

7  
объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

4564/2-80

22/9-80  
P7-80-515

Е.Д.Донец, В.П.Овсянников

КРИОГЕННЫЙ  
ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ИОНИЗАТОР "КРИОН-2"

Направлено в ЖТФ

1980

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы заметно возрос интерес к разработке новых типов источников многозарядных ионов. Это можно объяснить тем, что на синхротронах ускорены ядра легких элементов до релятивистских энергий и имеется определенная тенденция к расширению диапазона масс ускоряемых ядер. С другой стороны, в исследовательских установках управляемого термоядерного синтеза получается все более высокотемпературная плазма, в которой тяжелые примеси ионизируются до высоких зарядовых состояний, свойства которых в большинстве своем неизвестны, но могут влиять на состояние плазмы.

Для получения ионов высокой зарядности в настоящее время применяются, в основном, три метода ионизации: электронно-лучевой <sup>1/</sup>, лазерный <sup>2/</sup> и плазменный с СВЧ-подогревом электронов <sup>3/</sup>.

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ разрабатывается электронно-лучевой метод ионизации. На его основе создан криогенный электронно-лучевой ионизатор "КРИОН" <sup>4/</sup>, с помощью которого получены пучки ядер углерода и азота, а позднее - кислорода и неона, полностью лишенные электронов. Этот ионизатор в настоящее время используется в качестве источника ядер С, N, O и Ne при их ускорении на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ <sup>5,6/</sup>.

Для дальнейшего развития электронно-лучевого метода ионизации, а также исследования процессов ионизации положительных ионов электронным ударом и других проблем создан стендовый ионизатор "КРИОН-2" <sup>7/</sup>.

Ниже дается краткое описание установки "КРИОН-2" и выполненных на ней экспериментальных исследований процессов инжекции ионов в электронный пучок, их удержания и получения высоких зарядовых состояний.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Устройство ионизатора "КРИОН-2" и принцип действия близки к таковым для ионизатора "КРИОН" <sup>4/</sup>. На рис.1 представлена схема внутренней части ионизатора и распределения индукции магнитного поля (В) и электрических потенциалов управления аксиальным движением ионов (V) вдоль оси ионизатора.

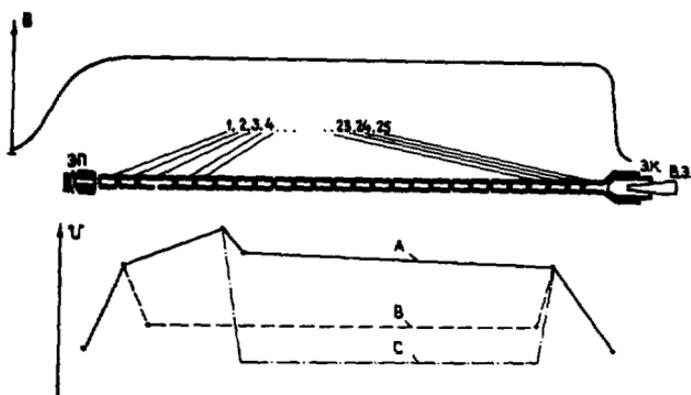


Рис.1. Схема внутренней части ионизатора "КРИОН-2", распределения индукции магнитного поля (B) и электрических потенциалов (U) вдоль оси ионизатора. ЭП - электронная пушка, 1÷25 - секции трубки дрейфа, ЭК - электронный коллектор, ВЭ - вытягивающий электрод.

