

УДК 537.5

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ВИБРАТОРНЫХ И ЩЕЛЕВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ АНТЕНН

Н. Г. Гусейн-заде, И. М. Минаев, А. А. Рухадзе, К. З. Рухадзе

*В работе изложены основные принципы функционирования плазменных антенн, работающих на объемной и на поверхностной плазменных волнах. Показано, что по эффективности плазменные антенны не уступают металлическим антеннам, а по управляемости значительно превосходят их. Рассмотрены плазменные антенны двух типов: вибраторные, работающие на поверхностной плазменной волне, и волноводно-щелевые, работающие на объемной плазменной волне.*

**Ключевые слова:** плазменные вибраторные и щелевые антенны.

1. *Вибраторные плазменные антенны.* Вибраторные плазменные антенны (ВПА) аналогичны вибраторным металлическим антеннам (ВМА), которые успешно функционируют уже более ста лет. Идея замены ВМА плазменными аналогами возникла еще в 50-е годы прошлого столетия. Газоразрядная плазма подобно металлу является проводящей средой, и электродинамические свойства плазмы и металла в линейном приближении описываются единой диэлектрической проницаемостью [1]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega$  – частота электромагнитной волны,  $\nu_e$  – частота упругих столкновений электронов, а  $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} = \sqrt{3 \cdot 10^9 n_e}$  – так называемая, плазменная (или ленгмюровская) частота, определяемая плотностью электронов  $n_e$ , их массой  $m$  и зарядом  $e$ .

Спектр частот радиоволн, интересных с прикладной точки зрения, занимает область [2]:

$$10^5 \text{ Гц} \leq f \leq 10^{10} \text{ Гц}, \quad 6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \leq \omega = 2\pi f \leq 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}, \quad 3 \text{ см} \leq \lambda = \frac{c}{f} \leq 3 \cdot 10^5 \text{ см}. \quad (2)$$

---

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

При оценках ниже мы ограничимся только этой областью частот.

В металлах, обычно используемых в ВМА, плотность свободных электронов составляет  $n_e \approx 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Следовательно, плазменная частота, фигурирующая в формуле (1), порядка  $\omega_{pe} \approx 5 \cdot 10^{15} - 1.7 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ . В то же самое время, частота упругих столкновений электронов в металлах порядка  $\nu_e \sim (1 - 3) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Как следствие, в интересующей нас области частот радиоволн (2) выполняются неравенства:

$$\omega \ll \nu_e < \omega_{pe}, \quad \omega \nu_e \ll \omega_{pe}^2. \quad (3)$$

Поэтому для металлов с хорошей степенью точности диэлектрическую проницаемость (1) можно записать в виде:

$$\varepsilon(\omega) = i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \nu_e} = i \frac{4\pi\sigma_M}{\omega}, \quad (4)$$

где  $\sigma_M \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ с}^{-1}$  – проводимость металла. Таким образом, видим, что в металлах диэлектрическая проницаемость чисто мнимая и очень большая по величине, в то время как проводимость, напротив, действительная (т.е. активная).

В условиях (3) в проводящей среде с диэлектрической проницаемостью (4) при облучении низкой частотой может возбуждаться лишь поверхностная электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль поверхности проводника (ось  $OZ$ ) и затухающая поперек нее (ось  $OX$ ) [1]. Пространственное распределение поверхностной электромагнитной волны в такой геометрии записывается в виде:

$$E = E_0(x) \sin(\omega t - kz + \varphi). \quad (5)$$

Здесь  $\omega$  – частота,  $k$  – волновой вектор волны, а  $\varphi$  – начальная фаза поля. Амплитуда волны  $E_0(x)$  при этом имеет вид:

$$E_0(x) = E_0 \begin{cases} \exp(-\sqrt{k^2 - \omega^2\varepsilon/c^2}x) & \text{при } x < 0, \\ \exp(\sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}x) & \text{при } x > 0. \end{cases} \quad (6)$$

