ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Под редакцией

проф. *Г. Н. Александрова*

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника для студентов
втузов, обучающихся по специальности
«Электрические аппараты»

МОСКВА «ВЫСШАЯ ШКОЛА», 1985

ББК 31.264
Т33
УДК 621.313

Рецензенты:

кафедра электроаппаратостроения Московского энергетического института (зав. кафедрой д-р техн. наук., проф. *И. С. Таев)*;
доц. *Ю. А. Исаков* (Научно-исследовательский, проектно-конструкторский и технологический институт производственного объединения «Уралэлектротяжмаш» им. В. И. Ленина)

Теория электрических аппаратов: Учебник для втузов по
Т33 спец. «Электрические аппараты» / Г. Н. Александров, В. В. Борисов, В. Л. Иванов и др.; Под ред. проф. Г. Н. Александрова. — М.: Высш. шк., 1985. — 312 с., ил.
В пер.: 1 р.

В учебнике изложены основы теории электрических аппаратов как единого электромеханического комплекса, включая токоведущие элементы, контакты, изоляционные конструкции, дугогасительные устройства, приводные устройства и электромагнитные механизмы; дано математическое описание физических процессов, сопровождающих работу электрических аппаратов при эксплуатации. Учебник написан на основе многолетнего опыта преподавания курса «Электрические аппараты» и выполнения научных исследований по всем его разделам коллективом кафедры электрических аппаратов.

Т $\frac{2302030000-115}{001(01)-85}$ 126—85

ББК 31.264
6П2.1.082

Георгий Николаевич Александров, Валентин Вениаминович Борисов,
Виктор Леонтьевич [redacted]ман Соломонович Каплан,
Леонид Николаевич К[redacted]еоргий Александрович Кукеков,
Евгений Николаевич Тон[redacted]ександрович Филиппов

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

ИБ № 4822

Зав. редакцией *Н. И. Хрусталева.* Редактор *З. Г. Овсянникова.* Мл. редакторы *Т. Ф. Артюхина, А. Л. Михайлова.* Художественный редактор *Т. М. Скворцова.* Переплет художника *А. И. Шаварда.* Технический редактор *Э. М. Чижевский.* Корректор *Р. К. Косинова*

Изд. № СТД-407. Сдано в набор 23.05.84. Подп. в печать 02.01.85. Т-24032. Формат 60Х90 1/16. Бум. ОФС № 2. Гарнитура литературная. Печать офсетная Объем 19,5 усл. печ. л. Усл. кр.-отт. 19,5. Уч.-изд. л. 19,88. Тираж 15 000 экз. Зак. № 281. Цена 1 руб.
Издательство «Высшая школа», 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14

Московская типография № 4 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
129041, Москва, Б. Переяславская ул., 46.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В «Основных направлениях экономического и социального развития СССР на 1981—1985 годы и на период до 1990 года», утвержденных XXVI съездом КПСС, предусмотрено развитие быстрыми темпами производства высоковольтной и низковольтной аппаратуры. Создание крупных тепловых, атомных и гидравлических электростанций, мощных энергетических объединений предъявляет новые, повышенные требования к электрическим аппаратам. Производство таких аппаратов можно освоить только на основе новейших достижений науки и техники. В связи с этим чрезвычайно важно обобщить опыт научных исследований и разработок, влияющих на тенденции развития электроаппаратостроения.

На определяющее значение энергетики в развитии народного хозяйства страны, необходимость повышения качества, расширения масштабов производства всего энергетического оборудования, в том числе и электрической аппаратуры, указывается в материалах июньского (1983 г.) Пленума ЦК КПСС. При этом обращается внимание на тот факт, что обучаемые в настоящее время студенты будут работать в XXI в. и они должны быть и технически, и идеологически подготовлены к решению научно-технических проблем будущего.

Грандиозные перспективы развития советского электроаппаратостроения открывают широчайшие возможности для творчества, поиска новых технических решений, использования новейших достижений физики, химии, математики, экономики.

Выдающийся вклад в развитие теории электрических аппаратов внесли известные советские ученые: профессора *Н. Е. Лысов* (нагрев контактных соединений); *Г. В. Буткевич* (дугогашение); *Е. И. Цейров* (газовая динамика дугогасительных устройств и системы управления выключателями); *А. М. Залесский* (дугогашение, теплопередача, изоляция); *О. Б. Брон* (дугогашение, электродинамика, тепловые процессы в контактных системах); *И. С. Таев* (теория дугогасительных устройств аппаратов низкого напряжения); *Б. К. Буль* (теория магнитных цепей низковольтной аппаратуры).

В настоящем учебнике изложена физическая природа и дано математическое описание процессов и явлений, характерных для электрических аппаратов, в соответствии с программой курса «Основы теории электрических аппаратов» для высших учебных заведений. Изложение материала построено с учетом знаний, полученных студентами при изучении теоретических основ электротехники, физики, математики, а также ряда электротехнических дисциплин — электрические машины, электрические измерения и др.

Учебник отличается от выпускавшихся ранее книг описанием результатов новейших исследований и разработок в области электрических аппаратов на наивысшие параметры (по напряжению и номинальному току), особенно в области высоковольтного аппаратостроения. В учебник включен раздел по изоляции электрических аппаратов, в значительной степени определяющей их конструктивные особенности.

В первых двух главах рассмотрены условия работы токоведущих систем и изложены основы их расчета по допустимым температурам нагрева и по электродинамической стойкости. В гл. 3 описана природа теплофизических и эрозионных процессов, происходящих на контактах электрических аппаратов с различными дугогасящими средами. В гл. 4 изложены физические основы процессов развития пробоя изоляции аппаратов, ее старения, а также основы теории экранирования изоляционных конструкций. В гл. 5 особое внимание уделено связи между процессами тепло- и массообмена в области электрической дуги и ее электрическими характеристиками, а также теории гашения электрической дуги при размыкании цепей с током. В гл. 6 приведены способы расчета элементов и характеристик электромагнитных механизмов постоянного и переменного тока, а также поляризованных; описаны перспективные электро- и индукционно-динамические механизмы; даны методы расчета их динамических характеристик. В гл. 7 проанализированы возможности и характеристики приводов электрических аппаратов; проведен динамический анализ пружинных, пневматических и гидравлических приводных устройств с использованием основ технической механики и гидрогазодинамики.

Гл. 1 и 2 написаны *Ю. А. Филипповым*, гл. 3 — *В. В. Борисовым*, гл. 4 — *Г. Н. Александровым* и *В. Л. Ивановым*, гл. 5 — *Г. А. Кукековым* и *Г. С. Капланом*, гл. 6 — *Л. Н. Карпенко*, гл. 7 — *Е. Н. Тонконоговым*. Общее научное редактирование рукописи выполнено проф. *Г. Н. Александровым*.

Авторы будут признательны читателям за замечания и предложения, которые просим направлять в издательство «Высшая школа» по адресу: *101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14.*

Авторы

ГЛАВА 1

НАГРЕВ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

§ 1.1. ОГРАНИЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НАГРЕВА ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Особенностью электрических аппаратов является огромное многообразие их видов, различающихся по назначению и условиям работы. В настоящее время нет электротехнических установок, применяемых в промышленности, на транспорте и в быту, в которых те или иные виды электрических аппаратов не нашли бы применения. Многообразие аппаратов можно охарактеризовать, например, и тем, что они имеют массу от нескольких граммов до сотен тонн. Общим для всех признаком является наличие токоведущих элементов, которые в зависимости от величины их сопротивления и тока нагреваются до определенных пределов, обусловленных режимом работы аппарата и условиями его охлаждения.

Каждый электрический аппарат можно рассматривать как физическое тело со многими источниками теплоты и различными условиями ее отвода в окружающую или специальную теплоотводящую среду. Если нагрев, которому подвергаются во время работы различные элементы аппаратов, превышает определенный предел, то это может вызвать их повреждение, вывести из строя другие элементы конструкции, а также снизить долговечность или надежность работы аппарата в целом. В связи с этим очень важно установить те допустимые температуры, которые при работе аппаратов не должны превышаться. При этом необходимо учитывать, что развитие повреждения в аппарате зависит не только от температуры токоведущих элементов или их контактных соединений, времени ее воздействия, характера изменения механических свойств проводников от температуры, но и от температуры других, прежде всего изоляционных, элементов аппаратов.

Повышение температуры ϑ приводит к ухудшению механических свойств проводниковых материалов (рис. 1.1), изменение которых сильно зависит также от продолжительности нагрева. Медленный (в течение 2 ч) нагрев твердотянутых медной (кривая *2*) и алюминиевой (кривая *7*) проволок приводит к резкому уменьшению предела прочности на растяжение $\sigma_{\text{м.раст}}$ при более низкой температуре, чем при кратковременном (в течение 10 с) их нагреве (кривые *1* и *6* соответственно). У серебра (кривая *5*) $\sigma_{\text{м.раст}}$ непрерывно уменьшается, причем это уменьшение особенно велико в зоне температур 150—250° С. Медленный нагрев твердотянутого медного стержня диаметром 50 мм (кривая *3*) приводит к рекристаллизации стержня в зоне $\vartheta = 200°$ С и далее к быстрому уменьшению его прочности до уровня прочности такого же стержня из мягкой меди (кривая *4*) в зоне $\vartheta = 300°$ С.

Изолированные или соприкасающиеся с изоляционными материалами токоведущие и нетоковедущие металлические элементы, так же как и детали из изоляционных материалов, могут иметь допустимую температуру нагрева, соответствующую классу нагревостойкости изоляционных материалов.

Для подавляющего большинства материалов контактных соединений температуру нагрева ограничивают в связи с тем, что значительное ее повышение способствует усилению образования плохопроводящих окислов, увеличивающих сопротивление контактов, что приводит к прогрессирующему во времени повышению температуры нагрева контактов. Стандарт допускает температуру нагрева контактов из меди и медных сплавов, работающих в воздухе, без покрытий +75° С, в масле +80° С, в элегазе +90° С скользящих с гальваническим серебрением в воздухе и элегазе 105° С и скользящих с накладными пластинами из серебра +120° С.

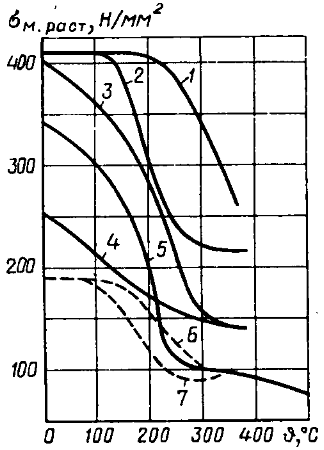


Рис. 1.1

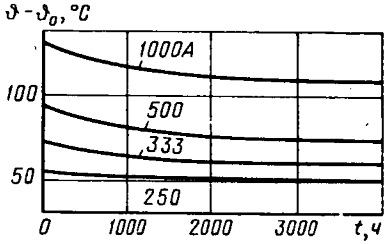


Рис. 1.2

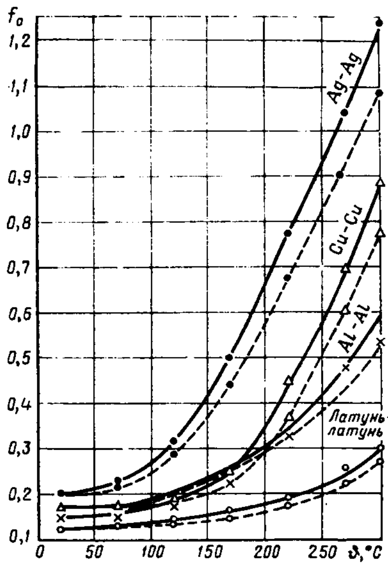


Рис. 1.3

Исследования [5] показывают, что окислы серебра с повышением температуры разрушаются, а сопротивление контактов уменьшается, что и приводит в отличие от прочих пар контактных соединений к некоторому снижению температуры серебряных контактов при длительном режиме работы (рис. 1.2), так как происходит местная деформация контактов и увеличение контактных площадок. Кривые показывают, что снижение температуры сильно выражено у контактов, работающих при более высоких температурах, и слабее у контактов, имеющих более низкую температуру. Это позволяет значительно увеличить допустимую температуру нагревания серебросодержащих контактных соединений. Однако использовать эту возможность в конструкциях аппаратов не всегда удается из-за резкого повышения сил трения в контактах с повышением температуры (рис. 1.3). Для контактной пары серебро — серебро увеличение силы трения покоя f_0 с повышением температуры ϑ происходит особенно сильно. Это ограничение снимается при применении контактов, размыкающихся без трения.

В режиме короткого замыкания, когда токи резко возрастают, но их действие ограничивается несколькими секундами, соответственно на короткий промежуток времени повышается и температура токоведущих систем. При этом в аппаратах не должно происходить каких-либо остаточных деформаций и нарушений, препятствующих их дальнейшей исправной работе или снижающих надежность.

§ 1.2. ОСНОВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОТЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТАХ

В процессе работы электрического аппарата часть проходящей через него электрической энергии теряется в токоведущем контуре и других конструктивных элементах, превращаясь в теплоту. Чем меньше при прочих равных условиях выделяется в аппарате тепловой энергии, чем лучше организован теплоотвод этой энергии в окружающую среду или в специальные охлаждающие среды, тем благоприятнее температурный режим токоведущей системы аппарата и других его элементов и тем выше технико-экономическая эффективность аппарата в целом.

Важнейшим источником тепловой энергии в любом электрическом аппарате является токоведущая система, включая входящие в нее контактные соединения. В зависимости от параметров и условий работы аппарата токоведущая система может быть относительно простой, тепловыделение в которой легко поддается расчету, и весьма сложной, расчет тепловыделения в которой с учетом характера распределения тока представляет определенные трудности. В таких случаях большое значение приобретает эксперимент.

В связи с постоянным возрастанием номинальных токов высоковольтных аппаратов получают развитие экспериментальные методы определения потерь как в элементах токоведущих систем, так и в других конструктивных элементах таких аппаратов, методы физического моделирования процессов тепловыделения и теплоотвода. На рис. 1.4 показаны простейший однополюсный разъединитель внутренней установки (*а*) и полюс разъединителя со сложной многоэлементной токоведущей системой (*б*).

Существующие методы расчета потерь, теплоотвода и определения теплового режима аппаратов позволяют применительно к токоведущей системе аппарата (рис. 1.4, *а*) и другим токоведущим системам относительно простых по конструкции аппаратов и токопроводов выполнить расчеты с достаточной для практики точностью. Для сложных конструкций аппаратов и токопроводов эти методы во многих случаях также применимы, но могут дать только ориентировочные данные; уточненные данные достигаются экспериментом. Накопление и систематизация экспериментальных данных позволяют развивать расчетные методы исследования тепловыделения и тепловых режимов.

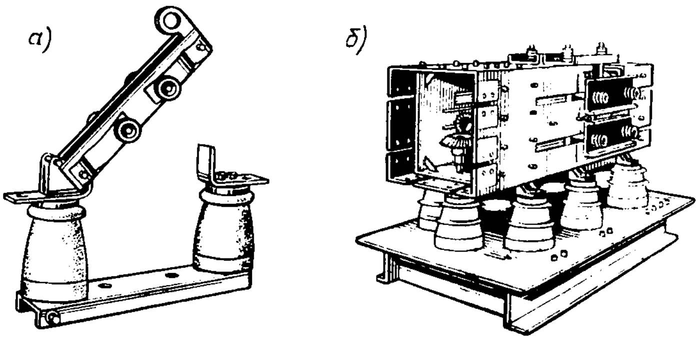


Рис. 1.4

Рассмотрим известные традиционные расчетные методы определения потерь и тепловых режимов аппаратов, а также и некоторые новые методы, получившие развитие в последние годы.

Выделение теплоты в проводниках при прохождении тока. Согласно закону Джоуля — Ленца, потери электрической энергии при прохождении электрического тока по проводнику (Дж)

$$\Delta W_{\text{т}} = \int_0^t I^2 R_{\text{э}}\,dt, \tag{1.1}$$

где I — ток в цепи, А; $R_{\text{э}}$ — сопротивление цепи, в общем случае являющееся функцией времени, Ом; t — длительность прохождения тока, с. Это уравнение применимо в равной мере как к постоянному, так и переменному току, если понимать под I действующее значение переменного тока.

В случае однородного по всей длине проводника постоянного поперечного сечения и установившейся температуры нагрева проводника, т. е. при неизменном сопротивлении и при постоянной величине тока,

$$\Delta W_{\text{т}} = I^2 R_{\text{э}} t. \tag{1.2}$$

При постоянном токе

$$R_{\text{э}} = \rho_{\text{э}} l/S_{\text{c}}; \tag{1.3}$$

здесь l — длина проводника, м; S_{c} — сечение проводника, м^2; $\rho_{\text{э}}$ — удельное электрическое сопротивление проводника, Ом·м.

При переменном токе

$$R_{\text{э}} = \rho_{\text{э}} l k_{\text{д.п}}/S_{\text{c}}, \tag{1.4}$$

где коэффициент добавочных потерь

$$k_{\text{д.п}} = k_{\text{п.э}} k_{\text{э.б}} \tag{1.5}$$

учитывает влияние на сопротивление проводника поверхностного эффекта $k_{п.э}$ и эффекта близости соседних проводников с током $k_{э.б}$.

В случае решения задач неустановившегося режима нагрева проводников

$$dW = [I(t)]^2 R_э(t)\,dt. \tag{1.6}$$

Величина $I(t)$ в большинстве случаев является заданной функцией только времени. Величина $R_э(t)$ по существу есть функция температуры проводника и зависит от времени постольку, поскольку температура проводника в неустановившемся режиме есть функция времени.

Зависимость удельного электрического сопротивления от температуры. В общем виде

$$\rho_э = \rho_{э.0}(1 \pm \alpha_т \vartheta \pm \beta'_т \vartheta^2 \pm \ldots), \tag{1.7}$$

где $\alpha_т$ и $\beta'_т$ — температурные коэффициенты сопротивления, положительные для металлов, отрицательные для угля и электролитов, $К^{-1}$.

При нагреве до температур в пределах $\vartheta \leqslant 300°$ С достаточно, как правило, ограничиться двумя первыми членами ряда (1.7) и только для железа — тремя. Для нихрома при нагреве до 1000° С температурный коэффициент $\alpha_т$ весьма мал ($\alpha_т = 14 \cdot 10^{-5}$ $К^{-1}$), поэтому достаточно двух членов ряда.

Для меди $\rho_э = \rho_{э.0}(1 + 0{,}0042\ \vartheta + 0{,}453 \cdot 10^{-6}\, \vartheta^2 \ldots)$ — при 200° С ошибка < 1% без третьего члена ряда. Для алюминия $\rho_э = \rho_{э.0}(1 + 0{,}00387\, \vartheta + 1{,}1 \cdot 10^{-6} \vartheta^2 \ldots)$ — при 100° С ошибка < 1% без третьего члена ряда. Для стали (в среднем) $\rho_э = \rho_{э0}\ (1 + 0{,}0055\, \vartheta + 9{,}0 \cdot 10^{-6}\, \vartheta^2 \ldots)$.

Явление поверхностного эффекта. Постоянный ток распределяется равномерно по сечению прямолинейного проводника. Если по проводнику проходит переменный ток, то плотность тока в различных точках сечения оказывается разной, причем она имеет наибольшие значения на поверхности проводника и убывает по мере удаления от поверхности в глубь проводника. Это явление называется поверхностным эффектом.

При прохождении переменного тока по массивному круглому проводнику распределение плотности тока от наружной поверхности к более глубоким слоям выражается уравнением

$$J = J_{max}\, e^{-x/\Delta_э} / \sqrt{1 - x/r_0}, \tag{1.8}$$

где J — плотность тока на глубине x от поверхности, А/м²; J_{max} — максимальная плотность тока на поверхности проводника; r_0 — радиус проводника, м; $\Delta_э$ — эквивалентная глубина проникновения тока от поверхности проводника в его глубину.

Эквивалентная глубина проникновения тока

$$\Delta_э = 1/\sqrt{\pi f \mu_0 g_э}, \tag{1.9}$$

где f — частота тока, Гц; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — магнитная проницаемость вакуума и немагнитного проводникового металла, Гн/м; $g_э$ — удельная электрическая проводимость, См/м. Эта глубина определяется исходя из замены действительного неравномерного распределения тока (рис. 1.5) равномерным с плотностью, равной максимальной плотности тока J_{max} на поверхности проводника. Как видно из рис. 1.5, действительная плотность тока на эквивалентной глубине

$$J_{\Delta} = J_{max}/e = 0{,}38 J_{max}, \qquad (1.10)$$

где e — основание натурального логарифма.

Максимальная плотность тока на поверхности проводника

$$J_{max} = I/[2\pi r_0 \Delta_э (1 - \Delta_э/2r_0)]. \qquad (1.11)$$

Формулы (1.8) и (1.11) справедливы с погрешностью не более 5% при $r_0 \geqslant 4\Delta_э$. В случае весьма больших радиусов или для плоской поверхности проводника при $r_0 \geqslant 33\ \Delta_э$ с той же точностью можно принять $\sqrt{1 - x/r_0} = 1$. В этом случае формула (1.8) упростится.

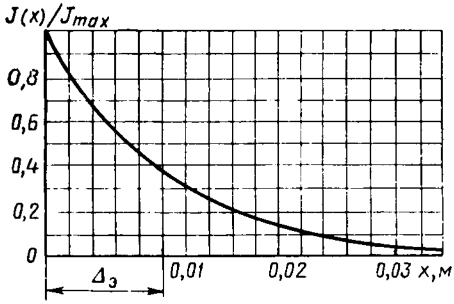


Рис. 1.5

Тепловой эффект тока при его действительном распределении такой же, как и при равномерном распределении тока с плотностью J_{max} в слое толщиной $\Delta_э$. Ток, проходя по проводнику, распределяется неравномерно независимо от того, подведен ли он с помощью контактов или наведен индукцией. Выражение для действующего значения плотности тока, индуктированного в цилиндрическом проводнике, помещенном в однородное переменное магнитное поле с действующим значением напряженности поля H (А/м), имеет вид, аналогичный (1.8) при $r_0 \geqslant 4\ \Delta_э$:

$$J = (H/\Delta_э)\left(1/\sqrt{1 - x/r_0}\right) e^{-x/\Delta_э}. \qquad (1.12)$$

Поверхностный эффект обусловливается магнитным полем внутри проводника, образующимся при прохождении по нему переменного тока. Наибольшая плотность тока при изменении его по экспоненте там, где наибольшее магнитное поле.

Ниже для медных проводников приведены данные по эквивалентной глубине проникновения $\Delta_э$ в зависимости от частоты тока при $\vartheta = 15°C$ и $g_э = 6{,}05 \cdot 10^7$ См/м.

f, Гц	50	$2 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$	$300 \cdot 10^3$
$\Delta_э$, мм	10,0	1,5	0,7	0,12

Из формул (1.8), (1.9) следует, что кроме частоты тока поверхностный эффект зависит также от проводимости, магнитной проницаемости и геометрии поперечного сечения проводника. В зависимости от значений влияющих факторов поверхностный эффект проявляется различно (рис. 1.6): *а* — слабо, *б* — средне и *в* — сильно; причем на неравномерность распределения плотности тока по поперечному сечению проводников существенно влияет конфигурация сечения.

На рис. 1.7 показано распределение плотности тока в проводнике с квадратной формой сечения при расстоянии между прямым и обратным проводниками 0,65 м. Цифры, указанные на рис. 1.7, *а*, отражают отношение действительной плотности тока к средней. Углы сдвига, указанные на рис. 1.7, *б*, отнесены к общему току. На рис. 1.8, *а*, *б* приведены аналогичные кривые для плоской медной шины сечением 10× × 100 мм. Амплитуда плотности тока дана в относительных единицах, причем на гранях сечения она принята за 100%.

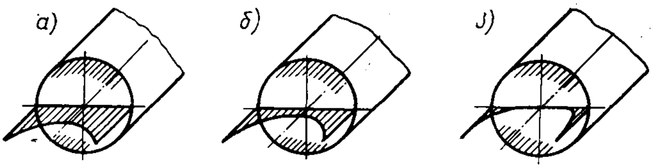


Рис. 1.6

Из рис. 1.7 и 1.8 видно, что плотность тока достигает максимума на углах сечений, причем проводники с квадратным профилем сечения используются хуже, чем проводники с прямоугольным профилем сечения. Уменьшение «эффективно работающего сечения» увеличивает активное сопротивление проводника, что и учитывается коэффициентом поверхностного эффекта $k_{п.э}$ для уединенного проводника с перемен-

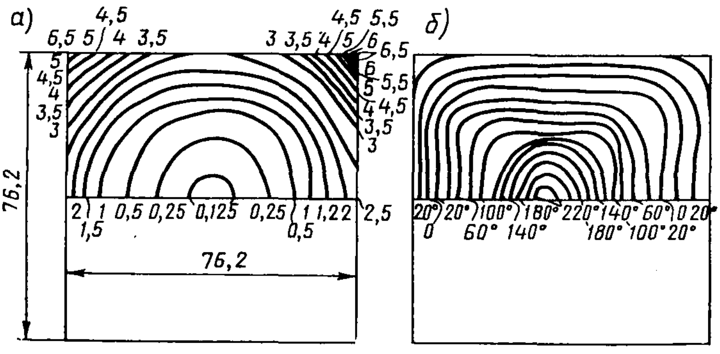


Рис. 1.7

ным током. Известные аналитические формулы для расчета $k_{п.э}$ весьма громоздки и пригодны, как правило, только для простых по геометрии сечений проводников, поэтому в практике пользуются графиками и номограммами, построенными на их основе, или имеющимися для отдельных случаев приближенными формулами.

При $r_0 = 25$ мм медного проводника $k_{п.э} = 1{,}45$, поэтому применять сплошные цилиндрические проводники с диаметром более 25—30 мм нецелесообразно из-за повышенного тепловыделения в них вследствие проявления поверхностного эффекта и нерационального использования материала проводника.

На рис. 1.9 приведены кривые зависимости $k_{п.э}$ от параметра $f/R_э$ прямоугольных шин. Уменьшение $k_{п.э}$ при равном сечении происходит по мере увеличения h/b.

Рассмотренные данные и анализ многочисленных конструктивных решений токоведущих систем аппаратов и токопроводов на большие токи позволяют сделать вывод о нецелесообразности применения в практике создания аппаратов переменного тока и токопроводов профилей токоведущих элементов, имеющих $k_{п.э} > 1{,}1 \div 1{,}2$, иначе это приведет к неоправданному перерасходу активного проводникового материала и прежде всего остродефицитной меди.

Для повышения эффективности использования сечения токоведущих систем на большие (2—12 кА) и сверхбольшие номинальные токи необходимо использовать тонкостенные

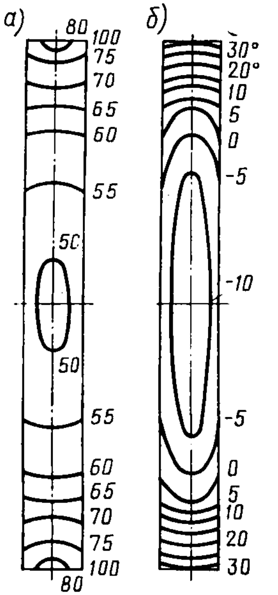


Рис. 1.8

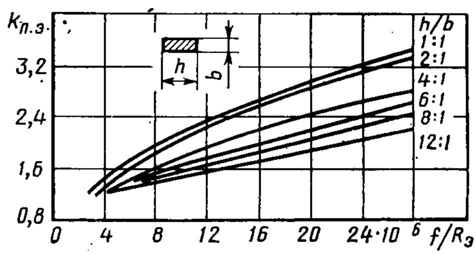


Рис. 1.9

0,4—0,8 $\Delta_э$) полые профили, ограниченные плавными кривыми, близкими к окружности, эллипсу, у которых оба линейных размера близки. Определение $k_{п.э}$ таких профилей может производиться экспериментально или с достаточной точностью по близким к конкретному профилю кривым, например, приведенным на рис. 1.10, 1.11.

Явление эффекта близости. *Эффектом близости* называется явление неравномерного распределения переменного тока по поперечному сечению проводника, обусловленное влиянием магнитного поля тока, проходящего по расположенному рядом другому проводнику. Эффект близости проявляется тем сильнее, чем ближе друг к другу расположены проводники с током. Коэффициент эффекта близости $k_{э.б}$ численно равен отношению активного сопротивления проводника, когда он расположен в непосредственной близости от других проводников с переменным током, к его активному сопротивлению, когда он уединен:

$$k_{э.б} = R_{э\sim б}/R_{э\sim уед}. \quad (1.13$$

Коэффициент $k_{э.б}$ зависит от частоты переменного тока, удельного электрического сопротивления материала проводника, расстояния между проводами, формы и размеров их поперечного сечения, а также от направления и фазы токов в них. Распределение магнитного поля в проводнике непосредственно связано с распределением плотности тока в этом проводнике. Если изменить конфигурацию поля внутри проводника путем наложения на него поля той же частоты, созданного другим проводником, то это приведет к изменению распределения плотности тока по сечению проводника. Плотность тока увеличивается в тех частях проводника, в которых увеличивается изменение магнитного поля, и уменьшается там, где это изменение поля уменьшается.

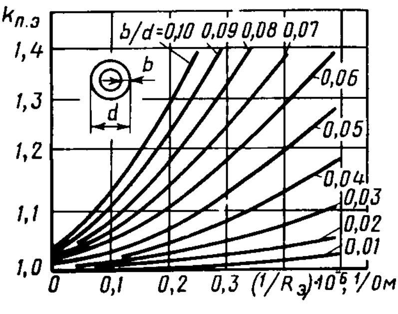


Рис. 1.10

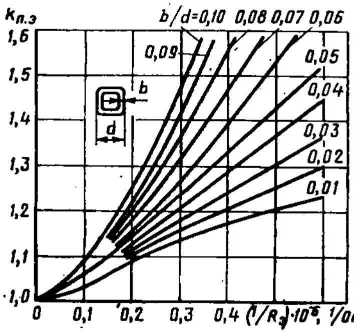


Рис. 1.11

Для двух параллельно расположенных круглых проводников в случае токов одинакового направления напряженность поля, а соответственно и плотность тока наибольшие в точках сечений, наиболее удаленных одна от другой; в случае токов разного направления — в точках, лежащих вблизи. Значение плотности тока зависит от угла γ между осью, соединяющей центры проводников, и положением точки на окружности. Для случая токов противоположного направления формула для J_{max} имеет вид

$$J_{max} = J_{ср} \sqrt{1-(r_0/\Delta_0)^2}/[1-(r_0/\Delta_0)\cos\gamma], \qquad (1.14)$$

где Δ_0 — расстояние между осями проводников; $J_{ср}$ — среднее значение плотности тока на поверхности проводника.

$$J_{ср} = I/(2\pi\Delta_э r_0).$$

При сравнительно больших расстояниях между осями проводников, когда $r_0/\Delta_0 < 0{,}1$, распределение плотности тока выражается уравнением

$$J = J_{ср}[1+(r_0/\Delta_0)\cos\gamma].$$

Максимальная плотность тока наблюдается в точках, в которых $\gamma = 0$, т. е.

$$J_{max} = J_{ср}\sqrt{1+2r_0/(\Delta_0-r_0)}.$$

Коэффициент эффекта близости, как правило, больше, но может быть и меньше единицы. При расположении тонкостенных ($<\Delta_э$) прямоугольных проводников большими гранями параллельно (рис. 1.12, *а*) в отличие от их расположения в одной плоскости (рис. 1.12, *б*) $k_{э.б}$ оказывается меньше единицы, так как при этих условиях близость проводников друг к другу улучшает распределение тока по сечению и здесь эффект близости частично компенсирует поверхностный эффект. В этом случае $k_{д.п} < k_{п.э}$.

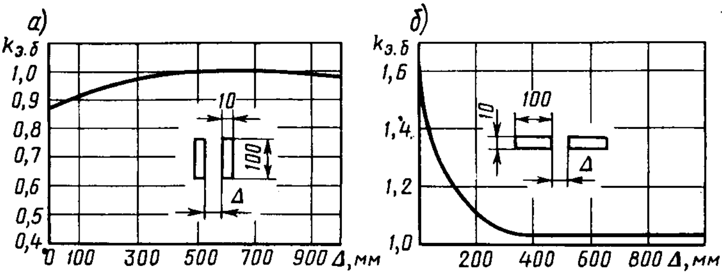


Рис. 1.12

Поверхностный эффект в ферромагнитных проводниках. В ферромагнитных проводниках по сравнению с неферромагнитными явление поверхностного эффекта существенно осложняется тем, что магнитная проницаемость — переменная величина, зависящая от напряженности магнитного поля H.

Электромагнитная волна в случае ферромагнитных сплошных проводников проникает от поверхности внутрь проводников на очень небольшую глубину. Эквивалентная глубина проникновения электромагнитной волны в ферромагнитную среду, т. е. глубина, при которой равномерно распределенный ток при отсутствии явления гистерезиса выделял бы столько же теплоты, как и действительный ток, неравномерно распределенный в среде при наличии гистерезиса, определяется из выражений [27]:

а) при сильных магнитных полях

$$\Delta_{э.м} = 1/\sqrt{\omega \mu g_э}; \tag{1.15}$$

б) при слабых магнитных полях

$$\Delta_{э.м} = \sqrt{2/(\omega \mu g_э)}. \tag{1.16}$$

Для сильных магнитных полей действующее значение H напряженности магнитного поля на поверхности ферромагнитной среды больше того значения $H_{крит}$, при котором магнитная проницаемость μ, определяемая по основной кривой намагничивания $\overline{B} = \mu \overline{H}$, имеет максимум, т. е. $H > H_{крит}$. Для слабых полей $H < H_{крит}$.

Здесь μ — магнитная проницаемость, определенная из основной кривой намагничивания (т. е. из кривой, проходящей по вершинам симметричных петель гистерезиса) при значении напряженности магнитного поля, равном его значению на поверхности ферромагнитной среды.

Глубина, на которой электромагнитная волна практически полностью затухает, определяющая толщину поверхностного слоя, в котором выделяется 95% всей энергии, выражается формулами:

а) при сильных магнитных полях

$$\Delta_{э.м\,0,05} = \sqrt{2}\,\Delta_{э.м} = \sqrt{2/(\omega\mu g_э)}; \qquad (1.17)$$

б) при слабых магнитных полях

$$\Delta_{э.м\,0,05} = 1,6\sqrt{2/(\omega\mu g_э)}. \qquad (1.18)$$

Активное сопротивление $R_э$, внутреннее реактивное сопротивление $X_э$ и внутреннее полное $Z_э$ электрическое сопротивление проводов, шин и различных прямолинейных токоведущих частей из ферромагнитного материала

$$R_э = \frac{l}{П}\sqrt{\frac{\omega\mu}{g_э}}; \quad X_э = 0,6\frac{l}{П}\sqrt{\frac{\mu\omega}{g_э}}$$

$$Z_э = (1 + j0,6)\frac{l}{П}\sqrt{\frac{\mu\omega}{g_э}}, \qquad (1.19)$$

где l — длина провода в направлении линий тока, м; П — периметр его поперечного сечения, м; $j = \sqrt{-1}$.

Значение напряженности магнитного поля H, по которому из основной кривой намагничивания находится значение μ, определяется из соотношения

$$H = I/П. \qquad (1.20)$$

Формулы (1.19) и (1.20) справедливы для достаточно массивных проводов, сечение которых имеет линейные размеры, равные или большие $2\Delta_{э.м\,0,05}$. Отметим, что весь нормальный сортамент фасонной стали уже при $f = 50$ Гц удовлетворяет этому требованию, так как при $f = 50$ Гц величина $\Delta_{э.м\,0,05}$ составляет 1—2 мм.

Способы уменьшения нагрева нетоковедущих ферромагнитных частей аппаратов. Для уменьшения нагрева нетоковедущих частей аппаратов применяется несколько способов:

1. Использование немагнитных материалов взамен ферромагнитных. К ним относятся немагнитная сталь, латуни, бронзы, немагнитный чугун, алюминиевые сплавы.

2. Устройство прорезей, т. е. включение воздушных (или немагнитных) промежутков на пути магнитного потока.

3. Применение короткозамкнутых витков из проводниковых материалов, охватывающих сечение ферромагнитной детали и уменьшающих магнитный поток к ней.

Конструктивно нетоковедущие элементы с короткозамкнутым витком выполняются аналогично конструкции трансформатора тока с короткозамкнутой вторичной обмоткой. Так как вторичная обмотка такого трансформатора имеет один виток, то вторичный ток почти равен первичному $I_1 \approx I_2$. Результирующий магнитный поток в таком устройстве весьма мал, следовательно, потери в ферромагнитном тороиде также весьма малы. Однако при этом необходимо правильно рассчитать короткозамкнутый виток и выбрать его размеры.

4. Применение электромагнитных экранов.

Потери мощности в диэлектриках под действием переменного электрического поля. Мощность, выделяемая в активном слое изоляции в переменном электрическом поле:

$$P = \omega C U^2 \operatorname{tg} \delta, \tag{1.21}$$

где C — емкость изолятора, Ф; U — напряжение, приложенное к изолятору, В; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь изолятора.

Зная размеры изолятора и потери мощности в нем, можно определить объемную плотность потерь мощности в изоляторе. При этом следует иметь в виду, что $\operatorname{tg} \delta$ является функцией температуры и изменяется от точки к точке; соответственно изменяется и объемная плотность потерь мощности.

Угол диэлектрических потерь δ — важная характеристика как материала, так и электроизоляционной конструкции или участка изоляции. Значения $\operatorname{tg} \delta$ для наилучших электроизоляционных материалов, применяемых в технике высоких частот и высоких напряжений, составляют величину порядка 0,001 — 0,0001. Для материалов более низкого качества, применяемых в менее ответственных случаях, $\operatorname{tg} \delta$ может составлять сотые или иногда десятые доли единицы. Формула (1.21) справедлива для любых размеров и любой формы электродов и поля. При неоднородном поле формула дает общую величину потерь, независимо от их распределения по объему.

Если требуется рассчитать распределение диэлектрических потерь в различных местах, используется формула для определения объемных или удельных диэлектрических потерь, т. е. потерь на единицу объема диэлектрика в данной точке поля:

$$p = dP/dV; \; p = P/V = \omega \varepsilon E^2 \operatorname{tg} \delta, \tag{1.22}$$

где E — напряженность электрического поля, В/м; ε — диэлектрическая проницаемость, Ф/м.

При появлении дефекта в отдельных местах твердой изоляции аппарата тепловые потери могут достичь в этих местах значительной величины и даже может развиться явление теплового пробоя.

Некоторые другие виды источников теплоты в электрических аппаратах. В процессе отключения выключателя вследствие высокой температуры возникающей дуги (3000—20 000° С) происходит повышение температуры проводников, между которыми горит дуга. Кроме того, повышается температура дугогасящих камер. Нагрев проводников и дугогасящих камер может быть особенно большим при повторных включениях и отключениях выключателя. Таким образом, электрическая дуга существенно влияет на повышение температуры элементов выключателя.

При трении между собой отдельных элементов аппаратов происходит их нагрев и, следовательно, выделение энергии. Значительное тепловыделение может быть также в различных демпфирующих и тормозных устройствах аппаратов.

§ 1.3. ОТВОД ТЕПЛОТЫ ОТ ПРОВОДНИКОВ С ТОКОМ

Проводники тока, образуя токоведущую систему, являются основными источниками теплоты в электрическом аппарате. Чем меньше при заданных параметрах тепловыделение в проводниках, эффективнее организован теплоотвод в окружающую среду, равномернее достигнутое распределение температуры в токоведущей системе, тем совершеннее аппарат и меньше затрачено на его изготовление проводниковых материалов. Для выбора наилучших условий теплоотвода от нагретых проводников с током и его расчета рассмотрим основные вопросы теории теплопередачи [24]. Существует три основных вида переноса теплоты: теплопроводность, конвекция и теплоизлучение.

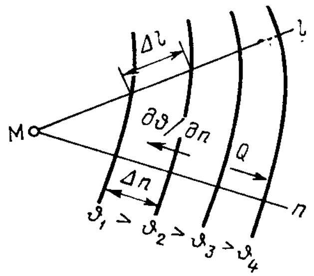


Рис. 1.13

Теплопроводностью называется процесс передачи теплоты от одной частицы тела к другой или от одного тела к другому, когда эти частицы или тела соприкасаются друг с другом. Теплопроводность осуществляется путем теплового движения молекул. В металлах в процессе передачи теплоты участвуют свободные электроны, что значительно ускоряет этот процесс. Теплопроводность — единственный способ передачи теплоты по твердому телу. Необходимым и достаточным условием теплообмена является разность температуры. Совокупность значений температуры во всех точках рассматриваемого пространства называется *температурным полем*. Математически температурное поле задается уравнением, характеризующим зависимость между значением температуры в каждой точке и значением координат этой точки и времени t: $\vartheta = f(x, y, z, t)$. Если температура не зависит от времени, то поле называется стационарным, если зависит — нестационарным.

Поле называется однородным, если во всех точках пространства температура одинакова, и неоднородным — если температура в разных точках неодинакова.

Поверхности, на которых расположены точки с одинаковыми температурами, называются *изотермическими поверхностями*, а линии сечения изотермических поверхностей плоскостью — *изотермами*. Так как в одной и той же точке пространства не может быть двух различных температур, то изотермические поверхности разных температур не пересекаются. Все они или замыкаются на себя, или кончаются на границах тела. Температура изменяется лишь в направлении пересекающих плоскостей. При этом наиболее резкое ее изменение происходит по направлению нормали n к изотермическим поверхностям (рис. 1.13).

Предел отношения изменения температуры $\Delta\vartheta$ к расстоянию между изотермами Δn называется *температурным градиентом*:

$$\lim (\Delta\vartheta/\Delta n)_{\Delta n \to 0} = \partial\vartheta/\partial n = \mathrm{grad}\, \vartheta. \qquad (1.23)$$

Плотностью теплового потока называется количество теплоты Q, проходящее через единицу поверхности $S_п$ в единицу времени t:

$$q = Q/(S_п t). \qquad (1.24)$$

Французский ученый Фурье установил, что плотность теплового потока пропорциональна градиенту температуры:

$$q = -\lambda\, \mathrm{grad}\, \vartheta. \qquad (1.25)$$

Так как теплота распространяется в сторону понижения температуры, а градиент направлен в сторону ее возрастания, то в формуле стоит знак минус. В более общем виде

$$dQ/dt = -\lambda dS_п\, \mathrm{grad}\, \vartheta, \qquad (1.26)$$

где теплопроводность λ [Вт/(м·К)] определяет количество теплоты, которое проходит в единицу времени через единицу поверхности при падении температуры в один градус на единицу длины теплового потока. Теплопроводность различных веществ зависит от их физических свойств и ее берут из таблиц. У всех веществ (твердых, жидких и газообразных) теплопроводность зависит от температуры. Для большинства материалов эта зависимость выражается формулой

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \beta_\lambda \vartheta), \qquad (1.27)$$

где ϑ — температура нагретого тела; λ_0 — теплопроводность при 0° С; β_λ — температурный коэффициент теплопроводности.

Числовые значения λ различаются в очень широких пределах — от 425 Вт/(м·К) у серебра (медь 390, алюминий 210, латунь 85) до величин порядка 0,006 у некоторых газов. Это объясняется тем, что процесс передачи теплоты путем теплопроводности в различных физических средах различен, причем у металлов в большинстве случаев значение λ с повышением температуры убывает, у газов (0,6—0,006)— сильно возрастает, у жидкостей [0,7—0,07] — снижается (вода и глицерин — исключение).

В токоведущих системах электрических аппаратов теплоотвод путем теплопроводности в основном происходит: от элементов этих систем к соприкасающимся металлическим нетоковедущим конструктивным или к изоляционным частям аппаратов; от наиболее нагретых элементов токоведущих систем к менее нагретым, последовательно включенным элементам; к специально устанавливаемым в отдельных случаях радиаторам; к элементам системы принудительного, как правило жидкостного, охлаждения в аппаратах с искусственным охлаждением.

В токоведущих системах с неравномерным тепловыделением в отдельных их элементах создаются значительные перетоки теплоты между этими элементами, что вызывает иногда очень неравномерное распределение температуры в установившемся режиме, а следовательно, неэффективное использование проводникового материала. Такие системы нельзя считать рационально выполненными.

Конвекцией называется процесс передачи теплоты путем перемещения частиц жидкости или газа. Конвективный теплообмен — сложный процесс, при котором теплота передается за счет перемешивания отдельных объемов среды, имеющих различную температуру, и одновременно за счет теплопроводности. Конвективный процесс теплообмена всегда сопровождается теплопроводностью, играющей существенную роль только в непосредственной близости к поверхности нагретого тела.

Процесс переноса теплоты собственно конвекцией неразрывно связан с переносом самой среды, поэтому конвекция возможна лишь в жидкостях и газах, частицы которых могут легко перемещаться. Перенос этих частиц зависит от многих факторов и, в частности, от природы возникновения и режима движения, физических свойств жидкости или газа, формы, состояния поверхности и размеров теплоотдающего тела.

По природе возникновения различают два вида движения: свободное и вынужденное. *Свободным, или естественным*, называется движение жидкости или газа, создаваемое разностью плотностей нагретых и холодных частиц. Теплоотвод с поверхности большинства токоведущих систем аппаратов осуществляется путем свободной, естественной, конвекции. От соприкосновения с нагретым телом воздух нагревается и его плотность уменьшается. Вследствие разности плотностей нагретых и холодных частиц возникает подъемная сила. Нагретые частицы поднимаются, холодные поступают на их место.

Вынужденным называется такое движение жидкости или газа, которое возникает под действием посторонних возбудителей, например ветра, насоса, вентилятора. Условия такого движения зависят от вида и физических свойств жидкости, ее температуры, формы и размеров канала, в котором происходит движение. Вынужденное движение приобретает в последнее время в аппаратостроении большое значение в связи с достаточно широким применением токоведущих систем с искусственным охлаждением.

Движение жидкости может быть ламинарным и турбулентным. При *ламинарном движении* частицы жидкости движутся параллельно стенкам канала, а при *турбулентном* — хаотически, неупорядоченно. Однако не весь слой жидкости имеет неупорядоченный характер движения. Около ограничивающей поток стенки всегда имеется тонкий слой жидкости, в котором вследствие вязкости жидкости сохраняется ламинарный характер движения. Перенос теплоты в этом слое осуществляется путем теплопроводности. Толщина этого слоя зависит от скорости потока, уменьшаясь с увеличением скорости.

Интенсивность теплоотдачи в основном определяется пограничным слоем. Здесь происходит наибольшее изменение температуры (рис. 1.14, *а*). В зависимости от физических свойств жидкостей процесс переноса теплоты протекает различно. Непосредственное влияние на процесс оказывают следующие физические параметры: коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость, плотность, температуропроводность и вязкость.

Характер свободного движения воздуха около нагретых поверхностей показан на рис. 1.14. Движение воздуха на нижнем участке вертикальной трубы, стержня, плоской шины (рис. 1.14, *а*) и вдоль всей поверхности в пристеночном слое имеет ламинарный характер, на верхнем участке за пристеночным слоем — вихревой, турбулентный. В горизонтально расположенных замкнутых телах — трубах, коробках (рис. 1.14, *б*, *в*) форма тела имеет второстепенное значение; главным здесь является величина поверхности, вдоль которой происходит движение нагретого воздуха.

Около протяженных, обращенных вверх горизонтальных поверхностей (рис. 1.14, *г*) вследствие наличия с краев сплошного потока нагретого воздуха центральная часть оказывается изолированной. Ее охлаждение происходит за счет притока или провала холодного воздуха сверху. Около горизонтальных, обращенных вниз плоских поверхностей (рис. 1.14, *д*) движение воздуха происходит лишь в тонком слое под поверхностью, остальная масса воздуха ниже этого слоя остается неподвижной. Характер свободного движения воздуха около нагретых поверхностей необходимо учитывать при выборе геометрии токоведущей системы и других теплоотдающих поверхностей в электрических аппаратах.

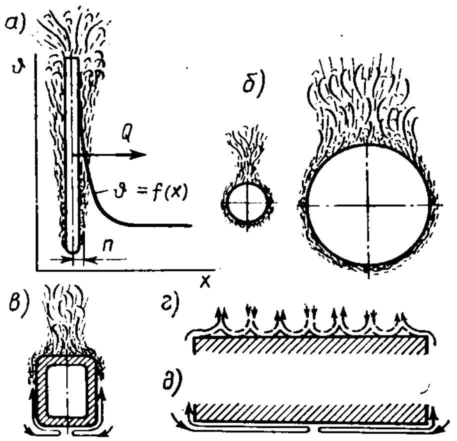


Рис. 1.14

Теплоизлучением, или лучеиспусканием, называется процесс переноса теплоты электромагнитными волнами. По своей природе этот процесс сопровождается двойным превращением энергии: тепловой в лучистую и лучистой в тепловую. При теплоизлучении теплота может передаваться через вакуум.

В наибольшей степени тепловую энергию переносят колебания с длинами волн $0{,}8—40\cdot 10^{-6}$ м (инфракрасные лучи) и в значительно меньшей степени с длинами волн $0{,}4—0{,}8\cdot 10^{-6}$ м (световые лучи).

Тело, способное полностью поглощать падающие на него лучи, называют абсолютно черным телом. При нагреве оно отдает такое же количество теплоты, которое и поглощает. К абсолютно черному телу приближаются сажа, черная матовая краска. Излучение реальных тел, которые рассматриваются в аппаратостроении, всегда меньше излучения абсолютно черного тела. Степень уменьшения излучательной способности таких тел учитывается степенью черноты поверхности $\varepsilon_ч$.

Основной закон теплового излучения тела дан Стейфаном и Больцманом в следующем виде:

$$Q_и = \varepsilon_ч k_Б T^4, \tag{1.28}$$

где $k_Б = 5{,}67$ — постоянная Больцмана, Вт/ ($м^2\cdot K^4$), (постоянная излучения абсолютно черного тела); T — температура излучающей поверхности, К.

Для диапазона определяющих температур 50—80° С на основе этого закона получена формула для коэффициента теплообмена. При излучении [17]

$$k_{т \cdot и} = 2{,}04\ T_0^3 \varepsilon_ч\ 10^{-7}\ [(2{,}08\ T/T_0 - 1)], \tag{1.29}$$

где T_0 и T — соответственно абсолютные температуры окружающего воздуха и излучающей поверхности, К.

В теплоотводе от токоведущих систем, имеющих температуру порядка 100—120° С, теплоотвод излучением может составить 40—50% от суммарного теплоотвода.

Различные виды теплоотвода редко бывают обособленными. В основном они существуют одновременно. В токоведущих системах электрических аппаратов, как правило, теплоотвод осуществляется всеми видами одновременно. Только в некоторых случаях можно выделить отдельные виды теплоотвода, например перенос теплоты путем теплоизлучения в вакуумных выключателях на стенки и путем теплопроводности через контактные выводы.

Теплоотвод с поверхности токоведущей системы происходит благодаря конвекции и теплоизлучению и в общем виде выражается формулой Ньютона

$$Q = k_т S_п (\vartheta_т - \vartheta_0). \tag{1.30}$$

Согласно этой формуле, количество теплоты Q, переданное от единицы длины проводника к окружающей среде жидкости или газа, пропорционально поверхности теплоотвода $S_п$ и разности температур проводника и среды $(\vartheta_т - \vartheta_0)$.

Коэффициент теплообмена $k_т$ определяет количество теплоты, переданной в единицу времени через единицу поверхности при разности температур между поверхностью и окружающей средой, равной одному градусу. Единица измерения коэффициента теплообмена Вт/(м^2·К). В общем случае этот коэффициент является функцией физических характеристик среды: теплопроводности λ, теплоемкости c, плотности ϱ, вязкости η, температуропроводности $\varkappa$, температуры поверхности ϑ, скорости движения v, формы тела Φ, его линейных размеров l_1, l_2, l_3, расположения в пространстве, состояния поверхности и др.:

$$k_т = f(\lambda, c, \rho, \eta, \varkappa, \vartheta, v, \ldots, \Phi, \ldots, l_1 l_2 l_3).$$

Несмотря на простоту формулы (1.30), сложность расчета по ней сводится к правильному определению $k_т$ для каждого конкретного случая. На рис. 1.15 приведены зависимости $k_т$-$(\vartheta_т - \vartheta_0)$ при $\vartheta_0 = 35°$ С для горизонтальных окрашенных проводников: *а* — цилиндрических, *б* — полосы 10×120 мм, поставленной на ребро.

Так как условия теплоотвода конвекцией $Q_к$ и теплоизлучением $Q_и$ по своей природе различны, применяется раздельный учет этих видов теплоотвода:

$$Q = Q_к + Q_и = (k_{т.к} + k_{т.и}) S_п (\vartheta_т - \vartheta_0). \tag{1.31}$$

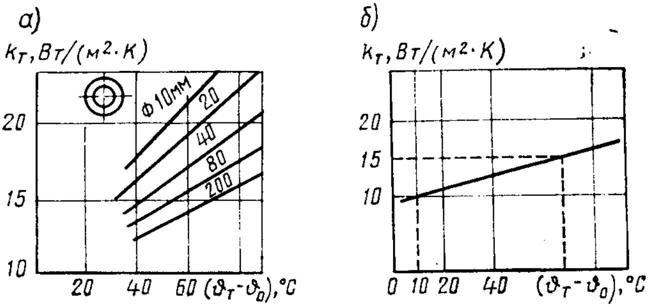


Рис. 1.15

Дифференциальные уравнения теплообмена. Теплоотвод в движущейся среде определяется не только тепловыми, но и гидродинамическими процессами. Эти процессы в теории теплопередачи описываются системой дифференциальных уравнений.

Уравнение теплопроводности. Это уравнение выводится на основе закона сохранения энергии. Оно устанавливает связь между изменениями температуры в любой точке движущейся среды во времени и вследствие перемещения ее из одной точки пространства в другую (рис. 1.16) и носит название *дифференциального уравнения теплопроводности Фурье — Кирхгофа*

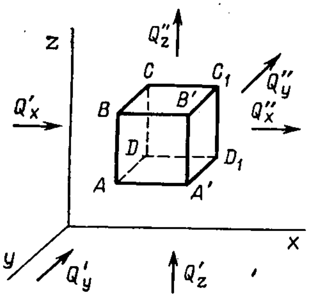


Рис. 1.16

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t}+v_x\frac{\partial \vartheta}{\partial x}+v_y\frac{\partial \vartheta}{\partial y}+v_z\frac{\partial \vartheta}{\partial z}=$$

$$=\varkappa\left(\frac{\partial^2\vartheta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\vartheta}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\vartheta}{\partial z^2}\right), \qquad (1.32)$$

где v_x, v_y, v_z — составляющие скорости в данной точке по осям координат; $\varkappa=\lambda/c\rho$— коэффициент температуропроводности, м²/с, который в нестационарных процессах характеризует скорость изменения температуры. Чем выше значение $\varkappa$ вещества, тем выше в нем скорость распространения температуры.

Уравнение движения. Вывод уравнения движения основан на втором законе Ньютона (сила равна произведению массы на ускорение). Оно устанавливает связь между изменяющейся скоростью движения частей среды, характеризует распределение скоростей в движущейся среде и называется *дифференциальным уравнением движения несжимаемой вязкой жидкости Новье — Стокса*:

$$\rho\frac{\partial v_i}{\partial t}+\rho\left(v_x\frac{\partial v_i}{\partial x}+v_y\frac{\partial v_i}{\partial y}+v_z\frac{\partial v_i}{\partial z}\right)=$$

$$=\rho g_{\text{т}i}-\frac{\partial p}{\partial i}+\eta_{\text{д}}\left(\frac{\partial^2 v_i}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v_i}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2}\right), \qquad (1.33)$$

где $i = x, y, z$; $g_{\text{т}i}$ и v_i — соответственно ускорения силы тяжести и скорости по осям координат, м/с^2 и м/с; p — давление, Па; $\eta_{\text{д}}$ — динамическая вязкость, Па·с; ρ — плотность, кг/м^3. В случае свободного движения $dp/(di) = 0$, а вместо силы тяжести $\rho g_{\text{т}i}$ в уравнение входит подъемная сила, определяемая разностью плотности нагретых и холодных частиц жидкости:

$$F_{\text{п}} = -\rho g_{\text{т}i}\, \beta_{\text{т}} (\vartheta_{\text{т}} - \vartheta_0), \qquad (1.34)$$

где $\beta_{\text{т}}$ — коэффициент теплового расширения жидкости, К$^{-1}$. Для газов $\beta_{\text{т}} = 1/T$, где T — абсолютная температура, К.

Уравнение сплошности. Это уравнение характеризует непрерывность движения жидкости и выводится на основе закона сохранения массы (масса изолированной системы тел не изменяется при любых происходящих в ней процессах) и имеет вид

$$\partial\rho/\partial t + \partial(\rho v_x)/\partial x + \partial(\rho v_y)/\partial y + \partial(\rho v_z)/\partial z = 0. \qquad (1.35)$$

Для несжимаемой жидкости плотность ρ постоянна. В этом случае уравнение принимает вид

$$\partial v_x/\partial x + \partial v_y/\partial y + \partial v_z/\partial z = 0. \qquad (1.36)$$

Кроме уравнений (1.32), (1.33), (1.35) используется уравнение теплопередачи на границе тела в пограничном слое, где движение жидкости ламинарное, получаемое на основе закона сохранения энергии:

$$-\lambda\partial\vartheta/\partial n = k_{\text{т}} (\vartheta_{\text{т}} - \vartheta_{\text{п}}), \qquad (1.37)$$

где $\vartheta_{\text{п}}$ — температура за пограничным слоем.

Краевые условия. Дифференциальные уравнения теплообмена описывают процесс теплоотвода в общем виде. Чтобы конкретизировать задачу, необходимо из бесчисленного множества возможных при этом процессов выделить рассматриваемый и определить его однозначно, с учетом частных особенностей. Эти условия называются *условиями однозначности или краевыми условиями*. В краевые условия входят: геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, в котором протекает процесс; физические условия, характеризующие физические свойства среды и тела, граничные условия, характеризующие особенности протекания процесса на границах тела; временные условия, характеризующие особенности протекания процесса во времени.

Применение математического анализа к задачам конвективного теплообмена в большинстве случаев сводится лишь к формулированию задачи, т. е. к составлению дифференциальных уравнений и определению краевых условий. Решение этих уравнений возможно лишь только в отдельных частных случаях и при ряде упрощающих предпосылок (например, физические параметры среды постоянны и от времени не зависят, поверхность тела абсолютно гладкая). Однако такие упрощения часто приводят к тому, что результаты расчета плохо согласуются с опытными данными. Поэтому в решении задач расчета теплового режима токоведущих систем решающее значение приобретает эксперимент с применением теории подобия, которая сочетает в себе и аналитический и экспериментальный способы исследования. Ее задача состоит в том, чтобы, исходя из результатов многих опытных данных, получить возможность обобщить их на некоторую область родственных (подобных) явлений.

Подобие физических явлений. Понятие «подобие» заимствовано из геометрии. Известно, что тела и фигуры называются геометрически подобными, если соответствующие размеры двух или нескольких тел находятся в постоянном числовом соотношении (рис. 1.17, *а* и *б*):

$$h''/h' = A''/A' = \Delta_3''/\Delta_3' = r_{\text{ср}}''/r_{\text{ср}}' = \text{const}.$$

Подобие может быть задано и другим способом. Для этого надо один из характерных размеров тела принять за масштаб для измерения других размеров тела:

$$h''/\Delta_3'' = h'/\Delta_3' = i_1; \quad h''/r_{\text{ср}}'' = h'/r_{\text{ср}}' = i_2; \quad h''/A'' = h'/A' = i_3.$$

Здесь величины i_1, i_2, i_3 называются *инвариантами подобия*. Это безразмерные величины, одинаковые для всех подобных систем, но разные для разных соотношений одной системы.

Подобными друг другу могут быть не только геометрические тела, но и физические явления. Физические явления подобны, если отношение числовых значений физических величин, описывающих явление, в сходственных точках одинаково для всех подобных систем. Понятие подобия физических явлений позволяет изучать явления на моделях, а результаты изучения переносить на натурные образцы.

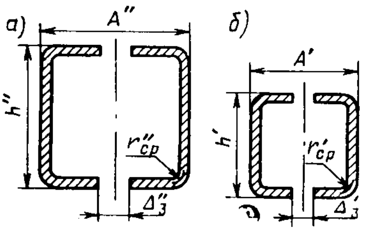


Рис. 1.17

Теория подобия дает правила моделирования, устанавливает условия, при которых явление в модели подобно явлению в образце. К этим правилам относятся следующие:

а) подобными физическими явлениями могут быть только явления одного и того же рода, которые качественно одинаковы и аналитически описываются одинаковыми по форме и содержанию уравнениями;

б) подобие физических величин возможно в геометрически подобных системах;

в) при анализе подобных явлений можно сопоставлять только однородные величины в сходственных точках и в сходственные моменты времени;

г) подобие физических явлений означает подобие всех величин, характеризующих рассматриваемые явления. Это значит, что в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени любая величина первого явления пропорциональна однородной с ней величине второго явления, например

$$v'' = c_v v'. \tag{1.38}$$

Коэффициент пропорциональности называется *константой подобия*; $\vartheta''/\vartheta' = c_\vartheta$; $\eta_д''/\eta_д' = c_\eta$; $(\vartheta_т'' - \vartheta_0'')/(\vartheta_т' - \vartheta_0') = c_\vartheta$; $\lambda''/\lambda' = c_\lambda$.

Индекс у константы подобия указывает, к какой величине она относится. Так как изменения всех физических величин в каждом физическом процессе связаны между собой, то и между константами подобия разных величин в каждой группе подобных явлений существует определенная связь. Эту связь можно найти, если известно уравнение, характеризующее связь между изменением физических величин в данном явлении. Для примера найдем соотношения между константами подобия в двух подобных процессах теплообмена между поверхностью твердого тела и омывающим его потоком жидкости. Например, рассмотрим уравнение теплопередачи на границе тела (1.37): $k_т (\vartheta_т - \vartheta_п) = -\lambda \partial\vartheta/\partial n$ или, принимая $\vartheta_т - \vartheta_п = \Delta\vartheta$, $k_т \Delta\vartheta = -\lambda \partial\vartheta/\partial n$, откуда

$$k_т = -(\lambda/\Delta\vartheta)\partial\vartheta/\partial n. \tag{1.39}$$

Применительно к рис. 1.17

$$k'_т = -(\lambda'/\Delta\vartheta')\partial\vartheta'/\partial n'; \tag{1.40}$$

$$k''_т = -(\lambda''/\Delta\vartheta'')\partial\vartheta''/\partial n''. \tag{1.41}$$

Составим выражения для констант подобия:

$$k''_т/k'_т = c_k; \quad \lambda''/\lambda' = c_\lambda; \quad \Delta\vartheta''/\Delta\vartheta' = c_\vartheta; \quad n''/n' = c_n;$$

$$\vartheta''/\vartheta' = c_\vartheta; \quad k''_т = c_k k'_т; \quad \lambda'' = c_\lambda \lambda'; \quad \Delta\vartheta'' = c_\vartheta \Delta\vartheta';$$

$$n'' = c_n n'; \quad \vartheta'' = c_\vartheta \vartheta'.$$

Подставим полученные выражения в (1.41):

$$c_k k'_т = -[c_\lambda \lambda'/(c_\vartheta \Delta\vartheta')][c_\vartheta \partial\vartheta'/(c_n \partial n')] = -[c_\lambda \lambda'/(c_n \Delta\vartheta')]\partial\vartheta'/\partial n'$$

или

$$c_k c_n k'_т/c_\lambda = -(\lambda'/\Delta\vartheta')\partial\vartheta'/\partial n'. \tag{1.42}$$

Из сравнения уравнений (1.42) и (1.40) следует, что они могут быть тождественны только в случае $c_k c_n/c_\lambda \equiv 1$. Эта формула устанавливает связь между константами подобия и отражает условие подобия в процессах теплообмена. Соотношения такого вида, составленные из констант подобия физических величин, называются *индикаторами подобия.*

Явления подобны, если индикатор тождественно равен единице:

$$[(k''_т/k'_т)(n''/n')]/(\lambda''/\lambda') \equiv 1. \tag{1.43}$$

Отсюда

$$k''_т n''/\lambda'' = k'_т n'/\lambda' = k_т n/\lambda = \mathrm{idem}, \tag{1.44}$$

т. е. для всех подобных систем такое соотношение сохраняет одно и то же числовое значение.

Здесь n — толщина пристеночного ламинарного слоя движения жидкости. В процессах теплообмена такой характерной величиной может быть не только расстояние по нормали n, поэтому для большей общности можно заменить n на h, что справедливо на основании подобия фигур (рис. 1.17), или в более общем виде заменить n на l — характерный для данной задачи определяющий размер. Тогда найденное условие подобия примет вид

$$k_т l/\lambda = \mathrm{idem}. \tag{1.45}$$

Безразмерные комплексы этого вида, составленные из характерных для явления физических величин, называют *критериями подобия*. Их называют именами выдающихся ученых, работавших в этой области.

Полученный критерий называют критерием Нуссельта:

$$\mathrm{Nu} = k_т l/\lambda. \tag{1.46}$$

Теоремы подобия. Первая теорема — *теорема Ньютона*. В подобных явлениях критерии подобия равны.

Вторая теорема — *теорема Бэкингема*. Решение системы дифференциальных уравнений, описывающих физическое явление, можно представить в виде зависимости между критериями подобия, характерными для данного явления (k_1, k_2,..,k_n). Теорема утверждает, что решение этих уравнений может иметь вид

$$f\,(k_1;\ k_2;\ \ldots;\ k_n) = 0. \tag{1.47}$$

Зависимость такого вида (1.47) называется *обобщенным или критериальным уравнением*, которое справедливо для всех подобных между собой явлений.

Третья теорема — *теорема Кирпичева — Гухмана*. В подобных явлениях условия однозначности подобны при равенстве критериев, составленных из условий однозначности.

Критерии подобия процессов конвективного теплообмена. Аналогично рассмотренному выше примеру, в теории теплопередачи на основе анализа уравнений, описывающих процессы конвективного переноса теплоты, получена система критериев, характеризующих гидродинамическое и тепловое подобие, т. е. подобие в процессах конвективного теплообмена. Рассмотрим эти критерии, включая и критерий Нуссельта.

Критерий Рейнольдса

$$\mathrm{Re} = vl/\eta_к, \tag{1.48}$$

где $\eta_к = \eta_д/\rho$ — кинематическая вязкость, $м^2/с$.

Критерий Рейнольдса характеризует меру отношения силы инерции к силе внутреннего трения.

Характер движения потока определяется тем, какие силы — инерции или вязкого трения — действуют более интенсивно. При $\mathrm{Re} < 2300$ — поток ламинарный (превышают силы трения); при $\mathrm{Re} > 10\,000$ — поток турбулентный (превосходят силы инерции); при $2300 < \mathrm{Re} < 10^4$ — процесс переходный. Критерий Re в задачах, связанных с вынужденным движением жидкости (водяное охлаждение), является определяющим, так как величина скорости всегда задается; при свободном движении жидкости критерий Re — неопределяющий (скорость не задается, а должна быть вычислена).

Критерий Грасгофа

$$\mathrm{Gr} = (g_т l^3/\eta_к^2)\,\beta_т\,(\vartheta_т - \vartheta_0). \tag{1.49}$$

Критерий Gr характеризует соотношение между подъемной силой $F_п = -\rho g_т \beta_т (\vartheta_т - \vartheta_0)$, обусловленной различием плотности в отдельных точках неизотермического потока и силой вязкого трения. Этот критерий является определяющим в процессах, связанных с естественной конвекцией.

Критерий Прандтля

$$Pr = \eta_к / \varkappa \tag{1.50}$$

характеризует взаимозависимость скорости обмена механической энергией между частицами жидкости вследствие влияния вязкости и скоростью обмена тепловой энергией путем температуропроводности. Этот критерий называют *критерием физических свойств вещества*. Он является определяющим.

Для таких жидкостей, как вода, масло, глицерин, с повышением температуры величина критерия сильно уменьшается. Для газов величина критерия Прандтля практически зависит от числа атомов в молекуле газа и не зависит от температуры. Например, Pr = 0,67 для одноатомных газов; Pr = 0,72 для двухатомных; Pr = 0,8 для трехатомных и Pr = 1,0 для четырех- и многоатомных газов.

Критерий Нуссельта Nu характеризует соотношение интенсивности теплоотвода и интенсивности теплопроводности в пограничном слое потока жидкости. Коэффициент $k_т$, входящий в структуру критерия, всегда — искомая величина. Критерий Nu, включающий искомую величину, — неопределяющий критерий и является функцией всех определяющих критериев:

$$Nu = f\,(Re,\ Gr,\ Pr). \tag{1.51}$$

Уравнение (1.51) называется критериальным уравнением конвективного теплообмена. Обычно из двух гидродинамических критериев Re и Gr остается один: при естественной конвекции Nu = f (Gr; Pr), при вынужденной конвекции Nu = f (Re; Pr).

Для вычисления критериев подобия пользуются средними значениями величин в характерных сечениях потока, например

$$V_{ср} = \int\limits_S V dS_c / S_c = V_c / S_c,$$

где V_c — секундный объем расхода жидкости (заданная величина), м^3/с; S_c — площадь поперечного сечения потока.

Величина $\vartheta_{ср} = (\vartheta_т + \vartheta_0)/2$ — средняя температура по сечению потока, получившая название *определяющей температуры*.

Критериальное уравнение естественного теплоотвода. Многочисленные данные экспериментальных исследований теплоотвода при свободном движении жидкости от тел различной формы и в различных жидкостях, обработанные акад. *М. А. Михеевым* [24], позволяют конкретизировать критериальное уравнение для естественного теплоотвода:

$$Nu = k_1\,(Gr\,Pr)^{k_2}. \tag{1.52}$$

Таблица 1.1

Gr Pr	k_1	k_2	Характер режима движения жидкости (по Михееву)
$1\cdot 10^{-3}$—$5\cdot 10^{2}$	1,18	1/8	Ламинарный
$5\cdot 10^{2}$—$2\cdot 10^{7}$	0,54	1/4	Интенсивный ламинарный и локонообразный
$2\cdot 10^{7}$—$1\cdot 10^{13}$	0,135	1/3	Турбулентный

Подставив в формулу эти значения, а также проанализировав изменения физических характеристик воздуха в диапазоне температур, при которых в основном работают токоведущие системы аппаратов (определяющая температура не выходит за пределы 30—70° С), получим, что для $\vartheta_{опр} = 50°C$ с ошибкой не более 2,5% коэффициенты теплообмена для этих диапазонов соответственно могут быть выражены следующими формулами [17]:

$$k_т = 0{,}31\,(\vartheta/l^5)^{0,125}; \tag{1.53}$$

$$k_т = 1{,}33\,(\vartheta/l)^{0,25}; \tag{1.54}$$

$$k_т = 1{,}56\vartheta^{0,333}. \tag{1.55}$$

Формула (1.53) пригодна для определения $k_т$ горизонтальных и вертикальных проволок и стержней до $\varnothing 10$ мм, формулы (1.54), (1.55) — для труб, сфер и вертикальных плит. Следует учитывать, что при расчете $k_т$ для горизонтальных плит за определяющий размер принимается меньшая сторона плиты, и если теплоотдающая поверхность обращена кверху, то $k_т$ увеличивается на 30%, если книзу — уменьшается на 30%. По формуле (1.55) $k_т$ не зависит от определяющего размера l. Такой режим носит название *автомодельного*.

Теорема подобия физических явлений, требующая равенства одинаковых критериев, в этой области заменяется требованием, чтобы в оригинале и в модели произведение Gr Pr $\geqslant 2\cdot 10^7$.

При расчете по формулам (1.54) и (1.55) следует учитывать, что автомодельный режим для токоведущих систем начинается при высоте вертикальной стенки (определяющий размер) от 170 мм и выше. При этом должно соблюдаться условие

$$I_м \approx I_0 (S_м/S_0) \sqrt{k_{п.э.о}/k_{п.э.м}},$$

где $k_{п.э.о}$, $k_{п.э.м}$ — коэффициенты поверхностного эффекта образца и модели.

При размерах моделей токоведущих систем по высоте не менее этой величины исследование тепловых режимов крупногабаритных токоведущих систем можно выполнять на уменьшенных моделях, что имеет очень большое значение для отработки сложных токоведущих систем на особо большие номинальные токи.

Теплоотвод при вынужденном движении жидкости в аппаратах с водяным охлаждением. Теплоотвод от токоведущих систем с водяным охлаждением можно рассчитать путем применения следующей критериальной зависимости теплоотвода при турбулентном движении жидкости в трубах, установленной в теории теплообмена также на основании многочисленных опытных данных [24].

$$Nu_{ж} = 0{,}021\, Re_{ж}^{0{,}8}\, Pr_{ж}^{0{,}43} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0{,}25}. \qquad (1.56)$$

Здесь индексы «ж», «ст» относятся соответственно к средней температуре жидкости и стенки трубы.

За определяющий размер принимается внутренний диаметр трубы, если труба круглая, или эквивалентный диаметр $d_{экв}$, равный площади поперечного сечения трубы, деленной на четверть ее внутреннего периметра, если труба имеет иную форму поперечного сечения канала.

Формула применима при $Re > 2{,}2 \cdot 10^3$. Она дает среднее значение Nu при $l/d > 50$. При меньшей длине трубы вводится поправочный коэффициент, увеличивающий значение Nu (при очень коротких трубах поправочный коэффициент может быть до $\sim 1{,}6$).

§ 1.4. НАГРЕВ ОДНОРОДНЫХ ТОКОВЕДУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Нагрев проводника одинакового сечения по всей длине. Применительно к твердому проводнику общее дифференциальное уравнение теплопроводности Фурье — Кирхгофа (1.32) упрощается вследствие исключения членов уравнения, учитывающих перемещение любой рассматриваемой точки среды в пространстве.

В системе прямоугольных координат уравнение теплопроводности для изотропной среды (теплопроводность во всех направлениях одинакова) приобретает вид

$$c\rho \partial\vartheta/\partial t = \lambda (\partial^2 \vartheta/\partial x^2 + \partial^2 \vartheta/\partial y^2 + \partial^2 \vartheta/\partial z^2) \qquad (1.57)$$

и называется *дифференциальным уравнением Фурье*. При наличии внутренних источников теплоты $q_{вн}$

$$c\rho_0 \partial \vartheta/\partial t = \lambda (\partial^2 \vartheta/\partial x^2 + \partial^2 \vartheta/\partial y^2 + \partial^2 \vartheta/\partial z^2) + q_{вн} \qquad (1.58)$$

В случае проводника с током

$$q_{вн} = J^2\, \rho_э = J^2 \rho_{э.0} (1 + \alpha_т \vartheta), \qquad (1.59)$$

где J — плотность тока в заданный момент времени в рассматриваемой точке.

Решение задач нестационарной теплопроводности при использовании уравнения (1.58) может быть весьма сложным и не дать желаемого результата, поэтому в практике задачу упрощают, принимая, что в плоскости любого сечения проводника отсутствует перепад температур. Тогда $\partial\vartheta/\partial y = 0$, $\partial\vartheta/\partial z = 0$, $\partial^2\vartheta/\partial y^2 = \partial^2\vartheta/\partial z^2 = 0$. Правомерность такого допущения следует из экспериментальных эпюр распределения температуры по поперечному сечению полых проводников различной конфигурации, имеющих относительно большие габариты при малой толщине стенок (рис. 1.18). Даже в этих случаях разность температуры по поперечному сечению проводника не превышает 1,5—2,0° С. С учетом этого допущения и конкретизации задачи для проводника с площадью сечения $S_с$ и поверхностью теплоотдачи $S_п$ на единицу длины проводника уравнение нестационарного нагрева (1.58) приводится к виду

$$S_c c\rho \partial\vartheta/\partial t = S_c (\lambda \partial^2 \vartheta/\partial x^2 + J^2 \rho_э) - k_т S_п (\vartheta - \vartheta_0)$$

или

$$c\rho \partial\vartheta/\partial t = \lambda \partial^2 \vartheta/\partial x^2 + J^2 \rho_э - k_т S_п (\vartheta - \vartheta_0)/S_c. \qquad (1.60)$$

По (1.60) решается большинство практических задач.

Вместе с тем температура однородного проводника или однородной токоведущей системы с одинаковыми по длине условиями теплоотдачи, как правило, одна и та же. Тогда при отсутствии перепада температур однородные проводники можно принять за тела с бесконечно большой теплопроводностью. В этом случае $\partial\vartheta/\partial x = 0$ и $\partial^2\vartheta/\partial x^2 = 0$. Тогда

$$c\rho d\vartheta/dt = J^2 \rho_э - k_т S_п (\vartheta - \vartheta_0) S_c \qquad (1.61)$$

или с учетом изменения характеристик материала от температуры

$$c_0 (1 + \beta_c \vartheta) \rho d\vartheta/dt = J^2 \rho_{э.0} (1 + \alpha_т \vartheta) - k_т S_п (\vartheta - \vartheta_0)/S_c. \qquad (1.62)$$

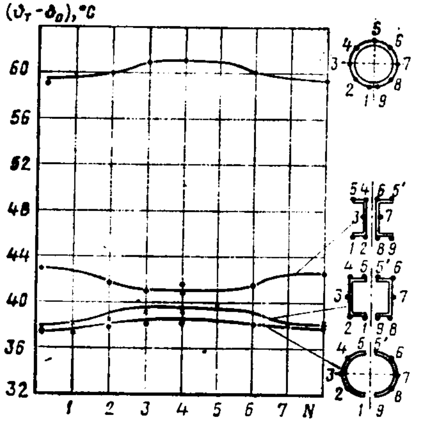


Рис. 1.18

Температурная зависимость теплоемкости для проводниковых материалов мала по сравнению с температурной зависимостью удельного электрического сопротивления (для меди $\alpha_т$ отличается от β_c в 10 раз), т.е. $\alpha_т \gg \beta_c$. Отсюда удельную теплоемкость в относительно небольшом диапазоне изменения температуры (несколько десятков градусов) можно принять постоянной, т. е. окончательно

$$c\rho d\vartheta/dt = J^2 \rho_{э.0} (1 + \alpha_т \vartheta) - k_т S_п (\vartheta - \vartheta_0)/S_c. \qquad (1.63)$$

При сквозных токах к.з. процесс нагрева кратковременный, по своему характеру близок к адиабатному, т. е. теплоотдачей в окружающую среду можно пренебречь. В этом случае

$$c_0 (1 + \beta_c \vartheta) \rho d\vartheta/dt = J^2 \rho_{э.0} (1 + \alpha_т \vartheta). \qquad (1.64)$$

Переходный процесс нагрева проводника, имеющего одинаковое сечение по всей длине. Если форма, размеры сечения, а также поверхность теплоотдачи одинаковы по всей длине,а для расщепленных проводников и одинаковы по длине расстояния (зазоры) между его элементами, то уравнение (1.63) можно представить в виде

$$\frac{d\vartheta}{di} + \left(\frac{1}{c\rho}\right)\left(\frac{k_т S_п}{S_c} - J^2 \rho_{э.0} \alpha_т\right)\vartheta - \frac{k_т S_п}{c\rho S_c}\left(\frac{J^2 \rho_{э.0} S_c}{k_т S_п} + \vartheta_0\right) = 0. \qquad (1.65)$$

Решение этого уравнения имеет вид *

$$\vartheta(t) = c_1 e^{-\frac{1}{c\rho}\left(\frac{k_т S_п}{S_с} - J^2 \rho_{э.0} \alpha_т\right) t} + c_2. \qquad (1.66)$$

Обычно $k_т S_п / S_с > J^2 \rho_{э\cdot0}\, \alpha_т$, т. е. интенсивность теплоотвода выше интенсивности тепловыделения. При $t \to \infty$ $\vartheta(t) = c_2 = \vartheta_у$.

Для этого случая из (1.65) следует, что

$$\vartheta_у = [J^2 \rho_{э.0} S_с/(k_т S_п) + \vartheta_0]/[1 - J^2 \rho_{э.0} S_с \alpha_т/(k_т S_п)] \qquad (1.67)$$

или с учетом $k_{д\cdot п}$ для случая переменного тока

$$\vartheta_у = [J^2 \rho_{э.0} k_{д.п} S_с/(k_т S_п) + \vartheta_0]/[1 - J^2 \rho_{э.0} k_{д.п} \alpha_т S_с/(k_т S_п)]. \qquad (1.68)$$

Постоянную C_1 можно найти из начальных условий. Положим $t = 0$, $\vartheta = \vartheta_н$. Тогда $\vartheta_н = c_1 + \vartheta_у$ или $c_1 = \vartheta_н - \vartheta_у$. Подставляя значение c_1 в (1. 66), получаем

$$\vartheta(t) = (\vartheta_н - \vartheta_у) e^{-\frac{1}{c\rho}\left(\frac{k_т S_п}{S_с} - J^2 \rho_{э.0} \alpha_т\right) t} + \vartheta_у. \qquad (1.69)$$

Если в начале режима $\vartheta_н = \vartheta_0 = \mathrm{const}$, то уравнение нагрева (1.69) приобретает вид

$$\vartheta(t) = (\vartheta_0 - \vartheta_у) e^{-\frac{1}{c\rho}\left(\frac{k_т S_п}{S_с} - J^2 \rho_{э.0} \alpha_т\right) t} + \vartheta_у. \qquad (1.70)$$

При небольшом изменении температуры можно принять $\alpha_т \approx 0$ тогда

$$\vartheta(t) = (\vartheta_0 - \vartheta_у)^{-\frac{k_т S_п}{c\rho S_с} t} + \vartheta_у. \qquad (1.71)$$

Если обозначить $c\rho S_с / k_т S_н = \tau_0$, то

$$\vartheta(t) = (\vartheta_0 - \vartheta_у) e^{-t/\tau_0} + \vartheta_у. \qquad (1.72)$$

На рис. 1.19 представлена соответствующая экспонента нагрева проводника. Отношение $c\rho S_с / (k_т S_п) = \tau_0$ называют постоянной времени нагрева проводника или токоведущей системы аппарата; оно характеризует отношение тепловоспринимающей способности к теплоотдающей способности проводника или системы

$$\mathrm{tg}\,\beta_\tau = \tau_0/(\vartheta_у - \vartheta_0) \text{ или } \tau_0 = (\vartheta_у - \vartheta_0)\,\mathrm{tg}\,\beta_\tau.$$

Постоянная времени определяет собой время, в течение которого система нагревается до (2/3) $(\vartheta_у - \vartheta_0)$. С точностью до 1% можно считать, что система достигает своего установившегося значения за 5 τ_0. Если в начале режима

$$\vartheta_н \neq \vartheta_0, \text{ то } \vartheta(t) = (\vartheta_н - \vartheta_у) e^{-t/\tau_0} + \vartheta_у.$$

Отметим, что пользоваться приведенным уравнением можно в ограниченных пределах изменения температуры, иначе за постоянную времени нагрева следует принимать величину

$$\tau_0 = c\rho S_с / (k_т S_п - J^2 \rho_{э.0} \alpha_т S_с), \qquad (1.73)$$

т. е. постоянная времени зависит от свойств материала (c, ρ, $\alpha_т$), условий охлаждения ($k_т$, $S_п$), от интенсивности нагрева (J, $\rho_{э.0}$, S_c).

Установившаяся температура $\vartheta_у$ определяет допустимый рабочий ток отдельного проводника или номинальный ток электрического аппарата.

Рассмотрен наиболее характерный для практики случай, когда интенсивность теплоотвода выше интенсивности тепловыделения или эффект охлаждения выше эффекта нагрева. В обратном случае, когда $k_т S_п / S_c < J^2 \rho_{э.0} \alpha_т$, показатель степени в уравнении (1.66) становится положительным и температура проводника или системы неограничен-

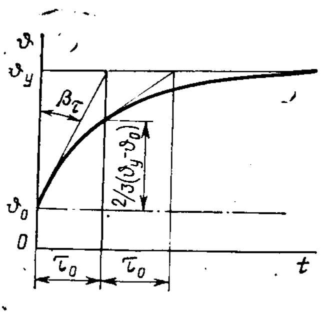


Рис. 1.19

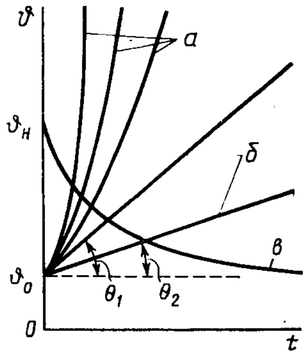


Рис. 1.20

но повышается по одной из кривых a (рис. 1.20) в зависимости от соотношения величин $k_т S_п / S_c$ и $J^2 \rho_{э.0} \alpha_т$. В критическом случае $k_т S_п / S_c = J^2 \rho_{э.0} \alpha_т$ общее уравнение (1.65) приобретает вид

$$d\vartheta/dt = [k_т S_п/(c\rho S_c)]\,[J^2 \rho_{э.0} S_c/(k_т S_п) + \vartheta_0]. \tag{1.74}$$

Решение уравнения (1.74) имеет вид

$$\vartheta(t) = [k_т S_п/(c\rho S_c)]\,[J^2 \rho_{э.0} S_c/(k_т S_п) + \vartheta_0]\, t + C_1. \tag{1.75}$$

При $t = 0$, $\vartheta = \vartheta_н = C_1$.

Формула (1.75) — это уравнение прямой линии. По кривой $б$ (рис. 1.20),

$$\Theta = \operatorname{arctg}\,[k_т S_п/(c\rho S_c)]\,[J^2 \rho_{э.0} S_c/(k_т S_п) + \vartheta_0].$$

Переходный процесс охлаждения однородного проводника при отключении тока. При $t = 0$, $\vartheta = \vartheta_н$, $J = 0$, уравнение (1.65) имеет вид

$$d\vartheta/dt + k_т S_п \vartheta/(c\rho S_c) - k_т S_п \vartheta_0/(c\rho S_c) = 0. \tag{1.76}$$

Решение (1.76) имеет вид

$$\vartheta(t) = C_1 e^{-k_т S_п t/(c\rho S_c)} + C_2. \tag{1.77}$$

При $t = \infty$ температура $\vartheta = C_2 = \vartheta_0$; при $t = 0$ имеем $\vartheta - \vartheta_н = C_1 + \vartheta_0$, $C = \vartheta_н - \vartheta_0$.

Подставляем в (1.77) значения постоянных C_1 и C_2 (рис. 1.20, *в*):

$$\vartheta(t) = (\vartheta_н - \vartheta_0)\, e^{-t/\tau_0} + \vartheta_0. \qquad (1.78)$$

При $\vartheta_0 = 0$ получим

$$\vartheta(t) = \vartheta_н\, e^{-t/\tau_0}.$$

Установившийся режим нагрева проводников при усложненных условиях теплопередачи. В практике возможны случаи, когда необходимо решать следующие задачи:

1. Определить длительный допустимый ток нагрузки при заданных превышении температуры и геометрических данных поперечного сечения токоведущей системы или проводника.

2. Определить величину превышения температуры при заданных токе нагрузки и геометрических данных поперечного сечения токоведущей системы или проводника.

3. Определить геометрические данные поперечного сечения токоведущей системы или проводника при заданных токе нагрузки и превышении температуры.

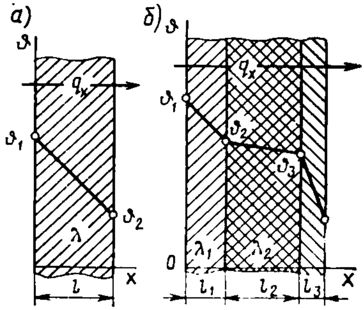


Рис. 1.21

Полученные формулы (1.67), (1.68) позволяют решить эти задачи при относительно простых конфигурациях проводников и токоведущих систем с естественным теплоотводом в окружающую среду. Однако в электрических аппаратах не всегда теплота от токоведущих систем отводится непосредственно в окружающую среду. Часто на пути теплового потока возникают дополнительные препятствия в виде плоских конструктивных элементов, непосредственно присоединенных к части поверхности токоведущей системы, слоя или нескольких слоев изоляции, например во вводах аппаратов, наложенных на всю поверхность токоведущей системы, и т. п.

Тепловой режим токоведущей системы в этих случаях определяется с помощью введения понятия теплового сопротивления, которое рассмотрим для теплопередачи через плоские стенки при отсутствии внутренних источников теплоты.

На основании закона Фурье удельный тепловой поток пропорционален градиенту температуры (рис. 1.21, *а*).

Теплопередача в данном случае характеризуется соотношениями

$$\partial\vartheta/\partial t = 0; \quad \partial^2\vartheta/\partial y^2 = 0; \quad \partial^2\vartheta/\partial z^2 = 0; \quad q_{вн} = 0.$$

Следовательно, дифференциальное уравнение теплопроводности (1.57) в этом случае принимает вид

$$d^2\vartheta/dx^2 = 0. \qquad (1.79)$$

Решение (1.79) имеет вид $\vartheta = C_1x + C_2$. При $x = 0$ температура $\vartheta = C_2 = \vartheta_1$; при $x = l$ температура $\vartheta = \vartheta_2 = C_1 l + \vartheta_1$, постоянная $C_1 = (\vartheta_2 - \vartheta_1)/l$.

Следовательно,

$$\vartheta = \vartheta_1 - (\vartheta_1 - \vartheta_2)\, x/l, \tag{1.80}$$

т. е. изменение температуры происходит по закону прямой линии.

При заданных значениях разности температур $\vartheta_1 - \vartheta_2$ и удельной теплоемкости λ

$$q_{x_1} = -\lambda d\vartheta/dx = (\lambda/l)(\vartheta_1 - \vartheta_2), \tag{1.81}$$

т. е. удельный тепловой поток пропорционален разности температур; здесь λ/l — коэффициент пропорциональности, представляющий собой тепловую проводимость пути потока, имеющего сечение, равное единице.

Соответственно обратная величина

$$l/\lambda = R_{\tau 1} \tag{1.82}$$

— тепловое сопротивление этого пути.

Если теплопередача осуществляется в направлении x через теплопроводящее тело, имеющее по длине неизменное сечение S_c и теплоизолирующие боковые поверхности, то тепловое сопротивление пути полного потока

$$R_\tau = R_{\tau 1}/S_c = l/\lambda S_c. \tag{1.83}$$

Если стенка составлена из N слоев из материалов с различной удельной теплопроводностью λ_i, уравнение теплового потока (рис. 1.21,*б*) для каждого слоя имеет вид

$$q_{x1} = \frac{\lambda_1}{l_1}(\vartheta_1 - \vartheta_2) = \frac{\lambda_2}{l_2}(\vartheta_2 - \vartheta_3) = \ldots \frac{\lambda_n}{l_n}(\vartheta_n - \vartheta_{n+1}) = \text{const}, \tag{1.84}$$

откуда

$$q_{x1} = (\vartheta_1 - \vartheta_{n+1}) \Big/ \sum_{i=1}^{n} \frac{l_i}{\lambda_i} = (\vartheta_1 - \vartheta_{n+1})/R_\tau. \tag{1.85}$$

Если стенка (рис. 1.21, *а*), где $x = 0$, подогревается внешним источником, а вторая стенка является теплоотдающей во внешнюю среду, то

$$q_{x1} = (\vartheta_1 - \vartheta_2)/R_{\tau 1} \tag{1.86}$$

и

$$q_{x1} = k_{\text{т}2}(\vartheta_2 - \vartheta_0). \tag{1.87}$$

Подставим ϑ_2 из (1.86) в (1.87) и после преобразования получим

$$\vartheta_1 = q_{x1}(R_{\tau 1} + 1/k_{\text{т}2}) + \vartheta_0 = q_{x1} R_\tau, \tag{1.88}$$

где $R_\tau = R_\tau + 1/k_{\text{т}2}$ — тепловое сопротивление пути потока от поверхности стенки $x = 0$ к окружающей среде, $м^2 \cdot К/Вт$.

§ 1.5. НАГРЕВ ЭЛЕМЕНТОВ ТОКОВЕДУЩИХ СИСТЕМ АППАРАТОВ С ПОЛОЙ СЛОЖНОЙ ФОРМОЙ СЕЧЕНИЯ

Полые формы сечения токопроводов и токоведущих систем на большие токи, преимущественно высоковольтных аппаратов, характеризующиеся малыми значениями коэффициента добавочных потерь, получают все более широкое применение. Тепловой режим этих систем в условиях свободного теплоотвода с поверхности существенно улучшается при введении зазора между параллельными шинами, образующими полый профиль сечения. Методика расчета таких систем получена на основе использования методов теории подобия тепловых процессов путем анализа результатов экспериментального исследования нагрева (рис. 1.22) серии геометрически подобных физических моделей (пяти) токопроводов коробчатого профиля в установившемся режиме работы и математической аппроксимации полученных зависимостей.

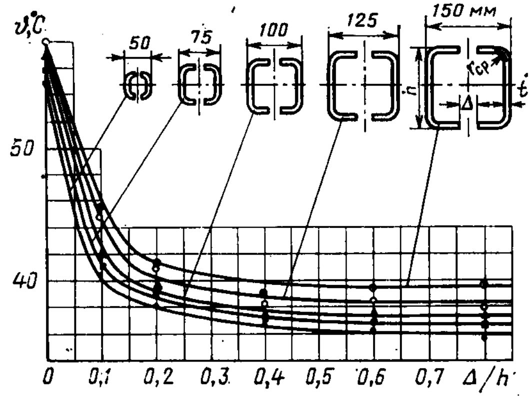


Рис. 1.22

Анализ влияния величины зазора Δ между шинами, образующими коробчатый профиль, на превышение температуры токопровода относительно окружающего воздуха показывает, что степень снижения температуры токопровода при введении зазора определяется не абсолютной величиной зазора Δ, а отношением его величины к высоте сечения h независимо от габаритов сечения токопровода, причем зазор $\Delta/h=0{,}2$ является оптимальным. Превышение температуры тонкостенного токопровода уменьшается при этом зазоре $\sim 30\%$ независимо от его габаритных размеров.

Как показывают исследования (рис. 1.23), зазор $\Delta = 0{,}2h$, оптимальный для системы с вертикальным его расположением, в случае горизонтального расположения по тепловому режиму становится в два раза менее эффективным.

Значение температуры коробчатого токопровода $\vartheta_т$ в установившемся режиме при отсутствии зазора и аксиального теплоотвода можно определить по формуле (1.68). Сложность расчета температуры $\vartheta_т$ коробчатой системы с зазором сводится к определению величины суммарного коэффициента теплообмена $k_{т.с}$ от системы, который бы учитывал теплоотвод и с внешней, и с внутренней поверхностей. Методика его расчета основана на количественном разделении и анализе общего теплоотвода $Q_о$ на теплоотвод с наружной поверхности $Q_н$ и теплоотвод с внутренней поверхности Q_Δ через зазор:

$$Q_о = Q_н + Q_\Delta. \qquad (1.89)$$

Применительно к коробчатым токопроводам (см. рис. 1.22) на рис. 1.24 приведены рассчитанные по формуле Джоуля—Ленца (1.2) кривые тепловыделения в токопроводах на 1 м длины в функции от

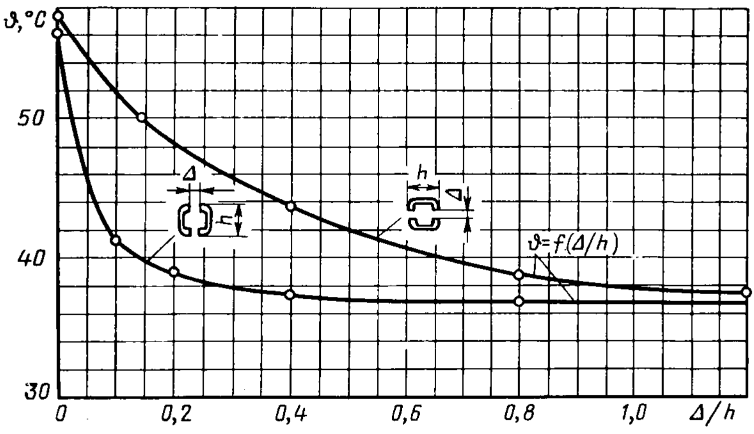


Рис. 1.23

превышения температуры $Q = f(\vartheta)$, при одинаковой средней плотности тока $J = 3$ А/мм² и различных размерах моделей 50—200 мм (индексы *2—6*). На рис. 1.24 также представлены кривые $Q_н = f(\vartheta)$, рассчитанные по формуле Ньютона (1.30). Кривая, соединяющая точки пересечения кривых $Q = f(\vartheta)$ и $Q_н = f(\vartheta)$, отражает расчетные значения установившихся температур, при которых наступает равенство тепловыделения и теплоотвода $Q = Q_н$ при отсутствии теплоотвода с внутренней поверхности токопровода, т. е. при $\Delta = 0$.

Если рассматриваемые токопроводы дополнительно к естественному теплоотводу с наружной поверхности начать охлаждать еще каким-либо способом, например путем принудительного движения воды или воздуха вдоль внутренней полости, то установившиеся значения превышений температур начнут снижаться. В зависимости от интенсивности этого внутреннего охлаждения установившиеся превышения температур могут уменьшаться до нуля и даже получать отрицательные значения, когда с наружной поверхности не только не отводится теплота, но через эту поверхность поглощается теплота от более высоко нагретого окружающего воздуха.

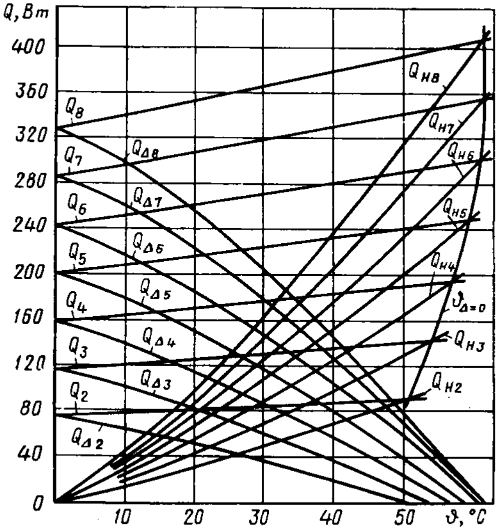


Рис. 1.24

Теплоотвод от токопроводов путем введения дополнительного охлаждения соответствует кривым $Q_\Delta = f(\vartheta)$, построенным на рис. 1.24 для зоны положительных превышений температур. Ординаты этих кривых взяты как разность ординат кривых $Q = f(\vartheta)$ и $Q_н = f(\vartheta)$ с одинаковыми индексами. Обозначение этих кривых Q_Δ выбрано исходя из того, что в рассматриваемом случае важны участки этих кривых, которые отражают естественный теплоотвод через вводимые зазоры между параллельными шинами токопроводов.

По фактическим превышениям температур (рис. 1.22) $\vartheta = f(\Delta/h)$ и соответствующим (рис. 1.24) значениям $Q_\Delta = f(\vartheta)$ на рис. 1.25 построены кривые теплоотвода через зазор $Q_\Delta = f(\Delta/h)$ для всех вариантов токопроводов (нанесены штриховыми линиями). Анализ штриховых кривых (рис. 1.25) позволяет установить, что:

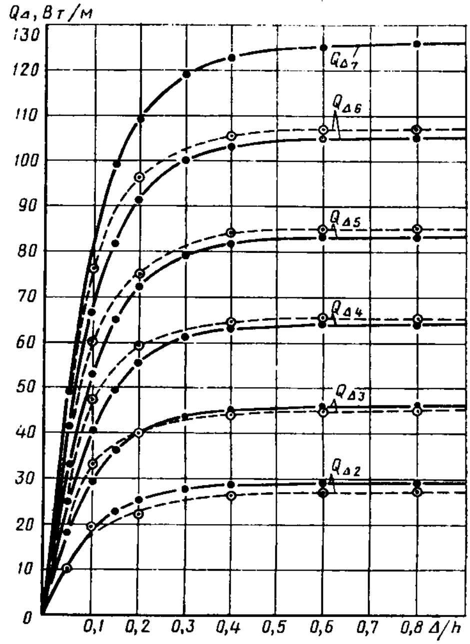


Рис. 1.25

1) теплоотвод с внутренней поверхности коробчатого токопровода в зависимости от относительной величины зазора $Q_\Delta = f(\Delta/h)$ можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью

$$Q_\Delta = Q_{\Delta у}(1 - e^{-10\Delta/h}), \quad (1.90)$$

где $Q_{\Delta у}$ — количество теплоты, отводимой с внутренней поверхности коробчатых токоведущих систем в установившемся режиме, когда дальнейшее увеличение зазора уже не влияет на температурный режим системы, т. е. при $\Delta = 0{,}8\,h$;

2) теплоотвод с внутренней поверхности коробчатой токоведущей системы через зазор тождествен вынужденному движению теплоносителя, и коэффициент теплообмена для этой поверхности при $\Delta = 0{,}8\,h$ соответствует автомодельной области, где произведение критериев Грасгофа и Прандтля (Gr и Pr) находится в интервале $2 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^{13}$, т. е. коэффициент

$$k_{т\Delta у} = 1{,}56\vartheta^{0{,}333}. \quad (1.91)$$

Формула (1.91) справедлива для температур нагрева токопроводов $\vartheta_т$ от 20 до 120° С, представляющих практический интерес.

Так как обе шины, участвующие в теплоотводе с внутренней поверхности, имеют одинаковое превышение температуры и хорошо друг друга экранируют, а величина зазоров относительно мала, то теплоотводом излучением с внутренней поверхности можно пренебречь. Тогда количество теплоты, отводимой с внутренней поверхности на 1 м длины токопровода при $\Delta = 0{,}8\,h$,

$$Q_{\Delta у} = k_{т\Delta у} S_{вн} \vartheta = 1{,}56 \vartheta^{1{,}333} S_{вн}, \qquad (1.92)$$

где $S_{вн}$ — внутренняя поверхность на единицу длины.

При этом общая формула теплоотвода с внутренней поверхности токопровода на 1 м его длины в зависимости от величины зазора

$$Q_\Delta = Q_{\Delta у}(1 - e^{-10\Delta/h}) = 1{,}56\vartheta^{1{,}333} S_{вн}(1 - e^{-10\Delta/h}) = k_{т\Delta} S_{вн} \vartheta, \quad (1.93)$$

где

$$k_{т\Delta} = 1{,}56\vartheta^{0{,}333}(1 - e^{-10\Delta/h}). \qquad (1.94)$$

Рассчитанные по формуле (1.94) зависимости $Q_\Delta = f(\Delta/h)$ показаны на рис. 1.25 сплошными линиями. Расхождение данных по расчетным (сплошным) кривым и штриховым кривым, построенным с использованием данных эксперимента, не превышает 5%.

Искомая величина суммарного коэффициента теплообмена полого токопровода с зазором

$$k_{т.с} = k_{т.к} + k_{т.и} + k'_{т\Delta}, \qquad (1.95)$$

где $k_{т.к}$ и $k_{т.и}$ — коэффициенты соответственно теплообмена конвекцией и излучением с наружной поверхности токопровода, а $k'_{т\Delta}$ — коэффициент теплообмена конвекцией с внутренней поверхности токопровода, приведенный для удобства расчета к наружной поверхности, т. е.

$$k'_{т\Delta} = k_{т\Delta} S_{вн}/S_н. \qquad (1.96)$$

В практике полые токопроводы и токоведущие системы аппаратов используются с высотой их сечений от 60 мм и выше. При высоте сечения токопроводов от 60 до 170 мм произведение Gr Pr находится в диапазоне $3 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^7$. Коэффициент теплообмена в этом диапазоне

$$k_{т.к} = 1{,}33(\vartheta/h)^{0{,}25}. \qquad (1.97)$$

В автомодельной области, где $2 \cdot 10^7 < \mathrm{GrPr} < 1 \cdot 10^{13}$, т. е. для токопроводов и токоведущих систем с высотой сечения более 170 мм

$$k_{т.к} = 1{,}56\vartheta^{0{,}333}. \qquad (1.98)$$

Коэффициент теплообмена излучением с наружной поверхности токопроводов для определяющих температур нагрева токопроводов до 80°С определяется по формуле (1.29).

Таким образом, суммарный коэффициент теплообмена токопровода с полой формой сечения:

а) в диапазоне $3 \cdot 10^5 < \mathrm{GrPr} < 2 \cdot 10^7$

$$k_{т.с} = 1{,}33(\vartheta/h)^{0{,}25} + 2{,}04 T_0^3 \varepsilon_r \cdot 10^{-7}(2{,}08T/T_0 - 1) + \\ + 1{,}56\vartheta^{0{,}333}(1 - e^{-10\Delta/h}) S_{вн}/S_н; \qquad (1.99)$$

б) в диапазоне $2 \cdot 10^7 < \mathrm{GrPr} < 1 \cdot 10^{13}$

$$k_{т.с} = 1{,}56\vartheta^{0{,}333} + 2{,}04 T_0^3 \varepsilon_r \cdot 10^{-7}(2{,}08T/T_0 - 1) + \\ + 1{,}56\vartheta^{0{,}333}(1 - e^{-10\Delta/h}) S_{вн}/S_н. \qquad (1.100)$$

Для оптимальной величины зазора $\Delta = 0{,}2h$ формула упрощается

$$k_{\text{т.с.опт}} = \vartheta^{0,333}(1{,}56 + 1{,}35S_{\text{вн}}/S_{\text{н}}) +$$
$$+ 2{,}04T_0^3 \varepsilon_r \cdot 10^{-7}(2{,}08T/T_0 - 1). \qquad (1.101)$$

Подставляя соответствующее значение $k_{\text{т.с}}$ вместо $k_{\text{т}}$ в формулу (1.68), получаем температуру нагрева полого горизонтального коробчатого токопровода с зазором.

Расчетные данные нагрева моделей коробчатых токопроводов в установившемся режиме работы при различных зазорах хорошо совпадают с экспериментальными (см. рис. 1.22).

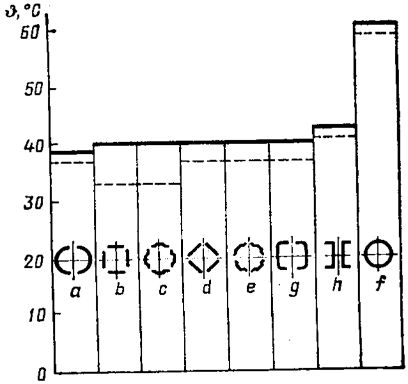


Рис. 1.26

Изложенную расчетную методику можно использовать для практических расчетов температуры нагрева в установившемся режиме работы не только полых коробчатых горизонтально расположенных токоведущих систем аппаратов и токопроводов, но и имеющих другие полые формы поперечного сечения. Это подтверждается экспериментальными данными превышения температуры в установившемся режиме работы различных вариантов полых токопроводов, эпюры которых приведены на рис. 1.26; они отличаются между собой по условиям эксперимента только формой сечения при всех равных прочих условиях, включая зазоры $\Delta = 0{,}2h$.

Токопроводы форм *b*, *c*, *d*, *e*, *g* имеют одинаковое превышение температуры ϑ. Так как все данные, вводимые по этой методике в расчет, у них одинаковы (при нескольких зазорах за расчетную величину Δ принимается их проекция на горизонтальную плоскость), то и расчет по этой методике любого полого токопровода дает тот же результат. Токопровод формой *a* имеет меньшую величину ϑ, что учитывается в расчете меньшим, чем у отмеченных выше форм, значением $k_{\text{д.п}}$. Форму *h* нельзя считать полой, хотя при расчете по предложенной методике и в этом случае получим верный результат. Повышенное значение ϑ учитывается в расчете существенно высоким значением $k_{\text{д.п}}$, чем у остальных форм.

Большая величина ϑ токопровода в виде замкнутой трубы (рис. 1.26, *f*) по сравнению с другими формами поперечного сечения токопроводов показывает высокую эффективность введения зазора $\Delta = 0{,}2\,h$ для организации теплоотвода с внутренней поверхности полых токопроводов.

Результаты исследований (рис. 1.26) позволяют сделать вывод о том, что в практике аппаратостроения могут успешно использоваться различные формы сечения токоведущих элементов с зазорами.

§ 1.6. НАГРЕВ ОДНОРОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТОКОВЕДУЩИХ СИСТЕМ В ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Рассмотрим теплоотвод от токоведущей системы в ограниченном пространстве, так как в электрических аппаратах часто происходит теплопередача через жидкостные или газовые прослойки (вводы, дугогасительные камеры и т. п.). Значение этого теплоотвода возрастает в связи с наметившимися в последнее время новыми направлениями в создании высоковольтных аппаратов, особенно на генераторное напряжение, отличающихся коаксиальным расположением токоведущих систем и дугогасительных устройств в среде сжатого воздуха или элегаза

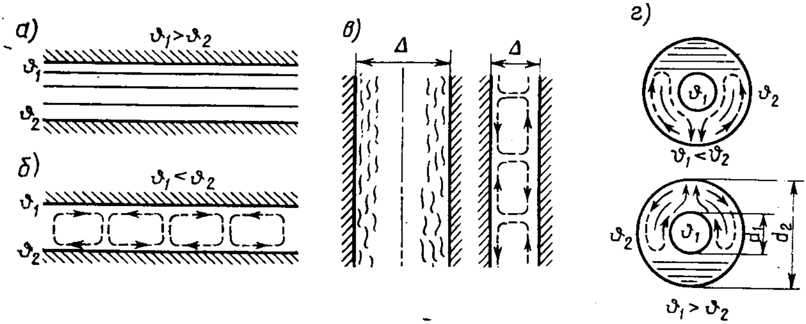


Рис. 1.27

внутри металлических резервуаров. Сжатый газ является эффективным теплоносителем от токоведущей системы к стенкам резервуара.

Характер естественной циркуляции в прослойках происходит здесь согласно схемам (рис. 1.27). В горизонтальных щелях режим движения определяется взаимным расположением нагретых и холодных поверхностей и расстоянием между ними. Если нагретая поверхность расположена сверху (рис. 1.27, *а*), то циркуляция отсутствует, если снизу (рис. 1.27, *б*), то восходящие и нисходящие потоки чередуются. В вертикальных каналах и щелях в зависимости от их ширины циркуляция может происходить или без взаимных помех для восходящих и нисходящих потоков в широких щелях, или со взаимными помехами в узких щелях (рис. 1.27, *в*). Здесь возникают внутренние циркуляционные контуры, высота которых зависит от вида жидкости, ширины щели и интенсивности процесса.

В горизонтальных шаровых и цилиндрических прослойках циркуляция развивается лишь в зоне, находящейся выше нижней кромки нагретой поверхности (рис. 1.27, *г*). Если нагрета внешняя поверхность, то циркуляция развивается ниже верхней кромки холодной поверхности.

Расчет теплопередачи через щель, заполненную непроточной средой жидкости или газа, ведут по обычным формулам теплопроводности с использованием условного эквивалентного коэффициента теплопроводности прослойки, учитывающего влияние конвекции

$$\lambda_э = \lambda \varepsilon_к, \tag{1.102}$$

где $\lambda_э$ — эквивалентная теплопроводность; λ — теплопроводность теплопередающей среды; $\varepsilon_к$ — коэффициент, учитывающий влияние конвекции, который является функцией (GrPr).

Для круглого проводника диаметром d_1 конвективный теплообмен внутренней полости диаметром d_2 на единицу длины

$$Q_к = [2\pi\lambda_э/\ln(d_2/d_1)](\vartheta_1 - \vartheta_2), \tag{1.103}$$

где ϑ_1 и ϑ_2 — температуры соответственно токопровода и оболочки.

В этом случае

$$\mathrm{Gr} = (d_2 - d_1)^3 \beta_т g_т (\vartheta_1 - \vartheta_2)/(8\eta_к^2); \quad \mathrm{Pr} = \eta_к/\varkappa = \rho c_p \eta_к/\lambda. \tag{1.104}$$

В более общем виде применительно к токопроводу любой формы, поверхность которого ограничена плавными кривыми,

$$Q_к = (\lambda_э/\Delta_к)[(\Pi_ц - \Pi_т)/\ln(\Pi_ц/\Pi_т)](\vartheta_т - \vartheta_ц), \tag{1.105}$$

где $\Pi_ц$ и $\Pi_т$ — периметры соответственно внутренней поверхности цилиндра и токопровода; $\Delta_к$ — средняя толщина прослойки, равная толщине прослойки при эквивалентной окружности $\Pi_{т.э} = 2\pi r_э$, диаметр которой $d_{т.э} = \Pi_{т.э}/\pi$.

Теплообмен в сжатом газе. В связи с тем что в большинстве случаев внешними оболочками токопроводов являются трубы, а токоведущими частями — круглые стержни или полые круглые и коробчатые проводники, теплоотвод рассмотрим применительно к этим геометрическим формам. При этом заполняющими газами в них являются сжатый воздух или элегаз. Полученные соотношения позволяют вести расчет практически для любых газов и жидкостей. Хотя современные математические методы и позволяют теоретически точно определить $\varepsilon_к$ (1.102) для различных прослоек, однако удобнее пользоваться его значениями, представленными в критериальном виде по экспериментальным данным, приведенным на рис. 1.28 в виде точек, по которым построены кривые [24] (в том числе Δ — цилиндрическая жидкостная прослойка, x — плоская вертикальная газовая):

при $10^3 < \mathrm{GrPr} < 10^6$

$$\varepsilon_к = 0{,}105(\mathrm{Gr\,Pr})^{0{,}3}; \tag{1.106}$$

при $10^6 < \mathrm{Gr\ Pr} > 10^{10}$

$$\varepsilon_к = 0{,}4(\mathrm{Gr\,Pr})^{0{,}2}. \tag{1.107}$$

Однако при значениях $\mathrm{GrPr} > 10^6$ выражение (1.107) неоднозначно, так как точки, полученные при исследовании плоских горизонтальных газовых прослоек (+), находятся значительно выше предложенной в [24] пунктирной прямой, а при значениях $\mathrm{Gr\ Pr} > 10^8$ даны только точки, полученные при исследовании шаровых газовых прослоек (φ) и цилиндрических (–о–), причем некоторые из этих точек также лежат значительно выше этой пунктирной прямой.

