

4. Cserfalvi T., Mezei P., Arpai P.// J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26. № 12. P. 2184.

5. Тальрозе В. Л., Джейкоб Р. Д., Барлингем А. Л., Болдуин М. А.// ХФ. 2002. № 4. С. 6.

6. Бучаченко П. Ю.// УХ. 1994. № 12. С. 1031.

7. Хлюстова А. В., Максимов А. И., Сафиуллина Е. М.// ЭОМ. № 4. С. 79.

Статья поступила в редакцию 28 февраля 2008 г.

The study of correlation between radiation of the glow discharge and sputtered solution components flow

A. I. Maximov, A. V. Khlyustova, M. S. Khorev
Institute of Solution Chemistry of RAS, Ivanovo, Russia

The various combinations of plasma-solution system lead to dynamic interface appearance. It is accompanied some processes one of them is non-equilibrium evaporation under ion bombardment action. Experimental data of alkali metal spectral lines intensities and rate of mass transfer allow to made correlation between discharge radiation and non-equilibrium flow of solution. It was assumed mechanism of dissolved substances transfer from solution into plasma zone.

УДК 533.9:537.52

Метод диагностики плазмы высокочастотного индукционного разряда

Р. Н. Гайнуллин, А. П. Кирпичников

Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия

Предложен комплексный метод контактной диагностики низкотемпературной плазмы высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда, позволяющий восстановить основные электромагнитные и тепловые параметры ВЧИ-разряда конечной длины по измеренным значениям амплитуды продольной компоненты магнитного поля в разряде.

Введение

В последние годы возрос интерес к процессам и технологиям, использующим высокочастотный индукционный нагрев плазмы. Высокая энергетика плазменных процессов дает возможность проводить реакции, неосуществимые при обычных условиях с применением рядовых технологий. Ввиду отсутствия необходимости использования внутренних электродов для получения высокочастотной плазмы она может быть получена особо чистой, не загрязненной продуктами их разрушения. Это позволяет активно использовать ее при проведении различных плазмохимических реакций, для получения особо чистых материалов и покрытий с уникальными физическими и химическими свойствами.

Для эффективного управления процессами, использующими принцип высокочастотного индукционного нагрева газа и их оптимизации, необходимо иметь достоверную информацию о структуре ВЧ-разряда, о распределении в нем основных

электромагнитных и тепловых параметров. Несмотря на то, что существует уже достаточно большое количество оборудования для диагностики низкотемпературной плазмы и методов расчета основных параметров ВЧИ-разряда, в большинстве своем они требуют использования громоздкого дорогостоящего оборудования или больших временных затрат для получения необходимой информации. Поэтому с этой точки зрения привлекателен метод расчета основных параметров разряда исходя из измеренных значений одной из компонент квазистационарного электромагнитного поля и решения системы уравнений Максвелла, описывающей электродинамику внутри индуктора ВЧ-плазмотрона с последующим выходом на тепловые параметры плазмы.

В данной работе предлагается комплексный метод определения электромагнитных и тепловых параметров ВЧ-разряда, горящего в коротком индукторе по измеренным значениям продольной осевой составляющей магнитного поля.

Впервые подобный подход описан в работе [1], где результаты магнитных измерений, выполненные с помощью кратковременно погружаемого в плазму магнитного зонда, были взяты для определения основных электромагнитных и тепловых параметров ВЧИ-разряда. Однако обработка экспериментальных результатов проводилась лишь для одномерного случая, что не позволило получить количественно верные данные, как это было отмечено в работе самими авторами.

Теоретическая часть

Система уравнений Максвелла, описывающих электромагнитное поле ВЧИ-разряда, имеет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; & \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \sigma \vec{E}; \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0; & \operatorname{div} \vec{E} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где \vec{E} и \vec{H} — векторы напряженности электрического и магнитного полей;

σ — проводимость плазмы;

c — скорость света в пустоте (в гауссовой системе единиц).