Нас интересует глубина проникновения поля внутрь проводника, которая, согласно (6), дается формулой

$$\lambda_{\text{scrm}} = \text{Im} \frac{c}{\sqrt{k^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon}} = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma_M \omega}} \ll \frac{c}{\omega} \sim \lambda. \quad (7)$$

Последнее выражение в этой формуле соответствует диэлектрической проницаемости (4) и относится к металлу. Из этой формулы получаем, что даже на нижнем краю области частот радиоволн (2) для  $\sigma_M \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$  величина  $\lambda_{\text{scrm}} \leq 0.1 \text{ мм}$ , что

меньше радиуса проводников  $r_0 \sim (2-3)$  mm, обычно используемых для ВМА. Поэтому приведенные выше формулы для плоской геометрии задачи не только качественно, но и количественно вполне хорошо описывают распространение радиоволн в реальных ВМА.

Рассмотрим вибраторные плазменные антенны (ВПА). Здесь физика несколько иная. В таких антеннах вместо металлических проводников используются газоразрядные плазменные трубки, в которых путем изменения разрядного тока меняется плотность электронов  $n_e$ , а путем изменения давления газа – частота упругих столкновений электронов  $\nu_e = 3 \cdot 10^9 P_0$  ( $P_0$  – давление газа в трубке в мм рт. столба (Торрах)). При этом в радиочастотной области (2) выражение (1) меняется в широком диапазоне от слабо столкновительной газовой плазмы с  $\omega > \nu_e$  (при давлениях  $P_0 < 1$  Торр):

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 - i \frac{\nu_e}{\omega}\right), \quad (8)$$

и до сильно столкновительной с  $\nu_e > \omega$  (при давлениях  $P_0 > 10$  Торр):

$$\varepsilon(\omega) = 1 + i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \nu_e}, \quad (9)$$

когда диэлектрическая проницаемость подобна проницаемости металла (4).

Обычно в экспериментах в качестве ВПА используются промышленные газоразрядные лампы дневного освещения с радиусом  $R \approx 1$  cm и давлением  $P_0 \approx 30$  Торр. Будем анализировать дисперсионное уравнение для поверхностной волны в общем случае, не накладывая ограничений на величину (1) и имея возможность, исходя из единого уравнения, исследовать как предел плотной сильно столкновительной (в том числе металлической) плазмы, так и предел редкой почти бесстолкновительной плазмы. Дисперсионное уравнение для случая поверхностной волны, распространяющейся на плоской поверхности плазмы вдоль оси  $OZ$  и затухающей при удалении по обе стороны от поверхности (по оси  $OX$ ), получается подстановкой (5) с амплитудой (6) в граничное условие электродинамики на поверхности раздела плазма–вакуум – условие непрерывности нормальной составляющей электрической индукции, и записывается в виде [1]:

$$\sqrt{\omega^2 \varepsilon(\omega) - k^2 c^2} + \varepsilon(\omega) \sqrt{\omega^2 - k^2 c^2} = 0. \quad (10)$$

В области больших волновых векторов, т.е. в пределе  $k \rightarrow \infty$  (точнее,  $k^2 c^2 \gg \omega^2 \varepsilon(\omega)$ ) уравнение (10) сводится к виду

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 - i \frac{\nu_e}{\omega}\right) = -1, \quad (11)$$

с решением

$$\omega = \pm \sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{2} - \frac{\nu_e^2}{4}} - i \frac{\nu_e}{2}. \quad (12)$$

При  $\omega_{pe} > \nu_e$  это решение имеет смысл предельной частоты (предел  $k \rightarrow \infty$ ); если же  $\omega_{pe} < \nu_e$ , волна сильно затухает, спектр частот обрывается. В рассматриваемой нами промышленной газоразрядной трубке дневного света давление газа составляет  $P_0 = 30$  Торр, и, следовательно, частота упругих столкновений электронов  $\nu_e = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . В этом случае плазму в трубке можно считать слабо столкновительной при  $\omega_{pe} > 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; тогда существует предельная частота  $\omega_{pe}/\sqrt{2}$ . В противном случае предельной частоты нет, поле поверхностной волны затухает за время порядка  $\nu_e^{-1}$ , а спектр частот в пределе  $k \rightarrow \infty$  обрывается (см. рис. 1).

