

## Источник многозарядных ионов, использующий закрытую магнитную ловушку Торнадо

© К.Б. Абрамова,<sup>1</sup> А.В. Воронин,<sup>1</sup> А.Н. Смирнов,<sup>2</sup> В.Г. Зорин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН,  
603600 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: voronin.mhd@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 25 января 2001 г.)

Предложено использовать закрытую магнитную ловушку типа Торнадо для создания импульсного источника многозарядных ионов с нагревом плазмы СВЧ излучением. Потери плазмы в закрытых ловушках определяются диффузией поперек магнитного поля, что существенно увеличивает время жизни плазмы по сравнению с зеркальной ловушкой. Предложен сценарий нагрева плазмы с последовательным включением двух генераторов: на частоте 2.45 GHz для создания начальной плазмы и на частотах 15, 53 GHz — для ее нагрева. Показано, что возможно достижение распределения ионов по зарядовым состояниям с максимумом на  $\text{Ar}^{16+}$  при плотности плазмы  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Экстрагируемый ионный ток может достигать при этом 1 А.

### Введение

В настоящее время наиболее распространенными источниками многозарядных ионов (МЗИ) являются источники, использующие зеркальную магнитную ловушку для удержания плазмы, нагреваемой СВЧ излучением на частоте электронного циклотронного резонанса (ЭЦР источник). Такие устройства позволяют одновременно поддерживать электронную температуру плазмы на высоком уровне, необходимом для многократной ионизации газа; достаточно долго удерживать плазму для обеспечения глубокой обдирки ионов; организовывать экстракцию ионов из плазмы для дальнейшего формирования ионного пучка, который затем транспортируется на расстояния десятки метров до области потребления. В идеальном случае потери плазмы из такой ловушки определяются выносом ее вдоль магнитного поля через пробки, где устанавливается экстрактор. Продольные потери ограничивают время жизни ионов в плазме и, следовательно, глубину обдирки многозарядных ионов.

Использование закрытых магнитных ловушек для удержания плазмы в источниках МЗИ кажется заманчивым с точки зрения увеличения времени жизни плазмы. В идеальной закрытой ловушке магнитные силовые линии не покидают некоторого ограниченного объема и не пересекают элементов конструкции ловушки (стенок вакуумной камеры и проч.). Время жизни плазмы в закрытой ловушке может быть существенно больше, чем в прямой ловушке (в отношении скоростей продольных потерь в простой ловушке и поперечной диффузии в магнитном поле закрытой ловушки). Очевидным недостатком закрытых ловушек является сложность экстракции ионов. Разрешить это противоречие могут закрытые ловушки типа Торнадо [1,2]. Они позволяют использовать дополнительную катушку, частично разрушаю-

щую закрытую структуру ловушки в заданный момент времени, но не влияющую радикально на общее время жизни плазмы, и создать регулируемый поток плазмы, зависящий от магнитного поля дополнительной катушки. Таким образом, появляется возможность регулировать поток плазмы в экстрактор и в определенных пределах изменять время жизни ионов.

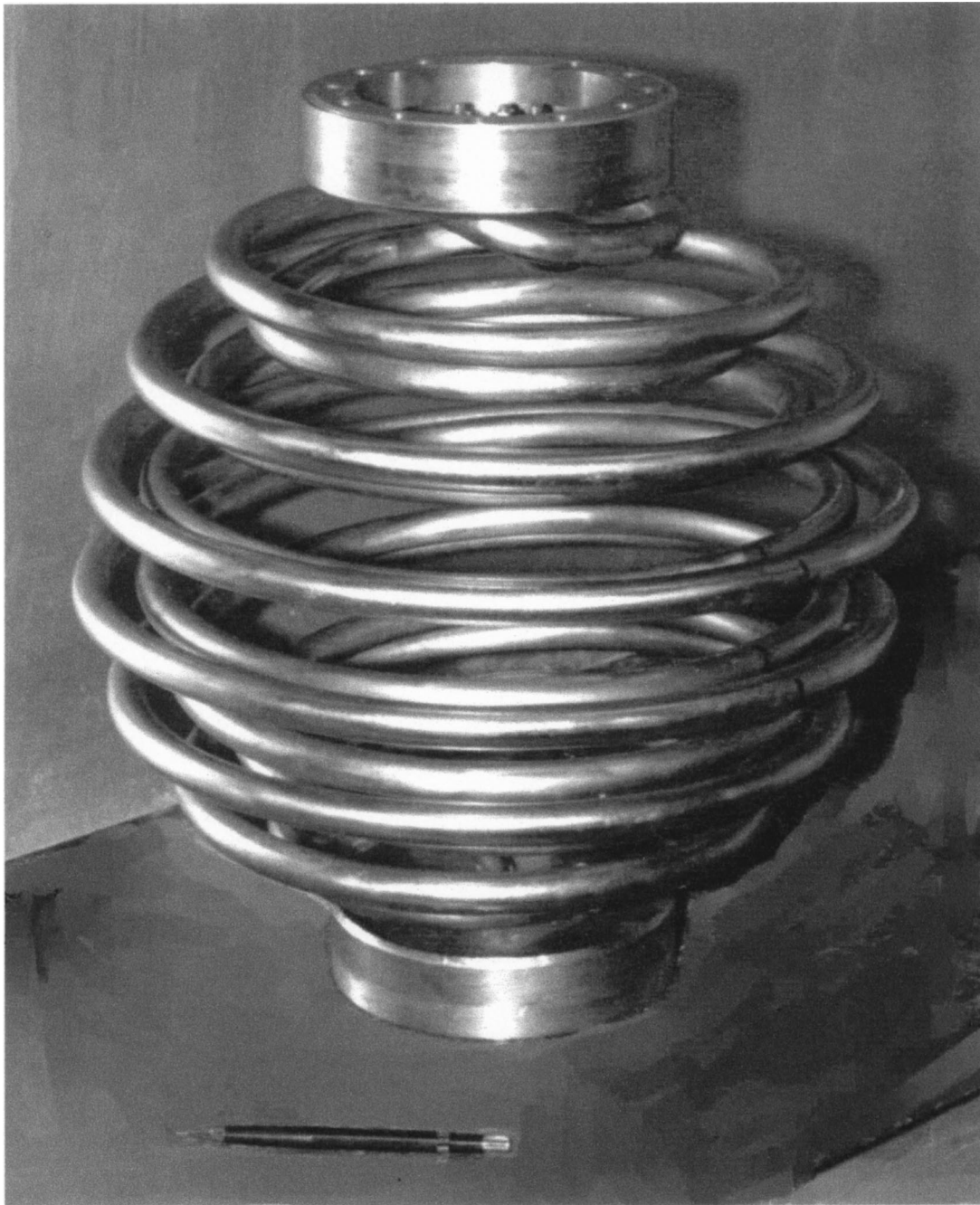
В настоящей работе предлагается использовать закрытую ловушку типа Торнадо для создания ЭЦР источника многозарядных ионов. Указывается сценарий электронно-циклотронного нагрева плазмы и рассчитывается распределение ионов по зарядовым состояниям, которое может быть получено на установке Торнадо-322, проходящей испытания [3]. Показано, что к концу импульса магнитного поля возможно достижение распределения ионов по зарядовым состояниям с максимумом на  $\text{Ar}^{16+}$  при плотности плазмы  $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Обсуждается план экспериментов по ЭЦР нагреву плазмы в ловушке Торнадо.

