

01;04

## Численное моделирование стационарной отрицательной короны в воздухе

© Б.А. Козлов, В.И. Соловьев

Рязанский государственный радиотехнический университет,  
390005 Рязань, Россия  
e-mail: kozlov.qe@post.rzn.ru

(Поступило в Редакцию 9 октября 2007 г. В окончательной редакции 14 мая 2008 г.)

Проведено численное моделирование отрицательной короны в воздухе для коаксиально-цилиндрической геометрии электродов с целью выяснения роли различных физических процессов и условий в промежутке, предшествующих переходу коронного разряда в искровой разряд. Для сопоставления результатов расчета с ходом реальных характеристик проведен соответствующий эксперимент.

PACS: 51.50.+v

### Введение

Несмотря на многочисленные исследования коронного разряда интерес к более глубокому пониманию данного явления в связи с все расширяющимся его практическим применением не уменьшается. В частности, остается далеко не ясным, какие процессы и в какой из областей короны играют определяющую роль в механизме ее перерастания в искровой разряд, определяя тем самым величину предельного тока коронного разряда. Поскольку эффективность его использования в ряде областей определяется величиной тока, актуальным становится изучение предельных режимов короны и механизма ее перехода в искровой разряд.

Вследствие многообразных и сложных физико-химических процессов в газообразной среде и на поверхности электродов теоретический анализ даже самой простой коаксиально-цилиндрической геометрии разрядного промежутка чрезвычайно сложен. Строгий расчет для такой электродной системы, основанный на решении уравнения Пуассона, выполнен лишь для случая прохождения однополярных ионов через разрядный промежуток в пренебрежении процессами в коронирующем слое [1,2]. При этом предполагается, что напряженность поля у коронирующего электрода не зависит от тока и остается равной напряженности, соответствующей возникновению разряда. При соответствующем подборе величины подвижности ионов обеспечивается удовлетворительное совпадение с экспериментальными результатами в области малых токов. В области токов, близких к предельным, результаты сильно расходятся, что не позволяет сделать каких-либо обоснованных заключений об условиях в промежутке, предшествующих переходу коронного разряда в искровой. (Данный расчет в дальнейших ссылках на его результаты будет называться „аналитической моделью“.) Попытки решения задачи, учитывающие процессы как в коронирующем слое, так и во внешней области короны, даже при целом

ряде упрощающих допущений, выливаются в необходимость решения системы сложных уравнений [1,3], которое возможно в принципе только численными методами.

В настоящей работе предпринята попытка разработки приближенной численной модели отрицательной короны для коаксиально-цилиндрической системы электродов. Рассматривались такие процессы образования и гибели заряженных частиц, как ударная ионизация, прилипание и отлипание электронов, ион-ионная рекомбинация и фотоионизация. Оценивалась также роль диффузии заряженных частиц.

Необходимость оценки роли фотоионизации определялась из следующих соображений. Хорошо известно, что излучение коронного разряда обеспечивает ионизацию газа в рабочих промежутках газоразрядных лазеров атмосферного давления [4]. При этом фотоионизация происходит непосредственно в межэлектродном промежутке самого коронного разряда и должна в определенной степени влиять на его характеристики. В положительной короне фотоионизационные процессы, как принято считать, обеспечивают воспроизводство электронов, необходимое для поддержания самого разряда. Что касается отрицательной короны, то какие-либо соображения о роли этого процесса нам не известны. При исследовании отрицательной короны в системе острия–плоскость [5] нами было высказано предположение о влиянии фотоионизации на условия, определяющие ее предельный режим.

Моделирование осуществлялось в несколько этапов. На первом учитывались только ударная ионизация и прилипание электронов, которые обычно привлекаются для объяснения закономерностей коронного разряда. Затем в расчет последовательно включались другие элементарные явления. Их влияние на закономерности разряда и величину предельного тока оценивалось сравнением результатов расчета и специально проведенного эксперимента.

## 1. Методика и результаты эксперимента

Экспериментальный макет коаксиально-цилиндрической системы электродов представлял собой никелевый цилиндр (диаметром 33 мм, протяженностью 10 см) с натянутой вдоль его оси молибденовой проволокой (диаметром 0.2 мм). Для исключения краевых эффектов с двух сторон основного цилиндра располагались, с зазором не более 1 мм, такого же диаметра охранные цилиндры длиной по 3 см.

Источник напряжения — регулируемый высоковольтный выпрямитель с максимальным напряжением 35 кВ. При величине ограничительного сопротивления 1.7 МΩ снимались вольт-амперные характеристики отрицательной короны при изменении величины среднего тока от 5 мкА до предельного, соответствующего переходу коронного разряда в искровой разряд. Возникновение последнего фиксировалось по резкому возрастанию тока. Токи в цепи основного и охранных цилиндров измерялись отдельными приборами, что позволяло контролировать место возникновения искрового разряда.

Следует отметить, что возникновение искрового разряда имело место в основном межэлектродном промежутке. Для наблюдения за пространственной структурой разряда в одном из макетов внешний электрод был выполнен из мелкоструктурной никелевой сетки. С использованием запоминающего осциллографа с полосой пропускания 20 МГц дополнительно наблюдались временные изменения тока. Все измерения проводились на воздухе при атмосферном давлении.

Экспериментальная вольт-амперная характеристика коронного разряда представлена на рис. 1. Результаты эксперимента в общих чертах согласуются с известными данными. При малых токах в интервале 5–50 мкА разряд локализуется в виде отдельных светящихся точек на поверхности проволоки, а ток в основном протекает в виде треугольных импульсов (импульсов Тричели). С увеличением напряжения частота импульсов возрастает, увеличивается количество точек и одновременно

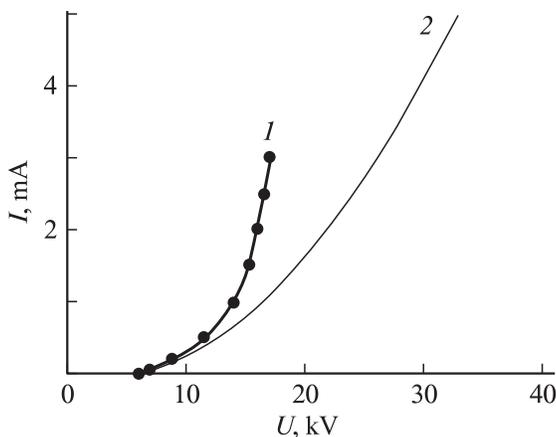


Рис. 1. Экспериментальная вольт-амперная характеристика (1); начальный участок рассчитанной характеристики (2).

возрастает постоянная составляющая тока. При токах более 0.5 мА точки почти равномерно (с шагом не более 2–3 мм) заполняли всю поверхность проволоки, почти сливаясь в однородный чехол, импульсы исчезали, и вплоть до искрового перекрытия промежутка, который происходил при токе более 3 мА, ток оставался непрерывным. Значения максимальных токов, определяющих довольно резкую границу существования коронного разряда, хорошо воспроизводились от измерения к измерению (разброс не превышал 10%).

