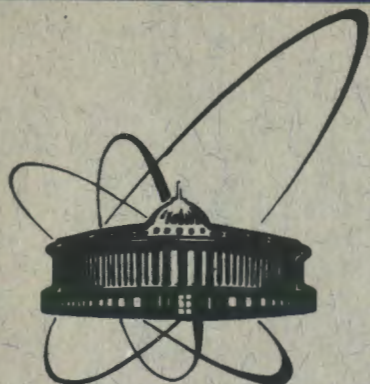


90-581



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

P9-90-581

Г. Д. Ширков

РАСЧЕТ ЗАРЯДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ  
В ECR-ИСТОЧНИКАХ ИОНОВ

1990

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наибольшее развитие и распространение среди источников многозарядных ионов получили источники на электронно-циклотронном резонансе (ECR).

В настоящее время в мире существует около пятидесяти источников этого типа. Начато сооружение ECRIS в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (Дубна) и в Техническом университете Дрездена с рабочими частотами около 15 ГГц.

Сооружение любой физической установки требует предварительного моделирования происходящих в ней процессов. ECR-источник представляет собой плазму, удерживаемую в открытой магнитной ловушке. Электронная компонента плазмы нагревается ВЧ-полем, частота которого близка к ларморовской частоте электронов в удерживающем продольном магнитном поле.

Магнитное поле возрастает по оси к концам ловушки и имеет азимутальную вариацию для подавления неустойчивостей. Положительно заряженные ионы инжектируются в рабочую зону источника из первой ступени, где осуществляется предварительная ионизация, или образуются непосредственно из нейтрального газа в результате ионизации электронным ударом. За время жизни ионов в плазме происходит их последовательная ионизация электронами. Средняя зарядность ионов зависит от плотности электронов и времени жизни ионов в ловушке. Максимальный заряд ионов ограничен энергией электронов. Электроны способны ионизовать ионы, энергия ионизации которых меньше энергии электронов. Время жизни ионов в плазме определяется скоростью диффузии и зависит от плотности всех компонент плазмы, энергии ионов, потенциала плазмы и ее размеров. Столкновения ионов с горячими электронами вызывают также нагрев ионной компоненты. Взаимные столкновения ионов между собой приводят к выравниванию их энергий или температур.

В рабочей зоне источника присутствуют нейтралы остаточного газа или специально подаваемого рабочего вещества. Перезарядка многозарядных ионов на нейтралах является фактором, уменьшающим заряд ионов. Наряду с однократными ионизацией и перезарядкой в плазме происходят более сложные процессы с переходом двух и более электронов. И хотя они, как правило, менее вероятны, в некоторых случаях их необходимо учитывать при расчетах. Расчет зарядового распределения

ионов в ECRIS впервые был выполнен Ионгеном<sup>1/1</sup>, а также позднее Блаймоном, Чан-Тангом<sup>2/2</sup>, Вестом (мл.)<sup>3/3</sup>.

В этих работах зарядовое распределение ионов находилось решением нелинейных алгебраических уравнений баланса ионных зарядностей в плазме. С целью упрощения задачи в<sup>1/1</sup> и<sup>3/3</sup> были исключены из рассмотрения уравнения баланса для числа нейтралов и однозарядных ионов, а в<sup>2/2</sup> — для высших ионных зарядностей. В качестве начальных параметров использовались плотности электронов  $n_e$  и нейтралов  $n_0$  в плазме и температуры электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$ .

В предлагаемых расчетах используемые математические методы позволяют решать полную систему уравнений для всех ионных зарядностей и числа нейтралов в плазме, учитывая при этом любые происходящие столкновительные процессы, в том числе двухкратные ионизацию и перезарядку. Температура ионов определяется скоростью их нагрева со стороны электронов. В качестве начальных параметров используется температура электронов и плотность электронов либо плотность нейтралов.

## 2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА ЗАРЯДОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

В общем случае процессы образования и перехода ионов из зарядности в зарядность описываются системой нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{S}{V} v_0 (n - n_0) - n_0 \left( \sum_{i=2}^Z \sigma_1^{ex} n_i v_i + \sum_{i=3}^Z \sigma_1^{2ex} n_i v_i + (\sigma_1^1 + \sigma_1^{21}) n_e v_e \right)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = (\sigma_1^1 v_e n_e + \sigma_2^{ex} n_2 v_2) n_0 + \sigma_3^{ex} n_3 v_3 n_0 + \sum_{i=2}^Z \sigma_1^{ex} n_i v_i n_0 - n_1 \left( (\sigma_2^1 + \sigma_2^{21}) v_e n_e + \sigma_2^{ex} n_2 v_2 + 1/\tau_1 \right)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = (\sigma_{i-1}^1 v_e n_e + \sigma_{i-1}^{21} v_e n_e + \sigma_{i-1}^{ex} n_{i-1} v_{i-1} + \sigma_{i-1}^{2ex} n_{i-1} v_{i-1}) n_0 - n_i \left( (\sigma_i^1 + \sigma_i^{21}) v_e n_e + \sigma_i^{ex} n_i v_i + \sigma_i^{2ex} n_{i+1} v_{i+1} + 1/\tau_i \right)$$

