

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЩНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

Ким Дин Чер

(Новосибирск)

Изучение вращающейся плазмы является важным для решения ряда прикладных задач физики плазмы и плазмохимии [1]. Основным узлом новой химической технологии является генератор низкотемпературной плазмы, совмещенный с химическим реактором, т. е. плазмохимический реактор. В крупно- и среднетоннажных химических процессах к ним предъявляется ряд серьезных требований, одно из которых — большая мощность плазмохимического реактора. С увеличением плотности и температуры плазмы объемные потери на излучение играют доминирующую роль в общем энергетическом балансе дуги. Электрический разряд подвержен перегревной неустойчивости [2—5], которая может стать препятствием на пути повышения мощности плазмотрона.

Широкое применение нашли закрученные потоки плазмообразующего газа для пространственной стабилизации дуги на оси вихря. В работе [6] показана возможность создания высокоэффективных электродуговых нагревателей на основе использования стабилизации дуги в вихревой камере, характеризующейся большим отношением окружной скорости к среднерасходной $v_\phi/u = 100$. Пространственная стабилизация дуги вихрем в канале плазмотрона обеспечивает стабильность выходных параметров газа и предотвращает интенсивное разрушение электродов.

В данной работе численно изучается влияние вращения плазмы на энергетические и электрические характеристики аргоновой дуги с учетом самосжатия дугового шнура собственным магнитным полем осевого тока.

Рассматривается стационарный дуговой шнур, симметричный по азимуту ϕ и однородный вдоль оси z , горящий в ламинарном закрученном потоке плазмообразующего газа. Все величины, характеризующие дугу, зависят только от радиуса r . Напряженность поля E направлена вдоль оси, и, так как электрическое поле безвихревое, постоянно по сечению разряда. Вращающаяся осесимметричная электрическая дуга описывается следующей системой МГД-уравнений, включающей в себя уравнения сохранения импульса и энергии, уравнение Максвелла и закон Ома [7]:

$$(1) \quad \frac{dP}{dr} = -jH + \frac{\rho n^2}{r},$$

$$(2) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r\kappa(T, P) \frac{dT}{dr} \right] = \varepsilon(T, P) - \sigma(T, P) E^2;$$

$$(3) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rH) = \mu_0 j;$$

$$(4) \quad j = \sigma(T, P) E,$$

где T — температура; P — газокинетическое давление; H — индукция магнитного поля; j — плотность тока; c — скорость света; ρ — плотность; v_ϕ — азимутальная скорость вращения; κ и σ — коэффициенты теплопроводности и электропроводности плазмы; ε — интегральная излучательная способность единицы объема плазмы; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

Значения коэффициентов переноса аргоновой плазмы в расчетах задавались в виде таблиц по данным работы [8]. Учтена их зависимость как от температуры, так и от давления. Ввиду малости параметра замагниченности $\omega_e \tau_e \ll 1$ влиянием азимутального магнитного поля на

коэффициенты переноса можно пренебречь. Энергия излучения (Вт/см³) рассчитывалась по методике, предложенной в работе [9]:

$$(5) \quad \varepsilon = 5,6 \cdot 10^{-26} \pi \left(\frac{T}{10^4} \right)^{1/2} e^{-\frac{\Delta I}{kT}} N_e [N_+ \exp(h\nu_g/kT) + Z_i^2 N_{++} \exp(h\nu_g^+/kT)],$$

где ν_g и ν_g^+ — граничная частота нейтрального атома и иона; ΔI — снижение потенциала ионизации; k — константа Больцмана; Z_i — кратность ионизации; N_+ , N_{++} — концентрации однократно и двукратно ионизованного аргона. Плазма считается оптически тонкой, и реабсорбция излучения не учитывается.

Для газодинамического способа закрутки газа в вихревой камере задавался следующий закон радиального распределения окружной скорости:

$$(6) \quad v_\varphi = (D/r)(1 - \exp(-Kr^2)),$$

откуда следует, что ядро вращается по закону твердого тела, а периферия — по потенциальному закону. Константы D и K следующим образом связаны с максимальной скоростью v_m и ее координатой r_m :

$$D = 1,4 r_m v_m, \quad K = 1,25/r_m^2.$$

Отметим, что формула (6) хорошо согласуется с экспериментально измеренным радиальным профилем v_φ в закрученной плазменной струе [10].

