

Электрический взрыв жидкометаллических струй при взаимодействии с плазмой катодного пятна вакуумной дуги

И. Уйманов^{1,*}, Г. Месяц²

¹Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*uimanov67@yandex.ru

Абстракт. Разработана двумерная осесимметричная модель развития тепловой и электрогидродинамической неустойчивости в жидкометаллической струе, образующейся на границе катодного кратера. Модель включает в себя описание взаимодействия поверхности струи с плазмой катодного пятна вакуумной дуги в рамках модели бесстолкновительного катодного слоя объемного заряда. Проведен самосогласованный расчет гидродинамики и нагрева струи с учетом поверхностного тока и теплового потока в предположении квадратичного уменьшения концентрации плазмы от границы кратера. Показано, что при концентрациях плазмы на границе кратера $N_{p0} > 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в струе развивается тепловая неустойчивость, приводящая к нагреву области основания струи до критической температуры. Данный процесс может рассматриваться как механизм инициирования новых ячеек катодного пятна вакуумной дуги на границе кратера.

Ключевые слова: вакуумный пробой, вакуумный разряд, вакуумная дуга

1. Введение

К настоящему времени убедительно показано экспериментально, что катодное пятно состоит из множества индивидуальных ячеек, след функционирования которых представляет собой кратер диаметром в несколько микрон [1, 2]. Поэтому вопросы рождения, функционирования и гибели индивидуальных ячеек представляют большой интерес для создания, как модели катодного пятна, так и вакуумного разряда в целом. При этом если для зажигания вакуумного разряда, как правило, используется пробой в сильном электрическом поле, то механизм инициирования новых ячеек в дуговой стадии разряда при напряжении на промежутке в несколько десятков вольт не имеет общепризнанного объяснения. Один из возможных сценариев инициирования новых ячеек рассматривался нами в модели [3], в которой взаимодействие плазмы катодного пятна с микровыступом на катоде могло приводить к развитию в нем тепловой неустойчивости с быстрым нагревом до критической температуры и образованию взрывоэмиссионной плазмы. Однако данный механизм может описывать процессы рождения новых ячеек катодного пятна на уже эродированной разрядом поверхности катода и становиться не применим для гладкой поверхности, с субмикронной шероховатостью. Согласно эктонной модели, появление новых ячеек катодного пятна обусловлено взаимодействием жидкометаллической струи с плотной плазмой катодного пятна [2]. Взрыв жидкометаллических струй, образующихся при образовании кратера на катоде вакуумной дуги, считается основным механизмом инициирования новых ячеек катодного пятна, тем самым обеспечивая самоподдержание вакуумного разряда [1, 2]. Несмотря на такую важную роль, которую играет жидкометаллическая фаза в функционировании катодного пятна, количественное описание гидродинамических процессов, ответственных за образование струй и капель, до сих пор ограничивалось лишь оценочными или очень упрощенными расчетами [1, 2, 4–8]. Следует отметить, что разработанные нами модели [9–11] позволили впервые провести подробный количественный анализ гидродинамических процессов, протекающих в катодном пятне, путем численного решения уравнений Навье – Стокса для вязкой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью в двумерном осесимметричном приближении. Результаты моделирования скорости и угла выхода жидкометаллической струи находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными по выбросу капель в дуговом разряде. Как было показано

нами в [12, 13] процесс выплескивания расплава из кратера можно условно разделить на три стадии. Формирование струй происходит на третьей стадии, где в системе координат связанной со струей процессы можно описать в двумерном осесимметричном случае. В рамках такого подхода нами были разработаны осесимметричные модели, описывающие динамику струи и развитие неустойчивости Релея-Плато, приводящей к формированию перетяжки между струей и головной каплей перед ее отрывом [14, 15]. В [15] нами так же проведено самосогласованное моделирование гидродинамической неустойчивости (формирование перетяжки и отрыва капли) и тепловой неустойчивости в перетяжке в токонесущей жидкометаллической струе. Данная работа является дальнейшим развитием данной модели, в которой взаимодействие струи с плазмой рассматривается в рамках модели бесстолкновительного катодного слоя.

