

УДК 533. 915

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В КОМБИНИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

**В.А. Лисовский, Н.Д. Харченко**

*Харьковский национальный университет*

*61077, Харьков, пл. Свободы 4, Украина*

*e-mail: [nadine@list.ru](mailto:nadine@list.ru)*

Поступила в редакцию 5 февраля 2010 г.

В работе измерены кривые зажигания продольного комбинированного разряда в аргоне в разрядной камере с расстоянием между электродами  $L = 32$  мм. Также получен аналитический критерий пробоя газа в комбинированном поле при произвольных величинах ВЧ и постоянного электрических напряжений. Данный критерий учитывает ионизацию молекул газа при одновременном наложении высокочастотного и постоянного электрических полей, продольную и поперечную диффузии электронов, дрейфовое движение электронов и ионов, а также ион-электронную эмиссию с поверхности катода. Полученный критерий пробоя позволяет исследовать как влияние высокочастотного поля на пробой газа в постоянном электрическом поле, так и влияние постоянного поля на ВЧ пробой газа. Кривые зажигания продольного комбинированного разряда, предсказанные с помощью данного критерия пробоя газа, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** комбинированный разряд, высокочастотный емкостный разряд, разряд постоянного тока, зажигание разряда, разряд низкого давления, моделирование, аргон.

## МОДЕЛЮВАННЯ ЗАПАЛЮВАННЯ РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ В КОМБІНОВАНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛЯХ

**В.О. Лисовський, Н.Д. Харченко**

*Харківський національний університет*

*61077, Харків, пл. Свободи 4, Україна*

В роботі проведено вимірювання кривих запалювання поздовжнього комбінованого розряду в аргоні у розрядній камері з відстанню між електродами  $L = 32$  мм. Також отримано аналітичний критерій пробоя газу в комбінованому полі при довільних значеннях величин високочастотної (ВЧ) та постійної електричних напруг. Цей критерій враховує іонізацію молекул газу при одночасному прикладенні високочастотного та постійного електричних полів, поздовжню та поперечну дифузії електронів, дрейфовий рух електронів та іонів, а також іон-електронну емісію з поверхні катода. Отриманий критерій пробоя дозволяє досліджувати як вплив високочастотного поля на пробій газу в постійному електричному полі, так і вплив постійної напруги на ВЧ пробій газу. Криві запалювання поздовжнього комбінованого розряду, передбачені за допомогою цього критерію пробоя газу, добре співпадають з експериментальними даними.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** комбінований розряд, високочастотний ємнісний розряд, розряд постійного струму, запалювання розряду, розряд низького тиску, моделювання, аргон.

## MODELLING OF THE LOW PRESSURE GAS BREAKDOWN IN COMBINED ELECTRIC FIELDS

**V.A. Lisovskiy, N.D. Kharchenko**

*Kharkov National University*

*61077, Kharkov, Svobody sq. 4, Ukraine*

In this work measurements of the longitudinal combined discharge breakdown curves in the discharge chamber with a distance between the electrodes  $L = 32$  mm were carried out. We also obtained an analytical gas breakdown criterion in the combined electric field with variable magnitudes of the RF and DC voltages. This criterion takes into account gas molecules ionization with the application of the RF and the DC electric fields at the same time, longitudinal and transverse electron diffusion, drift electrons and ions motion and ion induced electron emission from the cathode surface. The obtained criterion lets us investigate as the influence of the RF field to the DC breakdown as the influence of the DC field to the RF breakdown. The breakdown curves of the longitudinal combined discharge predicted by this criterion are in a good agreement with the experimental data.

**KEY WORDS:** combined discharge, RF capacitive discharge, DC discharge, discharge ignition, low pressure gas breakdown, modeling, argon.

В ряде плазменных технологий (травление различных материалов, плазменная очистка технологических газоразрядных камер, плазмохимия, накачка газовых лазеров, стерилизация медицинских инструментов и т.д.) используется газовый разряд в продольных комбинированных электрических полях, когда ВЧ и постоянное напряжения прикладываются одновременно к одним и тем же электродам (см., например, [1-5]). Приложение дополнительного отрицательного потенциала к ВЧ электроду может значительно повысить плотность разрядной плазмы и ускорить процесс травления полупроводниковых пластин и модификации поверхностей материалов [1]. В CO<sub>2</sub> лазере с накачкой комбинированным разрядом (с постоянным и высокочастотным напряжениями) удалось вложить в плазму до 27 МВт мощности [3-4]. Знание условий создания плазмы в разрядной камере позволяет оптимизировать плазменные технологические процессы. Поэтому измерение и моделирование кривых зажигания продольного комбинированного разряда представляют значительный общефизический и прикладной интерес. К настоящему времени в литературе имеется ряд работ, в которых

