

9. Spenser L. V. Theory of electron penetration. — «Phys. Rev.», 1955, vol. 98, N 6.
10. Hollos G. — «Revue Roumaine de Physique», 1969, vol. 14, p. 1191.
11. Крастелев Е. Г., Месхи Г. О., Яблоков Б. Н. Измерения энергетического спектра сильноточных электронных пучков. — ПТЭ, 1976, № 3.
12. Аржанников А. В., Брейзман Б. Н., Вячеславов Л. Н., Койдан В. С., Колюхов В. В., Рютов Д. Д. Нагрев плазмы мощным релятивистским электронным пучком в сильном магнитном поле. — In: Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Research. Vol. 3. Vienna, 1975.

УДК 537.323.001.5

НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ДУГИ В РАЗВИТОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

М. Ф. Жуков, И. М. Засыпкин, И. И. Мишине, М. И. Сазонов
(Новосибирск)

В плазмотронах с межэлектродной вставкой (МЭВ) при достаточной ее относительной длине реализуются все три характерных участка течения газа в трубе (начальный, переходный и участок развитого турбулентного течения [1]). Как известно [1, 2], напряженность электрического поля дуги на них различна. На третьем участке канала техническая напряженность наивысшая, она существенно превышает напряженность электрического поля дуги на начальном участке. Изучение аэродинамики течения газа в длинных каналах помогло создать простые и высокоэффективные способы управления длиной начального, а следовательно, и турбулентного участков течения, что позволяет направленно воздействовать на интегральную электрическую характеристику дуги — напряжение. В силу сказанного возникла необходимость обобщения электрической характеристики дуги, горящей в развитом турбулентном потоке, т. е. отыскания зависимости напряженности электрического поля от тока, диаметра канала, давления и расхода газа. Обобщение актуально еще и потому, что плазмтроны с МЭВ становятся наиболее перспективными как в отношении вложения больших мощностей в дугу, так и эффективности превращения электрической энергии в тепловую. С другой стороны, большинство теоретических и экспериментальных работ посвящено главным образом исследованию дуг, горящих в ламинарном потоке газа. В реальных плазмтронах линейной схемы с газовихревой стабилизацией дуги число Рейнольдса потока, как правило, выше критического [3]. Теоретическому исследованию дуг в турбулентном потоке газа посвящен ряд работ (например, [4, 5]). В них отмечается, что существование небольших флуктуаций температуры и расхода (4—5%), характерных для развитого турбулентного течения газа в трубе, не может привести к заметному росту напряженности электрического поля дуги. Только более интенсивные флуктуации этих величин, по порядку равные 10—20%, могут вызвать увеличение напряженности в 3—4 раза по сравнению с невозмущенным потоком [5]. Рассчитанные таким образом характеристики достаточно удовлетворительно согласуются с экспериментом [6, 7]. Однако проведенное в последнее время изучение формы дуги, горящей на участке канала с развитым турбулентным течением, позволяет считать, что механизм роста технической напряженности электрического поля дуги, по всей видимости, определяется не только усилением теплообмена между дугой и газом, но и увеличением реальной длины дуги на мерном участке канала. Затруднения, связанные с созданием теории электрической дуги, горящей в развитом турбулентном потоке газа, в значительной мере объясняются отсутствием надежных экспериментальных данных о структуре дуги в этой области, о ее взаимодействии с потоком газа и т. д.