Таким образом, при больших токах, близких к предельным, режим разряда можно рассматривать как непрерывный и однородный. Описываемые ниже численные вычисления следует относить, строго говоря, только к этому случаю.

## 2. Описание численной модели

### 2.1. Алгоритм модели

В основе модели лежит численное решение уравнения Пуассона. В цилиндрической системе координат оно имеет следующий вид:

$$\frac{d^2U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad \text{или} \quad \frac{dE}{dr} + \frac{1}{r} E = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где  $E$  и  $U$  — напряженность и потенциал электрического поля;  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ C}/(\text{V}\cdot\text{m})$  — электрическая постоянная;  $\rho$  — объемная плотность пространственного заряда, связанная с величиной тока на единицу длины электродной системы  $I$  и подвижностью носителей заряда  $\mu$  соотношением

$$\rho = I/(2\pi r\mu E). \quad (2)$$

При численном решении связь между значениями напряженности поля на предыдущем и последующем шагах, в соответствии с (1), имеет вид

$$E(r + \Delta r) = E(r) - \left[ \frac{E(r)}{r} + \frac{\rho(r)}{\varepsilon_0} \right] \Delta r. \quad (3)$$

Алгоритм расчета построен следующим образом.

1. Задается некоторое значение тока  $I$ . Его величина в общем случае является суммой токов электронов  $I_e$ , положительных  $I_p$  и отрицательных  $I_n$  ионов

$$I = I_e + I_p + I_n. \quad (4)$$

Для отрицательной короны ток у коронирующего электрода равен сумме токов положительных ионов, бомбардирующих поверхность коронирующего электрода, и электронов, вылетающих с его поверхности под действием ионной бомбардировки и фотоэлектронной эмиссии. Соотношение этих токов у поверхности электрода определяется величиной эффективного коэффициента вторичной эмиссии  $\gamma$ . У поверхности некоронирующего электрода ток соответственно должен представлять собой сумму токов только отрицательных ионов и электронов.

2. Расчет начинается от коронирующего электрода. задается некоторое начальное значение напряженности поля у его поверхности  $E(r_k)$ , которое может быть найдено из условия возникновения разряда

$$\int_{r_k}^{r_a} (\alpha_i - \alpha_a) dr = \ln(1 + 1/\gamma), \quad (5)$$

где  $r_k$  и  $r_a$  — радиусы коронирующего и некоронирующего электродов;  $\alpha_i$  и  $\alpha_a$  — коэффициенты объемной ударной ионизации и прилипания, зависящие от напряженности поля.

Зависимость напряженности поля от радиуса здесь определяется по известной формуле для цилиндрического конденсатора при отсутствии в нем пространственного заряда.

3. По заданным величинам тока и напряженности поля в соответствии с (2) определяются плотности пространственных зарядов электронов, положительных и отрицательных ионов, их суммарная плотность, что позволяет на следующем этапе вычислений определить напряженность поля в соответствии с (3) и величину потенциала как

$$U(r + \Delta r) = U(r) + E(r)\Delta r. \quad (6)$$

Потенциал коронирующего электрода  $U(r_k)$  при этом полагается равным нулю.

4. По найденным значениям  $E(r)$  рассчитываются коэффициенты ударной ионизации  $\alpha_i$  и прилипания  $\alpha_a$ , а затем значения электронного тока  $I_e$  и тока отрицательных ионов  $I_n$

$$\begin{aligned} I_e(r + \Delta r) &= I_e(r) + (\alpha_i - \alpha_a) \cdot I_e(r)\Delta r + \Delta I_e(r), \\ I_n(r + \Delta r) &= I_n(r) + \alpha_a I_e(r)\Delta r + \Delta I_n(r). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\Delta I_e(r)$  и  $\Delta I_n(r)$  — изменения составляющих токов, обусловленные другими элементарными процессами.

Ток положительных ионов определяется разностью между величинами общего тока и токов электронов и отрицательных ионов:

$$I_p(r) = I - I_e(r) - I_n(r). \quad (8)$$

5. При достижении некоронирующего электрода ( $r = r_a$ ) проверяется выполнение граничного условия: сумма токов электронов и отрицательных ионов на этом электроде должна в пределах заданной точности равняться общему току коронного разряда. Если она меньше или больше, увеличивается или соответственно уменьшается на величину  $\Delta E$  напряженность поля у коронирующего электрода  $E(r_k)$  и вычисления повторяются. Значение  $E(r_k)$  также увеличивается на  $\Delta E$ , если напряженность поля в промежутке на некотором шаге вычислений становится отрицательной. При поиске решения  $\Delta E$  уменьшается каждый раз в два раза до получения решения с заданной точностью 0.001.

В области сильной зависимости  $E(r)$  протяженностью около десяти радиусов коронирующей проволоки шаг вычислений составлял  $0.66 \mu\text{m}$ . Максимальная величина относительного изменения коэффициента ударной ионизации  $[\alpha_i(r + \Delta r) - \alpha_i(r)]/\alpha_i(r)$  при таком шаге не превышала 1–2%.

Корректность работы программы проверялась сопоставлением результатов численного расчета для случая прохождения однополярных ионов через разрядный промежуток (в пренебрежении процессами в коронирующем слое) и соответствующего этим условиям строгого аналитического решения уравнения Пуассона. Расхождение результатов не превышало 0.01%.

## 2.2. Основные соотношения и величины

### 2.2.1. Подвижность заряженных частиц

При проведении численных расчетов подвижность электронов  $\mu_e$  была принята равной  $500 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ . Зависимость  $\mu_e$  от напряженности поля [6] не учитывалась, поскольку ее величина примерно на два порядка больше подвижности ионов и, как показали расчеты, изменение  $\mu_e$  в широких пределах практически не сказывается на результатах.

Экспериментальные данные относительно зависимости подвижности положительных и отрицательных ионов от напряженности поля весьма противоречивы. Так, например, согласно [6], подвижность положительных ионов азота в азоте при  $E/p$  более  $20 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$  возрастает примерно с 2.6 до  $3 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$  при  $E/p \approx 35 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ . В то же время, согласно [7], их подвижность при  $E/p$  более  $40 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$  уменьшается с 1.87 до  $1.5 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$  при  $E/p = 100 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$  и далее до  $1 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$  при  $E/p = 900 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ .

В связи с такой неопределенностью значения подвижности ионов также принимались постоянными. Однако при сравнении результатов расчета с экспериментом для оценки возможного влияния этой зависимости использовались величины, соответствующие широкому диапазону значений от 0.7 до  $4 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ .

### 2.2.2. Коэффициент ударной ионизации

Для вычисления коэффициента объемной ударной ионизации  $\alpha_{ii}$  обычно используется следующая эмпирическая зависимость:

$$\frac{\alpha_i}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (9)$$

где  $p$  — давление газа.

