

УДК 538.4

КОРОННЫЙ РАЗРЯД В ДВИЖУЩЕМСЯ ГАЗЕ

ВАТАЖИН А. Б., ГРАБОВСКИЙ В. И.

Рассмотрены некоторые аспекты теории коронного разряда в движущейся среде. Проанализированы две ситуации: коронный разряд на отрицательном электроде при условии, что в области электрогазодинамического течения можно выделить внешнюю и внутреннюю зоны разряда, причем движение газа учитывается только во внешней области, и коронный разряд на отрицательном электроде при условии, что эффекты движения газа существенны во внешней и внутренней зонах разряда. Для первой ситуации дано математическое обобщение традиционной модели внутренней зоны разряда и с помощью методов теории подобия и размерности получены функциональные соотношения для вольт-амперных характеристик разряда в движущейся среде. Исследование второй ситуации проведено на примере коронного разряда между цилиндрическими электродами, через которые осуществляется вдув или отсос газа. Решение задачи в этом случае найдено без разделения области течения на внешнюю и внутреннюю зоны разряда, с привлечением системы кинетических уравнений, описывающих течение во всем межэлектродном промежутке.

1. Постановка задачи. Коронный разряд является традиционным объектом физических исследований, которому посвящена обширная литература. Не имея возможности в одной статье указать даже малую часть соответствующей библиографии, отметим лишь монографии [1, 2] и специальные работы [3, 4]. Одним из новых направлений в изучении коронного разряда является исследование его характеристик в сносящем потоке газа, что имеет большое практическое значение в связи с разработкой различных электрогазодинамических (ЭГД) устройств. Движение среды оказывает влияние на распределение электрического поля в зоне разряда и на его вольт-амперные характеристики.

Будем рассматривать такие условия, когда в области ЭГД-течения можно выделить внутреннюю и внешнюю зоны разряда, характеризующиеся тем, что в первой из указанных зон (примыкающей к коронирующему электроду) существенны электрокинетические процессы, а во второй зоне кинетические эффекты отсутствуют и распределения электрического поля и заряда описываются классическими уравнениями электрогазодинамики для среды с ионным униполярным зарядом. Для замыкания этих уравнений необходимо дополнительное граничное условие, которое следует из анализа внутренней зоны разряда.

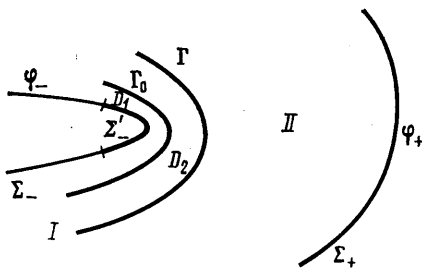
Движение среды в первую очередь оказывает влияние на распределение параметров во внешней зоне разряда. Во внутренней зоне разряда (так как электрическое поле достигает здесь значительной величины вследствие большой кривизны коронирующего электрода) возможны ситуации, когда движение заряженных частиц целиком определяется электрическим полем и наличием гидродинамической скорости v можно пренебречь, и когда движение среды оказывает влияние на процессы не только во внешней, но и во внутренней зонах разряда.

Теоретические исследования коронного разряда в сносящем потоке газа немногочисленны. В первую очередь даны некоторые обобщения известных условий самостоятельности коронного разряда на случай переменных термодинамических параметров газа вдоль поверхности коронирующего электрода [4, 5]. Построены решения ряда задач об ЭГД-течении во внешней зоне разряда при использовании эффективного граничного условия на поверхности электрода [6]. Исследования влияния гидродинамического течения на характеристики внутренней зоны разряда в настоящее время отсутствуют.

Целью настоящей работы является: анализ простейшей физической модели внутренней зоны разряда при $v=0$, на основе которой математически формализуются известные результаты; вывод функциональных соотношений для вольт-амперных характеристик разряда при $v \neq 0$; решение модельной задачи о коронном разряде между цилиндрическими электродами, когда движение среды оказывает влияние на процессы во внутренней и внешней областях разряда.

