

УДК 537.523.4:537.53

Предпробойные стадии барьерного разряда в воздухе

Ю. В. Юргеленас

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

М. А. Леева

Московский автомобильно-дорожный институт (Государственный технический университет),
Москва, Россия

Методом моделирования исследованы начальные стадии барьерного разряда (БР) в коротком воздушном промежутке при атмосферном давлении с учетом сильно неоднородного поля, создаваемого остаточными поверхностными зарядами на диэлектрических поверхностях. Результаты расчета двухмерной динамики излучения разряда согласуются с результатами экспериментов.

PACS: 52.25.-b

Введение

Барьерный разряд происходит, если газовый промежуток, к которому приложено переменное напряжение, перекрыт диэлектриком (барьером). Диэлектрический барьер препятствует полному пробое, ограничивая ток и мощность разряда. Открытый в середине XIX века, БР долгое время использовали только в озонаторах для очистки воды. В настоящее время он имеет множество важных технологических применений [1]. В промышленных приложениях используются БР при напряжениях в диапазоне частот 50 Гц — 100 кГц. Экспериментальным и теоретическим исследованиям БР посвящено большое число работ [1—3].

В воздухе атмосферного давления БР состоит из множества отдельных микрозарядов (МР) или филаментов [1—3]. На каждом полупериоде напряжения единичный МР повторяется в том же самом месте, это связано с переносом электрического заряда при МР: положительного — на катодный, а отрицательного — на анодный диэлектрик. После перемены полярности приложенного напряжения эти остаточные поверхностные заряды локально усиливают электрическое поле, обуславливая формирование нового МР на месте предыдущего (эффект памяти).

Первая вычислительная модель МР [4] была основана на предположении, что он, как и стример, формируется из начальной лавины электронов в результате лавинно-стримерного перехода. После усовершенствования в работе [5] показано, как эта модель качественно объясняла экспериментальные данные о скорости, излучении и токе МР. Большинство вычислительных моделей БР, например рассмотренных в [6, 7], основывались на тех же предположениях, что и приведены в ра-

боте [5]. Поэтому модель [5] можно рассматривать как стандартную модель БР.

Согласно результатам стандартной модели БР, МР включает следующие стадии:

- 1 — сильная электронная лавина от катода к аноду;
- 2 — формирование положительного пространственного заряда вблизи анода;
- 3 — распространение стримера от анода к катоду;
- 4 — распространение БР по поверхности диэлектриков;
- 5 — затухание МР.

Стадии 1—3 до пересечения промежутка проводящим каналом разряда могут быть названы предпробойными или начальными стадиями.

Результаты измерений интенсивности излучения молекулярных полос азота в МР в азотно-кислородной смеси, выполненных с высоким пространственным и временным разрешением в [8—10], впервые дали возможность визуализировать все начальные стадии МР. Кроме того, на основе метода относительных интенсивностей спектральных полос в [9] получены оценки концентрации свободных электронов и приведенной напряженности электрического поля в канале МР.

Согласно результатам работы [9], формирование МР начинается с относительно длинной (100—1000 нс и более) стадии, характеризующейся экспоненциальным возрастанием излучения в промежутке с максимумом вблизи анода. При этом на картинах излучения, полученных в [9], с высоким амплитудным разрешением отсутствует анодо направленная волна излучения электронной лавины, присутствующей в стандартной модели [5] вместо указанной фазы. Это свидетельствует о другой картине начальных стадий МР.

Детальный анализ расхождения результатов эксперимента и стандартной модели МР дан в [11]. С точки зрения постановки начальных условий, в работе [5] не учитываются остаточные заряды на поверхности диэлектрика, поле которых должно играть важную роль в формировании МР.

В вычислительной модели, приведенной в [12] и объясняющей результаты [8—10], неоднородное распределение остаточных электрических зарядов на диэлектриках рассматривалось как фактор, оказывающий определяющее влияние на формирование МР. Так как плотность распределения зарядов по поверхности неизвестна, то в [12] было исследовано влияние характерного масштаба ее неоднородности на динамику и структуру излучения канала и определен характерный радиус ($\sim 0,3$ мм), при котором наблюдается хорошее согласование результатов моделирования с экспериментальными зависимостями интенсивностей излучения канала разряда [10].

