

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОТОКА ГАЗА С ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГОЙ ОТКЛЮЧЕНИЯ В ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ЭЛЕГАЗОВЫХ ВЫКЛЮЧАТЕЛЯХ

АННОТАЦИЯ

Интенсивный отвод тепловой энергии от электрической дуги спутным потоком холодного газа (SF_6) используется в высоковольтных выключателях переменного тока для гашения электрической дуги, возникающей между разошедшимися контактами. Известно, что при быстром убывании тока происходит интенсивная турбулизация дуги. В работах, посвященных исследованию этого явления [1—3], приводится качественное описание причин. В данной работе приведены количественные оценки степени роста энергии турбулентности в случае быстрого падения тока на основе уравнения баланса энергии турбулентности, в котором учтен дополнительный член, играющий важную роль в балансе турбулентной энергии в дуге.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивный отвод тепловой энергии от электрической дуги спутным потоком холодного газа (SF_6) используется в высоковольтных выключателях (ВВ) переменного тока для гашения электрической дуги, возникающей между разошедшимися контактами. Из экспериментов известно, что при подходе тока к нулю происходит значительный рост уровня турбулентности в дуге отключения, который приводит к быстрому охлаждению газа в дуге после прохождения тока через ноль, исчезновению электропроводных свойств газа и соответственно к размыканию электрической цепи.

В данной работе объяснение дополнительной турбулизации дано на основе уравнения баланса энергии турбулентности, в котором учтен дополнительный член, пропорциональный du/dt , обычно не учитываемый в моделях турбулентности. Действие ускорения можно объяснить следующим образом. При турбулентном режиме течения ядро дуги упрощенно можно представить себе состоящим из смеси комков плазмы («молей») с различными температурами и соответственно плотностями. При наличии ускорения более плотные комки начинают перемещаться в сторону действия силы инерции, а вытесняемые ими комки с меньшей плотностью в противоположную. Таким образом, сила инерции может совершать работу, создавая относительные перемещения комков разной плотности, что, по сути, и является дополнительной турбулизацией. При этом в угасающей дуге указанный член в ядре дуги играет роль генерационного, а на ее периферии подавляет пульсации. Действие указанного члена аналогично работе архимедовой силы в поле земного

ускорения при неустойчивой или устойчивой стратификации атмосферы.

2. ПРИЧИНЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ДУГИ ПРИ БЫСТРОМ УБЫВАНИИ ТОКА

Дополнительный рост энергии турбулентности в дуге отключения можно описать, учитывая член в уравнении баланса энергии турбулентности, который не учитывался ранее в стандартных моделях. При выводе этого уравнения величины, характеризующие турбулентные течения сред, такие как проекции скорости u_i , плотность ρ , давление p и т.д. разделяют на осредненные и флуктуирующие, а именно:

$$u_i = \bar{u} + u_i' \quad \rho = \bar{\rho} + \rho' \quad p = \bar{p} + p' \quad (1)$$

Здесь черта сверху — знак осреднения, штрих — знак хаотически флуктуирующей величины. В сжимаемой среде среднекинетическая энергия в единице объема равна (по повторяющемуся индексу подразумевается суммирование):

$$E = \overline{\rho u_i u_i} / 2 + \overline{\rho u_i' u_i'} + \overline{\rho u_i' u_i'} / 2 = E_s + E_{st} + E_t \quad (2)$$

