

Ю. К. Стишков, А.В. Самусенко

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА В ИНЕРТНОМ ГАЗЕ

*Санкт-Петербургский государственный университет,
Научно-образовательный центр “Электрофизика” физического факультета,
ул. Ульяновская, д.3, г. Санкт-Петербург, Петродворец, 198504, Россия,
Stishkov@paloma.spbu.ru*

Коронный разряд

Коронный разряд развивается в газах при давлениях порядка атмосферного в резко неоднородных электрических полях. Он является причиной потерь в линиях электропередач и нарушает воздушную изоляцию в различных высоковольтных устройствах. Поэтому расчет процессов развития коронного разряда – важная электротехническая задача.

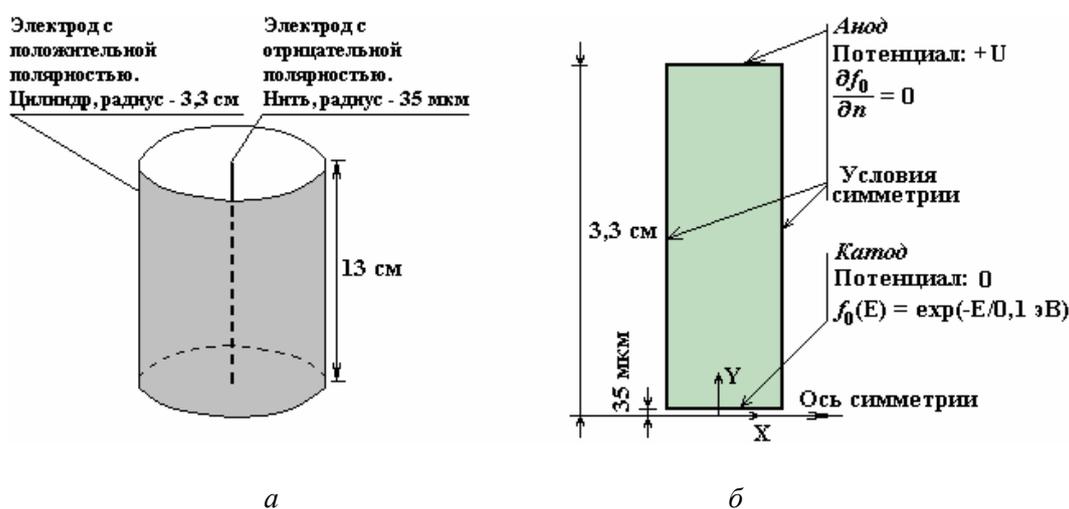


Рис. 1. а – конфигурация электродов нить-цилиндр (размеры соответствуют установке в высоковольтной лаборатории НИИ Радиофизики СПбГУ); б – модель в CFD-ACE

Пример конфигурации электродов с резко неоднородным электрическим полем – нить в цилиндре (рис. 1). В коронном разряде выделяют две характерные области. Чехол разряда – область с относительно высокой напряженностью поля, где может идти ударная ионизация. Размер этой зоны обычно составляет порядка сотни микрометров. Остальная область межэлектродного промежутка – внешняя зона. Здесь напряженность поля относительно низка, ионизация практически отсутствует. Заряженные частицы, образованные в чехле короны, дрейфуют через эту область к противоположному электроду.

Начало разряда вызывает резкий скачок тока (до трех порядков) при незначительном повышении напряжения (рис. 2). Скачок тока сопровождается появлением характерного свечения у электрода с малым радиусом кривизны (рис. 3). Этот эффект демонстрирует пороговый характер возникновения разряда.

Свечение вызвано возбужденными молекулами, испускающими фотоны при возвращении в основное состояние. Возбуждение производится электронным ударом, и свечение указывает на зна-

чительную концентрацию электронов в чехле короны и высокую электронную температуру, позволяющую преодолевать пороги реакций ионизации и возбуждения, которые весьма высоки, порядка 10 эВ.

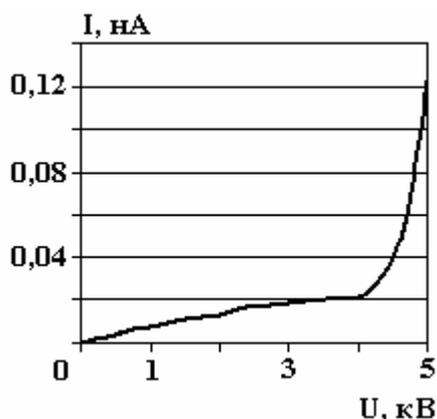


Рис. 2. Типичная вольт-амперная характеристика для воздуха. Скачок тока справа – зажигание коронного разряда

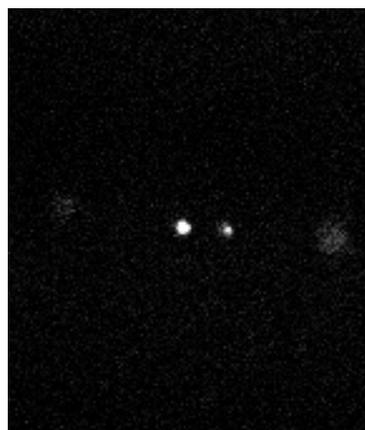


Рис. 3. Очаги свечения коронного разряда на проводящей нити

Обзор методов моделирования коронного разряда

До текущего момента общепризнанные методы моделирования коронного разряда фактически включали расчет процессов преимущественно во внешней зоне короны в воздухе, где практически не происходит ионизация. Например, широко распространен метод Дейча-Попкова [н]. Этот метод позволяет правильно рассчитать объемный заряд и ток через систему, но для реализации метода необходимо выполнение двух условий: во внешней зоне имеет место униполярная ионная проводимость, из опыта известны значение порогового напряжения и напряженность поля у коронирующего электрода. В настоящей работе приведен метод, позволяющий рассчитывать процессы, происходящие в чехле короны.