Учитывая гармонический характер изменения магнитного и электрического полей во времени, систему уравнений (1) в случае цилиндрически симметричного квазистационарного электромагнитного поля высокочастотного индукционного разряда конечной длины для основных компонент поля можно представить в следующем виде [2]:

$$\frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -\frac{\omega}{c} H_r \sin \varphi_{H_r} - \varphi_{E_\varphi};$$

$$\frac{\partial \varphi_{E_\varphi}}{\partial z} = \frac{\omega}{c} \frac{H_r}{E_\varphi} \cos \varphi_{H_r} - \varphi_{E_\varphi};$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial z} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r H_r \cos \varphi_{H_z} - \varphi_{H_r} - \\ &- H_r \frac{\partial \varphi_{H_r}}{\partial r} \sin \varphi_{H_z} - \varphi_{H_r}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{H_z}}{\partial z} &= \frac{1}{H_z} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r H_r \sin \varphi_{H_z} - \varphi_{H_r} - \right. \\ &\left. - H_r \frac{\partial \varphi_{H_r}}{\partial r} \cos \varphi_{H_z} - \varphi_{H_r} \right]; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} = \frac{\partial H_z}{\partial r} \cos \varphi_{H_z} - \varphi_{H_r} -$$

$$- H_z \frac{\partial \varphi_{H_z}}{\partial r} \sin \varphi_{H_z} - \varphi_{H_r} + \frac{4\pi}{c} \sigma E_\varphi \cos \varphi_{H_r} - \varphi_{E_\varphi};$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{H_r}}{\partial z} &= \frac{1}{H_r} \times \\ &\times \left[\frac{\partial H_z}{\partial r} \sin \varphi_{H_z} - \varphi_{H_r} + H_z \frac{\partial \varphi_{H_z}}{\partial r} \cos \varphi_{H_z} - \varphi_{H_r} - \right. \\ &\left. - \frac{4\pi}{c} \sigma E_\varphi \sin \varphi_{H_r} - \varphi_{E_\varphi} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где H_z — амплитуда продольной компоненты магнитного поля в разряде;

H_r — амплитуда радиальной компоненты магнитного поля в разряде;

E_φ — амплитуда азимутальной компоненты его электрического поля;

$\varphi_{H_z}, \varphi_{H_r}, \varphi_{E_\varphi}$ — фазовые углы этих же компонент, соответственно.

Анализ выражений (2) показывает, что в этой системе уравнений число величин, характеризующих поле, на единицу больше числа самих уравнений, т. е. наша система уравнений незамкнута. Поэтому, считая заданной одну из величин, характеризующих поле, можно получить на выходе этой системы набор различных зависимостей, состоящих из электромагнитных величин и проводимости в разряде σ . Используя найденную проводимость, можно также найти температурное поле $T(\sigma)$ в разряде. Таким образом, возникает проблема выбора входной величины для решения полученной системы уравнений.

Выбирая в качестве входного параметра для решения (2) экспериментально полученные данные по H_z , следует учитывать два важных фактора.

Во-первых, в этом случае для определения поля температур в разряде отпадает необходимость в использовании дополнительных зависимостей, так как изменение величины магнитного поля по сечению разряда определяется поглощением электромагнитной энергии в проводящем слое газа. При прочих равных условиях именно электропроводность определяет скорость изменения величины магнитного поля по радиусу разряда. Ввиду такой однозначной зависимости становится возможным не прибегать к дополнительным уравнениям и решать задачу, оставаясь в рамках системы уравнений Максвелла.

Во-вторых, для решения системы уравнений (2) необходимо задать граничные условия, которые для всех электромагнитных величин, кроме H_z , вполне очевидны и не требуют дополнительного экспериментального определения.

Исходя из максвелловских уравнений (2), проводимость может быть рассчитана по следующей формуле:

$$\sigma_{r,z} = -\frac{c}{4\pi} \times \left(\frac{\frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{\partial z} \cos(\varphi_{H_z} - \varphi_{H_r}) - H_r \frac{\partial \varphi_{H_r}}{\partial z} \sin(\varphi_{H_z} - \varphi_{H_r})}{E_\varphi \cos(\varphi_{H_z} - \varphi_{E_\varphi})} \right) \quad (3)$$

Если при решении уравнения (3) аппроксимировать амплитуду продольного магнитного поля в разряде H_z сглаженным кубическим сплайном, то проводимость обнаруживает резкую расходимость вблизи оси плазмоида и до расстояния порядка одной трети радиуса плазменного сгустка. Очевидно, что это явление представляет собой прямое следствие неверной интерполяции $H_z(r)$ вблизи нуля, и значит в данном случае для решения задачи восстановления амплитуды H_z как непрерывной функции радиальной координаты r по конечному числу ее экспериментально измеренных значений кубическими сплайнами пользоваться уже нельзя.

