

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН В РАЗРЕЖЕННОЙ АТМОСФЕРЕ

В. М. Дисковский

Х а р ь к о в

Ю. В. Ходатаев

М о с к в а

В некотором диапазоне значений атмосферного давления электрическая прочность антенн существенно ниже величины, соответствующей нормальному давлению. На бортовых антеннах, спроектированных без учета этого обстоятельства, возникает высокочастотный пробой (разряд), вызывающий потери мощности, искажения электрических характеристик антенны и структуры сигнала.

В качестве бортовых антенн широкое распространение получили Г-образные и Т-образные вибраторы, а также многовибраторные (турникетные) излучатели.

Пробой воздуха наступает прежде всего вблизи того участка антенны, где напряженность поля достаточно велика, а потери электронов малы. В связи с этим наиболее опасным местом вибратора обычно является его свободный конец, где образуется пучность напряженности поля.

Разрядные характеристики излучателя (или другого высокочастотного устройства) определяются из уравнения непрерывности электронов, которое может быть преобразовано к следующему виду [1]:

$$\nabla^2 \psi + \zeta E^2 \left[1 - \frac{18,4}{r\tau \left(\frac{v_n}{\rho} - 2,12 \cdot 10^4 \right)} \right] \psi = 0. \quad (1)$$

Здесь $\psi = Dn$; D — коэффициент диффузии; n — концентрация свободных электронов; ζ — коэффициент высокочастотной ионизации; E — напряженность поля; ρ — давление; τ — длительность импульса, v_n — частота ионизации.

Рассмотрим условия разрядобразования у поверхности цилиндра. Результаты анализа могут быть использованы для предсказания пробоя, в частности вблизи участка вибратора, смежного с торцом или концевым округлением.

Ближнее поле цилиндрического излучателя в регулярной его части изменяется по закону [2]

$$E = E_a \cdot \frac{a}{\rho}, \quad (2)$$

где E_a — напряженность поля на поверхности цилиндра радиуса a ;

ρ — радиальная координата.

Коэффициент ζ и величина v_n/ρ являются функциями отношения E/ρ . Воспользуемся следующей аппроксимацией [3]:

$$\zeta \approx \zeta_a \left(\frac{E}{E_a} \right)^{\beta-2},$$

где $\beta - 2$ — наклон в точке $\frac{E_a}{\rho}$ кривой $\zeta = \zeta(E/\rho)$, вычерченной в логарифмическом масштабе. Указанная точка выбирается произвольно.

С учетом закона изменения поля

$$\zeta \approx \zeta_a \left(\frac{a}{\rho} \right)^{\beta-2}. \quad (3)$$

Обозначим через θ^2 величину $1 - \frac{18,4}{r\tau \left(\frac{v_n}{\rho} - 2,12 \cdot 10^4 \right)}$. Можно показать, что [4]

$$\theta^2 \approx \theta_a^2 \left(\frac{a}{\rho} \right)^\alpha, \quad (4)$$

где α — наклон в точке $\frac{E_a}{\rho}$ кривой $\theta^2 = f(E/\rho, r\tau)$, вычерченной в логарифмическом масштабе.

Типовые графики $\theta^2 = f(E/\rho, r\tau)$ и $\alpha = \alpha(E/\rho, r\tau)$ для $r\tau = 10^{-5}$ тор · сек содержатся в работе [4].

Подставив (2), (3) и (4) в (1), получим

$$\frac{d^2 \psi}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\psi}{d\rho} + \zeta_a E_a^2 \theta_a^2 \left(\frac{a}{\rho} \right)^{\alpha+\beta} \psi = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\psi = AI_0(Y) + BN_0(Y), \quad (5)$$

где

$$Y = \frac{2}{\alpha + \beta - 2} \rho a \frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a \left(\frac{a}{\rho} \right)^{\frac{\alpha + \beta - 2}{2}}$$

Поскольку решение должно иметь конечное значение для $Y = 0$ (при $\rho = \infty$), то

$$\psi = AI_0(Y). \quad (6)$$

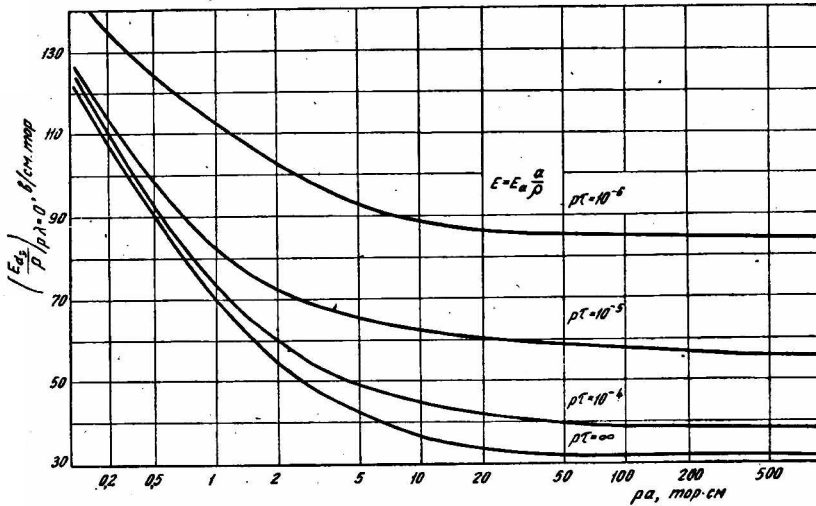


Рис. 1.

На поверхности вибратора концентрация свободных электронов равна нулю, т. е.

$$\psi|_{\rho=a} = 0.$$

Для удовлетворения этому условию потребуем, чтобы при $\rho = a$

$$I_0(j_1) = 0,$$

где $j_1 = Y|_{\rho=a} = \frac{2}{\alpha + \beta - 2} \rho a \frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a$ — первый нуль уравнения (6).

