

PACS: 52.80.-S

ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ ИСКРОВОГО КАНАЛА ДО МОМЕНТА ВОЗНИКНОВЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

К.В. Корытченко

Научно-исследовательский комплекс «Ускоритель» Национального научного центра «ХФТИ»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, Украина, 61108
entropia@rambler.ru

Поступила в редакцию 10 февраля 2005 г.

В работе проведено математическое моделирование газодинамического расширения искрового канала до момента возникновения ударной волны в зависимости от распределения плотности электронов в поперечном направлении от оси разрядного канала. Были выявлены условия распределения плотности электронов, при которых обеспечивается нарастание проводимости в искровом канале через ионизацию электронным ударом и путем термической ионизации. Выявлен механизм перераспределения тока по сечению разрядного канала.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: искровой разряд, ударная волна, ток, ионизация электронным ударом, термическая ионизация, канал

Формирование искрового канала начинается после замыкания промежутка электронной лавиной или стримером. На этой стадии газ в разрядном канале является слабоионизированным. В случае стримерного пробоя механизм дальнейшей ионизации газа основан на нейтрализации положительного пространственного заряда, то есть по ранее сформированному ионному следу проходит обратная волна сильного поля. В результате создаются условия для дальнейшего нарастания тока. При соединении разрядного промежутка одиночной лавиной дальнейшая ионизация может быть вызвана повторным прохождением лавин по уже имеющемуся ионному следу.

Электронная лавина и стример имеют определенные геометрические размеры. Например, максимальный радиус головки лавины составляет $r_a \sim 10^{-1}$ см, и радиус стримерного канала имеет тот же порядок $r_s \sim 10^{-1}$ см [1 С.78]. Это значит, что радиус начального слабоионизированного канала искры соответствует данному размеру. С другой стороны, из экспериментальных данных [2] известно, что после замыкания лавиной или стримером разрядного промежутка к моменту времени $t = 10^{-7}$ с, когда ток в канале достигает сотен ампер, видимый радиус разрядного канала составляет $r_c \sim 8 \cdot 10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-2}$ см. Отсюда возникает вопрос о механизме концентрации тока в начальный период формирования искрового канала.

В ряде работ [3 С.481, 4 С.47] по исследованию искры получено, что к моменту 10^{-7} с от начала искрового разряда происходит формирование ударной волны. Приводятся данные о достигаемой к этому моменту времени скорости ударной волны около 2000 м/с и выше. Такой скорости ударной волны должна соответствовать кинетическая температура в канале более 10000 К. В условиях выделения более 95% энергии разряда в энергию молекулярных колебаний и длительном времени её релаксации приводимые экспериментальные данные вызывают сомнение. Тем не менее, возникновение волны сжатия к моменту 10^{-7} с является неоспоримым фактом. Поэтому следует выявить факторы, приводящие к столь быстрому распространению волны сжатия при более низкой температуре в разрядном канале.

Изменение плотности и температуры слабоионизированного газа приводит к изменению проводимости и, соответственно, к перераспределению тока в поперечном сечении разрядного канала [5]. Так как источником газодинамического возмущения является токовый разогрев, то перераспределение тока повлияет на процесс газодинамического расширения канала, что в дальнейшем повлияет на изменение проводимости. Поэтому развитие разрядного процесса необходимо рассматривать в комплексе с газодинамическими процессами.

В работах [6, 7] моделировалось инициирование детонации электрическим разрядом. Для объяснения отсутствия инициации детонации при относительно большой энергии, вкладываемой в малый объем за короткий промежуток времени, авторы вводят понятие времени выноса массы газа из разрядного объема t_0 . Было получено, что при фиксированных термодинамических параметрах газа величина t_0 зависит от начального радиуса искрового канала r_0 . Если $\tau > t_0$, где τ - период разряда, который развивается по синусоидальному закону, то за время t_0 не успевает выделиться необходимое количество энергии, достаточное для инициации детонации. В данных работах при постановке газодинамической задачи в качестве граничных условий бралось наличие ударной волны. Задание граничных условий в таком виде и отсутствие обоснования параметров t_0 и r_0 не позволяют выявить реальные причины отсутствия детонации при её инициации мощными разрядами короткой длительности, так как модель не описывает динамику формирования ударной волны.

