

Вхождение электрической дуги в область интенсивного гашения в электрических аппаратах

АПОЛЛОНСКИЙ С.М., КУКЛЕВ Ю.В.

Эффективность и надёжность низковольтных ($\leq 1000\text{В}$) электрических аппаратов зависят во многом от грамотно спроектированной дугогасительной системы. Последняя должна удовлетворять следующим требованиям: иметь заданную коммутационную способность и минимальное время горения дуги с тем, чтобы уменьшить износ контактов и дугогасительной камеры; не создавать недопустимых перенапряжений; иметь минимальные размеры дугогасительной системы и минимальный выброс пламени и ионизированных газов, могущих вызвать пробой изоляции между частями аппарата и комплектного устройства; создавать минимальные физические поля и излучения. Рассмотрены способы интенсивного дугогашения выброса ионизированных газов из камеры электрических аппаратов, позволяющие снизить их размеры, увеличить надёжность, эффективность и безопасность.

Ключевые слова: электрический аппарат, интенсивное дугогашение, дугогасительные устройства, надёжность

В последние десятилетия в России практически не выпускались низковольтные электрические аппараты (ЭА), а использовались аппараты, выпускаемые в Евросоюзе (в частности — в ФРГ). Как отмечают пользователи, зарубежные ЭА при определённых достоинствах (компактные размеры, относительная дешевизна) отличаются существенными недостатками: снижены безаварийный ресурс ЭА и надёжность, особенно при работе в окружающей среде с физическими факторами волновой природы. Чаще всего с пониженной надёжностью зарубежных ЭА сталкиваются в автономных электроэнергетических системах (транспортных — судовых, железнодорожных и т.д.).

По мнению специалистов, недостатки работы современных ЭА вызваны в значительной мере использованием в дугогасительных устройствах пластических материалов вместо металлических, исключением вспомогательных электродов и др.

Вместе с тем, разработчиками ЭА (в частности, школы проф. О.Б. Брона) накоплен большой опыт в формировании систем дугогашения в низковольтных ЭА при использовании металлических решёток [1], благодаря которым можно значительно увеличить надёжность ЭА и безаварийный ресурс их работы при приемлемых габаритах. Однако некоторые особенности газодинамических процессов перед дугогасительными решётками требуют специального рассмотрения.

В статье рассмотрены способы формирования зоны дугогашения ЭА с использованием дугогасительных решёток, которые, по мнению авторов, позволяют увеличить ресурс работы ЭА, их

надёжность и безопасность в условиях воздействия физических факторов волновой природы, но ранее не были оценены по достоинству.

Газодинамические процессы перед дугогасительной решёткой. В ЭА с дугогасительной решёткой в выхлопной зоне дуга возникает на контактах, расположенных между относительно широко расставленными изоляционными стенками, а потом «загоняется» электромагнитными силами в область, занятую пластинами решётки. Этот процесс сопровождается рядом газодинамических явлений, замедляющих движение дуги, а в ряде случаев даже останавливающих ее. В процессе формирования дуги возникает тепловая волна, на границе которой образуется скачок уплотнения воздуха. С уменьшением скорости фронта тепловой волны скачок плотности воздуха отделяется от границы канала дуги и уходит вперед. Возникает фронт акустической волны.

Перед дугой, движущейся в широкой части дугогасительного устройства δ_1 , возникает область повышенного давления P_1 , которая распространяется со звуковой скоростью [2, 3]. Она достигает мест перехода в дугогасительную решётку, и здесь претерпевает частичное отражение P_2' и проникновение в щель между пластинами P_3 . Волна давления P_2' , отражённая от края пластин решётки, движется навстречу дуге, складывается с падающей волной P_1 и образует волну P_2 , которая повышает давление перед дугой, замедляя ее движение, а сама претерпевает новое отражение. Проникая же в решётку, волна P_3 увлекает за собой поток воздуха из широ-

кой части устройства δ_1 , что и создает волну разрежения P_4 , распространяющуюся навстречу дуге вслед за волной P'_2 .

Согласно равенству давлений по обе стороны перехода $P_4 = P_2 - P_3$. Пробегаая несколько раз все сокращающееся расстояние между дугой и местом перехода, отраженные волны становятся все меньше по амплитуде и после нескольких отражений затухают. Значение отраженной волны P'_2 зависит от амплитуды падающей волны и от геометрических параметров решетки: толщины пластин и расстояний между пластинами. Если

$$P_2 = P_1 + P'_2 \leq 2P_1, \quad (1)$$

то процессы будут подчиняться законам акустики. В противном случае эти законы нарушаются. Возникают вопросы о тех соотношениях, которые связывают величины, влияющие на рассматриваемые процессы в области, определяемые уравнением (1), а также об их использовании при разработке дугогасительных устройств с деионной решеткой. Далее уточняется и развивается методика расчета волновых процессов, возникающих в камере с переходом из широкой части щели в узкую щель, где размещена деионная решетка.

Основные соотношения. Пусть акустическое сопротивление широкой части щели Z_1 , а области, занятой деионной решеткой, Z_2 . Эти сопротивления обратно пропорциональны сечению каналов, в которых движется дуга. Поэтому в нашем случае при прямоугольной форме сечения дугогасительного устройства ($a = \text{const}$) [2, 3]:

$$Z_1 \div \frac{1}{\delta_1}, \quad Z_2 \div \frac{1}{(n+1)\delta_2}, \quad (2)$$

где δ_1 — расстояние между электродами; δ_2 — расстояние между пластинами решетки; n — число пластин решетки.

В этом случае согласно известным в акустике соотношениям [2, 3] амплитуда волны P'_2 , отраженной от нижнего края пластины решетки, связана с амплитудой падающей волны P_1 уравнением:

$$P'_2 = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} P_1 = \frac{\delta_1 - (n+1)\delta_2}{\delta_1 + (n+1)\delta_2} P_1 = \beta_1 P_1, \quad (3)$$

где $\beta_1 = \frac{\delta_1 - (n+1)\delta_2}{\delta_1 + (n+1)\delta_2}$ — коэффициент отражения волны давления от нижнего края пластин решетки.

Суммарное значение давления падающей и отраженной волн $P_2 = P_1 + P'_2$ равно:

$$P_2 = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} P_1 = \frac{2\delta_1}{\delta_1 + (n+1)\delta_2} P_1 = \frac{2}{1+\alpha} P_1, \quad (4)$$

где $\alpha = (n+1)(\delta_2 / \delta_1)$ — коэффициент проницаемости решетки.

