

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 533.9.07, 519.6, 533.95

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ НАГРЕВА В МАГНИТОПЛАЗМЕННОМ КОМПРЕССОРЕ

© 2025 г. А. Г. Полянский*

*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет), Москва, 105005 Россия*

**E-mail: artgpol@mail.ru*

Поступила в редакцию 27.10.2023 г.

После доработки 28.10.2023 г.

Принята к публикации 30.10.2023 г.

В статье представлена физико-математическая модель магнитоплазменного компрессора (МПК). Рассмотрены электротехнические характеристики и энергомощностные режимы МПК-разрядов в газах. Приведены радиационно-плазмодинамические структуры и спектрально-яркостные характеристики МПК-разрядов. Для разных режимов нагрева (омический, переходный и плазмодинамический) рассчитаны различные квазистационарные пространственные распределения параметров плазмы. Получены результаты компьютерного моделирования плазмодинамического разряда в магнитоплазменном компрессоре.

Ключевые слова: магнитоплазменный компрессор, плазмодинамические разряды, режимы нагрева, ударная волна, численный анализ

DOI: 10.56304/S2079562924050397

ВВЕДЕНИЕ

Сначала опишем общие физические особенности и математическую модель магнитоплазменного компрессора (МПК) [1–11]. Импульсный плазменный ускоритель эрозионного типа в вакууме, работающий в режиме самофокусировки, является эффективным устройством для формирования потоков излучающей плазмы с плотностью до 10^{18} – 10^{20} см⁻³ и температурой до 100 кК и выше, и на его основе могут быть созданы технические устройства, позволяющие эффективно преобразовывать электрическую энергию накопителя в тепловое излучение ультрафиолетового (УФ) и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазонов. Однако, поскольку доля кинетической энергии в общем энергобалансе открытых вакуумных МПК-разрядов велика, то особый интерес представляют методы ее термализации: столкновение плазменного потока с твердой преградой, встречное взаимодействие высокоскоростных плазменных струй и др. Одним из перспективных методов термализации кинетической энергии плазменного потока является использование газа, выполняющего функцию деформируемой преграды.

При обеспечении условий по электрическому пробую межэлектродного промежутка МПК-разряд может быть организован газовых средах различных газов в широком диапазоне начальных плотностей и давлений. МПК-разряды в воздухе,

аргоне и других инертных газах с начальным давлением из диапазона $p_0 = 10^3$ – $3 \cdot 10^5$ Па при нормальной температуре $T_0 = 300$ К экспериментально исследованы в цикле работ [6–11].

Теоретическое и численное моделирование МПК-разрядов являются необходимым этапом исследования, позволяющего детализировать количественно параметры и внутреннюю структуру плазмы разряда, дать верную интерпретацию имеющихся экспериментальных данных, оптимизировать такие многопараметрические системы и установить особенность режимов и параметров плазмы в пока неохваченных экспериментом областях энергомощностных и конструктивных характеристик разных систем [12–14].

Разработка максимально адекватной экспериментальным условиям математической модели и проведение на ее основе систематического численного исследования МПК-разрядов в газах для широкого диапазона изменения основных параметров МПК и окружающей газовой среды являются целью данной работы.

Процессы формирования плазмы МПК-разряда в газе носят в общем случае трехмерный характер, определяемый азимутальными флуктуациями термогазодинамических параметров плазмы и газа, в образующихся структурах ударных волн (УВ) и контактных границах. Эти флуктуа-

ции обусловлены как пространственно-временной неоднородностью параметров плазмы на начальной (пробойной) стадии, так и последующим развитием магнитогазодинамических неустойчивостей [15].

Динамика передачи энергии от накопителя в плазменную нагрузку и ток разряда J рассчитывались с помощью электротехнического уравнения, в котором эффективное омическое сопротивление $R_{\text{пл}}$ и ее индуктивность определялись по соотношениям:

$$\begin{aligned} R_{\text{пл}}(t) &= \frac{2\pi}{J^2} \int_0^{\ell_k} \int_0^{r_k} (\mathbf{jE}) r dr dz, \\ L_{\text{пл}}(t) &= \frac{c^2}{J^2} \int_0^{\ell_k} \int_0^{r_k} H_{\varphi}^2(r, z, t) r dr dz. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь следует отметить, что разрушение металла электродов, в отличие от диэлектрической вставки, может осуществляться не только в результате поверхностного испарения, но и выдавливания жидкого расплава в радиальном направлении в режиме “гидродинамического” удаления. Именно этот механизм разрушения электродов ответственен за появление жидко-капельной фазы металла в плазменном потоке МПК-разряда [16]. Согласно [17] условие преобладания режима поверхностного испарения над гидродинамическим ограничивает величину плотности мощности падающего на поверхность электрода потока излучения q_s снизу:

$$q_s > q_{\text{сноп}} \approx \rho_m L_v \left[v_{\text{зв}} a_m^2 / r_1^2 \right]^{1/3},$$

