

РАСЧЕТ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ С УЧЕТОМ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ. ДУГА В ВОДОРОДЕ ПРИ ДАВЛЕНИИ 100 атм

А. Т. Онуфриев, В. Г. Севастьяненко

(Москва, Новосибирск)

Изложен приближенный метод учета переноса энергии излучением при использовании реальных свойств газа, в частности коэффициента поглощения, зависящего от частоты, в условиях локального термического равновесия. С ростом давления необходимо учитывать реabsорбцию практически во всем спектре частот.

Приведен пример расчета цилиндрической электрической дуги, стабилизированной стенками канала, в водороде при давлении 100 атм для радиуса канала, равного 0,3, 1 и 3 см, при разных значениях силы тока до величины порядка 10^4 а. Показано сильное влияние излучения на вольт-амперную характеристику дуги, на значение температуры газа и характер ее распределения по радиусу дуги.

В тепловом балансе электрических дуг с большой величиной силы тока значительную, а иногда и преобладающую роль играет процесс переноса энергии излучением [1-3]. Теоретический расчет цилиндрической дуги в атмосфере аргона и водорода с учетом переноса энергии излучением проведен в работах [5,7]. Расчеты выполнены для атмосферного давления, при котором газ в дуге в основном прозрачен для излучения. Для реabsorbированной части излучения были сделаны приближенные оценки.

Роль излучения возрастает с ростом силы тока, радиуса дуги и величины давления. При этом реabsорбция захватывает все большую часть спектра. Поэтому необходимо выполнять расчет дуги в условиях, при которых газ в дуге непрозрачен для излучения.

В работах [10-13] был развит приближенный метод учета переноса энергии излучением при сильной реabsорбции применительно к задачам теплообмена в условиях локального термического равновесия с учетом изменения значения коэффициента поглощения с частотой. Условия локального термического равновесия для дуги в аргоне и водороде будут выполняться при давлении выше атмосферного и при силе тока, большей ~ 10 а [14-16]. На основе результатов работ [10-12] была рассчитана электрическая дуга в аргоне при атмосферном давлении, когда реabsорбция захватывает лишь переходы в основном состоянии. Роль излучения в процессе теплообмена при этом меньше роли кондуктивного переноса энергии. Расчеты подтвердили результаты работ [5,7].

С ростом давления возрастает роль переноса энергии излучением в энергетическом балансе дуги, а в излучении, в свою очередь, возрастает роль непрерывного спектра. Были проведены расчеты стабилизированной стенками канала цилиндрической дуги в атмосфере водорода при давлении, равном 100 атм, результаты которых приводятся в статье. В этом случае практически вся вкладываемая энергия теряется за счет излучения. На приводимом примере показан приближенный метод учета переноса энергии излучением.

Обозначения

ρ , T — плотность и температура газа,
 u — скорость,
 c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении,
 κ — коэффициент теплопроводности,
 σ — коэффициент электропроводности,
 x , r — цилиндрические координаты,
 R_0 — радиус канала,
 I — сила тока,
 E — напряженность электрического поля,

u_v^0 — равновесное значение плотности энергии излучения,
 u_v — значение плотности энергии излучения,
 ν — частота излучения,
 Φ — дивергенция плотности потока энергии, переносимой излучением,
 k_v — коэффициент поглощения,
 c — скорость света,
 ϵ_i — степень черноты i -й области спектра.

Символы усреднения: $\langle k' \rangle_i$ — среднее значение коэффициента поглощения в i -й области спектра, усредненное по правилу Планка;
 $\langle k'' \rangle_i$ — то же, усредненное по правилу Росселанда,

$$\langle k' \rangle = \int k_\nu u_\nu^\circ d\nu / \int u_\nu^\circ d\nu, \quad \langle k'' \rangle = \int \frac{du_\nu^\circ}{dT} d\nu / \int \frac{1}{k_\nu} \frac{du_\nu^\circ}{dT} d\nu$$

$$\varepsilon_i = u_i^\circ / \int_0^\infty u_\nu^\circ d\nu, \quad u_i^\circ = \int_{\Delta\nu_i} u_\nu^\circ d\nu, \quad u_i = \int_{\Delta\nu_i} u_\nu d\nu$$

$$\langle k \rangle = (\langle k' \rangle \langle k'' \rangle)^{1/2}$$

1. Расчет проведен для цилиндрической дуги, свойства которой не изменяются по длине. Величина напряженности электрического поля E постоянна вдоль оси дуги и по сечению. Предположено существование локального термического равновесия.