Значения постоянных  $A$  и  $B$ , приводимые в литературе, относятся, как правило, к величинам  $E/p$ , превышающим  $100 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ . В коронном разряде при атмосферном давлении отношение  $E/p$  в большей части разрядного промежутка значительно меньше. В связи с этим в настоящей работе была проведена аппроксимация экспериментальных данных [8] с расширением

**Таблица 1.** Аппроксимация значений коэффициента ударной ионизации для различных диапазонов напряженности электрического поля

$E/p$ V/(cm · Torr)	$\alpha_i/p$ , 1/(cm · Torr)
$< 35$	$4 \cdot 10^{-8} \exp(0.34E/p)$
$\geq 35 - < 100$	$1.3 \cdot 10^{-4}(E/p - 28)^2$
$\geq 100 - < 200$	$0.0195E/p - 1.28$

диапазона отношения  $E/p$  в сторону более низких его значений. Результаты аппроксимации представлены в табл. 1. Расхождения с экспериментальными данными в диапазоне  $E/p$  20–200 V/(cm · Torr), характерном для коронного разряда, не превышают 15%.

### 2.2.3. Коэффициент прилипания электронов

При вычислении коэффициента прилипания  $\alpha_a$  за основу взяты экспериментальные данные по прилипанию электронов в воздухе [9] и данные по прилипанию электронов к молекулам кислорода [8,10]. При выборе конкретной зависимости принималось во внимание, что при значениях  $E/p \approx 40$  V/(cm · Torr), которым при атмосферном давлении соответствуют напряженности около 30 kV/cm, коэффициент ионизации для воздуха начинает превышать коэффициент прилипания. Это обстоятельство рассматривается в качестве условия возникновения пробоя [11], который в однородном поле при атмосферном давлении воздуха и расстоянии, равном нескольким сантиметрам, происходит при такой напряженности поля [9,12]. С учетом этого в диапазоне  $E/p$  от 0 до 38 V/(cm · Torr) принят линейный характер нарастания коэффициента прилипания до величины  $1.3 \cdot 10^{-2}$  1/(cm · Torr), равной величине коэффициента ионизации. Поскольку при дальнейшем увеличении  $E/p$  коэффициент ионизации, быстро возрастая, начинает значительно превышать коэффициент прилипания, конкретный вид зависимости  $\alpha_a(E/p)$ , как показали расчеты, принципиальной роли не играет, и при  $E/p > 38$  V/(cm · Torr) принято линейное уменьшение  $\alpha_a$  до 0 при 200 V/(cm · Torr) (табл. 2).

### 2.2.4. Рекомбинация

При наличии в газе преимущественно отрицательных ионов наиболее важным механизмом их нейтрализации является рекомбинация с участием положительных

**Таблица 2.** Аппроксимация значений коэффициента прилипания электронов в воздухе для различных диапазонов напряженности электрического поля

$E/p$ V/(cm · Torr)	$\alpha_a/p$ , 1/(cm · Torr)
$\leq 38$	$0.034 \cdot E/p$
$> 38 - 200$	$0.013(1 - (E/p - 38)/162)$

ионов. Для воздуха зависимость коэффициента ионной рекомбинации  $k_r$  от давления имеет оптимальный характер с максимальным значением при атмосферном давлении примерно  $2 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>3</sup>/s [9,10].

С учетом рекомбинации изменение тока отрицательных ионов  $\Delta I_n(r)$  в выражениях (7) определялось следующим образом:

$$\Delta I_n(r) = -k_r \frac{I_n(r)I_p(r)}{e\mu_n\mu_p E^2(r)} \Delta r / 2\pi r. \quad (10)$$

### 2.2.5. Отлипание электронов

В стационарных разрядах в электроотрицательных газах эффекты отлипания, как отмечается в литературе, могут играть важную роль. Отлипание может происходить при столкновении с электронами, атомами, молекулами и фотонами (фотоотрыв).

Из-за наличия сил отталкивания между отрицательным ионом и подлетающим к нему электроном отрыв электрона от иона может иметь место только при достаточных для этого энергиях налетающего электрона, т.е. при достаточно больших значениях  $E/p$ . При атмосферном давлении приблизительная зависимость коэффициента отлипания от напряженности поля имеет вид

$$\alpha_d = C \exp(-M/E). \quad (11)$$

В работе [3] для оценки влияния данного явления использовались следующие значения коэффициентов:  $C = 5.5 \cdot 10^4$  1/cm;  $M = 6 \cdot 10^5$  V/cm.

Чтобы более не возвращаться к этому вопросу, отметим, что учет отлипания в условиях сильного поля вблизи коронирующего электрода с использованием этих коэффициентов практически не влиял на результаты расчетов.

Такое же заключение сделано и относительно роли фотоотрыва электронов. Заметное влияние процесса и фотоотрыва на результаты расчета начинается при величине сечения процесса более  $10^{-12}$  cm<sup>2</sup>. Реальные значения  $10^{-18} - 10^{-17}$  cm<sup>2</sup> — на несколько порядков меньше [9,10,13].

Что касается отрыва при столкновении с атомами и молекулами, то прямых данных о природе, количестве активных частиц, разрушающих отрицательные ионы, в коронном разряде нет. При оценке роли этого эффекта использовались константы скорости реакции отлипания электронов от ионов атомарного и молекулярного кислорода при их столкновениях с O, N, NO, O<sub>2</sub> (<sup>1</sup>Δ<sub>g</sub>) и другими компонентами, которые могут появляться в разряде в результате диссоциации и различных плазмохимических реакций [9,10]. Среднее значение по различным компонентам значение константы скорости отлипания  $\beta$  было принято равным  $3 \cdot 10^{-10}$  cm<sup>3</sup>/s.

Концентрация активных частиц  $n_a$  в первом приближении принята пропорциональной величине разрядного тока  $I$

$$n_a = n_{\max} I / I_{\max}, \quad (12)$$

где  $I_{\max}$  — предельное значение тока, составляющее, согласно результатам измерения, 3 mA. Порядок вели-

чины  $n_{\max}$ , соответствующий предельному току, варьировался в диапазоне  $10^{12} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Примерно в этих пределах находятся концентрации различных продуктов плазмохимических реакций, протекающих, например, в тлеющем разряде атмосферного давления в смесях, содержащих  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$  [14]. Концентрация озона в коронном разряде на воздухе может составлять  $10^{15} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [15].

С учетом отлипания изменения тока электронов  $\Delta I_e(r)$  и отрицательных ионов  $\Delta I_n(r)$  в выражениях (7) определялось как

$$\Delta I_e(r) = \beta n_a \rho_n(r) 2\pi r \Delta r, \quad \Delta I_n(r) = -\beta n_a \rho_n(r) 2\pi r \Delta r. \quad (13)$$

### 2.2.6. Фотоионизация

Скудность сведений относительно спектрального состава излучения, его интенсивности, сечений фотопроцессов не позволяет провести более или менее строгий анализ роли фотоионизации. Ее приближенная оценка в настоящей работе основывалась на данных о величине коэффициента поглощения ионизирующего излучения атмосферным воздухом [9,12] и наличии прямо пропорциональной зависимости между количеством фотонов, испускаемых электронной лавиной, и числом актов ударной ионизации [12].