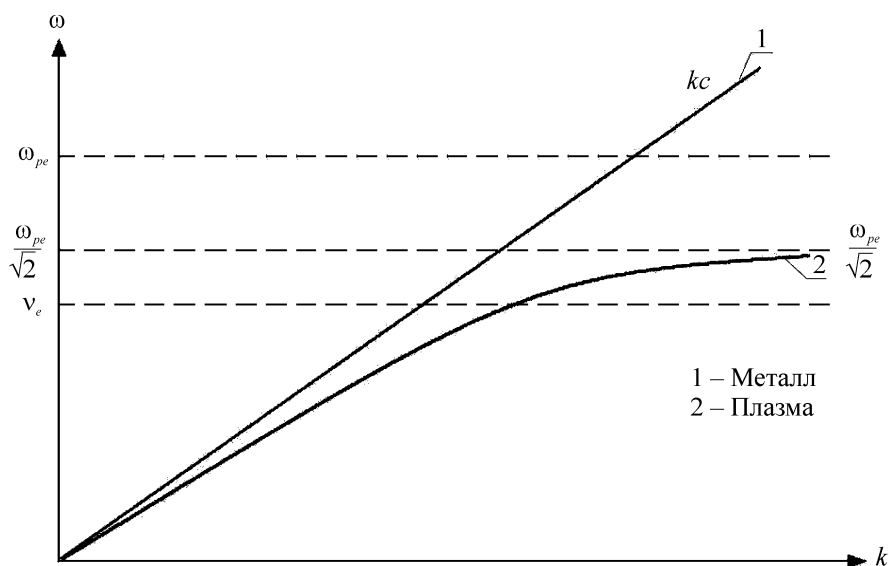
Здесь мы ограничимся пределом относительно плотной плазмы, считая  $\omega_{pe} > \nu_e > \omega$ , который допускает плавный переход к металлу. Подставляя выражение (1) в уравнение (10) и считая выполненными приведенные выше неравенства, находим спектр частот поверхностных волн в длинноволновом пределе:

$$\omega = kc - \frac{k^2 c^2 (kc + i\nu_e)}{\omega_{pe}^2}. \quad (13)$$

Эта формула, в отличие от (12), хорошо описывает спектр частот поверхностных волн не только в ВПА ( $\omega \approx \nu_e < \omega_{pe}$ ), но и в ВМА ( $\omega \ll \nu_e \leq \omega_{pe}$ ).

Спектры частот радиоволн, описываемые формулами (12) и (13), представлены на рис. 1 для случая  $\omega_{pe} > \sqrt{2}\nu_e$ . Прямая  $\omega = kc$  на рисунке соответствует ВМА, а кривая 2 – ВПА. В рассматриваемом случае затухание волн, обусловленное столкновениями электронов, пренебрежимо мало.

Из вида рис. 1 следует, что фазовая (и групповая) скорость поверхностной волны в металле совпадает со скоростью света с большой точностью вплоть до оптических частот. В газовой же плазме с ростом частоты фазовая скорость падает, и в этом и состоит основное преимущество ВПА по сравнению с ВМА. А именно, оптимальная длина элемента ВМА, равная четверти длины поверхностной волны, совпадает во всей области частот вплоть до оптической области с четвертью длины вакуумной волны, или  $\lambda = c/f$ . В случае же ВПА четверть длины поверхностной волны меньше вакуумной длины волны уже при частотах  $\omega \leq \nu_e$ . Именно это обстоятельство позволяет использовать в ВПА элементы с меньшими размерами, чем элементы в ВМА. Кроме того, менять плотность плазмы можно изменением разрядного тока, что достигается за доли миллисекунд и в этом еще одно важное преимущество ВПА перед ВМА.

Рис. 1: Дисперсионные кривые  $\omega(k)$ .

