

УДК 533.537

Развитие модели системы уравнений баланса для расчета зарядовых распределений ионов в ионном источнике ЭЦР-типа

А. В. Филиппов, Г. Д. Ширков

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

Ф. Консоли, С. Гаммино, Г. Чиавола, Л. Челона

Национальный институт ядерной физики, Южная национальная лаборатория, Катания, Италия

С. Барбарини

Университет Катании, Факультет физики и астрономии, Катания, Италия

Проанализирована широко распространенная модель уравнений баланса для расчета зарядовых распределений ионов (ЗРИ) в ионном источнике на электронно-циклотронном резонансе (ЭЦР) и предложена ее модификация, позволяющая более точно описывать процессы удержания и накопления тяжелых ионов в ЭЦР-плазме ионного источника в случае смеси газов. Обсужден подход расчета времени удержания частиц (ионов и электронов) на основе теории Пастухова, а именно расчет времен удержания в процессе двухэтапной минимизации функционалов специального вида. Дано сравнение с экспериментальными результатами.

Введение

Среди моделей по расчету ЗРИ в источнике ионов на ЭЦР [1] наибольшее распространение получили модели на основе системы уравнений баланса для ионных концентраций [2—13].

Модели, приведенные в работах [2—13], имеют феноменологический характер, каждая из моделей имеет свой набор параметров, что является удобным в процессе сравнения результатов численных расчетов с экспериментальными данными.

Отметим, что расчет времен удержания электронов и ионов, представляющий собой отдельную проблему и в целом выражающий полуэмпирический подход [14—16], приводит к введению дополнительных параметров, а именно: потенциала плазмы для электронов и величины удерживающего потенциала для ионов, а учет уравнения для нейтральной компоненты плазмы в общей системе уравнений баланса [7, 8], в свою очередь, — к появлению еще двух дополнительных параметров: объема, ограниченного ЭЦР-поверхностью, и ее площади. Поэтому, как правило, характерным набором параметров для большинства моделей на основе уравнений баланса являлся: температура ионов, электронов и нейтральных атомов; потенциал плазмы для электронов и величина удерживающего потенциала для ионов; параметры ЭЦР-поверхности — ее объем и площадь.

Новые экспериментальные исследования в области физики ионных источников ЭЦР-типа ставят новые задачи, например: как описывать процесс удержания заряженных частиц в магнитном поле с минимумом-В [15] ионного источника ЭЦР-типа;

как корректно описать процесс ЭЦР-нагрева электронов внешним сверхвысокочастотным (СВЧ) электромагнитным полем; как корректно описать немаксвелловскую анизотропию функции распределений электронов по энергии, наблюдаемую в экспериментах по диагностике рентгеновского излучения из ЭЦР-плазмы ионного источника и т. д.

Развитие модели расчета ЗРИ

Вышеописанные проблемы и задачи требуют дальнейшего развития моделей на основе уравнений баланса. В данной работе система уравнений баланса, составляющая основу модели, не упрощалась путем исключения из рассмотрения некоторых уравнений, как, например, в исследованиях [2—4] не учитывались уравнения для нейтральных атомов и однозарядных ионов, а в исследовании [5] — не учитывались уравнения для ионов высших зарядностей.

Для описания того или иного явления или процесса система была дополнена новыми уравнениями, т. е. развитие модели проводилось по пути ее наибольшего приближения к реальным физическим процессам, происходящим в ЭЦР-плазме ионного источника.

Система уравнений баланса для расчета ЗРИ

Фактически модель расчета ЗРИ, основанная на системе уравнений баланса для ионных концентраций, является развитием метода решения уравнения Больцмана, перенесенного на рассмотрение процессов накопления многозарядных ионов в

