

## МЕХАНИЗМ ПОПЕРЕЧНОГО РАСШИРЕНИЯ ТОКОПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА ИСКРЫ ЗА СЧЕТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НА СТАДИИ ПЕРЕХОДА В ДУГУ

*У роботі розглянуто механізм розширення струмопровідного каналу, обумовлений електронною теплопровідністю в нерівноважній плазмі. Розглянуті двохтемпературні моделі стаціонарних дуг і обґрунтовано умову їх застосування для моделювання дугової стадії іскрового розряду. Дана умова заснована на оцінці часу встановлення іонізаційної рівноваги. Представлена математична модель розширення струмопровідної області по механізму електронної теплопровідності. Досліджено вплив тиску газорозрядного середовища, температурного градієнта важкої компоненти плазми, напруженості електричного поля на динаміку розширення струмопровідної області.*

*В работе рассмотрен механизм расширения токопроводящего канала, обусловленный электронной теплопроводностью в неравновесной плазме. Рассмотрены двухтемпературные модели стационарных дуг и обосновано условие их применения для моделирования дуговой стадии искрового разряда. Данное условие основано на оценке времени установления ионизационного равновесия. Представлена математическая модель расширения токопроводящей области по механизму электронной теплопроводности. Исследовано влияние давления газоразрядной среды, температурного градиента тяжелой компоненты плазмы, напряженности электрического поля на динамику расширения токопроводящей области.*

### ВВЕДЕНИЕ

Создание пульсирующих детонационных устройств позволит перейти на более высокий уровень развития техники преобразования химической энергии в кинетическую энергию газового потока с появлением ряда новых устройств, таких как детонационные пульсирующие двигатели, детонационные лазеры и т.д. [1, 2]. При этом, данные устройства по ряду основных характеристик будут превосходить существующие аналоги. Данное направление исследований относится к критическим технологиям.

Главной проблемой в практической реализации пульсирующих детонационных устройств является обеспечение эффективного периодического инициирования детонации [3]. Сильноточный искровой разряд, имеющий развитую дуговую стадию, может служить источником прямого инициирования детонации. Но в ряде исследований [4-6] выявлено несоответствие между минимальной энергией, необходимой для инициирования детонации, и полными затратами электрической энергии на искровое инициирование детонации разрядом конденсатора, разница в величинах которых достигает более двух порядков. Путем адекватного описания и моделирования процесса прямого инициирования детонации искровым разрядом представляется возможным определить направления снижения затрат электрической энергии.

В данной работе рассматривается механизм расширения токопроводящего канала за счет электронной теплопроводности в неравновесной плазме с целью обоснования необходимости его учета при математическом моделировании процесса прямого инициирования детонации искровым разрядом с использованием двухтемпературной модели плазмы.

### МЕХАНИЗМ ПОПЕРЕЧНОГО РАСШИРЕНИЯ ТОКОПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА

В работе Зельдовича Я.Б. и Райзера Ю.П. [С. 400, 7] исследовалась структура ударных волн, распространяющихся по ионизированному газу. Показано, что "основные черты структуры связаны с замедленным харак-

тером обмена энергией между ионами и электронами" [С. 398, 7], и что на структуру фронта ударной волны оказывает влияние электронная теплопроводность. Получено, что во фронте ударной волны, распространяющейся по полностью ионизированной плазме, происходит скачок температуры тяжелой компоненты плазмы  $T_i$  (ионов) и несколько меньшее возрастание температуры электронов  $T_e$  (рис. 1). При этом, по механизму электронной теплопроводности обеспечивается прогревание слоя перед скачком уплотнения. То есть, по механизму электронной теплопроводности возможно разогревание газо-плазмы со скоростью распространения тепла, превосходящей скорость развития газокинетических процессов – сверхзвуковую скорость распространения ударной волны. Это достигается за счет того, что скорость электронов превосходит скорость ионов при одинаковых температурах в  $\sqrt{m_i/m_e}$  раз (где  $m_i$  – масса иона,  $m_e$  – масса электрона), что обеспечивает более быструю передачу энергии от электронов, разогретых в ударной волне, к электронам перед фронтом ударной волны. Таким образом, тепловая волна по механизму электронной теплопроводности может распространяться со сверхзвуковой скоростью. Более низкая скорость обмена энергией между электронами и ионами предопределяет превышение температуры электронов над температурой ионов перед фронтом ударной волны на участке  $0-\Delta x_1$  и на участке  $0-\Delta x$  нарастания температуры электронов до температуры ионов за фронтом ударной волны.

Известно, что энергия электронов более эффективно выделяется в неупругих столкновениях по сравнению с упругими. Это дает основание предположить, что энергия, передаваемая по механизму электронной теплопроводности, в атомарном газе преимущественно затрачивается на электронное возбуждение и ионизацию атомов. При таком механизме передачи энергии достижение сильноионизированного состояния газо-плазмы, находящейся в электрическом поле импульсной дуги, происходит с меньшими затратами энергии, чем это достигается в процессе термической ионизации.

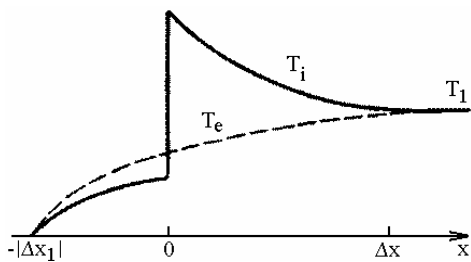


Рис. 1. Профили ионной  $T_i$  и электронной  $T_e$  температур во фронте ударной волны, распространяющейся по плазме по данным работы [С.401, 7]

