

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ МЕДИ НА СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ И КОНТРАКЦИЮ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

П.В. Порицкий

Институт ядерных исследований НАН Украины (Киев)

(Украина)

Поступила в редакцию 07.06.2005

Рассмотрено влияние характеристик газовой среды на процесс контракции (сжатия) дугового разряда высокого давления в смесях меди с азотом или инертным газом. Проведены расчеты и показано, что степень сжатия дугового разряда определяется теплофизическими характеристиками газовой среды и характеристиками электрон-атомных столкновений. Рассмотрено взаимное влияние эффекта Рамзауэра и резонанса формы на характер контракции дугового разряда. Показана возможность нейтрализации влияния эффекта Рамзауэра на контракцию дуги в газовой смеси. Рассмотрено влияние диссоциативной и ионизационной составляющих теплопроводности на характер контракции дуги в молекулярном газе.

ВВЕДЕНИЕ

Дуговые разряды по характеру происходящих физических процессов принято разделять на дуги высокого и низкого давлений [1, 2]. Для дуговых разрядов высокого давления характерно определяющее влияние процессов переноса тепла на свойства таких разрядов. При этом имеет место баланс между тепловыделением в плазме вследствие прохождения электрического тока и отводом тепловой энергии в электроды и во внешнюю среду.

Контракция (сжатие) разряда имеет место при выполнении следующих условий [3 – 6]: 1) объемная нейтрализация заряженных частиц преобладает над их диффузионным уходом на стенки разрядной камеры; 2) частота образования заряженных частиц резко падает от оси разряда до стенок камеры. При этом степень сжатия разряда зависит от температурной неоднородности по его сечению. Тепловая контракция обуславливается тем, что температура на периферии разряда падает, а плотность газа (при постоянном давлении) растет. Поэтому на периферии разряда электроны отдают большую энергию нейтралам и их температура спадает, что в свою очередь приводит к уменьшению концентрации электронов вследствие усиления процессов рекомбинации.

Контракцию часто рассматривают как негативное явление, которое ограничивает практическое использование газовых разрядов [3]. С другой стороны, именно контракция разряда может быть необходимым условием

для возможности использования дуговых разрядов [7].

Величина энергии, которая передается от электронов тяжелым частицам сильно зависит от типа этих частиц (атомы, ионы, молекулы, кластеры и т.п.). Кроме того, сечение электрон-атомных столкновений может иметь немонокотонную зависимость от энергии электрона, в частности, глубокий минимум наблюдается для некоторых инертных газов и щелочных металлов (эффект Рамзауэра). Поэтому для дуговых разрядов в разных газовых средах процесс контракции имеет существенно отличный характер.

Следует также обратить внимание на то, что помимо эффекта Рамзауэра при рассеянии электрона на атомах могут иметь место также резонансные процессы. Так, согласно с [8] для рассеяния электронов низких энергий на атоме меди имеет место эффект резонанса формы, связанный с образованием квазистационарного состояния отрицательного иона.

Медь является одним из широко используемых материалов электродов и поэтому ее атомы часто входят в состав газоразрядной среды. Следует подчеркнуть, что вопрос о выборе модели сечения рассеяния электронов низких энергий на атоме меди остается открытым [9 – 11]. Наиболее значимыми представляются две модели: указанная выше модель с резонансом формы (резонансная) [8] и модель без такого резонанса (нерезонансная) [9, 10].

Целью данной работы является исследование влияния физических характеристик содержащих медь газовых смесей на свойства плазмы и контракцию дугового разряда высокого давления. Для этого проведем детальный анализ процессов, вызывающих тепловую контракцию, полагая при этом, что электронная и газовая температуры в плазме дуги различны.

