

Расчеты распределения электромагнитных полей в установке ПР-1 (плазменный реактор)

Д. Л. Греков¹, Н. А. Азаренков, А. А. Бизюков, В. П. Олефир

¹Институт физики плазмы,
Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",
Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: grekov@ipp.kharkov.ua

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,
Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 16 мая 2002 г.

Исследование распределения электромагнитных полей в установке ПР-1 показало, что плазма создается и поддерживается путем возбуждения сначала собственных, а затем несобственных колебаний поверхностного типа. Проведенные расчеты являются базой для дальнейшей оптимизации системы ввода ВЧ мощности в установку.

Проведене дослідження просторового розподілу електромагнітних хвиль в пристрої ПР-1 довело, що плазма створюється та підтримується шляхом збудження спочатку власних, а згодом, з ростом густини плазми, вимушених коливань поверхневого типу. Виконані розрахунки дають можливість провести подальшу оптимізацію системи вводу ВЧ потужності в пристрій.

1. Введение

В современных технологиях часто возникает необходимость обрабатывать плоские подложки большого диаметра. Для этого требуются плазменные источники, генерирующие ионные потоки с высокой степенью однородности плотности ионов и радикалов на больших площадях. В последние годы были разработаны несколько типов таких источников. Широкое распространение получили, например, источники, использующие электронные циклотронные волны [1-3], источники, в которых применяются геликоны [4, 5], а также использующие нижний гибридный резонанс [6].

В настоящее время все большее внимание уделяется разрядам на поверхностных волнах и построению на основе таких разрядов плаз-

менных реакторов большого диаметра с однородной плазмой и широкоапертурных источников плазмы [7, 8].

Эксперименты, проведенные недавно на установке ПР-1 [8], показали, что разряд горит равномерно по объему реактора и плазма в диаметре больше 30 см имеет равномерные распределения плотности и температуры электронов. Настоящая работа посвящена расчетам распределений электромагнитных полей в установке ПР-1.

2. Описание установки

Корпус установки (рис. 1) представляет собой металлический цилиндр переменной высоты (в расчетах – $l = 5 \div 10$ см) и радиуса $a = 23$ см. На дно цилиндра, выполненное, как и крышка, из металла, укладывается диэлект-

рическая пластина (I) толщиной $g = 0.1 \div 2.5$ см, на которой размещается антенна. Сверху антенна закрыта другой диэлектрической пластиной (II) толщиной $h - g = 0.1 \div 0.5$ см. Плазма создается в области (III); ее размер – $(l - h)$. Антенна (рис. 2) выполнена из медной шины шириной $d = 2$ см. Она соединена с центральным проводником коаксиального кабеля, по которому подводится ВЧ мощность. Расчеты проведены для экспериментов, в которых использовались волны с частотой $f = 13.5$ МГц. Рабочий диапазон давлений нейтрального газа составлял $p = 5 \cdot 10^{-2} \div 7 \cdot 10^{-4}$ торр.

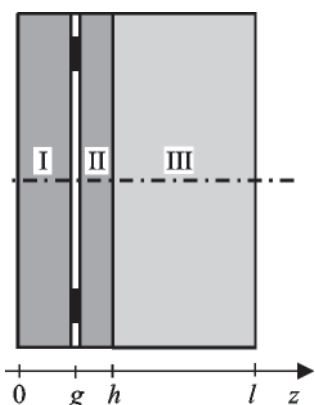


Рис. 1. Схематический разрез установки ПР-1 вдоль оси цилиндрической камеры. Антенна расположена между диэлектрическими пластинами (I) и (II). Плазма занимает область (III)

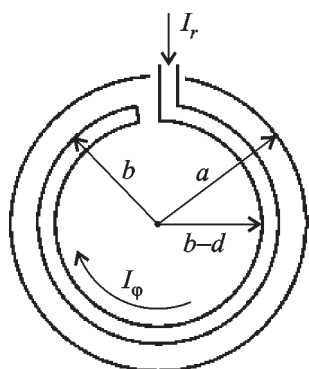


Рис. 2. Антенна, применяемая на установке ПР-1

3. Основные уравнения

В рабочем диапазоне давлений выполняются неравенства $v_{\text{eff}} \ll v_a \ll \omega$ (v_{eff} – эффективная частота столкновений электронов, v_a – частота упругих столкновений электронов с атомами, ω – частота волны). Поэтому при вычислении тензора диэлектрической проницаемости плазмы пренебрегаем столкновениями, которые важны (и будут учтены) лишь в непосредственной близости резонансов собственных колебаний установки. Измерения, проведенные в ходе экспериментов, показали, что плазма в области (III) однородна. В этом случае переменные в уравнениях Максвелла, описывающих распределение электромагнитных полей, разделяются. Хорошо известно, что в этом случае моды TM ($B_z = 0$) и TE ($E_z = 0$) распространяются независимо. Предположив, что зависимости полей от координат (φ, z) имеют вид:

$$E_z = \sum_m E_{zm} \cos(m\varphi) \exp(\pm k_{\parallel m} z),$$

$$B_z = \sum_m B_{zm} \sin(m\varphi) \exp(\pm k_{\parallel m} z),$$

получим из уравнений Максвелла для $F = E_{zm}, B_{zm}$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial F}{\partial r} \right) + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_\alpha + k_{\parallel m}^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) F = 0,$$

