

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СПУТНИКОВОЙ АНТЕННЫ, НАСТРАИВАЕМОЙ ПЛАЗМЕННОЙ НАГРУЗКОЙ

*Л.Е.Курина, Г.А.Марков, А.Л.Умнов*

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование влияния ВЧ разряда, возбужденного в разреженном газе полем излучающей антенны, на ее входные и излучательные характеристики. Условия эксперимента таковы, что разрядная плазма самолокализуется вблизи конца вибраторной антенны, при этом параметры плазменного образования могут быть изменены посредством варьирования давления газа, частоты сигнала и мощности, подаваемой на антенну. Возбуждение ВЧ разряда ведет к модификации ближнего поля антенны и, как следствие, к изменению ее электродинамических характеристик.

Как известно, использование в режиме большого сигнала антенн, находящихся на спутниках и спускаемых аппаратах, может приводить к возбуждению ВЧ разряда в окружающем антенну разреженном газе. Обычно спонтанное возникновение разряда (плазменной неоднородности) приводит к ухудшению характеристик излучателя, расстройке фидерного тракта и, как следствие этого, к частичной или даже полной потере радиосвязи. Однако, как показали недавние исследования, контролируемый ВЧ разряд может быть использован для создания настраиваемой передающей антенны [1-4]. В работе [3] показано, что плазма ВЧ короны может самолокализоваться в окрестности конца вибратора. При этом в процессе формирования плазменной неоднородности изменяется ближнее поле антенны, что ведет к перераспределению антенного тока и модификации входного импеданса излучателя. Настоящая статья посвящена исследованию возможности использования концевой плазменной нагрузки для управления характеристиками тонкой антенны ( $a \ll l_0 \sim \lambda$ ;  $a, l_0$  — радиус и длина вибратора,  $\lambda$  — вакуумная длина волны). В статье приводятся результаты экспериментального исследования и численного моделирования подобной антенны.

Экспериментальное исследование проводилось на лабораторной модели, показанной на рис.1. Исследовался несимметричный вибратор, расположенный над металлическим щитом, конец вибратора помещался в вакуумируемый баллон. Антенна возбуждалась ВЧ генератором, который создавал и поддерживал плазменную неоднородность вокруг конца вибратора. Все параметры антенны измерялись посредством регистрации токораспределения вдоль антенны. Среднеквадратичное значение тока антенны регистрировалось при помощи датчика азимутального магнитного

поля. Датчик выполнен на основе колебательного контура, с включенной в него микроминиатюрной лампой накаливания. Световой сигнал с датчика, являющийся функцией значения антенного тока, передавался по световоду на блок фотоприемника и регистрировался с помощью вольтметра или осциллографа. Влияние концевой плазменной нагрузки изучалось при постоянном напряжении на входе ВЧ генератора: Все измерения выполнялись в широком частотном диапазоне. Результаты эксперимента представлены на рис.1 и 2.

