

ВЧ-ПРОБОЙ ГАЗА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ БЕЗЭЛЕКТРОДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ПЛАЗМЕННОЙ АНТЕННЫ

И.М. МИНАЕВ, А.А. РУХАДЗЕ, Г.П. КУЗЬМИН, В.Н. КОНОВАЛОВ

Существуют различные способы создания плазмы в газовом канале плазменных антенн. Наиболее перспективный — возбуждение собственным излучением передатчика. Пробой газа осуществляется и поддерживается поверхностной волной, условия возникновения которой определяются способом возбуждения, волноводным или индуктивным (емкостным). При индуктивном (емкостном) способе развитие поверхностной волны отличается от волноводного. В работе рассматриваются условия ВЧ-пробоя газового канала бегущей волной, образованной на границе раздела плазма-диэлектрик при индуктивном (емкостном) способе возбуждения плазменного канала.

Ключевые слова: поверхностная волна, поле излучения передатчика, разряд, плазма.

В ряде работ [1-5] для управления электродинамическими параметрами антенн предлагается в качестве токнесущего элемента, вместо металлического проводника, использовать плазму. При этом, как правило, рассматриваются характеристики антенн, ДН, КПД и др. при условии, что плазменный проводник уже создан и его характеристики мало отличаются от характеристик металлического проводника.

Наибольший интерес вызывают вибраторные плазменные антенны, плазма в которых возбуждается излучением собственного передатчика. Характеристики плазменных вибраторных антенн определяются геометрическими параметрами диэлектрической трубки (длиной и диаметром), составом и давлением газа в трубке и плотностью создаваемой в этой трубке плазмы (диэлектрическая трубка, заполненная плазмой, является аналогом металлической вибраторной антенны). Плотность носителей в плазме

определяет мощность излучения, частотный диапазон и диаграмму направленности плазменной антенны. Одним из параметров плазменной антенны, которому уделяется меньше внимания, является скорость выхода плазменной антенны на рабочий режим, т.е. процесс развития плазменной области.

При безэлектродном методе возбуждения плазмы используется: волноводная, рис. 1 а, или индуктивная (емкостная), рис. 1 б, схема связи источника с антенной.

В [1] аналитически, численным моделированием и лабораторными экспериментами было показано, что в газоразрядных трубках, наполненных разреженным газом, возможно одностороннее возбуждение протяженного ВЧ разряда в волноводной схеме возбуждения, поддерживаемого распространением азимутально-симметричной поверхностной волны E_0 . При плазменной частоте, превосходящей частоту

