

ЛИТЕРАТУРА

1. Раушенбах Б. В., Токарь Е. Н. Управление ориентацией космических аппаратов. М.: Наука, 1974.
2. Архипов С. И., Носачев Л. В. и др. Исследование характеристик ионных датчиков ориентации летательного аппарата в потоке ионизированного газа. — Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 5.
3. Енютин Г. В., Скворцов В. В., Успенский А. А. Исследование влияния потенциала корпуса летательного аппарата на характеристики ионных датчиков ориентации. — Учен. зап. ЦАГИ, 1981, т. 12, № 1.
4. Скворцов В. В., Носачев Л. В. Исследование структуры следа за сферическими молекулами в потоке разреженной плазмы. — Космические исследования, 1968, т. 6, вып. 2.
5. Никитин В. Е., Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование характеристик камеры ионизации и свойств потока газоразрядного ионного источника. — ПМТФ, 1977, № 1.

УДК 933.95; 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Г. М. Жинжиков, В. В. Сахин
(Ленинград)

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям неравновесных процессов в сверхзвуковых потоках переохлажденной плазмы. Особенно интенсивно изучаются условия неравновесного заселения возбужденных состояний атомов и ионов плазмообразующего тела. В качестве рабочих тел в экспериментальных исследованиях используют чаще всего газы, при теоретических расчетах — пары легкоионизирующихся металлов, признанных перспективными рабочими телами плазмодинамических лазеров, прежде всего пары лития. Например, в сверхзвуковых струях плазмы наблюдалась инверсия заселенностей уровней водорода [1] и гелия [2], получена генерация излучения в сверхзвуковых струях плазмы аргона [3] и водорода [4]. Во всех экспериментах поток плазмы истекал из электродугового источника в разреженную среду при стационарном [1, 2] или квазистационарном [3, 4] режиме.

Экспериментальные исследования параметров плазмы в разреженных сверхзвуковых струях, генерируемых электродуговыми источниками, также обнаруживают сильную термическую и ионизационную неравновесность плазмы как в потоке, начиная со среза сопла [5], так и в дуговой камере источника плазмы [6].

Существенная начальная неравновесность плазмы, полученной дуговым разрядом (дуговой плазмы), осложняет анализ закономерностей изменения ее параметров в процессе последующего расширения. К настоящему времени, несмотря на интенсивные исследования (см., например, [7]), методы оценки параметров дуговой плазмы остаются весьма сложными.

В данной работе излагается инженерный метод оценки параметров термической плазмы, образованной дуговым разрядом постоянного тока при давлении в камере источника не выше 10^5 Па и температуре $T_0 = (2-20) \cdot 10^3$ К. Результаты оценки сравниваются с результатами экспериментальных исследований параметров дуговой плазмы.

Предлагаемый метод основан на следующих допущениях:

— плазма предполагается идеальной, двухтемпературной, состоящей из электронов, ионов и атомов с максвелловским распределением по скоростям и соответствующими температурами для электронов T_e и тяжелых частиц (атомов и ионов) T_0 ;

— в области дугового разряда параметры плазмы однородны;

— ионизационное равновесие в плазме соответствует температуре электронов T_e ;

— разрыв между температурами T_e и T_0 обусловлен только наличием электрического поля.

В такой постановке состояние плазмы, находящейся в электрическом поле дуги, может быть описано системой уравнений для термодинамически равновесной плазмы с привлечением соотношения, задающего неизотермичность плазмы в зависимости от напряженности электрического поля E . В качестве такого соотношения использовалось уравнение Фи в Кельнбурга [8], отражающее баланс энергии, приобретаемой элект-

ронами в электрическом поле дуги, и энергии, теряемой ими при упругих столкновениях с тяжелыми частицами.

Зависимость напряженности электрического поля E от параметров плазмы была определена в эмпирическом виде, полученном при обработке результатов экспериментального исследования электрического поля в дугах постоянного тока.

Система уравнений, описывающая состояние дуговой плазмы при принятых допущениях, имеет вид

$$(1) \quad p_0 = kT_0 n_g (1 + \alpha \Theta);$$

$$(2) \quad \frac{n_{e^{z+1}}}{n_z} = \frac{2g_{z+1}}{g_z} = \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} kT_e \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{I_z}{kT_e} \right);$$

$$(3) \quad n_e = \sum_{z=1}^n z n_z;$$

$$(4) \quad H_0 = \frac{1}{m_g} \left[\frac{5}{2} kT_0 (1 + \alpha \Theta) + \sum_{z=1}^n \frac{n_z}{n_g} I_{z-1} \right];$$

$$(5) \quad \frac{\Theta - 1}{\Theta} = \left(\frac{e \lambda_e E}{\frac{3}{2} kT_e} \right)^2 \frac{m_g}{4m_e};$$

$$(6) \quad E = E(j, p_0), \quad j = \sigma E,$$

где z — заряд иона; атому соответствует $z = 0$; $n_g = \sum_{z=0}^n n_z$ — суммарная концентрация тяжелых частиц; $\Theta = T_e/T_0$ — неизотермичность плазмы; $\alpha = n_e/n_g$ — степень ионизации плазмы; j — плотность тока через канал плазматрона диаметром d . Остальные обозначения общеизвестные.

