

УДК 629

КИНЕТИКА И ПОДОБИЕ СИСТЕМ ПЛАЗМЕННОЙ АЭРОДИНАМИКИ

А. П. Ершов, И. Г. Зорина, Б. И. Тимофеев, С. Н. Чувашев

МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Дано описание экспериментов по созданию продольного разряда постоянного тока в гиперзвуковом ($M=6$) потоке воздуха и проведено математическое моделирование такого разряда. На основе анализа физической модели показана возможность масштабирования и определены преобразования подобия в плазменной аэродинамике.

Разряды в быстрых потоках газа ранее изучались, как правило, с целью создания мощных быстропотоковых лазеров, а также плазмохимических реакторов [1]. При этом в теории основное внимание уделялось анализу механизма влияния потока на разрядный процесс, а в эксперименте — вопросам организации разряда и измерения его внешних характеристик [2].

В последнее время интерес в значительной мере сместился в сторону задач сверх- и гиперзвуковой аэродинамики, в частности, изучения возможности снижения лобового сопротивления летательных аппаратов (ЛА), а также снижения воздействия ударных и звуковых волн от ЛА на окружающую среду. Принципиальными становятся вопросы определения эффективности преобразования энергии поля в различные степени свободы и механизмов воздействия плазмы на режимы обтекания.

При разработке аэродинамических устройств, как правило, проводят предварительные эксперименты с уменьшенными моделями в аэродинамических трубах. Такие эксперименты по созданию различных разрядов (постоянного и переменного тока, СВЧ) с формированием неравновесной слабоионизованной плазмы в сверхзвуковом потоке воздуха, обтекающего модель, и измерению их внутренних параметров проводятся в последнее время [3—5]. Если в классической аэродинамике условием подобия является сохранение чисел Рейнольдса и Маха [6], то возможность масштабирования в плазменной аэродинамике требует исследования.

В настоящей работе даются описание экспериментов по созданию продольного разряда постоянного тока в гиперзвуковом ($M=6$) потоке воздуха и математическое моделирование такого разряда. На основе анализа физической модели показана возможность масштабирования и определены преобразования подобия.

Эксперимент

Эксперименты проводились на гиперзвуковой аэродинамической установке Института механики МГУ, которая является аэродинамической трубой баллонного типа с числом Маха потока $M=6$. Она снабжена четырехступенчатым эжектором, две ступени которого работают на высоком давлении (до 50 атм), а две — на низком (до 8 атм), и имеет осесимметричное сопло $\varnothing 200$ мм; рабочая камера — камера Эйфеля.

В камере перпендикулярно потоку размещалась пара соосных электродов, ниже по потоку — модель. Электроды выполнены из стальных штырей $\varnothing 10$ мм, защищенных обтекателями ромбовидного сечения из капролона. В торцы штырей закреплялись сменные проволоочки $\varnothing 2$ мм, которые являлись рабочей частью электродов. Моделью служил затупленный конус с углом раствора 40° и диаметром основания 30 мм.

Диагностика картины обтекания осуществлялась на приборе "Теплера ИАБ-461" с регистрацией на фотопленку. Источником подсветки служила лампа накаливания. Анализ теплеровских снимков показал, что течение между обтекателями с числом Маха, близким к числу Маха невозмущенного потока, наблюдается при расстоянии между обтекателями ≥ 50 мм, при меньших происходит торможение потока.

Питание разряда осуществлялось высоковольтным регулируемым источником питания с параметрами: напряжение — до 11 кВ, ток — до 10 А. Разряд стабилизировался балластным сопротивлением 5 кОм. Нижний электрод был заземлен, на верхний подавался положительный потенциал источника. ВАХ разряда записывалась на двухкоординатном самописце.

Эксперименты проводились при статическом давлении в потоке 30 торр. После выхода трубы на режим и достижения определенного значения напряжения происходил пробой промежутка между электродами, и при наличии металлической заземленной модели разряд перекидывался на нее (продольный разряд). При отсутствии заземления или самой модели разряд горел между электродами (поперечный разряд). Расстояние между концами электродов не превышало 10 мм. При больших расстояниях напряжения источника было недостаточно для поджига разряда.

