

ИНИЦИИРОВАНИЕ ЭКТОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ С МИКРОВЫСТУПОМ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С. А. Баренгольц^a, Г. А. Месяц^b, М. М. Цвентух^{b}*

^a *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 апреля 2008 г.

Получена эволюция быстрого (порядка 10 нс) омического перегрева протекающим эмиссионным током микровыступа на поверхности, контактирующей с плазмой. При этом учитывалась энергия, приносимая плазменными ионами и электронами, омический нагрев, эмиссионный источник выделения энергии (эффект Ноттингама) и отвод тепла за счет теплопроводности. Параметры плазмы рассматривались в диапазоне $n = 10^{14} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.1 \text{ эВ} - 10 \text{ кэВ}$. Получена величина порогового значения энергии, приносимой на поверхность из плазмы, на уровне 200 МВт/см^2 , превышение которого определяет взрывной характер нагрева, а именно, увеличение скорости роста температуры ($\partial^2 T / \partial t^2 > 0$) и протекающего тока ($\partial J / \partial t > 0$) в финальной фазе при $T \sim 10^4 \text{ К}$ и $j \sim 10^8 \text{ А/см}^2$. Несмотря на то что омический нагрев не играет существенной роли в случае плазмы с плотностью менее 10^{18} см^{-3} в связи с ограничением тока объемным зарядом электронов, при превышении порога быстрый перегрев вершины микровыступа наблюдается значительно раньше — за время около 1 нс. При этом интенсивная ионизация паров стенки вызывает рост плотности плазмы у поверхности и переход нагрева в режим омического взрыва. Рассмотренные условия для формирования микровзрыва на поверхности и сопровождающего его эктона могут реализовываться при взаимодействии плазмы с катодом, анодом или изолированной стенкой и приводить к образованию катодных и анодных пятен, а также униполярных дуг.

PACS: 52.40.Hf, 52.77.Fv, 52.80.Qj, 52.65.-y

1. ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии плазмы со стенкой микровзрывы на поверхности играют важную роль. Из исследований электрического разряда в вакууме известно, что функционирование катодных пятен обеспечивается последовательностью микровзрывов на поверхности. Каждый из них сопровождается выбросом плазменного сгустка из материала катода и порции электронов взрывной электронной эмиссии — эктона [1]. Инициирование подобных микровзрывов и эктонов может происходить на поверхности стенки под воздействием различных факторов, таких как пробой диэлектрических пленок, удар микрочастиц или перегрев микронеоднородностей. По-

следние всегда присутствуют и могут дополнительно образовываться под воздействием плазмы. Так, распыление может приводить к росту вискеро- и конусов, а блистеринг и флекинг приводят к существенной (масштабной) эрозии поверхности.

В работе [2] было высказано предположение, что пятна униполярных дуг также представляют собой последовательность микровзрывов, в связи с тем, что пятна и униполярных, и биполярных дуг обладают схожими свойствами (наличие микрократеров, обратное движение и др.). Униполярные дуги приводят к большой эрозии поверхности, что крайне нежелательно для любых систем с магнитным удержанием термоядерной плазмы [3, 4]. Помимо этого микровзрывы приводят к образованию капель, которые, как и пылевые частицы, могут эффективно

*E-mail: elley@list.ru

доставлять примеси в центральную область, минуя дивертор [5].

Совокупность экспериментальных наблюдений униполярных дуг условно может быть поделена на две части. К первой группе работ следует отнести инициирование униполярных дуг при воздействии интенсивных потоков энергии на поверхность на уровне 10^7 – 10^9 Вт/см² [6–11]. В случае воздействия лазерного излучения [6, 8, 9] наличие большого количества кратеров можно объяснить именно взаимодействием плазмы с поверхностью (а не перефокусировкой лазерного излучения). С этим взаимодействием связано, на наш взгляд, и образование микрократеров на аноде при развитии вакуумного пробоя [10, 11]. Ко второй группе следует отнести исследования униполярных дуг в токамаках и модельных экспериментах [3, 4, 12, 13], где поток энергии из плазмы заметно ниже. Здесь отмечается заметное увеличение дуговой эрозии при загрязнении поверхности. Эктонная модель позволяет рассмотреть оба этих случая с единой позиции.

Ключевым моментом предвзрывной фазы эктона является самоподдерживающийся локальный перегрев участка поверхности. Наиболее очевидным таким механизмом является омический нагрев током, протекающим через микронеоднородность, например, выступ, эмитирующий электроны. Рост температуры увеличивает эмиссию и протекающий ток, что приводит к еще большему нагреву и, в конечном счете, к взрывообразному разрушению эмиттера — данный механизм хорошо известен из исследований работы автоэммиттеров с предельными токами.

Применение этого механизма для описания процессов в катодном пятне вакуумного разряда позволило обнаружить соответствие удельной эрозии, размера кратеров, величин порогового тока и катодного падения потенциала экспериментально измеренным данным и выделить элементарную ячейку катодного пятна — эктонный процесс, длительность которого составляет единицы–десятки наносекунд [14–16]. В последующих работах [17, 18] эктонная модель дала возможность определить ряд таких ключевых параметров плазмы в области катодного пятна, как распределение температуры, концентрации, потенциала плазмы, среднего заряда ионов и скоростей их движения.

В работах [14–18] рассматривалась начальная стадия взрыва уже возникшего эктона, в частности, задавался ток эктона. С точки зрения инициирования и поддержания разряда интерес представляет получение самосогласованной картины роста и поддержания температуры и тока при контакте плазмы

с микронеоднородностью на стенке.

Моделирование процесса инициирования эктона на катоде вакуумной дуги под воздействием плазмы проводилось в работе [19], при этом был получен взрывной характер нагрева микровыступа плазмой. Под моментом взрыва подразумевалось достижение температурой критического значения 8390 К для медного катода (при $\partial^2 T / \partial t^2 > 0$). Рассматривалась плазма, образовавшаяся в результате предыдущего взрыва, и формирование нового эктона в непосредственной близости от предыдущего, т. е. в работе [19] рассматривалась плотная ($\sim 10^{20}$ см⁻³) холодная (2 эВ) плазма с заданным распределением по зарядовым состояниям, измеренным экспериментально при исследовании плазмы вакуумной дуги. Плотность потока энергии бралась на уровне $(3\text{--}6) \cdot 10^8$ Вт/см². Начальная напряженность поля у поверхности катода, вычисленная с учетом катодного падения потенциала, значительна для автоэмиссии ($\sim (5\text{--}7) \cdot 10^7$ В/см), объемный заряд ограничивает плотность тока в пристеночном слое на уровне 10^9 – 10^{10} А/см².

Для изучения механизма инициирования эктонных процессов в контакте металл–плазма в общем случае целесообразно исследовать плазму с различными параметрами, в том числе с меньшими плотностями, когда ограничение эмиссионного тока объемным зарядом существенно. Эти исследования представляют интерес также с точки зрения определения пороговых параметров плазмы для проявления эктонного механизма.