$$\frac{dn_Z}{dt} = (\sigma_{Z-1}^1 v_e n_e + \sigma_{Z-1}^{21} v_e n_e + \sigma_{Z-1}^{ex} n_{Z-1} v_{Z-1} + \sigma_{Z-1}^{2ex} n_{Z-1} v_{Z-1}) n_0 - n_Z \left( (\sigma_Z^{ex} + \sigma_Z^{2ex}) v_Z n_0 + 1/\tau_Z \right)$$

$$- n_Z \left( (\sigma_Z^{ex} + \sigma_Z^{2ex}) v_Z n_0 + 1/\tau_Z \right)$$

$$\frac{dn_{Z-1}}{dt} = (\sigma_{Z-1}^1 v_e n_e + \sigma_{Z-1}^{21} v_e n_e + \sigma_{Z-1}^{ex} n_{Z-1} v_{Z-1} + \sigma_{Z-1}^{2ex} n_{Z-1} v_{Z-1}) n_0 - n_{Z-1} \left( (\sigma_{Z-1}^{ex} + \sigma_{Z-1}^{2ex}) v_{Z-1} n_0 + 1/\tau_{Z-1} \right)$$

$$n_{Z-1} \left( (\sigma_{Z-1}^1 v_e n_e + (\sigma_{Z-1}^{ex} + \sigma_{Z-1}^{2ex}) v_{Z-1} n_0 + 1/\tau_{Z-1} \right)$$

$$\frac{dn_Z}{dt} = (\sigma_Z^1 v_e n_e + \sigma_Z^{21} v_e n_e) n_0 - n_Z \left( (\sigma_Z^{ex} + \sigma_Z^{2ex}) v_Z n_0 + 1/\tau_Z \right)$$

здесь введены обозначения:  $n_0$ ,  $n_i$  — плотность нейтралов и ионов  $i$ -й зарядности в плазме;  $n_e$  — плотность электронов;  $n$  — плотность нейтралов вне плазмы;  $S$ ,  $V$  — площадь поверхности и объем плазмы;  $\tau_i$  — среднее время жизни ионов соответствующей зарядности в плазме;  $v_0$ ,  $v_i$ ,  $v_e$  — средние скорости нейтралов, ионов и электронов;  $\sigma_1^1, \sigma_1^{21}$  — значение однократной и двухкратной ионизации электронным ударом ионов с зарядностью  $i$ ;  $\sigma_{i+1}^{ex}, \sigma_{i+1}^{2ex}$  — сечение однократной и двухкратной перезарядки ионов с зарядом  $i$  на нейтралах;  $Z$  — максимальная зарядность ионов, обычно равная заряду ядра.

Уравнения (1) получены интегрированием по пространству скоростей кинетических уравнений с правой частью для функций распределения ионов и электронов. Первые части кинетических уравнений учитывают процессы ионизации и перезарядки ионов, а также другие столкновительные процессы. В уравнениях (1), при необходимости, могут быть учтены процессы перезарядки и ионизации более высокого порядка. При известных пространственных распределениях всех компонент плазмы интегрирование уравнений (1) по объему плазмы приводит к уравнениям для полного числа электронов, нейтралов и ионов всех зарядностей в плазме. Обычно, при расчетах, допускают равномерное распределение по объему всех компонент в плазме. ECR-источник ионов — устройство непрерывного действия, происходящие в нем процессы установившиеся, поэтому, как правило, ищут только стационарные решения системы. В этом случае  $dn_0/dt, dn_i/dt = 0$ , и уравнения (1) превращаются в систему нелинейных алгебраических уравнений:

$$\frac{S}{V} v_0 (n - n_0) - n_0 \left( \sum_{i=2}^Z \sigma_1^{ex} n_i v_i + \sum_{i=3}^Z \sigma_1^{2ex} n_i v_i + (\sigma_1^1 + \sigma_1^{21}) n_e v_e \right) = 0,$$

$$n_0 \left( \sigma_1^1 v_e n_e + \sum_{i=2}^Z \sigma_1^{ex} n_i v_i + \sigma_2^{ex} n_2 v_2 + \sigma_3^{2ex} n_3 v_3 \right) -$$

$$n_1 \left( (\sigma_2^1 + \sigma_2^{21}) v_e n_e + 1/\tau_1 \right) = 0,$$

$$(\sigma_2^1 n_1 + \sigma_1^{21} n_0) v_e n_e + \left( \sum_{i=3}^Z \sigma_i^{2ex} n_{i-1} v_{i-1} + \sigma_3^{ex} n_3 v_3 + \sigma_4^{2ex} n_4 v_4 \right) n_0 -$$

$$- n_2 ((\sigma_3^i + \sigma_3^{21}) v_e n_e + \sigma_2^{ex} v_2 n_0 + 1/\tau_2) = 0,$$

$$(\sigma_1^i n_{i-1} + \sigma_{i-1}^{21} n_{i-2}) v_e n_e + (\sigma_{i+1}^{ex} n_{i+1} v_{i+1} + \sigma_{i+2}^{2ex} n_{i+2} v_{i+2}) n_0 -$$

$$- n_i ((\sigma_{i+1}^i + \sigma_{i+1}^{21}) v_e n_e + (\sigma_i^{ex} + \sigma_i^{2ex}) v_i n_0 + 1/\tau_i) = 0,$$