При проведении расчетов важно было оценить, при какой интенсивности ионизирующее излучение должно влиять на условия в промежутке и характеристики коронного разряда.

Поскольку фотоны образуются в основном в пределах коронирующего слоя, размеры которого значительно меньше протяженности внешней области, принималось, что все они излучаются непосредственно с поверхности коронирующего электрода. Тогда исходный поток ионизирующих фотонов

$$N_0 = Q_i N_i, \quad (14)$$

где  $Q_i$  — число фотонов, приходящихся на акт ударной ионизации;  $N_i$  — число актов ударной ионизации. Величина  $N_i$  в первом цикле вычислений определялась отношением тока разряда  $I$  к заряду электрона с дальнейшей корректировкой в последующих циклах. На каждом шаге вычислений поток фотонов уменьшался на  $\Delta N(r) = k_f N(r) \Delta r$ , где  $k_f$  — коэффициент поглощения ионизирующего излучения, а электронная компонента тока возрастала на  $\Delta I_e(r) = e \Delta N(r)$ .

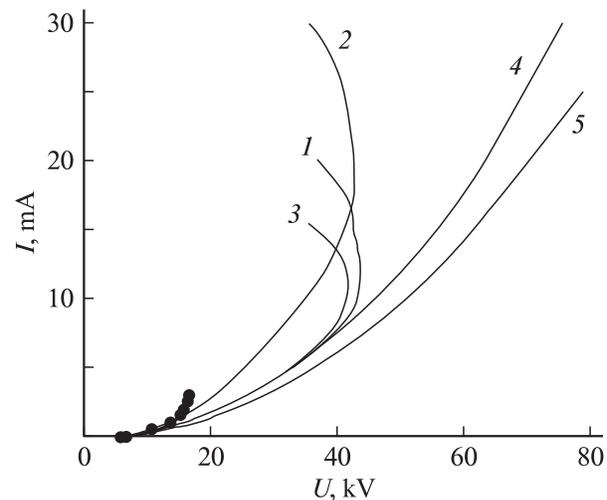
Коэффициент поглощения ионизирующего излучения, источником которого является непосредственно коронный разряд, в воздухе при атмосферном давлении оценивается величиной  $5 \text{ cm}^{-1}$  [12]. Согласно данным, представленным в [9], для фотонов с величиной волны менее  $0.1 \text{ m}\mu$ , которые могут обеспечивать фотоионизацию невозбужденных частиц, величина  $k_f$  составляет примерно  $10 \text{ cm}^{-1}$ . Следует подчеркнуть, что усредненное сечение фотоионизации  $\sigma = k_f / n_0$  ( $n_0$  — концентрация

молекул при атмосферном давлении), соответствующая этим значениям  $k_f$ , имеет величину порядка  $10^{-19} \text{ cm}^2$ , что на один-два порядка меньше сечений фотоионизации для атомов и молекул азота и кислорода, составляющих  $10^{-18} - 10^{-17} \text{ cm}^2$  [9,13].

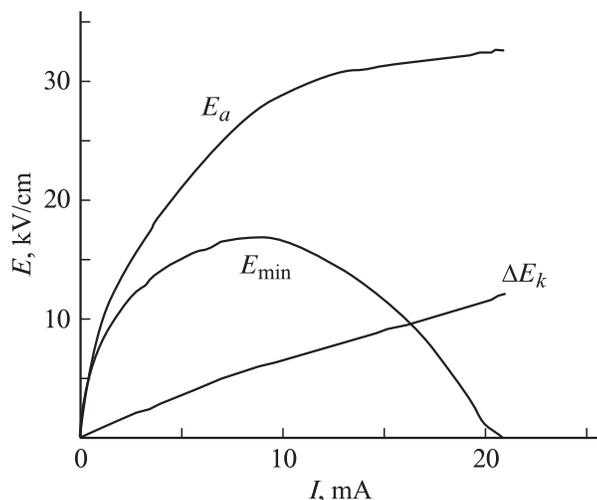
## 3. Результаты расчета. Обсуждение результатов

На рис. 1 представлены экспериментальная вольт-амперная характеристика и начальный участок зависимости, рассчитанный только с учетом ударной ионизации и прилипания электронов. Полный вид последней представлен на рис. 2 (кривая 1). Подвижность положительных и отрицательных ионов принята здесь равной  $2 \text{ cm}^2 / (\text{Vs})$ . При атмосферном давлении вокруг этого значения с небольшими отклонениями группируются подвижности различного вида положительных и отрицательных ионов кислорода и азота [9]. Подбором величины коэффициента  $\gamma$  обеспечивалось совпадение напряжений при минимальной величине измеряемого тока  $5 \text{ m}\mu\text{A}$ . Значение этого коэффициента составило  $5 \cdot 10^{-4}$ . Для сравнения можно указать, что для воздуха и, например, никелевого электрода при  $E/p = 39 - 45 \text{ V} / (\text{cm} \cdot \text{Torr})$   $\gamma = 8 \cdot 10^{-6} - 1.5 \cdot 10^{-4}$  [9].

На рис. 2 для сравнения представлен также начальный участок характеристики (кривая 5), рассчитанный с использованием аналитического выражения, соответствующего „аналитической модели“ при неизменной величине напряженности поля у поверхности проволоки, которая определялась из условия возникновения короны (5) при  $\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$ .



**Рис. 2.** Экспериментальная (кривая с точками) и расчетные вольт-амперные характеристики: подвижность отрицательных ионов  $2 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$  (1, 3–5);  $3.5 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$  (2); подвижность положительных ионов  $2 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$  (1, 2, 4, 5);  $0.7 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$  (3); 4 — отсутствие ионизации во внешней области (максимальные значения тока и напряжения  $75 \text{ mA}$ ,  $110 \text{ kV}$ ); 5 — „аналитическая модель“ (максимальные значения тока и напряжения  $148 \text{ mA}$ ,  $189 \text{ kV}$ ).



**Рис. 3.** Зависимости от величины тока: приращения напряженности электрического поля у коронирующего электрода  $\Delta E_k$  (разряд зажигается при  $E_k = 117.8 \text{ kV/cm}$ ); напряженности поля у поверхности внешнего электрода  $E_a$ ; минимальной напряженности в разрядном промежутке  $E_{\min}$ .