Достигнув дуги, отраженная волна P'_2 испытывает частично новое отражение, частично поглощается самой дугой или проходит через нее. Поэтому коэффициент отражения β_2 в данном случае оказывается меньше единицы. Отраженная от дуги волна P'_{11} становится меньше падающей P'_2 :

$$P'_{11} = \beta_2 P'_2 = \beta_1 \beta_2 P_1, \quad (5)$$

и совместно с волной разрежения создает давление перед дугой, равное

$$P_{11} = P_2 + P'_{11} - P_4 = P_3 + \beta_1 \beta_2 P_1.$$

Волна давления P'_{11} , достигнув нижнего края пластин решетки, вновь отражается $P_{21} = \beta_1 \beta_2 P'_1$, образуя под решеткой давление, равное

$$P_{21} = P_{11} + P'_{21} = P_3 + \beta_1 \beta_2 (1 + \beta_1) P_1. \quad (6)$$

Возникает затухающий волновой процесс, и давление перед дугой может быть аппроксимировано уравнением

$$P_{1k} = \beta^k \left[\frac{2\delta_1}{\delta_1 + (n+1)\delta_2} \right]^k P_1 = \beta^k \left(\frac{2}{1+\alpha} \right)^k P_1, \quad (7)$$

где k — порядок отражения; β — коэффициент, учитывающий отражение от края решетки и от дуги.

Это давление создает сопротивление движению дуги и устанавливается тогда, когда это сопротивление уравновешивается движущими электромагнитными силами IB / δ_1 .

Из соотношения

$$\beta^k \left[\frac{2\delta_1}{\delta_1 + (n+1)\delta_2} \right]^{k+1} P_1 = \frac{IB}{a} = \beta^k \left(\frac{2}{1+\alpha} \right)^{k+1} P_1 \quad (8)$$

можно найти число отражений

$$k = \ln(IB / a\beta). \quad (9)$$

Коэффициент β , входящий в уравнения (7) и (8), зависит от геометрических параметров решетки и может быть найден расчетным путем.

Введем в рассмотрение скорость потока воздуха за отраженной волной v_2 , скорость за прошедшей волной v_3 , значения скорости звука в областях с атмосферным давлением P_0 и давлениями P_1 , P_2 , P_3 . Введем постоянные и обозначим их соответственно через C_0 , C_1 , C_2 , C_3 . Так как фронт падающей волны уходит далеко вперед от дуги, то рассматриваемый процесс отражения волн можно считать изэнтропическим. В этом случае давление волны

$$P_3 = \left(\frac{C_3}{C_2} \right)^{2k/(k-1)} (P_2 + P_0) - P_0. \quad (10)$$

Величины P_0 и P_1 связаны между собой соотношением [4]:

$$P_1 = P_0 \left[\left(\frac{C_3}{C_2} \right)^{2k/(k-1)} - 1 \right]. \quad (11)$$

Уравнения (4), (6), (10), (11) после простых преобразований дают возможность найти выражение для коэффициента β :

$$\beta = \frac{1-\alpha}{2} \left(\frac{C_3}{C_2} \right)^{2k/(k-1)} + \frac{1-\alpha}{2} \beta_2 + \left(1 + \frac{\alpha}{2} \right)^2 \frac{\left(\frac{C_3}{C_2} \right)^{2k/(k-1)} - 1}{\left(\frac{C_1}{C_0} \right)^{2k/(k-1)} - 1}, \quad (12)$$

где β_2 — коэффициент отражения волны, а

$$C_1 = C_0 \left(\frac{P_1}{P_0} + 1 \right)^{2k/(k-1)}; \quad C_2 = C_0 \left(\frac{P_2}{P_0} + 1 \right)^{2k/(k-1)}.$$

Для определения C_3 используем уравнения характеристик прямой и обратной волн конечной амплитуды [4, 5]:

$$\frac{2}{k-1} C \pm v = \text{const.}$$

Для прямой (прошедшей волны)

$$\frac{2}{k-1} C_3 - v_3 = \frac{2}{k-1} C_0; \quad (13)$$

для обратной (волны разрежения)

$$\frac{2}{k-1} C_2 + v_2 = \frac{2}{k-1} C_3 + v_3. \quad (14)$$

Из уравнения (13)

$$C_3 = \frac{\frac{2}{k-1} C_0}{\frac{2}{k-1} - M_3}, \quad (15)$$

где $M_3 = v_3 / C_3$ — число Маха потока воздуха за прошедшей волной.

Исключая из уравнения (14) величины C_2 и C_3 и учитывая изэнтропическое изменение состояния газа, получим

$$\left(\frac{2}{k-1} + M_2 \right) \left(\frac{P_2}{P_0} + 1 \right)^{(k-1)/2k} = \frac{2}{k-1} \frac{\frac{2}{k-1} + M_3}{\frac{2}{k-1} - M_3}, \quad (16)$$

где $M_2 = v_2 / C_2$ — число Маха за отраженной волной.

Уравнения (15) и (16) не позволяют определить значения C_3 и M_3 , так как в уравнение (16) входит третья неизвестная величина M_2 . Поэтому необходимо найти дополнительное уравнение, связывающее эти три неизвестные величины. Дополнительное уравнение находится из совместного решения уравнений неразрывности и энергии в области перехода [6]:

$$\frac{(n+1)\delta_2}{\delta_1} = \alpha = \frac{M_2}{M_3} \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_3^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_2^2} \right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}}. \quad (17)$$

Решая систему уравнений (15), (16) и (17), находим C_3 , M_3 и M_2 . Значение коэффициента β_2 определяется экспериментально ($\beta_2 = 0,02$).

Результаты экспериментальных исследований.

Для проведения экспериментальных исследований влияния газодинамических процессов на перемещение дуги использовалась установка, состоящая из двух параллельных медных электродов, расположенных между двумя асбестоцементными стенками, образующими полость прямоугольного сечения $20 \times 34 \text{ мм}^2$ (20 мм — ширина щели a , а 34 мм — расстояние между электродами b). Крепление электродов и стенок осуществлялось с помощью гетинаксовых досок, стягиваемых между болтами. На расстоянии 500 мм от входа в щель устанавливалась решетка, состоящая из набора медных или стальных пластин. Набор пластин скреплялся с помощью фибровых планок. В асбестоцементных стенках щели был проделан поперечный паз, в который входили передние планки пакета пластин. При таком устройстве можно было легко и быстро менять решетку [1].

Магнитное дутье осуществлялось с помощью двух катушек, крепящихся к гетинаксовым доскам. Дуга, возникающая при размыкании выключателя, двигалась по электродам под действием внешнего магнитного поля, создаваемого катушками, и проникала внутрь дугогасительной решетки, где и гасла. Измерение давления проводилось с помощью ёмкостных датчиков [3], расположенных — один непосредственно под решёткой, а другой — на расстоянии 300 мм от нее. Вдоль проходимого дугой пути устанавливались магнитные зонды, в которых индуцировалась ЭДС при прохождении дуги. Эта

ЭДС фиксировалась с помощью электронно-лучевого осциллографа. Из осциллограмм определялись: ток I , избыточное давление P , средняя скорость дуги v , магнитная индукция внешнего поля B , напряжение дуги U_0 . В процессе исследований ток изменялся от 4 до 20 кА, магнитная индукция внешнего поля – от 0,06 до 0,16 Т, число пластин n – от 2 до 8, что соответствовало изменению газовой проницаемости решётки от 0,88 до 0,45. Толщина латунных и стальных пластин d : 1, 2, 4 мм.

