

УДК.533.932

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ И ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

О.С. ТОРОСЯН, М.К. МУСАХАНЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 мая 2004 г.)

Теоретически исследовано пространственное распределение температуры газа в цилиндрической разрядной трубке с учетом теплоотвода, как за счет теплопроводности газа, так и за счет теплообмена с окружающей средой. На основании полученных результатов показана возможность экспериментального определения коэффициента теплопередачи газоразрядной плазмы и радиального профиля плотности электронов, плотности разрядного тока и источников тепловыделения.

Тепловой режим газоразрядной плазмы имеет важное значение для кинетики процессов, протекающих в ней и, следовательно, для ее физических свойств. В частности, сильный разогрев препятствует усилению акустических волн в газоразрядной плазме [1,2], а также приводит к срыву лазерной генерации в тлеющем разряде [3,4]. Пространственное распределение температуры газа в разрядной трубке определяется мощностью тепловыделения за счет разрядного тока (джоулев нагрев) и процессов теплоотвода, приводящих к диссипации этой энергии. Обычно, при исследовании теплового режима газоразрядной плазмы считается, что теплоотвод определяется только теплопроводностью газа [4,5]. Однако, на основе теоретических исследований пространственного распределения температуры газа [1] можно заключить, что теплопроводность не может обеспечивать достаточный теплоотвод, так как температура газа при этом должна быть слишком высокой, что препятствует усилению звука, а также противоречит экспериментальным данным [6] по измерению температуры газа. Поэтому можно заключить, что тепловой баланс положительного столба газового разряда должен определяться не только теплопроводностью, но и энергообменом плазмы с окружающей средой.

В данной работе нами подробно исследовано радиальное распределение температуры газа в разрядной трубке с цилиндрической симметрией с учетом теплоотвода как за счет теплопроводности газа, так и за счет энергообмена с окружающей средой.

Отметим, что газоразрядная плазма, будучи термодинамически неравновесной, одновременно является и пространственно неоднородной средой

[4]. Поэтому при исследовании распределения температуры газа мы задаем распределение плотности электронов и, следовательно, распределение плотности разрядного тока и удельной мощности тепловыделения в газе параметрически, с целью выяснения реакции температурного поля в разрядной трубке на изменение этих распределений. Для определенности отметим, что, так как плотность электронов, плотность разрядного тока и удельная мощность тепловыделения связаны друг с другом линейной зависимостью, то эти величины обладают одинаковым характером или профилем радиального распределения. Показано, что на основании полученных результатов возможно экспериментальное измерение как коэффициента теплопередачи, так и профиля разрядного тока.

Рассмотрим тепловой баланс плазмы газового разряда, предполагая, что теплоотвод определяется как теплопроводностью, так и теплообменом с окружающей средой. Тогда стационарное уравнение баланса тепла газового компонента плазмы в цилиндрической разрядной трубке будет иметь вид

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\chi(T) r \frac{dT}{dr} \right) + Q(r) - L = 0, \quad (1)$$

где $\chi(T)$ – коэффициент теплопроводности газа, $Q(r) = i(r)E$ – удельная мощность тепловыделения, $i(r)$ – плотность разрядного тока, E – продольная компонента напряженности электрического поля в разряде, L – мощность теплоотвода в окружающую среду, приходящаяся на единицу объема плазмы. Будем считать, что теплопередача между разрядной трубкой и окружающей средой определяется как произведение

$$q = \alpha(\bar{T} - T_c), \quad (2)$$

где q – плотность потока тепла через поверхность трубки, α – так называемый коэффициент теплопередачи, \bar{T} и T_c – характерные температуры трубки и окружающей среды, соответственно. В данном случае \bar{T} – средняя по объему температура трубки, T_c – средняя температура среды в ближайшем окружении трубки:

$$\bar{T} = \frac{2}{R_0^2} \int_0^{R_0} r T(r) dr, \quad (3)$$

где R_0 – радиус разрядной трубки.