Рассмотрим данный процесс на примере. Исходную плотность атомарного кислорода примем равной  $N_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а начальную температуру  $T_0 = 5000 \text{ К}$  (при данной температуре происходит практически полная диссоциация молекулярного кислорода). По уравнению Саха получим, что в замкнутом объеме при заданной плотности кислорода степень ионизации, равная  $x = n_e/N_0 = 1 \%$ , достигается при температуре газа около  $T_1 \approx 10800 \text{ К}$ . Известно, что энергия ионизации атомарного кислорода составляет  $I_0 = 13,6 \text{ эВ}$ . Отсюда, для достижения данной степени ионизации в единичном объеме указанных параметров затрачивается энергия, равная  $Q_i = n_e \cdot I \approx 0,21 \text{ Дж/см}^3$ . При термической ионизации затраты энергии для достижения сильноионизированного состояния в несколько раз выше. Так, пренебрегая поглощением энергии на электронное возбуждение, удельную молярную теплоемкость атомарного кислорода примем равной  $C_V(O) = 1,5R$ , где  $R$  – универсальная газовая постоянная. Отсюда, в данном примере затраты энергии на нагревание кислорода до температуры  $T_1 \approx 10800 \text{ К}$ , при которой достигается степень ионизации  $x = 1 \%$ , составляет  $Q_T = \Delta T \cdot C_V(O) = 1,2 \text{ Дж/см}^3$ , а с учетом затрат на ионизацию  $Q_{\text{полн}} = Q_i + Q_T = 1,41 \text{ Дж/см}^3$ . Получим, что доля затрат энергии на ионизацию по термическому механизму от полных затрат в приведенном примере не превосходит 15%. Это дает основание предположить, что процесс электронной теплопроводности может приводить к увеличению скорости расширения токопроводящего канала следующим образом. Энергия электронов из области токопроводящего канала (область I) передается свободным электронам в область слабоионизированной плазмы (область II), окружающей токопроводящий канал (рис. 2). При этом, электроны с энергией максвелловского хвоста, превосходящей потенциал ионизации атомов, осуществляют ионизацию нейтральных частиц в области, окружающей канал.

В результате, в данной области происходит рост плотности электронов и, соответственно, возрастание проводимости плазмы, но при этом, изменение кинетической температуры газа происходит незначительно. Лишь после того, когда проводимость возрастет существенно, что обеспечит преобладание энергии, выделяемой в данной области в результате джоулевого разогрева, по сравнению с энергией, получаемой от токопроводящего канала в результате переноса энергии электронами, произойдет дальнейшее разогревание данной области.

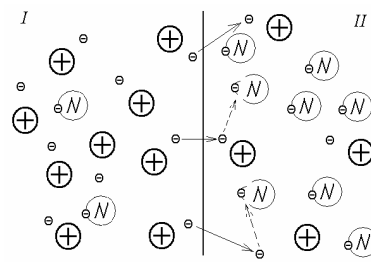


Рис. 2. Схема, поясняющая расширение токопроводящего канала по механизму электронной теплопроводности: I – область сильноионизированной плазмы; II – область слабоионизированной плазмы

На основании вышеизложенного считается, что расширение токопроводящего канала по механизму ионизации электронной теплопроводностью может конкурировать с механизмом термической ионизации. Причем, из-за меньших затрат энергии на создание условий для расширения токопроводящей области, механизм ионизации электронной теплопроводностью может существенно влиять на скорость расширения токопроводящего канала. Учет расширения канала по данному механизму требует применения двухтемпературной модели плазмы.

#### ДВУХТЕМПЕРАТУРНЫЕ МОДЕЛИ ПЛАЗМЫ СТАЦИОНАРНОЙ ДУГИ

Для описания процессов в стационарных дуговых разрядах применяют двухтемпературную модель плазмы, описанную в работе Дресвина С.В. и др. [8], в которой температура  $T_g$  тяжелой компоненты плазмы (атомов, молекул и ионов) отличается от температуры  $T_e$  электронов. В модели полагается, что в газоразрядной среде устанавливается ионизационное равновесие, что дает основание для расчета плотности электронов  $n_e$  в зависимости от температуры электронов по уравнению Саха в виде [8, 9]:

$$n_e^2 = N \frac{g_e g_i}{g_a} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right) \exp\left( -\frac{I}{k T_e} \right), \quad (1)$$

где  $N$  – число атомов (молекул) газа в единице объема;  $g_a, g_i, g_e$  – статистические веса атомов (молекул), ионов и электронов, соответственно;  $m_e$  – масса электрона;  $k$  – постоянная Больцмана,  $h$  – постоянная Планка;  $I$  – потенциал ионизации атома (молекулы).

Полагается, что газоразрядная среда представляет собой электронейтральную плазму, что при однократной ионизации соответствует условию [8]:

$$n_+ = n_e, \quad (2)$$

где  $n_+$  – плотность ионов.

В этом случае уравнение состояния многокомпонентной смеси имеет вид [8]:

$$P = (n_+ + N) k T_g + n_e k T_e, \quad (3)$$

где  $P$  – давление газоплазмы.

Без учета потерь энергии на излучение и электронную теплопроводность, система уравнений (1-3) замыкается уравнением баланса энергии для электронного газа в виде [8]:

$$\sigma E^2 = \frac{3}{2} k \delta v_m n_e (T_e - T_g), \quad (4)$$

где  $\sigma$  – проводимость ионизированного газа;  $E$  – напря-

женность электрического поля;  $\delta$  – доля энергии, теряемая электроном при соударении с атомом или ионом;  $v_m$  – частота столкновений электронов с атомами и ионами.

Частота столкновений  $v_m$  зависит от состава среды и энергии электронов. Также, от состояния среды зависит доля энергии, теряемая электроном при соударении с атомом или ионом. Поэтому возникают трудности при решении системы уравнений (1-4).

В работе Зимина А.М. предложено вместо уравнения (4), использовать уравнение вида [10]:

$$T_e = \frac{T_g}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4M}{15m_e} \left( \frac{eE}{kT_g(\sigma_{tr}N + \sigma_{cul}n_e)} \right)^2} \right], \quad (5)$$

где  $M$  – масса тяжелой компоненты плазмы;  $e$  – заряд электрона;  $\sigma_{tr}$  и  $\sigma_{cul}$  – сечения упругих столкновений электронов с нейтральной компонентой плазмы и электронно-ионных столкновений, соответственно.

