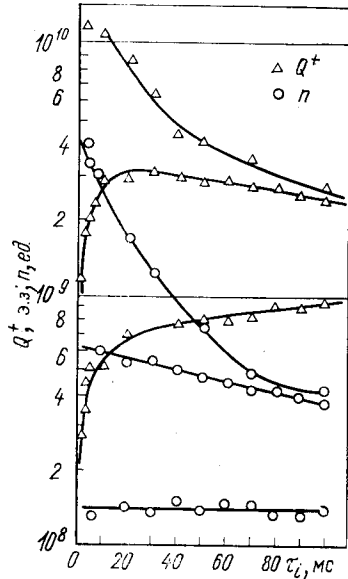


Рис. 12. Зависимость количества ионного заряда Q^+ и числа ионов в ловушке n от τ_i

чину n измеряли как функцию времени удержания при различных значениях E_e , I_e и при $U_a \geq U_{з.н.}$. Зависимости $Q^+ = f(\tau_i)$ и $n = f(\tau_i)$ для трех значений n_0 для одинаковых $I_e (< I_e^{кр})$ и E_e даны на рис. 12. Мы видим, что для малых n_0 все ионы удерживаются в ловушке до конца цикла ионизации ($\tau_i = 100$ мс). Но с некоторого значения n_0 и с определенного момента τ_i начинаются потери ионов, хотя Q^+ при этом продолжает расти за счет увеличения \bar{q} . Если $\eta = S^+ / |S^-|$ (уровень компенсации) близка к единице уже при $\tau_i = 0$, то потери ионов начинаются с $\tau_i = 0$, причем $\partial Q^+ / \partial \tau_i$ максимально при $\tau_i = 0$.

Была исследована зависимость $Q^+ = f(\tau_i)$ при $\eta_0 = 1$ для различных значений I_e и E_e . Эти данные, трансформированные в зависимость $\eta = f(\tau_i)$, приведены на рис. 13. Любопытно, что для всех $I_e < I_e^{кр}$ кривые практически совпадают. Различие наступает при $I_e = I_e^{кр}$, причем, чем больше I_e , тем круче спад кривой $\eta = f(\tau_i)$. Зависимость скорости потерь относительного ионного заряда $\partial \eta / \partial \tau_i / \eta = f(\eta)$ для $I_e < I_e^{кр}$ дана на рис. 14. Видно, что скорость потерь приближается к 0 при $\eta \approx 0,15$, что позволяет вести про-

цесс ионизации в течение длительного времени, практически без потерь ионов из ловушки.

Информацию о динамике ионов в процессе ионизации можно получить при изучении картины распределения ионов по потенциальной энергии, которую легко найти при измерении $Q^+ = f(U_3)$ для малых η , т. е. в модели одиночных ионов. Функцию $Q^+ = f(U_3)$ можно преобразовать в распределение плотности числа покоящихся ионов в сечении пучка ρ_i в зависимости от радиального положения

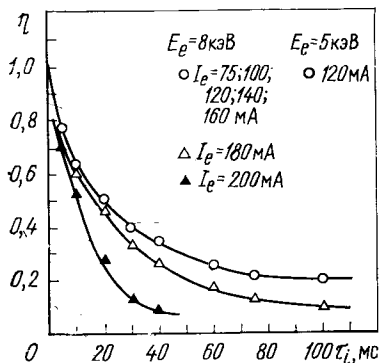


Рис. 13. Зависимость уровня компенсации от τ_i

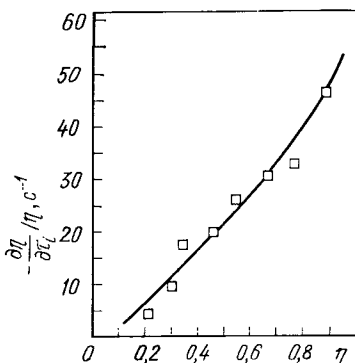


Рис. 14. Зависимость скорости потерь относительного ионного заряда от уровня компенсации

элемента сечения r на основе закона радиального распределения потенциала электронного пучка, свободного от ионов. На рис. 15 приведены результаты таких измерений, из которых следует, что при $\tau_i = 1 \text{ мс}$ все ионы равномерно распределены в пучке, а при $\tau_i = 100 \text{ мс}$ основная доля их остается в пучке, но появляется небольшая часть ионов, которые нагреваются и периодически покидают пучок в радиальном направлении.

Выполненные исследования показали, что имеются определенные границы параметров ион-электронной системы ($I_e < I_e^{\text{кр}}$), при которых процессы инжекции и удержания ионов могут быть удовлетворительно описаны в модели одиночных ионов и самосогласованного поля. Можно предположить, учитывая независимость $I_e^{\text{кр}}$ от η в определенных пределах, что система электронный пучок — трубка дрейфа — выходные электроды является динамической, процессы в которой при $I_e \geq I_e^{\text{кр}}$ становятся нелинейными, что приводит к интенсификации коллективных движений электронов, энергия которых передается ионам. Линейная часть процессов приводит к некоторым потерям ионов и при $I_e < I_e^{\text{кр}}$. Идентификация и подавление указанного процесса весьма важны для дальнейшего совершенствования электронно-лучевого метода ионизации.

Получение многозарядных ионов и ядер. Эксперименты по получению многозарядных ионов и ядер на ионизаторе КРИОН-2 выполнялись при $I_e < I_e^{кр}$. На рис. 16 такие эксперименты проиллюстрированы с помощью эволюций спектров зарядностей ионов для С, О, Ne, Ar, Kr и Xe соответственно [24]. Этот рисунок со всей определенностью демонстрирует одно из существенных отличий электронно-лучевого ионизатора от всех других типов источников многозарядных ионов, состоящее в том, что в процессе ионизации ионы низких

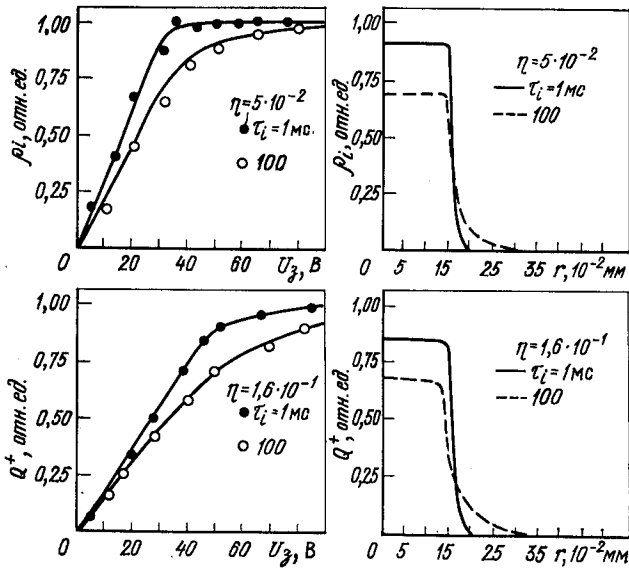
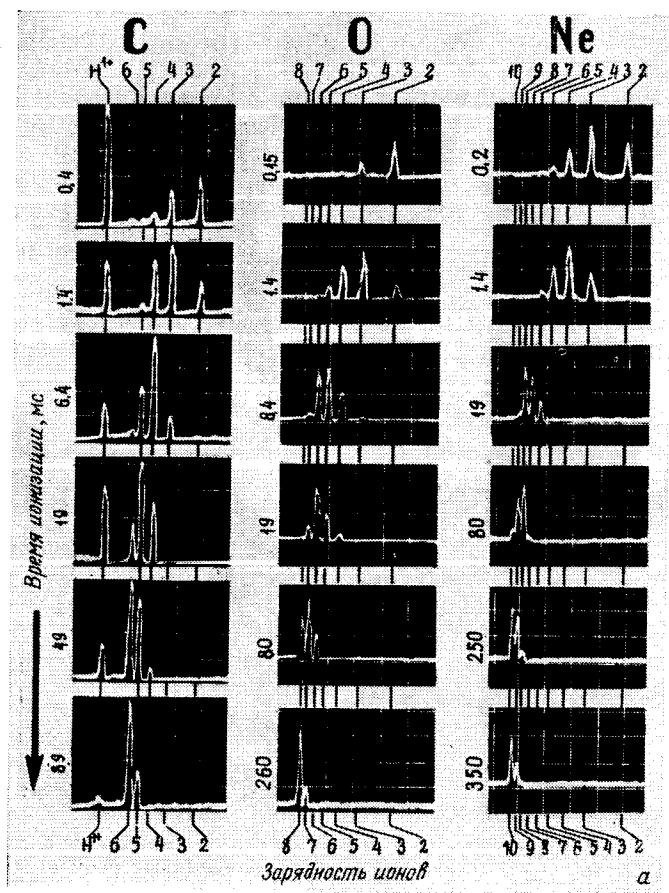


Рис. 15. Зависимость количества ионного заряда от потенциала запирания для различных η и τ_i и соответствующие им виды радиальных распределений ионов: $\rho_i = f(r)$

зарядовых состояний полностью «выгорают», переходя в ионы более высоких зарядностей. В результате на выходе ионизатора имеется более или менее узкий спектр зарядностей, в котором в пределе могут быть представлены только ядра, полностью лишенные электронной оболочки. Основные особенности всех эволюций следующие: а) увеличение зарядности ионов происходит вплоть до $\tau_i = 5,5$ с и более, т. е. процессы рекомбинации, если они имеют место, идут с эффективными сечениями менее 10^{-22} см²; б) при относительно больших η спектры эволюционируют медленнее, чем при малых, указывая на радиальный уход ионов из пучка в процессе удержания; спектры могут несколько различаться в зависимости от того, в какой временной точке ионного импульса взята проба для анализа, указывая на то, что вывод с монохроматизацией, принятый для экспериментов, производится слишком быстро.



