Исследование эффективности согласования микроволнового излучения с плазмой электронно-циклотронного резонансного ионного источника GISMO

© А.В. Поляков, С.С. Выбин, Е.Д. Господчиков, И.В. Изотов, В.А. Скалыга, А.Ф. Боханов

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия
E-mail: polyakov@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2026 г.
В окончательной редакции 1 сентября 2026 г.
Принято к публикации 23 октября 2026 г.

Проведено исследование поглощения СВЧ-излучения в плазме газодинамического электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) ионного источника GISMO, в котором благодаря использованию гиротрона мощностью до 10 kW при малом объеме плазменной камеры ($\sim 40\,\mathrm{cm}^3$) может реализоваться высокий удельный энерговклад (до $250\,\mathrm{W/cm}^3$). Проведенный эксперимент показал, что с текущей конфигурацией электродинамической согласующей системы и плазменной камеры поглощение СВЧ-излучения находится на уровне $\sim 60\,\%$ при значениях концентрации, близких к критическим. Предложена численная модель ЭЦР-нагрева плазмы, в которой учтены реальная геометрия плазменной камеры, магнитное поле ловушки и использовано приближение однородной концентрации.

Ключевые слова: электронно-циклотронный резонансный нагрев, диагностика плазмы, численное моделирование.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.24.64030.9771k

Электронно-циклотронные резонансные (ЭЦР) ионные источники широко применяются для генерации интенсивных ионных пучков высокозарядных ионов с низким эмиттансом. Для таких систем характерна проблема, связанная со спецификой взаимодействия СВЧ-излучения с плотной магнитоактивной плазмой. Эффективность поглощения, как правило, зависит от плотности плазмы и геометрии системы, и для того, чтобы ее увеличить, необходимо проводить расчет электродинамической согласующей системы. В 2.45 GHz ЭЦР ионных источниках согласователи рассчитывают импедансным методом, задавая плазменный импеданс как граничное условие на выходе волновода [1]. Данный подход применим в таких источниках, поскольку волновод и плазменный резонатор одномодовые. Для многомодовых систем в высокочастотных (> 14 GHz) классических ЭЦР ионных источниках используют полноволновое 3D-моделирование с учетом плазмы в холодном приближении, комбинируя электродинамический расчет с PIC-кодом для самосогласованности задачи [2,3].

В настоящей работе было изучено согласование СВЧ-излучения с плазмой газодинамического ЭЦР ионного источника GISMO (Gasdynamic Ion Source for Multipurpose Operation), разработанного в ИПФ РАН [4]. Измерены концентрация, температура плазмы и коэффициент поглощения СВЧ-излучения в широких диапазонах параметров установки. Проведен трехмерный полноволновой расчет плазменной камеры с учетом анизотропной плазмы в холодном приближении с однородной концентрацией.

Для генерации СВЧ-излучения в GISMO используется гиротрон с рабочей частотой 28 GHz, мощность которого регулируется в диапазоне от 0 до 10 kW. Комбинация мощного источника и компактного объема камеры ($\sim 40\,\mathrm{cm}^3$) позволяет достичь рекордных значений удельного энерговклада в плазму непрерывного ЭЦР-разряда до $250\,\mathrm{W/cm}^3$. На выходе из гиротрона излучение попадает в квазиоптический зеркальный преобразователь, в котором формируется волна с гауссовым поперечным профилем и вертикальной линейной поляризацией. Непосредственно в плазменный объем излучение попадает через электродинамическую согласующую систему — „клин“ (рис. 1). Поляризация цилиндрической моды TE_{11} направлена перпендикулярно острию „клина“, а его геометрия оптимизирована так, что обеспечивает прохождение порядка 98 % по мощности. Торцевая часть „клина“ имеет две функции: является стенкой плазменного резонатора и предотвращает утечку плазмы вдоль силовых линий на СВЧ-окно. Удержание плазмы обеспечивается магнитной ловушкой типа пробкотрон из постоянных магнитов. Пробочное отношение составляет $R = 6$ при величине магнитного поля в пробке $B = 1.6$ T. Две ЭЦР-зоны находятся между пробками и являются практически плоскими для данной конфигурации магнитного поля ($B_{\mathrm{ECR}} = 1$ T). Газ (H_2 в настоящей работе) напускается в ловушку из торца „клина“. Данный способ подачи газа позволяет избежать развития паразитного ЭЦР-разряда в области „клина“ на дополнительных ЭЦР-зонах, являющихся особенностью данной пробочной магнитной конфигурации. Такой