### Ловушка Торнадо

Почти 40 лет назад была показана принципиальная возможность создания системы, обладающей замкнутым, нарастающим к периферии магнитным полем. Устройство, позволяющее создать такое поле, может быть использовано как магнитная ловушка для удержания плотной горячей плазмы. Такая ловушка получила название Торнадо.

Магнитное поле Торнадо создается двумя противоположно направленными токами, которые протекают по геометрически подобным сферическим концентрическим спиральным проводникам, соединенным в полюсах прямыми отрезками (рис. 1).

Если отношение токов, текущих по проводникам, равно  $m_0 = I_{\text{out}}/I_{\text{in}} = \sqrt{R_{\text{in}}/R_{\text{out}}}$ , где  $R_{\text{in}}$  и  $R_{\text{out}}$  — радиусы

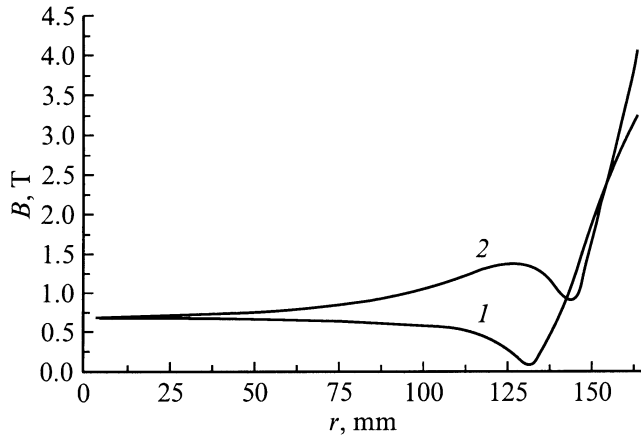


**Рис. 1.** Внешний вид ловушки Торнадо

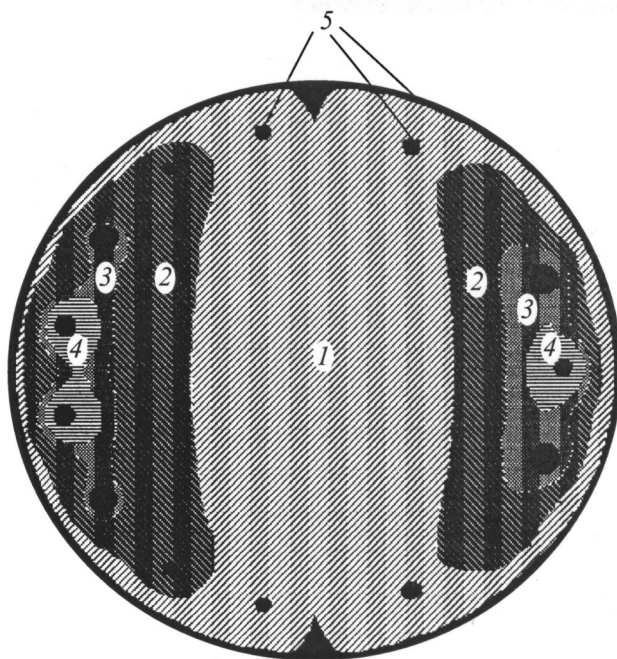
внутренней и внешней сферических поверхностей, то в ловушке существует сферическая сепаратриса с радиусом  $R_s = \sqrt{R_{in} \times R_{out}}$ , охватывающая внутреннюю спираль. Сепаратриса делит магнитное поле ловушки на две области. Силовые линии магнитного поля внутри сепаратрисы окружают проводники внутренней спирали и не выходят из объема, ограниченного сепаратрисой. Объем внутри сепаратрисы используется для удержания плазмы. Этот объем включает область с пониженной напряженностью магнитного поля (рис. 2), окруженную магнитным барьером. Магнитный барьер расположен

вблизи сферической сепаратрисы. Магнитное поле ловушки образует регулярную и стабильную систему [2,4] (рис. 3).