Измерительная система давления включала три блока. В первом блоке, расположенном в непосредственной близости от датчика давления, помещался генератор колебаний с частотой 5 МГц, имеющий индуктивную связь с измерительным контуром. Второй блок представлял собой трехкаскадный усилитель. В третий блок входило регистрирующее устройство (подробнее см. в [1]).

Наблюдения за газодинамическими процессами между движущейся дугой и дугогасительной решёткой проводились в ударной газодинамической трубе, принцип работы которой основан на создании кратковременных сверхзвуковых потоков. Ударная труба представляла собой трубу прямоугольного сечения 80×129 мм², состоящую из камеры высокого давления, разгонной части и рабочей камеры. Камера высокого давления и разгонная часть разделялись диафрагмой. Газ нагнетался в камеру высокого давления. В некоторый момент диафрагма разрушалась и по разгонной части распространялась волна давления. В рабочей части волна давления встречала на своем пути исследуемую модель решётки. Модели решеток составлялись из прямоугольных пластин толщиной 2 мм с расстояниями между пластинами, соответственно 22, 10 и 3 мм. Через смотровое окно проводилось фотографирование модели решётки в моменты времени, представляющие интерес для исследователя. Для регистрации газодинамических параметров газового потока (давления P_1 в падающей волне, давления P_2 под решеткой) в зависимости от расстояния между пластинами δ_2 и от толщины пластин использовался интерференционный метод, основанный на интерференции пространственного смещения световых лучей [7, 8]. На рис. 1 приведена интерферограмма, полученная при настройке прибора на «полосы конечной ширины».

Влияние конструктивных параметров решетки на газодинамические процессы. К конструктивным параметрам решётки относятся: форма пластин, расстояния между пластинами и расположения пластин относительно друг друга.

На рис. 2 приведены кривые, рассчитанные по уравнению (4) и выражающие зависимость давле-

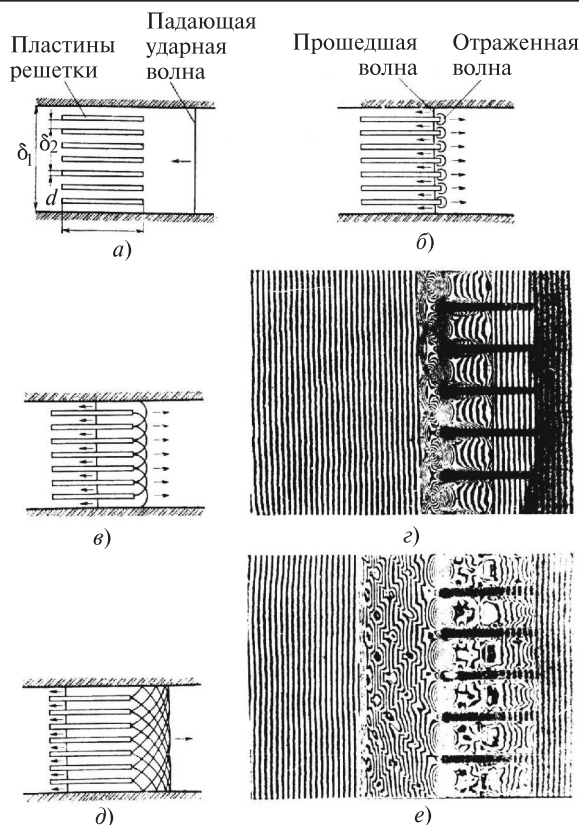


Рис. 1. Интерферограммы и теневые диаграммы газодинамических волн дугогасительной решетки

ния под решёткой P_2 соответственно от расстояния между пластинами δ_1 при $d=2$ мм и от толщины пластин ($n=5$). Там же приведены экспериментальные значения. Ход кривых показывает, что при увеличении δ_2 уменьшается акустическое сопротивление и понижается давление P_2 под ней, стремясь к значению P_1 . При увеличении толщины пластины наблюдается рост амплитуды P_2 , что соответствует увеличению акустического сопротивления решетки.

Изменение давления под решёткой влияет, прежде всего, на скорости и на время пребывания дуги под ней. Волны давления, отраженные от нижнего торца решётки, тормозят движение дуги, тогда как электромагнитные силы способствуют ее движению. Соотношение этих величин определяет скорость дуги и может быть охарактеризовано временем t , за которое дуга проходит расстояние от входа в дугогасительное устройство до решётки. При исследовании одной той же решётки отраженных волн зависит от амплитуды падающей волны P_1 и электромагнитной силы IB , приходящейся на единицу длины дуги, т.е. от безразмерного коэффициента $K = P_1 \delta_1 / IB$. Значение t возрастает, а скорость дуги уменьшается с ростом этого отношения.

Следует отметить, что коэффициент β также зависит от геометрических размеров решётки, а следовательно, от амплитуды отраженной волны, при

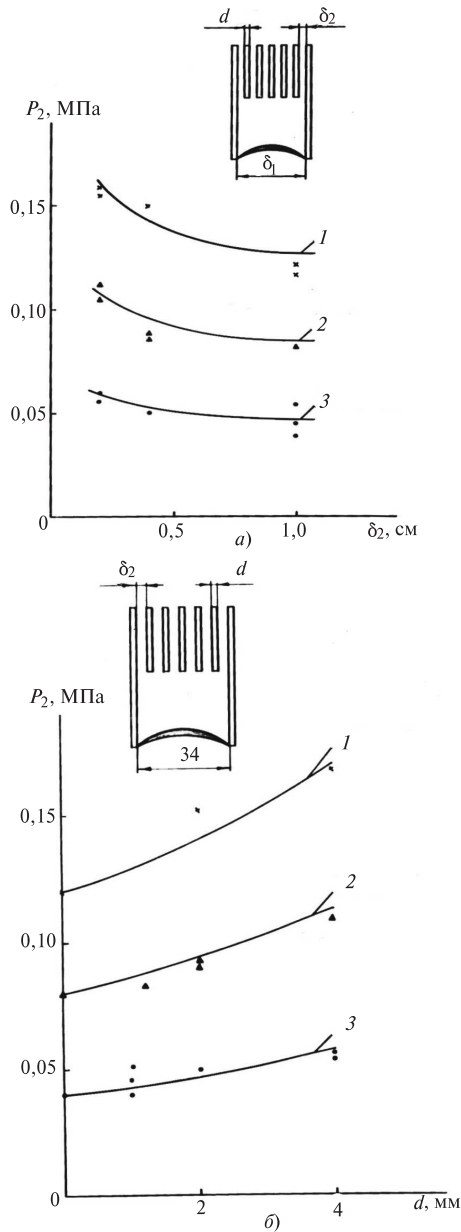


Рис. 2. Зависимость давления P_2 при неизменном расстоянии $\delta_1 = 34$ мм: а — от расстояния между пластинами: 1 — $P_1 = 0,12$ МПа; 2 — 0,06; 3 — 0,44; б — от толщины пластины: 1 — $P_1 = 0,12$ МПа; 2 — 0,08; 3 — 0,04

уменьшении которой β стремится к единице. При $\delta_1 = \delta_2$ и $n=0$ имеем $\beta=1$ и уравнения (3) и (4) вырождаются к виду: $P_2 = IB / \delta_1 = P_1$.