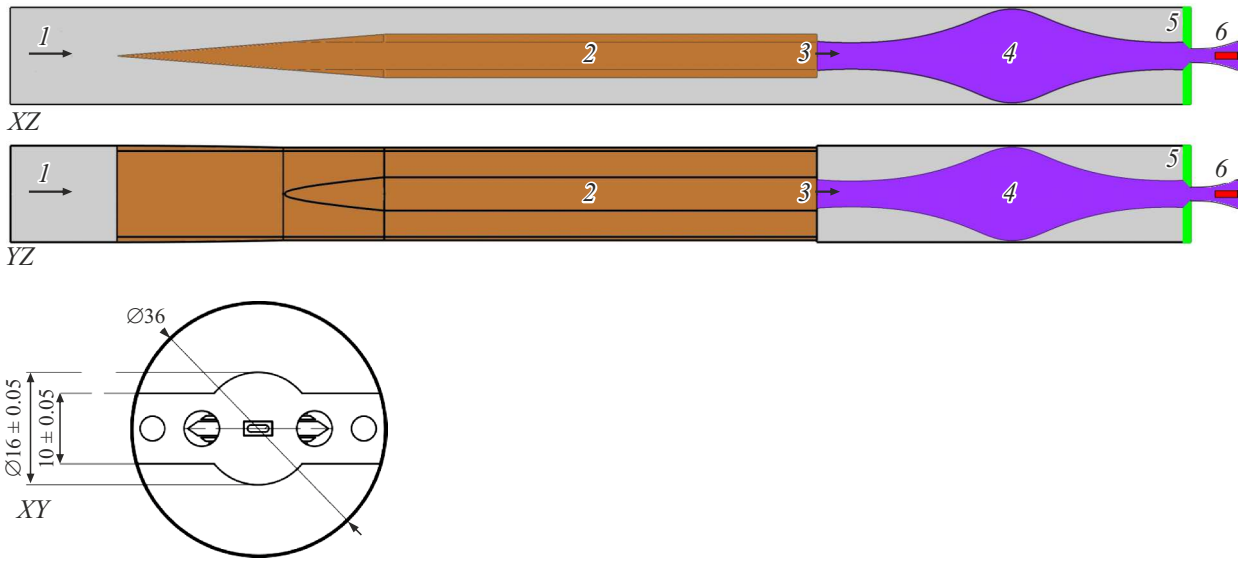


Рис. 1. Схема плазменной камеры GISMO в трех перпендикулярных проекциях: *XZ*, *YZ* и *XY*. *1* — СВЧ-излучение, *2* — „клин“, *3* — напуск газа, *4* — плазменный объем, *5* — плазменный электрод, *6* — зонд Ленгмюра. Правая стенка камеры — плазменный электрод с отверстием диаметром 1 mm, являющийся частью системы экстракции ионного пучка. Положение плазменного электрода определяет длину резонатора. Цветной вариант рисунков представлен в электронной версии статьи.

разряд не пропускает СВЧ-излучение в плазменный резонатор и приводит к потоку плазмы на СВЧ-окно.

Описанные далее эксперименты на установке GISMO проводились при работе гиротрона в непрерывном режиме. Цель эксперимента заключалась в том, чтобы определить параметры плазмы и эффективность поглощения в зависимости от параметров источника: давление напуска (0.08–0.4 mTorr), мощность СВЧ-излучения (0.5–5 kW), положение плазменного электрода (0–13 mm), определяющее длину плазменного резонатора. Концентрация и температура плазмы определялись зондовым методом. Плоский зонд Ленгмюра из вольфрама диаметром $D_{probe} = 1.8$ mm помещался на оси ловушки за плазменным электродом на расстоянии $z_{probe} = 40$ mm от пробки. Ортогональность линий магнитного поля к поверхности зонда позволяет применять приближение незамагниченного зонда, но при этом измерять только продольную температуру электронов. Предполагается сохранение потока и скорости плазмы, что дает возможность пересчитать значение концентрации в магнитной пробке, зная концентрацию в точке положения зонда. Данные приближения более подробно описаны в [5].