МОДЕЛЬ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Состояние плазмы дугового разряда высокого давления принято характеризовать как состояние локального термодинамического и ионизационного равновесия (ЛТР) [3 – 6]. Вследствие высоких концентраций атомов и электронов столкновительные процессы в такой плазме более существенны, чем процессы диффузии. Следовательно, для такой плазмы перенос частиц под влиянием пространственной неоднородности незначителен, и в каждой точке разряда поддерживается состояние близкое к равновесному. Оно характеризуется определенными газовой T (газ тяжелых частиц) и электронной T_e температурами, а распределения атомов и электронов по скоростям соответствует максвелловской функции.

Эти температуры устанавливаются вследствие процессов взаимодействия электронов с внешними полями, столкновения электронов с атомами и переноса тепла по сечению разряда. В тоже время соотношение между T и T_e определяется только столкновительными процессами и взаимодействием электронов с внешним электрическим полем.

Следует отметить, что наличие ЛТР в плазме подтверждается экспериментально для стабилизированных стенками дуг и для столба открытых дуг в парах меди [12 – 14]. С другой стороны, вследствие переноса резонансного излучения равновесное состояние может нарушиться в приэлектродных слоях и на периферии открытых дуг [14].

Рассмотрим плазму положительного столба дугового разряда при условии его цилиндрической формы, наличии в нем локального термодинамического и ионизационного равновесия, постоянства давления по сечению разряда. Предполагая интенсивность тепловыделения пропорциональной локальной

плотности тока, запишем уравнение переноса тепла (уравнение Эленбааса-Геллера [1 – 7]) в виде:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{a}{dr} \left\{ r \left[\kappa_h^*(T) \frac{dT}{dr} + \kappa_e^*(T_e) \frac{dT_e}{dr} \right] \right\} + q(r) = 0. \quad (1)$$

Здесь r – расстояние от оси разряда; $\kappa_h^*(T) = \kappa_g(T) + \kappa_{rd}(T) + \kappa_{ion}(T)$ – суммарный коэффициент теплопроводности тяжелых частиц (газовая теплопроводность), $\kappa_g(T)$ – коэффициент теплопроводности нейтрального газа, $\kappa_{rd}(T)$ – коэффициент теплопроводности вследствие переноса энергии диссоциации, $\kappa_{ion}(T)$ – коэффициент теплопроводности ионов; $\kappa_e^*(T_e) = \kappa_e(T_e) + \kappa_{ri}(T_e)$ – суммарный коэффициент электронной теплопроводности, $\kappa_e(T_e)$ – коэффициент электронной теплопроводности вследствие переноса энергии ионизации; $q(r) = j(r)E$ – мощность тепловыделения в единице объема; $j(r) = \sigma E$ – плотность электрического тока; E – напряженность электрического поля, σ – электропроводность плазмы.

Уравнение (1) описывает перенос тепла по сечению разряда с учетом суммарных газовой и электронной теплопроводности. Из решения этого уравнения определяется и поле температур в плазме дуги. Граничные условия выбираем следующим образом: температура в центре дуги $T(0) = T_0$, а температура на стенке разрядной камеры ($r = R$) T_R (без ограничения общности рассмотрения) принимается равной некоторой постоянной величине (например, 300 К или 400 К).

Вследствие наличия локального ионизационного равновесия в области плазмы, определяющего ее энергобаланс, температура электронов и газа меняется слабо. Это позволяет получить приближенное аналитическое решение уравнения (1) методом, подробно изложенным в работах [5, 6, 15]. Согласно этому методу полагаем заданными зависимости плотности тока, плотности энерговыведения, и связанных с ними величин от температуры по сечению разряда; коэффициенты считаем постоянными величинами и равными их значениям на оси разряда. Эти упрощения позволяют преобразовать уравнение (1) и предать ему вид обыкновенного

дифференциального уравнения, которое имеет аналитическое решение. Такое решение уравнения (1) является приближенным, но дает возможность проанализировать влияние различных физических процессов на распределение температуры и других величин по сечению разряда.