Отправной точкой настоящей работы приняты условия для формирования эктона в униполярной дуге, возникающей при контакте плазмы со стенкой. Холодное тело изначально находится под заданным (плавающим) потенциалом, ток отсутствует. В процессе итераций согласованно учитываются нагрев тела и эмиссия с поверхности, распределение протекающего тока и снижение напряженности поля у стенки.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Расчеты проводились на равномерной прямоугольной сетке. Цилиндрическая геометрия микровыступа задавалась гауссовой функцией

$$\Gamma(r, z) \equiv z_0 + (h - z_0) \exp\left(-\left(r/r_0\right)^2\right) \quad \text{при } z > z_s,$$

$$\Gamma(r, z) \equiv z_s \quad \text{при } z \leq z_s$$

(рис. 1). Материал стенки — вольфрам, ионы плазмы — атомарный дейтерий D⁺. Ионы холодные

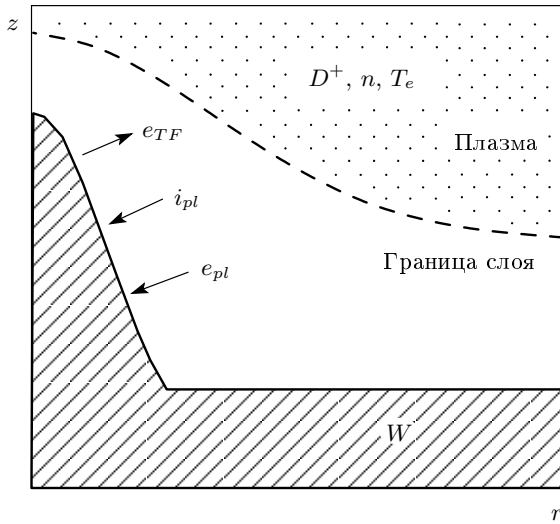


Рис. 1. Рассматриваемая геометрия задачи

($T_i \ll T_e$), на границу слоя приходят, согласно критерию Бома, с энергией $T_e/2$. Распределение электронов по скоростям максвелловское, так что потоки электронов и ионов на стенку равны

$$\phi_e = n \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{u}{T_e}\right), \quad \phi_i = \frac{1}{2} n \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}. \quad (1)$$

Соответствующие им потоки энергии, приносимой на стенку электронами и ионами, равны

$$q_e = (2T_e + e\varphi)\phi_e, \quad q_i = (u + T_e/2 + eI - e\varphi)\phi_i. \quad (2)$$

Здесь n и T_e обозначают плотность плазмы и электронную температуру, u [эВ] — пристеночный потенциал, т. е. разность потенциалов между плазмой и выступом, $e\varphi = 4.5$ эВ — работа выхода для вольфрама, $eI = 13.6$ эВ — потенциал ионизации дейтерия. Принималось, что все ионы, приходя на стенку, рекомбинируют, а энергия ионизации передается решетке.

Система уравнений, описывающая распределение температур в металле [20], имеет вид

$$(c\rho)_{e,m} \frac{\partial T_{e,m}}{\partial t} = -\text{div} \mathbf{q} + \frac{j^2}{\sigma} - d\varepsilon, \\ c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = d\varepsilon,$$

где $\mathbf{q} = -\lambda \text{grad} T_{e,m}$; $T_{e,m}$ — температура электронов в металле, T — температура решетки. Слагаемое $d\varepsilon = \alpha(T_{e,m} - T)$ описывает обмен энергией между электронами и ионами металла, $\alpha \sim 10^{11}$ Вт · см⁻³ · К⁻¹. Установление равновесия в электронной компоненте происходит за

$\tau_{ee} \sim 10^{-12}$ с, установление равной температуры между ионами и электронами происходит за $\tau_{ei} \sim 10^{-10}$ с. Нас интересуют времена порядка 1–10 нс $\gg \tau_{ei} \gg \tau_{ee}$. Кроме того, слагаемое $d\varepsilon$ превышает все остальные (что согласуется с результатами работы [21]). Действительно, оценим величину $d\varepsilon = \alpha(T_{e,m} - T)$ как 10^{14} Вт/см³ (при $T_{e,m} - T \sim 1$ кК $\ll T_{e,m} + T$). Величина омического нагрева при характерной плотности тока порядка 10^8 А/см² равна $j^2/\sigma \sim (10^{12}-10^{13})$ Вт/см³ $\ll d\varepsilon$. Величина отводимой энергии за счет теплопроводности $-\text{div} \mathbf{q}$, при потоке энергии порядка 10^8 Вт/см² и длине $l \sim 10^{-5}$ см равна $q/l \sim 10^{13}$ Вт/см³ $\ll d\varepsilon$. Это позволяет рассматривать одно двумерное уравнение для теплового баланса участка поверхности с микровыступом $T(t, r, z)$:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \text{grad} T) + \sigma(\text{grad} \psi)^2, \quad (3)$$

где $-\sigma \text{grad} \psi = \mathbf{j}(r, z)$ — плотность тока, текущего через микровыступ. Полагалось, что сопротивление растет с увеличением температуры линейно [16, 22], т. е. $\sigma \propto 1/T$, а коэффициенты $\lambda = \lambda(T)$ и $\lambda/c\rho \equiv a(T)$ зависят от температуры до плавления [22]. Нагрев поверхности плазмой учитывался в граничном условии для температуры:

$$-\lambda(T) \text{grad} T|_{\Gamma} = q_i + q_e - \delta\varepsilon \cdot j_{TF}/e, \quad (4)$$

через потоки энергии q_i, q_e (2), приносимой на поверхность ионами и электронами. В связи с тем, что и электрическое поле, и температура в рассматриваемых условиях могут достигать высоких значений, было использовано общее выражение для термоавтоэмиссии (TF) [23]. Плотность термоавтоэмиссионного тока j_{TF} , равно как и энергетическое распределение эмитированных электронов (средняя энергия эмитированного электрона $\delta\varepsilon$ отсчитывается от уровня Ферми), рассчитывались численно в модели свободных электронов в ВКБ-приближении. Последнее слагаемое в правой части (4) есть поток энергии, уносимой (при $\delta\varepsilon > 0$) с поверхности или выделяемой (при $\delta\varepsilon < 0$) на поверхности при эмиссии, согласно эффекту Ноттингама.

Испарение поверхности вместе с охлаждением при излучении в нашем случае играют малую роль в балансе мощностей. В силу малых времен эмиссия атомов решетки с поверхности приводит к испарению слоя, много меньшего, чем единичный слой расчетной сетки, так что учета изменения границы микровыступа не требуется. Расчет прекращался по достижении (в какой-либо точке) температуры 20 кК, при которой эмиссия атомов вольфрама

с поверхности достигает критической величины порядка $10^{26} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, когда за 10 нс успевает испариться внешний слой (около 0.1 мкм), а мощность, уносимая при испарении атомов, достигает уровня порядка 100 МВт/см².

Основной задачей настоящей работы является выяснение возможности быстрого самоподдерживающегося перегрева микронеоднородности на поверхности, контактирующей с плазмой, в рамках простой теплофизической модели поверхности. При этом подразумевается инерционность разлета материала выступа. Рассмотрение эрозии и взрывного перехода в плазменное состояние (как это имеет место при электровзрыве) выходит за рамки нашей работы. В этом смысле температура 20 кК принята условно, чтобы с запасом проследить динамику нагрева в рамках данной модели (сам «взрыв» произойдет раньше ее достижения).

Следует отметить, что омический нагрев (в (3)), являясь объемным источником энерговыделения, совместно с охлаждением поверхности эмиссией может приводить к смещению максимума температуры в глубь поверхности — к основанию микровыступа. Распределение плотности тока $\mathbf{j}(r, z)$, текущего через микровыступ, определялось из уравнения Лапласа для потенциала $\psi(r, z)$:

$$\text{div}(\sigma \text{grad } \psi) = 0,$$

которое решалось на каждом временном шаге уравнения (3).