Оценим глубину проникновения поля поверхностной волны в плазму ВПА. Как уже отмечалось выше, в экспериментах в качестве проводящего элемента ВПА используется промышленная газоразрядная лампа дневного света, давление газа в которой составляло  $P_0 = 30$  Торр, и, как следствие, частота столкновений электронов в плазме  $\nu_e = 3 \cdot 10^9 P_0 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Эта величина превосходит частоту волны радиоизлучения, т.е.  $\nu_e > \omega$  в интересующей нас области (2). Более того, при условии  $\omega_{pe} > \nu_e$ , выполнение которого необходимо для работы ВПА, будет выполняться сильное неравенство  $\omega_{pe}^2 \gg \omega \nu_e$ . Поэтому диэлектрическую проницаемость плазмы (1) можно представить в виде (4), как и в случае металла. Аналогичным образом будет определяться глубина скин-слоя формулой (7), разумеется, при подстановке во всех этих формулах параметров плазмы газоразрядной лампы. Так, при  $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$  получим  $\sigma_p = 3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , что более чем на 4 порядка меньше, чем проводимость металла. В результате для глубины скин-слоя получим величину на 2 порядка больше, т.е. для частоты вблизи нижнего края области (2) это составляет  $\lambda_{scrp} \approx 1 \text{ см}$ . Если учесть, что радиус газоразрядной лампы дневного света  $R \approx 1 \text{ см}$ , то мы заключаем, что поле радиоволны проникает в плазму для всей области частот (2).

Оценим теперь поглощение радиоволны с амплитудой  $E_0$  и частотой  $\omega$  на единицу длины плазменной трубки при проводимости плазмы  $\sigma_p$  и сравним эту величину с

поглощением в проводнике ВМА. Отношение потерь  $q$  дается формулой:

$$\eta = \frac{q_p}{q_M} \approx \frac{\sigma_p R \lambda_{\text{scrp}}}{\sigma_M r_0 \lambda_{\text{scrm}}}, \quad (14)$$

характеризующей эффективность работы ВПА по сравнению с эффективностью работы ВМА. Здесь  $R$  – радиус плазменного столба, а  $r_0$  – радиус проводника, наконец,  $\lambda_{\text{scrp}}$  – в числителе и в знаменателе (14) глубины скин-слоя плазмы и проводника, соответственно. Оценка этой величины в среднем по области частот (2) дает  $\eta \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ . Эта оценка свидетельствует об эффективности ВПА по сравнению с ВМА.

Таким образом, из проведенного выше рассмотрения следует, что эффективность ВПА, по крайней мере, должна быть не меньше (если не больше) эффективности ВМА.

*2. Волноводно-щелевые плазменные антенны.* В этом разделе будут рассмотрены волноводно-щелевые антенны с плазменным управлением диаграммы направленности излучения.

Волноводно-щелевые антенны (ВЩА) работают на ином принципе, чем вибраторные (ВПА). Щелевая антенна представляет собой металлический волновод со щелями. Объемная электромагнитная волна закачивается в волновод, а затем она излучается из щелей, расположение которых на стенке волновода обеспечивает необходимую диаграмму направленности (ДН) излучения. Обычно используется волновод прямоугольного сечения, характерный размер которого порядка длины волны излучения. Поэтому ВЩА обычно используется для коротковолнового излучения ( $10^9 \text{ Гц} < f < 3 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$ ).

Диаграмму направленности ВЩА можно изменять, меняя фазовую скорость объемной электромагнитной волны в волноводе. Это достигается либо изменением геометрии волновода, либо введением внутрь волновода диэлектрика с легко меняющейся диэлектрической проницаемостью. Диэлектрик при этом должен быть радиопрозрачным, т.е. не поглощающим излучение радиочастотного диапазона. В экспериментах для достижения поставленной цели используется редкая, слабо поглощающая плазма, зажигаемая в промышленной газоразрядной трубке лампы дневного света, такая газоразрядная трубка помещается внутрь волновода с излучающими щелями. Управляя разрядным током, легко менять плотность плазмы и, тем самым, эффективную диэлектрическую проницаемость внутри волноводной области.