где $\alpha = d, p$ (ϵ_d – диэлектрическая проницаемость пластин (I) и (II), $\epsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ – диэлектрическая проницаемость плазмы, ω_p – плазменная частота электронов, r – радиус, c – скорость света). Учитывая, что на боковой поверхности камеры тангенциальная составляющая электрического поля равна нулю, имеем:

$$E_z = \sum_m \sum_s A_{ms}^{\pm} J_m \left(j_{ms} \frac{r}{a} \right) \exp(\pm k_{\parallel ms} z) \cos(m\varphi),$$

$$B_z = \sum_m \sum_p B_{mp}^{\pm} J_m \left(j'_{mp} \frac{r}{a} \right) \exp(\pm k_{\parallel mp} z) \sin(m\varphi).$$

Здесь j_{ms} – s -й корень функции Бесселя J_m порядка m , j'_{mp} – p -й корень производной от функции Бесселя J'_m порядка m ,

$$k_{\parallel ms} = \left(\frac{j_{ms}^2}{a^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\alpha} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

$$k_{\parallel mp} = \left(\frac{j_{mp}^2}{a^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\alpha} \right)^{1/2},$$

A_{ms}^{\pm} , B_{mp}^{\pm} – константы. Поскольку эффекты, связанные с пространственной дисперсией, важны лишь для очень высоких гармоник ($j_{ms} \sim a\omega_p/v_T$, v_T – тепловая скорость электронов), в дальнейшем ими пренебрегаем.

Так как длина антенны $L=2\pi b+a-b \ll c/f$ (рис. 2), мы предположили, что возбуждающий ток можно представить в виде:

$$\vec{I} = I_r \vec{e}_r, \quad I_r = I_0 r/a \quad \text{при } b < r < a,$$

$$\vec{I} = I_{\varphi} \vec{e}_{\varphi}, \quad I_{\varphi} = \frac{I_0 b}{a} \frac{\varphi}{2\pi} \quad \text{при } b-d < r < b.$$

Мы не учитываем конечную толщину проводников по оси z и рассматриваем этот ток как поверхностный. Плотность поверхностных зарядов ρ на антенне находим по формуле $i\omega\rho = \text{div } \vec{j}$, где $\vec{j} = j_r(r, \varphi) \vec{e}_r + j_{\varphi}(r, \varphi) \vec{e}_{\varphi}$ – плотность поверхностных токов.

Принимая во внимание, что при $z=0$ и $z=l$ величины $E_r, E_{\varphi} = 0$, произведем сшивку функций, описывающих поля в областях (I), (II) и (III). Тогда для поля моды TM в плазме получим:

$$E_z = \sum_m \sum_s A_{ms} J_m \left(j_{ms} \frac{r}{a} \right) \text{ch} \left[\bar{k}_{\parallel ms} (l-z) \right] \cos(m\varphi), \quad (2)$$

$$A_{ms} = \frac{4\pi\rho_{ms}}{\varepsilon_p} \frac{\text{ch} \left[k_{\parallel ms} (h-g) \right]}{\text{ch} \left[\bar{k}_{\parallel ms} (l-h) \right]} \times \frac{\text{th} \left(k_{\parallel ms} h \right) - \text{th} \left[k_{\parallel ms} (h-g) \right]}{\text{th} \left(k_{\parallel ms} h \right) + \frac{\bar{k}_{\parallel ms}}{k_{\parallel ms}} \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_p} \text{th} \left[\bar{k}_{\parallel ms} (l-h) \right]}$$