Вращение плазмы можно также осуществить вращающимся электромагнитным полем [11]. Плазма удерживается стенками канала, и ее тангенциальная скорость на них равна нулю. В установлении радиального профиля азимутальной скорости важную роль играет вязкость [11]

$$(7) \quad v_\varphi = \frac{R J_{0z}}{c^2 (\eta_i + \eta_a)} x (1 - x^2),$$

где R — радиус канала; J_{0z} — амплитуда высокочастотного тока; $x = r/R$; η_i и η_a — вязкость ионов и атомов. Отметим, что если разложить экспоненту в формуле (6) по степеням r и отбросить члены степени r выше четвертой, то получим выражение азимутальной скорости, совпадающей с формулой (7).

Решается двухточечная краевая задача. Систему квазилинейных уравнений (1)–(4) необходимо дополнить следующими краевыми условиями, которые полностью определяют решение:

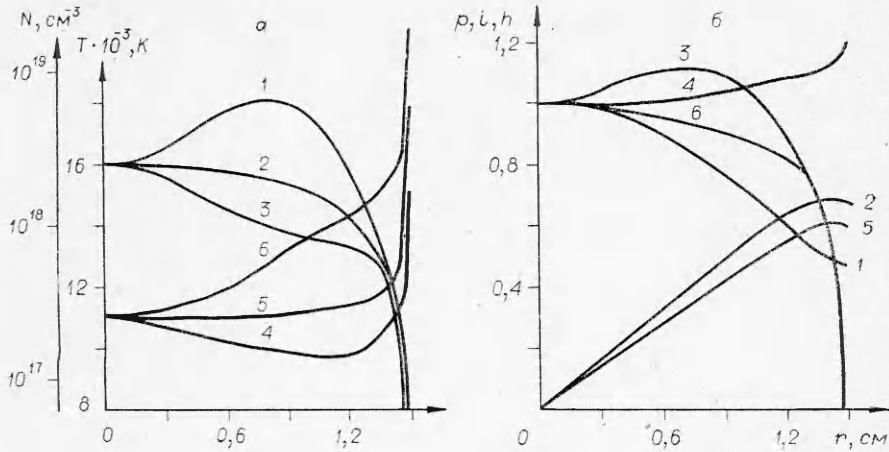
$$(8) \quad \begin{aligned} \text{при } r = 0 \quad P = P_0, \quad T = T_0, \quad dT/dr = 0, \quad H = 0, \\ \text{при } r = R \quad T = T_w, \end{aligned}$$

T_w — температура стенки канала, которая принята равной 2000 К. Итерационным методом секущих отыскивается значение напряженности электрического поля E , удовлетворяющее краевым условиям (8). Полный ток дуги определяется как

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma(r) r dr.$$

Изменяя T_0 , получаем всю вольт-амперную характеристику (ВАХ) дуги для фиксированного значения P_0 при выбранных v_m и r_m . Если не оговаривается особо, то представленные результаты относятся к давлению на оси $P_0 = 10^5$ Па.

На фиг. 1–5 представлены результаты вычислений, соответствующие газодинамическому способу закрутки газа. Азимутальная скорость описывается формулой (6), а координата максимума r_m выбрана равной $R/\sqrt{3}$.



Ф и г. 1

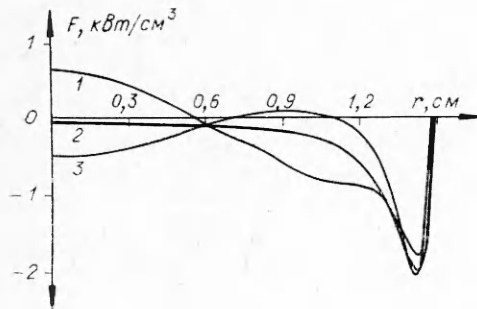
Эта координата, соответствующая координате максимума окружной скорости при электромагнитном вращении плазмы, выбрана для сравнения результатов этих способов закрутки.

Влияние вращения плазмы на характеристики электрической дуги, горящей в ламинарном закрученном потоке плазмообразующего газа, вызвано перераспределением плотности в поле центробежных сил. Чтобы это влияние приводило к заметным и качественным изменениям, необходимы скорости вращения, сравнимые с тепловой скоростью частиц плазмы v_T или превосходящие ее.