ионном источнике ЭЦР-типа. Представленное развитие основано на следующей системе уравнений баланса:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{s,0}}{dt} &= \frac{\bar{v}_{s,0} S_p}{V_p} n_s - n_{s,0} - \\ &- \sum_{m=1}^M \left(\sum_{k=1}^K m v_{s,0 \rightarrow m,k}^{ion} n_{e,k} + \sum_{s'=1}^S \times \right. \\ &\times \left. \sum_{z=m+1}^{Z_{s'}} m v_{s',z \rightarrow z-m}^{cx} n_{s',z} \right) n_{s,0}; \\ \frac{dn_{s,1}}{dt} &= \sum_{k=1}^K 1 v_{s,0 \rightarrow 1,k}^{ion} n_{e,k} n_{s,0} + \\ &+ \sum_{s'=1}^S \left(\sum_{m=1}^M m v_{s,m+1 \rightarrow 1}^{cx} n_{s,m+1} n_{s',0} + \right. \\ &\left. + \sum_{z=2}^{Z_{s'}} 1 v_{s',z \rightarrow z-1}^{cx} n_{s',z} n_{s,0} \right) - \\ &- \left(\sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K m v_{s,1 \rightarrow m+1,k}^{ion} n_{e,k} + \frac{1}{\tau_{s,1}} \right) n_{s,1}; \\ \frac{dn_{s,2}}{dt} &= \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K m v_{s,2 \rightarrow m+2,k}^{ion} n_{e,k} n_{s,2-m} + \\ &+ \sum_{s'=1}^S \left(\sum_{m=1}^M m v_{s,m+2 \rightarrow 2}^{cx} n_{s,m+2} n_{s',0} + \right. \\ &\left. + \sum_{z=3}^{Z_{s'}} 2 v_{s',z \rightarrow z-2}^{cx} n_{s',z} n_{s,0} \right) - \\ &- \left(\sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K m v_{s,2 \rightarrow m+2,k}^{ion} n_{e,k} + \right. \\ &\left. + \sum_{s'=1}^S 1 v_{s',2 \rightarrow 1}^{cx} n_{s',0} + \frac{1}{\tau_{s,2}} \right) n_{s,2}; \\ &\dots \\ \frac{dn_{s,z}}{dt} &= \sum_{m=1}^M \left(\sum_{k=1}^K m v_{s,z \rightarrow m \rightarrow z,k}^{ion} n_{s,z-m} n_{e,k} + \right. \\ &\left. + \sum_{s'=1}^S m v_{s,z+m \rightarrow z}^{cx} n_{s,z+m} n_{s',0} \right) - \\ &- \sum_{m=1}^M \left(\sum_{k=1}^K m v_{s,z \rightarrow z+m,k}^{ion} n_{e,k} + \right. \\ &\left. + \sum_{s'=1}^S m v_{s,z \rightarrow z-m}^{cx} n_{s',0} \right) n_{s,z} - \frac{n_{s,z}}{\tau_{s,z}}; \\ &\dots \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{s,Z_s-1}}{dt} &= \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K m v_{s,Z_s-m-1 \rightarrow Z_s-1,k}^{ion} \times \\ &\times n_{s,Z_s-m-1} n_{e,k} + \sum_{s'=1}^S 1 v_{s,Z_s \rightarrow Z_s-1}^{cx} n_{s,Z_s} n_{s',0} - \\ &- \left(\sum_{k=1}^K 1 v_{s,Z_s-1 \rightarrow Z_s,k}^{ion} n_{e,k} + \sum_{m=1}^M \times \right. \\ &\times \left. \sum_{s'=1}^S m v_{s,Z_s-1 \rightarrow Z_s-m-1}^{cx} n_{s',0} + \frac{1}{\tau_{s,Z_s-1}} n_{s,Z_s-1} \right); \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{s,Z_s}}{dt} &= \sum_{m=1}^M \left(\sum_{k=1}^K m v_{s,Z_s-m \rightarrow Z_s,k}^{ion} n_{s,Z_s-m} n_{e,k} - \right. \\ &- \left. \sum_{s'=1}^S m v_{s,Z_s \rightarrow Z_s-m}^{cx} n_{s,Z_s} n_{s',0} \right) - \frac{n_{s,Z_s}}{\tau_{s,Z_s}}. \end{aligned}$$

Здесь и далее:
 s, s' — индекс сорта ионов;
 S — число ионов различных сортов;
 z, z' — индекс зарядового состояния;
 m — индекс кратности процесса;
 M — максимальный индекс кратности процесса;
 k, k' — индекс сорта электронной компоненты;
 K — число электронных компонент;
 v_{s,0} — средняя скорость нейтралов;
 S_p, V_p — площадь и объем ЭЦР-поверхности;
 m v_{s,z → z',k}^{ion}, m v_{s,z → z'}^{cx} — скорость процессов ионизации и перезарядки зарядового состояния z в z', соответственно;
 n_{e,k}, n_{s,z} — концентрации электронов и ионов;
 n_{s,0} и n_s — концентрации нейтралов внутри и снаружи камеры источника;
 τ_{s,z} — времена удержания ионов.

В работах [7, 8] развит подход, трактующий немаксвелловскую анизотропию функции распределения электронов как набор популяций (с различными энергиями) максвелловских электронов, удерживаемых в ЭЦР-плазме. При этом переход электронов из компоненты с одной энергией в компоненту с другой, большей энергией вследствие ЭЦР-нагрева внешним СВЧ-полем описывался дополнительным параметром модели, а именно, временем нагрева. На основе такого подхода система (1) была дополнена уравнениями вида:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{e,1}}{dt} &= \sum_{s=1}^S \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K \sum_{z=1}^{Z_s-m} m v_{s,z \rightarrow m \rightarrow z,k}^{ion} \times \\ &\times n_{s,z-m} m n_{e,k} - \frac{n_{e,1}}{\tau_{e,1 \rightarrow 2}^h} - \frac{n_{e,1}}{\tau_{e,1}}, \end{aligned}$$

$$\frac{dn_{e,k}}{dt} = \frac{n_{e,k-1}}{\tau_{e,k-1 \rightarrow k}^h} - \frac{n_{e,k}}{\tau_{e,k \rightarrow k+1}^h} - \frac{n_{e,k}}{\tau_{e,k}}; \quad (2)$$

$$\dots$$

$$\frac{dn_{e,K}}{dt} = \frac{n_{e,K-1}}{\tau_{e,K-1 \rightarrow K}^h} - \frac{n_{e,K}}{\tau_{e,K}},$$

где $\tau_{e,k}$ — времена удержания электронной компоненты;

$\tau_{e,k \rightarrow k'}^h$ — времена перехода электронной компоненты k в компоненту k' в процессе ЭЦР-нагрева.