Поведение электронов в полях с высокой напряженностью рассчитывалось при моделировании одиночных электронных лавин. Здесь использовались приближение Фоккера-Планка, метод Монте-Карло и другие подходы. Но одиночная лавина – несамостоятельное явление. Расчет коронного разряда требует учета факторов, приводящих к самостоятельному характеру процесса. Необходимо совместно учитывать динамику электронов, ионов и изменение электрического поля.

Необходимо также отметить, что в большинстве работ ионизационные процессы учитывались при помощи полуэмпирической формулы, описывающей рост потока электронов:

$$j_e(x) = e^{\alpha x}.$$

Здесь α – эффективный коэффициент столкновительной ионизации, x – координата вдоль силовой линии электрического поля. В данной работе задаются характеристики основных реакций, влияющих на разрядный процесс, что позволяет в полной мере увидеть особенности разряда в данном газе. Также появляется возможность проанализировать влияние различных микропроцессов с участием ионов и электронов на температуру, концентрации и потоки заряженных частиц.

Динамика электронов в разряде

При расчете коронного разряда в воздухе необходимо учитывать сложный химический состав воздуха, а также большое количество разнообразных реакций. В частности, большую роль здесь играет реакция прилипания электронов. Поэтому с учетом новизны подхода создана расчетная модель для аргона – инертного газа, где нет прилипания и число необходимых реакций минимально. Основную сложность при расчете представляет динамика электронов. Рассмотрим подробнее процессы с их участием.

При низких концентрациях электронов, которые имеют место в коронном разряде, существенную роль играют столкновения электрона с нейтральными молекулами газа, а также рекомбинация. Столкновения электронов можно разделить на упругие и неупругие. В упругом столкновении суммарная кинетическая энергия до и после удара сохраняется, может происходить лишь перераспределение кинетической энергии.

Электрон легок по сравнению со всеми остальными частицами, присутствующими в системе. При столкновении с тяжелой легкой частица может потерять лишь небольшую долю своей кинетической энергии, именно поэтому справедлива оценка [с]:

$$\frac{\Delta E}{E} < \frac{2m_e}{M_{\text{атом}}}.$$

Точное значение изменения энергии зависит от угла, на который отклонилась при ударе частица. Для аргона, например, доля энергии, теряемая электроном при одном упругом столкновении, не может превысить $5 \cdot 10^{-5}$. Благодаря этому электрон, разгоняясь в поле, накапливает энергию, даже испытывая многочисленные упругие столкновения. В результате возникает эффект высокой температуры электронов по сравнению с температурой всех остальных типов частиц в системе. Это и позволяет значительной доле электронов преодолевать пороги ионизации молекул. Так, в чехле коронного разряда при температуре газа 300 К (0,039 эВ) температура электронов составляет около 5 эВ. Неупругие столкновения сопровождаются переходом кинетической в другие виды энергии. Первый тип таких процессов – **столкновения с возбуждением**, в результате которых кинетическая энергия электрона отбирается атомом или молекулой, и та переходит в другое состояние с большей потенциальной энергией. Через короткое время (порядка 10^{-10} с) атом возвращается в основное состояние, излучая квант света. Другой сорт событий, которые могут произойти в результате взаимодействия электрона с нейтральными атомами, – **ионизация**. Электрон теряет кинетическую энергию, а атом превращается в пару заряженных частиц – электрон и ион. Неупругим столкновением является также **рекомбинация** – электрон встречается с положительным ионом и прекращает существование. Есть несколько механизмов рекомбинации, однако цель решения данной задачи – построение по возможности более простой модели разряда. Поэтому в расчете присутствует только один механизм – фоторекомбинация: электрон с ионом образуют нейтральный атом, а избыток энергии излучается в виде светового кванта.

Удобной характеристикой для оценки вероятности реакции является свободный пробег. Это среднее расстояние, проходимое частицей с данной энергией E , между актами отдельных реакций. Например, при упругом столкновении электрона с молекулами, концентрация которых равна n , а сечение реакции – σ , пробег дается формулой [2]:

$$l = \frac{1}{n\sigma(E)}. \quad (1)$$

Далее приведены расчеты для газа при температуре 300 К и атмосферном давлении, концентрация n в этих условиях составляет $2,45 \cdot 10^{25}$ 1/м³. Опытные зависимости сечения от энергии электрона взяты из базы данных JILA, составленной в университете [3].

Рассмотрим диапазон энергий 5–20 эВ, где лежат пороги ионизации и возбуждения аргона. Пробег по упругому столкновению для аргона составляет здесь 0,4–1,0 мкм, по возбуждению (для наиболее интенсивной реакции) – 10–40 мкм. Пробег по ионизации – более 20 мкм. Пробег по упругому столкновению относительно низок, поэтому между неупругими столкновениями происходит несколько десятков упругих, и движение электрона становится хаотичным, распределение скоростей по направлениям «размывается». С другой стороны, расход энергии при нескольких десятках упругих столкновений мал, тогда как при неупругом столкновении электрон отдает почти всю свою энергию. Это значит, что спектр электронов будет определяться не упругими столкновениями, а возбуждением и ионизацией. Электроны будут распределены по энергиям не по Больцману. Обычно для решения такой задачи необходим расчет кинетического уравнения для электронов, однако хаотизация скоростей электронов позволяет применить приближение Фоккера-Планка.

Приближение Фоккера-Планка для кинетического уравнения

Строго говоря, при анализе движения множества электронов в электрическом поле нам следует искать функцию распределения электронов по скоростям в данной точке:

$$f(\vec{r}, \vec{V}, t) = f(r_x, r_y, r_z, V_x, V_y, V_z, t).$$

Очевидно, что такой подход сложен для численного расчета – необходимо искать функцию уже семи переменных.

Ситуация упрощается, когда характерные масштабы времени и расстояния таковы, что распределение по скоростям становится практически изотропным. Иначе говоря, функция распределения зависит только от $|V|$. Физически это обеспечивается упругими столкновениями электронов с тя-

желыми частицами – то есть мы предполагаем, что на небольшом расстоянии электрон успевает испытать достаточное количество столкновений, чтобы разные направления скоростей у электронов стали равновероятными.