Продольный разряд, приведенный на рис. 1, представляет собой узкий ($\approx \varnothing 3$ мм), с четкими границами шнур без видимых признаков турбулизации. При малых токах ($\leq 0,5$ А) ВАХ разряда является падающей, при больших (≥ 1 А) — выходит практически на стационарное значение. Падение напряжения на разряде при таких токах превышает 1 кВ, начиная с межэлектродных расстояний > 15 мм. Заметный нагрев газа происходит уже при вкладываемых мощностях $\sim 0,5$ кВт.

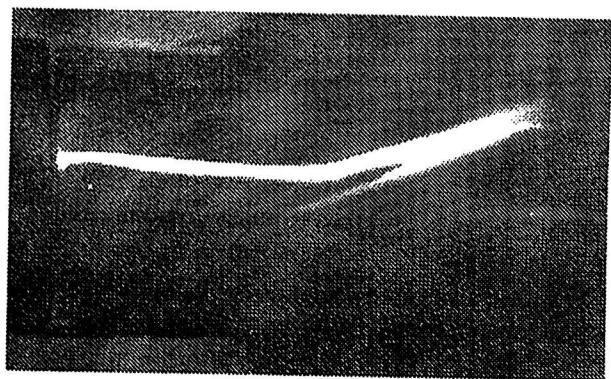


Рис. 1. Фотография продольного разряда в потоке воздуха с числом Маха $M = 6$ и статическим давлением $P = 30$ торр

На теплеровском снимке видно, что скачок плотности, соответствующий головной ударной волне у модели, первоначально симметричный, становится менее прижатым к поверхности модели там, где горит разряд.

Физическая модель неравновесной плазмы разряда в сверхзвуковом потоке

Рассмотрим физическую модель положительного столба разряда, полученную по данным [7—9]. Динамику нейтральной компоненты можно описать уравнениями:

$$\begin{aligned} \partial \rho_g / \partial t + \operatorname{div}(\rho_g v_g) &= 0, \quad \rho_g dv_g / dt = -\operatorname{grad} p_g + q + A, \\ n_g dE_g / dt &= -p_g \operatorname{div} v_g + S, \end{aligned}$$

где в отличие от обычных уравнений газодинамики присутствуют эффективная сила A и мощность нелинейного нагрева S , определяемые плазменными процессами. Здесь $n_g, \rho_g, p_g, v_g, E_g$ — газовая концентрация, плотность, давление, скорость, энергия поступательных и вращательных степеней свободы, соответственно; q — вязкостный член; $\rho_g = m_m n_g$, m_m — масса молекулы, $n_g = n_m + 0,5n_a$. В случае слабой ионизации $p_g = k_B(n_m + n_a) T_g$, $E_g = k_B T_g(5/2n_m + 3/2n_a)/n_g$ (k_B — постоянная Больцмана). Оценки при характерных параметрах плазмы (степень ионизации менее 10^{-4} , давление газа 30—500 торр, температура 150—3000 К, поле ~ 100 В/см) показали, что в данном случае сила A пренебрежимо мала. Для определения мощности нагрева газа S необходимо подробное описание процессов в плазме.

Функцию распределения электронов по энергиям f , необходимую для определения скоростей реакций в плазме, можно определить из кинетического уравнения:

$$\partial f / \partial t = \delta_F + \delta_{ee} + \delta_{ex} + \delta_{eV},$$

где члены $\delta_F, \delta_{ee}, \delta_{ex}, \delta_{eV}$ соответствуют получению энергии от поля, электрон-электронным столкновениям, возбуждению электронных и колебательных состояний

$$\delta_F = 2 / (3E^{1/2} m_e) (eF)^2 \partial \left[(E^{3/2} / v_{em}) \partial f / \partial E \right] / \partial E;$$

$$\delta_{ee} = (2 / E^{1/2}) \partial \left\{ E^{3/2} v_{ee} \left[f \int_0^E f E^{1/2} dE + (2/3) \partial f / \partial E \left(\int_0^E f E^{3/2} dE + E^{3/2} \int_E^\infty f dE \right) \right] \right\} / \partial E;$$

$$\delta_{ex} = \sum_v \sum_l \left[f(E + E_{vl}) v_{vl}(E + E_{vl}) (1 + E_{vl} / E)^{1/2} - v_{vl}(E) f(E) \right];$$

$$\delta_{eV} = \sum_v \sum_{v'} \left[f(E + E_{vv'}) v_{vv'}(E + E_{vv'}) (1 + E_{vv'} / E)^{1/2} - v_{vv'}(E) f(E) \right].$$

Здесь E — энергия электронов;

v_{em} — частота упругих электрон-молекулярных соударений, суммирование по всем колебательным v, v' и электронным l уровням;

v_{vl} и $v_{vv'}$ — частоты возбуждения l -го электронного (для переходов с изменением электронных и колебательных квантовых чисел) и v' -го колебательного уровней (для переходов с изменением лишь колебательных квантовых чисел);

E_{vl} и $E_{vv'}$ — соответствующие пороговые энергии.