Мощность падающего микроволнового излучения задавалась и изменялась программным обеспечением гиротрона. Поглощенная плазмой мощность излучения оценивалась по тепловой мощности, уносимой водой, охлаждающей стенки плазменной камеры. Эти измерения корректны, так как практически весь плазменный поток, за исключением пренебрежимо малой части, перехватываемой зондом, выносится на стенки плазменной камеры. Величина тепловой мощности, уносимой водой, вычислялась по разности температур на входе и выходе контура охлаждения при известном массовом расходе воды. Погрешность измерения мощности составляла 50 W и определялась точностью измерения температуры и величины потока воды.

Цветовые карты зависимостей температуры и концентрации плазмы для всех положений плазменного электрода $z_{electrode}$ выглядят похоже и согласуются с прошлым экспериментом [5]. Можно выделить две характерные области: с низкой концентрацией при высокой температуре электронов до 0.2 mTorr и с высокой концентрацией при низкой температуре после 0.2 mTorr. Из рис. 2 видно, что в области высоких концентраций при повышении мощности СВЧ-излучения рост концентрации замедляется при практически постоянной температуре плазмы ~ 12 eV. При этом, как показано далее, коэффициент поглощения практически не меняется и остается на уровне 50–60 %, т. е. энерговклад увеличивается. Доля отраженного излучения составляет 40–50 % по мощности. Оно поглощается внутри квазиоптического зеркального преобразователя излучения, расположенного между гиротроном и плазменной камерой, за счет наличия водного поглотителя на внутренней стенке.

Для полноволнового моделирования был выбран метод конечных элементов, RF-модуль COMSOL Multiphysics использовался для решения уравнений Максвелла, для вычисления тензора диэлектрической проницаемости плазмы в магнитном поле был написан скрипт на языке MATLAB. Была построена точная геометрия электродинамической согласующей системы („клина“) и самой плазменной камеры (рис. 1). Объем плазмы считался ограниченным линиями магнитного

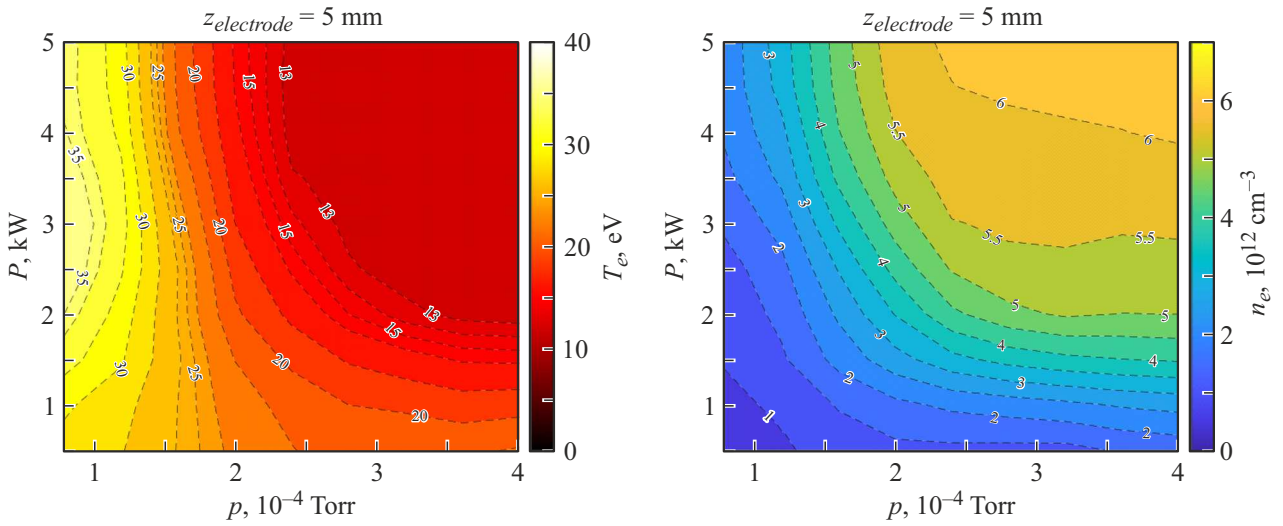


Рис. 2. Цветовые карты зависимости температуры и концентрации плазмы от давления напуска и полной мощности падающего СВЧ-излучения.