$$i = 3, 4, \dots, Z-2,$$

(2)

$$(\sigma_{Z-1}^1 n_{Z-2} + \sigma_{Z-2}^{21} n_{Z-3}) v_e n_e + \sigma_Z^{ex} n_Z v_Z n_0 -$$

$$- n_{Z-1} (\sigma_{Z-1}^i v_{Z-1} n_{Z-1} + (\sigma_{Z-1}^{ex} + \sigma_{Z-1}^{2ex}) v_{Z-1} n_0 + 1/\tau_{Z-1}) = 0,$$

$$(\sigma_Z^1 n_Z + \sigma_{Z-1}^{21} n_{Z-1}) v_e n_e - n_Z ((\sigma_Z^{ex} + \sigma_Z^{2ex}) v_Z n_0 + 1/\tau_Z) = 0.$$

Требование о зарядовой нейтральности плазмы приводит к дополнительному условию:

$$\sum_{i=1}^Z i n_i = n_e. \quad (3)$$

### 3. СЕЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ

В области энергий электронов 100 эВ ÷ 10 кэВ, характерных для ECRIS, имеется большое число моделей, позволяющих с разной степенью точности определять сечение ионизации атомов и ионов электронным ударом. В нашем случае было использовано относительно простое выражение для сечения, предложенное Лотцем<sup>/4/</sup>:

$$\sigma_{i+1}^1 = \frac{4,5 \cdot 10^{-14}}{T_e} \sum_{k=1}^m \frac{n_k}{I_k} \log \frac{T_e}{I_k} \text{ см}^2, \quad (4)$$

где  $m$  — число подоболочек иона;  $n_k$  — число эквивалентных электронов в подоболочке;  $I_k$  — энергия ионизации подоболочки.

Для двухкратной ионизации было выбрано близкое по форме сечение, полученное на основе анализа экспериментальных данных Мюллером<sup>/5/</sup>:

$$\sigma_{i+1}^{21} = \frac{2,6 \cdot 10^{-14}}{T_e (I_i + I_{i+1})} \ln \frac{T_e}{(I_i + I_{i+1})} \text{ см}^2. \quad (5)$$

В уравнения (2) входят величины  $\sigma_i^1 v_e$  и  $\sigma_i^{21} v_e$ , называемые скоростью реакции, имеющие максимальное значение при  $T_e/I_i = 7 \div 8$  и быстро убывающие до нуля при  $T_e/I_i \leq 1$ . В расчетах использовались скорости ионизации, усредненные по энергиям электронов. Предположение о максвелловском распределении электронов по скоростям позволило привести  $\sigma_i^1 v_e$  и  $\sigma_i^{21} v_e$  к выражениям, содержащим интегральные показательные функции, которые находились численно.

### 4. СЕЧЕНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ

В качестве сечений перезарядки были использованы выражения, полученные Мюллером и Салзборном при анализе экспериментальных результатов<sup>/6/</sup>:

$$\sigma_i^{ex} = 1,43 \cdot 10^{-12} \frac{i^{1,17}}{I_0^{2,76}} \text{ см}^2, \quad (6)$$

$$\sigma_i^{2ex} = 1,08 \cdot 10^{-12} \frac{i^{0,71}}{I_0^{2,80}} \text{ см}^2,$$

где  $I_0$  — энергия ионизации нейтралов. При характерной для ECR-плазмы энергии ионов сечения перезарядки практически неизменны, усреднения по энергиям не требуется, и скорость реакции определялась умножением сечений (6) на среднюю скорость ионов

$$v_i = \sqrt{2T_i/AM},$$

где  $A$  — массовое число иона, а  $M$  — масса нуклона.

### 5. ВРЕМЯ УДЕРЖАНИЯ ИОНОВ

Временем жизни ионов в плазме определяется распределение по зарядностям ионов в самом источнике и в полученном ионном пучке

при экстракции ионов. Для определения времени удержания ионов  $\tau_1$  была использована методика, приведенная в <sup>/1/</sup>. Согласно этому, доминирующим процессом является продольная амбиполярная диффузия в сильном магнитном поле пробочной конфигурации, для которой

$$\tau_1 = \ell^2 / 4k_1 D_1, \quad (7)$$

где  $\ell$  — длина источника,  $D_1$  — коэффициент амбиполярной диффузии

$$k_1 = \begin{cases} 1 + iU/T_1, & U \geq 0, \\ \exp(iU/T_1), & U < 0; \end{cases}$$

здесь  $U$  — электрический потенциал плазмы, определяемый из условия суммарного равенства потока ионов и электронов из плазмы <sup>/1/</sup>:

$$U = T_1 \frac{\frac{n_e \ell^2}{4r_e} - \sum_i n_i i D_i}{\sum_i n_i i^2 D_i}, \quad (8)$$

где  $r_e$  — время удержания электронов. Согласно классической теории, скорость диффузии ионов определяется их энергией (скоростью  $v_i$ ) и частотой столкновений друг с другом  $\nu_{ii}$  и с нейтралами  $\nu_{i0}$ :

$$D_i = \frac{v_i^2}{3\nu_i}, \quad (9)$$

$$\nu_i = \nu_{ii} + \nu_{i0}.$$

Частота столкновений ионов одной зарядности друг с другом и с другими зарядностями определяется выражением <sup>/7/</sup>:

$$\nu_{ii} = \frac{4\pi m^2 c^4 r_e^2 i^2}{\sqrt{AM}} \sum_{k=1}^Z \frac{k^2 L_k n_k}{(T_i + T_k)^{3/2}}, \quad (10)$$

где  $m$  и  $r_e$  — масса и классический радиус электрона,  $c$  — скорость

света,  $L_k = \ln\left(\frac{a_0}{r_e} \frac{T_k}{mc^2}\right) \approx 10$  — т.н. кулоновский логарифм.