Восьмивитковые спирали Торнадо-322 установлены в вакуумной камере. Диаметры наружной и внутренней спиралей равны 350 и 298 мм соответственно. Спирали изготовлены из тонкостенной нержавеющей стальной трубки диаметром 18 мм и заполнены изолированными от нее проводниками. Такая конфигурация позволяет избежать пробоев между витками, так как магнитное поле создается током, протекающим по проводникам,



**Рис. 2.** Радиальное распределение индукции магнитного поля в Торнадо-322.  $r$  — расстояние от центра ловушки,  $B$  — индукция магнитного поля; 1 — в экваториальной плоскости [3], 2 — в направлении к полюсу. Ток 38 кА.



**Рис. 3.** Структура магнитного поля ловушки Торнадо-322. Внутри сепаратрисы показаны характерные следы пересечения магнитных силовых линий с меридиальной плоскостью ловушки, 1–4 — области "обобщенных" магнитных силовых линий, 5 — области "индивидуальных" силовых линий. Внешняя окружность — след сепаратрисы.

расположенным внутри трубки. Поскольку провода с изоляцией расположены внутри трубки, отделяющей их от вакуумного объема, то остаточное давление газа в камере может достигать  $10^{-8}$  Торр. Медные провода охлаждаются парами азота, что увеличивает их проводимость по сравнению с проводимостью при комнатной температуре в 4.5 раза. Пять токонесущих проводов внутри трубки,

изолированы друг от друга и соединены последовательно. В результате для получения магнитного поля в барьере 2.8 Т и длительностью 15 мс достаточен электрический ток 38 кА.

## Время жизни плазмы в ловушке Торнадо

В работах [2,5,6] описаны результаты независимых серий экспериментов по исследованию удержания плазмы в различных модификациях ловушки Торнадо. Результаты экспериментов позволяют сделать следующие заключения: ловушка замкнута; время жизни заряженных частиц в ней оказывается максимальным при отношении токов в спиральных, близком к теоретически определенному значению  $m_0$ , основные потери плазмы (для плазмы с температурой электронов 2–5 эВ) определяются классической поперечной диффузией и электрон-ионной рекомбинацией; относительно сильные возмущения магнитного поля ловушки не приводят к существенному увеличению потерь плазмы по сравнению с классическими диффузионными потерями.

Например, в ловушке Торнадо-II [5] (имеющей  $R_{in} = 10$  см) при концентрации плазмы  $2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ , магнитном поле в барьере 0.1 Т, длительности импульса 2 мс измеренное время жизни плазмы изменялось пропорционально квадрату магнитного поля и обратно пропорционально плотности электронов  $\tau_i^D \sim B^2 \cdot N_e^{-1}$ . В ловушке Торнадо-X [6] при плотностях электронов  $N_e \leq 10^{14}$  см $^{-3}$ , длительности импульса магнитного поля 2 мс и магнитных полях в барьере  $B \leq 0.1$  Т измеренное время жизни плазмы также изменялось пропорционально квадрату магнитного поля, что соответствует классической поперечной диффузии. Следовательно, время жизни плазмы в ловушке в этом режиме можно определить как

$$\tau_i^D \approx \frac{R^2}{D_{\perp}^{ef}} \approx \frac{\chi R^2 B^2 T_e^{3/2}}{AN_e(T_i + \langle Z \rangle T_e)}. \quad (1)$$

Здесь  $R$  — характерная диффузионная длина (для конкретной модификации ловушки минимальная из величин  $R_{in}/k$ , где  $k$  — число витков спирали) и ширина магнитного барьера  $R_b \approx R_s - R_{in}$ ;  $D_{\perp}^{ef}$  — коэффициент поперечной диффузии;  $T_e$ ,  $T_i$  [эВ] — температуры электронов и ионов соответственно;  $\langle Z \rangle$  — средний заряд ионов;  $B$  [Т] — величина магнитного поля в барьере;  $A \approx 3 \cdot 10^{-12}$ ;  $\chi$  — постоянный коэффициент, дающий поправку, связанную со сложной конфигурацией магнитного поля ловушки, этот коэффициент найден из сравнения (1) и расчетов времени жизни, проведенных в [7]. В результате коэффициент  $\chi$  принят равным 1/6.

Увеличение магнитного поля в ловушке Торнадо-X свыше значения 0.1 Т не влияло на время жизни плазмы вследствие ее гибели из-за объемной электрон-ионной

рекомбинации. В этом случае время жизни плазмы:

$$\tau_i^R \approx (k^R N_e)^{-1}, \quad (2)$$

где  $k^R$  — коэффициент рекомбинации.

Преимущество закрытых ловушек перед прямыми с точки зрения удержания плазмы можно выразить численно с помощью отношения времен жизни (для прямой ловушки используем выражение для классического удержания [8], которое обычно используется в источниках многозарядных ионов)

$$\frac{\tau_i^D}{\tau_i^C} \approx \frac{R^2 v_{ei}}{D_{\perp}^{ef}} \sim \frac{R^2 B^2}{T_e}. \quad (3)$$

Наиболее ярко преимущество проявляется при больших магнитных полях. Например, для ловушки Торнадо-322 (магнитное поле  $\sim 2$  Т) при температуре электронов 1 keV отношение (3) равно  $10^4$ .

Важно подчеркнуть, что в данной работе мы будем предполагать, что потери плазмы определяются классической поперечной диффузией и рекомбинацией и при существенно больших электронных температурах, чем в [5,6].