Вычислив скорость потерь энергии через поверхность трубки посредством теплопередачи с помощью (2) и разделив на объем трубки, получим выражение для L :

$$L = \frac{2\alpha}{R_0} (\bar{T} - T_c). \quad (4)$$

Далее, полагая, что распределение электронной плотности по сече-

нию определяется решением Шоттки уравнения баланса заряженных частиц [7], для распределения объемной интенсивности источников тепла $Q(r)$ будем иметь бесселевый радиальный профиль:

$$Q(r) = Q_0 J_0 \left(\frac{2.4r}{R_0} \right). \quad (5)$$

Подставляя (4) и (5) в уравнение (1) и полагая степенную температурную зависимость для коэффициента теплопроводности $\chi(t) = aT^n$, где константы a и n зависят от сорта газа (причем n – близкая к единице величина), получим:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT^{n+1}}{dr} \right) = -\frac{n+1}{a} J_0 \left(\frac{2.4r}{R_0} \right) + \frac{2\alpha(n+1)}{aR_0} (\bar{T} - T_c). \quad (6)$$

Решение этого уравнения, конечное при $r=0$ и удовлетворяющее условию $T = T_0$ при $r = R_0$, есть

$$T(r) = T_0 \left\{ 1 + \frac{0.13(n+1)Q_1 J_0(2.4r/R_0)}{aT_0^{n+1}} - \frac{(n+1)\alpha R_0 (\bar{T} - T_c)}{2aT_0^{n+1}} \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) \right\}^{\frac{1}{1+n}}, \quad (7)$$

где $Q_1 = IE = 1.35Q_0 R_0^2$ – мощность, выделяемая на единице длины разрядной трубки, I – разрядный ток. Заметим, что найденное распределение температуры зависит от ее среднего значения \bar{T} , которое в свою очередь определяется температурой $T(r)$ согласно соотношению (3). Умножив уравнение (7) на r и интегрируя по dr в пределах 0 до R_0 , с учетом (3) и после элементарных преобразований находим уравнение для определения \bar{T} :

$$\bar{T} = 2T_0 \int_0^1 \left\{ 1 + \frac{0.13(n+1)Q_1 J_0(2.4x)}{aT_0^{n+1}} - \frac{(n+1)\alpha R_0 (\bar{T} - T_c)}{2aT_0^{n+1}} (1 - x^2) \right\}^{\frac{1}{1+n}} x dx. \quad (8)$$

Из соотношения (7) можно получить выражение для перепада температур между осью и стенками разрядной трубки:

$$T(0) - T_0 = T_0 \left\{ 1 + \frac{0.13(n+1)Q_1}{aT_0^{n+1}} - \frac{(n+1)\alpha R_0 (\bar{T} - T_c)}{2aT_0^{n+1}} \right\}^{\frac{1}{1+n}} - T_0. \quad (9)$$

Уравнения (7)-(9) позволяют исследовать температурное поле в разрядной трубке с учетом теплоотвода за счет теплопроводности и обмена энергией с окружающей средой для случая бесселевого радиального профиля удельной мощности тепловыделения. Кроме того, считается, что выделяемое джоулево тепло полностью передается от электронного компонента плазмы к нейтральному, т.е. пренебрегается долей энергии, уносимой излучением.

Рассмотрим теперь более общий случай, когда распределение плотности тока $I(r)$, а следовательно, и удельная мощность тепловыделения зада-

ются параметрически – параметром, определяющим форму (профиль) распределения по сечению трубки. Используем параболический профиль для $Q(r)$, полагая, что

$$Q(r) = Q_0 \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right)^\nu, \quad (10)$$