В [12] рассматривались распределения остаточного поверхностного заряда, являющиеся малыми возмущениями однородной плотности, и было показано, что узкий канал МР (радиуса $0,1—0,2$ мм) может формироваться даже при очень малой неоднородности электрического поля в промежутке. Но из экспериментальных оценок заряда, переносимого в МР [1, 13], следует, что поверхностные заряды могут создавать высокое сильно неоднородное электрическое поле.

В работе [12] моделируются начальные стадии МР в коротком воздушном промежутке в условиях сильно неоднородного поля, создаваемого заряженными диэлектрическими поверхностями, для реальных значений остаточного поверхностного заряда. Исследуется динамика излучения МР в полосе (0—0) второй положительной молекулярной системы азота, результаты расчета сравниваются с результатами экспериментов.

Постановка задачи

На основе модели, рассматриваемой в [12], исследуется динамика МР в условиях экспериментов [9] с учетом реальных значений остаточного электрического заряда на диэлектрических поверхностях.

В [9] исследовался БР между двумя электродами с полусферическими наконечниками, покрытыми слоями стекла толщиной $\Delta = 1,5$ мм, так что внешний радиус диэлектрика $R = 7,5$ мм. Длина разрядного промежутка между диэлектриками вдоль оси симметрии $d = 1,2$ мм. Геометрия промежутка, амплитуда и частота приложенного напряжения $U = U_a \sin(2\pi ft + \varphi_0)$ были подобраны

так, чтобы на половине периода напряжения развивался единственный в пространстве и времени МР. После зажигания БР устанавливался периодический режим повторения МР.

Так как R на порядок превышает длину промежутка d и много больше радиуса канала МР $r_c \sim 0,1—0,2$ мм, то для начальной стадии МР можно использовать осесимметричную модель плоского разрядного промежутка (рис. 1). Отличие от БР между плоскостями состоит в том, что МР развивается только вдоль выделенной оси z .

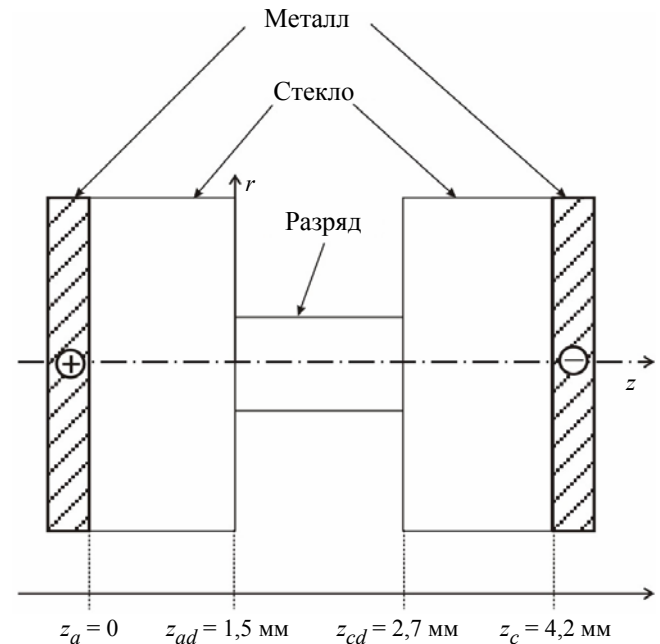


Рис. 1. Геометрия осесимметричного барьерного разряда между плоскими электродами

В [12] предполагалась однородная плотность остаточных зарядов на диэлектриках с малым возмущением гауссовской плотности. В условиях, приведенных в [9], постоянное слагаемое плотности отсутствует, поэтому предполагаем гауссово распределение плотности остаточных зарядов у анода σ_a и катода σ_c :

$$\sigma_a|_{t=0} = -\sigma_c|_{t=0} = eN_0 \exp(-r^2/r_0^2)/(\pi r_0^2),$$

где N_0 — количество заряженных частиц;

r_0 — характерный масштаб их локализации.