Криогенно-магнитная система <sup>1/8</sup> ионизатора обеспечивает максимальную индукцию фокусирующего электронный пучок поля  $B = 2,25$  Тл на длине ионизатора 1,2 м. Катод электронной пушки /ЭП/ диаметром 0,8 мм помещен в спадающем магнитном поле соленоида при  $B = 1/8 B_{\text{макс}}$ , что обеспечивало равновесный радиус электронного пучка в регулярной области  $r_0 \approx 0,15$  мм. Дрейфовая структура состояла из 25 изолированных секций трубки дрейфа диаметром (2R) 3 мм и длиной 50 мм каждая. Рабочий газ поступает внутрь 3-й секции по каналу, имеющему температуру  $T = 78$  К, поддерживая там давление  $10^{-6} \div 10^{-7}$  Торр. Секции трубки дрейфа с 7 до 22 имеют в рабочем режиме  $T = 4,2$  К, что обеспечивает давление остаточных и рабочего газа в этой области менее  $10^{-12}$  Торр. Импульсная инжекция ионов рабочего вещества в электронный пучок, их удержание и ионизация в течение времени  $\tau_1$ , а также вывод из пучка вдоль его оси в направлении анализатора зарядностей ионов по времени пролета осуществляются последовательным изменением распределения потенциалов  $V$  вдоль оси ионизатора соответственно  $B \rightarrow C \rightarrow A$ .

Предельные параметры режима ионизатора в настоящее время следующие: энергия электронов  $E_0 = 22$  кэВ, плотность потока электронов в пучке  $j = 4,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} / 650 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} / \tau_1 = 2,1 \text{ с}$ ,  $j \tau_1 = 3,1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ .

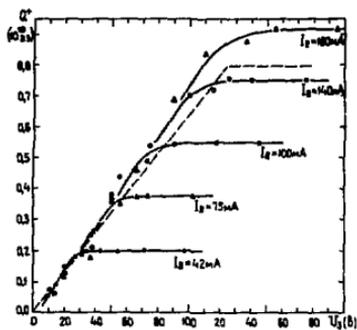


Рис. 2. Зависимость ионного заряда в ловушке от потенциала запирания.

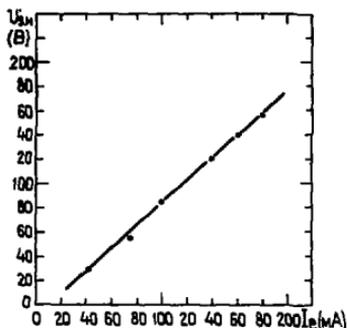


Рис. 3. Зависимость потенциала запирания насыщения от величины электронного тока.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Поведение отдельных ионов и динамика полного ионного заряда в электростатической ионной ловушке, образованной пространственным зарядом электронного пучка и ловушечным аксиальным распределением потенциалов, может быть описана в модели одиночных ионов, когда пространственный заряд ионов практически не влияет на их движение; в модели самосогласованного поля, когда пространственный заряд ионов сравним по величине с пространственным зарядом электронов пучка; и в коллективной модели при возникновении коллективного электрон-ионного движения.

Экспериментально исследовались процессы инжекции ионов в пучок, поведение ионов в процессе длительного удержания в пучке, образование высокозарядных ионов и частично - экстракция.

Емкость электростатической ионной ловушки  $C^+$  является предельной величиной ионного заряда  $Q^+$ , накапливаемого в электронном пучке на данной его длине  $L$  /секции 2÷22/ при увеличении любой из трех переменных /  $Q_1$  - поток газа в обл. 3-й секции,  $\tau_{вв}$  - время инжекции,  $U_3$  - величина барьера на 23-й секции/, когда две другие уже достаточно велики. На рис. 2 представлено семейство кривых  $Q^+ = f(U_3)$  для различных значений  $I_e$  при  $E_0 = 8$  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 для  $R/\tau_0 = 10$ ,  $I_e = 140$  мА/. На рис. 3 изображена зависи-

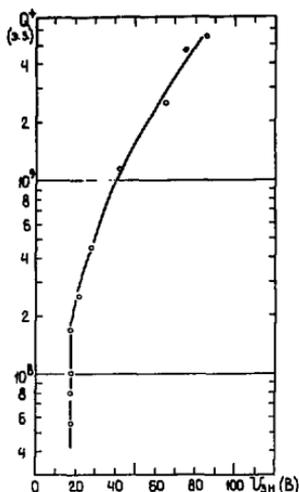


Рис. 4. Величины  $U_{3,н}$  для различных значений ионного заряда в ловушке.