Правда, в таком случае невозможен электрический ток, поскольку в среднем электроны никуда не движутся. Поэтому учитывается первая поправка на анизотропность. Именно, если направление дрейфа соответствует углу $\theta = 0$ в сферических координатах (в пространстве скоростей), функция f определяется в таком виде:

$$f(\vec{r}, |V|, \theta, \varphi, t) = f_0(\vec{r}, |V|) + f_1(\vec{r}, |V|) \cdot \cos \theta.$$

Причем $f_1 \ll f_0$. Если же направление тока заведомо неизвестно, f_1 становится векторной величиной:

$$f(\vec{r}, |V|, \theta, \varphi, t) = f_0(\vec{r}, |V|) + \vec{f}_1(\vec{r}, |V|) \cdot \vec{n}.$$

Здесь n – единичный вектор в пространстве скоростей.

На данном уровне упрощения динамика электронов описывается уравнением Фоккера-Планка с учетом электрического потенциала φ :

$$\begin{cases} V \frac{\partial f_0}{\partial t} - \nabla \cdot \left[\chi \left(\nabla f_0 + \nabla \varphi \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial E} \left[\chi \nabla \varphi \cdot \left(\nabla \varphi \frac{\partial f_0}{\partial E} + \nabla f_0 \right) \right] = VS; \\ \vec{f}_1 = -\frac{V}{v} \nabla f_0 - (\nabla \varphi) \frac{V}{v} \frac{\partial f_0}{\partial E}; \\ \chi = \frac{V^3}{3v}; \\ E = \frac{m_e V^2}{2e}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь v – частота упругих столкновений, E – кинетическая энергия. Уравнения (2) написаны для случая, когда аргумент функций распределения не $|V|$, а кинетическая энергия в эВ $E = m_e V^2 / 2e$. Ясно, что это вопрос удобства, не влияющий на смысл уравнений.

Неприменимость приближения Больцмана

Дальнейший уровень упрощения кинетического уравнения – конкретизация распределения электронов по энергиям. При активном обмене импульсом в упругих столкновениях в большом наборе частиц устанавливается экспоненциальное распределение Больцмана:

$$f(E) = \frac{1}{kT} \exp \left[-\frac{E}{kT} \right]. \quad (3)$$

Однако, как было указано выше, при упругом столкновении с частицей газа доля энергии, которую электрон может отдать, составляет порядка 10^{-4} , то есть для установления такого распределения требуется около 10 тысяч столкновений. Но гораздо раньше (через десятки упругих столкновений) произойдет неупругое столкновение, в котором электрон отдаст значительную часть энергии.

Упругие электрон-электронные столкновения также маловероятны, поскольку степень ионизации газа очень мала – достигает лишь 10^{-11} . Такие столкновения менее вероятны, чем неупругие столкновения с нейтральными частицами газа.

Таким образом, энергетический баланс электрона устанавливается преимущественно неупругими столкновениями и применение приближения Больцмана не обосновано. Решение показывает, что распределение электронов по энергиям значительно отличается от экспоненциального распределения (3).

Система уравнений

Возможность численного решения уравнения Фоккера-Планка (2) определила выбор программного пакета CFD-ACE для расчета данной задачи. Опишем другие уравнения, решаемые совместно.

Программа требует при расчете учета уравнений сплошной среды. Необходимости учитывать их в данной задаче, в принципе, не было, поскольку характерные времена установления решения дос-

таточно малы. И действительно, решение для поля скоростей дало машинный ноль, давление газа не изменилось. Тем не менее приведем эти уравнения:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\text{ж}} \vec{v}) + (\nabla \cdot \rho_{\text{ж}} \vec{v}) \vec{v} = -\nabla p + (\nabla \cdot \mu \nabla) \vec{v} + \vec{S}_M; \\ \frac{\partial \rho_{\text{ж}}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_{\text{ж}} \vec{v} = 0; \\ \rho_{\text{ж}} = f(P). \end{cases} \quad (4)$$

Искомые функции – плотность газа $\rho_{\text{ж}}$, давление P , поле скоростей v .

Расчет электрического поля проводился в электростатическом приближении, то есть считалось, что поле описывается уравнением Пуассона:

$$\nabla \cdot \epsilon \epsilon_0 \nabla \phi = \rho. \quad (5)$$

Искомая функция – электрический потенциал ϕ .

При решении уравнения (5) используются данные других модулей: плотность зарядов ρ рассчитывается исходя из концентраций ионов и электронов:

$$\rho = \sum_i q_i c_i + e n_e.$$

Газ считается многокомпонентным, состоящим из частиц различной массы и с различным зарядом. Поскольку все частицы, кроме электронов, достаточно тяжелые, они активно обмениваются импульсом и энергией друг с другом, и их температура считается равной температуре среды T , а распределение по энергиям – бoльцмановским.

Изменение массовых долей компонентов Y_k в каждой точке описывается транспортным уравнением, которое учитывает гибель и рождение частиц в различных реакциях и дополняется формулами для скоростей реакций:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\text{ж}} Y_k) + \nabla(\rho_{\text{ж}} (\mu_k \nabla \phi) Y_k) = \nabla(\Gamma_k \nabla(\rho_{\text{ж}} Y_k)) + M_k \sum_j \nu_{kj} \omega_j; \\ \omega_j = k_j \prod_i \left(\frac{\rho_{\text{ж}} Y_i}{M_i} \right)^{\nu_{ij}}; \\ k_j = A_j T^{n_j} \left(\frac{P}{P_{\text{atm}}} \right)^{m_j} e^{-E_a / RT} \text{ (форма Аррениуса) или} \\ k_j = \int \sqrt{E} \sigma(E) f_E(E) dE \text{ (сечение реакции)}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь M_i – масса одной молекулы i -го компонента, μ_i – подвижность, Γ_i – коэффициент диффузии, возможно, зависящие от температуры среды, ν_{ij} – стехиометрические коэффициенты.