Согласно [1], за $1/2$ периода в одном МР переносится заряд $q \sim 10^{-10}—10^{-9}$ Кл, что соответствует $N_0 \sim 3 \cdot 10^8—3 \cdot 10^9$ с учетом того, что переносимый заряд в два раза превышает заряд каждой поверхности. В [13] в условиях, аналогичных [9], получена оценка $q \sim 2 \cdot 10^{-10}$ Кл, или $N_0 \sim 6 \cdot 10^8$.

Для оценки r_0 можно использовать три характерных масштаба:

- радиус канала разряда при его распространении r_c ;

- характерный радиус, при котором согласуются результаты эксперимента с моделью [12] — 0,3 мм;

- радиус области поверхностного разряда после пересечения промежутка ~1 мм (по размеру области излучения вдоль поверхности диэлектрика в [10]).

Очевидно, что первый масштаб дает заниженную оценку, поэтому будем использовать последние два масштаба.

Результаты расчетов напряженности электрического поля поверхностных зарядов для указанных значений параметров показывают, что создаваемое ими поле может быть высоким и сильно неоднородным (аксиально и радиально). В таком поле разряд должен начаться вблизи поверхности и вдоль оси промежутка, в дальнейшем распространяясь на более широкую область. Распределение поля в промежутке аналогично полю между двумя электродами с малым радиусом кривизны. Наличие локальной области с высоким полем обуславливает его сходство с коронным разрядом.

Описание вычислительной модели

Воздух моделируется азотно-кислородной смесью состава: 80 % N₂ + 20 % O₂ (сухой искусственный воздух), элементарные процессы учитываются согласно [12].

В рамках осесимметричной диффузионно-дрейфовой модели динамика БР описывается системой уравнений непрерывности для плотности заряженных и возбужденных частиц:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e u_{ez})}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r n_e u_{er})}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_e \frac{\partial n_e}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) = q_e + I_{ph}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_+ u_{+z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_+ u_{+r}) = q_+ + I_{ph}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_- u_{-z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_- u_{-r}) = q_-; \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_k^*}{\partial t} = q_k^* \quad (4)$$

и уравнением Пуассона для электрического потенциала:

$$-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = \rho / (\epsilon \epsilon_0); \quad E = -\nabla \varphi; \quad (5)$$

$$\rho = e(n_+ - n_- - n_e). \quad (6)$$

где n_e, n_+, n_-, n_k^* — плотности электронов, положительных и отрицательных ионов и возбужденных частиц, соответственно;

$q_\alpha(|E|, \dots, n_\alpha, \dots)$ — член источников вследствие плазмокинетических реакций ($q_+ = q_e + q_-$);

I_{ph} — источник частиц вследствие фотоионизации молекул газа;

$u_\alpha(|E|)$ — дрейфовые скорости компонент плазмы;

$D_e(|E|)$ — коэффициент диффузии электронов;

ρ — плотность электрического заряда.

Предполагаются локальные зависимости всех кинетических коэффициентов от приведенной напряженности электрического поля $|E|/N$.

Частота рождения фотонов в полосе (0–0) второй положительной молекулярной системы азота ($\lambda = 337,1$ нм) вычисляется по формуле

$$I_{\alpha \rightarrow \beta} = A_{\alpha \rightarrow \beta} n_\alpha,$$

где $A_{\alpha \rightarrow \beta}$ — частота спонтанных переходов $\alpha \rightarrow \beta$;

n_α — плотность частиц в возбужденном состоянии α .

Кинетическая схема заселения $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ приведена в [12].

В качестве вторичного процесса рассматривается ионно-электронная эмиссия, ток которой с катода пропорционален входящему току положительных ионов

$$J_e(r, z_{cd}, t) = \gamma_i J_+(r, z_{cd}, t).$$

В то время как во многих вычислительных моделях, в том числе в [5], коэффициенты вторичных процессов выбираются произвольно, в нашей модели коэффициент ионно-электронной эмиссии γ_i оценивается по критерию Таунсенда:

$$\frac{\gamma_i \alpha (e^{(\alpha-\eta)d} - 1)}{\alpha - \eta} = 1. \quad (7)$$

Все коэффициенты в (7) вычисляются для пашеновского значения напряжения на разрядном промежутке, как указано в [12].