Экспериментально получены следующие значения β :

- при $\alpha = \delta_2(n+1)/\delta_1 = 0,88$ ($n=2$) $\beta=0,7$;
- при $\alpha = \delta_2(n+1)/\delta_1 = 0,7$ ($n=5$) $\beta=0,55$;
- при $\alpha = \delta_2(n+1)/\delta_1 = 0,53$ ($n=8$) $\beta=0,45$.

Согласно законам газодинамики давление P_1 перед дугой связано с ее скоростью и скоростью распространения фронта волны соотношением

$$P_1 = \rho_0 v N_1. \tag{18}$$

Величина N_1 определяется уравнением

$$N_1 = c \sqrt{\frac{3 P_1}{7 P_0} + 1}, \tag{19}$$

где $c = 340$ м/с — скорость звука в невозмущенном воздухе; P_0 — атмосферное давление; ρ_0 — плотность невозмущенного воздуха.

Исключая из этих уравнений N_1 и решая относительно P_1 , получаем

$$P_1 = \frac{3 \rho_0^2 v^2 c^2}{7 P_0} \left[1 + \sqrt{1 + 5,45 \frac{P_{0,1}^2}{\rho_0^2 v^2 c^2}} \right]. \tag{20}$$

После подстановки значения P_1 в уравнение (4) находим зависимость, по которой для решетки с $\alpha = 0,53$ рассчитана кривая рис. 3.

При медленном движении ($v < 25$ м/с) перед дугой распространяется волна давления P_1 с пологим фронтом. Достигнув места перехода, она отражается с отступлением от законов акустики из-за перетекания газа из широкой части камеры в промежутке между пластинами решётки. Поэтому наблюдаемые значения P_2 оказываются несколько ниже расчетных. По мере увеличения скорости дуги ($v > 25$ м/с) возрастает и крутизна фронта. Поэтому процессы отражения и преломления волн давления происходят по законам акустики. Наблю-

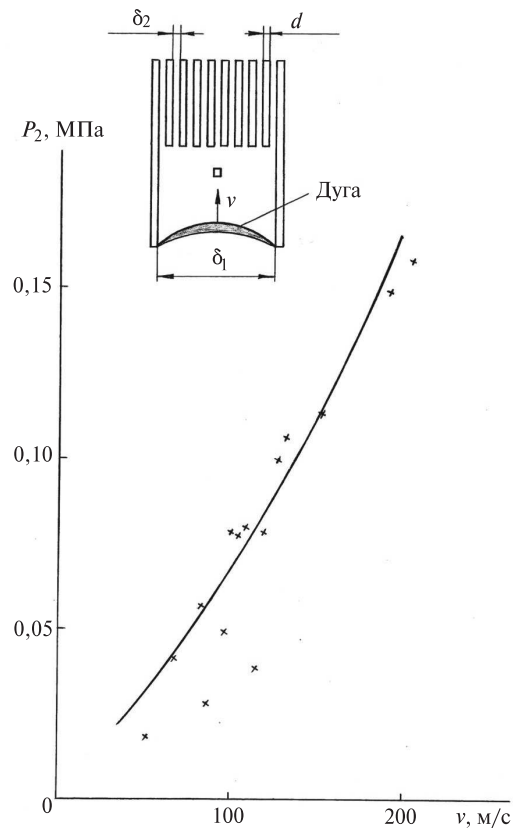


Рис. 3. Зависимость давления отраженной волны P_2 от скорости движения дуги при $\alpha = 0,53$ ($n = 8$), $\delta_1 = 34$ мм и $\delta_2 = 2$ мм; × — экспериментально полученные значения

даемые значения давления P_2 здесь совпадают с расчетными.

Замедление дуги в области перехода в дугогасительную решетку. При вхождении дуги в дугогасительную решетку горячая плазма соприкасается с холодными металлическими пластинами, что приводит к деформации ствола дуги. Дуга изгибается и петлеобразно охватывает пластины решетки с двух сторон, в результате повышается разность потенциалов между дугой и пластиной.

По мере деформации дуги разность потенциалов достигает того значения, при котором происходит пробой между плазмой и пластиной и на пластине образуются опорные пятна дуги. Этим завершается разделение дуги в решетке на короткие частичные дуги.

Частичные дуги между пластинами решетки передвигаются под действием электромагнитных сил. В тех случаях, когда частичные дуги достигают верхнего конца пластин, может произойти их объединение в одну дугу, горящую над решеткой, что недопустимо. В связи с этим возникает задача создания условий, при которых частичные дуги могут задерживаться в решетке в течение продолжительного времени.

Для вхождения дуги в решетку существенное значение имеет не только ее форма, но и расположение решетки относительно контактов. В одних условиях она может входить сразу всем столбом в решетку, в других - поочередно своими участками. Попадая на пару пластин, участок дуги приобретает напряжение, соизмеримое с приэлектродным падением (около 20 В). Чтобы осуществился переход оснований дуги на пластины, её столб должен иметь напряжение, сравнимое с ним. На характер перехода дуги на пластины и движение её в решетке существенное влияние могут оказать потоки плазмы.

Зависимость электромагнитной силы втягивания дуги на пластины решетки от разных факторов подробно исследованы в [9]. Достаточно простая аналитическая зависимость для этой силы имеет вид

$$F_0 = \gamma_n \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \frac{\Delta}{\delta} \frac{I^2}{a} \cdot 10^{-7} \text{ Н/см,}$$

где μ — относительная магнитная проницаемость материала пластин; Δ — толщина пластин; γ_n — коэффициент, учитывающий неравномерность магнитного поля тока дуги вблизи пластин решетки ($\gamma_n = 1,0 \div 1,5$); I — ток дуги, А; δ — расстояния между пластинами; a — расстояние от столба дуги до ближнего края пластины (дуга подходит к решетке, но не доходит до нее).

Электромагнитная сила, втягивающая дугу в решетку, может оказаться существенной. Так, при $I = 5000$ А и $\alpha = 0,2$ см она равна 3,9 Н/см. При магнитном дутье для создания такой силы потребовалась бы напряженность внешнего магнитного поля $H = 640$ А/см.

При высокой частоте тока начинает проявляться фактор, препятствующий вхождению дуги в решетку. Когда столб дуги приближается к пластинам, быстро изменяющийся во времени магнитный поток, создаваемый током дуги, наводит в пластинах решетки вихревые токи. Потоки, созданные этими токами, будут иметь такое направление, при котором сила втягивания дуги в решетку ослабляется. На рис. 4 даны зависимости результирующей удельной силы F_0 , действующей на столб дуги единичной длины, находящейся у края латунных и стальных пластин решетки, от частоты тока.