где $v_{\text{зв}}$ — скорость звука в металлическом паре при температуре поверхности электрода. Для медного электрода $q_{\text{сноп}} \approx (2-4) \cdot 10^5$ Вт/см². Ограничивая рассмотрение достаточно мощными ($P_{\text{эл1}} > 10^6-10^7$ Вт) режимами МПК-разрядов, для которых характерный уровень q_s больше 10^5-10^6 Вт/см², в первом приближении, при расчете светозероэрозийного разрушения электрода, можно не учитывать механизм гидродинамического разрушения.

ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭНЕРГОМОЩНОСТНЫЕ РЕЖИМЫ МПК-РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ

Ток МПК-разряда представляет собой периодически затухающую функцию времени. Длительность первого полупериода тока t_1 , время t_m достижения максимума тока J_m и интенсивность его затухания (соотношение амплитуд тока во

втором и первом полупериодах J_{m2}/J_m) зависят от величины параметра цепи $\beta = \frac{\bar{R}_{\text{пл}}}{2} \sqrt{\frac{C}{L_{\Sigma}}}$ (где

$\bar{R}_{\text{пл}} = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} R_{\text{пл}}(t) dt = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} \left[\frac{1}{J^2(t)} \int_V \mathbf{jE} dV \right] dt$ — среднее по времени первого полупериода эквивалентное сопротивление плазменной нагрузки) и в первом приближении могут быть оценены по формулам:

$$t_m \approx \sqrt{L_{\Sigma} C}, \quad t_1 \approx \frac{2t_m}{1-\beta^2}, \quad J_m \approx \sqrt{\frac{2W_0}{L_{\Sigma}}} \exp(-\beta). \quad (2)$$

В исследованном диапазоне изменения параметров МПК-разряда среднее сопротивление плазменной нагрузки $\bar{R}_{\text{пл}}$ изменялось в пределах $(3-20) \cdot 10^{-3}$ Ом, а значение параметра β не превышало величины ~ 0.5 .

Величина емкости C и начальная энергия зарядки $W_0 = CU_0^2/2$ являются основными параметрами, определяющими электротехнические характеристики (2) и темп ввода электрической мощности в плазменную нагрузку. Для большого значения емкости $C = 750$ мкФ ($\beta \approx 0.2-0.5$) осуществляется режим с относительно медленным темпом ввода электрической энергии — $t_m \approx 15$ мкс, $t_1 \approx 30-35$ мкс при котором разрядный ток характеризуется сильным затуханием $J_{m2}/J_m < 0.3$, а энергетическая эффективность ввода энергии W_1 в плазму разряда за время первого полупериода (электрический КПД)

$$\eta_{\text{эл1}} = \frac{W_1}{W_0} = \int_0^{t_1} \frac{R_{\text{пл}}(t) J^2(t) dt}{W_0}$$

достигает значений 60–80% в диапазоне изменения средней электрической мощности, выделяемой в плазме, $\bar{P}_{\text{эл1}} = W_1/t_1 = 10^7-10^{10}$ Вт (рис. 1).

При использовании в качестве накопителя значительно меньшей емкости $C = 28.6$ мкФ, приблизительно в том же диапазоне изменения $\bar{P}_{\text{эл1}}$, что и в случае $C = 750$ мкФ, длительность первого полупериода разрядного тока сокращается до характерного значения $t_1 \approx 6$ мкс ($t_m \approx 3$ мкс), а ток разряда носит типичный импульсно-периодический характер с относительно малым затуханием ($\beta < 0.2$). При этом эффективность ввода энергии в первом полупериоде значительно ниже, чем в случае $C = 750$ мкФ, и изменяется в диапазоне $\eta_{\text{эл1}} \approx 15-30\%$ (рис. 1).