Следуя указанному методу можно получить следующую систему алгебраических уравнений для расчета параметров дугового разряда [15, 16]:

$$T_e - T = \left(\frac{E}{N}\right)^2 \cdot g(T_e), \quad (2)$$

$$Q = IE = \frac{\pi k T_e^2}{E_I} \left[16 \kappa_h^* \zeta_T \left(\frac{1}{1 + (r_g/r)^2} \right) + 5 \kappa_e^* \right], \quad (3)$$

$$S = 0,215 q_0 r_0^2 \ln(R/r_0), \quad (4)$$

$$p + \Delta p = NkT + n_e kT_e, \quad (5)$$

$$\frac{n_e^2}{n_a} = \frac{2g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{2/3} \exp\left(\frac{E_I}{kT_e}\right), \quad (6)$$

$$I = \sigma E \cdot \pi_0^2. \quad (7)$$

Здесь I – ток дуги, R – радиус стенки разрядной камеры, E_I – эффективная энергия ионизации газовой среды, p – внешнее давление, Δp – поправка к давлению, вследствие не идеальности плазмы, N – плотность тяжелых частиц, n_e – плотность электронов, n_a – плотность атомов; g_a, g_i – статистические веса атома и иона, h – постоянная Планка, m_e – масса электрона; S – тепловая функция (функция теплового потенциала), $g(T_e)$ – функция электронной температуры, $q_0 = \sigma E^2$, $\zeta_T = dT/dT_e$, а r_0 – характерный радиус плазмы (радиус контракции), определяемый из соотношения

$r_0^2 \approx 1,32 r_g^2 + r_j^2$, где r_g и r_j – характерные радиусы контракции при доминировании суммарных газовой и электронной теплопроводностей в процессе переноса тепла, соответственно. Эти радиусы вычисляются исходя из

следующих соотношений: $r_g^2 = \frac{16kT_e^2 \kappa_h^* \zeta_T}{q_0 E_I}$,

$r_j^2 = \frac{11,6kT_e^2 \kappa_e^*}{q_0 E_I}$. Отметим, что физический

смысл радиуса контракции в данной модели состоит в том, что на этом расстоянии от оси разряда плотность тока падает примерно в 15 – 20 раз (см. [11,15]).

Дополнительными условиями к данной системе уравнений являются условия квазинейтральности плазмы $n_e = n_i$ (n_i – плотность ионов), а также условия постоянства напряженности электрического поля ($E = \text{const}$) и внешнего давления ($p = \text{const}$). Эффекты неидеальности плазмы учитывались также как и в работах [11, 16].

Тепловая функция S определяется следующим образом:

$$S = \int_{T_R}^{T_e} \kappa_e^*(T') dT' + \int_{T_R}^T \kappa_h^*(T') dT'. \quad (8)$$

Транспортные коэффициенты вычислялись следующим образом. Коэффициенты электропроводности и электронной теплопроводности рассчитывались также как и в работах [11, 15, 16], а ионная теплопроводность – аналогично электронной. Транспортные сечения рассеяния электронов на атомах для инертных газов брались из [17], а для азота согласно [18]. Теплопроводности вследствие переноса энергий диссоциации и ионизации рассчитывались согласно теории Брокау [19]. Теплопроводность нейтральных газов вычислялась согласно формуле первого приближения метода Чепмена-Энскога, а газовых смесей – с использованием формулы Васильевой (см. [11, 20, 21]). При расчете теплопроводности предполагался модельный потенциал Леннарда-Джонса для взаимодействия частиц (табл. 1). В случае молекулярного газа его теплопроводность рассчитывалась с использованием модифицированной корреляции Эйка-Гиршфельдера [20, 21].

Система уравнений (2 – 7) позволяет при заданных значениях тока дуги I и давления p определить на оси разряда величины $E, T_e, T, n_e, n_a, N, r_0$, и наоборот: при заданных значениях этих величин определить I и p .