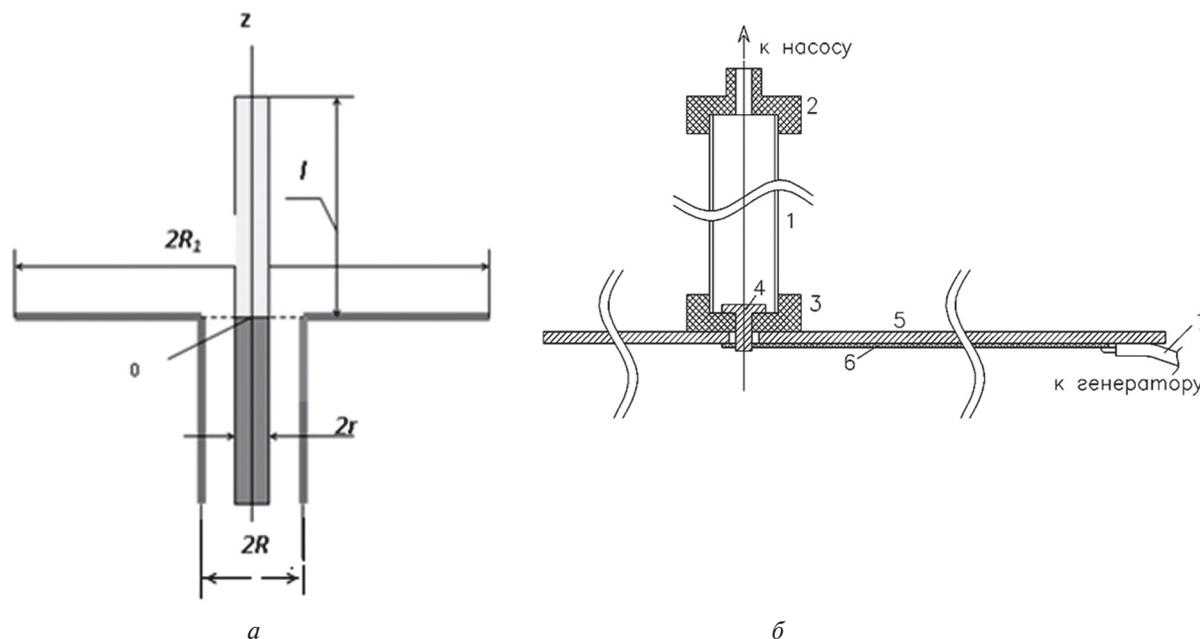


Рис. 1. а — волноводная схема возбуждения [1] (цилиндрический волновод диаметром $2R$, кварцевая трубка диаметром $2r$, металлический экран диаметром $2R_2$, внешняя часть кварцевой трубки длиной l), б — индуктивная схема возбуждения [5] (1 — кварцевая трубка, 2, 3 — диэлектрическая пробка, 4 — электрод, 5 — металлическое основание, 6 — согласующая линия, 7 — генератор)

поля не менее чем на порядок, фазовая скорость медленной поверхностной волны приближается к скорости света. При этом условия бесстолкновительная плазма служит хорошим проводником для ее эффективного использования в качестве несимметричной вибраторной антенны.

В индуктивной (емкостной) схеме ионизация начинается на торце трубки объемной волной, излучаемой на открытом конце коаксиального кабеля, соединенного через элемент связи с диэлектрической трубкой, заполненной газом, рис. 1, б. Создание плазменного канала объемной волной происходит при условии, когда E_v превышает уровень $E_{пр}$ для газа, заполняющего диэлектрическую трубку. Начальный пробой газового промежутка происходит в области сочленения коаксиального кабеля, идущего от генератора, и диэлектрической трубки. Линейный размер разрядного промежутка составляет $\sim 2r$. В ближней зоне поле E разрядного промежутка спадает при удалении от центра и лежит между значениями $E \sim 1/r^3$ (поле диполя) или $y \sim 1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + d^2}}$ – поле заряженного диска, рис. 2 [10].

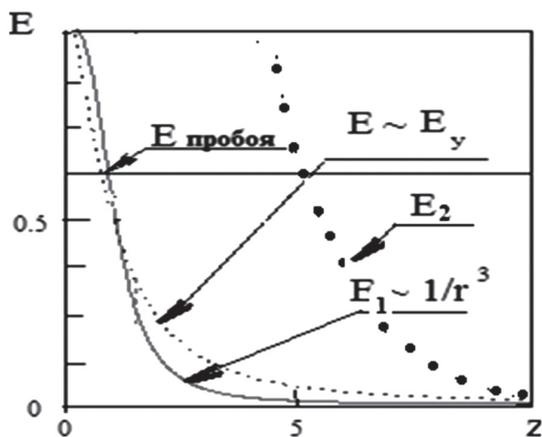


Рис. 2. Зависимость величины E_v от расстояния до разрядного промежутка

При такой зависимости величины E_v от z линейный размер разрядной области $\sim r_0$. Дальнейшее увеличение E_v объемной волны не приведет к значительному росту линейного размера разрядной области. Увеличение E_v в 10 раз (рис. 2, E_2) приводит к росту разрядной области в 4-5 раз.

Измерение распределения концентрации зарядов по сечению и вдоль разрядной трубки производилось по интенсивности свечения плазменного столба. Такой метод не дает возможности сделать оценку абсолютных величин (необходима калибровка схемы измерений), но позволяет проследить характер распределений и временные зависимости в переходных процессах.

На рис. 3 приведены результаты измерений светимости плазменного столба вдоль оси трубки. Результаты показывают, что при давлении газа $\sim 5-10$ Торр (газ аргон) концентрация падает

быстрее, чем R^{-3} , и в поле объемной волны не удается добиться возбуждения протяженного ВЧ разряда.