## Нагрев плазмы

ЭЦР нагрев электронной компоненты является наиболее эффективным способом создания сильно неравновесной плазмы с параметрами, оптимальными для получения многозарядных ионов, а именно горячими электронами с температурой примерно 1 keV и холодными ионами с температурой несколько eV. К сожалению, к настоящему времени отсутствуют эксперименты по СВЧ нагреву плазмы в ловушке Торнадо, на основании которых можно было бы определить эффективность ЭЦР нагрева в этой системе (такие эксперименты планируются провести уже в ближайшем будущем). Структура силовых линий ловушки весьма сложна и поэтому детальный теоретический анализ поглощения СВЧ излучения на современном этапе невозможен. Тем не менее можно сделать определенные заключения о возможности нагрева плазмы на основании общих соображений.

Особенности структуры силовых линий магнитного поля не позволяют осуществить продольный ввод СВЧ волны (когда волновой вектор параллелен магнитному полю), который является наиболее эффективным с точки зрения поглощения излучения в небольших исследовательских установках.

Оценки показывают, что при непродольном вводе малое поглощение циклотронных СВЧ волн за один проход (мала оптическая толщина плазмы для нормальных волн). Значительное увеличение поглощения волн можно ожидать за счет многопроходности (вакуумная камера, в которую помещена ловушка, является резонатором) и, возможно, при поглощении на частоте верхнего гибридного резонанса.

Сильно неоднородное магнитное поле ловушки позволяет надеяться на поглощение СВЧ излучения в плазме в широком диапазоне частот. В данной работе предполагается, что СВЧ мощность полностью поглощается плазмой, если есть резонансная зона внутри сепаратрисы ловушки, и что падающее СВЧ излучение поглощается полностью независимо от концентрации плазмы (при выполнении условия слабого отражения  $N_e < N_{cr}$  — критической плотности плазмы для данной частоты СВЧ накачки).

## Формирование МЗИ в плазме, удерживаемой в ловушке Торнадо

Длительность импульса магнитного поля ловушки Торнадо-322 по порядку величины совпадает со временем жизни плазмы. Поэтому для расчета распределения ионов по зарядовым состояниям (РИЗС) необходимо решать нестационарную систему дифференциальных уравнений баланса ионизации для ионов во всех зарядовых состояниях, электронов и нейтральных атомов. Расчет РИЗС проводился для аргоновой плазмы на основе 0-мерной модели: концентрации и температуры всех частиц предполагаются однородными по всему объему ловушки.

Плотность  $N_i$  ионов в зарядовом состоянии  $i$  определяется процессами ионизации, рекомбинации, перезарядки на нейтральных атомах и скоростью поперечной диффузии плазмы

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \left( k_{i-1 \rightarrow i} N_{i-1} - k_{i \rightarrow i+1} N_i + k_{i+1 \rightarrow i}^R N_{i+1} - k_{i \rightarrow i-1}^R N_i \right) N_e + \left( k_{i+1 \rightarrow i}^{CX} N_{i+1} - k_{i \rightarrow i-1}^{CX} N_i \right) N_0 - \frac{N_i}{\tau}, \quad (4)$$

$k_{i,i+1}$  — константы ионизации электронным ударом, для вычисления которых использовалась формула

$$k_{i,i+1} = \frac{C_2(1 + C_1 \sqrt{\varepsilon_i/T_e})}{C_3 + \varepsilon_i/T_e} \left( \frac{\varepsilon_i}{T_e} \right)^{C_4} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{T_e}\right) \quad (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}).$$

Здесь  $\varepsilon_i$  — потенциал ионизации иона с зарядом  $i$  в электрон-вольтах,  $T_e$  — средняя энергия электронов. Значения параметров  $C_i$  табулированы в [9].  $k_{i+1 \rightarrow i}^R = k_{i+1 \rightarrow i}^{RR} + k_{i+1 \rightarrow i}^{DR}$  — сумма констант фоторекомбинации и диэлектрической рекомбинации

$$k_{i+1 \rightarrow i}^{RR} = A_{\text{rad}} (1.16 T_e)^{-X_{\text{rad}}} \quad (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}),$$

$$k_{i+1 \rightarrow i}^{DR} = \frac{1}{T_e^{3/2}} \sum_{j=1}^3 C_j \exp\left(-\frac{E_j}{T_e}\right) \quad (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}),$$

значения коэффициентов  $A_{\text{rad}}$ ,  $X_{\text{rad}}$ ,  $C_j$ ,  $E_j$  табулированы в [10,11],  $k_{i+1,i}^{CX}$  — константа перезарядки ионов на нейтральных атомах [12]

$$k_{i \rightarrow i-1}^{CX} = 1.43 \cdot 10^{-6} i^{1.17} \varepsilon_0^{-2.76} \sqrt{\frac{T_i}{M_i}} \quad (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}).$$

Здесь  $\varepsilon_0$  — энергия ионизации нейтрального атома,  $T_i$  и  $M_i$  — температура и масса ионов. В численном моделировании температуры ионов с разным зарядом принимались равными между собой, поскольку время выравнивания энергий у различных ионных компонент много меньше времени жизни ионов в ловушке. Время поперечной диффузии полагалось одинаковым для ионов всех зарядовых состояний и вычислялось по формуле (1).