Для определения частоты столкновений с нейтралами было использовано сечение упругого рассеяния на нейтральных атомах или молекулах с поляризуемостью  $\alpha$ :

$$\sigma_{i0} = 2,2\pi i \sqrt{\frac{\alpha r_e m c^2}{2T_e}}.$$

С использованием табличных значений поляризуемости для азота и инертных газов <sup>/8/</sup> была получена приближенная формула:

$$\nu_{i0} = n_0 v_i \sigma_{i0} \approx 1,5 \cdot 10^{-9} n_0 / A^{1/4} c^{-1}. \quad (11)$$

## 6. ВРЕМЯ УДЕРЖАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В сильном продольном магнитном поле пробочной конфигурации теряются только те электроны, которые имеют скорость, направленную в малом телесном угле вдоль оси магнитного поля. Остальные отражаются магнитными пробками на концах магнитной ловушки. Соответствующие направления скоростей в т.н. конусе потерь электроны приобретают в результате упругих кулоновских столкновений друг с другом, с ионами и нейтралами. Следовательно,

$$\tau_e = (\nu_{ee} + \nu_{ei} + \nu_{e0})^{-1}. \quad (12)$$

Аналогично (11) для электронов имеем <sup>/7/</sup>:

$$\nu_{ee} = \frac{4\pi r_e^2 m^2 c^4 n_e L_{ee}}{(2T_e)^{3/2} \sqrt{m}}, \quad (13)$$

где  $L_{ee} \approx 24 - \ln(n_e/T_e) \approx 14$ ,

$$\nu_{ei} = \frac{4\pi r_e^2 m^2 c^4}{(T_e)^{3/2} \sqrt{m}} \sum_{i=1}^Z n_i i^2 L_{ei}, \quad (14)$$

где  $L_{ei} \approx 24 - \ln(\sqrt{n_e}/T_e)$ .

Для определения частоты столкновений электронов с нейтралами были использованы рассчитанные теоретически сечения упругих столкнове-

ний электронов с нейтральными атомами при энергиях  $1 \div 256$  кэВ<sup>/9/</sup>.  
Получено

$$v_{en} = n_0 \sigma_{en} v_e \approx 4,2 \cdot 10^{-7} Z^{3/2} n_0 / T_e. \quad (15)$$

## 7. ТЕМПЕРАТУРА ИОНОВ

Электронная компонента плазмы (или электроны, освободившиеся в результате ионизации атомов и ионов) нагревается ВЧ-полем в условиях электронно-циклотронного резонанса. В наших расчетах мы задавали  $T_e$  как внешний параметр. Основным механизмом нагрева ионов, при условии отсутствия возникновения неустойчивостей, подавленных сильным магнитным полем, очевидно, являются упругие кулоновские столкновения с электронами. Если пренебречь начальными энергиями ионов, которые соответствуют тепловым энергиям нейтралов, то для  $T_e \gg T_i$  можно принять, что  $T_i = dT_i/dt \tau_i$ . Нагрев ионов быстрыми электронами был рассмотрен ранее в<sup>/10/</sup>:

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{4\sqrt{2} \pi n_e Z^2 r_g^2 m^2 \sqrt{m} c^4}{AM\sqrt{T_e}} L_{ei}. \quad (16)$$

В то же время, было показано<sup>/11/</sup>, что скорость обмена энергиями ионов между собой на несколько порядков выше, и характерное время выравнивания энергий между разными ионными компонентами гораздо меньше, чем время жизни ионов в плазме  $\tau_i$ . Поэтому можно предположить, что все ионные компоненты имеют близкие между собой температуры, определяемые как

$$T_i = \frac{\sum_{k=1}^Z \frac{dT_k}{dt} r_k n_k}{\sum_{k=1}^Z n_k}. \quad (17)$$

## 8. ЭКСТРАКЦИЯ ИОНОВ

Поток ионов, теряемых из источника через торцы, можно определить как<sup>/3/</sup>:

$$\phi_i = \frac{n_i \ell}{r_i},$$

и, соответственно, полная плотность ионного тока может быть оценена как

$$J_i = \frac{i n_i \ell}{r_i} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ а см}^{-2}. \quad (18)$$

## 9. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ

Средние времена жизни ионов  $\tau_i$ , входящие в уравнение (2), определяются числом и распределением ионов по зарядностям (7) ÷ (11). Это приводит к сильной нелинейности всей системы уравнений. Были опробованы различные итерационные методы решения. Лучшие результаты по скорости и области сходимости решений удалось получить методом Зейделя. На  $k$ -м шаге плотности ионов  $i$ -й зарядности определялись как

$$n_i^k = \frac{(\sigma_{i-1}^i n_{i-1}^{k-1} + \sigma_{i-1}^{2i} n_{i-1}^{k-1}) v_e n_e + (\sigma_{i+1}^{ex} n_{i+1}^k v_i + \sigma_{i+2}^{2ex} n_{i+2}^k v_i) n_0^{k-1}}{(\sigma_{i+1}^i + \sigma_{i+1}^{2i}) v_e n_e + (\sigma_i^{ex} + \sigma_i^{2ex}) v_i n_0^{k-1} + 1/\tau_i^{k-1}}$$

где  $i$  меняется от  $Z$  до 0.

