

УДК 533, 537

**ВЛИЯНИЕ СКИН-ЭФФЕКТА НА ИМПЕДАНС ВЧ ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА****Д.В. Рафальский, К.И. Положий***Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пр. Курчатова 31, 61108, г. Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 19 января 2007 г.

В работе представлена феноменологическая модель импеданса плазмы индукционного ВЧ разряда в цилиндрической геометрии с учетом воздействия скин-эффекта на распределение электрического поля в плазме. С использованием предложенной модели получены основные составляющие импеданса плазмы индукционного ВЧ разряда и проводится их сравнение с уже существующими моделями. В работе показано, что устоявшееся в научной литературе представление области проводимости индукционного разряда в виде проводящего кольца толщиной порядка скин-слоя приводит к двукратному занижению расчетного импеданса плазмы. Результаты работы могут быть использованы как для совершенствования существующих моделей импеданса плазмы, так и для дальнейшего развития представления о физике индукционного ВЧ разряда.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** индукционный ВЧ разряд, газовый разряд, импеданс плазмы, скин-слой, трансформаторная модель

За последние 15 лет ВЧ индукционный (ВЧИ) разряд получил широкое распространение в качестве источника низкотемпературной плазмы как в промышленности [1–3], так и в научных исследованиях. ВЧИ разряд — один из немногих типов разряда, который обеспечивает высокую плотность плазмы с низкой энергией ионов в комбинации с относительно простой конструкцией. Физика ВЧИ разряда максимально приближена к “идеальной” плазме. Это дает возможность количественного описания физических процессов в плазме ВЧИ разряда, что делает разряд незаменимым средством в исследованиях, особенно многокомпонентной плазмы. Основная причина, обуславливающая уникальные свойства ВЧИ разряда, заключается в “безэлектродном” механизме нагрева плазмы. Благодаря индуктивной связи плазмы с цепью ВЧ генератора нагрев плазмы осуществляется замкнутыми в объеме токами [4]. Поскольку ВЧ токи не пересекают поверхностей разрядной камеры, соответственно не образуется постоянных и квазистационарных приэлектродных падений потенциала, как в случае разрядов с постоянным током или ВЧ емкостного разряда [5]. В то же время, вследствие индуктивной связи плазмы и антенны, ВЧИ разряд не может описываться традиционными вольт-амперными характеристиками. Это существенно затрудняет анализ импеданса плазмы и динамических характеристик разряда, что является критичным для анализа области существования стационарного ВЧИ разряда по давлению и вкладываемой ВЧ мощности. Вследствие индуктивной связи плазмы с цепью ВЧ генератора импеданс плазмы ВЧИ разряда не может быть измерен непосредственно. Поэтому импеданс плазмы можно определить только косвенно — по возмущению импеданса первичной цепи индуктора. Для этого необходима аналитическая зависимость вклада импеданса плазменной нагрузки в импеданс первичной цепи. Как показано в работах [6, 7], данная зависимость может быть установлена с высокой степенью точности при помощи трансформаторной модели ВЧ разряда, не прибегая к полному решению уравнений Максвелла.

Рассмотрим представленные на рис. 1 схематическую конфигурацию ВЧИ разряда (рис. 1 а) и его эквивалентные электрические схемы (рис. 1 б, в, г) [6, 7]. Индуктор и плазма могут быть представлены как две взаимосвязанные индуктивности или, другими словами, как трансформатор, в котором первичной  $N$ -витковой обмоткой является индуктор, а вторичной — коротко замкнутый виток в плазме, обладающий на его длине собственным импедансом  $Z_{pl}^1$  (см. рис. 1 б). Связь импеданса плазмы  $Z_{pl}$  и его эквивалентной нагрузки в параллельном представлении [6] (рис. 1 б, в) легко установить проанализировав соотношения ВЧ напряжений и токов между первичной и вторичной цепью. Амплитуда ВЧ напряжения первичной обмотки в  $N$  раз превышает ЭДС индукции вторичной цепи. В то же время ВЧ ток вторичной цепи в  $N$  раз превышает изменение тока первичной цепи. Соответственно, протекание ВЧ тока через плазму с импедансом  $Z_{pl}$  эквивалентно току в первичной цепи, вызванному действием напряжения первичной цепи на нагрузку  $N^2 \cdot Z_{pl}$  (см. рис. 1 в). С учетом вышесказанного полный импеданс индуктора с плазменной нагрузкой  $Z_f$  можно представить следующим образом:

$$Z_f = R_0 + i\omega L_s + i\omega L_0 \cdot N^2 Z_{pl} \cdot (N^2 Z_{pl} + i\omega L_0)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — частота ВЧ генератора,  $i$  — мнимая единица;  $R_0$  — сопротивление индуктора,  $L_0 + L_s$  — собственная индуктивность индуктора. Составляющая  $L_0$  индуктивности индуктора характеризует создаваемый магнитный поток индуктора в области плазмы, в то время как  $L_s$  представляет собой индуктивность утечки (или

<sup>1</sup>Здесь и дальше выделенным шрифтом указаны величины, принимающие комплексные значения

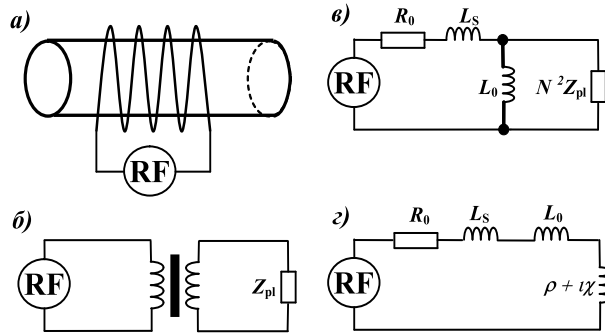


Рис. 1. Схематическая конфигурация индукционного разряда (а) и его эквивалентные электрические схемы (б,в,г).

$R_0$ ,  $L_0$  — сопротивление и индуктивность индуктора,  $Z_{pl}$  — импеданс плазмы,  $L_s$  — индуктивность утечки,  $N^2 Z_{pl}$  и  $\rho + i\chi$  — эквивалентные импедансы плазмы для параллельной и последовательной цепи

рассеяния), которая вызвана “неидеальностью” индуктивной связи плазмы и индуктора и характеризует часть магнитного потока вне области плазмы.

В современной научной литературе широкое распространение получила эквивалентная схема ВЧ разряда в последовательном приближении [7–9]. В этом случае выражение (1) для импеданса плазмы может быть представлено в виде

$$Z_f = R_0 + i\omega L_s + i\omega L_0 + \rho + i\chi, \quad (2)$$

где  $\rho$  и  $\chi$  — сопротивление и реактивность, определяющие возмущение плазмой импеданса первичной цепи [7–9]. Величина  $\rho + i\chi$  тождественно равна разности третьего члена в правой части выражения (1) и составляющей  $i\omega L_0$ .

Такое определение  $Z_f$  эквивалентно включению в первичную цепь последовательно с импедансом индуктора сопротивления  $\rho$  и реактивности  $\chi$  (рис. 1 г). В работе [8]  $\rho$  и  $\chi$  были представлены в следующем виде:

$$\rho = \frac{\omega^2 \cdot M^2 \cdot R_{pl}}{R_{pl}^2 + (\omega L_e + \omega L_2)^2}, \quad \chi = -\frac{\omega^2 \cdot M^2 \cdot (\omega L_2 + \omega L_e)}{R_{pl}^2 + (\omega L_e + \omega L_2)^2}, \quad (3)$$

где  $R_{pl} \equiv \text{Re}\{Z_{pl}\}$ ,  $L_e$  — индуктивность, вызванная инерционностью электронов ( $L_e \equiv \text{Im}\{Z_{pl}\}$ );  $L_2$  — геометрическая индуктивность плазмы ( $N^2 L_2 \approx L_0$ ),  $M \approx \sqrt{L_2 L_0}$  — взаимная индуктивность плазмы и индуктора.