В связи с этим на рис. 1.28 нанесены также данные экспериментов, проведенных при исследовании цилиндрических газовых прослоек, заполненных сжатым воздухом и элегазом (—●—). На основе этих данных на рис. 1.28 для значений GrPr $> 10^6$ построена также зависимость, описываемая выражением [3]

$$\varepsilon_к = 0,133\,(\mathrm{Gr\,Pr})^{0,28}, \tag{1.108}$$

которая рекомендуется для применения в расчетах теплопередачи через газовые и жидкостные прослойки.

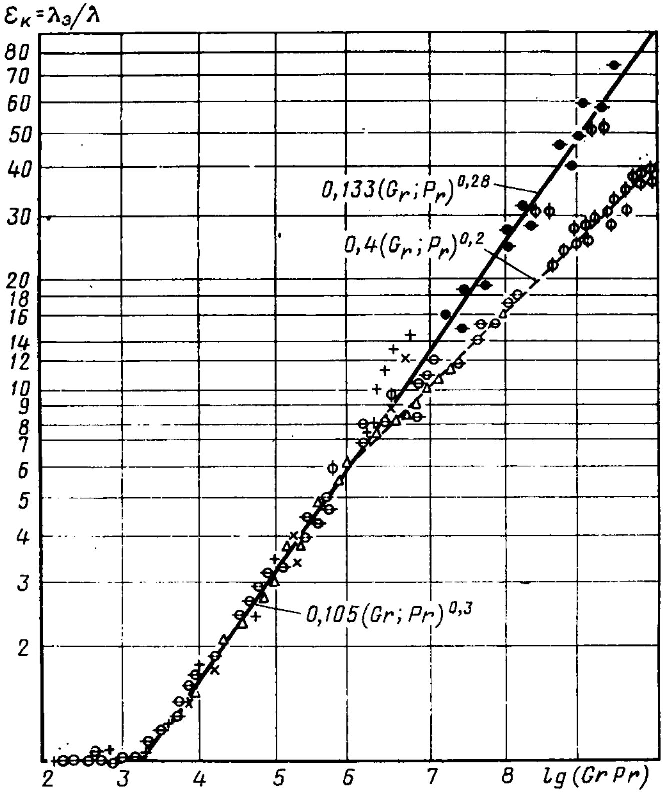


Рис. 1.28

Влияние давления в прослойке [3]. Плотность газа при изотермическом сжатии пропорциональна давлению:

$$\rho = \rho_0 p/p_0 \tag{1.109}$$

и, следовательно,

$$\eta_к = \eta_д/\rho = (\eta_д/\rho_0)\,p_0/p; \tag{1.110}$$

$$\mathrm{Gr\,Pr} = [\Delta_к^3\,\beta_т\,c_p\,\rho_0^2\,g_т/(\lambda\eta_д)]\,(p/p_0)^2\,(\vartheta_т - \vartheta_0), \tag{1.111}$$

где $\Delta_к = (d_2 - d_1)/2$ — определяющий размер, равный ширине прослойки; ρ_0 — плотность газа при атмосферном давлении; p_0 и p — соответственно атмосферное и расчетное давление газа, Па.

Подставив (1.111) в (1.108) и (1.106) с учетом (1.102) и (1.103), найдем соответственно выражения для конвективного теплообмена во внутренней полости между токопроводом и оболочкой:

для диапазона $10^3 < \mathrm{GrPr} < 10^6$

$$Q_к = 0{,}105\left(\frac{\beta_т \rho_0^2 c_p g_т \lambda^{2,33}}{\eta_д}\right)^{0,3} \times$$
$$\times \frac{(\Pi_0-\Pi_т)^{-0,1}\ \Delta_к}{\ln(\Pi_0/\Pi_т)}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,6}(\vartheta_т-\vartheta_0)^{1,3} \qquad (1.112)$$

и для диапазона $10^6 < \mathrm{GrPr} < 10^{10}$

$$Q_к = 0{,}133\left(\frac{\beta_т \rho_0^2 c_p g_т \lambda^{2,58}}{\eta_д}\right)^{0,28} \times$$
$$\times \frac{(\Pi_0-\Pi_т)\ \Delta_к^{-0,16}}{\ln(\Pi_0/\Pi_т)}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,56}(\vartheta_т-\vartheta_0)^{1,28}. \qquad (1.113)$$

Аналогично можно вывести соотношения и для жидкостных прослоек, однако вследствие несжимаемости жидкостей в них будет отсутствовать зависимость теплообмена от давления, а именно: для диапазона $10^3 < \mathrm{Gr\ Pr} < 10^6$

$$Q_к = 0{,}105\left(\frac{\beta_т \rho_0^2 c_p g_т\ \lambda^{2,33}}{\eta_д}\right)^{0,3} \times$$
$$\times \frac{(\Pi_0-\Pi_т)\ \Delta_к^{-0,1}}{\ln(\Pi_0/\Pi_т)}(\vartheta_т-\vartheta_0)^{1,3}; \qquad (1.114)$$

для диапазона $10^6 < \mathrm{CrPr} < 10^{10}$

$$Q_к = 0{,}133\left(\frac{\beta_т \rho_0^2 c_p g_т \lambda^{2,58}}{\eta_д}\right)^{0,28}\frac{(\Pi_0-\Pi_т)\ \Delta_к^{-0,16}}{\ln(\Pi_0/\Pi_т)}(\vartheta_т-\vartheta_0)^{1,28}. \qquad (1.115)$$

Соотношения (1.112) — (1.115) являются универсальными и описывают конвективный теплообмен во внутренней полости газо- и жидкостно наполненных горизонтальных токопроводов. В частности, для газонаполненного токопровода с круглой трубчатой оболочкой и коаксиально расположенным в ней круглым токоведущим проводником выражение (1.131) приобретает вид

$$Q_к = 0{,}467\left(\frac{\beta_т \rho_0^2 c_p g_т \lambda^{2,58}}{\eta_д}\right)^{0,28} \times$$
$$\times \frac{(d_0-d_т)^{0,84}}{\ln(d_2/d_1)}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,56}(\vartheta_т-\vartheta_0)^{1,28}, \qquad (1.116)$$

а для квадратного коробчатого проводника

$$Q_к = 0{,}113\left(\frac{\beta_т \rho_0^2 c_p g_т \lambda^{2,58}}{\eta_q}\right)^{0,28} \times$$
$$\times \frac{(\pi d_0-4h)\,[(d_0-h)/2]^{-0,16}}{\ln[\pi d_0/(4h)]}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,56}(\vartheta_т-\vartheta_0)^{1,28}, \qquad (1.117)$$

где d_0 — внутренний диаметр оболочки токопровода, м; $d_т$ — наружный диаметр круглого токоведущего проводника, м; h — сторона квадратного коробчатого проводника, м.

Комплексы $A_1 = (\beta_т \rho_0^2 c_p\ g_т \lambda^{2,33}/\eta_д)^{0,3}$ и $A_2 = (\beta_т \rho_0^2 c_p g_т \lambda^{2,58}/ /\eta_д)^{0,28}$, входящие в выражения (1.112) — (1.115), являются некоторой функцией расчетной определяющей температуры в прослойке $\vartheta_ж = 0,5\ (\vartheta_т + \vartheta_0)$.

Однако для практических расчетов следует иметь в виду, что в случае применения газов в качестве заполняющей среды температурная зависимость указанных комплексов настолько мала, что ею можно пренебречь, принимая при расчете параметры газов для приблизительно ожидаемой температуры. Например, величина комплекса A_2 для воздуха в диапазоне температур от 0 до 100° С изменяется от 4,51 до 4,15, что составляет всего 9%. Для жидкостей указанные комплексы с повышением температуры существенно увеличиваются. Для примера на рис. 1.29 показаны зависимости комплекса $A_2 = (\beta_т \rho_0^2 c_p g_т \lambda^{2,58}/ /\eta_д)^{0,28}$ от температуры для трансформаторного масла (*1*) и воздуха (*2*).

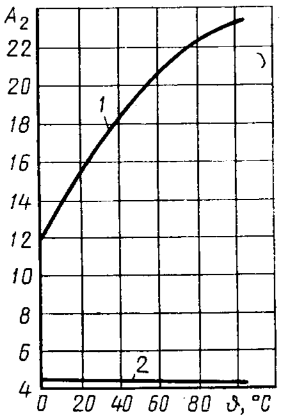


Рис. 1.29

Таким образом, при пользовании выражениями (1.112) — (1.115) для жидкостных прослоек необходимо производить несколько корректирующих расчетов при приближении к истинным значениям $Q_к$. Как для газовых, так и для жидкостных прослоек при практических расчетах можно пренебречь зависимостью указанных комплексов от давления (при $p < 10$ МПа). Лучистый теплообмен между токоведущим проводником и оболочкой токопровода определяется соотношением

$$Q_и = \frac{k_Б\, П_т \cdot 10^{-8}}{1/\varepsilon_{ч.т} + (П_т/П_0)\,(1/\varepsilon_{ч.0} - 1)}\,(T_т^4 - T_0^4) = k\,(T_т^4 - T_0^4), \qquad (1.118)$$

где $T_т$ и T_0 — средние температуры поверхностей токоведущего проводника и оболочки, К; $\varepsilon_{ч.т}$ и $\varepsilon_{ч.0}$ — соответственно степени черноты этих поверхностей.

Практически излучение следует учитывать только при теплообмене в газонаполненном токопроводе, так как капельные жидкости, применительно к обычным тепловым расчетам, непрозрачны для теплового излучения. Уравнение теплового баланса внутренней полости токопровода имеет вид

$$Q_п = Q_к + Q_н, \qquad (1.119)$$

где $Q_п$ — тепловая энергия, выделяющаяся в единице длины токоведущего проводника, равна:

$$Q_п = I^2 R_{э\sim} = I^2 R_{э\sim 0}\,(1 + \alpha_т\, \vartheta_т). \qquad (1.120)$$

Обозначив в выражениях (1.112) и (1.113) газовые комплексы соответственно A_1 и A_2, геометрические комплексы B_1 и B_2, относительное давление $p' = p/p_0$ и подставив (1.112) или (1.113), (1.118) и (1.120) в (1.119), получим:

для диапазона $10^3 < \mathrm{GrPr} < 10^6$

$$I^2 R_{э\sim 0}(1+\alpha_т \vartheta_т) = 0{,}105 A_1 B_1 (p')^{0,6}(\vartheta_т - \vartheta_0)^{1,3} + k(T_т^4 - T_0^4); \quad (1.121)$$

для диапазона $10^6 < \mathrm{GrPr} < 10^{10}$

$$I^2 R_{э\sim 0}(1+\alpha_т \vartheta_т) = 0{,}133 A_2 B_2 (p')^{0,56}(\vartheta_т - \vartheta_0)^{1,28} + k(T_т^4 - T_0^4), \quad (1.122)$$

где

$$B_1 = \frac{П_0 - П_т}{\ln(П_0/П_т)} \Delta_к^{-0,1}; \quad B_2 = \frac{П_0 - П_т}{\ln(П_0/П_т)} \Delta_к^{-0,16};$$

$$K = \frac{k_Б П_т \cdot 10^{-8}}{(1/\varepsilon_{ч.т}) + (П_т/П_0)(1/\varepsilon_{ч.0} - 1)}.$$

Из выражений (1.121) и (1.122) методом последовательного приближения можно найти перепад температур между токоведущим проводником и оболочкой токопровода. Для некоторых случаев выражения (1.121) и (1.122) существенно упрощаются, если пренебречь лучистым теплообменом между проводником и оболочкой. Выражение (1.118) показывает, что допустимость этого приближения возможна в следующих случаях: мал периметр токоведущего проводника; мала излучающая способность токоведущего проводника и оболочки ($\varepsilon_{ч.т}$ и $\varepsilon_{ч.0} < 0{,}1$); мала ожидаемая разность температур между проводником и оболочкой, $\vartheta_т - \vartheta_0 < 10$ К.

В этом случае выражения (1.121) и (1.122) принимают вид:

$$I^2 R_{э\sim} = 0{,}105 A_1 B_1 (p')^{0,6}(\vartheta_т - \vartheta_0)^{1,3}; \quad (1.123)$$

$$I^2 R_{э\sim} = 0{,}133 A_2 B_2 (p')^{0,56}(\vartheta_т - \vartheta_0)^{1,28}, \quad (1.124)$$

откуда для диапазона $10^3 < \mathrm{GrPr} < 10^6$

$$\vartheta_т - \vartheta_0 = 5{,}7\,[R_{э\sim}/(A_1 B_1)]^{0,77} I^{1,54}/(p)'^{0,460} \quad (1.125)$$

и для диапазона $10^6 < \mathrm{GrPr} < 10^{10}$

$$\vartheta_т - \vartheta_0 = 4{,}85\,[R_{э\sim}/(A_2 B_2)]^{0,78} I^{1,57}/(p')^{0,436}. \quad (1.126)$$

Выражения (1.121) и (1.122) дают возможность получить критерии для оптимального выбора геометрических данных токопроводов и вида среды, заполняющей внутреннюю полость, для обеспечения наибольшей пропускной способности по току.

ГЛАВА 2

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТАХ

§ 2.1. ХАРАКТЕРИСТИКА СТОЙКОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ СКВОЗНЫХ ТОКАХ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ

Сквозным называется ток короткого замыкания, проходящий по токоведущей системе аппарата к точке короткого замыкания в электрической цепи за пределами аппарата.

При прохождении тока к. з. по токоведущему контуру возникают значительные электродинамические силы, стремящиеся деформировать этот контур. При прохождении тока по соседним токоведущим контурам также возникают силы, которыми контуры взаимодействуют между собой. Однако такое взаимодействие происходит лишь в случаях, когда соседние контуры связаны общим магнитным потоком.

Электродинамические силы могут достигать десятков тысяч ньютон в сильноточных аппаратах. Следовательно, электродинамические силы, возникающие в токоведущих частях аппаратов и подсоединяемых к ним токопроводах, определяют необходимую механическую прочность, которой должны обладать эти части и поддерживающие их элементы.

Электродинамическая сила зависит от наибольшего значения тока, от длины, конфигурации и взаимного расположения деталей, образующих токоведущий контур, а также от магнитных свойств окружающей среды. Токоведущие части могут располагаться в диамагнитной или парамагнитной среде, т. е. в среде с постоянной магнитной проницаемостью, не зависящей от напряженности магнитного поля (воздух, жидкие и твердые изоляционные материалы), или в ферромагнитной среде, т. е. в среде, магнитная проницаемость которой зависит от напряженности магнитного поля.

Электродинамические силы определяются или с помощью закона Ампера, или по изменению запаса магнитной энергии токоведущего контура. Стойкость аппарата при сквозных токах к.з. характеризуется его способностью противостоять механическим воздействиям, возникающим при прохождении через аппарат таких токов.

Режим работы аппаратов в условиях к.з. является очень тяжелым, характеризующимся сложным изменением тока во времени при наличии пиковых, ударных значений тока к.з.; малой длительностью прохождения; большой плотностью тока, в десятки раз превышающей плотность тока при работе в длительном, нормальном режиме работы; резким возрастанием температуры токоведущих элементов аппаратов.

Электродинамические силы, соответствующие ударному току, являются наиболее опасными для многих конструктивных элементов аппарата и в первую очередь для опорных изоляторов, вводов, перемычек и др. Однако так как температура токоведущих элементов в режиме к.з. резко возрастает, то соответственно, как показано в гл. 1, снижается и их механическая прочность. Явления остаточной деформации токоведущих элементов, сваривания контактов и их оплавления могут наступить именно в установившемся режиме к.з., когда воздействующие электродинамические силы уменьшаются.

Таким образом, воздействие электродинамических сил в режиме к.з. должно учитываться в течение всего времени короткого замыкания.

§ 2.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ В ПРОВОДНИКЕ

На элемент проводника dl_1 с током i_1 (рис. 2.1), находящийся в однородном магнитном поле с индукцией B, действует механическая сила $\mathbf{dF} = i\ \mathbf{dl} \times \mathbf{B}$ или

$$dF = B\ i_1\ dl_1 \sin\ \beta, \tag{2.1}$$

где B — магнитная индукция, Тл; dl_1 — длина элемента проводника l_1, м; β — угол между направлением тока i_1 в элементе проводника dl_1 и вектором индукции $\mathbf{B}$. Этот угол определяется поворотом dl_1 до B по кратчайшему расстоянию. Сила направлена перпендикулярно плоскости XZ, образованной направлением тока в проводнике dl_1 и вектором $\mathbf{B}$.

Для расчета силы необходимо знать индукцию B, созданную в проводнике dl_1 близлежащим проводником (рис. 2.2). Для этого воспользуемся законом Био—Савара — Лапласа, позволяющим определить

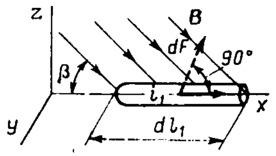


Рис. 2.1

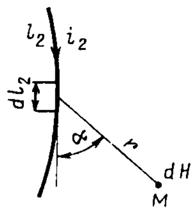


Рис. 2.2

величину элементарной составляющей напряженности магнитного поля dH в произвольной точке M, в данном случае принадлежащей элементу проводника dl_1:

$$dH = (i_2 dl_2 \sin\ \alpha)/(4\pi r^2), \tag{2.2}$$

где α — угол между направлением тока i_2 в элементе dl_2 проводника l_2 и лучом r.

Зная μ_0, определим B по формуле $B = \mu_0 H$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — магнитная проницаемость вакуума и с достаточной точностью диа- и парамагнитных сред, к которым принадлежат проводники, Гн/м:

$$dB = [\mu_0/(4\pi)]\ i_2\ dl_2\ (\sin\ \alpha)/r^2.$$

Индукция в точке M, создаваемая током, проходящим по всему проводнику l_2:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{l_2} \frac{i_2\, dl_2 \sin \alpha}{r^2}. \tag{2.3}$$

Формулы (2.2) и (2.3) справедливы для массивных проводников круглого и трубчатого сечений, когда можно считать, что токи проходят по осям проводников. Это действительно, если периметры проводников намного меньше расстояния между их осями и коэффициент добавочных потерь $k_{д.п}$ немного более единицы.

Силу взаимодействия проводников с токами i_1 и i_2, действующую на весь проводник l_1, определим, подставив (2.3) в (2.1). Тогда

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \frac{dl_1\, dl_2 \sin \alpha \sin \beta}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 k_к, \tag{2.4}$$

где величина интеграла, зависящая только от геометрических размеров проводников и их взаимного расположения, называется *коэффициентом контура* $k_к$.

Если проводники расположены в одной плоскости, то магнитные силовые линии, создаваемые током в одном проводнике, перпендикулярны оси другого проводника, т. е. $\beta = 90°$ и $\sin \beta = 1$. Тогда

$$k_к = \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \frac{dl_1\, dl_2 \sin \alpha}{r^2}. \tag{2.5}$$

По формуле (2.4) определяется суммарная величина электродинамической силы взаимодействия данных проводников или контуров с токами, т. е. равнодействующая электродинамическая сила. Точки приложения этой силы зависят от характера распределения (равномерного или неравномерного) электродинамических сил по длине проводников, обусловленного их конфигурацией и взаимным расположением.

Направление вектора индукции определяется по правилу буравчика, а направление электродинамической силы — по правилу левой руки (вектор индукции входит в ладонь, четыре пальца направлены вдоль тока, большой отогнутый палец покажет направление силы).

Направления сил в наиболее простых случаях взаимного расположения проводников, а также сила взаимодействия между проводником с током и ферромагнитной деталью представлены на рис. 2.3, *а*,*б*. Очевидно, что в случае проводников, расположенных под углом друг к другу, направления сил одинаковы независимо от того, являются ли проводники звеньями одной цепи (как показано на рис. 2.3, *б*) или звеньями других, расположенных рядом цепей. Так как магнитный поток проводника с током (рис. 2.3, *в*) стремится замкнуться по ферромагнитной детали, имеющей малое магнитное сопротивление, то поле между проводником с током и ферромагнитной деталью ослаблено, а сила всегда направлена в сторону ослабленного магнитного поля. На этом принципе в конструкциях многих токоведущих систем электрических аппаратов основано применение и устройство магнитных замков, способствующих повышению электродинамической и термической стойкости контактных соединений электрических аппаратов. Магнитные замки в разъединителях видны на рис. 1.4. Стальные пластины или детали иной конфигурации, находясь при прохождении тока по токоведущей системе аппарата в неоднородном магнитном поле, взаимодействуют с токоведущими элементами системы и между собой. Сила этого взаимодействия передается на контакт. В результате в контактных соединениях, снабженных магнитными замками, создаются добавочные к действию

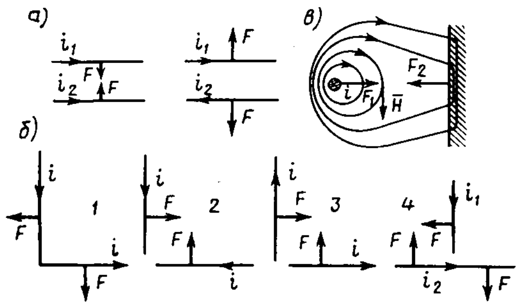


Рис. 2.3

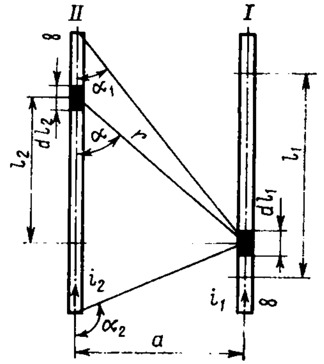


Рис. 2.4

контактных пружин контактные нажатия именно в момент прохождения сквозных токов к. з., которые, как известно, во многие десятки раз превышают номинальные токи аппаратов, способствуя тем самым обеспечению надежной работы этих соединений в наиболее тяжелых для них режимах работы.

Различные по конструктивным особенностям магнитные замки создают различное добавочное контактное нажатие. Особенно эффективны магнитные замки клещевого типа (см. рис. 1.4, *а*).

Электродинамические силы взаимодействия между параллельными проводниками бесконечной длины. На рис. 2.4 представлены два параллельных проводника, по которым проходят токи i_1 и i_2. Определим электродинамическую силу, действующую на участок l_1 проводника *I*.

Элементарный участок dl_2 с током i_2 создает на участке dl_1 с током i_1 магнитную индукцию

$$dB = [\mu_0/(4\pi)](i_2 dl_2/r^2)\sin\alpha.$$

Из рис. 2.4 следует, что $l_2 = a\,\mathrm{ctg}\,\alpha$ и $r = a/\sin\alpha$. Тогда $dl_2 = -[a/(\sin^2\alpha)]\,d\alpha$, а следовательно, —

$$dB = [-\mu_0/(4\pi)]\,(i_2 a/\sin^2\alpha)\,(\sin^2\alpha/a^2)\,\sin\alpha d\alpha = -[\mu_0 i_2/(4\pi)] \times [(\sin\alpha)/a]\,d\alpha. \qquad (2.6)$$

И соответственно

$$B = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{i_2}{a}\int\limits_{\alpha_2}^{\alpha_1}\sin\alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{i_2}{a}(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2). \qquad (2.7)$$

При достаточно длинном проводнике *II* можно принять, что α изменяется от $\alpha_1 = 0$ до $\alpha_2 = \pi$. Тогда

$$B = [\mu_0/(4\pi)]\,(i_2/a)(\cos\ \alpha_1 - \cos\ \alpha_2) = [\mu_0/(2\pi)]i_2/a. \qquad (2.8)$$

Электродинамическая сила, действующая на участок l_1 проводника *I*:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi}\,i_1\,i_2\int\limits_0^{l_1} dl_1 = \frac{\mu_0}{2\pi}\,\frac{l_1}{a}\,i_1\,i_2 = \frac{\mu_0}{2\pi}\,i_1\,i_2\,k_к, \qquad (2.9)$$

где $k_к = l_1/a$.

Таким образом, электродинамическая сила вазимодействия между параллельными проводниками пропорциональна длине участка, для которого определяется сила взаимодействия, произведению значения токов и обратно пропорциональна расстоянию между проводниками. Ее равнодействующая приложена к середине участка, для которого определяется эта сила.

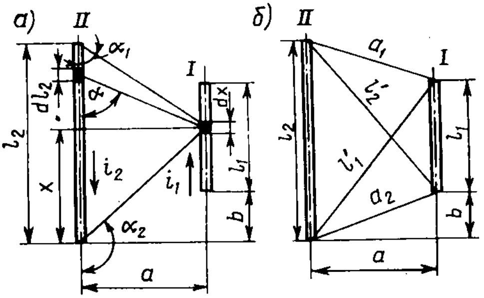


Рис. 2.5

Взаимодействие параллельных проводников конечной длины. Необходимо определить силу (рис. 2.5, *а*), действующую на первый проводник длиной l_1 с током i_1. По формуле (2.7) получаем, что проводник l_2 с током i_2 создает на участке dx проводника l_1 индукцию $B = [\mu_0/(4\pi)]\,(i_2/a)\,(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)$. Но

$$\cos\alpha_2 = -x/\sqrt{x^2+a^2};\quad \cos\alpha_1 = (l_2-x)/\sqrt{(l_2-x)^2+a^2}.$$

На элемент проводника dx с током i_1, находящийся в однородном магнитном поле с индукцией B, действует сила $dF = Bi_1dx\sin\beta$. Так как проводники расположены в одной плоскости, то магнитные силовые линии, создаваемые током в одном проводнике, перпендикулярны оси другого проводника, т. е. $\beta = 90°$ и $\sin\ \beta = 1$. Таким образом, $dF = Bi_1\,dx$ и вследствие того, что

$$\int xdx\,/\sqrt{a^2+x^2} = \sqrt{a^2+x^2},$$

то

$$F=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{i_1 i_2}{a}\int\limits_{b}^{b+l_1}\left(\frac{l_2-x}{\sqrt{(l_2-x)^2+a^2}}+\frac{x}{\sqrt{x^2+a^2}}\right)dx=$$

$$=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{i_1 i_2}{a}\left|\sqrt{x^2+a^2}-\sqrt{(l_2-x)^2+a^2}\right|_b^{l_1+b}=$$

$$=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{i_1 i_2}{a}\sqrt{(l_1+b)^2+a^2}-\sqrt{(l_2-l_1-b)^2+a^2}-$$

$$-\sqrt{a^2+b^2}+\sqrt{(l_2-b)^2+a_2}=\frac{\mu_0}{4\pi}i_1 i_2 k_{\text{к}}. \qquad (2.10)$$

Анализируя величину $k_{\text{к}}$ по рис. 2.5, *б*, получаем, что слагаемые

$$\sqrt{(l_1+b)^2+a^2}=l_1'; \quad \sqrt{(l_2-b)^2+a^2}=l_2';$$

$$\sqrt{(l_2-b-l_1)^2+a^2}=a_1; \quad \sqrt{a^2+b^2}=a_2,$$

числителя, т. е. выражения, стоящие под корнем, представляют собой или диагонали $l'_1 l_2'$, или боковые стороны четырехугольника a_1 и a_2, построенного на проводниках *I* и *II*. Соответственно

$$k_{\text{к}}=[(l_1'+l_2')-(a_1+a_2)]/a. \qquad (2.11)$$

Коэффициент контура определяется геометрическими размерами, характеризующими взаимное расположение взаимодействующих проводников. Чтобы его найти, надо из суммы диагоналей четырехугольника, построенного на взаимодействующих проводниках, вычесть сумму боковых сторон и полученную разность разделить на расстояние между проводниками.

В частном случае, когда $l_1 = l_2 = l$ и $b = 0$

$$k_{\text{к}}=(2\sqrt{l^2+a^2}-2a)/a. \qquad (2.12)$$

Определение точки приложения равнодействующей силы для параллельных проводников. При симметричном расположении взаимодействующих параллельных проводников направление приложения равнодействующей совпадает с осью симметрии. При несимметричном расположении параллельных проводников электродинамические силы распределяются вдоль проводников неравномерно. В этом случае точку приложения равнодействующей можно определить следующим образом. Проводник *I* (рис. 2.6, *а*), подвергающийся воздействию, разбивается на несколько участков *1*, *2*, *3*, *4*. Для каждого участка определяется суммарная величина силы. При этом полагают, что на каждом из рассматриваемых участков проводника *I* сила приложена посередине.

Затем точку приложения равнодействующей можно получить способом сложения параллельных сил, представленном на рис. 2.6, *б*. Сначала складываются силы $\mathbf{F}_{1-2}$ и $\mathbf{F}_{2-3}$. Для этого к концу вектора силы $\mathbf{F}_{1-2}$ добавляем вектор силы $\mathbf{F}_{2-3}$, а к концу вектора силы $\mathbf{F}_{2-3}$ добавляем вектор силы $\mathbf{F}_{1-2}$. Соединяем прямыми линиями накрест концы векторов сил $\mathbf{F}_{1-2}$ и $\mathbf{F}_{2-3}$ с концами суммарных векторов соответственно. Точка пересечения прямых линий определяет направление действия равнодействующей силы, через которую и проводим вектор этой суммарной силы $\mathbf{F}_{1-2} + \mathbf{F}_{2-3}$. Поступая аналогично, складываем полученную суммарную силу участков *1*, *2* с силой $\mathbf{F}_{3-4}$ участка *3*, получим величину и направление равнодействующей всех трех сил, действующих на проводник *I*.

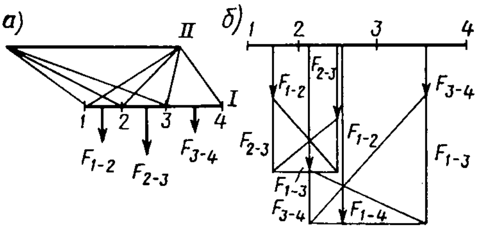


Рис. 2.6

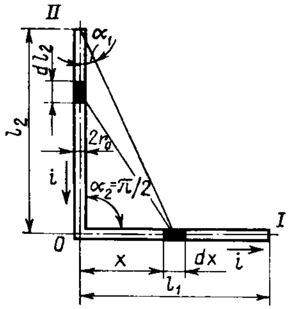


Рис. 2.7

Взаимодействие проводников, расположенных под прямым углом. Определим силу взаимодействия между участками круглого проводника (рис. 2.7), расположенными под углом 90°, по которым проходит ток i. При бесконечно длинном вертикальном участке *II* $l_2 = \infty$, индукция на длине dx горизонтального участка *I*, согласно (2.6), $dB = [\mu_0/(4\pi)](i/x) \sin \alpha \, d\alpha$.

Следовательно,

$$B = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{i}{x}\int\limits_{\pi/2}^{0} \sin\alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{i}{x}. \qquad (2.13)$$

Результирующая электродинамическая сила, действующая на участок проводника *I*, равный $l_1 - r_0 = l_1'$,

$$F_{\mathrm{II/I}} = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \int\limits_{r_0}^{l_1} \frac{dx}{x} = \frac{\mu_0}{4\pi} i^2 \ln\frac{l_1}{r_0}, \qquad (2.14)$$

где r_0 — радиус круглого проводника.

При $r_0 = 0$ сила взаимодействия равна бесконечности, так как при повороте тока под прямым углом расстояние между горизонтальным и вертикальным участками равно нулю. В действительности ток из одного проводника переходит в другой всегда по некоторой кривой и сила взаимодействия здесь имеет конечное значение.

Момент от силы, действующей на элемент dx:

$$dM = dFx = [\mu_0/(4\pi)]\,(i^2x/x)\,dx = [\mu_0/(4\pi)]\,i^2\,dx.$$

Отсюда момент, действующий на весь проводник I:

$$M=\frac{\mu_0}{4\pi}\,i^2\int\limits_{r_0}^{l_1}dx=\frac{\mu_0}{4\pi}\,i^2\,(l_1-r_0). \qquad (2.15)$$

Если вертикальный отрезок имеет конечную длину, то индукция на участке dx от элементарного участка dl_2 с током i:

$$dB=[-\mu_0/(4\pi)]\,(i/x)\sin\alpha d\alpha.$$

Индукция на участке dx от всего проводника l_2 с током i

$$B=-\frac{\mu_0}{4\pi}\,\frac{i}{x}\int\limits_{\pi/2}^{\alpha_1}\sin\alpha d\alpha=\frac{\mu_0}{4\pi}\,\frac{i}{x}\cos\alpha_1.$$

Так как

$$\cos\alpha_1=l_2/\sqrt{l_2^2+x^2},$$

то сила, действующая на проводник:

$$dF=[\mu_0/(4\pi)]\,(i^2/x)\left(l_2/\sqrt{l_2^2+x^2}\right)dx.$$

Полная сила взаимодействия рассматриваемых проводников, действующая на весь проводник I:

$$F_{II/I}=\frac{\mu_0}{4\pi}\,i^2\int\limits_{r_0}^{l_1}\frac{l_2}{x\sqrt{l_2^2+x^2}}\,dx=-\frac{\mu_0}{4\pi}\,i^2\,\frac{l_2}{l_2}\ln\frac{l_2+\sqrt{l_2^2+x^2}}{x}\Bigg|_{r_0}^{l_1}=$$

$$=\frac{\mu_0}{4\pi}\,i^2\ln\frac{l_1}{r_0}\,\frac{(l_2+\sqrt{l_2^2+r_0^2})}{(l_2+\sqrt{l_2^2+l_1^2}}\,. \qquad (2.16)$$

Взаимодействие проводников, расположенных под прямым углом, но не пересекающихся друг с другом. Определим силу взаимодействия проводника II с проводником I (рис. 2.8, a). Индукция, создаваемая проводником l_2 с током i_2 на участке dx проводника I, согласно 2.7),

$$B=[\mu_0/(4\pi)]\,[i_2/x]\,(\cos\alpha_1-\cos\alpha_2);$$

$$\cos\alpha=(l_2+a)/\sqrt{(l_2+a)^2+x^2} \text{ и } \cos\alpha_2=a/\sqrt{x^2+a^2}.$$

Тогда сила

$$F_{II/I}=\frac{\mu_0}{4\pi}\,i_1\,i_2\int\limits_{b}^{l_1+b}\left(\frac{l_2+a}{x\sqrt{(l_2+a)^2+x^2}}-\frac{a}{x\sqrt{x^2+a^2}}\right)dx=$$

$$=-\frac{\mu_0}{4\pi}\,i_1\,i_2\left|\ln\frac{l_2+a+\sqrt{(l_2+a)^2+x^2}}{x}-\ln\frac{a+\sqrt{x^2+a^2}}{x}\right|_{b}^{l_1+b}=$$

$$=\frac{\mu_0}{4\pi}\,i_1\,i_2\left|\ln\frac{a+\sqrt{x^2+a^2}}{l_2+a+\sqrt{(l_2+a)^2+x^2}}\right|_{b}^{l_1+b}=$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \left(\ln \frac{a+\sqrt{(l_1+b)^2+a^2}}{l_2+a+\sqrt{(l_2+a)^2+(l_1+b)^2}} - \ln \frac{a+\sqrt{b^2+a^2}}{l_2+a+\sqrt{(l_2+a)^2+b^2}} \right) =$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \ln \frac{(a+\sqrt{(l_1+b)^2+a^2})(l_2+a+\sqrt{(l_2+a)^2+b^2})}{(l_2+a+\sqrt{(l_2+a)^2+(l_1+b)^2})(a+\sqrt{a^2+b^2})} =$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 k_{\text{к}II/I}. \qquad (2.17)$$

Анализ четырехугольника, образованного проводниками I и II при соединении их концов прямыми линиями, показывает, что коэффициент контура $k_{\text{к}}$ при воздействии проводника II на проводник I можно определить из соотношения (рис. 2.8, *б*)

$$k_{\text{к}II/I} = \ln [(BC+OC) \times (AD+OD)/(AC+OC) \times (BD+OD)].$$

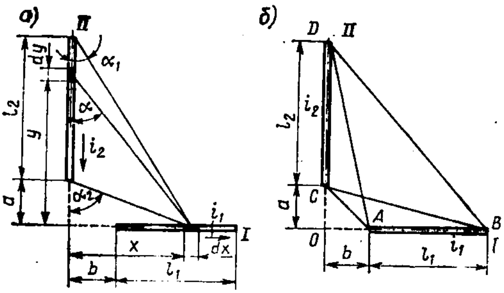


Рис. 2.8

Электродинамическая сила взаимодействия соответственно проводников I и II, определяемая для проводника II:

$$F_{I/II} = [\mu_0 i_1 i_2/(4\pi)] \ln [(CB+OB)(AD+OA)/(AC+OA) \times (DB+OB)]. \qquad (2.18)$$

Рассмотренные случаи взаимного расположения проводников параллельно друг другу и под прямым углом имеют широкое распространение в электрических аппаратах.

Взаимодействие проводников, расположенных под произвольным углом друг к другу. Так как этот случай взаимного расположения проводников весьма редко встречается в электрических аппаратах, рассмотрим лишь конечные формулы. Как и в прежних случаях, электродинамическая сила взаимодействия проводников I и II с токами i_1 и i_2

$$F = [\mu_0/(4\pi)] i_1 i_2 k_{\text{к}},$$

где $k_{\text{к}}$ — коэффициент контура для определения силы, действующей на проводник I (рис. 2.9);

$$k_{\text{к}II/I} = \frac{1}{\operatorname{tg}\alpha} \ln \frac{(CB \pm A'B)(AD \pm AB')}{(AC \pm A'A)(BD \pm B'B)} + \frac{1}{\sin\alpha} \ln \frac{(CB \pm CD')(AD \pm DC')}{(AC \pm CC')(BD \pm DD')}. \qquad (2.19)$$

Формула (2.19) содержит два слагаемых, из которых первое определяется логарифмом произведения диагоналей четырехугольника в сочетании с их проекциями на проводник I, для которого определяется сила взаимодействия, отнесенного к произведению сторон также в сочетании с их проекциями на этот же проводник. Причем знак «+» ставится в том случае, если угол, образованный диагональю (или стороной) и ее проекцией, направлен к точке пересечения осевых линий проводников открытой стороной, и знак «—», если этот угол обращен вершиной к точке пересечения.

Второе слагаемое определяется аналогичными соотношениями диагоналей и сторон, но в сочетании с их проекциями на воздействующий проводник *II*. По рис. 2.9

$$k_{\text{к}II/I}=$$

$$=\frac{1}{\operatorname{tg}\alpha}\ln\frac{(CB+A'B)(AD-AB')}{(AC+A'A)(BD+B'B)}+$$

$$+\frac{1}{\sin\alpha}\ln\frac{(CB-CD')(AD+DC')}{(AC-CC')(BD+DD')}. \qquad (2.20)$$

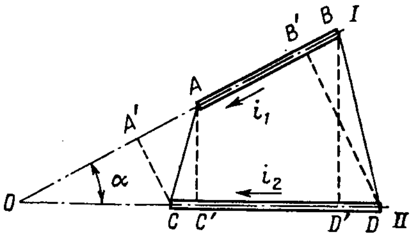


Рис. 2.9

Определение электромагнитных сил при наличии в контуре ферромагнитных частей. Как уже установлено, проводник с током всегда стремится притянуться к ферромагнитной детали. Определить эту силу можно, если заменить воздействие ферромагнитной детали симметрично расположенным таким же проводником (применить его зеркальное изображение). Следовательно, электродинамическую силу взаимодействия между проводником и ферромагнитной деталью можно определить как силу взаимодействия между двумя параллельными проводниками или проводниками, расположенными под некоторым углом, если ферромагнитная деталь расположена под соответствующим углом к проводнику, с одинаковыми токами одного направления. Таким образом в общем виде электродинамическая сила взаимодействия $F=[\mu_0/(4\pi)]i^2k_\text{к}$ и фактическое ее значение определяется в каждом случае соответствующим значением $k_\text{к}$. Например, в случае ферромагнитной детали конечной длины l_1, расположенной параллельно проводнику с током i длиной l_2:

$$F=[\mu_0/(4\pi)]\, i^2\,[(l_1'+l_2')-(a_1+a_2)]/(2a), \qquad (2.21)$$

где a — расстояние от оси проводника до стенки ферромагнитной детали; l_1', l_2', a_1, a_2 — соответственно диагонали и стороны четырехугольника, образованного проводником и его зеркальным отображением в ферромагнитной детали.

§ 2.3. ГРАФО-АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ ЭПЮРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ ПО ДЛИНЕ ПРОВОДНИКА

Для определения механических напряжений, возникающих в токоведущей системе, и нагрузок, передающихся на элементы конструкции электрического аппарата, к которым она крепится, часто необходимо знать не только суммарное усилие, но и распределение его вдоль рассматриваемого участка токоведущей системы. Получение этих данных расчетным путем в случае проводников, расположенных под непрямым углом и не лежащих в одной плоскости, а также криволинейных проводников вызывает затруднения. Поэтому применяют графо-аналитический метод, получивший достаточно широкое распространение в практике [28]. Метод основан на определении индукции в отдельных точках проводника, создаваемой другим проводником с током, с которым взаимодействует первый проводник, а также на определении силы, действующей на единицу его длины в выбранных точках по формуле

$$F_{\text{уд}} = Bi. \tag{2.22}$$

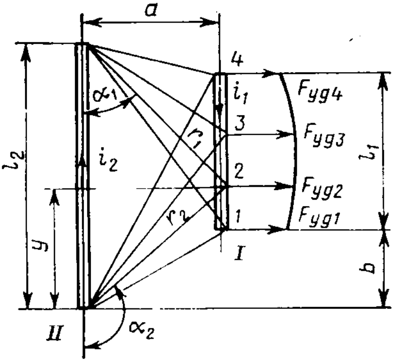


Рис. 2.10

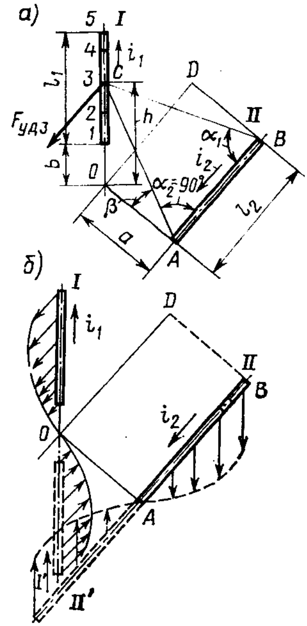


Рис. 2.11

Для этого оба взаимодействующих проводника строят в масштабе (рис. 2.10). Затем проводник *I*, для которого определяется воздействие, делят на несколько участков и вычисляют значения индукции в каждой граничной для участков точке, например точке *2*:

$$B_2 = \frac{\mu_0}{4\pi}\,\frac{i_2}{a}\left[\frac{l_2 - y}{\sqrt{(l_2 - y)^2 + a^2}} + \frac{y}{\sqrt{y^2 + a^2}}\right]. \tag{2.23}$$

Далее по формуле (2.22) вычисляют силы в выбранных точках. Общую нагрузку определяют путем планиметрирования полученной эпюры распределения сил. Точка приложения равнодействующей электродинамической силы находится в центре тяжести этой фигуры.

Изложенное выше справедливо и для случая взаимодействия различных участков одного проводника. В случае расположения проводников в различных плоскостях под прямым углом друг к другу задача решается аналогично. Для определения электродинамических сил, действующих на отдельные элементы проводника *I* (рис. 2.11, *а*), проводник I делят, например, на четыре части. В точках *1*, *2*, *3*, *4* и *5* определяют индукцию, создаваемую током i_2. Согласно (2.7)

$$B=[\mu_0/(4\pi)]\,[i_2/(AC)]\,(\cos\alpha_1-\cos\alpha_2)=[\mu_0/(4\pi)]\,i_2\,l_2/(AC\cdot BC);$$

$$AC=\sqrt{a^2+h^2}\quad \text{и}\quad BC=\sqrt{l_2^2+a^2+h^2},$$

т. е.

$$B=[\mu_0/(4\pi)]\,i_2\,l_2/\left(\sqrt{a^2+h^2}\,\sqrt{l_2^2+a^2+h^2}\right).$$

Вектор индукции **B** перпендикулярен плоскости ABC и составляет угол β с осью проводника I. Сила, действующая в точке *3* на единицу длины проводника I:

$$F_{\text{уд}3}=[\mu_0/(4\pi)]\,Bi_1\sin\beta=$$

$$=[\mu_0/(4\pi)]\,i_1\,i_2\,l_2\,h/\left[(a^2+h^2)\sqrt{l_2^2+a^2+h^2}\right],$$

где

$$\sin\beta=h/(AC)=h/\sqrt{a^2+h^2}.$$

Аналогично определяют значения сил и в других выбранных точка проводника I и строят эпюру распределения сил вдоль проводника I Результаты вычислений и измерений размеров, полученных построением в масштабе, удобно сводить в таблицу. Характерным для случая взаимного расположения проводников по рис. 2.11, *а* является действие сил в направлении, параллельном взаимодействующему проводнику.

Если за линией OD пересечения двух взаимно перпендикулярных плоскостей, в которых находятся проводники I и II, по оси проводника I расположить симметричный ему проводник I' с тем же током i_1 и направлением, то эпюра распределения сил вдоль него от воздействия проводника II с током i_2 будет такая же, как и в проводнике I, но с обратным направлением действия этих сил (рис. 2.11, *б*). Если проводники I и I' продлить друг к другу до их слияния в единый проводник, то эпюра сил поменяет знак в точке *0*. Если проводник II продлить далее точки A и построить на нем эпюру распределения электродинамических сил от взаимодействия с проводником I (с током i_1), то можно сделать следующий вывод.

Электродинамические силы, воздействующие на взаимно перпендикулярные прямолинейные проводники с токами, стремятся развернуть эти проводники во взаимно параллельных плоскостях, в которых они находятся таким образом, чтобы при повороте проводников до общей плоскости токи в проводниках имели бы одинаковое направление.

Очевидно, что в случае, если электродинамические силы деформируют проводники с отходом их от взаимно перпендикулярного положения или, например, в конструкции электрического аппарата с помощью гибких связей создана возможность такого взаимного поворота или поворота одного проводника относительно другого, то при отходе проводников от взаимно перпендкулярного положения возникают составляющие электродинамических сил, стремящиеся сблизить проводники.

Величина этих составляющих достигает максимума при параллельном положении проводников, когда соответственно составляющие электродинамических сил, стремящиеся развернуть эти проводники, становятся равными нулю.

Расположение прямолинейных проводников в параллельных плоскостях под любым углом друг к другу следует рассматривать как частный промежуточный случай перехода от взаимно перпендикулярного к взаимно параллельному положению. Определение электродинамических сил, действующих в тех или иных случаях взаимного расположения проводников в электрических аппаратах, необходимо для обеспечения прочности проводников и других сопряженных элементов и, главным образом, для практически полезного использования этих сил. Например, в дугогасительных камерах воздушных выключателей серии ВВБ используется взаимодействие двух параллельных проводников, соединяющих с двух сторон конфузоры дугогасительной камеры, с возникающей при размыкании электрической дугой, что позволяет существенно ускорить переброс дуги с главных контактов на дугогасительные и улучшить стабилизацию дуги в соплах при ее гашении.

Графо-аналитический метод позволяет определять электродинамические силы и между проводниками, не находящимися в одной плоскости, при расположении их под произвольным углом друг к другу. Этот метод может использоваться и при определении электродинамических сил между проводниками, имеющими кривизну, путем замены криволинейных участков прямолинейными, сводя задачу к определению электродинамических сил взаимодействия между прямолинейными проводниками.

§ 2.4. ВЛИЯНИЕ НА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ РАЗМЕРОВ И ФОРМЫ СЕЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ТОКОВЕДУЩИХ СИСТЕМ АППАРАТОВ

Предположение, что токи проходят по осям проводников, а форма сечения проводников и размеры этого сечения не влияют на электродинамические силы, справедливо лишь при относительно малых размерах сечений проводников и намного бóльших по сравнению с ними расстояниях между проводниками.

Рассмотрим случаи, когда сечения проводиков соизмеримы с расстояниями между ними, а их форма, размеры, направление и род тока, протекающего в них, могут оказывать существенное влияние на возникающие электродинамические силы.

Электродинамические силы взаимодействия между параллельными проводниками круглого сечения. Определим значение электродинамических сил, воздействующих на бесконечно тонкий круглый проводник *I* с током i_1 вследствие прохождения тока i_2 по круглому проводнику *II*, имеющему конечные размеры (рис. 2.12). Примем, что проводники бесконечно длинные и ток i_2 равномерно распределен по сечению проводника *II*. Тогда по элементу $d\varphi$ трубки тока сечением $2\pi x dx$ проходит ток

$$[i_2/(\pi r_0^2)]\, 2\pi x dx x d\varphi/(2\pi x) = i_2 x dx d\varphi/(\pi r_0^2).$$

Сила, действующая на единицу длины проводника I от элемента $d\varphi$, согласно (2.9)

$$d^2 F_{\text{уд}} = [\mu_0/(2\pi)]\, i_1 i_2\, x dx d\varphi/(\pi r_0^2 r). \qquad (2.24)$$

Составляющие этой силы по осям x и y равны:

$$d^2 F_x = [\mu_0/(2\pi)]\,[i_1 i_2/(\pi r_0^2)]\, x dx \cos\alpha d\varphi; \qquad (2.25)$$

$$d^2 F_y = [\mu_0/(2\pi)]\,[i_1 i_2/(\pi r_0^2 r)]\, x dx \sin\alpha d\varphi. \qquad (2.26)$$

После подстановки значений

$$\cos\alpha = (a + x\cos\varphi)/r; \quad \sin\alpha = (x\sin\varphi)/r;$$

$$r = \sqrt{a^2 + x^2 + 2ax\cos\varphi}$$

в (2.25) и (2.26) и интегрирования получим

$$F_x = \frac{\mu_0}{2\pi}\,\frac{2i_1 i_2}{\pi r_0^2}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{a-x}{a+x}\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}\right) + \frac{\varphi}{2}\right]_0^{\pi}\int_0^{r_0} x dx = \frac{\mu_0}{2\pi}\,\frac{i_1 i_2}{a}; \qquad (2.27)$$

$$F_y = \frac{\mu_0}{2\pi}\,\frac{i_1 i_2}{2\pi a}\,[\ln(a^2 + x^2 + 2ax\cos\varphi)]_0^{2\pi}\int_0^{r_0} x^2\, dx = 0. \qquad (2.28)$$

Следовательно, электродинамическая сила, действующая на проводник I, направлена только по оси x, т. е. по оси, соединяющей центры обоих проводников. Величина ее такая же, как и при взаимодействии двух бесконечно тонких проводников. Однако установленное отсутствие влияния диаметров круглых проводников на возникающие между ними электродинамические силы справедливо только при постоянном токе. Проявление эффекта близости при переменном токе с учетом направления токов в проводниках может существенно изменить полученное значение электродинамической силы (см. ниже).

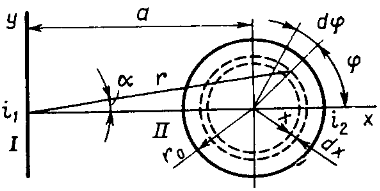


Рис. 2.12

Электродинамические силы взаимодействия между проводниками прямоугольного сечения. Рассмотрим взаимодействие прямоугольных проводников при небольших расстояниях между ними. Сначала определим силу взаимодействия между двумя бесконечно тонкими проводниками высотой h с токами i_1 и i_2. При расстоянии a между проводниками, намного меньшем их длины, можно считать, что проводники бесконечно длинные (рис. 2.13).

По элементу dy проводника II проходит ток $i_2 dy/h$. Индукция, создаваемая этим током на участке dx: $dB = [\mu_0/(2\pi)]\, i_2 dy/(hr)$. Индукция, создаваемая всем бесконечно длинным проводником II с током i_2 на участке dx:

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi}\,\frac{i_2}{h}\int_0^h \frac{dy}{r} = \frac{\mu_0}{2\pi}\,\frac{i_2}{h}\int_0^h \frac{dy}{\sqrt{a^2 + (y-x)^2}}.$$

Так как рассматриваются симметрично расположенные проводники, вертикальная составляющая равна нулю. Горизональная составляющая, действующая на единицу длины проводника dx:

$$dF_x = dF \cos\beta = B\,(i_i/h)\cos\beta dx,$$

где $\cos\beta = a/\sqrt{a + (y - x)^2}$.

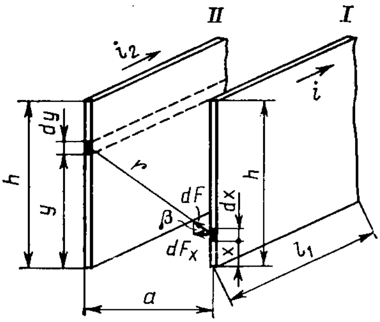


Рис. 2.13

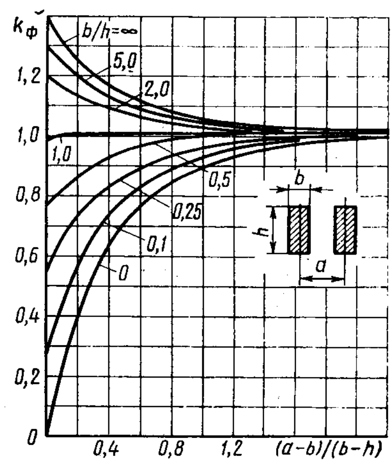


Рис. 2.14

Результирующая сила, действующая на участок проводника I длиной l_1:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi}\,\frac{i_2}{h}\,\frac{i_1}{h}\,al_1\int\limits_0^h dx\int\limits_0^h \frac{dy}{a^2+(y-x)^2}.$$

После интегрирования этого уравнения получаем

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi}\,i_1 i_2\frac{al_1}{h^2}\left(\frac{2h}{a}\operatorname{arctg}\frac{h}{a} - \ln\frac{a^2+h^2}{a^2}\right) \qquad (2.29)$$

или

$$F = [\mu_0/(2\pi)]\,i_1 i_2 k_к k_ф,$$

где коэффициент контура $k_к = l_1/a$ и коэффициент формы для рассмотренного случая тонких прямоугольных проводников

$$k_ф \doteq (a^2/h^2)\,[(2h/a\operatorname{arctg}(h/a) - \ln[(a^2+h^2)/a^2]]. \qquad (2.30$$

В случае, когда толщина и высота сечения проводников соизмеримы, для определения $k_ф$ пользуются кривыми, построенными по весьма громоздким аналитическим выражениям (рис. 2.14). При просвете между проводниками, равном или несколько большем периметру, можно принять $k_ф = 1$. В случае $b/h > 1$ сила может быть значительно больше, чем при $b/h < 1$.

Электродинамические силы, действующие внутри проводника круглого сечения с током. Если представить проводник круглого сечения разделенным на бесконечно большое число отдельных токовых нитей, то, очевидно, между ними будут действовать электродинамические силы, образуя сжимающие (стягивающие) усилия в материале проводника. Рассмотрим эти силы. Примем, что ток распределен равномерно по сечению проводника. Тогда ток, проходящий по части общего сечения проводника радиусом r_0 (рис. 2.15, *а*), ограниченного радиусом r, равен $i_r = i\pi r^2/(\pi r_0^2) = ir^2/r_0^2$.

Если длина проводника бесконечно большая, то согласно закону полного тока напряженность поля внутри проводника на расстоянии r от оси

$$H = i_r/(2\pi r) = ir/(2\pi r_0^2). \quad (2.31)$$

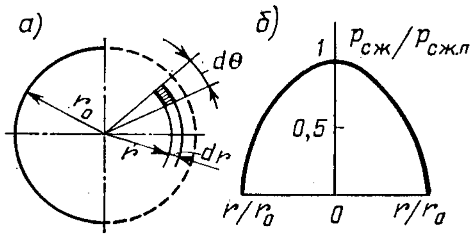


Рис. 2.15

Предполагается, что обратный проводник удален настолько, что не влияет на поле внутри рассматриваемого проводника. Индукция на силовой линии радиусом r

$$B_r = [\mu_0/(2\pi)]\, ir/r_0^2. \quad (2.32)$$

Рассмотрим элемент сечения $rdrd\theta$. В нем ток

$$di = rdrd\theta i/(\pi r_0^2). \quad (2.33)$$

Тогда элементарная сила, действующая на единицу его аксиальной длины:

$$dF = B_r\, di = \frac{\mu_0\, ir}{2\pi r_0^2}\,\frac{irdrd\theta i}{\pi r_0^2} = \frac{\mu_0\, i^2\, r^2\, drd\theta}{2\pi^2\, r_0^4}. \quad (2.34)$$

Эта сила направлена к центру сечения и действует на поверхность $rd\theta$. Следовательно, цилиндр с внутренним радиусом r и толщиной стенки dr создает элементарное радиальное давление

$$dp_{сж} = \mu_0\, i^2\, rdr/(2\pi r_0^2\, \pi r_0^2). \quad (2.35)$$

Полное давление, создаваемое на цилиндрической поверхности радиусом r всей частью сечения, расположенной снаружи ее:

$$p_{сж} = \frac{\mu_0\, i^2}{2\pi^2\, r_0^4}\int_r^{r_0} rdr = \frac{\mu_0\, i^2}{4\pi^2\, r_0^4}\,(r_0^2 - r^2). \quad (2.36)$$

Полная разность давлений на поверхности и на оси проводника стремящаяся сжать его сечение:

$$p_{сж\cdot п} = \mu_0\, i^2/(4\pi^2\, r_0^2). \quad (2.37)$$

На рис. 2.15, *б* показано изменение $p_{сж}$ по радиусу. Как следует из (2.36) и (2.37), давление не зависит от направления тока.

Электродинамические силы, действующие в проводниках круглого полого сечения с током, расщепленных на параллельные элементы. Этот случай электродинамических сил, возникающих при взаимодействии всех параллельных элементов с токами, идентичен рассмотренному выше. Вместе с тем он имеет большое практическое значение, так как в токоведущих системах электрических аппаратов и токопроводах на большие токи получило распространение расположение параллельных и одинаковых элементов по образующей окружности или близко к ней.

Сжимающие электродинамические силы взаимодействия параллельных элементов служат повышению контактного нажатия, что очень важно при сквозных токах к.з. для обеспечения надежной работы контактных соединений аппаратов. Если рассматривать расщепленный на N параллельных элементов полый цилиндрический проводник с внутренним радиусом $r_{вн}$ и толщиной стенки $\Delta_{ст}$, то напряженность поля на внешней поверхности проводника

$$H = i/[2\pi(r_{вн} + \Delta_{ст})]. \qquad (2.38)$$

Индукция на этой поверхности

$$B = [\mu_0/(2\pi)]\, i/(r_{вн} + \Delta_{ст}). \qquad (2.39)$$

Ток в элементе i/N и центростремительная элетродинамическая сила, действующая на единицу длины каждого элемента,

$$F = [\mu_0/(2\pi)]\, i^2/N\,(r_{вн} + \Delta_{ст}). \qquad (2.40)$$

Пользуясь формулой (2.40), можно определить, например, электродинамическую силу, действующую на каждый токоведущий элемент розеточного контакта при взаимодействии с токами, проходящими по остальным идентичным параллельным элементам розеточного контакта.

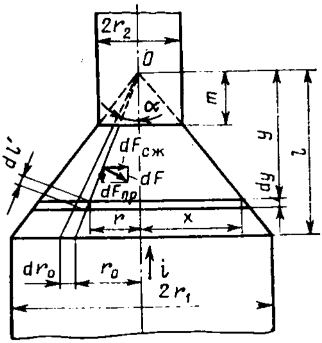


Рис. 2.16

Электродинамические силы в месте изменения сечения проводника. При изменении поперечного сечения проводника происходит искривление линии тока. Так как сила нормальна к линиям тока, то она наклонена в сторону большего сечения (рис. 2.16). Эту силу можно разложить на две составляющие: поперечную и продольную. Действие поперечной сжимающей составляющей электродинамической силы $F_{сж}$ рассмотрено выше применительно к круглому проводнику. Продольная составляющая $F_{пр}$, называемая *электродинамической силой сужения*, стремится разорвать проводник в месте изменения сечения и направлена от меньшего сечения к большему.

Эту силу для проводников круглого сечения можно определить с помощью закона Ампера. Примем, что на прямолинейных участках проводника ток распределен равномерно. Тогда ток, проходящий по части сечения радиусом x, ограниченного радиусом r:

$$i_r = i\pi r^2/(\pi x^2) = ir^2/x^2 \quad \text{или} \quad i_r = ir_0^2/r_1^2.$$

Индукция по окружности радиусом r

$$B_r = \mu_0 H_r = \mu_0 i_r/(2\pi r) = \mu_0 ir_0^2/(2\pi r_1^2 r). \qquad (2.41)$$

Ток di, проходящий по элементарному кольцевому слою dr_0:

$$di = [i/(\pi r_1^2)]\, 2\pi r_0\, dr_0 = 2ir_0\, dr_0/r_1^2.$$

Рассмотрим линию тока на окружности радиусом r. Электродинамическая сила, действующая на элемент линии тока $dl' = dy/\cos\alpha$:

$$d^2 F = B_r\, dl'\, di = \mu_0 i^2/\pi\,[r_0^3/(rr_1^4)]\, dy dr_0/\cos\alpha. \tag{2.42}$$

Составляющая этой силы, направленная вдоль оси проводника:

$$d^2 F_{\text{пр}} = d^2 F \sin\alpha = \mu_0 i^2/\pi\,[r_0^3/(rr_1^4)]\,\text{tg}\,\alpha dy dr_0. \tag{2.43}$$

Так как $\text{tg}\,\alpha = r/y$, то $d^2F_{\text{пр}} = (\mu_0 i^2/\pi)(r_0^3/r_1^4)\, dy dr_0/y$.

Интегрируя это выражение, найдем полную силу, действующую по оси проводника:

$$F_{\text{пр}} = \frac{\mu_0 i^2}{\pi r_1^4}\int_0^{r_1} r_0^3\, dr_0 \int_m^l \frac{dy}{y} = \frac{\mu_0}{4\pi}\, i^2 \ln\frac{l}{m}. \tag{2.44}$$

Учитывая, что $l/m = r_1/r_2$,

$$F_{\text{пр}} = [\mu_0 i^2/(4\pi)]\ln(r_1/r_2). \tag{2.45}$$

В общем виде применительно к проводникам не только круглого, но и некруглого сечения выражение (2.45) приобретает вид

$$F_{\text{пр}} = [\mu_0 i^2/(4\pi)]\ln\sqrt{S_{\text{с}1}/S_{\text{с}2}}, \tag{2.46}$$

где $S_{\text{с}1}$ и $S_{\text{с}2}$ — большое и малое поперечные сечения проводника.

Из формул (2.45) и (2.46) следует, что продольная электродинамическая сила сужения зависит от соотношения величин большого и малого сечений проводника и не зависит от длины и формы перехода от одного сечения к другому, а также от направления тока.

Если на рассматриваемом участке проводника имеется несколько переходов от одного сечения к другому, то суммарная электродинамическая сила при заданном токе определяется только соотношением наибольшего и наименьшего сечений проводника. Наиболее резкое изменение поперечного сечения проводника происходит в одноточечном контакте. При прохождении тока к.з. в таком контакте возникают значительные электродинамические силы сужения, которые стремятся разомкнуть контакт. Эту силу можно подсчитать по формуле (2.46). Площадь соприкосновения в месте контакта $S_{\text{с}2} = F_{\text{к}}/\sigma_{\text{см}}$, где $F_{\text{к}}$ — сила контактного нажатия, Н; $\sigma_{\text{см}}$ — сопротивление материала контактов смятию, Н/м^2.

Для многоточечного контакта с n площадками при равномерном распределении нажатия и тока $S_{\text{с}2} = F_{\text{к}}/n\sigma_{\text{см}}$. Тогда

$$F_{\text{пр}} = [\mu_0/(4\pi)]\,(I_m/n)^2 \ln\sqrt{n\sigma_{\text{см}} S_{\text{с.к}}/F_{\text{к}}}, \tag{2.47}$$

где I_m — амплитудное значение тока; $S_{\text{с.к}}$ — поперечное сечение контакта.

Однако рассматривая электродинамические силы в контактах, следует иметь в виду, что эти силы не всегда определяются достаточно точно по соотношению (2.47). Площадь соприкосновения в месте контакта в процессе прохождения тока к.з. не остается постоянной, а уменьшается при увеличении электродинамических сил. Кроме того, на величину контактного перешейка существенное влияние оказывает электромагнитное давление в зазоре между контактирующими проводниками. Величина этого давления [5] $p = \mu_0 H^2/2 = \mu_0 i^2/(8\pi^2 x^2)$, т. е. это давление обратно пропорционально квадрату расстояния от оси проводника и имеет наибольшее значение при радиусе x, равном радиусу контактной площадки, и наименьшее при радиусе x, равном радиусу контакта.

Кроме продольных сил на контактный перешеек действуют радиальные силы, обусловленные рассмотренным выше сжимающим эффектом. Согласно положениям теории упругости материалов, возможные радиальные деформации перешейка вызывают появление дополнительных осевых сил, которые увеличивают силы, определяемые соотношением (2.47). В результате сложная деформация перешейка во взаимно перпендикулярных направлениях в сочетании со значительными тепловыми нагрузками может привести к его разрушению. В этом месте могут возникнуть пары металла, находящиеся при высоком давлении, способные отбросить контакты друг от друга. Таким образом, возникающие в зоне контакта силы находятся в сложном взаимодействии и получаемые расчетные значения электродинамических сил в контакте следует рассматривать как приближенные.

Влияние формы сечения на электродинамические силы при переменном токе. Поверхностный эффект и эффект близости вызывают неравномерное распределение тока в проводнике. Поверхностный эффект изменяет распределение тока по сечению проводника круглой, квадратной или прямоугольной формы, но не нарушает его симметрии относительно геометрической оси и, таким образом, не влияет на электродинамические силы между проводниками.

В проводниках сложной несимметричной формы поверхностный эффект может приводить к значительному увеличению электродинамических сил между элементами сечения проводника. Например, в швеллерообразном тонкостенном проводнике вследствие вытеснения тока на края полок (см. рис. 1.26, *h*) между полками возникают существенно бóльшие электродинамические силы, чем при постоянном токе равной величины. Эффект близости нарушает симметричное распределение тока по сечению проводника даже правильной формы и, следовательно, всегда влияет на электродинамические силы. Сила взаимодействия между параллельными проводниками бесконечной длины на участке проводника длиной l_1, для которого определяется эта сила, согласно (2.9)

$$F = [\mu_0/(2\pi)] l_1 i_1 i_2 / a. \tag{2.48}$$

В параллельных проводниках любой формы эта сила зависит от направления тока в них. Если токи разных направлений, то вытеснение тока в каждом проводнике происходит в сторону соседнего проводника и сила взаимодействия увеличивается; если одного направления — вытеснение тока происходит на внешние части сечений проводников и сила взаимодействия уменьшается.

В каждом конкретном случае взаимодействия параллельных проводников любой формы сечения правильное значение электродинамических еской силы можно получить, если за расстояние a между проводниками принимать среднее геометрическое расстояние между эпюрами токов, построенных на их сечениях.

§ 2.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ ПО ИЗМЕНЕНИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

Для определения электродинамических сил в сложных контурах целесообразно пользоваться принципом изменения магнитной энергии, так как определение этих сил с помощью закона Ампера приводит к очень сложным выражениям, пользоваться которыми очень неудобно. Положение проводников в контуре относительно друг друга или одного контура относительно другого определяется необходимым числом координат (расстояние, угол поворота и т. п.). Для удобства их называют *обобщенной геометрической координатой* $r_{об}$.

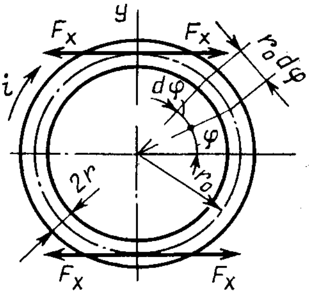


Рис. 2.17

Механическая работа, затрачиваемая на перемещение проводника, равна изменению магнитной энергии контура $dA = dW_м$, но $dA = Fdr_{об}$. Электродинамическая сила

$$F = [\partial W_м/(\partial r_{об})]_{i=\mathrm{const}}. \qquad (2.49)$$

Уравнение (2.49) выражено в частных производных, чтобы отметить, что изменение магнитной энергии нужно находить при изменении лишь той координаты, которую стремится изменить определяемая электродинамическая сила взаимодействия (например, при определении силы, разрывающей виток с током, обобщенной координатой является радиус витка; при определении силы взаимодействия между двумя витками с током —расстояние между витками). В формуле отмечено, что i=const, так как индуктивное сопротивление контуров, образованных токоведущими частями, настолько мало по сравнению с полным сопротивлением всей цепи, что его изменение при изменении обобщенной координаты контура не влияет на значение тока в проводниках. Магнитная энергия, запасенная контуром, $W_м = i\Psi/2$, где Ψ — потокосцепление.

Производная $W_м$ по потокосцеплению $dW_м/d\Psi = i/2$.

Для одиночного контура с током $F = (i/2)\, d\Psi/(dr_{об})$, но $\Psi = \Phi w = Li$, где Φ — магнитный поток, Вб; w— число витков в контуре с током; L — индуктивность контура, Гн.

Тогда

$$F = (i^2/2)\, \partial L/(\partial r_{об}), \qquad (2.50)$$

Разрывающие силы в круглом витке с током. Индуктивность кругового витка со средним радиусом r_0 при $r_0 \geqslant r$ (рис. 2.17) $L = \mu_0 r_0 \times [\ln (8r_0/r) - 1{,}75]$. Тогда электродинамическая сила, действующая на весь виток:

$$F = (i^2/2)\, dL/dr_0 = (i^2/2)\, \mu_0 [\ln (8r_0/r) - 0{,}75], \qquad (2.51)$$

где

$$dL/(dr_0) = \mu_0 [\ln(8r_0/r) - 0{,}75].$$

Сила, приходящаяся на единицу длины витка и направленная по радиусу, $F_1 = F/(2\pi r_0)$. Определим силу F_x, стремящуюся разорвать виток, как сумму горизонтальных составляющих силы F_1 на четверти длины окружности:

$$F_x = \int\limits_0^{\pi/2} F_1 \cos\varphi r_0 \, d\varphi = \frac{F}{2\pi}.$$

Подставив сюда значение F из (2.51), получим

$$F_x = [\mu_0 i^2/(4\pi)] [\ln(8r_0/r) - 0{,}75]. \quad (2.52)$$

§ 2.6. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

Электродинамическая сила при переменном токе изменяется во времени по определенному закону. Для расчетов аппаратов на электродинамическую стойкость важно знать максимальное значение этой силы. Рассмотрим однофазную систему переменного тока (рис. 2.18). Ток изменяется по закону $i = I_m \sin \omega t$, где I_m — амплитудное значение.

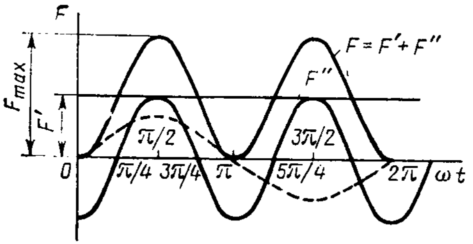


Рис. 2.18

Мгновенное значение электродинамической силы между отдельными частями проводника

$$F_t = [\mu_0/(4\pi)]\, i^2 k_к = [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_m^2 \sin^2 \omega t. \quad (2.53)$$

Обозначим $[\mu_0/(4\pi)]\, k_к = c$. Так как $\sin^2\omega t = (1 - \cos 2\omega t)/2$, то

$$F_t = cI_m^2/2 - (cI_m^2/2)\cos 2\omega t = F' - F' \cos 2\omega t. \quad (2.54)$$

Из формулы (2.54) следует, что в однофазной цепи электродинамическая сила состоит из двух составляющих: постоянной, неизменяющейся во времени $F' = cI_m^2/2$, и переменной, изменяющейся во времени $F'' = F' \cos 2\omega t$, с удвоенной частотой по сравнению с частотой переменного тока. Амплитуда переменной составляющей F'' равна по значению постоянной составляющей F'.

Результирующая сила F пульсирует с двойной частотой по сравнению с частотой тока, изменяясь от нуля до максимального значения, не изменяя знака. Максимальное значение этой силы

$$F_m = 2F' = cI_m^2 = [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_m^2. \quad (2.55)$$

При коротком замыкании (рис. 2.19) ударный ток $i_{max} = k_{уд}\sqrt{2} \times I_{п.н} = 2{,}55 \; I_{п.н}$, где $k_{уд} = 1{,}8$ — нормированное значение ударного коэффициента; $I_{п.н}$ — действующее значение периодической составляющей за первый период к.з. Поэтому электродинамическая сила в момент прохождения тока через максимум

$$F_{max} = [\mu_0/(4\pi)]\, k_к (2{,}55)^2 I_{п.н}^2 = 6{,}48 [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_{п.н}^2. \quad (2.56)$$

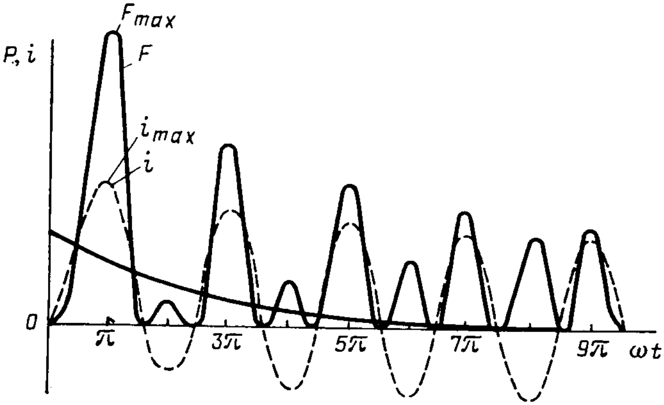


Рис. 2.19

Характер изменения электродинамической силы во времени весьма своеобразен: одна полуволна постоянно уменьшается, а другая — увеличивается. Когда амплитуда периодической составляющей достигает установившегося значения, обе полуволны становятся одинаковыми.

Электродинамические силы при трехфазном токе. В симметричной трехфазной системе ток каждой фазы *I*, *II*, *III* сдвинут относительно токов в других фазах на $\pm 120°$. Рассмотрим систему параллельных проводников (рис. 2.20). Токи в фазах изменяются по закону:

$$i_1 = I_m \sin \omega t; \quad i_2 = I_m \sin(\omega t - 120°); \quad i_3 = I_m \sin(\omega t - 240°).$$

Примем условно, что токи всех фаз проходят в одном направлении. Сила взаимодействия трех фаз, действующая на любой из крайних проводников, определяется как сумма сил взаимодействия этого проводника с проводниками других фаз, причем сила взаимодействия проводни-

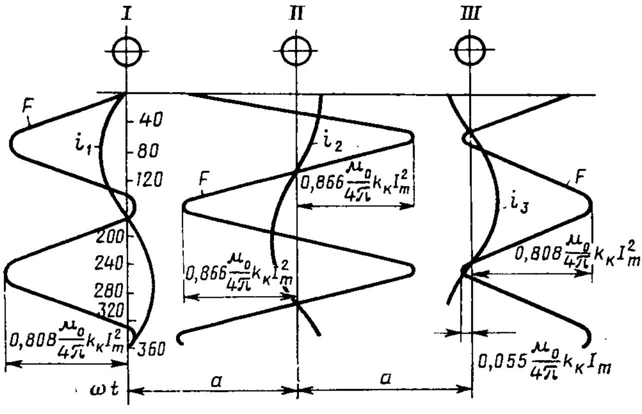


Рис. 2.20

ка I с проводником III в два раза меньше, чем с проводником II из-за удвоенного расстояния между ними:

$$F_{II+III/I} = F_{II/I} + F_{III/I} = [\mu_0/(4\pi)]\, k_к\, i_1 (i_2 + 0{,}5 i_3) =$$
$$= [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_m^2 \sin\omega t\, [\sin(\omega t - 120°) + 0{,}5 \sin(\omega t - 240°) =$$
$$= -0{,}866\, [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_m^2 \sin\omega t \sin(\omega t + 30°). \qquad (2.57)$$

Эта сила имеет максимальные значения при углах $\omega t = 75°$ и $\omega t = -15°$. Первое значение дает абсолютную величину силы, а второе — относительный (меньший) максимум. Подставляя в (2.57) значение $\omega t = 75°$, получаем максимальное значение силы

$$F_{II+III/I} = -0{,}808\, [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_m^2. \qquad (2.58)$$

Подставляя сюда значение $\omega t = -15°$, получаем минимальное значение силы

$$F_{II+III/I} = 0{,}055\, [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_m^2. \qquad (2.59)$$

Сила, действующая на проводник II:

$$F_{I+III/II} = F_{I/II} + F_{III/II} = [\mu_0/(4\pi)]\, k_к\, i_2 (i_1 - i_3) =$$
$$= [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_m^2 \sin(\omega t - 120°)\, [\sin\omega t - \sin(\omega t - 240°)] =$$
$$= 0{,}866\, [\mu_0/(4\pi)]\, I_m^2 \cos(2\omega t - 150°). \qquad (2.60)$$

Максимальное значение силы при $\omega t = 75°$

$$F_{I+III/II} = 0{,}866\, [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_m^2. \qquad (2.61)$$

Таким образом, сила, действующая на средний проводник, больше сил, действующих на крайние проводники. Сумма сил, действующих в трехфазной системе при симметричном расположении проводников, в любой момент времени равна нулю. Сравнивая максимальную силу при трехфазном и однофазном токе, видим, что в трехфазных цепях максимальная электродинамическая сила составляет 0,866 от силы в однофазной цепи при том же токе.

Представляет практический интерес сопоставление электродинамических сил взаимодействия между проводниками при трехфазном и двухфазном коротких замыканиях (при одном и том же значении $k_к$). При двухфазном коротком замыкании, когда можно пренебречь затуханием апериодической составляющей ($k_{уд} = 2$), электродинамическая сила

$$F_{(2)} = [\mu_0/(4\pi)]\, k_к \left(\sqrt{2}\, k_{уд}\right)^2 I_{п.н}^2 = 8\, [\mu_0/(4\pi)]\, k_к I_{п.н\,(2)}^2. \qquad (2.62)$$

При трехфазном коротком замыкании на средний проводник действует сила $F_{(3)} = 6{,}92\, [\mu_0/(4\pi)] k_к\, (I_{п.н\,(3)})^2$.

Учитывая, что $I_{п.н\,(2)}/I_{п.н\,(3)} = 0{,}87$,

$$F_{(3)}/F_{(2)} = 1{,}15, \qquad (2.63)$$

т. е. электродинамическая сила при трехфазном коротком замыкании на 15% больше, чем при двухфазном.

ГЛАВА 3

КОНТАКТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

§ 3.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О КОНТАКТАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Под *электрическим контактом* понимают токопроводящее место соприкосновения токоведущих элементов электрической цепи. Коммутация тока в электрических цепях осуществляется электрическими коммутационными аппаратами посредством контактных элементов (контактов). Совокупность контактов и токоведущих частей в дугогасительном устройстве образует *контактную систему*, являющуюся весьма ответственным узлом электрического аппарата. В замкнутом положении контакты электрических аппаратов сжаты с определенным усилием (контактным нажатием), создаваемым контактными пружинами. Кроме *размыкающихся* контактных систем электрических аппаратов, осуществляющих коммутацию цепи, существуют *неразмыкаемые контактные соединения* токоведущих частей (шины, проводники, гибкие соединения), связь между которыми осуществляется механическими способами крепления (болтовыми и винтовыми соединениями, пайкой и другими способами).

Виды контактных систем. В зависимости от вида контактирующих поверхностей различают *точечные*, *линейные* и *плоскостные* контакты. По характеру движения подвижного контакта различают контактные системы поворотного типа и прямоходовые.

Конструктивное исполнение контактных систем определяется коммутируемым током и напряжением сети. В практике электроаппаратостроения используются различные конструктивные исполнения контактных систем — торцовые, розеточные, щеточные, скользящие и др.

Контакты электрических аппаратов в зависимости от их назначения подразделяются на слаботочные и сильноточные. *Слаботочные контакты* используются в реле защиты и автоматики и коммутируют токи до 5 А при напряжении в десятки и сотни вольт. Надежная работа слаботочных контактов в значительной мере обусловливается свойствами контактного материала и состоянием рабочей (контактирующей) поверхности — наличием поверхностных пленок, степенью разрушения контактов.

Слаботочные контакты релейного типа (рис. 3.1, *а*) имеют, как правило, контактные накладки *3*, *4* из материалов с высокой электропроводностью. Контактное нажатие в них осуществляется токопроводящими элементами *1*, *2* из упругих материалов (бериллиевая бронза, сталь и др.). Контакты реле, работающие в среде атмосферного воздуха, покрываются разнообразными пленками, пылью, парàми металлов и изоляционных частей. Можно исключить загрязняющее влияние окружающей среды, поместив контакты в вакуум или в среду инертных газов. Магнитоуправляемые герметизированные контакты — *герконы* представляют собой две токопроводящие пластины *1*, помещенные в герметизированную оболочку *2* с неагрессивной средой (рис. 3.1, *б*). Замыкание или размыкание контактов осуществляется посредством внешнего магнитного поля, создаваемого в управляющей катушке *3*.

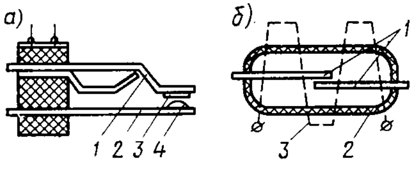


Рис. 3.1

Поверхности пластин в зоне контактирования покрываются тонким слоем благородного металла. Переходное сопротивление в герконах не превышает 0,03—0,2 Ом, механическая износостойкость достигает 10^9 коммутационных циклов, время срабатывания $t = 0{,}5 \div 2$ мс.

Контакты аппаратов управления (рис. 3,2, *а*, *б*) коммутируют токи в нормальном режиме при напряжении до 1 кВ. К таким аппаратам предъявляются высокие требования по электрической и механической износостойкости соответственно 10^6 и 10^7 коммутационных циклов и выше.

Сильноточные контакты используются в выключающих аппаратах для коммутации токов в десятки тысяч ампер при напряжении до сотен тысяч вольт (рис. 3.3). В коммутационных аппаратах высокого

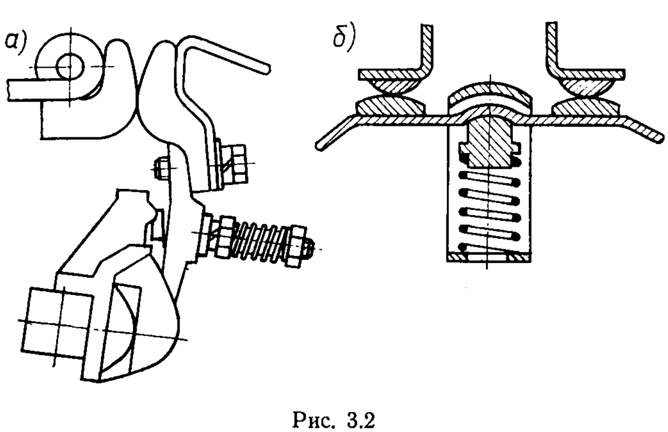


Рис. 3.2

и сверхвысокого напряжения к контактным системам предъявляются высокие требования по их коммутационной способности, термической и электродинамической стойкости. В связи с этим в конструкциях контактных систем мощных выключающих аппаратов используются большие контактные нажатия.

Повысить эффективность дугогасительного устройства позволяет использование пористых (газопроницаемых) контактов. Гашение дуги при этом в отличие от традиционных дугогасительных устройств продольного дутья осуществляется за счет вдува газа, подводимого из резервуара высокого давления в камеру дугогасительного устройства *1* по газо- и токоподводящим трубкам *2* через пористые электроды *3* (рис. 3.4). При этом происходит интенсивное охлаждение прежде всего оснований дуги, благодаря чему повышается эффективность ее гашения. Такое дугогасительное устройство позволяет резко снизить расход газа и дуговую эрозию электродов. В качестве материала пористых контактов могут применяться обычные конструкционные металлы (сталь, чугун, бронза и др.), что особенно важно с точки зрения экономии дефицитных контактных материалов (серебра, вольфрама и т. п.).

Особое место занимают *жидкометаллические контакты*, используемые в различных системах автоматики, измерительной техники,

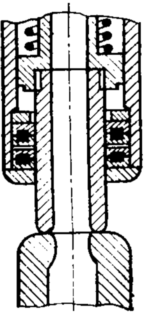


Рис. 3.3

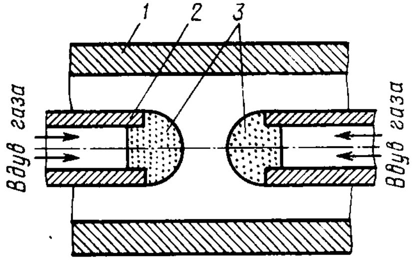


Рис. 3.4

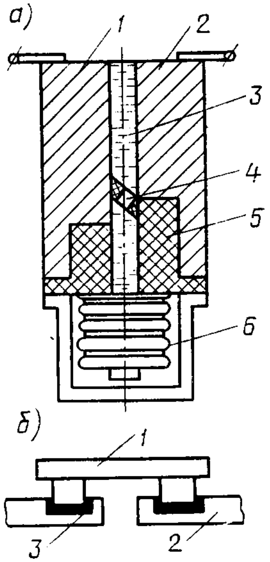


Рис. 3.5

в сильноточных коммутационных устройствах (в качестве главных контактов). При удачном выборе способа перемещения жидкого металла (например, воздействием электромагнитного поля) коммутационный аппарат имеет значительно меньшие размеры и массу, чем обычный аппарат. На рис. 3.5, *а* представлен жидкометаллический контактный узел коммутационного аппарата низкого напряжения. Во включенном положении жидкий металл удерживается в межэлектродном канале *3* нажатием на сильфон *6*, замыкая главные контакты *1* и *2*. В процессе отключения снимается нажатие с сильфона *6*; жидкий металл, перемещаясь вниз под действием газового или магнитного дутья через отверстие в перегородке *4*, размыкает контакты *1* и *2*. Возникающая при этом дуга гасится за счет ее обдувания и охлаждения об изоляционные стенки канала *5*.

Обычно в коммутационных аппаратах используются жидкометаллические контакты на основе галлия. Недостатком таких конструкций является возможность выброса жидкого металла под воздействием электромагнитных полей и электродинамических усилий в токоведущем контуре, а также необходимость их ориентации относительно вертикали. В связи с этим в ряде случаев представляется целесообразным использование в конструкции главных контактов композиционных контактных элементов, состоящих из пористой основы (стальной сетки, стеклоткани, поролона) либо мелкозернистого наполнителя, пропитанных жидким металлом (галлием и его сплавами). На рис. 3.5, *б* приведена контактная система с композиционными жидкометаллическими элементами. Электрический контакт между подвижным мостиком *1* и неподвижными контактами *2* здесь осуществляется посредством композиционных жидкометаллических элементов *3*, закрепленных в специальных пазах на неподвижных контактах.

Следует отметить, что применение жидкометаллических контактов позволяет в несколько раз снизить необходимое нажатие (в 5—6 раз по сравнению с медными), что значительно облегчает условия работы приводных механизмов.

§ 3.2. КОНТАКТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Надежная работа контактов электрических аппаратов в значительной мере определяется свойствами материала, из которого они изготовлены. Условия работы контактов в различных режимах предъявляют к контактным материалам ряд требований.

Материал контакта должен обладать высокой электрической проводимостью для уменьшения потерь мощности в замкнутом состоянии, уменьшения нагрева контактов и устранения опасности их приваривания. Свойства материала контактов играют существенную роль в процессе гашения дуги, так как они оказывают влияние на восстанавливающуюся прочность дугового промежутка.

Известно, что в процессе гашения дуги отключения теплопроводность играет особенно важную роль, так как понижение температуры поверхности контакта способствует гашению дуги вследствие нарушения теплового баланса. В связи с этим контактный материал должен обладать высокой теплопроводностью. В период восстановления электрической прочности межконтактного промежутка высокая теплопроводность ускоряет снижение температуры контактных поверхностей и тем самым способствует быстрому восстановлению электрической прочности промежутка.

Температура плавления и испарения материала контактов должна быть возможно более высокой, так как это позволяет существенно снизить эрозию контактов и склонность их к свариванию. Кроме того, с повышением температур плавления и испарения уменьшается выброс паров контактного материала в межконтактный промежуток, вследствие чего повышается эквивалентный потенциал ионизации газоразрядной среды и улучшаются условия гашения дуги и восстановления электрической прочности. Следует также учесть работу выхода электронов контактного материала, так как с ее увеличением снижается интенсивность эмиссии электронов с поверхности контактов.

По механическим свойствам материал контактов должен обладать определенной пластичностью, обусловливающей возможно большую площадь действительного контакта и, следовательно, малое переходное сопротивление. Контактный материал должен обладать также и достаточной стойкостью к ударным нагрузкам при замыкании контактов. Кроме того, контакты электрических аппаратов подвергаются воздействию электродинамических усилий, достигающих в ряде случаев весьма больших значений.

Существенное влияние на работоспособность контактов оказывает взаимодействие контактного материала с окружающей средой и продуктами ее разложения под действием дуговых разрядов. Поэтому материал контактов должен обладать достаточной коррозионной стойкостью.

В природе не существует материала, удовлетворяющего всем этим требованиям. Поэтому наряду с чистыми металлами и их сплавами в электроаппаратостроении широко применяются *композиционные* контактные материалы (псевдосплавы), создаваемые методами порошковой металлургии и представляющие собой многокомпонентную структуру, в которой за счет рационального подбора фазовых составляющих (обычно порошков металлов) можно получить новый материал с заданными характеристиками. Так, в металлокерамических композициях медь — вольфрам, серебро — вольфрам и других высокие механические свойства и тугоплавкость вольфрама и молибдена сочетаются с высокими электропроводностью и теплопроводностью меди и серебра. В порах и капиллярах тугоплавкого каркаса содержится легкоплавкая составляющая, которая под действием дугового разряда плавится и испаряется. При этом основания дуги фиксируются на участках тугоплавкого каркаса, капилляры которого заполнены расплавленной легкоплавкой составляющей, удерживаемой в них силами капиллярного давления. До тех пор пока не испарится прилегающий к основанию дуги легкоплавкий компонент, температура в области оснований дуги не может повыситься выше температуры кипения этого компонента. По мере испарения легкоплавкой составляющей температура в основании дуги повышается, тугоплавкий каркас оплавляется, заполняя неровности на поверхности контакта и тем самым снижая эрозию.

С увеличением числа отключений тугоплавкий слой разрушается, и вновь проявляются защитные свойства (снижение температуры в зоне разрушения) испаряющейся легкоплавкой составляющей.

Следует отметить еще одну особенность металлокерамических композиционных материалов. В отличие от монометаллов на поверхности контактов из металлокерамических композиций из-за неоднородности ее структуры появляются горизонтальные тепловые потоки, вследствие чего уменьшается энергия, поступающая в контакты, а следовательно, снижается их дуговая эрозия, так как уменьшается глубина проплавления контактов.

В некоторых случаях, вводя соответствующие компоненты, можно воздействовать на процессы гашения дуги и эрозии контактов. Так, в композиции серебро—окись кадмия при разложении окиси кадмия поглощается тепловая энергия, в результате чего снижается длительность горения дуги и эрозия контактов.

Таким образом, подбирая соответствующие компоненты и легирующие добавки, можно получить дугостойкие композиции для различных режимов работы коммутационных аппаратов с различными дугогася-

Таблица 3.1

Состав материала	Содержание компонентов, %	Плотность, г/см³	Удельное электрическое сопротивление $\rho \cdot 10^8$, Ом·м	Твердость по Бринеллю, HB
Медь — вольфрам	80/20	9,86	2,4	100
Медь — вольфрам	40/60	13,5	4,3	160
Медь — графит	95/5	6,5	4,3	17
Серебро — вольфрам	80/20	11,5	1,8	50
Серебро — молибден	70/30	10,28	3,6	160
Серебро — окись меди	90/10	9,2	2,4	70
Серебро — окись кадмия	95/5	10,5	1,9	8

щими средами. Наиболее дугостойкими являются композиционные материалы с волокнистой структурой тугоплавкого каркаса.

В аппаратах управления широко применяются композиционные материалы на основе металлов и их окислов (серебро—окись кадмия, серебро — окись меди и др.).

В табл. 3.1 приведены свойства некоторых металлокерамических композиций, применяемых в коммутационных аппаратах.

§ 3.3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НА КОНТАКТАХ ПРИ РАБОТЕ В ЗАМКНУТОМ СОСТОЯНИИ

Условия работы контактов электрических аппаратов в замкнутом состоянии определяются совокупностью ряда теплофизических процессов, происходящих в токопроводящей площадке их соприкосновения. Следует отметить, что площадка соприкосновения контактов представляет только кажущуюся (номинальную) контактную поверхность. Однако истинный металлический контакт имеет дискретный характер и происходит лишь на отдельных участках, площадь которых во много раз меньше площади номинальной поверхности соприкосновения (рис. 3.6). Действительно, даже при самой тщательной механической обработке контактных поверхностей на них всегда остаются микронеровности, которые под действием контактного нажатия подвергаются упругой или пластической деформации и образуют отдельные токопроводящие участки (на рис. 3.6, *а* указаны стрелками). Кроме того, размеры истинных контактных площадок определяются наличием различных пленок, являющихся следствием взаимодействия материала контактов с окру-

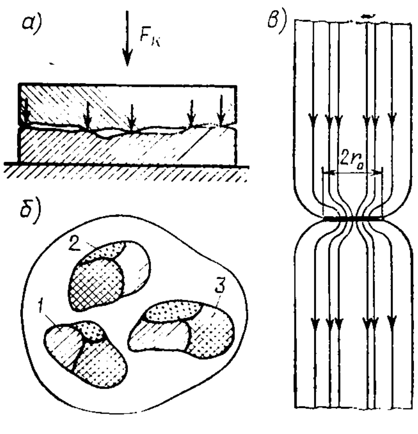


Рис. 3.6

жающей средой. Контактная поверхность состоит из участков *1*, осуществляющих чисто металлический контакт (рис. 3.6, *б*), а также участков *2*, покрытых тонкими (адгезионными) пленками толщиной до $30 \cdot 10^{-10}$ м и обладающих туннельной проводимостью, и участков *3*, покрытых изолирующими пленками (окисными, сульфидными и др.)

Площадь элементарной площадки соприкосновения определяется контактным нажатием $F_к$ (Н) и пределом прочности смятию материала контактов $\sigma_{см}$, Па:

$$S_к = F_к/\sigma_{см}. \tag{3.1}$$

Однако пластическая деформация материала контактов более характерна для неразъемных контактных соединений, в которых контактное нажатие достигает нескольких тысяч ньютонов. В размыкаемых контактных соединениях контактное нажатие значительно ниже, и пластическая деформация происходит, как правило, при первоначальном соприкосновении грубо обработанных поверхностей и преимущественно в материалах с низким пределом текучести. При повторных замыканиях контактов преобладает упругая деформация. Поэтому более приемлема для размыкаемых контактов другая зависимость:

$$S_к = F_к/(\xi_м HB), \tag{3.2}$$

где HB — твердость материала контактов (по Бринеллю), Па; $\xi_м$—коэффициент, характеризующий чистоту обработки контактирующей поверхности ($0{,}02 < \xi_м < 1$).

Нагрев контактов в режиме длительной работы в замкнутом состоянии прежде всего определяется переходным сопротивлением.

Переходное сопротивление электрического контакта определяется сопротивлением стягивания линий тока в площадках соприкосновения $R_с$ и сопротивлением, обусловленным наличием различных пленок и загрязнений на поверхности контактов, $R_п$:

$$R_к = R_с + R_п. \tag{3.3}$$

Сопротивление $R_с$ обусловлено стягиванием линий тока к отдельным площадкам соприкосновения (рис. 3.6, *в*) и для одноточечного контакта

$$R_с = \rho/(2r_0), \tag{3.4}$$

где ρ — удельное электрическое сопротивление материала контактов, Ом·м; r_0 — радиус отдельной контактной площадки (рис. 3.6, *в*), м.

В реальных конструкциях аппаратов соприкосновение контактов происходит, как правило, в нескольких площадках, число которых зависит от свойств материала контактов, их конструктивной формы, состояния поверхности, контактного нажатия. Сопротивление сужения для $N_к$ контактирующих площадок

$$R_с = \rho/(2r_к N_к). \tag{3.5}$$

Фактическую площадь соприкосновения $S_к$ можно представить в виде эквивалентной площадки с радиусом $r_к$:

$$S_к = \pi r_к^2, \tag{3.6}$$

откуда

$$r_к = \sqrt{S_к/\pi}. \qquad (3.7)$$

Тогда при учете (3.2) выражение для сопротивления стягивания всей контактирующей площадки принимает вид

$$R_с = \rho\sqrt{\pi\xi_м HB}/(2\sqrt{F_к}N_к). \qquad (3.8)$$

В слаботочных аппаратах (реле защиты и автоматики) надежная работа контактов прежде всего определяется чистотой их рабочей поверхности (отсутствием пленок и загрязнения), так как незначительное нажатие на контактах не всегда может обеспечить их самоочистку. В связи с этим переходное сопротивление слаботочных контактов определяется преимущественно величиной $R_п$. Таким образом, сопротивление стягивания $R_с$ в значительной мере зависит от контактного нажатия, свойств контактного материала и числа коммутирующих площадок.

Для приближенных расчетов применительно к аппаратам высокого напряжения при больших контактных нажатиях переходное сопротивление контактов можно представить в виде эмпирической зависимости:

$$R_к = k_м/(0{,}102F_к)^m, \qquad (3.9)$$

где $F_к$ — контактное нажатие, Н; $k_м$ — коэффициент, зависящий от свойств контактного материала и состояния поверхности контакта, Ом·$Н^{-m}$.

Показатель степени m определяется конструктивными особенностями контактной системы. Для точечных контактов $m = 0{,}5$, для линейных — $m = 0{,}5 \div 0{,}8$, для плоских — $m = 1{,}0$.

Опытные значения коэффициента $k_м$ определяются конструктивными особенностями контактной системы, свойствами материала контактов и состоянием их поверхности. Определенное влияние на переходное сопротивление оказывает степень обработки контактирующих поверхностей. Особенно это проявляется в слаботочных контактах, работающих при небольших контактных нажатиях. Так, для контактов слаботочных реле увеличение шероховатостей контактной поверхности с 0,01 до 0,6 мкм приводит к уменьшению контактного сопротивления в 5—10 раз. Однако дальнейшее увеличение шероховатости до 3,5 мкм приводит к уменьшению сопротивления всего в 2 раза. Это объясняется тем, что поверхностные пленки, разрушаясь на острых гранях поверхности, оседают вместе с пылью во впадинах, уменьшая площадку контактирования.

С увеличением контактного нажатия переходное сопротивление снижается (рис. 3.7). Это объясняется тем, что по мере роста нажатия на контакты увеличивается действительная площадь их соприкосновения вследствие деформации отдельных неровностей на соприкасающихся поверхностях. При дальнейшем увеличении нажатия материал контактов деформируется в меньшей степени, площадь соприкосновения возрастает медленнее, и уменьшение переходного сопротивления замедляется (кривая *1*, рис. 3.7) — для меди. Отметим, что характер изменения переходного сопротивления при уменьшении контактного нажатия иной (кривая *2*, рис. 3.7), что обусловлено наличием остаточной деформации микронеровностей на контактирующих поверхностях.

Следует отметить, что переходное сопротивление прежде всего зависит от контактного нажатия и в значительно меньшей степени — от площади соприкосновения контактов. Однако с увеличением последней облегчается теплоотвод из зоны соприкосновения и соответственно условия работы контактов при их длительной работе в замкнутом состоянии. Это справедливо для твердометаллических контактов, таких, как, например, серебро, медь и др. Для композиционных жидкометаллических контактов (см. рис. 3.5, *б*) зависимость переходного сопро-

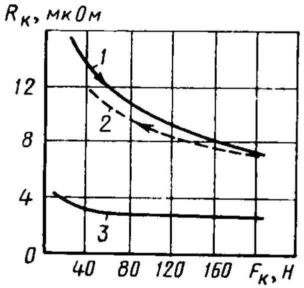


Рис. 3.7

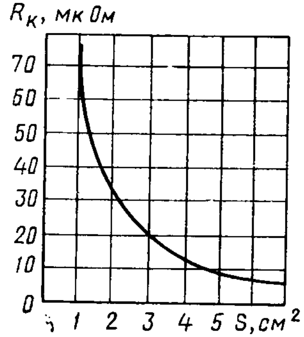


Рис. 3.8

тивления от контактного нажатия и площади их соприкосновения отличается от твердометаллических. Так, для контактного соединения с использованием жидкометаллического сплава галлий—индий — олово сопротивление контактов при контактном нажатии свыше 50 Н стабилизируется и оно в несколько раз ниже, чем для медных (кривая *3*, рис. 3.7). Кроме того, сопротивление композиционных жидкометаллических контактов (в отличие от твердометаллических) существенно уменьшается с увеличением площади их соприкосновения (рис. 3.8). Необходимо отметить, что использование композиционных жидкометаллических контактов позволяет значительно повысить стабильность работы контактных систем в замкнутом состоянии, так как в площадке контактирования плотность тока распределяется равномерно.

Существенное влияние на переходное сопротивление оказывает температура нагрева контактов. С одной стороны, с увеличением температуры нагрева контакта переходное сопротивление возрастает вследствие повышения удельного электрического сопротивления контактного материала (участок *а* — *б* на рис. 3.9). Одновременно с возрастанием температуры увеличивается суммарная поверхность соприкосновения, так как облегчается деформация микронеровностей на контактирующих поверхностях вследствие снижения механической прочности контактного материала, и сопротивление контакта уменьшается скачкообразно (участок *б* — *в*, рис. 3.9). Последующее резкое снижение переходного сопротивления (в точке *г*) после некоторого его возрастания наблюдается при достижении температуры плавления контактного материала $\vartheta_{пл}$, когда в площадке контактирования образуется расплавленная ванна жидкого металла. С понижением температуры удельное электрическое сопротивление контактов уменьшается. Одновременно при низких температурах значительно изменяются механические свойства материала контактов, увеличиваются его твердость, а следовательно, и сопротивление $R_к$, что может отрицательно повлиять на длительную работу контактов в замкнутом положении. Для некоторых контактных материалов уменьшение удельного электрического сопротивления при понижении температуры превалирует над ростом сопротивления, обусловленного увеличением твердости материала. Так, резуль-

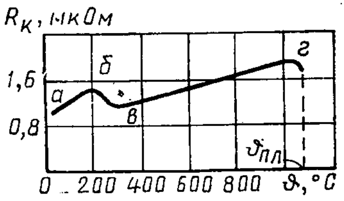


Рис. 3.9

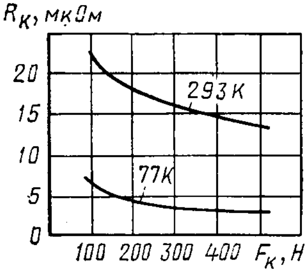


Рис. 3.10

таты исследований, проведенных в жидком азоте, показывают, что для серебряных контактов понижение температуры до 77 К позволяет значительно снизить сопротивление контактов (рис. 3.10).

Влияние окружающей среды на переходное сопротивление контактов. Выше отмечалось, что кроме сопротивления стягивания $R_с$ на работоспособность контактов существенно влияет переходное сопротивление $R_п$, обусловленное наличием пленок и загрязнений на поверхности контактов. Это особенно влияет на контакты, работающие в химически агрессивных средах, в условиях повышенной температуры, влажности, запыленности. Кроме некоторых благородных металлов (золото, платина), почти все металлы взаимодействуют с окружающей средой, образуя различные пленки. Одни из них, например окисные пленки на серебре, разлагаются уже при температуре 200° С. Кроме того, окислы серебра имеют низкое электрическое сопротивление, вследствие чего окисление серебра практически не оказывает заметного влияния на переходное сопротивление. Однако в агрессивных средах, таких, как сернистые соединения (сероводород H_2S, двуокись серы SO_2), образуются сернистые пленки даже на серебряных контактах, вследствие чего их переходное сопротивление увеличивается. Наличие примесей в серебре существенно влияет на образование поверхностных пленок.

С повышением температуры окружающей среды переходное сопротивление возрастает, так как процесс образования пленок на контактах проходит более интенсивно. Следует иметь в виду, что переходное сопротивление контактов, находящихся в масле, с увеличением температуры возрастает не только вследствие образования пленок (окисных и др.), но и за счет образования дополнительных отложений на рабочей поверхности контактов продуктов разложения масла, что резко снижает надежность контактного узла.

Интенсивному коррозионному воздействию подвержены контакты электрических аппаратов, работающие в условиях тропического и морского климата. В весьма своеобразных условиях находятся контакты и элементы распределительных устройств (электроды, экраны и др.) при использовании для гашения дуги и в качестве изолирующей среды элегаза и его смесей с другими газами. Кроме высоких изоляционных и дугогасящих свойств элегаз обладает более высокой по сравнению с воздухом теплоотводящей способностью. Это позволяет увеличить (до 20% и более) допустимую температуру контактов элегазовых аппаратов, а следовательно, снизить потребление дефицитных контактных материалов за счет увеличения токовой нагрузки. В чистом виде элегаз инертен, вследствие чего переходное сопротивление в этой среде после некоторого роста (обусловленного наличием примесей) стабилизируется. Однако под действием электрических (дуговых и искровых) разрядов элегаз разлагается (см. § 3.6). При взаимодействии продуктов разложения элегаза с материалом контактов и конструкционных элементов дугогасительного устройства на контактах образуются поверхностные пленки и отложения твердых пылевидных частиц (металлофторидов), вследствие чего резко возрастает переходное сопротивление.

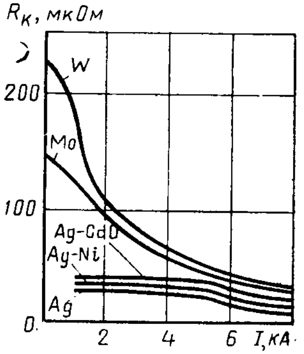


Рис. 3.11

Для обеспечения надежной работы контактов следует предусмотреть разрушение поверхностных пленок механическими способами или путем электрического пробоя. При толщине пленки $(10 \div 30) \times \times 10^{-10}$ м проводимость осуществляется благодаря туннельному эффекту (см. § 3.4). Некоторые пленки являются полупроводящими, и при достижении соответствующего напряжения происходит их тепловой пробой. Для разрушения толстых поверхностных пленок в конструкции аппарата обычно предусматривается взаимное перемещение контактирующих элементов в момент включения, вследствие чего происходит их самоочистка. При этом следует иметь в виду, что пленки, как правило, имеют хрупкую структуру, и в процессе соударения контактов частицы этих пленок могут вдавливаться в контактный материал, в результате чего при многократном срабатывании аппарата на рабочей поверхности контактных элементов могут образоваться участки, через которые ток не проходит. Это в конечном счете может привести к чрезмерному нагреву и полному нарушению электрического контакта. С возрастанием тока в контактном соединении увеличивается число микроповерхностей, через которые осуществляется прохождение тока, поверхностный слой вследствие диффузии и ионной проводимости разрушается, и сопротивление контактов снижается. Чем больше подвижность ионов в поверхностном слое, тем интенсивнее он разрушается.

Это наглядно характеризует рис. 3.11, из которого видно, что для каждого контактного материала существует определенное критическое значение тока, при достижении которого сопротивление начинает снижаться.

§ 3.4. НАГРЕВ КОНТАКТОВ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОМ ПРОХОЖДЕНИИ НОМИНАЛЬНОГО ТОКА

Нагрев контактов в замкнутом состоянии характеризуется взаимодействием сложных теплофизических процессов и прежде всего обусловлен внутренними источниками теплоты в отдельных контактных площадках, где происходит стягивание линий тока. При длительном прохождении тока через контакты мощность, рассеиваемая в площадке контактирования:

$$P = I^2 R_к, \tag{3.10}$$

где I — ток; $R_к$ — переходное сопротивление.

Кроме внутреннего («джоулева») источника теплоты на нагрев контактов влияют термоэлектрические эффекты Томсона, Пельтье и Колера, возникающие вследствие взаимодействия между электрическими и тепловыми процессами.

Эффект Томсона заключается в передаче теплоты носителями электрического тока при неравномерном нагреве проводника. Пусть разность температуры на элементе длины проводника составляет dT. Тогда при прохождении тока от сечения с температурой $T + dT$ к сечению с температурой T переносится тепловая мощность, Вт:

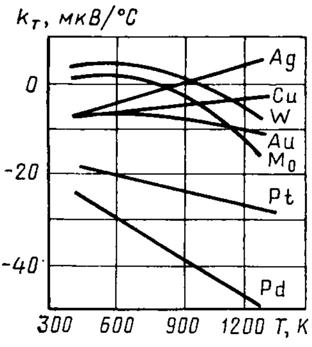


Рис. 3.12

$$P_Т = k_Т I \; dT, \tag{3.11}$$

где $k_Т$ — коэффициент Томсона.

Этот эффект считается положительным, если направление тока и теплового потока совпадают, максимум температуры смещается в направлении тока и происходит выделение теплоты. В случае, когда направления тока и теплового потока не совпадают, теплота поглощается и эффект считают отрицательным. Экспериментально установлено, что коэффициент Томсона зависит от температуры (рис. 3.12). Следует отметить, что температурная асимметрия, обусловленная эффектом Томсона, может оказать влияние на перенос контактного материала с одного контакта на другой при возникновении металлического мостика вследствие вибрации или отброса контактов за счет электродинамических усилий.

Эффект Пельтье проявляется при прохождении тока через площадку соприкосновения контактов из разнородных материалов и обусловлен появлением контактной разности потенциалов, вследствие чего изменяется энергия свободных электронов. Если контактная разность потенциалов создает электрическое поле, ускоряющее движение электронов, то процесс протекает с выделением теплоты; при обратном явлении, когда поле задерживает движение электронов, происходит поглощение теплоты. Тепловая мощность, выделяемая в контактной площадке за счет эффекта Пельтье, пропорциональна току I:

$$P_{\text{П}} = k_{\text{П}} I. \tag{3.12}$$

Если процесс протекает с выделением теплоты, коэффициент Пельтье $k_{\text{П}}$ положителен, а при его поглощении — отрицателен. В случае образования расплавленного металлического мостика эффект Пельтье может привести к неравномерному переносу контактного материала между контактами. На границе раздела между жидкой и твердой фазами эффект Пельтье проявляется так же, как и между различными твердыми металлами. Установлено, что коэффициент Пельтье линейно зависит от температуры:

$$k_{\text{П}} = k_{\text{З}} T,$$

где $k_{\text{З}}$ — коэффициент термо-ЭДС (коэффициент Зеебека), определяемый из выражения $k_{\text{З}} = (k_{\text{Б}}/e) \ln (N_1/N_2)$, где $k_{\text{Б}}$ — постоянная Больцмана; e_0 — заряд электрона; N_1, N_2 — число свободных электронов в единице объема каждого из металлов, образующих контакт.

Значения $k_{\text{З}}$ для некоторых контактных пар приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Контактная пара	$k_{\text{З}} \cdot 10^{-3}$ В/К	Контактная пара	$k_{\text{З}} \cdot 10^{-3}$ В/К
Молибден — медь	4,4	Медь — алюминий	3,2
Вольфрам — медь	0,4	Иридий — медь	1,1
Медь — медь	0	Медь — цинк	0,1
Серебро — медь	0,5	Медь — никель	24,0

Эффект Колера наблюдается в тех случаях, когда на поверхности контактов имеются весьма тонкие (адгезионные, пассивирующие) пленки. Прохождение тока в таких контактных соединениях осуществляется за счет «туннельных электронов», кинетическая энергия которых увеличивается при достижении ими анода с меньшим отрицательным потенциалом, чем катод. При этом избыток кинетической энергии выделяется в виде теплоты на анодной стороне контакта. Мощность теплового источника, выделяемая в туннельном сопротивлении:

$$P_{\text{К}} = I_{\text{т}}^2 R_{\text{т}} / (\pi r_0^2) = U_{\text{т}} I_{\text{т}}, \tag{3.13}$$

где $I_{\text{т}}$ — туннельный ток; $U_{\text{т}}$ — напряжение на пленке; r_0 — радиус площадки соприкосновения контактов.

По данным Р. Хольма, для платиновых контактов $R_{\text{т}} = 10^{-8}$ Ом$\times$ $\times$см^2 и $U_{\text{т}} = 0{,}13$ В, а температура анодной части превышает температуру катодной на 449 К. Следует отметить, что туннельный эффект наблюдается только при наличии весьма тонких адгезионных и пассивирующих пленок. При толщине пленки свыше $30 \cdot 10^{-10}$ м туннельная проводимость исчезает.

Таким образом, теплофизические процессы, протекающие в контактной площадке, весьма сложны, и задача о нагреве замкнутых контактов с учетом термоэлектрических явлений нелинейна. Однако заметное влияние рассматриаемых термоэлектрических эффектов на нагрев области стягивания проявляется лишь в области слабых токов и малых контактных нажатий и их следует учитывать при расчете контактных систем реле, а также при определении мостиковой эрозии.

В сильноточных коммутационных аппаратах термоэлектрические явления не оказывают столь существенного влияния на нагрев контактной площадки. В то же время появляются другие факторы —

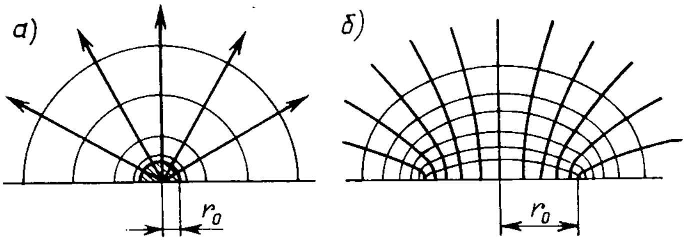


Рис. 3.13

электродинамические усилия отброса, вибрация контактов, явления в короткой дуге, сваривание контактов и др. При разработке коммутационных аппаратов необходимо иметь в виду максимальную температуру в площадке соприкосновения и температуру контактных элементов, так как они соприкасаются с изоляционными частями; в зависимости от класса изоляции ГОСТ устанавливает допустимые температуры для различных контактных соединений.

Выбор целесообразной тепловой модели при расчете нагрева контактов зависит от конкретных условий работы коммутационных аппаратов. При относительно небольших токах (для контактных систем аппаратов управления) наиболее простой и удобной является одномерная сферическая модель [38] (рис. 3.13, *а*).