Процесс итерации продолжался до получения заданной точности. Для расчетов использовался персональный компьютер типа IBM-PC. Результаты выводились в виде таблиц или графиков.

## 10. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Основные результаты расчетов приведены на рисунках. Изучалось образование и зарядовые распределения ионов неона, аргона и криптона в плазме ECR-источника с размерами  $\ell = 30$  см,  $d = 6,4$  см, DECRIS-14<sup>/12/</sup> сооружаемого в Дубне. Предполагалось, что ионы образуются непосредственно в рабочей зоне источника из остаточного газа.

На рис.1-4 приведены зарядовые распределения ионов аргона и криптона на выходе из источника в зависимости от температуры электронов  $T_e$  и плотности электронов  $n_e$ . Выход ионов каждой зарядности дан

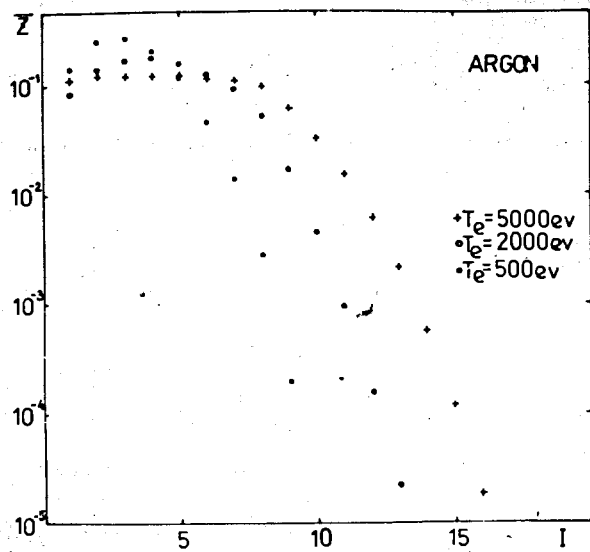


Рис.1. Зарядовое распределение ионов аргона в относительных единицах.  $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\bullet$  —  $T_e = 500 \text{ эВ}$ ,  $\circ$  —  $T_e = 2000 \text{ эВ}$ ,  $+$  —  $T_e = 5000 \text{ эВ}$ .

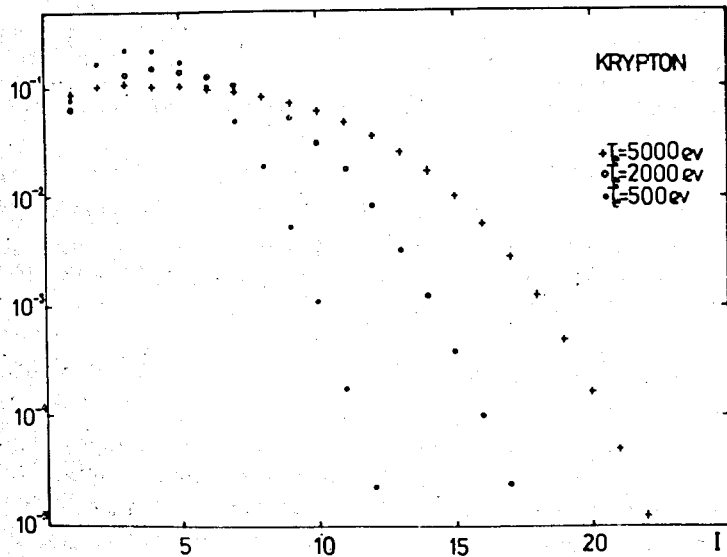


Рис.2. Зарядовое распределение ионов криптона в относительных единицах.  $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .  $\bullet$  —  $T_e = 500 \text{ эВ}$ ,  $\circ$  —  $T_e = 2000 \text{ эВ}$ ,  $+$  —  $T_e = 5000 \text{ эВ}$ .

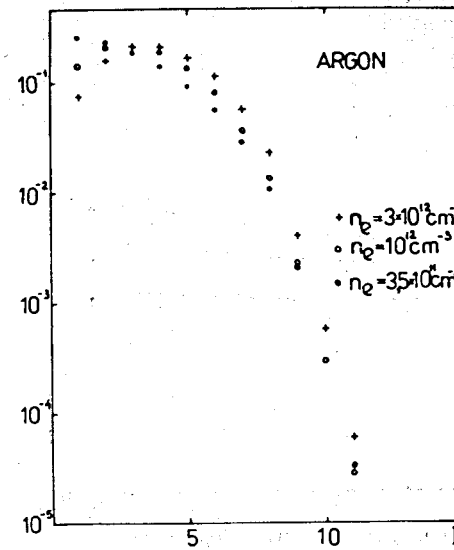


Рис.3. Зарядовое распределение ионов аргона в относительных единицах.  $T_e = 1000 \text{ эВ}$ ,  $\bullet$  —  $n_e = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $\circ$  —  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $+$  —  $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