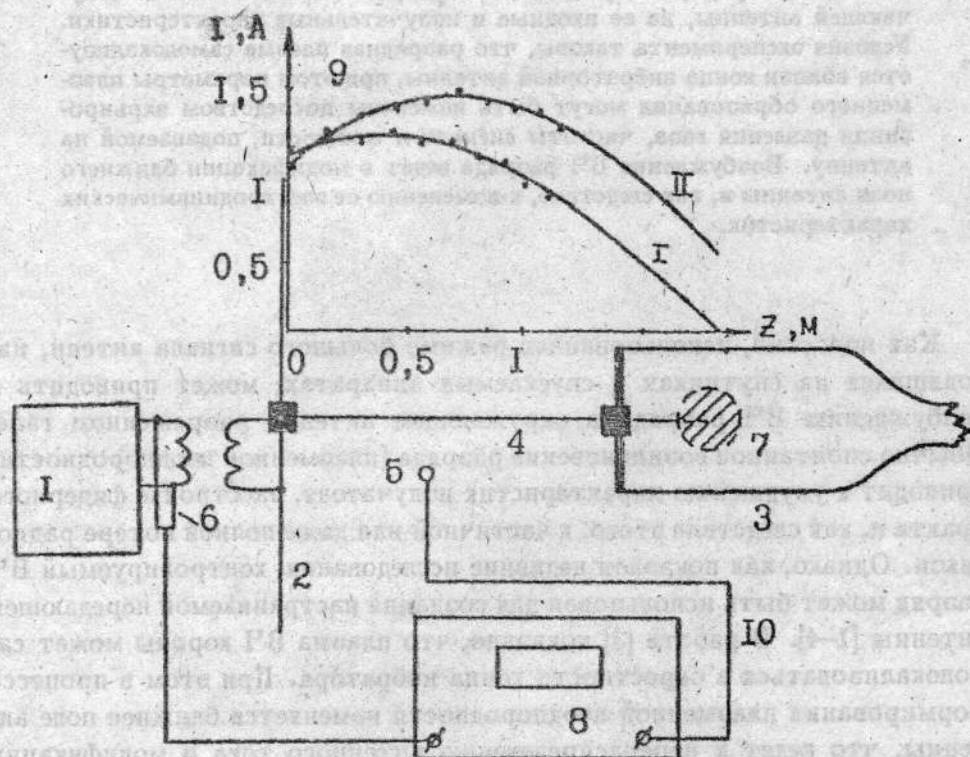


Рис.1. Схема эксперимента: 1 — ВЧ генератор, 2 — металлический экран, 3 — стеклянная разрядная колба, 4 — антенна, 5 — датчик тока, 6 — емкостной делитель, 7 — плазменная неоднородность, 8 — осциллограф, 9 — распределение тока вдоль антенны (I — без плазменной нагрузки, II — с плазменной нагрузкой,  $f = 50$  МГц,  $p = 0.3$  торр, — — теория, ••• — эксперимент), 10 — световод.

В случае короткой антенны  $l_0 \leq \lambda/4$  (рис.1) после формирования концевой плазменной нагрузки происходило возрастание антенного тока, что объясняется его резонансной настройкой. При этом максимум антенного тока смещался к свободному концу антенны, что вело к увеличению ее сопротивления излучения. Как резонансная настройка вибратора, так и увеличение сопротивления излучения приводили к увеличению излучае-

мой антенной мощности. В случае же антенны большой длины  $l_0 \geq \lambda$  (рис.2) имели место как режимы стоячей, так и бегущей волны. В обоих случаях могло наблюдаться повышение излучаемой антенной мощности.