Отметим, что в двух последних членах (2) ρ записана слитно. В (2) E_s — кинетическая энергия осредненного движения; E_{st} — энергия взаимосвязанных движений — осредненного и хаотического, которая равна 0 при $\rho = \text{const}$; E_t — энергия хаотического движения. В большинстве прикладных задач корреляция между $\overline{\rho u_i}$ и $\overline{u_i}$ отсутствует, так что $E_{st} = 0$, но в дуговых потоках $E_{st} \neq 0$. Вывод уравнений для E_s , E_{st} , E_t и описание обмена энергиями между ними имеется в [4]. К тому, что сказано в [4], добавим следующее. В правой стороне уравнения для E_{st} имеются члены, определяющие генерацию E_{st} и стоковые члены, характеризующие передачу энергии от E_{st} к E_t . Однако нет диссипативного члена, которых определял бы превращение энергии E_{st} в тепло за счет действия сил вязкости. Это значит, что пульсации скорости u_i' , входящие в E_{st} , являются крупномасштабными и что бы их энергия диссипировала в тепло она должна быть передана хаотическим флуктуациям с энергией E_t , поскольку в правой стороне уравнения для E_t имеется диссипативный член. Подчеркнем, что передача энергии от крупномасштабных флуктуаций к мелкомасштаб-

ным с последующей ее диссипацией является основным содержанием закона Ричардсона—Колмогорова о каскадном переносе энергии в турбулентных потоках. В уравнении для E_{st} необходимости нет, т.к. $\overline{\rho u'_i}$ находится на основе уравнения сохранения переноса количества движения в дуге и модели пути смешения. Считая E_{st} частью энергии осредненного движения, равной $E_m = E_{st} + E_s$, сложим соответствующие уравнения. Тогда система уравнений (без учета объемных сил) примет вид:

$$\frac{\partial E_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(E_m \overline{u_\alpha} + \overline{\rho u'_\alpha u'_\beta} \overline{u_\beta} + \frac{1}{2} \overline{\rho u'_\alpha u'_\beta} \overline{u_\beta} + \overline{\rho u'_\alpha} \overline{u_\beta} - \overline{u'_\beta \tau_{\alpha\beta}} \right) = \overline{p \frac{\partial u'_\alpha}{\partial x_\alpha}} + \overline{\rho u'_\alpha u'_\beta} \frac{\partial \overline{u_\beta}}{\partial x_\alpha} + \overline{\rho u'_\alpha} \frac{d \overline{u_\alpha}}{dt} - \overline{\rho \varepsilon_s}. \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(E_t \overline{u_\alpha} + \frac{1}{2} \overline{\rho u'_\alpha u'_\beta} \overline{u_\beta} + \overline{\rho u'_\alpha} \overline{u_\beta} - \overline{u'_\beta \tau_{\alpha\beta}} \right) = \overline{p \frac{\partial u'_\alpha}{\partial x_\alpha}} - \overline{\rho u'_\alpha u'_\beta} \frac{\partial \overline{u_\beta}}{\partial x_\alpha} - \overline{\rho u'_\alpha} \frac{d \overline{u_\alpha}}{dt} - \overline{\rho \varepsilon_t}. \quad (4)$$

Здесь

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\alpha}; \quad \tau_{ij} = \eta \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \overline{u}_\alpha}{\partial x_\alpha} \right) —$$

тензор вязких напряжений; $\overline{\rho \varepsilon_s} = \overline{\tau_{\alpha\beta}} \left(\frac{\partial \overline{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right)$;

$\overline{\rho \varepsilon_t} = \overline{\tau'_{\alpha\beta}} \left(\frac{\partial \overline{u}'_\beta}{\partial x_\alpha} \right)$ — вязкие диссипации соответ-

ственно осредненного и хаотического движений. В прикладных задачах распределения величин \overline{u}_i , $\overline{\rho}$, \overline{p} , \overline{T} и т.д. находятся из уравнений движения, неразрывности и энергии, так что они должны удовлетворять уравнению (3) тождественно. Прибавление E_{st} к E_s компенсируется выбором такого числового значения эмпирического коэффициента в формуле для коэффициента турбулентной вязкости, что рассчитанные поля скорости и температуры совпадают с экспериментальными. Подлежащее расчету уравнение (4) в случае дуговых течений может быть несколько упрощено. Так, можно пренебречь членом $-\overline{u'_\beta \tau'_{\alpha\beta}}$, поскольку он описывает диффузию за счет молекулярного переноса, который на порядки меньше турбулентного. В дугах, горящих в спутном потоке, давление в сечении дуги определяется внешним потоком, поэтому корреляция между $\overline{p'}$ и $\frac{\partial \overline{u}'_\alpha}{\partial x_\alpha}$ равна нулю и, следовательно, $\overline{p' \left(\frac{\partial \overline{u}'_\alpha}{\partial x_\alpha} \right)} = 0$. Второй и третий члены в круглых скобках левой стороны могут быть объединены в один член, который обычно принимается пропорциональным градиенту E_t . Таким образом, уравнение (4) в случае дуговых течений внешне отличается от уравнения баланса энергии турбулентности в несжимаемых средах (см. [4]), только одним членом в правой стороне, который пропорционален