2. Описание модели

2.1. Постановка задачи

Как и в [14, 15] для построения осесимметричной модели формирования струи мы вводим локальную цилиндрическую систему координат, в которой направление оси совпадает с направлением движения струи. Модельная геометрия задачи представлена на Рис.1. Математическая модель гидродинамической части задачи представляет собой систему уравнений Навье-Стокса для вязкой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью и уравнение непрерывности. Уравнения гидродинамики решаются численно проекционным методом. Сценарий моделирования выглядит следующим образом.

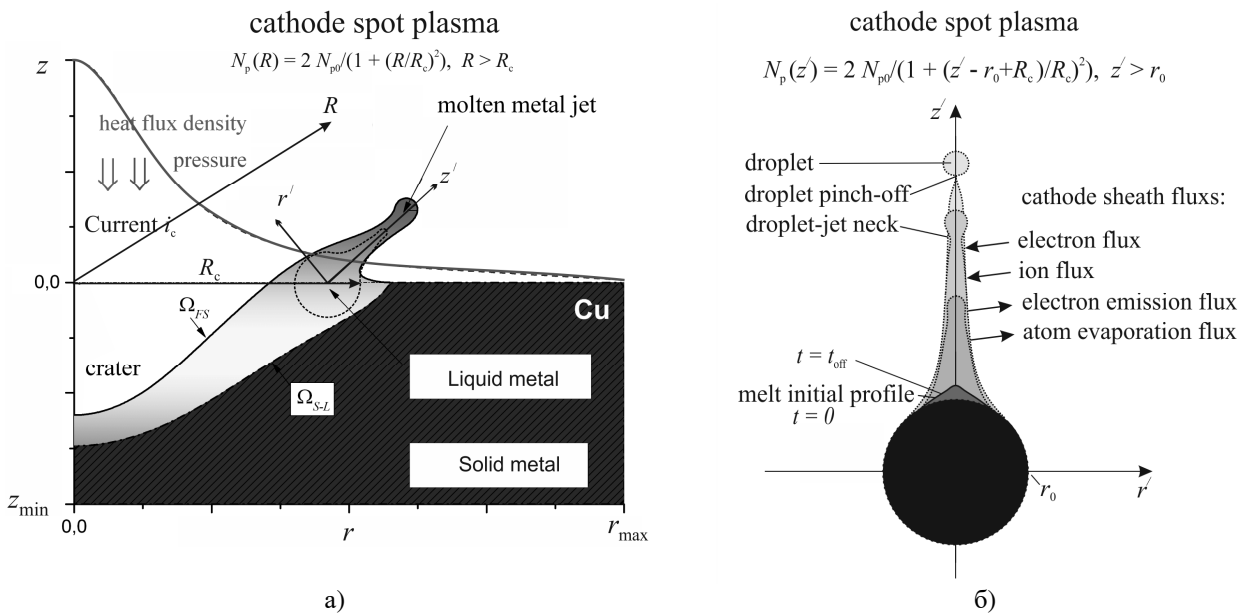


Рис. 1. Модельная геометрия задачи.

На первом вспомогательном этапе воздействие внешнего давления на поверхность расплава, находящегося при однородной температуре, вызывает возмущение свободной поверхности и формирует жидкометаллическую струю, распространяющейся с заданной скоростью. Изменение внешних параметров модели позволяет варьировать диаметром образующейся струи и скоростью ее головки. По сути, задачей первого этапа моделирования является подгонка начальных параметров формирования струи, к значениям, которые рассчитываются в рамках модели формирования кратера [9, 10]. На втором основном этапе непосредственно моделируется формирование струи и ее нагрев за счет поверхностного

потока тепла из плазмы и Джоулева нагрева протекающим током. Более детально описание модели и сценария моделирования гидродинамики формирования струи можно найти в [15].