Учет немонохроматичности компонент ЭЦР-плазмы по энергиям может быть достигнут добавлением в рассматриваемую систему следующих уравнений:

$$\frac{dT_{s,z}}{dt} = \sum_{s'=1}^S \sum_{z'=1}^{Z_{s'}} v^{s,z/s',z'} T_{s',z'} - T_{s,z} + \sum_{k=1}^K v^{s,z/e,k} T_{e,k} - T_{s,z}; \quad (3)$$

$$\frac{dT_{e,k}}{dt} = \sum_{s=1}^S \sum_{z=1}^{Z_s} v^{e,k/s,z} T_{s,z} - T_{e,k} + \sum_{k'=1}^K v^{e,k/e,k'} T_{e,k'} - T_{e,k},$$

где $T_{s,z}$, $T_{e,k}$ — температура ионов и электронов;
 $v^{s,z/e,k}$, $v^{e,k/s,z}$ — частота столкновений между ионами и электронами, и наоборот;
 $v^{s,z/s',z'}$, $v^{e,k/e,k'}$ — частота столкновений между ионами и электронами, соответственно.

Дополняя систему (1)—(2) начальными условиями, можно получить полную задачу Коши для определения концентраций ионов и электронов в плазме ионного источника ЭЦР-типа [8].

В стационарном режиме работы ЭЦР-источника система уравнений (1)—(2) переходит в систему нелинейных алгебраических уравнений, т. е. правые части системы (1)—(2) приравняются нулю:

$$\frac{v_{s,0} S_p}{V_p} n_s - n_{s,0} - \sum_{m=1}^M \left(\sum_{k=1}^K m v_{s,0 \rightarrow m,k}^{ion} n_{e,k} + \sum_{s'=1}^S \times \sum_{z=m+1}^{Z_{s'}} m v_{s',z \rightarrow z-m}^{cx} n_{s',z} \right) n_{s,0} = 0;$$

$$\sum_{k=1}^K 1 v_{s,0 \rightarrow 1,k}^{ion} n_{e,k} n_{s,0} + \sum_{s'=1}^S \left(\sum_{m=1}^M m v_{s,m+1 \rightarrow 1}^{cx} n_{s,m+1} n_{s',0} + \sum_{z=2}^{Z_{s'}} 1 v_{s',z \rightarrow z-1}^{cx} n_{s',z} n_{s,0} \right) - \left(\sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K m v_{s,1 \rightarrow m+1,k}^{ion} n_{e,k} + \frac{1}{\tau_{s,1}} \right) n_{s,1} = 0;$$

$$\sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K m v_{s,2-m \rightarrow 2,k}^{ion} n_{e,k} n_{s,2-m} + \sum_{s'=1}^S \left(\sum_{m=1}^M m v_{s,m+2 \rightarrow 2}^{cx} n_{s,m+2} n_{s',0} + \sum_{z=3}^{Z_{s'}} 2 v_{s',z \rightarrow z-2}^{cx} n_{s',z} n_{s,0} \right) - \left(\sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K m v_{s,2 \rightarrow m+2,k}^{ion} n_{e,k} + \sum_{s'=1}^S 1 v_{s',2 \rightarrow 1}^{cx} n_{s',0} + \frac{1}{\tau_{s,2}} \right) n_{s,2} = 0; \quad (4)$$

$$\dots$$

$$\sum_{m=1}^M \left(\sum_{k=1}^K m v_{s,z-m \rightarrow z,k}^{ion} n_{s,z-m} n_{e,k} + \sum_{s'=1}^S m v_{s,z+m \rightarrow z}^{cx} n_{s,z+m} n_{s',0} \right) - \sum_{m=1}^M \left(\sum_{k=1}^K m v_{s,z \rightarrow z+m,k}^{ion} n_{e,k} + \sum_{s'=1}^S m v_{s,z \rightarrow z-m}^{cx} n_{s',0} \right) n_{s,z} - \frac{n_{s,z}}{\tau_{s,z}} = 0;$$

$$\dots$$

$$\sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K m v_{s,Z_s-m-1 \rightarrow Z_s-1,k}^{ion} n_{s,Z_s-m-1} n_{e,k} + \sum_{s'=1}^S 1 v_{s,Z_s \rightarrow Z_s-1}^{cx} n_{s,Z_s} n_{s',0} - \left(\sum_{k=1}^K 1 v_{s,Z_s-1 \rightarrow Z_s,k}^{ion} n_{e,k} + \sum_{m=1}^M \times \sum_{s'=1}^S m v_{s,Z_s-1 \rightarrow Z_s-m-1}^{cx} n_{s',0} + \frac{1}{\tau_{s,Z_s-1}} \right) n_{s,Z_s-1} = 0;$$

$$\sum_{m=1}^M \left(\sum_{k=1}^K m v_{s,Z_s-m \rightarrow Z_s,k}^{ion} n_{s,Z_s-m} n_{e,k} \times - \right. \\ \left. - \sum_{s'=1}^S m v_{s,Z_s \rightarrow Z_s-m}^{cx} n_{s,Z_s} n_{s',0} \right) - \frac{n_{s,Z_s}}{\tau_{s,Z_s}} = 0,$$