Собственный импеданс плазмы  $Z_{pl} = R_{pl} + i\omega L_e$  определяется геометрической областью протекания тока в плазме, ее проводимостью и может быть представлен в виде:

$$Z_{pl} = (\sigma A_{\text{path}})^{-1} \cdot l_{\text{path}}, \quad (4)$$

где  $\sigma$  — проводимость плазмы,  $l_{\text{path}}$  и  $A_{\text{path}}$  — эффективные длина и площадь поперечного сечения зоны проводимости плазмы. Расчету проводимости плазмы и геометрической области протекания тока посвящено множество работ. Традиционно при расчете импеданса плазмы используется классическое выражение для проводимости плазмы [10–12], в котором частота электрон-атомных соударений и частота электрического поля заменяются на их эффективные значения для учета бесстолкновительных стохастических процессов нагрева плазмы [12–14]:

$$\sigma = \frac{e_0^2 n_e}{m_e (\nu_{eff} + i \cdot \omega_{eff})}, \quad (5)$$

где  $e_0$ ,  $m_e$  — соответственно заряд и масса электрона,  $n_e$  — плотность электронов;  $\omega_{eff}$ ,  $\nu_{eff}$  — соответственно эффективные частоты генератора и электронных столкновений. Эффективная частота столкновений включает в себя частоты электрон-атомных и электрон-ионных соударений, а также частотный эквивалент процесса бесстолкновительного нагрева плазмы [13]. Эффективная угловая частота  $\omega_{eff}$  появляется в результате вычисления возмущения равновесной функции распределения электронов по энергии под воздействием ВЧ электрического поля [8].

В случае слабоионизированной плазмы можно полагать, что область проводимости соответствует размерам системы. Как будет показано ниже, в этом случае импеданс плазмы зависит только от проводимости плазмы. С увеличением плотности плазмы происходит экранирование электрического поля плазмой и электрический ток “выталкивается” на внешний радиус плазмы. В работах [8, 9] была предложена трансформаторная модель ВЧИ разряда, в которой полагалось, что вследствие скин-эффекта проводящим является только внешний тонкий скин-слой плазмы. Применимость данной модели распространяется на случай плотной плазмы, когда толщина скин-слоя много меньше размеров разрядной камеры. В этом приближении, согласно результатам работы [8], собственный импеданс плазмы  $Z_{pl}$  определяется выражением:

$$Z_{pl} = \frac{2\pi R}{\sigma l \cdot \delta}, \quad (6)$$

где  $R$  и  $l$  — радиус и длина цилиндра разрядной камеры,  $\sigma$  — проводимость плазмы,  $\delta$  — толщина скин-слоя.

Как видно из уравнения (6), собственный импеданс плазмы обратно пропорционален толщине скин-слоя. С уменьшением плотности плазмы толщина скин-слоя растет и становится сравнимой с размерами разрядной системы. Соответственно, при  $R/\delta < 1$  область проводимости становится больше размеров системы, что делает модель неприменимой в случае слабоионизованной плазмы, когда  $R/\delta < 1$ . Выражение (6) применимо только в предельном случае плотной плазмы и не позволяет описывать импеданс плазмы в диапазоне существования ВЧИ разряда, типичном для технологических и исследовательских систем. В настоящей работе мы предлагаем упрощенную процедуру расчета импеданса плазмы, которая позволяет получить аналитическое выражение для собственного импеданса плазмы, применимое практически во всем диапазоне значений плотности плазмы (толщины скин-слоя).

В настоящей работе мы полностью используем формализм трансформаторной модели, подробно описанной в работе [8]. Ниже перечислены основные положения предложенной модели, а также дополнительные допущения в сравнении с работой [8].

1. Рассматривается ВЧИ разряд с внешним экранированным  $N$ -витковым индуктором. Разряд ограничен диэлектрической цилиндрической камерой длиной  $l$  и радиусом  $R$  (см. рис. 1 а).

2. Плотность плазмы  $n_e$  постоянна по объему.