Сечение электронно-ионных столкновений предлагается рассчитывать по выражению [10]:

$$\sigma_{cul} = \frac{6,6 \cdot 10^{-6}}{(T_e [K])^2} [\text{см}^2]. \quad (6)$$

Авторами данной работы предлагается другое решение данной системы уравнений [11]. Применительно к сильноионизированной плазме, что соответствует условию [9]:

$$\sigma_{tr}N \ll \sigma_{cul}n_e, \quad (7)$$

в модели, при наличии ионизационного равновесия, можно положить, что энергия электронов, получаемая от электрического поля между столкновениями, полностью теряется в результате упругих электронно-ионных столкновений. В этом случае [9]:

$$\delta = \frac{2m_e}{M}. \quad (8)$$

Частота столкновений для сильноионизированной плазмы представится в виде [9]:

$$v_m = \sigma_{cul} v n_e, \quad (9)$$

где  $v$  – средняя тепловая скорость электронов, рассчитываемая по выражению [9]:

$$v = 6,71 \cdot 10^7 \sqrt{T_e [\text{эВ}]} [\text{см/с}]. \quad (10)$$

При этом, сечение кулоновских столкновений представится уравнением вида [9]:

$$\sigma_{cul} = \frac{2,87 \cdot 10^{-14} \ln \Lambda}{(T_e [\text{эВ}])^2} [\text{см}^2]. \quad (11)$$

где  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм, рассчитываемый по выражению [9]:

$$\ln \Lambda = 7,47 + \frac{3}{2} \log(T_e [K]) - \frac{1}{2} \log n_e. \quad (12)$$

Из уравнений (4, 8-11), напряженность электрического поля может быть представлена в виде:

$$E = 1,52 \cdot 10^{-15} n_e \ln \Lambda \sqrt{\frac{1}{A} \sqrt{\frac{(T_e - T_g) T_e}{T_e^2}}} [\text{В/см}], \quad (13)$$

где  $A$  – атомный номер;  $n_e$  в  $[\text{см}^{-3}]$ .

Алгоритм расчета данной модели изложен в более ранних работах [11, 12].

Сравнение разницы температуры электронов от

температуры тяжелой компоненты, получаемые по модели Зимина А.М. (уравнения (1-3, 5,6)) и авторскому варианту (уравнения (1-4, 7-12)), показал, что имеется совпадение по порядку величины и качественному изменению, но по модели Зимина А.М. температурный отрыв имеет большее значение (рис. 3).

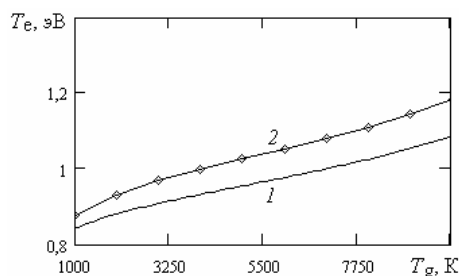


Рис. 3. Расчетный вариант зависимости температуры электронов от температуры тяжелой компоненты по двухтемпературной модели: 1 – разработанная модель, 2 – модель Зимина

Представленные расчетные результаты относятся к аргонной плазме, находящейся в электрическом поле  $E = 50$  В/см и давлении  $P = 10^5$  Па. В расчетах полагалось, что  $g_{Ar} = 1$ ,  $g_{Ar+} = 6$ ,  $g_e = 2$ ,  $A = 40$ ,  $I_{Ar} = 15,85$  эВ. Сечение упругих столкновений электронов с атомами аргона взято из работы [13].

Анализ результатов показал, что более высокая температура электронов по модели Зимина А.М. связана с заниженными значениями сечений кулоновских столкновений. Так, по выражению (6) при  $T_e = 1$  эВ имеем  $\sigma_{cul} = 4,9 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ , а по выражениям (11, 12) имеем  $\sigma_{cul} = 14,7 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ . Учитывая меньшее число упрощений, в дальнейших расчетах использовался авторский вариант двухтемпературной модели.

#### ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ УСЛОВИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ МОДЕЛИ В ИСКРОВОМ РАЗРЯДЕ

Область применения двухтемпературной модели в стационарных дугах ограничивается по нижнему температурному пределу газо-плазмы, рассчитываемому по выполнению условия (7). Но применительно к искровым разрядам выполнение данного условия для использования двухтемпературной модели является недостаточным. Это связано с тем, возрастание плотности электронов  $n_e$  происходит с конечной скоростью, и, соответственно, имеется время установления ионизационного равновесия. Поэтому, уравнение (1) может быть применено лишь к той области газоплазмы искрового разряда, где состояние газоразрядной среды пришло к ионизационному равновесию с заданной температурой электронов. Это является дополнительным условием ограничения области применения двухтемпературной модели в искровом разряде.

Согласно [С. 118, 9], в отсутствии процессов гибели электронов скорость изменения плотности электронов рассчитывается по выражению:

$$\frac{dn_e}{dt} = v_i n_e, \quad (14)$$

где  $v_i$  – частота ионизации.

Частота ионизации при максвелловском спектре

и при небольшом превышении энергии электронов над порогом ионизации (что характерно для рассматриваемой нами области искрового разряда) рассчитывается по выражению [С. 118, 9]:

$$v_i = Nv\sigma_e \left( \frac{I}{kT_e} + 2 \right) \exp\left( -\frac{I}{kT_e} \right), \quad (15)$$

где  $\sigma_e$  – характерное для данной газо-плазмы сечение ионизации, рассчитываемое по выражению:

$$\sigma_e = C_i k T_e, \quad (16)$$

где  $C_i$  – наклон кривой сечения ионизации у порога.