Важнейшей особенностью зависимости $\eta_{\text{эл1}}(P_{\text{эл1}})$ является относительно слабое влияние $P_{\text{эл1}}$ на $\eta_{\text{эл1}}$: увеличение $P_{\text{эл1}}$ на два порядка приводит лишь

к незначительному уменьшению (10–15%) $\eta_{эл1}$, в отличие от разрядов с омическим механизмом нагрева плазмы. При одинаковых энергопотенциальных параметрах накопителя геометрии МПК электрический КПД $\eta_{эл1}$ увеличивается (с одновременным ростом $\bar{R}_{пл}$ и снижением амплитуды тока разряда) при снижении плотности ρ_0 окружающего разряд газа. Оба отмеченных факта свидетельствуют о проявлении и существенном влиянии на $R_{пл}$ и $\eta_{эл1}$ плазмодинамического механизма диссипации энергии в рассматриваемых электро-разрядных системах.

Вопрос о роли и соотношении плазмодинамического и омического механизмов диссипации энергии в плазменной нагрузке МПК-разрядов является одним из ключевых и требует самостоятельного рассмотрения. Расчетное значение величины эффективного сопротивления плазменной нагрузки может быть представлено в виде суммы двух слагаемых:

$$R_{пл}(t) = \frac{1}{J^2(t)} \int_V \mathbf{j} \mathbf{E} dV = \frac{1}{J^2(t)} \int_V \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} dV + \frac{1}{cJ^2(t)} \int_V \mathbf{v} [\mathbf{j} \mathbf{H}] dV = R_{ом}(t) + R_{пл}(t). \quad (3)$$

Первое слагаемое в (3) – $R_{ом}(t)$ представляет величину той части полного эффективного сопротивления, которая связана с процессом омического нагрева плазмы. Второе слагаемое $R_{пл}$ определяет характер диссипации энергии, обусловленный процессами преобразования электромагнитной энергии в работу пондермоторных сил, т.е. отвечает за плазмодинамический механизм нагрева плазмы.

Анализ результатов всего комплекса выполненных систематических численных исследований позволил выявить один безразмерный критерий, от величины которого в основном будет зависеть величина соотношения $\lambda_R = \bar{R}_{ом}/\bar{R}_{пл}$, и по которому может быть оценен вклад плазмодинамического и омического механизмов диссипации энергии в плазму разряда.

Таким параметром является отношение среднеинтегрального (по миделю сечения МПК) магнитного давления $\bar{p}_m(z=0, t_m)$ к полному скоростному напору $\rho_0 D^2$ “набегающего” на УВ газового потока:

$$A_m = \left(\frac{\bar{p}_m(z=0, t_m)}{\rho_0 D^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

По структуре параметр A_m есть квадратный корень из числа Альфвена. По физическому смыслу, в данном случае, его надо интерпретировать как соотношение действующих на плазму пон-