В настоящее время на ионизаторе КРИОН-2 экспериментально реализован фактор ионизации $j\tau_i = 8,1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ при $E_e = 20 \text{ кэВ}$. Получены пучки всех многозарядных ионов и ядер С, О, Ne и Ar, а также ионов Kr (до Kr^{34+}) и Xe (до Xe^{52+}). Обеспечивая получение более высокозарядных ионов, фактор $j\tau_i$ можно увеличить за счет j (при увеличении E_e) и τ_i . Если сохранится линейный рост I_e^{NP} до $E_e \approx 250 \text{ кэВ}$, то возможна реализация фактора $j\tau_i \approx 10^{24} \text{ см}^{-2}$ и получение ядер урана U^{92+} даже без подавления процесса выброса ионов из пучка.

Принципиальная работоспособность электронно-лучевого метода ионизации была позднее показана также другими советскими [25] и зарубежными специалистами [26—29].

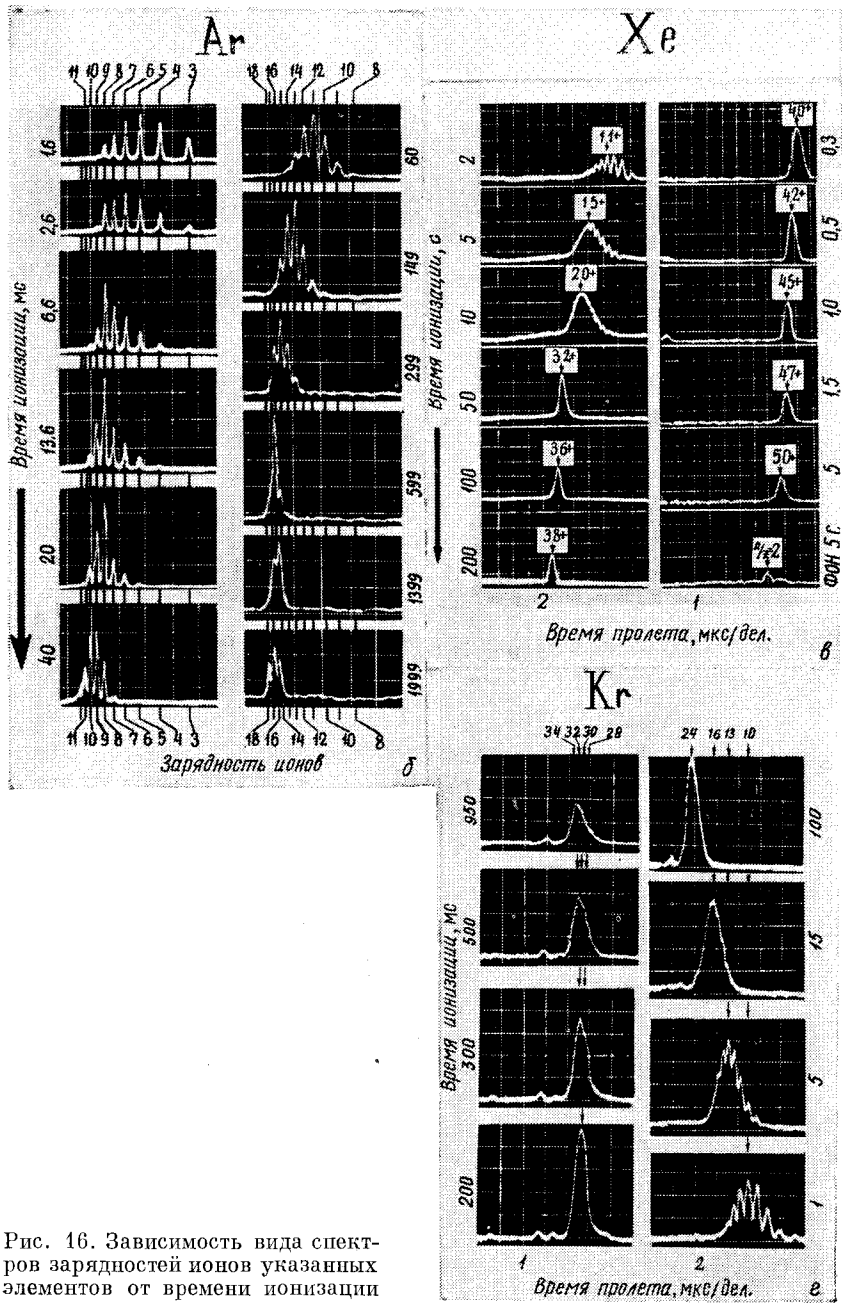


Рис. 16. Зависимость вида спектров зарядностей ионов указанных элементов от времени ионизации

Основное внимание экспериментаторов в последние годы направлено на получение и использование в электронно-лучевых ионизаторах все более высоких плотностей потока электронов j_e , так как ясно, что теоретически производительность ионизатора (число ионов в 1 с) растет пропорционально j_e^2 при неизменном диаметре электронного пучка и пропорционально j_e при постоянном токе пучка I_e .

В этом отношении значительным событием было эпизодическое, к сожалению, наблюдение Арианера и др. [29] ионной суперкомпрессии электронного пучка в ионизаторе CRUEBIS и получение ионов типа Ar^{18+} , Kr^{34+} и Xe^{44+} за аномально короткие времена ионизации τ_i .

Все описанные выше эксперименты выполнены в режиме прямого тока, когда электроны, эмиттированные с катода, однократно проходят пространство дрейфа. Был выполнен также ряд экспериментальных работ, показавших, что перспективной является разработка ионизатора с накоплением электронов в пространстве дрейфа за счет их аксиальных осцилляций [13].

3. АКТУАЛЬНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО МЕТОДА ИОНИЗАЦИИ

Исследование ионизации положительных ионов электронным ударом. До недавнего времени основным в измерении эффективных сечений ионизации $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ был метод пересекающихся ион-электронных пучков. Основное достоинство этого метода — высокое разрешение по энергии электронов, основной недостаток — низкая чувствительность. Поэтому исследовали процессы с участием ионов не более двух-трехзарядных. Лишь в 1979 г. появилась работа Крендалла и др. [30], где были выполнены исследования несколько более высокозарядных ионов.

На основе импульсного электронно-лучевого метода ионизации была разработана методика измерения и впервые выполнены измерения сечений для всех положительных ионов C, N, O, Ne и Ar, включая водородоподобные, а также получены качественные результаты для Kr (до Kr^{33+}) и Xe (до Xe^{47+}) [21, 31—35].

Методика измерения сечений ионизации ионов состояла в следующем [35]. Порцию ионов исследуемого элемента с относительно низкими зарядностями ($1 \leq q \leq 4$) вводили в электронный пучок. Непосредственно после ввода измеряли зарядовый спектр этой порции ионов. Так как сигнал тока ионного сгустка обычно имел полупри ширину примерно 50 мкс, а для анализа по времени пролета вырезается узкий (около 100 нс) пакет, для получения достоверной информации было необходимо 5—6 циклов, так что каждый раз испытывались различные временные участки ионного сигнала. Анализатор работал в токовом режиме, так что амплитуда линии была пропорциональна суммарному электрическому заряду ионов данной зарядности в пакете. Далее спектр зарядностей трансформировался в нор-

мированное на единицу распределение числа ионов по зарядностям (зарядовое распределение) следующим образом:

$$n_q = \frac{1}{q} \sum_{k=1}^a A_q^{(k)} / \sum_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{1}{q} \sum_{k=1}^a A_q^{(k)}; \sum_{q_{\min}}^{q_{\max}} \equiv 1,$$

где n_q — нормированное на единицу число ионов зарядности q ; $A_q^{(k)}$ — амплитуда линии пакета ионов зарядности q в k -м испытании; a — число испытаний; q_{\min} , q_{\max} — минимальная и максимальная зарядности ионов в сгустке.

В любой момент времени τ_i , отсчитываемый от конца инжекции, в других циклах измеряли новое зарядовое распределение. Вид этого распределения, при других фиксированных параметрах, определяется только величиной τ_i и эффективными сечениями ионизации, которые не известны, и их можно извлекать из результатов измерений.

Кинетическое уравнение для числа n_q имеет следующий вид:

$$\frac{dn_q}{d(j\tau_i)} = - \sum_{f=1}^{f_{\max}} n_q \sigma_{q \rightarrow q+f} + \sum_{r=1}^{r_{\max}} n_{q-r} \sigma_{q-r \rightarrow q}, \quad (1)$$

где f , f_{\max} — число и максимально возможное число электронов, одновременно удаляемых из иона зарядности q ; $\sigma_{q \rightarrow q+f}$ — сечение такого процесса; r , r_{\max} — число и максимально возможное число электронов, одновременно удаляемых из иона зарядности $q - r$; $\sigma_{q-r \rightarrow q}$ — сечение такого процесса.

В частном случае последовательной ионизации

$$dn_q/d(j\tau_i) = -n_q \sigma_{q \rightarrow q+1} + n_{q-1} \sigma_{q-1 \rightarrow q}. \quad (2)$$

Чтобы найти все неизвестные σ , удобно измерить зависимости $n_q = f(j\tau_i)$ для всех q , входящих в уравнение (1), т. е. получить картину эволюции зарядового распределения ионов (ЭЗР) (рис. 17) [35]. В картине ЭЗР делается несколько десятков вертикальных сечений, извлекаются коэффициенты n_q , $dn_q/d(j\tau_i)$ и составляется множество канонических систем уравнений (1), причем решение каждой системы дает свой набор значений неизвестных σ . Если все системы равноправны, то в результате получается множество значений неизвестных σ , которые определяют среднюю по всему эксперименту (для всех $j\tau_i$) σ и вероятное отклонение $\Delta\sigma$.

