В. П. Мещеряков

Электрическая дуга большой мощности в выключателях

Часть I

Ульяновск, 2006

ББК 31.264.322+22.333.31
УДК 621.316.57:537.523.5
М56

Мещеряков В. П. Электрическая дуга большой мощности в выключателях. Часть I / Под ред. В. В. Самойлова. – Ульяновск: ОАО "Контактор", 2006. – 344 с.

ISBN 5-9900853-1-1 (978-5-9900853-1-2)

В части I книги приведены тепло- и электрофизические свойства газов и паров металлов и изложены основы физики дуги отключения. Книга содержит результаты экспериментальных исследований процессов гашения дуги большой мощности в низковольтных выключателях.

Книга предназначена для инженеров, занятых практической разработкой конструкций выключателей, их испытанием и исследованием, и будет полезна научным сотрудникам, аспирантам и студентам вузов.

Ил. 178. Табл. 74.

Meshcheryakov V. P. Electric arc of high power in circuit breakers. Part I / Edited by V. V. Samoilov. – Ulyanovsk: J. St. Co. "Contactor", 2006. – 344 p.

ISBN 5-9900853-1-1 (978-5-9900853-1-2)

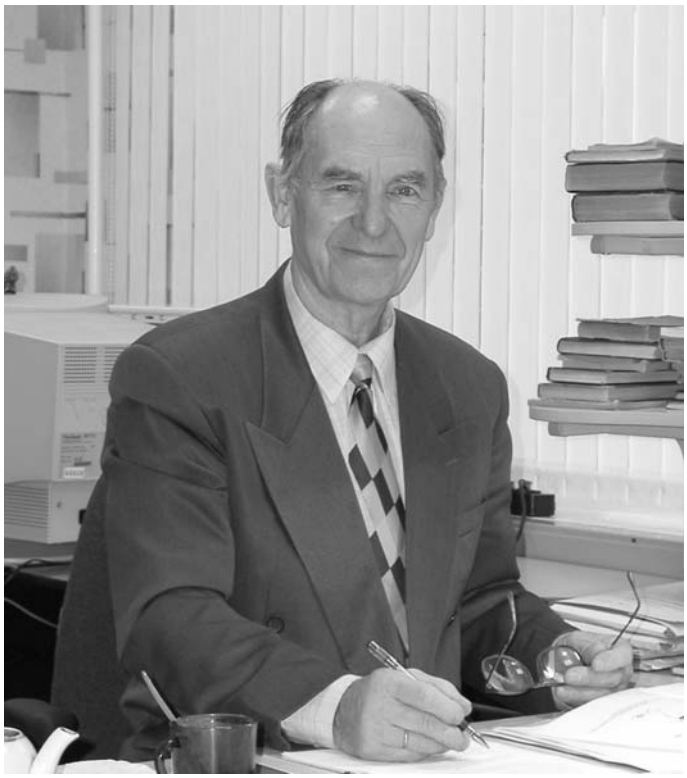
Thermal and electrophysical properties of gases and metal vapors and fundamentals of switching arc physics are stated in the part I of the monograph. The present work discovers the results of experimental investigations of processes of high power arc quenching in low-voltage circuit breakers.

The monograph is intended for engineers involved in practical design of circuit breakers, its tests and investigations, research engineers, postgraduates and students.

Fig. 178. Tabl. 74.

ISBN 5-9900853-1-1
(978-5-9900853-1-2)

©Мещеряков В. П., 2005-2006.
©ОАО "Контактор", 2006.
©Самойлов В. В., Сибатов Р. Т.,
оформление, 2006.



Автор
(биографическая справка)

Мещеряков Валентин Петрович, 1931 года рождения. В 1955 г. окончил электромеханический факультет Ленинградского Высшего инженерного морского училища им. адм. С. О. Макарова. Дипломная работа „Автоматический выключатель гашения поля“ касалась выключателя, подготовленного к производству ульяновским заводом НВА „Контактор“. Автором были выполнены необходимые инженерные расчёты и проведены исследования процессов гашения дуги с помощью изобретённого и изготовленного им аппарата скоростной киносъёмки. С 1960 г. по настоящее время В. П. Мещеряков работает на заводе „Контактор“. Более 30 лет работал главным конструктором завода, затем начальником научно-исследовательского отдела, с 1999 г. – ведущий научный сотрудник. В шестидесятые годы под его руководством разработана серия автоматических выключателей „Электрон“ на номинальные токи от 1000 до 6300 А и номинальное напряжение до 660 В. За эту серию коллектив разработчиков был награждён шестью медалями ВДНХ, в том числе В. П. Мещеряков – золотой медалью. В. П. Мещеряков имеет 12 изобретений и более двадцати научных публикаций в отечественных и зарубежных изданиях. В период с 1999 г. по 2006 г. под его руководством и при непосредственном участии про-

ведены научно-исследовательские работы и выпущены отчёты о НИР по теме „Исследования процессов гашения дуги большой мощности в автоматических выключателях“: Часть I. Физические процессы на размыкающихся контактах. Часть II. Физические процессы, сопровождающие переход дуги с контактов на дугогасительные рога и вхождение дуги в дугогасительную решётку. Часть III. Физические процессы в дугогасительной решётке и повторные зажигания дуги. Часть IV. Термодинамические процессы в дугогасительных камерах выключателей, а также „Методические основы анализа и расчёта наибольшей отключающей способности дугогасительных решёток низковольтных выключателей“. Кроме того, подготовлена к изданию предлагаемая читателю книга. В настоящее время В. П. Мещеряков работает над второй частью книги „Электрическая дуга большой мощности в выключателях“.

Содержание

Предисловие 7
Основные условные обозначения и единицы измерения 10

Введение **13**
1. Краткие сведения о плазме и электрических разрядах 13
1.1. Плазма 13
1.2. Электрические разряды 18
2. Гашение дуги большой мощности 28
3. Объект исследования 36
4. Цель исследования 45
5. Методика исследования. 49
Список литературы к введению 57

Глава 1. Теплофизические свойства газов и паров металлов **61**
1.1. Основные параметры газов и паров металлов 62
1.1.1. Масса. Атомная и молекулярная масса 63
1.1.2. Плотность. Давление насыщенных паров металлов. 64
1.1.3. Удельный вес 73
1.1.4. Количество вещества. Молярная масса. Молярный объём 73
1.1.5. Концентрация частиц 75
1.1.6. Давление 77
1.1.7. Вязкость 78
1.2. Температура. Уравнение состояния 79
1.3. Идеальные и реальные газы 82
1.4. Термическая диссоциация и ионизация газов и паров металлов 88
1.5. Количество теплоты 103
1.6. Тепловой поток и его поверхностная плотность 103
1.7. Тепловые свойства веществ 104
1.7.1. Теплоёмкость 104
1.7.2. Теплопроводность 109
1.7.3. Температуропроводность 112
1.8. Внутренняя энергия 113
1.9. Энтальпия 115
1.10. Энтропия 118
Список литературы к главе 1 121

Глава 2. Электрофизические свойства газов и паров металлов 123
2.1. Поведение плазмы в электрическом поле . . . 125
2.2. Кинетическая энергия, температура и скорость движения частиц . . . 127
2.3. Частота столкновений, длина свободного пробега и сечение столкновений частиц 139
2.4. Электропроводность ионизированных газов и паров металлов . . . 153
2.5. Деионизация ионизированных газов и паров металлов . . . 158
2.6. Баланс заряженных частиц в плазме дуги . . . 174
2.7. Движение заряженных частиц в магнитном поле . . . 177
2.8. Электрическая прочность воздуха . . . 184
Список литературы к главе 2 . . . 189

Глава 3. Основы физики дуги отключения 193
3.1. Физические особенности дуги высокого давления . . . 193
3.1.1. Влияние среды . . . 193
3.1.2. Влияние давления окружающей среды . . . 193
3.1.3. Влияние силы тока . . . 194
3.1.4. Влияние материала электродов . . . 194
3.1.5. Влияние собственного и внешнего магнитных полей . . . 195
3.1.6. Дуга отключения . . . 195
3.2. Возбуждение дугового разряда . . . 196
3.2.1. Возбуждение дуги размыканием контактов . . . 196
3.2.2. Возбуждение дуги вдуванием плазмы в межэлектродный промежуток . . . 206
3.2.3. Возбуждение дуги искровым разрядом . . . 207
3.3. Форма и структура дугового разряда . . . 213
3.4. Форма и структура опорных пятен дуги отключения большой мощности . . . 222
3.5. Дискретные струйки плазмы . . . 246
3.6. Потоки плазмы в дугогасительных камерах выключателей . . . 262
3.7. Воздействие магнитного поля на дугу . . . 269
3.8. Температура дуги . . . 271
3.9. Напряжение и вольтамперные характеристики дуги . . . 280
3.10. Физические процессы на катоде и в прикатодной области . . . 288
3.10.1. Термоэлектронная эмиссия . . . 292
3.10.2. Автоэлектронная эмиссия . . . 296
3.11. Физические процессы на аноде и в прианодной области . . . 302
3.12. Физические процессы в канале дуги . . . 305
Список литературы к главе 3 . . . 309

Выводы к части I 315

Приложение 318

„Не верь ничему, но
сомневайся только в том,
в чём следует сомневаться“

Дьёрдь Пойа.
Математика и правдоподобные рассуждения

Предисловие

Настоящая работа предназначена для инженеров, занятых практической разработкой конструкций выключателей низкого напряжения, их испытанием и исследованием. Книга также будет полезна научным сотрудникам, аспирантам и студентам вузов.

Несмотря на интенсивные отечественные и зарубежные исследования физических явлений, происходящих в дуговых разрядах, наши знания о процессах гашения дуги в отключающих аппаратах, особенно при больших токах короткого замыкания, остаются недостаточными. Единая теория дугового разряда при токах короткого замыкания на расходящихся контактах и в дугогасительных камерах низковольтных выключателей, работающих в атмосферном воздухе, до сих пор отсутствует. Поэтому каждому конструктору, создающему новый аппарат, приходится опираться на общие сведения по физическим процессам дуговых разрядов, изложенные в разрозненных публикациях, собственный опыт работы и результаты испытаний и исследований опытных образцов выключателей.

Предлагаемая книга должна в некоторой степени восполнить пробелы в наших знаниях о дуге отключения и служить наглядным пособием и практическим руководством для специалистов при создании новых конструкций контактных систем и дугогасительных камер с деионной решёткой.

В периодической печати и технической литературе приведены многочисленные работы по исследованию процессов гашения дуги в различных отключающих устройствах. Однако большинство этих работ выполнено для относительно небольшого диапазона токов: от нескольких ампер до десятков или сотен ампер и, как правило, не выше 1000 А. Более того, почти во всех исследованиях дуга наблюдалась в открытом пространстве. Кроме результатов этих работ, в книге использованы многочисленные экспериментальные результаты исследований дуговых разрядов в атмосферном воздухе и их теоретические обоснования.

Проведение исследований процессов гашения дуги при больших токах с помощью скоростной киносъёмки и особенно в закрытых дугогасительных устройствах сопряжено с большими техническими трудностями, которые удалось преодолеть. В частности были сфотографированы процессы гашения дуги в выключателях при токах короткого замыкания до 60 кА действующего значения.

В книге не даны исчерпывающие ответы на все вопросы, возникающие перед создателями выключателей. Автоматические выключатели должны отключать малые критические токи, многократно номинальные, токи перегрузки и короткого замыкания. В книге приводятся результаты исследований гашения дуги в диапазоне токов от 6,3 до 60 кА действующего значения при фазном напряжении 420 В.

Особое внимание в книге уделено:

- неподвижности дуги на размыкаемых контактах и выявлению условий возможности её движения, так как известно, что количество энергии, выделяющейся на контактах при размыкании, определяет степень их эрозии;
- напряжению на дуге, находящейся в дугогасительной решётке, которое определяет интенсивность процесса гашения дуги и степень ограничения тока дугой;
- геометрическим параметрам дугогасительных решёток, которые определяют габариты дугогасительных устройств выключателей и степень эрозии деионных пластин;
- повторным зажиганиям дуги в дугогасительном устройстве в процессе её гашения, которые снижают надёжность выключателя при отключении электрической цепи.

Книга состоит из двух частей, объединённых общим названием. В **ЧАСТЬ I** входят:

Введение, в котором кратко изложены основные особенности поведения плазмы и электрических разрядов и описаны объект, цель и методика исследования.

Глава 1. Теплофизические свойства газов и паров металлов.

Глава 2. Электрофизические свойства газов и паров металлов.

Глава 3. Основы физики дуги отключения.

В ЧАСТИ II будут представлены:

Глава 4. Электрическая дуга на контактах выключателей.

Глава 5. Электрическая дуга в дугогасительной решётке.

Глава 6. Повторные зажигания электрической дуги и восстанавливающаяся электрическая прочность межэлектродного промежутка.

Глава 7. Термодинамические процессы в дугогасительных камерах выключателей.

Автор выражает искреннюю благодарность заведующему лабораторией

электрофизики Физико-технического института Белорусской Академии Наук д. т. н. Михаилу Константиновичу Мицкевичу и к. ф.-м. н. Алле Ивановне Бушик за совместно проведённые на базе лаборатории исследования дробления капелек жидкого металла в электрических разрядах, электронную микроскопию высокой разрешающей способности и рентгеноспектральный анализ капелек и эрозионных следов на деионных пластинах, просмотр трёх частей отчёта о НИР по теме „Исследования процессов гашения электрической дуги большой мощности в автоматических выключателях“ и ряд ценных замечаний и предложений, учтённых автором.

В подготовке настоящей книги активное участие приняли сотрудники ОАО „Контактор“ к. ф.-м. н. Вадим Владимирович Самойлов, к. т. н. Дмитрий Владимирович Подольский, Ренат Тимергалиевич Сибатов, Сергей Олегович Яровиков, Алексей Вячеславович Юденков и Оксана Ивановна Топчий. Сложные расчёты, выполненные с помощью компьютерных программ, проведены под методическим руководством к. ф.-м. н. В. В. Самойлова им лично и Р. Т. Сибатовым. В многолетние экспериментальные работы и исследования процессов гашения дуги внесли свой вклад сотрудники Отдела главного конструктора и Испытательного центра завода. Всем им автор приносит благодарность за участие и оказанную помощь.

Автор глубоко признателен В. В. Самойлову, взявшему на себя большой труд по редактированию и подготовке к изданию настоящей книги и давшему много ценных советов.

Автор считает своим долгом выразить особую благодарность за моральную и материальную поддержку в подготовке и выпуске настоящей книги руководству ОАО „Контактор“ и Службе главного конструктора.

Я чрезвычайно благодарен моей жене Нине Ивановне, окружившей меня заботой, за активную поддержку в работе над книгой.

Замечания, предложения и отзывы по книге просьба направлять по адресу:

432001 Россия, Ульяновск, ул. К. Маркса, 12, ОАО „Контактор“.

E-mail: kontaktor@kontaktor.ru и mestcherjakov@ul.kontaktor.ru

Тел.: (8422) 67-52-05, 49-02-06.

В. П. Мещеряков. 2005-2006 гг.

Основные условные обозначения и единицы измерения физических величин

Обозначение величины	Величина	Единицы измерения в СИ	Единицы измерения в СГС
M	Масса вещества	кг	г
m_0	Масса элементарной частицы	кг	г
m_e	Масса электрона	кг	г
m_μ	Атомарная или молекулярная масса	–	–
M_M	Молярная масса	кг/моль	г/моль
G	Вес вещества	Н	дин
F	Сила	Н	дин
S	Площадь	$м^2$	$см^2$
V	Объём	$м^3$	$см^3$
V_M	Молярный объем	$м^3$/моль	$см^3$/моль
ρ	Плотность	кг/$м^3$	г/$см^3$
v	Удельный объём	$м^3$/кг	$см^3$/г
γ	Удельный вес	Н/$м^3$	дин/$см^3$
N	Число частиц	–	–
N_A	Число Авогадро	$моль^{-1}$	$моль^{-1}$
n	Концентрация частиц	$м^{-3}$	$см^{-3}$
ν	Количество вещества	моль	моль
p	Давление	Па	дин/$см^2$
T	Температура	К	К
v	Скорость	м/с	см/с
μ	Коэффициент динамической вязкости	Па · с	П (пуаз)
ν	Коэффициент кинематической вязкости	$м^2$/с	$см^2$/с
R	Универсальная газовая постоянная	Дж/(моль·К)	эрг/(моль·К)
R_M	Газовая постоянная	Дж/(кг·К)	эрг/(г·К)
$k = R/N_A$	Постоянная Больцмана	Дж/К	эрг/К
U	Внутренняя энергия	Дж	эрг
u	Удельная внутренняя энергия	Дж/кг	эрг/г
H	Энтальпия	Дж	эрг
h	Удельная энтальпия	Дж/кг	эрг/г
Q	Количество тепла	Дж	эрг
W_∂	Энергия дуги	Дж	эрг
Φ	Тепловой поток	Вт	эрг/с
q	Поверхностная плотность теплового потока	Вт/$м^2$	эрг/(с·$см^2$)
$c_{y\partial}$, c	Удельная массовая теплоемкость	Дж/(кг·К)	эрг/(г·К)
λ	Коэффициент теплопроводности	Вт/(м·К)	эрг/(см·с·К)
$a = \lambda/(c_{y\partial}\,\rho)$	Коэффициент температуропроводности	$м^2$/с	$см^2$/с
$U_u\ (\varphi)$	Энергия (потенциал) ионизации	Дж (В)	эрг (–)

Обозначение величины	Величина	Единицы измерения в СИ	Единицы измерения в СГС
x_e	Степень ионизации, доля электронов	–	–
e	Заряд электрона	Кл	–
q	Заряд частицы	Кл	–
$z = q/e$	Кратность заряда иона	–	–
$t,\ \tau$	Время	с	с
$\nu = 1/\tau$	Частота столкновений	$с^{-1}$	$с^{-1}$
S_{e0}	Усреднённое эффективное сечение столкновений электрона с нейтральными частицами	$м^2$	$см^2$
S_{eu}	Усреднённое эффективное сечение столкновений электрона с ионами	$м^2$	$см^2$
λ	Длина свободного пробега частицы	м	см
λ_e	Средняя длина свободного пробега электрона	м	см
λ_{ea}	Средняя длина свободного пробега электрона в среде атомов	м	см
λ_{eu}	Средняя длина свободного пробега электрона в среде ионов	м	см
β	Коэффициент рекомбинации	$м^3/с$	$см^3/с$
D	Коэффициент диффузии	$м^2/с$	$см^2/с$
$U_д$	Напряжение дуги	В	–
$U_к$	Катодное падение напряжения	В	–
U_a	Анодное падение напряжения	В	–
E	Напряжённость электрического поля	В/м	–
$i,\ I$	Сила тока	А	–
j	Плотность тока	$А/м^2$	–
R	Электрическое сопротивление	Ом	–
$G = 1/R$	Электропроводность	См (сименс)	–
ρ	Удельное электрическое сопротивление	Ом·м	–
$\sigma = 1/\rho$	Удельная электропроводность	См/м	–
σ_L	Электропроводность газа Лоренца	См/м	–
B	Магнитная индукция	Т (тесла)	Гс (гаусс)
$H = B/\mu$	Напряжённость магнитного поля	Вб (вебер)	Мкс (максвелл)
δ	Зазор между контактами	м	см
l	Расстояние между электродами, деионными пластинами	м	см
$r_{оп}$	Радиус опорного пятна дуги	м	см
$S_{оп}$	Площадь опорного пятна дуги	$м^2$	$см^2$
$S_{бок}$	Площадь боковой поверхности дуги	$м^2$	$см^2$

Введение

1. Краткие сведения о плазме и электрических разрядах

При отключении тока в электрической цепи на контактах выключателя возникает электрическая дуга. Дуга является одним из видов электрических разрядов, горящих в газовой среде. Поэтому прежде чем рассматривать экспериментальные результаты исследования и теоретические вопросы процессов гашения дуги в выключателях, кратко познакомимся с основными особенностями обычного газа, паров металла, плазмы, аналогиями и различиями между ними, а также с наиболее распространёнными видами электрических разрядов.

1.1. Плазма

Напомним, что атомы состоят из ядра, имеющего электрическое поле положительных зарядов, и нескольких электронов, обладающих полями отрицательных зарядов. Электроны располагаются вокруг ядра и, двигаясь по орбитам, образуют электронную оболочку. Они, благодаря взаимодействиям своих зарядов с полем ядра, удерживаются около него. Чем ближе электроны располагаются к ядру, тем большая энергия связывает их с ядром. Внешние электроны, называемые валентными, имеют минимальную энергию связи с ядром. Электрические поля ядра и электронов практически компенсируют друг друга.

На Рис. 1 схематично показано строение ряда элементарных веществ. Обратим внимание на то, что атомы азота N имеют три, а кислорода O – четыре валентных электрона. У атомов серебра Ag и меди Cu на внешней орбите находится по одному электрону. Атомы Fe, Ni, Zn, Sn, W и C обладают двумя валентными электронами.

Все вещества могут находиться в твёрдом, жидком, газообразном состоянии. Для популяризации понятия плазмы её нередко называют „четвёртым состоянием вещества“.

Что же представляет собой плазма?

При абсолютном нуле все вещества находятся в твёрдом состоянии. При такой температуре атомы и молекулы любого вещества находятся в неподвижном положении. По мере повышения температуры они начинают колебаться.

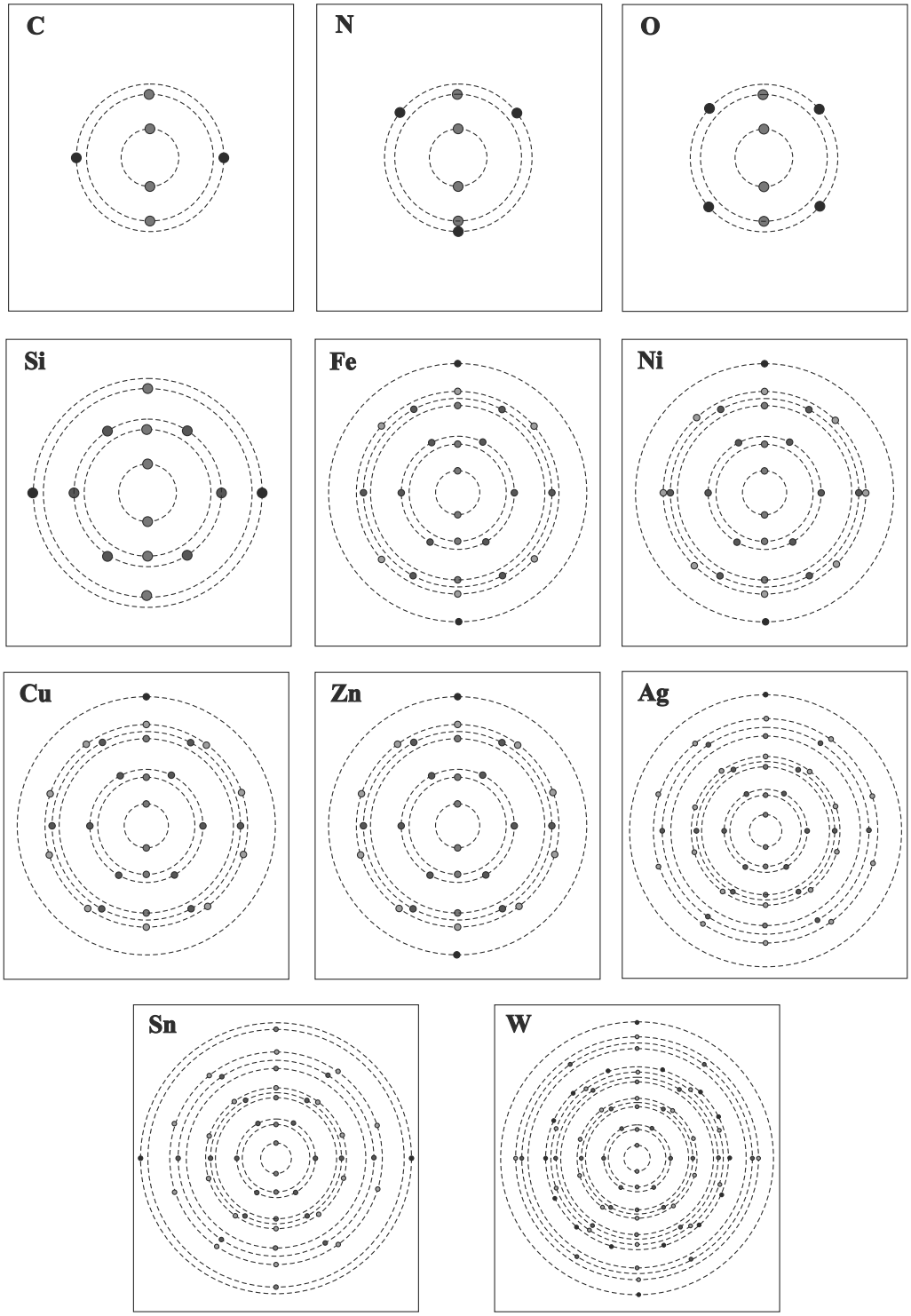


Рис. 1. Схематическое изображение электронных оболочек атомов ряда элементарных веществ.

При определённой температуре жёсткие связи между атомами и молекулами нарушаются и вещества переходят в жидкое состояние. При дальнейшем повышении температуры вещества переходят в газообразное состояние. Газы веществ, при нормальных условиях являющихся твёрдыми и жидкими, принято называть *парами*. Пары обладают теми же свойствами, что и обычные газы. Температуры переходов из одного состояния в другое для разных веществ различные. Молекулы газообразных веществ состоят из различного количества атомов. Это так называемые молекулярные газы. Например, молекулы азота и кислорода, входящих в состав воздуха, образуются из двух атомов. Пары металлов могут состоять из отдельных атомов и молекул.

Атомы и молекулы газообразных веществ постоянно находятся в хаотическом тепловом движении, в результате которого происходят их случайные столкновения. Чем выше температура газа, тем выше скорость движения атомов и молекул. При достаточно высокой температуре молекулы газов при взаимном столкновении могут распадаться на отдельные атомы. Такой процесс называют *диссоциацией* газа. Например, процессы диссоциации молекул кислорода при атмосферном давлении начинаются при температуре 2500 K, азота – 5000 K.

При дальнейшем повышении температуры атомы газов и паров металлов приобретают ещё более высокую скорость движения. При соответствующей температуре, присущей каждому веществу, в результате взаимного столкновения атомов и молекул с их внешних оболочек могут быть выбиты электроны. Этот процесс называется *ионизацией* газа. Ионизация воздуха, например, при атмосферном давлении практически начинается при температуре 6000 K. Ионизация паров меди происходит при температуре 4000 K и выше.

В физике принято рассматривать два вида ионизированного газа.

В первом случае рассматривается ионизированный газ с относительно небольшой концентрацией заряженных частиц, то есть в таком газе оказываются ионизированными не все атомы. Кратность z зарядов ионов такого газа будет меньше единицы ($z < 1$). Такой газ принято называть *слабоионизированным* или низкотемпературным, и его температура не превышает, как правило, нескольких десятков тысяч кельвинов (10^4 K).

Во втором случае, когда температура газа превышает значение, при котором все его атомы теряют по одному электрону, и кратность z становится равной единице ($z = 1$), газ называют *полностью ионизированным*. Однако при ещё более высокой температуре атомы могут потерять по два и более электронов. Такой газ называют многократно ионизированным и кратность z в нём больше единицы ($z > 1$).

Ионизированный газ или пар, в составе которого находится значительная

доля электронов и ионов по отношению к общему числу частиц, называют *плазмой*. Термин „плазма“ (от греч. plasma – образование) введён в 1923 г. физиками Ленгмюром и Томпсоном. Ионизированный газ, оставаясь газом, приобретает новые свойства.

Обычный газ состоит из нейтральных частиц, массы которых равны. Они имеют одинаковую среднюю кинетическую энергию хаотического теплового движения, которая определяет температуру газа. Плазма образована из электронов, ионов и нейтральных частиц. Массы этих частиц различаются, различаются и их средние кинетические энергии. Это означает, что электроны, ионы и нейтральные частицы имеют разную температуру. В тех случаях, когда давление газа низкое, то есть в разреженной плазме, принято считать, что $T_e \gg T_u > T_0$, где T_e, T_u, T_0 – температура электронов, ионов и нейтральных атомов соответственно. В плазме высокого давления обычно принимают $T_e = T_u = T_0$.

В процессе однократной ионизации газа в его объёме образуется одинаковое количество электронов, имеющих отрицательный заряд, и положительно заряженных ионов. В объёме плазмы вокруг заряженных частиц образуются радиальные электрические микрополя. Эти микрополя от частиц с зарядами разного знака в целом по объёму плазмы компенсируют друг друга. Поэтому плазма по отношению к окружающей среде в электрическом отношении нейтральна. Однако внутри объёма плазмы, в зависимости от распределения заряженных частиц в нём, значения электрического потенциала от точки к точке различны.

Важнейшей особенностью плазмы, в отличие от обычного газа, является её способность проводить ток.

Любая газовая среда при различных значениях температуры, давления и напряжённости внешнего электрического поля имеет вполне определённую величину электрической прочности и проводимости. Например, электропроводность воздуха в нижних слоях атмосферы составляет 10^{-16} (Ом·см)$^{-1}$. Воздух при атмосферном давлении и температурах до 3000-4000 К обладает электроизоляционными свойствами. При более высоких температурах в результате термической ионизации кислорода и азота, входящих в состав воздуха, последний переходит в плазменное состояние и становится способным проводить электрический ток. Поэтому, если к объёму термической плазмы с помощью электродов подвести напряжение от источника электрического питания, то между электродами будет протекать ток. В таких случаях рассматривают плазму электрических разрядов.

Основными носителями тока являются электроны. Масса покоя электрона меньше массы покоя иона водорода в 1836 раз. Поэтому электрон имеет

скорость движения, превосходящую скорость иона на несколько порядков и, несмотря на свою малую массу по сравнению с массой иона, способен переносить больше энергии, чем ион.

От совместного воздействия электрического и магнитного полей как собственного тока, так и внешних источников, траектории заряженных частиц имеют замысловатый вид. В результате объём плазмы в целом может сжиматься (контрагироваться), расплываться (становиться диффузным), приобретать различную конфигурацию и перемещаться в пространстве с некоторой скоростью, которая зависит от силы тока разряда и напряжённости внешнего магнитного поля.

Основными параметрами, которые характеризуют обычный газ и пар, являются концентрация n их частиц и температура T. Давление газа и пара зависит от концентрации их частиц и температуры.

Нейтральные частицы газа в результате хаотического теплового движения испытывают взаимные упругие столкновения. Взаимодействия частиц наблюдаются только на очень малых расстояниях.

Плазму также характеризуют концентрацией частиц n, температурой T и зависящим от них давлением p. Кроме того, ионизированный газ можно характеризовать степенью ионизации x_e, то есть отношением числа ионизированных атомов к общему числу атомов (Приложение 1).

Взаимодействия частиц в плазме значительно отличаются от взаимодействия частиц в обычном газе. Кулоновские силы притяжения и отталкивания между заряженными частицами обратно пропорционально квадрату расстояния между ними. Взаимовлияние заряженных частиц может проявляться на относительно больших расстояниях. Взаимодействия частиц в плазме очень сложные. Дело в том, что в плазме происходят парные столкновения электрона с ионом, электрона с электроном, электрона с нейтральной частицей и другими элементарными частицами.

Столкновения различных пар частиц по-разному отражаются на состоянии плазмы. Наиболее существенное влияние на параметры плазмы и её поведение оказывают столкновения электронов с ионами и нейтральными атомами. Взаимные столкновения частиц в плазме вызывают как процессы ионизации газа, так и процессы его деионизации. Деионизация плазмы обусловлена процессами *рекомбинации* заряженных частиц и их *диффузией*.

Протекающий через плазму ток существенно влияет на её состояние. В таких случаях плазма газовых разрядов, в том числе и дугового, нагревается за счёт энергии, подводимой из электрической цепи. Окружающая среда охлаждает плазму с внешней стороны. В случае, когда подвод и отвод тепла компенсируют друг друга, в объёме плазмы протекают равновесные процессы.

Относительно кратковременные электрические разряды, к которым относится и дуга, возникающая на размыкаемых контактах выключателей при отключении тока в электрической цепи, оказываются в термическом отношении неравновесными.

Напряжённость электрического поля вдоль канала разряда оказывается неравномерной и часть подводимой из цепи энергии расходуется в приэлектродных областях. Распределение потенциала вдоль канала разряда во многом зависит от физических свойств металла электродов. Физические процессы в объёме плазмы и на электродах таких разрядов разнообразны и могут протекать совместно со сложными химическими реакциями.

Многочисленные публикации в этой области настолько насыщены математическими выкладками, что в них способны разобраться только высококвалифицированные специалисты, непосредственно работающие по этой тематике. Поскольку предлагаемая работа должна служить, в первую очередь, наглядным пособием для широкого круга инженеров, занимающихся разработкой конструкций выключателей и их испытанием и исследованием, поэтому изложение теоретических вопросов в разумных пределах будет упрощено. Однако надо помнить, что без фундаментальных знаний теории плазмы и электрических разрядов невозможно создавать более совершенные конструкции выключателей с высокими технико-экономическими параметрами, а тем более – принципиально новые, в которых могут быть использованы различные физические явления, протекающие в электрических разрядах.

1.2. Электрические разряды

Электричество в природе и жизни человека играет важную роль. Например, в атмосфере Земли протекают сложные электрические явления. Под воздействием радиоактивных веществ, находящихся в земной коре и атмосфере, на высоте 5-6 км образуются отрицательные заряды. В результате ультрафиолетового и корпускулярного излучения Солнца в верхних слоях атмосферы (50-60 км) происходит ионизация воздуха. Космические лучи способны ионизировать воздух во всех слоях атмосферы. Средняя напряжённость электрического поля в областях Земли с ясной погодой составляет около 130 В/м и направлена вниз.

В областях скопления облаков при выпадении осадков происходит их ионизация. В результате поверхность Земли приобретает положительный заряд. Лёгкие отрицательные заряды, поднимаясь вверх, вытесняют положительные частицы облаков в их верхние слои и придают отрицательный заряд нижним слоям. Напряжённость поля здесь направлена вверх и достигает сотен тысяч В/м (10^5 В/м). Возникающие грозовые явления приводят к образованию в

атмосфере и земной коре контурных токов [Л-1].

Грозовые явления, часто сопровождающиеся разрушительными действиями, носят и созидательный характер. Например, озон, образующийся во время грозы, защищает всё живое на Земле от губительных действий солнечных излучений. Более того, в атмосфере во время грозы протекают различные химические реакции, которые, в частности, приводят к образованию большей части сосредоточенных на Земле нитратов, без которых немыслима жизнь.

В атмосфере Земли происходят и другие локальные электрические явления. Их совокупность приводит к образованию различных видов атмосферных электрических разрядов: грозовые разряды, шаровые молнии, полярные сияния и разного рода свечения.

Научная и производственная деятельность человека привела к открытию ряда электрических разрядов, напряжение и ток которых изменяются в широком диапазоне.

Сегодня наука, энергетика и промышленность немыслимы без применения высоковольтных и низковольтных, вакуумных и воздушных выключателей, сварочных дуг, дуговых плавильных печей, искровой обработки металлов, плазматронов, оптических генераторов (лазеров), спектральных измерительных комплексов, ламп дневного освещения, мониторов компьютеров, телевизионных приёмников и множества подобных устройств. Поэтому для человечества по-прежнему остаётся актуальной задачей изучение физических свойств электрических разрядов, существующих в природных условиях и применяемых в различных научных, промышленных и бытовых устройствах.

Характеристики электрического разряда зависят от многих факторов. Например, подведённое напряжение может меняться от десятков вольт до сотен киловольт. Величина тока разряда в таких случаях будет изменяться от долей ампера до сотен килоампер. Электроды могут быть из различных металлов, иметь разнообразные формы и размеры и располагаться на различных расстояниях друг от друга.

В качестве газовой среды, в которой могут протекать электрические разряды, может выступать воздух, азот, элегаз, аргон, водород, углекислый газ, ксенон и другие газы.

Давление газовой среды может быть равным атмосферному, значительно выше и ниже его, включая и случай глубокого вакуума.

Наконец, электрические разряды могут протекать как в открытом пространстве, так и в закрытом объёме.

Источники электрической энергии, питающие электрические разряды, могут быть как постоянного, так и переменного тока. Например, генераторы, трансформаторы, ёмкостные конденсаторы, индуктивные реакторы и электро-

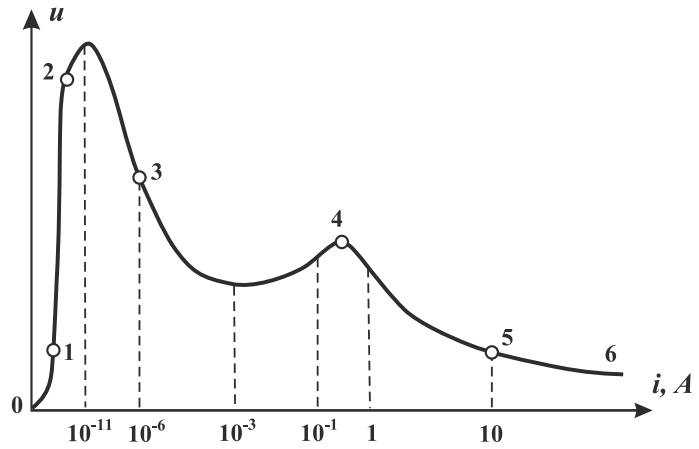


Рис. 2 [Л-2]. Вольтамперная характеристика газового разряда.

литические аккумуляторы.

Существует несколько способов возбуждения электрических разрядов:

1. электрическим пробоем, который возникает в результате подачи импульса высокого напряжения;

2. размыканием контактов, к которым приложено необходимое напряжение;

3. пережиганием проволочки, по которой протекает электрический ток;

4. впрыскиванием плазмы в межэлектродный промежуток;

5. эмиссией электронов с поверхности катода, который нагревается посторонним источником тепла.

Исходя из подобного перечисления условий возникновения электрических разрядов, можно предположить и существование широкого спектра видов разрядов.

На Рис. 2 показана вольтамперная характеристика последовательных стадий развития газового разряда по мере увеличения тока [Л-2].

Приведённая зависимость напряжения разряда от величины тока показывает, что при очень малых значениях тока $i < 10^{-11}$ А разряд *самостоятельно* существовать не может. Для его поддержания необходим внешний ионизатор, например, рентгеновские лучи или подогрев катода в сильноразреженном газе. На участке 1-2, соответствующем току насыщения, благодаря достаточно высокой напряжённости поля ионизация газа происходит электронным ударом нейтральных частиц.

При дальнейшем повышении тока может произойти электрический пробой и образование самостоятельного разряда (участок 2-6). При сравнительно низких давлениях газа величина напряжения зажигания *самостоятельного разряда* на участке 2-3 соответствует закону Пашена и определяется произведением давления газа p и расстояния между электродами l. На Рис. 3 приведена кри-

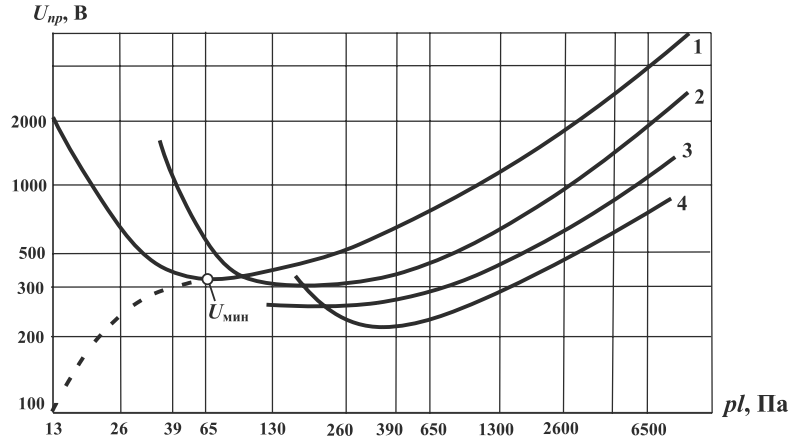


Рис. 3 [Л-2]. Изменение напряжения зажигания разряда в зависимости от произведения *pl* (кривые Пашена) при низких давлениях: 1 – воздух, 2 – водород, 3 – аргон, 4 – неон.

вая изменения напряжения зажигания разряда в случае разреженного воздуха. Эта зависимость справедлива при однородном электрическом поле [Л-2].

При атмосферном и более высоком давлении воздуха электрическое поле становится в любом направлении сильно неоднородным. Поэтому разряд в таких условиях развивается по отдельным узким каналам, пробой в которых происходит с помощью электронных лавин, называемых стримерами. Стримеры, например, легко наблюдаются в длинных искрах и молниях.

По мере увеличения тока напряжение зажигания разряда несколько снижается и на участке 3-4 вольтамперной характеристики возникает *тлеющий разряд*.

Отличительной особенностью этого вида разряда является низкая плотность тока в его канале, которая может составлять $(1-10)\cdot 10^{-5}$ А/см^2, и высокое катодное падение напряжения. Значения катодного падения напряжения в тлеющем разряде для некоторых металлов в воздухе приведены в таблице 1. Структура разряда вдоль его оси становится неоднородной. Распределение потенциала вдоль оси тлеющего разряда показано на Рис. 4.

Таблица 1. Катодные падения напряжения в тлеющем разряде.

Материал катода	Cu	Ag	Fe	Ni
Катодное падение напряжения, В	252	279	269	226

Протяжённость области катодного падения напряжения в воздухе при атмосферном давлении составляет $\sim 0,01-0,02$ см. Поэтому напряжённость поля в области катодного падения напряжения может достигать $15\cdot 10^3$ В/см и более. Этого оказывается вполне достаточно, чтобы положительные ионы могли выбивать электроны с поверхности катода и таким образом поддерживать существование разряда.

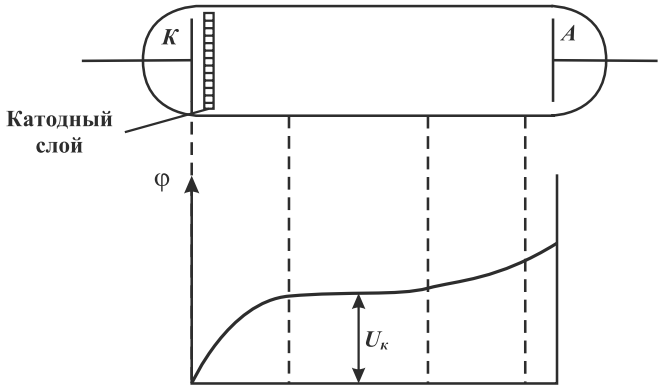


Рис. 4. Распределение потенциала вдоль канала тлеющего разряда низкого давления.

В канале тлеющего разряда из-за низкой плотности тока падение напряжения небольшое. Ионизация нейтральных частиц в канале разряда происходит за счёт их соударений с быстрыми электронами.

Вместе с процессами ионизации в канале тлеющего разряда происходит и убыль заряженных частиц за счёт их диффузии и рекомбинации. Температура электронов T_e в тлеющем разряде значительно превосходит температуру ионов T_i ($T_e \gg T_i$). Основную проводимость тока в тлеющем разряде обеспечивают быстрые электроны, а свечение – медленные.

Физические свойства тлеющего разряда широко используются в люминесцентных лампах дневного света, тиратронах, в различных видах электронных ламп и других устройствах.

При токах около 1 А тлеющий разряд переходит в стадию *дугового разряда*. Как видно из вольтамперной характеристики на участке 4-6 (Рис. 2) с ростом тока падение напряжения на дуговом разряде снижается по экспоненте, причём при токах до 10 А оно снижается значительно. То есть в диапазоне токов от 1 до 10 А напряжение на дуге и напряжённость поля вдоль её оси сильно зависят от величины тока. При дальнейшем увеличении тока эта зависимость ослабевает и при токах, превышающих несколько килоампер, она может исчезнуть совсем. Более того, при определённых условиях ниспадающая вольтамперная характеристика может перейти в восходящую.

При переходе от тлеющего разряда к дуговому происходят качественные и количественные изменения в структуре и параметрах электрического разряда, которые существенно зависят от способа возбуждения и условий его существования.

В 1802 г. Профессор Медико-хирургической академии Василий Владимирович Петров, проводя эксперименты с электрической батареей, состоящей из 4200 медных и цинковых элементов, открыл электрический яркосветящийся разряд в форме дуги. Таким образом возник термин „*электрическая дуга*“.

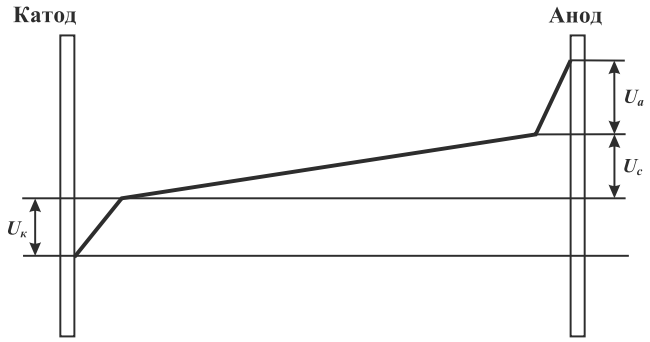


Рис. 5. Распределение потенциала вдоль оси дугового разряда.

В случае горизонтального расположения электродов под дугой возникает резкий, а над дугой пологий перепад температуры. Такой характер перепада температуры вызывает восходящие потоки газа окружающей среды, которые и выгибают электрический разряд дугой. Под термином „электрическая дуга“ или „дуговой разряд“ подразумевают электрический разряд, обладающий низким катодным падением напряжения (5-20 В), большой плотностью тока (до 10^5 А/см^2) и высокой интенсивностью свечения. Далее будет показано, что дуговой разряд имеет разнообразную форму и структуру и далеко не всегда это форма дуги. Но электрический разряд по-прежнему будет называться „электрической дугой“ или „дуговым разрядом“, если он будет иметь упомянутые отличительные особенности. К тому же термин „дуга“ широко используется в отечественной и зарубежной технической литературе.

Особо сложные явления в дуговом разряде возникают при контакте электродов и плазмы дуги, температура которой может превышать 6000 К. Предельной температурой опорных пятен дуги может быть температура кипения материалов электродов. Температура кипения меди 2840 К, серебра 2485 К, никеля 3003 К, железа 3023 К. Перепад этих температур приводит к приэлектродным падениям напряжения. На Рис. 5 показано распределение потенциала вдоль оси дугового разряда.

По яркости свечения канала разрядов они подразделяются на три вида: тихий (тёмный), тлеющий и дуговой.

В тихом разряде плотность зарядов настолько мала, что вероятность их рекомбинации и диффузии практически отсутствует. Существование таких разрядов обусловлено лишь процессами возникновения и движения зарядов. Поэтому свечение таких разрядов весьма слабое.

В тлеющем разряде плотность заряженных частиц достаточно высока и поэтому в его канале происходят акты как ионизации, так и рекомбинации. Эти процессы, сопровождающиеся испусканием фотонов, которые приводят к достаточно яркому свечению разряда.

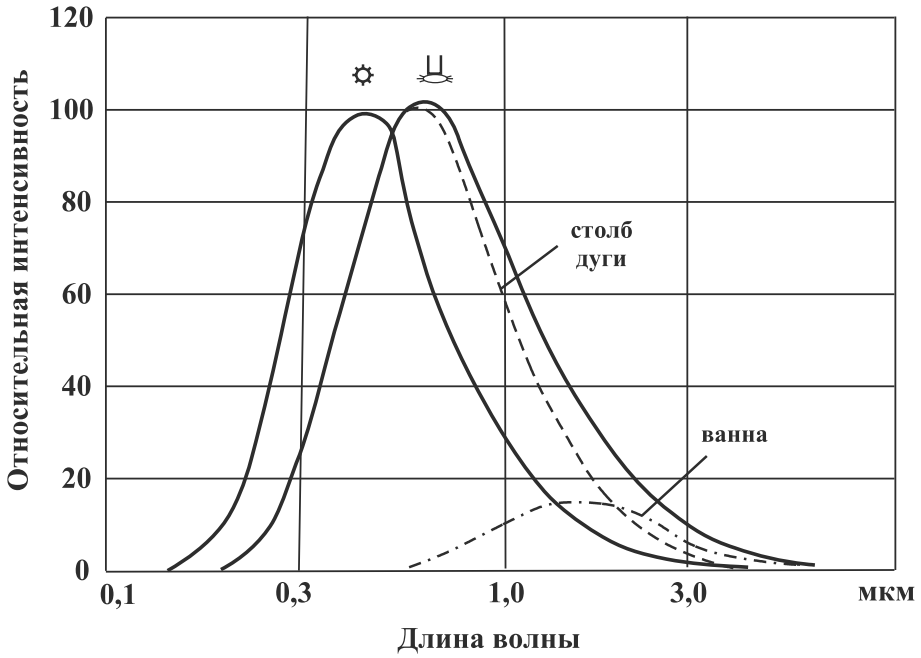


Рис. 6 [Л-3]. Относительная интенсивность излучения Солнца и сварочной дуги.

В дуговом разряде плотность электронов и ионов настолько велика, что в плазме дуги интенсивно протекают процессы термической ионизации, рекомбинации и диффузии. В результате этих процессов яркость свечения канала дугового разряда достигает значительной величины.

На Рис. 6 приведены графики относительной интенсивности излучения Солнца и сварочной дуги [Л-3]. Как видно из рисунка интенсивности излучения Солнца и сварочной дуги сравнимы между собой.

Электрическая дуга может гореть в газе при давлении, равном атмосферному, а также при давлении ниже и выше атмосферного. Электрические разряды, протекающие в газовой среде, давление которой ниже атмосферного, принято называть *разрядами низкого давления.* Дуги, которые горят при атмосферном давлении или превышающем его, называют *дугами высокого давления.*

Дуговые разряды подразделяются на „металлические“ (короткие) и „газовые“. Под металлическими или короткими разрядами подразумеваются разряды, которые протекают в среде ионизированных паров металлов электродов. Газовые дуги – это разряды в газовой среде. Так как энергии ионизации и другие физические свойства паров металлов и газов значительно отличаются друг от друга, то и параметры (температура, плотность тока, электропроводность, напряжение и т.д.) металлических и газовых дуг тоже могут значительно различаться между собой.

Кроме того, рассматриваются дуговые разряды со статическими и динамическими вольтамперными характеристиками. В стабильно горящих дугах по-

стоянного тока все физические процессы уравновешены и вольтамперные характеристики дуг являются статическими. Стабильно горящие дуги переменного тока имеют динамические вольтамперные характеристики.

Среди большого разнообразия видов дуговых разрядов и условий их возбуждения особое место занимают дуги, которые возникают при размыкании контактов и гашение которых происходит в дугогасительных камерах в выключателях. Их называют *дугами отключения*. Ток и напряжение таких дуг изменяются во времени (при этом ток снижается до нуля), поэтому их вольтамперные характеристики тоже динамические.

Магнитное поле воздействует на дуговой разряд различным образом. Оно может сжимать дугу, вращать её вокруг своей оси и перемещать её в пространстве между электродами. Достаточно длинную дугу магнитное поле может изгибать, сворачивать в спираль и придавать ей различные причудливые формы.

Электрические разряды могут гореть в открытом пространстве и в закрытых объёмах. В последнем случае на характеристики дуговых разрядов могут существенно влиять ограничения разрядного объёма и свойства стенок устройства, в котором они горят.

Физические процессы в дуговых разрядах весьма сложны, их исследование сопряжено с большими техническими и теоретическими трудностями.

Растворы контактов в низковольтных выключателях обычно не превышают 20 мм и расстояния между деионными пластинами в дугогасительных решётках изменяются от 3 до 20 мм. Поэтому предметом изучения в этой работе будут короткие дуги отключения переменного тока высокого давления при напряжении до 1000 В и токах от единиц до десятков килоампер.

Своё место среди различных видов дуговых разрядов занимает *вакуумная дуга*. В связи с отсутствием внешней газовой среды вакуумная дуга питается носителями зарядов-переносчиков тока, ионизированными парами материала контактов. Поэтому температура, электропроводность и концентрация заряженных частиц плазмы дуги, плотность тока и напряжение на дуге зависят от количества выделенной на контактах энергии и от физических параметров паров контактных материалов.

Так как кислород в вакуумных камерах практически отсутствует, то и окислительные процессы на контактах отсутствуют. Поэтому в вакуумных выключателях при прочих равных условиях с воздушными выключателями эрозия контактов при отключении тока значительно меньше. Наконец, вакуумная дуга способна самопроизвольно погасать. Для примера на Рис. 7 (см. цветную вкладку) приведена фотография вакуумной дуги отключения и вакуумной камеры в разрезе [Л-4].

Из этого краткого изложения о дуговых разрядах различных видов следу-

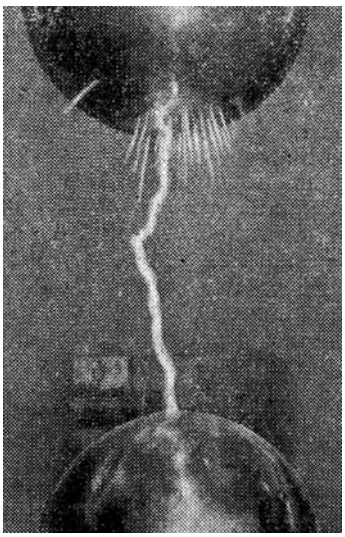


Рис. 9 [Л-1, с. 251]. Искра между шарами.

ет, что результаты их экспериментальных и теоретических исследований недопустимо произвольно переносить для количественных оценок на дуги отключения в выключателях, работающих в среде атмосферного воздуха. Однако изучение качественного поведения различных дуговых разрядов может помочь в понимании сути физических процессов, протекающих в дугах отключения, горящих в воздухе.

Кроме рассмотренных видов электрических разрядов существуют ещё *искровые разряды* [Л-1]. В природе искровой разряд наблюдается в виде молнии. На Рис. 8 (см. цветную вкладку) приведена её фотография. Источником питания молнии служат отрицательные электрические заряды, накопленные облаками и положительные заряды земли. Напряжения молний достигают миллионов вольт, токи – сотен килоампер.

На Рис. 9 [Л-1, с. 251] изображена искра между шарами, к которым приложено напряжение в сотни киловольт. Источником питания таких разрядов являются высоковольтные генераторы напряжений.

Внешние виды молнии и искрового разряда имеют много общего. Электрический пробой между облаками и землёй и между шарами возникает в случае, когда напряжённость электрического поля на поверхности облака или шара достигает величины, достаточной для ионизации воздуха, в результате которой образуются электронные лавины. Так как поле в атмосферном воздухе очень неоднородно, то возникают отдельные проводящие каналы-стримеры, которые в дальнейшем сливаются в единый канал-лидер, представляющий собой ствол с высокой проводимостью термоионизированного воздуха.

Искровой разряд может также образовываться между двумя электродами, питание к которым подводится от батареи конденсаторов. В этом случае

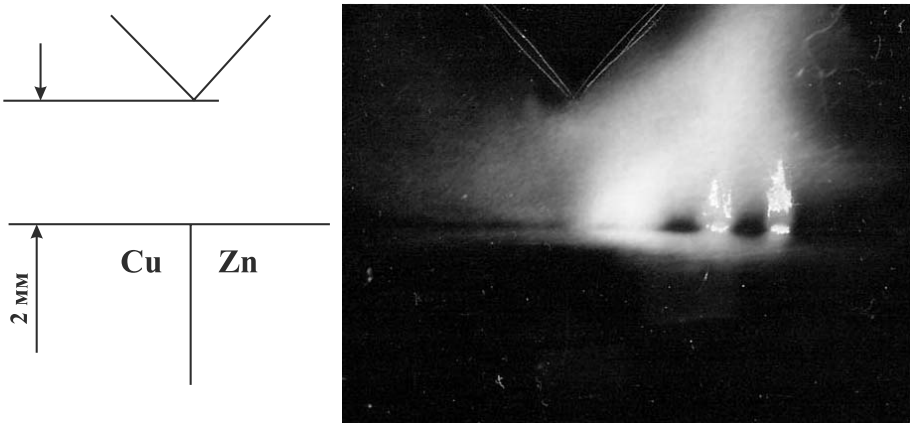


Рис. 10 [Л-5]. Искровой разряд от конденсаторной батареи. Ток разряда 830 А.



Рис. 11 [Л-6]. Фотография электрического взрыва на поверхности анода.

искровой разряд меняет свой вид (см. Рис. 10 [Л-5]). Такие искровые разряды применяют для обработки металлов, и существуют они от десятков до нескольких сотен микросекунд.

Если заряд конденсаторной батареи будет ограничен определённой величиной, то электрический разряд будет только искровым. Если заряд батареи будет достаточно большим, то искровой разряд может перейти в дуговой. В этом случае разряд будет более длительным. Однако затухание разряда в любом случае произойдёт естественным путём в результате расхода энергии батареи.

Следует особо отметить, что при пробое межэлектродного промежутка в процессе протекания искрового разряда поверхность анода разрушается взрывом с выбросом продуктов эрозии [Л-6]. На Рис. 11 показана фотография взрыва поверхности анода искровым разрядом.

В случае дугового разряда эрозия поверхности контактов происходит в результате плавления и испарения их материалов. Поэтому переносить результаты исследований эрозии контактов, дуга между которыми возбуждалась с помощью электрического пробоя и даже с помощью перегорания тонкой проволочки, на случай размыкаемых контактов некорректно. Такие результаты исследований могут показать только качественную оценку дугостойкости тех или иных контактных материалов.

2. Гашение дуги большой мощности

При отключении электрической цепи на размыкающихся контактах выключателей возникает электрическая дуга. Для разрыва электрической цепи, оказывается, недостаточно только разомкнуть контакты, нужно ещё погасить дугу, возникающую на них.

Однако, как указывал О. Б. Брон [Л-7, с. 15], при разработке конструкций дугогасительных устройств задача заключается не в простом обеспечении гашения дуги: „Дугу нужно гасить в малом объёме, при малом звуковом и световом эффекте, за малое время и при малом износе частей аппаратов“.

Дело в том, что возникновение электрической дуги большой мощности на контактах выключателей и её гашение сопровождается сильным звуковым эффектом, ослепительной вспышкой и значительным выбросом светящегося газа из дугогасительной камеры.

В низковольтной аппаратуре наибольший интерес вызывает гашение дуги в автоматических выключателях, которым приходится отключать токи короткого замыкания.

В современных силовых электрических установках токи короткого замыкания могут достигать 100 и более кА при напряжении до 700 В. В таких случаях при гашении дуги в дугогасительной камере за короткое время, порядка 6-10 мс, выделяется значительное количество энергии, которое может достигать 50 кВт·с. Для того, чтобы воспринимать эту энергию дуги за столь малое время без разрушения выключателя, необходимо иметь дугогасительные камеры, соответствующие условиям интенсивного поглощения энергии.

Наиболее распространёнными устройствами для гашения дуги в автоматических выключателях являются дугогасительная решётка, состоящая из ряда деионных пластин, узкая щель и комбинация решётки с узкой щелью.

В настоящей работе всё внимание будет уделено физическим процессам, протекающим на размыкаемых контактах и в дугогасительной решётке.

Для наглядного представления отключения токов короткого замыкания выключателями приведён ряд фотографий.

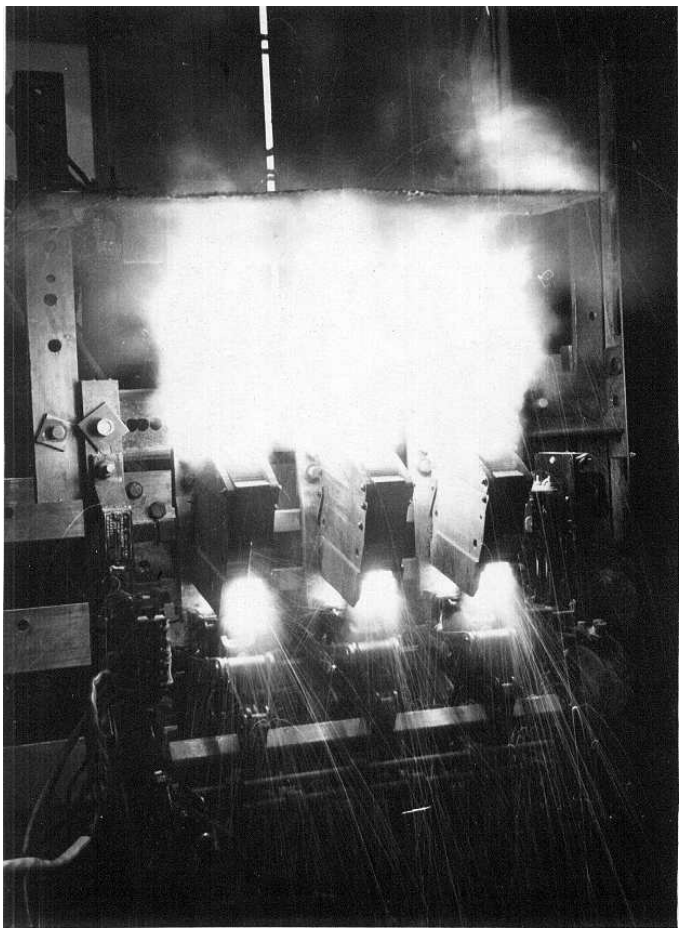


Рис. 12. Отключение тока 20 кА при 500 В выключателем открытого исполнения на 2000 А номинального тока.

На Рис. 12 показан общий вид выключателя открытого исполнения на 2000 А номинального тока, отключающего 20 кА при напряжении 500 В.

На Рис. 13 представлен снимок отключения тока 36 кА при напряжении 660 В выключателем на 1000 А номинального тока закрытого исполнения.

Оба снимка сделаны обычным фотоаппаратом. На фотографиях виден интенсивный выброс ионизированных газов из дугогасительных камер. Пламягасительные решётки в дугогасительных камерах частично ограничивают выброс светящего газа из камер. Однако при гашении дуги очень большой мощности, как показывают испытания, пространство, которое занимает выброшенный из камеры светящийся газ, по-прежнему имеет большой объём.

На Рис. 14 приведены отдельные фотографии скоростной киносъёмки электрической дуги на дугогасительных контактах выключателя при их размыкании – 1, на верхних кромках контактов – 2, на дугогасительных рогах – 3 и в дугогасительной решётке – 4, 5 и 6. Ток в испытательном электрическом контуре составлял 6,4 кА действующего значения, фазное напряжение было равно 420 В.

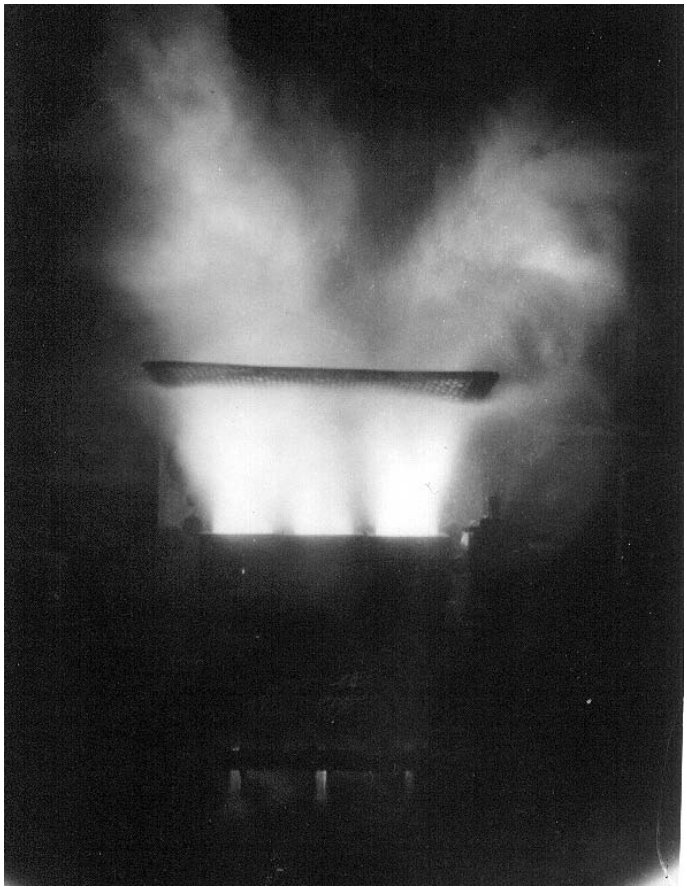


Рис. 13. Фотография отключения тока 36 кА при 660 В выключателем закрытого исполнения на 1000 А номинального тока.

На Рис. 15 изображена дуга в дугогасительной камере выключателя при отключении тока 60 кА действующего значения при фазном напряжении 420 В и $\cos\varphi = 0,2$. Максимальное мгновенное значение тока дуги в этот момент составило 31 кА, а напряжения – 330 В.

На Рис. 16 представлена дугогасительная камера выключателя ВА55-41 на 1000 А номинального тока в пластмассовом корпусе и отдельная фотография скоростной киносъёмки процесса гашения дуги. Ток в испытательном контуре составлял 55 кА действующего значения при напряжении 380 В.

На Рис. 17 показаны последовательные стадии развития дуги отключения на контактах контактора с магнитным дутьём.

На фотографиях видно, что при гашении дуги большой мощности светящийся газ занимает практически весь объём дугогасительной камеры и дуга на разных стадиях своего существования имеет совершенно разный вид и структуру. Поэтому говорить о какой-либо универсальной теоретической модели дуги отключения не приходится.

Эрозионные следы на поверхности рогов и деионных пластин после гашения дуги большой мощности, как показали исследования, имеют два вида,

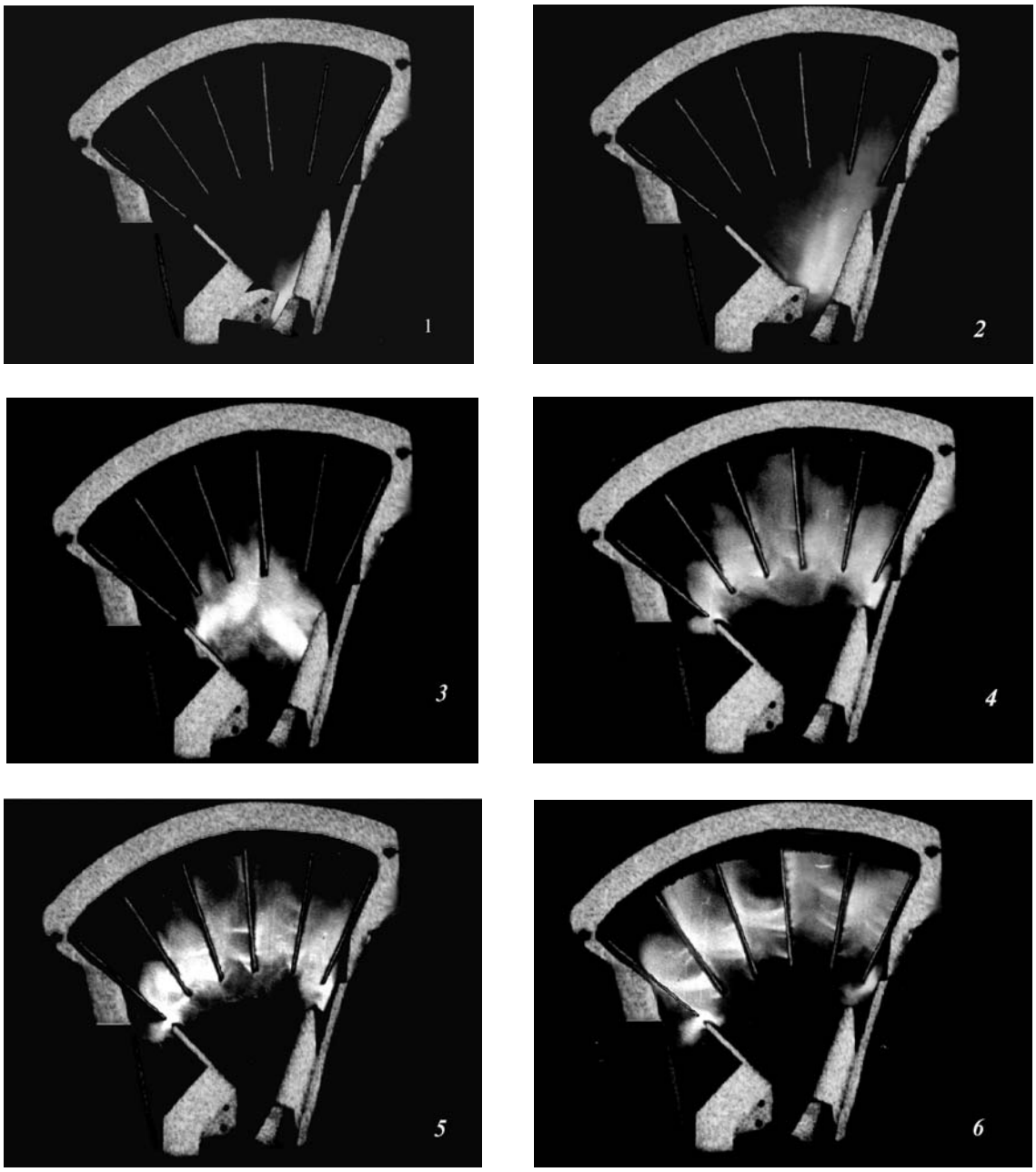


Рис. 14. Отдельные фотографии скоростной киносъёмки электрической дуги в макете дугогасительной камеры: 1 – на дугогасительных контактах; 2 – на верхних кромках контактов; 3 – на дугогасительных рогах; 4-6 – в дугогасительной решётке. Ток контура 6,4 кА действующего значения, фазное напряжение 420 В, cosφ=0,2. Время экспозиции одного кадра 0,167 мс.

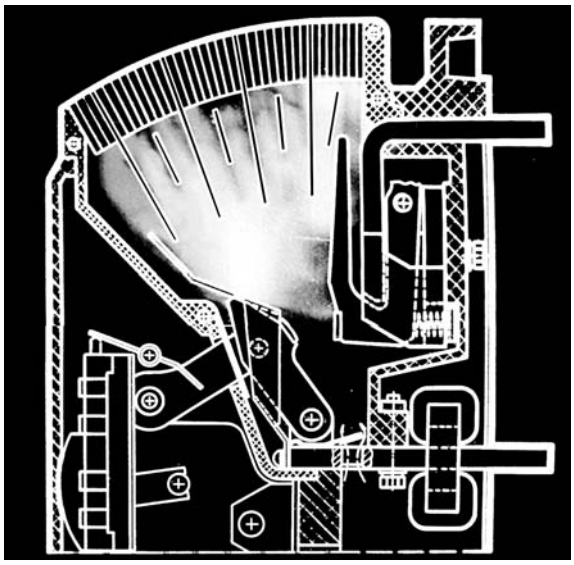
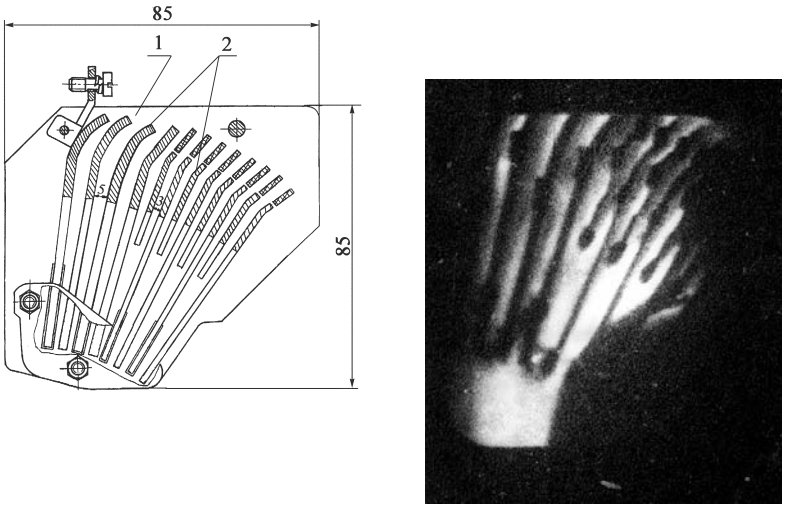


Рис. 15. Дуга в камере опытного образца выключателя на 2500 А при отключении тока 60 кА действующего значения при фазном напряжении 420 В и cosφ=0,2. Максимальное мгновенное значение тока составило 31 кА при напряжении 330 В. Время экспозиции 0,25 мс.



а) **б)**

Рис. 16. а) Дугогасительная камера выключателя ВА55-41 (1 – изоляционная перегородка; 2 – деионные пластины), предельная отключающая способность выключателя – 55 кА при 380 В и 33,5 кА при 660 В. б) Фотография скоростной киносъёмки дуги в камере при отключении тока короткого замыкания.

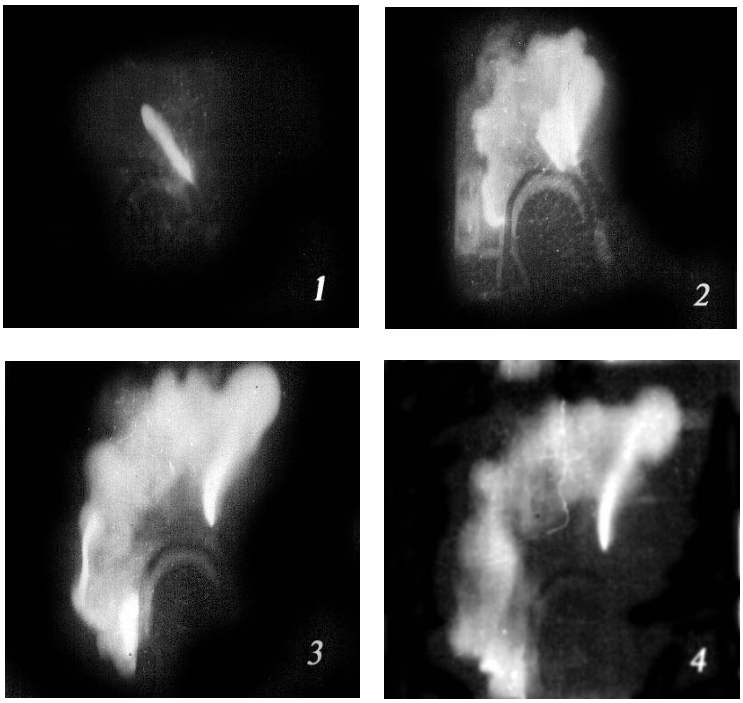


Рис. 17. Последовательные стадии развития дуги на контактах контактора. Дугогасительная камера снята.

которые показаны на Рис. 3.25,а и б (см. цветную вкладку). В одном случае эрозионные следы дуги дискретные, в другом имеют вид сплошного оплавления. Это связано с переходом плотности тока в опорном пятне дуги через некоторое критическое значение. Если площадь поверхности электродов достаточно развита, то эрозионные следы дуги могут иметь дискретный вид. В противном случае поверхность электродов подвергается сплошному оплавлению.

Естественно возникает вопрос: какие физические процессы протекают в дуге и внутри камеры при её возникновении и гашении на поверхности электродов, и какую роль играет в них воздух, заполняющий камеру?

По результатам анализа осциллограмм тока дуги и напряжения на ней и кинограмм скоростной киносъёмки процессов гашения дуги в дугогасительных камерах выключателей при отключении токов короткого замыкания в диапазоне от 6,3 до 60 кА действующего значения при фазном напряжении 420 В и $\cos\varphi = 0,2$, а также осмотра состояния контактов, дугогасительных рогов, деионных пластин дугогасительных решёток и изоляционных перегородок дугогасительных камер и изучения эрозионных следов дуги на их поверхностях выявлены основные физические процессы на размыкаемых контактах и в дугогасительной камере. Они кратко изложены в таблице 2.

Для того, чтобы погасить дугу, необходимо выполнить ряд условий. Во-первых, напряжение на дуге должно превысить напряжение в электрической сети, питающей её энергией, то есть $U_д > U_c$. Во-вторых, одна часть энергии,

выделяющейся в процессе гашения дуги, должна быть поглощена, а другая часть выведена за пределы дугогасительной камеры. В-третьих, детали конструкции дугогасительной камеры должны быть способны достаточно быстро деионизировать газ, находящийся в ней. При этом следует иметь в виду, что когда напряжение на дуге в процессе её гашения ниже напряжения сети, тогда число актов ионизации в канале дуги превышает число актов деионизации. В то время, когда напряжение на дуге в процессе её гашения начинает превышать напряжение в сети, тогда акты деионизации протекают чаще, чем акты ионизации.

Таблица 2. Основные физические процессы на размыкаемых контактах и в дугогасительной камере выключателя в процессе гашения дуги.

1	Размыкание контактов, образование жидкого мостика. Разрушение мостика испарением или термодинамическим взрывом с разбрызгиванием капель. Образование опорных пятен дуги на расплаве.
2	Дуга на контактах неподвижна. Расширение опорных пятен. Испарение и унос расплава в виде ионизированных паров и заряженных капелек металла контактов потоками плазмы. Стекание расплава. Прогрев внутренних слоёв контактов.
3	Движение дуги по контактам и рогам. Образование опорных пятен дуги, испарение расплава с их поверхности и истечение потоков плазмы. Нагрев газа в камере. Возможны повторные зажигания дуги между контактами и рогами.
4	Вхождение дуги в дугогасительную решётку и привязка опорных пятен к деионным пластинам. При расстояниях между деионными пластинами меньше диаметра дуги (опорного пятна) дуга имеет контрагированный вид, не делится на части и не входит полностью в решётку. В этом случае происходит сплошное оплавление поверхности пластин. При расстояниях между пластинами, превышающих диаметр дуги (опорного пятна), дуга приобретает диффузный вид. Дуга занимает весь объём дугогасительной решётки. Образование дискретных опорных пятен на поверхности деионных пластин. Истечение ионизированных паров металла с поверхности опорных пятен в виде струек плазмы. Нагрев газа в камере, его диссоциация и ионизация. Истечение газа из камеры. Нагрев деионных пластин и изоляционных стенок камеры и возможное их разрушение. Возможны повторные зажигания дуги.
5	Деионизация газа, распад плазмы дуги и её гашение. Выпадение капелек и осаждение конденсата. Возможны повторные зажигания дуги.

Из изложенного материала и данных таблицы 2 вытекает, что основные физические процессы, которые влияют на гашение дуги, протекают на поверхности электродов (контактов, рогов и деионных пластин) и изоляционных стенках, а также в газе, заполняющем камеру. Следовательно, необходимо особенно

подчеркнуть, что на процессы гашения дуги могут существенно влиять тепло- и электрофизические свойства материалов электродов и изоляционных стенок и их паров, воздуха и смеси воздуха с парами материалов электродов.

Поэтому, в настоящей работе этим свойствам материалов, а также физическим явлениям, сопровождающим процессы гашения дуги, будет уделено необходимое внимание.

Любая конструкция имеет свои геометрические размеры и очертания, которые определяются выполняемой ею функцией, мощностью, производительностью, скоростью или другими техническими параметрами. Дугогасительные камеры низковольтных выключателей имеют свои характерные размеры и очертания, которые в дальнейшем будем называть „геометрией“. Физические процессы, протекающие в том или другом устройстве, существенно связаны с условиями, в которых они протекают, в том числе со средой и геометрией устройства. Например, распределение силовых линий электростатического поля непосредственно определяется формой электродов и их взаимным расположением. В дугогасительных камерах напряжённость электрического поля между контактами, рогами и деионными пластинами оказывается резко неоднородной и зависит от их размеров, формы и взаимного расположения (см. цветную вкладку, Рис. 3.66). Там, где напряжённость поля будет выше, следует ожидать и наибольшего скопления плазмы. Таким образом, геометрия камеры предопределяет места расположения дуги в процессе её гашения, возможности её перемещения и вероятных электрических пробоев при повторных зажиганиях дуги.

На форму дугового разряда (контрагированного или диффузного), кроме значения тока и напряжения, влияют такие геометрические параметры, как площадь поверхности электродов и расстояния между ними.

Более того, как будет показано далее, геометрия камеры также предопределяет доли энергии, выделяемой дугой, поглощаемой электродами и окружающей средой. Это позволяет, в свою очередь, при разработке конструкции новых выключателей или их модернизации предварительно определить расчётным путем, например, коэффициент полезного действия камеры с дугогасительной решёткой или какой-либо другой параметр, определяющий её работоспособность. Поэтому конструктор при разработке дугогасительной камеры должен найти её оптимальную геометрию.

Итак, отключающая способность дугогасительной камеры при гашении дуги, особенно большой мощности, определяется её геометрией и тепло- и электрофизическими свойствами материалов электродов, её электроизоляционных стенок и газа, в среде которого гасится дуга.

3. Объект исследования

В автоматических выключателях, контакторах и пускателях низкого напряжения в качестве дугогасительных устройств для гашения дуги, возникающей при отключении электрической цепи, применяют дугогасительные решётки с деионными пластинами, узкие щели или комбинации решётки со щелью, в ряде случаев в сочетании с магнитным дутьём. В мировой практике электроаппаратостроения в автоматических выключателях наиболее широкое применение нашла дугогасительная решётка с деионными пластинами.

Дугогасительная решётка с деионными пластинами представляет собой ряд металлических пластин, между которыми при отключении электрического тока горят короткие электрические дуги, включённые последовательно.

1 ноября 1913 года на имя фирмы АЕГ по заявке от 4 мая 1912 года был выдан германский патент № 266745 на выключатель с деионной решёткой, изобретателем которого является М. О. Доливо-Добровольский [Л-8].

В описании изобретения было указано, что для поддержания горения дуги на постоянном токе требуется напряжение между пластинами 15-20 В и на переменном около 250 В амплитудного значения. Таким образом, для успешного гашения дуги необходимо подбирать такое количество пластин деионной решётки, чтобы напряжение на дуге, находящейся в решётке, было больше, чем напряжение питающей сети.

Многолетняя практика электроаппаратостроения показала, что применение дугогасительной решётки в выключателях эффективно в работе и экономически целесообразно.

Исследования процессов гашения дуги большой мощности проводились на выключателе Э25 на номинальный ток 4000 А серии „Электрон“, первые результаты которых опубликованы в [Л-9]. Общий вид выключателя показан на Рис. 18.

Выключатели серии „Электрон“, имеющие номинальные токи от 1000 до 6300 А и оснащённые полупроводниковым максимальным токовым расцепителем, были разработаны и освоены производством в г. Ульяновске на заводе „Контактор“ в 1967 году [Л-10-14].

Первоначальная конструкция дугогасительного устройства выключателей обеспечивала требования по предельной отключающей способности и коммутации электрических цепей, питаемых от трансформаторов мощностью до 1600 кВА.

Сосредоточение в единице электрического оборудования всё большей мощности нашло продолжение при строительстве Камского автомобильного завода, для которого потребовались трансформаторы мощностью 2500 кВА. Соответственно потребовалось повысить технические характеристики выключателей

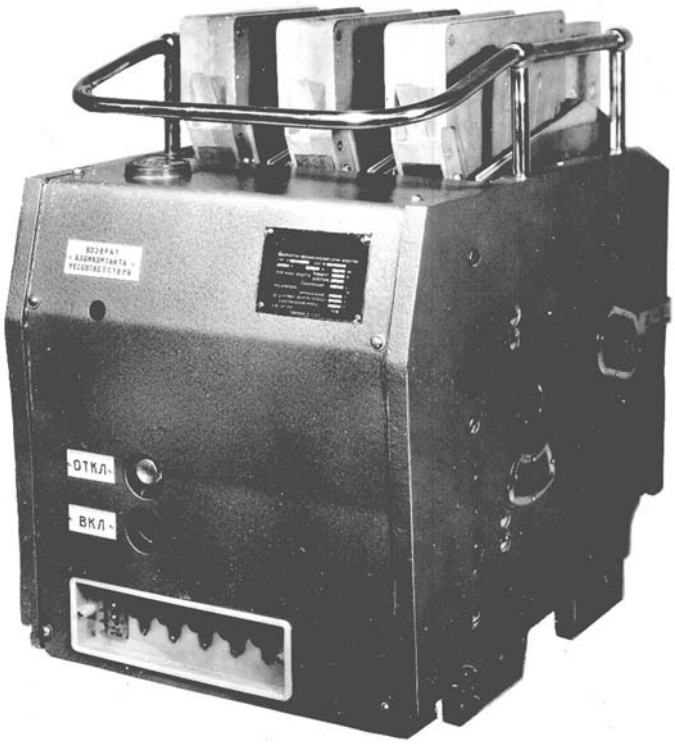


Рис. 18. Выключатель автоматический типа Э25 серии „Электрон“ на номинальный ток 4000 А. Предельная отключающая способность 65 кА при 380 В и 55 кА при 660 В.

серии „Электрон“. В частности выключателю Э25 необходимо было повысить предельную отключающую способность до 65 кА при напряжении 380 В и 55 кА при 660 В.

Однако при испытании на повышенных значениях предельного отключаемого тока стали наблюдаться продувы плазмы из дугогасительной камеры в область выводов выключателей, в результате чего возникали перекрытия между выводами. Устойчивое горение дуги на дугогасительных рогах приводило к их полному выгоранию. Следы, оставленные дугой, указывали на то, что дуга занимала не весь объём камеры, что снижало эффективность её работы.

С целью устранения указанных недостатков была разработана конструкция и изготовлен макет нового дугогасительного устройства, которое показано на Рис. 19. Дугогасительное устройство по-прежнему осталось закрытым снизу, сочленение съёмной части камеры с корпусом было уплотнено, а дугогасительные рога были закреплены на главных неподвижных контактах и, таким образом, шунтировали дугогасительные контакты, когда дуга находилась на рогах. Дугогасительные рога были расположены относительно друг друга под углом 75°. Контактные напайки на дугогасительных контактах в макетных образцах выключателей состояли из AgW50 на малоподвижном контакте и из AgNi29Г3 на подвижном контакте. Благодаря расширению газа, находящегося

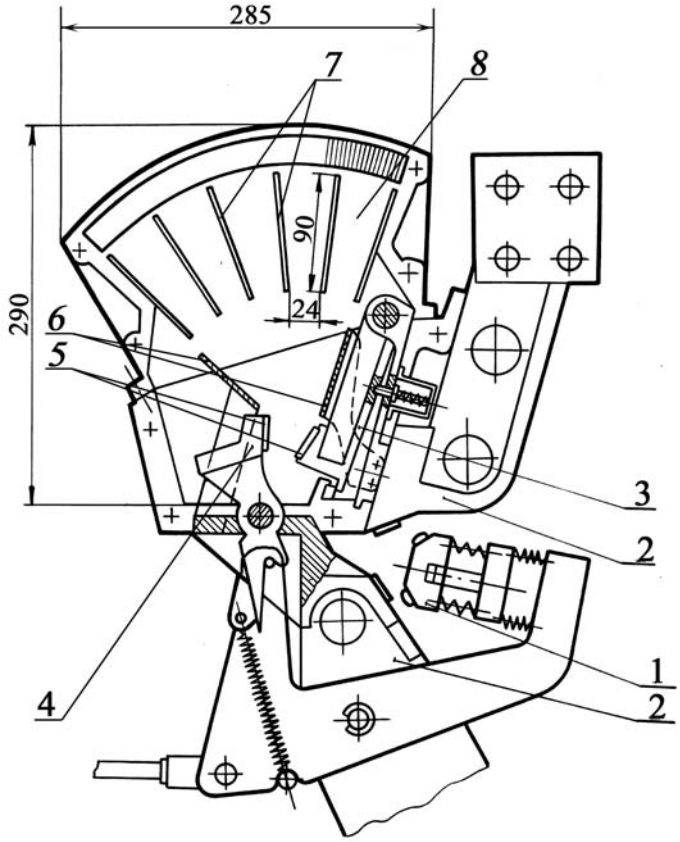


Рис. 19. Схематическое изображение макета контактной системы и дугогасительного устройства выключателя Э25: 1 – главные подвижные контакты; 2 – главные неподвижные контакты; 3 – малоподвижный дугогасительный контакт; 4 – подвижный дугогасительный контакт; 5 – контактные напайки; 6 – дугогасительные рога; 7 – деионные пластины; 8 – изоляционная перегородка.

в камере и нагреваемого дугой, и закрытию дугогасительного устройства снизу, ионизированные газы истекали из верхней части камеры более интенсивно, что способствовало движению дуги вверх.

Вместе с этим следует отметить, что пламягасительная решётка создавала некоторое аэродинамическое сопротивление истечению ионизированных газов из дугогасительного устройства и тем самым несколько ограничивала движение дуги вверх в дугогасительной решётке.

Исследованию подвергались три варианта дугогасительной решётки, которые отличались друг от друга количеством деионных пластин и расстоянием между ними. На Рис. 20 показаны три фотографии этих макетов дугогасительных устройств [Л-15].

В первом варианте решётки имелось 6 пластин, и расстояние между их нижними кромками составляло 24 мм. Во втором варианте решётки устанавливалось 8 пластин, расстояние между которыми было равно 16 мм. В третьем

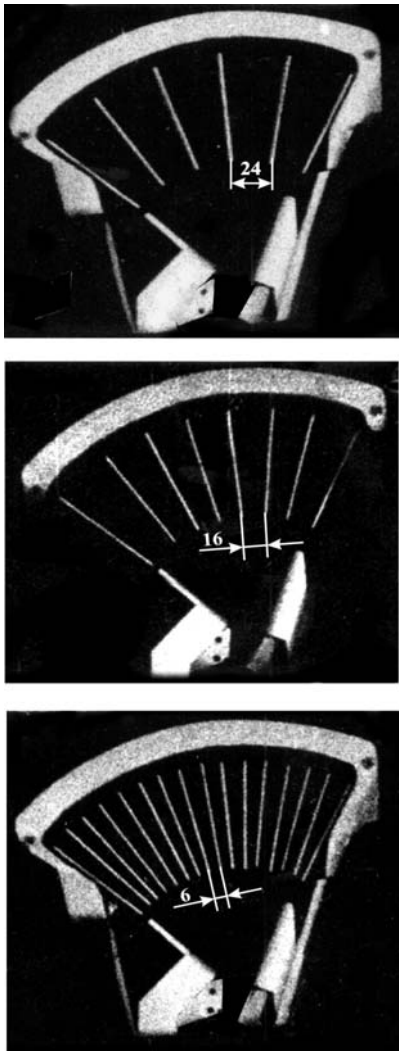


Рис. 20. Макеты дугогасительных камер выключателя Э25 для проведения исследования процессов гашения дуги.

варианте было 16 пластин с расстоянием 6 мм.

Деионные пластины были изготовлены из стали 08кп толщиной 2 мм. Длина пластин была равна 90 мм, ширина 63 мм. Площадь одной стороны пластины составляла 56,7 см^2. Общая площадь деионных пластин (с обеих сторон) первого варианта камеры была равна $6,8 \cdot 10^2$ см^2, второго $9,1 \cdot 10^2$ см^2 и третьего – $18,1 \cdot 10^2$ см^2.

Исследованию подвергались деионные пластины без покрытия, меднёные и оцинкованные гальваническим путём и оксидированные.

По результатам проведённых исследований макетных камер была разработана новая конструкция дугогасительного устройства и дугогасительных контактов (Рис. 21), которая обеспечила предельную отключающую способность в соответствии с повышенными требованиями [Л-16]. Выключатель Э25 способен отключать токи короткого замыкания до 65 кА действующего значения при но-

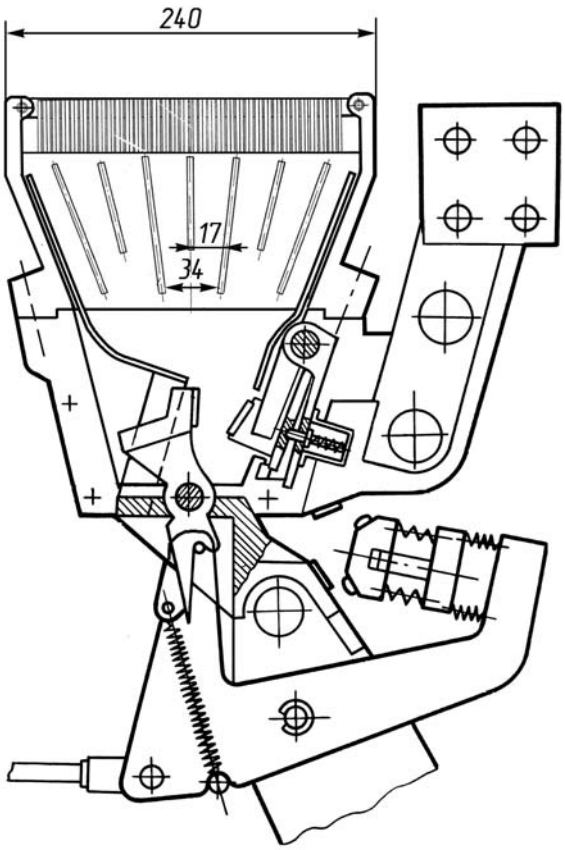


Рис. 21. Контактная группа и дугогасительное устройство выключателей Э25 и Э40. Предельная отключающая способность выключателей: Э25 – 65 кА и Э40 – 115 кА при 380 В и 55 кА и 80 кА при 660 В соответственно.

минальном напряжении 380 В и 55 кА при 660 В. Выключатель Э40 на 6300 А номинального тока, контактная система которого состоит из двух параллельно установленных полюсов выключателя Э25, имеет предельную отключающую способность 115 кА при 380 В и 80 кА при 660 В.

В промышленных образцах выключателей установлено семь деионных пластин в два яруса. Расстояния между пластинами первого нижнего яруса равны 34 мм, второго – 17 мм. Площадь одной стороны больших пластин равна 50,0 см^2, малых – 33,0 см^2. Общая площадь всех пластин составляет $6,0 \cdot 10^2$ см^2.

На Рис. 22 приведена конструкция контактной системы и переработанная по результатам исследований конструкция дугогасительной камеры выключателя Э06 серии „Электрон“ на 1000 А номинального тока. В камере установлено 8 деионных пластин в два яруса. Расстояния между пластинами первого яруса равно 14 мм, второго – 8 мм. Площадь одной стороны большой пластины равна 36,0 см^2, малой – 20,0 см^2. Общая площадь пластин не превышает $4,0 \cdot 10^2$ см^2. Предельная отключающая способность выключателя при 380 В равна 40 кА, при 660 В – 30 кА.

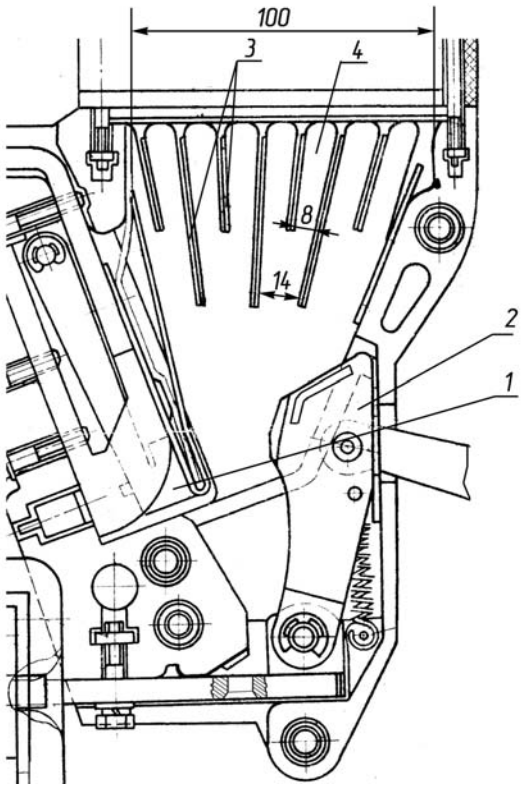


Рис. 22. Контактная группа и дугогасительное устройство (без пламягасителя) выключателя Э06 на номинальный ток 1000 А: 1 – малоподвижный контакт, 2 – подвижный контакт, 3 – деионные пластины, 4 – изоляционная стенка. Предельная отключающая способность 40 кА при 380 В и 30 кА при 660 В.

При модернизации конструкций дугогасительных устройств выключателей была снижена их материалоёмкость. Например, экономия стального проката составила 34 тонны в год.

Результаты исследования процессов гашения дуги большой мощности позволили также разработать опытный образец выключателя в пластмассовом корпусе на 2500 А номинального тока [Л-17, 18]. Фотография общего вида опытного образца выключателя показана на Рис. 23. На Рис. 24 приведено схематическое изображение конструкции контактной системы и дугогасительного устройства указанного выключателя. Все узлы выключателя вмонтированы в пластмассовый корпус 1 и закрыты крышкой 2. Неподвижные контакты 3 включают в себя четыре подпружиненные параллельные ламели, являющиеся подвижными элементами электродинамического компенсатора с „двойной петлёй“ две средние из которых выполняют роль не только главных контактов, но и дугогасительных. Для этого они имеют специальное устройство, которое при отключении токов короткого замыкания даёт им возможность подслеживать за движением подвижных контактов и, таким образом, размыкаться последними.

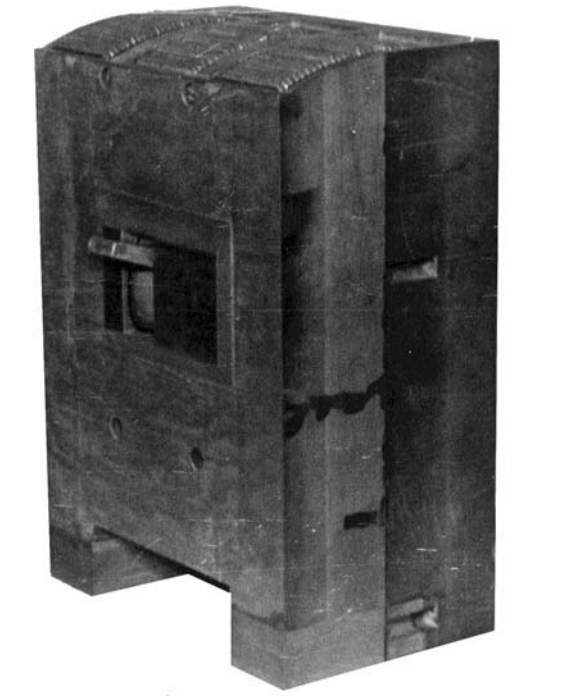


Рис. 23. Общий вид опытного образца выключателя на 2500 А номинального тока. Предельная отключающая способность 60 кА при напряжении 660 В и cosφ=0,2.

Два подвижных контакта 4, шарнирно соединённые с нижним токопроводом, при включении перекрывают по две ламели неподвижных контактов.

Контактные напайки 5 выполнены из композиционных материалов на основе AgNi и AgNiC.

Дугогасительные рога неподвижных контактов *а* являются продолжением ламелей и имеют небольшие выступы *б*, расположенные над контактными напайками. Эти выступы должны предохранять контактные напайки от повторных зажиганий дуги и снижать их электрический износ [Л-17]. Дугогасительный рог подвижного контакта 6 соединён с нижним токопроводом и шунтирует подвижные контакты при гашении дуги. Гашение дуги обеспечивается дугогасительной решёткой, которая имеет восемь деионных пластин 7, установленных в два яруса. Расстояние между деионными пластинами первого яруса составляет 20 мм, второго – 10 мм. Площадь больших пластин была равна 36,0 см^2, малых – 18,0 см^2. Общая площадь пластин составляла $5,0 \cdot 10^2$ см^2. Дугогасительное устройство плотно закрыто со всех сторон, кроме его верхней части, через которую происходит свободное истечение ионизированного воздуха. Это предотвращало распространение газа из дугогасительной камеры внутрь корпуса выключателя [Л-18]. В результате требования к дугостойкости и прочностным характеристикам пластмассы, из которой изготавливались корпус и крышка выключателя, были снижены. Объём дугогасительного устройства в опыт-

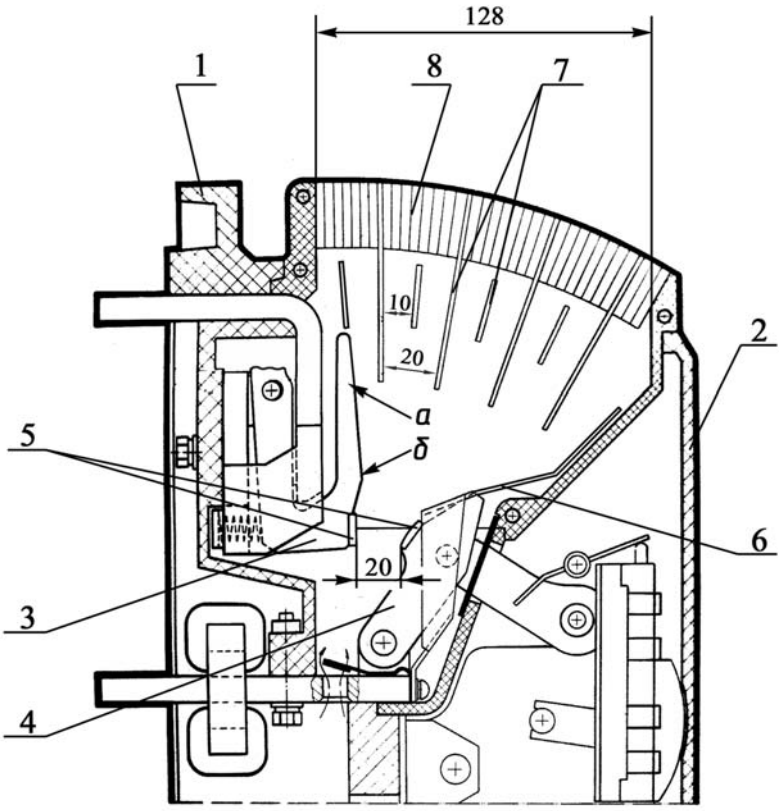


Рис. 24. Схема контактной системы и дугогасительной камеры опытного образца выключателя на 2500 А номинального тока: 1 – корпус выключателя; 2 – крышка; 3 – малоподвижный контакт; *а* – дугогасительный рог малоподвижного контакта; *б* – защитный выступ; 4 – подвижный контакт; 5 – металлокерамические контактные напайки; 6 – рог подвижного контакта; 7 – деионные пластины дугогасительной камеры; 8 – пламягасительная решётка.

ном образце выключателя был уменьшен в два раза по сравнению с объёмом дугогасительного устройства выключателя Э25. В то же время его предельная отключающая способность не была снижена по сравнению с предельной отключающей способностью выключателя Э25 и составляла 60 кА при напряжении 660 В и $\cos\varphi = 0,2$.

Выхлопное отверстие дугогасительной камеры с целью снижения высоты ионизированного пространства над выключателем было закрыто пламягасительной решёткой 8.

Процессы гашения дуги в этом выключателе также исследовались с помощью скоростной киносъёмки. В последнее время в мировой практике аппаратостроения типичной конструкцией контактных систем и дугогасительных решёток автоматических выключателей в пластмассовых корпусах на 1000-1600 А можно признать конструкцию, показанную на Рис. 25. Такие выключатели весь-

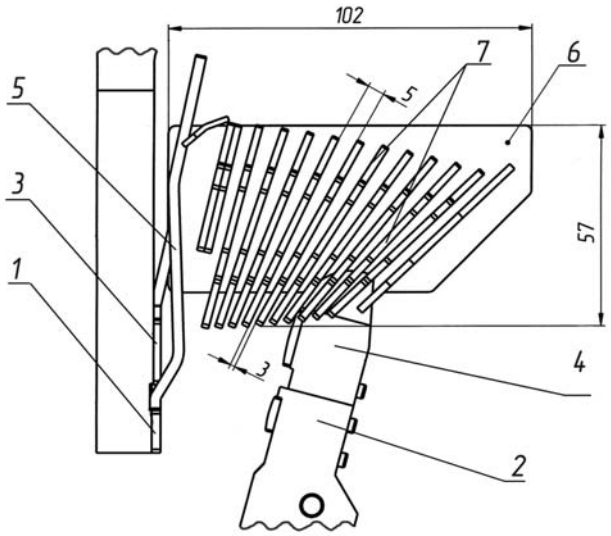


Рис. 25. Схематическое изображение наиболее распространённой в мировой практике конструкции контактной системы и дугогасительной решётки (без пламягасителя): 1 – неподвижные главные контакты; 2 – подвижные главные контакты; 3 – неподвижный дугогасительный контакт; 4 – подвижный дугогасительный контакт; 5 – дугогасительный рог; 6 – изоляционная перегородка; 7 – деионные пластины.

ма компактны и обладают достаточно высокой отключающей способностью. В большинстве случаев в дугогасительной решётке устанавливают тринадцать деионных пластин с расстоянием между ними 3-5 мм, площадь одной стороны которых обычно не превышает 20 см^2.

В дугогасительных камерах выключателей в пластмассовом корпусе ВА50-41, конструкция которого аналогична предыдущей (Рис. 25), расстояния между пластинами также приняты равными 3-5 мм (Рис. 16,а). Деионные пластины этих камер имеют площадь 21,0 см^2. Общая площадь их поверхностей равна $5,5 \cdot 10^2$ см^2. Эти выключатели способны отключать ток 55 кА при напряжении 380 В и 33,5 кА при 660 В. Одна из фотографий скоростной киносъёмки процесса гашения дуги в этом выключателе приведена на Рис. 16,б. На Рис. 3.25,а и б (см. цветную вкладку) представлены фотографии эрозии деионных пластин выключателей Э25 и ВА55-41.

Для наглядного представления о техническом прогрессе в разработке конструкций дугогасительных камер приведена фотография дугогасительной решётки выключателя А2030 на 600 А номинального тока, выпускаемого про-

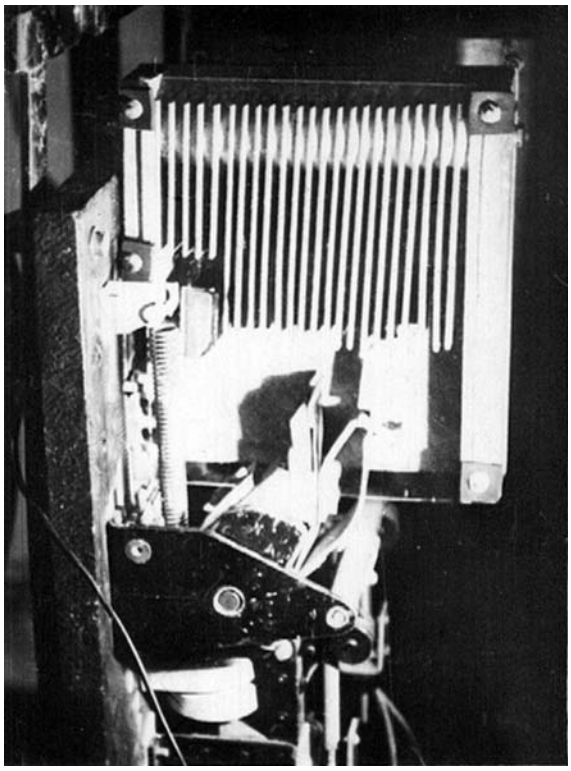


Рис. 26. Контакты и дугогасительная камера выключателя А2030 на 600 А. Предельная отключающая способность выключателя 25 кА при 500 В.

мышленностью в 30-40^{e} годы XX века (Рис. 26). Характерными особенностями такой камеры являются 22 деионные пластины и расстояние между ними, равное 2-3 мм. Общая площадь рабочей части пластин была равна 10^3 см^2. Такой выключатель был способен отключать переменный ток 25 кА при напряжении 500 В.

Таким образом, из представленных конструкций дугогасительных камер с деионной решёткой следует, что за последние десятилетия произошло существенное сокращение их габаритов, числа и площадей деионных пластин. Однако расстояния между деионными пластинами в дугогасительных камерах выключателей в пластмассовых корпусах остаются прежними, в пределах 3-5 мм. В дальнейшем будет показано, какое число и какие площади деионных пластин и расстояния между ними являются наиболее целесообразными.

4. Цель исследования

Важность исследования процессов гашения дуги в выключателях низкого напряжения подчёркивается тем, что 75% всей вырабатываемой электрической энергии потребляется на низком напряжении [Л-19]. Все виды деятельности человека вызывают необходимость применения аппаратов низкого напряжения.

Здесь следует указать энергетику, металлообрабатывающую, добывающую и лёгкую промышленность, транспорт, металлургию, сельское хозяйство, научно-исследовательские установки, военную технику и бытовые устройства. Вся вырабатываемая энергия потребляется в силовых установках и используется для управления технологическими процессами. Различные типы аппаратов низкого напряжения предназначены для работы в определённых режимах. В частности, автоматические выключатели осуществляют распределение энергии и защиту электрических цепей и установок от ненормальных перегрузок и коротких замыканий.

Известно, что токи короткого замыкания в результате больших механических сил притяжения или отталкивания, развивающихся между проводниками, по которым протекают эти токи, а также тепловых воздействий дуги, которая возникает при перекрытиях проводников токов, приводят к тяжёлым авариям. В результате таких аварий происходят механические разрушения и выгорание дорогостоящего оборудования. Более того, короткие замыкания и чрезмерные перегрузки приводят к пожарам с тяжёлыми последствиями, в том числе с человеческими жертвами.

Следует сказать, что для обычного возгорания обязательно присутствие окислителя – кислорода. При воздействии дугового разряда под напряжением окислитель для возгорания не требуется. Необходимо иметь в виду, что любое вещество может гореть только в газообразном состоянии, то есть под воздействием тепла должно произойти его разложение.

Температуры самовозгорания электротехнических материалов лежат в пределах от 300 до 600°C. Температура дуги может достигать 6000°C. Поэтому процесс разложения изоляционных материалов при такой высокой температуре может произойти практически мгновенно. Более того, калорийность изоляционных материалов очень высока (5000 ккал/кг) и превосходит калорийность дубовых дров (2500 ккал/кг) в 2 раза. Калорийность алюминия, из которого делаются шинопроводы, составляет 7900 ккал/кг.

Очень большую опасность несёт горение кабелей, которые весьма трудно погасить.

Около 70% пожароопасных ситуаций при повреждении оборудования возникают в режимах однофазных замыканий на землю и 30% от токов короткого замыкания [Л-20].

Поэтому к автоматическим выключателям предъявляются особые требования по надёжности срабатывания и способности отключать любые токи, в том числе и короткого замыкания.

Так как наиболее распространённым устройством для гашения дуги в автоматических выключателях является дугогасительная решётка, то в настоя-

щей работе основное внимание уделено физическим процессам, протекающим на размыкаемых контактах и в дугогасительной решётке при отключении токов короткого замыкания.

Изучение электрической дуги отключения можно вести в двух направлениях, условно назвав их энергетическим и физическим.

Основной задачей специалистов, ведущих разработку, испытания и исследования электрических аппаратов, является изучение вопросов, которые можно отнести к *энергетическому направлению*. Во-первых, к нему относятся переходные процессы в электрических цепях с дугой, влияние на их протекание высших гармоник, возникающих в этих цепях, и устойчивость горения дуги в зависимости от параметров цепи. Во-вторых, составление и решение уравнения энергетического баланса процесса гашения дуги. В этом случае необходимо определить количество энергии, подведённое к дуге, и его доли, приходящиеся на катодную и анодную области и канал дуги, а также количество энергии, передаваемое дугой электродам и окружающей среде. Полученные данные позволят при заданных геометрических размерах и материалах контактов и деионных пластин определить расчётным путём их температуру и эрозию, а при заданном объёме дугогасительного устройства – температуру, давление, состав и электропроводность газа, заключённого в нём.

Аналитическое нахождение тока дуги по её напряжению в процессе гашения даёт возможность определить отключающую способность конструкции дугогасительного устройства.

К *физическому направлению* изучения дуги можно отнести изучение явлений, происходящих в дуговом разряде с микрочастицами и их взаимодействием. Важную роль в развитии и гашении разряда играют процессы ионизации и деионизации. Решение задачи по определению температуры и давления в канале дуги даёт возможность определить состав её плазмы и электропроводность. По этим данным возможно определить скорость деионизации плазмы дуги, находящейся в деионной решётке. Изучение физических процессов в приэлектродных областях и канале дуги позволит понять, какое влияние на разряд могут оказывать материалы электродов и газ окружающей среды.

Исследованиям гашения дуги в дугогасительной решётке посвящён ряд работ [Л-7, 21, 22]. Однако до сих пор особенности работы дугогасительной решётки, тем более при токах короткого замыкания, полностью не изучены.

В настоящей работе сделана попытка восполнить некоторые пробелы в изучении работы дугогасительной решётки в выключателях, особенно при токах короткого замыкания.

В некоторых работах [Л-7, 21], посвящённых исследованию процессов гашения дуги в выключателях с помощью скоростной киносъёмки, значение тока

не превышало 1000 А. Более того, дуга фотографировалась в открытом пространстве. Так как такая киносъёмка дуги не давала действительного представления о процессах гашения дуги, то была поставлена задача провести исследования процессов гашения дуги большой мощности в дугогасительной решётке с помощью скоростной киносъёмки в закрытых камерах. Было предусмотрено проведение исследований на переменном токе при его значениях в трёхфазном электрическом испытательном контуре (в дальнейшем будет применяться термин „ток в контуре“) 6,4; 10; 16; 25 и 50 кА действующего значения при фазном напряжении 420 В и $\cos\varphi = 0,2$.