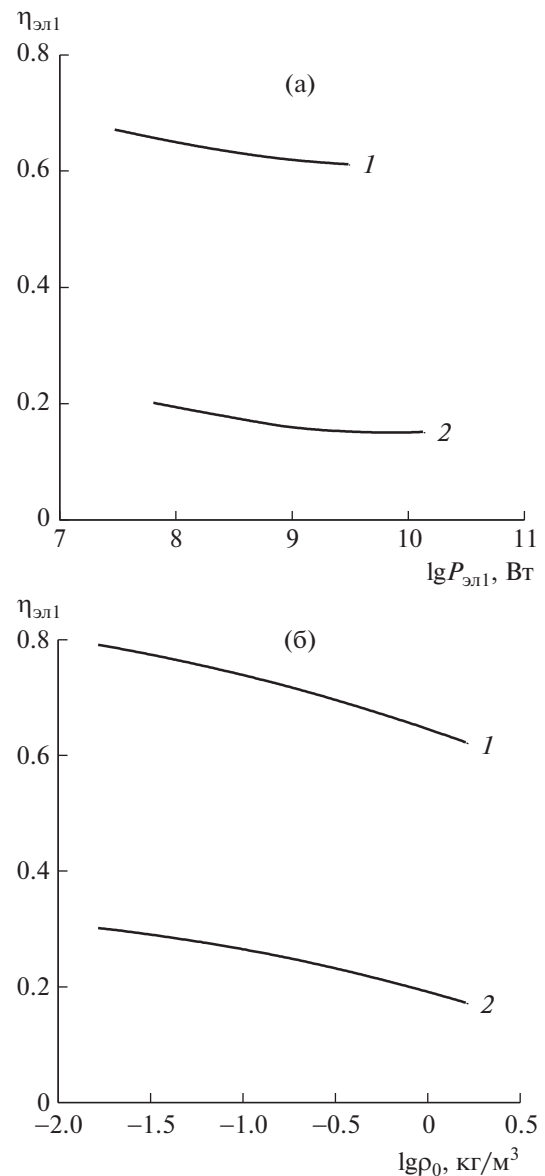


Рис. 1. Зависимость электрического КПД МПК в аргоне $\eta_{эл1}$ на момент времени окончания первого полупериода тока разряда от средней мощности $P_{эл1}$ (а) и плотности ρ_0 (б) окружающей газовой среды. (а) 1 – $C = 750$ мкФ, $U_0 = 2-20$ кВ, $p = 0.1$ МПа; 2 – $C = 28.6$ мкФ, $U_0 = 10-200$ кВ, $p = 0.1$ МПа; (б) 1 – $C = 750$ мкФ, $U_0 = 5$ кВ; 2 – $C = 28.6$ мкФ, $U_0 = 30$ кВ.

дермоторных сил, характеризующих работу электромагнитных сил (а, следовательно, роль плазмодинамического механизма диссипации энергии) к характерной величине всех реально действующих на плазму сил, в том числе и газодинамических (отражающих влияние джоулева механизма диссипации энергии), обуславливающих движение

Таблица 1. Значения параметра режима A_m в зависимости от давления газа p_0 и параметров силового накопителя МПК-разряда

p_0 , МПа	C , мкФ	U_0 , кВ	W_0 , кДж	A_m
10^{-3}	28.6	10	1.43	0.6
		30	12.9	0.9
		50	35.7	0.93
	750	2	1.5	0.48
		5	9.37	0.78
10^{-2}	28.6	10	37.5	0.91
		30	12.9	0.3
		50	12.9	0.65
	750	5	35.7	0.76
		10	9.37	0.6
10^{-1}	28.6	30	37.5	0.85
		200	12.9	0.36
		571	0.95	0.95
	750	2	1.5	0.25
		5	9.37	0.4
		10	37.5	0.54

головной части УВ в газе со средней скоростью D . При значениях $A_m \rightarrow 1$ влияние пондермоторных сил и совершаемая ими работа становится определяющим как в силовом так и в энергетическом отношении — доля омического сопротивления плазменной нагрузки должна стремиться к минимальному значению ($\lambda_R \rightarrow \lambda_{R\min}$), а, следовательно, плазмодинамический механизм диссипации энергии становится основным. При $A_m \rightarrow 0$, наоборот, нагрев плазмы происходит только в результате омического нагрева, а ускорение — под действием газодинамических сил.

Как показали проведенные расчеты средняя (за время первого полупериода тока) скорость движения D головной УВ в осевом направлении удовлетворительно аппроксимируется выражением:

$$D = K_D \left(\frac{P_{эл1}}{\pi r_2^2 \rho_0} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

где K_D — относительно слабая ($K_D = 1 \pm 0.2$ для $P_{эл1} = 10^7 - 10^{10}$ Вт, $\rho_0 = 10^{-2} - 2$ кг/м³) функция $P_{эл1}$ и ρ_0 . С учетом (5) выражение (4) для определяющего параметра A_m может быть записано в виде:

$$A_m = \frac{\mu_0^{1/2} \Gamma_m}{K_D} \left(\frac{J_m^3}{\rho_0^{1/2} P_{эл1}} \right)^{1/3}, \quad (6)$$

где $\Gamma_m = (\pi r_2)^{1/3} f(r_2/r_1) / (2\sqrt{2}\pi r_1)$ — геометрический фактор.

Значения параметра A_m для некоторых характерных вариантов расчетных параметров МПК (с геометрическими размерами $r_1 = 0.8$ см, $r_2 = 5$ см) в Аг приведены в таблице.