Для латунных пластин эта сила при любой частоте будет отрицательной, т.е. противодействующей вхождению дуги в решетку. Это объясняется тем, что электромагнитные силы здесь отсутствуют и имеется лишь взаимодействие потока от вихревых токов с током дуги. В случае использования стальных пластин результирующая сила равна разности электромагнитной силы и сил взаимодействия потока от вихревых токов с током дуги. Поэтому при сравнительно небольших частотах результирующая сила положительна (втягивает дугу в решетку), а при больших частотах она становится отрицательной.

На рис. 5 даны зависимости времени остановки дуги у края пластин двух форм от напряженности внешнего магнитного поля H при токе дуги 100 А. Приведенные кривые включают в себя и время

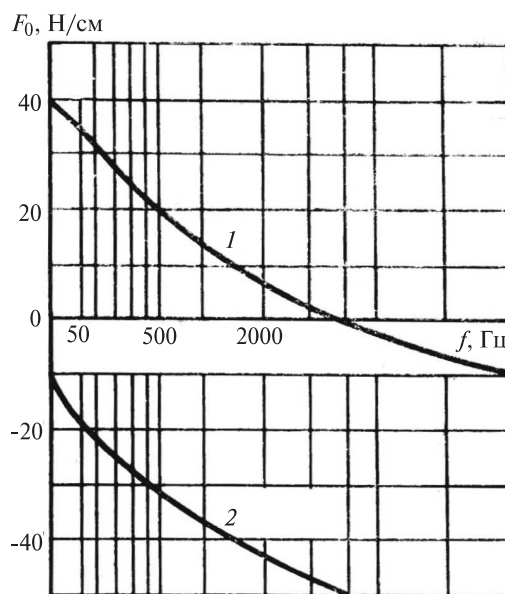


Рис. 4. Зависимость силы втягивания дуги в решетку от частоты тока: 1 — железо; 2 — латунь

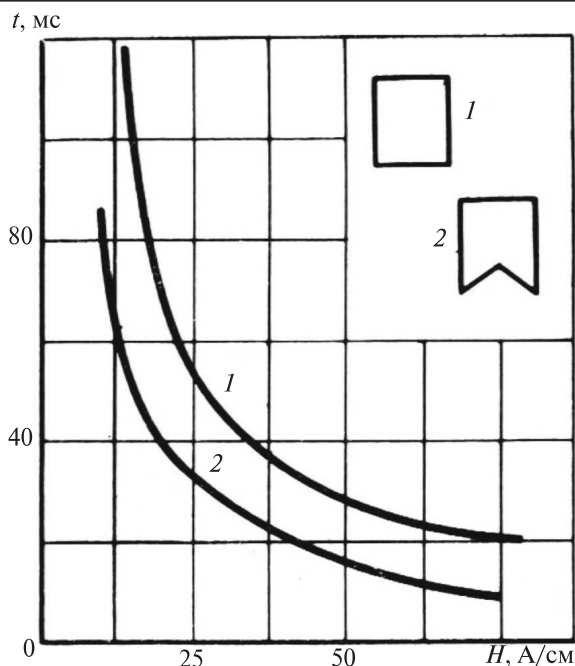


Рис. 5. Время остановки дуги у пластин разной конфигурации

формирования опорных пятен на пластинах. Вхождение дуги в решётку и движения частичных дуг исследовались на экспериментальной установке по методике, опубликованной в [10]. Там же приведены результаты экспериментальных исследований: осциллограммы изменения напряжения фотодиодов; токов в измерительной пластине; напряжения магнитных зондов; временные интервалы.

Виды и причины повторных зажиганий и отброса дуги. Наиболее опасным явлением при гашении дуги являются её повторные зажигания и наблюдаемые отбросы её от решётки. Возникновение повторных зажиганий дуги в дугогасительных камерах при отключении как малых критических токов, так и токов короткого замыкания может привести к аварийным ситуациям с тяжелыми последствиями.

Повторным зажиганиям дуги при естественном переходе тока через нуль в бестоковой паузе посвящён ряд работ [9, 11], в которых главное внима-

ние уделено скорости нарастания напряжения сети и скорости восстановления электрической прочности ионизированного воздуха в контактном растворе при переходе тока через нуль. Диапазон токов в экспериментах соответствовал малым критическим и номинальным токам выключателей.

При проведении исследований гашения дуги большой мощности в выключателях на 4000 А номинального тока с различными макетами дугогасительных решёток с помощью скоростной киносъёмки и осциллографирования тока и напряжения дуги катодным осциллографом выявлено возникновение большого числа повторных зажиганий дуги в дугогасительных устройствах и многообразие их форм как при переходе тока через нуль, так и в течение всего времени протекания процесса гашения дуги.

Причин возникновения электрических пробоев, приводящих к возобновлению процесса гашения дуги, несколько. В основном они связаны с конструкцией выхлопного устройства: конфигурацией и взаимным расположением токоведущих частей дугогасительного устройства; наличием острых кромок у металлических деталей, с которыми соприкасается плазма дуги. На возникновение электрических пробоев в дугогасительном устройстве влияет также ряд физических явлений, сопровождающих процесс гашения дуги. К ним, в первую очередь, относятся: скорость восстановления электрической прочности ионизированного газа в разрядном промежутке; распределение электрического поля (ЭП) между металлическими деталями дугогасительного устройства, а также его локальная концентрация и увеличение на каплях, шероховатостях, острых кромках и заусенцах на контактах, рогах и деионных пластинах; потоки плазмы; температура поверхностей деталей дугогасительного устройства.

Подробно остановимся на рассмотрении причин отброса дуги от решётки (рис. 6). К таким причинам относятся газодинамические и термические

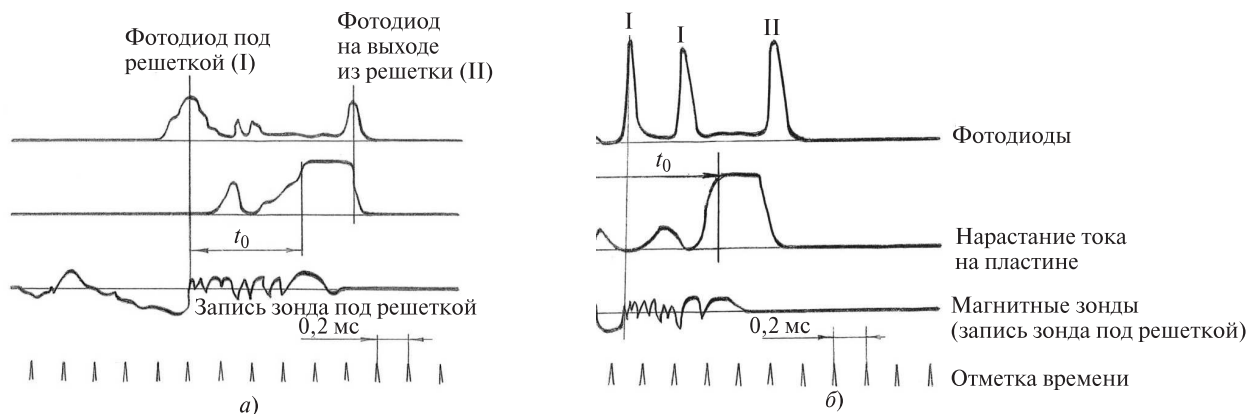


Рис. 6. Осциллограммы, демонстрирующие отброс дуги от медной пластины с прямым нижним торцом: а — $B = 0,16$ Т; $I = 4$ кА; б — $B = 0,24$ Т; $I = 4$ кА

сопротивления. Кроме того, они зависят от конструкции дугогасительного устройства, т.е. от конфигурации и взаимного расположения пластин решётки и его токоведущих частей.