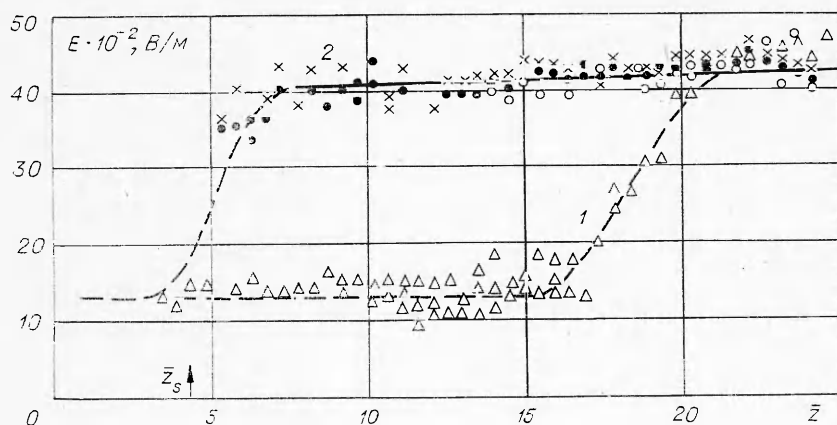
Цель данной работы — обобщение полученных экспериментальных результатов о напряженности электрического поля воздушной дуги на участке развитого турбулентного течения.

В работе [8] такая попытка уже была сделана, но ввиду того, что в обобщенное уравнение у авторов этой работы не входит давление газа, оно справедливо только для тех условий (по давлению), при которых проводился опыт. Есть ряд и других факторов, ограничивающих использование вышеназванного обобщенного уравнения.

1. Экспериментальная установка. Исследования зависимости технической напряженности электрического поля от определяющих параметров проводились в плазмотроне с МЭВ [1]. Внутренний диаметр электроразрядного канала $d = (1; 2; 3) \cdot 10^{-2}$ м. В большинстве экспериментов диаметры цилиндрического выходного электрода-анода и канала совпадали. Лишь при $d = 1 \cdot 10^{-2}$ м иногда использовались аноды с $d_a = 1,4 \cdot 10^{-2}$ м. Относительная длина МЭВ $\bar{a} = a/d$ изменялась от 12 до 34, а выходного электрода — от 2 до 6. Толщина секций МЭВ равнялась $1 \cdot 10^{-2}$ м; при $d = 1 \cdot 10^{-2}$ м использовались также секции толщиной $1,6 \cdot 10^{-2}$ и $2,1 \cdot 10^{-2}$ м. Величина межсекционного зазора составляла $(1-2) \cdot 10^{-3}$ м. Секции МЭВ, электрически изолированные друг от друга и от электродов, охлаждались, как правило, технической водой. Часть рабочего газа с расходом G_0 подавалась в электроразрядный канал между торцевым электродом и первой секцией вставки через кольцо закрутки. Остальной газ поступал через межсекционные кольца закрутки. Величина расхода газа через одно кольцо варьировалась в пределах $g_i = (0-1) \cdot 10^{-3}$ кг/с. С целью предотвращения пробоя между последней секцией вставки и анодом расход газа был несколько большим и равным $g_a = (1-3) \cdot 10^{-3}$ кг/с. Для сокращения длины начального участка и соответственно увеличения участка с развитым турбулентным течением в большинстве экспериментов на расстоянии $z_s = 1-5$ калибров от входа в электродугую камеру через межсекционный зазор подавался турбулизующий поток газа с расходом g_s [2]. Суммарный расход воздуха через плазмотрон $G = G_0 + \sum g_i + g_a + g_s$ варьировался от $6 \cdot 10^{-3}$ до $50 \cdot 10^{-3}$ кг/с. Эксперименты проводились при токах дуги $I = 40-600$ А. Источниками электропитания служили тиратронный выпрямитель ($U_0 = 4,2$ кВ, $I_{\max} = 200$ А) и ртутный ($U_0 = 1650$ В, $I_{\max} = 750$ А).

