

КОМПЛЕКСНЫЙ ИМПЕДАНС СКИН-СЛОЯ ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА, СФОРМИРОВАННОГО В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ МЕТОДОМ ВЗРЫВА

А. О. Пузанов

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: s5sk@ire.kharkov.ua*

Получены аналитические выражения, описывающие частотную зависимость комплексного импеданса скин-слоя плазменного столба, созданного взрывным методом. Для расчетов активной и реактивной составляющих импеданса использованы экспериментальные характеристики плазмы. Ил. 6. Библиогр.: 10 назв.

Ключевые слова: плазменные антенны, скин-слой, сопротивление потерь.

Статья посвящена задаче, смежной с теорией плазменных антенн.

Термином «плазменные антенны» обозначается класс излучателей, в конструкциях которых в качестве волноведущих и излучающих элементов используется ионизированная среда. Возможность применения в антенной технике плазмы обусловлена особенностями ее проводящих свойств на частотах, меньших плазменной частоты. Идея построения антенн на этом принципе впервые была высказана в 1919 г. [1]. Плодотворность концепции обнаружилась в ряде преимуществ, в их числе назовем следующие [2]:

1) в военной ВЧ связи плазменный сгусток трудно обнаружить радаром противника, поскольку сигнал подводится к антенне в течение очень короткого промежутка времени;

2) антенные решетки могут быть быстро переконфигурированы без сложностей, обусловленных наличием неиспользуемых (т. е., выключенных) плазменных элементов. В ситуациях, в которых необходимы различные антенны для отдельных близкорасположенных систем (например, в морской связи), имеется возможность выключения неиспользуемых антенн. Это позволяет устранить влияние нежелательных мощных сигналов на близлежащие приемники, что упрощает размещение бортовой системы связи;

3) при надлежащей конструкции можно как подавать, так и снимать возбуждение с плазменных элементов в течение микросекунд; антенна может переключаться в конце каждого бита;

4) эффективная (или резонансная для различных частот) длина антенны может управляться путем изменения прикладываемой мощности.

Параметры антенн, плазма которых создается в свободном пространстве в результате взрыва, определяются энергией, выделяющейся при срабатывании заряда, а также привнесенными в него добавками, которые влияют на степень ионизации плазменного столба.

Конструкции плазменных антенн на базе

флуоресцентных труб достаточно подробно описаны в литературе [2-6]. Антеннам же, плазменные элементы которых создаются в открытом пространстве, уделено недостаточно внимания. В число подобных конструкций входят и антенны с плазменными элементами, сформированными методом взрыва.

Цель работы - теоретически определить собственный комплексный импеданс скин-слоя плазменного столба, сформированного в свободном пространстве в результате подрыва пиропатрона. Задача решается с использованием экспериментально найденных электрических характеристик плазмы. Полученные результаты необходимы для оценки энергетических характеристик плазменных антенн этой разновидности.

1. Характеристики плазмы, являющейся продуктом взрыва. На основной стадии существования плазменный столб, образовавшийся в результате подрыва специального заряда (пиропатрона), можно упрощенно представить в виде плазменного цилиндра длиной Λ и диаметром $D = 2r_0$ (рис. 1). Свойства этой структуры характеризуются зависимостями от радиальной координаты r плазменной частоты ω_p и частоты соударений между электронами и частицами газа ν_m (преимущественно - нейтральными частицами). Поверхность плазмы возбуждается аксиально-симметричной поверхностной волной, проникающей в скин-слой на глубину l .

Строго говоря, сформированный взрывным способом плазменный столб является нестационарной средой. Однако поскольку на практике представляет интерес наивысшая эффективность излучения антенны, вполне логично определять параметры плазмы ω_p и ν_m , во-первых, в поперечном сечении плазменного столба на расстоянии от начала струи, равном половине ее максимальной длины $\Lambda/2 = 7,5$ см (в промежутке времени, на протяжении которого длина Λ максимальна), во-вторых, в

момент, когда ток измерительного зонда достигает максимального значения (см. рис. 2 в работе [7]). Поэтому все содержащиеся ниже рассуждения подразумевают сделанные оговорки.