поля, касающимися стенок плазменной камеры, т. е. учитывалась только удерживаемая в ловушке плазма. В плазменном объеме концентрация считалась однородной. Стенки камеры считались идеально проводящими, поскольку мощность, выделяемая в виде тепла за счет конечной проводимости стенок, пренебрежимо мала по сравнению с полным потоком энергии, выносимым плазмой. Мода TE_{11} возбуждалась в порте, за которым задавался идеально согласованный слой (PML), имитирующий безотражательное прохождение волны обратно.

Тензор диэлектрической проницаемости плазмы, находящейся во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси z, в холодном приближении выглядит следующим образом [6]:

$$\hat{\varepsilon}' = \begin{pmatrix} (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)/2 & -i(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)/2 & 0 \\ i(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)/2 & (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)/2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\parallel \end{pmatrix},$$

$$\varepsilon_+ = 1 - \frac{\upsilon}{1+\sqrt{u}}, \quad \varepsilon_- = 1 - \frac{\upsilon}{1-\sqrt{u}-i\Delta},$$

$$\varepsilon_\parallel = 1 - \upsilon, \qquad (1)$$

где параметры $\upsilon = \omega_L^2/\omega^2$, $u = \omega_B^2/\omega^2$ выражены через плазменную частоту $\omega_L^2 = 4\pi e^2 n_e/m$ и гирочастоту $\omega_B = eB/mc$ электронов, $\Delta = \nu_{eff}/\omega$ — отношение эффективной частоты столкновений к частоте греющего излучения. В координаты, не зависящие от магнитного поля, тензор пересчитывается по формуле $\hat{\varepsilon} = \hat{U}^{-1}\hat{\varepsilon}'\hat{U}$, где $\hat{U} = \hat{U}\big(B(x,y,z)\big)$ —матрица поворота.

ЭЦР-нагрев в холодном приближении обычно учитывается с помощью добавления $\Delta = \nu_{eff}/\omega$ в „резонансную“ компоненту диэлектрической проницаемости ε_- [2,3,7]. Данный способ позволяет в том числе грубо учесть бесстолкновительное поглощение и регуляризовать диэлектрический отклик в области резонанса, что дает возможность расчета на более крупной сетке за счет уменьшения градиентов электрического поля. Эффективная частота столкновений ν_{eff} является свободным численным параметром и не связана с частотой столкновений ν_e, поскольку для типичных для ЭЦР-источников значений концентраций и температуры плазмы отношение частоты столкновений к частоте излучения $\nu_e/\omega \approx 10^{-5}$, что много меньше доплеровской ширины резонанса. Проблема такого способа в том, что при высоких значениях Δ область ЭЦР сильно размывается в пространстве и хвосты функции мнимой части ε_- приводят к накоплению ошибки как в распределении плотности поглощенной мощности, так и в результирующей эффективности нагрева. При снижении значения частоты профиль поглощения сужается, но требуется более густая сетка, что приводит к многократному увеличению необходимой для расчета оперативной памяти.