Граничное условие для $\psi(r, z)$ задавалось балансом токов электронов $j_e = e\phi_e$ и ионов $j_i = e\phi_i$ (1), приходящих из плазмы, и эмитированных электронов j_{TF} :

$$-\sigma(T) \text{grad } \psi|_{\Gamma} = e(\phi_i - \phi_e) + j_{TF}.$$

Напряженность электрического поля у поверхности, а также ее уменьшение из-за объемного заряда эмитированных электронов, определялось из аналога уравнения Маккоуна [24]:

$$\frac{E^2}{8\pi} \Big|_{\Gamma} = enT_e \left\{ \sqrt{\frac{2u}{T_e} + 1} - 2 + \exp\left(-\frac{u}{T_e}\right) \right\} - j_{TF}|_{\Gamma} \sqrt{2m_e} \left(\sqrt{u + K_e|_{\Gamma}} - \sqrt{K_e|_{\Gamma}} \right), \quad (5)$$

где K_e — средняя кинетическая энергия эмитированных электронов ($K_e = (\delta\varepsilon - e\varphi)/2$ при $\delta\varepsilon > e\varphi$, $K_e = 0$ при $\delta\varepsilon \leq e\varphi$). Мы пренебрегали геометрическим усилением поля на вершине микровыступа, что оправдано, так как в большинстве рассмотренных случаев размер выступа существенно отличается от радиуса Дебая $L_D \equiv \sqrt{T_e/4\pi n e^2}$.

Из выражения (5) видно, что существует критическая величина тока j_M , равная

$$j_M = 4.74 \cdot 10^{-12} \cdot nT_e \frac{\sqrt{2u/T_e + 1} - 2 + \exp(-u/T_e)}{\sqrt{u + K_e} - \sqrt{K_e}}, \quad (6)$$

где n измеряется в см⁻³, u и T_e — в эВ, j — в А/см², при которой поле на поверхности становится равным нулю и с дальнейшим ростом эмиссии j_{TF} формируется виртуальный катод. Ограничение плотности тока согласно закону трех вторых при глубине виртуального катода, равной температуре поверхности T_s , и максвелловском распределении эмитированных электронов имеет вид [25]

$$j_{3/2} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{(u + T_s)^{3/2}}{L^2} \left[1 + \frac{2.66}{\sqrt{1 + u/T_s}} \right].$$

Однако использование этого выражения затруднено выбором характерного расстояния L . При выборе L , равным радиусу Дебая $L = L_D$, плотность тока $j_{3/2}$ в несколько раз превосходит j_M , кроме того, отличается вид зависимости от потенциала u . В этой связи в расчетах было принято, что эмиссионный ток ограничен величиной $j_{TF} = j_M$ (6). Плотность термоавтоэмиссионного тока $j_{TF}|_{\Gamma}$ и напряженность поля $E|_{\Gamma}$ (5) определялись согласованно на каждом временном шаге (3) для каждого узла поверхности Γ .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В широком диапазоне плазменных плотностей (10^{14} – 10^{20}) см⁻³ и электронных температур (0.1– 10^4) эВ (рис. 2) были получены такие параметры плазмы, при которых в итоговой стадии нагрева скорость роста температуры и плотность тока увеличиваются во времени, т. е. производные $\partial^2 T / \partial t^2 > 0$, $\partial J / \partial t > 0$, $\partial j / \partial t > 0$ (J — полный ток, текущий через микровыступ) положительны (рис. 3). Мы полагаем, что такой рост T и j во времени вкупе с высокими величинами температуры и плотности тока (порядка 10^4 К, 10^8 А/см²) приведет к последующему «взрыву» микровыступа. Было установлено, что подобный «взрывной» характер нагрева микровыступа определяется потоком энергии q , приносимой на поверхность, т. е. некоторыми критическими параметрами плазмы. Получено пороговое значение $q_{thr} \approx 200$ МВт/см². Этой величине соответствует взрывной омический перегрев

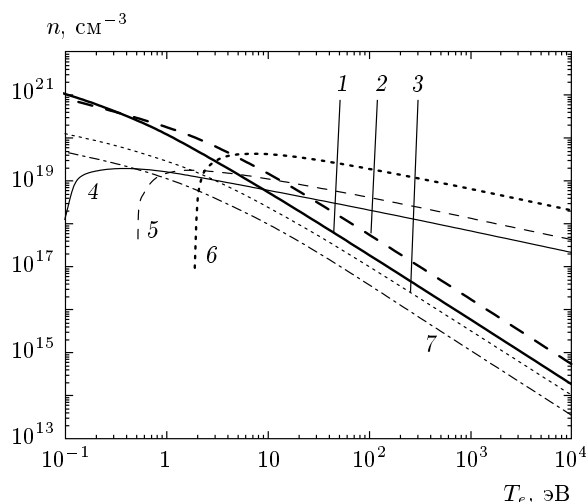


Рис. 2. Зависимости $n(T_e)$ при потоке энергии из плазмы, равном $q_{pl} = 200$ МВт/см² (кривые 1, 2, 3, 7) и плотности тока, согласно уравнению (6), равной $j_M = 10^8$ А/см² (кривые 4, 5, 6), при $K_e = 1$ эВ. $u/T_e = 20$ (1, 4), 3.88 (2, 5), 1 (3, 6), $u = 0$ (7)

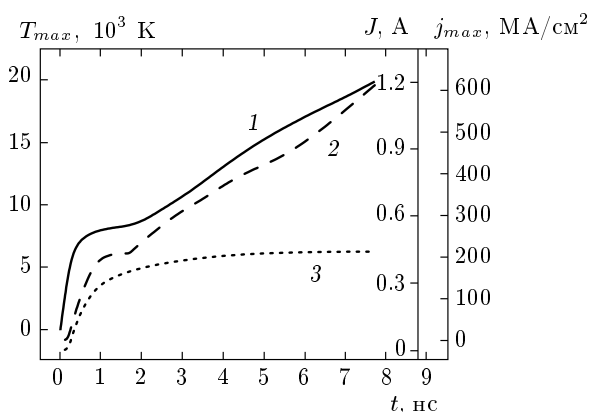


Рис. 3. Зависимости максимальной температуры T_{max} (1), плотности тока j_{max} (2) и полного тока J (3), эмитируемого с поверхности выступа, от времени ($n = 10^{19}$ см⁻³, $T_e = 20.7$ эВ)

микровыступа приблизительно за 10 нс, нагреваемого плазмой с плотностью более $(3-5) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Присутствие выступа на поверхности обеспечивает концентрацию выделяемой энергии в микрообъеме. Подобный критерий взрыва выбран нами условно. Сам взрыв требует учета состояния вещества. Так, например, в расчетах [26] получен энерговыклад на уровне 10 кДж/г в течение первой наносекунды (в алюминиевое острие), что означает превышение энерговыклада над энергией сублимации. Такой эф-

фект широко известен из экспериментов [16, 27, 28]. В работе [29] он связывался с тем, что объемное плавление не успевает распространиться при быстром нагреве, а в работе [30] превышение энергии сублимации связывалось с определяющей ролью инерции при разлете проводника. В работах [31, 32] при моделировании электровзрыва было предположено, что при большом энерговыкладе энергия поглощается электронной компонентой. Такая возможность отрыва электронной температуры от ионной в металле при длительном (> 10 нс) и большом (> 10 кДж/г) энерговыкладе в случае электровзрыва выглядит вполне правдоподобным физическим явлением. Подобное явление обычно для плазменных сред, где оно является следствием самой плазменной кинетики. Естественно, что при переходе взрывающегося проводника в плазменное состояние в нем с определенного момента будут проявляться плазменные свойства. В настоящей работе мы, тем не менее, не в состоянии ни подтвердить, ни опровергнуть эти предположения, так как этого не позволяют рамки модели, выбранной нами для рассмотрения. Для нас существенно в первую очередь то, что при большом энерговыкладе (порядка 10^4 К, 10^8 А/см²) возможен сам взрыв, наблюдающийся в экспериментах.