Цель работы – выявить возможную динамику газодинамического расширения искрового канала до момента возникновения ударной волны после соединения искрового промежутка лавиной или стримером и оценить влияние такого расширения на развитие разрядного процесса.

СУЩЕСТВУЮЩИЕ ТЕОРИИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ ИСКРОВОГО КАНАЛА

Постановка газодинамической задачи расширения искрового канала, сделанная в работе [8], основана на теории подобия применительно к точечному, мощному взрыву в газе, обладающего в разряде цилиндрической симметрией. Система уравнений газодинамики в таком случае записывается в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\rho v}{r} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} &= 0 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) \frac{P}{\rho^\gamma} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – плотность газа, v – скорость газа, P – давление газа, γ – показатель адиабаты, t – время, r – расстояние.

В такой постановке задачи крайними условиями служат условия непрерывности потоков вещества, количества движения и энергии на границе возмущенной области, т.е. на фронте ударной волны, которые записываются в виде:

$$\frac{\rho}{\rho_\phi} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad v_\phi = \frac{2}{\gamma + 1} D, \quad P_\phi = \frac{2\rho_0}{\gamma + 1} D^2, \quad (2)$$

где D – скорость фронта ударной волны, ϕ – показывает параметры, относящиеся к фронту ударной волны.

Мощность взрыва предопределяет наличие высокой температуры, которая полагалась в искровом канале при ударно-волновом расширении имеет значение в диапазоне $10^4 < T < 3 \cdot 10^4$ К. В качестве границы токопроводящего канала принималась цилиндрическая поверхность, находящаяся при температуре более 10^4 К.

Учет постепенного поступления энергии был введен через ее влияние на радиус фронта ударной волны R :

$$R = \left(\frac{\alpha}{\rho_0} \right)^{1/4} \left[\int_0^t E_0^{1/2}(t) dt \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где α – безразмерная постоянная, E_0 – энергия взрыва, ρ_0 – начальная плотность газа. Данная теория позволила объяснить отрыв «оболочки» канала от фронта ударной волны, который возникает в процессе развития разряда.

В другой работе [9] было использовано уравнение переноса энергии, которое имело вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \frac{\rho v^2}{2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \rho v \left(\varepsilon + \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial(rq)}{r \partial r} = jE, \quad (4)$$

где ε – внутренняя энергия газа, j – плотность тока, E – продольное поле в канале, q – поток теплоты. Полагалось, что ток равномерно распределен по сечению канала. Фронт ударной волны рассматривался в качестве границы канала, а зависимость радиуса канала от времени имела степенной вид: $R(t) = A \cdot t^\kappa$, где A и κ константы. Нижний температурный предел применимости данной теории связан с температурой газа в канале, которая должна быть больше одного электрон-вольта. Эта теория позволила оценить параметры искрового канала (электропроводность и температуру), исходя из закона нарастания тока.

В предложенных теориях [8, 9] в исходных условиях газодинамической задачи полагается наличие температуры газа в канале более 10000 К. Учитывая не мгновенность выделения энергии, на ранней стадии формирования искрового канала постановка исходных условий задачи требует изменений. Следует учесть, что минимальный радиус канала ограничивается процессом диффузии электронов. На основании характерного времени развития возмущения $\tau_{амб}$ получаем $R > \sqrt{4\tau_{амб} D_a}$, где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии (в воздушной плазме $D_a \approx 4$ см²/с). Например, в воздухе на момент 10^{-7} с от начала формирования искры радиус канала не может быть меньше, чем $1,2 \cdot 10^{-2}$ мм. Кроме того, развитию искрового канала предшествует соединение разрядного промежутка лавиной или стримером, создающих слабоионизированный канал радиусом около 10^{-1} см. Поэтому точечный подход становится неприемлемым в постановке газодинамической задачи до момента возникновения ударной волны.