Уравнение для концентрации нейтрального газа (здесь  $I$  — источник нейтрального газа в ловушке)

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = I + (k_{1 \rightarrow 0}^R N_1 - k_{0 \rightarrow 1} N_0) \cdot N_e - N_0 \sum_{i=2}^{18} N_i k_{i \rightarrow 1}^{CX}. \quad (5)$$

Уравнение баланса ионизации для электронов

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = N_e \sum_{i=0}^{17} (k_{i \rightarrow i+1} N_i - k_{i+1 \rightarrow i}^R N_{i+1}) - \frac{N_e}{\tau}. \quad (6)$$

Температура электронов определяется мощностью СВЧ излучения  $P$ , поглощаемой плазмой, и потерями энергии, связанными со столкновительным нагревом ионов, ионизацией, электрон-ионной рекомбинацией и диффузионным уходом электронов из ловушки

$$\begin{aligned} \frac{\partial(N_e T_e)}{\partial t} = & \frac{P}{V} - \frac{2m_e}{M_i} N_e \sum_{i=1}^{18} \nu_{ei} (T_e - T_i) \\ & - N_e \sum_{i=0}^{17} (k_{i \rightarrow i+1} U_i N_i + T_e k_{i+1 \rightarrow i}^R N_{i+1}) - \frac{N_e T_e}{\tau}, \quad (7) \end{aligned}$$

где  $V$  — объем ловушки,  $\nu_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений.

Баланс энергии ионов описывается уравнением

$$\frac{\partial(T_i \sum_{i=1}^{18} N_i)}{\partial t} = P_{col} + P_{IR} + P_{CX} + P_{loss}, \quad (8)$$

где слагаемые в правой части имеют следующий смысл:

$$P_{col} = \frac{2m_e}{M_i} N_e (T_e - T_i) \sum_{i=1}^{18} \nu_{ei} - \frac{1}{2} (T_i - T_0) \sum_{i=1}^{18} N_i \nu_{i0}$$

— нагрев ионов за счет столкновений с электронами и охлаждение за счет столкновений с нейтральными атомами; температура нейтрального газа  $T_0$  полагалась постоянной во времени;  $\nu_{i0}$  — частота столкновений ионов с нейтральными атомами;  $P_{IR} = T_0 k_{0 \rightarrow 1} N_e N_0 - T_i k_{1 \rightarrow 0}^R N_1 N_e$  — рождение ионов с температурой нейтралов в результате ионизации нейтрального газа и охлаждение за счет рекомбинации однократных ионов;

$$P_{CX} = N_0 \left( T_0 \sum_{i=0}^{17} k_{i+1 \rightarrow i}^{CX} N_{i+1} - T_i k_{1 \rightarrow 0}^{CX} N_1 \right)$$

— обмен энергией между ионами и нейтралами в процессе перезарядки;

$$P_{loss} = - \frac{N_i T_i}{\tau}$$

— вынос энергии из ловушки, связанный с диффузионными потерями ионов.

## Результаты расчета РИЗС

Оптимальная частота для нагрева плазмы в данной ловушке находится в диапазоне  $f = 30-60$  GHz. Излучение на этих частотах будет поглощаться вблизи сепаратрисы ловушки в области с магнитным полем от 1.07 до 2.14 Т. Соответствующие мощные генераторы-гиротроны выпускаются в настоящее время в ИПФ РАН (табл. 1, 2).

Время жизни плазмы в ловушке по порядку величины совпадает с длительностью импульса магнитного поля, поэтому время резонансного нагрева плазмы ограничено длительностью импульса магнитного поля (рис. 4), что оказывается основным фактором, определяющим возможность получения РИЗС с высоким средним зарядом.

Расчет формирования многозарядных ионов в ловушке Торнадо-322 был проведен на примере ЭЦР нагрева плазмы СВЧ излучением гиротрона на частоте  $F = 53$  GHz с мощностью  $P = 25$  kW. Максимальная длительность импульса СВЧ подобного гиротрона может достигать 200 ms (табл. 1, 2), что позволяет нагревать плазму в течение всего импульса магнитного поля ловушки. Критическая плотность плазмы для данной рабочей частоты

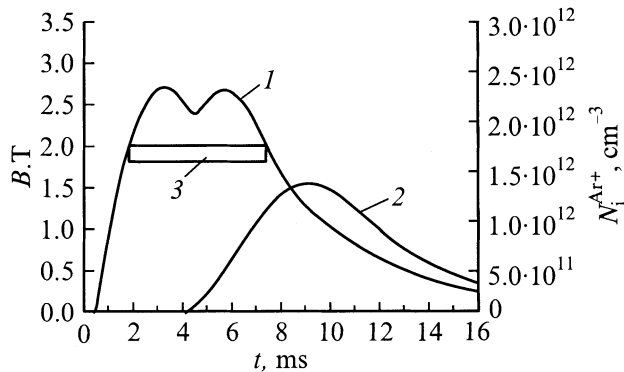
**Таблица 1.** Лучшие российские гиротроны, работающие в непрерывном режиме. [13] (обновленные данные)

Частота, GHz	Выходная мощность, kW	Магнитное поле, Т	Тип магнита
30	25	0.55	$N_s^a$
37.5	20	1.45	SCM <sup>b</sup>
83	20	3.2	SCM

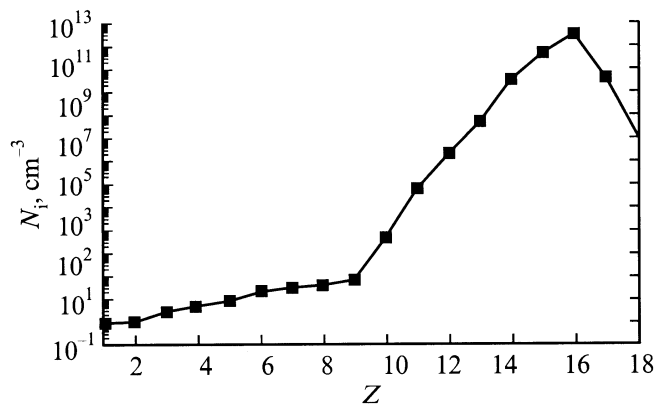
Примечание.  $a$  — "теплый" соленоид,  $b$  — сверхпроводящий магнит.