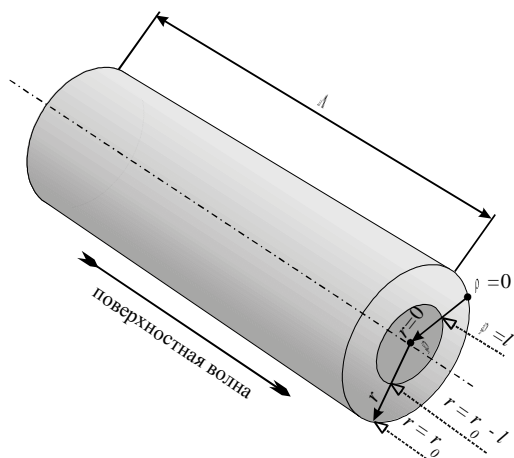


Рис. 1. Геометрия плазменного столба. Светло-серым цветом изображен скин-слой

Как показали измерения [7], законы изменения параметров $\omega_p(r)$ и $\nu_m(r)$ близки к убывающим экспоненциальным функциям. Так для зависимости $f_p(r) = \omega_p(r)/(2\pi)$ справедлива аппроксимация

$$f_p(r) = f_{p0} e^{-\zeta r}, \quad (1)$$

где f_{p0} - значение плазменной частоты на оси ($r=0$); ζ - постоянная, определяющая скорость убывания экспоненты; r - радиальная координата.

На рис. 2 кружками показаны экспериментальные значения плазменной частоты в зависимости от координаты r , а сплошной линией изображена аппроксимирующая зависимость (1) при $f_{p0} = 41,198$ ГГц и $\zeta = 154,93$ 1/м.

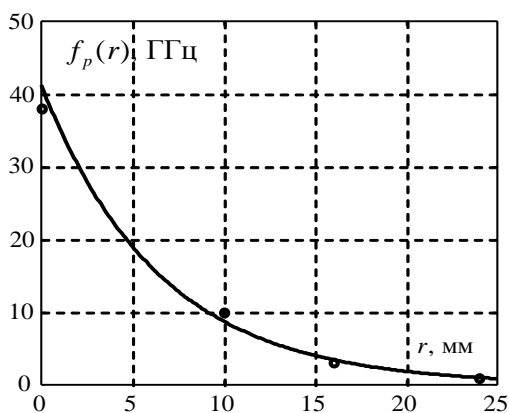


Рис. 2. Зависимость плазменной частоты от радиальной координаты для плазменного столба, созданного в результате поджига пиропатрона: кружки - значения, полученные экспери-

ментально; сплошная линия - аппроксимирующая экспоненциальная зависимость (1)

Зависимость $\nu_m(r)$ описывается выражением [2, 6, 8]

$$\nu_m(r) = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2(r)}{\sigma(r, 0)}, \quad (2)$$

где $\varepsilon_0 = 8,85$ Ф/м - диэлектрическая проницаемость вакуума; $\sigma(r, 0)$ - удельная проводимость по постоянному току ($\omega=0$) как функция радиальной координаты. Рис. 3 иллюстрирует зависимость $\sigma(r, 0)$, построенную на основании данных эксперимента со взрывными плазменными струями [7]. Полученные в этом эксперименте значения $\sigma = 25 \div 90$ См/м соответствуют данным работы [2] для плазмы флуоресцентных труб - $\sigma = 10 \div 100$ См/м.

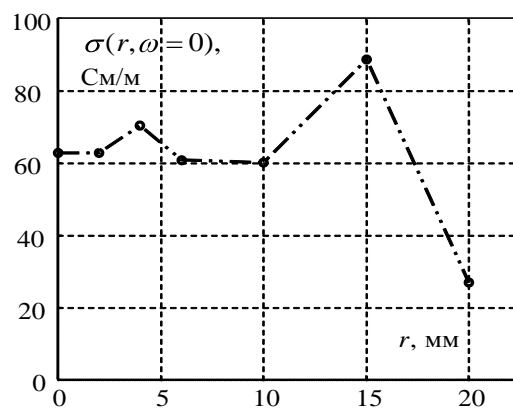


Рис. 3. Экспериментально полученная зависимость удельной проводимости плазменного столба от радиальной координаты

Значения $\nu_m(r)$, найденные по формуле (2), показаны на рис. 4 кружками, а сплошной линией изображена аппроксимирующая функция

$$\nu_m(r) = \nu_{m0} e^{-2\zeta r}, \quad (3)$$

где $\nu_{m0} = \varepsilon_0 \omega_{p0}^2 / \sigma(0,0) = 9,41$ ГГц, $\zeta = 154,93$ 1/м.