Целью исследования было получение наглядного представления о физических процессах гашения дуги и их феноменологическое описание.

Срок службы контактов зависит от механической и электрической износостойкости их материалов. Известно, что при размыкании контактов дуга довольно продолжительное время остаётся неподвижной, что приводит к значительной эрозии контактов. В связи с этим была необходимость изучить условия, при которых начинается движение дуги по контактам.

Надёжность выключателя при отключении электрической цепи и характер протекания процесса гашения дуги определяется конструктивными особенностями дугогасительного устройства, в том числе его габаритами и геометрией. Так как решающим фактором, влияющим на интенсивность гашения дуги, является напряжение на ней, то главное внимание было уделено созданию условий для достижения необходимого напряжения на дуге, находящейся в дугогасительной решётке. Поэтому было предусмотрено определение влияния расстояния между деионными пластинами и вида их покрытия на напряжение на дуге, находящейся между ними. Кроме того, также определялось влияние числа деионных пластин в камере на значение напряжения на выводах выключателя. При этом имелось в виду изучение следов электрической эрозии на деионных пластинах, определяющей срок их службы.

В результате проведённой скоростной киносъёмки гашения дуги были выявлены многочисленные повторные зажигания в дугогасительных устройствах. В связи с тем, что повторные зажигания дуги в процессе её гашения снижают эффективность работы дугогасительного устройства, встала задача изучения условий их возникновения.

В дальнейшем появилась необходимость разработки теоретических методов расчёта:

- электрического износа контактов;
- изменения тока дуги в процессе её гашения;
- распределения электрических полей в дугогасительном устройстве;
- температуры и давления воздуха в дугогасительном устройстве;

- объёма дугогасительной решётки в зависимости от тока и напряжения отключаемой цепи.

По полученным экспериментальным данным исследований и теоретическим расчётам построены различные графики функциональных зависимостей. Упомянем некоторые из них:

- зависимость мгновенного диаметра опорных пятен дуги на контактах от мгновенного значения тока;
- временны́е зависимости плотности тока в опорных пятнах и электропроводности плазмы дуги на контактах и в дугогасительной решётке;
- временны́е зависимости раствора контактов при отключении выключателя без тока и при токах короткого замыкания;
- зависимости критического диаметра дробления капель из различных материалов от тока и индукции магнитного поля;
- зависимость вида дугового разряда от тока и межэлектродного расстояния;
- зависимость напряжения на дуге от расстояния межу деионными пластинами;
- среднестатистическая временна́я зависимость напряжения дуги отключения.

Полученные экспериментальные и теоретические данные могут позволить разработчикам выключателей выбрать необходимую скорость расхождения контактов для сокращения времени неподвижности дуги и их площадь для обеспечения минимальной эрозии контактов, а также выбрать оптимальную геометрию конструкции дугогасительной решётки в зависимости от отключаемого тока.

5. Методика исследования

Исследования процессов гашения дуги в автоматических выключателях проводились на лабораторном оборудовании ОАО „Контактор“, принципиальная схема которого приведена на Рис. 27. Эта схема соответствует схеме испытания выключателей на наибольшую отключающую способность, приведённой на Рис. 11 ГОСТ Р 50030.1-2000. В качестве энергетического источника питания использовался ударный генератор ТИ 25 мощностью $32 \cdot 10^3$ кВА. Снижение генераторного напряжения до значения испытательного производилось с помощью однофазных трансформаторов ОМИ 10000 мощностью $10 \cdot 10^3$ кВА. На нижних выводах испытуемого выключателя В устанавливалась медная закоротка. Настройка значения тока и $\cos\varphi$ обеспечивалась регулированием индуктивной L и омической R нагрузок. Короткое замыкание в испытательном

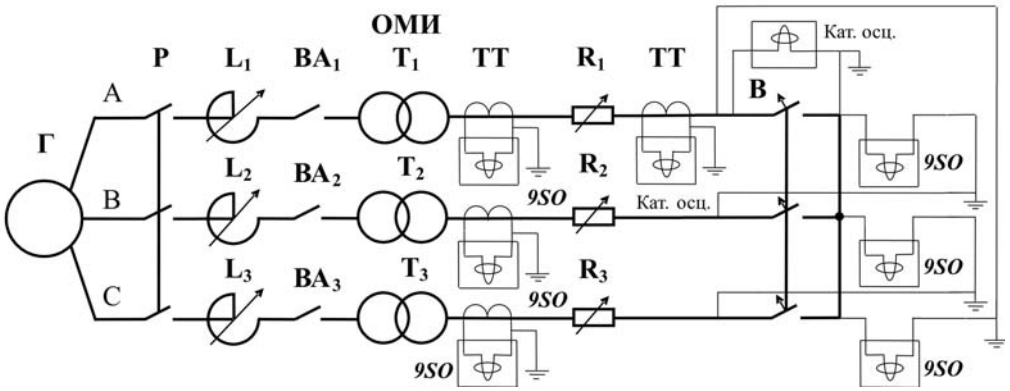


Рис. 27. Электрическая схема испытательной установки.

контуре осуществлялось короткозамыкателями ВА-12 с помощью электронного пульта автоматического управления ПАУ, который имеет возможность установки фазы замыкания с дискретностью 9 электрических градусов. Точность замыкания обеспечивалась ПАУ и ВА-12 в пределах $\pm 2^\circ$.

Регистрация изменения в трёх фазах тока и линейного напряжения осуществлялась магнитоэлектрическим осциллографом типа 9SO-1F-2. Погрешность замеров значений тока не выходила за пределы $\pm 2,5\%$. Погрешность измерения напряжения, изменяющегося скачком, с помощью магнитоэлектрического осциллографа из-за некоторой инерционности его шлейфов может превышать необходимую точность. В связи с этим изменение напряжения на дуге целесообразно регистрировать безынерционными системами, например, катодными осциллографами.

Исследования процессов гашения дуги проводилось в крайнем полюсе выключателя, включённом в фазу А. В этой фазе дополнительно регистрировалось изменение тока и фазного напряжения катодным двенадцатилучевым осциллографом 12-ОЭМ-3 с развёрткой во времени со скоростью 10 м/с. Погрешность измерений значений тока и напряжения не превышала $\pm 2,5\%$.

Кроме того, на первых пяти деионных пластинах дугогасительной решётки записывались наведённые потенциалы относительно потенциала верхнего вывода выключателя. По разности значений потенциалов определялось напряжение на дуге, находящейся между деионными пластинами.

Исследования процессов гашения дуги проводились в отдельных операциях О или ВО, где О – операция отключения, ВО – операция включение-отключение, с соблюдением правил проведения испытаний на предельную отключающую способность в соответствии с требованиями ГОСТ.

Синхронно с осциллографированием тока и напряжения дуги проводилась её скоростная киносъёмка.

Для скоростной киносъёмки была применена кинокамера „Pentazet-35“,

максимальная частота смены кадров которой составляет 40000 кадр/с при формате кадра $4,5 \times 4$ мм^2 с экспозицией одного кадра 0,125 мс. Для исследований процессов гашения дуги была выбрана скорость киносъёмки 6000 кадр/с с форматом кадра 6×22 мм^2 и экспозицией 0,167 мс. Для киносъёмки была применена стандартная киноплёнка КН-3 шириной 35 мм с чувствительностью 65 ед. ГОСТ. Относительное отверстие диафрагмы объектива изменялось от 2,8 до 11.

Для киносъёмки плазмы дуги были опробованы четыре селективных светофильтра, которые могли избирательно пропускать монохроматированные лучи с длиной волны 550, 410, 380 и 320 нм.

Применение светофильтра, пропускающего лучи с длиной волны 550 нм, приводило к получению общего изображения плазмы на негативе с большой степенью почернения фотослоя, которое не позволяло на позитиве получить изображение внутренней структуры плазмы дуги. При использовании светофильтров на 380 и 320 нм на киноплёнке КН-3 получалось очень слабое изображение. Однако в случае применения специальных киноплёнок типа УФШ можно было бы ожидать получение изображений плазмы дуги высокого качества [Л-23].

Применение светофильтра на 410 нм позволяло получить хорошее изображение внутренней структуры плазмы дуги. Такой светофильтр пропускал лучи только от наиболее ярких структур плазмы дуги. Продукты горения в камере, которые экранируют изображение внутренней структуры плазмы дуги при съёмке без светофильтра или с использованием светофильтра на 550 нм, испускают лучи с длиной волны большей, чем 410 нм.

При съёмке дуги при токах, превышающих 10-20 кА, на негативе также получились участки с большой степенью почернения. В результате на позитивном изображении плазмы дуги на этих участках были белые пятна, и внутренняя структура плазмы не просматривалась. Отметим, что в многочисленных публикациях фотографии дуги в абсолютном большинстве случаев имеют этот недостаток. Однако он не вызывал претензий, так как ток дуги был относительно небольшим, следовательно, и площадь плазмы дуги, занимаемая на фотографии, тоже была небольшой. Поэтому не возникало необходимости увидеть более мелкие детали структуры плазмы дуги. При больших токах дуги на фотографиях дуги появились большие площади её изображения и некоторые детали внутренней структуры плазмы дуги. С целью максимально возможного выявления других деталей структуры плазмы отснятая киноплёнка после проявления и закрепления была подвергнута дальнейшей химической обработке *методом голокопии*. Суть его заключается в следующем.

Тёмные участки поверхности негатива при копировании практически не

используются, хотя на них находится значительно больше, чем в светлых участках, зёрен серебра и, следовательно, основное количество информации. Если такой негатив подвергнуть отбеливанию, то участки с большими плотностями почернения становятся прозрачными. Таким образом, при копировании фотографии эффект экранирования зёрнами проявленного серебра будет устранён. Но при этом контраст отбеленного негатива заметно снижается, тогда как передача деталей объекта увеличивается. Снижение контрастности одновременно приводит и к уменьшению зернистости негатива, что, в свою очередь, позволяет делать копии с негатива многократно увеличенными.

После проявления и фиксирования ещё влажный негатив (сухой негатив сначала нужно размочить в воде) переносится для хлорирования (отбелки) в раствор следующего состава:

Вода	800 мл
Сульфат меди, крист. ($CuSO_4$)	100 г
Хлористый натрий ($NaCl$)	100 г
Серная кислота, конц. (H_2SO_4)	25 мл
Объём раствора довести до 1000 мл	

Длительность отбелки составляет 4-10 минут, после этого со стороны основы фотоплёнки не будет видно металлического серебра чёрного цвета. После отбелки негатив промывают в течение 3 минут, затем сушат. После отбелки с целью повышения контраста изображения проводят интенсивную засветку солнечным светом (ультрафиолетовыми лучами) в течение 1,5-2 часов. При засветке зернистость изображения практически не увеличивается.

Таким образом, можно добиться того, что информация, заключающаяся в участках с большими плотностями почернения негатива, в процессе копирования будет полностью использована.

Для того чтобы воспользоваться методом голокопии, необходимо обеспечить экспозицию негатива, в 2-4 раза превышающую нормальную. При скоростной киносъёмке электрической дуги это требование легко обеспечить.

Кстати, следует заметить, что отбеленный негатив можно снова восстановить до исходного состояния, проявив его снова на свету в том же проявителе. В случае необходимости отбеливание можно повторить и, таким образом, добиться лучшего результата.

На Рис. 28 приведены две фотографии дуги в камере одного и того же кадра скоростной киносъёмки. На Рис. 28,а показано изображение дуги, отпечатанное с негатива после его обычного проявления и закрепления. На Рис. 28,б – то же изображение после обработки негатива методом голокопии и облучения солнечным светом. Во втором случае стали чётко просматриваться уплотнения

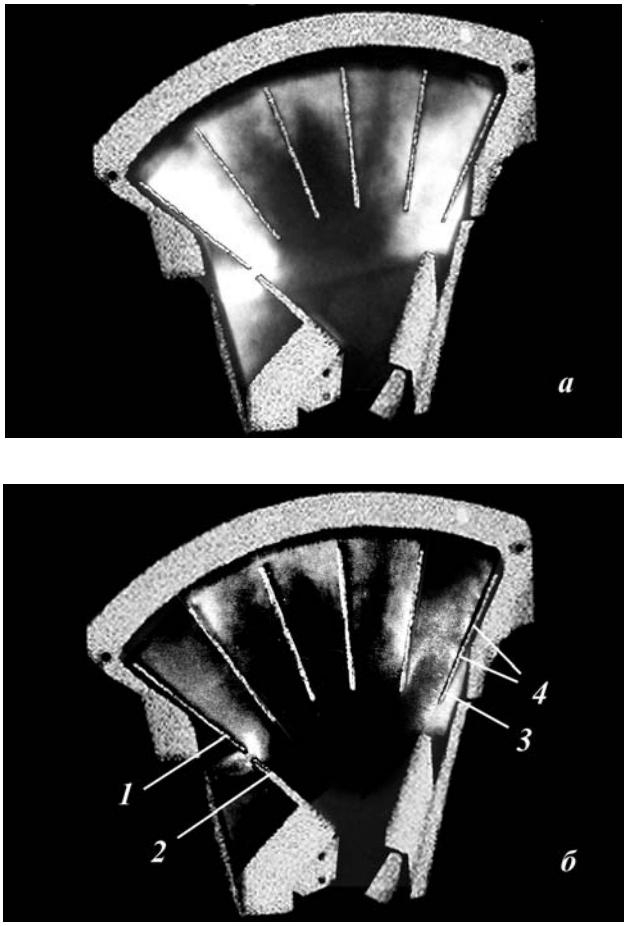


Рис. 28. Две фотокопии дуги одного и того же кадра скоростной киносъёмки: а) фотокопия после обычного проявления и закрепления; б) фотокопия после дополнительной обработки методом голокопии и облучения.

плазмы в виде ореолов у торцов последней деионной пластины 1 и рога 2 и более разреженную область плазмы между ними. Вместе с этим на первой пластине 3 появились отдельные более яркие пятна 4, являющиеся очагами зарождения отдельных струек плазмы.

На Рис. 29 показана другая фотография электрической дуги в дугогасительном устройстве. На фотографии хорошо видна общая структура плазмы диффузной дуги в дугогасительной решётке, потоки 1 и отдельные струйки 2 плазмы и очаги образования новых струек плазмы 3.

На следующем Рис. 30,а (см. цветную вкладку) представлено чёрно-белое изображение дуги, на котором у нижнего края дугогасительной решётки еле просматривается слабосветящийся канал 1. На Рис. 30,б с помощью компьютерной программы Aldus Photostyler чёрно-белое *изображение* переведено в *псевдоцветное*. Такое изображение плазмы дуги может дать дополнительные возможности изучения особенностей её строения. В частности, слабосветящий-

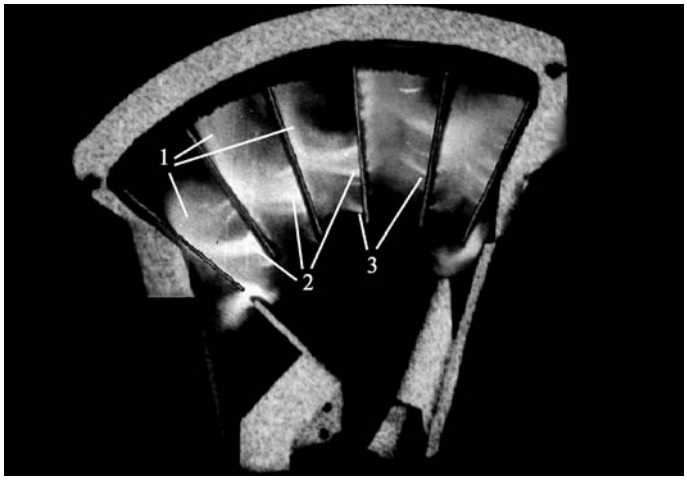


Рис. 29. Электрическая дуга в макете дугогасительного устройства выключателя Э25 при отключении тока 6,4 кА, фазном напряжении 420 В и cosφ=0,2: 1 – потоки плазмы; 2 – отдельные струйки плазмы; 3 – очаги образования новых струек. Время экспозиции 0,167 мс.

ся канал плазмы, выявленный на Рис. 30,б цветом, становится более заметным. Более того, на Рис. 30,б в третьем и четвёртом промежутках дугогасительной решётки значительно меньше, чем в других промежутках, жёлтого цвета. Измерения значений напряжения между деионными пластинами с помощью осциллограмм показали, что на первом, втором и пятом промежутках оно составляет 120, 80 и 84 В, на третьем и четвёртом – 74 и 76 В соответственно. Следовательно, псевдоцветное изображение плазмы дуги может дать наглядное представление об относительном распределении напряжения по промежуткам дугогасительной решётки и эффективности её работы.

Вместе с этим новым, явно прогрессивным, методом анализа фотографий существует старый, но очень ценный метод *фотометрирования с помощью эквиденсит*, основанный на *фотографическом эффекте Сабатье* [Л-24]. Этот метод широко применялся, например, в астрономии при изучении структуры туманностей и комет [Л-25, 26].

На Рис. 31,а показаны оригинальные фотографии дуги на контактах выключателя 1, при выходе её на верхние кромки контактов 2, на рогах при подходе к решётке 3, три фотографии дуги в решётке 4, 5, 6 и оптический фотоклин 7, переснятые с одной кинограммы в одном режиме и одновременно проявленные. Затем были получены эквиденситы первой ступени этих изображений, показанные на Рис. 31,б. На Рис. 31,в показаны их изофоты. Изучение фотографических изображений плазмы дуги с помощью эквиденсит позволяет объективно и достаточно точно определить её границы. Следует подчеркнуть, что эквиденситы показывают одинаковую степень почернения фотослоя на негативе. Обращает внимание на себя тот факт, что выделенные линии одинаковой

степени почернения присутствуют на всех шести кадрах, то есть от возникновения дуги на контактах до её гашения в решётке. Эти линии одинакового почернения могут характеризовать одинаковую степень излучения плазмы и, следовательно, присутствие в ней одного и того же компонента с одинаковой степенью ионизации и температурой.

Для возможности наблюдения за поведением дуги во время её гашения передняя стенка дугогасительного устройства была заменена стеклом. Однако при отключении токов в несколько килоампер стекло не выдерживало тепловой нагрузки и разрушалось. Кроме того, через 3-4 кадра скоростной киносъёмки защитное стекло покрывалось непрозрачным налётом конденсата продуктов горения в виде „рыбьей чешуи“. Простое стекло было заменено оргстеклом толщиной 5 мм. В этом случае оргстекло покрывалось мелкими трещинами и также за счет налёта становилось непрозрачным.

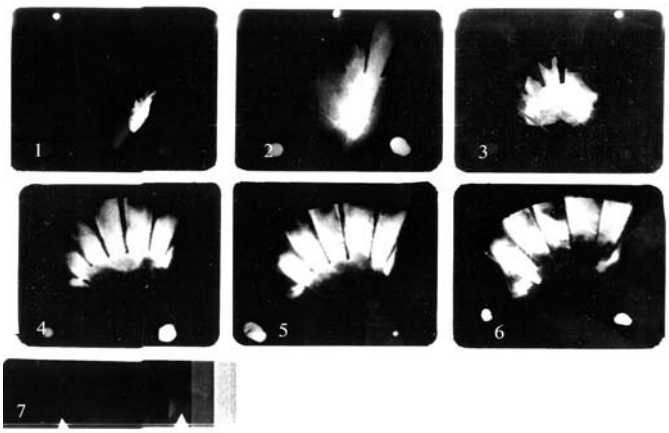
С целью обеспечения прозрачности оргстекла в течение всего процесса гашения дуги его внутренняя поверхность покрывалась тонким защитным слоем прозрачной вязкой жидкости. Жидкость представляла собой смесь 75% глицерина, 20% спирта и 5% нашатырного спирта. Для того чтобы жидкость равномерно покрывала поверхность оргстекла, последнее предварительно обрабатывалось эмульсией антистатика. Благодаря вязкой жидкости налёт конденсата продуктов горения не может закрепиться на поверхности защитного стекла и сносится потоками горячего газа. Таким образом, прозрачность стекла сохранялась в течение всего процесса гашения дуги.

Режим скоростной киносъёмки дуги обеспечивал изображение только плазмы дуги и контура отдельных деталей дугогасительного устройства. На фотографии дуги в камере не получалось общего изображения дугогасительного устройства. Поэтому процесс отключения контактной системы был снят без дуги с дополнительной подсветкой. Это позволило получить изображение дугогасительного устройства с движущимися контактами без дуги. В дальнейшем при печати фотографий это должно было позволить получить с помощью фотомонтажа общее изображение дугогасительного устройства с дугой.

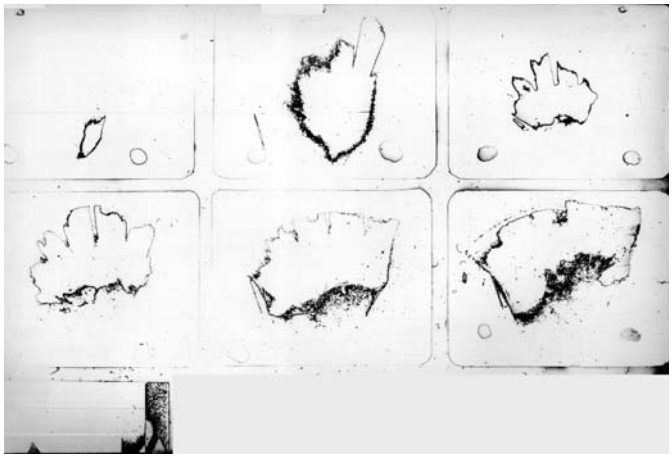
Такой монтаж двух фотографий можно также выполнить на компьютере с использованием графических редакторов (например, Adobe Photoshop). На Рис. 29 показан пример компьютерного монтажа. Все фотографии в настоящей работе, изображающие дугу в дугогасительном устройстве выключателя, получены с помощью подобного монтажа.

Сочетание регистрации тока и напряжения дуги с её синхронной скоростной киносъёмкой, метода эквиденситометрии и фотомонтажа позволяет создать наглядную картину физических явлений, происходящих на размыкаемых контактах и в дугогасительной камере при отключении тока электрической цепи.

а)



б)



в)

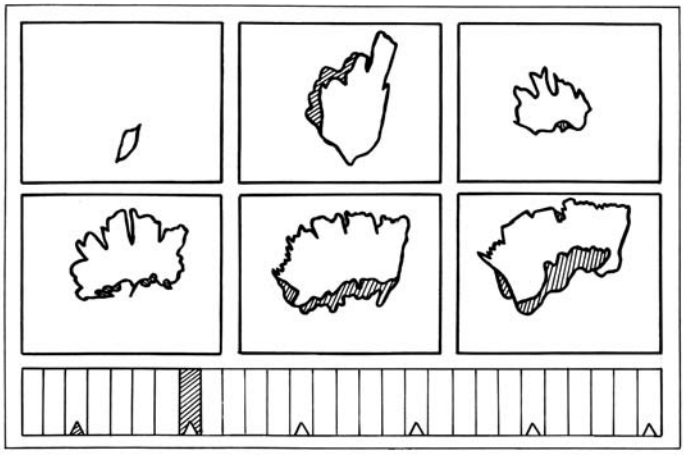


Рис. 31. а) Отдельные наиболее характерные кадры изображения дуги при отключении тока выключателем (1 – на контактах выключателя; 2 – на верхних кромках контактов; 3 – на рогах при подходе к дугогасительной решётке; 4-6 – в дугогасительной решётке; 7 – оптический клин); б) эквиденситы первой ступени изображения дуги и оптического клина, показанных на рис. 31,а; в) изофоты первой ступени эквиденсит, изображённых на рис. 31,б.

Изучение следов эрозии на контактах и деионных пластинах и продуктов горения дуги в виде капелек проводилось с помощью оптической микроскопии, электронной микроскопии с высокой разрешающей способностью и рентгеноспектрального микроанализа.

Настоящая книга носит прикладной практический характер и имеет целью изучение физических процессов гашения дуги в выключателях низкого напряжения, поэтому в ней на уровне оценочных значений приведены такие экспериментальные данные, как диаметр опорных площадок дуги, плотность тока в них, электропроводность плазмы дуги.

За диаметр опорного пятна дуги принимался диаметр чётко светящейся области дуги на фотографии, примыкающей непосредственно к контакту. Форма опорного пятна принималась круглой.

Мгновенное значение плотности тока j в опорном пятне и удельной электропроводности плазмы σ определялись как средние значения за интервал времени $\Delta t = 0,167$ мс, равный экспозиции одного кадра скоростной киносъёмки, по формулам:

$$j = \frac{i_\partial}{S_{on}}, \qquad \sigma = \frac{i_\partial\, \delta}{S_{on} U_\partial}$$

где i_∂ и U_∂ – средние значения тока и напряжения дуги за i-й интервал времени Δt_i, δ – длина проводящего канала дуги, S_{on} – площадь опорного пятна дуги в том же интервале времени Δt_i.

Ток i_∂ и напряжение U_∂ дуги определялись из осциллограмм. За проводящий канал дуги на фотографии принимался цилиндр, построенный на её опорных пятнах, длина которого равнялась раствору контактов δ.

Этот метод определения геометрических и электрических параметров дуги, не претендующий на физическую точность, тем не менее, вполне приемлем для решения практических инженерных задач.

Список литературы к введению

1. Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1965.

2. *Таев И. С.* Электрические аппараты. – М.: Энергия, 1977.

3. *Лесков Г. И.* Электрическая сварочная дуга. – М.: Машиностроение, 1970.

4. *Дульни Э.* Физика отключения тока короткого замыкания в вакуумных коммутационных аппаратах // Обзор АББ, 1993, № 5.

5. Электроэрозионная обработка металлов / *Мицкевич М. К., Бушик А. И., Бакуто И. А., Шилов В. А., Девойно И. Г.* – Минск: Наука и техника, 1988.

6. *Лазаренко Б. Р., Лазаренко Н. И.* Электроискровая обработка токопроводящих материалов. – М.: Изд-во АН СССР, 1958.

7. *Брон О. Б.* Электрическая дуга в аппаратах управления. – М.: Госэнергоиздат, 1954.

8. *Гусев С. А.* Очерки по истории развития выключателей переменного тока. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958.

9. *Мещеряков В. П.* Электрическая дуга большой мощности в автоматических выключателях // Электротехническая промышленность. Аппараты низкого напряжения. – М.: 1980, вып. 6 (91).

10. Технический проект на серию автоматических выключателей до 4000 А. – Ульяновск: Завод „Контактор“, 1964.

11. Авторское свидетельство № 184315. Контактная система. Ульяновский завод „Контактор“, 1966. Разработчики *Мещеряков В. П., Обухов С. С., Калабановский В. Б.*

12. Авторское свидетельство № 201493. Контактная система. Ульяновский завод „Контактор“, 1967. Разработчики *Мещеряков В. П., Обухов С. С., Калабановский В. Б.*

13. *Мещеряков В. П., Кочетков В. В.* Защитные характеристики выключателей серии „Электрон“ // Промышленная энергетика, 1978, № 7.

14. *Катасонов П. В., Кочетков В. В., Мещеряков В. П., Терёшин Н. А., Дергилев В. Ф.* Особенности характеристик выключателей „Электрон“ с блоком защиты серии РМТ // Промышленная энергетика, 1988, № 5.

15. Отчёт о НИР по теме „Исследования процессов гашения дуги большой мощности в автоматических выключателях“. Ч. I. Физические процессы на размыкающихся контактах. Ч. II. Физические процессы, сопровождающие переход дуги с контактов на дугогасительные рога и вхождение дуги в дугогасительную решётку. Ч. III. Физические процессы в дугогасительной решётке и повторные зажигания дуги. Ч. IV. Термодинамические процессы в дугогасительных камерах выключателей. – Ульяновск: ЗАО „Контактор“, 1999-2004.

16. *Мещеряков В. П.* Повышение предельной отключающей способности автоматических выключателей серии „Электрон“ // Электротехническая промышленность. Аппараты низкого напряжения. – М.: 1978, вып. 4 (71).

17. *Мещеряков В. П., Обухов С. С.* Авторское свидетельство № 426253. Дугогасительная камера. 1974.

18. *Мещеряков В. П., Обухов С. С., Рындин К. А., Жёлтый В. М.* Авторское свидетельство № 733042. Автоматический выключатель. 1980.

19. *Брон О. Б.* Низковольтные электрические аппараты. – М.: ВИНИТИ, 1958.

20. *Иванов Е.* Электрооборудование как источник пожара // Новости электротехники, 2001, № 6 (12).

21. *Брон О. Б., Сушков Л. К.* Потоки плазмы в электрической дуге выключающих аппаратов. – Л.: Энергия, 1975.

22. *Таев И. С.* Электрические контакты и дугогасительные устройства аппаратов низкого напряжения. – М.: Энергия, 1973.

23. *Кудряшов Н. Н.* Специальные киносъёмки. – М.: Искусство, 1979.

24. *Круг В., Вайде Г.-Г.* Применение научной фотографии. – М.: Мир, 1975.

25. *Брейдо И. И., Виленская Б. Г.* Новый способ получения изофот протяжённых объектов фотографическим методом эквиденсит // Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии, 1971. Т. 16, вып. 5.

26. *Бронникова Н. М.* Фотометрия кометы Беннета методом эквиденсит // АН УССР. Астрометрия и астрофизика. Республиканский межведомственный сборник. 1973, № 18.

Глава 1.
Теплофизические свойства газов и паров металлов

При отключении выключателем токов короткого замыкания, как показала скоростная киносъёмка процессов гашения дуги, светящийся газ занимает практически весь объём дугогасительной камеры. Это значит, что во время гашения дуги в дугогасительной камере протекают сложные термодинамические процессы. Напомним, что газы и пары металлов состоят из отдельных атомов и молекул, не связанных между собой. Молекулы могут состоять из двух и более атомов. Атмосферный воздух представляет собой механическую смесь различных газов. В таблице 1.1 приведены состав сухого атмосферного воздуха при температуре 0°С и давлении 1 атм, символ и химическая формула молекул газа [Л-1.1].

Таблица 1.1. Состав сухого атмосферного воздуха при 0°С и 1 атм.

Газ, входящий в состав воздуха	Символ и химическая формула молекул	Содержание, %		Атомная масса	Молекулярная масса
		по объёму	по весу		
Азот	N_2	78,09	75,60	14,0067	28,013
Кислород	O_2	20,95	23,05	16,000	32,000
Аргон	Ar	0,93	1,3	39,94	–
Углекислый газ	CO_2	0,03	0,047	–	44,010
Неон	Ne	$1{,}8\cdot10^{-3}$	$8{,}4\cdot10^{-4}$	20,17	–
Гелий	He	$5{,}24\cdot10^{-4}$	$7{,}0\cdot10^{-5}$	4,0026	–
Криптон	Kr	$1{,}0\cdot10^{-4}$	$14{,}0\cdot10^{-6}$	83,80	–
Ксенон	Xe	$8{,}0\cdot10^{-6}$	$3{,}0\cdot10^{-6}$	131,30	–
Водород	H_2	$5{,}0\cdot10^{-5}$	$7{,}0\cdot10^{-6}$	1,008	2,016
Озон	O_3	$1{,}0\cdot10^{-6}$	$2{,}04\cdot10^{-3}$	16,000	48,000

Примечание. Средняя молекулярная масса сухого воздуха 28,966.

При размыкании контактов, когда их растворы относительно малы, или при достаточно близком относительно друг друга расположении деионных пластин в дугогасительной решётке разрядный промежуток насыщается парами

металлов. В таком случае плазма дуги может состоять или из паров металлов, или из их смеси с воздухом. При достаточно больших расстояниях между контактами и деионными пластинами можно принять, что плазма дуги будет состоять только из компонентов воздуха, входящих в его состав. В случае, когда плазма дуги будет соприкасаться с изоляционными стенками дугогасительной камеры, в её состав будут входить ещё и компоненты изоляции в газообразном состоянии. Газ, заполняющий камеру, также может состоять из воздуха или смеси воздуха, паров металлов и компонентов материала стенок камеры в газообразном состоянии.

В таблице 1.2 приведены символ и атомная масса паров некоторых контактных материалов.

Таблица 1.2. Атомная масса паров контактных материалов.

Металл	Символ	Атомная масса
Серебро	Ag	107,868
Медь	Cu	63,54
Никель	Ni	58,7
Железо	Fe	55,84
Графит	C	12,011
Вольфрам	W	183,8

Из сравнения данных таблиц 1.1, 1.2 видно, что атомы паров металлов имеют атомную массу значительно бóльшую, чем атомная и молекулярная масса атомов и молекул газов, составляющих воздух. Это значит, что атомы паров металлов и газов значительно отличаются по своему строению и, следовательно, имеют различные свойства.

В процессе гашения дуги происходит смешивание газов, составляющих воздух, и паров металлов контактов. Эта смесь представляет собой неравновесную термодинамическую систему. Учитывая сложность физических процессов, протекающих в канале дуги и в газах в дугогасительных камерах, целесообразно познакомиться с теплофизическими свойствами газообразных веществ и, в первую очередь, атмосферного воздуха, паров металлов и их смесей.

1.1. Основные параметры газов и паров металлов

Воздух и пары металлов и изоляционных материалов, являясь газами, обладают широким спектром свойств. Газы, как и все вещества имеют массу, плотность, удельный вес, вязкость, теплоёмкость, тепло- и температуропроводность, электрическую прочность и проводимость и другие параметры, зависящие от температуры и давления. Эти свойства воздуха и паров металлов и изоляцион-

ных материалов определяют возможность существования дугового разряда и его гашения в дугогасительных камерах при отключении электрической цепи.

1.1.1. Масса. Атомная и молекулярная масса

Массу газа M в каком-либо объёме определяет суммарная масса элементарных частиц m_0, заключённых в этом объёме. Почти во всех сферах деятельности человека масса измеряется в абсолютных величинах: в системе СИ – в килограммах (кг), в системе СГС – в граммах (г). Однако в физике и химии массу атомов и молекул измеряют не только в кг и г, но и в относительных величинах, называемых атомными единицами массы (а. е. м.) [Л-1.2, с. 253]. За атомную единицу массы принимают $1/12$ массы m_{C} изотопа углерода C^{12} (m_{C}=1,9928·10^{-26} кг=1,9928·10^{-23} г), равную

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,66057 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Например, масса покоя протона равна:

$$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,6726 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 1,007276 \text{ а.е.м.},$$

электрона –

$$m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 9,1095 \cdot 10^{-28} \text{ г} = 5,4858 \cdot 10^{-4} \text{ а.е.м.}$$

В физике пользуются понятием относительной атомной или молекулярной массы m_μ (или сокращённо: атомная и молекулярная масса), которая определяется как отношение массы атома или молекулы m_0 к $1/12$ массы m_{C} изотопа углерода C^{12}:

$$m_\mu = \frac{m_0}{1/12\ m_{\mathrm{C}}}$$

Как видно из этой формулы, m_μ величина безразмерная. Зная атомную или молекулярную массу вещества можно определить массу его атома или молекулы m_0:

$$m_0 = m_\mu \cdot 1/12\ m_{\mathrm{C}} = m_\mu \text{ а.е.м.}$$

Например, масса атома кислорода O, атомная масса которого $m_{\mu\mathrm{O}} = 16$, имеет значение:

$$m_{\mathrm{O}} = m_{\mu\mathrm{O}} \text{ а. е. м.} = 16 \cdot 1,66057 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 26,57 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Аналогично получим массу атома азота N ($m_{\mu\mathrm{N}} = 14$):

$$m_{\mathrm{N}} = m_{\mu\mathrm{N}} \text{ а. е. м.} = 14 \cdot 1,66057 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 23,25 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Массы молекул газа зависят от его химической формулы. Молекулы кислорода O_2 и азота N_2 состоят из двух атомов. Таким образом, массы молекул кислорода и азота имеют следующие значения:

$$m_{O_2} = 2m_O = 2 \cdot 26,57 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 53,14 \cdot 10^{-24} \text{ г},$$

$$m_{N_2} = 2m_N = 2 \cdot 23,25 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 46,5 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Воздух представляет собой смесь молекул кислорода, азота и других газов. Среднюю молекулярную массу воздуха и других смесей можно определить по формуле [Л-1.3, с. 27]:

$$m_{\mu см} = \sum_{i=1}^{k} m_{\mu i} \kappa_i$$

где $\kappa_i = N_i/N$ – доля компонента i в смеси, k – число компонентов смеси. Средняя молекулярная масса воздуха равна $m_{\mu возд} = 28,96$. Следовательно, среднее значение массы молекул воздуха будет:

$$m_{0возд} = m_{\mu возд} \text{ а.е.м} = 28,96 \cdot 1,66057 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 48,09 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

С ростом температуры воздуха в результате диссоциации и ионизации газов, входящих в его состав, молекулярная масса воздуха изменяется. На Рис. 1.1 приведены графики зависимости молекулярной массы воздуха от температуры и давления [Л-1.4, 1.5].

Массы атомов ряда металлов, применяемых в качестве контактных материалов и антикоррозийных покрытий в дугогасительных устройствах выключателей, приведены в таблице 1.3 [Л-1.1].

Таблица 1.3. Атомная масса и масса атомов некоторых элементов.

Элемент	Cu	Ag	Ni	Fe	W	Zn	Sn	C
Атомная масса m_μ	63,54	107,868	58,7	55,84	183,8	65,38	118,6	12,011
Масса атома m_0, 10^{-24} г	105,5	179,1	97,5	92,7	305,2	108,6	196,9	19,928

1.1.2. Плотность. Давление насыщенных паров металлов.

Плотность вещества определяется отношением его массы к объёму [Л-1.2, с. 132]:

$$\rho = \frac{M}{V},$$

где M – масса вещества, V – объём вещества. В системе СИ плотность измеряется в кг/м^3, в СГС – в г/см^3.

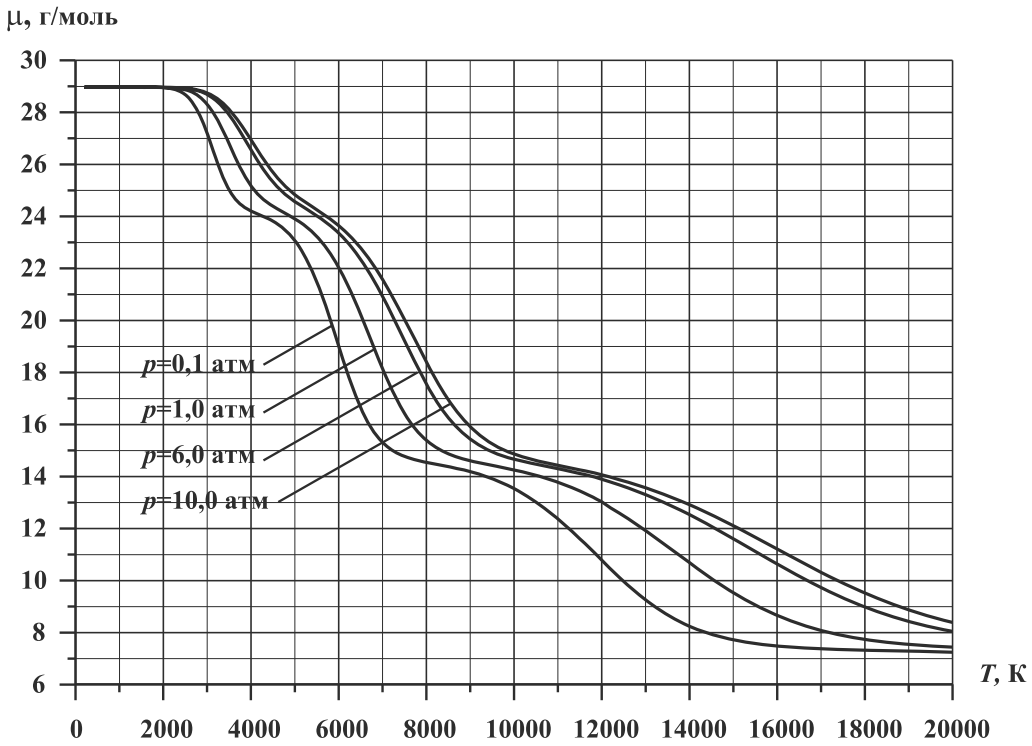


Рис. 1.1 [Л-1.4, 1.5]. Молекулярная масса воздуха в зависимости от температуры при различных значениях давления.

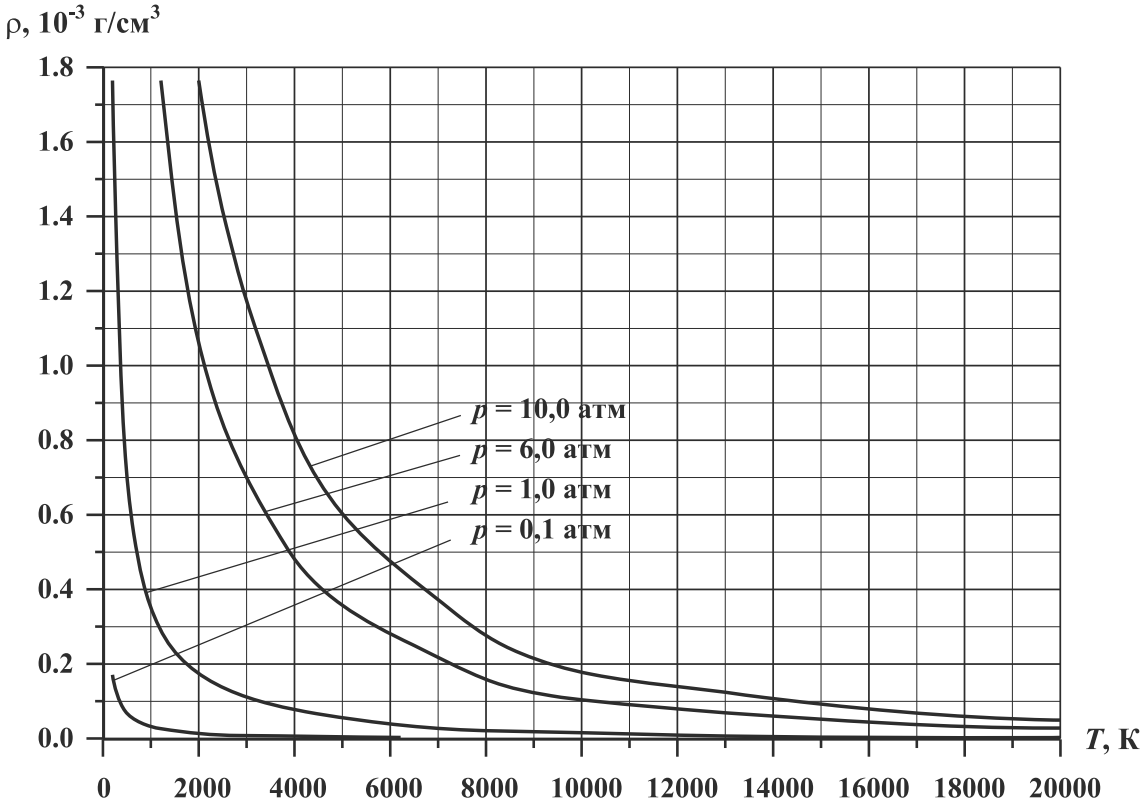


Рис. 1.2 [Л-1.4, 1.5]. Плотность воздуха в зависимости от температуры и давления.

Плотность газа зависит от его температуры T и давления p и определяется из соотношения:

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{T_1}{T_2} \frac{p_2}{p_1},$$

где ρ_1, T_1, p_1 – плотность, температура и давление газа при начальных условиях; ρ_2, T_2, p_2 – при конечных условиях. Однако надо иметь в виду, что эта формула для многоатомных газов справедлива при температурах не более 3000 K. Плотность воздуха при нормальных условиях составляет $\rho_н = 1,292 \cdot 10^3$ г/см^3.

Если необходимо определить массу газа M в заданном объёме V, то достаточно последний умножить на плотность газа:

$$M = \rho V.$$

Например, задан объём дугогасительной камеры $V = 10 \times 10 \times 5$ см^3= =500 см^3. Масса воздуха, заключённого в дугогасительной камере, будет равна:

$$M = \rho V = 1,292 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 \cdot 500 \text{ см}^3 = 0,646 \text{ г}.$$

Изменение плотности воздуха в зависимости от температуры и давления показано на Рис. 1.2 [Л-1.4, 1.5]. Определение плотности паров металлов сопряжено со значительными трудностями. Плотность паров можно определить по формуле:

$$\rho = m_0 n,$$

где m_0 – масса атомов, г; n – концентрация атомов, см$^{-3}$. Если пары металлов принять за идеальный газ, то концентрация атомов определяется из уравнения [Л-1.6, с. 52]:

$$p = nkT,$$

где p – давление газа, дин/см^2 (1 атм=1,01·10^6 дин/см^2), k=1,38·10^{-16} эрг/K – постоянная Больцмана, T – температура газа, K.

На Рис. 1.3 [Л-1.7] приведены построенные по экспериментальным данным зависимости давления насыщенных паров Ag, Cu и Ni от температуры. Известно, что при температуре кипения давление насыщенных паров металлов достигает атмосферного. В таблице 1.4 представлены результаты расчётов давления насыщенных паров серебра при температурах, превышающих температуру кипения.

Таким образом, концентрация атомов, например, в парах меди при температуре кипения $T_к$=2840 K и давлении p=1 атм будет равна:

$$n_{\text{Cu}} = \frac{p}{kT_к} = \frac{1,01 \cdot 10^6 \text{ дин/см}^2}{1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/K} \cdot 2840 \text{ K}} = 2,58 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

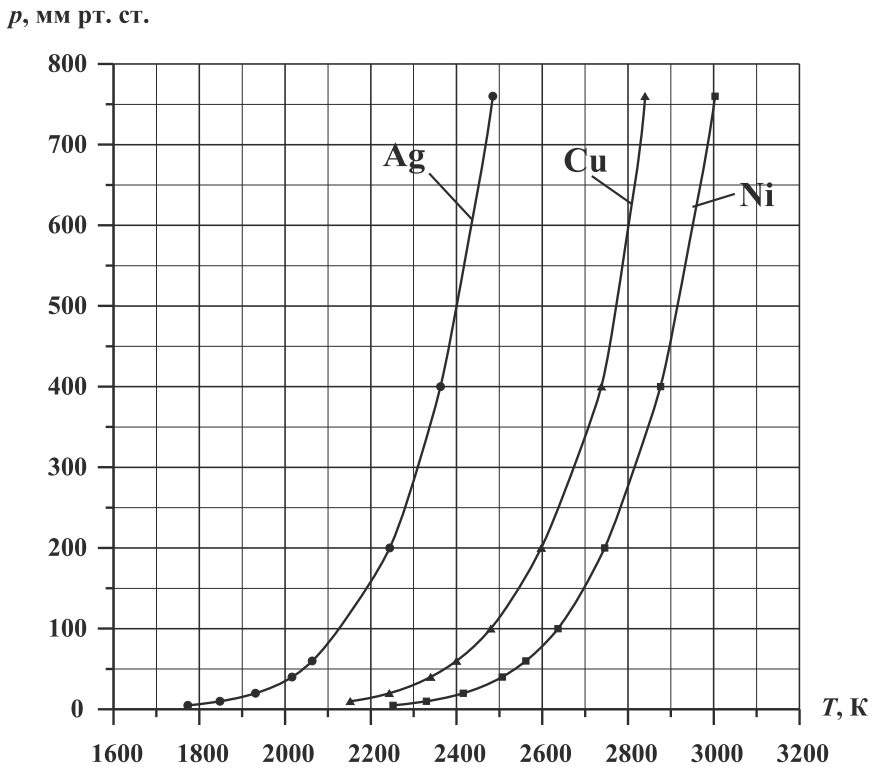


Рис. 1.3 [Л-1.7]. Давление насыщенных паров Ag, Cu, Ni в зависимости от температуры.

Таблица 1.4. Расчётные значения давления насыщенных паров серебра при температурах, превышающих точку кипения.

Температура, К		3020	3561	4231
Давление	мм рт. ст.	6080	3800	123120
	атм	8	50	162

Следовательно, плотность паров меди при температуре кипения и давлении 1 атм будет иметь следующее значение:

$$\rho_{\text{Cu}} = m_{0\text{Cu}} n_{\text{Cu}} = 105,5 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 2,58 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} = 2,72 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3.$$

Заметим, что плотность воздуха при этих условиях будет равна:

$$\rho_{возд} = \rho_н \frac{T_н}{T_к} \frac{p}{p_н} = 1,292 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 \cdot \frac{273 \text{ K}}{2840 \text{ K}} = 1,242 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3,$$

то есть плотность паров меди больше плотности воздуха при одних и тех же условиях в

$$\frac{\rho_{\text{Cu}}}{\rho_{возд}} = \frac{2,72 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3}{1,242 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3} = 2,194 \text{ раза}.$$

Обратим внимание на то, что масса атома меди больше средней массы

молекул воздуха тоже в

$$\frac{m_{0\mathrm{Cu}}}{m_{0возд}} = \frac{105,5 \cdot 10^{-24}\ \text{г}}{48,09 \cdot 10^{-24}\ \text{г}} = 2,194\ \text{раза}.$$

Отсюда следует, что плотности паров металлов и обычных газов, принятых за идеальный газ, при равных условиях пропорциональны массам своих атомов и молекул. В таблице 1.5 приведены численные значения концентрации и плотности паров металлов, принятых за идеальный одноатомный газ, при их температурах кипения.

Таблица 1.5. Концентрация и плотность паров металлов, принятых за идеальный одноатомный газ при их температурах кипения.

Металл	$T_{кип}$, К	n, 10^{18} см$^{-3}$	ρ, 10^{-4} г/см^3	m_0, 10^{-24} г
Ag	2485	2,94	5,26	179,1
Cu	2840	2,58	2,72	105,5
Ni	3003	2,44	2,38	97,5
Fe	3023	2,42	2,24	92,7

Однако в соответствии с [Л-1.8, 1.9] и работами других авторов определение плотности паров металлов представляет собой более сложную задачу. Например, в [Л-1.8] приводятся интерполяционные уравнения состояния для 13 металлов в широком диапазоне температур и давлений в жидком, двухфазном, газообразном и плазменном состоянии. Перечень приведённых в работе металлов объясняется тем, что для них были известны необходимые экспериментальные данные. В перечень входят медь и железо. По предложенной методике были рассчитаны плотность $\rho_{ж}$ в жидком и $\rho_{г}$ в газообразном состоянии меди и железа на линии их испарения. При этом, как рекомендовано в [Л-1.8] за критические параметры этих металлов были приняты значения, указанные в таблице 1.6.

По формуле $n = \rho_{г}/m_0$ была определена концентрация паров металлов. Результаты расчётов представлены в таблицах 1.7, 1.8.

На Рис. 1.4 и 1.5 показаны pT-диаграммы для меди и железа. На линии испарения приведены значения плотности жидких и газообразных металлов. В таблице 1.9 для сравнения приведены результаты, полученные по методике [Л-1.8] и при расчёте плотности и концентрации паров меди и железа, принятых за идеальный газ, при их температуре кипения и давлении $1{,}01 \cdot 10^6$ дин/см^2.

Из данных таблицы 1.9 следует, что результаты расчётов плотности паров отличаются друг от друга на 25%. Вместе с этим авторы [Л-1.8] указывают, что разница результатов расчётов по предложенной ими методике и опытных данных не превышает 10%. Следует заметить, что в данном случае высокой физической точности расчётов ожидать не следует.

Таблица 1.6. Критические параметры паров Cu и Fe.

Металл	$p_{кр}$, 10^5 Па	$T_{кр}$, К	$\rho_{кр}$, г/см^3
Cu	7460	8390	2,39
Fe	8250	9600	2,03

Таблица 1.7. Расчётные значения плотности и концентрации паров Cu.

T, К	p, 10^5 Па	p, 10^6 дин/см^2	$\rho_{ж}$, г/см^3	$\rho_{г}$, г/см^3	n, 1/см^3
8390	7460	7534,6	2,39	2,39	$2{,}265\cdot10^{22}$
7000	2248,966	2271,455	5,15	0,277	$2{,}624\cdot10^{21}$
6000	831,838	840,156	5,97	0,086	$8{,}167\cdot10^{20}$
5000	236,977	239,347	6,62	0,024	$2{,}338\cdot10^{20}$
4000	39,312	39,705	7,17	0,005	$4{,}718\cdot10^{19}$
3000	1,977	1,997	7,65	0,0003	$3{,}129\cdot10^{18}$
2840	1,0005	1,010	7,73	0,0002	$1{,}604\cdot10^{18}$
2700	0,514	0,519	7,79	$8{,}615\cdot10^{-5}$	$8{,}166\cdot10^{17}$
2600	0,305	0,308	7,83	$4{,}991\cdot10^{-5}$	$4{,}731\cdot10^{17}$
2500	0,174	0,175	7,88	$2{,}716\cdot10^{-5}$	$2{,}573\cdot10^{17}$
2400	0,094	0,095	7,92	$1{,}372\cdot10^{-5}$	$1{,}301\cdot10^{17}$
2300	0,048	0,048	7,96	$6{,}356\cdot10^{-6}$	$6{,}025\cdot10^{16}$
2200	0,023	0,0234	8,01	$2{,}656\cdot10^{-6}$	$2{,}518\cdot10^{16}$
2100	0,010	0,010	8,05	$9{,}813\cdot10^{-7}$	$9{,}302\cdot10^{15}$
2000	0,004	0,004	8,09	$3{,}126\cdot10^{-7}$	$2{,}968\cdot10^{15}$

Таблица 1.8. Расчётные значения плотности и концентрации паров Fe.

T, К	p, 10^5 Па	p, 10^6 дин/см^2	$\rho_{ж}$, г/см^3	$\rho_{г}$, г/см^3	n, 1/см^3
9600	8250	8332,5	2,03	2,03	$2{,}189\cdot10^{22}$
8000	2874,838	2903,586	4,6	0,261	$2{,}811\cdot10^{21}$
7000	1373,750	1387,488	5,24	0,108	$1{,}166\cdot10^{21}$
6000	557,254	562,826	5,749	0,044	$4{,}748\cdot10^{20}$
5000	162,832	164,461	6,174	0,015	$1{,}671\cdot10^{20}$
4000	24,681	24,927	6,543	0,004	$3{,}948\cdot10^{19}$
3023	1,00002	1,010	6,863	0,0003	$3{,}521\cdot10^{18}$
2900	0,563	0,569	6,901	0,0002	$2{,}260\cdot10^{18}$
2800	0,339	0,343	6,931	0,0001	$1{,}523\cdot10^{18}$
2700	0,196	0,198	6,961	$9{,}182\cdot10^{-5}$	$9{,}905\cdot10^{17}$
2600	0,108	0,109	6,991	$5{,}735\cdot10^{-5}$	$6{,}187\cdot10^{17}$
2500	0,057	0,057	7,021	$3{,}423\cdot10^{-5}$	$3{,}693\cdot10^{17}$
2400	0,028	0,028	7,050	$1{,}940\cdot10^{-5}$	$2{,}093\cdot10^{17}$
2300	0,013	0,013	7,079	$1{,}036\cdot10^{-5}$	$1{,}117\cdot10^{17}$
2200	0,006	0,006	7,108	$5{,}171\cdot10^{-6}$	$5{,}578\cdot10^{16}$
2100	0,002	0,002	7,136	$2{,}386\cdot10^{-6}$	$2{,}574\cdot10^{16}$
2000	0,0008	0,0008	7,165	$1{,}006\cdot10^{-6}$	$1{,}085\cdot10^{16}$

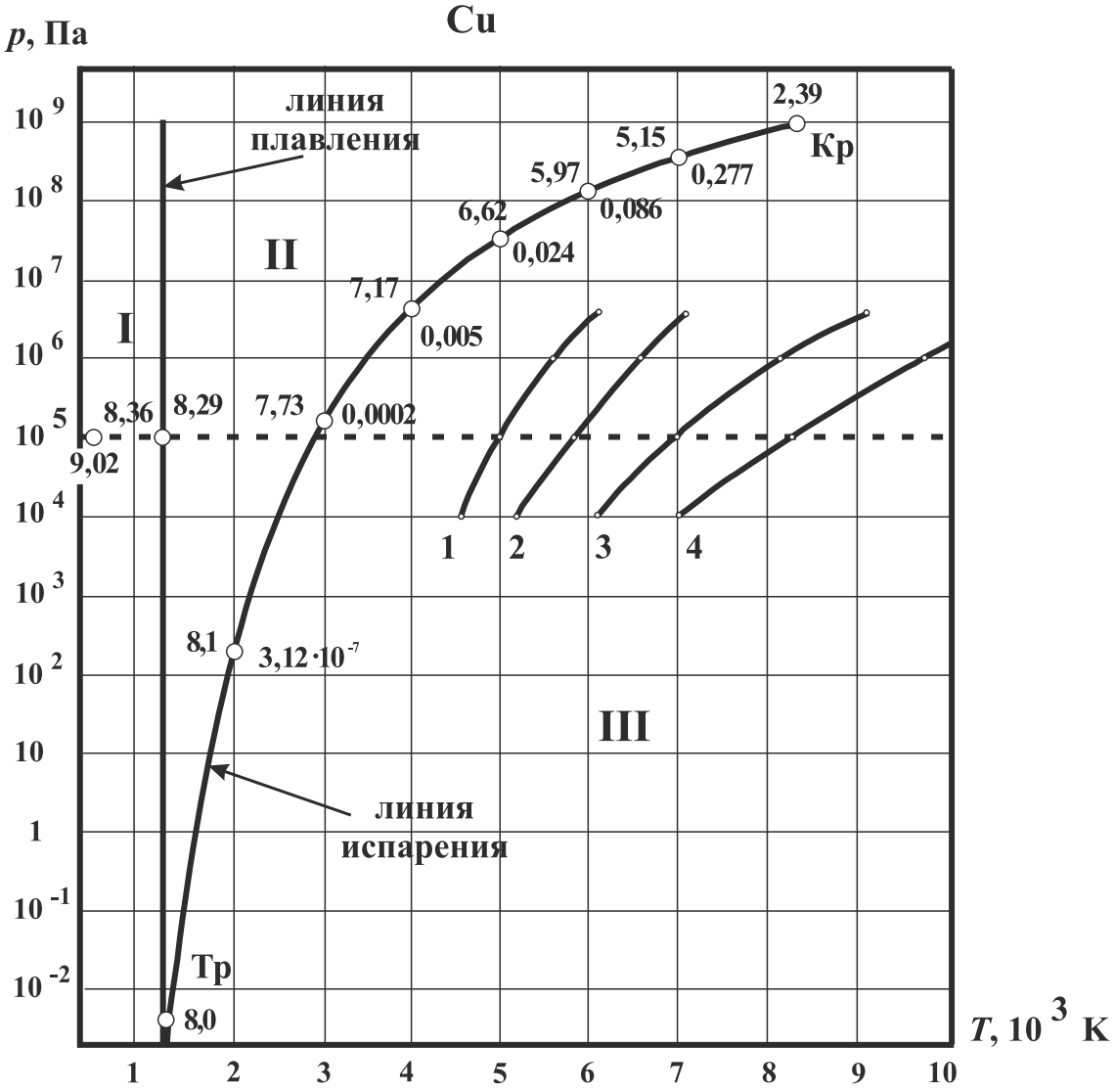


Рис. 1.4. pT-диаграмма для меди. Кривая 1 соответствует степени ионизации x_e=0,005; 2 – x_e= 0,029; 3 – x_e= 0,103; 4 – x_e=0,306. Кр – критическая точка, Тр – тройная точка; I – медь в твёрдом состоянии; II – в жидком состоянии; III – в парообразном состоянии. Числа, отмеченные на графике – значения плотности ρ (г/см^3).

Таблица 1.9. Сравнительные данные концентраций и плотностей паров Cu и Fe, рассчитанных в приближении идеального газа и по методике [Л-1.8].

Металл	n, 10^{18} см$^{-3}$		ρ, 10^{-4} г/см^3	
	идеальный газ	[Л-1.8]	идеальный газ	[Л-1.8]
Cu	2,58	1,6	2,72	2,0
Fe	2,42	3,52	2,24	3,0

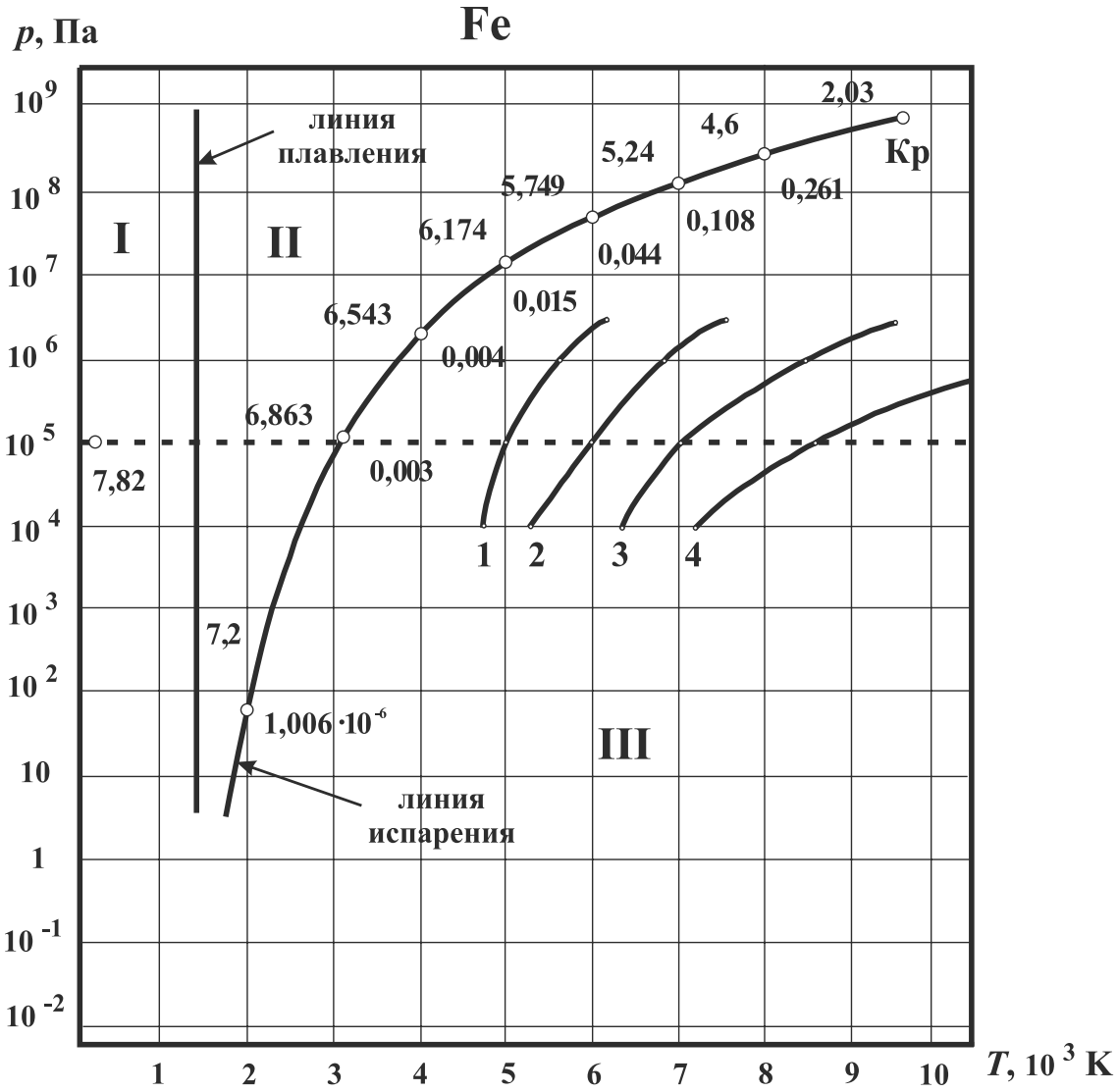


Рис. 1.5. pT**-диаграмма для железа. Кривая 1 соответствует степени ионизации** x_e**=0,0038; 2 –** x_e**= 0,022; 3 –** x_e**= 0,095; 4 –** x_e**=0,3. Кр – критическая точка, Тр – тройная точка; I – железо в твёрдом состоянии; II – в жидком состоянии; III – в парообразном состоянии. Числа, отмеченные на графике – значения плотности** ρ **(г/см^3).**

Таблица 1.10. Критерии термодинамического подобия паров контактных металлов.

Металл	$T_{пл}$, К	$T_{кип}$, К	$T_{кр}$, К	$Q_{исп}$, Дж/г	$T_{пл}/T_{кр}$	$T_{кип}/T_{кр}$	$Q_{исп}/T_{кип}$, Дж/(г·К)	σ, эрг/см^2
Cu	1356	2840	8390	5160	0,162	0,338	1,82	1150
Fe	1808	3023	9600	6920	0,188	0,315	2,29	950
Ag	1235	2485	7480	2260	0,165	0,332	0,91	980
Ni	1728	3003	5390	6920	0,32	0,557	2,3	1810

К сожалению, в опубликованных работах для таких контактных материалов, как Ag, Ni, C и W, фазовые переходы из жидкости в газ не рассмотрены. Но предложенная в [Л-1.8] форма уравнений состояния позволяет переносить полученные результаты на термодинамически подобные материалы.

Попытаемся определить, являются ли Cu, Fe, Ag и Ni термодинамически подобными металлами. Для таких материалов критериями подобия являются равенства отношений [Л-10]:

$$T_{пл}/T_{кр}, \quad T_{кип}/T_{кр}, \quad Q_{исп}/T_{кип},$$

где $T_{пл}$, $T_{кип}$, $T_{кр}$ – температуры плавления, кипения и критическая, $Q_{исп}$ – теплота испарения.

В таблицу 1.10 сведены соответствующие параметры, их отношения, а также коэффициент поверхностного натяжения σ при температурах плавления Cu, Fe, Ag и Ni.

Сравнивая между собой данные таблицы 1.10, можно принять, что параметры $T_{пл}/T_{кр}$ и $T_{кип}/T_{кр}$ для Cu, Ag и Fe достаточно хорошо совпадают. Однако параметры $Q_{исп}/T_{кип}$ у этих металлов отличаются друг от друга. Cu, Ag и Fe имеют достаточно близкие значения коэффициента поверхностного натяжения при температуре плавления, который также может в некоторой степени характеризовать термодинамическое подобие металлов. Критерии подобия для Ni существенно отличаются от критериев подобия для Cu, Ag и Fe. Следовательно, Cu, Ag и Fe можно считать практически подобными металлами. В таком случае, пользуясь методикой, предложенной в [Л-1.8], можно рассчитать плотности жидкого и газообразного Ag на линии его испарения. Для этого необходимо подобрать все подгоночные константы, входящие в уравнение пограничной кривой жидкость-пар (линии испарения). Однако составление интерполяционного уравнения состояния серебра не является задачей настоящей работы. Для практических расчётов остаётся принимать пары Ag и Ni за идеальный одноатомный газ.

Температура и давление газа в канале дугового разряда и в дугогасительной камере существенно отличаются от температуры и давления на линии испарения металла. Поэтому плотность и концентрация частиц плазмы дуги также будет отличаться от плотности и концентрации пара на границе раздела жидкость-пар. Пары металлов при тех температурах, которые наблюдаются в канале дуги и дугогасительной камере при отключении токов короткого замыкания, можно принимать за одноатомные газы. Поэтому для расчёта плотности паров всех контактных металлов при заданных температуре и давлении плазмы дуги пары металлов будут приниматься за одноатомный газ и будет использо-

ваться пересчётная формула:

$$\rho = \rho_г \frac{T_{кип}}{T} \frac{p}{p_г},$$

где $T_{кип}$, $p_г$, $\rho_г$ – температура кипения, давление и плотность пара металла на линии жидкость-пар; T, p, ρ – температура, давление и плотность плазмы дуги или ионизированного пара в камере.

1.1.3. Удельный вес

Удельный вес γ вещества определяется как отношение веса вещества G к его объёму V:

$$\gamma = \frac{G}{V}.$$

Вес вещества и его масса связаны соотношением:

$$C = Mg,$$

где g – ускорение свободного падения тела. Следовательно, плотность вещества можно выразить следующим образом:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{G}{g}\frac{\gamma}{G} = \frac{\gamma}{g},$$

то есть плотность вещества и его удельный вес являются прямо пропорциональными величинами.

Единицами измерения удельного веса являются: в системе СИ – Н/м^3, в системе СГС – дин/см^3.

1.1.4. Количество вещества. Молярная масса. Молярный объём

Единицей количества вещества принято считать моль [Л-1.2, с. 135]. В одном моле любого вещества содержится такое число молекул, атомов или ионов, сколько их в 0,012 кг изотопа углерода C^{12}. Это число называется числом Авогадро N_A:

$$N_A = \frac{0,012 \text{ кг}}{m_C} = \frac{0,012 \text{ кг}}{1,9928 \cdot 10^{-26} \text{ кг}} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Если известно количество вещества ν, выраженное в молях, то можно определить число N молекул вещества:

$$N = \nu N_A.$$

Масса одного моля вещества называется молярной массой M_M. Её можно определить следующим образом:

$$M_M = m_0 N_A.$$

Например, молярные массы кислорода O_2 и азота N_2 равны:

$$M_{M\mathrm{O}_2} = m_{0\mathrm{O}_2} N_A = 53,14 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 32 \text{ г/моль},$$

$$M_{M\mathrm{N}_2} = m_{0\mathrm{N}_2} N_A = 46,5 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 28 \text{ г/моль}.$$

Молярные массы паров меди Cu, серебра Ag и никеля Ni равны:

$$M_{M\mathrm{Cu}} = m_{0\mathrm{Cu}} N_A = 105,5 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 63,54 \text{ г/моль},$$

$$M_{M\mathrm{Ag}} = m_{0\mathrm{Ag}} N_A = 179,1 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 107,86 \text{ г/моль},$$

$$M_{M\mathrm{Ni}} = m_{0\mathrm{Ni}} N_A = 97,5 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 58,7 \text{ г/моль}.$$

Сравнивая эти значения с молекулярными массами кислорода и азота и атомарными массами меди, серебра и никеля, видим, что молярная масса M_M вещества численно равна его молекулярной или атомарной массе m_μ.

Молярная масса газа, представляющего смесь различных частиц, определяется по формуле:

$$M_{Mсм} = m_{0см} N_A,$$

где $m_{0см}$ – средняя масса молекул смеси газов.

Таким образом, молярная масса воздуха будет иметь следующее значение:

$$M_{Mвозд} = m_{0возд} N_A = 48,09 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 28,96 \text{ г/моль}.$$

Массу газа M, если известно его количество ν, определяют по формуле:

$$M = \nu M_M.$$

Исходя из того, что при нормальных условиях в одном моле любого газа находится одинаковое число частиц, можно определить и объём моля. Учитывая определение плотности, для одного моля имеем:

$$\rho = \frac{M_M}{V_M}.$$

Отсюда получим:

$$V_M = \frac{M_M}{\rho}.$$

Определим молярный объём V_M для разных газов при нормальных условиях. Например, для кислорода O_2, азота N_2 и воздуха имеем:

$$V_{M\mathrm{O}_2} = \frac{M_{M\mathrm{O}_2}}{\rho_{O_2}} = \frac{32 \text{ г/моль}}{1,429 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3} = 22,39 \cdot 10^3 \text{ см}^3/\text{ моль},$$

$$V_{M\mathrm{N}_2} = \frac{M_{M\mathrm{N}_2}}{\rho_{N_2}} = \frac{28 \text{ г/моль}}{1,25 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3} = 22,40 \cdot 10^3 \text{ см}^3/\text{ моль},$$

$$V_{Мвозд} = \frac{V_{Мвозд}}{\rho_{возд}} = \frac{28,96 \text{ г/моль}}{1,292 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3} = 22,41 \cdot 10^3 \text{ см}^3/\text{ моль}.$$

Таким образом, для любых обычных газов при нормальных условиях объём одного моля можно принять равным 22,4·10^3 см^3=22,4·10^{-3} м^3=22,4 л [Л-1.2, с. 282].

Молярный объём паров меди, принятых за идеальный газ, при температуре кипения и давлении 1 атм будет:

$$V_{M\text{Cu}} = \frac{M_{M\text{Cu}}}{\rho_{\text{Cu}}} = \frac{63,54 \text{ г/моль}}{2,72 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3} = 23,39 \cdot 10^4 \text{ см}^3/\text{ моль}.$$

Молярный объём воздуха при тех же условиях равен:

$$V_{Мвозд} = \frac{M_{Мвозд}}{\rho_{возд}} = \frac{28,96 \text{ г/моль}}{1,242 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3} = 23,32 \cdot 10^4 \text{ см}^3/\text{ моль}.$$

Следовательно, молярный объём паров металлов и обычных газов при одинаковых условиях имеет практически равные значения.

1.1.5. Концентрация частиц

Под частицами подразумеваются атомы, молекулы, электроны, ионы и другие элементарные частицы. Концентрация частиц n определяется как отношение числа N частиц к содержащему их объёму V:

$$n = \frac{N}{V}.$$

Концентрация в системе СИ измеряется в м$^{-3}$, в СГС – в см$^{-3}$. При нормальных условиях в объёме $V_M = 22,4 \cdot 10^3$ см^3 газа содержится $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ частиц. Поэтому концентрация частиц газа при нормальных условиях $n_н$ равна:

$$n_н = \frac{N_A}{V_M} = \frac{6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}}{22,4 \cdot 10^3 \text{ см}^3/\text{ моль}} = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Это число называется числом Лошмидта. Следовательно, при нормальных условиях число частиц газа в объёме V будет:

$$N_н = n_н V.$$

При объёме дугогасительной камеры выключателя 500 см^3 при нормальных условиях число молекул воздуха в ней составляет:

$$N_н = n_н V = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot 500 \text{ см}^3 = 1,345 \cdot 10^{22}.$$

Концентрация n (см$^{-3}$) при давлении p (атм) и температуре T (К) определяется по формуле:

$$n = n_н \frac{273}{T} p = 2,69 \cdot 10^{19} \cdot \frac{273}{T} p.$$

Если допустить, что в открытой дугогасительной камере при гашении дуги температура воздуха повысится до 4000 К и его давление останется равным 1 атм, то концентрация частиц воздуха будет равной:

$$n = n_н \frac{273}{T} p = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \frac{273}{4000 \text{ К}} \cdot 1 = 1,836 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

В таком случае число частиц воздуха в объёме дугогасительной камеры уменьшится до значения

$$N = nV = 1,836 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot 500 \text{ см}^3 = 0,918 \cdot 10^{21}.$$

Таким образом, в процессе гашения дуги при повышении температуры в дугогасительной камере от нормальной до 4000 К число частиц в камере снижается практически на целый порядок.

Концентрацию частиц обычного газа или пара металла можно также определить по их плотности:

$$n = \frac{\rho}{m_0}.$$

Например, концентрация паров меди, принятых за идеальный газ, при температуре кипения и давлении 1 атм равна:

$$n_{\text{Cu}} = \frac{\rho_{\text{Cu}}}{m_{0\text{Cu}}} = \frac{2,72 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3}{105,5 \cdot 10^{-24} \text{ г}} = 2,58 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

Если пары меди принять за реальный газ, то их концентрация при тех же условиях оказывается равной:

$$n_{\text{Cu}} = \frac{\rho_{\text{Cu}}}{m_{0\text{Cu}}} = \frac{2,0 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3}{105,5 \cdot 10^{-24} \text{ г}} = 1,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

то есть разница составляет:

$$\Delta n_{\text{Cu}} = \left(1 - \frac{1,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}}{2,58 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}}\right) = 26\%.$$

В некоторых случаях бывает необходимо определить число молей ν по объёму газа V. Его определяют по формуле:

$$\nu = \frac{M}{M_M} = \frac{\rho V}{M_M}.$$

Например, при нормальных условиях в дугогасительной камере объёмом 500 см^3 содержится

$$\nu = \frac{\rho V}{M_M} = \frac{1,292 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 \cdot 500 \text{ см}^3}{28,96 \text{ г/моль}} = 22,31 \cdot 10^{-3} \text{ моль}.$$

Следовательно, число частиц в камере будет равно:

$$N_{норм} = \nu N_A = 22,31 \cdot 10^{-3} \text{ моль} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 1,344 \cdot 10^{22},$$

что совпадает с ранее полученным значением.

Если известна молярная концентрация частиц n_M в моль/м^3 или моль/см^3, то концентрация n в 1/м^3 или 1/см^3 будет равна:

$$n_M \text{ моль/м}^3 \cdot N_A \text{ моль}^{-1} = n \text{ м}^{-3} = 10^6 \; n \text{ см}^{-3}.$$

Концентрацию компонента i в одном моле смеси различных газов можно определить по формуле:

$$n_i = \kappa_i N_A = \frac{N_i}{N} N_A.$$

Для воздуха изложенное справедливо при нормальных условиях. Однако в канале дуги или в дугогасительной камере газ нагревается до температур, превышающих 6000 К, и может находиться под давлением, отличным от атмосферного. Определение различных параметров воздуха при таких условиях представляет собой очень сложную задачу. Поэтому для определения различных параметров воздуха, в том числе плотности, молекулярной массы и состава воздуха, в интервале температур от 1000 до 20000 К и давлений от 0,001 до 1000 атм целесообразно пользоваться данными таблиц [Л-1.4, 1.5]. Концентрация паров меди и железа на линии испарения приведена в таблицах 1.7 и 1.8.

1.1.6. Давление

В соответствии с кинетической теорией вещества, давление создают элементарные частицы газа при соударении их с поверхностью оболочки, в которой заключён газ. Давление определяется силой F, приходящейся на единицу площади S [Л-1.2, с. 120]:

$$p = \frac{F}{S}.$$

В физике в качестве единицы измерения давления используется нормальная атмосфера:

$$1 \text{ атм} = 1,033 \text{ кгс/см}^2.$$

В системе СИ давление измеряется в паскалях:

$$1 \text{ атм} = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Па},$$

в системе СГС – в дин/см^2:

$$1 \text{ атм} = 1,01325 \cdot 10^6 \text{ дин/см}^2.$$

Часто вместо нормальной (физической) атмосферы пользуются технической атмосферой:

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2 = 10^4 \text{ кгс/м}^2 = 9,81 \cdot 10^4 \text{ Па} = 9,81 \cdot 10^5 \text{ дин/см}^2.$$

В практической работе в ряде случаев возникает необходимость определения давления газа при заданной температуре. В таких случаях можно пользоваться понятием приведённого давления, которое определяется по формуле [Л-1.2, с. 149]:

$$p_{np} = \frac{p}{T} T_{np}.$$

По известным значениям p и T определяется значение приведённого давления p_{np} при температуре T_{np}. При этом в качестве приведённой температуры можно принимать как нормальную температуру, то есть $T_{np} = 273$ К, так и другую, например, температуру кипения металлов.

1.1.7. Вязкость

При струйном течении газа между двумя его слоями возникает касательная к их поверхности сила, которые характеризует внутреннее трение и называется силой вязкости. Эта сила равна [Л-1.2, с. 139]:

$$F = -\mu \frac{d\nu}{dl} S,$$

где $d\nu/dl$ – модуль градиента скорости, S – площадь, на которую действует сила, μ – коэффициент вязкости, который еще называют коэффициентом динамической вязкости.

Такие силы возникают также при обтекании тела потоком газа, например, при обтекании потоками плазмы поверхности деионных пластин дугогасительных решёток и изоляционных стенок дугогасительных камер.

В системе СИ единицей вязкости является паскаль-секунда (Па·с):

$$1 \text{ Па·с} = 1 \text{ Н·с/м}^2,$$

в системе СГС – пуаз (П):

$$1 \text{ П} = 1 \text{ г/(см·с)}, \qquad 1 \text{ Па·с} = 10 \text{ П}.$$

На Рис. 1.6 [Л-1.3, с. 57] приведены кривые изменения коэффициента вязкости воздуха в миллипуазах в зависимости от температуры и давления.

В теории и практических расчётах теплопередачи в ряде случаев используют понятие кинематической вязкости, коэффициент ν которой равен:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho},$$

где μ – динамическая вязкость, ρ – плотность.

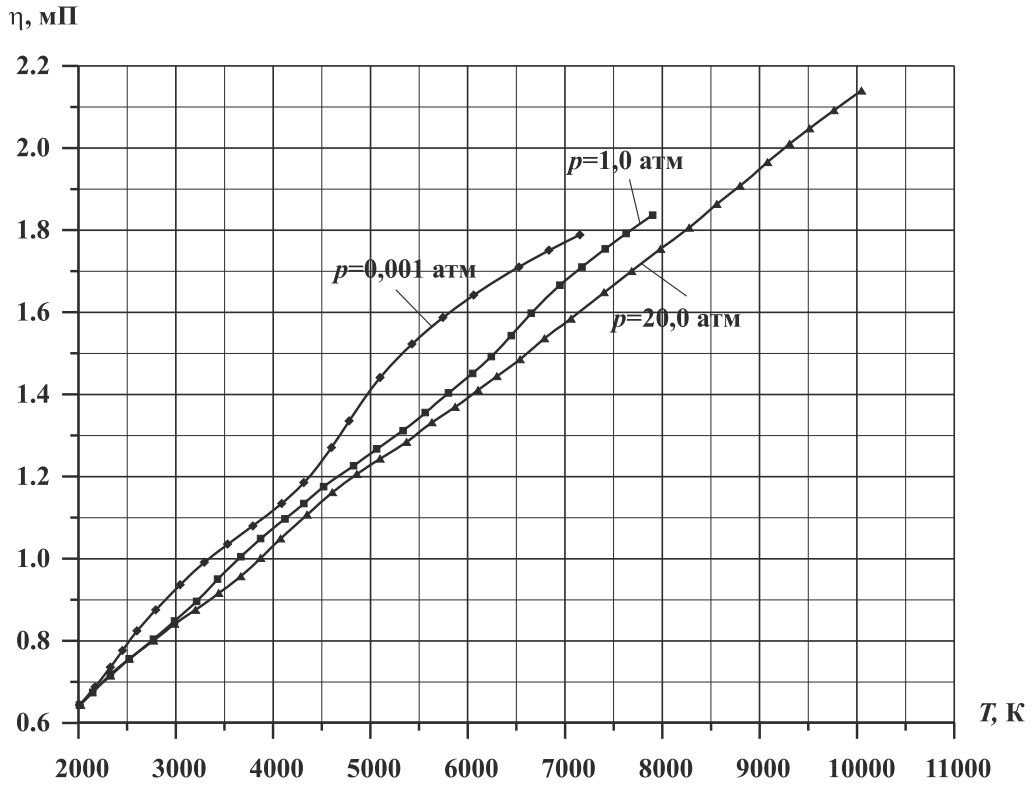


Рис. 1.6 [Л-1.3, с. 57]. Динамическая вязкость воздуха в зависимости от температуры при различных значениях давления.

1.2. Температура. Уравнение состояния

Важнейшим параметром, характеризующим состояние вещества, является его температура. Понятие температуры в учении о теплоте весьма сложное. Здесь не будет рассматриваться весь спектр особенностей понятия о температуре. В данном случае используется общее понятие температуры, которое в дальнейшем необходимо для определения термодинамических характеристик процессов гашения дуги в дугогасительных камерах.

Опытным путём было установлено, что все вещества при нагревании расширяются. В дальнейшем было признано, что это связано с изменением кинетической энергии поступательного движения молекул этого вещества. Кинетическая теория идеальных газов предполагает, что абсолютная температура газа пропорциональна средней кинетической энергии поступательного движения его частиц. Это предположение определяется формулой Больцмана [Л-1.6, с. 10]:

$$\frac{m_0\overline{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT,$$

где $\overline{v}$ – средняя скорость поступательного движения частиц, k=1,38·10^{16} эрг/град – постоянная Больцмана.

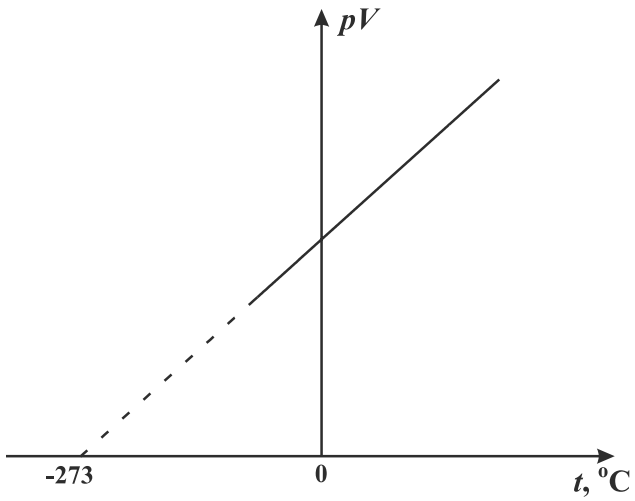


Рис. 1.7 [Л-1.2]. Графическое изображение изменения pV идеального газа в зависимости от температуры.

В соответствии с законом Бойля-Мариотта произведение объёма газа V на его давление p при постоянной температуре t° является величиной постоянной [Л-1.11]:

$$pV = const \quad \text{при} \quad t^\circ = const.$$

Закон постоянства произведения pV можно представить в виде [Л-1.2, с. 148]:

$$pV = C(1 + \alpha t),$$

где α – постоянный коэффициент, зависящий от выбора начальной точки отсчёта температуры, C – коэффициент, зависящий от массы данного газа.

Графически этот закон изображён на Рис. 1.7 [Л-1.2]. Экстраполяция прямой произведения pV до пересечения с осью абсцисс позволила определить точку отсчёта температуры, получившей название абсолютного нуля. Абсолютную температуру (по шкале Кельвина) принято обозначать буквой T.

В соответствии с законом Гей-Люссака при постоянном объёме давление газа изменяется прямо пропорционально его абсолютной температуре [Л-1.10, 1.11]:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{при} \quad V = const.$$

Объединение законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака приводит к уравнению состояния идеального газа Менделеева-Клапейрона:

$$pV = \frac{M}{M_M} RT,$$

где M – масса газа, M_M – масса одного моля газа.

Уравнение состояния для одного моля идеального газа ($M/M_M = 1$ моль) при нормальных условиях имеет вид: $pV_M = RT$. Отсюда можно определить значение величины R:

$$R = \frac{pV_M}{T}.$$

Подставив для обычных газов численные значения p, V_M и T при нормальных условиях в системе СГС, получим:

$$R = \frac{pV_M}{T} = \frac{1,0133 \cdot 10^6 \text{ дин/см}^2 \cdot 22,4 \cdot 10^3 \text{ см}^3\text{/моль}}{273 \text{ K}} = 8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·K)}.$$

Величина R для паров металлов, например для паров меди при её температуре кипения $T_{кип} = 2840$ K, при которой давление насыщенных паров составляет 1 атм или в системе СГС 1,0133·10^6 дин/см^2, имеет значение:

$$R = \frac{pV_M}{T} = \frac{1,0133 \cdot 10^6 \text{ дин/см}^2 \cdot 23,39 \cdot 10^4 \text{ см}^3\text{/моль}}{2840 \text{ K}} = 8,345 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·K)},$$

то есть численные значения R для обычных газов и паров металлов, принятых за идеальный газ, практически равны.

Величина R называется универсальной газовой постоянной и её значение впервые вычислил Д. И. Менделеев [Л-1.11]. Значение R в различных единицах равно [Л-1.2, с. 283]:

$$R = 0,848 \text{ кгс·м/(моль·K)} = 848 \text{ кгс·м/(кмоль·K)} =$$

$$= 8,3144 \text{ Дж/(моль·K)} = 8,3144 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кмоль·K)} =$$

$$= 1,9858 \text{ кал/(моль·K)} = 8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·K)}.$$

В системе СИ универсальная газовая постоянная равна

$$R = 8,3144 \text{ Дж/(моль·K)}.$$

Если уравнение состояния переписать в следующем виде:

$$\frac{pV}{MT} = \frac{R}{M_M}$$

и принять массу газа $M = 1$, то правая часть уравнения будет представлять собой газовую постоянную R_M. Молярная масса M_M каждого газа имеет своё значение. Следовательно, для каждого газа газовая постоянная также будет иметь своё значение. Например, газовая постоянная при нормальных условиях для:

– кислорода O_2:

$$R_{MO_2} = \frac{R}{M_{MO_2}} = \frac{8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·K)}}{32 \text{ г/моль}} = 2,6 \cdot 10^6 \text{ эрг/(г·K)};$$

– азота N_2:

$$R_{M\mathrm{N_2}} = \frac{R}{M_{M\mathrm{N_2}}} = \frac{8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·К)}}{28 \text{ г/моль}} = 2,97 \cdot 10^6 \text{ эрг/(г·К)};$$

– воздуха:

$$R_{M\text{возд}} = \frac{R}{M_{M\text{возд}}} = \frac{8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·К)}}{28,96 \text{ г/моль}} = 2,87 \cdot 10^6 \text{ эрг/(г·К)}.$$

Газовые постоянные паров контактных металлов при температурах кипения и давлении 1 атм ($1{,}01 \cdot 10^6$ дин/см^2) будут равны:

$$R_{M\mathrm{Cu}} = \frac{R}{M_{M\mathrm{Cu}}} = \frac{8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·К)}}{63,54 \text{ г/моль}} = 1,31 \cdot 10^6 \text{ эрг/(г·К)};$$

$$R_{M\mathrm{Ag}} = \frac{R}{M_{M\mathrm{Ag}}} = \frac{8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·К)}}{107,868 \text{ г/моль}} = 0,77 \cdot 10^6 \text{ эрг/(г·К)};$$

$$R_{M\mathrm{Ni}} = \frac{R}{M_{M\mathrm{Ni}}} = \frac{8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·К)}}{58,7 \text{ г/моль}} = 1,42 \cdot 10^6 \text{ эрг/(г·К)};$$

$$R_{M\mathrm{Fe}} = \frac{R}{M_{M\mathrm{Fe}}} = \frac{8,3144 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль·К)}}{55,84 \text{ г/моль}} = 1,49 \cdot 10^6 \text{ эрг/(г·К)}.$$

Если уравнение состояния представить таким образом:

$$\frac{M}{M_M V} = \frac{p}{RT},$$

то левая часть уравнения будет обозначать молярную концентрацию, то есть количество газа в единице объёма. В частности, при нормальных условиях для одного моля молярная концентрация воздуха будет составлять:

$$n_{M\text{возд}} = \frac{1}{V_{M\text{возд}}} = \frac{1}{22,4 \cdot 10^3 \text{ см}^3\text{/моль}} = 44,6 \text{ моль/см}^3.$$

Уравнение состояния может позволить определить температуру газов и паров металлов, если известны их давление и объём.

1.3. Идеальные и реальные газы

В физической газодинамике газы разделяют по их свойствам, приведённым в таблице 1.11.

Решение газодинамических задач с диссоциирующим и реальным газами выполняются только численными методами с использованием таблиц и диаграмм термодинамических функций. В таблице 1.12 даны определяющие характеристики газа [Л-1.12].

Таблица 1.11. Физические свойства газов.

1. Совершенный газ.	Газ постоянного состава с постоянной теплоёмкостью. Газодинамические задачи можно решать в аналитической форме.
2. Совершенный газ с переменной теплоёмкостью.	Газ постоянного состава. Газодинамические задачи можно решать в аналитической форме.
3. Диссоциирующий газ.	Состав газа, теплоёмкость и молекулярная масса являются функциями его состояния.
4. Реальный газ.	Состав газа, теплоёмкость и молекулярная масса являются функциями его состояния. Силами взаимодействия между молекулами и собственным объёмом молекул пренебрегать нельзя. Состояние газа не подчиняется закону Менделеева-Клапейрона.

Таблица 1.12. Характеристики газов.

Род газа	Уравнение состояния	Теплоёмкость	Молекулярная масса
Совершенный	$\frac{p}{\rho} = \frac{RT}{M_M}$	$C_p = const$	$m_\mu = const$
Совершенный с переменной теплоёмкостью	$\frac{p}{\rho} = \frac{RT}{M_M}$	$C_p = C_p(T)$	$m_\mu = const$
Диссоциирующий	$\frac{p}{\rho} = \frac{RT}{M_M}$	$C_p = C_p(T)$	$m_\mu = m_\mu(\rho, T)$
Реальный	$f(p, \rho, T) = 0$	$C_p = C_p(\rho, T)$	$m_\mu = m_\mu(\rho, T)$

Совершенный газ, совершенный газ с переменной теплоёмкостью и диссоциирующий газ относят к идеальным газам. В идеальных газах силы взаимодействия между молекулами и атомами не учитываются, а сами молекулы и атомы представляют собой материальные точки, не имеющие объёма. В реальных газах объёмом молекул и атомов и силами взаимодействия между ними не пренебрегают, то есть в реальных газах часть объёма занимают молекулы и атомы. Поэтому в реальном газе путь молекул и атомов от столкновения до столкновения (длина свободного пробега) оказывается меньше, чем в идеальном газе, и, следовательно, давление выше, чем описываемое уравнением состояния идеального газа:

$$p > \frac{MRT}{M_M V}.$$

Если объём частиц в реальном газе принять за ΔV, то давление этого газа

будет равно:

$$p = \frac{MRT}{M_M(V - \Delta V)}.$$

Уравнение состояния реального газа по Ван-дер-Ваальсу имеет вид [Л-1.2, с. 168]:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = \frac{M}{M_M}RT,$$

где a, b – постоянные Ван-дер-Ваальса.

Величина a/V^2 определяет силы взаимного притяжения между молекулами, а величина b учитывает конечный объём молекул газа.

На Рис. 1.8 [Л-1.10] приведены кривые изменения потенциальной энергии взаимодействия молекул азота N_2 и атомов аргона Ar в зависимости от расстояния между ними. Левые ветви кривых, лежащие выше оси абсцисс, соответствуют силам отталкивания, правые ветви ниже оси абсцисс – силам притяжения. Уравнение Ван-дер-Ваальса выведено с учётом только сил притяжения.

На Рис. 1.9 [Л-1.11] приведена серия изотерм уравнения Ван-дер-Ваальса. Экспериментально установлено, что волнообразные участки изотерм в действительности отсутствуют. Точка K называется критической, а изотерма, на которой лежит точка K, – критической изотермой. Все изотермы, расположенные выше критической, соответствуют газообразному состоянию вещества. При температуре выше критической температуры T_K газ при любом давлении не может превратиться в жидкость.

Значения постоянных a и b для воздуха и газов, его составляющих, приведены в таблице 1.13 [Л-1.1].

Если постоянные a и b для одного моля обозначить через a_0 и b_0, то для любой массы газа M:

$$a = a_0\left(\frac{M}{M_M}\right)^2,$$

$$b = b_0\frac{M}{M_M}.$$

Агрегатное состояние вещества ниже критической изотермы будет жидким. Выделенная кривая, проходящая на Рис. 1.9 через точку K и полученная опытным путём, называется пограничной. В окрестности этой кривой агрегатное состояние вещества представляет собой двухфазную систему, которую принято называть влажным паром. В этом случае атомы и молекулы располагаются настолько близко друг к другу, что они могут взаимно притягиваться и сливаться в отдельные частицы, образуя, в конечном счёте, капли разного размера.

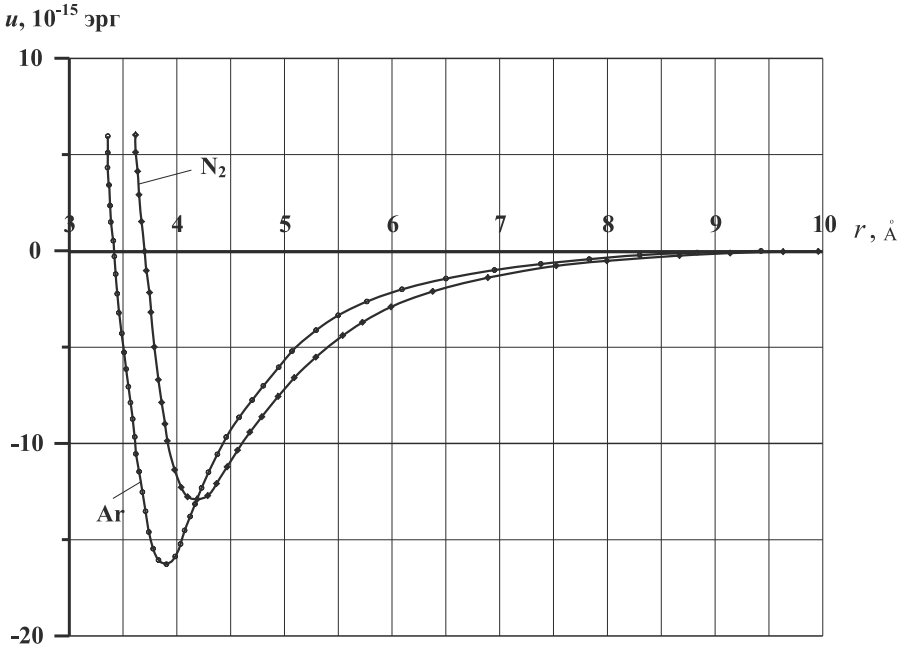


Рис. 1.8 [Л-1.10]. Потенциальная энергия взаимодействия молекул азота N_2 и атомов аргона Ar в зависимости от расстояния между ними.

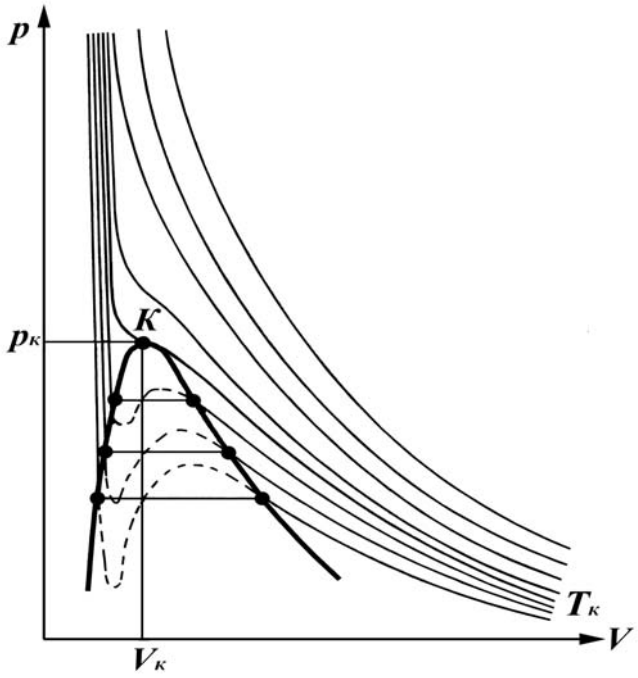


Рис. 1.9 [Л-1.11]. Изотермы газа Ван-дер-Ваальса.

Таблица 1.13. Постоянные Ван-дер-Ваальса.

Газ	a, Н·м^4/моль^2	b, см^3/моль
Кислород	0,1358	31,67
Азот	0,135	38,62
Аргон	0,134	32,2
Воздух	1,3078	114,127

Постоянные a и b для воздуха и ему подобных газов определяются через параметры критической точки по формулам [Л-1.13]:

$$a = \frac{27}{64}\frac{R^2 {T_к}^2}{p_к}, \qquad b = \frac{1}{8}\frac{RT_к}{p_к}.$$

Критические параметры основных газов, составляющих воздух, и некоторых металлов приведены в таблице 1.14 [Л-1.8, 1.13, 1.14].

Таблица 1.14. Критические параметры газов и металлов.

Вещество	Формула вещества	T_K, К	p_K, атм	ρ_0, г/см^3	ρ_K, г/см^3
Азот	N_2	126	32,5	0,311	
Кислород	O_2	154,3	48,2	0,430	
Аргон	Ar_3	150,7	46,6	0,531	
Медь	Cu	8390	7386	9,02	2,39
Железо	Fe	9600	8168	7,82	2,03
Цинк	Zn	3190	2604	7,32	2,29
Кадмий	Cd	2790	1584	8,83	2,74
Серебро	Ag	7040	4500	10,5	2,93
Никель	Ni	10330	9120	8,8	2,19

Здесь уместно рассмотреть диаграммы фазовых переходов веществ. Диаграмма фазовых переходов даёт возможность определить агрегатное состояние вещества по его заданным давлению и температуре. На Рис. 1.4 приведена pT-диаграмма для меди [Л-1.8, 1.9], которая построена для значений давления до $p \sim 10^4$ атм и температуры до $T \sim 10^4$ К. Слева от линии плавления медь находится в твёрдом состоянии, между линией плавления и линией испарения – в жидком состоянии, правее линии испарения – в газообразном состоянии.

В тройной точке Тр медь будет находиться в трёх состояниях: твёрдом, жидком и газообразном. Параметры тройной точки меди: давление около 0,06 атм, температура около 1600 К. Ниже тройной точки твёрдая медь будет переходить в газообразное состояние, минуя жидкое. Этот процесс называется возгонкой и сублимацией.

Выше и правее критической точки Кр вещество будет находиться в газообразном или плазменном состоянии. Переход вещества в плазменное состояние может происходить как из жидкого, так и из твёрдого состояния. Также возможны обратные переходы. Параметры критической точки меди: давление 7386 атм, температура 8390 К. Правее кривой испарения существует область, в которой газообразная медь может состоять не только из атомов, но и из их ассоциаций, включающих в себя два, три и т.д. атома.

При температуре кипения вещества происходит его интенсивное испарение. Температура кипения вещества повышается при повышении давления

окружающей среды. В этом случае говорят о перегреве кипящего вещества. Однако перегрев кипящего вещества может происходить и в том случае, если в веществе будут отсутствовать адсорбированный газ и посторонние включения, имеющие температуру кипения ниже, чем температура кипения основного вещества. В условиях вакуума, когда вероятность присутствия адсорбированных газов низка, температура кипения вещества также может быть выше температуры кипения при нормальных условиях.

Насыщенный пар – это пар, находящийся в равновесии с жидкостью или твёрдым телом данного вещества. Разные вещества при равных температурах имеют разные значения давления насыщенного пара. При температурах кипения контактных металлов (Cu, Ag, Ni, W) давление их насыщенных паров равняется атмосферному. При температуре пара выше температуры кипения давление насыщенного пара может значительно превышать атмосферное. Например, давление насыщенных паров серебра при температуре 3020 K ($T_{кип}$=2485 K) может достичь 8 атм (см. таблицу 1.4 и Рис. 1.3).

Одновременно с испарением вещества происходит конденсация его паров. Конденсация может происходить на поверхности, температура которой ниже температуры паров, и в объёме пара. В последнем случае в паре должны находиться зародыши конденсации, например твёрдые микрочастицы посторонних примесей. В плазме зародышами конденсации могут являться ионы газа.

Необходимо иметь в виду, что конденсация пара происходит при отводе тепла и сжатии пара. При формировании дугового разряда на размыкаемых контактах на переменном токе независимо от того, растёт или уменьшается при этом ток, канал дуги расширяется с одновременным спадом давления. Такой же процесс происходит с газом, находящимся в дугогасительной камере, при гашении дуги. Расширение канала дуги и газа в камере происходит благодаря тому, что количество тепла, поступающее в канал, больше, чем количество тепла, отводящееся в тело контактов, стенки камеры и окружающую среду. Поэтому следует предположить, что конденсация паров, находящихся в плазме дуги или в камере, происходить не будет, а капли, образующиеся при размыкании контактов в плазме дуги, будут испаряться.

Ионизированные пары металла, покинувшие канал дуги за счёт диффузии и вынесенные потоками плазмы, будут конденсироваться в окружающем газе, на поверхности контактов и других деталях дугогасительной камеры, температура которых значительно ниже температуры плазмы дуги.

На Рис. 1.4 цифрами указаны плотности меди при соответствующих давлении и температуре. При нормальных условиях плотность твёрдой меди принята равной 9,02 г/см^3; при нормальном давлении и температуре плавления 1356 K – в твёрдом виде 8,36 г/см^3 и в жидком виде 8,29 г/см^3; при нормальном давле-

нии и температуре кипения 2840 К – в жидком виде 7,73 г/см^3 и в газообразном виде $2{,}0 \cdot 10^{-4}$ г/см^3. В критической точке плотность меди составляет 2,39 г/см^3.

М. П. Вукалович и И. И. Новиков предложили уравнение состояния реального газа в виде [Л-1.10, 1.13]:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT\left(1 - \frac{A_1(T)}{V - b} - \frac{A_2(T)}{(V - b)^2} - \dots\right),$$

где $A_1(T)$, $A_2(T)$, ... – функции температуры.

Это уравнение пригодно для решения термодинамических задач с реальным газом, состоящим не только из одиночных частиц, но и из ассоциаций частиц: двух, трёх и т.д.

Итак, чем выше температура газа и чем меньше его давление, тем с большей точностью его можно принимать за идеальный. В теории двигателей внутреннего сгорания и газовых турбин, в которых рабочим телом является воздух или газообразные продукты сгорания топлива, газ рассматривается как идеальный. В теории паровых установок перегретый водяной пар принимают за реальный газ. Чем дальше состояние газа отстоит от области перехода в жидкую фазу, тем в большей степени газ можно считать идеальным.

Таким образом, в случае горения дуги в дугогасительной камере в газовой (воздушной) среде для инженерных расчётов газ можно принимать за идеальный. В случае горения дуги в парогазовой среде материалов контактов и деионных пластин, в которой присутствуют ещё и мельчайшие капельки, газ следовало бы принимать за реальный. Однако учитывая достаточно высокие температуры парогазовых смесей, как в канале дуги, так и в камере, в практических инженерных расчётах для качественных оценок температуры, давления и её состава можно пользоваться физическими законами, которым подчиняются идеальные газы. В случае наличия паров меди или железа для определения их плотности и концентрации частиц следует пользоваться соответствующими pT-диаграммами и данными таблиц 1.7, 1.8. Для расчётов состояния реальных газов пользуются диаграммами термодинамических функций [Л-1.12].

1.4. Термическая диссоциация и ионизация газов и паров металлов

При повышении температуры газов и паров металлов происходит их термическая диссоциация и ионизация. В результате диссоциации молекулы веществ распадаются на составляющие их атомы. При ионизации атомов и молекул образуются их ионы и свободные электроны. Ионы представляют собой заряженные атомы и молекулы, у которых на внешних оболочках отсутствуют один или несколько электронов или, наоборот, имеется их избыток.

Диссоциация и ионизация веществ может происходить под воздействием химических реакций, ультрафиолетового и рентгеновского излучения, радиоактивных веществ. Диссоциацию молекул и ионизацию атомов и молекул вызывают также их взаимные соударения под влиянием хаотического теплового движения при высоких температурах и соударения с быстрыми электронами в электрическом поле. Диссоциацию и ионизацию веществ под воздействием высокой температуры называют термической, а электрического поля – ударной. В данном параграфе будет рассмотрена термическая диссоциация и ионизация газов, входящих в состав воздуха, и паров металлов, которые применяются в качестве материалов контактов, деионных пластин и антикоррозийного покрытия деталей дугогасительных устройств.

Термическая диссоциация и ионизация газов и паров металлов происходят в результате взаимного столкновения атомов и молекул, которые при высоких температурах приобретают достаточно большую скорость хаотического теплового движения. При движении частиц между ними происходят упругие и неупругие столкновения. При упругих столкновениях происходит изменение направлений движения и возбуждение частиц, но разрушения атомов и молекул при этом не происходит. При неупругих столкновениях не только меняются направления движения частиц, но и происходит либо диссоциация молекул, либо ионизация атомов и молекул. Находящиеся в газе электроны вступают во взаимодействие с атомами, молекулами, ионами и между собой. Характер столкновений частиц зависит от их массы, скорости, концентрации, длины свободного пробега, эффективного сечения столкновений и ряда других факторов. В частности, на траекторию заряженных частиц в термической плазме существенно влияют их электрические микрополя. Соударения частиц в плазме парные и наиболее важными из них являются соударения электронов с ионами и электронов с нейтральными частицами.

Физика взаимодействия частиц в плазме очень сложна, это касается и математического аппарата теории. Поэтому для практических инженерных расчётов, в тех случаях, когда это целесообразно, будут использоваться различные справочные данные в виде графиков и таблиц. Например, в [Л-1.3] изложена методика расчёта термодинамических свойств смеси газов, способных диссоциировать, химически реагировать между собой и ионизироваться, в широком диапазоне температур и давлений. С высокой физической точностью вычислены термодинамические свойства атмосферного воздуха и его состав в интервале температур от 1000 до 20000 К и давлений от 0,001 до 1000 атм. Результаты расчётов представлены в виде графиков [Л-1.15] и таблиц [Л-1.4, 1.5]. Графики и таблицы включают значения следующих функций:

- h – энтальпия, гкал/г;

- u – внутренняя энергия, гкал/г;
- s – энтропия, гкал/(г·град);
- m_μ – молекулярная масса;
- C_p – теплоёмкость при $p = const$, гкал/(г·град);
- C_V – теплоёмкость при $V = const$, гкал/(г·град);
- a – скорость звука, м/с;
- ρ – плотность, г/см^3.

Кроме того, был вычислен состав воздуха. В интервале температур от 1000 до 6000 К были определены без учёта ионизации значения молярных долей N_2, O_2, NO, N, O и Ar, а при температурах выше 6000 К – N_2, O_2, NO, N, O, Ar, N_2^+, O_2^+, NO^+, N^+, O^+, Ar^+, e^-.

В таблице 1.15 приведены значения удельных энергий диссоциации и ионизации кислорода O_2 и азота N_2 [Л-1.16].

Таблица 1.15. Удельные энергии диссоциации и ионизации кислорода и азота.

Газ	Удельная энергия, кВт·с/кг	
	диссоциации	ионизации
O_2	15450	41000
N_2	33400	50000

Из данных таблицы 1.15 видно, что энергия, необходимая для диссоциации азота N_2, более чем в два раза превышает энергию, потребляемую на диссоциацию кислорода O_2. Энергия, необходимая для ионизации кислорода, больше энергии диссоциации азота в 1,23 раза. Для ионизации азота требуется энергии больше в 1,22 раза, чем для ионизации кислорода. Приведённые данные показывают, что при повышении температуры в воздухе первым будет диссоциировать кислород O_2, затем азот N_2. После этого последовательно будет происходить ионизация атомов кислорода O и азота N.

Для иллюстрации на Рис. 1.10 приведены графики изменения состава воздуха в интервале температур от 1000 до 20000 К и при разных значениях давления [Л-1.4, 1.5]. По кривым состава воздуха видно, что при росте температуры сначала увеличиваются доли его атомарных, а затем ионизированных компонентов. При росте давления, наоборот, снижаются доли ионизированных и атомарных компонентов и увеличиваются доли молекулярных. Реакция диссоциации молекул кислорода O_2 при давлении 1,0 атм начинается при температуре около 2500 К и завершается при температуре 6000 К. В этом интервале температур наблюдается максимальное количество атомарного кислорода, которое с дальнейшим ростом температуры снижается. Реакция диссоциации молекул азота N_2 при давлении 1,0 атм начинается при температуре около 4000 К, а

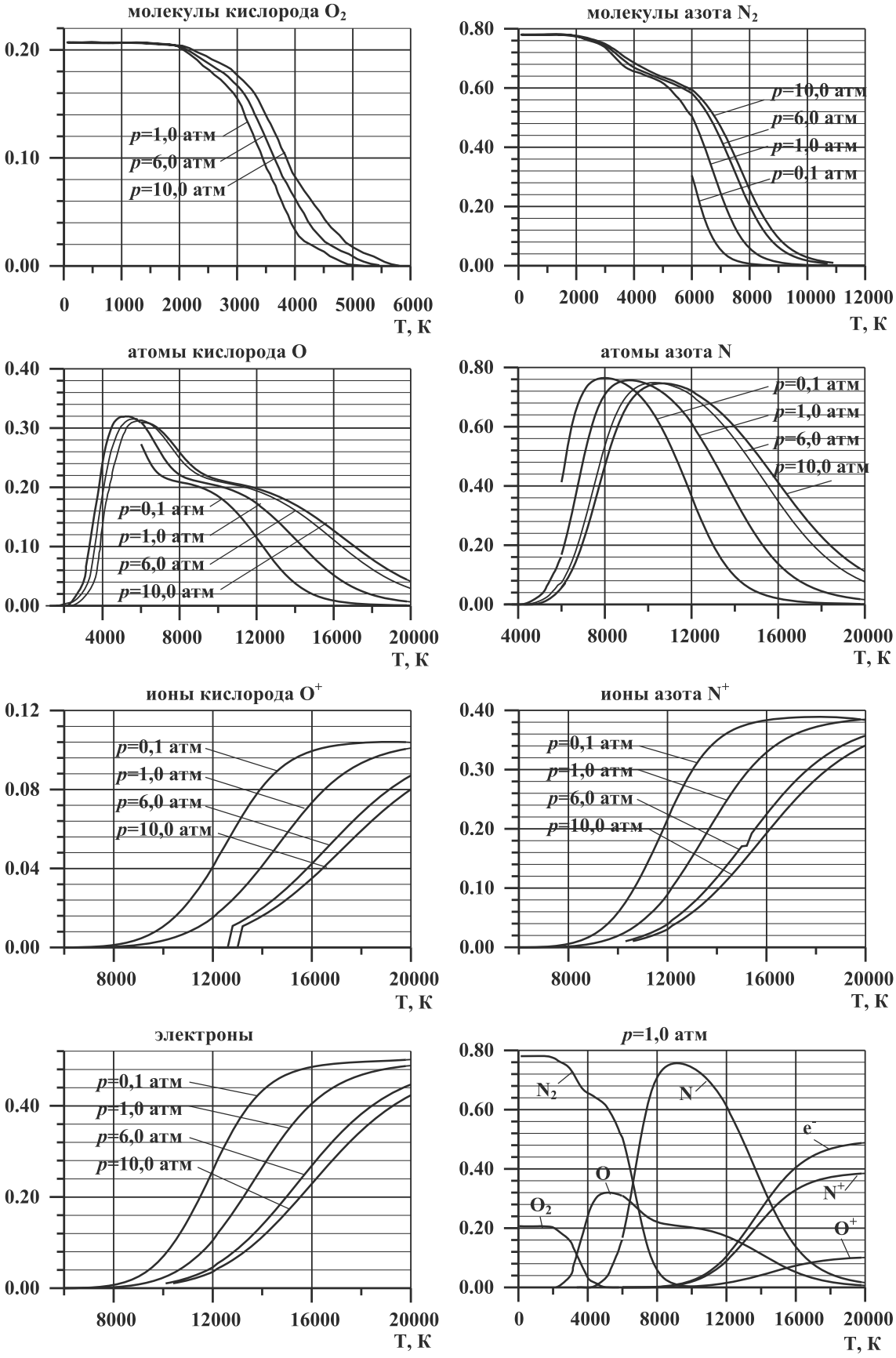


Рис. 1.10 [Л-1.4, 1.5]. Состав воздуха в зависимости от температуры при различных давлениях (по оси ординат – концентрационная доля).