**Таблица 2.** Российские гиротроны [13] (обновленные данные)

Частота, GHz	Выходная мощность, kW	Длительность импульса, s
28	500	0.1
53	500	0.2
83	500	2
100	2100	$3 \cdot 10^{-5}$
110	1300	$10^{-4}$
110	6000	2
140	550	3
140	500	2
168	500	0.7



**Рис. 4.** Импульс магнитного поля в ловушке Торнадо-322 (1), рассчитанная зависимость концентрации ионов  $Ar^{16+}$  от времени (2) и модельная диаграмма поглощения излучения, использованная при численном моделировании на частоте 53 GHz, мощности 25 kW, длительностью 6 ms;  $t$  — время; остаточное давление в камере  $P_0 = 6 \cdot 10^{-5}$  Торр (3).



**Рис. 5.** Рассчитанное распределение ионов позарядовым состояниям.  $N_i$  — плотность ионов аргона,  $Z$  — заряд,  $F = 53$  GHz,  $P = 25$  kW. Начальные условия те же, что на рис. 4.

гиротрона весьма высока:  $N_{cr} = 3.47 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Это дает возможность при выполнении условия слабого отражения СВЧ  $N_e < N_{cr}$  поддерживать плотность плазмы в ловушке достаточно высокой для достижения больших значений параметра удержания  $N_e \tau$  и, следовательно, получать РИЗС с высоким средним зарядом. В расчетах была использована модельная диаграмма поглощения излучения, показанная на рис. 4.

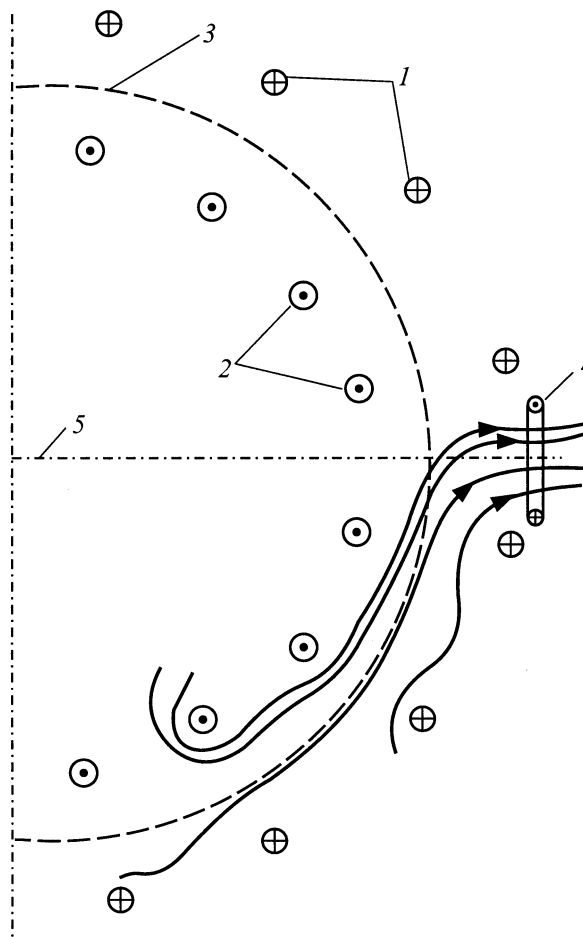
На рис. 4 показана временная зависимость напряженности магнитного поля в магнитном барьере Торнадо-322 (для предельных параметров имеющихся конденсаторных батарей магнитного поля  $C = 33 \text{ mF}$ ,  $U = 5 \text{ kV}$ ,  $W = 413 \text{ kJ}$ ), а также представлена рассчитанная из (4)–(8) зависимость плотности ионов  $Ar^{16+}$  от времени, полученная при начальном давлении нейтрального газа в ловушке  $P_0 = 6 \cdot 10^{-5}$  Торр. На рис. 5 представлено РИЗС с наивысшим средним зарядом ионов, соответствующее тем же начальным условиям. Это РИЗС

формируется к моменту времени, когда плотность ионов  $Ar^{16+}$  максимальна (рис. 4), т.е. уже после окончания СВЧ импульса. При высокой поглощаемой мощности, электроны, набрав энергию  $T_e \sim 1\text{--}3 \text{ keV}$ , продолжают эффективно обдирать многозарядные ионы в течение некоторого времени после выключения СВЧ, так как время жизни плазмы в ловушке весьма велико. В режиме, показанном на рис. 4, 5, максимальная концентрация электронов в разряде в течение времени ЭЦР нагрева  $\{N_e(t)\}_{max} = 2.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} < N_{cr}$ , т.е. условие отсутствия отсечки падающего СВЧ излучения оказывается выполненным.

### Экстракция ионного пучка

Для экстракции ионного пучка из ловушки Торнадо предлагается использовать дополнительную катушку, которая размыкает силовые линии так, как это показано на рис. 6.

Для РИЗС, представленного на рис. 5, максимальный по времени ток поперечных диффузионных потерь ионов



**Рис. 6.** Размыкание силовых линий магнитного поля ловушки с помощью дополнительной экстрагирующей катушки. 1 — наружная спираль, 2 — внутренняя спираль, 3 — сепаратриса, 4 — дополнительная катушка, 5 — экваториальная плоскость.