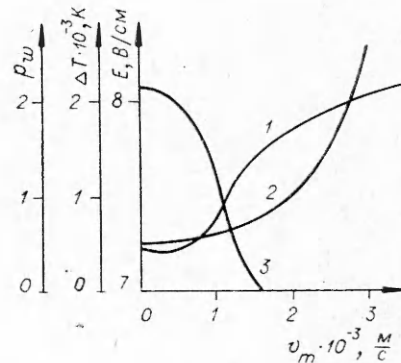
Радиальные распределения температуры (кривые 1—3) и плотности плазмы (кривые 4—6) вращающейся дуги показаны на фиг. 1, а для канала диаметром 3 см. Кривые 1, 4 относятся к незакрученной дуге, кривые 2, 5 — к дуге, закрученной со скоростью $v_m = 1,8 \cdot 10^3$ м/с, а кривые 3, 6 относятся к дуге, закрученной со скоростью $v_m = 3,5 \cdot 10^3$ м/с. На фиг. 1, б показаны распределения безразмерного давления $p = P/P_0$ (кривые 1, 4), магнитного поля $h = H/\sqrt{\mu_0 P_0}$ (кривые 2, 5) и плотности тока $i = j/j_0$ (кривые 3, 6). Кривые 1—3 соответствуют незакрученной дуге, а 4—6 — вращающейся дуге с $v_m = 2,2 \cdot 10^3$ м/с.

Как показано в [5], имеются области осевых температур T_0 , при которых радиальные температурные профили невращающейся дуги являются немонотонными (кривая 1, фиг. 1, а). Как видно из радиального распределения величины $F = \epsilon - \sigma E^2$ (кривая 1, фиг. 2), в осевой зоне разряда выполняется соотношение $F > 0$. Из условия сохранения баланса энергии вытекает, что градиент температуры положителен. По мере удаления от оси разряда вследствие сжатия дугового шнура собственным магнитным полем осевого тока давление плазмы падает (кривая 1, фиг. 1, б). Излучательная способность Ag плазмы в диапазоне температур 15000—19000 К практически не зависит от температуры [5], поэтому ввиду сильной ее зависимости от давления величина $\epsilon - \sigma E^2$ убывает, и на некотором радиусе выполняется соотношение $F < 0$. При этом температура, достигнув своего максимального значения T_{\max} , убывает до температуры стенок. Отметим, что немонотонные температурные профили нельзя отыскать в рамках одного дифференциального уравнения Эленбааса — Хеллера, широко используемого для описания электрической дуги [2—4].

При малых значениях окружных скоростей $v_\tau^2 \ll v_T^2$, когда крутка не оказывает заметного влияния на характеристики дуги, немонотонным температурным распределениям соответствует радиальная стратификация плотности ионов и атомов с минимумом в окрестности r_m (кривая 4,



Ф и г. 2



Ф и г. 3

фиг. 1, а). По аналогии с течением жидкости в гравитационном поле следует ожидать, что во вращающемся потоке отрицательный градиент плотности является дестабилизирующим фактором.

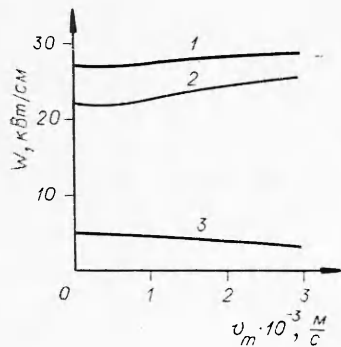
Во вращающемся потоке плазмы давление является немонотонным вдоль радиуса (кривая 4, фиг. 1, б). В газовой оболочке дугового шнура, где центробежная сила преобладает над лоренцевой, происходит смена знака градиента давления и наблюдается значительный рост давления к периферии.