завершается в интервале 8000-10000 K. При этом весь молекулярный азот N_2 исчезает и присутствует только атомарный азот N. При температуре 20000 K и давлении 1,0 атм в воздухе остаётся около 1% атомарного азота.

Заметная ионизация атомарного кислорода O и азота N, а также появление в воздухе электронов, наблюдаются при давлении 1,0 атм и температуре, превышающей 8000 K. Процессы диссоциации и ионизации воздуха наглядно характеризуются кривыми изменения его теплоёмкости. На Рис. 1.14 (см. параграф 1.7) показано изменение теплоёмкости C_V в зависимости от температуры и давления. В интервале от нормальной температуры до 20000 K при разных значениях давления на кривых изменения теплоёмкости наблюдаются три максимума, первый из которых связан с диссоциацией кислорода O_2 и находится в интервале 3500-4500 K. Второй максимум теплоёмкости лежит в интервале температур 6500-9500 K, в котором проходит реакция диссоциации N_2. При диссоциации N_2 теплоёмкость C_V почти в четыре раза больше, чем при диссоциации O_2. Наконец, третий, самый значительный, максимум теплоёмкости в интервале 13000-20000 K соответствует реакции ионизации компонент воздуха и связан с появлением большой доли электронов. Следует заметить, что с повышением давления теплоёмкость (и в целом, и в максимумах) уменьшается.

Определим с помощью таблиц термодинамических функций воздуха [Л-1.4, 1.5] концентрации молекул, атомов, ионов и электронов в воздухе, например, при атмосферном давлении и температурах 6000 и 10000 K. Концентрацию всех элементарных частиц, составляющих воздух, можно определить по формуле:

$$n_0 = \frac{\rho}{m_0},$$

где ρ – плотность воздуха, m_0 – средняя масса элементарных частиц, составляющих воздух, которая определяется из равенства:

$$m_0 = \mu \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г},$$

μ – молекулярная масса воздуха при данных давлении и температуре. Численные значения ρ и μ приводятся в таблицах [Л-1.4, 1.5].

При $T = 6000$ и 10000 K и $p = 1$ атм плотность воздуха и его молекулярная масса равны соответственно:

$\rho = 0,4475 \cdot 10^{-4}$ г/см^3, $\rho = 0,1737 \cdot 10^{-4}$ г/см^3;
$\mu = 22,03$, $\mu = 14,25$.

Средняя масса частиц воздуха при p=1 атм равна:

T=6000 K: $m_0 = \mu \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$ г=$22,03 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$ г=$36,57 \cdot 10^{-24}$ г;
T=10000 K: m_0=$14,25 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$ г=$23,66 \cdot 10^{-24}$ г.

При $p = 1$ атм воздух имеет общую концентрацию n_0 молекул, атомов, ионов и электронов:

T=6000 К: $\quad n_0 = \dfrac{\rho}{m_0} = \dfrac{0,4475 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3}{36,57 \cdot 10^{-24} \text{ г}} = 1,224 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3};$

T=10000 К: $\quad n_0 = \dfrac{0,1737 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3}{23,66 \cdot 10^{-24} \text{ г}} = 0,7342 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$

Относительные доли компонентов воздуха, указанные в таблицах термодинамических функций (сумма которых равна единице), при p=1 атм составляют:

T=6000 К: $x_{\text{N}} = 0,168,$ $x_{\text{O}} = 0,31,$ $x_{\text{Ar}} = 0,7379 \cdot 10^{-2},$
$x_{\text{N}_2} = 0,5058,$ $x_{\text{O}_2} = 0,251 \cdot 10^{-3},$ $x_{\text{NO}} = 0,8077 \cdot 10^{-2},$
$x_{\text{N}^+} = 0,2324 \cdot 10^{-5},$ $x_{\text{O}^+} = 0,5353 \cdot 10^{-5},$ $x_{\text{Ar}^+} = 0,2443 \cdot 10^{-7},$
$x_{\text{N}_2^+} = 0,1241 \cdot 10^{-5},$ $x_{\text{O}_2^+} = 0,1184 \cdot 10^{-6},$ $x_{\text{NO}^+} = 0,1645 \cdot 10^{-3},$
$x_e = 0,1735 \cdot 10^{-3}.$

T=10000 К: $x_{\text{N}} = 0,7432,$ $x_{\text{O}} = 0,2026,$ $x_{\text{Ar}} = 0,468 \cdot 10^{-2},$
$x_{\text{N}_2} = 0,2877 \cdot 10^{-2},$ $x_{\text{O}_2} = 0,1647 \cdot 10^{-5},$ $x_{\text{NO}} = 0,9565 \cdot 10^{-4},$
$x_{\text{N}^+} = 0,1954 \cdot 10^{-1},$ $x_{\text{O}^+} = 0,3521 \cdot 10^{-2},$ $x_{\text{Ar}^+} = 0,851 \cdot 10^{-4},$
$x_{\text{N}_2^+} = 0,4419 \cdot 10^{-4},$ $x_{\text{O}_2^+} = 0,2515 \cdot 10^{-6},$ $x_{\text{NO}^+} = 0,8203 \cdot 10^{-4},$
$x_e = 0,2327 \cdot 10^{-1}.$

Концентрация каждого компонента воздуха равна:

$$n_k = x_k n_0,$$

где x_k – относительная доля k-го компонента.

T=6000 К: $n_{\text{N}} = 0,2056 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$ $n_{\text{O}} = 0,3794 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$ $n_{\text{Ar}} = 0,9032 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3},$
$n_{\text{N}_2} = 0,6191 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$ $n_{\text{O}_2} = 0,3072 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3},$ $n_{\text{NO}} = 0,9886 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3},$
$n_{\text{N}^+} = 0,2845 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3},$ $n_{\text{O}^+} = 0,655 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3},$ $n_{\text{Ar}^+} = 0,299 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3},$
$n_{\text{N}_2^+} = 0,1519 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3},$ $n_{\text{O}_2^+} = 0,1449 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3},$ $n_{\text{NO}^+} = 0,2013 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3},$
$n_e = 0,2123 \cdot 10^{15}.$

Концентрация нейтральных частиц:

$$n_a = n_{\text{N}} + n_{\text{O}} + n_{\text{Ar}} + n_{\text{N}_2} + n_{\text{O}_2} + n_{\text{NO}} =$$

$$= 0,2056 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} + 0,3794 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} + 0,9032 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} +$$

$$+0,6191 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} + 0,3072 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} + 0,9886 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} =$$

$$= 1,2233 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

Концентрация ионов:

$$n_u = n_{\text{N}^+} + n_{\text{O}^+} + n_{\text{Ar}^+} + n_{\text{N}_2^+} + n_{\text{O}_2^+} + n_{\text{NO}^+} =$$

$$= 0,2845 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} + 0,655 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} + 0,299 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} +$$
$$+0,1519 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} + 0,1449 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} + 0,2013 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} =$$
$$= 0,2123 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Общая концентрация нейтральных частиц, ионов и электронов:

$$n_0 = n_a + n_u + n_e = 1,2233 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} + 0,2123 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} +$$
$$+0,2123 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} = 1,224 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

Обратим внимание на то, что концентрации электронов и ионов равны между собой:

$$n_e = n_u = 0,2123 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

В результате подобного расчёта для концентраций элементарных частиц воздуха при $T = 10000$ К и $p = 1$ атм получим:

– концентрация нейтральных частиц $n_a = 0,7 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$,

– концентрация ионов и электронов $n_u = n_e = 17,08 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$.

Следует заметить, что при температурах, превышающих 4000 К, протекают реакции диссоциации O_2 и N_2 и в интервале температур 4000-8000 К идёт процесс образования NO. В случае присутствия в воздухе паров H_2O будут протекать реакции образования азотной кислоты HNO_3 и окиси азота N_2O. Поэтому, если в дугогасительной камере будет находиться влажный воздух или в порах стенок камеры влага, или в составе материала стенок присутствует водород, то в процессе гашения дуги могут образоваться пары азотной кислоты. Это в дальнейшем может привести к значительной коррозии металлических деталей дугогасительного устройства.

Степень ионизации x_e согласно [Л-1.3, с. 20; 1.6, с. 7] определяется как „отношение числа положительных ионов к числу нейтральных атомов, первоначально имевшихся в газе“, то есть:

$$x_e = \frac{n_u}{n_a + n_u}.$$

В равновесной плазме $n_e = n_u$, следовательно справедливо и выражение

$$x_e = \frac{n_e}{n_a + n_u}.$$

При $p = 1$ атм и $T = 6000$ К:

$$x_e = \frac{n_e}{n_a + n_u} = \frac{0,2123 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}}{1,2233 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} + 0,2123 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}} = 0,1735 \cdot 10^{-3},$$

при $p = 1$ атм и $T = 10000$ К:

$$x_e = \frac{17,08 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}}{0,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} + 17,08 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}} = 0,0238.$$

Таким образом, при относительной доле $x_e = 10^{-4}$ электронов в воздухе, указанной в таблицах термодинамических функций, численные значения x_e и степени ионизации равны друг другу. При относительной доле электронов $x_e = 10^{-2}$ численное значение степени ионизации воздуха становится меньше численного значения x_e на ~2%. При бóльших значениях относительной доли электронов эта разница будет увеличиваться.

В случае ионизации одноатомных паров металлов и газов общую концентрацию нейтральных атомов, ионов и электронов при температуре T_2 и давлении p_2 можно определять по формуле:

$$n_0 = n_{кип}\frac{T_{кип}p_2}{T_2p_1},$$

где $n_{кип}$ – концентрация паров металла при температуре $T_{кип}$ и давлении p_1.

Для паров Cu и Fe, для которых имеются pT-диаграммы (Рис. 1.4, 1.5), $n_{кип}$ целесообразно определять из таблиц 1.7 и 1.8, например, по их температуре $T_{кип}$ при давлении $p_1 = 1$ атм. Для других паров металлов, таких как Ag и Ni (таблицы отсутствуют), общую концентрацию можно определить из формулы

$$p = n_0kT,$$

где p – давление паров, дин/см^2 (1 атм=1,01·10^6 дин/см^2); n_0 – общая концентрация паров, см$^{-3}$; k=1,38·10^{-16} эрг/К – постоянная Больцмана; T – температура, К.

Общая концентрация ионизированных газов и паров металлов включает в себя концентрации n_a атомов, n_u ионов и n_e электронов:

$$n_0 = n_a + n_u + n_e.$$

Так как $n_a + n_u = n_0 - n_e$, то степень ионизации:

$$x_e = \frac{n_e}{n_0 - n_e}.$$

Степени ионизации паров металлов, в том числе применяющихся в контактных и дугогасительных устройствах выключателей, приводятся в Приложении 1.

После преобразования предыдущей формулы можно получить концентрацию электронов:

$$n_e = n_0\frac{x_e}{1 + x_e}.$$

При степени ионизации x_e не более 10^{-3} в практических расчётах можно принимать $n_e = n_0x_e$. Ошибка не будет превышать 1%.

Концентрация нейтральных атомов равна:

$$n_a = n_0 - n_u - n_e.$$

В равновесной плазме $n_e = n_u$, поэтому будем иметь:

$$n_a = n_0 - 2n_e = n_0 - 2n_u,$$

а учитывая ранее полученную формулу, окончательно получим:

$$n_a = n_0 - 2n_0\frac{x_e}{1+x_e} = n_0\frac{1-x_e}{1+x_e}.$$

При степени ионизации одноатомных паров металлов или одноатомных газов $x_e = 10^{-3}$ отношение $(1-x_e)/(1+x_e)$ мало отличается от единицы. Поэтому при x_e менее 10^{-3} в практических расчётах можно принимать $n_a = n_0$.

Степень термической ионизации x_e плазмы, находящейся в термодинамическом равновесии, определяется по уравнению Саха [Л-1.17, 1.18]:

$$\lg\frac{px_e^2}{1-x_e^2} = \lg\frac{g_e g_u}{g_a} + 2,5\lg T - \frac{5040U_u}{T} - 6,5.$$

Здесь p – сумма парциальных давлений нейтрального, ионного и электронного газов, $g_e = 2$ – квантовый статистический вес электрона, g_u – квантовый статистический вес иона, g_a – квантовый статистический вес атома, U_u – потенциал ионизации, В.

Применение этой формулы для практических расчётов ограничено вследствие предположений, сделанных при её выводе: 1) наличие газа одного рода, 2) наличие термодинамического равновесия; 3) рассмотрение однократной ионизации атомов.

Для газов, составляющих воздух, и паров металлов, входящих в состав плазмы дуговых разрядов, до 8000 К первым слагаемым в правой части последнего уравнения можно пренебречь [Л-1.3, с. 4]. При температуре 12000 К, например, для азота ошибка в статистической сумме не превышала бы 0,6%. Если предположить, что температура ионизированного воздуха в камере или плазмы дугового разряда в низковольтных выключателях не будет превышать 12000 К, то получим достаточную точность для инженерных расчётов. Поэтому в таком случае для расчётов степени ионизации можно пользоваться упрощённым уравнением Саха:

$$\lg\frac{px_e^2}{1-x_e^2} = 2,5\lg T - \frac{5040U_u}{T} - 6,5.$$

По методике, приведённой в [Л-1.3], параметры воздуха и его состав в интервале температур 1000-20000 К и давлений 0,001-1000 атм рассчитаны с высокой точностью и приведены в [Л-1.4, 1.5]. В случае слабоионизованной плазмы, то есть при $x_e \ll 1$, уравнение Саха приводит к следующей зависимости x_e от p:

$$x_e \approx \sqrt{\frac{6,33\cdot 10^{-7}}{p}T^{2,5}\ 10^{-5040U_u/T}} \sim \frac{1}{\sqrt{p}}.$$

На степень термической ионизации определяющее влияние оказывает потенциал ионизации U_u. В таблице 1.16 приведены значения потенциала ионизации U_u для ряда веществ, входящих в состав воздуха, контактных материалов, применяющихся в качестве антикоррозийного покрытия и кремния, являющегося одним из компонентов изоляционных материалов стенок дугогасительных камер.

Таблица 1.16. Потенциалы ионизации газов и паров металлов.

Материал	O_2	N_2	O	N	Ar	Cs	Al	Cr	Sn	Mn	Ag	Ni	Cu
Потенциал ионизации, В	12,2	15,6	13,3	14,5	15,76	3,87	5,98	6,76	7,33	7,42	7,54	7,63	7,72
Материал	Fe	Si	W	Cd	Zn	C							
Потенциал ионизации, В	7,83	7,94	7,98	8,99	9,39	11,22							

Результаты расчётов степени ионизации паров металлов Cs, Cu, Fe, Ag, а также C, O, N и Si в диапазоне температур от 4000 до 16000 K с интервалом в 200 K и давлений от 0,1 до 40 атм приведены в Приложении 1. В таблице 1.17 для наглядности приведены значения степени ионизации вышеперечисленных веществ для шести значений температуры и трёх значений давления. На Рис. 1.11 показаны кривые степени ионизации этих же веществ в зависимости от температуры при давлении 1 атм.

Данные таблицы 1.17 и Рис. 1.11 показывают, что степени ионизации газов и паров твёрдых веществ в интервале температур 4000-6000 K и давлений 0,1-10 атм разнятся на два-три порядка, в интервале температур 8000-10000 K – на один-два порядка, при температуре более 12000 K – в пределах одного порядка. Наконец, при температуре 16000 K и выше газы и пары практически полностью ионизируются и значения их степени ионизации мало отличаются друг от друга.

На Рис. 1.4 и 1.5 нанесены кривые, обозначающие степень ионизации Cu и Fe соответственно при температурах от 4500 до 10000 K и давлениях от 0,1 до 200 атм. Оказывается, пары меди и железа при температурах от их точки кипения до ∼3500 K и давлении 1 атм не имеют свободных электронов и, следовательно, не обладают способностью проводить ток, то есть они являются изоляторами.

Особое место занимает вопрос об ионизации паров углерода C, входящего в состав контактов, и кремния Si, входящего в состав некоторых дугостойких пластмасс. Заметная степень ионизации углерода наблюдается только в интервале температур 7000-8000 K, то есть термическая ионизация углерода при повышении его температуры происходит раньше, чем начинается ионизация газов O и N, и позже, чем ионизация паров металлов.

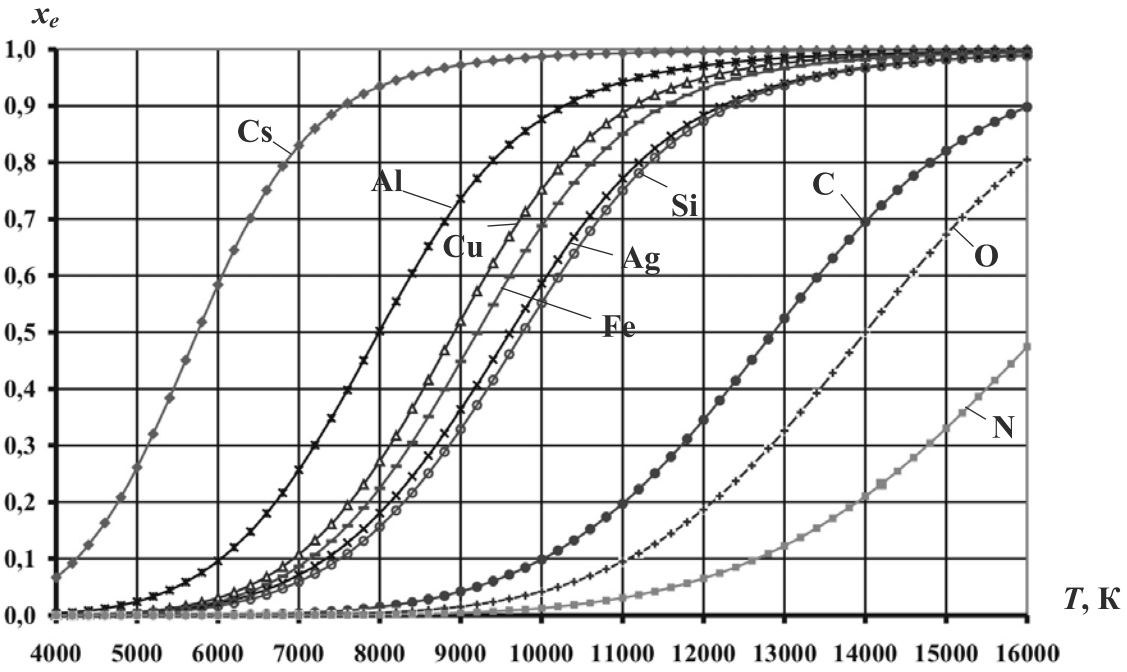


Рис. 1.11. Степень ионизации различных газов и паров материалов в зависимости от температуры при давлении p=1 атм.

Таблица 1.17. Степень ионизации газов: кислорода, азота, – и паров: цезия, меди, железа, серебра, кремния, углерода, – зависимости от температуры и давления.

T, К	p, атм	Степень ионизации $x_e=M\cdot10^e$															
		O		N		Cs		Cu		Fe		Ag		Si		C	
		M	e	M	e	M	e	M	e	M	e	M	e	M	e	M	e
4000	0,1	4,0	-7	4,3	-8	2,07	-1	1,42	-3	1,05	-3	1,03	-3	6,69	-4	5,76	-6
	1,0	1,27	-7	1,36	-8	6,66	-2	4,49	-4	3,33	-4	3,27	-4	2,11	-4	1,82	-6
	10	4,0	-8	4,3	-9	2,11	-2	1,42	-4	1,05	-4	1,03	-4	6,69	-5	5,76	-7
6000	0,1	4,1	-4	7,87	-5	9,15	-1	9,68	-2	7,65	-2	6,54	-2	5,14	-2	2,16	-3
	1,0	1,3	-4	2,49	-5	5,84	-1	3,07	-2	2,43	-2	2,07	-2	1,63	-2	6,84	-4
	10	4,1	-5	7,87	-6	2,22	-1	9,73	-3	7,67	-3	6,55	-3	5,14	-3	2,16	-4
8000	0,1	1,46	-2	3,74	-3	9,93	-1	6,67	-1	5,89	-1	5,02	-1	4,48	-1	4,65	-2
	1,0	4,61	-3	1,18	-3	9,34	-1	2,72	-1	2,25	-1	1,8	-1	1,57	-1	1,47	-2
	10	1,46	-3	3,74	-4	6,38	-1	8,92	-2	7,27	-2	5,79	-2	5,01	-2	4,66	-3
10000	0,1	1,31	-1	4,04	-2	9,99	-1	9,64	-1	9,49	-1	9,16	-1	9,02	-1	2,99	-1
	1,0	4,19	-2	1,28	-2	9,87	-1	7,52	-1	6,88	-1	5,86	-1	5,52	-1	9,85	-2
	10	1,32	-2	4,05	-3	8,87	-1	3,4	-1	2,87	-1	2,23	-1	2,05	-1	3,13	-2
12000	0,1	5,15	-1	2,02	-1	1,0	0	9,95	-1	9,92	-1	9,86	-1	9,85	-1	7,58	-1
	1,0	1,87	-1	6,51	-2	9,96	-1	9,49	-1	9,3	-1	8,83	-1	8,73	-1	3,45	-1
	10	6,0	-2	2,06	-2	9,62	-1	6,9	-1	6,25	-1	5,12	-1	4,93	-1	1,15	-1
16000	0,1	9,74	-1	8,62	-1	1,0	0	1,0	0	9,99	-1	9,99	-1	9,99	-1	9,88	-1
	1,0	8,05	-1	4,74	-1	9,99	-1	9,96	-1	9,94	-1	9,89	-1	9,89	-1	8,98	-1
	10	3,95	-1	1,68	-1	9,92	-1	9,61	-1	9,47	-1	9,04	-1	9,04	-1	5,42	-1

Наличие паров углерода в плазме дуги повышает её напряжение, что приводит к более интенсивному износу контактов. Ионизация паров кремния Si происходит практически при тех же температурах, что и для паров металлов. Присутствие паров кремния в составе ионизированного воздуха в дугогасительной камере повысит его электропроводность, что не будет способствовать успешному гашению дуги. Поэтому при разработке конструкции выключателя необходимо создавать дугогасительные камеры с такими параметрами, которые сводили бы износ её стенок к минимуму и даже к полному его отсутствию.

В таблице 1.18 приведены значения степени ионизации олова Sn, цинка Zn и хрома Cr, которые применяют в аппаратостроении в качестве защитных покрытий от коррозии, а также алюминия Al и марганца Mn, входящих в состав различных сплавов металлов, применяемых в аппаратостроении.

Таблица 1.18. Степень ионизации паров олова, цинка, хрома, алюминия и марганца в зависимости от температуры и давления.

T, К	p, атм	Sn	Zn	Cr	Al	Mn
5000	1	$0{,}489\cdot10^{-2}$	$0{,}447\cdot10^{-3}$	$0{,}947\cdot10^{-2}$	$0{,}234\cdot10^{-1}$	$0{,}443\cdot10^{-2}$
	2	$0{,}345\cdot10^{-2}$	$0{,}316\cdot10^{-3}$	$0{,}67\cdot10^{-2}$	$0{,}166\cdot10^{-1}$	$0{,}313\cdot10^{-2}$
6000	1	$0{,}286\cdot10^{-1}$	$0{,}345\cdot10^{-2}$	$0{,}44\cdot10^{-1}$	$0{,}932\cdot10^{-1}$	$0{,}233\cdot10^{-1}$
	2	$0{,}202\cdot10^{-1}$	$0{,}244\cdot10^{-2}$	$0{,}311\cdot10^{-1}$	$0{,}66\cdot10^{-1}$	$0{,}165\cdot10^{-1}$
8000	1	0,234	$0{,}479\cdot10^{-1}$	0,308	0,495	0,197
	2	0,168	$0{,}339\cdot10^{-1}$	0,223	0,374	0,141
10000	1	0,678	0,240	0,752	0,873	0,615
	2	0,547	0,172	0,628	0,785	0,483
12000	1	0,921	0,611	0,94	0,97	0,895
	2	0,857	0,479	0,89	0,943	0,817

Из сравнения данных таблиц 1.17 и 1.18 видно, что Sn, Cr и Mn ионизируются легче, чем Fe, Cu, Ag, Ni, последний из которых также применяется как защитный материал. Ионизация Zn происходит при более высоких температурах, чем ионизация контактных материалов и Fe.

Обращает на себя внимание ионизация алюминия Al, который при температуре 5000 K имеет степень ионизации на целый порядок большую, чем у остальных металлов. Уже в интервале температур 12000-13000 K Al практически полностью ионизируется.

Следовательно, в случае смеси газов и паров металлов в любой их комбинации при повышении температуры первыми будут ионизироваться пары металлов, причём в следующей последовательности: Cs, Al, Cr, Sn, Mn, Cu, Fe, Ni, Ag, Si, W, Zn (в эту последовательность добавлен неметаллический кремний), а затем C, O, N и Ar. Приведённую последовательность необходимо учитывать

при конструировании дугогасительных устройств выключателей и выборе металлов и антикоррозионных покрытий деталей в зависимости от их функций.

Например, для снижения износа контактов напряжение на дуге должно быть пониженным. Для этого в состав контактов необходимо вводить легкоионизируемые присадки, например, цезий или окислы олова. Если дуга находится в дугогасительной камере, то для успешного гашения дуги необходимо напряжение дуги повышать. Поэтому для антикоррозионного покрытия стальных деионных пластин целесообразно выбирать никель и медь, что и используется на практике. Казалось бы, деионные пластины целесообразно покрывать цинком, но как показали эксперименты, он легко выгорает. Учитывая, что степень ионизации Fe соизмерима со степенью ионизации Cu и Ni, в качестве антикоррозийного покрытия деионных пластин можно применять оксидные плёнки железа. Они легко разрушаются в опорных пятнах дуги, располагающихся в этом случае на железе.

Эквивалентную степень ионизации $x_э$ смеси газов и паров можно определить по следующей формуле [Л-1.17, с. 85]:

$$x_э = \frac{1}{n_0}(x_1 n_1 + x_2 n_2 + \cdots + x_k n_k) = x_1\Delta_1 + x_2\Delta_2 + \cdots + x_k\Delta_k,$$

где n_0 – общая концентрация частиц, $x_1, \ldots, x_k$ – степени ионизации компонентов смеси, $n_1, \ldots, n_k$ – концентрации компонентов смеси, k – число компонентов смеси, Δ_l – доля частиц сорта l, $l = 1 \ldots k$.

Примем для расчёта следующий состав воздуха: 78% N_2 и 22% O_2. Допустим, для примера, что в ионизированном воздухе находится 10% паров меди. Следовательно, доля каждого компонента смеси будет составлять:

$$\Delta_{\mathrm{N}} = 0,78 \cdot 0,9 = 0,702;$$

$$\Delta_{\mathrm{O}} = 0,22 \cdot 0,9 = 0,198;$$

$$\Delta_{\mathrm{Cu}} = 0,1.$$

Для примера возьмём значение температуры 6000 К, давления – 1 атм. В этих условиях степени ионизации компонент смеси равны (таблица 1.17):

$$x_{\mathrm{N}} = 2,49 \cdot 10^{-5}; \qquad x_{\mathrm{O}} = 1,3 \cdot 10^{-4}; \qquad x_{\mathrm{Cu}} = 3,07 \cdot 10^{-2}.$$

Подставляя полученные значения в формулу эквивалентной степени ионизации, получаем:

$$x_э = x_{\mathrm{N}}\Delta_{\mathrm{N}} + x_{\mathrm{O}}\Delta_{\mathrm{O}} + x_{\mathrm{Cu}}\Delta_{\mathrm{Cu}} =$$

$$= 2,49 \cdot 10^{-5} \cdot 0,702 + 1,3 \cdot 10^{-4} \cdot 0,198 + 3,07 \cdot 10^{-2} \cdot 0,1 = 0,311 \cdot 10^{-2}.$$

По аналогии с приведённым примером были проведены расчёты $x_э$ при температурах 8000, 10000 и 12000 К смеси воздуха с парами меди, доля которых составляла 10, 20 и 40%. Результаты расчётов представлены в таблице 1.19 и на Рис. 1.12.

Данные таблицы 1.19 и кривых Рис. 1.12 показывают, что эквивалентная степень ионизации лежит между степенями ионизации паров металла и газов, причём влияние паров металла на степень ионизации смеси преобладающее. С повышением температуры эквивалентная степень ионизации смеси воздуха с парами меди при долях последних 10, 20 и 40% всё больше приближается к степени ионизации воздуха. При бóльших долях паров металла эквивалентная степень ионизации в большей мере будет приближаться к степени ионизации паров металла. Эти данные очень важны для понимания процесса гашения дуги в выключателях и количественной оценки термодинамических параметров смеси воздуха и паров металла в дугогасительной камере.

Определим общую концентрацию частиц в воздухе, например, при температуре 8000 К и давлении 1 атм. В соответствии с [Л-1.4] при $T = 8000$ К и $p = 1$ атм плотность воздуха $\rho = 0,2345 \cdot 10^{-4}$ г/см^3, молярная доля электронов $x_e = 0,2352 \cdot 10^{-2}$.

Концентрация частиц равна:

$$n_0 = \frac{\rho}{m},$$

где $m = m_\mu \cdot 1/12 \cdot m_C = m_\mu \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$ г – средняя масса частиц воздуха, $m_\mu = 15,39$ – средняя атомная масса воздуха при $T = 8000$ К и $p = 1$ атм.

Средняя масса частиц воздуха при $T = 8000$ К и $p = 1$ атм:

$$m = 15,39 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 25,55 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Концентрации частиц воздуха при $T = 8000$ К и $p = 1$ атм:

$$n_0 = \frac{0,2345 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3}{25,55 \cdot 10^{-24} \text{ г}} = 9,18 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3},$$

$$n_{\mathrm{N+N^+}} = 0,78 n_0 = 0,78 \cdot 9,18 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} = 7,16 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3},$$

$$n_{\mathrm{O+O^+}} = 0,22 n_0 = 0,22 \cdot 9,18 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} = 2,02 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3},$$

$$n_e = x_e n_0 = 0,2352 \cdot 10^{-2} \cdot 9,18 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} = 2,159 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Если в воздухе будет присутствовать 10% паров меди, то тогда в этой смеси будут следующие концентрации частиц:

$$n_{\mathrm{N+N^+}} = \Delta_{\mathrm{N}} n_0 = 0,702 \cdot 9,18 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} = 6,44 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3},$$

$$n_{\mathrm{O+O^+}} = \Delta_{\mathrm{O}} n_0 = 0,198 \cdot 9,18 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} = 1,82 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3},$$

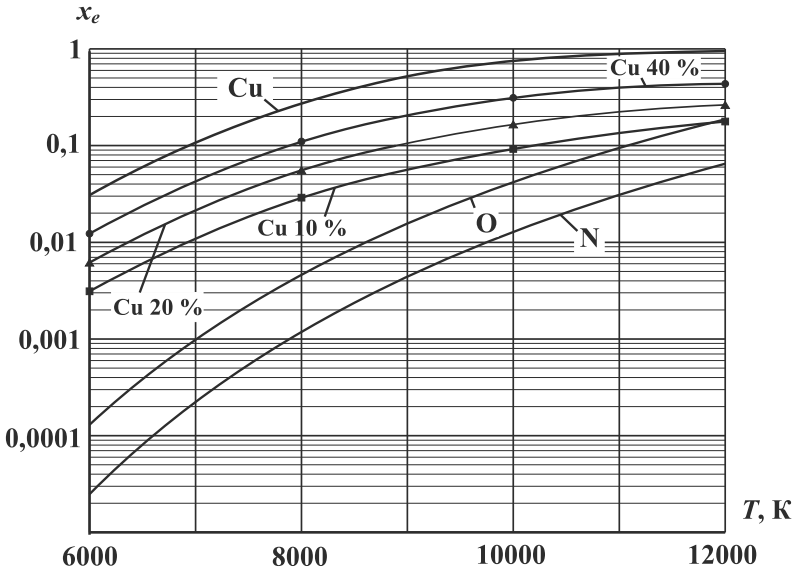


Рис. 1.12. Степень ионизации смеси воздуха с парами меди различной концентрации в зависимости от температуры при давлении p=1 атм.

Таблица 1.19. Степень ионизации смеси воздуха с парами меди при разных температурах и давлении 1 атм.

T, К	6000			8000			10000			12000		
Cu, %	10	20	40	10	20	40	10	20	40	10	20	40
n_0, 10^{18} см$^{-3}$	1,22			0,918			0,734			0,612		
n_N, 10^{18} см$^{-3}$	0,856	0,761	0,571	0,644	0,573	0,43	0,515	0,458	0,344	0,4296	0,382	0,286
n_O, 10^{18} см$^{-3}$	0,242	0,215	0,161	0,182	0,162	0,121	0,145	0,129	0,0969	0,121	0,108	0,081
n_{Cu}, 10^{18} см$^{-3}$	0,122	0,244	0,488	0,0918	0,183	0,367	0,0734	0,147	0,294	0,0612	0,122	0,245
Δ_N	0,702	0,624	0,468	0,702	0,624	0,468	0,702	0,624	0,468	0,702	0,624	0,468
Δ_O	0,198	0,176	0,132	0,198	0,176	0,132	0,198	0,176	0,132	0,198	0,176	0,132
Δ_{Cu}	0,1	0,2	0,4	0,1	0,2	0,4	0,1	0,2	0,4	0,1	0,2	0,4
x_N	$2{,}49\cdot10^{-5}$			$1{,}18\cdot10^{-3}$			$1{,}28\cdot10^{-2}$			$6{,}51\cdot10^{-2}$		
x_O	$1{,}3\cdot10^{-4}$			$4{,}61\cdot10^{-3}$			$4{,}19\cdot10^{-2}$			$1{,}87\cdot10^{-1}$		
x_{Cu}	$3{,}07\cdot10^{-2}$			$2{,}72\cdot10^{-1}$			$7{,}52\cdot10^{-1}$			$9{,}49\cdot10^{-1}$		
$x_N\Delta_N$	$0{,}115\cdot10^{-4}$	$0{,}155\cdot10^{-4}$	$0{,}116\cdot10^{-4}$	$0{,}828\cdot10^{-3}$	$0{,}736\cdot10^{-3}$	$0{,}552\cdot10^{-3}$	$0{,}899\cdot10^{-2}$	$0{,}799\cdot10^{-2}$	$0{,}599\cdot10^{-2}$	$0{,}457\cdot10^{-1}$	$0{,}406\cdot10^{-1}$	$0{,}305\cdot10^{-1}$
$x_O\Delta_O$	$0{,}257\cdot10^{-4}$	$0{,}229\cdot10^{-4}$	$0{,}172\cdot10^{-4}$	$0{,}913\cdot10^{-3}$	$0{,}811\cdot10^{-3}$	$0{,}608\cdot10^{-3}$	$0{,}83\cdot10^{-2}$	$0{,}737\cdot10^{-2}$	$0{,}553\cdot10^{-2}$	$0{,}37\cdot10^{-1}$	$0{,}329\cdot10^{-1}$	$0{,}247\cdot10^{-1}$
$x_{Cu}\Delta_{Cu}$	$0{,}307\cdot10^{-2}$	$0{,}614\cdot10^{-2}$	$1{,}228\cdot10^{-2}$	$0{,}272\cdot10^{-1}$	$0{,}544\cdot10^{-1}$	$1{,}088\cdot10^{-1}$	$0{,}752\cdot10^{-1}$	$1{,}5\cdot10^{-1}$	$3{,}008\cdot10^{-1}$	$0{,}949\cdot10^{-1}$	$1{,}898\cdot10^{-1}$	$3{,}796\cdot10^{-1}$
$x_э$	$0{,}311\cdot10^{-2}$	$0{,}618\cdot10^{-2}$	$1{,}231\cdot10^{-2}$	$0{,}289\cdot10^{-1}$	$0{,}559\cdot10^{-1}$	$1{,}1\cdot10^{-1}$	$0{,}925\cdot10^{-1}$	$1{,}658\cdot10^{-1}$	$3{,}123\cdot10^{-1}$	$1{,}776\cdot10^{-1}$	$2{,}633\cdot10^{-1}$	$4{,}348\cdot10^{-1}$

$$n_{\mathrm{Cu+Cu^+}} = \Delta_{\mathrm{Cu}} n_0 = 0,1 \cdot 9,18 \cdot 10^{17}\ \text{см}^{-3} = 0,92 \cdot 10^{17}\ \text{см}^{-3},$$

$$n_e = x_э n_0 = 0,289 \cdot 10^{-1} \cdot 9,18 \cdot 10^{17}\ \text{см}^{-3} = 0,265 \cdot 10^{17}\ \text{см}^{-3}.$$

Приведённый упрощённый метод определения концентрации элементарных частиц в воздухе и в воздушно-паровых смесях приводит к погрешности, не превышающей 10%, которую можно признать приемлемой для практических инженерных расчётов.

1.5. Количество теплоты

При нагревании вещества оно накапливает в себе определённое количество тепла Q:

$$Q = CM(T_2 - T_1),$$

где C – удельная теплоёмкость вещества, M – масса вещества, T_1, T_2 – начальная и конечная температуры вещества. Количество тепла измеряется в тех же единицах, что и энергия, и работа. Его размерность [Л-1.2, с. 158]:

$$[Q] = L^2 M T^{-2}.$$

Единицей измерения количества теплоты в системе СИ является джоуль (1 Дж) или ватт-секунда (1 Вт·с), в системе СГС – эрг. В экспериментах по исследованию процессов теплообмена калориметрическим методом появилась единица измерения количества теплоты, названная калорией. Калория (1 кал) равна количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 грамма воды на 1°С. Для измерения электрической энергии применяются единицы

$$1\ \text{Вт·ч} = 3600\ \text{Дж}, \qquad 1\ \text{Вт·с} = 1\ \text{Дж}.$$

Соотношение между единицами количества теплоты:

$$1\ \text{Дж} = 10^7\ \text{эрг} = 0,239\ \text{кал} = 1\ \text{Вт·с}.$$

1.6. Тепловой поток и его поверхностная плотность

Общее выражение теплового потока в направлении падения температуры имеет вид [Л-1.2, с. 160]:

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} S,$$

где dQ – количество тепловой энергии, набегающей на площадь S за время dt, λ – теплопроводность среды, $\partial T/\partial n$ – модуль производной температуры по нормали к площади.

Размерность теплового потока определяется по формуле:

$$[\Phi] = L^2 M T^{-3},$$

то есть совпадает с размерностью мощности. Поэтому в системе СИ тепловой поток измеряется в Вт, в системе СГС – в эрг/с.

Поверхностная плотность теплового потока определяется по формуле:

$$q = \frac{d\Phi}{dS} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}.$$

Здесь следует иметь в виду, что площадь, на которую падает тепловой поток, принимается перпендикулярной направлению распространения потока.

Размерность поверхностной плотности теплового потока определяется по формуле:

$$[q] = M T^{-3}.$$

В системе СИ поверхностная плотность теплового потока измеряется в Вт/м^2, в системе СГС – в эрг/(с·см^2).

1.7. Тепловые свойства веществ

1.7.1. Теплоёмкость

При нагревании вещества его температура повышается. Отношение количества тепла dQ, подведённого к веществу, к изменению его температуры dT называется теплоёмкостью C:

$$C = \frac{dQ}{dT}.$$

Если при нагревании какого-либо вещества необходимо подвести количество теплоты ΔQ для изменения его температуры на ΔT, то эту теплоёмкость называют средней:

$$C_{ср} = \frac{\Delta Q}{\Delta T}.$$

При обратном процессе (охлаждении), если количество тепла уменьшилось на ΔQ и это вызвало разность температур ΔT, то такую теплоёмкость называют истинной ($C_{ист}$).

При нагревании массы вещества M (г или кг) на один градус вводится понятие удельной массовой теплоёмкости [Л-1.2, с. 162]:

$$c_{уд} = \frac{1}{M}\frac{dQ}{dT}.$$

Количество тепла, необходимого для нагревания одного моля вещества на один градус, называют молярной теплоёмкостью, которая определяется по формуле:

$$C_{мол} = c_{уд} M_M.$$

Применяется также понятие объёмной теплоёмкости, которая определяет количество тепла, необходимое для нагревания единицы объёма вещества на один градус. Объёмную теплоёмкость можно определить через удельную:

$$C_{об} = c_{уд}\rho.$$

Единицы удельной теплоёмкости в системах СИ и СГС и соотношение между ними:

$$1 \text{ Дж/(кг·К)} = 10^4 \text{ эрг/(г·К)}.$$

Единицы молярной теплоёмкости и соотношение между ними:

$$1 \text{ Дж/(моль·К)} = 10^4 \text{ эрг/(моль·К)}.$$

Единицы объёмной теплоёмкости и соотношение между ними:

$$1 \text{ Дж/(м}^3\text{·К)} = 10 \text{ эрг/(см}^3\text{·К)}.$$

В термодинамике рассматривают теплоёмкости при постоянном объёме C_V (изохорная теплоёмкость) и при постоянном давлении C_p (изобарная теплоёмкость).

Принимая во внимание, что при нагревании газа в замкнутом объёме всё тепло расходуется на повышение его внутренней энергии dU, изохорную теплоёмкость можно определить по формуле:

$$C_V = \left(\frac{dU}{dT}\right)_V,$$

где индекс V означает, что при дифференцировании объём считается постоянным.

В изобарном процессе тепло идёт не только на увеличение внутренней энергии газа, но и на работу при его расширении, то есть:

$$dU + d(pV) = dh.$$

Следовательно, будем иметь:

$$C_p = \left(\frac{dh}{dT}\right)_p.$$

Так как $dU = C_V dT$, $dh = C_p dT$ и $pV = RT$, то получим:

$$C_p dT = C_V dT + R dT,$$

откуда будем иметь:

$$C_p - C_V = R.$$

Таблица 1.20. Удельная теплоёмкость металлов в зависимости от температуры.

T, К	$c_{уд}$, кал/(г·К)			
	Cu	Ag	Ni	W
300	0,0931	0,0544	0,106	0,0321
400	0,095	0,0575	0,114	0,033
500	0,0975	0,0589	0,1259	0,0332
600	0,0983	0,0576	0,149	0,0339
700	0,0992	0,0581	0,1262	0,0394
800	0,101	0,0619	0,1267	0,0344
900	0,1036	0,0631	0,1311	0,0348
1000	0,1055	0,064	0,1346	0,0353
1100	0,1069	0,0648	0,138	0,0358
1200	0,109	0,0656	0,1415	0,0363
1300	0,1105	**0,0911**	0,146	0,0367
1400	**0,1580**	**0,089**	0,1525	0,0372
1500	**0,1552**	**0,088**	0,136	0,0376
1600	**0,1526**	**0,086**	0,139	0,0381
1700	**0,1502**		0,142	0,0385
1800	**0,1482**		**0,181**	0,039

Примечание. Жирным шрифтом выделены значения теплоёмкости в жидком состоянии металлов.

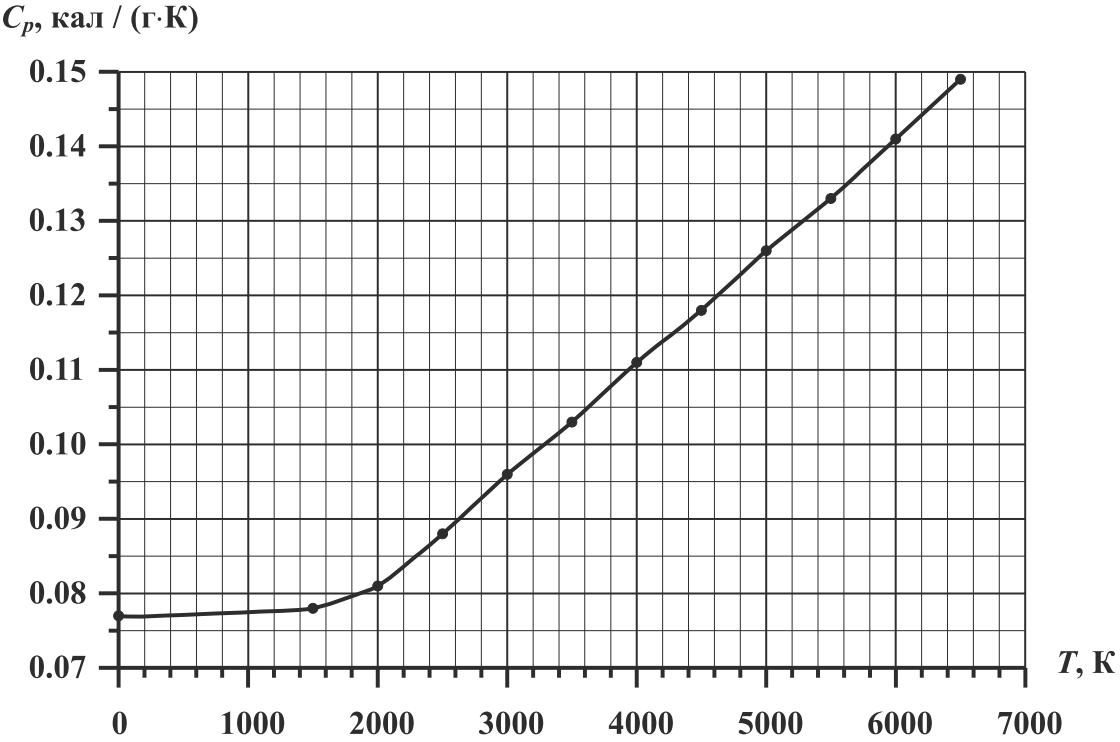


Рис. 1.13 [Л-1.2]. Теплоёмкость меди C_p в зависимости от температуры.

Последняя формула носит имя Майера и определяет соотношение между изобарной и изохорной теплоёмкостями. Следует заметить, что теплоёмкости всех веществ положительны и $C_p \geqslant C_V$.

В таблице 1.20 приведены значения удельной теплоёмкости ряда контактных материалов [Л-1.7].

Температуры плавления и кипения меди, серебра, никеля и вольфрама даны в таблице 1.21.

Таблица 1.21. Температуры плавления и кипения контактных материалов.

Металл	Cu	Ag	Ni	W
$T_{пл}$, К	1357	1285	1728	3863
$T_{кип}$, К	2840	2485	3003	5933

Теплоёмкость C_p при постоянном давлении газообразной одноатомной меди приведены в таблице 1.22 [Л-1.2] и на Рис. 1.13.

Таблица 1.22. Теплоёмкость газообразной одноатомной меди при постоянном давлении.

T, К	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000
C_p, кал/(г·К)	0,077	0,0806	0,0862	0,0948	0,1044	0,1128	0,119	0,1227

Теплоёмкость C_p^{Ni} газообразного никеля при постоянном давлении предлагается принимать равной 0,095 кал/(г·К) [Л-1.7].

Изменения теплоёмкости C_V воздуха при постоянном объёме и коэффициента $\gamma = C_p/C_V$ в зависимости от температуры и давления показаны на Рис. 1.14 и 1.15 [Л-1.4, 1.5].

Количество тепла, которое может быть поглощено объёмом dV за время dt за счёт теплоёмкости определяется в общем случае уравнением [Л-1.19]:

$$\Delta Q_C = C\rho\frac{dQ}{dt}\, dV dt.$$

После интегрирования этого уравнения окончательно имеем:

$$\Delta Q = CM\Delta t(T_2 - T_1),$$

где M – масса тела.

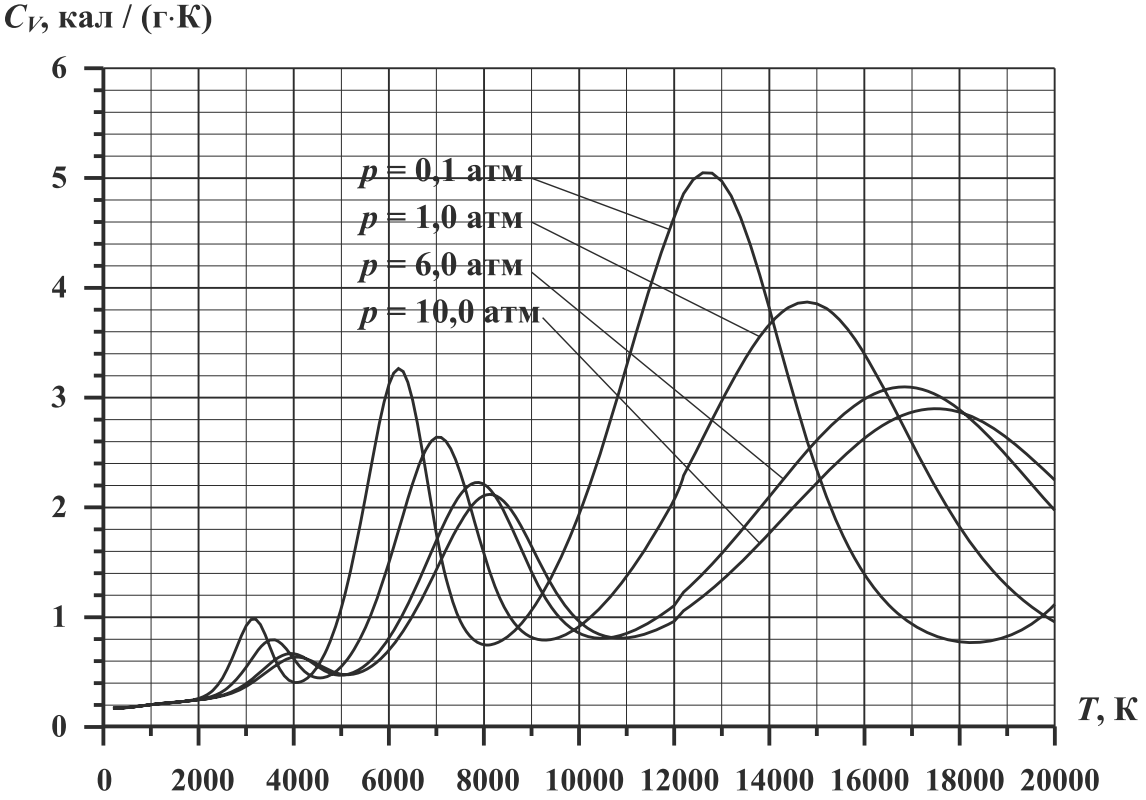


Рис. 1.14 [Л-1.4, 1.5]. Теплоёмкость воздуха при постоянном объёме C_V в зависимости от температуры при различных значениях давления.

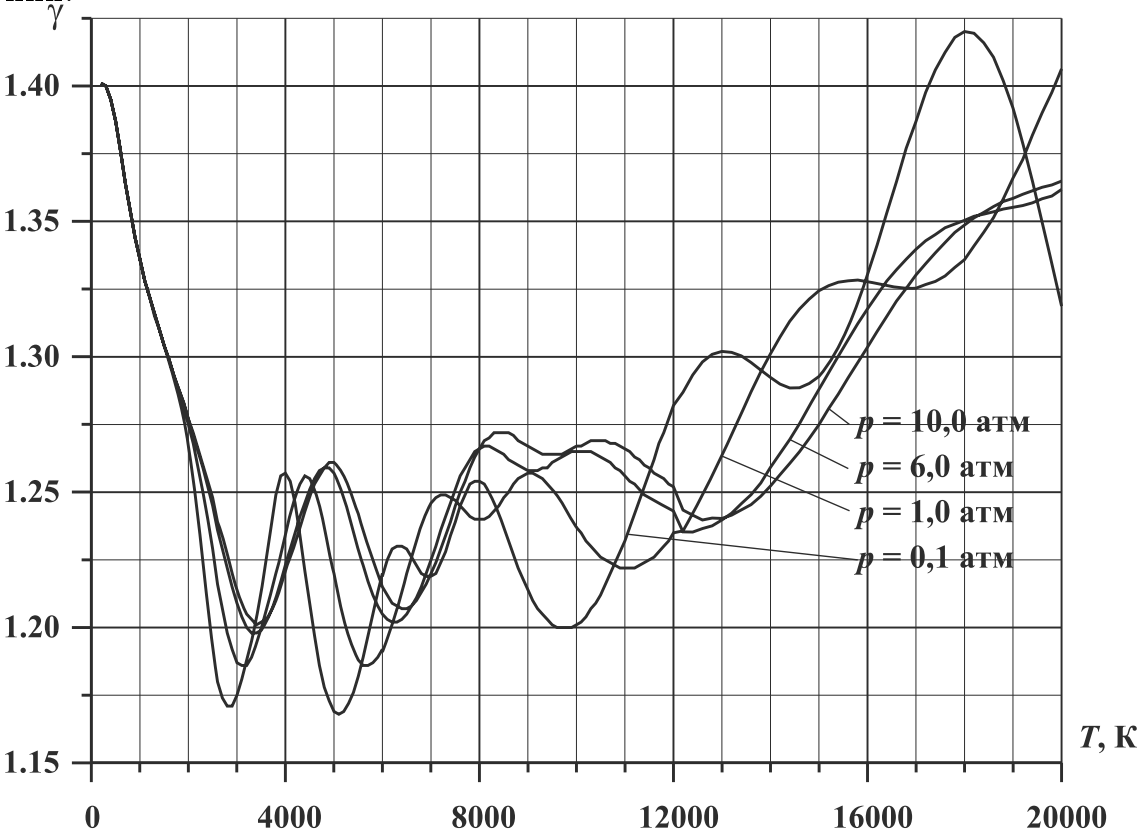


Рис. 1.15 [Л-1.4, 1.5]. Показатель адиабаты $\gamma = C_p / C_V$ для воздуха в зависимости от температуры при различных значениях давления.

1.7.2. Теплопроводность

Количество тепла, переданного через какое-либо тело, имеющее площадь сечения S, можно выразить следующим образом [Л-1.2, 1.19]:

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} = q_0 S,$$

где q_0 – поверхностная плотность теплового потока, определяемая законом Фурье, описывающим распространение тепла путём теплопроводности:

$$q_0 = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n},$$

λ – коэффициент теплопроводности тела, $\partial T/\partial n$ – модуль производной температуры по нормали к площади S.

Коэффициент теплопроводности для каждого вещества имеет своё значение и зависит от его структуры, плотности, пористости и температуры. Коэффициент теплопроводности в системе СИ измеряется в Вт/(м·К), в системе СГС – в эрг/(с·см·К). Соотношение между единицами теплопроводности:

$$1 \text{ Вт/(м·К)} = 10^5 \text{ эрг/(с·см·К)}.$$

Количество тепла, которое может быть подведено к объёму dV за время dt путём теплопроводности определяется в общем случае уравнением [Л-1.19]:

$$\Delta Q_\lambda = \lambda \nabla^2 T \; dV dt,$$

где $\nabla^2 T = \dfrac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа (лапласиан), представляющий собой сумму вторых частных производных температуры по пространственным переменным.

Количество тепла, которое проходит через единицу площади стенки за единицу времени в стационарном режиме, определяется формулой:

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(T_1 - T_2),$$

где δ – толщина стенки, T_1, T_2 – температуры внутренней и наружной поверхности стенки.

Температура наружной поверхности стенки T_2, следовательно, будет равна:

$$T_2 = T_1 - \frac{q\delta}{\lambda}.$$

В стационарном режиме температура внутри стенки изменяется по линейному закону (Рис. 1.16). Количество тепла ΔQ_C, которое тело способно поглотить за счёт теплоёмкости, равно количеству тепла ΔQ_λ, которое передаётся через тело путём теплопроводности, то есть:

$$\Delta Q_C = \Delta Q_\lambda.$$

В таблице 1.23 [Л-1.20] приведены значения коэффициентов теплопроводности λ воздуха и ряда контактных и конструкционных материалов, применяемых в выключателях, в зависимости от температуры.

В таблице 1.24 приведены значения коэффициентов теплопроводности λ плазмы воздуха при атмосферном давлении в зависимости от температуры [Л-1.20].

Таблица 1.23. Теплопроводность веществ в зависимости от температуры.

	λ, Вт/(м·К), при *T*, К									
	300	400	600	800	900	1000	1200	1400	1500	2000
Воздух	0,0262	0,0338	0,0469	0,0573		0,0667	0,0763			
Медь	401	393	379	366		352				
Серебро	429	425	412	396		379				
Никель	91	80	66	68		72				
Вольфрам	174	159	137	125		118				
Железо	80	70	55	43		32				
Ст. 0,8	88		58		33					
Ст. 10	83		57		44					
Ст. 20	86		54	38	31					
Ст. 45	79		43	30						
40Х13	47		35		34					
10Х18Н9ТЛ	14		18			25		28		
БрОФ	34				52					
ЛС59	110		140		180					
ПОС18	38									
ПСр25	105									
ПСр44	38									
ПСр70	170									
Al_2O_3 плотный		30		13		7			5	7
Плексиглас	0,200									
Стеклотекстолит	0,390									
Фибра	1,1-1,4									
Стеатит	1-3									
Фторопласт 4	0,23									
Текстолит	0,23-0,34									

Таблица 1.24. Теплопроводность воздуха в зависимости от температуры.

T, К	1200	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000	10000
λ, Вт/(м·К)	0,076	0,12	0,51	0,74	0,77	2,07	3,42	1,75	1,38	1,44
T, К	11000	12000	13000	14000	15000	16000	17000	18000	19000	
λ, Вт/(м·К)	2,0	2,57	3,35	3,94	4,0	3,46	2,95	2,44	2,21	

Из данных таблиц 1.23, 1.24 видно, что теплопроводность различных металлов превышает теплопроводность воздуха в 10^3-10^4, а изоляционных материалов в 10-10^2 раз.

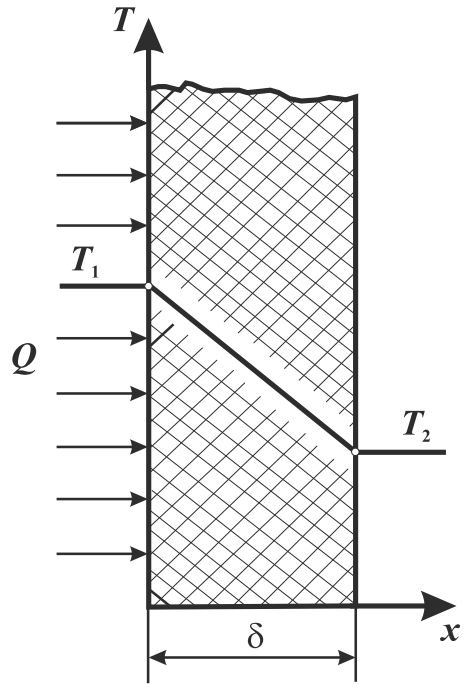


Рис. 1.16. Передача тепла через однородную плоскую стенку в стационарном режиме.

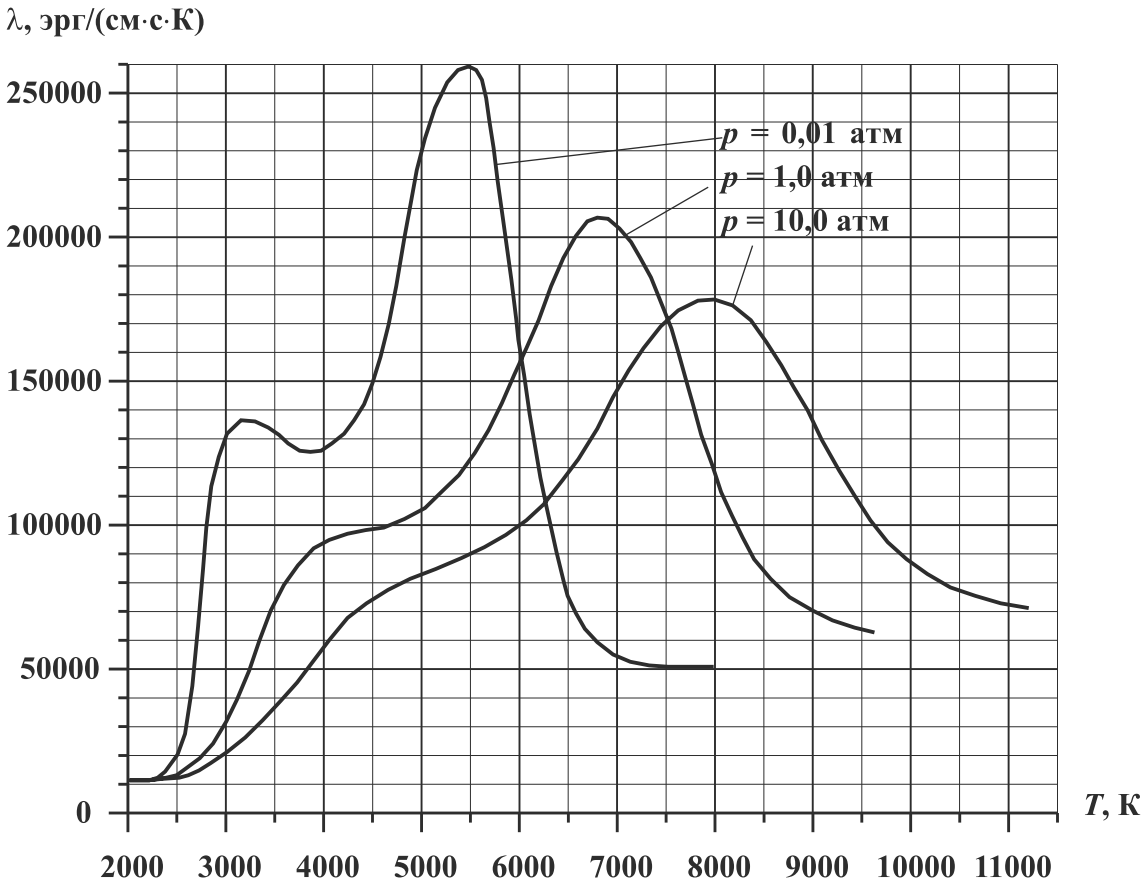


Рис. 1.17 [Л-1.3]. Теплопроводность воздуха в зависимости от температуры при различных значениях давления.

На Рис. 1.17 приведены кривые изменения коэффициента теплопроводности воздуха в равновесном состоянии в зависимости от температуры для различных давлений [Л-1.3].

В опорных пятнах дуги металл, например когда дуга стоит на контактах, находится в жидком состоянии при температуре кипения. Однако коэффициенты теплопроводности жидких металлов при температурах кипения в опубликованных материалах обнаружить не удалось. Р. Хольм [Л-1.21, с. 395] рекомендует для расплава пользоваться формулой:

$$\lambda/\sigma = LT_{кип},$$

где λ, σ – тепло- и электропроводность жидкого металла, $L{\approx}3{\cdot}10^{-8}$ (В/К)^2 – постоянная Лоренца, не зависящая от металла и температуры, $T_{кип}$ – температура кипения металла.

Например, если контакты содержат серебро с температурой кипения $T_{кип} = 2485$ К и электропроводностью при $T_{кип}$ $\sigma \sim 2,5 \cdot 10^6$ (Ом·м)$^{-1}$, то коэффициент теплопроводности будет приближённо равен:

$$\lambda = \sigma L T_{кип} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ (Ом·м)}^{-1} \cdot 3 \cdot 10^{-8} \text{ (В/К)}^2 \cdot 2485 \text{ К} = 186 \text{ Вт/(м·К)}.$$

Заметим, что коэффициент теплопроводности серебра при 300 К равен 429 Вт/(м·К).

1.7.3. Температуропроводность

Если процесс нестационарный, то в веществе возникают тепловые потоки, вдоль направлений которых температурные градиенты неравномерны и зависят от времени.

Скорость изменения температуры по направлению теплового потока в таком случае зависит от коэффициента температуропроводности a, который определяется по формуле [Л-1.2, с. 166]:

$$a = \frac{\lambda}{c_{уд}\rho},$$

где λ – теплопроводность, $c_{уд}$ – удельная теплоёмкость, ρ – плотность.

Единицы измерения температуропроводности в системах СИ и СГС и соотношения между ними:

$$1 \text{ м}^2/\text{с} = 10^4 \text{ см}^2/\text{с}.$$

Допустим, что выключатель включён. Если выключатель отключит ток, то в процессе гашения дуги воздух, заключённый в дугогасительной камере, нагреется до температуры $T_{возд}$ (Рис. 1.18). В результате кратковременного процесса гашения дуги температура внутренней поверхности стенки камеры $T_{внутр}$

не достигнет температуры воздуха $T_{возд}$, а температура наружной её поверхности останется прежней, равной T_0. Таким образом, будем иметь:

$$T_{возд} > T_{внутр} > T_0.$$

Такой процесс передачи тепла через стенку является нестационарным, и распределение температуры в стенке будет соответствовать Рис. 1.18. После отключения выключателем тока через относительно продолжительное время температуры внутренней и наружной поверхностей стенки выровняются.

Изменение температуры по толщине стенки в нестационарном режиме зависит от таких теплофизических параметров, как теплопроводность λ, температуропроводность a, теплоёмкость C и плотность ρ.

1.8. Внутренняя энергия

Любое вещество, в том числе и газ, обладает внутренней энергией. Под внутренней энергией газа понимается сумма кинетической и потенциальной энергий молекул и атомов газа. Внутренняя кинетическая энергия газа определяется скоростью поступательного и вращательного движения молекул и колебательного движения атомов. Внутренняя потенциальная энергия обуславливается силами взаимодействия между молекулами и их взаимным расположением. Внутренняя энергия газа зависит от двух термодинамических параметров, например от температуры и давления.

Если в плотно закрытом объёме нагревать газ (такой процесс нагрева называется изохорным), то в этих условиях никакой работы не совершается и всё тепло идёт на увеличение внутренней энергии газа.

В таком случае уравнение энергии газа будет иметь вид:

$$\Delta Q = \Delta U,$$

где ΔQ – количество энергии, подведённой к газу в закрытом объёме, $\Delta U = U_1 - U_0$ – изменение внутренней энергии газа, U_0 – внутренняя энергия газа при начальных условиях, U_1 – внутренняя энергия газа при конечных условиях.

Поскольку величина внутренней энергии идеального газа зависит только от его состояния, то её значение для единицы массы можно выразить следующим образом:

$$U = C_V T.$$

Для массы M идеального газа будем иметь:

$$\Delta Q = M C_V (T_1 - T_0).$$

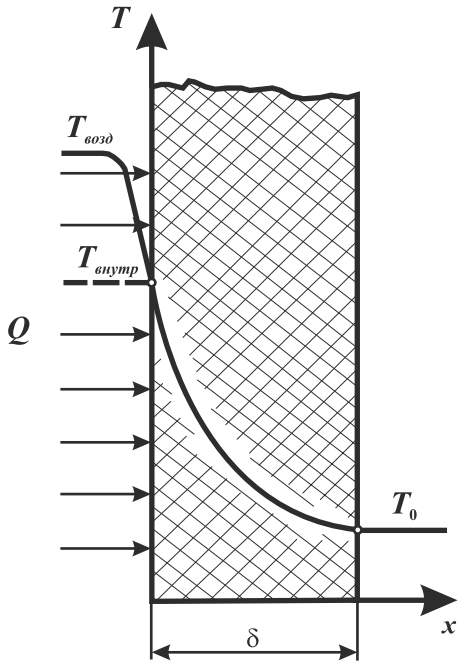


Рис. 1.18. Распределение температуры в стенке при нестационарном тепловом режиме.

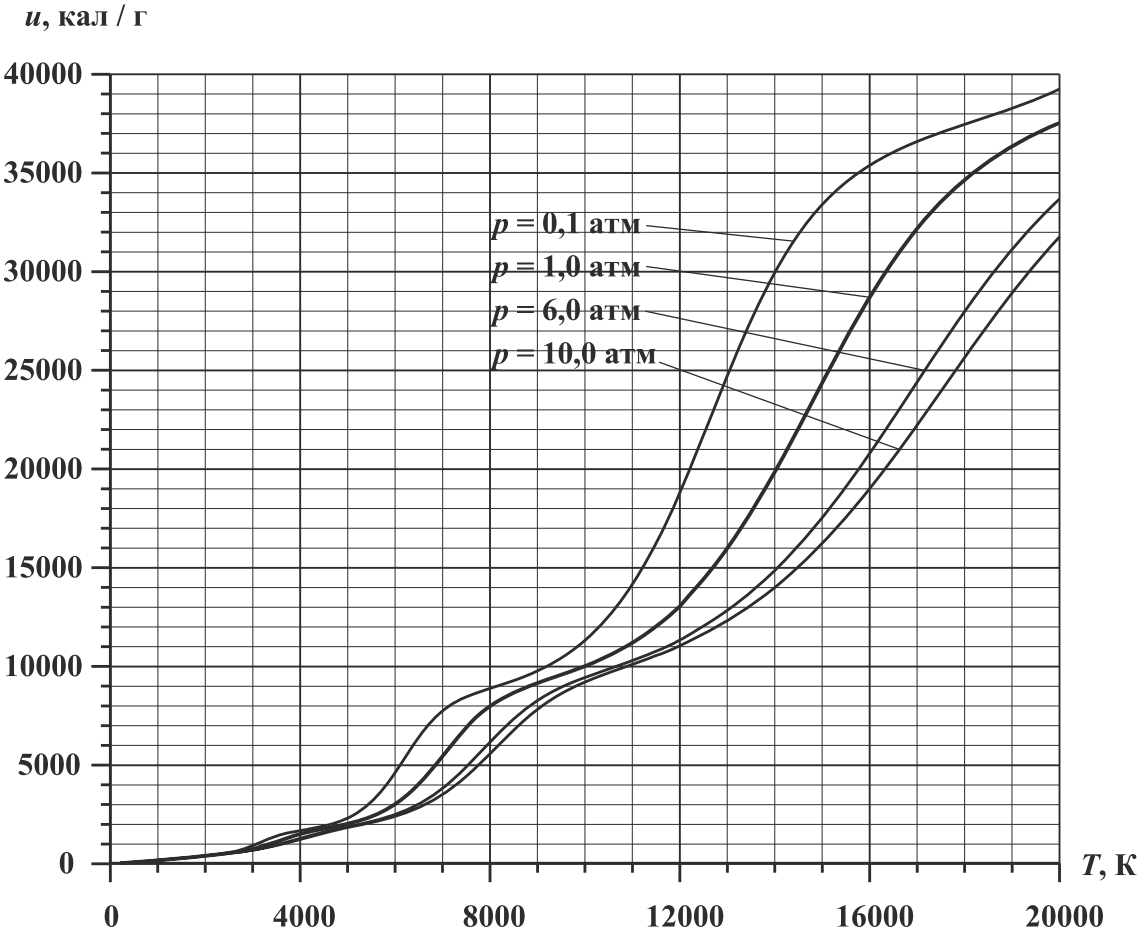


Рис. 1.19 [Л-1.4, 1.5]. Удельная внутренняя энергия воздуха в зависимости от температуры при различных значениях давления.

Отсюда конечная температура нагрева газа будет равна:

$$T_1 = \frac{\Delta Q}{MC_V} + T_0.$$

Поскольку при нагреве газ расширяется, то в замкнутом объёме его давление будет расти. Для определения давления газа в замкнутом объёме можно использовать уравнение состояния:

$$pV = MR_M T.$$

Отсюда будем иметь:

$$p = \frac{MR_M T}{V} = \rho R_M T.$$

Однако сложность расчёта температуры и давления газа заключается в том, что C_V, ρ и R_M зависят от его температуры и давления. Поскольку температура плазмы дуги может достигать и даже превышать 10000 К, а воздуха в дугогасительной камере – нескольких тысяч К, то, естественно, необходимы данные о термодинамических функциях воздуха и паров металлов в этом интервале температур и при давлениях как выше атмосферного, так и ниже его. В [Л-1.4, 1.5] приводятся термодинамические функции воздуха в широком интервале температур и давлений. На Рис. 1.19 приведены кривые изменения удельной внутренней энергии воздуха в зависимости от температуры при разных значениях давления.

1.9. Энтальпия

Представим себе цилиндр объёмом V с поршнем, чья площадь сечения S (Рис. 1.20). К цилиндру от внешнего источника энергии подводится тепло Q. В результате нагревания газ в цилиндре будет расширяться, и будет повышаться его давление p, под действием которого поршень начнёт перемещаться. Сила, воздействующая на поршень со стороны газа, равна:

$$F = pS.$$

Если принять, что поршень будет перемещаться очень медленно и будет отсутствовать теплообмен газа в цилиндре с внешней средой, то можно считать газ внутри цилиндра находящимся в равновесном состоянии, а термодинамический процесс его расширения обратимым. При перемещении поршня на расстояние dl газ внутри цилиндра, преодолевая воздействие внешней среды, совершит работу dA, равную:

$$dA = Fdl = pSdl = p\ dV.$$

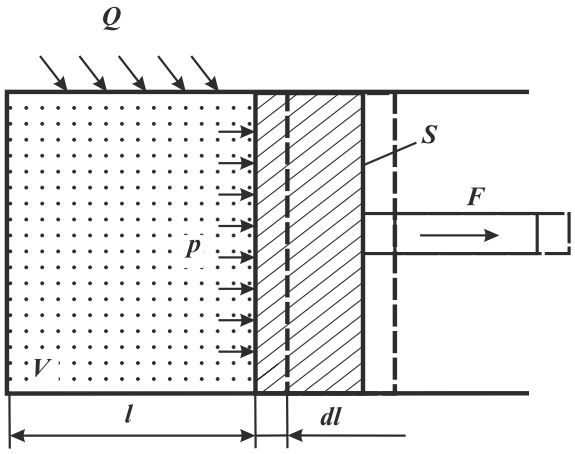


Рис. 1.20. Работа, совершаемая газом.

В процессе нагрева газ, заключённый в цилиндре, приобретёт дополнительную внутреннюю энергию dU. Этот физический процесс можно описать дифференциальным уравнением для удельных величин (отнесённых к единице массы газа):

$$dq_0 = dU + dA = dU + p\ dV,$$

где dq_0 – удельная энергия, подведённая извне в обратимом процессе.

При необратимом процессе, в котором при любой скорости расширения газа нарушается его равновесие с внешней средой, часть подведённой к газу в цилиндре энергии из-за внутреннего трения в газе превращается в тепло. Поэтому дифференциальное уравнение закона сохранения и превращения энергии можно выразить следующим образом [Л-1.22]:

$$dq_0 = dU + p\ dV - (p - F/S)dV.$$

Для обратимых и необратимых процессов дифференциальное уравнение можно записать в таком виде:

$$dq = dU + p\ dV.$$

Это уравнение, выражающее закон сохранения и превращения энергии, называется первым законом (началом) термодинамики. Этот закон в общем виде можно выразить следующим образом:

$$dq = dU + dA = dU + d\ (pV),$$

где $dA = d(pV)$ – работа, выполняемая системой при её нагревании. В термодинамике величину

$$h = U + pV$$

называют энтальпией или теплосодержанием, которая является функцией состояния газа [Л-1.11].

После дифференцирования выражения для работы первый закон термодинамики будет иметь вид:

$$dq = dU + pdV + Vdp.$$

В частности, при $V = const$ получим:

$$dq = dU + Vdp.$$

После интегрирования этого выражения для обратимых процессов будем иметь:

$$\Delta q = (U_2 - U_1) + V(p_2 - p_1).$$

В случае необратимых процессов:

$$\Delta q = (U_2 - U_1) + V(p_2' - p_1),$$

где $p_2' < p_2, p_2'$ – фактическое давление в системе, которое меньше p_2 за счёт потерь тепла.

При постоянном давлении $p = const$ первый закон термодинамики будет иметь вид:

$$dq = dU + p\ dV,$$

где $p\ dV$ – работа расширения системы. Таким образом, при $p = const$

$$dq = dh,$$

то есть всё тепло, полученное газом в цилиндре с перемещающимся поршнем от внешнего источника энергии, идёт на увеличение энтальпии. После интегрирования дифференциального уравнения первого закона для удельных величин будем иметь:

$$\Delta q = \Delta h = h_2 - h_1 = (U_2 - U_1) + V(p_2 - p_1).$$

Аналогично тому, как определяется удельное значение внутренней энергии $u = C_V T$, так и удельное значение энтальпии можно определить через теплоёмкость газа:

$$h = C_p T.$$

На Рис. 1.21 показаны графики изменения удельной энтальпии воздуха в зависимости от температуры при разных значениях давления [Л-1.4, 1.5].

Поскольку абсолютное значение внутренней энергии и энтальпии термодинамически неопределённо, то в расчётах принимают во внимание их изменения:

$$\Delta U = U_2 - U_1, \qquad \Delta H = H_2 - H_1,$$

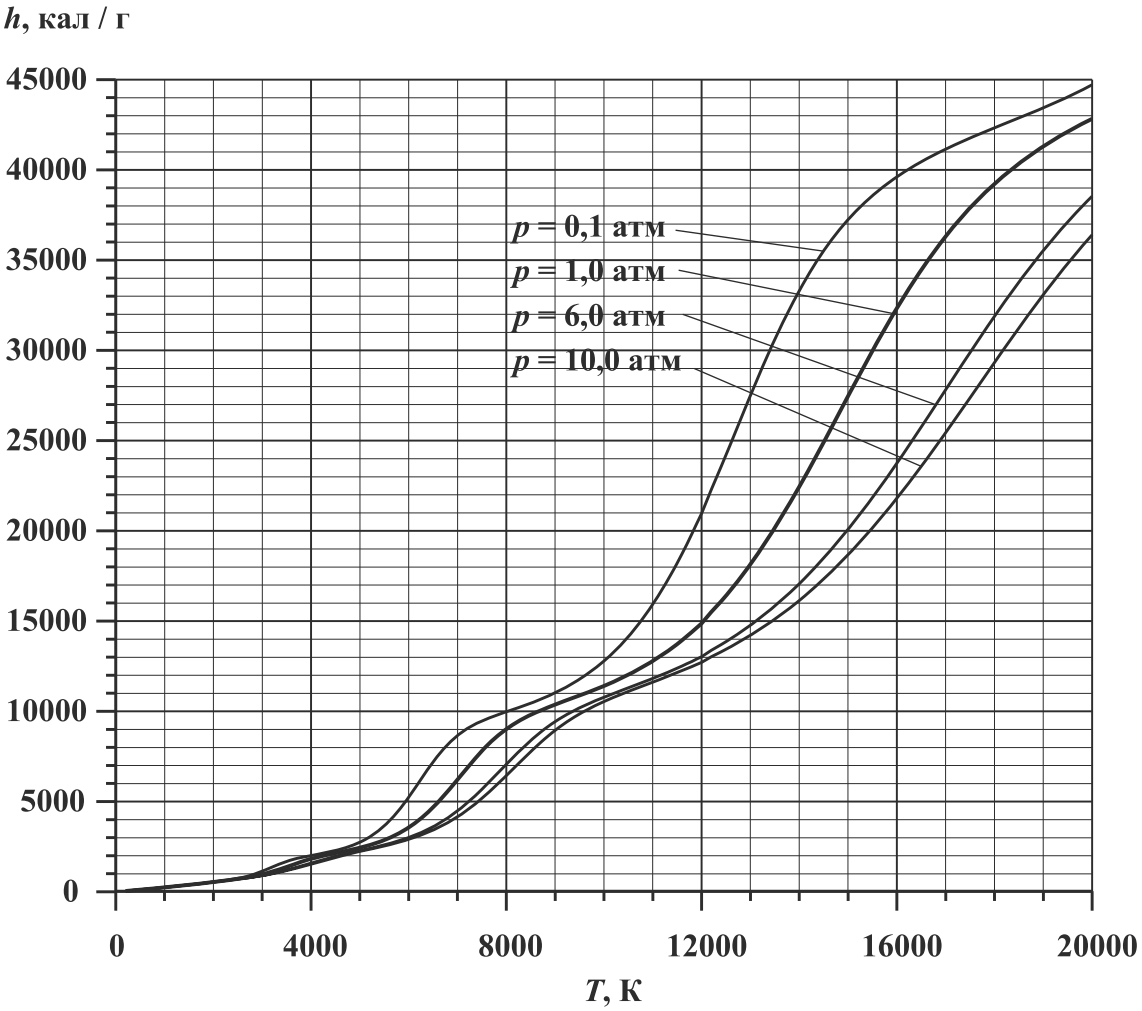


Рис. 1.21 [Л-1.4, 1.5]. Удельная энтальпия воздуха в зависимости от температуры при различных значениях давления.

где U_1 и H_1 – начальные значения, U_2 и H_2 – конечные значения. И внутренняя энергия газа, и его энтальпия являются функциями давления и температуры: $U = U(p,T),\ H = H(p,T)$. При высоких температурах газа, которые наблюдаются в дуговом разряде и в дугогасительной камере, изменения внутренней энергии и энтальпии определить аналитически невозможно. В таком случае дифференциальные уравнения интегрируются численными методами с помощью диаграмм или таблиц термодинамических функций воздуха.

1.10. Энтропия

В классической термодинамике энтропия определяется следующим соотношением [Л-1.2, с. 161]:

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

Энтропия является функцией состояния вещества:

$$S = f(p, V, T).$$

Энтропию s, отнесённую к единице массы вещества, называют удельной энтропией. В системе СИ она имеет единицу измерения Дж/(кг·К), в системе СГС – эрг/(г·К).

Равновесная система из нескольких веществ в целом имеет общее количество тепла, равное сумме количеств тепла каждого вещества. Например:

$$dQ = dQ_1 + dQ_2.$$

Если разделить это выражение на температуру T, то будем иметь:

$$\frac{dQ}{T} = \frac{dQ_1}{T} + \frac{dQ_2}{T},$$

то есть:

$$dS = dS_1 + dS_2.$$

Таким образом, энтропия является аддитивной функцией, то есть энтропии разных веществ, находящихся в равновесной системе, можно суммировать.

Абсолютное значение энтропии, являющейся функцией состояния вещества, как и значения внутренней энергии и энтальпии, определить невозможно. Поэтому в термодинамике рассматривается изменение энтропии:

$$\Delta S = S_2 - S_1.$$

Изменение энтропии даёт возможность определить подведённое количество тепла:

$$\Delta Q = T\Delta S.$$

Увеличение или уменьшение энтропии определяет подвод или отвод тепла. Зная подводимое к веществу количество тепла и его энтропию, можно определить температуру вещества:

$$T = \frac{dQ}{dS}.$$

Однако здесь возникают сложности. Во-первых, строго говоря, выражение $dS = dQ/T$ является полным дифференциалом и его необходимо интегрировать по замкнутому контуру состояния вещества в обратимом процессе. Здесь следует учитывать, являются ли процессы обратимыми или необратимыми. Изотермические, то есть при постоянной температуре, или адиабатические, то есть без передачи тепла, изменения состояния идеального газа относятся к обратимым процессам. Однако на практике такие процессы неосуществимы. Так или иначе, они сопровождаются теплообменом, диффузией, трением, излучением.

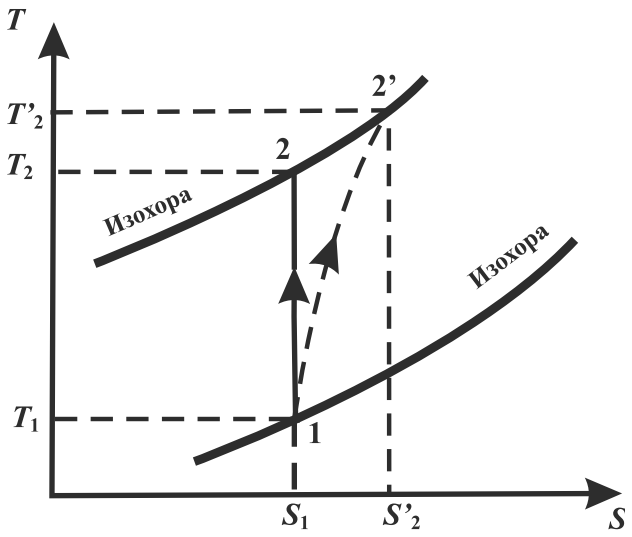


Рис. 1.22. Адиабаты сжатия идеального газа: 1-2 – обратимый, 1-2′ – необратимый процессы.

Например, смешивание двух газов с различными температурами является необратимым процессом.

Процессы горения дуги на контактах и её гашения в дугогасительной камере также являются необратимыми. Таким образом, изменение энтропии является количественной мерой степени обратимости процессов.

При идеальных процессах имеется в виду бесконечно малое отклонение от термодинамического равновесия и их бесконечно малое течение. Для примера рассмотрим изменение энтропии при неограниченном адиабатическом сжатии идеального газа, в котором скорость процесса имеет конечное значение (Рис. 1.22). В этом случае процесс будет протекать по кривой 1-2′, а не по 1-2. Если для обратимой адиабаты $S_1 - S_2 = 0$, то в необратимом процессе $S_1 - S_2' > 0$. Изменение энтропии в таком случае будет равно:

$$S_1 - S_2' = C_V \ \ln \frac{T_2'}{T_1}.$$

Для практических расчётов с газами в теплотехнике применяются графические методы. Для этого существуют специальные TS-диаграммы, на которых нанесены изохоры ($V = const$) и изобары ($p = const$). Такая диаграмма существует и для воздуха [Л-1.11, 1.12]. С помощью такой диаграммы можно определить параметры воздуха и затраченную работу при адиабатическом сжатии или расширении идеального газа в обратимом процессе.

В случае необратимых процессов для решения термодинамических задач необходимо применять численное интегрирование с использованием уравнения состояния реальных газов.

Список литературы к главе 1

1.1. Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1960. Т. 1. Атмосфера.

1.2. *Сена Л. А.* Единицы физических величин и их размерности. – М.: Наука, 1977.

1.3. Физическая газодинамика. – М.: Изд-во АН СССР, 1959.

1.4. *Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В., Стаханов И. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б.* Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 6000 до 12000 К и давлений от 0,001 до 1000 атмосфер). – М.: Изд-во АН СССР, 1957.

1.5. *Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б.* Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 12000 до 20000 К и давлений от 0,001 до 1000 атмосфер). – М.: Изд-во АН СССР, 1959.

1.6. *Арцимович Л. А.* Элементарная физика плазмы. – М.: Атомиздат, 1966.

1.7. *Герасимов Я. И., Крестовников А. Н., Шахов А. С.* Химическая термодинамика в цветной металлургии. Справочное руководство в 8 т. Т. 2. Термодинамика меди, свинца, олова, серебра и их важнейших соединений. – М.: Металлургиздат, 1961. Т. 4. Термодинамика алюминия, сурьмы, магния, никеля, висмута, кадмия и их важнейших соединений. – М.: Металлургиздат, 1965.

1.8. *Колгатин С. Н., Хачатуръянц А. В.* Интерполяционные уравнения состояния металлов // Теплофизика высоких температур. 1982. Т. 20. №3. С. 447-451.

1.9. *Hess H.* The vacuum arc spot – a high pressure phenomenon // J. Phys. D: Appl. Phys. **24** (1991) P. 36-40.

1.10. *Новиков И. И., Воскресенский К. Д.* Прикладная термодинамика и теплопередача. – М.: Атомиздат, 1977.

1.11. *Арнольд Л. В.* Термодинамика и теплопередача. Часть I. Термодинамика. – Л.: Речной транспорт, 1958.

1.12. *Кибардин Ю. А., Кузнецов С. И., Любимов А. Н., Шумяцкий Б. Я.* Атлас газодинамических функций при больших скоростях и высоких температурах воздушного потока. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961.

1.13. *Вукалович М. П., Новиков И. И.* Техническая термодинамика. – М.: Энергия, 1968.

1.14. *Месяц Г. А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.

1.15. *Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Ионов В. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б., Самуйлов Е. В.* Термодинамические функ-

ции воздуха для температур от 1000 до 12000 K и давлений от 0,001 до 1000 атм (графики функций). – М.: Изд-во АН СССР, 1960.

1.16. *Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.* Тепловая защита. – М.: Энергия, 1976.

1.17. *Залесский А. М.* Электрическая дуга отключения. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963.

1.18. *Лесков Г. И.* Электрическая сварочная дуга. – М.: Машиностроение, 1970.

1.19. *Михеев М. А., Михеева И. М.* Краткий курс теплопередачи. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961.

1.20. Физические величины. Справочник / Под ред. *И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова.* – М.: Энергоатомиздат, 1991.

1.21. *Хольм Р.* Электрические контакты. – М.: Иностранная литература, 1961.

1.22. *Липман Г. В., Пакет А. Е.* Введение в аэродинамику сжимаемой жидкости. – М.: Иностранная литература, 1949.

Глава 2.
Электрофизические свойства газов и паров металлов

В этой главе будут рассмотрены электрофизические свойства газов и паров металлов, которые проявляются при их нахождении в электрическом поле от внешнего источника энергии. Если газы и пары металлов неионизированы, то они обладают электроизоляционными свойствами и имеют вполне определённую электрическую прочность. Свободные электроны и ионы в газе или парах металлов, даже в незначительных количествах, способны, находясь в электрическом поле, проводить электрический ток. Протекание тока в плазме сопровождается сложным взаимодействием заряженных и нейтральных частиц.

Как отмечалось выше, в природе существует большое многообразие электрических разрядов. Поэтому при изучении физических процессов протекания тока в ионизированном газе под воздействием электрического поля следует принимать во внимание условия, в которых это происходит. Наиболее существенные различия в физических явлениях при протекании тока наблюдаются в вакууме и дугах высокого давления, к которым относится дуга отключения. В вакууме, давление в котором составляет порядка 10^{-6} мм рт. ст., длина свободного пробега электрона превышает расстояние между электродами. Поэтому в разрядном промежутке столкновения электронов с другими частицами не происходят и, следовательно, процессы их ионизации отсутствуют. В таком случае электроны в канал дугового разряда поступают с катода в результате термо- и автоэлектронной эмиссии.

В плазме высокого давления концентрация различных частиц настолько велика, что длина свободного пробега их намного короче расстояния между электродами. Поэтому между частицами происходят взаимные столкновения, которые приводят как к ионизации газа, так и к его деионизации за счёт рекомбинации и диффузии.

При отключении тока на контактах выключателя возникает дуговой разряд. Очевидно, физические процессы, протекающие в канале дуги, возникшей на контактах при их размыкании, в вакуумных и воздушных выключателях аналогичны, пока газ окружающей среды не может проникнуть в канал дуги

(см. главу 3). В таких случаях дуга горит в парах металлов контактов.

Необходимость изучения электрофизических свойств газов и паров металлов объясняется тем, что при расчёте термодинамических процессов, сопровождающих гашение дуги, знание физики поведения элементарных частиц в плазме под влиянием электрического поля даёт возможность определять температуру и давление в дуговом разряде и газе, находящемся в дугогасительной камере, электропроводность и другие параметры плазмы. Процесс гашения дуги завершается тем, что ток в электрической цепи прерывается в результате снижения электропроводности плазмы дуги до нуля. Это возможно только в том случае, если число актов деионизации заряженных частиц будет превосходить число актов ионизации нейтральных. Задача конструктора при разработке дугогасительных устройств выключателей заключается в создании этих условий.

Электроны под воздействием электрического поля приобретают кинетическую энергию направленного поступательного движения. Скорость движения электронов зависит от его кинетической энергии, то есть от температуры, и разности потенциалов, которую он проходит от столкновения до столкновения с частицами. В физике плазмы рассматривают медленные и быстрые электроны. К медленным электронам относят те, которые обладают кинетической энергией в несколько электрон-вольт. В низкотемпературном слабоионизированном газе, составляющем канал проводимости дуги отключения, наблюдаются медленные электроны.

Важным параметром, характеризующим плазму, является отношение E/p напряжённости электрического поля E (В/см) к давлению p (мм рт. ст.), которое может меняться от тысячных долей до сотен единиц в электрических разрядах разного вида. Напряжённость поля в дуге отключения в низковольтных выключателях может меняться от нескольких единиц до нескольких сот В/см. Давление в дуге отключения в низковольтных выключателях может быть как равным атмосферному, так и выше его. Поэтому в дуге отключения низкого напряжения отношение $E/p < 1$ В/(см $\cdot$ мм рт. ст.). При таком соотношении E/p наблюдаются относительно медленные электроны и распределение их скоростей можно принимать максвелловским.

В этой главе основное внимание будет уделено взаимодействию электронов с нейтральными частицами (атомами) и ионами под воздействием электрического поля в низкотемпературной плазме, отношение E/p в которой меньше единицы и наблюдаются медленные электроны. Как будет видно далее, именно такими особенностями обладает плазма дуги отключения и ионизированный газ в дугогасительных камерах низковольтных выключателей. Тем не менее, для лучшего понимания физических процессов, протекающих в дуге отключения, в некоторых случаях будет рассматриваться поведение элементарных

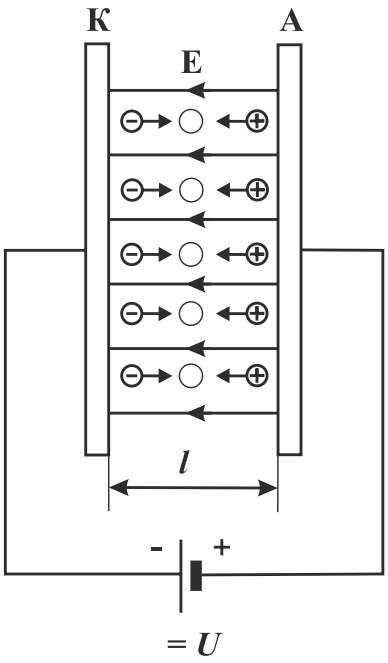


Рис. 2.1. Движение заряженных частиц в плазме, расположенной между плоскими электродами.

частиц в высокотемпературной полностью ионизированной плазме с отношением $E/p > 1$ В/(см $\cdot$ мм рт. ст.) и взаимодействие быстрых электронов с ионами.

2.1. Поведение плазмы в электрическом поле

В плазме, находящейся в электрическом поле от внешнего источника энергии, имеет место направленное движение заряженных частиц, то есть электрический ток. На Рис. 2.1 схематично показано протекание тока в плазме между плоскими электродами, к которым подведено напряжение U от источника постоянного тока. Поле между электродами однородно и его напряжённость равна:

$$E = \frac{U}{l}.$$

Заметим, что модель, изображённая на Рис. 2.1, соответствует модели одного промежутка между деионными пластинами в дугогасительной решётке.

В любом газе или парах металлов все частицы имеют беспорядочное тепловое движение. Под действием электрического поля заряженные частицы будут двигаться направленно параллельно силовым линиям поля. При этом частицы, имеющие заряды разных знаков, будут двигаться в противоположных направлениях: электроны от катода к аноду, а ионы, наоборот, от анода к катоду.

На заряженную частицу в электрическом поле действует сила F, которая

определяется произведением заряда частицы q и напряжённости поля E:

$$F = qE.$$

Кратность заряда иона z равна:

$$z = \frac{q}{e},$$

где e – заряд электрона.

Электрическое поле, в котором движется заряженная частица, совершает работу A, равную [Л-2.1, с. 20]:

$$A = Fl = qEl = qU,$$

где $l = \lambda$ – путь, пройденный частицей, λ – длина свободного пробега частицы от одного столкновения до другого, $U = E\lambda = \varphi_2 - \varphi_1$ – разность потенциалов, пройденная частицей в поле на пути λ.

Заряженная частица в электрическом поле получает от него кинетическую энергию W направленного движения, которая определяется формулой [Л-2.1, с. 20]:

$$W = \frac{m\bar{v}_\partial^2}{2}, \tag{2.1.1}$$

где m – масса заряженной частицы, $\bar{v}_\partial$ – средняя скорость направленного поступательного движения заряженной частицы, которую принято называть дрейфовой.

Взаимную связь кинетической энергии частицы и работы, совершаемой полем, можно выразить следующим образом:

$$\frac{m\bar{v}_2^2}{2} - \frac{m\bar{v}_1^2}{2} = qU,$$

где $\bar{v}_1$ и $\bar{v}_2$ – средние начальная и конечная скорости направленного движения частицы между двумя последовательными столкновениями.

Кинетическая энергия электрона при прохождении им разности потенциалов $U = 1$ В равна (в системе СГС):

$$eU[\text{эВ}] = 4,8 \cdot 10^{-10}[\text{СГС}] \cdot \frac{U[\text{СГС}]}{300\text{В}} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг},$$

где $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ – заряд электрона в электростатических единицах (в системе СИ $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), 1 ед. разности потенциалов в системе СГС=300 В [Л-2.2, с. 306].

Следовательно, электрон при прохождении разности потенциалов в 1 В запасает энергию $1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг, то есть 1 эВ $= 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг. Такую же энергию приобретает и ион, имеющий кратность заряда $z = 1$. В случае кратности заряда иона бóльшей единицы его энергия будет равна zU.

В термически ионизированной плазме все частицы движутся хаотично. При приложении внешнего электрического поля к низкотемпературной слабоионизированной плазме, в которой относительно мало электронов и много нейтральных частиц, общий характер движения частиц меняется незначительно. В таком случае наблюдается сравнительно медленный снос заряженных частиц параллельно полю, который не создаёт общего потока всех частиц в одном направлении.

Основными носителями тока являются электроны, так как их подвижность намного превышает подвижность ионов из-за различия их масс. Плотность тока j в плазме можно определить по формуле [Л-2.1, с. 100]:

$$j = en_e v_\partial^e, \tag{2.1.2}$$

где e – заряд электрона, n_e – концентрация электронов, v_∂^e – дрейфовая скорость электронов.

Под воздействием электрического поля в плазме может происходить ударная ионизация. Но для этого требуется достаточно высокая его напряжённость. Ударная ионизация имеет место, например, в тлеющем разряде. В плазме дугового разряда напряжённость поля невелика и поэтому значительной роли в таком разряде не играет.

Здесь следует иметь в виду, что электроны в плазму электрического разряда могут поступать с поверхности электродов в результате их нагрева или под действием сил электрического поля. В первом случае рассматривают термоэлектронную эмиссию, во втором – автоэлектронную эмиссию. Эти физические явления будут рассмотрены в главе 3.

2.2. Кинетическая энергия, температура и скорость движения частиц

При нормальных условиях атмосферы все частицы воздуха обладают одинаковой температурой T и средней тепловой кинетической энергией W_T, которую можно определить по формуле [Л-2.1, с. 10]:

$$W_T = \frac{3}{2}kT,$$

где $k = R/N_A = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана в системе СГС, R – универсальная газовая постоянная, N_A – число Авогадро.

Частицы воздуха при $T = 300$ К имеют следующую среднюю тепловую кинетическую энергию в системе СГС:

$$W_T = \frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К} \cdot 300 \text{ К} = 6,21 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}.$$

Если принять температуру газа в дугогасительной камере выключателя в процессе гашения дуги равной 3000 К, при которой ещё не происходят реакции диссоциации и ионизации как частиц воздуха, так и паров металлов, то средняя тепловая кинетическая энергия частиц газа будет равна:

$$W_T = \frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К} \cdot 3000 \text{ К} = 6,21 \cdot 10^{-13} \text{ эрг}.$$

В плазме низкого давления электроны, ионы и нейтральные частицы имеют разную температуру из-за различия их масс. В таких условиях температура электронов T_e существенно превышает температуру ионов T_u и нейтральных атомов T_0, то есть принимается, что $T_e \gg T_u > T_0$. Частицы в плазме низкого давления обладают различной средней кинетической энергией теплового движения.

В термически ионизированной плазме высокого давления из-за большой частоты взаимных столкновений её частиц принято считать, что $T_e = T_u = T_0$. Следовательно, в такой плазме все частицы будут иметь также и одинаковую среднюю тепловую кинетическую энергию. Если принять температуру частиц равной 6000, 8000 или 10000 К, то их энергия будет равна $1,24 \cdot 10^{-12}$, $1,66 \cdot 10^{-12}$ и $2,0 \cdot 10^{-12}$ эрг соответственно. Этой энергии при однократном взаимном соударении частиц оказывается достаточно только для возбуждения молекул и атомов. Для возбуждения их вращательных и колебательных движений требуется менее $1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг, а для возбуждения электронной оболочки атомов – не менее $3,2 \cdot 10^{-12}$ эрг. Для ионизации атомов, например, кислорода необходима энергия $21,3 \cdot 10^{-12}$ эрг, паров меди – $12,4 \cdot 10^{-12}$ эрг.

Как было показано ранее (см. таблицу 1.17), атомы газов при 6000 К только начинают ионизироваться, а пары металлов имеют уже значительную степень ионизации. Рассмотрим эти обстоятельства более подробно. Здесь следует обратить внимание на то, что скорости движения частиц являются одним из важнейших факторов, влияющих на процесс ионизации газа и его электропроводность.

Заряженные частицы, двигаясь в электрическом поле, при столкновении с нейтральными частицами передают им часть своей кинетической энергии. В результате газ нагревается до более высокой температуры. Таким образом, кинетическая энергия направленного движения заряженных частиц преобразуется в электрическом поле в кинетическую энергию теплового хаотического движения нейтральных частиц. В равновесной плазме кинетическая энергия направленного движения равна кинетической энергии теплового беспорядочного движения, то есть [Л-2.2, с. 260]:

$$\frac{m\bar{v}_\partial^2}{2} = \frac{3}{2}kT. \qquad (2.2.1)$$

Отсюда можно определить среднюю скорость теплового движения любой элементарной частицы при заданной температуре газа или паров металлов:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Средняя скорость электрона, например, при 6000 K равна:

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/K} \cdot 6000 \text{ K}}{9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г}}} = 52,2 \cdot 10^6 \text{ см/с}.$$

В таблице 2.1 приведены значения средней тепловой скорости движения электрона $\bar{v}_e$ и атомов кислорода $\bar{v}_{\text{O}}$ и меди $\bar{v}_{\text{Cu}}$ при 6000, 8000 и 10000 K.

Таблица 2.1. Средняя тепловая скорость движения электронов $\bar{v}_e$ и атомов $\bar{v}_{\text{O}}$ и $\bar{v}_{\text{Cu}}$.

Температура T, K	6000	8000	10000
$\bar{v}_e$, 10^6 см/с	52,2	60,3	67,4
$\bar{v}_{\text{O}}$, 10^4 см/с	30,6	35,3	39,5
$\bar{v}_{\text{Cu}}$, 10^4 см/с	16,6	19,2	21,5

Сравнение данных таблицы 2.1 показывает, что средние скорости теплового движения электронов и атомов газов и паров металлов при равенстве их температур отличаются друг от друга более чем на два порядка.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что в равновесной плазме элементарные частицы имеют широкий спектр кинетических энергий и скоростей движений. Максвеллом был установлен закон распределения скоростей частиц, в соответствии с которым их скорости могут изменяться от нуля до очень высоких значений [Л-2.1, с. 60; 2.3, с. 44].

На Рис. 2.2 приведено изображение графика распределения скоростей частиц в газе, находящемся в термодинамическом равновесии, по Максвеллу.

Наиболее вероятная скорость частиц равна:

$$v_m = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \text{ –}$$

и оказывается меньше средней тепловой в 1,22 раза. Вместе с этим присутствуют частицы со скоростями, значительно превышающими наиболее вероятную. Так, например, 12,55% частиц имеют скорости, превышающие $1,5v_m$, 1,7% частиц – превышающие $2v_m$, 0,01% – превышающие $3v_m$ и, наконец, $3,1 \cdot 10^{-11}$% частиц имеют скорость, превышающие $5v_m$.

Процесс ионизации имеет пороговый характер. Для того, чтобы акт ионизации произошёл при неупругом соударении электрона с нейтральным атомом,

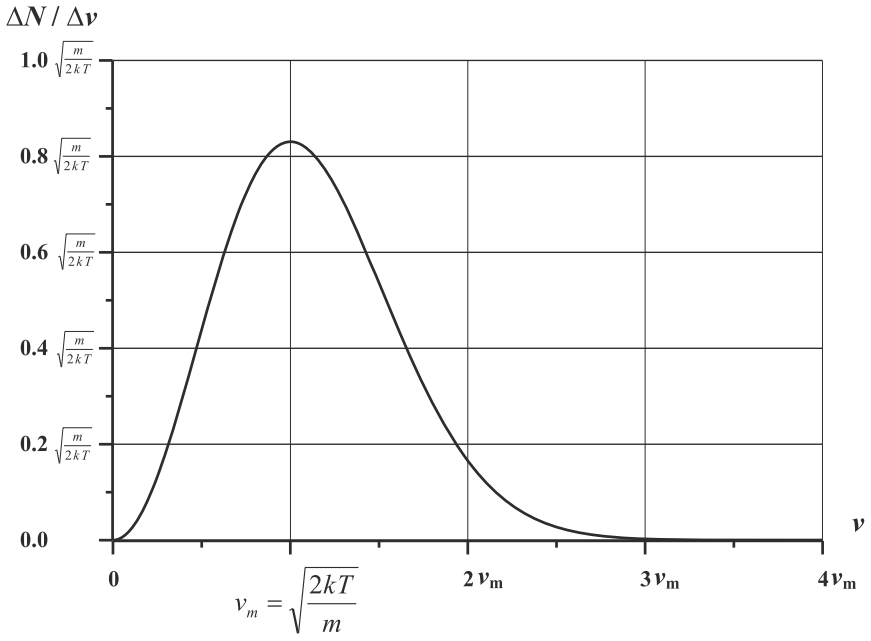


Рис. 2.2. Максвелловское распределение скоростей частиц в газе, находящемся в термодинамическом равновесии.

например кислорода или меди, необходимо, чтобы электрон обладал энергией, равной энергии ионизации атома. Для атомов кислорода и меди энергии ионизации равны $W_u^{\mathrm{O}} = 21,3 \cdot 10^{-12}$ эрг и $W_u^{\mathrm{Cu}} = 12,4 \cdot 10^{-12}$ эрг. Среднюю скорость электрона, необходимую для ионизации атомов кислорода и меди, оценим с помощью отношений

$$W_u^{\mathrm{O}} = \frac{m_e \bar{v}_e^2}{2} = 21,3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}, \qquad W_u^{\mathrm{Cu}} = \frac{m_e \bar{v}_e^2}{2} = 12,4 \cdot 10^{-12} \text{ эрг},$$

откуда для среды:

- кислорода $\bar{v}_e^{\mathrm{O}} = \sqrt{\dfrac{2W_u^{\mathrm{O}}}{m_e}} = \sqrt{\dfrac{2 \cdot 21,3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}}{9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г}}} = 2,16 \cdot 10^8 \text{ см/с},$
- паров меди $\bar{v}_e^{\mathrm{Cu}} = \sqrt{\dfrac{2W_u^{\mathrm{Cu}}}{m_e}} = \sqrt{\dfrac{2 \cdot 12,4 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}}{9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г}}} = 1,65 \cdot 10^8 \text{ см/с}.$

Из данных таблицы 2.1 видно, что при температуре плазмы в диапазоне от 6000 до 10000 K электроны имеют скорость, почти на порядок меньшую, чем необходимая для ионизации атомов как кислорода, так и меди. Тем не менее, при температуре, например, 8000 K и давлении 1 атм степень ионизации кислорода составляет $x_e = 4,61 \cdot 10^{-3}$, а меди – $x_e = 2,72 \cdot 10^{-1}$ (таблица 1.17).

В низкотемпературном слабоионизированном газе или парах металлов в соответствии с законом распределения скоростей Максвелла имеется незначительное количество быстрых электронов, скорости которых в несколько раз

превосходят наиболее вероятную. Например, при $T_e = 8000$ К наиболее вероятная скорость электронов равна:

$$v_m = \sqrt{\frac{2kT}{m_e}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К} \cdot 8000 \text{ К}}{9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г}}} = 49,2 \cdot 10^6 \text{ см/с}.$$

Как уже упоминалось, $3,1 \cdot 10^{-11}\%$ частиц имеют скорости бóльшие, чем $5v_m$:

$$v_e > 5v_m = 5 \cdot 49,2 \cdot 10^6 \text{ см/с} = 2,46 \cdot 10^8 \text{ см/с}.$$

Эти скорости электронов превышают скорость, необходимую для ионизации атомов как кислорода, так и меди, при их однократном неупругом соударении:

$$v_e^{\text{Cu}} = 1,68 \cdot 10^8 \text{ см/с} < v_e^{\text{O}} = 2,16 \cdot 10^8 \text{ см/с} < 2,46 \cdot 10^8 \text{ см/с} < v_e.$$

При вышепринятых условиях число электронов в 1 см^3 воздуха, способных при однократном неупругом соударении ионизировать атомы, равно:

$$n_e = 3,11 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{n_0}{100} = 3,11 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{0,918 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}}{100} = 2,85 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3},$$

где $n_0 = 0,918 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ – концентрация частиц в воздухе при $T = 8000$ К и $p = 1$ атм.

Эти электроны совершают акты ионизации по схеме, приведённой на Рис. 2.3. В результате каждого элементарного акта ионизации образуется по два электрона, каждый из которых, в свою очередь, ионизирует следующий атом. Таким образом происходят лавинообразные процессы ионизации газов и паров металлов в электрических разрядах.

В процессе ионизации газа принимают участие все электроны, находящиеся в его объёме. Их энергии и скорости распределены в соответствии с максвелловским законом. Относительно медленные электроны интенсивно бомбардируют и возбуждают атомы, передавая им часть своей энергии. Более быстрые же электроны способны на ионизацию атомов.

Одиночный электрон на пути l своего движения, обладая необходимой скоростью и энергией, совершает $z_u = n_0 S_u l$ актов ионизации. Здесь S_u – сечение ионизации [Л-2.1, с. 83]. Если принять скорость электрона равной $v_e = 5v_m = 2,48 \cdot 10^8$ см/с, то расстояние $l = 1$ см электрон пролетит за время:

$$t = \frac{l}{v_e} = \frac{1 \text{ см}}{2,48 \cdot 10^8 \text{ см/с}} = 0,4 \cdot 10^{-8} \text{ с}.$$

За это время одиночный электрон в среде воздуха совершит следующее число актов ионизации:

$$z_u = n_0 S_{e0} v_e t = 0,918{\cdot}10^{18} \text{ см}^{-3}{\cdot}20{\cdot}10^{-16} \text{ см}^2{\cdot}2,48{\cdot}10^8 \text{ см/с}{\cdot}0,4{\cdot}10^{-8} \text{ с} = 1,82{\cdot}10^3,$$

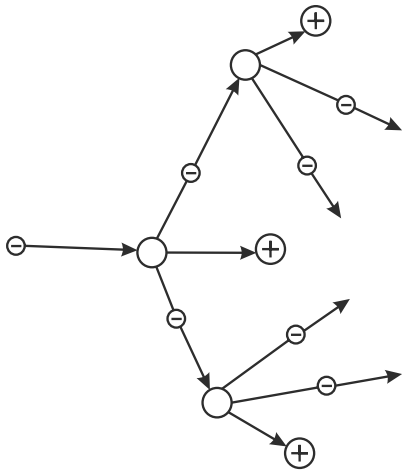


Рис. 2.3. Схема лавинообразного процесса ионизации газа.

где $n_0 = 0,918 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ – концентрация частиц в воздухе при $T = 8000$ К и $p = 1$ атм, $S_{e0} = 20 \cdot 10^{-16}$ см^2 – усреднённое эффективное сечение столкновений электрона с атомами кислорода и азота (в воздухе).