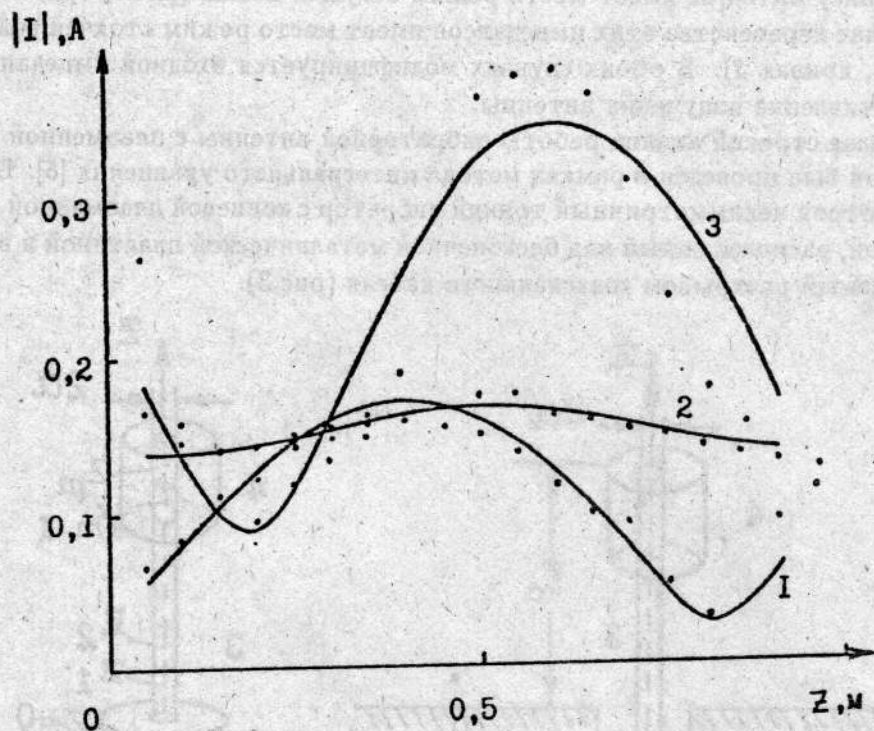


Рис.2. Распределение тока вдоль антенны ( $l_0 = 1.5$  м,  $f = 180$  МГц) вне колбы. 1 — без плазменной нагрузки, 2, 3 — с плазменной нагрузкой, 2 —  $p = 0.5$  торр, 3 —  $p = 0.1$  торр; ••• — эксперимент, — — теория.

Все принципиальные особенности работы антенны с плазменной нагрузкой могут быть пояснены в рамках метода эквивалентных схем. В соответствии с этим методом антенна с плазменной неоднородностью на конце заменяется эквивалентной длиной линии, нагруженной на конце комплексным импедансом. При этом параметры замещения следующие:  $l_0$  — длина линии, равная длине плеча вибратора,  $Z_W = 60 \{ \ln(\lambda/\pi a) - 0.58 \}$  — волновой импеданс линии,  $h = \beta - i\alpha$  — комплексное волновое число  $\beta = 2\pi/\lambda$ ,  $\alpha = R_1/Z_W$ ,  $R_1$  — погонное сопротивление линии, выбранное исходя из требования равенства радиационных потерь потерям в линии. Распределение тока в эквивалентной длиной линии с комплексной нагрузкой  $Z_L$  на конце дается выражением

$$|I| = |I_0| \left| 1 - \frac{Z_L/Z_W - 1}{Z_L/Z_W + 1} \exp[2ih(l_0 - z)] \right|,$$

где  $z$  — продольная координата,  $I_0$  — константа. Результаты, получен-

ные в рамках этого метода, представлены на рис.1 и 2. Значения  $Z_L$  выбирались, исходя из требования наилучшего согласия с экспериментальными данными. В случае равенства импеданса плазменной нагрузки волновому импедансу антенны имеет место режим бегущей волны (рис.2, кривая 2). В случае неравенства этих импедансов имеет место режим стоячей волны (рис.3, кривая 3). В обоих случаях модифицируется входной импеданс и сопротивление излучения антенны.

Более строгий анализ работы вибраторной антенны с плазменной нагрузкой был проведен в рамках метода интегрального уравнения [5]. Был рассмотрен несимметричный тонкий вибратор с концевой плазменной нагрузкой, расположенный над бесконечной металлической пластиной и возбуждаемый раскрывом коаксиального кабеля (рис.3).