где ν – характерный параметр, определяющий остроту распределения (peaking parameter), а Q_0 связан с мощностью тепловыделения, приходящейся на единицу длины разрядной трубки Q_1 следующим образом:

$$Q_0 = \frac{(\nu+1)Q_1}{\pi R_0^2} = \frac{(\nu+1)IE}{\pi R_0^2}. \quad (11)$$

Подставляя (10) в уравнение (1) и решая с учетом (3), (4), (11) и граничных условий ($T = T_0$ при $r = R_0$ и T конечна при $r = 0$) при целом неотрицательном ν , получим следующие выражения для радиального распределения $T(r)$, среднего значения \bar{T} и перепада температур между осью и стенками разрядной трубки $T(0) - T_0$:

$$T(r) = T_0 \left\{ 1 - \frac{(n+1)\alpha R_0(\bar{T} - T_c)}{2aT_0^{n+1}} \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) + \frac{(n+1)(\nu+1)Q_1}{\pi a T_0^{n+1}} \sum_{k=0}^{\nu} \frac{(-1)^k C_\nu^k}{(2k+2)^2} \left(1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^{2k+2} \right) \right\}^{\frac{1}{1+\nu}}, \quad (12)$$

$$\bar{T} = T_0 \int_0^1 \left\{ 1 - \frac{(n+1)\alpha R_0(\bar{T} - T_c)}{2aT_0^{n+1}} (1-x) + \frac{(n+1)(\nu+1)Q_1}{\pi a T_0^{n+1}} \sum_{k=0}^{\nu} \frac{(-1)^k C_\nu^k}{(2k+2)^2} (1-x^{k+1}) \right\}^{\frac{1}{1+\nu}} dx, \quad (13)$$

$$T(0) - T_0 = T_0 \left\{ 1 - \frac{(n+1)\alpha R_0(\bar{T} - T_c)}{2aT_0^{n+1}} + \frac{(n+1)(\nu+1)Q_1}{\pi a T_0^{n+1}} \sum_{k=0}^{\nu} \frac{(-1)^k C_\nu^k}{(2k+2)^2} \right\}^{\frac{1}{1+\nu}} - T_0. \quad (14)$$

Уравнения (12) и (14) позволяют легко определить радиальное распределение и перепад температур в разряде, если известно решение уравнения (13) относительно \bar{T} . Мы провели подробный численный анализ уравнений (13) и (14) для случаев $\nu = 0, 1, 2$. Случай $\nu = 0$, как следует из соотношения (10), соответствует однородному распределению: $Q(r) = Q_0$. Результаты этих расчетов представлены на рис.1-6. Отметим, что при проведении расчетов мы полагали $n=1$ и $T_c = T_0$, а для коэффициента теплопроводности a использовали значение $a = 5.5 \cdot 10^{-5}$ Вт/МК², которое приблизительно соответствует значению для газа аргона. Отметим также, что в случаях $\nu = 0$ и 1 можно провести аналитически интегрирование в (13) и получить алгебраическое уравнение для определения \bar{T} , а для случая $\nu \geq 2$ уравнение (13) следует решить численно. Из сравнения зависимостей \bar{T} и $T(0) - T_0$ от параметров a , Q_1 и R_0 на рис.1-3 и 4-6, соответственно, можно видеть, что средняя температура слабо чувствительна к характеру распределения удельной мощности тепловыделе-

ния, т.е. слабо зависит от ν , тогда как зависимость перепада температур от ν существенна. Из соотношений (8),(9),(13) и (14) можно видеть, что при $\alpha = 0$ как средняя температура, так и перепад температур не зависят от радиуса трубки и определяются величиной вводимой мощности Q_1 . Однако, при $\alpha \neq 0$ возникает зависимость \bar{T} и $T(0)-T_0$ от R_0 . Это видно также на рис.1, где приведены зависимости \bar{T} от α при двух значениях R_0 . При этом, при фиксированных значениях остальных параметров, чем меньше R_0 , тем больше \bar{T} и $T(0)-T_0$ в разрядной трубке.