Накопление поверхностных зарядов на диэлектриках описывается уравнениями для поверхностной плотности заряда возле анода $\sigma_a(r, t)$ и катода $\sigma_c(r, t)$:

$$\frac{\partial \sigma_a}{\partial t} = -|J_e(r, z_{ad}, t) + J_-(r, z_{ad}, t)|; \quad (8)$$

$$\frac{\partial \sigma_c}{\partial t} = |J_e(r, z_{cd}, t)| + |J_+(r, z_{cd}, t)|, \quad (9)$$

где J_e, J_+ и J_- — плотности тока электронов, положительных и отрицательных ионов на диэлектрических поверхностях, соответственно.

Моделирование начинается в тот момент, когда напряженность электрического поля в промежутке достаточна для поддержания таунсендовского ре-

жима разряда. Этот момент времени рассматривается как $t = 0$ при соответствующем выборе фазы напряжения φ_0 . Предполагается однородная плотность начальных электронов в промежутке $n_e(r, z, 0) = n_0$.

Начальные и граничные условия для системы уравнений (1)—(6), (8)—(9) и расчетная схема описаны в [12].

Результаты расчетов

В экспериментах [9] амплитуда и частота приложенного напряжения составляют: $U_a = 7$ кВ, $f = 6,5$ кГц. Можно показать, что в отсутствие зарядов на поверхностях диэлектриков условия разряда не выполняются даже для амплитудного значения напряжения, т. е. без учета остаточных зарядов в принципе нельзя объяснить существование БР в условиях [9].

Расчеты выполнялись для распределений остаточных зарядов с параметрами: $r_0 = 0,3—1,0$ мм; $N_0 = 10^8—5 \cdot 10^9$, начальная концентрация свободных электронов полагалась равной $n_0 = 10^2$ см⁻³. Ниже представлены результаты для $r_0 = 1,0$ мм; $N_0 = 4 \cdot 10^9$.

На начальных стадиях МР происходит по таунсендовскому механизму и в основном развивается в малой окрестности оси промежутка. Динамика аксиальных распределений электрического поля и электронной плотности на начальных таунсендовских стадиях представлена на рис. 2, а. На графике видно, что начальное распределение поля сильно неоднородно вдоль оси разряда.

По результатам моделирования можно выделить следующие предпробойные стадии.

1. *Стадия стабилизации разряда.* Ее существование, по-видимому, связано с моментальным "включением" разрядного процесса в данной мо-

дели. Она является иллюстрацией классической схемы таунсендовского механизма разряда. Начальные электроны движутся по направлению к аноду, ионизуя молекулы газа. Через несколько наносекунд все электроны садятся на анодный диэлектрик, и в промежутке остаются положительные и отрицательные ионы. Появление свободных электронов связано с ионно-электронной эмиссией. Так как наибольшая плотность ионов сосредоточена вблизи анодного диэлектрика, то резкое возрастание плотности электронов связано с пересечением промежутка положительными ионами через время порядка 1 мкс. Такой процесс приводит к существенным колебаниям во времени плотности электронов в промежутке. Для установления квазистационарного потока электронов требуется порядка 3 мкс (см. рис. 2, а).

2. *Темная таунсендовская стадия,* аналогичная коронному разряду. Эта стадия характеризуется слабым квазистационарным потоком электронов, экспоненциально возрастающим во времени в каждой точке промежутка (см. рис. 2, а). В отличие от условий слабо неоднородного поля [12], в которых концентрация электронов экспоненциально возрастает от катода к аноду, свободные электроны еще сильнее локализованы у анодного диэлектрика. Влиянием объемных зарядов ионов и изменением плотности заряда на диэлектриках вследствие оседания заряженных частиц на этой стадии можно пренебречь.