3. Локальная плотность тока  $j$  в плазме определяется как произведение напряженности азимутальной составляющей электрического поля  $E$  и проводимости плазмы  $\sigma$ :

$$j = \sigma \cdot E. \quad (7)$$

4. Амплитуда напряженности электрического поля в плазме (в цилиндрической геометрии) однородна в азимутальном и аксиальном направлениях, а в радиальном направлении функционально определяется как произведение вакуумного распределения ВЧ электрического поля [15] на экспоненциальное затухание поля:

$$E(r) = E_0 \cdot (r/R) \cdot e^{(r-R)/\delta}, \quad (8)$$

где  $r$  — радиус,  $E_0$  — амплитуда напряженности электрического поля при  $r = R$ .

В работе [8] отсутствует предположение об однородности пространственного распределения плотности плазмы (пункт 2), так как в модели [8] не рассматривается пространственное усреднение параметров плазмы. Также в предлагаемой модели содержится допущение (пункт 4), которое не присутствует в явном виде в работе [8]. Вместо этого пункта в работе [8] сделано предположение, что индуцированный ток в плазме протекает в тонком слое толщиной  $\delta$ , при этом  $\delta \ll R$ . Однако выражение, которое используется в работе [8] для определения  $\delta$ , получено в предположении экспоненциального затухания электрического поля. Поэтому, по сути, в нашей модели не содержится никаких новых постулатов сравнительно с моделью [8]. Отличие заключается лишь в методике расчета импеданса плазмы, распределенного неоднородно по радиусу (см. ниже). Также отметим, что выражение (8) является эмпирическим. Точное решение для распределения электрического поля может быть получено в виде разложения по функциям Бесселя. Однако в случае слабоионизованной плазмы распределение электрического поля вырождается в линейную по радиусу зависимость [15] (для систем с внешним индуктором). В области сильноионизованной плазмы, когда  $\delta/R < 1$ , распределение электрического поля с хорошей степенью точности аппроксимируется зависимостью (8). В переходной области, когда  $\delta/R \sim 1$ , выражение (8) даёт большую погрешность.

Действие скин-эффекта заключается в экспоненциальном затухании электрического поля в плазме. Как следствие, плотность индуцированного в плазме тока также не постоянна по объему, что осложняет вычисление собственного импеданса плазмы. В данной ситуации невозможны независимые интегрирование тока, усреднение напряженности электрического поля и импеданса плазмы, т. к. данные величины связаны между собой не аддитивным соотношением. Для разрешения этой проблемы мы произведем расчет собственного импеданса плазмы через интегральные характеристики разряда. К подобным характеристикам относятся магнитный поток, пронизывающий контур индуктора, активная и реактивная мощности. Полный магнитный поток через плазму определяет ЭДС индукции (или напряженность электрического поля) на границе плазмы. Данная величина является заданной и определяется напряжением, приложенным к индуктору. Полная (активная и реактивная) мощность представляет собой отношение квадрата действующего напряжения (ЭДС индукции) к импедансу плазмы. Поскольку напряжение на плазменном витке известно, то, определив полную мощность в плазме, мы сможем найти собственный импеданс плазмы. В этом случае мы сопоставляем пространственно распределенным ВЧ току и электрическому полю в плазме их эквивалентные значения на контуре, соответствующему внешней границе плазмы.

Для расчета полной мощности в разряде рассмотрим бесконечно тонкий цилиндрический плазменный виток толщиной  $dr$ , радиусом  $r$  и длиной  $l$ . Приращение полной (активной и реактивной) мощности  $dP_f$  в плазменном витке определяется как произведение амплитуды ВЧ напряжения  $U(r)$  (ЭДС индукции) на витке на приращение

тока, протекающего через виток  $dI = j \cdot ldr$ :

$$U(r) = 2\pi r E(r), \quad (9)$$

$$dP_f = 1/2 \cdot j \cdot E(r) \cdot 2\pi r \cdot ldr, \quad (10)$$

где  $1/2$  — коэффициент перехода от амплитудных значений  $E(r)$  и  $j$  к действующим значениям. С учетом выражения (7), уравнение (10) преобразуется к виду

$$P_f = \pi l \int_0^R \sigma E(r)^2 r dr. \quad (11)$$

Для простоты рассмотрения, мы пренебрегли пространственным распределением плотности электронов. В этом случае  $\sigma$  не зависит от радиуса  $r$  и уравнение (11) с учетом выражения (8) сводится к виду

$$P_f = \pi \sigma l E_0^2 R^{-2} \int_0^R r^3 e^{\frac{2(r-R)}{\delta}} dr. \quad (12)$$