В канале дуги, состоящем из частиц воздуха, температура которого $T = 8000$ К, $p = 1$ атм и объём составляет 1 см^3, находится $N_e = 2,85 \cdot 10^5$ электронов со скоростями, превышающими $v_e = 5v_m$. В таком случае общее число актов ионизации за время $t = 0,4 \cdot 10^{-8}$ с составит:

$$Z_u = N_e z_u = 2,85 \cdot 10^5 \cdot 1,82 \cdot 10^3 = 5,19 \cdot 10^8.$$

Для определения полного числа актов ионизации $\sum Z_u$ в канале дуги необходимо выполнить подобные расчёты для всех электронов, находящихся на соответствующих уровнях во всём спектре их энергетического распределения. Полное число актов ионизации находится в сложной зависимости от температуры электронов T_e, их энергии W_e и концентрации электронов n_e и нейтральных частиц n_0.

Простые теоретические методы расчётов числа актов ионизации, суммирующие все ионизационные эффекты, для дуговых разрядов до сих пор отсутствуют. Поэтому для оценки изменения интенсивности актов ионизации в канале дуги отключения в процессе её гашения следует применять численное интегрирование с использованием итерационных методов. Для этого необходимо всё время процесса гашения дуги, зарегистрированного с помощью скоростной киносъёмки и осциллографирования тока и напряжения дуги, разделить на отрезки времени Δt и определить численным интегрированием выделяемую дугой энергию. Затем определить долю энергии дуги, затрачиваемую на диссоциацию и ионизацию газа в канале дуги за каждый интервал времени Δt, рассчитать

температуру и давлении в канале дуги. Эти расчёты, в свою очередь, дадут возможность численным методом за каждый интервал Δt определить число актов ионизации на каждом участке всего спектра энергетического распределения по Максвеллу. В конечном счёте, таким образом можно рассчитать динамику изменения интенсивности актов ионизации и построить график зависимости числа актов ионизации от времени гашения дуги. Это сложный и трудоёмкий расчёт. К сожалению, более доступного метода таких расчётов для инженерной практики не существует.

Если принять скорость частицы при столкновении равной нулю ($\bar{v}_1 = 0$), то её дрейфовая скорость с учётом (2.1.1) [Л-2.4, с. 17] будет равна:

$$\bar{v}_\partial = \sqrt{\frac{2eU}{m}},$$

где m – масса частицы.

Дрейфовая скорость электрона, имеющего энергию 1 эВ, в системе СГС будет равна:

$$\bar{v}_\partial^e = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}}{9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г}}} = 5,93 \cdot 10^7 \text{ см/с}.$$

Формулу для определения скорости дрейфа электрона (в см/с) можно записать в таком удобном виде:

$$\bar{v}_\partial[\text{см/с}] = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U[\text{В}]}, \tag{2.2.2}$$

где $U = E\lambda$ – разность потенциалов в вольтах, пройденная заряженной частицей между двумя последовательными столкновениями.

Дрейфовые скорости ионов, например, кислорода O^+ и меди Cu^+, имеющих кратность заряда $z = 1$ и энергию 1 эВ, будут равны соответственно:

$$\bar{v}_\partial^{O^+} = \sqrt{\frac{2W_O}{m_O}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}}{26,57 \cdot 10^{-24} \text{ г}}} = 3,47 \cdot 10^5 \text{ см/с},$$

$$\bar{v}_\partial^{Cu^+} = \sqrt{\frac{2W_{Cu}}{m_O}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}}{105,5 \cdot 10^{-24} \text{ г}}} = 1,74 \cdot 10^5 \text{ см/с},$$

где m_O и m_{Cu} – массы атомов кислорода и меди (массы их ионов взяты равными массам атомов). Из сравнения полученных значений следует, что скорости дрейфа электронов превышают скорости дрейфа ионов газов и паров металлов более чем на два порядка.

В смеси двух газов или паров металлов, температуры которых равны, средняя относительная скорость частиц определяется по формуле [Л-2.3, с. 47]:

$$\bar{v}_0 = \sqrt{\bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2}.$$

Скорость дрейфа электронов можно выразить через их подвижность [Л-2.5, с. 114]:

$$\bar{v}_\partial^e = BE,$$

где $B = e\lambda_e/(m_e\bar{v}_e)$ – подвижность электронов, λ_e – средняя длина свободного пробега электрона между столкновениями, $\bar{v}_e$ – средняя тепловая скорость электрона.

После подстановки величины подвижности электронов в формулу скорости направленного движения получим:

$$\bar{v}_\partial^e = \frac{eE\lambda_e}{m_e\bar{v}_e}.$$

Таким образом, скорость дрейфа электрона $\bar{v}_\partial$ выражается через его среднюю скорость теплового хаотического движения $\bar{v}_e$.

Так как в равновесной плазме [Л-2.2, с. 260]

$$\frac{m\bar{v}_\partial^2}{2} = \frac{3}{2}kT,$$

то отсюда можно определить температуру, при которой заряженные частицы приобретают эту скорость:

$$T = \frac{m\bar{v}_\partial^2}{3k}.$$

Следовательно, электроны и ионы кислорода и меди при энергии, например, 1 эВ будут иметь следующую температуру:

$$T_e = \frac{m_e\bar{v}_{\partial e}^2}{3k} = \frac{9,11\cdot10^{-28}\text{ г}\cdot(5,93\cdot10^7\text{ см/с})^2}{3\cdot1,38\cdot10^{-16}\text{ эрг/К}} = 7738\text{ К},$$

$$T_{O^+} = \frac{m_O\bar{v}_{\partial O^+}^2}{3k} = \frac{26,57\cdot10^{-24}\text{ г}\cdot(3,47\cdot10^5\text{ см/с})^2}{3\cdot1,38\cdot10^{-16}\text{ эрг/К}} = 7728\text{ К},$$

$$T_{Cu^+} = \frac{m_{Cu}\bar{v}_{\partial Cu^+}^2}{3k} = \frac{105,5\cdot10^{-24}\text{ г}\cdot(1,742\cdot10^5\text{ см/с})^2}{3\cdot1,38\cdot10^{-16}\text{ эрг/К}} = 7733\text{ К}.$$

Таким образом, электроны и ионы различных газов и паров металлов, находящиеся в электрическом поле от внешнего источника энергии, при прохождении одинаковой разности потенциалов имеют практически равную температуру. Если температура газа выражена в эВ, то для перевода в кельвины её необходимо умножить на 7733 [Л-2.2, с. 260].

Можно также отметить, что большая сила тока и достаточно высокое давление в канале дуги приводят к выравниванию температур электронов T_e и нейтральных частиц T_0.

Важным параметром, определяющим поведение заряженных частиц в плазме, является отношение E/p напряжённости внешнего электрического поля E, В/см, к давлению плазмы p, мм рт. ст. [Л-2.3, с. 482 и 590]. Чем выше напряжённость поля, тем выше температура и скорость дрейфа частиц. С

повышением давления растёт концентрация частиц газа, чаще происходят их столкновения и тем самым снижается их температура и скорость дрейфа. То есть имеются вполне определённые зависимости:

$$T = f\left(\frac{E}{p}\right) \qquad \text{и} \qquad \bar{v}_\partial = f\left(\frac{E}{p}\right).$$

В таблице 2.2 приведены значения E/p в канале низковольтной дуги отключения, не превышающие единицу.

Таблица 2.2. Значения *E/p*, В/(см·мм рт. ст.), в канале низковольтной дуги отключения.

p, атм	p, мм рт. ст.	E, В/см						
		20	30	60	100	150	200	300
1,0	760	0,026	0,039	0,079	0,132	0,197	0,263	0,395
2,0	1520	0,013	0,0197	0,039	0,066	0,098	0,132	0,197
5,0	3800	0,005	0,008	0,016	0,026	0,039	0,05	0,079
10,0	7600	0,0026	0,0039	0,0079	0,0132	0,0197	0,026	0,0395

Для дуг низкого давления в [Л-2.4, с. 253] приводятся экспериментальные и расчётные данные зависимости E/p от температуры электронов T_e в некоторых инертных газах. На Рис. 2.4 приведена такая зависимость.

В [Л-2.3, с. 616] показана зависимость скорости дрейфа электронов в воздухе от E/p. Эта зависимость представлена на Рис. 2.5. Приведённая зависимость получена в условиях эквивалентной концентрации частиц при 300 К. Это означает, что электроны двигались в среде молекул (а не атомов) газов, составляющих воздух. Скорость дрейфа электронов в среде молекул значительно ниже, чем в среде атомов того же газа. Поэтому графиком, приведённым на Рис. 2.5, для дуг, в канале которых все молекулы воздуха диссоциированы, пользоваться нельзя. Если воздух в дугогасительной камере в процессе гашения дуги будет нагрет до температуры, не превышающей 6000 К, то этот график окажется полезным для расчёта некоторых его параметров, например, электропроводности. Это возможно потому, что, как показано на Рис. 1.10, значительная часть молекул азота N_2 в воздухе остаются недиссоциированными.

В физике плазмы рассматривают слабые и сильные поля [Л-2.3, с. 483]. Электрические поля в низковольтной дуге отключения можно отнести к слабым полям. Распределение энергий и скоростей электронов зависит от отношения E/p. Энергетическое распределение электронов по Максвеллу можно принимать при малых значениях E/p [Л-2.3, с. 483 и 619]. В движении электронов и ионов есть много общего, но есть и различия. Например, электрон, благодаря малой массе по сравнению с массой иона, при соударении с другими частицами

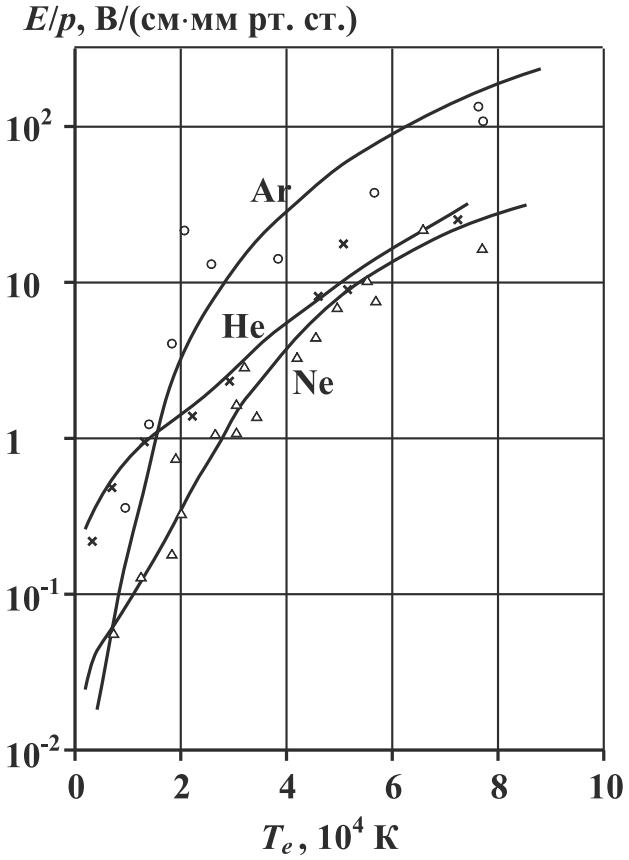


Рис. 2.4 [Л-2.4]. Отношение E/p в зависимости от температуры электронов T_e в канале дуги. Сплошные линии – расчёт.

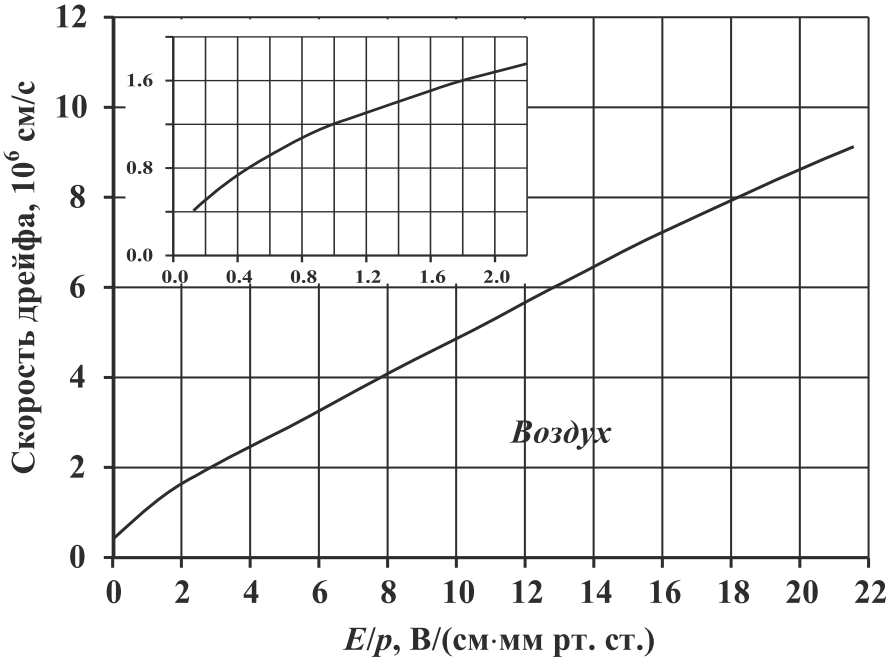


Рис. 2.5 [Л-2.3]. Скорость дрейфа электронов в воздухе в зависимости от E/p.

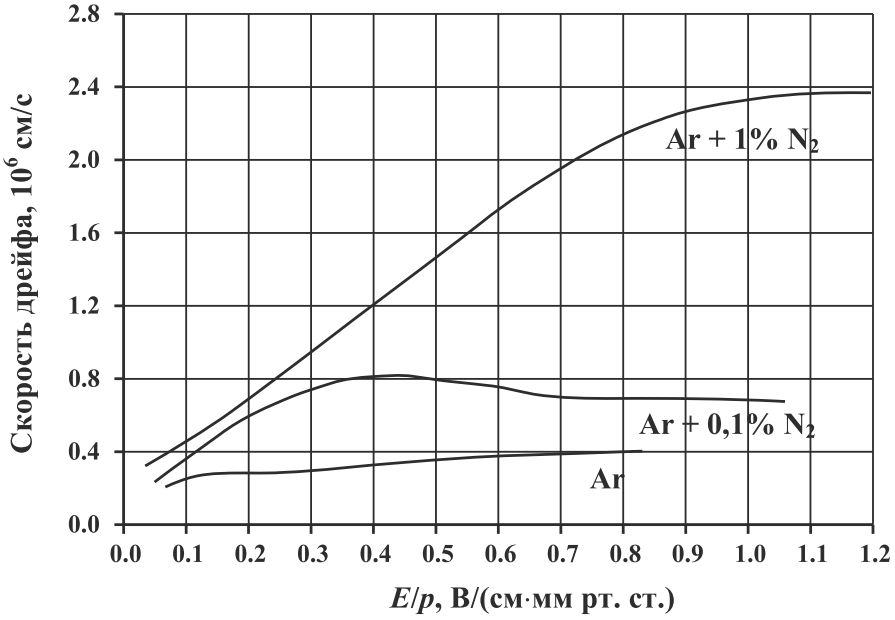


Рис. 2.6 [Л-2.3]. Скорость дрейфа электронов в чистом аргоне и смеси аргона с азотом.

теряет меньше энергии и набирает скорость быстрее, чем ион. Эффективное сечение упругих столкновений электронов существенно зависит от их энергии и, следовательно, от температуры. У ионов эта зависимость проявляется слабо.

Экспериментально было установлено, что различные примеси в плазме могут значительно влиять на скорость дрейфа электронов. На Рис. 2.6 приведены кривые изменения скорости дрейфа электронов в зависимости от E/p в чистом аргоне и в смеси аргона с азотом [Л-2.3, с. 617]. Из этого рисунка видно, что примесь более лёгкого газа к основному приводит к увеличению скорости дрейфа электронов. Напомним, что масса атома аргона равна $m_{\mathrm{Ar}} = 66,3 \cdot 10^{-24}$ г, масса молекулы азота $m_{\mathrm{N_2}} = 46,5 \cdot 10^{-24}$ г. Такой же эффект наблюдается при введении в азот $\mathrm{N_2}$ малых доз паров воды $\mathrm{H_2O}$. Молекула $\mathrm{H_2O}$ имеет массу $m_{\mathrm{H_2O}} = 29,9 \cdot 10^{-24}$ г, что значительно меньше массы молекулы азота. Из приведённых примеров можно сделать следующий вывод: если в ионизированном воздухе будут присутствовать молекулы воды, которые при высокой температуре окажутся диссоциированными, то скорости дрейфа электронов существенно возрастут, так как масса атома водорода $m_{\mathrm{H}} = 1,67 \cdot 10^{-24}$ г.

Здесь следует обратить внимание на то, что воздух в дугогасительных камерах низковольтных выключателей в разное время суток и сезоны года имеет разную влажность. Более того, выключатели эксплуатируются как на уровне моря, так и в высокогорьях. Поэтому в их дугогасительных камерах отношение E/p также может меняться. При разработке конструкций выключателей и

их испытаниях целесообразно оценивать диапазон изменений указанных параметров и вероятность их влияния на скорость дрейфа электронов и, как следствие, на их предельную отключающую способность. Вместе с этим полезно рассматривать добавки к материалам дугогасительных контактов и изоляционных перегородок дугогасительных камер. Для снижения электрической эрозии контактов и изоляционных перегородок необходимо вводить добавки, которые снижали бы – в первом случае напряжение на дуге, а во втором – скорость дрейфа электронов.

В качестве добавки к материалу дугогасительных контактов мог бы служить литий Li, масса атома которого составляет $m_{\mathrm{Li}} = 9,9 \cdot 10^{-24}$ г, а потенциал ионизации $U_u = 5,39$ В. Для сравнения у меди: $m_{\mathrm{Cu}} = 105,5 \cdot 10^{-24}$ г, $U_u = 7,73$ В. То есть введение в состав контактов малых доз лития могло бы при равных температурах и давлениях в канале дуги повысить степень ионизации смеси паров металлов и тем самым снизить напряжение на дуге.

Введение в состав дугостойких пластмасс, например, хлора Cl и фтора F позволило бы повысить их эквивалентный потенциал ионизации и снизить скорость дрейфа электронов в ионизированном газе в дугогасительной камере. Масса атома хлора $m_{\mathrm{Cl}} = 58,9 \cdot 10^{-24}$ г, потенциал ионизации $U_u = 12,97$ В. Более того, атомы хлора способны захватывать электроны. Образованные таким образом тяжёлые отрицательные ионы, в свою очередь, снижали бы электропроводность ионизированного газа в камерах в процессе гашения дуги [Л-2.6, с. 284].

У кремния Si, в большинстве случаев являющегося наполнителем пластмасс, масса атома $m_{\mathrm{Si}} = 46,6 \cdot 10^{-24}$ г, потенциал ионизации $U_u = 8,15$ В. То есть эти параметры у кремния близки к параметрам металлов. Следовательно, степень ионизации паров кремния и скорость дрейфа электронов в его пара́х может быть сравнима со степенью ионизации паров металлов и скоростью дрейфа электронов в их пара́х.

2.3. Частота столкновений, длина свободного пробега и сечение столкновений частиц

Хаотическое тепловое движение элементарных частиц в ионизированном газе приводит к парным столкновениям электронов с ионами, нейтральными атомами и молекулами и между собой. Ионы, в свою очередь, сталкиваются между собой и нейтральными частицами. Параметрами столкновений частиц являются: частота их столкновений $\nu = 1/\tau$, с$^{-1}$, длина свободного пробега между двумя последовательными столкновениями λ, см, и так называемое эффективное поперечное сечение столкновений S, см^2. Число столкновений электрона ν_e со всеми частицами в термически ионизированной плазме за единицу времени равно [Л-2.1, с. 69]:

$$\nu_e = \frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{ee}} + \frac{1}{\tau_{eu}} + \frac{1}{\tau_{e0}},$$

где $1/\tau_e$ – полное число столкновений электрона со всеми частицами; $1/\tau_{ee}$ – число столкновений электрона с электронами; $1/\tau_{eu}$ – число столкновений электрона с ионами; $1/\tau_{e0}$ – число столкновений электрона с нейтральными атомами; τ_e – среднее время между столкновениями электрона со всеми частицами в плазме; τ_{ee}, τ_{eu}, τ_{e0} – средние времена между столкновениями электрона с электронами, ионами и нейтральными атомами соответственно.

В сильноионизированной плазме взаимные столкновения происходят между электронами и между электронами и ионами. В слабоионизированной плазме, в которой относительно мало электронов и ионов и много нейтральных частиц, основную роль отводят столкновениям электронов с нейтральными частицами. Среднее время между столкновениями электронов с нейтральными атомами и молекулами определяется формулой [Л-2.1, с. 106]:

$$\tau_{e0} = \frac{1}{n_0 \bar{v}_e S_{e0}}, \tag{2.3.1}$$

где n_0 – концентрация нейтральных частиц, $\bar{v}_e$ – средняя тепловая скорость электронов, S_{e0} – эффективное поперечное сечение столкновений электронов с нейтральными частицами.

Например, при температуре воздуха $T = 8 \cdot 10^3$ К и давлении $p = 1$ атм $n_0 = 0,918 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ и $\bar{v}_e = 60,3 \cdot 10^6$ см/с. Эффективное поперечное сечение столкновений электронов с нейтральными частицами в воздухе примем равным $S_{e0} = 20 \cdot 10^{-16}$ см^2. В таком случае среднее время между столкновениями электрона с нейтральными частицами будет равно:

$$\tau_{e0} = \frac{1}{n_0 \bar{v}_e S_{e0}} = \frac{1}{0,918 \cdot 10^{18}\ \text{см}^{-3} \cdot 60,3 \cdot 10^6\ \text{см/с} \cdot 20 \cdot 10^{-16}\ \text{см}^2} = 9,0 \cdot 10^{-12}\ \text{с}.$$

Частота столкновений одного электрона с нейтральными частицами (число столкновений за 1 с) составит:

$$\nu_{e0} = \frac{1}{\tau_{e0}} = \frac{1}{9,0 \cdot 10^{-12} \text{ с}} = 1,11 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}.$$

Степень ионизации воздуха при $T = 8 \cdot 10^3$ К и $p = 1$ атм равна $x_e = 1,93 \cdot 10^{-3}$. Как было показано в параграфе 1.4, концентрация электронов в воздухе при $x_e \leqslant 1,93 \cdot 10^{-3}$ будет составлять:

$$n_e = x_e n_0 = 1,93 \cdot 10^{-3} \cdot 0,918 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} = 1,77 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Следовательно, общее количество столкновений электронов в 1 см^3 за 1 с при $T = 8000$ К и $p = 1$ атм равно:

$$\sum \nu_{e0} = n_e \nu_{e0} = 1,77 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot 1,11 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} = 1,97 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

В таблице 2.3 приведены значения ряда параметров, характеризующих некоторые газы при $T_0 = 288$ К и $p_0 = 1$ атм, в соответствии с кинетической теорией [Л-2.3, с. 46].

Таблица 2.3. Масса m_0, эффективный диаметр D, средняя тепловая скорость $\bar{v}_0$, средняя длина свободного пробега λ_0 и частота столкновений ν_0 молекул газов при T_0=288 К и p_0=1 атм.

Газ	Масса молекулы m_0, 10^{-24} г	Эффективный диаметр D, 10^{-8} см	Средняя тепловая скорость $\bar{v}_0$, 10^4 см/с	Средняя длина свободного пробега λ_0, 10^{-4} см	Частота столкновений ν_0, 10^9 с$^{-1}$
O_2	53,14	3,61	4,37	6,79	6,4
N_2	46,5	3,75	4,67	6,28	7,4
Ar	66,3	3,64	3,91	6,66	5,9
H_2	3,35	2,74	17,4	11,77	14,8
CO_2	73,06	4,59	3,72	4,19	8,8
H_2O	29,92	4,6	5,82	4,18	13,9

Обратим внимание на то, что столкновения электрона с нейтральными частицами в низкотемпературном слабоионизированном газе происходят во много раз чаще, чем столкновения молекул газов при нормальных условиях.

Наиболее простой моделью взаимных столкновений частиц газа при их движении может служить модель соударений шариков [Л-2.3, с. 50; 2.5, с. 187]. Наименьшее расстояние R, на которое шарики могут сблизиться, равно сумме их радиусов r_1 и r_2:

$$R = r_1 + r_2.$$

Если газ однородный, то минимальное расстояние сближения его частиц будет равно:

$$R = r_1 + r_1 = D,$$

где D – диаметр атома или молекулы.

Соударение шариков может произойти в пространстве, ограниченном сферой с радиусом R. Поперечное сечение этой сферы равно:

$$S = \pi R^2.$$

Величину S называют поперечным сечением столкновения частиц.

Применяя модель столкновений упругих шариков, можно определить частоту столкновений частицы по формуле [Л-2.3, с. 51]:

$$\nu = \frac{1}{\tau} = \sqrt{2}\pi n D^2 \bar{v}.$$

При этом имеется в виду, что скорости атомов и молекул газов распределены согласно закону Максвелла.

Средняя длина свободного пробега частиц в однородном газе или парах металлов в таком случае равна:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi n D^2}. \tag{2.3.2}$$

В случае смеси двух газов с концентрациями частиц n_1 и n_2, массы которых m_1 и m_2 и диаметры D_1 и D_2, средняя длина свободного пробега частицы первого газа λ_1 рассчитывается по формуле [Л-2.3, с. 50]:

$$\lambda_1 = \frac{1}{\pi\left(\sqrt{2}n_1 D_1^2 + n_2 D_{12}^2\sqrt{1+\dfrac{m_1}{m_2}}\right)}, \tag{2.3.3}$$

где $D_{12} = (D_1 + D_2)/2$.

Допустим, что атмосферный воздух состоит только из молекул кислорода O_2 и азота N_2. Определим среднюю длину пробега молекулы кислорода в воздухе при нормальных условиях. Для этого определим концентрацию кислорода n_{10} и азота n_{20}. Примем процентное содержание кислорода в воздухе равным 22% и азота 78%. Общая концентрация частиц в воздухе при нормальных условиях равна $n_0 = 2,69 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. Концентрация молекул кислорода и азота соответственно составляет:

$$n_{10} = 0,22 n_0 = 0,22 \cdot 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} = 0,59 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3},$$

$$n_{20} = 0,78 n_0 = 0,78 \cdot 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} = 2,10 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Численное значение среднего диаметра молекулы воздуха D_{12} равно:

$$D_{12} = \frac{1}{2}\left(D_{O_2} + D_{N_2}\right) = \frac{1}{2}\left(3,61 + 3,75\right) \cdot 10^{-8} \text{ см} = 3,68 \cdot 10^{-8} \text{ см}.$$

Следовательно, средняя длина свободного пробега атома кислорода в воздухе при нормальных условиях будет:

$$\lambda_{10} = \frac{\pi^{-1}}{\sqrt{2} \cdot 0,59 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot (3,61 \cdot 10^{-8} \text{ см})^2 + \ldots} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{}{\ldots + 2,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot (3,68 \cdot 10^{-8} \text{ см})^2 \sqrt{1 + \dfrac{53,14 \cdot 10^{-24} \text{ г}}{46,5 \cdot 10^{-24} \text{ г}}}} = 6,06 \cdot 10^{-6} \text{ см}.$$

Результат расчёта показывает, что средняя длина пробега частиц воздуха при нормальных условиях, вычисленная с использованием модели соударений упругих шариков, практически равна средней длине пробега, рассчитанной в соответствии с кинетической теорией (см. таблицу 2.3).

Итак, моделью соударений шариков можно пользоваться для расчёта параметров столкновений атомов, молекул и даже ионов в слабоионизированном газе.

В атомной физике применяют понятие классического радиуса электрона, который равен $r_e = 2,81794 \cdot 10^{-13}$ см [Л-2.7, с. 9]. Так как поперечные размеры электрона на несколько порядков меньше поперечных размеров молекул газов, составляющих воздух, то электрон по отношению к молекулам можно принимать за точку. В таком случае формула (2.3.3), определяющая среднюю длину пробега частицы в смеси газа λ_1, которая мала по сравнению с длиной пробега другой частицы, преобразуется следующим образом [Л-2.3, с. 51]:

$$\lambda_1 = \frac{4}{\pi n_2 D_2^2}.$$

Определим среднюю длину свободного пробега электрона в воздухе при нормальных условиях:

$$\lambda_e = \frac{4}{\pi n_0 D_{12}^2} = \frac{4}{3,14 \cdot 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot (3,68 \cdot 10^{-8} \text{ см})^2} = 3,50 \cdot 10^{-5} \text{ см}.$$

Этот результат расчёта совпадает с данными, приведёнными в [Л-2.8, с. 69], в соответствии с которыми длина пробега электрона в воздухе при нормальных условиях составляет $\lambda_{e0} = (3,44 \div 4,8) \cdot 10^{-5}$ см. Следовательно, возможно применение модели соударений шариков для расчёта средней длины свободного пробега электрона в воздухе при нормальных условиях.

Так как средняя длина свободного пробега электрона λ_e и молекул λ_0 (таблица 2.3) в воздухе для нормальных условий известна, то применительно к

воздуху при его температурах не более 3000-4000 К можно пользоваться формулой пересчёта:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{T p_0}{T_0 p},$$

где T – температура и p – давление газа, при которых необходимо определить длину пробега электрона. Это связано с тем, что состав воздуха меняется в зависимости от его температуры и давления (см. Рис. 1.10). Молекулы кислорода начинают диссоциировать при температуре $\sim$ 3000 К, а азота $\sim$ 4000 К. В молекулярном газе длина свободного пробега электрона при прочих равных условиях меньше, чем в атомарном. Для любого атомарного газа и одноатомных паров металлов формулой пересчёта также можно пользоваться, если известна длина пробега электрона в их среде при какой-либо температуре и давлении.

К сожалению, для расчёта параметров столкновений электрона с нейтральными частицами и ионами в плазме применение такой простой модели, как модель соударений шариков, некорректно. Дело в том, что электрон представляет собой своеобразную частицу, обладающую волновыми свойствами, с „размытыми границами“ и, в таком случае, строго говоря, необходимо применение квантовой механики [Л-2.3, с. 94]. Однако для практических инженерных расчётов эта теория довольно сложна.

Средняя длина свободного пробега электрона в среде нейтральных частиц λ_{e0}, например в слабоионизированном газе Лоренца, очевидно, равна:

$$\lambda_{e0} = v_e \tau_{e0}.$$

К газу Лоренца относят идеальный газ, в котором присутствуют либо электроны и атомы, либо электроны и ионы.

Время между столкновениями электрона с нейтральными частицами τ_{e0} определяется формулой (2.3.1):

$$\tau_{e0} = \frac{1}{n_0 \bar{v}_e S_{e0}},$$

где n_0 – концентрация нейтральных частиц, $\bar{v}_e$ – средняя тепловая скорость электрона, S_{e0} – эффективное сечение столкновений электрона с нейтральными частицами.

Следовательно, средняя длина пробега электрона в среде нейтральных частиц составит:

$$\lambda_{e0} = \frac{1}{n_0 S_{e0}}.$$

В плазме, имеющей достаточно высокую степень ионизации, частота столкновений электронов как с атомами, так и с ионами может иметь один

и тот же порядок. Такие условия могут наблюдаться в дуге отключения, горящей в парах металлов. В таком случае среднюю длину свободного пробега электрона необходимо определять из формулы [Л-2.9, с. 72]:

$$\frac{1}{\lambda_e} = n_0 S_{e0} + n_u S_{eu},$$

то есть:

$$\lambda_e = \frac{1}{n_0 S_{e0} + n_u S_{eu}},$$

где n_u – концентрация ионов (в равновесной плазме концентрации электронов и ионов равны, то есть $n_e = n_u$), S_{eu} – эффективное сечение столкновений электронов с ионами.

Наиболее важным параметром ионизированного воздуха в дугогасительных камерах выключателей и плазмы дуги отключения является их электропроводность. Как будет показано в следующем параграфе, для определения электропроводности газов и паров металлов необходимы численные значения длины свободного пробега λ_e и эффективного поперечного сечения столкновений электронов с нейтральными частицами S_{e0} и ионами S_{eu}. Поэтому здесь основное внимание будет уделено этим параметрам.

Из формулы, определяющей время между столкновениями τ_0, следует, что поперечное сечение столкновений электронов с нейтральными частицами зависит от концентрации последних, скорости теплового движения электронов и частоты их взаимного столкновения. Все эти параметры, в свою очередь, зависят от температуры и давления газа. Кроме того, как уже отмечалось ранее, нейтральные частицы взаимодействуют между собой на очень близком расстоянии друг от друга. Расстояния взаимодействия между заряженными частицами благодаря кулоновским силам значительно больше.

На Рис. 2.7 [Л-2.9, с. 72] показана зависимость сечения кулоновского рассеяния электронов ионами от температуры. Пунктиром обозначен порядок значения эффективного сечения S_{e0} столкновений электрона с нейтральными частицами.

В случае столкновения электрона с нейтральными частицами зарядом обладает только электрон. Все перечисленные факторы в той или иной степени влияют на численное значение поперечного сечения столкновений электрона с нейтральными частицами. Более того, электрон, находясь во внешнем электрическом поле, получает от него энергию. Следовательно, сечение столкновений электрона с другими частицами существенно зависит от его энергии, в то время как зависимость сечения столкновений от энергии для ионов практически незаметна. Из сказанного становится понятным, что теоретические расчёты сечения столкновения электрона с нейтральными частицами оказываются очень

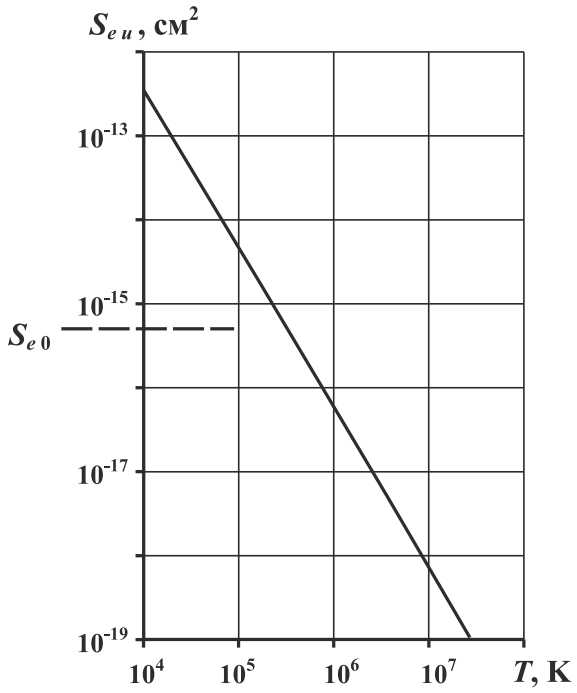


Рис. 2.7 [Л-2.9]. Зависимость сечения кулоновского рассеяния от температуры.

сложными. Поэтому придётся пользоваться результатами, в основном, экспериментальных исследований сечений столкновения. К сожалению, перечень газов и паров металлов, для которых такие исследования проведены и опубликованы, весьма ограничен.

В теории взаимодействия частиц в газах рассматривают полные эффективные сечения и поперечные сечения переноса [Л-2.4, с. 495]. При определении электропроводности, теплопроводности, диффузии и вязкости газов пользуются понятиями поперечного сечения переноса. Поперечное сечение переноса медленных электронов, энергия которых менее 2 эВ (то есть температура электронов $T_e < 15 \cdot 10^3$ К), практически не отличается от полного эффективного сечения столкновений электрона с нейтральными атомами. Поскольку температура газов, ожидаемая в дугогасительных камерах и в канале низковольтной дуги отключения, не превышает указанной температуры $15 \cdot 10^3$ К, поэтому в дальнейшем будет применяться термин „эффективное сечение столкновений“.

На Рис. 2.8 [Л-2.4, с. 497] приведены кривые изменения эффективных сечений столкновений электронов в одно-, двух- и трёхатомных газах в зависимости от температуры электронов, энергия которых не превышает 1 эВ. Рисунок показывает, что в одноатомных кислороде O и азоте N S_{e0} с ростом температуры монотонно убывает, а в молекулярных O_2 и N_2 – монотонно возрастает.

На Рис. 2.9 показаны вычисленные кривые изменения усреднённых эф-

фективных сечений столкновений электронов в парах щелочных металлов [Л-2.4, с. 501]. Отметим, что сечения столкновения S_{e0} в парах щелочных металлов на два порядка больше, чем в газах, и слабо зависят от температуры электронов.

На Рис. 2.10 схематично показан график изменения усреднённого по скоростям эффективного сечения столкновений электронов с нейтральными атомами некоторых элементов в плазме электрической дуги при температуре $T_e = (5 \div 12) \cdot 10^3$ K в порядке возрастания числа их валентных электронов [Л-2.5, с. 250; 2.4, с. 496]. Приведённый график позволяет оценить значение S_{e0} для электронов с энергией около 1 эВ в плазме дуги высокого давления.

График на Рис. 2.10 показывает вполне определённую зависимость эффективного сечения столкновений электрона от валентности нейтральных атомов. В соответствии с Рис. 1 атомы N имеют три, а атомы O – четыре валентных электрона. Атомы Fe, Ni и C обладают двумя, а Cu и Ag – одним валентным электроном. В химических соединениях [Л-2.10] азот N наиболее характерен в трёхвалентном состоянии, углерод – в основном в четырёхвалентном и редко бывает двух- и трёхвалентен. Однако в канале дуги отключения могут быть пары металлов Ag, Ni, Cu, W и Fe. Железо Fe проявляет себя, главным образом, двух- и трёхвалентным, реже шестивалентным. Никель Ni – исключительно двух- и трёхвалентен. Медь Cu может быть одно-, двух- и трёхвалентной, но наиболее характерным является двухвалентное состояние. Серебро Ag проявляет себя только одновалентным. Вольфрам W в соединениях имеет переменную валентность, но наиболее устойчивое – шестивалентное состояние. На Рис. 1 схематично показано строение атомов как перечисленных здесь элементов, так и ряда других, которые применяются в контактах выключателей, в деталях дугогасительных камер и при их антикоррозийном покрытии. К сожалению, значения эффективного сечения столкновений электронов с атомами этих элементов в опубликованных материалах нами не обнаружены.

В таблице 2.4 приведены значения усреднённых по скоростям эффективных сечений столкновений электронов с нейтральными атомами ряда элементов, полученных экспериментально [Л-2.4, с. 500].

С целью более наглядного представления характера изменения эффективного сечения столкновений S_{e0} электрона с нейтральными атомами различных веществ на Рис. 2.11 построен график $S_{e0} = f(r_0)$ изменения S_{e0} в зависимости от радиуса атомов r_0. На этом же рисунке приведен график изменения сечения атомов $S_0 = f(r_0)$.

В таблице 2.5 приведены значения радиусов атомов r_0 для ряда элементов [Л-2.10], их сечения S_0 и известные S_{e0}.

На Рис. 2.11 видно, что чем больше сечение атомов S_0, тем больше и сече-

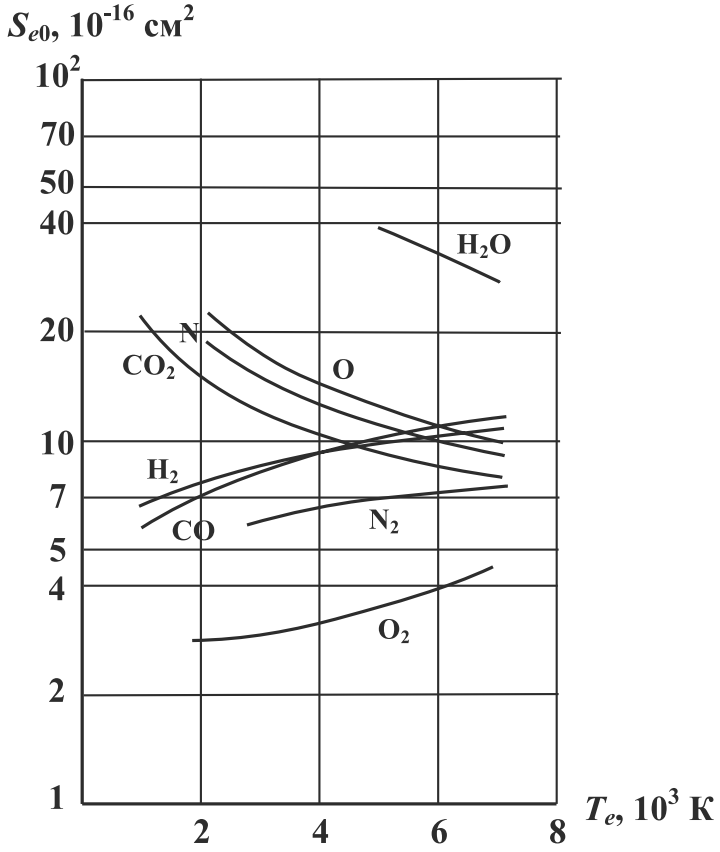


Рис. 2.8 [Л-2.4]. Эффективные сечения столкновений S_{e0} в одно-, двух- и трёхатомном газах в зависимости от температуры электронов.

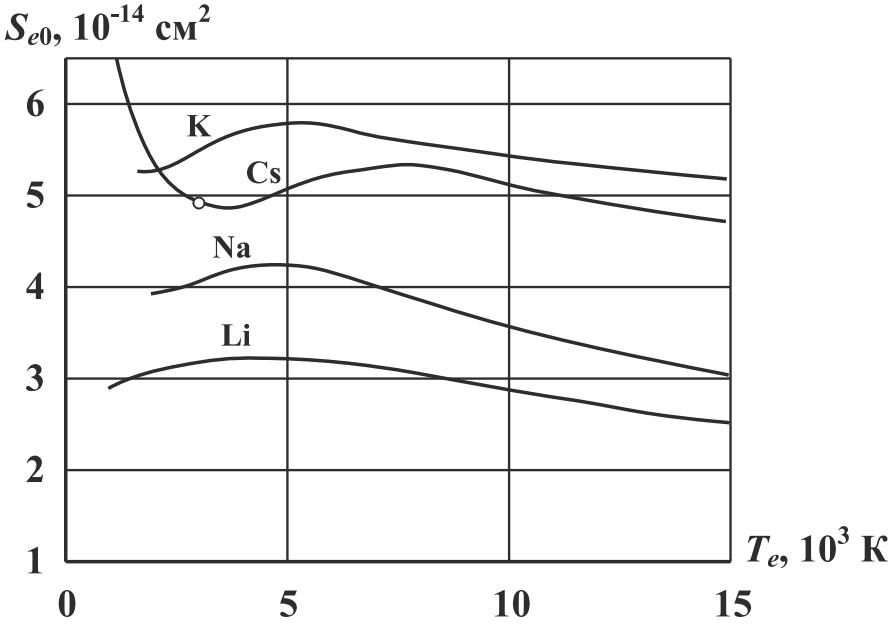


Рис. 2.9 [Л-2.4]. Вычисленные усреднённые эффективные сечения S_{e0} в парах щелочных металлов.

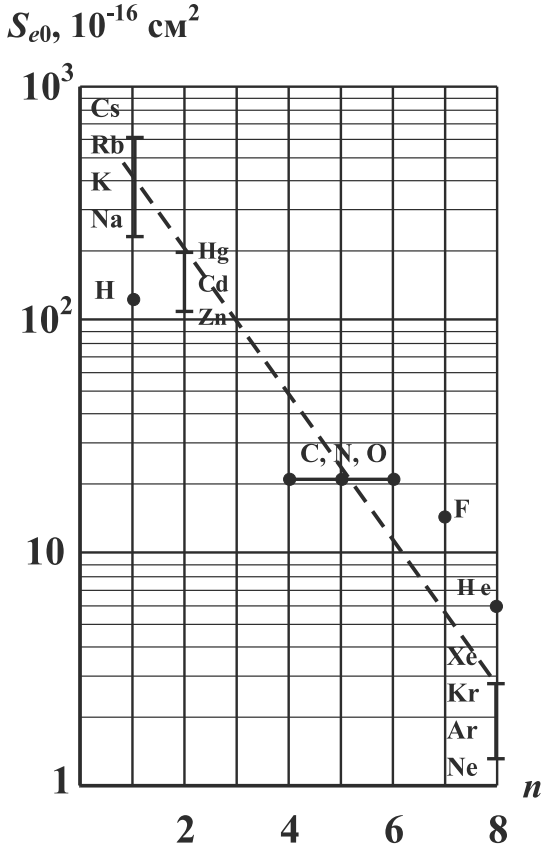


Рис. 2.10 [Л-2.4, 2.5]. График изменения эффективного сечения столкновений S_{e0} некоторых элементов в плазме электрической дуги при $T_e = (5 \div 12) \cdot 10^3$ К в порядке возрастания числа валентных электронов n.

ние S_{e0}. Из анализа графиков на Рис. 2.9 и 2.10 с учётом валентности элементов можно в первом приближении принять, что усреднённые эффективные сечения столкновений электронов с атомами Cu и Ni равны этому параметру для Fe, а S_{e0} для Ag приблизительно равно S_{e0} для Zn и Cd. Отметим, что в книге Г. И. Лескова [Л-2.11, с. 71] значение $S_{e0} = 35 \cdot 10^{-16}$ см^2 для атомов железа также переносится на атомы меди и никеля. Подчеркнём также, что атом серебра имеет только один валентный электрон, в то время как атомы цинка и кадмия – по два валентных электрона. Следовательно, численное значение $S_{e0} = 120 \cdot 10^{-16}$ см^2 для серебра может быть даже несколько занижено.

Достаточно точная формула, определяющая эффективное сечение столкновений электронов с ионами S_{eu}, имеет вид [Л-2.5, с. 189]:

$$S_{eu} = \frac{0,567 z^2 e^4}{\gamma_e (kT)^2} \ln \frac{kT}{z e^2 n_u^{1/3}},$$

где $z = n_e / n_u$, $\gamma_e = 0,5816$ для $z = 1$, $\gamma_e = 0,6833$ для $z = 2$.

Таблица 2.4. Усреднённые значения эффективного сечения столкновений электронов с нейтральными атомами.

Элемент	S_{e0}, 10^{-16} см^2	T_e, 10^3 К	Условия эксперимента
H	93	12	Дуга
O	20	12	« «
N	20	11	« «
C	20	11	« «
Fe	35	11	« «
Cs	490		« «

В случае $z = 1$ приведённая формула для S_{eu} может быть упрощена и примет вид:

$$S_{eu} = \frac{e^4}{(kT)^2} \ln \frac{kT}{e^2 n_u^{1/3}}. \qquad (2.3.4)$$

Для расчёта средней длины свободного пробега электрона в среде атомов и ионов $\lambda_e = 1/(n_a S_{e0} + n_u S_{eu})$ и сечения S_{eu} необходимо при заданных T и p определить степень ионизации x_e газа или паров металла, концентрации n_a атомов и n_u ионов. В приложении 1 приведена степень ионизации некоторых газов и паров металлов в зависимости от T и p.

Формулы, определяющие общую концентрацию n_0 газов и паров металлов в зависимости от T и p и концентрации n_a, n_u и n_e в зависимости от x_e, приведены в параграфе 1.4.

В большинстве случаев в автоматических выключателях дуга горит в парах Ag, когда она находится на серебросодержащих контактах, и в парах Fe в процессе её гашения в дугогасительной решётке. Поэтому для примера определим концентрации паров Ag и Fe в зависимости от температуры при $p = 1$ атм (см. таблицу 2.6.1).

В таблице 2.6.2 приведены значения эффективного сечения столкновений электронов с ионами S_{eu} для паров Ag и Fe в зависимости от температуры при $p = 1$ атм, рассчитанные по формуле (2.3.4) с использованием данных таблицы 2.6.1.

На Рис. 2.12 в виде графиков приведены результаты расчёта эффективного сечения столкновений электронов с ионами S_{eu} для паров Ag и Fe в зависимости от температуры при $p = 1$ атм. Численные значения S_{eu} в парах Cu и Ni практически равны численным значениям S_{eu} в парах Fe.

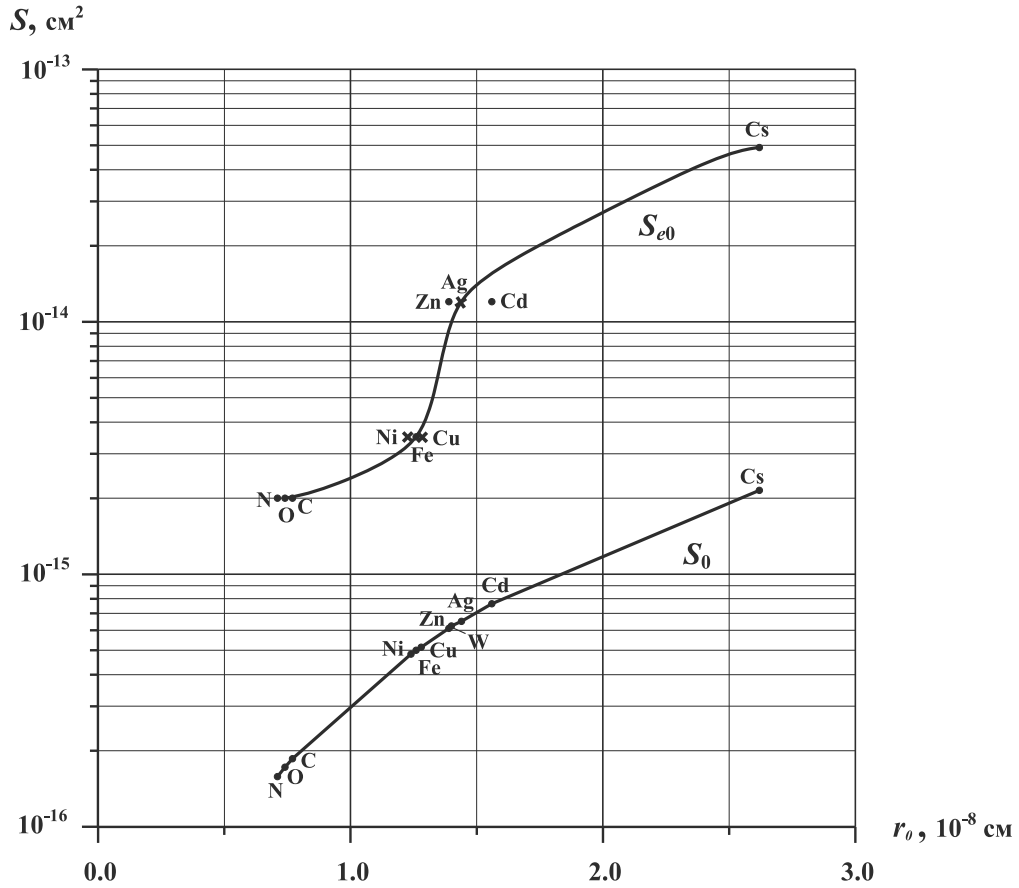


Рис. 2.11. Сечения атомов некоторых элементов и их усреднённые эффективные сечения столкновений с электронами в зависимости от радиусов атомов. Крестиками отмечены прогнозируемые усреднённые эффективные сечения столкновений электронов с атомами Ni, Cu и Ag.

В таблице 2.7 приведены результаты расчётов средней длины свободного пробега электронов в парах Ag и Fe в зависимости от температуры при давлении $p = 1$ атм. Здесь $\lambda_{ea} = 1/(n_a S_{e0})$ – средняя длина свободного пробега электронов в среде атомов; $\lambda_{eu} = 1/(n_u S_{eu})$ – средняя длина свободного пробега электронов в среде ионов; λ_e – средняя длина свободного пробега электронов в парах металла.

На Рис. 2.13 приведены графики изменения средней длины свободного пробега электрона λ_e в парах Ag и Fe и составляющих длины пробега в зависимости от температуры при давлении $p = 1$ атм. Следует заметить, что в [Л-2.8, с. 69] приведено значение $\lambda_{e0} = 0,86 \cdot 10^{-4}$ см в парах железа при температуре его кипения и давлении $p = 1$ атм, которое достаточно хорошо совпадает со значением $\lambda_{e0} = 0,81 \cdot 10^{-4}$ см в таблице 2.7 для тех же условий.

Таблица 2.5. Радиусы r_0, сечения S_0 атомов и сечения столкновений S_{e0} электронов с атомами.

Элемент	r_0, 10^{-8} см	S_0, 10^{-16} см^2	S_{e0}, 10^{-16} см^2
N	0,71	1,58	20
O	0,74	1,72	20
C	0,77	1,86	20
Ni	1,24	4,83	35*
Fe	1,26	5,0	35
Cu	1,28	5,14	35*
Zn	1,39	6,1	≈120
W	1,4	6,24	
Ag	1,44	6,51	120*
Cd	1,56	7,64	≈120
Cs	2,62	21,5	490

* Прогнозируемые значения усреднённых эффективных сечений столкновений электронов с атомами металлов.

В сильноионизированной плазме, температура которой может превышать $20 \cdot 10^3$ K, общая концентрация частиц существенно снижается и взаимодействия происходят только между электронами и ионами. На характер взаимодействия электронов и ионов сильное влияние оказывают кулоновские силы притяжения зарядов разных знаков или отталкивания зарядов с одноимёнными знаками.

В сильноионизированной плазме приближённые значения эффективного сечения столкновений электрона с ионами S_{eu}, длины свободного пробега электрона в среде ионов λ_{eu}, времени τ_{eu} и частоты ν_{eu} взаимных столкновений электронов и ионов можно определить по формулам [Л-2.1, с. 71]:

$$S_{eu} \approx \frac{4 \cdot 10^{-5} z^2}{T_e^2}, \qquad \lambda_{eu} \approx \frac{2,5 \cdot 10^4 T_e^2}{n_u z^2},$$

$$\tau_{eu} \approx \frac{4 \cdot 10^{-2} T_e^{3/2}}{n_u z^2}, \qquad \nu_{eu} \approx \frac{25 n_u z^2}{T_e^{3/2}},$$

где T_e – температура электронов.

В этих формулах учтено, что скорости движения электронов распределены согласно закону Максвелла. Вышеперечисленные параметры столкновений являются степенными функциями электронной температуры T_e с показателями ± 2 и $\pm 3/2$. Поэтому с ростом T_e S_{eu} и ν_{eu} быстро убывают, а λ_{eu} и τ_{eu} соответственно растут.

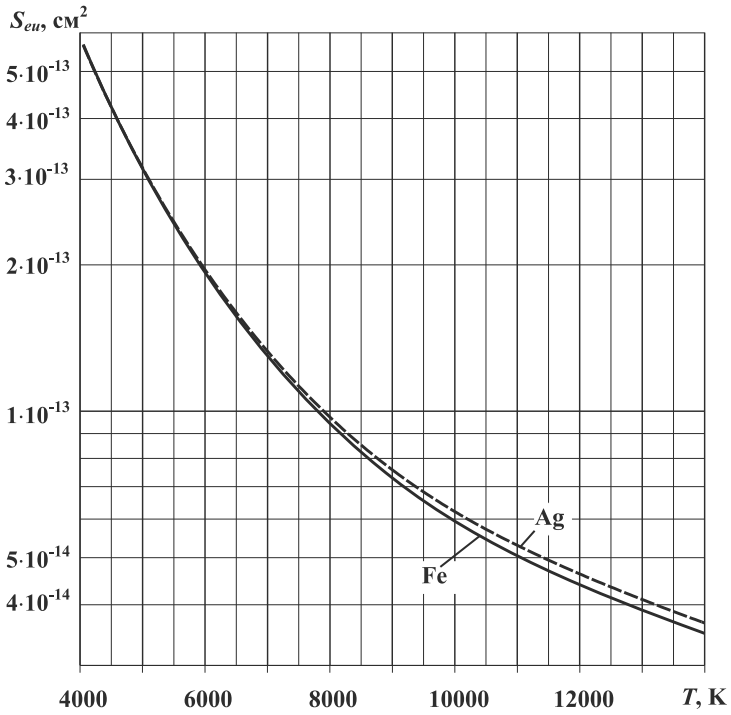


Рис. 2.12. Эффективные сечения столкновений электронов с ионами в зависимости от температуры при давлении p=1 атм в парах Ag и Fe, рассчитанные по формуле (2.3.4).

Таблица 2.6.1. Концентрация паров Ag и Fe в зависимости от температуры при p=1 атм.

T, 10^3 K	Ag				Fe			
	n_0, 10^{17} см$^{-3}$	x_e	n_u=n_e, 10^{17} см$^{-3}$	n_a, 10^{17} см$^{-3}$	n_0, 10^{17} см$^{-3}$	x_e	n_u=n_e, 10^{17} см$^{-3}$	n_a, 10^{17} см$^{-3}$
$T_{кип}$ при p=1 атм	29,40	–	–	29,40	35,20	–	–	35,20
4	18,26	$3{,}27\cdot10^{-4}$	$5{,}97\cdot10^{-3}$	18,25	26,60	$3{,}34\cdot10^{-4}$	$8{,}88\cdot10^{-3}$	26,60
5	14,61	$3{,}84\cdot10^{-3}$	$5{,}61\cdot10^{-2}$	14,55	21,28	$4{,}25\cdot10^{-3}$	$9{,}04\cdot10^{-2}$	21,20
6	12,18	$2{,}07\cdot10^{-2}$	$2{,}47\cdot10^{-1}$	11,69	17,73	$2{,}42\cdot10^{-2}$	$4{,}19\cdot10^{-1}$	16,89
7	10,44	0,071	0,622	9,056	15,20	$8{,}64\cdot10^{-2}$	1,209	12,78
8	9,13	0,180	1,393	6,340	13,30	0,225	2,44	8,41
9	8,12	0,363	2,163	3,790	11,82	0,448	3,66	4,51
10	7,31	0,586	2,700	1,908	10,64	0,688	4,34	1,966
11	6,64	0,771	2,8913	0,859	9,67	0,851	4,45	0,778
12	6,09	0,883	2,856	0,378	8,87	0,930	4,27	0,322

Таблица 2.6.2. Сечения столкновений электронов с ионами S_{eu} в парах Ag и Fe в зависимости от температуры при p=1 атм.

T, 10^3 K		4	5	6	7	8	9	10	11	12
S_{eu}, 10^{-16} см^2	Ag	5822	3143	2003	1320	967	754	620	529	462
	Fe	5592	2967	1806	1214	886	694	576	496	436

Таблица 2.7. Средняя длина свободного пробега электронов в парах Ag и Fe в зависимости от температуры при *p*=1 атм.

T, 10^3 K	Ag			Fe		
	λ_{ea}, 10^{-4} см	λ_{eu}, 10^{-4} см	λ_e, 10^{-4} см	λ_{ea}, 10^{-4} см	λ_{eu}, 10^{-4} см	λ_e, 10^{-4} см
$T_{кип}$ при p=1 атм	0,28	–	0,28	0,81	–	0,81
4	0,456	28,8	0,449	1,074	5,11	0,887
5	0,573	5,67	0,521	1,348	3,73	0,99
6	0,713	2,02	0,527	1,692	1,322	0,742
7	0,920	1,09	0,5	2,236	0,681	0,522
8	1,31	0,742	0,474	3,397	0,463	0,407
9	2,20	0,613	0,479	6,335	0,394	0,371
10	4,37	0,597	0,525	14,53	0,400	0,389
11	9,70	0,654	0,613	36,72	0,453	0,447
12	22,0	0,758	0,733	88,70	0,537	0,534

2.4. Электропроводность ионизированных газов и паров металлов

Электроны в ионизированном газе, находящемся во внешнем электрическом поле, движутся направленно под действием этого поля и при этом одновременно испытывают столкновения с другими частицами. Поле действует на электрон с силой eE, а столкновения электронов с другими частицами приводят к возникновению внутреннего трения. Сила трения, согласно [Л-2.1, с. 99], равна $m_e\bar{v}^e_\partial/\tau$, где $m_e\bar{v}^e_\partial$ – величина импульса одного электрона, а τ – время между последовательными столкновениями электронов с другими частицами газа. В случае постоянного тока сила, действующая на электрон со стороны электрического поля, и сила трения уравновешивают друг друга:

$$eE = \frac{m_e\bar{v}^e_\partial}{\tau}.$$

Отсюда можно определить среднюю скорость дрейфа электрона:

$$\bar{v}^e_\partial = \frac{eE\tau}{m_e}.$$

Так как в очень слабо ионизированном газе $\tau = \tau_{e0} = 1/(n_0\bar{v}_eS_{e0})$, то будем иметь:

$$\bar{v}^e_\partial = \frac{eE}{m_en_0\bar{v}_eS_{e0}}.$$

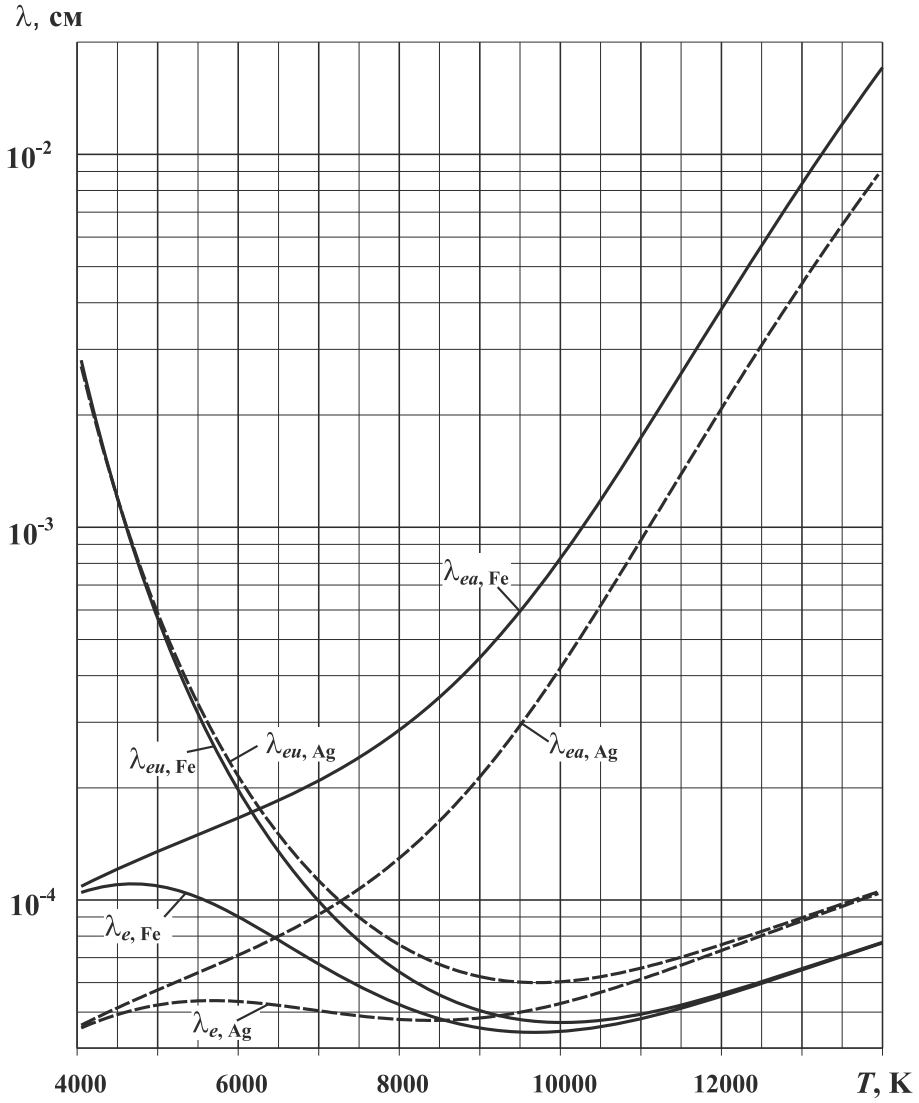


Рис. 2.13. Средняя длина свободного пробега электронов в зависимости от температуры в парах Ag и Fe при p=1 атм.

Если это значение $\bar{v}_\partial^e$ подставить в формулу (2.1.2), определяющую плотность тока, то в слабоионизированном газе Лоренца она будет равна:

$$j = en_e\bar{v}_\partial^e = \frac{e^2 n_e E}{m_e n_0 \bar{v}_e S_{e0}} = \frac{e^2 x_e E}{m_e \bar{v}_e S_{e0}}.$$

Следовательно, плотность тока в слабоионизированном газе зависит от степени ионизации x_e, напряжённости внешнего электрического поля E, средней тепловой скорости электрона $\bar{v}_e$ и эффективного сечения столкновений электрона с нейтральными частицами S_{e0}. Строго говоря, произведение $\bar{v}_e S_{e0}$ необходимо брать как среднее значение, полученное по максвелловскому распределению электронов по скоростям и зависимости S_{e0} от $\bar{v}_e$ [Л-2.1, с. 106]. Это очень сложные зависимости. Поэтому, несмотря на возможные погрешности,

для практических инженерных расчётов вместо действительного эффективного сечения столкновений электрона с атомами будем принимать усреднённые по скоростям эффективные сечения столкновений, приведённые в предыдущем параграфе (таблица 2.4), а вместо скоростей электронов с учётом распределения по Максвеллу – среднюю тепловую скорость их хаотического движения.

В соответствии с законом Ома плотность тока выражается формулой:

$$j = \sigma E,$$

где σ – удельная электропроводность.

Следовательно, удельная электропроводность слабоионизированного газа Лоренца может быть определена по формуле:

$$\sigma_L = \frac{j}{E} = \frac{e^2 x_e}{m_e \bar{v}_e S_{e0}}.$$

В системе измерения СГС:

$$\frac{e^2}{m_e} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{9,11 \cdot 10^{-28}} = 2,53 \cdot 10^8.$$

Таким образом, удельная электропроводность в системе СГС определяется равенством:

$$\sigma_L = 2,53 \cdot 10^8 \frac{x_e}{\bar{v}_e S_{e0}} \text{ эл. стат. ед.}$$

Для перевода измерения удельной электропроводности из системы СГС в практическую необходимо σ в эл. стат. ед. умножить на коэффициент $0,111 \cdot 10^{-11}$ [Л-2.2, с. 309]. Тогда получим:

$$\sigma_L = 2,53 \cdot 10^8 \cdot 0,111 \cdot 10^{-11} \frac{x_e}{\bar{v}_e S_{e0}} = 2,81 \cdot 10^{-4} \frac{x_e}{\bar{v}_e S_{e0}} \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}. \qquad (2.4.1)$$

Приведённая формула (2.4.1) пригодна для расчёта удельной электропроводности как слабо, так и сильно ионизированного идеального газа Лоренца. Только в случае полностью ионизированной плазмы необходимо брать эффективное сечение столкновений электрона с ионами S_{eu}. Для получения действительной электропроводности полностью ионизированной плазмы необходимо учесть взаимные столкновения электронов, которые влияют на распределение их скоростей. По Спитцеру и Хёрму [Л-2.12, с. 183]:

$$\sigma = \sigma_L \gamma_E = 2,81 \cdot 10^{-4} \frac{\gamma_E x_e}{\bar{v}_e S_{e0}} \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1},$$

где σ_L – электропроводность лоренцевского газа, γ_E – отношение действительной проводимости к проводимости лоренцевского газа.

Однако в плазме дуги отключения в действительности электроны сталкиваются и с нейтральными атомами, и с ионами. Поэтому в таком случае,

Таблица 2.8. Отношение проводимости σ к проводимости σ_L в зависимости от $Z_u=n_e/n_u$.

Z_u	1	2	4	16	∞
γ_E	0,582	0,683	0,785	0,923	1,00

при определении электропроводности следует учитывать оба вида столкновений электронов. Взаимными столкновениями электронов друг с другом при относительно низких температурах можно пренебречь, так как они мало влияют на электропроводность плазмы. При температурах, при которых газы или пары металлов почти полностью ионизированы, следует учитывать взаимные столкновения электронов. Для определения удельной электропроводности плазмы в канале дуги отключения можно применять формулу, приведённую в [Л-2.4, с. 114], с учётом уравнения (2.4.1):

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \lambda_e}{m_e \overline{v}_e} = 2,81 \cdot 10^{-4} \frac{n_e}{\overline{v}_e} \frac{1}{n_a S_{ea} + n_u S_{eu}}, \qquad (2.4.2)$$

где n_a и n_u – концентрации атомов и ионов. В [Л-2.5, с. 247] приводится формула зависимости электропроводности плазмы от температуры и давления:

$$\sigma = e^2 n_e \sqrt{\frac{\pi}{8 m_e k T}} \frac{1}{n_a S_{ea} + n_u S_{eu}}. \qquad (2.4.3)$$

Если σ рассчитана в системе СГС, то для перевода значения σ в практические единицы, то есть в $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$, необходимо результат расчёта умножить на коэффициент $0{,}111\cdot10^{-11}$. Расчёты удельной электропроводности с помощью формул (2.4.2) и (2.4.3) дают практически одинаковый результат.

В работе [Л-2.13, с. 173] приводятся данные удельной электропроводности плазмы азота, воздуха и углекислого газа, полученные расчётным путем и подтверждённые экспериментально. Эти данные представлены в таблице 2.9.

Дуга в низковольтных выключателях при отключении тока, как правило, горит в парах металлов. В случае, когда дуга находится на контактах, она горит в парах материалов контактов. Это в основном Ag, Cu, Ni и в ряде случаев C и W. При нахождении дуги в дугогасительной решётке она горит в парах Fe с примесями Cu или Ni, которые применяются в качестве антикоррозийного покрытия деионных пластин. Поэтому в практической работе при разработке конструкций выключателей важно знать, как пары различных металлов влияют на электропроводность плазмы дуги отключения в процессе её гашения.

Для этого с помощью формулы (2.4.3) проведены расчёты удельной электропроводности ионизированных паров Ag, Fe и Cu в зависимости от температуры при давлении 1 атм и построены графики её изменения. При этом значение

Таблица 2.9. Зависимость электропроводности плазмы азота, воздуха и углекислого газа от температуры.

T, К	σ, 1/(Ом·см)		
	N_2	воздух	CO_2
6000	–	0,8	–
7000	4	3,3	3,2
8000	10	7,6	12
9000	18	17	24
10000	28	32	36
11000	37	43	45
12000	47	51	53
13000	57	58	60
14000	67	65	66
15000	76	72	–
16000	83	–	–

усреднённого эффективного сечения S_{ea} столкновений электронов с атомами в диапазоне температур $T = (4 \div 12) \cdot 10^3$ K принято постоянным и равным для паров Fe и Cu $S_{ea} = 35 \cdot 10^{-16}$ см^2, а для Ag $S_{ea} = 120 \cdot 10^{-16}$ см^2. Общую концентрацию частиц n_0 в парах Cu и Fe определим с использованием pT-диаграмм (Рис. 1.4, 1.5) и таблиц 1.5, 1.7-1.9 по формуле:

$$n_0 = n_{кип} \frac{T_{кип}}{T}.$$

Пары Ag примем за идеальный газ и рассчитаем их концентрацию по формуле:

$$n_0 \ (\text{см}^{-3}) = \frac{1,01 \cdot 10^6 \ \text{дин/см}^2 \cdot p \ (\text{атм})}{k \ (\text{эрг/К}) \cdot T \ (\text{К})}.$$

Примем плазму канала дуги квазинейтральной и равновесной, в которой концентрации электронов и ионов равны.

Значения сечений столкновений электронов с ионами в парах металлов в зависимости от температуры при $p = 1$ атм приведены в таблице 2.6.2 и на Рис. 2.12. Средняя длина свободного пробега электрона в парах Ag и Fe в зависимости от температуры при $p = 1$ атм приведена в таблице 2.7 и на Рис. 2.13.

Результаты расчётов удельной электропроводности ионизированных паров Ag и Fe в зависимости от температуры при $p = 1$ атм приведены в таблице 2.10 и показаны в виде графиков на Рис. 2.14. Пунктиром на этом рисунке показаны кривые изменения удельной электропроводности без учёта взаимных столкновений электронов друг с другом. Там же показаны графики изменения удельной электропроводности паров Cu и воздуха по данным таблицы 2.9 в зависимости от температуры при $p = 1$ атм. На Рис. 2.14 видно, что удельная

электропроводность паров серебра значительно ниже удельной электропроводности паров железа и меди.

Удельная электропроводность паров меди при температуре до 7000 К несколько выше удельной электропроводности железа. Следовательно, покрытие деионных пластин дугогасительной решётки Cu в качестве их антикоррозийной защиты не способствует повышению напряжения на дуге в процессе её гашения. Целесообразно деионные пластины оксидировать, так как в этом случае дуга горит только в парах железа или в смеси паров железа и воздуха.

Удельная электропроводность воздуха при температурах до 7000 К меньше удельной электропроводности паров металлов на целый порядок. При более высоких температурах степени ионизации воздуха и паров металлов приближаются к единице и их удельные электропроводности становятся практически равными.

В Приложении 3 на Рис. П3.1 и П3.2 приведены графики изменения удельной электропроводности паров серебра и железа в зависимости от температуры в интервале от 4000 до 14000 К при давлениях от 1,0 до 20 атм.

Для того, чтобы электрическая эрозия контактов при отключении токов, как номинальных, так и короткого замыкания, была минимальной (о чём будет идти речь далее), необходимо снижать напряжение на дуге. Этого можно достичь с помощью присадок в состав материалов контактов легкоионизируемых элементов. По данным [Л-2.6, с. 170] присадка к медным электродам до 5% цезия снижает напряжение дуги приблизительно на 25%.

Как показывают расчёты, удельная электропроводность паров цезия, например, при $T = 6000$ К и $p = 1$ атм составляет $\sigma = 225$ (Ом·см)$^{-1}$. При этих же условиях удельная электропроводность паров меди равна $\sigma = 14$ (Ом·см)$^{-1}$, то есть значения различаются в 16 раз. Поэтому, действительно, незначительные добавки таких элементов, как Cs или Li, в контакты, содержащие Cu и особенно Ag, могут существенно повысить удельную электропроводность паров материала контактов и, следовательно, снизить падение напряжения на дуге.

2.5. Деионизация ионизированных газов и паров металлов

В термически ионизированных газах и парах металлов, в том числе и в плазме дуги, одновременно протекают два конкурирующих процесса: *ионизация*, в результате которой образуются заряженные частицы, и *деионизация*, приводящая к их исчезновению. Деионизация в объёме ионизированного газа происходит за счёт *рекомбинации* заряженных частиц и их *диффузии*. Кроме того, деионизация может происходить в результате осаждения заряженных частиц на поверхностях деталей конструкции дугогасительной камеры.

Таблица 2.10. Удельная электропроводность ионизированных паров Ag и Fe в зависимости от температуры при p=1 атм.

T, 10^3 К		4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
σ, $(Ом·см)^{-1}$	Ag	0,192	1,79	7,42	18,2	32,8	48,7	63,5	73,2	68,6	64,9	66,5
	Fe	0,403	3,89	13,8	28,2	43,7	58,7	72,0	82,0	79,5	71,8	71,4

Примечание. При температурах T=11·10^3 К и выше в расчёте удельной электропроводности учтены взаимные столкновения электронов друг с другом.

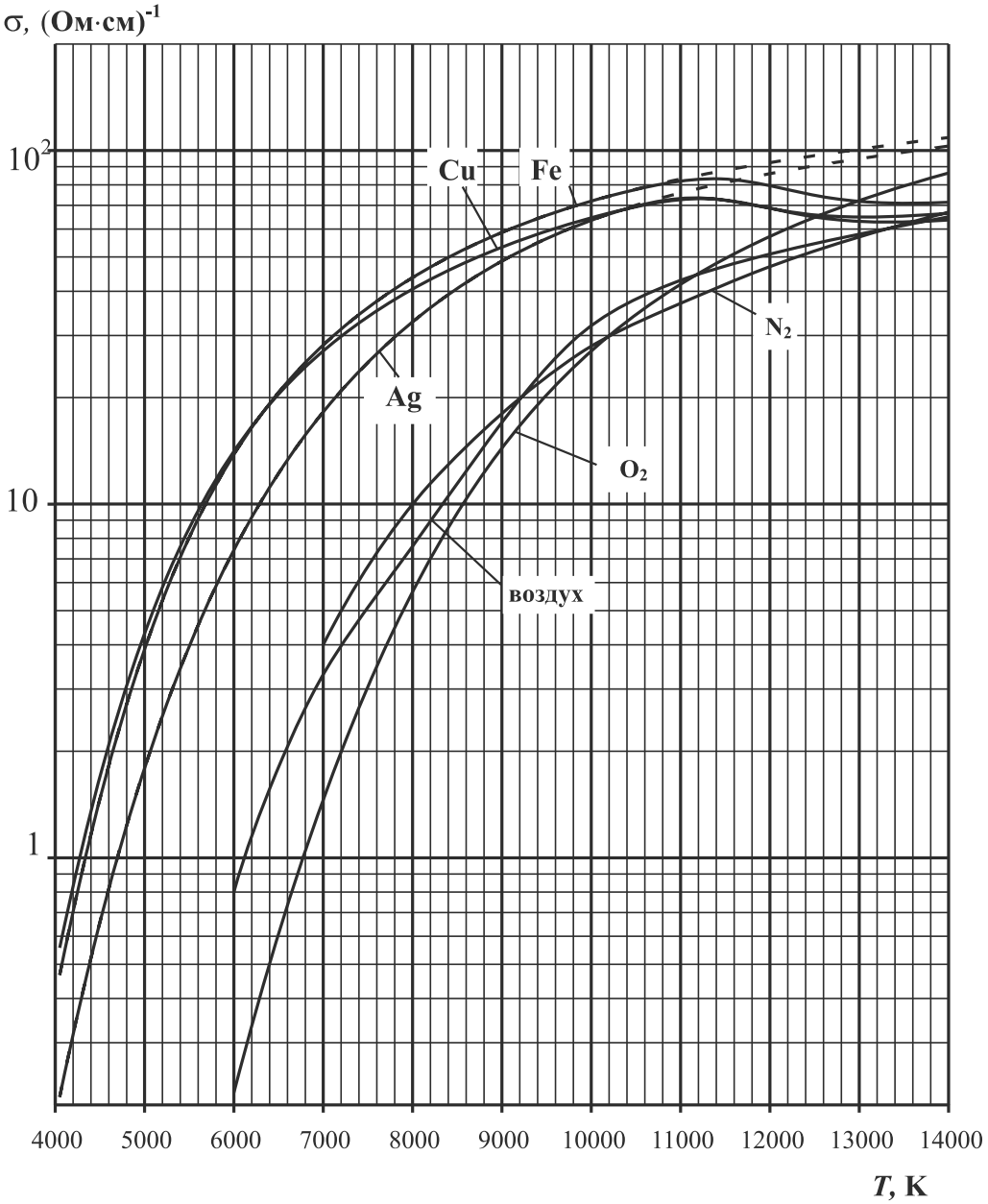


Рис. 2.14. Удельная электропроводность паров металлов и воздуха в зависимости от температуры при давлении p=1 атм, рассчитанные по формуле (2.3.4). Пунктирные линии – расчёт без учёта электрон-электронных столкновений. Графики для воздуха и N_2 построены по данным таблицы 2.9.

Рекомбинация.

В результате хаотического теплового движения заряженных частиц происходят их взаимные столкновения. При этом отрицательно заряженный электрон может быть захвачен положительным ионом (с образованием нейтрального атома или молекулы). Такой процесс называется *рекомбинацией заряженных частиц*. Вероятность захвата заряженных частиц возрастает благодаря их кулоновским взаимодействиям. В результате рекомбинации заряженных частиц выделяется энергия, ранее затраченная на ионизацию нейтральных частиц. Чем выше концентрации отрицательных и положительно заряженных частиц n_e и n_u, тем выше вероятность их столкновений, и тем больше столкновений dn за интервал времени dt будет заканчиваться рекомбинацией. Число актов рекомбинации в единице объёма за время dt можно выразить формулой [Л-2.3, с. 635]:

$$-dn = \beta n_e n_u dt,$$

где β – коэффициент рекомбинации, в системе СГС измеряется в см^3/с. Знак минус означает уменьшение концентрации ионизированных частиц в газе.

В квазистационарной плазме концентрации положительных n_u и отрицательных n_e зарядов одинаковы. В этом случае будем иметь:

$$-dn = \beta n^2 dt$$

или

$$-\frac{dn}{dt} = \beta n^2.$$

Решение этого дифференциального уравнения имеет вид:

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \beta t,$$

где n – конечная концентрация заряженных частиц, n_0 – их начальная концентрация. Отсюда конечная концентрация заряженных частиц:

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \beta t}.$$

Теоретически коэффициент β можно было бы определить из выражения [Л-2.3, с. 635]:

$$\beta = \overline{v}\ S_p(\overline{v}),$$

где $\overline{v}$ – средняя скорость движения заряженных частиц, $S_p(\overline{v})$ – сечение рекомбинации частиц. Найти практически численное значение $S_p(\overline{v})$ очень сложно. Экспериментальные данные о численных значениях коэффициента β в опубликованных материалах скудны и подчас противоречивы.

На величину коэффициента рекомбинации существенно влияют давление газа, его температура и концентрация заряженных частиц. Экспериментально

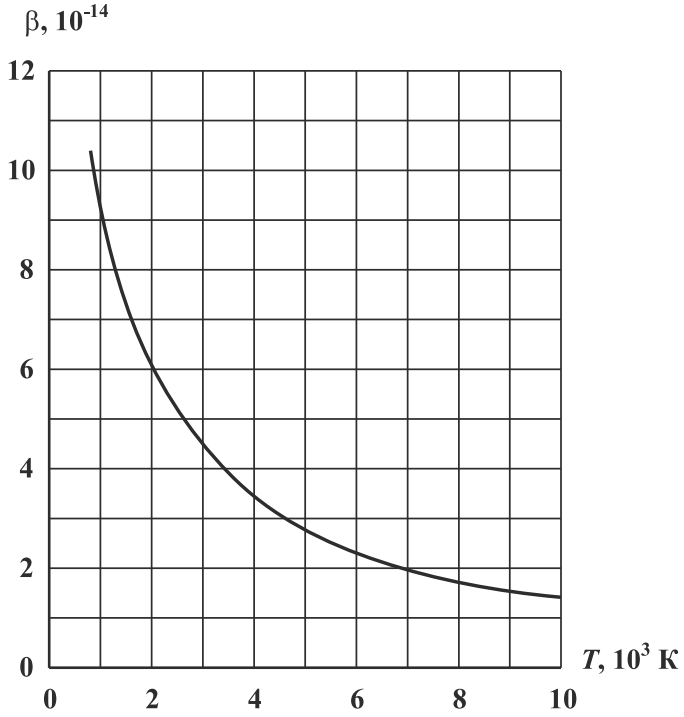


Рис. 2.15 [Л-2.8]. Коэффициент рекомбинации в зависимости от температуры.

определено, что своего максимального значения коэффициент β достигает при атмосферном давлении. Коэффициент β падает при повышении температуры газа и растёт при повышении концентрации заряженных частиц. При прекращении поступления тепловой энергии в объём газа концентрация заряженных частиц значительно падает. На Рис. 2.15 [Л-2.8, с. 96] по данным Энгеля и Штеенбека приведена зависимость коэффициента рекомбинации от температуры.

В слабоионизированном воздухе при атмосферном давлении и относительно низкой температуре, какой может быть в дугогасительных камерах выключателей низкого напряжения при отключении небольших токов, в среде нейтральных атомов A находится относительно мало электронов e и ионов A^+. В таком случае наиболее вероятной схемой реакции рекомбинации иона с электроном будет схема с участием третьей частицы, в качестве которой может быть атом [Л-2.3, с. 665]:

$$A^+ + e + A \rightarrow A + A.$$

По этой схеме рекомбинации воздух в дугогасительной камере светиться не будет. Приближённое значение коэффициента рекомбинации для воздуха по данным [Л-2.15, с. 20] равно:

$$\beta \text{ (см}^3\text{/с)} \approx 2 \cdot 10^{-10} p \text{ (мм. рт. ст.)}.$$

В соответствии с этим выражением при атмосферном давлении коэффициент $\beta \approx 10^{-7} \div 10^{-8}$ см^3/с. В случае рекомбинации заряженных частиц с участием иона и электрона при 300 К в верхних слоях атмосферы вычисленный коэффициент $\beta \approx 10^{-11} \div 10^{-12}$ см^3/с [Л-2.3, с. 661].

В более нагретом газе может протекать радиационная рекомбинация [Л-2.3, с. 661]:

$$A^+ + e \rightarrow A + h\nu,$$

где $h\nu$ – энергия излучения кванта света.

Значения коэффициента β по данным, приведённым в [Л-2.3, с. 662], при радиационной электрон-ионной рекомбинации, происходящей в кислородной и водородной плазме по схемам

$$O^+ + e \rightarrow O + h\nu,$$

$$H^+ + e \rightarrow H + h\nu,$$

представлены в таблице 2.11.

Таблица 2.11. Коэффициенты радиационной рекомбинации в кислородной и водородной плазме.

Температура электрона T_e, К	250	500	1000	2000
$\beta(O^+ + e \rightarrow O + h\nu)$, 10^{-12} см^3/с	3,4	2,2	1,3	0,8
$\beta(H^+ + e \rightarrow H + h\nu)$, 10^{-12} см^3/с	4,8	3,1	2,0	1,3

Температура в канале дуги отключения достигает более высоких значений, чем приведённые в таблице 2.11. Кроме того, дуга отключения относится к электрическим разрядам высокого давления, концентрация электронов в которых достигает достаточно больших значений. Для оценки значений коэффициента рекомбинации в канале дуги отключения следует иметь в виду, что она горит не только в воздухе, но и в парах металлов: Ag, Cu, Ni, Fe и т.д. Знание численных значений коэффициента β в парах этих металлов позволило бы рассчитать время деионизации межконтактного промежутка при погасании дуги переменного тока в безтоковой паузе в процессе естественного перехода тока через ноль. Однако в опубликованных материалах значения коэффициента β в парах контактных материалов не были обнаружены. Более того, значения коэффициента β для воздуха в диапазоне температур и давлений в дуге отключения в опубликованных материалах также отсутствуют. В [Л-2.16, с. 57] приводится формула для коэффициента в воздухе:

$$\beta = 1,12 \cdot 10^{-28} n_e,$$

расчёты по которой вызывают серьёзные сомнения. Поэтому, в дальнейших рассуждениях будем стремиться оценить хотя бы порядок значений коэффициента β в пара́х контактных металлов. Вместе с этой оценкой попытаемся выявить вклад различных видов рекомбинации и диффузии в процесс деионизации плазмы.

В канале мощной дуги отключения, в котором может наблюдаться достаточно высокая концентрация электронов, наиболее вероятной схемой рекомбинации может быть так называемая ударно-радиационная рекомбинация с участием в качестве третьей частицы электрона [Л-2.3, с. 663]:

$$A^+ + e + e \to A + e + h\nu.$$

Такая реакция, как показали экспериментальные и теоретические исследования, возможна при достаточно высокой степени ионизации плазмы, при которой концентрация электронов должна быть $n_e \geqslant 10^{13}$ см$^{-3}$. По экспериментальным данным плотность тока в канале дуги на контактах может составлять $j = 5,0 \cdot 10^3$ А/см^2 при давлении $p = 1$ атм. Концентрация электронов в плазме дуги отключения при таких условиях составляет $n_e = 9,0 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Следовательно, вполне вероятна ударно-радиационная рекомбинация с участием электрона в качестве третьей частицы. Поскольку подвижность электронов намного превосходит подвижность атомов и ионов, то при больших концентрациях электронов вероятность столкновений электронов с ионами существенно возрастает. Поэтому численные значения коэффициента ударно-радиационной рекомбинации должны быть значительно больше, чем для коэффициента при других схемах рекомбинации ($A^+ + e \to A + h\nu$ или $A^+ + e + A \to A + A$).

В [Л-2.17, с. 45] приводится формула, которая дает приближённое значение коэффициента ударно-радиационной рекомбинации в плазме:

$$\beta \approx \sqrt{\frac{kT}{m}} \left(\frac{e^2}{kT} \right)^5 n_e = B n_e,$$

где $m = m_e m_u / (m_e + m_u) \approx m_e = 9,11 \cdot 10^{-28}$ г – приведённая масса электрона и иона, численно равная массе электрона; $m_u = 48,09 \cdot 10^{-24}$ г $\gg m_e$ – средняя масса атома или иона воздуха.

Численное значение величины B в системе СГС в зависимости от температуры приведено в таблице 2.12.

Концентрация электронов n_e зависит как от температуры T, так и от давления p плазмы. Общую концентрацию частиц в воздухе и парах Ag и Cs в зависимости от температуры при давлении $p = 1$ атм определим, приняв воздух и пары за идеальный газ:

$$n_0 \ \ (\text{см}^{-3}) = \frac{1,01 \cdot 10^6 \ \text{дин/см}^2 \cdot p \ (\text{атм})}{k \ (\text{эрг/К}) \cdot T \ (\text{К})}.$$

Таблица 2.12. Зависимость величины $B = \sqrt{\frac{kT}{m_e}}\left(\frac{e^2}{kT}\right)^5$ от температуры.

T, 10^3 К	4	5	6	7	8	9	10	11	12
B, 10^{-27} см^6/с	311	114	50,3	25,2	13,9	8,14	5,05	3,3	2,2

Общую концентрацию частиц n_0 в парáх Cu и Fe при $p = 1$ атм определим с использованием соответствующих pT-диаграмм (Рис. 1.4 и 1.5) и таблиц 1.7, 1.8, 1.5 и 1.9 по формуле:

$$n_0 = n_{кип}\frac{T_{кип}}{T}.$$

Концентрация электронов n_e определяется из равенства:

$$n_e = x_e n_0.$$

Для определения степени ионизации x_e воздуха в зависимости от температуры воспользуемся данными таблиц [Л-2.18, 2.19]. Степень ионизации паров Ag, Cu, Fe и Cs указаны в Приложении 1. Результаты расчётов температурных зависимостей концентраций n_0 и n_e и коэффициента β для воздуха и паров Ag, Cu, Fe и Cs при $p = 1$ атм приведены в соответствующих таблицах 2.13-2.17.

По данным таблиц 2.13-2.17 на Рис. 2.16 построены графики изменения коэффициента β ударно-радиационной рекомбинации в зависимости от температуры для воздуха и паров Ag, Cu и Fe. На Рис. 2.17 представлен такой же график для паров Cs. Графики коэффициента β имеют максимумы. Максимум коэффициента β для паров Cs при $p = 1$ атм наблюдается в диапазоне температур (4-5)·10^3 К, для паров Ag, Cu и Fe в диапазоне (7-9)·10^3 К, для воздуха – (11-12)·10^3 К. Максимальное значение коэффициента β для Cs на порядок больше максимального значения коэффициента для Ag, Cu и Fe, которое, в свою очередь, больше максимального значения коэффициента для воздуха:

$$\beta_{\mathrm{Cs}} = 3,555 \cdot 10^{-8}\ \text{см}^3/\text{с} > \beta_{\mathrm{Fe}} = 3,392 \cdot 10^{-9}\ \text{см}^3/\text{с} > \beta_{возд} = 1,302 \cdot 10^{-10}\ \text{см}^3/\text{с}.$$

Обратим внимание на то, что коэффициент β для паров Fe выше, чем для Cu. То есть деионизация в парах железа за счёт ударно-радиационной рекомбинации протекает более интенсивно, чем в парáх меди.

Одновременно отметим, что при температуре $T \sim 11 \cdot 10^3$ К коэффициенты β для Cs и Ag имеют одинаковые значения.

Зависимость коэффициента β от давления плазмы выражается через концентрацию электронов n_e. Общая концентрация частиц в идеальном газе имеет линейную зависимость от его давления. Концентрация электронов, в свою очередь, зависит от общей концентрации частиц и степени ионизации, зависимость которой от давления имеет сложный характер (см. параграф 1.4).

Таблица 2.13. Коэффициент β ударно-радиационной рекомбинации для воздуха при *p*=1 атм.

T, 10^3 К	6	7	8	9	10	11	12
n_0, 10^{18} см$^{-3}$	1,22	1,05	0,915	0,813	0,732	0,665	0,61
x_e, 10^{-3}	0,1735	0,599	2,35	8,31	23,3	53,5	107,4
n_e, 10^{15} см$^{-3}$	0,212	0,627	2,15	6,70	16,7	33,8	59,2
$\beta=Bn_e$, 10^{-11} см^3/с	1,07	1,58	2,98	5,45	8,43	11,20	13,02

Таблица 2.14. Коэффициент β ударно-радиационной рекомбинации для паров Ag при *p*=1 атм.

T, 10^3 К	4	5	6	7	8	9	10	11	12
n_0, 10^{18} см$^{-3}$	1,826	1,461	1,218	1,044	0,913	0,812	0,731	0,664	0,609
x_e, 10^{-3}	0,327	3,84	20,7	71	180	363	586	771	883
n_e, 10^{15} см$^{-3}$	0,597	5,61	24,7	69,2	139,3	216,3	270	289,1	285,6
$\beta=Bn_e$, 10^{-10} см^3/с	1,86	6,39	12,42	17,44	19,36	17,61	13,64	9,54	6,28

Таблица 2.15. Коэффициент β ударно-радиационной рекомбинации для паров Cu при *p*=1 атм.

T, 10^3 К	4	5	6	7	8	9	10	11	12
n_0, 10^{18} см$^{-3}$	1,136	0,909	0,757	0,649	0,568	0,505	0,454	0,413	0,379
x_e, 10^{-3}	0,449	5,53	30,7	107	272	521	752	888	949
n_e, 10^{15} см$^{-3}$	0,51	5,00	22,55	62,73	121,46	172,98	194,87	194,25	184,54
$\beta=Bn_e$, 10^{-10} см^3/с	1,59	5,70	11,34	15,81	16,88	14,08	9,84	6,41	4,06

Таблица 2.16. Коэффициент β ударно-радиационной рекомбинации для паров Fe при *p*=1 атм.

T, 10^3 К	4	5	6	7	8	9	10	11	12
n_0, 10^{18} см$^{-3}$	2,66	2,13	1,774	1,52	1,33	1,182	1,064	0,967	0,887
x_e, 10^{-3}	0,333	4,25	24,3	86,4	225	448	688	850	930
n_e, 10^{15} см$^{-3}$	0,888	9,04	41,9	120,9	244	366	434	445	427
$\beta=Bn_e$, 10^{-10} см^3/с	2,76	10,31	21,07	30,47	33,92	29,79	21,92	14,68	9,39

Таблица 2.17. Коэффициент β ударно-радиационной рекомбинации для паров Cs при *p*=1 атм.

T, 10^3 К	4	5	6	7	8	9	10	11	12
n_0, 10^{18} см$^{-3}$	1,83	1,464	1,22	1,05	0,915	0,813	0,732	0,665	0,61
x_e, 10^{-3}	66,6	261	584	830	934	972	987	993	996
n_e, 10^{17} см$^{-3}$	1,143	3,03	4,498	4,762	4,419	4,007	3,636	3,313	3,044
$\beta=Bn_e$, 10^{-9} см^3/с	35,55	34,54	22,62	12,00	6,14	3,26	1,84	1,09	0,67

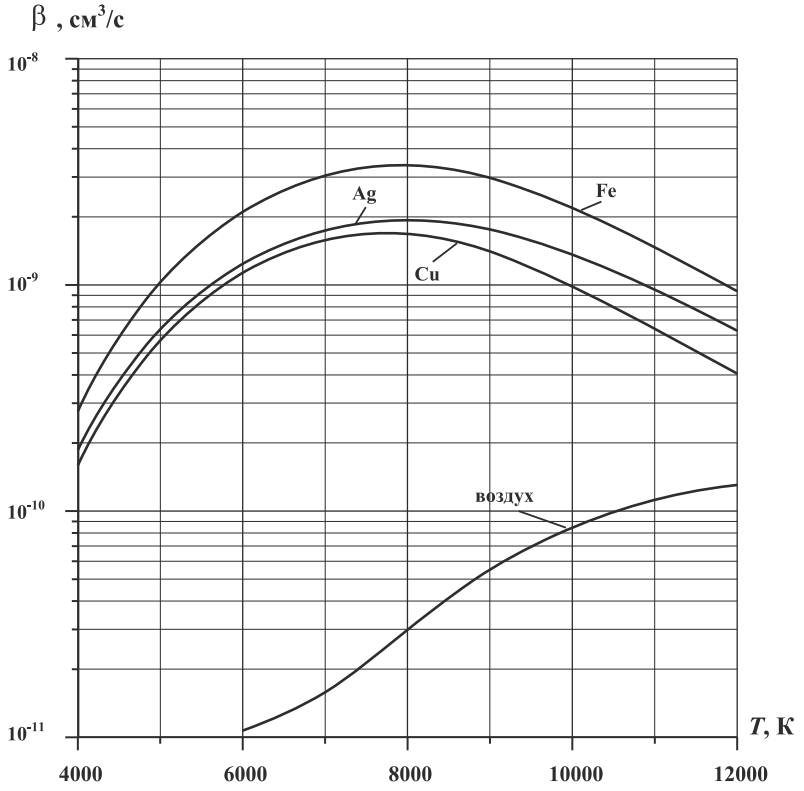


Рис. 2.16. Коэффициенты ударно-радиационной рекомбинации β для воздуха и паров Ag, Cu, Fe в зависимости от температуры при p=1 атм.

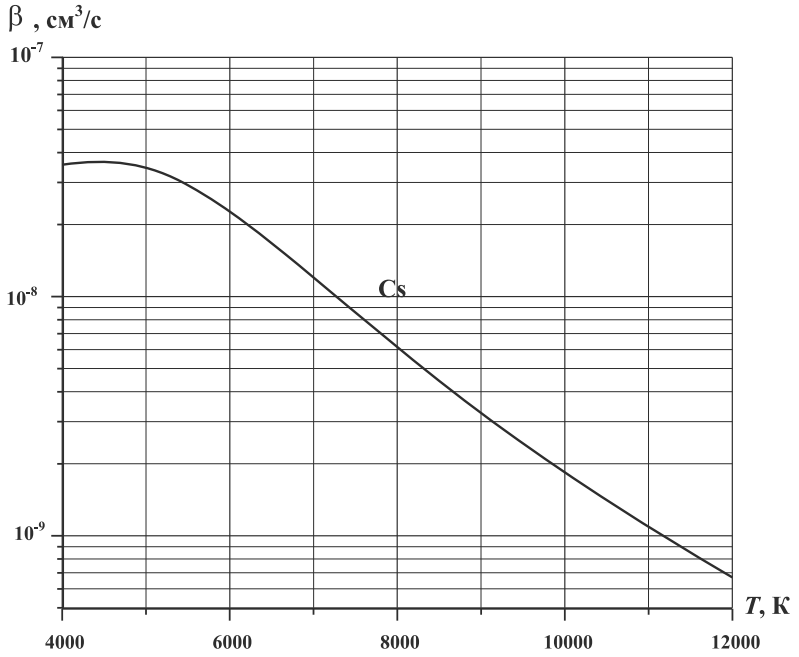


Рис. 2.17. Коэффициент ударно-радиационной рекомбинации β паров цезия в зависимости от температуры при p=1 атм.

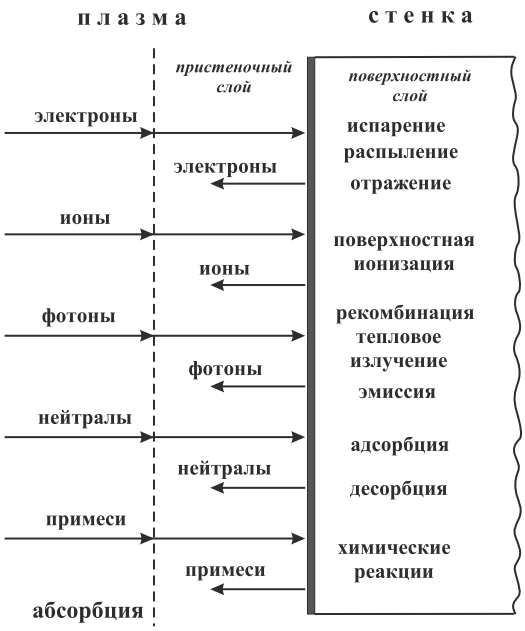


Рис. 2.18. Схематическое изображение пристеночного и поверхностного слоёв при соприкосновении плазмы с изоляционной стенкой.

Добавки в контактные материалы таких элементов, как цезий, могут не только снижать напряжение на дуге, но и ускорять процесс рекомбинации заряженных частиц в её плазме. Следует заметить, что покрытие медью деионных пластин из стали в качестве антикоррозионного покрытия не ускоряет процесс деионизации разрядного промежутка.

На поверхности металлических деталей и изоляционных стенок дугогасительной камеры в процессе гашения дуги протекают различные элементарные физические явления и химические реакции. На Рис. 2.18 схематично показан ряд таких явлений, которые наиболее существенно могут повлиять на процессы гашения дуги [Л-2.20]. В частности, при столкновении заряженных частиц с поверхностью стенки может происходить как их взаимная рекомбинация, так и рекомбинация в поверхностном слое. При столкновении электронов и ионов с нейтральной поверхностью стенки их скорость снижается, и ион легче захватывает электрон. Если металлические детали находятся под электрическим потенциалом, а изоляционные поляризованы, то электроны будут рекомбинировать на положительно заряженных, а положительные ионы – на отрицательно заряженных поверхностях.

Однако необходимо иметь в виду, что абсолютно чистых поверхностей практически не бывает. Дело в том, что атомы газа, соприкасающиеся с чистой поверхностью, с вероятностью 0,3-0,6 прилипают к ней. В результате образуется моноатомный слой, в котором один адсорбируемый атом приходится на четыре

атома поверхности [Л-2.3, с. 702]. Вероятность адсорбирования следующих слоёв атомов значительно снижается. Таким образом, если ионизированный газ в сосуде неподвижен, то заряженные частицы при бомбардировке его поверхности соударяются в первую очередь с адсорбированными атомами газа. Эти соударения могут завершаться поверхностной ионизацией как адсорбированных атомов газа, так и атомов вещества стенки, что в свою очередь, вызывает появления вторичных электронов. Поверхностные явления очень сложны, в том числе из-за примесей, которые имеются в ионизированном газе и материале стенок, и из-за нагрева газа и стенок сосуда.

Взаимодействие ионизированного газа с поверхностью стенки становится совершенно другим, если газ в сосуде перемещается или через него протекает электрический ток.

В [Л-2.8, с. 97; 2.21, с. 132] приводятся примеры расчёта рекомбинации на изоляционных поверхностях. При рассмотрении этого вопроса оба автора исходили из определения числа N_p ионов, рекомбинировавших на единице поверхности изоляции за единицу времени:

$$N_p = \frac{n_u \overline{v}}{4}, \tag{2.5.1}$$

где n_u – концентрация ионов, $\overline{v}$ – средняя скорость теплового движения ионов.

В [Л-2.1, с. 128; 2.3, с. 55] следующим образом обосновывается величина плотности потока заряженных частиц к поверхности пластины. Поток электронов, падающих на поверхность пластины (зонда) площадью 1 см^2 за 1 с, пропорционален произведению

$$n_e \overline{v}_e,$$

где n_e – концентрация электронов, $\overline{v}_e$ – средняя скорость теплового движения.

При движении электронов в одном направлении, перпендикулярном плоскости пластины, поток электронов точно равен произведению $n_e \overline{v}_e$. Однако в термически ионизированной плазме движение частиц хаотичное, и половина электронов движется в противоположном направлении. Более того, только часть электронов движется в направлении, перпендикулярном плоскости пластины. При своём движении заряженные частицы, взаимно сталкиваясь, изменяют направление движения. Расчёты показали, что в таком случае значение плотности потока электронов к поверхности пластины необходимо уменьшить ещё в два раза.

На качество гашения дуги влияют процессы деионизации газа, находящегося в камере. Наиболее существенное влияние на деионизацию газа оказывают процессы рекомбинации ионов и электронов на поверхности деионных пластин. Если ионизированный газ заполняет весь объём дугогасительной решётки, например при отключении выключателем тока короткого замыкания, то можно

определить время, за которое он деионизируется за счёт рекомбинации на стенках после погасания дуги. Пусть при температуре T и давлении p газа концентрация электронов равна n_e. Число электронов N_e в объёме решётки V равно:

$$N_e = n_e V.$$

Возможное число N_{ep} электронов, участвующих в рекомбинации на поверхности деионных пластин S, определим по формуле [Л-2.8]:

$$N_{ep} = \frac{n_e \overline{v}_e S t}{4},$$

где $\overline{v}_e$ – средняя тепловая скорость электронов, t – время полной рекомбинации электронов.

Очевидно, что после полной рекомбинации электронов $N_e = N_{ep}$. Следовательно:

$$n_e V = \frac{n_e \overline{v}_e S t}{4}.$$

Отсюда полное время рекомбинации электронов на поверхности деионных пластин решётки:

$$t = \frac{4V}{\overline{v}_e S}. \qquad (2.5.2)$$

Из этого выражения следует, что время рекомбинации электронов зависит от объёма, занимаемого решёткой, и площади поверхности деионных пластин, то есть от геометрии дугогасительной решётки. Чем меньше будет геометрический параметр решётки V/S, тем быстрее будет протекать рекомбинация заряженных частиц в процессе гашения дуги.

Для примера примем объём, занимаемый дугогасительной решёткой, $V = 500$ см^3, общую площадь поверхности деионных пластин $S = 500$ см^2, температуру ионизованного газа $T = 6000$, 8000 и 10000 К, давление $p = 1$ атм. Результаты расчёта времени рекомбинации электронов приведены в таблице 2.18.

Таблица 2.18. Время *t* рекомбинации электронов в зависимости от температуры *T* при *V*=500 см^3, *S*=500 см^2, *p*=1 атм.

T, К	6000	8000	10000
$\overline{v}_e$, 10^6 см/с	52,2	60,3	67,4
t, 10^{-6} с	0,077	0,066	0,059

Строго говоря, время рекомбинации, рассчитанное по формуле (2.5.2), приблизительное. Чтобы получить более точное время рекомбинации, весь процесс распада плазмы необходимо разбить на отрезки времени Δt, в течение которых следует определять температуру остывающей плазмы и соответствующую ей среднюю тепловую скорость электронов. Заметим, что остывание распадающейся плазмы идёт более медленно, чем рекомбинация заряженных частиц.

Диффузия.

Повышенная концентрация частиц в какой-либо области газовой среды вызывает их рассеивание. Такое рассеивание частиц из области с более высокой концентрацией по всему объёму газа называется *диффузией*.

Для квазистационарной плазмы высокого давления принято считать, что температура ионов и электронов одинаковая. Тепловая же скорость электронов намного выше тепловой скорости ионов (за счёт большого различия их масс). Таким образом, при своём движении электроны опережают ионы. В области между электронами и ионами возникают электростатические силы, тормозящие электроны и несколько ускоряющие ионы. Такой вид диффузии носит название *двуполярной* (*амбиполярной*) *диффузии*.

Однако экспериментальные исследования процессов гашения дуги большой мощности в выключателях и теоретические расчёты формы дугового разряда в зависимости от величины тока и расстояния между плоскими электродами показали, что в дугогасительных устройствах с деионной решёткой рассеивание плазмы происходит ещё под воздействием потоков плазмы и распределения электрического поля между электродами. Потоки плазмы выносят часть заряженных частиц газа за пределы столба дугового разряда, уменьшая, таким образом, их концентрацию в нём. Характер распределения электрического поля приводит дуговой разряд либо к контрагированному, либо к диффузному виду. Естественно, в диффузном виде дугового разряда температура, давление и концентрация заряженных частиц существенно ниже, чем в контрагированном. Процессы деионизации в диффузной дуге протекают более интенсивно, чем в контрагированной, и, следовательно, её легче погасить.

Движение зарядов в термически ионизированной плазме имеет сложный характер. При наличии внешних электрического и магнитного полей траектории движения зарядов становятся ещё более замысловатыми [Л-2.1, с. 19]. Тем не менее, общее движение зарядов происходит в направлении их меньшей концентрации.

В общем виде число ΔN частиц, которые продиффундируют за время Δt через поверхность площадью S, определяется формулой [Л-2.2, с. 143]:

$$\Delta N = -D\frac{dn}{dl}S\Delta t,$$

где dn/dl – градиент концентрации частиц, D – коэффициент диффузии.

Определим коэффициент диффузии D. Перепад давлений создаёт силу, действующую на все частицы, заключённые в единице объёма. Отсюда сила, действующая на одну частицу [Л-2.1, с. 120]:

$$\mathbf{f} = -\frac{kT}{n}\mathbf{grad}\ n.$$

Частицы, движущиеся под действием сил диффузии в общем объёме газа, подвергаются действию сил трения, которые равны количеству движения, передаваемого от движущейся частицы к молекулам и атомам газа за единицу времени. Сила трения, тормозящая движение частицы, равна:

$$\mathbf{f}_{mp} = m\mathbf{v}N_1,$$

где m – масса частицы, $\mathbf{v}$ – скорость частицы, N_1 – число столкновений, происходящих за единицу времени.

При равновесии между движущими силами и силами трения будем иметь:

$$m\mathbf{v}N_1 = -\frac{kT}{n}\mathbf{grad}\ n$$

или

$$n\mathbf{v} = -\frac{kT}{mN_1}\mathbf{grad}\ n.$$

Величина $n\mathbf{v}$ представляет собой поток частиц, следовательно:

$$D = \frac{kT}{mN_1}.$$

Принимая во внимание, что $N_1 = v/\lambda$, где λ – длина свободного пробега частицы, $v = |\mathbf{v}|$ – модуль скорости частицы, получим:

$$D = \frac{kT\lambda}{mv}. \tag{2.5.3}$$

Средняя кинетическая энергия движущихся частиц равна:

$$\overline{w} = \frac{mv^2}{2} = \frac{3kT}{2},$$

откуда:

$$kT = \frac{mv^2}{3}.$$

Подставляя полученное значение в выражение (2.5.3), окончательно получаем:

$$D = \frac{1}{3}v\lambda.$$

Таким образом, коэффициент диффузии зависит от средней тепловой скорости заряженной частицы и длины её свободного пробега.

Коэффициенты диффузии для электронов и ионов равны соответственно:

$$D_e = \frac{1}{3}\overline{v}_e\lambda_e, \qquad D_u = \frac{1}{3}\overline{v}_u\lambda_u. \tag{2.5.4}$$

Однако, как было сказано ранее, в условиях термически ионизированной плазмы имеет место двуполярная диффузия, при которой электроны и ионы

диффундируют в равных количествах. Коэффициент двуполярной диффузии определяется следующим образом:

$$D_a = \frac{b_u D_e + b_e D_u}{b_e + b_u},$$

где b_e и b_u – подвижности электронов и ионов.

В соответствии с кинетической теорией газов подвижности электронов и ионов определяются по формулам:

$$b_e = \frac{e\lambda_e}{m_e \overline{v}_e}, \qquad b_u = \frac{e\lambda_u}{m_u \overline{v}_u},$$

где λ_e, m_e и $\overline{v}_e$ – средняя длина свободного пробега, масса и средняя тепловая скорость электронов, λ_u, m_u и $\overline{v}_u$ – средняя длина свободного пробега, масса и средняя тепловая скорость ионов.

Так как $b_e \gg b_u$, то можно принять, что

$$D_a \approx \frac{b_u}{b_e} D_e + D_u. \tag{2.5.5}$$

В случае амбиполярной диффузии

$$\frac{D_e}{b_e} = \frac{D_u}{b_u}.$$

Сделав соответствующие подстановки в формуле (2.5.5), окончательно получим формулу для определения коэффициента амбиполярной диффузии:

$$D_a \approx b_u \frac{D_u}{b_u} + D_u = 2D_u = \frac{2}{3}\overline{v}_u \lambda_u.$$

Более точное определение коэффициента диффузии сопряжено с трудностями, связанными с многообразием элементарных процессов, протекающих в ионизированном газе в зависимости от различных условий, в том числе от формы и размеров сосуда, в котором заключён газ [Л-2.3, с. 564].

В рамках настоящей книги наибольший интерес вызывает процесс распада посредством диффузии остаточной плазмы в канале дуги после её погасания в межконтактном зазоре и в промежутке между деионными пластинами дугогасительной решётки.

Поток частиц dN/dt в результате диффузии можно выразить уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = -D\frac{dn}{dt},$$

где N – число частиц, диффундирующих через единицу поверхности, dn/dl – модуль градиента концентрации частиц, диффундирующих в направлении l.