Будем полагать, что распределение концентрации плазмы на расстояниях больших радиуса кратера имеет сферический вид и падает квадратично по радиусу R от его границы следующим образом $N_p(R) = 2N_{p0}/(1 + (R/R_c)^2)$, где N_{p0} – концентрация плазмы на границе кратера, R_c – радиус кратера (см. рис.1а). Такое распределение получается в рамках одномерной сферической модели разлета плазмы катодного пятна. Так же предположим, что на расстояниях порядка диаметра струи концентрация плазмы меняется слабо, поэтому в системе координат (r', z') будем считать, что N_p зависит только от z' и имеет следующий вид: $N_p(z') = 2N_{p0}/(1 + ((z' - r_0 + R_c)/R_c)^2)$, где r_0 – начальный радиус расплава (см. Рис.1б).

Для расчета распределения плотности тока в струе $j = -\sigma \nabla U_\Omega$, решается уравнение Лапласа на омический потенциал U_Ω :

$$\frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \sigma \frac{\partial U_\Omega}{\partial r'} \right) + \frac{\partial}{\partial z'} \left(\sigma \frac{\partial U_\Omega}{\partial z'} \right) = 0, \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$-\nabla U_\Omega|_s = j_s / \sigma, \quad \sigma \frac{\partial U_\Omega}{\partial r'}(r' = 0) = 0, \quad U_\Omega(z' = 0) = 0, \quad (2)$$

где j_s – плотность тока на поверхности струи, σ – электропроводность расплава, зависящая от температуры.

Температура жидкометаллической струи $T(r', z', t)$ рассчитывается на основе уравнения теплопроводности с учетом конвективного переноса тепла, эффекта Джоуля и поверхностного теплового потока, обусловленного переносом энергии в катодном слое:

$$C\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \nabla T \right) = \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \lambda \frac{\partial T}{\partial r'} \right) + \frac{\partial}{\partial z'} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z'} \right) + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (3)$$

с граничными условиями:

$$\nabla T|_s = q_s / \sigma, \quad \frac{\partial T}{\partial r'}(r' = 0) = 0, \quad T(z' = 0) = T_0, \quad (4)$$

где C – удельная теплоемкость, ρ – плотность, \vec{V} – гидродинамическая скорость расплава, λ – теплопроводность, q_s – плотность теплового потока на поверхности струи, обусловленного корпускулярным обменом в катодном слое, T_0 – начальная температура струи.

Отметим, что в предыдущей работе [15] мы моделировали лишь нагрев перетяжки протекающим током, который собирается головной каплей. В данной модели учитываются токи и потоки тепла, собираемые всей поверхностью струи. При этом поверхностная плотность тока j_s и теплового потока q_s рассчитываются в модели безстолкновительного катодного слоя.

2.2. Взаимодействие плазмы катодного пятна с жидкометаллической струей

При взаимодействии плазмы катодного пятна с поверхностью, проводящей (жидкометаллической) эмитирующей струи, находящейся под потенциалом катода, вблизи ее поверхности на расстояниях порядка трех Дебаевских радиусов образуется катодный слой объемного заряда с падением напряжения V_s . При этом существует корпускулярный обмен между струей и плазмой. В рамках модели безстолкновительного катодного слоя из плазмы на поверхность струи поступают электроны и ионы, а из струи в плазму электроны эмиссии

и атомарный поток испарения. Поэтому суммарная поверхностная плотность тока определяется как $j_s = j_{em} - j_{ep} - j_i$, где j_{em} – плотность тока термоэлектронной эмиссии, стимулированной электрическим полем катодного слоя (эффект Шоттки), а j_{ep} и j_i – плотность тока электронов и ионов из плазмы, соответственно. Каждому потоку частиц сопутствует перенос энергии, поэтому на поверхность струи поступает (в алгебраическом смысле) поток тепла суммарной плотностью $q_s = q_{em} + q_i + q_{ep} + q_{evap}$, где q_{em} – поток тепла Ноттингема, обусловленный электронной эмиссией, q_{evap} – поток тепла атомарного испарения, а q_i и q_{ep} – корпускулярные потоки энергии плазменных ионов и электронов, соответственно. Более подробное описание характеристик взаимодействия плазмы со струей (эмитирующем катодом) в рамках модели бесстолкновительного катодного слоя можно найти в [3]. Для рассматриваемой модели нас интересуют лишь j_s и q_s , расчет которых в зависимости от концентрации плазмы на границе слоя в диапазоне 10^{19} – 10^{20} см⁻³ при различных температурах поверхности струи представлен на Рис.2. Важно отметить, что для всех рассматриваемых концентраций плазмы при температурах поверхности >5000 К тепловой поток на поверхности струи отрицателен благодаря эмиссионному охлаждению за счет эффекта Ноттингема. Данные характеристики как функции N_p и T_s рассчитываются предварительно и используются в моделировании с помощью двумерной кубической сплайн-интерполяции.

