

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ КРИТЕРИЙ ПРОБОЯ ГАЗА В СВЧ ПОЛЕ

В.А. Лисовский

*Физико-технический факультет, Харь-
ковский гос. университет
пл. Свободы 4, 310077, г. Харьков*

В настоящей работе аналитически получен критерий пробоя газа в сверхвысоко-частотном поле. Настоящий критерий пробоя газа учитывает различие коэффициентов диффузии электронов вдоль и попе-

рек направления электрического поля. Рассматривается случай зажигания разряда при отсутствии прилипания электронов к молекулам газа.

Газовый разряд в сверхвысоко-частотном (СВЧ) электрическом поле широко применяется в различных областях техники. В связи с быстрым развитием радиотехники сверхвысоких частот большое внимание уделяется изучению условий возникновения разряда в линиях передачи сверхвысоких частот, т.к. эти условия определяют предельную мощность соответствующих линий передач. В последнее время СВЧ разряд нашел также применение в различных технологических процессах: травление полупроводниковых материалов, окисление поверхностей кремния и алюминия, осаждение тонких пленок, накачка газовых лазеров и т.д. Интерес к газовому разряду на сверхвысоких частотах связан также с возможностью получения новых данных о взаимодействии электронов с атомами и ионами. Поэтому неудивительно, что проблеме зажигания разряда в СВЧ поле посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ (смотри, например, [1 — 11]).

Как известно, в переменном электрическом поле заряженные частицы совершают колебательное движение, амплитуда которого уменьшается с ростом частоты поля. В диапазоне сверхвысоких частот амплитуда колебаний электронов намного меньше размеров разрядного объема (резонатора, волновода и т.п.). При этом основная масса электронного облака при осцилляциях в СВЧ поле не достигает стенок разрядного объема. Тяжелые положительные (а также отрицательные) ионы тем более не могут достичь границ разрядного объема, т.к. амплитуда смещения ионов в СВЧ поле в тысячи раз меньше соответствующей амплитуды для электронов. Следовательно, в СВЧ разряде носителями заряда являются только электроны, а тяжелые ионы в зажигании разряда практически не участвуют. Малость амплитуды смещения электронов в СВЧ поле приводит, во-первых, к тому, что процессы на стенках разрядного объема практически не играют роли, во-вторых, смещение электронов в поле не может вызвать появления пространственного заряда в значительных объемах (в отличие от разрядов в постоянном или высокочастотном электрических полях) [12].

Условием возникновения самостоятельного разряда является равенство числа рождающихся и уходящих из разрядного объема электронов при отсутствии внешнего источника ионизации

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где n_e — плотность электронов, t — время. В случае зажигания СВЧ разряда, когда процессы на стенках разрядной камеры заметной роли не играют, единственным процессом образования электронов является ионизация атомов газа электронным ударом. Уход свободных электронов из разрядного объема может быть обусловлен диффузией электронов к стенкам разрядной камеры и прилипанием электронов к молекулам электроотрицательного газа.

В случае, когда в пробое газа доминирующую роль играют ионизация молекул газа электронным ударом и диффузия электронов к стенкам резонатора, критерий СВЧ пробоя газа имеет вид [1 — 6]:

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \frac{1}{\Lambda^2}. \quad (2)$$

Здесь ν_i — частота ионизации молекул газа электронным ударом, D_e — коэффициент диффузии электронов, Λ — диффузионная длина, зависящая от геометрии разрядной камеры. Например, для цилиндрического резонатора с радиусом R и высотой L диффузионная длина определяется следующим выражением:

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2. \quad (3)$$

При выводе уравнений (2) и (3) предполагалось, что диффузия электронов является изотропной, т.е. коэффициенты диффузии электронов вдоль и поперек направления электрического поля равны. Однако в более поздних работах [13 — 18] было экспериментально и теоретически показано, что в общем случае коэффициент диффузии электронов вдоль направления электрического поля D_L не равен коэффициенту диффузии электронов поперек поля D_e , т.е. существует анизотропия диффузии электронов.