линейный рост  $C^+$  наблюдается лишь до определенных значений  $I_e$ , причем чем больше  $E_e$ , тем больше то  $I_e$ , с которого начинается сначала отклонение от линейного роста  $C^+$ , а затем его уменьшение с увеличением  $I_e$ . Это значение тока пучка назовем критическим ( $I_e^{кр.}$ ). На рис. 5б представлены зависимости  $Q^+ = f(I_e)$  при  $Q^+ \ll C^+$ . 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 первеанса 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 /см. рис. 6/. Это, в частности, свидетельствует о том, что процесс, приводящий к выбросу ионов из ловушки, начинается при определенном значении  $S^-/\nu$  /где  $S^-$  - линейная плотность электронов в пучке,  $\nu$  - скорость электронов/, причем это значение постоянно для всех энергий и токов электронного пучка.

Из семейства кривых рис. 5а следует, что в соответствии с моделью самосогласованного поля,  $C^+ \sim E_e^{-1/2}$  при  $I_e = const$  при  $I_e < I_e^{кр.}$ .

мость  $U_{3,н}$  от значения  $I_e$ , представляющая собой прямую линию в соответствии с тем, что естественное провисание потенциала на оси пучка пропорционально току при неизменной энергии электронов.

Если в электронный пучок вводить  $Q^+$ , меньшее  $C^+$  /напр., уменьшая  $q_r$  / , то в функции  $Q^+ = f(U_{3,н})$  насыщение происходит при  $U_{3,н}$  меньшем, чем для  $Q^+ = C^+$ . На рис. 4 изображена зависимость  $U_{3,н}$  от  $Q^+$  для  $I_e = 150$  мА,  $E_e = 8$  кэВ. Аномалия наступает при  $Q^+ \approx 3 \cdot 10^{-2} C^+$ , когда  $U_{3,н}$  перестает уменьшаться при дальнейшем уменьшении  $Q^+$ .  $U_{3,н}$  при этом оказывается равной разности потенциалов между границей пучка и его осью. Такая картина 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  $E_e = const$ . На рис. 5а представлено семейство кривых  $C^+ = f(I_e)$  для нескольких значений  $E_e$ . Видно, что

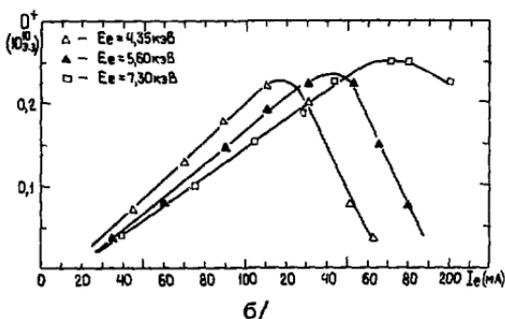
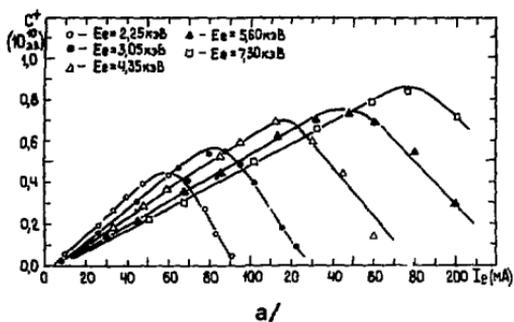


Рис. 5. Зависимость емкости ловушки /а/ и ионного заряда в ней /б/ от тока пучка для различных значений энергии электронов.

Удержание ионов, введенных в пучок в его объеме в течение всего времени  $t_1$ , представляет собой важнейшее условие осуществления электронно-лучевого метода ионизации. Изучение эффективности удержания производилось следующим образом. В начальный момент времени в пучок инжектировалось  $n_0$  ионов азота, которое определялось как  $Q^+/\bar{q}$ , где  $Q^+$  - ионный заряд, измеренный непосредственно после окончания инжекции, а  $\bar{q}$  - средняя зарядность ионов, измеренная спектрометром по времени пролета. Затем величина  $n_0$  измерялась как функция времени удержания при различных значениях  $E_e, I_e$  и при  $U_3 \geq U_{3,н.}$ . На рис. 9 приведены зависимости  $Q^+ = f(r_1)$ ,  $n = f(r_1)$  для трех различных значений  $n_0$  при одинаковых  $I_e (< I_e^{кр.})$  и  $E_e$ . Мы видим, что для малых  $n$  все ионы удерживаются в ловушке до конца цикла ионизации /  $t_1 = 100$  мс/. Но начиная с некоторого значе-