При значениях $A_m \leq 0.3 - 0.4$ доля омического сопротивления в полном сопротивлении плазменной нагрузки является основной ($\lambda_R \geq 0.8$), а следовательно можно утверждать, что основным механизмом нагрева плазмы в таких режимах является джоулев нагрев. При увеличении A_m , то есть при увеличении амплитуд разрядного тока J_m и снижении плотности газа ρ_0 , наблюдается монотонное снижение λ_R . Для режимов, характеризующихся значениями $A_m \geq 0.8$, доля омического сопротивления относительно невелика ($\lambda_R = 0.2 - 0.4$), и плазмодинамический механизм нагрева плазмы МПК-разряда становится преобладающим. В диапазоне изменения $A_m = 0.4 - 0.8$ роль обоих механизмов нагрева плазмы МПК-разряда соизмерима. Данные результаты показывают, что величина параметра A_m по существу определяет режим нагрева плазмы МПК-разряда и, поэтому он может быть назван параметром режима. В области $A_m \leq 0.3 - 0.4$ — реализуется омический режим нагрева, а в области значений $A_m \geq 0.8$ — плазмодинамический режим нагрева, а при $A_m = 0.4 - 0.8$ — переходный режим.

Согласно (6) значение A_m зависит от основных электротехнических параметров разрядного контура и плотности газа как $A_m \sim (CW_0/\rho_0 L_\Sigma)^{1/6}$, и управление режимом нагрева плазмы наиболее эффективно может осуществляться за счет увеличения емкости силового накопителя C и начального напряжения U_0 зарядки ($A_m \sim (CU_0)^{1/3}$), а также за счет снижения плотности газа ρ_0 . Как показали результаты расчетов, в соответствии с предложенной классификацией, к плазмодинамическим режимам нагрева плазмы МПК-разрядов могут быть отнесены разряды в разреженных средах ($\rho_0 \leq 10^{-1}$ кг/м³) и высоким уровнем запасенной энергии силового накопителя (для $C = 28.6$ мкФ — $U_0 \geq 30$ кВ, для $C = 750$ мкФ — $U_0 \geq 5$ кВ). В средах атмосферного (и выше) давления ($\rho_0 > 1$ кг/м³) осуществление режимов со значительным преобладанием ($\lambda_R \leq 0.2 - 0.3$, $A_m \geq 0.8$) плазмодинамического механизма нагрева возможно лишь при высоких значениях U_0 .

(например, для $p_0 = 0.1$ МПа: при $C = 28.6$ мкФ — $U_0 \geq 100$ кВ; при $C = 750$ мкФ — $U_0 \geq 20\text{--}30$ кВ).

Проведенное численное моделирование эрозионных МПК выявило сложный самосогласованный характер процессов передачи энергии от накопителя в плазму и процессов эрозионного плазмообразования, динамики ускорения и взаимодействия потоков светозерозионной плазмы между собой и окружающим газом, и, в конечном счете, процессов преобразования диссипируемой в плазму энергии W_1 во внутреннюю $E_{\text{вн}}$ и кинетическую $E_{\text{к}}$ энергии и в энергию широкополосного излучения $E_{\text{изл}}$, выходящего из плазмы разряда в окружающую газовую среду (в окне “прозрачности”). Характер взаимопревращений энергии разряда связан с механизмом диссипации энергии накопителя в плазменную нагрузку и зависит от параметра режима A_m . Этот вывод подтверждается результатами расчетов в виде зависимости отношения полной кинетической энергии плазмы $E_{\text{к}}(t_m) = \int_V (\rho v^2/2) dV$ к полной внутренней энергии $E_{\text{вн}}(t_m) = \int_V \epsilon dV$ (вычисленных на момент времени t_m максимума разрядного тока), то есть $\lambda_E = E_{\text{к}}(t_m)/E_{\text{вн}}(t_m)$ от величины A_m (для различных энергомощностных режимов и плотности окружающего газа; расчетные значения λ_E обозначены значками). Аппроксимационная кривая $\lambda_E(A_m)$ представляет собой монотонно возрастающую функцию, показывающую, что доля кинетической энергии движущегося плазменного образования по отношению к внутренней увеличивается с переходом режима нагрева плазмы от омического ($\lambda_E \leq 0.15$, $A_m \leq 0.4$) до плазмодинамического ($\lambda_E \approx 0.3\text{--}0.5$, $A_m \geq 0.8$). То есть при реализации плазмодинамического механизма нагрева плазмы значительная доля (в пределе $A_m \rightarrow 1$, $\lambda_E \rightarrow 1$) подводимой к плазме энергии преобразуется в кинетическую энергию движущейся эрозионной плазмы и ударно-сжатого газа (плазмы). В области параметров МПК, соответствующих омическому механизму нагрева ($A_m \leq 0.4$), основная часть энергии сосредоточена во внутренней энергии эрозионной плазмы, кинетическая энергия которой мала в силу относительной малости ускоряющих пондермоторных сил. В переходной области $A_m \approx 0.4\text{--}0.8$, где осуществляется совместное действие омического и плазмодинамического механизмов нагрева, доля полной кинетической энергии плазмы по отношению к внутренней значительна ($\lambda_E = 0.2\text{--}0.4$).