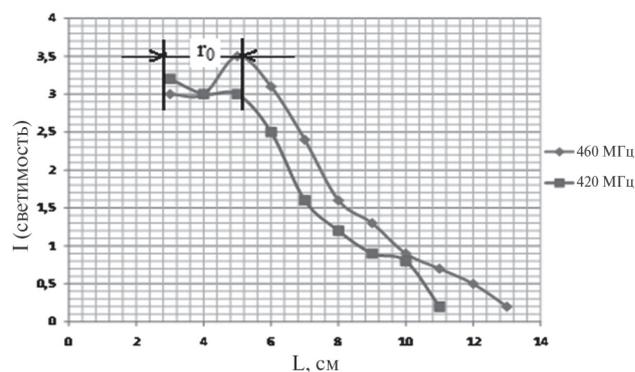


Рис. 3. Вертикальное распределение светимости на частотах 420, 460 МГц (r_0 – область разряда на торце трубки, мощность генератора 20 Вт)

При уменьшении давления газа (≤ 3 Торр, аргон с насыщенными парами ртути) в трубке образуется ионизованная область, и при увеличении мощности генератора длина плазменной области возрастает практически линейно, рис. 4.

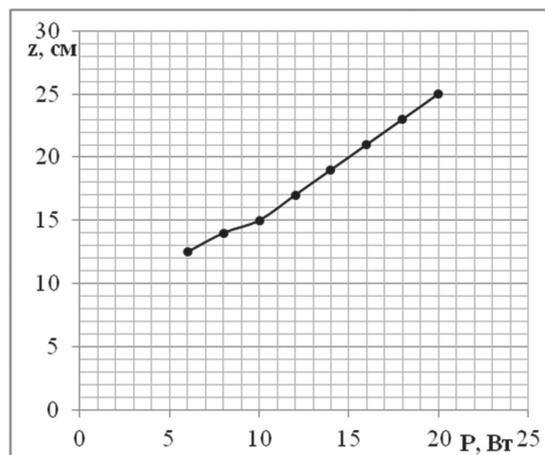


Рис. 4. Зависимость длины плазменного столба от мощности генератора

Эти результаты показывают, что увеличение длины плазменной области происходит за счет возникновения поверхностной волны.

На рис. 5 представлены результаты измерений распределения зарядов по сечению разрядной трубки. Между плазменным столбом и стенками трубки образуется вакуумный зазор из-за ухода зарядов на стенки и низкой температуры самой стенки.

Поверхностная волна распространяется вдоль плазменного столба, распределение концентрации зарядов по сечению которого имеет вид, представленный на рис. 5.

Для распространения поверхностной волны необходимо, чтобы концентрация электронов превышала некоторый начальный уровень. Для определения этого уровня рассмотрим распространение вдоль оси OZ поверхностной E -волны

(плоский случай) с отличными от нуля компонентами поля E_x, B_y, E_z , спадающими в направлении оси Ox по обе стороны от плоской поверхности полупространства $x = 0$. Область $x < 0$ считается занятой средой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$, область $x > 0$ – вакуум.

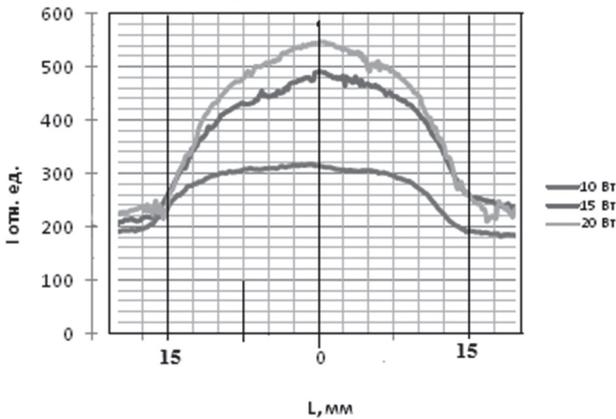


Рис. 5. Поперечное распределение светимости плазменного столба (частота генератора 460 МГц, мощность 10, 15, 20 Вт)

Уравнения поля в этом случае сводятся к системе [6]:

$$\begin{cases} \Delta E_{z^+} = \frac{\omega}{c^2} \epsilon(\omega) E_z = 0 \\ E_x = -\frac{i}{k^2} k_z \frac{\partial E_z}{\partial x}, B_y = -\frac{i\omega}{ck^2} \epsilon(\omega) \frac{\partial E_z}{\partial x} \end{cases} \quad (1)$$

Решения уравнений (1), которые справедливы как при $x < 0$, так и при $x > 0$ представляются в виде

$$E_z = \begin{cases} C_1 \exp \left[-\sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon} x \right] & \text{при } x \geq 0 \\ C_2 \exp \left[-\sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} } x \right] & \text{при } x \leq 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $k^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon$.