($\bar{k}_{\parallel ms}$ – значение в плазме, $k_{\parallel ms}$ – в диэлектрике). Здесь

$$\rho_{ms} = \frac{2}{J_{m+1}^2(j_{ms})} \int_0^1 t \rho_m(t) J_m(j_{ms} t) dt,$$

$$\rho(r, \varphi) = \sum_m \rho_m(r) \cos(m\varphi).$$

Для моды TE в плазме имеем:

$$B_z = \sum_m \sum_p B_{mp} J_m \left(j'_{mp} \frac{r}{a} \right) \text{sh} \left[\bar{k}_{\parallel mp} (l-z) \right] \sin(m\varphi), \quad (3)$$

$$B_{mp} = \frac{4\pi q_{mp} j_{mp}^2 c}{k_{\parallel mp} a^2 \omega} \frac{\text{ch} \left[k_{\parallel mp} (h-g) \right]}{\text{ch} \left[\bar{k}_{\parallel mp} (l-h) \right]} \times \frac{\text{th} \left(k_{\parallel mp} h \right) - \text{th} \left[k_{\parallel mp} (h-g) \right]}{\text{th} \left(k_{\parallel mp} h \right) + \frac{\bar{k}_{\parallel mp}}{k_{\parallel mp}} \text{th} \left[\bar{k}_{\parallel mp} (l-h) \right]},$$

где

$$q_{mp} = \frac{2a\omega/c}{\left(1 - \frac{m^2}{j_{mp}^2}\right) J_m^2(j'_{mp})} \int_0^1 t J_m(j'_{mp} t) \times$$

$$\times \left\{ \frac{t}{m} \frac{j_{rm}}{c} + i \frac{t}{m} \sum_s \rho_{ms} \frac{a\omega}{c j_{ms}} J'_m(j_{ms} t) - \right.$$

$$\left. - \int_0^t \left[\frac{j_{\phi m}}{c} - im \frac{a\omega}{cx} \sum_s \frac{\rho_{ms}}{j_{ms}^2} J_m(j_{ms} x) \right] dx \right\} dt,$$

$m \neq 0;$

$$q_{0p} = \frac{-2a\omega/c}{J_0^2(j'_{0p})} \int_0^1 t J_0(j'_{0p} t) \int_0^t \frac{j_{\phi 0}}{c} dx dt, \quad m = 0,$$

$$j_r(r, \varphi) = \sum_m j_{rm}(r) \cos(m\varphi),$$

$$j_\varphi(r, \varphi) = \sum_m j_{\phi m}(r) \sin(m\varphi).$$

4. Распределение электромагнитных полей

Анализ полученных выражений позволяет сделать следующие выводы.

Как видно из (2), на начальной стадии разряда при $\omega_{pe} > \omega$ происходит возбуждение собственных *ТМ* колебаний установки (рис. 3). При этих плотностях плазмы $j_{ms} \gg a\omega_p/c$ и $\bar{k}_{\parallel ms} \approx k_{\parallel ms}$. Так как $k_{\parallel ms} h \ll 1$, дисперсион-

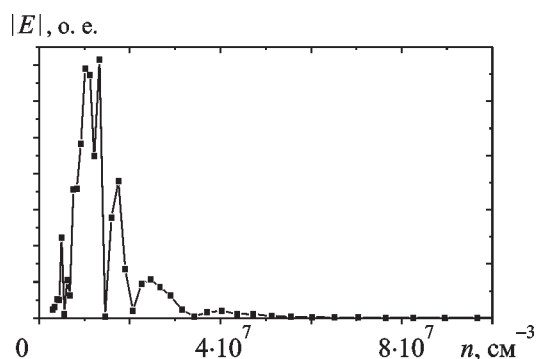


Рис. 3. Зависимость модуля электрического поля *ТМ* моды в плазме от плотности плазмы n

ное уравнение собственных колебаний имеет вид:

$$\omega_{pe}^2 = \omega^2 \frac{\epsilon_d}{j_{ms}} \frac{a}{h} H.$$

При этом $H = \text{th}[\bar{k}_{\parallel ms} (l - h)] \sim 1$ практически не зависит от плотности плазмы. Как показывают численные расчеты, изменение длины установки l не влияет на резонансные свойства системы. Следовательно, для реализации этого режима работы установки при возможно более высоких плотностях плазмы необходимо уменьшать размер h , а также применять антенну, обладающую спектром, насыщенным для низких значений m и s .

При увеличении плотности плазмы возбуждение собственных колебаний становится невозможным. Поле моды *ТМ* плохо проникает в плазму $E_{z\text{III}} \sim E_{z\text{II}} \epsilon_d/\epsilon_p$, $|\epsilon_d/\epsilon_p| \ll 1$ (см. рис. 1). Оно экранируется поверхностным зарядом, индуцированным на границе плазма-диэлектрик.