зажигание продольного комбинированного разряда исследовалось экспериментально и теоретически [6-13]. Так, в работе [6] изучены высокочастотный и продольный комбинированный (ВЧ и постоянное электрическое поля прикладывались к одним и тем же электродам) пробои в различных сортах газа и для различных расстояний между электродами. Авторы [6] предложили выделять на кривой зажигания ВЧ разряда мультипакторную, Пашеновскую и диффузионно-дрейфовую ветви, различающиеся механизмами, участвующими в пробое газа. Аналитически выведен критерий пробоя газа в комбинированных полях, учитывающий анизотропию диффузии электронов. В работе [11] приведены результаты моделирования пробоя газа в комбинированных полях с учетом вторичной эмиссии с электродов. Показано совпадение результатов моделирования с результатами эксперимента, представленными авторами [12]. Однако используемая в [11] модель вторичной эмиссии электронов с поверхности электродов основана на недостоверных предположениях и вряд ли способна давать корректные результаты. В работе [12] зажигание разряда в продольных комбинированных полях (ВЧ и постоянное напряжения прикладывались к одним и тем же электродам) изучалось экспериментально и теоретически. Приведена аналитическая модель, описывающая пробой газа в комбинированном поле, а также экспериментальные кривые зажигания для воздуха в разрядной камере с расстояниями между электродами  $L = 7,5$  мм и  $L = 23$  мм и для аргона при  $L = 23$  мм. Показано, что наложение небольшого постоянного напряжения увеличивает ВЧ напряжение зажигания разряда. Однако в работе [12] была построена модель комбинированного пробоя в условиях низких постоянных напряжений, не дающих вклада в скорость ионизации молекул газа электронным ударом.

В данной работе предложена аналитическая модель пробоя газа низкого давления в комбинированных полях при произвольных значениях постоянного и ВЧ полей, прикладываемых к разрядному промежутку, с учетом ион-электронной эмиссии с поверхности катода. Выведен критерий комбинированного пробоя. Измерены кривые зажигания продольного комбинированного разряда в аргоне для расстояния между электродами  $L = 32$  мм. Полученные результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Целью нашей работы было построение аналитической модели зажигания разряда низкого давления в продольных комбинированных (ВЧ и постоянном электрическом) полях, предсказывающей экспериментальные кривые зажигания при произвольных соотношениях ВЧ и постоянного напряжений.

### УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились при давлениях аргона  $p = 0,05 - 20$  Торр в диапазоне амплитудных значений ВЧ напряжения  $U_{rf} \leq 2000$  В, постоянного напряжения  $U_{dc} \leq 1000$  В и частоте ВЧ поля  $f = 13,56$  МГц. Схема нашей экспериментальной установки показана на Рис.1. Электроды полностью перекрывали все сечение разрядной трубки из кварца с внутренним диаметром 100 мм, которая вакуумно уплотнялась между ними. Расстояние между плоскими параллельными электродами из нержавеющей стали было равно  $L = 32$  мм. ВЧ напряжение прикладывалось к одному из электродов, второй электрод был заземлен. ВЧ электрод одновременно служил «катодом», т.к. на него подавался отрицательный постоянный потенциал.

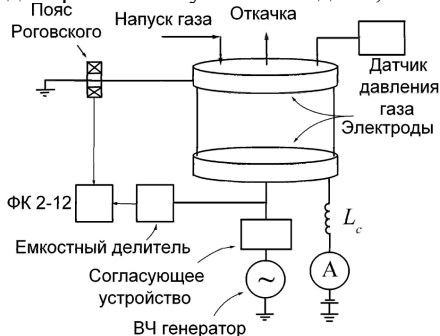


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Система напуска газа поставляла аргон через множество маленьких отверстий в заземленном электроде. Разрядная камера откачивалась через систему отверстий в этом же электроде. Это позволяло напускать и откачивать газ однородно по площади электродов, что играет важную роль в технологических процессах (например, при травлении полупроводниковых материалов). Для регистрации давления газа в диапазоне от  $10^{-3}$  Торр до атмосферного мы использовали вакуумный термоэлектрический датчик 13ВТ3-003. Откачка газа производилась с помощью форвакуумного и турбомолекулярного насосов, что обеспечивало предельный вакуум порядка  $10^{-6}$  Торр. Высокочастотный генератор подключался к потенциальному электроду через согласующее устройство П-типа. Источник постоянного напряжения

подключался к этому же электроду с помощью дросселя  $L_c = 4$  мГн, чтобы предотвратить повреждение источника ВЧ током.

### АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОМБИНИРОВАННОГО ПРОБОЯ ГАЗА

Рассмотрим газовый промежуток в цилиндрической камере, высота которой (расстояние между плоскими электродами) равна  $L$ , а радиус равен  $R$ . Направим ось координат  $z$  вдоль оси камеры, а радиальную координату  $r$  - поперек оси, при этом начало координат расположим в центре зазора между электродами. Считаем, что как высокочастотное, так и постоянное электрические поля однородны во всем зазоре между электродами, а плотности электронов  $n_e$  и положительных ионов  $n_i$  малы и не возмущают электрические поля. Запишем уравнения баланса для положительных ионов

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \nu_i n_e + V_i \frac{\partial n_i}{\partial z} \quad (1)$$

и электронов

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e + D_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + D_L \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} - V_{dc} \frac{\partial n_e}{\partial z} - V_{rf} \frac{\partial n_e}{\partial z} \cos(\omega t), \quad (2)$$

где  $\nu_i$  – частота ионизации молекул газа электронным ударом,  $V_i$  – дрейфовая скорость ионов в постоянном электрическом поле,  $D_L$  и  $D_e$  – коэффициенты продольной и поперечной диффузии электронов, соответственно,  $V_{dc}$  и  $V_{rf}$  – скорость электронов в постоянном и ВЧ электрических полях,  $\omega = 2\pi \cdot f$  – циклическая частота ВЧ поля. Выбираем следующие граничные условия. Плотность электронов на стенке разрядной трубки (при  $r = R$ ) равна нулю, т.е.

$$n_e(r, z) \Big|_{r=R} = 0, \quad (3)$$

на “катоде” (электроре с отрицательным постоянным потенциалом,  $z = -L/2$ )

$$n_e \cdot V_{dc} \Big|_{z=-L/2} = \gamma \cdot n_i \cdot V_i \Big|_{z=-L/2}, \quad (4)$$

где  $\gamma$  – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии с поверхности “катода”, а на “аноде” (при  $z = L/2$ )

$$n_i \cdot V_i \Big|_{z=L/2} = 0, \quad (5)$$

$$n_e(r, z) \Big|_{z=L/2} = 0 \quad (6)$$

Перейдем в систему координат, в которой осциллирующий в ВЧ поле электрон покоится, т.е.

$$z^* = z - \frac{V_{rf}}{\omega} \cdot \sin(\omega t). \quad (7)$$

Тогда граничные условия (4-6) принимают вид:

$$n_e \cdot V_{dc} \Big|_{z^* = -\left(\frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega}\right)} = \gamma \cdot n_i \cdot V_i \Big|_{z^* = -\left(\frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega}\right)}, \quad (8)$$

$$n_i \cdot V_i \Big|_{z^* = \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega}} = 0, \quad (9)$$

$$n_e(r, z^*) \Big|_{z^* = \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega}} = 0, \quad (10)$$

а уравнения баланса (1) и (2) преобразуются следующим образом:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \nu_i \cdot n_e + V_i \cdot \frac{\partial n_i}{\partial z^*}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i \cdot n_e + D_e \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + D_L \cdot \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^{*2}} - V_{dc} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial z^*}. \quad (12)$$

Решение уравнений (11) и (12) будем искать для стационарного состояния, т.е. при  $\partial n_e / \partial t = 0$  и  $\partial n_i / \partial t = 0$ . Тогда (12) можно переписать в виде:

$$\frac{\nu_i}{D_e} + \frac{1}{n_e} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + \frac{D_L}{D_e} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^{*2}} - \frac{V_{dc}}{D_e} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial z^*} = 0. \quad (13)$$

Каждое из слагаемых имеет одинаковую размерность (см<sup>-2</sup>), при этом второе слагаемое зависит только от  $r$ , а третье и четвертое – только от  $z^*$ . Поэтому (13) разделяем на два уравнения:

$$\frac{\nu_i}{D_e} + \frac{1}{n_e} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) - C^2 = 0, \quad (14)$$

$$\frac{D_L}{D_e} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^{*2}} - \frac{V_{dc}}{D_e} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial z^*} = -C^2. \quad (15)$$

Решения (14) и (15) легко найти методом разделения переменных  $r$  и  $z^*$ . Тогда для плотности электронов имеем уравнение:

$$n_e(z^*, r) = A \cdot \exp(bz^*) \cdot [C_1 \cdot \cos(az^*) + C_2 \cdot \sin(az^*)] \cdot J_0\left(\frac{2,4}{R} r\right), \quad (16)$$