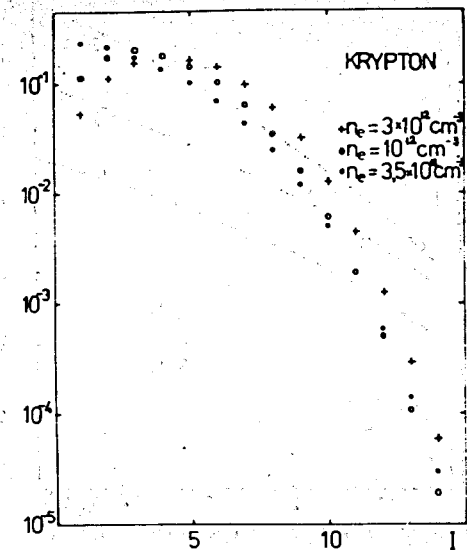


Рис.4. Зарядовое распределение ионов криптона в относительных единицах.  $T_e = 1000 \text{ эВ}$ .  $\bullet$  —  $n_e = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\circ$  —  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $+$  —  $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

в относительных единицах, отнормированных на полный ионный ток.

На рис.5-8 представлены зависимости среднего заряда  $Z$  и температуры  $T_i$  ионов неона, аргона и криптона в плазме источника от температуры  $T_e$  и плотности электронов  $n_e$ .

Выражение (18) позволяет определить потери ионов через торцы объема плазмы. Суммарный ток ионов  $I$  в зависимости от температуры  $T_e$  и плотности электронов  $n_e$  приведен на рис.9-10. Эти результаты дают возможность оценить общий ток экстракции ионов неона, аргона и криптона из источника и совместно с рис.1-4 токи отдельных ионных зарядностей.

Предложенная в работе модель предполагает связь между плотностью нейтралов и плотностью электронов в плазме. На рис.11 представлены зависимости возможной плотности нейтралов вне плазмы от температуры  $T_e$  электронов при фиксированной плотности электронов  $n_e$ , а на рис.12 зависимости возможной плотности  $n$  от  $n_e$  при фиксированной температуре электронов  $T_e$  для неона, аргона и криптона.



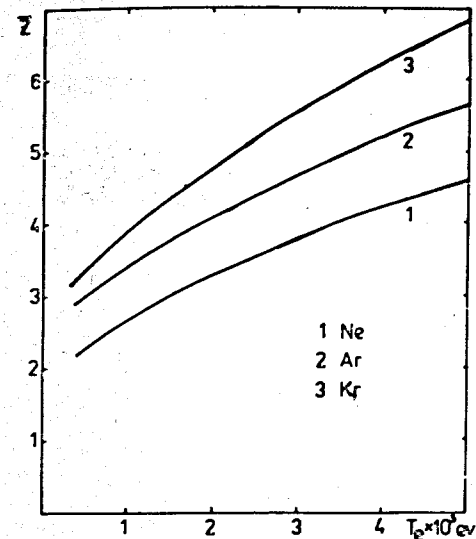


Рис.5. Зависимость среднего заряда ионов  $\bar{Z}$  неона, аргона и криптона в ECR-источнике от температуры электронов  $T_e$ , при плотности электронов  $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

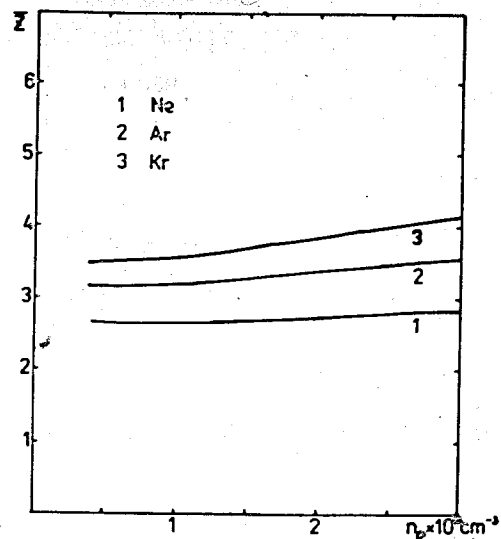


Рис.6. Зависимость среднего заряда ионов  $\bar{Z}$  неона, аргона и криптона в ECR-источнике от плотности электронов  $n_e$  при температуре электронов  $T_e = 1000 \text{ эВ}$ .