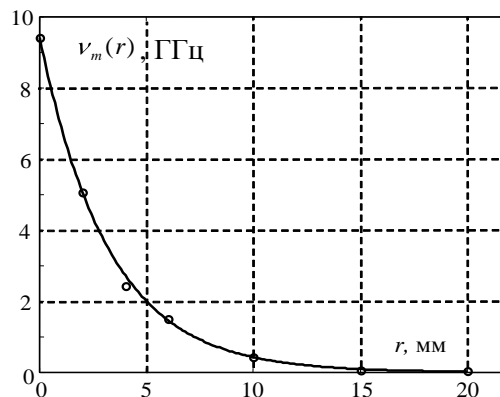


Рис. 4. Зависимость от радиальной координаты частоты столкновений между электронами и частицами плазменной

струи; кружки - экспериментальные значения, сплошная линия - аппроксимирующая экспоненциальная функция (3)

2. Глубина скин-слоя для плазмы, концентрация которой изменяется вдоль нормали к границе со свободным пространством. Как известно, концентрация n частиц плазмы определяет плазменную частоту $f_p = 10^4 \sqrt{n}$ ($n = \text{см}^{-3}$) и коэффициент затухания электромагнитных волн α . Если плазма однородна, значение α можно найти из простого выражения $\alpha = \omega_p / c$, где c - скорость света в вакууме, а глубину скин-слоя l - как величину, ей обратную - $l = c / \omega_p$ (см. работу [9]).

Предположим, что концентрация n изменяется вдоль координаты ρ , которая перпендикулярна любой плоскости, касательной к границе раздела вакуум - плазма. (Координата ρ пересекает ось плазменного столба.) Для нахождения глубины скин-слоя разобьем плазменный столб на достаточно большое количество M слоев, поверхности которых являются цилиндрами, а оси совпадают с осью структуры. В пределах каждого из этих тонких слоев толщиной $\Delta\rho$ значения концентрации плазмы (или $\omega_p(\rho)$), а значит и коэффициент затухания $\alpha(\rho)$ можно положить постоянными. Предположим также, что амплитуда возбуждаемой аксиально-симметричной поверхностной волны равна A_0 .

Теперь запишем значения амплитуд прошедшей в плазму волны на границах каждого из слоев

$$\begin{aligned} A_0, \quad A_1 &= A_0 e^{-\alpha_1 \Delta\rho}, \\ A_2 &= A_1 e^{-\alpha_2 \Delta\rho} = A_0 e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) \Delta\rho}, \\ A_3 &= A_2 e^{-\alpha_3 \Delta\rho} = A_0 e^{-(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) \Delta\rho}, \dots, \\ A_M &= A_0 \exp\left(-\sum_{m=1}^M \alpha_m \Delta\rho\right). \end{aligned}$$

Устремляя $\Delta\rho$ к нулю, имеем

$$A(l) = A_0 \exp\left[-\int_0^l \alpha(\rho) d\rho\right].$$

Из стандартного для нижней границы скин-слоя допущения $A(l) = A_0 / e$ следует

$$\int_0^l \alpha(\rho) d\rho = 1. \quad (4)$$

С учетом того, что коэффициент затухания электромагнитных волн в плазме $\alpha(\rho) = \omega_p(\rho) / c$, перепишем уравнение (4) в виде

$$\int_0^l \omega_p(\rho) d\rho = c. \quad (5)$$

Искомая глубина скин-слоя l в выражении (5) - верхний предел интегрирования. В частном случае $\omega_p \neq \omega_p(\rho)$ из уравнения (5) следует известное выражение для глубины скин-слоя однородной плазмы $l = c / \omega_p$.

Поскольку радиальная координата r отсчитывается от оси столба плазмы (как в выражении (1)), для нахождения глубины скин-слоя следует перейти к координате ρ , отсчитываемой от поверхности плазмы $r = r_0$ (рис.1), положив

$$r = r_0 - \rho. \quad (6)$$

Так как концентрация $n(\rho)$ плавно спадает по мере удаления от оси $r = 0$, при измерениях вполне оправданно совместить с осью начало координаты r . Иначе возникает вопрос - какое значение радиуса r_0 следует выбрать при том, что граница плазмы размыта.