где  $J_0$  – функция Бесселя нулевого порядка, при этом из (14) следует, что

$$C^2 = \frac{\nu_i}{D_e} - \left(\frac{2,4}{R}\right)^2. \quad (17)$$

В уравнении (16)

$$b = \frac{V_{dc}}{2 \cdot D_L}, \quad (18)$$

$$a = \sqrt{\frac{\nu_i}{D_L} - \frac{D_e}{D_L} \cdot \left(\frac{2,4}{R}\right)^2 - \frac{V_{dc}^2}{4 \cdot D_L^2}}. \quad (19)$$

Применяя граничное условие (10), перепишем уравнение для плотности электронов в виде:

$$n_e(z^*, r) = C_2 \cdot A \cdot \exp(bz^*) \cdot \left\{ \sin(az^*) - \cos(az^*) \cdot \tan \left[ a \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] \right\} \cdot J_0 \left( \frac{2,4}{R} r \right). \quad (20)$$

Подставим (20) в уравнение баланса ионов (11) (при  $\partial n_i / \partial t = 0$ ), тогда с учетом граничного условия для ионов на “аноде” (9) получим уравнение для плотности ионов:

$$n_i(z^*, r) = C_2 \cdot A \cdot \frac{V_i}{V_i} \cdot \frac{1}{a^2 + b^2} \cdot \left\{ \exp \left[ b \cdot \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] \cdot \left\{ b \cdot \sin \left[ a \cdot \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] - a \cdot \cos \left[ a \cdot \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] \right\} - \right. \\ \left. - \tan \left[ a \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] \cdot \left\{ b \cdot \cos \left[ a \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] + a \cdot \sin \left[ a \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] \right\} - \right. \\ \left. - \exp(b \cdot z^*) \cdot \left\{ b \cdot \sin(az^*) - a \cdot \cos(az^*) - \tan \left[ a \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] \cdot [b \cdot \cos(az^*) + a \cdot \sin(az^*)] \right\} \right\} \cdot J_0 \left( \frac{2,4}{R} r \right) \quad (21)$$

Подстановка (20) и (21) в граничное условие на “катоде” (8) после несложных преобразований дает критерий пробоя газа в продольном комбинированном электрическом поле для произвольных значений ВЧ и постоянного электрических полей:

$$1 = \frac{\gamma \cdot v_i}{2D_L \cdot R_1} \cdot \left\{ \frac{2D_L \cdot a}{V_{dc} \cdot \sin \left[ 2a \cdot \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right]} \cdot \left\{ \exp \left[ \frac{V_{dc}}{D_L} \cdot \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] - \cos \left[ 2a \cdot \left( \frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega} \right) \right] \right\} - 1 \right\}, \quad (22)$$

где использовано обозначение

$$R_1 = \frac{v_i}{D_L} - \frac{D_e}{D_L} \cdot \left( \frac{2,4}{R} \right)^2. \quad (23)$$

В отсутствие постоянного электрического поля ( $V_{dc} = 0$ ) критерий (22) преобразуется в критерий ВЧ пробоя газа [6, 14]:

$$\frac{v_i}{D_L} = \frac{D_e}{D_L} \cdot \left( \frac{2,4}{R} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{\frac{L}{2} - \frac{V_{rf}}{\omega}} \right)^2. \quad (24)$$

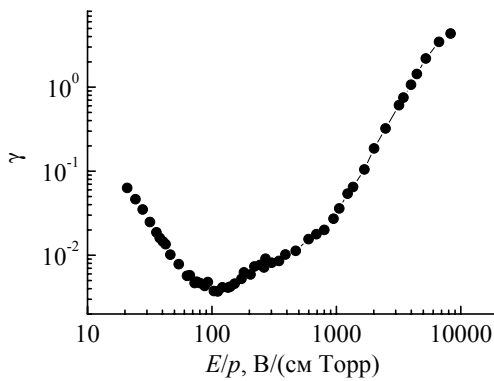


Рис.2. Значения коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии в зависимости от соотношения постоянного электрического поля и давления аргона, катод – нержавеющая сталь.