Б. Бочев и др. [36] на основе регуляризованных итерационных процессов типа процессов Гаусса — Ньютона и программы для ЭВМ, созданной Л. Александровым [37], разработали программу решения обратной задачи ионизации. При этом находится такой набор σ , которые, будучи подставленными в условие прямой задачи, дают наименьшее отклонение восстановленной таким образом картины ЭЗР от экспериментальной. Оказалось, что оба метода дают

значения σ , совпадающие в пределах погрешности. Выбор модели ионизации, в которой ведется решение обратной задачи, в каждом случае имеет свое обоснование.

При экспериментальном нахождении величин σ картины ЭЗР ионов С, N, O, Ne и Ag были получены при $I_e < I_e^{кр}$ и при $\eta = 10^{-2}$, т. е. в условиях отсутствия потерь ионов из ловушки в процессе ионизации, когда практически все ионы находились в объеме электронного пучка.

Все картины ЭЗР ионов С, N, O и Ne обработаны по модели последовательной ионизации (2). Удовлетворительное совпадение экспериментальных и восстановленных ЭЗР при соответствующем наборе

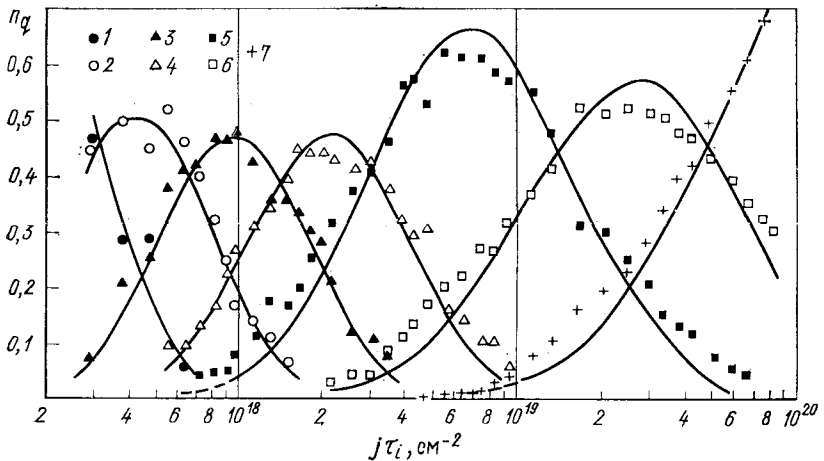


Рис. 17. Картина эволюции зарядового распределения ионов азота ($E_e = 5,45$ кэВ)

величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ говорит о том, что эта модель правильно передает процесс перехода низших зарядовых состояний в высшие (см., например, рис. 17). Полученные описанной выше методикой экспериментальные зависимости $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ от энергии бомбардирующих электронов для С, N, O и Ne приведены на рис. 18 [35]. Здесь же приведены имеющиеся результаты недавних экспериментов Крендалла и др. [30] в интервале энергий, ближайшем к этим данным. Видно, что при экстраполяции на относительно небольшой интервал энергии эти и данные Крендалла согласуются. Это согласие можно рассматривать как независимое подтверждение того, что разработанная на основе электронно-лучевого метода ионизации методика дает количественно правильные результаты.

При детальном рассмотрении рис. 17 заметны некоторые систематические отклонения восстановленных ЭЗР от экспериментальных, характерные также и для ЭЗР азота и других элементов. Экспери-

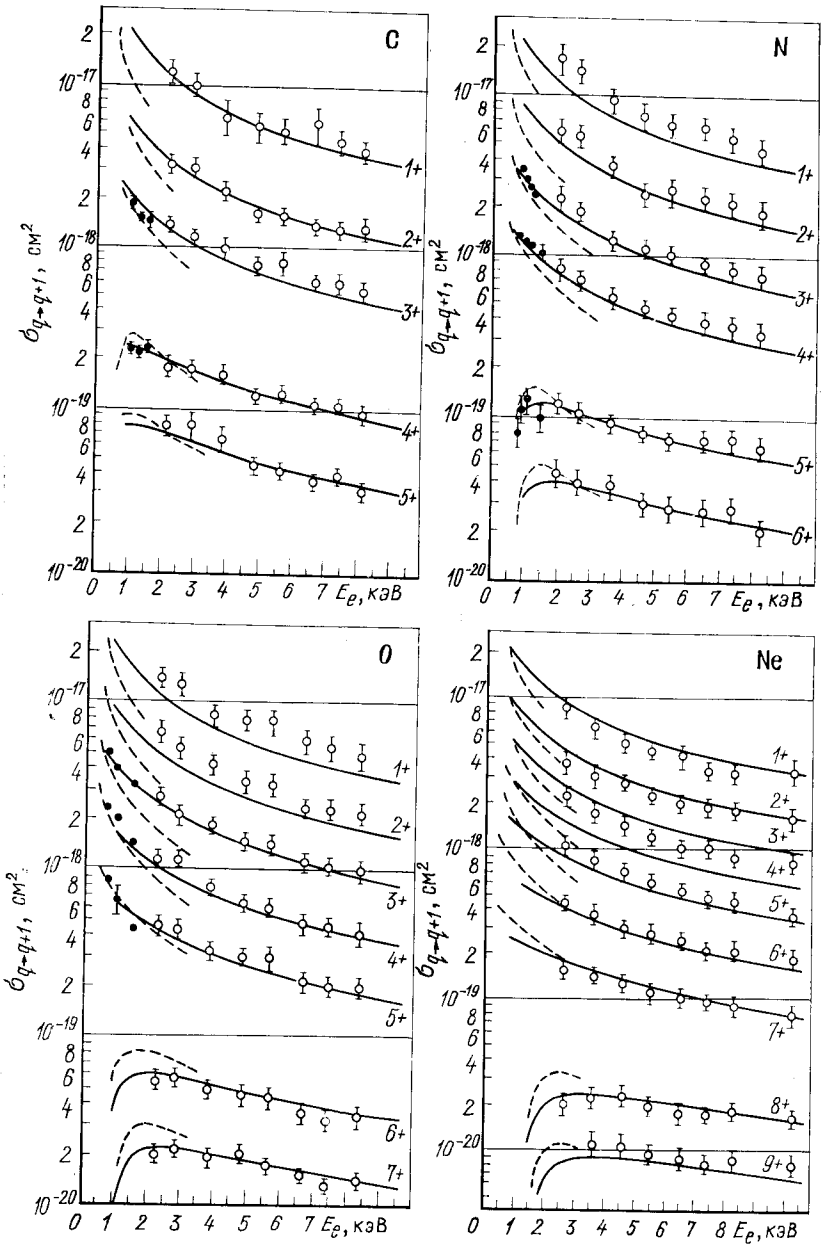


Рис. 18. Энергетические зависимости $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для ионов C, N, O и Ne:

○ — Донец, Овсянников [35]; ● — Крендалл и др. [30]; — — — — — Лютц [11]; - - - - - Сэлтон [38]

ментальные точки ложатся, как правило, несколько выше соответствующих кривых $n_q = f(j\tau_i)_{\text{восст}}$ в областях значений $j\tau_i$, когда ионы с зарядом q только появляются в спектре, а также когда исчезают. Это может служить свидетельством наличия процесса двух-

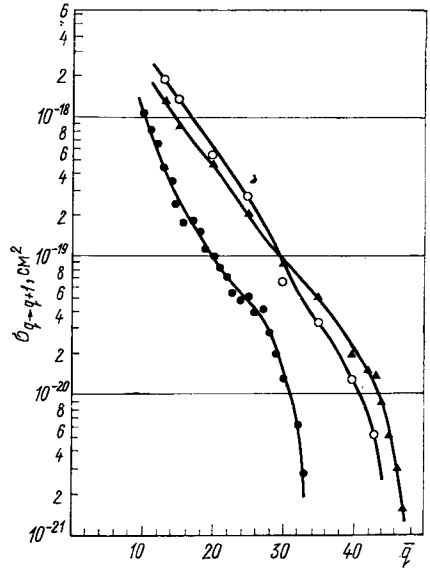
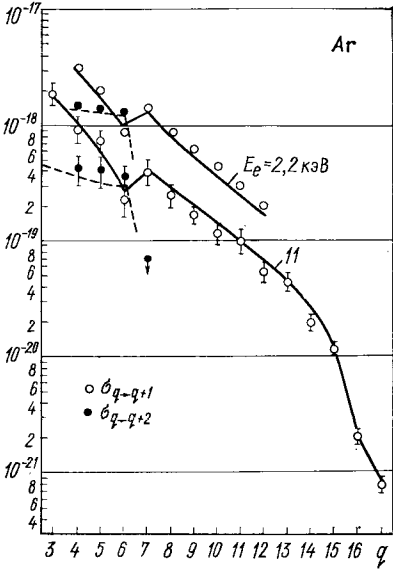


Рис. 19. Экспериментальные данные [31, 35] и расчетные значения (—, - - - - Лотц [11], Сэллоп [40]) сечений одно- и двухэлектронной ионизации для ионов аргона указанных зарядностей q

Рис. 20. Экспериментальные эффективные значения $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для ионов Kr (● — $E_e = 8,5$ кэВ) и Xe (○ — $E_e = 8,5$ кэВ, ▲ — $E_e = 18$ кэВ) [35]

электронной ионизации ионов указанных элементов, но для достоверного извлечения $\sigma_{q \rightarrow q+2}$ необходимо увеличение точности измерения картин ЭЗР.