2. Внутренняя зона разряда на отрицательном коронирующем электроде при $v=0$. Рассмотрим коронный разряд между отрицательным ко-

ронирующим электродом Σ_- и положительным электродом Σ_+ (фиг. 1). Согласно классической (и в то же время простейшей) схеме явления, необходимо учитывать следующие процессы: ускорение в электрическом поле электронов, которые движутся к электроду Σ_+ и ионизируют нейтральный газ (ударная ионизация); движение образующихся ионов по направлению к Σ_- и эмитирование с последней электронов в результате удара ионов (вторичная электронная эмиссия); прилипание электронов к нейтральным молекулам во внутренней зоне разряда (в случае электроотрицательных газов). Непосредственно вблизи Σ_- эффект прилипания электронов несуществен по сравнению с ударной ионизацией. На некотором расстоянии от Σ_- , где интенсивность электрического поля E недостаточна для ударной ионизации, эффект прилипания электронов (и тем самым образования отрицательных ионов) делается основным. К границе Γ между внутренней зоной разряда I и внешней униполярной областью II подходит только поток отрицательных ионов. Внутри зоны I имеются две подобласти D_1 и D_2 , в первой из которых существенна ударная ионизация, имеются потоки электронов и положительных ионов, а поток отрицательных ионов мал, а во второй — отсутствует поток положительных ионов, имеются потоки электронов и отрицательных ионов, причем по направлению к Γ поток электронов убывает до нуля, а поток отрицательных ионов монотонно возрастает. Граница Γ_0 между обла-



Фиг. 1

стями D_1 и D_2 определяется из условия обращения в нуль коэффициента ударной ионизации. Другие кинетические процессы, которые происходят во внутренней зоне разряда, но в ряде случаев имеют второстепенное значение, учитываться не будут. Как будет видно из дальнейшего, в случае относительно малой толщины внутренней зоны разряда наличие дополнительных процессов может привести к изменению количественных закономерностей, но основные качественные выводы при этом сохраняются.

В данном разделе будем считать, что влияние среды на характеристики зоны I проявляется через перераспределение температуры T и плотности ρ газа в этой зоне и не проявляется через наличие скорости газа v . Последнее связано с тем, что для зоны I отношение $|v|$ к скорости дрейфа ионов в электрическом поле при умеренной скорости $|v|$ является малой величиной.

При сделанных предположениях процессы во внутренней зоне разряда описываются следующими уравнениями:

$$\operatorname{div} n_e v_e = n_e |v_D| (\alpha_i - \alpha_a) \quad (2.1)$$

$$\operatorname{div} n^+ v^+ = n_e |v_D| \alpha_i \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} n^- v^- = n_e |v_D| \alpha_a \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{4\pi e_0}{\epsilon} (n^+ - n_e - n^-), \quad E = -\operatorname{grad} \varphi \quad (2.4)$$

$$v_e = -b_e E, \quad v^+ = b^+ E, \quad v^- = -b^- E, \quad v_D = -b_e E, \quad (b_e, b^+, b^- > 0) \quad (2.5)$$

Здесь $v_e, v^+, v^-, n_e, n^+, n^-$ и b_e, b^+, b^- — скорости, концентрации и модули подвижностей электронов, положительных и отрицательных ионов соответственно, α_i и α_a — коэффициенты ионизации и прилипания электронов, зависящие от величины модуля электрического поля $|E|$, а также давления p и температуры T нейтрального газа, e_0 — абсолютная величина заряда электрона. Величины b_e, b^+ и b^- являются известными функциями от

p и T в некоторых случаях от $|\mathbf{E}|$. Скорость дрейфа электронов v_D в данном случае ($v \equiv 0$) совпадает с v_e . Параметры p и T вследствие малости параметра ЭГД-взаимодействия описываются заданными функциями.

Граничными условиями для решения системы уравнений (2.1)–(2.5) в области D_1 являются соотношения

$$P \in \Sigma_-': |n_e v_{eN}| = \gamma_i |n^+ v_{N^+}|, \quad n^- v_{N^-} = 0 \quad (2.6)$$