$\frac{d \overline{u}'_\alpha}{dt}$. Отметим, что при быстрых изменениях тока в турбулизованной дуге осреднение следует понимать как теоретико-вероятностное по ансамблю реализаций [4]. Таким образом, параболизированное уравнение баланса энергии турбулентности в единице объема, в цилиндрической системе координат в осесимметричном случае имеет вид:

$$\frac{d E_t}{dt} = -\overline{\rho u' v'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r v' \left(p' + \frac{1}{2} u'_k u'_k \right) \right] - \overline{\rho \varepsilon_t} - \overline{\rho' u'} \frac{d \overline{u}}{dt}. \quad (5)$$

Здесь \overline{u} , \overline{v} — проекции осредненной скорости на оси x , r . Ось x совпадает с осью симметрии дуги.

Для столба дуги, имеющего цилиндрическую форму, величины, характеризующие дугу, не зависят от x . Для моделирования трех первых, стандартных, членов правой стороны (5) используем формулы, близкие к тем, что были введены в полуэмпирической модели с одним уравнением [5, 6], построенной на соотношении Невзглядова—Драйдена:

$$\tau_t = 0,3 E_t. \quad (6)$$

Здесь $\tau_t = -\overline{\rho u' v'}$. Основываясь на приближенном равенстве $\overline{\rho u'^2} \approx \overline{\rho_e} \overline{u_e^2}$, имеющем место в столбе дуги [7], и теории пути смешения можно показать, что:

$$\overline{\rho' u'} = C_1 l^2 \frac{\partial^2 \sqrt{\overline{\rho}}}{\partial r^2}. \quad (7)$$

Здесь $C_1 = \overline{u_e} \sqrt{\overline{\rho_e}} = const$, а $\overline{u_e}$, $\overline{\rho_e}$ — скорость и плотность в спутном потоке, l — путь смешения. Учитывая вышесказанное, запишем (5) в виде:

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} = 0,3 E_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu_t \frac{\partial E_t}{\partial r} \right] - 1,7 \frac{E_t \Theta}{l} - u \sqrt{\overline{\rho}} l^2 \frac{\partial^2 \sqrt{\overline{\rho}}}{\partial r^2} \frac{\partial \overline{u}}{\partial t}. \quad (8)$$

Здесь Θ — среднеквадратичное значение скорости флуктуаций, μ_t — динамический коэффициент турбулентной вязкости. Некоторые отличия аппроксимаций, принятых в (8), с принятыми в [5], несущественны, поскольку далее нужны только оценки числовых значений членов (8).

При быстром убывании тока в дуге практически столь же быстро убывает и температура плазмы дуги, а так же ее скорость, поэтому при гашении дуги $\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} < 0$. Величина $\sqrt{\overline{\rho}} = f(r)$ имеет минимум на оси дуги, поэтому в ядре дуги $\frac{\partial^2 \sqrt{\overline{\rho}}}{\partial r^2} > 0$. Таким образом, последний член в правой стороне (8) при гашении дуги является источниковым в области ядра дуги, как и первый член. Второй член — диффузионный, третий член — диссипативный, выраженный формулой Колмогорова.