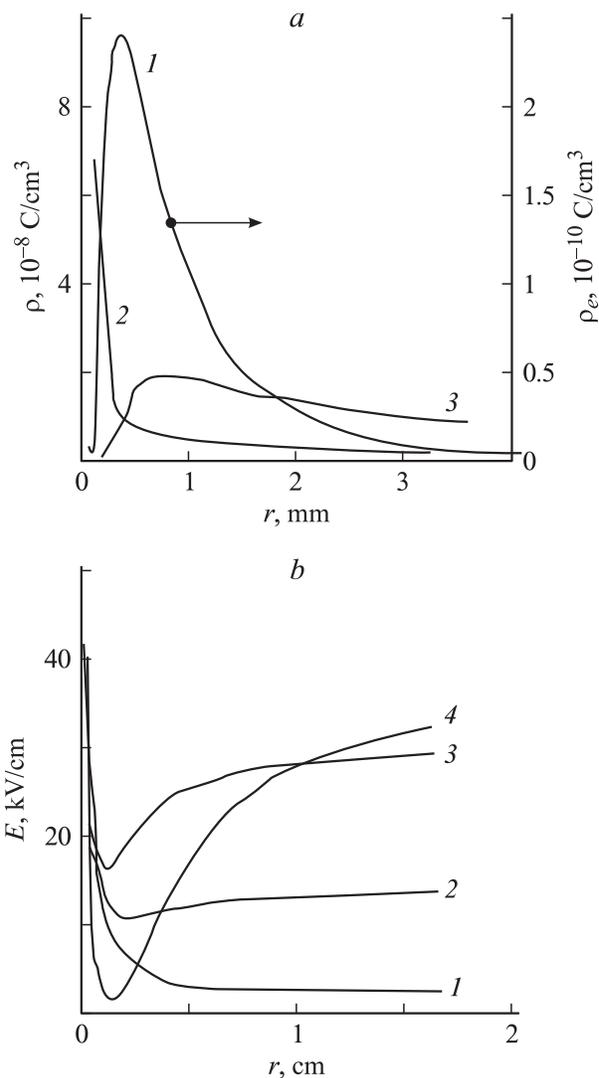
При токах менее  $0.5 \text{ mA}$  результаты как численного, так и строгого аналитического расчетов, довольно хорошо совпадают с экспериментальными. Соответствие теоретических и экспериментальных данных в области малых токов обычно отмечается в литературе, хотя их сопоставление здесь, строго говоря, не совсем корректно, поскольку режим отрицательной короны в области малых токов не является стационарным и пространственно однородным. В условиях настоящего эксперимента он, как уже отмечалось, становится таким только при токе не более  $0.5 \text{ mA}$ . Однако говорить здесь об удовлетворительном соответствии результатов расчета и эксперимента не приходится. Как видно из рис. 1, реальный ток с увеличением напряжения возрастает значительно быстрее, особенно при приближении к его предельному значению  $3 \text{ mA}$ , которое значительно меньше максимальных значений, получаемых расчетным путем.

В „аналитической модели“ максимальный ток  $148 \text{ mA}$  (при напряжении  $189 \text{ kV}$ ) почти в 50 раз больше. При этом токе напряженность поля во всем промежутке становится равной напряженности у коронирующего электрода. При больших токах решение отсутствует, поскольку в аналитическом выражении напряжения на промежутке принимают мнимые значения.

Учет процессов ударной ионизации и прилипания электронов заметно изменяет ситуацию в сторону сближения с ходом экспериментальной характеристики и с величиной предельного тока. Максимальное расчетное значение тока  $21 \text{ A}$ , при превышении которого решение отсутствует (пояснение см. ниже), по сравнению с результатами „аналитической модели“ уменьшается почти на порядок.

Более быстрое увеличение тока с ростом напряжения обусловлено возрастанием напряженности поля  $E(r_k)$  у поверхности коронирующего электрода (рис. 3). При максимальном токе ее увеличение  $\Delta E_k$  относительно напряженности, соответствующей возникновению разряда, превышает 10% и составляет примерно  $11.7 \text{ kV/cm}$ .

Рост  $E_k$  обусловлен присутствием положительных ионов вблизи коронирующего электрода (рис. 4, а). Отрицательные ионы образуются на некотором удалении от этого электрода, где в связи с уменьшением напряженности поля коэффициент прилипания начинает превалировать над коэффициентом ионизации. Пространственное разделение положительного и отрицательного зарядов приводит к возникновению между ними провала в распределении напряженности поля до некоторого



**Рис. 4.** а — распределение плотности пространственного заряда электронов  $\rho_e$  (1), положительных (2) и отрицательных (3) ионов  $\rho$  у коронирующего электрода при токе  $10 \text{ mA}$ . б — распределение напряженности поля в промежутке. Ток разряда и напряженность поля у коронирующего электрода: 1 —  $0.1 \text{ mA}$ ,  $117.7 \text{ kV/cm}$ ; 2 — 2, 119; 3 — 10, 124; 4 — 20, 129.

значения  $E_{\min}$  (рис. 4, *b*). Во внешней области за этим провалом напряженность возрастает по направлению к некоронирующему электроду, достигая там максимального значения  $E_a$  (рис. 3).

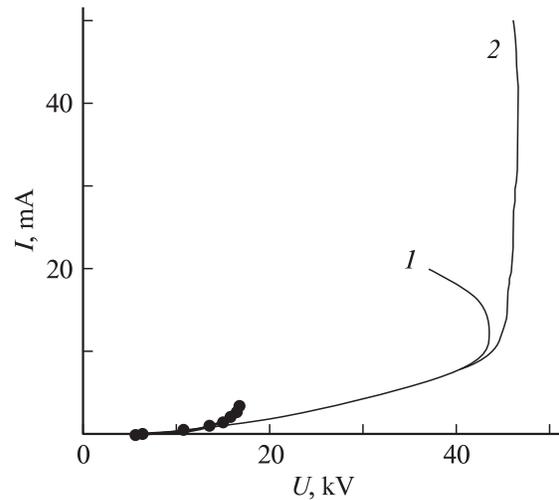
Когда по мере увеличения напряжения  $E_a$  достигает 29–30 кВ/см, при которых коэффициент ударной ионизации начинает превышать коэффициент прилипания, во внешней области разряда создаются условия для развития электронных лавин. Появление в этой области электронов и положительных ионов уменьшает степень ограничения тока пространственным зарядом отрицательных ионов. В результате напряжение на промежутке с ростом тока начинает снижаться (рис. 2). Основная роль электронов и положительных ионов в появлении падающего участка вольт-амперной характеристики подтверждается результатами расчетов, при которых во внешней области разряда искусственно исключалась возможность развития электронных лавин. Кривая 4 на рис. 2 рассчитана при условии, когда на расстоянии более 2 мм от проволоки разность коэффициентов ионизации и прилипания полагалась равной нулю.

Значение тока, при котором напряжение на промежутке начинает уменьшаться (производная  $dI/dU$  возрастает до бесконечности), логично рассматривать как предельное, предшествующее изменению формы разряда. Величина этого тока равняется 12 мА (рис. 2, кривая 1) и превышает реальное значение предельного тока 3 мА (рис. 1) в 4 раза.

После появления падающего участка глубина провала в распределении напряженности поля быстро увеличивается с ростом тока (рис. 4, *b*), достигая при максимальном его значении 21 мА практически нулевого уровня (рис. 3). При больших значениях тока решение отсутствует, это соответствует следующей ситуации: с увеличением тока шаг напряженности  $\Delta E$ , необходимый для нахождения решения, уменьшается. При токе 21.1 мА он достигает минимальной величины  $\Delta E_{\min} = 10^{-8}$  В/м, после чего компьютер перестает различать два соседних значения напряженности поля величиной порядка  $10^7$  В/м.