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Приведенная выше система уравнений представляет собой модель дугового разряда при

Таблица 1
 Параметры потенциала Леннарда-Джонса σ_{LJ} и ϵ/k (k – постоянная Больцмана), использовавшиеся в расчетах газовой теплопроводности.

Частица	σ_{LJ} , Е	ϵ/k , К
Ar	3,542	93,3
N, N ₂	3,798	71,4
Cu, Cu ₂	2,240	3343

условии, что тепло, выделяющееся в плазменном канале, переносится за счет теплопроводности на стенки разрядной камеры, где, в свою очередь, поддерживается определенная температура. Такие условия непосредственно отвечают дугам, стабилизированным стенками. Однако, стабилизирующая стенка может иметь условный характер – ее роль будут играть внешние факторы: потоки газа, вызванные внешним обдувом, конвекцией, испарением поверхности анода [2, 7, 11, 22]. Обычно, для открытой (свободногорящей) дуги за радиус стенки рекомендуется принимать радиус свечения разряда [23]. Следует отметить, что дуга, в которой перенос тепла излучением пренебрежимо мал, описывается едиными кривыми в переменных r/R , ER и I/R [11, 15].

Рассмотренная модель описывает так называемую “длинную дугу”, где тепловой поток отводится на стенки [11, 15, 22]. Ее противоположностью является «короткая дуга», в которой тепловой поток отводится главным образом в электроды. В этом случае определяющими становятся приэлектродные процессы.

На рис. 1 приводятся расчетные зависимости электронной и газовой температур в термической (электродуговой) плазме. Заметим, что отрыв температур является одним из главных факторов, определяющих характер контракции разряда [11, 15]. Из рис. 1 видно, что сильный отрыв температур характерен для термической плазмы газа с эффектом Рамзауэра (аргон), в то же время, наличие достаточного большого количества паров меди в смеси делает различие температур практически независимым от вида буферного газа.

Другим важным фактором, влияющим на характер контракции, является величина и

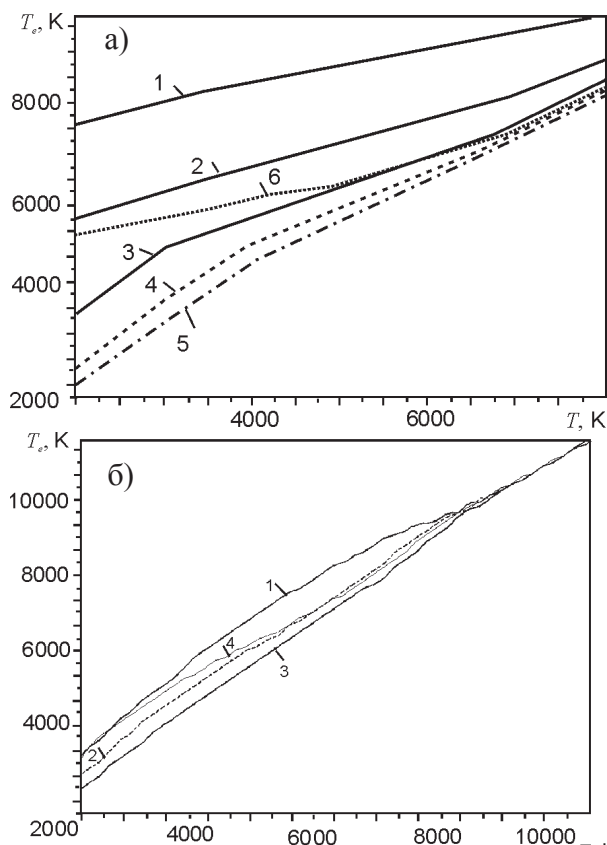


Рис. 1. Электронная и газовая температуры в термической плазме атмосферного давления (10 В/см). а) Кривая 1 – Ar, 2 – Ar:Cu (99:1 об.%), 3 – Ar:Cu (95:5 об.%), 4 – Ar:Cu (90:10 об.%), 5 – Ar:Cu (85:15 об.%), 6 – Ar:Cu (90:10 об.%). Кривые 2, 3, 4, 5 рассчитаны с использованием резонансной модели сечения рассеяния электрона на атоме меди [12,13], кривая 6 – согласно нерезонансной модели [12, 14]. б) 1 – N₂, 2 – N₂:Cu (95:5 об.%), 3 – N₂:Cu (90:10 об.%), 4 – N₂:Cu (90:10 об.%).