Понятие интенсивной ударной волны в газе подразумевает наличие скачка уплотнения в её фронте. Перераспределение плотности газа в канале происходит с характерным газокинетическим временем, которое зависит от температуры газа через скорость распространения звука в среде, т.е. через максимальную скорость распространения газодинамических возмущений. Например, если возмущение распространяется от оси канала радиусом около 0,1 мм, скачок плотности может возникнуть не ранее чем через 10^{-7} с при наличии «средней» температуры газа в течение этого периода времени около 3000 К. Следует отметить, что нарастание кинетической температуры газа в разряде зависит от эффективности передачи энергии электронов молекулам и

ионам. Эффективность такого обмена является особенно низкой при малой степени ионизации газа. Поэтому этот фактор необходимо учитывать на начальной стадии формирования искрового канала.

В работе [10] при моделировании развития разрядного процесса в искре газодинамическое расширение учитывалось по времени локального выравнивания давления в малом объёме. Такой подход позволяет грубо оценить распространение волны давления, но не является корректным для оценки динамики изменения плотности газа, когда система далека от равновесия.

В работе [11] моделировалось газодинамическое расширение лидерного канала. Распределение плотности газа, радиальное распределение концентрации электронов по сечению канала в начальный момент полагалось близко к гауссовскому. Ток в задаче считался заданным $I = \text{const}$. Граничные условия выбирались исходя из предположения о невозмущенных параметрах газа на внешней границе расчетной области. Данная модель позволила учесть влияние газодинамического расширения на развитие ионизационно-перегревной неустойчивости на этапе формирования лидерного канала. Применительно к искровому разряду данная модель требует изменений, что связано с изменениями тока, напряженности поля в канале. Следует отметить необходимость учета эффективности разогрева газа в результате упругих столкновений электронов с молекулами, возрастающей с понижением напряженности поля.

Предложенные теории не дают возможность оценить динамику изменения термодинамических параметров газа в канале до момента формирования ударной волны и, соответственно, оценить влияние изменения этих параметров на развитие разрядного процесса в этот период времени.

ПОСТАНОВКА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ С УЧЕТОМ НЕРАВНОМЕРНОГО ОБЪЁМНОГО РАЗОГРЕВА

Система уравнений гидродинамики для цилиндрической симметрии, соответствующей симметрии расширения газа в искровом канале, записывается в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \cdot \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\rho v}{r} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial P}{\rho \partial r} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \cdot \varepsilon + \frac{\rho \cdot v^2}{2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \rho v \left(\varepsilon + \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial (r q)}{r \partial r} = \lambda_{RT} \cdot \sigma \cdot E^2 + Q_{VT} + Q_{eT}, \quad (7)$$

где λ_{RT} – доля энергии электронов, которая идет в поступательные и вращательные степени свободы молекул, σ – проводимость газа в канале, Q_{VT} и Q_{eT} – вклад в тепло от дезактивации колебательных и электронных состояний.

Доля энергии электронов λ_{RT} в значительной степени определяется формой функции распределения электронов по энергиям. Пользуясь результатами оценки баланса энергии в плазме электрического разряда в смеси $N_2 : O_2 = 4 : 1$, сделанные в работе [12], имеем численные значения λ_{RT} при разном соотношении E/N , где N – число молекул в единице объёма (табл. 1).

Табл. 1 Доля энергии электронов, которая идет в поступательные и вращательные степени свободы молекул.

E/N , В·см ²	10^{-17}	$2 \cdot 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{-17}$	$4 \cdot 10^{-17}$	$6 \cdot 10^{-17}$	$8 \cdot 10^{-17}$	10^{-16}	$2 \cdot 10^{-16}$	$3 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{-16}$	$8 \cdot 10^{-16}$	10^{-15}	$1,4 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-15}$
λ_{RT}	0,385	0,2803	0,2739	0,2479	0,181	0,1317	0,1	0,0397	0,0236	0,0144	0,0108	0,0093	0,0068	0,0046

Проводимость плазмы пропорциональна плотности n_e и подвижности μ_e электронов и равна $\sigma = e \mu_e n_e$, где e – заряд электрона. Так как в начальный момент формирования искрового канала плазма в разрядном промежутке является слабоионизированной и если считать частоту столкновений электронов не зависящей от их скорости, то μ_e обратно пропорционально плотности молекул. Тогда проводимость воздуха выразится формулой:

$$\sigma(\rho, r) = 1,13 \cdot 10^{-16} n_e(r) / \rho. \quad (8)$$

Данное выражение справедливо для диапазона соотношений $E/P = (3 \div 37,5) \cdot 10^{-2}$ В/(см·Па). Например, для воздуха с нормальными начальными условиями при $E = 30$ кВ/см параметр $E/P = 3 \cdot 10^{-1}$ В/(см·Па).