Поскольку на данном этапе численного моделирования предельные режимы коронного разряда связываются с появлением в его внешней области положительных ионов, возникает необходимость учитывать роль ион-ионной рекомбинации.

На рис. 5 представлены результаты расчета при величине коэффициента рекомбинации  $2 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с. При токах менее 8 мА рекомбинация заметной роли не играет, поскольку заряды положительных и отрицательных ионов вблизи коронирующего электрода пространственно разделены (рис. 4, *a*). Влияние рекомбинации становится существенным при появлении положительных ионов во внешней области короны. По сравнению с результатами, не учитывающими наличие рекомбинации, несколько увеличивается напряжение, соответствующее одному и тому же току, а вместо падающего участка на вольт-амперной характеристике (ВАХ) появляется



**Рис. 5.** Экспериментальная (кривая с точками) и расчетные при подвижности ионов  $2 \text{ см}^2/\text{Vs}$  вольт-амперные характеристики, учитывающие: 1 — ударную ионизацию и прилипание (кривая 1 повторяет кривую 1 на рис. 2), 2 — дополнительно ион-ионную рекомбинацию (коэффициент рекомбинации  $k_r = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{s}$ ).

участок, где ток нарастает практически при неизменном напряжении на промежутке. Существенно уменьшается также величина провала в распределении напряженности поля: при максимальном токе величина  $E_{\min}$  остается не менее  $0.5E_a$ . Однако учет рекомбинации не приближает результаты расчета к экспериментальным данным.

С целью выяснения возможных причин расхождения результатов теории и эксперимента была проведена оценка влияния на ход вольт-амперной характеристики и на значения предельных токов следующих факторов:

- возможно, заниженных значений коэффициента ионизации из-за использования его „стационарных“ значений в условиях сильно неоднородного поля;
- возможной зависимости подвижности ионов от напряженности поля;
- диффузии заряженных частиц.

В сильно неоднородном поле вблизи коронирующего электрода распределение скоростей электронов в принципе может не успевать перестраиваться в соответствии с полем, и электрон, попадая в каждую расчетную точку из области более сильного поля, может иметь большую скорость, чем соответствующую полю в данном месте. В связи с этим использование стационарных значений коэффициента  $\alpha_i$  может приводить к занижению скорости нарастания электронной компоненты тока. При вычислении напряжения возникновения разряда соответствие с экспериментальным значением, как уже отмечалось, получено при  $\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$ . Для воздуха это значение превышает максимальное из диапазона экспериментальных данных  $8 \cdot 10^{-6} - 1.5 \cdot 10^{-4}$  [9], что в принципе может указывать на использование несколько заниженных значений коэффициентов ионизации.

Оценка возможной погрешности, связанной с использованием стационарных значений  $\alpha_i$ , сводилась к следующему. Определялось, насколько следует увеличить коэффициент ионизации, чтобы требуемую величину напряжения зажигания обеспечить при минимальном значении  $\gamma = 8 \cdot 10^{-6}$ . Соответствие обеспечивалось при увеличении  $\alpha_i$  в 1.5–1.6 раза. Результаты расчета при этом показали пренебрежимо малое увеличение скорости нарастания тока с повышением напряжения. Незначительно, с 12 до 10 мА, уменьшилась и величина тока, соответствующая появлению падающего участка.

Увеличение подвижности отрицательных ионов приводит к более быстрому росту тока с увеличением напряжения, что улучшает степень соответствия крутизны расчетных и реальных характеристик. Однако даже при использовании максимального значения подвижности крутизна расчетной характеристики при токах более 1–2 мА остается существенно меньшей (кривая 2 на рис. 2). В то же время не уменьшается, а возрастает различие в предельных значениях токов. Изменение подвижности положительных ионов оказывает значительно меньшее влияние (кривая 3 на рис. 2) на результаты расчетов. Таким образом, расхождение данных расчета и эксперимента не связано с наличием какой-либо зависимости подвижности ионов от напряженности поля.

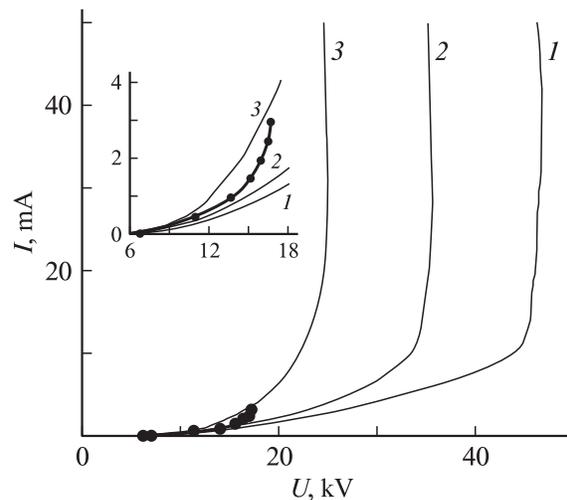
Такое же заключение сделано и относительно роли диффузии ионов и электронов. Величина плотности тока с учетом диффузии заряженных частиц

$$j = \rho v_d - D d\rho/dr = \rho(v_d + v_{df}), \quad (14)$$

где  $D = \mu kT/e$  — коэффициент диффузии;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура ионов (газа) или электронов;  $v_d$  и  $v_{df} = -(D/\rho)d\rho/dr$  — скорости дрейфа и диффузии.

Влияние диффузии оценивалось сравнением величин скоростей дрейфа и диффузии. Поскольку даже при максимальных градиентах плотности пространственного заряда ионов скорость их диффузии оставалась, как показали расчеты, примерно на два порядка меньше скорости дрейфа, диффузия практически не оказывает заметного влияния на распределение плотности пространственного заряда ионов и соответственно на картину распределения поля в промежутке. Скорость диффузии электронов соизмерима со скоростью их дрейфа. Однако сама плотность их пространственного заряда на два порядка меньше плотности зарядов ионов (рис. 4, а), поэтому ее перераспределение в результате диффузии практически также не влияет на распределение напряженности электрического поля.

Таким образом, расхождение результатов расчета и эксперимента указывает на то, что помимо ударной ионизации, прилипания электронов и ион-ионной рекомбинации существенную роль в коронном разряде играют и другие явления, роль которых должна сводиться к уменьшению степени ограничения разрядного тока объемным зарядом отрицательных ионов.