Атом аргона представляет собой уже довольно сложную систему, в которой число возможных путей ионизации возрастает. Поэтому картины ЭЗР ионов Ar получали и обрабатывали в трех интервалах изменения q и соответственно $j\tau_i$: ($2 \leq q \leq 12$; $8 \leq q \leq 15$; $15 \leq q \leq 18$) при $E_e = 11$ кэВ и частично при $E_e = 7,8$ и $2,2$ кэВ. В связи с тем что картина ЭЗР при 11 кэВ указывала на присутствие значительного вклада от двухэлектронной ионизации (для $2 \leq q \leq 12$), что отмечалось и при энергии 2,2 кэВ [31], обработку этой картины вели в предположении возможности кроме основных также следующих переходов: $Ar^{4+} \rightarrow Ar^{6+}$, $Ar^{5+} \rightarrow Ar^{7+}$, $Ar^{6+} \rightarrow Ar^{8+}$, $Ar^{7+} \rightarrow Ar^{9+}$. Для остальных интервалов была применена модель

последовательной ионизации. Экспериментальные результаты для $E_e = 11$ [35] и 2,2 кэВ [31] представлены на рис. 19.

При $E_e = 7,8$ кэВ получены следующие значения сечений: $\sigma_{15 \rightarrow 16} = (1,40 \pm 0,21) \cdot 10^{-20}$ см²; $\sigma_{16 \rightarrow 17} = (1,75 \pm 0,25) \cdot 10^{-21}$ см²; $\sigma_{17 \rightarrow 18} = (7,4 \pm 0,9) \cdot 10^{-22}$ см² [35].

При ионизации Кг и Хе были использованы естественные смеси изотопов. Характерным для спектров зарядностей было недостаточно хорошее разрешение линий для $q \geq 10 \div 15$. Поэтому из картин ЭЗР извлекали зависимости средней зарядности \bar{q} от $j\tau_i$. Затем,

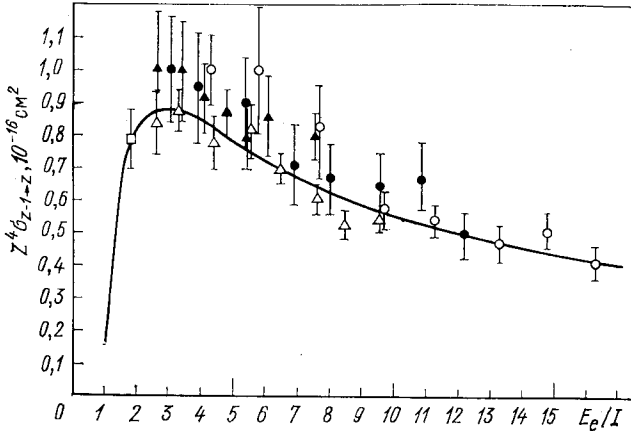


Рис. 21. Зависимость приведенного сечения ионизации водородоподобных ионов от энергии электронов:

○ — C^{5+} ; ● — Ne^{9+} ; △ — O^{7+} ; ▲ — Ne^{9+} ; □ — Ar^{17+} — эксперимент [35]; — — — расчет КВО для $Z = 128$ [38]

считая условием увеличения \bar{q} на единицу соотношение $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}^{-}(j\tau_i) = 1$, из таких зависимостей находили значения $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}^{-}$ для различных \bar{q} (рис. 20) [35]. Естественно, при таком подходе в значительной мере теряются нерегулярности, связанные с наличием оболочек, а также значительное влияние может оказать неполнота модели ионизации. Тем не менее значения $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}^{-}$ для столь большого числа высокозарядных ионов Кг и Хе впервые получены экспериментально и могут представлять определенную ценность, в первую очередь, для дальнейшего развития работ по ионизации.

Интересно сравнить впервые экспериментально измеренные эффективные сечения ионизации водородоподобных ионов C^{5+} , Ne^{6+} , O^{7+} , Ne^{9+} и Ar^{17+} [35] с теоретическими, полученными по методу КВО [39], в рамках зависимости $Z^4 \sigma_{1s \rightarrow K} = j(E_e/I)$, где I — потенциал ионизации из состояния $1S$; Z — заряд ядра. Результаты даны на рис. 21. Видно, что имеется неплохое количественное согласие эксперимента и теории, но наблюдается и некоторое среднее для

всего массива отклонение экспериментальных точек в сторону больших значений $Z^4\sigma_{1S \rightarrow K}$ примерно на одно значение погрешности измерения.

Уровень точности экспериментальных данных не позволяет в настоящее время извлечь зависимость приведенного сечения от заряда ядра. Однако задачу экспериментального исследования этой зависимости можно поставить и решить. Для этого необходимо, в первую очередь, увеличить точность измерения начальных участков кривых $n_q = f(j\tau_i)$, чтобы можно было учесть двухэлектронную ионизацию гелиеподобных ионов и тем самым увеличить точность измерения $\sigma_{1S \rightarrow K}$.

Для гелиеподобных и других ионов вплоть до бороподобных наблюдается хорошее согласие экспериментальных точек с вычисленными по формуле Лотца и заметное отличие от результатов расчетов Сэлопа, полученных методом парных соударений [38]. Но для ионов с числом электронов более пяти наблюдается систематическое отличие от результатов, полученных по формуле Лотца, которое можно уменьшить с учетом вклада двухэлектронной ионизации.

При обработке картины ЭЗР ионов Ag вблизи $q = 8$ была применена модель двухэлектронной ионизации, что позволило получить также значения $\sigma_{4 \rightarrow 6}$, $\sigma_{5 \rightarrow 7}$, $\sigma_{6 \rightarrow 8}$. Это оказалось возможным при нынешнем уровне точности измерений из-за относительно большого вклада вероятности возникновения вакансий в L -оболочке в сечение ионизации Ag^{4+} , Ag^{6+} . Чтобы систематически изучать многоэлектронную ионизацию, необходимо увеличить точность при получении экспериментальных картин ЭЗР и автоматизировать процесс измерения. Однако уже сейчас можно отметить, что вблизи больших оболочек реализуется ситуация, при которой $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ может оказаться меньше, чем $\sigma_{q+1 \rightarrow q+2}$, и даже меньше, чем $\sigma_{q \rightarrow q+2}$. Объяснение этому явлению можно дать в рамках справедливости модели Сэлопа [40], указавшего, что удаление электрона из L -оболочки в континуум приводит с большой вероятностью к выбросу еще одного электрона, если их в M -оболочке два или более. На рис. 19 даны вычисленные по формуле Лотца и исправленные с учетом справедливости этой модели Сэлопа величины $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ (сплошная линия) и $\sigma_{q \rightarrow q+2}$ (пунктирная линия). Следует отметить достаточно хорошее согласие эксперимента и расчета. В расчете не учтен автоионизационный процесс при возбуждении L -электронов.

Из краткого рассмотрения работ, посвященных применению электронно-лучевого метода ионизации для исследования процессов ионизации положительных ионов электронным ударом, следует, что этот метод уже в настоящее время позволяет измерять константы взаимодействия электронов с ионами существенно больших зарядностей, чем в других методах, и тем самым позволяет более обоснованно находить скорости генерации высокозарядных ионов и ядер в горячей плазме прототипов термоядерных реакторов, рассчитывать источники тяжелых ионов для ускорителей и т. п.

Расширение исследований в этой области весьма актуально. Во-первых, целесообразно распространение экспериментов на область вблизи энергетических порогов соответствующих процессов ионизации. Кроме того, для исследования процессов многоэлектронной ионизации необходимо совершенствование методики для увеличения точности при получении экспериментальных кривых $n_q = f(j\tau_i)$, а также методики обработки данных на ЭВМ.

Распространение систематических исследований на более тяжелые, чем Ar, элементы требует совершенствования системы анализа зарядностей ионов, а для экспериментов с такими элементами, как Fe, W и т. д., необходимо разработать методику ввода атомов твердых рабочих веществ в электронный пучок ионизатора. Следует также заметить, что производимые исследования процессов ионизации, которые необходимо и возможно выполнить, весьма широки, и успешная работа в этом направлении была бы затруднительной без автоматизации процесса измерений.

Исследование перезарядки ионов на газовых мишенях. Такие исследования, в первую очередь на атомах и молекулах водорода, представляют большой интерес, так как, в частности, при подхвате электронов ядрами и высокозарядными ионами тяжелых примесей высокотемпературной плазмы излучается значительная энергия, что может приводить к охлаждению плазмы. Теоретически этот вопрос рассмотрен в большом числе работ, но экспериментальные исследования были начаты лишь в конце 1979 г. в совместных ОИЯИ — Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе экспериментах с применением пучков ионизатора КРИОН-2 [41—43].

Наиболее важными аспектами этой программы исследований следует считать получение абсолютных значений эффективных сечений подхвата электрона ядрами ряда элементов σ_{Z-Z-1} у атомов водорода и получение экспериментальной картины заселения состояний возбужденной системы ядро — электрон, определяющей в конечном итоге спектр излучения при подхвате. В экспериментах применены электромагнитная сепарация первичного пучка из ионизатора КРИОН-2 и электростатическая сепарация перезаряженного компонента ионного пучка от первичного.

Результаты впервые выполненных измерений энергетических зависимостей эффективных сечений подхвата электрона ядрами C, N, O и Ne у молекул водорода при низких энергиях приведены на рис. 22 [42].