Условия слабоионизированности накладывает ограничение на предел применимости выражения (8), то есть оно справедливо при условии, что $n_e/N < 10^{-3}$. Кроме этого, следует учесть зависимость плотности электронов от температуры газа. Плотность электронов резко начинает нарастать при $T > 5000$ К. Поэтому расчет проводился при температуре газа в канале, находящегося в диапазоне $200 < T < 5000$ К. В этом случае внутреннюю энергию газа можно выразить зависимостью:

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \cdot \frac{P}{\rho} = c_v T, \quad (9)$$

где c_v – удельная теплоёмкость газа. Значения γ и c_v усреднялись для этого диапазона.

Очевидно, что начальные термодинамические параметры газа в канале в такой постановке задачи соответствуют параметрам окружающей среды, а на границе канала при малых возмущениях эти параметры сохраняются до возникновения ударной волны.

Вклад в тепло от дезактивации колебательных состояний определяется из релаксационного уравнения: $Q_{VT} = [E_v - E_v(T)]/\tau_{VT}(T)$, где E_v – колебательная энергия молекул, $E_v(T)$ – равновесная колебательная энергия, $\tau_{VT}(T)$ – время колебательной релаксации. Во влажном воздухе при 1 атм и влажности $0,8 \cdot 10^{-5}$ г/см³ имеем $\tau_{VT}(T) \approx 7 \cdot 10^{-4}$ с [1 С.32]. Передача энергии из электронного возбуждения в тепло идет, главным образом, через колебательно возбужденные состояния молекул. Столь большое время колебательной релаксации по сравнению со временем формирования ударной волны говорит о незначительном получении тепловой энергии от процесса релаксации за этот период времени.

Система уравнений (5) – (9) является замкнутой и позволяет оценить динамику изменения термодинамических параметров газа в искровом канале до момента возникновения ударной волны. Для решения данной системы использовался метод конечных разностей.

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Газодинамическое расширение в постоянном электрическом поле и при распределении тока в узком канале

Было принято, что $E = 30$ кВ/см = const. Распределение плотности электронов имело вид:

$n_e(r) = n_0 \cdot e^{-1000(\frac{r}{r_0})^6}$ – функция (а), где $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ см (рис. 1). Развитие разряда рассматривалось применительно к воздуху с нормальными начальными условиями. Доля энергии электронов, передающаяся в кинетическую энергию молекул была принята $\lambda_{RT} = 0,05 = \text{const}$, что немного выше, чем по данным из [8] для этих условий. Максимальная плотность электронов была принята $n_0 = 10^{16}$ см⁻³ = const.

Результаты расчетов динамики изменения интегрального тока по сечению к моменту $1,6 \cdot 10^{-8}$ с приведены (рис. 2). Интегрирование тока проводилось по формуле: $i(r) = 2\pi \int_0^r E \cdot \sigma(r) \cdot r dr$.

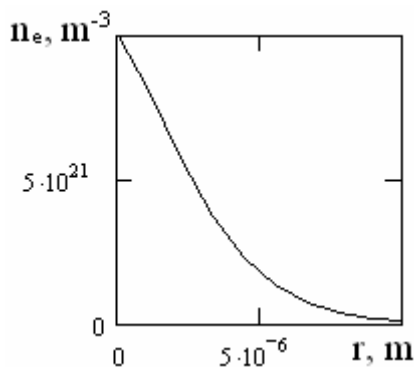


Рис. 1. Распределение плотности электронов по сечению канала для функции (а).

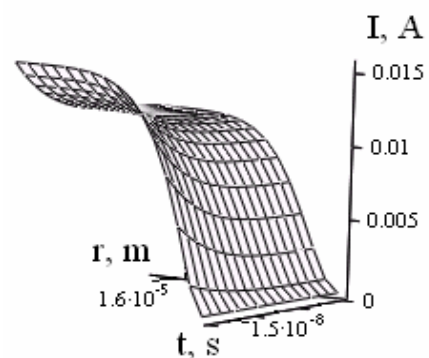


Рис. 2. Динамика изменения тока по сечению канала за счет падения плотности газа при распределении плотности электронов по функции (а).