Решалось уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial x'} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 = \varphi \quad (1.1)$$

при следующих условиях:

$$r = 0, \quad \partial T / \partial r = 0, \quad r = R_0, \quad T = T_1 = 300^\circ \text{K}, \\ x' = 0, \quad T(0, r) = F(r) \quad (1.2)$$

при заданных радиусе канала R_0 и силе тока I . Здесь $F(r)$ — распределение температуры, заданное в начальном сечении, x' — значение координаты x , деленное на величину $\text{рис}_p = \text{const}$, что можно сделать, так как в данном случае гидродинамическая картина не влияет на результат. Величина напряженности электрического поля

$$E = I \left(2\pi \int_0^{R_0} \sigma r dr \right)^{-1}$$

Уравнение (1.1) решалось методом конечных разностей. Так как профиль температуры около стенки канала меняется очень резко, то вместо радиуса вводилась переменная, растягивающая область, прилегающую к стенке.

Счет проводился до наступления стационарного режима, о чем судили по изменению величины E , хотя профиль температуры вблизи стенки еще не устанавливался окончательно.

Определение состава газа проводилось по формулам химического равновесия с учетом снижения потенциала ионизации. Коэффициенты электропроводности σ и теплопроводности κ (с учетом переноса энергии ионизации) рассчитывались по зависимостям элементарной кинетической теории. Зависимости σ (сек^{-1}), кривая 1, и κ ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$), кривая 2, приведены на фиг. 1.

2. Величина дивергенции плотности потока энергии, переносимой излучением φ , подсчитывалась с учетом реальной зависимости коэффициента поглощения от частоты.

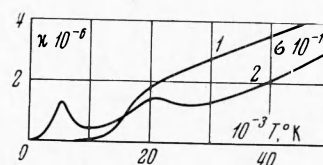
Весь спектральный интервал делится на ряд областей, в каждой из которых производится осреднение коэффициента поглощения по способу, указанному в работах [10–13]. Число областей, на которые нужно разбивать спектр, оказывается практически приемлемым. В случае небольшой плотности газа (атмосферное давление) реабсорбируются, как правило, пере-

ходы в основное состояние и ряд переходов в первое возбужденное состояние. Остальные части спектра прозрачны. Линии, в которых коэффициент поглощения одинаково зависит от температуры, можно объединить в группы [10-11]. В случае большой плотности газа (высокое давление) практически весь спектр реабсорбируется, однако большое снижение потенциала ионизации переводит почти весь дискретный спектр в непрерывный, а оставшиеся линии не играют большой роли из-за мощного непрерывного спектра.

Уравнение переноса излучения заменяется приближенной системой уравнений метода сферических гармоник. В настоящей работе использовано P_1 приближение (диффузионное приближение), точность которого проверена в работах [10-13].

В диффузионном приближении величина φ , которая входит в уравнение, находилась по формуле

$$\varphi = \sum_i \varphi_i = c \sum_i \langle k \rangle_i (u_i^\circ - u_i) \quad (2.1)$$



Фиг. 1

Суммирование производится по всем областям $\Delta\nu_i$, на которые разбит спектр. Для каждой области величина u_i определяется уравнением [17]

$$-\frac{1}{3\langle k \rangle_i} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{r}{\langle k \rangle_i} \frac{du_i}{dr} \right] = u_i^\circ - u_i \quad (2.2)$$

с граничными условиями

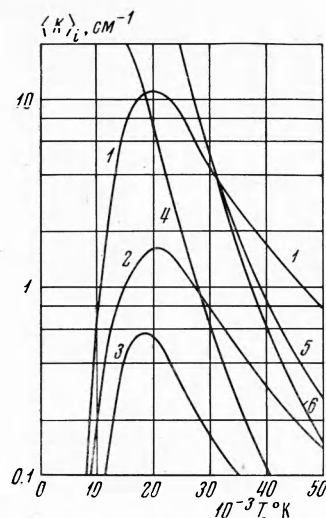
$$\begin{aligned} r = 0, \quad du_i/dr &= 0 \\ r = R_0, \quad -\frac{1}{3\langle k \rangle_i} \frac{du_i}{dr} &= \frac{u_i}{2} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Это уравнение решалось методом конечных разностей с использованием прогонки для каждой области частот.

