

01; 02; 04; 10

© 1992 г.

РАСЧЕТ ЗАРЯДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ
В ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННО-РЕЗОНАНСНЫХ ИСТОЧНИКАХ ИОНОВ

Г. Д. Ширков

Предложен новый метод расчета зарядовых распределений ионов в плазме источников ионов на электронно-циклотронном резонансе (ECR). Система уравнений баланса для плотностей всех зарядовых состояний ионов и нейтралов любого из элементов периодической системы в стационарном случае решается как система нелинейных алгебраических уравнений. Это позволяет учитывать двухкратную ионизацию и перезарядку и при необходимости ввести в рассмотрение более сложные многократные и другие столкновительные процессы между компонентами плазмы. Полная система уравнений баланса и условие зарядовой нейтральности плазмы устанавливают связь между плотностями нейтралов, ионов и электронов в ECR-источнике. Температура ионов определяется как результат нагрева горячими электронами за время жизни ионов в плазме.

Показано, что в рамках предложенной модели зарядовое распределение ионов зависит главным образом от температуры электронов.

Выход ионов высокой зарядности и средний заряд ионов в плазме увеличиваются с ростом температуры электронов, а также с увеличением порядкового номера элемента. В то же время в отличие от расчетов, сделанных другими авторами, увеличение плотности электронов практически не влияет на зарядовое распределение ионов, но приводит к сильному росту полного ионного тока из ECR-источника.

Выполнены расчеты зарядового распределения и выхода ионов для ECR источника на частоту около 15 ГГц, сооружаемого в Дубне.

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 в ОИЯИ (Дубна) и в Техническом университете (Дрезден) 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 неустойчивости. 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 их потерь и зависит от плотности всех компонент плазмы, энергии ионов, потенциала плазмы и ее размеров. Столкновение 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 в [1], а также позднее в [2,3]. В этих работах зарядовое распределение ионов определялось решением нелинейных алгебраических уравнений баланса ионных зарядностей в плазме. С целью упрощения задачи в [1,3] были исключены из рассмотрения уравнения баланса для числа нейтралов и однозарядных ионов, а в [2] 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 используются температура электронов и плотность электронов либо плотность нейтралов.

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

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{S}{V} v_0 (n - n_0) - n_0 \left(\sum_{l=2}^z \sigma_l^{ex} n_l v_l + (\sigma_1^l + \sigma_1^{2l}) n_e v_e + \sum_{l=3}^z \sigma_l^{2ex} n_l v_l \right),$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} = & \sigma_1^l v_e n_e n_0 + \sum_{l=2}^z \sigma_l^{ex} n_l v_l + \sigma_2^{ex} n_2 v_2 n_0 + \sigma_3^{2ex} n_3 v_3 n_0 - \\ & - n_1 (\sigma_2^l v_e n_e + \sigma_2^{2l} v_e n_e + 1/\tau_1), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_l}{dt} = & \sigma_l^l v_e n_e n_{l-1} + \sigma_{l+1}^{ex} n_{l+1} v_{l+1} n_0 + \sigma_{l+2}^{2ex} n_{l+2} v_{l+2} n_0 + \sigma_{l-1}^{2l} n_{l-2} v_e n_e - \\ & - n_l ((\sigma_{l+1}^l + \sigma_{l+1}^{2l}) v_e n_e + (\sigma_l^{ex} + \sigma_l^{2ex}) v_l n_0 + 1/\tau_l), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{z-1}}{dt} = & (\sigma_{z-1}^l \sigma_{z-2} + \sigma_{z-2}^{2l} n_{z-3}) v_e n_e + \sigma_z^{ex} n_z v_z n_0 - \\ & - n_{z-1} (\sigma_z^l v_e n_e + (\sigma_{z-1}^{ex} + \sigma_{z-1}^{2ex}) v_{z-1} n_0 + 1/\tau_{e1}) \end{aligned}$$

$$\frac{dn_z}{dt} = (\sigma_z^l n_{z-1} + \sigma_{z-1}^{2l} n_{z-2}) v_e n_e - n_z ((\sigma_z^{ex} + \sigma_z^{2ex}) v_z n_0 + 1/\tau_z).$$