РАДИАЦИОННО-ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ И СПЕКТРАЛЬНО-ЯРКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МПК-РАЗРЯДОВ

Расчеты показали, что в первом полупериоде разрядного тока (когда к плазме разряда подводится основная часть энергии, а параметры плазмы достигают своих экстремальных значений) можно выделить временной интервал (начиная с некоторого момента времени t_n и практически до момента времени t_1 окончания первого полупериода), в течение которого пространственные распределения основных радиационно-плазмодинамических (РПД)-параметров плазмы приобретают свойство квазистационарности, то есть остаются качественно подобны во времени.

На начальной стадии $t \approx 0 - t_n$ происходит нестационарный переход от исходного (моделирующего фазу “пробоя” межэлектродного промежутка) к квазистационарному состоянию. С момента $t = 0$ силовой конденсатор начинает разряжаться через слой газовой плазмы, примыкающий к поверхности электродной системы, обеспечивая выделение в нем джоулевой энергии и его разогрев. После достижения температур ~ 20 кК газовая плазма начинает излучать потоки света с плотностью $q_s \geq 0.1\text{--}1$ МВт/см², вызывающих нагрев и испарение материала МДВ. Здесь отметим, что начальная фаза формирования квазистационарного плазменного образования характеризуется отсутствием плазмы продуктов эрозии центрального электрода. Это связано с временной задержкой испарения центрального электрода. Длительность времени задержки t_z может изменяться в диапазоне $(0.1\text{--}0.4)t_m$ и зависит от теплофизических свойств материала электрода, плотности окружающей среды и энергомощностного режима МПК-разряда. Поступающий в зону разряда светозерозионный пар ионизуется и нагревается в результате совместного действия радиационных потоков, плазмодинамического и джоулева нагрева. Под действием газодинамических и пондермоторных сил происходит схлопывание на оси МПК, ускорение светозерозионной плазмы диэлектрика и отеснение газа из областей, примыкающих к поверхности электродной системы. Ток разряда начинает протекать главным образом по более высокотемпературным областям, заполненным светозерозионной плазмой, обеспечивая ее дальнейший нагрев, ускорение и формирование характерных квазистационарных РПД-структур. Моментом окончания начальной стадии является момент формирования характерной структуры внешней области разрядной плазмы: по не возмущенному газу распространяется ударная волна в газе (УВГ), в плазме светозерозионных паров возникает ударная волна

(УВП) и контактная граница, разделяющая области ударно-сжатых газа и плазмы светозероизонных паров. Длительность начальной стадии не превышает $t_n \leq 1-2$ мкс (в зависимости от темпа ввода энергии в плазменную нагрузку).

Проведенные расчеты показали, что в зависимости от величины A_m , то есть в зависимости от роли того или иного режима нагрева (омический, переходный и плазмотинамический), существуют три различных вида квазистационарных пространственных распределений параметров плазмы, по которым можно судить об особенностях возникающих структур и динамике распространения плазмы, а, следовательно, говорить о режимах осуществления разряда. Рассмотрим особенности РПД-структур и поведение основных параметров плазмы МПК-разряда в каждом из них.

В омическом режиме при энергоэффективных параметрах МПК-разряда и плотности окружающего газа, соответствующих области изменения параметра $A_m \leq 0.4$ реализуется омический режим, в котором действующие газодинамические силы превышают пондеромоторные, а преобладающим является омический механизм нагрева ($\lambda_R > 0.8$). При этом относительно невелика доля кинетической энергии по сравнению с внутренней энергией плазмы ($\lambda_E \leq 0.2$).

Осевое ускорение плазмы металла осуществляется газодинамическими силами в “тепловом сопле” (за счет джоулевого нагрева) до уровня локальных звуковых скоростей ($M = u/a_{zv} \sim 1$), которые достигаются непосредственно перед ударной волной в плазме (УВП). Радиальное движение плазмы слабо $|v| \ll u$ практически во всей плазменной области. Дозвуковой характер течения светозероизонной плазмы приводит к отсутствию внутренних ударно-волновых разрывов, что является особенностью данного режима.