В результате интегрирования уравнения (12) для полной мощности в плазме получим следующее выражение:

$$P_f = \pi \sigma l E_0^2 R^{-2} \cdot (\delta/2)^4 \cdot \left[ (2R/\delta)^3 - 3(2R/\delta)^2 + 6(2R/\delta) + 6(e^{-2R/\delta} - 1) \right]. \quad (13)$$

С другой стороны, полная мощность  $P_f$  определяется как отношение квадрата действующего напряжения на витке радиусом  $R$  к импедансу плазмы:

$$P_f = U(R)^2 (2 \cdot Z_{pl})^{-1} = (2\pi R E_0)^2 (2 \cdot Z_{pl})^{-1}. \quad (14)$$

Приравняв выражения (13) и (14), после несложных арифметических преобразований для полного импеданса плазмы получим окончательное выражение

$$Z_{pl} = \left( \frac{2\pi}{\sigma l} \right) \cdot \left( \frac{2R}{\delta} \right) \cdot \left[ 1 - 3 \cdot (\delta/2R) + 6 \cdot (\delta/2R)^2 + 6 \cdot (\delta/2R)^3 \left( e^{-2R/\delta} - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (15)$$

Полученное выражение для  $Z_{pl}$  даёт зависимость собственного импеданса плазмы от толщины скин-слоя и проводимости плазмы. Используя выражение (15), можно легко перейти к выражению (6) из работы [8] для приближения сильноионизированной плазмы. Для этого достаточно воспользоваться сделанным в работе [8] допущением  $\delta \ll R$ . Пренебрегая всеми слагаемыми со степенью малости выше  $\delta/R$  (сделаем аналогично и для случая  $\delta \gg R$ ), мы получим следующие соотношения:

$$Z_{pl} = \begin{cases} \frac{8\pi}{\sigma l} \cdot \left[ 1 - o(R/2\delta) \right] & \text{при } \delta \gg R, \\ \frac{2\pi}{\sigma l} \cdot \frac{2R}{\delta} \cdot \left[ 1 + o(3\delta/2R) \right] & \text{при } \delta \ll R. \end{cases} \quad (16)$$

Первое выражение в уравнении (16) описывает импеданс плазмы в отсутствие скин-эффекта для случая слабоионизированной плазмы, когда область проводимости соответствует размерам разрядной камеры, а распределение электрического поля в плазме  $E_\varphi \propto r$ . В случае, когда скин-эффект играет определяющую роль, импеданс плазмы описывается вторым выражением в уравнении (16). Следует отметить, что выражение (6), полученное в работе [8], даёт для импеданса плазмы в два раза меньшее значение. Данное расхождение вызвано следующим фактом. Поглощаемая в плазме мощность пропорциональна квадрату напряженности поля. Следовательно, затухание удельной (на единицу объёма) мощности в плазме соответствует толщине скин-слоя  $\delta/2$ , а не  $\delta$ , как полагалось в работе [8]. При определении импеданса плазмы в настоящей работе мы использовали интегрирование мощности, поэтому в нашем случае, область проводимости соответствует  $\delta/2$ . В работе [8] была допущена неточность, связанная с тем, что при определении полной мощности было использовано значение напряженности электрического поля на внешней границе плазмы, а не среднее значение электрического поля в слое  $\delta$ . Это и привело к занижению импеданса плазмы.