Средняя величина напряженности электрического поля вдоль канала определялась путем измерения разности потенциалов соседних секций электростатическим вольтметром С-50 класса точности 1,0. При этом предполагалось, что на участке развитого турбулентного течения потенциал находящихся в близких условиях соседних секций МЭВ соответствует потенциалу дуги в средних сечениях этих секций. Длина базы, на которой измерялась разность потенциалов дуги, а также изменение расхода и давления газа на ней, относительно невелики, что позволяло принимать напряженность электрического поля на мерной базе постоянной. Ошибка в определении длины мерной базы из-за различной толщины секций и величины межсекционного промежутка не превышала $\pm 5\%$, т. е. среднеарифметическая погрешность в измерении напряженности электрического поля лежала в пределах $\pm 6\%$. В некоторых случаях для определения напряженности электрического поля измерялся потенциал секций МЭВ и строилось его распределение вдоль канала. Графическим дифференцированием находилась искомая величина. Однако, несмотря на их удовлетворительное совпадение, первый метод предпочтительнее, поскольку он имеет меньшую погрешность и позволяет лучше проследить изменение напряженности вдоль канала.

2. Результаты экспериментов и их обобщение. Рассмотрим приведенное на фиг. 1 распределение напряженности электрического поля дуги вдоль канала при внутреннем диаметре электродуговой камеры $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м, относительной длине МЭВ $\bar{a} = 25$, суммарном расходе рабочего газа (воздуха) $G = (25-27) \cdot 10^{-3}$ кг/с, расходе газа через межсекционные щели $g_i = 0,1 \cdot 10^{-3}$ кг/с, токе $I = 100$ А. Штриховая кривая I характеризует распределение напряженности электрического поля при отсутствии острого вдува газа [2], регулирующего длину начального участка l_n . Протяженность на-

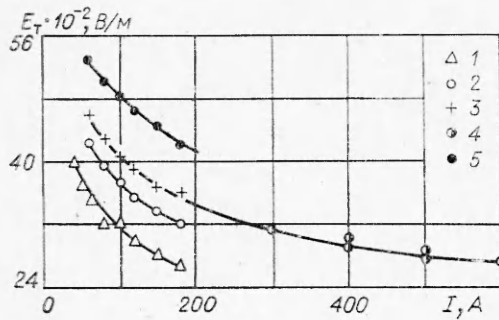


Фиг. 1

чального участка в рассматриваемом случае достигает 15 калибров. Напряженность электрического поля на нем можно принять постоянной. Начиная с $\bar{z}=15$, она возрастает и при $\bar{z} \approx 21$ достигает величины, превосходящей напряженность на начальном участке более чем в 3 раза. При выбранном значении \bar{a} на долю развитого турбулентного течения приходится небольшой участок канала (около 4 калибров). Турбулизация потока интенсивным вдувом газа с параметром $m_s = (\rho v)_s / (\rho v)_0 \approx 1$ [2] в сечении канала $\bar{z}_s = 4,5$ позволяет сократить длину начального участка до 4 калибров (кривая 2). Начиная примерно с $\bar{z} = 7$, следует участок с развитым турбулентным течением. На этом участке наблюдается медленный рост напряженности дуги вдоль канала, обусловленный увеличением расхода газа. На участке между 21 и 25 калибрами уровни напряженности электрического поля дуги при наличии и отсутствии искусственной турбулизации потока практически совпадают. Это означает, что процессы взаимодействия электрической дуги с потоком газа в том и другом случае одинаковы. Предположение это подтверждается также проведенными исследованиями распределения степени турбулентности холодного потока газа вдоль оси канала при отсутствии и наличии искусственной турбулизации. В последнем случае она уже на расстоянии нескольких калибров от сечения вдува соответствовала уровню, характерному для развитого турбулентного потока в канале. Все вместе взятое дало основание изучать зависимость напряженности электрического поля дуги в развитом турбулентном потоке газа от определяющих параметров в плазматронах с короткими МЭВ (12—14 калибров) и благодаря этому расширить диапазон изменения тока, так как в этом случае представлялась возможность использовать относительно низковольтный, но высокоточный источник электропитания.

