

УДК 533.95:537.84

## СТАЦИОНАРНЫЙ РАЗРЯД, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ, ПРИ ВЫХОДЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТЬ ИЗОЛЯТОРА

С. Ф. Гаранин, Д. В. Кармишин

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
607190 Саров  
E-mail: sfgar@vniief.ru

Рассматривается стационарный поверхностный разряд, возникающий при выходе магнитного потока через поверхность изолятора (Н-отжатый разряд). При этом считается, что тепловой поток в разряде определяется только электронной теплопроводностью ионизованных паров изолятора и эффектом Нернста. Определены основные параметры разряда и структура токового слоя в случае сильных магнитных полей (больше 0,1 МЭ) для изолятора из оксида алюминия.

Ключевые слова: магнитный поток, Н-отжатый разряд, тепловой поток, ионизованные пары изолятора.

**Введение.** При разработке различных мощных импульсных систем возникает необходимость передачи электромагнитной энергии через поверхность изолятора. На рис. 1 приведены схематические изображения узлов, в которых происходит такая передача энергии в вакуум, в плазму и к лайнеру. В работе таких узлов могут возникать трудности, связанные с поверхностным пробоем изолятора и его последующим переходом в стадию квазистационарного разряда (Н-отжатый разряд, термин возник из-за того, что пондеромоторная сила  $[jH]/c$  в этом случае отбрасывает проводящие ионизованные пары от поверхности изолятора, см. рис. 2). При этом часть тока, подводимого к установке, ответвляется в разряд, в результате чего мощность, передаваемая в нагрузку через поверхность изолятора, снижается.

В работах [1, 2] изучались возможность возникновения Н-отжатого разряда и его влияние на работу соответствующих узлов. Стационарный разряд (рис. 2) может возникнуть из-за того, что отток плазмы из зоны разряда под действием пондеромоторной силы компенсируется испарением вещества изолятора тепловым потоком из плазмы. В рабо-

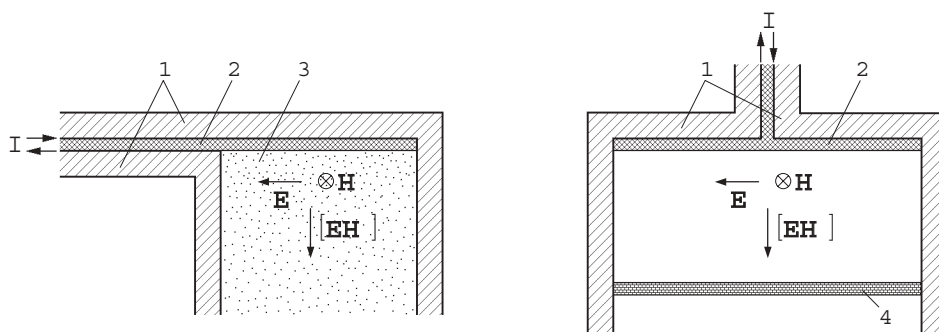


Рис. 1. Схемы узлов с передачей электромагнитной энергии через поверхность изолятора: 1 — проводящие стенки; 2 — изолятор; 3 — плазма (или вакуум); 4 — лайнер

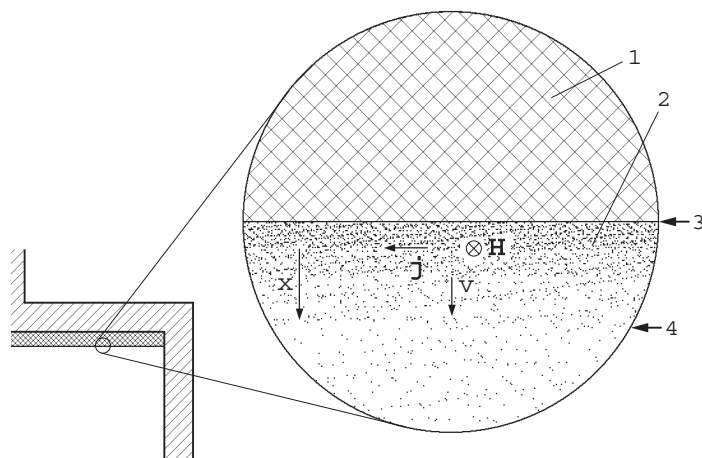


Рис. 2. Зона разряда:

1 — неиспаренный изолятор; 2 — пары изолятора; 3 — начало зоны разряда; 4 — конец зоны разряда

те [1] тепловой поток определялся “черным излучением” улетающих ионизованных паров, а в [2] — излучением всей плазмы (зависел от геометрии системы).