При давлении 100 атм и температуре выше 10 000° K излучение в водороде испытывает существенную реабсорбцию практически во всем спектре. Чтобы рассчитать перенос энергии излучением при температуре в несколько десятков тысяч градусов, необходимо учесть всю спектральную область, важную в энергетическом отношении. Учитывался интервал частот от $2 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ до $5.4 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$. Большое снижение потенциала ионизации, достигающее до 2.5 эв, приводит к тому, что практически реализуются 1—2 возбужденных уровня.

Изменение сечения фотоионизации из основного состояния и с возбужденных уровней учтено по рекомендациям работы [18]. При этом для упрощения расчета сечения соответствующих процессов были продолжены в длинноволновую область спектра на максимальную величину, соответствующую температуре 20 000° K, и при других температурах сечение считалось таким же. Этим приближенно учитывается роль линий вблизи пороговых частот. Таким образом, при сделанных предположениях из дискретных переходов остается лишь первая линия серии Лаймана L_α . Контур этой линии рассчитан в ряде работ Колба, Грима и Шена. Обзор работ этих авторов и контуры линий водорода приведены в работе [19].

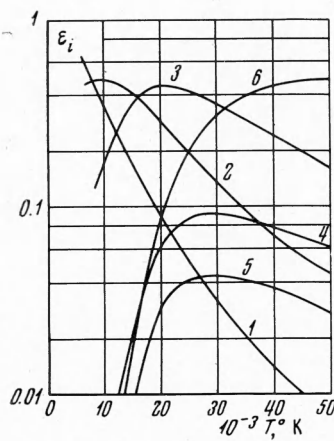
Исходя из допустимой погрешности в несколько процентов, весь учитываемый участок спектра был разбит на области 1, ..., 6 (фиг. 7). Области 1, 2, 3 охватывают участок спектра от $2 \cdot 10^{14}$ до $2.2 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, связанный с рекомбинацией на возбужденные уровни, свободно-свободными переходами в полях протонов и отрицательных ионов и с фотоотрывом от отрицательных ионов. Коэффициент поглощения всех этих процессов мал при низких температурах, так что излучение, которое существенно реабсорбируется в ядре дуги, практически не задерживается в периферийных слоях холодного газа.



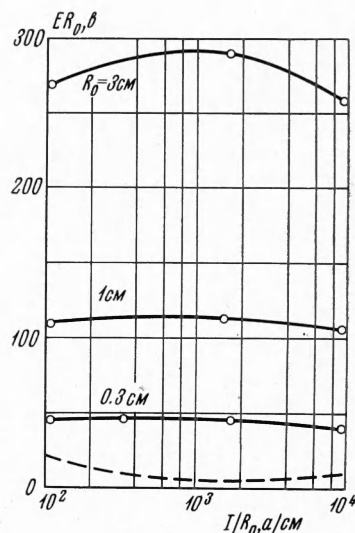
Фиг. 2

области спектра. Величины $\langle k \rangle_i$ для областей 4—6 монотонно падают с повышением температуры. Излучение, выходящее из ядра дуги в этих интервалах спектра, реабсорбируется в холодных слоях газа. На фиг. 3 показано поведение в зависимости от температуры степени черноты ϵ_i для соответствующих областей спектра.

3. *Результаты расчетов.* Расчеты проведены для радиуса канала, равного 0,3, 1 и 3 см, для различных величин силы тока. На фиг. 4 приводятся обобщенные вольт-