Эффекты, связанные с действием электромагнитных сил в целом малозначительны. О степени и областях влияния электромагнитных сил можно судить по величинам и пространственным распределениям локальных значений скоростей Альфвена $v_A = (H^2/4\pi\rho)^{1/2}$. Характерной особенностью данного режима является то, что скорость Альфвена максимальна (2.6 км/с) в районе поверхности диэлектрика, примыкающему к центральному электроду МПК ($r = 8-15$ мм). Именно в этой области влияние электромагнитного ускорения диэлектрической плазмы наиболее заметно. В периферийных зонах ($r > 15$ мм) ускорение диэлектрической плазмы носит газодинамический характер.

При достигаемом в омическом режиме уровне температур и плотностей практически вся плазменная область светозероизонных паров является источником теплового излучения с плотностью

потоков порядка 1 МВт/см², выходящих в окружающий газ с УВ-границы разряда.

При переходном режиме в более энергоэффективных диапазонах (то есть при больших значениях амплитуды тока разряда J_m) и (или) при уменьшении плотности окружающего газа ρ_0 , соответствующих области изменения параметра $A_m = 0.4-0.8$, происходит смена режима работы МПК-разряда с омического на переходный. В этом режиме происходит усиление плазмотинамических эффектов, связанных с возрастанием роли пондеромоторных сил. При этом в первом полупериоде разрядного тока структура и параметры плазмы МПК-разряда имеет ряд характерных отличительных особенностей.

Внешней границей разрядной плазмы является сильная газодинамическая ударная волна УВГ с ярко выраженной конусообразной формой. За фронтом УВГ расположены ударно-сжатые области окружающего газа (УСЖГ) и светозероизонной плазмы (УСЖП), разделенных контактной границей КГ(ПГ). Распределение термогазодинамических параметров плазмы и газа в указанных областях по фронту внешней границы разряда характеризуются высокой степенью неоднородности. Скорость распространения УВГ в приосевой области в два и более раз превышает скорость УВГ в периферийных областях разряда. Важной отличительной (от омического режима) особенностью переходного режима является значительно большая величина осевой координаты положения фронта УВГ в приосевой области, значение которой, к моменту максимума разрядного тока, порядка размера мишени МПК, то есть $z_m \approx Dt_m \geq 2r_2$.

К области ударно-сжатого газа непосредственно примыкает область плазмы светозероизонных паров конструктивных материалов элементов электродного узла МПК. В отличие от взрывного режима распределения всех основных термогазодинамических параметров светозероизонной плазмы характеризуются значительной пространственной неоднородностью, наличием областей с различной интенсивностью и характером протекающих в них РМПД-процессов, что также важно для различных применений в науке и технологиях [18–34].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование эрозийных МПК, которое выявило сложный самосогласованный характер процессов передачи энергии от накопителя в плазму и процессов эрозийного плазмообразования, динамики ускорения и взаимодействия потоков светозероизонной плазмы между собой и окружающим газом, и, в конечном счете, процессов преобразования диссипируемой в плазму энергии во внутреннюю и кинетическую энергии и в энергию широкополосного