Предполагается, что реальная часть показателей экспонент в (2) больше нуля. Система (1) дополняется граничными условиями на плоскости $x = 0$, которые получаются из системы (1) путем ее интегрирования вблизи поверхности раздела сред:

$$\{E_z\}_{x=0} = 0, \quad \{B_y\}_{x=0} = \left\{ \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} \right\}_{x=0} = 0. \quad (3)$$

Подстановка решений (2) в граничные условия (3) приводит к следующему дисперсионному уравнению для определения спектра частот поверхностной волны на плоской поверхности раздела проводящая среда-вакуум

$$\sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2 \epsilon} + \epsilon \sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2} = 0. \quad (4)$$

В работе [9] проведен анализ уравнения (4) для модели

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)}, \quad (7)$$

где $\omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}$, e – заряд, m – масса электрона, n_e – концентрация электронов, $\epsilon_0 > 0$ – остаточная статическая диэлектрическая постоянная среды. Эта модель хорошо описывает слабоионизованную плазму, в которой ν_e – частота столкновений электронов с нейтральными частицами.

Уравнение (4) при подстановке в него (7) имеет слабозатухающее решение с $Re\epsilon(\omega) \gg Im\epsilon(\omega)$ в двух предельных случаях: а) в случае $\omega \gg \nu_e$, соответствующем слабостолкновительной плазме, и б) в случае $\nu_e \gg \omega$, соответствующем электронному газу металлов. В этих предельных случаях выражение (7) принимает вид

$$\begin{aligned} \epsilon(\omega) &= \epsilon_0 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2} \left(1 - i \frac{\nu_e}{\omega} \right), \\ \epsilon(\omega) &= \epsilon_0 - \frac{\omega_{Le}^2}{\nu_e^2} + i \frac{\omega_{Le}^2}{\omega \nu_e}. \end{aligned} \quad (8)$$

В первом случае мнимая часть диэлектрической проницаемости мала по сравнению с действительной частью, а во втором – наоборот, она намного превосходит действительную часть. В первом случае решение уравнения (4) записывается в виде

$$\omega = \omega(k) + i\nu_e / 2, \quad (9)$$

Кривая 2 – $\omega(k)$ при произвольных значениях отношения ω / ω_{Le} представлена на рис. 6.

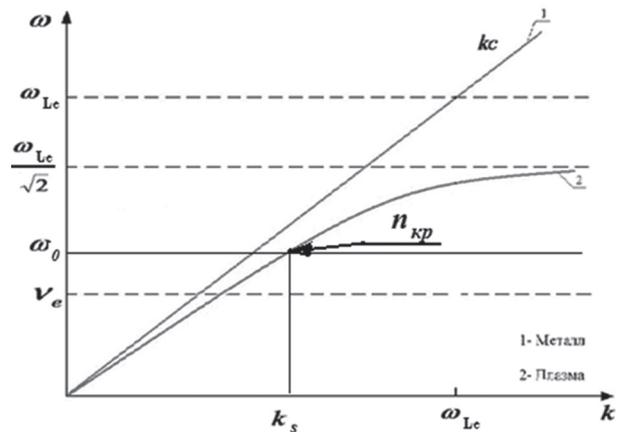


Рис. 6. Спектр частот поверхностной волны

Аналитическое же решение находится в указанных выше предельных случаях и имеет вид

$$\omega = \begin{cases} kc & \text{при } kc \ll \omega_{Le} / \sqrt{\epsilon_0}, \\ \omega_{Le} / \sqrt{\epsilon_0 + 1} & \text{при } kc \gg \omega_{Le} / \sqrt{\epsilon_0}. \end{cases} \quad (10)$$

Решение, представленное на рис. 6, справедливо лишь в области частот $\omega = kc \gg \nu_e$.