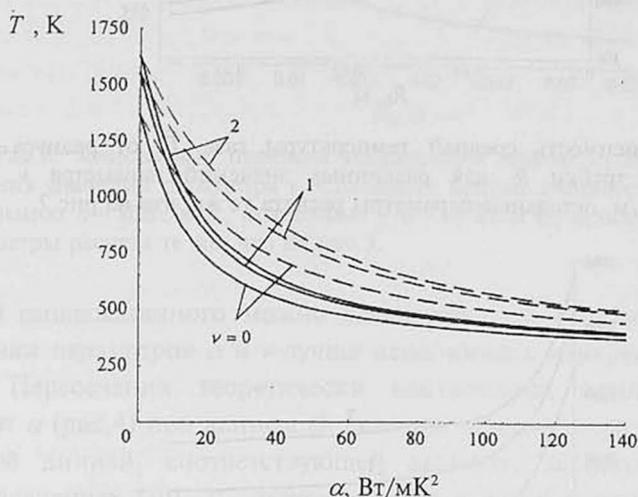


Рис.1. Зависимость средней температуры газа \bar{T} от коэффициента теплопередачи α для различных значений параметра ν . Сплошные кривые соответствуют значению $R_0 = 0.02\text{м}$, штриховые — $R_0 = 0.01\text{м}$. Значения остальных параметров: $Q_1 = 1380\text{Вт/м}$, $T_0 = 300\text{К}$.

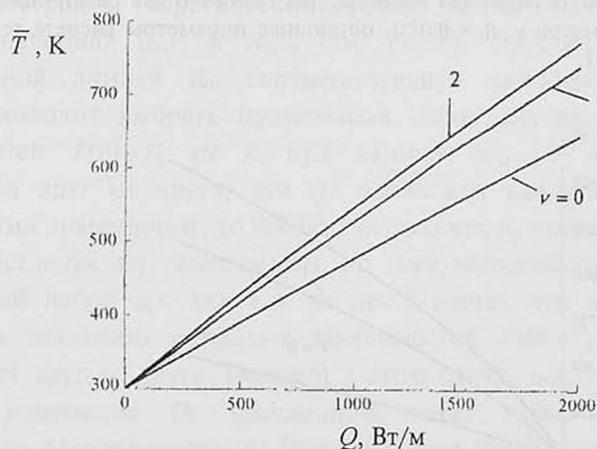


Рис.2. Зависимость средней температуры газа \bar{T} от мощности тепловыделения, приходящейся на единицу длины разрядной трубки Q_1 , для различных значений параметра ν . Значения остальных параметров: $\alpha = 80\text{Вт/м}^2\text{К}$, $R_0 = 0.01\text{м}$, $T_0 = 300\text{К}$.

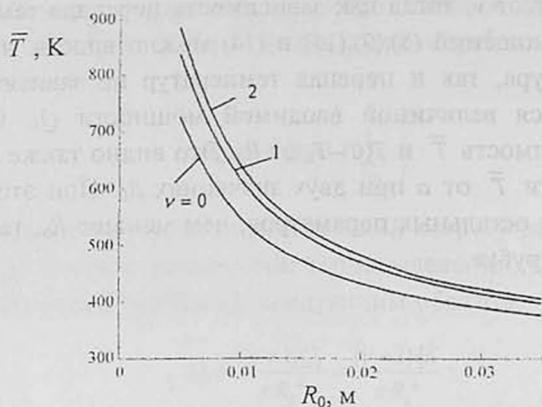


Рис.3. Зависимость средней температуры газа \bar{T} от радиуса разрядной трубки R_0 для различных значений параметра ν . $Q_1 = 1400 \text{ Вт/м}$, остальные параметры расчета те же, что на рис.2.