В этой модели реальная контактная поверхность представлена сферой радиусом r_0 с бесконечной тепло- и электропроводностью; ток и тепловой поток направлены вдоль радиальных линий, а изотермическими и эквипотенциальными поверхностями являются сферы. Следует иметь в виду, что такая замена оправдана, если при одинаковом количестве выделенной теплоты происходит одно и то же превышение температуры в действительном и замещающем контактах. Для такой модели на основании соотношений между тепловым и электрическим сопротивлениями между двумя сферическими эквипотенциальными поверхностями можно получить простое выражение для температуры $T_к$ в контактной площадке:

$$T_к = T_о + U^2/(8\lambda\rho_к)$$

или

$$T_к = T_о + R_к^2 I^2/(8\lambda\rho_к), \qquad (3.14)$$

где U — напряжение на контактах, В; $T_о$ — температура контактного элемента (в точке, значительно удаленной от контактной площадки); К; $R_к$ — переходное сопротивление контактов, Ом; λ — теплопроводность, Вт/ (м·К); $\rho_к$ — удельное электрическое сопротивление контактного материала, Ом·м.

Рассмотренная сферическая модель проста, однако при больших токах существенно искажается характер температурного поля, что приводит к большим погрешностям. Поэтому применительно к сильноточным аппаратам более приемлемой является эллиптическая модель температурного поля (рис. 3.13, *б*). Здесь круглая контактная площадка радиусом r_0 представляется в виде бесконечного тонкого диска, через который ток входит в полубесконечную область, а эквипотенциальными и изотермическими поверхностями контактирующих элементов являются софокусные эллипсоиды вращения с фокусным расстоянием, равным радиусу площадки соприкосновения контактов.

Температура площадки соприкосновения является определяющей для оценки работы контактной системы при длительной работе в замкнутом состоянии, так как именно в этой площадке происходит стягивание линий тока с наибольшей плотностью и, кроме того, контактная площадка является изотермой с температурой нагрева $T_к$.

Для эллиптической модели существует известная зависимость между температурой площадки соприкосновения контактов и допустимым значением тока:

$$\arccos T_0/T_к = I\sqrt{К_Л}/(4\lambda r_0), \qquad (3.15)$$

где $К_Л$ — число Лоренца (В/град)^2, значения которого для различных материалов приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Материал	Число Лоренца. $К_Л \cdot 10^8$, для различных температур			
	0 °C	18 °C	100 °C	400 °C
Медь	2,28	2,29	2,33	2,37
Серебро	2,35	2,36	2,37	—
Алюминий	2,14	2,19	2,33	2,53
Железо	2,86	2,86	2,85	—
Цинк	2,32	2,31	2,33	—
Олово	2,50	2,53	2,49	—
Кадмий	2,42	2,43	2,44	—

Подставив в (3.15) из (3.7) значение радиуса контактной площадки, получим

$$\arccos T_0/T_к = I\sqrt{К_Л \pi \xi_м HB}/\left(4\lambda\sqrt{F_к}\right). \qquad (3.16)$$

Учитывая, что число Лоренца незначительно изменяется от температуры, его иногда принимают постоянным $К_Л = 2{,}3 \cdot 10^{-8}$ (В/град)^2.

Из (3.16) можно определить температуру площадки соприкосновения контактов:

$$T_к = \frac{T_0}{\cos\left[\left(I\sqrt{К_Л\,\pi\xi_м\,HB}\right)/(4\lambda\sqrt{F_к})\right]}. \tag{3.17}$$

Допустимое значение тока

$$I = \frac{4\lambda\sqrt{F_к}}{\sqrt{К_Л\,\pi\xi_м\,HB}\,\arccos(T_0/T_к)}. \tag{3.18}$$

Необходимое контактное нажатие

$$F_к = \frac{I^2\,К_Л\,\pi\xi_м\,HB}{16\lambda^2}\cdot\frac{1}{[\arccos(T_0/T_к)]^2}. \tag{3.19}$$

Таким образом, расчет нагрева контактов при длительной работе в замкнутом состоянии сводится к определению температуры в площадке соприкосновения и в точках, удаленных от нее на достаточное расстояние, допустимого значения тока или необходимого контактного нажатия. Наибольшая температура нагрева контактов при длительной нагрузке номинальным током не должна превышать значений, предусмотренных ГОСТом.

§ 3.5. НАГРЕВ КОНТАКТОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ТОКА КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ

Прохождение тока к.з. через замкнутые контакты сопровождается резким возрастанием температуры в контактной площадке и возникновением усилий самопроизвольного размыкания контактов, что может привести к их свариванию. Возникающие вследствие искривления линий тока электродинамические усилия снижают контактное нажатие, в результате чего резко возрастает переходное сопротивление, а следовательно, и температура в площадке касания. Если усилия отброса превалируют, то происходит самопроизвольное размыкание контактов, и между ними возникает короткая дуга, которая не только приводит к расплавлению материала контактов, но и создает дополнительное усилие отброса вследствие резкого возрастания давления паров металла. Давление паров в короткой дуге может оказаться весьма высоким и существенно повлиять на отброс контактов. В случае двух торцовых цилиндрических контактов радиусом r, через которые проходит ток I, электродинамическое усилие отброса согласно (2.45)

$$F_{эд} = 1{,}02\cdot10^{-8}\,I^2\ln(r/r_к), \tag{3.20}$$

где $r_к$ — радиус площадки стягивания, известный из (3.7).

Определенное влияние на отброс контактов оказывает усилие, обусловленное сжатием контактной площадки (или металлического мостика в случае его возникновения) магнитным полем (за счет пинч-эффекта):

$$F_{эм} = \mu_0\,I^2/(6\pi), \tag{3.21}$$

где I — ток; μ_0 — магнитная проницаемость.

Следует также учесть возможность образования усилий отброса в замкнутых контактах вследствие локального нагрева и взрывного испарения областей стягивания линий тока [30].

Количество теплоты, выделяемой в области стягивания при прохождении тока I за время t:

$$Q_c = 0{,}24 I^2 R_c t, \tag{3.22}$$

где R_c — сопротивление стягивания в отдельной площадке радиусом r_0, определяемое по (3.4).

Учитывая, что вся теплота, выделяющаяся в области стягивания, расходуется на нагрев материала этой области, количество теплоты

$$Q_c = m_c c T_к, \tag{3.23}$$

где m_c — масса материала контактов в области стягивания; c — его теплоемкость; $T_к$ — температура контакта в области стягивания.

Площадь соприкосновения контактов в области стягивания определяется по формуле (3.2). Зная плотность материала контактов $\gamma_м$ и считая области стягивания линий тока в контактах симметричными и имеющими форму полусфер, можно определить массу области стягивания

$$m_c = (4/3)\,\pi r_0^3 \gamma_м. \tag{3.24}$$

Подставляя значение r_0, получаем

$$m_c = 4\gamma_м F_к^{3/2}/3\pi^{1/2} \xi_м^{3/2} HB^{3/2}. \tag{3.25}$$

Приравняв (3.22) и (3.23) с учетом (3.25), получим выражения для температуры контакта в области стягивания:

$$T_к = [3\cdot 0{,}24\rho\, \pi t/(8c\gamma_м)]\,(\xi_м HB/F_к)^2 I^2. \tag{3.26}$$

Экспериментально установлено, что в результате взрыва области стягивания температура достигает 10 000 К [30]. При такой высокой температуре теплота парообразования существенно уменьшается. Поэтому без большей погрешности в (3.26) можно считать, что вся теплота, выделяющаяся в области стягивания, идет на нагрев ее массы. Предполагая, что вся масса области стягивания испарится, и зная ее температуру $T_к$, можно определить давление $p_{исп}$, возникающее в области стягивания в результате взрывообразного испарения:

$$p_{исп} = m_c k_Б T_к/(V_c m_а) = \gamma_м k_Б T_к/m_а, \tag{3.27}$$

где V_c — объем области стягивания; $m_а$ — масса атома материала контактов; $k_Б$ — постоянная Больцмана.

Зная из (3.2) площадь поверхности области стягивания, можно определить усилие $F_{терм}$, вызывающее отброс контактов:

$$F_{терм} = (\gamma_м k_Б T_к/m_а)\, F_к/(\xi_м HB). \tag{3.28}$$

Подставляя в (3.28) значения $T_к$ из (3.26), получаем

$$F_{терм} = 3\cdot 0{,}24\, I^2 \pi\rho\, \xi_м HBt/(8cm_а F_к). \tag{3.29}$$

Таким образом, результирующее усилие самопроизвольного отброса контактов при прохождении тока к.з. через замкнутые контакты складывается из электродинамических усилий отброса $F_{\text{эд}}$, отбрасывающих усилий, вызываемых электромагнитным полем $F_{\text{эм}}$, усилий отброса за счет взрывного испарения $F_{\text{терм}}$, а также усилий отброса от ударных сотрясений, в значительной мере определяемых конструкцией аппарата.

Результирующее усилие самопроизвольного отброса должно быть меньше, чем контактное нажатие: $F_{\text{эд}} + F_{\text{эм}} + F_{\text{терм}} < F_{\text{к}}$. Для предотвращения самопроизвольного отброса контактов в практике аппаратостроения применяется ряд конструктивных мер — увеличение контактных нажатий, разветвление контактной системы на параллельные контактные элементы и использование компенсирующих устройств, основанных на электродинамическом или электромагнитном принципах.

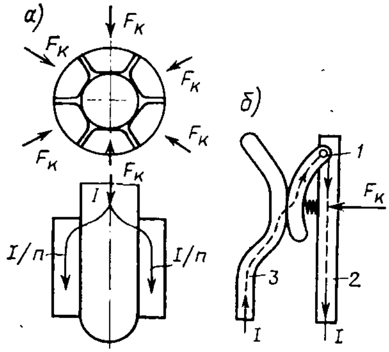


Рис. 3.14

На рис. 3.14, *а* приведена конструкция контактной системы с расщепленными контактными элементами, в которых возникают электродинамические усилия, направленные в ту же сторону, что и контактное нажатие, усиливая его. Возможны и другие конструктивные исполнения устройств, компенсирующих усилия отброса. В частности, на рис. 3.14, *б* контактный элемент *1* под действием электродинамических усилий отталкивается от токопровода *2* в направлении к подвижному контакту *3*, увеличивая контактное нажатие.

Сваривание контактов. Прохождение через замкнутые контакты длительных токов перегрузки или токов к. з. вызывает значительное повышение температуры в площадке их соприкосновения, в результате чего материал контактов может расплавиться и произойдет их сваривание. Другой причиной сваривания может явиться самопроизвольное размыкание контактов под действием рассмотренных выше усилий отброса, ударных сотрясений и вибрации контактов в процессе их включения. В этом случае материал контактов плавится под действием коротких дуг (см. гл. 5), возникающих на контактах при их кратковременном размыкании. Кроме того, существуют определенные условия в процессе длительной работы контактов в замкнутом состоянии, когда может произойти *холодное сваривание*.

Сваривание контактов может воспрепятствовать отключению коммутационного аппарата и привести к тяжелым авариям. Тепловые процессы в замкнутых электрических контактах, обусловливающие их сваривание, в значительной мере определяются неравномерностью распределения плотности тока по контактной площадке и в области стягивания.

Следует отметить, что процессы плавления и сваривания контактов исследуются преимущественно экспериментальным путем по результатам измерений конечных значений исследуемых параметров (радиуса площадки сваривания, глубины проплавления, отрывного усилия и др.), так как при аналитическом расчете трудно учесть влияние ряда факторов на процесс сваривания контактов— роль поверхностных пленок, изменение свойств материала при быстром изменении тока и др. Процесс сваривания наглядно характеризуется зависимостью переходного сопротивления медных контактов $R_к$ от падения напряжения на них (рис. 3.15), полученной при кратковременном воздействии тока [5]. Здесь можно отметить три области. На участке *а—б*, соответствующем увеличению мгновенного значения тока, происходит разогревание контактов вследствие возрастания тока и падения напряжения $\Delta U_к$. Участок *б — в* характеризует область сваривания контактов. В точке *б* температура достигает температуры плавления, поэтому сопротивление резко падает, а падение напряжения приблизительно постоянно и соответствует наибольшему значению. Значение тока в точке *б* соответствует *граничному току сваривания*. На участке *в — г*, соответствующем снижению тока, падение напряжения уменьшается, и кон-

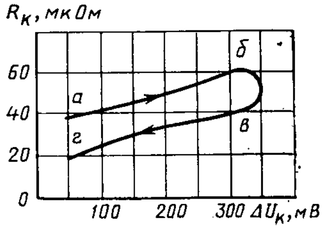


Рис. 3.15

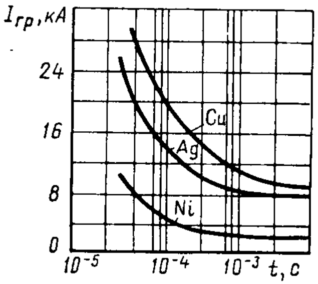


Рис. 3.16

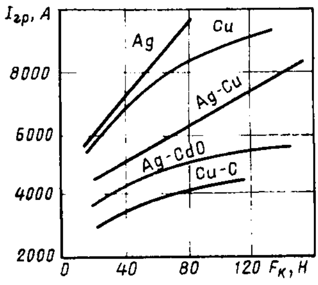


Рис. 3.17

такты остывают. Для каждого контактного материала зависимость $R_к = f\,(\Delta U_к)$ имеет характерные особенности, определяемые его свойствами.

Зависимости граничного тока сваривания от длительности его прохождения и контактного нажатия для различных контактных материалов приведены на рис. 3.16 и 3.17. При разработке контактных систем важно знать *отрывное усилие*, необходимое для преодоления силы сцепления сварившихся контактов, зависящей от ряда факторов — контактного нажатия, амплитуды и длительности прохождения тока, площадки сваривания, глубины проплавления, свойств контактного материала, конфигурации и состояния рабочей поверхности контактов. Экспериментально установлено, что при длительности тока 100 мс сваривание происходит по периферии контактной площадки, где плотность тока наибольшая. Более длительное прохождение тока вызывает сваривание по всей площадке соприкосновения контактов вследствие интенсивного ее нагрева. Поэтому с увеличением тока возрастает диаметр площадки сваривания (рис. 3.18).

С возрастанием контактного нажатия отрывное усилие увеличивается (рис. 3.19), причем у металлокерамических композиционных материалов оно существенно ниже, чем у монометаллов, Сваривание контактов из материалов, обладающих наиболее низкой электро- и теплопроводностью, происходит раньше. Твердость контактного материала также оказывает существенное влияние на сваривание — чем тверже материал, тем меньше граничный ток сваривания (см. рис. 3.17).

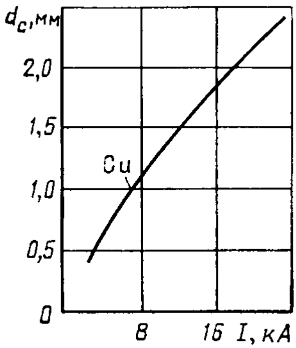


Рис. 3.18

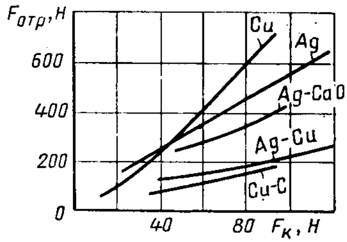


Рис. 3.19

Наличие поверхностных пленок приводит к снижению отрывного усилия, так как они уменьшают прочность сварки вследствие их легкого отслаивания. Для ориентировочных расчетов можно использовать эмпирическую зависимость между граничным (минимальным сваривающим) током $I_{гр}$ и контактным нажатием $F_к$ (Н):

$$I_{гр} = k_c \sqrt{0{,}102 F_к}, \qquad (3.30)$$

где k_c — коэффициент, зависящий от свойств контактного материала и конструкции контактов.

Следует отметить, что кроме сваривания контактов вследствие их отброса при прохождении тока к.з. нагрев контактов может привести к изменению механических характеристик контактных пружин (снижению их жесткости) и остаточной деформации контактных элементов, так как температура в области локального нагрева резко отличается от температуры участков, удаленных от контактной площадки.

§ 3.6. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НА РАЗМЫКАЮЩИХСЯ КОНТАКТАХ

Выяснение сущности явлений, происходящих на контактах коммутационных аппаратов в процессе их размыкания, вызывает определенные трудности вследствие влияния ряда факторов, определяющих характер протекания дуговых и эрозионных процессов. Сложность заключается в том, что изучаемые процессы протекают в крайне короткие промежутки времени, измеряемые милли- и даже микросекундами, зависят от конкретных условий гашения дуги (способа гашения, вида дугогасящей среды, давления, в дугогасительном устройстве, состава и структуры контактного материала и др.), от того, какие из указанных процессов превалируют в каждом рассматриваемом случае. Кроме того, эрозионные процессы на контактах зависят от сложных газодинамических процессов, происходящих в межконтактном промежутке, определяются условиями выброса материала с контактной поверхности, термическими напряжениями, воздействием потоков плазмы в электрической дуге и конструктивными параметрами контактной системы и дугогасительного устройства.

Теплофизические процессы на контактах, определяющие в основном дуговую эрозию, описываются уравнениями теплопроводности, точное решение которых затруднено вследствие невозможности точного учета характера движения дуги (под действием газодинамических процессов, электродинамических усилий, воздействия собственного магнитного поля дуги и других явлений) и из-за неопределенности граничных условий в зонах раздела между высокотемпературным основанием дуги и фазовыми превращениями контактного материала в парообразном, расплавленном и твердом состояниях. В связи с этим расчет дугостойкости контактов (количественного определения дуговой эрозии) часто производят по эмпирическим формулам, полученным на основании экспериментальных исследований. Однако вопрос о возможности аналитического определения дуговой эрозии контактов имеет важное практическое значение, особенно при разработке современных мощных выключающих аппаратов высокого и сверхвысокого напряжения, так как экспериментальные исследования в этом случае сопряжены с исключительной трудоемкостью их проведения и обходятся весьма дорого. В этой связи важно выяснить прежде всего природу электроэрозионных явлений на контактах и иметь правильное представление о закономерностях, связывающих дуговую эрозию с параметрами электрической дуги, физическими свойствами материала контактов, дугогасящей среды и условиями дугогашения. Необходимо выявить взаимодействие различных факторов и оценить степень их влияния на разрушение контактов.

Эрозия контактов. Одним из важнейших факторов, определяющих срок службы коммутационных аппаратов, является *эрозия контактов*, обусловленная взаимодействием сложных дуговых, теплофизических и газодинамических процессов, происходящих на контактах. В зависимости от условий коммутации тока различают мостиковую и дуговую эрозию контактов. *Мостиковая эрозия* играет решающую роль в слаботочных аппаратах (преимущественно реле) и обусловлена главным образом разрушением контактного материала в момент разрыва мостика из расплавленного металла в процессе размыкания контактов. Кроме того, происходит направленный перенос частиц контактного материала под действием выделяемой в межэлектродном промежутке энергии. В результате на контактах образуются своеобразные наросты и углубления (в зависимости от полярности, материала контактов и характера разрушения мостика), которые могут привести к нарушению работы слаботочного аппарата, так как величина межконтактного расстояния у этих аппаратов составляет всего лишь несколько миллиметров.

В мощных коммутационных аппаратах высокого и сверхвысокого напряжения преобладает *дуговая эрозия*, наблюдаемая как в стадии отключения, так и включения. Однако следует отметить, что дуговая эрозия контактов в процессе замыкания при устранении их вибрации значительно меньше, чем в случае воздействия дуги отключения. Поэтому дуговая эрозия контактов в процессе отключения сильноточных аппаратов определяет их срок службы. Учитывая это, под термином «дуговая эрозия» будем иметь в виду эрозионное разрушение контактов (плавление, испарение и выброс расплавленных частиц контактного материала) под воздействием дуги отключения.

Критерии дуговой эрозии. Для обобщения экспериментальных данных существуют определенные критериальные оценки дуговой эрозии. В ряде случаев (применительно к аппаратам низкого напряжения) критерием дуговой эрозии является уменьшение толщины либо «провала» контактов или изменение их массы и объема под действием дуговых разрядов. Иногда в качестве такого критерия используется скорость эрозии — потеря контактного материала в единицу времени для данной величины отключаемого тока. Наиболее распространенным является критерий, выражающий отношение массы или объема эродированного материала к действующему значению тока и времени дугового разряда. Кроме того, при аналитических расчетах дуговой эрозии вводят такие понятия, как глубина проплавления, коэффициент выброса $k_в$, представляющий собой отношение массы (объема) выброшенного металла к массе (объему) расплавленного, и др.

Теплсфизическая природа дуговой эрозии. Анализ существующих гипотез о природе дуговой эрозии и экспериментальные исследования показывают, что наиболее приемлемой феноменологической теорией процесса дуговой эрозии является тепловая теория дуговой эрозии, получившая широкое развитие в работах И. С. Таева, Г. С. Белкина, С. Н. Харина и др. Сущность ее заключается в том, что разрушение контактов обусловлено влиянием теплофизических процессов, развивающихся в дуговом разряде в области оснований дуги, вызывающих плавление и испарение контактного материала в результате концентрированного выделения энергии на поверхности и в приповерхностном слое контактов.

Дуговой разряд сопровождается концентрированным выделением энергии в приэлектродных областях. Подвод энергии к катоду осуществляется заряженными ионами, образующимися в области ионизации. Кроме того, на катод передается часть энергии электронов, эмитируемых катодом вследствие излучения из прикатодных областей, а также энергия, поступающая из ствола дуги за счет теплопроводности, конвекции и излучения. Основным источником энергии, подводимой к аноду, является энергия электронов.

Определенную роль в эрозионном разрушении контактов играют высокотемпературные потоки плазмы. Таким образом, основное количество энергии при дуговом разряде выделяется в приэлектродных областях, т. е. происходит эрозия за счет поверхностного источника теплоты. Кроме того, при большой плотности тока заметное влияние на эрозию контактов может оказать объемный источник теплоты. В этом случае нагрев происходит за счет теплоты, выделяемой в самом материале контакта благодаря «джоулевой» теплоте. Влияние объемного источника теплоты в большей мере проявляется у контактных материалов с высоким удельным электрическим сопротивлением.

Определенная доля энергии на контакты поступает из ствола дуги. Однако роль этой части энергии в эрозионном разрушении контактов проявляется при значительной длительности дугового разряда (секунды и более), что характерно для плазмотронов (генераторов низкотемпературной плазмы). В дугогасительных устройствах коммутационных аппаратов длительность горения дуги, как правило, составляет 0,01—0,03 с, и эрозия контактов обусловлена преимущественно энергией, поступающей из приэлектродных областей.

Подводимая к катоду и аноду энергия затрачивается на нагрев контактного материала, его плавление и испарение. Различным режимам работы коммутационных аппаратов соответствует тот или иной механизм дуговой эрозии. При относительно небольших отключаемых токах и малой длительности горения дуги эрозия контактов происходит в отдельных микролунках и в основном вследствие испарения контактного материала. С увеличением тока и длительности дугового разряда на поверхности контактов в зоне воздействия оснований дуги образуется сплошная ванна расплавленного металла (макрованна), происходит интенсивное испарение, а также выброс расплавленных частиц. Разрушение контактов с образованием макрованны жидкого металла характерно для сильноточных коммутационных аппаратов.

Кроме испарения удаление продуктов дуговой эрозии из зоны разрушения происходит в виде капель расплавленного металла под действием электродинамических, электромагнитных, гидрогазодинамических и других усилий. Выброс металла в жидкой фазе особенно интенсивен, если в токоведущем контуре контактной системы образуются сильные электромагнитные поля и электродинамические усилия, воздействующие на расплавленный металл. В жидких дугогасящих средах (например, в масле) преобладает эрозия за счет выброса расплавленных частиц под действием газодинамических усилий, возникающих в зоне гашения дуги.

Существенное влияние на дуговую эрозию оказывают потоки плазмы в электрической дуге, под действием которых происходит интенсивный выброс расплавленного металла. В некоторых случаях, при весьма больших отключаемых токах (в десятки килоампер) наряду с расплавленными частицами возможен выброс твердых частиц контактного материала. Следует отметить, что кроме усилий, способствующих выбросу расплавленных частиц, существуют усилия поверхностного натяжения, ограничивающие усилия выброса. Долю выброшенного контактного материала характеризует коэффициент выброса $k_в$. Для сильноточных аппаратов коэффициент выброса близок к единице.

Механизм дуговой эрозии контактов обусловливается влиянием ряда взаимосвязанных факторов. Однако в процессах переноса энергии к поверхности контактов, процессах теплопроводности и процессах удаления контактного материала из зоны воздействия дугового разряда прослеживаются определенные закономерности, позволяющие в некоторых случаях произвести теоретический расчет дуговой эрозии. Зная механизм эрозионного разрушения контактов в тех или иных условиях работы коммутационных аппаратов, можно расчетным путем определить дуговую эрозию, что позволит сократить объем дорогостоящих и трудоемких экспериментальных исследований.

В зависимости от условий протекания дугового процесса и механизма дуговой эрозии можно использовать ту или иную расчетную модель. При этом задача сводится к расчету теплового потока у поверхности контактов, определяемого плотностью тока и приэлектродными падениями напряжения. Это дает возможность получить количественное выражение для массы расплавленного материала контактов $m_{\text{пл}}$, а после определения коэффициента выброса $k_{\text{в}}$ и для массы выброшенного материала $m_{\text{в}}$.

Тепловой поток, выделяемый на контактах в зоне воздействия дугового разряда (под действием поверхностного источника теплоты) за счет энергии частиц, перемещающихся в области приэлектродных падений напряжения:

$$q_{\text{а+к}} = JU'_{\text{э}}, \tag{3.31}$$

где J — плотность тока, А/м^2; $U'_{\text{э}} = U'_{\text{а}} + U'_{\text{к}}$ — эквивалентное приэлектродное падение напряжения, В.

Величина $U'_{\text{э}}$ характеризует энергию, выделяемую на контактах при прохождении 1 Кл и измеряется калориметрическими методами (в отличие от действительных приэлектродных падений $U_{\text{а}}$ и $U_{\text{к}}$). Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что эквивалентные приэлектродные падения напряжения зависят от свойств контактного материала и отличаются от действительных приэлектродных падений, так как не содержат энергию, передаваемую контактам из ствола дуги за счет конвекции, излучения и теплопроводности. Тепловая энергия, передаваемая контактам из ствола дуги, распределяется по значительно бо́льшей поверхности контактов (по сравнению с тепловыми потоками в основаниях дуги), вследствие чего существенно влияет на эрозию контактов лишь в случае весьма длительного горения дуги (например, в плазмотронах). По оценкам ряда авторов [41], тепловой поток, передаваемый на контакты из ствола дуги, не превышает 10^4 Вт/см^2. Для нагрева медного контакта до температуры плавления при таком тепловом потоке требуется 200 мс. Поэтому при определении эрозии контактов коммутационных аппаратов, где длительность горения дуги значительно меньше, определяющую роль играет энергия, подводимая из приэлектродных областей. Эквивалентные приэлектродные падения напряжения зависят от свойств контактного материала (табл. 3.4). Сравнение эквивалентного падения напряжения $U'_{\text{э}}$ и напряжения на промежутке $U_{\text{д}}$ (см. табл. 3.4) показывает, что для некоторых материалов почти вся энергия переносится к контактам, а у других при иден-

Таблица 3.4

Материал контактов	$U_д$, В	$U'_а$, В	$U'_к$, В	$U'_э = U'_а + U'_к$, В
Медь	19	12,4	6,1	18,5
Вольфрам	28	11,2	6,5	17,7
Вольфрам — медь	15	8,8	5,0	13,8

тичных условиях значительная часть энергии рассеивается за пределами контактов. Так, у вольфрамовых контактов свыше 30% выделенной энергии уносится за пределы межконтактного промежутка, а у медных — эта доля незначительна.

Так как дуговая эрозия определяется тепловым потоком на поверхности контактов, то необходимо знать зону его распределения.

При относительно небольших токах следы дуги на контактах имеют дискретный характер, эрозия контактов происходит в отдельных участках и преимущественно за счет испарения (рис. 3.20, *а*). В этом случае эрозию контактов за счет испарения можно определить на основании баланса энергии:

$$m_{исп} = Q_э (U'_а + U'_к)/q_{исп}, \tag{3.32}$$

где $m_{исп}$ — масса испарившегося материала контактов; $Q_э$ — количество протекающего электричества; $q_{исп}$ — скрытая теплота испарения.

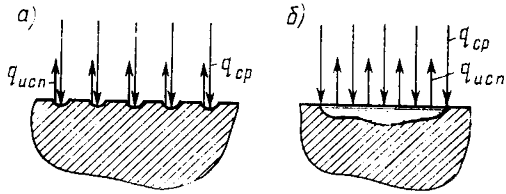


Рис. 3.20

Учитывая, что $Q_э = It_д$, где I — отключаемый ток, А; $t_д$ — время горения дуги, с, и $q_{исп} = 4{,}18\ q_п \gamma_м$, где $q_п$— теплота парообразования, Дж; $\gamma_м$ — плотность материала контактов, кг/м³; 4,18 — тепловой эквивалент, имеем

$$m_{исп} = It_д (U'_а + U'_к)/(4{,}18 q_п \gamma_м). \tag{3.33}$$

В том случае, когда дискретность эрозионных следов исчезает, образуется макрованна расплавленного металла и кроме испарения происходит интенсивный выброс расплавленных частиц, следует использовать модель дуговой эрозии, приведенную на рис. 3.20, *б*. Здесь при расчете можно воспользоваться средним значением теплового потока в зоне разрушения, размеры которой можно считать соизмеримыми с поперечным сечением оснований дуги, для определения которых существуют как теоретические (см. гл.5), так и эмпирические соотношения. В частности, для диаметра дуги, обдуваемой потоком газа, известно выражение, полученное на основании экспериментальных исследований:

$$d_д = k_д p^{-a} I^b \tag{3.34}$$

где p — давление в зоне гашения дуги; Па; $k_д$ — постоянная; $a = 0{,}22 \div 0{,}27$ и $b = 0{,}5 \div 0{,}7$ — коэффициенты для воздуха.

Диаметр дуги, движущейся в магнитном поле (в воздухе), можно определить по эмпирической зависимости

$$d_д = 8 \cdot 10^{-8} \sqrt{I / v_д}, \tag{3.35}$$

где $v_д$ — скорость движения дуги, м/с.

Это соотношение справедливо для диапазона токов $I = 0{,}4 \div 1$ кА и скорости $v_д = 20 \div 150$ м/с. Тогда расчет дуговой эрозии сводится к расчету нагрева контактов в зоне разрушения.

При токах в сотни килоампер средний тепловой поток в воздухе $q_{ср} = (1 \div 2)\, 10^6$ Вт/см^2. В жидких средах средний тепловой поток может быть на порядок выше. При расчете дуговой эрозии следует иметь в виду неравномерность распределения тепловых потоков и температуры по поверхности контакта, вследствие чего зона интенсивного испарения значительно (в три-четыре раза) меньше площади оплавленного следа.

В связи с этим в выражение для среднего теплового потока $q_{ср}$ вводится коэффициент $k_н$, учитывающий неравномерность теплового потока:

$$q_{ср} = k_н U_э' I / S_{опл}, \tag{3.36}$$

где $S_{опл}$ — площадь оплавления (зона разрушения).

Для сильноточного дугового разряда в воздухе, в частности, для медных контактов принимается коэффициент $k_н = 3 \div 4$.

Таким образом, при условии стационарного режима нагрева контактов можно использовать методы приближенных расчетов выделенной на контактах энергии и теплового потока на поверхности.

В большинстве реальных режимов работа сильноточных коммутационных аппаратов характеризуется изменяющимися во времени тепловыми потоками вследствие изменения тока. Если средняя температура поверхности контактов в зоне воздействия основания дуги близка к температуре плавления (что обычно обеспечивается в реальных коммутационных аппаратах), то могут быть использованы приближенные расчетные соотношения для температуры плавления $T_{пл}$ и глубины проплавления $x_{пл}$:

$$T_{пл} = \frac{1}{3 x_{пл} c \gamma_м} \int_0^{t_д} q(t)\, dt; \tag{3.37}$$

$$x_{пл} = \frac{1}{3 c \gamma_м T_{пл}} \int_0^{t_д} q(t)\, dt. \tag{3.38}$$

Здесь $\gamma_м$ — плотность материала контактов, кг/м^3; c — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К).

Если разбить всю оплавленную поверхность контакта на элементы $\Delta S_{опл}$, в пределах которых источник теплоты можно считать бесконечно протяженным, то можно определить массу выброшенного металла:

$$m_в = k_в m_{пл} = k_в \gamma_м \sum_{S_{опл}} x_{пл} \Delta S_{опл}.$$

При больших токах, когда на поверхности контактов образуется макрованна расплавленного металла с поперечными размерами, значительно превышающими ее глубину, масса выброшенного металла в расплавленной фазе

$$m_в = k_в \frac{U'_э \int_0^{t_д} |i|\, dt - W_{исп}}{3cT_{пл}}, \tag{3.39}$$

где $k_в$ — коэффициент выброса расплавленного металла; $W_{исп}$ — энергия, затрачиваемая на испарение материала контактов; i — ток дуги; $t_д$ — время горения дуги; c — удельная теплоемкость; $T_{пл}$ — температура плавления.

В сильноточных коммутационных аппаратах дуговой разряд сопровождается появлением ряда усилий (электродинамических, электромагнитных, газодинамических и др.), под действием которых практически весь расплавленный металл удаляется с поверхности контакта, вследствие чего коэффициент выброса можно принять $k_в \approx 1$. В тех случаях, когда масса выброшенного металла значительно отличается от массы расплавленного, коэффициент выброса можно определить на основании экспериментальных данных, проведенных для соответствующих условий работы коммутационного аппарата.

Если энергия испарения по сравнению со всей введенной энергией незначительна, то выражение (3.39) можно представить в упрощенном виде:

$$m_в = \left[k_в U'_э \int_0^{t_д} |i|\, dt\right] / (3cT_{пл}). \tag{3.40}$$

Из (3.40) можно получить удельную дуговую эрозию контактов за счет выброса в жидкой фазе:

$$m_{уд} = m_в \Big/ \int_0^{t_д} |i|\, dt = k_в U'_э / (3cT_{пл}). \tag{3.41}$$

Следует отметить, что соотношения для определения дуговой эрозии за счет испарения и выброса в расплавленной фазе (3.32) и (3.39) весьма приближенны, погрешность их связана с существенным упрощением действительных дуговых и эрозионных процессов, происходящих на контактах. Однако в ряде случаев они позволяют произвести ориентировочную оценку дуговой эрозии различных контактных материалов в тех или иных режимах работы коммутационных аппаратов, не проводя трудоемкие испытания.

Влияние дугогасящей среды и материала контактов на дуговые и эрозионные процессы. Дуговая эрозия контактов коммутационных аппаратов определяется энергией, выделяемой в дуговом разряде, и зависит от отключаемого тока, длительности горения дуги, свойств контактного материала, конструктивных параметров контактной системы, свойств дугогасящей среды и ряда других факторов. Влияние дугогасящей среды на дуговую эрозию контактов весьма существенно, так как оно предопределяет не только различный характер протекания дуговых процессов, но, как правило, и различное конструктивное исполнение дугогасительного устройства. Различие в свойствах дугогасящих сред, используемых в настоящее время в электроаппаратостроении (воздух, масло, вакуум, элегаз и его смеси с другими газами), обусловливает и различный характер эрозионного разрушения контактов в этих средах. Так, энергия, выделяющаяся в дуге, горящей в масле, более чем в 70 раз выше по сравнению с дугой в вакууме. Однако из этого не следует, что во столько же раз эрозия контактов в масле выше. Это объясняется прежде всего различием механизма дуговой эрозии контактов в той или иной среде. Среда (при условии не слишком высоких давлений) не вносит особых изменений в приэлектродные процессы, однако характер протекания дугового процесса в разных средах различается существенно. Так, дуга в вакууме горит в парах материала контактов, и при отключаемом токе до 2 кА, основным механизмом эрозии в вакуумных выключателях является испарение [41]. В масляных выключателях дуга подвержена интенсивному турбулентному воздействию парогазовой среды, образующейся при дуговом разряде, вследствие чего с одной стороны происходит интенсивное охлаждение дуги, что способствует ее гашению, с другой — наблюдается интенсивное газодинамическое воздействие на контакты струй паров и газов, вызывающих существенное их разрушение.

Подбором контактного материала можно уменьшить выброс металла в жидкой фазе. Однако именно дугогасящая среда предопределяет критические значения параметров дугового разряда (отключаемого тока, длительности горения дуги), при которых наблюдается тот или иной механизм эрозии — испарение, выброс расплавленных частиц, термическое разрушение (растрескивание).

Сравним такие дугогасящие среды, как воздух и элегаз. Энергия, выделяемая дугой в среде элегаза, меньше, чем в воздухе, вследствие меньшего ее теплосодержания, обусловленного меньшим напряжением на дуге. При идентичных условиях длительность горения дуги в элегазе меньше.

Для примера рассмотрим особенности протекания дуговых и эрозионных процессов на электродах дугогасительного устройства с гашением дуги *3* посредством ее вращения под воздействием магнитного поля в промежутке между концентрическими электродами *1* и *2* в элегазе и воздухе (рис. 3.21, *а*). В элегазе наблюдается четко выраженный («отшнурованный») ствол дуги и происходит сужение (стягивание) ее оснований (рис. 3.21, *б*); в воздухе при тех же условиях все пространство между контактами занимают ионизированные газы, дуга имеет расплывчатый вид и рыхлую структуру (рис. 3.21, *в*). Диаметр дуги в элеазе (рис. 3. 21, *б*) во много раз меньше, чем в воздухе (рис. 3.21 *в*). Кроме того, дуга в элегазе имеет склонность к петлеобразованию (осоенно в области перехода тока через нулевое значение (рис. 3.21, *г*); ряде случаев происходит расщепление ствола дуги на отдельные вокна (рис. 3.21, *д*). Это приводит к закорачиванию отдельных участов дуги, скачкообразному ее перемещению и увеличению эрозии конактов.

Существенное влияние на дуговые и эрозионные процессы оказыает выброс *потоков плазмы*, образующихся вследствие радиального жатия дуги ее собственным магнитным полем за счет пинч-эффекта.

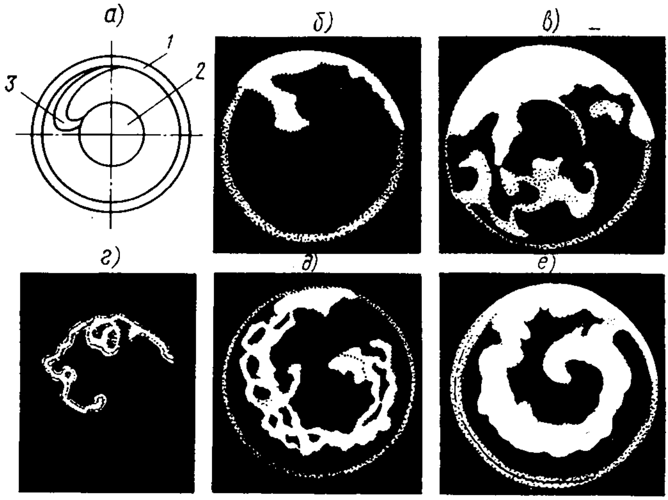


Рис. 3.21

Возникающая при этом в дуге разность давлений обусловливает выброс потоков плазмы, исходящих из мест наибольшего сужения — оснований дуги. Кроме стягивающего эффекта, вызываемого электромагнитными усилиями, определенную роль в образовании потоков плазмы играют тепловые процессы в приэлектродных основаниях дуги. Сужение оснований дуги приводит к увеличению плотности тока в них, следовательно, и к увеличению температуры, вследствие чего сгустки плазмы с более высокой температурой устремляются в область с меньшей температурой и более низким давлением. Кроме того, повышение температуры в основаниях дуги сопровождается более интенсивным испарением материала контактов и образованием за счет этого областей с повышенным давлением. Совокупность этих явлений и обусловливает образование и выброс потоков плазмы, оказывающих существенное влияние на процесс дугогашения и эрозию контактов [6].

Для возникновения потоков плазмы должны соблюдаться определенные условия. Значение граничного тока, при котором возникают плазменные потоки, зависит от свойств контактного материала и дугогасящей среды. Так, значение граничного тока для электродов из меди в воздухе $I_{гр} = 35$ А. Исследования показывают, что в элегазе потоки плазмы на медных и латунных электродах возникают соответственно при $I_{гр} = 80$ и 200 А. Определение значений граничного тока важно с практической точки зрения. При магнитном дутье в элегазе потоки плазмы приводят к закорачиванию участков дуги и существенному разрушению электродов. Наиболее интенсивное разрушение потоки плазмы оказывают при непосредственном воздействии на противоположный электрод, так как скорость выброса их весьма высока.

При продольном газовом дутье потоки плазмы затрудняют втягивание дуги во внутреннюю полость сопл, затягивая процесс гашения дуги. Поэтому более предпочтительны контактные материалы и дугогасящая среда, обеспечивающие более высокое значение граничных токов, при которых возникают потоки плазмы. Исследования показывают, что условия гашения дуги при продольном дутье в элегазе на латунных электродах существенно облегчаются по сравнению с медными, так как потоки плазмы на латуни исчезают при мгновенном значении тока $I < 200$ А, а на медных они существуют до $I = 80$ А.

Следующим условием возникновения потоков плазмы является наличие определенного расстояния, между электродами. Установлено (О.Б. Брон, Л. К. Сушков), что они возникают при межконтактном промежутке, равном 1 мм и более. Потоки плазмы, обладая высокой скоростью, достигающей $10^3 - 10^4$ м/с, выносят значительное количество испарившихся частиц контактного материала, что увеличивает эрозию, а также влияет на восстанавливающуюся прочность дугового промежутка. Кроме того, потоки плазмы обладают более высокой температурой, чем окружающие их области ствола дуги, и имеют более высокую электрическую проводимость.

Существенное влияние на интенсивность возникновения потоков плазмы оказывают конфигурация и взаимное расположение электродов. В ряде случаев, особенно в коммутационных аппаратах низкого напряжения, конструктивными мерами можно изменить направление потоков плазмы и снизить их эрозионное воздействие на контакты.

Наиболее благоприятные условия для повышения эффективности гашения дуги и дугостойкости контактов при магнитном дутье в элегазе соответствуют равномерному движению дуги (см. рис.3.21, *б*), когда ее основания перемещаются приблизительно с одинаковой скоростью (при этом ствол дуги, как правило, несколько опережает основания). Это обусловлено снижением локального нагрева контактов вследствие рассеивания энергии, сконцентрированной в основаниях дуги, при быстром их перемещении. При этом зависимость скорости эрозии $v_э$ (мг/с) контактов из композиции 70 W — Cu от тока в интервале $I = 0{,}1 \div 10$ кА можно представить в виде

$$v_э = 1{,}04 I^{1,65}. \tag{3.42}$$

Таким образом, из сопоставления двух дугогасящих сред (воздуха и элегаза) следует, что характер протекания дуговых процессов на контактах в этих средах существенно различается, вследствие чего различен и характер дуговой эрозии. Отметим, что дуговая эрозия, контактов обусловливается взаимодействием ряда своеобразных, иногда противоречивых факторов. Так, выделяемая дугой энергия в элегазе меньше, чем в воздухе, при этом меньше и длительность горения дуги. Снижение таких факторов, как энергия дуги и длительность ее горения, должно было бы предопределить и меньшую дуговую эрозию в среде элегаза. Однако результаты исследований дуговой эрозии в этих средах свидетельствуют об обратном. Такое противоречие объясняется стягиванием оснований дуги в элегазе, вследствие чего плотность тока увеличивается, материал контакта проплавляется на бóльшую глубину и более интенсивно разрушаются контакты. Это особенно нужно учитывать при использовании монометаллических (например, медь, латунь, серебро) контактных материалов, так как их эрозия происходит преимущественно в жидкой фазе за счет интенсивного выброса расплавленных частиц.

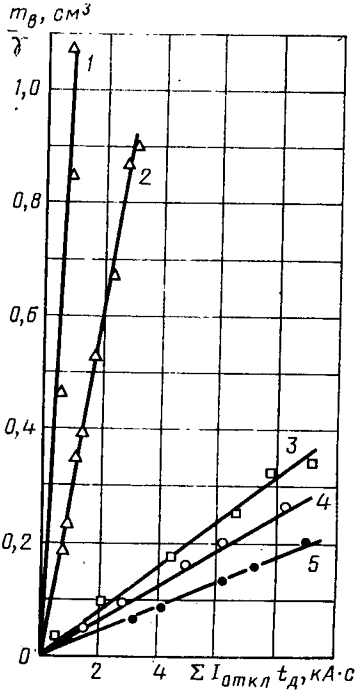


Рис. 3.22

На рис. 3.22 приведены результаты исследований дуговой эрозии ряда контактных материалов при двустороннем продольном дутье в среде элегаза, проведенных в ЛПИ. Весьма интенсивное разрушение контактов из латуни (кривая *1*) обусловлено выплавлением более легкоплавкого цинка. Контакты из меди (кривая *2*) также подвержены существенному разрушению (преимущественно за счет выброса расплавленных частиц). Следует учесть, что выброс расплавленных частиц (капель) ухудшает надежность аппарата, так как их оседание на поверхности контактов снижает электрическую прочность межконтактного промежутка.

Дуговая эрозия металлокерамических композиционных материалов на основе тугоплавких составляющих (медь — вольфрам, серебро — вольфрам и др.) происходит относительно равномерно по всей поверхности и преимущественно за счет испарения. Однако при использовании металлокерамических композиций типа медь—вольфрам происходит термическое разрушение (растрескивание) тугоплавкого каркаса из вольфрама по мере выплавления более легкоплавкой меди. Необходимо учитывать также и то, что на поверхности контактов из металлокерамических композиций основания дуги фиксируются на зернах тугоплавкого компонента в зоне интенсивного испарения легкоплавкой составляющей, что приводит к увеличению дуговой эрозии. Вследствие более высокой плотности тока в основаниях дуги (вызванной их стягиванием) эффект фиксации дуги на контактах в элегазе проявляется в большей мере, чем в воздухе. Поэтому структура композиции дугогасительных контактов элегазовых аппаратов должна быть по возможности более мелкой (мелкодисперсной). Это подтверждается результатами исследований, приведенных на рис. 3.22, из которых видно, что мелкодисперсная композиция 50 W — Cu (содержащая 50% вольфрама) обладает более высокой дугостойкостью (кривая *4*), чем композиция 70 W — Cu, имеющая более крупную структуру с содержанием вольфрама 70% (кривая *3*). Наиболее высокой дугостойкостью обладает мелкодисперсная композиция 70 W — Cu (кривая *5*).

Для определения дуговой эрозии контактов масляного выключателя в диапазоне отключаемых токов $I = 1 \div 30$ кА справедлива эмпирическая зависимость между током и длительностью горения дуги:

$$m_{\text{в}} = k_{\text{э}} I^{a} t_{\text{д}}, \tag{3.43}$$

где $k_{\text{э}}$ и a — соответственно коэффициент эрозии и показатель степени, зависящие от свойств контактного материала (для меди $k_{\text{э}} = 2{,}15$, $a = 1{,}58$, для композиции 50 W — Cu $k_{\text{э}} = 0{,}274$, $a = 1{,}81$).

На основании экспериментальных исследований дуговой эрозии контактов применительно к условиям работы воздушных выключателей М. А. Жаворонков получил эмпирическую зависимость массы выброшенного материала $m_{\text{в}}$ от отключаемого тока I и длительности дугового разряда $t_{\text{д}}$:

$$m_{\text{в}} = k_{\text{э}} I^{a} t_{\text{д}}^{\text{в}}, \tag{3.44}$$

где $k_{\text{э}}$, а и в — параметры определяемые материалом контактов и условиями исследований.

В диапазоне токов $I = 13 \div 26$ кА и длительности горения дуги $t_{\text{д}} = 0{,}01 \div 0{,}05$ с выражение для $m_{\text{в}}$ имеет вид:

для меди

$$m_{\text{в}} = 5{,}5 I t_{\text{д}}; \tag{3.45}$$

для металлокерамики 70 W — Ag

$$m_{\text{в}} = 1{,}9 I t_{\text{д}}. \tag{3.45а}$$

Дуговая эрозия контактов в вакууме в определенном интервале тока происходит преимущественно за счет испарения. На рис. 3.23 приведена экспериментальная зависимость скорости эрозиии контактов в вакууме от отключаемого тока. В диапазоне токов $I = 0{,}2 \div 1$ кА для дуговий эрозио контактов в вакууме установлена следующая эмпирическая зависимость [30]:

$$v_{\text{э}} = k_{\text{э}} \cdot 10^{1{,}95 I}, \tag{3.46}$$

где $k_{\text{э}} = 2{,}6$; 4,4 и 8,6 — коэффициент эрозии, зависящий от свойств контактного материала, соответственно для вольфрама, меди и никеля.

Следует отметить, что образование единой макрованны расплавленного металла в вакууме происходит при значительно больших значениях отключаемого тока, чем в других средах. Так, для медных контактов разбрызгивание расплавленного металла в вакууме начинается при токе $I > 2$ кА, а в воздухе, масле, элегазе эрозия за счет выброса расплавленных частиц наблюдается при значительно меньших значениях тока. Это связано с тем, что в вакууме до тока 6—10 кА разряд сохраняет диффузную форму, при которой основания дуги (на катоде) расщеплены, и эрозия контактов происходит преимущественно за счет испарения. При увеличении тока сверх этого значения возникает концентрированная (сжатая) дуга, резко возрастает выделяющаяся в ней энергия и эрозия электродов. Необходимо также учесть, что на эрозию контактов (и на электрическую прочность промежутка) в вакууме существенно влияет десорбция газов, находящихся в материале контактов, по мере воздействия дуговых разрядов. Кроме того, контакты вакуумных выключателей должны обладать возможно меньшим током

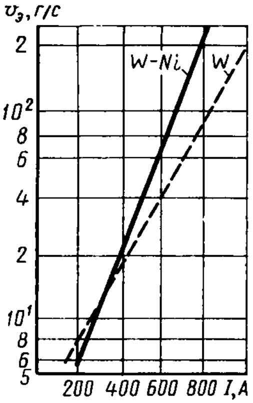


Рис. 3.23

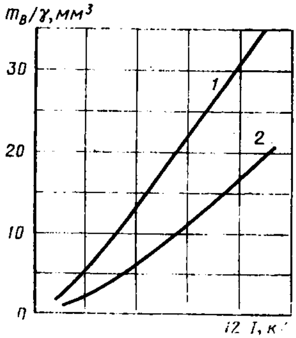


Рис. 3.24

среза, что достигается путем введения в контактный материал соответствующих добавок (металлов с малой температурой кипения). В последнее время большое внимание уделяется разработке новых контактных материалов для вакуумных выключателей с малым газосодержанием, обеспечивающих высокую электрическую прочность межконтактного промежутка.

Следует отметить, что технологические возможности увеличения дугостойкости контактных материалов весьма многогранны. На дуговую эрозию влияет способ изготовления металлокерамических композиций. Так, на рис. 3.24 приведена зависимость дуговой эрозии контактов от тока в масле для металлокерамической композиции (80 W — Cu), изготовленной двумя способами. В первом случае (кривая *1*) контакты изготовлены методом спекания двух фаз вольфрама и меди и их эрозия выше по сравнению со второй композицией того же состава, но изготовленной методом пропитки пористого каркаса из вольфрама легкоплавкой составляющей (медью) в жидкой фазе (кривая *2*).

Это объясняется тем, что эрозия контактов из композиции, изготовленной методом жидкой пропитки, происходит за счет испарения; при методе спекания из-за отсутствия прочного каркаса происходит значительное разрушение контактов за счет оплавления и выброса расплавленных частиц.

Влияние продуктов разложения дугогасящей среды на работоспособность контактов. Под воздействием дуговых разрядов кроме эрозионного разрушения контактов происходит разложение дугогасящей среды. Возникающие при этом газообразные продукты разложения или вторичные продукты, получающиеся вследствие реакции с другими веществами (испарившимися частицами материала контактов, конструкционных и изоляционных частей, влагой и кислородом), существенно влияют на работоспособность контактных систем. Особенно влияют продукты разложения на условия работы контактов в элегазе.

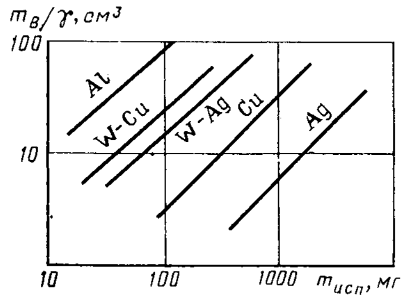


Рис. 3.25

При взаимодействии материала контактов с продуктами разложения элегаза на их поверхности образуются поверхностные пленки, в результате чего резко увеличивается переходное сопротивление и контакты подвергаются коррозионному разрушению. Наиболее характерными продуктами разложения SF_6 являются SOF_2, SO_2F_2, SF_4, SOF_4, CF_4 и др. Наряду с газообразными продуктами разложения образуются пылеобразные металлофториды. Их количество зависит от интенсивности дуговой эрозии (испарения) контактов. Из рис. 3.25 видно, что количество образования продуктов разложения пропорционально дуговой эрозии рассматриваемых контактных материалов. После прекращения разряда продукты разложения частично рекомбинируют. Ускорить процесс рекомбинации позволяет использование поглотителей — окиси алюминия, гидроокиси калия, синтетического цеолита.

Взаимодействие контактного материала с продуктами, образующимися в дугогасительном устройстве при дуговых разрядах, необходимо учитывать и при оценке работоспособности контактов в других дугогасящих средах.

Так, в масляных выключателях при взаимодействии продуктов разложения масла с медными контактами на их поверхности образуется рыхлый карбид меди, в результате чего контакты быстро выходят из строя. Кроме химического разрушения контактов продукты разложения масла в совокупности с парàми контактного материала, находясь во взвешенном состоянии в межконтактном промежутке, а также оседая на элементах дугогасительного устройства, могут привести к затяжному горению дуги и снижению электрической прочности.

Таким образом, выявив механизм дуговой эрозии (испарение, образование макрованны и выброс расплавленных частиц) для определенных условий работы, по приведенным расчетным соотношениям можно вычислить дуговую эрозию контактов для различных дугогасящих сред. В тех случаях, когда расчетные выражения не позволяют получить необходимую точность, дуговую эрозию контактов можно определить экспериментальным путем, используя результаты исследований, полученные при соответствующих условиях работы коммутационных аппаратов.

ГЛАВА 4

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ИЗОЛЯЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

§ 4.1. ИЗОЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ. УСЛОВИЯ РАБОТЫ ИЗОЛЯЦИИ

Изоляция является одним из важнейших элементов конструкции электрических аппаратов и в значительной степени определяет габариты и надежность работы аппаратов в процессе эксплуатации. Для изоляции токоведущих частей аппаратов используются разнообразные виды диэлектриков: газообразные, жидкие и твердые. Классификацию изоляции электрических аппаратов можно провести по различным признакам, например различают внешнюю и внутреннюю изоляцию.

Внешняя изоляция находится в непосредственном контакте с атмосферой (окружающим воздухом) и использует ее изоляционные свойства. Условия работы внешней изоляции существенно зависят от места установки аппарата: на воздухе в открытом распределительном устройстве (ОРУ) или в закрытом помещении — комплектные распределительные устройства (КРУ). В случае ОРУ внешняя изоляция подвергается воздействию неблагоприятных атмосферных условий (например, колебания атмосферного давления и температуры воздуха, увлажнения) и загрязнениям. Внешняя изоляция аппаратов КРУ работает в существенно более легких условиях (практически отсутствуют загрязнения). Однако в неотапливаемых помещениях на поверхности изоляторов может выпадать роса.

Внутренняя изоляция электрических аппаратов не имеет непосредственного контакта с атмосферным воздухом и размещается в изоляционных или металлических оболочках.

Все виды изоляции разделяют на самовосстанавливающуюся и несамовосстанавливающуюся. *Самовосстанавливающаяся изоляция* полностью восстанавливает свои изоляционные свойства после перекрытия и отключения тока к.з., который мог возникнуть в результате перекрытия (разряда). Внешняя изоляция, как правило, самовосстанавливающаяся. *Несамовосстанавливающаяся изоляция* теряет свои изолирующие свойства после пробоя или восстанавливает их неполностью после отключения напряжения. Внутренняя изоляция электрических аппаратов в большинстве случаев несамовосстанавливающаяся. Для многих видов несамовосстанавливающейся изоляции характерен эффект накопления частичных необратимых повреждений, приводящих к старению изоляции.

В электрических аппаратах обычно используется комбинация различных видов изоляции: внешней и внутренней, самовосстанавливающейся и несамовосстанавливающейся. Например, у трансформатора тока (рис. 4.1) имеется наружная изоляция (фарфоровая покрышка *1*

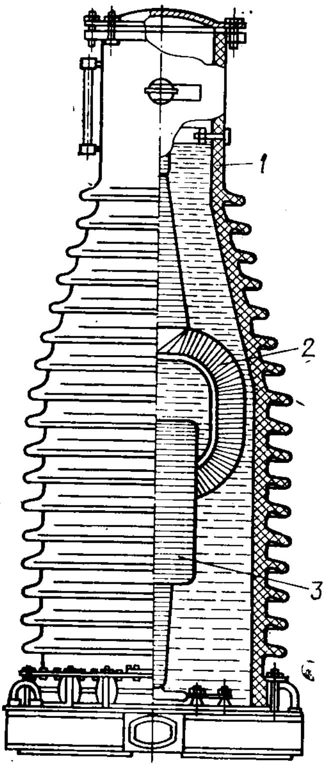


Рис. 4.1

с развитой наружной поверхностью) и внутренняя изоляция (изоляция между первичной *2* и вторичной *3* обмотками и элементами одной и той же обмотки). Перекрытие наружной изоляции по воздуху или вдоль поверхности фарфоровой покрышки при ее загрязнении и увлажнении (если время горения дуги к.з. мало) не приводит к повреждению аппарата.

Внутренняя изоляция трансформаторов тока высокого напряжения (110 кВ и выше) выполняется обычно на основе комбинации двух диэлектриков: жидкого (минерального, трансформаторного масла) и твердого (электротехнической бумаги). Такой вид комбинированной бумажно-масляной изоляции (рис. 4.2) широко применяется в электрических аппаратах. Высокая электрическая прочность бумажно-масляной изоляции обеспечивается за счет того, что волокнистые материалы из целлюлозы (бумага) хорошо пропитываются жидким диэлектриком. Перед пропиткой бумажная изоляция подвергается длительной сушке в вакууме (остаточное давление порядка 10^3 — 10 Па) при высокой температуре (90—120°С). Пропитка бумажной изоляции жидким диэлектриком производится также в вакууме, при этом поры и объемы между волокнами, капилляры волокон заполняются жидким диэлектриком, электрическая прочность которого существенно выше, чем воздуха. При качественном технологическом режиме газовые включения в бумажно-масляной изоляции практически отсутствуют. Пробой внутренней бумажно-масляной изоляции приводит к ее обугливанию, прожиганию и при прохождении тока к.з. к разрушению аппарата.

Примером аппаратов с наружной и самовосстанавливающейся изоляцией служат разъединители ОРУ (рис. 4.3). У разъединителей ОРУ имеется опорная изоляция (изоляция относительно земли) и изоляция, образованная воздушным промежутком между контактами в отключенном положении (продольная изоляция). Опорная изоляция разъединителей обычно выполняется из фарфоровых стержневых изоляторов, пробой изоляционных деталей которых практических невоз-

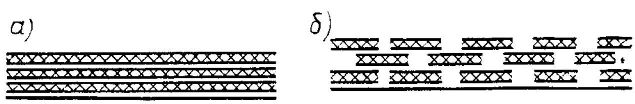


Рис. 4.2

можен из-за существенно большей электрической прочности фарфора по сравнению с воздухом. Разъединители на номинальное напряжение 330 кВ и выше снабжаются экранами для снижения напряженности электрического поля на токоведущих элементах и ограничения коронного разряда.

Разъединитель герметизированного распределительного устройства с элегазовой изоляцией (ГРУ), конструкция которого схематично показана на рис. 4.4, также имеет опорную изоляцию (обычно изоляторы из твердой полимерной изоляции) *1* и продольную изоляцию, образованную промежутком между разомкнутыми контактами в атмосфере сжатого газа SF_6. Перекрытие вдоль поверхности изолятора приводит к его повреждению. Пробой изоляционного промежутка между контактами и прохождение тока к. з. приводит к серьезному повреждению аппарата, так как электрическая дуга горит в замкнутом объеме.

Для опорной изоляции разъединителей характерны значительные механические нагрузки, которым она подвергается при включении и отключении контактов, при прохождении сквозных токов к. з. во включенном положении, а также нагрузки из-за тяжения проводов ошиновки, ветра и гололеда в случае их установки на ОРУ. В качестве изоляционных элементов других аппаратов, обеспечивающих требуемую механическую прочность, используются различные виды твердых диэлектриков: фарфор, полимерная изоляция на основе эпоксидных и полиэфирных смол и стеклянных волокон (стеклопластики) или других наполнителей. На электрические и механические характеристики твердой изоляции очень большое влияние оказывает технология изготовления (монолитность, отсутствие неоднородностей, газовых включений). Нагрев токоведущих частей аппаратов приводит к повышению температуры изоляции, что может повлиять на электрические и механические ее характеристики.

Особенностью работы внутренней изоляции выключателей является возможность воздействия в процессе отключения электрической дуги, температура которой достигает тысяч градусов. Кроме того, на изоляцию воздействуют продукты разложения среды, в которой осуществляется охлаждение и гашение дуги. В дугогасительных устройствах с автодутьем, например в камерах маломасляных выключателей, возникают значительные механические нагрузки при повышении давления в замкнутых объемах.

Принята классификация электрических аппаратов по номинальному напряжению электропередачи, для работы в которой предназначен аппарат. При этом выделяют следующие категории: аппараты низкого напряжения (до 1000 В включительно); аппараты высокого напряжения (от 3 до 220 кВ включительно), сверхвысокого напряжения (330, 500 и 750 кВ) и ультравысокого напряжения (свыше 1000 кВ). Необходимость такого разделения вызвана рядом причин. Основной из них является качественное изменение физических процессов развития разряда при сверхвысоких и ультравысоких напряжениях, что определяет необходимость применения специальных мер по регулированию электрического поля и сни-

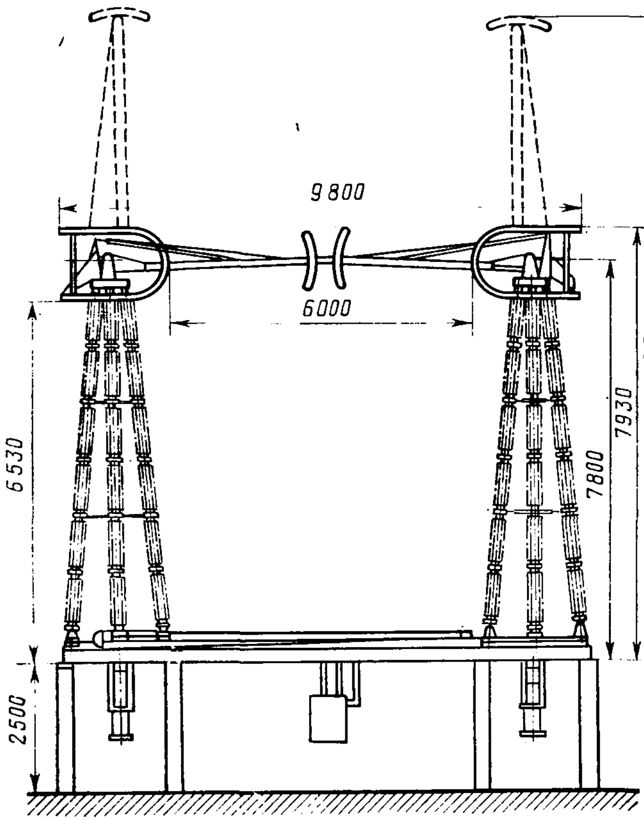


Рис. 4.3

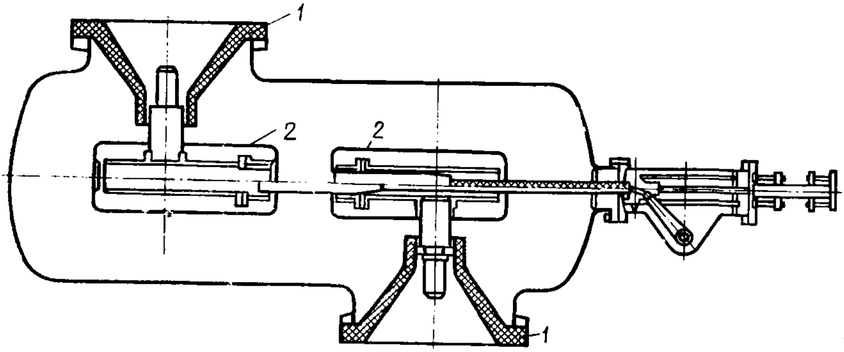


Рис. 4.4

жению напряженности поля на токоведущих частях аппарата (см. § 4.9).

Изоляция электрических аппаратов должна быть рассчитана на длительное (в течение всего срока службы аппарата, который обычно принимается 25 лет) воздействие рабочего напряжения промышленной частоты *. В процессе длительной эксплуатации может происходить старение изоляции. Причинами старения изоляции являются процессы, обусловленные различными факторами (электрическое старение вследствие ионизационных процессов; тепловое старение, приводящее к возникновению и ускорению химических реакций; механическое старение вследствие повреждений при электродинамических

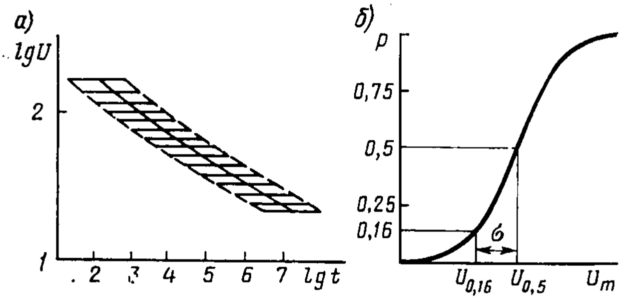


Рис. 4.5

усилиях, возникающих при прохождении тока к.з. в токоведущих частях аппарата; электрохимические процессы в диэлектриках и т. п.). Электрическая прочность при длительном воздействии рабочего напряжения (*длительная электрическая прочность*) характеризуется зависимостью срока службы изоляции от значения воздействующего напряжения. Эта зависимость обычно строится в виде вольт-временных характеристик. Пример такой характеристики показан на рис. 4.5, *а*. Для многих видов изоляции эта зависимость, построенная в логарифмическом масштабе, близка к прямолинейной. Срок службы (время до пробоя) подвержен значительному разбросу, поэтому кроме средних значений $\bar{t}$ для выбора изоляции необходимо знать закон распределения случайной величины t.

На изоляцию электрических аппаратов в процессе эксплуатации воздействуют перенапряжения, которые могут быть существенно различными по величине и длительности. Перенапряжения делятся на *атмосферные* (*грозовые*), длительность которых составляет микросекунды, *коммутационные* — длительностью миллисекунды и так называемые *длительные перенапряжения* (повышения напряжения промышленной частоты длительностью от долей до нескольких секунд).

---

* В СССР в отличие от зарубежной практики изоляция рассчитывается на работу при наибольшем рабочем напряжении, которое на 5—15% больше номинального.

Основной характеристикой электрической прочности изоляции при перенапряжениях является кривая эффекта, т. е. зависимость вероятности перекрытия (пробоя) изоляции от амплитуды воздействующего напряжения. Обычно кривая эффекта имеет вид, подобный функции нормального распределения случайной величины (рис. 4.5, *б*). Основными параметрами этой зависимости являются 50%-ное разрядное напряжение $U_{0,5}$ и мера крутизны кривой эффекта σ — стандарт ($\sigma = U_{0,5} - U_{0,16}$) или коэффициент вариации $\sigma^* = \sigma/U_{0,5}$.

Электрическая прочность изоляции (длительная и кратковременная) и процессы, приводящие к ее нарушению (перекрытию или пробою), в значительной степени зависят от вида диэлектрика. Поэтому ниже рассмотрены условия развития разряда, а также перекрытия и пробоя в различных типах диэлектриков, характерных для аппаратной изоляции: газах, твердых и жидких диэлектриках, а также в их комбинациях.

§ 4.2. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ГАЗОВОЙ ИЗОЛЯЦИИ В ОДНОРОДНЫХ И СЛАБОНЕОДНОРОДНЫХ ПОЛЯХ

При увеличении напряженности поля в газах возрастает энергия свободных электронов, образуемых вследствие воздействия внешних ионизаторов, как, например, космическое излучение. При этом возможны следующие формы взаимодействия электронов с молекулами газов в процессе столкновений:

1. Захват молекулой газа электрона с поглощением избыточной энергии (примерно 1 эВ) колебательной системой молекулы с последующей ее передачей соседней молекуле при очередном столкновении. Процесс протекает при малой кинетической энергии электронов $W_e = 1 \div 2$ эВ в полях, где отношение напряженности поля E к относительной плотности газа $\delta = (p/p_0)(T_0/T)$ (p и T — давление и абсолютная температура газа, p_0 и T_0 — те же величины, принимаемые за нормальные: $p_0 = 1{,}013 \cdot 10^5$ Па (760 мм рт. ст.), $T_0 = 293$ К) $E/\delta < 10$ кВ/см.

2. Разрушение (диссоциация) молекулы газа за счет кинетической энергии электрона. При этом потерявший энергию электрон может быть присоединен к одному из атомов — осколков молекулы. Этот процесс возможен при $W_e > W_д$ (см. табл. 4.1). Мерой интенсивности процессов захвата свободных электронов молекулами газа служит *коэффициент присоединения* η_e. Величина $1/\eta_e$ численно равна средней длине пробега электрона до присоединения к одной из молекул газа.

3. Поглощение молекулой кинетической энергии электрона W_e (полностью или частично) с возбуждением электронных энергетических уровней молекулы. Этот процесс возможен в случае, когда W_e превышает энергию возбуждения $W_в$. Данные об энергии возбуждения молекул некоторых газов приведены в табл. 4.1, откуда следует, что значение W_e должно быть достаточно велико. За меру интенсивности этого процесса принят коэффициент, численно равный числу фотонов с энергией, превышающей энергию ионизации молекул газа, образованных одним электроном на единицу пути.

Таблица 4.1

Молекула	Энергия, эВ		
	диссоциации	возбуждения	ионизации
O_2	5,16	7,9	12,2
N_2	9,80	8,18; 8,5; 9,35; 13; 14,8	15,6
H_2	4,52	11,5	15,4
CO_2	5,52	10	13,8
H_2O	5,06	7,6	12,6
SF_6	3,3	—	15,8

4. Поглощение молекулой кинетической энергии электронов с освобождением одного из электронов молекулы. Этот процесс называется *ионизацией молекул* и требует еще больших энергий электронов (см. табл. 4.1). За меру интенсивности этого процесса принят *коэффициент ионизации* α, численно равный числу электронов, освобожденных одним электроном на единице пути (1 см).

Если два первых процесса связаны с потерей свободного электрона, то последний процесс приводит к увеличению числа электронов в газе. Процесс возбуждения молекул газа также очень важен для формирования электрического разряда в газах, так как переход возбужденных молекул в нормальное состояние (за время порядка 10^{-10} с) приводит к излучению фотонов, энергия которых равна энергии возбужденного электронного уровня. Эта энергия, как правило, превышает работу выхода электронов с поверхности металлов:

Металл	*Работа выхода, эВ*
Медь	4,4—5,24
Никель	5,03
Вольфрам	4,52
Алюминий	2,5—2,8

Это определяет возможность освобождения с поверхности высоковольтных элементов аппаратов электронов, дополняющих свободные электроны внешнего происхождения. Если энергия фотонов превышает энергию ионизации молекул газа, то возможно поглощение этих фотонов молекулами газа с освобождением электронов, т. е. фотоионизация молекул, что является еще одним источником свободных электронов.

Чем больше отношение E/δ, тем больше энергия электронов и тем меньше вероятность их поглощения молекулами и больше вероятность возбуждения и ионизации молекул. При некотором отношении E/δ коэффицент α превышает η_e, что приводит к размножению числа электронов, движущихся в газе. Этот *нарастающий поток электронов* называют лавиной электронов, причем число электронов в лавине возрастает по экспоненциальному закону:

$$N_e(x) = \exp[(\alpha - \eta_e)(x - x_0)], \qquad (4.1)$$

где x и x_0 — текущая и начальная координаты вдоль пути движения электрона в однородном поле ($\alpha = \text{const}$, $\eta_e = \text{const}$).

В неоднородных полях с учетом изменения α и η_e число электронов

$$N_e(x) = \exp\left\{\int_{x_0}^{x} [\alpha(x) - \eta_e(x)]\, dx\right\}. \quad (4.2)$$

Коэффициенты ионизации для многих газов даже со значительно различающимися энергиями ионизации близки (на рис. 4.6: *1* — для воздуха; *2*—для азота; *3*—для элегаза; начальные участки кривых *1*, *2*—левая шкала. Однако резкое различие коэффициентов присоединения электронов η_e определяет большое различие разности $\alpha - \eta_e$ и соответственно величины напряженности $E_н$, при которой начинается процесс размножения электронов в газах. Так, например, для сухого воздуха $E_н/\delta = 23{,}6$ кВ/см. Молекулы азота не могут присоединять электроны, поэтому для азота $\eta_e = 0$ и размножение электронов происходит и при $E_н/\delta < 23{,}6$ кВ/см, хотя значение α для азота меньше, чем для воздуха. Напротив, для элегаза вследствие чрезвычайно большой величины η_e отношение $E_н/\delta = 89$ кВ/см, что примерно в четыре раза превышает $E_н/\delta$ для воздуха. Это обстоятельство и определяет чрезвычайно высокую электрическую прочность элегаза, широко используемую в современном электроаппаратостроении.

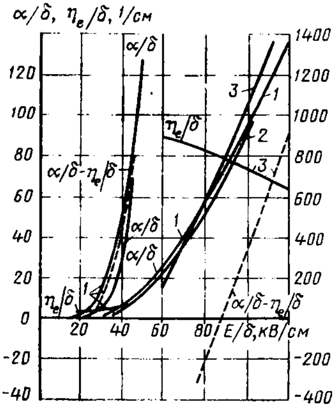


Рис. 4.6

После прохождения лавины электронов в объеме газа остаются положительные и отрицательные ионы, распределение которых вдоль пути лавины определяется формулами:

$$\frac{dN^+}{dx} = \alpha(x)\, N_e(x) = \alpha(x) \exp\left\{\int_{x_0}^{x} [\alpha(x) - \eta_e(x)]\, dx\right\}; \quad (4.3)$$

$$\frac{dN^-}{dx} = \eta_e(x)\, N_e(x) = \eta_e(x) \exp\left\{\int_{x_0}^{x} [\alpha(x) - \eta_e(x)]\, dx\right\}. \quad (4.4)$$

Полное число положительных ионов, оставляемых лавиной в объеме газа:

$$N^+ = \int_{x_0}^{l} \alpha(x) \exp\left\{\int_{x_0}^{x} [\alpha(x) - \eta_e(x)]\, dx\right\}, \quad (4.5)$$

где l — длина разрядного промежутка.

В частном случае равномерного поля

$$N^+ = \frac{\alpha}{\alpha - \eta_e} \{\exp[(\alpha - \eta_e)(l - x_0)] - 1\}. \quad (4.6)$$

Оставшийся после прохождения лавины электронов объемный за-
яд ионов искажает поле промежутка, в котором развивается электри-
еский разряд (разрядного промежутка). Распределение объемного за-
яда согласно (4.3) и (4.4) определяется формулой

$$\frac{dN}{dx} = \frac{dN+}{dx} - \frac{dN-}{dx} = [\alpha(x) - \eta(x)] \exp\left\{\int_{x_0}^{x} [\alpha(x) - \eta_e(x)]\, dx\right\}. \quad (4.7)$$

При малом числе электронов в лавине ($N_e \leqslant 10^6$) искажение элект-
ического поля одной лавиной незначительно и практически не влия-
т на коэффициенты α и η_e. При числе электронов в лавине свыше
,5·10^7 искажение поля объемным зарядом лавины оказывается на-
только существенным (см. рис. 4.7, кривые *1*, *2*), что коэффициенты
: и η_e вдоль пути лавины значительно изменяются, что приводит к из-
ленению процесса развития разряда (см. ниже).

Как указывалось выше, кроме ионизации электроны лавины воз-
буждают молекулы газа, излучающие фотоны, которые могут ионизи-
ровать молекулы или освобождать электроны с поверхности металла.
Возникшие в результате фотоионизации или фотоэффекта с отрицатель-
ю заряженной поверхности электродов свободные электроны — вто-
ичные электроны — могут инициировать новые (вторичные) лавины.
Гаким образом, начальная лавина в результате вторичных процессов
может вызвать образование новых лавин. Если в среднем число элект-
ронов всех вторичных лавин равно числу электронов начальной лави-
ны, то возникает самостоятельный разряд. При несамостоятельном
разряде в среднем лавины электронов не воспроизводятся. Поэтому
условием самостоятельности разряда является условие воспроизводст-
а (в среднем) электронных лавин в разрядном промежутке.

Число вторичных электронов, освобожденных с поверхности катода
излучением молекул, возбужденных начальной лавиной, определяется
числом фотонов, достигающих поверхности катода, и величиной кван-
тового выхода электронов на один фотон $\eta_к$. Приближенно вычислить
число фотонов, достигающих поверхности катода, можно, приняв, что
число молекул, возбужденных лавиной электронов в газе, пропорцио-
нально числу положительных ионов. Тогда число фотонов, образуе-
мых начальной лавиной на пути от x до $x + dx$:

$$dN_ф = k_в \alpha(x) \exp\left\{\int_0^x [\alpha(x) - \eta_e(x)]\, dx\right\} dx,$$

де $k_в$ — коэффициент пропорциональности.

От точки выхода фотоны распространяются во всех направлениях,
асть из них поглощается в объеме газа. Поэтому число фотонов, до-
тигающих поверхности катода:

$$dN_{ф.к} = [\theta(x)/(4\pi)]\, g(x)\, e^{-\varkappa x}\, dN_ф, \quad (4.8)$$

де $\varkappa$ — коэффициент поглощения излучения газом; $\theta(x)$ — телесный
гол, под которым виден катод из точки x; $g(x)$ — отношение числа
ротонов, достигающих поверхности катода по всем возможным направ-

лениям, к числу фотонов, которые достигли бы поверхности катода по кратчайшему пути x. Для частного случая однородного поля коэффициент $g(x)$ является функцией только произведения $\varkappa x$ (рис. 4.8).

Полное число фотонов $N'_ф$, образуемых начальной лавиной и достигших поверхности катода, получается интегрированием (4. 8) по длине лавины. С поверхности катода освобождается $N'_e = \eta_к N'_ф$ вторичных электронов, где $\eta_к$ — квантовый выход электронов с поверхности катода. Так как для возникновения самостоятельного разряда начальная лавина в результате фотоэлектрических процессов должна приводить

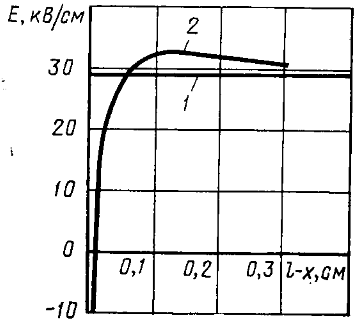


Рис. 4.7

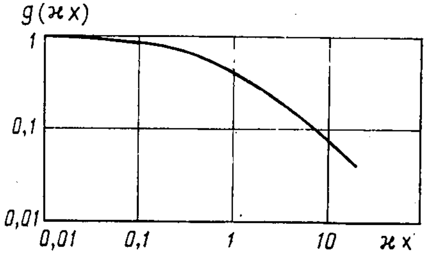


Рис. 4.8

к освобождению хотя бы одного электрона с поверхности катода, то условие самостоятельности разряда при воспроизводстве вторичных электронов с поверхности катода принимает вид

$$\eta_к N'_ф = \frac{1}{4\pi} \int\limits_0^{x_и} \theta(x)\, g(x)\, e^{-\varkappa x} \exp\left\{\int\limits_0^{x} [\alpha(x) - \eta_e(x)]\, dx\right\} dx = 1, \qquad (4.9)$$

где $x_и$ — координата границы зоны ионизации ($E = E_и$).

В случае однородного поля при приближенном вычислении интеграла

$$\frac{\theta}{4\pi} k_в \eta_к g(\varkappa l) \frac{\alpha}{\alpha - \eta_e - \varkappa} \exp[(\alpha - \eta_e - \varkappa)\, l] = 1, \qquad (4.10)$$

где $g(\varkappa l)$ — геометрический коэффициент, вычисляемый в точке $x = l$, а $\theta = \theta(l)$, что обеспечивает приемлемую точность вычислений.

Учет фотоионизации газа приводит к некоторому усложнению формулы (4.10). Однако основные закономерности развития разряда могут быть выяснены и из условия (4.10).

Условие (4.10) позволяет сделать чрезвычайно важный вывод о зависимости числа электронов начальной лавины от произведения $\varkappa l$. Действительно, из формулы (4.10) получаем

$$N_{ен} = \exp[(\alpha - \eta_e)\, l] =$$
$$= (4\pi/\theta)\, [(\alpha - \eta_e - \varkappa)/\alpha k_в \eta_к g(\varkappa l)] \exp(\varkappa l). \qquad (4.11)$$

Следовательно, при увеличении произведения $\varkappa l$ число электронов начальной лавины самостоятельного разряда быстро увеличивается как вследствие увеличения множителя $\exp(\varkappa l)$, так и вследствие уменьшения коэффициента $g(\varkappa l)$. Так как коэффициент поглощения ионизирующего излучения в газе $\varkappa$ пропорционален его плотности $\varkappa = \varkappa_0\delta$ ($\varkappa_0$ — коэффициент поглощения при $\delta = 1$), то, число электронов $N_{ен}$ зависит от произведения плотности газа δ на длину промежутка l.

При числе электронов $N_{ен} \leqslant 10^6$ искажение поля разрядного промежутка объемным зарядом, оставленным начальной лавиной, настолько незначительно, что оно практически не влияет на дальнейшее развитие разряда. Под воздействием фотонов, излучаемых молекулами, возбужденными начальной лавиной, с катода освобождается новый электрон, который вызывает развитие новой (вторичной) лавины. Вероятность совпадения пути развития начальной и вторичной лавин очень мала. Поэтому в результате развития последующих воспроизводящихся лавин разрядный промежуток заполняется избыточным положительным зарядом равномерно (в плоскости, перпендикулярной пути развития лавин).

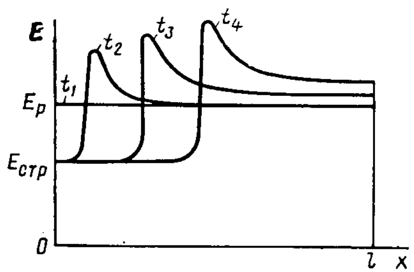


Рис. 4.9

Отметим, что скорость накопления объемного заряда лимитируется только скоростью движения электронов, так как переход возбужденных молекул в нормальное состояние и распространение фотонов к катоду происходит в течение ничтожно малого времени по сравнению с временем развития лавины. Накопление избыточного положительного заряда приводит к ослаблению напряженности поля вблизи анода и, напротив, к увеличению напряженности поля на остальной части промежутка (рис. 4.9). Это приводит к быстрому увеличению числа электронов в лавинах и соответственно числа фотонов, облучающих разрядный промежуток. В результате увеличивается число одновременно развивающихся лавин. Все это приводит к увеличению тока через разрядный промежуток вплоть до его пробоя.

Форма разряда после пробоя зависит от электрического сопротивления в цепи разряда. При большом сопротивлении, ограничивающем ток величиной порядка микроампера на 1 см² поверхности катода, поддерживается темный разряд. При токах порядка миллиампер на 1 см² пробой приводит к возникновению холодного тлеющего разряда. При бо́льших токах местный перегрев газа проходящим током разряда приводит к возникновению термической ионизации. Проводимость по этому пути резко увеличивается, ток сосредоточивается в узком канале, возникает электрическая дуга с температурой в стволе несколько тысяч градусов.

При числе электронов в начальной лавине самостоятельного разряда $N_{ен} > 1{,}5 \cdot 10^7$ искажение электрического поля оставленным этой лавиной избыточным объемным зарядом настолько велико, что последующие лавины развиваются преимущественно по направлению развития начальной лавины (рис. 4.10), а число электронов в последующих лавинах значительно превышает $N_{ен}$. В результате возникает *последовательный ряд большого числа воспроизводимых путем фотоионизации электронных лавин, сдвинутых относительно друг друга в пространстве и времени, получивший название стример*. При большом числе параллельно развивающихся лавин область наивысшей интенсивности ионизации продвигается быстрее (до 10^6—10^7 м/с), чем движутся электроны по каналу стримера во встречном направлении. Диаметр ионизованной стримером области (канала) не превышает долей миллиметра. Концентрация положительных ионов в канале стримера $\sim 10^{13}$—10^{14} 1/см^3. После пересечения каналом стримера всего промежутка завершается стадия его электрического пробоя. Проходя по каналу стримера, ток разогревает его, что приводит к преобразованию искрового канала в электрическую дугу.

Из-за различия коэффициентов α, η_e и $\varkappa_0$ при одном и том же произведении δl число электронов в лавинах при развитии разряда в различных газах различается весьма существенно. Соответственно различается и механизм развития разряда. Так, например, для азота $\eta_e = 0$, для воздуха при значении E/δ, превышающем $E_и/\delta$ (при $\alpha > \eta_e$), отношение $\eta_e/\delta \approx 4$ 1/см и для элегаза в этих же условиях $\eta_e/\delta \approx 800$ 1/см. По этой причине все электроны, освобождаемые вследствие фотоэффекта с катода, в азоте принимают участие в развитии разряда и эффективный квантовый выход $k_в \eta_к \approx 0{,}1 \div 1$; в воздухе захват части освобожденных электронов приводит к уменьшению $k_в \eta_к$ до $2 \cdot 10^{-3}$ и для элегаза — до $k_в \eta_к \approx 10^{-5} \div 10^{-6}$. Для азота коэффициент $\varkappa_0 \approx 2{,}5$ см$^{-1}$, для воздуха $\varkappa_0 \approx 3{,}3$ см$^{-1}$, для элегаза $\varkappa_0 \approx 6$ см$^{-1}$.

Критическое значение произведения δl, при котором самостоятельный разряд начинает развиваться в стримерной форме, для азота $(\delta l)_{кр} \approx 6{,}2$ см, для воздуха — 2,1 см и для элегаза — 1 см. При увеличении напряжения на разрядном промежутке сверх начального напряжения самостоятельного разряда стримерная форма разряда наблюдается и при меньших величинах δl.

При увеличении плотности газа самостоятельный разряд в стримерной форме возникает при меньших длинах промежутка. Например, если в элегазе при $\delta = 1$ разряд в стримерной форме возникает при $l \geqslant 1$ см, то при $\delta = 4$ он возникает при $l \geqslant 0{,}25$ см.

Кроме того, при увеличении плотности газа увеличение поглощения фотонов в газе приводит к возрастанию роли фотоионизации в процессе воспроизводства электронных лавин. Практически при указанных выше значениях $(\delta l)_{кр}$ фотоэффект с катода уже не играет роли в воспроизводстве электронных лавин. При дальнейшем повышении плотности газа активная длина промежутка, участвующая в воспроизводстве лавин в начальной стадии формирования разряда, составляет все меньшую часть от действительной длины промежутка. При этом возрастает роль микронеоднородностей на поверхности анода, искажающих электрическое поле вблизи него и приводящих к уменьшению экспериментальных разрядных напряжений *2* по сравнению со случаем идеально гладких электродов *1* (рис. 4.11, $l = 0{,}1 \div 6$ см; $d = 1{,}5 \div \div 30$ см).

Однако, как видно из рис. 4.11, при $\delta < 2$ разрядные напряжения близки к определяемым из условия самостоятельного разряда (практически при $\delta = \eta_e$, когда $E_р = 89\ \delta$ кВ/см). Аналогично в воздухе при указанных ограничениях разрядная напряженность промежутков длиной несколько сантиметров и более равна $E_р = 23{,}6\ \delta$ кВ/см.

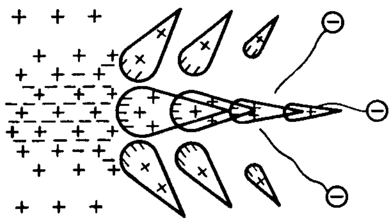


Рис. 4.10

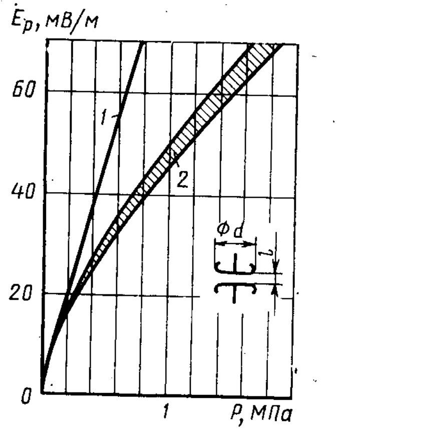


Рис. 4.11

Обработка поверхности электродов, приводящая к уменьшению размеров микронеоднородностей (шлифовка, полирование и т.п.), приводит к увеличению разрядных напряжений. Наилучший эффект достигается при покрытии поверхности электродов тонким изоляционным слоем.

§ 4.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ГАЗОВОЙ ИЗОЛЯЦИИ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛЯХ

Условия возникновения самостоятельного разряда в неоднородных полях такие же, как и в однородных. Однако в зависимости от степени неоднородности поля имеются некоторые особенности формирования разряда.

Слабонеоднородными называют поля разрядных промежутков в том случае, если при начальном напряжении самостоятельного разряда на всей длине промежутка вдоль линии максимальной напряженности $\alpha - \eta_e \geqslant 0$. В этом случае возникшая с поверхности катода лавина электронов достигает анода. Если при начальном напряжении самостоятельного разряда на какой-либо части разрядного промежутка вдоль линии максимальной напряженности $\alpha - \eta_e < 0$, то ионизационные процессы вблизи катода и анода развиваются изолированно. Поля таких промежутков относят к *сильнонеоднородным*.

Все изложенное в § 4.2 о развитии разряда в однородных полях справедливо и для промежутков со слабонеоднородными полями. Однако в этом случае из-за изменения напряженности поля от катода к аноду в качестве характеристики электрической прочности используют значения максимальной напряженности (на одном из электродов) при начальном напряжении самостоятельного разряда, которую называют *начальной* (*разрядной*) *напряженностью*. Она превышает разрядную напряженность в однородном поле и тем больше, чем больше степень неоднородности поля $k_н = E_{max}/E_{ср}$, где $E_{ср} = U/l$.

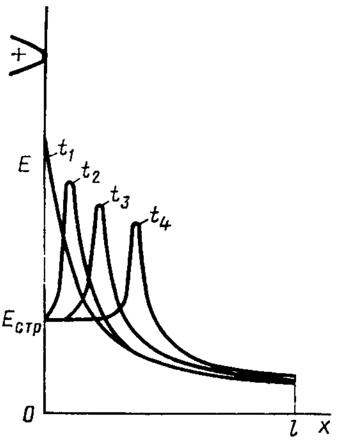


Рис. 4.12

Для воздуха начальная напряженность (кВ/см)

$$E_н = 23{,}6 m_н \delta [1 + a_в/(\delta^{0,3} r_0^{0,38})], \qquad (4.12)$$

где $m_н$ — коэффициент негладкости, зависящий от плотности воздуха; $a_в$ — коэффициент, зависящий от конфигурации электрического поля; для сферических поверхностей $a_в = 0{,}76$, для цилиндрических — 0,62; r_0 — радиус кривизны поверхности, см.

Для элегаза

$$E_н = 89 m_н \delta [1 + a_э/\sqrt{\delta r_0}]; \qquad (4.13)$$

здесь $a_э = 0{,}19$ и $0{,}14$—коэффициент соответственно для сферических и цилиндрических поверхностей.

По данным [42], для цилиндрических поверхностей в элегазе зависимость $m_н$ от качества обработки поверхности и плотности газа выражается формулой

$$m_н = m_{н1} \delta^{z-1}, \qquad (4.14)$$

где $m_{н1}$ — коэффициент негладкости при $\delta = 1$.

Значения $m_{н1}$ и z приведены ниже:

Обработка электродов	$m_{н1}$	z
Обдирка	0,80	0,79
Пескоструйная обработка	0,88	0,85
Шлифование	0,91	0,89
Полировка	0,94	0,96

В сильнонеоднородных полях при начальном напряжении самостоятельного разряда не происходит пробой разрядных промежутков. Распространение стримера в глубь разрядного промежутка затормаживается из-за уменьшения напряженности поля (рис. 4.12). При увеличении напряжения на разрядном промежутке длина стримеров увеличивается практически пропорционально напряжению до тех пор, пока стримеры не достигают второго электрода. При этом, как и в слабонеоднородных полях, канал стримера разогревается потоком электронов, что приводит к возникновению дугового разряда.

В атмосферном воздухе среднее падение напряжения в канале стримера, развивающегося с положительного электрода, составляет около $E_{стр} = 5$ кВ/см. Поэтому пробой воздушного промежутка в стримерной форме может происходить при средней напряженности поля $E_{ср} \geqslant 5$ кВ/см. В элегазе при $\delta = 1$ $E_{стр} = 50$ кВ/см (по данным Б о р т н и к а), что определяет минимальное значение средней разрядной напряженности при стримерной форме пробоя ($E_{ср} \geqslant 50$ кВ/см). При увеличении плотности газа падение напряжения в канале стримера увеличивается практически пропорционально δ. Соответственно увеличивается и разрядное напряжение.

Однако наблюдается и другой механизм пробоя. Часть канала стримера может быть разогрета потоком электронов, содержащихся в стримере. Для этого число электронов в канале стримера должно быть достаточно велико ($\sim 10^{13}$), что соответствует заряду 1,6 мкКл. В этом

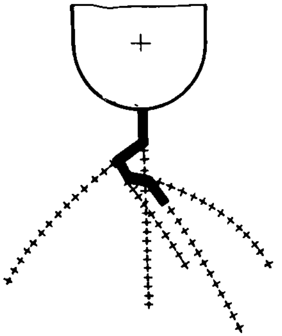


Рис. 4.13

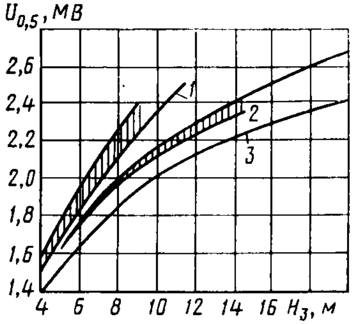


Рис. 4.14

случае в разогретой части канала стримера начинается термическая ионизация; плотность заряженных частиц в ней быстро увеличивается, поддерживая непрерывный поток электронов. Смещение электронов в сторону анода приводит к образованию у границы термоионизованной области избыточного положительного заряда и, следовательно, к росту напряженности поля до тех пор, пока не начинается развитие от границы термоионизованной области нового стримера. Процесс развития искрового канала продолжается таким образом до тех пор, пока последовательно развивающиеся стримеры не достигают второго электрода, после чего устанавливается сквозной поток электронов через разрядный промежуток.

Развивающийся искровой канал в этих условиях получил название лидера. *Лидер* представляет собой последовательный ряд большого числа стримеров, сдвинутых друг относительно друга в пространстве и во времени. За счет частичного разогрева каналов стримеров потоком электронов образуется постепенно удлиняющийся канал лидера и окружающий его объемный заряд, полярность которого совпадает со знаком заряда на электроде (рис. 4.13). Так как падение напряжения в канале лидера значительно меньше, чем в канале стримера (на порядок и более), то разряд в лидерной форме может развиваться при напряжении, недостаточном для стримерного пробоя (рис. 4.14, где *1* — провод — земля; *2* — экран — земля; *3* — стержень — плоскость при перенапряжениях с длиной фронта 3000 мкс). Общим условием развития пробоя в лидерной форме является образование стримерной зоны критической длины, зависящей от вида и плотности газа. Для атмосферного воздуха критическая длина стримерной зоны составляет около 1 м ($\approx$ 80 см). При увеличении плотности воздуха она быстро уменьшается. В элегазе критическая длина стримерной зоны значительно меньше. При $\delta = 0{,}1$ она составляет $\sim$0,1 м (по данным Бортника); при $\delta = 1$ она значительно меньше.

Несимметрия электрического поля изоляционных конструкций на расстояниях от высоковольтных электродов, соответствующих длине стримерной зоны, приводит к различию стримерной зоны вблизи различных точек поверхности электрода: наибольшая ее длина соответствует поверхности высоковольтного электрода, обращенной в сторону земли или второго электрода с зарядом противоположного знака. Применение электродов, вся поверхность которых удовлетворяет условию равенства длины стримерной зоны, позволяет существенно увеличить критический заряд, соответствующий 50%-ному разрядному напряжению, при относительно небольшом увеличении эквивалентной емкости. Это приводит к значительному увеличению разрядных напряжений.

Если рядом с высоковольтным электродом (который условно обозначим индексом 1) имеется другой электрод (условно 2), заземленный или как-либо заряженный, то условия развития лидерного разряда изменяются из-за изменения заряда на высоковольтном электроде. Действительно, исходя из системы потенциальных уравнений

$$U_1 = \alpha_{11} q_1 + \alpha_{12} q_2; \quad U_2 = \alpha_{21} q_1 + \alpha_{22} q_2; \tag{4.15}$$

при исключении заряда q_2 на соседнем электроде получаем

$$U_1 = \alpha_{11} [1 - \alpha_{12}^2/(\alpha_{11} \alpha_{22})] q_1 + (\alpha_{12}/\alpha_{22}) U_2, \tag{4.16}$$

где α_{11}, α_{22} и α_{12} — соответственно собственные и взаимный потенциальные коэффициенты.

Подставляя в качестве q_1 критическую величину заряда на первом электроде, получаем выражение для 50%-ного разрядного напряжения относительно земли

$$U_{0,5\,1} = \alpha_{11} [1 - \alpha_{12}^2/(\alpha_{11} \alpha_{22})] q_{\text{кр}1} + (\alpha_{12}/\alpha_{22}) U_2 \tag{4.17}$$

и 50%-ное разрядное напряжение между электродами

$$U_{0,5\,1-2} = U_{0,5\,1} - U_2 = \alpha_{11} [1 - \alpha_{12}^2/(\alpha_{11} \alpha_{22})] q_{\text{кр}1} - U_2 (1 - \alpha_{12}/\alpha_{22}). \tag{4.18}$$

Как следует из формулы (4.17), 50%-ное разрядное напряжение относительно земли при противоположной полярности напряжений U_1 и U_2 уменьшается при увеличении U_2. Однако из-за малости величины $\alpha_{12}/\alpha_{22} \approx 0{,}1 \div 0{,}2$ напряжение $U_{0,5\,1}$ изменяется значительно меньше, чем U_2 (*2*, см. рис. 4.5). Поэтому разрядное напряжение между электродами $U_{0,5\,1-2}$ существенно увеличивается при увеличении U_2 (*1*, рис. 4.15). Это свойство междуфазовой изоляции (рост разрядного напряжения при увеличении напряжения противоположной полярности на соседнем электроде) проявляется только в том случае, когда разряд развивается в лидерной форме. При развитии разряда в стримерной форме формулы (4.17) и (4.18) не могут быть использованы для вычисления разрядных напряжений. В этом случае $U_{0,5\,1-2}$ не зависит от значения U_2, а $U_{0,5\,1}$ уменьшается настолько, насколько увеличивается

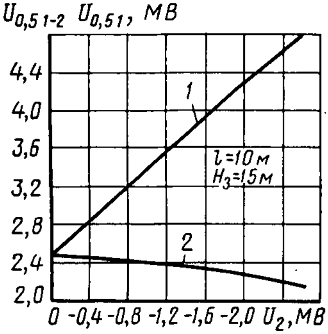


Рис. 4.15

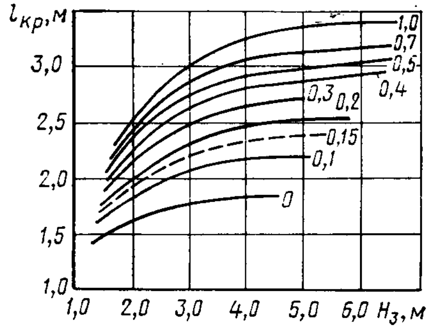


Рис. 4.16

U_2, так как условия развития стримеров полностью определяются средней разрядной напряженностью в промежутке. Длина промежутка между электродами $l_{кр}$, разграничивающая области стримерного и лидерного пробоя, зависит от расстояния до земли $H_з$ и от отношения напряжений U_2/U_1 (рис. 4.16). Чем больше отношение U_2/U_1, тем больше величина $l_{кр}$.

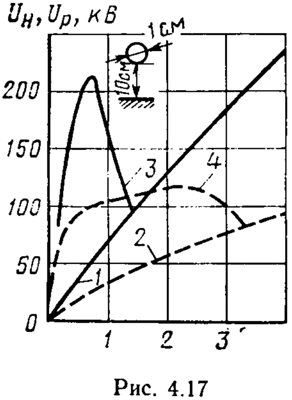


Рис. 4.17

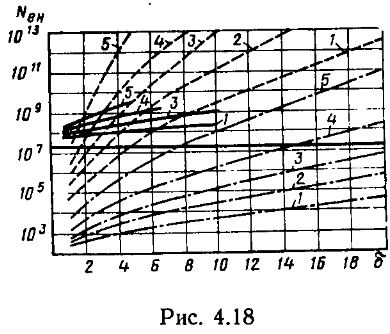


Рис. 4.18

Переход от стримерной формы развития разряда к лидерной определяет характерную особенность зависимости пробивного напряжения от плотности газа в сильнонеоднородных полях (3, 4. рис. 4.17;— —элегаз; — — — — воздух). Рост пробивных напряжений происходит лишь до определенных значений плотности газа, зависящих от размера электрода с меньшим радиусом кривизны, длины разрядного промежутка и вида газа. При дальнейшем увеличении плотности газа про-

Таблица 4.2

Радиус r_0, см	Относительная плотность $\delta_{кр}$		
	азота (— . —)	воздуха (— — —)	элегаза (—)
1 — кривые *1*	70—75	4,5	<1
2 — кривые *2*	35	2,9	<1
3 — кривые *3*	25	2,1	<1
5 — кривые *4*	15	1,55	<1
10 — кривые *5*	7,2	1,05	<1

бивное напряжение уменьшается, достигая значений начального напряжения самостоятельного разряда (*1*, *2*, рис. 4.17). Такой характер зависимости определяется увеличением числа электронов в начальных лавинах самостоятельного разряда при увеличении плотности газа (рис. 4.18, обозначения см. в табл. 4.2). При $\delta < \delta_{кр}$ стримеры возникают при напряжении на разрядном промежутке $U_{стр} > U_н$. Для пробоя промежутка необходимо дальнейшее повышение напряжения, чтобы стримеры достигли второго электрода. Поэтому пробивное напряжение $U_р \gg U_н$. При увеличении δ сверх $\delta_{кр}$ (см. табл. 4.2) уже при начальном напряжении самостоятельного разряда число электронов в лавинах значительно превышает минимальное, необходимое для образования стримера ($1{,}5 \cdot 10^7$). Поэтому возникающие при $U = U_н$ стримеры пересекают значительную часть промежутка, что приводит к уменьшению отношения $U_р/U_н$. Наконец, при некоторой плотности газа число электронов, содержащихся в стримерах, развивающихся при $U = U_н$, настолько велико ($\approx 10^{13}$), что достаточно для образования лидера.

Поэтому при дальнейшем увеличении δ пробивное напряжение совпадает с начальным напряжением самостоятельного разряда. Меньшая величина $\delta_{кр}$ в элегазе приводит к более раннему слиянию кривых пробивного и начального напряжения короны в элегазе, чем в воздухе (рис. 4.18). В азоте это слияние происходит при чрезвычайно больших значениях δ, на порядок превышающих соответствующие значения δ для воздуха.

Таким образом, при плотностях газов $\delta > \delta_{кр}$ (см. табл. 4.2) необходимо не допускать образование сильнонеоднородных полей в изоляционных конструкциях электрических аппаратов. Для изоляционных конструкций в элегазе сильнонеоднородные поля не следует допускать уже при $\delta = 1$.

Отметим, что электрическая прочность движущегося сжатого газа может заметно отличаться от электрической прочности изоляционных промежутков в неподвижной газовой среде. Снижение электрической прочности движущегося газа на 10—20% вызывается неоднородностью структуры потока, непостоянством плотности газа вдоль изоляционного промежутка из-за турбулентности течения. Это необходимо учитывать при проектировании дугогасительных камер выключателей.

§ 4.4. РАЗРЯД В ВАКУУМЕ

Вакуум является идеальной изоляционной средой, так как вероятность ионизации молекул газа путем соударения с ними электронов чрезвычайно мала. Однако опыт показывает, что при достаточно большой напряженности электрического поля $\sim 10^5 - 10^6$ В/см даже в самом совершенном техническом вакууме появляется электрический ток, который быстро возрастает при дальнейшем увеличении напряженности поля вплоть до пробоя.

При весьма малых расстояниях между электродами (доли миллиметра) разряд в вакууме происходит вследствие автоэлектронной эмиссии с поверхности катода. Разогревание поверхности электродов вследствие прохождения тока автоэлектронной эмиссии приводит к их испарению, в результате чего происходит пробой изоляционного промежутка в парах металла.

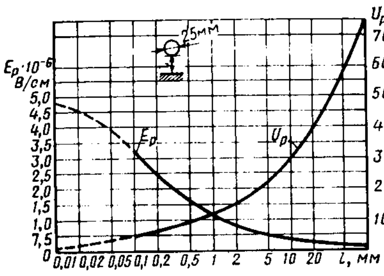


Рис. 4.19

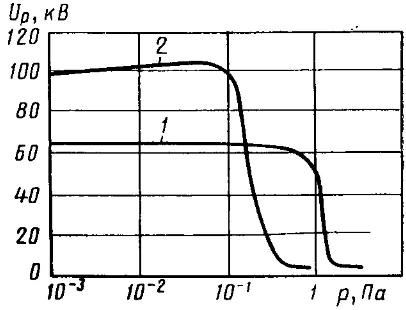


Рис. 4.20

При увеличении длины разрядного промежутка разрядная напряженность быстро уменьшается (рис. 4.19) вследствие так называемого эффекта полного напряжения. Накапливая энергию, измеряемую сотнями тысяч электронвольт, электроны при торможении у поверхности анода излучают фотоны с большой энергией. Эти фотоны, достигая катода, освобождают новые электроны. В результате число участвующих в разряде электронов быстро увеличивается, что в итоге приводит к образованию искры.

При $p<0{,}01$ Па разрядные напряжения практически не зависят от давления газа. При $p>0{,}1 \div 1$ Па разрядные напряжения быстро уменьшаются (рис. 4.20), причем пороговое давление быстро уменьшается при увеличении длины разрядного промежутка l (*1*—$l=2$ мм; *2*—$l=3$ мм; однородное поле; электроды из бескислородной меди). При повторных пробоях вакуумного промежутка разрядное напряжение возрастает вследствие так называемого эффекта тренировки электродов так же, как и для сжатых газов. Рост разрядных напряжений происходит до 10—100 разрядов. При этом разрядное напряжение увеличивается почти вдвое по сравнению с первым разрядом. Тренированное состояние электродов достигается также при длительном прохождении через промежуток небольшого предразрядного тока, а также при нагреве электродов в вакууме до высокой температуры.

Материал электродов существенно влияет на величину разрядных напряжений изоляционных промежутков в вакууме. По степени понижения разрядных напряжений материалы можно расположить в такой последовательности: вольфрам, молибден, тантал, нержавеющая сталь, железо, никель, алюминий, медь, свинец, углерод. Разрядные напряжения вакуумного промежутка длиной 1 мм с тренированными электродами при электродах из нержавеющей стали в три раза больше, чем при алюминиевых или медных электродах. При увеличении площади электродов разрядные напряжения понижаются.

Высокая электрическая прочность вакуума позволяет использовать весьма малые изоляционные расстояния в вакуумных аппаратах (например, выключателях). Однако в вакуумных изоляционных конструкциях разряд часто вызывается такими побочными явлениями, как перекрытием вдоль стенок сосуда, нарушением вакуума в результате отрыва от стенок сосуда частиц газа. При этом средние разрядные напряжения вдоль стенок изоляционного сосуда (например, фарфорового) длиной 20—25 мм составляют 2—10 кВ/мм. Поэтому для устранения поверхностных перекрытий размеры сосуда обычно делаются значительно большими, чем расстояние между электродами.

§ 4.5. РАЗРЯД В ГАЗАХ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Для многих изоляционных конструкций электрических аппаратов характерно сочетание твердого диэлектрика и газовой изоляции. Наличие твердого диэлектрика, диэлектрическая проницаемость которого намного больше диэлектрической проницаемости газа, при нерациональной конструкции может привести к существенному изменению характера электрического поля между электродами, усилению напряженности в газе вблизи поверхности твердого диэлектрика и в его толще. Следствием этого является резкое снижение электрической прочности конструкции в целом. Так, в случае сильно неоднородного поля при толщине твердого диэлектрика, значительно меньшей расстояния между верхними электродами $Э_1$, $Э_2$ (рис. 4.21), и кратковременных воздействиях быстронарастающего напряжения перекрытие вдоль поверхности твердого диэлектрика может развиваться при очень малых средних значениях разрядной напряженности (определенной как отношение напряжения перекрытия к расстоянию между верхними электродами) по сравнению с чисто газовыми промежутками с сильнонеоднородным полем.

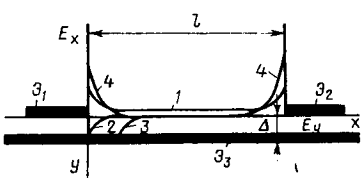


Рис. 4.21

Большая напряженность электрического поля вблизи верхних электродов (см. рис. 4.21; *1*, *4* — E_x; *2*, *3* — E_y; *1*, *2* — без $Э_3$; *3*, *4* — при наличии $Э_3$) приводит к тому, что при сравнительно малых напряжениях начинается коронный разряд вблизи электродов. При дальнейшем повышении напряжения начинается развитие стримеров, как и в чисто газовых промежутках. Канал стримера отделен от поверхности твердого диэлектрика слоем газа, так как вливающиеся в стример лавины электронов образуются вследствие фотоионизации молекул газа и развиваются в нем. Однако из-за крайне неравномерного распределения напряженности поля в рассматриваемом случае, разогрев канала стримера, при котором начинается термическая ионизация, происходит при очень малой длине стримера. Так, в воздухе с относительной плотностью $\delta = 1$ и толщиной твердого диэлектрика в несколько миллиметров при длине стримеров 5—10 см образуется лидерный канал. Характерно, что такие явления развиваются при быстроменяющемся напряжении (переменное напряжение, импульсы с большой крутизной). При медленном нарастании напряжения на поверхности твердого диэлектрика оседает объемный заряд, образующийся в результате развития стримера. Этот заряд на поверхности твердого диэлектрика ослабляет поле вблизи электродов, что приводит к затуханию разряда.

При возникновении хорошо ионизированных каналов разряда вдоль поверхности твердого диэлектрика резко снижается напряжение перекрытия, причем характерно, что зависимость напряжения перекрытия от расстояния между электродами l резко нелинейна. Напряжение перекрытия (кВ) можно вычислить по эмпирической формуле

$$U_{\text{р}} = k\,(\Delta/\varepsilon_{\text{т}})^{0,4}\, l^{0,2}, \tag{4.19}$$

где Δ — толщина твердого диэлектрика, мм; $\varepsilon_{\text{т}}$ — его диэлектрическая проницаемость в относительных единицах; l — расстояние между электродами, см; k — коэффициент, зависящий от скорости нарастания напряжения, характера поля (наличие или отсутствие нижнего электрода, см. рис. 4.21), при $f = 50$ Гц $k \approx 17{,}3$.

Увеличение поверхностной проводимости твердого диэлектрика приводит к выравниванию распределения напряженности поля по поверхности диэлектрика. Соответственно снижается напряженность поля вблизи электрода и повышается начальное напряжение короны и напряжение появления стримеров, т. е. начальное напряжение скользящего рязряда. Поэтому применение полупроводящих покрытий твердого диэлектрика, уменьшающих напряженность поля у электродов, в ряде случаев может оказаться достаточно эффективным.

Появление скользящего разряда в изоляционных конструкциях электрических аппаратов крайне нежелательно. Так, при рабочем напряжении промышленной частоты, когда скользящие разряды (не достигающие противоположного электрода) возникают при каждом полупериоде, на твердый диэлектрик неблагоприятно воздействует повышенная температура канала разряда, излучение разряда, а также химически активные продукты разряда, образующиеся в результате ионизационных процессов в газе (озон и окислы азота в воздухе, фториды в элегазе), что приводит к старению и разрушению диэлектриков.

Поэтому при конструировании изоляционных элементов аппаратов следует принимать меры к выравниванию электрического поля и снижению его напряженности как в твердом диэлектрике, так и на границе раздела двух диэлектриков. При этом основное требование к изоляционным элементам из твердой изоляции, расположенным между электродами газового промежутка, заключается в следующем: напряженность поля на поверхности твердого диэлектрика не должна превышать максимальную напряженность на поверхности электродов при отсутствии твердого диэлектрика. Тогда при достаточно высокой внутренней электрической прочности твердого диэлектрика его наличие не влияет на электрическую прочность изоляционной системы в целом. Этого можно достичь путем выбора соответствующей формы поверхности изолятора, а также применения системы экранов, в том числе встроенных в толщу изолятора. Оптимальную конфигурацию изолятора из твердого диэлектрика выбирают на основе расчетов электрических полей изоляционной конструкции, которые достаточно трудоемки даже при использовании ЭВМ.