В настоящей работе был теоретически получен критерий пробоя газа в СВЧ поле, учитывающий анизотропию диффузии электронов. Рассмотрен случай зажигания СВЧ разряда в электроположительных газах (при отсутствии прилипания электронов к молекулам газа).

Мы будем считать, что единственным процессом потерь электронов является их диффузия к стенкам разрядной камеры. Предположим, что разрядный объем наполнен газом, молекулы которого не способны захватывать свободные электроны. Рассмотрим газовый промежуток в цилиндрическом резонаторе, высота которого равна L , а радиус равен R . Направим ось координат z вдоль оси резонатора, а радиальную координату r — поперек оси, при этом начало координат расположим в центре разрядного промежутка. Мы будем рассматривать зажигание разряда для случая, когда в резонаторе возбуждается электромагнитная волна TM_{010} . Для такой волны резонансная частота не зависит от длины резонатора, а электрическое поле направлено вдоль оси цилиндрического резонатора [7].

Запишем уравнение баланса для электронов:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e + D_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + D_L \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2}. \quad (4)$$

Мы будем использовать следующие граничные условия:

$$n_e(R, z) = 0, \quad (5)$$

$$n_e\left(r, \pm \frac{L}{2}\right) = 0. \quad (6)$$

В уравнении (4) первое слагаемое в правой части равно скорости рождения заряженных частиц благодаря ионизации молекул газа электронным ударом, второе слагаемое описывает скорость ухода электронов поперек направления электрического поля на радиальные стенки резонатора, третье слагаемое учитывает уход электронов из объема резонатора вдоль направления электрического поля. Поскольку для зажигания разряда необходимо, чтобы скорости рождения и потерь электронов были равны, то уравнение (4) принимает вид:

$$\frac{\nu_i}{D_e} + \frac{1}{n_e} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + \frac{D_L}{D_e} \frac{1}{n_e} \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} = 0. \quad (7)$$

Выразим плотность электронов как произведение двух функций, одна из которых зависит только от радиальной координаты r , а другая — только от координаты z :

$$n_e(r, z) = f(r) \cdot \varphi(z). \quad (8)$$

Подстановка (8) в (7) позволяет нам разделить переменные:

$$\frac{v_i}{D_e} + \frac{1}{f(r)} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f(r)}{\partial r} \right) = - \frac{D_L}{D_e} \frac{1}{\varphi(z)} \frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2}. \quad (9)$$

Левая часть уравнения (9) теперь зависит только от r , а правая часть (9) — только от z . Поэтому мы можем приравнять левую и правую части уравнения (9) некоторой положительной константе C^2 . Тогда уравнение (9) эквивалентно системе двух дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2} + C^2 \frac{D_e}{D_L} \varphi(z) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{1}{f(r)} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f(r)}{\partial r} \right) + \left(\frac{v_i}{D_e} - C^2 \right) = 0, \quad (11)$$

а граничные условия (5) и (6) принимают вид:

$$f(R) = 0, \quad (12)$$

$$\varphi\left(\pm \frac{L}{2}\right) = 0. \quad (13)$$

Решением уравнения (11) является функция Бесселя нулевого порядка, поэтому

$$\frac{v_i}{D_e} = C^2 + \left(\frac{2.4}{R} \right)^2, \quad (14)$$

$$f(R) = A_0 J_0 \left(\frac{2.4}{R} r \right), \quad (15)$$

где A_0 — некоторая константа. Решение уравнения (10) можно записать следующим образом в виде суммы двух гармонических функций:

$$\varphi(z) = A \cos(a_0 z) + B \sin(a_0 z), \quad (16)$$

где A , B и a_0 — некоторые константы. Тогда из граничного условия (13) следует, что $B=0$ и что

$$a_0 = \frac{\pi}{L}. \quad (17)$$

Подстановка (16) и (17) в (10) дает

$$C^2 = \frac{D_L}{D_e} \frac{\pi^2}{L^2}. \quad (18)$$

Из (14) и (18) получаем критерий пробоя газа в СВЧ поле с учетом анизотропии диффузии электронов:

$$\frac{v_i}{D_e} = \left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \frac{D_L}{D_e} \frac{\pi^2}{L^2}. \quad (19)$$