В обратном же пределе, т.е. в области низких частот, $\omega \ll \nu_e$ и высокой проводимости среды, решения уравнения (4) находится аналитически при подстановке в него второго выражения (8), и оно имеет вид

$$\omega = kc \left[1 + \frac{k^2 c^2 \nu_e^2}{2\omega_{Le}^4} \left(\epsilon_0 - \frac{\omega_{Le}^2}{\nu_e^2} \right) \right] - i \frac{k^2 c^2 \nu_e}{2\omega_{Le}^2}. \quad (11)$$

Действительная часть (11) практически совпадает с первым выражением (10), представленным кривой 2 на рис. 6. Мнимая же часть мала и отличается от мнимой части выражения (9). Здесь же следует отметить, что существование решения (11), а следовательно, также и низкочастотной поверхностной волны, обусловлено неравенством

$$\omega_{Le}^2 \gg \epsilon_0 \nu_e^2, \quad (12)$$

что согласуется с результатом работ [8, 9], а именно, с условием $\text{Re} \epsilon(\omega) < 0$.

Рассмотрим, как выполняется это неравенство в указанных выше средах. В газовой плазме низкого давления, $P_0 < 10^{-2} \text{ тор}$, с диэлектрической проницаемостью, определяемой первым выражением (8), величина $\epsilon_0 \sim 1-3$, а $\omega_{Le}^2 \gg \omega^2 \gg \nu_e^2$. В радиочастотной области для существования поверхностных волн при этом должно выполняться условие $\omega \gg \nu_e$. Это условие выполняется во всей области радиочастот, начиная с $f \approx 10^5 \text{ Гц}$. В слабоионизованной газовой плазме относительно высокого давления, $P_0 \geq 10 \text{ тор}$, величина $\nu_e \approx 6 \cdot 10^9 P_0 \geq 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, а следовательно, в области радиочастот $\nu_e \gg \omega$ и для существования поверхностных волн плотность плазмы должна быть достаточно большой, $\omega_{Le} > \nu_e$, т.е. $n_e > 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, при возбуждении плазмы собственным излучением передатчика поверхностная волна возбуждается при условии, когда действительная часть диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ в (7) меньше нуля, т.е. выполняется условие.

При $\nu_e^2 = 0$ поверхностная волна распространяется при $\frac{\omega_{Le}}{\sqrt{2}} > \omega$; при $\nu_e^2 > 0$ плазменная частота, при которой распространяется поверхностная волна, возрастает, и при недостаточной мощности передатчика может потребоваться сторонний источник создания плазмы [3].

Полученный результат позволяет определить начальную концентрацию $n_{кр}$ плазмы в диэлектрической трубке, с которой начинается развитие поверхностной волны при $\nu_e^2 = 0$.

Воспользовавшись выражением (5) для $\epsilon(\omega)$, определим $n_{кр}$

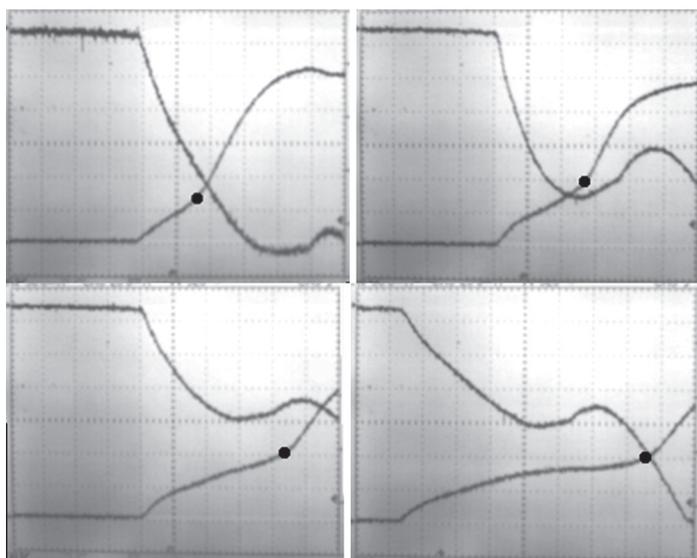
$$n_e = \frac{\omega_0^2 m}{4\pi e^2}. \quad (14)$$

При $\nu_e^2 > 0$ будет определяться как:

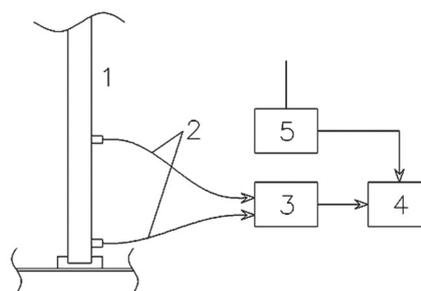
$$n_e = \frac{(\omega_0^2 + \nu_e^2) m}{4\pi e^2}. \quad (15)$$

Для возникновения поверхностной волны концентрация плазмы в разрядной области должна достигать значений определяемых (14) или (15). Такая начальная концентрация создается за счет ионизации газа в разрядной трубке внутри волновода, рис. 1а, или на торце разрядной трубки, рис. 1б.