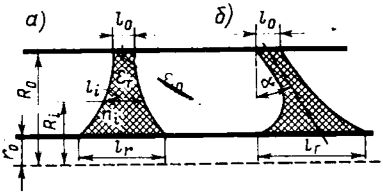


Рис. 4.22

В ряде работ (И. М. Б о р т н и к а, А. Л. П е т е р с о н а и др.) показаны возможные пути снижения напряженности на поверхности твердого диэлектрика и в его толще для характерных случаев электрических аппаратов. Коаксиальная система электродов широко применяется в конструкциях электрических аппаратов; примеры оптимальной конструкции изоляторов приведены на рис. 4.22. Для дискового изолятора (рис. 4.22, *а*) профиль изолятора должен соответствовать уравнению

$$l_i = l_0 (R_0/R_i)^a, \tag{4.20}$$

где l_i — осевой размер в i-м сечении; R_i — радиус i-го сечения профиля; a — коэффициент.

Для эпоксидных компаундов $\varepsilon_т \approx (2 \div 3)\, \varepsilon_0$ и $R_0/r_0 \approx 2{,}5$. Наибольшее приближение внутреннего поля в изоляторе к однородному и одновременно снижение напряженности на поверхности изолятора можно получить при $l_0 = 0{,}067\ R_0$ и $a = 2{,}5$. Для изолятора воронкообразного профиля (рис. 4.22, *б*) целесообразно расширение профиля поверхности твердого диэлектрика у электрода с меньшим диаметром до величины, равной расстоянию между электродами. Наклон поверхности изолятора при этом должен составлять 45°. На электрическую прочность системы с оптимальной конфигурацией изоляторов и электродов существенно влияет узел сочленения изоляторов с электродами и, в частности, плотность прилегания твердого диэлектрика к электроду. При неплотном прилегании в газовой прослойке между твердым диэлектриком и электродом возникает значительное местное повышение напряженности электрического поля; ионизационные процессы начинаются при сравнительно низком напряжении на электроде и при их достаточной интенсивности приводят к старению твердой изоляции и, как следствие, к снижению длительной электрической прочности.

Изложенное выше относится к случаю отсутствия различных примесей (например, проводящих частиц, паров воды) в газовой среде.

Мелкие проводящие частицы размерами в десятки микрометров, осаждаясь на поверхности твердого диэлектрика, приводят к локальным повышениям напряженности электрического поля и соответственно к развитию ионизационных процессов в этих местах и снижению длительной электрической прочности. Поэтому, если не принимать специальных мер по тщательной очистке газовой среды внутренней изоляции аппарата от влаги, пыли и проводящих частиц, то возможно ускоренное разрушение поверхности изолятора при длительном приложении напряжения даже при оптимальном характере электрического поля.

Таким образом, принятие всех перечисленных выше мер (выравнивание электрического поля, обеспечение плотного соединения твердого диэлектрика с электродами, тщательная очистка газа) приводит к тому, что наличие твердых диэлектриков практически не влияет на электрическую прочность конструкции аппарата, которая определяется электрической прочностью газовой среды.

§ 4.6. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ЗАГРЯЗНЕННЫХ И УВЛАЖНЕННЫХ ИЗОЛЯТОРОВ

Увлажнение загрязненных поверхностей изоляторов в электрических аппаратах значительно снижает их электрическую прочность. При этом возможны перекрытия изоляторов не только при перенапряжениях, но и при рабочем напряжении. Слой загрязнения на поверхности изоляторов образуется в результате выпадения из потоков воздуха твердых или жидких взвешенных частиц. Интенсивность этого процесса пропорциональна градиенту скорости воздушного потока у поверхности изолятора. При резком уменьшении скорости, вызываемой препятствиями в виде вертикальных ребер и других, загрязнение изоляторов происходит более интенсивно, чем при ламинарном потоке по гладким поверхностям.

На рис. 4.23 приведены поля воздушных потоков на поверхности трех моделей изоляторов, имитирующих существующие формы изоляторов. Модель представляет собой цилиндр с надетыми на него ребрами различной конфигурации. Когда гладкие ребра изолятора параллельны воздушному потоку, он рассекается передним краем ребер без заметного изменения скорости *2* и соответственно практически без выпадения частиц. Препятствие в виде стержня приводит к образованию за ним зоны завихрений *1* с повышенной интенсивностью отложения загрязняющего вещества. У изолятора с ребром, расположенным перпендикулярно направлению воздушного потока, зона завихрений существенно расширена, особенно у нижней поверхности ребра. Наилучшими аэродинамическими характеристиками обладает изолятор с наклонными ребрами, имеющий минимальную зону завихрений и соответственно наименее загрязняемый.

Проведенные в эксплуатации исследования подтверждают результаты лабораторных исследований. Нижние поверхности ребер с так называемыми капельницами (рис. 4.24,*а*) загрязняются значительно сильнее, чем без капельниц (см. рис. 4.24,*б*). Верхние гладкие поверхности ребер загрязняются в 3—4 раза меньше нижних ребристых поверхностей. Этому способствуют также ливневые дожди, смывающие загрязняющий слой и вымывающие растворимые вещества из него, что приводит к снижению проводимости слоя. Поэтому ливневый дождь является благоприятным естественным фактором, облегчающим условия работы изоляторов в электрических сетях. При конструировании

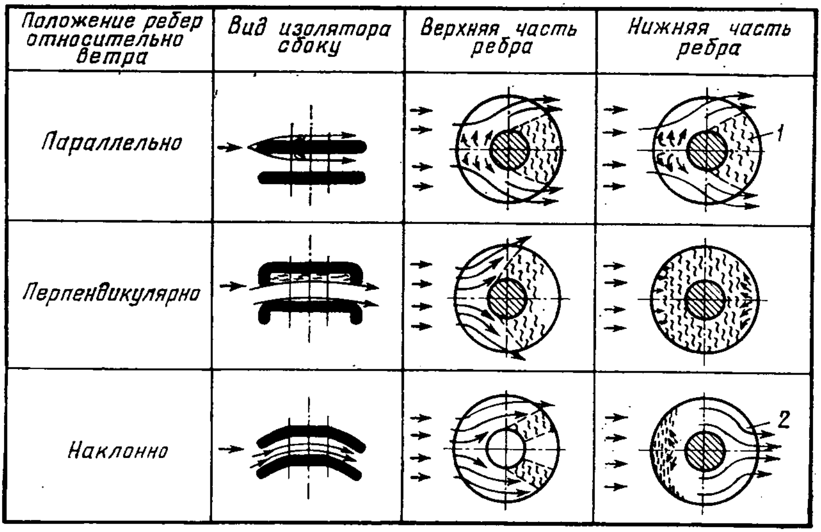


Рис. 4.23

изоляторов следует стремиться не к защите возможно большей поверхности изоляторов от ливневого дождя, а к обеспечению возможно большей доступности поверхности изоляторов этому дождю.

Перекрытия загрязненной изоляции происходят, как правило, при увлажнениях моросящим дождем, туманом, росой, когда загрязненный слой насыщается влагой и на поверхности изоляторов образуется электролит. По поверхности изолятора начинает проходить ток, называемый *током утечки*, при этом электролит разогревается, влага испаряется. На отдельных участках поверхности, где плотность наибольшая или толщина увлажненного слоя наименьшая, образуются подсушенные зоны. Эти зоны быстро расширяются в направлении, перпендикулярном линиям тока, до тех пор, пока вследствие увеличения падения напряжения не происходит перекрытие подсохшей зоны шириной несколько миллиметров по воздуху. При этом образуется электрическая дуга, опорные точки которой располагаются по краям подсохшей зоны. Вольт-амперная характеристика дуги соответствует функции вида

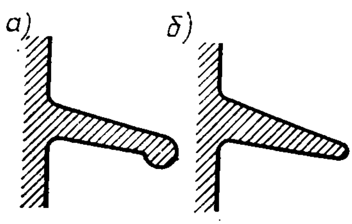


Рис. 4.24

$$E_{д} = aI^{-n}, \tag{4.21}$$

где a и n — постоянные, зависящие от величины тока и плотности воздуха.

Ток, проходящий по каналу дуги, ограничивается сопротивлением поверхности изолятора. Поверхностное электрическое сопротивление гладкого стержневого изолятора диаметром d с длиной пути тока утечки $L_у$ и толщиной слоя загрязнения Δ равно

$$R_п = \rho_э L_у/(\pi d\Delta) = \rho_п L_у/(\pi d) = L_у/(\pi g_п d) = L_у/(g_п B), \quad (4.22)$$

где $\pi d\Delta$ — площадь поперечного сечения слоя загрязнения; $\rho_э$ — его удельное объемное сопротивление; $\rho_п = \rho_э/\Delta$ — удельное поверхностное сопротивление; $g_п = 1/\rho_п$ — удельная поверхностная проводимость; B — ширина пути тока утечки.

Последние три выражения в (4.22) более удобны для использования, так как не требуют знания трудноопределимой величины — толщины слоя загрязнения.

Электрическое сопротивление слоя загрязнения, частично шунтированного дугой:

$$R = R_п - (r_п - r_д)\, l_д, \quad (4.23)$$

где $r_п$ и $r_д$ — соответственно сопротивления единицы длины поверхности изолятора и дуги; $l_д$ — длина дуги.

Согласно формулам (4.21), (4.22)

$$r_п = 1/(\pi g_п d) = 1/(g_п B); \quad (4.24)$$

$$r_д = E_д/I = aI^{-(n+1)}. \quad (4.25)$$

Если в месте образования кольцевой зоны $r_д > r_п$ (где $r_п$ — сопротивление рассматриваемого участка поверхности в увлажненном состоянии), то после образования дуги $R > R_п$ ток по поверхности изолятора

$$I = U/R = U/[R_п - (r_п - r_д)\, l_д] \quad (4.26)$$

при возникновении дуги уменьшается по сравнению с током по увлажненной поверхности.

Разогреваемая опорными точками дуги увлажненная поверхность быстро подсушивается, поэтому дуга непрерывно перемещается. В результате подсохшая кольцевая зона расширяется, что приводит к удлинению дуги, вызывающему дальнейшее уменьшение тока и согласно (4.25) увеличение сопротивления $r_д$, что также вызывает уменьшение тока. В результате тепловыделение на поверхности изолятора снижается, поверхность снова увлажняется, по ней восстанавливается ток и дуга гаснет. Такой режим перемежающихся дужек является нормальным для работы изоляции в электрических сетях.

Напротив, если $r_д < r_п$, то $R < R_п$ и ток после образования дуги увеличивается. Удлинение дуги приводит к дальнейшему уменьшению сопротивления $r_д$ и увеличению тока. Это в свою очередь приводит к уменьшению сопротивления $r_д$ и росту тока. В результате опорные точки дуги проскальзывают по увлажненной поверхности со скоростью 50 м/с и более вплоть до полного перекрытия изолятора.

Исходя из изложенного, условие перекрытия изолятора имеет вид

$$r_{\text{д}} \leqslant r_{\text{п}}, \tag{4.27}$$

которое при подстановке значения $r_{\text{п}}$ и $r_{\text{д}}$ приобретает форму

$$aI^{-(n+1)} \leqslant 1/(\pi g_{\text{п}} d) = 1/(g_{\text{п}} B). \tag{4.28}$$

При знаке равенства в (4.28) получаем предельный ток по поверхности изолятора

$$I_{\text{пр}} = (a g_{\text{п}} \pi d)^{1/(1+n)} = (a g_{\text{п}} B)^{1/(1+n)}. \tag{4.29}$$

При таком и большем значении тока происходит перекрытие изолятора. Используя это значение предельного тока, получаем влагоразрядное напряжение

$$U_{\text{в.р}} = I_{\text{пр}} R_{\text{п}} = \frac{L_{\text{у}}\, a^{1/(1+n)}}{(g_{\text{п}} \pi d)^{n/(1+n)}} = \frac{L_{\text{у}}\, a^{1/(1+n)}}{(g_{\text{п}} B)^{n/(1+n)}}. \tag{4.30}$$

Как видно, напряжение $U_{\text{в.н}}$ пропорционально длине пути тока утечки, что позволяет определить среднюю влагоразрядную напряженность по длине пути тока утечки

$$E_{\text{в.р}\, L} = \frac{U_{\text{в.р}}}{L_{\text{у}}} = \frac{a^{1/(1+n)}}{(\pi g_{\text{п}} d)^{n/(1+n)}} = \frac{a^{1/(1+n)}}{(g_{\text{п}} B)^{n/(1+n)}}, \tag{4.31}$$

которая убывает при увеличении диаметра изолятора и удельной поверхностной проводимости. В то же время предельное значение тока утечки возрастает при увеличении диаметра изолятора.

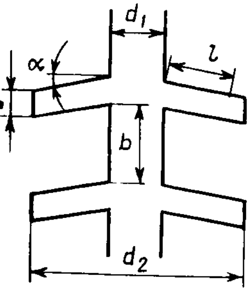


Рис. 4.25

При малых величинах $g_{\text{п}}$ разрядные напряженности при $d < 4$ см достаточно высоки. Однако при увеличении диаметра изолятора и степени его загрязнения величина влагоразрядной напряженности по длине пути утечки $E_{\text{в.р}\;L}$ уменьшается настолько, что создать приемлемую изоляционную конструкцию для аппаратов наружной установки невозможно. Для повышения разрядных напряжений используются ребра (рис. 4.25), которые служат для увеличения сопротивления на единицу строительной высоты изолятора. При одинаковой величине $g_{\text{п}}$ для стержня и ребра сопротивление увлажненной поверхности одного ребра (двух его сторон) и внешнего края

$$R_{\text{р}} = \frac{2}{\pi g_{\text{п}}} \int\limits_0^{0,5(d_2 - d_1)} \frac{dl}{d(l)} + \frac{c}{\pi g_{\text{п}} d_2}, \tag{4.32}$$

где l — текущая координата вдоль пути тока утечки, отсчитываемая от места сопряжения ребра со стержнем.

Так как $d(l) = d_1 + 2\,l\cos\alpha$, то $dd(l) = 2\cos\alpha\, dl$. Переходя в (4.32) к переменной $d(l)$ и заменяя пределы интегрирования [при $l = 0$ $d(l) = d_1$; при $l = 0{,}5(d_2 - d_1)$ $d(l) = d_2$], получаем

$$R_{\text{р}} = [1/(\pi g_{\text{п}} \cos\alpha)] \ln d_2/d_1 + c/(\pi g_{\text{п}} d_2). \qquad (4.33)$$

Согласно формуле (4.29) предельный ток утечки определяется диаметром тела изолятора d_1, так как при этом диаметре развитие дуги может происходить при наименьшем токе. Действительно, для того чтобы, например, дуга могла удлиняться на краю ребра $[d(l) = d_2]$, необходим значительно больший ток. После перекрытия межреберного расстояния изолятора по стержню опорные точки дуги свободно проскальзывают по поверхности соседних ребер вплоть до их краев, так как это перемещение приводит к уменьшению сопротивления в цепи и соответственно к росту тока и дальнейшему уменьшению сопротивления дуги (при неизменной ее длине). Поэтому влагоразрядное напряжение

$$U_{\text{в.р}} = I_{\text{пр}} R_{\text{п}} = (a\pi g_{\text{п}} d_1)^{\frac{1}{1+n}} \left[\frac{mb}{\pi g_{\text{п}} d_1} + \frac{mc}{\pi g_{\text{п}} d_2} + \frac{m}{\pi g_{\text{п}} \cos\alpha} \ln \frac{d_2}{d_1}\right] =$$

$$= \frac{a^{\frac{1}{1+n}}\, mb}{(\pi g_{\text{п}} d_1)^{\frac{n}{1+n}}} \left(1 + \frac{c}{b}\,\frac{d_1}{d_2} + \frac{d_1}{b\cos\alpha} \ln \frac{d_2}{d_1}\right), \qquad (4.34)$$

где m — число ребер изолятора.

Из формулы (4.34) следует, что влагоразрядное напряжение ребристого изолятора больше, чем для гладкого стержневого изолятора с диаметром d_1. Влагоразрядная напряженность по высоте изолирующего элемента h

$$E_{\text{в.р}\,h} = \frac{U_{\text{в.р}}}{mb + mc} = \frac{a^{1/(1+n)}}{(\pi g_{\text{п}} d_1)^{\frac{n}{1+n}}}\; \frac{1 + (c/b)\, d_1/d_2 + [d_1/(b\cos\alpha)] \ln (d_2/d_1)}{1 + c/b} =$$

$$= \frac{a^{1/(1+n)}}{(\pi g_{\text{п}} d_1)^{n/(1+n)}}\, k_h, \qquad (4.35)$$

где k_h — коэффициент использования высоты изолирующего элемента, который характеризует эффективность развития поверхности изолятора.

Представляя коэффициент k_h в виде

$$k_h = \frac{1 + (c/b)\,\{d_1/d_2 + [d_1/(c\cos\alpha)] \ln (d_2/d_1)\}}{1 + c/b}, \qquad (4.36)$$

устанавливаем, что для его увеличения необходимо обеспечить возможно большую величину множителя $d_1/d_2 + [d_1/(c\cos\alpha)]\ln(d_2/d_1)$, что может быть осуществлено путем уменьшения отношения c/d_1 и увеличения отношения d_2/d_1.

Формула (4.36) позволяет сделать вывод о целесообразности уменьшения отношений b/d_1 и c/b. Это означает, что при уменьшении толщины ребра улучшаются характеристики электрической прочности изолятора. Увеличение электрической прочности загрязненных изоляторов наблюдается при уменьшении отношения межреберного расстояния к диаметру b/d_1 лишь до некоторого предела ($b/d_1 \approx 0{,}67$), после чего происходит резкое уменьшение разрядных напряжений. Это определяется условиями растекания тока от дужки, шунтирующей кольцевую подсушенную зону. Действительно, при малой величине межреберного расстояния образование частичной дуги приводит к сокращению поверхности тела изолятора, обтекаемой током. Сокращение ширины пути тока утечки согласно формуле (4.29) приводит к уменьшению предельного тока утечки, что согласно формуле (4.34) приводит к уменьшению влагоразрядного напряжения.

§ 4.7. СТОЙКОСТЬ ПОЛИМЕРНОЙ ИЗОЛЯЦИИ К ВОЗДЕЙСТВИЮ ЧАСТИЧНЫХ ДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ

Как уже отмечалось (§ 4.6), появление частичных дуговых разрядов на поверхности увлажненных изоляторов — явление неизбежное. Опорные точки дуги, опирающиеся на электролит, имеют температуру, не превышающую 100 °С. Однако в стволе дуги, отделенном от подсушенной поверхности изолятора слоем воздуха толщиной в несколько миллиметров, температура достигает 4000°С. Тем не менее температура поверхности изоляторов не превышает 200°С, что определяется подвижностью дужек и низкой теплопроводностью слоя воздуха. Поэтому тепловое воздействие частичных дуговых разрядов на поверхность изоляторов не приводит к опасным последствиям.

Однако из опыта эксплуатации и лабораторных испытаний установлено, что со временем поверхность полимерной изоляции разрушается, образуются науглероженные дорожки, приводящие к перекрытию изоляторов. Исследованиями, проведенными в ЛПИ, установлено, что разрушение полимерной изоляции происходит в результате окисления ее поверхности продуктами разложения воздуха в стволе дуговых разрядов. Действительно, при температуре 4000°С значительная часть (более 50 %) молекул кислорода распадается на атомы. Диффундируя, атомы достигают поверхности изолятора либо непосредственно, либо в составе легко распадающихся молекул озона.

Кроме того, атомы кислорода вступают во взаимодействие с молекулярным и атомарным азотом, образуя окислы азота, которые, достигая увлажненной поверхности, образуют агрессивную азотную кислоту. В результате и подсушенная, и увлажненная поверхности изоляторов подвергаются воздействию активных окислителей, что приводит постепенно к изменению химического состава поверхности и увеличению поверхности проводимости на пять-шесть порядков, и изолятор теряет свои изолирующие свойства. Опорные точки дуги переходят на подсушенную поверхность изолятора, разогревают ее вплоть до полного разрушения поверхности с выделением либо летучих продуктов распада (эрозия поверхности), либо углерода. В последнем случае науглероженная поверхность разогревается до тысяч градусов, что приводит к быстрому распространению разрушения поверхности вплоть до полного перекрытия изолятора. Поэтому длительность завершающей стадии разрушения несоизмеримо мала по сравнению с длительностью первой, окислительной стадии, которая в зависимости от вида полимерного материала может составлять часы, сутки, месяцы, годы.

Таким образом, критерием стойкости полимерной изоляции к воздействию частичных дуговых разрядов является ее стойкость к воздействию атомарного кислорода и азотной кислоты. Наиболее стойкими материалами к этим воздействиям являются фторопласт и различные композиционные материалы на его основе, а также различные модификации кремнийорганической резины. Эти материалы уже начинают широко использоваться для создания полимерных изоляторов наружной установки в качестве защитного покрытия, наносимого на стеклопластиковые стержни и цилиндры.

Для низковольтной аппаратуры можно использовать другой путь — исключение появления частичных дуговых разрядов на увлажняемой поверхности изоляторов. Расчеты и экспериментальные исследования показывают, что при слабом загрязнении поверхности изоляторов (соответствующем удельной поверхностной проводимости в увлажненном состоянии $g_п \leqslant 2$ мкСм) ограничение средней напряженности поля вдоль пути тока утечки величиной 150 В/см (действующее значение) практически исключает возникновение поверхностных дуговых разрядов и соответственно разрушение ими поверхности изоляторов.

При более сильном загрязнении ($g_п = 5 \div 10$ мкСм) для исключения появления поверхностных дуговых разрядов необходимо ограничить среднюю напряженность вдоль пути тока утечки величиной 80—100 В/см (меньшая величина $E_{ср}$ соответствует большей проводимости).

Как видно, для аппаратов на напряжение до 1000 В создание безопасных условий для увлажняемой поверхности изоляции не вызывает больших трудностей.

§ 4.8. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ТВЕРДОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Вследствие разнообразия состава и структуры твердых диэлектриков, применяемых в электрических аппаратах высокого напряжения, а также из-за сложности процессов, в настоящее время стройной теории пробоя твердых диэлектриков (условия самостоятельности разряда) как для газов не разработано. Тем не менее установлен ряд теоретических и экспериментальных закономерностей, которые используются при создании изоляционных конструкций. В качестве элементов твердой изоляции электрических аппаратов широко используются органические диэлектрики. В результате длительного воздействия электрического поля происходит электрическое старение изоляции, которое для органических диэлектриков преимущественно определяется частичными разрядами (ЧР) в неоднородностях (например, газовых включениях) в толще изоляции. Под действием ЧР изоляция разрушается в области, примыкающей к включению, что при накоплении таких повреждений может привести к пробою изоляции. Размеры и число газовых включений в твердой изоляции находятся в значительных пределах в зависимости от качества изоляции и технологии ее изготовления. В изоляции на основе эпоксидных компаундов при качественном ее изготовлении размеры включения (поры) не превышают 20 мкм.

Качественный характер развития ЧР в толще диэлектрика обычно рассматривают на основе идеализированной схемы замещения, приведенной на рис. 4.26,*а*, *б*. Эквивалентная схема замещения состоит из трех емкостей: $C_в$ — емкости включения, $C_д$ — емкости части диэлектрика, определяющей ток через включение, и $C_а$ — емкости остальной части диэлектрика без включений. При этом емкость диэлектрика

$$C_x = C_а + (C_в C_д)/(C_в + C_д). \tag{4.37}$$

При приложении переменного напряжения промышленной частоты к изоляции амплитуда напряжения на включении

$$U_{вm} = U_m C_д/(C_в + C_д). \tag{4.38}$$

Когда напряжение на включении достигает пробивного напряжения для газового включения $U_{в\,з}$, возникает ЧР, характеризуемый резким спадом напряжения (пробой разрядника P в схеме замещения на рис. 4.26). При пробое включения напряжение уменьшается до некоторого значения $U_{в.п}$, при котором разряд прекращается, так как ток через включение ограничен емкостью $C_д$, а также образованием объемного заряда на поверхности поры. Соотношение между $U_{в.з}$ и $U_{в.п}$ изменятся в широких пределах $U_{в.п} = (0{,}3 \div 0{,}9) U_{в.з}$. После погасания первого ЧР напряжение на включении возрастает до следующего пробоя по кривой, соответствующей изменению приложенного напряжения, но смещенной на величину $\Delta U = U_{в.з} - U_{в.п}$, и следует серия ЧР, как

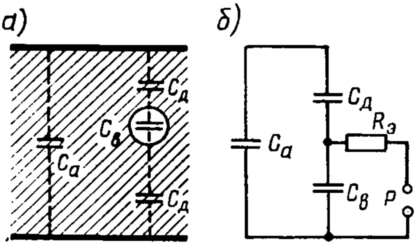


Рис. 4.26

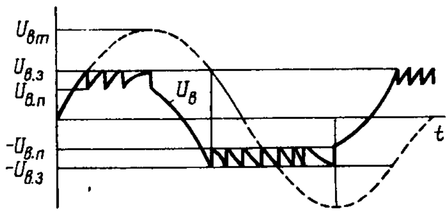


Рис. 4.27

показано на рис. 4.27. При прохождении напряжения $U_в$ через максимум ЧР прекращаются и далее они возобновляются при отрицательном полупериоде при напряжении $-U_{в.з}$.

Число ЧР за один полупериод

$$N_{ЧР} = 2(U_{вm} - U_{в.п})/(U_{в.з} - U_{в.п}), \tag{4.39}$$

а число ЧР за 1 с

$$N'_{ЧР} = 2fN_{ЧР}, \tag{4.40}$$

где f — частота приложенного напряжения, Гц.

Каждый единичный ЧР сопровождается прохождением заряда, который при $C_а \gg C_в$ и $C_а \gg C_д$ составляет $q = (C_в + C_д)(U_{в.з} - U_{в.п})$. Величина этого заряда в значительной степени зависит от размера поры и определяет эффект разрушения изоляции вследствие

ЧР. Однако практически измерить величину заряда q не представляется возможным. Для оценки интенсивности ЧР вводят понятие «кажущийся заряд ЧР». При этом считают, что изменение напряжения на объекте ΔU, которое происходит за счет изменения емкости при возникновении ЧР (шунтирование емкости $C_в$ в схеме рис. 4.26), происходит вследствие фиктивного изменения заряда $q_{ЧР}$ на электродах объекта при его неизменной емкости C_x. По нормам МЭК (Международной электротехнической комиссии) и другим стандартам, *кажущимся зарядом* $q_{ЧР}$ частичного разряда называют такой заряд, который, будучи мгновенно введен между выводами испытуемого объекта, вызывается такое же мгновенное изменение напряжения между выводами, как реальный частичный разряд. Величину $q_{ЧР}$ можно измерить различными методами, описанными в соответствующих руководствах и пособиях, и она составляет $q_{ЧР} = 10^{-15} \div 10^{-7}$ Кл в зависимости от качества изоляции. Кажущийся заряд может служить мерой интенсивности ионизационных процессов в толще изоляции, так как между величинами $q_{ЧР}$ и q имеется связь, определяемая формулой

$$q_{ЧР} = \Delta U C_x = \Delta U_в C_д = qC_д/(C_д + C_в). \qquad (4.41)$$

Отметим, что в реальных условиях в изоляции имеется большое число включений различной величины, с различными напряжениями зажигания и погасания, и поэтому регистрируется усредненная статистическая величина $\bar{q}_{ЧР}$, которая зависит от величины приложенного напряжения и ряда других факторов. В частности, при электрическом старении изоляции наблюдается резкое увеличение $q_{ЧР}$ непосредственно перед пробоем изоляции. В качестве меры интенсивности ЧР часто используются средний ток $I_{ЧР}$, который представляет собой сумму абсолютных значений кажущихся зарядов в течение некоторого интервала времени, деленную на этот интервал времени, Кл/с:

$$I_{ЧР} = [1/(\Delta t)](|q_{ЧР1}| + |q_{ЧР2}| + \dots + |q_{ЧРn}|). \qquad (4.42)$$

Приближенно $I_{ЧР} = N'_{ЧР}\bar{q}_{ЧР}$. Механизм разрушения изоляции вследствие ЧР достаточно сложен. Установлено, что под действием ЧР в полимерах развивается эрозия — разрушение поверхности материала диэлектрика, окружающего включение. Разрушение диэлектрика обычно связано с выделением газов водородного происхождения, образованием углеродистых соединений и химически активных продуктов, разрушающих диэлектрик. Обычно в процессе старения изоляции величина $q_{ЧР}$ возрастает незначительно — в основном увеличивается число импульсов ЧР в единицу времени.

Интенсивные ЧР некоторых диэлектриков (в частности, полимерных) могут привести к образованию дендритов, которые представляют собой медленно прорастающий разветвленный полый канал, заполненный газом, со слабо науглероженными внутренними поверхностями. После образования дендрита $\bar{q}_{ЧР}$ увеличивается на один-два порядка.

Прорастание канала до противоположного электрода приводит к пробою изоляции.

Весьма важно установить зависимость между величиной $\bar{q}_{ЧР}$ при рабочем напряжении и сроком службы изоляции. Исследования показывают, что частичные разряды величиной $\bar{q}_{ЧР} = 10^{-12} \div 10^{-11}$ Кл не приводят к быстрому разрушению изоляции, однако могут явиться причиной старения изоляции (так называемые начальные ЧР). Возникновение частичных разрядов с кажущимся зарядом единичного ЧР $\bar{q}_{ЧР} = 10^{-8} \div 10^{-7}$ Кл даже при кратковременных приложениях напряжения (испытательное напряжение, перенапряжения) приводит к существенному повреждению изоляции, необратимым изменениям и резкому снижению длительной электрической прочности. Такие ЧР называют критическими и их появление в изоляционной конструкции недопустимо, в том числе и при перенапряжениях.

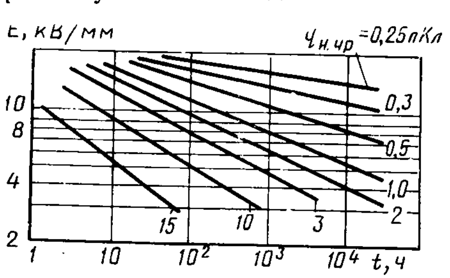


Рис. 4.28

Величина начальных ЧР оказывает влияние на ход вольт-временных характеристик изоляции. Характерные зависимости срока службы для образцов из эпоксидной изоляции от напряженности электрического поля показаны на рис. 4.28 для слабонеоднородного поля при $l = 10$ мм. Как следует из рис 4.28, увеличение $\bar{q}_{н.чр}$ на порядок существенно (на несколько порядков) уменьшает срок службы изоляции. Таким образом, величина $q_{н.чр}$ может использоваться для прогнозирования длительной электрической прочности твердой изоляции и выбора допустимой напряженности электрического поля в толще изоляции. Однако корреляционная связь между $\bar{q}_{н.чр}$ и сроком службы изоляции получена для ограниченного типа образцов изоляции.

Вольт-временные характеристики (кривые жизни) обычно аппроксимируются зависимостью типа

$$\overline{\lg t} = A - bE, \tag{4.43}$$

где A и b — величины, зависящие от природы твердого диэлектрика и условий испытаний, причем с ростом температуры они уменьшаются.

Зависимость (4.43) устанавливает связь между средним значением выдерживаемого времени и воздействующей напряженностью поля E (рис. 4.28). При заданной величине E наблюдается большой разброс выдерживаемых времен, распределение которых примерно соответствует нормально логарифмическому закону со стандартом $\sigma_{\lg t} = (0{,}05 \div 0{,}15)\,\overline{\lg t}$. Ме́ньшие величины соответствуют более качественным изделиям с малым количеством структурных дефектов. На практике обычно экспериментально определяют начальный ход зависимости (4.43) (при $t \approx 10^3$ ч) и затем с учетом статистических закономерностей экстраполируют результаты на заданный срок службы изоляционной конструкции.

Длительная электрическая прочность твердой органической изоляции зависит от размеров изоляционной конструкции, причем определяющим является так называемый напряженный объем, т.е. объем диэлектрика, в котором напряженность электрического поля составляет не менее 85 % от ее максимального значения. Увеличение напряженного объема диэлектрика на порядок приводит к снижению длительной электрической прочности на 20—30 %.

При одновременном воздействии высокой температуры и электрического поля процессы старения твердой изоляции из органических диэлектриков происходят быстрее. Это обусловлено тем, что старение и разрушение диэлектрика под действием ЧР связано с химическими процессами, развивающимися во включениях. Основываясь на законах кинетики химических реакций (закон Аррениуса), что является довольно грубым допущением, принимают, что для органической изоляции между сроком службы изоляции и температурой T имеется зависимость

$$t = c\ \exp\ (-aT), \tag{4.44}$$

где c и a — постоянные, которые имеют для большинства видов аппаратной изоляции такие значения, что повышение температуры на 10°С приводит к сокращению срока службы изоляции вдвое (это справедливо лишь в узком интервале возможных рабочих температур).

На процессы старения изоляции и ее длительную прочность существенно влияет проникновение влаги в толщу изоляции, что может происходить при использовании волокнистых материалов, например стеклопластиков. Увлажнение изоляции ускоряет электрическое и тепловое старение, приводит к резкому увеличению интенсивности ЧР. Поэтому при создании изоляционных конструкций на основе полимеров, работающих на открытом воздухе, большое внимание уделяют вопросам герметизирующих покрытий.

Задача выбора допустимых рабочих напряженностей, т.е. напряженностей в толще твердой изоляции при рабочем напряжении, обеспечивающих заданный срок службы аппарата (25 лет), достаточно сложна и требует выполнения большого объема длительных экспериментальных исследований, так как все расчеты базируются на эмпирических предпосылках. Для твердой аппаратной изоляции на основе органических материалов обычно принимают $E_{\text{раб}} \approx 2 \div 3$ кВ/мм (при монолитной структуре и качественной технологии). При сложной структуре и наличии включений и микропор $E_{\text{раб}}$ существенно снижается.

Кратковременная электрическая прочность твердых диэлектриков зависит от ряда факторов, в частности от времени приложения напряжения. При воздействии грозовых перенапряжений пробой твердых диэлектриков определяется электрическими процессами. Механизм электрического пробоя в твердых диэлектриках достаточно сложен и его теория разработана в основном для кристаллических диэлектриков, хорошо очищенных от примесей. Основой механизма электрического пробоя, как и в газах, является ударная ионизация электронами, развитие лавин электронов и образование стримеров. Скорость развития стримера в твердых диэлектриках существенно (в 10—100 раз) меньше, чем в газах.

В широком диапазоне предразрядных времен ($t_р = 1 \div 10^2$ мкс) кратковременная электрическая прочность твердых диэлектриков не зависит от длительности воздействующего напряжения. Некоторое повышение электрической прочности происходит при весьма малых предразрядных временах (около 0,1 мкс). На импульсную электрическую прочность твердой изоляции на основе эпоксидных компаундов влияет характер электрического поля: в сильнонеоднородных полях *2*, *3* (рис. 4.29) средняя пробивная напряженность значительно меньше, чем в однородном *1* или слабонеоднородном. Характерно, что средняя пробивная напряженность эпоксидных компаундов в неоднородном поле снижается с увеличением расстояния между электродами. При отрицательной *2* полярности импульсов 1,2/50 мкс в неоднородных полях (*2*, *3*) электрическая прочность выше, чем при положительной *3*. Увеличение длительности воздействующего напряжения до 10^{-3}—10^{-2} с, что соответствует коммутационным перенапряжениям, приводит к некоторому снижению электрической прочности (на 10—20 %). Это определяется влиянием частичных разрядов, возникающих в неоднородностях, что приводит к смене механизма развития разряда. Кумулятивный эффект для большинства видов твердой изоляции наблюдается лишь при очень большом числе импульсных воздействий (10^5—10^6), что существенно превышает число перенапряжений за срок службы изоляции аппарата.

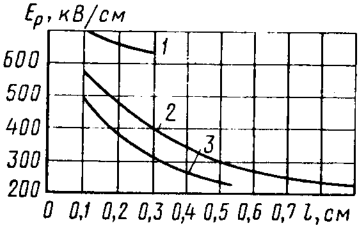


Рис. 4.29

Твердая изоляция электрических аппаратов, выбранная по условию надежной работы при рабочем напряжении при сроке службы 20—30 лет, всегда имеет значительные запасы электрической прочности относительно кратковременных повышений напряжения, т.е. определяющей является длительная электрическая прочность.

При некоторых условиях (медленный подъем переменного или постоянного напряжения в течение нескольких минут и более при наличии неоднородностей в виде, например, проводящих каналов) возможен так называемый тепловой пробой твердых диэлектриков, который обусловлен резким ростом диэлектрических потерь или проводимости твердых диэлектриков с повышением температуры. В случае нарушения баланса между выделяемой и отводимой теплотой происходит монотонное возрастание температуры и разрушение диэлектрика. При перенапряжениях такой пробой невозможен вследствие их кратковременности. В стационарном режиме (рабочее напряжение) конструкция аппарата должна быть выбрана так, чтобы температура токоведущих частей и твердого диэлектрика (см. гл. 1) не превышала предельно допустимую по механической и электрической прочности.

§ 4.9. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ИЗОЛЯЦИОННЫХ ПРОМЕЖУТКОВ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В отличие от твердых в жидких диэлектриках силы, вызывающие упорядочение структуры, распространяются на ограниченную область пространства в пределах нескольких диаметров молекул. При этом беспорядочное тепловое движение молекул способствует непрерывной перегруппировке областей упорядоченной структуры. Кроме того, в жидких диэлектриках при обычной промышленной очистке (технически чистые диэлектрики) всегда имеется некоторое количество примесей (твердые частицы, волокна органических диэлектриков, пузырьки газа, влага), которые при определенных условиях могут существенно повлиять на электрическую прочность изоляционного промежутка.

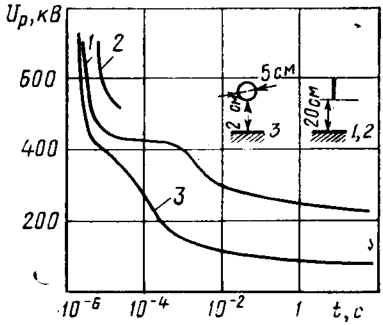


Рис. 4.30

Проводимость технически чистого трансформаторного масла составляет $g_э = 10^{-19} \div 10^{-10}$ Ом$^{-1}$ · м$^{-1}$, что во много раз больше, чем для газов. Проводимость определяется перемещением ионов, которые образуются вследствие диссоциации молекул жидкости или примесей, а также из-за ионизационных процессов. Степень диссоциации молекул жидкости $m_д$ (отношение числа диссоциированных молекул $n_д$ к общему числу молекул в единице объема n) зависит от диэлектрической проницаемости жидкого диэлектрика. Для трансформаторного масла ($\varepsilon_м \approx$ $\approx 2{,}1$) степень диссоциации составляет примерно $m_д = 10^{-11}$. Кроме ионной проводимость жидкого диэлектрика может быть обусловлена перемещением мельчайших (коллоидных) твердых заряженных частиц примесей. В целом проводимость жидкого диэлектрика определяет диэлектрические потери и выражается через угол диэлектрических потерь

$$g_э = \varepsilon\omega \operatorname{tg} \delta, \qquad (4.45)$$

где ω — угловая частота напряжения ($\omega = 2\pi f$).

Величина $\operatorname{tg} \delta$ является одной из характеристик, по которой можно судить о степени очистки жидкого диэлектрика (хорошо очищенное трансформаторное масло имеет $\operatorname{tg} \delta \approx (1 \div 2) 10^{-3}$.

Электрическая прочность изоляционных промежутков в жидких диэлектриках зависит от большого числа факторов, из которых основными являются характер электрического поля, размеры электродов и расстояние между ними, длительность приложения напряжения. Вольт-временные характеристики промежутков в трансформаторном масле для случая поля, близкого к однородному *3*, и для резконеоднородного поля (*1* — положительная полярность; *2* — отрицательная) приведены на рис. 4.30. Как видно, в слабонеоднородных полях электрическая прочность весьма сильно зависит от длительности приложения напряжения.

В области малых времен ($t_p \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ с) пробой в жидкости характеризуется теми же процессами, что и в газе: ударная ионизация, образование лавин электронов и стримеров. В случае однородных и слабонеоднородных полей пересечение изоляционного промежутка стримером приводит к пробою промежутка. Однако скорость развития стримера в жидком диэлектрике примерно на порядок меньше, чем в воздухе при $\delta = 1$. Резкий подъем пробивных напряжений в области малых предразрядных времен ($t_p < 10^{-5}$ с) определяется соизмеримостью времени развития разряда со временем воздействия напряжения. Так как скорость развития стримера в жидкости существенно зависит от напряженности поля, то для осуществления пробоя необходимо значительно повысить амплитуду приложенного напряжения.

В резконеоднородном поле при длине стримера в несколько сантиметров и более происходит разогревание его канала и образуется лидер. Как и в газе, среднее падение напряжения по длине канала лидера существенно меньше, чем в канале стримера, пробой промежутков с неоднородным полем происходит при существенно меньших средних напряженностях по длине промежутков (рис. 4.30). В сильно неоднородном поле пробою изоляционного промежутка предшествует коронный разряд в лавинной и стримерной формах. На начальное напряжение самостоятельного разряда в жидкости, как и в газе, влияет радиус кривизны электрода.

Характер развития разряда в жидком диэлектрике в больших промежутках с неоднородным полем (несколько сантиметров), как показано в работах д-ра техн. наук В. С. Комелькова, имеет много общего с характером лидерного процесса пробоя длинных воздушных промежутков. Скорость развития лидера в жидком диэлектрике при положительной полярности напряжения составляет 10^3—10^4 м/с. Эффект полярности приложенного напряжения при кратковременных его воздействиях в трансформаторном масле в неоднородных полях выражен существенно меньше, чем в воздухе при $\delta = 1$, хотя при отрицательной полярности электрическая прочность промежутков выше, чем при положительной. Характерно, что при кратковременных воздействиях напряжения на электрическую прочность жидких диэлектриков наличие примесей практически не оказывает влияния. При длительности приложения напряжения 10^{-3}—10^{-2} с и более электрическая прочность технически чистого трансформаторного масла резко снижается, особенно в случае однородного и слабонеоднородного поля, так как начинают влиять примеси, а при больших временах и высоких напряженностях электрического поля идет процесс старения жидкого диэлектрика.

Одновременно со снижением 50 %-ных разрядных напряжений увеличивается коэффициент вариации (до значения $\sigma^* \approx 0{,}1 \div 0{,}15$). При небольших расстояниях между электродами (порядка сантиметров) в однородных и слабонеоднородных полях возможно образование проводящих мостиков из частичек твердых примесей, эмульгированных капелек воды или увлажненных волокон органических диэлектриков, что облегчает развитие разряда.

Процесс старения трансформаторного масла при длительных прило-
кениях напряжения обусловлен рядом причин: частичными разряда-
ии в газовых включениях, разрушением молекул углеводородов с
ыделением газа (водорода), окислительными процессами и т. п. Одно-
ременно с образованием газообразных продуктов разложения масла
роисходит поглощение газа за счет растворения его в масле и хими-
еских реакций. Когда интенсивность газовыделения превышает интен-
ивность газопоглощения, образуются газовые пузыри и резко возра-
тает интенсивность ЧР (критические ЧР). Поэтому длительная элек-
рическая прочность изоляционных промежутков в трансформаторном
асле существенно ниже импульсной (при грозовых и коммутационных
еренапряжениях). Отношение разрядных на-
пряжений при грозовых импульсах к дли-
ельно допустимому напряжению промышлен-
ой частоты может достигать 3—5 и даже
олее. Допустимая средняя напряженность
масляных промежутках в слабонеоднород-
ых полях по условию надежной работы при
абочем напряжении составляет 10—20 кВ/см.

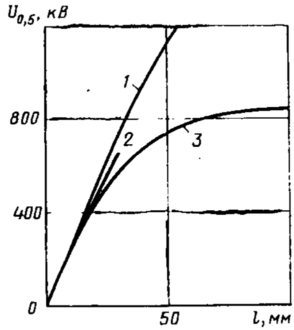


Рис. 4.31

Зависимости пробивных напряжений от
асстояния между электродами в трансформа-
орном масле при грозовых *1*, *3* и коммута-
ионных *2* импульсах приведены на рис. 4.31.
ледует отметить, что в сильнонеоднородных
(полусферы ∅ 20 мм) полях эти зависимо-
ти резко нелинейны. Поэтому необходимо
збегать таких ситуаций в конструкциях аппаратов (выключателей)
ысокого напряжения. Как следует из сопоставления рис. 4.30 и 4.31,
бычно изоляционные промежутки в жидком диэлектрике, выбранные
о условию надежной работы при длительном воздействии напряже-
ия, обеспечивают требуемую надежность работы при перенапря-
кениях. Для повышения электрической прочности масляных изоля-
ионных промежутков в электрических аппаратах используют раз-
ичные комбинации жидкого и твердого диэлектриков.

В баковых масляных выключателях широко применяются барьеры
перегородки) из твердого диэлектрика (электротехнический картон,
етинакс и др.). Дугогасительные камеры масляных выключателей
ыполняются из твердых диэлектриков (эпоксидные компаунды, стек-
опластик). При этом твердый диэлектрик, являясь конструктивным
лементом аппарата (камера для организации обдува и охлаждения
уги, отделение газового пузыря при горении дуги от заземленных
астей и др.), влияет на электрическую прочность масляных изоляци-
нных промежутков. В слабонеоднородных полях при длительном при-
ожении напряжения барьер служит механическим препятствием для
бразования проводящих мостиков, и электрическая прочность про-
іежутков повышается.

В бумажно-масляной изоляции (см. рис. 4.2) длительная электри-
еская прочность определяется в основном интенсивностью частичных
азрядов в масляных прослойках. Напряженность электрического

поля в масляной прослойке существенно выше, чем в бумаге, и зависит от соотношения между толщинами масляной прослойки и бумаги:

$$E_м/E_{ср} \approx (1+\Delta_м/\Delta_б)/(\Delta_м/\Delta_б+\varepsilon_м/\varepsilon_б), \qquad (4.46)$$

где $E_м$ — напряженность в масляной прослойке; $E_{ср}$ — средняя напряженность по толще изоляции; $\Delta_м$ и $\Delta_б$ — толщина соответственно масляной прослойки и бумаги; $\varepsilon_м$ и $\varepsilon_б$ — диэлектрическая проницаемость соответственно масла и бумаги.

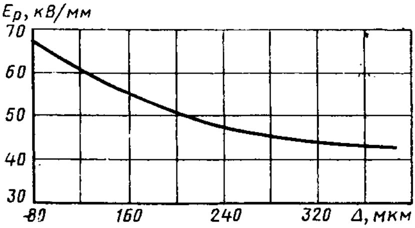


Рис. 4.32

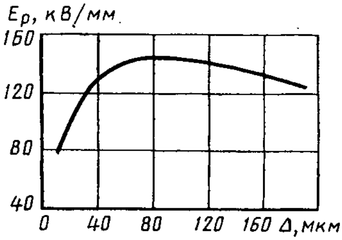


Рис. 4.33

Толщина масляной прослойки зависит от толщины применяемой бумаги. Для аппаратной изоляции (трансформатор тока) обычно $\Delta_м \approx \approx \Delta_б$, при этом

$$E_м/E_{ср} = 2\varepsilon_б/(\varepsilon_м+\varepsilon_б) \approx 1{,}3. \qquad (4.47)$$

Электрическая прочность масляной прослойки в сильной степени зависит от ее толщины. Характерная зависимость пробивной напряженности в однородном поле при напряжении промышленной частоты от толщины приведена на рис. 4.32, из которого следует, что при конструировании изоляции целесообразнее применять более тонкую бумагу. Частичные разряды в бумажно-масляной изоляции обычно возникают в масляной прослойке в зоне повышенной напряженности поля (на краю электродов). Наличие ЧР в толще изоляции приводит к разложению масла в прослойке и газовыделению. Допустимые рабочие напряженности в бумажно-масляной изоляции определяются по условию отсутствия критических ЧР в течение заданного срока службы (см. § 4.8). Для аппаратной изоляции при толщине слоя ~1 мм (изоляция конденсаторного типа) допустимая рабочая напряженность составляет 40 кВ/см. При этом амплитуда начальных ЧР при рабочем напряжении не должна превышать 10^{-12} Кл.

Электрическая прочность бумажно-масляной изоляции при перенапряжениях в значительной степени определяется качеством применяемой бумаги. Пробивная напряженность зависит от толщины и плотности бумаги, а также от числа слоев. В тонкой бумаге (конденсаторной толщиной 10—12 мкм) всегда имеются проводящие включения, размеры которых соизмеримы с толщиной бумаги. Число таких включений зависит от технологии изготовления и может достигать нескольких десятков на 1 м² поверхности. При использовании нескольких слоев бумаги существенно уменьшается вероятность совпадения проводящих включений, и среднее значение пробивной напряженности возрастает (рис. 4.33). Однако при увеличении толщины слоя изоляции (свыше 100 мкм) пробивная напряженность снижается вследствие повышения напряженности на краю электрода, если не применяются специальные меры по выравниванию поля.

В наиболее часто применяемой в аппаратах (трансформаторах тока) кабельной бумаге с толщиной листа 80—120 мкм сквозные проводящие включения маловероятны. Поэтому кратковременная электрическая прочность изоляции на основе кабельной бумаги в слабонеоднородных полях примерно пропорциональна толщине слоя изоляции. Увеличение плотности бумаги приводит к повышению кратковременной электрической прочности, однако из-за зависимости диэлектрической проницаемости от плотности бумаги повышается напряженность поля в масляной прослойке, что приводит к снижению длительной электрической прочности. Обычно бумажно-масляная изоляция, выбранная по условию надежной работы при рабочем напряжении, обладает достаточной кратковременной электрической прочностью относительно перенапряжений при существующих уровнях их ограничения.

§ 4.10. МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ИЗОЛЯЦИОННЫХ КОНСТРУКЦИЙ АППАРАТОВ

Наибольшая электрическая прочность изоляционных промежутков достигается в однородных и слабонеоднородных полях, когда величина разрядного напряжения определяется начальным напряжением самостоятельного разряда. Действительно, например, в воздухе при атмосферном давлении начальная напряженность самостоятельного разряда не ниже 23,6 кВ/см (см. § 4.2), а средняя разрядная напряженность вдоль изоляционных конструкций высотой более 1 м меньше 5 кВ/см. Такое большое различие разрядных напряженностей в однородном и сильнонеоднородном полях определяет возможность управления электрической прочностью изоляционных конструкций.

Однако высоковольтные элементы аппаратов по конструктивным и технологическим причинам изготавливаются с различными неровностями, выступающими деталями — края фланцев, головки болтов и т.п. Самостоятельный разряд на этих деталях возникает при очень низком напряжении в форме лавинной или стримерной короны. Для повышения начального напряжения короны необходимо уменьшить заряд на высоковольтном элементе аппарата в целом и на выступающих деталях в частности. Эта задача решается путем установки дополнительных электродов — экранов, электрически связанных с высоковольтным элементом. В этом случае заряд на высоковольтном элементе аппарата можно определить из системы потенциальных уравнений Максвелла

$$U=\alpha_{11}q_1+\alpha_{12}q_2; \quad U=\alpha_{21}q_1+\alpha_{22}q_2, \tag{4.48}$$

где α_{11}, α_{22} — собственные потенциальные коэффициенты высоковольтного элемента аппарата и экрана; α_{12} — взаимный потенциальный коэффициент.

Эта система определяет величины q_1 и q_2 в виде

$$q_1 = (U/\alpha_{11})(1-\alpha_{12}/\alpha_{22})/[1-\alpha_{12}^2/(\alpha_{11}\alpha_{22})]; \quad (4.49)$$

$$q_2 = (U/\alpha_{22})(1-\alpha_{12}/\alpha_{11})/[1-\alpha_{12}^2/(\alpha_{11}\alpha_{22})]. \quad (4.50)$$

В формулах (4.49), (4.50) первый множитель определяет заряд на одном электроде при отсутствии другого, остальные множители учитывают влияние другого электрода. Как видно, наличие экрана приводит к уменьшению заряда на высоковольтном элементе аппарата и тем в большей степени, чем больше отношение взаимного потенциального коэффициента к собственному потенциальному коэффициенту экрана α_{12}/α_{22}. В общем случае, чем больше заряд на экране и чем ближе он расположен к высоковольтному элементу аппарата (ВЭА), тем больше экран влияет на его заряд. Однако этим не ограничивается влияние экранов на напряженность поля ВЭА. При близком расположении двух одноименно заряженных тел происходит перераспределение зарядов по поверхности обоих тел. В той части поверхности ВЭА, где направления векторов напряженности поля, создаваемых зарядами ВЭА и экрана, совпадают, напряженность поля усиливается, где оно противоположно — уменьшается. Поэтому экранирующий эффект существенно зависит не только от расстояния между ВЭА и экраном, но и от их взаимного расположения. Поэтому при выборе экрана необходимо тщательно проанализировать поле ВЭА и целесообразный путь его деформации с помощью экранов. На рис. 4.34 показаны возможности регулирования распределения напряженности поля вдоль изоляционной колонки с помощью экранов.

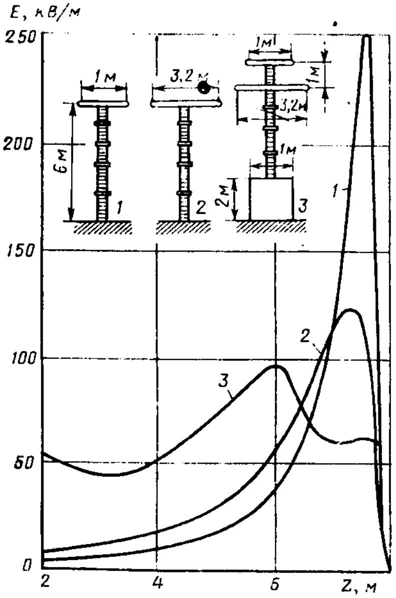


Рис. 4.34

Выравнивание распределения напряженности поля можно достичь также путем фиксирования потенциала в различных точках поля. Рассмотрим, например, случай, когда промежуточный потенциал фиксируется с помощью одного экрана тороидальной формы. Для упрощения решения задачи высоковольтный электрод аппарата вместе с экраном может быть эквивалентирован (по емкости) сферой или тороидом с помощью системы потенциальных уравнений (4.48).

Собственный потенциальный коэффициент эквивалентного электрода с учетом (4.49) и (4.50)

$$\alpha_э = U/(q_1+q_2) = (\alpha_{11}\alpha_{22}-\alpha_{12}^2)/(\alpha_{11}+\alpha_{22}-2\alpha_{12}). \quad (4.51)$$

Обозначая эквивалентный высоковольтный электрод индексом 1, а дополнительный экран с промежуточным потенциалом индексом 2, составляем систему потенциальных уравнений

$$U_1 = \alpha_{11} q_1 + \alpha_{12} q_2; \quad U_2 = \alpha_{21} q_1 + \alpha_{22} q_2. \tag{4.52}$$

Разрешая эту систему относительно зарядов ВЭА и дополнительного экрана, получаем

$$q_1 = \frac{U_1}{\alpha_{11}} \frac{1-(\alpha_{12}/\alpha_{22})\, U_2/U_1}{1-\alpha_{12}^2/(\alpha_{11}\,\alpha_{22})}; \tag{4.53}$$

$$q_2 = \frac{U_2}{\alpha_{22}} \frac{1-(\alpha_{12}/\alpha_{11})\, U_1/U_2}{1-\alpha_{12}^2/(\alpha_{11}\,\alpha_{22})} = \frac{U_1}{\alpha_{22}} \frac{U_2/U_1 - \alpha_{12}/\alpha_{11}}{1-\alpha_{12}^2/(\alpha_{11}\,\alpha_{22})}. \tag{4.54}$$

Как видно, заряды на электродах определяются двумя множителями, один из которых равен заряду на электроде при отсутствии второго электрода, а другой учитывает влияние второго электрода. Однако в рассматриваемом случае влияние второго электрода может привести к изменению не только величины, но и знака заряда. Действительно, например, при $U_2/U_1 = \alpha_{12}/\alpha_{11}$ согласно (4.54) заряд $q_2 = 0$, при этом потенциал U_2 равен потенциалу поля ВЭА в месте расположения экрана. При $U_2/U_1 > \alpha_{12}/\alpha_{11}$ потенциал U_2 больше потенциала поля ВЭА в месте расположения экрана и заряд q_2 имеет тот же знак, что и потенциал U_1; при $U_2/U_1 < \alpha_{12}/\alpha_{11}$ потенциал U_2 меньше потенциала поля ВЭА в месте расположения экрана и заряд имеет противоположный знак. Соответственно согласно (4.53) при $U_2/U_1 = \alpha_{12}/\alpha_{22}$ второй множитель в формуле (4.53) становится равным единице и заряд ВЭА оказывается таким же, как и при отсутствии экрана с промежуточным потенциалом. При $U_2/U_1 > \alpha_{12}/\alpha_{22}$ числитель второго множителя в формуле (4.53) меньше знаменателя и заряд меньше, чем при отсутствии экрана. Уменьшение заряда ВЭА приводит к уменьшению напряженности поля вблизи него и соответственно к повышению электрической прочности изоляционной конструкции. Поэтому именно случай $U_2/U_1 > \alpha_{12}/\alpha_{22}$ можно использовать для сокращения размеров изоляционных конструкций.

При $U_2/U_1 < \alpha_{12}/\alpha_{22}$ второй множитель в формуле (4.53) больше единицы. Заряд q_1 больше, чем при отсутствии экрана с промежуточным потенциалом. При этом условия развития разряда с высоковольтного электрода облегчаются.

Следует заметить, что согласно (4.53) путем увеличения U_2 можно получить, что заряд ВЭА $q_1 = 0$. Однако при этом $U_2/U_1 = \alpha_{22}/\alpha_{12}$, т. е. потенциал экрана должен быть больше потенциала ВЭА. Уже при значительно меньшем потенциале $U_2 < U_1$ разряд начинает развиваться не с высоковольтного электрода, а с дополнительного экрана, что и ограничивает возможности увеличения отношения U_2/U_1.

Формула (4.53) позволяет оценить влияние размеров дополнительного экрана. Взаимный потенциальный коэффициент определяется в основном взаимным расположением ВЭА и промежуточного экрана. Поэтому возможности его изменения ограничены. Увеличение размеров дополнительного экрана приводит к уменьшению собственного потенциального коэффициента α_{22}, что в свою очередь приводит к увеличению влияния промежуточного потенциала U_2 на величину заряда q_1. Таким образом, чем больше размеры дополнительного экрана, тем более эффективно управление полем изоляционной конструкции аппарата с помощью промежуточного потенциала. Для реализации полученных соотношений и выбора экранов необходимо установить связь между их размерами и потенциальными коэффициентами.

§ 4.11. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭКРАНОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Для управления полем электрических аппаратов наибольшее применение получили тороидальные экраны и их различные комбинации. Тороидальные экраны полностью характеризуются двумя параметрами: радиусами осевой линии R_0 и трубы r_0. В случае тороидальных экранов с размерами, характерными для электрических аппаратов, соотношения между зарядом, потенциалом φ и максимальной напряженностью можно получить с достаточно малой погрешностью (в пределах 1 %) без учета неравномерности распределения заряда по поверхности тора исходя из поля заряда q, расположенного по оси тора. При этом (рис. 4.35) потенциал

$$\varphi = [q/(2\pi^2\varepsilon_0)]\, K(k)/\sqrt{z_2 + (y + R_0)^2}, \tag{4.55}$$

где $K(k)$ — полный эллиптический потенциал первого рода, модуль которого

$$k = \sqrt{4R_0\, y/[z^2 + (y + R_0)^2]}\ (0 \leqslant k \leqslant 1). \tag{4.56}$$

Вдали от поверхности тора $k \ll 1$, что позволяет использовать разложение $K(k)$ в ряд по степеням модуля k для получения приближенной формулы

$$\varphi = \frac{q}{2\pi^2\varepsilon_0}\,\frac{1}{\sqrt{z^2 + (y + R_0)^2}}\,\frac{\pi}{2}\left[1 + \frac{yR_0}{z^2 + (y + R_0)^2}\right]. \tag{4.57}$$

При $z^2 \gg (y + R_0)^2$ (4.57)

$$\varphi \approx q/(4\pi\varepsilon_0 z) \tag{4.58}$$

и при $z = 0$, $y \gg R_0$

$$\varphi \approx q/(4\pi\varepsilon_0 y). \tag{4.59}$$

Отсюда следует, что на достаточно большом расстоянии от тороида его поле соответствует полю сферы.

Вблизи поверхности тороида модуль k близок к единице. При $k \approx$ ≈ 1 быстро сходится другое разложение

$$K(k) = \ln(4/k') + (1/4)[\ln(4/k') - 1](k')^2 + \ldots, \tag{4.60}$$

где

$$k' = \sqrt{1 - k^2} = \sqrt{[z^3 + (y - R_0)^2]/[z^2 + (y + R_0)^2]}. \tag{4.61}$$

Следовательно, согласно (4.55) потенциал в окрестностях тороида определяется формулой

$$\varphi = [q/(2\pi^2 \varepsilon_0)] \left[1/\sqrt{z^2 + (y+R_0)^2}\right] \times$$
$$\times \ln 4\sqrt{[z^2 + (y+R_0)^2]/[z^2 + (y-R_0)^2]}. \qquad (4.62)$$

Используя формулу (4.62) для вычисления потенциала от заряда на тороиде и формулу (4.58) для вычисления потенциала от заряда тороида, отраженного от поверхности земли (для учета влияния земли),

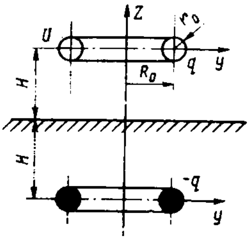


Рис. 4.35

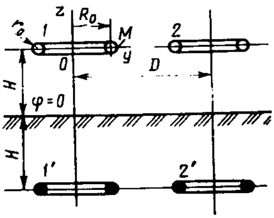


Рис. 4.36

получаем формулу для потенциала тороида над землей (рис. 4.35). Для этого в формуле (4.62) полагаем $z = 0$, $y = R_0 + r_0$, а в формуле (4.58) $z = 2H$. В результате имеем

$$U = \frac{q}{4\pi^2 \varepsilon_0 R_0} \left[\frac{1}{1 + r_0/(2R_0)} \ln \frac{8R_0}{r_0}\left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right) - \frac{\pi R_0}{2H}\right], \qquad (4.63)$$

откуда емкость тороида над поверхностью земли

$$C = \frac{4\pi^2 \varepsilon_0 R_0 [1 + r_0/(2R_0)]}{\ln \{(8R_0/r_0)[1 + r_0/(2R_0)]\} - \pi R_0/(2H)}. \qquad (4.64)$$

Пренебрежение в (4.64) множителем $1 + r_0/(2R_0)$ во втором члене знаменателя не вносит заметной погрешности в вычисление, так как при обычных соотношениях параметров r_0, R_0, H второй член в знаменателе значительно меньше первого.

При расположении двух тороидов над землей (рис. 4.36) учесть влияние соседнего тороида можно также, заменяя тороид точечным зарядом (сферой) по формулам (4.58) и (4.59). Тогда потенциал тороида *1* от заряда тороида *2*, вычисленный, например, в точке M тороида

$$U_{12} = \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0} \left[\frac{1}{D - R_0} - \frac{1}{\sqrt{(2H)^2 + (D - R_0)^2}}\right] =$$
$$= \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 D} \left[\frac{1}{1 - R_0/D} - \frac{1}{\sqrt{(1 - R_0/D)^2 + (2H/D)^2}}\right] = \alpha_{12} q_2. \qquad (4.65)$$

С учетом собственного заряда q_1 потенциал тороида *1*

$$U_1=\alpha_{11}q_1+\alpha_{12}q_2\approx\frac{q_1}{4\pi^2\varepsilon_0R_0}\left[\frac{1}{1+r_0/(2R_0)}\ln\frac{8R_0}{r_0}\left(1+\frac{r_0}{2R_0}\right)-\right.$$
$$\left.-\frac{\pi R_0}{2H}\right]+\frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0D}\left[1-\frac{1}{\sqrt{1+(2H/D)^2}}\right], \qquad (4.66)$$

где во втором члене опущены малые члены R_0/D.

В частном случае $U_1=\pm U_2$, заряды на тороидах $q_1=\pm q_2$ и, следовательно,

$$U_1\approx\frac{q_1}{4\pi^2\varepsilon_0R_0}\left\{\frac{1}{1+r_0/(2R_0)}\ln\frac{8R_0}{r_0}\left(1+\frac{r_0}{2R_0}\right)-\right.$$
$$\left.-\frac{\pi R_0}{2H}\pm\frac{\pi R_0}{D}\left[1-\frac{1}{\sqrt{1+(2H/D)^2}}\right]\right\}. \qquad (4.67)$$

Рабочая емкость экрана

$$C_1=\frac{4\pi^2\varepsilon_0R_0}{\frac{1}{1+r_0/(2R_0)}\ln\frac{8R_0}{r_0}\left(1+\frac{r_0}{2R_0}\right)-\frac{\pi R_0}{2H}\pm\frac{\pi R_0}{D}\left[1-\frac{1}{\sqrt{1+(2H/D)^2}}\right]} \qquad (4.68)$$

уменьшается по сравнению с емкостью одиночного тороида над землей при $U_1=U_2$ и увеличивается при $U_1=-U_2$.

Формулы (4.67) и (4.68) с отрицательным знаком добавочного члена справедливы и для средней фазы трехфазной системы. Действительно, в этом случае в момент максимума напряжения на средней фазе U_m напряжения на крайних фазах одинаковы и равны $-U_m/2$. С достаточной степенью приближения можно принять, что соотношение между зарядами аналогично. Тогда в соответствии с формулой (4.66) $U_1=\alpha_{11}q_1+\alpha_{12}q_2+\alpha_{13}q_3=q_1(\alpha_{11}-\alpha_{12})$, что соответствует формуле (4.67) при отрицательном знаке добавочного члена.

Для вычисления напряженности поля на поверхности тороида можно воспользоваться формулой для потенциала поля вблизи тороида (4.62). Напряженность поля максимальна на внешней поверхности тороида на образующей с координатами $z=0$; $y=R_0+r_0$:

$$E_{max}=-\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{q}{2\pi^2\varepsilon_0}\frac{1}{y+R_0}\ln 4\frac{y+R_0}{y-R_0}\right]_{y=R_0+r_0}=$$
$$=\frac{q}{2\pi^2\varepsilon_0}\left[\frac{1}{(y+R_0)^2}\ln 4\frac{y+R_0}{y-R_0}+\frac{2R_0}{(y+R_0)^2(y-R_0)}\right]_{y=R_0+r_0}=$$
$$=\frac{q}{4\pi^2\varepsilon_0R_0r_0[1+r_0/(2R_0)]^2}\left[1+\frac{r_0}{2R_0}\ln\frac{8R_0}{r_0}\left(1+\frac{r_0}{2R_0}\right)\right]. \qquad (4.69)$$

Первый член в (4.69) определяет среднюю величину напряженности поля на поверхности тороида. Неравномерность распределения заряда по поверхности тороида учитывается вторым членом. Чем больше отношение R_0/r_0, тем более равномерно распределяется напряженность поля по поверхности тороида и тем ближе E_{max} к $E_{ср}$.

Приравнивая в формуле (4.69) максимальную напряженность начальной напряженности короны на цилиндрической поверхности (4.12), получаем заряд $q_н$, при котором возникает коронный разряд. Подставляя этот заряд в (4.63), получаем выражение для начального напряжения короны на тороидальном экране:

$$U_н = E_н r_0 \left(1 + \frac{r_0}{2R_0}\right) \frac{\ln\{(8R_0/r_0)[1+r_0/(2R_0)]\} - \pi R_0/(2H)}{1+[r_0/(2R_0)]\ln\{(8R_0/r_0)[1+r_0/(2R_0)]\}}. \quad (4.70)$$

Как следует из (4.70), начальное напряжение короны на тороиде слабо зависит от высоты над землей и определяется в основном радиусом трубы тороида r_0 и отношением радиусов R_0/r_0.

Распределение потенциала и напряженности поля вдоль оси симметрии одиночного тороида можно вычислить из формулы (4.55), так как при $y = 0$ $k = 0$ и $K(k) = \pi/2$,

$$\varphi(z) = q/(4\pi\varepsilon_0 \sqrt{z^2 + R_0^2}) = CU/(4\pi\varepsilon_0 \sqrt{z^2 + R_0^2}) \quad (4.71)$$

или при подстановке выражения для емкости согласно (4.64)

$$\varphi(z) = \frac{\pi R_0 U[1+r_0/(2R_0)]}{\sqrt{z^2+R_0^2}\,\{\ln\{(8R_0/r_0)[1+r_0/(2R_0)]\} - \pi R_0/(2H)\}}. \quad (4.72)$$

Из (4.72) следует, что в центре симметрии тороида ($z = 0$) потенциал

$$\varphi_0 = \frac{\pi U[1+r_0/(2R_0)]}{\ln(8R_0/r_0)[1+r_0/(2R_0)]} \quad (4.73)$$

существенно ниже, чем на его поверхности, причем при увеличении отношения R_0/r_0 разность потенциалов $U - \varphi_0$ увеличивается. Например, при $R_0/r_0 = 12{,}5$ значение $\varphi_0 = 0{,}7U$.

При удалении от центра симметрии тороида (при увеличении z) потенциал изменяется сначала медленно, а затем быстрее (*1*, *2*, рис. 4.37), что определяет неравномерность распределения напряжения вдоль экранируемой изоляционной конструкции. При увеличении радиуса (*1*, *3* — $R_0 = 0{,}5$ м; *2*, *4* — $R_0 = 1$ м) распределение напряжения выравнивается.

Напряженность поля вдоль оси z

$$E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{z}{(z^2+R_0^2)^{3/2}} =$$

$$= \frac{\pi R_0 zU[1+r_0/(2R_0)]}{(z^2+R_0^2)^{3/2}\ln\{(8R_0/r_0)[1+r_0/(2R_0)]\}}. \quad (4.74)$$

В центре симметрии тороида ($z = 0$) $E_z = 0$, а при увеличении z напряженность поля сначала быстро увеличивается из-за увеличения числителя, а затем уменьшается из-за преобладающего увеличения знаменателя (*3*, *4*, рис. 4.38). Максимальное значение E_z найдем, приравнивая нулю призводную E_z по z:

$$dE_z/dz = [q/(4\pi\varepsilon_0)](z^2+R_0^2)^{3/2}(z^2+R_0^2-3z^2)/(z^2+R_0^2)^3 = 0.$$

Координата, соответствующая максимуму напряженности поля:

$$z_э = R_0/\sqrt{2}, \quad (4.75)$$

откуда согласно (4.74) максимальная напряженность на оси z

$$E_{max} = 0{,}385q/(4\pi\varepsilon_0 R_0^2) = 1{,}21U[1 + r_0/(2R_0)]/R_0 \ln\{(8R_0/r_0)[1 + r_0/(2R_0)]\}. \qquad (4.76)$$

Как видно, максимальная напряженность пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна радиусу тороида R_0 (рис. 4.38: *1* — при $U_{ном}$ = 330; *2* — 500; *3* — 750 кВ). При увеличении отношения R_0/r_0 напряженность E_{max} незначительно уменьшается (рис. 4.38, ——— R_0/r_0 = 12,5; — — — — R_0/r_0 = 25).

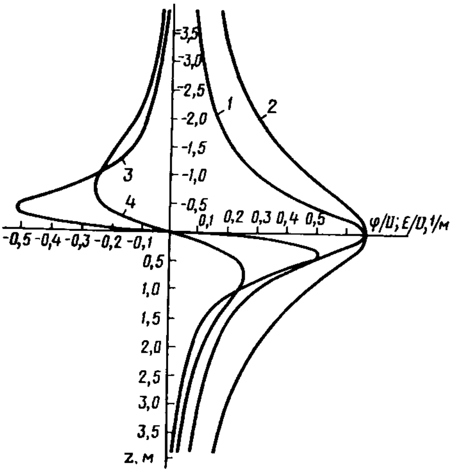


Рис. 4.37

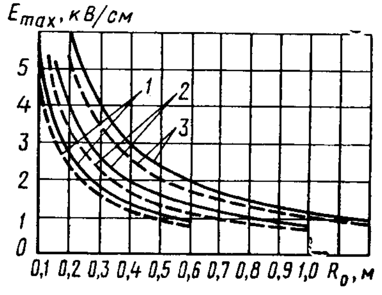


Рис. 4.38

В § 4.10 указывалось на дополнительный эффект экранирования от встречной напряженности поля. Например, в случае экранирования тороидом наибольшее снижение напряженности поля на экранируемом элементе аппарата достигается при размещении его в месте максимума встречной напряженности поля от тороида (выше тороида при $z = -z_э$). Так, при расположении тороидального экрана под высоковольтным электродом, например в виде сферы, рост напряженности поля от заряда тороида в диапазоне $\pm z_э$ от центра симметрии тороида (см. рис. 4.37) позволяет выровнять поле вблизи ВЭА в этом диапазоне. Действительно, напряженность поля, создаваемая зарядом ВЭА, быстро уменьшается по мере удаления от поверхности ВЭА. Если тороид разместить на расстоянии $z_э$ от поверхности ВЭА, то напряженность поля на ней будет снижена в максимальной степени. Увеличение напряженности поля заряда тороида по мере приближения к центру его симметрии и далее вплоть до максимума напряженности при $z_э$ приводит к снижению скорости уменьшения напряженности поля заряда ВЭА вплоть до полного выравнивания поля в указанном выше диапазоне $\pm z_э$ от центра тороида. Поэтому эта зона может быть названа зоной выравнивания поля тороидом. Ее длина максимальна вдоль оси симметрии тороида и равна $2z_э = \sqrt{2}\,R_0$, т. е. при увеличении радиуса осевой линии тороида пропорционально увеличивается масимальная длина зоны выравнивания поля. При этом, однако, перепад напряженности поля тороида в этой области

$$\Delta E_z = 2E_{\max} = \frac{0{,}77q_{\text{т}}}{4\pi\varepsilon_0 R_0^2} = \frac{2{,}42U\,[1+r_0/(2R_0)]}{R_0 \ln \{(8R_0/r_0)\,[1+r_0/(2R_0)]\}} \tag{4.77}$$

уменьшается обратно пропорционально R_0. Следует иметь в виду, однако, что при увеличении радиуса R_0 тороида относительно размеров ВЭА уменьшается собственный потенциальный коэффициент тороида ($\alpha_{22} = 1/C_{\text{т}}$), что согласно (4.49) приводит к уменьшению заряда q_1 ВЭА. Поэтому подбором размеров тороида можно обеспечить полное выравнивание электрического поля в пределах зоны выравнивания поля тороидом.

При использовании расщепленных тороидальных экранов характер распределения электрического поля можно получить путем наложения полей каждого из экранов по формуле

$$E_z = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sum_{i=1}^{N} \frac{q_i\,(z+l_{1i})}{[(z+l_{1i})^2+R_{0i}^2]^{3/2}}, \tag{4.78}$$

где N — число соосных тороидальных экранов; R_{0i} — радиусы осевых линий экранов; l_{1i} — расстояние между осевыми линиями первого и i-го экранов; z — координата вдоль общей оси тороидов, отсчитываемая от оси первого экрана, ближайшего к заземленному электроду.

Заряды тороидов q_i можно определить в результате решения системы потенциальных уравнений Максвелла

$$U_j = \sum_{i=1}^{N} \alpha_{ij}\, q_i \; (j = 1,\, 2,\, \ldots,\, N), \tag{4.79}$$

где $U_j = U$ — напряжение на экранах; α_{ij} — потенциальные коэффициенты согласно (4.55) при их расположении над землей на высоте H_i, вычисляемые по формуле

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{2\pi^2\varepsilon_0} \left(\frac{K\left(\sqrt{4R_{0j}R_{0i}/[(H_j-H_i)^2+(R_{0j}+R_{0i})^2]}\right)}{\sqrt{(H_j-H_i)^2+(R_{0j}+R_{0i})^2}} - \right.$$

$$\left. - \frac{K\left(\sqrt{4R_{0j}R_{0i}/[(H_j+H_i)^2+(R_{0j}+R_{0i})^2]}\right)}{\sqrt{(H_j+H_i)^2+(R_{0j}+R_{0i})^2}} \right]. \tag{4.80}$$

При $j = i$ получаем выражение для собственного потенциального коэффициента, который в соответствии с формулой (4.64) с высокой степенью точности равен $\alpha_{ii} = 1/C_i$. При экранировании пространственных изоляционных конструкций необходимо обеспечить ограничение напряженности поля не только вдоль оси тороидов, но в любом месте расположения изоляционных материалов. Составляющие напряженности поля вдоль оси z при произвольном значении координаты y (перпендикулярной z) и вдоль оси y при произвольном значении координаты z

$$E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{qz}{16\pi^2 \varepsilon_0 (yR_0)^{3/2}} \frac{k^3}{1-k^2} E(k); \tag{4.81}$$

$$E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y} = \frac{q}{8\pi^2 \varepsilon_0 \sqrt{yR_0}} \frac{k}{y}\left[K(k) + \left(\frac{y-R_0}{2R_0} \frac{k^2}{1-k^2} - 1\right) E(k)\right], \tag{4.82}$$

где $E(k)$ — полный эллиптический интеграл второго рода.

При использовании нескольких тороидов составляющие E_z и E_y от каждого тороида суммируются. Полная величина напряженности поля в произвольной точке экранируемого пространства

$$E = \sqrt{E_z^2 + E_y^2}. \tag{4.83}$$

Вычисления по формуле (4.83) показывают, что характер распределения напряженности поля вдоль оси z при произвольной величине координаты $y < R_0/\sqrt{2}$ сохраняется. При $z = 0$ напряженность поля минимальна; по мере увеличения z напряженность поля нарастает, достигает максимума и затем убывает. При этом максимумы распределения напряженности поля вдоль оси z достигаются на поверхности сферы радиусом $r = R_0/\sqrt{2}$ (т.е. $y^2 + z^2 = 0{,}5R_0^2$). Поэтому при $y = R_0/\sqrt{2}$ максимум напряженности поля достигается при $z = 0$, и он вдвое превышает E_{max} при $y = 0$ [см. формулу (4.76)]. В промежуточных точках

$$E_{max}(y) \approx E_{max}(y = 0)\,[0{,}99 + 0{,}01e^{6{,}5y/R_0}]. \tag{4.84}$$

При $z = 0$; $y > R_0/\sqrt{2}$ напряженность E_{max} возрастает в несколько раз по мере приближения к поверхности тороида. Поэтому располагать изоляционные элементы в области поля тороида, где $y > R_0/\sqrt{2}$, нецелесообразно.

ГЛАВА 5

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ГАШЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

§ 5.1. СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

Электрическая дуга представляет собой одну из форм электрического разряда в газе (газового разряда), основными отличительными свойствами которой являются: относительная малая величина катодного падения потенциала; чрезвычайно высокая плотность тока у поверхности катода, достигающая 10^6 А/см^2 и выше; высокая концентрация частиц в области катодного падения. Это общее определение относится ко многим видам дуговых разрядов, имеющих техническое применение. В процессах электродугового размыкания мощных электрических цепей наиболее типичным является самостоятельный дуговой разряд в газе или в парах металла при высоком давлении.

В развитии газового разряда электрическая дуга является возможной завершающей стадией. На рис. 5.1 приведены вольт-амперные характеристики разряда в однородном поле в азоте при $l = 1$ см и $p = 10^5$ Па (*1*) и 133 Па (*2*) и в неоднородном поле в воздухе при $l = 1$ см и $p = 10^5$ Па (*3*). Из вольт-амперных характеристик видно, что возможность образования дуги обусловлена некоторым минимальным значением тока ($\sim$1 А). Следовательно, электрическая дуга представляет собой сильноточную форму разряда с практически неограниченной сверху областью тока.

Электрической дуге, как форме газового разряда, присущи две основные внешние характеристики: распределение электрического поля между электродами вдоль дугового разряда, вольт-амперные характеристики дуги при различных исходных условиях горения. Характеристика распределения электрического поля определяет в какой-то мере механизм и специфические свойства дугового разряда; вольт-амперные характеристики позволяют представить электрическую дугу при ее гашении как нелинейное изменяющееся во времени сопротивление, включенное в размыкаемую цепь. Эти характеристики составляют основу для анализа и расчета процессов электродугового размыкания электрических цепей.

Распределение электрического поля между электродами вдоль дугового разряда. Типичное распределение потенциала между электродами вдоль оси стабилизированной осесимметричной дуги показано на рис. 5.2. Из характера распределения следует, что электрическую дугу составляют в основном околоэлектродные области и область ствола. В околокатодной области весьма малой протяженности существует падение потенциала, примерно равное потенциалу ионизации газа или паров материала катода; на границе с областью ствола (в переходной части катодной области) характер падения потенциала резко изменяется.

Такое распределение потенциала в соответствии с уравнением

$$\operatorname{div} E = d^2 U/(dx^2) = (1/\varepsilon_0)(\rho_и - \rho_e), \quad (5.1)$$

обусловлено наличием в катодной области нескомпенсированного положительного объемного заряда и у поверхности катода весьма высокой напряженности поля (рис. 5.2). Этим в значительной степени определяется плотность тока в катодной области.

Анодная область дуги, имеющая весьма малую протяженность, характеризуется также резким падением потенциала, обусловленным наличием на границе с областью ствола нескомпенсированного отрицательного объемного заряда. Область ствола дуги занимает большую часть пространства между катодом и анодом. Характерным для нее являются относительно низкая напряженность

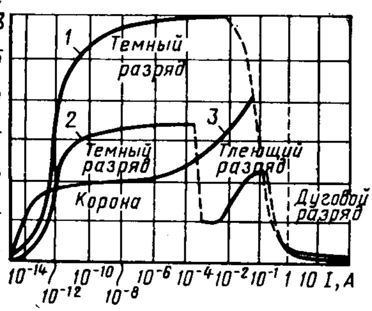


Рис. 5.1

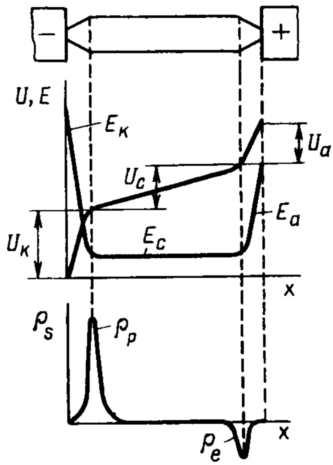


Рис. 5.2

поля (например, во много раз меньше, чем у тлеющего разряда) и равномерное распределение падения потенциала. Поэтому для осесимметричной модели ствола справедливы уравнения:

$$E_с = -\operatorname{grad} U_с = \text{const}; \quad \operatorname{div} E_с = d^2 U_с/(dx^2) = (e/\varepsilon_0)(n_{и1} + 2n_{и2} + \\ + \ldots - n_e) = (1/\varepsilon_0)(\rho_и - \rho_e), \quad (5.2)$$

т. е. $\rho_и = \rho_e$, где $\rho_и$, ρ_e — плотность зарядов соответственно положительных ионов и электронов, Кл/м^3; $n_{иk}$ — концентрация k-кратно заряженных положительных ионов, 1/м^3.

Из (5.2) следует, что область ствола обладает свойством квазинейтральности.

Для простейшего случая, когда носителями зарядов являются электроны и однозарядные положительные ионы, плотность тока в области ствола

$$j = j_и + j_e = e\,(n_e b_e + n_и b_и)\,E_с, \quad (5.3)$$

где $n_и$, n_e — концентрация положительных ионов и электронов, 1/м^3; $b_и$ и b_e — подвижность положительных ионов и электронов, м^2/(с · В).

Имея в виду, что $b_e/b_и = \sqrt{1840\,A}$, где A — относительная масса атомов газа, т.е. $b_e \gg b_и$, а также учитывая условия квазинейтральности, из (5.3) находим, что $j_e \gg j_и$, т. е. основными носителями тока в области ствола дуги являются электроны (их доля составляет около 99%).

Таким образом, ствол электрической дуги представляет собой квазинейтральную высокоионизированную среду (плазму), которая служит газовым проводником, соединяющим приэлектродные области.

Отметим, что плотность тока и градиент потенциала увеличиваются с повышением интенсивности теплообмена с окружающей средой, поэтому в случае неодинаковых условий охлаждения вдоль ствола падение потенциала в области ствола

$$U_с = \int_0^l E_с(x)\,dx.$$

Уравнение полного падения потенциала на дуге имеет вид

$$U_д = U_к + U_а + \int_0^l E_с(x)\,dx,$$

где $U_к$ и $U_а$ — катодное и анодное падения потенциала, В; $l = l_д$ — полная длина ствола дуги, м.

При $E_с = \text{const}$

$$U_д = U_к + U_а + E_с l = U_э + E_с l, \tag{5.4}$$

где $U_э = U_к + U_а$ — сумма приэлектродных падений, В.

Опытами установлено, что если при уменьшении расстояния между электродами область ствола в пределе исчезает, а катодная область остается, то условия существования дугового разряда сохраняются полностью; напряжение на дуге становится равным катодному падению.

Следовательно, катодная область имеет основное значение в процессе формирования электрической дуги. Этим определяется предельное условие существования короткой дуги в цепи с источником постоянного напряжения U_0:

$$U_0 - R_э I > U_к, \tag{5.5}$$

где $R_э$ — сопротивление нагрузки, Ом.

Вольт-амперная характеристика электрической дуги. Эта характеристика устанавливает связь между значением тока и падением напряжения между электродами при неизменной длине дуги и неизменных условиях ее горения. Она может принимать вид статической или динамической характеристики.

Статическая вольт-амперная характеристика — это характеристика, точки которой можно получить при различных значениях установившегося постоянного тока (при $dI/(dt) = 0$) при неизменной длине и определенных условиях квазистационарного теплообмена между дугой и окружающей средой. Статическую вольт-амперную характеристику равномерно охлаждаемой стационарной дуги в общем виде можно представить уравнением

$$U_д = U_э + E_с l = U_э + A_m l / I^m, \qquad (5.6)$$

где m — показатель, зависящий от вида (способа) воздействия окружающей среды на ствол дуги; A_m — постоянная, определяемая интенсивностью теплообмена в зоне ствола дуги при данном (m) способе воздействия окружающей среды; l — длина дуги, м.

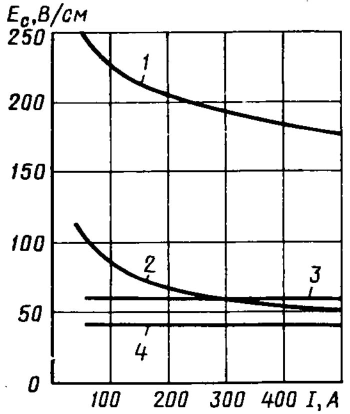


Рис. 5.3

В общем случае суммарное приэлектродное падение $U_э$ весьма слабо зависит от тока. Следовательно, ход статической характеристики длинной дуги $U_с > U_э$ в основном определяется характером зависимости напряженности поля ствола от тока $E_с = A_m/I^m$. Статические вольт-амперные характеристики ствола дуги в потоке воздуха при $v = v_{зв}$ и $p = 0{,}5 \cdot 10^6$ Па (кривая *1*), при поперечном движении в воздухе $v = 100$ м/с и $p = 0{,}1 \cdot 10^6$ Па (кривая *2*), в узкощелевом канале при $\delta = 1$ мм (кривая *3*) и 2 мм (кривая *4*) приведены на рис. 5.3.

Динамическая вольт-амперная характеристика представляет собой зависимость напряжения на дуге от тока, изменяющегося определенным образом во времени при неизменной длине ствола и определенных условиях теплообмена между дугой и окружающей средой:

$$U_д = f[I, dI/(dt), \tau],$$

где τ — тепловая постоянная времени ствола дуги.

Математическое описание динамических вольт-амперных характеристик является основой для исследования и расчета динамического состояния электрических дуг и процессов электродугового размыкания электрических цепей. Методы получения аналитических выражений для этих характеристик приведены ниже.

§ 5.2. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КАТОДНОЙ ОБЛАСТИ ДУГИ

Характер распределения потенциала и напряженности поля (см. рис. 5.2) дает основание полагать, что в катодной области существуют нескомпенсированные объемные заряды, расположение которых определяется почти исключительно ионной частью тока. Связь между плотностью тока электронов и ионов, величиной катодного падения и напряженностью поля для одной из вероятных моделей катодной области выражается уравнением

$$E_к = \left\{ \frac{4}{\varepsilon_0} j \left[\left(1 - \frac{j_e}{j}\right) \left(\frac{m_a}{2e}\right)^{1/2} - \frac{j_e}{j} \left(\frac{m_e}{2e}\right)^{1/2} \right] U_к^{1/2} \right\}^{1/2}. \qquad (5.7)$$

Следовательно, напряженность поля зависит не только от $U_к$ и j, но также и от отношения j_e/j. Приведенные данные позволяют представить схематически ход процессов в катодной области. Ускоренные полем $E_к$ положительные ионы попадают на катод. При ударе ионы отдают свою энергию катоду, нагревая его и создавая условия для выхода электронов. Освобожденные из катода электроны ускоряются полем в области катодного падения и могут произвести ионизацию атомов газа, пройдя путь, в среднем равный средней длине свободного пробега; при этом кинетическая энергия электрона должна быть равной работе ионизации, т.е.

$$(m_e v_e^2/2)_{\lambda=\lambda_{ср}} = eE_к \lambda_{ср} = eU_и,$$

где m_e — масса электрона; v_e — скорость электрона, м/с; $\lambda_{ср}$ — средняя длина свободного пробега электрона, м; e — заряд электрона, Кл; $U_и$ — потенциал ионизации, В; $E_к$ — напряженность катодного поля, В/м.

В этом сложном комплексе взаимно связанных процессов основную, определяющую роль играет эмиссия электронов с поверхности катода, которая может приобретать качественно различный характер при различных внешних условиях и ситуациях.

Эффективная работа выхода $W_{эф}$, которой соответствует энергия (температура) электрона, достаточная для его выхода с поверхности катода при отсутствии внешнего, положительно направленного электрического поля, для различных металлов имеет следующие значения:

Металл . .	Cu	Ag	Fe	Mo	Ni	W
$W_{эф}$, эВ . .	4,4	4,7	4,7	4,1	5,0	4,0

Баланс энергии катода. Этот баланс кратко можно представить уравнением

$$P_и = P_v + P_e + P_r + P_\lambda,$$

где $P_и = j_и(U_и + U_к - W_{эф})$ — подводимая мощность, Вт; P_v — мощность, расходуемая на испарение материала катода; P_e —мощность, уносимая электронами эмиссии; P_r — мощность радиационных потерь; P_λ — мощность, отводимая в катод путем теплопроводности.

Величина $P_и$ принимается за исходную при расчете процессов нагрева катодного пятна и электродуговой эрозии материала катода. Отметим, что условие сохранения теплового баланса катодной области определяет понятие порогового тока, т.е. предельного минимального значения тока, при котором возможно образование и существование дугового разряда. Пороговый ток зависит от температуры испарения и от теплопроводности материала катода (рис. 5.4, масштаб ординат справа относится к металлам, обозначенным черными точками):

$$I_{пор} \approx 0{,}25 \cdot 10^{-3}\, T_{кип} \sqrt{\lambda},$$

где $T_{кип}$ — температура кипения материала катода, К; λ — теплопроводность, Вт/(м · К).

Таблица 5.1

Металл	Характеристики катодной области			
	$U_и$, В	$T_{кип}$, К	$U_{к\,min}$, В	$\frac{U_{к\,min}}{U_и}$
Cu	7,68	3150	16	2,08
Ag	7,54	2436	13	1,73
Zn	9,36	1046	10	1,07
Cd	8,96	770	11	1,23
Al	5,96	2621	15,5	2,6
Fe	7,83	3045	17	2,17
Co	7,81	2528	16	2,05
Ni	7,61	2415	18	2,36

Катодное падение. Опытные данные о величине катодного падения $U_{к\,min}$ для коротких дуг низкого давления на металлических электродах приведены в табл. 5.1. В этой же таблице приведены числовые значения отношения $U_{к\,min}/U_и$. Для коротких дуг на электродах из различных металлов минимальная величина катодного падения составляет 10÷18 В и $U_{к\,min}/U_и = 1\div2$.

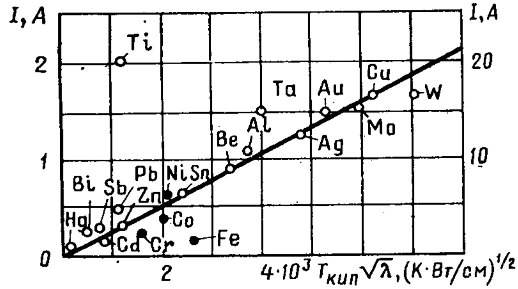


Рис. 5.4

Опытами установлено, что минимальная величина катодного падения весьма слабо зависит от тока дуги. Это дает основание в практических случаях принимать $U_{к\,min}$ как постоянную, не зависящую от тока величину.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что для возникновения и развития дугового разряда с испаряющимся катодом необходимо выполнение двух основных условий: должна поддерживаться минимально необходимая разность потенциалов электродов, величина которой в случае предельно короткой дуги приблизительно равна величине катодного падения; разрядный ток должен превышать значения порогового тока.

§ 5.3. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ХАРАКТЕРИСТИКИ СТВОЛА ДУГИ

Область ствола электрической дуги представляет собой газообразную, термически возбужденную ионизированную квазинейтральную среду — плазму, в которой под действием внешнего электрического поля носители зарядов (электроны и ионы) движутся в направлении к электродам противоположного знака. Необходимая для термической ионизации газа высокая температура поддерживается за счет внешних источников энергии. Свойство квазинейтральности плазмы определяется уравнением

$$n_e = n_{и1} + 2n_{и2} + 3n_{и3} + \dots,$$

где n_e — концентрация электронов.

Температура плазмы. Этот параметр является важнейшей термодинамической характеристикой систем, находящихся в состоянии термического равновесия. В термически равновесной плазме все кинетические и химические равновесия между частицами, а также и другие характеристики плазмы — концентрация, средняя скорость, излучение, электрическая проводимость, энтальпия, теплопроводность и другие, — являются функциями температуры, единой для всех плазменных частиц. Следовательно, равновесная плазма является одновременно и изотермичной ($T_s = T = \text{const}$).

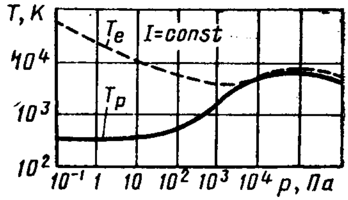


Рис. 5.5

В частично равновесной плазме температура электронов T_e выше температуры ионов и атомов. Различие между температурами уменьшается с увеличением плотности (давления).

Избыток кинетической энергии, который передается электроном при одном нецентральном столкновении тяжелой частице с массой m_a,

$$(\Delta W_e)_{кин} = (2m_e/m_a)(3k_Б T_e/2 - 3k_Б T_a/2). \tag{5.8}$$

Энергия, приобретаемая электроном от внешнего электрического поля между двумя столкновениями за время $\Delta\tau_{ea}$ (с):

$$(\Delta W_e)_E = (1/2)\, e^2 E^2 \Delta\tau_{ea}/m_e. \tag{5.9}$$

Для равновесного процесса, когда избыточная энергия электрона полностью рассеивается в плазме, справедливо равенство

$$(\Delta W_e)_{кин} = (\Delta W_e)_E,$$

откуда, на основании (5.8) и (5.9), получаем избыточную температуру электронов

$$\Delta T_e = T_e - T_a = (1/6)\,[eE/(m_e \nu_{ea})]^2\, m_и/k_Б \tag{5.10}$$

и относительное превышение температуры

$$\Delta T_e/T_e = (1/6)\,[eE/(m_e \nu_{ea})]^2\, m_и/(k_Б T_e). \tag{5.11}$$

С увеличением частоты столкновений $\nu_{ea} = 1/\tau_{ea}$ (с повышением давления газа) избыточная температура электронов уменьшается. На рис. 5.5 приведены данные о температуре электронов и атомов плазмы ствола дуги в зависимости от давления. При $p < 2 \cdot 10^3$ Па по мере уменьшения давления превышение температуры электронов значительно увеличивается. При $p > 2 \cdot 10^3$ Па с увеличением давления температуры T_e и T_a практически выравниваются. Признаком неизотермичности или изотермичности плазмы определяется понятие соответственно дуг низкого и высокого давления.

Состав равновесной плазмы. Концентрация носителей зарядов n_s или степень ионизации x_s компонентов газа плазмы при заданной температуре и давлении характеризуют состав плазмы. Расчет состава плазмы основывается на уравнении Саха, выведенном только для обратимых процессов диссоциации и ионизации, т.е. для вполне определенных условий:

а) процессы диссоциации и ионизации в основном уравновешиваются рекомбинацией; потери частиц за счет диффузии относительно малы;

б) преобладающая часть энергии возбуждения атомов возвращается плазме за счет столкновений второго рода, доля излучаемой атомами энергии относительно мала.

Для процесса однократной ионизации уравнение Саха имеет вид

$$\frac{n_e n_и}{n_a} = \frac{Z_e Z_и}{Z_a}\left(\frac{2\pi m_e k_Б T}{h_п^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{eU_I}{k_Б T}\right), \qquad (5.12)$$

где n_e, $n_и$, n_a — концентрации частиц; $Z_e = 2$, $Z_и$, $Z_a = 1$ — внутренние статистические функции состояния соответственно для электронов, положительных ионов и атомов; U_I — первый потенциал ионизации, относящийся только к электрону; $h_п$ — постоянная Планка.

Для иона в первом приближении

$$Z_и \approx 4 + 2\exp[-eU_I/(k_Б T)]. \qquad (5.13)$$

Если ввести степень ионизации для компонента s

$$x_s = n_e/(n_{иs} + n_{as}), \qquad (5.14)$$

где $n_{иs} + n_{as}$ — полное число атомов данного компонента исходного газа в единице объема, то уравнение (5.12) приводится к виду

$$\frac{x_s^2}{1-x_s^2}\, n = 2G\left(\frac{2\pi m e k_Б T_s}{h_п^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{eU_I}{k_Б T_s}\right), \qquad (5.15)$$

причем $n = n_e + n_{иs} + n_{as}$; $G = Z_и/Z_a$.

Для однократной ионизации однокомпонентного газа

$$n = p/(k_Б T) = 2n_e + n_a,$$

и уравнение (5.15) приводится к виду

$$x_s^2/(1-x_s^2) = 2GC_1 (k_Б T_s/p)^{5/2} \exp[-eU_I/(k_Б T_s)], \qquad (5.16)$$

где $C_1 = (2\pi m_e/h_п^2)^{3/2}$.

При малой степени ионизации ($x_s^2 \ll 1$) уравнение (5.16) упрощается:

$$x_s = (2G)^{1/2} C_1^{1/2} [(k_Б T_s)^{5/4}/p^{1/2}] \exp[-eU_I/(2k_Б T_s)], \qquad (5.17)$$

откуда зависимость концентрации электронов от температуры и давления

$$n_e = (2G)^{1/2} C_1^{1/2} p^{1/2} (k_Б T)^{1/4} \exp[-e\,U_I/(k_Б T)]. \qquad (5.18)$$

Следовательно, при малой степени ионизации температурная зависимость приобретает в основном экспоненциальный характер. На рис. 5.6 приведены кривые температурной зависимости степени термической ионизации и диссоциации (пунктирные линии) для различных газов и паров меди.

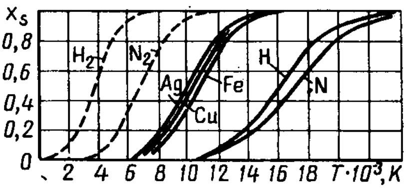


Рис. 5.6

В случае двухкратной ионизации уравнение Саха имеет вид

$$(n_e + n_s^{++})/n_s^+ = 2\,(Z^{++}/Z^+) \times$$
$$\times C_1 (k_Б T)^{3/2} \exp\,[-eU_{II}/(k_Б T)]. \tag{5.19}$$

Здесь U_{II} — второй ионизационный потенциал; n^+ и n^{++} — концентрации положительных ионов.

Полученные зависимости $x_s = f(T_s, p_s)$ служат для расчета состава плазмы при различных температурах, которые корректируются данными эксперимента. На рис. 5.7 приведен состав азотной плазмы при нормальном атмосферном давлении в зависимости от температуры. Такая характеристика для элегаза дана на рис. 5.8.

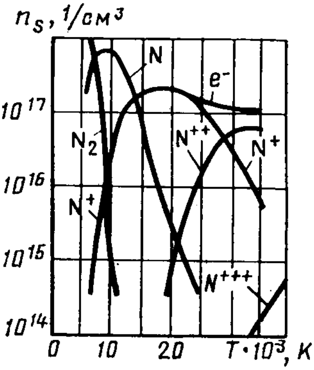


Рис. 5.7

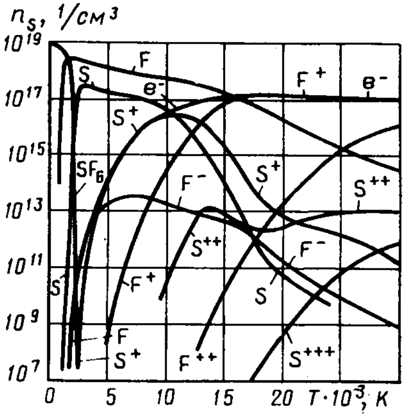


Рис. 5.8

Энтальпия и теплоемкость плазмы. Энтальпию единицы массы плазмы можно представить в виде суммы $h = h_a + h_и + h_e$. Соответственно можно представить выражения для энтальпии атомарной, ионной и электронной составляющих равновесной плазмы ($W_д$ — энергия диссоциации, эВ):

$$\left.\begin{aligned} h_a &= \frac{1}{m_a}\left[\frac{5}{2} k_Б T + \frac{1}{2} W_д + k_Б T^2 \frac{d(\ln Z_a)}{dT}\right];\\ h_и &= \frac{1}{m_и}\left[\frac{5}{2} k_Б T + \frac{1}{2} W_д + eU_I + k_Б T^2 \frac{d(\ln Z_a)}{dT}\right];\\ h_e &= (1/m_e)(5/2)\, k_Б T. \end{aligned}\right\} \tag{5.20}$$

Для единицы объема общая энтальпия $h\rho = \sum_s h_s\rho_s$, где ρ_s и h_s — парциальная массовая плотность и энтальпия компонента плазмы, откуда общая энтальпия для единицы массы

$$h = \sum_s \frac{\rho_s}{\rho} h_s. \tag{5.21}$$

На рис. 5.9 даны температурные зависимости энтальпии азотной (*1*) и элегазовой (*2*) плазмы при нормальном атмосферном давлении $p = p_0$. Наибольшая их крутизна наблюдается в области температуры диссоциации газа. Соотношение между энтальпией и удельной (общей) теплоемкостью можно представить уравнением

$$h = \sum_s \frac{\rho_s}{\rho} h_s = \int_0^T < c_p > dT,$$

откуда средняя (вмороженная) теплоемкость

$$c_p = \frac{d}{dT} \sum_s \frac{\rho s}{\rho} h_s = \frac{dh}{dT}. \tag{5.22}$$

На рис. 5.10 приведены данные о температурной зависимости удельной теплоемкости азотной (*1*) и элегазовой (*2*) плазмы при $p = p_0$. Максимальные значения $c_p(T)$ соответствуют температурам диссоциации.

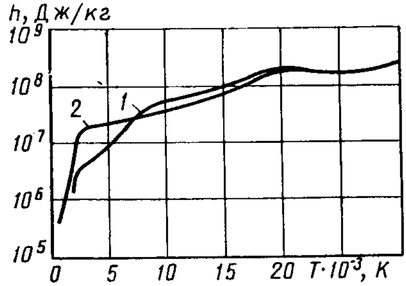


Рис. 5.9

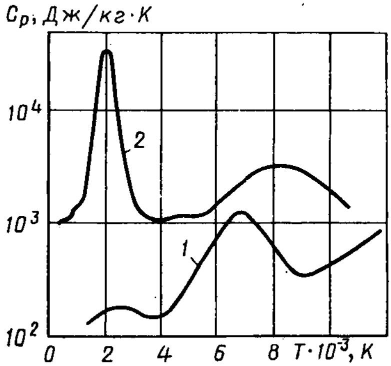


Рис. 5.10

Диффузия и теплопроводность плазмы. В плазме дуги в случае неравномерного распределения температуры, а следовательно, и концентрации частиц протекают одновременно процессы кондуктивного и диффузионного тепло- и массообмена. В плазме диффузия электронов и диффузия ионов между собой электростатически связаны, поэтому процесс диффузии приобретает амбиполярный характер. Поток амбиполярной диффузии

$$q_{Da} = -D_a \nabla n, \tag{5.23}$$

где $D_а$ — эффективный коэффициент амбиполярной диффузии, определяемый из соотношения

$$D_а = (T_e + T_и) D_e D_и / (T_и D_e + T_e D_и). \qquad (5.24)$$

Для изотермической плазмы при $D_e \gg D_и$ коэффициент $D_а \approx 2D_и$. Теплопроводность по порядку величин приблизительно равна произведению коэффициента амбиполярной диффузии на теплоемкость единицы объема при постоянном давлении, т. е.

$$\lambda_т \approx \rho c_p D_а, \qquad (5.25)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг · К); ρ — плотность плазмы, кг/м³.

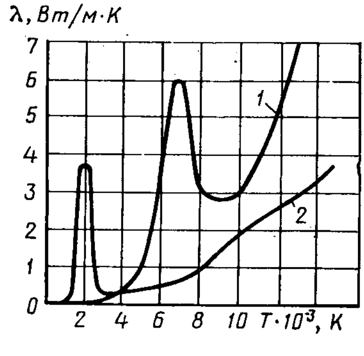


Рис. 5.11

На рис. 5.11 приведены данные о теплопроводности плазмы для азота (*1*) и элегаза (*2*) при $p = p_0$ в зависимости от температуры. Как и для теплоемкости c_p, в области температур диссоциации и начала ионизации отдельных компонентов газа имеются резко выраженные максимумы, т.е. ход кривых $\lambda_т = f(T)$ и $c_p = f(T)$ по характеру совпадает.

Излучение плазмы Термически возбужденная плазма благодаря высокой температуре является источником лучистой энергии. Излучение плазмы порождается столкновениями того или иного вида между частицами, в результате которых световые кванты излучаются и поглощаются при переходе электронов в атомных системах (молекулах, атомах, ионах) из одного энергетического состояния в другое. Для простейшей атомной системы существуют три основных вида излучения: тормозное излучение, излучение рекомбинации и излучение возбужденных атомов и ионов.

Тормозное излучение происходит, когда свободный электрон при столкновении с атомом, т. е. при резком изменении направления и скорости движения, теряет часть своей энергии.

Излучение рекомбинации возникает, когда свободный электрон захватывается ионом. При этом освобождается энергия, равная сумме кинетической энергии свободного электрона и его энергии связи. Фотоны, излучаемые в процессе рекомбинации, образуют сплошной спектр, на который накладывается линейчатый спектр возбужденных атомов, образующихся при ступенчатых переходах.

Спектр излучения возбужденных атомов и ионов состоит из ряда линий, соответствующих различным состояниям возбужденных атомов и ионов.

Удельная электропроводность плазмы ствола дуги. Поскольку плотность тока проводимости для случая отсутствия внешнего магнитного поля

$$j_e = e n_e b_e E, \qquad (5.26)$$

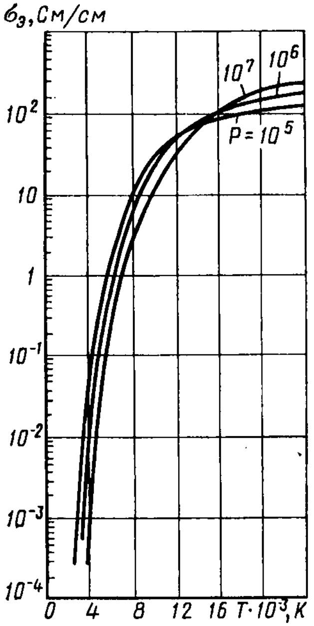


Рис. 5.12

удельная электропроводность плазмы ствола дуги (См/м)

$$\sigma_э = e n_e b_e, \qquad (5.27)$$

где b_e—подвижность электронов, общее выражение для подвижности имеет вид

$$b_e = e^2 n_e \lambda_e / (m_e v_{e\,ср}), \qquad (5.28)$$

где $\lambda_e = 1/(\sum\limits_к n_к S_{eк})$ — средняя длина свободного пробега электрона при тепловом движении, м; $v_{e\,ср} = \sqrt{8k_Б T_e/(\pi m_e)}$ — средняя скорость электрона при тепловом движении, м/с; $S_{eк}$ — поперечное сечение столкновения положительного иона и атома с электроном, м^2.

Следовательно,

$$b_e = \frac{e^2 n_e}{\sqrt{8 m_e k_Б T_e/\pi}} \frac{1}{\sum\limits_k n_к S_{eк}}. \qquad (5.29)$$

Теории электропроводности плазмы развиты только для случая близких столкновений электронов с атомами (случай слабоионизированных газов) и для случая далеких столкновений (случай полностью ионизированной плазмы). Для случая близких столкновений выражения для электропроводности имеют вид:

$$\sigma_{эб} = 0{,}532\,[x_s e^2/(m_e k_Б T)^{1/2}]\,1/S_{ea}, \qquad (5.30)$$

где x_s — степень термической ионизации; S_{ea} — поперечное сечение столкновения электрона с атомами.

Для полностью ионизированной плазмы формула для электропроводности может иметь вид

$$\sigma_{эд} = 0{,}59\,(k_Б T)^{3/2}/[m_e^{1/2} e^2 \ln(\lambda_d/b_0)], \qquad (5.31)$$

где $\lambda_d = \sqrt{k_Б T/(8\pi n_e e^2)}$ — дебаевский радиус экранирования, м; $b_0 = e^2/(3k_Б T)$ — параметр столкновения.

Для промежуточных случаев

$$1/\sigma_э \approx 1/\sigma_{эб} + 1/\sigma_{эд}. \qquad (5.32)$$

При наличии магнитного поля проводимость является тензорной величиной. При большой плотности плазмы и умеренных магнитных полях электропроводность можно считать скалярной величиной. Данные об удельной электропроводности плазмы воздуха в зависимости от температуры и давления даны на рис. 5.12.

Процессы ионизации и деионизации в области ствола дуги. В области ствола дуги одновременно протекают процессы образования электронов и положительных ионов и процессы их исчезновения. В простейшем случае для квазинейтральной плазмы газов при отсутствии градиентов давления и действия объемных гравитационных сил связь между этими процессами можно представить уравнением (пренебрегая ударной ионизацией и рекомбинацией)

$$dn/dt = (dn/dt)_T - (dn/dt)_{Dif}, \tag{5.33}$$

где $(dn/dt)_T$ — скорость увеличения концентрации электронов и ионов за счет термической ионизации, $1/(м^3 \cdot с)$; $(dn/dt)_{Dif}$ — скорость уменьшения электронно-ионных пар за счет амбиполярной диффузии, $1/(м^3 \cdot с)$.

Из уравнения (5.33) следует, что квазистационарное состояние ($dn/dt = 0$) характеризуется равенством $(dn/dt)_{Dif} = (dn/dt)_T$. В случае преобладания диффузионной составляющей, т. е. при $(dn/dt)_{Dif} > > (dn/dt)_T$, возникает процесс деионизации или распад плазмы ствола, определяющий условия гашения дуги. Такое состояние наступает при отрицательном энергетическом небалансе, когда отводимая при охлаждении ствола мощность становится больше мощности, вводимой в дугу от внешних источников, что обычно приводит к снижению температуры плазмы, следовательно, и к уменьшению степени термической ионизации. В процессе распада плазмы существенную роль играет потеря электронов, обусловленная явлением прилипания электрона к атому газа (см. гл. 4).

Баланс энергии и уравнение переноса в области ствола дуги. Рассмотрим движущийся в потоке некоторый объем, поверхность которого S ограничивает фиксированное количество жидкости (плазмы). Изменение количества энергии плазмы в единицу времени в этом объеме равно

$$\int_V \rho \frac{d_V}{d_V t}\left(h + \frac{v^2}{2}\right) dV,$$

где $\rho = \rho(x, y, z, t)$ — плотность, $кг/м^3$; $d_V(h + v^2/2)/d_V t$ — субстанциональная производная; h — энтальпия единицы массы, Дж/кг; $v^2/2$ — кинетическая энергия единицы массы, Дж/кг.

Согласно закону сохранения энергии эту переменную часть следует приравнять количеству поступающей или отводимой энергии в данном объеме или количеству энергии, перенесенной в единицу времени через ограничивающую поверхность S объема:

$$\int_V \rho \frac{d_V}{d_V t}\left(h + \frac{v^2}{2}\right) dV = \int_V E^2 \sigma_э \, dV - \int_V P_{из1}(p, T)\, dV - \int_S q_{п1}\, dS, \tag{5.34}$$

где $E^2\sigma_э$ — мощность, вводимая от внешних источников к единице объема плазмы, $Вт/м^3$; $P_{из1}$ — объемная мощность излучения, $Вт/м^3$; $q_{п1}$ — общий поток энергии, передаваемый через единицу поверхности объема в единицу времени, $Вт/м^2$.

На основании теоремы Остроградского — Гаусса преобразуем интеграл потока:

$$\int\limits_S q_{п1}\,dS = \int\limits_V \operatorname{div} q_{п1}\,dV. \qquad (5.35)$$

После подстановки в (5.34) получаем уравнение баланса мощности для единицы объема плазмы:

$$\rho\,[d_V(h+v^2/2)/d_V t] = E^2\sigma_э - P_{из1}(p,\,T) - \operatorname{div} q_{п1}. \qquad (5.36)$$

В общем случае общий поток $q_{п1}$ (Вт/м^2) можно представить как сумму потоков, относящихся к различным возможным видам передачи тепловой энергии:

$$q_{п1} = q_{\lambda 1} + q_{к1} + q_{т1} + q_{мех1} + q_{д1}; \qquad (5.37)$$

здесь $q_{\lambda 1}$ — поток теплопроводности; $q_{к1} = c_p\rho v T$ — конвективный поток; $q_{т1}$ — эквивалентный поток при турбулентном тепломассообмене; $q_{мех\,1}$ — эквивалентный поток работы расширения; $q_{д1}$ — эквивалентный поток диссипативных потерь.