Искомые функции – массовые доли компонентов Y_k .

Химические превращения учитываются введением функций ω_i – интенсивности реакций. Здесь индекс i есть номер реакции. Интенсивность ω_i есть число актов реакции в единице объема за единицу времени. Интенсивность зависит от концентрации участвующих в реакции компонентов, а также от различных параметров, которые учитываются в коэффициенте скорости реакции k_j , где j – номер реакции. Этот важный параметр можно задавать в так называемой форме Аррениуса либо задавать таблицей сечение реакции – оба варианта отражены в системе (6).

Форма Аррениуса более простая и требует меньше экспериментальных данных по реакции, но имеет один важный недостаток – скорость реакции зависит лишь от температуры, то есть от средней энергии компонентов, и не учитывается распределение компонентов по энергиям. Такой подход оправдан, когда частицы имеют бoльцмановское распределение по энергиям. Однако распределение электронов, которые несут основную часть энергии столкновения, может сильно отличаться от такового, поэтому, задав сечение, мы учтем возможность различных распределений.

Подчеркну, что, хотя в формулах для интенсивности реакций в (6) электроны учитываются наряду с другими частицами, уравнение переноса – первое уравнение системы (6) – не применяется к электронам, их динамика рассчитывается уравнением Фоккера-Планка.

В системе уравнений (6) используются данные других модулей: в реакциях с участием электронов концентрация электронов n_e , а также распределение электронов по энергиям $f_E(E)$ рассчитываются из функции распределения электронов f .

Динамика электронов и распределение по энергиям описываются уравнением Фоккера-Планка (2).

Искомые функции – f_0 и f_1 – функции распределения электронов по пространству и энергии и первая поправка к ним.

В уравнении (2) используются данные других модулей – частота упругих столкновений ν рассчитывается исходя из функции распределения электронов по энергиям и концентраций тяжелых частиц, например, при учете столкновений лишь с частицами компонента № 1:

$$\nu(E) = \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \sqrt{E} \sigma_{\text{упр}}(E) \frac{\rho_j Y_1}{M_1}. \quad (7)$$

Также в уравнении (2) фигурирует электрический потенциал ϕ , рассчитываемый уравнением Пуассона (5).

Функция распределения f_0 дает информацию о концентрации электронов:

$$n_e = \int_0^{\infty} f_0(E) dE. \quad (8)$$

Первая поправка на анизотропность распределения по скоростям позволяет вычислить плотность электронного тока:

$$\vec{j}_e = q_e \frac{8\pi}{3} \int_0^{\infty} \vec{f}_1(E) \sqrt{\frac{E}{m_e}} dE. \quad (9)$$

Как видно из системы (2), решение кинетического уравнения в приближении Фоккера-Планка не требует задания подвижности электронов и коэффициента диффузии. Такие коэффициенты даже не фигурируют в уравнении, поскольку оно учитывает, что электроны с различной энергией имеют различные дрейфовые и тепловые скорости благодаря сильной зависимости сечений реакций от энергии электрона. Единственный фигурирующий в уравнении коэффициент χ , характеризующий диффузию электронов в фазовом пространстве координат и скоростей, вычисляется по данным о сечении реакции упругого столкновения. Частота столкновений выражается формулой (7).

Но средняя дрейфовая скорость может быть подсчитана из решения как отношение потока электронов к электронной концентрации, которые определяются формулами (8) и (9):

$$\vec{V}_d = \frac{\vec{j}_e}{n_e e}.$$

А подвижность вычисляется как отношение дрейфовой скорости к напряженности электрического поля:

$$\mu_e = \frac{V_d}{|\nabla\phi|}. \quad (10)$$

Таким образом, подвижность может существенно зависеть от координаты.

Надо сказать, что CFD-ACE, помимо основных неизвестных функций, которые непосредственно получаются при решении системы уравнений, выводит в файл решения большое количество производных величин. Это интенсивности реакций, потоки электронов и компонентов газа, коэффициенты диффузии и подвижности, плотность объемного заряда и многие другие, поэтому самостоятельно вести вычисления по формулам (8–10) нет необходимости.

Условия задачи

Перейдем к описанию модели, использованной для решения данной задачи.

В объеме заданы следующие свойства и параметры.

Для уравнений сплошной среды: плотность газа $1,4 \text{ кг/м}^3$ (это плотность аргона при нормальных условиях – давлении 101,3 кПа и температуре 300 К); вязкость (динамическая) $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$.

Рассматривались две модели с различными наборами химических реакций. Первая – упрощенная, в ней есть минимальное количество процессов, необходимых для наблюдения разряда, а именно упругое столкновение, ионизация, вторичная поверхностная эмиссия и рекомбинация. Упругое столкновение и ионизация имеют следующие формулы:

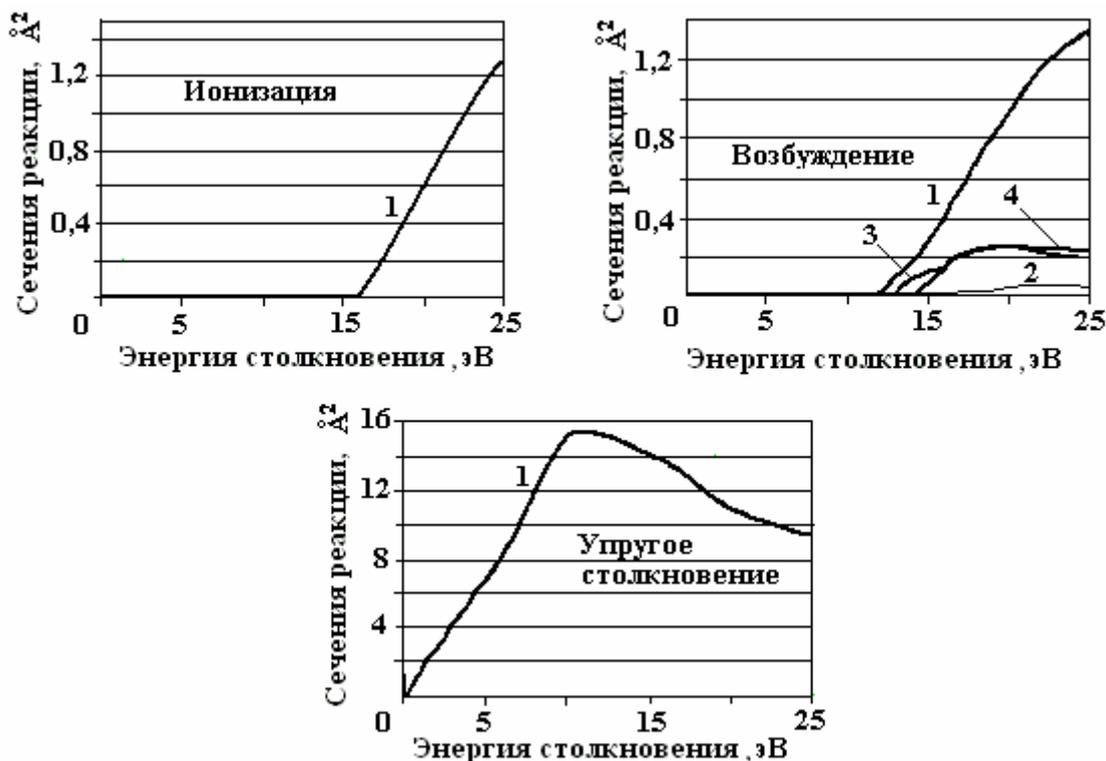
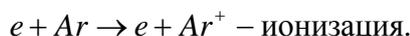
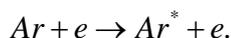


Рис. 4. Опытные зависимости сечения реакций от энергии столкновения, использованные при решении задачи. Источник – база данных JILA. 1 – 11,5; 2 – 13,15; 3 – 13,10; 4 – 14,1 эВ

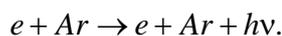
В усложненной модели рассматриваются также и четыре реакции возбуждения – уровни 11,5, 13,1, 13,15 и 14,1 эВ. Формула, описывающая такие реакции:



Один из указанных уровней (11,5 эВ) является метастабильным, время жизни составляет около 1,3 с [2]. Этот факт важен для моделирования разряда, поскольку возбужденный атом имеет потенциал ионизации ниже, чем атом в невозбужденном состоянии. Долгоживущие возбужденные атомы с большой вероятностью встречают электрон и ионизируются. Тем не менее, поскольку формулировалась модельная задача, было решено не рассматривать такой процесс, несомненно, усложняющий анализ решения. Все четыре уровня считались не метастабильными, возбужденный атом такого уровня возвращается в основное состояние за время $10^{-8} - 10^{-7}$ с, испуская квант света:



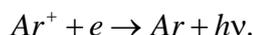
Вероятность столкновения возбужденного атома с электроном за такое время крайне мала, поэтому применяется упрощенная схема описания процесса. Обе реакции – возбуждения и снятия возбуждения – описываются одной формулой:



При этом возбужденные атомы не описываются как отдельные компоненты, а будущее испускание кванта света (что влечет потерю соответствующей энергии газом) учитывается сразу при столкновении.

Для возбуждения, ионизации и упругого столкновения заданы кривые зависимости сечения реакций от энергии столкновения (рис. 4). Опытные кривые взяты из базы данных, созданной в университете Колорадо (University of Colorado) [3].

В аргоне имеются несколько существенных механизмов рекомбинации, однако для простоты в данной задаче задана только фоторекомбинация – избыток энергии уносится квантом света. Процесс идет следующим образом:



Реакция задана в форме Аррениуса. Считается, что именно скорость реакции ω зависит от концентраций электронов n_e и ионов n_+ следующим образом:

$$\omega = cn_e n_+.$$

Здесь коэффициент c задан и равен 10^{-6} м³/с.

Для иона Ar^+ задана подвижность – $1,5 \cdot 10^{-4}$ м/(В·с). Коэффициент диффузии для ионов рассчитывается из соотношения Эйнштейна:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q_i}.$$

Здесь q_i – электрический заряд иона.

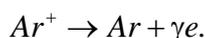
Наряду с временем и пространственными переменными для электронов есть еще энергетическая переменная. Она выступает в качестве равноправной оси в пространстве, в котором строится конечно-элементная модель. На ней расчет производится на конечном отрезке – от 0 до 40 эВ и равномерное разбиение на 140 элементов. На границах модели по энергии граничные условия 0 эВ: $f_0(0 \text{ эВ}) = 1$ (конечная величина функции распределения при нулевой энергии); 40 эВ: $f_0(40 \text{ эВ}) = 0$ (обращение в ноль на границе, предполагается, что настолько быстрых электронов практически не появляется). Пакет производит нормировку функции f_0 и условий на нее самостоятельно по ходу решения.

Основные граничные условия показаны на рис. 1. Введение условий симметрии на боковых границах модели позволяет решать задачу для электродов бесконечной высоты, и все величины в решении зависят только от радиальной координаты.

На катоде заданы следующие граничные условия.

Непроницаемая стена для газа, условие прилипания $v = 0$.

Поверхностная реакция. Вторичная эмиссия задана как поверхностная реакция в следующей форме:



Для коэффициента вторичной эмиссии γ задано значение 0,1. Условие имеет следующий смысл: при попадании на катод ион Ar^+ нейтрализуется, выбивая с вероятностью 0,1 электрона.

Температура электронов у катода – 0,1 эВ.

Потенциал – задан нулевой потенциал.

Условие на функцию распределения – $f_0(E) = \exp[-E/0,1 \text{ эВ}]$ (больцмановское распределение вылетающих электронов со средней энергией, гораздо меньшей порогов для реакций неупругого столкновения).

На аноде заданы следующие граничные условия.

Непроницаемая стена для газа и условие прилипания $v = 0$.

Нулевые потоки для всех химических компонентов, кроме электронов.