Поле E поверхностной волны поднимает концентрацию до значений $\sim 10^{12}$ [1]. В момент возникновения разряда область, занятая плазмой, имеет линейный размер $\sim r_0$, и поверхностная



а



б

Рис. 7. а – показания осциллографа при различных расстояниях между световодами (3 см, 10 см, 15 см, 20 см), где нижняя кривая – суммарная светимость световодов; развёртка 250 мкс/дел, верхняя кривая (инверсная) – принимаемая мощность, б – структурная схема стенда (1 – кварцевая труба (лампа); 2 – световоды; 3 – ФЭУ; 4 – осциллограф; 5 – диодный детектор)

волна существует в этой области на границе плазма-диэлектрик. В области, где нет плазмы, нет и поверхностной волны, волна отражается с коэффициентом отражения $R < 1$.

Измерения скорости ионизации плазмы в диэлектрической трубке (люминесцентная лампа диаметром 20 мм, давлением 3 Торр, газ – аргон с насыщенными парами ртути), возбуждаемой излучением высокочастотного передатчика, проводят в диапазонах частот 430–440 МГц. На рис. 7 представлена осциллограмма показаний осциллографа (суммарного сигнала от световодов – нижняя кривая на графике и напряжение на диодном детекторе размещенном на расстоянии 0,5 м от антенны – верхняя кривая на графике).

На рис. 8 представлен график, показывающий изменение скорости фронта ионизации в зависимости от времени.

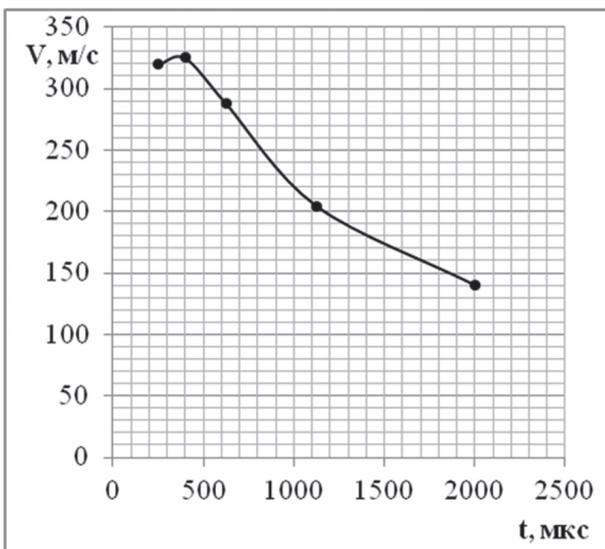


Рис. 8. Скорость продвижения фронта ионизации

Полученные результаты показывают, что длина плазменного столба достигает значений $\sim \lambda/4$ (15 см) за время ~ 2 мс.

ВЫВОДЫ

Полученные результаты показывают, что начальная ионизация в диэлектрической трубке, заполненной газом, производится объемной волной, а поверхностная волна на границе плазма-«вакуум» возникает при достижении определенной плотности плазмы при условии $\omega_{Le}^2 \gg \omega^2 \gg v^2$. Возбуждение поверхностной волны при ионизации газа излучением собственного передатчика происходит при выполнении условия $\omega_{Le}^2 \gg \omega^2 \gg v^2$. Если это условие не выполняется, то для ионизации газа требуется сторонний источник создания плазмы.

Полученные результаты позволяют определить условия $E_{прд}$, n_e , ω и v , при которых происходит ВЧ-пробой газа и поддержание плазмы бегущей волной при безэлектродном возбуждении плазменного канала, плазменной антенны.

Литература.