Система уравнений (1)–(4) при условии $\Theta = 1$ описывает равновесный состав плазмы. Среднемассовая энтальпия плазмы H_0 и давление в дуговой камере источника p_0 предполагаются известными характеристиками источника и являются исходными величинами для определения остальных параметров плазмы.

При степени ионизации $\alpha \leq 10^{-4}$, характерной для дуговой плазмы, длина свободного пробега электрона λ_e определяется кулоновскими взаимодействиями практически для всех рабочих тел и зависит только от электронных параметров плазмы [7]:

$$(7) \quad \lambda_e = (n_e Q_{ee})^{-1} \simeq 1,7 \cdot 10^{10} \frac{T_e^2}{n_e}, \text{ м.}$$

При этих же условиях электропроводность σ плазмы может быть определена согласно Спитцеру тоже только через электронные параметры плазмы [7]:

$$(8) \quad \sigma = \frac{0,6 (kT_e)^{3,2}}{e^2 m_e^{0,5} \ln \Lambda}, \quad (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1},$$

где $\ln \Lambda = 6-8$ при $n_e \leq 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

В качестве зависимости (6) использовались эмпирические соотношения, полученные при обобщении результатов [9] для плазмы аргона:

$$E = 0,16 j^{0,5} p_0^{0,1}, \text{ В/м.}$$

Аналогичное соотношение получено для плазмы гелия при обобщении результатов [10, 11]:

$$E = 3,2 \cdot 10^{-2} j^{0,35} p_0^{0,5}, \text{ В/м.}$$

Эти результаты и обобщающие их зависимости представлены на фиг. 1, где точки 1 из [9], 2 из [10] и 3 из [11].

Исследование неравновесности дуговой плазмы паров легко ионизирующихся металлов как перспективных рабочих тел плазмодинамических лазеров представляет самостоятельный интерес. Однако информация об исследовании электрического поля дуги в плазме таких металлов при значительной плотности электронной компоненты $n_e \sim 10^{21} - 10^{22} \text{ м}^{-3}$ практически отсутствует. В [12] приведены вольт-амперные характеристики дугового плазмотрона, работающего на парах лития. Полагая величину приэлектродного падения напряжения порядка 2—7 В (получено авторами [12]) и используя вольт-амперные характеристики, можно определить зависимость типа (6) для плазмы лития:

$$E = 8,5 \cdot 10^{-2} j^{0,5} p_0^{0,15}, \text{ В/м.}$$

Полученные зависимости (6) справедливы для дуги постоянного тока в условиях плазмотрона при изменении тока дуги в диапазоне 100—800 А, диаметра канала плазмотрона $d = 0,4 - 2$ см, давления в дуговой камере плазмотрона $p_0 = (0,1 - 5) \cdot 10^5$ Па для аргона и гелия и $p_0 = 10^3 - 10^4$ Па для лития.

Таким образом, соотношения (5), (6) с учетом (7), (8) определяют взаимосвязь параметров плазмы от величины E .

Представленная система уравнений решена при фиксированных сочетаниях параметров торможения плазмы в диапазоне $p_0 = 10^3 - 10^5$ Па и $T_0 = (2 - 20) \cdot 10^3$ К.

Обсуждение результатов расчета. Неизотермичность дуговой плазмы (фиг. 2) определяется природой газа и величиной среднemasсовой температуры T_0 . В частности, с повышением потенциала ионизации I (от лития к гелию) неизотермичность плазмы возрастает. Следует отметить, что в исследованном интервале давлений при $T_0 \geq (3 - 4) \cdot 10^3$ К величина Θ практически не зависит от давления и может быть выражена как функция от температуры

$$(9) \quad \Theta = 0,44 I T_0^{-\kappa} \pm 0,1,$$

где потенциал ионизации в электронвольтах, температура в тысячах градусов Кельвина. Для лития $\kappa = 0,5$, для аргона $\kappa = 0,85$ и для гелия $\kappa = 0,9$.