излучения, выходящего из плазмы разряда в окружающую газовую среду, так называемое окно прозрачности. Для омического и переходного режимов нагрева получены пространственные распределения параметров плазмы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты исследования были частично получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России № FSN-2024-0011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Шашковский С.Г. // Теплофиз. выс. темп. 1989. Т. 27 (1). С. 152–170.
2. Pavlov A.V., Shchepanyuk T.S., Chebykin E.O., Skriabin A.S., Telekh V.D. // J. Phys.: Conf. Ser. 2022. V. 2270. P. 012061.
3. Ryzhkov S.V. // Appl. Sci. 2023. V. 13 (21). P. 6658.
4. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu. // Aero-space. 2023. V. 10. P. 662.
5. Pavlov A., Shchepanyuk T., Skriabin A., Telekh V. // Polymers. 2022. 14. P. 3940.
6. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С. Физические принципы плазмодинамических сильно-точных излучающих систем. Плазменные ускорители и ионные инжекторы. 1984. Москва: Наука, С. 5–49.
7. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С. Плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости и генераторы сильных ударных волн. Радиационная плазмодинамика. 1991. Москва: Энергоатомиздат. С. 10–156.
8. Шашковский С.Г. Высокояркостные источники излучения сплошного спектра на основе плазмодинамических разрядов магнитоплазменного компрессора в газе. Дисс. уч. ст. канд. техн. наук. 1986. Москва: МВТУ.
9. Kamrukov A.S., Kashnikov G.N., Kozlov N.P., Kondratenko M.M., Lebedev E.F., Orlov V.K., Ostashev V.E., Protasov Yu.S., Semenov A.M. // High Temp. 1984. V. 22 (2). P. 313–318.
10. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Кузенов В.В. // Теплофиз. выс. темп. 1998. Т. 36. С. 187–193. [Grishin Yu.M., Kozlov N.P., Kuzenov V.V. // High Temp. 1998. V. 36. P. 169–175].
11. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Кузенов В.В. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 71–75. [Grishin Yu.M., Kozlov N.P., Kuzenov V.V. // Tech. Phys. Lett. 1998. V. 24. P. 444–445].
12. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu. // Appl. Sci. 2022. V. 12. P. 3610.
13. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Comput. Therm. Sci. 2021. V. 13. P. 45–56.
14. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012124.
15. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. и др. // Журн. техн. физ. 1987. Т. 57 (7). С. 1412–1416. [Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Protasov Yu.S., Chuvashov S.N., Shchepanyuk T.S. // Tech. Phys. 1987. V. 57. P. 1412–1416.]
16. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 11. С. 1447–1452. [Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Malashchenko V.A., Protasov Yu.S. // Sov. Phys. Tech. Phys. 1977. V. 22 (8). P. 967–974].
17. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. 1985. Москва: Энергоатомиздат.
18. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu. // Appl. Sci. 2023. V. 13 (9). P. 5538.
19. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu. // Mathematics. 2022. V. 10. P. 2130.
20. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Symmetry. 2021. V. 13 (6). P. 927.
21. Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2013. V. 63 (1T). P. 135–138.
22. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10(3). С. 263–270. [Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82 (10). P. 1341–1347].
23. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V. // J. Fusion Energy. 2012. V. 31. P. 7–12.
24. Bulychov N.A. // Int. J. Hydrogen Energy. 2019. V. 44 (57). P. 29933–29936.
25. Ryzhkov S.V. // Fusion Sci. Technol. 2005. V. 47 (1T). P. 342–344.
26. Korznikova E.A., Shepelev I.A., Vardanyan E.L., Ramazanov K.N., Zakharov P.V. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2020. V. 1008. P. 012034.
27. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V., Bagryansky P.A., Anikeev A.V. // Fusion Sci. Technol. 2011. V. 59 (1T). P. 39–42.
28. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10 (5). С. 423–428. [Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82 (12). P. 1621–1626].
29. Varaksin A.Yu., Ryzhkov S.V. // Symmetry. 2023. V. 15. P. 388.
30. Devyatkov V.N., Ivanov Yu. F., Krysina O.V., Koval N.N., Petrikova E.A., Shugurov V.V. // Vacuum. 2017. V. 143. P. 464–472. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.04.016>
31. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Теплофиз. выс. темп. 2021. Т. 59 (4). С. 492–501. [Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // High Temp. 2022. V. 60. P. S7–S15].
32. Teresov A.D., Petrikova E.A., Ivanov Y.F., Krysina O.V., Prokopenko N.A. // Russ. Phys. J. 2023. V. 65. P. 1971–1978.
33. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Phys. Scr. 2021. V. 96. P. 125613.
34. Astashynski V.M., Dzahnidze H.M., Kostyukevich E.A., Kuzmitski A.M., Shoronov P.N., Shymanski V.I., Uglov V.V. // High Temp. Mater. Process. 2020. V. 24. P. 99–107.

Computer Simulation of Heating Modes in a Magnetoplasma Compressor

A. G. Polyanskiy*

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia

**e-mail: artgpol@mail.ru*

Received October 27, 2023; revised October 28, 2023; accepted October 30, 2023

Abstract—A physical and mathematical model of a magnetoplasma compressor (MPC) is presented. The electrical characteristics and energy-power modes of MPC discharges in gases are analyzed. The radiation and plasmadynamic structures and spectral-brightness characteristics of MPC discharges are determined. Various quasi-stationary spatial distributions of plasma parameters are calculated for various heating modes (ohmic, transient, and plasmadynamic). The results of computer simulation of a plasmadynamic discharge in a magnetoplasma compressor are discussed.

Keywords: magnetoplasma compressor, plasmadynamic discharges, heating modes, shock wave, numerical analysis