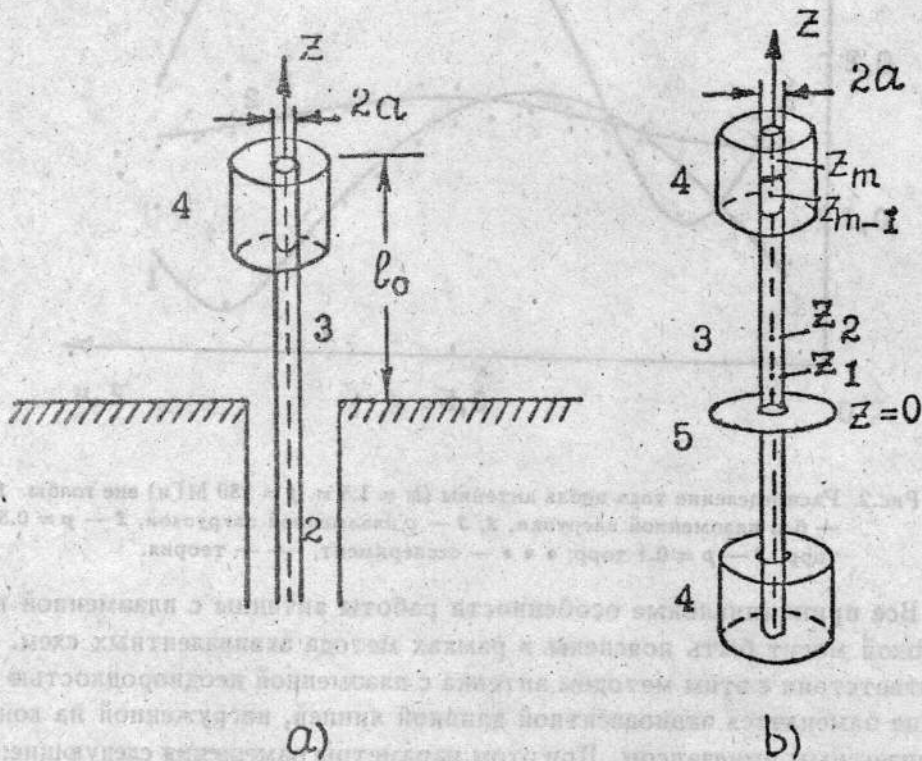


Рис.3. Модели антенны. а) Монополь, возбуждаемый коаксиальной линией; б) диполь, возбуждаемый кольцевым магнитным током. 1 — металлическая плоскость, 2 — коаксиальная линия, 3 — плечо антенны, 4 — плазменный объем, 5 — кольцевой магнитный ток.

Электрическое поле в раскрыве коаксиального кабеля имеет вид

$$E_r = \frac{U}{r' \ln b/a},$$

где  $U$  — напряжение, приложенное к антенне,  $a$  и  $b$  — радиусы ци-

цилиндров коаксиального кабеля,  $r'$  — расстояние от его оси. Благодаря симметрии рассматриваемой модели, она может быть заменена моделью симметричного вибратора, находящегося в свободном пространстве и возбуждаемого кольцом магнитного тока с плотностью

$$K_{\phi} = -\frac{2U}{r' \ln b/a}.$$

Требование равенства нулю полного электрического поля на оси антенны может быть использовано для получения интегрального уравнения относительно антенного тока. Полное электрическое поле на оси антенны создается следующими источниками: кольцевым магнитным током, антенным током и токами плазменного объема. Влияние плазменной нагрузки на полное электрическое поле может быть учтено как поле излучающих поляризационных токов  $\mathbf{j} = i\omega(\epsilon\epsilon_0 - \epsilon_0)\mathbf{E}$ , где  $\mathbf{E}$  — полное электрическое поле,  $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)}$ ,  $\omega_p$  — плазменная частота,  $\omega$  — частота сигнала,  $\nu$  — частота столкновений электронов с нейтралами. В случае достаточно тонкого плазменного слоя электрическое поле имеет в нем только радиальную составляющую и может быть выражено через распределение тока вдоль антенного провода:

$$\mathbf{j}_p = \frac{1 - \epsilon}{\epsilon} \frac{dI}{dz} \frac{\rho_0}{2\pi\rho},$$

$I$  — антенный ток,  $\rho, z$  — цилиндрические координаты. Условие для электрического поля на оси антенны позволяет записать следующее выражение:

$$E_{zc}(z) + E_{zp}(z) + E_{zi}(z) = 0, \quad (1)$$

где  $E_{zc}(z), E_{zp}(z), E_{zi}(z)$  —  $z$ -компоненты электрических полей, возбуждаемых соответственно антенным током, плазменным током и кольцевым магнитным током. Известно, что электрическое поле может быть представлено как

$$\mathbf{E} = \frac{1}{i\omega\epsilon_0\mu_0} (\nabla \operatorname{div} \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A}) - \frac{1}{\epsilon_0} \operatorname{rot} \mathbf{F},$$

где  $k$  — волновое число,

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \mathbf{j} \frac{e^{-ikr}}{r} dV, \quad \mathbf{F} = \frac{\epsilon_0}{4\pi} \int_V \mathbf{k} \frac{e^{-ikr}}{r} dV,$$

— вектор-потенциалы,  $\mathbf{j}$  — ток источника,  $r$  — расстояние между точкой источника и точкой наблюдения. Используя два последних выраже-