Оценим скорость изменения плотности электронов в среде атомарного кислорода по выражениям (14-16) при температуре газо-плазмы  $T_g = 9000$  К и давлении среды  $P = 1$  МПа. Данным условиям соответствует плотность атомарного кислорода  $N_O \approx 8 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а начальная плотность электронов, соответствующая в данном случае термодинамически равновесной плотности, равняется  $n_{e0} \approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Согласно справочных данных [С. 59, 9],  $I_0 = 13,6$  эВ,  $C_{iO} = 6 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>/эВ. В зависимости от температуры электронов  $T_e$ , получим следующие кривые роста плотности  $n_e$  во времени (рис. 4).

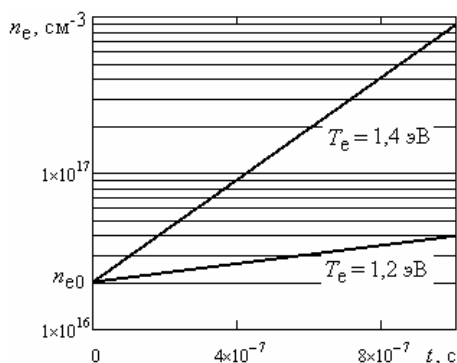


Рис. 4. Расчетные кривые роста плотности электронов  $n_e$

По двухтемпературной модели для кислородной среды, находящейся в ранее заданных термодинамических условиях, при  $T_e = 1,2$  эВ имеем равновесную плотность электронов  $n_e \approx 9,2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а при  $T_e = 1,4$  эВ –  $n_e \approx 9,4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Расчеты по выражению (14) показывают, что время достижения равновесной плотности  $n_e \approx 9,2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> при  $T_e = 1,2$  эВ составит  $t_p \approx 5,7$  мкс, а  $n_e \approx 9,4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> при  $T_e = 1,4$  эВ –  $t_p \approx 1$  мкс. Следует учесть, что при  $T_g = 9000$  К рост температуры электронов начинается с  $T_e = 0,78$  эВ. Таким образом, в этих условиях время установления ионизационного равновесия в рассматриваемой среде составит  $t_p \approx 100 \div 1000$  мкс, что превышает характерное время газодинамического расширения разряда.

Выражение (14) применимо к слабоионизированной плазме. Рассмотрим случай, когда под действием внешних источников энергии, кроме непосредственного джоулевого выделения энергии, в неравновесной плазме произошел рост плотности электронов. Плазма перешла в сильноионизированное состояние, что соответствует условию (7), но равновесная плотность электронов по двухтемпературной модели еще не установилась. Полагая, что в условиях отсутствия ионизационного равновесия вся энергия электронов,

получаемая от электрического поля, расходуется на рост плотности электронов, имеем выражение:

$$\sigma E^2 = I \cdot k \frac{dn_e}{dt}. \quad (17)$$

Из (17) видно, что в слабоионизированной плазме, когда  $\sigma \rightarrow 0$ , быстрый рост плотности электронов возможен только в сильных электрических полях. На дуговой стадии искрового разряда напряженность электрического поля снижается до  $E = 2000 \div 100$  В/см. В низких полях быстрый рост плотности электронов в слабоионизированной плазме за счет энергии поля невозможен, что качественно объясняет полученный результат по времени установления ионизационного равновесия в слабоионизированной плазме.

В сильноионизированной плазме проводимость  $\sigma$  не зависит от плотности электронов. В этом случае, при фиксированных остальных параметрах, плотность электронов будет линейно возрастать во времени:

$$n_e(t) = n_{e0} + \frac{\sigma E^2}{kI} t. \quad (18)$$

Тогда, например для величин, характерных для дуговой стадии искрового разряда,  $\sigma = 100$  Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup> и  $E = 1000$  В/см время установления ионизационного равновесия за счет энергии поля после начала достижения сильноионизированного состояния, что произойдет когда плотность достигнет  $n_{e0} \approx 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, составит  $t_p \approx 20$  нс. Плотность электронов возрастет до  $n_e \approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. По сравнению с характерными временами развития искровых разрядов, имеющих дуговую стадию, данное время достижения ионизационного равновесия можно условно считать "мгновенным".

Оценка момента перехода к сильноионизированной плазме (выполнение условия (7)) осуществляется в условиях равенства температур электронов и тяжелой компоненты плазмы  $T_e = T_g$ , то есть когда равновесная плотность электронов задается температурой атомов (ионов)  $n_e(T_g)$ . Это отличается от проверки условия (7) по двухтемпературной модели стационарной дуги, когда равновесная плотность электронов задается температурой электронов  $n_e(T_e)$  по (1).

Таким образом, дополнительным условием ограничения области применения двухтемпературной модели в искровом разряде является выполнение условия (7) с заданием равновесной плотности электронов исходя из температуры атомов (ионов).

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСШИРЕНИЯ ТОКОПРОВОДЯЩЕЙ ОБЛАСТИ ПО МЕХАНИЗМУ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

На основании вышеизложенного полагается, что дополнительное расширение токопроводящего канала происходит следующим образом. В токопроводящем канале импульсной дуги "мгновенно" устанавливается ионизационное равновесие с распределением параметров газо-плазмы по двухтемпературной модели стационарной дуги, так как в эту область поступает энергия электрического поля  $\sigma E^2$  (рис. 5).

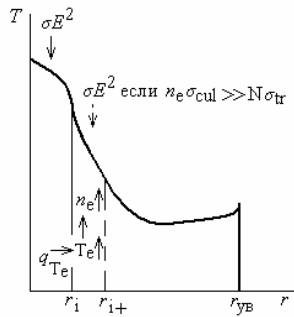


Рис. 5. Схема к математической модели, поясняющая расширение токопроводящего канала по механизму электронной теплопроводности:  $r_i$  – начальный радиус токопроводящего канала;  $r_{i+}$  – радиус токопроводящего канала в результате расширения;  $r_{ув}$  – радиус фронта ударной волны

Возникающий градиент температуры электронов предопределяет передачу энергии электронов  $q_{Te}$  в слабоионизированную область, окружающую токопроводящий канал (рис. 5). Возрастание температуры электронов  $T_e$  в слабоионизированной области приводит к росту плотности электронов  $n_e$ . После того, как плотность электронов превысит значения, при котором плазма переходит в сильноионизированное состояние, в этой области начинает протекать интенсивный разрядный ток. В результате возникающего мощного подвода энергии в данную область обеспечивается "мгновенное" установление ионизационного равновесия с распределением параметров газо-плазмы по двухтемпературной модели стационарной дуги. В результате, происходит расширение токопроводящего канала.