В настоящей работе предложена иная форма учета поглощения, опирающаяся на выражение для тензора диэлектрической проницаемости с учетом тепловых эффектов [6,8]:

$$\varepsilon_- = 1 - i\sqrt{\pi}\upsilon W(-Z)/2\beta_T N_z, \qquad (2)$$

где $W(Z) = \exp(-Z^2)\big(1 + 2i/\sqrt{\pi}\int_0^Z \exp(t^2)dt\big)$ — функция Крампа, $Z = 1 - \sqrt{u}/\sqrt{2}\beta_T N_z$, N_z — показатель преломления вдоль магнитного поля. При $\beta_T N_z \to 0$ ε_- переходит в (1) при $\Delta = 0$. Проблема прямого использования формулы (2) в том, что в неоднородной среде показатель преломления не является определенной величиной. Однако если положить $\beta_T N_z$ константой, то формула (2) может быть использована; $\beta_T N_z$ при этом становится новым техническим параметром задачи. Преимуществом данного подхода является отсутствие протяженных хвостов в мнимой части, приводящих к

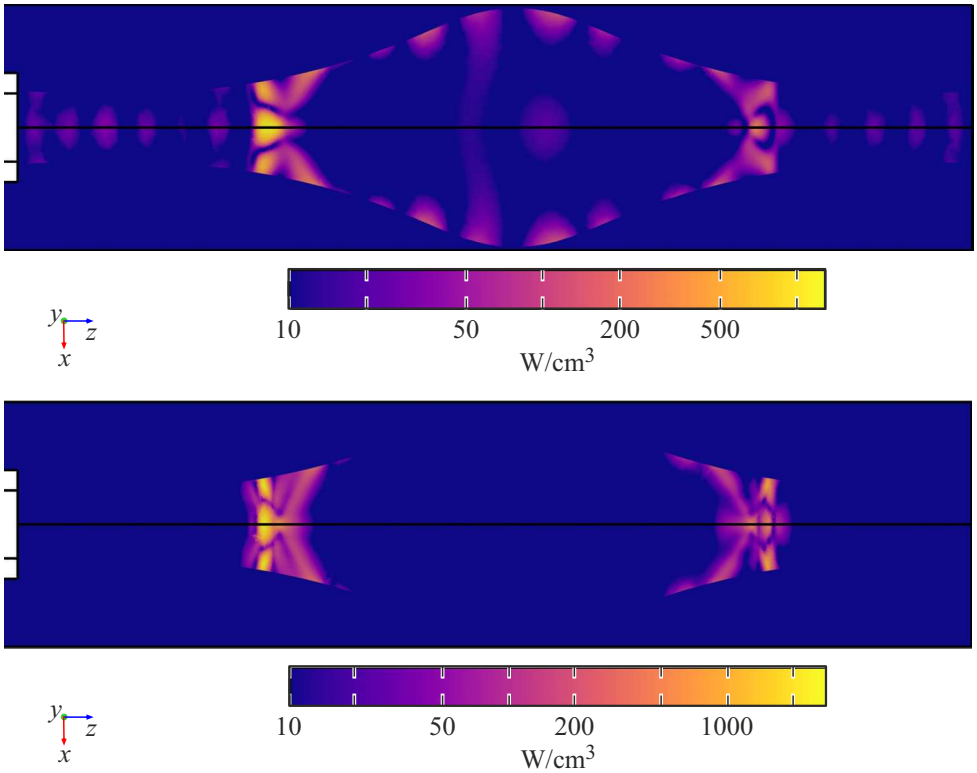


Рис. 3. Распределение плотности поглощения СВЧ-излучения для ε_- из формулы (1) (сверху) и для ε_- из формулы (2) (снизу) при концентрации $n_e = 7 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ $(0.7 n_{cr})$ и $\beta_T N_z = \Delta = 0.05$. Разница в интегральных коэффициентах поглощения составляет 25 %.

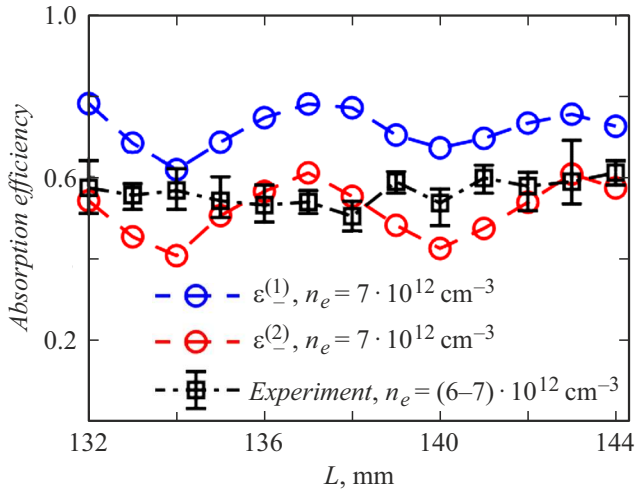


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения от длины плазменной камеры для двух видов ε_- при $\beta_T N_z = \Delta = 0.05$ и усредненная по всем мощностям и концентрациям в пределах $n_e = (6–7) \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ экспериментальная зависимость.