Конфигурация электрического поля в промежутке обуславливает сходство с коронным разрядом. Если бы напряжение на электродах осталось постоянным, то разряд завершился бы "перетеканием" зарядов и перезарядкой диэлектриков. Такую фазу можно назвать "темной" ввиду пренебрежимо слабого излучения. Вероятно, последняя часть этой стадии соответствует слабому излучению вблизи поверхностей диэлектриков [9].

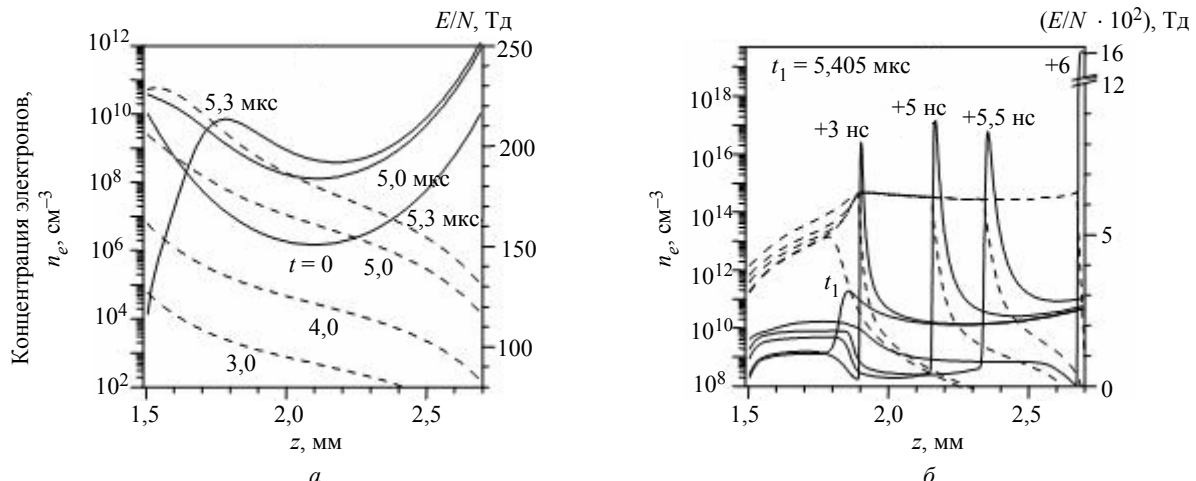


Рис. 2. Зависимость от времени аксиального распределения приведенной напряженности электрического поля E/N (—) и плотности свободных электронов n_e (----) ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$): а — на предпробойных стадиях; б — на стадии волны ионизации

3. *Стадия пространственного заряда.* Хотя области наиболее сильного поля сосредоточены около оси у обеих поверхностей, электроны выносятся от катода за счет дрейфа, значительно больший поток электронов приходит к анодному диэлектрику. Так как концентрация свободных электронов вблизи анодного диэлектрика намного превышает концентрацию в других областях промежутка, там быстрее всего происходит ионизация. Это приводит к накоплению положительных ионов и формированию области положительного заряда.

С некоторого момента времени (при $t > 5$ мкс) накопившийся у анода пространственный заряд положительных ионов начинает оказывать существенное влияние на электрическое поле в промежутке, что определяет стадию пространственного заряда. Так как поток электронов существенно превышает потоки ионов, отрицательные заряды оседают быстрее на анодном диэлектрике, нейтрализуя остаточный поверхностный заряд. В результате максимум плотности зарядов на анодном диэлектрике смещается от оси (рис. 3), что является дополнительным фактором уменьшения электрического поля у анода, это хорошо заметно на графиках рис. 2, б и 3 для $t = 5,3$ мкс.

4. *Стадия волны ионизации или катодонаправленный стример.* С ростом концентрации положительных ионов и электронов у анода возникают условия для формирования волны ионизации, которая распространяется с большой скоростью (до 10^8 см/с) к катоду, пересекая разрядный промежуток (см. рис. 2, б).