Здесь n_0 , n_l — плотность нейтралов и ионов l -й зарядности в плазме; n_e — плотность электронов; n — плотность нейтралов вне плазмы; S , V — площадь поверхности и объем плазмы; τ_l — среднее время жизни ионов соответствующей зарядности в плазме; v_0 , v_l , v_e — средние скорости нейтралов, ионов и электронов; σ_l^l , σ_l^{2l} — сечение однократной и двукратной ионизации электронным ударом ионов с зарядностью l ; σ_{l+1}^{ex} , σ_{l+1}^{2ex} — сечение однократной и двукратной перезарядки ионов с зарядом l 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. Правые 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 , $dn_l/dt = 0$ и уравнение (1) превращается в систему нелинейных алгебраических уравнений:

$$\frac{S}{V} v_0 (n - n_0) - n_0 \left(\sum_{l=2}^z \sigma_l^{ex} n_l v_l + \sum_{l=3}^z \sigma_l^{2ex} n_l v_l + (\sigma_1^l + \sigma_1^{2l}) n_e v_e \right) = 0,$$

$$n_0 (\sigma_1^l v_e n_e + \sum_{l=2}^z \sigma_l^{ex} n_l v_l + \sigma_2^{ex} n_2 v_2 + \sigma_3^{2ex} n_3 v_3) - n_1 ((\sigma_2^l + \sigma_2^{2l}) v_e n_e + 1/\tau_1) = 0,$$

$$(\sigma_2^l n_1 + \sigma_1^{2l} n_0) v_e n_e + \left(\sum_{k=3}^z \sigma_k^{2ex} n_k v_k + \sigma_3^{ex} n_3 v_3 + \sigma_4^{2ex} n_4 v_4 \right) n_0 - n_2 ((\sigma_3^l + \sigma_3^{2l}) v_e n_e + \sigma_2^{ex} v_2 n_0 + 1/\tau_2) = 0,$$

$$(\sigma_l^l n_{l-1} + \sigma_{l-1}^{2l} n_{l-2}) v_e n_e + (\sigma_{l+1}^{ex} n_{l+1} v_{l+1} + \sigma_{l+2}^{2ex} n_{l+2} v_{l+2}) n_0 - n_l ((\sigma_{l+1}^l + \sigma_{l+1}^{2l}) v_e n_e + (\sigma^{ex} + \sigma_l^{2ex}) v_l n_0 + 1/\tau_l) = 0,$$

$$l = 3, 4, \dots, z-2,$$

$$(\sigma_{z-1}^l n_{z-2} + \sigma_{z-2} n_{z-3}) v_e n_e + \sigma_z^{ex} n_z v_z n_0 - n_{z-1} (\sigma_z^l v_e n_e + (\sigma_{z-1}^{ex} + \sigma_{z-1}^{2ex}) v_{z-1} n_0 + 1/\tau_{z-1}) = 0,$$

$$(\sigma_z^l n_z + \sigma_{z-1}^2 n_{z-1}) v_e n_e - n_z ((\sigma_z^{ex} + \sigma_z^{2ex}) v_z n_0 + 1/\tau_z) = 0. \quad (3)$$

Требование о зарядовой нейтральности плазмы приводит к дополнительному условию

$$\sum_{l=1}^z i n_l = n_e. \quad (3a)$$

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 в [4]

$$\sigma_{i+1}^i = \frac{4.5 \cdot 10^{-14}}{T_e} \sum_{k=1}^m \frac{n_k}{I_k} \log \frac{T_e}{I_k} \text{ см}^2, \quad (4)$$

где m — число подболочек иона, n_k — число эквивалентных электронов в подболочке, I_k — энергия ионизации подболочки.

Для двукратной ионизации было выбрано близкое по форме сечение, полученное на основе анализа экспериментальных данных в [5],

$$\sigma_{i+1}^{2i} = \frac{2.6 \cdot 10^{-14}}{T_e (I_i + I_{i+1})} \ln \frac{T_e}{(I_i + I_{i+1})} \text{ см}^2. \quad (5)$$

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

Сечение перезарядки

В качестве сечений перезарядки были использованы выражения, полученные при анализе экспериментальных результатов в [6],

$$\sigma_l^{ex} = 1.43 \cdot 10^{-12} \frac{i^{1.17}}{I_0^{2.76}} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_l^{2ex} = 1.08 \cdot 10^{-12} \frac{i^{0.71}}{I_0^{2.80}} \text{ см}^2, \quad (6)$$

где I_0 — энергия ионизации нейтралов.