Фиг. 3

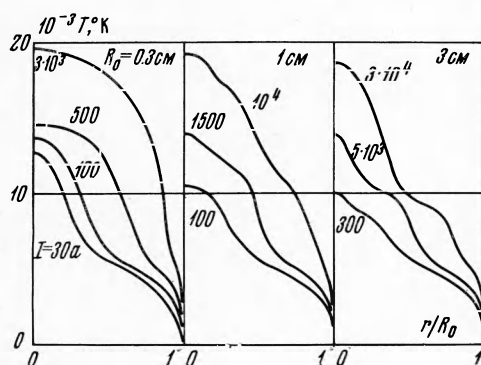


Фиг. 4

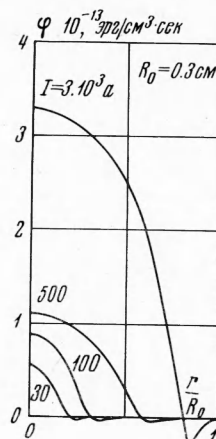
амперные характеристики $ER_0 = f(I/R_0)$. Пунктирная кривая — расчет без учета переноса энергии излучением; кривая 1 — расчет для радиуса канала $R_0 = 0.3 \text{ см}$; кривая 2 — $R_0 = 1 \text{ см}$; кривая 3 — $R_0 = 3 \text{ см}$. На характеристиках кружками нанесены значения температуры на оси дуги: кривая 1 (слева направо) — 12 000, 14 000, 16 000, 20 000° K; кривая 2 — 11 000, 14 000, 18 000° K; кривая 3 — 10 000, 14 000, 18 000° K.

На фиг. 5 показаны профили температуры в дуге для соответствующих значений радиуса канала. Цифры около кривых обозначают величину силы тока в амперах.

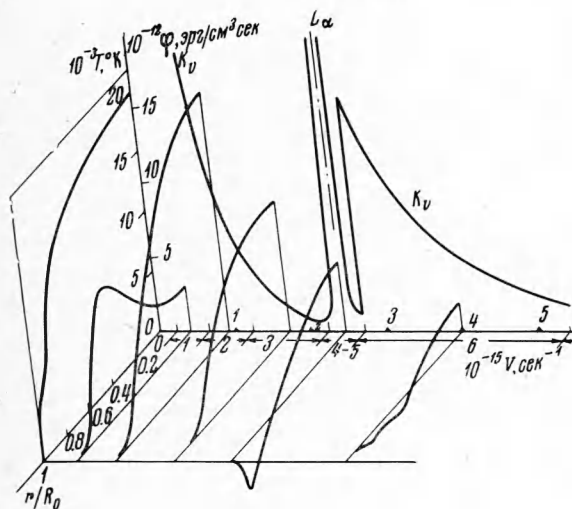
На фиг. 6 для примера показано поведение величины дивергенции плотности потока энергии, переносимой излучением Φ , в зависимости от расстояния от оси дуги для $R_0 = 0.3$ см и для ряда величин силы тока. Представляет интерес поведение величины



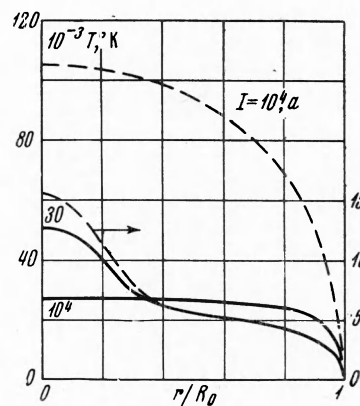
Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7

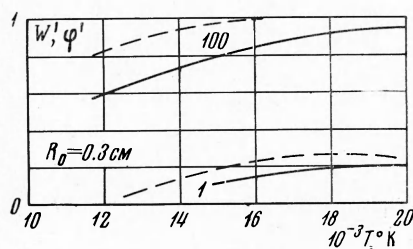


Фиг. 8

φ_i в каждой области спектра. Значения φ_i для всех областей частот показаны в одинаковом масштабе на фиг. 7 для $R_0 = 0.3$ см и при $I = 3000$ а. Там же показан профиль температуры и схематически изображено поведение коэффициента поглощения в зависимости от частоты.

Несколько большую роль играет перенос энергии излучением в тепловом балансе дуги и в формировании профиля температуры можно судить по данным расчета, показанным на фиг. 8. Для $R_0 = 0.3$ см показаны два профиля температуры при силе тока 30 а (шкала температур справа) и для 10 000 а (шкала температур слева), рассчитанные с учетом излучения (сплошные кривые) и без учета излучения (пунктирные кривые).

Если при $I = 30$ а температура на оси падает на небольшую величину и профиль температуры изменяется довольно



Фиг. 9

слабо, то при $I = 10\,000$ а профиль температуры изменяется очень сильно.