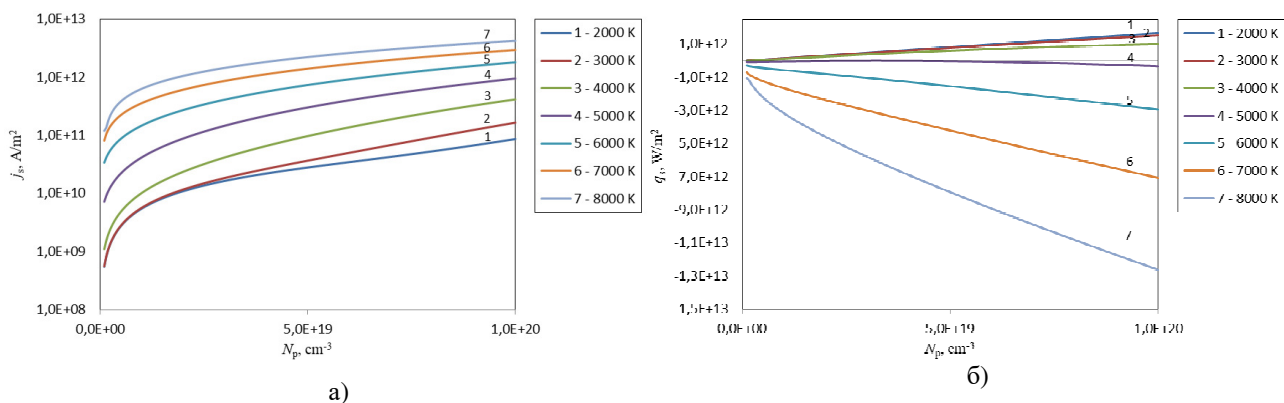


Рис. 2. Зависимость поверхностной плотности тока j_s (а) и поверхностной плотности потока тепла q_s (б) в катодном слое от концентрации плазмы N_p в диапазоне 10^{19} – 10^{20} см⁻³ при различных температурах поверхности струи T_s . Расчетные параметры: $V_s = 18$ В, средний заряд ионов $Z = 2$, электронная температура плазмы 2 эВ, работа выхода 4.5 эВ.

3. Результаты моделирования

Моделирование проводилось для медного катода в диапазоне значений $N_{p0} = 8 \cdot 10^{19}$ – $2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ до достижения критической температуры в струе ($T_{crit} = 8390$ К для Cu). На рис.3а) представлена сплошными кривыми динамика формирования струи диаметром ~ 0.3 мкм и начальной скоростью фронта 250 м/с. Здесь же точечными кривыми отображена динамика без учета нагрева струи. Штрих-пунктирной кривой показана зависимость концентрации плазмы (по правой оси). Как видно из рисунка нагрев струи снижает темп формирования головной капли и перетяжки соответственно, что сказывается и на меньшем торможении фронта струи. Это обусловлено температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения. При этом различия в динамики формирования подобны случаю различных температур жидкости, который был проанализирован нами в предыдущих работах (см. Рис.3 [14]). Динамика распределения температуры вдоль оси z' и температуры поверхности струи показана на Рис.3б).