была получена с помощью численного кода Bolsig, который позволяет определить коэффициенты переноса электронов в ряде газов с наложенным постоянным электрическим полем  $E$ . Представленная на Рис.2 зависимость  $\gamma(E/p)$  использовалась при моделировании пробоя газа с помощью критерия (26). В данной работе были также использованы результаты экспериментов и расчетов работ [16, 17] и получена аппроксимационная формула  $\alpha/p(E/p)$  для аргона

$$\frac{\alpha}{p} = 1,6 \cdot 10^3 \cdot \exp \left[ -\frac{19}{(E/p)^{0,24}} - 0,021 \cdot (E/p)^{0,9} \right]. \quad (27)$$

При дальнейших численных расчетах для аргона мы предполагали, что ионизация молекул газа электронным ударом, а также продольная и поперечная диффузии электронов определяются эффективным электрическим полем:

$$E_{eff} = \sqrt{E_{dc}^2 + \frac{E_{rf}^2}{2} \cdot \frac{v_{en}^2}{v_{en}^2 + \omega^2}}. \quad (25)$$

Используя уравнение пробоя Таунсенда [15]

$$\gamma [e^{\alpha L} - 1] = 1, \quad (26)$$

(где  $\alpha$  - первый коэффициент Таунсенда для ионизации,  $\gamma$  - коэффициент ион-электронной эмиссии) можно построить зависимость  $\gamma$  от отношения постоянного электрического поля к давлению газа (приведенного электрического поля  $E/p$ ) для аргона (см. Рис.2). Так как коэффициент  $\gamma$  зависит не только от сорта газа, но и материала и состояния поверхности катода, то целесообразно определить  $\gamma$  при условиях наших экспериментов. Необходимая для этого зависимость  $\alpha/p$  от  $E/p$

Здесь  $\alpha/p$  имеет размерность  $[\text{см}^{-1}\text{Торр}^{-1}]$ , а приведенное электрическое поле  $E/p$  -  $[\text{В см}^{-1}\text{Торр}^{-1}]$ . В нашей модели для первого коэффициента Таунсенда для ионизации в аргоне использовалась формула (27) (с заменой  $E$  на  $E_{\text{eff}}$ ). Для дрейфовых скоростей электронов в ВЧ и постоянном электрических полях ( $V_{\text{rf}}$  и  $V_{\text{dc}}$ , соответственно), а также для коэффициентов поперечной  $D_e$  и продольной  $D_L$  диффузии электронов использовались следующие аппроксимационные формулы (также полученные с помощью численного кода Bolsig):

$$V_{\text{rf}} = \frac{E_{\text{rf}}}{p} \cdot 4 \cdot 10^5 \cdot \left[ 8 + 1,13 \cdot 10^{-3} \cdot \left( \frac{E_{\text{rf}}}{p} \right)^{1,5} \right]^{-0,3}, \quad (28)$$

$$V_{\text{dc}} = \frac{E_{\text{dc}}}{p} \cdot 4 \cdot 10^5 \cdot \left[ 8 + 1,13 \cdot 10^{-3} \cdot \left( \frac{E_{\text{dc}}}{p} \right)^{1,5} \right]^{-0,3}, \quad (29)$$

$$D_e = \frac{1}{p} \cdot \left[ 2 \cdot 10^6 + 13,1 \cdot \left( \frac{E_{\text{eff}}}{p} \right)^{1,8} \right], \quad (30)$$

$$D_L = \frac{1}{p} \cdot \left[ 6 \cdot 10^5 \cdot \left( \frac{E_{\text{eff}}}{p} \right)^{-0,21} + 1,31 \cdot 10^5 \cdot \left( \frac{E_{\text{eff}}}{p} \right)^{0,43} \right]. \quad (31)$$

### СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТОВ

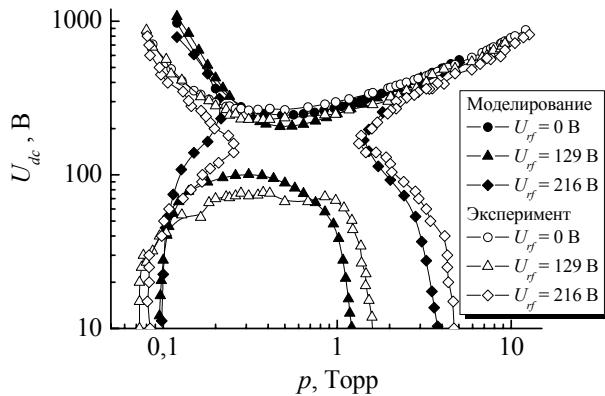


Рис.3. Пробойные постоянные напряжения в аргоне, измеренные нами при различных фиксированных значениях ВЧ напряжения, а также рассчитанные с помощью критерия (22).