$\text{Ar}^{16+}$  составляет  $1.5 \text{ mA/cm}^2$ . При использовании дополнительной катушки плотность экстрагируемого ионного тока, как показывают даже самые грубые оценки, может существенно превышать это значение. Оценим по порядку величины ионный ток насыщения, который можно экстрагировать из ловушки

$$I_s \approx e \langle Z \rangle N_i V_s S_{\max} \approx e N_e \sqrt{\frac{\langle Z \rangle T_e}{M_i}} S_{\max}. \quad (9)$$

Здесь  $\langle Z \rangle$  — средний заряд ионов;  $V_s$  — скорость ионного звука в плазме, величина  $S_{\max}$  характеризует максимальное сечение силовой трубки магнитного поля, сформированной силовыми линиями, которые могут быть "расщеплены" за счет использования дополнительной катушки. Оценим  $S_{\max}$  следующим образом:

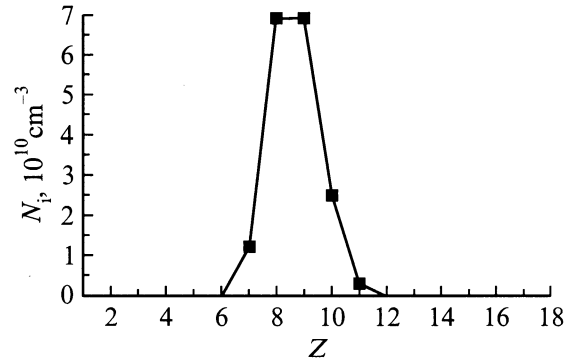
$$S_{\max} \sim S_0 \frac{B_{in}}{B_b} \frac{\Phi_{\infty}}{\Phi_0},$$

где  $S_0$  — площадь экваториального сечения ловушки, ограниченная внутренней спиралью;  $\Phi_0$  — характерный поток магнитного поля сквозь это сечение;  $\Phi_{\infty}$  — "отцепленный" поток магнитного поля;  $B_{in}$  и  $B_b$  — напряженность магнитного поля во внутренней части ловушки и в барьере соответственно (отношение  $B_{in}/B_b \sim 0.25$ ). Возьмем для нашей оценки  $\Phi_{\infty}/\Phi_0 \sim 10^{-4}$ , что представляется оправданным, если дополнительная экстрагирующая катушка выбрана так, что она не влияет на структуру магнитного поля ловушки в целом. При этом предположении максимальный экстрагируемый ионный ток (9) при концентрации плазмы  $N_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  и температуре электронов  $T_e = 1 \text{ keV}$  составит порядка 1 А.

## Возможные приложения ЭЦР источника МЗИ на основе ловушки Торнадо

Параметры РИЗС (средний заряд и ток ионов), которые, согласно расчетам, могут быть получены в ЭЦР источнике МЗИ на основе ловушки Торнадо-322, на сегодняшний день являются рекордными для всех типов источников МЗИ. Возможность достижения рекордных средних зарядов и токов ионов, а также широкий диапазон параметров РИЗС, которое можно получить в ЭЦР источнике МЗИ на основе ловушки Торнадо-322, делают данный источник ионов очень привлекательным для различных приложений, например для ускорителей тяжелых ионов.

Одним из возможных приложений предлагаемого источника может быть его использование в качестве производителя ионов для медицинского ускорителя тяжелых ионов в Чибо (Япония) [14]. Для данного медицинского ускорителя необходим импульсный источник ионов аргона с относительно высоким средним зарядом



**Рис. 7.** Рассчитанное РИЗС в источнике, оптимизированном для медицинского ускорителя тяжелых ионов в Чибо (Япония).  $N_i$  — плотность ионов аргона,  $Z$  — заряд,  $F = 15 \text{ GHz}$ ,  $P = 2 \text{ kW}$ . Начальное давление нейтрального газа в ловушке  $P_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$ .

+8–+9, током ионов 10–100 мА, частотой повторения 2 Hz и не слишком высокой потребляемой мощностью ( $P_B < 100 \text{ kW}$ ). Чтобы удовлетворить этим техническим требованиям, нужно оптимизировать ЭЦР источник ионов на основе ловушки Торнадо-322 следующим образом. Для достижения среднего заряда ионов аргона +8–+9 нужно обеспечить значение параметра удержания  $N_e \tau \sim 6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  (при температуре электронов  $T_e \sim 300 \text{ eV}$ ). Здесь  $\tau$  — фактически, длительность импульса магнитного поля для оптимизированной ловушки, так как время жизни плазмы в ней значительно больше. По сравнению с импульсом магнитного поля, представленным на рис. 4,  $\tau$  можно уменьшить в несколько раз за счет уменьшения емкости накопителя магнитного поля ( $\tau \propto \sqrt{C}$ ). Тогда  $\tau$  будет составлять несколько миллисекунд, а необходимая плотность плазмы порядка  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . При уменьшении емкости накопителя вместе с  $\tau$  в то же число раз уменьшится и магнитное поле в ловушке  $B \propto \sqrt{C}$ . Это позволит использовать для ЭЦР нагрева электронов источник с меньшей частотой СВЧ излучения и вместо дорогостоящего гиротрона применить, например, клистрон. Частота СВЧ излучения  $f$  должна удовлетворять условию  $N_{cr}(f) \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Расчеты показали, что требуемое РИЗС можно достичь при следующих параметрах источника: частота СВЧ излучения клистрона 15 GHz (резонансное магнитное поле  $B_r = 0.54 \text{ T}$ ), мощность 2 kW. Напряжение питания накопителя магнитного поля  $U = 5 \text{ kV}$ . Емкость накопителя магнитного поля нужно уменьшить в 16 раз по сравнению с ныне существующей  $C \approx 2 \text{ mF}$ , при этом длительность импульса магнитного поля станет приблизительно равной 4 ms и максимальная напряженность магнитного поля в барьере составит 0.7 T. При частоте повторения 2 Hz мощность, потребляемая таким накопителем, будет равна 50 kW. На рис. 7 представлено РИЗС, рассчитанное для данных параметров ЭЦР источника. Максимальная плотность плазмы в течение времени ЭЦР нагрева  $\{N_e(t)\}_{\max} \leq 2.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,

что меньше критической плотности плазмы для частоты 15 GHz ( $N_{cr} = 2.79 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Максимальный ток диффузионных потерь ионов  $\text{Ar}^{8+}$ ,  $\text{Ar}^{9+}$  составляет  $\sim 0.5 \text{ mA/cm}^2$ . При использовании дополнительной катушки, согласно оценке (9), максимальный ионный ток, который может быть экстрагирован из ловушки, составит по порядку величины 100 mA. Таким образом, РИЗС, которое может быть получено в данной модификации ЭЦР источника ионов на основе ловушки Торнадо-322, полностью подходит для использования в медицинском ускорителе тяжелых ионов в Чибо.