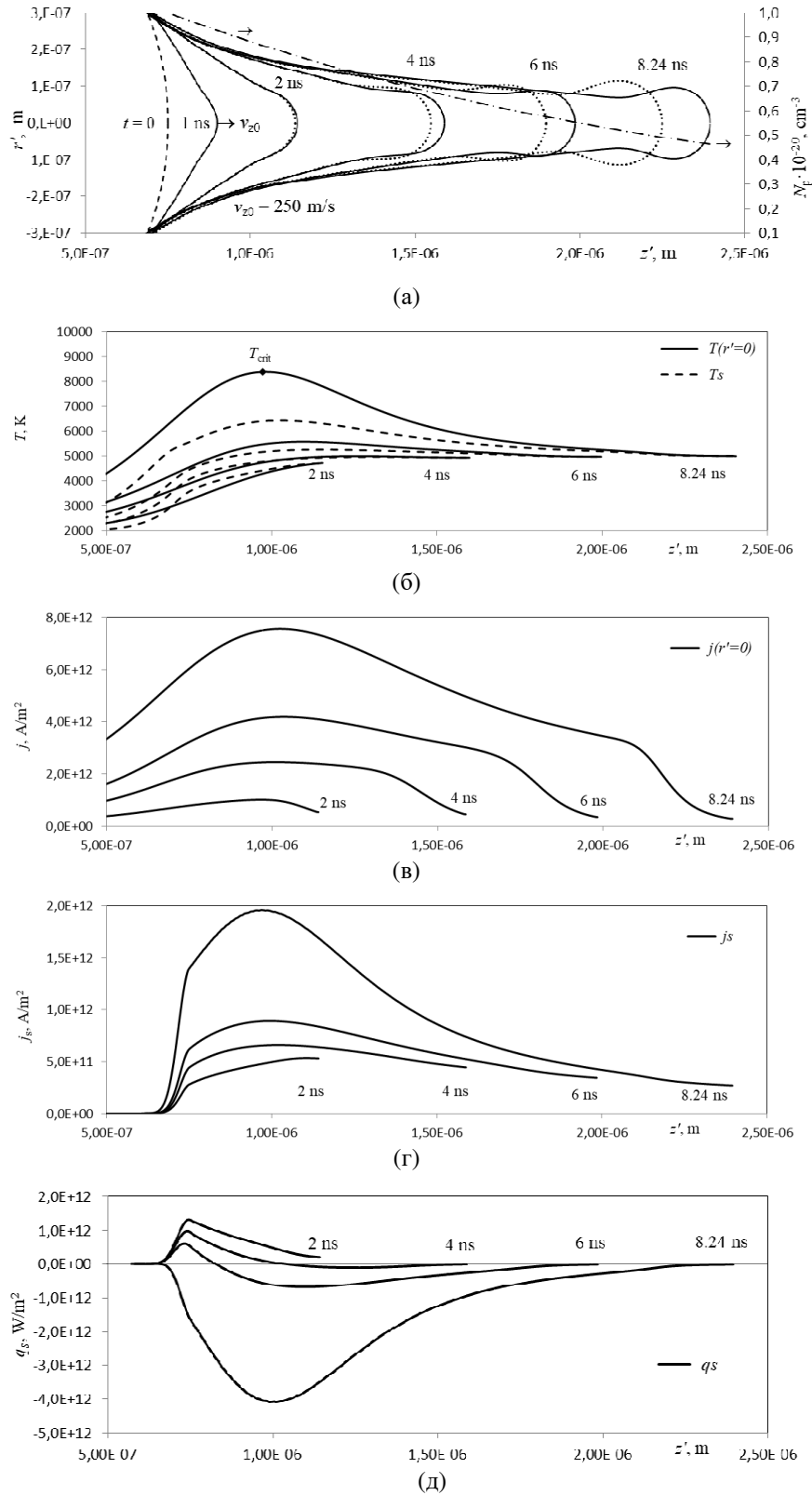


Рис.3. Распределения вдоль струи основных характеристик модели в различные моменты времени вплоть до нагрева до критической температуры: а) – динамика профиля сечения струи и распределение концентрации плазмы (правая ось); б) – распределения температуры по оси z' ($r' = 0$) и температуры поверхности струи T_s ; в) – распределения плотности тока в струе по оси z' ($r' = 0$) и поверхностной плотности тока j_s ; г) – распределения вдоль струи поверхностной плотности тока j_s ; д) – распределения вдоль струи поверхностной плотности потока тепла q_s . Расчетные параметры: $r_{jb} = 0.5 \mu m$, $r_1 = 1.5 r_{jb}$, $t_{off} = 1$ ns, $v_{z0} = 250$ m/s, $T_0 = 2000$ K, $N_{p0} = 10^{20} cm^{-3}$.

Согласно полученным результатам на начальном этапе нагрев струи обусловлен потоком энергии ионов, поступающих из плазмы катодного пятна, и максимальная температура находится в головной части струи. По мере ее нагрева до температуры инверсии эффекта Ноттингема, эмиссионное охлаждение стабилизирует нагрев головной части, а максимум температуры смещается к основанию струи, где и образуется впоследствии область тепловой неустойчивости, обусловленной Джоулевым нагревом. Это подтверждает динамика распределения плотности тока в струе, показанная на Рис.3в.