$$P \in \Sigma_-: \varphi = \varphi_- = \text{const} \quad (2.7)$$

$$P \in \Gamma_0: \alpha_i = 0, \quad n^+ v_{N^+} = 0 \quad (2.8)$$

Здесь P — точка пространства, Σ_-' — коронирующий участок электрода Σ_- (при этом $\Sigma_-' \subset \Sigma_-$), нижний индекс N обозначает проекцию соответствующего вектора на нормаль к поверхности. Первое условие (2.6) моделирует явление автоэлектронной эмиссии. Коэффициент γ_i , вообще говоря, зависит от свойств и состояния поверхности и величины $|\mathbf{E}|$. Однако в ряде случаев его можно полагать постоянной величиной [1, 4, 7]. Второе условие (2.6) показывает, что отрицательный коронирующий электрод не эмитирует отрицательных ионов. Поверхность Γ_0 определяется в результате решения задачи из условия $\alpha_i = 0$. (Заметим, что в действительности имеет место асимптотическое условие $\alpha_i \rightarrow 0$ при убывании $|\mathbf{E}|$.)

Второе соотношение (2.8) вытекает из условий, что положительный электрод Σ_+ не эмитирует положительных ионов, в пространстве между поверхностями Γ_0 и Σ_+ ионизация отсутствует и на поверхности Γ_0 электрическое поле всюду направлено к коронирующему электроду.

Заметим, что система уравнений (2.1)–(2.5) и условий (2.6)–(2.8) для области D_1 (так же как для внутренней зоны разряда $D_1 + D_2$) является незамкнутой и должна решаться совместно с уравнениями для внешней области разряда. Уравнения (2.1)–(2.5) можно также использовать для всей области коронного разряда, привлекая вместо (2.8) условия

$$P \in \Sigma_+: n^+ v_{N^+} = 0, \quad \varphi = \varphi_+ = \text{const} \quad (2.9)$$

Система уравнений (2.1)–(2.8) служит для определения n_e , n^- , n^+ и \mathbf{E} . Она имеет тривиальное решение $n_e = n^+ = n^- = 0$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}^0$, где лапласовское поле \mathbf{E}^0 удовлетворяет уравнениям $\text{div } \mathbf{E}^0 = 0$, $\text{rot } \mathbf{E}^0 = 0$. Тривиальное решение соответствует отсутствию коронного разряда в межэлектродном промежутке при заданной разности потенциалов $\varphi_- - \varphi_+$. Для существования нетривиального решения этих уравнений (существования коронного разряда) электрическое поле в области D_1 должно удовлетворять специальному условию. Для его получения необходимо проинтегрировать уравнения (2.1)–(2.3) вдоль линий электрического поля \mathbf{E} , которые являются характеристиками этих уравнений, рассматриваемых как уравнения для определения n_e , n^+ , n^- . В результате находим

$$\gamma_i^{-1} = \int_{s_w}^{\infty} \alpha_i Y ds, \quad Y = \exp \left[\int_{s_w}^{\cdot} (\alpha_i - \alpha_a) ds \right] \quad (2.10)$$

$$\alpha_i = \alpha_i(p, T, |\mathbf{E}|), \quad \alpha_a = \alpha_a(p, T, |\mathbf{E}|)$$

Здесь нижний индекс w соответствует величинам на поверхности коронирующего электрода, s — длина дуги вдоль линии \mathbf{E} , отсчитываемая от Σ_-' , s_0 — значение s , соответствующее поверхности Γ_0 . Выражение (2.10) называется условием самостоятельности разряда.

Вследствие того что для большей части участка $s_w < s < s_0$, как правило, выполняется условие $\alpha_i \gg \alpha_a$ и величина α_i резко убывает при уменьшении $|\mathbf{E}|$, значение $s = s_0$, при котором $\alpha_i = 0$, приближенно совпадает со значением s , при котором обращается в нуль величина $\alpha_* = \alpha_i - \alpha_a$. По-

этому условие (2.10) можно преобразовать к виду

$$\int_{s_w}^{s_0} \alpha_* ds = \ln \frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i} = K = \text{const}, \quad \alpha_*(s_0) = 0 \quad (2.11)$$

Выражение (2.11) представляет собой традиционную формулировку условия самостоятельности коронного разряда.