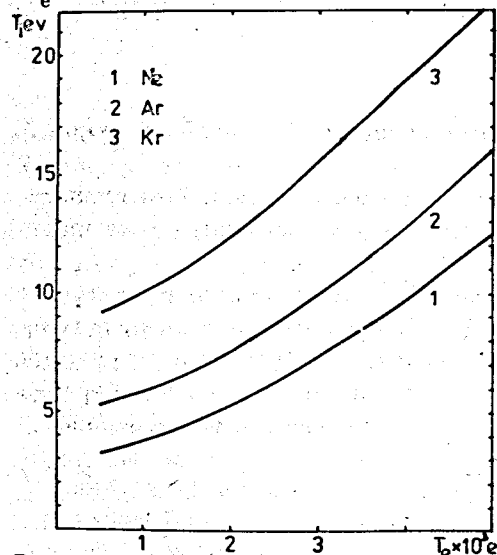


Рис.7. Зависимость температуры ионов  $T_i$  неона, аргона и криптона в ECR-источнике от температуры электронов  $T_e$  при плотности электронов  $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

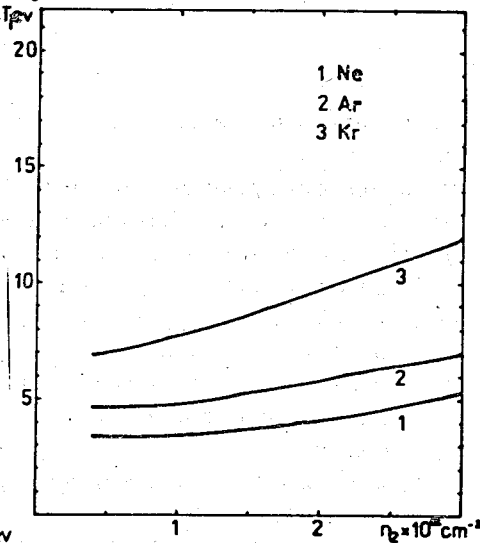


Рис.8. Зависимость температуры ионов  $T_i$  неона, аргона и криптона в ECR-источнике от плотности электронов  $n_e$  при температуре электронов  $T_e = 1000 \text{ эВ}$ .

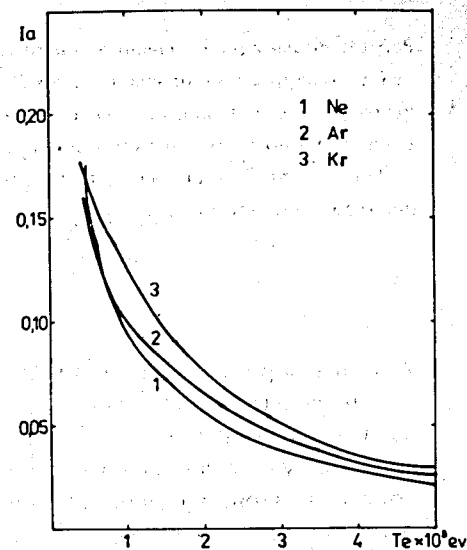


Рис.9. Зависимость полного тока выхода ионов I из ECR-источника для неона, аргона и криптона от температуры электронов  $T_e$  при плотности электронов  $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

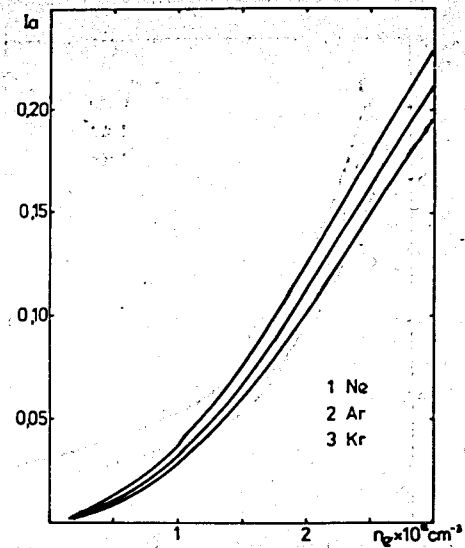


Рис.10. Зависимость полного тока выхода ионов I из ECR-источника для неона, аргона и криптона от плотности электронов  $n_e$  при температуре электронов  $T_e = 1000 \text{ эВ}$ .

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что зарядовые распределения ионов в плазме ECR-источника и выход многозарядных ионов зависят главным образом от температуры электронов. Увеличение температуры электронов приводит к росту среднего заряда ионов в плазме и к резкому увеличению тока многозарядных ионов, как в относительных, так и в абсолютных величинах. Это согласуется с результатами работ<sup>/1/</sup> и<sup>/3/</sup>. В то же время, общий ионный ток из источника падает. Это связано с тем, что из условия зарядовой нейтральности плазмы суммарные потери ионов должны быть равны потерям электронов, оказывающимся в конусе потерь, что, в свою очередь, зависит от вероятности столкновений электронов в плазме. С ростом энергии электронов вероятность их столкновений уменьшается: (13) ÷ (15).

В<sup>/1+3/</sup> было получено, что увеличение плотности электронов также ведет к росту числа многозарядных ионов. В нашем случае учет уравнений баланса для нейтралов и однозарядных ионов в системе (2) позволил решать самосогласованную задачу. Общее число (или плотность) ионов в плазме зависит от плотности нейтралов и плотности электронов.



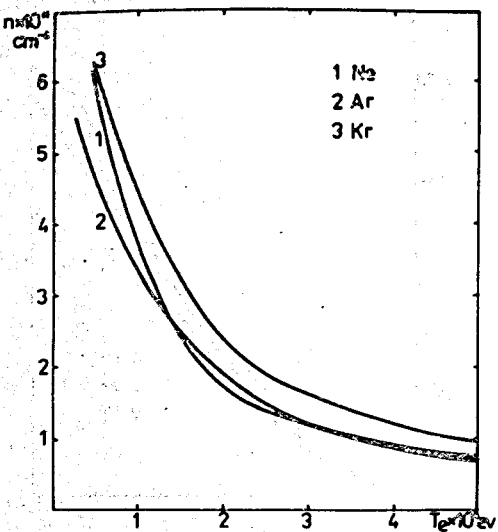


Рис.11. Возможные значения плотности нейтралов вне плазмы  $n$  ECR-источника для неона, аргона и криптона при плотности электронов  $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  для различных температур электронов  $T_e$ .