Эти результаты дают не только числовые значения σ_{Z-Z-1} для различных значений энергии ядер в диапазоне низких энергий, но также показывают, что индивидуальные характеристики энергетических уровней системы (ядро, полностью лишенное электронов, — молекула водорода) в области низких энергий определяют не только абсолютные значения σ_{Z-Z-1} , а также и характеры энергетической зависимости, которые могут оказаться различными даже для ядер соседних элементов.

Были также впервые измерены энергетические зависимости сечений эмиссии рентгеновского излучения при низких (0,6—8 кэВ/нуклон) энергиях для случаев C^{6+} , O^{8+} — H_2 [43]. Излучение, возникающее при захвате электрона, селективировалось с помощью поглощающих фильтров и регистрировалось вторично-эмиссионным детектором. Было показано, что захват электрона происходит в состоянии с большими значениями главного квантового числа при приблизительно равномерном заселении состояний с различными орбитальными моментами.

Таким образом, применение электронно-лучевого метода ионизации позволяет вслед за нахождением скорости генерации ионов и ядер примесей в горячей плазме узнать также и другую характеристику, необходимую для описания картины равновесного состояния плазмы, скорость деионизации этих примесей и виды излучения в этом процессе, что весьма важно для задач диагностики плазмы.

Проблематика исследований в этой области весьма широка. В первую очередь следует указать на применение мишени из атомарного водорода, а также переход к исследованиям более высокозарядных ионов и ядер. На основе электронно-лучевого метода ионизации возможно создать методику измерения эффективных сечений перезарядки многозарядных ионов на мишенях из таких же ионов, т. е. взаимной перезарядки [13]. Рассмотрение этой проблемы выглядит

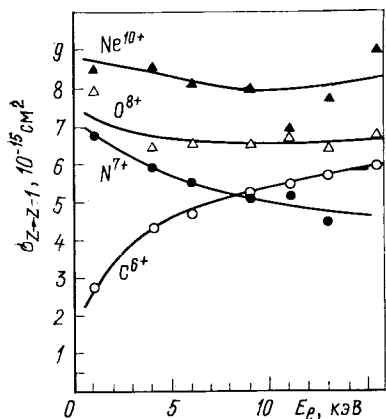


Рис. 22. Энергетические зависимости сечений подхвата электрона ядрами C, N, O и Ne у молекул водорода [42]

несколько экзотически, так как даже эксперименты по измерению эффективных сечений взаимной перезарядки одно- и двухзарядных ионов представляют большую редкость. Основная сложность такого эксперимента состоит в создании ионной мишени достаточной плотности или обеспечении достаточного времени ион-ионного взаимодействия. И то и другое может быть достигнуто, если многозарядные ионы двух различных сортов будут генерировать в одном и том же электронном пучке в двух его смежных областях, разделенных дополнительным потенциальным барьером, а затем смешивать в этом же пучке при подъеме потенциала одной из областей.

Результаты таких исследований могут оказаться весьма полезными при построении стационарной картины зарядового распределения ионов в плазменных типах источников многозарядных ионов, анализе эволюций зарядовых распределений ионов при электронно-лучевом методе ионизации, а также при оценке потерь ионного пучка

из-за процесса внутреннего трения в жесткофокусирующих синхротронах с медленным набором энергии при ускорении тяжелых ионов и т. д. Эти исследования могут дать и неожиданные результаты, так как экспериментально эта область практически не тронута.

Взаимодействие ионов высоких зарядностей с поверхностью твердого тела. Исследование взаимодействий атомных частиц с поверхностью твердого тела представляет собой самостоятельную, весьма обширную область экспериментальной физики. Очень сложно было бы рассмотреть изменения для всего круга явлений, происходящих при столкновении ионов с поверхностью, в том случае, когда их зарядность становится значительно больше единицы.

Одна из особенностей высокозарядных ионов состоит в том, что их потенциальная энергия может достигать нескольких десятков или сотен килоэлектронвольт, которая выделяется при деионизации. Так, энергия полной деионизации составляет соответственно для ионов Xe^{39+} — 35 кэВ; Xe^{44+} — 51 кэВ; Xe^{52+} — 100 кэВ; Xe^{54+} — 200 кэВ и U^{92+} — 500 кэВ. А одна из существенных особенностей электронно-лучевого метода получения таких ионов — их относительно низкая кинетическая энергия, которая может достигать лишь нескольких десятков или сотен электронвольт [44].

Такое сочетание особенностей создает уникальные условия для исследования потенциальной электронной эмиссии с поверхности металлов, а также ионной эмиссии с поверхности полупроводников и диэлектриков.

В настоящее время разработана теория оже-нейтрализации многозарядных ионов на поверхности металла. Основной вывод состоит в том, что она происходит ступенчато с шагом около 20 эВ, причем полный коэффициент вторичной эмиссии пропорционален суммарной энергии деионизации иона [45]. Экспериментально теория подтверждена лишь для относительно низкозарядных ионов, таких, как Kr^{6+} , Xe^{7+} с полной энергией деионизации 200—300 эВ и коэффициентом вторичной электронной эмиссии $\gamma \approx 5 \div 7$. Возрастет ли γ до нескольких тысяч при исследовании с ионами типа Xe^{54+} ? Не следует ли ожидать значительно меньшего значения γ и значительно более жесткого спектра оже-электронов, который можно использовать в диагностических целях?

Э. С. Парилис [46, 47] рассмотрел механизм распыления поверхностей неметаллов под действием медленных многозарядных ионов. Механизм, названный «кулоновским взрывом», состоит в том, что оже-нейтрализация многозарядного иона на такой поверхности сопровождается аккумуляцией большого положительного заряда в небольшом домене вещества. Энергия расталкивания ионов твердого тела превышает энергию сублимации, и происходит «взрыв» данного участка поверхности.

Экспериментальные данные по этому вопросу практически отсутствуют. Обнаружение и экспериментальное исследование механизма «кулоновского взрыва» полупроводников и диэлектриков под дей-

ствием высокозарядных ионов имеет не только чисто научное, но и важное прикладное значение, так как этот механизм представляет собой мощный фактор распыления материалов, обращенных к высокотемпературной плазме.

Недавно с использованием ионизатора КРИОН-2 начаты эксперименты по наблюдению жесткого характеристического рентгеновского излучения, возникающего при деионизации ионов Ar^{17+} и Ar^{18+} на поверхности металла. Результаты этих экспериментов, даже предварительные, уже позволяют сделать вывод, что на этой основе возможно создание удобного метода диагностики ионных пучков такого типа.

Ускорительная техника. Весьма интенсивное развитие в последние годы новых методов получения высокозарядных ионов вызвано, в первую очередь, потребностями совершенствования методической базы ядерной физики, и в особенности релятивистской ядерной физики [48, 49]. Не является исключением в этом отношении и развитие электронно-лучевого метода ионизации. Вся программа создания и исследования электронно-лучевых ионизаторов КРИОН-1 и КРИОН-2 имела основной целью получение на синхрофазотроне ОИЯИ релятивистских пучков тяжелых ионов. Криогенный электронно-лучевой ионизатор CRYEBIS был создан как источник ядер легких элементов для синхротрона SATURN-2 [27].

Особенность ускорения многозарядных ионов до релятивистских энергий состоит в том, что реально в существующих синхротронах могут ускоряться лишь ядра, полностью лишенные орбитальных электронов. Сказанное справедливо, по крайней мере, для элементов начала периодической таблицы элементов. Из-за больших размеров равновесной орбиты и относительно медленного набора энергии толща вещества, которую должен преодолеть ускоряемый ион, столь велика, что какая-либо электронная структура не может сохраниться. Напротив, ядро, полностью лишенное электронов, представляет в этом отношении наиболее устойчивую систему, так как вероятность захвата ядром электрона у атомов остаточного газа при обычных значениях энергии инжекции мала и быстро падает с увеличением энергии. Однако получение пучка ядер, полностью лишенных электронов (ионов с $A/q \approx 2$), для ускорителя высокой энергии (машины с малым временем захвата) представляет собой чрезвычайно сложную задачу.

В настоящее время эта задача решается двумя различными путями. Первый — каскадное ускорение относительно низкозарядных ионов. Этот путь возможен лишь при наличии в составе ускорительного комплекса инжектора — специализированного ускорителя многозарядных ионов. В качестве такового в ускорительном комплексе BEVALAC используется Super HIAC [50]. Известно, что в этом случае для получения ионов используют источник с разрядом типа Пеннинга, обеспечивающий высокие интенсивности относительно низкозарядных ионов. После предварительного ускорения ионы

в дальнейшем обдираются один или два раза в процессе ускорения до 8.5 МэВ/нуклон, а затем перед входом в камеру ускорителя BEVATRON обдираются до ядерного состояния. Этот же путь планируется использовать при ускорении многозарядных ионов до высоких энергий в Дармштадте, где в качестве инжектора предполагается использовать UNILAC.

Другой путь получения пучка ядер, полностью лишенных электронной оболочки, непосредственно в ионном источнике, и ускорение этих ядер в обычном протонном линейном ускорителе-инжекторе на второй кратности применен в Дубне при ускорении до высоких энергий ядер C, N, O и Ne на синхрофазотроне [51]. При этом в качестве ионного источника был использован электронно-лучевой ионизатор КРИОН-1.

В настоящее время имеются проекты разработки и использования электронно-лучевых ионизаторов также и на ускорителях низких и промежуточных энергий [52, 53]. Но тот факт, что новый тип ионного источника, каковым является электронно-лучевой ионизатор, впервые был использован для ускорения тяжелых ионов на синхротроне, конечно, не случаен. Существует значительное соответствие между качеством пучка ионов и режимом его получения в таком ионизаторе и требованиями к пучку, вытекающими из синхротронного метода ускорения. Это соответствие определяет: 1) предельно высокая зарядность ионов из ионизатора; 2) импульсный характер его работы, при котором время, затрачиваемое на процесс ионизации, значительно больше времени инжекции нейтралов в пучок и экстракции ионов из области ионизации; 3) время экстракции, которое может достигать всего нескольких микросекунд. Ряд других технических характеристик криогенного ионизатора также весьма удовлетворительно соответствует применению его на высоковольтном термине инжектора синхротрона.