Для уменьшения влияния Н-отжатого разряда можно принять меры по ослаблению потоков излучения, меняя геометрию установки, защищаясь от излучения специальными экранами и т. д. Однако даже при отсутствии излучения в случае возникновения разряда он может далее поддерживаться электронной теплопроводностью плазмы и приводить к ответвлению части тока от нагрузки, а также к поступлению плазмы материала изолятора в нагрузочный объем. При отсутствии потока излучения вредное влияние этих процессов будет уменьшено. В этом смысле разряд, поддерживаемый электронной теплопроводностью, характеризуется минимальным значением ответвляемого тока и потока материала изолятора в нагрузочный объем.

В настоящей работе проводится анализ Н-отжатого разряда для керамического изолятора ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) в области сильных магнитных полей (больше 0,1 МЭ) при отсутствии излучения. Для ионизованных паров изолятора используется приближение лоренцевой плазмы. Плазма считается магнитоактивной, учтены влияние замагниченности на теплопроводность и проводимость, а также эффект Нернста, который, вообще говоря, дает вклад в тепловой поток того же порядка, что и электронная теплопроводность, а в электрическое поле — того же порядка, что и электрическое сопротивление плазмы.

**Основные уравнения.** В типичных условиях эксперимента толщина разрядного слоя мала по сравнению с размерами установки (порядка 0,1 см при  $H \approx 10^5$  Э и уменьшается с ростом  $H$  — см. ниже), поэтому время перестройки режима испарения мало по сравнению с временами изменения параметров, влияющих на токовый слой. Следовательно, разряд можно считать стационарным. В силу малости толщины разрядного слоя по сравнению с характерными размерами изолятора кривизной поверхности изолятора обычно также можно пренебречь. Таким образом, получаем стационарную одномерную задачу, в которой все величины зависят только от нормальной координаты.

Хотя толщина токового слоя относительно мала и при расчете той или иной установки его можно заменить бесконечно узким скачком МГД-величин, для получения значений этих величин на выходе из токового слоя недостаточно использовать только интегральные законы сохранения, необходимо решить задачу о структуре этого слоя.

В рассматриваемой задаче (см. рис. 2) магнитное и электрическое поля перпендикулярны друг другу и параллельны поверхности изолятора, а тепловой поток определяется

электронной теплопроводностью и эффектом Нернста, т. е.

$$q = -\chi \frac{dT}{dx} + \frac{b}{e} Tj,$$

где  $\chi$  — коэффициент электронной теплопроводности;  $T$  — температура;  $e$  — заряд электрона;  $j$  — плотность тока, а коэффициент  $b/e$  описывает эффект Нернста. В задаче допускается произвольная многократная ионизация паров изолятора.

Задача описывается системой стационарных одномерных МГД-уравнений:

$$\begin{aligned} \rho v &= \text{const}, & \rho v^2 + P + H^2/(8\pi) &= \text{const}, \\ \rho v \left( \frac{v^2}{2} + w \right) + \frac{c}{4\pi} EH - \chi \frac{dT}{dx} + \frac{b}{e} Tj &= \text{const}, & E &= \text{const}, \\ \frac{dH}{dx} &= -\frac{4\pi}{c} j, & E &= \frac{j}{\sigma} + \frac{1}{c} vH - \frac{b}{e} \frac{dT}{dx}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho(x)$ ,  $v(x)$ ,  $P(x)$ ,  $H(x)$ ,  $w(x)$ ,  $E(x)$ ,  $\chi(x)$ ,  $b(x)$ ,  $T(x)$ ,  $j(x)$ ,  $\sigma(x)$  — текущие значения соответственно плотности, скорости, давления, напряженности магнитного поля, удельной энтальпии, электрического поля, коэффициента электронной теплопроводности, коэффициента, описывающего эффект Нернста, температуры, плотности тока и проводимости паров изолятора. Система (1) представляет собой законы сохранения потоков массы, импульса и энергии, а также два уравнения Максвелла и закон Ома. Для магнитоактивной плазмы

$$\sigma = \frac{3T^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}me^2LZ\alpha}, \quad \chi = \frac{3T^{5/2}\gamma}{4\sqrt{2\pi}me^4LZ}, \quad (2)$$

где  $m$  — масса электрона;  $L$  — кулоновский логарифм;  $Z$  — среднеквадратичный заряд иона, а величины  $\alpha$ ,  $b$ ,  $\gamma$  в формулах (1) и (2) соответствуют  $\alpha_{\perp}$ ,  $\beta_{\Lambda}^{uT}$ ,  $\chi_{\perp}^e$  из работы [3] и вычисляются по приближенным формулам

$$\alpha = 1 - \frac{\alpha'_1 y^2 + \alpha'_0}{\Delta}, \quad b = \frac{y(\beta''_1 y^2 + \beta''_0)}{\Delta}, \quad \gamma = \frac{\gamma'_1 y^2 + \gamma'_0}{\Delta}, \quad \Delta = y^4 + \delta_1 y^2 + \delta_0, \quad (3)$$