Положительный электрический потенциал U .

Условие на функцию распределения $\partial f / \partial n = 0$ (нормальная производная равна нулю).

Заданы следующие начальные условия.

Температура – 300 К.

Скорость газа равна нулю.

Из химических компонент присутствует только нейтральный аргон.

Концентрация электронов – $10^6 \cdot 1/\text{м}^3$.

Функция распределения электронов по энергиям – в любой точке бoльцмановская, со средней энергией 0,1 эВ.

Решается задача об установлении разряда при мгновенном включении напряжения в момент $t=0$.

Анализ результатов расчета

Рассмотрим основные результаты моделирования. На рис. 5 показано, как меняется концентрация электронов при различных напряжениях. При напряжениях выше 2 кВ она экспоненциально растет, а затем выходит на стационарный уровень. При меньших напряжениях концентрация экспоненциально падает до нулевого уровня. Таким образом, 2 кВ есть порог зажигания разряда.

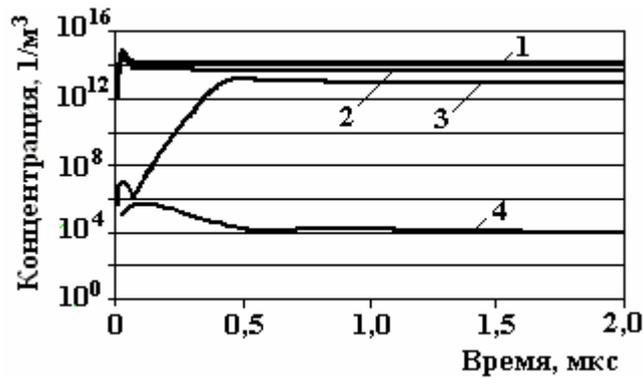


Рис.5. Зависимость концентрации электронов от времени на расстоянии 1 мм от катода при различных напряжениях. U , кВ: 1 – 4; 2 – 3; 3 – 2; 4 – 0,5

Рис. 6 демонстрирует интенсивность ионизации и рекомбинации в чехле короны при напряжениях 3 и 6 кВ. Ионизация превышает рекомбинацию только в небольшой (100–200 мкм от катода) области. Здесь происходит размножение электронов, ее называют чехлом разряда. Дальше от катода за границей чехла ионизация и рекомбинация скомпенсированы, то есть размножение отсутствует.

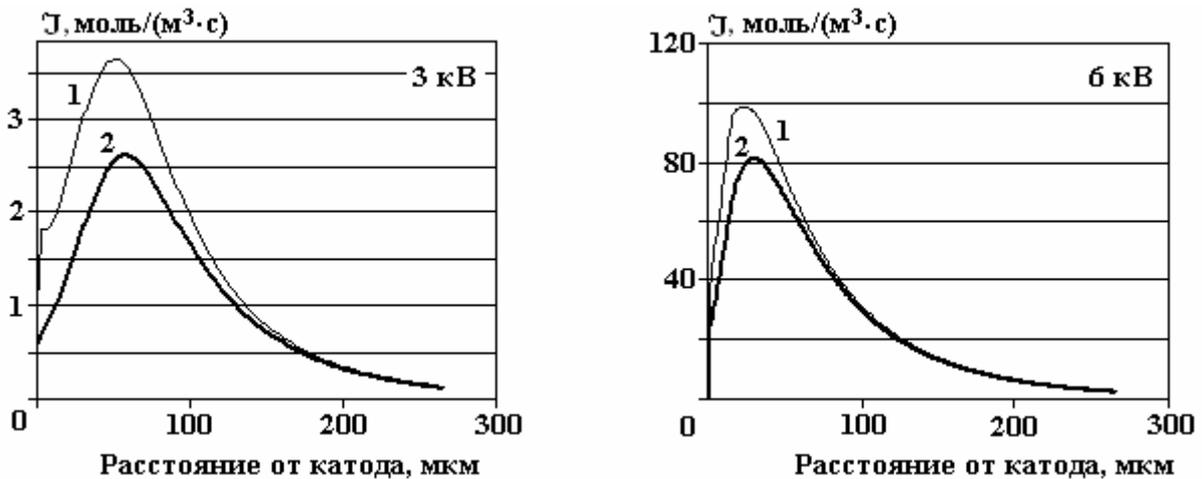


Рис. 6. Интенсивность J ионизации и рекомбинации при различных напряжениях. 1 – ионизация; 2 – рекомбинация

На опыте коронный разряд наблюдают по картине свечения, поэтому важно, что численное решение позволяет получить распределение интенсивности реакций, в которых рождаются кванты света. Зная энергию кванта света для каждой реакции, мы получаем возможность исследовать выделение лучистой энергии в различных областях модели. Как показывает график на рис. 7, основная часть световой энергии выделяется в реакции возбуждения с наименьшим порогом.