Для того чтобы практически использовать условие (2.11), необходимы сведения об электрическом поле в области D_1 . Покажем, что изменение электрического поля в зоне ионизации D_1 из-за наличия в этой области объемного электрического заряда намного меньше изменения поля, обусловленного большой кривизной коронирующего электрода. Для этого рассмотрим уравнение (2.4). Учитывая, что концентрация отрицательных ионов в зоне D_1 относительно мала (незначителен поток $|n^- v^-|$) и вследствие условия $b_e \gg b^+$ выполняется неравенство $n^+ \gg n_e$, находим (для области D_1)

$$\text{div } E \approx 4\pi e_0 e^{-1} |n^+ v_{N^+}| / (b^+ E_N)$$

Так как $\gamma_i \ll 1$, то, согласно (2.6), на поверхности Σ_-' выполняется условие $|n^+ v_{N^+}| \gg |n_e v_{eN}|$, и поэтому $e_0 |n^+ v_{N^+}| \approx |j_N|$, где j_N — нормальная составляющая вектора электрического тока на Σ_-' . Итак, относительное влияние члена в правой части уравнения (2.4) на распределение электрического поля в D_1 оценивается параметром

$$\delta = J_k / (eb^+ E^2 a) \cdot N_0 / a$$

где a и N_0 — характерные размер коронирующего электрода и толщина зоны D_1 , J_k — характерная величина тока коронного разряда, E — некоторая характерная величина поля в D_1 . Принимая $J_k = 3$ мкА, $b^+ = 2$ см²/(В·с), $E = 50$ кВ/см, $a = 0,1$ см, $N_0/a = 1$, $e = 1$, находим, что $\delta = 5,4 \cdot 10^{-3} \ll 1$.

Таким образом, электрическое поле D_1 в первом приближении можно считать лапласовским независимо от интенсивности коронного разряда: $E = E^0$. Это условие по существу обусловлено большой величиной поля у поверхности Σ_-' и малой толщиной области D_1 по сравнению с длиной межэлектродного промежутка. Конечно, в области II электрическое поле не является лапласовским.

Условие самостоятельности разряда (2.11) дает принципиальную возможность определить поле зажигания разряда $E = E^0$ в зоне ионизации D_1 независимо от поля E в областях D_2 и II. Действительно, поле E в окрестности Σ_-' может быть найдено по распределению поля $E_N = E_*(\xi, \eta)$ на поверхности Σ_-' (ξ и η — координаты на Σ_-'). Фактическое определение поля E осуществляется, например, методом разложения компонент поля E^0 в ряды по координате N , отсчитываемой в нормальном к Σ_-' направлении, с коэффициентами, которые в конечном итоге выражаются через $E_*(\xi, \eta)$ и частные производные от этой величины. Подставляя поле $E = E^0$ в выражение (2.11), получим условие для нахождения $E_*(\xi, \eta)$. Эта величина, таким образом, оказывается независимой от интенсивности коронного разряда.

В случае произвольной поверхности сформулированная выше задача чрезвычайно сложна, поэтому разрабатываются приближенные и полуматричные методы определения E_* (см., например, [4]) для различных конкретных тел.

Если толщина зоны ионизации мала по сравнению с радиусами кривизны коронирующего электрода, то можно получить приближенную формулу для определения E_* на поверхности произвольного тела. Раскладывая величину $|E|$ в ряд Тэйлора в области D_1 , ограничиваясь членами первого порядка малости и используя зависимость [7] (для воздуха)

$$\alpha_* = m_1 (\rho/\rho_1) [|E| (\rho_1/\rho) - E_{00}]^2; \quad K = 8,45 \\ m_1 = 0,2 \text{ см}/(\text{кВ})^2; \quad E_{00} = 24 \text{ кВ/см}$$

где ρ — текущая плотность воздуха, ρ_1 — плотность воздуха при $p = 1$ атм, $T = 293$ К, из (2.11) получим соотношение

$$\frac{(E_{**} - 1)}{E_{**}} = \chi, \quad \chi = \frac{3K}{R(\rho/\rho_1) m_1 E_{00}^2}, \quad E_{**} = \frac{|E_*| \rho_1}{E_{00} \rho} \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_{\xi}} + \frac{1}{R_{\eta}}$$

Здесь R_{ξ} и R_{η} — главные радиусы кривизны поверхности.

Указанная зависимость $E_{**} = E_{**}(\chi)$ является универсальной: ею можно пользоваться для определения E_* на произвольной поверхности. Особенности поверхности учитываются заданием ее главных радиусов кривизны.