Для оценок числовых значений членов уравнения (8) использовались опытные данные [8], полученные при горении дуги в сопле Лавала с радиальной подачей газа на входе (рис.1). Ток в дуге вначале поддерживался постоянным и равным 1500 А, а далее в течение 55 мкс линейно от времени уменьшался до нуля. Через малые промежутки времени t после нуля тока к контактам прикладывалось напряжение пробоя $U_{пр}(t)$ при котором ток возобновлялся. Оценки, сделанные на основе [8] показали, что в угасающей дуге главную роль играет последний член в правой стороне (8). Таким образом, имеем:

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} = -\overline{\rho' u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t}. \quad (9)$$

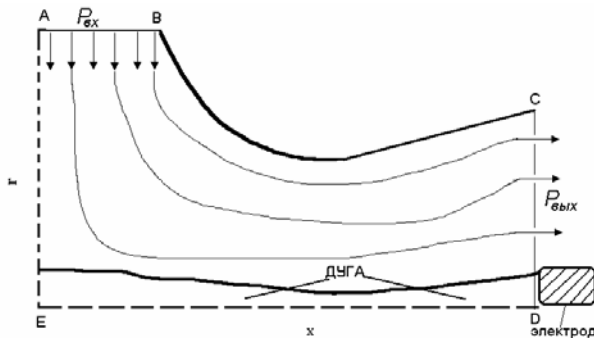


Рис. 1. Геометрия канала

Посредством приближенного равенства $\overline{\rho u}^2 \approx \overline{\rho} \overline{u}^2$ и соотношения (6) можно показать, что:

$$\frac{\partial \mu_t}{\partial t} \sim \left\{ 0,6 \sqrt{\overline{\rho}} l^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right\} \frac{\partial \sqrt{\overline{\rho}}}{\partial t}. \quad (10)$$

При выводе (10) учтено, что максимальная скорость u_{\max} и толщина дуги убывают, а плотность газа ρ возрастает в период падения тока, поэтому можно предположить, что произведение в фигурной скобке в (10) будет слабо меняться в течение времени убывания тока. Было принято, что кинематический коэффициент турбулентной вязкости в течение малого промежутка времени, соответствующего падению тока и последующей фазе восстановления электрической прочности газа остается неизменным во времени и равным тому значению, которое он имел в момент начала падения тока. Интенсификация процессов турбулентного обмена происходит за счет роста плотности в остывающей дуге согласно формуле (10). Непосредственные расчеты произведения в фигурной скобке, сделанные в дальнейшем, показали, что оно действительно практически не меняется в течение указанного отрезка времени.

3. МОДЕЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для численного моделирования использовалась полная система газодинамических уравнений, осредненных по Рейнольдсу [9]:

Система уравнений дополнялась алгебраическими полумэмпирическими моделями для определения

коэффициента турбулентной вязкости и потерь тепла на излучение.

Коэффициент турбулентной вязкости принят в виде:

$$\mu_t = (\overline{\rho} \overline{\rho}_e)^{0,5} \nu_t, \quad (11)$$

$$\nu_t = \delta_{\sigma} f_1 f \sqrt{\left[\left(C \delta_{\sigma} \frac{v_{\Delta}}{\Delta} \right)^2 + \left(C_1 (u_{\max} - u_{\Delta}) \right)^2 \right]}, \quad (12)$$

где $\overline{\rho}_e$ — плотность холодного газа; $\overline{\rho}$ — местная плотность газа; δ — средняя по координате x толщина дуги; Δ — значения координаты r , соответствующее точке вне дуги (в расчетах было принято, что $\Delta \approx 1,5 \cdot r_{0,15}$; $r_{0,15}$ — радиус, на котором величина проводимости составляет 15 % от ее максимального значения на оси дуги); v_{Δ} — значение составляющей скорости v в точке $r = \Delta$, u_{\max} — значение продольной скорости на оси симметрии, f, f_1 — функции, уменьшающие турбулентную вязкость в направлении к стенке. Значения эмпирических коэффициентов: $C = 10^{-1}$; $C_1 = 4,9 \cdot 10^{-3}$.