Как видно из результатов расчетов, возрастание полного тока, вызванное газодинамическими процессами, за период $1,6 \cdot 10^{-8}$ с не превосходит 0,004 А, что составляет около 20% от начального тока. Изменение плотности по сечению разрядного канала к этому моменту в предельных случаях соответствует $\rho_{min} \approx 0,4$ кг/м³ и $\rho_{max} \approx 1,4$ кг/м³ (рис. 3). Несмотря на стремительное падение плотности за такой короткий промежуток времени, скорость движения массы газа в своем максимуме не превосходит 120 м/с (рис. 4). Следует отметить относительно невысокий рост температуры газа в разрядном канале, которая не превосходит 1600 К (рис. 5).

Стремительное падение плотности в постоянном электрическом поле приводит к быстрому росту таунсендовского коэффициента ионизации. В результате, в балансе энергии разряда значительно возрастает доля энергии электронов, которая затрачивается на ионизацию молекул газа [12].

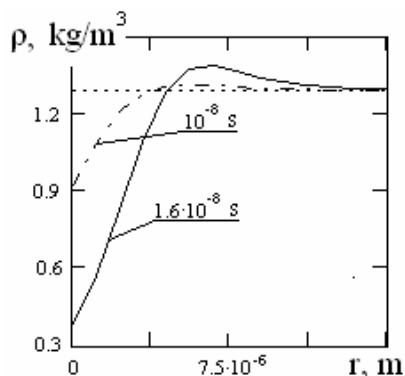


Рис. 3. Распределение плотности газа по сечению канала в разные моменты времени при распределении плотности электронов по функции (а).

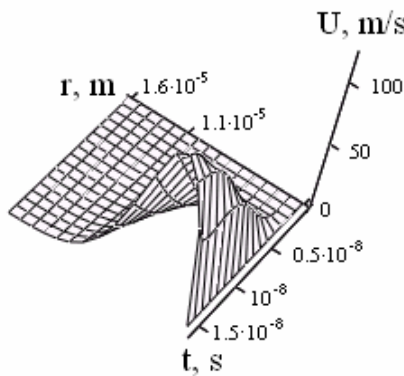


Рис. 4. Скорость движения массы газа в разрядном канале при распределении плотности электронов по функции (а).

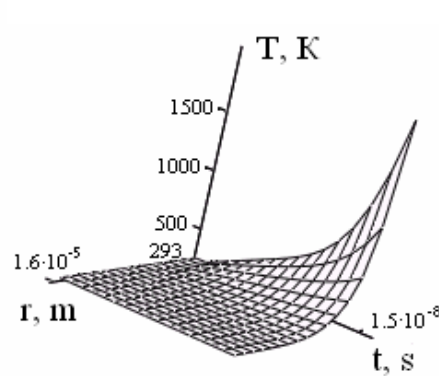


Рис. 5. Динамика нарастания температуры газа по сечению канала при распределении плотности электронов по функции (а).

Газодинамическое расширение при разных функциях распределения плотности электронов применительно к реальному разряду

Моделирование проводилось для функций $n_e(r) = n_0 \cdot e^{-1.48(\frac{r}{r_0})^2}$ (б) и $n_e(r) = n_0 \cdot e^{-0.35(\frac{r}{r_0})^4}$ - (в), показанные на рисунках 6 и 7. Задание $n_0(t)$ производилось таким образом, чтобы ток в канале изменялся по закону разряда ёмкости со следующими параметрами: собственная индуктивность $L = 2$ мкГн, ёмкость $C = 0,25$ мкФ, напряжение заряда $U_0 = 15$ кВ. Полагалось, что ток разряда в первый полупериод развивается по закону: $I(t) = [U \cdot \sin(t/\sqrt{LC})] / \sqrt{L/C}$. На каждом расчетном шаге по времени полный ток в канале сравнивался со значением тока на этот момент времени для ёмкостного разряда. На основании этого к следующему шагу n_0 корректировалось для устранения возникающей разницы. В результате, полный ток по всему сечению канала вне зависимости от функции распределения плотности электронов подчинялся данному закону нарастания тока (рис. 8).