3. Вольт-амперные характеристики коронного разряда при $v \neq 0$. Будем считать, что процессы во внутренней зоне разряда явным образом не зависят от скорости v и описываются теорией, развитой в п. 2. Распределение электрического поля и униполярного объемного электрического заряда q во внешней области разряда, где заряженные частицы имеют подвижность b , описываются уравнениями

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\epsilon^{-1}q, \quad \mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (3.1)$$

$$\mathbf{j} = q(\mathbf{v} + b\mathbf{E}), \quad \operatorname{div} \mathbf{j} = 0$$

$$P \in \Sigma_-': E_N = E_*; \quad P \in \Sigma_-: \phi = \phi_- \quad (3.2)$$

$$P \in \Sigma_+: \phi = \phi_+$$

Здесь предполагается, что область, для которой справедливы уравнения (3.1), совпадает со всей межэлектродной областью I+II. Это допустимо в связи с тем, что, как было показано в п. 2, электрическое поле вблизи коронирующего электрода в основном определяется его геометрией, и поэтому неточное задание для зоны I величины q в правой части первого уравнения (3.1) не приводит к заметной ошибке. Величина E_* является заданной функцией точки поверхности Σ_-' , зависит от геометрии коронирующего электрода, от распределения вдоль Σ_-' термодинамических параметров газа p и T , от электрокинетических коэффициентов и не зависит от напряжения разряда $\phi_- - \phi_+$ (см. п. 2). Существенно, что в выражение для E_* входят два новых определяющих параметра, за которые, например, можно принять величину E_{*0} — поле зажигания коронного разряда в некоторой характерной точке электрода и кинетический параметр K (см. формулу (2.14)). Система уравнений (3.1) и (3.2) является замкнутой.

Согласно уравнениям (3.1) и (3.2), система определяющих параметров включает в себя величины:

$$l, v_0, b_0, E_{*0}, U = \phi_- - \phi_+, K; B, A$$

Здесь l , v_0 и b_0 — характерные размер области течения, газодинамическая скорость и подвижность заряженных частиц, B — совокупность безразмерных геометрических параметров, A — совокупность безразмерных газодинамических параметров, от которых зависят поля величин v и b . В общем случае в систему параметров A входят числа Рейнольдса, Маха, отношение удельных теплоемкостей и т. д.

Привлекая теорию подобия и размерности [8], для тока J_k коронного разряда получим выражение

$$J_k = \frac{b_0 U^2}{l} f_1 \left(\frac{l E_{*0}}{U}, \frac{v_0 l}{b U}, \kappa, B, A \right)$$

Здесь κ — безразмерный параметр, содержащий величину K .

Так как в момент зажигания разряда поле \mathbf{E} во всей области I+II является лапласовским, то $E_{*0} = l^{-1} U_* f_2(B)$, где U_* — потенциал зажигания коронного разряда. Поэтому

$$J_k = \frac{b_0 U^2}{l} f_3 \left(\frac{U_*}{U}, \frac{v_0 l}{b_0 U}, \kappa, B, A \right)$$

Для приближенного определения функции f_3 используем условие ее обращения в нуль при $U=U_*$. Раскладывая f_3 в ряд около значения $U^*/U=1$, получим

$$J_k = \frac{b_0 U^2}{l} \left[\left(1 - \frac{U^*}{U} \right) G(\text{Re}_q; B_*) + \dots \right] \approx$$

$$\approx U(U-U_*) \frac{b_0}{l} G(\text{Re}_q; B_*)$$

$$\text{Re}_q = \frac{v_0 l}{b_0 U}, \quad B_* = \{B, \kappa, A\}$$
(3.3)

Здесь Re_q — электрическое число Рейнольдса, пропорциональное характерной скорости газа. При достаточно малых Re_q функцию G можно представить в виде ряда $G = v_1(B_*) + v_2(B_*) \text{Re}_q + \dots$ и из (3.3) получить приближенное выражение

$$J_k = (U-U_*) [b_0 U l^{-1} v_1(B_*) + v_0 v_2(B_*)]$$
(3.4)

При $v_0=0$ найденные формулы переходят в известные полуэмпирические соотношения для коронного разряда в неподвижном газе [4]. Некоторые из найденных выражений ранее приводились в [9].