и, соответственно, для электронной компоненты имеем:

$$\sum_{s=1}^S \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K \sum_{z=1}^{Z_s-m} m v_{s,z-m \rightarrow z,k}^{ion} \times \\ \times n_{s,z-m} n_{e,k} - \frac{n_{e,1}}{\tau_{e,1 \rightarrow 2}^h} - \frac{n_{e,1}}{\tau_{e,1}} = 0; \\ \dots \\ \frac{n_{e,k-1}}{\tau_{e,k-1 \rightarrow k}^h} - \frac{n_{e,k}}{\tau_{e,k \rightarrow k+1}^h} - \frac{n_{e,k}}{\tau_{e,k}} = 0; \\ \dots \\ \frac{n_{e,K-1}}{\tau_{e,K-1 \rightarrow K}^h} - \frac{n_{e,K}}{\tau_{e,K}} = 0. \quad (5)$$

Модель на основе систем (1)—(2) и (4)—(5) с учетом (3) принимает во внимание все главные физические принципы, лежащие в основе работы ЭЦР-источника [1], а именно: процесс образования в результате ионизации электронным ударом, перезарядку ионов на нейтральных атомах рабочего газа, феномен ЭЦР-нагрева, удержание ионов и электронов магнитным полем с минимумом—В [15]. Предложенная модель описывает также накопление многозарядных ионов и процессы потерь электронов и ионов из камеры ионного источника.

Новый подход к расчету времен удержания

Предыдущие работы [2—5] по расчету ЗРИ использовали подход, приведенный в [16], для расчета времен удержания, а именно:

$$\tau_z = \left(RL \sqrt{\frac{\pi m_z}{2k_B T_z}} + \frac{G}{v_z} \frac{ze\Delta\phi}{k_B T_z} \right) \exp\left(\frac{ze\Delta\phi}{k_B T_z}\right); \\ \tau_{e,c} = \left(RL \sqrt{\frac{\pi m_e}{2k_B T_{e,c}}} + \frac{G}{v_{e,c}} \frac{e\phi}{k_B T_{e,c}} \right) \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_{e,c}}\right); \quad (6) \\ \tau_{e,h} = \frac{1}{v_{e,h}}, \quad G = \frac{\sqrt{\pi} R + 1 \ln 2R + 2}{2R},$$

где c, h — индексы холодных и горячих электронов, соответственно;

$\Delta\phi$ — величина удерживающего потенциала для ионов;

ϕ — потенциал плазмы для электронов;
 v_z — полная частота столкновений ионов зарядового состояния z со всеми типами заряженных частиц в плазме;
 $v_{e,c}$ — полная частота столкновений холодных электронов с ионами и горячими электронами плазмы;
 $v_{e,h}$ — полная частота столкновений горячих электронов с ионами и холодными электронами плазмы;
 k_B — постоянная Больцмана;
 R — пробочное отношение;
 e — заряд электрона.

Расчет времен удержания электронов и ионов в работах [7—8] основывался на развитой В. П. Пастуховым теории удержания плазмы в открытых магнитных ловушках [14, 15] с учетом (6):

$$\tau_{s,z} = \left(RL \sqrt{\frac{\pi m_{s,z}}{2k_B T_{s,z}}} + \frac{G \left(\frac{ze\Delta\phi}{k_B T_{s,z}} \right)^2}{\left(\frac{1}{2} + \frac{ze\Delta\phi}{k_B T_{s,z}} \right) v_{s,z}} \right) \exp\left(\frac{ze\Delta\phi}{k_B T_{s,z}}\right); \\ \tau_{e,0} = \left(RL \sqrt{\frac{\pi m_e}{2k_B T_{e,0}}} + \frac{G \left(\frac{e\phi}{k_B T_{e,0}} \right)^2}{\left(\frac{1}{2} + \frac{e\phi}{k_B T_{e,0}} \right) v_{e,0}} \right) \times \\ \times \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_{e,0}}\right); \quad (7)$$

$$\tau_{e,k} = \frac{1,48 \ln R + \sqrt{\ln R}}{v_{e,k}};$$

$$G = \frac{\sqrt{\pi} R + 1 \ln 2R + 2}{2R},$$

где $v_{s,z}$ — полная частота столкновений зарядового состояния z -ионов сорта s со всеми типами заряженных частиц в плазме, а также с нейтральными атомами.

Набор формул (7) обобщен на случай смеси газов и в полной мере применим для определения времен удержания электронов и ионов плазмы в процессе поиска решения систем (1)—(2) и (4)—(5) в рамках моделей, описанных в [7] и [8].