где  $y = \omega_e \tau_e$  — степень замагниченности электронов. Коэффициенты ( $\alpha'_0$ ,  $\alpha'_1$  и т. д.) выбираем для заряда ионов  $Z \rightarrow \infty$ , последовательно используя приближение лоренцевой плазмы, поскольку в разряде достигается достаточно высокая температура, а следовательно, и степень ионизации.

Коэффициенты переноса магнитоактивной плазмы связаны с соответствующими коэффициентами лоренцевой немагнитной плазмы  $\sigma_L$ ,  $\chi_L$  соотношениями  $\chi = \gamma\chi_L/\gamma_0 = 0,08\gamma\chi_L$ ,  $\sigma = \alpha_0\sigma_L/\alpha = 3\pi\sigma_L/(32\alpha)$ , где  $\alpha$  и  $\gamma$  согласно (3) определяются замагниченностью плазмы  $y$  и зависят от  $T$ ,  $\rho$  и  $H$ , а значения  $\alpha_0$  и  $\gamma_0$  соответствуют нулевой степени замагниченности.

Будем использовать индекс 0 для значений величин в начале зоны разряда и индекс 1 для их значений в конце зоны разряда. Так как плотность изолятора велика по сравнению с плотностью паров, то  $v_0 = 0$ , а в конце токового слоя пары разгоняются до скорости вытекания магнитных силовых линий  $v_1 = cE/H_1$ . На входе и выходе из токового слоя поток тепла и плотность тока стремятся к нулю, следовательно, здесь  $dT/dx = 0$ ,  $dH/dx = 0$ . Систему (1) теперь можно записать в виде

$$\begin{aligned} \rho v &= \rho_1 v_1, & \rho v^2 + P + \frac{H^2}{8\pi} &= \rho_1 v_1^2 + P_1 + \frac{H_1^2}{8\pi} = P_0 + \frac{H_0^2}{8\pi}, \\ \rho v \left( \frac{v^2}{2} + w \right) + \frac{c}{4\pi} EH - \chi \frac{dT}{dx} - \frac{bc}{4\pi e} T \frac{dH}{dx} &= \rho_1 v_1 \left( \frac{v_1^2}{2} + w_1 \right) + \frac{c}{4\pi} EH_1 = \frac{c}{4\pi} EH_0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$-\varkappa_H \frac{dH}{dx} + vH = cE + \frac{cb}{e} \frac{dT}{dx},$$

где  $\varkappa_H = c^2/(4\pi\sigma)$  — коэффициент магнитной диффузии.

Считая ионизованные пары изолятора газом с показателем адиабаты  $\gamma_T$  и используя приближенный метод расчета в области многократной ионизации (уравнение Саха с многократной ионизацией) [4], а также формулы коэффициентов теплопроводности и электропроводности немагнитной лоренцевой плазмы [7]  $\chi_L$ ,  $\sigma_L$ , для конкретного типа изолятора можно получить интерполяционные формулы  $P \approx T^m \rho^n$ ,  $\chi_L \approx T^{1+i} \rho^j$ ,  $\varkappa_{HL} \approx T^{-i} \rho^{-j}$  и эффективный показатель адиабаты в некотором диапазоне температур и плотностей. В этой связи возникает вопрос о применимости равновесных формул термодинамики для описания рассматриваемой плазмы в отсутствие излучения. Для ответа на этот вопрос следует сравнить излучательные характеристики плазмы в интересующей области температур и плотностей, вычисленные согласно корональной модели [5] и в приближении термодинамического равновесия. Какой подход даст меньшую интенсивность, тот и является применимым. В нашем случае ( $T \approx 10$  эВ,  $\rho \approx 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>) интенсивность излучения согласно [6] заведомо отклоняется от квадратичной зависимости от плотности, необходимой для корональной модели, и, следовательно, должен быть справедлив подход локального термодинамического равновесия. Будем пользоваться системой единиц г, см, мкс, магнитное поле будет соответственно измеряться в МЭ, единица измерения температуры — эВ. Для керамического изолятора из оксида алюминия в области температур  $3 \div 30$  эВ и плотностей  $10^{-5} \div 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> были получены следующие приближенные формулы:

$$\begin{aligned} P(T, \rho) &= 3,8 \cdot 10^{-2} T^m \rho^n \quad (m = 1,417, \quad n = 0,917), \\ \chi_L(T, \rho) &= 1,84 \cdot 10^{-8} T^{1+i} \rho^j \quad (i = 0,825, \quad j = 0,158), \\ \varkappa_{HL}(T, \rho) &= c^2/(4\pi\sigma_L(T, \rho)) = 0,173 T^{-i} \rho^{-j}, \quad \gamma_T = 1,2. \end{aligned}$$