зависимыми величинами. Увеличение плотности нейтралов в плазме  $n_0$ , а следовательно, и плотности  $n$  и вне плазмы, откуда поступают нейтралы, требует увеличения необходимой для самосогласованности решения плотности электронов  $n_e$ , и наоборот (рис.12). Увеличение плотности нейтралов является фактором, уменьшающим средний заряд ионов. Это приводит к тому, что зарядовые распределения ионов на выходе из источника и в плазме практически не зависят от плотности электронов

Условие зарядовой нейтральности плазмы (3) устанавливает взаимоднозначное соответствие между суммарным зарядом ионов и зарядом электронов. В результате плотности нейтралов и электронов оказываются взаимно однозначным соответствием между суммарным зарядом ионов и зарядом электронов. В результате плотности нейтралов и электронов оказываются взаимно однозначным соответствием между суммарным зарядом ионов и зарядом электронов. В результате плотности нейтралов и электронов оказываются взаимно однозначным соответствием между суммарным зарядом ионов и зарядом электронов.

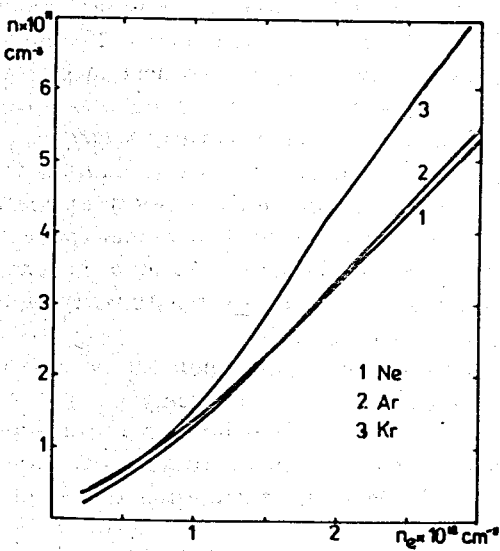


Рис.12. Возможные значения плотности нейтралов вне плазмы  $n$  ECR-источника для неона, аргона и криптона при температуре электронов  $T_e = 1000 \text{ эВ}$  для различных плотностей электронов  $n_e$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках предложенной самосогласованной модели, учитывающей связь числа нейтралов, ионов и электронов в плазме между собой, и в результате проведенных расчетов можно сделать вывод о том, что увеличение выхода многозарядных ионов из ECR-источников возможно, главным образом, путем повышения температуры электронов. Изменение плотности электронов в плазме сильно влияет на полный выход ионов, но мало сказывается на зарядовых распределениях ионов. Другим способом повышения числа многозарядных ионов тяжелых и средних элементов является, вероятно, их охлаждение легкими малозарядными ионами [11]. Уменьшение температуры ионов приводит к уменьшению диффузии и увеличению их времени жизни.

Развитие рассмотренной модели для расчета зарядовых распределений ионов в плазме ECR-источников должно происходить по пути дальнейшего приближения ее к реально происходящим физическим процессам. В частности, необходимо уравнение баланса для плотности электронов, учитывающее их рождение, нагрев и потери. Температура электронов может быть определена исходя из мощности и частоты ВЧ-поля, параметров и геометрии магнитного поля, других необходимых факторов, желательно также применение более рациональных математических методов нахождения решений системы уравнений баланса для всех компонент плазмы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Jorgen Y. — LC-8001, LC-8003; Univer. Catholique de Louvain, Belgium, 1980.
2. Bliman S., Chan-Tung N. — J.Physique, 1981, v.42, p.1241.
3. West H.I., Jr. — UCRL-53391, Lawrence Livermore National Laboratory, California, 1982.
4. Lotz W. et al. — Z. fur Physik, 1967, No.206, p.205; 1968, No.216, p.241.
5. Muller A., Frodi R. — Phys. Rev., 1980, No.44, p.29.
6. Muller A., Salzborn E. — Phys. Lett., 1976, No.59A, p.19; 1977, No.62A, p.391.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Курс теоретической физики, т.10, М.: Наука, 1979, с.216.
8. Радциг А.А., Смирнов Б.М. — Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986, с.105.
9. Riley M.E., MacCallum C.J., Biggs F. — Atomic Data & Nucl. Data Tables, 1975, No.15, p.443.
10. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, № 1, с.154.; Particles & Nuclei., 1987, v.18, p.68.

11. Ширков Г.Д. — Препринт ОИЯИ Р9-89-600, Дубна, 1989;  
GSI-tr-89-09, Darmstadt, 1989.
12. Кутнер В.Б. и др. — В кн.: Сборник аннотаций докладов XII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М.: 1990, ИТЭФ, с.166.  
Кутнер В.Б. и др. — Препринт ОИЯИ Р7-85-362, Дубна, 1985.

**Рукопись поступила в издательский отдел  
26 декабря 1990 года.**