соотношение между составляющими теплопроводности плазмы. В молекулярном газе величина полной газовой теплопроводности сильно увеличивается за счет переноса энергии диссоциации (рис. 2), вследствие чего усиливается сжатие разряда.

На рис. 3 приведен расчет зависимости электронной температуры от приведенного тока I/R , а также результаты измерений температуры в дугах согласно [24 – 26]. Из сравнения экспериментальных и расчетных значений видно, что при режимах разряда, которые соответствуют плотностям тока $j_0 < 1$ кА/см², различие результатов расчетов с экспериментальными данными не превышает 30%. При более высоких плотностях тока расчетные значения оказываются завышенными, что связано с пренебрежением роли излучения как в процессах переноса тепла, так и в ионизационном балансе плазмы.

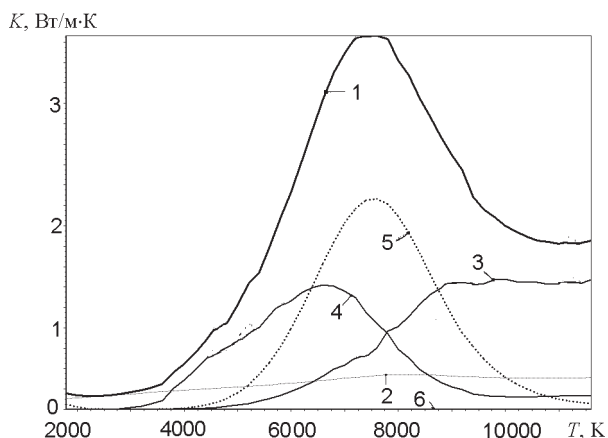


Рис. 2. Полная теплопроводность и ее составляющие термической плазмы смеси N_2 :Cu (90:10об.%) при атмосферном давлении (10 В/см) в зависимости от газовой температуры. Кривая 1 – полная теплопроводность, 2 – газовая теплопроводность, 3 – электронная теплопроводность, 4 – ионизационная теплопроводность, 5 – диссоциативная теплопроводность, 6 – ионная теплопроводность. Кривые 2, 3 рассчитаны согласно резонансной модели сечения, а кривая 5 – нерезонансной.

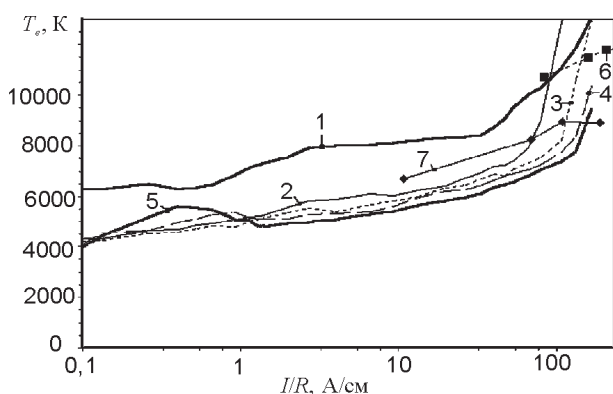


Рис. 3. Зависимость электронной температуры в дуге атмосферного давления от приведенного тока. Расчетные кривые: 1 – N_2 , 2 – N_2 :Cu (99:1 об.%), 3 – N_2 :Cu (97:3 об.%), 4 – N_2 :Cu (95:5 об.%), 5 – N_2 :Cu (90:10об.%). Кривые смесей, содержащих медь рассчитаны согласно резонансной модели сечения. Экспериментальные кривые: 6 – дуга в азоте [24], 7 – дуга с плавящимися медными электродами в воздухе [25, 26].