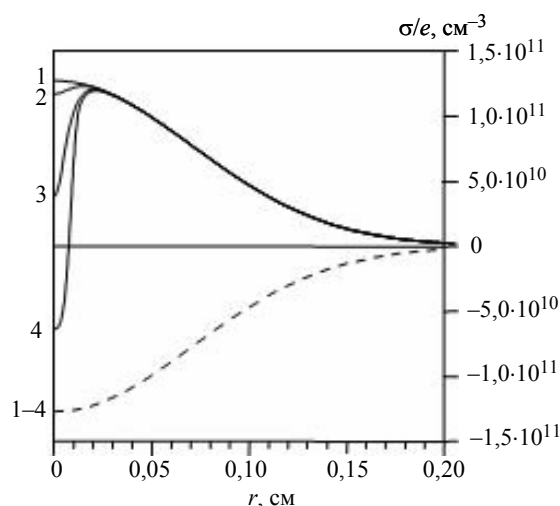


Рис. 3. Радиальные распределения плотности остаточных поверхностных зарядов на анодном (—) и катодном (-----) диэлектриках: 1 — $t = 0$; 2 — $t = 5$ мкс; 3 — $t = 5,3$ мкс; 4 — $t = 5,41$ мкс

Важную информацию дает моделирование динамики двумерного (аксиально-радиального) распределения параметров МР: концентрации электронов и ионов и излучения канала разряда. На рис. 4 приведены результаты расчетов интенсивности излучения с единицы поверхности канала разряда в полосе (0—0) второй положительной молекулярной системы азота I (в фотонах·см⁻²·с⁻¹), которые можно сравнивать с экспериментальными данными [10]. В отличие от данных работы [12] мы приводим результаты расчета не только для стадии волны ионизации, но и для предшествующих стадий.

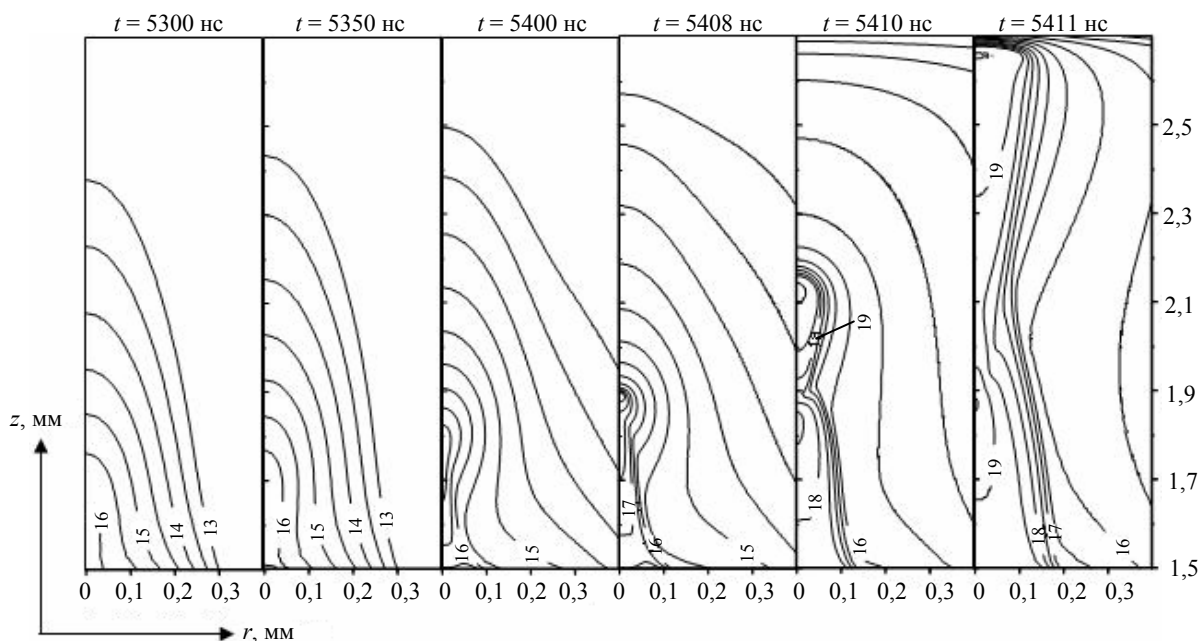


Рис. 4. Динамика излучения микрозаряда в полосе (0-0) второй положительной молекулярной системы азота, $\lambda = 337,1$ нм.