Решение этого уравнения, которое приведено в [Л-2.8, с. 100] для канала дуги радиуса r имеет вид:

$$N(r,t) = N_0 e^{-5{,}8D_a t/r^2},$$

откуда

$$\frac{dN}{dt} = -N_0 \frac{5{,}8D_a}{r^2} e^{-5{,}8D_a t/r^2}, \tag{2.5.6}$$

где N_0 – начальное число ионов в канале дуги, dN_u/dt – поток ионов в направлении радиуса канала дуги. Так как величина $5{,}8D_a/r^2$ имеет размерность с^{-1}, то ее можно принять за обратную величину постоянной времени τ процесса амбиполярной диффузии заряженных частиц в остаточном канале дуги:

$$\tau = \frac{r^2}{5{,}8D_a}.$$

Для удобства расчёта скорости убывания заряженных частиц и наглядности формулу (2.5.6) целесообразно представить в виде:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau}.$$

Рассмотрим пример распада остаточной плазмы дуги между серебросодержащими контактами при переходе тока через ноль. По данным скоростной киносъёмки при максимальном мгновенном значении тока дуги $i_\partial = 24{,}5$ кА в момент перехода тока через ноль раствор контактов составлял $\delta = 1$ см, а диаметр остаточной плазмы дуги был равен $d_\partial = 0{,}6$ см. В момент перехода тока через ноль ($i_\partial = 0$) температуру в канале дуги примем равной $T_\partial = 4000$ К, а давление $p = 1$ атм, что достаточно правдоподобно. В таком случае концентрация ионов составит $n_e = n_u = 5{,}97 \cdot 10^{14}$ см^{-3} (см. таблицу 2.14). Начальное число ионов N_{0u} в канале дуги будет:

$$N_{0u} = n_u V_\partial = n_u \frac{\pi d_\partial^2}{4}\delta = 5{,}97 \cdot 10^{14}\ \text{см}^{-3} \cdot \frac{3{,}14 \cdot (0{,}6\ \text{см})^2}{4} \cdot 1\ \text{см} = 1{,}69 \cdot 10^{14}.$$

Для определения коэффициента амбиполярной диффузии рассчитаем среднюю скорость движения ионов Ag и их среднюю длину свободного пробега:

$$\overline{v}_u^{\text{Ag}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{\text{Ag}}}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16}\ \text{эрг/К} \cdot 4000\ \text{К}}{179{,}1 \cdot 10^{-24}\ \text{г}}} = 9{,}62 \cdot 10^4\ \text{см/с},$$

$$\lambda_u^{\text{Ag}} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi n_u^{\text{Ag}} D_{\text{Ag}}^2} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot 3{,}14 \cdot 5{,}97 \cdot 10^{14}\ \text{см}^{-3} \cdot (2{,}88 \cdot 10^{-8}\ \text{см})^2} = 4{,}54 \cdot 10^{-1}\ \text{см},$$

где $D_{\text{Ag}} = 2{,}88 \cdot 10^{-8}$ см – диаметр атома (иона) серебра (см. таблицу 2.5).

Коэффициент амбиполярной диффузии заряженных частиц в парах серебра при $T = 4000$ К и $p = 1$ атм равен:

$$D_a = \frac{2}{3}\overline{v}_u^{\mathrm{Ag}}\lambda_u^{\mathrm{Ag}} = \frac{2}{3}\cdot 9,62\cdot 10^4 \text{ см/с}\cdot 4,54\cdot 10^{-1} \text{ см} = 2,91\cdot 10^4 \ \frac{\text{см}^2}{\text{с}}.$$

Постоянная времени амбиполярной диффузии заряженных частиц в канале дуги, состоящей из паров серебра, составляет:

$$\tau = \frac{r^2}{5,8D_a} = \frac{(0,3 \text{ см})^2}{5,8\cdot 2,91\cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{ с}} = 5,33\cdot 10^{-7} \text{ с}.$$

Во время горения дуги и распада её плазмы после прекращения поступления энергии в канал дуги все три рассмотренных процесса, влияющих на деионизацию плазмы, протекают одновременно. Результаты расчётов показывают, что во всех случаях в мощной дуге отключения, находящейся на контактах, наиболее значительное влияние на деионизацию плазмы оказывает ударно-радиационная рекомбинация заряженных частиц. В случае нахождения дуги в дугогасительной решётке определяющим процессом деионизации плазмы является рекомбинация на поверхности деионных пластин.

Все рассмотренные физические процессы деионизации плазмы относятся к неподвижному в целом газу. Однако, как видно на фотографиях скоростной киносъёмки (см. Рис. 3.19.4), ионизированный газ в дугогасительной камере интенсивно движется в виде потоков плазмы, завихряется, смешивается с холодным воздухом, сталкивается с поверхностями деионных пластин, отражается от них и снова может достичь поверхности пластины, из которой исходил поток плазмы. Такое движение ионизированного газа или паров металлов может привести к более интенсивной деионизации и оказаться решающим фактором в процессе гашения дуги. Если в пустой дугогасительной камере создать интенсивное вихревое движение газа, то дуга может быть эффективно погашена. К сожалению, теоретическая модель деионизации газа, движущегося подобным образом, отсутствует.

2.6. Баланс заряженных частиц в плазме дуги

В плазме дугового разряда одновременно протекают процессы ионизации и деионизации, которые определяют соотношение концентраций нейтральных, положительно и отрицательно заряженных частиц.

Уравнение баланса концентрации отрицательно заряженных частиц (электронов) в плазме можно представить в следующем виде:

$$\frac{dn_e}{dt} = \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_E + \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_T - \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_{рек} - \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_{диф} - \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_{п.пл},$$

где $|dn_e/dt|_E$ – скорость роста концентрации электронов за счёт действия электрического поля, $|dn_e/dt|_T$ – скорость роста концентрации электронов за счёт действия термической ионизации, $|dn_e/dt|_{рек}$ – скорость убывания концентрации электронов в результате их рекомбинации, $|dn_e/dt|_{диф}$ – скорость убывания концентрации электронов в результате действия сил диффузии, $|dn_e/dt|_{п.пл}$ – скорость убывания концентрации электронов из-за их выноса конвективными потоками плазмы из канала дуги в окружающую среду.

При установившемся процессе горения дуги $dn_e/dt = 0$. При зажигании дуги $dn_e/dt > 0$. Для гашения дуги необходимо создать условия, при которых $dn_e/dt < 0$. Если напряжение на дуге в процессе её гашения будет ниже напряжения сети, питающей её энергией, то число актов ионизации в канале дуги будет превышать число актов деионизации. Если напряжение на дуге будет выше напряжения сети, то акты деионизации будут протекать чаще, чем акты ионизации.

Скорость роста концентрации электронов под действием электрического поля можно представить в следующем виде [Л-2.8, с. 102]:

$$\left|\frac{dn_e}{dt}\right|_E = \alpha b_e n_e E,$$

где α – таунсендовский коэффициент ударной ионизации газа, b_e – подвижность электронов.

Ионизация газа под действием электрического поля имеет ударный характер. Напряжённость поля, при которой происходит ударная ионизация, в зависимости от температуры газа выражается формулой [Л-2.8, с. 103]:

$$E = E_0 \frac{T_0}{T},$$

где E_0 – напряжённость поля, при которой происходит электрический пробой воздуха при атмосферном давлении и температуре $T_0 = 273$ К.

Для возбуждения дуги электрическим пробоем при нормальных температуре и давлении необходимо приложить к межэлектродному промежутку электрическое поле напряжённостью до 30 кВ/см. При температурах до 4000 К воздух можно считать практически неэлектропроводным. В таком случае электрический пробой может произойти при напряжённости поля

$$E = 30 \text{ кВ/см} \cdot \frac{273 \text{ К}}{4000 \text{ К}} = 2,05 \text{ кВ/см}.$$

На Рис. 2.19 [Л-2.22, с. 22] показана зависимость напряжённости продольного электрического поля в столбе дуги от тока до 10 А при атмосферном давлении в различных газах, в том числе и в воздухе. В столбе дуги, горящей в воздухе, напряжённость поля при токе до 10 А может изменяться от 20 до

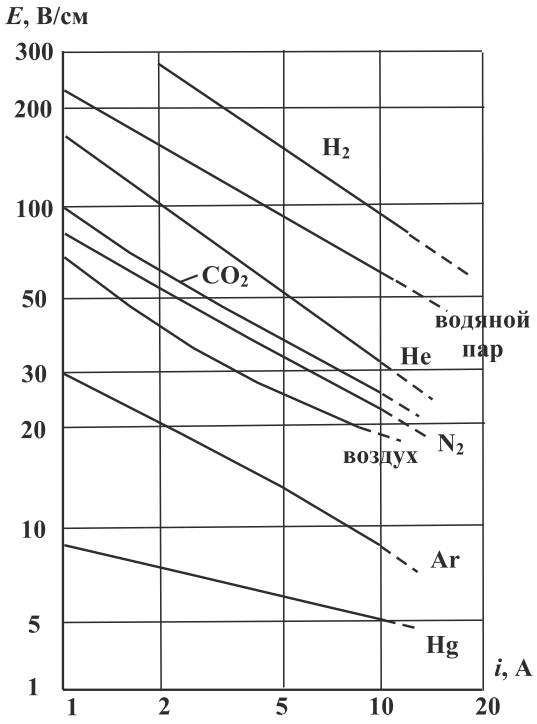


Рис. 2.19 [Л-2.22]. Напряжённость продольного электрического поля E в канале дуги в зависимости от тока в различных газах при p=1 атм.

60 В/см. При токах короткого замыкания, как будет показано далее, эта напряжённость может изменяться от 20 до 90 В/см, что значительно ниже, чем 2,04 кВ/см. Это означает, что ударная ионизация в низковольтных дугах отключения существенной роли не играет.

Механизм термической ионизации рассмотрен в параграфе 1.4. Теоретическая модель для практических численных расчётов потерь электронов в канале дуги за счёт конвективных потоков плазмы до сих пор отсутствует.

Плотность потока частиц (поток, приходящий на единицу площади), определяется произведением nv концентрации частиц на их скорость и в системе СГС измеряется в $см^{-2}{\cdot}с^{-1}$. В [Л-2.23] приводится обширный экспериментальный материал по исследованию потоков плазмы. В [Л-2.23, с. 18] рассматривается вопрос о скорости частиц в потоках плазмы по Меккеру. Частицы у поверхности катода имеют максимальную скорость своего движения, которая в дальнейшем по ходу потока частиц снижается. Максимальная скорость частиц имеет порядок 10^3-10^4 м/с. Однако скоростная киносъёмка дуги в дугогасительной камере при отключении токов короткого замыкания показала, что в таких условиях наиболее мощные потоки плазмы истекают с поверхности анода. Скорость истечения с поверхности анода фронта потока плазмы при токе 100 А согласно [Л-2.23, с. 66] составляет 5 м/с.

Качественно потери частиц из канала дуги за счёт потоков плазмы можно оценить через энергию, выносимую из канала дуги. Энергией обладают именно частицы, поэтому количество частиц должно соответствовать определённому количеству энергии. Потоки плазмы, как будет показано далее, могут выносить более 10% энергии, сосредоточенной в канале дуги. То есть потери частиц каналом дуги за счёт конвективных потоков плазмы могут составлять значительную часть от общего количества частиц канала.

Таким образом, основную роль в ионизации газа в дуге отключения низкого напряжения играет термическая ионизация.

В случае нахождения дуги отключения в неподвижном положении на размыкаемых контактах, когда ток дуги увеличивается, а её напряжение остаётся практически неизменным, будет справедливо неравенство

$$\left|\frac{dn_e}{dt}\right|_T > \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_{диф} + \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_{п.пл},$$

вытекающее из неравенства $dn_e/dt > 0$ при $|dn_e/dt|_E \approx 0$, $|dn_e/dt|_{рек} \approx 0$.

При нахождении дуги в способной погасить её дугогасительной решётке в случае повышения напряжения дуги до величины, большей напряжения сети, и уменьшения тока дуги должно соблюдаться неравенство:

$$\left|\frac{dn_e}{dt}\right|_T < \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_{рек} + \left|\frac{dn_e}{dt}\right|_{п.пл},$$

вытекающее из $dn_e/dt < 0$ при $|dn_e/dt|_E \approx 0$, $|dn_e/dt|_{диф} \approx 0$.

При этом основной процесс деионизации плазмы дуги будет происходить за счёт ударно-радиационной рекомбинации заряженных частиц, их рекомбинации на поверхности деионных пластин и выноса конвективными потоками плазмы в окружающую среду. Заряженные частицы, вынесенные потоками плазмы, сталкиваясь с нейтралами, во-первых, потеряв первоначальную скорость, легко рекомбинируют и, во-вторых, передают свою тепловую энергию частицам газа окружающей среды. Нагрев газа, находящегося в дугогасительной камере, как будет показано далее, происходит в основном за счёт энергии потоков плазмы.

2.7. Движение заряженных частиц в магнитном поле

Основные физические процессы в плазме определяются движением заряженных частиц. Внешнее магнитное поле может существенно влиять на характер их движения. Дело в том, что на частицу, имеющую заряд q и движущуюся со скоростью $\mathbf{v}$ во внешнем магнитном поле напряжённостью $\mathbf{H}$, действует сила $\mathbf{F}$, в системе измерения СГС равная [Л-2.1, с. 39]:

$$\mathbf{F} = \frac{q}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}],$$

где $[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]$ – векторное произведение $\mathbf{v}$ и $\mathbf{H}$, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с – скорость света.

Так как сила $\mathbf{F}$ направлена перпендикулярно векторам $\mathbf{v}$ и $\mathbf{H}$, то она не изменяет модуль скорости частицы, а меняет направление движения частицы. Следовательно, если частица движется параллельно направлению магнитного поля, то сила $\mathbf{F} = 0$. Если частица движется перпендикулярно к направлению поля, то сила $\mathbf{F}$ будет иметь максимальное значение модуля, равное

$$F = \frac{q}{c} v H.$$

В таком случае заряженная частица будет двигаться по круговой траектории. При этом направления движения по круговым орбитам положительно заряженных ионов и отрицательно заряженных электронов будут противоположны. На круговой орбите частицу удерживает центростремительная сила, которая по второму закону Ньютона равна mv^2/r, где r – радиус круговой орбиты частицы. Если сила магнитного поля, действующая на движущуюся заряженную частицу, уравновешена центростремительной силой:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{q}{c} v H,$$

то радиус её круговой траектории будет равен:

$$r = \frac{mvc}{qH}.$$

Этот радиус называется ларморовским.

Если электрон движется в однородном магнитном поле с напряжённостью 100 Э и обладает энергией в 1 эВ, то его скорость равна $v_e = 5,93 \cdot 10^7$ см/с, и, следовательно, ларморовский радиус составит:

$$r_e = \frac{m_e v_e c}{eH} = \frac{9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г} \cdot 5,93 \cdot 10^7 \text{ см/с} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}}{4,8 \cdot 10^{-10} \text{ ед.СГС} \cdot 100 \text{ Э}} = 3,4 \text{ см}.$$

В случае неоднородного магнитного поля радиус кривизны траектории движения заряженных частиц будет иметь переменное значение. Из-за разницы масс электронов и ионов последние будут двигаться по траектории с бóльшим радиусом, чем электроны.

В условиях электродугового разряда на заряженные частицы одновременно действуют силы со стороны электрического и магнитного полей. Известно, что протекание электрического тока вызывает образование кругового магнитного поля. На Рис. 2.20 схематично показано направление тока i, векторов напряжённости $\mathbf{E}$ электрического и $\mathbf{H}$ магнитного полей и вектора Умова-Пойнтинга $\mathbf{S}$, который является вектором плотности потока электромагнитной энергии. На Рис. 2.20 видно, что направления электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны. Если поля однородны, то движение электронов

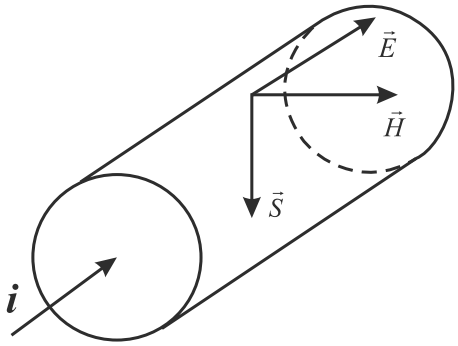


Рис. 2.20. Схематичное изображение элемента канала дуги, направления тока *i*, векторов напряжённостей электрического E и магнитного H полей и вектора Умова-Пойнтинга S.

и ионов будет происходить по циклоидам (Рис. 2.21) с амплитудой h, равной [Л-2.1, с. 51]:

$$h = \frac{2mc^2E}{qH^2}.$$

Заряженная частица под действием электрического поля будет ускоряться. Но по мере роста скорости частицы сила, действующая на нее со стороны магнитного поля, также будет расти. Электроны и ионы под действием электрического поля движутся параллельно его напряжённости, но в противоположные стороны, создавая при этом ток. В результате совместного действия электрического и магнитного полей на направленное движение электронов и ионов накладывается их снос в одном направлении вдоль оси x. Так как отрицательно и положительно заряженные частицы дрейфуют в одном направлении (вдоль оси x), то составляющей тока в этом направлении не возникает.

В случае неоднородных полей траектории заряженных частиц обоих зна-

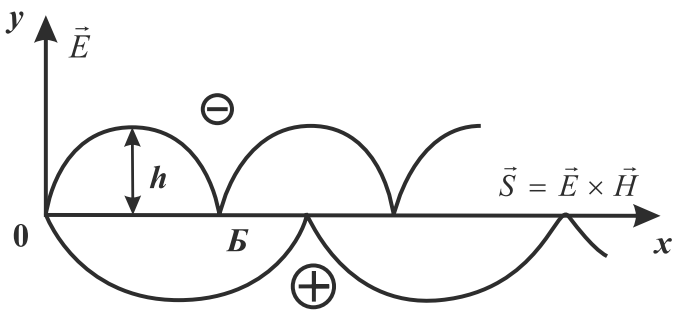


Рис. 2.21. Движение электронов ⊖ и ионов ⊕ во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях. Вектор H перпендикулярен плоскости рисунка.

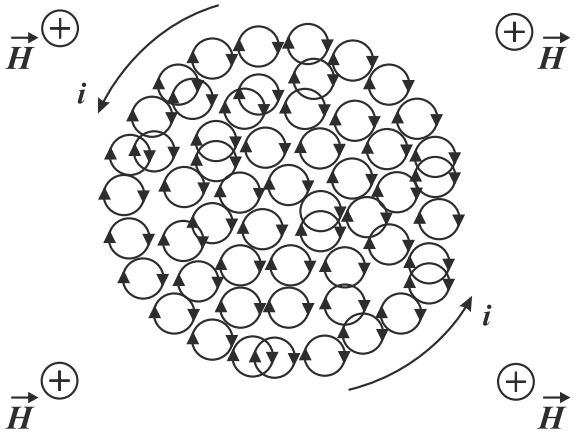


Рис. 2.22. Элементарные токи в объёме плазмы дуги, возникшие во внешнем продольном магнитном поле.

ков приобретают чрезвычайно замысловатый вид. Тем не менее, во всех случаях, под действием магнитного поля наблюдается дрейф электронов и ионов в одном направлении. Поэтому электрический ток в направлении дрейфа частиц не наблюдается.

Дрейф заряженных частиц в канале дуги под действием магнитного поля приводит дугу к пространственному движению в направлении, определяемому правилом левой руки.

На Рис. 2.22 показано сечение канала контрагированной дуги и проекции на плоскость сечения траекторий электронов, движущихся по спирали вокруг силовых линий внешнего продольного магнитного поля. Элементарные токи в объёме плазмы дуги компенсируют друг друга. Нескомпенсированные элементарные токи на наружной поверхности в тонком слое канала дуги образуют кольцевой ток i [Л-2.1, с. 140]. Этот ток при взаимодействии с внешним продольным магнитным полем создаёт объёмные электродинамические силы, которые в соответствии с правилом левой руки направлены внутрь канала дуги. Электродинамические силы в таком случае сжимают плазму в канале дуги, а выражение для силы в системе СГС имеет вид:

$$F = \frac{1}{c}\,[\mathbf{j} \times \mathbf{H}],$$

где $[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$ – векторное произведение плотности тока и напряжённости магнитного поля.

В канале дугового разряда существует перепад давления от оси канала к его периферии. Этот перепад давления создает газокинетическую объёмную силу, которая, будучи отнесённой к единице объёма, равна [Л-2.1, с. 140]

$$\mathbf{grad}p,$$

где p – давление.

В случае равновесия электродинамической и газокинетической сил будем иметь:

$$\frac{1}{c}\,[\mathbf{j}\times\mathbf{H}] = \mathbf{grad}p.$$

Элементарные круговые ларморовские токи в объёме плазмы индуцируют магнитное поле, направленное противоположно внешнему приложенному продольному магнитному полю. В результате этого явления магнитное поле вытесняется из объёма плазмы на его периферию. Таким образом, плазма проявляет диамагнитные свойства. Поскольку при движении по радиусу от центра канала плазмы к его периферии напряжённость магнитного поля растёт, то возникает разность магнитных давлений, которая определяется выражением [Л-2.1, с. 142]:

$$p = \frac{H_1^2 - H_2^2}{8\pi},$$

где H_1 – напряжённость поля на внешней поверхности канала дуги и H_2 – на его оси. Если магнитное поле в канале дуги отсутствует, то магнитное давление, сжимающее канал дуги, равно:

$$p = \frac{H_1^2}{8\pi}.$$

Следует особо подчеркнуть, что проводимость $\sigma_{\parallel}$ плазмы, находящейся во внешнем продольном относительно канала магнитном поле ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$), не претерпевает изменения по сравнению с проводимостью в случае отсутствия магнитного поля σ_0, то есть $\sigma_{\parallel} = \sigma_0$. Следовательно, если дуга отключения будет находиться в продольном магнитном поле, то оно не будет способствовать её гашению. Однако такое магнитное поле способно защищать изоляционные стенки дугогасительной камеры от теплового воздействия плазмы дуги, поскольку оно будет отжимать плазму от стенок к центру канала дуги.

В случае нахождения плазмы в скрещённых внешних электрических и магнитных полях, и особенно в случае $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, проводимость плазмы $\sigma_{\perp}$ может оказаться меньше, чем σ_0. В предельном случае, когда плазма безгранична и однородна, проводимость в установившемся процессе превращается в ноль [Л-2.9, с. 77]:

$$\sigma_{\perp} = \sigma_0 = 0.$$

Практический интерес для аппаратостроения вызывает коаксиальная система электродов, схематично показанная на Рис. 2.23. Дрейф плазмы в такой системе электродов происходит параллельно им, поэтому $\sigma_r = \sigma_{\perp} = 0$.

В [Л-2.24, с. 113] приводятся результаты исследования эрозии электродов в коаксиальной системе под действием больших токов. В случае перемешивания

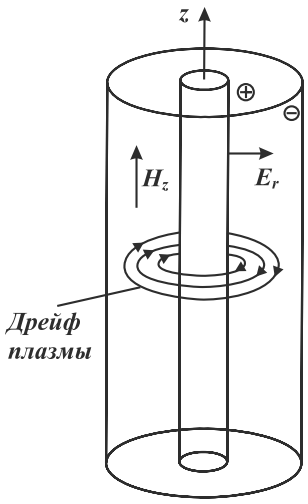


Рис. 2.23. Дрейф плазмы в коаксиальной системе электродов.

плазмы магнитным полем, поперечным к электрическому полю, после неоднократного воздействия тока, сила которого достигала 72 кА, видимых следов эрозии электродов не было обнаружено.

В [Л-2.25, с. 266] показаны результаты испытаний реальной конструкции выключателя с коаксиальной системой контактов. Результаты испытаний выключателя на отключающую способность оказались достаточно обнадёживающими.

Известно, что в любом проводнике при его движении поперёк силовых линий магнитного поля возникает индуцированная электродвижущая сила (ЭДС). По этой же причине, если плазма при своём движении будет пересекать силовые линии магнитного поля, то в её объёме также будет возникать ЭДС. При наличии внешнего электрического поля результирующая напряжённость поля будет равна:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}\,[\mathbf{v} \times \mathbf{H}],$$

где $\mathbf{v}$ – скорость перемещения плазмы как целого. Поэтому прохождение тока в плазме под действием внешнего электрического поля при наличии поперечного магнитного поля отличается от прохождения тока в отсутствии магнитного поля. В таком случае в отличие от закона Ома $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ плотность тока определяется обобщённым законом Ома [Л-2.1, с. 151]:

$$\mathbf{j} = \sigma\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\,[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]\right).$$

Так как индуцированная ЭДС имеет направление, противоположное направлению внешнего электрического поля, то в дрейфующей со скоростью

cE/H плазме результирующее электрическое поле превращается в ноль и, следовательно, ток в ней исчезает. Чем выше концентрация заряженных частиц и их температура, тем более высокая напряжённость магнитного поля требуется для исчезновения тока в плазме. К сожалению, в реальных конструкциях выключателей создать подобные условия невозможно. Дело в том, что в дуге отключения при больших токах короткого замыкания все физические процессы, протекающие в её плазме, являются нестационарными и неравновесными. Ток в дуге отключения, как постоянного, так и переменного напряжения, в процессе её гашения изменяется. Поэтому изменяется давление в дуге, что вызывает различные возмущения плазмы, приводящие к колебательным процессам. Неоднородность магнитного поля и его изменяющаяся напряжённость приводят к дрейфу заряженных частиц по сложным траекториям и также к колебательным процессам в плазме дуги.

Скорость диффузии плазмы во внешнем поперечном магнитном поле отличается от скорости её диффузии в отсутствии магнитного поля. Коэффициент диффузии в поперечном магнитном поле можно определить по формуле [Л-2.9, с. 82]:

$$D_{\perp} \approx 10^{-2} \, \frac{T_e + T_u}{T_e^{\,3/2}} \, \frac{n}{B^2},$$

где B – магнитная индукция, измеряемая в системе СГС в гауссах.

Из приведённой формулы видно, что коэффициент диффузии плазмы в магнитном поле резко снижается при увеличении индукции B. В условиях дуги отключения, в которой принято считать $T_e = T_u$, соотношение между коэффициентами диффузии плазмы в магнитном поле и амбиполярной диффузии D_a в отсутствии магнитного поля имеет вид:

$$D_{\perp} = \frac{D_a}{\left(\omega_e \tau_{eu}\right)^2}, \tag{2.7.1}$$

где ω_e – частота ларморовского вращения электронов, τ_{eu} – среднее время столкновений электронов с ионами.

Так как значение ω_e связано с напряжённостью магнитного поля $H_{\perp}$, то безразмерный множитель $\omega_e \tau_{eu}$ характеризует степень влияния магнитного поля на плазму. Из формулы (2.7.1) вытекает, что скорость диффузии плазмы в магнитном поле всегда будет ниже скорости амбиполярной диффузии при его отсутствии. Это означает, что снижение эрозии контактов при наличии магнитного поля $H_{\perp}$ обеспечить очень трудно, так как поле затрудняет быстрое расширение плазмы дуги, находящейся в неподвижном положении на размыкаемых контактах.

Здесь были рассмотрены некоторые закономерности поведения заряженных частиц в магнитных полях. Вместе с этим магнитные поля существенно

влияют на состояние и поведение дугового разряда в целом. Этот вопрос будет рассмотрен в следующей главе.

2.8. Электрическая прочность воздуха

Атмосферный воздух при нормальных условиях является достаточно хорошим изолятором. При расстоянии между электродами $l = 1$ см электрическая прочность сухого неподвижного воздуха равна 30 кВ/см. Это свойство воздуха очень важно при восстановлении электрической прочности межэлектродного промежутка после погасания дуги. Соотношение скоростей роста электрической прочности и восстанавливающегося напряжения на последуговом промежутке определяет успех гашения дуги или вероятность её повторного зажигания.

Однако электрическая прочность воздуха зависит от многих факторов. В первую очередь на неё влияют плотность воздуха, зависящая от давления и температуры. Электрическая прочность воздуха также зависит от его влажности и степени загрязнения, от формы электродов и состояния их поверхности.

Плотность воздуха в зависимости от температуры и давления может быть определена по формуле:

$$\rho = \rho_0 \frac{pT_0}{p_0 T},$$

где ρ – плотность при заданных значениях давления p и температуры T, ρ_0 – плотность воздуха при давлении p_0 и температуре T_0. Плотность воздуха при $p_0 = 1$ атм и $T_0 = 273$ К составляет $\rho_0 = 1,292 \cdot 10^{-3}$ г/см^3.

Напряжённость поля, при которой может произойти электрический пробой, в зависимости от плотности воздуха можно определить по формуле:

$$E = E_0 \frac{\rho}{\rho_0},$$

где $E_0 = 30$ кВ/см – напряжённость поля, при которой происходит пробой в нормальных атмосферных условиях.

Значение плотности воздуха в зависимости от его температуры и давления можно определить по таблицам термодинамических функций воздуха [Л-2.18, 2.19] или по кривым на Рис. 1.2.

На Рис. 2.24 приведены кривые, характеризующие пробивное напряжение воздуха в зависимости от давления и расстояния между электродами [Л-2.16, с. 82]. При этом оно сильно зависит от формы электродов и, следовательно, от неоднородности приложенного электрического поля. В случае однородного поля электрическая прочность воздуха могла бы расти с повышением его давления практически по линейному закону.

Равномерное поле в реальных конструкциях выключателей обеспечить невозможно. Поля существенно неравномерны из-за краевых искажений на эле-

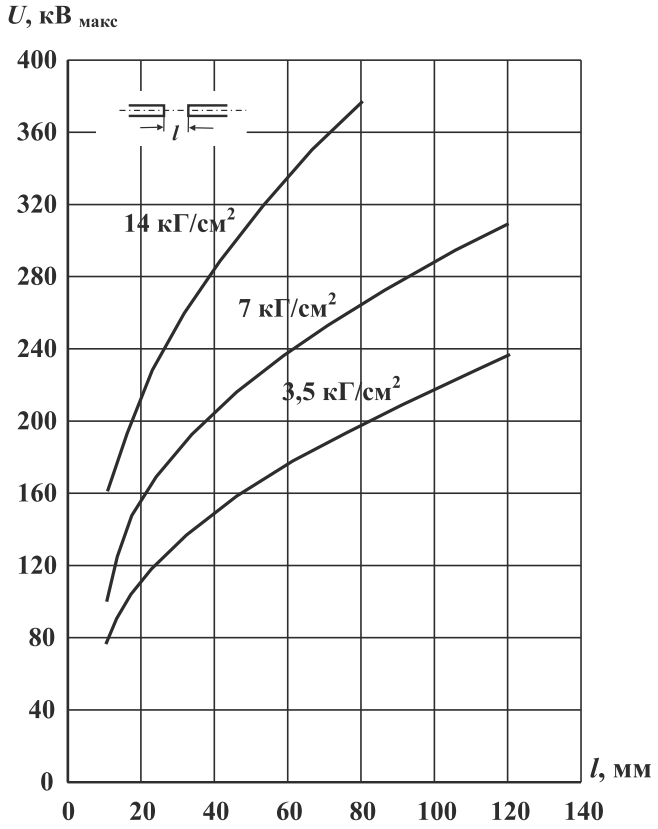


Рис. 2.24 [Л-2.16]. Пробивные напряжения воздуха между электродами диаметром 32 мм в зависимости от расстояния между ними при разных значениях давления.

ментах контактных систем, рогов и деионных пластин дугогасительных решёток (см. цветную вкладку, Рис. 3.66). На электрическую прочность воздуха также влияет близость электродов к поверхностям, изолирующим их.

На Рис. 2.25 и 2.26 [Л-2.16, с. 82] приведены кривые изменения пробивного напряжения воздуха между электродами диаметром ∅10 мм, помещёнными в фарфоровые цилиндры диаметром ∅124 и 135 мм, в зависимости от давления при разных значениях расстояния между электродами. В одном случае зазор между электродами и изоляционными стенками цилиндров составлял $a = 10$ мм, в другом $a = 17,5$ мм. В результате этой разницы в первом случае пробивное напряжение воздуха, например, при $l = 18$ см и давлении $p = 2$ атм составило около $U = 40$ кВ, а во втором – около 30 кВ.

Следовательно, близость электродов (контактов и дугогасительных рогов) к изоляционным стенкам существенно влияет на электрическую прочность межэлектродного промежутка. При этом следует иметь в виду, что в качестве изоляции применялся фарфор, обладающий высокими изоляционными свойствами. В случае применения различных видов пластмасс, используемых в низ-

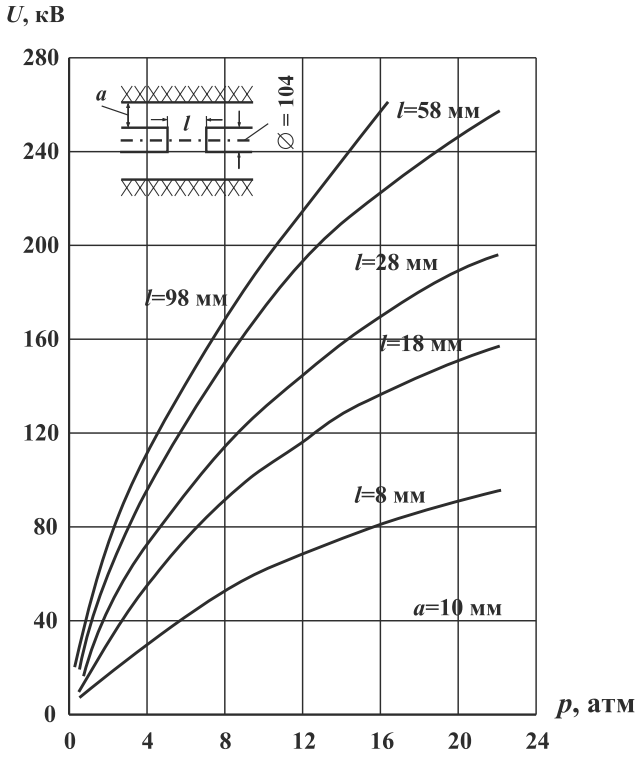


Рис. 2.25 [Л-2.16]. Пробивные напряжения воздуха между электродами ∅104 мм, помещёнными в фарфоровый цилиндр ∅124 мм, в зависимости от давления для разных значений расстояния между электродами (зазор между электродами и изоляционной стенкой a=10 мм).

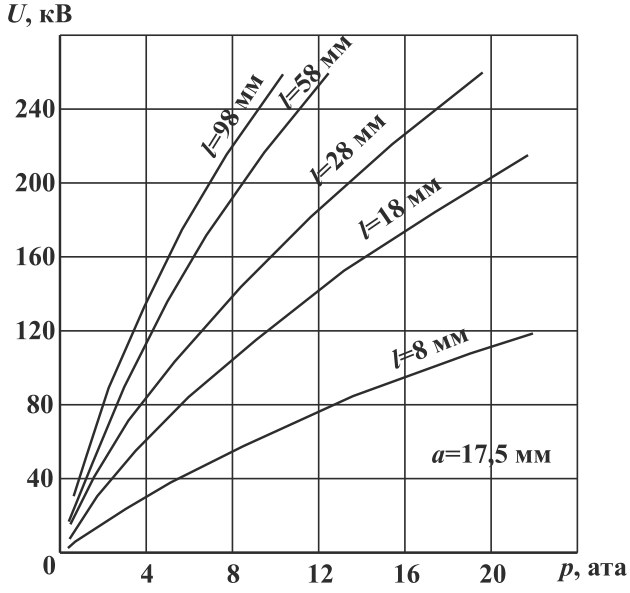


Рис. 2.26 [Л-2.16]. Пробивное напряжение воздуха между электродами ∅104 мм, помещёнными в фарфоровый цилиндр ∅135 мм, в зависимости от давления для различных значений расстояния между электродами (зазор между электродами и изоляционной стенкой a=17,5 мм).

ковольтных выключателях, следует ожидать, что значения пробивных напряжений могут быть ниже приведённых.

Более того, из-за конструктивной необходимости деионные пластины в дугогасительных решётках непосредственно примыкают к изоляционным стенкам дугогасительных камер. В таких случаях электрическую прочность между деионными пластинами будет определять поверхностная электрическая прочность изоляции, которая зависит не только от её состава, но и от её пористости, шероховатости и чистоты.

Электрическая прочность атмосферного воздуха существенно зависит от его состояния (влажность, загрязнённость и т.п.), температуры воздуха и электродов, состояния поверхности электродов. Приведённые данные по электрической прочности воздуха были получены при его осушении с помощью щелочных фильтров.

Зависимость электрической прочности воздуха от его температуры и давления согласно [Л-2.8, с. 51] определяется формулой:

$$E_{пр} = E_0 \frac{pT_0}{p_0 T},$$

где p_0 и T_0 – давление и температура воздуха при нормальных условиях. Если давление воздуха принять равным $p = 1$ атм, то формула примет вид:

$$E = E_0 \frac{T_0}{T}.$$

Однако данная зависимость может быть справедлива лишь при температурах воздуха, при которых он остаётся изолятором. При высоких температурах воздух начинает ионизироваться и становится проводником тока. В таком случае приведённая формула теряет физический смысл.

Разные авторы дают различную величину температуры воздуха, ниже которой его электропроводность исчезающе мала. Так, например, Таев [Л-2.26, с. 37] называет цифру 3000 К, а Залесский [Л-2.8, с. 51] – 4000 К. Примем температуру воздуха, при которой он неспособен проводить ток, равной 4000 К.

Тогда электрическая прочность воздуха при температуре 4000 К и предельной прочности воздуха при нормальных условиях $E_0 = 30$ кВ/см будет равной:

$$E = E_0 \frac{T_0}{T} = 30 \text{ кВ/см} \cdot \frac{273 \text{ К}}{4000 \text{ К}} = 2,04 \text{ кВ/см}.$$

Таким образом, если в исследуемом промежутке после погасания дуги температура воздуха достаточно быстро снизится до величины 4000 К, то можно будет ожидать, что повторного зажигания дуги в выключателях низкого напряжения не произойдёт.

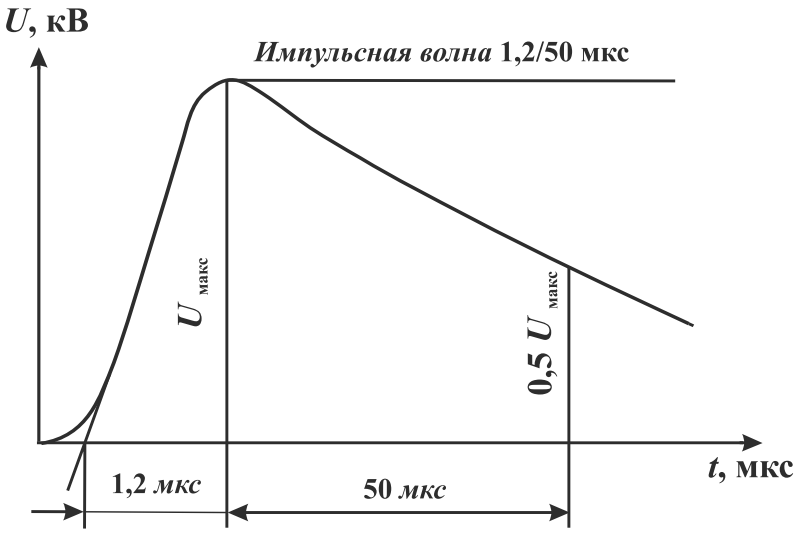


Рис. 2.27. Форма стандартной импульсной волны напряжения для испытания выключателей до 1000 В номинального напряжения.

Здесь следует отметить, что движение воздуха и его перемешивание может существенно повлиять на электрическую прочность межэлектродного промежутка.

Реально в выключателях низкого напряжения при отключении токов короткого замыкания напряжённость электрического поля, при которой происходят электрические пробои между дугогасительными контактами может лежать в интервале $E_{пр} = 118 \div 200$ В/см. Напряжённость поля между контактами после повторного зажигания дуги после естественного перехода тока через ноль скачком падает до $E = 59 \div 100$ В/см [Л-2.27].

Государственными стандартами предусмотрено испытание выключателей низкого напряжения в сухом состоянии на электрическую прочность импульсным напряжением с формой волны 1,2/50 мкс или одноминутным приложением напряжения при промышленной частоте.

На Рис. 2.27 приведены параметры стандартной импульсной волны напряжения (ГОСТ Р 50030.1-2000, п. 8.3.3.4, с. 51).

На Рис. 2.28 [Л-2.16, с. 83] приведены для сравнения две кривые, характеризующие электрическую прочность воздуха в зависимости от давления при равномерном электрическом поле. Как видно из рисунка, импульсная прочность значительно выше, чем прочность, определённая приложенным напряжением промышленной частоты. Однако при атмосферном давлении значения электрической прочности воздуха, полученные при испытании импульсным напряжением и напряжением промышленной частоты, могут быть сравнимыми.

Следует заметить, что скорость нарастания фронта волны импульсного

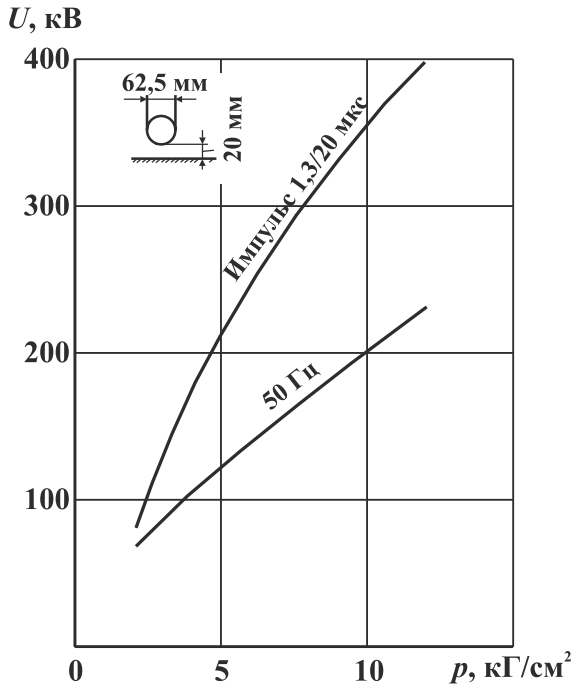


Рис. 2.28 [Л-2.16]. Электрическая прочность сжатого воздуха в зависимости от давления при разных видах испытательного напряжения.

напряжения близка к скорости нарастания фронта напряжения дуги после электрических пробоев между контактами и в дугогасительной камере. Такая большая скорость нарастания напряжения на межэлектродном промежутке может снова привести к повторному электрическому пробою. Испытание выключателей импульсным выдерживающим напряжением в некоторой степени характеризует вероятность электрических пробоев от перенапряжений, возникающих при гашении дуги.

Список литературы к главе 2

2.1. *Арцимович Л. А.* Элементарная физика плазмы. – М.: Атомиздат, 1966.

2.2. *Сена Л. А.* Единицы физических величин и их размерности. – М.: Наука, 1977.

2.3. *Мак-Даниель И.* Процессы столкновений в ионизированных газах. – М.: Мир, 1967.

2.4. *Грановский В. Л.* Электрический ток в газах. – М.: Наука, 1971.

2.5. *Финкельнбург В., Меккер Г.* Электрические дуги и термическая плазма. – М.: Иностранная литература, 1961.

2.6. *Намитоков К. К.* Электроэрозионные явления. – М.: Энергия, 1978.

2.7. *Радциг А. А., Смирнов Б. М.* Справочник по атомной и молекулярной физике. – М.: Атомиздат, 1980.

2.8. *Залесский А. М.* Электрическая дуга отключения. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963.

2.9. *Лукьянов С. Ю.* Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. – М.: Наука, 1975.

2.10. Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1960.

2.11. *Лесков Г. И.* Электрическая сварочная дуга. – М.: Машиностроение, 1970.

2.12. *Спитцер Л.* Физика полностью ионизированного газа. – М.: Мир, 1965.

2.13. *Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Пахомов Е. Н., Шабашов В. И.* Экспериментальное исследование переносных свойств низкотемпературной плазмы при помощи электрических дуг // ТИИЭР, 1970, № 4. С. 171-179.

2.14. *Тиходеев Г. М.* Энергетические свойства электрической сварочной дуги. – М.-Л.: Издательство АН СССР, 1961.

2.15. *Намитоков К. К., Пахомов П. Л., Харин С. Н.* Математическое моделирование процессов в газоразрядной плазме. – Алма-Ата: Наука, 1988.

2.16. *Цейров Е. М.* Воздушные выключатели высокого напряжения. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1957.

2.17. *Намитоков К. К., Пахомов П. Л., Харин С. Н.* Излучение газоразрядной плазмы. – Алма-Ата: Наука, 1984.

2.18. *Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В., Стаханов И. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б.* Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 6000 до 12000 К и давлений от 0,001 до 1000 атмосфер). – М.: Изд-во АН СССР, 1957.

2.19. *Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б.* Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 12000 до 20000 К и давлений от 0,001 до 1000 атмосфер). – М.: Изд-во АН СССР, 1959.

2.20. ТИИЭР. Т. 69, № 8, август 1981. С. 39.

2.21. *Третьяк Г. Т.* Электрическая дуга. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1932.

2.22. *Самервилл Дж. М.* Электрическая дуга. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962.

2.23. *Брон О. Б., Сушков Л. К.* Потоки плазмы в электрической дуге выключающих аппаратов. – Л.: Энергия, 1975.

2.24. *Рич Дж. А.* Методы увеличения порогового тока образования анодного пятна в вакуумных дугах в парах металлов // ТИИЭР, 1970,

№ 4. С. 113-120.

2.25. *Fujiwara K.* Arc quenching behavior of rotary arc in sulfur hexafluoride // Proceedings of the 7th International Conference on Electrical Contact Phenomena, 17-21 June 1974, Paris, France. P. 266-272.

2.26. *Таев И. С.* Электрические аппараты. Общая теория. – М.: Энергия, 1977.

2.27. Отчёт о НИР по теме „Исследования процессов гашения электрической дуги большой мощности в автоматических выключателях“. Часть III. Физические процессы в дугогасительной решётке и повторные зажигания дуги / Научный руководитель и ответственный исполнитель *В. П. Мещеряков.* – Ульяновск: АОЗТ „Контактор“, 2000.

Глава 3.
Основы физики дуги отключения

Отключение электрической цепи, находящейся под нагрузкой, сопровождается дуговым разрядом на контактах выключателя. В низковольтных выключателях дуга горит в воздушной среде, давление которой в большинстве случаев близко к атмосферному. Дуговой разряд, горящий при таком давлении, относят к дуге высокого давления. Поэтому в данной главе будут рассматриваться физические особенности дуги высокого давления.

3.1. Физические особенности дуги высокого давления

Параметры плазмы высокого давления зависят от различных условий её существования. Кратко остановимся на некоторых из них, влияющих на характеристики дуги.

3.1.1. Влияние среды

Среда, в которой горит дуга, может существенно влиять на параметры дуги. Если дуга горит в воздухе, то температура в её канале будет намного выше, чем температура в канале дуги, горящей в парах металлов. Это объясняется тем, что потенциалы ионизации кислорода и азота, составляющих воздух, почти в два раза выше, чем потенциалы ионизации металлов. При равных температурах степень ионизации и электропроводность паров металлов оказываются выше аналогичных параметров в воздухе.

3.1.2. Влияние давления окружающей среды

При токах короткого замыкания давление в канале дуги отключения может как намного превышать атмосферное, так и быть практически равным ему. С ростом давления газа, в среде которого свободно горит дуга, её диаметр уменьшается и, следовательно, температура и интенсивность излучения её плазмы возрастают. При давлении среды ниже 0,1 атм наблюдается переходная форма электрического разряда от тлеющего к дуговому – тлеющая дуга [Л-3.1, с. 42]. При давлении среды выше 0,1 атм формируется дуговой разряд

высокого давления. Изменение давления воздуха или инертных газов, в среде которых горит дуга, по-разному отражается на её напряжении. В свою очередь напряжённость электрического поля вдоль канала дуги с ростом давления может увеличиваться как по линейному, так и по нелинейному закону. В частности, эта зависимость может выражаться степенной функцией с показателем степени от 0,2 до 0,5. При горении дуги в парах металлов с увеличением давления напряжённость поля растёт более медленно, чем в случае горения дуги в среде газов.

3.1.3. Влияние силы тока

При силе тока 50-80 А в свободно горящей дуге образуется ядро, которое принято называть „контрагированным столбом дуги“ [Л-3.1, с. 35]. В настоящей работе изучается дуга отключения, ток которой превышает сотни и тысячи ампер. Как будет показано в параграфах 3.3, 3.4, по мере увеличения тока и расстояния между электродами короткая *контрагированная дуга со сплошным ядром* переходит в короткую *контрагированную дугу с дискретным ядром*, а затем *в диффузную дугу с расщеплённым ядром.*

В контрагированной дуге с увеличением тока растёт и её температура. При росте температуры плазмы в канале дуги до ~ 15000 К повышается электропроводность и наблюдается снижение продольной напряжённости электрического поля. При относительно большом токе температура поверхности опорных пятен контрагированной дуги, в первую очередь анодных, достигает точки кипения материала электродов, происходит его интенсивное испарение и дуга горит в парах металла. Нередко это приводит к значительной потере массы и изменению формы электродов.

В случае диффузной дуги с расщеплённым ядром тепловая нагрузка рассредотачивается по большой поверхности электродов, на которой образуется множество дискретных опорных пятен, и общая электрическая эрозия резко сокращается.

3.1.4. Влияние материала электродов

На параметры плазмы существенное влияние оказывают тепло- и электрофизические свойства металлов электродов. Относительно низкие температуры плавления и кипения и потенциалы ионизации металлов электродов приводят к интенсивной эмиссии электронов с поверхности катода, испарению анода и образованию плазмы в канале дуги из паров металла.

При выборе материала для контактов или их составляющих, деионных пластин, дугогасительных рогов и их антикоррозионного покрытия целесооб-

разно руководствоваться соответствующими pT-диаграммами, характеризующими зависимость температуры кипения металла от давления, и данными о потенциалах ионизации.

На состав плазмы дуги большое влияние оказывает расстояние между электродами.

Теплоёмкость и теплопроводность металла электродов влияет на температурный режим дуги. Например, чем выше теплопроводность металла контактов, тем быстрее в безтоковой паузе на переменном токе будет остывать остаточная плазма в межконтактном зазоре.

Движение дуги по электродам, металл которых покрыт окисными плёнками или насыщен газами, происходит с большей скоростью, чем по электродам из чистых металлов.

3.1.5. Влияние собственного и внешнего магнитных полей

Круговое магнитное поле от собственного тока дуги сжимает её канал, создавая ядро в дуге.

Продольное относительно направления тока магнитное поле приводит дуговую плазму во вращательное движение вокруг оси дуги и тем самым способствует охлаждению плазмы.

Поперечное магнитное поле приводит дугу, как и любой проводник с током, в поступательное движение. При таком движении канал дуги может интенсивно охлаждаться, а её напряжение значительно вырастать. Направление движения дуги в таком случае определяется по правилу левой руки. Скорость движения дуги зависит от силы тока, напряжённости внешнего магнитного поля и расстояния между электродами.

3.1.6. Дуга отключения

Дуга отключения представляет собой дуговой разряд, параметры плазмы которого быстро изменяются в течение относительно короткого времени. Плазма в канале дуги отключения находится в нестационарном неравновесном состоянии и термодинамические процессы, протекающие в ней, являются необратимыми. Поэтому её изучение сопряжено с большими теоретическими и экспериментальными трудностями.

Отличительной особенностью дуги отключения низкого напряжения (равно как и всех дуг) от других электрических разрядов является *низкое катодное падение напряжения* и *высокие плотность тока* и *яркость свечения*.

Температура в канале дуги отключения может достигать 10^4 К. При таких температурах ионизированный газ или пары металлов можно принимать за

идеальный газ.

Напряжение на дуге отключения в процессе её гашения достигает высоких значений и, как правило, превышает напряжение электрической сети. На переменном токе при малых значениях силы тока дуга может погаснуть при естественном переходе тока через ноль. Такой способ гашения дуги применяют в бытовых выключателях. Для сокращения разрушений в месте короткого замыкания и электрического износа выключателя при гашении дуги большой мощности необходимо создавать условия для ограничения тока. Для этого необходимо, чтобы напряжение на дуге превышало напряжение сети. Поэтому при необходимости ограничения переменного тока в процессе гашения дуги применяют те же самые способы гашения, что и на постоянном токе. При гашении дуги малых индуктивных критических токов постоянного напряжения возникают дополнительные трудности по сравнению с гашением дуги переменного тока. Это связано с низкой подвижностью дуги при малых токах.

В предлагаемой читателю книге рассматривается гашение дуги большой мощности на переменном токе.

3.2. Возбуждение дугового разряда

Физический процесс формирования и характеристики дугового разряда существенно зависят от способа его возбуждения:

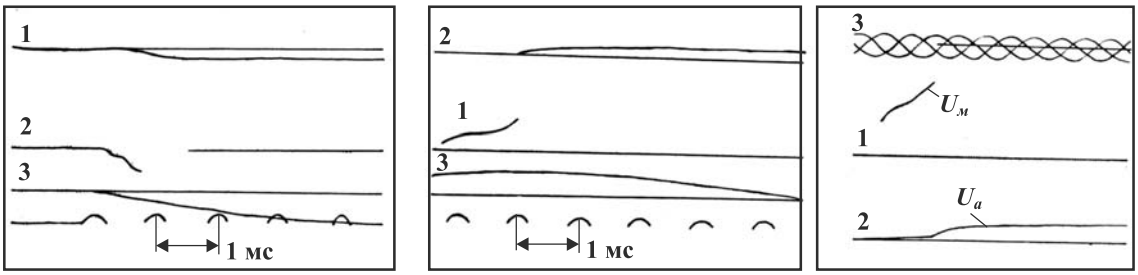
- размыканием контактов;
- впрыскиванием плазмы в межэлектродный промежуток;
- электрическим пробоем;
- пережиганием проволочки и т.п.

В зависимости от способа возбуждения дуги будет разным состав её плазмы и, следовательно, будут разными её электрофизические свойства.

3.2.1. Возбуждение дуги размыканием контактов

Физические процессы на размыкаемых контактах зависят от количества выделяемой при отключении тока энергии и материала контактов. Состав плазмы дуги, в свою очередь, зависит от геометрических размеров опорных пятен дуги и межконтактного промежутка. В любом случае в момент размыкания контактов при отключении тока в электрической цепи образуется жидкий мостик, который затем переходит в дуговой разряд.

В чистом виде жидкий мостик наблюдается в слаботочной аппаратуре в тех случаях, когда отключаемый ток или напряжение на контактах находятся ниже соответствующего порога дугообразования. По данным, приведённым в [3.2, с. 35], на серебряных контактах при напряжении 25 В дуга образует-



а) 700 А **б) 1800 А** **в) 5000 А**

Рис. 3.1 [Л-3.3]. Осциллограммы отключения тока с различными формами разрушения мостика: 1 – падение напряжения на мостике; 2 – падение напряжения на дуге; 3 – сила тока.

ся при токе 1,7 А. Существует зависимость $i_д = f(U)$ между приложенным напряжением U и током дугообразования $i_д$. Так, например, при напряжении $U = 220$ В дуга образуется при токах бóльших, чем $i_д = 0,25$ А. Жидкий мостик при небольших токах разрушается механическим растягиванием расходящихся контактов. На время разрушения мостика в таком случае существенно влияет скорость размыкания контактов.

При большой силе тока в зависимости от её значения процесс разрушения жидкометаллического мостика на размыкаемых контактах протекает поразному. По данным [Л-3.3, с. 23] при токах в диапазоне 5-5000 А в условиях вакуума выявлены три формы разрушения мостиков: нормальная, всплесковая и аномальная. Существование указанных форм разрушения мостиков может иметь место и в низковольтных выключателях, работающих в воздушной среде. Как указано в [Л-3.3, с. 35], характер протекания разрушения мостиков при размыкании мощных контактов, как в вакууме, так и в других средах, „не изменяется сколько-нибудь существенно“. Далее будет показано, что пока площадь $S_{бок}$ боковой поверхности цилиндра или усечённого конуса, построенного на опорных пятнах дуги, находящейся в неподвижном положении на размыкаемых контактах, будет меньше суммы $\sum S_{оп}$ площадей обоих опорных пятен ($S_{бок} < \sum S_{оп}$), газ внешней среды не может проникнуть внутрь канала дугового разряда. Поэтому в любых средах физические процессы на размыкаемых контактах при вышеуказанных условиях не будут существенно отличаться друг от друга.

На Рис. 3.1,а приведена осциллограмма отключения тока 700 А с нормальной формой мостика [Л-3.3, с. 23]. По осциллограмме видно, что напряжение на мостике и дуге изменяется довольно плавно. При отключении тока 1800 А (Рис. 3.1,б) в конце процесса разрушения мостика происходит „всплеск“ напряжения между расходящимися контактами. В случае отключения тока 5000 А

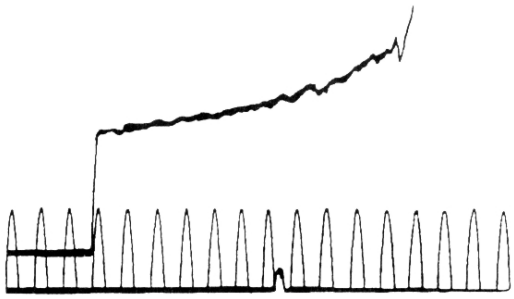


Рис. 3.2 [Л-3.4]. Осциллограммы изменения напряжения на размыкающихся контактах с образованием дуги.

(Рис. 3.1,в) наблюдается аномальная форма разрушения мостика, напряжение на котором непрерывно и быстро растёт до 3-5 В, ещё недостаточных для дугообразования. В качестве контактов использовался вольфрам. Напряжение дуги, горящей в вакууме на вольфрамовых контактах, составляет не менее 20 В. Поэтому авторы [Л-3.3, с. 25] высказывают мнение, что при аномальной форме разрушения мостика благодаря достаточно интенсивному выделению энергии в малом объёме стягивания тока с самого начала размыкания контактов образуется паровая фаза из материала контактов с высокой степенью ионизации.

На Рис. 3.2 приведена осциллограмма напряжения на размыкающихся в вакууме контактах, на которых затем возникает дуга [Л-3.4, с. 277]. Изменение напряжения имеет тот же характер, что показан на Рис. 3.1,в. Размыкание контактов сопровождается взрывом места их соприкосновения. Взрыв происходит в результате резкого перегрева узкого участка контактов, к которому стягиваются линии тока. Перегрев обусловлен быстрорастущим переходным сопротивлением и происходит непосредственно перед размыканием контактов. Первопричиной образования искрового и дугового разрядов, по мнению некоторых авторов, являются микровзрывы выступов на поверхности катода, которые приводят к взрывной эмиссии электронов.

На Рис. 3.3 приведены осциллограммы напряжения [Л-3.5] на размыкаемых контактах низковольтного выключателя при отключении переменного тока, максимальные мгновенные значения которого составляли $i_m = 8,5$ кА и $i_m = 24,5$ кА. Мгновенное значение тока в момент размыкания контактов в первом случае было равно $i = 7,5$ кА (Рис. 3.3,а), во втором $i = 13$ кА (Рис. 3.3,б). В качестве разрывных контактов была использована пара серебросодержащих металлокерамических контактов на основе никеля и вольфрама. На Рис. 3.4 показана фотография скоростной киносъёмки и графическое изображение дуги на размыкаемых контактах при токе 7,5 кА по истечении времени $t_\partial = 0,334$ мс (это время соответствует второму кадру киноограммы). На Рис. 3.5 приведена

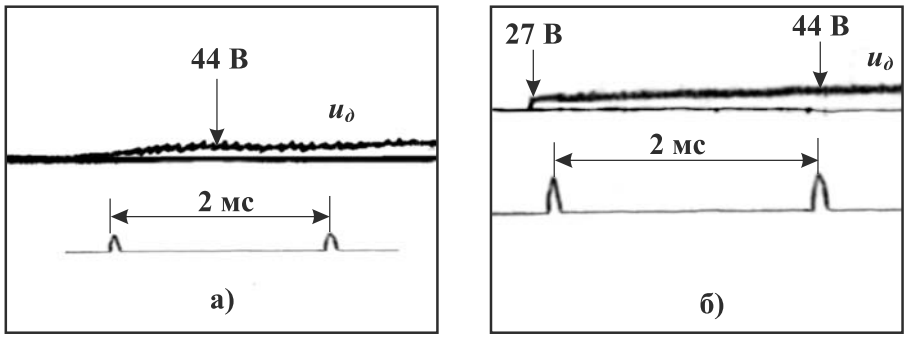


Рис. 3.3. Осциллограммы напряжения дуги на размыкаемых контактах; $u_д$ – напряжение на дуге; в момент размыкания контактов мгновенное значение тока составляло: а) $i_д$=7,5 кА (нормальная форма разрушения мостика), б) $i_д$=13 кА (взрывная форма).

фотография скоростной киносъёмки дуги, ток которой в момент размыкания контактов составлял $i = 13$ кА.

Из анализа Рис. 3.3,а и 3.4 вытекает, что процесс возбуждения дуги на размыкаемых контактах протекает спокойно и разрушение мостика соответствует нормальной форме. Это означает, что мостик разрушается в результате испарения его жидкой фазы за время, не превышающее 1 мс. За это время напряжение на дуге плавно поднялось до $U_д = 44$ В. В случае размыкания контактов при мгновенном значении тока $i_д = 13$ кА напряжение на дуге скачком достигло значения $U_д = 27$ В, вполне достаточного для дугообразования. Во время экспозиции второго кадра кинограммы скоростной киносъёмки из зоны контактов в нижней их части произошёл выброс светящегося газа в виде струи. Обратим внимание на то, что выброс произошёл не мгновенно в момент размыкания контактов, а спустя некоторое время $t_д \sim 0,3$ мс.

Согласно [Л-3.3, с. 32] при размыкании металлокерамических контактов на основе вольфрама с добавкой 6,7% никеля при токе до 5000 А аномальная форма разрушения мостика не наблюдалась. Длительность существования мостика на таких контактах при токах от 200 до 2000 А составляла $\sim 0,5$ мс.

Из приведённых данных следует, что даже незначительные добавки к металлокерамическим контактам с тепло- и электрофизическими свойствами, отличными от свойств металла, составляющего каркас контакта, существенно влияют на характер возбуждения дуги на размыкаемых контактах. Содержание серебра в AgW контактах составляло 50% [Л-3.5]. Температура кипения серебра $T_{кип} = 2485$ К, никеля $T_{кип} = 3003$ К. Поэтому, казалось бы, время испарения мостика из серебра должно сократиться. Температура плавления серебра $T_{пл} = 1235$ К, а удельная теплоёмкость при температуре плавления $c_{уд} = 0,0656$ кал/(г·К). Температура плавления никеля $T_{пл} = 1722$ К, удель-

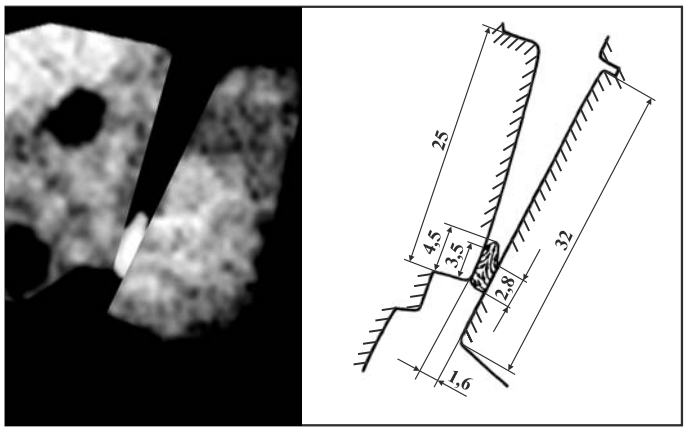


Рис. 3.4. Фотография и графическое изображение дуги на размыкаемых контактах при токе 7,5 кА; время горения дуги $t_д$=0,334 мс, время экспозиции Δt=0,167 мс.

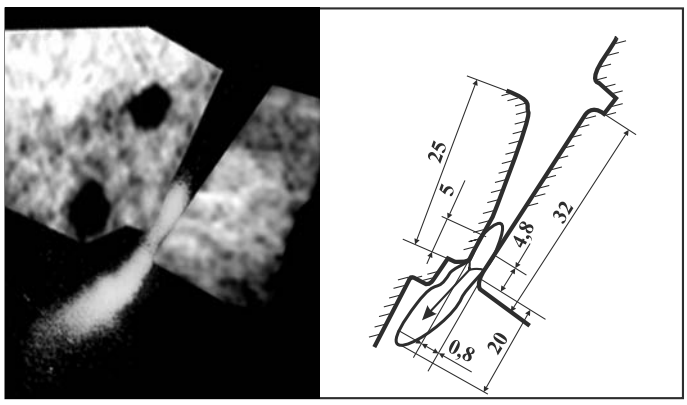


Рис. 3.5. Фотография и графическое изображение дуги на размыкаемых контактах при токе 13 кА; время горения дуги $t_д$=0,334 мс, время экспозиции Δt=0,167 мс.

ная теплоёмкость при температуре плавления $c_{уд} = 0,142$ кал/(г·К). Удельное электрическое сопротивление никеля при 18°С ($\rho = 8 \cdot 10^{-6}$ Ом·см) больше, чем у серебра ($\rho = 1,65 \cdot 10^{-6}$ Ом·см). В результате одновременного влияния тепло- и электрофизических свойств металлов контактов время разрушения испарением серебряного мостика оказывается более продолжительным по сравнению со временем испарения никелевого мостика. Время испарения жидкого мостика из серебра при токе 7,5 кА составляет ~ 1 мс, из никеля при токе 2,0 кА $\sim 0,5$ мс.

Совсем другая форма разрушения металла в месте контактирования, в котором происходит стягивание тока, наблюдалась при его мгновенном значении 13 кА [Л-3.5, 3.6]. Исследования с помощью осциллографирования тока и напряжения дуги и скоростной киносъёмки показали, что размыкание серебросодержащих металлокерамических контактов при токах 12,0 кА и более

сопровождается взрывом в области стягивания, в результате которого дуговой разряд формируется в момент размыкания контактов. Особенно эффектные взрывы мест контактирования наблюдались при отключении тока $i_\partial = 34,2$ кА и $i_\partial = 52$ кА.

На Рис. 3.6 приведена фотография первого кадра скоростной киносъёмки размыкания серебросодержащих металлокерамических контактов с 30% никеля при мгновенном значении тока $i_\partial = 52$ кА. Напряжение на контактах в момент их размыкания скачком достигло 33 В.

На Рис. 3.7 приведены заимствованные из [Л-3.3, с. 38] фотографии разрушения мостиков из серебра, меди и железа при отключении тока 16 кА. При разрушении мостика из серебра металл в области стягивания тока, по мнению авторов, полностью испаряется, и наблюдается разлёт ограниченного количества макрочастиц. При отключении тока медными и железными контактами происходит интенсивный выброс макрочастиц. Это означает, что при взрыве мостиков из этих металлов их частицы не успевают полностью испариться.

Однако экспериментальные исследования структуры и свойств металлокерамических серебросодержащих контактов СН30 после отключения токов короткого замыкания, проведённые по инициативе ОАО „Контактор“ в Ульяновском государственном университете, с использованием оптических микроскопов МИН7 и МБС-10 и растрового электронного микроскопа РЭМ-100У при увеличении от 10^{x} до 10000^{x} позволили обнаружить на поверхности контактов массу каплеобразных частиц [Л-3.7]. На Рис. 3.8 представлены фотографии этих частиц, увеличенных в 1000 и 3000 раз.

Нам представляется, что яркость свечения макрочастиц из серебра при их разлёте недостаточна для фиксации частиц на фотоплёнке.

Давление в токовом канале, избыточное относительно давления окружающей среды, согласно [Л-3.2, с. 208; Л-3.8, с. 296] определяется по формуле:

$$p = ji \cdot 10^{-3} \text{ Па} = 9,87 \cdot 10^{-9} ji \text{ атм},$$

где плотность тока j измеряется в А/см^2, сила тока i в А.

В случае размыкания контактов при токе дуги $i_\partial = 7,5$ кА избыточное давление в токовом канале равно:

$$p = 9,87 \cdot 10^{-9} j_\partial i_\partial \text{ атм} = 9,87 \cdot 10^{-9} \cdot 78,0 \cdot 10^3 \cdot 7,5 \cdot 10^3 \text{ атм} = 5,77 \text{ атм},$$

где

$$j_\partial = \frac{i_\partial}{S_{on}} = \frac{4 i_\partial}{\pi d_{on}^2} = \frac{4 \cdot 7,5 \cdot 10^3 \text{ А}}{3,14 \cdot (0,35 \text{ см})^2} = 78,0 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2,$$

S_{on} и d_{on} – площадь и диаметр опорного пятна дуги.

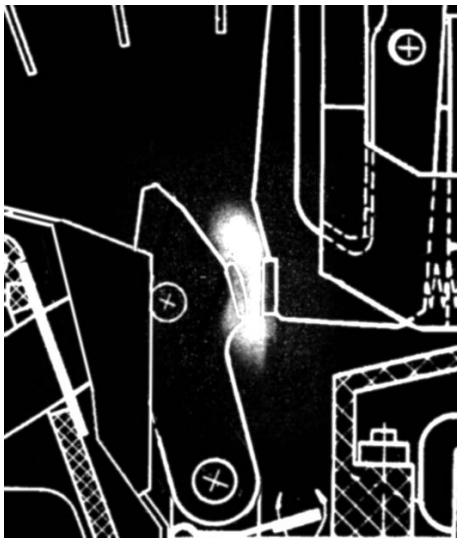


Рис. 3.6. Термодинамический взрыв при отключении тока i_∂=52 кА. Время экспозиции $0{,}25 \cdot 10^{-3}$ с.

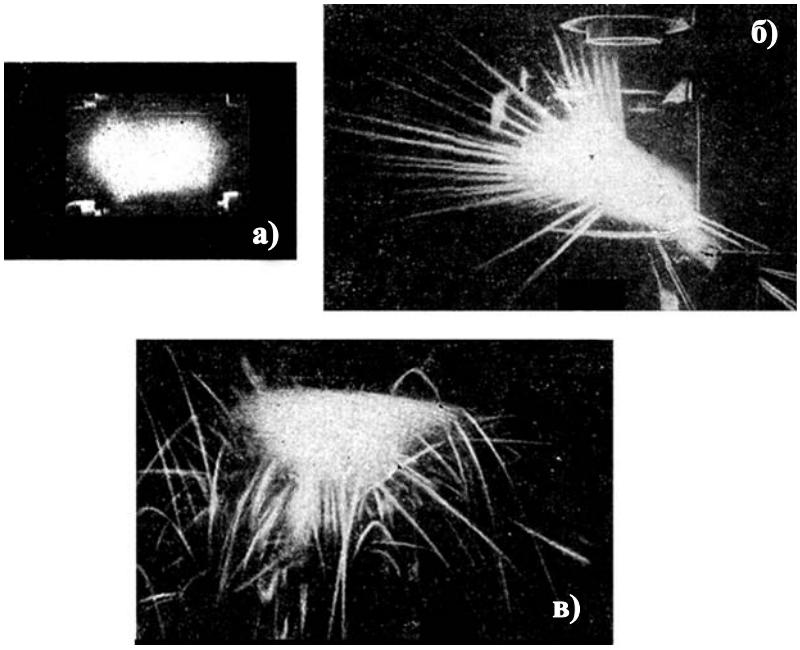


Рис. 3.7 [Л-3.3]. Моменты разрушения мостиков из различных материалов, возникающих при отключении тока 16 кА: а) серебро, ярко светящееся облако металлического пара и незначительное количество разлетающихся частиц; б) медь, более слабое свечение желто-зеленого цвета и много частиц, разлетающихся почти прямолинейно; в) железо, слабое свечение, очень много частиц, разлетающихся по криволинейным траекториям.

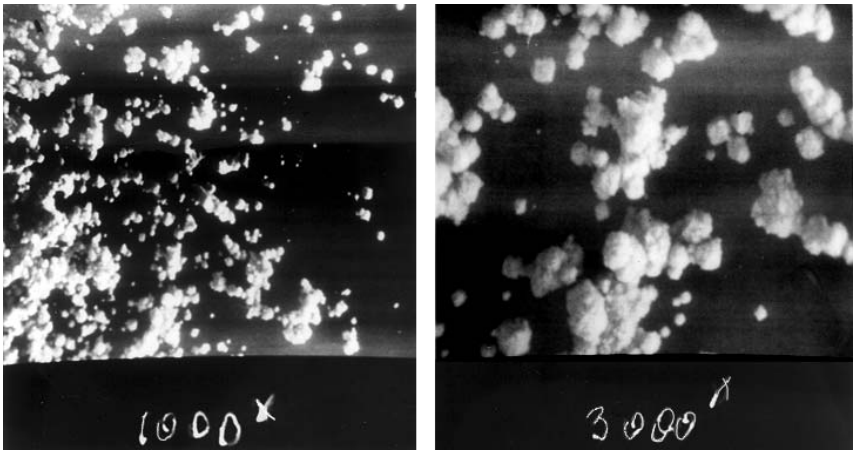


Рис. 3.8 [Л-3.7]. Фрагменты поверхности контактов СН30 после отключения токов короткого замыкания, покрытых каплеобразными частицами.

При токе $i_\partial = 13$ кА давление составляет:

$$p = 9,87 \cdot 10^{-9} j_\partial i_\partial \text{ атм} = 9,87 \cdot 10^{-9} \cdot 71,9 \cdot 10^3 \cdot 13 \cdot 10^3 \text{ атм} = 9,22 \text{ атм},$$

где

$$j_\partial = \frac{i_\partial}{S_{on}} = \frac{4 i_\partial}{\pi d_{on}^2} = \frac{4 \cdot 13 \cdot 10^3 \text{ А}}{3,14 \cdot (0,48 \text{ см})^2} = 71,9 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2.$$

Таким образом, давления в токовых каналах в месте стягивания тока в двух случаях различаются практически в два раза.

В [Л-3.9] представлены результаты экспериментальных исследований и теоретических расчётов эрозии медных и серебро-вольфрамовых металлокерамических контактов и даётся оценка коэффициента выброса расплавленного материала контактов в зависимости от силы тока, который изменялся от 13 до 26 кА. Коэффициент выброса в случае медных контактов при их растворе 27 и 53 мм при длительности протекания тока 0,01 с изменяется от 0,3 до 0,38. В случае серебро-вольфрамовых контактов в том же диапазоне токов и длительности их протекания при растворе 48 мм коэффициент выброса изменяется от 0,21 до 0,41. То есть коэффициенты выброса для медных и серебро-вольфрамовых контактов практически не отличаются друг от друга.

Следовательно, можно сделать вывод, что при аномальной форме разрушения жидкого мостика, сопровождающейся его взрывом, в случае как медных и железных, так и серебро-вольфрамовых, никель-вольфрамовых и серебро-никелевых контактов жидкая фаза металла контактов будет частично испаряться и частично разбрызгиваться в виде капель. Как будет показано далее, диаметр капель может изменяться от долей микрона до нескольких миллиметров.

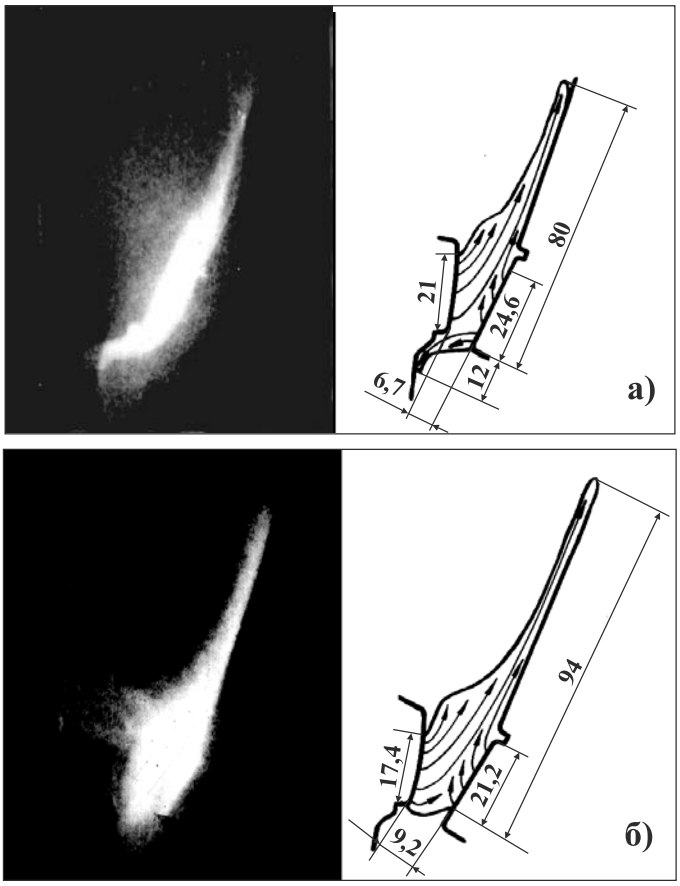


Рис. 3.9. Дуга на размыкаемых контактах: а) $i_д$=24,5 кА, $U_д$=44 В, раствор контактов δ=6,7 мм, дуга неподвижна; б) $i_д$=14,6 кА, $U_д$=48 В, δ=9,2 мм, дуга начала перемещаться.

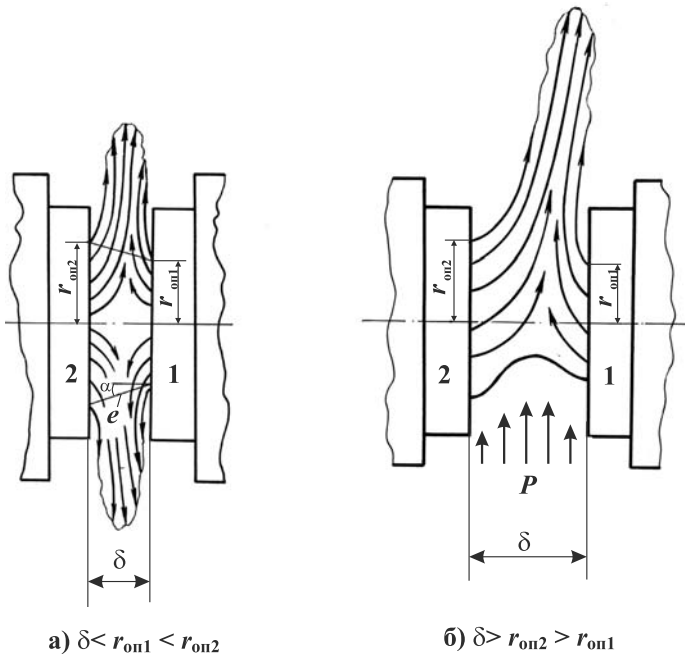


Рис. 3.10. Модель короткой дуги на контактах.

Мостиковая стадия размыкания контактов переходит в стадию формирования дугового разряда. Формирование дугового разряда при отключении токов короткого замыкания происходит, как показали экспериментальные исследования, при напряжении от 24 до 40 В [Л-3.6]. На Рис. 3.9 представлены две фотографии дуги на размыкаемых контактах при отключении переменного тока в испытательном контуре 16 кА действующего значения, фазном напряжении 420 В и $\cos\varphi = 0,2$. Фактическое максимальное мгновенное значение тока дуги составило $i_\partial = 24,5$ кА. Дуга несколько миллисекунд стоит неподвижно на контактах, раствор которых непрерывно увеличивается [Л-3.10, 3.11]. Обратим внимание на то, что на Рис. 3.9,а раствор контактов δ меньше радиуса любого опорного пятна дуги $r_{оп}$ ($\delta = 6,7$ мм $< r_{оп} = (21$ мм$)/2 = 10,5$ мм). Дуга в этом случае неподвижна. На Рис. 3.9,б показано начало движения дуги по контактам. Раствор контактов оказался больше наименьшего радиуса опорного пятна дуги ($\delta = 9,2$ мм $> r_{оп} = (17,4$ мм$)/2 = 8,7$ мм).

На Рис. 3.10 изображена модель дуги на контактах [Л-3.6, 3.12, 3.13].

Если на опорных пятнах дуги построить усечённый конус, то материал контактов, испарившийся с опорных пятен дуги площадью $S_{оп1}$ и $S_{оп2}$, должен покинуть межконтактный промежуток через боковую поверхность $S_{бок}$ усечённого конуса [Л-3.13, 3.6].

Следовательно, если площадь $S_{бок}$ боковой поверхности усечённого конуса будет меньше суммы площадей $S_{оп1}$, $S_{оп2}$ опорных пятен дуги, то плазма дуги будет насыщена ионизированными парами металла контактов и газ окружающей среды не сможет проникнуть в плазменный объём, так как он будет вытесняться потоками ионизированных паров металла контактов. Отсюда следует, что если

$$S_{бок} \leqslant S_{оп1} + S_{оп2}, \tag{3.2.1}$$

то объём плазмы дуги должен быть наполнен ионизированными парами металла контактов.

Площадь боковой поверхности круглого усечённого конуса равна:

$$S_{бок} = \pi(r_{оп1} + r_{оп2})l, \tag{3.2.2}$$

где l – длина образующей боковой поверхности конуса.

Суммарная площадь опорных пятен дуги равна:

$$S_{оп1} + S_{оп2} = \pi(r_{оп1}^2 + r_{оп2}^2). \tag{3.2.3}$$

Подставив величины $S_{бок}$ и $S_{оп1} + S_{оп2}$ из (3.2.2), (3.2.3) в неравенство (3.2.1) и разрешив его относительно l, будем иметь:

$$l \leqslant \frac{r_{оп1}^2 + r_{оп2}^2}{r_{оп1} + r_{оп2}}.$$

Так как $l = \delta/\cos\alpha$, то получим:

$$\delta \leqslant \frac{r_{on1}^2 + r_{on2}^2}{r_{on1} + r_{on2}} \cos\alpha.$$

Если принять для простоты, что $r_{on1} = r_{on2} = r_{on}$, то получим условие неподвижности дуги:

$$\delta \leqslant r_{on}.$$

Это условие подтверждено экспериментально с помощью скоростной киносъёмки дуги на размыкаемых контактах (см. Рис. 3.9,а).

На Рис. 3.10,б схематично показаны контакты, раствор которых превышает радиус опорного пятна на любом контакте: $\delta > r_{on2} > r_{on1}$. В этом случае $S_{бок}$ имеет площадь бóльшую, чем сумма площадей опорных пятен дуги $S_{on1} + S_{on2}$. При этом условии поток плазмы дуги может свободно покинуть межконтактный промежуток. Воздух окружающей среды начинает проникать в объём плазмы дуги и тем самым снижать её инерционность.

Многократные эксперименты показали, что движение дуги по контактам начинается после превышения раствором контактов радиуса опорного пятна дуги [Л-3.14, 3.5, 3.13].

Неподвижную дугу, горящую только в парах металлов, для которой отношение её геометрических размеров $l/r_{on} \leqslant 1$, где l – длина дуги, будем называть также *короткой дугой*. В частности для дуги, изображённой на Рис. 3.9,а:

$$\frac{l}{r_{on}} = \frac{6,7 \text{ мм}}{10,5 \text{ мм}} = 0,64 < 1 \qquad (l = \delta).$$

Таким образом, размыкание контактов при отключении тока сопровождают три последовательно протекающих физических процесса:

- возникновение и разрушение жидкометаллического мостика;
- формирование короткой дуги, плазма которой состоит только из паров металла контактов;
- формирование дуги, обладающей подвижностью, из смеси паров металлов и воздуха.

3.2.2. Возбуждение дуги вдуванием плазмы в межэлектродный промежуток

В [Л-3.15, с. 137] приводится пример возбуждения дуги не размыканием контактов, а впрыскиванием плазмы в межэлектродный промежуток с последующим его электрическим пробоем. В таком случае дуга возбуждается благодаря автоэлектронной эмиссии с катода. Возбуждение дуги можно получить вдуванием плазмы в межэлектродный промежуток, и дуга в нём будет возбуждаться в результате термоэлектронной эмиссии. В качестве примера на Рис. 3.11

представлены несколько кадров скоростной киносъёмки дуги в дугогасительной камере с деионными пластинами. Максимальное мгновенное значение тока дуги достигало $i_\partial = 2,5$ кА при фазном напряжении 420 В. Расстояние между нижними кромками пластин равно 24 мм. Плазма диффузной дуги постепенно обволакивает поверхность пластин, температура которых равна температуре окружающей среды. Через 0,7 мс после соприкосновения плазмы с поверхностью на катодной и анодной стороне пластин появились яркосветящиеся точки. Из этих точек в дальнейшем развились дискретные струйки плазмы, и между деионными пластинами образовался дуговой разряд. В данном случае дуга возбудилась между электродами, которые предварительно были холодными, благодаря термоэлектронной эмиссии.

Зажигание дуги может произойти между электродами, имеющими высокую температуру. На Рис. 3.12 показана фотография повторного зажигания дуги между размыкаемыми контактами. После схода дуги с контактов температура их поверхности была близка к температуре кипения металла контактов. Ток дуги в момент её зажигания был равен $i_\partial = 7,8$ кА. Напряжение на дуге перед повторным зажиганием составляло $U_\partial = 215$ В. Зазор между контактами $\delta = 1,7$ см. Следовательно, напряжённость электрического поля между контактами не превышала $E = 126$ В/см. Однако этого оказалось достаточно для электрического пробоя, после которого напряжённость поля упала до $E = 72$ В/см. Вероятно, в данном случае имела место термоэлектронная эмиссия с поверхности катода, усиленная электрическим полем.

На Рис. 3.13 показан случай возбуждения дуги между деионными пластинами подогревом обратной стороны пластины. В этом случае дуга была возбуждена в результате термоэлектронной эмиссии. Интерес вызывает тот факт, что параллельно возбуждаемой дуге (стрелка *а*) существовала дуга (стрелка *б*), которая в последующем погасла.

3.2.3. Возбуждение дуги искровым разрядом

Исследованию физических процессов в электрических разрядах и на поверхности электродов, особенно катодов в условиях вакуума, посвящено множество теоретических и экспериментальных работ. Целями проводимых исследований были выявление физических механизмов формирования электрических разрядов и количественная оценка эрозии электродов. Изучение физических процессов на поверхности электродов проводились в условиях искровых и дуговых разрядов, горящих в вакууме и различных газовых средах.

Результаты исследований использовались в самых разнообразных областях науки и техники:

- электроискровая обработка металлов;

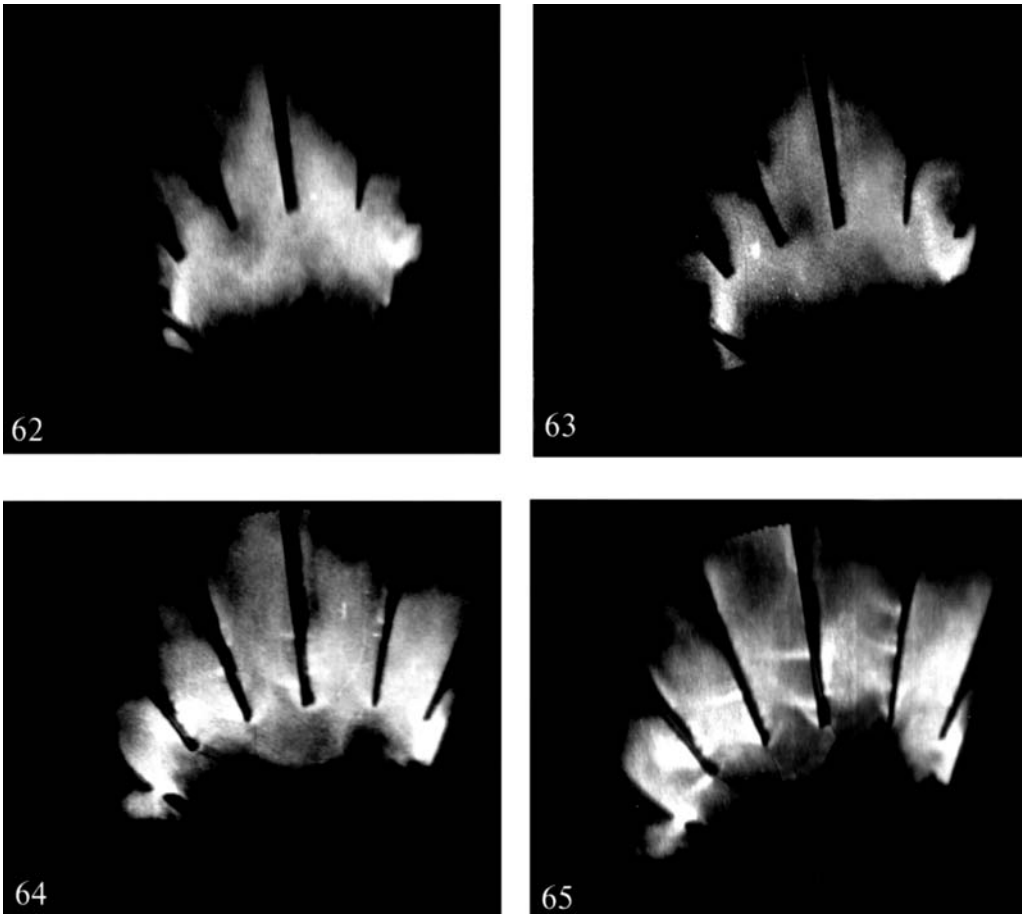


Рис. 3.11. Возбуждение дуги между деионными пластинами дугогасительной решётки вдуванием плазмы: i_{m}=2,5 кА, экспозиция одного кадра 0,167 мс.

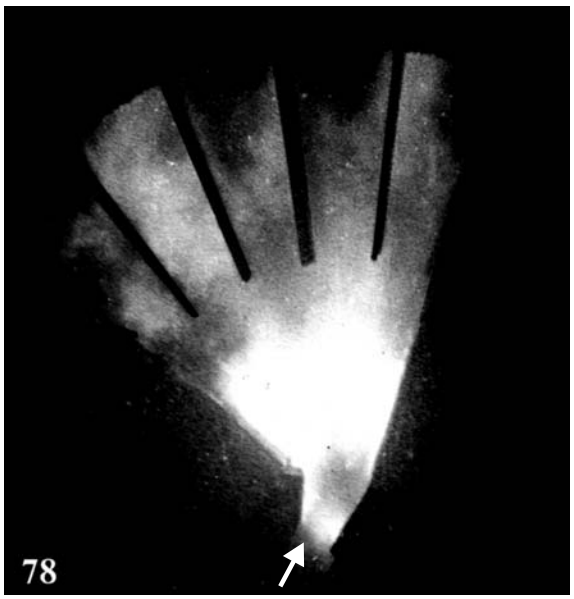


Рис. 3.12. Повторное зажигание дуги между размыкаемыми контактами.

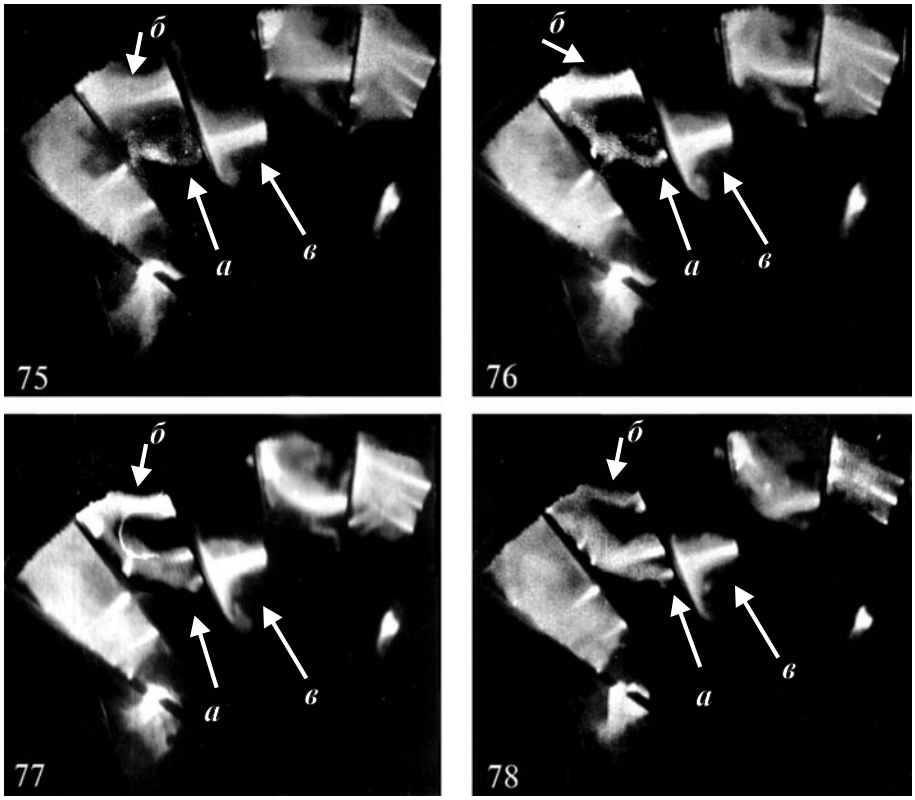


Рис. 3.13. Возбуждение дуги *а* между деионными пластинами подогревом обратной стороны пластины дугой *в*.

- электрическая сварка и резка металлов;
- низко- и высоковольтное аппаратостроение;
- вакуумная электрофизика;
- светотехника;
- электроискровая и дуговая очистка металлов и т.д.

Большой вклад в исследование физических процессов в электрических разрядах и на поверхности электродов внесли многие видные отечественные и зарубежные учёные: Б. Р. Лазаренко, Н. И. Лазаренко, И. Г. Некрашевич, И. А. Бакуто, И. Г. Кесаев, Г. А. Любимов, В. И. Раховский, О. Б. Брон, Г. А. Месяц, Г. Н. Фурсей, Г. А. Дюжев, М. К. Мицкевич, А. И. Бушик, К. К. Намитоков, J. E. Daalder, H. Maecker, B. Jüttner, J. A. Rich и многие другие.

В [Л-3.16] приводится обширная информация об исследовании физических процессов в единичных импульсных электрических разрядах в условиях вакуума и воздушной среды на электродах из различных металлов, в том числе из меди, серебра, железа, цинка, никеля, вольфрама, которые широко применяются в низковольтных выключателях. Авторы отмечают как многие общие детали в электрических разрядах, протекающих в вакууме и воздухе, так и некоторые отличительные особенности [Л-3.16, с. 60].

В работе отмечается, что развитие единичного импульсного электрического разряда можно условно разделить на две стадии: искровую, во время которой происходит формирование токопроводящего канала и быстрый спад напряжения, и дуговую [Л-3.16, с. 35].

В [Л-3.4] электрический разряд в вакууме рассматривается состоящим из трёх частей: электрический пробой, искра, дуга. Среди других методов возбуждения дуги в [Л-3.4, с. 275] отмечаются: электрический пробой между электродами, разрыв цепи (размыкание контактов) и поджиг плазмой, соприкасающейся с катодом. Два последних способа возбуждения дуги имеют место при отключении тока низковольтными выключателями и рассмотрены в предыдущих разделах. В [Л-3.4, с. 289] приводятся доводы в пользу того, что катодные процессы в искровом и дуговом разрядах имеют много общего. Однако следует заметить, что исследования этих разрядов проводились при токах, не превышающих 100 А. Это вызывалось необходимостью выделения первоначальных элементарных физических процессов, которые приводят к возникновению электрических разрядов. Следует также заметить, что искровой разряд может перейти в дуговой и развиться в полной мере при условии достаточности накопленной энергии конденсаторной батареи.

Самоподдержание дугового разряда происходит таким же образом, как и в искровом разряде, то есть за счёт микровзрывов жидкометаллических струй, истекающих с поверхности катода и пробоя диэлектрических плёнок и других включений на поверхности катода. В [Л-3.4, с. 291] указывается, что такие физические процессы на поверхности катодного пятна вакуумной дуги могут быть объяснены также „на основе концепции взрывной эмиссии электронов и эктонов“.

Исходя из изложенного, можно считать целесообразным рассмотрение физических процессов, сопровождающих возбуждение дуги искровым разрядом. Это даст возможность лучшего понимания, каким образом возбуждается дуга на электродах при отключении тока электрической цепи низковольтными выключателями.

На Рис. 3.14 приведены фрагменты СФР-граммы развития искрового разряда с максимумом тока 11 кА длительностью 1,0 мс, любезно предоставленные авторами [Л-3.16]. Возникновение и развитие разряда регистрировали с помощью СФР со скоростью $25{\cdot}10^4$ кадр/с. Продолжительность съёмки одного кадра составляла 0,4 мкс. На Рис. 3.14 показано развитие сильноточного импульсного разряда на окисленной поверхности катода, который представлял собой электрод из меди диаметром 50 мм с плотно вставленным цилиндром из молибдена диаметром 25 мм. Искровой разряд возбуждался в центре торца молибденового цилиндра, а его пятна представляли собой расширяющуюся „кольцеобразную

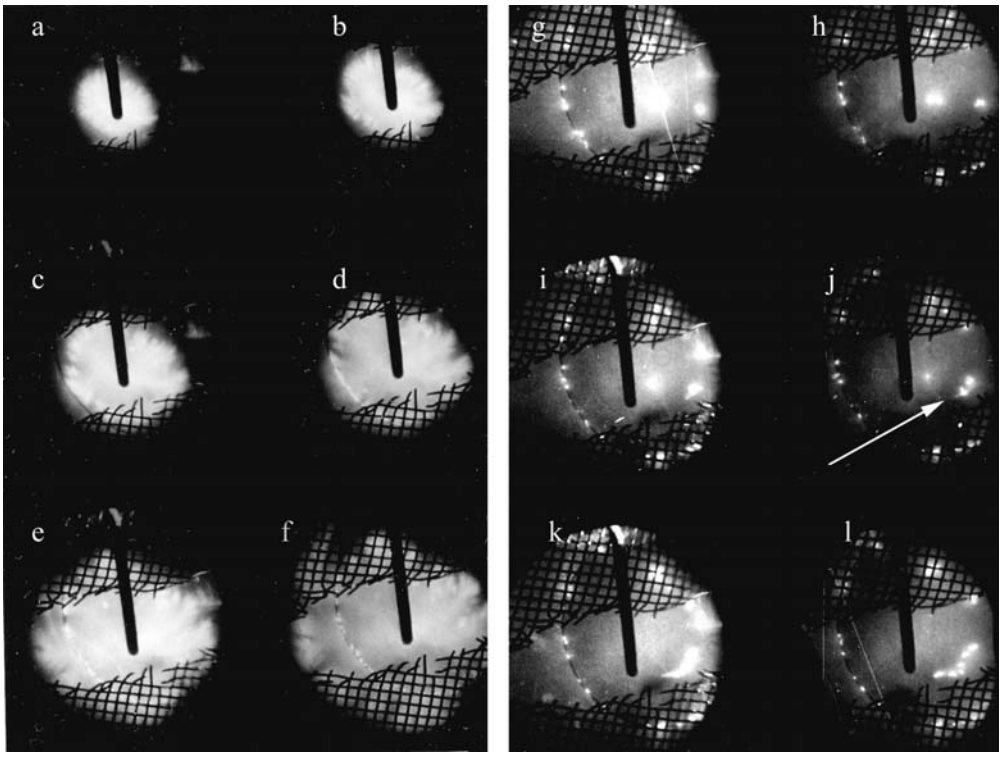


Рис. 3.14 [Л-3.16]. Развитие искрового разряда с максимумом тока 11 кА на окисленной поверхности катода Mo-Cu. Время разряда: a-f – 32÷128 мкс, g-e – 256÷352 мкс.

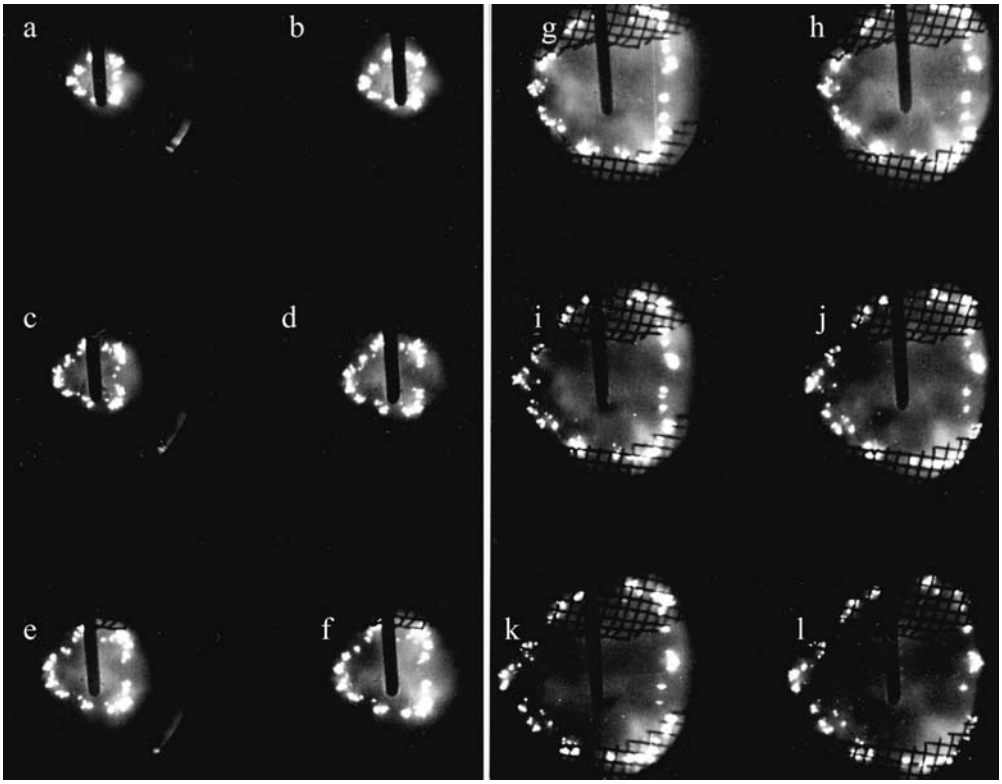


Рис. 3.15 [Л-3.16]. Развитие искрового разряда с максимумом тока 11 кА на очищенной поверхности катода Mo-Cu. Время разряда: a-f – 64÷160 мкс, g-e – 256÷352 мкс.

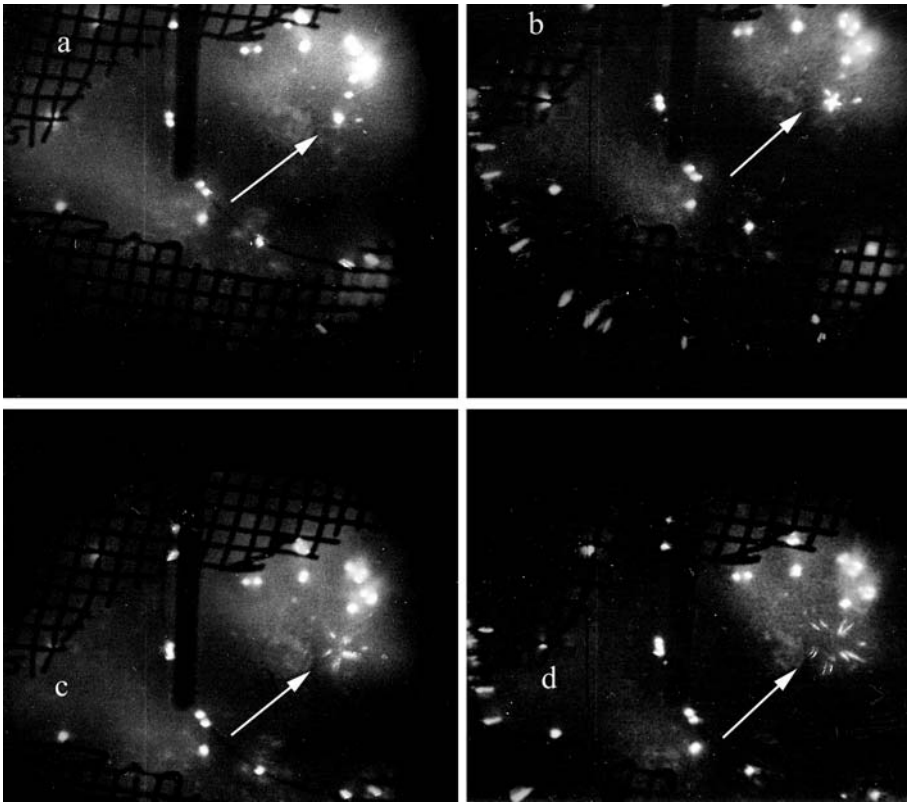


Рис. 3.16 [Л-3.16]. Искровой разряд с максимумом тока 11 кА на поверхности катода Mo-Cu. Стрелками показан взрыв яркосветящейся точки. Время разряда 672÷736 мкс.

светящуюся область в виде неровной бахромы“. Скорость перемещения пятен составляла 75-100 м/с. По истечении времени 0,16-0,2 мс на внутренней поверхности расширяющегося кольца стали появляться яркосветящиеся точки, яркость которых со временем могла увеличиваться.

На Рис. 3.15 представлена СФР-грамма [Л-3.16, с. 57] развития искрового разряда с максимумом тока 11 кА на очищенной поверхности катода Mo-Cu. В этом случае кольцо яркосветящихся точек расширялось медленнее, чем на окисленной поверхности, и скорость их перемещения оказалась равной $\sim$ 30 м/с. Скоростные фотограммы показали, что яркосветящиеся точки перемещаются, делятся и угасают. Часто они заканчивают своё существование взрывом. Светящиеся треки разлёта частиц и плазмы хорошо видны на фотографиях (Рис. 3.16) [Л-3.16, с. 59]. На фотографиях треки показаны стрелками.

Из анализа данных [Л-3.16, с. 60] вытекает, что в случае импульсного разряда в воздухе, переходящего в дуговой, физический процесс его развития не отличается принципиально от процесса развития разряда в вакууме. По-прежнему разряд развивается в виде расширяющегося кольца светящихся

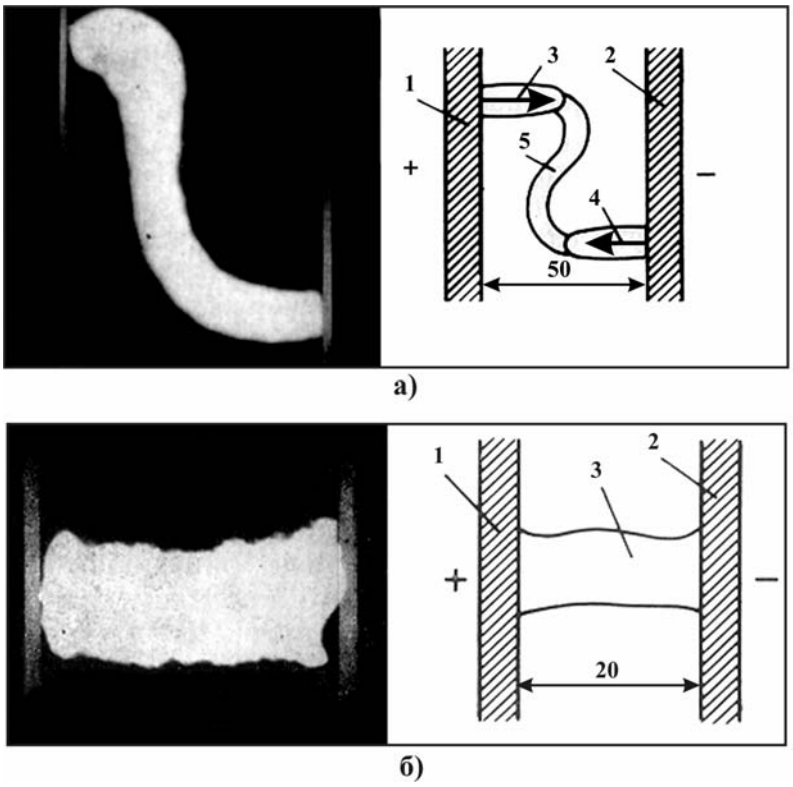


Рис. 3.17 [Л-3.15]. Форма дуги между параллельными электродами: а) I=200 А, б) I=500 А.

точек. В случае разряда в воздухе поверхность электродов всегда покрыта окисными плёнками. Но в ряде случаев эта плёнка может быть достаточно толстой для того, чтобы ограничить расширение кольца и в некоторой степени контрагировать разряд.

3.3. Форма и структура дугового разряда

Известно, что электрическая дуга по своей форме, структуре и характеристикам очень разнообразна. Здесь будет уделено внимание некоторым свойствам дуги, которые важны с точки зрения её гашения в выключателях при отключении электрического тока.

Традиционно в технической литературе дугу представляют в виде столба или шнура. В [Л-3.15, с. 145] приведены фотографии дуги при относительно небольших токах, которые, как правило, не превышали 1000 А. При этих токах дуга действительно имеет вид столба или шнура (см. Рис. 3.17).

На Рис. 3.18 [Л-3.15, с. 39] показаны фотографии скоростной киносъёмки дуги между угольными электродами. При токе $I = 490$ А наблюдается сплошное ядро дуги, а при токе $I = 1400$ А – расщеплённое ядро. Высказывается

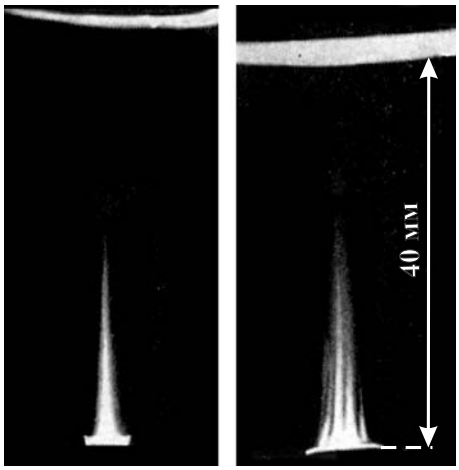


Рис. 3.18 [Л-3.15]. Дуга между угольными электродами: а) сплошное ядро, I=490 А, б) расщеплённое ядро, I=1400 А.

мнение, что образование расщеплённого ядра связано с дроблением катодного опорного пятна дуги. „Волокна“, образующие канал дуги с расщеплённым ядром ведут себя динамично: перемещаются, исчезают и возникают вновь. Спектральный анализ показал, что „волокна“ состоят из паров материала катода.

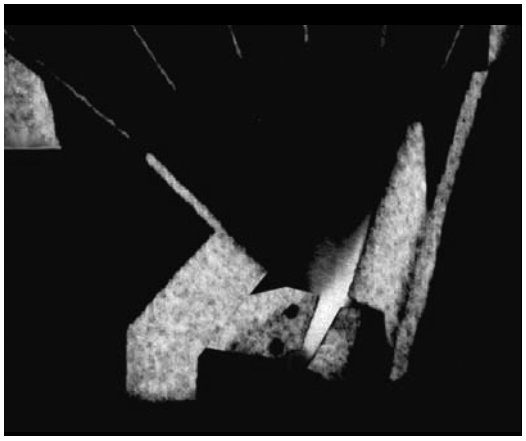
Скоростная киносъёмка процессов гашения мощной дуги в низковольтных выключателях выявила некоторое разнообразие её форм и внутренней структуры.

Форма и структура дугового разряда во многом зависят от силы тока, способа возбуждения разряда, расположения в пространстве электродов, их формы, размеров и расстояния между ними, материала электродов. Для иллюстрации многообразия форм мощной дуги отключения в низковольтных выключателях на Рис. 3.19 приводится ряд фотографий скоростной киносъёмки дуги на контактах, дугогасительных рогах и в дугогасительной решётке [Л-3.17].

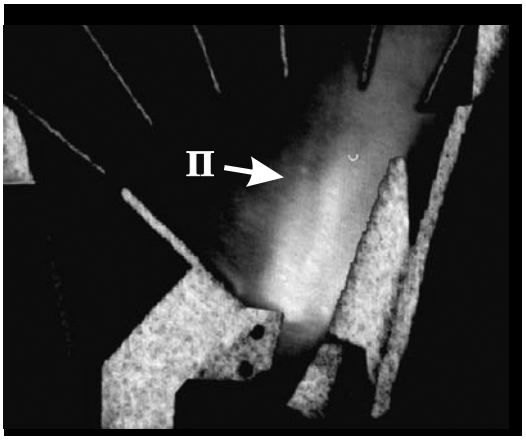
Экспериментальное и теоретическое изучение всего множества форм дуги отключения вызывает большие затруднения. Основными формами дуги отключения, которые наиболее существенно влияют на процессы её гашения и электрическую эрозию контактов, рогов и деионных пластин, являются короткая контрагированная дуга и диффузная дуга с расщеплённым ядром. Поэтому основное внимание будет уделено этим формам дуги отключения.

На Рис. 3.19.1 показана контрагированная дуга на размыкаемых контактах. Опорные пятна дуги при максимальном значении тока 24,5 кА занимают практически всю площадь контактов. Площадь катодного пятна в этот момент киносъёмки составляет $S_{on} = 4,75$ см^2. Следовательно, средняя плотность тока

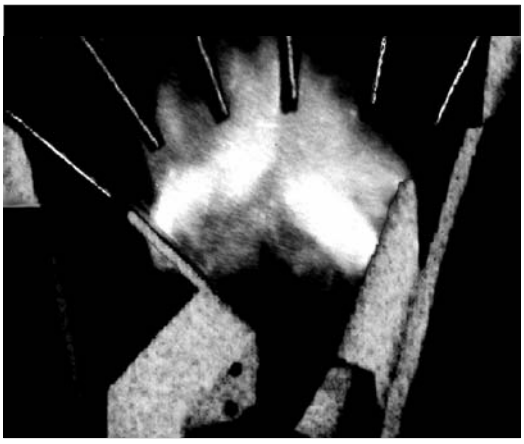
Рис. 3.19. Фотографии мощной дуги отключения различной формы в низковольтных выключателях на контактах, на дугогасительных рогах и в дугогасительной решётке.