Полученные результаты позволяют составить следующую картину контракции дуги без излучения в инертных газах и их смесях (рис. 4). Наиболее значительная контракция дугового разряда реализуется в условиях, когда перенос тепла осуществляется за счет газовой теплопроводности, в частности, когда доминирует диссоциативная теплопроводность. Это соответствует режимам разряда с относительно малыми температурами электронов, а значит и малыми токами. При по-

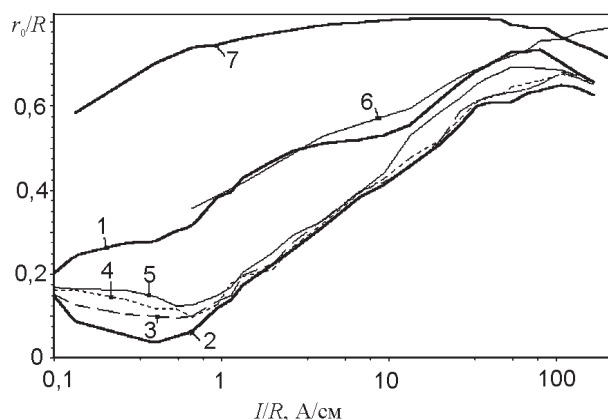


Рис. 4. Зависимость приведенного радиуса контракции дуги от приведенного тока. Расчетные кривые: 1 – N_2 , 2 – N_2 :Cu (90:10 об.%), 3 – N_2 :Cu (95:5 об.%), 4 – N_2 :Cu (97:3 об.%), 5 – N_2 :Cu (99:1 об.%), 6 – Ne, 7 – Ar. Кривые смесей, содержащих медь рассчитаны согласно резонансной модели сечения.

вышению тока и температуры электронов имеет место увеличение области, которую занимает плазма. Причем в газе, для которого имеет место эффект Рамзауэра, этот рост значительно более интенсивен, чем для газа без такого эффекта.

С последующим увеличением тока разряд переходит в режим доминирования электронной теплопроводности, и величина радиуса контракции стабилизируется, причем электроны передают свою энергию главным образом в столкновениях с нейтральными частицами. В этом случае $r_0/R \approx \text{const}$, вследствие чего $r_0 \propto R$.

Дальнейшее увеличение тока дуги вызывает повышение температуры электронов, и степень ионизации газовой среды увеличивается. Усиливается влияние столкновений электронов с ионами, вследствие чего размеры разрядной области для дуги, стабилизированной стенками, начинают уменьшаться. При еще более сильном токе размеры разрядной области стабилизируются.

Однако, необходимо иметь в виду то, что при рассмотрении контракции дуги с доминирующими электрон-ионными столкновениями следует принимать во внимание влияние излучательных процессов как на теплоперенос, так и на ионизационные процессы в плазме. Влияние излучения может существенно изменить вид кривых на рис. 4.

Заметим, что влияние эффекта Рамзауэра на контракцию разряда может быть нейтра-

лизовано. Так добавление к аргону меди, для которой указаный эффект не имеет места, существенно усиливает сжатие дуги. Кроме того, наличие паров меди в газовой смеси (при условии наличия резонанса формы) приводит к сильному сжатию разряда при малых токах (рис. 4).

Следует подчеркнуть, что в молекулярном газе характер тепловой контракции будет определяться в значительной мере диссоциативной теплопроводностью (рис. 2, 4). При этом режим доминирования электронной теплопроводности практически не реализуется. Отметим также, что согласно рис. 4 контракция дуги в молекулярном газе (азоте) подобна контракции дуги в инертном газе с достаточно высокой газовой теплопроводностью (неон). Это согласуется с тем фактом, что вольтамперные характеристики дуг в азоте и неоне очень близки [27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, контракция дугового разряда в газовых смесях существенным образом зависит от соотношения концентраций компонент смеси. Изменение последних сильно влияет на теплофизические характеристики смеси и общие характеристики электрон-атомных столкновений, которыми определяются электрофизические параметры дуги при определенных условиях горения разряда.