Представим уравнение (5.36) в развернутом виде:

$$\rho\,[d_V(h+v^2/2)/d_V t] = E^2\sigma_э - P_{из1}(p,\,T) -$$
$$- \operatorname{div} q_{\lambda 1} - \operatorname{div} q_{к1} - \operatorname{div} q_{т1} - \operatorname{div} q_{мех1} - \operatorname{div} q_{д1}. \qquad (5.38)$$

Это уравнение принимается в основу вывода вольт-амперных характеристик ствола электрической дуги. Согласно (5.38) можно также классифицировать отдельные типичные условия для электрических дуг:

1. Стационарные дуги $d_V(h+v^2/2)/d_V t = 0$; в неподвижной среде $v = 0$, а в потоках газа $v > 0$.
2. Нестационарные дуги $d_V(h+v^2/2)/d_V t > 0$: в неподвижной среде $v = 0$, в потоках газа $v > 0$.

§ 5.4. ХАРАКТЕРИСТИКА СТВОЛА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В НЕПОДВИЖНОЙ СРЕДЕ

Осесимметричная цилиндрическая модель ствола в неподвижной среде. В этом случае можно принять следующие предпосылки: $v = 0$; $q_{к1} = 0$; $q_{т1} = 0$; $q_{мех\,1} = 0$; $q_{д1} = 0$. Тогда

$$\rho\,[d_V(h+v^2/2)/d_V t] = \rho\,(\partial h/\partial t) = \rho c_p\,\partial T/\partial t.$$

Уравнение баланса (5.38) принимает вид

$$\rho c_p\,\partial T/\partial t = E^2\sigma_э - P_{из1}(p,\,T) - \operatorname{div} q_{\lambda 1}. \qquad (5.39)$$

В рассматриваемом случае

$$q_{\lambda 1} = -\lambda \operatorname{grad} T; \quad \operatorname{div} q_{\lambda 1} = \operatorname{div}(-\lambda \operatorname{grad} T) = -(1/r)(\partial/\partial r)(r\lambda\partial T/\partial r).$$

Уравнение (5.39) приводится к окончательному виду:

$$\rho c_p\,\partial T/\partial t = E^2\sigma_э - P_{из1}(p,\,T) + (1/r)(\partial/\partial r)(\lambda r\partial T/\partial r). \qquad (5.40)$$

Выражение (5.40) — нелинейное дифференциальное уравнение в частных производных. Его решение находят в виде $T(r, t)$ или $\sigma_э(r, t)$ при граничных условиях первого рода. Рассмотрим эти решения для стационарной и нестационарной дуги.

Стационарная дуга в неподвижной среде при относительно малом объемном излучении. В данном случае при $P_{из\,1}(p, T) = 0$ и $\partial T/\partial t = 0$ уравнение (5.40) принимает вид

$$E^2\sigma_э + (1/r)(\partial/\partial r)(\lambda r\partial T/\partial r) = 0. \qquad (5.41)$$

Граничные условия:

$$r=0;\quad T=T_m;\quad \sigma_э=\sigma_{э0};$$
$$r=r_0;\quad T=T_н;\quad \sigma_э=0;$$
$$r=R_0;\quad T=0;\quad \sigma_э=0.$$

Для решения вводим функцию теплового потока (подстановку Кирхгофа)

$$S_т = \int\limits_0^T \lambda(T)\,dT, \qquad (5.42)$$

где $\lambda(T)$ — известная заданная нелинейная зависимость (рис. 5.11).

На основании найденной $S_т$ и заданной (опытной) зависимости $\sigma_э(T)$ находим $\sigma_э(S_т)$, представленную на рис. 5.13. Аппроксимируя $\sigma_э(S_т)$ в виде наклонной прямой

$$\sigma_э(S_т) = b(S_т - S_{т1}), \qquad (5.43)$$

где $b = \operatorname{tg}\alpha$, и вводя новый аргумент $x = rE\sqrt{b}$, уравнение (5.41) можно привести к частному случаю уравнения Бесселя:

$$d^2\sigma_э^*/(dx^2) + (1/x)\,d\sigma_э^*/dx + \sigma_э^* = 0.$$

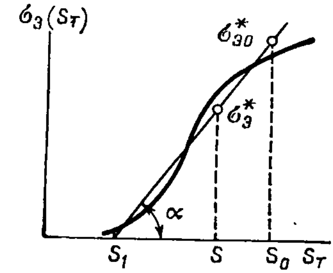


Рис. 5.13

Общее решение этого уравнения для проводящей части сечения ствола $0 \leqslant r \leqslant r_0$ или $S_{т1} \leqslant S_т \leqslant S_{т0}$ имеет окончательный вид:

$$\sigma_э^* = \sigma_{э0}^* J_0(x), \qquad (5.44)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Таким образом, удельная электрическая проводимость плазмы по радиусу сечения ствола изменяется по функции Бесселя первого рода нулевого порядка, как показано на рис. 5.14. При этом граничные условия имеют вид:

$$x=0;\quad \sigma_э^* = \sigma_{э0}^*;$$
$$x = x_0 = r_0 E\sqrt{b} = 2{,}405;\quad \sigma_э^* = 0.$$

Заданную расчетную границу R_0 можно определить из условия

$$x_R = R_0 E\sqrt{b} = 1{,}08\exp\{S_{т0}/[1{,}24(S_{т0} - S_{т1})]\},$$

откуда радиус сечения проводящей части ствола $r_0 = R_0 x_0/x_R$. В результате можно получить зависимость $\sigma_э^*(r, 0)$.

Электрическая проводимость единичного участка ствола данной модели дуги

$$g_э = \int_0^r 2\pi r \sigma_э^*(r)\,dr = \frac{2\pi}{E^2 b}\int_0^{x_0} x\sigma_э^*(x)\,dx = \frac{2\pi\sigma_{э0}^* Z_c}{E^2 b}; \tag{5.45}$$

где $Z_c = x_0 J_1(x)_{x=x0} = 1{,}248$; $J_1(x)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка.

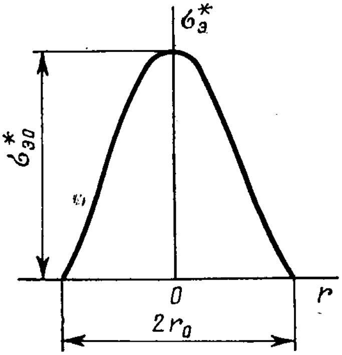


Рис. 5.14

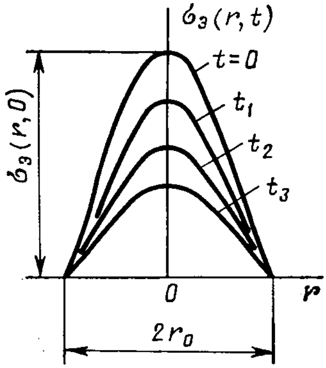


Рис. 5.15

Используя найденное из (5.45) значение $g_э$, находим зависимость напряженности поля от тока, т.е. выражение для статической вольт-амперной характеристики данной модели ствола дуги

$$E_{ст} = I_{ст}/g_э = A_c/I_{ст}, \tag{5.46}$$

где $A_c = 2\pi\sigma_{э0}^* Z_c/b = \text{const}$.

Эта характеристика представляет собой равнобочную гиперболу [16] $E_{ст}I_{ст} = \text{const}$, т.е. отводимая от такой статической дуги мощность постоянна.

Нестационарная дуга в неподвижной среде при относительно малом объемном излучении. В этом случае уравнение баланса энергии имеет вид

$$\rho c_p \partial T/\partial t = E^2\sigma_э + (1/r)\partial/\partial r(\lambda r \partial T/\partial r). \tag{5.47}$$

Так же, как и в случае стационарной дуги, вводим функцию теплового потока $S_т$, посредством которой исходные (опытные) характеристики плазмы $\lambda(T)$, $c_p(T)$, $\sigma_э(T)$ приводятся к новому виду $\lambda(S_т)$, $c_p(S_т)$, $\sigma_э(S_т)$.

На основании линейной аппроксимации функции $\sigma_э^*(S_т)$ [ср. уравнение (5.43)] исходное уравнение (5.47) приводится к виду

$$d^2\sigma_э^*/dx^2 + (1/x)\,d\sigma_э^*/dx + \sigma_э^* = \tau d\sigma_э^*/dt, \tag{5.48}$$

где $\tau = 1/(\varkappa E^2 b)$; $x = rE\sqrt{b}$; $\varkappa = \lambda/(\rho c_p)$.

Принимаем краевые условия однозначности:

$$t=0;\quad \sigma_э^*=\sigma_э^*(x,\,0);$$

$$r=r_0\,x_0/(E\sqrt{b});\quad \sigma_э^*=0;$$

$$r=0;\quad \sigma_э^*=\sigma_{э0}^*.$$

Общее решение уравнения (5.48) можно привести к окончательному виду

$$\sigma_э^*(r,\,t)=\sigma_{э0}^*\,J_0\,(\mu_1^{(0)}\,r/r_0)\exp\{-\varkappa\,[(\mu_1^{(0)}/r_0)^2-E^2\,b]\,t\},\qquad (5\ 49)$$

где $\mu_1^{(0)}=2{,}405$ — первый корень уравнения $J_0(\mu_1^{(0)})=0$; $J_0(\mu_1\,r/r_0)$— функция Бесселя первого рода нулевого порядка ; r_0 — радиус токопроводящей части сечения ствола дуги.

Это решение, например, для случая $(\mu_1^{(0)}/r_0)^2>E^2b$ можно представить семейством изохрон (рис. 5.15).

Разность $(\mu_1^{(0)}/r_0)^2-E^2b$ характеризует собой соотношение между отводом и притоком энергии в плазме. Из этого следует, что характер изменения электропроводности во времени, например в центре сечения ($r=0$), сможет происходить различно в зависимости от соотношения этих величин. В этом отношении можно представить три типичных случая:

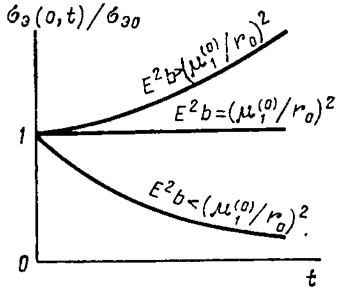


Рис. 5.16

а) $(\mu_1^{(0)}/r_0)^2>E^2b$ — условие спадания проводимости во времени. Очевидно, это неравенство определяет условие гашения дуги;

б) $(\mu_1^{(0)}/r_0)^2=E^2b$ — условие сохранения стабильного начального состояния;

в) $(\mu_1^{(0)}/r_0)<E^2b$ — условие возрастания проводимости за счет преобладающего энергетического воздействия внешних источников.

Эти случаи схематически даны на рис. 5.16.

Представляет интерес процесс изменения во времени $\sigma_э^*(r,\,t)$ при внезапном обесточении ствола дуги, т.е. при начальном условии: $t=$ $=0,\ E=0$.

В этом случае уравнение (5.49) принимает вид:

$$\sigma_э^*(r,\,t)=\sigma_{э0}^*\,J_0\left(\frac{\mu_0^{(0)}}{r_0}\,r\right)\exp\left[-\varkappa\left(\frac{\mu_1^{(0)}}{r_0}\right)^2 t\right]=$$

$$\sigma_{э0}^*\,J_0\left(\frac{\mu_1^{(0)}}{r_0}\,r\right)\exp\left[-\frac{t}{\tau_м}\right],\qquad (5.50)$$

где

$$\tau_м=r_0^2/[(2{,}4)^2\,\varkappa]=r_0^2\,c_p\,\rho/[(2{,}4)^2\,\lambda].\qquad (5.51)$$

Обобщенная характеристика ствола дуги с неизменным радиусом сечения в неподвижной среде. Для описания поведения дуги в переходном состоянии исходное уравнение баланса мощности для единичного участка ствола дуги можно принять в общем виде

$$dQ_1/dt=EI-P_{отв1},\qquad (5.52)$$

где dQ_1/dt — изменение энтальпии единичного участка ствола, Вт/м; EI — вводимая мощность, Вт/м; $P_{отв1}$ — отводимая мощность, Вт/м.

Члены этого уравнения для данной модели дуги можно найти на основании уравнения (5.38) и полученной выше зависимости $\sigma_э(r, t)$:

$$EI = E^2 g_э; \quad g_э = \int_0^{r_0} 2\pi r \sigma_э(r)\, dr;$$

$$P_{отв\,1} = P_{из} + \int_0^{r_0} 2\pi r\, [\mathrm{div}\, q_{\lambda 1}(r)]\, dr;$$

$$P_{из} = \int_0^{r_0} 2\pi r P_{из1}(r)\, dr;$$

$$Q_1 = \int_0^{r_0} 2\pi r\, [\rho h](r)\, dr.$$

Для решения уравнения (5.52) приняты следующие исходные приближенные предпосылки:

$$E_{ст} I_{ст} - P_{отв1} = 0; \quad g_э/g_{э0} = \exp(Q_1/Q_{01}), \tag{5.53}$$

где $g_{э0}$ и Q_{01} — исходные постоянные значения проводимости и энтальпии.

Поскольку $E_{ст} I_{ст} = \mathrm{const}$, то $P_{отв1} = \mathrm{const}$.

Учтя, что $g_э = I/E$, уравнение (5.52) приводим к виду

$$\frac{1}{g_э}\frac{dg_э}{dt} = \frac{1}{I}\frac{dI}{dt} - \frac{1}{E}\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\tau_м}\left(\frac{EI}{P_{отв1}} - 1\right), \tag{5.54}$$

где $\tau_м = Q_{01}/P_{отв1}$ — тепловая постоянная времени.

Величина $\tau_м$ для мгновенно обесточенного ствола дуги находится из уравнения (5.51).

§ 5.5. СТВОЛ ДУГИ В АКСИАЛЬНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Эта модель ствола, типичная для процессов гашения дуги в системах продольного газового дутья, схематически представлена на рис. 5.17 (*1* — поток холодного газа; *2* — ствол дуги; *3* — пограничный турбулентный слой). При относительно большом давлении $p_2/p_0 \leqslant 0{,}528$ достигается критический (надкритический) режим течения газа через дутьевое сопло, в котором горит дуга. Этим создаются условия для более интенсивного тепло-массообмена между плазмой ствола и окружающим потоком холодного газа. Газодинамические характеристики такой системы p_z/p_0, $\mathbf{M}(z)$ для однородного потока даны на рис. 5.17. В сечении горловины сопла $z = z_1$, отношение $p_1/p_0 = 0{,}528$, число Маха $\mathbf{M} = 1$, т. е. скорость потока достигает скорости звука в потоке $v_{зв} = \sqrt{k_а R_г T}$, где $k_а = 1{,}4$ — показатель адиабаты для воздуха; $R_г$ — газовая постоянная, равная для воздуха 287 Дж/(кг · К); T — температура, К.

При наличии ствола дуги в такой системе образуются два коаксиальных потока при одинаковом для любого значения z градиенте давления одномерная модель) dp/dz: потока плазмы в области ствола и потока холодного газа [21]. Для некоторого участка Δz на срезе горловины сопла (рис. 5.17) отношение скоростей этих потоков

$$v_{z\text{г}}/v_{z\text{х}} \approx 1{,}5\sqrt{T_\text{г}/T_\text{х}}\,, \tag{5.55}$$

где $T_\text{г}$ и $T_\text{х}$ — температура плазмы и холодного газа.

При $T_\text{г} \gg T_\text{х}$ скорость $v_{z\text{г}} \gg v_{z\text{х}}$. В этом случае создаются условия для образования в граничной области между потоками турбулентного вихревого слоя, в котором может происходить интенсивный радиальный тепло- и массообмен, характеризуемый потоком энергии $q_{\text{т}1}$. Одновременно при продольном газовом дутье в области ствола происходит потеря энергии за счет уноса конвективным потоком энтальпии $q_{\text{к}1} = c_p\rho v_z T$, а также за счет совершаемой работы расширения, которую можно представить потоком энергии $q_{\text{мех}\,1} = p_z v_z$.

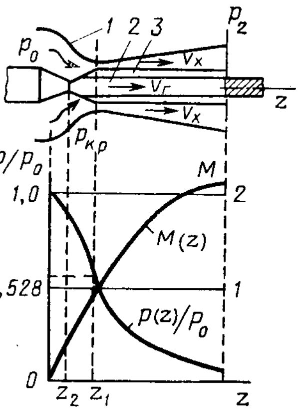


Рис. 5.17

При рассматриваемых условиях потери энергии за счет излучения и потока радиальной теплопроводности относительно малы, поэтому уравнение баланса можно представить в следующем виде:

$$\rho[d_V(h + v^2/2)/d_V t] = E^2\sigma_\text{э} - \operatorname{div} q_{\text{к}1} - \operatorname{div} q_{\text{т}1} - \operatorname{div} q_{\text{мех}1}. \tag{5.56}$$

Динамическая характеристика ствола дуги при продольном конвективном охлаждении. Принимаются следующие приближенные предпосылки:

1) $h \gg v^2/2$;

2) $\operatorname{div} q_{\text{к}1} + \operatorname{div} q_{\text{мех}\,1} \gg P_{\text{изл}} + \operatorname{div} q_{\lambda 1} + \operatorname{div} q_{\text{т}1}$.

3) неизменяющаяся во времени температура ствола $T = T_m = \text{const}$; $\sigma_\text{э} = \text{const}$;

4) поперечное сечение ствола изменяется во времени пропорционально току $S_\text{п} = \pi r_0^2 = k_s I(t) = S_\text{п}(t)$.

Для этих условий уравнение баланса для единицы длины ствола при одномерном течении плазмы имеет вид

$$H_V \frac{\partial S_\text{п}}{\partial t} = S_\text{п} E^2 \sigma_\text{э} - h \frac{\partial}{\partial z}(S_\text{п}\rho_z v_z) - S_\text{п}\frac{\partial}{\partial z}(p_z v_z), \tag{5.57}$$

где $H_V = c_p\rho T$ — объемная энтальпия, Дж/м^3.

Из уравнения неразрывности

$$(\partial/\partial z)(S_\text{п}\rho_z v_z) = -(\partial/\partial t)(\rho_z S_\text{п})$$

находим коэффициент сжатия ствола:

$$\alpha_{\text{сж}\,z} = -\frac{1}{S_\text{п}}\frac{dS_\text{п}}{dt} = \frac{1}{\rho_z}\frac{\partial}{\partial z}(\rho_z v_z) = f(z). \tag{5.58}$$

На основании решения уравнения (5.58) можно найти зависимость $S_п(t)$ для внезапно обесточенного ствола дуги для начальных условий $t = 0$; $S_п = S_{п0}$; $E = 0$:

$$S_п(t) = S_{п0} \exp(-\alpha_{сж\,z}\, t). \tag{5.59}$$

Для заданного значения z, согласно рис. 5.17, произведение $p_z v_z$ имеет определенную величину; то же самое относится и к $\operatorname{div}(p_z v_z)$. Поэтому можно принять

$$(\partial/\partial z)(p_z v_z) = k_{мz} \quad f_1(z). \tag{5.60}$$

На основании (5.59) и (5.60) уравнение баланса (5.57) приводится к виду

$$-\frac{1}{S_п}\frac{dS_п}{dt} = \alpha_{сж\,z} + \frac{k_{мz}}{H_V} - \frac{E^2\sigma_э}{H_V}. \tag{5.61}$$

В рассматриваемом случае $S_п = 1/(\sigma_э r_э)$, где $r_э = E/I$ — сопротивление единичного участка ствола, Ом/м.

Поэтому уравнение (5.61) приводится к виду

$$\tau_0\left[\frac{1}{I}\frac{dI}{dt} - \frac{1}{E}\frac{dE}{dt}\right] = \frac{E^2\sigma_э}{\alpha_{сж\,z} H_V + k_{мz}} - 1, \tag{5.62}$$

где

$$\tau_0 = H_V/(\alpha_{сжz} H_V + k_{мz}) \tag{5.63}$$

тепловая постоянная времени участка ствола в сечении z.

При стабильном горении дуги $dI/dt = 0$; $dE/dt = 0$.

Решая правую часть уравнения (5.62) относительно E, получаем

$$E = E_{ст} = \sqrt{(\alpha_{сжz} H_V + k_{мz})/\sigma_э}. \tag{5.64}$$

Из уравнения (5.64) следует, что при данном процессе охлаждения напряженность поля ствола стабильно горящей дуги не зависит от значения тока, что хорошо подтверждается опытами.

На основании (5.64) уравнение (5.62) динамической характеристики дуги приводится к уравнению Касси

$$(1/g_э)\, dg_э/dt = (1/\tau_0)\,[(E/E_{ст})^2 - 1]. \tag{5.65}$$

Динамическая характеристика турбулентно-охлаждаемого ствола дуги. В данном случае уравнение баланса ствола нестационарной дуги имеет вид

$$c_p \rho \partial T/\partial t = E^2\sigma_э - \operatorname{div} q_{т1}. \tag{5.66}$$

Ограничимся приближенным методом решения задачи, приняв следующие упрощенные предпосылки:

1. Плотность потока $q_{т1}$ для некоторого значения z определяется на основании уравнения Ньютона

$$q_{т1}(z) = k_{тz}(T_z - T_1), \tag{5.67}$$

где $k_{тz}$ — обобщенный опытный коэффициент турбулентной теплоотдачи с поверхности токопроводящей части ствола.

2. При равномерном распределении температуры по сечению ствола для единичного участка ствола имеем:

$$\operatorname{div} q_{т1}(z) = [2k_{тz}/r_0(z)](T_z - T_1),$$

где r_0 — радиус токопроводящей части сечения ствола, м.

Уравнение (5.66) приводится к виду

$$c_p \rho \partial T/\partial t = E^2 \sigma_э - [2k_{тz}/r_0(z)](T_z - T_1). \qquad (5.68)$$

Для его решения принимаем аппроксимацию:

при $T_1 < T_z \leqslant T_m$

$$\sigma_э^*(T) = \xi(T_z - T_1);$$

при $0 < T_z < T_1$

$$\sigma_э^*(T) = 0,$$

где $\xi = \operatorname{tg}\psi$ (ψ — угол наклона спрямленной характеристики).

При этом уравнение (5.68) можно преобразовать в уравнение динамической характеристики

$$\frac{1}{g_э}\frac{dg_э}{dt} = \frac{1}{I}\frac{dI}{dt} - \frac{1}{E}\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\tau_т}\left(\frac{E^2 \xi r_0}{2k_{тz}} - 1\right). \qquad (5.69)$$

В (5.69) $g_э = I/E$ — проводимость единичного участка ствола; $\tau_т = c_p \rho r_0/(2k_{тz})$ — псевдопостоянная времени.

Изменение проводимости

$$g_э(t) = g_{э0} \exp\left[-\frac{1}{c_p \rho}\left(\frac{2k_{тz}}{r_0} - E^2 \xi\right) t\right]. \qquad (5.70)$$

Ствол дуги в узкощелевом канале. Схема теплоотвода от дуги к поверхности стенок узкощелевого канала дана на рис. 5.18. В случае $\delta \ll a$ теплопередача определяется граничным условием третьего рода

$$q_{x1} = k_c(T - T_0), \qquad (5.71)$$

где q_{x1} — поток мощности с единицы боковой поверхности ствола, Вт/м²; k_c — обобщенный коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К); $T - T_0$ — превышение температуры токопроводящей части сечения ствола.

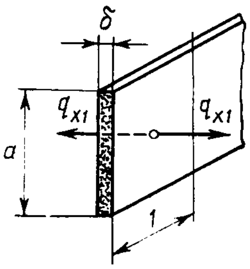


Рис. 5.18

Такую модель ствола можно представить уравнением баланса

$$c_p \rho dT/dt = E^2 \sigma_э - 2\operatorname{div}(q_{x1}). \qquad (5.72)$$

При равномерном распределении температуры по сечению $\operatorname{div}(q_{x1}) = S_п q_{x1}/S_c$. Здесь при $\delta \ll a$; $S_п = 2a$; $S_c = a\delta$ аппроксимация зависимости $\sigma_э(T)$ принимается равной $\sigma_э = \beta_1(T - T_0) = \nu$, где $\beta_1 = \operatorname{tg}\psi$ (ψ — угол наклона спрямленной характеристики). В этом случае уравнение баланса приводится к виду

$$(1/\nu)\, d\nu/dt = (1/\tau_0)[E^2 \beta_1 \delta/(2k_c) - 1], \qquad (5.73)$$

где $\tau_0 = c_p \rho \delta/(2k_c)$ — постоянная времени.

На основании соотношений $\beta_1 v = \sigma_э = j/E$ при $S_c = \text{const}$ из уравнения (5.73) получаем общее уравнение динамической вольт-амперной характеристики дуги

$$\tau_0 \left(\frac{1}{I} \frac{dI}{dt} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right) = \frac{E^2 \beta_1 \delta}{2k_c} - 1. \qquad (5.74)$$

При $dI/dt = 0$ и $dE/dt = 0$ получаем уравнение статической вольт-амперной характеристики (В/см):

$$E = A_s / \sqrt{\delta}, \qquad (5.75)$$

где $A_s = \sqrt{2k_c/\beta_1} = \text{const}$; δ — ширина щели, см; для стеклянных и керамических стенок камеры $A_s = 19$ В/см$^{1/2}$. Таким образом,

$$E = 19/\sqrt{\delta}. \qquad (5.76)$$

Из уравнения (5.75) следует, что при данном способе охлаждения напряженность поля на стволе не зависит от тока.

§ 5.6. ЭЛЕКТРОДУГОВОЕ РАЗМЫКАНИЕ ЦЕПЕЙ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Процесс гашения электрической дуги в цепях с источником постоянного напряжения можно рассматривать как нарушение устойчивости в рассматриваемой системе, в результате которого ток снижается до нуля. Это иллюстрирует простой пример линейной цепи с дугой, имеющей источник постоянного напряжения, представленной на рис. 5.19. Из уравнения

$$U_0 = R_э I + L dI/dt + U_д, \qquad (6.77)$$

где $U_д$ — напряжение на дуге, определяемое ее вольт-амперной характеристикой, находим выражение для производной

$$dI/dt = (1/L)(U_c - U_д), \qquad (5.78)$$

в котором $U_c = U_0 - R_э I$ — воздействующее на дугу сетевое напряжение.

Условие уменьшения тока дуги во времени ($dI/dt < 0$) выполняется, если при всех значениях тока ($0 < I < \infty$) напряжение дуги $[U_д > U_c]_{0 < I < \infty}$.

Вольт-амперная диаграмма для анализа условий гашения дуги в линейной цепи постоянного тока приведена на рис. 5.20. Предельное условие для гашения наступает при $U_д = U_c$, когда эти характеристики касаются в некоторой точке M_3, т.е. когда дуга достигает критической длины $l_д = l_{кр}$ при заданных условиях внешних воздействий на нее.

В простейшем случае, если напряжение на дуге представить статической вольт-амперной характеристикой

$$U_д = U_к + U_а + A_m l_д / I^m, \qquad (5.79)$$

на основании уравнения (5.77) и исходных условий

$$l_д = l_{кр}; \quad I = I_{кр}; \quad [dU_д/(dI)]_{l_д = l_{кр}} = [dU_c/(dI)]_{l_д = l_{кр}}$$

можно найти выражение для критической длины ствола дуги:

$$l_{кр} = [m^m/(m+1)^{m+1}](U_0 - U_э) I_0^m/A_m, \qquad (5.80)$$

где A_m — постоянная, характеризующая интенсивность охлаждения ствола дуги; $U_э = U_к + U_а$ — сумма приэлектродных падений потенциала; ток $I_0 = U_0/R_э$.

Если в некоторых пределах значений тока $I_2 < I \leqslant I_1$ напряжение сетевого воздействия преобладает над напряжением дуги, т.е. $U_с > U_д$ (рис. 5.20), то эти характеристики пересекаются в M_1 и M_2.

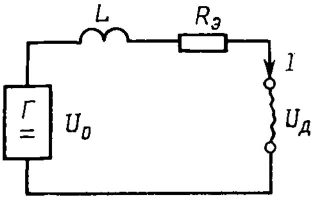


Рис. 5.19

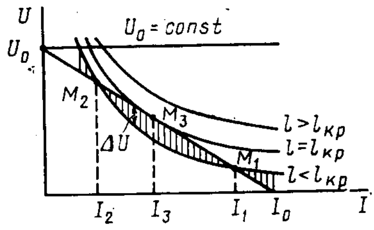


Рис. 5.20

Из простого качественного анализа следует, что при токе $I = I_1$ (точка M_1) существует условие стабильного горения дуги ($dI/dt = 0$); случайные малые отклонения тока в ту или другую сторону сохраняют условия устойчивости системы в целом:

$$I = I_1 + \Delta I;\ dI/dt < 0;\ I \to I_1;$$
$$I = I_1 - \Delta I;\ dI/dt > 0;\ I \to I_1.$$

При токе I_2 точка M_2 соответствует состоянию неустойчивого равновесия в системе; случайные как угодно малые отклонения тока приводят или к увеличению тока до значения I_1, или уменьшают его до нуля, т.е.

$$I = I_2 + \Delta I;\ dI/dt > 0;\ I \to I_1;$$
$$I = I_2 - \Delta I;\ dI/dt < 0;\ I \to 0.$$

Как следует из рис. 5.20, условия гашения дуги можно достичь или путем увеличения длины дуги (при данном A_m) до $l_д > l_{кр}$, или за счет увеличения балластного сопротивления $R_э$. Условия гашения, кроме того, можно также достичь посредством шунтирования дуги активным сопротивлением.

Если дуга в линейной цепи $R_эL$ зашунтирована активным линейным сопротивлением $R_ш$ (рис. 5.21), то на основании заданных параметров и характеристик $U_д(I_д)$; $U_с = U_0 - R_эI$; $U_ш = R_шI_ш = U_д$; $I = I_д + I_ш$ можно построить зависимость напряжения дуги от полного тока цепи $U_д = f(I_д + I_ш)$, как показано на рис. 5.22. Из сопоставления характеристик $U_д(I_д)$, $U_д(I)$ и $U_с(I)$ видно, что шунтирование стабильно горящей дуги позволяет достичь условия гашения. Кроме того, путем шунтирования дуги можно существенно ограничить напряжение на размыкаемом промежутке, иногда даже исключить возможность коммутационных перенапряжений.

Для определения полного времени погасания дуги (при $I_д \geqslant I_{кр}$) уравнение (5.78) можно представить в следующем виде:

$$dI/dt = (1/L)(U_с - U_д) = -(1/L)\,\Delta U,$$

откуда

$$dt = -L\,dI/\Delta U; \quad t = L\int_0^I \frac{dI}{\Delta U}. \tag{5.81}$$

Определение этой зависимости можно выполнить графически, как показано на рис. 5.23. На этом же рисунке построена характеристика тока $I(t)$, из нее определено время погасания дуги $t_{гаш}$.

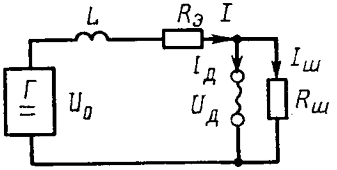


Рис. 5.21

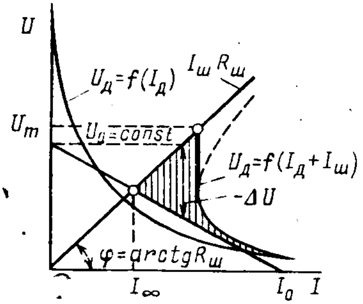


Рис. 5.22

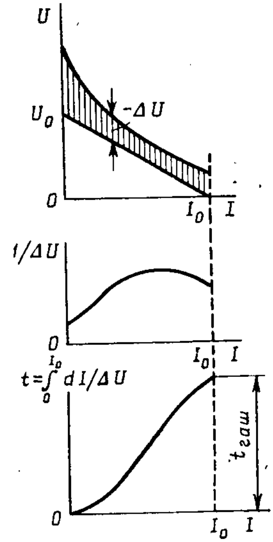


Рис. 5.23

Электродуговое размыкание линейной цепи с источником постоянного напряжения. Рассмотрим процесс гашения длинной нестационарной дуги без учета катодного и анодного падения, модель которой рассмотрена выше. Уравнение динамической вольт-амперной характеристики такой модели имеет вид

$$\tau_м\left(\frac{1}{I}\frac{dI}{dt} - \frac{1}{U_д}\frac{dU_д}{dt}\right) = \frac{U_д I}{I_д P_{отв1}}, \tag{5.82}$$

где $P_{отв\,1} = E_{ст} I_{ст} = \mathrm{const}$ — отводимая мощность, Вт/м; $E_{ст}$ и $I_{ст}$ — значения, определяемые статической вольт-амперной характеристикой.

В случае $l_д = l_{кр}$ справедливо соотношение

$$I_0 U_0 = 4 l_{кр} P_{отв1}, \tag{5.83}$$

где $U_0 = I_0 R_э$ — постоянное напряжение источника.

В результате совместного решения уравнения дуги (5.82) и уравнения (5.77) размыкаемой цепи данного типа находим производную от напряжения дуги по току, представляющую собой динамическое сопротивление

$$\frac{dU_д}{dI} = \frac{U_д}{I} - \frac{L}{\tau_м} \frac{U_д}{U_0 - R_э I - U_д} \left(\frac{I U_д}{l_д P_{отв1}} - 1 \right), \tag{5.84}$$

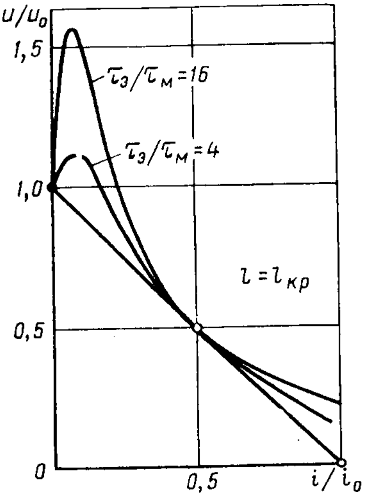


Рис. 5.24

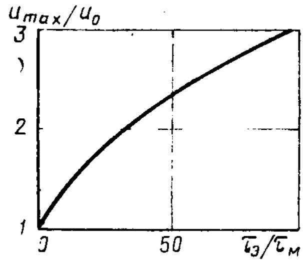


Рис. 5.25

которое после подстановки относительных величин тока и напряжения дуги $i = I/I_0$; $u = U_д/U_0$ имеет вид

$$\frac{du}{di} = \frac{u}{i} - \frac{\tau_э}{\tau_м} \frac{u}{1 - i - u} \left(\frac{I_0 U_0 iu}{l_д P_{отв1}} - 1 \right), \tag{5.85}$$

где $\tau_э = L/R_э$ — электромагнитная постоянная времени цепи, с.

При $l_д = l_{кр}$, согласно (5.83), уравнение (5.85) приводится к виду

$$\frac{du}{di} = \frac{u}{i} - \frac{\tau_э}{\tau_м} \frac{u}{1 - u - i} (4iu - 1). \tag{5.86}$$

По уравнению (5.86) можно рассчитать и построить характеристики $u = f(i;\ \tau_э/\tau_м)$ численным методом на ЭВМ или методом изоклин на основании решения уравнений типа

$$(du/di)_к = C_к = \text{const}.$$

Семейство таких характеристик для различных $\tau_э/\tau_м$ приведено на рис. 5.24. На основании таких характеристик можно получить зависимости $I(t)$ и $U(t)$ для данной модели дуги и заданных сетевых условий. Как видно из рис. 5.24, в случае $\tau_э/\tau_м > 1$ при гашении дуги возникают перенапряжения ($U_m/U_0 > 1$), кратность которых можно найти по уравнению

$$U_m/U_0 = 0{,}5\left[1 + \sqrt{(\tau_э/\tau_м - 1)^2/(4\tau_э/\tau_м)}\right]. \tag{5.87}$$

Эта зависимость построена на рис. 5.25, из которой видно, что наибольшая кратность перенапряжения имеется при гашении дуги в высокоиндуктивных цепях при малых значениях тока, когда тепловая постоянная времени $\tau_м$ дуги очень мала.

§ 5.7. УСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

При изучении процессов электродугового размыкания электрических цепей большое значение имеют исследования энергетической устойчивости дуги на основе общих методов теории устойчивости движения, созданной А. М. Ляпуновым. Рассмотрим метод малых возмущений. Применительно к дуге он состоит в определении условий устойчивости в малом, при которых малые возмущения тока или напряжения с течением времени затухают. Ниже приведен анализ условий статической устойчивости дуги, зашунтированной емкостью, в линейной цепи $R_эL$ с источником постоянного напряжения (рис. 5.26). Уравнение этой цепи с дугой

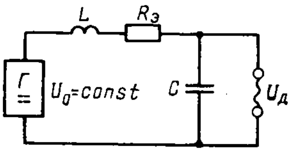


Рис. 5.26

$$LCd^2 U_д/dt^2 + R_э CdU_д/dt + U_д + LdI/dt + R_э I = 0. \quad (5.88)$$

Вводим конечные малые возмущения напряжения и тока дуги

$$U_д = U_{ст} + u; \quad I = I_{ст} + i. \quad (5.89)$$

Подставляя суммы (5.89) в (5.88) и учитывая неравенства $U_{ст} \gg u$ и $I_{ст} \gg i$, а следовательно, упрощения $U_д \approx U_{ст}$ и $I \approx I_{ст}$, получаем уравнение цепи, выраженное в малых возмущениях:

$$LCd^2 u/dt^2 + R_э Cdu/dt + u + Ldi/dt + R_э i = 0;$$

в операторной форме

$$LCp^2 u + R_э Cpu + u + Lpi + R_э i = 0. \quad (5.90)$$

Для дуги принимаем рассмотренную выше упрощенную модель Майра. Следовательно,

$$\tau_м \left(\frac{1}{I} \frac{dI}{dt} - \frac{1}{U_д} \frac{dU_д}{dt} \right) = U_д I - P_{отв}; \quad (5.91)$$

здесь $P_{отв} = I_{ст}U_{ст}$, где $I_{ст}$ и $U_{ст}$ — ток и напряжение дуги при стабильном горении ($dI_{ст}/dt = 0$).

Подставляя суммы (5.89) в (5.91) и пренебрегая малыми второго порядка, а также имея в виду что $dU_{ст}/dt = 0$, получаем уравнение динамики дуги в конечных малых возмущениях:

$$\tau_м (U_{ст} di/dt - I_{ст} du/dt) = I_{ст} u + U_{ст} i. \quad (5.92)$$

Представим это уравнение в операторной форме:

$$\tau_м U_{ст} pi - \tau_м I_{ст} pu = I_{ст} u + U_{ст} i. \quad (5.93)$$

Совместное решение (5.90) и (5.93) имеет вид

$$
p^3+\left(\frac{R_э}{L}+\frac{1}{CR_{ст}}-\frac{1}{\tau_м}\right)p^2+\left(\frac{1}{LC}+\frac{R_э}{LCR_{ст}}+\right.
$$
$$
\left.+\frac{1}{\tau_м CR_{ст}}-\frac{R_э}{\tau_м L}\right)p+\frac{1}{\tau_м LC}\left(\frac{R_э}{R_{ст}}-1\right), \tag{5.94}
$$

где $R_{ст}=U_{ст}/I_{ст}$.

Условия устойчивости можно определить, применив критерий Гурвитца. Согласно лемме Гурвитца, корни характеристического уравнения

$$
a_0\alpha^n+a_1\alpha^{n-1}+\ldots+a_n=0 \tag{5.95}
$$

при $a_0>0$ имеют отрицательные части только тогда, когда определители, составленные из коэффициентов характеристического уравнения a_0, a_1, ..., a_n, положительны, т.е. $\Delta_1>0$; $\Delta_2>0$; ...; $\Delta_n>0$,

$$
\begin{array}{c}
\begin{array}{ccccc} 0 & 1 & 2 & 3 & \quad n \end{array} \\
\Delta_n=\left|\begin{array}{ccccc}
a_1 & a_0 & 0 & & \\
a_3 & a_2 & a_1 & & \\
a_5 & a_4 & a_3 & & \\
 & & & & \\
0 & & & & a_n
\end{array}\right|>0.
\end{array} \tag{5.96}
$$

Следовательно, условия устойчивости сохраняются, если все диагональные миноры определителя Гурвитца больше нуля. В случае отсутствия комплексных корней для характеристического уравнения третьего порядка, например согласно (5.96),

$$
\Delta_1=a_1>0; \tag{5.97}
$$
$$
\Delta_2=a_1a_2-a_0a_3>0; \tag{5.98}
$$
$$
\Delta_3=\Delta_2 a_3>0, \tag{5.99}
$$

т.е. $a_3>0$.

Используя выражения неравенств (5.97)—(5.99), по (5.94) получаем критериальные условия устойчивости

$$
R_э/L+1/(CR_{ст})-1/\tau_м>0; \tag{5.100}
$$
$$
\left(\frac{R_э}{L}+\frac{1}{CR_{ст}}-\frac{1}{\tau_м}\right)\left(\frac{1}{LC}+\frac{R}{LCR_{ст}}+\frac{1}{\tau_м CR_{ст}}-\right.
$$
$$
\left.-\frac{R_э}{\tau_м L}\right)-\frac{1}{\tau_м LC}\left(\frac{R_э}{R_{ст}}-1\right)>0; \tag{5.101}
$$
$$
R_э/R_{ст}-1>0. \tag{5.102}
$$

Выражения (5.100) — (5.102) с обратным знаком неравенства, определяют условия неустойчивости, т.е. возможного гашения дуги. Критерий (5.102) определяет устойчивость стационарной дуги; критерии (5.100) и (5.101) определяют дополнительные требования к устойчивости в динамическом режиме.

Рассмотрим условия статической устойчивости стационарной дуги в линейной цепи $R_э L$ с постоянным источником напряжения (см. рис. 5.19). Применяя критерий (5.102), имеем $R_э > R_{ст}$.

В данном случае имеются две точки (M_1 и M_2) пересечения характеристик $U_{ст}(I_{ст})$ и $U_с = U_0 - R_э I$ (см. рис. 5.20). Тогда

$$|R_э| = |(d/dI)(U_0 - IR_э)|; \quad |R_{ст}| = |dU_{ст}/dI_{ст}|. \qquad (5.103)$$

Таким образом, условие устойчивости определяется неравенством

$$|(d/dI)\ (U_0 - R_э I)\ | > |dU_{ст}/dI_{ст}|, \qquad (5.104)$$

из которого следует, что условиям устойчивости соответствует точка M_1, для которой крутизна характеристики воздействующего на дугу напряжения больше крутизны статической вольт-амперной характеристики; точка M_2 этим условиям не соответствует.

Условия устойчивости динамической дуги определяются в основном критерием (5.100), так как другой критерий (5.101) практически невыполним. Первый из них можно упростить, если принять реальные условия $1/(CR_{ст}) \gg R_э/L$. Соответственно критерий нестабильного горения (т.е. гашения) можно представить неравенством

$$1/(CR_{ст}) < 1/\tau_м, \qquad (5.105)$$

которое показывает, что условия неустойчивости (гашения) дуги могут быть достигнуты путем увеличения емкости C, увеличения сопротивления дуги $R_{ст}$ и уменьшения постоянной времени $\tau_м$.

§ 5.8. ЭЛЕКТРОДУГОВОЕ РАЗМЫКАНИЕ ЦЕПЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Общая характеристика процесса гашения дуги в цепях переменного тока высокого напряжения. При электродуговом размыкании цепей переменного тока в междуконтактном промежутке дугогасителя в стадийной последовательности протекают три процесса: а) горение электрической дуги в подавляющей части каждого полупериода тока; б) распад плазмы ствола дуги в течение весьма короткого промежутка времени в конце полупериода (в так называемой околонулевой области тока) при определенном характере воздействия на дугу окружающей среды и сетевого воздействия переходного восстанавливающегося напряжения; в) восстановление электрической прочности области размыкания в завершающей части распада остаточного ствола.

Процесс горения дуги характеризуется величиной и характером изменения во времени тока дуги и падения напряжения на ней. В случаях размыкания высокоиндуктивных цепей (отключение тока к.з.) характер изменения определяется отношением $U_д/U_m$ между напряжением на дуге и амплитудой напряжения сети. При обычных современных способах гашения дуги в высоковольных аппаратах это отношение очень мало, т.е. дуга весьма слабо влияет на изменение амплитуды и формы кривой тока.

Напряжение на дуге $U_д(t)$ в процессе ее горения зависит от мгновенного значения тока и в общем случае определяется динамической вольт-амперной характеристикой, вид которой зависит от условий тепломассообмена между дугой и окружающей средой.

Стадия распада плазмы ствола содержит комплекс взаимно связанных между собой процессов в области самой дуги и электромагнитных процессов в размыкаемой цепи. В простейшем случае размыкания индуктивной цепи (рис. 5.27) (шунтирующее дугу сопротивление $R_э \to \infty$) при резком увеличении напряжения на дуге в конце полупериода увеличивается ток i_C емкости, шунтирующей дугу, что следует из уравнения

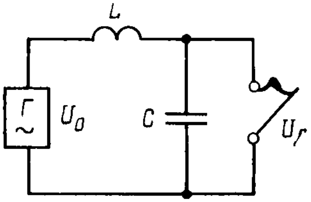


Рис. 5.27

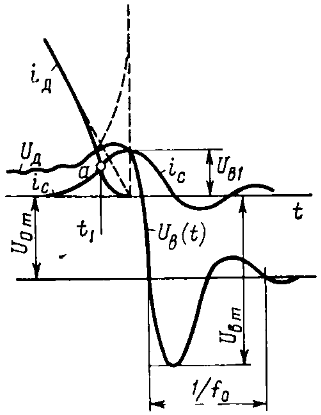


Рис. 5.28

$$i_C = CdU_C/dt = CdU_д/dt.$$

Соответственно должен уменьшаться ток дуги $i_д = i - i_C$, где i — мгновенное значение тока генератора, А.

Изменение тока и напряжения на дуговом промежутке в околонулевой области тока при гашении дуги показано на рис. 5.28. В некоторый момент времени $t = t_1$, когда ток емкости достигает значения тока дуги, происходит переход (опрокидывание) системы в качественно новое состояние. Этот переходный процесс (состояние) характеризуется тем, что ток дуги более резко спадает до нуля; при обесточенной (в рассматриваемом случае) или почти обесточенной дуге в контуре LC возникают электромагнитный процесс перезарядки емкости C с некоторого начального напряжения $U_{в1}$ и связанные с этим свободные колебания тока и переменной составляющей восстанавливающегося напряжения $U_в(t)$ с частотой $f_0 = 1/2\pi\sqrt{LC}$. С момента времени $t = t_1$ значение и характер изменения напряжения на дуговом промежутке в основном определяются не вольт-амперной характеристикой гасимой дуги, а ходом электромагнитных процессов в размыкаемой цепи, и следовательно, параметрами цепи — амплитудой напряжения промышленной частоты, углом сдвига фаз тока и ЭДС генератора.

В начале этого переходного периода ток очень мал, начальное напряжение $U_{в1}$ несоизмеримо меньше значения, необходимого для поддержания дуги при этих малых токах. Благодаря этому в начальной стадии процесса область ствола дуги теряет свойство самостоятельного дугового разряда, так как в нем прекращаются процессы термической ионизации; ствол дуги приобретает качественно новые свойства так называемого остаточного ствола, при этом создаются условия для его распада под воздействием окружающей среды при определенных условиях полного восстановления электрической прочности междуконтактного промежутка. Одновременно под воздействием восстанавливающегося напряжения (рис. 5.27) в области остаточного ствола могут развиваться процессы ионизации, способствующие возобновлению (повторному зажиганию) дуги в начале последующего полупериода. При определенных условиях охлаждения остаточного ствола вероятность повторного зажигания в общем случае тем больше, чем выше начальная скорость восстановления напряжения $|dU_в(t)/dt|$ и чем больше амплитуда восстанавливающегося напряжения $U_{вm}$, которые в основном определяются сетевыми условиями размыкания.

В общем случае условия хода околонулевых процессов могут быть иными и отличаться от рассмотренных. Отличие может состоять прежде всего в том, что при особо тяжелых условиях отключения дугогасителем максимального предельного тока, при весьма высокой начальной скорости восстановления напряжения остаточный ствол в начальный момент времени $t = t_1$ (рис. 5.28) может обладать еще достаточно высокой температурой и иметь относительно большое поперечное сечение. В этом случае начальное состояние ствола характеризуется относительно большой электрической начальной переходной (нелинейной) проводимостью

$$G_э|_{t=0} = \frac{1}{l_д}\int_0^{r_0} 2\pi r \sigma_э(r)\,dr.$$

При этих условиях колебательный процесс восстановления напряжения на промежутке приобретает более выраженный затухающий и в пределе апериодический характер, что способствует уменьшению амплитуды и частоты восстанавливающегося напряжения. Одновременно под воздействием восстанавливающегося напряжения за счет увеличения вводимой в ствол удельной энергии $E_в^2(t)\sigma_э(r, t)$ создаются условия для развития в области ствола процессов термической ионизации. Этим создаются более благоприятные условия для так называемого термического зажигания дуги в отличие от зажигания за счет электрического пробоя, наблюдаемого при интенсивном гашении дуги в дугогасителях при относительно небольших значениях тока.

Условие термического зажигания дуги, например, для цилиндрической модели ствола, согласно уравнению (5.49), можно представить неравенством $(2{,}405/r_0)^2 < E_в^2(t)b$. Условия возобновления дуги за счет электрического пробоя определяются сопоставлением характеристики восстанавливающегося напряжения $U_в(t)$ с характеристикой восстанавливающейся электрической прочности $U_р(t)$, как показано на рис. 5.29 в случае успешного гашения (*1*) и повторного зажигания (*2*).

Ход околонулевых процессов во многом зависит также от исходных сетевых условий электродугового размыкания, для которых характеристики восстанавливающегося напряжения $U_в(t)$ могут существенно отличаться. К наиболее характерным условиям следует отнести: а) отключение тока к. з. в однофазной цепи, питаемой от генератора, при коротком замыкании непосредственно за выключателем (см. рис. 5.27), при отключаемом токе ~60% от номинального тока отключения; б) то же, что п. а, но при предельном значении номинального тока отключения; в) отключение тока к.з. в цепи генератор—трансформатор (реактор) при коротком замыкании непосредственно за выключателем; г) отключение тока линии при «неудаленном» коротком замыкании.

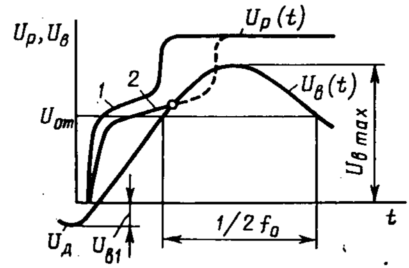


Рис. 5.29

Условия для п. а рассмотрены выше. Характерными из них являются: одночастотный переходный процесс восстановления напряжения без существенного затухания, почти полное отсутствие в стволе остаточной проводимости и остаточного тока при интенсивных (жестких) способах гашения дуги, возобновление дуги вследствие электрического пробоя. Общее выражение для восстанавливающегося напряжения имеет вид

$$U_в(t) = U_m[1 - \exp(-\alpha t)\cos\omega_0 t], \qquad (5.106)$$

где $\alpha = R_э/(2L)$; $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$.

Условия п. б отличаются тем, что в переходных околонулевых процессах существенную роль могут играть остаточная проводимость и остаточный ток, как уже отмечалось выше.

Третий случай (п. в) может быть представлен одним из вариантов эквивалентной двухчастотной схемы двух сопряженных контуров L_1C_1 и L_2C_2. В частном случае, когда

$$\omega_{02} = 1/\sqrt{L_2C_2} \gg \omega_{01} = 1/\sqrt{L_1C_1},$$

процессы в каждом из контуров могут протекать независимо один от другого. Соответственно восстанавливающееся напряжение для каждого из них можно представить уравнениями:

$$U_{в1}(t) = U_m \frac{L_1}{L_1+L_2}[1 - \exp(-\alpha_1 t)\cos\omega_{01} t];$$

$$U_{в2}(t) = U_m \frac{L_2}{L_1+L_2}[1 - \exp(-\alpha_2 t)\cos\omega_{02} t].$$

Воздействующее на дуговой промежуток восстанавливающееся напряжение можно представить суммой (рис. 5.30) $U_в(t) = U_{в1} + U_{в2}$.

В реальных условиях этот процесс характеризуется относительно высокой начальной скоростью восстановления напряжения, обусловленной главным образом составляющей $U_{в2}(t)$ повышенной частоты.

Отключение тока к.з., возникающего в линии на некотором небольшом расстоянии (удалении) $l_к$ от выключателя (рис. 5.31), имеет отличительные особенности. При коротком замыкании до момента обрыва тока напряжение вдоль рассматриваемого участка $l_к$ линии распределяется по закону прямой от нуля в точке K до максимума U_{bm} в точке b (линейный зажим выключателя):

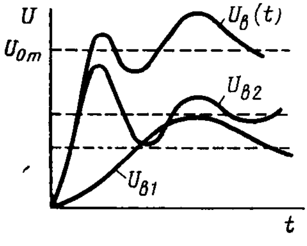


Рис. 5.30

$$U_{bm} = U_ф \sqrt{2}\, L_л/(L_л + L_{экв}),$$

где $L_л = L_{л1} l_к$ — индуктивность участка линии; $L_{л1}$ — индуктивность единицы длины линии; $L_{экв}$ — эквивалентная индуктивность сети.

В процессе отключения в момент обрыва тока возникает и затем развивается волновой процесс уравнивания остаточного заряда, начальное распределение которого вдоль отрезка $l_к$ имеет косоугольный характер. Поэтому переходное восстанавливающееся напряжение

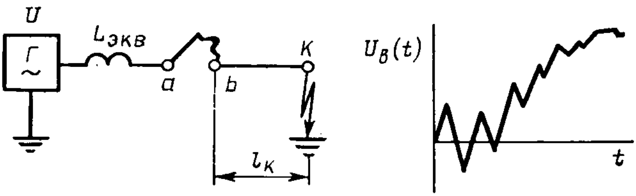


Рис. 5.31

$U_{вb}(t)$ со стороны линии (на зажиме выключателя) имеет характер периодических затухающих колебаний пилообразной формы с периодом колебаний $T = 4l_к/v_с$, где $v_с = 3 \cdot 10^8$ — скорость света, м/с.

В простейшем случае, если в схеме отсутствуют шины подстанции, начальная скорость восстановления этой составляющей напряжения

$$|dU_{вb}(t)/dt|_{t=0} = I_m \omega Z_в, \tag{5.107}$$

где I_m — амплитуда тока неудаленного короткого замыкания; $Z_в = \sqrt{L_{л1}/C_{л1}}$ — эквивалентное волновое сопротивление линии; ω — угловая частота сети.

Амплитуда этой составляющей в данном случае определяется уравнением

$$U_{вbm} \approx 2 I_m Z_в \tau_1, \tag{5.108}$$

где $\tau_1 = T/4 = l_к/v_с$.

Переходная составляющая восстанавливающегося напряжения $U_{ва}$ со стороны питания в простейшем случае определяется колебательным процессом в одночастотном контуре $L_{экв}C_{экв}$ по уравнению (5.106) при определенном значении возвращающегося напряжения. Полное переходное восстанавливающееся напряжение на разрыве дугогасителя

$$U_в = U_{ва} - U_{вb}. \qquad (5.109)$$

Этот процесс восстановления напряжения представлен на рис. 5.31, из которого видно, что при данных условиях отключения больших токов к.з. начальная скорость восстановления напряжения может также быть очень большой. Следовательно, создаются особо тяжелые условия для гашения дуги в дугогасителе.

§ 5.9. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ В ОКОЛОНУЛЕВОЙ ОБЛАСТИ ТОКА ПРИ ЭЛЕКТРОДУГОВОМ РАЗМЫКАНИИ ЦЕПЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Оценка возможных условий гашения дуги переменного тока в общем случае основывается на анализе переходных процессов при распаде остаточного ствола непосредственно после нулевого значения тока и последующего процесса восстановления электрической прочности межконтактного промежутка при определенном сетевом воздействии восстанавливающегося напряжения.

Общее решение этой задачи основано на решении системы дифференциальных уравнений, описывающих динамические свойства области ствола, и уравнений, характеризующих переходные электромагнитные процессы в размыкаемой цепи для околонулевой области тока. Эта система уравнений аналитически решается в немногих частных случаях, поэтому применяются различные приближенные методы: приближенные аналитические методы, численные методы, приближенные графоаналитические методы, методы теории устойчивости.

Задача обычно существенно упрощается, если характеристика внешней цепи в отдельные этапы гашения такова, что обеспечивает или определенный ток $I = f(t)$ через дугу, или определенную напряженность поля $E = f_1(t)$ на дуговом промежутке. В обоих случаях можно найти решение, причем задача значительно облегчается, если оперировать как неизвестной величиной сопротивлением дуги $r_э(t)$ или $1/r_э(t)$ вместо I или E. Тогда, если задана функция напряженности поля $E = f_1(t)$, то $I = f_1(t)/r_э(t) = f(t)$; при заданной функции тока $I = f(t)$ в результате решения получаем $E = r_э(t)f(t)$.

Рассмотрим такой подход к решению задачи, применяя различные математические модули дуги.

Модель ствола дуги с неизменным радиусом сечения в неподвижной среде. Допущения, использованные при выводе уравнения (5.54) для этой модели, позволяют установить, что она в основном пригодна для малых токов и области перехода тока через нулевое значение. При анализе процессов гашения дуги непосредственно после перехода тока через нулевое значение воспользуемся моделью ствола дуги с неизменным радиусом сечения. Полагаем, что напряженность электрического поля на дуговом промежутке задается внешней цепью и зависит только от времени, т. е. $E = E(t)$.

Используя соотношение $(d/dt)(1/r_э) = (-1/r_э^2)dr_э/dt$, исходное уравнение приводим к виду

$$dr_э/dt-(1/\tau_м)\,r_э=[-1/(\tau_м P_{отв1})]\,E^2. \tag{5.110}$$

Получаем линейное дифференциальное уравнение первого порядка, решение которого имеет следующий вид:

$$r_э=\exp\left(\frac{t}{\tau_м}\right)\left[r_{э0}-\frac{1}{\tau_м P_{отв1}}\int\limits_0^t E^2(t)\exp\left(-\frac{t}{\tau_м}\right)dt\right], \tag{5.111}$$

где $r_{э0} \approx r_{э.ст}$ — сопротивление единицы длины ствола дуги в момент перехода через нулевое значение ($t = 0$), Ом/м.

Выражение (5.111) будем применять для анализа поведения остаточного ствола дуги при различных формах восстанавливающегося напряжения. Наиболее простой случай: восстанавливающееся напряжение отсутствует или весьма мало (в начальный момент при $t = 0$). Тогда вторым членом выражения (5.111), стоящим в скобках, можно пренебречь, т.е.

$$r_э=r_{э0}\exp\,(t/\tau_м). \tag{5.112}$$

Из уравнения (5.112) следует, что при уменьшении постоянной времени дуги $\tau_м$ процесс нарастания сопротивления остаточного ствола проходит более интенсивно. Теперь рассмотрим случай заданного напряжения $E = E_0 = \text{const}$, т. е. после перехода тока через нулевое значение к дуговому промежутку приложено постоянное напряжение. Тогда, используя (5.111) для сопротивления остаточного ствола дуги, имеем

$$r_э=\exp\left(\frac{t}{\tau_м}\right)\left[r_{э0}-\frac{E_0^2}{P_{отв1}\,\tau_м}\int\limits_0^t \exp\left(-\frac{t}{\tau_м}\right)dt\right]. \tag{5.113}$$

Учитывая, что $r_{э0} \approx r_{э.ст}$, $E_{ст}^2 = P_{отв\,1}r_{э0}$, и интегрируя (5.113), получаем

$$r_э=r_{э0}\,\{(E_0/E_{ст})^2+[1-(E_0/E_{ст})^2]\exp\,(t/\tau_м)\}. \tag{5.114}$$

Проанализируем это выражение. При $E_0 = E_{ст}$ сопротивление $r_э = r_{э0}$. В этом случае имеем неустойчивое состояние дугового промежутка, которое характеризуется критической напряженностью электрического поля $E_{кр}$ на стволе дуги. Неустойчивый режим соответствует точке M_2 (см. рис. 5.20), в которой изменение приложенного напряжения приводит к погасанию или повторному зажиганию дуги. Как видно из уравнения (5.114), если $E_0 > E_{ст}$, то сопротивление $r_э$ остаточного ствола дуги стремится к нулю и происходит повторное зажигание дуги. При $E_0 < E_{ст}$ сопротивление $r_э$ стремится к бесконечности, и дуга не возобновляется.

Пусть $E(t) = \sqrt{2}E_0(1 - \cos\omega_0 t)$, что соответствует периодическому восстановлению напряжения в одночастотном контуре без затухания [см. (5.106)]. Решение исходного уравнения (5.111) в этом случае имеет вид

$$r_э=\left\{r_{э0}-3\frac{E_0^2}{P_{отв1}}\left[\frac{1}{3(1+4\omega_0^2\tau_м^2)}-\frac{4}{3(1+\omega_0^2\tau_м^2)}+1\right]\right\}\exp(t/\tau_м)+$$

$$+3\frac{E_0^2}{P_{отв1}}\left[1+\frac{4}{3}\frac{(\omega_0\tau_м\sin\omega_0 t-\cos\omega_0 t)}{(1+\omega_0^2\tau_м^2)}-\right.$$

$$\left.-\frac{2\omega_0\tau_м\sin 2\omega_0 t-\cos 2\omega_0 t}{3(1+4\omega_0^2\tau_м^2)}\right].$$

Гашение дуги зависит от знака при $\exp(t/\tau_м)$. Если он положителен, то сопротивление $r_э$ дугового промежутка неограниченно возрастает во времени и дуга погасает. Член при $\exp(t/\tau_м)$ после несложных преобразований можно привести к виду

$$r_{э0}=\frac{E_0^2}{P_{отв1}}\frac{12\omega_0^4\tau_м^4}{1+5\omega_0^2\tau_м^2+4\omega_0^4\tau_м^4}. \qquad (5.114а)$$

Отсюда находим критический градиент потенциала гашения дуги $E_{кр}$, если положим $E_0=E_{кр}$.

Тогда, учитывая, что $P_{отв\,1}=E_{ст}^2/r_{э0}$, получаем

$$E_{кр}=E_{ст}\sqrt{\frac{1+5\omega_0^2\tau_м^2+4\omega_0^4\tau_м^4}{12\omega_0^4\tau_м^4}}. \qquad (5.115)$$

Так как $\tau_м \ll 1$, то выражение (5.115) можно упростить:

$$E_{кр}=E_{ст}/(2\sqrt{3}\,\omega_0^2\tau_м^2)=(E_{ст}/2\sqrt{3})\,LC/\tau_м^2. \qquad (5.116)$$

Если приложенная к дуговому промежутку напряженность электрического поля превышает критическую величину, т.е. $E>E_{кр}$, то происходит повторное зажигание дуги. В этом случае энергия, вводимая в дуговой канал, превышает отводимую энергию ($EI>P_{отв\,1}$). При $E<E_{кр}$ дуга гаснет. Из (5.116) видно, что условия гашения дуги ухудшаются с увеличением частоты ω_0 свободных колебаний восстанавливающегося напряжения и возрастанием величины постоянной времени дуги $\tau_м$.

Практический интерес представляет случай

$$E(t)=E_{0m}[1-\exp(-\alpha t)], \qquad (5.117)$$

соответствующий апериодическому восстановлению напряжения в одночастотном контуре при шунтировании дуги низкоомным активным сопротивлением $R_ш$. Заметим, что в (5.117) $\alpha=R_ш/L$.

С учетом (5.117) решение исходного уравнения можно представить в виде

$$r_э=\left[r_{э0}-\frac{2E_0^2}{P_{отв1}}\left(1-\frac{2}{\alpha\tau_м+1}+\frac{1}{2\alpha\tau_м+1}\right)\right]\times$$

$$\times\exp\left(\frac{t}{\tau_м}\right)+\frac{2E_0^2}{P_{отв1}}\left[1-\frac{2\exp(-\alpha t)}{\alpha\tau_м+1}+\frac{\exp(-2\alpha t)}{2\alpha\tau_м+1}\right]. \qquad (5.118)$$

Анализ (5.118) показывает, что при положительном знаке члена при $\exp(t/\tau_м)$ сопротивление $r_э$ непрерывно возрастает со временем, и дуга гаснет. Это позволяет найти критический градиент потенциала гашения дуги $E_{кр}$, учитывая, что $P_{отв\,1} = E_{ст}^2/r_{э0}$ и $\tau_м \ll 1$:

$$E_{кр} = E_{ст}/(2\alpha\tau_м) = E_{ст}\,L/(2\tau_м R_ш). \qquad (5.119)$$

Как видно из (5.119), при уменьшении постоянной времени дуги $\tau_м$ и сопротивления $R_ш$, шунтирующего дугу, вероятность гашения дуги возрастает.

В случае отключения неудаленного короткого замыкания кривая изменения восстанавливающегося напряжения $E(t) = E_0 k_в t$, где $k_в$ — коэффициент, характеризующий скорость восстановления напряжения до первого пика (рис. 5.31). В этом случае решение исходного уравнения (5.111) имеет вид

$$r_э = \left[r_{э0} - \frac{2(E_0 k_в \tau_м)^2}{P_{отв1}}\right]\exp\left(\frac{t}{\tau_м}\right) + \frac{2(E_0 k_в \tau_м)^2}{P_{отв1}}\left(1 + \frac{t}{\tau_м} + \frac{t^2}{2\tau_м^2}\right). \qquad (5.120)$$

Как и в рассмотренных выше случаях, критический градиент потенциала гашения дуги можно найти из экспоненциального члена уравнения (5.120):

$$E_{кр} = E_{ст}/\left(\sqrt{2}\,k_в \tau_м\right). \qquad (5.121)$$

Как видно из (5.121), при увеличении скорости восстановления напряжения вероятность повторного зажигания дуги возрастает.

Модель ствола дуги при продольном конвективном охлаждении. Допущения, использованные при выводе уравнения (5.65) для этой модели, позволяют установить, что она более пригодна для анализа процесса горения мощных дуг при больших токах.

Используя соотношения $(d/dt)(1/r_э) = (r_э/2)(d/dt)(1/r_э^2)$ и $i = E/r_э$, исходное уравнение приводим к виду

$$(d/dt)\,(1/r_э^2) + (2/\tau_0)\,(1/r_э^2) = (2/\tau_0)\,(i/E_{ст})^2. \qquad (5.122)$$

Если в уравнении (5.122) ток является только функцией времени, т.е. $i = i(t)$, то решение получаемого линейного дифференциального уравнения первого порядка имеет вид

$$\frac{1}{r_э^2} = \exp\left(-\frac{2t}{\tau_0}\right)\left[\frac{1}{r_{э0}^2} + \frac{2}{E_{ст}^2\tau_0}\int_0^t i^2(t)\exp\left(\frac{2t}{\tau_0}\right)dt\right], \qquad (5.123)$$

где $r_{э0}$ — сопротивление единицы длины дуги при $t = 0$.

Если известна функция $i = i(t)$, то из (5.123) можно найти $r_э = r_э(t)$, а затем напряженность электрического поля дуги в зависимости от времени $E = ir_э = E(t)$.

Модель ствола дуги при продольном конвективном охлаждении с учетом механических потерь. Модель системы продольного дутья приведена на рис. 5.17. Исходное уравнение (5.62) можно представить в виде

$$\frac{1}{r_э}\frac{dr_э}{dt}=\frac{1}{\tau_0}\left(1-\frac{E^2\sigma_э}{\alpha_{сж\,z}H_V+k_{мz}}\right). \qquad (5.124)$$

Используя принятые выше условия $H_V=\mathrm{const}$ и $\sigma_э=\mathrm{const}$, а также выражения для сечения ствола дуги $S_п(t)=S_{п0}\exp(-\alpha_{сж\,z}t)$ и проводимости $\sigma_э=(1/r_э)S_п(t)$, уравнение (5.124) приобретает вид

$$\frac{dr_э}{dt}-\frac{1}{\tau_0}r_э=-\frac{1}{H_V S_{п0}}E^2\exp(\alpha_{сж\,z}t). \qquad (5.125)$$

Общее решение этого уравнения таково:

$$r_э=\exp\left(\frac{t}{\tau_0}\right)\left[r_{э0}-\frac{1}{H_V S_{п0}}\int_0^t E^2(t)\exp\left(\alpha_{сж\,z}t-\frac{t}{\tau_0}\right)dt\right], \qquad (5.126)$$

где $r_э$ — сопротивление единичного участка дуги; $r_{э0}$ — начальное сопротивление непосредственно после нулевого значения тока ($t=0$); $H_V S_{п0}$ — начальная энтальпия единичного участка ствола при $t=0$;

$$\alpha_{сж\,z}=\alpha_{сж}(z);\quad k_{мz}=k_м(z);\quad \tau_0=\tau_0(z).$$

Поэтому в рассматриваемом случае (при $H_V=\mathrm{const}$) общее сопротивление $R_э$ ствола длиной l можно найти исходя из усредненных значений этих величин и интегральных значений:

$$\left.\begin{aligned}&\bar\alpha_{сж}=\frac{1}{l}\int_0^l\alpha_{сж}(z)\,dz;\quad \bar k_м=\frac{1}{l}\int_0^l k_м(z)\,dz;\\&\bar\tau_0=\frac{1}{l}\int_0^l\tau_0(z)\,dz;\quad R_{э0}=r_{э0}l;\quad U(t)=\int_0^l E(t)\,dz.\end{aligned}\right\} \qquad (5.127)$$

Имея в виду, что в рассматриваемом случае $\bar\alpha_{сж}=-\bar k_м/H_V$, и используя (5.127) уравнение (5.126) для переходного сопротивления ствола приобретает вид

$$R_э=\exp\left(\frac{t}{\tau_0}\right)\left[R_{э0}-\frac{1}{H_V S_{п0}l}\int_0^t U_в^2(t)\exp\left(-\frac{\bar k_м t}{H_V}\right)dt\right]. \qquad (5.128)$$

Уравнение (5.128) позволяет проанализировать поведение остаточного ствола дуги после перехода тока через нулевое значение при определенном характере изменения восстанавливающегося напряжения, заданных условиях охлаждения ($\bar\alpha_{сж}$; $\bar k_м$) и начальных условиях. На основании заданной характеристики восстанавливающегося напряжения $U_в(t)$ и найденных значений $R_э(t)$ можно определить величину и характер изменения тока остаточного ствола: $i(t)=U_в(t)/R_э(t)$.

По ходу зависимости $i\,(t)$ можно установить условия успешного гашения (кривые *1*, *2*) или негашения (кривые *3*, *4*) дуги в течение данной околонулевой области тока, как показано на рис. 5.32. Расчет этих зависимостей производится численным методом. Для некоторых конкретных случаев восстановления напряжения уравнение для $R_э(t)$ приводится к более простому виду. Например, при линейном нарастании восстанавливающегося напряжения, т. е. при $U_в\,(t) = k_в t$ ($k_в$ — начальная скорость восстановления напряжения) уравнение для расчета сопротивления $R_э(t)$ принимает вид

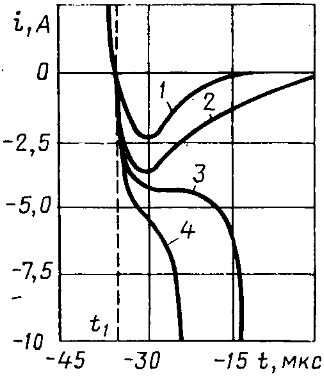


Рис. 5.32

$$R_э = R_{э0}\exp\left(t/\bar{\tau}_0\right) - \frac{k_в^2}{\bar{k}_м S_{п0}\, l}\left[-t^2 + 2\,\frac{H_V}{\bar{k}_м}\,t - 2\left(\frac{H_V}{\bar{k}_м}\right)^2\right]\exp\left(-\bar{\alpha}_{сж}\, t\right). \quad (5.129)$$

Анализ уравнения (5.129) позволяет найти критический градиент потенциала $E_{кр}$ и условия гашения дуги.

§ 5.10. РАСЧЕТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ МЕЖКОНТАКТНОГО ПРОМЕЖУТКА В ПРОЦЕССЕ РАСПАДА ОСТАТОЧНОГО СТВОЛА ДУГИ

Рассмотрим процесс восстановления электрической прочности межконтактного промежутка ($z_1 - z_2$) в системе продольного газового дутья (см. рис. 5.17) в случае, когда повторное зажигание дуги является результатом электрического пробоя. Для расчета электрической прочности воспользуемся уравнением (5.66) баланса энергии для единицы длины турбулентно-охлаждаемого ствола дуги. Так как температура плазмы значительно выше температуры окружающей среды, то уравнение (5.66) приводим к виду

$$dT/dt = E^2\sigma_э/(c_p\,\rho) - 4k_{тz}\,T/[c_p\,\rho d\,(z,\ t)], \quad (5.130)$$

где $d(z,\ t)$ — диаметр остаточного ствола дуги.

Полагаем, что в момент ($t = 0$) перехода тока через нулевое значение прекращается подвод энергии к стволу дуги, остаточная проводимость очень мала. Тогда уравнение (5.130) приобретает вид

$$(1/T)\,dT = -4k_{тz}\,dt/[c_p\,\rho d\,(z,\ t)].$$

Решение этого уравнения позволяет получить изменение температуры во времени в любом поперечном сечении остаточного ствола:

$$T\,(z,\ t) = T_н \exp\left[-t/\tau\,(z,\ t)\right], \quad (5.131)$$

где $T_н$ — начальная температура (при $t = 0$) остаточного ствола, принимаемая одинаковой по всей длине дуги.

Тепловая постоянная времени дуги

$$\tau(z, t) = c_p \rho d(z, t)/(4k_{\text{т}z}). \quad (5.132)$$

Из (5.132) видно, что $\tau(z, t)$ в отдельных точках z остаточного ствола дуги длиной $(z_1 - z_2)$ с течением времени изменяется. В месте наиболее интенсивного охлаждения $(z = z_1)$, где скорость потока достигает скорости звука $v_{\text{зв}}$ (рис. 5.17), постоянная времени минимальна; при $z < z_1$ она увеличивается.

При конвективном охлаждении коэффициент теплоотдачи

$$k_{\text{т}z} \approx k_{\text{т}0}(v_z/v_{\text{зв}})^{0,8} = k_{\text{т}0}[f(z)]^{0,8}, \quad (5.133)$$

где v_z — скорость потока в точке z; $f(z) = v_z/v_{\text{зв}}$ — функция, определяемая аналитическим или графическим методом исходя из заданной формы потенциального поля потока в межконтактном промежутке $(z_1 - z_2)$; $k_{\text{т}0}$ — коэффициент теплоотдачи в сечении $z = z_1$ остаточного ствола дуги.

Как видно из уравнения (5.132), постоянная времени зависит от диаметра $d(z, t)$ остаточного ствола дуги. Для $t = 0$ полагаем, что диаметр $d(z, 0)$ остаточного ствола по всей длине одинаков. В последующие моменты времени $(t > 0)$ благодаря уменьшению диаметра остаточного ствола постоянная времени снижается. В свою очередь диаметр ствола дуги зависит от коэффициента сжатия $\alpha_{\text{сж}\,z}$ [см. (5.58)], характеризующего относительное уменьшение сечения во времени за счет течения плазмы вдоль оси дуги.

Из (5.58) можно получить уравнение для диаметра остаточного ствола дуги:

$$d(z, t) = d(z, 0)\exp[-\alpha_{\text{сж}\,z}\, t/2]. \quad (5.134)$$

Подставляя (5.133) и (5.134) в (5.132), получаем

$$\tau(z, t) = \frac{c_p \rho d(z, 0)}{4k_{\text{т}0}[f(z)]^{0,8}} \exp[-\alpha_{\text{сж}\,z}\, t/2]. \quad (5.135)$$

Уравнение (5.135) можно представить в виде

$$\tau(z, t) = \frac{\tau(0, 0)}{[f(z)]^{0,8}} \exp[-\alpha_{\text{сж}\,z}\, t/2] = \tau(z, 0)\exp[-\alpha_{\text{сж}\,z}\, t/2], \quad (5.136)$$

где $\tau(0, 0) = c_p \rho d(z, 0)/(4k_{\text{т}.0})$ — постоянная времени в сечении ствола $z = z_1$ при $t = 0$, определяемая опытным путем; $\tau(z, 0) = \tau(0, 0)/[f(z)]^{0,8}$ — постоянная времени в любом сечении ствола при $t = 0$.

Для определения коэффициента сжатия полагаем, что скорость течения газа $v_{z\text{г}}$ в области остаточного ствола при $z = z_1$ в первом приближении [см. (5.55)]

$$v_{z1\text{г}} \approx 1{,}5 v_{z1\text{х}} \sqrt{T_{1\text{г}}/T_{1\text{х}}}, \quad (5.137)$$

где $T_{1\text{г}}$ — температура в области ствола дуги при $z = z_1$, K; $T_{1\text{х}}$ — температура холодного газа при $z = z_1$, K.

Из (5.137) видно, что скорость $v_{z1\text{г}}$ зависит от температуры $T_{1\text{г}}$, которая существенно изменяется в течение рассматриваемого процесса. Так же, но в меньшей степени, может изменяться температура холодного газа. Поэтому для упрощения решения задачи в качестве первого приближения принимают некоторые средние значения температур.

Тогда, учитывая (5.137), из (5.58) для коэффициента сжатия получаем

$$\alpha_{\text{сж}\,z} \approx 1{,}5\,(\sqrt{T_{1\text{г}}/T_{1\text{х}}})\,(\partial v_{z\text{х}}/\partial z).$$

Полученные в результате расчета значения $f(z)$ и $\tau(z, 0)$, как следует из (5.136), позволяют определить $\tau(z, t)$. Подставляя найденные значения $\tau(z, t)$ в (5.131), можно определить ход изменения температуры $T(z, t)$ в любом сечении остаточного ствола дуги в процессе его охлаждения (рис. 5.33). Видно, что наиболее быстро температура уменьшается со временем при $z = z_1$ (рис. 5.17), т.е. в сечении с наибольшей скоростью потока газа. В момент времени t_2 в этом сечении температура достигает значения температуры начала ионизации $T_\text{и}$. Следовательно, с этого момента в остаточном стволе дуги начинается образование участка, в котором термическая ионизация отсутствует. При дальнейшем спадании температуры в момент времени t_3 в сечении ствола $z = z_1$ достигается температура холодного газа $T_\text{х}$. С этого момента начинается процесс образования промежутка, заполненного холодным газом. С течением времени величина этого промежутка возрастает, и при t_7 весь межконтактный промежуток $(z_1 - z_2)$ заполняется холодным газом.

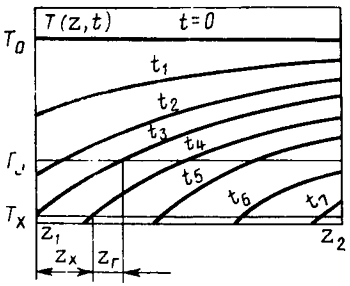


Рис. 5.33

Таким образом, начиная с некоторого момента времени (в рассматриваемом случае t_3) область промежутка $(z_1 - z_2)$ составляют: область $z_\text{х}$, заполненная холодным газом; оконечность ствола $z_\text{г}$ с температурой $T_\text{х} < T(z, t) < T_\text{и}$, оставшаяся часть ствола, обладающая температурой $T(z, t) > T_\text{и}$ и достаточно высокой электрической проводимостью.

По кривым $T(z, t)$ можно рассчитать процесс восстановления электрической прочности межконтактного промежутка, которую можно охарактеризовать средним разрядным напряжением $U_\text{р}$ при заданной форме импульса восстанавливающегося напряжения. Электрическая прочность $U_\text{р}$ промежутка в некоторый момент времени $t = t_i$ определяется суммой разрядных напряжений $U_{\text{р.х}}$ для области, заполненной холодным газом, и $U_{\text{р.г}}$ — для оконечности ствола, т. е. $U_\text{р}|_{t=ti} = (U_{\text{р.х}} + U_{\text{р.г}})|_{t=ti}$. Для определения $U_{\text{р.х}}$ можно использовать опытные данные по разрядным напряжениям промежутков, электрическое поле в которых имеет такую же форму, как в процессе восстановления электрической прочности межконтактного промежутка.

Для области оконечности остаточного ствола разрядное напряжение $U_{\text{р.г}}$ можно рассчитать по следующим уравнениям:

$$E(z, t)|_{t=ti} = E_{\text{р.х}} \frac{T_\text{х}}{T(z, t)|_{t=ti}};$$

$$E_{\text{р.х}} = \frac{U_{\text{р.х}}}{z_{\text{х}}}; \quad U_{\text{р.х}} = f(z, p); \quad U_{\text{р.г}}|_{t=ti} = E_{\text{р.х}} \int\limits_{z_{\text{х}}}^{z_{\text{х}}+z_{\text{г}}} \frac{T_{\text{х}}}{T(z, t)|_{t=ti}} dz,$$

где $U_{\text{р.х}}$ определяется по опытным кривым или эмпирическим зависимостям при заданных значениях давления газа p и длины промежутка $(z_1 - z_2)$.

Интегрируя каждую отдельную изохрону (рис. 5.33), можно построить временную зависимость восстанавливающейся электрической прочности $U_{\text{р}}(t)$ межконтактного промежутка (см. рис. 5.29). Как указывалось выше, сравнение ординат кривой восстановления электрической прочности $U_{\text{р}}(t)$ с ординатами кривой восстанавливающегося напряжения $U_{\text{в}}(t)$ позволяет приближенно определить возможность повторного зажигания дуги.

Рассмотрим процесс восстановления электрической прочности дугового промежутка при наличии заметной проводимости остаточного ствола дуги, а следовательно, при наличии остаточного тока. Повторное зажигание дуги в данном случае происходит в результате теплового пробоя, когда при воздействии восстанавливающегося напряжения создаются условия для нарастания тока до некоторого определенного значения. Методика расчета таких процессов и определение условий гашения дуги основываются на совместном решении уравнений динамической вольт-амперной характеристики дуги и характеристик кратковременных переходных процессов в отключаемой цепи в области перехода тока через нулевое значение. Такой подход применен выше при анализе процессов распада ствола в околонулевой области тока. В результате получены временные зависимости изменения сопротивления единицы длины остаточного ствола при различном характере восстановления напряжения на дуговом промежутке.

Кроме того, под электрической прочностью дугового канала следует понимать такое напряжение, которое поддерживает сопротивление дуги постоянным. Воспользуемся уравнением динамической дуги в следующем виде:

$$-Q_0 (1/R_{\text{э}})\, dR_{\text{э}}/dt = Ui - P_{\text{отв}}. \qquad (5.138)$$

Тогда согласно приведенному выше определению электрической прочности, производная в левой части $dR_{\text{э}}/dt = 0$ и, следовательно, мощность, подводимая к остаточному стволу, равна мощности, отводимой от него, т.е.

$$Ui = P_{\text{отв}}. \qquad (5.139)$$

В рассматриваемом случае после перехода тока через нулевое значение при восстановлении напряжения в дуговом канале проходит остаточный ток $i = i_{\text{ост}} = E/r_{\text{э}}$, где $r_{\text{э}}$ — сопротивление единицы длины остаточного ствола дуги. Тогда из (5.139) получаем уравнение для расчета восстанавливающейся прочности:

$$U_{\text{р}} = \sqrt{P_{\text{отв}}\, r_{\text{э}}\, l} = \sqrt{P_{\text{отв}}\, R_{\text{э}}}, \tag{5.140}$$

где l — длина остаточного ствола дуги.

Уравнение (5.140) позволяет на основании полученных выше зависимостей $r_{\text{э}}(t)$ построить временные зависимости изменения электрической прочности $U_{\text{р}}(t)$ при наличии остаточной проводимости дугового канала. Сравнение кривых электрической прочности $U_{\text{р}}(t)$ и напряжения $U_{\text{в}}(t)$, восстанавливающегося на дуговом промежутке, позволяет приближенно оценить состояние остаточного ствола дуги.

§ 5.11. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ ГАШЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В ЭЛЕГАЗЕ

Одним из перспективных направлений в создании новых конструкций выключателей переменного тока высокого и сверхвысокого напряжений, отличающихся меньшими габаритами и отвечающих требованиям современной энергетики по коммутационной способности, является применение дугогасящих сред, более эффективных по сравнению с применяемыми (сжатый воздух, масло и др.). Применение элегаза для этих целей обусловлено удачным сочетанием в нем высоких изоляционных и дугогасящих свойств.

Для элегаза по сравнению с другими газообразными средами характерны специфические термохимические свойства, рассмотренные ниже. Он обладает электроотрицательными свойствами (см. § 4.2).

Для объяснения высокой дугогасящей способности элегаза рассмотрим состав элегазовой плазмы и зависимости удельной теплопроводности и электропроводности от температуры.

На рис. 5.8 приведены данные о составе плазмы элегаза. Из рисунка видно, что реакция диссоциации происходит при довольно низкой температуре (2100 К). При температуре 3000—4000 К элегаз переходит практически полностью из молекулярного состояния в атомарное. При относительно низких температурах концентрация электронов резко уменьшается вследствие образования отрицательных ионов фтора. Зависимости теплопроводности плазмы элегаза и азота от температуры приведены на рис. 5.11. В области температур диссоциации (2100 К) удельная теплопроводность плазмы элегаза резко возрастает, а затем также резко падает из-за быстрой диссоциации молекул. При температурах выше 6000 К теплопроводность увеличивается за счет развития процессов ионизации фтора. Следует заметить, что резкий подъем теплопроводности совпадает с пиком зависимости теплоемкости плазмы элегаза от температуры (см. рис. 5.10).

В отличие от элегаза теплопроводность плазмы азота резко увеличивается в области температур 6000—8000 К, в которой происходит диссоциация молекул азота. Величина пика теплопроводности у азота больше, чем у элегаза. Зависимости удельной электропроводности плазмы от температуры даны на рис. 5.34 для элегеза (*1*) и азота (*2*). В области температур 3000—4000 К в плазме элегаза резко увеличивается дельная электропроводность, что объясняется низким потенциалом онизации атомарной серы и образованием концентрации электронов, остаточной для поддержания дугового разряда. Это приводит к тому, то стабильность горения дуги в элегазе (в отличие от азота или возду-а) сохраняется до весьма малых значений токов. Для азота резкое арастание удельной электропроводности происходит при более высо-ой по сравнению с элегазом температуре (примерно 6000 К), мало отли-ающейся от температуры пика теплопроводности.

Благодаря специфическим термохимическим свойствам элегаза дуги элегазе в отличие от дуг в простых газах имеют определенные особен-ости и главным образом в распределении температуры по сечению ство-

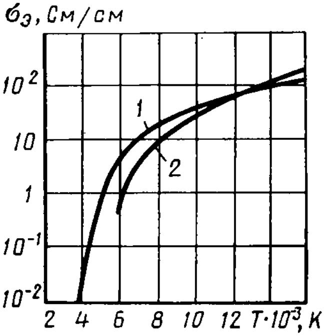


Рис. 5.34

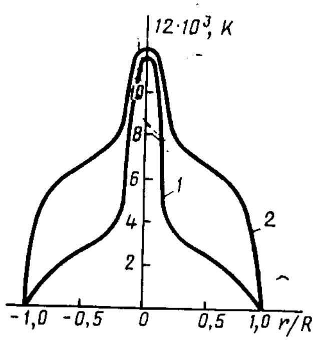


Рис. 5.35

а дуги. Как уже отмечалось, особенность плазмы элегаза состоит в ом, что в ней температура диссоциации (2100 К) существенно отлича-тся от температуры ионизации (около 4000 К), при которой удельная лектропроводность резко нарастает. Это приводит к тому, что в стволе уги могут образоваться две резко выраженные области — централь-ая и периферийная. На рис. 5.35 показано распределение температуры о сечению свободногорящей или слабообдуваемой дуги в элегазе кривая *1*). При увеличении интенсивности обдува дуги часть перифе-ийной области «смывается», т.е. уносится потоком газа.

Центральная область имеет высокую электропроводность и весьма изкую теплопроводность; периферийная область имеет температуру, авную температуре диссоциации элегаза; у нее высокая теплопровод-ость, но она практически неэлектропроводна. Такое строение ствола уги характерно не только для дуги в элегазе, но и во всех молекуляр-ых газах. Например, в азоте образование центральной части возмож-о при температуре более высокой, чем температура пика диссоциации того газа (рис. 5.35, кривая *2*), т.е. выше 7000 К. Очевидно, это усло-не выполняется при бо́льших токах, чем в элегазе. Периферийная бласть дуги в азоте имеет достаточно высокую температуру ($\leqslant$ 7000 К) является частично электропроводной.

Примем, что температура, при которой газ приобретает заметную лектропроводность, и для элегаза и для азота выше 4000 К. Тогда, как видно из рис. 5.35, диаметр токопроводящей части дуги в элегазе существенно меньше диаметра дуги в азоте или в воздухе. Если дуга горит в неподвижной среде, то теплоотвод от ствола дуги осуществляется в основном за счет теплопроводности, а тепловой поток для единичного участка ствола дуги (см. § 5.4) $q_{\lambda 1} = -\lambda \operatorname{grad} T$. Так как удельная теплопроводность для плазмы в элегазе и азоте относительно мала, то тепловой поток, отводимый от ствола дуги, зависит в основном от градиента температуры. Более высокий градиент температуры характерен для дуги с меньшим диаметром токопроводящей части, т.е. в элегазе.

Если радиус проводящей части r_0 дуги мал, то мала и тепловая постоянная дуги [см. (5.51)]. В области перехода тока через нулевое зна-

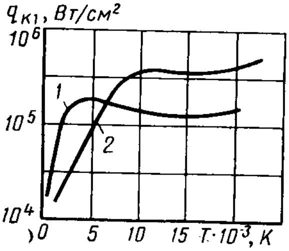


Рис. 5.36

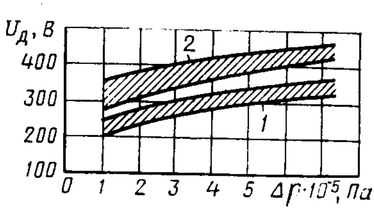


Рис. 5.37

чение постоянная времени $\tau_м$ затухания проводимости дуги в элегазе на порядок меньше, чем в азоте или в воздухе. Это приводит к тому, что процесс распада ствола дуги в элегазе происходит более интенсивно.

Рассмотрим процессы при горении дуги в потоке элегаза, т.е. при наличии конвективного охлаждения. В этом случае поток энтальпии для единичного участка ствола дуги (см. § 5.5) $q_{к1} = c_p \rho v_z T = \rho v_z h$. Зависимость потока энтальпии от температуры плазмы в элегазе и воздухе приведена на рис. 5.36, где показано, что поток энтальпии для дуги в элегазе (кривая *1*) и ниже, чем для дуги в воздухе (кривая *2*). Такая зависимость энтальпии от температуры приводит к тому, что напряжение на стабильно горящей дуге в потоке элегаза ниже, чем на дуге, охлаждаемой в воздухе. На рис. 5.37 приведены зависимости напряжения на дуге при ее стабильном горении от перепада давления $U_д = f(\Delta p)$ в элегазе (кривая *1*) и в воздухе (кривая *2*) для дугогасительного устройства, схема которого приведена на рис. 5.17, при токе $I_m = 1200$ А. Как видно, охлаждающая способность элегаза при данном способе воздействия на дугу менее эффективна, чем охлаждающая способность воздуха. Поэтому в устройствах гашения дуги постоянного тока, где прерывание тока обеспечивается за счет большого падения напряжения на дуге, применение элегаза нецелесообразно.

В дугогасительных устройствах переменного тока эффективность элегаза как дугогасящей среды проявляется в ходе процесса распада остаточного ствола дуги в околонулевой области тока.

На рис. 5.38 показан характер изменения сопротивления ствола дуги при подходе тока к нулевому значению при токе $I_m = 1200$ А и

$\Delta p = 6 \cdot 10^5$ Па. Непосредственно перед переходом тока через нуле-ое значение сопротивление ствола дуги в элегазе (кривая *1*) резко величивается, а его скорость нарастания намного выше, чем в воздухе кривая *2*). В остаточной плазме элегаза поперечное сечение резонанс-ого захвата электронов атомами фтора весьма велико (около 10^{-6} см^2), ледовательно, вероятность захвата может быть очень большой. Это риводит к чрезвычайно малой величине постоянной рекомбинации $\tau_{рек} \approx 10^{-9}$ с). На рис. 5.39 показано изменение электрической проч-ости дугового промежутка при продольном дутье с $\Delta p = 5 \cdot 10^5$ Па в

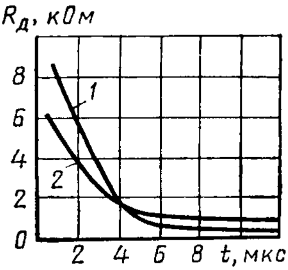


Рис. 5.38

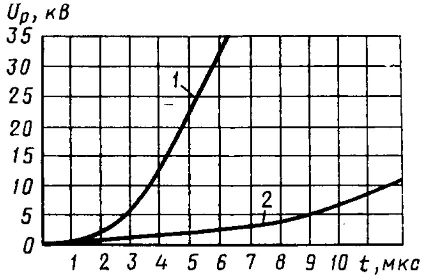


Рис. 5.39

легазе *1* и азоте *2*. После перехода тока через нулевое значение элек-рическая прочность дугового промежутка в элегазе быстро увеличи-ается вследствие остывания остаточного ствола дуги и роста интен-ивности захвата электронов элегазом и оставшимся атомарным фтором.

§ 5.12. ПРОЦЕСС ГАШЕНИЯ КОРОТКОЙ ДУГИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Под короткой дугой переменного тока понимают такую дугу, у оторой при относительно малой длине ствола в процессе ее горения особенно гашения и восстановления электрической прочности основ-ое значение имеют явления в прикатодной области; в этих процессах аметную роль может играть также теплообмен между коротким ство-ом дуги и поверхностями электродов.

В момент перехода тока через нулевое значение полярность на-пряжения, воздействующего на дуговой промежуток, изменяется. Про-ессы, происходящие у поверхности вновь образованного катода, в начительной мере зависят от ее температуры, которая изменяется от емпературы кипения материала катода в процессе горения дуги до статочной температуры $T_{к.о}$ в момент перехода тока через нулевое начение. Величина $T_{к.о}$ зависит от тока и материала катода (рис. 5.40), ричем зависимость от тока особенно сильна до 400 А. При гашении ко-отких дуг применение вольфрама нежелательно из-за высокой оста-очной температуры катода.

На рис. 5.41 схематически показано распределение зарядов (*а*), апряженности электрического поля (*б*) и напряжения (*в*) в коротком ромежутке. Одновременно с тепловыми процессами при изменении полярности воздействующего на дуговой промежуток напряжения вследствие большой разницы в подвижностях электронов и ионов вблизи нового катода возникает слой протяженностью l_c, из которого электроны уходят в сторону нового анода и остается положительный объемный заряд. Ток проводимости в пределах этого слоя становится униполярным током ионов, в остальной плазме он является двуполярным. Образование положительного объемного заряда у катода приводит к резко неравномерному распределению электрического поля в дуговом промежутке. При этом почти вся разность потенциалов приложена к области

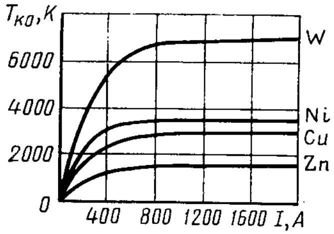


Рис. 5.40

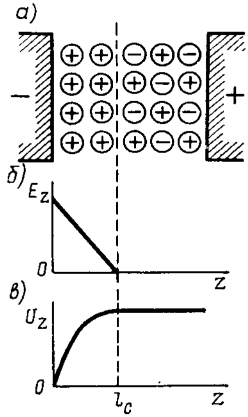


Рис. 5.41

объемного заряда. Максимальная напряженность электрического поля достигается непосредственно у поверхности катода, затем она уменьшается, достигая нуля на границе объемного заряда и плазмы.

Распределение потенциала и напряженности электрического поля можно определить исходя из уравнения Пуассона:

$$d^2 U_z/dz^2 = -\rho/\varepsilon_0 = ne/\varepsilon_0, \tag{5.141}$$

где ρ — плотность объемного заряда; n — концентрация заряженных частиц (ионов); e — заряд электрона; ε_0 — диэлектрическая постоянная.

Интегрируя (5.141), получаем распределение напряженности электрического поля в дуговом промежутке:

$$E_z = dU_z/dz = -nez/\varepsilon_0 + C_1.$$

При $z = l_c$ значение $dU_z/dz = 0$. Тогда $C_1 = nel_c/\varepsilon_0$ и

$$E_z = dU_z/dz = ne(l_c - z)/\varepsilon_0. \tag{5.142}$$

Интегрируя уравнение (5.142), получаем распределение напряжения в дуговом промежутке:

$$U_z = (ne/\varepsilon_0)(zl_c - z^2/2) + C_2.$$

Используем граничное условие $z = 0$, $U_z = 0$. Тогда $C_2 = 0$ и

$$U_z = (nez/\varepsilon_0)(l_c - z/2). \tag{5.143}$$

Подставляя в уравнение (5.142) и (5.143) значения заряда электрона и диэлектрической постоянной для воздуха, имеем

$$E_z = dU_z/dz = 1{,}8\cdot 10^{-6}\, n\,(l_c - z); \quad (5.144)$$

$$U_z = 1{,}8\cdot 10^{-6}\, nz\,(l_c - z/2). \quad (5.145)$$

Если считать, что при $z = l_c$ значение $U_z = U$, где U — напряжение, приложенное к промежутку, то из уравнения (5.145) можно определить ширину области положительного объемного заряда $l_c = 1{,}05 \times \times 10^3 \sqrt{U/n}$.

Зная l_c и используя (5.144), можно определить максимальную напряженность электрического поля у поверхности катода при $z = 0$:

$$E_{zm} = (dU_z/dz)_m = 1{,}8\cdot 10^{-6}\, nl_c = 1{,}89\cdot 10^{-3}\sqrt{Un}. \quad (5.146)$$

Из (5.146) видно, что E_{zm} зависит от приложенного напряжения и концентрации ионов; кроме того, E_{zm} в значительной мере зависит от температуры поверхности катода в момент перехода тока через нулевое значение. При холодных электродах, когда отсутствует заметная термоэлектронная эмиссия, под влиянием E_{zm} может развиться автоэлектронная эмиссия и возобновиться электрическая дуга. Для выхода электронов из катода у его поверхности должна быть напряженность электрического поля $E_{\text{вых}}$.

При $E_{\text{вых}} = E_{zm}$ из уравнения (5.146) находим минимальное значение напряжения, при котором возможен пробой промежутка:

$$U_{\text{р}} = 2{,}8\cdot 10^5\, E^2_{\text{вых}}\, 1/n. \quad (5.147)$$

Концентрацию заряженных частиц n можно найти, воспользовавшись уравнением (5.18) для малой степени ионизации. Если напряжение, восстанавливающееся на дуговом промежутке после перехода тока через нулевое значение, больше разрядного напряжения, т. е. $U_{\text{в}} > U_{\text{р}}$, то происходит повторное зажигание дуги; при $U_{\text{в}} < U_{\text{р}}$ — гашение дуги. При гашении короткой дуги переменного тока в случае холодных электродов и отсутствия заметной термоэлектронной эмиссии в момент перехода тока через нулевое значение восстанавливающаяся прочность возрастает до катодного падения напряжения в тлеющем разряде. Эта величина определяется тем, что короткий промежуток при изменении полярности приложенного напряжения проходит стадию тлеющего заряда.

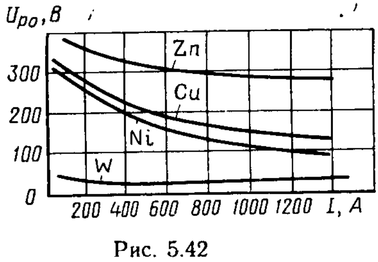


Рис. 5.42

Отметим, что различные металлы имеют различные величины начальной электрической прочности, характеризуемой разрядным напряжением $U_{\text{р0}}$. На рис. 5.42 показаны зависимости $U_{\text{р0}}$ от тока для металлов с различными температурами кипения $T_{\text{кип}}$. Чем выше $T_{\text{кип}}$, тем ниже начальная электрическая прочность. При больших токах поверхность катода может иметь высокую остаточную температуру в момент перехода тока через нулевое значение, что приводит к снижению начальной электрической прочности вследствие термоэлектронной эмиссии. Для образования начальной электрической прочности, равной $\sim$250 В, поверхность катода непосредственно после перехода тока через нулевое значение должна охладиться до температуры $\sim$850 К, при которой практически отсутствует термоэлектронная эмиссия. Критическое значение тока $I_{кр}$ (при $I < I_{кр}$ разрядное напряжение $U_{р0} \approx$ $\approx$ 250 В) зависит от материала контакта, времени горения дуги и скорости перемещения оснований дуги по контакту. Расчетные критические значения тока при времени горения дуги 0,01 с, различных скоростях движения оснований дуги и материалах контакта приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Материалы контакта	$I_{кр}$ (А) при различных скоростях движения оснований дуги, см/с				
	0	100	1000	2000	10 000
Медь	165	350	840	1370	50 000
Сталь	13,6	47	106	170	680
Латунь	147	298	703	1000	38 000

Для контактного материала с более высоким значением $I_{кр}$ значение $U_{р0}$ будет также выше.

Принцип короткой дуги получил широкое применение в устройствах с дугогасительной решеткой, на пластины которой дуга затягивается электромагнитными силами и разбивается на ряд последовательно включенных коротких дуг.

§ 5.13. ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГАШЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В ВЫКЛЮЧАТЕЛЯХ С ПРОДОЛЬНЫМ ГАЗОВЫМ ДУТЬЕМ

Способ гашения электрической дуги, связанный с интенсивным охлаждением ствола в потоках сжатого газа, широко применяется в дугогасительных устройствах (ДУ) воздушного и элегазового дутья выключателей переменного тока высокого и сверхвысокого напряжения. Методы математического анализа процессов гашения дуги применимы к простым примерам течения газа с дугой в рабочих каналах простой формы без учета турбулентного воздействия окружающей среды. Одновременно в ДУ продольного дутья современных выключателей, особенно в области перехода тока через нулевое значение, течение газа с дугой в каналах весьма сложной геометрической конфигурации имеет явно выраженный турбулентный характер. Кроме того, разработка ДУ выключателей требует затрат больших средств на проведение исследований, связанных с определением оптимальных конструктивных параметров ДУ, выбором оптимального конструктивного варианта, а также на проведение коммутационных испытаний выключателя на натурных установках большой мощности. Затраты можно значительно уменьшить, если использовать методы переноса экспериментальных данных, полученных на модельных установках относительно небольшой мощности, на натурные установки. Эти методы моделирования основаны на теории подобия физических явлений (см. § 1.3).

Рассмотрим условия подобия применительно к механике жидкостей и газов. В этом случае уравнения термогазодинамики имеют вид

$$\sum_{i=1}^{n} a_i y_i^{b_i} \left(\partial^{c_i} y_i / \partial x_i^{c_i}\right) = 0 , \qquad (5.148)$$

где a_i — параметры (физические свойства среды, зависящие от температуры T и давления p); b_i, c_i — постоянные; x_i, y_i — независимые и зависимые переменные.

Введем безразмерные переменные $\varphi_i = x_i/x_{i0}$, $\Psi_i = y_i/y_{i0}$, где x_{i0}, y_{i0} — постоянные, равные значению x_i, y_i в некоторой характерной точке течения. Тогда уравнение (5.148) примет вид

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{a_i y_{i0}^{b_i+1}}{x_{i0}^{c_i}} \Psi_i^{b_i} \frac{\partial^{c_i} \Psi_i}{\partial \varphi_i^{c_i}} = 0. \qquad (5.149)$$

Очевидно, что члены уравнений (5.148) и (5.149) имеют одинаковую размерность, поэтому, разделив (5.149) на размерную часть j-члена, получим

$$\sum_{i=1}^{n} \Pi_i \Psi_i^{b_i} \left(\partial^{c_i} \Psi_i / \partial \varphi_i^{c_i}\right) = 0, \qquad (5.150)$$

где

$$\Pi_i = \left(a_i y_{i0}^{b_i+1} x_{j0}^{c_j}\right) / \left(a_j y_{j0}^{b_j+1} x_{i0}^{c_i}\right) \text{— критерии подобия.}$$

Для того чтобы выделить из них определяющие критерии, необходимо установить условия однозначности, в которых происходят рассматриваемые явления. Условия однозначности включают: геометрические свойства области явления; физические свойства тел, участвующих в явлении; начальное состояние явления; условия на границах области явления.

Число определяющих критериев подобия, составленных только из независимых переменных и ряда постоянных, полученных из условий однозначности, можно определить по известной π-теореме анализа размерностей:

$$n = m - r, \qquad (5.151)$$

где m — число независимых переменных; r — число первичных размерностей, из которых составлены независимые переменные.

Анализ размерностей с применением π-теоремы позволяет получить критерии подобия независимо от наличия уравнений, описывающих рассматриваемое явление. В этом случае необходимо исходя из физической картины явления составить систему параметров, от которых зависит протекание явления.

Переходя к рассмотрению методики получения определяющих критериев подобия для процессов гашения дуги применительно к ДУ с продольным газовым дутьем (см. рис. 5.17), примем следующие условия однозначности:

1. Равенство коэффициентов теплоотдачи с поверхности ствола дуги в модели и оригинале ДУ в околонулевой области тока при турбулентном тепло- и массообмене с потоком холодного газа, окружающим ствол дуги, $k_{т.м} = k_{т.о}$, где индекс о означает оригинал; м — модель.

2. Равенство температур в оригинале и модели, а также подобие зависимостей изменения температуры в радиальном и аксиальном направлениях, т.е. $T_м = T_о$. Тогда, при равенстве давления газа в соответствующих точках модели и оригинала ($p_м = p_о$) ДУ, имеем $\sigma_м = \sigma_о$, где σ — удельная электропроводность плазмы ствола дуги, См/м.

В систему параметров, определяющих процессы гашения дуги в ДУ, входят: постоянные параметры $k_т$, T, p, σ (на основании принятых нами допущений); независимые переменные ток i, время t, характерный линейный размер системы «плазма в потоке газа» l.

Таким образом, имеем семь размерных величин, определяющих в рассматриваемом случае процесс гашения дуги. Для нахождения необходимого числа критериев выразим размерность каждого из определяющих параметров через основные единицы измерения (M — масса):

$$[k_т] = [M][t]^{-3}[T]^{-1}; \quad [T] = [T]; \quad [p] = [M][l]^{-1}[t]^{-2};$$
$$[\sigma] = [M]^{-1}[l]^{-3}[t]^3[I]^2; \quad [i] = [I]; \quad [l] = [l]; \quad [t] = [t]. \qquad (5.152)$$

Как видно из (5.152), размерность любого из определяющих параметров k_i образуется с помощью пяти основных единиц измерения $[M]$, $[l]$, $[t]$, $[I]$, $[T]$, т.е.

$$[k_i] = [M]^{\mu_i}[l]^{\tau_i}[t]^{\gamma_i}[I]^{\lambda_i}[T]^{\varkappa_i}, \; i = 1, 2, ..., 7. \qquad (5.153)$$

Тогда для описания процессов гашения дуги согласно (5.151) достаточно двух определяющих критериев подобия. Критерий подобия — некоторая комбинация параметров k_1, k_2, ..., k_7:

$$\Pi = k_1^{z_1} k_2^{z_2} \ldots k_7^{z_7} = c\,[k_1]^{z_1} \ldots [k_7]^{z_7}, \qquad (5.154)$$

где c — безразмерная величина. Или, используя (5.153), получаем

$$\Pi = c\,[M]^{(\mu_1 z_1 + \ldots + \mu_7 z_7)}[l]^{(\tau_1 z_1 + \ldots + \tau_7 z_7)}[t]^{(\gamma_1 z_1 + \ldots + \gamma_7 z_7)} \times$$
$$\times [I]^{(\lambda_1 z_1 + \ldots + \lambda_7 z_7)}[T]^{(\varkappa_1 z_1 + \ldots + \varkappa_7 z_7)}.$$

Так как критерии подобия являются безразмерными величинами, то в данном случае получаем систему из пяти уравнений с семью неизвестными (по числу определяющих параметров):

$$\left.\begin{aligned}
&\mu_1 z_1 + \mu_2 z_2 + \ldots + \mu_7 z_7 = 0;\\
&\tau_1 z_1 + \tau_2 z_2 + \ldots + \tau_7 z_7 = 0;\\
&\gamma_1 z_1 + \gamma_2 z_2 + \ldots + \gamma_7 z_7 = 0;\\
&\lambda_1 z_1 + \lambda_2 z_2 + \ldots + \lambda_7 z_7 = 0;\\
&\varkappa_1 z_1 + \varkappa_2 z_2 + \ldots + \varkappa_7 z_7 = 0.
\end{aligned}\right\} \qquad (5.155)$$

Система (5.155) имеет два линейно независимых решения, каждое из которых дает критерий подобия. Опуская промежуточные операции, получаем критерии подобия в следующем виде:

$$\Pi_1 = i/\left(l^{3/2}\sqrt{k_т T\sigma}\right) = Ai/l^{3/2} = \text{idem}; \qquad (5.156)$$

$$\Pi_2 = lp/(tk_т T) = Bl/t = \text{idem}, \qquad (5.157)$$

где $A = 1/\sqrt{k_т T_\delta}$; $B = p/(k_т T)$ — постоянные.

Полученные выражения для критериев подобия и анализ размерностей позволяют определить масштабные коэффициенты для энергетических параметров (табл. 5.3).

Таблица 5.3

Величины	Масштабный коэффициент	Результат вычисления при $\alpha = 0{,}2$
Ток	$\alpha^{3/2}$	0,0894
Напряжение	$\alpha^{1/2}$	0,4472
Проводимость	α	0,2
Сопротивление	α^{-1}	5
Частота тока	α^{-1}	5
Скорость нарастания восстанавливающегося напряжения	$\alpha^{-1/2}$	2,236
Скорость подхода тока к нулю	$\alpha^{1/2}$	0,4472
Мощность дуги	α^2	0,04
Энергия дуги	α^3	0,008
Емкость	α^2	0,04
Индуктивность	1	1

Полученные масштабные коэффициенты позволяют построить модель по заданным исходным параметрам ДУ и затем по результатам модельных исследований оценить отключающую способность оригинала ДУ.

ГЛАВА 6

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МЕХАНИЗМЫ

§ 6.1. КОНСТРУКТИВНЫЕ СХЕМЫ ИСПОЛНЕНИЯ. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Электромагнитными называют такие устройства, которые предназначены для создания магнитного поля в определенном объеме пространства с помощью обмотки, обтекаемой электрическим током. Во многих электромагнитных устройствах магнитное поле используется для создания электромагнитных сил, вызывающих перемещение подвижных частей и совершающих механическую работу. При этом подвижные части движутся по заданной траектории и преодолевают силы сопротивления, определяемые механической характеристикой. Такие электромагнитные устройства называют *электромагнитными механизмами* (*ЭММ*). ЭММ используются в электроаппаратостроении в основном в качестве приводов. Электромагнитные механизмы, имеющие магнитную систему из ферромагнитных материалов, иногда называют электромагнитами (ЭМ).

Широкое использование ЭММ привело к появлению большого количества их разнообразных конструктивных исполнений и способов питания их обмоток. Все ЭММ можно отнести к двум группам: ЭММ с магнитной системой (МС) и без нее. Под МС (или, что то же, под магнитной цепью) будем понимать такую совокупность тел и сред, которая при наличии магнитодвижущей силы (МДС) создает ориентированный магнитный поток.

ЭММ с МС постоянного (рис. 6.1) и переменного (рис. 6.2) токов, а также поляризованные ЭММ (рис. 6.3) состоят из узлов, имеющих общее назначение. На этих рисунках обмотка *1* (иногда называемая обмоткой управления) закреплена на неподвижных частях магнитопровода *2*. Магнитный поток, проходя по неподвижным и подвижным частям *3* (которые называют якорем), создает силу притяжения (отталкивания), вызывающую перемещение якоря и связанных с ним деталей. У ЭМ якорь может совершать вращательное (рис. 6.1, *а—г*, *и*, *к* и 6.2, *а*) или поступательное (рис. 6.1, *д—з*, *л* и 6.2, *б—д*) движения. МС типа (рис. 6.1,*а—г* и 6.2, *а*) называют клапанными; типа (рис. 6.1, *е*, *ж* и 6.2, *б*, *в*, *д*) — прямоходовыми; типа (рис. 6.1, *д*, *з*, *л* и 6.2, *г*) — с втягивающимся якорем.

На рис. 6.3 у поляризованных ЭММ кроме обмоток управления *1* имеется источник МДС *4*, создающий поляризующий магнитный поток $\Phi_п$. Это может быть как специальная поляризующая обмотка, так и поляризующий постоянный магнит. Пока тока в обмотке управления *1* нет, на якорь действуют силы, определяемые поляризующим потоком в зазоре между якорем и неподвижными частями МС. МДС обмотки

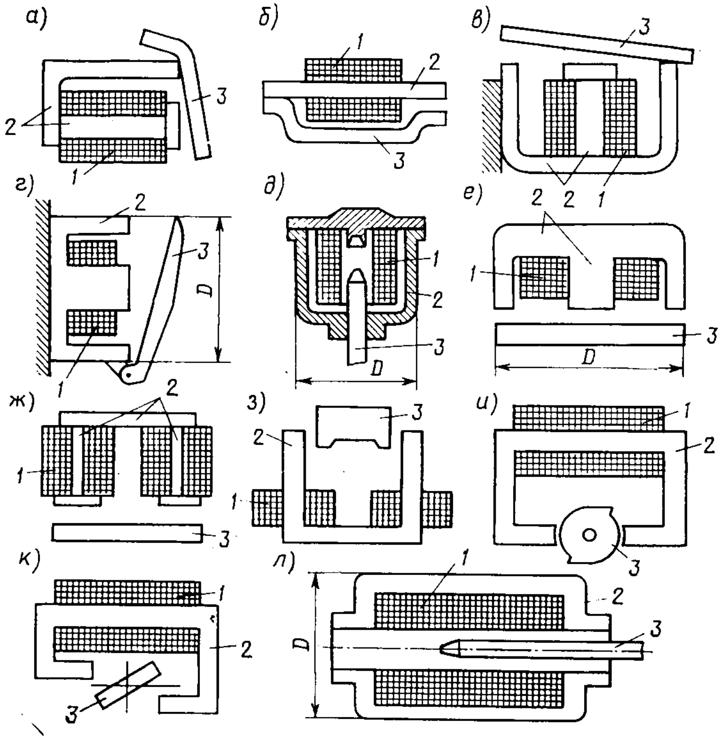


Рис. 6.1

управления создает магнитный поток управления $\Phi_у$ (управляющий поток).