Зависимости  $Q^+$  от величины потока газа ( $q_r$ ), приведенные на рис. 7, получены при  $U_3 > U_{3,н.}^{кр.}$  при  $t_{вв} = 1,5$  мс,  $I_e < I_e^{кр.}$ . Видно, что вначале  $Q^+$  растет, достигая величины  $Q^+$ , а затем при  $q_r > q_r^{кр.}$  уменьшается, свидетельствуя о появлении процесса, приводящего к выбросу ионов из ловушки, либо к ее деформации. Из рис. 8 следует, что механизмы выброса ионов при  $I_e > I_e^{кр.}$  и при  $q_r > q_r^{кр.}$  независимы.

Характерным для экспериментальной зависимости  $Q^+ = f(r_{вв})$  при  $q_r < q_r^{кр.}$  и  $U_3 \geq U_{3,н.}$ , теоретически описать которую довольно сложно, является выход в насыщение, где  $Q^+ = C^+$ , что соответствует модели самосогласованного поля. При изучении зависимости  $C^+$  от длины ловушки был получен линейный рост в пределах от 0,15 до 0,95 м.

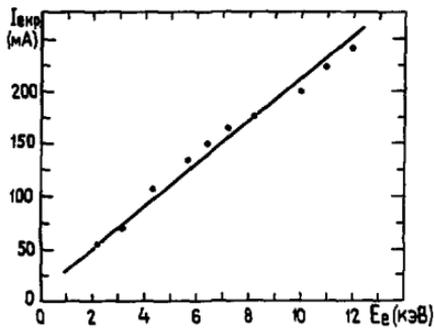


Рис.6. Зависимость величины критического тока от энергии электронов.

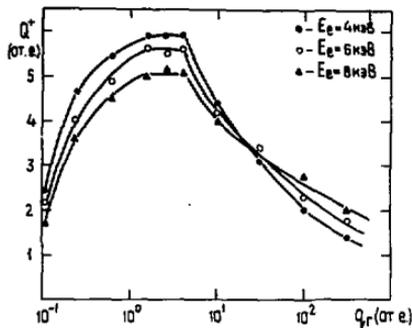


Рис.7. Зависимость количества ионного заряда в ловушке от величины потока газа.

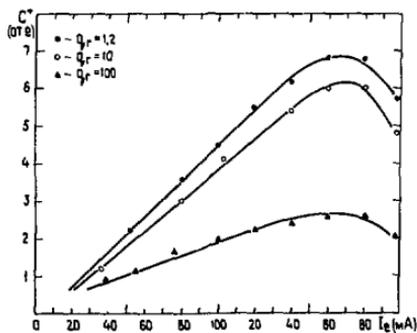
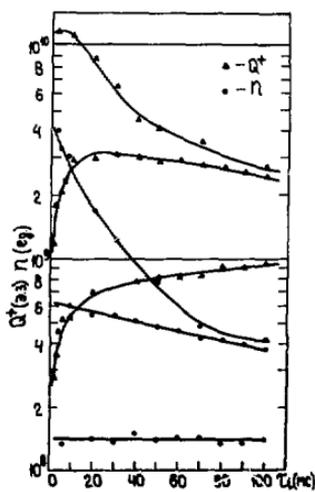


Рис.8. Зависимость емкости ловушки от  $I_{кр} / E_{к} = 7,43$  кэВ/ для различных значений  $q_{г}$ .

Рис.9. Зависимость  $Q^{+}$  и числа ионов ( $n$ ) в ловушке от  $r_i$ .



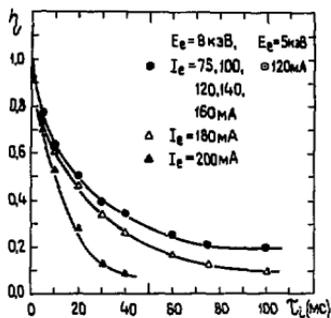


Рис. 10. Зависимость уровня компенсации от  $r_i$ .