нефизичному поглощению вне области ЭЦР (рис. 3). При этом ЭЦР-зона достаточно широкая, чтобы разрешить ее на менее густой сетке.

Расчетная сетка представляла собой тетраэдры размером $\lambda/5$, адаптивно сгущающиеся в областях ЭЦР и $\varepsilon_\perp < 0$ до размеров порядка $\lambda/20$, чтобы разрешить высокие градиенты поля. Параметр $\beta_T N_z$ и сетка уменьшались до тех пор, пока интеграл поглощения не переставал от них зависеть и электрическое поле становилось достаточно гладким. Было установлено, что для максимальной концентрации $n_e = 7 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ $(0.7 n_{cr})$ полное поглощение практически не зависит от технического параметра при $\beta_T N_z \leqslant 0.05$, поэтому во всех расчетах $\beta_T N_z = 0.05$.

Из рис. 4 видно, что поглощение, рассчитанное с предложенной моделью ε_-, ближе к экспериментальным значениям, при стандартном подходе значения коэффициента получаются завышенными. Обе модели показывают зависимость коэффициента поглощения от длины резонатора, однако в эксперименте она не наблюдается. Это отличие можно объяснить тем, что в ловушке профиль концентрации может быть неоднороден, что не учитывает данная модель. Из-за неоднородного энерговклада (рис. 3) на периферии плазменного объема может увеличиться концентрация плазмы, и излучение будет хуже проходить в приосевую область. В сочетании с газодинамическим режимом удержания это может привести к снижению концентрации на оси.

В дальнейшей работе планируется экспериментальное исследование поперечного профиля концентрации плазмы в ловушке с последующим уточнением предложенной численной модели. Разработанная модель может

быть использована для модернизации электродинамической согласующей системы с целью увеличения эффективности поглощения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 24-19-00263.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A. Misra, V.S. Pandit, Rev. Sci. Instrum., **85** (6), 063301 (2014). DOI: 10.1063/1.4881782
[2] D. Mascali, G. Torrisi, L. Neri, G. Sorbello, G. Castro, L. Celona, S. Gammino, Eur. Phys. J. D, **69** (1), 27 (2015). DOI: 10.1140/epjd/e2014-50168-5
[3] V. Mironov, S. Bogomolov, A. Bondarchenko, A. Efremov, V. Loginov, D. Pugachev, JINST, **15** (10), P10030 (2020). DOI: 10.1088/1748-0221/15/10/P10030
[4] V.A. Skalyga, I.V. Izotov, S.V. Golubev, S.V. Razin, A.V. Sidorov, M.E. Viktorov, Rev. Sci. Instrum., **93** (3), 033502 (2022). DOI: 10.1063/5.0075486
[5] A.V. Polyakov, I.V. Izotov, V.A. Skalyga, S.S. Vybin, E.M. Kiseleva, A.F. Bokhanov, Phys. Plasmas, **30** (4), 043519 (2023). DOI: 10.1063/5.0135359
[6] В.Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, 2-е изд., перераб. (Наука, М., 1967). [V.L. Ginzburg, *The propagation of electromagnetic waves in plasmas* (Pergamon Press, Oxford, 1970).].
[7] G.J.M. Hagelaar, K. Makasheva, L. Garrigues, J.-P. Boeuf, J. Phys. D, **42** (19), 194019 (2009). DOI: 10.1088/0022-3727/42/19/194019
[8] E.D. Gospodchikov, O.B. Smolyakova, E.V. Suvorov, Plasma Phys. Rep., **33** (5), 427 (2007). DOI: 10.1134/S1063780X0705008X