В зависимости от направления тока в обмотке управления управляющий поток в зазоре совпадает с поляризующим или противоположен ему по направлению. В соответствии с этим якорь испытывает повышенное или уменьшенное тяговое усилие в рассматриваемом зазоре. Используя это явление, можно перебросить якорь поляризованных ЭММ в нужное положение. Так как после срабатывания у большинства поляризованных ЭММ, выполненных без преобладания положения якоря у одной из частей МС, якорь надежно удерживается поляризующим магнитным потоком, то для срабатывания таких ЭМ по обмоткам управления достаточно пропускать ток управления не длительно, а в течение малого вре-

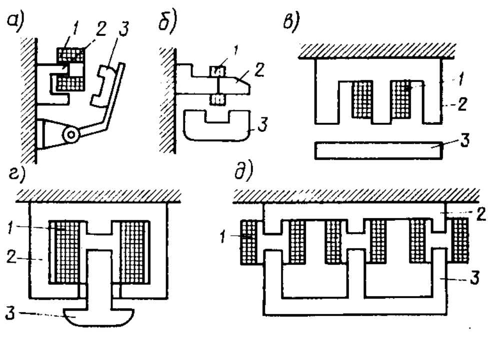


Рис. 6.2

мени, необходимого для перебрасывания якоря. Иными словами, поляризованные ЭМ допускают импульсное управление. Преобладание якоря можно обеспечить специальной настройкой ЭМ. Например, если установить упор *5* (см. рис. 6.3, *д*) так, чтобы он не позволял якорю при срабатывании переходить за ось симметрии, то при снятии управляющего сигнала якорь повернется против часовой стрелки в результате воздействия поляризующего потока $Ф_{п1}$. Таким

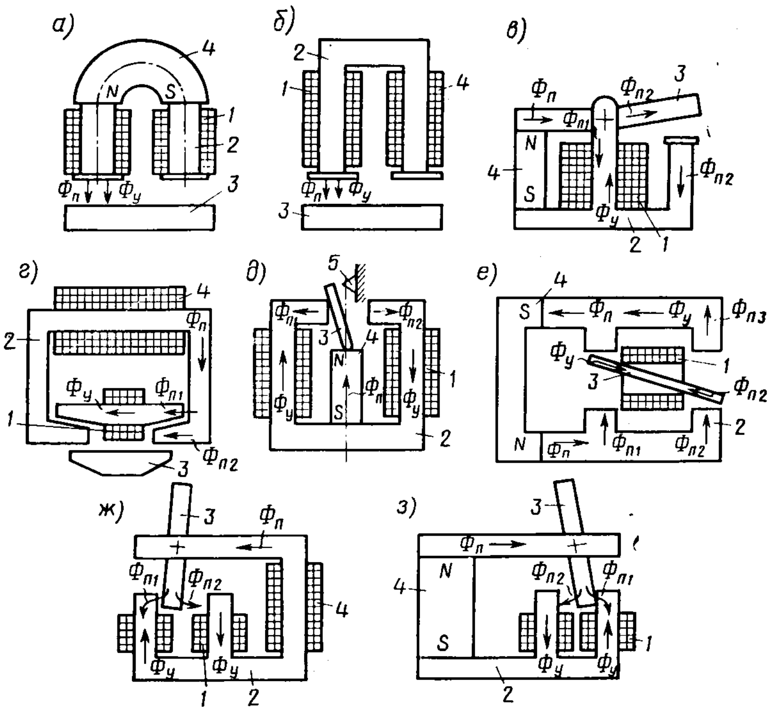


Рис. 6.3

образом обеспечивается преобладание положения якоря, а настройка такого ЭМ носит название однопозиционной. Двухпозиционная настройка ЭМ (рис. 6.3, *е*—*з*) обеспечивает якорю равные возможности его пребывания в одном из двух фиксированных положений. Кроме одно- и двухпозиционной настройки применяется еще настройка со средним (нейтральным) положением якоря, обеспечивающая при снятии тока управления возврат якоря (например, с помощью пружин) в среднее (нейтральное) положение.

Поляризованные ЭМ по исполнению МС можно подразделить на ЭМ с последовательной (рис. 6.3, *а*, *б*), параллельной (рис. 6.3, *в*—*д*, *ж*, *з*) и мостовой (рис. 6.3, *е*) магнитными цепями. Такое подразделение определяется путями для поляризующего магнитного потока.

Поляризованные ЭМ выгодно отличаются от других ЭММ повышенной чувствительностью к управляющему сигналу, относительно высоким КПД и быстродействием. Это объясняется тем, что у этих ЭМ в МС заранее запасена магнитная энергия (за счет источника МДС *4*), а управляющему сигналу необходимо лишь ее перераспределить. Наиболее высокой чувствительностью отличаются ЭМ с мостовой магнитной цепью.

К группе ЭММ с МС можно отнести применяемые в электроаппаратостроении в качестве приводов электродинамические (рис. 6.4, *а—в* и рис. 6.7, *а—в*) и индукционно-динамические механизмы (рис. 6.4, *г—е*,

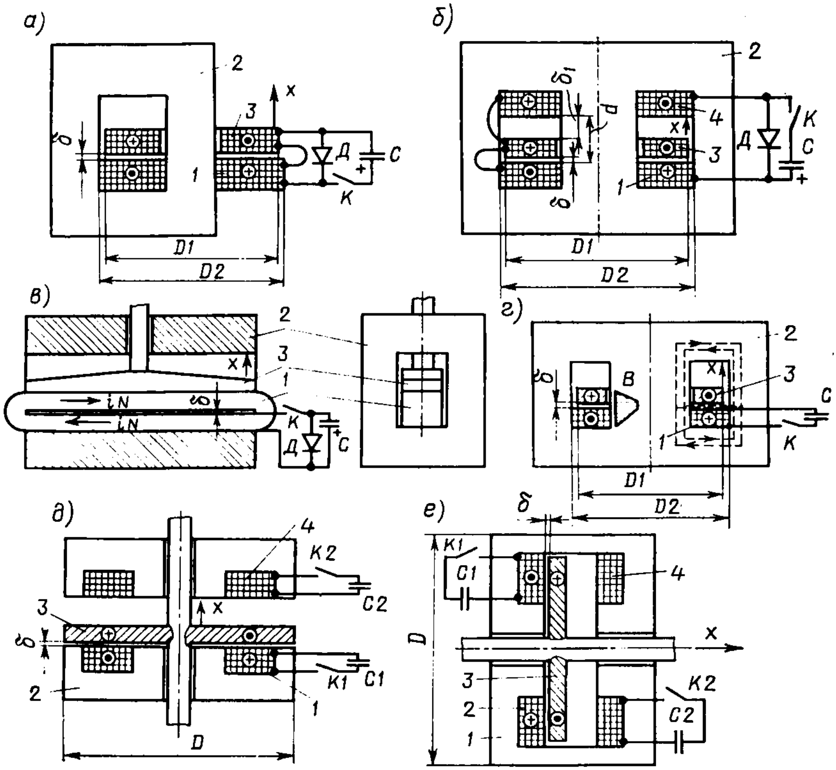


Рис. 6.4

рис. 6.6, рис. 6.7, *г*, *д*). На рис. 6.4, *а—в* изображены электродинамические механизмы (ЭДМ), а на рис. 6.4, *г—е*—индукционно-динамические механизмы (ИДМ) с неподвижной МС. Эти ЭДМ и ИДМ по сравнению с ИДМ, имеющими подвижную МС (см. рис. 6.6), обладают менее высокими энергетическими характеристиками и КПД, однако они позволяют получать меньшие времена трогания и срабатывания. ЭДМ и ИДМ являются механизмами импульсного действия. Их обмотки питаются большим импульсным током. В результате этого достигается высокая плотность магнитной энергии в зазоре между проводниками с токами, что вызывает появление больших (до 200 кН и более) электродинамических усилий (ЭДУ), действующих на проводники. Так как подвижные массы этих механизмов относительно невелики, то электродинамические силы вызывают значительные ускорения движущихся частей. Поэтому ЭДМ и ИДМ обладают высоким быстродействием. Отличие ЭДМ (рис. 6.4,*а—в*) от ИДМ (рис. 6.4,*г—е*) заключается в том, что в *ЭДМ во всех токоведущих элементах ток определяется как переменным магнитным полем, так и сторонними источниками энергии, а в ИДМ в отдельных токоведущих элементах — только переменным магнитным полем.*

На рис. 6.4 источником энергии является конденсатор, предварительно заряженный до напряжения U_{C0}. Заметим, что катушки *1*, *3*, *4* (рис. 6.4,*а*, *б*) могут подключаться каждая к своему отдельному источнику питания. При замыкании ключа *К* по катушкам начинает проходить ток. В варианте ЭДМ с двумя катушками (рис. 6.4,*а*) при указанном направлении токов наибольшая плотность магнитной энергии в зазоре между катушками *1* и *3*. Следовательно, на катушки действует расталкивающая сила, вызывающая перемещение подвижной катушки *3* и связанных с ней деталей. Магнитопровод *2* для этого и других вариантов ЭДМ (и ИДМ) служит для увеличения магнитной проводимости путей потоков, текущих вне рабочих зазоров δ. Рабочий зазор при электродинамической силе, превышающей противодействующую механическую силу, определяемую механической характеристикой, увеличивается в направлении хода x подвижных частей *3*.ЭДМ (рис. 6.4,*б*) содержит три катушки. При изображенном направлении тока между катушками *1* и *3* возникает сила отталкивания, а между катушками *3* и *4* — притягивания. Эффективность такого ЭДМ значительно выше, чем ЭДМ (рис. 6.4,*а*). Кроме того, этот ЭДМ имеет симметричную тяговую характеристику относительно плоскости, делящей зазор d пополам.

Тяговой характеристикой ЭММ называется зависимость электромагнитного усилия (ЭМС) F от значения зазора δ при неизменном значении тока во всех токоведущих частях. Для ЭДМ на рис. 6.4,*б* это может быть зависимость $F(\delta)$ или $F(\delta_1)$. При определенных значениях зазора d и размерах катушек и МС ЭМС такого ЭДМ может оставаться практически постоянным при изменении зазора. В некоторых случаях практического использования ЭММ такой вид тяговой характеристики имеет первостепенное значение. Важным преимуществом рассматриваемого ЭДМ является возможность формирования тяговой характеристики нужного вида.

В последнее время в практику электроаппаратостроения вводится так называемое оптимальное управление движением подвижных деталей — контактов. При таком управлении для включения аппарата с малым временем подвижные контакты в начале пути разгоняются до больших скоростей и практически весь путь проходят с этой скоростью. Но непосредственно перед замыканием контактов скорость подвижного контакта снижают до допустимых значений. Это делается для того, чтобы не вызывать сильных ударов подвижных деталей о неподвижные, в том числе и контактов. В противном случае возможен наклеп, механический износ контактных поверхностей, вибрация контактов и другие нежелательные явления.

В ЭДМ (рис. 6.4,*б*) легко осуществить оптимальное управление. ;оединив, например, катушки *1* и *3* последовательно, их подключают : одному конденсатору. В этом случае катушка *3* и связанные с ней цетали получают большие скорости уже при малых значениях зазора и в дальнейшем движутся под действием ЭДУ. При малом зазоре δ_1 к катушке *4* подключают второй предварительно заряженный конценсатор так, чтобы вызвать мягкое торможение катушки *3* и осуществить процесс включения контактов с малой скоростью.

В ЭДМ (рис. 6.4,*а*, *б*) форма и размеры катушек при срабатывании не изменяются. В отличие от этих ЭДМ в механизме (рис. 6.4,*в*) используется мягкая катушка *1*, изменяющая форму в процессе срабатывания. Такая катушка (см. рис. 6.7, *в*) изготавливается из тонкой гибкой медной или алюминиевой ленты и содержит N витков. Между витками прокладывается также мягкая изолирующая лента. При прохождении по виткам тока разряда конденсатора на ее противоположные стороны действуют большие ЭДУ отталкивания. Под их действием верхняя часть катушки приходит в движение. Совместно с катушкой движется планка *3* (см. рис. 6.4,*в*), перемещающая подвижные детали.

В рассмотренных ЭДМ направление действия ЭДУ зависит от согласного или встречного включения катушек. Если при принятом включении катушек одновременно изменять направление тока во всех токоведущих частях, то направление ЭДУ не изменяется. Поэтому, если емкость C конденсатора и индуктивность подключаемых к нему цепей таковы, что разряд конденсатора колебательный, то это не повлияет на нормальную работу ЭДМ. Однако при переходе тока через нулевое значение ЭДУ уменьшается также до нуля и затем вновь возрастает. Следовательно, в эти моменты на подвижные части усилие не действует. Чтобы повысить КПД и обеспечить более равномерное движение, катушки ЭДМ шунтируют диодами *Д* (см. рис. 6.4,*а*—*в*). Как только напряжение на катушке изменяет знак, диод открывается и образуется замкнутый контур, состоящий из катушки и диода. На рис. 6.5, *а* приведена электрическая схема замещения ЭДМ, а на рис. 6.5,*б*—*д* соответственно: *б* — ток $i_к$ в катушке и напряжение u_C на конденсаторе при заторможенной катушке без шунтирующего диода; *в* — то же, с шунтирующим диодом (ток через диод — $i_д$); *г* — ход катушки x, ток $i_к$, напряжение u_C (без диода); *д* — то же, но с диодом.

У всех электродинамических механизмов подвижные токоведущие элементы связаны с источником питания, который при срабатывании ЭДМ остается неподвижным. Поэтому износостойкость таких механизмов в первую очередь зависит от механических свойств гибких связей, подводящих ток к подвижным катушкам, а для ЭДМ с изменяемой формой — от механических свойств металлической и изоляционной лент. Поэтому число рабочих циклов ЭДМ ограничено. Этого недостатка не имеют индукционно-динамические механизмы.

Принцип работы этих механизмов поясним на схеме ИДМ (см. рис. 6.4,*г*). ИДМ состоит из катушки *1*, называемой индуктором и закрепленной на замкнутом магнитопроводе *2*, и катушки *3*, имеющей возможность перемещаться вдоль магнитопровода. С этой катушкой механически связаны те детали, которые ИДМ должен перемещать.

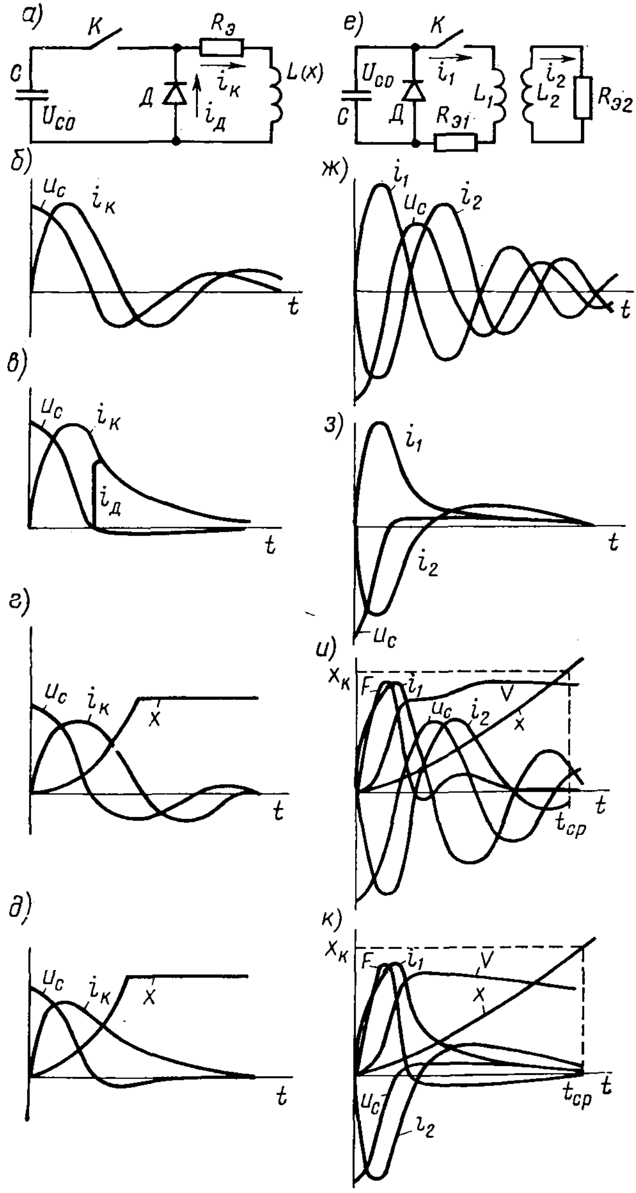

а)
K
$R_э$
C
U_{c0}
Д
$i_к$
$i_д$
$L(x)$
е)
K
U_{c0}
C
Д
i_1
L_1
$R_{э1}$
i_2
L_2
$R_{э2}$
б)
u_c
$i_к$
t
в)
u_c
$i_к$
$i_д$
t
г)
u_c
$i_к$
x
t
д)
u_c
$i_к$
x
t
ж)
i_1
u_c
i_2
t
з)
i_1
i_2
u_c
t
и)
$x_к$
F
i_1
V
u_c
i_2
x
t
$t_{ср}$
к)
$x_к$
F
i_1
V
x
t
$t_{ср}$
u_c
i_2

Рис. 6.5

Катушка *3* замкнута накоротко. Обычно она представляет собой один массивный короткозамкнутый виток или сплошной диск из электропроводного материала (см. рис. 6.4, *д—е*; рис. 6.6; рис. 6.7,*г—д*). На рис. 6.4,*д—е* приведены два варианта исполнения ИДМ. Из-за разрывов магнитопровода по своим характеристикам они занимают промежуточное положение между ИДМ с магнитной системой и без нее (см. рис. 6.7,*г—д*). Эти ИДМ имеют дополнительную катушку *4* (рис. 6.4, *д—е*), используемую как тормозную для оптимального управления движением или как ускоряющую при обратном движении диска *3*. При обратном движении катушка *1* обеспечивает торможение диска. Заметим, что в ИДМ на рис. 6.4,*г* также может быть установлена еще одна катушка, используемая для торможения диска или его ускорения при обратном движении.

При замыкании ключа *К* по индуктору *1* (рис. 6.4,*г*) проходит ток. Он создает магнитный поток, замыкающийся как по магнитопроводу *2*, так и по рабочему зазору δ. При указанном на рисунке направлении тока в катушке *1* поток направлен по ходу часовой стрелки. Этот поток пересекает площадь, охватываемую витком (катушкой) *3*. В результате изменения потока, сцепленного с витком *3*, в последнем индуцируется ЭДС, создающая ток, направленный противоположно току в катушке. Ток витка вызывает прохождение потока по магнитопроводу и рабочему зазору в направлении против хода часовой стрелки. Таким образом, потоки индуктора *1* и витка *3* в рабочем зазоре совпадают по направлению, а вне его противоположны и компенсируют друг друга. В результате этого плотность магнитной энергии в зазоре значительно превышает плотность магнитной энергии вне его, что и вызывает ЭДУ, стремящиеся отбросить виток *3* от катушки *1*.

Индукция в зазоре может в два-три раза превышать индукцию насыщения материала магнитопровода. Так как начальное значение зазора δ обычно стремятся установить по возможности минимальным, то насыщенными оказываются лишь незначительные участки магнитопровода. Это видно из эпюры распределения индукции *B* вблизи зазора (рис. 6.4,*г*). Поэтому в расчетах обычно этими малыми участками пренебрегают и считают МС ненасыщенной. Это относится и к ЭДМ с МС. Ниже ИДМ и ЭДМ, имеющие магнитопроводы, отнесены к ЭММ с ненасыщенной МС. Если зазоры δ соизмеримы с длинами магнитопроводов, то в расчетах следует учитывать их насыщение. В некоторых ЭДМ и ИДМ для обеспечения однополярного режима работы конденсатора он шунтируется диодом (см. рис. 6.4,*а—в*; рис. 6.6,*а*, *в*, *г*). Однако шунтирование конденсатора не всегда целесообразно, особенно в быстродействующих ИДМ без МС, так как могут создаться условия, когда токи в катушке и витке совпадают по направлению. В этом случае ЭДУ не ускоряют, а затормаживают подвижные детали. На рис. 6.5, *е* представлена электрическая схема замещения ИДМ, а на рис. 6.5, *ж—к* типичные осциллограммы, если: *ж* — диск не движется, диод *Д* — отсутствует; *з* — то же, но с диодом *Д*; *и* — диск движется, диод *Д* отсутствует; *к* — диск движется, диод *Д* установлен.

Особую группу ИДМ с МС составляют механизмы, имеющие подвижную МС (рис. 6.6). По эффективности преобразования электрической энергии в магнитную и в механическую работу эти ИДМ наиболее совершенны. Они могут быть выполнены с возвратно-поступательным движением якоря *3* и допускают оптимальное управление его движением. Недостатком этой группы ИДМ является меньшее быстродействие из-за достаточно больших подвижных масс по сравнению с ИДМ, рассмотренными выше.

При замыкании ключа *К* (рис. 6.6,*а*) индуктор *1* создает импульсное магнитное поле, которое индуцирует в короткозамкнутом витке *4* ток

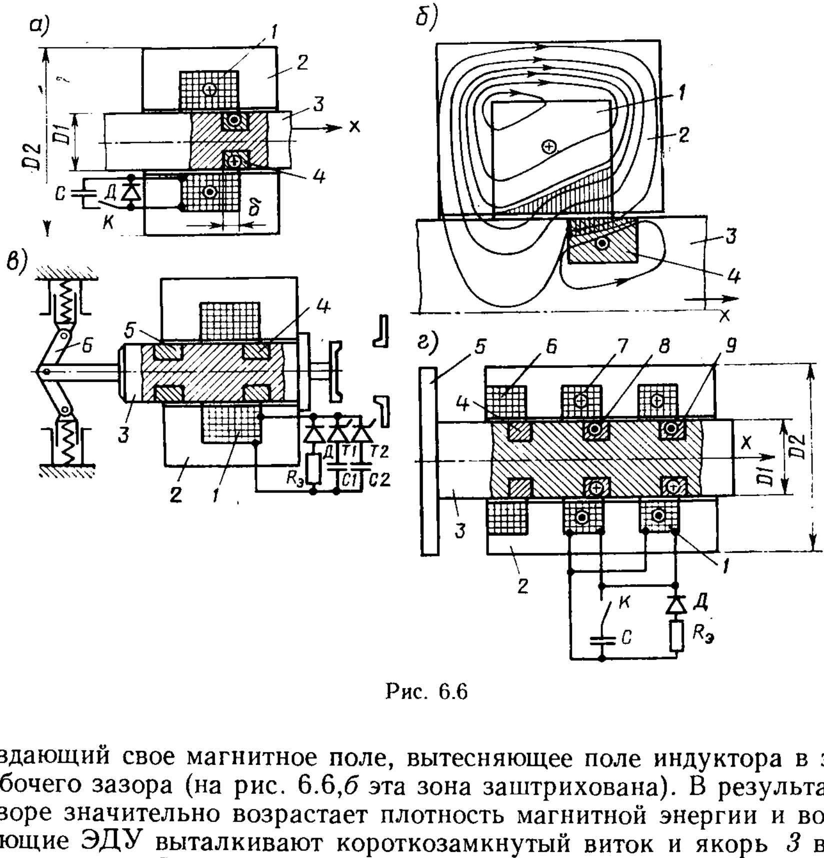


Рис. 6.6

создающий свое магнитное поле, вытесняющее поле индуктора в зону рабочего зазора (на рис. 6.6,*б* эта зона заштрихована). В результате в зазоре значительно возрастает плотность магнитной энергии и возникающие ЭДУ выталкивают короткозамкнутый виток и якорь *3* в направлении *x*. На рис. 6.6, *в* изображен ИДМ с подвижной МС, на которой размещены ускоряющий *4* и тормозной *5* витки, и оптимальным управлением. При разряде конденсатора *C1* якорь *3* перемещается вправо. При смене знака напряжения на выводах конденсатора в работу включается шунтирующая цепочка $R_э$ — *Д*. Сопротивление резистора $R_э$ подбирается таким, чтобы к моменту подхода короткозамкнутого витка *5* к индуктору *1* ток в индукторе затух до значения, которое необходимо для затормаживания якоря *3* перед замыканием контактов. Контакты замыкаются с малой скоростью, что исключает их вибрацию и уменьшает механический износ. При торможении якоря кинетическая энергия преобразуется в электромагнитную. Регулируя сопротивление резистора, легко получить различные режимы движения якоря. При $R_э \to \infty$ затормаживания может и не быть, а при $R_э = 0$ якорь может полностью затормозиться и начать движение в обратную сторону. Конденсатор *С2* и тиристор *Т2* являются коммутирующими. С их помощью легко запереть силовой тиристор *Т1* и тем самым в нужный момент прекратить подачу энергии от конденсатора *С1* к ИДМ. Таким способом достигается регулирование динамических характеристик ИДМ. В замкнутом и разомкнутом положениях контакты удерживаются запорным механизмом *6*. При отключении короткозамкнутый виток *5*— ускоряющий, а короткозамкнутый виток *4* — тормозящий.

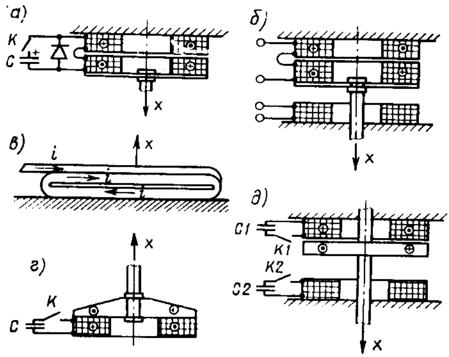


Рис. 6.7

На рис. 6.6,*г* представлен привод с электромагнитным удержанием подвижной МС *3*. Катушки *1* и *7* в ИДМ соединены согласно-параллельно; однако они могут соединяться и встречно-параллельно или последовательно, или принадлежать различным электрическим цепям. При изображенном на рис. 6.6,*г* соединении катушек и положении якоря *5* витки *8* и *9* — ускоряющие. Сопротивление резистора $R_э$ таково, что к окончанию хода якоря ток в катушках *1* и *7* снижается до значения, необходимого для затормаживания. В витке *8* ток затухнуть также не успевает. Кроме того, при движении в нем и в витке *4* дополнительно наводятся токи из-за того, что эти витки входят в зону магнитных потоков, создаваемых соответственно катушками *1* и *7*. В результате в конце хода якоря происходит снижение его скорости. Удержание якоря осуществляется с помощью электромагнита постоянного тока с обмоткой *6*. Удерживающий поток замыкается вокруг нее по магнитопроводу *2*, фланцу *5* и якорю *3*.

ЭММ без МС являются наиболее быстродействующими и простыми в изготовлении из всех рассмотренных. Эти ЭММ позволяют получить времена срабатывания, измеряемые единицами и долями миллисекунд, однако они имеют меньший КПД, чем ЭММ с МС. Электродинамические (рис. 6.7,*а—в*) и индукционно-динамические (рис. 6.7,*г—д*) механизмы без МС по приниципу действия не отличаются от ЭДМ и ИДМ с МС. Они также могут обеспечивать оптимальное движение подвижных частей. Схемы питания этих ЭММ строятся с использованием тех же принципов, что и схемы питания ЭММ с МС (рис. 6.8). В схеме на рис. 6.8,*а* конденсатор разряжается одновременно на оба индуктора *1* и *3*, имеющих собственную индуктивность L_1 и L_3. Пока диск *2*, имеющий индуктивность L_2, находится вблизи индуктора *1*, взаимная индуктивность M_{12} намного больше взаимной индуктивности M_{23}. В результате эквивалентная индуктивность $L_{12э} = L_1 - M_{12}^2/L_2$, измеренная на выводах катушки *1*, намного меньше эквивалентной индуктивности $L_{32э} =$

$= L_3 - M_{23}^2/L_2$, измеренной на выводах катушки *3*. Поэтому основная доля колебательного тока разряда конденсатора проходит по индуктору *1*, вызывая перемещение диска *2*. По мере приближения диска к индуктору *3* происходит перераспределение тока и основная доля тока начинает проходить по катушке *3*, осуществляя торможение диска. В схеме (рис. 6.8,*б*) подключение тормозного индуктора *3* производится дополнительным ключом *К2* в нужный момент времени, что приводит к переходу тока из индуктора *1* в индуктор *3*.

Схема (рис. 6.8,*в*) иллюстрирует возможность последовательного соединения ускоряющего *1* и тормозного *3* индукторов. Из-за того что модуль производной взаимной индуктивности по перемещению

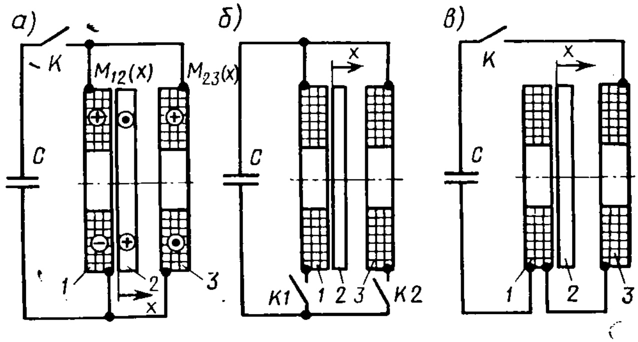


Рис. 6.8

$|dM_{12}/dx|$ между индуктором *1* и диском *2* намного больше модуля производной $|dM_{23}/dx|$, ускоряющее ЭДУ $F_{12} = i_1 i_2\ |dM_{12}/dx|$ больше тормозящего $F_{23} = i_2 i_3\ |dM_{23}/dx|$. По мере приближения диска к индуктору *3* возрастает значение $|dM_{23}/dx|$ и уменьшается значение $|dM_{12}/dx|$. Соответственно преобладающим становится тормозящее ЭДУ, что и вызывает уменьшение скорости диска.

§ 6.2. РАСЧЕТ МАГНИТНЫХ ПРОВОДИМОСТЕЙ ВОЗДУШНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ

Определение проводимости промежутков, встречающихся в МС ЭММ, представляет собой сложную задачу, часто не имеющую точного решения. Поэтому для практических расчетов разработаны различные по сложности и точности способы. Рассмотрим некоторые из них.

Расчет проводимости по уравнениям поля. Понятие магнитной проводимости $G_м$ (величины, обратной магнитному сопротивлению $R_м$) применимо только к промежуткам, образованным двумя эквипотенциальными поверхностями, которые пронизывает один и тот же поток Ф. Например, на рис. 6.9 проводимость между поверхностями S_1 и S_2 рассчитывается по формуле

$$G_м = \Phi/U_{12}, \tag{6.1}$$

где поток $\Phi = \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S}$ находится интегрированием по S_1 или S_2, а разность магнитных потенциалов $U_{12} = \int_l \mathbf{H} d\mathbf{l}$ — интегрированием по любому пути l между эквипотенциальными поверхностями S_1 и S_2.

Напряженность H на выбранном пути l для воздушных промежутков

$$\mathbf{H} = -\operatorname{grad} U, \tag{6.2}$$

где скалярный магнитный потенциал U в зазоре между поверхностями S_1 и S_2 находится из решения уравнения Лапласа

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} U = 0 \tag{6.3}$$

с граничными условиями, заданными на поверхностях $S_{\Sigma 1}$ и $S_{\Sigma 2}$, включающих в себя поверхности S_1 и S_2 (рис. 6.9). Например, если на поверхностях, образующих зазор δ, заданы соответственно потенциалы

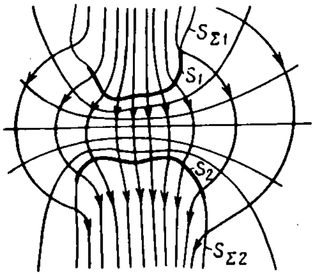


Рис. 6.9

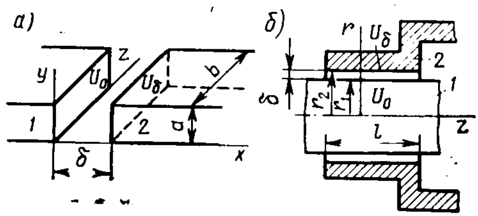


Рис. 6.10

U_0 и U_δ, то для плоского зазора (рис. 6.10,*а*) при условии $a \gg \delta$, $b \gg \gg \delta$ (т.е. в случае плоскопараллельного поля) решение (6.3) имеет вид

$$U(x) = U_0 + x(U_\delta - U_0)/\delta, \tag{6.4}$$

а для цилиндрического зазора (рис. 6.10,*б*) при условии $l \gg \delta$

$$U(r) = [(U_\delta - U_0)\ln r + U_0 \ln r_2 - U_\delta \ln r_1]/\ln(r_2/r_1). \tag{6.5}$$

Подстановкой этих выражений в (6.2) находится напряженность в плоском и цилиндрическом зазорах соответственно:

$$H(x) = -\partial U/\partial x = U_{12}/\delta \quad H(r) = -\partial U/\partial r = U_{12}/[r\ln(r_2/r_1)], \tag{6.6}$$

где $U_{12} = U_0 - U_\delta$.

Затем с учетом того, что $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, по (6.1) рассчитывается проводимость $G_м$ для плоского и цилиндрического зазоров соответственно:

$$G_м = \mu_0 ab/\delta; \quad G_м = 2\pi\mu_0 l/\ln(r_2/r_1). \tag{6.7}$$

Аналогично можно определить проводимости и для более сложных конфигураций зазоров.

Расчет проводимости с использованием экспериментальных данных. Разные МС могут иметь полюса или отдельные части, идентичные по конфигурации. Независимо от размеров одинаковые по форме полюса создают в промежутках одинаковые магнитные поля. На подобии этих полей и основан способ расчета проводимости промежутков. Ниже рассмотрены воздушные промежутки, наиболее часто встречаемые в ЭММ, и расчет их магнитной проводимости. Заметим, что если промежуток образует симметричное поле, то для нахождения его проводимости достаточно рассчитать проводимость между любым из полюсов и плоскостью симметрии и найденное значение разделить пополам. Проводимость промежутка прямоугольный полюс — плоскость (рис. 6.11, *а*) складывается из проводимости призмы с размерами $a \times b \times \delta$, проводимости между ребрами AB, BC, CD, DA и плоскостью, а также боковыми гранями полюса и плоскостью. В соответствии с этим проводимость

$$G_м = \mu_0 \{ab/\delta + 2[ag_1(a/\delta) + bg_1(b/\delta)] + 2[ag_2(z, \delta, a) + bg_2(z, \delta, b)]\}, \qquad (6.8)$$

где $g_1(x_1/x_2)$ и $g_2(y_1, y_2, y_3)$ — экспериментально полученные поправочные функции, графики которых приведены на рис. 6.12,*а* (кривая *1*) и рис. 6.12,*б*; z — высота граней полюса, участвующая в рас-

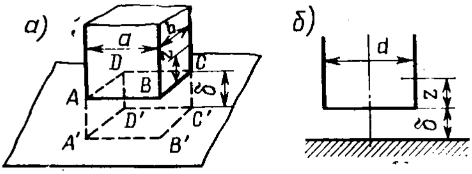


Рис. 6.11

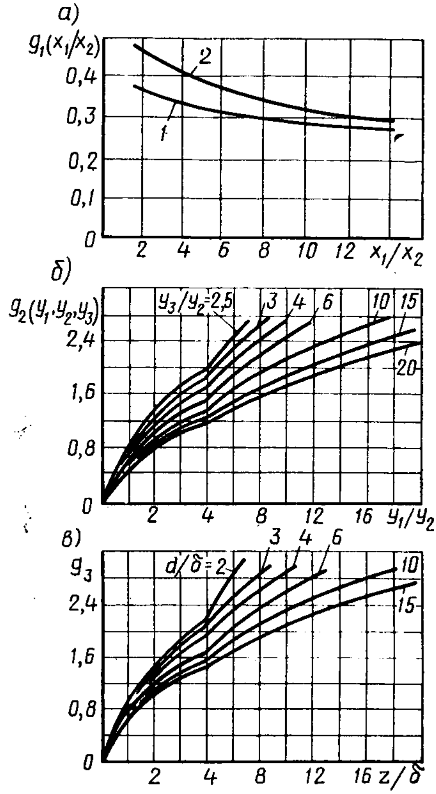


Рис. 6.12

чете; x_1, x_2, y_1, y_2, y_3 — аргументы функции g_1 и g_2, принимающие значения a, δ, b, z в соответствии с (6.8).

Проводимость между круглым полюсом диаметра d и плоскостью (см. рис. 6.11,*б*) складывается из проводимости между торцом полюса и плоскостью, его ребром и плоскостью, боковой поверхностью высотой z и плоскостью:

$$G_м = \mu_0[\pi d^2/(4\delta) + \pi d g_1(d/\delta) + \pi d g_3(z, \delta, d)], \qquad (6.9)$$

где $g_1(x_1/x_2)$ и $g_3(z, \delta, d)$ — поправочные функции, значения которых можно определить из рис. 6.12,*а* (кривая *2*) и рис. 6.12,*в* соответственно.

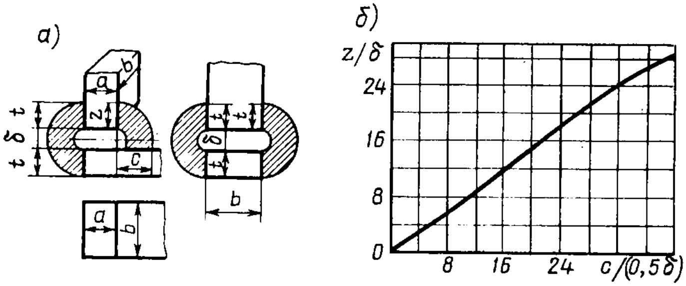


Рис. 6.13

Проводимость промежутка между прямоугольными полюсами, рас-
юложенными под прямым углом (рис. 6.13,*а*):

$$G_{\text{м}} = \mu_0 \{ab/\delta + b[g_1(a/\delta) + (1/2)\,g_1\,(2a/\delta) + g_2\,(z,\ \delta,\ a) +$$
$$+ (1/2)g_2(2t,\ \delta,\ a)] + a[g_1(2b/\delta) + g_2(2t,\ \delta,\ b)]\}, \qquad (6.10)$$

где значения функции g_1 находятся из рис. 6.12,*а* (кривая *1*); функции g_2 — из рис. 6.12,*б*; z — размер, связанный с размером c (рис. 6.13,*а*) зависимостью, приведенной на рис. 6.13,*б*.

Метод расчета проводимостей с использованием экспериментальных данных позволяет производить расчеты с допустимой для практики погрешностью 5—10 %.

Расчет проводимости методом вероятного пути потока. Этот метод предложен Ротерсом; погрешность расчетов по нему составляет 5—50 %. Он основан на представлении объема, занимаемого потоком между полюсами, простыми геометрическими фигурами. Например, промежуток между прямоугольным полюсом и плоскостью можно разбить на фигуры, изображенные на рис. 6.14, *а*. Эти фигуры представляют собой прямоугольную призму *1* (рис. 6.14,*б*) и четверти следующих фигур: цилиндра *2* и *4*; полого цилиндра *3* и *5*; шара *6*; полого шара *7*. Полагая, что поток разбивается на параллельные потоки, проходящие по выделенным фигурам, можно рассчитать проводимости этих фигур, и сложив их, получить полную проводимость промежутка. Проводимость каждой фигуры

$$G_{\text{м}} = \mu_0 S_{\text{ср}}/l_{\text{ср}}, \qquad (6.11)$$

где $S_{\text{ср}}$ и $l_{\text{ср}}$ — средние поперечное сечение фигуры и длина магнитной силовой линии потока, проходящего по фигуре.

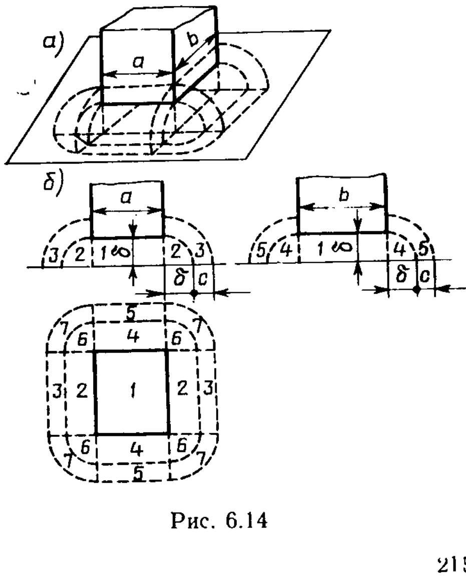
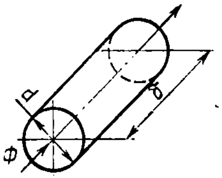
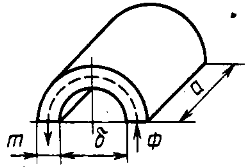
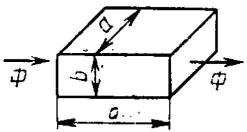
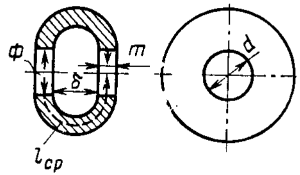
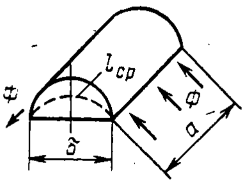
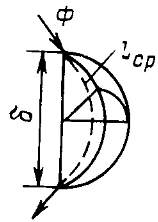
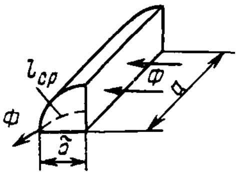
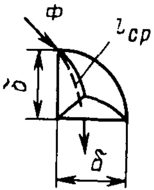
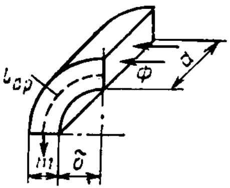
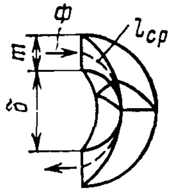
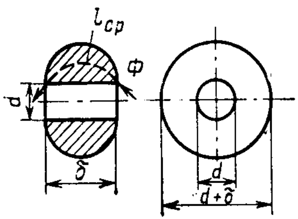
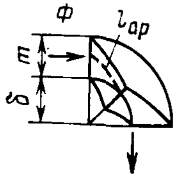


Рис. 6.14

Таблица 6.1

1	Цилиндр 	$l_{ср}=\delta$, $S_{ср}=\pi d^2/4$, $G_М=\mu_0\,\pi d^2/(4\delta)$	7	Половина полого цилиндра 	$l_{ср}=1,57\,(\delta+m)$, $S_{ср}=ma$, $G_М=\mu_0\,\dfrac{0,64a}{1+\delta/m}$
2	Призма 	$l_{ср}=\delta$, $S_{ср}=ab$, $G_М=\mu_0\,ab/\delta$	8	Тело вращения (полукольцо) 	$l_{ср}=1,57\,(\delta+m)$, $S_{ср}=3,14m\,(d+\delta+m)$, $G_М=\mu_0\,\dfrac{2\,(d+\delta+m)}{1+\delta/m}$
3	Полуцилиндр 	$l_{ср}=1,22\delta$, $S_{ср}=0,32\delta a$, $G_М=\mu_0\,0,26a$	9	Сферический квадрант 	$l_{ср}=1,22\delta$, $S_{ср}=0,11\delta^2$, $G_М=\mu_0\,0,088\delta$

4	Четверть цилиндра  $l_{\text{ср}} = 1,22\delta$, $S_{\text{ср}} = 0,64\delta a$, $G_{\text{М}} = \mu_0\, 0,52a$	10	Половина сферического квадранта  $l_{\text{ср}} = 1,22\delta$, $S_{\text{ср}} = 0,43\delta^2$, $G_{\text{М}} = \mu_0\, 0,35\delta$
5	Четверть полого цилиндра  $l_{\text{ср}} = 0,78\,(2\delta + m)$, $S_{\text{ср}} = ma$, $G_{\text{М}} = \mu_0 \dfrac{0,64a}{0,5 + \delta/m}$	11	Квадрант сферической оболочки  $l_{\text{ср}} = 1,57\,(\delta + m)$, $S_{\text{ср}} = m\,(\delta + m)$, $G_{\text{М}} = \mu_0\, 0,64m$
6	Тело вращения (полуцилиндр)  $l_{\text{ср}} = 1,22\delta$, $S_{\text{ср}} = \delta\,(d + \delta/2)$, $G_{\text{М}} = \mu_0\, 0,82\,(d + \delta/2)$	12	Половина квадранта сферической оболочки  $l_{\text{ср}} = 0,78\,(2\delta + m)$, $S_{\text{ср}} = m\,(\delta + m/2)$, $G_{\text{М}} = \mu_0\, 0,64m$

Если среднее сечение не определено, то его можно найти из объема V фигуры:

$$S_{ср} = V/l_{ср}. \tag{6.12}$$

Подставляя (6.12) в (6.11), получаем

$$G_м = \mu_0 V/l_{ср}^2. \tag{6.13}$$

Длина $l_{ср}$ определяется измерением. Без большой погрешности она может быть найдена как среднее арифметическое или среднее геометрическое.

Пользуясь выражениями, полученными из (6.13) для различных фигур (см. табл. 6.1), можно рассчитать проводимость промежутка полюс—плоскость (рис. 6.14,*б*):

$$G_м = G_{м1} + 2G_{м2} + 2G_{м3} + 2G_{м4} + 2G_{м5} +$$
$$+ 4G_{м6} + 4G_{м7} = \mu_0\left(\frac{ab}{\delta} + 2\cdot 0{,}52b + 2\,\frac{0{,}64b}{0{,}5+\delta/c} +\right.$$
$$\left. + 2\cdot 0{,}52a + 2\,\frac{0{,}64a}{0{,}5+\delta/c} + 4\cdot 0{,}35\delta + 4\cdot 0{,}64c\right).$$

Проводимость $G_{м1}$ определяется по выражению п.2 (табл. 6.1); проводимость $G_{м2}$ — по выражению п.4; $G_{м3}$ — п.5; $G_{м4}$ — п.4; $G_{м5}$ — п.5; $G_{м6}$ — п.10; $G_{м7}$ — п.12.

В ЭММ часто встречаются промежутки, ограниченные поверхностями различной формы и расположения. На рис. 6.15,*а* — МС клапанного типа с прямоугольным полюсом; *б* — зазор, образованный коническими поверхностями; *в* — МС клапанного типа с круглым полюсом (вид сбоку и сверху). Их проводимости можно рассчитать по методу вероятных путей потока для одних выделенных фигур и по методу экспериментальных данных для других. Кроме того, часто пользуются выражениями, полученными для разных фигур аналитическим способом по упрощенному изображению поля. Например, для проводимости $G_{м1}$ выделенной фигуры (рис. 6.15, *а*) можно получить:

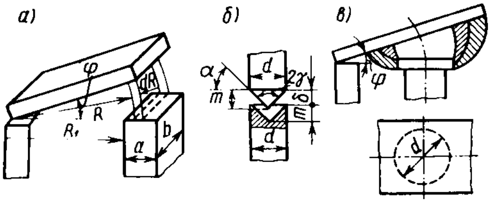


Рис. 6.15

$$G_{м1} = \mu_0 \int\limits_{R_1}^{R_1+a} \frac{b}{\varphi R}\,dR = \frac{\mu_0 b}{\varphi}\ln\left(1+\frac{a}{R_1}\right).$$

Отметим, что имеется большое количество эмпирических и аналитически полученных выражений для расчета проводимостей промежутков. Они приводятся в специальной литературе [12].

§ 6.3. РАСЧЕТ МАГНИТНЫХ ЦЕПЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕХАНИЗМОВ

В ЭММ наибольшее применение получили МС, показанные на рис. 6.1—6.4 и 6.6. Применительно к ЭММ расчет МС при различных значениях зазора обычно сводится к решению двух задач — так называемых прямой и обратной. Прямая заключается в том, что по известному (заданному) значению магнитного потока Ф в той или иной части МС (обычно в рабочем зазоре) находят МДС обмотки или постоянного магнита, создающих этот поток. Обратная задача сводится к определению магнитного потока в той или иной части МС (обычно в рабочем воздушном зазоре) при заданном значении МДС обмотки или постоянного магнита. Кроме того, в задачу расчета МС входит определение потокосцепления Ψ магнитного потока с обмоткой. Знание потока, потокосцепления, тока в обмотке при различных значениях рабочих зазоров в ЭММ позволяет рассчитывать тяговые и электродинамические усилия и с их использованием рассчитывать динамические характеристики ЭММ. Расчет МС достаточно сложен. Это обусловлено следующими причинами:

1. При больших значениях индукции *B* необходимо учитывать насыщение магнитопровода и, следовательно, рассчитывать нелинейную магнитную цепь.

2. Магнитное сопротивление рабочих зазоров может быть достаточно большим и поэтому соизмеримым с сопротивлением воздушных промежутков между отдельными частями магнитопровода. Поэтому магнитные потоки в рабочих зазорах могут быть соизмеримы с потоками между частями магнитопроводов (эти потоки называют потоками рассеяния) и в расчете их надо учитывать.

3. При изменяющихся во времени потоках в металлических частях (в магнитопроводе, в обмотках, короткозамкнутых витках и контурах и т. п.) наводятся вихревые токи, которые приводят к перераспределению потоков в МС, что вызывает увеличение потоков и насыщение стали в одних частях МС и уменьшение потоков в других.

4. При насыщении МС в ЭММ переменного тока периодически изменяющиеся величины (например, ток в обмотках, в короткозамкнутых витках и пр.) могут изменяться не по гармоническим, а по иным законам.

5. В ЭММ с постоянными магнитами (поляризованных) МДС постоянных магнитов может изменяться при изменении немагнитных зазоров или МДС обмоток управления.

Расчет МС начинается, как правило, с изображения потоков рассеяния и рабочих потоков, изображения схемы замещения и расчета магнитных сопротивлений (проводимостей) линейных элементов — воздушных зазоров и промежутков. Затем производится решение прямой или обратной задачи.

Использование ЭВМ позволяет с заданной точностью рассчитать магнитные цепи ЭММ и обеспечить эффективность важного этапа автоматизированного проектирования ЭММ различного назначения.

§ 6.4. РАСЧЕТ МАГНИТНЫХ ЦЕПЕЙ ПОСТОЯННОГО ТОКА

На рис. 6.16, *а* приведена Ш-образная МС ЭММ с поступательным движением якоря (прямоходовая МС) с обмоткой на центральном стержне и изображено ее магнитное поле при наличии МДС. Сплошные линии — силовые линии поля; штриховые — линии равного магнитного потенциала; сплошные жирные —обмотка. Это магнитное поле при расчетах заменяется обычно упрощенным (рис. 6.16, *б*), позволяющим применить для расчета тот или иной метод. На рис. 6.16, *б* Φ_0—

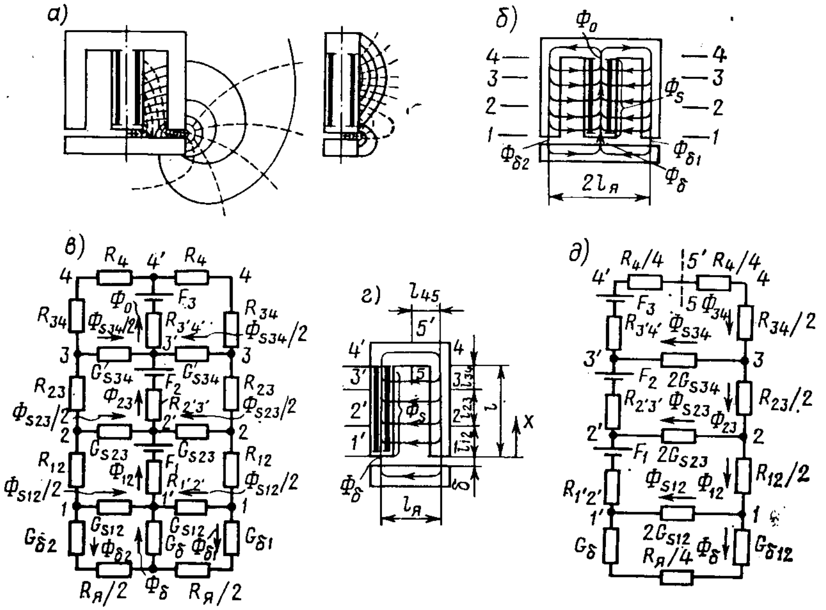


Рис. 6.16

поток в основании центрального стержня; Φ_δ, $\Phi_{\delta 1}$, $\Phi_{\delta 2}$ — потоки в рабочих зазорах; Φ_s — суммарный поток рассеяния.

Рассмотрим два метода расчета — метод участков и расчет по уравнениям, описывающим распределение потока и разности магнитных потенциалов по длине МС.

Расчет магнитных цепей методом участков. По методу участков в соответствии со схемой (рис. 6.16, *б*) составляется схема замещения (рис. 6.16, *в*). Для ее составления МС разбивается мысленно на участки (на рис. 6.16, *б* участки заключены между сечениями *1—1* и *2—2* и др.). Число участков произвольно. Однако чем их больше, тем выше точность расчета. На каждом участке магнитные характеристики (индукция *B*, напряженность *H*, магнитная проницаемость μ) полагаются неизменными, а при переходе от участка к участку за счет потоков рассеяния изменяются. Распределенная МДС обмотки разбивается на сосредоточенные источники МДС, пропорциональные длинам выделенных участков. Проводимости рабочих зазоров и проводимости между участками, на которые разбита МС, рассчитываются одним из способов, приведенных в § 6.2. Вследствие симметрии магнитная система и схема ее замещения для облегчения расчета могут быть преобразованы так, как изображено на рис. 6.16, *г* и *д* соответственно. При переходе к МС (рис. 6.16, *г*) сечение среднего стержня остается без изменения, а сечения крайнего стержня и якоря увеличиваются вдвое. Это вызвано необходимостью сохранить индукции такими же, как в МС (рис. 6.16, *б*). Сопротивления объединяемых участков уменьшаются вдвое, а проводимости увеличиваются вдвое (ср. рис. 6.16, *в* и *д*).

Для схемы (рис. 6.16, *д*) можно составить уравнения:

$$\left.\begin{aligned}
&u_{11'} = \Phi_\delta/G_\delta + \Phi_\delta/(G_{\delta_1} + G_{\delta_2}) + H_я(\Phi_\delta)\, l_я; \quad \Phi_{s12} = u_{11'}\, 2G_{s12};\\
&\Phi_{12} = \Phi_\delta + \Phi_{s12};\\
&u_{22'} = u_{11'} + (H_{1',2'}(\Phi_{12}) + H_{12}(\Phi_{12}))\, l_{12} - F_1;\\
&\Phi_{s23} = u_{22'}\, 2G_{s23}; \quad \Phi_{23} = \Phi_{12} + \Phi_{s23};\\
&u_{33'} = u_{22'} + (H_{2',3'}(\Phi_{23}) + H_{23}(\Phi_{23}))\, l_{23} - F_2;\\
&\Phi_{s34} = u_{33'}\, 2G_{s34}; \quad \Phi_{34} = \Phi_{23} + \Phi_{s34};\\
&u_{44'} = u_{33'} + (H_{3',4'}(\Phi_{34}) + H_{34}(\Phi_{34}))\, l_{34} - F_3;\\
&\Phi_{45} = \Phi_{34}; \quad u_{55'} = 0 = u_{44'} + 2H_{45}(\Phi_{34})\, l_{45},
\end{aligned}\right\} \quad (6.14)$$

где u_{ij} — разность магнитных потенциалов между точками i и j, А; H_{ij} — напряженность поля в участке, заключенном между сечениями i и j, А/м; $H_я$ — напряженность поля в якоре, А/м.

При решении прямой задачи обычно известен поток и необходимо найти МДС обмотки $F_к$. При решении обратной задачи известна $F_к$ и необходимо найти поток в зазоре Φ_δ. И в первом, и во втором случаях решение системы (6.14) находится методом последовательных приближений. В первом случае следует задаться значением $F_к$ и по нему рассчитать значения F_1, F_2 и другие: $F_i = (F_к/l)l_{i,\,i+1}$, где $l_{i,\,i+1}$ — длина участка, заключенного между соседними сечениями i и $i+1$, м; l — длина намотки обмотки (рис. 6.16, *г*).

Если значение $F_к$ выбрано правильно, т. е. таким, которое создает в зазоре нужный поток Φ_δ, то последовательно вычисляя по уравнениям (6.14), приходим к последнему уравнению, которое также должно выполняться. Последнее уравнение $u_{44'} + 2H_{45}(\Phi_{34})l_{45} = 0$ является условием проверки правильности выбора значения $F_к$. При вычислении по уравнениям (6.14) приходится определять падение магнитного потенциала в металле магнитопровода $u_i = H_i(\Phi)l_i$, где l_i, H_i — длина i-го участка и напряженность поля в нем.

Зависимость $B(H)$ или $H(B)$ (рис. 6.17) для материала рассчитываемой МС берется из справочных данных. По ней легко находится зависимость $H(\Phi)$, где $\Phi = BS$; S — площадь поперечного сечения участка МС.

Для того чтобы не производить многократные расчеты по (6.14) при подборе $F_к$, желательно задаться таким значением $F_к$, которое близко к искомому. Это можно сделать исходя из следующего. МДС обмотки $F_к$ уравновешивается падением потенциала в магнитопроводе

$u_ж$ (см. рис. 6.16, *г*), якоре $u_я$ и двух последовательно соединенных зазорах $u_δ$ и $u_{δ12}$: $F_к = u_ж + u_я + u_δ + u_{δ12}$. Положив, что потоки рассеяния $Φ_s$ отсутствуют, можно считать, что во всех частях магнитопровода поток равен заданному $Φ_δ$. Для этого случая на рис. 6.18 приведена схема замещения МС, изображенной на рис. 6.16, *г*. Находя индукцию B в магнитопроводе и якоре по потоку $Φ_δ$, по кривой (рис. 6.17) определяется напряженность H и МДС $F'_к$:

$$F'_к = H_ж(Φ_δ)\,l_ж + H_я(Φ_δ)\,l_я + Φ_δ/G_δ + Φ_δ/G_{δ12}, \qquad (6.15)$$

где $l_ж$, $l_я$ — длина путей потоков в железе магнитопровода и якоре.

Таким образом, находится нижняя граница для возможных значений искомой $F_к$. Так как в действительности в МС имеются потоки

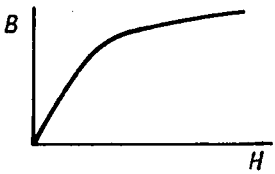


Рис. 6.17

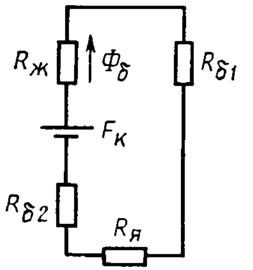


Рис. 6.18

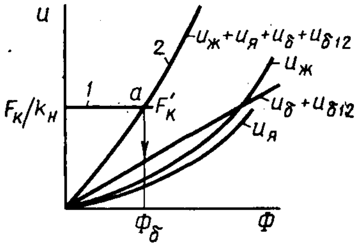


Рис. 6.19

рассеяния $Φ_s$, то в реальном случае поток, протекающий по магнитопроводу, больше, чем $Φ_δ$. Следовательно, и падение потенциала в железе $u_ж$ также больше, чем $H_ж(Φ_δ)l_ж$, поэтому и МДС обмотки в реальном случае больше, чем $F'_к$. Это увеличение учитывается коэффициентом $k_н$ ($k_н \geqslant 1$):

$$F_к = F'_к\,k_н. \qquad (6.16)$$

Для большого количества МС, имеющих относительно большой зазор δ, коэффициент $k_н = 1{,}1 \div 2$. Однако при малых зазорах и для МС, работающих в кратковременных форсированных режимах (для насыщенных МС), возможно $k_н = 3 \div 8$. Таким образом, учитывая условия и особенности МС, можно задаться коэффициентом $k_н$ и по (6.16) найти первое приближение для искомой МДС $F_к$. После этого производится расчет по (6.14) и проверяется условие $u_{44'} + 2H_{45}(Φ_{34})l_{45} = 0$.

При решении обратной задачи по заданной МДС $F_к$ требуется найти поток $Φ_δ$. В этом случае для вычисления по (6.14) следует задаться потоком $Φ_δ$. Так же как и в прямой задаче, желательно задаться таким значением $Φ_δ$, чтобы удовлетворить условию $u_{44'} + 2H_{45}(Φ_{34})\,l_{45} = 0$. Приближенное значение $Φ_δ$ находится в предположении, что потоки рассеяния $Φ_s$ отсутствуют. В этом случае для схемы замещения (рис. 6.18) остается справедливым (6.15), в котором, однако, неизвестен $Φ_δ$. Для нахождения $Φ_δ$ строятся графики слагаемых (рис. 6.19) левой (кривая *1*) и правой (кривая *2*) частей равенства (6.15) в функции потока. Точка *а* пересечения кривых *1* и *2* дает значение потока $Φ_δ$, при котором (6.15) справедливо. Найденное значение Φ_δ используется для расчетов по (6.14). Если условие $u_{44'} + 2H_{45}(\Phi_{34})l_{45} = 0$ не выполняется, то следует произвести корректировку значения потока Φ_δ и произвести расчет по (6.14) снова. В результате точного решения (6.14) находятся значения разности магнитных потенциалов u между выделенными участками и потоки Φ в них вдоль магнитопровода МС (в зависимости от координаты x (см. рис. 6.16, *г*) при значении зазора δ. При большом

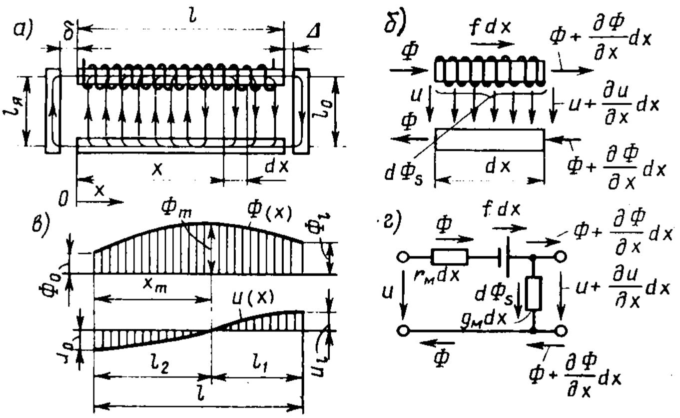


Рис. 6.20

числе разбиений можно построить графики зависимости $u(x)$, $\Phi(x)$, а для дальнейших расчетов найти и потокосцепеление Ψ с обмоткой при различных значениях зазора δ:

$$\Psi = \int_0^l \Phi(x)\,\frac{N}{l}\,dx, \tag{6.17}$$

где N — число витков обмотки, размещенных на длине l (предпола гается, что плотность намотки N/l по длине обмотки не изменяется).

Расчет магнитных цепей по уравнениям, описывающим распределение потока и разности магнитных потенциалов по длине МС. Во многих ЭММ для улучшения условий охлаждения обмотки имеют вытянутую форму вдоль оси магнитопровода и малую толщину в радиальном направлении. Поэтому МС получаются вытянутыми и поле потоков рассеяния можно считать плоскопараллельным. Это допущение позволяет получить основное дифференциальное уравнение для магнитной цепи.

Для общности рассмотрим МС с рабочим δ и нерабочим Δ зазорами (рис. 6.20, *а*). Типичные зависимости распределения потока $\Phi(x)$ и разности магнитных потенциалов $u(x)$ вдоль МС приведены на рис. 6.20, *в*. Необходимо решить прямую и обратную задачи расчета МС с учётом насыщения магнитопровода и потоков рассеяния с различными условиями на краях и получить выражения для расчета $\Phi(x)$, $u(x)$ и потокосцепления Ψ.

Выделим на произвольном расстоянии x элементарный участок dx (рис. 6.20, *а*). Обозначим поток на его входе Φ, тогда на выходе поток $\Phi + (\partial\Phi/\partial x)dx$ (рис. 6.20, *б*). Аналогично для разности потенциалов: на входе — u, на выходе — $u + (\partial u/\partial x)dx$ (рис. 6.20, *б*). В пределах элементарного участка удельное линейное магнитное сопротивление $r_м$ можно считать не зависящим от значения потока. Заметим, что на участке действует МДС fdx, где $f = F_к/l$ — удельная линейная МДС, А/м. Полная проводимость участка dx для потоков рассеяния составляет $g_м dx$ ($g_м$ — удельная линейная проводимость, рассчитываемая известными методами — см. § 6.2). На участке dx приращение потока

$$d\Phi = \Phi + (\partial\Phi/\partial x)dx - \Phi = (\partial\Phi/\partial x)dx, \qquad (6.18)$$

а поток рассеяния (рис. 6.20, *г*) $d\Phi_s$ по закону Ома (с учетом пренебрежения малыми второго порядка)

$$d\Phi_s = g_м dx(u + (\partial u/\partial x)dx) = ug_м dx. \qquad (6.19)$$

Так как изменение потока Φ на dx происходит только из-за потоков утечки, т. е. $d\Phi = -d\Phi_s$, то, приравнивая (6.18) и (6.19), получаем

$$-\partial\Phi/\partial x = ug_м. \qquad (6.20)$$

По закону Кирхгофа для замкнутого контура магнитной цепи сумма МДС равна сумме падений магнитных потенциалов на участках контура (рис. 6.20, *г*):

$$-u + \Phi r_м dx + (u + (\partial u/\partial x)dx) = fdx,$$

где $r_м$ — суммарное удельное линейное магнитное сопротивление верхнего и нижнего участков (рис. 6.20, *б*), 1/ (Гн · м).

Из этого уравнения

$$\partial u/\partial x = f - \Phi r_м. \qquad (6.21)$$

Из рис. 6.20, *а* видно, что разность потенциалов u_0 (при $x = 0$) должна быть равна сумме падений магнитного потенциала в двух зазорах δ и якоре:

$$u_0 = \Phi_0/G_{м\delta} + \Phi_0/G_{м\delta} + H_я(\Phi_0)\, l_я. \qquad (6.22)$$

Аналогично для u_l при $x = l$:

$$u_l = \Phi_l/G_{м\Delta} + \Phi_l/G_{м\Delta} + H_о(\Phi_l)\, l_о. \qquad (6.23)$$

В этих двух уравнениях $G_{м\delta}$ и $G_{м\Delta}$ — проводимости рабочего и нерабочего зазоров, Гн; $H_я$ и $H_о$ — напряженность поля в якоре и основании, А/м.

Условия (6.22) и (6.23) на краях МС можно записать в ином виде, используя закон Ома:

$$u_0 = \Phi_0 R_{м\delta я}(\Phi_0); \qquad (6.22а)$$

$$u_l = \Phi_l R_{м\Delta о}(\Phi_l), \qquad (6.23а)$$

где $R_{м\delta я} = 1/G_{м\delta} + 1/G_{м\delta} + R_я(\Phi_0)$; $R_{м\Delta 0} = 1/G_{м\Delta} + 1/G_{м\Delta} + R_{м.о}(\Phi_l)$; $R_{м.я}(\Phi_0)$; $R_{м.о}(\Phi_l)$ — магнитные сопротивления якоря и основания, зависящие соответственно от потоков в якоре Φ_0 и основании Φ_l, 1/Гн.

Таким образом получены два нелинейных дифференциальных уравнения (6.20) и (6.21) первого порядка, которые надо решать с двумя нелинейными условиями (6.22) и (6.23) на краях МС. Эта нелинейная краевая задача при расчетах МС решается приближенно либо аналитически, либо графо-аналитически так называемым методом двойного графического интегрирования, либо с привлечением ЦВМ или АВМ.

Аналитическое решение можно найти только для линейной задачи (6.20), (6.21), т. е. для случая, когда удельное линейное магнитное сопротивление $r_м$ можно считать постоянным по всей длине МС, т. е. не зависящим от потока. В этом случае принимаем, что линейные и краевые условия, т. е. магнитные сопротивления якоря и основания МС, также не зависят от потоков в них. В этом случае в (6.22а) $R_{м\delta я} = \mathrm{const}$, а в (6.23а) $R_{м\Delta_0} = \mathrm{const}$. В реальных МС, имеющих большие зазоры δ или работающих при ненасыщенных магнитопроводах, допущение $r_м = \mathrm{const}$ не приводит к сколь-нибудь заметным погрешностям. В насыщенных МС такое допущение позволяет аналитически найти $\Phi(x)$, $u(x)$ или рассчитать потокосцепление Ψ и использовать эти величины в качестве первых приближений для более точных последующих расчетов.

Для отыскания аналитического решения при постоянных $r_м, R_{м\delta я}$ и $R_{м\Delta_0}$ сведем систему (6.20), (6.21) к одному уравнению второго порядка. Для этого продифференцируем (6.20) по x и затем подставим в него (6.21) вместо $\partial u/\partial x$. Тогда

$$\partial^2\Phi/\partial x^2 - \Phi r_м g_м + f g_м = 0. \tag{6.24}$$

Если необходимо по заданному потоку в зазоре Φ_δ найти МДС обмотки $F_к = fl$ [т. е. из (6.24) найти f], или решить прямую задачу, то начальные условия для решения (6.24) с учетом (6.20) приобретут вид

$$\Phi_0 = \Phi_\delta; \quad \Phi_0' = \partial\Phi/\partial x\,|_{x=0} = -u_0 g_м.$$

Воспользовавшись уравнением (6.22а), находим окончательно

$$\Phi_0 = \Phi_\delta; \quad \Phi_0' = -\Phi_\delta g_м R_{м\delta я}. \tag{6.25}$$

Если необходимо найти Φ_δ при заданной МДС $F_к$, т. е. при известном значении f, то начальные условия для решения (6.24) имеют тот же вид (6.25), однако неизвестное Φ_δ после нахождения решения (6.24) надо еще определить.

Решим (6.24) операторным методом. Полагая

$$\Phi(x) \doteqdot \Phi(\underline{p}); \quad \partial\Phi/\partial x \doteqdot \underline{p}\,(\Phi(\underline{p}) - \Phi_\delta);$$
$$\partial^2\Phi/\partial x^2 \doteqdot \underline{p}^2\,(\Phi(\underline{p}) - \Phi_\delta - \Phi_0'/\underline{p}),$$

представим (6.24) в операторной форме

$$\underline{p}^2\,(\Phi(\underline{p}) - \Phi_\delta - \Phi_0'/\underline{p}) - \Phi(\underline{p})\, r_м g_м + f g_м = 0.$$

Решая это уравнение относительно $\Phi(\underline{p})$ и переходя затем к оригиналам, получаем

$$\Phi(x) = (\Phi_\delta - f/r_м)\,\mathrm{ch}\sqrt{r_м g_м}\,x + $$
$$+ \left(\Phi_0'/\sqrt{r_м g_м}\right)\mathrm{sh}\sqrt{r_м g_м}\,x + f/r_м. \tag{6.26}$$

Дифференцируя (6.26) по x и используя (6.20), находим

$$u(x)=(-1/g_м)\,\partial\Phi/\partial x=-(\Phi_\delta-f/r_м)\times$$
$$\times\sqrt{r_x/g_м}\,\mathrm{sh}\sqrt{r_м g_м}\,x-(\Phi_0'/g_м)\,\mathrm{ch}\sqrt{r_м g_м}\,x\cdot \tag{6.27}$$

В результате получены зависимости потока $\Phi(x)$ и разности магнитных потенциалов $u(x)$ от координаты x. Однако если решается прямая задача, то в (6.26) и (6.27) неизвестным является чило f, а если — обратная, то число Φ_δ. Для определения этих чисел используем второе краевое условие (6.23а) следующим образом: подставим в (6.26) и (6.27) $x=l$, а затем подставим Φ_l и u_l в (6.23а). Тогда с учетом того, что $R_{мδя}$ и $R_{мΔо}$ постоянные и известные числа, получим алгебраическое уравнение

$$-\left(\Phi_\delta-\frac{f}{r_м}\right)\sqrt{\frac{r_м}{g_м}}\,\mathrm{sh}\sqrt{r_м g_м}\,l-\frac{-\Phi_\delta g_м R_{мδя}}{g_м}\times$$
$$\times\,\mathrm{ch}\sqrt{r_м g_м}\,l=\left[\left(\Phi_\delta-\frac{f}{r_м}\right)\mathrm{ch}\sqrt{r_м g_м}\,l+\right.$$
$$\left.+\frac{-\Phi_\delta g_м R_{мδя}}{\sqrt{r_м g_м}}\,\mathrm{sh}\sqrt{r_м g_м}\,l+\frac{f}{r_м}\right]R_{мΔо}. \tag{6.28}$$

Разделив (6.28) на $\mathrm{sh}\sqrt{r_м g_м}\,l$ и затем решая его относительно Φ_δ или f, соответственно находим

$$\Phi_\delta=f\varphi(\delta);\ f=\Phi_\delta/\varphi(\delta), \tag{6.29}$$

где

$$\varphi(\delta)=\frac{R_{мΔо}\sqrt{g_м/r_м}\,\mathrm{th}\,(\sqrt{r_м g_м}\,/l)+1}{-(R_{мδя}-R_{мΔо})\sqrt{r_м g_м}\,\mathrm{cth}\sqrt{r_м g_м}\,l-R_{мδя}R_{мΔо}g_м+r_м}$$

— есть функция, зависящая для данной МС (рис. 6.20, *а*) от рабочего зазора δ (от зазора δ зависит сопротивление $R_{мδя}$).

Таким образом, для линейной МС решение прямой задачи, определяемой уравнениями (6.20), (6.21), (6.22а), (6.23а), при рабочем зазоре δ сводится к вычислению удельной МДС, а решение обратной — к вычислению Φ_δ по (6.29). После того как найдены значения Φ_δ и f, можно построить зависимости $\Phi(x)$ по (6.26) и $u(x)$ по (6.27) для МС с зазором δ. Кроме того, теперь по (6.26) можно найти координату x_m для нейтрального сечения МС, в котором поток имеет максимальное значение Φ_m (рис. 6.20, *в*), и рассчитать полное потокосцепление Ψ по (6.17):

$$\Psi=\int_0^l\Phi(x)\frac{N}{l}\,dx=\frac{N}{l}\left[\frac{\Phi_\delta-f/r_м}{\sqrt{r_м g_м}}\,\mathrm{sh}\sqrt{r_м g_м}\,l-\right.$$
$$\left.-\frac{\Phi_\delta R_{мδя}}{r_м}\left(\mathrm{ch}\sqrt{r_м g_м}\,l-1\right)+\frac{fl}{r_м}\right]. \tag{6.30}$$

Так как в этом уравнении $R_{\text{мδя}}$, а также Φ_δ и f [см. (6.29)] зависят от зазора δ, то в (6.30) потокосцепление Ψ также зависит от зазора δ.

Метод двойного графического интегрирования применяется в том случае, если МС нельзя считать линейной. Решим здесь обратную задачу, т. е. по заданной МДС f найдем поток Φ_δ. Для расчета будем использовать уравнения (6.22)—(6.24).

Поместим начало координаты x в нейтральное сечение. Тогда текущее значение x может лежать на отрезке $[-l_2, l_1]$ (см. рис. 6.20, *в*), причем пока задача не решена, значения Φ_m, l_2, l_1 неизвестны. Решать (6.24) будем следующим образом. Обозначим

$$\partial\Phi/\partial x = -z. \qquad (6.31)$$

Тогда (6.24) представим в виде

$$-\partial z/\partial x = -g_{\text{м}}(f - H(\Phi)), \qquad (6.32)$$

где $H(\Phi) = \Phi r_{\text{м}}(\Phi)$ — напряженность поля в магнитопроводе, А/м; $r_{\text{м}}(\Phi)$ — удельное линейное магнитное сопротивление, зависящее от значения потока (индукции), 1/ (Гн · м).

Зависимость $H(\Phi)$ для материала магнитопровода задается кривой намагничивания (см. рис. 6.17). Переходя к дифференциалам, из (6.31) можно найти $dx = -d\Phi/z$ и подставить его в (6.32). Тогда получим уравнение с разделяющимися переменными $z dz = -g_{\text{м}}(f - H(\Phi))d\Phi$, которое можно проинтегрировать:

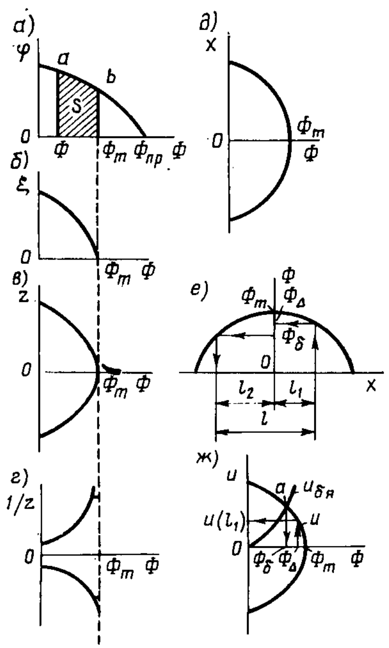


Рис. 6.21

$$\int\limits_0^z z dz = -\int\limits_{\Phi_m}^{\Phi} g_{\text{м}}(f - H(\Phi))\,d\Phi = \int\limits_{\Phi}^{\Phi_m} g_{\text{м}}(f - H(\Phi))\,d\Phi.$$

После интегрирования

$$z = \pm\sqrt{2\int\limits_{\Phi}^{\Phi_m} g_{\text{м}}(f - H(\Phi))\,d\Phi}. \qquad (6.33)$$

В этом уравнении $0 \leqslant \Phi \leqslant \Phi_m$ — текущее значение потока. Если заранее было бы известно точное значение максимального потока Φ_m, то можно произвести графическое интегрирование в правой части (6.33). Однако оно неизвестно, поэтому следует задаться значением Φ_m, а затем проверить, правильно ли принято это значение. Предварительно следует оценить значение Φ_m, находя его из (6.26), и ввести поправку на насыщение — уменьшить его в 1,5—2 раза.

Для определения $z\,(\Phi)$ по (6.33) строят графики:

а) подынтегральной функции $\varphi = g_м\,(f - H\,(\Phi))$ (рис. 6.21, *а*). Этот график строят следующим образом. Задаваясь потоком Φ по кривой (см. рис. 6.17), находят значения H, которые и определяют значения φ;

б) значений интеграла $\xi = \int\limits_{\Phi}^{\Phi_m} \varphi d\Phi$ в зависимости от значений нижнего предела Φ, пробегающего значения от 0 до Φ_m (рис. 6.21, *б*). Значение ξ находят путем вычисления площади S и умножения этой площади на масштабы m_φ и m_Φ по осям φ и Φ: $\xi = Sm_\varphi m_\Phi$. Площадь S ограничена осью Φ, прямыми с координатами Φ и Φ_m и кривой *а*, *в* подынтегральной функции φ;

в) значений $z = \pm\sqrt{2\xi}$ (рис. 6.21, *в*) в функции потока.

Представим (6.31) в виде $dx = -d\Phi/z$. Интегрируя это выражение, получаем

$$x = \int\limits_{\Phi_m}^{\Phi} -\frac{1}{z}\,d\Phi = \int\limits_{\Phi}^{\Phi_m} \frac{1}{z}\,d\Phi. \tag{6.34}$$

Для построения зависимости $x\,(\Phi)$ по (6.34) следует построить график подынтегральной функции $1/z$ (рис. 6.21, *г*) и произвести второе графическое интегрирование. В результате получим график зависимости $x\,(\Phi)$ (рис. 6.21, *д*). Теперь можно построить график обратной функции $\Phi\,(x)$ (рис. 6.21, *е*), удовлетворяющей исходному уравнению (6.24). Значение потока Φ_m было выбрано произвольно и местоположение нейтрального сечения, т. е. координаты l_1 и l_2 (см. рис. 6.20, *в*), не известно. Для определения координат l_1 и l_2 используется какое-либо краевое условие, например (6.22):

$$u\,(-l_2) = u_{\delta я} = 2\Phi_\delta/G_{м\delta} + H_я\,(\Phi_\delta)\,l_я. \tag{6.35}$$

Значение потока Φ_δ неизвестно. Для его определения строят графики зависимостей падения магнитного потенциала в якоре и рабочем зазоре $u_{\delta я}\,(\Phi)$ по уравнению (6.35) и разности магнитных потенциалов $u\,(\Phi) = z\,(\Phi)/g_м$, используя найденную зависимость $z\,(\Phi)$ (рис. 6.21, *в*). Зависимость $u_{\delta я}\,(\Phi)$ строят с использованием кривой $H\,(B)$ для материала якоря. Оба графика $u_{\delta я}\,(\Phi)$ и $u\,(\Phi)$ приведены на рис. 6.21, *ж*. Точка *а* пересечения кривых указывает на то, что краевое условие $u_{\delta я} = u\,(-l_2)$ выполняется при потоке, равном потоку в зазоре Φ_δ. Таким образом, поток Φ_δ найден, и по нему (рис. 6.21, *е*) можно определить координату l_2. Так как $l_1 = l - l_2$ (см. рис. 6.20, *в*), то по l_1 (рис. 6.21, *е*) определяют поток Φ_Δ на втором краю МС.

Итак, координаты l_1, l_2 и потоки на краях МС Φ_δ и Φ_Δ известны. Проверим правильность выбора в начале расчета потока Φ_m в нейтральном сечении. Для этого используем второе краевое условие: разность магнитных потенциалов $u\,(l_1)$ должна быть равна падению магнитного потенциала в основании МС и нерабочем зазоре Δ (см. рис. 6.20, *а*) $u_{\Delta 0}$. Иными словами, условие $u\,(l_1) = u_{\Delta 0}$ должно выполняться. Проверку этого равенства осуществляют следующим образомзом. По потоку Φ_Δ (рис. 6.21, *е*) находят u (l_1), используя зависимость u (Φ) (рис. 6.21, *ж*). Затем по уравнению $u_{\Delta 0} = 2\Phi_\Delta/G_{м\Delta} + H_0(\Phi_\Delta)l_0$ рассчитывают $u_{\Delta 0}$ и сопоставляют его с найденным значением u (l_1). Если $u(l_1) = u_{\Delta 0}$, то это значит, что поток Φ_m задан правильно; если $u(l_1) \neq u_{\Delta 0}$, то следует задаться новым значением Φ_m и весь расчет повторить. После того как подобрано точное значение потока Φ_m и, следовательно, точно найдены зависимость $\Phi(x)$ и значения Φ_δ, Φ_Δ, l_1, l_2, можно рассчитать потокосцепление по (6.17):

$$\Psi = \int_{-l_2}^{l_1} \frac{N}{l} \Phi(x)\, dx,$$

где интегрирование зависимости $\Phi(x)$ (рис. 6.21, *е*) выполняется графически.

Выше рассмотрен расчет магнитной цепи методом участков и путем решения дифференциальных уравнений для МС с распределенными параметрами. Кроме этих методов существует еще способ расчета магнитной цепи по коэффициентам рассеяния σ магнитного потока. Этот способ здесь не рассматривается. Отметим только, что *коэффициентом рассеяния* σ_x называется отношение магнитного потока Φ_x в сечении x магнитопровода (см., например, рис. 6.20, *а*, *в*) к потоку в зазоре Φ_δ: $\sigma_x = \Phi_x/\Phi_\delta$. Коэффициент рассеяния зависит от координаты x и его можно рассчитать для любого сечения.

§ 6.5. РАСЧЕТ МАГНИТНЫХ ЦЕПЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Расчет магнитных цепей переменного тока базируется на тех же методах, что и расчет цепей постоянного тока. Законы Ома и Кирхгофа в полной мере применимы к тем и другим цепям. Однако применительно к цепям, работающим на переменном токе, эти законы должны выражаться в комплексной форме. Поясним это.

В большинстве МС для уменьшения потерь в стали на перемагничивание и вихревые токи амплитудное значение индукции ниже индукции насыщения. В этом случае с достаточной для практики точностью можно заменить все несинусоидально изменяющиеся величины эквивалентными синусоидами. Тогда расчет магнитной цепи можно вести комплексным методом, согласно которому магнитное сопротивление сердечника длиной l и поперечным сечением S можно представить комплексным магнитным сопротивлением $\underline{Z}_м$:

$$\underline{Z}_м = |\underline{Z}_м| e^{j\alpha} = |\underline{Z}_м| (\cos\alpha + j\sin\alpha) = R_м + jX_м,$$

где $|\underline{Z}_м| = \sqrt{R_м^2 + X_м^2}$ — модуль комплексного магнитного сопротивления, 1/Гн; $R_м = \rho_{мR} l/S$ и $X_м = \rho_{мX} l/S$ — его активная и реактивная составляющие, 1/Гн; $\alpha = \operatorname{arctg}(X_м/R_м)$ — аргумент комплексного магнитного сопротивления; $\rho_{мR}$ и $\rho_{мX}$ — активная и реактивная составляющие удельного комплексного магнитного сопротивления, м/Гн, $\underline{\rho}_{мZ} = \rho_{мR} + j\rho_{мX}$, с модулем $|\underline{\rho}_{мZ}| = \sqrt{\rho_{мR}^2 + \rho_{мX}^2}$.

Из закона Ома для магнитной цепи

$$\underline{Z}_м = \dot{I}N/\dot{\Phi} = \dot{H}l/(\dot{B}S) = l/(\underline{\mu}_к S),$$

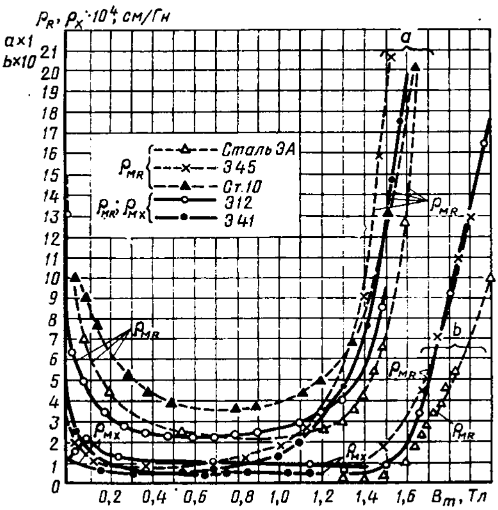


Рис. 6.22

где I, Φ, H, B — ток в обмотке с N витками, поток (Вб), напряженность и индукция (Тл) в МС; $\underline{\mu}_к = \dot{B}/\dot{H}$ — удельная комплексная магнитная проницаемость (Гн/м). Величина $\underline{\mu}_к$ обратна удельному комплексному магнитному сопротивлению $\underline{\rho}_{мZ}$:

$$\underline{\mu}_к = (\rho_{мR} + j\rho_{мX})^{-1} = \rho_{мR}/(\rho^2_{мR} + \rho^2_{мX}) - j\rho_{мX}/(\rho^2_{мR} + \rho^2_{мX}) = \mu_R - j\mu_X.$$

В этом выражении $\mu_R = \rho_{мR}/(\rho^2_{мR} + \rho^2_{мX})$ и $\mu_X = \rho_{мX}/(\rho^2_{мR} + \rho^2_{мX})$—активная и реактивная составляющие (Гн/м) величины $\underline{\mu}_к$, имеющей модуль $|\underline{\mu}_к| = \sqrt{\mu^2_R + \mu^2_X}$. Значения $\rho_{мR}$ и $\rho_{мX}$ различны для различных материалов и зависят от амплитудного значения индукции B_m (рис. 6.22).

На схемах замещения участок магнитопровода, работающий при гармонически изменяющемся потоке, изображается по аналогии с электрической цепью либо как два последовательно соединенных резистора (рис. 6.23, *а*), либо как один (рис. 6.23, *б*).

Особенности расчета магнитных цепей, работающих при переменных МДС, покажем на примере Ш-образной магнитной системы (рис. 6.24, *а*). Для простоты положим, что потоки рассеяния незначительны и ими можно пренебречь. На рис. 6.24, *а* вся МС разбита на 10 участков. Центральную часть образуют участки *9* и *10*. Правый контур между точками *а* и *b* с потоком $\Phi_п$ образуют участки *1*, *2*, *3*, *4*, левый с потоком $\Phi_л$ — участки *5*, *6*, *7*, *8*. Участки *2*, *6*, *10* — воздушные зазоры. Их магнитное сопротивление $\underline{Z}_{мi}$ ($i = 2, 6, 10$) при постоянной и при переменной МДС одно и то же и равно активной составляющей $R_{мi}$ ($i = 2, 6, 10$).

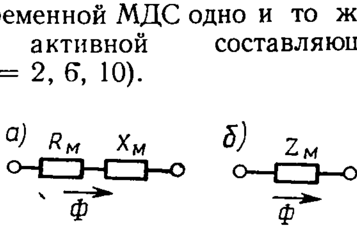


Рис. 6.23

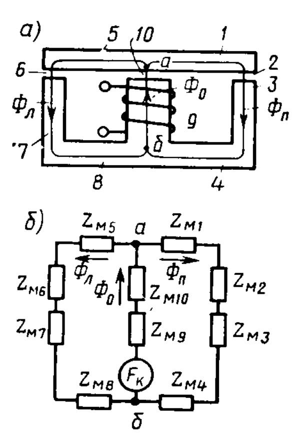


Рис. 6.24

Пусть требуется решить прямую задачу, т. е. по заданному потоку Φ_0 найти потоки $\Phi_п$, $\Phi_л$ и МДС обмотки $F_к$. Кроме определения модулей этих величин необходимо найти еще углы сдвига между потоками и построить векторную диаграмму потоков и МДС. По схеме замещения (рис. 6.24, *б*) можно составить уравнения:

$$\dot{U}_{аб} = \underline{Z}_{м.п}\Phi_п; \tag{6.36}$$

$$\dot{U}_{аб} = \underline{Z}_{м.л}\Phi_л; \tag{6.37}$$

$$\dot{\Phi}_0 = \dot{\Phi}_л + \dot{\Phi}_п; \tag{6.38}$$

$$\dot{F}_к = \underline{Z}_м \Phi_0, \tag{6.39}$$

где $\underline{Z}_{м.п} = \sum_{i=1}^{4} \underline{Z}_{мi}$, $\underline{Z}_{м.л} = \sum_{i=5}^{8} \underline{Z}_{мi}$,

$$\underline{Z}_м = \underline{Z}_{м9} + \underline{Z}_{м10} + \underline{Z}_{м.л}\underline{Z}_{м.п}/(\underline{Z}_{м.л} + \underline{Z}_{м.п}) \tag{6.40}$$

— комплексные магнитные сопротивления правого и левого контуров и полное для всей цепи; $\dot{U}_{аб}$ — разность магнитных потенциалов между точками *а*, *б*; $\Phi_п$, $\Phi_л$, Φ_0 — модули потоков в правом в левом контурах и центральном стержне; $\dot{F}_к$ — МДС обмотки.

Система уравнений (6.36)—(6.39) для МС переменного тока нелинейна, так как активные и реактивные составляющие магнитных сопротивлений

$$\left.\begin{aligned} \underline{Z}_{м.п} &= \sum_{i=1}^{4} (\rho_{мRi}(B_i) + j\rho_{мXi}(B_i))\, l_i/S_i; \\ \underline{Z}_{м.л} &= \sum_{i=5}^{8} (\rho_{мRi}(B_i) + j\rho_{мXi}(B_i))\, l_i/S_i \end{aligned}\right\} \tag{6.41}$$

правого и левого контуров нелинейно зависят от индукции $B_i = \Phi/S_i$. Поэтому будем решать эту систему графо-аналитическим способом.

Из (6.36) можно получить зависимость $U_{аб}(\Phi_п)$ модуля разности магнитных потенциалов от модуля потока $\Phi_п = |\dot{\Phi}_п|$ в правом контуре: $|\dot{U}_{аб}| = |\underline{Z}_{м.п}\Phi_п| = |\underline{Z}_{м.п}|\Phi_п$, а из (6.37) аналогичную зависимость $U_{аб}(\Phi_л)$ от модуля потока $\Phi_л = |\dot{\Phi}_л|$ в левом контуре: $|\dot{U}_{аб}| = |\underline{Z}_{м.л}\Phi_л| = |\underline{Z}_{м.л}|\Phi$. Графики этих зависимостей изображены на рис. 6.25, *а*; их строят следующим образом. Задаваясь произвольно модулями потоков в правом и левом контурах, находят соответствующие им значения индукции в каждом участке МС. Затем, используя кривые $\rho_{мR}(B)$, $\rho_{мX}(B)$ (рис. 6.22) и (6.41), рассчитывают $|\underline{Z}_{м.п}|$ и $|\underline{Z}_{м.л}|$:

$$|\underline{Z}_{м.п}| = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{4} \rho_{мRi}(B_i)\, l_i/S_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{4} \rho_{мXi}(B_i)\, l_i/S_i\right)^2};$$

$$|\underline{Z}_{м.л}| = \sqrt{\left(\sum_{i=5}^{8} \rho_{мRi}(B_i)\, l_i/S_i\right)^2 + \left(\sum_{i=5}^{8} \rho_{мXi}(B_i)\, l_i/S_i\right)^2}.$$

После этого рассчитывают значения $U_{аб} = |\underline{Z}_{м\,п}|\,\Phi_п$ и $U_{аб} = |\underline{Z}_{м.л}|\,\Phi_л$. При проведении расчетов $|\underline{Z}_{м.п}|$ и $|\underline{Z}_{м.л}|$ целесообразно строить вспомогательные зависимости $|\underline{Z}_{м.п}(\Phi_п)|$, $|\underline{Z}_{м.л}(\Phi_л)|$ модулей комплексных магнитных сопротивлений контуров и их аргументов $\alpha_п(\Phi_п)$, $\alpha_л(\Phi_л)$ от модулей потоков $\Phi_п$ и $\Phi_л$ (рис. 6.25, *б*). Аргументы рассчитывают по формуле $\alpha = \operatorname{arctg}(X_м/R_м)$, где $X_м = X_м(B)$, $R_м = R_м(B)$.

Дальнейшее решение системы (6.36)—(6.39) производится следующим образом. Так как точки *а* и *б* — общие для правого и левого контуров, то, задаваясь значениями $U_{аб}$, по кривым $U_{аб}(\Phi_п)$ и $U_{аб}(\Phi_л)$

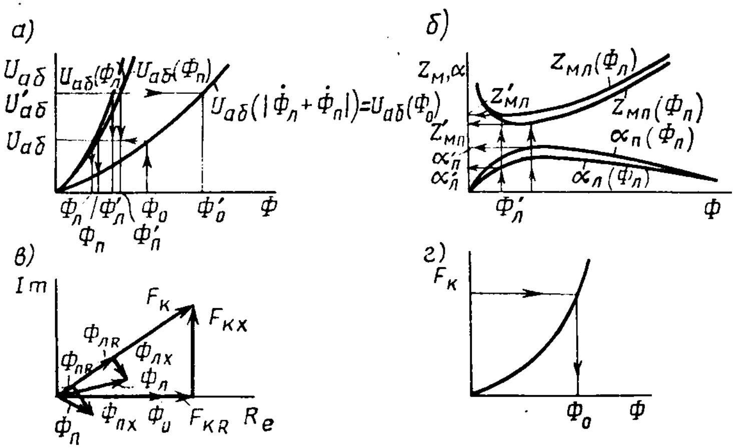


Рис. 6.25

(рис. 6.25, *а*) можно найти такие значения модулей потоков $\Phi_п$ и $\Phi_л$, которые обеспечивают одно и то же падение магнитных потенциалов в правом и левом контурах. На рис. 6.25, *а* для примера найдены значения $\Phi_п'$ и $\Phi_л'$ при падении магнитного потенциала $U'_{аб}$. Следующий шаг в решении задачи — построение зависимости $U_{аб}(\Phi_0)$ в функции модуля потока Φ_0 в центральном стержне. В МС переменного тока выполняется равенство $\Phi_0 = |\dot\Phi_0| = |\dot\Phi_п + \dot\Phi_л|$, получаемое из (6.38). Отсюда видно, что если, например, по модулям потоков $\Phi_п'$ и $\Phi_л'$ (рис. 6.25, *а*) удастся найти $\dot\Phi_п'$ и $\dot\Phi_л'$, то тогда можно найти и $|\dot\Phi_п' + \dot\Phi_л'|$, а также рассчитать точку с координатами Φ_0', $U_{аб}$ зависимости $U_{аб}(\Phi_0)$. Покажем здесь, как по $\Phi_п'$ и $\Phi_л'$ находят $\dot\Phi_п'$, $\dot\Phi_л'$, поток $\dot\Phi_0'$ и, следовательно, Φ_0'. По значению $U'_{аб}$ (рис. 6.25, *а*) находим $\Phi_п'$ и $\Phi_л'$. Затем, используя кривые (рис. 6.25, *б*), определяем $\underline{Z}'_{м.п} = |\underline{Z}'_{м.п}|\,e^{j\alpha_п'}$ и $\underline{Z}'_{м.л} = |\underline{Z}'_{м.л}|\,e^{j\alpha_л'}$. Теперь можно найти потоки $\dot\Phi_п'$, $\dot\Phi_л'$, $\dot\Phi_0'$ и модуль потока Φ_0':

$$\dot\Phi_п' = U'_{аб}/\underline{Z}'_{м.п},\quad \dot\Phi_л' = U'_{аб}/\underline{Z}'_{м.л},\quad \dot\Phi_0' = \dot\Phi_п' + \dot\Phi_п',\quad \Phi_0' = |\dot\Phi_п' + \dot\Phi_л'|.$$

Таким образом, найдена асбцисса Φ_0' точки зависимости $U_{аб}(\Phi_0)$ по ординате $U_{аб}'$ (рис. 6.25, *а*). Так же можно найти абсциссы точек при других значениях $U_{аб}$ и построить зависимость $U_{аб}(\Phi_0)$. Теперь по заданному значению модуля потока Φ_0 в центральном стержне МС находим $U_{аб}$, $\Phi_л$, $\Phi_п$. Отметим, что обычно задается действующее значение потока $\Phi_{0эф}$. В этом случае модуль потока Φ_0 находят по формуле $\Phi_0 = \sqrt{2}\Phi_{0эф}$. Искомое значение МДС обмотки определяют по (6.39), где составляющие $\underline{Z}_{м9}$ и $\underline{Z}_{м10}$ вычисляют с учетом потока Φ_0, а $\underline{Z}_{м.л}$ и $\underline{Z}_{м.п}$ — с учетом найденных значений $\Phi_л$ и $\Phi_п$.

Для построения векторной диаграммы откладывают заданный поток Φ_0 по оси вещественных чисел (рис. 6.25, *в*). Из (6.39) находят активную и реактивную составляющие МДС $\dot{F}_к$:

$$\dot{F}_к = \underline{Z}_м \Phi_0 = R_м \Phi_0 + jX_м \Phi_0 = F_{кR} + jF_{кX}$$

и строят вектор $\mathbf{F}_к$. Так как активные составляющие потоков $\dot{\Phi}_л$ и $\dot{\Phi}_п$ совпадают по направлению с вектором $\mathbf{F}_к$, то отложив их вдоль вектора $\mathbf{F}_к$ и построив перпендикулярно им реактивные составляющие потоков $\mathbf{\Phi}_л$ и $\mathbf{\Phi}_п$, находят направления векторов $\mathbf{\Phi}_л$ и $\mathbf{\Phi}_п$.

Решение обратной задачи (задана МДС $F_{к.эф}$, найти Φ_0, $\Phi_л$, $\Phi_п$ и построить векторную диаграмму для МС переменного тока) осуществляется по тем же уравнениям (6.36)—(6.39). Аналогично решению прямой задачи строят графики зависимостей $U_{аб}(\Phi_л)$, $U_{аб}(\Phi_п)$, $U_{аб}(\Phi_0)$ (рис. 6.25, *а*). Затем, задавшись значениями Φ_0, по кривым (рис. 6.25, *а*) находят соответствующие значения $\Phi_л$ и $\Phi_п$. По значениям потоков $\Phi_л$, $\Phi_п$ и Φ_0 рассчитывают $\underline{Z}_{м9}(\Phi_0)$, $\underline{Z}_{м10}(\Phi_п)$, $\underline{Z}_{м.п}(\Phi_п)$, $\underline{Z}_{м.л}(\Phi_л)$. После этого по (6.39) определяют $F_к = |\dot{F}_к| = |\underline{Z}_м|\Phi_0$ и строят зависимость $F_к(\Phi_0)$ (рис. 6.25, *г*). Из этой зависимости по МДС $F_к = \sqrt{2}F_{к\,эф}$ определяют Φ_0, а из графиков (рис. 6.25, *а*) — модули потоков $\Phi_л$ и $\Phi_п$. Построение векторной диаграммы производится следующим образом. По оси вещественных чисел откладывают $F_к$ и активные составляющие потоков $\dot{\Phi}_л$, $\dot{\Phi}_п$, $\dot{\Phi}_0$. Перпендикулярно им строят реактивные составляющие этих потоков и находят направления векторов $\mathbf{\Phi}_л$, $\mathbf{\Phi}_п$, $\mathbf{\Phi}_0$.

§ 6.6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕХАНИЗМАХ

Рассмотрим нелинейную МС (рис. 6.26, *а*) с потоками рассеяния, с рабочим δ и нерабочими воздушными зазорами, с переменным объемом стали магнитопровода. При изменении тока i в обмотке при постоянном зазоре $\delta = \delta_0$ потокосцепление Ψ изменяется. Зависимость $\Psi(i, \delta_0)$ (рис. 6.26, *б*, кривая *1*) можно рассчитать методами, изложенными в § 6.4. С увеличением тока в обмотке изменяется и магнитная энергия $W_м$, запасаемая в МС (в железе и в воздушных объемах). Из курса ТОЭ известно, что эта энергия [27]

$$W_м = \int_0^{\Psi} i d\Psi, \tag{6.42}$$

где $i = i(\Psi, \delta)$ — зависимость тока от потокосцепления, построенная при $\delta = \text{const}$ и являющаяся обратной для зависимости $\Psi(i, \delta)$.

Из (6.42) видно, что магнитная энергия — есть функция двух независимых переменных: верхнего предела в интеграле и зазора δ. Отметим, что при интегрировании в (6.42) зазор δ считается постоянным. Таким образом, зависимость (6.42) можно представить так: $W_м = W_м(\Psi, \delta)$. Для частного случая $\delta = \delta_0$ и $\Psi = \Psi_0$ магнитная энергия $W_{м0}$ в соответствии с (6.42) определяется площадью S_{oad}, а для $\delta = \delta_1$ (пусть $\delta_1 < \delta_0$) и $\Psi = \Psi_1$ энергия $W_{м1}$ определяется площадью S_{obc} (рис. 6.26, *б*):

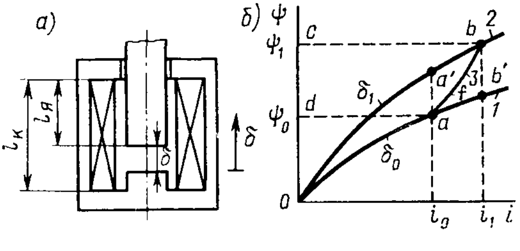


Рис. 6.26

$$W_{м0} = \int_0^{\Psi_0} i(\Psi, \delta_0)\, d\Psi = kS_{oad};$$

$$W_{м1} = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta_1)\, d\Psi = kS_{obc}, \tag{6.43}$$

где $k = m_\Psi m_i$ — коэффициент пропорциональности, равный произведению масштабов по осям Ψ и i.

В рассмотренной МС при различных фиксированных значениях зазора δ и неподвижном якоре механическая работа A магнитной системой не совершалась.

Пусть теперь при зазоре $\delta = \delta_0$ (рис. 6.26, *а*) по обмотке проходит ток, изменяющийся от нулевого значения. При значении тока, который обозначим i_0, начинается движение якоря под действием ЭМС. В этот момент запасенная магнитная энергия $W_{м0} = kS_{oad}$. Через некоторый момент времени зазор уменьшается до значения δ_1. Обозначим i_1 ток, соответствующий этому зазору. Пока якорь не трогается, ток и потокосцепление определяются зависимостью, изображенной на рис. 6.26, *б* кривой *oa*. При движении якоря от δ_0 до δ_1 ток изменяется от i_0 до i_1, а зависимость $i(\Psi, \delta)$ при этом изображается кривой *afb* (рис. 6.26, *б*), где независимые переменные Ψ и δ изменяются одновременно. После того как якорь переместится в положение, соответствующее зазору δ_1, в МС запасенная магнитная энергия окажется равной $W_{м1} = kS_{obc}$.

Докажем, что механическая работа A, совершаемая электромагнитными силами при движении якоря, определяется площадью криволинейного треугольника S_{oafbo}, образованного кривыми *1*, *3* и *2*. Приложенное к обмотке напряжение u внешнего источника в каждый момент времени уравновешивается ЭДС — $d\Psi/dt$, наводимой в обмотке, и падением напряжения $iR_э$ на ее активном сопротивлении $R_э$:

$$u = d\Psi/dt + iR_э. \tag{6.44}$$

Умножив это равенство на idt, получим, что работа внешнего источника за время dt

$$uidt = id\Psi + i^2R_эdt. \tag{6.45}$$

Кроме того, работа внешнего источника за это же время затрачивается на приращение магнитной энергии $dW_м$ магнитной системы, на механическую работу dA электромагнитных сил (ЭМС), на нагрев обмотки $i^2R_э dt$ и на приращение энергии электрического поля $dW_э$. Тогда, пренебрегая $dW_э$, получаем

$$uidt = dW_м + dA + i^2R_э dt. \tag{6.46}$$

Сравнивая (6.45) и (6.46), находим

$$id\Psi = dW_м + dA. \tag{6.47}$$

Это равенство означает, что $id\Psi$ — есть энергия внешнего источника (без потерь на нагрев) и что расходуется она на прирост магнитной энергии МС и на механическую работу. Из (6.47) находим механическую работу, совершаемую ЭМС при перемещении якоря на $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0$:

$$\int_0^A dA = \int_{\Psi_0}^{\Psi_1} i(\Psi, \delta)\, d\Psi - \int_{W_{м0}}^{W_{м1}} dW_м. \tag{6.48}$$

Первый интеграл в правой части равенства (6.48) определяется площадью S_{dafbc} — это энергия, поступившая от внешнего источника, а второй — разностью площадей S_{obc} и S_{oad}, так как $W_{м1} \sim S_{obc}$, а $W_{м0} \sim S_{oad}$. Таким образом,

$$A = k(S_{dafbc} + S_{oad} - S_{obc}) = kS_{oafbo}.$$

Если не пользоваться геометрической интерпретацией интегралов, то тогда первый интеграл в правой части (6.48) можно преобразовать так:

$$\int_{\Psi_0}^{\Psi_1} i(\Psi, \delta)\, d\Psi = \int_{\Psi_0}^{\Psi_1} i(\Psi, \delta)\, d\Psi \pm \int_0^{\Psi_0} i(\Psi, \delta_0)\, d\Psi = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta) -$$
$$- \int_0^{\Psi_0} i(\Psi, \delta_0)\, d\Psi = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta)\, d\Psi - W_{м0}.$$

Подставляя его в (6.48), находим

$$A = \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta)\, d\Psi - W_{м0} - (W_{м1} - W_{м0})$$
$$= \int_0^{\Psi_1} i(\Psi, \delta)\, d\Psi - W_{м1}. \tag{6.49}$$

Равенство (6.49) показывает, что работа A определяется (рис. 6.26, *б*) разностью площадей S_{oafbc} и S_{obc}, т. е. площадью S_{oafbo}, заключенной между кривыми *1*, *3*, *2*: $A = kS_{oafbo}$.

§ 6.7. ВЫВОД УРАВНЕНИЯ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА ЯКОРЬ

Среднюю ЭМС, действующую на якорь, можно рассчитать следующим образом. Так как работа ЭМС $\Delta A = F\Delta\delta$ определяется площадью, заключенной между кривыми *1*, *3*, *2* (рис. 6.26, *б*), то сила

$$F \approx \Delta A/\Delta\delta = kS_{oafbo}/\Delta\delta.$$

При этом если требуется определить силу при токе i_0, то $F = kS_{oaa'o}/\Delta\delta$, а если при токе i_1, то $F = kS_{ob'bo}/\Delta\delta$. При вычислении силы по формуле $F \approx \Delta A/\Delta\delta$ следует учитывать направление координаты δ. Например, на рис. 6.27, *а* координата положения якоря δ направлена в сторону увеличения зазора. В эту же сторону должна быть направлена и сила F. Тогда, если якорь приблизится и зазор станет δ_1, то приращение $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0$ отрицательное и значение силы также отрицательное. Отрицательный знак у силы означает, что она действует на якорь не в направлении стрелки, а против. На рис. 6.27, *б* координата δ направлена в сторону уменьшения зазора. В направлении координаты δ надо изобразить и направление силы F. В этом случае $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0 > 0$, и вычисление силы по формуле $F \approx \Delta A/\Delta\delta$ дает $F > 0$. Это означает, что сила фактически действует на якорь в направлении стрелки.

Найдем теперь аналитическое выражение для полного дифференциала $dW_м$ магнитной энергии $W_м(\Psi, \delta)$ через частные производные по независимым переменным Ψ и δ:

$$dW_м = dW_м(\Psi, \delta) = \frac{\partial W_м(\Psi, \delta)}{\partial \Psi} d\Psi + \frac{\partial W_м(\Psi, \delta)}{\partial \delta} d\delta. \quad (6.50)$$

Так как $W_м(\Psi, \delta) = \int_0^{\Psi} i(\Psi, \delta) d\delta$, где при интегрировании зазор δ считается постоянным, то частная производная интеграла по верхнему пределу $\frac{\partial}{\partial \Psi}\int_0^{\Psi} i(\Psi, \delta)\Psi = i(\Psi, \delta)$. Учитывая это, подставим (6.50) в (6.47) и найдем

$$dA = i(\Psi, \delta)\, d\Psi - \frac{\partial W_м(\Psi, \delta)}{\partial \Psi} d\Psi - \frac{\partial W_м(\Psi, \delta)}{\partial \delta} d\delta =$$

$$= i(\Psi, \delta)\, d\Psi - i(\Psi, \delta)\, d\Psi - \frac{\partial W_м}{\partial \delta} d\delta.$$

Так как механическая работа $dA = Fd\delta$, то из этого равенства получаем выражение для ЭМС

$$F(\Psi, \delta) = -\frac{\partial W_м(\Psi, \delta)}{\partial \delta} = -\frac{\partial}{\partial \delta}\int_0^{\Psi} i(\Psi, \delta)\, d\Psi. \quad (6.51)$$

Это равенство означает, что сила F, действующая на якорь в направлении возрастания координаты положения якоря, равна скорости изменения магнитной энергии, запасенной во всей МС при возможном изменении координаты якоря.

Работа $Fd\delta$ выполняется за счет изменения магнитной энергии. Следовательно, перемещение якоря вызывает уменьшение энергии, запасенной в МС, если она не возрастает в связи с притоком энергии от внешнего источника.

Уравнение (6.51) получено для прямоходовой МС. Однако если провести аналогичные рассуждения для МС с поворотным якорем, то уравнение для ЭМС останется также аналогичным по форме. Так, для МС с поворотным якорем

$$M(\Psi, \delta) = -\frac{\partial W_м(\Psi, \varphi)}{\partial \varphi} = -\frac{\partial}{\partial \varphi}\int_0^{\Psi} i(\Psi, \varphi)\, d\Psi,$$

где $M(\Psi, \varphi)$ — момент, создаваемый ЭМС и воздействующий на поворотную часть МС, Н · м; φ — угол поворота, рад.

Координату δ в (6.51) можно рассматривать как обобщенную. Уравнением (6.51) можно пользоваться следующим образом. Пусть, например, при неизменном потокосцеплении $\Psi = \Psi_1$ и зазоре $\delta = \delta_1$ необходимо рассчитать электромагнитную силу F. Для этого следует задаться небольшим перемещением якоря $\Delta\delta$ и рассчитать значения магнитной энергии при $\delta = \delta_1$ и $\delta = \delta_1 + \Delta\delta$: $W_м(\Psi_1, \delta_1) = kS_{oad}$ и

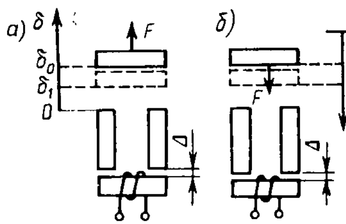


Рис. 6.27

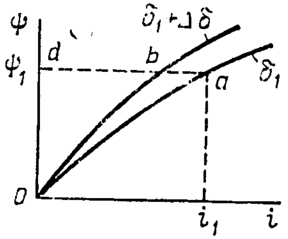


Рис. 6.28

$W_м(\Psi_1, \delta_1 + \Delta\delta) = kS_{obd}$ (рис. 6.28). По (6.51) можно найти среднюю силу на отрезке $[\delta_1, \delta_1 + \Delta\delta]$, т. е. $F \approx -\Delta W_м/\Delta\delta = -k(S_{obd} - S_{oad})$.

Если сила $F > 0$, то это значит, что сила действует на якорь в направлении изменения координаты положения якоря, а если $F < 0$, то сила фактически направлена в сторону, противоположную росту координаты якоря.