Из фундаментальных соотношений, описывающих синхротронное ускорение, следует, что предпочтительно максимально возможное отношение заряда к массе для иона в смысле достижения максимальной энергии за минимальное время при минимальных радиусе равновесной орбиты и конечном значении индукции удерживающего поля.

Несколько более сложным оказывается вопрос выбора зарядности иона для обеспечения минимума потерь ускоряемых тяжелых ионов за счет перезарядки на остаточном газе в камере синхротрона. Следует заметить, что сведение к минимуму этих потерь представляет собой одну из основных технических проблем ускорения тяжелых ионов до релятивистских энергий.

Эффективное сечение перезарядки иона зарядности q при столкновении с атомами остаточного газа в основном определяется сечением подхвата и потери одного электрона ($\sigma_{q \rightarrow q-1}$ и $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ соответственно). Очевидно, что $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для данного элемента уменьшается с увеличением q , т. е. с уменьшением числа электронов, остающихся

в ионных оболочках, так как число участвующих в процессе электронов меньше, а их энергия связи с ядром больше. Напротив, $\sigma_{q \rightarrow q-1}$ быстро возрастает с увеличением q . Таким образом, естественно ожидать, что для каждого достаточно тяжелого элемента имеется значение зарядности q^* (оптимальное), для которого потери ионов в процессе ускорения минимальны. Известно, что $\sigma_{q \rightarrow q-1}$ сильно зависит от скорости иона v (как v^k , где $k \approx 7$) и его зарядности (как q^3), в то время как значение $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ проходит через максимум, зависящий от энергии связи электронов внешней подоболочки, и далее изменяется, как v^{-2} [54].

В таких условиях q^* в значительной мере определяется начальным и конечным значениями энергии ионов при синхротронном ускорении. Отсутствие систематических экспериментальных данных не позволяет дать точные значения q^* в каждом случае. Оценки показывают [13], что если начальная и конечная энергии ионов равны соответственно 10 МэВ/нуклон и 10 ГэВ/нуклон, то ядра, полностью лишенные электронов, выгодно ускорять лишь до элементов с $Z \approx 30$. Для более тяжелых предпочтительно сохранение некоторой электронной структуры. Причем, если для ксенона ($Z = 54$) целесообразно сохранить K -оболочку, то для более тяжелых минимум потерь получается при ускорении иона, несущего K - и часть L -оболочки, а для ионов урана возможно сохранить K - и L -оболочки.

Электронно-лучевые ионизаторы в состоянии обеспечить получение пучков ионов с зарядностями q^* и даже более высокими. В частности, на ионизаторе КРИОН-2 реализован фактор ионизации $j\tau_i \approx 8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ и получены ионы типа Xe^{52+} . Понятно, что ионизационная способность метода этим не исчерпана.

Таким образом, зарядность ионов, получаемых из электронно-лучевых ионизаторов, в полной мере соответствует требованиям их эффективного и оптимального ускорения в синхротронах, чего сейчас нельзя сказать ни о каком другом типе ионных источников. С марта 1977 г. ионизатор КРИОН-1 регулярно используются для получения релятивистских пучков ядер C , N , O и Ne на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [55]. Выполняется программа физических исследований по релятивистской ядерной физике на таких пучках в основном с использованием методики трековых детекторов, а также электронные эксперименты и биологические исследования.

К настоящему времени накоплен значительный, к сожалению, пока уникальный опыт практического использования электронно-лучевого ионизатора в качестве источника ядер C , N , O и Ne на ускорителе. Отметим наиболее существенные, на наш взгляд, моменты этого опыта.

1. Плазменные ионные источники всех типов, применяемые в настоящее время на ускорителях заряженных частиц, характеризуются тем, что поддержание качества ионного пучка на оптимальном уровне обычно происходит при активном вмешательстве оператора или

ЭВМ в режим работы источника. Причиной этого является присущая плазменному разряду неустойчивость.

Опыт работы электронно-лучевых ионизаторов на стенде показал, что стабильность их режимов близка к характеристикам электронно-лучевых приборов и сохраняется в течение нескольких суток без вмешательства оператора. В соответствии с этим на ускорителе применена следующая методика эксплуатации: после монтажа ионизатора на высоковольтной площадке инжектора, охлаждения и возбуждения магнитного поля соленоида оператор получает стандартный рабочий режим, затем ионизатор переводится в автономный режим работы, при котором отсутствует какое-либо воздействие со стороны оператора или ЭВМ. Осуществляется лишь хронизация момента вывода ионов из электронного луча и инъекции ионов в кольцо синхротрона.

В таком режиме ионизатор КРИОН-1 использовали на синхротроне в течение шести сеансов — суммарное время работы с пучком более 3000 ч, и такая методика эксплуатации представляется в настоящее время оптимальной.

2. Существует проблема сочленения вакуумных объемов ионизатора с давлением остаточного газа в области ловушки 10^{-10} — 10^{-12} торр и инжектора с давлением около 10^{-6} торр, откачиваемого обычно паромасляными насосами. Результатом прямого сочленения, как правило, является более или менее быстрая конденсация водорода на стенках трубок дрейфа, окружающих объем ионизации, что выводит ионизатор из рабочего состояния. В этом отношении проблему решает сочленение лишь на время прохода ионного пучка из ионизатора в инжектор.

3. В устойчивом эксплуатационном режиме без особых сложностей достигается интенсивность ядерного пучка на выходе ионизатора $1 \cdot 10^{10}/Z$ ядро/имп. для легких элементов. При этом в ионизаторе используется электронный пучок с током около 0,1 А. Основная проблема, которую необходимо решить в этой области,— переход к использованию электронных пучков с током в несколько ампер, что позволило бы довести импульсную интенсивность пучка ядер до $(5-10) \cdot 10^{11}/Z$ и таким образом сделало бы метод прямого ускорения ядер конкурентоспособным с методом каскадного ускорения также и по интенсивности.

В заключение отметим, что разработка электронно-лучевых ионизаторов в основном для различного рода ускорителей интенсивно ведется в ряде физических центров, по этой проблеме регулярно собираются специализированные международные семинары, различные аспекты проблемы обсуждаются на других тематических симпозиумах и конференциях. Все это дает основание для весьма оптимистических оценок возможностей электронно-лучевого метода ионизации в будущем. В подтверждение этого приведем несколько модифицированную нами иллюстрацию Кутнера — Беккера [56, 57], показывающую соотношение возможностей различных методов при полу-

чении высокозарядных ионов ксенона (рис. 23), а также параметры пучков электронно-лучевого ионизатора, который возможно создать по мнению автора работы [13] (рис. 24).

Ядерная физика. Все экспериментальные исследования свойств сложных ядер выполняются, как правило, в присутствии электронной оболочки. В большинстве случаев влияние кулоновского поля орбитальных электронов на ядерные свойства пренебрежимо мало,

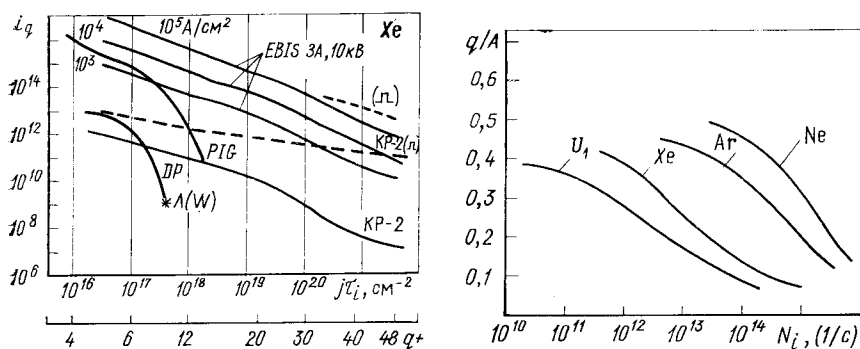


Рис. 23. Средние и импульсные (— —) значения интенсивностей ионных пучков i_q ксенона различных зарядностей для различных типов ионных источников: DP — дуоплазматрон; PIG — источник типа Пеннинга; Л — лазерный ионный источник для ионов вольфрама; Кр-2 — (КРИОН-2); EBIS 3 А, 10 кВ — оценки Беккера для электронно-лучевого ионизатора с током электронного пучка 3 А при энергии 10 кэВ указанной плотности (данные Арианера [29] соответствуют плотности 10^6 А/см²). Указаны также необходимые значения j_e .

Рис. 24. Производительность ионизатора: количество в секунду для различных q/A ионов указанных элементов

в других случаях (как, например, оценка энергии α -распада из экспериментально измеряемой энергии α -частиц) делаются более или менее теоретически обоснованные поправки.

С. В. Стародубцевым систематически рассмотрен [58] вопрос влияния электронной оболочки атомов на радиоактивные свойства их ядер. В наиболее понятном случае радиоактивного превращения с захватом орбитального электрона следует ожидать сильного изменения вероятности этого вида распада для ядер ионов вплоть до полного запрета распада ядра, полностью лишённого электронов. В лабораторных условиях такой эксперимент до сих пор не осуществлен.

Другим видом радиоактивного превращения, в котором непосредственно участвуют орбитальные электроны и которое поэтому сильно зависит от состояния электронной оболочки, является внутренняя конверсия γ -квантов.