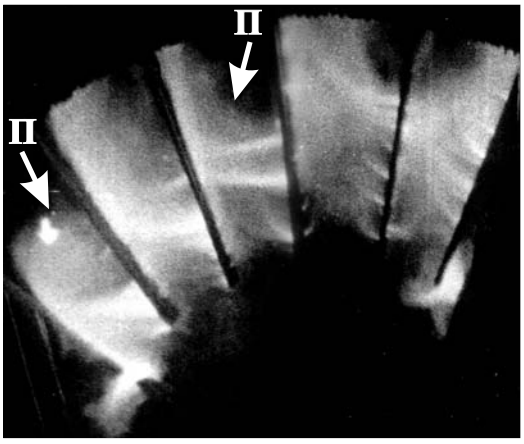
1. Короткая контрагированная дуга на контактах.



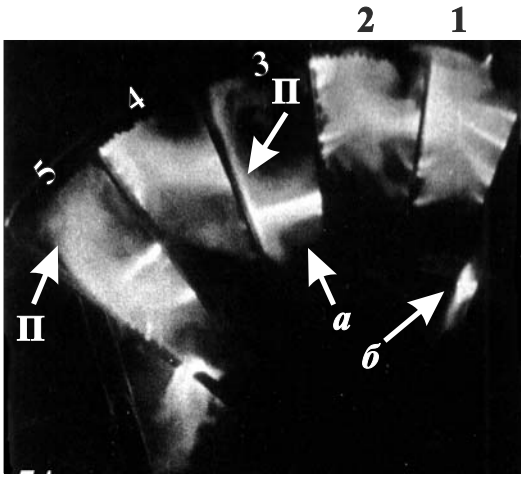
2. Дуга на верхних кромках контактов.



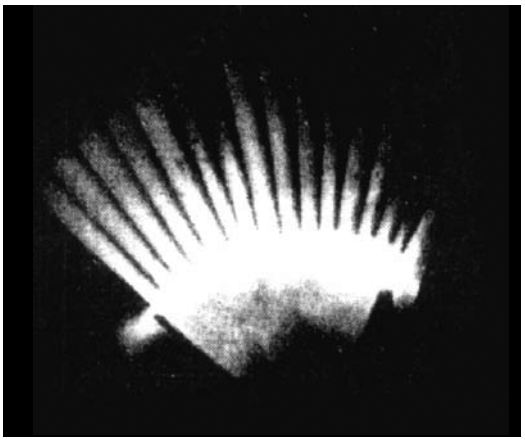
3. Дуга на дугогасительных рогах.



4. Диффузная дуга с расщепленным ядром в решетке.

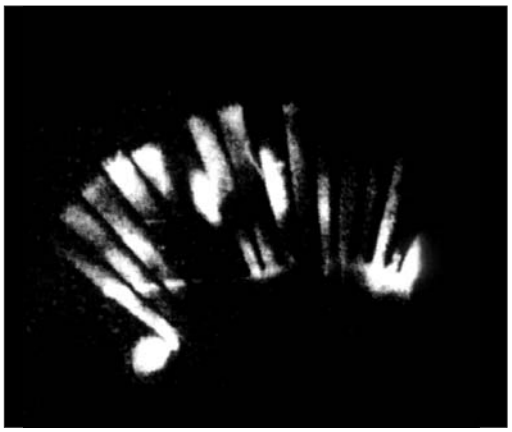


5. Диффузная дуга с расщепленным ядром в решетке; *а* и *б* – контрагированная дуга.

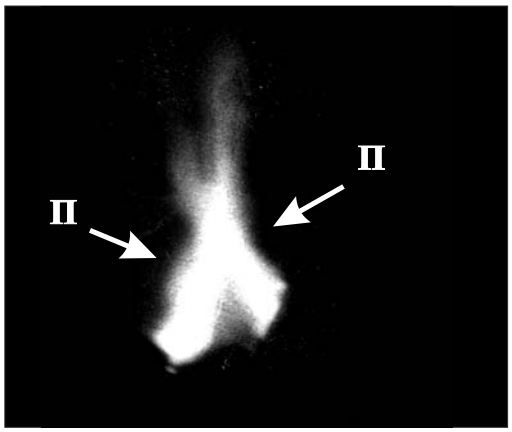


6. Проникновение диффузной дуги в дугогасительную решетку.

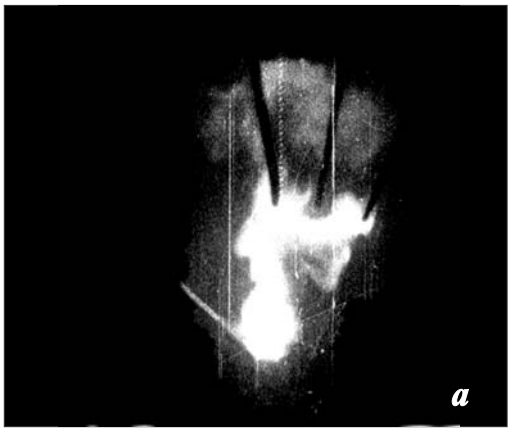
Рис. 3.19 (продолжение).

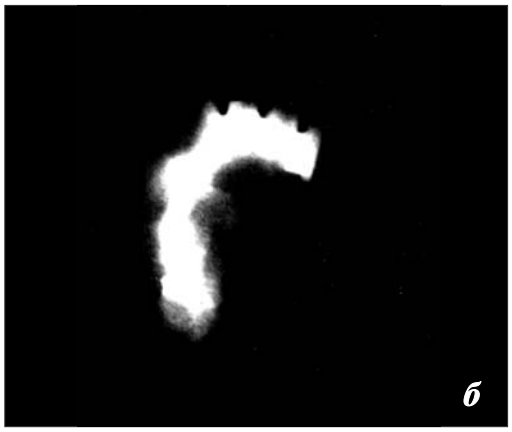


7. Контрагированная короткая дуга с дискретным ядром в решетке.

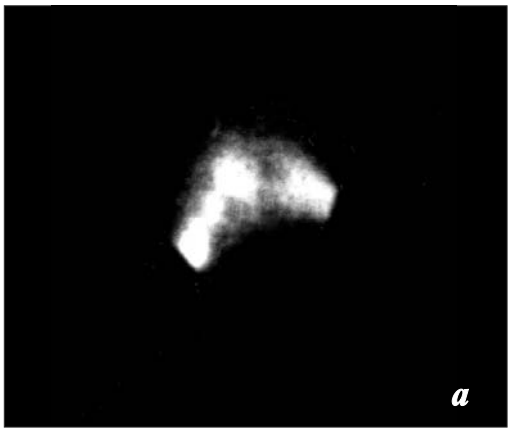


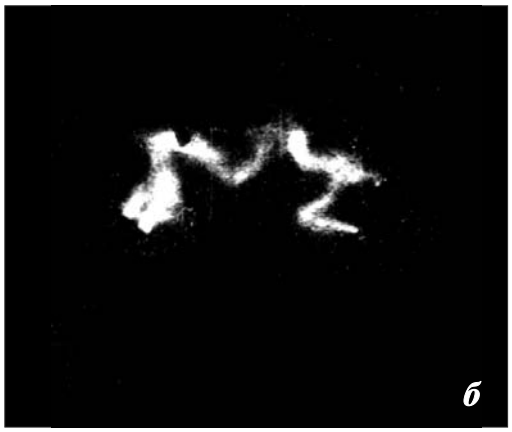
8. Скрещивающиеся потоки плазмы, истекающие с поверхности рогов.





9. Дуга между рогом, нижней кромкой решетки и другим рогом.





10. Дуга между рогами, возникшая в результате электрического пробоя.

равна $j_{ср.оп} = \dfrac{i_д}{S_{оп}} = \dfrac{24500\ \text{А}}{4,75\ \text{см}^2} = 5,16 \cdot 10^3\ \text{А/см}^2$. Раствор контактов не превышает радиуса опорного пятна дуги. Если площадь контактов будет меньше площади опорного пятна, то оно будет охватывать боковые поверхности контактов.

На Рис. 3.11 изображена диффузная дуга, входящая в дугогасительную решётку с редко расположенными деионными пластинами (кадры 62 и 63), которая затем переходит в диффузную дугу с расщеплённым ядром. На Рис. 3.19.6 видно проникновение диффузной дуги в дугогасительную решётку с часто расположенными деионными пластинами. В этом случае при вхождении дуги в решётку она приобретает контрагированную форму с дискретным ядром (Рис. 3.19.7).

На Рис. 3.19.4 и 3.19.5 показана диффузная дуга, которая имеет расщеплённое ядро. В каждом промежутке между деионными пластинами дугогасительной решётки дуга была возбуждена поджигом внешними потоками плазмы и в каждом промежутке имеет своеобразную форму. В первом промежутке (справа налево) на Рис. 3.19.5 видны четыре дискретные струйки плазмы на анодной стороне деионной пластины. Дискретные струйки плазмы, истекающие с анода, более мощные, чем те, которые истекают с катода.

Длина струек $l_{ст}$ достигает 30 мм, а их диаметр у основания $d_{ст} = 3$ мм. Ток дуги, соответствующий этому кадру, равен $i_д = 1600$ А, а напряжение $U_д = 100$ В. Если грубо принять, что ток распределился равномерно между всеми четырьмя струйками, то на каждую из них приходится $i_{ст} = 400$ А и средняя плотность тока и удельная электропроводность плазмы струйки оцениваются следующим образом:

$$j_{ср.ст} = \frac{i_{ст}}{S_{ст}} = \frac{400\ \text{А}}{7,1 \cdot 10^{-2}\ \text{см}^2} = 5,63 \cdot 10^3\ \text{А/см}^2,$$

$$\sigma_{ст} = \frac{i_{ст} l_{ст}}{S_{ст} U_д} = \frac{400\ \text{А} \cdot 3\ \text{см}}{7,1 \cdot 10^{-2}\ \text{см}^2 \cdot 100\ \text{В}} = 170\ (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1},$$

где $S_{ст} = \pi d_{ст}^2/4 = 3,14 \cdot (0,3\ \text{см})^2/4 = 7,1 \cdot 10^{-2}\ \text{см}^2$ – площадь сечения струйки.

Обратим внимание на то, что средняя плотность тока в опорном пятне короткой контрагированной дуги, находящейся в неподвижном положении на контактах, при токе 24,5 кА $j_{ср.оп} = 5,16 \cdot 10^3\ \text{А/см}^2$ и средняя плотность тока в отдельной дискретной струйке плазмы в диффузной дуге с расщеплённым ядром при токе 400 А $j_{ср.ст} = 5,6 \cdot 10^3\ \text{А/см}^2$ имеют практически равные значения.

Сопоставляя полученный результат с графиком зависимости удельной электропроводности паров Fe, Cu и воздуха от температуры на Рис. 2.14, можно качественно оценить состав плазмы: плазма струек состоит из ионизированных

паров металла деионных пластин и их антикоррозийного покрытия. В данном случае стальные пластины имели гальваническое покрытие из меди. Следовательно, дискретные струйки плазмы в объёме канала дуги с расщеплённым ядром являются дискретными струйками проводимости тока и обладают отличительными особенностями дугового разряда. В дальнейшем форму диффузной дуги с расщеплённым ядром для краткости будем называть условно „диффузной“.

Во всех приведённых примерах ток дуги составлял несколько килоампер. Обращает на себя внимание то, что форма дуги и её внутренняя структура зависят от расстояния между электродами.

В подтверждение сказанному на Рис. 3.20 приведены фотографии дуги в трёх вариантах конструкции решётки, расстояния между нижними кромками деионных пластин которой равно 24, 16 и 6 мм соответственно. Ток в контуре в данном случае был равен 10 кА.

На фотографиях дуги видно, что плазма занимает разный объём в решётке и имеет различную внутреннюю структуру. Чем больше расстояние между пластинами, тем больший объём занимает плазма дуги, то есть в большей степени становится диффузной. И наоборот, чем меньше расстояние между пластинами, тем в большей степени дуга становится контрагированной.

На первых двух фотографиях дуга имеет диффузную форму, на последней дуга имеет контрагированный вид.

Автором [Л-3.18] разработана программа и смоделировано распределение электрического поля между электродами в присутствии дуги. Решение модельных задач позволяет определять форму дуги и её геометрические размеры в зависимости от значений силы тока и напряжения дуги и удельной электропроводности её плазмы [Л-3.17, 3.19-3.26].

С помощью указанной программы был произведён расчёт формы дуги при различных значениях силы тока и расстояний между электродами [Л-3.17, 3.26]. Для расчёта формы дуги размеры электродов были приняты близкими к размерам деионных пластин. Длина пластин составляла 50 мм, ширина 50 мм, толщина 2 мм. Расстояния между электродами были приняты равными 4, 6, 8, 12 и 16 мм. Значения силы тока изменялись от 2 до 50 кА.

На Рис. 3.21 (см. цветную вкладку) приведены результаты расчёта, на которых видна зависимость формы разряда от расстояния между электродами и силы тока. На Рис. 3.21 цветом изображена напряжённость электрического поля на поверхности электродов. Красный цвет соответствует наибольшей напряжённости поля, синий – наименьшей, желтый и зелёный – промежуточной. В данном случае ток подводится к электродам снизу, поэтому наибольшая напряжённость поля наблюдается в нижней части пластин.

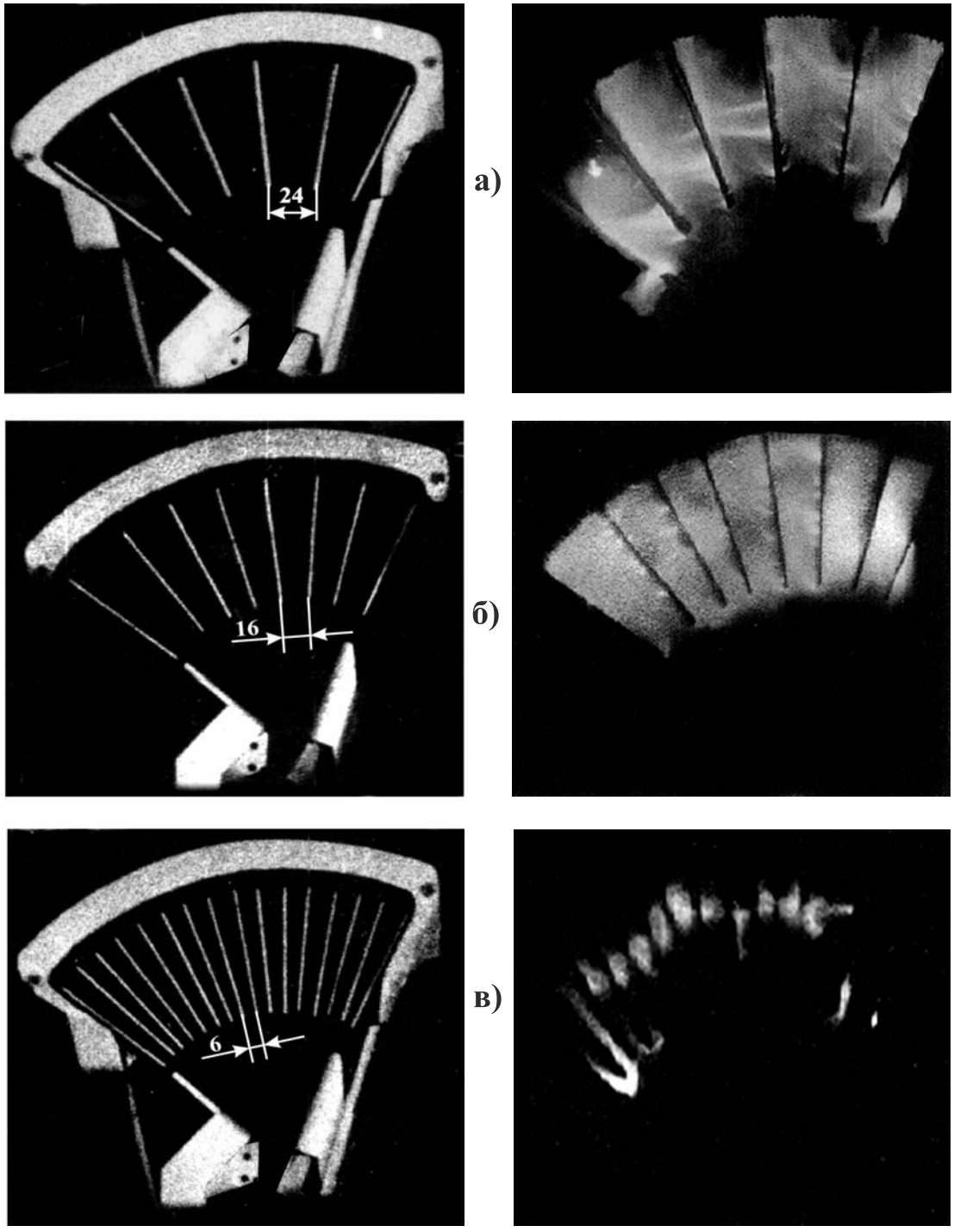


Рис. 3.20. Дуга в дугогасительной решётке с расстоянием между нижними кромками пластин 24 (а), 16 (б) и 6 (в) мм. Ток в контуре 10 кА.

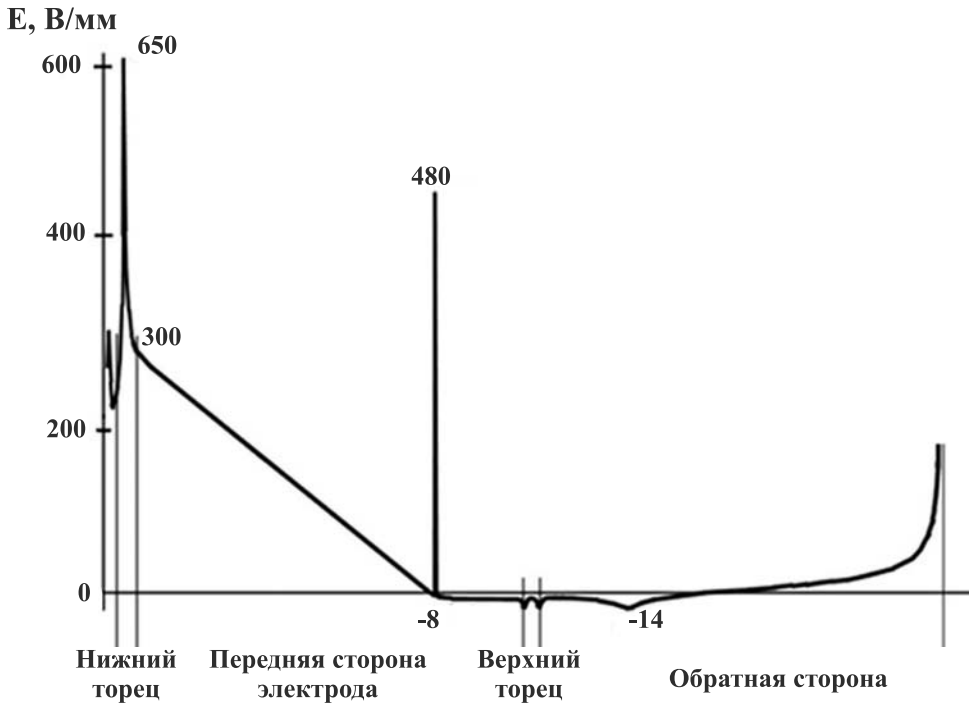


Рис. 3.22. Распределение напряжённости электрического поля вдоль поверхности электрода, на которых расположена дуга. Расстояние между электродами 4 мм. Величина тока 31 кА.

На Рис. 3.22 показано распределение напряжённости электрического поля вдоль обеих сторон поверхности электрода. Расстояние между электродами равно 4 мм, сила тока 31 кА. На нижнем торце электрода напряжённость электрического поля достигает 650 В/мм. По мере приближения к месту расположения привязки дуги к электродам напряжённость поля постепенно снижается. В зоне расположения дуги напряжённость поля оказывается практически равной нулю. В месте непосредственного расположения опорного пятна дуги происходит скачок напряжённости, которая достигает значения 480 В/мм. При токе 31 кА дуга имеет диффузный вид и часть силовых линий электрического поля замыкается на свой электрод, то есть образуются новые опорные пятна. Эти пятна имеют полярность, обратную полярности электрода. Напряжённость поля при этом равна 8 В/мм, и она сохраняется вплоть до верхнего торца электрода. На обратной стороне пластины в зоне расположения дуги наблюдается повышение напряжённости до 14 В/мм.

Форму и размеры дуги характеризуют конфигурации силовых линий электрического поля. Силовые линии поля наглядно демонстрируют, что чем меньше расстояние между электродами, тем в большей степени дуга имеет контрагированный вид. При расстоянии между электродами 8 мм при токе до 4 кА дуга будет контрагированной, при 8 кА её диаметр будет увеличен и в диапа-

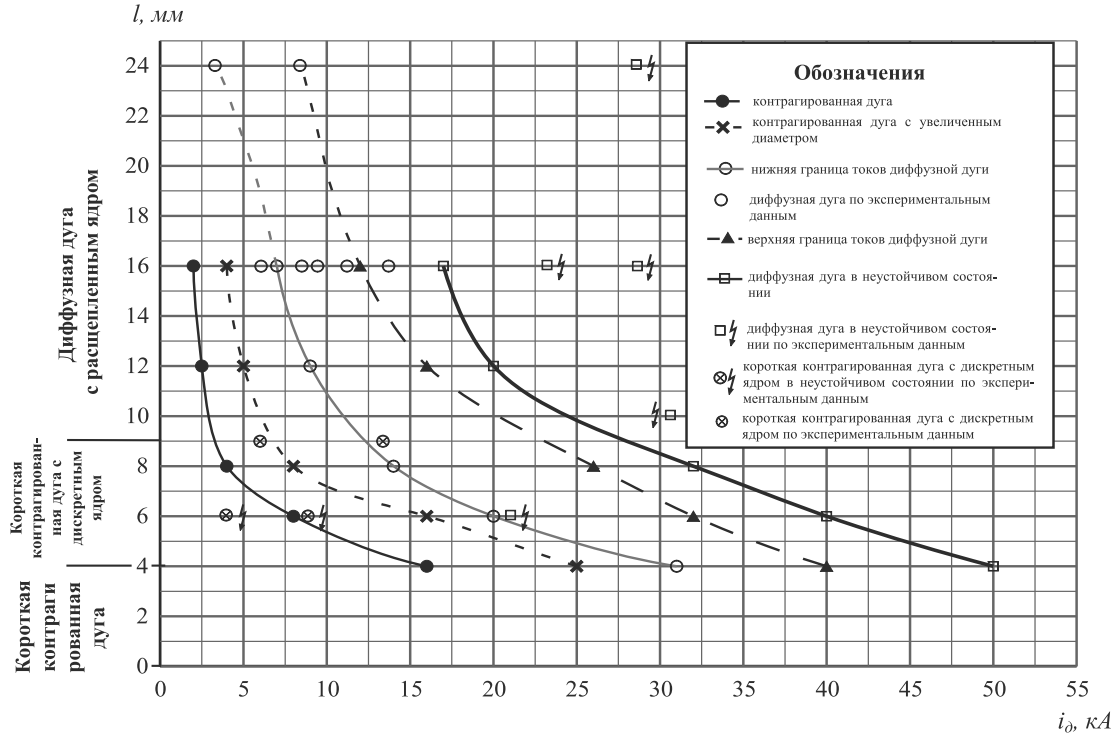


Рис. 3.23. Зависимость формы дуги от тока и расстояния между электродами.

зоне токов от 14 до 26 кА дуга приобретёт диффузную форму. Наконец, при токе, равном 32 кА, силовые линии поля полностью размыкаются и должно произойти самопогасание дуги. Однако в этом случае с поверхности опорных пятен, имеющей высокую температуру, продолжают истекать ионизированные пары металла электродов, напряжение на дуге $ri + Ldi/dt$ резко повышается и между электродами происходит электрический пробой. В дальнейшем горение дуги будет представлять собой процесс непрерывно и часто повторяющихся повторных зажиганий.

При расстоянии между электродами 16 мм дуга будет иметь контрагированный вид только для токов до 2 кА. В зоне токов свыше 4 кА дуга будет иметь значительно увеличенный диаметр. В диапазоне токов от 5 до 12 кА дуга будет диффузной. При токах свыше 17 кА силовые линии поля размыкаются.

По данным расчётов были построены графики зависимости формы дуги от расстояния между электродами и силы тока, которые представлены на Рис. 3.23. В соответствии с теоретическими расчётами дуга может быть контрагированной со сплошным ядром, контрагированной увеличенного диаметра, диффузной с расщеплённым ядром и диффузной неустойчивой.

По графикам видно, что чем больше расстояние между электродами, тем при меньших токах дуга может иметь диффузную форму. На Рис. 3.23 также

условными знаками нанесены данные экспериментальных исследований процессов гашения дуги большой мощности с помощью скоростной киносъёмки и осциллографирования тока и напряжения. При расстояниях между электродами $l = 16$ и 24 мм наблюдается хорошее совпадение форм дуги, полученных теоретически и экспериментально. Дуга в таком случае оставляет на деионных пластинах дискретные следы. При расстоянии между электродами $l = 10$ мм и токе дуги $i_\partial = 31$ кА дуга диффузная и с часто повторяющимися пробоями. Эта форма дуги совпадает с расчётной. При расстоянии $l = 9$ мм и токах $i_\partial = 6,9$ и 13,7 кА дуга контрагированная с дискретным ядром, и это также можно признать совпадением расчётных и экспериментальных данных.

Однако при $l = 6$ мм в интервале токов $i_\partial = 3 \div 7$ кА дуга переходит в короткую контрагированную с дискретным ядром и с частыми повторными зажиганиями по нижним кромкам деионных пластин [4, раздел II, Рис. 2.8,б]. Эти экспериментальные данные нельзя признать совпадающими с расчётными. При расстоянии $l = 6$ мм и токе $i_\partial = 21$ кА дуга была диффузной с расщеплённым ядром и также наблюдались частые пробои. Такая дуга также оставляет на деионных пластинах дискретные следы. В этом случае структура канала дуги и её следов на электродах соответствует расчётной форме, но дуга неустойчива.

При расстояниях между деионными пластинами 3-5 мм и токе $i_\partial \sim 70$ кА дуга имеет дискретное ядро и оставляет глубокий оплавленный след на поверхности пластин, а процесс горения дуги сопровождается частыми повторными зажиганиями. При расстояниях между деионными пластинами $l < 4$ мм структура проводящего канала дуги и её опорного пятна при исследовании процессов гашения дуги большой мощности не выявлялась. Можно предположить, что при расстояниях между электродами $l = 1 - 4$ мм и токах в несколько килоампер дуга будет короткой контрагированной со сплошным ядром.

Таким образом, форма и структура дуги отключения зависит от многих факторов, но ***определяющим фактором является распределение электрического поля*** между электродами, на которых горит дуга.

3.4. Форма и структура опорных пятен дуги отключения большой мощности

Форма и структура дугового разряда непосредственно связаны с формой и структурой его опорных пятен. Экспериментальные исследования дуги большой мощности показали большое многообразие форм эрозионных следов со сложной структурой [Л-3.11, 3.15, 3.16, 3.27-3.32]. Среди них наибольшее внимание привлекают сплошное оплавление поверхности электродов контрагированной короткой дугой и дискретные опорные пятна, оставляемые диффузной

дугой с расщеплённым ядром (Рис. 3.24, см. цветную вкладку).

На Рис. 3.25,а (см. цветную вкладку) показана фотография поверхности деионных пластин, расстояние между которыми было 16 мм, после отключения тока в испытательном контуре 65 кА действующего значения при номинальном напряжении 380 В в трёхфазной сети в испытательном режиме О-ВО-ВО. На Рис. 3.25,б (см. цветную вкладку) изображена поверхность деионных пластин другого выключателя с расстоянием между ними 5 мм после отключения тока в контуре 55 кА при тех же условиях испытания. На приведённых фотографиях видна степень эрозии деионных пластин. В первом случае дискретные следы поражения диффузной дуги с расщеплённым ядром равномерно покрывают практически всю поверхность деионных пластин. Глубина эрозионных следов незначительна. Во втором случае опорное пятно короткой контрагированной дуги занимает только часть поверхности деионных пластин. При этом значительная часть пластин выгорает. При дискретной эрозии электродов эксплуатационный ресурс выключателя значительно повышается.

В [Л-3.4, 3.16, 3.30-3.32] катодные пятна электрического разряда условно делят на два типа. Пятна первого типа образуются на окисленных и загрязнённых поверхностях. Они быстро перемещаются и оставляют ветвистые следы поверхностного эрозионного поражения (см. Рис. 3.14). Пятна второго типа появляются на очищенных поверхностях, в том числе на очищенных пятнами первого типа. Пятна второго типа малоподвижны и оставляют после себя глубокие эрозионные кратеры с оплавленными краями (см. Рис. 3.15). В [Л-3.30] высказывается мнение, что физической основой образования пятен первого типа является автоэлектронная, а второго типа – термоэлектронная эмиссия. Однако авторы [Л-3.31] решающее значение в образовании пятен второго типа на чистых металлах отводят процессу резонансной перезарядки ионов, которая приводит к дополнительному выделению энергии в пятне. В этом случае возникает „высокая концентрация однородного пара материала катода, высокая напряжённость электрического поля“. Это „приводит к разогреву нейтрального пара и образованию плотного облака плазмы над пятном путём термической ионизации“. Таким образом, пятна второго типа наносят более существенное эрозионное поражение поверхности катода, чем пятна первого типа. Кроме того, в [Л-3.32] отмечается, что при разряде в вакууме и воздухе наблюдается разлёт твёрдых частиц и капель из области катодного пятна.

Согласно [Л-3.4, с. 12] поверхность электродов неоднородна и может иметь несколько типов неоднородности, которые показаны на Рис. 3.26.

На Рис. 3.27 приведена фотография неэродированной поверхности электролитического покрытия из меди деионной пластины из стали, увеличенной в 1000 раз.

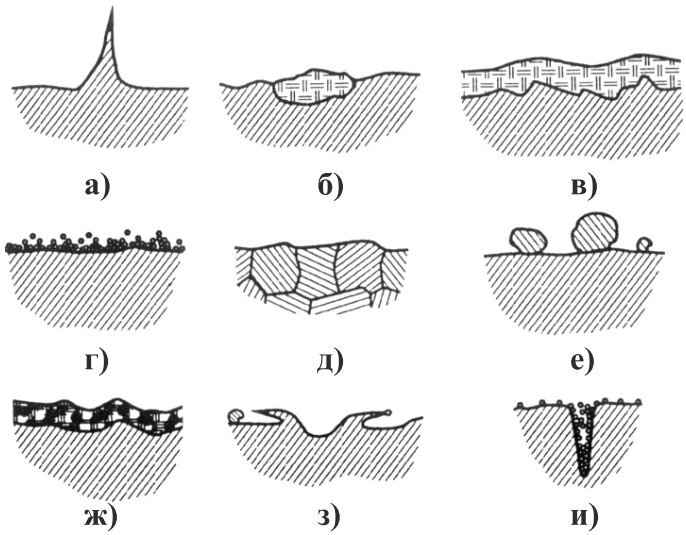


Рис. 3.26 [Л-3.4]. Различные типы неоднородностей поверхности электродов: а) микровыступы; б) диэлектрические включения; в) оксидные и неорганические диэлектрические пленки; г) слои адсорбированного газа; д) выход на поверхность межзёренных границ; е) микрочастицы; ж) продукты крекинга паров масла; з) края кратеров; и) поры и трещины.

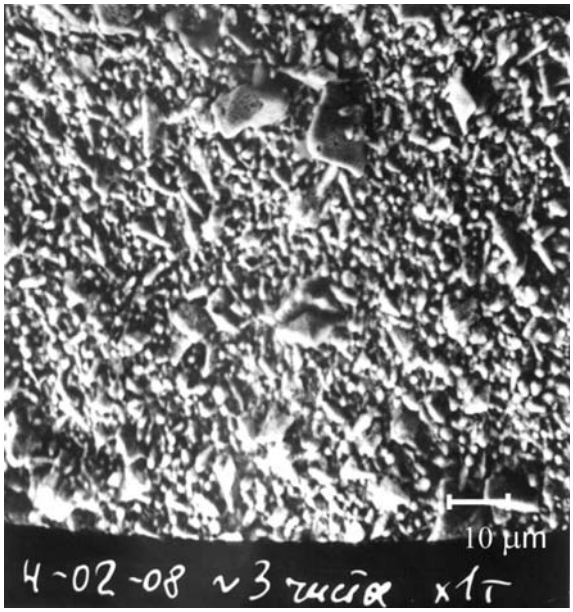


Рис. 3.27. Неэродированный участок поверхности электролитического покрытия из меди (увеличение в 1000 раз).

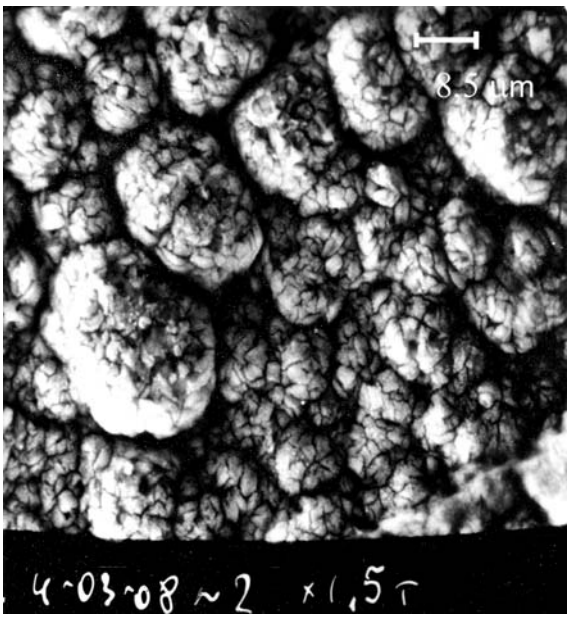


Рис. 3.28. Неэродированный участок поверхности электролитического покрытия из цинка (увеличение в 1500 раз).

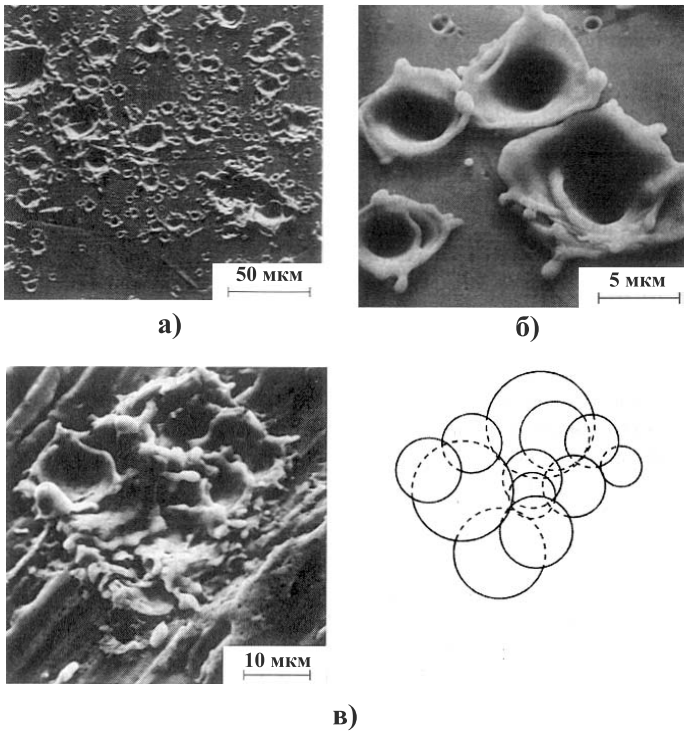


Рис. 3.29 [Л-3.4]. Эрозионные следы вакуумной дуги: а) пятна первого типа на кадмиевом катоде (10 А); б) отдельные пятна первого типа на кадмиевом катоде (100 А); в) пятна второго типа на шероховатой поверхности медного катода (100 А).

На Рис. 3.28 представлены фотографии неэродированной поверхности электролитического покрытия из цинка деионных пластин. Показанные фотографии наглядно демонстрируют неоднородность электролитического покрытия электродов. Любая неоднородность поверхности электродов приводит в той или иной степени к усилению электрического поля в зависимости от размеров и геометрической конфигурации неоднородности. Таким образом, неоднородности на поверхности электрода могут стать эмиссионными центрами, приводящими к образованию опорных пятен электрического разряда. Однако, как показали исследования гашения дуги большой мощности в выключателях, в случае низковольтной дуги отключения наиболее существенную роль в образовании эмиссионных центров играет разогрев микровыступов на поверхности электродов потоками плазмы. Эмиссионными центрами могут служить и многочисленные отрицательно заряженные капли, которые несутся потоками плазмы.

На Рис. 3.29 приведены фотографии, заимствованные из [Л-3.4, с. 280], эрозионных следов вакуумной дуги первого и второго типа. По сравнению с пятнами первого типа пятна второго типа имеют бóльшие поперечные размеры и оставляют следы в виде суперпозиции кратеров.

На Рис. 3.30 приведена фотография эрозионных следов дуги на деионной пластине выключателя после многократного отключения номинального тока 1000 А при напряжении 660 В, большинство из которых имеет вид дорожек с оплавленной поверхностью. В данном случае эрозионные следы оставлены контрагированной дугой со сплошным ядром.

На Рис. 3.31 (см. цветную вкладку) в увеличенном масштабе представлены две фотографии эрозионных следов, оставленных короткой контрагированной дугой на катоде, показанной на Рис. 3.19.5 стрелкой *б* и возбуждённой вдуванием потока плазмы в межэлектродный промежуток.

Дуга находилась в неподвижном положении и существовала около 4 мс. Электроды представляли собой пластины из стали 08кп толщиной 2 мм. Электроды, изображённые на Рис. 3.31,а оцинкованные (Ц6), а на Рис. 3.31,б – омеднённые (М6). Кажущаяся поверхность следа дуги при максимальном мгновенном значении тока 6,9 кА равномерно покрыта дискретными очагами поражения, просветы между которыми оказались неповреждёнными. Дискретные струйки плазмы оставались неподвижными. Можно допустить, что канал дуги состоял из множества тонких струек плазмы подобно тем, которые видны на Рис. 3.19.5 и показаны стрелкой *в*. Протяжённость дуги составляла 9 мм. Обратим внимание на её характерный параметр $l/r_{on} = 9$ мм/9 мм $= 1$.

Опорное пятно дуги, изображённое на Рис. 3.31,б, располагается на том же месте, что и пятно, показанное на Рис. 3.31,а. Дуга в этом случае также

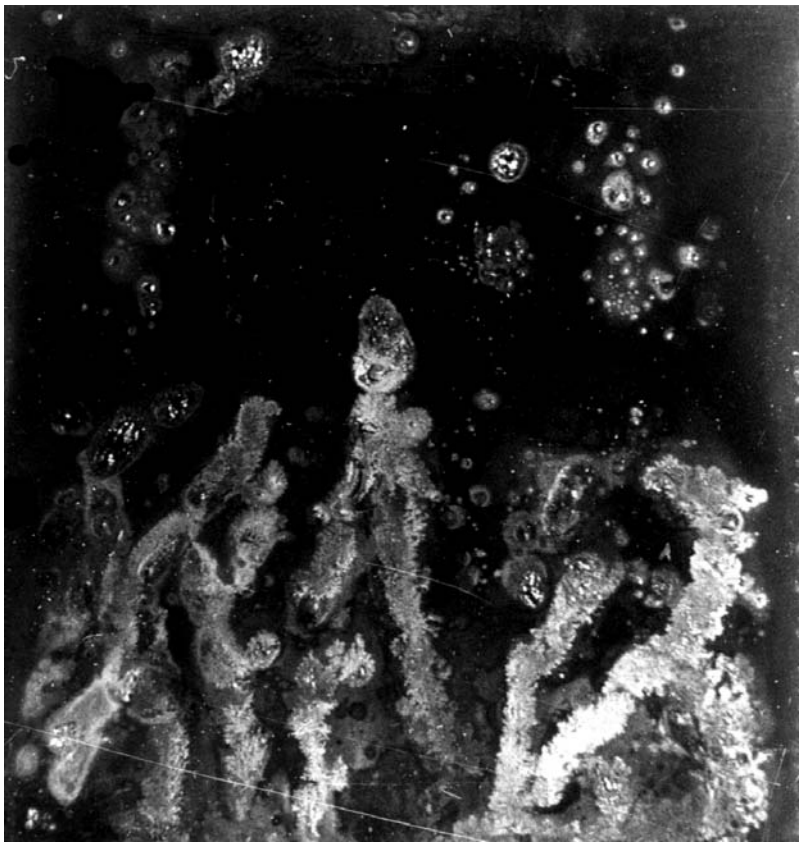


Рис. 3.30. Эрозионные следы контрагированной дуги со сплошным ядром на деионной пластине выключателя после многократного отключения номинального тока 1000 А при $U_н$=660 В.

возбуждена вдуванием потока плазмы в межэлектродный промежуток. Ток в испытательном контуре составлял 25 кА действующего значения. В действительности максимальное мгновенное значение тока достигало $i_д = 13,7$ кА. Характерный параметр дуги в этом случае равен $l/r_{оп} = 9$ мм/15 мм $= 0,6$. Поверхность катодного опорного пятна подверглась оплавлению, поэтому привязка дуги происходит по оплавленной поверхности железа. Центральная часть опорного пятна имеет гладкую поверхность. При приближении к периферии пятна, рельеф поверхности всё более усложняется. Визуальное изучение с помощью оптического бинокулярного микроскопа показывает, что на периферии опорного пятна имеется узкая полоска наплыва вспенившегося металла. По широкой полосе, окаймляющей опорное пятно, в направлении от центра к внешней стороне пятна растекаются волны. В радиальном направлении располагаются гребни застывшего металла с заострёнными вершинами.

Ещё более ярко выраженные следы эрозии имеет деионная пластина после отключения тока короткого замыкания 55 кА действующего значения при номинальном напряжении 380 В в трёхфазной сети в испытательном режиме

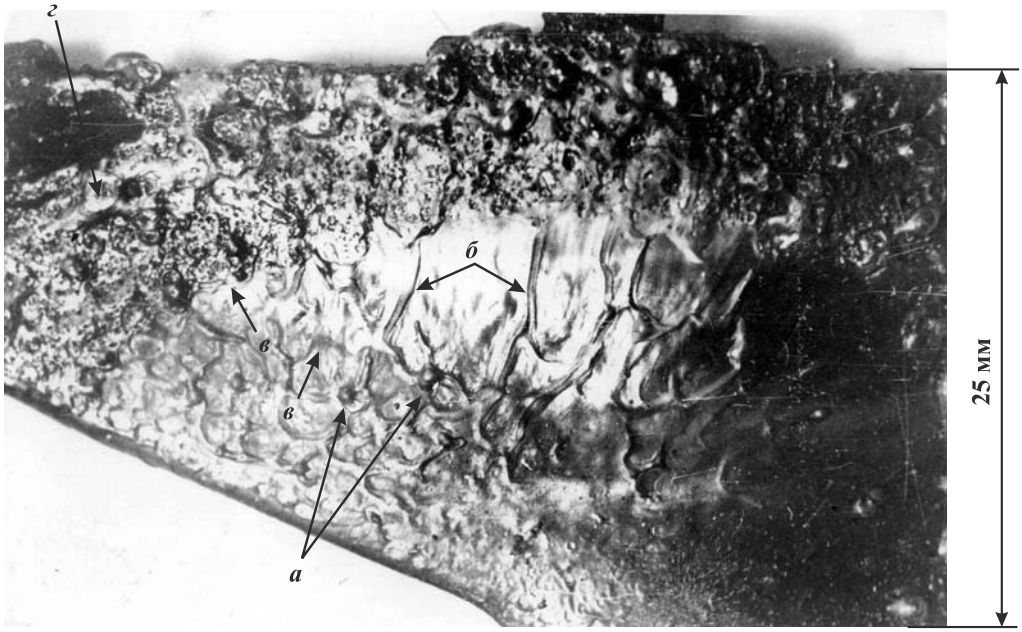


Рис. 3.32. Фотография фрагмента деионной пластины после отключения тока в испытательном контуре 55 кА в цикле О-ВО-ВО (*а* – бугорки, *б* – гребни, *в* – волны, *г* – наплывы).

О-ВО-ВО. Фрагмент этой пластины показан на Рис. 3.32. Расстояние между деионными пластинами составляло 5 мм. Эрозионному поражению подверглась значительная часть её поверхности. Дуга горела в парах железа. Здесь имеется густая сеть волн и гребней застывшего металла. Гребни и волны, пересекаясь, образуют замысловатый рисунок. На поверхности пятна со сложным рельефом и, особенно в местах пересечений волн и гребней, имеются многочисленные бугорки в виде конусов застывшего железа, некоторые из них показаны стрелками. Эти бугорки являются местами привязок дискретных струек плазмы, создающих канал дуги. Благодаря жидкому слою на поверхности пятна дискретные струйки плазмы имеют возможность мигрировать, образуя таким образом гребни. Волны жидкого металла образуются и перемещаются, вероятно, вследствие градиента газокинетического давления в основаниях струек. Сами дискретные струйки плазмы могут перемещаться как под действием градиента давления, так и в результате взаимодействия параллельных однонаправленных токов струек (то есть они могут притягиваться).

Итак, короткая контрагированная мощная дуга отключения, горящая в среде атмосферного воздуха, возбуждённая поджигом потоками плазмы, с характерным параметром $l/r_{on} \leqslant 1$ не имеет сплошного канала проводимости, а имеет дискретное ядро, представляющее собой сложную систему дискретных струек плазмы. При этом в зависимости от значения силы тока дуги привяз-

ка оснований струек к поверхности электродов может быть как без сплошного оплавления всей площади опорного пятна, так и с её оплавлением. В первом случае привязка дискретных струек плазмы может быть устойчивой, без перемещения струек по опорному пятну. В последнем случае привязка происходит к жидкой поверхности металла электродов и струйки способны мигрировать.

В случае короткой контрагированной дуги с дискретным ядром следует различать общую площадь опорного пятна, видимую на фотографиях эрозионного следа и оцениваемую по кадрам скоростной киносъёмки дуги, и фактическую площадь, занимаемую опорными пятнами дискретных струек плазмы. *Общая или кажущаяся площадь* опорного пятна представляет собой площадь области, ограниченной выпуклой оболочкой опорных пятен струек. Будем обозначать кажущуюся площадь $S_{оп.каж}$. *Фактическая площадь* $S_{оп.ф}$ представляет собой сумму площадей опорных пятен струек плазмы. Определить её в произвольный момент времени затруднительно, так как неизвестно число одновременно существующих струек. Однако предположение об одновременном существовании всех струек помогает оценить фактическую площадь и плотность тока в отдельной струйке.

Например, если принять, что все $N \sim 320$ струек, чьи следы показаны на Рис. 3.31,а, горели одновременно, то в момент времени достижения током дуги максимального значения $i_д = 6,9$ кА средняя плотность тока в каждом опорном пятне струйки составляла

$$j_{оп.ст} = \frac{i_д}{S_{оп.ф}} = \frac{6900\ \text{А}}{0,73\ \text{см}^2} = 9,5 \cdot 10^3\ \text{А/см}^2.$$

Здесь $S_{оп.ф} = NS_{оп.ст} = N\pi d_{оп.ст}^2/4 = 320 \cdot 3,14 \cdot (0,054\ \text{см})^2/4 = 0,73\ \text{см}^2$ – фактическая площадь опорных пятен струек, $d_{оп.ст} = 0,054$ см – средний диаметр опорных пятен струек. При этом среднее значение силы тока, приходящегося на одну струйку в канале дуги, равно:

$$i_{ст} = \frac{i_д}{N} = \frac{6900\ \text{А}}{320} = 21,6\ \text{А}.$$

Средняя плотность тока, оцениваемая по кажущейся площади катодного пятна дуги, оказывается равной:

$$j_{оп.каж} = \frac{i_д}{S_{оп.каж}} = \frac{4i_д}{\pi d_{оп.каж}^2} = \frac{4 \cdot 6900\ \text{А}}{3,14 \cdot (1,8\ \text{см})^2} = 2,71 \cdot 10^3\ \text{А/см}^2,$$

где $d_{оп.каж} = 1,8$ см – диаметр опорного пятна дуги.

Следовательно, при допущении об одновременном существовании всех струек плазмы фактическая плотность тока в опорном пятне струйки больше кажущейся средней плотности тока в опорном пятне дуги в 3,5 раза. В действительности плотность тока в опорном пятне дискретной струйки может ещё

больше превосходить среднюю плотность тока на кажущейся площади опорного пятна дуги [Л-3.4, с. 185, 364].

В случае оплавления опорного пятна дуги средняя плотность тока в нём при токе $i_д = 13,7$ кА равна:

$$j_{оп.каж} = \frac{i_д}{S_{оп.каж}} = \frac{13700 \text{ А}}{4,5 \text{ см}^2} = 3,04 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2.$$

Для исследования эрозионных следов диффузного электрического разряда с расщеплённым ядром была выбрана дугогасительная решётка с восемью деионными пластинами и расстоянием между ними 16 мм [Л-3.27-3.29, 3.5, 3.14, 3.17, 3.26].

Исследованию при различных значениях тока подверглись пластины из стали марки 08кп без покрытия, меднёные и оцинкованные гальваническим путём, а также оксидированные (воронёные).

На Рис. 3.33 приведены в увеличенном масштабе фотографии следов дуги на обеих сторонах пластины без покрытия. Действующее значение силы тока в контуре при испытании выключателя было равно 68 кА.

Наблюдаемые следы дуги являются опорными пятнами дискретных струек плазмы. В данном случае опорные пятна на аноде имеют вид конусообразных бугорков с явно выраженной симметрией. Вокруг конусов имеются ванночки. На поверхности конусов и ванночек просматриваются застывшие волны жидкого металла. Несмотря на достаточно большой ток, равный 68 кА действующего значения, после одноразового воздействия дуги поверхность пластины между пятнами осталась неповреждённой.

На катодной стороне пластин следы дуги также имеют дискретный характер, но вид у них совершенно другой. Опорные пятна плоские, занимают значительную площадь, форма их неопределённая, несколько ветвистая. Глубина поражения поверхности катодного пятна незначительная. Поверхность пластин между пятнами также не повреждена.

На Рис. 3.34 в увеличенном масштабе показан полученный с помощью оптического микроскопа фрагмент эрозионного поражения обеих сторон деионной пластины без покрытия. Цена деления сетки составляет 0,014 мм. Максимальное мгновенное значение тока дуги составило $i_{max} = 5,9$ кА. В данном случае на анодной стороне также наблюдаются отдельно расположенные друг от друга выступающие конусы застывшего металла, вокруг которых имеются ванночки с расплавом. На поверхности конусов и расплава видны волны.

На катодной стороне эрозионные следы плоские, занимающие относительно большую площадь. Глубина поражения поверхности металла настолько незначительная, что поверхность сохранила свой внешний вид.

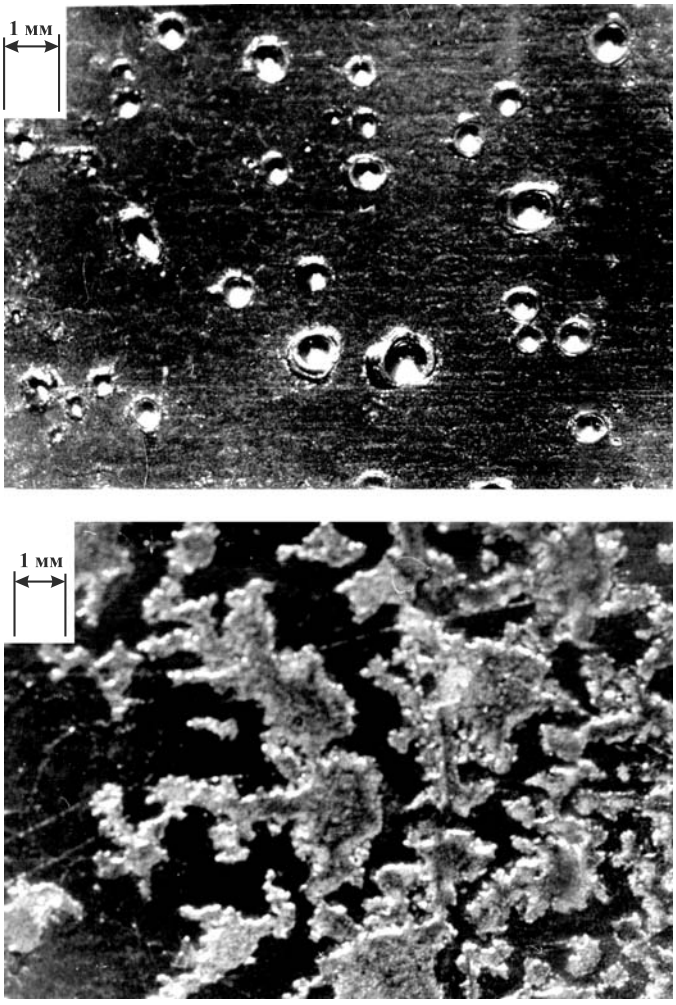


Рис. 3.33. Следы, оставленные дугой на анодной (а) и катодной (б) сторонах пластины после отключения тока в контуре 68 кА.

По просьбе ОАО „Контактор“ в лаборатории электрофизики Физико-технического института АН Белоруссии под руководством заведующего лабораторией д. т. н. М. К. Мицкевича его сотрудником к. ф.-м. н. А. И. Бушик были исследованы эрозионные следы мощной дуги отключения на деионных пластинах. Для исследований использовались электронная микроскопия с высокой разрешающей способностью и рентгеноспектральный микроанализ [Л-3.29].

На Рис. 3.35,а показан увеличенный в 250 раз электронно-микроскопический снимок отдельного анодного пятна при протекании тока дуги $i_{max} = 5,9$ кА, а на Рис. 3.35,б увеличенный в 500 раз фрагмент нижнего левого края пятна.

На вершине конуса опорного пятна обнаружилась значительная усадочная раковина из расплава металла. На периферии пятна расположена масса микроуглублений, окаймляющих весь периметр бугорка непрерывной полоской,

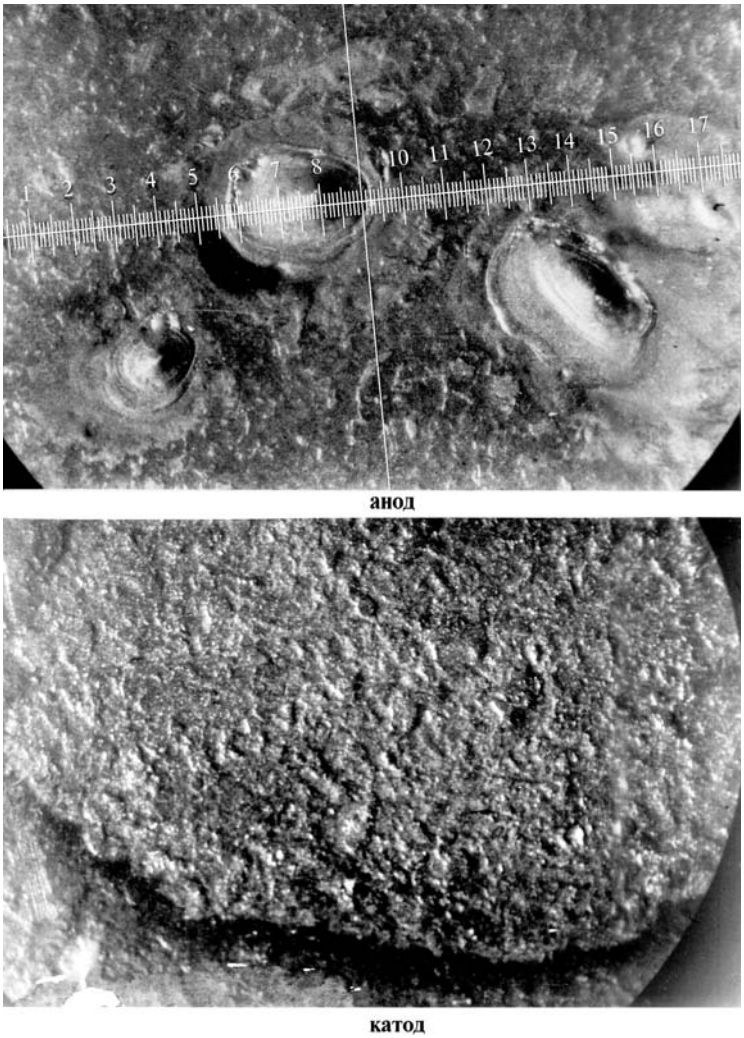


Рис. 3.34. Фрагмент эрозионного поражения обеих сторон пластины, i_∂=5,9 кА.

представляющей собой хаотический рельеф застывшего пенообразного состояния металла пластины.

Нам представляется, что из каждого микроуглубления истекала микроструйка ионизированного пара металла. Такие микроструйки вполне могут быть носителями тока и составными частями дискретных струек плазмы.

Вместе с этим центральная часть пятна струйки свободна от микролунок и возвышена над общим уровнем поверхности пластины.

На Рис. 3.36 показаны электронно-микроскопические снимки зоны оплавления катодных пятен, увеличенных в 100 и 500 раз. На первом снимке Рис. 3.36,а в зоне оплавления катодных пятен имеются бугорки в виде конусов с застывшими волнами на их поверхности. На втором снимке Рис. 3.36,б видны разрозненные лёгкие оплавления волнообразных образований из расплава на

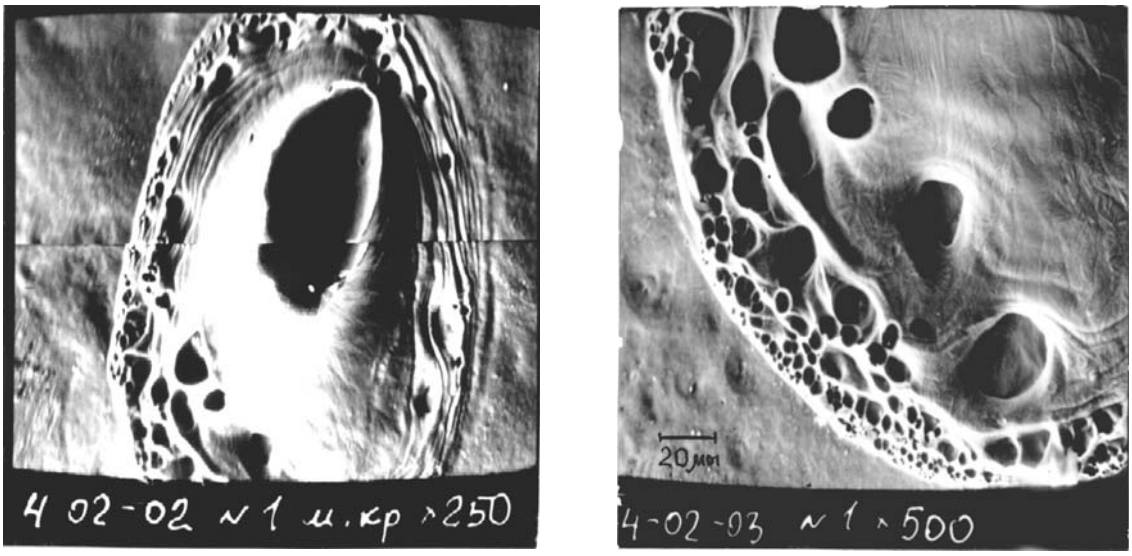


Рис. 3.35. а) Вид отдельного анодного опорного пятна дискретной струйки проводимости на стали без покрытия (×250), $i_д$=5,9 кА; б) вид края этого пятна (×500).

поверхности катодного пятна.

На Рис. 3.37 представлены электронно-микроскопические снимки эрозионного поражения воронёных пластин. Рис. 3.37,а – увеличенный в 60 раз вид участка эрозионного поражения пластин; Рис. 3.37,б – увеличенный в 200 раз вид отдельного эрозионного пятна, расположенного в верхнем левом углу на Рис. 3.37,а. Эти следы оставила дуга после отключения тока в контуре 50 кА в режиме О-ВО-ВО.

На снимках видны чёткие границы опорных пятен, в центре которых возвышаются бугорки в виде конусов. На одном из них имеется усадочная раковина, на другом она отсутствует. На периферии опорного пятна и на поверхности бугорков чётко видны застывшие волны расплава. Форма волн на периферии опорного пятна показывает, что они расходятся от основания бугорка. На внешней стороне границы опорного пятна расположена цепочка из куполообразных пузырьков расплава. Поверхность пластины между опорными пятнами сохранилась без повреждения.

На Рис. 3.38 представлены электронно-микроскопические снимки края опорного пятна и куполообразных пузырьков в разной степени увеличения.

Обращает на себя внимание, во-первых, пустотелость куполообразных пузырьков, которая стала, вероятно, следствием перегрева их внутренней полости. Во-вторых, на поверхности опорного пятна обнаруживаются капли с размерами от долей микрона до пяти микрон. И, в-третьих, самое важное, на периферии опорного пятна видно множество супермелких микролунок, диаметр которых

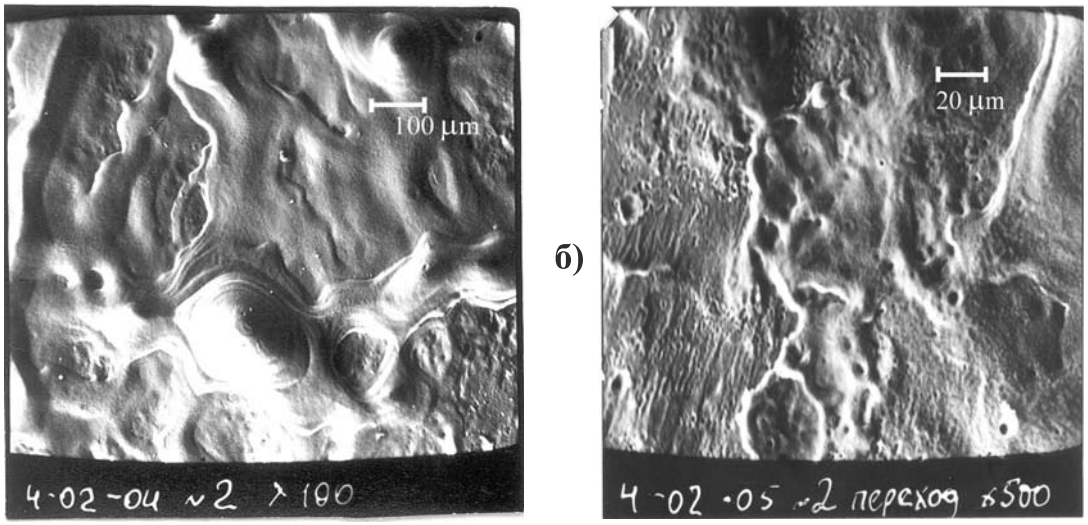


Рис. 3.36. а) Вид центральной части оплавленной зоны катодного пятна (×100); б) вид края эрозионной зоны катодного пятна (×500); i_∂=5,9 кА.

не превышает двух микрон. Размеры микролунок на периферии опорных пятен на стальных пластинах без покрытия изменялись в широком диапазоне и достигали величин ~ 20 мкм.

На Рис. 3.39 показаны выполненные с помощью оптического микроскопа снимки участков эрозионного поражения анодной стороны пластины с медным покрытием. Максимальное мгновенное значение тока, приходящегося на всю поверхность пластины, был равно $i_\partial = 9,3$ кА.

На Рис. 3.40 представлены электронно-микроскопические снимки отдельной опорной площадки дискретной струйки плазмы из Рис. 3.39 и её фрагмента.

По приведённым снимкам видно, что опорные пятна дискретных струек плазмы на медном покрытии имеют несколько другой вид, чем на оксидированной поверхности стали или без покрытия.

Опорные пятна по-прежнему имеют вид бугорков, но их форма неопределённа и несколько расплывчата. На поверхности пятен имеются возвышения и впадины. Граница между эродированным и неэродированным участками чётко выделена. Ванночка расплава металла вокруг опорного пятна струйки не образуется. Вся поверхность эрозионных следов покрыта кратерами различных диаметров, величины которых изменяются от долей микрометров до 20 мкм. Эрозионные следы имеют вид вскипевшего металла. На их поверхности просматриваются слабые следы волн застывшего металла.

На Рис. 3.41,а показан фотоснимок отдельных опорных пятен на анодной стороне пластины с медным покрытием, полученный с помощью оптического

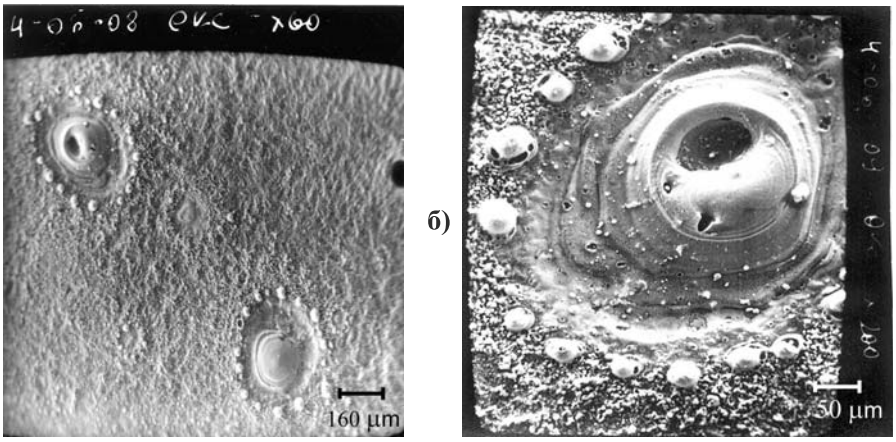


Рис. 3.37. а) Вид участка эрозионного поражения воронёной пластины (×60); б) вид отдельного эрозионного пятна (×200).

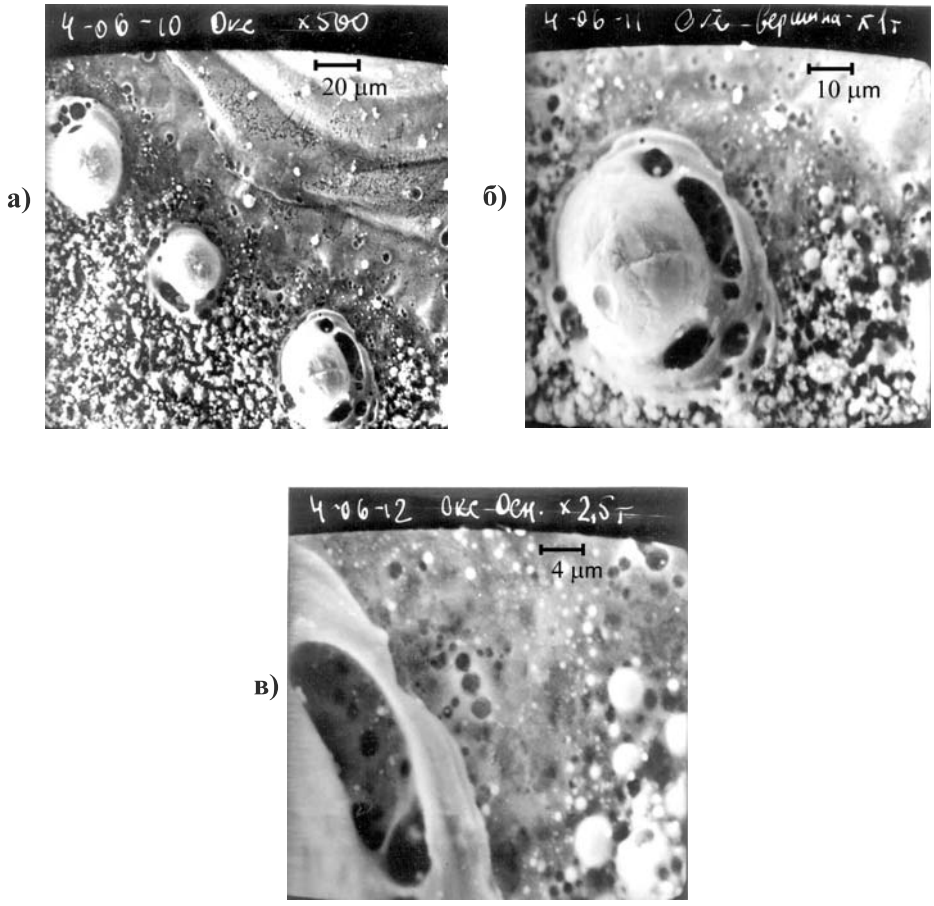


Рис. 3.38. а) Левый нижний край опорного пятна из Рис. 3.37 (б), увеличенного в 500 раз; б) отдельный куполообразный пузырёк и край опорного пятна из Рис. 3.38 (а), увеличенные в 1000 раз; в) края опорного пятна и куполообразного пузырька из Рис. 3.38 (б), увеличенные в 2500 раз.

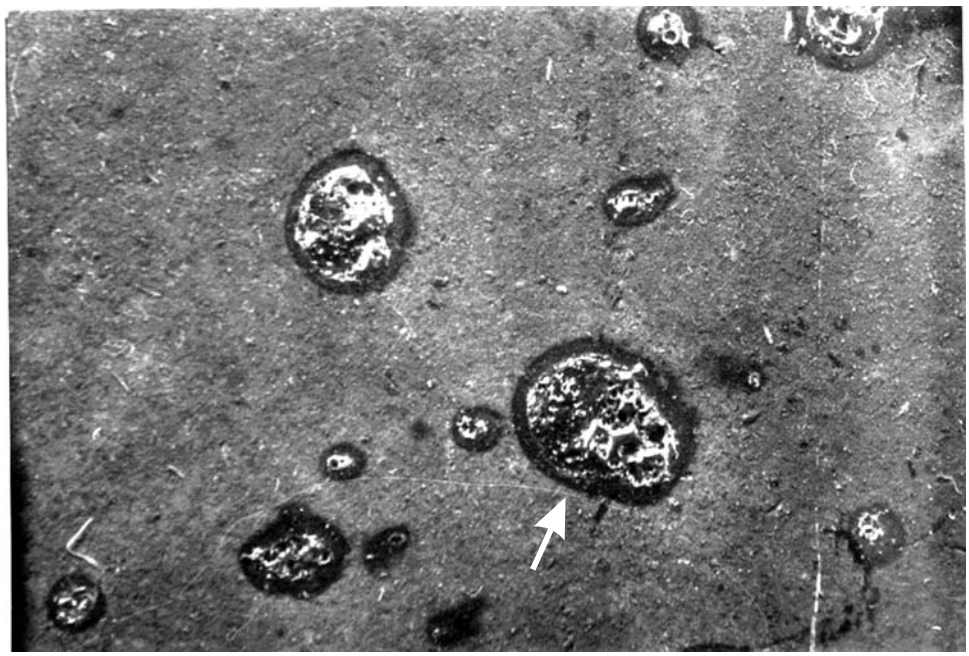


Рис. 3.39. Участки эрозионного поражения анодной стороны пластины с медным покрытием (оптический микроскоп); i_m=9,3 кА.

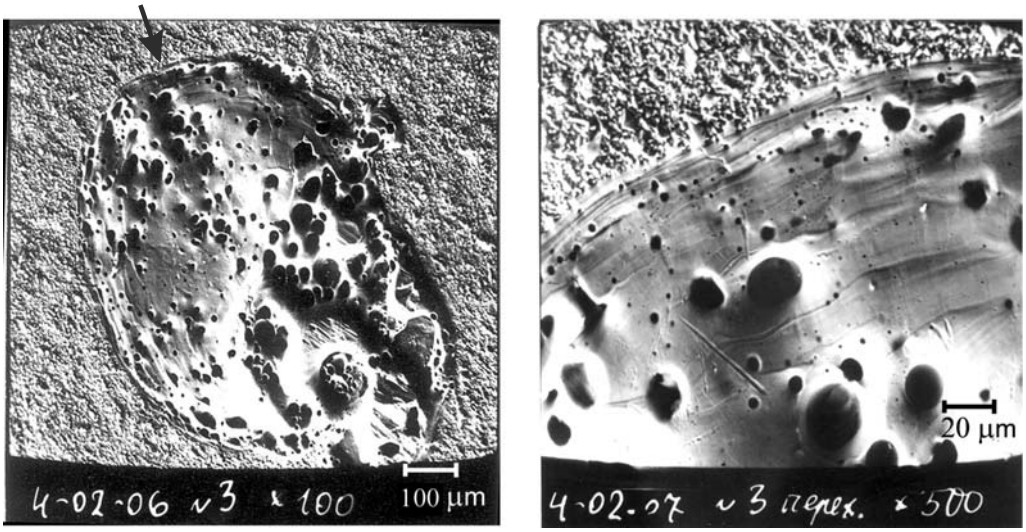
микроскопа. На Рис. 3.41,б приведён снимок участка эрозионного поражения катодной стороны. Максимальное мгновенное значение тока дуги составляла $i_\partial = 13,7$ кА.

На Рис. 3.41,а видны опорные пятна разных форм и размеров. Все они имеют чёткие очертания и выпуклую поверхность. На Рис. 3.41,а вызывает интерес опорное пятно, обозначенное стрелкой и приведённое отдельно на Рис. 3.42,а. Это пятно состоит из двух опорных пятен с разными поперечными размерами.

На Рис. 3.42,б приведён фрагмент электронно-микроскопического снимка отдельной зоны Рис. 3.42,а, указанной стрелкой *а*. На Рис. 3.43 представлены фрагменты Рис. 3.42,а, указанные стрелкой *б*.

На Рис. 3.42,а видны два бугорка, центры которых расположены на расстоянии 400 мкм друг от друга. Максимальные размеры бугорков равны 200 и 300 мкм, а их поверхности практически свободны от микролунок. Вместе с этим вся поверхность эрозионного поражения вокруг бугорков сплошь покрыта массой микролунок разных размеров. Наименьшие микролунки имеют диаметр 0,3 мкм, наибольшие – около 15 мкм.

Кроме этих двух основных бугорков, имеющих наибольшие размеры, привлекают внимание и выступы, имеющие размеры менее 100 мкм. На их поверхностях также наблюдаются незначительное количество микролунок. На одном опорном пятне эрозионного поражения располагается несколько дискретных струек плазмы. Судя по размерам бугорков, характеристики и размеры струек



а) б)

Рис. 3.40. Электронно-микроскопические снимки отдельной анодной опорной площадки дискретной струйки и её фрагмента: а) общий вид; б) фрагмент края опорной площадки из Рис. 3.40 (а).

плазмы могут быть различными. Дискретные струйки в объёме плазмы дуги имеют сложное строение. Они имеют групповой характер. Группа струек плазмы собрана на одном опорном пятне эрозионного поражения, поверхность которого испещрена множеством микролунок. На опорном пятне обнаруживаются отдельные места прогорания медного покрытия до основного металла пластины.

На Рис. 3.41,б приведены фотографии следов дуги (оптический микроскоп) эрозионного поражения на катодной стороне пластины. На катодной стороне пластины явно выраженных оплавлений не наблюдается, и эрозионное поражение на поверхности практически отсутствует.

На Рис. 3.44 показаны участки эрозионного поражения анодной и катодной сторон пластины, покрытых цинком, увеличенные с помощью оптического микроскопа. Максимальное мгновенное значение тока дуги было равно $i_\partial = 23$ кА.

На анодной стороне пластины опорные пятна дуги располагаются плотно, в непосредственной близости друг от друга, в ряде случаев касаются и даже перекрывают друг друга, образуя сплошные дорожки. Размеры пятен довольно близки.

Опорные пятна на катодной стороне пластины резко отличаются друг от друга по размерам. Крупные пятна имеют размеры такие же, как и пятна на анодной стороне. Вместе с этими крупными пятнами имеется множество раз-

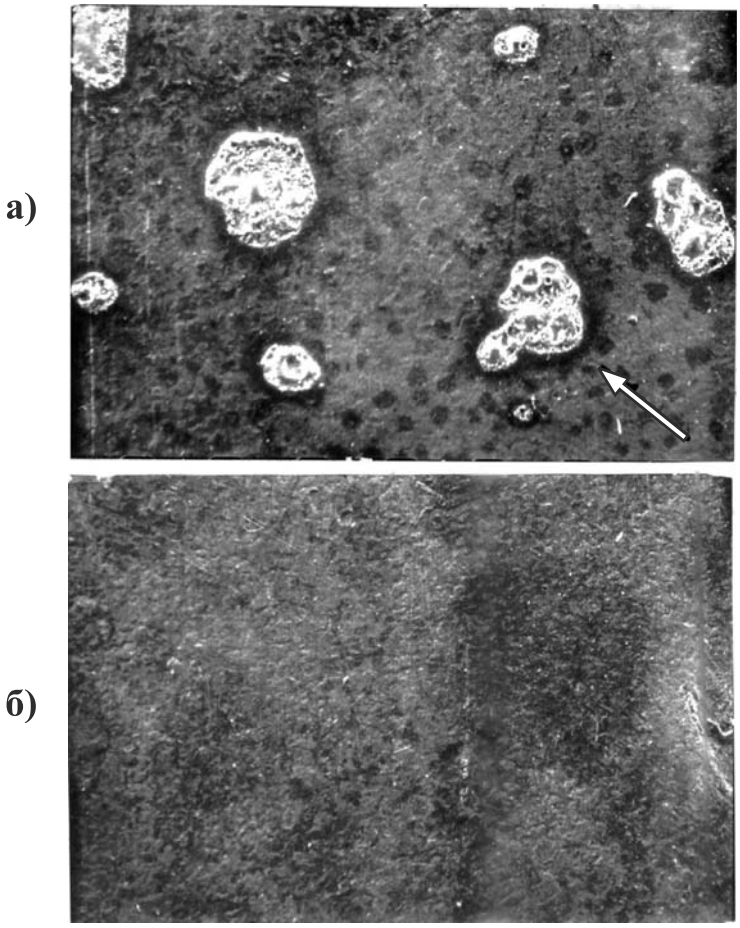


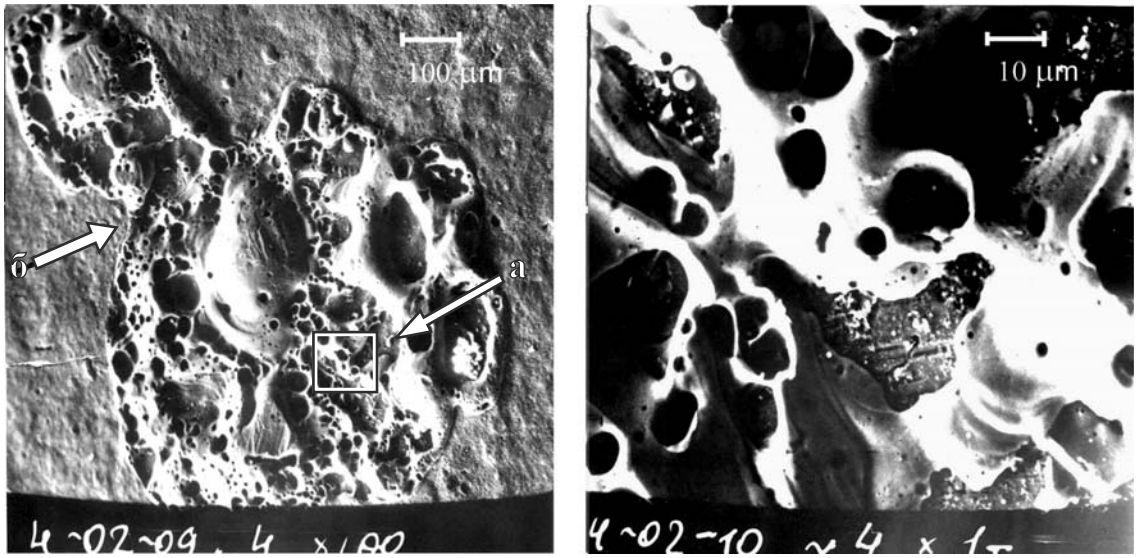
Рис. 3.41. Отдельные увеличенные участки эрозионного поражения анодной (а) и катодной (б) сторон пластины с медным покрытием (оптический микроскоп), i_m=13,7 кА.

бросанных между ними мелких пятен. На этих фотографиях уже заметно некоторое различие структуры поверхности крупных анодных и катодных пятен. Поверхности анодных пятен плоские и ровные, катодных – плоские, но шероховатые.

На Рис. 3.45 и 3.46 приведены электронно-микроскопические снимки анодных и катодных пятен из предыдущего рисунка, увеличенных в разной степени. Электронно-микроскопические снимки подтверждают, что анодные пятна имеют вид круглых лужиц расплавленного металла со слегка выпуклой поверхностью, по периметру которых располагаются микрократеры.

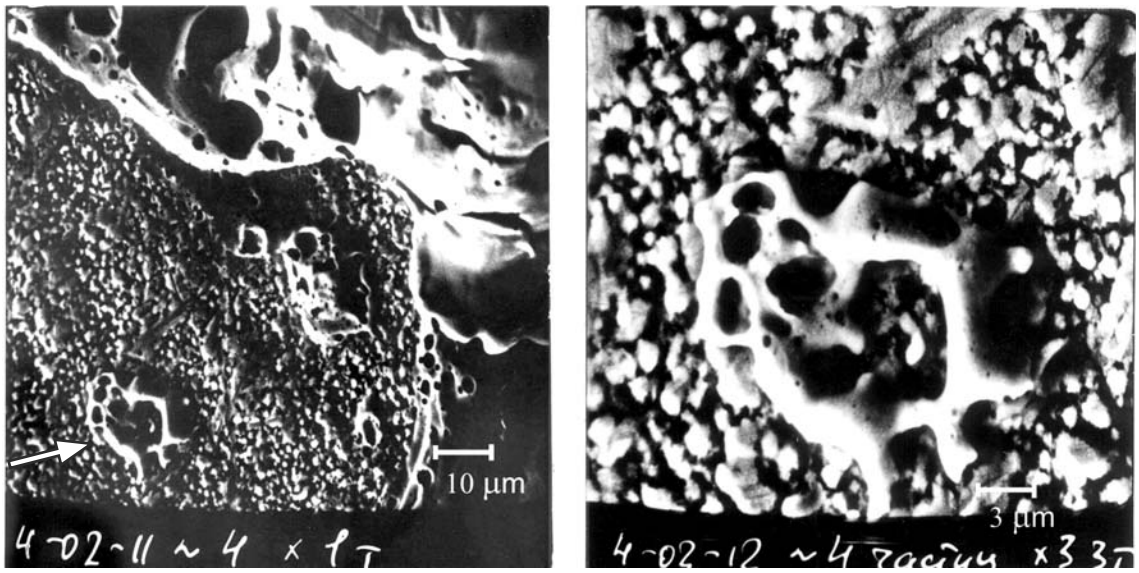
Граница между опорными пятнами и неэродированными участками поверхности электролитического покрытия из цинка чётко выделена.

Катодные пятна имеют менее правильную форму, а их поверхность – сложный рельеф с множеством углублений. Причём, чем больше размеры углублений в поперечнике, которые могут достигать 30 мкм, тем в большей



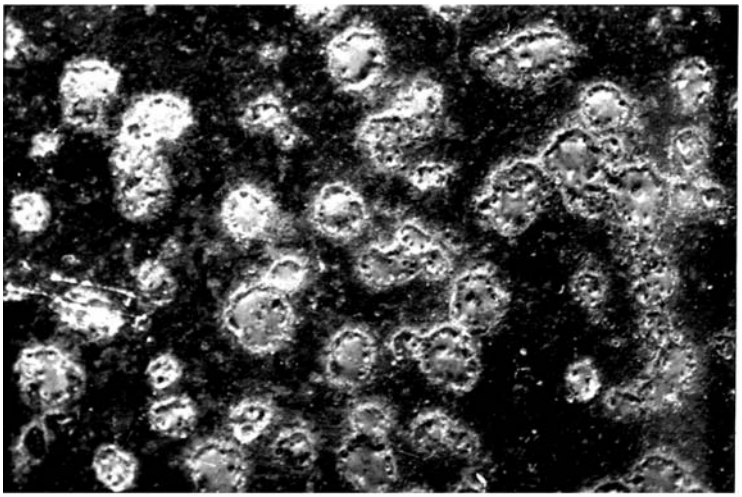
а) б)

Рис. 3.42. а) Вид отдельной зоны эрозионного поражения (×100) из Рис. 3.41 (а); б) фрагмент (×1000) из Рис. 3.42, (а), указанный стрелкой а.

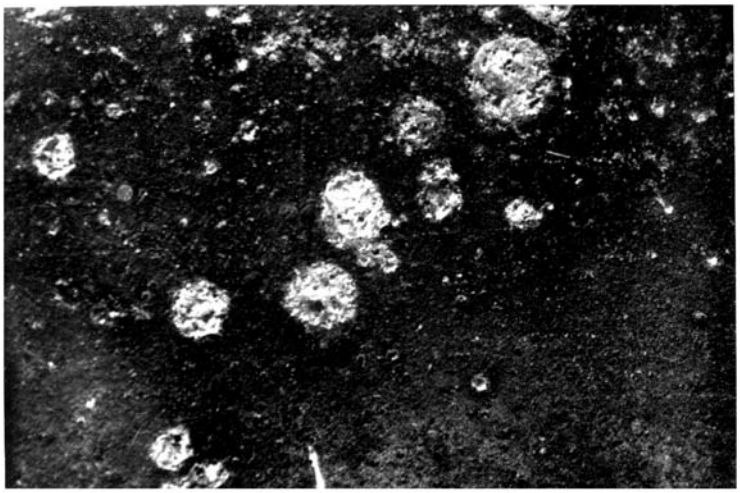


а) б)

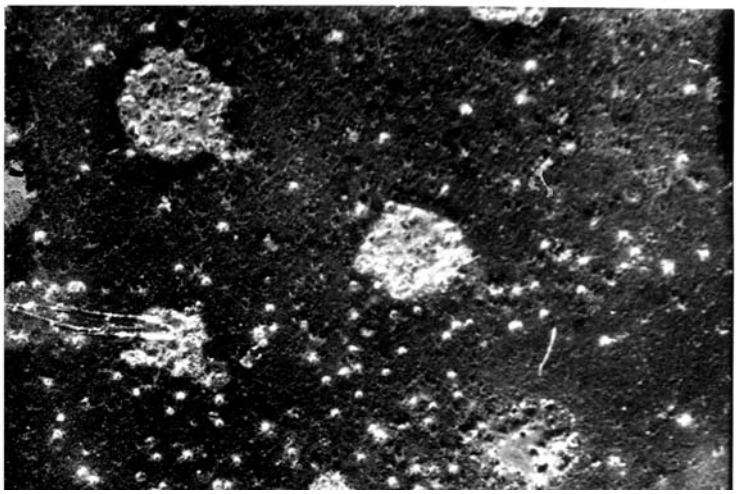
Рис. 3.43. а) Фрагмент эрозионного поражения из Рис. 3.42 (а) (×1000), указанный стрелкой б; б) фрагмент Рис. 3.43, (а) (×3300), указанный стрелкой.



а)

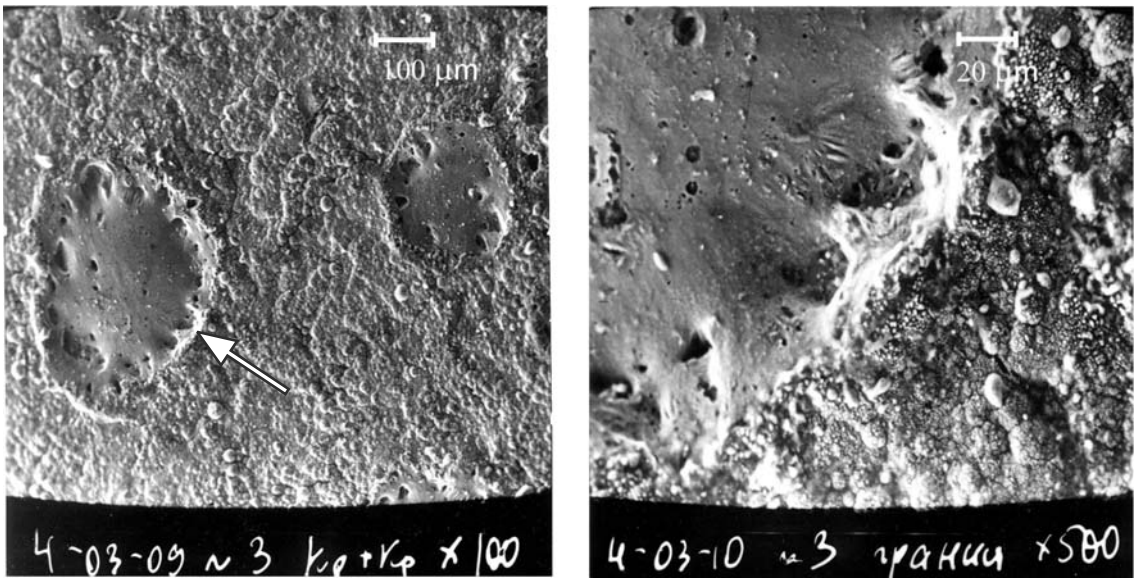


б)



в)

Рис. 3.44. Участки эрозионного поражения анодной (а) и катодной (б-в) сторон пластины с цинковым покрытием (оптический микроскоп).



а) **б)**

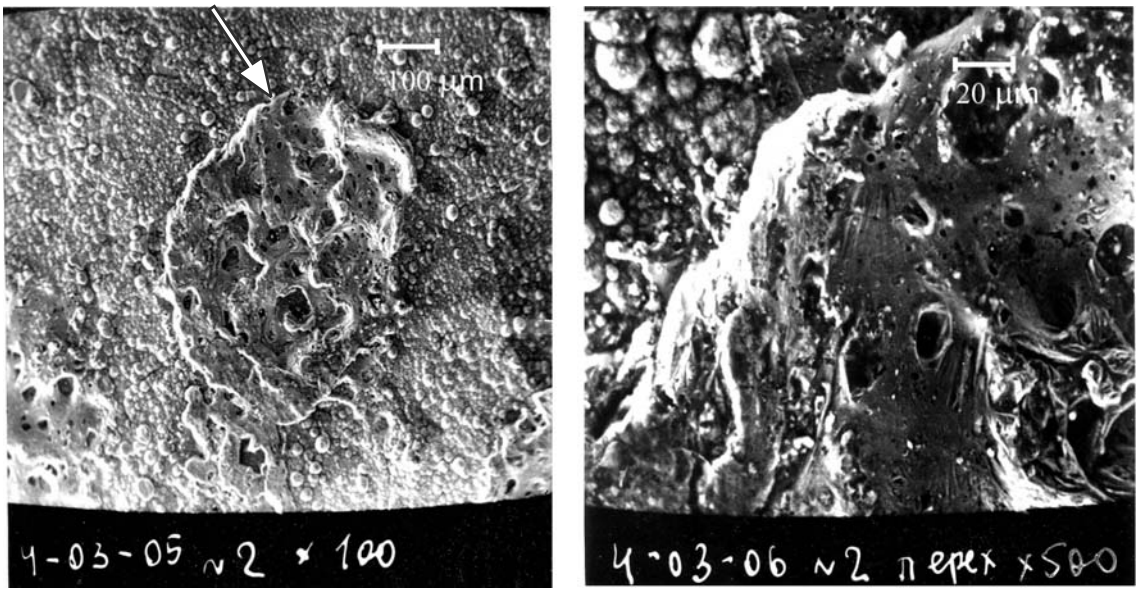
Рис. 3.45. Электронно-микроскопические снимки отдельных анодных пятен из Рис. 3.44: а) анодные пятна (×100); б) фрагмент анодного пятна (×500).

степени их форма неправильная. Мелкие углубления, диаметр которых колеблется от 1 до 5 мкм, как правило, круглой формы. Граница опорного пятна с неэродированной поверхностью пластины также чётко выделена и имеет вид наплыва расплавленного металла.

Различие вида опорных пятен дискретных струек плазмы на разных металлах можно объяснить с одной стороны – различным значением силы тока, переносимого одной струйкой, и с другой стороны – такими физическими характеристиками металлов, как:

- электропроводность;
- магнитная проницаемость;
- энергия ионизации;
- энергия поверхностного натяжения;
- температуры кипения и плавления;
- теплоёмкость и теплопроводность.

Некоторый интерес вызывают эрозионные следы, показанные на Рис. 3.47. Деионные пластины имели цинковое покрытие, и расстояние между ними было 16 мм. Максимальное мгновенное значение тока дуги было равно $i_\partial = 23$ кА. Центральную часть пятна, имеющую сплошное оплавление, окружает „венец“ с ветвистой структурой. Диаметр оплавленной части пятна изменяется от 0,14 до 0,3 мм. „Венцы“ имеют неправильную форму и их наибольшие поперечные



а) б)

Рис. 3.46. Электронно-микроскопические снимки отдельного катодного пятна из Рис. 3.44: а) катодное пятно (×100); б) фрагмент катодного пятна (×500).

размеры изменяются от 0,5 до 0,8 мм.

Кроме представленных эрозионных следов дуги с помощью оптического микроскопа были выявлены другие виды следов. Например, на Рис. 3.48-3.50 показаны обнаруженные на деионных пластинах следы дуги, максимальное мгновенное значение тока которой было равно 13,7 кА.

Во-первых, обнаружены отдельно расположенные микрократеры диаметром от 15 до 100 мкм. Образования с размерами меньшими, чем 15 мкм, оптический микроскоп на поверхности пластин обнаружить не позволял. Микрократер представляет собой мелкую ванночку с маленьким кольцевым валиком по периметру. Медное покрытие в микрократерах до основного металла пластины не прогорало (Рис. 3.48,а).

На Рис. 3.48,б,в показаны кратеры, размеры которых превышали 100 мкм. На дне этих кратеров в медном покрытии обнаружены микрократеры диаметром 15 мкм.

На более крупных единичных следах дуги, размеры которых изменялись от 230 до 500 мкм, имеются кратеры диаметром от 170 до 240 мкм. Медное покрытие на их дне выгорело до основного металла пластины (Рис. 3.48,г,д).

На Рис. 3.49 изображены единичные эрозионные следы диффузной дуги с бугорками. На Рис. 3.49,а показан бугорок в виде конуса с заоваленной вершиной, окаймлённый кольцевой ванночкой. На Рис. 3.49,б,в показаны эрозионные

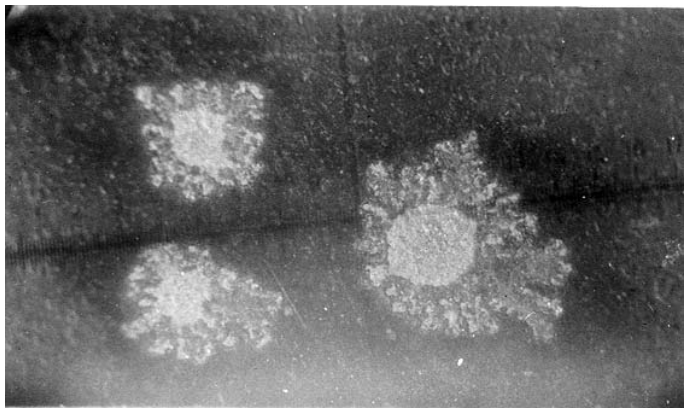


Рис. 3.47. Катодные опорные пятна дискретных струек плазмы на деионных пластинах с цинковым покрытием 6 мкм при токе дуги i_m=23 кА.

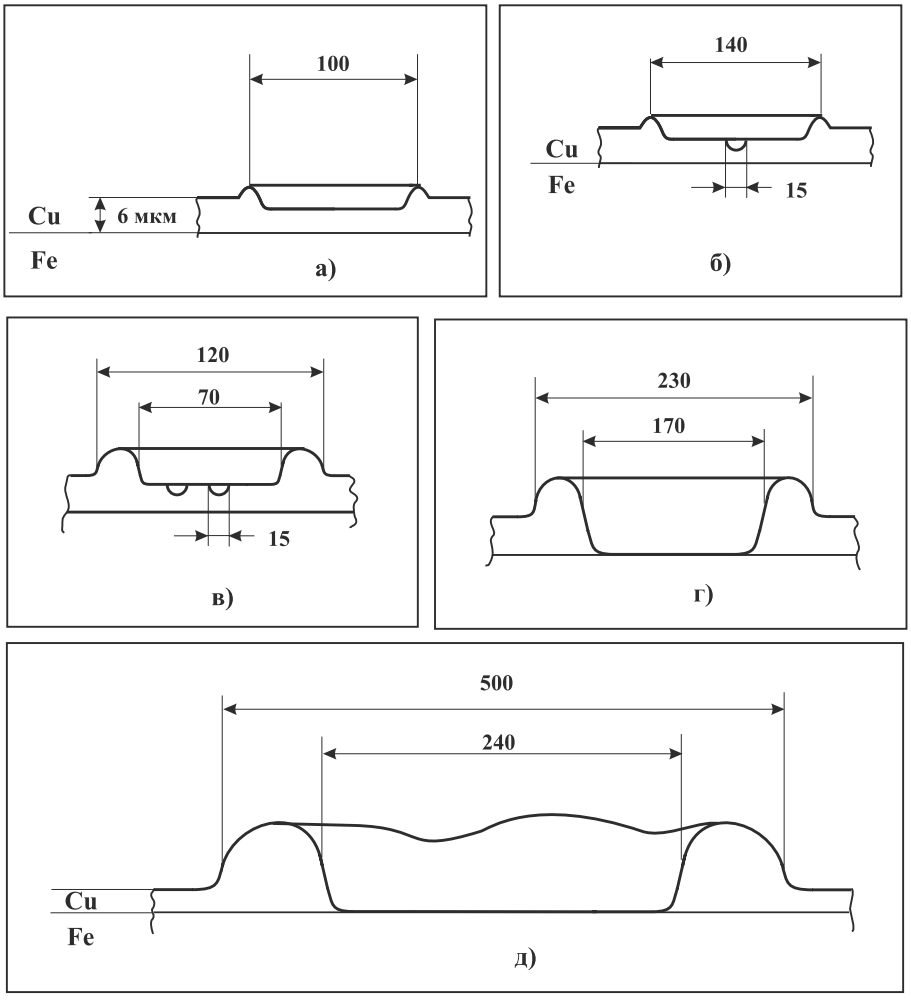


Рис. 3.48. Кратеры единичных следов диффузной дуги на деионной стальной пластине с медным покрытием. На дне кратеров на рис. (б) и (в) имеются микрократеры. Максимальное мгновенное значение тока дуги 13,7 кА. Размеры даны в микрометрах.

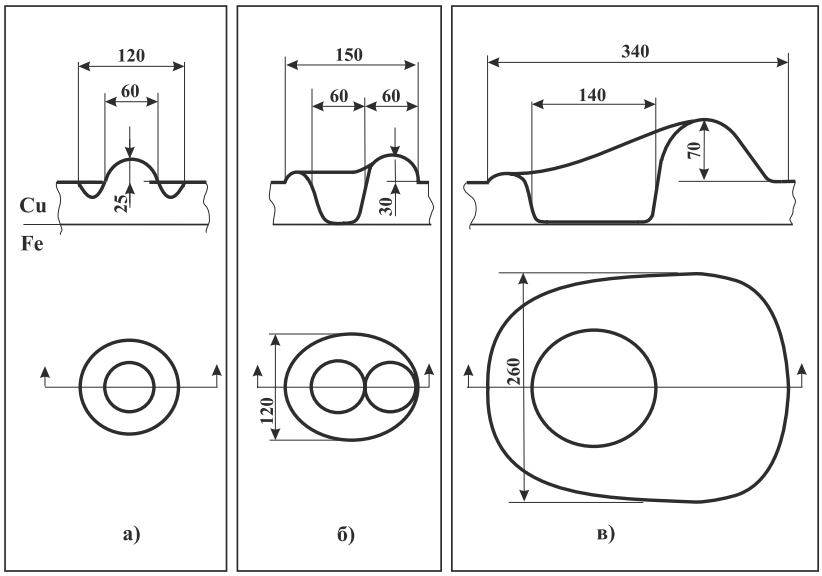


Рис. 3.49. Единичные следы диффузной дуги на деионных стальных пластинах с медным покрытием: а) бугорок в виде конуса с ванночкой; б) бугорок в виде полусферы с одиночным кратером; в) бугорок в виде валика переменного сечения с одиночным кратером. Максимальное мгновенное значение тока дуги 13,7 кА. Размеры даны в микрометрах.

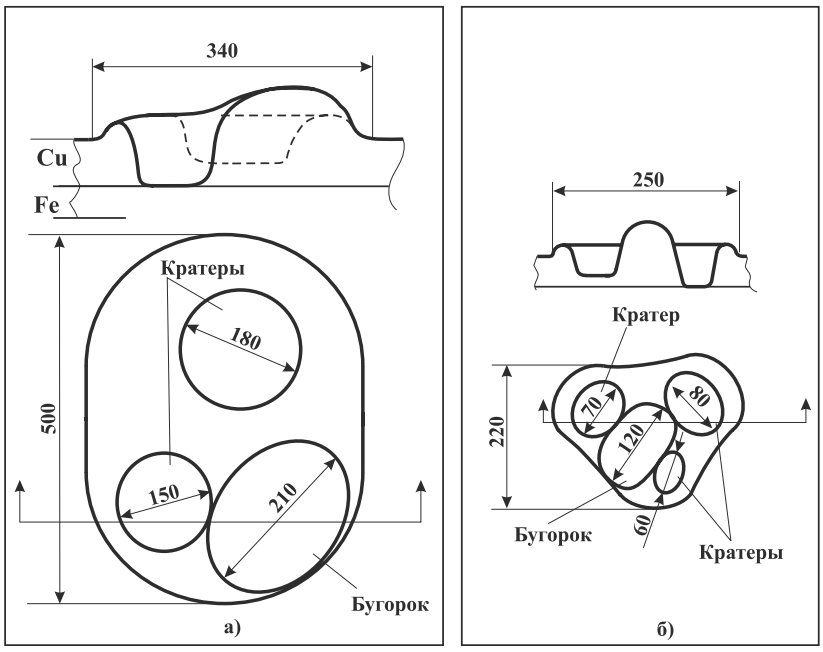


Рис. 3.50. Единичные следы диффузной дуги на деионных стальных пластинах с медным покрытием: а) овальный бугорок с двумя кратерами; б) овальный бугорок с тремя кратерами. Максимальное мгновенное значение тока дуги 13,7 кА. Размеры даны в микрометрах.

следы с бугорками и одиночными кратерами. Бугорки имеют разную форму. Имеются как чётко выраженные возвышения, так и возвышения расплывчатые, неопределённой формы. В большинстве следов с размерами, превышающими 100 мкм, покрытие пластин прогорало до основного металла.

Наконец, на Рис. 3.50 показаны эрозионные следы дуги более сложной структуры. На Рис. 3.50,а показан след с возвышением и двумя кратерами, а на Рис. 3.50,б – с явно выраженным бугорком и тремя кратерами. В некоторых кратерах покрытие прогорело до основного металла.

Далее эти простые формы эрозионных следов дуги с бугорками и кратерами переходят в более сложные, описание и фотографии которых были приведены ранее.

Отдельные опорные пятна дискретных струек плазмы, как на анодной, так и на катодной стороне стальных деионных пластин без покрытия и с различными видами покрытия, образовавшиеся при токах, превышающих несколько килоампер, имеют коллективный характер и общие черты:

- округлую или овальную форму;
- чёткие границы с неэродированной поверхностью в виде наплыва жидкого металла;
- на периферии пятен масса микролунок (кратеров), диаметры которых изменяются от долей микрометров до нескольких микрометров.

Кроме того, анодные пятна имеют явно выраженную выпуклую форму и жёсткую привязку. Микролунки на аноде имеют ровные заоваленные края. Катодные пятна в ряде случаев имеют ветвистую форму и наносят поверхностное поражение электроду. Микролунки отличаются по форме от пятен как первого, так и второго типа.

Таким образом, электрическая дуга отключения в низковольтных выключателях и её опорные пятна имеют разнообразные формы, зависящие от силы тока и конструктивных особенностей контактов и дугогасительных решёток. Принятая в этой работе терминология, определяющая форму дуги, характеризует структуру её канала и опорных пятен и интенсивность эрозии поверхности электродов.

Так, контрагированная дуга со сплошным ядром вызывает сплошное оплавление поверхности опорного пятна. Дуга приобретает такую форму при токе до 1000 А и оставляет следы на поверхности деионных пластин дугогасительной решётки в виде дорожек с оплавленной поверхностью.

Экспериментально также установлено, что дуга, ток которой превышает 1500 А, в дугогасительной решётке в зависимости от тока и расстояния между деионными пластинами может иметь форму либо короткой контрагированной дуги с дискретным ядром, либо диффузной дуги с расщеплённым ядром.

Короткая контрагированная дуга с дискретным ядром, канал которой состоит из множества тонких ($d \sim 0,05$ мм) отдельных (дискретных) струек плазмы, приводит к дискретному эрозионному поражению. Дискретные эрозионные следы на электроде в таком случае располагаются компактно. Плазма такой дуги сконцентрирована в малом объёме. В зависимости от значения средней плотности тока в опорном пятне она может подвергать электрод либо дискретному эрозионному поражению, либо сплошному оплавлению.

К коротким дугам отнесены дуги, имеющие характерный геометрический параметр l/r_{on}, не превышающий единицу: $l/r_{on} \leqslant 1$, – горящие в парах металлов электродов и неподвижные. Дугу, имеющую геометрический параметр $l/r_{on} \gg 1$, можно называть длинной. Канал проводимости тока такой дуги может состоять в основном из ионизированного газа окружающей среды.

Канал проводимости тока диффузной дуги с расщеплённым ядром состоит из множества относительно мощных дискретных струек плазмы. Диаметр этих струек составляет 0,1-3 мм. Дискретные следы занимают на электродах обширную площадь. Такая дуга занимает практически весь объём дугогасительной решётки и вызывает незначительное точечное эрозионное поражение поверхности электродов.

3.5. Дискретные струйки плазмы

На Рис. 3.51 представлена часть фотографий кинограммы скоростной киносъёмки дуги, находящейся в дугогасительной решётке выключателя. Ток в испытательном контуре при металлическом коротком замыкании был равен 6,3 кА действующего значения. Фактическое максимальное мгновенное значение тока дуги, когда она находилась в решётке, достигало 2,5 кА.

Кинограмма дуги представляет яркую наглядную динамичную картину образования, развития, существования и отмирания дискретных струек плазмы в объёме дугового разряда в процессе его гашения в дугогасительной решётке.

На фотографиях кинограммы чётко видны различные формы дугового разряда: от диффузной до контрагированной. Здесь же хорошо видны и формы привязки опорных пятен, как на анодной (правая сторона промежутка), так и на катодной сторонах деионных пластин.

На анодной стороне пластин дискретные струйки плазмы явно выражены и имеют остронаправленную форму. Опорные пятна струек жёстко привязаны к пластине и ярко светятся. На катодной стороне пластин опорные пятна несколько размыты и светятся менее ярко. Струйки плазмы с катодных опорных пятен слабые. Потоки плазмы анодных струек легко подавляют потоки плазмы катодных струек.

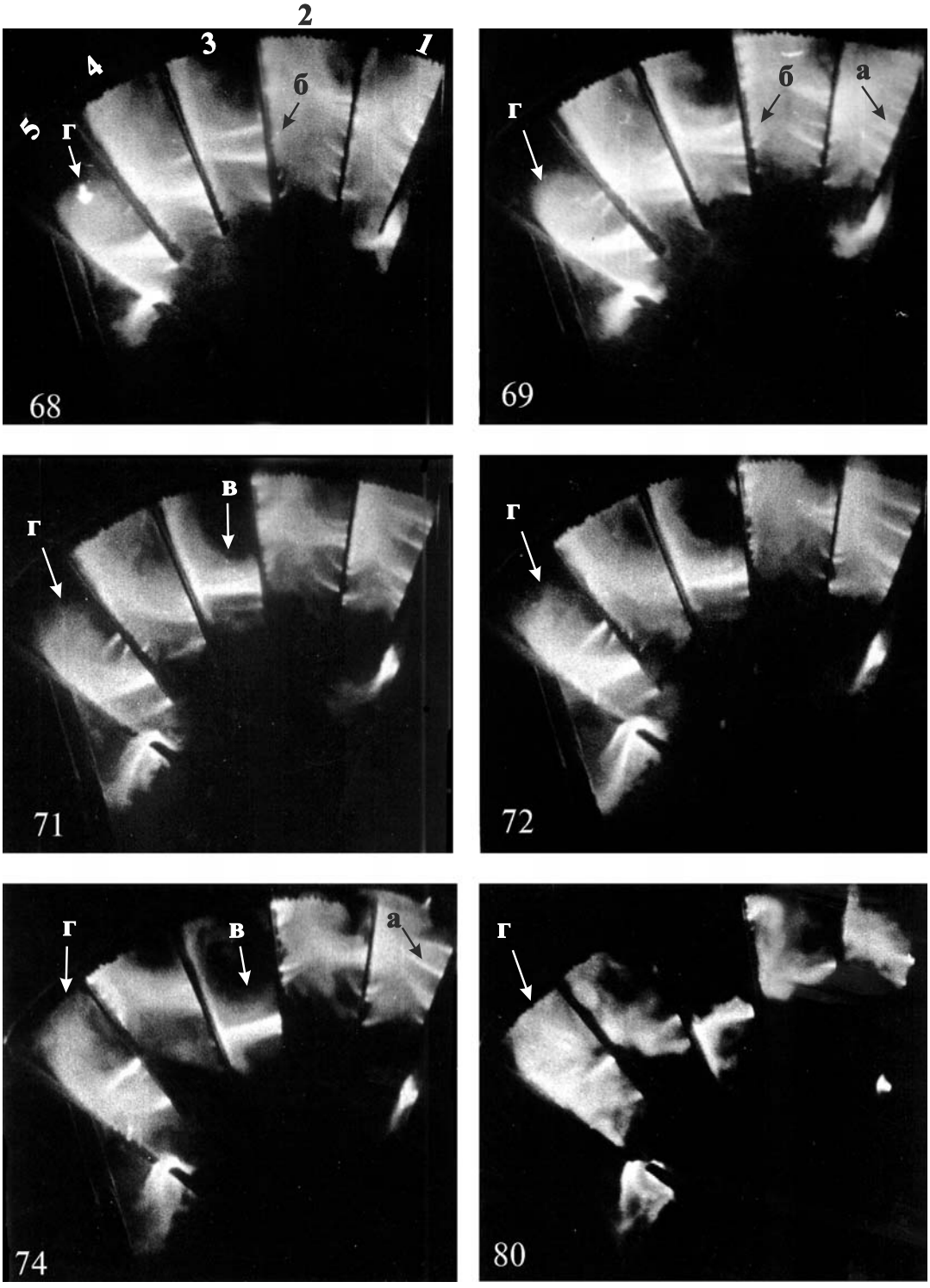


Рис. 3.51. Фрагменты кинограммы скоростной киносъёмки дуги в дугогасительной решётке. Максимальное мгновенное значение тока дуги 2,5 кА. Максимальное мгновенное значение напряжения дуги 580 В. Время экспозиции кадра 0,167 мс. Цифры обозначают номера кадров.

Одновременно с возникновением новых струек происходит и отмирание старых. Так, на 69 кадре на первой пластине видно, по крайней мере, девять струек. На 74 кадре, то есть спустя одну миллисекунду, их осталось только четыре. Причём на 69 кадре струйки относительно мелкие, а на 74 – довольно мощные и протяжённые (стрелки *а*).

Совокупность потоков плазмы струек создаёт в каждом промежутке мощный результирующий поток плазмы и существенно влияют на формирование и процесс гашения дугового разряда. Результирующий поток плазмы, достигнув поверхности противоположной пластины, изменяет своё направление и стелется по её поверхности, что приводит к прогреванию пластины и способствует возникновению новых опорных пятен. Это явление особенно хорошо просматривается на 68 и 69 кадрах в третьем промежутке (стрелки *б*). Затем происходит завихрение результирующего потока плазмы струек, которое приводит к слиянию последних, а в последующем – к слиянию их опорных пятен и образованию нового пятна (71 кадр). На 74 кадре видно, как на базе вновь образованного пятна сформировался столб контрагированной длинной дуги (стрелки *в*). Диаметр этого столба равен 10 мм, а плотность тока составляет $2 \cdot 10^3$ А/см^2. (Обратим внимание на то, что плотность тока в дискретной струйке плазмы почти в три раза выше, чем в столбе длинной контрагированной дуги.)

С 68 по 80 кадр результирующий поток плазмы в четвёртом и пятом промежутках решётки, отразившись от противоположной пластины, снова вернулся к пластине, с поверхности которой он истекал. На прогретом участке пластины в течение 0,3 мс происходит привязка новых опорных пятен и возникновение новых параллельных струек плазмы (стрелки *г*).

Большой интерес вызывают причины образования струек. По этому вопросу существует несколько гипотез. Одни авторы утверждают, что в условиях недостаточности энергии разряда прогреть всю поверхность электрода с большой площадью невозможно, поэтому прогреться могут только отдельные пятна. На этих пятнах и возникают дискретные струйки плазмы. Точка зрения других авторов выражается в том, что между летящими в объёме плазмы дуги к поверхности электродов каплями и поверхностью возникает электрический пробой, который и приводит к образованию струек.