На рис. 2 представлены амплитуды ВЧ тока и напряжения индуктора, а также сопротивление  $\rho$  и реактивность  $\chi$ , соответствующие возмущению плазмой импеданса первичной цепи индуктора в соответствии с выражениями (1–3), в зависимости от мощности, поглощаемой в плазме  $P_0 = \text{Re}(P_f)$ . При вычислении импеданса плазмы ее проводимость  $\sigma$  (см. уравнение (5)) и толщина скин-слоя  $\delta$  вычислялись в соответствии с методикой, подробно описанной в работе [8]. Зависимости плотности плазмы от ВЧ мощности, температуры электронов от давления

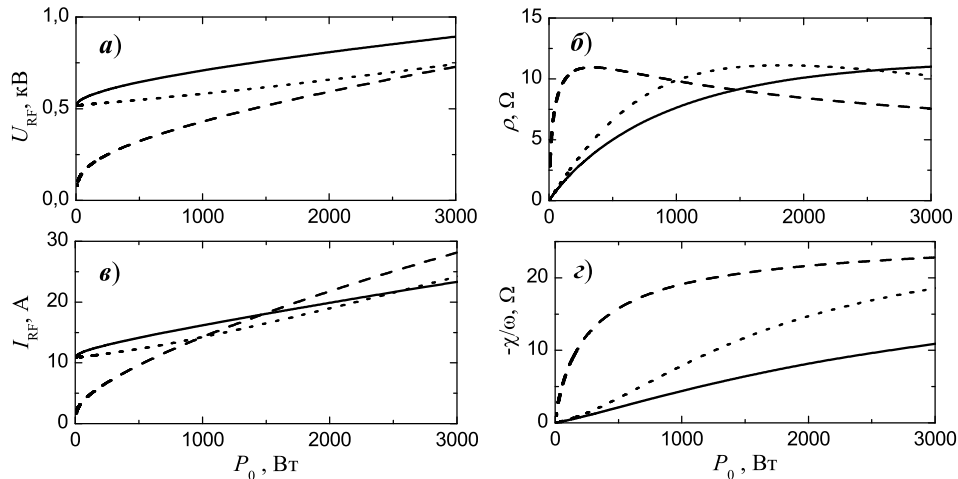


Рис. 2. Электрические параметры первичной цепи индуктора в зависимости от ВЧ мощности.

(а) и (в) – напряжение и ток индуктора (амплитуды), (б) и (г) – активная и реактивная компоненты эквивалентного импеданса плазмы; типы линий соответствуют разным моделям импеданса плазмы: — настоящая модель,  $\dots$   $\delta \gg R$ ,  $---$   $\delta \ll R$ , [8]. Рабочее давление – 0,5 Па (аргон), температура газа 473 К, температура электронов 4,5 эВ. Размеры камеры: радиус  $R = 2$  см, длина  $l = 8$  см. Индуктор: число витков  $N = 4$ , радиус 2,1 см, шаг витка 1,25 см, сопротивление индуктора  $0,3 \Omega$

рабочего газа определялись из “глобальной” пространственно-усредненной модели ВЧИ разряда [8]. В модели полагается, что степень ионизации не превышает 10%. “Глобальная” модель даёт линейную связь плотности плазмы с ВЧ мощностью:  $P_0 = v_B \varepsilon n_e$ , где  $v_B$  — скорость Бома,  $\varepsilon$  — суммарная потеря энергии на один ионизированный атом. Температура электронов, в рамках “глобальной” модели, не зависит от ВЧ мощности и определяется давлением и сортом рабочего газа.

На графиках, кроме полученных в рамках представленной модели результатов, приведены предельные случаи зависимостей с учётом скин-эффекта (выражение (6) согласно работе [8]) и без учета скин-эффекта в соответствии с первым выражением в уравнении (16). Как видно из графиков рис. 2, зависимости амплитуды напряжения на индукторе, полученные в соответствии с работой [8] (штриховая линия) и в рамках данной работы (сплошная линия), с ростом мощности сближаются, в то время как токи расходятся. Это связано с тем, что в обоих случаях ЭДС индукции в плазме определялась одинаково — на внешней границе плазмы, в то время как ток в плазме вычислялся на основании расчёта импеданса плазмы. По причине двукратного отличия импеданса плазмы в нашей работе и в работе [8] (см. выше) мы имеем предельное отношение токов в плазме  $\approx \sqrt{2}$ . Следует отметить, что зависимости эквивалентов импеданса плазмы,  $\rho$  и  $\chi$ , в обсуждаемом случае, существенно отличаются. Это объясняется тем, что в работе [8] использовалось приближение  $\delta \ll R$ , но при максимальной ВЧ мощности (3 кВт, см. рис. 2) толщина скин-слоя  $\delta \approx 1$  см, в то время как радиус разрядной камеры составляет 2 см. Очевидно, что анализ характеристик импеданса плазмы в работе [8] для данной геометрии не совсем правомерный. Как видно из уравнения (15), выражение (6) справедливо, когда  $\delta \ll \frac{2}{3}R$ . Однако оценки показывают, что для данной геометрии это условие выполняется только при плотности плазмы значительно выше  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , в то время как в реальных технологических и экспериментальных системах плотность плазмы лежит в пределах  $10^9 \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Об этом также свидетельствуют зависимости на рис. 2 а и рис. 2 б для случая без учёта скин-эффекта (пунктирные линии): зависимости основных электрических параметров разряда качественно близки к зависимостям, полученным в рамках настоящей работы (сплошные линии) даже при максимальной мощности.