Анализ системы уравнений (1)—(2) показывает справедливость уравнения о равенстве потоков из камеры в динамическом режиме работы ионного источника ЭЦР-типа. Действительно, имеем:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\sum_{s=1}^S \sum_{z=1}^{Z_s} z n_{s,z} - \sum_{k=0}^K n_{e,k} \right) = \\ = \sum_{s=1}^S \sum_{z=1}^{Z_s} \frac{z n_{s,z}}{\tau_{s,z}} - \sum_{k=0}^K \frac{n_{e,k}}{\tau_{e,k}} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнение (8) используется для разработки нового подхода к расчету времен удержания. Прослеживая зависимость времен удержания от величины удерживающего потенциала $\tau_{s,z} = \tau_{s,z} \Delta\varphi$ и времени удержания холодной электронной компоненты от величины потенциала плазмы $\tau_{e,0} = \tau_{e,0} \varphi$, на основе уравнения (8) составим функционал следующего вида:

$$F_1 \Delta\varphi, \varphi = \left(1 - \frac{\sum_{s=1}^S \sum_{z=1}^{Z_s} \frac{z n_{s,z}}{\tau_{s,z} \Delta\varphi}}{\frac{n_{e,0}}{\tau_{e,0} \varphi} + \sum_{k=1}^K \frac{n_{e,k}}{\tau_{e,k}}} \right)^2. \quad (9)$$

Использование функционала в форме (9) позволяет определить величины удерживающего потенциала $\Delta\varphi$ и потенциала плазмы φ . Далее, применяя эти значения, мы можем определить времена удержания, составляя следующий функционал:

$$\begin{aligned} F_2 \tau_{1,1}, \tau_{1,2}, \dots, \tau_{1,Z_1}, \dots, \tau_{S,1}, \tau_{S,2}, \dots, \\ \tau_{S,Z_S}, \tau_{e,0}, \tau_{e,1}, \dots, \tau_{e,K} = \\ = \left(1 - \frac{\sum_{s=1}^S \sum_{z=1}^{Z_s} \frac{z n_{s,z}}{\tau_{s,z}}}{\sum_{k=0}^K \frac{n_{e,k}}{\tau_{e,k}}} \right)^2. \end{aligned} \quad (10)$$

При этом в качестве начальных значений для аргументов функционала (10) используются величины, полученные с помощью формул (7), а величины $\Delta\varphi$ и φ берутся из минимизированного функционала (9).

Расчет времен удержания в процессе двухэтапной минимизации функционалов (9) и (10) составляет новый подход к определению времен удержания электронов и ионов в ионном источнике ЭЦР-типа.

Учет процесса ЭЦР-нагрева внешним СВЧ-полем

Корректный учет процесса ЭЦР-нагрева электронной компоненты плазмы внешним СВЧ-полем

может быть произведен следующим образом. Предполагая известной полную частоту столкновений для электронов в ЭЦР-плазме ν_e , время ЭЦР-нагрева электронов внешним СВЧ-полем можно определить из уравнения баланса энергии W для электронов, а именно:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 E^2}{m_e \nu_e} \sin^2 \omega t + \varphi - \frac{2\nu_e m_e W}{m_z}, \quad (11)$$

где E , ω , φ — амплитуда, частота и начальная фаза внешнего СВЧ-поля, соответственно;

m_e , m_z — масса электрона и иона зарядового состояния z .

Найденное решение уравнения (11) усредненное по фазе внешнего СВЧ-поля, было использовано для определения времени ЭЦР-нагрева электронов компоненты k до температуры $T_{e,k}$, компоненты k' , а именно:

$$\tau_{e,k \rightarrow k'}^h = \frac{2m_e \nu_{e,k} T_{e,k'}}{e^2 E^2}, \quad P_s \propto E^2, \quad (12)$$

где P_s — мощность источника внешнего СВЧ-поля (для ее зависимости от амплитуды взяты данные из работы [1]).

Выражение (12) было использовано в процессе решения систем (1)—(2) и (4)—(5).

Новый подход к расчету объема и площади для ЭЦР-поверхности

В работах [7, 8] учет уравнения для нейтралов приводит к необходимости расчета потока нейтральных частиц плазмы через резонансную поверхность внутрь ЭЦР-плазмы, что требует дополнительных параметров, а именно, объема и площади для ЭЦР-поверхности.

В работах [6—8] резонансная поверхность представлялась эллипсоидом, и объем и площадь вычислялись, соответственно, для этого случая.

В данной работе объем, ограниченный ЭЦР-поверхностью, и ее площадь рассчитываются исходя из реальных магнитных полей магнитной системы ЭЦР-источника, которые были выбраны в следующем виде:

$$\begin{aligned} B_x \ x, y, z &= \sqrt{B_x^2 \ x, y, z + B_y^2 \ x, y, z + B_z^2 \ z} - B_{res}; \\ B_x \ x, y, z &= x^2 - y^2 \ B_0 - xzB_2; \\ B_y \ x, y, z &= -y \ 2xB_0 + zB_2; \\ B_z \ z &= B_1 + z^2 B_2, \end{aligned} \quad (13)$$

где B_0, B_1, B_2 — размерные константы, характеризующие магнитное поле ионного источника; B_{res} — резонансное значение магнитного поля.