Омический перегрев сопровождается смещением максимума температуры к основанию микровыступа (рис. 4). В этом так называемом «омическом режиме» за время порядка 10 нс в объеме микровыступа достигается температура приблизительно 20 кК, при этом температура на поверхности около 10 кК и меняется слабо: $\partial T / \partial t \rightarrow 0$. Изменение во времени напряженности поля E и плотности тока эмиссии j_{TF} в трех точках на поверхности представлено на рис. 5, 6.

При уменьшении плотности плазмы n и разности потенциалов u объемный заряд мешает пропускать требуемый большой ток эмиссии и омический нагрев становится несущественным. Однако вместе с этим исчезает наиболее эффективный источник охлаждения поверхности — высокая термоэмиссия, в связи с чем в случае малых плотностей плазмы, при превышении порога по мощности нагрев вершины микровыступа до 10–20 кК происходит за существенно более короткие времена — порядка 1 нс («неомический режим») (рис. 7). Для сравнения на одном рисунке (рис. 8) представлены итоговые (по достижении 20 кК) скорости роста температуры в зависимости от потока энергии на поверхность для двух характерных случаев 10^{19} см⁻³ и 10^{16} см⁻³ при эквивалентных мощностях q . Видно, что поро-

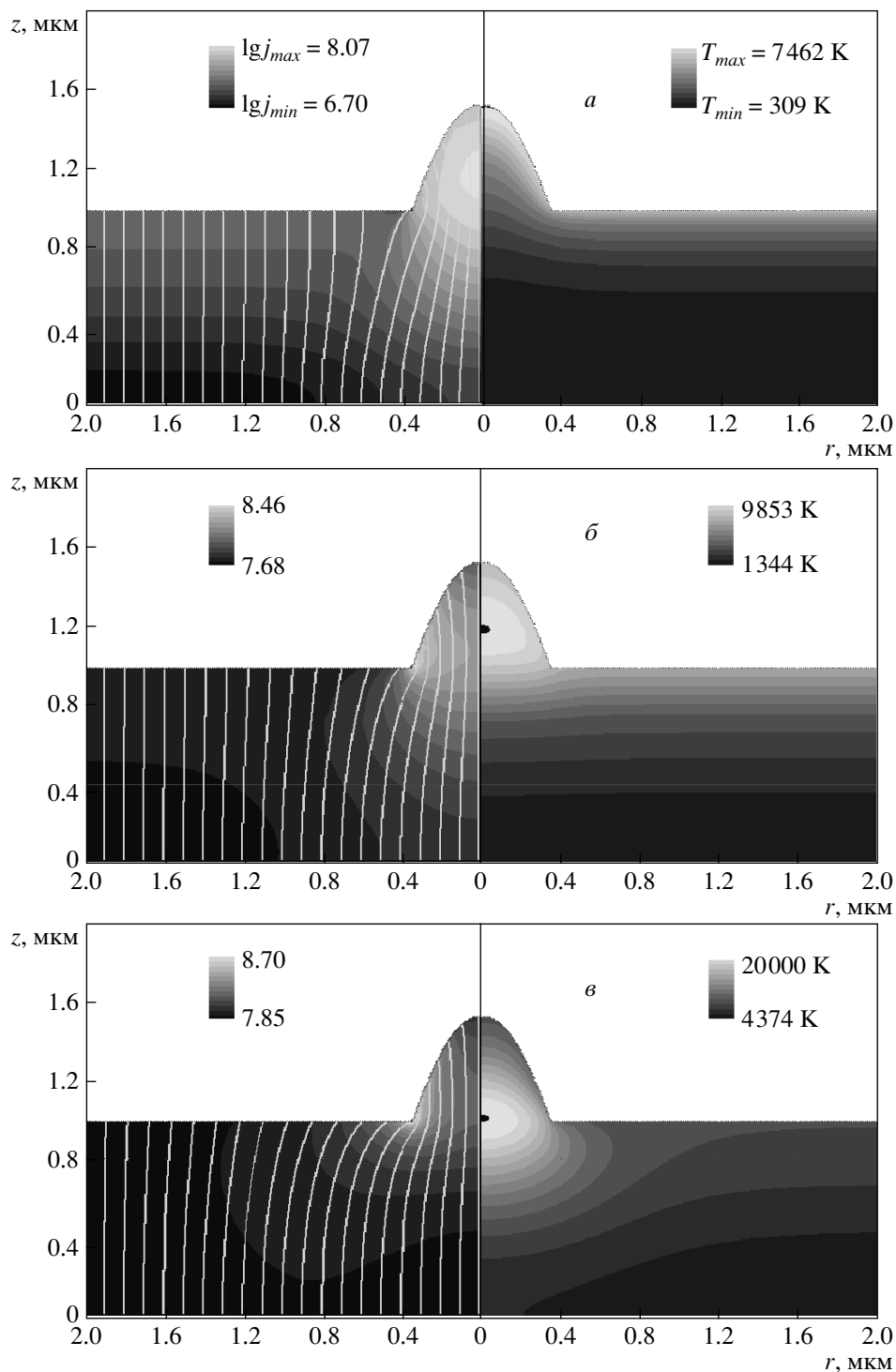


Рис. 4. Линии тока и модуль плотности тока, протекающего через микровыступ, (слева) и распределение температуры в сечении микровыступа (справа) в моменты времени 1 (а), 5 (б), 15.38 (в) нс (достижение $T = 20$ кК) в случае взрывного нагрева плазмой с $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 18.07$ эВ, потенциал стенки — плавающий, $u = 3.88T_e = 70$ эВ. j_{max} , j_{min} измеряются в А/см^2

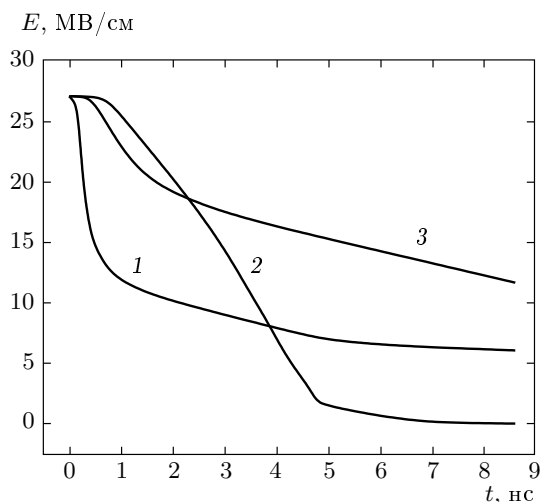


Рис. 5. Зависимости от времени электрического поля E на поверхности на вершине (1), у основания выступа (2) и в стороне от него (3)

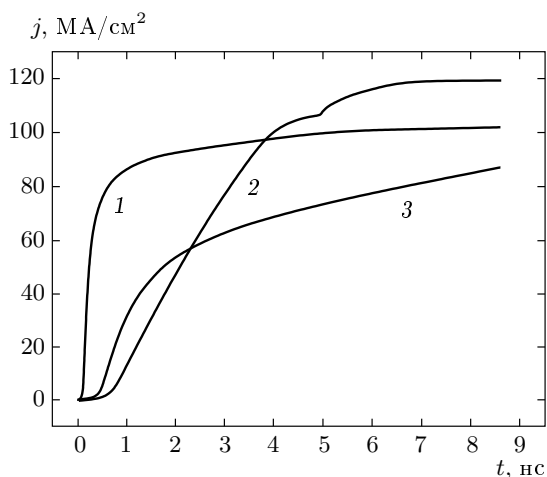


Рис. 6. Зависимости от времени плотности эмитируемого тока j_{TF} на поверхности на вершине (1), у основания выступа (2) и в стороне от него (3)

говое значение $q_{thr} = 200$ МВт/см² отвечает итоговой скорости роста температуры в обоих режимах $\partial T/\partial t \sim 1$ кК/нс (рис. 8).