Требование того, что плазма в газоразрядной трубке в радиочастотной области должна быть слабо столкновительной, означает выполнение условия  $\omega \gg \nu_e$ . В интересующей нас области это требование эквивалентно условию  $\nu_e = 3 \cdot 10^9 P_0 < 6 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ , или  $P_0 \ll 2 \text{ Торр}$  ( $P_0$  – давление газа в разрядной трубке). Диэлектрическая проница-

емость плазмы при этом можно представить в виде (11). В дальнейшем мнимой частью  $\varepsilon(\omega)$ , ответственной за поглощение излучения, будем пренебрегать.

При исследовании работы ВЩА с плазменным управлением необходимо, наряду с диэлектрической проницаемостью плазмы, учитывать также и диэлектрическую проницаемость самой газоразрядной трубки. Дело в том, что эффективная диэлектрическая проницаемость внутри волноводной области должна быть близкой к единице, что обусловлено требованием близости фазовой скорости объемной волноводной моды электромагнитной волны к скорости света. Материал используемых нами газоразрядных трубок (стекло, кварц), обладает диэлектрической проницаемостью, по порядку величины, равной  $\varepsilon_0 \sim 3 - 4$ , в интересующей нас области частот.

Составим эффективную диэлектрическую проницаемость “среды”, заполняющей волновод щелевой антенны. Если поперечное сечение области, занятой плазмой, обозначить через  $S_p$ , а сечение разрядной трубки – через  $S_d$ , то эффективную диэлектрическую проницаемость внутри волноводной области можно с хорошей степенью точности записать в виде:

$$\varepsilon_{\text{eff}} \approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{S_p}{S} + (\varepsilon_0 - 1) \frac{S_d}{S} \sim 1, \quad (15)$$

где  $S$  – полное сечение внутренней части волноводной области. Единственным параметром, который можно менять в этом выражении, является плазменная частота  $\omega_{pe}$ , которая определяется плотностью плазмы  $n_e$ , зависящей от величины разрядного тока. Изменение разрядного тока можно реализовать за доли миллисекунд и, тем самым, изменить за такое же время параметры ВЩА. При этом следует иметь в виду, что ВЩА с плазменным управлением может работать только до тех пор, пока эффективная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{\text{eff}} > 0$  (точнее, она должна быть близкой к единице), чтобы электромагнитную волну можно было ввести в волновод. Это требование ограничивает разрядный ток сверху.

В заключение отметим, что наличие диэлектрика с  $\varepsilon_0 > 0$  приводит к повороту диаграммы направленности ВЩА в одну сторону по сравнению с вакуумным случаем, а наличие плазмы – в противоположную. Таким образом, при наличии, наряду с  $\varepsilon_0$  также и плазмы, удастся менять ДН в широкой области углов от положительных и до отрицательных, что невозможно в волноводно-щелевой антенне с чисто диэлектрическим заполнением.

Таким образом в данной работе:

1. Сформулированы условия и определена область частот работы вибраторной плаз-

менной антенны, возбуждаемой поверхностной плазменной волной в газоразрядной трубке.

2. Вибраторная плазменная антенна по возможности перестройки ее основных параметров превосходит аналогичные металлические антенны, а по эффективности не уступает им.

3. Сформулированы условия и определена область частот работы волноводно-щелевой плазменной антенны, возбуждаемой объемной плазменной волной в газоразрядной трубке, помещенной во внутрь волновода.

4. В волноводно-щелевой плазменной антенне возможна быстрая перестройка диаграммы направленности излучения, что принципиально невозможно в металлической волноводно-щелевой антенне даже с диэлектрическим заполнением.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы* (М., Высшая Школа, 1988).
- [2] G. G. Borg et al., *Plasmas Antennas: Theory, Experiment and Applications*, *Phys. of Plasmas* **7**, 2198 (2000).

Поступила в редакцию 26 января 2011 г.