ния, мы можем получить

$$E_{zc}(z) = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon_0} \int_{-l_0}^{l_0} I(z') [(2r_1^2(1 + ikr_1) - a^2(3 + 3ikr_1 - k^2 r_1^2))] \frac{e^{-ikr_1}}{r_1^5} dz',$$

$$E_{zp}(z) = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon_0} \int_{a_p}^{b_p} \int_{z_1}^{z_2} (z - z') \{k^2 r_2^2 - 3ikr_2 - 3\} \times \\ \times \rho' \left\{ \frac{\omega_p^2 / \omega(\omega - i\nu)}{1 - \omega_p^2 / \omega(\omega - i\nu)} \cdot \frac{dI}{dz'} \right\} \frac{e^{-ikr_2}}{r_2^5} d\rho' dz',$$

$$E_{zi}(z) = \frac{U}{\ln b/a} \left[ \frac{e^{-ik\sqrt{z^2+a^2}}}{\sqrt{z^2+a^2}} - \frac{e^{-ik\sqrt{z^2+b^2}}}{\sqrt{z^2+b^2}} \right],$$

$$r_1 = \sqrt{a^2 + (z - z')^2},$$

$$r_2 = \sqrt{\rho^2 + (z - z')^2},$$

$a_p, b_p$  — внутренний и внешний радиусы плазменного объема,  $z_1, z_2$  — продольные координаты границ плазмы. Таким образом, условие 1 дает интегральное уравнение относительно неизвестного тока  $I$ . Численное решение интегрального уравнения было проведено методом моментов, который описан, например, в [4].

В соответствии с этим методом антенный ток представлялся в виде

$$I = \sum_{n=1}^N I_n \cos \left\{ \frac{\pi(n-1)}{2l_0} z' \right\}. \quad (2)$$

Для нахождения  $I_n$  строгое условие (1) заменялось менее строгим:

$$\sum_n E_{zc}^n(z_m) + E_{zp}^n(z_m) + E_{zi}(z_m) = 0,$$

где  $E_{zc}^n, E_{zp}^n$  — компоненты полного электрического поля, связанные  $n$ -ой гармоникой (2),  $z_m$  — координаты дискретного набора точек, равномерно расположенных вдоль оси антенны. Принимая во внимание это условие, можно получить систему линейных алгебраических уравнений, эквивалентных интегральному:

$$\begin{cases} Z_{11}I_1 + \dots + Z_{1n}I_n = V_1 \\ Z_{21}I_1 + \dots + Z_{2n}I_n = V_2 \\ \dots \\ Z_{n1}I_1 + \dots + Z_{nn}I_n = V_n, \end{cases}$$

$$\text{где } Z_{mn} = \frac{E_{zc}^n(z_m) + E_{zp}^n(z_m)}{I_n}, \quad V_m = -E_i(z_m).$$

Эта система решалась относительно  $I_n$ . Быстрая сходимость решения и незначительные затраты машинного времени достигались благодаря замене ряда (2) при вычислении  $E_{zp}$  рядом  $I' = \sum_{k=0}^M I'_k(z')^k$ . При этом значения  $I'_k$  выражались через  $I_n$ , исходя из требования среднеквадратичного согласования между  $I$  и  $I'$  на участке антенны, покрытом плазмой. Благодаря условию  $l_p \ll l_0$  ( $l_p$  — длина плазменной нагрузки)  $M$  может быть много меньше  $N$ , что существенно ускоряет счет.

Некоторые результаты численного моделирования представлены на рис.4. Образование плазменной нагрузки вблизи конца вибратора приводит к выравниванию распределения тока в нем и к его резонансной настройке.