При не очень больших отклонениях $f(E)$ от максвелловской

$$\delta_{ee} \approx (2 / E^{1/2}) \partial \left[E^{3/2} v_{ee} (f + T_e \partial f / \partial E) \right] / \partial E,$$

где T_e — эффективная температура электронов.

Неравновесность функции распределения в этом случае выражается в падении заселенности в энергетических диапазонах, в которых велики частоты неупругих соударений электронов (в воздухе — в области максимума сечения прилипания электронов к N_2 и у порогов ионизации и возбуждения электронных состояний). Это приводит к эффективному снижению скоростей указанных реакций. Соответствующие факторы можно также найти из приближенной формулы [7]

$$F_I \approx \left[(1 + 4C)^{1/2} - 1 \right] / \left[(1 + 4C)^{1/2} + 1 \right] / C,$$

где $2C$ — отношение частот соответствующих неупругих и упругих рассеяний, причем первые взяты при энергиях электронов $E = \Delta E + T_e$;

ΔE — пороговая энергия реакции.

При $C \Rightarrow \infty$ (малая степень ионизации) $F_I \approx 1/C$, при $C \Rightarrow 0$ (равновесие) $F_I \approx 1$.

Заселение метастабильных электронно-возбужденных уровней целесообразно рассчитывать отдельно.

Для точного учета колебательных степеней свободы надо находить функцию распределения по колебательным состояниям. Однако детальные вычисления при близких условиях [8] показывают, что эта функция близка к бoльцмановской с соответствующей колебательной температурой T_V , т. е. последняя является практически единственным показателем степени колебательного возбуждения. Ее можно определить из уравнения для концентрации колебательных квантов q_T [7]:

$$dq_T / dt = W_{eV} - W_{VT} - \Pi_u,$$

где $q_T = \sum V n_V \equiv n_m / [\exp(h\omega / T_V) - 1]$, n_V — концентрация молекул на V -м колебательном уровне;

T_V — колебательная температура; W_{eV} — частота накачки при e - V возбуждении.

Для азота и воздуха [7] имеем:

$$W_{eV} \equiv n_e n_m P_{01} \left\{ \exp(-h\omega / T_e) / [1 - \exp(-h\omega / T_e)]^2 - \exp(-h\omega / T_V) / [1 - \exp(-h\omega / T_V)]^2 \right\},$$

где P_{01} — вероятность возбуждения первого колебательного уровня;

W_{VT} — частота VT -девозбуждения.

Процессы V — V возбуждения и V — T переходов при высоких ($V \gg \alpha$) уровнях возбуждения учитываются членом

$$\Pi_\alpha = (4bQ / \Delta^3) n_0^2 \alpha^2 \exp(-2b\alpha^2 - 1), \quad \alpha = T_g / (2xT_V) + 0,5,$$

где $b = xh\omega / T_g$, n_0 можно определить из нормировки $\sum n_V = n_m$, $n_V = n_0 \exp(-2b\alpha V + bV^2)$, где суммирование производится, по крайней мере, от $V = 1$ до $V = \alpha$. Начальное условие для уравнения для T_V соответствует начальной газовой температуре $T_{V0} = T_V(t = 0) = T_{g0}$.

Функции распределения ионов и нейтралов можно считать близкими к равновесным и применять приближение сплошной среды, т. е. описывать плазму как смесь взаимодействующих газов электронов, ионов, нейтральных компонент на разных степенях возбуждения.

Если не обращать особое внимание на приэлектродные процессы, то целесообразно применять приближение квазинейтральности плазмы.

Баланс числа положительных ионов:

$$\partial n_i / \partial t + \text{div}(n_i v_i) = K_I - K_{DR},$$

где $K_I \sim n_e n_m$ — скорость ионизации (электронным ударом);

$K_{DR} \sim n_i n_m$ — скорость (диссоциативной) рекомбинации.