Для β -распада следует ожидать несколько интересных эффектов при исследовании радиоактивности ядер, полностью лишённых электронной оболочки, а именно:

1) захват β^- -частицы в связанное возбужденное или основное состояние водородоподобного иона дочернего ядра с испусканием монохроматических антинейтрино одной или нескольких энергий;

2) подавление вероятности β^- -распада в отдельных случаях до нуля;

3) деформация β -спектров: некоторое обеднение низкоэнергетической части β^- -спектра и значительное обогащение этой части спектра для β^+ -распада и ряд других.

Ожидаемое изменение свойств β -распада ядер, полностью лишенных электронов, объясняется отсутствием имеющегося для атома частичного экранирования кулоновского поля ядра полем орбитальных электронов.

Отметим, что экранирование сказывается заметно и на связи ближайших к ядру электронов. Например, для $Z = 92$ энергия связи $1S$ -электрона равна 130 кэВ для иона, содержащего лишь K -оболочку, в то время как в атоме $1S$ -электроны связаны с энергией 116 кэВ. Это означает, что плотность вероятности нахождения $1S$ -электронов на поверхности ядра возрастает с увеличением степени ионизации атома, что, в свою очередь, должно приводить к некоторому увеличению вероятности K -захвата, которая при однократной ионизации K -оболочки резко уменьшается, а затем для ядра без электронов делается равной нулю.

Поскольку электроны проникают в область атомного ядра и своим зарядом изменяют его кулоновское поле, следует ожидать некоторого влияния электронной оболочки также и на «чисто» ядерные процессы, такие, как α -распад и спонтанное деление. До появления и развития электронно-лучевого метода ионизации имелись лишь попытки теоретического рассмотрения вопроса влияния степени ионизации атома на радиоактивные свойства ядра. Современный уровень развития этого метода позволяет поставить вопрос об экспериментальном исследовании радиоактивных свойств ядер глубоко ионизованных атомов вплоть до случая, когда эти свойства полностью лишены влияния электронной оболочки.

Первое предложение на эту тему относится к 1969 г. [59] и устанавливает связь между двумя проблемами: развитием электронно-лучевого метода получения и длительного удержания ионов высоких зарядовых состояний и исследованием радиоактивных свойств излучателей, находящихся в ионном или ядерном состоянии. В настоящее время первая проблема в значительной мере решена. Это позволяет планировать конкретные экспериментальные исследования по второй проблеме [13]. В работе [13] рассмотрены проблематика и предполагаемая схема эксперимента по изучению влияния электронной оболочки на свойства α -распада.

Количественно влияние электронной оболочки атома на вероятность α -распада впервые теоретически рассмотрел Ирма [60]. Для описания потенциала вблизи ядра нейтрального атома Ирма добавил к обычно используемому ядерному потенциалу потенциал поля

электронной оболочки, применив для нахождения этой поправки статистическую модель Томаса — Ферми. Рассматривая движение α -частицы в суммарном модифицированном поле, Ирма пашел, что качественно эффект экранирования проявляется в увеличении вероятности α распада и рассчитал, что ядра атомов ^{222}Rn , ^{212}Po и ^{147}Sm распадаются соответственно в 1,55, 1,22 и 2,60 раза быстрее, чем эти же ядра, полностью лишенные электронной оболочки.

Использование для решения этой задачи потенциала Томаса — Ферми, конечно, не правомерно, так как точка поворота α -частицы находится на расстояниях значительно меньших, чем те, где применимо квазиклассическое приближение, в рамках которого получено уравнение Томаса — Ферми. Работу Ирма скорее можно считать постановочной.

Более поздние теоретические работы [61, 62], в которых используются для нахождения потенциала электронов в области ядра волновые функции S -электронов, к сожалению, не содержат количественных данных для изменения вероятности распада ядер глубоко ионизированных атомов.

Эффект экранирования поля ядра полем орбитальных электронов также сказывается и на энергии α -частиц, которая у ядер, полностью лишенных электронов, должна быть на 30—40 кэВ больше, чем у соответствующих ядер атомов [63, 64].

Основные характеристики электронно-лучевого метода ионизации, которые позволяют готовить экспериментальное исследование зависимостей сдвигов вероятности α -распада ($\Delta\lambda$) и энергии α -частиц (ΔE_α) от зарядности ионов излучателей [13], следующие:

- 1) возможность получения ионов любых зарядностей, вплоть до ядер;
- 2) удержание ионов в объеме ионизации весьма долго (несколько секунд в настоящее время и в 10—100 раз дольше в будущем);
- 3) сравнительно небольшие размеры объема ионизации, что позволяет окружить его детекторами α -частиц с высокой эффективностью регистрации.

Альфа-излучатель, пригодный в качестве рабочего вещества ионизатора, в настоящее время должен удовлетворять ряду довольно жестких требований, а именно: достаточно высокая удельная активность, так как в объеме ионизации одновременно может находиться около 10^8 ионов; газообразное состояние и, более того, достаточная летучесть при температуре, близкой к 78 К, так как испарение твердого высокоактивного вещества вблизи электронного пучка ионизатора представляется в настоящее время настолько сложным, что эксперимент кажется неосуществимым; наличие практически непрерывного источника получения данного радиоактивного газа — эксперименты не могут быть ни единичными, ни быстрыми, а потребуют год или более. Состояние дел по получению высокозарядных ионов на ионизаторе КРИОН-2 таково, что ядра α -активных элементов конца периодической таблицы элементов возможно получать за вре-

мя примерно 100 с. Это означает, что для экспериментов удобно иметь альфа-излучатель с близким периодом полураспада ($T_{1/2}$) при условии удов. творения двух других требований.

Изложенное выше настолько ограничивает круг возможных излучателей, что искомого изотопа могло и не оказаться. Но, к счастью, имеется изотоп $^{220}\text{Rn}_{86}$, являющийся членом естественного радиоактивного семейства тория. Схема радиоактивных превращений ториевого ряда дана на рис. 25. Любопытно отметить, что после распада

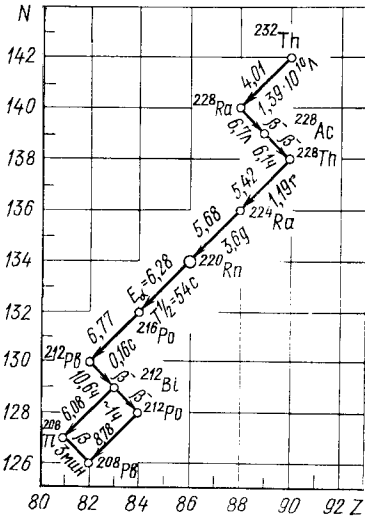


Рис. 25. Схема радиоактивных превращений ториевого ряда

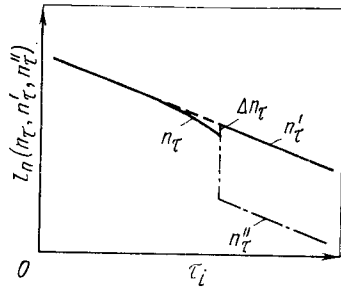


Рис. 26. Зависимости скорости счета α -частиц от времени τ нахождения ионов Rn в электронном пучке

$^{220}\text{Rn}_{86}$ наиболее долгоживущий изотоп $^{212}\text{Pb}_{82}$ имеет $T_{1/2} = 10,6$ ч, что создает исключительно благоприятные условия при постановке экспериментов. Нетрудно усмотреть, что $^{220}\text{Rn}_{86}$ удовлетворяет всем перечисленным выше требованиям и пригоден для выполнения экспериментальной работы в рассматриваемом направлении исследований.

Экспериментальную установку можно создать на базе ионизатора КРИОН-2. Для достижения конечной цели — получения ядер радона — необходимо увеличить энергию электронного пучка примерно до 200 кэВ, плотность (линейно с энергией) — до 1500 A/cm^2 и время удержания ионов — до 100 с. Эксперименты с ионами до Rn^{76+} можно начинать уже в настоящее время.

В качестве непрерывного источника атомов ^{220}Rn удобно использовать контейнер с мелкодисперсным порошком окиси природного тория, а в качестве детекторов α -излучения поверхностно-барьерные детекторы цилиндрической формы, с чувствительным слоем внутри, обращенным к электронному пучку ионизатора.

При рассмотрении методики измерений необходимо учитывать то, что в процессе ионизации возможны потери ионов из пучка

в аксиальном и радиальном направлениях с последующей сорбцией (во втором случае) на стенках трубки дрейфа или детектора; тем самым создается фоновое α -излучение при определении как ΔE_α , так и $\Delta\lambda$. Если при определении ΔE_α операция вычитания фона довольно проста, то измерения, связанные с определением $\Delta\lambda$, в настоящее время представляются значительно более сложными.

Предполагаем следующую процедуру измерений [13]. В некоторый момент времени τ , отсчитанный от момента ввода низкозарядных ионов Rn в электронный пучок, производим измерение скорости счета α -частиц n_τ для всех ионов и атомов радона, находящихся в электронном пучке и на стенке трубки дрейфа. Затем непосредственно после измерения выключаем электронный пучок. Аксиальное удержание ионов в ловушке при этом сохраняется. Исчезновение пространственного заряда электронов приводит к оседанию и нейтрализации ионов радона на стенках трубки дрейфа. Непосредственно после выключения пучка производится новое измерение скорости счета α -частиц n'_τ для всех атомов, находящихся на стенке трубки дрейфа. Разность $n_\tau - n'_\tau = \Delta n_\tau$ возникает из-за разности $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_q$, где λ_0 — вероятность распада ядер атомов ^{220}Rn ; λ_q — вероятность распада ядер ионов $^{220}\text{Rn}^{q+}$.