Для выяснения истинных причин ошибочных расчетов проводимости в ВЧИ-разряде необходимо аналитически исследовать его структуру и особенно поведение всех его основных характеристик, включая $H_z(r)$, в приосевой области плазмоида. При этом следует отметить, что именно отсутствие необходимой информации о поведении характеристик поля внутри плазмоида тормозило до сих пор широкое практическое использование данного метода диагностики ВЧ низкотемпературной плазмы, хотя его идея была предложена более тридцати лет назад [1].

Для решения поставленной задачи по исследованию структуры квазистационарного электромагнитного поля ВЧИ-разряда в работе [3] была построена двухмерная математическая модель, которая стала дальнейшим развитием известной модели постоянной проводимости ВЧИ-разряда Дж. Томсона, разработанной им для одномерного случая [4].

В рамках построенной модели были получены соотношения для расчета амплитуды продольной составляющей магнитного поля $H_z(r, z)$, радиальной составляющей магнитного поля $H_r(r, z)$ и азимутального электрического поля $H_\varphi(r, z)$, а также фазовых углов этих величин вблизи оси плазмоида при значениях r , близких к нулю:

$$H_z^a(r, z) = H_z^a(0, 0) I_0(br) \cos(bz) \times \left[1 + \frac{8\pi^2 \omega^2 \sigma_{mid}^2}{b^4 c^4} \left(\frac{2I_0(br) - 2 - \frac{b^2 r^2}{4}}{I_0(br)} \right)^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{16\pi^2 \omega^2 \sigma_{mid}^2}{b^4 c^4} \left(\frac{I_0(br) - 1 - \frac{b^2 r^2}{4}}{I_0(br)} \right) \right]; \quad (4)$$

$$H_r^a(r, z) = H_z^a(0, 0) I_1(br) \sin(bz) \times \left[1 + \frac{8\pi^2 \omega^2 \sigma_{mid}^2}{b^4 c^4} \left(\frac{I_1(br) - \frac{br}{2}}{I_1(br)} \right)^2 \right]; \quad (5)$$

$$E_\varphi^a(r, z) = \frac{\omega}{bc} H_z^a(0, 0) I_1(br) \cos(bz) \times \left[1 + \frac{8\pi^2 \omega^2 \sigma_{mid}^2}{b^4 c^4} \left(\frac{I_1(br) - \frac{br}{2}}{I_1(br)} \right)^2 \right]; \quad (6)$$

$$\varphi_{H_z}(r, z) = \frac{\pi}{2} + \frac{4\pi\omega\sigma_{mid}}{b^2 c^2} \left(\frac{I_0(br) - 1}{I_0(br)} \right); \quad (7)$$

$$\varphi_{H_r}(r, z) = \frac{\pi}{2} + \frac{4\pi\omega\sigma_{mid}}{b^2 c^2} \left(\frac{I_1(br) - \frac{br}{2}}{I_1(br)} \right); \quad (8)$$

$$\varphi_{E_\varphi}(r, z) = \frac{4\pi\omega\sigma_{mid}}{b^2 c^2} \left(\frac{I_1(br) - \frac{br}{2}}{I_1(br)} \right), \quad (9)$$

в которых постоянная $b = \frac{1}{L} \arccos \frac{H_z(0, L)}{H_z(0, 0)}$;

L — длина плазмоида;

I_0, I_1 — модифицированные функция Бесселя нулевого и первого порядка, соответственно.

Из условия сшивания решения (4) с аппроксимацией кубическим сплайном в некоторой точке I следует, что для каждого сечения плазмоида z_j должно быть выполнено условие

$$H_z(I\Delta r, z_j) = H_z(0, z_j) I_0(bI\Delta r) + \text{const}_j \left[\frac{2I_0(bI\Delta r) - 2 - \frac{b^2 I^2 \Delta r^2}{4}}{I_0(bI\Delta r)} \right]^2 - 2 \cdot \text{const}_j \left[\frac{I_0(bI\Delta r) - 1 - \frac{b^2 I^2 \Delta r^2}{4}}{I_0(bI\Delta r)} \right], \quad (10)$$

откуда следует

$$\text{const } j = H_z(I\Delta r, z_j) - H_z(0, z_j)I_0(bI\Delta r) / \left[\left(\frac{2I_0(bI\Delta r) - 2 - \frac{b^2 I\Delta r^2}{4}}{I_0(bI\Delta r)} \right)^2 - 2 \left(\frac{I_0(bI\Delta r) - 1 - \frac{b^2 I\Delta r^2}{4}}{I_0(bI\Delta r)} \right) \right]$$