Следовательно, учет анизотропии диффузии электронов приводит к тому, что диффузионная длина Λ является не только функцией геометрических размеров резонатора, но также зависит от отношения коэффициентов диффузии электронов вдоль и поперек направления электрического поля. В общем случае $D_e \neq D_L$, к тому же величина D_L/D_e является сложной немонотонной функцией отношения напряженности электрического поля к давлению газа E/p . Поэтому аналитически решить уравнение (19) очень сложно, и для нахождения значений пробойного поля нужно решать (19) численно.

На рис.1 показаны экспериментальные значения пробойного СВЧ поля для водорода [2], а также кривая зажигания, рассчитанная нами из уравнения (19). При этом мы использовали коэффициенты переноса электронов, приведенные в работах [23 – 25]. Из рисунка видно, что полученная нами теоретическая кривая зажигания удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами.

В некоторых случаях, когда можно считать, что $D_e \approx D_L$ (например, для зажигания СВЧ разряда в CO_2 [13, 18]), модифицированный критерий СВЧ пробоя (19) можно привести к общепринятому критерию (2), (3).

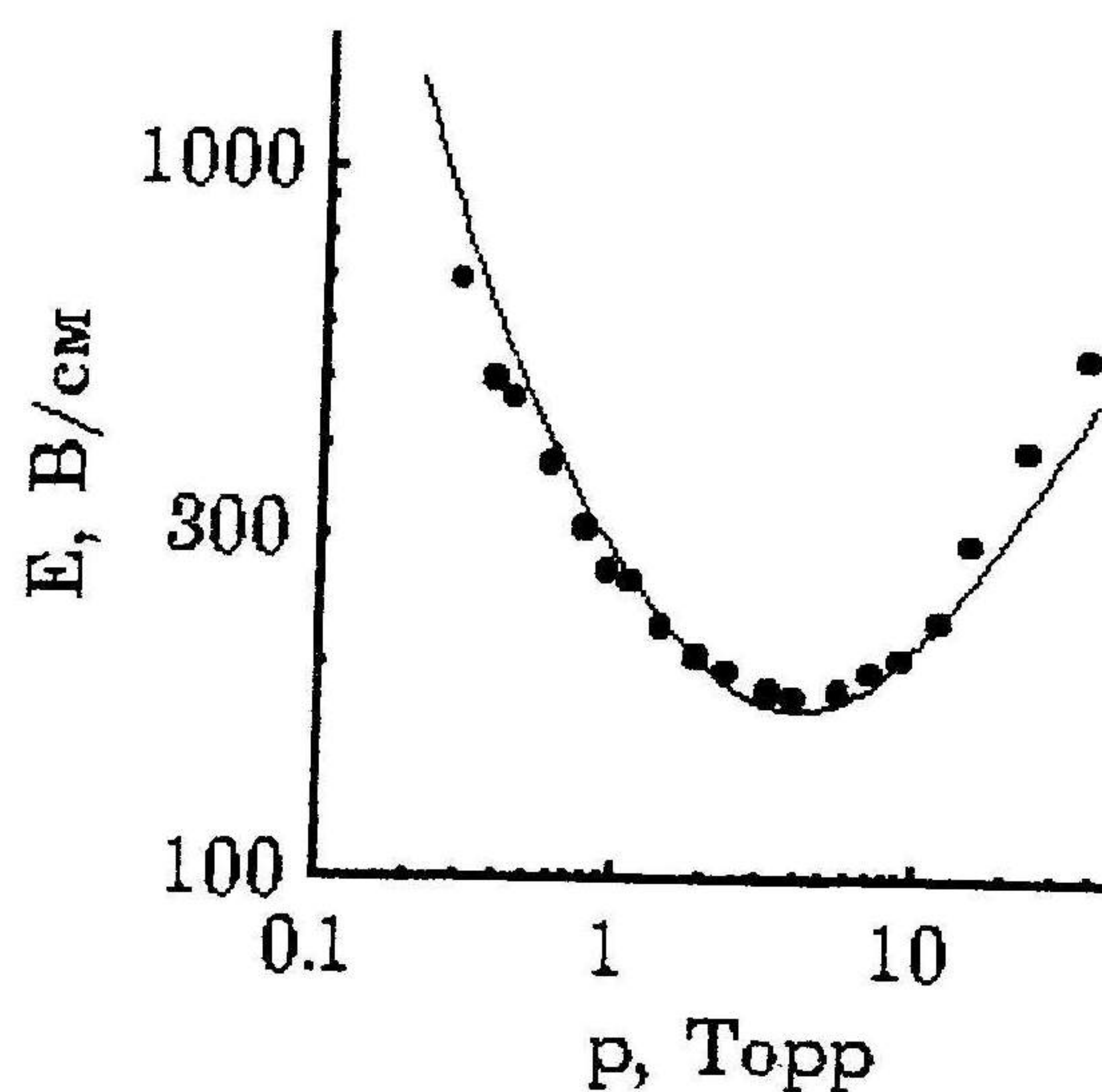


Рис.1. Зависимость пробойного СВЧ поля от давления водорода при $f = 3000$ МГц, $L = 2.54$ см, $R = 4.07$ см: точки – эксперимент [2], кривая – расчет из уравнения (19).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] M.A. Herlin, S.C. Brown // Phys. Rev. 1948, **74**, p. 291.