Скорость роста тока на уровне (10^8 – 10^9) А/с наблюдается в течение первых наносекунд на зависимости от времени полного тока, протекающего через поверхность микровыступа $J(t)$ (рис. 3). В дальнейшем скорость роста тока снижается и ток достигает значения насыщения. Для взрывного нарастания температуры ($\partial T^2/\partial t^2 > 0$) достаточен быстрый рост тока до необходимого значения (от долей ампера до нескольких ампер в зависимости от

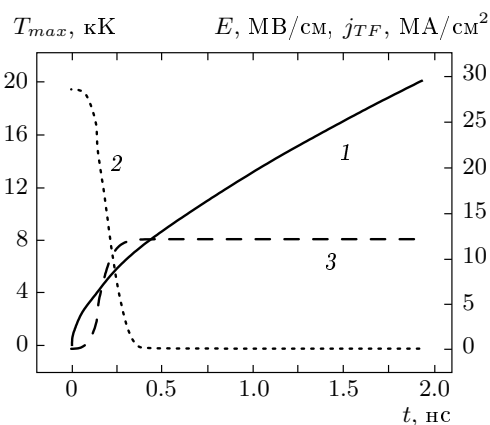


Рис. 7. Зависимости от времени температуры T_{max} (1), напряженности поля E (2) и тока эмиссии j_{TF} (3) на вершине выступа для неомического режима ($n = 10^{16}$ см⁻³, $T_e = 2.07$ кэВ, потенциал стенки — плавающий, $u = 3.88T_e = 8$ кэВ)

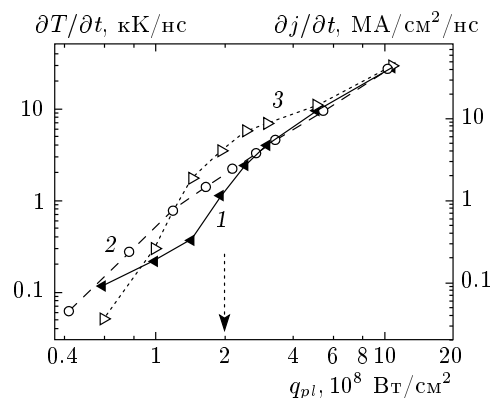


Рис. 8. Итоговые скорости роста температуры $\partial T/\partial t$ (1, 2) и плотности тока $\partial j/\partial t$ (3) в зависимости от потока энергии на поверхность для двух случаев плотности плазмы — 10^{19} см⁻³ (1, 3, омический режим) и 10^{16} см⁻³ (2, неомический режим). Вертикальной стрелкой показано пороговое значение потока энергии

размера выступа) лишь в начальной стадии, а затем необходимо только, чтобы производная тока была положительна, $\partial J/\partial t > 0$. Важно, что такая зависимость тока от времени возникает самосогласованно, в отличие от ранее рассматривавшихся случаев [16, 26]. Действительно, если омический нагрев является определяющим, то $\partial T/\partial t \propto J^2$, следовательно $\partial^2 T/\partial t^2 \propto J \partial J/\partial t$ и знак второй производной температуры и первой производной тока по времени одинаков:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \frac{\partial J}{\partial t} \geq 0.$$

Точный вид геометрии выступа, равно как и его размер, слабо влияют непосредственно на проявление взрывного характера нагрева. Геометрия, в частности, определяет скорость прогрева и профиль энерговыделения в микровыступе.

Следует отметить, что в рассмотренных условиях наибольшее электрическое поле на поверхности было недостаточно высоким для обеспечения большого тока автоэмиссии (< 50 МВ/см) и снижалось из-за высокой плотности эмиссионного тока (рис. 5). Таким образом, взрывной характер нагрева микровыступа связан, в основном, с термоэлектронной эмиссией. Этим определяется большая величина потока энергии, приносимой на поверхность, являющаяся пороговым значением для возникновения взрывного нагрева.

Полный поток энергии, приносимой из плазмы, равен

$$q_{tot}(u) = q_i + q_e = \frac{1}{2}n\sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \left\{ u + \frac{T_e}{2} + eI - e\varphi + (2T_e + e\varphi)\sqrt{\frac{2M_i}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{u}{T_e}\right) \right\}. \quad (7)$$

При больших по сравнению с температурой электронов потенциалах стенки относительно плазмы $u \gg T_e$ порог должен быть достигнут потоком величиной

$$q_0 \equiv q_{tot}(u) \approx (u + eI - e\varphi)\phi_i,$$

которая в основном является энергией, приносимой ионами, $q_0 \approx q_i$ (что также следует из работы [19]). В случае плавающего потенциала $u = U_{fl}(D^+) \approx 3.88T_e$ ($U_{fl} \equiv T_e \ln(\sqrt{2M_i/\pi m_e})$) порог должен достигаться величиной

$$q_1 \equiv q_{tot}(U_{fl}) = (U_{fl} + 2.5T_e + eI)\phi_i \approx (6.38T_e + eI)\phi_i \approx (1.64U_{fl} + eI)\phi_i,$$

которая, как и q_0 , в основном определяется энергией ионов, $q_1 \sim q_i$. В случае же малых потенциалов $u \ll T_e$ для превышения порога по мощности достаточно только, чтобы величина

$$q_2 \equiv q_{tot}(0) = \left\{ \frac{T_e}{2} + eI - e\varphi + (2T_e + e\varphi)\sqrt{\frac{2M_i}{\pi m_e}} \right\} \phi_i \approx (2T_e + e\varphi)n\sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \equiv q_0^e$$

превосходила значение 200 МВт/см². При этом величина q_2 в основном является энергией, приносимой на поверхность электронами, $q_2 \approx q_0^e$. Очевидно также, что со снижением u уменьшается способность слоя пропускать эмиссионный ток (6).

На рис. 2 представлены кривые, соответствующие порогу $q_{tot} = q_{thr} = 200$ МВт/см² (7) для различных случаев отношения $u/T_e = 20, 3.88, 1, 0$, а также плотности тока, равной $j_M = 100$ МА/см², следующей из формулы (6), для случаев $u/T_e = 20, 3.88, 1$. Можно утверждать, что для параметров плазмы (при заданном u/T_e), лежащих выше обеих кривых q_{thr} и j_M , будет наблюдаться омический перегрев со взрывом микровыступа.