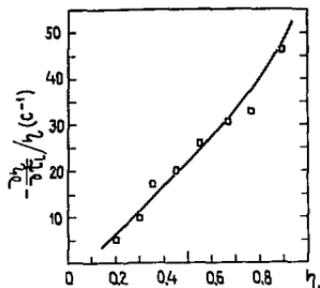


Рис. 11. Зависимость скорости потерь относительно ионного заряда от уровня компенсации.

ния  $\eta$ , с определенного момента  $r_i$  начинаются потери ионов, хотя  $Q^+$  при этом продолжает расти за счет увеличения  $\bar{q}$ . Если  $\eta = Q^+/Q^-$  /уровень компенсации/ близок к единице уже при  $r_i = 0$ , то потери ионов начинаются с  $r_i = 0$ , причем  $dQ^+/dr_i$  максимально при  $r_i = 0$ .

Была исследована зависимость  $Q^+ = f(r_i)$  при  $\eta_{r_i=0} = 1$  для различных значений  $I_e$  и  $E_e$ . На рис. 10 эти данные трансформированы в зависимость  $\eta = f(r_i)$ . Любопытно, что для всех  $I_e < I_e^{кр}$  кривые практически совпадают. Различие наступает при  $I_e \geq I_e^{кр}$ , причем чем больше  $I_e$ , тем круче спад кривой  $\eta = f(r_i)$ . На рис. 11 приведена зависимость скорости потерь относительного ионного заряда  $\frac{d\eta}{dr_i} / \eta = f(\eta)$  для  $I_e < I_e^{кр}$ . Видно, что скорость потерь приближается к 0 при  $\eta \approx 0,15$ , что дает возможность вести процесс ионизации в течение длительного времени, практически без потерь ионов из ловушки.

Информация о динамике ионов в процессе ионизации может быть получена при изучении картины распределения ионов по величине их потенциальной энергии, которая легко получается при измерении  $Q^+ = f(U_3)$  для малых  $\eta$  /т.е. в модели одиночных ионов/. Функция  $Q^+ = f(U_3)$  может быть преобразована в распределение плотности числа покоящихся ионов в поперечном сечении пучка  $\rho_i$  в зависимости от радиального положения элемента сечения  $r$  на основе закона радиального распределения потенциала электронного лучка, свободного от ионов. На рис. 12 приведены результаты таких измерений, из которых следует, что при  $r_i = 1 \text{ мс}$  все ионы равномерно распределены в пучке, а при  $r_i = 100 \text{ мс}$  основная доля их остается в пучке, но есть небольшая доля ионов,