Подстановка выражения (1) с учетом (6) в (5) дает

$$l = \frac{1}{\zeta} \ln 1 + \zeta l_0 e^{\zeta r_0}, \quad (7)$$

где $l_0 = c / \omega_{p0}$ - глубина скин-слоя для плазмы той же концентрации, что и на оси струи.

При $\zeta l_0 e^{\zeta r_0} \gg 1$ глубина скин-слоя может быть найдена из выражения для асимптоты

$$l \sim r_0 + \frac{1}{\zeta} \ln \zeta l_0. \quad (8)$$

Поскольку, как сказано выше, граница плазмы и свободного пространства размыта, из выражения (8) целесообразно определять не глубину скин-слоя l , а координату его нижней границы $r = r_0 - l$. При $\zeta l_0 e^{\zeta r_0} \rightarrow \infty$ разность $r_0 - l$ для любого значения r_0 постоянна и равна $\zeta^{-1} \ln \zeta l_0$.

3. Комплексный импеданс скин-слоя плазменного столба. Ток $I = js$ плотности j , протекающий по проводнику с площадью поперечного сечения s , может быть представлен также в виде $I = YU$, где Y - проводимость, U - приложенное к проводнику напряжение. Поскольку $j = \sigma |\vec{E}|$ (σ - удельная проводимость; $|\vec{E}| = U / \Lambda$ - модуль напряженности электрического поля; Λ - длина проводника), проводимость Y выражается через σ , s и Λ следующим

шим образом:

$$Y = \frac{1}{\Lambda} \sigma s .$$

Если σ - функция радиальной координаты r и частоты ω , то проводимость некоторого достаточно малого объема $\Lambda \Delta s$, в пределах которого значение $\sigma(r, \omega)$ можно считать постоянным, есть

$$\Delta Y = \frac{1}{\Lambda} \sigma(r, \omega) \Delta s, \quad (9)$$

а значит при $\Delta s \rightarrow 0$ проводимость всего проводника будет

$$Y = \int_S dY, \quad (10)$$

где S - сечение проводника - кольцо, внешний радиус которого совпадает с верхней границей скин-слоя, а внутренний - с нижней. В качестве малой площади Δs выберем площадь кольца, внешний и внутренний радиусы которого отличаются друг от друга на величину Δr . Пренебрегая малой величиной второго порядка малости, запишем

$$\Delta s = \pi [r^2 - (r - \Delta r)^2] \approx 2\pi r \Delta r. \quad (11)$$

Устремляя Δr к нулю и суммируя элементарные проводимости, из (9), (10) и (11) получим

$$Y = \frac{2\pi}{\Lambda} \int_{r_0-l}^{r_0} r \sigma(r, \omega) dr, \quad (12)$$

где r_0 - радиус плазменного столба.

С учетом того, что плазменная частота ω_p и частота столкновений ν_m зависят от радиальной координаты, удельная проводимость плазмы как функция частоты описывается выражением

$$\sigma(r, \omega) = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2(r)}{\nu_m(r) + i\omega}, \quad (13)$$

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума; ω - частота поверхностной волны [5, 6, 8]. Подстановка выражения (13) в (12) дает

$$Y = \frac{2\pi}{\Lambda} \psi - i\xi,$$

где

$$\psi = \varepsilon_0 \int_{r_0-l}^{r_0} r \frac{\omega_p^2(r) \nu_m(r)}{\nu_m^2(r) + \omega^2} dr;$$

$$\xi = \varepsilon_0 \omega \int_{r_0-l}^{r_0} r \frac{\omega_p^2(r)}{\nu_m^2(r) + \omega^2} dr.$$

Отсюда для комплексного импеданса

скин-слоя получаем

$$Z = \frac{1}{Y} = R + iX, \quad (14)$$

где

$$R = \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{\psi}{\nu_m^2 + \omega^2}; \quad X = \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{\xi}{\nu_m^2 + \omega^2}. \quad (15)$$

Поскольку $\xi > 0$, мнимая часть X импеданса Z имеет индуктивный характер, что отражает необходимое свойство структур, способных направлять поверхностные волны [10].