Если $g_i = 0$, то расход газа за сечением турбулизирующего вдува не изменяется. В этом случае экспериментально измеренная напряженность электрического поля на участке развитого турбулентного течения примерно постоянна вдоль канала. При $g_i \neq 0$ наблюдается увеличение E_T вниз по потоку (см. фиг. 1).

Чтобы учесть влияние давления на напряженность электрического поля дуги, оно измерялось в нескольких сечениях канала на участке развитого турбулентного течения газа. Измерения показали существенное его изменение вдоль тракта. На участке между десятым и двадцать третьим калибрами оно снижается более чем на 30% (от $1,65 \cdot 10^5$ до $1,25 \cdot 10^5$ Па при $g_i = 0$ и $I = 100$ А).



Ф и г. 2

Типичные $E_T - I$ -характеристики дуги для диаметра $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м и четырех значений расхода газа, показанные на фиг. 2, получены при $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $\bar{a} = 20,2$, $\bar{z}_s = 2$ и расходах газа: 1 — $G = 14,8 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_i = 0$; 2 — $G = 21,4 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_i = 0,15 \times 10^{-3}$ кг/с; 3 — $G = 25,1 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_i = 0,30 \cdot 10^{-3}$ кг/с; 4 — $G = 24,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_i = 0,37 \cdot 10^{-3}$ кг/с ($\bar{a} = 14,3$);

5 — $G = 36,9 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_i = 0,54 \cdot 10^{-3}$ кг/с.

В исследованном диапазоне токов $E_T - I$ -характеристики падающие. Увеличение расхода газа приводит к росту напряженности электрического поля. Такое же воздействие оказывает повышение давления газа и уменьшение диаметра канала.

При выборе безразмерных критериев при обобщении экспериментальных данных предполагалось слабое влияние излучения и собственного магнитного поля воздушной дуги. Поэтому за определяющие параметры приняты ток дуги, расход и давление рабочего газа, а также диаметр электродуговой камеры. В качестве безразмерных критериев выбраны $S_E = 2(\sigma/\pi\mu h)^{1/2} (Ed)$, $S_I = 2(\pi\mu h\sigma)^{-1/2} (I/d)$, $Re_d = 4G(\pi d\mu)^{-1}$, $Kn = kT/(Qpd)$, где μ , σ , h , T — некоторые характерные значения вязкости, электропроводности, энтальпии и температуры газа; k — постоянная Больцмана; Q — эффективное сечение рассеяния электронов. Обобщение экспериментального материала проводилось по известной методике [2, 9].

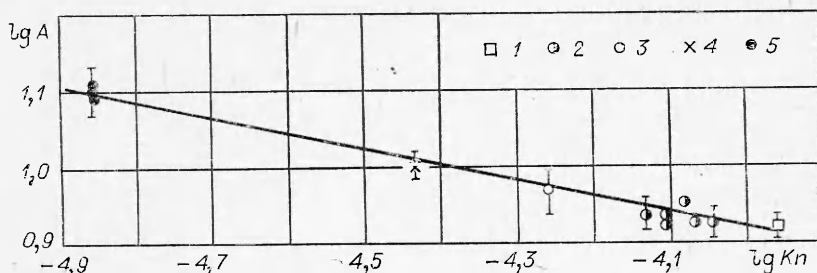
Обобщенная формула для напряженности электрического поля дуги искалась в виде

$$S_{E_T} = CS_I^\alpha Re_d^\beta Kn^\gamma.$$

В дальнейшем характерные значения температуры, энтальпии, вязкости и электропроводности газа принимаются постоянными и равными: $T = 400$ К, $h = 4 \cdot 10^5$ Дж/кг, $\mu = 2,3 \cdot 10^{-5}$ кг/м·с, $\sigma = 4,32 \cdot 10^2$ См/м (электропроводность воздуха, согласно [2], выбрана при $T = 6400$ К). Входящее в число Кнудсена эффективное сечение рассеяния электронов в дуге слабо зависит от температуры и может быть принято для воздуха $Q = 5 \cdot 10^{-20}$ м² [10].

