

УДК 621 396 67 001 24

СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ПРОБОЙ АНТЕНН

А. И. Астайкин, Н. И. Щаников

На основе диффузионной теории газового разряда получены формулы для расчета СВЧ пробоя антенн, ближнее поле которых убывает по закону $(a/r)^k$. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом.

1. Уравнение баланса электронов при СВЧ пробое в газах в общем виде записывается так [1]:

$$\partial n / \partial t = n(\nu_i - \nu_a) - D \nabla^2 n, \quad (1)$$

где n — число электронов в единице объема, ν_i — частота ионизации, отнесенная к одному электрону, ν_a — частота прилипания, отнесенная к одному электрону, D — коэффициент диффузии. Уравнение (1) допускает разделение переменных и его решение [1]

$$n = n_0 \exp\{[\nu_i - \nu_a - (D/\Lambda^2)]t\}, \quad (2)$$

где Λ — так называемая характерная диффузионная длина.

Наиболее часто используемым критерием пробоя (предпробойного состояния) является критерий Таунсенда [1]

$$\nu_i - \nu_a = D/\Lambda^2. \quad (3)$$

Для однородных полей понятие характерной диффузионной длины имеет ясный физический смысл. Например, для полей между параллельными пластинами, на поверхности которых выполняется граничное условие $n = 0$, $\Lambda = z/\pi$, где z — расстояние между пластинами.

Для неоднородных убывающих полей можно задавать граничное условие $n = 0$ на поверхности антенны и в бесконечности, но физически ясно, что на некотором расстоянии от антенны поля достаточно малы и не могут вызвать ионизацию газа. Таким образом, можно выделить некоторый объем вблизи антенны, диффузия электронов из которого определяет пробивные характеристики антенны. В этом случае можно сохранить понятие характерной диффузионной длины для однородных полей и пользоваться критерием Таунсенда для расчета СВЧ пробоя. Величина Λ при этом определяется законом изменения ближнего поля антенны.

2. Рассматриваются антенны, обладающие цилиндрической симметрией с неоднородностью поля по радиальной координате (вibratorные, щелевые, диск-конусные и т. д.). У этих антенн изменением поля вдоль координат z и φ можно пренебречь без существенного ущерба для расчета пробивных характеристик антенны.

Закон убывания поля по координате r выберем в виде

$$E = E_{\max} (a/r)^k, \quad (4)$$

где a — радиус антенны, k — некоторое число больше единицы, определяемое путем аппроксимации ближних полей конкретной антенны.

Частота прилипания ν_a и коэффициент диффузии D , конечно, зависят от энергии электронов и функции распределения по скорости, но, как показано в [1], учет той или иной зависимости не оказывает заметного влияния на величину пробивных полей. Поэтому будем использовать для воздушной среды следующие соотношения: частота соударений [1]

$$\nu_c = 4,3 \cdot 10^9 \rho \text{ [с}^{-1}\text{]}, \quad (5)$$

частота прилипания с учетом того, что эффективность прилипания для воздуха равна $0,5 \cdot 10^{-5}$ [3],

$$\nu_a = 2,05 \cdot 10^4 \rho \text{ [с}^{-1}\text{]}. \quad (6)$$

Коэффициент свободной диффузии электронов [3]

$$D = kT \sigma / e^2 n = 1,05 \cdot 10^6 / \rho \text{ [м}^2/\text{с]}, \quad (7)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура газа, σ — проводимость разрядной плазмы, e — заряд электрона. Коэффициент амбиполярной диффузии [1]

$$D_{\text{амб}} = (1/40)D. \quad (8)$$

Давление p во всех формулах — в *Tор*.

Для воздуха экспериментальная зависимость ν_i/p от E/p с точностью до 5% аппроксимируется функцией [2]

$$\nu_i/p = 10^{4+0,75\sqrt{14,7x-x^2-14,5}}, \quad (9)$$

где $x = (1/30)(E_{\text{эфф}}/p)$. $E_{\text{эфф}} = E/\sqrt{2[1+(\omega^2/\nu_c^2)]}$.

3. Из уравнения (1) с учетом критерия Таунсенда $\partial n/\partial t = 0$ имеем

$$\nabla^2 n + n(\nu_i - \nu_a)/D = 0.$$

В цилиндрической системе координат с учетом

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{\nu_i - \nu_a}{D} n = 0.$$

Введем аппроксимацию

$$\frac{\nu_i - \nu_a}{D} = x^2 \left(\frac{E}{E_{\text{max}}} \right)^\beta = x^2 \left(\frac{\alpha}{r} \right)^{k\beta} = x^2 (\alpha)^{k\beta}, \quad (11)$$

где $\alpha = a/r$.