- [2] A.D. MacDonald, S.C. Brown // Phys. Rev. 1949, **75**, p.411.
- [3] S.C. Brown, A.D. MacDonald // Phys. Rev. 1949, **76**, p. 1629.
- [4] S.C. Brown // Proc. IRE. 1951, **39**, p. 1493.
- [5] T. Kihara // Rev. Modern Phys. 1952, **24**, p. 45.
- [6] W.P. Allis, S.C. Brown // Phys. Rev. 1952, **87**, p. 419.
- [7] А. Мак-Дональд. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969, 212 с.
- [8] А.Г. Покроев, А.Г. Реука // Украинский физ. ж. 1984, **29**, с. 1788.
- [9] Г.А. Анашкин // Радиотехника и электроника. 1987, с. 2576.
- [10] А.Л. Вихарев, О.А. Иванов, О.Ю. Кузнецов, А.Н. Степанов // Физика плазмы. 1987, **13**, с. 1124.
- [11] Ю.П. Райзер. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987, 592с.
- [12] В.Е. Голант // УФН. 1958, **65**, с. 39.
- [13] E.V. Wagner, F.J. Davis, G.S. Hurst // J. Chem. Phys. 1967, **47**, p. 3138.
- [14] J.H. Parker, J.J. Lowke // Phys. Rev. 1969, **181**, p. 290.
- [15] J.J. Lowke, J.H. Parker // Phys. Rev. 1969, **181**, p. 302.
- [16] H.R. Skullerud // J. Phys. B. 1969, **2**, p. 696.
- [17] R.E. Robson // Austral. J. Phys. 1972, **25**, p. 685.
- [18] Л. Хаксли, Р. Кромптон. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977, 672 с.
- [19] H.A. Blevin, J. Fletcher, S.R. Hunter // J. Phys. D. 1976, **9**, p. 1671; 1978, **11**, p. 1653.
- [20] H.T. Saelee, J. Lucas // J. Phys. D. 1977, **10**, p. 343.
- [21] W. Roznerski, K. Leja // J. Phys. D. 1980, **13**, p. L181; 1984, **17**, p. 279.