Сила по уравнению (6.51) является функцией независимых переменных Ψ и δ. Поэтому при вычислении частной производной по координате δ потокосцепление Ψ полагается постоянным (не зависящим от δ). Для расчета ЭМС на практике часто используют уравнение для силы $F(i, \delta)$ в функции независимых переменных i и δ. В этом случае имеем $\Psi = \Psi(i; \delta)$ и $W_м = W_м(i, \delta)$. Магнитная энергия, запасаемая в МС: $W_м(\Psi, \delta) = \int_0^{\Psi} i(\Psi, \delta) d\Psi$. Для того чтобы перейти к новым независимым переменным i, δ, в этом выражении выполним интегрирование по частям:

$$W_{\text{м}}(\Psi, \delta) = W_{\text{м}}(i, \delta) = \int\limits_0^{\Psi} i(\Psi, \delta)\, d\Psi = i\Psi(i, \delta) - \int\limits_0^{i} \Psi(i, \delta)\, di. \quad (6.52)$$

Этому равенству можно дать геометрическую интерпретацию (рис. 6.28). Например, для частных значений Ψ_1 и δ_1 энергия $W_{\text{м}}(\Psi_1, \delta_1)$ определяется площадью S_{oad}. Эту площадь можно найти как $S_{oad} = S_{oi_1ad} - S_{oi_1a}$, что отражает (6.52). Таким образом,

$$W_{\text{м}}(i, \delta) = i\Psi(i, \delta) - \int\limits_0^{i} \Psi(i, \delta)\, di. \quad (6.53)$$

Интеграл в (6.53) физического смысла не имеет. Но его введение помогает анализировать поведение МС. Этот интеграл называют иногда коэнергией МС:

$$W_{\text{ко}}(i, \delta) = \int\limits_0^{i} \Psi(i, \delta)\, di$$

На рис. 6.28 для $i = i_1$ и $\delta = \delta_1$ коэнергия $W_{\text{ко}}(i_1, \delta_1)$ определяется площадью S_{oi_1a}. Найдем теперь полный дифференциал $dW_{\text{м}}(i, \delta)$ из (6.53):

$$dW_{\text{м}}(i, \delta) = d(i\Psi(i, \delta)) - dW_{\text{ко}}(i, \delta) = i d\Psi(i, \delta) + \Psi(i, \delta)\, di - \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial i} di - \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial \delta} d\delta$$

и подставим его в (6.47). Учтем при этом, что $\dfrac{\partial W_{\text{ко}}}{\partial i} = \dfrac{\partial}{\partial i}\int\limits_0^{i} \Psi di = \Psi$. Тогда

$$dA = i d\Psi(i, \delta) - i d\Psi(i, \delta) - \Psi(i, \delta)\, di + \Psi(i, \delta)\, di + \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial \delta} d\delta = \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial \delta} d\delta,$$

откуда

$$F(i, \delta) = \frac{\partial W_{\text{ко}}(i, \delta)}{\partial \delta} = \frac{\partial}{\partial \delta}\int\limits_0^{i} \Psi(i, \delta)\, di. \quad (6.54)$$

Заметим, что при вычислении производной в (6.54) ток i считается независящим от δ. Уравнения (6.51) и (6.54) при расчетах дают одно и то же значение силы F. Однако в различных случаях вычисление по одной из этих формул оказывается проще, чем по другой.

Получено два универсальных уравнения $F(\Psi, \delta) = -\partial W_{\text{м}}/\partial\delta$ и $F(i, \delta) = \partial W_{\text{ко}}/\partial\delta$ для расчета ЭМС, действующей на подвижные элементы МС. Они справедливы для линейных и нелинейных МС с потоками рассеяния и без них, с постоянным объемом стали и с переменным, зависящим от зазора (пример таких МС дан на рис. 6.1, *д*, *з*, *л*).

Таким образом, при использовании (6.51) или (6.54) для расчета ЭМС частная производная по зазору берется от магнитной энергии или коэнергии, запасаемой не в отдельной ее части, например в зазоре, а во всей МС, а именно в железе магнитопровода и в рабочих и нерабочих зазорах (к нерабочим зазорам относятся также воздушные промежутки, по которым замыкаются потоки рассеяния).

§ 6.8. РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ

Вычисление электромагнитных сил (ЭМС) по формулам $F \approx \approx \Delta A/\Delta\delta$ и $F \approx -\Delta W_м/\Delta\delta$ (см. § 6.7) требует расчета кривых $\Psi(i)$, по крайней мере, для двух значений зазоров δ и $\delta + \Delta\delta$. Построение этих кривых — достаточно трудоемко и при этом сила вычисляется с небольшой точностью, так как в указанных выше формулах числители суть разница величин одного порядка. Поэтому на практике используют формулы, полученные для частных случаев ЭММ из (6.51) или (6.54). Рассмотрим некоторые из них.

Линейные ЭММ. К этим ЭММ относятся такие, у которых магнитные характеристики (проводимости отдельных участков) не зависят от значения потока (или тока). Из рассмотренных выше к.линейным относятся ЭММ, изображенные на рис. 6.7 и 6.8. Некоторые ЭММ с магнитопроводом из стали с малыми значениями индукции также можно считать линейными, например ЭММ, изображенные на рис. 6.4, *а* – *е* и 6.6. У этих ЭММ в токоведущих частях, расположенных вблизи друг от друга, проходят токи противоположных направлений. Поэтому результирующий поток в магнитопроводе относительно мал и не насыщает сталь магнитопровода.

ЭМС в линейных ЭММ рассчитать достаточно просто. Для ЭММ, изображенных на рис. 6.4, *а—в* и 6.7, *а—в*, потокосцепление пропорционально току $\Psi = Li$. Здесь $L = L(x)$ — индуктивность контура с током, зависящая от координаты (хода) x подвижных частей. Для расчета силы воспользуемся (6.54):

$$F(i, x) = \frac{\partial}{\partial x}\int\limits_0^i \Psi(i, x)\,di = \frac{\partial}{\partial x}\int\limits_0^i L(x)\,i\,di =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x}\left(L(x)\frac{i^2}{2}\right) = \frac{i^2}{2}\,\frac{\partial L(x)}{\partial x}. \tag{6.55}$$

Для электродинамического механизма (рис. 6.4, *в*; 6.7, *в*) при малых значениях хода индуктивность может быть аппроксимирована простым уравнением $L = L_0 + bx$, где b — коэффициент. Тогда ЭМС

$$F = bi^2/2. \tag{6.55а}$$

Индукционно-динамические механизмы (рис. 6.4, *г—е*; 6.6 и 6.7, *г—д*) представляют собой магнитно-связанные контуры. Токи в контурах i_1 и i_2, а взаимная индуктивность между ними $M(x)$, где x — ход подвижных частей ЭММ. Для расчета ЭМС необходимо иметь выражение для коэнергии или магнитной энергии, запасаемой в ИДМ при значении токов i_1 и i_2. Отметим, что значение магнитной энергии $W_м$ $(i_{,1}, i_2, x)$ остается одним и тем же при любом порядке и законах изменения токов i_1 и i_2. Важно только, чтобы ток в первом контуре достиг значения i_1, в во втором — i_2. Поэтому выберем удобный для расчета способ установления токов: будем считать, что сначала в первом контуре устанавливается ток i_1. При этом ток i_2 остается на нулевом уровне. Затем, когда ток в первом контуре достиг значения i_1 и остается неизменным, ток во втором контуре начинает возрастать до i_2. Эти рассуждения верны и для определения коэнергии. Для расчета ЭМС в ИДМ воспользуемся вновь (6.54). Для этого найдем сначала коэнергию, полагая, что пока ток в первом контуре возрастает до i_1, ток i_2 остается на нулевом уровне (см. рис. 6.5, *е*):

$$W_{ко}(i_1, i_2, x) = \int_0^{i_1} \Psi_1(i_1, 0, x)\, di_1 + \int_0^{i_2} \Psi_2(i_1, i_2, x)\, di_2,$$

где $\Psi_1(i_1, 0, x) = L_1 i_1 + M(x)0$; $\Psi_2(i_1, i_2, x) = L_2 i_2 + M(x) i_1$; L_1 и L_2 — собственные индуктивности контуров.

Произведя интегрирование, находим $W_{ко} = L_1 i_1^2/2 + L_2 i_2^2/2 + M(x) i_1 i_2$. Заметим, что для линейных ЭММ значение коэнергии совпадает со значением магнитной энергии.

Подставляя $W_{ко}$ в (6.54), получаем

$$F = \partial W_{ко}(i_1, i_2, x)/\partial x = i_1 i_2 \partial M(x)/\partial x. \tag{6.56}$$

Для многих индукционно-динамических механизмов с воздушным зазором (рис. 6.4, *г—е* и 6.7, *г—д*) взаимная индуктивность достаточно хорошо аппроксимируется выражением

$$M(x) = M_0 e^{-\alpha x}, \tag{6.57}$$

где M_0 и α — постоянные числа, зависящие от конструктивных размеров, числа витков и т. п.

Подставляя (6.57) в (6.56), получаем уравнение для ЭМС:

$$F = -i_1 i_2 M_0 \alpha e^{-\alpha x}. \tag{6.58}$$

Нелинейный ЭММ без рассеяния. В МС таких ЭММ (рис. 6.27) поток во всех последовательно соединенных участках один и тот же. ЭМС, действующую на якорь, найдем по (6.51):

$$F(\Psi, \delta) = -\frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^{\Psi} i(\Psi, \delta)\, d\Psi = -\frac{\partial}{\partial \delta} \int_0^{\Phi} i(\Phi, \delta)\, N d\Phi. \tag{6.59}$$

В этом уравнении МДС iN (где ток $i(\Phi, \delta)$ — функция потока Φ и зазора δ) можно заменить суммой падений магнитных потенциалов $iN = \Phi\,(R_{м\cdot ст}(\Phi) + 2R_{м\Delta} + 2R_{м\delta}(\delta))$ в последовательно соединенных магнитных сопротивлениях стали $R_{м\cdot ст}$, нерабочих зазоров $R_{м\Delta}$

и двух рабочих зазорах $R_{м\delta}$. Подставляя это выражение для МДС в (6.59), получаем

$$F = -\frac{\partial}{\partial\delta}\int\limits_0^{\Phi}\Phi\,(R_{м.ст}(\Phi) + 2R_{м\Delta} + 2R_{м\delta}(\delta))\,d\Phi =$$

$$= -\int\limits_0^{\Phi}\Phi 2\,\frac{\partial R_{м\delta}(\delta)}{\partial\delta}\,d\Phi = -\Phi^2\,\frac{\partial R_{м\delta}(\delta)}{\partial\delta}. \qquad (6.60)$$

Здесь учтено то, что частные производные по координате δ от величины Φ, $R_{м.ст}\,(\Phi)$, $R_{м\Delta}$ равны нулю.

В МС с относительно небольшим рабочим зазором δ можно допустить, что поле в нем плоскопараллельное. Тогда магнитное сопротивление зазора длиной δ и площадью S_δ можно рассчитать по формуле $R_{м\delta} = \delta/\,(\mu_0 S_\delta)$ (для системы отсчета на рис. 6.27, *а*). Подставляя $R_{м\delta}$ в (6.60), находим силу, действующую на якорь:

$$F = -\Phi^2/(\mu_0\,S_\delta).$$

Знак «—» в этом выражении означает, что фактическое направление силы противоположно принятому на рис. 6.27, *а*.

Сила притяжения при наличии только одного зазора

$$F = \Phi^2/(2\mu_0\,S_\delta). \qquad (6.61)$$

Выражение (6.61) называется *формулой Максвелла.*

Формулу (6.60) можно преобразовать к виду, в котором она применяется чаще. Для этого обозначим $R_{м\delta}$ результирующее магнитное сопротивление рабочих зазоров. Тогда с учетом того, что $\Phi = \Phi_\delta = U_\delta/R_{м\delta}$ и $R_{м\delta} = 1/G_{м\delta}$:

$$F = -\frac{\Phi^2}{2}\,\frac{\partial R_{м\delta}}{\partial\delta} = -\frac{U_\delta^2}{2R_{м\delta}^2}\,\frac{\partial\,(1/G_{м\delta})}{\partial\delta} =$$

$$= -\frac{U_\delta^2}{2R_{м\delta}^2\,(-G_{м\delta}^2)}\,\frac{\partial G_{м\delta}}{\partial\delta} = \frac{U_\delta^2}{2}\,\frac{\partial G_{м\delta}}{\partial\delta}, \qquad (6.62)$$

где U_δ — падение магнитного потенциала в зазоре. Формула (6.62) верна как для нелинейных ЭММ, так и для линейных.

Нелинейные ЭММ с рассеянием и переменным объемом магнитопровода. Рассмотрим общий случай нелинейного ЭММ с распределенной обмоткой и потоками рассеяния, переменной длиной магнитопровода (рис. 6.29, *а*), рабочим δ и нерабочими Δ_1 и Δ_2 немагнитными зазорами. Якорь в этом ЭММ движется поступательно. Если идеализировать характер прохождения магнитных потоков в МС и считать поле потоков рассеяния плоскопараллельным, а индукцию в сечении постоянной, то тогда для МС можно составить схему замещения (рис. 6.29, *б*). На схеме обозначены: n — число ячеек (в пределе $n \to \infty$); i — номер ячейки; R_{si}, R_i — сопротивления на пути потоков рассеяния Φ_{si} и потоков в железе ячейки Φ_i (Вб) в i-й ячейке; $f = F_к/n$ — МДС обмотки, приходящаяся на одну ячейку, А; R_δ, $R_я$,

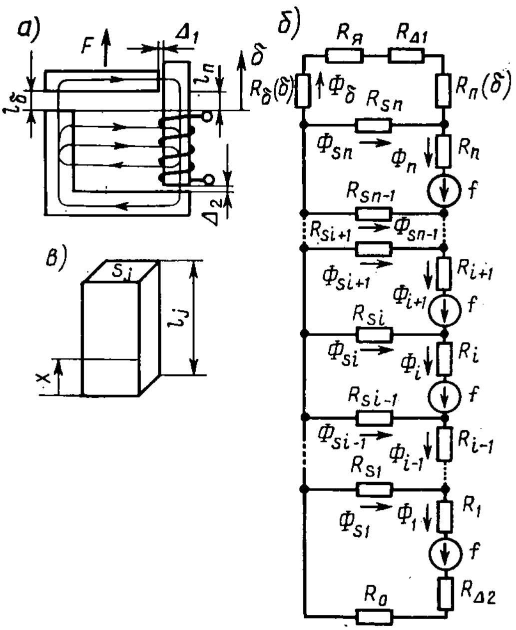


Рис. 6.29

$R_{\Delta 1}$, $R_п$, $R_{\Delta 2}$, R_0 — магнитные сопротивления рабочего зазора, якоря, нерабочего зазора Δ_1, участка переменной длины $l_п$ магнитопровода, нерабочего зазора Δ_2, основания МС, 1/Гн. На схеме потоки рассеяния Φ_{si} условно изображены в одном направлении. Здесь следует учесть направление координаты δ (рис. 6.29, *а*). В связи с таким выбором направления δ ЭМС F должна быть направлена также вдоль роста координаты. Поэтому рассчитанное значение силы F отрицательное. Это означает, что фактическое направление силы противоположно принятому. Для определения ЭМС воспользуемся (6.54):

$$F(i_к, \delta) = \partial W_{ко}(i_к, \delta)/\partial\delta, \tag{6.63}$$

где $i_к$, δ — ток в катушке и координата якоря (независимые переменные); $W_{ко} = \Sigma W_{ко\,j}$ — суммарная коэнергия, запасаемая во всех магнитных сопротивлениях элементов схемы (рис. 6.29, *б*); здесь j пробегает значения от единицы до числа всех магнитных сопротивлений). Так как каждый j-й элемент принимает участие в создании полной ЭМС F, то часть этой силы F_j, связанную с изменением энергии в j-м элементе, найдем по формуле

$$F_j = \frac{\partial}{\partial\delta} W_{ко\,j} = \frac{\partial}{\partial\delta} \int_{V_j} W'_{ко\,j}(\delta, V)\,dV, \tag{6.64}$$

где $W'_{ко\,j}$ — удельная объемная коэнергия элементарного объема j-го элемента, Дж/м³.

Допустим, что поперечное сечение S_j каждого элемента МС остается неизменным вдоль его длины l_j и в каждом элементе схемы замещения МС индукция в произвольном сечении элемента постоянна (рис. 6.29, *в*). Тогда интеграл по объему элемента можно заменить интегралом по его длине l_j:

$$\int_{V_j} W'_{ко}(\delta, V)\,dV = S_j \int_0^{l_j} W'_{ко\,j}(\delta, x)\,dx,$$

где x — независимая переменная интегрирования, пробегающая значения от нуля до полной длины l_j элемента. Таким образом,

$$F_j = \frac{\partial}{\partial\delta}\left(S_j\int\limits_0^{l_j} W'_{\text{к}0j}(\delta, x)\,dx\right) = S_j\left(\int\limits_0^{l_j}\frac{\partial}{\partial\delta}W'_{\text{ко}\,j}(\delta, x)\,dx + \right.$$

$$\left. + W'_{\text{ко}\,j}(\delta, l_j)\frac{\partial l_j}{\partial\delta}\right), \tag{6.65}$$

где $W'_{\text{ко}\,j}(\delta, l_j)$ — плотность коэнергии в сечении $x = l_j$, Дж/м^3.

Если длина элемента l_j не изменяется с изменением координаты δ, то $\partial l_j/\partial\delta = 0$ и второе слагаемое в правой части (6.65) оказывается равным нулю. Для рассматриваемой МС с изменением координаты δ объем (длина) изменяется только у элементов R_δ и $R_\text{п}$. Поэтому ЭМС, создаваемую ими, будем определять по (6.65), а для всех остальных элементов

$$F_j = S_j\int\limits_0^{l_j}\frac{\partial}{\partial\delta}W'_{\text{ко}\,j}(\delta, x)\,dx. \tag{6.66}$$

Объемная плотность магнитной коэнергии

$$W'_{\text{ко}}(\delta, x) = \int\limits_0^{H(\delta, x)} B\,dH, \tag{6.67}$$

где $H(\delta, x)$ — напряженность поля в сечении x (см. рис. 6.29, *в*) j-го элемента; B — индукция, зависящая от напряженности поля (эта зависимость определяется для ферромагнитных элементов кривой намагничивания).

Подставляя (6.67) в (6.66), находим

$$F_j = S_j\int\limits_0^{l_j}\left(\frac{\partial}{\partial\delta}\int\limits_0^{H(\delta, x)} B\,dH\right)dx = S_j\int\limits_0^{l_j} B(\delta, x)\frac{\partial H(\delta, x)}{\partial\delta}\,dx. \tag{6.68}$$

Так как при принятых характере поля (рис. 6.29, *а*) и схеме замещения (рис. 6.29, *б*) потоки рассеяния непосредственно с элементов отсутствуют, то индукция в элементе, имеющем постоянное поперечное сечение S_j, постоянна при любом значении координаты x (рис. 6.29, *в*). Поэтому ее можно вынести из-под знака интеграла в (6.68). Кроме того, так как верхний предел l_j интеграла в (6.68) не зависит от δ, то знак производной $\partial/\partial\delta$ также можно вынести из-под знака интеграла:

$$F_j = S_j B_j\frac{\partial}{\partial\delta}\int\limits_0^{l_j} H(\delta, x)\,dx = \Phi_j\frac{\partial U_j}{\partial\delta}, \tag{6.69}$$

где Φ_j — поток в элементе j, Вб; U_j — падение магнитного потенциала на нем, А.

Из схемы (рис. 6.29, *б*) видно, что объемы элементов R_i, R_{si} с номерами $i = 1, \ldots, n$ и элементов R_0, $R_{\Delta 2}$, $R_я$, $R_{\Delta 1}$ не изменяются. Поэтому воспользуемся (6.69). Для каждой i-й ячейки, состоящей из элементов R_i, R_{si}, f, имеем

$$F_{яч\,i} = \Phi_i \frac{\partial U_i}{\partial \delta} + \Phi_{si} \frac{\partial U_{si}}{\partial \delta}; \quad U_i = f - U_{si} + U_{s,\,i-1}; \quad \Phi_{si} = \Phi_i - \Phi_{i+1}.$$

Подставим второе и третье равенства в первое. Учтем при этом, что $\partial f/\partial\delta = 0$ (так как $f = i_к N/n$, а $\partial i_к/\partial\delta = 0$). Тогда

$$F_{яч\,i} = \Phi_i \partial U_{s,\,i-1}/\partial\delta - \Phi_{i+1} \partial U_{si}/\partial\delta.$$

По аналогии для соседних $i-1$ и $i+1$ ячеек сила

$$F_{яч\,i-1} = \Phi_{i-1} \frac{\partial U_{s,\,i-2}}{\partial\delta} - \Phi_i \frac{\partial U_{s,\,i-1}}{\partial\delta};$$

$$F_{яч\,i+1} = \Phi_{i+1} \frac{\partial U_{si}}{\partial\delta} - \Phi_{i+2} \frac{\partial U_{s,\,i+1}}{\partial\delta},$$

а для 1-й и n-й соответственно:

$$F_{яч1} = -\Phi_2 \frac{\partial U_{s1}}{\partial\delta}; \quad F_{яч\,n} = \Phi_n \frac{\partial U_{s,\,n-1}}{\partial\delta} - \Phi_\delta \frac{\partial U_{sn}}{\partial\delta}.$$

Суммируя силы по всем n ячейкам, замечаем, что противоположные члены сокращаются и сумма оказывается равной $F_{яч\,\Sigma} = -\Phi_\delta \partial U_{sn}/\partial\delta$.

Найдем теперь силы, создаваемые элементами R_δ, $R_я$, $R_{\Delta 1}$, $R_п$ $n+1$ ячейки. Объем элементов $R_я$ и $R_{\Delta 1}$ не изменяется. Поэтому, полагая, что индукция $B\,(S) = \mathrm{const}$, напряженность $H\,(l) = \mathrm{const}$, можем воспользоваться (6.69), т. е. $F_я = \Phi_\delta \partial U_я/\partial\delta$; $F_{\Delta 1} = \Phi_\delta \partial U_{\Delta 1}/\partial\delta$.

Силу F_δ рассчитаем следующим образом. В зазоре длиной l_δ поток Φ_δ состоит из A элементарных трубок, причем $A \to \infty$. Для любой k-й трубки поток $B_k dS$ в ней постоянен по длине l_k трубки, а падение магнитного потенциала на ней U_δ. Поэтому, суммируя по всем трубкам, получаем

$$W_{ко\,\delta} = \sum_{k=1}^{A} W_{ко\,k} = \sum_{k=1}^{A} \int_{V_k} \frac{B_k H_k}{2} dV = \sum_{k=1}^{A} \int_{S_k} \int_{l_k} \frac{B_k H_k}{2} dl dS =$$

$$= \sum_{k=1}^{A} \int_{S_k} \frac{B_k}{2} dS \int_{l_k} H_k d_l = \sum_{k=1}^{A} \int_{S_k} \frac{B_k}{2} U_\delta dS =$$

$$= U_\delta \sum_{k=1}^{A} \frac{B_k S_k}{2} = \frac{U_\delta}{2} \Phi_\delta,$$

где V_k, S_k — объем и поперечное сечение k-й трубки потока.

Подставим найденное значение $W_{ко\,\delta}$ в (6.64). Тогда

$$F_\delta = \frac{\partial}{\partial\delta} \frac{U_\delta \Phi_\delta}{2} = \frac{\partial}{\partial\delta} \frac{U_\delta^2 G_\delta}{2} = \frac{U_\delta^2}{2} \frac{\partial G_\delta}{\partial\delta} + \Phi_\delta \frac{\partial U_\delta}{\partial\delta}. \qquad (6.70)$$

Найдем теперь по (6.65) силу, создаваемую в результате изменения энергии в участке стали переменной длины $l_п$ (рис. 6.29, *а*). Для этого участка плотность коэнергии $W'_{коп}(\delta, x) = \int\limits_0^{H(\delta, x)} BdH$. Подставим эту величину в (6.65). Тогда получим

$$F_п = S_п \left(\int\limits_0^{l_п} \frac{\partial}{\partial \delta} \int\limits_0^{H(\delta, x)} BdHdx + \int\limits_0^{H(\delta, l_п)} BdH \frac{\partial l_п}{\partial \delta} \right) =$$

$$= S_п \left(\int\limits_0^{l_п} B(\delta, x) \frac{\partial H(\delta, x)}{\partial \delta} dx + \int\limits_0^{H(\delta, l_п)} BdH \frac{\partial l_п}{\partial \delta} \right).$$

Так как в элементе $R_п$ индукция от координаты x не зависит (рис. 6.29, *б*, *в*), то ее можно вынести из-под знака интеграла в первом слагаемом правой части. В этом случае его можно преобразовать так:

$$\int\limits_0^{l_п} B(\delta, x) \frac{\partial H(\delta, x)}{\partial \delta} dx = B_п \int\limits_0^{l_п} \frac{\partial H(\delta, x)}{\partial \delta} dx =$$

$$= B_п \left(\frac{\partial}{\partial \delta} \int\limits_0^{l_п} H(\delta, x)\, dx - \frac{\partial l_п}{\partial \delta} H(\delta, l_п) \right).$$

Учитывая это, для силы $F_п$ имеем:

$$F_п = S_п \left[B_п \frac{\partial}{\partial \delta} U_п - \frac{\partial l_п}{\partial \delta} \left(B_п H(\delta, l_п) - \int\limits_0^{H(\delta, l_п)} BdH \right) \right].$$

Выражение в круглых скобках здесь есть $\int\limits_0^{B(\delta, l_п)} HdB$. Поэтому для силы $F_п$ окончательно получаем:

$$F_п = \Phi_п \frac{\partial U_п}{\partial \delta} - S_п \int\limits_0^{B(\delta, l_п)} HdB \frac{\partial l_п}{\partial \delta}. \qquad (6.71)$$

Отметим, что слагаемое $S_п \int\limits_0^{B(\delta, l_п)} HdB\, (\partial l_п / \partial \delta)$ в этом выражении есть производная магнитной энергии по зазору в сечении $x = l_п$, т. е. в том месте, где происходит приращение длины магнитной системы. Множитель $\partial l_п / \partial \delta$ может иметь различные значения. Для МС (рис. 6.29, *а*) он равен $+1$, а для МС (см. рис. 6.26, *а*) $\partial l_п / \partial \delta = -1$.

Полную ЭМС, действующую на якорь, найдем суммированием сил $F_{яч\,\Sigma}$, $F_я$, $F_{\Delta 1}$, F_δ и $F_п$:

$$F = -\Phi_\delta \frac{\partial U_{sn}}{\partial \delta} + \Phi_\delta \frac{\partial U_я}{\partial \delta} + \Phi_\delta \frac{\partial U_{\Delta 1}}{\partial \delta} + \frac{U_\delta^2}{2} \frac{\partial G_\delta}{\partial \delta} + $$

$$+ \Phi_\delta \frac{\partial U_\delta}{\partial \delta} + \Phi_\delta \frac{\partial U_п}{\partial \delta} - S_п \int_0^B H dB \frac{\partial l_п}{\partial \delta} =$$

$$= \frac{U_\delta^2}{2} \frac{\partial G_\delta}{\partial \delta} - S_п \int_0^B H dB \frac{\partial l_п}{\partial \delta}. \tag{6.72}$$

При суммировании в (6.72) учтено, что (рис. 6.29, *б*) $-U_{sп} + U_я + U_{\Delta 1} + U_\delta + U_п = 0$. Слагаемое $S_п \int_0^B H\partial B\, (\partial l_п/\partial \delta)$ в этом уравнении отлично от нуля только при переменной длине магнитопровода МС. При постоянной длине оно равно нулю, так как $\partial l_п/\partial \delta = 0$, и (6.72) совпадает с (6.62). Слагаемое увеличивает значение силы притяжения якоря, если объем магнитопровода уменьшается, и уменьшает значение силы, если объем магнитопровода увеличивается (например, для МС на рис. 6.26, *а*). При увеличении объема требуется дополнительная магнитная энергия, намагничивающая вновь вступающие в работу участки магнитопровода, а при уменьшении объема из намагниченных ранее участков магнитная энергия выделяется.

Рассмотрен общий случай нелинейного ЭММ с распределенной обмоткой, потоками рассеяния и изменяемой длиной магнитопровода для которого ЭМС можно определить по (6.72). Отметим, что по уравнению (6.72) получаем неточное значение силы для ЭММ, у которых проводимость рассеяния изменяется с изменением положения якоря. Для таких ЭММ (например, на рис. 6.26, *а* с втягивающимся внутрь обмотки якорем) сила

$$F \approx (U_\delta^2/2)(\partial G_\delta/\partial \delta - g_s l_я^2/l_к^2) \tag{6.73}$$

или с учетом затрат магнитной энергии на намагничивание новых объемов стали

$$F = \frac{U_\delta^2}{2}\left(\frac{\partial G_\delta}{\partial \delta} - g_s \frac{l_я^2}{l_к^2}\right) - S_я \int_0^{B_я} H dB \frac{\partial l_я}{\partial \delta}, \tag{6.74}$$

где g_s — удельная проводимость потоков рассеяния; $l_я$ — длина части якоря, втянутая в катушку; $l_к$ — длина катушки; $S_я$, $B_я$ — площадь поперечного сечения и индукция в якоре в месте приращения его длины.

Для многих ЭММ длина железных участков МС с ходом или поворотом якоря не изменяется. Кроме того, часто с достаточной для практики точностью можно пренебречь изменением проводимости для потоков рассеяния. В этом случае силу для прямоходовых или момент M для поворотных ЭММ, действующие на якорь, можно рассчитать соответственно по формулам:

$$F = (U_\delta^2/2)\,\partial G_\delta/\partial\delta; \quad M = (U_\delta^2/2)\,\partial G_\delta/\partial\varphi. \tag{6.75}$$

§ 6.9. ТЯГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕХАНИЗМОВ

ЭММ постоянного тока. Как уже известно, тяговыми характеристиками ЭММ называют зависимости $F(\delta)$ ЭМС от зазора для ЭММ с прямоходовым якорем или $M(\varphi)$ вращающего момента от угла поворота якоря для ЭММ с поворотным якорем при постоянной МДС обмотки. Вид тяговой характеристики зависит от конструктивного исполнения и рода тока в обмотке ЭММ. Рассчитать значения силы тяги можно по формулам (6.62), (6.72)—(6.75) или по общим формулам (6.51), (6.54). Типичные тяговые характеристики ЭММ постоянного тока приведены на рис. 6.30, где β — угол поворота якоря, а α — угол между осью полюсов и линией, соединяющей центры полюса и окружности, проходящей по поверхности полюса.

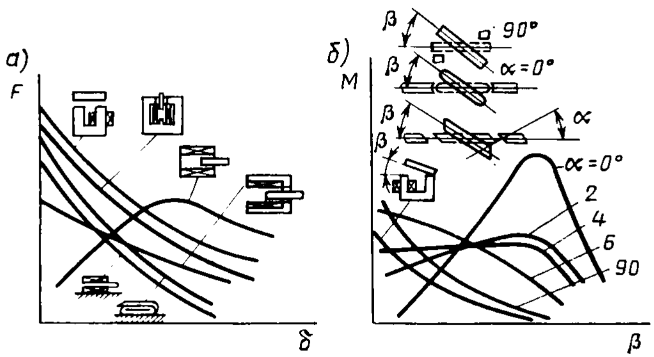


Рис. 6.30

ЭММ переменного тока. При расчете тяговых характеристик ЭММ переменного тока надо различать мгновенное F и среднее $F_{ср}$ значения ЭМС, действующей на якорь. Если воспользоваться формулой Максвелла (6.61) и положить, что $\Phi_\delta = \Phi_{\delta m}\sin\omega t$, то

$$F_\delta = \frac{\Phi_\delta^2}{2\mu_0 S_\delta} = \frac{\Phi_{\delta m}^2 \sin^2\omega t}{2\mu_0 S_\delta} = \frac{1}{2}\,\frac{\Phi_{\delta m}^2}{2\mu_0 S_\delta} - \frac{1}{2}\,\frac{\Phi_{\delta m}^2}{2\mu_0 S_\delta}\cos 2\omega t. \tag{6.76}$$

Первое слагаемое в правой части этого уравнения представляет собой среднее значение силы за полупериод. Оно обычно и принимается в расчетах как тяговое усилие ЭММ (рис. 6.31). Из (6.76) видно, что мгновенное значение силы изменяется с частотой, вдвое большей, чем частота изменения потока. Среднюю силу $F_{ср}$ можно выразить через действующее значение Φ_δ потока в зазоре:

$$F_{ср} = (1/2)\left(\Phi_\delta \sqrt{2}\right)^2/(2\mu_0 S_\delta) = \Phi_\delta^2/(2\mu_0 S_\delta). \qquad (6.77)$$

В ЭММ переменного тока реактивная составляющая $X_э = \omega L$ электрического сопротивления обмотки обычно больше активной составляющей $R_э$. Поэтому можно полагать, что падение напряжения происходит только на $X_э$. В этом случае $d\Psi/dt = U_{эm} \sin \omega t$, откуда можно получить $\Psi_m = U_{эm}/\omega$ или, переходя к действующим значениям, $\Psi = U_э/\omega$. Если допустить, что потоки рассеяния отсутствуют, то тогда по магнитопроводу и зазору протекает один и тот же поток Φ_δ. В этом случае $\Phi_\delta = \Psi/N = U_э/(\omega N)$, т. е. поток в МС не зависит от зазора. Это объясняется тем, что при постоянном действующем значении напряжения $U_э$, приложенного к обмотке, с уменьшением или увеличением рабочего зазора δ соответственно уменьшается или увеличивается ток I (действующее значение) в обмотке:

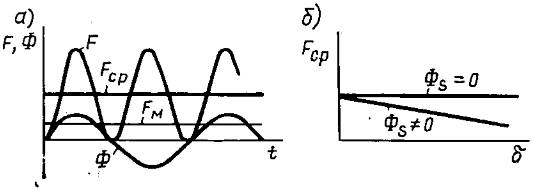


Рис. 6.31

$$I = \frac{U_э}{\omega L} = \frac{U_э}{\omega N^2 G_м} = \frac{U_э}{\omega N^2}(R_{м.ст} + R_{м\delta}) = \frac{U_э}{\omega N^2}\left(R_{м.ст} + \frac{\delta}{\mu_0 S_\delta}\right).$$

Отсюда следует, что и МДС $F_к = IN$ обмотки возрастает (или уменьшается) с увеличением (или уменьшением) зазора δ.

Если теперь подставить в (6.77) поток Φ_δ, выраженный через напряжение $U_э$ ($\Phi_\delta = U_э/(\omega N)$), то уравнение для средней ЭМС, создаваемой одним полюсом, имеет вид

$$F_{ср} = U_э^2/(2\omega^2 N^2 \mu_0 S_\delta), \qquad (6.78)$$

где $U_э$ — действующее напряжение, приложенное к обмотке.

Из (6.78) видно, что ЭМС в ЭММ переменного тока при отсутствии потока рассеяния ($\Phi_s = 0$) и в предположении отсутствия падения напряжения на активном сопротивлении обмотки остается постоянной при различных значениях рабочего зазора δ (рис. 6.31, *б*). В реальном случае только при зазоре $\delta = 0$ можно пренебрегать $R_э$ и потоками рассеяния и пользоваться (6.78). При значениях зазора, отличных от нуля, тяговое усилие меньше, чем найденное по (6.78) (рис. 6.31, *б*). В этом случае тяговая характеристика рассчитывается по (6.77) или при необходимости более точных расчетов по (6.51) и (6.54).

Из (6.76) видно, что мгновенное значение силы F (рис. 6.31, *а*) изменяется от нуля до максимального значения. Если на якорь ЭММ действует еще и механическая сила $F_м$, задаваемая механизмом, который якорь приводит в движение, то в те моменты, когда $F_м > F(t)$, якорь начинает двигаться в направлении действия силы $F_м$, т. е. удаляться от ярма МС. Таким образом, якорь совершает малые колебательные движения, называемые *вибрацией якоря*. Вибрация якоря в данном случае — явление нежелательное. Для устранения вибрации в зазоре δ создают два или более потоков, сдвинутых по фазе один относительно другого. Таким образом, если, например, $\Phi_{1\delta}=0$, то в это же мгновение $\Phi_{2\delta}\neq 0$ и ЭМС F, создаваемая им, также не равна нулю. Следовательно, результирующая ЭМС всегда больше нуля.

Создать сдвиг потоков в зазоре δ можно путем разветвления магнитопровода или его части на отдельные контуры, но так, чтобы общая ветвь контуров содержала полюс, который создает результирующую ЭМС F_Σ. Для примера на рис. 6.32, *а* приведена МС с одним контуром. Сила притяжения $F_{1\delta}$, создаваемая одним правым полюсом, в этом случае определяется потоком $\Phi_{1\delta}$ и в некоторые моменты времени спадает до нуля. Если изготовить магнитопровод, как показано на рис. 6.32, *б*, и осуществить питание дополнительной обмотки напряжением u_2 так, чтобы поток $\Phi_{2\delta}$ (t) был сдвинут на угол α относительно $\Phi_{1\delta}$ (t), то средний полюс будет создавать результирующую силу F_Σ (t), мгновенное значение которой легко найти, используя (6.76) и (6.77):

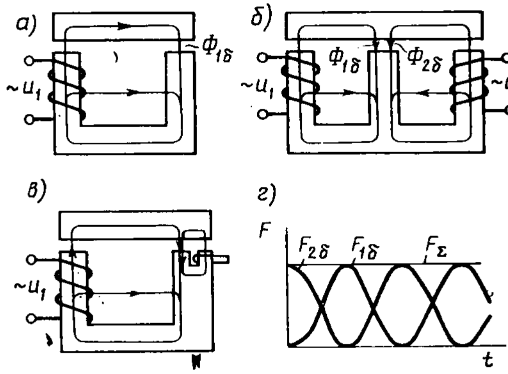


Рис. 6.32

$$F_\Sigma=F_{1\delta}+F_{2\delta}=\frac{\Phi_{1\delta m}^2}{2\cdot 2\mu_0 S_\delta}(1-\cos 2\omega t)+$$

$$+\frac{\Phi_{2\delta m}^2}{2\cdot 2\mu_0 S_\delta}(1-\cos 2(\omega t+\alpha)). \qquad (6.79)$$

При равных действующих значениях потоков $\Phi_\delta=\Phi_{\delta 1}=\Phi_{\delta 2}$ из этой формулы можно найти минимальное и максимальное значения для результирующей силы среднего полюса:

$$F_{\Sigma\,\min}=[\Phi_\delta^2/(\mu_0 S_\delta)](1-\cos\alpha);\quad F_{\Sigma\,\max}=[\Phi_\delta^2/(\mu_0 S_\delta)](1+\cos\alpha). \qquad (6.80)$$

При $\alpha=\pi/2$ минимальное и максимальное значения результирующей силы совпадают и, следовательно, мгновенное значение результирующей силы, создаваемой средним полюсом, постоянно (рис. 6.32, *г*). Для ЭММ (рис. 6.32, *б*) требуется дополнительный источник питания или специальные фазосдвигающие схемы, обеспечивающие сдвиг потоков $\Phi_{1\delta}$ и $\Phi_{2\delta}$ на угол α. На практике можно обойтись без дополнительного источника питания или фазосдвигающих схем. Для этого достаточно замкнуть накоротко вторую обмотку (рис. 6.32, *в*). Эта обмотка обычно содержит один массивный виток, который называют экранирующим или короткозамкнутым.

При подключении напряжения u_1 по МС начинает проходить переменный поток. Часть этого потока сцепляется с экранирующим витком и индуцирует в нем ток $\dot{I}_{эк} = \dot{E}_{эк}/\underline{Z}_{э.эк}$, где $I_{эк}$, $E_{эк}$ — действующие значения тока и ЭДС в витке, а $\underline{Z}_{э.эк}$ — его полное электрическое сопротивление. МДС, создаваемая током $I_{эк}$, направлена так, чтобы уменьшить поток $\Phi_{эк}$, сцепленный с витком. Таким образом, короткозамкнутый виток можно интерпретировать как дополнительное магнитное сопротивление на пути потока в том участке МС, который охватывает виток. Тогда МДС витка $\dot{I}_{эк}N_{эк}$ ($N_{эк}$ — число витков короткозамкнутой обмотки; для одного витка $N_{эк} = 1$) можно заменить падением магнитного потенциала на эквивалентном магнитном сопротивлении $\underline{Z}_{м\cdot эк}$, т. е. $-\dot{I}_{эк}N_{эк}=\underline{Z}_{м.эк}\dot{\Phi}_{эк}$.

Из этого равенства находим

$$\underline{Z}_{м\cdot эк} = -\frac{\dot{I}_{эк} N_{эк}}{\dot{\Phi}_{эк}} = -\frac{N_{эк} \dot{E}_{эк}/(R_{э.эк}+jX_{э.эк})}{\dot{\Phi}_{эк}} = $$

$$= -\frac{N_{эк}(-j\omega N_{эк}\dot{\Phi}_{эк})/(R_{э.эк}+jX_{э.эк})}{\dot{\Phi}_{эк}},$$

где $R_{э.эк}$, $X_{э.эк}$ — активная и реактивная составляющие электрического сопротивления экранирующего витка; ω — круговая частота приложенного к обмотке напряжения u_1.

Сокращая в этом выражении числитель и знаменатель на $\dot{\Phi}_{эк}$ и выделяя вещественную и мнимую части, получаем

$$\underline{Z}_{м.эк} = \frac{\omega N^2_{эк}}{R^2_{э.эк}+X^2_{э.эк}}(X_{э.эк}+jR_{э.эк}) = R_{м.эк}+jX_{м.эк}, \qquad (6.81)$$

где $R_{м.эк} = \omega N^2_{эк}X_{э.эк} / (R^2_{э.эк} + X^2_{э.эк})$, $X_{м\cdot эк} = \omega N^2_{эк}R_{э.эк} / (R^2_{э.эк} + X^2_{э.эк})$ — активная и реактивная составляющие магнитного сопротивления $\underline{Z}_{м\cdot эк}$.

Опыт показывает, что обычно индуктивное электрическое сопротивление витка мало по сравнению с активным. Учитывая это и полагая $N_{эк} = 1$, находим $\underline{Z}_{м\cdot эк} \approx j\omega/R_{э.эк}$, т. е. эквивалентное магнитное сопротивление $|\underline{Z}_{м.эк}|$, примерно равное реактивной составляющей $M_{м.эк}$:

$$|\underline{Z}_{м.эк}| \approx X_{м\cdot эк} = \omega/R_{э.эк}. \qquad (6.82)$$

В соответствии с (6.81) экранирующий виток на схемах замещения можно представить двумя последовательно соединенными активным $R_{м\cdot эк}$ и реактивным $X_{м.эк}$ магнитными сопротивлениями либо, если $R_{э.эк} \gg X_{э\ эк}$, в соответствии с (6.82) — одним реактивным $X_{м\cdot эк}$.

На рис. 6.33, *а* показано направление потоков в участке МС с экранирующим витком, а на рис. 6.33, *б* — схема замещения этого участка. При составлении схемы МДС витка заменена падением магнитного потенциала на активном и реактивном магнитном сопротивлениях на пути результирующего потока $\Phi_{эк}$. Поток Φ_0 в точке *а* разбивается на потоки Φ_1 и Φ_2. Поток $\Phi_{н\,эк} = \Phi_1 + \Phi_{экs}$ протекает через неэкранированную, а поток $\Phi_{эк} = \Phi_2 - \Phi_{экs}$ — через экранированную части полюса. Основная доля потока рассеяния витка $\Phi_{экs}$ замыкается по пути с наименьшим магнитным сопротивлением, которое зависит как от значения воздушного зазора, так и от степени насыщения участка $l_с$ магнитопровода. Потоки Φ_2 и $\Phi_{экs}$ направлены навстречу друг другу (рис. 6.33, *а*), т. е. поток $\Phi_{эк}$ незначительно насыщает железо участка $l_с$. Напротив, поток Φ_1 и совпадающий с ним по направлению поток $\Phi_{экs}$ значительно насыщают участок $l_с$. Поэтому $R_{м\cdot ст1} \gg X_{м\,ст1}$ и сопротивление $X_{м\cdot ст1}$ можно не учитывать.

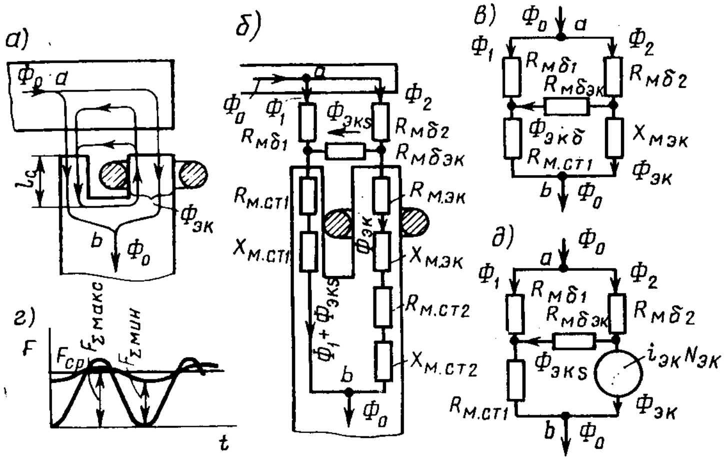


Рис. 6.33

Кроме того, так как обычно экранирующие витки имеют $X_{э.эк} \ll R_{э.эк}$, то $|\underline{Z}_{м.эк}| \approx X_{м.эк}$ [см. (6.82)] и $R_{м.эк}$ можно также не учитывать. Заметим также, что магнитные сопротивления $R_{м.ст2}$ и $X_{м.ст2}$ экранированного участка незначительны, так как этот участок ненасыщен, и ими можно пренебречь.

С учетом изложенного на рис. 6.33, *в* приведена схема замещения. Пользуясь ею по (6.79), можно рассчитать значения потоков Φ_1 и Φ_2, угол сдвига α между ними и результирующую силу тяги, создаваемую полюсом с экранирующим витком (рис. 6.33, *г*). Если виток установлен, то минимальное значение результирующей силы всегда больше нуля. В этом случае, если полная сила тяги якоря, создаваемая совместно с другими полюсами, больше механической, то вибрация якоря отсутствует.

Выше приведен расчет силы тяги полюса с использованием метода эквивалентных синусоид. В реальном случае переменные в ЭММ могут изменяться по законам, значительно отличающимся от гармонических. Кроме того, этот метод нельзя использовать для расчета переходных процессов, которые часто и представляют наибольший интерес. Поэтому для расчета мгновенных значений переменных в переходных процессах следует использовать схему замещения с источником МДС $i_{эк}N_{эк}$, создаваемой экранирующим витком (рис. 6.33, *д*). Такой расчет достаточно трудоемок, и его целесообразно выполнять на вычислительных машинах. Наиболее просто он производится на АВМ.

§ 6.10. ТЯГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕХАНИЗМОВ

Требуется построить зависимость $M(\varphi)$ вращающего момента от угла поворота якоря для силового поляризованного электромагнита (ПЭМ) с постоянным магнитом (рис. 6.34). ПЭМ состоит из постоянного магнита *1*, верхнего *2* и нижнего *5* оснований, якоря *3* и П-образной магнитной системы *4* с обмотками управления на ней. Обмотки управления с числом витков N_1 и N_2 можно соединить согласно-параллельно или последовательно, но они могут быть и изолированы. В качестве постоянных магнитов в силовых быстродействующих ЭММ могут использоваться литые и металлокерамические сплавы и ферриты с большой удельной энергией, достигающей для лучших современных материалов 70 кДж/м^3. Наиболее доступными являются ферриты — соединения окислов металлов (Ba, Co, Sr) с оксидами железа. Ферриты обладают большой коэрцитивной силой и малыми значениями магнитной проницаемости (большим внутренним магнитным сопротивлением).

ПЭМ работает следующим образом. Поляризующий магнитный поток $\Phi_п$ проходит по основанию *2* и якорю *3*. Затем он разбивается на потоки Φ_1 и Φ_2. Так как якорь прилегает к правой части П-образной МС, то зазор δ_1 между якорем и МС очень мал. Поэтому поток Φ_1 значительно превышает поток Φ_2. Соответственно и сила притяжения якоря к МС от потока Φ_1 больше, чем от потока Φ_2, и якорь надежно удерживается у правой части П-образной МС. При поступлении тока i в обмотку (ток можно пропускать по обмотке N_1 или N_2 либо по обеим одновременно) такого направления, чтобы создавался поток управления $\Phi_у$, направленный навстречу потоку Φ_1, поток в правом зазоре уменьшается, а в левом—возрастает. Это приводит к тому, что на якорь начинает действовать момент в направлении вращения часовой стрелки и якорь перебрасывается к левой части П-образной МС. После этого ток управления может быть снят, якорь остается в новом положении. Неподвижные части ПЭМ (поз. *2*, *4*, *5*) имеют большие поперечные сечения. Поэтому при работе ПЭМ они не насыщаются и их магнитными сопротивлениями будем пренебрегать. С учетом этого для ПЭМ без тока в обмотках управления можно составить схему замещения (рис. 6.35). На рисунке $R_{м.п}$, $F_ф$ — внутреннее магнитное сопротивление и фиктивная МДС постоянного магнита, А; $R_{мs}$ — магнитное сопротивление потоку утечки Φ_s между основаниями, 1/Гн; $R_{м.я}$, $\Phi_я$ — магнитное сопротивление якоря и поток в нем; $R_{м1}$, $R_{м2}$, Φ_1, Φ_2 — магнитное сопротивление зазоров и потоки в них.

Поясним понятие фиктивной МДС постоянного магнита. Из курса ТОЭ известно, что если в магнитной цепи с постоянным магнитом изменяется зазор, то магнитное состояние постоянного магнита (рис. 6.36, *а*) определяется частной петлей гистерезиса (кривая *2*), одна из вершин которой лежит на кривой размагничивания (кривая *1*) [27]. Так как частная петля достаточно узкая, то при расчетах она заменяется прямой *3*, называемой *прямой возврата*. Точка пересечения прямой возврата и кривой размагничивания называется *точкой отхода* (прямой возврата от кривой размагничивания). У выпускаемых промышленностью постоянных магнитов точка отхода с координатами H_d, B_d (рис. 6.36, *б*) соответствует такому магнитному состоянию постоянного магнита, при котором в его магнитном поле запасена максимальная энергия. Угол β между прямой возврата и осью

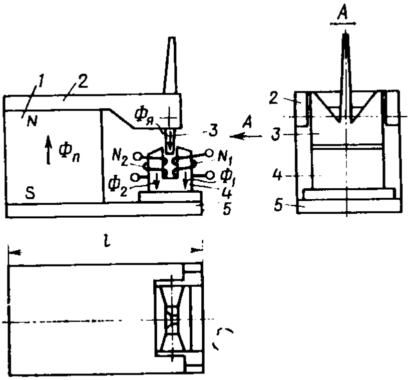


Рис. 6.34

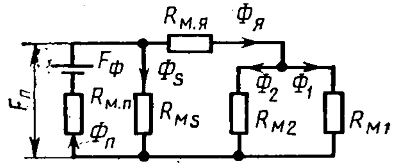


Рис. 6.35

абсцисс для различных материалов различен. Отношение $\Delta B/\Delta H = k_в$ называют *коэффициентом магнитного возврата* или *магнитной проницаемостью магнита*. Значения координат точки отхода H_d, B_d и коэффициента возврата приводятся в справочной литературе.

При перемещении якоря (рис. 6.34) изменяется магнитное сопротивление на пути поляризующего потока. Это вызывает изменение индукции B и напряженности H материала постоянного магнита, причем

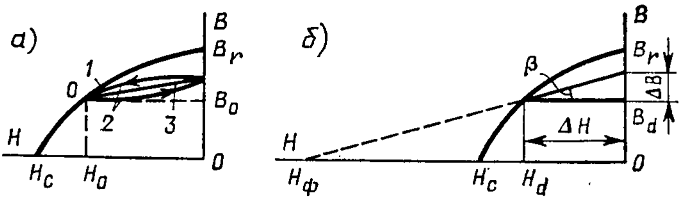


Рис. 6.36

между B и H имеется зависимость, соответствующая (рис. 6.36, *б*) прямой возврата. Используя значения H_d, B_d, и $k_в$, можно получить аналитическую зависимость между текущими значениями H и B, т. е. $H = H_d + B_d/k_в - B/k_в$. В этом выражении $H_d + B_d/k_в = H_ф$ — число, называемое *фиктивной коэрцитивной силой* (см. рис. 6.36, *б*). Это число графически можно получить продлением прямой возврата до пересечения с осью абсцисс. Зная длину $l_п$ и сечение $S_п$ постоянно-

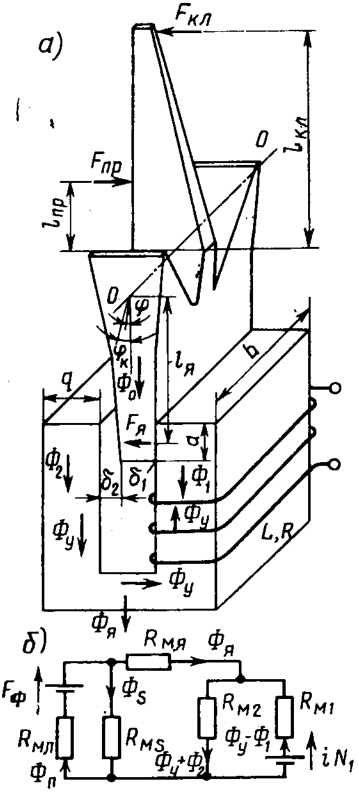


Рис. 6.37

го магнита и полагая, что магнитное состояние в каждой точке его объема одинаково, можно найти реальную разность магнитных потенциалов на концах магнита: $Hl_п = H_ф l_п - l_п B/k_в$. Второе слагаемое в этом равенстве можно преобразовать так:

$$l_п B/k_в = l_п BS_п/(k_в S_п) = l_п \Phi_п/(k_в S_п) = R_{м.п}\Phi_п,$$

где $\Phi_п$, $R_{м.п}$ — магнитный поток и внутреннее магнитное сопротивление постоянного магнита.

Таким образом, разность магнитных потенциалов на концах магнита $F_п$ равна постоянной по значению фиктивной МДС $F_ф = H_ф l_п$ минус падение магнитного потенциала на магнитном сопротивлении магнита:

$$F_п = F_ф - R_{м.п}\Phi_п. \qquad (6.83)$$

Для расчета тягового момента ПЭМ без тока в обмотках составим уравнение, пользуясь схемой (см. рис. 6.35):

$$F_ф = \Phi_п R_{м.п} + \Phi_s R_{мs};$$
$$F_ф = \Phi_п R_{м.п} + (\Phi_1 + \Phi_2) R_{м.я} + \Phi_2 R_{м2}, \qquad (6.84)$$

где $\Phi_п = \Phi_s + \Phi_1 + \Phi_2$; $\Phi_1 R_{м1} = \Phi_2 R_{м2}$.

При решении системы уравнений (6.84) в общем случае следует считать магнитное сопротивление якоря $R_{м.я}$ зависящим от потока $\Phi_я$. Рассматриваемый ПЭМ является быстродействующим. Для достижения максимального быстродействия его якорь изготавливается с минимальным моментом инерции, этим объясняются вырезы в якоре (см. рис. 6.34 и 6.37, *а*). Кроме того, поперечное сечение якоря выбирается также минимально возможным. Поэтому якорь в любом положении остается насыщенным. В связи с этим можно считать магнитное сопротивление якоря не зависящим от угла поворота φ. Таким образом, систему (6.84) можно считать линейной. Решая ее относительно потоков, получаем

$$\left.\begin{aligned}
&\Phi_п = \frac{G_м(\varphi) F_ф (R_{м.я} + R_{мs}) + F_ф}{G_м(\varphi)(R_{мs} R_{м.я} + R_{м.я} R_{м.п} + R_{м.п} R_{мs}) + R_{мs} + R_{м.п}};\\
&\Phi_s = (F_ф - \Phi_п R_{м.п})/R_{мs};\\
&\Phi_1 = \frac{\Phi_п - (F_ф - \Phi_п R_{м.п})/R_{мs}}{1 + R_{м1}(\varphi)/R_{м2}(\varphi)};\quad \Phi_2 = \frac{\Phi_п - (F_ф - \Phi_п R_{м.п})/R_{мs}}{1 + R_{м2}(\varphi)/R_{м1}(\varphi)};
\end{aligned}\right\} \qquad (6.85)$$

здесь $G_м(\varphi) = 1/R_{м1}(\varphi) + 1/R_{м2}(\varphi)$ — суммарная проводимость двух зазоров; $R_{м1}(\varphi)$ и $R_{м2}(\varphi)$ — магнитные сопротивления правого и левого зазоров соответственно, зависящие от угла поворота якоря (рассчитываются методами, изложенными в § 6.2).

Момент, действующий на якорь, найдем, используя формулу Максвелла для силы в правом δ_1 и левом δ_2 зазорах:

$$M = l_я F_я = l_я (\Phi_1^2 - \Phi_2^2)/(2\mu_0 S_\delta), \qquad (6.86)$$

где $l_я$ — плечо приложения результирующей силы $F_я$ (рис. 6.37, *а*); $S_\delta = ab$ — площадь зазора.

Зависимость момента без тока управления от угла поворота якоря φ приведена на рис. 6.38, *а* (кривая i_0). Момент $M = 0$ тогда, когда якорь находится на оси симметрии зазора. В этом случае $\Phi_1 = \Phi_2$, и силы в правом и левом зазорах уравновешиваются.

Рассчитаем теперь момент при управляющем токе. Положим, что ток проходит в одной обмотке N_1. В общем случае поток управления, создаваемый МДС iN_1, проходит по сопротивлению $R_{м1}$ и разбивается на два потока (рис. 6.37, *б*) — один идет через $R_{м2}$, а другой — через $R_{м.я}$. Долей потока управления, проходящей через $R_{м.я}$ и далее через магнитные сопротивления рассеяния $R_{мs}$ и постоянного магнита $R_{м.п}$, можно пренебречь. При этом большой погрешности в расчет не вносится, так как сопротивление $R_{м2}$ левого зазора δ_2 (даже при наибольшем его значении) намного меньше, чем соединенные параллельно сопротивления $R_{мs}$ и $R_{м.п}$. Первое из них — это магнитное сопротивление достаточно длинных воздушных промежутков, второе — сопротивление, определяемое размерами и коэффициентом возврата $k_в$ постоянного магнита: $R_{м.п} = l_п/(k_в S_п)$.

Коэффициент возврата для высокоэнергетических материалов с большой коэрцитивной силой ненамного превышает магнитную проницаемость воздуха ($\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м). Например, для ферритов бария, стронция, кобальта, для редкоземельных элементов с удельной энергией 10—65 кДж/м^3 коэффициент возврата $k_в = (1,3 \div 1,5)10^{-6}$ Гн/м. Таким образом, удельное сопротивление магнита лишь ненамного меньше сопротивления воздуха. Поэтому можно пренебречь долей потока $\Phi_у$, проходящей по сопротивлению $R_{м.я}$, и поэтому можно полагать, что весь поток управления замыкается в контуре, образованном сопротивлениями $R_{м1}$, $R_{м2}$. Если пренебречь потоками рассеяния обмотки управления, то поток управления можно рассчитать по формуле

$$\Phi_у = iN_1/R_{м\delta}, \qquad (6.87)$$

где $R_{м\delta} = R_{м1} + R_{м2}$.

Из рис. 6.37, *а* видно, что при любом положении якоря на пути потока управления $\Phi_у$ результирующий зазор $\delta = \delta_1 + \delta_2$ остается постоянным. Так как сопротивления $R_{м1}$ и $R_{м2}$ можно полагать зависящими от зазоров δ_1 и δ_2 линейно ($R_{м1} = \delta_1/(\mu_0 S_\delta)$, $R_{м2} = \delta_2/(\mu_0 S_\delta)$), то сумму сопротивлений $R_{м\delta} = R_{м\delta 1} + R_{м\delta 2}$ можно принять постоянной, не зависящей от угла поворота якоря. Таким образом, поток управления, найденный по (6.87), зависит только от тока управления.

Теперь, используя принцип наложения, можно представить результирующие потоки в правом δ_1 и левом δ_2 зазорах:

$$\Phi_{\delta 1} = \Phi_1 - \Phi_у; \quad \Phi_{\delta 2} = \Phi_2 + \Phi_у. \tag{6.88}$$

Подставляя эти потоки в (6.86) вместо Φ_1 и Φ_2 соответственно, находим момент

$$M(i, \varphi) = l_я[(\Phi_1(\varphi) - \Phi_у(i))^2 - (\Phi_2(\varphi) + \Phi_у(i))^2]/(2\mu_0 S_\delta), \tag{6.89}$$

где $\Phi_1(\varphi)$ и $\Phi_2(\varphi)$ — потоки, определяемые по (6.85), а $\Phi_у(i)$ — по (6.87) или по следующей формуле, вытекающей из (6.87): $\Phi_у = iN_1/R_{м\delta} = iN_1^2/(R_{м\delta}N_1) = iL_1/N_1$ (L_1 — индуктивность обмотки N_1).

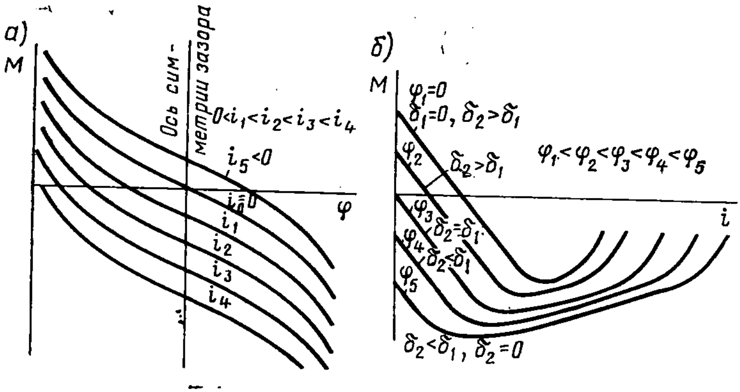


Рис. 6.38

При рассмотрении тяговых характеристик поляризованных ЭММ $M(i, \varphi)$ (рис. 6.38, *а*) необходимо учитывать следующее. Если ЭММ относительно маломощный, то в таком ЭММ достаточно просто создать в обмотках управления большие токи. Если при этом постоянный магнит имеет сопротивление, сравнимое с сопротивлением зазора δ, то через магнит может проходить достаточно большая доля потока управления, которая может вызвать размагничивание магнита. В этом случае точка отхода O (см. рис. 6.36, *а*) смещается по кривой размагничивания вниз, и значение фиктивной МДС уменьшается. Поэтому уменьшаются как потоки Φ_1, Φ_2, определяющие электромагнитную силу ПЭМ, так и сама ЭМС и момент [см. (6.89)]. При дальнейшем увеличении тока управления может произойти полное размагничивание магнита или даже его перемагничивание. При размагничивании поляризующий поток оказывается нулевым и ЭММ становится нейтральным; при перемагничивании — направление поляризующего потока изменяется. В любом случае, если ток управления вызывает смещение точки отхода, то режим работы поляризованного ЭММ считается аварийным. Таким образом, при больших токах управления, вызывающих изменение координат точки отхода, электромагнитная сила (момент) может начать уменьшаться. Это подтверждают зависимости (рис. 6.38, *б*), полученные при больших токах управления.

§ 6.11. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕХАНИЗМОВ

Динамическими характеристиками называют зависимости от времени в переходных режимах работы ЭММ тока i (t), потокосцепления Ψ (t), хода якоря x (t), электромагнитной силы F (t) и других величин. К главным динамическим характеристикам относят зависимости тока и хода от времени. Кроме этих зависимостей важными параметрами, характеризующими ЭММ, являются времена трогания $t_{тр}$ и срабатывания $t_{ср}$. *Временем трогания* называют время, прошедшее от момента подключения обмотки ЭММ к источнику питания до момента трогания подвижного элемента (якоря). *Временем срабатывания* называют время, прошедшее от момента подключения обмотки до окончания движения подвижного элемента на заданном интервале пути. Время срабатывания $t_{ср}$ равно сумме времен трогания $t_{тр}$ и движения $t_{дв}$ подвижного элемента ЭММ на этапе движения. При срабатывании якорь перемещается и преодолевает силы (моменты) как механизма, который он приводит в движение, так и возвратных пружин, защелок и т. п. Зависимость суммы сил сопротивления $F_м$ (x) от хода якоря, приведенных к точке приложения ЭМС, или зависимость моментов сопротивления $M_м$ (φ) от угла поворота якоря, приведенных к оси вращения якоря, называется *механической характеристикой*. Графики зависимостей $F_м$ (x) и $M_м$ (φ) могут иметь самый различный вид (рис. 6.39).

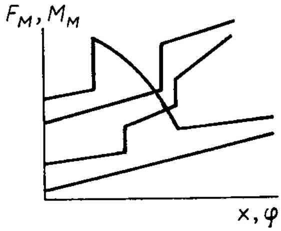


Рис. 6.39

В аппаратах высокого напряжения в качестве пусковых применяются быстродействующие ЭММ. Поэтому ниже рассматриваются динамические характеристики и способы их расчета только таких ЭММ. Высокое быстродействие могут обеспечить ЭММ постоянного тока, поляризованные, электродинамические и индукционно-динамические. Для получения малого времени срабатывания применяются специальные меры. Так, например, для уменьшения влияния вихревых токов на скорость увеличения магнитного потока в ферромагнитных магнитопроводах их изготавливают шихтованными. Для уменьшения времени движения подвижных частей ЭММ выполняют короткоходовыми, с минимальными (по условиям прочности, магнитной нагрузкой и т. п.) подвижными массами или моментами инерции. Кроме того, питание быстродействующих ЭММ может подаваться только в течение короткого периода времени, поэтому ЭММ работают часто в форсированном режиме.

Для ЭММ постоянного тока с обмоткой, подключаемой к источнику напряжения (рис. 6.40, *а*), с момента подключения напряжения и до момента трогания ток в обмотке изменяется, как в обычной катушке с ферромагнитным сердечником. Если бы движения якоря не было, то до установившегося значения $I_{уст}$ ток изменился бы по штриховой кривой (рис. 6.40, *б*). При движении же якоря в кривой тока i имеется провал. Он объясняется существованием так называемой ЭДС движения. Поясним это понятие.

Потокосцепление обмотки $\Psi\ (i,\ \delta)$ является функцией двух независимых переменных: мгновенных значений тока i в обмотке и зазора δ. Так как между зазором и ходом якоря x имеется связь в виде

$$\delta = \delta_0 - x, \tag{6.90}$$

то вместо зависимости $\Psi\ (i,\ \delta)$ можно использовать зависимость $\Psi\ (i,\ x)$. С момента подачи на обмотку напряжения u, согласно закону Кирхгофа, в любой момент времени i выполняется равенство

$$-d\Psi\ (i,\ x)/dt = -u(t) + i(t)R_э, \tag{6.91}$$

где $R_э$ — активное сопротивление обмотки, Ом.

ЭДС $-\ d\Psi\ (i,\ x)/dt$ можно представить так:

$$-\frac{d\Psi\,(i,\ x)}{dt} = -\ \frac{\partial\Psi\,(i,\ x)}{\partial i}\,\frac{di}{dt} - \frac{\partial\Psi\,(i,\ x)}{\partial x}\,\frac{dx}{dt}. \tag{6.92}$$

Первое слагаемое правой части определяет ЭДС самоиндукции, как в обычной катушке с ферромагнитным сердечником. Оно содержит множитель $\partial\Psi\ (i,\ x)/\partial i$, называемый *динамической индуктивностью*

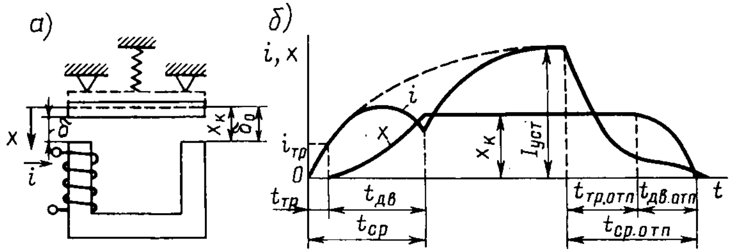


Рис. 6.40

$L_д$ ($L_д\ (i, x) = \partial\Psi\ (i,\ x)/\partial i$). Второе слагаемое в (6.92) определяет ЭДС движения. Оно содержит множитель $dx/dt = v$, являющийся скоростью v якоря. Чем больше скорость якоря, тем больше ЭДС движения.

Представим (6.91) с учетом (6.92) в виде

$$\left(u\,(t) - \frac{\partial\Psi\,(i,\ x)}{\partial i}\,\frac{di}{dt} - \frac{\partial\Psi\,(i,\ x)}{\partial x}\,v\right)\Big/ R_э = i\,(t).$$

Отсюда следует, что чем больше ЭДС движения, тем больше та часть напряжения u, которая идет на ее уравновешивание, и тем меньше доля напряжения, остающаяся для создания тока i в обмотке. Поэтому в кривой тока $i\ (t)$ при ходе якоря имеется провал (рис. 6.40, *б*). Как только якорь останавливается (ход x равен конечному значению $x_к$), скорость его равняется нулю ($v = 0$) и ЭДС движения также равняется нулю. С этого момента ток в обмотке изменяется снова, как в катушке с ферромагнитным сердечником, до установившегося значения.

§ 6.12. РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ТРОГАНИЯ ЯКОРЯ

Трогание якоря происходит в тот момент, когда ЭМС $F(t)$ [см. (6.62) и (6.72)] или момент $M(t)$ равняется начальному усилию $F_0 = F_м(0)$ или моменту $M_0 = M_м(0)$ механической характеристики. Поэтому для отыскания зависимости $i(t)$ или $\Psi(t)$ на этапе трогания уравнение (6.91) следует решать при $x = 0$ до момента $t = t_{тр}$. Для определения времени трогания $t_{тр}$ необходимо уравнение

$$F(t_{тр}) = F_0 \text{ или } M(t_{тр}) = M_0 \qquad (6.93)$$

решить относительно $t_{тр}$. В некоторых случаях $t_{тр}$ можно найти аналитически точно или приближенно. Для ЭММ с насыщающимся магнитопроводом $t_{тр}$ можно определить приближенно графо-аналитическим способом, либо с привлечением вычислительных машин.

ЭММ без железа или с ненасыщенным магнитопроводом. Для расчета ЭМС таких ЭММ (см. рис. 6.4, *а—в*, 6.7, *а—в* и 6.40, *а*) воспользуемся (6.55). Тогда, согласно (6.93), $F(i_{тр}, 0) = F_0$ или $(i_{тр}^2/2) \times (\partial L(0)/\partial x) = F_0$, где $\partial L(0)/\partial x$ — производная индуктивности обмотки по ходу, вычисленная при $x = 0$. Отсюда

$$i_{тр} = \sqrt{2F_0/[\partial L(0)/\partial x]}. \qquad (6.94)$$

Таким образом, по начальному значению механической силы F_0 найдено значение тока, при котором происходит трогание подвижного элемента. Зависимость $i(t)$ или $t(i)$ при $x = 0$ можно найти из решения (6.91). Для линейных ЭММ потокосцепление равно произведению коэффициента самоиндукции $L_0 = L(0)$ (индуктивность обмотки) на ток: $\Psi(i, 0) = L_0 i$. С учетом этого (6.91) можно представить в виде

$$u(t) = L_0(di/dt) + i(t)R_э. \qquad (6.95)$$

Его решение в общем виде относительно тока для произвольного изменения напряжения имеет вид

$$i = \frac{1}{L_0} e^{-t/\tau} \int_0^t e^{\eta/\tau} u(\eta)\, d\eta, \qquad (6.96)$$

где $\tau = L_0/R_э$ — постоянная времени обмотки; η — переменная интегрирования.

Для постоянного напряжения $u(t) = U$ из (6.96) следует

$$i = I_{уст}(1 - e^{-t/\tau}) \text{ или } t = \tau \ln[I_{уст}/(I_{уст} - i)], \qquad (6.97)$$

где $I_{уст} = U/R_э$ — установившееся значение тока в обмотке.

Подставляя в (6.97) вместо текущего значения тока i число $i_{тр}$, найденное по (6.94), получаем

$$t_{тр} = \tau \ln[I_{уст}/(I_{уст} - i_{тр})]. \qquad (6.98)$$

При произвольной форме напряжения $u(t)$ в результате интегрирования в (6.96) можно получить трансцендентное уравнение относительно t. В этом случае для определения времени трогания по (6.96) целесообразно построить график зависимости $i(t)$ и, задаваясь $i = i_{тр}$, по графику найти $t_{тр}$. Аналогично можно найти время трога ния электродинамических (ЭДМ) и индукционно-динамических механизмов (ИДМ), питание которых производится от предварительно заряженного конденсатора.

Схема замещения ЭДМ приведена на рис. 6.5, *а*. Пока по диоду *Д* ток не проходит, для схемы имеем

$$L_0 \frac{di}{dt} + iR_э + \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt - U_{C0} = 0; \quad i(0) = 0.$$

Решение этого уравнения известно [27]:
для колебательного разряда

$$i = (U_{C0}/(\omega' L_0))\, e^{-\delta t} \sin \omega' t; \tag{6.99}$$

для апериодического разряда

$$i = (U_{C0}/(2L_0\alpha))\, e^{-\delta t}(e^{\alpha t} - e^{-\alpha t}); \tag{6.100}$$

для предельного случая апериодического разряда

$$i = (U_{C0}/L_0)\, t e^{-\delta t}. \tag{6.101}$$

В этих уравнениях $\delta = R_э/(2L_0)$; $\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C}$; $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$; $\alpha = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}$ (величины δ, ω_0, ω' и α измеряют в 1/с).

Построив график зависимости $i(t)$ по одной из этих формул, по току $i = i_{тр}$ находим $t_{тр}$. Для ИДМ, согласно схеме замещения (см. рис. 6.5, *е*), без диода *Д* справедливы равенства

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d\Psi_1}{dt} + i_1 R_{э1} + \frac{1}{C}\int_0^t i_1\,dt - U_{C0} = 0; \quad \frac{d\Psi_2}{dt} + i_2 R_{э2} = 0; \\ &\Psi_1 = L_1 i_1 + M_0 i_2; \quad \Psi_2 = L_2 i_2 + M_0 i_1; \quad i_1(0) = 0; \; i_2(0) = 0, \end{aligned}\right\} \tag{6.102}$$

где $M_0 = M(0)$ — взаимная индуктивность при нулевом ходе, Гн.

Подставляя в первые два уравнения выражения для потокосцеплений, получаем

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + M_0 \frac{di_2}{dt} + i_1 R_{э1} + \frac{1}{C}\int_0^t i_1\,dt = U_{C0};$$

$$L_2 \frac{di_2}{dt} + M_0 \frac{di_1}{dt} + i_2 R_{э2} = 0; \quad i_1(0) = i_2(0) = 0. \tag{6.103}$$

Точное решение (6.103) громоздко и сложно. Для его упрощения положим, что сопротивление $R_{э2}$ не влияет на ток i_2 ($R_{э2} = 0$). Это допущение можно принять, так как во многих ИДМ сопротивление подвижного диска незначительно. Тогда, подставляя di_2/dt из второго уравнения (6.103) в первое, получаем

$$L_э \frac{di_1}{dt} + i_1 R_{э1} + \frac{1}{C}\int_0^t i_1\,dt = U_{C0}; \quad i_1(0) = 0,$$

где $L_э = L_1 - M_0^2/L_2$ — эквивалентная индуктивность.

Решение этого уравнения совпадает с (6.99)—(6.101). Как правило, ток разряда конденсатора в ИДМ колебательный:

$$i_1 = \frac{U_{C0}}{\omega' L_э} e^{-\delta t} \sin \omega' t; \quad i_2 = -\frac{U_{C0} M_0}{\omega' L_2 L_э} e^{-\delta t} \sin \omega' t; \qquad (6.104)$$

здесь $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$; $\omega_0 = 1/\sqrt{L_э C}$; $\delta = R_{э1}/(2L_э)$.

Для определения времени трогания воспользуемся (6.56), (6.93) и (6.104):

$$F_м(0) = i_1 i_2 \frac{\partial M(0)}{\partial x} = -\frac{M_0 U_{C0}^2}{L_2(\omega' L_э)^2} e^{-2\delta t_{тр}} \sin^2(\omega' t_{тр}) \frac{\partial M(0)}{\partial x}.$$

Полученное уравнение трансцендентное относительно времени трогания $t_{тр}$. Поэтому наиболее просто его решить графически.

Поляризованные ЭММ. Для расчета тягового момента (§ 6.10) получено выражение (6.89). При трогании якоря электромагнитный момент $M(i, \varphi)$ равен начальному моменту M_0 механической характеристики $M_м(x)$, т. е. $M(i_{тр}, 0) = M_м(0) = M_0$. Учитывая, что между током и потоком управления имеется зависимость (6.87), т. е. $i = \Phi_у R_{м\delta}/N_1$, из (6.89) при $M(i_{тр}, 0) = M_0$ получаем ток трогания:

$$i_{тр} = (\Phi_1^2 - \Phi_2^2 - M_0 2\mu_0 S_\delta / l_я) R_{м\delta} / [2N_1(\Phi_1 + \Phi_2)]. \qquad (6.105)$$

Для определения времени трогания надо в зависимость $i(t)$ или $t(i)$ подставить значение тока трогания $i_{тр}$ из (6.105) и произвести соответствующие вычисления. Зависимость $i(t)$ можно определить из (6.95), если питание обмотки производится напряжением $u(t)$, или из уравнения

$$L_0 \frac{di}{dt} + iR_э + \frac{1}{C}\int_0^t i dt - U_{C0} = 0, \; i(0) = 0, \qquad (6.106)$$

если питание ПЭМ осуществляется от предварительного заряженного конденсатора. В (6.106) L_0 — индуктивность обмотки при угловом перемещении $\varphi = 0$; $R_э$ — ее активное сопротивление; C, U_{C0} — емкость и начальное напряжение на конденсаторе.

При питании ПЭМ постоянным напряжением решением (6.95) является (6.97), а время трогания вычисляется по (6.98), где $i_{тр}$ находится из (6.105). При питании ПЭМ от конденсатора решение (6.106) совпадает с (6.99)—(6.101). Из этих уравнений графически можно найти $t_{тр}$ при $i = i_{тр}$.

ЭММ с насыщающимся магнитопроводом. Для нелинейных, так же как и для линейных ЭММ, сначала необходимо по начальному усилию (моменту) найти ток $i_{тр}$ или потокосцепление $\Psi_{тр}$ трогания. Если имеется нелинейная МС (рис. 6.40, *а*), то ЭМС для нее можно рассчитать по формуле (см. § 6.8): $F = (U_\delta^2/2)(\partial G_{м\delta}/\partial\delta)$, где U_δ — падение магнитного потенциала в зазоре δ; $G_{м\delta}$ — магнитная проводимость зазора δ (при ходе якоря $x = 0$ зазор равен начальному $\delta = \delta_0$).

Приравнивая ЭМС и F_0, получаем

$$U_{\delta тр} = \sqrt{2F_0/(\partial G_{м\delta}/\partial\delta)}.$$

По $U_{\delta тр}$ можно найти поток в зазоре: $\Phi_{\delta тр} = U_{\delta тр}/G_{м\delta}$. Если потоками рассеяния пренебречь, то поток будет один и тот же во всех частях МС. В этом случае можно найти потокосцепление $\Psi_{тр}$, при котором происходит трогание якоря: $\Psi_{тр} = N\Phi_{\delta тр}$, где N — число витков обмотки. Если потоки рассеяния относительно велики и ими пренебречь нельзя, то для определения $\Psi_{тр}$ при известном значении потока трогания в зазоре $\Phi_{\delta тр}$ следует решить прямую задачу по расчету магнитной цепи. В результате такого расчета определится как МДС трогания, так и потокосцепление трогания $\Psi_{тр}$. После этого из (6.91) необходимо определить зависимость $t = t(\Psi)$ при $x = 0$ и рассчитать время трогания, подставив в нее $\Psi = \Psi_{тр}$. Для этого представим (6.91) при $x = 0$ $(\delta = \delta_0)$ в виде

$$d\Psi/dt = u(t) - i(\Psi)R_э, \tag{6.107}$$

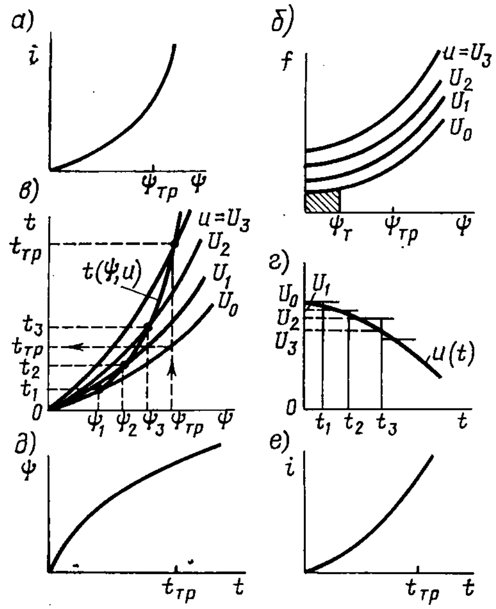


Рис. 6.41

где между током i и потокосцеплением Ψ имеется нелинейная зависимость $i(\Psi)$ (или $\Psi(i)$) при $x = 0$ $(\delta = \delta_0)$.

Эта зависимость (рис. 6.41, *а*) для заданной магнитной системы строится одним из методов, изложенных в § 6.5. На оси абсцисс отложено найденное выше значение $\Psi_{тр}$. Из (6.107)

$$t = \int_0^{\Psi} \frac{1}{u(t) - i(\Psi)R_э}\, d\Psi. \tag{6.108}$$

Построим график зависимости $t(\Psi)$ по (6.108) сначала для $u(t) = U_0 = \text{const}$. Для этого, задаваясь рядом значений потокосцепления Ψ, построим график подынтегральной функции $f(U_0, \Psi) = 1/(U_0 - i(\Psi)R_э)$ (рис. 6.41, *б*, кривая $u = U_0$), где $i(\Psi)$ — зависимость, заданная кривой на рис. 6.41, *а*. После этого, производя графическое интегрирование зависимости $f(U_0, \Psi)$, построим зависимость $t(\Psi)$ (рис. 6.41, *в*, кривая $u = U_0$):

$$t = \int_0^{\Psi} f(U_0, \Psi)\, d\Psi = S(\Psi)\, m_f m_\Psi,$$

где $S(\Psi)$ — зависимость площади (на рис. 6.41, *б* заштрихованная площадь, соответствующая некоторому текущему значению $\Psi_т$) от координаты Ψ; m_f, m_Ψ — масштабы соответственно по осям f и Ψ. По построенной кривой $t(\Psi)$ (рис. 6.41, *в*), отложив значение $\Psi_{тр}$, можно найти и время трогания $t_{тр}$.

Если напряжение $u(t)$, приложенное к обмотке ЭММ, изменяется по произвольному закону (рис. 6.41, *г*), то в этом случае будем строить график $t(\Psi)$ в предположении, что напряжение $u(t)$ изменяется ступенчато, т. е. некоторый интервал времени остается постоянным, затем скачкообразно изменяется и снова некоторое время остается постоянным и т. д. (рис. 6.41, *г*). Заметим, что моменты времени, при которых происходит скачок напряжения, при этом неизвестны. На первом интервале принимаем напряжение $u(t)=u(0)=U_0$. Тогда значения подынтегральной функции $f(U_0, \Psi)$ в (6.108) становятся известны; эту функцию можно построить и проинтегрировать. На рис. 6.41, *в* (кривая $u = U_0$) построен график зависимости $t(U_0, \Psi)$ для этого случая. Нанесем на этом рисунке на интервал $[0, \Psi_{тр}]$ ряд значений Ψ, т. е. $\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \ldots, \Psi_{тр}$. Тогда по кривой $u = U_0$ (рис. 6.41, *в*) можно определить время t_1, соответствующее значению потокосцепления Ψ_1. Отложим это время по оси времени (рис. 6.41, *г*) и найдем напряжение U_1 на обмотке, соответствующее этому моменту. Теперь в (6.108) вместо $u(t)$ подставим $u(t_1) = U_1 = \text{const}$ и произведем новое построение подынтегральной функции $f(U_1, \Psi)$ (кривая $u = U_1$ на рис. 6.41, *б*) и ее интегрирование.

В результате получаем зависимость $t(U_1, \Psi)$, представленную на рис. 6.41, *в* (кривая $u = U_1$). Пользуясь этой кривой, по значению Ψ_2 находим время t_2. Откладываем его на рис. 6.41, *г* и определяем $u(t_2) = U_2 = \text{const}$. Затем снова строим $f(U_2, \Psi)$, интегрируем эту зависимость и получаем зависимость $t(U_2, \Psi)$ и т. д. В результате такого построения на рис. 6.41, *в* получен ряд точек с координатами (Ψ_1, t_1), (Ψ_2, t_2), (Ψ_3, t_3), ..., которые определяют зависимость $t(u, \Psi)$. По ней для значения $\Psi_{тр}$ можно найти время трогания $t_{тр}$ при изменяющемся напряжении на обмотке. Заметим здесь, что для повышения точности расчета времени трогания при изменяющемся напряжении следует задаваться бóльшим числом значений Ψ_i (см. рис. 6.41, *в*). По графику зависимости $t(u, \Psi)$ можно построить график обратной функции $\Psi(u, t)$ (рис. 6.41, *д*), а затем, используя зависимость $i(\Psi)$ на рис. 6.41, *а*, построить $i(t)$ (см. рис. 6.41, *е*). Таким образом, на этапе трогания определены динамические характеристики $i(t)$, $\Psi(t)$ и время трогания.

§ 6.13. РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ДВИЖЕНИЯ

Для расчета динамических характеристик на этапе движения кроме уравнения равенства напряжений (6.91) совместно с ним необходимо решать уравнение равенства сил (моментов), действующих на подвижный элемент (якорь) ЭММ. При составлении этого уравнения учитываем, что электромагнитная сила $F(i(t), x(t))$ (или $F(\Psi(t), x(t))$) в каждое мгновение уравновешивается: 1) силой md^2x/dt^2, требующейся для ускорения приведенной массы m, образованной массой подвижного элемента (якоря) ЭММ и всеми массами, приводимыми электромагнитным механизмом в движение; 2) силой, определяемой механической характеристикой $F_м(x)$; в эту силу можно ввести также силы тяжести, если они препятствуют или способствуют срабатыванию ЭММ, и силы трения; 3) силой вязкого сопротивления $k_в dx/dt$, пропорциональной скорости подвижного элемента ЭММ и коэффициенту $k_в$, зависящему от вязких свойств среды. Все эти силы надо привести к одной точке. С учетом изложенного уравнение равенства сил (иногда его называют уравнением движения) для прямоходовых ЭММ имеет вид

$$m\,(d^2x/dt^2) + k_в\,(dx/dt) + F_м(x) = F(\Psi, x), \tag{6.109}$$

а для ЭММ с вращательным движением якоря

$$J\,\frac{d^2\varphi}{dt^2} + k_в\,\frac{d\varphi}{dt} + M_м(\varphi) = M(\Psi, \varphi), \tag{6.110}$$

где J — приведенный момент инерции относительно оси вращения якоря.

Уравнения (6.109) и (6.110) идентичны по форме (изоморфны); их решения также одинаковы по форме. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать уравнение равенства сил в виде (6.109) только для прямоходового ЭММ. Кроме уравнений (6.91) и (6.109) для расчета зависимостей $i(t)$ и $x(t)$ необходимо учитывать зависимости тока от потокосцепления и хода подвижного элемента (якоря) $i = i(\Psi, x)$ или $\Psi = \Psi(i, x)$; зависимость электромагнитной силы от потокосцепления и хода $F = F(\Psi, x)$ или $F = F(i, x)$, зависимость механической силы от хода $F_м = F_м(x)$. С учетом этого полная система уравнений динамики ЭММ, имеющего одну обмотку, для этапа движения приобретает вид:

$$d\Psi/dt + iR_э = u(t); \quad \Psi(0) = \Psi_{тр}; \tag{6.111}$$

$$\Psi = \Psi(i, x); \tag{6.112}$$

$$m\,(d^2x/dt^2) + k_в\,(dx/dt) + F_м = F; \; x(0) = 0; \; \dot{x}(0) = 0; \; 0 \leqslant x \leqslant x_к; \tag{6.113}$$

$$F_м = F_м(x) \tag{6.114}$$

$$F = F(\Psi, x) \text{ или } F = F(i, x), \; F|_{t=0} = F_м(0) = F_0. \tag{6.115}$$

Аналитическое решение уравнений динамики в общем виде из-за их нелинейности не представляется возможным. В связи с этим для расчета динамических характеристик приходится либо решать уравнения численными методами или с использованием АВМ, либо принимать упрощающие допущения и искать приближенные решения. Рассмотрим приближенные способы расчета динамических характеристик на этапе движения для различных ЭММ.

ЭММ без железа или с ненасыщенным магнитопроводом. Электродинамические механизмы (ЭДМ) (рис. 6.4, *а*—*в*; 6.7, *а*—*в*) получают питание, как правило, от предварительно заряженных конденсаторов. Поэтому в (6.111) зависимость $u(t) = -\frac{1}{C}\int\limits_0^t i dt + U_{\text{тр}}$ — есть напряжение на конденсаторе, где $U_{\text{тр}}$ — напряжение на обкладках конденсатора к моменту трогания. Это напряжение можно рассчитать по формуле $U_{\text{тр}} = -\frac{1}{C}\int\limits_0^{t_{\text{тр}}} i dt + U_{C0}$, где $i(t)$ — ток в ЭДМ, рассчитываемый по одной из формул (6.99)—(6.101) в зависимости от характера разряда конденсатора. Для решения уравнений динамики (6.111)—(6.115) примем следующие упрощающие допущения:

1. Так как ЭДМ являются быстродействующими, то для обеспечения высокого быстродействия ЭМС [см. § 6.8, уравнение (6.55а)] должна быть намного больше механической силы. Поэтому без большой погрешности механическую силу можно считать постоянной.

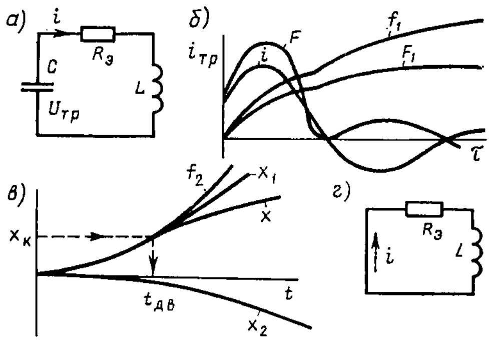


Рис. 6.42

2. Потокосцепление Ψ для линейных ЭММ определяется через индуктивность L и ток i в катушках: $\Psi = Li$. Для ЭДМ с последовательно соединенными катушками под индуктивностью подразумевается результирующая индуктивность, образованная этими катушками. Для решения уравнений можно принять $L = L_0 = \text{const}$ и считать $\Psi = L_0 i$. При этом в расчет вносится погрешность. Однако на время движения и срабатывания она влияет мало, так как в ЭДМ ток и, следовательно, ЭМС достигают максимального значения при незначительных перемещениях подвижной катушки (см. рис. 6.5, *г*), а к моменту, когда перемещение близко к конечному, ток и сила заметно спадают, и уже мало влияют на изменение скорости катушки. Это допущение приводит к тому, что найденное расчетным путем время движения $t_{\text{дв}}$ оказывается меньше, чем в действительности.

С учетом допущений для ЭДМ на этапе движения имеем (см. электрическую схему замещения на рис. 6.42, *а*):

$$L_0 \frac{di}{dt} + iR_э + \frac{1}{C}\int\limits_0^t i dt = U_{\text{тр}}, \quad i(0) = i_{\text{тр}}; \tag{6.116}$$

$$m(d^2x/dt^2) + k_{\text{в}}(dx/dt) = F(t) - F_{\text{м}};$$

$$x(0) = 0; \quad \dot{x}(0) = 0; \quad 0 \leqslant x \leqslant x_{\text{к}}; \tag{6.117}$$

$$F(t) = i^2 b/2, \tag{6.118}$$

где $b = dL/dx$ — производная, вычисляемая при $x = 0$.

Уравнение (6.116) с ненулевым начальным условием решаем операторным способом. Пусть $i(t) \risingdotseq i(\underline{p})$, тогда $di/dt \risingdotseq \underline{p}\,(i(\underline{p}) - i_{тр})$ и $\int\limits_0^t i dt \risingdotseq i(\underline{p})/\underline{p}$. Представим (6.116) в операторном виде:

$$L_0 \underline{p}\,(i(\underline{p}) - i_{тр}) + R_э\, i(\underline{p}) + i(\underline{p})/(C\underline{p}) = U_{тр},$$

откуда

$$i(\underline{p}) = (U_{тр}/L_0)\,\underline{p}/(\underline{p}^2 + 2\delta \underline{p} + \omega_0^2) + i_{тр}\,\underline{p}^2/(\underline{p}^2 + 2\delta\underline{p} + \omega_0^2),$$

где $\delta = R_э/(2L_0)$; $\omega_0^2 = 1/(LC)$.

Приведем знаменатель $\underline{p}^2 + 2\delta\underline{p} + \omega_0^2$ к виду $(\underline{p} + \delta)^2 + \omega'^2$, где $\omega'^2 = \omega_0^2 - \delta_0^2$. Применяя затем основные теоремы операционного исчисления, находим оригинал:

$$i = \frac{U_{тр}}{L_0\,\omega'} e^{-\delta t} \sin \omega' t + i_{тр}\, e^{-\delta t}\left(\cos \omega' t - \frac{\delta}{\omega'} \sin \omega' t\right). \quad (6.119)$$

Здесь принято $\omega_0^2 > \delta^2$, что имеется в оптимальных конструкциях ЭДМ.

Решим теперь уравнение равенства сил (6.117) операторным способом в общем виде, полагая, что сила $F(t)$ имеет изображение $F(\underline{p})$ и что начальные условия ненулевые: $x(0) = x_0$, $\dot{x}(0) = v_0$. Тогда (6.117) представим в операторной форме:

$$m\underline{p}^2 x(\underline{p}) + k_в \underline{p} x(\underline{p}) = F(\underline{p}) - F_м + m x_0 \underline{p}^2 + (m v_0 + k_в x_0)\underline{p},$$

откуда для изображения хода находим

$$x(\underline{p}) = \frac{1}{m} F(\underline{p}) \frac{1}{\underline{p}(\underline{p} + \beta)} - \frac{F_м}{m} \frac{1}{\underline{p}(\underline{p} + \beta)} + x_0 \frac{\underline{p}}{\underline{p} + \beta} +$$

$$+ (v_0 + \beta x_0) \frac{1}{\underline{p} + \beta}, \quad (6.120)$$

где $\beta = k_в/m$.

Первое слагаемое в (6.120) представим в виде:

$$(1/m)\,F(\underline{p})/[\underline{p}(\underline{p} + \beta)] = (1/m)(1/\underline{p})(F(\underline{p})/\underline{p})\,\underline{p}/(\underline{p} + \beta).$$

Здесь имеем разделенное на p произведение двух изображений: $F(\underline{p})/\underline{p}$ оригинала $F_1(\tau) = \int\limits_0^\tau F(\tau) d\tau$ и $p/(p + \beta)$ оригинала $e^{-\beta t}$. По теореме о свертке двух функций находим оригинал для этого слагаемого:

$$\frac{1}{m} \frac{1}{\underline{p}} \frac{F(\underline{p})}{\underline{p}} \frac{\underline{p}}{\underline{p} + \beta} \risingdotseq \frac{1}{m} \int\limits_0^t e^{-\beta(t-\tau)} F_1(\tau)\, d\tau =$$

$$= \frac{1}{m} e^{-\beta t} \int\limits_0^t e^{\beta\tau} F_1(\tau)\, d\tau.$$

В оригинале переменная интегрирования обозначена τ для того, чтобы отличить ее от переменной t и верхнего предела t, которые в процессе интегрирования считаются постоянными. Второе слагаемое в (6.120) дает оригинал

$$\frac{F_{\text{м}}}{m}\frac{1}{\underline{p}(\underline{p}+\beta)} \doteqdot \frac{F_{\text{м}}}{m}\left[\frac{1}{\beta^2}(e^{-\beta t}-1)+\frac{t}{\beta}\right],$$

а третье и четвертое соответственно

$$x_0\frac{\underline{p}}{\underline{p}+\beta} \doteqdot x_0 e^{-\beta t};\quad (v_0+\beta x_0)\frac{1}{\underline{p}+\beta} \doteqdot \frac{v_0+\beta x_0}{-\beta}(e^{-\beta t}-1).$$

Таким образом, для оригинала хода из (6.120) имеем:

$$x=\frac{1}{m}e^{-\frac{k_{\text{в}}t}{m}}\int\limits_0^t e^{\frac{k_{\text{в}}\tau}{m}}F_1(\tau)\,d\tau +$$

$$+\frac{F_{\text{м}}}{k_{\text{в}}}\left[\frac{m}{k_{\text{в}}}\left(1-e^{-\frac{k_{\text{в}}t}{m}}\right)-t\right]+x_0+\frac{v_0 m}{k_{\text{в}}}\left(1-e^{-\frac{k_{\text{в}}t}{m}}\right), \qquad (6.121)$$

где $F_1(\tau)=\int\limits_0^\tau (i^2(\tau)b/2)d\tau$; $i(\tau)$ — ток, определяемый выражением (6.119).

Уравнение (6.121) — общее решение (6.117) с ненулевыми начальными условиями. В частном случае, когда начальный ход и скорость нулевые ($x_0 = 0$, $v_0 = 0$) в решении (6.121) остаются только два первых слагаемых.

При подстановке тока i из (6.119) в выражение для функции $F_1(\tau)$ в (6.121) получается громоздкое выражение для хода x, которое здесь не приводится.

Для определения времени движения и срабатывания можно построить последовательно графики функций: $i(\tau)$ — по (6.119); $F(\tau) = i^2(\tau)b/2$ — по (6.118); $F_1(\tau)=\int\limits_0^\tau F(\tau)d\tau$; $f_1(\tau)=F_1(\tau)e^{k_{\text{в}}\tau/m}$ — подынтегральной функции в первом слагаемом (6.121); $f_2(t) = \int\limits_0^t f_1(\tau)d\tau$ — интеграла в первом слагаемом (6.121); первого $x_1(t) = \frac{1}{m}e^{-k_{\text{в}}t/m}f_2(t)$, второго $x_2(t) = (F_{\text{м}}/k_{\text{в}})\left[\frac{m}{k_{\text{в}}}(1-e^{-k_{\text{в}}t/m})-t\right]$ слагаемых и хода $x(t) = x_1(t) + x_2(t)$ — по (6.121).

На рис. 6.42, *б* приведены графики указанных функций от независимой переменной τ, а на рис. 6.42, *в* — от времени t. По графику зависимости хода $x(t)$ и конечному значению хода $x_{\text{к}}$ можно найти время движения $t_{\text{дв}}$, а затем и время срабатывания $t_{\text{ср}} = t_{\text{тр}} + t_{\text{дв}}$.

Если конденсатор в ЭДМ зашунтирован диодом (см. рис. 6.5, *а*), то найденные решения $i(t)$ и $x(t)$ верны только до момента перехода напряжения на конденсаторе через нулевое значение. В этот момент ток в катушке $i_{\text{пер}}$, ход ее $x_{\text{пер}}$, а скорость $\dot{x}_{\text{пер}}$. С момента, когда диод шунтирует конденсатор, электрическая схема замещения ЭДМ становится иной (рис. 6.42, *г*). Если принять этот момент времени за нулевой, то в соответствии со схемой исходные уравнения динамики приобретут вид

$$L_0 (di/dt) + iR_э = 0,\ i(0) = i_{пер};$$
$$m(d^2x/dt^2) + k_в (dx/dt) = F(t) - F_м,\ x(0) = x_{пер},\ \dot{x}(0) = \dot{x}_{пер};$$
$$F(t) = i^2 b/2.$$

Решение первого уравнения имеет вид

$$i = i_{пер}\, e^{-R_э t/L_0}. \tag{6.122}$$

Решением второго уравнения является формула (6.121), в которую вместо x_0 следует подставить $x_{пер}$, а вместо v_0 значение $\dot{x}_{пер}$. Величину $i(\tau)$ подставлять в соответствии с (6.122).

Осциллограммы $i(t)$ и $x(t)$ при срабатывании ЭДМ с диодом представлены на рис. 6.5, *д*. Заметим, что кривая хода $x(t)$ ЭДМ с диодом с момента прохождения тока по диоду располагается немного выше, чем в ЭДМ без диода. Времена срабатывания в том и другом случае отличаются незначительно.

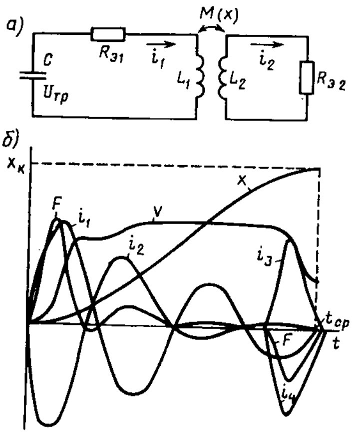


Рис. 6.43

Проведен расчет динамических характеристик ЭДМ с рядом упрощающих допущений. Более точно динамические характеристики с учетом изменения индуктивности катушки и механической силы от хода можно рассчитать аналитически методом последовательных приближений [18] или с использованием вычислительных машин [19].

Индукционно-динамические механизмы (ИДМ) (рис. 6.4, *г—е*; 6.7, *г*, *д*), как и ЭДМ, получают питание от предварительно заряженных конденсаторов. Это позволяет получить быстронарастающие большие токи. Частота колебаний тока разряда конденсатора может достигать 2—3 кГц, а его амплитуда — 5—10 кА. На этапе движения динамические характеристики описываются уравнениями (6.102) равенства напряжений в контурах (схема замещения на рис. 6.43, *а*) и уравнениями равенства сил (6.113). ЭМС F в (6.113) определяется уравнением (6.56). Начальные условия для решения уравнений динамики (6.102), (6.113) и (6.56) определяются подстановкой значения времени трогания $t_{тр}$ в (6.104), т. е. $i_1(0) = i_{1тр}$; $i_2(0) = i_{2тр}$ и условиями $x(0) = \dot{x}(0) = 0$.

Точное аналитическое решение уравнений динамики из-за их нелинейности не представляется возможным. В связи с этим приходится принимать упрощающие допущения. Из осциллограммы срабатывания ИДМ (см. рис. 6.5, *и*) видно, что основное изменение скорости диска и связанных с ним частей происходит за первый полупериод колебаний токов i_1 и i_2. При этом ход диска относительно мал, и поэтому взаимную индуктивность $M(x)$ и ее производную $\partial M/\partial x$ на этом ходе можно принять постоянными. Во второй и последующие полупериоды колебаний тока электромагнитная ускоряющая сила F становится относительно небольшой и мало влияет на изменение параметров движения диска. В этом случае можно полагать, что диск в течение второго и последующего полупериодов движется по инерции; расчетное время срабатывания оказывается несколько больше действительного.

Кроме этих допущений обычно принимают механическую силу $F_м = 0$. Это допущение следует из того, что ЭМС F намного больше, чем механическая сила $F_м$. Оно приводит к уменьшению расчетного времени срабатывания против действительного и в некоторой степени компенсирует увеличение расчетного времени срабатывания, вызванного неучетом ЭМС во втором и последующих полупериодах колебаний тока. Это допущение означает, что трогание диска начинается в нулевой момент времени и, следователелнько $i_{1тр} = i_{2тр} = 0$.

С учетом этих допущений и принятого выше значения $R_{э2} = 0$ [см. (6.103) и (6.104)] уравнения динамики ИДМ можно представить в виде

$$L_э \frac{di_1}{dt} + i_1 R_{э1} + \frac{1}{C}\int_0^t i_1\,dt = U_{C0}; \quad i_1(0) = 0;$$

$$i_2 = -\frac{M_0}{L_2} i_1; \quad i_2(0) = 0; \tag{6.123}$$

$$m\frac{d^2 x}{dt^2} + k_в \frac{dx}{dt} = F; \quad x(0) = 0; \quad \dot{x}(0) = 0; \quad F = i_1 i_2 b, \tag{6.124}$$

где $M_0 = M(0)$ — взаимная индуктивность при нулевом ходе, Гн, а $b = \partial M/\partial x$ — ее производная (Гн/м) при $x = 0$ ($b < 0$); $L_э = L_1 - M_0^2/L_2$— эквивалентная индуктивность, Гн.

Решение уравнений (6.123) получено выше [см. (6.104)], а решение (6.124), совпадает с решением (6.117) при $x_0 = 0$, $v_0 = 0$, $F_м = 0$ [см. (6.121)] и имеет вид

$$x = \frac{1}{m} e^{-k_в t/m} \int_0^t e^{k_в \tau/m} F_1(\tau)\,d\tau, \tag{6.125}$$

где $F_1(\tau) = \int_0^\tau i_1(\tau) i_2(\tau) b\,d\tau$ — ЭМС, движущая диск, Н.

Для ИДМ, работающих в среде с малой вязкостью, можно положить $k_в = 0$. Учитывая это и подставляя в (6.125) выражения для токов (6.104), получаем для хода:

$$x = \frac{1}{m}\int_0^t\int_0^t -\frac{U_{C0}^2 M_0 b}{(\omega' L_э)^2 L_2} e^{-2\delta t}\sin^2(\omega' t)\,dt^2; \tag{6.126}$$

для скорости $v = dx/dt$:

$$v = \frac{1}{m}\int_0^t -\frac{U_{C0}^2 M_0 b}{(\omega' L_э)^2 L_2} e^{-2\delta t}\sin^2(\omega' t)\,dt, \tag{6.127}$$

где $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$; $\omega_0^2 = 1/\sqrt{L_э C}$; $\delta = R_{э1}/(2L_э)$.

Значения хода и скорости вычисляются по (6.126) и (6.127) до момента времени $t' = T'/2 = \pi/\omega'$. С этого момента для определения хода и скорости следует решить уравнение

$$m\,(d^2x/dt)^2 + k_в\,(dx/dt) = 0;\quad x(0) = x(t') = x_0;\quad \dot{x}(0) = v(t') = v_0. \tag{6.128}$$

Его решение получаем из (6.121) при $F_1(\tau) = 0$ и $F_м = 0$:

$$x = x_0 + (v_0 m/k_в)(1 - e^{-k_в t/m}). \tag{6.129}$$

Если в (6.128) $k_в = 0$, то

$$x = x_0 + v_0 t. \tag{6.130}$$

Для определения времени движения $t_{дв}$ диска ИДМ наиболее просто построить график зависимости $x(t)$ до значения времени $t = t' = \pi/\omega'$ по (6.125) или (6.126), а при $t > t'$ — по (6.129) или (6.130) и затем по конечному значению хода $x_к$ определить $t_{дв}$. Время срабатывания можно принять равным времени движения.

Если в ИДМ применяется электромагнитное торможение диска (см. рис. 6.7, *д*), то для расчета динамических характеристик на этапе торможения используют те же уравнения, что и для этапа ускорения, но с другими начальными условиями. При тех же допущениях, что и на этапе ускорения, система уравнений приобретает вид (схема замещения аналогична схеме на рис. 6.43, *а*).:

$$L_э\,(di_3/dt) + i_3 R_{э3} + \int_0^t i_3\,dt = U_{C0};\quad i_3(0) = 0;$$

$$i_4 = -i_3 M_т/L_4;\quad i_4(0) = 0;$$

$$m\,(d^2x/dt) + k_в\,(dx/dt) = F;\ x(0) = x_т;\ \dot{x}(0) = v_т;\ F = i_3 i_4 b_т,$$

где $L_э = L_3 - M_т^2/L^4$; i_3, i_4 — токи в тормозном индукторе и диске; $M_т$ — взаимная индуктивность между тормозным индуктором и диском в момент начала торможения; $x_т$, $v_т$ — ход и скорость диска в момент начала торможения; $b_т = \partial M_т/\partial x$ — производная взаимной индуктивности по ходу ($b_т > 0$) при $x = x_т$.

Решение этих уравнений совпадает с (6.104) и (6.121). Динамические характеристики ИДМ с ускорением и торможением приведены на рис. 6.43, *б*.

Поляризованные ЭММ. Зависимости тока управления $i(t)$ в обмотке быстродействующего силового поляризованного электромагнита (ПЭМ), ток $i_{тр}$ и время $t_{тр}$ трогания определены в § 6.12. Приведем расчет зависимости тока $i(t)$ и хода $\varphi(t)$ якоря ПЭМ на этапе движения. Положим, что питающее напряжение U ПЭМ постоянное и что управляющий ток проходит по одной обмотке (см. рис. 6.37, *а*). Для расчета динамических характеристик составим уравнения равенства напряжений

$$d\Psi/dt + iR_э = U, \tag{6.131}$$

где $\Psi = (\Phi_у - \Phi_1)N$, и равенства (6.110) моментов, действующих на якорь,

$$J\,(d^2\varphi/dt^2) + k_в\,(d\varphi/dt) + M_м\,(\varphi) = M; \tag{6.132}$$

здесь $M = l_я\,[(\Phi_1 - \Phi_у)^2 - (\Phi_2 + \Phi_у)^2]/\,(2\mu_0 S_\delta) = l_я\,(\Phi_1 - \Phi_2 - 2\Phi_у)\Phi_я/(2\mu_0 S_\delta)$ — электромагнитный момент, определяемый (6.89), Н · м.

Выражения (6.85) для потоков $\Phi_у = Ni/R_{м\delta}$, Φ_1 и Φ_2, проходящих по зазорам δ_1 и δ_2, получены в § 6.10:

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_п - (F_ф - \Phi_п R_{м.п})/R_{мs}}{R_{м\delta}} R_{м2}(\varphi);$$

$$\Phi_2 = \frac{\Phi_п - (F_ф - \Phi_п R_{м.п})/R_{мs}}{R_{м\delta}} R_{м1}(\varphi), \tag{6.133}$$

где $R_{м\delta} = R_{м1}(\varphi) + R_{м2}(\varphi) = (\delta_1 + \delta_2)/\,(\mu_0 S_\delta) = \mathrm{const}$ — суммарное сопротивление (1/Гн) на пути потока управления, не зависящее от угла поворота φ якоря.

Для упрощения расчетов допустим, что поляризующий магнитный поток $\Phi_п$ при повороте якоря не изменяется, т. е. $\Phi_п = \mathrm{const}$. Это допущение не приводит к заметным погрешностям, так как внутренняя магнитная проводимость $G_{м.п} = 1/R_{м.п}$ постоянного магнита намного меньше суммарной проводимости зазоров $G_{м1}(\varphi) + G_{м2}(\varphi) = 1/R_{м1}(\varphi) + 1/R_{м2}(\varphi)$, изменение которой при повороте якоря мало влияет на изменение поляризующего потока. С учетом этого допущения числители в (6.133) — постоянные числа:

$$\Phi_п - (F_ф - \Phi_п R_{м.п})/R_{мs} = \Phi_я = \mathrm{const}.$$

Представим также выражения для магнитных сопротивлений $R_{м1}$ и $R_{м2}$ в (6.133) через текущую координату угла поворота якоря φ, плечо $l_я$ и конечный угол поворота якоря $\varphi_к = \delta/l_я$, где $\delta = \delta_1 + \delta_2$:

$$R_{м1} = \varphi l_я/(\mu_0 S_\delta); \quad R_{м2} = (\varphi_к - \varphi)\,l_я/(\mu_0 S_\delta).$$

С учетом изложенного и принятого допущения $\Phi_п = \mathrm{const}$ уравнения динамики ПЭМ имеют вид:

$$L\,(di/dt) + (\Phi_я l_я N/\delta)\,(d\varphi/dt) + iR_э = U; \tag{6.134}$$

$$J\frac{d^2\varphi}{dt^2} + k_в\frac{d\varphi}{dt} + M_м(\varphi) = \frac{\Phi_я^2 l_я}{2\mu_0 S_\delta} - \frac{\Phi_я^2 l_я^2}{\mu_0 \delta S_\delta}\varphi - \frac{\Phi_я l_я N}{\delta} i, \tag{6.135}$$

где $L = N^2/R_{м\delta}$ — индуктивность обмотки управления.

Начальные условия для решения этих уравнений на этапе движения следующие: $i\,(0) = i_{тр}$; $\varphi\,(0) = 0$; $\dot\varphi\,(0) = 0$. Для определенности зададимся линейно возрастающим механическим моментом $M_м$, определяемым уравнением $M_м(\varphi) = M_0 + z\varphi$, где M_0 — начальный момент, а z — коэффициент.