Сжатие дугового разряда наиболее значительно, когда в процессе отвода тепла доминирует газовая теплопроводность. В молекулярном газе характер тепловой контракции будет определяться в значительной мере диссоциативной теплопроводностью.

Наличие эффекта Рамзауэра у газа, в котором горит дуга, существенно влияет на характер контракции, что выражается в ослаблении сжатия дугового разряда для соответствующего диапазона температур. Однако в газовых смесях влияние эффекта Рамзауэра может быть нейтрализовано соответствующим подбором состава смеси.

Наличие эффекта резонанса формы для рассеяния электронов на атомах газовой среды приводит к усилению контракции дуги при малых токах. Дуговой разряд в газовой

смеси может быть значительно более сильно сжат чем в чистых газах.

При наличии в газовой среде достаточно большого количества паров меди характер тепловой контракции при малых токах практически не зависит от вида буферного газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. – М: Наука, 1971. – 544с.
2. Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.И. и др. Электродуговые генераторы термической плазмы. – Новосибирск: Наука, 1999. – 712с.
3. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. – М.: Атомиздат, 1975. – 336с.
4. Елецкий А.В., Рахимов А.Т. Неустойчивости в плазме газового разряда//Химия плазмы. – Вып. 4. – С. 123-167.
5. Eletski A.V., Smirnov B.M. Nonuniform gas discharge plasma // Physics –Uspekhi. – 1996. – Vol. 39, № 11. – P. 1137-1156.
6. Смирнов Б.М. Сжатие положительного столба дуги высокого давления//Теплофизика высоких температур. – 1997. – Т. 35, № 1. – С. 14-18.
7. Контракция дуги флюсом при сварке вольфрамовым электродом в аргоне/Патон Б.Е., Замков В.Н., Прилуцкий В.П., Порицкий П.В. // Автомат. сварка. – 2000. – № 1. – С. 3-9.
8. Scheibner K.F., Hazi A.U., Henry R.J. Electron-impact excitation cross-sections for transitions in atomic copper // Phys. Rev. A. – 1987. – Vol. 35, № 11. – P. 4869-4872.
9. The influence of the cross-section of the electron-copper atom collision on the electrical conductivity of Ar-Cu and SF₆-Cu plasmas/Chervy B., Dupont O., Gleizes A., Krenek P. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1995. – Vol. 28, № 10. – P. 2060-2066.
10. Gressault Y., Gleizes A. Thermodynamic properties and transport coefficients in Ar-H₂-Cu plasmas // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2004. – Vol. 37, № 2. – P. 560-572.
11. Порицкий П.В. Механізми контракції дугового розряду 2. Особливості контракції дуги малого струму в суміші інертного газу з міддю // Укр. фіз. журн. – 2005. – Т. 50, № 9. – С. 931-938. [Porytskyu P.V. Mechanisms of the contraction of an arc discharge 2. Peculiarities of the contraction of a low-current arc in the mixture of a noble gas with copper//Ukr. J. Phys. – 2005. – Vol. 50, № 9. – P. 930-937.]