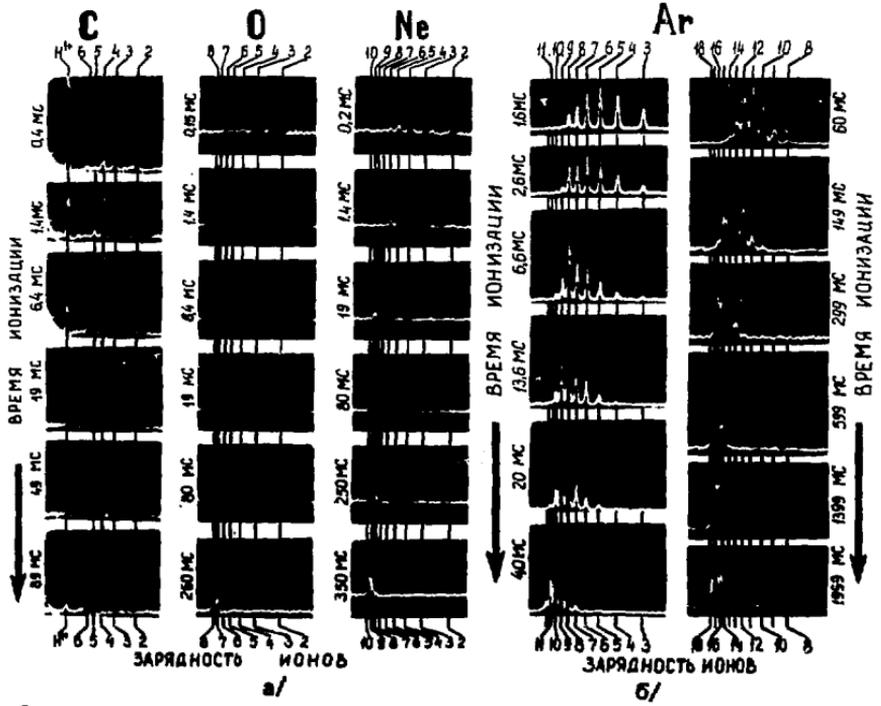
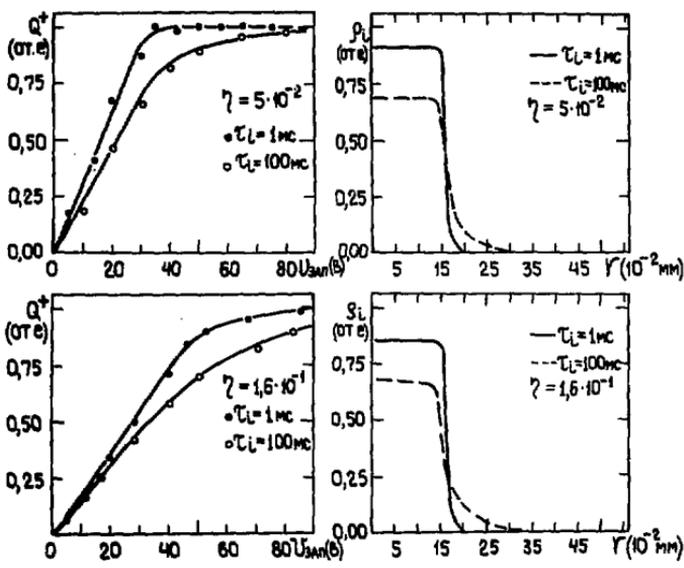


Рис.12. Зависимость  $Q^+$  от потенциала запирающего для различных  $\eta$  и  $r_1$  и соответствующие им виды радиальных распределений ионов  $\rho_1 = f(r)$ .

которые нагреваются и имеют возможность периодически покидать пучок в радиальном направлении. Механизм нагрева подлежит идентификации.

Выполненные исследования показали, что существуют определенные границы параметров ион-электронной системы ( $I_e < I_e^{кр}$ ), при которых процессы инжекции и удержания ионов могут быть удовлетворительно описаны в модели одиночных ионов и самосогласованного поля. Можно предположить, учитывая независимость  $I_e^{кр}$  от  $\eta$ , в определенных пределах, что система - электронный пучок, трубки дрейфа, выходные электроды - является динамической,