В настоящее время обсуждается также теоретическая возможность использовать ЭЦР источник ионов на основе ловушки Торнадо-322 для ускорителя тяжелых ионов в ЦЕРН. Для этого ускорителя необходим импульсный источник ионов свинца  $\text{Pb}^{25+}$ – $\text{Pb}^{27+}$ . Ток ионов должен быть  $\sim 10 \text{ mA}$  при длительности импульса  $100 \mu\text{s}$  и частоте повторения 1 Hz. Потребляемая мощность может составлять несколько сот киловатт. К сожалению, строгий расчет формирования РИЗС в свинцовой плазме пока не представляется возможным из-за отсутствия данных по сечениям ионизации и рекомбинации ионов свинца. Однако рекордные параметры рассчитанного РИЗС для тестового газа — аргона позволяют надеяться на успех в оптимизации предлагаемого источника ионов и для ускорителя тяжелых ионов в ЦЕРН.

## Заключение

Предложено использовать закрытую магнитную ловушку типа Торнадо для создания импульсного источника многозарядных ионов с нагревом плазмы СВЧ излучением [15]. Потери плазмы в закрытых ловушках определяются диффузией поперек магнитного поля, что существенно увеличивает время жизни плазмы по сравнению с прямой зеркальной ловушкой. К достоинствам ловушки Торнадо надо отнести также возможность создания высоких магнитных полей вплоть до 2 Т, что позволяет нагревать и удерживать плазму с высокой плотностью электронов, возможность использования дополнительной катушки для осуществления экстракции ионов и относительную дешевизну ловушки.

Предложен сценарий нагрева плазмы с последовательным включением двух генераторов: на частоте 2.45 GHz — для создания начальной плазмы и на более высокой частоте (15, 53 GHz) — для ее нагрева. Расчеты распределения ионов по зарядовым состояниям выполнены для импульсной установки Торнадо-322 для аргонной плазмы на основе нульмерной нестационарной системы дифференциальных уравнений баланса ионизации для ионов всех зарядовых состояний с учетом поперечной диффузии плазмы, ионизации, фото- и диэлектронной рекомбинации и перезарядки на нейтральных атомах. Показано, что возможно достижение распределения ионов по зарядовым состояниям с максимумом на  $\text{Ar}^{16+}$  при

плотности плазмы  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Экстрагируемый ионный ток может достигать при этом 1 А.

Таким образом, ЭЦР источник многозарядных ионов на основе ловушки Торнадо представляется весьма перспективным и доступным источником, который может быть реально построен уже в ближайшем будущем.

Авторы благодарят С.В. Голубева и М.Д. Токмана за полезные обсуждения и замечания настоящего материала.

## Список литературы

- [1] *Скорняков Г.В.* // ЖТФ. 1962. Т. 32. Вып. 3. С. 261–268. Вып. 7. С. 777–781. *Skornjakov G.V.* // Plasma Physics (J. Nucl. Energy. C). 1966. Vol. 8. P. 561–575.
- [2] *Peregood B.P., Lehnert B.* // Nuclear Instr. And Meth. 1981. Vol. 180. P. 357–386.
- [3] *Abramova K.V., Voronin A.V., Hellblom K.G.* et al. // Trans. Fusion Technology. 1999. Vol. 35. P. 263–267.
- [4] *Абрамова К.Б., Воронин А.В., Лев М.Л.* и др. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 1. С. 30–34.
- [5] *Галечян Г.А., Перегуд Б.П.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 9. С. 1696–1702.
- [6] *Абрамова К.Б., Воронин А.В., Галечян Г.А., Лев М.Л.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 12–16.
- [7] *Козырев А.Н., Перегуд Б.П.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 4. С. 743–753.
- [8] *Pastukhov V.P.* // Nuclear Fusion. 1974. Vol. 14. N 3. P. 235–255.
- [9] *Voronov G.S.* // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1997. Vol. 65. N 1. P. 1–35.
- [10] *Shull J.M., Van Steenberg M.* // Astroph. J. Suppl. Ser. 1982. Vol. 48. P. 95–103.
- [11] *Mazzotta P., Mazzitelli G., Colafrancesco S., Vittorio N.* // Astron. Astroph. Suppl. Ser. 1998. Vol. 133. P. 403–409.
- [12] *Muller A., Salzborn E.* // Phys. Lett. 1977. Vol. 62A. P. 391–396.
- [13] *Goldenberg A.L., Litvak A.G.* // Physics of Plasmas. 1995. Vol. 2. P. 2562–2572.
- [14] *Kitagawa A., Muramatsu M., Sekiguchi M.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 2000. Vol. 71. N 2. P. 1061–1063.
- [15] *Abramova K.B., Smirnov A.N., Voronin A.V., Zorin V.G.* // Rev. Sci. Instrum. 2000. Vol. 71. N 2. P. 921–923.