Для определения излучения принята модель лучистой теплопроводности [10]. Заметим, что уравнение энергии, использованное в работе, записано относительно энтальпии h , поэтому в него входит не лучистая теплопроводность величина $\lambda_{луч}$, а величина $k_{\psi} = \frac{\lambda_{луч}}{c_p}$, для которой и формулировалась полумэмпирическая модель. Для k_{ψ} была принята формула:

$$k_{\psi} = C_{\psi} \frac{p_{ось}^{cp}}{\left(p_{ось}^{cp} \right)_{стат}} \frac{\delta_{\sigma}}{\left(\delta_{\sigma} \right)_{стат}} f, \quad (13)$$

где $f = 0$ при $T_{cp} < T_s$ и $f = (T_{cp}/T_s - 1)^3$ при $T_{cp} \geq T_s$, $C_{\psi} = 1,68 \cdot 10^{-6} \rho_0 u_0 H [(Вт \cdot кг) / (м \cdot Дж)]$; ρ_0, u_0, H — характерные величины, с помощью которых уравнение приводится к безразмерному виду (ρ_0 — плотность заторможенного газа при температуре заторможенного газа $T_0 = 300$ К; u_0 — скорость звука в заторможенном газе; H — радиус горловины сопла); $p_{ось}^{cp}$ — среднее значение давления вдоль оси дуги, $\left(p_{ось}^{cp} \right)_{стат}, \left(\delta_{\sigma} \right)_{стат}$ — являются средними значениями давления и радиуса дуги вдоль оси дуги в стационарном состоянии. T_{cp} — среднее значение температуры газа на оси; T_s — температура, такая, что при $T < T_s$ газ не излучает. Для элегаза величина T_s в соответствии с данными [11] составляет 4000 К.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Были проведены расчеты на базе экспериментальных данных [8]. Посредством алгоритма, пред-

ставленного в [9] был проведен ряд расчетов угасающей электрической дуги в канале проточной части ДУ (см. рис. 1). На линиях АЕ — плоскость симметрии, ED — ось симметрии. Газ, подходящий снаружи к сечению АВ, прогревается коротковолновой радиацией от дуги, поэтому температура газа во внешнем потоке была принята равной 500 К. Ток вначале оставался постоянным и равным $I = 1500$ А, далее, в течение 55 мкс, падал со скоростью — 27 А/мкс. Расчеты проводились при перепадах давления 1,8:1; 3,4:1 и 6,8:1.

Результаты расчетов представлены на рис. 2. Расчетные кривые пробивающего напряжения сравниваются с опытными данными [8]. Моментом начала размыкания дуги считался момент времени, когда на каком-то отрезке оси дуги температура становилась менее 3000 К. После того как дуга разомкнулась, величина пробивающего напряжения $U_{пр}$ зависит длины участка $L(t)$, на котором температура менее 3000 К, и напряженности пробивающего поля $E_{пр}$. Величину пробивающего напряжения в расчетах находили по формуле:

$$U_{пр}(t) = L(t)E_{пр}(t), \quad (14)$$

где $E_{пр}(t) = k_0(p/p_a) \cdot (t/t_0)$ здесь $k_0 = 3,25$ [кВ/мм]; p — среднее давление газа на участке $L(t)$; $p_a = 1$ атм; t — время, прошедшее с момента размыкания дуги; $t_0 = I_{max}/(dI/dt)$ — характерное время, определяемое скоростью падения тока — dI/dt и максимальным током I_{max} .