Для решения уравнений динамики ПЭМ воспользуемся операторным методом. Записав (6.134) и (6.135) в операторном виде, можно найти из них изображения тока $i(\underline{p})$ и хода $\varphi(\underline{p})$:

$$i(\underline{p}) = \underline{p} g_i(\underline{p}) / f(\underline{p}); \quad \varphi(\underline{p}) = \underline{p} g_\varphi(\underline{p}) / f(\underline{p}),$$

где

$$g_i(\underline{p}) = (U + L i_{тр} \underline{p})[J\underline{p}^2 + k_в \underline{p} + z + \Phi_я^2 l_я^2/(\mu_0 S_\delta \delta)] - $$

$$- \underline{p} \frac{\Phi_я l_я N}{\delta} \left(\frac{\Phi_я^2 l_я}{2\mu_0 S_\delta} - M_0 \right);$$

$$g_\varphi(\underline{p}) = (L\underline{p} + R_э)(\Phi_я^2 l_я/(2\mu_0 S_\delta) - M_0) - (U + L\underline{p} i_{тр}) \Phi_я l_я N/\delta;$$

$$f(\underline{p}) = \underline{p}[(L\underline{p} + R_э)(J\underline{p}^2 + k_в \underline{p} + z + \Phi_я^2 l_я^2/(\mu_0 S_\delta \delta)) - \underline{p}(\Phi_я l_я N/\delta)^2].$$

Для нахождения оригиналов разложим дроби $g_i(\underline{p})/f(\underline{p})$ и $g_\varphi(\underline{p})/f(\underline{p})$ на суммы элементарных дробей. Знаменатель в дробях представляет многочлен четвертой степени. Один корень его $\underline{p}_1 = 0$ известен, а остальные $\underline{p}_2$, $\underline{p}_3$, $\underline{p}_4$ можно найти из решения кубического уравнения $f(\underline{p})/\underline{p}$, например, способом Кардано. Обычно корни $\underline{p}_2 - \underline{p}_4$ однократные. В этом случае разложение изображений $i(\underline{p})$, $\varphi(\underline{p})$ имеет вид

$$i(\underline{p}) = \underline{p}\left[\frac{C_{i1}}{\underline{p}-\underline{p}_1} + \frac{C_{i2}}{\underline{p}-\underline{p}_2} + \frac{C_{i3}}{\underline{p}-\underline{p}_3} + \frac{C_{i4}}{\underline{p}-\underline{p}_4}\right];$$

$$\varphi(\underline{p}) = \underline{p}\left[\frac{C_{\varphi 1}}{\underline{p}-\underline{p}_1} + \frac{C_{\varphi 2}}{\underline{p}-\underline{p}_2} + \frac{C_{\varphi 3}}{\underline{p}-\underline{p}_3} + \frac{C_{\varphi 4}}{\underline{p}-\underline{p}_4}\right]. \quad (6.136)$$

Коэффициенты разложения C_{ik} и $C_{\varphi k}$ ($k = 1, 2, 3, 4$) в (6.136) при однократных корнях можно найти по формулам:

$$C_{ik} = g_i(\underline{p}_k)/f'(\underline{p}_k); \quad C_{\varphi k} = g_\varphi(\underline{p}_k)/f'(\underline{p}_k); \quad (k = 1, 2, 3, 4),$$

где $g_i(\underline{p}_k)$, $g_\varphi(\underline{p}_k)$ — числители дробей, полученные при подстановке вместо $\underline{p}$ корня $\underline{p}_k$; $f'(\underline{p}_k)$ — производная многочлена знаменателя $f(p)$, вычисленная также при подстановке в нее вместо $\underline{p}$ корня $\underline{p}_k$.

После того, как коэффициенты разложения определены, от изображений можно перейти к оригиналам. Учтем при этом, что $\underline{p}_1 = 0$. Тогда

$$i(t) = C_{i1} + \sum_{k=2}^{4} C_{ik} e^{\underline{p}_k t}; \quad \varphi(t) = C_{\varphi 1} + \sum_{k=2}^{4} C_{\varphi k} e^{\underline{p}_k t}. \quad (6.137)$$

Если корни $\underline{p}_2 - \underline{p}_4$ вещественны, то и коэффициенты C_{ik}, $C_{\varphi k}$ также вещественны и уравнения (6.137) сохраняют свою форму. Если среди корней имеются мнимые (как на практике), например $\underline{p}_3 = a + jb$, $\underline{p}_4 = a - jb$, то они являются попарно сопряженными. В этом случае при вычислении коэффициентов $\underline{C}_{i3}$, $\underline{C}_{i4}$ и $\underline{C}_{\varphi 3}$, $\underline{C}_{\varphi 4}$ они оказываются также мнимыми попарно сопряженными, а коэффициенты имеют вид

$\underline{C}_{3,4} = M \pm jN$, где M, N — вещественная и мнимая части. Тогда в выражениях (6.137)

$$\underline{C}_3 e^{\underline{p}_3 t} + \underline{C}_4 e^{\underline{p}_4 t} = (M + jN) e^{(a+jb)t} + (M - jN) e^{(a-jb)t}.$$

Раскрыв скобки и воспользовавшись затем формулами Эйлера

$$\cos bt = (e^{jbt} + e^{-jbt})/2, \ \sin bt = (e^{jbt} - e^{-jbt})/(2j),$$

получим $\underline{C}_3 e^{p_3 t} + \underline{C}_4 e^{p_4 t} = 2e^{at}(M \cos bt - N \sin bt)$.

Таким образом, решение уравнений динамики ПЭМ (6.134) и (6.135) можно представить в виде:

$$\left.\begin{aligned} i(t) &= C_{i1} + C_{i2} e^{p_2 t} + 2e^{at}(M_i \cos bt - N_i \sin bt); \\ \varphi(t) &= C_{\varphi_1} + C_{\varphi_2} e^{p_2 t} + 2e^{at}(M_\varphi \cos bt - N_\varphi \sin bt), \end{aligned}\right\} \quad (6.138)$$

где M_i, M_φ — вещественная часть коэффициентов $\underline{C}_{i3}$, $\underline{C}_{\varphi 3}$; N_i, N_φ — их мнимая часть; a, b — вещественная и мнимая части корней $\underline{p}_3$, $\underline{p}_4$.

Определение времени движения якоря ПЭМ целесообразно производить графически. Для этого строят график зависимости $\varphi(t)$ по (6.137) или по (6.138), а затем по значению $\varphi_к$ находят время движения $t_{дв}$. Время срабатывания определяют по формуле $t_{ср} = t_{дв} + t_{тр}$.

Часто для срабатывания ПЭМ к обмотке подводят не постоянное напряжение U, а подключают предварительно заряженный конденсатор. В этом случае можно осуществить форсировку и добиться меньшего времени срабатывания ПЭМ. Кроме того, отпадает надобность коммутации постоянного напряжения U после срабатывания ПЭМ.

При работе от конденсатора в (6.134) вместо U следует подставить $u(t)$, где $u(t) = -\frac{1}{C}\int_0^t i dt + U_{тр}$. Здесь $U_{тр}$ — напряжение на обкладках конденсатора в момент трогания якоря. Методика решения уравнений динамики ПЭМ остается такой же, как изложенная выше для ПЭМ, работающего от постоянного напряжения. В изображениях $i(p)$ для тока и $\varphi(p)$ хода якоря в знаменателях содержится многочлен $f(\underline{p})$ пятой степени. Один его корень известен: $\underline{p}_1 = 0$. Остальные можно найти из решения уравнения $f(\underline{p})/\underline{p} = 0$ четвертой степени. Корни его $\underline{p}_2 - \underline{p}_5$ находят точно. Поэтому точно можно найти и решения уравнений динамики:

$$i(t) = \sum_{k=1}^{5} \underline{C}_{ik} e^{\underline{p}_k t}; \quad \varphi(t) = \sum_{k=1}^{5} \underline{C}_{\varphi k} e^{\underline{p}_k t}.$$

Время движения находится из графика $\varphi(t)$ при $\varphi = \varphi_к$.

ЭММ с насыщенным магнитопроводом. Пусть требуется рассчитать динамические характеристики $i(t)$, $x(t)$, описываемые системой (6.111)—(6.115), и время движения $t_{дв}$ для быстродействующего электромагнита постоянного тока (рис. 6.44, a). Положим, что подвижные части находятся в газовой среде. Тогда коэффициент $k_в$ в (6.113) можно принять равным нулю.

Найти аналитическое решение уравнений динамики не представляется возможным. Поэтому воспользуемся приближенным графо-аналитическим способом, предложенным проф. Н. Е. Лысовым. Согласно способу весь проходимый якорем путь $x_к = \delta_0$ разбивается на произвольное число участков (см. рис. 6.44, *а*). Для каждого зна-

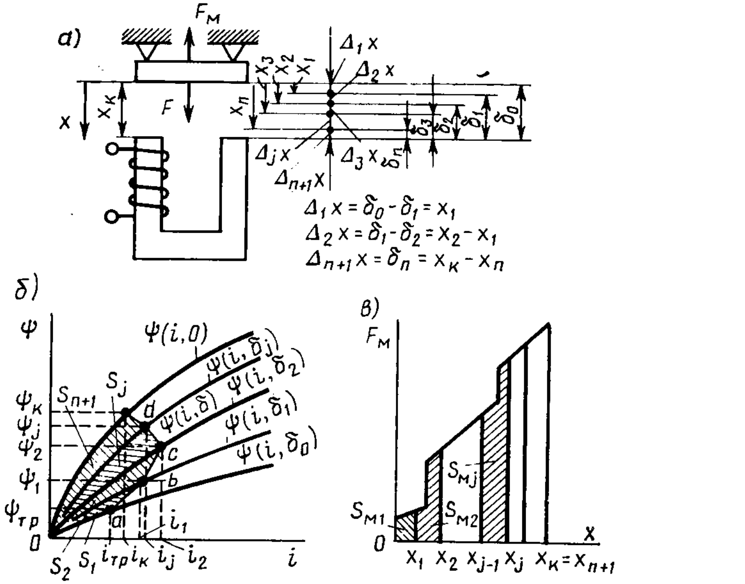


Рис. 6.44

чения зазора δ_j ($j = 0, 1, 2, 1..., n$) рассчитывается зависимость $\Psi(i)$ см. § 6.4) потокосцепления обмотки от тока в ней и строятся графики $\Psi(i, \delta_j)$ ($j = 0, 1, 2, ..., n$).

Затем уравнения динамики представляются в конечных разностях. Предварительно равенство сил (6.113) преобразуется к равенству работ следующим образом (напомним, что принято $k_в = 0$). Если (6.113) умножить на dx и ввести в него переменную $v = dx/dt$ (v — мгновенное значение скорости якоря), то $d\,(mv^2/2) + F_м dx = F dx$, т. е. работа электромагнитных сил $F dx$ на пути dx затрачивается на совершение механической работы $F_м dx$ и прирост кинетической энергии якоря $d\,(mv^2/2)$. В конечных разностях уравнения имеют вид:

$$\Delta_j \Psi/\Delta_j\, t + i_{j\,ср} R_э = U; \qquad (6.139)$$

$$\Delta_j (mv^2/2) = F\Delta_j x - F_м\, \Delta_j x. \qquad (6.140)$$

Равенство (6.139) используется для проверки правильности расчетов по (6.130). Так как изменение кинетической энергии происходит вследствие изменения скорости на каждом из участков $\Delta_j x$ ($j = 1, 2, ..., n$), которые проходит якорь, то прирост кинетической энергии в конце каждого j-го участка $\Delta_j (mv^2/2) = m(v_{jк}^2 - v_{jн}^2)/2$, где $v_{jк}$, $v_{jн}$ — скорость якоря в конце и начале j-го участка, м/с. Подставив это равенство в (6.140), можно найти скорость якоря в конце j-го участка:

$$v_{jк} = \sqrt{2(F\Delta_j x - F_м \Delta_j x)/m + v_{jн}^2}. \qquad (6.141)$$

В этом равенстве $F\Delta_j x$ — работа, совершаемая ЭМС на участке хода $\Delta_j x$. Из рис. 6.44, *б* видно, что эта работа определяется площадью S_j (см. § 6.6), заключенной между кривыми $\Psi(i, \delta_{j-1})$, $\Psi(i, \delta_j)$ и переходной кривой $\Psi(i, \delta)$, т. е. $F\Delta_j x = S_j m_i m_\Psi$, где m_i, m_Ψ — масштабы по осям i и Ψ.

Механическая работа $F_м \Delta_j x$ на j-м участке, определяемая площадью $S_{мj}$, заключенной между графиком механической характеристики $F_м(x)$, осью абсцисс и прямыми с координатами x_{j-1}, x_j (рис. 6.44, *в*):

$$F_м \Delta_j x = \int_{x_{j-1}}^{x_j} F_м \, dx = S_{мj} m_F m_x,$$

где m_F, m_x масштабы по осям $F_м$ и x.

Таким образом, в (6.141) работа ЭМС и работа по преодолению механических сил известны. Скорость якоря $v_{jн}$ в начале j-го участка равна скорости якоря $v_{j-1к}$ в конце предыдущего j — 1-го участка, поэтому по (6.141), начиная с первого участка, можно провести расчеты.

Начальная скорость якоря $v_{1н} = 0$. Конечную $v_{1к}$ найдем следующим образом. Ток и потокосцепление трогания рассчитаны на этапе трогания и определяют точку a на кривой $\Psi(i, \delta_0)$ (рис. 6.44, *б*). Когда якорь проходит первый участок, то зазор равняется δ_1, и в конце этого участка в обмотке имеется некоторый ток i_1, пока неизвестный. Нанесем произвольно на кривую $\Psi(i, \delta_1)$ точку b, определяющую ток i_1. При этом полагаем, что зависимость потокосцепления $\Psi = \Psi(i, \delta)$ от тока при изменяющемся зазоре δ определяется прямой, соединяющей точки a и b. Тогда по площади S_1 (рис.6.44, *б*) можем определить работу ЭМС. Работу по преодолению механической силы определим по площади $S_{м1}$ (рис. 6.44, *в*). Теперь можем рассчитать по (6.141) скорость $v_{1к}$ в конце первого участка.

Затем по (6.139) необходимо проверить правильность положения точки b. Если равенство (6.139) выполняется, то это означает, что положение точки b выбрано правильно. Следовательно, приращение потокосцепления $\Delta_1\Psi = \Psi_1 - \Psi_{тр}$ на первом участке хода, время $\Delta_1 t$, за которое этот участок пройден, и средний ток в обмотке $i_{1ср} = (i_{тр} + i_1)/2$ на этом участке имеют значения, при которых удовлетворяются (6.139) и (6.140) одновременно. Время $\Delta_1 t$ находится делением пути $\Delta_1 x$ на среднюю скорость $v_{1ср} = (v_{1н} + v_{1к})/2 = (0 + v_{1к})/2$, т. е. $\Delta_1 t = \Delta_1 x / v_{1ср}$. Подставляя найденные значения $\Delta_1\Psi$, $\Delta_1 t$, $i_{1ср}$ в (6.139), рассчитываем левую часть равенства и сопоставляем ее значение с напряжением U. Если окажется, что значение левой части $\Delta_1\Psi/\Delta_1 t + i_{1ср}R_э$ больше U, то точку b на кривой $\Psi(i, \delta_1)$ следует нанести левее исходного значения, а если меньше U, то правее, и рассчитать по (6.141) снова. При выполнении равенства (6.139) переходим к расчету $v_{2к}$ на следующем участке. От точки b в произвольно выбранную точку c проводим прямую. По (6.141) рассчитываем $v_{2к}$, где $v_{2н} = v_{1к}$, и вновь проверяем выполнение равенства (6.139). Значения приращений потокосцеплений $\Delta_2\Psi = \Psi_2 - \Psi_1$ и среднего тока $i_{2ср} = (i_1 + i_2)/2$ на втором и на последующих участках берут из рис. 6.44, *б*, а значения механической работы $F_м\,\Delta_j x$ — из рис. 6.44, *в*. Таким образом можно найти на каждом участке потокосцепление Ψ_j, токи i_j и соответствующие им значения хода якоря $x = \sum_{k=1}^{j}\Delta_k x$ и времени $t = \sum_{k=1}^{j}\Delta_k t$. В результате легко построить графики искомых зависимостей $i(t)$ и $x(t)$. Время движения якоря определяется суммированием времен $\Delta_j t$, т. е. $t_{дв} = \sum_{j=1}^{n+1}\Delta_j t$.

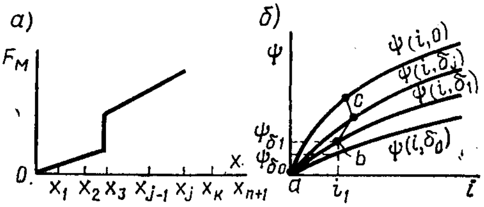


Рис. 6.45

Применение метода Лысова для расчета динамических характеристик быстродействующих ЭММ с малыми (или нулевыми) токами трогания встречает определенные трудности. Пусть, например, механическая характеристика имеет нулевую начальную силу (рис. 6. 45, *а*). В этом случае ток трогания якоря равен нулю, т. е. движение якоря начинается сразу при подключении питающего напряжения. При этом точка a на графике зависимости $\Psi(i, \delta_0)$ (рис. 6.45, *б*) совпадает с началом координат. Если следовать изложенному методу, то на графике зависимости $\Psi(i, \delta)$ следует нанести точку b и затем рассчитать площадь S_1 (по аналогии с площадью S_1 на рис. 6.44, *б*), определяющую работу ЭМС. При нулевом токе трогания, как видно из рис 6.45, *б*, прямая, соединяющая точки a и b, практически совпадает с кривой $\Psi(i, \delta_1)$ и $S_1 = 0$. Поэтому оказывается, что работа ЭМС также равна нулю и при расчете скорости в конце первого участка по (6.141) можно получить $v_{1к} < 0$, чего в реальном ЭММ быть не может.

Для отыскания правильного положения точки b и значения скорости $v_{1к}$ якоря положим, что на начальном участке ЭММ является линейным. Это допущение в реальных ЭММ соблюдается весьма точно, так как магнитная проводимость МС определяется практически только начальным зазором δ_0. В этом случае ЭМС можно найти по (6.55): $F = (i^2/2)(\partial L/\partial x)$, где $\partial L/\partial x \approx \Delta_1 L/\Delta_1 x$ — производная индуктивности обмотки на первом участке хода Ox_1 якоря (рис. 6.44, *а*). Приращение $\Delta_1 L$ индуктивности можно рассчитать, используя кривые $\Psi(i, \delta_j)$. Для одного и того же значения тока в обмотке, например i_1, имеем (рис. 6.45, *б*): $L_{\delta 0} = \Psi_{\delta 0}/i_1$,; $L_{\delta 1} = \Psi_{\delta 1}/i_1$. Следовательно, $\Delta_1 L = L_{\delta 0} - L_{\delta 1}$ и $\partial L/\partial x \approx \Delta_1 L/\Delta_1 x$.

Таким образом, электромагнитную силу на первом участке при выбранном положении точки b можно определить по одной из формул:

$$F_{\text{ср}} = (i_{1\text{ср}}^2/2)\,(\partial L/\partial x) \quad \text{или} \quad F_{\text{ср}} = (1/2)\,(i_1^2/2)\,(\partial L/\partial x), \qquad (6.142)$$

где $i_{1\text{ср}} = i_1/2$ — средний ток на первом участке.

Если теперь подставить среднюю электромагнитную силу в (6.141), то скорость $v_{1\text{к}}$ в конце первого участка будет найдена. При подстановке первой формулы (6.142) в (6.141) значение скорости $v_{1\text{к}}$ в конце первого участка получается несколько заниженным (до 25%), а при подстановке второй — завышенным (до 50%). Для более точных расчетов скорость можно взять как среднее значение между найденными с использованием первой и второй формул (6.142).

После того как $v_{1\text{к}}$ определена, по (6.139) проверяется правильность выбора положения точки b. Дальнейший расчет динамических характеристик не отличается от изложенного выше расчета при токе трогания, отличном от нуля.

Расчет динамических характеристик приведенным выше способом является достаточно трудоемким, особенно если к обмотке ЭММ приложено изменяющееся напряжение (например, выпрямленное). С меньшими затратами времени можно произвести расчет динамики ЭММ на ЭВМ.

ГЛАВА 7

ТЕОРИЯ ПРИВОДНЫХ УСТРОЙСТВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

§ 7.1. ПРИВОДЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Привод электрического аппарата представляет собой систему взаимосвязанных устройств и механизмов, предназначенную для выполнения требуемых механических операций и их циклов, обеспечивающих работоспособность аппарата в условиях эксплуатации. В электрических аппаратах широко используются ручные, электромагнитные, электродвигательные, пружинные, пневматические и гидравлические (пневмогидравлические) приводы.

Привод состоит из источника энергии *ИЭ* (рис. 7.1, *а*), пускового устройства управления *УП*, силового механизма *СМ* и накопителя энергии *НЭ*. В ручных приводах используется мускульная энергия оператора. В электромагнитных и электродвигательных приводах источником энергии является непосредственно электрическая сеть. В пружинных, пневматических и гидравлических приводах используется энергия, предварительно запасенная в аккумуляторах (соответственно в пружинных, пневматических и пневмогидравлических аккумуляторах). В качестве пусковых устройств применяются кнопки управления, тиристоры, электромагнитные пневматические (гидравлические) клапаны и т. п. В силовых механизмах, связанных с контактами, для передачи усилия используются твердые кинематические цепи, сжатый газ, жидкость высокого давления.

Накопитель энергии обеспечивает выполнение одной из операций. Так, в конструкциях электрических аппаратов пружинный приводной механизм часто применяется вместе с ручным, электромагнитным, пневматическим или гидравлическим приводным устройством, которое, совершая операцию отключения (или включения), взводит аккумулирующие пружины, а следовательно, подготавливает аппарат для выполнения операции включения (или отключения).

Работа каждого элемента привода взаимосвязана с работой других элементов и устройств, а время срабатывания отдельных элементов в совокупности определяет время отключения (включения) аппарата.

Требования к приводу. Мощности энергосистем и отдельных электроустановок и условия их эксплуатации определяют требования к приводам электрических аппаратов. Например, в высоковольтном воздушном выключателе при отключении (О) командный сигнал поступает на пусковое устройство управления и механизмы привода разводят контакты, организуют процесс дутья для гашения дуги, удерживают контакты на расстоянии, исключающем пробой межконтактного промежутка. Одновременно осуществляется подготовка к процессу включения аппарата. При этом надо не только развести контакты за малое время, но и обеспечить эффективное гашение дуги, а следовательно, необходимо подчинить характер движения контактов оптимальному процессу гашения дуги. При подаче сигнала на включение (В) привод перемещает и замыкает контакты, удерживает их во включенном положении и подготавливает аппарат к последующей операции. В таком выключателе привод, в частности, должен обеспечивать:

коммутацию электрической цепи по циклам О — $t_п$ — В О или О — $t_п$ — ВО — 180с — ВО (бестоковая пауза $t_п < 0{,}3$ с);

характеристики механизмов и устройств привода, гарантирующие малые времена отключения и включения аппарата (время отключения в высоковольтных выключателях составляет 0,04—0,06 с);

готовность к выполнению операций с минимальным разбросом во времени как отдельных элементов, так и полюсов независимо от климата и погодных условий, длительности бездействия аппарата;

механическую износостойкость, измеряемую десятками тысяч циклов ВО. Для низковольтных электрических аппаратов требуемая механическая износостойкость достигает 10^7 циклов.

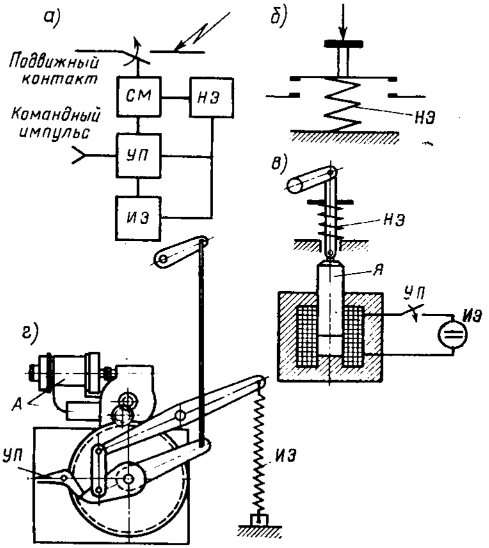


Рис. 7.1

Постоянный рост мощностей энергосистем и отдельных установок существенно усложняет работу приводов. Например, с увеличением тока отключения давление воздуха в дугогасительной камере воздушного выключателя за последнее время увеличилось с 2 до 4 МПа. Сжатый воздух в выключателе является одновременно дугогасительной средой и рабочим телом для пневмоэлементов привода. Поэтому наблюдается возрастание динамических нагрузок на элементы привода, существенно осложняется торможение подвижных частей аппарата.

В электрических аппаратах механическая работа, совершаемая приводом при коммутации, расходуется на создание необходимой кинетической энергии подвижных частей аппарата, сжатие (растяжение) пружин, преодоление сил трения в кинематических парах и в подвижных уплотнительных соединениях, электродинамических усилий и т. п. С увеличением номинальных характеристик аппаратов возрастают затраты энергии, необходимой для включения (отключения) электрического аппарата. Так, затраты механической энергии при включении (с учетом энергии, необходимой для завода отключающих пружин) для масляного высоковольтного выключателя на 66 кВ, 1200 А, 2500 МВ · А составляют 960 Дж (при отключении 282 Дж), а для подобного выключателя на 132 кВ, 1200 А, 5000 МВ · А — 5100 Дж (при отключении 2380 Дж) [34].

Однако энергетические возможности силовых приводных механизмов ограничены не только из-за природы усилий (механических, электромагнитных, газа, жидкости), но и из-за специфических требований производства и эксплуатации коммутационной аппаратуры. Так, при выборе привода важными критериями являются: энергетические показатели относительно единицы массы, объема привода (аппарата), КПД (отношение выходной энергии к запасенной), время подготовки к работе, стоимость изготовления и эксплуатации привода (аппарата), место привода в аппарате, конструктивные особенности аппарата.

Передаточные механизмы. В качестве таких механизмов, предназначенных для передачи усилия от силового механизма (или непосредственно от источника энергии) к контактной системе электрического аппарата, широко применяются рычажные (рис. 7.1, *в*, *г*) (кривошипно-шатунные, шарнирные четырехзвенные и т. п.), червячные, прерывистого движения и кулачковые механизмы. Поэтому ответственным этапом при разработке привода является расчет приведенных масс и усилий, составление уравнения движения звена приведения. Звеном приведения служит элемент конструкции, к которому прикладывается основное усилие. В ручных приводах — это ведомый рычаг (рукоятка), в электромагнитных — якорь электромагнита *Я* (рис. 7.1, *в*), в пневматических и гидравлических — поршень силового пневмомеханизма (гидромеханизма). Приведенная масса (момент инерции при вращательном движении) и приведенные усилия (моменты) определяются по известным методам теории машин и механизмов. Примеры подобных расчетов таких механизмов электрических аппаратов приводятся в [4,23].

Ручные приводные устройства (рис. 7.1, *б*). В этих устройствах мускульная сила человека передается электрическому аппарату посредством рукоятки, штурвала, кнопки. Они широко применяются в неавтоматических выключателях, командоаппаратах низкого напряжения. Реакция и мускульная сила человека ограничены, поэтому ограничены и возможности таких приводных устройств.

Электродвигательные приводные устройства (ЭУ). Такие устройства используются в тяговой электроаппаратуре и в некоторых высоковольтных аппаратах, где нет жестких требований к времени срабатывания. Существенный недостаток ЭУ постоянного тока — бóльшие габариты и масса по сравнению с электромагнитными приводными устройствами для выполнения одинаковой работы (примерно в 1,5 раза). ЭУ состоит из электродвигателя, который через редуктор или специальную передачу приводит в движение контактную систему аппарата. Анализ и расчет механических характеристик приводных электродвигателей излагаются в учебниках по электроприводу.

Электромагнитные приводные устройства — ЭМУ (рис. 7.1, *в*). ЭМУ — основной тип приводных механизмов электрических аппаратов низкого напряжения (контакторов, пускателей, реле и т. п.). ЭМУ используются в качестве силовых механизмов в высоковольтных маломасляных и вакуумных выключателях. ЭМУ широко применяются как приводные устройства защелок, расцепителей, а также пусковых клапанов пневмо- и гидроустройств электрических аппаратов.

ЭМУ имеют простую конструкцию, высокое быстродействие, малое время трогания, стабильность тяговых характеристик. Они позволяют получать значительный механический ресурс аппаратов низкого напряжения. В качестве базового элемента ЭМУ используются электромагнитные механизмы (ЭММ) нейтральные (постоянного и переменного тока) и поляризованные.

Для увеличения быстродействия пусковых устройств управления (или механизмов разведения контактов) в электрических аппаратах применяются электродинамические (ЭДМ) и индукционно-динамические механизмы (ИДМ). В ЭДМ использован принцип взаимодействия токоведущих подвижных элементов механизма. Принцип действия ИДМ основан на электромагнитном способе ускорения высокопроводящих элементов (ускоряемый элемент жестко связан с подвижными частями аппарата). Основы теории и расчета ЭММ, ЭДМ и ИДМ приведены в гл. 6.

§ 7.2. ПРУЖИННЫЕ ПРИВОДНЫЕ УСТРОЙСТВА

Пружинные приводные устройства (ППУ) широко используются в электрических аппаратах. ППУ имеют высокое быстродействие, ручной (электромагнитный или электродвигательный) взвод аккумулирующих пружин, стабильность динамических характеристик и независимость их от внешних условий. Недостатками ППУ являются падающая характеристика активного момента (силы) в динамике, значительные габариты, сложная регулировка отдельных узлов. В пружинных аккумуляторах используются пружины сжатия или растяжения (рис. 7.1, *г*), тарельчатые, спиральные, кручения.

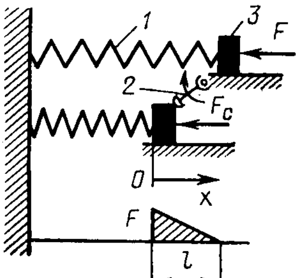


Рис. 7.2

Пружина — обязательный элемент любого контактного электрического аппарата. Она используется для создания контактного нажатия, удержания подвижных элементов аппаратов в статике, для обеспечения движения (или торможения) их в динамике. Расчет пружин, пружинных аккумуляторов, выбор материалов, допустимых напряжений подробно излагается в учебниках и справочниках по деталям машин. Кратко рассмотрим некоторые параметры пружин, их энергетические показатели.

Параметры пружин. В процессе упругой деформации пружины внешней нагрузкой F происходит накопление потенциальной энергии $W_п$ (рис. 7.2). Зависимость между F и деформацией пружины l называется характеристикой пружины. Для вращающихся упругих элементов $\varphi = f(M)$, где φ — угловая деформация; рад; M — действующий момент, Н · м. Под жесткостью пружины с монотонной характеристикой понимается $z = dF/dl$, Н/м, и $z_в = dM/d\varphi$, Н · м/рад.

Для пружин с линейной характеристикой $z = F/l = \text{const}$, $z_в = M/\varphi = \text{const}$.

Работа пружины $A = \int F dl$ (для пружин с линейной характеристикой имеем $A = 0{,}5\ Fl = 0{,}5zl^2$ и $A = 0{,}5M\varphi = 0{,}5z_в\varphi^2$). Рассмотрим изменение удельной работы пружины при упругой деформации $dA/dV_п$, где $dV_п$ — элементарный объем материала пружины. Например, при деформации плоской спиральной пружины нагружающий момент вызывает чистый изгиб витка. Исходя из зависимости между деформацией и напряжением изгиба в сечении витка пружины, изменение удельной работы $dA/dV_п = \sigma_и^2/(2E_п)$, где $\sigma_и$ — напряжение изгиба, Па; $E_п$ — модуль упругости материала пружины, Па [31]. Отсюда

$$A = \frac{1}{2E_п} \int\limits_V \sigma_и^2\, dV_п = k_т\, \sigma_{им}^2\, V_п/(2E_п), \tag{7.1}$$

где $V_п = \text{const}$ — объем, занимаемый рабочими витками пружины; $\sigma_{им}$ — наибольшее напряжение изгиба; $k_т$ — типовой коэффициент, характеризующий распределение напряжения в пружине при деформации.

Рассмотрим $dA/dV_п$ для цилиндрической винтовой пружины сжатия. Под действием внешнего усилия на внутренней поверхности витка возникают значительные касательные напряжения. Изменение удельной работы деформации $dA/dV_п = \sigma_к^2/(2E_{пс})$, где $\sigma_к$ — касательное напряжение; $E_{пс}$ — модуль сдвига.

Следовательно, в формуле (7.1), справедливой для любой пружины, в данном случае вместо $\sigma_{им}$ и $E_п$ надо подставить наибольшее касательное напряжение $\sigma_{км}$ и модуль сдвига $E_{пс}$. Для плоской спиральной пружины коэффициент $k_т = 0{,}25$; для витой цилиндрической пружины сжатия (растяжения) $k_т = 0{,}5$; для стержневой пружины кручения $k_т = 0{,}5$ [15].

При анализе пружин для аккумуляторов пользуются удельными показателями:

$$k_v = A/V_п = k_т\, \sigma_{им}^2/(2E_п);\quad k_0 = A/V_0 = k_v\, V_п/V_0,$$

где V_0 — полный объем, занимаемый пружиной в конструкции.

Пружинные аккумуляторы высоковольтных разъединителей элегазовых комплектных распределительных устройств имеют следующие коэффициенты: витая цилиндрическая пружина сжатия из проволоки круглого сечения $k_v \approx 1{,}5$ Дж/см³, $k_0 \leqslant 0{,}32$ Дж/см³; плоская спиральная пружина из проволоки прямоугольного сечения $k_v \approx 0{,}8$, $k_0 \leqslant 0{,}4$; стержневая пружина кручения из проволоки круглого сечения $k_v \approx 1{,}5$, $k_0 \approx 1{,}5$ (зарубежные данные). Однако требования к приводу, опыт проектирования и эксплуатации во многом определяют выбор того или иного упругого элемента.

Динамические характеристики ППУ. При поступлении командного импульса срабатывает защелка *2*, и пружина *1* освобождается (рис. 7.2). Будем считать массу подвижных частей *3* аппарата $m_н$ и силы сопротивления движению $F_с$ постоянными. Усилие, развиваемое пружиной, $F = F_0(l - x)/l = F_0 - zx$, где F_0 — исходное усилие предварительно сжатой пружины,

Суммарная масса $m = m_н + m_п/3$, где $m_п$ — масса пружины. Тогда уравнение движения приобретает вид

$$m\ddot{x} + zx = F_0 - F_c. \qquad (7.2)$$

Решение линейного дифференциального уравнения (7.2) известно:

$$x = (v_0/k)\sin kt + x_0 \cos kt + (F_a/z)(1 - \cos kt), \qquad (7.3)$$

где $k^2 = z/m$, $F_a = F_0 - F_c$.

При начальных условиях $t = 0$, $x_0 = 0$, $v_0 = 0$ имеем

$$x = (F_a/z)(1 - \cos kt) = (2F_a/z)\sin^2(kt/2).$$

Изменяя жесткость пружины z, исходное усилие F_0, можно регулировать характеристики ППУ.

Рассмотрим работу закрученной на угол φ_0 пружины при ее мгновенном освобождении [15]. Действующий момент $M = M_0(\varphi_0 - \varphi)/\varphi_0 = M_0 - z_в\varphi$, M_0 — исходный момент предварительно закрученной пружины.

Определим угол поворота φ_t элемента аппарата с моментом инерции $I_и$ к моменту t, принимая момент сопротивления $M_c = \text{const}$. Решая уравнение движения, аналогичное (7.2), с начальными условиями $t = 0$, $\varphi = 0$, $d\varphi/dt = 0$, получаем

$$\varphi_t = (2M_a/z_в)\sin^2(k_в t/2),$$

где $M_a = M_0 - M_c$; $k_в^2 = z_в/I$; $I = I_и + I_п/3$; $I_п$ — момент инерции пружины.

При разработке ППУ для конкретного выключателя требуют анализа и другие важные элементы ППУ — приводной орган А (ручной, электродвигательный или электромагнитный), преобразователь — редуктор, механизм свободного расцепления.

§ 7.3. ПНЕВМАТИЧЕСКИЕ ПРИВОДНЫЕ УСТРОЙСТВА

В выключателях, разъединителях, заземлителях высокого напряжения широко применяются пневматические приводные устройства (ПУ). ПУ имеют простую конструкцию и высокое быстродействие. Из любой полости ПУ можно обеспечить истечение сжатого воздуха в атмосферу. Возможна передача пневмосигнала (силового импульса) на значительное расстояние без существенных потерь. Недостатки ПУ непосредственно связаны со сжимаемостью газа как рабочей среды, определяющей сложности обеспечения эффективного торможения, регулирования динамических характеристик.

Рассмотрим ПУ, принципиальная схема которого представлена на рис. 7.3. В исходном положении в камерах V и $V_в$ начальное давление равно атмосферному. При подаче команды на отключение клапан *2* открывается, и сжатый воздух из пневмоаккумулятора *1* наполняет рабочий объем V пневматического механизма. Движение поршня *3* начинается после того, как активное усилие $F_a = pS_1$ становится больше противодействующего усилия $F_c + p_в S_2$, где $p_в$ — давление воздуха в объеме $V_в$. Определенное количество сжатого воздуха поступает через отверстие сечением $S_{п.э}$ в поршне *3* в камеру сжатия $V_в$. Если выхлопное отверстие сечением $S_{в.э}$ закрыть, то при движении поршня давление $p_в$ быстро возрастает, и происходит торможение поршня.

Пневмоцепь от сечения *1—1* до сечения *2—2* (рис. 7.3) может быть различной, что определяется требованиями к пневмомеханизму и его расположением в приводе аппарата. Обратный ход поршня *3* происходит после того, как клапан *2* закрывается и сигнал поступает на

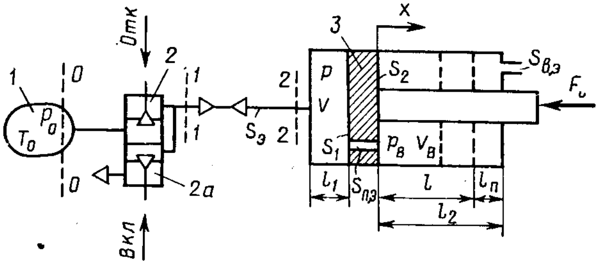


Рис. 7.3

клапан *2а*, который обеспечивает выброс сжатого воздуха из полости $V = S_1 (l_1 + l)$ в атмосферу. Под действием усилия $F_c + p_в S_2 - pS_1$ поршень возвращается в исходное положение.

Сжатый газ в ПУ. Воздух в диапазоне рабочих температур от —65 до +65 °С и давлении до 10 МПа принимается идеальным газом, для которого справедливы соотношения

$$w_г = c_v T,\ h_г = c_p T,\ c_p - c_v = R_г,\ c_p/c_v = k_г, \tag{7.4}$$

где $c_v = \text{const}$ ($c_p = \text{const}$) — удельная теплоемкость при постоянном объеме (давлении); $w_г$ — внутренняя энергия газа; $R_г$ — газовая постоянная; $h_г$ — энтальпия; $k_г$ — коэффициент адиабаты.

Связь между основными параметрами газа p, ρ, T описывается уравнением состояния

$$p = \rho R_г T, \tag{7.5}$$

где p — абсолютное давление газа; ρ — плотность газа; T — абсолютная температура газа; для воздуха $R_г = 287$ Дж/ (кг · К).

В паспортных данных аппаратов высокого напряжения обычно указывается избыточное давление $p_и$ (давление по манометру) и рабочий диапазон температур в градусах Цельсия (ϑ °С). Так как в уравнении (7.5) и в других газодинамических уравнениях рассматриваются абсолютные величины, то $p = p_и + p_а$, $T = 273 + \vartheta$, где $p_а$ — атмосферное давление.

Термодинамические процессы при постоянной массе газа связаны с расширением, сжатием, нагревом, охлаждением газа в камерах пневмоустройств. В таких процессах связь между основными параметрами газа характеризуется уравнением политропы

$$p/\rho^{k_п} = \text{const}. \tag{7.6}$$

Так как в реальном процессе показатель политропы $k_п$ — переменная величина, то как частные случаи рассматриваются процессы: изотермический $k_п = 1$, адиабатный (теплообмен отсутствует $dq = 0$)— $k_п = k_г$ (для воздуха $k_г = 1{,}4$), изохорный — $k_п = \infty$ или изобарный — $k_п = 0$.

При работе ПУ масса газа в полостях обычно переменная величина. Так, при наполнении объема V через канал с сечением $S_э$ (рис. 7.3) в него вносится определенное количество газа, а часть газа вытекает из него через отверстие $S_{п.э}$. Движение газа в ПУ рассматривается как одномерное движение сплошной среды, характеристики которой (скорость потока v, плотность ρ, давление p) зависят от времени и одной координаты.

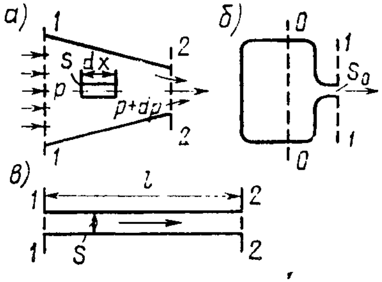


Рис. 7.4

Рассмотрим стационарное (установившееся) движение газа в канале переменного сечения (рис. 7.4,*а*). Выделим элементарный объем $dV = Sdx$ и проанализируем силы, действующие на него. Влиянием на поток газа сил трения и массы среды пренебрегаем. Тогда силы инерции $\rho Sdxdv/dt$ и силы давления—Sdp, действующие на торцовые поверхности, согласно принципу Даламбера, имеют такую связь: $Sdp + S\rho dxdv/dt = 0$. Так как $dx = vdt$, то

$$dp + \rho vdv = 0. \tag{7.7}$$

После интегрирования уравнение (7.7) принимает вид

$$\int dp/\rho + v^2/2 = \text{const}. \tag{7.8}$$

Уравнение (7.8) называется *уравнением Бернулли*, характеризующим изменение основных параметров течения среды. Воспользуемся известным законом сохранения массы и применим его к движущейся среде. Согласно этому закону при установившемся, одномерном течении через каждое поперечное сечение канала должна протекать в единицу времени одна и та же масса газа. Для поперечного сечения *1—1* (рис. 7.4, *а*) объем среды, протекающий в единицу времени, $\dot V_с = S_1 v_1$, а масса среды $\rho_1 S_1 v_1$ (соответственно в сечении *2—2* масса $\rho_2 S_2 v_2 = \rho_1 S_1 v_1$). Следовательно, уравнение неразрывности для стационарного течения среды имеет вид

$$\rho dV_с/dt = dm_г/dt = \dot m_г = \rho Sv = \text{const}, \tag{7.9}$$

где $\dot m_г$ — *массовый расход газа*, кг/с.

Практика показывает, что достоверность результатов пневмомеханических расчетов ПУ в значительной мере зависит от правильного определения $\dot m_г$ через элементы ПУ.

Расход газа через элементы ПУ. В ПУ рассматривается расход газа через распределенные (по длине) и местные (сосредоточенные) сопротивления, составляющие в совокупности пневмоцепи.

К распределенным сопротивлениям относятся трубопроводы, где потери обусловливаются трением газа о внутреннюю поверхность трубопровода по его длине. Под *местными сопротивлениями* понимают отверстия, насадки, участки пневмоцепи с изменением сечения канала (расширением или сужением), с элементами пневмоуправления (клапаны, дроссели, воздухораспределители и т. п.). Уменьшение расхода газа в местных сопротивлениях вызвано неоднородностью потока по сечению, нестационарными явлениями (разрывы сплошности потока) и т. п.

Рассмотрим расход газа $\dot{m}_г$ в типичных элементах ПУ.

Расход газа через отверстие (рис. 7.4, *б*). Из пневмоаккумулятора с давлением $p_0 = \text{const}$ происходит истечение газа без теплообмена через отверстие сечением S_0 (адиабатный процесс). Из уравнения (7.6) имеем $p/\rho^{k_г} = p_0/\rho_0^{k_г}$ и тогда

$$\int \frac{dp}{\rho} = \frac{p_0^{1/k_г}}{\rho_0} \int \frac{dp}{p^{1/k_г}} = \frac{p_0^{1/k_г}}{\rho_0} \frac{k_г}{k_г - 1} p^{(k_г-1)/k_г} = \frac{k_г}{k_г-1} \frac{p}{\rho} + \text{const}.$$

Для сечений *0—0* и *1—1* уравнение (7.8) приобретает вид

$$[k_г/(k_г-1)]\, p_0/\rho_0 + v_0^2/2 = [k_г/(k_г-1)]\, p_1/\rho_1 + v_1^2/2.$$

Принимая, что в сечении *0—0* поток полностью заторможен $v_0 = 0$, скорость газа

$$v_1 = \sqrt{[2k_г/(k_г-1)]\, R_г T_0 [1 - (p_1/p_0)^{(k_г-1)/k_г}]}, \qquad (7.10)$$

отсюда расход газа через отверстие сечением S_0

$$\dot{m}_г = \rho_1 v_1 S_0 = S_0 p_0 \times$$

$$\times \sqrt{\{2k_г/[(k_г-1) R_г T_0]\} \left(Y^{2/k_г} - Y^{(k_г+1)/k_г}\right)}. \qquad (7.11)$$

Определим значение $Y = p_1/p_0$, когда функция $\dot{m}_г(Y)$ имеет экстремальное значение. Приравнивая нулю производную от $\dot{m}_г$ по Y, получаем

$$(2/k_г) Y^{(2-k_г)/k_г} - [(k_г+1)/k_г] Y^{1/k_г} = 0,$$

отсюда

$$Y = Y_{кр} = p_{кр}/p_0 = [2/(k_г+1)]^{k_г/(k_г-1)}. \qquad (7.12)$$

Соотношение давлений (7.12), при котором расход газа максимальный, принято называть *критическим* (для воздуха $Y_{кр} = 0{,}528$). Подставляя $Y = Y_{кр}$ в уравнение (7.11), получаем критический (предельный) расход газа:

$$\dot{m}_{г.кр} = \dot{m}_{\max} = p_0 S_0 \times$$

$$\times \sqrt{\frac{2k_г}{(k_г-1) R_г T_0} \left(\frac{2}{k_г+1}\right)^{\frac{2}{k_г-1}} \left(\frac{k_г-1}{k_г+1}\right)}. \qquad (7.13)$$

Окончательно для расхода газа

$$\dot m_{\text{г}} = \begin{cases} S_0 p_0 \sqrt{\dfrac{2k_{\text{г}}}{(k_{\text{г}}-1)R_{\text{г}}T_0}\left(Y^{\frac{2}{k_{\text{г}}}} - Y^{\frac{k_{\text{г}}+1}{k_{\text{г}}}}\right)} \text{ при } Y > Y_{\text{кр}}; \\ 0{,}259 S_0 p_0 \sqrt{\dfrac{2k_{\text{г}}}{(k_{\text{г}}-1)R_{\text{г}}T_0}} \text{ при } Y \leqslant Y_{\text{кр}}. \end{cases} \tag{7.14}$$

Как показывают экспериментальные исследования, при истечении газа во внешнее пространство с давлением $p_{\text{а}i}$ из пневмоаккумулятора с постоянным давлением p_0 характер течения определяется соотношением $Y_i = p_{\text{а}i}/p_0$. При уменьшении Y_i от 1 до $Y_{\text{кр}}$ расход $\dot m_{\text{г}}$, согласно уравнению (7.11), увеличивается, при этом давление в сечении отверстия S_0 равно внешнему давлению $p_{\text{а}i}$. Когда $Y_i < Y_{\text{кр}}$, давление в сечении S_0 устанавливается постоянным $p_{\text{кр}} = p_0 Y_{\text{кр}}$ и дальнейшее понижение $p_{\text{а}i}$ не изменяет $p_{\text{кр}}$. Следовательно, течение газа в камере происходит изолированно от внешних воздействий, и в этом случае расход газа остается постоянным и равным $\dot m_{\text{г.кр}} = \dot m_{\max}$. Процесс течения при $Y > Y_{\text{кр}}$ принято называть *подкритическим*, а при $Y < Y_{\text{кр}}$ —*надкритическим*. Следует отметить, что при установлении в сечении S_0 давления $p_{\text{кр}}$ остальные параметры газа также постоянны:

$$T_{\text{кр}} = \frac{2}{k_{\text{г}}+1} T_0 ,\ v_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2k_{\text{г}}}{k_{\text{г}}+1} R_{\text{г}} T_0} =$$

$$= \sqrt{k_{\text{г}} R_{\text{г}} T_{\text{кр}}},\ \rho_{\text{кр}} = \rho_0 \left(\frac{2}{k_{\text{г}}+1}\right)^{\frac{1}{k_{\text{г}}-1}}.$$

Если аппроксимировать функцию $f(Y) = [k_{\text{г}}/(k_{\text{г}}-1)]\,(Y^{2/k_{\text{г}}} - Y^{(k_{\text{г}}+1)/k_{\text{г}}})$ в диапазоне $0{,}53 < Y < 1$ функцией $f(Y) = Y(1-Y)$, то для воздуха ($k_{\text{г}} = 1,4$) можно получить более простые выражения (ошибка не более 3%), удобные для расчетов. Принимая $\sqrt{[2k_{\text{г}}/(k_{\text{г}}+1)]\,[2/(k_{\text{г}}+1)]^{2/(k_{\text{г}}-1)}} \approx \sqrt{1/2}$, получим

$$\dot m_{\text{г}} = \begin{cases} S_0 p_0 \sqrt{1/(2R_{\text{г}}T_0)} \text{ при } Y \leqslant 0{,}5; \\ S_0 p_0 \sqrt{[2/(R_{\text{г}}T_0)]\,Y(1-Y)} \text{ при } Y > 0{,}5. \end{cases} \tag{7.15}$$

На рис. 7.5 (кривые *1*, *2*) представлены зависимости $\dot m_{\text{г}}/k_0\,(Y)$ (где $k_0 = p_0 S_0 \sqrt{k_{\text{г}}/(R_{\text{г}}T_0)}$, характеризующие связь расхода газа с Y соответственно по формулам (7.14), (7.15). Точками на кривых $\dot m_{\text{г}}/k_0\,(Y)$, обозначены критические соотношения $Y_{\text{кр}}$.

На рис. 7.6 приведены кривые $\dot m_{\text{в.э}}/\dot m_{\text{г}}\,(Y)$, где $\dot m_{\text{в.э}}$ — расход воздуха через отверстия по экспериментальным данным; $\dot m_{\text{г}}$ — теоретический расход воздуха по формулам (7.14) при различных соотношениях $S_* = S/S_0$ и углах конусности φ [14].

Согласно опытным данным, погрешность расчета $\dot{m}_г$ по формулам (7.14) незначительна только для профилированного отверстия (угол конусности $\varphi = 0$), когда обеспечивается высокая однородность потока и малы потери. В других случаях уменьшается как критическое отношение давлений $Y_{кр}$, так и расход газа по сравнению с расчетным. Например, для отверстия с $\varphi = 90°$ имеем $Y_{кр} = 0{,}05$ и максимальный расход воздуха $\dot{m}_{в\,э} = 0{,}85\dot{m}_{г.кр}$ [14].

При подсоединении к отверстию S_0 пневмоустройства (клапана, вентиля) вносимое пневмосопротивление еще более уменьшает расход газа и $\dot{m}_{в.э} = (0{,}2 \div 0{,}4)\dot{m}_{г.кр}$ [10].

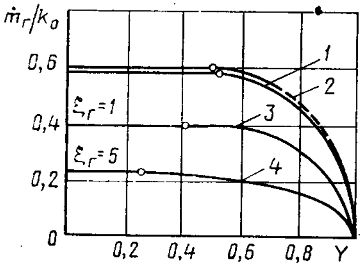


Рис. 7.5

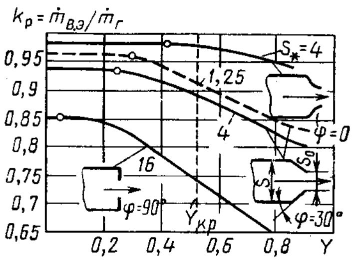


Рис. 7.6

Расход газа через трубопровод (см. рис. 7.4, *в*). При течении газа по трубопроводу с большой скоростью он охлаждается, что компенсируется теплопритоком вследствие трения по длине трубопровода и теплообмена с окружающей средой. Температура газа по каналу выравнивается и можно допустить, что наблюдается изотермический процесс.

Потери на трение по длине трубопровода

$$dw_т = \lambda_т v^2\, dx/(2d_т), \qquad (7.16)$$

где $\lambda_т$ — коэффициент трения; $d_т$ — внутренний диаметр трубопровода.

Тогда уравнение (7.7) имеет вид

$$dp/\rho + d\,(v^2/2) + \lambda_т v^2\, dx/(2d_т) = 0. \qquad (7.17)$$

Для изотермического процесса течения газа по трубопроводу ($T = \text{const}$) с учетом граничных условий (при $x = 0$, $p = p_1$, $v = v_1$ и при $x = l$, $p = p_2$, $v = v_2$) расход газа

$$\dot{m}_г = p_1 S \sqrt{(1 - Y^2)/[2R_г T\,(\xi_г - \ln Y)]}, \qquad (7.18)$$

где $Y = p_2/p_1$, $\xi_г = \lambda_т l/(2d_т)$ — коэффициент сопротивления.

Критическое отношение давлений $Y_{кр}$, при котором функция $\dot{m}_г(Y)$ имеет максимальное значение, зависит от коэффициента сопротивления:

$$\ln Y_{кр} + 0{,}5\,(1/Y_{кр}^2 - 1) = \xi_г. \qquad (7.19)$$

Следовательно, при увеличении $\xi_г$ величина $Y_{кр}$ стремится к нулю, а при уменьшении $\xi_г$ приближается к $Y_{кр} = 0{,}607$. Выделим из уравнения (7.18) функцию $\dot{m}_г/k_0(Y)$, где $k_0 = p_1 S \sqrt{k_г/(R_г T)}$. Зависимости (см. рис. 7.5, кривые *3*, *4*) $\dot{m}_г/k_0\,(Y)$ показывают, что по мере увеличения $\xi_г$ расход $\dot{m}_г$ падает, момент перехода от подкритического течения в надкритический смещается в сторону меньших значений $Y_{кр}$.

При расчете расхода газа по формуле (7.18) требуется экспериментальное определение коэффициента сопротивления, который зависит не только от $l/d_т$, но и от шероховатости внутренней поверхности трубопровода и режима течения газа. При использовании формулы (7.18) для расчета наполнения газом камер ПУ (или его истечения) получаемые выражения не имеют аналитического решения. Поэтому при газодинамическом анализе применяют формулы (7.14) или (7.15), а для приближения к реальному процессу вводят *коэффициент расхода* $k_р = \dot{m}_{в.э}/\dot{m}_г$, где $\dot{m}_{в.э}$ — расход воздуха через пневмосопротивление, полученный из эксперимента.

Для элементов *б*, *в* (см. рис. 7.4), когда известна площадь S_i, имеем $S_{iэ} = k_{рi} S_i$, где $S_{iэ}$ — *эффективная площадь проходного сечения пневмосопротивления*. На рис. 7.6 представлены зависимости $k_р\,(Y)$ для отверстий.

Расход газа через пневмоцепь. Динамика пусковых пневмоустройств и нестационарные процессы существенно влияют на коэффициент расход $k_р$ для пневмоцепи при наполнении (опорожнении) камер ПУ. Определим коэффициент расхода газа для отверстия с учетом местного пневмосопротивления пускового клапана *2* (рис. 7.3). Расчет коэффициента $k_р$ базируется на формулах (7.14) или (7.15). Однако требуются осциллограммы изменения давления в рассматриваемой полости постоянного (переменного) объема ПУ.

Рассмотрим процесс наполнения объема $V = S_1 l_1 = \text{const}$ ($S_{п.э} = 0$) сжатым воздухом после открывания пускового клапана *2* (см. рис. 7.3). Энергия, вносимая потоком газа за время dt в объем V, $dQ_г = h_г dm_г = h_г \dot{m}_г dt$ и согласно первому закону термодинамики $dQ_г = dW_г = d\,(\omega_г m_{г1})$. Используя соотношения для идеального газа (7.4), получаем

$$\dot{m}_г c_p T_0\, dt = d\,(c_v T m_{г1}). \tag{7.20}$$

В объеме V масса газа $m_{г1} = pV/(R_г T)$; отсюда уравнение (7.20) можно представить в виде

$$R_г \dot{m}_г c_p T_0\, dt = c_v\,(p dV + V dp) \tag{7.21}$$

Учитывая соотношения (7.4), получаем

$$k_г \dot{m}_г R_г T_0 = V \dot{p}. \tag{7.22}$$

Окончательно имеем

$$k_р S_0 = S_э = V\,(dp/dt)/[k_г p_0 \sqrt{[2k_г/(k_г - 1)]\, R_г T_0}\, f\,(Y)], \tag{7.23}$$

где

$$f(Y)=\begin{cases}0{,}259 & \text{при } Y\leqslant 0{,}528,\\ \sqrt{Y^{2/k_\text{г}}-Y^{(k_\text{г}+1)/k_\text{г}}} & \text{при } Y>0{,}528.\end{cases}$$

Задача сводится к определению значения Y и производной dp/dt, которая находится графическим дифференцированием кривой $p(t)$ по осциллограмме. Аналогично для опорожнения объема $V = S_1(l_1 + l)$ (см. рис. 7.3) при исходном давлении в полости p_0 имеем

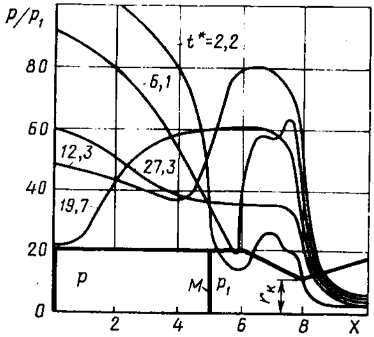


Рис. 7.7

$$-k_\text{г}\dot{m}_\text{г}R_\text{г}T = V_0\dot{p}. \qquad (7.24)$$

В практике используются и более простые модели, когда реальный процесс в камерах ПУ с эффективным сечением $S_э(t)$ заменяют приближенной расчетной моделью, где проходное сечение входного (выходного) канала открывается мгновенно и $S_э = \text{const}$.

Нестационарные процессы в ПУ. Допущение о стационарном (квазистационарном), одномерном (квазиодномерном) процессе движения газа при наполнении (опорожнении) камер ПУ через длинный трубопровод может в ряде случаев привести к значительным ошибкам.

Если газонаполненный трубопровод *1—2*, где исходное давление p_0, соединить через быстро открывающийся клапан *2а* с атмосферой (см. рис. 7.3), то давление в сечение *2—2* не изменится до тех пор, пока волна разряжения (слабый разрыв сплошности) не достигнет данного сечения. Когда в трубопроводе *1—2* атмосферное давление $p_а$, а в камере *1* давление $p_0 = \text{const}$, то при быстром открывании клапана *2* давление в сечении *2—2* остается равным $p_а$ до тех пор, пока ударная волна не достигнет этого сечения. Нарастание давления $p_{2-2}(t)$ зависит не только от начальных параметров, габаритов канала, но и в значительной мере от скорости срабатывания и проходного сечения канала *2* (входного местного пневмосопротивления).

Взаимодействие волн удобно показать на примере нестационарного процесса с ударными волнами в цилиндрической трубе конечных размеров (контур трубы изображен на рис. 7.7). Левая часть трубы с высоким исходным давлением p отделена мембраной M от правой части с низким давлением p_1. Объем с давлением p_1 соединен с внешним пространством через профилированный канал с минимальным радиусом $r_к$. Если убрать мембрану, то вправо от нее начнет перемещаться ударная волна, а влево — волна разряжения. На рис. 7.7 приведены результаты расчета нестационарного процесса при начальных условиях $p/p_1 = \rho/\rho_1 = 100$ и $T = T_1$ [11], причем $X = x/r_к$, $t^* = t\sqrt{k_\text{г}R_\text{г}T_1}/r_к$.

На рис. 7.7 приведены кривые $p/p_1(X)$ по стенке трубы (результаты решения двухмерной задачи) для пяти моментов времени t^*. Однако следует отметить, что при $t^* \geqslant 6{,}1$ нестационарные волны, распространяющиеся в поперечном направлении, затухают, и распределение давления по сечению канала близко к одномерному. В период $t^* = 1{,}2 \div 2{,}22$, ударная волна частично проходит через сопло, а частично отражается от его суживающейся части. Отраженная ударная волна распространяется влево, взаимодействуя с волной разряжения. Ко времени $t^* \geqslant 3{,}7$ передний фронт волны разряжения достигает левой стенки и отражается от нее. Изменение давления в фиксированные моменты времени по длине трубопровода определяется как отражением волн от стенок и суживающейся части сопла, так и взаимодействием волн между собой.

Разрывы сплошности потока различной интенсивности усложняют расчет газодинамических процессов и механических характеристик ПУ. Решение задачи осуществляется численным интегрированием известных из газодинамики уравнений неразрывности, импульса и энергии в частных производных разностными методами. Требуется принимать специальные граничные условия (условия на поверхности разрывов), учитывая, что эти дифференциальные уравнения справедливы лишь для участков с гладким (без скачков) течением. Вопрос о граничных условиях (задание потоков массы, импульса, энергии через границы) требует тщательного анализа, так как реальные элементы ПУ имеют конечные размеры и местные пневмосопротивления (дроссели, клапаны, профилированные каналы и т.п.). Методы расчета нестационарных процессов с ударными волнами изложены в [11].

Для приближенных расчетов ПУ, имеющих относительно длинные входные (выходные) каналы, нестационарный процесс с ударными волнами заменяют стационарным процессом течения газа через местное пневмосопротивление. При этом используют формулы (7.14) или (7.15), а поправочным коэффициентом, который определяется в процессе эксперимента, служит коэффициент расхода $k_р$ (или $S_э$). Интервал времени от момента открывания клапана (или появления тока в обмотке электромагнита пускового клапана) до начала нарастания давления в рассматриваемой камере ПУ фиксируется как время задержки $\Delta t_з$.

Динамические характеристики ПУ. Рассмотрим ПУ (см. рис. 7.3), у которого камера сжатия не сообщается с атмосферой $S_{в.э} = 0$. Процесс наполнения объема V сжатым газом и одновременное истечение газа из этой полости через отверстие $S_{п.э}$ в поршне привода, а также изменение параметров газа в результате движения поршня с увеличением объема $V = S_1 (l_1 + x)$ рабочей камеры согласно первому закону термодинамики описываются уравнением

$$dQ_г - dQ_{г.п} = d(w_г m_{г1}) + pdV, \qquad (7.25)$$

где $dQ_г = h_г \dot{m}_г dt$ — количество энергии, вносимой потоком газа в рабочий объем через входной канал; $dQ_{г.п} = h_{г.п} \dot{m}_{г.п} dt$ — количество энергии, выносимой потоком газа из рабочего объема через отверстие в поршне.

После преобразований уравнения (7.25), как при выводе уравнения (7.22), получаем

$$k_г R_г (\dot{m}_г T_0\, dt - \dot{m}_{г.п} T dt) = R_г p S_1\, dx / c_v + V dp + p S_1\, dx, \qquad (7.26)$$

отсюда

$$k_г R_г dt(\dot m_г T_0 - \dot m_{г.п} T) = k_г pS_1 dx + Vdp. \quad (7.27)$$

Окончательно имеем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{k_г}{S_1(l_1+x)}\left(R_г \dot m_г T_0 - R_г \dot m_{г.п} T - pS_1\dot x\right). \quad (7.28)$$

Для определения температуры T в объеме V представим уравнение состояния (7.5) в дифференциальной форме:

$$R_г(Tdm_{г1} + m_{г1}dT) = pdV + Vdp.$$

Так как изменения количества газа $dm_{1г} = (\dot m_г - \dot m_{г.п})dt$, то

$$\frac{dT}{dt} = T\left[\frac{dx}{(l_1+x)dt} + \frac{dp}{pdt} - \frac{R_г T(\dot m_г - \dot m_{г.п})}{pS_1(l_1+x)}\right]. \quad (7.29)$$

Определение изменения давления и температуры в объеме сжатия $V_в = S_2(l_2 - x)$ аналогично вышерассмотренному для рабочего объема V, поэтому

$$\left.\begin{aligned} \frac{dp_в}{dt} &= \frac{k_г}{S_2(l_2-x)}\left(R_г \dot m_{г.п} T + p_в S_2 \dot x\right); \\ \frac{dT_в}{dt} &= T_в\left[-\frac{dx}{(l_2-x)dt} + \frac{dp_в}{p_в dt} - \frac{R_г T\dot m_{г.п}}{p_в S_2(l_2-x)}\right]. \end{aligned}\right\} \quad (7.30)$$

Расход газа $\dot m_г(p/p_0)$, $\dot m_{г.п}(p_в/p)$ через пневмосопротивления данного ПУ определяется по формулам (7.14) или (7.15). Если при движении поршня в объеме $V_в$ давление $p_в$ превышает давление p в рабочей плоскости V, то течение воздуха через отверстие в поршне *3* изменяет свое направление, что необходимо учитывать при определении расхода газа $\dot m_{г.п}$.

Уравнение движения поршня представим в виде

$$m\ddot x = pS_1 - p_в S_2 - F_с. \quad (7.31)$$

Совместное решение нелинейных дифференциальных уравнений (7.28)—(7.31) проводится с использованием методов численного интегрирования. Отметим, что влияние изменения температуры в полостях рассматриваемого ПУ на механические характеристики ПУ мало, поэтому далее примем $T_0 = T = T_в = \text{const}$. Эффективность исследований ПУ повышается, если преобразовать исходные уравнения в безразмерный вид и рассматривать динамические характеристики ПУ относительно безразмерных обобщенных параметров.

Введем новые переменные $t^* = t/t_б$, $Y_1 = p/p_б$, $Y_2 = p_в/p_б$, $X = x/x_б$ и примем за базисные величины $t_б = S_1 l/(S_э \times \times \sqrt{[2k_г/(k_г - 1)]R_г T_0})$, $p_б = p_0$, $x_б = l$, где l — ход поршня (см.

рис. 7.3) [10]. При этом уравнения (7.28)—(7.31) можно представить в виде

$$\left.\begin{aligned} \dot{Y}_1 &= k_г (\Pi_{01} - S_э^* \Pi_{12} - Y_1 \dot{X})/(X_1 + X); \\ \dot{Y}_2 &= k_г (S_э^* \Pi_{12} S_*^{-1} + Y_2 \dot{X})/(X_2 - X); \\ K\ddot{X} &= Y_1 - S_* Y_2 - F_*, \end{aligned}\right\} \qquad (7.32)$$

где

$$\Pi_{i,\,i+1} = \begin{cases} Y_i \sqrt{\left(\dfrac{Y_{i+1}}{Y_i}\right)^{\frac{2}{k_г}} - \left(\dfrac{Y_{i+1}}{Y_i}\right)^{\frac{k_г+1}{k_г}}} & \text{при } Y_{i+1}/Y_i > 0{,}528; \\ 0{,}259\, Y_i \text{ при } Y_{i+1}/Y_i \leqslant 0{,}528. \end{cases} \quad i = 0{,}1$$

При начальных условиях $t^* = 0$, $X = 0$, $Y_0 = 1$, $Y_1 = Y_2 = Y_н$,

где $X_1 = l_1/l$, $X_2 = l_2/l$, $t^* = tS_э \sqrt{\dfrac{2k_г}{k_г - 1} R_г T_0}/(S_1 l)$, а обобщенные безразмерные параметры

$$K = \frac{2k_г R_г m T_0 S_э^2}{p_0 (k_г - 1) S_1^3 l}, \quad F_* = \frac{F_c}{p_0 S_1}, \quad S_э^* = \frac{S_{п.э}}{S_э}, \quad S_* = \frac{S_2}{S_1}. \qquad (7.33)$$

На рис. 7.8 приведены пневмомеханические характеристики рассматриваемого ПУ при $X_1 = 0{,}15$, $X_2 = 1{,}15$, $Y_н = Y_1 = Y_2 = 0{,}05$ ($p_0 = 2$ МПа), $S_э^* = 0{,}5$; $S_* = 1$, $F_* = 0 \div 0{,}25$ (данные К. С. Солнцевой). Для ПУ с параметрами $K = 2{,}25$, $S_э^* = 0{,}5$ (штриховые кривые) характерно плавное движение поршня без резких динамических перегрузок. Скорость поршня ПУ на конечном этапе движения плавно приближается к нулю (безударное торможение). Для ПУ с параметрами $K = 0{,}25$, $S_э^* = 0{,}5$ (сплошные кривые) наблюдается значительное повышение быстродействия, однако скорость на этапе торможения резко уменьшается. Поэтому незначительное изменение исходных данных может вызвать удар в конце хода (при $X = 1$) или поршень, не пройдя заданный путь, начнет движение обратно.

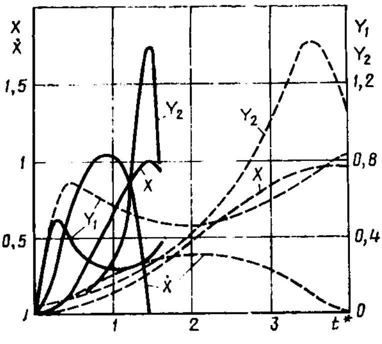


Рис. 7.8

Дальнейшие исследования ПУ должны базироваться на конкретных требованиях к механическим характеристикам ПУ из условий работы приводного механизма в электрическом аппарате. В каждом конкретном случае выбирается схема ПУ и решается система уравнений, подобная (7.32). Затем проводится поиск безразмерных обобщенных параметров, которые в совокупности должны обеспечить требуемые механические характеристики ПУ.

Отдельно рассмотрим важные этапы работы ПУ.

Трогание поршня в ПУ. В динамическом режиме пневмомеханизма этап трогания связан с наполнением (опорожнением) постоянных объемов. В некоторых случаях можно получить аналитические формулы. Для определения времени наполнения $t_т$ сжатым воздухом объема V (см. рис. 7.3, $S_{п.э} = 0$) до достижения давления $p_т$ применим уравнения (7.15) и (7.22).

Если $Y_т = p_т/p_0 > Y_{кр}$, то режим истечения воздуха из пневмоаккумулятора (см. рис. 7.3) сначала надкритический, а затем подкритический. Принимая в переходном процессе $p_0 = \text{const}$, получаем

$$t_т = t_н + t_п = V_* \left[\int\limits_{p_н}^{p_{кр}} \frac{dp}{p_0} + \frac{1}{2} \int\limits_{p_{кр}}^{p_т} \frac{dp}{\sqrt{p(p_0 - p)}} \right], \tag{7.34}$$

где $V_* = V\sqrt{2/(R_г T_0)}/(k_г S_э)$.

После интегрирования уравнения (7.34)

$$t_т = V_* \{(Y_{кр} - Y_н) + 0{,}5\,[\arcsin(2Y_т - 1) - \arcsin(2Y_{кр} - 1)]\}, \tag{7.35}$$

где $Y_{кр} = p_{кр}/p_0 = 0{,}5$, $Y_н = p_н/p_0$, $p_н$ — начальное давление в камере V (в данном случае $p_н = p_а$).

Когда происходит наполнение объема до $p_т = p_0$, при расчете обычно принимают конечное давление $p_т = (0{,}9 \div 0{,}95) p_0$.

Рассмотрим время трогания поршня при обратном ходе (см. рис. 7.3). С момента переключения клапана *2* и подсоединения полости $V_к = S_1 (l_1 + l)$ с атмосферой наступает процесс истечения газа из постоянного объема. Процесс истечения определяется перепадом давлений $V_i = p_а/p_i$, и если $Y_т = p_а/p_т > Y_{кр} = p_а/p_{кр}$, то режим истечения надкритический, а затем подкритический. Из уравнений (7.15) и (7.24) имеем

$$t_{т.и} = t_{н.и} + t_{п.и} = -V_* \left[\int\limits_{p_0}^{p_{кр}} \frac{dp}{p} + \frac{1}{2} \int\limits_{p_{кр}}^{p_т} \frac{dp}{\sqrt{p_а (p - p_а)}} \right], \tag{7.36}$$

где $V_* = V_к \sqrt{2/(R_г T_0)}/(S_э k_г)$.

После интегрирования уравнения (7.36)

$$t_{т.и} = V_* \left[(\ln Y_н^{-1} - \ln Y_{кр}^{-1}) + \left(\sqrt{Y_{кр}^{-1} - 1} - \sqrt{Y_т^{-1} - 1}\right) \right], \tag{7.37}$$

где $Y_н = p_а/p_0$, $Y_{кр} = p_а/p_{кр} = 0{,}5$.

Обычно экспериментальная кривая изменения давления в постоянном объеме при наполнении (опорожнении) его воздухом находится между расчетными зависимостями, полученными для адиабатного и изотермического процессов наполнения (опорожнения). В частности, при малых перепадах давлений или сильном дросселировании процесс наполнения (истечения) близок к изотермному, и в уравнениях (7.35) и (7.37) принимают $k_г = 1$.

Разгон поршня в ПУ. Этап трогания и начальное движение поршня являются взаимосвязанными процессами. Проанализируем влияние параметров ПУ на минимальное время срабатывания $t_с$ (время от мгновенного открывания входного отверстия сечением $S_э$ до прохождения поршнем расстояния l). Для схемы ПУ (см. рис. 7.3) имеем $S_{п\,э} = 0$, $p_в = p_а = \mathrm{const}$ ($S_{в.э} \gg S_э$). Для удобства при анализе в уравнениях (7.32) заменим базисное время $t_б$. Примем $t_б = \sqrt{ml/F_с}$ как время равноускоренного движения поршня массой m на ход l под действием силы $2F_с$ с тем, чтобы не связывать $t_б$ с $S_э$ и S_1 [10]. Решение системы уравнений, подобной (7.32), проводится относительно обобщенных безразмерных параметров

$$\Pi_* = p_0 S_э \sqrt{\frac{2k_г R_г T_0 m}{(k_г - 1) F_с^3 l}},\quad F_* = \frac{F_с}{p_0 S_1},\quad S_* = \frac{S_2}{S_1}. \qquad (7.38)$$

Для ограничения вычисления приняты постоянными $X_1 = 0{,}25$, $S_* = 1$, $Y_н = Y_1 = Y_2 = 0{,}025;\ 0{,}05$.

На рис. 7.9 представлены зависимости $t_с^* = t_с\sqrt{F_с/(ml)}\,(\Pi_*, F_*^{-1})$, где сплошные кривые при $Y_н = 0{,}05$, штриховые — при $Y_н = 0{,}025$.

Перед тем как анализировать эти зависимости, отметим, что предельно возможное быстродействие ПУ определяется как равноускоренное движение массы m на расстояние l при мгновенном приложении усилия $p_0 S_1$, т. е. $t_с^* = \sqrt{2/(F_*^{-1} - 1)}$ (штрихпунктирная кривая на рис. 7.9). Минимум зависимости $t_с^*(F_*^{-1})$ при разных значениях Π_* характеризует оптимальную совокупность исходных параметров $S_э$, m, S_1, l, p_0, $F_с$ для обеспечения быстродействия. Если за переменный параметр принять S_1 ($S_1 \alpha F_*^{-1}$) при $\Pi_* = \mathrm{const}$, то увеличение $t_с^*$ влево от оптимальной зоны связано с перегрузкой ПУ в связи с уменьшением площади S_1. Возрастание $t_с^*$ вправо объясняется увеличением S_1, а следовательно, и объема рабочей камеры $V = S_1(l_1 + x)$, что не компенсируется расходом газа через входной канал сечением $S_э$ в период разгона.

Быстродействие ПУ связано с достижением поршня значительной скорости уже на начальном участке хода. Следовательно, высокая кинетическая энергия подвижных частей ПУ $W_к = 0{,}5m\dot{x}^2$ требует эффективных средств амортизации. В быстродействующих электрических аппаратах широко используются односторонние ПУ, в которых изменяющееся давление воздуха воздействует на поршень с одной стороны. При анализе и расчете подобных ПУ можно использовать зависимости $t_с^*(\Pi_*, F_*^{-1})$, приведенные на рис. 7.9.

Торможение поршня в ПУ. Для торможения поршня на заключительном этапе движения в пневмомеханизмах часто используется сжатие газа в объеме $V_в$ (рис. 7.10). Если камера $V_в$ закрыта, то кинетическая энергия движущихся частей привода в значительной мере переходит в потенциальную энергию сжатого газа. Процесс торможения неотделим от всего динамического процесса и определяется из решения системы дифференциальных уравнений (7.32). Однако в ряде случаев целесообразно приближенно рассмотреть процесс торможения для выявления общих закономерностей. Будем считать, что движение поршня до начала этапа торможения установившееся, т. е. скорость поршня $\dot{x}_н$ постоянна. Следовательно, на поршень в момент начала этапа торможения действует постоянное давление $p_н$, а со стороны полости выхлопа — давление $p_{вн}$.

Кинетическая энергия движущихся частей пневмомеханизма и работа активных сил на пути торможения должны быть скомпенсированы работой внешних противодействующих сил и сжатием воздуха в

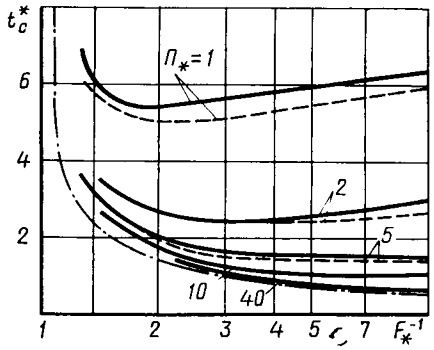


Рис. 7.9

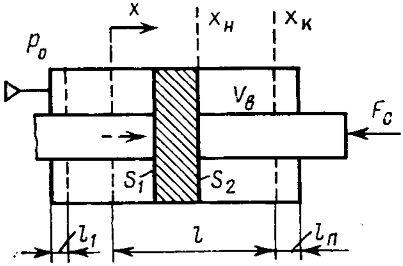


Рис. 7.10

полости выхлопа; тогда конечная кинетическая энергия поршня будет стремиться к нулю. Следовательно , принимая силы активные и сопротивления постоянными, имеем

$$\frac{m\dot{x}_н^2}{2} + S_1 \int_{x_н}^{x_к} p_н\, dx = S_2 \int_{x_н}^{x_к} p_{вн}\, dx + F_c \int_{x_н}^{x_к} dx + \frac{m\dot{x}_к^2}{2}, \qquad (7.39)$$

где $\dot{x}_н$, $\dot{x}_к$ — начальная и конечная скорость поршня на пути торможения; $x_н$, $x_к$ — координаты положения поршня в начале и в конце торможения.

Обычно процесс сжатия газа в быстродействующих пневмоприводах приближается к адиабатному.

Согласно первому закону термодинамики, удельная работа газа при расширении $da = -dw_г$. Так как $w_г = c_v\,(T_{вк} - T_{вн})$, а согласно уравнению состояния $T = p/\,(\rho R_г)$, то $a = c_v/R_г\,(p_{вн}\rho_{вн}^{-1} - p_{вк}\rho_{вк}^{-1})$. Учитывая уравнения (7.4) и (7.6) при постоянной массе газа $m_{г.в}$ в объеме $V_в$ получим

$$A = m_{г.в}\, a = p_{вн} V_{вн}\,[1 - (p_{вк}/p_{вн})^{(k_г-1)/k_г}]/(k_г - 1). \qquad (7.40)$$

Уравнение (7.39) для схемы ПУ (см. рис. 7.10) при сжатии воздуха в объеме $V_в$ приобретает вид:

$$\frac{m}{2}\,(\dot{x}_н^2 - \dot{x}_к^2) = \frac{l + l_п - x_н}{k_г - 1}\, p_{вн} S_2 \times$$

$$\times \left[\left(\frac{p_{вк}}{p_{вн}}\right)^{\frac{k_г-1}{k_г}} - 1\right] + (x_к - x_н)(F_c - p_н S_1). \qquad (7.41)$$

Примем, что скорость поршня в конце тормозного пути равна нулю, и представим отношение $(p_{вк}/p_{вн})$ так: $p_{вк}/p_{вн} = (V_{вн}/V_{вк})^{k_г} = (X_т + 1)^{k_г}$, где $X_т = (l - x_н)/l_п$ [9].

После преобразований приведем уравнение (7.41) к виду

$$\frac{m\dot{x}_н^2}{2l_п} = \frac{S_2 p_{вн}}{(k_г - 1)}(1 + X_т)[(1 + X_т)^{k_г - 1} - 1] + X_т(F_с - p_н S_1). \quad (7.42)$$

Следовательно, если в конструкции пневмомеханизма увеличивается кинетическая энергия подвижных частей $0{,}5m\dot{x}_н^2$ и требуется сохранить постоянными тормозной путь $X_т = (l - x_н)/l_п$ и паразитную полость $V_п = l_п S_2$, то эффективными мерами торможения являются повышение исходного давления в объеме сжатия $p_{вн}$ и увеличение сил сопротивления $F_с$.

В прямоходовых клапанах воздушных выключателей это реализуется движением хвостовика тарелки клапана в закрытом объеме с начальным давлением p_0. В силовых пневмоприводах используются гидравлические демпферы, благодаря которым величина $F_с$ на тормозном пути значительна.

§ 7.4. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПРИВОДНЫЕ УСТРОЙСТВА

Гидравлические приводные устройства (ГУ) применяются в конструкциях воздушных, масляных, элегазовых, вакуумных высоковольтных выключателей. Они обладают высокой механической жесткостью относительно нагрузки благодаря несжимаемости жидкости как рабочей среды. В конструкциях ГУ удается обеспечить высокое быстродействие и эффективное торможение поршня ГУ в конце пути. Источниками энергии в ГУ служат пневмогидравлические аккумуляторы, которые имеют номинальное давление $p_0 = 15 \div 35$ МПа и, следовательно, большую энергоемкость. В момент срабатывания ГУ пневмогидравлический аккумулятор обеспечивает значительный объемный расход жидкости $\dot{V}_ж = dV_ж/dt$, что способствует их быстродействию. В отечественной технической литературе ГУ с пневмогидравлическим аккумулятором для электрических аппаратов обычно называют *пневмогидравлическим приводным устройством*.

Существенным недостатком ГУ является изменение физико-технических свойств жидкости в процессе эксплуатации, что приводит к нарушению требуемых механических характеристик гидромеханизма. Поэтому ГУ предъявляют высокие требования к подбору жидкости и средствам ее очистки, выбору конструкции, материалов, уплотнений, к технологии и условиям их эксплуатации. ГУ используются как устройства, выполняющие отдельные операции (включение или отключение), и они работают совместно с пружинными или другими механизмами, которые обеспечивают соответственно отключение или включение выключателя; они используются также и как приводные механизмы, выполняющие все циклы операций.

Рассмотрим принципиальную схему ГУ, представленную на рис. 7.11. В исходном положении пневмогидравлический аккумулятор *1* постоянно связан с полостями *А* и *В* гидравлического цилиндра и давление $p_0 = p_в = p =$ 15÷35 МПа. Обычно объем аккумулятора *1* достаточно велик, чтобы обеспечить стабильность p_0 для выполнения операций, а его подзарядку обеспечивает маломощная насосная станция.

При подаче сигнала на поляризованный электромагнит *ЭМ* гидроклапана *2а* полость *В* соединяется через сливную гидроцепь *b—0* с баком *4* и происходит отвод жидкости из-под поршня ГУ. Одновременно жидкость из аккумулятора поступает в объем *А* по напорной гидроцепи *а—б*. Под действием усилия $pS_1 - p_вS_2 - F_с$ поршень движется вниз. Поршень ГУ имеет тормозной хвостовик и по мере перемещения поршня хвостовик перекрывает сечение $S_т$, что вызывает увеличение местного гидравлического сопротивления. Давление в объеме $V_в$ возрастает и в конце пути скорость поршня уменьшается до допустимого значения. Возврат поршня в первоначальное положение происходит после срабатывания электромагнита *ЭМ* и соединения объема $V_в$ с пневмогидравлическим аккумулятором через гидроклапан *2б*. Рост давления в объеме $V_в$ вызывает движение поршня *3* вверх.

Рассмотрим основные характеристики движущейся жидкости как рабочего тела в элементах ГУ.

Рабочая жидкость. Свойства жидкости определяют механические характеристики ГУ. Практика показывает, что изменения, происходящие в жидкости, являются основной причиной отказов и неисправностей в эксплуатации гидроустройств. Важными параметрами жидкости являются плотность, вязкость, сжимаемость. Плотность жидкости $\rho =$ 800÷1000 кг/м³. Экспериментально показано, что изменение температуры жидкости как в статике, так и при движении среды не приводит к заметному изменению плотности.

Вязкость жидкости (внутреннее трение в жидкости) характеризуется динамической (абсолютной) вязкостью $\eta_д$ (Н · с/м²). Под кинематической вязкостью $\eta_к$ (м²/с) понимают $\eta_к = \eta_д/\rho$. Изменение температуры весьма существенно влияет на вязкость жидкости, что может вызвать изменение временных характеристик ГУ. Так, для масла АМГ-10 ($\rho = 850$ кг/м³) при уменьшении температуры с +50 до —50 °С кинематическая вязкость увеличивается с 10^{-5} до $1{,}25 \cdot 10^{-3}$ м²/с. Для жидкости при уменьшении температуры силы взаимодействия между молекулами слоев, смещающихся друг относительно друга, усиливаются, и вязкость возрастает.

Сжимаемость жидкости (упругая деформация жидкости) характеризуется изменением объема жидкости под воздействием внешнего давления:

$$E_ж dV_ж = -V_ж dp, \tag{7.43}$$

где $V_ж$ — объем жидкости; $E_ж$ — объемный модуль упругости жидкости.

Объемный модуль упругости $E_ж$ возрастает с увеличением давления p и с уменьшением температуры T жидкости. Значение $E_ж =$ $= 1200 \div 2000$ МПа, т. е. в среднем согласно формуле (7.43) жидкость сжимается на доли процента при увеличении давления на 10 МПа.

Однако реальная жидкость в гидроприводе представляет собой двухфазную смесь с переменным объемным модулем упругости. Высокие скорости движения поршня гидропривода, значительные перепады давлений при начальном ускорении и в стадии торможения, течение жидкости через местные гидравлические сопротивления (клапаны, отверстия, насадки и т. п.) приводят к выделению из жидкости растворенного газа. Скорость выделения газа выше скорости его растворения и неизбежно наличие нерастворенного газа, процент содержания которого в смеси изменяется при эксплуатации ГУ. Поэтому объемный модуль упругости жидкости $E_ж$ зависит от коэффициента $k_а = V/V_с$, где V — объем газа в жидкости; $V_с$ — объем двухфазной смеси.

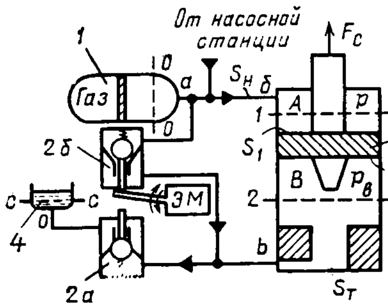


Рис. 7.11

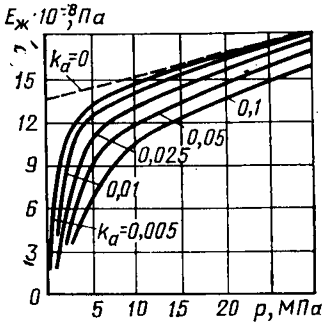


Рис. 7.12

Растворенный газ не влияет на $E_ж$. Согласно теоретическому расчету для масла АМГ-10 при $T = 293$ °К наибольшее влияние газовой фазы на $E_ж$ наблюдается при относительно малых давлениях (рис. 7.12). Изменение упругой деформации жидкости из-за нерастворенного газа может привести к изменению механических характеристик гидропривода. Целесообразно в расчете ГУ использовать экспериментальные данные $E_ж$ $(p, k_а)$, полученные на реальном гидроприводе в динамическом режиме, с тем чтобы учитывать влияние на деформацию среды конструктивных элементов гидромеханизма и работы гидроустройств управления.

Движение жидкости в ГУ рассматривается как одномерное движение сплошной среды. Известно, что для потока газа и жидкости одинаково справедливы законы сохранения массы, импульса (количества движения), энергии. Поэтому воспользуемся уравнениями Бернулли (7.8) и неразрывности (7.9), принимая жидкости как идеальную и несжимаемую ($\rho = \mathrm{const}$) среду.

Влиянием сил тяжести среды на ее движение в гидроустройстве пренебрегаем. Для сечений потока *1—1* и *2—2* (см. рис. 7.4, *а*) уравнение (7.8) приобретает вид

$$p_1 + \rho v_1^2/2 = p_2 + \rho v_2^2/2, \qquad (7.44)$$

где v_1, v_2 — скорость жидкости в сечениях *1—1* и *2—2*.

Однако для учета реальных свойств жидкости к правой части уравнения (7.44) следует прибавить Δp_{12} — потери давления на участке между сечениями *1—1* и *2—2*.

Для рассматриваемого случая уравнение неразрывности (7.9) имеет вид

$$dV_{ж1}/dt = dV_{ж2}/dt = \dot{V}_{ж} = v_1 S_1 = v_2 S_2 = \text{const}, \qquad (7.45)$$

где $\dot{V}_{ж}$ — *объемный расход жидкости*, м³/с; S_1, S_2 — площадь сечения потока жидкости в сечениях *1—1* и *2—2*.

Между напорным и сливным потоками жидкости находится поршень ГУ (рис. 7.11, операция отключения). Для ГУ принято условие взаимодействия жидкости с подвижным поршнем формулировать при предположении, что полости ГУ полностью заполнены жидкостью. Тогда граничные условия в гидроцилиндре для сечений *1—1* и *2—2* приобретают вид [40]

$$\dot{V}_{ж.н} = v_п S_1,\ \dot{V}_{ж.с} = v_п S_2,\ \dot{V}_{ж.с} S_2^{-1} = \dot{V}_{ж.н} S_1^{-1}, \qquad (7.46)$$

где $v_п$ — скорость поршня ГУ; S_1, S_2 — площади поршня со стороны полостей *A* и *B*, на которые действует жидкость.

Расход жидкости в элементах ГУ. В ГУ велики потери давления при протекании жидкости через р а с п р е д е л е н н ы е (по длине) и м е с т н ы е (сосредоточенные) гидравлические сопротивления. Формула для определения потерь давления имеет вид

$$\Delta p = 0{,}5\rho\xi_ж v_2, \qquad (7.47)$$

где $\xi_ж$ — коэффициент сопротивления элемента; v — скорость течения жидкости через элемент.

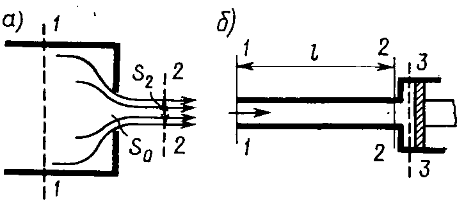


Рис. 7.13

Рассмотрим стационарное течение жидкости из камеры через отверстие S_0 во внешнее пространство (рис. 7.13, *а*). Сжатие струи до сечения S_2 происходит вследствие движения частиц жидкости по криволинейным траекториям, что приводит к возникновению центробежных сил, направленных к оси и сжимающих струю. Отношение сечения S_2 к площади отверстия S_0 называется *коэффициентом сжатия струи* $k_с = S_2/S_0$. Для рассматриваемых сечений *1—1* и *2—2*

$$p_1 + 0{,}5\rho v_1^2 = p_2 + 0{,}5\rho v_2^2 + 0{,}5\rho\xi_ж v_2^2. \qquad (7.48)$$

Учитывая, что $v_1 \approx 0$, получаем

$$v_2 = (1/\sqrt{1+\xi_ж})\sqrt{(2/\rho)(p_1 - p_2)}.$$

Следовательно, расход жидкости через отверстие

$$\dot{V}_{ж} = S_2 v_2 = \left(k_с S_0/\sqrt{1+\xi_{ж}}\right)\sqrt{(2/\rho)(p_1-p_2)}, \qquad (7.49)$$

где $k_с/\sqrt{1+\xi_{ж}} = k_{ж}$ — *коэффициент расхода.*

Коэффициент $k_{ж}$ является поправочным коэффициентом между реальным расходом жидкости и его предельным теоретическим значением $\dot{V}_{ж\,max}$, когда нет сжатия струи и нет потерь $\xi_{ж} = 0$. Коэффициенты $k_{ж}$ зависят от формы, размеров отверстия и камеры, режима течения (ламинарный или турбулентный) и определяются обычно экспериментально. Для увеличения расхода жидкости через отверстия используется присоединение внешних насадок.

Для определения $\dot{V}_{ж}$ через клапаны, фильтры, дроссели и другие местные гидравлические сопротивления требуется найти коэффициент сопротивления $\xi_{ж}$. Для течения жидкости через местные сопротивления характерно резко изменяющееся неравномерное движение среды с высокой степенью пульсации скоростей и давлений. Аналитический расчет коэффициента $\xi_{ж}$ возможен только для нескольких идеализированных частных случаев, например для сопротивления при резком расширении канала $\xi_{ж} = (1 - S_2/S_3)^2$ (рис. 7.13, *б*). В остальных случаях используются эмпирические коэффициенты $\xi_{ж}$, полученные при стационарном течении жидкости.

Расход жидкости через трубопровод (рис. 7.13, *б*) следует определять по (7.49), учитывая, что коэффициент сопротивления $\xi_{ж} = \lambda_{ж} l/d_т$. Коэффициент трения $\lambda_{ж}$ зависит от режима течения жидкости, шероховатости поверхности трубопровода и определяется по эмпирическим формулам:

для турбулентного течения

$$\lambda_{ж} = 0{,}316\,\mathrm{Re}^{-0{,}25};$$

для ламинарного течения

$$\lambda_{ж} = (64 \div 75)/\mathrm{Re}. \qquad (7.50)$$

Течение жидкости принято считать турбулентным, если число Рейнольдса $\mathrm{Re} > 2300$, или ламинарным, если $\mathrm{Re} < 2300$. Это разделение режимов течения условное, так как на практике турбулентность проявляется и при меньших Re.

Значительное влияние на эти процессы оказывают возмущения в жидкости, связанные с непрофилированным входом в трубопровод, шероховатостью поверхности входного канала. В приближенных формулах (7.50) не учтено влияние на коэффициент $\lambda_{ж}$ шероховатости внутренней поверхности трубопровода. Имеется несколько эмпирических формул, одна из которых — универсальная формула Альтшуля

$$\lambda_{ж} = 0{,}1\,(1{,}46 k_э/d_т + 100/\mathrm{Re})^{0{,}25}, \qquad (7.51)$$

где $k_э = 0 \div 0{,}002$ — эквивалент абсолютной шероховатости (мм) для труб, тянутых из латуни и меди: $k_э = 0{,}06 \div 0{,}2$ — для высококачественных бесшовных стальных труб; $k_э = 0{,}1 \div 0{,}5$ — для стальных труб.

Для повышения точности расчетов целесообразно пользоваться коэффициентами $k_ж$, $\xi_ж$, полученными экспериментально на действующих ГУ с учетом их работы.

Проводя осциллографирование изменения давления в рабочей полости гидроцилиндра p (см. рис. 7.11) и определяя скорость движения поршня $v_п$, можно найти коэффициент сопротивления отдельных гидроэлементов или напорной гидроцепи по уравнению (7.47). Учитывая, что $v_п S_1 = S_н v$, получаем

$$\xi_ж = 2(p_0 - p) S_н^2/(v_п^2 S_1^2 \rho), \tag{7.52}$$

где p_0 — давление жидкости в пневмогидроаккумуляторе; $S_н$ — сечение трубопровода *а—б* (см. рис. 7.11).

Обычно исследуют зависимость $\xi_ж(v_п)$, которую используют в расчетах.

Для расчета ГУ необходимо знать потери давления как в отдельных элементах ГУ, так и по всей напорной (сливной) гидроцепи. При последовательном соединении n трубопроводов и k местных гидравлических сопротивлений, когда известны для отдельных элементов $\lambda_ж$, $\xi_ж$, потери давления для напорной гидроцепи суммируются и приводятся к площади поршня S_1 (или для сливной гидроцепи к S_2) ГУ. Учитывая, что $v_i S_i = v_п S_1$ и используя уравнение (7.47), получаем

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho\left(\sum_{i=1}^{n}\frac{\lambda_{жi} l_i}{d_{тi} S_i^2} + \sum_{i=1}^{k}\frac{\xi_{жi}}{S_{iм}^2}\right) v_п^2 S_1^2. \tag{7.53}$$

Нестационарные процессы в ГУ. Важные практические задачи можно решать, принимая течение жидкости как одномерное и стационарное, что хорошо подтверждается экспериментом. Однако в ряде случаев неучет нестационарных одномерных процессов может привести к значительным ошибкам.

Приведенная масса жидкости. Если рассматривать жидкость между сечениями *1—1*, *2—2* (рис. 7.13, *б*), то для того, чтобы сдвинуть ее, необходимо преодолеть инерционность столба жидкости. Для такого переходного процесса $dv = (\partial v/\partial x)dx + (\partial v/\partial t)dt$ и уравнение (7.7) для несжимаемой жидкости имеет вид

$$dp/\rho + d(v^2/2) + (\partial v/\partial t)\,dx = 0 \tag{7.54}$$

Интегрируя уравнение (7.54) вдоль потока жидкости на участке *1—2*, получаем

$$p_1 + \rho v_1^2/2 = p_2 + \rho v_2^2/2 + \rho\int_1^2 (\partial v/\partial t)\,dx.$$

При постоянной площади живого потока по каналу длиной l $\partial v/\partial t = dv/dt$ и, следовательно,

$$\rho\int_1^2 \partial v/\partial t dx = \rho l dv/dt = \Delta p_и, \tag{7.55}$$

где $\Delta p_и$ — потери давления на преодоление инерционности столба жидкости.

Для напорной (сливной) линии ГУ постоянного сечения, когда объемный расход жидкости определяется движением поршня и по уравнению неразрывности $vS_н = v_пS_1$ (см. рис. 7.11), потери давления на преодоление инерционности столба жидкости, отнесенные к площади поршня S_1:

$$\Delta p_{ин} = (\rho l S_1/S_н)\, dv_п/dt = (m_{ж1}/S_1)\, dv_п/dt, \tag{7.56}$$

где $m_{ж1} = \rho l S_1^2/S_н$ —масса жидкости, приведенная к площади поршня S_1.

Чтобы показать значимость $m_{ж1}$, допустим, что $S_1/S_н = 10$; тогда $m_{ж1} = 100\, m_ж$, где $m_ж = \rho l S_н$ — реальная масса жидкости. Следовательно, приведенная масса жидкости может быть соизмерима с массами металлических подвижных частей привода и ее необходимо учитывать при расчете ГУ. В общем виде, когда канал имеет переменное сечение по длине l, приведенная к площади поршня S_1 масса жидкости

$$m_{ж1} = \rho S_1^2 \int\limits_l dl/S_l. \tag{7.57}$$

Для гидроцепи, состоящей из последовательного соединения трубопроводов:

$$m_{ж1} = \rho S_1^2 \sum l_i/S_{iн}. \tag{7.58}$$

Гидравлический удар. Жидкость имеет относительно высокую плотность и при движении по трубопроводу с большой скоростью поток обладает значительной кинетической энергией. Мгновенное перекрытие канала вызывает резкое возрастание давления в канале (гидравлический удар) перед заслонкой, что связано с переходом кинетической энергии потока в потенциальную энергию жидкости. Дальнейшее распространение ударной волны по каналу может вызвать ложное срабатывание элементов гидросистемы, изменение динамических характеристик гидромеханизма. Для устранения гидравлического удара используются пневматические компенсаторы, ограничивается скорость переключающих элементов. В быстродействующих ГУ применяются специальные тормозные устройства, позволяющие обеспечить плавное движение поршня ГУ при торможении, с тем чтобы предельно уменьшить кавитационные явления.

Динамические характеристики ГУ. Рассмотрим ГУ (см рис. 7.11) при движении поршня вниз. Уравнение движения поршня ГУ, принимая приведенную к поршню массу твердых подвижных звеньев ГУ постоянной, можно представить в виде

$$m_п \dot{v}_п = pS_1 - p_в S_2 - F_с, \tag{7.59}$$

где p и $p_в$ — давления соответственно в рабочей полости гидроцилиндра и в объеме В; $F_с$ — суммарное противодействующее усилие.

Для определения давлений p и $p_в$ необходимо составить уравнения, связывающие параметры потока в разных сечениях гидросистемы. Следует сформулировать граничные условия для четырех сечений, находящихся в начале и конце потоков гидросистемы ГУ. В сечении *0—0* (см. рис. 7.11) в гидроаккумуляторе принимают $p_0 = \text{const}$. В конце сливного канала в сечении c—c скоростным напором пренебрегают и считают давление $p_{c-c} = p_a$ (при сливе в бак p_a равно атмосферному давлению). В полостях гидроцилиндра для сечений *1—1* и *2—2* граничные условия формируются согласно уравнениям (7.46).

Для напорной цепи ГУ уравнение Бернулли имеет вид

$$p_0 + 0{,}5\rho v_0^2 = p + 0{,}5\rho v_1^2 + \Delta p_{01} + \Delta p_{\text{ин}},$$

где $\Delta p_{\text{ин}}$ — потери давления на преодоление инерционности жидкости между сечениями *0—0* и *1—1*, приведенные к площади поршня S_1; Δp_{01} — потери давления в гидравлических сопротивлениях.

Обычно разность между кинетическими энергиями $0{,}5\rho\,(v_0^2 - v_1^2)$ мала по сравнению с потерями давления в гидравлических сопротивлениях и поэтому

$$p = p_0 - \Delta p_{01} - \Delta p_{\text{ин}} = p_0 - \Delta p_{01} - (m_{\text{ж}1}/S_1)\, dv_{\text{п}}/dt, \tag{7.60}$$

соответственно для сливной цепи

$$p_{\text{в}} = p_{c-c} + \Delta p_{2c} + \Delta p_{\text{ис}} = p_{c-c} + \Delta p_{2c} + (m_{\text{ж}2}/S_2)\, dv_{\text{п}}/dt, \tag{7.61}$$

где $\Delta p_{\text{ис}}$ — потери давления на преодоление инерционности жидкости между сечениями *2—2* и *c—c*, приведенные к площади поршня S_2; Δp_{2c} — потери давления в гидравлических сопротивлениях.

Потери давления Δp_{01} и Δp_{2c} определяются по формулам (7.47) и (7.53).

Суммарная масса подвижных частей в гидромеханизме

$$m = m_{\text{п}} + m_{\text{ж}1} + m_{\text{ж}2} = m_{\text{п}} + \rho S_1^2 \sum l_i/S_{i\text{н}} + \rho S_2^2 \sum l_{ic}/S_{ic}. \tag{7.62}$$

Окончательно уравнение движения (7.59) имеет вид

$$m\dot{v}_{\text{п}} = (p_0 - \Delta p_{01})\, S_1 - (\Delta p_{2c} + p_{c-c})\, S_2 - F_c. \tag{7.63}$$

Когда необходим более точный расчет с учетом сжимаемости реальной жидкости, то балансы объемных расходов в системе

$$\begin{aligned} v_{\text{п}} S_1 &= \dot{V}_{\text{ж.н}} - (V_{\text{ж.н}}(x)/E_{\text{ж.н}})\, dp/dt, \\ v_{\text{п}} S_2 &= \dot{V}_{\text{ж.с}} + (V_{\text{ж.с}}(x)/E_{\text{ж.с}})\, dp_{\text{в}}/dt. \end{aligned} \tag{7.64}$$

Характеристики ГУ рассчитываются по вышеприведенным формулам методами численного интегрирования. Дальнейшие теоретические исследования ГУ должны базироваться на конкретных требованиях к гидромеханизму в электрическом аппарате с учетом действующих сил и масс подвижных звеньев. Проанализируем основные этапы работы ГУ.

Трогание поршня в ГУ. Для идеального гидромеханизма (см. рис. 7.11) усилие к поршню прикладывается мгновенно и время трогания равно нулю (проходное сечение клапана *2а* открывается мгновенно). Однако экспериментальные исследования показывают, что в реальном ГУ из-за газовой фазы в жидкости трогание поршня может составлять заметное время.

Для выполнения коммутационным аппаратом наиболее ответственной операции важно выбрать такую систему ГУ, когда предельное усилие на поршень прикладывается с минимальной задержкой по времени. Рассмотрим начальную фазу поступления жидкости под поршень ГУ при открывании клапана *2б*. Из уравнения (7.43)

$$E_ж \dot{V}_ж dt = V_ж dp. \qquad (7.65)$$

Так как в исходном положении давление жидкости в полости *В* равно атмосферному $p_а$, то, решая уравнение (7.65), относительно времени t, получаем

$$t_р = V_ж \int\limits_{p_а}^{p} dp/[E_ж(p, k_а)\dot{V}_ж].$$

Следовательно, время нарастания давления до значения p определяется изменением объемного модуля упругости жидкости $E_ж$ (p, $k_а$) и $\dot{V}_ж$. Однако при выполнении ГУ другой операции, когда при исходном давлении жидкости p_0 происходит слив ее из полости под поршнем ГУ, $E_ж$ велико и относительно стабильно (см. рис. 7.13). В этом случае влияние нерастворенного воздуха в жидкости на усилие, прикладываемое к поршню ГУ, резко уменьшается, что позволяет получить высокое быстродействие ГУ. Из последнего уравнения следует, что пусковое устройство гидромеханизма должно иметь высокое быстродействие и значительное проходное сечение, тогда велико значение $\dot{V}_ж$ и мало $t_р$.

Разгон поршня в ГУ. Быстродействие ГУ на начальном этапе движения поршня зависит от выбора исходных параметров и конструктивных размеров ГУ. Рассмотрим срабатывание ГУ по схеме (см. рис. 7.11) при открывании клапана *2а*. Масса подвижных частей ГУ с учетом инерции жидкости в системе m определяется по уравнению (7.62). Допустим, что гидросопротивления сливной гидроцепи выбраны так, что сопротивлениями демпфера и трубопровода можно пренебречь, а сопротивление клапана *2а* $\xi_к = \text{const}$. Тогда для сливной гидроцепи имеем $p_{с-с} \approx 0$, $p_в = \Delta p_{2с} = \xi_к \rho S_2^2 v_п^2/(2S_к^2)$, где $S_к$ — площадь проходного отверстия в клапане *2а*. Потерями давления в напорной гидроцепи будем пренебрегать: $\Delta p_{01} + \Delta p_{ин} \approx 0$ (короткий канал большого сечения) и, следовательно, $p = p_0$. Принимая, что клапан *2а* открывается мгновенно, уравнение движения (7.63) приобретает вид

$$m\dot{v}_п = p_0 S_1 - \xi_1 \rho S_2^3 v_п^2/(2S_к^2) - F_с. \qquad (7.66)$$

После преобразований и двухкратного интегрирования

$$x = [v_у^2 m/(p_0 S_1 - F_с)] \ln \{\operatorname{ch}[(p_0 S_1 - F_с) t/(v_у m)]\}, \qquad (7.67)$$

где $v_у^2 = 2(p_0 S_1 - F_с) S_к^2/(\xi_ж \rho S_2^3)$ — установившаяся скорость поршня.

Следовательно, увеличению быстродействия ГУ способствует уменьшение $F_с$ и увеличение $p_0 S_1$ и $S_к$. Наиболее активным параметром, влияющим на быстродействие ГУ, является $S_к$, изменяя который можно обеспечить малое время срабатывания ГУ.

Торможение поршня в ГУ. Наиболее сложным и ответственным этапом в работе ГУ является торможение. За малое время и на небольшом ходу в этой заключительной стадии движения поршня необходимо погасить значительную кинетическую энергию подвижных частей механизма. Этап торможения должен проходить плавно без резких динамических перегрузок и кавитационных явлений.

В высокоскоростных ГУ электрических аппаратов используется торможение «по пути», когда по ходу поршня на конечном этапе движения уменьшается площадь сечения канала по линии слива, а следовательно, увеличивается ее гидравлическое сопротивление. Усилие на поршень со стороны объема сжатия увеличивается, и скорость поршня уменьшается.

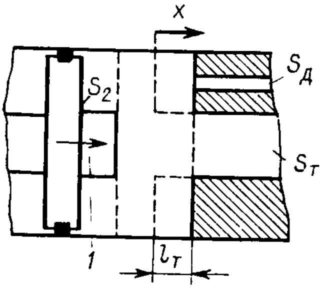


Рис. 7.14

Существует несколько типов тормозных устройств, один из которых (наиболее простой) приведен на рис. 7.14. Здесь при перекрытии тормозным хвостовиком *1* сливного канала значительного сечения $S_т$ жидкость течет через дроссель с сечением $S_д$. При анализе процесса торможения решаются следующие задачи: а) определяются параметры ГУ, обеспечивающие уменьшение скорости поршня до допустимой на пути торможения, если известна исходная зависимость $S_д(x)$; б) определяется зависимость $S_д\,(x)$, если задан закон изменения движения (ускорения или скорости) поршня на этапе торможения.

Допустим, что известно сечение канала $S_д = \text{const}$ (рис. 7.14) и требуется определить взаимосвязь скорости $v_п\,(x)$ на этапе торможения с конструктивными параметрами ГУ. Согласно формуле (7.47) потери давления в дросселе $\Delta p = \rho\xi_ж v_п^2 S_2^2/(2S_д^2) = k_д v_п^2$.

Переходя в уравнении (7.66) к переменной по x, получаем

$$m v_п\, dv_п/dx = p_0 S_1 - k_д S_2 v_п^2 - F_с. \tag{7.68}$$

Если в процессе движения поршня на этапе торможения необходимо демпфировать только кинетическую энергию подвижных частей $mv_{п.н}^2/2$ ГУ $(p_0 S_1 - F_с \approx 0)$, то из уравнения (7.68)

$$v_п = v_{п.н} \exp\,(-k_д S_2\, x/m) = v_{п.н} \exp\,(-k_м\, x), \tag{7.69}$$

где $v_{п.н}$ — скорость поршня перед этапом торможения, $k_м = k_д S_2/m$.

Определим время торможения, т. е. время движения поршня от $x = 0$ до $x = l_т$ (рис. 7.14). Так как $t_т = \int\limits_0^{l_т} dx/v_п$, то после интегрирования

$$t_т = [\exp\,(k_м\, l_т) - 1]/(v_{п.н}\, k_м). \tag{7.70}$$

Если получено недостаточно эффективное торможение поршня ГУ и значительны кавитационные явления, то следует использовать другой профиль тормозного хвостовика.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Александров Г. Н., Иванов В. Л.* Изоляция электрических аппаратов высокого напряжения. — Л.: Энергоатомиздат, 1984.
2. *Александров Г. Н.* Сверхвысокие напряжения. — Л.: Энергия, 1973.
3. *Афанасьев В. В., Вишневский Ю. И.* Воздушные выключатели. — Л.: Энергоиздат, 1981.
4. *Афанасьев В. В., Якунин Э. Н.* Приводы к выключателям и разъединителям высокого напряжения. — Л.: Энергоиздат, 1983.
5. *Брон О. Б.* Электрические аппараты с водяным охлаждением. — Л.: Энергия, 1967.
6. *Брон О. Б., Сушков Л. К.* Потоки плазмы в электрической дуге выключающих аппаратов. — Л.: Энергия, 1975.
7. *Буль Б. К.* Основы теории и расчета магнитных цепей. — М. — Л.: Энергия, 1964.
8. *Буткевич Г. В.* Дуговые процессы при коммутации электрических цепей. — М.: Энергия, 1973.
9. *Герц Е. В.* Пневматические приводы. Теория и расчет. — М.: Машиностроение, 1969.
10. *Герц Е. В., Крейнин Г. В.* Расчет пневмоприводов. Справочное пособие. — М.: Машиностроение, 1975.
11. *Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. — М.: Наука, 1976.
12. *Гордон А. В., Сливинская А. Г.* Электромагниты постоянного тока. — М. — Л.; ГЭИ, 1960.
13. *Грановский В. Л.* Электрический ток в газе. — М.: Наука, 1971.
14. *Дейч М. Е.* Техническая газодинамика. — М.: Энергия, 1974.
15. Детали машин. Расчет и конструирование. Справочник, т. 2 / Под ред. проф. *Н. С. Ачеркана.* — М.: Машиностроение, 1968.
16. *Залесский А. М.* Электрическая дуга отключения. — Л.: Госэнергоиздат, 1963.
17. *Залесский А. М., Кукеков Г. А.* Тепловые расчеты электрических аппаратов. — Л.: Энергия, 1967.
18. *Карпенко Л. Н.* Быстродействующие электродинамические отключающие устройства. — Л.: Энергия, 1973.
19. *Карпенко Л. Н.* Математическое моделирование электрических аппаратов. Учебное пособие. Изд. ЛПИ им. М. И. Калинина. — Л.: 1980.
20. *Ким Е. И., Омельченко В. Т., Харин С. Н.* Математические модели тепловых процессов в электрических контактах. — М.: Наука, 1977.
21. *Кукеков Г. А.* Выключатели переменного тока высокого напряжения. — Л.: Энергия, 1972.
22. *Кучинский Г. С.* Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. — Л.: Энергия, 1979.
23. *Любчик М. А.* Оптимальное проектирование силовых электромагнитных механизмов. — М.: Энергия, 1974.
24. *Михеев М. А.* Основы теплопередачи. — М.: Госэнергоиздат, 1956.
25. *Мукосеев Ю. Л.* Распределение переменного тока в токопроводах. — М.: Госэнергоиздат, 1959.
26. *Намитоков К. К.* Электроэрозионные явления. — М.: Энергия, 1978.
27. *Нейман Л. Р., Демирчян К. С.* Теоретические основы электротехники, т. I. — Л.: Энергия, 1967.
28. *Новиков Ю. Н.* Теория и расчет электрических аппаратов. — Л.: Энергия, 1970.

29. Основы теории электрических аппаратов / *Буль Б. К., Буткевич Г. В., Годжелло А. Г.* и др. — М.: Высшая школа, 1970.
30. *Раховский В. И.* Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. — М.: Наука, 1970.
31. *Стенин П. А.* Сопротивление материалов. — М.: Высшая школа, 1983.
32. *Таев И. С.* Электрические аппараты. — М.: Энергия, 1977.
33. *Таев И. С.* Электрические контакты и дугогасительные устройства аппаратов низкого напряжения. — М.: Энергия, 1976.
34. Теория и конструкции выключателей / Под ред. *Ч. Х. Флершейма.* — Л.: Энергоиздат, 1982.
35. Техника высоких напряжений / *Александров Г. Н., Иванов В. Л., Кадомская К. П.* и др.; Под ред. М. В. Костенко. — М.: Высшая школа, 1973.
36. Техника высоких напряжений / *Дмоховская Л. Ф., Ларионов В. П., Пинталь Ю. С.* и др.; Под ред. Д. В. Разевига. — М.: Энергия, 1976.
37. *Франк-Каменецкий Д. А.* Лекции по физике плазмы. — М.: Атомиздат, 1968.
38. *Хольм Р.* Электрические контакты. — М.: Изд-во иностранной литературы, 1961.
39. *Холявский Г. Б.* Расчет электродинамических усилий в электрических аппаратах. — Л.: Энергия, 1971.
40. *Цуханова Е. А.* Динамический синтез дроссельных управляющих устройств гидроприводов. — М.: Наука, 1978.
41. Электрическая эрозия сильноточных контактов и электродов / *Буткевич Г. В., Белкин Г. С., Ведешенков Н. А., Жаворонков М. А.* — М.: Энергия, 1978.
42. *Mosch W. Hauschild W.* Hochspannungsisoliezungen mit Schwefelhexafluorid. VEB Verlag Technik. — Berlin, 1979.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ОГЛАВЛЕНИЕ