Значения величин, вычисленные по этим формулам в указанном диапазоне температур и плотностей, отклоняются от рассчитанных с использованием уравнения Саха [4] и уточненного кулоновского логарифма [8] не более чем на 5 %.

В соответствии с предложенным ранее методом решения подобных задач [9] единицы измерения температуры  $[T]$  и плотности  $[\rho]$ , определяющие характерные параметры в задаче, находятся из условия равенства коэффициентов магнитной диффузии  $\varkappa_H$  и температуропроводности  $\varkappa_{TL} = (\gamma_T - 1)\chi_L T/(\gamma_T P)$  (считая характерные значения замагниченности плазмы  $y \approx 1$ , что является следствием равенства коэффициентов магнитной диффузии и температуропроводности, для определенности выбора единиц измерения будем приравнивать значения коэффициентов магнитной диффузии и температуропроводности при  $y = 0$ ), а также из равенства теплового давления магнитному (для определенности в качестве единицы измерения давления выберем магнитное давление на выходе из зоны разряда):

$$[P] = P([T], [\rho]) = H_1^2/(8\pi), \quad \varkappa_{HL}([T], [\rho]) = \varkappa_{TL}([T], [\rho]).$$

Решая эти два уравнения, получаем

$$[T] = 101 H_1^{0,415}, \quad [\rho] = 8,37 \cdot 10^{-4} H_1^{1,54}. \quad (5)$$

Введем безразмерные переменные

$$t = \frac{T}{[T]}, \quad r = \frac{\rho}{[\rho]}, \quad u = \frac{v}{v_1}, \quad h = \frac{H}{H_1}, \quad p = \frac{P}{[P]} = \frac{P}{H_1^2/8\pi} = t^m r^n, \quad \xi = \frac{x}{[x]}, \quad (6)$$

где  $[x]$  находится из соотношения  $[x] = \varkappa_{HL}([T], [\rho])/v_1$ , что с учетом (5) дает

$$[x] = 1,71 \cdot 10^{-3} \sqrt{r_1/\mu} H_1^{-0,816}. \quad (7)$$

Для удобства введем безразмерные параметры

$$\beta = 8\pi p_1/H_1^2, \quad \mu = 8\pi\rho_1 v_1^2/H_1^2 \quad (8)$$

и константу  $g = 2\gamma_T/(\gamma_T - 1)$  и перейдем к рассмотрению системы (4). Подставим в третье и четвертое уравнения системы (4) соотношения  $cE = v_1 H_1$  и  $w = \gamma_T p/((\gamma_T - 1)\rho)$  и разделим первое уравнение на  $v_1[\rho]$ , второе — на  $H_1^2/(8\pi)$ , третье — на  $v_1 H_1^2/(16\pi)$ , четвертое — на  $v_1 H_1$ . Из первого уравнения получим связь между безразмерной плотностью и скоростью  $r = r_1/u$ . Подставив это соотношение в три других уравнения (4), приходим к системе

$$\begin{aligned} \mu u + r_1^n t^m u^{-n} + h^2 &= \mu + \beta + 1, \\ \mu u^2 + g r_1^n t^m u^{1-n} + 4h - 0,08 \gamma g r_1^j t^{1+i} u^{-j} \frac{dt}{d\xi} - \sqrt{g} b t \frac{dh}{d\xi} &= \mu + 4 + g\beta, \\ -\frac{32\alpha}{3\pi} r_1^{-j} t^{-i} u^j \frac{dh}{d\xi} + uh &= 1 + \frac{b\sqrt{g}}{4} \frac{dt}{d\xi}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $t, u, h$  — неизвестные функции переменной  $\xi$ , а  $\mu, \beta, r_1$  — параметры. Из первого и второго уравнений системы (9), считая  $u = 0$  и пренебрегая производными, получаем выражения для магнитного поля и давления в изоляторе

$$h_0 = (\mu + 4 + g\beta)/4, \quad p_0 = \mu + \beta + 1 - h_0^2.$$

Используя выбранные единицы измерения, можно выразить степень замагниченности плазмы материала изолятора в виде

$$y = \omega_e \tau_e = \frac{3\pi}{32\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\gamma_T}{\gamma_T - 1}} \left(1 + \frac{1}{Z}\right) r_1^{j-n} t^{1+i-m} u^{n-j} h. \quad (10)$$