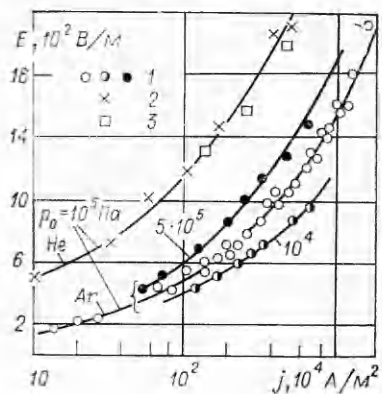
С уменьшением T_0 неизотермичность дуговой плазмы возрастает, а степень влияния давления на ее величину увеличивается, и при $T_0 \sim 2 \cdot 10^3$ К точность аппроксимаций (9) составляет 15—20%.

При повышении T_0 дуговая плазма становится изотермичной. Это состояние наступает при переходе плазмы к равновесному состоянию и соответствует температуре $T_{ор}$. Для гелия $T_{ор} \simeq 16 \cdot 10^3$ К, для аргона $\sim 12 \cdot 10^3$ К и для лития $\sim 5 \cdot 10^3$ К.

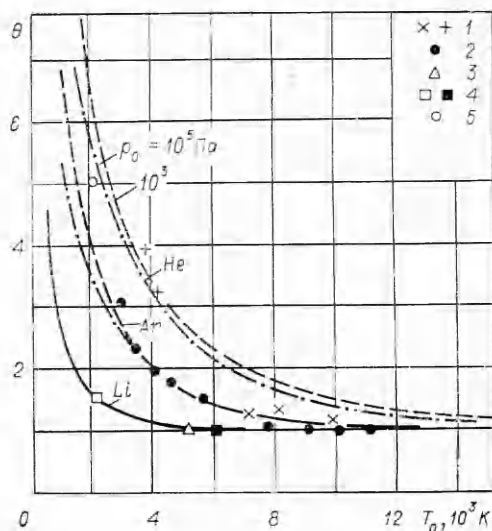
Анализ состава дуговой плазмы (фиг. 3—5) показывает, что величина $T_{ор}$ действительно соответствует переходу плазмы к равновесному состоянию (этот момент отмечен стрелкой). Равновесный состав плазмы получен при решении системы уравнений (1)—(4) и нанесен штриховой линией. Результаты расчета равновесного состава с точностью до 10—15% совпадают с результатами более точных расчетов [13].

Величина $T_{ор}$ при понижении давления незначительно возрастает (масштаб фиг. 2 не позволяет это показать). При атмосферном давлении переход плазмы всех исследованных рабочих газов в равновесное состояние наступает при $n_e \simeq 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Это качественно согласуется с распространенным в литературе мнением [8, 11], что при такой концентрации электронов их взаимодействие с тяжелыми частицами в плазме настолько эффективно, что плазма любого газового разряда заведомо должна быть равновесной.

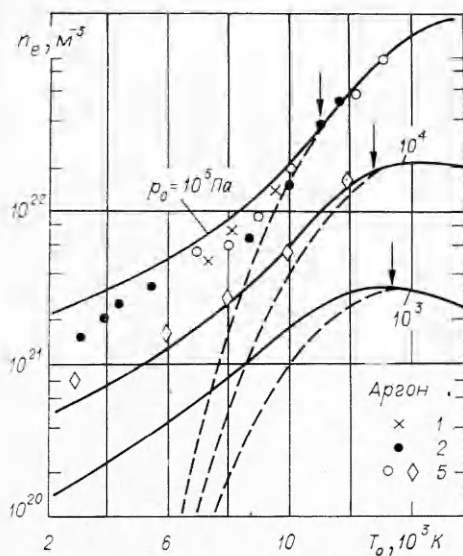
При уменьшении давления неизотермичность плазмы определяет сильную неравновесность плазмы по составу. Например, концентрация электронов в дуговой плазме при $T_0 \sim (2 - 3) \cdot 10^3$ К для всех исследованных газов превышает равновесное значение на порядок и более. При сред-



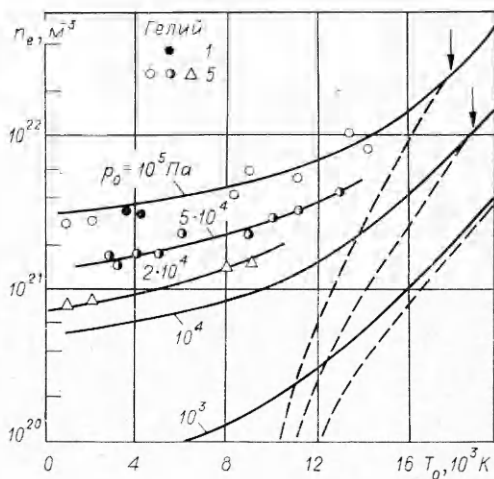
Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

немассовой температуре плазмы, превышающей величину T_{0p} , дуговая плазма становится равновесной.