Система уравнений (2) была решена численно конечно-разностным методом относительно неизвестных величин H_r , E_ϕ , Φ_{H_z} , Φ_{H_r} , Φ_{E_ϕ} и σ . При этом параметры магнитного и электрического полей в приосевой области плазмоида аппроксимировались с помощью соотношений (4)–(10). В качестве входного параметра использовались данные измерений амплитуды продольной составляющей магнитного поля H_z . Расчетная область сетки составила: по координате r — от оси разряда ($r = 0$) до $r = 3,2$ см (вблизи стенки разрядной камеры); по координате z — от центрального сечения плазмоида ($z = 0$) до $z = 7$ см (на выходе из индуктора). Расчетная сетка была выбрана равномерной, а шаги Δr по координате r и Δz по координате z — равными друг другу, а именно $\Delta r = \Delta z = 0,1$ см, при этом $I = 11$.

Экспериментальная часть

Для получения низкотемпературной плазмы использовали экспериментальный стенд, созданный на базе высокочастотного плазмотрона мощностью 60 кВт и работающего на частоте 1,76 МГц. Длина пятивиткового индуктора составляла 150 мм, а его диаметр — 80 мм. Высокочастотный индукционный разряд при атмосферном давлении возбуждался внутри разрядной камеры открытого типа диаметром 76 мм и длиной 500 мм, выполненной из оптически чистого кварца. Первоначально разряд зажигался на аргоне. Затем осуществлялось плавное его замещение воздухом. Плазмообразующий газ подавался в зону разряда тангенциально. Такой способ его подачи был применен в связи с его эффективной стабилизацией разряда, что важно для защиты стенок кварцевого участка и предотвращения его теплового разрушения.

При проведении измерений продольной магнитной составляющей квазистационарного элек-

тромагнитного поля H_z в условиях термической плазмы использовался специально сконструированный водоохлаждаемый магнитный зонд диаметром 3 мм, который допускал длительную эксплуатацию при высоких температурах, свойственных такому типу разряда. Для осевого и радиального перемещений внутри разрядной камеры магнитный зонд был установлен на специальном координатном устройстве. Более подробное описание экспериментального стенда, конструкции магнитного зонда и его калибровки, методики проведения измерений представлены в работе [5].

Измерения амплитуды продольной составляющей магнитного поля H_z проводили при двух расходах плазмообразующего газа — 9 и 13 м³/ч. В результате были получены радиальные распределения H_z в различных сечениях по z (рис. 1) [5]; $z = 0$ означает плоскость центрального сечения плазмоида; координата z отсчитывается от этого сечения вниз по потоку; шаг магнитного зонда: по $r = 0,4$ см, по $z = 1$ см.

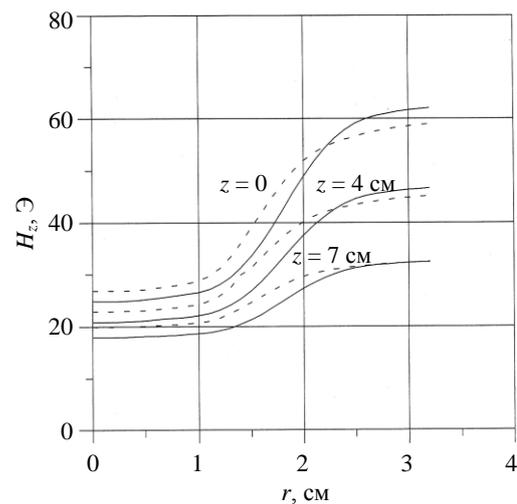


Рис. 1. Радиальное распределение амплитуд напряженности продольной составляющей магнитного поля H_z в различных сечениях индуктора при расходе плазмообразующего газа: — — $Q_1 = 9$ м³/ч; - - - - $Q_1 = 13$ м³/ч

После обработки экспериментальной информации с помощью двумерной численной модели (конечно-разностный аналог уравнений электромагнитного поля (2)) были найдены радиальные профили основных электромагнитных величин, характеризующих ВЧИ-разряд: H_r , E_ϕ , Φ_{H_z} , Φ_{H_r} , Φ_{E_ϕ} и σ . Одновременно в каждой точке интегрирования рассчитывались значения равновесной температуры $T(\sigma)$, удельной мощности теплового выделения и плотности тока в разряде.