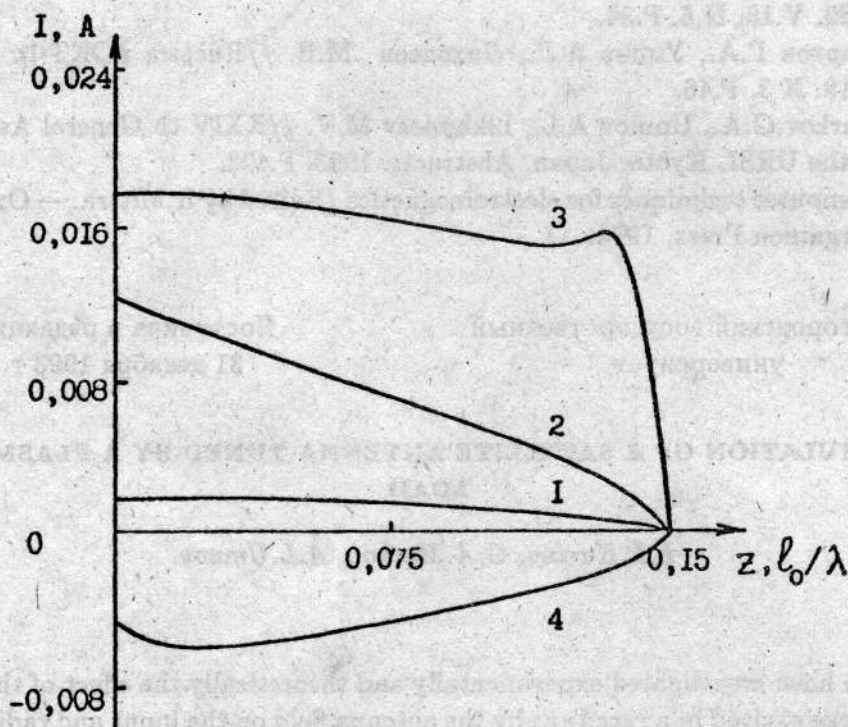


Рис.4. Токораспределение вдоль антенны ( $l_0/\lambda = 0.15, a/\lambda = 0.007$ ), полученное с помощью численных расчетов. 1, 2 — реальная и мнимая части антенного тока без плазменной нагрузки; 3, 4 — с плазменной нагрузкой ( $\omega_p/\omega = 1.5, \nu/\omega = 0.1$ , длина и радиус плазменной нагрузки равны соответственно  $0.02\lambda$  и  $0.014\lambda$ ,  $U = 1$  В).

Эти факторы, в свою очередь, ведут к возрастанию излучаемой антенной мощности. Подобный результат наблюдался и экспериментально

(рис.1). Это свидетельствует об адекватном описании реальной физической ситуации.

Результаты экспериментов и теоретического рассмотрения позволяют заключить, что плазменная нагрузка вблизи конца антенны, формируемая полем антенны, расширяет возможности излучателя. Этот факт должен быть принят во внимание и может быть использован при выработке рекомендаций для проведения активных ионосферных и космических экспериментов.

Эта работа была выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований, грант N 93-02-824.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер С. Пат. 633.263 СССР. 1986.
2. Ким А.В., Марков Г.А., Смирнов А.И., Умнов А.Л. //Письма в ЖТФ. 1989. V.15. N 5. P.34.
3. Марков Г.А., Умнов А.Л., Лиходеев М.В. //Письма в ЖТФ. 1993. V.19. N 3. P.46.
4. Markov G.A., Umnov A.L., Likhodeev M.V. //XXIV th General Assably of the URSI. Kyoto. Japan. Abstracts. 1993. P.423.
5. Computer techniques for electromagnetics /Edited by R.Mittra. — Oxford: Pergamon Press, 1973.

Нижегородский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
31 декабря 1993 г.

#### SIMULATION OF A SATELLITE ANTENNA TUNED BY A PLASMA LOAD

*L.E.Kurina, G.A.Markov, A.L.Umnov*

We have investigated experimentally and theoretically the effect of the RF discharge excited in a rared gas by the antenna field on the input and radiation characteristics of the antenna. Under the conditions of our experiments the discharge plasma localized near the end of a vibrator antenna, and parameters of this plasma inhomogeneity could be changed by variations of the pressure of a gas, the frequency of a RF signal, and the power fed to an antenna. The excitation of the RF discharge led to the modification of the antenna near field and, as a result, to changes of its electrodynamical characteristics.