При характерных для ECR плазмы энергиях ионов сечение перезарядки практически неизменно, 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.

Временем жизни ионов в плазме определяется распределение по зарядностям ионов в самом источнике и в полученном ионном пучке при экстракции ионов. Для определения времени жизни ионов были использованы результаты теории удержания высокотемпературной плазмы в открытых магнитных ловушках [7]. В широком диапазоне параметров плазмы время жизни ионов хорошо описывается простой интерполяционной формулой

$$\tau_i = \tau_{i1} + \tau_{i2}, \quad (7)$$

где τ_{i1} — время жизни ионов в пределе частых столкновений.

Потери ионов в этом случае определяются газодинамическими потоками частиц, вытекающими через потенциальные барьеры на концах ловушки [7],

$$\tau_{i1} = Rl\sqrt{\pi AM/(2T_i)} \exp(-lU/T_i), \quad (8)$$

где $R \approx 2$ — пробочное соотношение магнитной ловушки; l — эффективная длина источника; U — электрический потенциал плазмы, который находится из условия суммарного равенства потока ионов и электронов из ловушки,

$$n_e/\tau_e = \sum_{i=1}^z n_i/\tau_i.$$

Время жизни ионов в пределе редких столкновений было определено в [7]

$$\tau_{i2} = \frac{\tau_{i0} G}{1 + T_i/2lU} \frac{lU}{T_i} \exp\left(\frac{lU}{T_i}\right), \quad (9)$$

где

$$G = \sqrt{\pi}(R + 1) / 2R \ln(2R + 2),$$

$$\tau_{i0} = 1/(v_{il} + v_{i0}) \dots$$

Частота столкновений ионов одной зарядности друг с другом и с другими зарядностями определяется выражением [8]

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

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

$$L_k = \ln \left(\frac{a_0}{r_e} \frac{T_k}{mc^2} \right) \approx 10$$

— так называемый кулоновский логарифм.

Для определения частоты столкновений с нейтралами было использовано сечение упругого рассеяния на нейтральных атомах или молекулах с поляризуемостью α

$$\tau_{i0} = 2.2\pi i \sqrt{\frac{\alpha^2_e mc^2}{2T_e}}$$

Используя табличные значения поляризуемости для азота и инертных газов [9], была получена приближенная формула

$$\nu_{i0} = n_0 v_i \sigma_{i0} \approx 1.5 \cdot 10^{-9} i n_0 / A \frac{1}{4} c^{-1}. \quad (11)$$

Время удержания электронов

В сильном продольном магнитном поле пробочной конфигурации теряются только те электроны, которые имеют скорость, направленную в малом телесном углу вдоль оси магнитного поля. Остальные отражаются магнитными пробками на концах магнитной ловушки. Соответствующие направления скоростей в так называемом 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 (10) для электронов имеем [8]

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

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

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

Для определения частоты столкновений электронов с нейтралими были использованы рассчитанные теоретически сечения упругих столкновений электронов с нейтральными атомами при энергиях 1—256 кэВ [10], в результате получено

$$\nu_{en} = n_0 \sigma_{en} v_e \approx 4.2 \cdot 10^{-7} z^{3/2} n_0 / T_e. \quad (15)$$

Температура ионов

Электронная компонента плазмы, или электроны, освобожденные 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 [11]

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

В то же время было показано [12], что скорость обмена энергией ионами между собой на несколько порядков выше и характерное время выравнивания энергий между разными ионными компонентами гораздо меньше, чем время жизни ионов в плазме τ_i . Поэтому можно предположить, что все ионные компоненты имеют близкую между собой температуру, которая определяется как

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

Экстракция ионов

Поток ионов, теряемых из источника через торцы, можно определить как [3]

$$\Phi_i = \frac{n_i l}{\tau_i},$$

соответственно полная плотность ионного тока может быть оценена как

$$J_l = \frac{ln_l l}{\tau_l} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (18)$$

Численное решение уравнений

Средние времена жизни ионов τ_l , входящие в уравнение (2), определяются числом и распределением ионов по зарядностям (7)–(11), это приводит к сильной нелинейности всей системы уравнений. Были испробованы 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

$$n_l^k = \frac{(\sigma_l^i n_{l-1}^{k-1} + \sigma_l^{2i} n_{l-1}^{k-1} n_{l-2}^{k-1}) v_e n_e + (\sigma_{l+1}^{\text{ex}} n_{l+1}^k v_l \sigma_{l+2}^{\text{ex}} n_{l+2}^k v_l) n_0^{k-1}}{(\sigma_{l+1}^i + \sigma_{l+1}^{2i}) v_e n_e + (\sigma_l^{\text{ex}} + \sigma_l^{2\text{ex}}) v_l n_0^{k-1} + 1/\tau_l^{k-1}},$$

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.