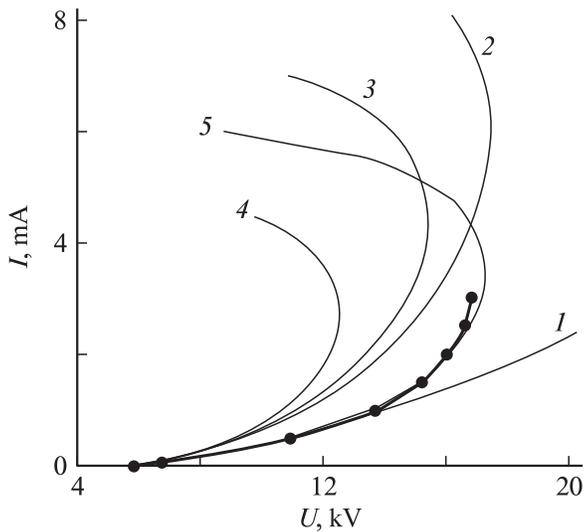


**Рис. 6.** Экспериментальная (кривая с точками) и расчетные вольт-амперные характеристики при учете: 1 — ударной ионизации, прилипания, ион-ионной рекомбинации ( $k_r = 2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$ ); 2, 3 — дополнительно отлипания [ $\beta = 3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $I_{\text{max}} = 3 \text{ mA}$ ,  $n_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ 1/cm}^3$  (2),  $6 \cdot 10^{14} \text{ 1/cm}^3$  (3)].

Поскольку коронный разряд, как следует из результатов эксперимента (рис. 1), переходит в искровую форму при средней напряженности 10–11 кВ/см ( $E/p \approx 14 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ ), когда коэффициент ударной ионизации во внешней области разряда значительно меньше коэффициента прилипания электронов, развитие электронных лавин, приводящих к появлению там положительных ионов, исключено. Поэтому в качестве процессов, компенсирующих действие пространственного заряда отрицательных ионов, следует рассматривать отлипание электронов от отрицательных ионов и ионизацию газа собственным излучением разряда.

Результаты расчета, учитывающие отлипание за счет соударений с активными частицами представлены на рис. 6. Отлипание электронов от отрицательных ионов во внешней области увеличивает долю электронной составляющей тока. В результате возрастает крутизна характеристики, снижаются напряжение и ток, соответствующие появлению на ней падающего участка, т.е. изменению формы разряда. Однако обеспечить удовлетворительное соответствие результатов расчета и эксперимента путем подбора величины концентрации активных частиц не удается. Так, при  $n_{\text{max}} > 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  несмотря на то, что крутизна начального участка расчетной ВАХ уже начинает превышать крутизну начального участка реальной зависимости (кривая 3 на рис. 6), значение предельного тока остается на порядок больше (30 мА против 3 мА).

Приемлемое соответствие с экспериментальными данными удается получить только при учете фотоионизации. При величине коэффициента поглощения  $k_f = 5 \text{ cm}^{-1}$  фотоионизация начинает заметно сказываться на ходе ВАХ и величине предельного тока



**Рис. 7.** Экспериментальная (кривая с точками) и расчетные характеристики при учете ударной ионизации, прилипания, рекомбинации, отлипания и фотоионизации [ $k_f$  —  $2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\beta$  —  $3 \cdot 10^{-10} \text{ cm/s}$ ,  $I_{\text{max}}$  —  $3 \text{ mA}$ ,  $k_f$  —  $5 \text{ cm}^{-1}$ ]: 1 —  $n_{\text{max}} = 0$ ,  $Q_i = 0.4$ ; 2 —  $2.5 \cdot 10^{14}$ ,  $0.4$ ; 3 —  $2 \cdot 10^{14}$ ,  $0.5$ ; 4 —  $2.5 \cdot 10^{14}$ ,  $0.5$ ; 5 —  $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $0.5$ . Подвижности ионов —  $2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  (1–4), подвижность отрицательных ионов —  $1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  (5).

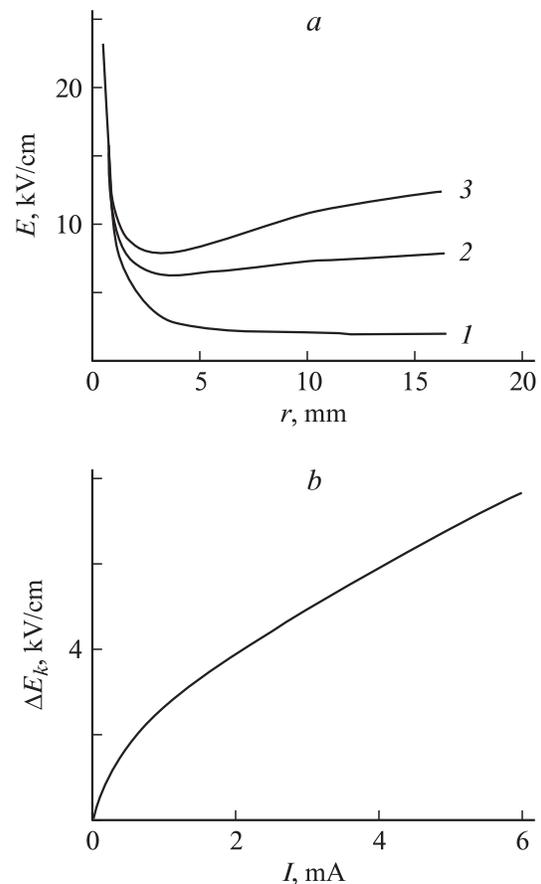
при интенсивности потока ионизирующих фотонов  $Q_i$ , превышающей 0.1. При  $Q_i = 0.4$ – $0.5$  расчет достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 7). При определенных комбинациях параметров газоразрядной среды (в пределах экспериментально наблюдаемых их значений) обеспечивается одновременно хорошее совпадение как хода вольт-амперной характеристики на всем ее протяжении, так и величины предельного тока (кривая 5 на рис. 7).

Согласно [12], общее количество фотонов, приходящих на один акт ударной ионизации  $Q_0$ , составляет для воздуха около 0.4 и примерно 5 для азота при давлении 20–120 Torr и  $E/p$  50–70 V/(cm · Torr). Ориентировочная экстраполяция в область атмосферного давления и диапазона значений  $E/p$  15–200 V/(cm · Torr), характерного для коронного разряда, дает для воздуха величину  $Q_0$  в диапазоне 0.1–1. Поскольку среди этого количества фотоны с достаточными для ионизации значениями энергии составляют лишь некоторую долю, расчетные значения  $Q_i$ , при которых становится существенной роль фотоионизации, могут восприниматься слишком большими, не соответствующими реальным условиям. Однако совершенно не исключено, что общее число фотонов  $Q_0$ , регистрируемых за пределами разрядного промежутка, занижено, поскольку наиболее коротковолновые из них в результате сильного поглощения непосредственно в самом разрядном промежутке могут не достигать приемника излучения. (Так, при значениях  $k_f = 5$ – $10 \text{ cm}^{-1}$  средняя длина свободного пробега фотонов составляет 1–2 mm.) Допуская такую возможность и принимая во внимание, что только при

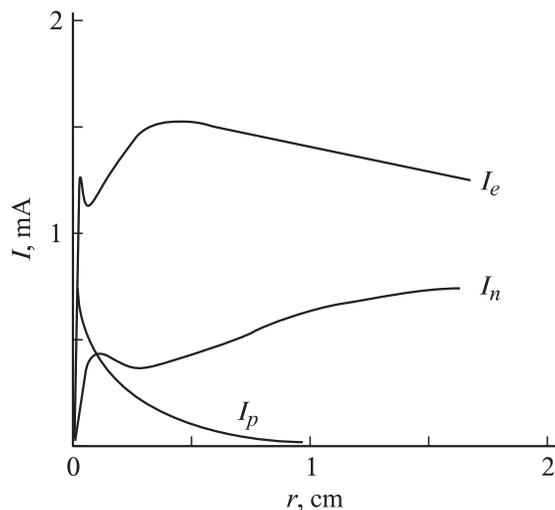
учете процесса фотоионизации обеспечивается хорошее совпадение результатов расчета и эксперимента, можно сделать заключение, что в отрицательной короне это явление играет существенную роль, определяя прежде всего условия ее перехода в искровой разряд.