Здесь же видно (при $t = 8.24$ нс) начало формирования второго локального максимума плотности тока, обусловленного образованием перетяжки. Динамика распределения поверхностной плотности тока представлена на Рис.3г. На начальном этапе нагрева ($t < 4$ нс) доминирует ионный ток из плазмы, максимальная плотность которого сосредоточена в головной части струи. По мере появления сильно нагретых участков поверхности ($T_s > 5000$ К) вблизи основания струи, максимальная поверхностная плотность тока обусловлена уже эмиссионными электронами. При этом на этих участках доминирует эмиссионное охлаждение поверхности (см. Рис.3д). Однако поверхностное охлаждение не может стабилизировать развитие тепловой неустойчивости, вызванное Джоулевым нагревом.

Динамика нагрева струи при различных концентрациях плазмы на границе кратера N_{p0} показана на Рис.4. Для всех вариантов расчетов характер процессов подобен описанному выше сценарию.

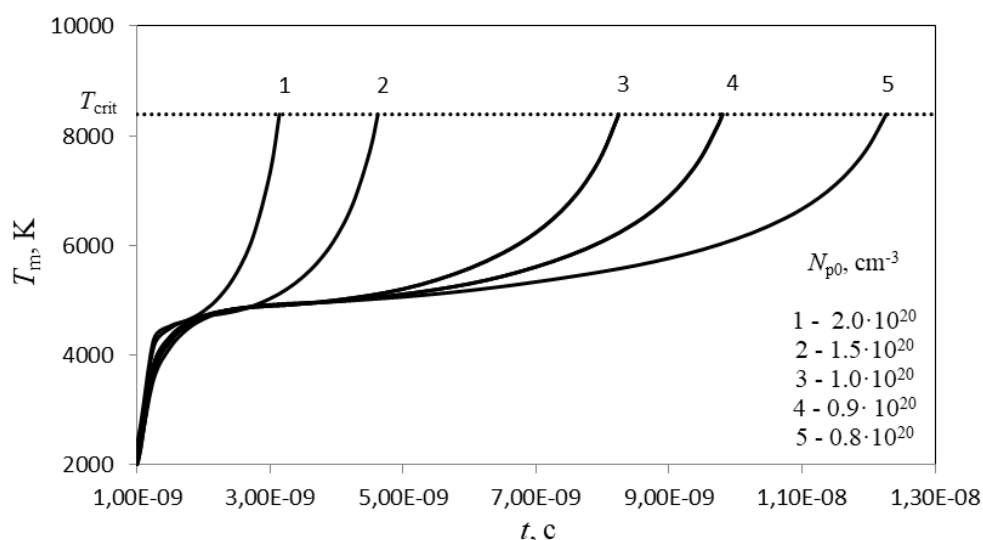


Рис.4. Зависимость максимальной температуры в струе от времени при различных концентрациях плазмы на границе кратера N_{p0} . Расчетные параметры: $r_{jb} = 0.5 \mu\text{m}$, $r_l = 1.5 r_{jb}$, $t_{off} = 1$ нс, $v_{z0} = 250$ м/с, $T_0 = 2000$ К.