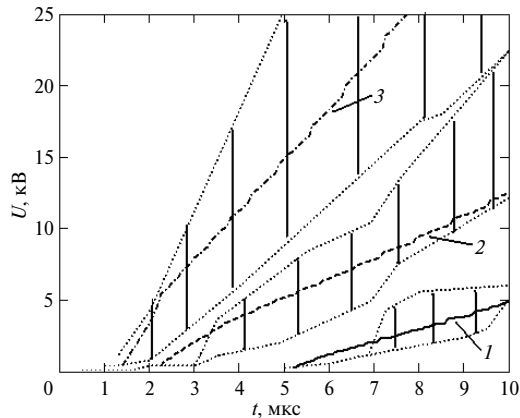


Рис. 2. Зависимость напряжения пробоя от времени в зависимости от значения давления на входе (1 — 1,8 атм, 2 — 3,4 атм, 3 — 6,8 атм)

В работе с [8] указано, что наличие диффузорного участка не оказывает влияния на скорость роста напряжения пробоя. Соответственно в [9] предполагалось, что рост участка $L(t)$ происходит в обе стороны от места образования разрыва с одинаковой скоростью. Однако настоящие расчеты, проведенные при наличии диффузорного участка, показали, что скорость роста $L(t)$ в диффузоре намного больше, чем в конфузоре. На рис. 2 видно, что расчетные кривые имеют хорошее согласие с экспериментальными данными как по времени прошедшего от момента нуля тока до начала разрыва дуги, так и по скорости роста пробивающего напряжения.

Возникновение и развитие участка $L(t)$ иллюстрируется на рис. 3, где приведены распределения температуры газа на оси дуги в различные моменты времени для $p_{вх} = 6,8$ атм и отмечена длина $L(t)$.

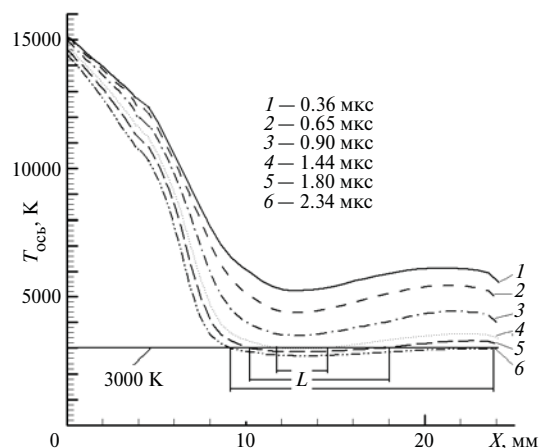


Рис. 3. Изменение температуры на оси дуги в период падения тока

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бельков Е. П. Восстановление электрической прочности искровых промежутков после протекания больших импульсов тока // ЖТФ. 1974. Т. XLIV. № 9. С. 1946—1951.
2. Джонс Дж. Влияние турбулентности на отключение тока // Отключение токов в сетях высокого напряжения / под ред. К. Рагаллера: пер. с англ. М.: Энергиздат, 1981. С. 268—297.
3. Шнейдер М. Н. О турбулентном охлаждении послеискрового канала в газе // РАН, 1993, Препринт № 522. 26 с.
4. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т. 1. СПб.: Гидрометеоздат, 1992. 268 с.
5. Lee S.C., Harsha P.T. Use of turbulent kinetic energy in free mixing studies // AIAA. 1970. Т. 8. С. 1026—1032.
6. Турбулентность / под ред. У. Фрост, Т. Моулден. М.: Мир, 1983. 536 с.
7. Yan J.D., Nuttall K.I., Fang M.T.C. J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 1401—1406.
8. Moll R., Schade E. Dielectric Recovery of Axially Blown SF₆-Arcs // 6 Int. Conference on Gas Discharge and Their Applications. 1980. N 183.
9. Аверьянова С. А., Акатнов Н. И., Тонконогов Е. Н. Моделирование теплообмена при взаимодействии потока газ с электрической дугой отключения в высоковольтных элегазовых выключателях // Труды 3-й Всероссийской конференции по теплообмену, Москва, 21—25 окт. 2002. Т. 2. С. 37—40.
10. Иевлев В.М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М.: Наука, 1975. 256 с.
11. Blundell R.E., Fang M.T.C. The similarity and scaling of radiating arcs burning in a turbulent, axially accelerating gas flow // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 628—635.