Баланс числа атомов:

$$dn_a / dt = K_a + K_{ii} + 2(K_D + K_{DR} - K_d),$$

где $K_D = \sigma_* n_e n_m$ — общее число возбуждений, приводящих к диссоциации;

$K_{ii} = \alpha_{+--} n_i n_-$ — число актов ион-ионной рекомбинации (приводящей к формированию атома и возбужденного иона);

$K_a = a_- n_e n_m$ — число актов диссоциативного прилипания;

$K_d = d_- n_a n_-$ — число актов ассоциативного отлипания;

σ_* , $\alpha_{+--} a_-$, d_- — эффективные сечения соответствующих реакций.

Баланс отрицательных ионов:

$$dn_- / dt = K_a - K_{ii} - K_d.$$

Баланс метастабильных электронно-возбужденных молекул:

$$dn_a / dt = K_{ex} - K_q,$$

где K_{ex} и K_q — скорости возбуждения и тушения.

Скорость ионного газа

$$v_i = v_g + \mu_i F - \text{grad}(D_a n_e),$$

где μ_i — подвижность ионов;

F — напряженность электрического поля;

D_a — коэффициент амбиполярной диффузии.

Электронная температура определяется уравнением

$$n_e dE_e / dt + p_e \text{div} v_e = -\text{div} \lambda_e \text{grad} T_e + S_F + S_R - S_{eT} - S_{ex} - S_{cV},$$

где E_e — кинетическая энергия электронов ($E_e = 1,5 T_e$);

λ_e — электронная теплопроводность;

$v_e = F \mu_e$ — скорость дрейфа электронов;

μ_e — их подвижность.

При данных условиях “гидродинамические” члены в левой части пренебрежимо малы;

S_{ex} — энергозатраты на возбуждение электронных состояний (в том числе вызывающих диссоциацию и ионизацию);

S_{eT} — затраты на упругие удары;

S_{cV} — затраты на возбуждение колебательных степеней свободы;

$S_F = \sigma F^2$ — мощность нагрева от электрического поля ($\sigma = e \mu_e \mu_e$ — электропроводность плазмы);

S_R — мощность нагрева от рекомбинации.

Мощность нагрева газа определяется с учетом кинетической энергии разлета продуктов реакций диссоциации, девозбуждения нижних и верхних колебательных уровней (при столкновениях с молекулами и атомами O и N), ступенчатой передачи возбуждения на верхние колебательные уровни, диссоциативной и ион-ионной рекомбинации, упругих электронных ударов и реакций с участием электронно- и колебательно-возбужденных состояний молекул:

$$S = S_{DT} + S_{VT} + S_{V'T} + S_{xT} + S_{RT} + S_{ii} + S_{cT} + S_{cxT}.$$

Среди последних есть (S_{cxT}) процессы, играющие значительную роль в тепловом балансе при рассматриваемых условиях, они описываются реакциями [8]:

$$\begin{aligned}
 N_2(A^3 \Sigma_u^+) + N_2(A^3 \Sigma_u^+) &\rightarrow N_2(X^1 \Sigma_g^+) + N_2(B^3 \Pi_g) + \Delta T \rightarrow \\
 &\rightarrow N_2(X^1 \Sigma_g^+) + N_2(A^3 \Sigma_u^+) + h\nu; \\
 N_2(A^3 \Sigma_u^+) + N_2(A^3 \Sigma_u^+) &\rightarrow N_2(X^1 \Sigma_g^+) + N_2(C^3 \Pi_u) + \Delta T \rightarrow \\
 \rightarrow N_2(X^1 \Sigma_g^+) + N_2(B^3 \Pi_g) + h\nu' &\rightarrow N_2(X^1 \Sigma_g^+) + N_2(A^3 \Sigma_u^+) + h\nu.
 \end{aligned}$$

Выражения для скоростей и сечений реакций можно найти в [7—9].

Электрическое поле F и ток (т. е. и скорость электронного газа) определяются уравнениями:

$$\text{rot } F = 0; \text{ rot } B = \mu_0 j; \text{ div } B = 0, \quad j = \sigma F,$$

следующими из уравнений Максвелла при $\partial/\partial t \approx 0$ и пренебрежимо малом магнитном числе Рейнольдса $Re_m = \mu_0 e n_e \mu_e v^* l^* \approx 10^{-3} \ll 1$, где v^* и l^* — характерные скорость среды и линейный размер.