4. Выводы

Разработана двумерная осесимметричная модель развития тепловой и электрогидродинамической неустойчивости в жидкометаллической струе, образующейся на границе катодного кратера. Модель включает в себя описание взаимодействия поверхности струи с плазмой катодного пятна вакуумной дуги в рамках модели бесстолкновительного катодного слоя объемного заряда. Проведен самосогласованный расчет гидродинамики и нагрева струи с учетом поверхностного тока и теплового потока в предположении квадратичного уменьшения концентрации плазмы от границы кратера. Согласно полученным результатам на начальном этапе формирования и нагрева струи доминирует нагрев за счет энергии потока ионов из плазмы катодного пятна. Максимум температуры при этом расположен на фронте струи. По мере нагрева поверхности струи до температуры выше температуры инверсии Ноттингема ($T_s > 5000$ К), начинается интенсивное эмиссионное

охлаждение. Этот процесс стабилизирует температуру головной части струи, а ее максимум начинает смещаться к основанию. Показано, что при концентрациях плазмы на границе кратера $N_{p0} > 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в струе развивается тепловая неустойчивость, приводящая к нагреву области основания струи до критической температуры. Данный процесс может рассматриваться как механизм инициирования новых ячеек катодного пятна на границе кратера.

5. Литература

- [1] Mesyats G.A., Proskurovsky D.I., *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum*. (Berlin: Springer, 1989).
- [2] Mesyats G.A., *Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark and the Arc*. (Moscow: Nauka, 2000).
- [3] Uimanov I.V., *IEEE Transactions on Plasma Science*, **31**(5), 822, 2003; doi: 10.1109/TPS.2003.818435
- [4] Hantzsche E., Juttner B., Puchkarev V.F., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **9**, 1771, 1976; doi: 10.1088/0022-3727/9/12/016
- [5] Hantzsche E., *Beiträge aus der Plasmaphysik*, **17**, 65, 1977; doi: 10.1002/ctpp.19770170107
- [6] McClure G.W., *J. Appl. Phys.*, **45**(5), 2078, 1974; doi: 10.1063/1.1663547
- [7] Mesyats, G.A., *JETP Lett.*, **60**(7), 527, 1994; url: http://jetpletters.ru/ps/1349/article_20385.shtml
- [8] Litvinov E.A., Mesyats G.A., Parfenov A.G., Fedosov A.I., *Zh. Tekh. Fiz.*, **55**, 2270, 1985;
- [9] Mesyats G.A., Uimanov I.V., *IEEE Trans. on Plas. Sci.*, **43**(8), 2241, 2015; doi: 10.1109/TPS.2015.2431317
- [10] Mesyats G.A., Uimanov I.V., *IEEE Trans. on Plas. Sci.*, **45**(8), 2087, 2017; doi: 10.1109/TPS.2017.2713484
- [11] Gashkov M.A., Mesyats G.A., Uimanov I.V., Zubarev N.M., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47**(8) 3456, 2019; doi: 10.1109/TPS.2019.2906396
- [12] Уйманов И.В., Месяц Г.А., *Известия вузов. Физика*, **61**(9/2), 33, 2018; url: http://efre2018.hcei.tsc.ru/files/publication/contents_Fiz_9-2_SHCE_RPC-2.pdf
- [13] Mesyats G.A., Uimanov I.V., *Proc. 28th Inter. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Germany*, 397, 2018; doi: 10.1109/DEIV.2018.8537157
- [14] Uimanov I.V., Mesyats G.A., *Journal of Physics: Conference of Series*, **1393**, 012034, 2019; doi: 10.1088/1742-6596/1393/1/01203
- [15] Uimanov I., Mesyats G., *7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE)*, Tomsk, Russia, 422, 2020; doi: 10.1109/EFRE47760.2020.9242191