Результаты расчетов

Основные результаты расчетов приведены на рисунках. Изучались образование и зарядовые распределения ионов неона, аргона и криптона в плазме ECR-источника с размерами $l = 30$ см и $d = 6.4$ см, DECRIS-14 [13], сооружаемом в Дубне. Предполагалось, что ионы образуются непосредственно в рабочей зоне источника из остаточного газа.

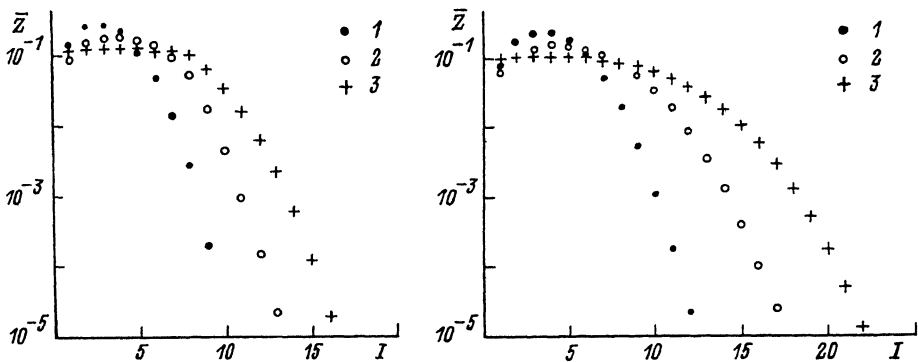


Рис. 1. Зарядовое распределение ионов аргона в отн. ед.
 $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; T_e , эВ: 1 — 500, 2 — 2000, 3 — 5000.

Рис. 2. Зарядовое распределение ионов криптона в отн. ед.
 Параметры те же, что и на рис. 1.

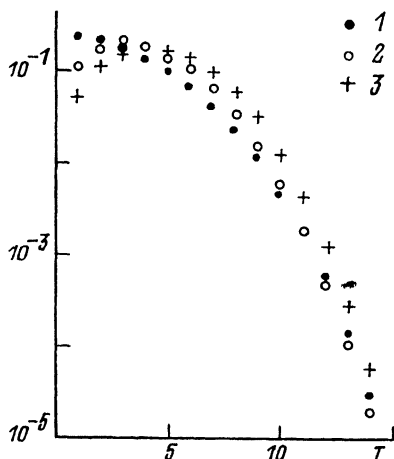
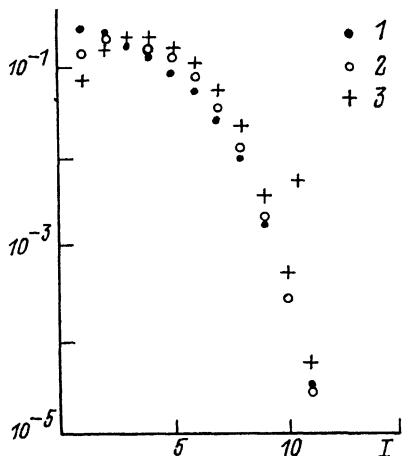


Рис. 3. Зарядовое распределение ионов аргона в отн. ед.
 $T_e = 1000$ эВ; n_e , см^{-3} : 1 — $3.5 \cdot 10^{11}$, 2 — 10^{12} , 3 — $3 \cdot 10^{12}$.

Рис. 4. Зарядовое распределение ионов криптона в отн. ед.
 Параметры те же, что и на рис. 3.