На фиг. 3 показана зависимость напряженности электрического поля E (кривая 1), газокинетического давления на стенке p_w (кривая 2) и величины $\Delta T = T_{\max} - T_0$ от максимальной скорости крутки v_m при фиксированных остальных параметрах разряда, которые выбраны равными $T_0 = 16000$ К, $R = 1,5$ см. В закрученной дуге заметно повышается напряженность электрического поля и пристеночного давления p_w , а величина ΔT убывает до нуля. Начиная со значения $v_m = 1,65 \cdot 10^3$ м/с, температурное распределение становится монотонно убывающей, а плотность монотонно возрастающей функциями радиуса (кривая 2 и 5 на фиг. 1, а). Следовательно, в дуге, горящей в вихревом потоке газа, устанавливается устойчивая пространственная стратификация плотности плазмы во всех точках интервала $[0, R]$. Изменение температурного профиля в закрученной дуге приводит к перераспределению плотности тока (кривая 6, фиг. 1, б) и уменьшению полного тока, что отражается на меньшей величине напряженности магнитного поля (кривая 5, фиг. 1, б). При большой величине крутки наблюдается аномально-большой градиент температуры в приосевой зоне дуги (кривая 3, фиг. 1, а). Интенсивное перераспределение плотности в поле центробежных сил (кривая 6, фиг. 1, а) привело к тому, что имеется пространственный интервал внутри канала, где величина F положительна (кривая 3, фиг. 2), которая и компенсируется возросшим тепловым потоком из центральной осевой зоны дуги. При умеренной величине крутки величина F всюду отрицательна, как это видно из кривой 2 фиг. 2, соответствующей $v_m = 1,8 \cdot 10^3$ м/с.

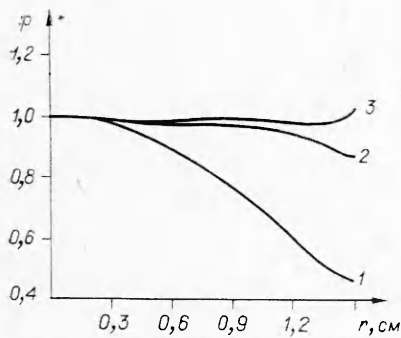
Энергия, вкладываемая в разряд $W_{\text{дж}}$, отводится излучением $W_{\text{изл}}$ и теплопроводностью W_w :

$$(9) \quad W_{\text{дж}} = IE, \quad W_{\text{изл}} = 2\pi \int_0^R \epsilon r dr, \quad W_w = 2\pi \kappa r \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R}$$

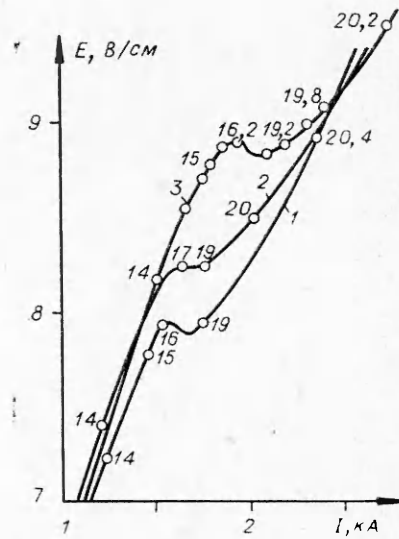
На фиг. 4 показаны зависимости интегральных энергетических характеристик дуги (9) от величины скорости в максимуме v_m (кривая 1 — $W_{\text{дж}}$, 2 — $W_{\text{изл}}$, 3 — W_w) для выбранной осевой температуры $T_0 = 16000$ К. В широком диапазоне крутки джоулева энергия нагрева практически не



Ф и г. 4



Ф и г. 6



Ф и г. 5

зависит от величины v_m , но происходит ее перераспределение между $W_{изл}$ и W_w . Причем потери на излучение возрастают, а кондуктивный тепловой поток в стенку уменьшается.

Увеличение напряженности во вращающейся дуге изменяет вид ее вольт-амперной характеристики. Особенно это изменение важно в области перегретой неустойчивости, где ВАХ незакрученной дуги содержит петлю N -типа (кривая 1, фиг. 5, $R = 1$ см). Режимы разряда, соответствующие падающему участку петли, неустойчивы [2]. Можно подобрать параметры крутки v_m и r_m , при которых ВАХ дуги не содержат участка с отрицательной дифференциальной проводимостью (кривая 2, фиг. 5). Кривая 2 на фиг. 5 является вольт-амперной характеристикой вращающейся дуги в канале диаметром 2 см, с параметрами крутки $v_m = 3 \cdot 10^3$ м/с и $r_m = 1/\sqrt{3}$ см, которая является монотонно возрастающей. Кривая 3 на фиг. 5 — вольт-амперная характеристика незакрученной дуги в том же канале при $P_0 = 1,5 \cdot 10^5$ Па. Таким образом, вращение стабилизирует дугу не только в пространстве, создавая устойчивую стратификацию плотности плазмы в поле центробежных сил, но и подавляет перегретую неустойчивость разряда. Увеличение потери на излучение во вращающейся дуге привело к тому, что ее вольт-амперные характеристики идут выше, чем ВАХ для невращающейся дуги, у которой потери на излучение меньше.