Величина ψ всюду между $\rho = a$ и $\rho = \infty$ должна оставаться положительной, поэтому на точку $\rho = a$ приходится именно первый нуль. Из таблиц работы [5] следует, что $j_1 = 2,405$. Поэтому

$$\rho a = \frac{1,2(\alpha + \beta - 2)}{\frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a}. \quad (7)$$

Разрядные характеристики, рассчитанные по формуле (7), представлены на рис. 1. По оси ординат отложены нормализованные (приведенные к параметру $\rho\lambda = 0$) эквивалентные значения E_a/ρ .

Исследуем электропрочность скругления на конце вибратора. Ближнее поле здесь изменяется по закону

$$E = E_a \left(\frac{a}{r} \right)^2, \quad (8)$$

где a — радиус скругления;

r — радиальная координата, отсчитываемая от центра скругления.

При этом вместо (3) и (4) следует записать

$$\zeta \approx \zeta_a \left(\frac{a}{r}\right)^{2(\beta-2)}, \quad \theta^2 \approx \theta_a^2 \left(\frac{a}{r}\right)^{2\alpha}.$$

Подставляя эти выражения и (8) в (1), найдем

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{d\psi}{dr} + \zeta_a E_a^2 \theta_a^2 \left(\frac{a}{r}\right)^{2(\alpha+\beta)} \psi = 0.$$

Решение этого уравнения:

$$\psi = r^{-1/2} \left[AI \frac{J_{-1}}{2(\alpha+\beta-1)}(y) + BI \frac{I_{-1}}{2(\alpha+\beta-1)}(y) \right]. \quad (9)$$

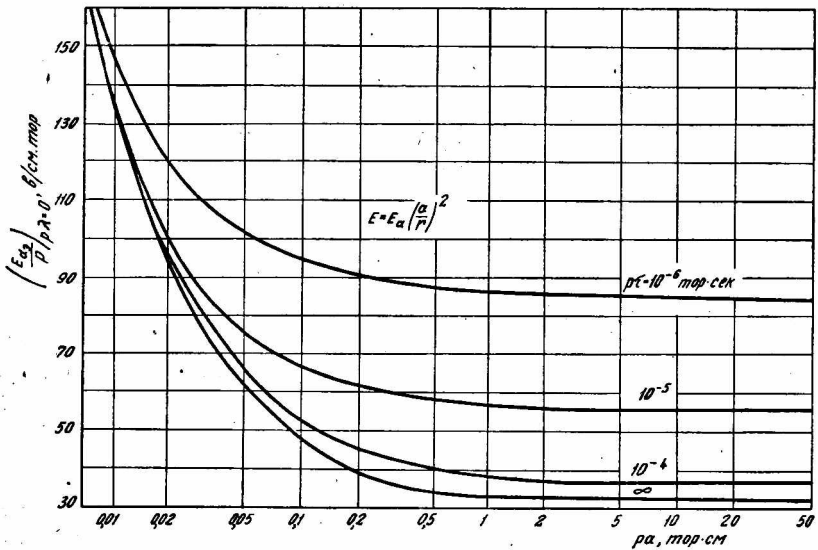


Рис. 2.

Здесь

$$y = \frac{1}{\alpha + \beta - 1} \rho a \frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a \left(\frac{a}{r}\right)^{\alpha+\beta-1}.$$

Так как при $r \rightarrow \infty$ $r^{-1/2} I_{-1} \frac{I_{-1}}{2(\alpha+\beta-1)}(0) = \infty$, второе слагаемое в выражении (9) следует отбросить как не соответствующее одному из граничных условий ($\psi|_{r=\infty} \neq \infty$).

Для удовлетворения второму условию потребуем, чтобы при $r = a$

$$I \frac{J_{-1}}{2(\alpha+\beta-1)}(j_1^*) = 0, \quad (10)$$

где $j_1^* = y|_{r=a} = \frac{1}{\alpha + \beta - 1} \rho a \frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a$ — первый нуль уравнения (10).
Отсюда

$$\rho a = \frac{(\alpha + \beta - 1) j_1^*}{\frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a}. \quad (11)$$

Задаваясь произвольными значениями E_a/ρ , с помощью графиков определяем θ_a и a для выбранного значения $\rho\tau$ [4], а также ζ_a и $\beta - 2$ [3, 4]. Затем находим первый нуль бесселевой функции по величине ее порядка, используя соответствующие таблицы [5]. Далее определяем ρa по формуле (11). Результаты вычислений для четырех значений параметра $\rho\tau$ представлены на рис. 2.

Изложенный способ решения цилиндрической и сферической задач при определении пробивных полей дал погрешность, не превышающую 2% по сравнению с результатами численного интегрирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Дисковский, Ю. В. Ходатаев. Эквивалентное межэлектродное расстояние при высокочастотном пробое шлейфовой антенны. См. статью настоящего сборника.
2. R. W. King, Tai Tsu Wu. Currents, charges and near fields of cylindrical antennas. Jour. Research, NBS, Radio Sci., v 69D, No. 3, p. 429—446.
3. M. A. Herlin, S. C. Brown. Electrical breakdown of a gas between coaxial cylinders at microwave frequencies. Phys. Rev., v. 74, 1948, No. 3, p. 910—913.
4. В. М. Дисковский, Ю. В. Ходатаев. Электрическая прочность шлейфовой антенны при воздействии одиночного импульса. Сб. «Радиоэлектроника летательных аппаратов», вып. 3. Изд. Харьковского авиационного института, 1970.
5. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. Изд-во «Наука», 1968.