В объёме плазмы дуги, горящей между деионными пластинами решётки, находится множество отрицательно заряженных капель жидкого металла. Отрицательно заряженные капли под действием электрического поля, наведённого между пластинами, будут осаждаться на аноде. Заметим, что напряжённость электрического поля невелика и не превышает 50 В/см. Вероятно, эти капли могут быть основаниями для струек плазмы. Струйки возникают не в результате электрического пробоя между каплей и поверхностью электрода (так

как напряжённость электрического поля мала), а в результате осаждения отрицательно заряженных капель на аноде. Осаждённая капля, получив дополнительно некоторое количество энергии от электрического поля, приобретает ещё более высокую температуру. Вместе с этим, являясь концентратом электрического поля, капля становится источником протекания через неё тока и, таким образом, основанием для образования дискретной струйки плазмы. Такой подход к объяснению причин образования струек подтверждается тем фактом, что струйки образуются не сразу после заполнения плазмой пространства между пластинами, а через некоторое время. В данном случае имеется определённая тепловая инерция.

На деионных пластинах электрический потенциал наводится задолго до касания их плазмой дуги. Если причиной образования струек был бы электрический пробой, то струйки могли бы образовываться сразу при касании пластин плазмой дуги. Но этого, как видно из фотографий, не происходит.

По законам электродинамики параллельные токи, текущие в одном направлении, должны притягиваться. Тем не менее, струйки друг к другу не притягиваются несмотря на то, что расстояние между ними может составлять всего 0,5 мм. В опубликованных работах высказываются различные мнения по этому вопросу. Например, Л. А. Сена [Л-3.33] утверждает, что струйки не притягиваются друг к другу из-за равновесия электростатических сил отталкивания объёмного заряда положительных ионов вблизи поверхности катода и магнитных сил притяжения токов струек. В эксперименте, для условий которого был произведен расчёт, ток дуги не превышал 10-12 А.

Как было показано в параграфе 3.3, ток струек в диффузной дуге с расщеплённым ядром может быть равен 400 А. На 74 кадре (Рис. 3.51) в первом промежутке расстояние между осями струек равно 11 мм. Элементарный расчёт показывает, что электродинамическая сила притяжения двух соседних струек плазмы протяжённостью 30 мм равна $\sim 10^4$ дин. То есть электродинамические силы не приводят к слиянию струек плазмы. На фотографиях кинограммы видно, что многочисленные струйки плазмы, расположенные в непосредственной близости друг от друга, не сливаются.

Ярко выраженную форму конусов имеют опорные пятна струек плазмы на аноде из стали. На Рис. 3.52 представлены эскизы анодных опорных пятен, наблюдаемых в оптический микроскоп. Характерной особенностью этих опорных пятен является симметричный выступающий конус, от которого расходятся застывшие волны расплава металла электродов.

Вышеизложенное приводит к мысли, что должна существовать веская причина образования конусообразных опорных пятен и устойчивости струек плазмы. Известно, например, что очень устойчивым явлением в природе явля-

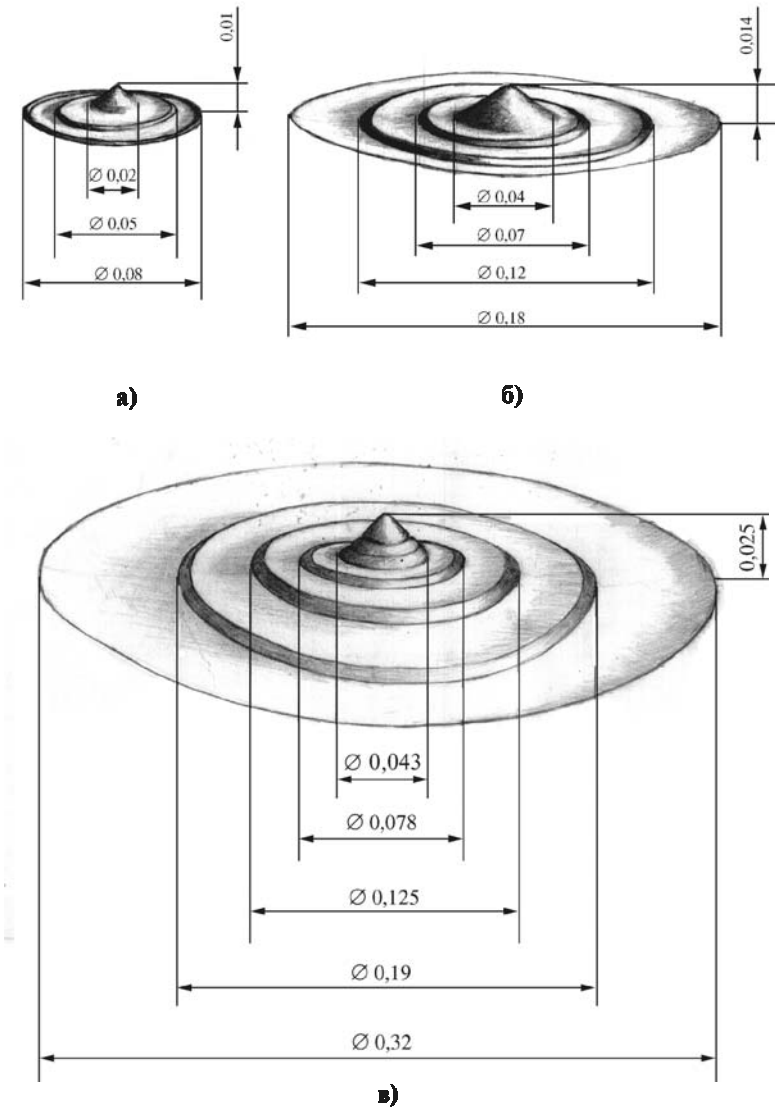


Рис. 3.52. Рисунки анодных опорных пятен дискретных струек плазмы на стали. Размеры даны в миллиметрах.

ется газодинамический вихрь. Он имеет сложное строение и состоит из микровихрей, свёрнутых в спираль. В результате взаимодействия микровихрей внутри ствола вихря образуются вертикальные потоки газа и пониженное давление. Из-за низкого давления газа в нижней части вихря происходит всасывание внутрь его сыпучих и жидких веществ.

Нам представляется, что структура дискретной струйки плазмы может иметь вид, изображённый на Рис. 3.53 [Л-3.17, 3.26].

Ионизированные пары металла, истекающие с поверхности вскипевшего металла опорного пятна струйки, при наличии электрического поля инициируют протекание электрического тока, вокруг которого возникает круговое магнитное поле. Опорное пятно струйки расширяется так, как показано на Рис. 3.14

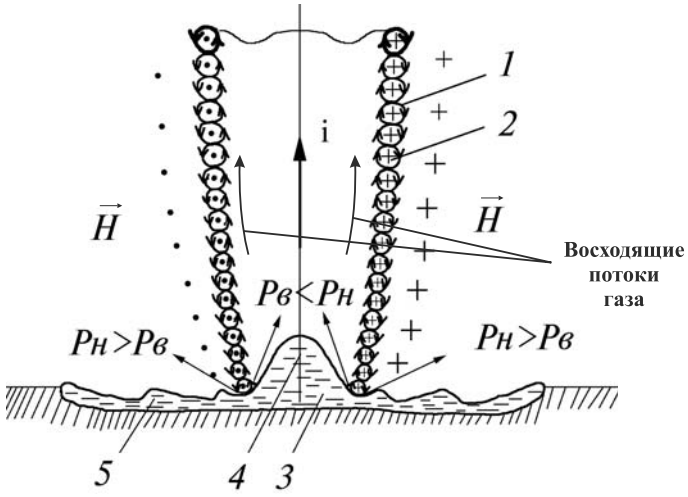


Рис. 3.53. Схематическое изображение структуры дискретной струйки плазмы: i – ток струйки, $\vec{H}$ – магнитное поле струйки, $P_в$ – внутреннее давление основания струйки на опорное пятно, $P_н$ – наружное давление основания струйки на опорное пятно; 1 – микровихри; 2 – токи микровихрей; 3 – расплав металла опорного пятна; 4 – бугорок расплава металла; 5 – волны расплава металла.

и 3.15. На периферии кипящего опорного пятна из микрократеров вырываются микроструйки ионизированных паров металла, несущие элементарный ток и представляющие собой микровихри. Под воздействием кругового магнитного поля струйки плазмы эти микроструйки будут сворачиваться в спираль. Известно [Л-3.15, с. 121], что в продольном магнитном поле плазма дуги совершает вращательное движение, причём основная роль в образовании вращения плазмы принадлежит ионам, масса которых в тысячи раз превосходит массу электронов. При сворачивании микроструйки в спираль направление её элементарного тока будет близким к направлению силовых линий кругового магнитного поля струйки плазмы. При этом, как показано на Рис. 3.54, положительные ионы, двигаясь в продольном магнитном поле **H** и магнитном поле элементарного тока микровихря $\mathbf{H}_1$, приведут во вращательное движение её плазму. При этом от действия множества микровихрей возможно возникновение восходящих потоков газа, которые могут привести к разрежению внутри струйки плазмы.

Разрежение в струйке должно приводить к втягиванию жидкого металла пятна внутрь струйки. В таком случае опорное пятно струйки должно представлять собой жидкую ванну металла, в центре которого должна образоваться выпуклость, а по периферии – кольцевая канавка и множество микролунок. Это и наблюдается на эрозионных следах дискретных струек плазмы.

Таким образом, возникают дискретные струйки плазмы, состоящие из

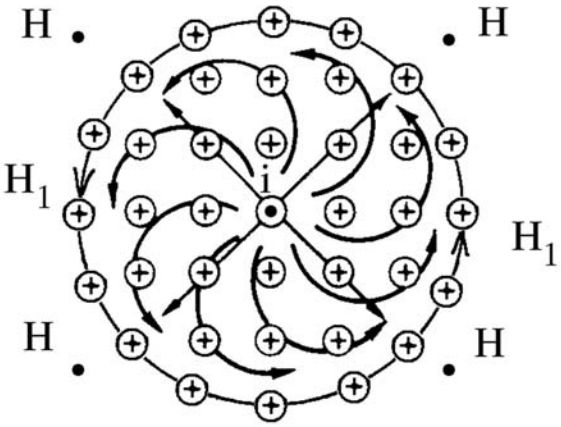


Рис. 3.54. Вихревое движение плазмы микровихря в продольном магнитном поле: i – элементарный ток микроструйки; H_1 – магнитное поле элементарного тока микроструйки; H – продольное магнитное поле плазмы; $\oplus$ – положительные ионы.

микроструек и представляющие собой электромагнитный вихрь ионизированных паров металла электродов, несущий электрический ток. Струйки составляют в целом канал диффузной дуги с расщеплённым ядром. Сам по себе вихрь за счёт высокого момента инерции обладает высокой устойчивостью. Более того, так как дискретные струйки состоят главным образом из паров металла и скорость фронта потока плазмы струек превышает 100 м/с, то за счёт массовой инерции струйки приобретают ещё более высокую устойчивость. По этим причинам для смещения дискретных струек плазмы необходимо приложить к ним значительное усилие.

Предлагаемая гипотетическая структура дискретных струек плазмы одновременно объясняет образование бугорка и ванночки опорного пятна и волн расплава металла вокруг него. Под совместным действием силы, возникающей в результате разности наружного и внутреннего давлений, и силы поверхностного натяжения жидкого расплава металла на опорном пятне струйки плазмы образуется бугорок. За счёт внешнего давления в основании струйки действуют центробежные силы, которые образуют на расплаве металла волны, расходящиеся к периферии пятна, и приводят к разбрызгиванию капель.

Очевидно, струйки пульсируют с определённой частотой. Было предпринято несколько попыток определения частоты пульсаций по времени жизни струйки и по числу застывших волн на поверхности опорных пятен. Все попытки привели к близким результатам. Частота пульсации струек оказалась приблизительно равной 10^4 Гц [Л-3.17, 3.27, 3.28].

Таким образом, предлагаемая гипотеза о строении дискретных струек

плазмы на аноде, имеющих опорные пятна с явно выраженной формой конуса, может считаться вполне обоснованной. Однако на аноде из Cu выпуклые опорные пятна не имеют ярковыраженной конусообразной формы и на них отсутствуют расходящиеся от центра волны расплава. Более того, на аноде из цинка опорные пятна плоские, в виде лужиц расплава. Тем не менее, струйки плазмы на анодах из этих металлов устойчивы и не притягиваются друг к другу. Различие форм опорных пятен на аноде можно объяснить значением тока, протекающего в струйке плазмы. Так, например, максимальное мгновенное значение тока, протекающего через струйку на Fe при $i_{д,max} = 5,9$ кА составляет $i_{max,ср.а} = 110$ А, на Cu при $i_{д,max} = 9,3$ кА – $i_{max,ср.а} = 200$ А, а на Zn при $i_{д,max} = 6,9$ кА – $i_{max,ср.а} = 40$ А.

В параграфе 2.7 было показано, что электроны и ионы в скрещённых полях **E** и **H** под действием магнитного поля имеют дрейф в одном направлении, который и приводит во вращательное движение струйку плазмы. Естественно, при большем токе струйки плазмы угловая скорость вращательного движения заряженных частиц будет выше. Очевидно, при токе 110 А на аноде из Fe создаются условия, достаточные для образования одного опорного пятна с явно выраженным конусом расплава. При токе 200 А и более на аноде из Cu образуются групповые опорные пятна, состоящие из двух и более конусов расплава. При токе 40 А на аноде из Zn силы, вызывающие дрейф заряженных частиц и вращательное движение струйки плазмы, вероятно, оказываются недостаточными для образования опорного пятна на аноде в виде бугорка.

Таким образом, струйки плазмы на аноде из Fe, Cu и Zn имеют вращательное движение вокруг своей оси, но угловая скорость их вращения принимает разные значения, зависящие от силы тока струйки.

Настоящая работа носит практический прикладной характер и имеет целью изучение физических процессов гашения дуги и сопровождающей их эрозии поверхности электродов, которая зависит от силы тока. Поэтому оценим возможное значение тока, переносимого дискретными струйками на стальных деионных пластинах с разными видами покрытия.

В таблице 3.1 приведены результаты подсчёта количества дискретных опорных пятен на поверхности стальной пластины без покрытия при максимальном мгновенном значении тока 5,9 кА. В данном случае в связи с тем, что ток дуги был относительно невелик, опорные пятна на катодной стороне пластины имели чёткую дискретность и их удалось подсчитать. В других случаях при больших значениях тока из-за слияния пятен на катоде подсчёт их числа не представлялся возможным.

Пользуясь данными таблицы 3.1, можно определить среднюю плотность тока в пятнах. Следует иметь в виду, что средняя плотность тока в опорном

Таблица 3.1. Размеры анодных и катодных опорных пятен и их количество на пластине, $i_{max\partial}$=5,9 кА, U_∂=111 В, пластины стальные без покрытия.

Диаметр анодного пятна, мм	S_{0a} одного пятна, мм^2	N_a, шт.	S_a, мм^2	Диаметр катодного пятна, мм	$S_{0к}$ одного пятна, мм^2	$N_к$, шт.	$S_к$, мм^2
0,25	0,049	91	4	0,5	0,196	60	12
0,5	0,196	71	14	1,0	0,78	65	51
0,75	0,44	42	19	2,0	3,14	40	125
1,0	0,78	50	39	3,0	7,1	21	148
1,5	1,77	27	48	4,0	12,6	13	163
2,0	3,14	14	44	5,0	19,6	5	98
				6,0	28,0	2	56
Итого		294	168			206	653

пятне дискретной струйки плазмы представляет собой кажущуюся плотность тока. Фактически результирующий ток дискретной струйки плазмы есть сумма токов одновременно существующих микроструек плазмы, которые истекают из микролунок в её опорном пятне. Определить фактическую плотность тока микроструек не представляется возможным, так как, во-первых, неизвестно число одновременно существующих микроструек и, во-вторых, проблематичен подсчёт микрократеров. Дело в том, что число микрократеров в течение времени существования дискретной струйки плазмы также изменяется. Поэтому оценка фактической плотности тока в опорном пятне дискретной струйки плазмы в случае мощной дуги оказывается неопределённой.

Согласно [Л-3.4, с. 364] по мере совершенствования измерительной техники экспериментальные данные по плотности тока в катодном пятне вакуумного разряда изменялись от 10^3 до 10^8 А/см^2. В ряде случаев плотность тока определялась по площади кратера. Так, например, на Рис. 3.55 приведена зависимость плотности тока в катодном пятне вакуумной дуги от силы тока пятна [Л-3.4, с. 365]. Например, при токе 100 А плотность тока равна $9 \cdot 10^7$ А/см^2. Кесаев также получил усреднённую плотность тока в пятне с одной ячейкой на плёночном медном катоде, равную $j \sim 10^7$ А/см^2.

В [Л-3.4, с. 366] приводится оценка истинной плотности тока в отдельной ячейке катодного пятна, при которой учтён эктонный механизм протекания тока, имеющий пространственную и временну́ю дискретность. Согласно этого механизма в процессе функционирования ячейки плотность тока в катодном пятне в вакууме в начале цикла при взрывной эмиссии электронов составляет $j_1 \sim 10^9$ А/см^2. Затем после окончания взрыва, когда протекание тока обеспечивают ионы, образовавшиеся в результате взрыва и ионизации испарившегося металла катода, плотность тока снижается до $j_2 \sim 3 \cdot 10^8$ А/см^2. Наконец, по-

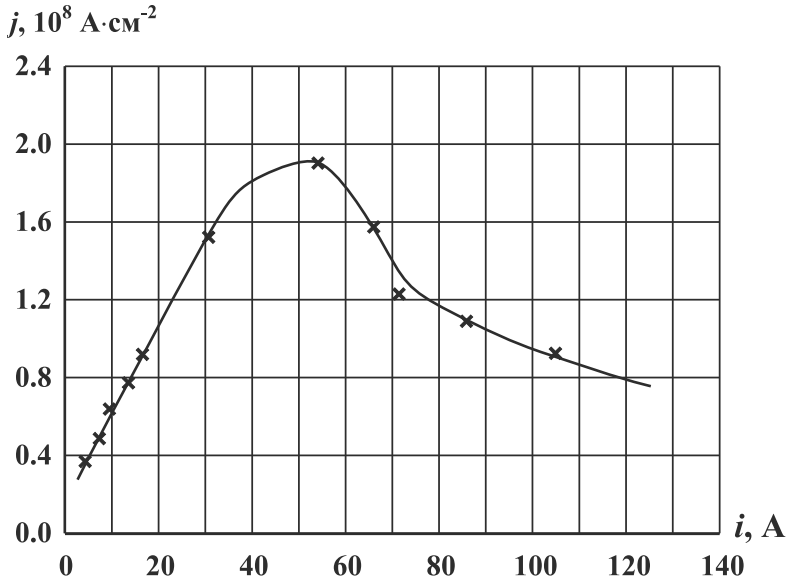


Рис. 3.55 [Л-3.4]. Зависимость плотности тока пятна от тока пятна для вакуумной дуги с медным катодом.

сле окончания функционирования эктона плотность тока оказывается равной $j_3 \sim 4 \cdot 10^7$ А/см^2. В экспериментальных работах ряда авторов показано, что плотность тока в катодном пятне вакуумной дуги по завершении функционирования ячейки составляет $10^7 - 10^8$ А/см^2 [Л-3.4, с. 367].

Поскольку методы регистрации параметров мощной дуги отключения при её исследовании не позволяли определить действительную плотность тока в её опорных пятнах, поэтому здесь и в дальнейшем будет использовано понятие средней плотности тока.

Средняя (кажущаяся) плотность тока в опорных пятнах по данным таблицы 3.1 равна:

на аноде:

$$j_{ср.S_a} = \frac{i_{д,max}}{S_a} = \frac{5900 \text{ А}}{168 \text{ мм}^2} = 35 \text{ А/мм}^2,$$

на катоде:

$$j_{ср.S_к} = \frac{i_{д,max}}{S_к} = \frac{5900 \text{ А}}{653 \text{ мм}^2} = 9 \text{ А/мм}^2.$$

Естественно, эти оценки могут быть справедливыми, если принять, что весь ток дуги переносится всеми дискретными струйками проводимости одновременно. Для практических инженерных расчётов такое предположение допустимо. Отсюда можно определить величину тока, протекающего через каждую дискретную струйку, в зависимости от величины площади её опорного пятна. Оценим возможные величины токов, протекающих через опорные пятна с минимальной и максимальной площадью:

на аноде:

$$i_{min,ср.а} = S_{0min,а} j_{ср.S_а} = 0,049 \text{ мм}^2 \cdot 35 \text{ А/мм}^2 = 1,7 \text{ А},$$

$$i_{max,ср.а} = S_{0max,а} j_{ср.S_а} = 3,14 \text{ мм}^2 \cdot 35 \text{ А/мм}^2 = 110 \text{ А},$$

на катоде:

$$i_{min,ср.к} = S_{0min,к} j_{ср.S_к} = 0,2 \text{ мм}^2 \cdot 9 \text{ А/мм}^2 = 1,8 \text{ А},$$

$$i_{max,ср.к} = S_{0max,к} j_{ср.S_к} = 28 \text{ мм}^2 \cdot 9 \text{ А/мм}^2 = 252 \text{ А}.$$

Таким образом, через самые мелкие различимые в оптический микроскоп анодные опорные пятна на железе, имеющие диаметр 0,25 мм, и через катодные опорные пятна диаметром 0,5 мм протекают практически равные токи. Величина этих токов незначительна.

Через опорные пятна максимального размера на аноде (диаметр 2 мм) и на катоде (диаметр 6 мм) протекают токи 110 и 252 А соответственно.

В таблице 3.2 приведены результаты замеров диаметров анодных пятен и подсчёта их количества на стальных пластинах с медным покрытием Cu6. Максимальное мгновенное значение тока дуги было равно 9,3 кА.

Таблица 3.2. Размеры анодных опорных пятен и их количество на пластине с покрытием Cu 6, $i_{max\partial}$=9,3 кА, U_∂=55 В.

Диаметр анодного пятна, мм	S_{0a} одного пятна, мм^2	N_a, шт.	S_a, мм^2
0,1	0,0078	136	1,1
0,25	0,049	175	8,6
0,5	0,19	130	25,5
0,75	0,44	70	31
1,0	0,78	37	29
1,25	0,98	19	19
1,5	1,77	11	19
2,0	3,14	4	12,6
Итого		582	146

Средняя плотность тока на анодных пятнах в данном случае составила:

$$j_{ср.S_а} = \frac{i_{\partial,max}}{S_а} = \frac{9300 \text{ А}}{146 \text{ мм}^2} = 64 \text{ А/мм}^2.$$

Это значение плотности тока практически в 2 раза больше, чем для стальных пластин без покрытия. Возможный ток через анодные пятна с минимальной и максимальной площадью:

$$i_{min,cp.a} = S_{0min,a} j_{cp.S_a} = 0,008 \text{ мм}^2 \cdot 64 \text{ А/мм}^2 = 0,5 \text{ А},$$

$$i_{max,cp.a} = S_{0max,a} j_{cp.S_a} = 3,14 \text{ мм}^2 \cdot 64 \text{ А/мм}^2 = 201 \text{ А}.$$

Таким образом, на стальных пластинах с медным покрытием при токе, почти в 2 раза большем, чем на стальных пластинах без покрытия, анодные пятна имеют практически одинаковые размеры, число пятен в 2 раза больше, но их общая площадь существенно не отличается друг от друга.

В таблице 3.3 представлены данные при максимальном мгновенном значении тока 13,7 кА. Деионные пластины также имели медное покрытие Cu6.

Таблица 3.3. Размеры анодных опорных пятен и их количество на пластине, $i_{max\partial}$=13,7 кА, U_∂=100 В, покрытие Cu 6.

Диаметр анодного пятна, мм	S_{0a} одного пятна, мм^2	N_a, шт.	S_a, мм^2
0,1	0,0078	152	1,2
0,25	0,049	172	8,5
0,5	0,19	168	38
0,75	0,44	140	62
1,0	0,78	92	72
1,25	0,98	56	45
1,5	1,77	64	108
2,0	3,14	14	44
3,0	7,0	1	7,0
Итого		859	378

Средняя плотность тока в анодных пятнах:

$$j_{cp.S_a} = \frac{i_{\partial,max}}{S_a} = \frac{13700 \text{ А}}{378 \text{ мм}^2} = 36,2 \text{ А/мм}^2.$$

Неожиданно плотность тока в данном случае оказалась почти в два раза меньшей, чем в предыдущем случае, хотя разница в условиях эксперимента заключается только в большей силе тока, причём только в 1,5 раза. Однако обратим внимание на величину напряжения на исследуемом промежутке. Напряжение на дуге в данном случае было равным 100 В, а в предыдущем случае только 55 В.

Минимальный и максимальный ток, который может протекать через отдельное пятно наименьшего и наибольшего диаметров:

$$i_{min,cp.a} = S_{0min,a} j_{cp.S_a} = 0,0078 \text{ мм}^2 \cdot 36,2 \text{ А/мм}^2 = 0,28 \text{ А},$$

$$i_{max,ср.a} = S_{0max,a} j_{ср.Sa} = 7,0 \text{ мм}^2 \cdot 36,2 \text{ А/мм}^2 = 253 \text{ А}.$$

Сравнивая полученные значения силы тока с предыдущими данными, видим, что они принципиально не отличаются друг от друга. Минимальное и максимальное значения силы тока, протекающего через отдельные пятна, в обоих случаях соответственно практически одинаковы.

Наконец, в таблице 3.4 приведены данные для случая тока в испытательном контуре 50 кА и фактического максимального мгновенного значения тока дуги 28,3 кА. Пластины имели покрытие Cu6.

Таблица 3.4. Размеры анодных опорных пятен и их количество на пластине с покрытием Cu 6, i_{max0}=28,3 кА, U_0=34 В.

Диаметр анодного пятна, мм	S_{0a} одного пятна, мм^2	N_a, шт.	S_a, мм^2
0,1	0,0078	176	1,4
0,25	0,049	118	6,0
0,5	0,19	91	18,0
0,75	0,44	31	14
1,0	0,78	16	13
1,25	0,98	7	7
1,5	1,77	8	14
Итого		447	73,4

Совершенно неожиданно, что при таком большом токе дуги число анодных опорных пятен и сумма их площадей оказались существенно меньшими. При силе тока дуги, в два раза большей, число пятен уменьшилось в два раза, а их суммарная площадь сократилась больше, чем в пять раз.

Средняя плотность тока составила:

$$j_{ср.Sa} = \frac{i_{д,max}}{S_a} = \frac{28300 \text{ А}}{73,4 \text{ мм}^2} = 386 \text{ А/мм}^2.$$

Минимальная сила тока (через самое малое пятно):

$$i_{min,ср.a} = S_{0min,a} j_{ср.Sa} = 0,0078 \text{ мм}^2 \cdot 386 \text{ А/мм}^2 = 3 \text{ А}.$$

Максимальная сила тока (через самое большое пятно):

$$i_{max,ср.a} = S_{0max,a} j_{ср.Sa} = 1,77 \text{ мм}^2 \cdot 386 \text{ А/мм}^2 = 683 \text{ А}.$$

Безусловно, данные этого эксперимента заслуживают особого внимания. Можно предположить, что при больших токах короткого замыкания дискретные струйки плазмы образуются в результате микровзрывов.

В таблице 3.5 приведены результаты подсчёта количества дискретных опорных пятен на поверхности стальных пластин с цинковым покрытием при

максимальном мгновенном значении тока 6,9 кА. При данном токе опорные пятна на анодной и катодной сторонах пластин имели чёткую дискретность, что позволило подсчитать их количество и определить их размеры.

Таблица 3.5. Размеры анодных и катодных пятен и их количество на пластине с цинковым покрытием, $i_{max\partial}$=6,9 кА.

Диаметр опорного пятна, мм	S_0 одного пятна, мм^2	N_a, шт.	S_a, мм^2	$N_к$, шт.	$S_к$, мм^2
0,1	0,0078	275	2,2	13	0,1
0,25	0,049	370	18	45	2,2
0,5	0,2	270	54	30	6
0,75	0,44	123	54	43	18,9
1,0	0,78	45	35	23	18
1,25	0,98	7	6,9	15	15,7
1,5	1,77			5	8,8
1,75	2,4			3	7,2
2,0	3,14			2	6,3
2,5	4,9			1	4,9
Итого		1090	170	180	87

Пользуясь данными таблицы 3.5, определим среднюю плотность тока в пятнах при условии, что ток протекает одновременно через все пятна:

на аноде:

$$j_{ср.Sa} = \frac{i_{\partial,max}}{S_a} = \frac{6900\ \text{А}}{170\ \text{мм}^2} = 40,6\ \text{А/мм}^2,$$

на катоде:

$$j_{ср.Sк} = \frac{i_{\partial,max}}{S_к} = \frac{6900\ \text{А}}{87\ \text{мм}^2} = 79,3\ \text{А/мм}^2.$$

Оценим возможные значения силы тока, протекающего через опорные пятна с минимальной и максимальной площадью:

на аноде:

$$i_{min,ср.a} = S_{0min,a} j_{ср.Sa} = 0,0078\ \text{мм}^2 \cdot 40,6\ \text{А/мм}^2 = 0,32\ \text{А},$$

$$i_{max,ср.a} = S_{0max,a} j_{ср.Sa} = 0,98\ \text{мм}^2 \cdot 40,6\ \text{А/мм}^2 = 39,8\ \text{А},$$

на катоде:

$$i_{min,ср.к} = S_{0min,к} j_{ср.Sк} = 0,0078\ \text{мм}^2 \cdot 79,3\ \text{А/мм}^2 = 0,62\ \text{А},$$

$$i_{max,ср.к} = S_{0max,к} j_{ср.Sк} = 4,9\ \text{мм}^2 \cdot 79,3\ \text{А/мм}^2 = 389\ \text{А}.$$

На Рис. 3.56 приведены графики распределения числа анодных опорных пятен в зависимости от их поперечного размера. На Рис. 3.57 показаны графики зависимости суммарной площади анодных опорных пятен, имеющих одинаковый размер, от их поперечного размера. Несмотря на некоторый разброс

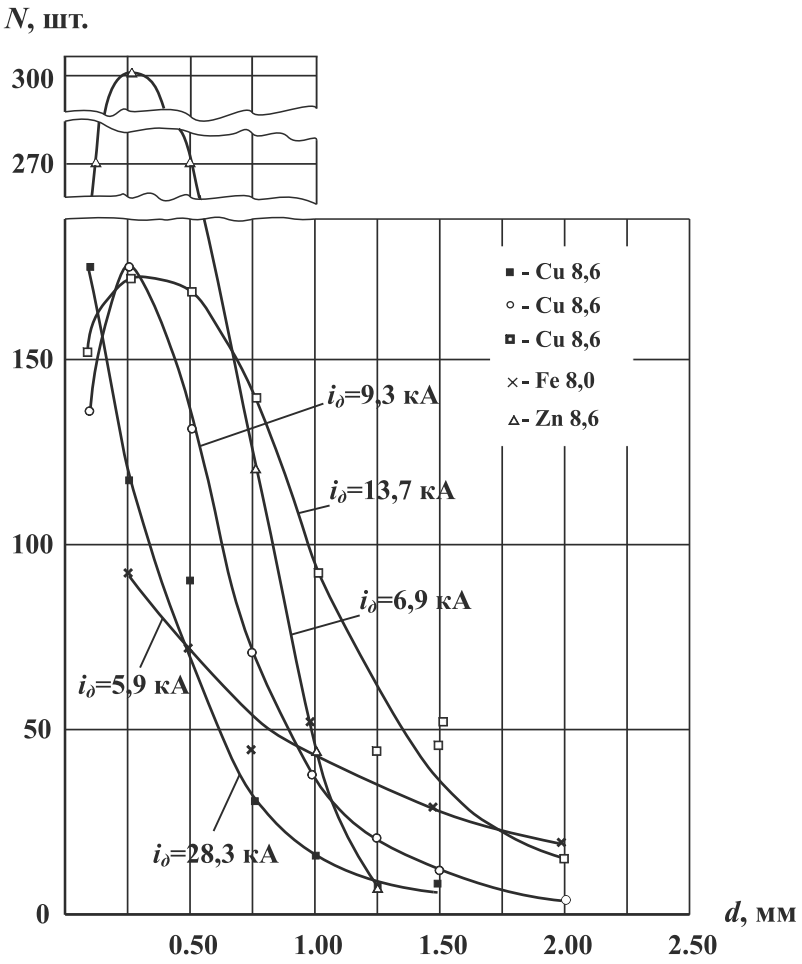


Рис. 3.56. Зависимость числа анодных опорных пятен N от их поперечного размера d. В условном обозначении, например, Cu 8, 6, первая цифра 8 обозначает число пластин в решётке, 6 – толщину покрытия в микрометрах.

значений на обоих графиках просматриваются вполне определённые закономерности. Чем мельче следы дуги на пластинах, тем их больше. Вместе с этим суммарная площадь следов с наименьшими размерами незначительна. Основную токовую нагрузку несут опорные пятна, имеющие размер от 0,6 до 2 мм в поперечнике. Однако при токе дуги 28,3 кА опорные пятна дуги, несущие основную токовую нагрузку, имеют размеры 0,4-0,8 мм. Заманчивой задачей является создание условий для образования опорных площадок с такими размерами. Это позволило бы существенно повысить долговечность дугогасительных решёток. Естественно, при этом дуговой разряд должен иметь диффузную форму.

Экспериментальные данные, характеризующие дискретные струйки плазмы, сведены в таблицу 3.6.

При анализе данных таблицы 3.6 обращает на себя внимание то, что при

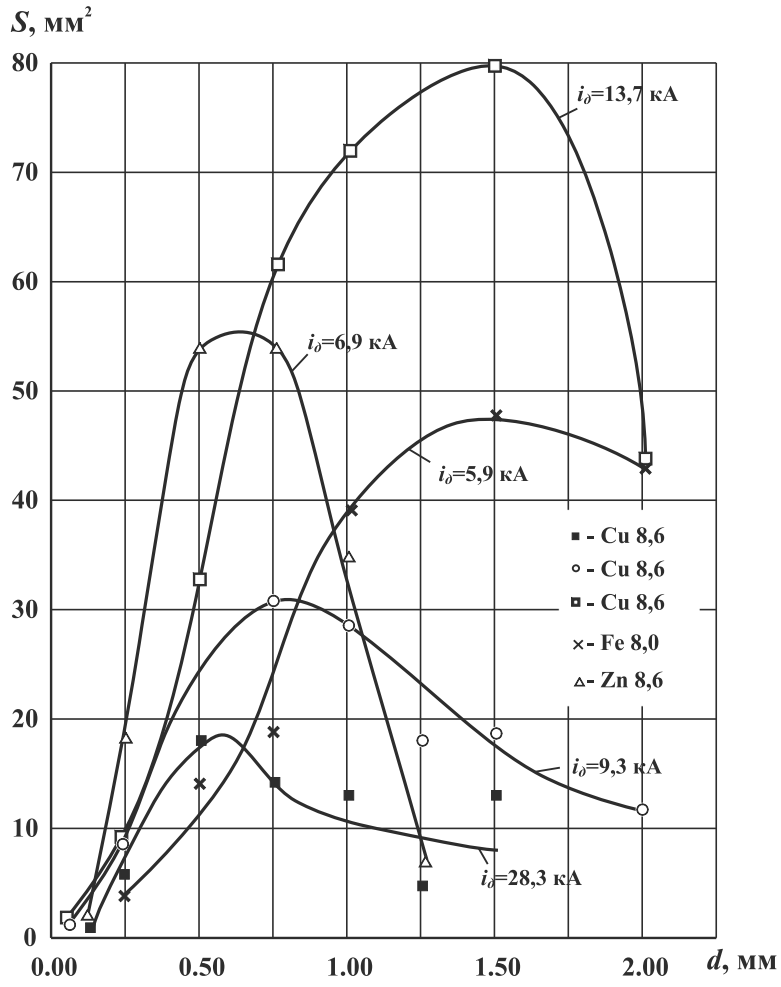


Рис. 3.57. Зависимость площади S, занимаемой анодными опорными пятнами, от их поперечного размера d. В условном обозначении, например, Cu 8, 6, первая цифра 8 обозначает число пластин в решётке, 6 – толщину покрытия в микрометрах.

Таблица 3.6. Сводные данные параметров анодных опорных пятен и струек плазмы дуги.

Металл электродов и их покрытия	$i_{max\partial}$, кА	U_∂, В	N_a, шт.	S_a, мм^2	$j_{ср.а}$, А/мм^2	$i_{maxср}$, А
Fe	5,9	111	294	168	35	110
Cu 6	9,3	55	582	146	64	200
Cu 6	13,7	100	859	378	36	253
Cu 6	28,3	34	447	73	386	683
Zn 6	6,9	74	1090	170	40,6	39,8

напряжении дуги порядка 100 В средняя плотность тока на анодных опорных площадках на стальных пластинах без покрытия и на покрытых медью одинаковая. При снижении напряжения на дуге в два раза плотность тока возрастает также почти в два раза. При напряжении дуги, равном 34 В, плотность тока резко возрастает.

Дискретные струйки диффузной дуги с расщеплённым ядром можно рассматривать как минидуги, так как они обладают теми же характерными свойствами, что и электродуговые разряды – низкими приэлектродными падениями напряжения, большой плотностью тока (до $5,6 \cdot 10^3$ А/см^2) и ярким свечением.

3.6. Потоки плазмы в дугогасительных камерах выключателей

На процессы гашения дуги при отключении токов короткого замыкания существенное влияние оказывают потоки плазмы, истекающие с поверхности электродов. На Рис. 3.19.2, 3.19.4, 3.19.5 и 3.19.8 потоки плазмы показаны стрелкой и обозначены буквой П. В ряде случаев потоки плазмы оказывают положительное влияние на процессы гашения дуги, в других – отрицательное. Поэтому при разработке конструкций дугогасительных устройств выключателей необходимо учитывать физические особенности возникновения и поведения потоков плазмы. В противном случае при отключении мощной дуги выключатель может выйти из строя и, как следствие, с дорогостоящим энергетическим оборудованием может произойти авария.

Л. Тонкс ещё в 1937 году обратил внимание на то, что из области сужения канала дуги, расположенной у электродов, в результате повышенного давления в этой области, истекают потоки плазмы. Затем в 1955 году Г. Меккер теоретически обосновал возможность возникновения потоков плазмы за счёт собственного магнитного поля. В уравнение движения плазмы входят две силы [Л-3.1, с. 281]:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\mathbf{grad}p + \frac{1}{c}[\mathbf{j} \times \mathbf{H}],$$

где ρ – плотность плазмы, $\mathbf{v}$ – скорость течения плазмы, $\mathbf{grad}p$ определяет силу, действующую на единицу объёма плазмы dV в результате перепада давления, $[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]/c$ – электромагнитная сила, приложенная к тому же объёму плазмы. Согласно этим представлениям в электрических разрядах низкого давления p при относительно небольших токах (несколько сот ампер) электромагнитные силы $[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]/c$ могут достигать достаточно больших значений и приводят к сжатию разряда (пинч-эффект). В дугах высокого давления p этот эффект оказывается незначительным.

Однако при относительно больших токах, превышающих 1000 А, на образование потоков плазмы начинают влиять тепловые процессы в опорных пятнах дуги [Л-3.15, с. 6, 26]. При больших токах температура жидкого металла в опорном пятне может достичь температуры кипения и превысить её. При этом происходит интенсивное испарение и образование у электродов тонкого слоя насыщенных паров, давление которых может быть равно атмосферному или превышать его. Например, давление паров серебра, которые относят к упругим парам, при температуре 3020 К может достичь 8 атм (таблица 1.4). Таким образом, из этой области будут интенсивно истекать пары металлов электродов, которые, проходя через области приэлектродных падений напряжений и канал дуги, нагреваются до высоких температур и ионизируются. В результате таких физических процессов в приэлектродных областях наблюдается истечение потоков плазмы.

В [Л-3.15] обстоятельно и наглядно показаны многочисленные экспериментальные исследования возникновения и истечения потоков плазмы при разных условиях и их влияния на процессы гашения дуги в низковольтных выключателях при токах, не превышающих 1000 А. Имеются некоторые экспериментальные данные при токах, достигающих нескольких килоампер. Приведём несколько наиболее ценных примеров, которые следует учитывать при разработке конструкций дугогасительных устройств.

Напряжение на дуге во многом может зависеть от направления потоков плазмы. На Рис. 3.58 [Л-3.15, с. 177] схематично показано расположение электродов и приведены осциллограммы напряжения на дуге при постоянном токе 165 А. На рисунке видно, что если потоки плазмы не пересекаются, то напряжение на дуге повышается. Для успешного гашения дуги при отключении малых критических токов, когда дуга задерживается на контактах, необходимо повышать напряжение на ней. Для этого на Рис. 3.59 приведены несколько вариантов расположения и формы контактов, рекомендованных в [Л-3.15, с. 183]. При отключении тока 130 А обычными контактами напряжение на дуге при её гашении было равно 74 В. При гашении дуги скошенными контактами одностороннего действия напряжение на дуге повышалось до 120 В, а двустороннего действия – до 143 В.

Рис. 3.59,а показывает, как потоки плазмы отражаются и изменяют своё направление от изоляционной призмы. На Рис. 3.19.5 поток плазмы отражается от металлической пластины и возвращается к пластине, из которой он истекал. То есть потоками плазмы можно управлять. Оказывается, потоками плазмы можно управлять подбором температуры кипения металлов электродов [Л-3.34, 3.27, 3.28, 3.35]. Для того, чтобы процесс гашения дуги протекал эффективно, не обязательно вводить её в дугогасительную решётку как обычно

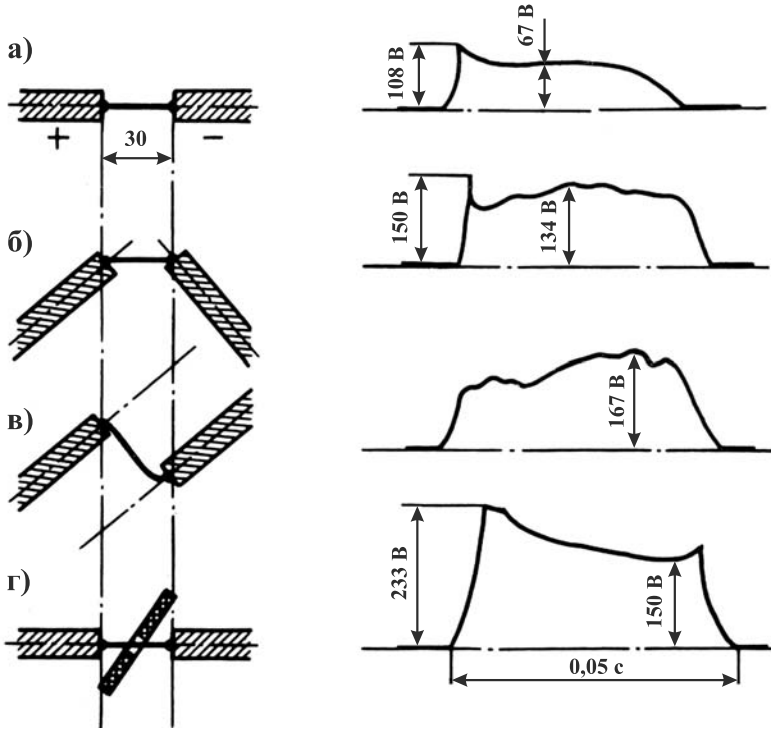


Рис. 3.58 [Л-3.15]. Расположение электродов и осциллограммы напряжения на дуге при I=165 А.

– фронтом. Достаточно ввести поток плазмы внутрь дугогасительной решётки и возбудить в ней дуговой разряд. Для этого необходимо подобрать такой металл подвижного контакта, температура кипения которого должна быть ниже температуры кипения металла неподвижного контакта. Подвижный контакт необходимо установить так, чтобы результирующий поток плазмы с подвижного и неподвижного контактов был направлен вдоль плоскости дугогасительного рога неподвижного контакта и деионных пластин.

На приведённых фотографиях (Рис. 3.60) скоростной киносъёмки дуги наглядно показан процесс вхождения дуги в дугогасительную решётку. Результирующий поток плазмы с обоих контактов последовательно вдувается в промежутки между пластинами дугогасительной решётки и заполняет их. В результате этого между рогом неподвижного контакта и первыми пластинами дугогасительной решётки, промежутки между которыми заполнены плазмой, возбуждается дуга.

Благодаря тому, что результирующий поток плазмы направлен вдоль оси деионных пластин, его фронт не встречает заметного аэродинамического сопротивления. Это обстоятельство позволяет достаточно быстро вводить плазму в промежуток между пластинами, что приводит к возбуждению дуги между пластинами и исключает необходимость вводить канал дуги в дугогасительную

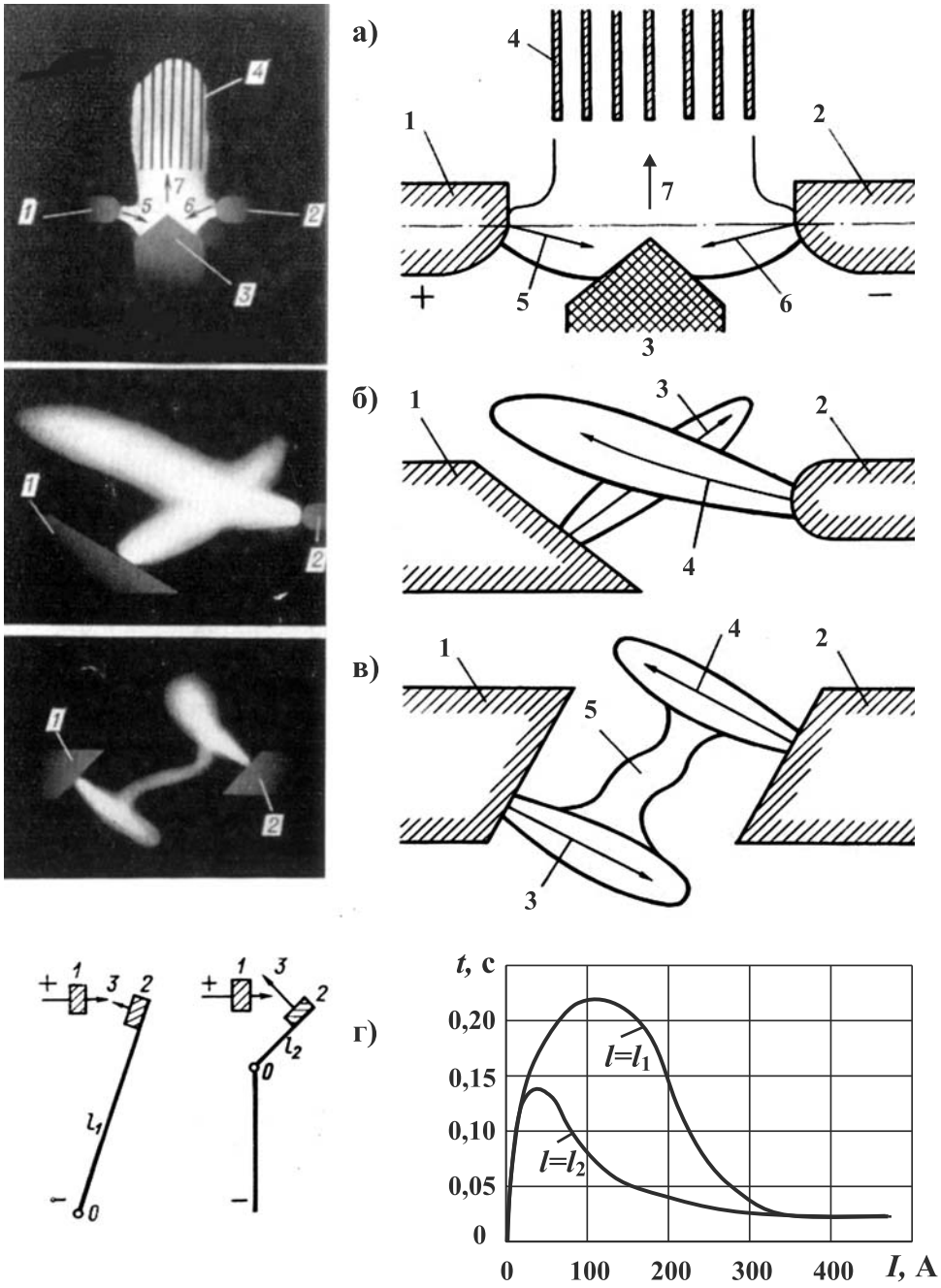


Рис. 3.59 [Л-3.15]. Расположение и форма контактов и направление потоков плазмы. а) контактное устройство с изоляционной призмой; б) скошенные контакты одностороннего действия; в) скошенные контакты двустороннего действия; г) кинематика контактной системы.

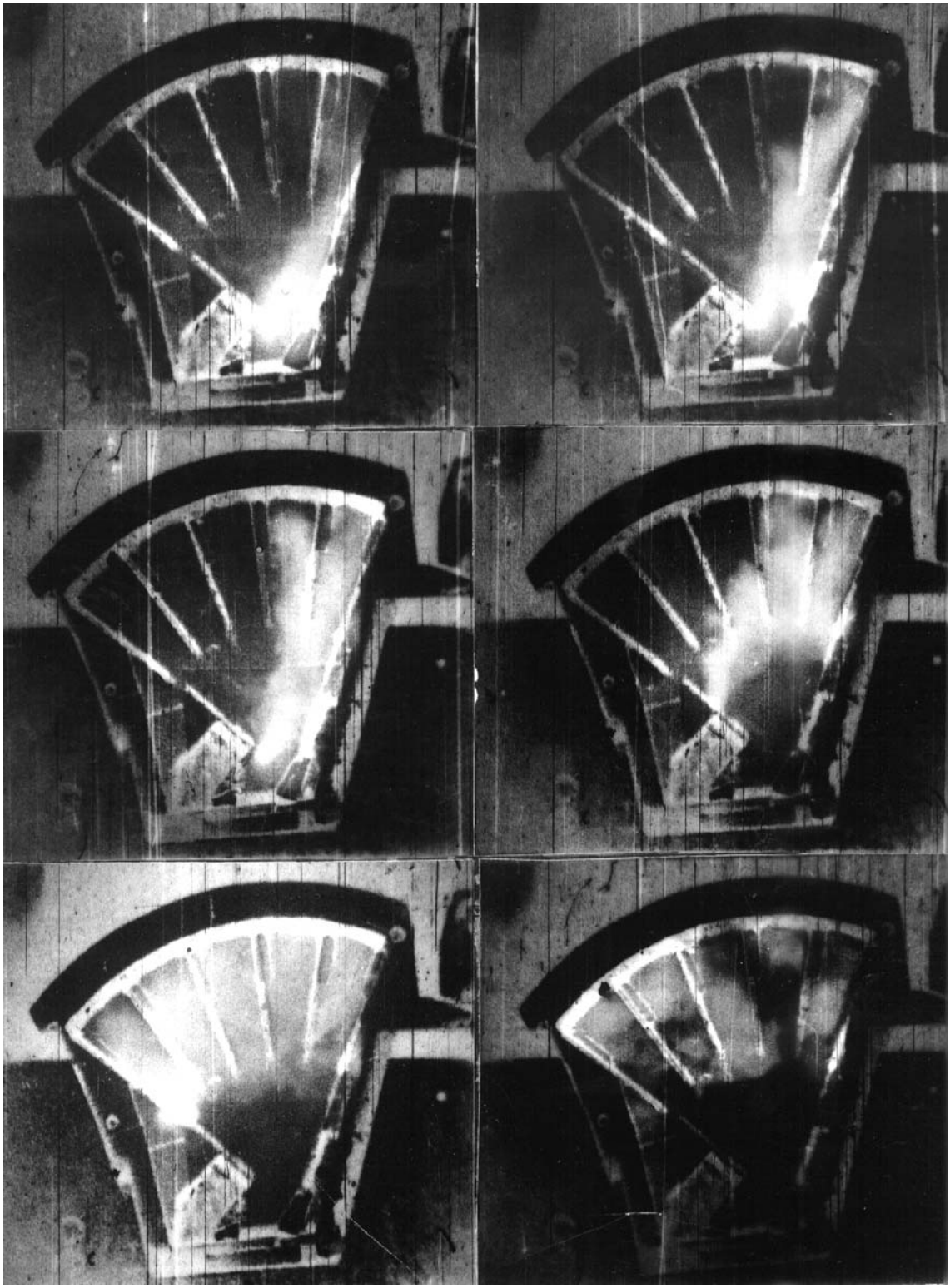


Рис. 3.60. Вхождение дуги в дугогасительную решётку методом управления потоками плазмы, истекающими с поверхности контактов и рогов, имеющих разную температуру кипения.

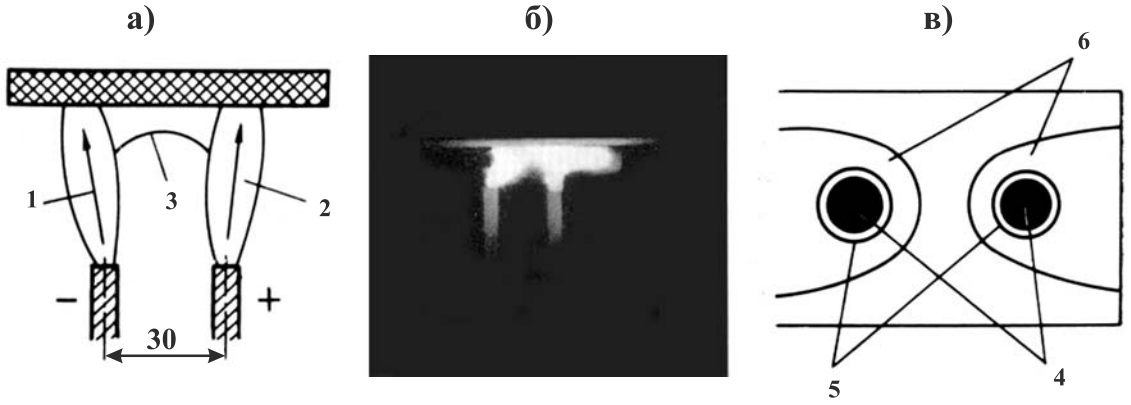


Рис. 3.61 [Л-3.15]. Тепловое воздействие потоков плазмы на изоляционную пластину. а) схема опыта; б) кадр скоростной киносъёмки; в) обгоревшая пластина, 1 и 2 – потоки плазмы; 3 – дуга; 4 – обгоревшая поверхность; 5 – красный ободок; 6 – бурая поверхность.

решётку. Такой достаточно быстрый и одновременно последовательный ввод плазмы дуги в решётку приводит в целом к оптимальному процессу гашения дуги при отключении больших токов.

Таким образом, потоки плазмы, возникающие в дугогасительных камерах, могут существенно повлиять на физические процессы гашения дуги. Поэтому с ними следует считаться и принимать меры для управления ими.

Интенсивность потоков плазмы зависит не только от теплофизических свойств электродов, но и их формы. Чем меньше будет площадь электродов, тем меньше будет и площадь опорного пятна дуги. Естественно, с той площади опорного пятна, на которой тепловая нагрузка больше, истекают более мощные потоки плазмы. Это следует учитывать при выборе размеров дугогасительных контактов и площадей поверхности дугогасительных рогов и деионных пластин. Наличие острых кромок на этих деталях конструкции дугогасительных устройств будет повышать интенсивность потоков плазмы. Потоки плазмы стабилизируют положение дуги и тем самым препятствуют перемещению дуги. Неподвижность дуги или её медленное движение увеличивает электрическую эрозию электродов, что снижает эксплутационный ресурс выключателя. Более того, повышенное содержание паров металлов в дугогасительной камере затрудняет гашение дуги.

На Рис. 3.61 показано тепловое воздействие потоков плазмы на изоляционную пластину [Л-3.15, с. 50]. Из рисунка видно, что под действием потоков плазмы изоляционная пластина обгорела значительно больше, чем под действием дуги. То есть потоки плазмы имеют плотность энергии более высокую, чем плотность энергии в канале дуги, находящемся между потоками. Это объясня-

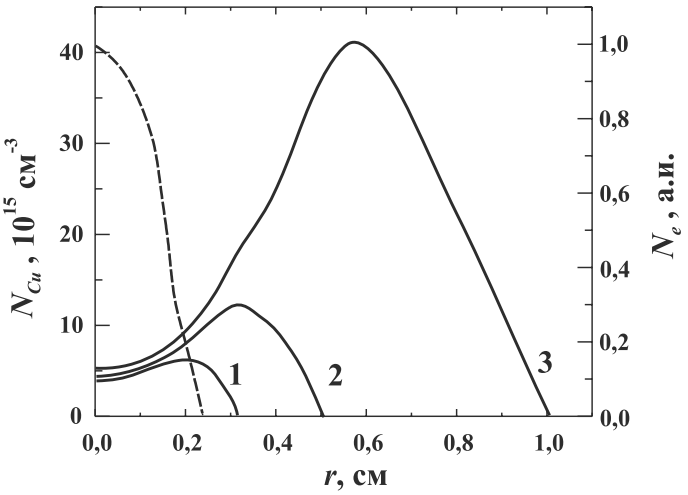


Рис. 3.62 [Л-3.36]. Распределения концентрации атомов и ионов меди и относительного содержания электронов по радиусу дуги.

ется тем, что потоки плазмы несут ионизированные пары металла электродов, обладающие не только тепловой, но и механической энергией.

В [Л-3.36] теоретически рассчитано и экспериментально подтверждено распределение суммарной концентрации атомов и ионов меди по радиусу дуги, горящей между медными электродами в азоте при импульсном токе 100 А. На Рис. 3.62 показано распределение концентрации паров меди на периферии канала дуги. Вытеснение паров металла электродов из канала дуги объясняется температурным эффектом расширения газа.

Таким образом, экспериментально и теоретически доказано, что потоки плазмы, истекающие с поверхности опорных пятен дуги, состоят из паров металла электродов. Следовательно, контрагированная дуга представляет собой электрический разряд, состоящий из разреженной в некоторой степени центральной части и окружающей её более плотной оболочки из паров металла. Такая модель дуги хорошо соответствует тем представлениям о структуре дуги, которые изложены в параграфе 3.3. Более того, предлагаемая структура дискретных струек плазмы (параграф 3.5) получает дополнительное доказательство об их „пустотелости“. То есть внешнюю оболочку дискретных струек плазмы действительно образуют потоки ионизированных паров металлов электродов.

Далее о потоках плазмы, их характеристиках и влиянии на поведение дуги на контактах и в дугогасительной решётке будет говориться по мере необходимости.

3.7. Воздействие магнитного поля на дугу

Наиболее полная информация о воздействии магнитного поля на дугу отключения, возникающую в дугогасительных камерах в контакторах, пускателях, рубильниках и автоматических выключателях, изложена в [Л-3.37, 3.15]. Способы гашения дуги, например, в контакторах несколько отличаются от способов гашения мощной дуги в автоматических выключателях. Контакторы и пускатели должны включать и отключать номинальные токи и токи перегрузки. При этом частота включения-отключения в условиях эксплуатации может доходить до 1000 циклов в час. Автоматические выключатели коммутируют ток всего несколько раз в сутки. Поэтому в контакторах и пускателях процессы гашения дуги более интенсивные, чем в автоматических выключателях. Для этого в контакторах для гашения дуги применяют магнитное дутьё, которое создаётся с помощью специальных катушек и магнитных систем.

Дуга в контакторах и пускателях подвергается различным воздействиям магнитного поля. Но главное – дуга под влиянием магнитного поля должна быстро перемещаться в дугогасительной камере. В автоматических выключателях на контактах и рогах дуга движется под действием магнитного поля, в большинстве случаев создаваемого только электрическим контуром контактной системы. Несмотря на значительные токи, напряжённость магнитного поля от собственного контура тока в межконтактном зазоре и в пространстве между рогами оказывается достаточной для движения дуги со скоростью только 10-30 м/с. То есть дуга, находящаяся в зазоре между контактами, подвергается незначительному воздействию внешнего магнитного поля. Внутри дугогасительной решётки, как будет показано далее, магнитное поле практически отсутствует, и, следовательно, дуга не подвергается никакому воздействию внешнего магнитного поля.

Наиболее значительное воздействие на дугу оказывает её собственное круговое магнитное поле. Однако заметим, что силы от кругового магнитного поля действуют только на короткую контрагированную дугу. На диффузную дугу с расщеплённым ядром, находящуюся в дугогасительной решётке, магнитное поле практически не действует, так как оно рассредоточено. Тем не менее, собственное круговое магнитное поле оказывает такое же влияние на дискретную струйку плазмы, что и на контрагированную дугу.

Силы электромагнитного давления, сжимающие канал короткой контрагированной дуги, непосредственно влияют на тепло- и электрофизические свойства её плазмы. От давления и количества энергии, поступающей в канал дуги, зависят температура плазмы в канале дуги, степень ионизации и электропроводность. Все эти параметры определяют физическое состояние дуги отключения.

Известно [Л-3.2, с. 208], что максимальное давление на оси проводника от взаимодействия тока, протекающего по нему, и собственного кругового магнитного поля определяется формулой:

$$p_m = 10^{-3} jI \text{ Па},$$

где j – плотность тока, А/см^2; I – сила тока, А.

Эту формулу можно применять для определения максимального избыточного давления на оси короткой контрагированной дуги и дискретной струйки плазмы в диффузной дуге с расщеплённым ядром. Для получения давления в канале дуги в атмосферах надо пользоваться следующим выражением:

$$p_m = 9,87 \cdot 10^{-9} j_\partial i_\partial \text{ атм},$$

где j_∂ – плотность тока, А/см^2; i_∂ – сила тока, А.

В параграфе 3.2 уже определялось избыточное давление в канале дуги в момент размыкания контактов при токе $i_\partial = 7,5$ и 13 кА, которое оказалось равным $p = 5,77$ и 9,22 атм соответственно.

Естественно, вызывает интерес динамика давления в дуге, находящейся на контактах, по мере их расхождения. В первом случае максимальное мгновенное значение тока дуги достигало $i_\partial = 8,5$ кА, во втором 24,5 кА. Избыточное давление в дуге, рассчитанное по данным осциллограмм и кинограмм, было равно $p = 0,75$ и 1,25 атм соответственно. В дальнейшем ток дуги снижался, а опорные пятна дуги продолжали расширяться. Поэтому в первом случае при токе $i_\partial = 3$ кА давление в дуге снизилось до $p = 0,033$ атм, а во втором при токе $i_\partial = 9$ кА стало равным $p = 0,35$ атм.

Таким образом, при отключении токов короткого замыкания давление в канале дуги, находящейся в неподвижном положении на контактах, по мере расхождения последних быстро падает. При этом значение давления в начале процесса размыкания контактов может отличаться на целый порядок от значения давления в конце процесса. Это означает, что газодинамическое давление в канале дуги оказывается выше, чем электромагнитное, в результате чего канал дуги расширяется.

Пользуясь данными, приведёнными в параграфе 3.3, определим избыточное давление в дискретной струйке плазмы, возникающее в результате взаимодействия тока струйки и его кругового магнитного поля:

$$p = 9,87 \cdot 10^{-9} j_{cm} i_{cm} \text{ атм} = 9,87 \cdot 10^{-9} \cdot 5,6 \cdot 10^3 \cdot 400 \text{ атм} = 0,022 \text{ атм}.$$

То есть значение давления в дискретной струйке плазмы, ток которой $i_{cm} = 400$ А, оказывается того же порядка, что и в короткой контрагированной дуге при токе $i_\partial = 3,0$ кА.

Допустим, что температура жидкого металла в опорном пятне равна температуре кипения, при которой давление насыщенных паров металла достигает 1 атм (см. параграф 1.1, п. 1.1.2). Отсюда следует, что пока давление в канале дуги превышает давление насыщенных паров металла электродов, потоки плазмы, возникающие от термического эффекта, истекать с поверхности опорных пятен не могут. Наоборот, под воздействием превосходящего давления в канале дуги происходит выдавливание жидкого металла с поверхности опорного пятна и его разбрызгивание в виде капель. Если давление насыщенных паров у поверхности опорного пятна будет больше давления в канале дуги, то возможно истечение потоков плазмы.

3.8. Температура дуги

Температура является важнейшим параметром, определяющим физическое состояние плазмы в канале дуги. При одних и тех же токах и напряжениях дуги её температура может иметь различные значения в зависимости от того, горит ли она в свободном пространстве или в замкнутом объёме. Температура также зависит от геометрических размеров дуги. Наиболее существенное влияние на температуру дуги оказывает состав её плазмы, который, как уже отмечалось (параграф 3.2), зависит от параметра l/r_{on}. Температура ионизации у газов выше, чем у паров металлов. Следовательно, температура дуги, горящей в парах металлов, будет ниже температуры дуги, горящей, например, в воздухе. В опубликованных работах приводятся значения температуры дуги, которая изменяется в широком диапазоне.

На Рис. 3.63 дана зависимость температуры канала короткой дуги, горящей на стальных электродах в воздухе, от силы тока [Л-3.38, с. 38]. Там также указывается, что с увеличением тока дуги до $I_\partial \geqslant 800$ А происходит замедление роста её температуры. Максимальное значение температуры T_∂ открытой дуги на стальных электродах достигало 8250 К. Уменьшение диаметра электродов приводит к повышению температуры дуги.

Классический пример распределения температуры и скорости потоков плазмы в контрагированной угольной дуге при токе 200 А приведён в [Л-3.1]. Из Рис. 3.64,б видно, что температура в канале дуги распределена очень неравномерно. Соответственно распределена и скорость потоков плазмы. На оси контрагированной дуги наблюдается более высокая температура, чем на её периферии. Максимальная температура наблюдается в области, непосредственно прилегающей к поверхности катода.

Однако для решения практических инженерных задач при разработке конструкций выключателей моделирование температурного поля в канале дуги

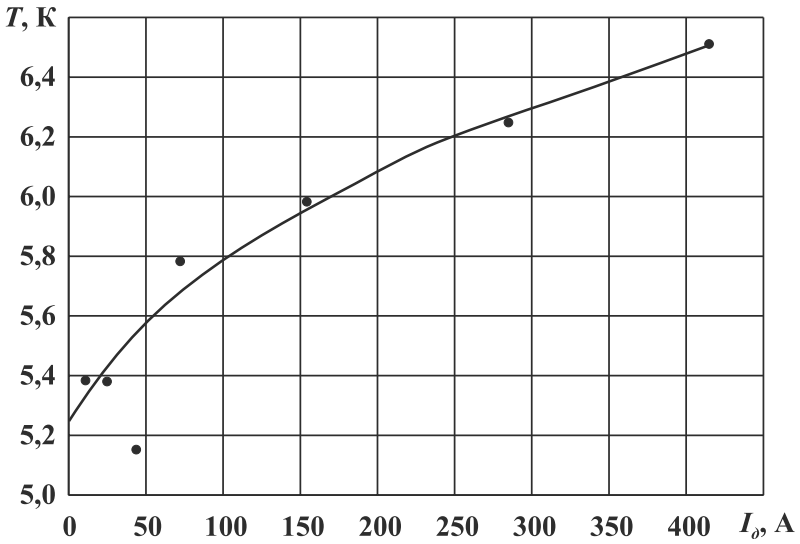


Рис. 3.63 [Л-3.38]. Температура канала дуги на стальных электродах в воздухе в зависимости от силы тока дуги.

с подобной высокой физической точностью очень трудоёмко, да в этом и нет необходимости.

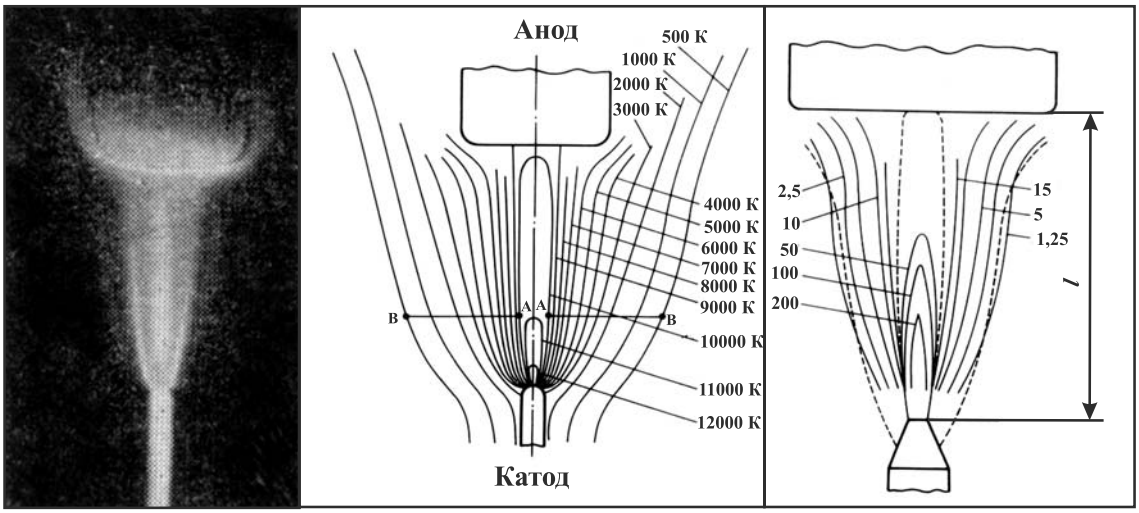
На Рис. 3.65,а приведена фотография скоростной киносъёмки дуги на контактах, максимальное мгновенное значение тока которой составляло $i_д = 24,5$ кА, а напряжения – $U_д = 44$ В. На Рис. 3.65,б показано семейство эквиденсит третьей ступени дуги, изображённой на Рис. 3.65,а. С помощью семейства эквиденсит выявлено ядро дуги. Полученные таким фотоспособом очертания ядра дуги позволяют принять форму канала дуги на контактах цилиндрической.

На Рис. 3.66 (см. цветную вкладку) показаны эквипотенциальные линии электростатического поля в дугогасительной камере выключателя. Из рисунка видно, что электрическое поле в целом в камере очень неравномерно. Тем не менее, конфигурация электрического поля между контактами также даёт основание принять, что канал короткой контрагированной дуги может иметь форму цилиндра, основаниями которого служат опорные пятна дуги.

Обычная схема распределения температуры и электропроводности по радиусу дуги показана на Рис. 3.67 [Л-3.39, с. 188; 3.1, 3.2, 3.40].

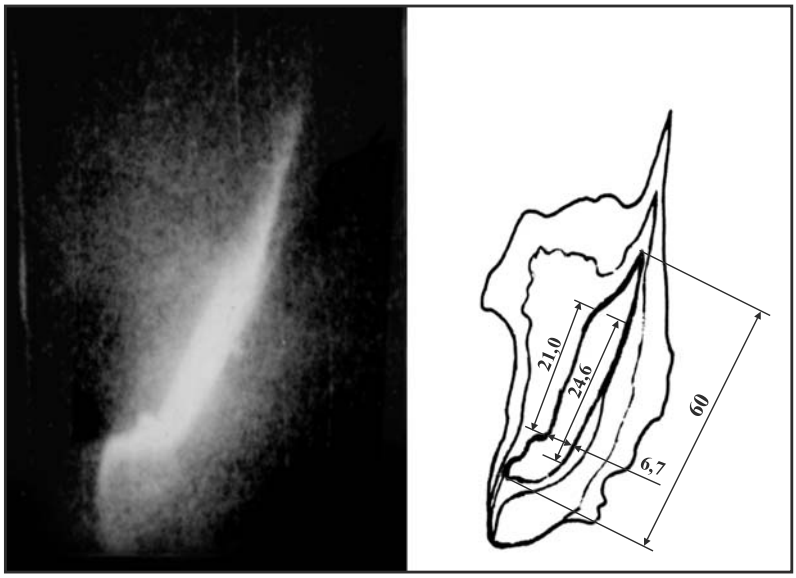
В [Л-3.38, с. 61] рассматривается упрощённая каналовая модель короткой контрагированной дуги, в которой вместо колоколообразных распределений плотности тока $j(r)$ и температуры $T(r)$ по радиусу приняты ступенчатые распределения, характеризуемые значениями средней плотности тока $j_{ср}$ и эффективной температуры $T_{эф}$ (Рис. 3.68).

На Рис. 3.69 схематично показаны распределения температуры $T(r)$ и



а) **б)** **в)**

Рис. 3.64 [Л-3.1, с. 232, 235, 286; 3.15, с. 46]. Контрагированная угольная дуга (200 А). а) внешний вид; б) температурное поле, К; в) поле скоростей, м/с; катод – ∅5 мм, анод – ∅35 мм.



а) **б)**

Рис. 3.65. Дуга на размыкаемых контактах. Мгновенное значение тока 24,5 кА. а) оригинал; б) семейство эквиденсит третьей ступени. Чётко видно ядро дуги.

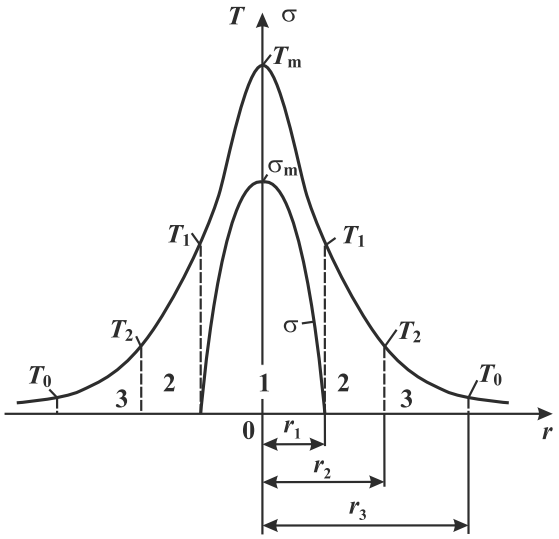


Рис. 3.67 [Л-3.39]. Распределение температуры и удельной электропроводности по радиусу канала дуги.

удельной электропроводности $\sigma(r)$ по радиусу короткой контрагированной дуги, а также эффективная температура $T_{эф}$ и средняя удельная электропроводность $\sigma_{ср}$.

При температуре, равной эффективной температуре $T_{эф}$, заштрихованная площадь $а$ равна сумме площадей $б$. Аналогично значение средней удельной электропроводности $\sigma_{ср}$ определяется равенством площадей $в$ и $г$. Однако при этом диаметр $d_{эф}$ не равен диаметру опорного пятна $d_{оп}$. Дело в том, что в пределах цилиндра с основанием $d_{оп} = d_{\sigma}$ плазма имеет удельную электропроводность $\sigma_{ср}$, значение которой устанавливается при температуре $T_{эф}$ на границе цилиндра с основанием $d_{эф}$. Так как температура $T_{эф}$ достаточно высока, то за пределами цилиндра с основанием $d_{эф}$ плазма обладает ещё достаточно большой электропроводностью.

Согласно [Л-3.38, с. 62] эффективный радиус каналовой модели дуги равен:

$$r_{эф} = 1,4R_{0,5} = 1,4\frac{r_{д}}{2} = 0,7r_{д},$$

где $r_{д} = 2R_{0,5}$ – радиус дуги, в пределах которого протекает весь ток.

Уравнение баланса мощности такой модели дуги, имеющей площадь излучения $S_{изл} = 2\pi r_{эф}\delta = 4,396r_{д}\delta$, имеет вид:

$$i_{д}U_{д} = \sigma\beta S_{изл}T_{эф}^{4},$$

где δ – длина канала дуги, равная раствору контактов, $i_{д}$ и $U_{д}$ – средние значения тока и напряжения дуги за интервал времени Δt,

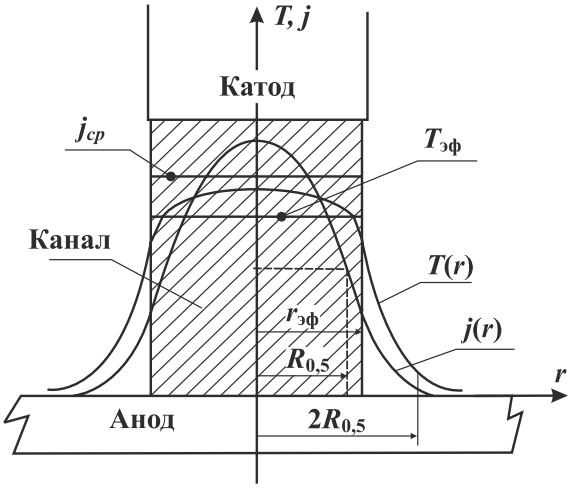


Рис. 3.68 [Л-3.38]. Каналовая модель короткой контрагированной дуги.

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5}$ эрг/(с $\cdot$ см$^2 \cdot$ К^4) – постоянная Стефана-Больцмана, $\beta = 0,5-0,7$ – степень черноты для дуг, горящих в парах металлов.

Из последнего выражения можно определить эффективную температуру – температуру, усреднённую по всему объёму канала дуги:

$$T_{эф} = \left(\frac{i_д U_д}{\sigma \beta S_{изл}}\right)^{1/4}.$$

В системе СГС формула, определяющая эффективную температуру дуги, примет вид:

$$T_{эф} = 447 \left(\frac{i_д U_д}{\beta r_д \delta}\right)^{1/4},$$

где $T_{эф}$ измеряется в К, $i_д$ – в А, $U_д$ – в В, $r_д$ и δ – в см.

Рассмотрим конкретный пример. Электрические и геометрические параметры дуги, неподвижной на размыкаемых контактах, составляют $i_д = 24,5$ кА, $U_д = 44$ В, $r_д = 1,23$ см, $\delta = 0,67$ см.

Если степень черноты принять равной $\beta = 0,6$, то эффективная температура в канале дуги составит:

$$T = 447 \left(\frac{24500 \cdot 44}{0,6 \cdot 1,23 \cdot 0,67}\right)^{1/4} \text{ К} = 17176 \text{ К}.$$

В этом случае было принято, что вся энергия, выделенная в дуге, рассеивается в окружающую среду путём излучения.

Рассмотрим вопрос о путях рассеивания выделяющейся в дуге энергии, которые определяют структуру уравнения энергетического баланса дуги.

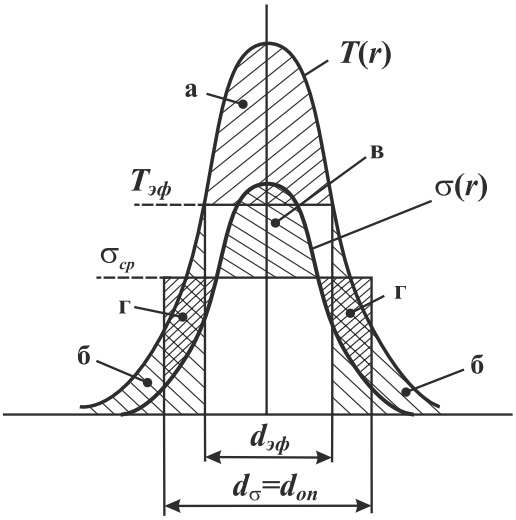


Рис. 3.69. Схематическое изображение графиков распределения $T(r)$, $\sigma(r)$, $T_{эф}$, $\sigma_{ср}$ в канале короткой контрагированной дуги.

Уравнение энергетического баланса системы „контакты-дуга“ во время неподвижности короткой контрагированной дуги на размыкаемых контактах можно представить в следующем виде:

$$\Delta W_д = \Delta Q_{кон} + \Delta Q_{канал},$$

где $\Delta W_д$ – энергия, выделяемая дугой за интервал времени Δt, $\Delta Q_{кон}$ – часть энергии дуги, поглощаемая контактами, $\Delta Q_{канал}$ – часть энергии, остающаяся в канале дуги.

Энергию, отводимую в контакты, можно определить таким образом:

$$\Delta Q_{кон} = \Delta Q_{кон.к} + \Delta Q_{кон.а} = \eta \Delta W_д,$$

где $\Delta Q_{кон.к}$ и $\Delta Q_{кон.а}$ – доли энергии дуги, отводимые в катод и анод соответственно, η – коэффициент, определяющий часть энергии, поглощаемой контактами.

Согласно [Л-3.38, с. 135] коэффициент полезного действия (к.п.д.) η для сварочных дуг с плавящимися электродами в первом приближении можно представить как отношение:

$$\eta = \frac{U_к + U_а}{U_д},$$

где $U_к + U_а$ – сумма приэлектродных падений напряжения, $U_д$ – полное напряжение на дуге.

Используя последнее выражение, можно определить отводимую в контакты часть энергии дуги, которая расходуется на нагрев и эрозию контактов:

$$\Delta Q_{кон} = \eta \Delta W_д = \frac{U_к + U_а}{U_д} \Delta W_д.$$

Энергия, остающаяся в канале, равна:

$$\Delta Q_{канал} = \Delta W_{д} - \Delta Q_{кон} = \Delta W_{д} - \eta \Delta W_{д} = (1-\eta)\Delta W_{д}.$$

Тогда будем иметь:

$$T'_{эф} = 447\left(\frac{(1-\eta)\cdot i_{д}\cdot U_{д}}{\beta \cdot r_{д}\cdot \delta}\right)^{1/4} = 447\left(\frac{(1-0,455)\cdot 24500\cdot 44}{0,6\cdot 1,23\cdot 0,67}\right)^{1/4} \text{ К} = 14758 \text{ К}.$$

Это значение температуры значительно ниже, чем её значение при рассеивании всей выделяемой энергии в дуге за счет излучения:

$$T_{эф} = 17176 \text{ К} > 14758 \text{ К} = T'_{эф}.$$

Энергия, сосредоточенная в канале дуги, расходуется на диссоциацию и ионизацию газа в канале дуги (ΔQ_{u}) и отводится в окружающую среду конвективными потоками плазмы ($\Delta Q_{п.пл}$) и излучением ($\Delta Q_{изл}$):

$$\Delta Q_{канал} = \Delta Q_{u} + \Delta Q_{п.пл} + \Delta Q_{изл}.$$

Оценим долю энергии, которая затрачивается на ионизацию идеального одноатомного газа, состоящего из паров серебра при разных значениях температуры и давлении $p = 1$ атм. Энергия, которую необходимо затратить на ионизацию паров серебра в канале дуги объёма $V_{д}$, может быть определена по формуле:

$$\Delta Q_{u} = q_{u} n_{u} V_{д},$$

где $q_{u} = 1,6\cdot 10^{-12} U_{u}$ эрг $= 12,06\cdot 10^{-12}$ эрг – энергия ионизации одного атома серебра, $U_{u} = 7,54$ В – потенциал ионизации атома серебра, n_{u} – концентрация ионов.

При тех же экспериментальных данных ($i_{д} = 24,5$ кА, $U_{д} = 44$ В, $r_{д} = 1,23$ см, $\delta = 0,67$ см) объём канала дуги равен:

$$\Delta V_{д} = \pi r_{эф}^{2}\delta = \pi(0,7 r_{д})^{2}\delta = 3,14\cdot(0,7\cdot 1,23 \text{ см})^{2}\cdot 0,67 \text{ см} = 1,56 \text{ см}^{3}.$$

Энергия, остающаяся в канале дуги, составляет:

$$\Delta Q_{канал} = (1-\eta) i_{д} U_{д} \Delta t = (1-0,45)\cdot 24500 \text{ А}\cdot 44 \text{ В}\cdot 0,167\cdot 10^{-3} \text{ с} = 99,01\cdot \text{ Вт}\cdot\text{с},$$

где $\eta = (U_{к} + U_{a})/U_{д} = 20$ В$/44$ В $= 0,45$, $U_{к} + U_{a} = 20$ В – средняя сумма приэлектродных падений напряжения на серебросодержащих контактах (для Ag $U_{к} = 12,5 \div 17$ В, $U_{a} = 4 \div 6$ В), $\Delta t = 0,167\cdot 10^{-3}$ с – время экспозиции одного кадра скоростной киносъёмки.

Численные значения энергии, необходимой для ионизации одноатомных паров Ag, приведены в таблице 3.6.1.

Таблица 3.6.1. Энергия, необходимая для ионизации одноатомных паров Ag, в канале дуги объёмом $V_д$=1,56 см^3 в зависимости от температуры при p=1 атм.

T, 10^3 К	8	9	10	11	12
$n_и$, 10^{17} см$^{-3}$	1,393	2,163	2,700	2,891	2,856
$\Delta Q_и$, 10^5 эрг	26,20	40,69	50,79	54,38	53,72
$\Delta Q_и$, Вт·с	0,262	0,4069	0,5079	0,5438	0,5372
$\Delta Q_и/\Delta Q_{канал}$, %	0,067	0,414	0,518	0,554	0,548

Примечание. Значение $n_и$ взято из таблицы 2.6.1.

Из приведённых в таблице 3.6.1 данных видно, что в общей энергии канала дуги $\Delta Q_{канал}$ доля энергии, затрачиваемая на ионизацию паров Ag, не превышает 1% и в практических инженерных расчётах ею можно пренебречь.

Доля энергии, рассеивающейся в окружающую среду излучением, зависит от температуры канала дуги и степени черноты. Значение температуры, определённое из условия потери энергии канала дуги только путём излучения, существенно завышено.

Степень черноты, в свою очередь, может изменяться на несколько порядков в зависимости от состава плазмы дуги. Если плазма дуги состоит из чистых паров таких металлов, как Ag, Fe, Cu или Ni, то для практических инженерных расчётов степень черноты можно принимать равной $\beta = 0,5 \div 0,7$. Если в парах этих металлов будет примесь графита, то $\beta = 0,5 \div 0,85$. Степень черноты газа зависит как от его температуры, так и от давления. Например, для воздуха при давлении $p = 1$ атм в диапазоне температур $T = 8000 \div 12000$ К степень черноты изменяется в интервале $\beta = 1,46 \cdot 10^{-3} \div 2,63 \cdot 10^{-2}$. При давлении воздуха $p = 10$ атм в том же диапазоне температур $\beta = 4,0 \cdot 10^{-2} \div 1,4 \cdot 10^{-1}$. Поэтому при подобных расчётах эффективной температуры в канале дуги значение степени черноты β следует выбирать осторожно.

Практические методы расчёта потерь энергии $\Delta Q_{п.пл}$ в канале дуги за счёт конвективных потоков плазмы пока отсутствуют. Поэтому определить долю энергии, рассеиваемую излучением ($\Delta Q_{изл} = \Delta Q_{канал} - \Delta Q_{п.пл}$), и, следовательно, эффективную температуру в канале дуги не представляется возможным. Однако эффективную температуру можно определить, если известны средняя удельная электропроводность и состав плазмы.

Так, например, при $i_д = 24,5$ кА, $U_д = 44$ В, $r_д = 1,23$ см и $\delta = 0,67$ см среднее значение удельной электропроводности плазмы в канале дуги равно:

$$\sigma_{ср} = \frac{i_д \delta}{U_д S_{оп}} = \frac{24500 \text{ А} \cdot 0,67 \text{ см}}{44 \text{ В} \cdot 4,75 \text{ см}^2} = 78,5 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1},$$

где $S_{оп} = \pi r_д^2 = 3,14 \cdot (1,23 \text{ см})^2 = 4,75 \text{ см}^2$ – площадь опорного пятна дуги.

Давление в канале дуги в таком случае составляет:

$$p_д = p_{атм} + 9,87 \cdot 10^{-9} j_д i_д = 1 \text{ атм} + 9,87 \cdot 10^{-9} \cdot 5,158 \cdot 10^3 \cdot 24500 \text{ атм} = 2,25 \text{ атм},$$

где $j_д = i_д / S_{оп} = 24500 \text{ А} / 4,75 \text{ см}^2 = 5,158 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$ – плотность тока в опорном пятне дуги.

В этом эксперименте дуга горела на серебросодержащих контактах. Поэтому эффективную температуру канала короткой контрагированной дуги, находящейся на контактах в неподвижном положении, определим по кривым рисунка П.3.1 (см. Приложение 3). При $\sigma = 78,5 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$ и $p_д = 2,25$ атм эффективная температура в канале дуги оказывается равной $T_{эф} \sim 11 \cdot 10^3$ К. Это значение $T_{эф}$ существенно отличается от значения $T'_{эф}$, определённого ранее из условия потери энергии канала дуги только путём излучения:

$$T'_{эф} = 14758 \text{ К} > 11000 \text{ К} \sim T_{эф}.$$

Зная теперь $T_{эф} \sim 11 \cdot 10^3$ К, определим долю энергии, которая рассеивается в окружающую среду излучением. Поверхностная плотность потока энергии излучения будет составлять [Л-3.45, с. 189]:

$$q_{изл} = \sigma \beta T_{эф}^4 = \sigma' \beta \left(\frac{T_{эф}}{100} \right)^4 =$$

$$= 5,67 \cdot 10^3 \text{ эрг/(с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{К}^4) \cdot 0,6 \cdot \left(\frac{11000 \text{ К}}{100} \right)^4 = 4,98 \cdot 10^{11} \text{ эрг/(с} \cdot \text{см}^2),$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5}$ эрг/(с $\cdot$ см^2 $\cdot$ К^4) – постоянная Стефана-Больцмана, $\sigma' = 5,67 \cdot 10^3$ эрг/(с $\cdot$ см^2 $\cdot$ К^4), $\beta = 0,6$ – степень черноты, а безразмерный делитель 100 введён для упрощения вычислений.

Количество тепла $\Delta Q_{изл}$, излучённого с поверхности $S_{изл}$ канала дуги в окружающую среду за время $\Delta t = 0,167 \cdot 10^{-3}$ с, будет равно:

$$\Delta Q_{изл} = q_{изл} S_{изл} \Delta t = 4,98 \cdot 10^{11} \text{ эрг/(с} \cdot \text{см}^2) \cdot 3,623 \text{ см}^2 \cdot 0,167 \cdot 10^{-3} \text{ с} =$$

$$= 3,013 \cdot 10^8 \text{ эрг} = 30,13 \text{ Вт} \cdot \text{с},$$

где $S_{изл} = 4,396 r_д \delta = 4,396 \cdot 1,23 \text{ см} \cdot 0,67 \text{ см} = 3,623 \text{ см}^2$ – площадь излучения канала дуги.

Ранее было определено, что энергия, остающаяся в канале дуге, $Q_{канал} = 99,01$ Вт $\cdot$ с. Следовательно при $T_{эф} \sim 11 \cdot 10^3$ К в данном случае относительная доля $\eta_{изл}$ энергии, рассеиваемой излучением, составляет:

$$\eta_{изл} = \frac{\Delta Q_{изл}}{\Delta Q_{канал}} = \frac{30,13 \text{ Вт} \cdot \text{с}}{99,01 \text{ Вт} \cdot \text{с}} = 0,304,$$

то есть рассеивается излучением не вся энергия, а только 30,4%. Остальная часть энергии из канала дуги теряется за счёт теплопроводности и выносится потоками плазмы.

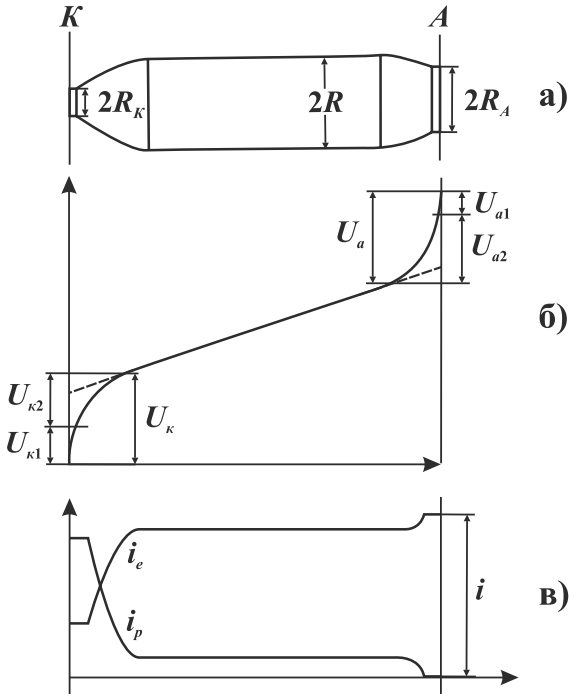


Рис. 3.70 [Л-3.41]. Схематическое изображение дуги (а), распределение потенциала (б) и электронного и ионного токов (в) вдоль канала дуги.

3.9. Напряжение и вольтамперные характеристики дуги

Во введении уже говорилось, что отличительной особенностью дугового разряда является низкое катодное падение напряжения и неравномерное распределение потенциала вдоль его оси. На Рис. 3.70 схематично показаны идеализированная дуга и распределения падения напряжения и электронного и ионного токов вдоль канала дуги [Л-3.41, с. 404]. Из рисунка видно, что дуга состоит из трёх частей: 1 – прикатодная область, 2 – канал дуги и 3 – прианодная область. Таким образом, напряжение на дуге равно:

$$U_д = U_к + U_a + U_{канал}.$$

Катодное падение напряжения $U_к$, в свою очередь, подразделяется на падение напряжения $U_{к1}$ в области положительного пространственного заряда и падение напряжения $U_{к2}$ в переходной области (*контракция*, от греч. – сжатие) от области пространственного заряда до канала дуги:

$$U_к = U_{к1} + U_{к2}.$$

Анодное падение напряжения U_a также подразделяется на падение напряжения U_{a1} в области отрицательного пространственного заряда и падение

напряжения U_{a2} в переходной области (контракция) между областью пространственного заряда и каналом дуги:

$$U_a = U_{a1} + U_{a2}.$$

В таблице 3.7 приведены значения приэлектродных падений напряжения для некоторых металлов.

Таблица 3.7. Приэлектродные падения напряжения.

Металл		Cu	Ag	Ni	Fe	W	Zn	Sn	Cs	Li	Al
Падение напряжения, В	катодное	15,5-21	12,5-17	6,5-18	15,5-17	16-23	8,1-11	10,5-12,5	6,2	15	15,5
	анодное	12,4	4-6		6-9	11,2					10-11

Падение напряжения в канале дуги зависит от напряжённости $E_{канал}$ электрического поля и длины l дуги:

$$U_{канал} = E_{канал} l.$$

В первом приближении для низковольтной дуги напряжённость поля в канале дуги можно принять равной $E_{канал} = 15$ В/см и постоянной вдоль канала. Так как это значение $E_{канал}$ относительно низкое, то напряжение на короткой дуге обычно принимают равным сумме приэлектродных падений напряжения: $U_к + U_a = 20$ В. При расчёте напряжения дуги в дугогасительной решётке, как правило, принимают это значение напряжения.

Для проектирования низковольтных выключателей необходимыми данными являются зависимости напряжения дуги от тока в диапазоне от сотен ампер до десятков-сотен килоампер, давления газа в камере, скорости движения дуги, материала контактов и деионных пластин дугогасительной решётки при длине дуги от нескольких миллиметров до 20-30 мм.

Наиболее важной характеристикой дуги является вольтамперная характеристика (ВАХ). Вольтамперную характеристику стабильно горящей дуги постоянного тока называют статической. Вольтамперную характеристику дуги переменного тока и дуги отключения называют динамической.

Экспериментальные исследования многих авторов показали, что статическая характеристика при токах в пределах единиц и десятков ампер имеет падающий вид. При токах в сотни и тысячи ампер падение напряжения на дуге, как правило, не зависит от величины тока. В случае интенсивно сжимаемой и охлаждаемой дуги ВАХ может быть возрастающей.

Многие авторы для различных условий существования дуги пытались эмпирически (с помощью экспериментальных данных, полученных в узком диа-

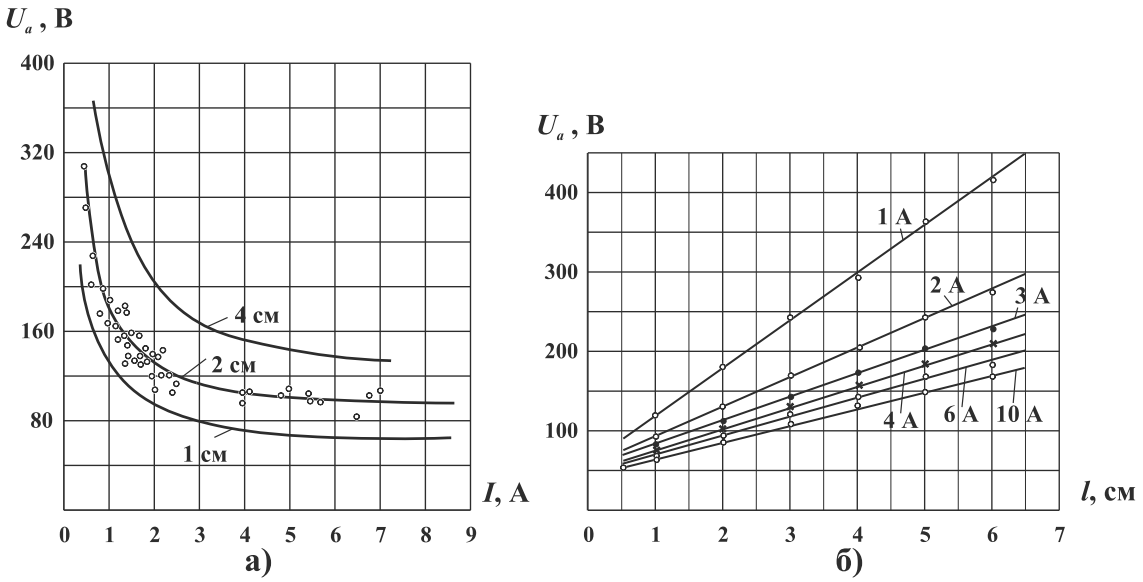


Рис. 3.71 [Л-3.42]. а) Вольтамперные характеристики дуг на медных электродах; б) напряжение на дуге на медных электродах в зависимости от её длины.

пазоне токов) и теоретически вывести зависимости напряжения дуги от её длины, скорости движения, тока, давления среды горения, материала электродов и т.п. В данной работе будут использованы экспериментальные данные разных авторов и исследований процессов гашения дуги большой мощности в выключателях [Л-3.17].

По данным [Л-3.42, с. 18] при токах до 10 А статические ВАХ при постоянной длине дуги имеют падающий вид. На Рис. 3.71,а показаны эти ВАХ. На Рис. 3.71,б приведена зависимость напряжения дуги U_∂ от её длины l при токах до 10 А. По Рис. 3.71,б видно, что напряжение на дуге на медных электродах при токах до 10 А в зависимости от длины дуги изменяется линейно.

Вызывают интерес ВАХ открытой дуги в воздухе между стальными электродами длиной $l = 5$ мм, приведённые на Рис. 3.72 [Л-3.38, с. 21]. Катод представлял собой стержень диаметром $d_1 = 10$ мм, $d_2 = 4$ мм или $d_3 = 2$ мм, а анод – пластину. При диаметре катода $d_1 = 10$ мм и токе до $I_\partial = 800$ А характеристика открытой дуги слабопадающая. При меньших диаметрах электродов характеристики становятся возрастающими. Это объясняется тем, что опорное пятно катода не помещается на торце тонкого электрода. В результате давление дуги в области катода повышается. В таком случае следует ожидать повышенной электрической эрозии электродов. При выборе размеров контактных напаек для дугогасительных контактов необходимо учитывать приведённый пример.

На Рис. 3.73 приведена ВАХ дуги в дугогасительной решётке автоматиче-

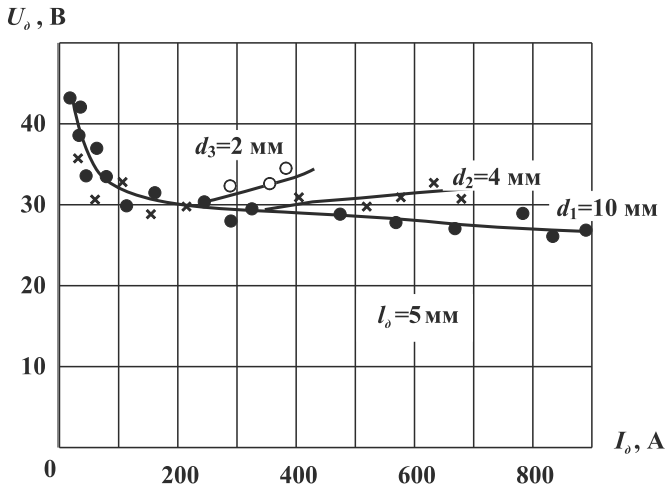


Рис. 3.72 [Л-3.38]. Вольтамперные характеристики открытой дуги в воздухе.

ского выключателя со стальными омеднёными деионными пластинами на постоянном токе до $I_\partial = 25$ кА [Л-3.43; 3.37, с. 290]. Характеристика дуги в таком случае слегка падающая. Минимальное напряжение на дуге в широком диапазоне токов составляет ~ 22 В. Это значение напряжения можно принимать при выборе числа промежутков в дугогасительной решётке при разработке конструкции низковольтных выключателей.

На переменном токе вольтамперные характеристики дуги динамические, также как и для дуги отключения. На Рис. 3.74 показана динамическая характеристика дуги синусоидального тока, участки 1 и 2 которой соответствуют нарастанию тока, а 3 и 4 – снижению. Однако когда под действием различных факторов синусоидальная форма кривых тока и напряжения дуги искажается, ВАХ может иметь другой вид.

На ВАХ дуги оказывают влияние материал и температура электродов, газ окружающей среды и его давление, а также режим охлаждения дуги. Однако степень их влияния различна.

В [Л-3.42, с. 47] по данным разных авторов приведена зависимость градиента E в канале дуги переменного тока от его амплитуды I_m. Эта зависимость приведена на Рис. 3.75. Из графика видно, что при росте тока примерно до 200 А характеристика $E(I)$ падающая, при токах до 2500 А градиент E не зависит от тока и при токах свыше 4000 А характеристика возрастающая.

ВАХ дуги зависит от газовой среды, в которой она горит. По экспериментальным данным [Л-3.44, с. 75] приближённое значение напряжённости электрического поля в канале дуги, длина которой изменялась от 3 до 8 мм, горящей между $C^- - Fe^+$ при токе от 400 до 900 А, равно:

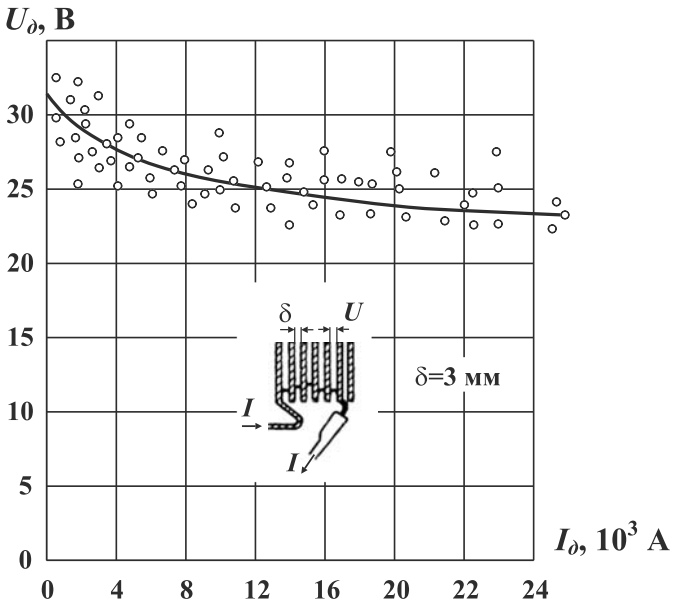


Рис. 3.73 [Л-3.43, 3.37]. Вольтамперная характеристика дуги постоянного тока в промежутке (δ=3 мм) между омеднёными стальными деионными пластинами.

- в воздухе $E = 22$ В/см,
- в водороде $E = 25$ В/см,
- в аргоне $E = 20$ В/см.

Различие напряжённостей электрического поля в канале дуги, горящей в разных газах, в [Л-3.42, с. 24; 3.41, с. 220] объяснено различием теплопроводностей газов. Действительно, коэффициент теплопроводности водорода выше, чем у воздуха и аргона. Например, при температуре 900 К согласно [Л-3.45, с. 142] коэффициент теплопроводности водорода составляет

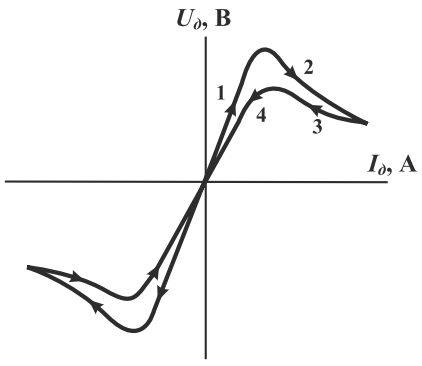


Рис. 3.74. Вольтамперная характеристика электрической дуги при переменном токе.

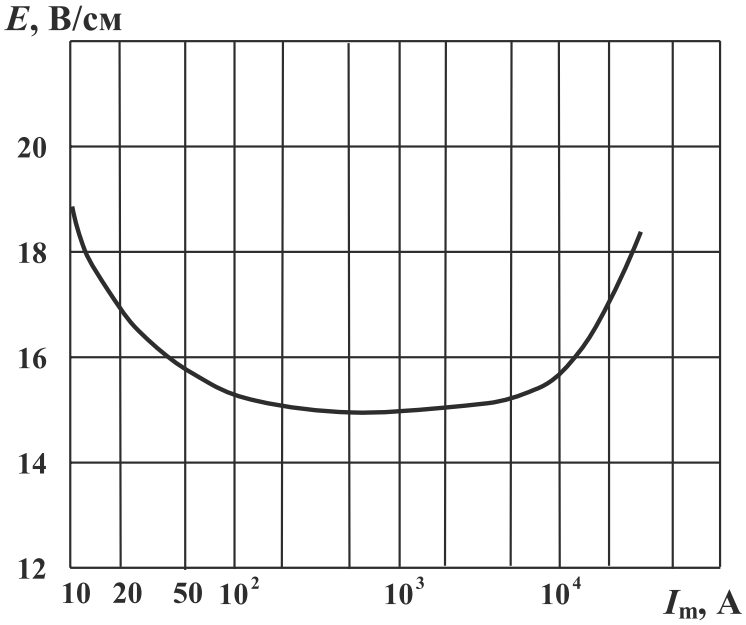


Рис. 3.75 [Л-3.42]. Напряжённость электрического поля E в канале дуги в зависимости от амплитуды переменного тока I_m.

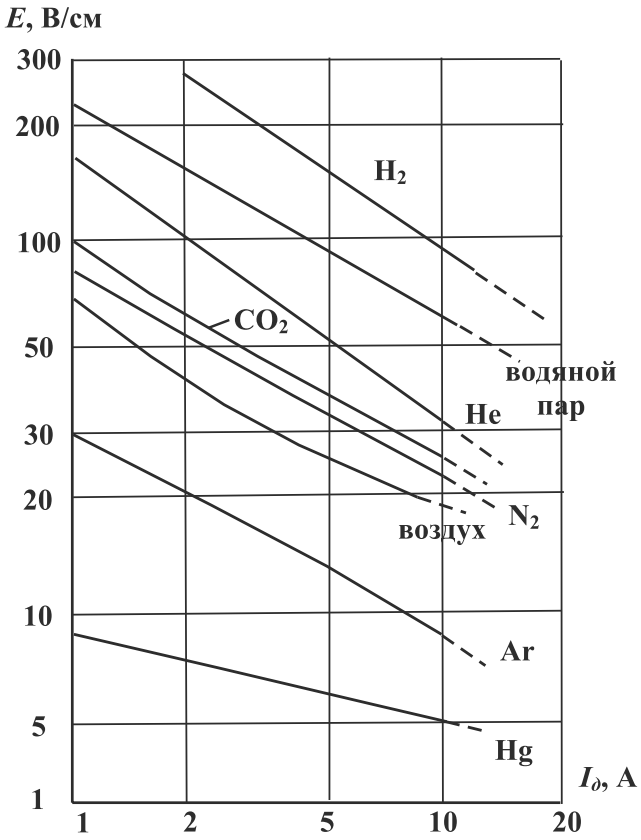


Рис. 3.76 [Л-3.40]. Напряжённость E электрического поля в канале дуги в зависимости от тока I_∂ в различных газах при давлении p=1 атм.

$\lambda = 0,427$ Вт/(м · К), кислорода $\lambda = 0,067$ Вт/(м · К), азота $\lambda = 0,06$ Вт/(м · К) и аргона $\lambda = 0,039$ Вт/(м · К).

В [Л-3.40, с. 22] по данным [Л-3.46] приведена зависимость напряжённости электрического поля в канале дуги от тока в различных газах при давлении 1 атм (Рис. 3.76). Рис. 3.76 показывает, что напряжённость E поля в канале дуги, горящей в парах ртути, значительно ниже, чем для канала дуги, горящей в водороде, воздухе и аргоне. Коэффициент теплопроводности паров ртути равен $\lambda = 0,014$ Вт/(м · К) и значительно ниже коэффициента теплопроводности водорода, воздуха и аргона. Чем выше будет давление в канале дуги, тем в большей степени теплопроводность будет влиять на напряжённость поля. Однако следует заметить, что потенциал ионизации у паров ртути ниже, чем у газов. В таблице 3.8 приведены потенциалы ионизации газов и паров металлов.

Таблица 3.8. Потенциалы ионизации газов и паров металлов.

Элемент	H	O	N	Ar	Hg	Ag	Cu	Ni	Fe
Потенциал ионизации, В	13,6	13,3	14,5	15,8	10,4	7,54	7,7	7,64	7,83

При более низком значении потенциала ионизации следует ожидать более высокого значения электропроводности плазмы в канале дуги. Следовательно, параметром, определяющим напряжённость поля в канале дуги, является электропроводность плазмы канала (см. Рис. 2.14). Напряжённость электрического поля в канале дуги, горящей в парах металлов, всегда будет ниже напряжённости поля дуги, горящей в газовой среде. В дугогасительных камерах выключателей за счёт интенсивного испарения металла контактов и других деталей конструкций камер, на которых может гореть дуга, газовая среда насыщается парами металлов, и, таким образом, условия гашения дуги усугубляются.

В последние десятилетия в мировой практике низковольтного аппаратостроения нашли широкое применение конструкции выключателей в пластмассовых корпусах закрытого типа. В процессе гашения мощной дуги внутри корпуса выключателя создаётся довольно высокое давление. Предполагается, что высокое давление способствует более успешному гашению дуги. Но это вызывает необходимость применения пластмасс для корпуса выключателя с высокими механическими, тепловыми и дугостойкими характеристиками, что, естественно, повышает стоимость выключателей. Поэтому рассмотрим влияние давления газовой среды, в которой горит дуга, на значение её напряжения и экономическую целесообразность таких конструктивных решений.

На Рис. 3.77 приведены вольтамперные характеристики дуги при разных значениях её длины и давления воздуха [Л-3.47, с. 257]. Видно, что при повышении давления почти в 8 раз при токе 100 А напряжение на дуге возросло с

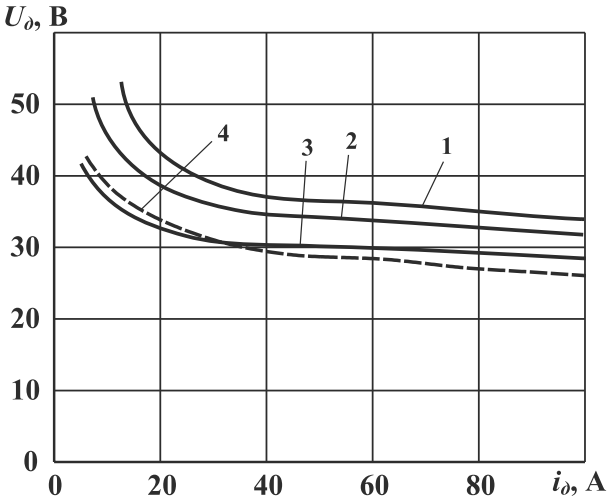


Рис. 3.77 [Л-3.47]. Вольтамперные характеристики дуги на серебряных контактах при разной длине промежутка l и давлении воздуха p: 1. l=8 мм, p=760 мм рт. ст.; 2. l=5 мм, p=760 мм рт. ст.; 3. l=2 мм, p=760 мм рт. ст.; 4. l=8 мм, p=100 мм рт. ст.

26 В только до 33 В. Более того, чем короче дуга, тем меньше напряжение на дуге, и, следовательно, надо ожидать уменьшения влияния давления окружающей среды на канал дуги. При общепринятых расстояниях между деионными пластинами в дугогасительной решётке 3-5 мм эффект от повышения давления газа в корпусе выключателя может оказаться незначительным. В параграфе 3.1, п. 3.1.2 уже отмечалось, что зависимость напряжённости электрического поля вдоль канала дуги, горящей в газах, от давления выражается степенной функцией с показателем степени 0,2-0,5. При горении дуги в парах металлов эта зависимость ещё меньше.

Вместе с ростом давления в корпусе выключателя при гашении дуги большой мощности растёт и температура дуги. Резкое повышение давления и температуры газа в корпусе выключателя может привести к одновременному воздействию газодинамического и теплового ударов, в результате которых корпус выключателя может получить механические повреждения, что и наблюдается на практике.

Из вышесказанного следует, что целесообразность применения конструкций выключателей в пластмассовых корпусах закрытого типа, в которых создаётся высокое давление в процессе гашения дуги, вызывает серьёзные сомнения и вряд ли такие конструкторские решения экономически и технически оправданы.