Чтобы учесть реальную энергию, выделяющуюся в разряде применительно к рассматриваемой ёмкости, динамика падения напряженности поля (табл. 2) была взята согласно [13]. Доля энергии электронов $\lambda_{RT}(E/N)$ бралась в соответствии со значениями табл. 1.

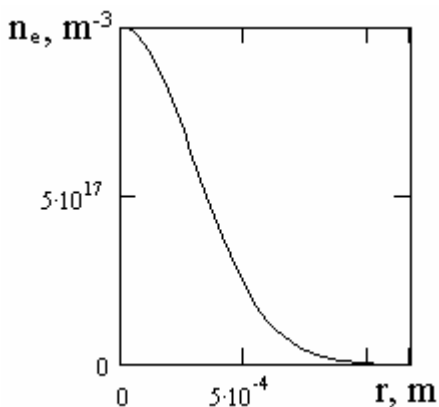


Рис. 6. Распределение плотности электронов по сечению канала для функции (б).

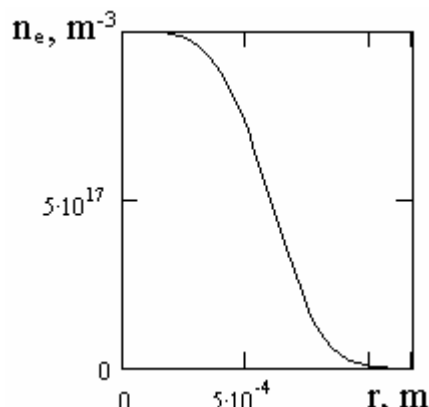


Рис. 7. Распределение плотности электронов по сечению канала для функции (в).

Таблица 2. Значения напряженности электрического поля в столбе искры

Время, с	10^{-10}	$3 \cdot 10^{-8}$	10^{-7}	$3 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$	10^{-6}	$2 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Напряженность эл. поля, В/см	$3 \cdot 10^4$	$2.6 \cdot 10^3$	$1.27 \cdot 10^3$	715	550	450	330	300	280	260

Расчеты показали, что форма возникающей волны сжатия предопределяется пологостью кривой распределения плотности электронов. Так, в случае резкого падения проводимости от оси канала происходит максимальное падение плотности по оси разряда (рис. 9). При распределении проводимости, по форме близкой к каналовой модели, формирование волны сжатия происходит на удалении от оси разряда (рис. 10). В обоих случаях изменение плотности газа составляет сотую часть от начальной плотности. Очевидно, что более концентрированное выделение тепла ведет к более быстрому росту температуры газа (рис. 11), в отличие от распределенного разогрева (рис. 12). Уже ко времени порядка десятых долей микросекунд температура газа на отдельных участках канала достигает значений, когда начинает сказываться термическая ионизация. В результате, это должно вызвать перераспределение тока по сечению канала с сосредоточением его в разогретой области. Высокая скорость токового разогрева не компенсируется процессом расширения, что видно из низкой скорости движения масс газа (рис. 13). В результате, это приводит к нарастанию крутизны кривой давления (рис. 14) и, очевидно, к дальнейшему возникновению ударной волны.

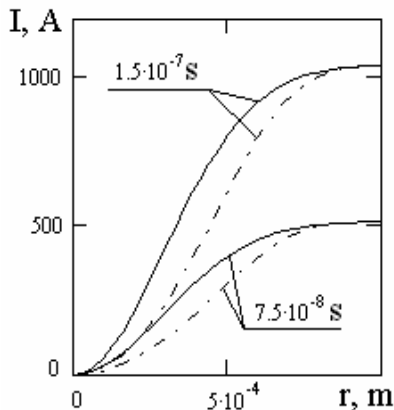


Рис. 8. Распределение тока по сечению канала в разные моменты времени при распределении плотности электронов по функции (б) - сплошная линия, по функции (в) - штрихпунктирная линия.

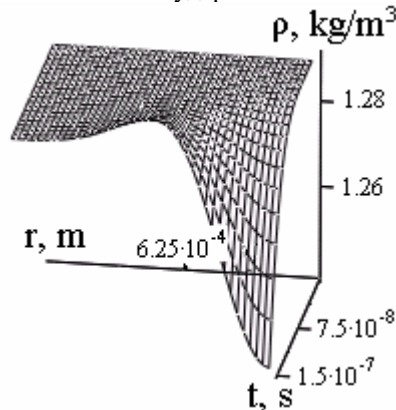


Рис. 9. Динамика изменения плотности газа по сечению канала при распределении плотности электронов по функции (б).