1) В случае независимости удельной проводимости от радиальной координаты - $\sigma(r, \omega) = \sigma_c(\omega)$, если $\omega_p r = \omega_{pc}$; $\nu_m r = \nu_{mc}$; $l = l_c = c/\omega_{pc}$ из (12) и (13) следует

$$Y_c = \frac{\pi}{\Lambda} \sigma_c(\omega) l_c^2 \left(\frac{2r_0}{l_c} - 1 \right).$$

Учитывая, что $\pi c \varepsilon_0^{-1} = \pi^{-1} \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120$ и вводя обозначение $2r_0 = D$, для импеданса $Z_c = 1/Y_c$ скин-слоя однородного плазменного столба имеем выражение

$$Z_c = 120 \frac{\nu_{mc} + i\omega \Lambda/c}{D/l_c - 1}.$$

2) При малой частоте столкновений ($\nu_m \ll \omega$) и экспоненциальной зависимости $f_p(r)$ (согласно (1)) мнимая часть X импеданса Z на основании выражений (12) и (13) может быть приближенно представлена в виде

$$X \approx \frac{\Lambda}{p} - \text{Im}[\sigma(0, \omega)]^{-1}, \quad (16)$$

где $\sigma(0, \omega) = -i\varepsilon_0 \omega_{p0}^2/\omega$ - удельная проводимость плазмы на оси $r=0$;

$p = 2\pi \int_{r_0-l}^{r_0} r e^{-2\zeta r} dr$ - некоторая площадь, для которой можно получить

$$p = \frac{\pi}{\zeta} \left[\left(r_0 + \frac{1}{2\zeta} \right) e^{2\zeta l} - 1 - l e^{2\zeta l} \right] e^{-2\zeta r_0}.$$

Допущение $e^{2\zeta l} \gg 1$ позволяет записать

$$p = \frac{\pi}{2\zeta^2} (1 + \zeta d) e^{-\zeta d}, \quad (17)$$

где $d = 2(r_0 - l)$ - диаметр, соответствующий нижней границе скин-слоя.

3) В случае, когда зависимость $\nu_m(r)$ задается формулой (3), представим выражения для ξ и ψ в виде

$$\psi = \varepsilon_0 v_{m0} \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \int_{d/2}^{D/2} r \frac{e^{-4\zeta r}}{1+k e^{-4\zeta r}} dr,$$

$$\xi = \varepsilon_0 \frac{\omega_{p0}^2}{\omega} \int_{d/2}^{D/2} r \frac{e^{-2\zeta r}}{1+k e^{-4\zeta r}} dr,$$

где $D=2r_0$; $d=2 r_0 - l$; $k = v_{m0} / \omega^2$,
и получим

$$\psi = \frac{\varepsilon_0 \omega_{p0}^2}{16\zeta^2 v_{m0}} \times \left\{ 2 \zeta D^2 \left[1 - \frac{1}{\zeta D} \ln \left(1 + \frac{e^{2\zeta D}}{k} \right) \right] - \right.$$

$$\left. - 2 \zeta d^2 \left[1 - \frac{1}{\zeta d} \ln \left(1 + \frac{e^{2\zeta d}}{k} \right) \right] + \text{Li}_2 \left(-\frac{e^{2\zeta d}}{k} \right) - \text{Li}_2 \left(-\frac{e^{2\zeta D}}{k} \right) \right\}, \quad (18)$$

$$\xi = \frac{\varepsilon_0 \omega_{p0}^2}{4\zeta^2 v_{m0}} \left\{ \zeta D \arctg \frac{e^{\zeta D}}{\sqrt{k}} - \zeta d \arctg \frac{e^{\zeta d}}{\sqrt{k}} - \frac{1}{2i} \left[\text{Li}_2 \left(i \frac{e^{\zeta D}}{\sqrt{k}} \right) - \text{Li}_2 \left(-i \frac{e^{\zeta D}}{\sqrt{k}} \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2i} \left[\text{Li}_2 \left(i \frac{e^{\zeta d}}{\sqrt{k}} \right) - \text{Li}_2 \left(-i \frac{e^{\zeta d}}{\sqrt{k}} \right) \right] \right\},$$

где $i = \sqrt{-1}$; $\text{Li}_2(z) = \int_z^0 \frac{\ln 1-t}{t} dt$ - дилогарифм (полилогарифмическая функция второго порядка); $\text{Li}_n(z) = \sum_{k=1}^{\infty} z^k / k^n$ при $0 \leq z \leq 1$.

Заметим, что в полученном выражении для ξ линейная комбинация дилогарифмов мнимых сопряженных аргументов вида

$$\left[\text{Li}_2 ix - \text{Li}_2 -ix \right] / 2i$$

определяет действительную функцию вещественного аргумента x . Вычисление дилогарифма предусмотрено в системе Mathematica.