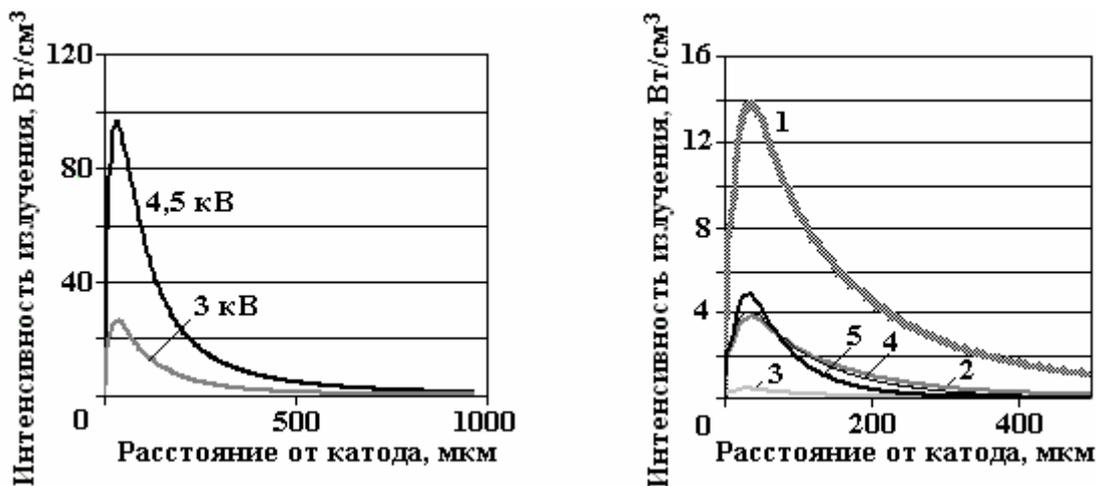


Рис. 7. Слева – интенсивность излучения в стационарном режиме при разных напряжениях; справа – интенсивность излучения по реакциям (4 реакции возбуждения и рекомбинация) в стационарном режиме при напряжении 3 кВ. $U, \text{эВ}$: 1 – 11,5; 2 – 13,10; 3 – 13,15; 4 – 14,1; 5 – рекомбинация

Решение показывает, что ширина области свечения превышает ширину области ионизации. Будем считать, что характерный размер области, где сосредоточена данная величина, – радиус зоны, где значение величины составляет более 10% от максимума. При напряжении 3 кВ характерный размер области для интенсивности ионизации составляет 190 $\mu\text{м}$, а для мощности выделения света – 350 $\mu\text{м}$.

В электрическом поле отрицательные и положительные заряды движутся в разные стороны, происходит так называемое разделение зарядов. Возникают области с положительным (у катода) и отрицательным (у анода) объемными зарядами (рис. 8). Подвижность электронов, которые формируют отрицательный заряд, значительно меньше подвижности ионов, поэтому абсолютная величина отрицательной плотности значительно меньше величины положительной плотности.

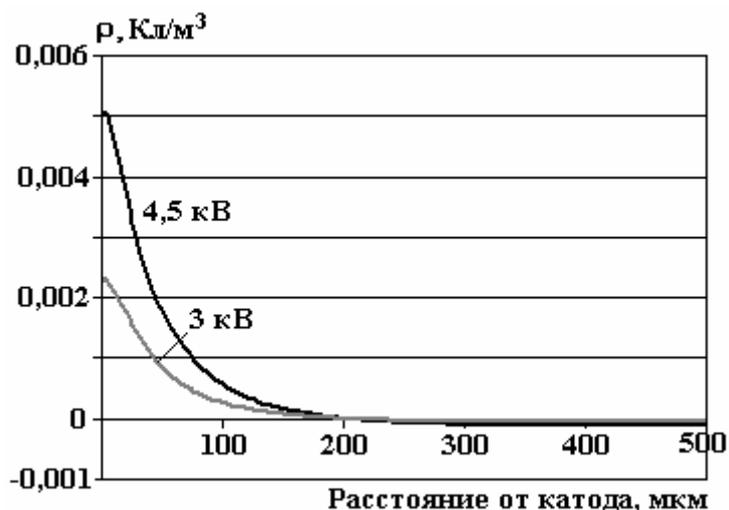


Рис. 8. Плотность электрического заряда ρ при различных напряжениях

Наличие объемного заряда вносит возмущение в распределение электрического поля, уменьшая напряженность у катода (рис. 9).

Плотность электрического тока в стационарном режиме спадает обратно пропорционально расстоянию от оси симметрии задачи r , поэтому удобнее говорить о полном токе через условную цилиндрическую поверхность, ось которой совпадает с осью симметрии. Поскольку рассматривается задача о цилиндрических электродах бесконечной высоты, следует говорить о токе на единицу высоты системы $I(r)$. Поскольку все величины в задаче зависят только от радиальной координаты r , ток на единицу длины связан с плотностью тока $j(r)$ простым соотношением:

$$I(r) = 2\pi r j(r).$$

В стационарном режиме ток через цилиндрическую поверхность I не зависит от радиальной координаты.

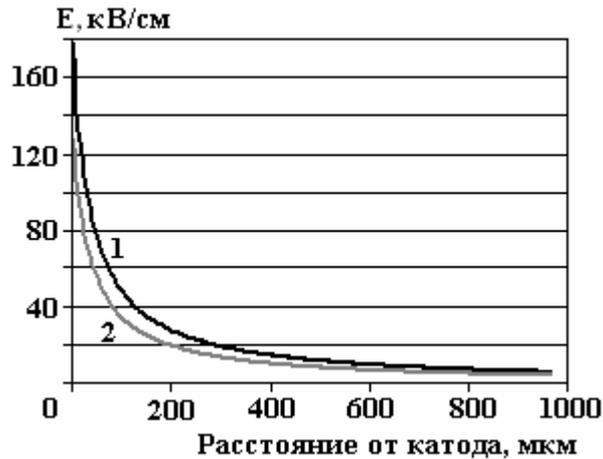


Рис. 9. Напряженность электрического поля в начальный момент времени и в стационарном режиме, возмущенная объемным зарядом. 1 – без заряда; 2 – стационарный режим

На рис. 10 показана зависимость тока I на единицу длины от радиальной координаты. На малом расстоянии от катода, в чехле разряда, ток переносится преимущественно ионами, а далее, за границами чехла, переходит в электронный ток. При этом сумма электронного и ионного токов постоянна, как и должно быть в стационарном режиме. Полный ток быстро растет с увеличением напряжения, а область короны, где происходит размножение электронов, расширяется.