Логарифмическая производная выражения (11) дает

$$\frac{d}{d\alpha} \left(\ln \frac{\nu_i - \nu_a}{D} \right) = \frac{d}{d\alpha} \ln (x^2 \alpha^{k\beta})$$

или

$$\left(\frac{\nu_i - \nu_a}{D} \right)' / \left(\frac{\nu_i - \nu_a}{D} \right) = \frac{k\beta x^2 \alpha^{k\beta-1}}{x^2 \alpha^{k\beta}} = k\beta \alpha^{-1},$$

откуда

$$k\beta = \frac{\nu_i'}{\nu_i - \nu_a} \Big|_{\alpha=1}, \quad (12)$$

где штрих означает производную по параметру α , вычисление производится на поверхности антенны ($\alpha = 1$).

Привлекая выражение (9), получим окончательно

$$\frac{d v_i}{d \alpha} = 0,375 \ln 10 v_{i0} k \frac{14,7 x_0 - 2 x_0^2}{\sqrt{14,7 x_0 - x_0^2 - 14,5}}, \quad (13)$$

$$k \beta = 0,86 k \frac{v_{i0}}{v_{i0} - v_a} \frac{14,7 x_0 - 2 x_0^2}{\sqrt{14,7 x_0 - x_0^2 - 14,5}},$$

индекс 0 означает подстановку $\alpha = 1$.

Из (13) следует, что коэффициент β от k (т. е. от закона убывания поля) не зависит, следовательно, для любого значения поля E_{\max} произведение $k \beta$ есть не функция координат, а число.

В этом случае уравнение

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + x^2 \left(\frac{a}{r} \right)^{k\beta} n = 0 \quad (14)$$

может быть сведено к уравнению Бесселя нулевого порядка. Решение уравнения (14) есть

$$n = A J_0(X) + B N_0(X), \quad (15)$$

где J_0 и N_0 — функции Бесселя и Неймана нулевого порядка,

$$X = \frac{2}{k\beta - 2} x a \left(\frac{a}{r} \right)^{(k\beta - 2)/2},$$

β и κ являются функциями приложенного поля E_{\max} , но не зависят от координат.

Из физического смысла задачи ясно, что концентрация электронов на поверхности антенны равна нулю. Она равна нулю также на некотором расстоянии от антенны (3—4 радиуса a), так как частота ионизации уменьшается с расстоянием в соответствии с уравнением (11). Поскольку мы интересуемся только предпробойным состоянием, т. е. величиной минимально необходимого уровня поля E_{\max} для возникновения лавинного нарастания концентрации электронов, в качестве решения (15) можно выбрать функцию Неймана, приняв

$$n = B N_0(X), \quad (16)$$

с граничными условиями $X = 4$ при $r = a$ и $B = 0$ при $X < 1$.

При этом концентрация электронов распределяется по закону (16) в пределах $4 < X < 1$ с максимумом при $X \approx 2$, а $X = 4$ и $X = 1$ являются корнями функции Неймана.

При пробое максимальная концентрация электронов равна [1]

$$n_{\max} \approx 10^{13}/\lambda^2, \quad (17)$$

где λ — рабочая длина волны в см, следовательно,

$$B = n_{\max}/N_0(2) \approx 2 \cdot 10^{13}/\lambda^2. \quad (18)$$

На поверхности антенны при $r = a$ $X = 2\kappa a/(k\beta - 2) = 4$, откуда $\kappa = 2(k\beta - 2)/a$. Но из (11) следует, что на поверхности антенны $\kappa^2 = (v_{i0} - v_a)/D$, тогда

$$(v_{i0} - v_a)/D = [2(k\beta - 2)/a]^2. \quad (19)$$

Таким образом, при выполнении условия (19) (16) является решением уравнения (10), в котором был использован критерий Таунсенда $\partial n/\partial t = 0$.

Обозначая в (19)

$$1/\Lambda^2 = [2(k\beta - 2)/a]^2, \quad (20)$$

приходим к такой же записи критерия Таунсенда, как и в случае однородных полей:

$$v_{i0} - v_a = D/\Lambda^2. \quad (21)$$

Таким образом, в случае неоднородных полей с законом убывания $(1/r)^k$ оказывается возможным определить характерную диффузионную длину Λ и использовать для расчета пробивных полей обычную запись критерия Таунсенда.