При потоках энергии на поверхность ниже 100 МВт/см² нагрев до температур порядка 10 кК происходит за времена длительностью более 100 нс. При этом плотность тока в омическом режиме может достигать 10^7 – 10^8 А/см², а вторая производная температуры может быть положительной, $\partial T^2/\partial t^2 > 0$. Однако в этом случае из-за больших времен необходим учет испарения поверхности, а также учет ионизации паров стенки, что может существенно изменить эволюцию нагрева, как будет показано ниже.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценим пороговое значение потока энергии из плазмы q_{pl} в омическом режиме — в случае, когда объемный заряд не снижает эмиссию ниже 10^8 А/см². Максимальная мощность, уносимая эмиссией, достигается при термоэмиссии: $q_{cool} = (2T + e\varphi)j_{TF}$. При температуре 10 кК, работе выхода 4.5 эВ и плотности тока 10^8 А/см² она равна $q_{cool} = 623$ МВт/см². Мощность отвода тепла за счет теплопроводности, $q_{therm} \approx \lambda T/l$, при глубине $l = 10^{-4}$ см и $\lambda \approx 1$ Вт·см⁻¹·К⁻¹ составит $q_{therm} = 100$ МВт/см². Нагрев осуществляется плазмой и протекающим током. Мощность омического нагрева $q_{ohmic} = l\beta^2 j_{TF}^2/\sigma$ при коэффициенте усиления тока $\beta = \sqrt{2}$, проводимости вольфрама $\sigma(T = 10$ кК) ≈ 4000 Ом⁻¹·см⁻¹, составляет $q_{ohmic} = 500$ МВт/см². В равновесии мощности нагрева и охлаждения равны: $q_{cool} + q_{therm} = q_{pl} + q_{ohmic}$. Отсюда получаем, что $q_{pl} = 223$ МВт/см². Выражение для порога мощности имеет вид

$$q_{pl} = (2T + e\varphi)j_{TF} + \lambda T/l - l\rho\beta^2 j_{TF}^2,$$

где $\rho \equiv 1/\sigma$ — удельное сопротивление. Видно, что квадратичная зависимость $q_{pl}(j_{TF})$ имеет максимум в точке

$$j_1 = (2T + e\varphi)/2l\rho\beta^2$$

и обращается в нуль в точке

$$j_2 = \frac{2T + e\varphi + \sqrt{(2T + e\varphi)^2 + 4\rho\beta^2\lambda T}}{2l\rho\beta^2}$$

($j_2 > 0$). В данных условиях $j_1 = 62$ МА/см², а максимум $q_{pl}(j_1) \approx 300$ МВт/см². Точка j_2 (140 МА/см²) соответствует границе чисто омического нагрева, когда не требуется внешняя мощность, как в случае автоэммиттеров. Видно, что эти пороговые значения плотности тока будут выше при более высокой проводимости. Так, для меди $\sigma(\text{Cu}) \approx 10\sigma(W)$ и $j_1 \approx 0.62$ ГА/см², $j_2 \approx 1.4$ ГА/см².

С учетом зависимости сопротивления от температуры в виде $\rho = \gamma T$ ($\gamma_W \approx 2.4 \cdot 10^{-8}$ Ом · см · К⁻¹) получим

$$q_{pl} = e\varphi j_{TF} - (l\gamma\beta^2 j_{TF}^2 - 2j_{TF} - \lambda/l)T.$$

Следовательно, существует критическая температура (большая для хорошо проводящих металлов), при которой дополнительного нагрева плазмой не требуется: $q_{pl}(T_{cr}) = 0$,

$$T_{cr} = e\varphi j_{TF} / (l\gamma\beta^2 j_{TF}^2 - 2j_{TF} - \lambda/l).$$

Для вольфрама при $j_{TF} = 10^8$ А/см² температура $T_{cr} \approx 20$ кК. В этом случае природа предварительного нагрева до T_{cr} может быть произвольна, в том числе это может быть и энергия, переданная при воздействии лазерного излучения, пучка электронов и т. д. Следует отметить, что величина пороговой мощности энергии на уровне 100 МВт/см² совпадает по порядку величины с энергией, выделяемой на поверхности металла при воздействии лазерного излучения, пучка электронов и плазменного сгустка в экспериментах [6–11].

Удар микрочастиц о поверхность электрода также может приводить к иницированию эктонных процессов [16]. Характерно, что при недавних исследованиях роли пылевых частиц в токамаках [5] было предположено, что кратеры униполярных дуг появляются именно в местах соударения частиц пыли со стенкой. Оптимальные параметры микрочастиц для вакуумного пробоя и пылевых частиц, ускоряющихся в токамаке, близки: размер L_p приблизительно 1 мкм, скорость v около 1 км/с. Оценим энергию,

передаваемую частицей поверхности. Кинетическая энергия пылевой частицы

$$\begin{aligned} \rho_m V v^2 / 2 &\sim 10 \text{ г/см}^3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot 10^{10} \text{ см}^2/\text{с}^2 = \\ &= 10^{-1} \text{ эрг} = 10^{-8} \text{ Дж}. \end{aligned}$$

Время передачи импульса

$$L_p/v \sim 10^{-4} \text{ см} \cdot (10^5 \text{ см/с})^{-1} = 10^{-9} \text{ с},$$

площадь порядка 10^{-8} см², т. е. максимальный поток энергии будет приблизительно равен

$$10^{-8} \text{ Дж} \cdot (10^{-9} \text{ с} \cdot 10^{-8} \text{ см}^2)^{-1} = \rho_m v^3 / 2 = 1 \text{ ГВт/см}^2.$$

Таким образом, даже при передаче 10% энергии от частицы к стенке добавочная энергия, приносимая ею на поверхность, велика и может способствовать превышению порога для взрывного нагрева 200 МВт/см². Расчеты [5] показывают, что при ударе о поверхность частица теряет 50–60% своей энергии. Долю энергии, рассеянную на поверхности, можно оценить, исходя из отношения атомных масс материала стенки и частицы и энергии связи решетки.

Необходимо отметить, что в режимах неомического перегрева, т. е. при плотностях, меньших 10^{18} см⁻³, и плотности энергии, большей 200 МВт/см², быстрый нагрев вершины до 10–20 кК вызовет интенсивное испарение поверхности микровыступа с последующей ионизацией паров материала стенки. Можно ожидать, что ионизация должна происходить эффективно, так как для превышения порога по мощности при меньших плотностях плазменные электроны должны иметь высокие температуры $T_e \gg eI$. В итоге интенсивная ионизация приведет к росту плотности плазмы около микровыступа и развитию омического взрыва, аналогичного рассмотренному выше для более высоких плотностей. Кроме того, наличие объемной ионизации паров металла вблизи выступа может увеличить поток энергии на поверхность и с повышением плотности плазмы возрастут напряженность поля у выступа и способность промежутка (пристеночного слоя) пропускать эмиссионный ток.

Покажем это количественно, оценив плотность ионов вольфрама у стенки. Примем, что эффективная ионизация идет на границе слоя — в плазме. Ионизация внутри слоя, у стенки менее эффективна, так как плотность и энергия плазменных электронов уменьшаются с приближением к стенке. Поток испаренных с поверхности атомов равен

$$\phi_a = n_W \sqrt{2T_s/M_W} \exp(-e\chi/T_s),$$

при этом плотность атомов $n_{a0} = n_W \exp(-e\chi/T_s)$, плотность вольфрама $n_W = 0.63 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, энергия его испарения $e\chi = 8 \text{ эВ}$, T_s — температура поверхности. Скорость ионизации электронным ударом выразим в виде

$$\partial n_{i2}/\partial t = n_a n_e^{pl} \langle v_e^{pl} \sigma_{ion} \rangle - n_{i2} n_{e2} \langle v_{e2} \sigma_{rec} \rangle. \quad (8)$$