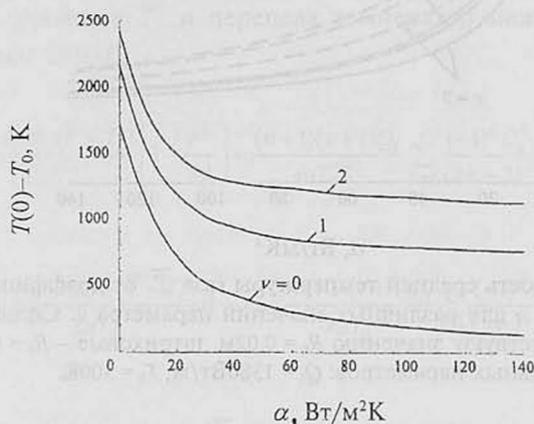


Рис.4. Зависимость перепада температуры газа от α для различных значений параметра ν . $R_0 = 0.02 \text{ м}$, остальные параметры расчета те же, что на рис.1.

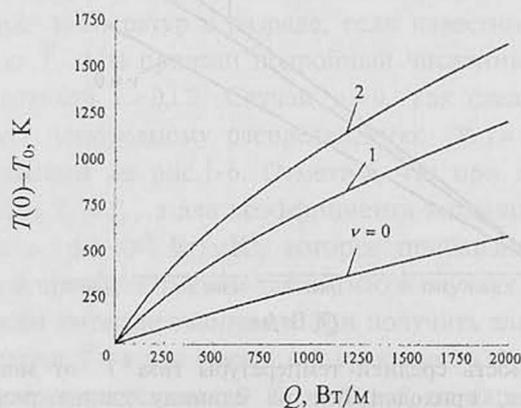


Рис.5. Зависимость перепада температуры газа от Q_1 для различных значений параметра ν . Параметры расчета те же, что на рис.2.

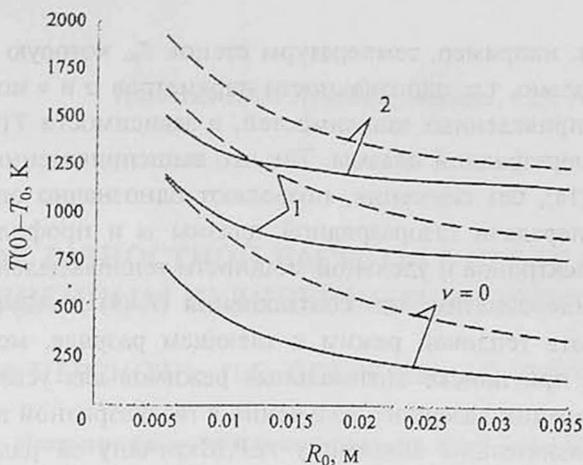


Рис.6. Зависимость перепада температуры газа от R_0 для различных значений параметра ν . Сплошные кривые соответствуют значению $\alpha = 80 \text{ Вт/м}^2\text{К}$, штриховые – $\alpha = 30 \text{ Вт/м}^2\text{К}$, остальные параметры расчета те же, что на рис.3.

Из вышесказанного можно заключить, что при экспериментальном определении параметров α и ν лучше использовать измерения перепада температур. Пересечения теоретически построенных кривых зависимостей $T(0)-T_0$ от α (рис.4) при данном Q_1 (т.е. при данном разрядном токе) с горизонтальной линией, соответствующей данному, экспериментально измеренному значению $T(0)-T_0$, дают значения α и ν . В зависимости от величины $T(0)-T_0$ возможно пересечение с одной или с несколькими кривыми. Пересечение с одной кривой позволяет однозначно определить α и ν . В случае пересечений с несколькими кривыми будем иметь несколько возможных значений α, ν , например, α_1, ν_1 и α_2, ν_2 . Для однозначного определения α, ν следует построить теоретические кривые зависимостей $T(0)-T_0$ от R_0 при данных значениях α_1, ν_1 и α_2, ν_2 (см. рис.6). Пересечение этих кривых с вертикальной линией R_0 , соответствующей данному радиусу разрядной трубки, позволит выбрать правильный набор значений α, ν . Если кривые зависимостей $T(0)-T_0$ от R_0 при данных α_1, ν_1 и α_2, ν_2 настолько мало отличаются друг от друга, что не позволяют сделать правильный выбор между этими значениями, то следует использовать зависимость $T(0)-T_0$ от Q_1 (рис.5). Исследуя эту зависимость, по всей вероятности, можно определить правильный набор α, ν , так как из рис.5 видно, что в данном случае при различных значениях ν кривые зависимостей $T(0)-T_0$ достаточно сильно отличаются друг от друга. Однако, в этом случае следует иметь в виду, что сильное изменение Q_1 (разрядного тока) может изменить характер радиального распределения ν . Поэтому, если необходимо определить ν при данном Q_1^* , то следует использовать теоретическую зависимость $T(0)-T_0$ от Q_1 при непосредственной близости к Q_1^* . Кроме того, на основании соотношений (9) и (14) можно исследовать также зависимость $T(0)-T_0$ от