4. В импульсном режиме работы становится существенным время, за которое развивается пробой. Электронная концентрация при воздействии сильных полей нарастает по закону (2). За критерий пробоя в этом случае [1] естественно принять достижение достижимой концентрации электронов $n_{кр} = 10^{13}/\lambda^2$, где λ — длина волны, к концу действия импульса длительностью τ ; $n_\tau = n_{кр} = n_0 \exp(v_i - v_a - D/\Lambda^2)\tau$.

Отсюда следует критерий импульсного пробоя

$$v_i = v_a + \frac{D}{\Lambda^2} + \frac{1}{\tau} \ln \frac{n_{кр}}{n_0}. \quad (22)$$

Для периодической последовательности импульсов с длительностью τ и периодом T концентрация электронов к концу импульса с номером m будет равна $n_m = n_0 \exp(v\tau) \exp[-v'(T - \tau)] \exp(v\tau) \dots \exp[-v'(T - \tau)] = n_0 \exp[v\tau m - v'T(m - 1)]$, где $v = v_i - v_a - D/\Lambda^2$, $v' = v_a + D/\Lambda^2$. При $n_m = n_{кр}$ получим условие импульсного пробоя к концу импульса с номером m

$$v_i = \frac{1}{\tau m} \ln \frac{n_{кр}}{n_0} + \left(v_a + \frac{D}{\Lambda^2} \right) \left(1 + Q \frac{m - 1}{m} \right), \quad (23)$$

где $Q = T/\tau$ — скважность импульсной последовательности.

При использовании полученных выражений необходимо проверять, чтобы выполнялось условие $1/v_c \ll \tau$. Кроме того, следует иметь в виду, что формула (23) справедлива для не очень длинных импульсных последовательностей. Если за время действия пачки происходит разогрев нейтральной компоненты газа, необходимо в формулах для D и v_a учесть уменьшение плотности среды.

Численное или графическое решение (23) позволяет определить пробивные поля при заданных внешних условиях (давление, закон убывания ближнего поля, характеристики импульсной последовательности, начальная ионизация и т. д.).

5. Для экспериментальной проверки теоретических расчетов необходимо определить распределение полей в пространстве вблизи антенны, подобрать аппроксимирующую их функцию вида $(a/r)^k$, связать максимальную напряженность поля вблизи антенны с мощностью, проходящей в антенну, т. е. определить коэффициент $M = E_{\max}/\sqrt{P}$, с помощью которого можно сравнить между собой различные антенны по уровню создаваемых ими ближних полей и затем для конкретной антенны рассчитать и измерить пробивные мощности (или напряженности поля). Так как расчет ближних полей антенн даже простейшей конфигурации в настоящее время весьма затруднен, ближние поля определялись экспериментально по методике [4].

По этой методике были измерены ближние поля щелевой резонаторной антенны, установленной заподлицо с металлической плоскостью.

Распределение поля как вдоль щели, так и в радиальном направлении представлено на рис. 1 и 2. Из графиков видно, что для расчета пробивных полей в центре щели достаточно считать поле однородным вдоль щели и учитывать убывание поля только в радиальном направлении. Для данной антенны коэффициент M , связывающий подводимую к антенне мощность и напряженность поля в центре щели, равен $15 \text{ В/см} \cdot \text{Вт}^{1/2}$.

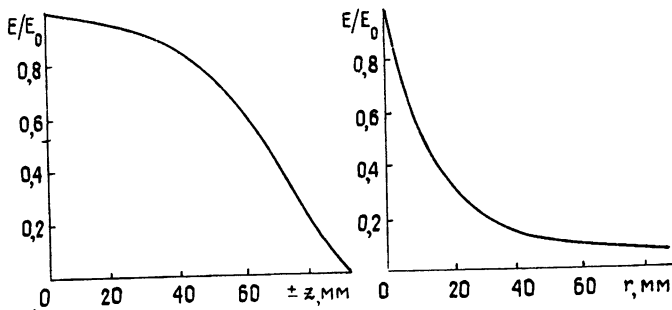


Рис. 1.

Рис. 2.

На основании общего метода определения параметров эмпирических формул и методом наименьших квадратов [5] экспериментальная зависимость $E(r)$ может быть представлена в виде

$$E = E_{\max} (0,93/r)^{0,98}, \quad (24)$$

где r — в сантиметрах. Точность аппроксимации поля вблизи антенны порядка 5%. Поэтому закон убывания поля (24) и был положен в основу расчета электрической прочности данной антенны.