Сравнение результатов расчета и эксперимента. В эксперименте авторами исследовались зондовыми методами закономерности распределения плотности электронов по оси сверхзвуковых струй плазмы аргона и гелия, генерируемых дуговым плазматроном постоянного тока в разреженную среду при давлении в дуговой камере плазматрона $p_0 = (0,1-1) \cdot 10^5$ Па и различной мощности дуги. Методика и результаты эксперимента изложены в [5].

Основной особенностью исследованных режимов истечения струй являлось требование «замороженности» состава плазмы при ее сверхзвуковом расширении в разреженную среду. Это требование выполняется в случае, если характерное время рекомбинации плазмы τ_r будет больше характерного времени τ_r изменения газодинамических параметров плазмы, определяющих скорость ее рекомбинации, т. е. $\tau_r \gg \tau_r$. В конечном итоге при выполнении этого условия можно получить соотношение (см. [5]), ограничивающее плотность плазмы на входе в сопло

$$(10) \quad n_{e*} \leq 4,5 \cdot 10^{10} T_0^{2,5} \left(\frac{\Theta}{\delta_*} \right)^{0,5}, \text{ м}^{-3},$$

где δ_* — характерный размер (диаметр) сопла в критическом сечении.

При выполнении условия (10), как показано в [5], характер распределения плотности электронов, начиная со среза сопла и вниз по оси струи соответствует распределению плотности идеального газа при разлете в пустоту из звукового сопла. Этот факт позволил рассчитать плотность электронов в дуговой камере плазмотрона как плотность торможения потока плазмы в предположении сверхзвукового истечения идеального газа. Полученные таким путем результаты нанесены на фиг. 2—4 (точки 5) в зависимости от давления торможения p_0 . Здесь же точками 1 нанесены результаты из [11], а точками 2 из [14], полученные при исследовании свободно горящей дуги в аргоне и гелии при атмосферном давлении.

Результаты экспериментального исследования плазмы лития в условиях дугового разряда нанесены на фиг. 2, 5 из [15] при $p_0 = 7 \cdot 10^2$ Па точками 3 и из [16] точками 4 при $p_0 = 1,5 \cdot 10^2$ Па (зачернено) и при $p_0 = 0,5 \cdot 10^2$ Па.

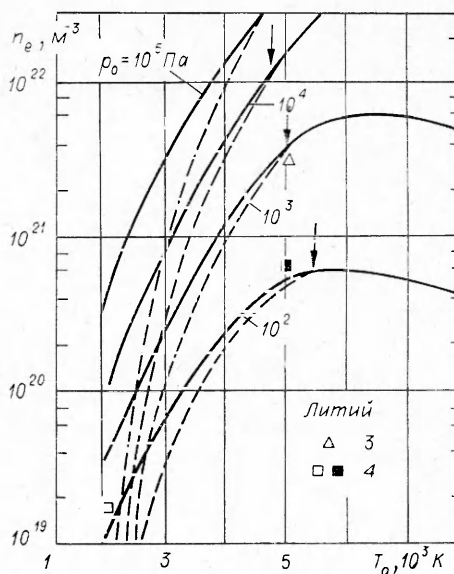
Сравнение результатов расчета и эксперимента по исследованию начальной неравновесности сверхзвукового потока дуговой плазмы низкой плотности показало, что в рассмотренных случаях предлагаемый метод оценки параметров в дуговой камере плазмотрона оказался весьма эффективным.

Интересно отметить, что данный метод расчета параметров дуговой плазмы не очень критичен к точности определения напряженности электрического поля в дуге. Так, с уменьшением неизотермичности плазмы выражение (5) вырождается и система уравнений становится аналогичной равновесному случаю. При сильной неравновесности (неизотермичности) плазмы из выражения (5) можно получить, что $n_e \sim T_e E$. Оценки показали, что при трехкратной ошибке в определении напряженности электрического поля реализуется 10%-ная ошибка в определении величины T_e и плотности электронов n_e .