Моделирование продольного разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха

Для облегчения задачи при рассмотрении продольного разряда газодинамическая и электрическая части задачи были упрощены при полной реализации вышеприведенного кинетического описания неравновесной слабоионизованной плазмы.

Рассматривается плазменный канал в сверхзвуковом продольном потоке. Предполагается равенство продольных скоростей плазмы и окружающего газа $v_g = v_\infty$. Давление в канале и в окружающем потоке считается выровненным. Если температура газа в канале определяется из кинетики реакций в плазме, то концентрация газа находится из уравнения состояния как $n_g = p_\infty / (k_B T_g)$. Распределение плотности тока по радиусу канала считается близким к П-образному, и если из эксперимента известны поперечный размер канала $2R$ и сила тока $I = 2\pi R j$, а электропроводность σ вычисляется из кинетических уравнений, то напряженность поля находится как $F = j/\sigma$.

Для описания процессов в окрестности оси плазменного канала применяется одномерное стационарное приближение, при этом:

баланс газовой энергии (поступательной и вращательной) принимает вид:

$$\partial T_g / \partial z = (2/7) S T_g / (p_\infty v_\infty),$$

баланс энергии электронов:

$$S_F = -S_R + S_{ex} + S_{eV},$$

баланс колебательных квантов:

$$\partial q_T / \partial z = (W_{eV} - W_{VT} - \Pi_\alpha - (q_T / n_g) \Delta_r) / v_\infty$$

(здесь и ниже член с $\Delta_r = v_\infty p_\infty / (k_B T_g^2) \partial T_g / \partial z$ появляется из-за радиального расширения при нагреве);

баланс положительных и отрицательных ионов, нейтральных атомов и электронно-возбужденных молекул:

$$\partial(n_i v_i) / \partial z = K_I - K_{DR} - (n_i / n_g) \Delta_r;$$

$$\partial(n_- v_-) / \partial z = K_\sigma - K_{ii} - K_d - (n_- / n_g) \Delta_r;$$

$$\partial n_a / \partial z = [K_a + K_{ii} + 2(K_D + K_{DR}) - (n_a / n_g)\Delta_r] / v_\infty;$$

$$\partial n_{ex} / \partial z = [K_{ex} - K_q - (n_{ex} / n_g)\Delta_r] / v_\infty;$$

динамика положительных и отрицательных ионов:

$$v_j = v_\infty + F\mu_j, \quad v_- = v_\infty - F\mu_j;$$

стационарное кинетическое уравнение (для определения электронной функции распределения, по которой из сечений вычислялись скорости реакций):

$$\delta_F + \delta_{ce} + \delta_{eV} + \delta_{ex} = 0$$

с приближенным описанием δ_{ce} и учетом возбуждения из основных состояний.

Применялись следующие граничные условия. В точке $z = 0$ (у переднего электрода) задавалась малая по сравнению с характерными значениями электронная концентрация $n_i(z = 0) = n_{i0}$, $n_{i0} > 0$ (причем результаты практически не зависели от конкретного значения n_{i0} из-за быстрого выхода n_j на самосогласованный уровень). Остальные граничные условия достаточно очевидны: $T_g(z = 0) = T_\infty$, $q_T(z = 0) = n_a(z = 0) = n_-(z = 0) = n_{ex}(z = 0) = 0$.

Описанная система неявных алгебраических и дифференциальных уравнений решалась численно с использованием методов Ньютона и Рунге-Кутты. В ближайшей окрестности (менее 1 % длины канала) точки $z = 0$, где резко нарастает n_j и быстро изменяются другие величины, расчетные шаги были выбраны в 30—300 раз мельче, чем в основной части канала. При вычислениях функции распределения электронов по энергиям применялась чисто явная схема. В ряде вычислений применялись соотношения для F_b , что не приводило к заметным изменениям результатов, но значительно ускорило вычисления.

Условия контрольных расчетов соответствовали эксперименту. В расчете задавались сила тока $I = 1,5$ А, число Маха потока $M = 6$, температура и давление газа в потоке $T_\infty = 36$ К, $p_\infty = 30$ торр, длина межэлектродного промежутка $L = 40$ мм. Согласно экспериментальным данным, поперечный размер канала $2R = 2,5$ —3 мм.