На рис. 2, а—г представлены результаты, полученные с помощью численной модели, в виде гра-

фигов зависимостей проводимости в разряде $\sigma(r)$, плотности вихревого тока $j = \sigma E_\phi$, объемной плотности, вкладываемой в разряд мощности $W = \frac{1}{2} \sigma E_\phi^2$ и распределения температуры для трех сечений плазмоида высокочастотного индукционного разряда, начиная от его центрального сечения вниз по потоку для двух различных расходов плазмообразующего газа — 9 и 13 м³/ч.

области и падает на периферии, так что профиль напряженности в целом сглаживается по сравнению с той картиной, которая имеет место при меньшем расходе плазмообразующего газа (см. рис. 1).

При увеличении расхода плазмообразующего газа радиус плазмоида уменьшается. В результате этого максимальные значения проводимости в разряде (см. рис. 2, а), плотности тока (см. рис. 2, б)

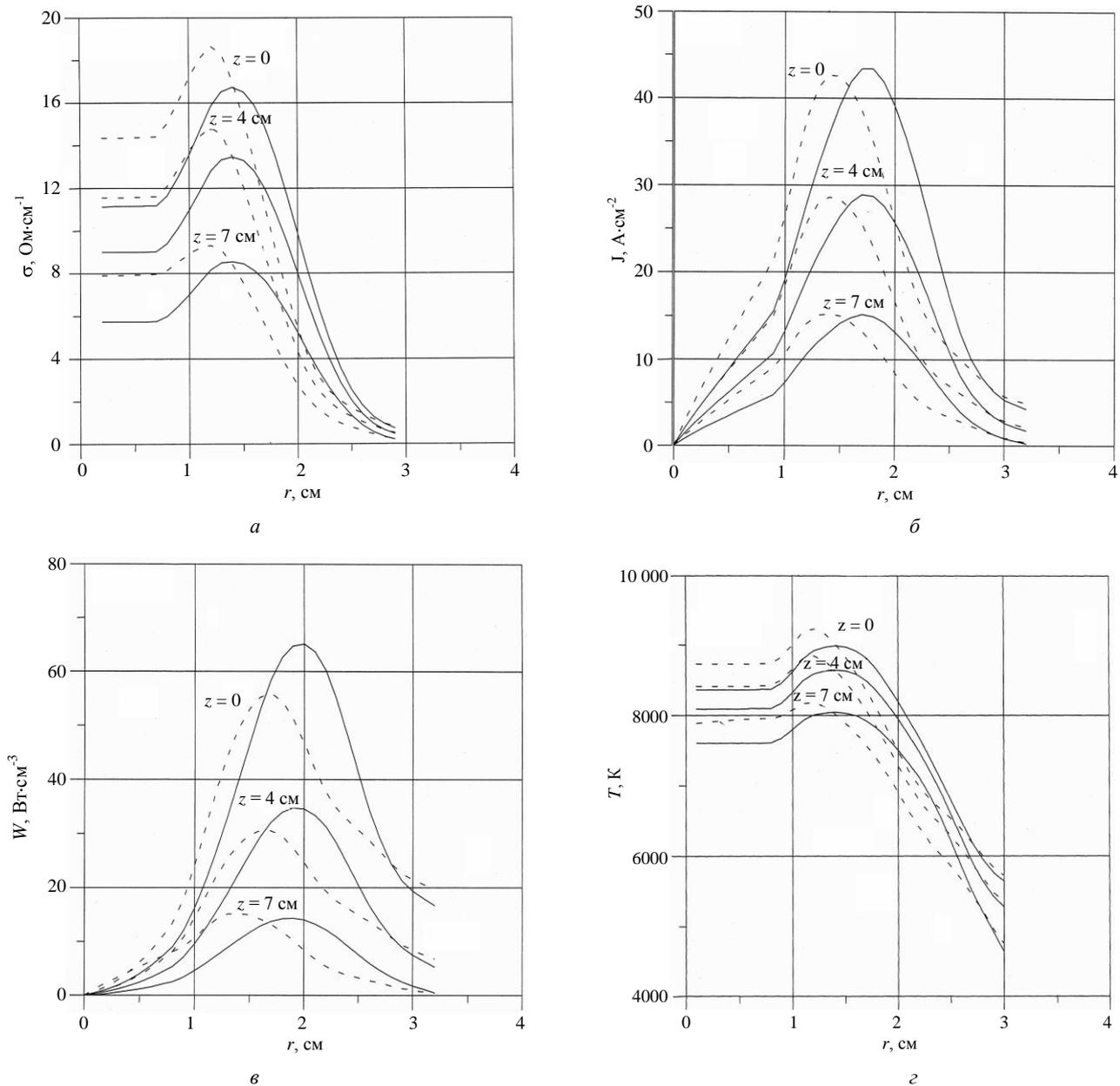


Рис. 2. Радиальное распределение:

а — проводимости; б — плотности вихревого тока; в — вкладываемой в разряд мощности; г — температуры, при расходе плазмообразующего газа в различных сечениях индуктора:

— — $Q_1 = 9$ м³/ч; - - - - $Q_1 = 13$ м³/ч

Обсуждение результатов

Амплитуда напряженности аксиального магнитного поля в разряде возрастает в приосевой его

и вкладываемой в разряд мощности (см. рис. 2, в) смещаются по направлению к его оси. Это подтверждает тот факт, что газ проникает в разряд не через его боковую поверхность, а через торцы

плазмоида. Поэтому большая часть плазмообразующего газа не проникает в разряд, а обтекает его, при этом падает максимум объемной плотности, вкладываемой в разряд мощности, максимальное значение плотности вихревого тока почти не меняется и увеличивается максимум удельной электропроводности (а значит, в условиях локального термодинамического равновесия увеличивается и температура (см. рис. 2, з)) в центре плазмоида.

Анализируя полученные результаты, можно заметить, что в высокочастотном индукционном разряде наблюдается явление коаксиальности, которое заключается в том, что внутри плазмоида в каждом его поперечном сечении максимум проводимости как функция радиуса находится ближе к оси разряда, чем максимум плотности вихревого тока, а максимум плотности вихревого тока, в свою очередь, располагается ближе к оси, чем максимум полной вкладываемой в разряд мощности на единицу объема.

Таким образом, для каждого поперечного сечения плазмоида выполняется неравенство

$$r_1 < r_2 < r_3, \quad (11)$$

где $r_1 = r \sigma_{\max}$, $r_2 = r j_{\max}$ и $r_3 = r W_{\max}$ — радиальные координаты, соответствующие максимумам указанных физических величин. Аналитическое обоснование неравенства (11) представлено в работе [6].

Выводы

Разработан новый комплексный метод диагностики низкотемпературной плазмы высокочастотного индукционного разряда, позволяющий получить полную информацию о двухмерном распределении его основных электромагнитных и тепловых параметров. Метод также может использоваться как независимый диагностический метод определения температуры в разряде, рассчитанной по обратной зависимости $T = T(\sigma)$, особенно в тех случаях, когда применение оптических методов измерения по каким-либо причинам невозможно.

Л и т е р а т у р а

1. Сошников В. И., Трехов Е. С., Хошев Ю. М.// Физика газоразрядной плазмы. — М., 1969. Вып. 2. С. 130.
2. Гайнуллин Р. Н., Герке А. Р., Кирпичников А. П. Тепловые и электромагнитные параметры высокочастотного разряда при индукционном нагреве газа// ИФЖ. 1995. Т. 68. № 2. С. 248.
3. Гайнуллин Р. Н., Кирпичников А. П. Обобщенная модель Томсона высокочастотного индукционного разряда конечной длины// Прикладная физика. 2007. № 3. С. 54.
4. Tomson J. J. Radiation produced by the Passage of Electricity// Philos. Mag. 1926. V. 2. № 9. P. 674.
5. Гайнуллин Р. Н., Герке А. Р., Кирпичников А. П. Измерение параметров низкотемпературной плазмы высокочастотного разряда магнитным зондом/ Вестник Казанского технологического университета. 2007. № 3—4. С. 130
6. Гайнуллин Р. Н., Герасимов А. В., Зеленко О. В., Кирпичников А. П. О взаимном расположении максимумов некоторых характеристик высокочастотного индукционного разряда// Прикладная физика. 2007. № 3. С. 61.

Статья поступила в редакцию 13 марта 2008 г.

The method of diagnostics of plasma of high-frequency inductive

R. N. Gainullin, A. P. Kirpichnikov
Kazan State Technological University, Kazan, Russia

In the paper the complex method of contact diagnostics low-temperature plasmas of high-frequency inductive (HFI) discharge, which can let us to restore basic electromagnetic and thermal values (HFI) discharge of the finite length on experimentally measured values of the axial component of the magnetic field in discharge are considered.

* * *