4. Коронный разряд между цилиндрическими электродами. Рассмотрим коронный разряд в воздухе между отрицательным цилиндрическим коронирующим электродом $r=a$ и электродом-коллектором $r=l$ при наличии радиального поля гидродинамической скорости $v=v_0 a/r$, которое соответствует источнику (или стоку) внутри коронирующего электрода.

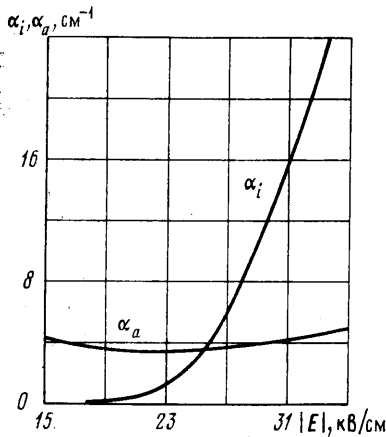
Будем считать, что распределение параметров во всей области $a < r < l$ описывается уравнениями (2.1)–(2.4), соотношениями

$$v_e = v - b_e E, \quad v^+ = v + b^+ E, \quad v^- = v - b^- E, \quad v_D = -b_e E$$
(4.1)

заменяющими выражения (2.5), и граничными условиями (2.6)–(2.7) и (2.9). Входящие в сформулированную систему уравнений зависимости коэффициентов α_i и α_a от $|E|$ определялись по данным [10] и соответствовали разряду в воздухе при нормальных условиях. Зависимости α_i и α_a от $|E|$ представлены на фиг. 2. Подвижности заряженных частиц полагались постоянными величинами: $b_e \approx 450 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $b^+ \approx 1,8 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $b^- \approx 2,3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Так как $b_e \gg \max\{b^+, b^-\}$, то скорость электронов $v_e = e \cdot v_e$ сохраняет свое направление вне зависимости от направления гидродинамической скорости и при рассматриваемой отрицательной полярности внутреннего электрода скорость v_e является положительной величиной. Скорости $v^+ = e \cdot v^+$ и $v^- = e \cdot v^-$ значительно сильнее зависят от гидродинамического течения и могут обращаться в нуль в области $a \leq r \leq l$, что является условием срыва коронного разряда.

В результате решения задачи определяются: электрическое поле зажигания коронного разряда, электрическое поле E_* на поверхности коронирующего электрода, распределения величин $E = e \cdot E$, v_e , v^+ , v^- , n_e , n^+ , n^- в межэлектродном промежутке и вольт-амперные характеристики разряда.

В безразмерных переменных сформулированная система уравнений имеет следующий вид:



Фиг. 2

$$\frac{d\Pi_e}{dr} = a(\alpha_i - \alpha_a)\Pi_e \frac{1}{1 - \text{Re}_q/(rFE_0B_1)} \quad \left(B_1 = \frac{b_e}{b^-} \right) \quad (4.2)$$

$$\frac{d\Pi^+}{dr} = -\alpha\alpha_i\Pi_e \frac{1}{1 - \text{Re}_q/(rFE_0B_1)} \quad \left(\text{Re}_q = \frac{v_0}{b^-E_{00}} \right) \quad (4.3)$$

$$\frac{d\Pi^-}{dr} = \alpha\alpha_e\Pi_e \frac{1}{1 - \text{Re}_q/(rFE_0B_1)} \quad (E_0 = E_*/E_{00} < 0) \quad (4.4)$$

$$\frac{drF}{dr} = \frac{m_0}{FE_0^2} \left\{ \frac{\Pi^-}{1 - \text{Re}_q/(rFE_0)} + \frac{\Pi_e}{B_1 - \text{Re}_q/(rFE_0)} - \frac{\Pi^+}{B_2 + \text{Re}_q/(rFE_0)} \right\} \quad (4.5)$$

$$\frac{d\Phi}{dr} = -\frac{FE_0}{\ln L} \left(L = \frac{l}{a}, \quad B_2 = \frac{b^+}{b^-}, \quad m_0 = \frac{4\pi I \gamma_i}{\varepsilon(\gamma_i + 1)b^-E_{00}^2} \right) \quad (4.6)$$

Граничные условия следующие:

$$r=1: F=1, \quad \Phi=0, \quad \Pi_e=1, \quad \Pi^-=0, \quad \Pi^+=1/\gamma_i, \quad r=L: \Pi^+=0, \quad \Phi=\Phi_+ \quad (4.7)$$