Угловые скобки означают усреднение по скоростям

$$\langle v\sigma \rangle = \int v\sigma(v)f(v) dv,$$

n_{i2} , n_a — плотность ионов и атомов вольфрама, v_e^{pl} , n_e^{pl} — скорость движения и плотность плазменных электронов, v_{e2} , n_{e2} — скорость движения и плотность вторичных электронов. Величину скорости рекомбинации $\langle v_{e2} \sigma_{rec} \rangle$ при тройных столкновениях можно оценить как $10^{-30} n_{e2}$. Требуемая плотность $n_{i2} \sim 10^{18}-10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $n_{e2} = n_{i2}$, поэтому скорость рекомбинации $\langle v_{e2} \sigma_{rec} \rangle \sim 10^{-12}-10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$. Скорость ионизации можно оценить снизу как $\langle v_e^{pl} \sigma_{ion} \rangle \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с} \gg \langle v_{e2} \sigma_{rec} \rangle$, что позволяет пренебречь в (8) последним слагаемым, описывающим рекомбинацию ионов вольфрама, при плотностях $n_e^{pl} \geq 10^{-5} n_{e2} \approx 10^{13}-10^{14} \text{ см}^{-3}$. Тогда получаем

$$\partial n_{i2}/\partial t = n_a n_e^{pl} \langle v_e^{pl} \sigma_{ion} \rangle = -\partial n_a/\partial t$$

и, учитывая, что $n_{i2} + n_a = n_{sh}$, где n_{sh} — плотность испаренных атомов, влетающих на границу слоя, запишем зависимость концентрации ионов вольфрама от времени в виде

$$n_{i2}(t) = n_{sh} (1 - \exp(-t/\tau_{ion})), \quad (9)$$

где $1/\tau_{ion} \equiv n_e^{pl} \langle v_e^{pl} \sigma_{ion} \rangle$ — частота ионизации. При параметрах плазмы $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 2.07 \text{ кэВ}$ частота ионизации приблизительно равна $3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ (взято $\sigma_{ion} = 10^{-16} \text{ см}^2$), т. е. из формулы (9) следует, что на границе слоя через 1 нс почти все испарившиеся атомы будут ионизованы, $n_{i2} \approx 0.95 n_{sh}$.

Плотность испаренных атомов на границе слоя n_{sh} можно оценить, учитывая сферически-симметричное расширение облака испаряемых с вершины выступа атомов $nr^2 = \text{const}$. Примем, что $r = L_D + h$, где h — высота выступа, тогда $n_{a0} h^2 = n_{sh} (h + L_D)^2$ и n_{sh} определится из соотношения

$$\frac{n_{sh}}{n_{a0}} = \frac{1}{(1 + L_D/h)^2} \equiv \kappa, \quad \kappa \in (0, 1). \quad (10)$$

Для микровыступа высотой 1 мкм и плазмы с $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 2.07 \text{ кэВ}$, коэффициент $\kappa \approx 0.054$, из-за расходимости струи плотность испаренных атомов на границе слоя меньше

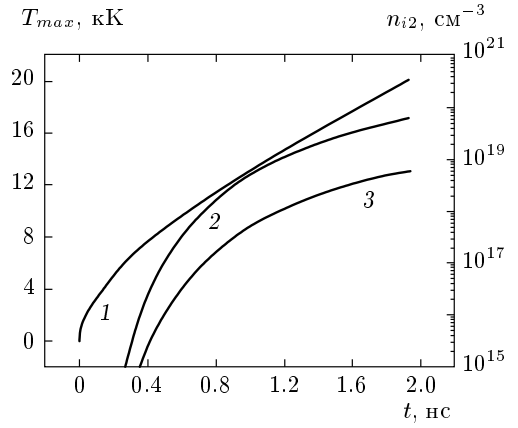


Рис. 9. Зависимости температуры на вершине выступа $T_{max}(t)$ (1) для неомического режима ($n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 2.07 \text{ кэВ}$) и рост плотности ионов вольфрама $n_{i2}(t)$, согласно выражению (11), при $\kappa = 0.1$ (2), 0.01 (3)

n_{a0} в 19 раз. Однако в рассматриваемых условиях плотность испаряемых атомов на поверхности для температур 10, 15, 20 кК равна соответственно $n_{a0} \approx \{0.06, 1.29, 6.08\} \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Очевидно, что этого достаточно для превышения плотности $(3-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ даже при учете сферической расходимости потока испаренных атомов.

Итоговое выражение для плотности ионов вольфрама на границе слоя имеет вид

$$n_{i2}(t) = \frac{n_W}{(1 + L_D/h)^2} \exp\left(-\frac{e\chi}{T_s(t)}\right) \times [1 - \exp(-n_e^{pl} \langle v_e^{pl} \sigma_{ion} \rangle t)]. \quad (11)$$

Таким образом видно, что в неомическом режиме возможен существенный и быстрый рост плотности плазмы при ионизации паров стенки и переход эволюции в рассмотренный ранее омический режим (рис. 9).

При испарении стенки и ионизации паров меняется поток энергии на стенку. При ионизации электронным ударом меняется функция распределения плазменных электронов по скоростям, а вместе с ней и поток энергии q_e . Для простоты примем, что поток энергии, приносимой электронами из плазмы (2), уменьшается на $2eI_W \phi_{i2}$ ($q_e \rightarrow q_e - 2eI_W \phi_{i2}$), где $\phi_{i2} = n_{i2} \sqrt{2T_s/M_W}$ — поток ионов вольфрама на стенку, $eI_W = 7.98 \text{ эВ}$ — его потенциал ионизации. При этом добавится поток энергии, приносимой на поверхность ионами вольфрама, равный $(u + eI_W - e\varphi) \phi_{i2}$. Общий поток энергии из плазмы

(7) при этом изменяется на величину δq :

$$q_{tot} = q_i + q_e + \delta q,$$

где

$$\delta q = -2eI_W\phi_{i2} + (u + eI_W - e\varphi)\phi_{i2}.$$

Следовательно, поток энергии возрастет на

$$\delta q = (u - eI_W - e\varphi)\phi_{i2}.$$

Видно, что $\delta q > 0$, если пристеночное падение потенциала $u > eI_W + e\varphi = 12.52$ эВ. Условие $u > eI_W + e\varphi$ аналогично критерию Робсона и Тонемана [33] для иницирования униполярной дуги: $u = U_{fl} > U_c$ — падение потенциала у стенки должно быть выше величины катодного падения для материала стенки ($U_c(W) \approx 20$ В).

Энергия, приносимая на стенку ионами испаренного вольфрама, будет иметь определяющее значение при переходе в омический режим, если $\delta q \gg 10^8$ Вт/см². Для плазмы плотностью $n = 10^{16}$ см⁻³, $T_e = 2.07$ кэВ ($q_e + q_i = 330$ МВт/см²), воздействующей на выступ высотой 1 мкм, плотность на границе слоя (10) равна $n_{sh} \approx 0.054n_{a0}$. Примем температуру поверхности T_s , равной 15 кК, тогда поток испаренных атомов $\phi_a = 1.34 \cdot 10^{25}$ см⁻² · с⁻¹, плотность на поверхности $n_{a0} = 1.3 \cdot 10^{20}$ см⁻³, а на границе слоя $n_{sh} = 0.7 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Из формулы (9) следует, что плотность ионов $n_{i2} \approx 0.95n_{sh}$, значит, поток ионов на поверхность $\phi_{i2} = 0.7 \cdot 10^{24}$ см⁻² · с⁻¹. При пристеночном падении потенциала, равном $U_{fl} \approx 3.88T_e \approx 8$ кэВ, добавочный поток энергии $\delta q \approx 0.55 \cdot 10^{28}$ эВ · см⁻² · с⁻¹ $\approx 0.88 \cdot 10^9$ Вт/см². Заметим, что величина удельной мощности за счет испарения атомов с поверхности не превышает $(2T_s + e\chi)\phi_a \approx 1.4 \cdot 10^{26}$ эВ · см⁻² · с⁻¹ $\approx 2.3 \cdot 10^7$ Вт/см².