Из анализа полученного материала и данных работы [6] следует, что в исследованном диапазоне изменения определяющих параметров величину S_{E_T} можно принять пропорциональной $(S_I)^\alpha$ с показателем степени $\alpha = -0,23$. Из вышеназванной работы для давления $p = 11,2 \cdot 10^5$ Па и $d = 0,7 \cdot 10^{-2}$ м использованы лишь те данные, которые заведомо относятся к развитому турбулентному течению газа. Зависимость $\lg(S_{E_T})$ от $\lg(Re_d)$ линейная с коэффициентом $\beta = 0,47$.

Особого внимания требует определение зависимости напряженности электрического поля дуги от давления газа. Обычно при обобщении интегральных характеристик дуги за характерное давление принимается давление газа на выходе из плазматрона [2, 9]. При исследованиях напряженности электрического поля и других локальных величин дуги, естественно, значения определяющих величин необходимо брать в исследуемом сечении. В плазматроне с МЭВ, как уже говорилось выше, давление и расход газа могут заметно меняться вдоль канала и существенно отличаться



Ф и г. 3

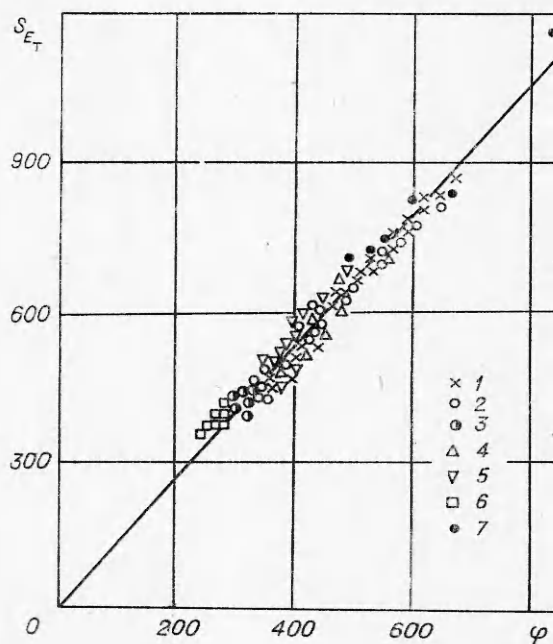
от давления и расхода газа на выходе из плазмотрона. В проведенных экспериментах с электродуговыми камерами диаметром $d = (2; 3) \cdot 10^{-2}$ м давление газа на участке измерения лишь немного отличалось от атмосферного, в то время как при $d = 1,0 \cdot 10^{-2}$ м и $d = d_a$ давление газа в исследуемых сечениях превышало давление на выходе из плазмотрона на $(0,5-0,7) \cdot 10^5$ Па. Влияние локального давления газа в канале на напряженность электрического поля дуги в развитом турбулентном потоке показано на фиг. 3, где приведена зависимость комплекса $A = S_{E_T} S_I^{0,23} Re_d^{-0,47}$ от критерия Кнудсена. Экспериментальные точки получены при следующих параметрах: 1 — $d = 1 \cdot 10^{-2}$ м, $d_a = 1,4 \cdot 10^{-2}$ м, $p = 1 \cdot 10^5$ Па; 2 — $d = d_a = 1 \cdot 10^{-2}$ м, $p = (1 - 1,7) \cdot 10^5$ Па; 3 — $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $p = 1 \cdot 10^5$ Па; 4 — $d = 3 \cdot 10^{-2}$ м, $p = 1 \cdot 10^5$ Па; 5 — $d = 0,7 \cdot 10^{-2}$ м, $p = 11,2 \cdot 10^5$ Па [6]. В исследованном диапазоне изменения параметров зависимость $\lg A$ от $\lg Kn$ можно принять линейной с коэффициентом $\gamma = -0,2$. Указанный на фиг. 3 разброс экспериментальных точек обусловлен главным образом ошибками в определении давления в зоне измерений.