12. Rahal A.M., Rahhaoui B., Vacquie S., Copper vapour diffusion in a nitrogen arc chamber // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1984. – Vol. 17, № 9. – P. 1807-1822.
13. Ouajji H., Cheminat B., Andanson P., Composition and conductivity of a copper-air plasma// J. Phys. D: Appl. Phys. – 1986. – Vol. 19, № 10. – P. 1903-1916.
14. Babich I.L., Veklich A.N., Zhovtyansky V.A. Electric arc plasma in copper vapour // Укр. фіз. журн. – 1999. – Т. 44, № 8. – С. 963-968.
15. Порицький П.В. Механізми контракції дугового розряду I. Особливості теплової контракції // Укр. фіз. журн. – 2004. – Т.49, № 9. – С. 884-891. [Porytskyu P.V. Mechanisms of the Contraction of an Arc Discharge. I. Peculiarities of thermal contraction // Ukrainian J. Phys. – 2004. – Vol. 49, № 9. – P. 883-889].
16. Замков В.М., Порицький П.В., Прилуцький В.П. Про контракцію зварювальної дуги в сумішах інертних газів // Доповіді НАН України. – 2005. – № 7. – С. 77-82.
17. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1977. – 672с.
18. Phelps A.V. Pitchford L.C. Anisotropic scattering of electrons by N₂ and its effect on electron transport // Phys. Rev. A. – 1985. – Vol. 31, № 5. – P. 2932-2949.
19. Brokaw R.S. Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium II// J. Chem. Phys.– 1960. – Vol. 32. – P. 1005-1006.
20. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1976. – 556 с.
21. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей.: Пер. с англ. – Л.: Химия, 1982. – 592 с.
22. Жовтянський В.А., Патріюк В.М. Особливості тепловідведення від електричної дуги в парах міді // Укр. фіз. журн. – 2000. – Т. 45, № 9. – С. 1059-1066.
23. Батенин В.М., Минаев П.В. О температуре на оси электрической дуги в аргоне // Теплофизика выс. температур. – 1969. – Т. 7, № 2. – С. 208-212.
24. Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л. Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. – М.: Наука, 1992. – 264с.
25. Veklich A.N., Babich I.L. Diagnostics of the multicomponent thermal // Proc. 14th Int. Symposium on Plasma Chemistry / eds. M.Hrabovsky, M. Konrad, V. Kopecky. – Praha: IPP CAS, 1999. – P. 455-460.
26. Веклич А.М., Бабич І.Л., Чередарчук А.І. Спектроскопічні дослідження електродугової плазми складної суміші газу та парів металів // Вісник Київського ун-ту ім. Тараса Шевченка. Сер. Радіофізика та електроніка. – 2000. – Вип. 2. – С. 25-29.
27. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы.– Новосибирск: Наука (Сибирск. отд.), 1975. – 298с.

ВПЛИВ ДОМІШОК МІДІ НА ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ ТА КОНТРАКЦІЮ ДУГОВОГО РОЗРЯДУ ВИСОКОГО ТИСКУ

П.В. Порицький

Розглянуто вплив характеристик газового середовища на процес контракції (стягування) дугового розряду високого тиску в сумішах міді з азотом або інертним газом. Проведено розрахунки і показано, що ступінь стягування дугового розряду визначається теплофізичними характеристиками газового середовища та характеристиками електрон-атомних співударень. Розглянуто взаємний вплив ефекту Рамзауера та резонансу форми на характер контракції дугового розряду. Показана можливість нейтралізації впливу ефекту Рамзауера на контракцію дуги в газовій суміші. Розглянуто вплив дисоціативної та іонізаційної складових теплопровідності на характер контракції дуги в молекулярному газі.

INFLUENCE OF COPPER ADMIXTURES ON THE PROPERTIES OF PLASMA AND THE CONTRACTION OF A HIGH PRESSURE ARC DISCHARGE

P.V. Porytskyu

The influence of properties of gaseous medium on the processes of contraction (self-constriction) of an arc discharge in the atmosphere of the mixture of copper with nitrogen or noble gas is considered. The calculation are carried out, and it is shown that the degree of constriction of an arc discharge is determined by both the thermophysical characteristics of gaseous medium and the effective characteristics of electron-atom collisions. It is studied the influence of both the Ramsauer effect and shape resonance on a character of contraction of an arc discharge. Also it is shown that the influence of the Ramsauer effect on the contraction of an arc may be neutralized in gaseous mixtures. The influence of both the dissociative heat conductivity and ionization one on the contraction of an arc in molecular gas.