Чтобы узнать, к какому числу ионов следует отнести наблюдаемое Δn_τ , в следующем цикле измерений непосредственно после измерений n_τ выводят ионы Rn, находящиеся в момент τ в пучке, из ионизатора в аксиальном направлении. Непосредственно после вывода измеряют скорость счета α -частиц для атомов радона, находящихся на стенках трубки дрейфа n'_τ . Разность $\delta n_\tau = n'_\tau - n_\tau$ дает число ионов зарядности q , к которому следует отнести наблюдаемое изменение скорости счета Δn_τ .

Зависимости скорости счета α -частиц от τ приведены на рис. 26. Отметим, что при рассматриваемой методике измерений основным наблюдаемым эффектом будет скачок счета Δn_τ , который необходимо измерять с максимально возможной точностью в одном цикле. Число атомов, к которому относится эффект, измеряют в двух соседних циклах. Точность при этом меньше, однако и требования к результату значительно ниже. Выполнение измерений при различных значениях τ позволит найти зависимость $\Delta\lambda = f(q)$.

Количественные расчеты показывают, что в настоящее время таким методом экспериментально можно обнаружить изменения

$$\Delta\lambda/\lambda \geq 10^{-3}.$$

Аналогично изложенному выше можно себе представить схемы экспериментов по изучению K -захвата и β^\pm -распада, тем более что теоретически предсказываемые эффекты в этих случаях значительно больше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поскольку в настоящее время существует интерес к ионам высоких зарядовых состояний, с одной стороны, как к объекту, и, с другой, как к инструменту физических исследований, кратко оценим электронно-лучевой метод ионизации с этих двух позиций.

Прогресс в реализации фактора ионизации в течение 10 лет от 10^{17} до 10^{22} см⁻² при соответствующем росте энергии ионизирующих электронов и анализ работ в этой области позволяют утверждать, что в ближайшие годы будет достигнуто значение фактора ионизации примерно 10^{24} см⁻² при энергии электронов около 250 кэВ, т. е. в настоящее время большинство ионов стало доступно, а в ближайшем будущем любые ионы всех достаточно стабильных элементов периодической таблицы элементов станут доступны для исследования их свойств. Для этого в электронно-лучевом методе ионизации не существует принципиальных сложностей, и вопрос решает экспериментальное искусство исследователей.

Расширение областей применения ионов высоких зарядовых состояний в качестве инструмента исследований будет определяться успехами электронно-лучевого метода ионизации в увеличении интенсивности ионных пучков. В этом отношении основными проблемами следует считать идентификацию и подавление обнаруженной неустойчивости линейной ион-электронной системы [24], познание процесса ионной суперкомпрессии электронного пучка [29, 65, 66], а также исследование отражательного режима работы электронно-лучевого ионизатора [13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goldstein E.— Berl. Ber., 1886, Bd 39, S. 691.
2. Thomson J. J.— Phil. Mag., 1910, v. 20, p. 752.
3. Penning F. M.— Physica, 1936, v. 3, p. 87.
4. Морозов П. М., Маков Б. Н., Иоффе М. С.— Атомная энергия, 1957, т. 2, вып. 2, с. 272.
5. Морозов П. М., Пигаров Ю. Д.— ЖТФ, 1961, т. 31, с. 467.
6. Пасюк А. С., Третьяков Ю. П., Горбачев С. К.— Атомная энергия, 1968, т. 24, вып. 2, с. 272.
7. Geller R.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. 23, p. 904.
8. Быковский Ю. А., Дегтяренко Н. Н., Елесин В. Ф.— ЖТФ, 1970, т. 40, с. 2578.
9. Донец Е. Д. Авт. свид-во СССР № 248860 от 16.03.67. Бюл. ОИПОТЗ, 1969, № 23, с. 65.
10. Донец Е. Д., Илющенко В. И., Альперт В. А. Препринт ОИЯИ Р7-4124, Дубна, 1967.
11. Lotz W.— Z. Phys., 1968, Bd 216, S. 341.
12. Донец Е. Д.— В кн.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. М., Наука, 1977, с. 346.
13. Донец Е. Д. Препринт ОИЯИ 7-80-466, Дубна, 1980.
14. Донец Е. Д., Илющенко В. И., Альперт В. А. Авт. свид-во СССР № 375708 от 29.05.69. Бюл. ОИПОТЗ, 1973, № 16, с. 130.
15. Бонч-Осмоловский А. Г. Препринт ОИЯИ Р9-8378, Дубна, 1974.

16. Донец Е. Д., Илющенко В. И., Альперт В. А. Препринт ОИЯИ Р7-4469, Дубна, 1969.
17. Donets E. D., Pushchenko V. I., Alpert V. A.— In: Premiere Confer. Intern. sur les Sources d'Ions. INSTM, 1969, Saclay, France, p. 625.
18. Альперт В. А. и др.— В кн.: Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. М., Наука, 1972, с. 119.
19. Донец Е. Д., Пикин А. И.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 2373.
20. Донец Е. Д., Овсянников В. П. Сообщение ОИЯИ Р7-9799, Дубна, 1975.
21. Donets E. D.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. 23, p. 897.
22. Донец Е. Д. и др. Авт. свид-во СССР № 518092 от 21.08.74, Бюл. ОИПОТЗ 1977, № 29, с. 234.
23. Аксенов В. Г. и др. Сообщение ОИЯИ Р8-8563, Дубна, 1975.
24. Донец Е. Д., Овсянников В. П. Препринт ОИЯИ Р7-80-515, Дубна, 1980.
25. Абдульманов В. Г. и др.— В кн.: X Международная конференция по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Т. 1. Серпухов, 1977, с. 345.
26. Arianer J., Goldstein S.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. 23, p. 979.
27. Arianer J. e.a.— Nucl. Instrum. Methods, 1975, v. 124, p. 157.
28. Kenefick R., Hamm R. Preprint GSI-P-3-77, Darmstadt, 1977, p. 27.
29. Arianer J. e.a.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, v. 26, p. 3743.
30. Standall D. H. e.a. Preprint ORNL/TM-7020, 1979.
31. Донец Е. Д., Пикин А. И.— ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 2025.
32. Донец Е. Д., Овсянников В. П. Сообщение ОИЯИ Р7-10780, Дубна, 1977.
33. Donets E. D., Ovsyanikov V. P.— In: Abstracts of X ICPEAC. Paris, 1977, p. 1088.
34. Донец Е. Д., Овсянников В. П., Дудников В. Г. Сообщение ОИЯИ Р7-12905, Дубна, 1979.
35. Донец Е. Д., Овсянников В. П.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 916.
36. Бочев Б., Овсянников В. П., Куцарова Л. Сообщение ОИЯИ Р7-11567, Дубна, 1978.
37. Александров Л. Сообщение ОИЯИ Р5-10366, Дубна, 1977.
38. Salop A.— Phys. Rev. A, 1976, v. 14, p. 336.
39. Rudge M. R. H., Schwartz S. B.— Proc. Phys. Soc., 1966, v. 88, p. 563.
40. Salop A.— Phys. Rev. A., 1974, v. 9, p. 2496.
41. Афросимов В. В. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 365.
42. Афросимов В. В. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 165.
43. Афросимов В. В. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 167.
44. Донец Е. Д.— В кн.: Тр. ЛЭТИ им. В. И. Ульянова-Ленина. Л., 1978, с. 20.
45. Арифов У. А. и др.— ЖТФ, 1973, т. 43, с. 181.
45. Parilis E. S.— In: Proc. Intern. Conf. Atomic Phen. in Solids. Amsterdam, North-Holland Publ. Comp., 1970, p. 324.
47. Парилис Э. С.— Докл. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, с. 2565.
48. Балдин А. М.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 429.
49. Balidin A. M. Preprint JINR E1-80-174, Dubna, 1980.
50. Grunder H. A., Leemann C. W., Selph F. B.— In: X Intern. Conf. High Energy Accelerators. V. 1. Serpukhov, 1977, p. 321.
51. Балдин А. М. и др.— В кн.: X Международная конференция по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Т. 1. Серпухов, 1977, с. 367.
52. Hamm R. W. Kenefick R. A.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, v. 22, p. 1637.
53. Arianer J. e.a. Preprint GSI-P-3-77, Darmstadt, 1977, p. 65.
54. Васильев А. А. и др. Труды радиотехнического института, 1975, № 22, с. 200.
55. Вадеев В. П. и др. Сообщение ОИЯИ Р7-10823, Дубна, 1977.
56. Кутнер В. Б. Сообщение ОИЯИ Р9-84-139, Дубна, 1981.
57. Becker R. Preprint GSI-81-1, Darmstadt, 1981, p. 165.
58. Стородубцев С. В. Полное собрание научных трудов. Т. 1. Ташкент, ФАН, 1969.
59. Илющенко В. И., Донец Е. Д., Альперт В. А. Препринт ОИЯИ Р7-4688,

Дубна, 1969.

60. Erma V. A.—Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 1784.
61. Alder K. e.a.—Phys. Lett. A, 1971, v. 34, p. 163.
62. Rubinson W., Perlmann M. L.—Phys. Lett. B, 1972, v. 40, p. 352.
63. Ambrosio G., Piatier H.—Compt. rend., 1951, v. 232, p. 400.
64. Serber R., Snyder H.—Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 152.
65. Feinberg B., Vella M. C.—Bull. Amer. Phys. Soc., 1980, v. 25, p. 975.
66. Litwin C., Vella M. C., Sessler A. M.—Bull. Amer. Phys. Soc., 1980, v. 25, p. 957.