Таким образом, в данной работе была предложена феноменологическая модель импеданса плазмы ВЧИ разряда, в которой влияние скин-эффекта было учтено посредством эмпирической зависимости (8) распределения электрического поля в плазме. Благодаря этому удалось получить аналитическое выражение для собственного импеданса плазмы, которое справедливо в обоих приближениях  $\delta \ll R$  и  $\delta \gg R$ . В промежуточном случае  $\delta \sim R$  использование выражения (8) может приводить к существенным погрешностям, поэтому применимость выражения (15) в данном диапазоне  $\delta$  требует дальнейшей экспериментальной проверки. Также отметим, что в случае слабоионизированной бесстолкновительной плазмы, когда реализуется аномальный скин-эффект, пространственное распределение электрического поля приобретает вид, подобный выражению (8) с наложенными на него осцилляциями. Очевидно, что выражение (15) в этом случае неприменимо, хотя иногда может дать и корректный результат по причине того, что в работе используется пространственное интегрирование величины  $E(r)^2$  и осциллирующая составляющая амплитуды поля может давать несущественный вклад в конечный результат.

Отметим также, что скин-эффект оказывает влияние не только на активную и реактивную мощность в плазме (что учтено интегрированием величины  $jE$ ), но и на реактивную мощность, вызванную геометрической индуктивностью плазмы, т.е. геометрией протекания тока (что требует интегрирования также величины, пропорциональной

квадрату магнитного поля в плазме). Последняя величина влияет на взаимную индуктивность ( $M, L_0$ ) плазмы с индуктором и индуктивность утечки (рассеяния)  $L_s$ . В данной работе этот фактор не учитывался из соображений упрощения решения, поскольку он не оказывает существенного влияния на конечный результат по следующим причинам. Все элементы эквивалентной схемы ВЧИ разряда определялись для случая сильноионизированной плазмы, т.е. когда плазму можно представить в виде проводящего кольца с радиусом внешней границы плазмы. В этом случае, как показано в работе [8], учёт реактивной составляющей мощности, пропорциональной квадрату магнитного поля, не оказывает существенного влияния на распределение полей в плазме ВЧИ разряда. Перераспределение токов будет влиять на данную составляющую мощности при росте толщины скин-слоя до размеров системы и выше. Однако снижение реактивной мощности за счёт пространственного перераспределения ВЧ тока частично компенсируется снижением среднего тока в плазме (т.к. ВЧ ток определяется на внешней границе плазмы через импеданс из пространственного интегрирования величины  $jE$ ), а частично его влияние снижается благодаря тому, что при снижении плотности электронов величина  $\omega L_s$  становится много меньше импеданса плазмы. Главным достоинством представленной работы является полученное аналитическое выражение (15), которое позволяет определить собственный импеданс плазмы с учетом скин-слоя, не прибегая к громоздким численным расчетам на основе уравнений Максвелла. Результаты, полученные в данной работе, требуют дальнейшей экспериментальной проверки, что планируется выполнить авторами работы в ближайшее время.