На фиг. 4 приведена зависимость S_{E_T} от комплекса $\varphi = S_I^{-0,23} Re_d^{0,47} Kn^{-0,2}$. Точки 1-3 получены при $d = (3; 2; 1) \cdot 10^{-2}$ м соответственно. Здесь же нанесены экспериментальные точки, взятые из работы [8] при $d = (2,0; 1,5; 1,0) \cdot 10^{-2}$ м (точки 4-6 соответственно) и из работы [6] (точки 7). Таким образом, для приближенного расчета напряженности электрического поля дуги, горящей в развитом турбулентном потоке, предлагается следующая формула:

(1)

$$S_{E_T} = 1,34 S_I^{-0,23} Re_d^{0,47} Kn^{-0,2}.$$

В диапазоне изменения критериев $S_I = 35-540$, $Re_d = (2,7 - 11,0) \cdot 10^4$, $Kn = (1,3-11) \cdot 10^{-5}$ относитель-



Ф и г. 4

ное отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой не превышает $\pm 6\%$. Удовлетворительность применения формулы (1) для расчета распределения напряженности электрического поля вдоль всего участка развитого турбулентного течения иллюстрирует, например, расчетная кривая 2, приведенная на фиг. 1. Величина E_T рассчитывалась по локальным значениям расхода и давления газа. При значительном нарастании расхода газа вдоль участка развитого турбулентного течения величина относительного отклонения экспериментальных точек от расчетной кривой не превышает $\pm 10\%$ при надежности 0,95.

Поступила 28 XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Сазонов М. И. Эффективность газовой завесы в плазматронах осевой схемы. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1973, № 3, вып. 1.
2. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, «Наука», 1975.
3. Урюков Б. А. Теоретические исследования электрической дуги в потоке газа. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1973, № 13, вып. 3.
4. Урюков Б. А. Исследования турбулентных электрических дуг. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1975, № 3, вып. 1.
5. Shkarofsky I. P. Analysis of turbulent flow in wall-stabilized arc discharges. ARL 73-0133, 1973.
6. Frind G., Damsky V. L. Electric arc in turbulent flows. IV. ARL 70-0001, 1970.
7. Runstadler P. W. Laminar and turbulent flow of an argon arc plasma. Harvard Un., Dept. Eng. and Appl. Phys. Tech. Rep. N 22, 1965.
8. Лукашов В. П., Поздняков Б. А. Напряженность электрического поля дуги в канале плазматрона с распределенным вдувом. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1976, № 13, вып. 3.
9. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазматроны). М., «Энергия», 1973.
10. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. Под ред. Полака Л. С. М., «Наука», 1971.

УДК 533.9.082.76

О ТОКАХ НАСЫЩЕНИЯ НА ЗОНД В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

М. С. Бенилов, Г. А. Турский

(Москва)

В настоящее время в связи с интенсивными исследованиями течений ионизованного газа в литературе появляется значительный интерес к электрическим зондам, которые широко используются в качестве одного из основных диагностических средств. Электрические зонды представляют собой относительно простые устройства, однако при интерпретации измеренной вольт-амперной характеристики возникают трудности, и в первую очередь в тех случаях, когда зонд работает в гидродинамическом режиме, т. е. когда длина свободного пробега частиц много меньше характерного размера зонда и толщины дебаевского слоя.

Данная работа посвящена теоретическому анализу вопроса о поведении вольт-амперных характеристик одиночных электрических зондов в потоках плотной плазмы при больших положительных и отрицательных потенциалах поверхности в случае, когда $\epsilon = \lambda_d^2/L^2 \ll 1$ (λ_d — характерный невозмущенный дебаевский радиус, L — характерный масштаб изменения гидродинамических параметров вблизи поверхности зонда). Этот вопрос впервые рассматривался в работе [1], где на основании асимптотического анализа