Отметим, что получено неплохое согласие расчетного и измеренного значений падения напряжения на разряде $\approx 1,7$ кВ (экспериментальные значения выше на ~ 300 В, что близко к величине катодного падения потенциала для пары железо — воздух). Результаты расчетов параметров плазмы по длине потока показаны на рис. 2.

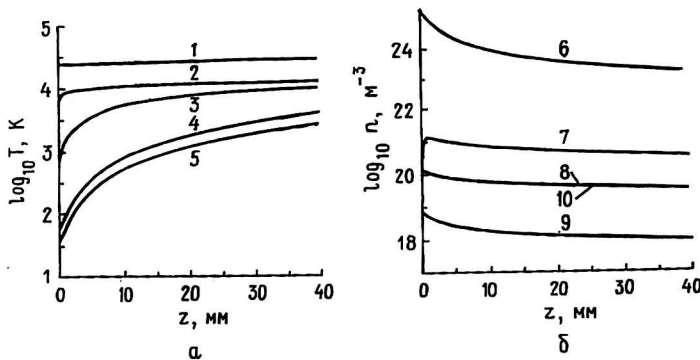


Рис. 2. Результаты расчета распределения температур (а) и концентраций (б) компонент плазмы вдоль потока при $p = 30$ торр и $T = 36$ К: 1 — температура электронов; 2 — температура возбуждения электронных уровней; 3 — колебательная температура; 4 — температура ионов; 5 — температура газа; 6 — концентрация молекул; 7 — концентрация возбужденных молекул; 8 — концентрация электронов; 9 — концентрация отрицательных ионов; 10 — концентрация положительных ионов

Видно, что в канале разряда имеются две зоны. Первая, расположенная у переднего электрода, относительно короткая (длиной 2—5 мм) и характеризуется большими градиентами всех величин. Именно в ней происходит большинство плазменных реакций, осуществляется основной энерговыдел. Вторая зона занимает весь остальной объем канала, скорости изменения параметров плазмы в ней значительно меньше. Отсюда следует, что форма и условия обтекания переднего электрода, определяющие параметры газа в первой зоне, могут заметно влиять на вольт-амперную характеристику разряда.

Число колебательных квантов может значительно превышать число молекул. В плазме присутствует большое количество электронно-возбужденных метастабильных молекул. При рассматриваемых условиях количество отрицательных ионов относительно невелико вследствие эффективной ион-ионной рекомбинации, т. е. концентрации электронов и положительных ионов практически совпадают.

Происходит значительный нагрев газа. Локальное значение числа Маха снижается от $M = 6$ до $M < 1$, т. е. течение плазмы может стать дозвуковым. При нагреве происходит рост молекулярной вязкости газа, что может оттянуть переход в турбулентный режим и тем самым снизить эффективную (молекулярную плюс турбулентную) вязкость потока. Это может влиять на характеристики обтекания тел таким газоплазменным потоком (в частности, на вязкостную составляющую лобового сопротивления).

Следует отметить, что отношение напряженности поля к концентрации газа F/n_m — параметр, определяющий эффективную температуру электронного газа — меняется по длине канала значительно слабее, чем поле и концентрация в отдельности (интересно, что поле повышено в первой зоне, но значение F/n_m здесь несколько ниже).

Концентрации электронов и положительных ионов также меняются по каналу относительно слабо (если не принимать в расчет микроскопическую зону у границы расчетной области, где происходит, видимо, согласование граничного условия по концентрации с решением).

Таким образом, приближенно можно считать, что электропроводность плазмы в канале разряда обратно пропорциональна плотности газа.

Коэффициенты F_v и F_{ex} (описывающие влияние отклонения электронной функции распределения от максвелловской на скорости возбуждения колебательных и электронных состояний, соответственно) меняются от 0,2—0,4 в первой зоне до ≈ 1 во второй примерно при тех же значениях F/n_m . Это является следствием того, что в данном случае, в отличие, например, от случая классического тлеющего разряда, параметры плазмы в поле существенно отклоняются от квазистационарных, определяемых параметром F/n_m .

О подобии систем плазменной аэродинамики и о возможностях моделирования натуральных условий

С помощью теории подобия [6] выше была проанализирована общая физическая модель, соответствующая широкому классу плазменных аэродинамических систем. При анализе принималось во внимание, что все упомянутые многочисленные реакции в плазме — двухчастичные, т. е. при подобном процентном соотношении компонент плазмы скорости реакций пропорциональны квадрату концентрации газа. Сложные энергетические зависимости сечений приводят к требованию сохранения локальных энергетических величин.