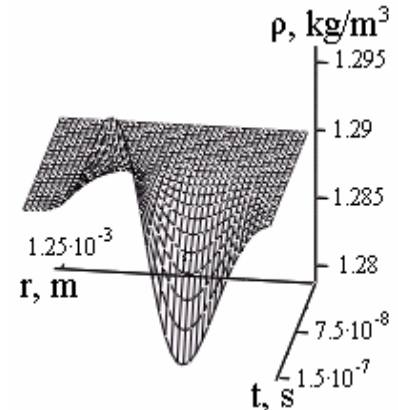


Рис. 10. Динамика изменения плотности газа по сечению канала при распределении плотности электронов по функции (в).

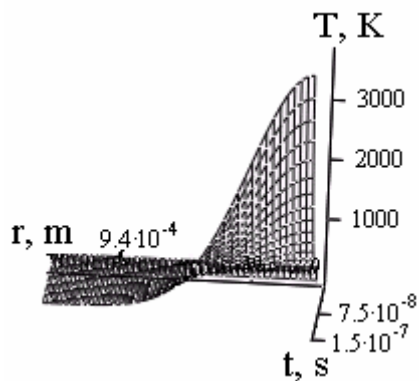


Рис. 11. Динамика нарастания температуры газа по сечению канала при распределении плотности электронов по функции (б).

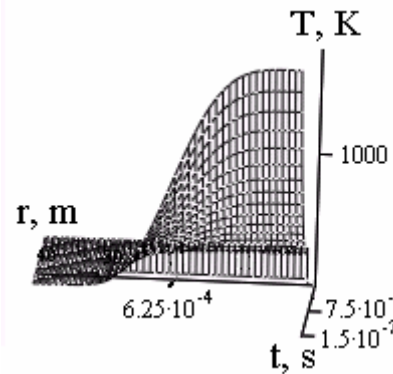


Рис. 12. Динамика нарастания температуры газа по сечению канала при распределении плотности электронов по функции (в).

Следует отметить, что такая постановка задачи является корректной, если в разряде термодинамические процессы не являются определяющими в нарастании проводимости до момента достижения температуры газа в канале, когда заметную роль начинает играть термическая ионизация [14 С.215].

ВЫВОДЫ

В результате математического моделирования возможного развития газодинамических возмущений в разрядном канале до момента возникновения ударной волны в разных разрядных условиях было выявлено два разных механизма воздействия на разрядный процесс. Если в искровом разряде имеет место неравномерное распределение проводимости в канале радиусом не более 10^{-3} см, то при наличии высокой напряженности поля и времени его удержания в десятки наносекунд основным механизмом дальнейшей ионизации становится «ступенчатая» ионизация электронами молекул через их электронно-возбужденные состояния и ударная ионизация, условия для которой создаются в результате значительного падения плотности в разрядном канале

(возможность столь быстрого и значительного падения плотности другими авторами не предсказывалась). Если до момента возникновения ударной волны в искровом разряде имеет место неравномерное распределение проводимости в канале радиусом не менее 10^{-2} см, то неравномерный токовый разогрев приводит к тому, что температура газа на отдельных участках канала к моменту десятых долей микросекунд от начала нарастания тока достигает значений, когда начинается сказываться термическая ионизация. В результате, возникает перераспределение тока по сечению канала с сосредоточением его в высокотемпературной области. На основании этого можно объяснить имеющиеся отличия в скорости расширения светящейся области разрядного канала и реальной скорости ударной волны.

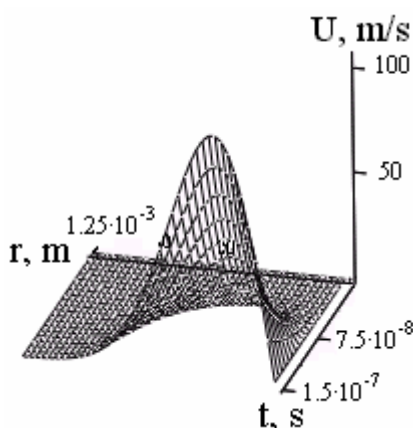


Рис. 13. Скорость движения массы газа в разрядном канале при распределении плотности электронов по функции (б).