В работе [13] предложено разделить зажигание комбинированного разряда на три режима: 1) зажигание высокочастотного разряда (ВЧ), возмущенное постоянным электрическим полем; 2) зажигание в комбинированных полях; 3) зажигание разряда постоянного тока, возмущенное ВЧ электрическим полем. На Рис.3 показаны постоянные пробойные напряжения при различных фиксированных ВЧ напряжениях, измеренные нами в аргоне при  $L = 32$  мм, а также рассчитанные с помощью критерия (22). Из рисунка видно, что предсказанные с помощью нашей модели кривые зажигания удовлетворительно описывают результаты эксперимента. При достаточно высоком ВЧ напряжении, когда возможно зажигание самостоятельного ВЧ разряда (величина которого выше, чем минимальное напряжение пробоя

самостоятельного ВЧ разряда), кривые зажигания  $U_{\text{dc}}(p)$  имеют две ветви (обычную, U-образную верхнюю, а также обнаруженную нами нижнюю, имеющую вид арки). С ростом ВЧ напряжения эти две ветви соединяются и трансформируются в левую и правую ветви (со стороны низких и высоких давлений, соответственно).

Критерий (22) позволяет исследовать также влияние наложенного постоянного напряжения на пробойные ВЧ напряжения. На Рис.4 и 5, соответственно, рассмотрены случаи низких постоянных напряжений ( $U_{\text{dc}} \leq 100$  В) и высоких постоянных напряжений ( $U_{\text{dc}} \geq 150$  В). В первом случае наложение постоянного напряжения приводит к повышенному уходу электронов на “анод”, не давая заметного вклада в скорость ионизации молекул газа электронами. ВЧ кривые зажигания, полученные с помощью критерия (22), имеют вид наклоненной параболы и хорошо описывают диффузионно-дрейфовую ветвь. Изменение коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии  $\gamma$  при этих условиях практически не влияет на величину ВЧ пробойного напряжения. Поэтому применение усложненных моделей [11] для вторичной эмиссии в этом случае не оправдано. Повышение постоянного напряжения приводит к смещению “парабол” в область более высоких пробойных ВЧ напряжений и давлений газа. Экспериментальные ВЧ кривые зажигания имеют при низких давлениях также участок Пашеновской ветви, на котором при больших  $L$  наблюдается рост ВЧ пробойного напряжения при практически неизменном давлении газа. Из Рис.4 видно, что Пашеновские ветви при разных постоянных напряжениях  $U_{\text{dc}}$  накладываются, что указывает на слабую роль электронов в пробое газа при этих условиях (об этом уже говорилось выше). Также из Рис.4 (и из Рис.5) следует, что слабо чувствительными к изменяющемуся  $U_{\text{dc}}$  оказались и мультипакторные ветви (наблюдаемые при низких давлениях и высоких ВЧ напряжениях, при этом ВЧ пробойные напряжения слабо зависят от давления газа), что нуждается в дальнейших исследованиях. Расхождение результатов расчетов и экспериментальных данных для Пашеновской и мультипакторной ветвей указывает на то, что здесь в пробое газа участвуют процессы, не учтенные в нашей модели.

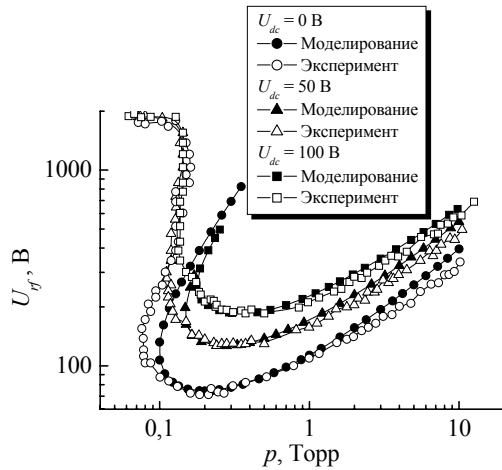


Рис.4. ВЧ пробойные напряжения в аргоне, измеренные нами при значениях постоянного напряжения  $U_{dc} = 0, 50$  В и 100 В, а также рассчитанные с помощью критерия (22),  $L = 32$  мм.

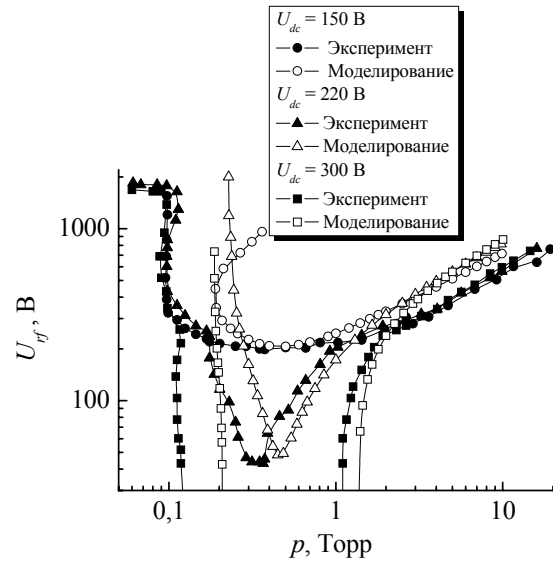


Рис.5. ВЧ пробойные напряжения в аргоне, измеренные нами при значениях постоянного напряжения  $U_{dc} = 150$  В, 220 В и 300 В, а также рассчитанные с помощью критерия (22),  $L = 32$  мм.