Поле моды *ТЕ* спадает по обе стороны от токового слоя. В плазме оно спадает от границы плазмы, т. е. является поверхностным. В связи с этим заметим, что в отсутствие диэлектрической пластины (II) работа установки будет более эффективной. Поскольку знаменатель формулы (3) не может быть равен нулю, возбуждение собственных колебаний *ТЕ* типа в установке ПР-1 невозможно. В то же время амплитуда вынужденных колебаний этого типа слабо зависит от плотности плазмы в широком диапазоне плотностей (рис. 4). Это позволяет утверждать, что первоначально созданная полем моды *ТМ* плазма затем поддерживается полем моды *ТЕ*. При дальнейшем увеличении плотности плазмы глубина проникновения в плазму моды *ТЕ* уменьшается. Это обусловлено влиянием второго члена в выражении (1) для $k_{\parallel mp}$. Отметим, что уменьшение глубины проникновения может быть слабее при учете кинетических членов в тензоре диэлектрической проницаемости плазмы (“ано-

мального” скин-эффекта). Однако рассмотрение этого эффекта выходит за рамки настоящей работы.

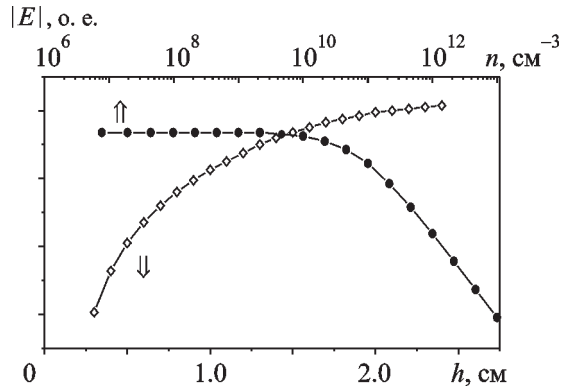


Рис. 4. Зависимости модуля электрического поля TE моды в плазме от плотности плазмы n (●) и толщины диэлектрических пластин h (◊)

Величина поля моды TE в плазме существенно зависит от расстояния между проводником с ВЧ током и стенками установки. Рассмотрим, для примера, возбуждение моды TE тонким кольцевым током радиуса b . При этом возбуждается мода $m = 0$ и зависимость от радиуса имеет вид $E_{\phi s}(r) \sim J_1(j_{1s} r/a)$. Для сшивки решений в областях (I) и (II) ток должен быть представлен в виде $j_{\phi} = I\delta(r-b) = \sum_s a_s J_1(j_{1s} r/a)$, где $a_s \sim J_1(j_{1s} b/a) \sim J'_1(j_{1s}) \frac{a-b}{a}$, $\delta(x)$ – дельта-функция. Очевидно, что с увеличением $(a-b)$ эффективность возбуждения растет. Эффективность возбуждения TE моды также может быть существенно повышена при удалении токового слоя от торца установки (рис. 4).

5. Выводы

Проведенное рассмотрение позволяет сделать следующее заключение. На начальной стадии разряда плазма в установке ПР-1 создается за счет возбуждения собственных поверхност-

ных колебаний TM моды. При возрастании плотности плазмы возбуждение собственных колебаний становится невозможным и плазма поддерживается вынужденными колебаниями TE типа. Полученные зависимости амплитуд полей в плазме от параметров установки и антенны позволят оптимизировать систему ввода ВЧ мощности. При этом изменение толщины диэлектрической прослойки между антенной и торцом камеры является одним из простейших и эффективных средств оптимизации.

Работа выполнена при поддержке гранта НТЦУ № 1112.

Литература

1. K. Suzuki, S. Okudaira, N. Sakudo, I. Kanomata. Jpn. J. Appl. Phys. 1977, **16**, No. 11, pp.1979-1984.
2. S. Matsuo, Y. Adachi. Jpn. J. Appl. Phys. 1982, **21**, No. 1, pp. L4-L6.
3. J. Asmussen. J. Vac. Sci. Technol. 1989, **A7**, No. 3, pp. 883-893.
4. Н. И. Назаров, А. И. Ермаков, В. В. Долгополов и др. Ядерный синтез. 1963, **3**, №4, с. 255-258.
5. F. F. Chen. Physics of Plasmas. 1996, **3**, No. 5, pp. 1783-1793.
6. Y. Yasaka, K. Ohnishi, T. Kikuchi et al. Jpn. J. Appl. Phys. 1997, **36**, No. 7B, pp. 4572-4575.
7. J. Margot, M. Moisan. "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications" (Edited by C. M. Ferreira & M. Moisan). Plenum Press, New York, 1993, **B 302**, pp. 141.
8. Н. А. Азаренков, А. А. Бизюков, А. В. Гапон и др. Материалы 8-й НТК "Вакуумная наука и техника". Судак, 2001, с. 167-171.

Radiation Pattern in PR-1 Machine

**D. L. Grekov, N. A. Azarenkov,
A. A. Bizyukov, V. P. Olefir**

The paper presented deals with simulation of the wave pattern in PR-1 machine. We found that plasma is produced and maintained by consecutive excitation of the surface-type eigenwaves, and then by forced oscillations of the surface type, too. The calculations of electromagnetic fields in the device established the base for optimization of the microwave power input.