Объем и площадь для ЭЦР-поверхности определялись следующим образом:

$$S_p = \iint_S n \cdot dS = \iiint_{\Omega} \text{div} n dV, \quad dS = n dS, \quad dS = dx dy; \\ V_p = \iiint_{\Omega} dV, \quad dV = dx dy dz; \quad (14)$$

$$S = \{x, y, z : B_{x, y, z} = 0, \quad \Omega = \{x, y, z : B_{x, y, z} < 0, \\ n = n_{x, y, z}, \quad n_{x, y, z} = \frac{\nabla B_{x, y, z}}{|\nabla B_{x, y, z}|}.$$

Расчет по формулам (14) производился с помощью метода статистического моделирования (метод Монте-Карло), который был протестирован для случаев, использующих аналитические формулы объема и площади, а именно: для шара с заданным радиусом и эллипсоида с заданными полуосями.

Расчет токов экстракции и мощности потерь

Токи вывода в стационарном режиме работы ионного источника были вычислены так же, как и в работах [4, 6—8]:

$$J_{s,z} = \frac{eV_p a z n_{s,z}}{2S_p \tau_{s,z}}, \quad (15)$$

где a — размер отверстия вывода пучка.

Был использован также подход, учитывающий ограничение тока вывода пространственным зарядом на основе закона Ленгмюра [17], а именно:

$$J_{s,z} = \sqrt{\frac{z}{Z_s}} \frac{eV_p a z n_{s,z}}{2S_p \tau_{s,z}}. \quad (16)$$

Уравнение баланса мощностей потерь было выбрано в пренебрежении потерями отражения внешнего СВЧ-поля от резонансной поверхности, т. е.

$$P_s \approx P_{tr} + P_{Br} + P_c; \\ P_{tr} = eV_p \phi + T_{e,0} \frac{n_{e,0}}{\tau_{e,0}} + eV_p \sum_{k=1}^K \frac{n_{e,k} T_{e,k}}{\tau_{e,k}} + \\ + eV_p \sum_{s=1}^S \sum_{z=1}^{Z_s-1} \left(z \Delta \phi + \sum_{z'=1}^z I_{s,z'} \right) \frac{n_{s,z}}{\tau_{s,z}}; \\ P_{Br} = 1,69 \cdot 10^{-32} V_p \sum_{k=1}^K n_{e,k} \sqrt{T_{e,k}} \sum_{s=1}^S \sum_{z=1}^{Z_s} z^2 n_{s,z}; \\ P_c = 6,21 \cdot 10^{-32} V_p B_{res}^2 \sum_{k=1}^K n_{e,k} T_{e,k},$$

где P_{tr} — мощность потерь при удержании; P_{Br} — мощность тормозного излучения; P_c — мощность циклотронного излучения.

Результаты расчета

Приведено сравнение расчетных значений ЗРИ для сверхпроводящего ионного источника ЭЦР-типа (SERSE), Национального института ядерной физики, Южной национальной лаборатории (Катания, Италия) с экспериментальными результатами [18].

Величины B_0, B_1, B_2 для модуля поля (13) определяли путем аппроксимации карты поля ионного источника. В расчетах использовались следующие параметры оптимизированного для рабочей частоты 18 ГГц магнитного поля:

$$B_0 = 333,7 \text{ Гс} \cdot \text{см}^{-2}; \quad B_1 = 5373,8 \text{ Гс}; \\ B_2 = 42,5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^{-2}; \quad B_{res} = 6425,9 \text{ Гс}.$$

Размеры камеры ионного источника: диаметр $D = 13$ см, длина $L = 48$ см.

Размеры рабочей камеры ионного источника были приняты следующими: $D = 13$ см, $L = 48$ см. Для площади резонансной поверхности и объема, ею ограниченного, использовались следующие значения, полученные на основе (14):

$$S_p = 210 \text{ см}^2, \quad V_p = 260 \text{ см}^3.$$

Решалась задача Коши системы уравнений (1)—(2) для кислорода-18; число электронных компонент было выбрано равным трем, т. е. система (1)—(2) в динамическом режиме, а система (4)—(5) — в статическом режиме работы ЭЦР-источника имели 12 уравнений и столько же неизвестных.

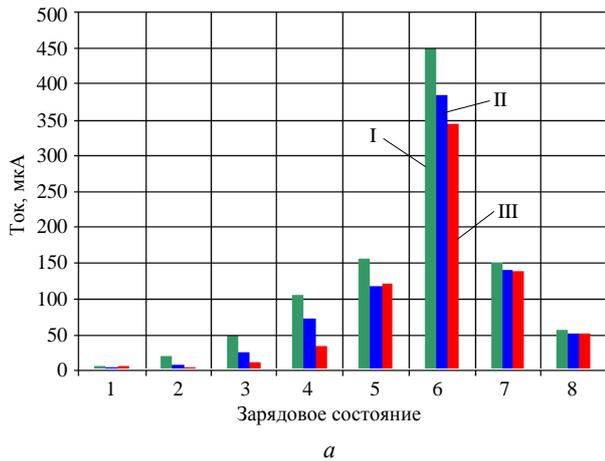
Значение температуры ионов выбрано равным 0,1 эВ для всех ионов и нейтральных атомов, температуры электронных компонент варьировались.