Так как мы пользуемся приближением лоренцевой плазмы, то, считая  $Z$  достаточно большим, для  $\gamma_T = 1,2$  получаем

$$\omega_e \tau_e = 0,51 r_1^{j-n} t^{1+i-m} u^{n-j} h.$$

**Метод решения.** Исключая магнитное поле  $h$  из системы уравнений (9), получим следующую систему:

$$a_1 \frac{dt}{d\xi} + b_1 \frac{du}{d\xi} = c_1, \quad a_2 \frac{dt}{d\xi} + b_2 \frac{du}{d\xi} = c_2,$$

содержащую температуру и скорость как функции координаты  $\xi$ . Систему можно привести к виду

$$\frac{dt}{d\xi} = \frac{c_1 b_2 - b_1 c_2}{a_1 b_2 - b_1 a_2}, \quad \frac{du}{d\xi} = \frac{a_1 c_2 - c_1 a_2}{a_1 b_2 - b_1 a_2}$$

при условии отличия от нуля определителя  $a_1 b_2 - b_1 a_2$ . Поскольку правые части уравнений не содержат  $\xi$ , есть возможность понизить порядок системы. Разделим одно уравнение на другое и будем интегрировать уравнение

$$\frac{dt}{du} = \frac{c_1 b_2 - b_1 c_2}{a_1 c_2 - c_1 a_2} \quad (11)$$

с граничными условиями  $u_0 = 0, t_0 = 0, u_1 = 1, t_1 = (\beta r_1^{-n})^{1/m}$  и тремя свободными параметрами  $\mu, \beta, r_1$ .

Начальная и конечная точки являются особыми, выход из них производился по разложению  $t(u)$ , причем выход из конечной точки однозначно определяется параметрами

и граничными условиями, а выход из начальной точки содержит произвол, связанный с возможностями начального распределения проводимости в изоляторе (и, соответственно, последующего пробоя) и возможным отличием от нуля теплового потока, выходящего из разрядной зоны.

Неопределенность выхода из начальной точки разрешается, если принять во внимание, что разложение вблизи начальной точки соответствует первичному нагреву плазмы за счет электронной теплопроводности (т. е. джоулево тепловыделение в этой области мало по сравнению с нагревом за счет теплопроводности, а тепловой поток на границе разрядной зоны равен нулю), причем плазма в районе начальной точки является немагнитной. В начальной точке  $t = 0$ ,  $u = 0$ ,  $h = h_0$ ,  $p = p_0$ , при выходе из нее можно приближенно положить  $p = r_1^n t^m u^{-n} = p_0$ , откуда  $u = r_1 p_0^{-1/n} t^{m/n}$ . Поскольку первоначальный нагрев изолятора происходит за счет электронной теплопроводности, из второго уравнения системы (9) получим  $r_1^j t^{1+i} u^{-j} dt/d\xi = r_1^n t^m u^{1-n}$ . Подставим сюда выражение для  $u$  и, проинтегрировав по  $\xi$ , получим

$$t(\xi) = \left[ \left( 2 + i - \frac{m}{n} (1 + j) \right) r_1 p_0^{\frac{n-1-j}{n}} \right]^{\frac{1}{2+i-m(1+j)/n}} \xi^{\frac{1}{2+i-m(1+j)/n}}.$$

Тогда  $u(\xi) = r_1 p_0^{-1/n} (t(\xi))^{m/n}$  и из третьего уравнения (9) после интегрирования находим

$$h(\xi) = h_0 - p_0^{j/n} \left[ \left( 2 + i - \frac{m}{n} (1 + j) \right) r_1 p_0^{\frac{n-1-j}{n}} \right]^{\frac{ni-mj}{n(2+i)-m(1+j)}} \frac{(2+i)n - (1+j)m}{(1+i)2n - (1+2j)m} \xi^{\frac{(1+i)2n-(1+2j)m}{(2+i)n-(1+j)m}}.$$

Асимптотика температуры с точностью до следующих членов разложения по  $\xi$ , разрешающая неопределенность, связанную с возможностью пробоя при задании первичного распределения проводимости в изоляторе, получается при подстановке  $u(\xi)$  и  $h(\xi)$  в первое уравнение (9).

Разложение вблизи конечной точки определяется экспоненциальным характером стремления МГД-величин к своим конечным значениям.