Данная работа выполнена в рамках научно-исследовательских работ, выполняемых в Харьковском национальном университете им. В.Н. Каразина (№ гос. рег. 0106U001574) и в Научном физико-технологическом центре МОН и НАН Украины (№ гос. рег. 0104U003157).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hopwood J. Review of inductively coupled plasmas for plasma processing // *Plasma Sources Sci. Technol.*— 1992.— Vol. 1, № 2.— P. 109–116.
2. Keller J. H. Inductive plasmas for plasma processing // *Plasma Sources Sci. Technol.*— 1996.— Vol. 5, № 2.— P. 166–172.
3. Godyak V. Plasma phenomena in inductive discharges // *Plasma Phys. Control. Fusion.*— 2003.— Vol. 45, № 12A.— P. A399–A424.
4. MacKinnon K. A. // *Phil. Mag.*— 1929.— Vol. 8, № 52.— P. 605.
5. Raizer Y. P., Shneider M. N. Near-electrode sheath dynamics, current anharmonicity and battery effect in asymmetrical low-pressure radio-frequency discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.*— 1992.— Vol. 1, № 2.— P. 102–108.
6. Denneman J. W. Determination of electromagnetic properties of low-pressure electrodeless inductive discharges // *J. Phys. D: Appl. Phys.*— 1990.— Vol. 23, № 3.— P. 293–298.
7. Piejak R. B., Godyak V. A., Alexandrovich B. M. A simple analysis of an inductive rf discharge // *Plasma Sources Sci. Technol.*— 1992.— Vol. 1, № 3.— P. 179–186.
8. Gudmundsson J. T., Lieberman M. A. Magnetic induction and plasma impedance in a cylindrical inductive discharge // *Plasma Sources Sci. Technol.*— 1997.— Vol. 6, № 4.— P. 540–550.
9. Gudmundsson J. T., Lieberman M. A. Magnetic induction and plasma impedance in a planar inductive discharge // *Plasma Sources Sci. Technol.*— 1998.— Vol. 7, № 2.— P. 83–95.
10. Margenau H. Conduction and dispersion of ionized gases at high frequencies // *Phys. Rev.*— 1946.— Vol. 69, № 9-10.— P. 508–513.
11. Molmud P. Langevin equation and the ac conductivity of non-maxwellian plasmas // *Phys. Rev.*— 1959.— Vol. 114, № 1.— P. 29–32.
12. Lister G. G., Li Y.-M., Godyak V. A. Electrical conductivity in high-frequency plasmas // *J. Appl. Phys.*— 1996.— Vol. 79, № 12.— P. 8993–8997.
13. Vahedi V., Lieberman M. A., DiPeso G., Rognlien T. D., Hewett D. Analytic model of power deposition in inductively coupled plasma sources // *J. Appl. Phys.*— 1995.— Vol. 78, № 3.— P. 1446–1458.
14. Tyshetskiy Y. O., Smolyakov A. I., Godyak V. A. On nonlocal heating in inductively coupled plasmas // *Plasma Sources Sci. Technol.*— 2002.— Vol. 11, № 2.— P. 203–207.
15. Lister G. G., Cox M. Modelling of inductively coupled discharges with internal and external coils // *Plasma Sources Sci. Technol.*— 1992.— Vol. 1, № 1.— P. 67–73.

#### INFLUENCE OF SKIN-EFFECT ON A PLASMA IMPEDANCE IN INDUCTIVELY COUPLED RF DISCHARGE

D.V Rafalskiy, K.I. Polozhiy

*Kharkiv National V.N.Karazine University, 31 Kurchatova Ave., Kharkiv, Ukraine, 61108*

Phenomenological model of a plasma impedance in an inductively coupled RF discharge are presented. The model takes into account a skin-effect in plasma for both cases of low and high density plasmas. General electrical characteristics of an inductively coupled RF discharge are obtained. Comparison to existing models has been done. It is shown that a consideration of the plasma as conductive loop with thickness of skin-depth order reduces a obtained plasma impedance by factor 2. The results can be use for further development of the existing models of the plasma impedance in an inductively coupled RF discharge.

**KEYWORDS:** RF discharge, ICP, plasma impedance, skin-depth, transformer model