Очевидно, что начальная плотность электронов в слабоионизированной области, окружающей разрядный канал, должна быть достаточной для обеспечения быстрой максвеллизации функции распределения энергии электронов. Оценим время максвеллизации применительно к плазме рассматриваемой области искрового разряда, которое по порядку величины соответствует характерному времени между электронно-электронными столкновениями:

$$\tau_{ee} = \frac{(T_e [K])^{3/2}}{3,7n_e \ln \Lambda} \quad (19)$$

В расчетных вариантах рассматривается кислородная плазма высокого давления ( $P > 0,1$  МПа) и с температурой тяжелой компоненты  $T_g > 5000$  К. Равновесная плотность электронов для данных условий составляет не менее  $n_e \approx 5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Кулоновский логарифм примем равным  $\ln \Lambda = 5$ . Отсюда  $\tau_{ee} \approx 3,8$  нс, что на порядок меньше времени установления ионизационного равновесия.

Моделирование процесса расширения токопроводящего канала осуществлялись по уравнению теплопроводности в виде:

$$c_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right), \quad (20)$$

где  $\lambda_e$  – коэффициент электронной теплопроводности;  $c_e$  – удельная электронная теплоемкость, рассчитываемая по выражению:

$$c_e = \frac{dQ}{dt} = \frac{d[(1,5T_e + I)kn_e]}{dt} \quad (21)$$

Расчет удельной теплоемкости в таком виде позволяет учесть затраты энергии не только на рост температуры электронов, но и на процесс ионизации, то есть возрастание  $n_e$ .

Задача рассматривалась в плоской постановке, в отличие от искрового разряда, где имеется цилиндрическая симметрия, чтобы исключить влияние радиуса канала на оценку влияния других параметров.

Согласно [С. 218, 9], коэффициент электронной теплопроводности для однократно ионизированного газа рассчитывается по выражению:

$$\lambda_e = 2,65 \cdot 10^{-2} \frac{(T_e [\text{эВ}])^{5/2}}{\ln \Lambda} \text{ Вт/(см} \cdot \text{К)}, \quad (22)$$

Согласно [С.401, 7], эффективный коэффициент электронной теплопроводности равен:

$$\lambda_e = \xi(Z) \cdot 1,93 \cdot 10^2 \frac{(T_e [K])^{5/2}}{Z \ln \Lambda} \text{ Вт/(см} \cdot \text{К)}, \quad (23)$$

где  $\xi(Z)$  – коэффициент, зависящий от кратности ионизации газа  $Z$ . При однократной ионизации  $Z = 1$ ,  $\xi(Z) = 0,95$ .

При переводе в выражении (23) температуры электронов в [эВ] (1 эВ = 11610 К) и полагая, что  $Z = 1$ , получаем совпадение с выражением (22).

В начальных условиях температура тяжелой компоненты (атомов и ионов) задавалась в виде линейно наклонной кривой (рис. 6).

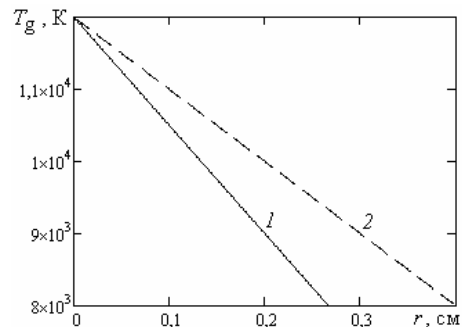


Рис. 6. Варианты распределения температуры тяжелой компоненты газо-плазмы, принятые в расчетах

Полагалось, что среда из тяжелых компонентов является "замороженной", то есть неподвижной. Такой подход может быть применим в случае, если скорость процесса расширения по механизму электронной теплопроводности будет на порядок выше скорости газодинамического расширения.

Кривые распределения температуры вдоль расчетной области описывались уравнениями вида:

$$\text{кривая 1} - T_g(r) = 1200 - 1500r; \quad (24)$$

$$\text{кривая 2} - T_g(r) = 1200 - 1000r. \quad (25)$$

Во всей расчетной области, кроме граничной области, моделирующей токопроводящий канал, в начальный момент времени задавалось наличие термодинамического равновесия. Принималось:

$$T_e(r) \Big|_{t=0, r>0} = T_g(r). \quad (26)$$

На левой границе, моделирующей токопроводящий канал с сильноионизированной плазмой, прини-

малась фиксированная температура электронов до момента изменения радиуса  $r_0$  токопроводящего канала, рассчитываемая по двухтемпературной модели:

$$T_e|_{r=0} = T_e(r_0) = const. \quad (27)$$

В такой постановке это означает, что выход энергии из токопроводящего канала в область, окружающую канал, компенсируется подводом энергии от электрического поля. При этом, левая граница канала задавалась подвижной. Расширение токопроводящего канала приводило к изменению  $r_0$  и, соответственно, к установлению нового значения температуры электронов, определяемого по двухтемпературной модели стационарной дуги.

Условием смещения границы в направлении слабоионизированной плазмы являлся переход слоя плазмы, окружающей токопроводящий канал, в сильноионизированное состояние. В расчетных вариантах данное условие имело вид:

$$\sigma_{tr} N < \frac{\sigma_{cul} n_e}{10}. \quad (28)$$

Приводимые ниже результаты расчетов относятся к кислородной плазме. В расчетах полагалось, что  $g_0 = 9$ ,  $g_{O^+} = 4$ ,  $g_e = 2$ ,  $A = 16$ ,  $I_0 = 13,6$  эВ. Транспортные сечения упругих столкновений электронов с атомами кислорода задавалось кривой (рис. 7), построенной по данным работы [14].