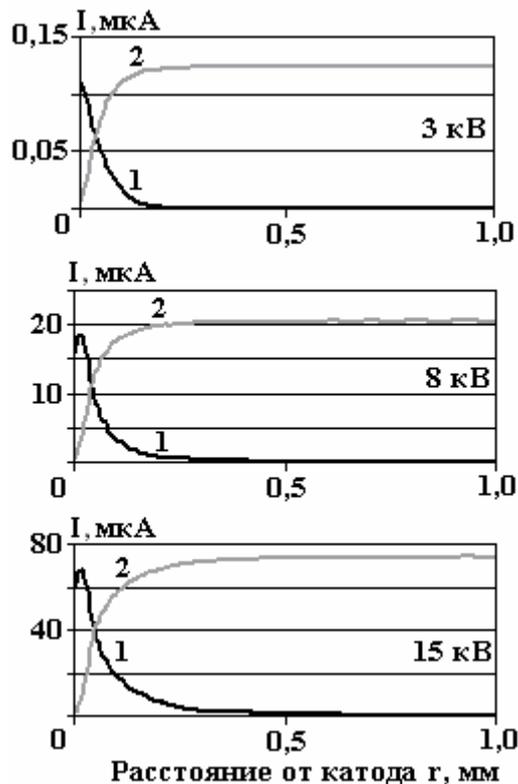


Рис. 10. Ток через цилиндрическую поверхность радиуса r , соосную с осью симметрии задачи на 1 см высоты системы. 1 – ионы; 2 – электроны

Поскольку в задаче ведется расчет функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ), мы имеем возможность вывести спектр электронов в любой точке пространства. На

рис. 11 приведена ФРЭ на различном расстоянии от катода. Несмотря на то что температура электронов не превышает 6 эВ, в чехле разряда есть существенное количество электронов с энергией выше потенциала ионизации 15,8 эВ. Во внешней области короны такие электроны отсутствуют. Здесь энергетический баланс поддерживается неупругими столкновениями с возбуждением, поэтому распределение обрывается на энергиях 11–14 эВ, соответствующим порогам этих реакций. Видно, как по мере удаления от катода уменьшается «хвост» распределения, позволяющий идти процессам ионизации.

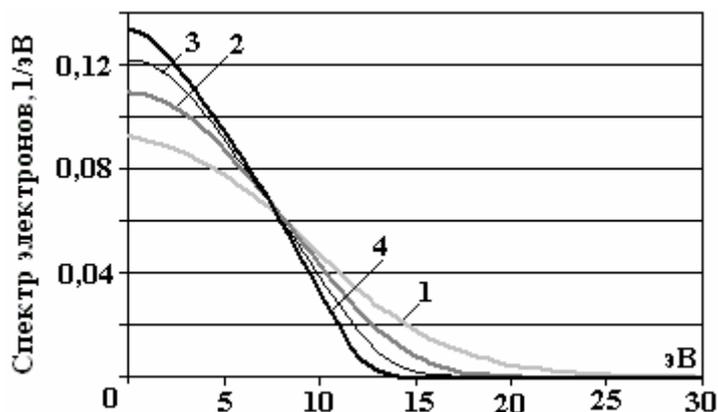


Рис.11. Спектр электронов на различном расстоянии от катода, мкм: 1 – 10; 2 – 100; 3 – 300; 4 – 1000

Этот эффект демонстрирует, что в разрядных процессах ключевую роль играет конкуренция возбуждения и ионизации, именно возбуждение не позволяет электрону накопить энергию для ионизации во внешней области разряда.

Заключение

В данной работе удалось построить модель коронного разряда, демонстрирующую основные черты процесса.

Решение показывает, что стационарный режим возможен при напряжениях выше некоторого порогового значения. Это значение соответствует условию возникновения самостоятельного разряда. Далее, в межэлектродном промежутке выделяются две характерные области – чехол разряда, где активно идет размножение электронов, ток переносится и ионами, и электронами. Радиус этой области составляет 100–200 мкм. Остальное пространство образует гораздо более обширную зону дрейфа. Ток здесь переносится только элеалением катода и полностью компенсируется рекомбинацией. Решение позволило сравнить зону свечения с зоной размножения электронов и показать, что область свечения простирается дальше.

Таким образом, нам удалось смоделировать процессы, происходящие в чехле разряда. В данной задаче интенсивность ионизации и возбуждения определялась исходя из функции распределения электронов по энергии их спектра. Как показывает решение, распределение в чехле сильно отличается от распределения Больцмана, причем профиль существенно меняется при удалении от катода. Это непосредственно влияет на вероятность ионизации и возбуждения. Следовательно, при моделировании процессов в чехле разряда невозможно избежать расчета спектра электронов.

Решение выявило и особенности разряда в инертном газе, которые не позволяют непосредственно применить результаты работы к разряду в воздухе. Прежде всего это малая величина отрицательной плотности заряда, вызванная тем, что ток в зоне дрейфа переносится электронами, подвижность которых велика по сравнению с подвижностью ионов. Как известно, в воздухе ток в зоне дрейфа переносится отрицательными ионами, которые не возникают в инертных газах, благодаря этому роль отрицательного объемного заряда в воздухе становится ключевой. Тем не менее решение данной модельной задачи демонстрирует широкие возможности метода. Они позволяют рассчитывать на прогресс в решении более сложной задачи - расчете процессов в чехле воздушного разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Буянов А.В., Елагин И.А., Павлейно М.А., Стишков Ю.К., Статуя А.А. Моделирование коронного разряда методом Дейча - Попкова в среде ANSYS // Сборник докладов VI Международной научной конференции "Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей". Санкт-Петербург, 2003. С. 37–41.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1992.
3. Документация к программному пакету CFD-ACE. ESI-CFD group, 1994–2004.

Поступила 16.01.08

Summary

In this document computation of the corona discharge in “cylinder-cylinder” electrode system is described. The Fokker-Plank equation is used to describe kinetic of electrons. The basic features of the physical process were observed in the solution. It shows that the stationary mode is possible only when the voltage is larger than a definite threshold value. One can mark out two character areas between electrodes. The internal area where ionization is active and current is carried both by electrons and ions has radius of 100–200 micrometers. The rest accommodation constitutes the drift area. The solution enabled to compare illuminating zone and zone of electrons multiplication. It revealed some features of rare gas discharge which preclude from direct applying results of this work to discharge in air. Above all it is a small value of negative charge density which is caused by electron conduction character in external area. Nevertheless the solution of this model problem displays wide possibilities of the method.