Здесь координата отнесена к радиусу внутреннего электрода a , потоки частиц Π связаны с токами J соответствующих частиц и полным током I в системе следующим образом:

$$\begin{aligned} \Pi_e &= -\frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i} \frac{J_e}{I}, \quad \Pi^+ = -\frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i} \frac{J^+}{I}, \quad \Pi^- = -\frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i} \frac{J^-}{I} \\ J_e &= -en_e r(v - b_e E), \quad J^+ = en^+ r(v + b^+ E) \\ J^- &= -en^- r(v - b^- E), \quad I = -(J_e + J^+ + J^-) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Безразмерные напряженность электрического поля F и электрический потенциал Φ определены в виде $F = E/E_*$, $\Phi = \varphi/(a \ln LE_{00})$.

Решение указанной системы уравнений проводится численным методом Рунге — Кутты с пристрелкой двух параметров E_0 и m_0 по условиям на электроде $r=L$. Параметр m_0 связан с полным током $J = 2\pi I$ в коронной системе соотношением $m_0 = J^2 \gamma_i e^{-1} (\gamma_i + 1)^{-1}$, где $J^0 = J/(b^- E_{00}^2)$. В ходе решения определяется граница внутренней зоны разряда r_* из условия $\alpha_i(r_*) = 0$. Заметим, что граничное условие $\Pi^+(r=L) = 0$ имеет асимптотический характер и выполняется уже при $r = r_* \ll L$.

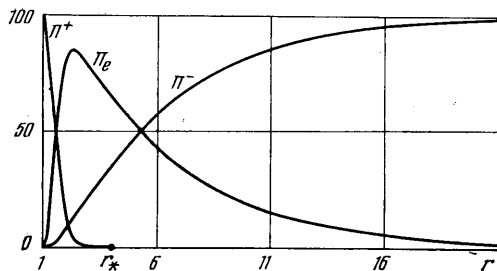
Приводимые ниже примеры расчетов относятся к следующим значениям параметров и характерных величин: $m_0 \geq 0$; $|\text{Re}_q| < 2,5$; $L = 21$; $\gamma_i = 10^{-2}$, $B_1 = 195$, $E_{00} = 24$ кВ/см, $a = 0,05$ см при нормальных атмосферных условиях.

Приведем результаты расчетов. На фиг. 3 представлены распределения безразмерных потоков Π_e , Π^+ и Π^- по длине межэлектродного промежутка при отсутствии движения среды ($\text{Re}_q = 0$). На оси абсцисс отмечена r , — граница зоны ионизации D_1 . Плотность электрического тока во внешней зоне разряда Π пропорциональна величине Π^- . Электрическое поле в зонах D_1 и I оказывается лапласовским с большой степенью точности, что подтверждает основное предположение, сделанное в п. 2.

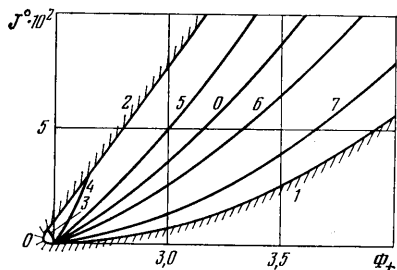
На фиг. 4 представлены вольт-амперные характеристики разряда, полученные при различных скоростях газа — различных значениях параметра Re_q . Кривая 0 соответствует разряду в неподвижной среде.

Вольт-амперные характеристики при $\text{Re}_q < 0$ соответствуют случаю, когда газодинамическое течение способствует увеличению скорости положительных ионов, движущихся к электроду $r=a$, и уменьшению скорости отрицательных ионов, движущихся к электроду $r=l$. Так как распределение E вблизи коронирующего электрода в основном определяется его геометрией, то гидродинамические эффекты в большом диапазоне изменения $|\nu|$ оказывают слабое влияние на параметры в зоне ионизации. Однако движение среды существенно влияет на параметры в зоне Π , приводя к уменьшению тока разряда (при фиксированном напряжении). При очень большой скорости среды происходит остановка (в некотором сечении) отрицательных ионов — возникает срыв разряда. Соответствующие конечные точки некоторого множества вольт-амперных характеристик расположены на заштрихованной кривой 1.