При более высоких  $U_{dc}$  (Рис.5) “парабола” начинает раскрываться (верхняя ее ветвь при  $U_{dc} = 150$  В проходит выше верхних ветвей для более низких  $U_{dc}$ ). При  $U_{dc} = 220$  В область неоднозначной зависимости ВЧ пробойного напряжения от давления газа на модельной кривой уже отсутствует, но наблюдается глубокий минимум, который находится при давлении аргона, близком к положению минимума на кривой зажигания разряда постоянного тока (см. Рис.3). При дальнейшем повышении  $U_{dc}$  в определенном диапазоне давлений газа зажигается самостоятельный разряд постоянного тока, поэтому ВЧ пробойное напряжение падает на границах этого диапазона до нуля. Соответственно кривые зажигания имеют левую и правую ветви.

Левая ветвь кривой зажигания на Рис.5, полученная с помощью критерия (22), представляет собой почти вертикальную линию, слабо наклоненную в область более низких давлений газа. В то же время экспериментальные ВЧ кривые зажигания при низких давлениях и высоких постоянных напряжениях  $U_{dc}$  имеют область неоднозначности, которая появляется из Пашеновской ветви и с ростом  $U_{dc}$  смещается в область более высоких ВЧ пробойных напряжений и низких давлений газа. Впервые эта область неоднозначности была обнаружена авторами [12], которые предположили, что ионизация при этих условиях выполняется в ту часть полупериода ВЧ поля, когда ВЧ и постоянное электрические поля противоположно направлены. Проверим справедливость этого предположения.

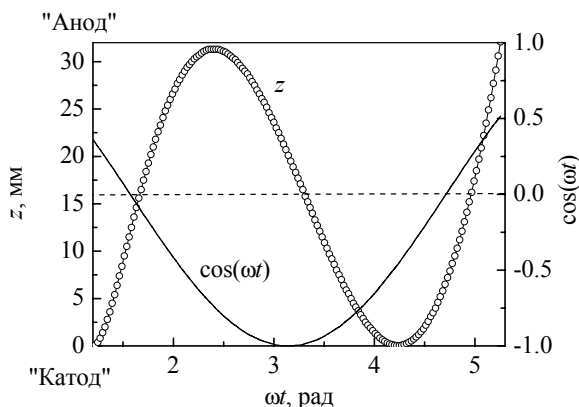


Рис.6. Траектория движения электронов в зазоре между электродами, а также график функции  $\cos(\omega t)$ . Аргон,  $p = 0,9$  Торр,  $U_{dc} = 300$  В и  $U_{rf} = 500$  В.

Запишем уравнение движения электронов в комбинированном поле:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -e \cdot (E_{dc} + E_{rf} \cdot \cos(\omega t)) - m \cdot \nu_m \cdot \frac{dz}{dt}, \quad (32)$$

где  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона, соответственно,  $z$  – осевая координата ( $z = 0$  на “катоде” и  $z = 32$  мм на “аноде”),  $\nu_m$  – частота электрон-нейтральных столкновений. Проведем расчеты при давлении аргона  $p = 0,09$  Торр,  $U_{dc} = 300$  В и  $U_{rf} = 500$  В. При этих условиях ВЧ кривая зажигания на Рис.5 имеет точку поворота. С помощью уравнения (32) получено (см. Рис.6), что электроны, появившиеся вблизи поверхности “катода” (вследствие ионизации или вторичной эмиссии) в момент  $\omega t \approx 1,2$  рад, сначала ускоряются по направлению к “аноду” (ионизуя при этом по пути молекулы газа). Затем, после  $\omega t = \pi/2$ , ВЧ поле изменяет знак, результирующее

электрическое поле ослабевает и затем изменяет направление. Это приводит к торможению электронов, которые, не достигнув “анода”, возле самой его поверхности останавливаются и затем ускоряются по направлению к “катоде”. Однако теперь они движутся сравнительно медленно в более слабом результирующем электрическом поле (т.к. ВЧ и постоянное электрические поля имеют разные знаки), впрочем, достаточно высоким для поддержания ионизации, и дрейфовые потери электронов уменьшаются. Далее величина ВЧ поля

снова уменьшается, результирующее электрическое поле снова меняет знак, электроны тормозятся, возле поверхности “катода” останавливаются, и затем набирают скорость и быстро теряются на “аноде”. Таким образом, при низких давлениях газа существуют условия, при которых электроны способны трижды пересечь разрядный промежуток (не потерявшись на электродах в течение более полупериода ВЧ поля), совершая по пути ионизирующие столкновения. Долгое время также могут жить электроны, образовавшиеся вследствие ионизации, что увеличивает вероятность ионизирующих столкновений и смещает ВЧ кривую зажигания в диапазон более низких давлений.