В результате получено условие подобия, предполагающее сохранение, кроме газодинамических критериев Re и M , еще и аналогов числа Кнудсена Kn_{ij} отражающих вероятность реакции для частиц сорта i при столкновениях с частицами сорта j за время жизни элемента массы потока в разряде, а также безразмерных (т. е. отнесенных, например, к средней энергии электронов) энергетических величин — всех температур, кинетической энергии молекул газа в потоке, пороговых энергий, а также параметра F/n_m , отвечающего за вклад энергии поля в электронную компоненту плазмы.

Как оказалось, остается одна степень свободы, т. е. масштабирование систем плазменной аэродинамики возможно. При этом должны сохраняться значения начальной температуры и скорости потока газа, химический состав газа (т. е. все сечения реакций и пороговые энергии) и напряжение на разряде; сила тока, общая мощность энергоклада, характерные времена должны меняться пропорционально характерному размеру L , а плотность газа, локальная напряженность электрического поля, плотность тока, концентрации частиц, давление в потоке, характерные частоты (например, при использовании ВЧ- или СВЧ-разряда) — обратно пропорциональны L .

Изменение характерного размера (например, при переходе от малоразмерной модели к полномасштабным аэродинамическим системам) при сохранении вышеуказанных условий должно приводить к полностью подобной плазменной системе с аналогичными функциями распределения частиц, температурами, скоростями, химическим составом, степенями возбуждения, с подобными распределениями давлений, концентраций, электрических полей, той же газодинамической структурой, коэффициентами лобового сопротивления и т. д.

Данное подобие может нарушаться, если в плазменной системе существенными становятся такие неучтенные в вышеописанной модели процессы, как трехчастичные столкновения (например, тройная рекомбинация), реабсорбция излучения плазмы (эти процессы важны при большой концентрации плазмы, что соответствует приближению к равновесному состоянию), силовое воздействие магнитных полей и др.

Таким образом, возможности такого масштабирования ограничены со стороны достаточно малых моделей, хотя это ограничение не очень жесткое. Однако практика модельных экспериментов в аэродинамических трубах характеризуется существенными отклонениями от подобия с натурными условиями. Как правило, плотность или давление потока воздуха в трубе близки к характерным натурным значениям, хотя для подобия (в частности, для сохранения Kn_{ij}) первые должны быть многократно выше, чем последние. Это, очевидно, меняет параметры плазмы в разряде, устойчивость разрядов, режимы обтекания и др.

Менее очевидно влияние существенного (до 2—10 раз относительно нормальных) понижения температуры воздуха в потоке, характерного для многих экспериментов в аэродинамических трубах. Для выяснения степени этого влияния на примере продольного разряда были проведены вычисления по физической модели неравновесной плазмы разряда в сверхзвуковом потоке. Некоторые результаты вычислений для двух режимов, отличающихся от рассмотренного выше случая криогенного потока повышенной начальной температурой газа при сохранении плотности начального потока воздуха или начального давления газа в потоке, представлены на рис. 3.

Видно, что разница начальных температур в сверхзвуковых потоках существенно влияет на критерии, определяющие режим течения плазмы несмотря на то, что температура газа в плазме достигает тысячи градусов и более, и можно

было бы ожидать “забывания” начального низкого уровня. Механизм этого влияния, например при сохранении плотности начального потока, связан с тем, что при нагреве газа до определенной температуры в криогенном потоке происходит гораздо большее разрежение, чем в теплом, так как оно пропорционально отношению конечной и начальной температур. В результате в теплом потоке относительно ниже значения F/η_m , уровень электронной температуры, меньше электропроводность, и все процессы идут не так интенсивно, как в криогенном потоке.