При взаимодействии дуги с пластинами возникают дополнительные электрические силы отталкивания, обусловленные наличием электрических отрицательных зарядов. Эти заряды концентрируются на нижних и верхних торцах пластин решётки и на острых кромках токоведущих деталей дугогасительного устройства. Превышение значений объёмных электрических сил отталкивания над магнитными силами притяжения при приближении дуги к решётке может являться одной из причин отброса.

Проводимость тока в объёме плазмы дуги обеспечивает ЭП. При анализе распределения ЭП в дугогасительных устройствах обращает на себя внимание его неоднородность, которая зависит от конфигурации конструкции дугогасительного устройства. Наиболее высокая напряжённость ЭП наблюдается в местах наименьших расстояний между электродами. Так например, максимальная напряжённость ЭП находится в зоне между контактами. Далее она вблизи поверхности рогов несколько спадает, но остаётся по-прежнему достаточно высокой.

Особый интерес вызывает распределение ЭП на дугогасительных пластинах. Наибольшая напряжённость ЭП наблюдается на их нижних кромках. Однако здесь есть свои особенности. На пластинах, располагающихся ближе к рогам, наибольшая напряжённость наблюдается на поверхностях, обращённых к рогам. На средних пластинах наблюдается симметрия. Более того, на нижних торцах средних пластин по центру, а на крайних пластинах с некоторым смещением имеются точки, в которых напряжённость ЭП минимальна. Вместе с этим на верхних торцах крайних пластин имеются зоны с довольно высокой напряжённостью ЭП.

Как следует из экспериментов [13], распределение плазмы дуги соответствует распределению ЭП в дугогасительной решётке. Наибольшая концентрация плазмы наблюдается между торцами рогов и самых крайних пластин. Скопление зарядов происходит также в области нижних кромок крайних пластин с обеих сторон решётки. Плазма дуги в указанных зонах не может проникнуть внутрь решётки. Такое распределение ЭП является характерным и неизбежным для дугогасительных решёток. Это усложняет деление дуги и проникновение частичных дуг внутрь решётки.

Следовательно, кроме магнитных сил притяжения, у нижних кромок ферромагнитных пластин дугогасительной решётки действуют электрические

силы отталкивания, возникающие из-за неоднородности распределения зарядов по поверхности электродов, которые приводят к образованию градиента ЭП. Градиент ЭП, в свою очередь, вызывает возникновение электрических сил. Сила, действующая на дугу со стороны ЭП, является обобщённой (не массовой), безразмерной и определяется на единицу объёма дуги по формуле [14]:

$$f = (\overline{d\text{grad}E^2}) / E^2,$$

где E — напряжённость ЭП; d — диаметр дуги.

Вычисления ЭП в дугогасительной камере с дугогасительной решёткой были проведены с использованием метода численного моделирования. Дуга, движущаяся под действием сил ЭП, приобретает скорость, направление которой противоположно скорости вхождения дуги в решётку [15]:

$$\vec{v} = G\vec{f},$$

где \vec{f} — сила, действующая на единицу длины дуги, усреднённая по сечению дуги; $G = kd / \theta$ — коэффициент Онзагера; $k \approx 1$; $\theta = \rho C_p T / (\sigma E^2)$ — постоянная времени дуги; d — диаметр дуги; ρ , T — плотность газа и его температура; C_p — удельная теплоёмкость газа при постоянном давлении; σ — проводимость плазмы дуги; E — поле вблизи дуги; $P = \sigma E^2$ — удельная мощность, выделяемая в дуге.

Для ослабления влияния ЭП на вхождение дуги в решётку и возникновение электрических пробоев в дугогасительных устройствах необходимо устанавливать дугогасительные пластины на максимально возможном расстоянии друг от друга, закруглять их нижние кромки, исключать острые кромки на поверхности рогов и верхние части дугогасительных рогов располагать внутри решётки.

Известно [1, 10], что ЭП образуется концентрацией электронов:

за счет диффузии их из движущейся дуги и за счет ионизации газа перед дугой (на острых кромках токоведущих деталей и на нижних торцах решётки);

за счёт выхода электронов из металла вследствие поглощения лучистой энергии стенками пластины.

Они взаимодействуют с электронами подходящей дуги к решетке. В результате взаимодействия электроны покидают плазму дуги. Потеряв основных носителей электрического тока, дуга гаснет и происходит повторный пробой, т.е. возникает новая дуга под решёткой.

Явление фотоэффекта. Фотоэффект, связанный с выходом электронов из металла, может создать несамостоятельный разряд между изолированной

пластиной и электродом. Однако измеренная напряженность ЭП ($E = 36,5$ В/см) недостаточна для развития электронной лавины (теория Таунсендского пробоя).

Излучаемый дугой световой поток состоит из отдельных частиц – фотонов, обладающих определенной энергией. При падении фотона на металлическую поверхность происходит поглощение его энергии электроном, находящимся на одном из энергетических уровней. Если электрон, поглотив энергию фотона, в состоянии преодолеть потенциальный барьер на границе металла, то он вылетает в окружающую среду. Энергия, необходимая электрону для преодоления потенциального барьера, носит название работы выхода $e\varphi$ фотоэлектрона.

Поделив световой поток ν -й частоты

$$S_\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT_0}} \quad (21)$$

на значение энергии фотона $h\nu$, получим число фотонов, испускаемых дугой с эффективной температурой $T_0 = 4000 - 5000$ К и проходящих через площадь в 1 см^2 в секунду в любой точке пространства. Суммируя число фотонов по всем частотам от $\nu_0 = e\varphi/h$, соответствующей пороговой частоте фотонов, до $\nu \rightarrow \infty$ и пренебрегая поглощением энергии фотонов в воздухе, можно найти общее число фотонов в единицу времени, обладающих энергией, необходимой для выхода электрона из металла:

$$\frac{dN_\Phi}{dt} = \frac{2\pi}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \nu^2 e^{-\frac{h\nu}{kT_0}} d\nu. \quad (22)$$

Однако не все фотоны, испускаемые дугой, попадут на поверхность пластины, нижний торец которой расположен перпендикулярно оси дуги. Доля фотонов, падающая на пластину, будет равна потоку фотонов, испускаемому дугой, умноженному на угловой коэффициент (функция связи). Для нахождения углового коэффициента расположим начало координат на анодном пятне дуги. В сторону движения дуги направим ось x , а ось y – по оси симметрии дуги (рис. 7). Тогда, пренебрегая толщиной пластины, согласно [16] для углового коэффициента можно получить

$$F(x_H) = \int_0^{a/2x_H+1} \int_{x_H}^{\infty} \frac{xy dx dy}{\pi(x^2 + y^2)} = \frac{1}{4\pi} \ln \left| \frac{1 + \left(\frac{a}{2x_H}\right)^2}{1 + \left(\frac{a}{2(x_H + L)}\right)^2} \right|, \quad (23)$$

где x_H – расстояние, отсчитанное от движущейся дуги до нижнего торца пластины; L – длина пластины; a – расстояние между электродами.