На фиг. 9 для $R_0 = 0.3$ см показана величина отношения мощности, теряемой единицей длины дуги за счет излучения W , к вкладываемой мощности IE : $W' = W/IE$ (сплошная кривая) и величины $\varphi' = \varphi_0 / \sigma_0 E^2$ (пунктирная кривая), характеризующей роль излучения вблизи оси, в зависимости от значения температуры газа на оси дуги; φ_0 и σ_0 — значения на оси канала. Уже при $R_0 = 0.3$ см большая часть энергии переносится за счет излучения. При больших значениях радиуса канала роль излучения еще больше. Цифры у кривых обозначают величину давления в атмосферах. Результаты расчетов для давления, равного одной атмосфере, взяты из работы [5].

Изложенная методика расчета дуги с учетом переноса энергии излучением может быть использована и для расчета дуги в атмосфере других газов. Авторы благодарят Л. М. Ветлущую и В. Н. Ветлущего за помощь при проведении расчетов.

Поступила 21 XI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Emmons H. W., Land R. I. Poiseuille Plasma Experiment. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No 12, p. 1489—1500.
2. Schmitz G., Patt H. T. Die Bestimmung von Material funktion eines Stickstoffplasma bei Atmosphärendruck bis 15 000° K. Zs. Phys., 1963, B. 171, No. 4, s. 449.
3. Асиновский Э. И., Кириллин А. В. Опытное определение коэффициента теплопроводности плазмы аргона. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, вып. 5, стр. 677—685.
4. Князев Ю. Р., Митин Р. В., Петренко В. И., Боровик Е. С. Излучение аргоновой дуги высокого давления. ЖТФ, 1964, т. 34, вып. 7, стр. 1224—1230.
5. Ветлущий В. Н., Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. Расчет цилиндрической электрической дуги с учетом переноса энергии излучением. Сб. «Низкотемпературная плазма», Тр. Междунар. симпоз. по свойствам и применению низкотемп. плазмы при XX Междунар. конгрессе по теоретической и прикладной химии, Москва, июль 15—17, 1965, «Мир», 1967, стр. 395—407.
6. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. Капиллярный разряд, как источник плазмы для ее количественных исследований. Сб. «Низкотемпературная плазма», «Мир», 1967, стр. 432—441.
7. Ветлущий В. Н., Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. Расчет электрической дуги в аргоне, стабилизированной стенками, с учетом переноса энергии излучением. ПМТФ, 1965, № 4, стр. 71.
8. Ромишевский Е. А. Пограничные слои и стабилизированный газовый разряд при диффузионном характере излучения. Инж. ж., 1962, т. 2, № 1, стр. 170—174.
9. Князев Ю. Р., Боровик Е. С., Митин Р. В., Петренко В. И. Импульсная дуга высокого давления в гелии и водороде. ЖТФ, 1967, т. 37, вып. 3, стр. 528—532.
10. Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. Перенос лучистой энергии в спектральных линиях с учетом реабсорбции. ПМТФ, 1966, № 2, стр. 122.
11. Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. О расчете переноса энергии излучением в спектральных линиях. ПМТФ, 1967, № 1, стр. 125.
12. Onufriev A. T., Sevastyanenko V. G. The influence of radiation energy transport accounting for self-absorption on heat transfer process for an electric arc in turbulent argon flow. Proceed 3-rd International Heat Transfer Conference, Chicago, Illinois, 1966, vol. 5, N. Y. American Institute Chemical Engrs., 1966.
13. Воронина И. С., Замураев В. П., Севастьяненко В. Г. Расчет переноса энергии излучением в непрерывном спектре с учетом изменения коэффициента поглощения по частоте при наличии реабсорбции. ПМТФ, 1968, № 1.
14. Колесников В. Н. Дуговой разряд в инертных газах. Тр. ФИАН, 1964, т. 30, стр. 66—158.
15. Лагерьков А. Н. Об условиях применимости локального термодинамического равновесия. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 3, стр. 305.
16. Воробьев В. С. Влияние реабсорбции излучения на отклонение от термодинамического равновесия. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 4, стр. 494.
17. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
18. Биберман Л. М., Норман Г. Э. Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы. Усп. физ. н., 1967, т. 91, вып. 2, стр. 193.
19. Соболевман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., Физматгиз, 1963.