После выхода решений на стационарный режим значения концентраций ионов и электронов использовались в качестве первой итерации поиска решения статической задачи (4)—(5).

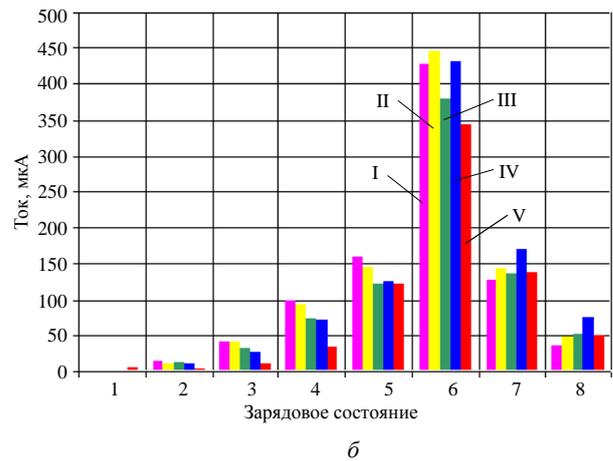
Процедура поиска значений удерживающего потенциала и потенциала плазмы, а также времен удержания проводилась на каждом 10-м шаге интегрирования системы (1)—(2) и каждой итерации при решении статической задачи (4)—(5).

Выбор областей минимизации функционала (9) обусловлен зависимостями $\tau_{s,z} = \tau_{s,z} \Delta \phi$ и $\tau_{e,0} = \tau_{e,0} \phi$ на основе (7) для нижних границ, верхние границы выбирались в соответствии с данными работы [19].

Результаты расчета приведены на рисунке, а и б.



а



б

Сравнение токов экстракции для:

а — различных моделей токов [18]: времена ЭЦР-нагрева: $\tau_{e,0 \rightarrow 1}^h = 10^{-7}$ с; $\tau_{e,1 \rightarrow 2}^h = 10^{-8}$ с;

Серия I: $n_e = 2,3 \cdot 10^{12}$ см⁻³; $T_{e,0} = 100$ эВ; $T_{e,1} = 5$ кэВ; $T_{e,2} = 15$ кэВ; $P_s = 1466,2$ Вт — формула (15).

Серия II: Те же параметры, но выбрана формула (16).

Серия III: экспериментальный результат, $P_s = 1466,2$ Вт.

б — различных времен ЭЦР-нагрева и начальных электронных температур [18]:

Времена ЭЦР-нагрева: $\tau_{e,0 \rightarrow 1}^h = 10^{-7}$ с; $\tau_{e,1 \rightarrow 2}^h = 10^{-8}$ с.

Серия I: $n_e = 1,8 \cdot 10^{12}$ см⁻³; $T_{e,0} = 100$ эВ; $T_{e,1} = 5$ кэВ; $T_{e,2} = 8$ кэВ; $P_s = 937,8$ Вт.

Серия II: $n_e = 2,1 \cdot 10^{12}$ см⁻³; $T_{e,0} = 100$ эВ; $T_{e,1} = 5$ кэВ; $T_{e,2} = 10$ кэВ; $P_s = 1157,8$ Вт.

Серия III: $n_e = 2,3 \cdot 10^{12}$ см⁻³; $T_{e,0} = 100$ эВ; $T_{e,1} = 5$ кэВ; $T_{e,2} = 15$ кэВ; $P_s = 1466,2$ Вт.

Времена ЭЦР-нагрева: $\tau_{e,0 \rightarrow 1}^h = 10^{-9}$ с; $\tau_{e,1 \rightarrow 2}^h = 10^{-10}$ с.

Серия IV: $n_e = 2,5 \cdot 10^{12}$ см⁻³; $T_{e,0} = 100$ эВ; $T_{e,1} = 5$ кэВ; $T_{e,2} = 15$ кэВ; $P_s = 1852,8$ Вт.

Серия V: Экспериментальный результат, $P_s = 1466,2$ Вт

Заключение

Предложенное развитие модели уравнений баланса принимает во внимание все главные физические принципы, лежащие в основе работы ЭЦР-источника, а именно: ионизацию электронным ударом, перезарядку на нейтральных атомах рабочего газа, удержание заряженных частиц магнитным полем с минимумом-В, феномен ЭЦР-нагрева.

Показана справедливость уравнения о равенстве потоков в динамическом режиме работы ионного источника ЭЦР-типа. Это позволило исключить два параметра модели: потенциал плазмы и величину удерживающего потенциала, а также стало основанием для разработки нового подхода к расчету времен удержания электронов и ионов ЭЦР-плазмы магнитным полем источника, а именно: расчет времен удержания в процессе двухэтапной минимизации функционалов специального вида, построенных на основе уравнения о равенстве потоков. Предложенный новый подход использует полуэмпирические формулы теории Пастухова.