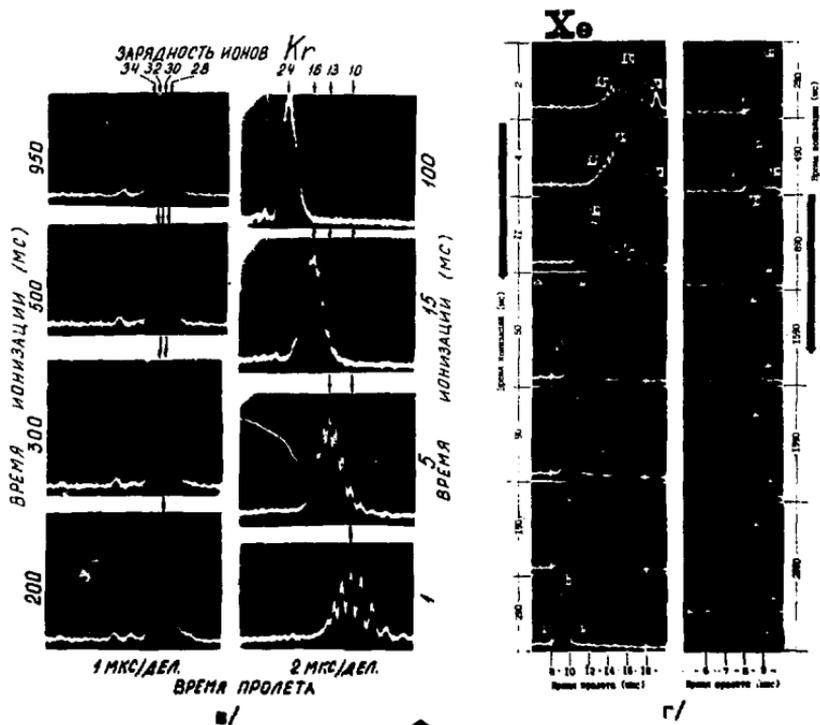


Рис.13. Иллюстрации зависимости вида спектров зарядностей ионов от времени ионизации  $t_1$ , а/ - С, О, Ne б/ - Ar, в/ - Kr, г/ - Xe.

процессы которой при  $I_0 \geq I_0^{кр}$  становятся нелинейными, что приводит к интенсификации коллективных движений электронов, энергия которых передается ионам. Линейная часть процессов приводит к некоторым потерям ионов и при  $I_0 < I_0^{кр}$ . Идентификация и подавление указанного процесса весьма важны для дальнейшего совершенствования электронно-лучевого метода ионизации.

Эксперименты по получению многозарядных ионов и ядер на ионизаторе "КРИОН-2" выполнялись при  $I_0 < I_0^{кр}$ . На рис. 13 такие эксперименты проиллюстрированы с помощью эволюций спектров зарядностей ионов для C, O, Ne, Ar, Kr и Xe соответственно. Основные особенности всех эволюций следующие: а/ увеличение зарядности ионов происходит вплоть до  $r_i = 2,1$  и более, т.е. процессы рекомбинации, если они имеют место, идут с эффективными сечениями менее  $10^{-21} \text{ см}^2$ ; б/ при относительно больших  $\eta$  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. Это указывает на то, что вывод ионов из пучка с монохроматизацией (переход распределения C в распределение A /рис. 1/) производится слишком быстро.

В настоящее время экспериментально реализован фактор ионизации  $j r_i = 3,1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  при  $E_0 = 18 \text{ кэВ}$ . Получены пучки всех многозарядных ионов и ядер C, N, O, Ne и Ar, а также ионов Kr /до Kr<sup>34+</sup>/ и Xe до /Xe<sup>48+</sup>/. Фактор  $j r_i$  может быть увеличен как за счет  $j$  /при увеличении  $E_0$ /, так и  $r_i$ , обеспечивая получение более высокозарядных ионов. Если сохранится линейный рост  $I_0^{кр}$  до величины  $E_0 \approx 250 \text{ кэВ}$ , то возможна реализация фактора  $j r_i \approx 10^{24} \text{ см}^{-2}$  и получение ядер урана даже без подавления процесса выброса ионов из пучка.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нынешний уровень разработки электронно-лучевого метода ионизации показывает, что таким методом, возможно, удастся решить задачу ионизации вплоть до предельно сложной - получения пучков ядер урана, полностью лишенных электронной оболочки.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР А.М.Балдину за всестороннюю поддержку этого направления исследований.

Нам приятно поблагодарить наших коллег В.П.Вадеева, А.И.Пикина, В.Г.Дудникова, Е.Г.Горскую, В.В.Сальникова и А.П.Суслова за большой вклад в разработку отдельных систем ионизатора "КРИОН-2" и его подготовку к экспериментам.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Донец Е.Д. Авторское свидетельство СССР №248860 от 16.03.67 г. Бюлл. ОИПОТЗ, 1969, №24, с.65.
2. Быковский Ю.А. и др. ЖТФ, 1970, 40, с.2578.
3. Aparid P. et al. In: Proc. of the Sec. Int. Conf. on Ion Sources, 1972, Vienna, Austria.
4. Донец Е.Д., Пикин А.И. ЖТФ, 1975, 45, с.2373.
5. Вадеев В.П. и др. ОИЯИ, P7-10823, Дубна, 1977.
6. Балдин А.М. и др. В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, с.367.
7. Донец Е.Д., Овсянников В.П. ОИЯИ, P7-9799, Дубна, 1976.
8. Овсянников В.П. ОИЯИ, P8-9597, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 июля 1980 года.