Различие двух способов закрутки, описываемое формулами (6), (7), заключается в том, что во втором случае скорость на стенке равна нулю. Сравнение результатов вычислений при одинаковых прочих параметрах разряда показало, что основное отличие заключается в радиальных распределениях давления и плотности (кривые 2 и 3 на фиг. 6, $T_0 = 16000$ К, $R = 1,5$ см). В тонкой пристеночной области, где газ не электропроводен, газокинетическое давление или выполаживается, если окружающая скорость стремится к нулю (кривая 2, фиг. 6), или резко возрастает под действием центробежной силы (кривая 3, фиг. 6, кривая 4, фиг. 1, б).

На основании изложенных результатов можно отметить следующее. Вращение плазмы повышает напряженность электрического поля, прикладываемого к дуге. При соответствующем подборе параметров крутки вольт-амперная характеристика разряда не содержит участка с отрицательной дифференциальной проводимостью (петли). Это означает, что вращением плазмы можно бороться с перегретой неустойчивостью газового разряда. Вращение создает устойчивую радиальную стратификацию плотности плазмы в дуге, горящей в закрученном потоке плазмообразующего газа, во всем рассматриваемом диапазоне осевых температур.

Поступила 24 V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. А. Физика химической активной плазмы.— Физика плазмы, 1975, т. 1, вып. 1.
2. Литвинов Н. И., Люмкис Е. Д., Филипов С. С. О перегретой неустойчивости в импульсном ксеноновом разряде.— ПМТФ, 1976, № 1.
3. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А., Перетц Л. Н. О неоднозначности уравнения Эленбааса — Хеллера для сильноточных дуг.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 7.
4. Назаренко И. П., Паневин И. Г. Модели и расчеты электрических дуг постоянного тока.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М.: Наука, 1974.
5. Ким Дин Чер. Численное исследование перегретой неустойчивости аргоновой дуги.— В кн.: Тезисы докл. VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Ч. I. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
6. Жуков М. Ф., Сухинин Ю. И., Янковский А. И. Электродуговой нагреватель с газовихревой межэлектродной вставкой.— В кн.: Тезисы докл. VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе: Илим, 1974.
7. Ким Дин Чер. Баланс энергии вращающегося Z-пинча.— Физика плазмы, 1979, т. 5, № 5.
8. Devoto R. S. Transport coefficients of ionized argon.— Phys. Fluids, 1973, vol. 16, p. 616.
9. Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. Лучистые потери аргонов плазмы и излучательная модель непрерывного оптического разряда.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, вып. 3.
10. Добринский Э. К., Урюков Б. А., Фридберг А. Э. Исследование стабилизации плазменной струи газовым вихрем.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
11. Сидоров В. Н., Миненко В. П., Солдатенков Т. Р. Увлечение слабоионизованной плазмы вращающимся электромагнитным полем.— Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 6.

УДК 532.526

ВЛИЯНИЕ РАДИУСА ЗАТУПЛЕНИЯ КОНУСА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ВОЗДУХЕ С ГИПЕРЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ, НА ИОНИЗАЦИЮ ВОЗМУЩЕННОЙ ИМ ОБЛАСТИ

Э. М. Бикарт, Л. А. Ладнова, А. Ф. Полянский,
Л. И. Скурин, А. В. Юрков
(Ленинград)

В работе [1] изложена методика глобального расчета области, возмущенной осесимметричным телом, движущимся с гиперзвуковой скоростью под нулевым углом атаки при числах Рейнольдса $Re_\infty \geq 3 \cdot 10^3$ (число Re_∞ построено по параметрам в набегающем потоке и радиусу затупления). Методика расчета