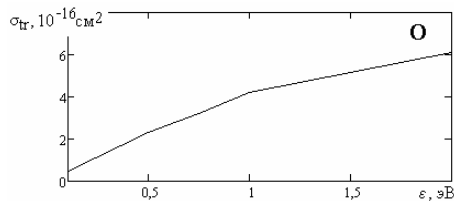


Рис. 7. Зависимость транспортного сечения упругих столкновений электронов с атомарным кислородом от энергии электронов  $\epsilon$  ( $\epsilon = 3T_e/2$ ) [14]

В расчетном варианте с распределением температуры вдоль расчетной области по выражению (24) при давлении среды  $P = 0,75$  МПа получим распределение температуры электронов по модели локального термодинамического равновесия (ЛТР), в которой  $T_e = T_g$  (рис. 8). По двухтемпературной модели ( $T_e \neq T_g$ ) стационарной дуги при  $E = 400$  В/см имеем отрыв температуры  $T_e$  электронов от температуры  $T_g$  тяжелой компоненты в виде (рис. 8).

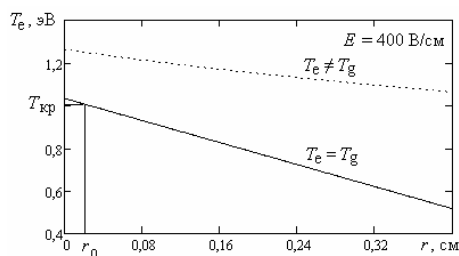


Рис. 8. Распределение температуры электронов в расчетной области по модели ЛТР ( $T_e = T_g$ ) и двухтемпературной модели ( $T_e \neq T_g$ ) без учета скорости возрастания плотности электронов

В расчетном варианте переход плазмы в сильноионизированное состояние осуществляется при пре-

вышении температуры тяжелой компоненты, равной  $T_{кр} = 1,005$  эВ, где выполняется условие (28). При данной температуре имеем  $n_e = 1,26 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $N = 4,27 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>;  $\sigma_{cul} = 1,43 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>;  $\sigma_{tr} = 4,2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. В результате, в расчетном варианте начальное распределение температуры электронов в расчетной области приобретает вид (рис. 9). По двухтемпературной модели стационарной дуги получим температуру электронов на границе токопроводящего канала в начальный момент  $T_e|_{t=0, r=0} = 1,25$  эВ при  $E = 400$  В/см.

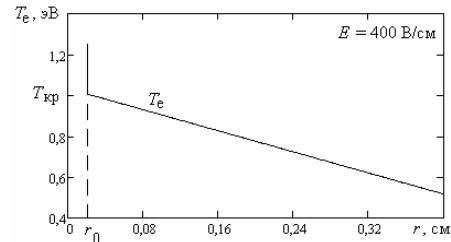


Рис. 9. Начальное распределение температуры электронов в расчетной области в расчетном варианте

Решение уравнения (20) осуществлялось численно. Расчетная область разбивалась на ячейки (рис. 10).

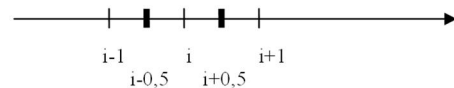


Рис. 10. Схема разбивки расчетной области на ячейки

Применялась явная расчетная схема, в которой уравнение теплопроводности представлялось в виде:

$$c_i \frac{T^i - T_i}{\tau} h = \lambda_{i+0,5} \frac{T_{i+1} - T_i}{h} - \lambda_{i-0,5} \frac{T_i - T_{i-1}}{h}, \quad (29)$$

где  $\tau$  – шаг по времени;  $h$  – шаг по расстоянию;  $X_i$  – значения соответствующих параметров в соответствующих ячейках на предыдущем временном слое;  $T^i$  – температура электронов в  $i$ -й ячейке на следующем временном слое.

Коэффициенты теплопроводности рассчитывались по выражению:

$$\lambda_{i \pm 0,5} = \frac{(\lambda_i + \lambda_{i \pm 1})}{2}. \quad (30)$$

Температура электронов на следующем временном слое рассчитывалась по выражению:

$$T^i = T_i + \frac{\tau}{c_i \cdot h} \cdot \frac{\lambda_{i+0,5} T_{i+1} - \lambda_{i-0,5} T_i - (\lambda_{i+0,5} + \lambda_{i-0,5}) T_i}{h}. \quad (31)$$

Сходимость результатов обеспечивалась подбором шага по времени.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСШИРЕНИЯ ТОКОПРОВОДЯЩЕЙ ОБЛАСТИ

В результате моделирования получено, что расширение токопроводящей области по механизму электронной теплопроводности может происходить со сверхзвуковой скоростью, то есть существенно влиять на развитие искрового разряда. Так, в ранее указанном расчетном варианте динамика расширения токопроводящей области имеет вид (рис. 11).

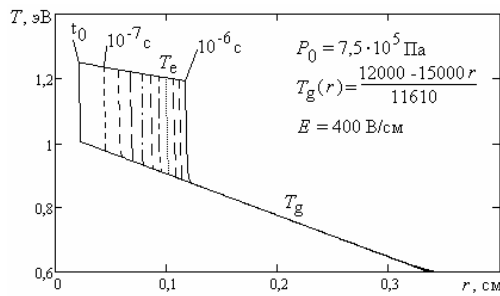


Рис. 11. Расчетное изменение распределения температуры электронов в расчетной области (временной интервал между кривыми распределения составляет  $10^{-7}$  с)

Скорость расширения токопроводящей области является нелинейной при фиксированном градиенте температуры тяжелой компоненты плазмы (рис. 12). Это связано с тем, что с понижением температуры  $T_g$  возрастают затраты энергии на рост плотности  $n_e$  до значений, когда плазма становится сильноионизированной. Этим также поясняется влияние градиента температуры на динамику расширения (рис. 13).