Изолинии интенсивности излучения $I(r, z)$ (в фотонах·см⁻²·с⁻¹) (десятичные логарифмы)

Вначале излучающая область сосредоточена у оси анодного диэлектрика. Постепенно формируется очень тонкий излучающий канал, имеющий форму конуса со сферическим наконечником. После формирования стримера хорошо различаются две области излучающего канала разряда: диффузная и стримерная [12]. Форма, размеры и динамика излучающего канала хорошо согласуются с результатами [10]. Отличие от формирования в слабо неоднородном поле [12] состоит в уменьшении протяженности вдоль оси "диффузной области" и небольшого уменьшения ее максимального радиуса.

Если проанализировать данные работы [10], то можно заметить, что в зарегистрированных двухмерных картинах излучения отношение максимальной и минимальной регистрируемой интенсивности составляет три порядка. Так как в наших расчетах $I_{\max} \sim 10^{19}$, то значение $I_{\max} \sim 10^{16}$ соответствует порогу чувствительности экспериментальной регистрации излучения. Однако следует учесть, что минимальное пространственное разрешение, при котором можно было зарегистрировать сигнал при сканировании двухмерной структуры излучения канала разряда в [10], составляет порядка 0,05 мм. Поэтому реально возможность регистрации излучения в экспериментах почти совпадала с началом старта волны ионизации, причем измеренный радиус излучающей области уже составлял порядка 0,2 мм. Учитывая, что характерный радиальный размер "видимых" излучающих областей при моделировании для $t < 5,3$ мкс менее 0,05 мм, то экспериментальные измерения могли "срезать" или "сгладить" структуру области излучения.

После пересечения стримером разрядного промежутка начинается фаза поверхностного разряда, характеризующаяся расширением разряда по поверхности катодного диэлектрика с последующим затуханием разряда. В нашей работе эти фазы не рассматриваются, так как результаты моделирования [5] качественно правильно описывают эти финальные стадии БР.

Заключение

В работе методом моделирования исследованы начальные стадии БР в коротком воздушном промежутке в условиях сильно неоднородного электрического поля, создаваемого остаточными поверхностными зарядами.

Согласно результатам расчетов, последовательность предпробойных стадий БР может быть представлена как:

- стадия стабилизации разряда;

- темная таунсендовская стадия, аналогичная коронному разряду;
- стадия пространственного заряда;
- стадия волны ионизации или катодонаправленный стример.

Показано, что:

предложенная вычислительная модель позволяет объяснить особенности формирования МР, экспериментально обнаруженных в [8—9], в том числе длительную предпробойную стадию, отсутствующую в стандартной модели БР;

остаточные электрические заряды на диэлектрических поверхностях могут быть причиной сильно неоднородного электрического поля в разрядном промежутке во время формирования МР, что обуславливает сходство с коронным разрядом;

на начальных стадиях излучение МР очень слабое, сильно локализованное вблизи оси у анодного диэлектрика, что соответствует результатам работ [8—10]. Реально в экспериментах [8, 9] наблюдается только часть стадий 2 и 3;

результаты двухмерной динамики излучения канала МР хорошо согласуются с результатами экспериментов.