других параметров, например, температуры стенок T_0 , которую можно изменить экспериментально, т.е. однозначности параметров α и ν можно достичь, используя, кроме приведенных зависимостей, и зависимости $T(0)-T_0$ от других параметров газоразрядной плазмы. Так что вышеприведенные соотношения (7)-(9) и (12)-(14), без сомнения, позволяют однозначно определить коэффициент теплопередачи газоразрядной плазмы α и профиль разрядного тока, плотности электронов и удельной мощности тепловыделения.

В заключение отметим, что соотношения (7)-(9) и (12)-(14), позволяющие анализировать тепловой режим в тлеющем разряде, могут быть использованы также при поиске оптимальных режимов для усиления акустических волн и генерации лазерного излучения в газоразрядной плазме.

Авторы признательны академику А.Р.Мкртчяну за ряд полезных и плодотворных обсуждений работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р.Мкртчян, О.С.Торосян. Акуст. журн., **45**, 633 (1999).
2. А.Р.Мкртчян, О.С.Торосян. Proc. of the XIII Intern. Conference on Gas Discharges and their Applications. Glasgow, **2**, 443 (2000).
3. А.В.Елецкий, Б.М.Смирнов. Физические процессы в газовых лазерах. М., Энергоатомиздат, 1985.
4. А.В.Елецкий, Б.М.Смирнов. УФН, **166**, 1197 (1996).
5. А.В.Елецкий. Химия плазмы, **9**, 151 (1982).
6. Г.А.Галечян. УФН, **165**, 1357 (1995).
7. W. Shottky. Phys. Zs., **25**, 635 (1924).

ԳԱԶԱՊԱՐԴՈՒՄԱՅԻՆ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՋԵՐՄԱՀԱՂՈՐԴՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ԵՎ ՀՈՍԱՆՔԻ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ՊՐՈՖԻԼԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Հ.Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ, Մ.Բ. ՄՈՒՍԱԿԻԱՆՅԱՆ

Տեսականորեն որոշված է գլանաձև պարպման խողովակում գազի ջերմաստիճանային բաշխումը հաշվի առնելով ջերմահեռացումն ինչպես գազի ջերմահաղորդականության, այնպես էլ շրջակա միջավայրի հետ ջերմափոխանակման հաշվին: Ստացված արդյունքների հիման վրա ցույց է տրված գազապարպումային պլազմայի ջերմահաղորդման գործակցի և էլեկտրոնների խտության, պարպման հոսանքի խտության ու ջերմանջատման աղբյուրների շառավղային պրոֆիլի փորձարարական ողջման հնարավորությունը:

DETERMINATION OF THE HEAT-TRANSFER COEFFICIENT AND CURRENT DENSITY PROFILE OF GAS-DISCHARGE PLASMA

H.S. TOROSYAN, M.K. MUSAKHANYAN

The spatial distribution of gas temperature in a cylindrical discharge tube is theoretically investigated in respect of heat transfer due to gas thermal conduction and heat exchange with surrounding medium. Based on the obtained results the facilities for experimental determination of the heat-transfer coefficient of gas-discharge plasma and radial profiles of the electron density, discharge current density and radiants are shown.