Экспериментальная проверка теории была проведена на установке, блок-схема которой представлена на рис. 3. На этом рисунке показаны: 1 — барокамера, 2 — радиоактивный источник кобальт-60, 3 — исследуемая антенна, 4 — направленный ответвитель, 5 — детекторная секция, 6 — осциллограф, 7 — СВЧ вентиль, 8 — генератор СВЧ, 9 — модулятор, 10 — задающий генератор, 11 — тройник, 12 — лампа вакуумметра, 13 — вентиль, 14 — вакуумный насос, 15, 16 — вакуумметры, 17 — приемная антенна.

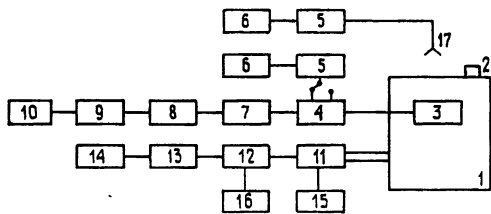


Рис. 3.

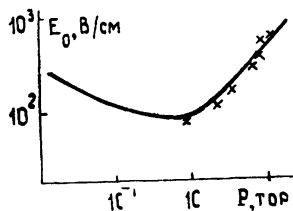


Рис. 4.

Исследуемая антенна помещается в радиопрозрачную барокамеру, в которой с помощью форвакуумного насоса можно понизить давление до $0,5 \text{ Тор}$. Контроль давления осуществляется барометром ВК-316 ($760 \div 5 \text{ Тор}$) или термомпарным вакуумметром ВТ-3 ($5 \div 0,5 \text{ Тор}$). Для обеспечения стабильности результатов измерений в камере поддерживается некоторый начальный уровень свободных электронов с помощью радиоактивного источника кобальт-60, создающего дозу излучения $2 \cdot 10^{-7} \text{ р/с}$ на расстоянии 1 м. Грубый расчет показывает, что вблизи

исследуемой антенны такой источник создает начальную ионизацию $10^5 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$. Генератор СВЧ сигнала (дециметровый диапазон) имеет предельную мощность 2 кВт и может работать в одноимпульсном и многоимпульсных режимах, длительность импульса — 1,5 мкс, в серии возможно до 20 импульсов за 80 мкс. Генератор развязан от нагрузки вентилем с обратным затуханием 20 дБ. Форма и уровень падающего и отраженного сигналов контролируются с помощью направленного ответвителя и детекторной секции на осциллографе С1-20.

Сигнал, излучаемый исследуемой антенной, принимается приемной антенной, детектируется и подается на осциллограф С1-20. По уровню и искажению формы этого сигнала фиксируется пробой антенны.

Калибровка мощности генератора осуществляется измерителем мощности МЗ-11 (или МЗ-3), ослабление, вносимое высокочастотным трактом, предварительно измеряется прибором Р2-8, согласование исследуемой антенны проверяется этим же прибором. Точность измерений при трех-, четырехкратном повторении опытов оценивается в 15%.

На рис. 4 представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных критической напряженности поля для щелевой антенны в режиме многоимпульсного пробоя ($\tau = 1,5 \text{ мкс}$, $Q = 2,57$, $m = 20$). Сплошная линия — расчет, крестики — эксперимент. Возможности экспериментальной базы не позволили снять кривые пробивной напряженности поля во всем диапазоне давлений и напряженностей поля, однако для подтверждения правильности теоретических выводов объем экспериментальных данных, на наш взгляд, достаточен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. — М: Мир, 1969.
2. Schurffman W. E., Taylor W. C., Morita T. — IEEE Trans., 1964, AP-12, p. 709.
3. Кикоин И. К. Таблицы физических величин. — М: Атомиздат, 1976.
4. Зайцев А. С., Серегина А. Р., Ходатаев Ю. В. — В сб.: Антенные устройства и распространение радиоволн. — М: Энергетический ин-т, 1972, вып. 119, с. 128.
5. Демидович Б. П., Марон И. А., Шувалова Э. З. Численные методы анализа. — М: Физматгиз, 1963.

Поступила в редакцию
12 декабря 1980 г.

VERY HIGH FREQUENCY ANTENNA BREAKDOWN

A. I. Astaikin, N. I. Shchanikov

Based on the diffuse theory of the gas discharge formulas have been derived for the calculation of VHF-breakdown of the antenna the near field of which decreases according to the law $(a/r)^k$. Calculation results are well correlated with the experiment,