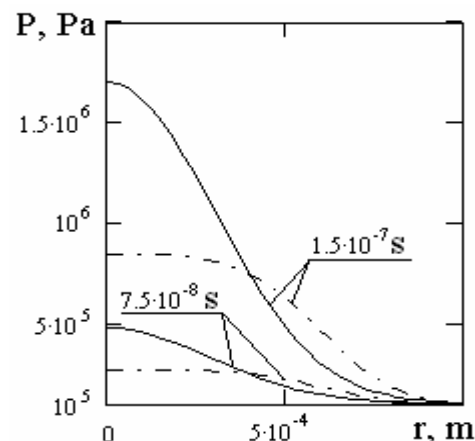


Рис. 14. Распределение давления по сечению канала в разные моменты времени при распределении плотности электронов по функции (б) - сплошная линия, по функции (в) - штрихпунктирная линия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. – М.: МФТИ, 1997. – 320 с.
2. Гегечкори Н.М. Экспериментальное исследование канала искрового разряда // ЖЭТФ. – 1951. - Т.21. - №4. - С.493-506.
3. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах: Пер. с англ./ под ред. Комелькова В.С. – М.: ИЛ, 1960. – 495 с.
4. Импульсные источники света / И.С. Маршак, А.С. Дойников, В.П. Жильцов, В.П. Кирсанов, Р.Е. Ровинский, Л.И. Щукин, М.Г. Фейгенбаум; под ред. И.С. Маршака. – М.: Энергия, 1978. – 472 с.
5. Aleksandrov N. L., Bazelyan E. M. Temperature and density effects on the properties of a long positive streamer in air // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1996. - V 29. -P.2873–2880.
6. Антонов А.М., Крашаница Ю.А., Левин В.А. Иницирование детонации с помощью концентрированного подвода энергии и частные вопросы вихреобразования. – Киев: общество «Знание» Украинской ССР, 1983. - 16 с.
7. Levin V., Markov V., Osinkin S., Zhuravskaya T. Initiation of gas detonation by means of electrical discharge // International Symposium on Combustion and Atmospheric Pollution: Tez. Rep. - St. Petersburg, Russia, 2003. – P.290-293.
8. Драбкина С.И. К теории развития канала искрового разряда // ЖЭТФ. - Т.21. - №4. - С.473-483.
9. Брагинский С.И. К теории развития канала искры // ЖЭТФ. – 1958. - Т. 34. - С. 1548-1557.
10. Bastien F., Marode E. Breakdown simulation of electronegative gases in nonuniform field // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1985. – V.18. – P.377-393.
11. Попов Н.А. Формирование и развитие лидерного канала в воздухе // Физика плазмы. – 2003. - Т.29. - №8. - С.754-767.
12. Александров Н.Л., Высыкайло Ф.И., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Напартович А.П., Певгов В.Г. Функция распределения электронов в смеси $N_2 : O_2=4:1$ // Теплофизика высоких температур. – 1981. - Т. 19. - С. 22-27.
13. Абрамсон И.С., Гегечкори Н.М. Осциллографическое исследование искрового разряда // ЖЭТФ. – 1951. - Т.21. - №4. - С.484-492.
14. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, 2-е изд. – М.: Наука, 1992. – 592с.

GAS-DYNAMIC EXPANTION OF SPARK CHANNEL UPTO MOMENT OF A SHOCK WAVE FORMATION

K.V. Korytchenko

Science research complex "Accelerator" National science center "KPTI"
str. Academicheskaya, 1, Kharkov, Ukraine, 61108
entropia@rambler.ru

Mathematical modeling of a gas-dynamic expansion until a shock wave formation has been made to a spark in dependence on a electron density distribution in a cross direction to axis of a discharge channel. Conditions of the electron density distribution which are supplying of a conductor increase into a discharge channel due to an ionization by an electron hit or a thermal ionization has been revealed. A reason of a current redistribution at a cross section of a discharge channel has been found out.

KEY WORDS: spark discharge, shock wave, current, electron impact ionization, thermal ionization, channel.