Падающие фотоны на металлическую поверхность частично будут поглощаться, а частично отражаться. В качестве характеристики поглощающей способности материала можно использовать коэффициент поглощения D . Умножая падающий на металлическую поверхность поток фотонов на этот коэффициент, получим число поглощенных. Однако число электронов, покинувших металлическое тело, не будет соответствовать числу поглощенных фотонов, так как возбужденные электроны теряют часть энергии по пути к поверхности тела и на его границе могут не обладать энергией, равной работе выхода. Значение отношения числа вышедших электронов к числу поглощенных фотонов называется квантовым выходом, который согласно [15] имеет значение порядка 10^{-3} для чистых металлов. Если умножить число вышедших электронов на значение его заряда, то получим плотность фототока, возникшего при освещении дугой металлической пластины:

$$j_e = \frac{10^{-3} ADk}{2mc^2} T_0^3 \left[\left(\frac{h\nu_0}{kT_0}\right)^2 + 2\left(\frac{h\nu_0}{kT_0}\right) + 2 \right] e^{\frac{h\nu_0}{kT_0}} F(x_H), \quad (24)$$

где $A = \frac{4\pi m k^2 \varepsilon}{h^3} = 120 \text{ А/см}^2\text{гр}$ – число Ричардсона; m – масса электрона.

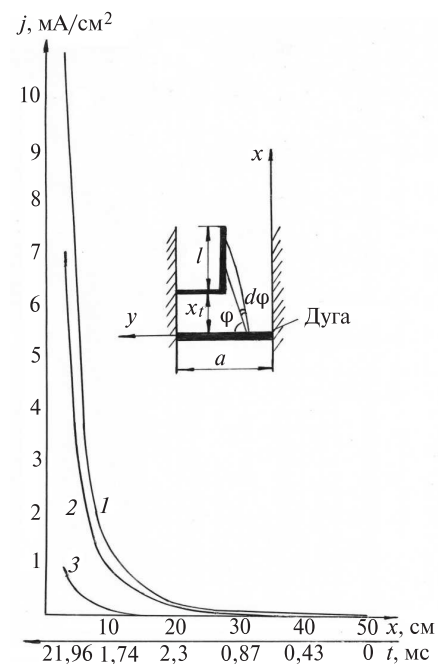


Рис. 7. Зависимость плотности фототока от расстояния между дугой и металлической пластиной: 1 – медная пластина ($T_0 = 5000$ К); 2 – стальная пластина ($T_0 = 5000$ К); 3 – медная пластина ($T_0 = 4000$ К)

На рис. 7 представлены расчетные кривые плотности фототока, возникшего в результате выхода электронов из медных и стальных пластин, в зависимости от изменяющегося расстояния между движущейся дугой и нижним торцом пластины. Значение постоянного тока соответствовало 4 кА. При расчете использовались следующие постоянные величины:

для меди $D=0,64$ [10]; $\nu_0=1,06 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ при $T_0=5000 \text{ К}$ и $T_0=4000 \text{ К}$;

для стали $D=0,54$ [9]; $\nu_0=1,13 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ при $T_0=5000 \text{ К}$.

Максимальное расстояние между местом образования дуги и нижним торцом пластины равнялось 0,5 м, а скорость дуги $v=230 \text{ м/с}$. Проведенный расчет показал, что фотоэффект начинает влиять на процесс вхождения дуги при очень близком расстоянии, т.е. с момента охвата пластины дугой. Появление фототока будет способствовать формированию внешнего ЭП, которое влияет на отброс и на повторное зажигание дуги под решёткой. Влияние фототока на образование анодного и катодного следов дуги будет оценено ниже.

Возникновение опорных пятен дуги на пластинах решетки. Исследования процессов отдельного образования катодных и анодных пятен проводились на пластинах без клинообразного выреза. Для характеристики времени образования пятен принималось значение времени нарастания тока в пластине t_1 . Результаты измерений, полученные на стальной пластине, представлены кривыми (рис. 8), выражающими зависимости времени t_1 от тока I .

Как можно видеть, время t_1 для катодного и анодного пятен близко по значению и имеет аналогичный характер нарастания при увеличении тока. В диапазоне от 4 до 16 кА время t_1 для катодного и анодного пятен мало меняется при переходе от стальных пластин к медным.

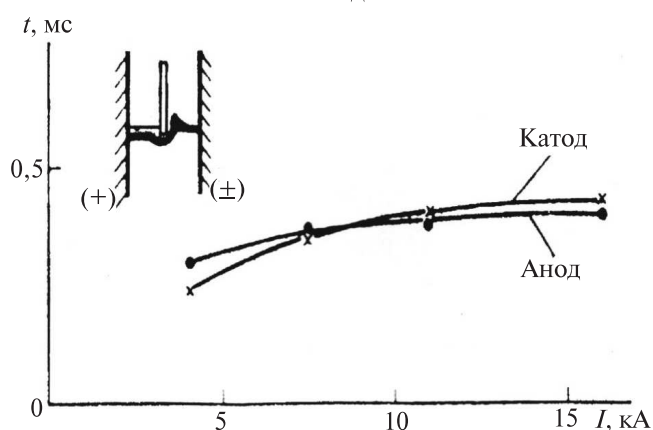


Рис. 8. Зависимости времени t_1 образования катодного и анодного пятен дуги от тока I для стальной пластины без клинообразного выреза

Зависимость времени образования опорного пятна на катодной (анодной) медной пластине от индукции внешнего магнитного поля B приведены на рис. 9. Как видно по кривым 1 и 2, время образования анодного опорного пятна с увеличением B уменьшается. Однако время образования катодного пятна, как показывают экспериментальные кривые 3 и 4, слабо зависят от значения индукции внешнего магнитного поля. Причем значение как анодного пятна (кривые 1 и 2), так и катодного (кривые 3 и 4) возрастает с увеличением тока.

Влияние тока на значение t_1 можно объяснить возрастанием роли излучения дуги, под действием которого происходит нагрев и фотоионизация газа, способствующая формированию анодного пятна. Кроме того, излучение дуги усиливает испускание электронов из металлической отрицательно заряженной пластины при облучении дугой ее поверхности, что содействует образованию катодного пятна. Однако указанные процессы приводят к более пологому характеру нарастания тока на пластине, регистрация которого на осциллограмме началась до подхода дуги к пластине.