Полученный результат по скорости расширения несколько превышает фактическую скорость расширения, так как в расчетах полагается, что после достижения сильноионизированного состояния мгновенно осуществляется переход среды в состояние по двухтемпературной модели стационарной дуги.

Если учитывать подвод энергии к области, окружающей канал, только за счет теплопроводности, то рост температуры электронов будет происходить очень медленно (рис. 14).

Сравнение динамики расширения токопроводящей области при разных давлениях в газоразрядной среде и равных прочих параметрах показывают, что с уменьшением давления в среде скорость расширения будет возрастать (рис. 15, 16).

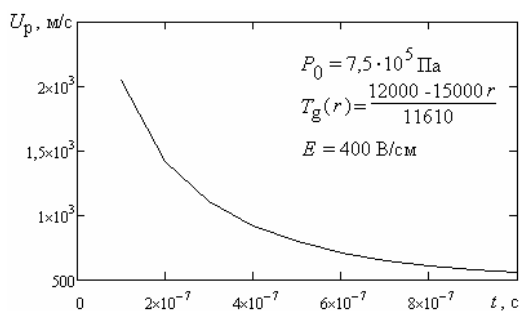


Рис. 12. Скорость расширения токопроводящей области

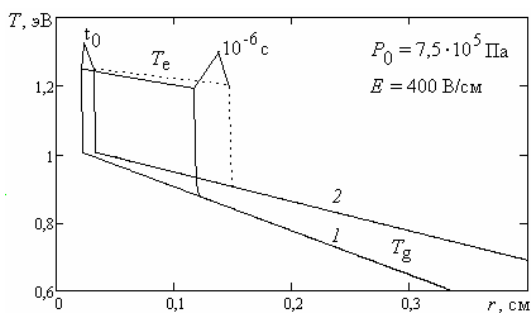


Рис. 13. Результаты расчета изменения температуры в расчетной области при разных температурных градиентах тяжелой компоненты плазмы

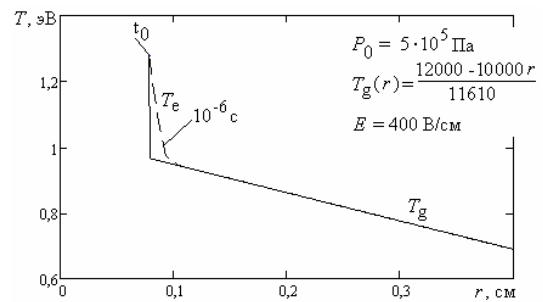


Рис. 14. Результаты расчета изменения температуры в расчетной области за счет электронной теплопроводности

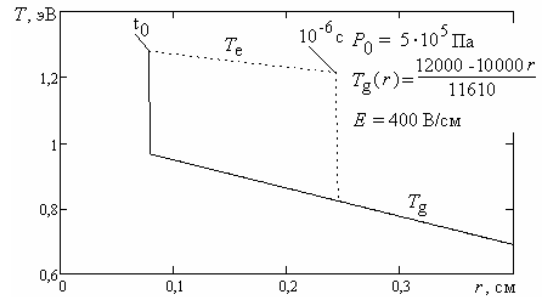


Рис. 15. Результаты расчета изменения температуры в расчетной области при  $P_0 = 0,5$  МПа

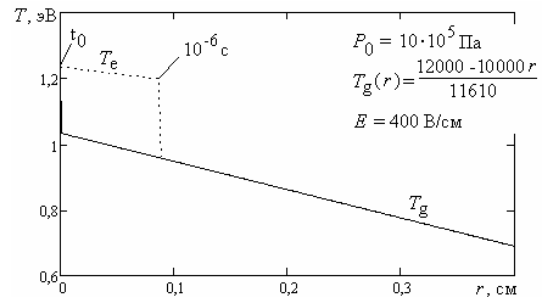


Рис. 16. Результаты расчета изменения температуры в расчетной области при  $P_0 = 1$  МПа

Сравнение динамики расширения токопроводящей области при разных напряженностях электрического поля и равных прочих параметрах в газоразрядной среде показывают, что с уменьшением напряженности в среде скорость расширения будет падать (рис. 17).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дополнительное расширение токопроводящего канала по механизму электронной теплопроводности происходит путем передачи энергии электронов из сильноионизированной области в слабоионизированную область, окружающую токопроводящий канал, с дальнейшим возрастанием плотности электронов в слабоионизированной области за счет подводимой энергии и после достижения сильноионизированного состояния быстрого установления в данной области ионизационного равновесия за счет энергии электрического поля.

Дополнительное условие применения двухтемпературной модели для моделирования дуговой стадии искрового разряда основано на оценке времени установления ионизационного равновесия. Для расчета расширения токопроводящего канала по механизму электронной теплопроводности требуется решать

уравнение теплопроводности с подвижной границей токопроводящего канала. С удельной теплоемкости электронного газа необходимо учитывать затраты энергии на ионизацию.