### ВЫВОДЫ

В данной работе проведены экспериментальные измерения кривых зажигания продольного комбинированного разряда в аргоне низкого давления в цилиндрической камере с расстоянием между электродами  $L = 32$  мм. Исследованы случаи влияния ВЧ напряжения на постоянные пробойные напряжения и влияния постоянного напряжения на высокочастотный пробой газа. Построена аналитическая модель пробоя газа в продольных комбинированных полях, учитывающая влияние как высокочастотного, так и постоянного напряжений на зажигание, а также продольной и поперечной диффузии электронов, дрейфового движения электронов и ионов и вторичной ион-электронной эмиссии с поверхности катода. Предсказанные с помощью полученного критерия комбинированного пробоя кривые зажигания удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Объяснены причины отклонения в область более низких давлений экспериментальных кривых зажигания комбинированного разряда при фиксированных значениях постоянных напряжений от полученных теоретически.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Lai W.T., Hwang C.J., Wang A.T., Yau J.C., Liao J.H., Chen L.H., Adachi K., Okamoto S. Etch uniformity control by gap and DC superposition at 65 nm metal hard-mask dual damascene // Proceedings of the International Symposium on Dry Process. Japan: Nagoya, Institute of Electrical Engineers; 2006. p.109.
- Kawamura E., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Hudson E.A. Capacitive discharges driven by combined dc/rf sources // J. Vac. Sci. Technol. A. – 2007. - Vol. 25, № 5. – P. 1456-1474.
- Eckbreth A.C., Davis J.W. Rf augmentation in CO<sub>2</sub> closed-cycle dc electric-discharge convection lasers // Appl. Phys. Lett. – 1972. – Vol. 21, № 1, - P. 25-27.
- Brown C.O., Davis J.W. Closed-cycle performance of a high-power electric-discharge laser // Appl. Phys. Lett. - 1972. - Vol. 21, № 10. - P. 480-481.
- Denpoh K., Ventzek P.L.G. Test particle simulation of the role of ballistic electrons in hybrid dc/rf capacitively coupled plasmas in argon // J. Vac. Sci. Technol. A. – 2008. – Vol. 26, № 6. - P. 1415-1424.
- Lisovskiy V.A., Yegorenkov V.D. RF breakdown of low-pressure gas and a novel method for electron drift velocity determination in gases // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1998. - Vol.31, № 23. - P. 3349 - 3357.
- Fatechand R. The electrical breakdown of gaseous dielectrics at high frequencies // Proc. IEE. – 1957. – Vol.104, № 42. – P. 489-495.
- Varela A.A. Effect of Direct-Current Potential on Initiation of Radiofrequency Discharge // Phys. Rev. – 1947. – Vol. 71, № 2. – P. 124-125.
- Kirchner F. The effect of a direct current potential on the initiation of a radiofrequency discharge // Phys. Rev. – 1947. - Vol. 72, № 4. – P. 348.
- Kirchner F. Über die Glimmentladung bei schnell wechselndem Feld // Ann. der Physik. – 1925. - Vol. 77, № 11. – P. 287-301
- Radmilovic-Radjenovic M., Radjenovic B. Modelling of a low-pressure argon breakdown in combined fields // Plasma Sources Sci. Technol. – 2006. - Vol. 15, № 1. - P. 1-7.
- Lisovsky V.A., Yegorenkov V.D. Low-pressure gas breakdown in combined fields // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. - Vol. 27, № 11. - P. 2340-2348.
- Харченко Н.Д., Лисовский В.А. Зажигание разряда низкого давления в комбинированных электрических полях // Вестник Харьковского национального университета. Серия физическая: ядра, частицы, поля. - 2009. -Т.859, № 3/39/. - С. 63-68.
- Kihara T. // Rev. Modern Phys. 1952. V.24. N.1. P. 45 - 61.
- Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
- Ferreira C.M., Loureiro J. Electron transport parameters and excitation rates in argon // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1983. – Vol.16. – P. 1611-1621.
- Nakamura Y., Kurachi M. Electron transport parameters in argon and its momentum transfer cross section // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1988. – Vol.21, № 5. – P. 718-723.