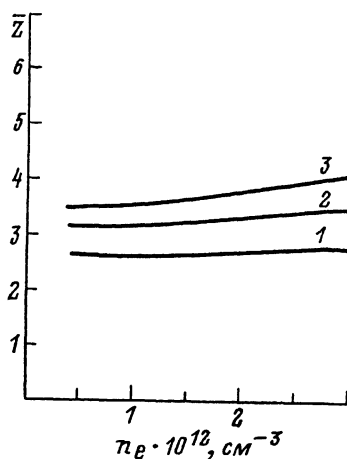
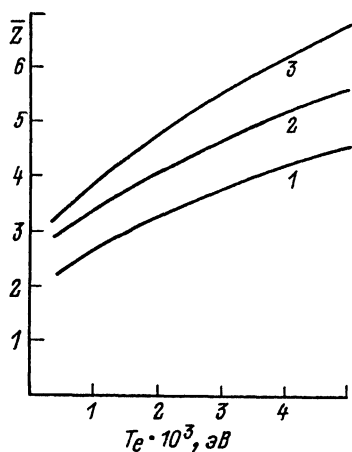


Рис. 5. Зависимость среднего заряда ионов \bar{Z} неона (1), аргона (2) и криптона (3) в ECR-источнике от температуры электронов T_e при плотности электронов $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Рис. 6. Зависимость среднего заряда ионов Z неона (1), аргона (2) и криптона (3) в ECR-источнике от плотности электронов n_e при температуре электронов $T_e = 1000$ эВ.

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 в относительных единицах, отнормированных на полный ионный ток.

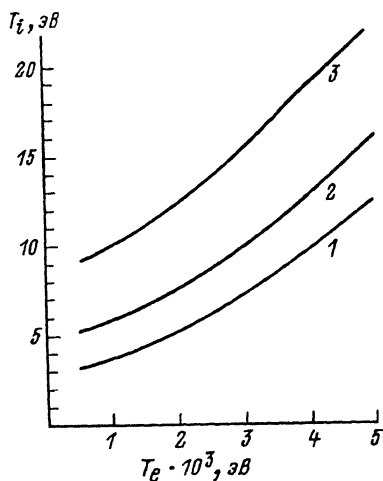


Рис. 7. Зависимость температуры ионов T_i неона (1), аргона (2) и криптона (3) в ECR-источнике от температуры электронов T_e при плотности электронов $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

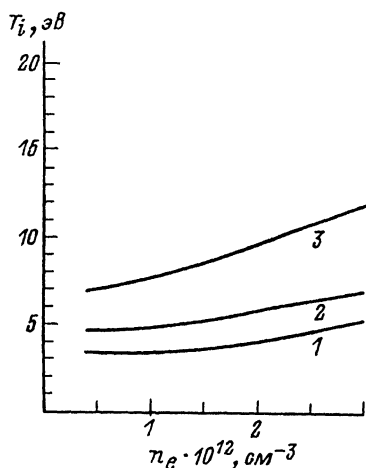


Рис. 8. Зависимость температуры ионов T_i неона (1), аргона (2) и криптона (3) в ECR-источнике от плотности электронов n_e при температуре электронов $T_e = 1000 \text{ эВ}$.

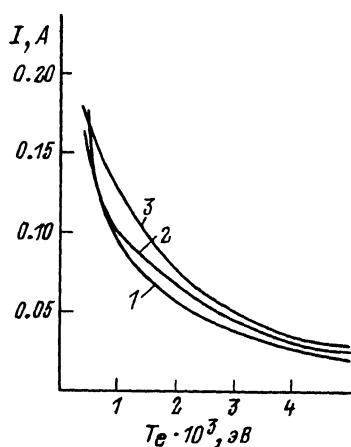


Рис. 9. Зависимость полного тока выхода ионов I из ECR-источника для неона (1), аргона (2) и криптона (3) от температуры электронов T_e при плотности электронов $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

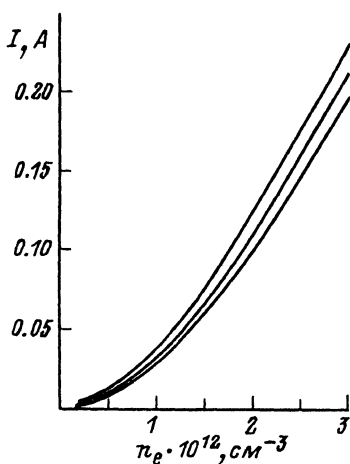


Рис. 10. Зависимость полного тока выхода ионов I из ECR-источника для неона (1), аргона (2) и криптона (3) от плотности электронов n_e при температуре электронов $T_e = 1000 \text{ эВ}$.