При заданном режиме разряда, который можно характеризовать одним параметром, например  $\mu$ , в ходе решения уравнений необходимо было подобрать другие два параметра ( $\beta$ ,  $r_1$ ) так, чтобы получить решение с заданными граничными условиями. При этом надо было пройти через особую точку, соответствующую обращению числителя и знаменателя (11) в нуль (в этой точке скорость потока достигает значения тепловой скорости звука  $v^2 = \gamma P/\rho$ ). Меняя один параметр, можно добиться того, чтобы, выходя из начальной точки по заданному разложению, попасть в эту особую точку, а меняя другой, — попасть из конечной точки в эту же особую точку. В результате решения для каждого  $\mu$  получаются свои значения  $\beta$  и  $r_1$ , т. е. зависимости  $\beta(\mu)$  и  $r_1(\mu)$ , характеризующие разные режимы разряда.

**Результаты расчетов.** На рис. 3 показана структура токовой зоны, т. е. зависимости безразмерных МГД-величин от координаты  $x$ . На рис. 4 приведены зависимости  $\beta(\mu)$  и  $r_1(\mu)$ .

В рассматриваемой задаче имеется предельный режим испарения изолятора [1], аналогичный режиму Жуге в горении, характеризующийся тем, что скорость вытекающей из разряда плазмы равна “полной” скорости звука:

$$v_1^2 \leq c_1^2 \equiv \gamma P_1/\rho_1 + H_1^2/(4\pi\rho_1). \quad (12)$$

Для безразмерных переменных это ограничение выражается в виде

$$\mu \leq \mu_{\max} \equiv 2 + \gamma_T \beta.$$

Предельному режиму соответствуют найденные значения  $\mu_{\max} = 2,08$ ,  $\beta_{\max} = 0,0675$ ,  $r_{1\max} = 0,439$ . Для значений параметров, превышающих максимальные, разряд перестает

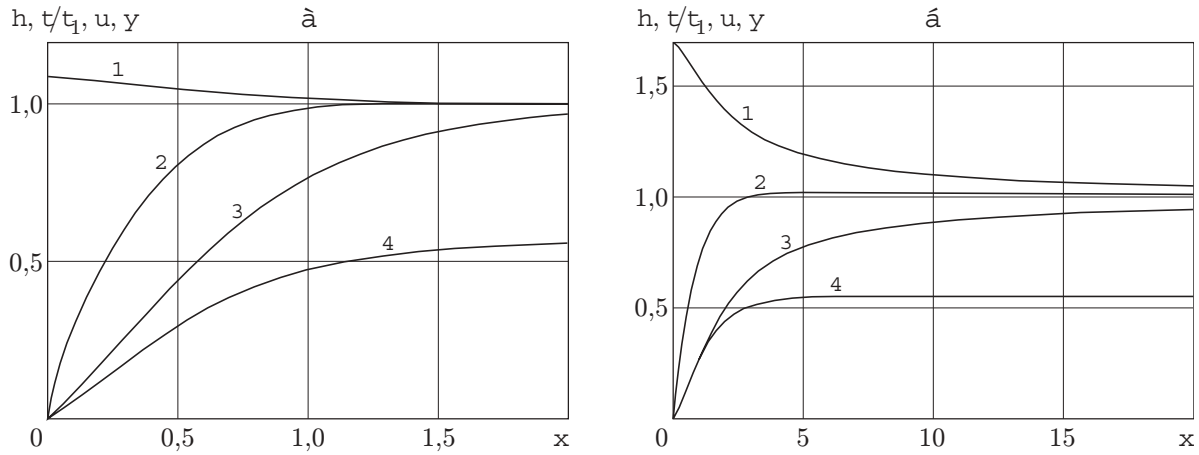


Рис. 3. Пространственные распределения безразмерных МГД-величин при  $\mu = 0,2$  (а) и  $\mu = 2$  (б):

1 —  $h$ ; 2 —  $t/t_1$ ; 3 —  $u$ ; 4 —  $y$

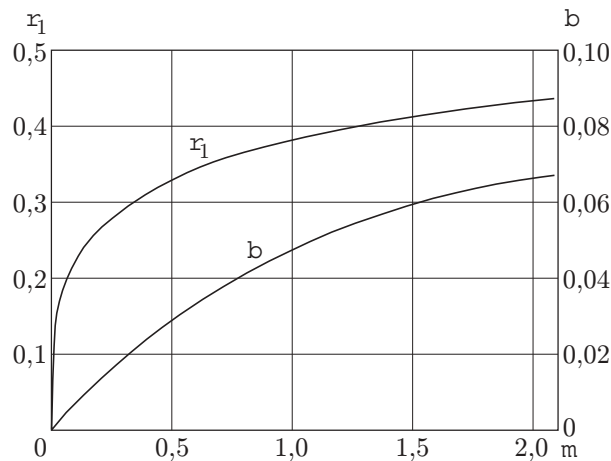


Рис. 4. Графики функций  $\beta(\mu)$  и  $r_1(\mu)$

быть стационарным, т. е. если граница плазмы удаляется от изолятора со скоростью, превышающей вычисленную по формуле (12) (например, при разгоне очень легкого лайнера или при разряде в вакуум), то между этой границей и плазмой, вытекающей из разряда, формируется волна разрежения.