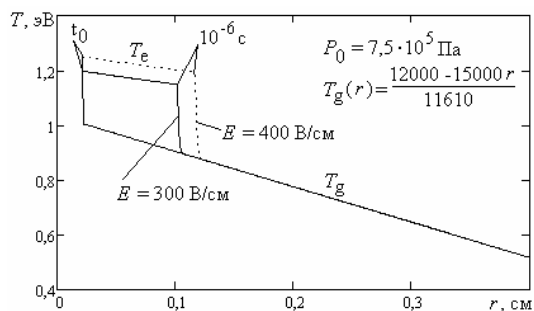


Рис. 17. Сравнение динамики расширения токопроводящей области при разных напряженностях электрического поля

Рассчитанные скорости расширения токопроводящей области по механизму электронной теплопроводности в неравновесной плазме показывают необходимости учета данного механизма при математическом моделировании процесса прямого инициирования детонации искровым разрядом с использованием двухтемпературной модели плазмы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pulsed and continuous detonations / [Edited by G. Roy, S. Frolov, J. Sinibaldi]. – Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2006. – 376 p.
2. Advances in confined detonations/ [Edited by G. Roy, S. Frolov, R. Santoro, S. Tsyganov]. – Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2002. – 312 p.
3. Нетлетон М. Детонация в газах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1989. – 280с.
4. Kamenskihs V. On critical energy for direct initiation of spherical detonations in stoichiometric high-pressure  $H_2-O_2$  mixtures // *Combustion and Flame*. – 2010. – V. 157. – P. 1795-1799.
5. Lee J. H. S. Initiation of gaseous detonation // *Annual Review of Physical Chemistry*. – 1977. – №28. – P. 75-104.
6. Matsui H., Lee J.H. Influence of Electrode Geometry and Spacing on the Critical Energy for Direct Initiation of Spherical Gaseous Detonations // *Department of Mechanical Engineering, McGill University*. – 1976. – Vol. 27 – P. 217-222.
7. Зельдович Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: ФТЛ, 1963. – 686 с.
8. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С.В. Дресвин, А.В. Донской, В.М. Гольдфарб и др.; под общей ред. С.В. Дресвина. – М.: Атомиздат, 1972. – 352 с.
9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учебное руководство. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 592 с.
10. Зимин А. М. Математическое моделирование процессов в плазменных установках. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006.
11. Кorytchenko K.V., Dovbnya A.N., Volkolupov Yu.Ya. и др. Управление импульсной дугой с целью эффективного разогрева газа // *Журнал технической физики*. – 2008. – Т.78. – № 4. – С. 26-34.
12. Korytchenko K.V., Bolyukh V.F., Poklonskiy E.V. Influence on the electric field into positive column of pulsed arc // IV international conference "Electronics and applied physics" Taras Shevchenko National University of Kyiv, Radiophysics Faculty, 23-25 October 2008, Kyiv, Ukraine.

13. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир. – 1969.

14. Peter M. Banks Collision frequencies and energy transfer-electrons // Report of the office of Naval Research No 00009-66/1966.

**Bibliography (transliterated):** 1. Pulsed and continuous detonations / [Edited by G. Roy, S. Frolov, J. Sinibaldi]. – Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2006. – 376 p. 2. Advances in confined detonations/ [Edited by G. Roy, S. Frolov, R. Santoro, S. Tsyganov]. – Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2002. – 312 p. 3. Netleton M. Detonaciya v gazah: Per. s angl. – M.: Mir, 1989. – 280s. 4. Kamenskihs V. On critical energy for direct initiation of spherical detonations in stoichiometric high-pressure  $H_2-O_2$  mixtures // *Combustion and Flame*. – 2010. – V. 157. – P. 1795-1799. 5. Lee J. H. S. Initiation of gaseous detonation // *Annual Review of Physical Chemistry*. – 1977. – №28. – P. 75-104. 6. Matsui H., Lee J.H. Influence of Electrode Geometry and Spacing on the Critical Energy for Direct Initiation of Spherical Gaseous Detonations // *Department of Mechanical Engineering, McGill University*. – 1976. – Vol. 27 – P. 217-222. 7. Zel'dovich Ya.B. Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh yavlenij. – M.: FTL, 1963. – 686 s. 8. Fizika i tehnika nizkotemperaturnoj plazmy / S.V. Dresvin, A.V. Donskoj, V.M. Gol'dfarb i dr.; pod obshej red. S.V. Dresvina. – M.: Atomizdat, 1972. – 352 s. 9. Rajzer Yu.P. Fizika gazovogo razryada: Uchebnoe rukovodstvo. – M.: Nauka. Gl. red. fiz.-mat. lit., 1987. – 592 s. 10. Zimin A. M. Matematicheskoe modelirovanie processov v plazmennykh ustanovkah. – M.: Izd-vo MGTU im. N.Э. Baumana, 2006. 11. Korytchenko K.V., Dovbnya A.N., Volkolupov Yu.Ya. i dr. Upravlenie impul'snoy dugoj s cel'yu `effektivnogo razogreva gaza // *Zhurnal tehnicheckoj fiziki*. – 2008. – Т.78. – № 4. – С. 26-34. 12. Korytchenko K.V., Bolyukh V.F., Poklonskiy E.V. Influence on the electric field into positive column of pulsed arc // IV international conference "Electronics and applied physics" Taras Shevchenko National University of Kyiv, Radiophysics Faculty, 23-25 October 2008, Kyiv, Ukraine. 13. Mak-Donald A. Sverhvysochastotnyj proboj v gazah. M.: Mir. – 1969. 14. Peter M. Banks Collision frequencies and energy transfer-electrons // Report of the office of Naval Research No 00009-66/1966.

Поступила 01.09.2012

Кorytchenko Константин Владимирович, к.т.н., с.н.с.  
Поклонский Е.В.,

Болюх Владимир Федорович, д.т.н., проф.  
Национальный технический университет "ХПИ"  
факультет военной подготовки,  
кафедра общей электротехники  
61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21  
тел. (057) 7076427, e-mail: entropia@rambler.ru.

Korytchenko K.V., Poklonskiy E.V., Bolyukh V.F.

#### An additional mechanism of spark electroconductive channel transversal evolution during transition to arc.

An additional mechanism of electroconductive channel evolution due to electronic heat conductivity in nonequilibrium plasma is considered in the work. Two-temperature models of stationary arcs are considered, the condition of the models application to simulating the arc phase of a spark discharge is validated. The given condition is based on ionization equilibrium time estimation. A mathematical model of electroconductive region expansion through mechanism of electronic heat conductivity is presented. Influence of the gas-discharge medium pressure, the plasma heavy component temperature gradient, the electric field strength on the electroconductive region evolution dynamics is investigated.

**Key words – spark, electroconductive channel, two-temperature models, electronic heat conductivity.**