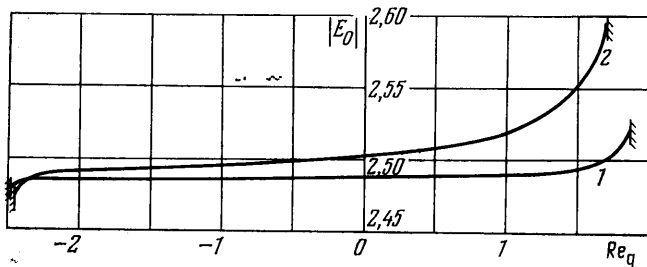
Вольт-амперные характеристики при $Re_q > 0$ соответствуют ситуации, когда гидродинамическое течение способствует уменьшению скорости положительных ионов, движущихся в зоне ионизации к электроду $r=a$, и увеличению скорости отрицательных ионов, движущихся в противоположном направлении. Электрический ток разряда при увеличении Re_q возрастает. При большой скорости среды происходит установка положительных ионов и срыв разряда. Конечные точки некоторого множества вольт-амперных характеристик расположены на заштрихованной кривой 2. Обратим внимание, что при достаточно больших Re_q происходит изменение характера вольт-амперных характеристик (кривая 3). Кривые 3, 4, 5, 6, 7, построенные соответственно для $Re_q = 1,856; 1,745; 1; -1; -2$, иллюстрируют деформацию вольт-амперных характеристик.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 5 показаны зависимости величины $|E_0|$ от Re_q при различных токах разряда (кривые 1, 2 соответствуют $m_0 = 10^{-4}$ и 10^{-3}). Величина E_0 при $v=0$ практически не зависит от тока разряда (параметра m_0), а следовательно, не зависит и от перенапряжения коронного разряда. Этот результат подтверждает теорию, развитую в п. 2. Изменение E_0 при изменении Re_q в целом незначительно. Относительно большее изменение величины E_0 при $Re_q > 0$ по сравнению со случаем $Re_q < 0$ объясняется непосредственным воздействием газодинамического течения на движение положительных ионов в зоне ионизации.

Еще раз обратим внимание, что рассмотренное течение характеризуется малой толщиной зоны, в которой протекают электрокинетические процессы (см. фиг. 3). Для других сред и других уровней давлений зона электрокинетических процессов может занимать почти весь межэлектродный промежуток $a < r < l$. Коронный разряд при таких условиях между цилиндрическими электродами был рассмотрен в [11].

Авторы благодарят за обсуждение работы и ценные замечания В. А. Лихтера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Капцов Н. А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. М.: Гостехиздат, 1947. 226 с.
2. Loed L. B. Electrical coronas. Berk.-Los Ang., Univ. of Calif. Press, 1965, 694 p.
3. Попков В. И. К теории коронного разряда в газе при постоянном напряжении. - Изв. АН СССР. ОТИ, 1953, № 5, с. 664-674.
4. Развиг Л. В. Начальные напряжения газового разряда в электрических полях различной конфигурации. - Электричество, 1970, № 8, с. 14-19.
5. Ушаков В. В., Катерина Е. И. Расчет начальной напряженности и потенциала начала коронирования заряженного цилиндра в дозвуковом газовом потоке. - Аэродинамика: Межвуз. сб. научн. тр. Киев, 1977, вып. 3, с. 85-95.

6. Ушаков В. В., Гузий Н. Н. Численное исследование коронного разряда в газовом потоке.— Прикл. аэродинамика: Межвуз. сб. научн. тр. Киев, 1978, вып. 4, с. 120–131.
7. Верецагин И. П., Левитов В. И., Мирзабекян Г. З., Пашин М. М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем.— М.: Энергия, 1974. 480 с.
8. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
9. Ушаков В. В., Франчук Г. М. Экспериментальное исследование коронного разряда с острия в воздушном и аэрозольном потоках.— Аэродинамика: Межвуз. науч. техн. сб. Киев, 1973, вып. 8, с. 62–67.
10. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
11. Белевцев А. А., Биберман Л. М. К микроскопической теории коронного разряда в электроположительном атомарном газе.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт., 1981, № 3, с. 104–117.

Москва

Поступила в редакцию
28.VI.1982