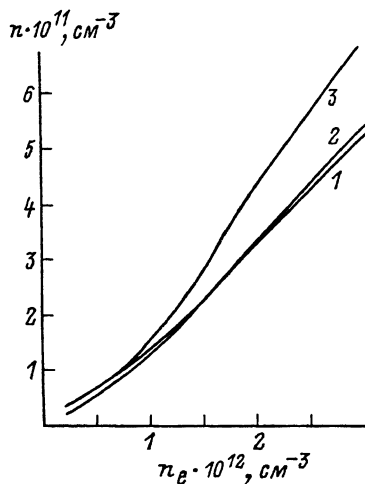
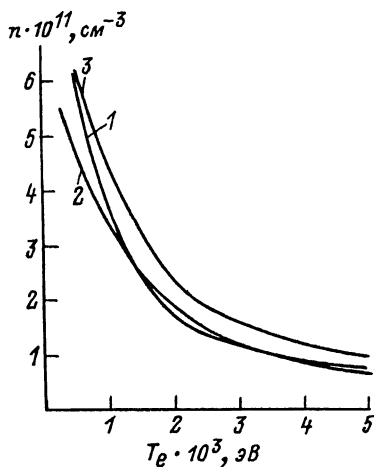


Рис. 11. Возможные значения плотности нейтралов вне плазмы n ECR-источника для неона (1), аргона (2) и криптона (3) при плотности электронов $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для различных температур электронов T_e .

Рис. 12. Возможные значения плотности нейтралов вне плазмы n ECR-источника для неона (1), аргона (2) и криптона (3) при температуре электронов $T_e = 1000 \text{ эВ}$ для различных плотностей электронов n_e .

На рис. 5-8 представлены зависимости среднего заряда \bar{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 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.

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 резуль-

татами работ [1,3]. 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 [1-3] 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. Условие зарядовой нейтральности плазмы (3) устанавливает взаимоднозначное соответствие между суммарным зарядом ионов и зарядом электронов. В результате плотности нейтралов и электронов оказываются зависимыми величинами. Увеличение плотности нейтралов в плазме n_0 , а следовательно, и плотности n 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 (рис. 2, 3, 6). В то же время суммарный ток ионов I сильно возрастает при увеличении плотности электронов n_e (рис. 10).

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 зарядовые распределения ионов. Другим способом повышения числа многозарядных ионов тяжелых и средних элементов является, вероятно, их охлаждение легкими малозарядными ионами [12]. 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 компонентов плазмы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Jongen Y. LC-8001, LC-8003. Univer. Catholique de Louvain (Belgium), 1980.

- [2] *Bliman S., Chan-Tung N.* // *J. Physique.* 1981. Vol. 42. P. 1247—1252.
- [3] *West H., Jr.* UCRL-53391. Lawrence Livermore National Laboratory. California, 1982.
- [4] *Lots W.* // *Z. für Physic.* 1967. N 206. P. 205—211. *Ibid.* 1968. N 216. P. 241—247.
- [5] *Muller A., Fredl R.* // *Phys. Rev.* 1980. N 44. P. 29—32.
- [6] *Muller A., Salzborn E.* // *Phys. Lett.* 1976. N 59A. P. 19—23. *Ibid.* 1977. N 62A. P. 391—394.
- [7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Курс теоретической физики. Т. 10. М.: Наука, 1979. 216 с.
- [8] *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986. 105 с.
- [9] *Riley M.E., MacCallum C.J., Biggs F.* // *Atomic Data & Nuclear Data Tables.* 1975. N 15. P. 443—476.
- [10] *Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д.* // *ЭЧАЯ.* 1987. Т. 18. № 1. С. 154—197. *Particles & Nuclei.* 1987. Vol. 18. P. 64—82.
- [11] *Ширков Г.Д.* Препринт ОИЯИ. № P9-89-600. Дубна, 1989. Препринт. GSI-tr-89-09. Дармштадт, 1989.
- [12] *Кутнер В.Б., Ефремов А.А.* // Тр. рабочего совещания по источникам ионов с электронно-циклотронным резонансом. № P9-91-263. Дубна, 1991. С. 4—6.
- [13] *Пастухов В.П.* // *Вопросы теории плазмы.* Вып. 13. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 160—204.

Объединенный институт ядерных
исследований
Москва

Поступило в Редакцию
26 июля 1990 г.
В окончательной редакции
16 июля 1991 г.