- [1] Истомин Е.Н., Карфидов Д.М., Минаев И.М., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Сергейчев К.Ф., Трефилов А.Ю. Плазменный несимметричный вибратор с возбуждением поверхностной волной // Физика плазмы. — 2006. — Т. 32. — №4.
- [2] Минаев И.М., Рухадзе А.А., Сергейчев К.Ф., Трефилов А.Ю. Активная плазменная ВЧ-антенна, самосогласованная с источником колебаний. // Краткие сообщения по физике ФИАН. — №12. — 2005 г.
- [3] Borg G. G., Harris J. H., Martin N. M., Thorncraft D., Milliken R., Mitjak D.G., Kwan B., Ng T., Kircher J. // Plasmas as antennas: Theory, experiment and application. (Australian National University, Canberra, Australia), Physics of Plasmas, 2000, V. 7. P. 2198. 2202.
- [4] Ovsyanikov V.V., Jakimenko S.V. and Moroz S.M. // THE RESEARCH OF ANTENNAS ON THE COLD PLASMA. International Conference on Antenna Theory and Techniques, 6-9 October, 2009, Lviv, Ukraine, pp133-135.
- [5] Коновалов В.Н., Минаев И.М., Рухадзе А.А. Плазменные вибраторные антенны, возбуждаемые собственным излучением передатчик. — Радиотехника. — №10. — 2012 г.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. — М.: Наука, 1988.
- [7] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа, 1978. — С. 408.
- [8] Рухадзе А.А., Рухадзе К.З. Об условиях существования быстрой поверхностной волны ценнека // Инженерная физика. — 2011. — № 4. — С.68.
- [9] Минаев И.М., Рухадзе А.А. Еще раз об условиях существования поверхностной волны на поверхности проводящей среды // Инженерная физика. — 2012. — №3. — С. 4-7.

Поступила в редколлегию 26.11.2012



Минаев Игорь Михайлович, доктор технических наук, профессор, ведущий научный сотрудник ИОФ РАН. Область научных интересов: низкотемпературная плазма, высокоскоростной поток, число Маха, ударные волны, колебания и волны в плазме.



Рухадзе Анри Амвросьевич, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник ИОФ РАН. Область научных интересов: физика плазмы, плазменная СВЧ электроника, колебания и волны в плазме, лазерная физика.



Кузьмин Геннадий Петрович, доктор физико-математических наук, профессор, руководитель лаборатории ИОФ РАН. Область научных интересов: квантовая электроника, газовый лазер.



Коновалов Виктор Николаевич, аспирант ИОФ РАН. Область научных интересов: плазма, эксперимент, конструирование.

УДК 533.915; 621.396.67

ВЧ-пробой газа поверхностной волной при безэлектродном возбуждении плазменного канала плазменной антенны / И.М. Минаев, А.А. Рухадзе, Г.П. Кузьмин, В.М. Коновалов // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. – 2012. – Том 11. – № 4. – С. 476–481.

Є різні способи створення плазми в газовому каналі плазмових антен. Найбільш перспективний – збудження власним випромінюванням передавача. Пробой газу здійснюється і підтримується поверхневою хвилею, умови виникнення якої визначаються способом збудження, хвилеводним або індуктивним (ємнісним). При індуктивному (ємнісному) способі розвиток поверхневої хвилі відрізняється від хвилеводного. В роботі розглядаються умови ВЧ-пробою газового каналу хвилею, що біжить, утвореною на межі розді-

лу плазма-діелектрик при індуктивному (ємнісному) способі збудження плазмового каналу.

Ключові слова: поверхнева хвиля, поле випромінювання передавача, розряд, плазма.

Л. 08. Бібліогр.: 09 найм.

UDC 533.915;621.396.67

RF gas breakdown by a surface wave at electrodeless excitation of the plasma channel of plasma antennas / I.M. Minaev, A.A. Rukhadze, G.P. Kuzmin, V.N. Kononov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2012. Vol. 11. № 4. – P. 476–481.

There are various ways of forming plasma in the gas channel of plasma antennas. The most perspective one is excitation by the transmitter own radiation. Gas breakdown is carried out and maintained by a surface wave the origin conditions of which are specified by the waveguide or inductive (capacitive) fashion of excitation. At the inductive (capacitive) fashion the surface wave development differs from the waveguide one. The paper considers the conditions of gas channel RF breakdown by a travelling way formed at the plasma-dielectric boundary under the inductive (capacitive) way of exciting a plasma channel.

Keywords: surface wave, transmitter radiation field, discharge, plasma.

Fig. 08. Refs.: 09 items.