Зависимость времени образования опорных пятен от индукции внешнего магнитного поля (рис. 9) можно объяснить следующим образом. С увеличением B возрастает внешняя электромагнитная сила, которая стремится втолкнуть дугу в промежуток электрод-пластина. Дуга удлиняется и искривляется. Собственное магнитное поле искривленного ствола создает силу, прижимающую дугу к пластине. Чем больше электромагнитная сила, тем сильнее искривляется ствол и тем сильнее прижимается этот ствол к поверхности пластины. Это благоприятствует образованию анодного опорного пятна (кривые 1 и 2), в то время как на катодное опорное пятно описанный процесс влияет слабо (кривые 3 и 4).

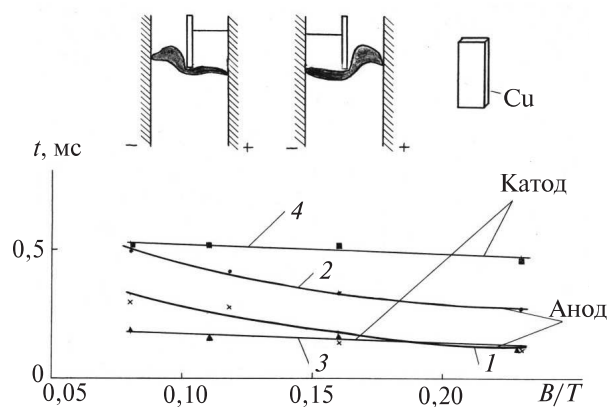


Рис. 9. Зависимость времени образования катодного (анодного) пятна на медной пластине от индукции внешнего магнитного поля B при токах I , равных 4 кА (кривые 1 и 3) и 11 кА (кривые 2 и 4)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bron O.B., Kuklev J.W., Larski B.A. Über die Wanderung von Starkstromlichtbogen in engen Spalten zwischen Isolierstoffwänden der Loschkammern. — D.D.R. XIX. Internationales Wissenschaftliches Kolloquium, Technische Hochschule Pirmas, 1974. pp. 195–200.
2. Электрические и электронные аппараты. Т. 1. Электромеханические аппараты: Учебник для высших учебных заведений/Под ред. А.Г. Годжелло, Ю. К. Розанова. — М.: Издательский центр «Академия», 2010, 352 с.
3. Bron O.B., Kuklev J.W., Ljarskiy B.A. Газодинамические процессы в камерах электрических аппаратов, содержащих дугогасительную решетку. — Электромеханика, 1977, № 11, с. 1189–1194.
4. Bron O.B., Kuklev J.W., Ljarskiy B.A. Электрическая дуга в изоляционных щелях переменного сечения. — Электричество, 1974, № 10, с. 24–29.
5. Bron O.B., Ljarskiy B.A. Давление, создаваемое электрической дугой при вхождении в узкие изоляционные щели. — Электричество, 1973, № 10, с. 50–53.
6. Родштейн Л.А. Электрические аппараты. — Л.: Энергоатомиздат, 1989, 303 с.
7. Bron O.B., Жигалко Е.Ф., Куклев Ю.В., Лярский Б.А. Газодинамические характеристики дугогасительных устройств. — ЭП. Аппараты низкого напряжения, 1980, вып. 2, с. 1–4.
8. Куклев Ю.В. Газодинамические процессы в дугогасительных устройствах низковольтных электрических аппаратов: Дисс. ... канд. техн. наук. — Л.: ЛПИ, 1982, 174 с.
9. Таев И.С. Электрические контакты и дугогасительные устройства аппаратов низкого напряжения. — М.: Энергия, 1973, 423 с.
10. Аполлонский С.М., Беляев В.Л., Куклев Ю.В. Физика гашения дуги в электрических аппаратах. — СПб.: Троицкий мост, 2015, 408 с.
11. Таев И.С., Буль Б.К., Годжелло А.Г. Основы теории электрических аппаратов/ Под ред. И. С. Таева. — М.: Высшая школа, 1987, 452 с.
12. Железняк М.Б., Миаканян А.Х. Фотоионизация перед фронтом сильных ударных волн в воздухе. — ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 12, с. 2497–2505.
13. Мещеряков В.П. Электрическая дуга большой мощности в выключателях: Монография. Ч. II. — Ульяновск, ОАО «Контактор», 2008, 429 с.
14. Новиков О.Я. Устойчивость электрической дуги. — Л.: Энергия, 1978, 160 с.
15. Подольский Д.В. Численное моделирование электромагнитных полей в автоматических воздушных выключателях низкого напряжения: Дис. ... канд. техн. наук. — Ульяновск: УГУ, 1999.
16. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники: Учебник для вузов «Электронные приборы». — М.: Высшая школа, 1982, 608 с.

[01.12.2016]

А в т о р ы: Аполлонский Станислав Михайлович окончил электромеханический факультет Высшего военно-морского инженерного ордена Ленина училища им. Ф.Э. Дзержинского в 1959 г. В 1988 г. защитил докторскую диссертацию «Комплексная задача расчёта и снижения электромагнитных полей для обеспечения безопасности элементов электроэнергетики» в Ленинградском кораблестроительном институте. Научный консультант ООО «Центр электромеханотроники».

Куклев Юрий Васильевич окончил механико-математический факультет Ленинградского государственного университета в 1963 г. В 1982 г. защитил кандидатскую диссертацию «Газодинамические процессы в дугогасительных устройствах низковольтных электрических аппаратов» в Ленинградском политехническом институте. Доцент кафедры электротехники и электроэнергетики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета Петра Великого.

Elektrichestvo (Electricity), 2017, No. 5, pp. 46–57

DOI:10.24160/0013-5380-2017-5-46-57

Setting Up Conditions for Driving Electric Arc into an Intense Quenching Zone

APPOLONSKII Stanislav M. (JSC «Electromechanotronics Centre», St. Prtersburg, Russia) — Scientific consultant, Dr. Sci. (Eng.)

KUKLEV Yurii V. (St. Prtersburg, Polytechnic University named Peter the Great, St. Prtersburg, Russia) — Associate Professor, Cand. Sci. (Eng.)

Efficient and reliable operation of low-voltage (≤ 1000 V) electrical apparatuses depend in many respects on how properly their arc quenching system is designed. The latter shall comply with the following requirements: it shall have the specified switching capacity and minimal arc burning time in order to minimize the wear of contacts and arc quenching chamber; it shall not give rise to inadmissible overvoltages; a switching apparatus shall have the minimal dimensions of its arc quenching system and produce the minimal burst of flame and ionized gases able to provoke breakdown of insulation between the parts of the apparatus and the entire switchgear and control gear; it shall also produce the minimal physical fields and radiation. The article considers methods for intensely quenching arc and suppressing the discharge of ionized gases from the electrical apparatus chamber, the use of which makes it possible to decrease the sizes and achieve more reliable, efficient, and safe operation of these apparatuses.

Key words: electrical apparatus, intense arc quenching, arc quenching devices, reliability