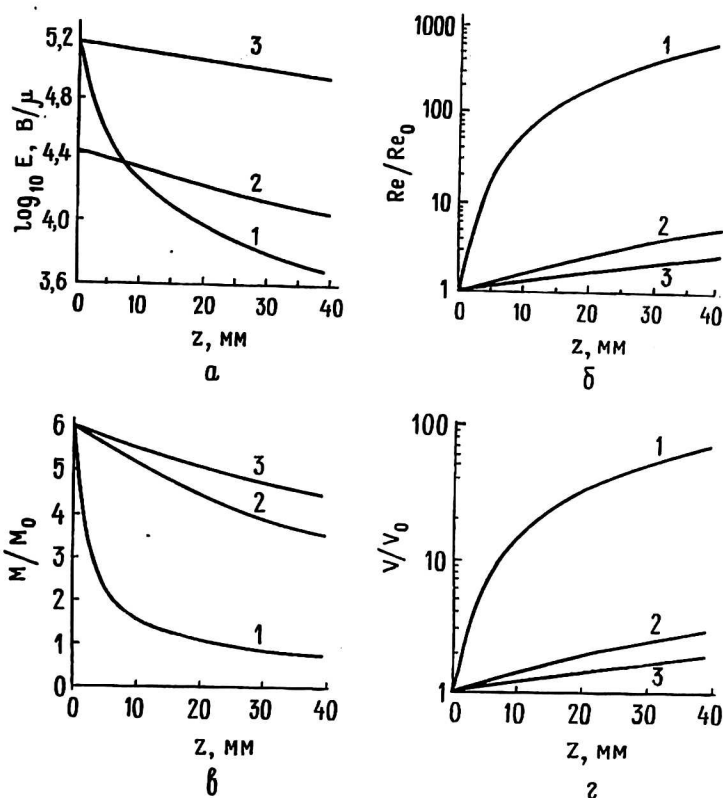


Рис. 3. Влияние начальных параметров потока на электрическое поле и режим течения плазмы:
 а — электрическое поле в плазме; б — число Рейнольдса; в — число Маха; г — удельный объем:

- 1 — $T = 36 \text{ K}$; $p = 30 \text{ торр}$; $N = 7,94 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$;
- 2 — $T = 300 \text{ K}$; $p = 30 \text{ торр}$; $N = 9,54 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$;
- 3 — $T = 300 \text{ K}$; $p = 250 \text{ торр}$; $N = 7,94 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$

Итак, для адекватного исследования на малоразмерных моделях условий натурных полномасштабных плазменных аэродинамических экспериментов необходимо использовать плотные и теплые сверхзвуковые потоки.

Литература

1. Пащенко Н. Т., Райзер Ю. П. Тлеющий разряд в быстром продольном потоке газа // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 5. С. 1086—1092.
2. Алферов В. И., Бушмин А. С., Калачев Б. В. Экспериментальное исследование свойств электрического разряда в потоке воздуха // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. Вып. 5(11). С. 1281—1287.
3. Chuvashov S. N., Ershov A. P., Liagushin B., Timofeev I., Timofeev V. Ambient Air Modification for Drag Reduction. Similarity Analysis Results for Modeling of Weakly Ionized Plasma Aerodynamics // Weakly Ionized Gases Workshop: Proc. Colorado: USAF Academy. 1997. P. M3—M17.

4. Chuvashov S. N., Ershov A. P., Klimov A. I., Leonov S. B., Shibkov V. M., Timofeev I. B. Flow Around Body and Characteristics of AC/DC Discharges in Plasma Aerodynamics Experiments//2-nd Weakly Ionized Gases Workshop: Proc. Norfolk, VA: NASA. 1998. P. 59—67.
5. Бровкин В. Г., Горыня А. А., Гуревич М. И., Климов А. И. и др. Взаимодействие СВЧ-плазмы с телами в сверхзвуковом потоке: Совещание "Перспективы МГД и плазменных технологий в аэрокосмических приложениях" — М.: ИВТ РАН, 1999. Аннот. докладов. С. 10—11.
6. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1977. — 438 с.
7. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982. — 376 с.
8. Зарин А. С., Кузовников А. А., Шибков В. М. Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. — М.: Нефть и газ, 1996. — 204 с.
9. Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Физическая электроника газоразрядных устройств. Плазменная электроника. — М.: Высшая школа, 1993. — 736 с.

KINETICS AND SCALING IN PLASMA AERODYNAMICS

A. P. Ershov, I. G. Zorina, B. I. Timofeev, S. N. Chuvashov
Moscow State University, Russia

Experiments on creation of longitudinal direct current discharge in hyper-sonic ($M=6$) airflow and simulation of such discharge are described. The possibility of scaling in plasma aerodynamics are shown on base of analysis of physical model. The transformations of similarity are established.