4. Результаты вычислений. На рис. 5 приведены графики зависимостей от частоты реальной R и мнимой X частей импеданса Z , вычисленных по формулам (14), (15), (18) при $\sigma(0,0) = 63,023 \text{ См/м}$, $r_0 = 50 \text{ мм}$, $\Lambda = 150 \text{ мм}$ и для законов изменения $f_p(r)$ и $v_m(r)$, приведенных на рис. 2 и 4 ($\zeta = 154,93 \text{ 1/м}$, $f_{p0} = 41,198 \text{ ГГц}$, $v_{m0} = 9,41 \text{ ГГц}$).

Вычисления по формуле (8) показали, что диаметр цилиндра $d = 2 r_0 - l$, расположенного непосредственно под скин-слоем, в рассматриваемом случае составляет 22,2 мм. Отсюда следует, что на нижней границе скин-слоя $r = r_0 - l$ плазменная частота имеет значение $f_p \approx 7,4 \text{ ГГц}$ (см. рис. 2), а частота столкновений между частицами плазмы $v_m \approx 300 \text{ МГц}$ (см.

рис. 4). Эти значения близки по порядку величины к данным ряда авторов, рассматривавших плазменные антенны на базе флуоресцентных труб - $f_p \approx 6,4 \div 10 \text{ ГГц}$, $v_m = 500 \div 1000 \text{ МГц}$ [2, 5, 6].

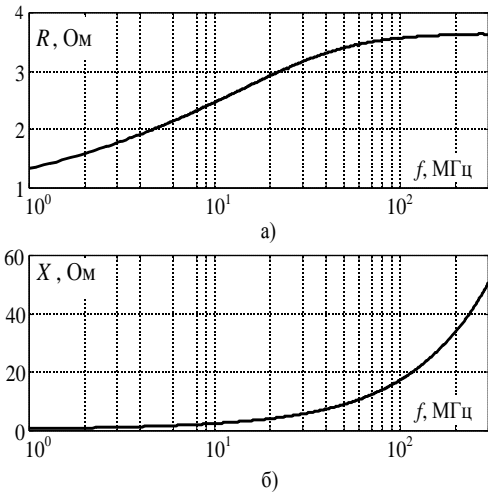


Рис. 5. Зависимости от частоты: а) - реальной и б) - мнимой частей импеданса плазменного столба для законов изменения $f_p(r)$ и $v_m(r)$, задаваемых выражениями (1) и (3)

При постоянном токе значение активного сопротивления R составляет 0,319 Ом, а реактивного X - 0 Ом. В диапазоне частот от 1 до 100 МГц значение R изменяется от 1,33 до 3,57 Ом (рис. 5; на единицу длины - 8,87÷23,8 Ом/м) и при дальнейшем увеличении частоты приближается к горизонтальной асимптоте $R_{\infty} = 3,64 \text{ Ом}$ (24,27 Ом/м).

Реактивное же сопротивление X с повышением частоты возрастает неограниченно. Из графика рис. 5,б может быть определена эквивалентная индуктивность скин-слоя $L_{\text{экв}}(f) = X(f)/(2\pi f)$.

Так, например, при $f = 1$ МГц значение $L_{\text{экв}}$ равно 113,6 нГн, а при $f = 100$ МГц - 27,5 нГн. Фазовый угол $\varphi = \arctg X/R$ (рис. 6) на частоте 1 МГц равен 28,3°, а при частотах больших 100 МГц превышает 78,3° и стремится к значению $\varphi = 90^\circ$ при $f \rightarrow \infty$.

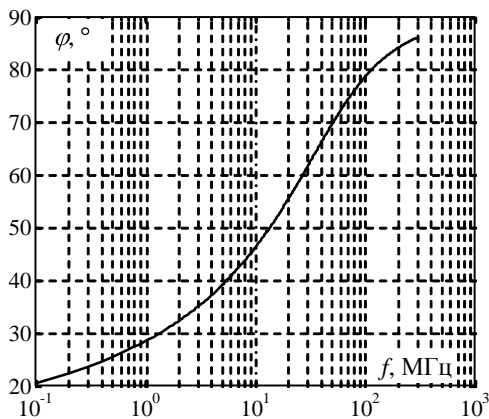


Рис. 6. Зависимость от частоты фазового угла импеданса плазменного столба для $\sigma(0,0)=63,023$ См/м, $r_0=50$ мм, $\Lambda=150$ мм и законов изменения $f_p(r)$ и $v_m(r)$, задаваемых выражениями (1), (3) ($f_{p0}=41,198$ ГГц, $\zeta=154,93$ 1/м)