Поступила 13 VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов Г. А., Назаров В. В., Павлова Н. О. Инверсия заселенностей уровней водорода в сверхзвуковой струе. — Оптика и спектроскопия, 1978, т. 44, вып. 1.
2. Жинжиков Г. М., Лукьянов Г. А. и др. Инверсия заселенностей уровней гелия при сверхзвуковом расширении плазмы. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 5.
3. Campbell E. M., Jahn R. G. et al. Recombination lasing in a magnetoplasmodynamic arc jet. AIAA Paper, N 77—242, 1977.
4. Hara T., Kodera K. et al. Quasi-steady laser oscillation in the recombining hydrogen plasma. — Japanese Journal of Applied Physics, 1980, vol. 19, N 10.
5. Лукьянов Г. А., Назаров В. В., Сахин В. В. Экспериментальное исследование особенностей сверхзвукового расширения струй плазмы электродугового источника. — ПМТФ, 1981, № 6.
6. Жинжиков Г. М., Лукьянов Г. А., Сахин В. В. Нарушение термодинамического равновесия в электродуговом источнике плазмы. — Изв. СО АН СССР, 1980, № 13, вып. 3.
7. Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена/Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск: Наука, 1977.
8. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961.
9. Клубник В. С., Пархоменко А. С. Результаты исследования энергетических характеристик аргоновой дуги в секционированном плазмотроне. — В кн.: Тезисы



Фиг. 5

- V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 1. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1972.
10. Даутов Г. Ю., Сазонов М. И. Исследование напряженности электрического поля в стабилизированных дугах.— В кн.: Генераторы низкотемпературной плазмы. М.: Энергия, 1969.
 11. Уленбуш, Фишер. Влияние диффузии и неравновесной населенности на состояние плазмы благородных газов в электрических дугах.— ТИИЭР, 1971, т. 59 № 4.
 12. Панкратов В. Г., Жулебин Л. И., Степанов В. Н. Расчет характеристик источника лития.— ТВТ, 1971, т. 9, № 2.
 13. Варгафтик Н. В. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1972.
 14. Колесников В. П. Дуговой разряд в инертных газах.— Труды ФИАН СССР. Физическая оптика, 1964, т. 30.
 15. Гречихина Л. И., Тюнина Е. С. Диагностика плазмы в условиях дугового разряда по спектру излучения лития.— ТВТ, 1967, № 5.
 16. Жирнов В. А., Потапов А. В., Тэтюхин Ю. А. Экспериментальное исследование продольного цилиндрического разряда в потоке плазмы лития.— В кн.: Тезисы IV Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Т. 1. Киев: Ин-т физики АН УССР, 1975.

УДК 533.13 + 536.46

О КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЯХ ГАЗА, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ

Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе

(Москва)

Многие природные и технологические процессы протекают в условиях развитой конвекции. Структура возникающих конвективных движений определяется предшествующей стадией процесса и зависит от способа возбуждения конвекции.

Ниже исследуются конвективные движения газа, формирующиеся в плоской области квадратного сечения при распространении скачка температуры (тепловой волны) вдоль нижней ее границы. Показано, что за порогом устойчивости системы по отношению к симметричным и несимметричным возмущениям в зависимости от скорости распространения волны возможны два стационарных решения, отвечающие одной или двухвихревой структуре конвекции. С помощью физических соображений получено приближенное выражение для границы, отделяющей области притяжения этих двух стационарных решений. С целью уточнения условия возникновения различных конвективных движений проведено численное моделирование развития конвекции на основе нестационарных двумерных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа. Установлены временные и энергетические характеристики обоих типов конвективных движений. Даны примеры использования предложенной модели, в которой движущийся с постоянной скоростью скачок температуры можно рассматривать как распространяющуюся вдоль поверхности катализатора или горючего волну экзотермической реакции, для описания некоторых газодинамических явлений при горении в закрытых объемах.

1. Пусть плоская квадратная область $0 \leq X, Y \leq L$ (X, Y — декартовы координаты) заполнена неподвижным газом, находящимся в равновесии в поле внешней силы (силы тяжести) при температуре T_0 . Внешняя сила направлена в сторону отрицательных Y . На горизонтальных границах области задана постоянная температура T_0 , боковые границы теплоизолированы.

В момент $t = 0$ вдоль нижней границы области от левой боковой границы к правой начинает распространяться с постоянной скоростью w скачок температуры, который устанавливает на ней повышенную температуру $T = T_s$. Распространение волны описывается нестационарным граничным условием

$$(1.1) \quad Y = 0, \quad T/T_0 = 1 + (\theta_s - 1)\Theta(wt - X),$$

где Θ — функция Хевисайда; $\theta_s = T_s/T_0 > 1$. В период $0 < t < t_B = L/w$ нестационарное граничное условие (1.1) приводит к возникнове-