Уточнение времен переходов электронов одной энергетической компоненты в другую в процессе ЭЦР-нагрева внешним СВЧ-полем, а также учет новых уравнений, описывающих изменение энергий различных компонент ЭЦР-плазмы в процессе накопления многозарядных ионов, позволяет сократить число параметров модели и в какой-то степени лишает предложенную модель феноменологического статуса.

Представленные предварительные результаты численного моделирования серии I на рисунке, а и серии II на рисунке, б должным образом соответствуют экспериментальным данным.

Литература

1. Geller R. Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas/ Institute of Physics. Bristol and Philadelphia, 1996.
2. Jongen Y. Confinement and charge-state distribution in ECR source. LC-8001/ Laboratoire du Cyclotron. Université Catholique de Louvain, 1980.
3. Jongen Y. Distribution d'états de charge dans le plasma d'une source ECR. LC-8003/ Laboratoire du Cyclotron. Université Catholique de Louvain, 1980.

4. West H. I.// Jr. Calculation of Ion Charge–State Distribution in ECR Ion Source. UCRL–53391/Lawrence Livermore National Laboratory. University of California, 1982.
5. Chan–Tung N. Thèse de doctorat. — Grenoble, 1980.
6. Shirkov G.// Plasma sources science and technology. 1993. V. 2. № 4. P. 250—257.
7. Shirkov G.// Review of scientific instruments. 2000. V. 71. № 2. P. 850—852.
8. Philippov A. V., Shirkov G. D., Tokareva N. A. Multicomponent consideration of electron fraction and numerical simulation of the bremsstrahlung emission from the ECR source in afterglow mode. JINR Commun. E9–2001–21. — Dubna, 2001. P. 15.
9. Shirkov G., Zschornack G.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 1995. V. 95. P. 527—532.
10. Dougar–Jabone V. D., Kondratov B. A., Umnov A. M.// Review of Scientific Instruments. 1992. V. 63. № 4. P. 2864—2866.
11. Dougar–Jabone V. D., Umnov A. M.// Ibid. P. 2869—2871.
12. Dougar–Jabone V. D., Umnov A. M., Kutner V. B.// Ibid. 1996. V. 67. № 3. P. 1152—1154.
13. Dougar–Jabone V. D., Chacon Velasco A. J., Umnov A. M., Kariaka V. I.// Physica Scripta. 1999. V. 60. P. 250—252.
14. Pastukhov V. P.// Nuclear Fusion. 1974. V. 14. № 3. P. 3—6.
15. Пастухов В. П.// Вопросы теории плазмы: Сб. ст. — М.: Энергоатомиздат. 1984. Вып. 13. С. 160—204.
16. Rognlien T. D., Catler T. A.// Nuclear Fusion. 1980. V. 20. P. 1003—1011.
17. Langmuir I., Compton K. T. // Review of Modern Physics. 1931. V. 3. № 2. P. 191—257.
18. Consoli F., Philippov A. V., Shirkov G. D. et al.// Proc. of 33rd European physical society conference on plasma physics, Rome, Jun. 19—23. 2006. V. 301. P–2.067.
19. Кадомцев Б. Б.// ЖТЭФ. 1961. Т. XXXI. Вып. 10. С. 1209—1219.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

Development of the balance equations model for calculation of ion charge-state distribution in ECR ion sources

A. V. Philippov, G. D. Shirkov

Joint Institute for Nuclear Research, Particle Physics Laboratory, Dubna, Russia

F. Consoli, S. Gammino, G. Ciavola, L. Celona

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali del Sud, Catania, Italy

S. Barbarino

Università degli Studi di Catania, Dipartimento di Fisica e Astronomia, Catania, Italy

The investigation of the widespread model for the calculation of ion charge–state distributions (CSD) in electron cyclotron–resonance ion source based on the set of balance equations is given. The modification of this model that allows one to describe the confinement and accumulation processes of highly charged ions in ECR plasma for gas mixing case more precisely is discussed. The discussion of the calculation technique for the time confinement of ions and electrons based on the theory of Pastukhov is given, viz. — calculation of confinement times during two stage minimization of the special type functionals. The results obtained by this approach have been compared with available experimental data.

УДК 537.534.3

О фокусирующих свойствах ограниченного в осевом направлении электронного цилиндра

Г. А. Ковальский

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

Показано, что ограниченный по длине аксиально-симметричный электронный цилиндр обладает фокусирующими свойствами по отношению к пучкам ионов. Приведен пример расчета параметров системы для фокусировки интенсивного пучка ионов гелия.

Введение

Трудности фокусировки ионных пучков связаны, как известно, с большой плотностью их объемного заряда даже при небольших интенсивностях.

Сохранение определенного диаметра пучка возможно лишь при нейтрализации объемного заряда электронами за счет ионизации остаточных газов. По этой причине невозможно использовать для фокусировки обычные электростатические линзы,