Расчетные значения параметров  $\mu$ ,  $\beta$ ,  $r_1$  и соответствующие им значения безразмерного  $h_0$  приведены в табл. 1. В табл. 2 представлены значения магнитного поля  $H_1$ , скорости  $v_1$ , плотности  $\rho_1$  и температуры  $T_1$  на выходе из разряда, а также электрического поля  $E$  в кВ/см, вычисленные в соответствии с (5), (6), (8) по формулам

$$H_1 = H_0/h_0, \quad T_1 = t_1[T] = 101\beta^{0,706} r_1^{-0,647} h_0^{-0,415} H_0^{0,415}, \quad \rho_1 = 8,37 \cdot 10^{-4} r_1 h_0^{-1,54} H_0^{1,54},$$

$$v_1 = \sqrt{\frac{\mu H_1^2}{8\pi\rho_1}} = 6,9 \left(\frac{\mu}{r_1}\right)^{0,5} h_0^{-0,23} H_0^{0,23}, \quad E = \frac{v_1}{c} H_1 = 69 \left(\frac{\mu}{r_1}\right)^{0,5} h_0^{-1,23} H_0^{1,23} \quad (13)$$

для магнитного поля в изоляторе  $H_0 = 1$  МЭ.

Используя формулы (13), можно предложить следующий метод расчета Н-отжатого разряда. Из формулы (13) для электрического поля по начальным полям  $E$  и  $H$  с использованием данных табл. 1 находим параметр  $\mu$ , затем по рис. 4 находим значения  $\beta$ ,  $r_1$ ,

Таблица 1  
Безразмерные параметры разряда

$\mu$	$\beta$	$r_1$	$h_0$
0,01	0,000 7024	0,1173	1,0046
0,1	0,006 763	0,2215	1,0453
0,2	0,012 98	0,2651	1,0889
0,5	0,028 78	0,3306	1,2113
1	0,047 66	0,3837	1,3930
1,5	0,059 72	0,4147	1,5542
2	0,066 75	0,4363	1,7003
2,08	0,067 49	0,4392	1,7225

Таблица 2

Зависимости основных МГД-параметров от интенсивности разряда  
для магнитного поля в изоляторе  $H_0 = 1$  МЭ

$\mu$	$H_1$ , МЭ	$v_1$ , км/с	$\rho_1$ , $10^{-4}$ г/см <sup>3</sup>	$T_1$ , эВ	$E$ , кВ/см
0,01	0,995	20,11	0,975	2,408	20,02
0,1	0,957	45,87	1,731	7,762	43,88
0,2	0,918	58,74	1,945	10,76	53,94
0,5	0,826	81,15	2,059	15,66	66,99
1	0,718	103,2	1,927	19,16	74,06
1,5	0,643	118,5	1,759	20,41	76,25
2	0,588	130,7	1,612	20,58	76,86
2,08	0,581	132,4	1,591	20,54	76,89

$h_0$ , а далее с использованием остальных формул (13) получаем все параметры плазмы на выходе из зоны Н-отжатого разряда при отсутствии потока излучения. Эти параметры можно задавать как граничные условия в полных МГД-расчетах соответствующих узлов и установок.

Имеет смысл сравнить режимы Н-отжатого разряда, обусловленного излучением из плазмы [1], и разряда, рассмотренного в данной работе. На рис. 5 и 6 представлены зависимости потока массы и доли ответвляющегося в разряд тока ( $\delta I = 1 - 1/h_0$ ) от электрического поля при  $H_0 = 1$  МЭ (сплошные линии — результат расчета задачи о разряде, поддерживаемом электронной теплопроводностью с учетом всех существенных эффектов, штриховые линии — результат расчетов задачи, где разряд поддерживается излучением из плазмы). Для значения  $E$ , соответствующего предельному режиму испарения изолятора (и максимальному ответвлению тока) при  $H_0 = 1$  МЭ в излучательной задаче, в случае разряда, поддерживаемого электронной теплопроводностью, ответвление тока меньше в 10 раз, а поток массы — в 15 раз. При значении  $E$ , соответствующем  $\delta I \approx 10\%$  в излучательной задаче, в рассматриваемом случае ответвление тока меньше в 3 раза, а поток массы — в 4 раза. Таким образом, даже в случае возникновения разряда по поверхности его вредное влияние при отсутствии излучения, падающего на поверхность изолятора (например, при защите изолятора от излучения), будет меньше.