Появление во внешней области электронов и положительных ионов в результате фотоионизации и отлипания уменьшает степень ограничения тока пространственным зарядом отрицательных ионов. Увеличение интенсивности обоих процессов по мере увеличения тока приводит в конечном итоге к неограниченному возрастанию крутизны вольт-амперной характеристики, означая изменение формы разряда.

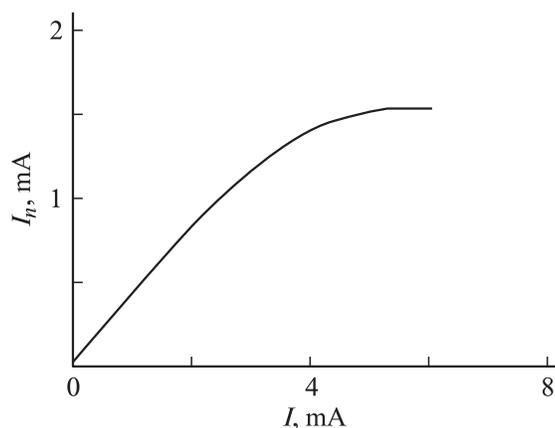
На рис. 8–10 представлены результаты расчетов для условий, соответствующих кривой 5 на рис. 7. Рис. 8 иллюстрирует распределение напряженности электрического поля в промежутке при различных значениях тока разряда и зависимость напряженности поля у коронирующего электрода от величины тока. На рис. 9 представлена картина изменения составляющих разрядного тока в промежутке. Как видно, значительная доля тока приходится на электронную составляющую, причем увеличение компоненты отрицательных ионов по мере



**Рис. 8.** *a* — распределение напряженности электрического поля в разрядном промежутке при токе разряда: 1 — 0.05, 2 — 1, 3 — 3 mA. *b* — зависимость приращения напряженности поля у коронирующего электрода от тока (разряд возникает при напряженности  $E_k = 100.48 \text{ kV/cm}$ ).



**Рис. 9.** Изменения компонента тока разряда  $I_e$ ,  $I_n$ ,  $I_p$  при удалении от коронирующего электрода. Общая величина тока — 2 мА, напряжение — 16 кВ.



**Рис. 10.** Зависимость тока отрицательных ионов  $I_n$  от общего тока коронного разряда  $I$ .

приближения к предельному режиму существенно замедляется (рис. 10). Косвенным подтверждением такой картины могут служить результаты измерения скорости „электрического ветра“ [16,17].

Возникновение направленного потока газа от коронирующего электрода в окружающее пространство обусловлено передачей импульса ионов, движущихся в данном направлении, частицам газа при столкновении с ними. Наличие значительной электронной компоненты в отрицательной короне обуславливает существенно меньшую скорость ветра по сравнению с положительной короной (при одинаковом токе), поскольку во внешней области последней движутся практически только положительные ионы. Известно также, что при униполярном характере ионного тока скорость „электрического ветра“ должна расти пропорционально корню квадратному из его величины. Такая зависимость действительно имеет место при относительно небольших токах. При

приближении к предельному режиму отрицательной короны вследствие уменьшения доли отрицательных ионов нарастание скорости потока замедляется и далее практически прекращается [17].

Таким образом, полученные результаты дают основание полагать, что принципиальную роль, определяющую предельный режим отрицательной короны, по крайней мере в сантиметровых разрядных промежутках, играют фотоионизация и отлипание электронов.

## Заключение

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования отрицательной короны в воздухе для коаксиально-цилиндрической системы электродов.

Рассматривались следующие процессы образования и гибели заряженных частиц: ударная ионизация и фотоионизация, прилипание и отлипание электронов, ион-ионная рекомбинация. Оценивалась роль диффузии заряженных частиц и некоторых других явлений. Влияние рассматриваемых процессов на закономерности разряда, величину предельного тока оценивалось сравнением данных расчета и специально проведенного эксперимента.

Основные результаты сводятся к следующему.

1. Напряженность поля у поверхности коронирующего электрода возрастает с величиной тока.

2. В режимах, близких к предельным, вблизи коронирующего электрода формируется провал напряженности поля. Во внешней области разряда напряженность электрического поля при этом увеличивается по направлению к некоронирующему электроду.

3. Переход коронного разряда в другую форму происходит при соответствующем уменьшении степени ограничения тока пространственным зарядом отрицательных ионов в результате появления во внешней области короны электронов и положительных ионов.

4. Основными процессами, обуславливающими их появление и определяющими условия перехода коронного разряда в искровой, являются фотоионизация газа и отлипание электронов от отрицательных ионов.

## Список литературы

- [1] Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. М.-Л.: Гостехиздат, 1950. С. 602–618.
- [2] Тиходеев Н.Н. // ЖТФ. 1955. Т. 25. Вып. 8. С. 1449.
- [3] Stearns R.G. // Appl. Phys. 1989. Vol. 66. N 7. P. 2899–2913.
- [4] Газовые лазеры / Под ред. И. МакДаниэля и У. Нигэна. М.: Мир, 1986. С. 461–502.
- [5] Козлов Б.А., Соловьев В.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 7. С. 1–7.
- [6] Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. С. 54, 49. (Meek J.M. and Craggs J.D. Electrical breakdown of gases. Oxford: Clarendon Press, 1953).
- [7] МакДаниэль И. Подвижность и диффузия в газах. М.: Мир, 1976. С. 329. (McDaniel E.W., Mason E.A. The Mobility and Diffusion of Ions in Gases. N.Y.-London-Sydney-Toronto: John Wiley and Sons, 1973).

- [8] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. С. 75, 85.
- [9] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. С. 126–510.
- [10] Мессу Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. С. 374–592. (Massey H. Negative Ions. London–N.Y.–Melbourne: Cambridge University Press, 1976).
- [11] Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
- [12] Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. С. 56–170. (Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964).
- [13] МакДаниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. (McDaniel E.W. Collision Phenomena in Ionized Gases. N.Y.–London–Sydney: John Willey and Sons, 1964).
- [14] Козлов Б.А., Соловьев В.И., Степанов В.А. // Химия высоких энергий. 1987. Т. 21. № 3. С. 274–278.
- [15] Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов Л.В. Физическая химия барьерного разряда. М.: Изд-во МГУ, 1989. С. 117–156.
- [16] Верецагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электрон-ионной технологии. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 117–123.
- [17] Козлов Б.А., Соловьев В.И. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 70–76.