Литература

1. Kogelschatz U.//Plasma Chemistry and Processing. 2003. V. 23. P. 1.
2. Самойлович В. Г., Гибалов В. И., Козлов К. В.// Физическая химия барьерного разряда. — М.: Изд-во МГУ, 1990.
3. Gibalov V. I., Pietsch G.//J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. P. 2618.
4. Гибалов В. И., Самойлович В. Г., Филиппов Ю. В.//Журн. физ. химии. 1981. Т. 55. С. 471.
5. Braun D., Gibalov V., Pietsch G.//Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 166.
6. Yoshida K., Tagashira H.//Memoirs of the Kitami Inst. of Technol. 1986. V. 18. No. 1. P. 11.
7. Eliasson B., Hirth M., Kogelschatz U.//J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V. 20. P. 1421.
8. Kozlov K., Shepeliuk O., Samoilovich V. Spatio-temporal evolution of the dielectric barrier discharge channels in air at atmospheric pressure: Proc. 11th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications (Tokyo, Japan), 1995. V. 2. P. 142.
9. Kozlov K. V., Wagner H.-E., Brandenburg R., Michel P.//J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 3164.
10. Brandenburg R., Wagner H.-E., Morozov A. M., Kozlov K. V.//Ibid. 2005. V. 38. P. 1649.
11. Kozlov K. V. Physical models of the microdischarge in an ozonizer: classification, analysis, and comparison with the reality: Proc. 7th Int. Symp. on High Pressure Low Temp. Plasma Chem. (Greifswald, Germany), 2000. V. 2. P. 292.
12. Yurgelenas Yu. V., Wagner H.-E.//J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 4031.
13. Kozlov K. V., Brandenburg R., Wagner H.-E., Morozov A. M., Michel P.//Ibid. 2005. V. 38. P. 518.

Статья поступила в редакцию 1 июля 2008 г.

Prebreakdown phases of a barrier discharge in air

Yu. V. Yurgelenas

Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Science, Moscow, Russia

M. A. Leeva

Moscow Auto-Road Institute (State Technical University), Moscow, Russia

The initial stages of a barrier discharge in a short air gap under atmospheric pressure are investigated by numerical modelling. A highly non-homogeneous electric field caused by residual surface charges on the dielectric surfaces, was taken into account. The results of calculation of a barrier discharge radiation are in agreement with experiments.

PACS: 52.25.-b

УДК 537.527

Физические процессы пластинчатого электрода при сварке в узкую щелевую разделку

В. О. Бушма

Московский государственный технологический университет "Станкин", Россия

Рассмотрены физические явления, происходящие в пластинчатом электроде, при сварке в узкую щелевую разделку. Показано, что основным процессом, определяющим нагрев электрода и характер его плавления, является протекание сварочного тока по электроду. Предложены технологические приемы, позволяющие получить качественные сварные соединения при сварке в узкую щелевую разделку.

PACS: 52.50.-b; 02.90.+p

Введение

Сварка деталей большой толщины без разделки их кромок является сложной технологической задачей. Существующие технологии электронно-лучевой и электрошлаковой сварки, используемые для этой цели, имеют определенные недостатки [1], а иногда существенно усложняют процесс изготовления изделия. В ряде практических случаев для сварки изделий большой толщины может с успехом использоваться дуговая сварка неподвижным плавящимся электродом (ДС НПЭ) — новый способ сварки плавлением.

Дуговая сварка неподвижным плавящимся электродом — один из самых экономичных и высокопроизводительных способов сварки плавлением изделий большой толщины [2, 3]. Наиболее целесообразно применять ДС НПЭ для выполнения сварных соединений при отсутствии рабочего пространства для размещения сварочного оборудования, в труднодоступных и замкнутых местах,

в помещениях с наличием взрывоопасных или вредных для здоровья обслуживающего персонала сред. Управление процессом сварки легко осуществить дистанционно, что позволяет получать сварные соединения в местах с радиационным загрязнением, минимизировав время пребывания обслуживающего персонала в опасной зоне.

Схема процесса ДС НПЭ представлена на рис. 1. На пластинчатый электрод толщиной δ наносится диэлектрическое покрытие толщиной Δ . Электрод без зазора помещается между свариваемыми частями изделия толщиной H . Сверху сборки засыпается сварочный флюс. Электрическая дуга возбуждается выполнением короткого замыкания между металлом электрода и свариваемыми частями изделия в торце сборки. При определенных характеристиках источника питания в открытой неравновесной системе "электрод—электрическая дуга—сварочная ванна" возникает автоколебательный процесс, обеспечивающий самоорганизующееся движение электрической дуги в щеле-