**Закключение.** В работе показано, что стационарный режим разряда при выходе магнитного поля через поверхность изолятора существует в случае, когда он поддерживается электронной теплопроводностью, при учете всех эффектов, существенных для его рассмотрения, в том числе при учете замагниченности плазмы и эффекта Нернста.

В случае защиты поверхности изолятора от излучения при сохранении величины электрического поля (например, при сохранении скорости разгона лайнера) Н-отжатый разряд



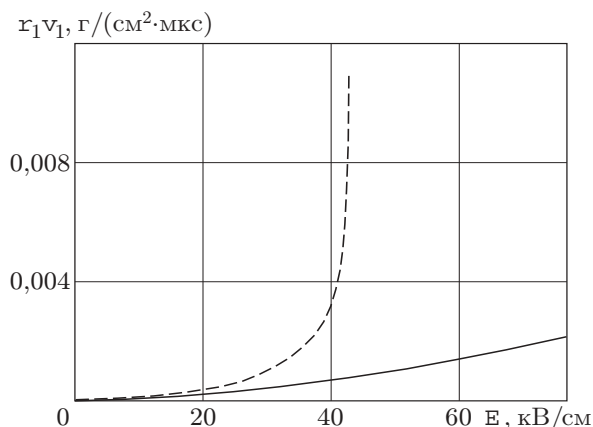


Рис. 5

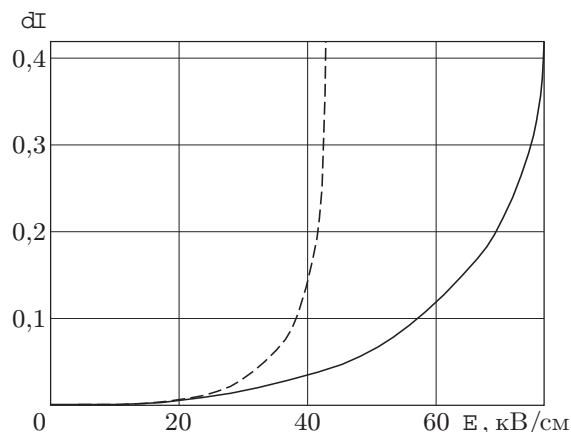


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость потока массы на выходе из зоны разряда от электрического поля

Рис. 6. Зависимость доли ответвляемого в разряд тока от электрического поля

дает значительно меньший негативный эффект. Так, поток массы вещества изолятора в нагрузочный объем снижается до 15 раз по сравнению с разрядом, поддерживаемым излучением, ответвление тока — до 10 раз в зависимости от режима испарения (чем интенсивнее режим испарения, тем больше различия).

Полученные характеристики разряда для керамического изолятора можно задавать как граничные условия в расчетах узлов при отсутствии излучения, а также использовать их для оценок минимальных параметров разряда в случае, когда поток излучения неизвестен.

Авторы выражают благодарность А. А. Карпикову и В. Б. Якубову за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гаранин С. Ф., Павловский Е. С., Якубов В. Б. Стационарный разряд при выходе магнитного потока через поверхность изолятора // ПМТФ. 1984. № 2. С. 9–15.
2. Garanin S. F., Demidov V. A., Demin A. N., et al. Study of ponderomotive systems on models // Megagauss fields and pulsed power systems / Ed. by V. M. Titov, G. A. Shvetsov. N. Y.: Nova Science Publ., 1990. P. 713–717.
3. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы: Сб. ст. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
5. Post D. E., Jensen R. V., Tarter C. B., et al. Steady-state radiative cooling rates for low-density high-temperature plasmas // Atomic data and nuclear data tables. 1977. V. 20. P. 397–439.
6. Вергунова Г. А., Гаранин С. Ф., Иванов Е. М. и др. Рентгеновское излучение легких примесей в плазме МАГО/МТФ. М., 2001. (Препр. / РАН. Физ. ин-т; № 43).
7. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
8. Гаранин С. Ф. Физические основы системы МАГО (магнитное обжатие): Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Саров, 2000.
9. Гаранин С. Ф. Диффузия сильного магнитного поля в плотную плазму // ПМТФ. 1985. № 3. С. 8–14.

Поступила в редакцию 17/VII 2003 г.