Добавочный поток энергии, приносимой на поверхность, в настоящей постановке связан со структурой пристеночного слоя потенциала. Атомы, испаренные с поверхности, будучи нейтральными, свободно преодолевают разность потенциалов между стенкой и плазмой и ионизируются на границе слоя. После этого ионы материала стенки падают на поверхность, ускоряясь вблизи стенки.

На важное значение сгустка плазмы, образованного в результате взрыва, обращалось внимание в работе [34], где указано, что учет его поляризации при наложении тангенциального магнитного поля приводит к дополнительному потоку энергии из сгустка на поверхность в «обратном» амперовском направлении.

В заключение отметим, что процесс десорбции газа со стенки идет при существенно меньших потоках энергии на поверхность. При этом вполне возможен рост плотности плазмы при ионизации десорбированного газа по сценарию, аналогичному рассмотренному нами для процесса испарения стенки.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное (количественное) исследование процесса взаимодействия плотной плазмы с микровыступом на металлической поверхности подтвердило предположение [2], что механизм иницирования униполярной дуги действительно может быть связан с нагревом микровыступа протекающим током эмиссии, как и при иницировании вакуумного разряда. Некоторое отличие от ранее рассмотренных случаев состоит в том, что протекающий эмиссионный ток имеет, в основном, термоэмиссионную природу, при этом плотность тока достигает величины порядка 10^8 А/см², приводя к омическому перегреву микровыступа. Этот режим реализуется при плотностях плазмы выше 10^{18} см⁻³ и плотности потока энергии из плазмы на уровне 200 МВт/см² и более. При этом максимальная температура в объеме микровыступа в рамках рассмотренной модели превосходит критическое значение (приблизительно 11880 К для вольфрама) и продолжает расти.

В случае меньших плотностей плазмы с превышением порога по потоку энергии 200 МВт/см² перегрев вершины выступа (до 10–20 кК) наблюдается значительно быстрее — примерно за 1 нс. Это связано с тем, что при значительном ограничении эмиссионного тока объемным зарядом становится менее эффективным эмиссионное охлаждение. При этом показано, что испарение и ионизация атомов стенки около выступа приводят к увеличению плотности плазмы у поверхности выступа до уровня 10^{18} – 10^{19} см⁻³, что означает переход в режим омического взрыва. Кроме того, показано, что, при таком переходе поток энергии на поверхность не снижается, а напротив, может возрасти.

Следует отметить, что нами рассмотрен случай металлической поверхности, свободной от всякого рода загрязнений и примесей, которые также становятся источником микровзрывов на поверхности при их контакте с плазмой [16]. Причем иницирование эктонных процессов может происходить при заметно меньших концентрациях плазмы, что и наблюдалось в экспериментах по исследованию механизма образования униполярных дуг в токамаках [3, 4] и модельных экспериментах [12, 13]. Количественная оценка порогового значения потока энер-

гии из плазмы в этом случае невозможна, поскольку неизвестен химический состав примеси, ее размеры и условия контакта с поверхностью.

Таким образом, единый механизм инициирования вакуумного разряда и униполярной дуги свидетельствует, на наш взгляд, об определяющей роли эктонных процессов и в процессе горения униполярной дуги. При этом самоподдержание униполярной дуги, т. е. рождение новых микровзрывов, с учетом высокой концентрации образующейся плазмы, очевидно, происходит по сценарию, описанному в настоящей работе. Для получения более полной физической картины необходимо согласованное рассмотрение эрозии поверхности, ионизационной и плазменной динамики.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 08-02-00720, 08-08-00801).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Месяц, Письма в ЖЭТФ **57**, 88 (1993).
2. G. A. Mesyats, J. Nucl. Mat. **128–129**, 618 (1984).
3. G. M. McCracken and P. E. Stott, Nucl. Fusion **19**, 889 (1979).
4. G. Federici, C. H. Skinner, J. N. Brooks et al., Nucl. Fusion **41**(12R), 1968 (2001).
5. S. I. Krasheninnikov, Y. Tomita, R. D. Smirnov et al., Phys. Plasmas **11**, 3141 (2004); A. Yu. Pigarov, S. I. Krasheninnikov, T. K. Soboleva et al., Phys. Plasmas **12**, 122508 (2005); S. I. Krasheninnikov, R. D. Smirnov, A. Yu. Pigarov et al., in *Proc. 33d EPS Conf. Plasma Phys.*, Rome (2006), ECA Vol. 30I, p. 2.192.
6. K. Vogel and P. Backlund, J. Appl. Phys. **36**, 3697 (1965).
7. J. K. Tien, N. F. Panayotov, R. D. Stevenson et al., J. Nucl. Mat. **76–77**, 481 (1978).
8. F. R. Schwirzke and R. J. Taylor, J. Nucl. Mat. **93–94**, 780 (1980).
9. F. R. Schwirzke, IEEE Trans. Plasma Sci. **19**, 690 (1991).
10. A. Maitland, J. Appl. Phys. **32**, 2399 (1961).
11. Г. А. Месяц, В. И. Эшкенази, Изв. Вузов. Физика **2**, 123 (1968).
12. K. Hothker, W. Bieger, H. Hartwig et al., J. Nucl. Mat. **93–94**, 785 (1980).
13. A. Stampa and H. Krueger, J. Phys. D: Appl. Phys. **16**, 2135 (1983).
14. Г. А. Месяц, Письма в ЖЭТФ **60**, 514 (1994).
15. Г. А. Месяц, УФН **165**, 601 (1995).
16. Г. А. Месяц, *Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга*, Наука, Москва (2000).
17. С. А. Баренгольц, Г. А. Месяц, Д. Л. Шмелев, ЖЭТФ **120**, 1227 (2001).
18. Г. А. Месяц, С. А. Баренгольц, УФН **172**, 1113 (2002).
19. I. V. Uimanov, IEEE Trans. Plasma Sci. **31**, 822 (2003).
20. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы*, Наука, Москва (1970), с. 41.
21. S. A. Varengolts, M. Yu. Kreindel, and E. A. Litvinov, IEEE Trans. Plasma Sci. **26**, 331 (1998).
22. В. Е. Зиновьев, *Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справочник*, Металлургия, Москва (1989).
23. А. Модинос, *Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия*, Наука, Москва (1990), с. 10–32.
24. S. S. Mackeowen, Phys. Rev. **34**, 611 (1929).
25. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газе*, Наука, Москва (1971), с. 36.
26. А. В. Бушман, С. Л. Лешкевич, Г. А. Месяц, В. А. Скворцов, В. Е. Фортов, ДАН СССР **312**, 1368 (1990).
27. И. Ф. Кварцхава, А. А. Плюгто, А. А. Чернов, В. В. Бондаренко, ЖЭТФ **30**, 42 (1956).
28. V. S. Sedoi, G. A. Mesyats, V. I. Oreshkin, V. V. Valovich, and L. I. Chemezova, IEEE Trans. on Plasma Sci. **27**, 845 (1999).
29. А. А. Валуев, Г. Э. Норман, ЖЭТФ **116**, 2176 (1999).
30. В. И. Орешкин, С. А. Баренгольц, С. А. Чайковский, ЖТФ **77**, 108 (2007).
31. M. N. Krivoguz, G. E. Norman, V. V. Stegailov, and A. A. Valuev, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 6041 (2003).
32. G. E. Norman, V. V. Stegailov, and A. A. Valuev, Contrib. Plasma Phys. **43**, 384 (2003).
33. A. E. Robson and P. C. Tonemann, Proc. Phys. Soc. **73**, 508 (1959).
34. F. R. Schwirzke, J. Nucl. Mat. **128–129**, 609 (1984).