Выводы. Таким образом, получены аналитические выражения для вычисления глубины скин-слоя плазмы, концентрация которой изменяется по направлению нормали к ее границе со свободным пространством, а также для импеданса скин-слоя плазменного столба, созданного взрывным методом. Установлено, что диаметр плазменного цилиндра, расположенного непосредственно под нижней границей скин-слоя составляет 22 мм, а активное сопротивление потерь скин-слоя при длине плазменного столба 15 см в диапазоне частот 1÷100 МГц изменяется в пределах 1,33÷3,57 Ом и при дальнейшем увеличении частоты приближается к горизонтальной асимптоте $R_\infty=3,64$ Ом. Показано, что значение эквивалентной индуктивности скин-слоя в диапазоне частот 1÷100 МГц изменяется от 113,6 до 27,5 нГн, а сдвиг фаз между током и электрическим полем - от 28,3° до 78,3°.

Автор признателен В. А. Сошенко за предоставленные экспериментальные данные,

благодаря которым стало возможным получить важные для практики количественные оценки.

1. Patent 1,309,031. Aerial Conductor for Wireless Signaling and Other Purposes / J. Hettinger // - 1919. - July 8.
2. Rayner J. Ph., Wichello A. Ph., Cheetham A. D. Physical Characteristics of Plasma Antennas // IEEE Trans. on Plasma Science. - 2004. - 32, №1. - P.269-281.
3. <http://www.rpsphysse.anu.edu.au/~ggb112/>
4. Jenn D.C. Plasma antennas: Survey of Techniques and the Current State of the Art. - Monterey, California, 2003, September 29. - 27 p. - (Technical Report. Naval Postgraduate School; № 93943-5000). (<http://www.nps.navy.mil/Faculty/jenn/pubs/PlasmaReportFinal.pdf>)
5. Zhou Zhaoxian. Application of Plasma Columns to RF Antennas / - New Mechico, 2000. - 11 p. - (University of New Mechico. Department of Electrical Engineering). (<http://www.rpsphysse.anu.edu.au/~ggb112/publications/apl.pdf>)
6. Borg G. G., Harris J. H., Martin N. M., Thorncraft D., Milliken R., Miljak D. G., Kwan B., Ng T., and Kircher J. Plasma as antennas: Theory, experiment and applications // Physics of Plasmas. - 2000. - 7, №5. - P.2198-2202.
7. Новиков В.Е., Пузанов А.О., Синьков В.В., Сошенко В.А. Физические предпосылки к созданию плазменной антенны // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2004. - 9, №2. - С.409-412.
8. Смирнов Б. М. Введение в физику плазмы. - М.: Наука, 1982. - 224 с.
9. Крол Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы / Пер. с англ. под ред. А. М. Дыхне. - М.: Мир, 1975. - 528 с.
10. Никольский В. В. Антенны. - М.: Связь, 1966. - 368 с.

COMPLEX IMPEDANCE OF A SKIN LAYER OF A PLASMA JET GENERATED WITH AN EXPLOSIVE METHOD IN FREE SPACE

O. O. Puzanov

The analytical expressions describing the frequency dependence of complex impedance of a skin layer of a plasma jet, generated using an explosive method have been obtained. The measured characteristics of the plasma are used to calculate the resistance and reactance.

Key words: plasma antennas, skin layer, resistance

КОМПЛЕКСНИЙ ІМПЕДАНС СКИН-ШАРУ ПЛАЗМОВОГО СТОВПА, СФОРМОВАНОГО У ВІЛЬНОМУ ПРОСТОРІ МЕТОДОМ ВИБУХУ

O. O. Puzanov

Одержано аналітичні вирази, що описують частотну залежність комплексного імпедансу скин-шару плазмового стовпа, утвореного методом вибуху. Для розрахунків активної та реактивної складових імпедансу застосовано експериментальні характеристики плазми.

Ключові слова: плазмові антени, скин-шар, опір втраг.

Рукопись поступила 28 декабря 2006 г.