Во введении, п. 3 „Объект исследования“ была представлена конструкция опытного образца выключателя в пластмассовом корпусе (Рис. 24, 25) с

достаточно высокой отключающей способностью, одной из особенностей которой была более открытая, чем принимается обычно, дугогасительная камера [Л-3.48]. Такая конструкция выключателя позволила, например, изготовить на одном из образцов крышку из листового оргстекла толщиной 3 мм. Расчёты термодинамических процессов в дугогасительной камере при отключении тока 60 кА при фазном напряжении 420 В показали, что давление в камере практически не отличалось от атмосферного и температура газа не превышала $11 \cdot 10^3$ К. Ионизированный газ истекал из камеры в окружающую среду в результате естественного расширения при его нагреве. Поэтому размер ионизированного пространства над выключателем оставался в пределах требований технического задания.

С целью успешного гашения дуги необходимо, чтобы её напряжение превышало напряжение сети. Повысить напряжение на дуге можно, заставив её достаточно быстро двигаться. На Рис. 3.78 приведены вольтамперные характеристики дуги при различных скоростях её обдувания [Л-3.49].

Повышение напряжения на дуге можно получить, если перемещать её магнитным полем. Однако скорость перемещения дуги зависит не только от её силы тока и напряжённости внешнего магнитного поля, но и от расстояния между электродами. На Рис. 3.79 приведены графики зависимости скорости движения дуги по параллельным электродам от расстояния между электродами при напряжённости магнитного поля $H = 250$ Э (эрстед) и разных значениях тока дуги [Л-3.37, с. 48].

На Рис. 3.80 приведена зависимость напряжения на дуге от скорости её движения при разных значениях расстояний между электродами при неизменном токе [Л-3.37, с. 62].

Из представленных графиков следует, что оптимальными расстояниями между деионными пластинами дугогасительной решётки можно признать 8-12 мм.

В параграфе 3.3 было показано, что при расстояниях между параллельными электродами 8-12 мм наиболее вероятно, что дуга приобретёт диффузную структуру с расщеплённым ядром при токах 8 кА и выше. При этом электрическая эрозия деионных пластин при отключении токов короткого замыкания будет минимальной.

3.10. Физические процессы на катоде и в прикатодной области

При размыкании контактов, через которые протекал ток, плотность тока в зоне сужения высокая. В результате джоулева нагрева ($i^2 r$) этой области

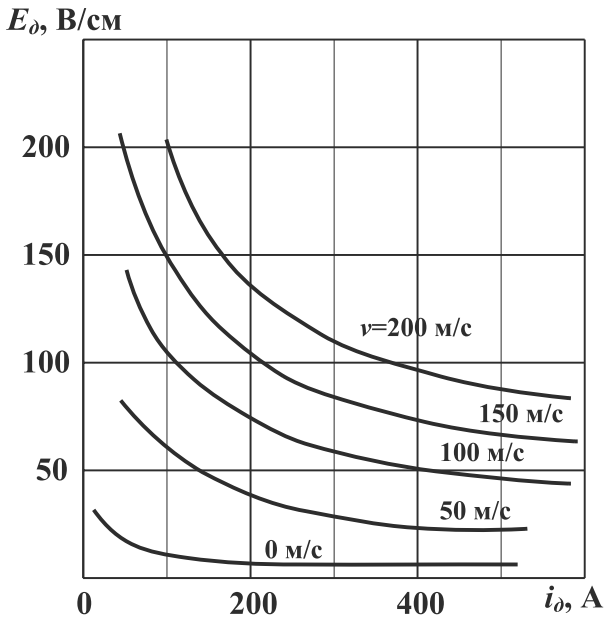


Рис. 3.78 [Л-3.49]. Вольтамперные характеристики поперечно охлаждаемой дуги.

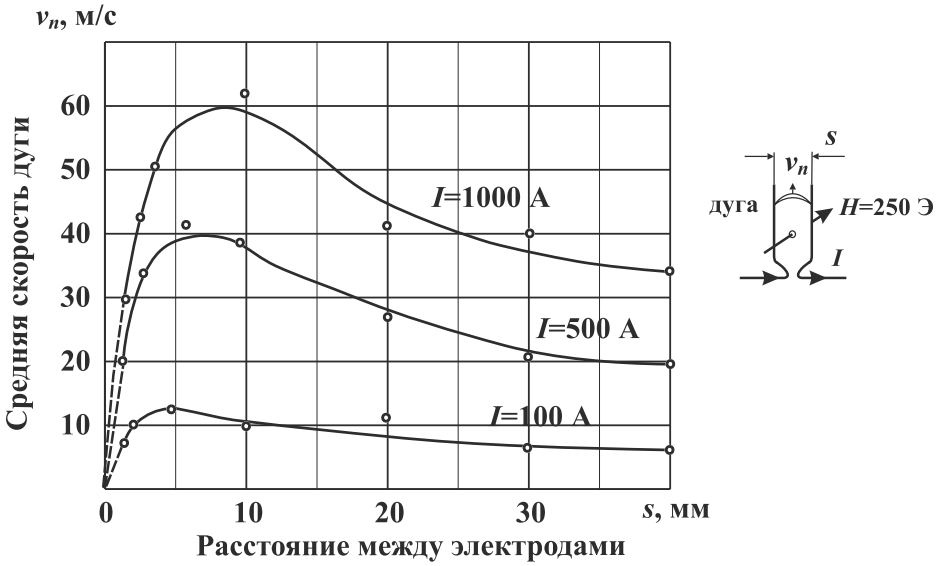


Рис. 3.79 [Л-3.37]. Скорость движения дуги в зависимости от расстояния между параллельными электродами.

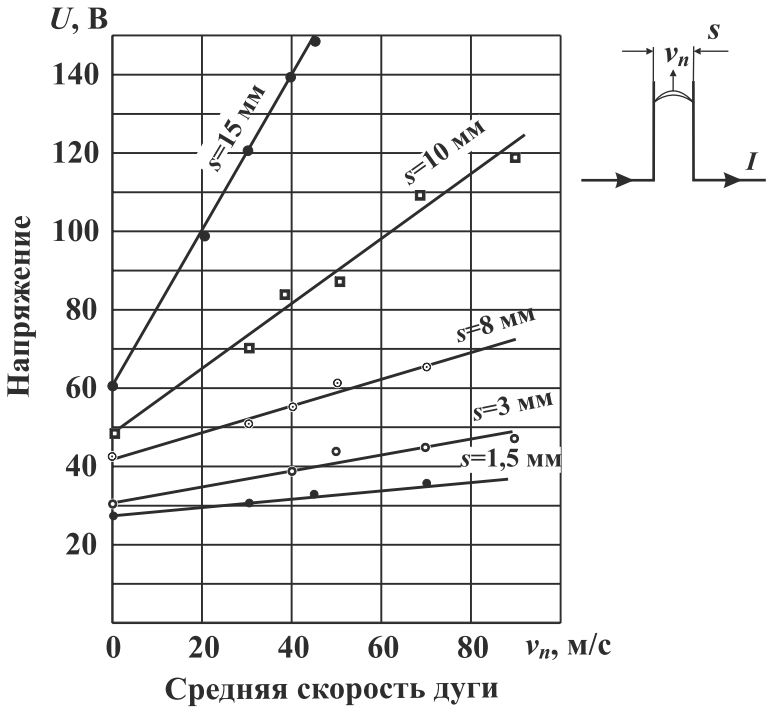


Рис. 3.80 [Л-3.37]. Напряжение на дуге в зависимости от её скорости при токе I=200 А и разных значениях расстояния между электродами.

происходит образование жидкого мостика из металла контактов. При дальнейшем расхождении контактов жидкий мостик разрушается, и на его остатках возникают катодное и анодное пятна дугового разряда, температура которых может достигать температуры кипения металлов контактов. В таком случае с поверхности катодного пятна происходит испарение металла.

Твёрдые металлы имеют кристаллическую решётку, состоящую из ионов и погружённую в электронный газ. Электроны в металле находятся в свободном состоянии. Ионы, составляющие кристаллическую решётку, создают электрическое поле положительного заряда, которое образует на границе металла потенциальный барьер, препятствующий выходу электронов из металла. Такие свойства металлов как электро- и теплопроводность обусловлены наличием в металле свободных электронов. Число свободных электронов не зависит от температуры металла. При очень низких температурах амплитуды колебаний ионов в решётке значительно сокращены, и электроны могут перемещаться практически без столкновений с ионами. При нагревании металла до достаточно высоких температур амплитуды колебаний ионов увеличиваются, а электроны начинают преодолевать потенциальный барьер и покидать металл. Таким образом происходит термоэлектронная эмиссия. Её интенсивность зависит от

температуры металла.

При приложении достаточно сильного электрического поля ширина потенциального барьера уменьшается. Часть электронов за счёт так называемого туннельного эффекта могут пройти сквозь потенциальный барьер. В этом случае происходит автоэлектронная эмиссия. Интенсивность автоэлектронной эмиссии зависит от напряжённости приложенного электрического поля и практически не зависит от температуры металла.

Ток в катодной области может переноситься как электронами эмиссии с поверхности катода, так и ионами, поступающими в эту область из прилегающей плазмы канала дуги. В результате встречного движения электронов и ионов на расстоянии свободного пробега электрона от поверхности катода образуется нескомпенсированный электронами положительный объёмный заряд ионов. На этом участке катодной области разряда происходит падение напряжения $U_{к1}$. Поперечный размер катодного пятна $2R_к$ меньше поперечного размера канала дуги $2R$ (Рис. 3.70). Между областью катодного падения напряжения и каналом дуги образуется переходная зона, в которой происходит сжатие плазмы дуги, так называемая зона контракции. В этой зоне падение напряжения $U_{к2}$ выше, чем падение напряжения на участке канала дуги с длиной, равной протяжённости зоны контракции. В сумме напряжения $U_{к1}$ и $U_{к2}$ составляют общее катодное падение напряжения $U_к$.

В пространстве между поверхностью катодного пятна и объёмным зарядом столкновений электронов и ионов не происходит. Поэтому доля ионного тока в этой области разряда может быть больше, чем в канале дуги. В области катодного падения напряжения и в прилегающей плазме канала дуги электронов и ионов образуется гораздо больше, чем в канале дуги. Ионы, которые также ускорены в зоне катодного падения напряжения, при бомбардировке поверхности катода дополнительно увеличивают число эмитированных электронов.

Таким образом, одним из основных источников образования заряженных частиц-переносчиков тока в дуговом разряде является его катодная область. В этой области разряда перенос тока, благодаря высокой температуре поверхности катодного пятна и повышенной напряжённости электрического поля в зоне катодного падения напряжения, может происходить за счёт термо- и автоэлектронной эмиссии.

Экспериментальные данные по измерению плотности тока в катодных пятнах по данным различных авторов приведены в таблице 3.9. Приведённые данные показывают, что даже для токов одного порядка измеренные плотности тока в катодных пятнах существенно отличаются друг от друга.

Катодные опорные пятна имеют весьма разнообразный вид, зависящий от

Таблица 3.9. Плотность тока в катодных пятнах по данным различных авторов.

Металл катода (электродов)	Среда	Ток, А	Плотность тока $j_к$, А/см^2	Источник
Fe Cu Cu	азот воздух вакуум	20 20 15-30	7000 3000 14000	[Л-3.52, с. 31]
Fe-Fe Cu-Cu Ni-Ni Zn-Zn	воздух	330	1800-2600 2000-2600 1800-2500 4000-7000	[Л-3.38, с. 30]
W Cu Fe			3700 3000 7200	[Л-3.42, с. 64]
Ag-Ag Ag-Ag	воздух	24500 4600	5000 2000	[Л-3.6]

металла катода, величины тока, скорости движения пятен по поверхности катода и газовой среды [Л-3.15, с. 129]. Форма и структура опорных пятен на катоде и аноде дуги отключения большой мощности в низковольтных выключателях подробно рассмотрены в параграфе 3.4.

Рассмотрим вопрос о возможном вкладе в перенос тока с катода термо- и автоэлектронной эмиссии.

3.10.1. Термоэлектронная эмиссия

Плотность тока термоэлектронной эмиссии $j_{mэ}$ определяется формулой Ричардсона-Дэшмана [Л-3.42, с. 63]:

$$j_{mэ} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) = \frac{4\pi m_e e k^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right),$$

где A – размерная эмиссионная постоянная, T – температура поверхности катода, e – работа выхода электрона, k – постоянная Больцмана.

В системе измерения СГС [Л-3.8, с. 281, 283] масса электрона $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-28}$ г, заряд электрона $e = 4,8032 \cdot 10^{-10}$ ед. СГС, постоянная Больцмана $k = 1,3807 \cdot 10^{-16}$ эрг/К, постоянная Планка $h = 6,6262 \cdot 10^{-27}$ эрг·с. Отсюда эмиссионная постоянная A имеет значение:

$$A = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 9,1095 \cdot 10^{-28} \text{ г} \cdot 4,8032 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГС} \cdot (1,3807 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К})^2}{(6,6262 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с})^3} \times$$

$$\times 3,34 \cdot 10^{-10} \text{ Кл/ед. СГС} = 120,4 \text{ А/(см}^2 \cdot \text{К}^2),$$

где $3,34 \cdot 10^{-10}$ Кл/ед. СГС $= 1/(3 \cdot 10^9$ ед. СГС/Кл) – переводной коэффициент между единицами зарядов в системах СИ и СГС [Л-3.8, с. 306].

Работу выхода электрона $e\varphi$ обычно задают в эВ (электронвольтах). Это равносильно заданию потенциала φ в вольтах. Преобразуем отношение $e\varphi/kT$ следующим образом:

$$\frac{e\varphi}{kT} = \frac{4,8032 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГС} \cdot \dfrac{\varphi \text{ В}}{300 \text{ В/ед. СГС}}}{1,3807 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К} \cdot T \text{ К}} = \frac{1,16 \cdot 10^4 \varphi}{T},$$

где φ измеряется в В, T – в К, 300 В/ед. СГС $= 1/(3,34 \cdot 10^{-3}$ ед. СГС/В) – коэффициент между единицами потенциала в системах СИ и СГС [Л-3.8, с. 308].

Таким образом, плотность термоэлектронного тока на катоде из любого металла определяется по формуле:

$$j_{тэ} = 120,4 \cdot T^2 \exp\left(-\frac{1,16 \cdot 10^4 \varphi}{T}\right),$$

где $j_{тэ}$ выражается в А/см^2, T – в К, φ – в В (или эВ).

Численные значения работы выхода φ в эВ [Л-3.50, с. 444] и плотности тока термоэлектронной эмиссии для ряда металлов при температуре кипения приведены в таблице 3.10.

Таблица 3.10. Работа выхода электронов φ и плотность тока $j_{тэ}$ термоэлектронной эмиссии для некоторых материалов при температуре кипения $T_{кип}$.

Металл	Ag	Cu	Ni	Fe	W	Cs
φ, эВ	4,3	4,4	4,5	4,31	4,54	1,81
$T_{кип}$, К	2485	2840	3003	3023	6203	978
$j_{тэ}$, А/см^2	1,5	15,5	30,4	72,6	$1 \cdot 10^6$	0,05

Сравнение экспериментальных данных (таблица 3.9) с расчётными (таблица 3.10) приводит к выводу, что расчётная плотность термоэлектронного тока может быть равной экспериментальной только на катодах из тугоплавких металлов, таких как вольфрам. Однако в случае дугового разряда у поверхности катода присутствует электрическое поле, которое снижает работу выхода электрона $e\varphi$ на величину $\Delta\Phi$ (эффект Шоттки) [Л-3.51, с. 422; 3.50, с. 444]:

$$\Delta\Phi = \sqrt{e^3 E}.$$

Дробь в показателе экспоненты плотности термоэлектронного тока представим так:

$$\frac{e\varphi - \sqrt{e^3 E}}{kT} = \frac{4,8032 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГС} \cdot \dfrac{\varphi \text{ В}}{300 \text{ В/ед. СГС}} - \ldots}{1,3807 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К} \cdot T \text{ К}} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{\ldots - \sqrt{(4,8032 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГС})^3 \cdot \dfrac{E \text{ В/см}}{300 \text{ (В/см)/ед. СГС}}}}{} = \frac{1,16 \cdot 10^4 \varphi - 4,39\sqrt{E}}{T},$$

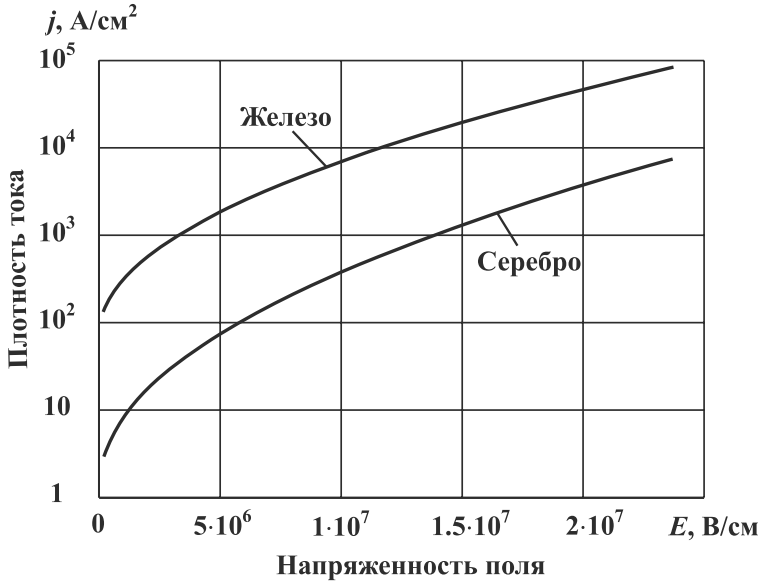


Рис. 3.81. Плотность термоэлектронного тока в зависимости от напряжённости электрического поля.

где φ измеряется в В, E – в В/см, T – в К, а единицы напряжённости поля в системах СИ и СГС связаны между собой коэффициентом 300 (В/см)/ед. СГС=$1/(3,34 \cdot 10^{-3}$ ед. СГС/(В/см)) [Л-3.8, с. 306].

Окончательно, плотность тока термоэлектронной эмиссии при наличии электрического поля будет определяться по формуле [Л-3.38, с. 108]:

$$j_{mэ} = 120,4 \cdot T^2 \exp\left(-\frac{1,16 \cdot 10^4 \varphi - 4,39\sqrt{E}}{T}\right),$$

где $j_{mэ}$ выражается в А/см^2, T – в К, φ – в В (или эВ), E – в В/см.

По приведённой формуле для катодов из Ag и Fe при их температуре кипения были рассчитаны плотности термоэлектронного тока в зависимости от напряжённости приложенного электрического поля. Результаты расчётов приведены в таблице 3.11 и представлены в виде кривых на Рис. 3.81.

Данные таблицы 3.11 показывают, что наблюдаемая на катоде из Fe плотность тока $j_{mэ} = 2000$ А/см^2 может быть достигнута при напряжённости поля $E_к = 5,23 \cdot 10^6$ В/см, а на катоде из Ag даже при $E_к = 1,68 \cdot 10^7$ В/см.

Оценим вероятное значение напряжённости электрического поля у поверхности катода $E_к$, которое для слабоионизированных паров металла при их температуре кипения можно определить по формуле:

$$E_к = \frac{U_к}{\lambda_{ea}},$$

где λ_{ea} – средняя длина свободного пробега электрона в среде атомов.

Таблица 3.11. Плотность термоэлектронного тока в зависимости от напряжённости электрического поля.

$E_к$, В/см	$j_{mэ}$, А/см^2	
	Ag	Fe
$1{,}64\cdot10^5$	2,9	130
$2{,}0\cdot10^5$	3,1	138
$5{,}0\cdot10^5$	5,0	202
$1{,}7\cdot10^6$	14	480
$3{,}7\cdot10^6$	43	1180
$5{,}23\cdot10^6$	81	2000
$7{,}2\cdot10^6$	163	3560
$8{,}7\cdot10^6$	260	5240
$1{,}07\cdot10^7$	460	8360
$1{,}42\cdot10^7$	1110	17200
$1{,}68\cdot10^7$	2000	27900
$1{,}92\cdot10^7$	3280	42000
$2{,}14\cdot10^7$	5000	59300
$2{,}32\cdot10^7$	7100	78800

Используя значения $U_к$ из таблицы 3.7 и λ_{ea} из таблицы 2.7, определим $E_к$ для катодов из Ag и Fe:

- для Ag $\qquad E_к = \dfrac{(12,5 \div 17)\ \text{В}}{0,28\cdot10^{-4}\ \text{см}} = (4,46 \div 6,07)\cdot10^5\ \text{В/см},$
- для Fe $\qquad E_к = \dfrac{(15,5 \div 17)\ \text{В}}{0,81\cdot10^{-4}\ \text{см}} = (1,91 \div 2,10)\cdot10^5\ \text{В/см}.$

Эти значения $E_к$ приводят к плотности термоэлектронного тока на катоде из Ag $j_{mэ} = 5$ А/см^2, а на катоде из Fe к $j_{mэ} = 138$ А/см^2.

Полученные результаты показывают, что термоэлектронный ток даже при наличии электрического поля в области катодного падения напряжения не может обеспечить перенос тока в дуге отключения низкого напряжения. Некоторые авторы считают, что $E_к$ следует определять по формуле [Л-3.42, с. 69]:

$$E_к = \frac{4U_к}{3\lambda_{ea}}$$

или по формуле Маккоуна [Л-3.41, с. 408]:

$$E_к^2 = \frac{16\pi}{\sqrt{2e}}\left(j_u\sqrt{m_u} - j_e\sqrt{m_e}\right)\sqrt{U_к},$$

то есть с учётом ионного тока. Если принять, что энергию для обеспечения термоэлектронного тока приносят на катод только положительные ионы, то отношение j_u/j_e должно быть равным 0,2-0,5.

К сожалению, экспериментальные данные о долях электронного и ионного токов в дуговых разрядах высокого давления до сих пор отсутствуют.

3.10.2. Автоэлектронная эмиссия

Плотность тока автоэлектронной эмиссии $j_{аэ}$ определяется по формуле Фаулера-Нордгейма [Л-3.50, с. 460]:

$$j_{аэ} = c_1 E_к^2 \exp\left(-\frac{c_2}{E_к}\vartheta(y)\right) = \frac{e^2}{8\pi h\varphi} E_к^2 \exp\left(-\frac{8\pi}{3h}\sqrt{2m_e e\varphi^3}\frac{\vartheta(y)}{E_к}\right),$$

где c_1, c_2 – размерные постоянные, $E_к$ – напряжённость поля у поверхности катода, $e\varphi$ – работа выхода электрона, $\vartheta(y)$ – меняющаяся от 0 до 1 табулированная функция Нордгейма, аргументом которой является относительное снижение работы выхода внешним электрическим полем по Шоттки:

$$y = \frac{\Delta(e\varphi)}{e\varphi} = \frac{\sqrt{eE_к}}{\varphi}.$$

Преобразуем выражения из формулы для $j_{аэ}$ к виду, удобному для вычислений:

$$\frac{e^2 E_к^2}{8\pi h\varphi} =$$

$$= \frac{\left(4,8032\cdot 10^{-10}\text{ ед. СГС}\cdot\dfrac{E_к\text{ В/см}}{300\text{ (В/см)/ед. СГС}}\right)^2}{8\cdot 3,14\cdot 6,6262\cdot 10^{-27}\text{ эрг}\cdot\text{с}\cdot\dfrac{\varphi\text{ В}}{300\text{ В/ед. СГС}}}\cdot 3,34\cdot 10^{-10}\text{ А/ед. СГС} =$$

$$= 1,54\cdot 10^{-6}\frac{E_к^2}{\varphi}\text{ А/см}^2,$$

$$\frac{8\pi\sqrt{2m_e e\varphi^3}}{3hE_к} =$$

$$= \frac{8\cdot 3,14\cdot\sqrt{2\cdot 9,1095\cdot 10^{-28}\text{ г}\cdot 4,8032\cdot 10^{-10}\text{ ед. СГС}\cdot\left(\dfrac{\varphi\text{ В}}{300\text{ В/ед. СГС}}\right)^3}}{3\cdot 6,6262\cdot 10^{-27}\text{ эрг}\cdot\text{с}\cdot\dfrac{E_к\text{ В/см}}{300\text{ (В/см)/ед. СГС}}} =$$

$$= \frac{6,83\cdot 10^7\varphi^{3/2}}{E_к},$$

$$\frac{\sqrt{eE_к}}{\varphi} = \frac{\sqrt{4,8032\cdot 10^{-10}\text{ ед. СГС}\cdot\dfrac{E_к\text{ В/см}}{300\text{ (В/см)/ед. СГС}}}}{\dfrac{\varphi\text{ В}}{300\text{ В/ед. СГС}}} = \frac{3,80\cdot 10^{-4}E_к^{1/2}}{\varphi},$$

где φ измеряется в В (эВ), $E_к$ – в В/см, а единицы напряжённости поля, потенциала и силы тока в системах СИ и СГС связаны между собой соответствующими переводными коэффициентами.

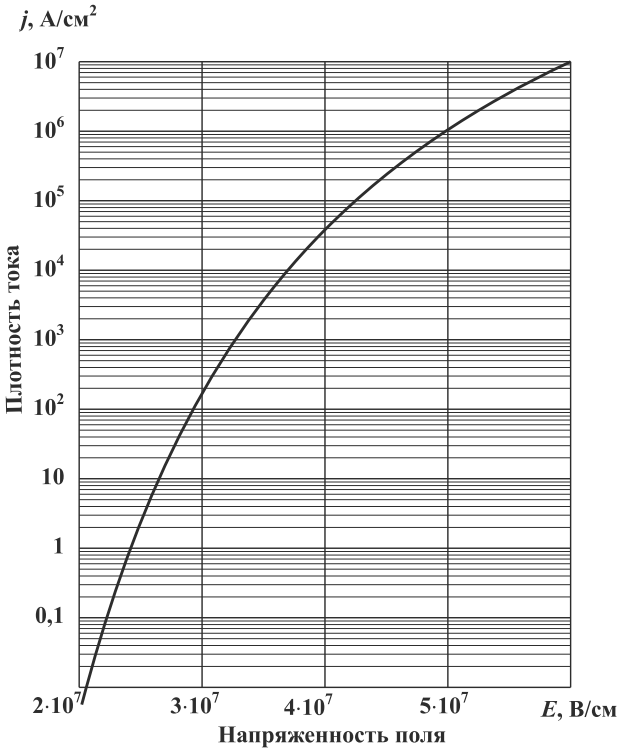


Рис. 3.82. Плотность тока автоэлектронной эмиссии с катода из Ag и Fe (работа выхода электронов φ=4,3 эВ) в зависимости от напряжённости электрического поля.

Окончательно, плотность тока автоэлектронной эмиссии будет определяться по формуле:

$$j_{аэ} = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{E_к^2}{\varphi} \exp\left[-\frac{6,83 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{E_к} \vartheta\left(\frac{3,80 \cdot 10^{-4} E_к^{1/2}}{\varphi} \right) \right],$$

где $j_{аэ}$ выражается в А/см^2, $E_к$ – в В/см, φ – в В (или эВ).

Однако плотность автоэлектронного тока на катоде из Ag и Fe, рассчитанная по приведённой формуле (см. Рис. 3.82), может быть сравнима с экспериментальной только при напряжённости поля, превышающей $E_к = 3,5 \cdot 10^7$ В/см. Как было показано ранее, в области катодного падения напряжения в дуге отключения низкого напряжения такое значение $E_к$ не может быть достигнуто. Тем не менее, экспериментальные данные показывают, что фактически автоэлектронная эмиссия начинается при напряжённости поля на один-два порядка меньшей, чем теоретически рассчитанная.

Это расхождение в ряде работ, в том числе и в [Л-3.42, с. 67], объясняется тем, что поверхность катода не идеально гладкая, а имеет различные дефекты (см. Рис. 3.26-3.28). Учёт неоднородности электрического поля у поверхности

катода приводит к повышению напряжённости поля в несколько раз:

$$E' = \beta E,$$

где β – коэффициент, учитывающий неоднородность поля. Например, в [Л-3.41, с. 409] приводится значение $\beta = 5$.

Более того, поверхность катода может быть загрязнена и покрыта окисными пленками, которые значительно снижают работу выхода электрона. Очевидно одновременное действие термо- и автоэлектронной эмиссии не может обеспечить плотности тока на идеально ровном и чистом катоде из легкоплавких металлов в низковольтной дуге отключения при отключении относительно больших токов.

Экспериментальные данные, полученные на переменном токе с помощью скоростной киносъёмки и осциллографирования тока и напряжения дуги, показали, что в первый момент образования дуги при размыкании контактов, состоящих из 68% Ag, 3% C (остальное Ni) и 50% Ag, 50% W, плотность тока на катоде может достигать $j_к = 10^5$ А/см^2. Дуга на контактах в течение 5-7 мс остаётся неподвижной. В течение первых 2,5 мс, несмотря на рост тока, плотность тока резко падает. При дальнейшем уменьшении тока снижение плотности тока существенно замедляется. После резкого снижения плотности тока (оно продолжается 2,5-3,5 мс) в течение 1,5-2,5 мс плотность тока приобретает более или менее стабильное значение. Так, например, при максимальном мгновенном значении тока $i_m = 8,5$ кА и снижении его до 7,4 кА средняя плотность тока становится равной $j_{ср} = 2,61 \cdot 10^3$ А/см^2, а при $i_m = 24,5$ кА и снижении его до 21,9 кА плотность тока оказывается равной $j_{ср} = 4,47 \cdot 10^3$ А/см^2.

Таблица 3.12. Средняя плотность тока на катоде при размыкании серебросодержащих контактов.

Время горения дуги, мс	Мгновенное значение тока, кА	Кажущаяся площадь катодного пятна, см^2	Средняя плотность тока, А/см^2
0,334	13	0,18	7,19·10^4
0,668	15	0,5	2,94·10^4
1,38	18,2	1,63	1,12·10^4
2,0	21,5	2,95	7,3·10^3
4,0	24,5	4,75	5,16·10^3
5,34	21,9	4,9	4,47·10^3
6,18	14,6	3,53	4,14·10^3
7,35	9,0	2,27	3,96·10^3

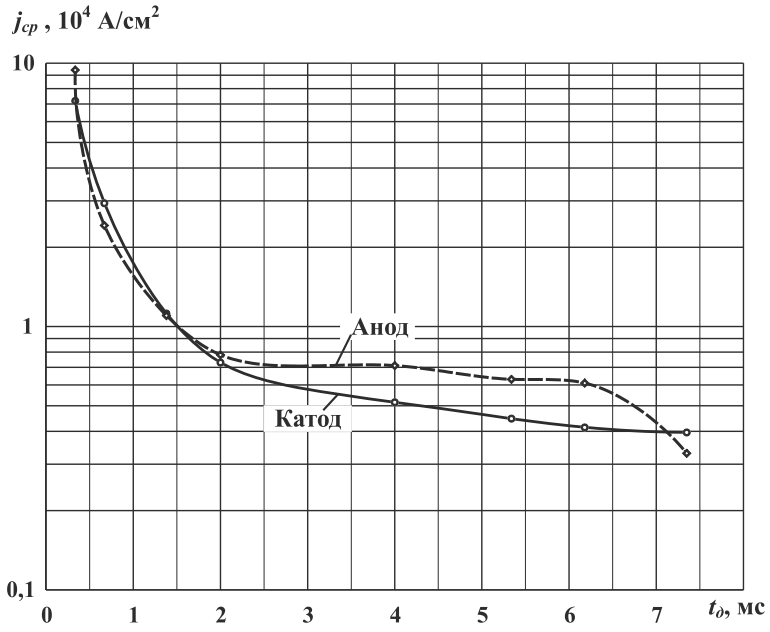


Рис. 3.83. Изменение во времени средней плотности тока дуги на катоде и аноде по мере расхождения серебросодержащих контактов.

На Рис. 3.83 показаны графики изменения средней плотности тока на катоде во времени при размыкании серебросодержащих контактов при максимальном мгновенном значении тока дуги $i_{д,max} = 24,5$ кА.

Таким образом, по мере расхождения контактов плотность тока снижается от её максимального значения до относительно установившегося значения, причём снижается более чем на порядок.

Исследование структуры поверхности разрывных контактов, состоящих из КМК-А10м (состав 70%Ag, 30%Ni), КМК-А32мд (68%Ag, 3%C, 29%Ni), КМК-А30мд (70%Ag, 30%Ni) и КМК-А30 (70%Ag, 30%Ni), автоматических выключателей низкого напряжения после отключения токов короткого замыкания, проведённое по техническому заданию ОАО „Контактор“ в Ульяновском государственном университете [Л-3.7] показало её сложную топологию. На Рис. 3.84 для примера приведены несколько фотографий поверхности контактов.

Детальный анализ структуры поверхности контактов показал, что она имеет хаотичный вид, а в ряде случаев „ручьистый“. Шаг „ручьёв“ составляет 0,2-0,3 мм, а глубина 10-80 мкм. Многочисленные макро- и микровыступы имеют заострённые вершины. Многочисленные углубления различного вида имеют размеры от 0,3 до 100 мкм в поперечнике. На периферии контактов имеются крупные капли с диаметром 0,2-0,3 мм, в центральной части – мелкие капли с широким диапазоном размеров от 0,1 до 100 мкм.

На острых выступах и каплях электрическое поле может локально концен-

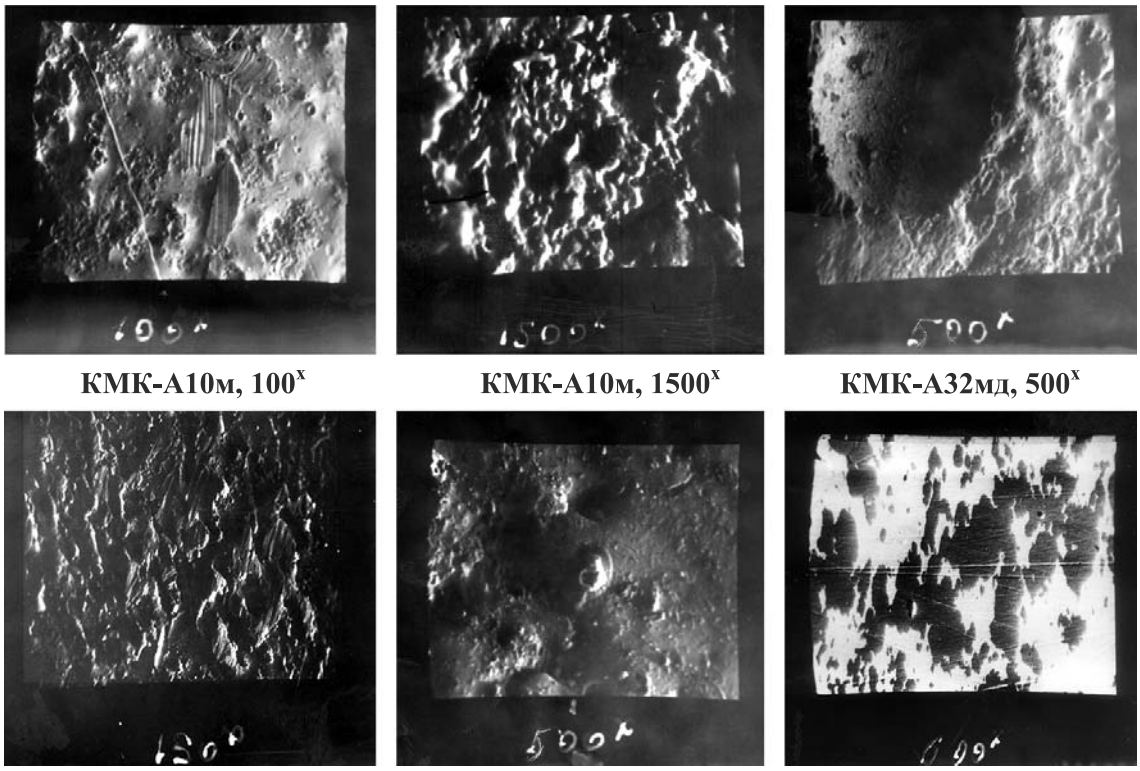


Рис. 3.84. Вид поверхности серебросодержащих контактов после отключения токов короткого замыкания.

трироваться, и его напряжённость может быть на один-два порядка выше, чем средняя напряжённость поля между контактами. Однако на начальном этапе формирования дугового разряда при размыкании серебросодержащих контактов плотность тока достигает $1 \cdot 10^5$ А/см. Она может быть достигнута, например, за счёт термоэлектронной эмиссии в присутствии электрического поля с напряжённостью $E_к \sim 2,5 \cdot 10^7$ В/см. Если же она достигается за счёт автоэлектронной эмиссии, то требуется напряжённость поля $E_к \sim 3,7 \cdot 10^7$ В/см. Для плазмы у поверхности катода, состоящей из паров серебра, при температуре кипения 2485 К средняя длина свободного пробега электрона составляет $\lambda_{ea} = 0,28 \cdot 10^{-4}$ см. Как показывают расчёты, на таком расстоянии от поверхности капли диаметром 30 мкм локальная напряжённость поля оказывается равной $E \leqslant 10^7$ В/см. Отсюда можно в первом приближении сделать вывод, что совместное действие термо- и автоэлектронной эмиссии с поверхности микрочастиц, находящихся на катоде, не обеспечивает даже средней плотности тока, определённой экспериментально. Напряжённость поля оказывается недостаточной для обеспечения такой плотности тока. Фактическая плотность тока на катоде, как говорилось ранее, может быть значительно выше средней.

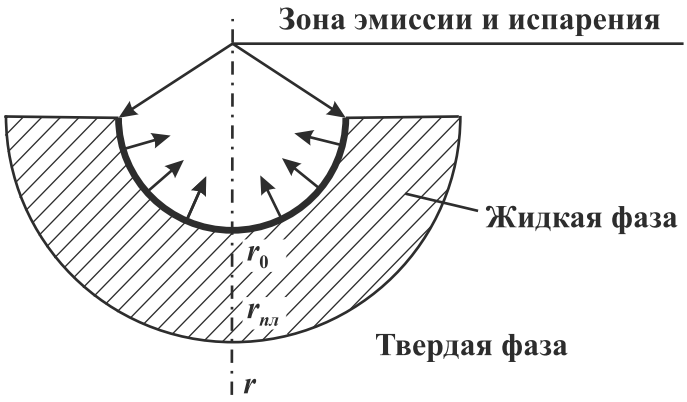


Рис. 3.85 [Л-3.4]. Геометрия эмиссионного центра на поверхности плоского катода.

В [Л-3.4] принято, что в вакуумных разрядах протекают два фундаментальных процесса:

- микровзрывы на поверхности катода и циклически происходящая взрывная эмиссия электронов;
- взаимодействие плазмы, образующейся в результате ионизации паров металла, и жидкометаллических струй, выброшенных микровзрывами с поверхности катода.

Это взаимодействие приводит к возникновению новых микровзрывов и, как следствие, к самоподдержанию горения разряда. Кроме того, в результате разогрева анода бомбардировкой электронами возникают потоки плазмы, которые переносят ионизированные пары металлов на поверхность катода. Тем самым потоки плазмы с анода переносят дополнительную часть энергии на поверхность катода.

В результате микровзрывов на катоде происходит испускание электронов, плазмы и жидкого металла в виде струй и капелек. Таким образом, катодное пятно оказывается дискретным в пространстве и во времени.

Взрывная эмиссия электронов происходит испусканием порций электронов, которые автор [Л-3.4] назвал *эктонами*. Взрывной механизм выброса жидкого металла приводит к образованию на поверхности ячейки в виде кратера. На Рис. 3.85 схематично показана геометрия эмиссионного центра на поверхности плоского катода [Л-3.4, с. 115]. На Рис. 3.86 приведены фотографии микрократеров на поверхности медного катода, заимствованные из [Л-3.4, стр. 178]. Обратим внимание на то, что края микрократеров обрамляются неровными слоями расплава, из которого были выброшены струйки и капли жидкого металла. Внутренняя поверхность микрократеров неровная.

Описанные выше физические процессы взрывной эмиссии электронов на

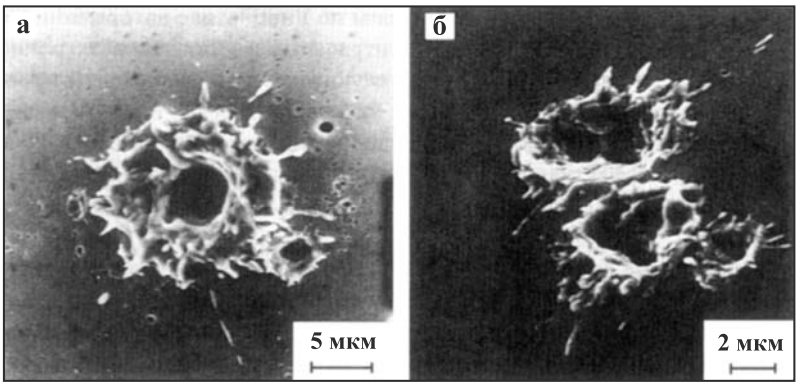


Рис. 3.86 [Л-3.4]. Микрократеры на поверхности медного катода.

поверхности катода относят к термоэлектронной эмиссии. Таким образом, совокупность сложных физических процессов на поверхности катода и анода и термической ионизации паров металла в прикатодной области обеспечивает самоподдержание электрического разряда.

Согласно [Л-3.4, с. 410] катодное падение потенциала является падением напряжения в прикатодной зоне в результате протекания тока в неидеальной плазме, образующейся во время электрического взрыва струи жидкого металла. Средняя высота струи жидкого металла составляет $\sim 1,5$ мкм. Концентрация плазмы в прикатодной области крайне неравномерна и для паров меди в зоне ячейки составляет $\sim 10^{22}$ см$^{-3}$, а на расстоянии ~ 10 мкм от катода спадает до $\sim 10^{20}$ см$^{-3}$. Для обеспечения катодного падения потенциала удельная электропроводность неидеальной плазмы должна составлять $\sigma = 10^3 \div 10^4$ (Ом $\cdot$ см)$^{-1}$ при средней концентрации плазмы $n \geqslant 10^{21}$ см$^{-3}$.

3.11. Физические процессы на аноде и в прианодной области

Физические процессы на аноде существенно отличаются от процессов на катоде. Как уже отмечалось, образование большей части носителей зарядов в дуговом разряде происходит на катоде и в прикатодной области и проводимость тока на катоде обеспечивают как электроны, так частично и ионы. Проводимость тока на аноде осуществляют только электроны, 99% которых поступают из канала дуги [Л-3.1, с. 351].

Электроны в зоне анода образуют отрицательный пространственный заряд, нескомпенсированный положительными ионами. В результате в этой области дуговых разрядов образуется анодное падение напряжения, значение которого для таких металлов как Cu, Ag, Ni, Fe и W составляет 3-12 В. При больших

токах и высоких давлениях анодное падение напряжения снижается.

В результате бомбардировки электронами поверхности анода последняя разогревается до высоких температур. При относительно больших токах температура анода может достигать температуры кипения металла анода и даже выше. В таблице 3.13 [Л-3.30] приведены значения плотности тока и температуры на аноде по данным разных авторов.

Таблица 3.13. Плотность тока и температура в анодных пятнах.

Материал	Ток, А	Плотность тока, А/см^2	Температура, К	Источник
Ag		$5{,}81\cdot10^4$	2880	Гермох; Кобайн, Бургер
Cu	1000	$7{,}32\cdot10^4$ $1{,}8\cdot10^3$	2920	Гермох; Кулагин, Николаев; Кобайн, Бургер
Ni		$7{,}32\cdot10^4$ $(1\text{-}1{,}6)\cdot10^3$		Гермох; Кобайн, Бургер
Fe	965	$1{,}45\cdot10^4$ $5\cdot10^4$	3750	Кулагин, Николаев; Гермох; Кобайн, Бургер
W	300000	$5{,}99\cdot10^4$ $(1{,}65\text{-}5{,}0)\cdot10^4$	7470	Гермох; Озава; Кобайн, Бургер
W-Cu	4300	$3\cdot10^4$		Кобайн, Бургер

Кулагин и Николаев показали, что плотность тока существенно зависит от времени горения дуги и снижается по мере горения. Этим можно объяснить более высокие значения плотности тока Гермоха, в экспериментах которого продолжительность протекания тока составляла 100 мкс.

Изменение средней плотности тока на аноде при размыкании серебросодержащих контактов по данным исследования гашения дуги большой мощности в автоматических выключателях [Л-3.6] показано на Рис. 3.83. Численные значения средней плотности тока приведены в таблице 3.14. По мере расхождения контактов и увеличения времени горения дуги от начала процесса формирования разряда средняя плотность тока резко снижается и по истечении 4 мс достигает некоторого квазистационарного значения $j \sim 6{,}3 \cdot 10^3$ А/см^2.

Электрическое поле эмитировать ионы с поверхности анода не в состоянии. Ионы могут образовываться в прианодной области в результате термической и ударной (электрическим полем) ионизации атомов, поступающих с поверхности анодного пятна в виде потоков пара. Как отмечалось ранее, в мощной низковольтной дуге ударная ионизация практически отсутствует. По данным Кобайна и Бургера при плотностях тока в анодном пятне $10^4 - 10^5$ А/см^2

Таблица 3.14. Средняя плотность тока на аноде при размыкании серебросодержащих контактов.

№№ кадров	Время горения дуги, мс	Значение тока, кА	Кажущаяся площадь анодного пятна, $см^2$	Средняя плотность тока, $А/см^2$
2	0,334	13	0,14	$9{,}42 \cdot 10^4$
4	0,668	15	0,62	$2{,}42 \cdot 10^4$
8	1,38	18,2	1,65	$1{,}1 \cdot 10^4$
12	2,0	21,5	2,74	$7{,}8 \cdot 10^3$
24	4,0	24,5	3,46	$7{,}1 \cdot 10^3$
32	5,34	21,9	3,46	$6{,}3 \cdot 10^3$
40	6,68	14,6	2,38	$6{,}1 \cdot 10^3$
44	7,35	9,0	2,75	$3{,}3 \cdot 10^3$

давление пара может превышать атмосферное. В таких случаях с поверхности анода могут истекать мощные потоки плазмы. Гермох пришел к выводу, что анодное пятно может обеспечивать определённое количество пара, достаточное для поддержания горения дуги. Это в свою очередь приводит к охлаждению плазмы в канале дуги относительно холодными пара́ми металла анода. Таким образом, температура плазмы в каналах коротких контрагированных дуг не может быть относительно высокой. В параграфе 3.8 приведён расчёт эффективной температуры плазмы в канале дуги, находящейся на контактах, при токе 24,5 кА. Результат расчёта (11000 К) подтверждает сказанное.

Структура анодных пятен на стальных деионных пластинах, без покрытия, оксидированных и покрытых гальваническим путем Cu и Zn достаточно подробно описана в параграфах 3.4, 3.5. Там же приведены значения средней плотности тока в опорных пятнах дискретных струек плазмы на аноде.

К этому следует добавить, что в массе контактов имеются макрочастицы различных посторонних веществ, температура кипения которых может быть ниже температуры кипения основных металлов, составляющих контакт. Более того, в теле контактов имеются газовые включения. Например, на Рис. 3.87 приведена оже-спектрограмма поверхности серебросодержащего контакта, которая показала присутствие 15% кислорода. Этот кислород может присутствовать в связанном виде в окислах и свободном состоянии в порах контакта. При достижении анодом температуры кипения его металла газовые включения и макрочастицы посторонних веществ способны извергать дополнительное порции паров, которые, попадая в канал дуги и околокатодную область, при достаточно высокой температуре ионизируются.

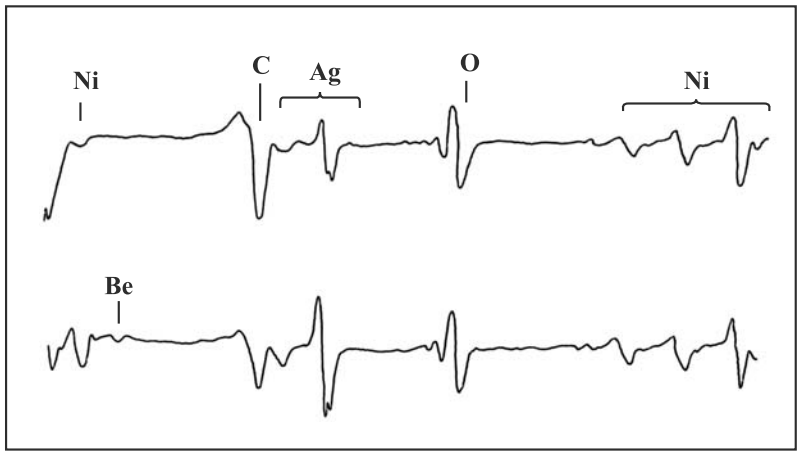


Рис. 3.87. Оже-спектры, снятые с поверхности серебросодержащего контакта: а) до облучения Ar^+; б) после ионного травления в течение 10 минут.

Таким образом, в реальных условиях самоподдержание горения дуги обеспечивается не только термо- и автоэлектронной эмиссией с поверхности катода, но и заряженными частицами, дополнительно поступающими с анода.

3.12. Физические процессы в канале дуги

Каналом дуги принято считать область дугового разряда, находящуюся между приэлектродными зонами. При этом границы канала дуги должны отстоять от поверхности электродов на таком расстоянии, на котором процессы в электродах не влияют на термические процессы в канале дуги [Л-3.1, с. 221].

В канале дуги протекают сложные физические процессы, обусловленные протеканием тока. В предыдущих разделах были рассмотрены различные физические процессы в газах и парáх металлов, протекающие под воздействием их нагрева, электрического и магнитных полей: ионизация, деионизация, движение заряженных и нейтральных частиц, диффузия и некоторые другие. В канале дуги протекают все эти процессы. Также была рассмотрена структура дугового канала. Физические параметры плазмы в канале дуги, в том числе её электропроводность, определяются подводимой к дуге из сети энергией и её рассеиванием и, как следствие, температурой и давлением. Рассеивание энергии из канала дуги происходит за счёт теплопроводности к электродам и за счёт конвекции и излучения в окружающую газообразную среду.

Соотношение между напряжением и током в канале дуги отличается от соотношения в металлических проводниках. Падение напряжения в последних линейно зависит от их длины l при постоянстве сечения и определяется по

формуле:

$$U = j\rho l,$$

где ρ – удельное сопротивление, j – плотность тока.

Сечение канала дуги и электропроводность его плазмы сложным образом зависят от тока. На Рис. 3.88 приведены графики зависимости диаметра и средней плотности дуги в воздухе от тока и давления [Л-3.47, с. 173]. С ростом тока средняя плотность тока снижается (кривая 1), а диаметр дуги увеличивается (кривая 2). С ростом давления, наоборот, средняя плотность тока растёт (кривая 3), а диаметр дуги уменьшается (кривая 4).

Численные расчёты плотности тока и напряжённости поля в канале дуги с использованием каналовой модели, выполненные для тока дуги $I_\partial = 200$ А, показали достаточно хорошее совпадение с измеренными значениями. Результаты расчёта приведены в таблице 3.15 [Л-3.38, с. 70].

Из данных таблицы 3.15 вытекает, что при одном и том же токе поперечное сечение дуги на электродах из различных металлов будет иметь разные значения. Например, на электродах из Zn диаметр дуги будет наименьшим, а на электродах из Al – наибольшим. На значение плотности тока существенное влияние оказывает потенциал ионизации U_u. Чем выше U_u, тем больше плотность тока.

Форма канала дуги зависит от конфигурации электрического поля, которая в свою очередь зависит от геометрии электродов и расстояния между ними (Рис. 3.89) [Л-3.52, с. 129, 132]. При плоских электродах канал короткой дуги имеет практически цилиндрическую форму. Если один электрод будет иметь закруглённую форму, то чем меньше радиус его кривизны, тем в большей степени канал дуги расширяется в направлении плоского электрода.

На Рис. 3.90 приведена зависимость напряжённости поля в канале дуги от тока до 500 А [Л-3.38, с. 72]. Экспериментальные исследования гашения дуги большой мощности в низковольтных выключателях не выявили этой зависимости в интервале токов от 3 до 30 кА.

По экспериментальным данным напряжённость поля в канале дуги переменного тока (из напряжения на дуге были вычтены приэлектродные падения напряжения) на расходящихся серебросодержащих контактах явно зависит от межконтактного зазора (см. Рис. 3.91).

На Рис. 3.91 показано также изменение напряжённости поля в канале дуги, находящейся между деионными пластинами в дугогасительной решётке. Графики на Рис. 3.91 показывают, что закономерности изменения напряжённости поля в канале дуги, длина которой увеличивается при движении контактов, и напряжённости поля в канале дуги при разных значениях длины дуги на фиксированных электродах значительно отличаются друг от друга. Пока дуга на

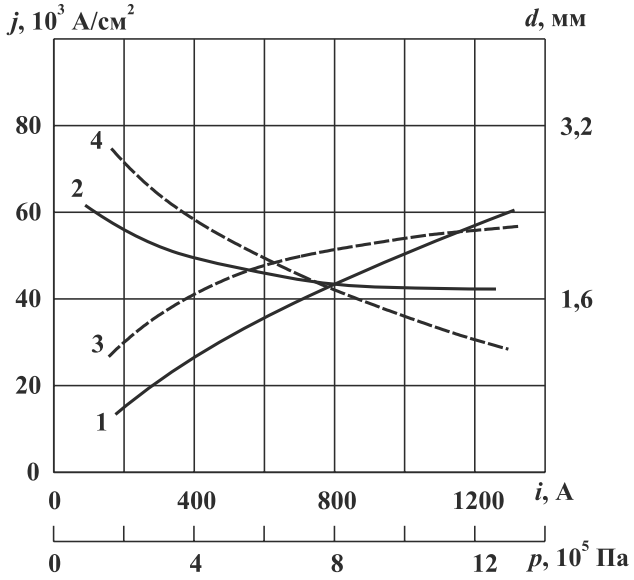


Рис. 3.88 [Л-3.47]. Диаметр дуги d и плотность тока j в зависимости от тока i и давления p. 1. $d=f(i)$ при $p=11\cdot10^5$ Па; 2. $d=f(p)$ при $i=1000$ А; 3. $j=f(p)$ при $i=1000$ A; 4. $j=f(i)$ при $p=11\cdot10^5$ Па.

Таблица 3.15. Плотность тока j_{cp} и напряжённость поля E в канале дуги, горящей в парах некоторых металлов.

Электроды	j_{cp}, 10^3 А/см^2		E, В/см		Потенциал ионизации U_u, В
	вычисленное	измеренное	вычисленное	измеренное	
Cu	1,03	1,0-1,6	30	27-32	7,7
Ni	1,83	1,6-2,0	26	24-27	7,64
Fe	1,97	1,6-2,0	27	23-27	7,83
Zn	3,5	3,3-3,8	33	28-31	9,35
Mo	1,43	1,3-1,8	25	24-27	7,35
Al	0,54	0,6-1,0	17	17-21	5,95

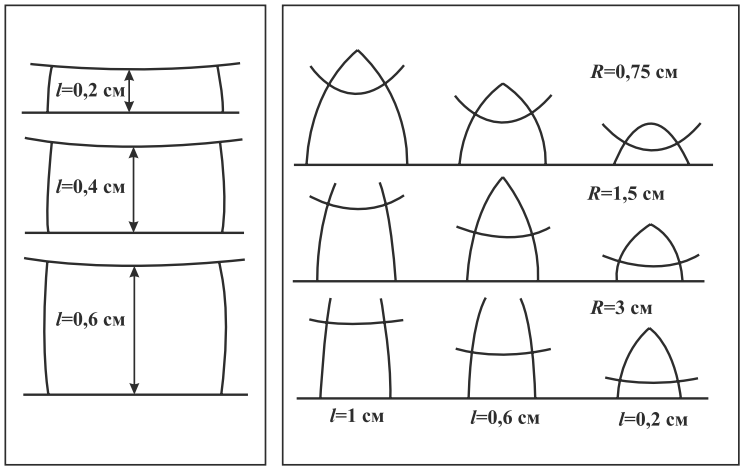


Рис. 3.89 [Л-3.52]. Форма канала дуги в воздухе при токе 575 А в зависимости от геометрии электродов и расстояния между ними.

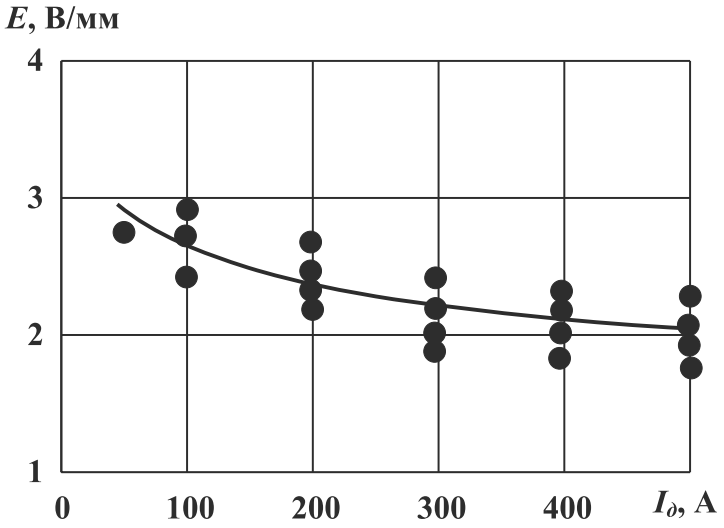


Рис. 3.90 [Л-3.38]. Зависимость напряжённости поля в канале дуги со стальными электродами от силы тока.

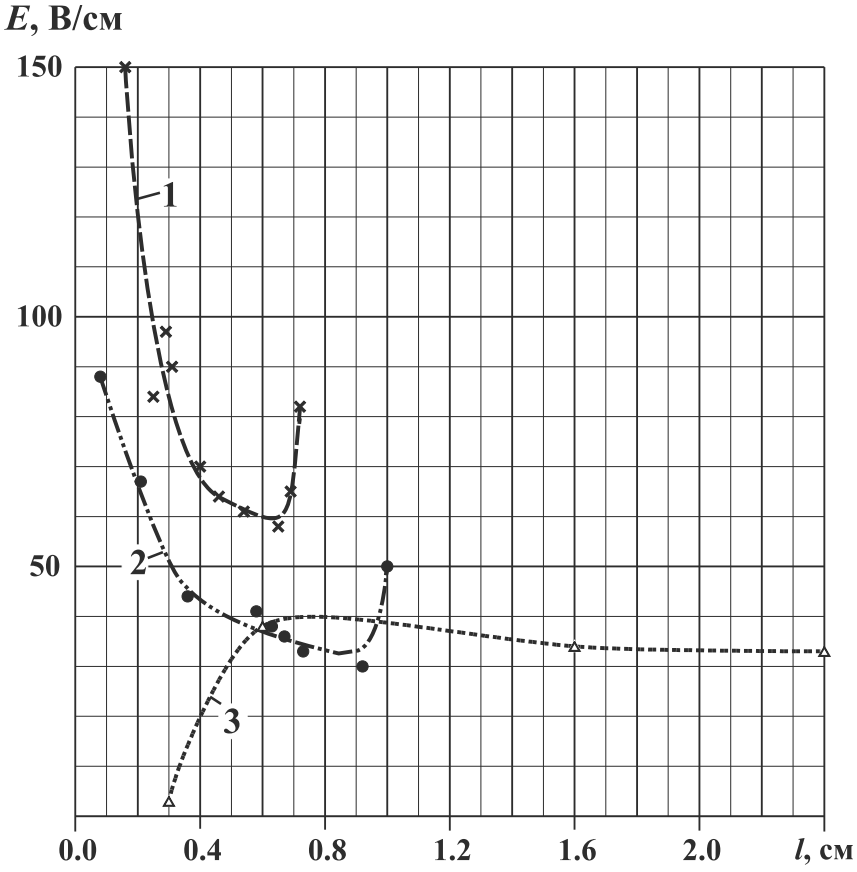


Рис. 3.91. Напряжённость электрического поля в зависимости от его протяжённости в канале дуги переменного тока: 1 – на размыкаемых серебросодержащих контактах при максимальном мгновенном значении тока i_m=8,5 кА; 2 – то же при i_m=24,5 кА; 3 – между омеднёными деионными пластинами дугогасительной решётки в диапазоне токов i_m=5,9÷28,3 кА.

размыкаемых контактах неподвижна, её характеристика $E_{канал} = f(l)$ падающая. При начале движения дуги по контактам напряжённость поля в канале дуги резко возрастает. На переменном токе в каждом конкретном случае отключения тока характеристика $E_{канал} = f(l)$ имеет свой вид.

Напряжённость поля в канале дуги между фиксированными электродами при очень малых расстояниях между ними имеет низкое значение. С увеличением длины дуги напряжённость поля растёт. При длине дуги 0,6 см и более она остаётся почти постоянной. Следовательно, при расстояниях между деионными пластинами в дугогасительной решётке 3-5 мм напряжение на дуге будет практически равно сумме приэлектродных падений напряжения. При расстояниях между пластинами 8-10 мм напряжение на дуге будет складываться из суммы приэлектродных падений напряжения и падения напряжения на канале дуги. Например, при расстоянии $l = 10$ мм напряжение на дуге между меднёными стальными пластинами будет равно:

$$\Delta U_д = (U_к + U_а) + E_{канал} l = 22 \text{ В} + 36 \text{ В/см} \cdot 1 \text{ см} = 58 \text{ В}.$$

Таким образом, напряжение на одном промежутке при $l = 10$ мм между деионными пластинами будет практически в два раза больше, чем при расстоянии между ними $l = 3 - 5$ мм. Более того, при расстоянии между деионными пластинами $l = 10$ мм дуга будет занимать положение в дугогасительной решётке за время меньшее, чем при $l = 3 - 5$ мм. Согласно графикам, приведённым на Рис. 3.23, при $l = 10$ мм дуга будет иметь диффузную структуру с расщеплённым ядром при токах 12 кА и более. При расстояниях между деионными пластинами $l = 3 - 5$ мм и любых значениях тока электрический разряд может иметь вид только короткой контрагированной дуги. При $l = 10$ мм деионные пластины будут подвергаться меньшему эрозионному поражению, чем при $l = 3 - 5$ мм. Срок службы выключателя в таком случае будет более продолжительным.

Итак, в очередной раз получено подтверждение того, что оптимальными расстояниями между деионными пластинами в дугогасительной решётке являются расстояния 8-12 мм.

Список литературы к главе 3

3.1. *Финкельнбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма.* – М.: Иностранная литература, 1961.

3.2. *Таев И. С. Электрические аппараты. Общая теория.* – М.: Энергия, 1977.

3.3. *Раховский В. И., Левченко Г. В., Теодорович О. К. Разрывные контакты электрических аппаратов.* – М.-Л.: Энергия, 1966.

3.4. *Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга.* – М.: Наука, 2000.

3.5. *Мещеряков В. П., Капустин В. В., Подольский Д. В. Физические процессы при отключении низковольтных сильноточных выключающих аппаратов* // Электротехника. 1997, № 1. С. 30-36. *Kapustin V., Mestcheryakov V., Podolsky D. Physical processes during switching off low voltage high current switchgears* // Russian Electrical Engineering. Allerton Press, Inc., N.Y. 1997, № 1. P. 30-40.

3.6. *Отчёт о НИР по теме „Исследования процессов гашения электрической дуги большой мощности в автоматических выключателях“. Часть I. Физические процессы на размыкающихся контактах* / Научный руководитель и ответственный исполнитель В. П. Мещеряков. – Ульяновск: АОЗТ „Контактор“, 1999.

3.7. *Отчёт о НИР по теме „Исследования структуры и свойств электрических контактов“* / Исполнитель к. т. н. Н. А. Красильников. – Ульяновск: Ульяновский государственный университет, 1998.

3.8. *Сена Л. А. Единицы физических величин и их размерности.* – М.: Наука, 1977.

3.9. *Жаворонков М. А., Нестеров Г. Г., Тайвер Е. И. Оценка коэффициента выброса при расчёте эрозии сильноточных контактов* // Известия вузов. Электромеханика. 1981, № 10. С. 1161-1164.

3.10. *Мещеряков В. П. Повышение предельной отключающей способности автоматических выключателей серии „Электрон“* // Электротехническая промышленность. Аппараты низкого напряжения. М., 1978, вып. 4 (71).

3.11. *Мещеряков В. П. Электрическая дуга большой мощности в автоматических выключателях* // Электротехническая промышленность. Аппараты низкого напряжения. М., 1980, вып. 6 (91).

3.12. *Samoilov V., Akachev S., Kapustin V., Mestcheryakov V. Physical processes at opening contacts* // Proceedings of the 45th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, October 4-6, 1999, Pittsburg, USA. P. 111-120.

3.13. *Мещеряков В. П., Акачев С. А., Капустин В. В., Самойлов В. В. К вопросу о времени неподвижности дуги отключения на размыкающихся контактах* // Электротехника. 2000, № 7. С. 29-36. *Mestcheryakov V., Akachev S., Kapustin V., Samoilov V. To the question about stillness duration of the switching arc at opening contacts* // Russian Electrical Engineering. Allerton Press, Inc., N.Y. 2000, № 8. P. 29-35.

3.14. *Kapustin V., Mestcheryakov V., Podolsky D. Arc penetration to the*

arc chute and arc chute plates erosion // Proceedings of the 42nd IEEE Holm Conference on Electrical Contacts joint with the 18th International Conference on Electrical Contacts, September 16-20, 1996, Chicago, USA. P. 50-59.

3.15. *Брон О. Б., Сушков Л. К. Потоки плазмы в электрической дуге выключающих аппаратов.* – Л.: Энергия, 1975.

3.16. *Электроэрозионная обработка металлов / Мицкевич М. К., Бушик А. И., Бакуто И. А., Шилов В. А., Девойно И. Г.* – Минск: Наука и техника, 1988.

3.17. *Отчёт о НИР по теме „Исследования процессов гашения электрической дуги большой мощности в автоматических выключателях“. Часть III. Физические процессы в дугогасительной решётке и повторные зажигания дуги* / Научный руководитель и ответственный исполнитель В. П. Мещеряков. – Ульяновск: АОЗТ „Контактор“, 2000.

3.18. *Подольский Д. В. Численное моделирование электромагнитных полей в автоматических воздушных выключателях низкого напряжения* / Диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук. – Ульяновск: Ульяновский государственный университет, 1999.

3.19. *Подольский Д. В., Мещеряков В. П., Капустин В. В., Казакевич А. В. Электрическое поле в дуговом разряде* // Учёные записки УлГУ. Серия физическая. 1997, вып. 1. С. 23-27.

3.20. *Podolsky D., Kapustin V., Koshelev N. Study of the influence of electric field on the arc backward movement* // Proceedings of the 8th International Conference on Switching Arc Phenomena with satellite International Symposium on Electrical Technologies for Environmental Protection, September 3-6, 1997, Lodz, Poland. P. 57-61.

3.21. *Подольский Д. В., Капустин В. В., Мещеряков В. П., Кошелев Н. В. Изучение распределения электрического поля в присутствии дуги* // Электротехника. 1998, № 1. С. 9-13.

3.22. *Podolsky D., Kapustin V. Study of electrical field between two electrodes with arc at a low voltage* // Proceedings of the 44th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, October 26-28, 1998, Arlington, USA. P. 301-306.

3.23. *Podolsky D., Kapustin V., Metscheryakov V. Study of electrical field between two electrodes with arc at a low voltage: the experimental verification of the theoretical model* // Proceedings of the 45th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, October 4-6, 1995, Pittsburg, USA. P. 100-104.

3.24. *Соколов А. А., Подольский Д. В., Мещеряков В. П. Исследование дуговых процессов в автоматических выключателях* // Электротехника. 2001, № 5. С. 16-19.

3.25. *Программный комплекс анализа электромагнитных полей*

FIELD-EM // Новые разработки в электротехнике. Информационный сборник. Вып. 1. – М.: Информэлектро, 2001. С. 43-44.

3.26. *Mestcheryakov V., Akachev S., Podolsky D. Structure of electrical arc in arc chute* // Proceedings of the 21st International Conference on Electrical Contacts, September 9-12, 2002, Zurich, Switzerland. P. 255-259.

3.27. *Мещеряков В. П. Электрическая дуга большой мощности в выключателях* // Материалы VIII Всесоюзной конференции „Физика низкотемпературной плазмы“. Часть III. – Минск: 1991. С. 197.

3.28. *Mestcheryakov V. P. Etude de l'arc electrique dans une chamber de coupure de disjoncteur B. T.* // Revue Generale de l'electricite, annee 1992, no. 2. – Fevrier. P. 60-61.

3.29. *Отчёт о НИР по теме „Исследования эрозионного поражения материала пластин дугогасительных решёток выключателей большой мощности“* / Ответственный исполнитель к. ф.-м. н. А. И. Бушик. – Минск: Физико-технический институт АН Беларуси. Лаборатория электрофизики. 1992.

3.30. *Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.* – М.: Наука, 1970.

3.31. *Бушик А. И., Бакуто И. А., Шилов В. А. К вопросу о классификации катодных пятен в сильноточных разрядах* // Материалы VIII Всесоюзной конференции „Физика низкотемпературной плазмы“. Часть I. – Минск: 1991. С. 60.

3.32. *Бушик А. И. Исследование динамики процессов при импульсном разряде на сложных электродах* / Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. – Минск: Физико-технический институт АН БССР, 1973.

3.33. *Сена Л. А. О делении катодного пятна дуги низкого давления* // Журнал технической физики. 1970. Т. 40, вып. 9. С. 1942-1945.

3.34. *Авторское свидетельство 760815 СССР. Дугогасительное устройство* / *Мещеряков В. П.* // Открытия. Изобретения. 1980.

3.35. *Отчёт о НИР по теме „Исследования процессов гашения электрической дуги большой мощности в автоматических выключателях“. Часть II. Физические процессы, сопровождающие переход дуги с контактов на дугогасительные рога и вхождение дуги в дугогасительную решётку* / Научный руководитель и ответственный исполнитель В. П. Мещеряков. – Ульяновск: АОЗТ „Контактор“, 1999.

3.36. *Бабич И. Л., Веклич А. Н., Жовтянский В. А., Панькин А. Ю. Влияние диффузионных процессов на формирование радиальной структуры электрической дуги в парах металлов* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 22. С. 40-45.

3.37. *Брон О. Б. Электрическая дуга в аппаратах управления.* – М.-Л.:

Госэнергоиздат, 1954.

3.38. *Лесков Г. И. Электрическая сварочная дуга.* – М.: Машиностроение, 1970.

3.39. *Белкин Г. С. Коммутационные процессы в электрических аппаратах.* – М.: Знак, 2003.

3.40. *Самервилл Дж. М. Электрическая дуга.* – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962.

3.41. *Грановский В. Л. Электрический ток в газах. Установившийся ток.* – М.: Наука, 1971.

3.42. *Залесский А. М. Электрическая дуга отключения.* – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963.

3.43. *Игрицкий А. Л.* // Электричество. 1952, № 9.

3.44. *Тиходеев Г. М. Энергетические свойства электрической сварочной дуги.* – М.-Л.: Издательство АН СССР, 1961.

3.45. *Теплотехнический справочник. Т. 2.* – М.: Энергия, 1976.

3.46. *Suits C. G.* // Phys. Rev. 1939. **55**, 561.

3.47. *Таев И. С. Электрические контакты и дугогасительные устройства аппаратов низкого напряжения.* – М.: Энергия, 1973.

3.48. *Авторское свидетельство 426253 СССР. Дугогасительная камера / Мещеряков В. П., Обухов С. С.* // Открытия. Изобретения. 1974.

3.49. *Залесский А. М., Кукеков Г. А. Характеристики поперечно-охлаждаемой дуги* // Труды ЛПИ им. Калинина. – Л.: 1954. № 1.

3.50. *Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова.* – М.: Энергоатомиздат, 1991.

3.51. *Физический энциклопедический словарь. Т. 5.* – М.: Советская энциклопедия, 1960.

3.52. *Сисоян Г. А. Электрическая дуга в электрической печи.* – М.: Металлургиздат, 1961.

Выводы к части I

Экспериментальные и теоретические исследования дуговых разрядов многих авторов и экспериментальные исследования гашения дуги большой мощности в низковольтных выключателях позволяют сделать следующие выводы:

1. Низковольтная дуга отключения относится к дугам высокого давления и имеет характерные особенности, присущие всем дуговым разрядам: низкие приэлектродные падения напряжения, большую плотность тока и яркое свечение.

2. Дуги отключения можно подразделять на следующие виды:

- короткая контрагированная дуга со сплошным ядром;
- короткая контрагированная дуга с дискретным ядром и жёсткой привязкой относительно мелких струек плазмы к катоду;
- короткая контрагированная дуга с дискретным ядром, струйки плазмы которого имеют привязку к оплавленному слою металла катода и способны мигрировать;
- диффузная дуга с расщеплённым ядром и жёсткой привязкой относительно мощных струек плазмы к катоду и аноду.

3. К коротким дугам можно относить дуги, которые имеют характерное отношение своих геометрических размеров $l/r_{on} \leqslant 1$ и горят в парах металлов электродов.

4. Экспериментально установлено, что короткая контрагированная дуга, возбуждённая вдуванием плазмы:

- на стальных оцинкованных деионных пластинах при максимальном мгновенном значении тока $i_\partial = 6,9$ кА имеет дискретную структуру с жёсткой привязкой относительно мелких струек плазмы, истекающих с катода;
- на стальных деионных пластинах при максимальном мгновенном значении тока $i_\partial = 13,7$ кА имеет дискретную структуру со струйками плазмы, мигрирующими по оплавленному слою металла катода.

5. Структура дуги определяется распределением электрического поля и её вид зависит от силы тока и расстояния между электродами.

6. Короткая контрагированная дуга представляет собой электропроводящий канал (газ в котором имеет достаточно высокую температуру и ионизи-

рован), окружённый оболочкой из паров металла электродов. Концентрация паров в оболочке выше, чем концентрация ионизированного газа в электропроводящем канале.

7. Неподвижность дуги на размыкаемых контактах объясняется её инерцией, зависящей от насыщенности канала дуги парами и каплями металла. Дуга на контактах приобретает подвижность при растворе контактов δ, превышающем радиус опорного пятна дуги r_{on} ($\delta \geqslant r_{on}$).

8. Потоками плазмы можно управлять с помощью расположения элементов конструкции дугогасительной камеры и подбора их материалов с соответствующими температурами кипения.

9. Напряжение на дуге, находящейся в дугогасительной решётке, складывается из суммы приэлектродных падений напряжения и падения напряжения в канале дуги, причём последнее тем больше, чем больше расстояние между деионными пластинами.

10. Электропроводность плазмы короткой дуги в первую очередь определяется степенью ионизации паров металла электродов. Даже незначительная доля паров металла в смеси с воздухом существенно влияет на её электропроводность.

11. При отключении тока композиционными контактами электропроводность плазмы в канале дуги определяют ионизированные пары легкоплавкого металла.

12. Плотность тока в опорных пятнах короткой контрагированной дуги на размыкаемых контактах с течением времени резко снижается и через 2,5-3,5 мс после размыкания контактов достигает квазистационарного значения. Средняя плотность тока в таком случае снижается от $\sim 10^5$ А/см^2 до единиц 10^3 А/см^2.

13. Средняя плотность тока, вычисленная по фотографиям дуги или её опорных пятен, представляет собой кажущуюся плотность тока, фактическое значение которой может быть значительно выше.

14. Короткая контрагированная дуга наносит электродам глубокое сплошное эрозионное поражение, диффузная дуга с расщеплённым ядром – поверхностное дискретное поражение.

15. Анодные дискретные струйки плазмы в диффузной дуге с расщеплённым ядром представляют собой электромагнитные вихри плазмы. Угловая скорость вращения вихря плазмы зависит от его тока и материала электрода.

16. Форма катодных опорных пятен дискретных струек плазмы в диффузной дуге с расщеплённым ядром плоская, анодных – на Fe и Cu выпуклая, на Zn плоская.

17. Давление в короткой контрагированной дуге на размыкаемых контактах при токах короткого замыкания по мере расхождения контактов снижается

и может меняться от ~ 10 до $\sim 1,0$ атм.

18. Эффективная температура в канале короткой контрагированной дуги на серебросодержащих контактах при $i_\partial = 24,5$ кА составляет ~ 11000 К.

19. Напряжение на короткой контрагированной дуге, находящейся в неподвижном положении на размыкаемых контактах, не превышает 60 В. В таком случае напряжённость электрического поля в канале дуги с увеличением межконтактного зазора снижается. С началом движения дуги по контактам напряжённость поля резко возрастает.

20. Напряжённость электрического поля в канале дуги на фиксированных электродах (деионных пластинах) с увеличением зазора между ними до 6 мм растёт, а при дальнейшем увеличении остаётся практически постоянной и не превышает 35 В/см.

21. Протекание тока в прикатодной области и самоподдержание горения дугового разряда обеспечиваются термо- и автоэлектронной эмиссией, сопровождаемой взрывной эмиссией электронов, извержением струй жидкого металла катода, капель и потоков плазмы.

22. Потоки плазмы с анода дополнительно переносят часть энергии на поверхность катода и тем самым повышают его нагрев и способствуют самоподдержанию горения дуги.

Приложение 1. Степень ионизации газов и паров металлов

Кислород (O). Потенциал ионизации U_u=13,3 В, параметр a^2=8/3

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	4.00E-07	1.27E-07	8.95E-08	5.66E-08	4.00E-08	2.83E-08
4200	1.06E-06	3.37E-07	2.38E-07	1.51E-07	1.06E-07	7.53E-08
4400	2.60E-06	8.22E-07	5.81E-07	3.68E-07	2.60E-07	1.84E-07
4600	5.89E-06	1.86E-06	1.32E-06	8.33E-07	5.89E-07	4.16E-07
4800	1.25E-05	3.95E-06	2.79E-06	1.77E-06	1.25E-06	8.83E-07
5000	2.50E-05	7.90E-06	5.58E-06	3.53E-06	2.50E-06	1.77E-06
5200	4.75E-05	1.50E-05	1.06E-05	6.71E-06	4.75E-06	3.36E-06
5400	8.62E-05	2.72E-05	1.93E-05	1.22E-05	8.62E-06	6.09E-06
5600	1.50E-04	4.75E-05	3.36E-05	2.12E-05	1.50E-05	1.06E-05
5800	2.52E-04	7.98E-05	5.64E-05	3.57E-05	2.52E-05	1.78E-05
6000	4.10E-04	1.30E-04	9.16E-05	5.80E-05	4.10E-05	2.90E-05
6200	6.46E-04	2.04E-04	1.45E-04	9.14E-05	6.46E-05	4.57E-05
6400	9.92E-04	3.14E-04	2.22E-04	1.40E-04	9.92E-05	7.01E-05
6600	1.48E-03	4.70E-04	3.32E-04	2.10E-04	1.48E-04	1.05E-04
6800	2.17E-03	6.87E-04	4.86E-04	3.07E-04	2.17E-04	1.54E-04
7000	3.12E-03	9.85E-04	6.97E-04	4.41E-04	3.12E-04	2.20E-04
7200	4.38E-03	1.39E-03	9.80E-04	6.20E-04	4.38E-04	3.10E-04
7400	6.06E-03	1.92E-03	1.35E-03	8.57E-04	6.06E-04	4.28E-04
7600	8.24E-03	2.61E-03	1.84E-03	1.17E-03	8.24E-04	5.83E-04
7800	1.10E-02	3.49E-03	2.47E-03	1.56E-03	1.10E-03	7.81E-04
8000	1.46E-02	4.61E-03	3.26E-03	2.06E-03	1.46E-03	1.03E-03
8200	1.90E-02	6.02E-03	4.26E-03	2.69E-03	1.90E-03	1.35E-03
8400	2.45E-02	7.76E-03	5.49E-03	3.47E-03	2.45E-03	1.73E-03
8600	3.13E-02	9.89E-03	6.99E-03	4.42E-03	3.13E-03	2.21E-03
8800	3.94E-02	1.25E-02	8.82E-03	5.58E-03	3.95E-03	2.79E-03
9000	4.93E-02	1.56E-02	1.10E-02	6.97E-03	4.93E-03	3.49E-03
9200	6.09E-02	1.93E-02	1.37E-02	8.64E-03	6.11E-03	4.32E-03
9400	7.48E-02	2.37E-02	1.68E-02	1.06E-02	7.50E-03	5.30E-03
9600	9.09E-02	2.89E-02	2.04E-02	1.29E-02	9.13E-03	6.46E-03
9800	1.10E-01	3.49E-02	2.47E-02	1.56E-02	1.10E-02	7.81E-03
10000	1.31E-01	4.19E-02	2.96E-02	1.87E-02	1.32E-02	9.37E-03
10200	1.56E-01	4.99E-02	3.53E-02	2.23E-02	1.58E-02	1.12E-02
10400	1.84E-01	5.91E-02	4.18E-02	2.65E-02	1.87E-02	1.32E-02
10600	2.15E-01	6.96E-02	4.92E-02	3.12E-02	2.20E-02	1.56E-02
10800	2.50E-01	8.14E-02	5.76E-02	3.65E-02	2.58E-02	1.83E-02
11000	2.88E-01	9.47E-02	6.71E-02	4.25E-02	3.01E-02	2.13E-02
11200	3.29E-01	1.10E-01	7.77E-02	4.93E-02	3.49E-02	2.47E-02
11400	3.73E-01	1.26E-01	8.96E-02	5.68E-02	4.02E-02	2.84E-02
11600	4.19E-01	1.45E-01	1.03E-01	6.52E-02	4.61E-02	3.26E-02
11800	4.67E-01	1.65E-01	1.17E-01	7.45E-02	5.28E-02	3.73E-02
12000	5.15E-01	1.87E-01	1.33E-01	8.48E-02	6.00E-02	4.25E-02
12200	5.64E-01	2.11E-01	1.51E-01	9.60E-02	6.81E-02	4.82E-02
12400	6.11E-01	2.37E-01	1.70E-01	1.08E-01	7.69E-02	5.44E-02
12600	6.56E-01	2.65E-01	1.91E-01	1.22E-01	8.65E-02	6.13E-02
12800	6.98E-01	2.94E-01	2.13E-01	1.36E-01	9.70E-02	6.87E-02
13000	7.37E-01	3.26E-01	2.37E-01	1.52E-01	1.08E-01	7.68E-02
13200	7.72E-01	3.59E-01	2.62E-01	1.69E-01	1.21E-01	8.56E-02
13400	8.04E-01	3.93E-01	2.89E-01	1.88E-01	1.34E-01	9.51E-02
13600	8.32E-01	4.28E-01	3.18E-01	2.07E-01	1.48E-01	1.05E-01
13800	8.56E-01	4.64E-01	3.47E-01	2.28E-01	1.63E-01	1.16E-01
14000	8.77E-01	5.00E-01	3.78E-01	2.50E-01	1.80E-01	1.28E-01
14200	8.95E-01	5.36E-01	4.10E-01	2.73E-01	1.97E-01	1.41E-01
14400	9.11E-01	5.72E-01	4.42E-01	2.98E-01	2.15E-01	1.54E-01
14600	9.24E-01	6.07E-01	4.75E-01	3.23E-01	2.35E-01	1.68E-01
14800	9.35E-01	6.40E-01	5.08E-01	3.49E-01	2.55E-01	1.83E-01
15000	9.44E-01	6.73E-01	5.41E-01	3.77E-01	2.76E-01	1.99E-01
15200	9.52E-01	7.03E-01	5.73E-01	4.04E-01	2.98E-01	2.16E-01
15400	9.59E-01	7.32E-01	6.05E-01	4.33E-01	3.21E-01	2.33E-01
15600	9.65E-01	7.58E-01	6.35E-01	4.61E-01	3.45E-01	2.52E-01
15800	9.70E-01	7.83E-01	6.65E-01	4.90E-01	3.70E-01	2.71E-01
16000	9.74E-01	8.05E-01	6.93E-01	5.19E-01	3.95E-01	2.91E-01

Азот (N). Потенциал ионизации $U_и$=14,5 В, параметр a^2=1

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	4.30E-08	1.36E-08	9.62E-09	6.09E-09	4.30E-09	3.04E-09
4200	1.24E-07	3.94E-08	2.78E-08	1.76E-08	1.24E-08	8.80E-09
4400	3.28E-07	1.04E-07	7.32E-08	4.63E-08	3.28E-08	2.32E-08
4600	7.95E-07	2.51E-07	1.78E-07	1.12E-07	7.95E-08	5.62E-08
4800	1.79E-06	5.67E-07	4.01E-07	2.54E-07	1.79E-07	1.27E-07
5000	3.80E-06	1.20E-06	8.51E-07	5.38E-07	3.80E-07	2.69E-07
5200	7.63E-06	2.41E-06	1.71E-06	1.08E-06	7.63E-07	5.39E-07
5400	1.46E-05	4.60E-06	3.25E-06	2.06E-06	1.46E-06	1.03E-06
5600	2.66E-05	8.40E-06	5.94E-06	3.75E-06	2.66E-06	1.88E-06
5800	4.65E-05	1.47E-05	1.04E-05	6.58E-06	4.65E-06	3.29E-06
6000	7.87E-05	2.49E-05	1.76E-05	1.11E-05	7.87E-06	5.57E-06
6200	1.29E-04	4.08E-05	2.88E-05	1.82E-05	1.29E-05	9.11E-06
6400	2.05E-04	6.48E-05	4.58E-05	2.90E-05	2.05E-05	1.45E-05
6600	3.17E-04	1.00E-04	7.09E-05	4.48E-05	3.17E-05	2.24E-05
6800	4.78E-04	1.51E-04	1.07E-04	6.77E-05	4.78E-05	3.38E-05
7000	7.06E-04	2.23E-04	1.58E-04	9.99E-05	7.06E-05	4.99E-05
7200	1.02E-03	3.23E-04	2.28E-04	1.44E-04	1.02E-04	7.22E-05
7400	1.45E-03	4.58E-04	3.24E-04	2.05E-04	1.45E-04	1.02E-04
7600	2.02E-03	6.39E-04	4.52E-04	2.86E-04	2.02E-04	1.43E-04
7800	2.77E-03	8.76E-04	6.20E-04	3.92E-04	2.77E-04	1.96E-04
8000	3.74E-03	1.18E-03	8.37E-04	5.29E-04	3.74E-04	2.65E-04
8200	4.99E-03	1.58E-03	1.12E-03	7.06E-04	4.99E-04	3.53E-04
8400	6.56E-03	2.08E-03	1.47E-03	9.28E-04	6.56E-04	4.64E-04
8600	8.53E-03	2.70E-03	1.91E-03	1.21E-03	8.53E-04	6.03E-04
8800	1.10E-02	3.47E-03	2.45E-03	1.55E-03	1.10E-03	7.75E-04
9000	1.39E-02	4.41E-03	3.12E-03	1.97E-03	1.39E-03	9.86E-04
9200	1.76E-02	5.55E-03	3.93E-03	2.48E-03	1.76E-03	1.24E-03
9400	2.19E-02	6.93E-03	4.90E-03	3.10E-03	2.19E-03	1.55E-03
9600	2.71E-02	8.57E-03	6.06E-03	3.83E-03	2.71E-03	1.92E-03
9800	3.32E-02	1.05E-02	7.43E-03	4.70E-03	3.32E-03	2.35E-03
10000	4.04E-02	1.28E-02	9.05E-03	5.72E-03	4.05E-03	2.86E-03
10200	4.89E-02	1.55E-02	1.09E-02	6.92E-03	4.89E-03	3.46E-03
10400	5.86E-02	1.86E-02	1.31E-02	8.30E-03	5.87E-03	4.15E-03
10600	6.99E-02	2.21E-02	1.57E-02	9.91E-03	7.00E-03	4.95E-03
10800	8.28E-02	2.63E-02	1.86E-02	1.17E-02	8.30E-03	5.87E-03
11000	9.74E-02	3.09E-02	2.19E-02	1.38E-02	9.79E-03	6.92E-03
11200	1.14E-01	3.63E-02	2.57E-02	1.62E-02	1.15E-02	8.11E-03
11400	1.33E-01	4.23E-02	2.99E-02	1.89E-02	1.34E-02	9.46E-03
11600	1.53E-01	4.91E-02	3.47E-02	2.20E-02	1.55E-02	1.10E-02
11800	1.77E-01	5.66E-02	4.01E-02	2.54E-02	1.79E-02	1.27E-02
12000	2.02E-01	6.51E-02	4.61E-02	2.92E-02	2.06E-02	1.46E-02
12200	2.30E-01	7.45E-02	5.28E-02	3.34E-02	2.36E-02	1.67E-02
12400	2.60E-01	8.49E-02	6.01E-02	3.81E-02	2.69E-02	1.90E-02
12600	2.93E-01	9.63E-02	6.83E-02	4.32E-02	3.06E-02	2.16E-02
12800	3.27E-01	1.09E-01	7.72E-02	4.89E-02	3.46E-02	2.45E-02
13000	3.64E-01	1.23E-01	8.71E-02	5.52E-02	3.91E-02	2.76E-02
13200	4.02E-01	1.38E-01	9.78E-02	6.20E-02	4.39E-02	3.11E-02
13400	4.42E-01	1.54E-01	1.09E-01	6.95E-02	4.92E-02	3.48E-02
13600	4.82E-01	1.71E-01	1.22E-01	7.75E-02	5.49E-02	3.89E-02
13800	5.22E-01	1.90E-01	1.36E-01	8.63E-02	6.11E-02	4.33E-02
14000	5.63E-01	2.10E-01	1.50E-01	9.58E-02	6.79E-02	4.81E-02
14200	6.02E-01	2.32E-01	1.66E-01	1.06E-01	7.52E-02	5.32E-02
14400	6.40E-01	2.55E-01	1.83E-01	1.17E-01	8.30E-02	5.88E-02
14600	6.76E-01	2.79E-01	2.01E-01	1.29E-01	9.14E-02	6.48E-02
14800	7.10E-01	3.04E-01	2.20E-01	1.41E-01	1.00E-01	7.12E-02
15000	7.42E-01	3.30E-01	2.40E-01	1.55E-01	1.10E-01	7.80E-02
15200	7.71E-01	3.58E-01	2.61E-01	1.69E-01	1.20E-01	8.53E-02
15400	7.98E-01	3.86E-01	2.84E-01	1.84E-01	1.31E-01	9.31E-02
15600	8.22E-01	4.15E-01	3.07E-01	2.00E-01	1.43E-01	1.01E-01
15800	8.43E-01	4.44E-01	3.31E-01	2.17E-01	1.55E-01	1.10E-01
16000	8.62E-01	4.74E-01	3.56E-01	2.34E-01	1.68E-01	1.20E-01

Цезий (Cs). Потенциал ионизации $U_и$=3,87 В, параметр a^2=1

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	2.07E-01	6.66E-02	4.71E-02	2.98E-02	2.11E-02	1.49E-02
4200	2.81E-01	9.23E-02	6.54E-02	4.14E-02	2.93E-02	2.07E-02
4400	3.68E-01	1.24E-01	8.82E-02	5.59E-02	3.96E-02	2.80E-02
4600	4.63E-01	1.63E-01	1.16E-01	7.37E-02	5.22E-02	3.69E-02
4800	5.60E-01	2.09E-01	1.49E-01	9.50E-02	6.74E-02	4.77E-02
5000	6.51E-01	2.61E-01	1.88E-01	1.20E-01	8.53E-02	6.05E-02
5200	7.30E-01	3.20E-01	2.32E-01	1.49E-01	1.06E-01	7.54E-02
5400	7.96E-01	3.84E-01	2.82E-01	1.83E-01	1.30E-01	9.26E-02
5600	8.47E-01	4.51E-01	3.36E-01	2.20E-01	1.58E-01	1.12E-01
5800	8.86E-01	5.18E-01	3.94E-01	2.61E-01	1.88E-01	1.34E-01
6000	9.15E-01	5.84E-01	4.53E-01	3.06E-01	2.22E-01	1.59E-01
6200	9.37E-01	6.45E-01	5.13E-01	3.53E-01	2.58E-01	1.86E-01
6400	9.52E-01	7.01E-01	5.71E-01	4.03E-01	2.97E-01	2.15E-01
6600	9.63E-01	7.51E-01	6.27E-01	4.53E-01	3.38E-01	2.46E-01
6800	9.72E-01	7.94E-01	6.78E-01	5.04E-01	3.81E-01	2.80E-01
7000	9.78E-01	8.30E-01	7.24E-01	5.54E-01	4.25E-01	3.15E-01
7200	9.83E-01	8.60E-01	7.66E-01	6.01E-01	4.70E-01	3.52E-01
7400	9.86E-01	8.84E-01	8.01E-01	6.46E-01	5.14E-01	3.90E-01
7600	9.89E-01	9.05E-01	8.32E-01	6.88E-01	5.57E-01	4.29E-01
7800	9.91E-01	9.21E-01	8.58E-01	7.26E-01	5.99E-01	4.67E-01
8000	9.93E-01	9.34E-01	8.80E-01	7.61E-01	6.38E-01	5.06E-01
8200	9.94E-01	9.45E-01	8.99E-01	7.91E-01	6.75E-01	5.43E-01
8400	9.95E-01	9.54E-01	9.14E-01	8.18E-01	7.10E-01	5.80E-01
8600	9.96E-01	9.61E-01	9.27E-01	8.42E-01	7.41E-01	6.15E-01
8800	9.97E-01	9.67E-01	9.38E-01	8.63E-01	7.70E-01	6.49E-01
9000	9.97E-01	9.72E-01	9.47E-01	8.80E-01	7.95E-01	6.80E-01
9200	9.98E-01	9.76E-01	9.54E-01	8.96E-01	8.18E-01	7.09E-01
9400	9.98E-01	9.80E-01	9.60E-01	9.09E-01	8.39E-01	7.37E-01
9600	9.98E-01	9.82E-01	9.66E-01	9.20E-01	8.57E-01	7.62E-01
9800	9.98E-01	9.85E-01	9.70E-01	9.30E-01	8.73E-01	7.84E-01
10000	9.99E-01	9.87E-01	9.74E-01	9.38E-01	8.87E-01	8.05E-01
10200	9.99E-01	9.88E-01	9.77E-01	9.46E-01	8.99E-01	8.24E-01
10400	9.99E-01	9.90E-01	9.80E-01	9.52E-01	9.10E-01	8.41E-01
10600	9.99E-01	9.91E-01	9.82E-01	9.57E-01	9.20E-01	8.56E-01
10800	9.99E-01	9.92E-01	9.84E-01	9.62E-01	9.28E-01	8.70E-01
11000	9.99E-01	9.93E-01	9.86E-01	9.66E-01	9.36E-01	8.82E-01
11200	9.99E-01	9.94E-01	9.88E-01	9.70E-01	9.42E-01	8.93E-01
11400	9.99E-01	9.94E-01	9.89E-01	9.73E-01	9.48E-01	9.03E-01
11600	9.99E-01	9.95E-01	9.90E-01	9.76E-01	9.53E-01	9.12E-01
11800	1.00E+00	9.96E-01	9.91E-01	9.78E-01	9.58E-01	9.20E-01
12000	1.00E+00	9.96E-01	9.92E-01	9.80E-01	9.62E-01	9.27E-01
12200	1.00E+00	9.96E-01	9.93E-01	9.82E-01	9.65E-01	9.34E-01
12400	1.00E+00	9.97E-01	9.93E-01	9.84E-01	9.68E-01	9.39E-01
12600	1.00E+00	9.97E-01	9.94E-01	9.85E-01	9.71E-01	9.45E-01
12800	1.00E+00	9.97E-01	9.95E-01	9.87E-01	9.74E-01	9.49E-01
13000	1.00E+00	9.98E-01	9.95E-01	9.88E-01	9.76E-01	9.53E-01
13200	1.00E+00	9.98E-01	9.95E-01	9.89E-01	9.78E-01	9.57E-01
13400	1.00E+00	9.98E-01	9.96E-01	9.90E-01	9.80E-01	9.61E-01
13600	1.00E+00	9.98E-01	9.96E-01	9.91E-01	9.81E-01	9.64E-01
13800	1.00E+00	9.98E-01	9.96E-01	9.91E-01	9.83E-01	9.67E-01
14000	1.00E+00	9.98E-01	9.97E-01	9.92E-01	9.84E-01	9.69E-01
14200	1.00E+00	9.99E-01	9.97E-01	9.93E-01	9.85E-01	9.71E-01
14400	1.00E+00	9.99E-01	9.97E-01	9.93E-01	9.86E-01	9.73E-01
14600	1.00E+00	9.99E-01	9.97E-01	9.94E-01	9.87E-01	9.75E-01
14800	1.00E+00	9.99E-01	9.98E-01	9.94E-01	9.88E-01	9.77E-01
15000	1.00E+00	9.99E-01	9.98E-01	9.95E-01	9.89E-01	9.79E-01
15200	1.00E+00	9.99E-01	9.98E-01	9.95E-01	9.90E-01	9.80E-01
15400	1.00E+00	9.99E-01	9.98E-01	9.95E-01	9.91E-01	9.81E-01
15600	1.00E+00	9.99E-01	9.98E-01	9.96E-01	9.91E-01	9.83E-01
15800	1.00E+00	9.99E-01	9.98E-01	9.96E-01	9.92E-01	9.84E-01
16000	1.00E+00	9.99E-01	9.98E-01	9.96E-01	9.92E-01	9.85E-01

Алюминий (Al). Потенциал ионизации $U_и$=5,95 В, параметр a^2=1

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	1.04E-02	3.28E-03	2.32E-03	1.46E-03	1.04E-03	7.32E-04
4200	1.66E-02	5.25E-03	3.71E-03	2.35E-03	1.66E-03	1.17E-03
4400	2.55E-02	8.08E-03	5.71E-03	3.61E-03	2.56E-03	1.81E-03
4600	3.80E-02	1.20E-02	8.49E-03	5.37E-03	3.80E-03	2.69E-03
4800	5.47E-02	1.73E-02	1.22E-02	7.74E-03	5.48E-03	3.87E-03
5000	7.66E-02	2.43E-02	1.72E-02	1.09E-02	7.68E-03	5.43E-03
5200	1.05E-01	3.32E-02	2.35E-02	1.49E-02	1.05E-02	7.44E-03
5400	1.40E-01	4.45E-02	3.15E-02	1.99E-02	1.41E-02	9.97E-03
5600	1.82E-01	5.85E-02	4.14E-02	2.62E-02	1.85E-02	1.31E-02
5800	2.33E-01	7.55E-02	5.35E-02	3.38E-02	2.39E-02	1.69E-02
6000	2.91E-01	9.59E-02	6.79E-02	4.30E-02	3.04E-02	2.15E-02
6200	3.57E-01	1.20E-01	8.51E-02	5.39E-02	3.82E-02	2.70E-02
6400	4.28E-01	1.48E-01	1.05E-01	6.67E-02	4.72E-02	3.34E-02
6600	5.01E-01	1.80E-01	1.28E-01	8.16E-02	5.78E-02	4.09E-02
6800	5.74E-01	2.16E-01	1.55E-01	9.86E-02	6.99E-02	4.95E-02
7000	6.43E-01	2.57E-01	1.85E-01	1.18E-01	8.37E-02	5.93E-02
7200	7.06E-01	3.01E-01	2.18E-01	1.40E-01	9.92E-02	7.03E-02
7400	7.61E-01	3.48E-01	2.54E-01	1.64E-01	1.17E-01	8.28E-02
7600	8.08E-01	3.98E-01	2.93E-01	1.91E-01	1.36E-01	9.66E-02
7800	8.47E-01	4.50E-01	3.36E-01	2.20E-01	1.57E-01	1.12E-01
8000	8.78E-01	5.02E-01	3.80E-01	2.51E-01	1.81E-01	1.29E-01
8200	9.03E-01	5.54E-01	4.26E-01	2.85E-01	2.06E-01	1.47E-01
8400	9.23E-01	6.04E-01	4.72E-01	3.21E-01	2.33E-01	1.67E-01
8600	9.38E-01	6.52E-01	5.19E-01	3.59E-01	2.62E-01	1.89E-01
8800	9.51E-01	6.96E-01	5.65E-01	3.97E-01	2.93E-01	2.12E-01
9000	9.60E-01	7.36E-01	6.09E-01	4.37E-01	3.25E-01	2.36E-01
9200	9.68E-01	7.72E-01	6.51E-01	4.77E-01	3.58E-01	2.62E-01
9400	9.74E-01	8.04E-01	6.91E-01	5.17E-01	3.93E-01	2.89E-01
9600	9.78E-01	8.31E-01	7.27E-01	5.56E-01	4.28E-01	3.17E-01
9800	9.82E-01	8.56E-01	7.60E-01	5.94E-01	4.63E-01	3.47E-01
10000	9.85E-01	8.76E-01	7.89E-01	6.31E-01	4.98E-01	3.77E-01
10200	9.88E-01	8.94E-01	8.16E-01	6.66E-01	5.33E-01	4.07E-01
10400	9.90E-01	9.09E-01	8.39E-01	6.98E-01	5.68E-01	4.38E-01
10600	9.91E-01	9.22E-01	8.59E-01	7.28E-01	6.01E-01	4.69E-01
10800	9.93E-01	9.33E-01	8.77E-01	7.56E-01	6.33E-01	5.00E-01
11000	9.94E-01	9.42E-01	8.93E-01	7.82E-01	6.63E-01	5.31E-01
11200	9.95E-01	9.50E-01	9.06E-01	8.05E-01	6.92E-01	5.61E-01
11400	9.95E-01	9.56E-01	9.18E-01	8.26E-01	7.19E-01	5.90E-01
11600	9.96E-01	9.62E-01	9.28E-01	8.44E-01	7.44E-01	6.19E-01
11800	9.97E-01	9.67E-01	9.37E-01	8.61E-01	7.67E-01	6.46E-01
12000	9.97E-01	9.71E-01	9.44E-01	8.76E-01	7.89E-01	6.72E-01
12200	9.97E-01	9.74E-01	9.51E-01	8.89E-01	8.08E-01	6.97E-01
12400	9.98E-01	9.78E-01	9.57E-01	9.01E-01	8.26E-01	7.20E-01
12600	9.98E-01	9.80E-01	9.61E-01	9.11E-01	8.43E-01	7.42E-01
12800	9.98E-01	9.82E-01	9.66E-01	9.20E-01	8.57E-01	7.62E-01
13000	9.98E-01	9.84E-01	9.70E-01	9.29E-01	8.71E-01	7.81E-01
13200	9.99E-01	9.86E-01	9.73E-01	9.36E-01	8.83E-01	7.99E-01
13400	9.99E-01	9.88E-01	9.76E-01	9.42E-01	8.93E-01	8.15E-01
13600	9.99E-01	9.89E-01	9.78E-01	9.48E-01	9.03E-01	8.30E-01
13800	9.99E-01	9.90E-01	9.80E-01	9.53E-01	9.12E-01	8.44E-01
14000	9.99E-01	9.91E-01	9.82E-01	9.57E-01	9.20E-01	8.56E-01
14200	9.99E-01	9.92E-01	9.84E-01	9.61E-01	9.27E-01	8.68E-01
14400	9.99E-01	9.93E-01	9.86E-01	9.65E-01	9.33E-01	8.79E-01
14600	9.99E-01	9.93E-01	9.87E-01	9.68E-01	9.39E-01	8.88E-01
14800	9.99E-01	9.94E-01	9.88E-01	9.71E-01	9.44E-01	8.97E-01
15000	9.99E-01	9.95E-01	9.89E-01	9.74E-01	9.49E-01	9.05E-01
15200	9.99E-01	9.95E-01	9.90E-01	9.76E-01	9.53E-01	9.13E-01
15400	1.00E+00	9.95E-01	9.91E-01	9.78E-01	9.57E-01	9.19E-01
15600	1.00E+00	9.96E-01	9.92E-01	9.80E-01	9.61E-01	9.26E-01
15800	1.00E+00	9.96E-01	9.92E-01	9.81E-01	9.64E-01	9.31E-01
16000	1.00E+00	9.97E-01	9.93E-01	9.83E-01	9.67E-01	9.36E-01

Олово (Sn). Потенциал ионизации U_u=7,3 В, параметр a^2=4/3

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	1.69E-03	5.35E-04	3.78E-04	2.39E-04	1.69E-04	1.20E-04
4200	2.97E-03	9.40E-04	6.65E-04	4.21E-04	2.97E-04	2.10E-04
4400	4.98E-03	1.58E-03	1.11E-03	7.05E-04	4.98E-04	3.52E-04
4600	8.00E-03	2.53E-03	1.79E-03	1.13E-03	8.00E-04	5.66E-04
4800	1.24E-02	3.92E-03	2.77E-03	1.75E-03	1.24E-03	8.76E-04
5000	1.85E-02	5.86E-03	4.15E-03	2.62E-03	1.85E-03	1.31E-03
5200	2.70E-02	8.53E-03	6.03E-03	3.81E-03	2.70E-03	1.91E-03
5400	3.82E-02	1.21E-02	8.54E-03	5.40E-03	3.82E-03	2.70E-03
5600	5.28E-02	1.67E-02	1.18E-02	7.48E-03	5.29E-03	3.74E-03
5800	7.15E-02	2.27E-02	1.60E-02	1.01E-02	7.17E-03	5.07E-03
6000	9.50E-02	3.02E-02	2.13E-02	1.35E-02	9.54E-03	6.75E-03
6200	1.24E-01	3.94E-02	2.79E-02	1.77E-02	1.25E-02	8.83E-03
6400	1.59E-01	5.08E-02	3.59E-02	2.27E-02	1.61E-02	1.14E-02
6600	2.00E-01	6.44E-02	4.56E-02	2.89E-02	2.04E-02	1.44E-02
6800	2.48E-01	8.06E-02	5.71E-02	3.62E-02	2.56E-02	1.81E-02
7000	3.02E-01	9.97E-02	7.07E-02	4.48E-02	3.17E-02	2.24E-02
7200	3.62E-01	1.22E-01	8.65E-02	5.48E-02	3.88E-02	2.74E-02
7400	4.26E-01	1.47E-01	1.05E-01	6.65E-02	4.71E-02	3.33E-02
7600	4.93E-01	1.76E-01	1.26E-01	7.98E-02	5.65E-02	4.00E-02
7800	5.59E-01	2.09E-01	1.49E-01	9.50E-02	6.73E-02	4.76E-02
8000	6.23E-01	2.44E-01	1.76E-01	1.12E-01	7.95E-02	5.63E-02
8200	6.83E-01	2.84E-01	2.05E-01	1.31E-01	9.32E-02	6.60E-02
8400	7.37E-01	3.26E-01	2.37E-01	1.52E-01	1.08E-01	7.69E-02
8600	7.84E-01	3.71E-01	2.72E-01	1.76E-01	1.25E-01	8.89E-02
8800	8.24E-01	4.17E-01	3.09E-01	2.01E-01	1.44E-01	1.02E-01
9000	8.57E-01	4.65E-01	3.49E-01	2.29E-01	1.64E-01	1.17E-01
9200	8.84E-01	5.14E-01	3.90E-01	2.59E-01	1.86E-01	1.33E-01
9400	9.06E-01	5.61E-01	4.32E-01	2.90E-01	2.10E-01	1.50E-01
9600	9.24E-01	6.07E-01	4.76E-01	3.24E-01	2.35E-01	1.69E-01
9800	9.38E-01	6.51E-01	5.19E-01	3.58E-01	2.62E-01	1.89E-01
10000	9.50E-01	6.93E-01	5.62E-01	3.94E-01	2.90E-01	2.10E-01
10200	9.59E-01	7.30E-01	6.03E-01	4.31E-01	3.20E-01	2.33E-01
10400	9.66E-01	7.65E-01	6.43E-01	4.69E-01	3.51E-01	2.56E-01
10600	9.72E-01	7.95E-01	6.80E-01	5.06E-01	3.83E-01	2.81E-01
10800	9.77E-01	8.22E-01	7.15E-01	5.43E-01	4.16E-01	3.08E-01
11000	9.81E-01	8.46E-01	7.47E-01	5.79E-01	4.49E-01	3.35E-01
11200	9.84E-01	8.67E-01	7.76E-01	6.14E-01	4.82E-01	3.63E-01
11400	9.86E-01	8.85E-01	8.02E-01	6.48E-01	5.15E-01	3.91E-01
11600	9.89E-01	9.01E-01	8.26E-01	6.80E-01	5.48E-01	4.20E-01
11800	9.90E-01	9.14E-01	8.47E-01	7.10E-01	5.80E-01	4.50E-01
12000	9.92E-01	9.25E-01	8.65E-01	7.37E-01	6.11E-01	4.79E-01
12200	9.93E-01	9.35E-01	8.81E-01	7.63E-01	6.41E-01	5.08E-01
12400	9.94E-01	9.44E-01	8.96E-01	7.87E-01	6.69E-01	5.37E-01
12600	9.95E-01	9.51E-01	9.08E-01	8.08E-01	6.96E-01	5.66E-01
12800	9.95E-01	9.57E-01	9.19E-01	8.28E-01	7.22E-01	5.94E-01
13000	9.96E-01	9.62E-01	9.29E-01	8.45E-01	7.46E-01	6.20E-01
13200	9.97E-01	9.67E-01	9.37E-01	8.61E-01	7.68E-01	6.46E-01
13400	9.97E-01	9.71E-01	9.44E-01	8.75E-01	7.88E-01	6.71E-01
13600	9.97E-01	9.74E-01	9.50E-01	8.88E-01	8.07E-01	6.95E-01
13800	9.98E-01	9.77E-01	9.56E-01	9.00E-01	8.24E-01	7.17E-01
14000	9.98E-01	9.80E-01	9.61E-01	9.10E-01	8.40E-01	7.38E-01
14200	9.98E-01	9.82E-01	9.65E-01	9.19E-01	8.55E-01	7.58E-01
14400	9.98E-01	9.84E-01	9.69E-01	9.27E-01	8.68E-01	7.77E-01
14600	9.99E-01	9.86E-01	9.72E-01	9.34E-01	8.80E-01	7.94E-01
14800	9.99E-01	9.87E-01	9.75E-01	9.40E-01	8.90E-01	8.10E-01
15000	9.99E-01	9.88E-01	9.77E-01	9.46E-01	9.00E-01	8.25E-01
15200	9.99E-01	9.90E-01	9.80E-01	9.51E-01	9.09E-01	8.39E-01
15400	9.99E-01	9.91E-01	9.82E-01	9.56E-01	9.17E-01	8.52E-01
15600	9.99E-01	9.92E-01	9.83E-01	9.60E-01	9.24E-01	8.63E-01
15800	9.99E-01	9.92E-01	9.85E-01	9.63E-01	9.31E-01	8.74E-01
16000	9.99E-01	9.93E-01	9.86E-01	9.67E-01	9.36E-01	8.84E-01

Марганец (Mn). Потенциал ионизации $U_и$=7,4 В, параметр a^2=7/3

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	1.93E-03	6.12E-04	4.33E-04	2.74E-04	1.93E-04	1.37E-04
4200	3.43E-03	1.08E-03	7.66E-04	4.85E-04	3.43E-04	2.42E-04
4400	5.78E-03	1.83E-03	1.29E-03	8.17E-04	5.78E-04	4.09E-04
4600	9.33E-03	2.95E-03	2.09E-03	1.32E-03	9.33E-04	6.60E-04
4800	1.45E-02	4.59E-03	3.25E-03	2.05E-03	1.45E-03	1.03E-03
5000	2.18E-02	6.91E-03	4.88E-03	3.09E-03	2.18E-03	1.54E-03
5200	3.19E-02	1.01E-02	7.13E-03	4.51E-03	3.19E-03	2.26E-03
5400	4.54E-02	1.44E-02	1.02E-02	6.42E-03	4.54E-03	3.21E-03
5600	6.30E-02	1.99E-02	1.41E-02	8.92E-03	6.31E-03	4.46E-03
5800	8.55E-02	2.71E-02	1.92E-02	1.21E-02	8.59E-03	6.07E-03
6000	1.14E-01	3.62E-02	2.56E-02	1.62E-02	1.15E-02	8.10E-03
6200	1.49E-01	4.75E-02	3.36E-02	2.13E-02	1.50E-02	1.06E-02
6400	1.91E-01	6.13E-02	4.34E-02	2.75E-02	1.94E-02	1.37E-02
6600	2.40E-01	7.80E-02	5.52E-02	3.50E-02	2.47E-02	1.75E-02
6800	2.97E-01	9.78E-02	6.93E-02	4.39E-02	3.11E-02	2.20E-02
7000	3.60E-01	1.21E-01	8.60E-02	5.45E-02	3.86E-02	2.73E-02
7200	4.28E-01	1.48E-01	1.05E-01	6.69E-02	4.73E-02	3.35E-02
7400	4.99E-01	1.79E-01	1.28E-01	8.12E-02	5.75E-02	4.07E-02
7600	5.70E-01	2.14E-01	1.53E-01	9.77E-02	6.92E-02	4.90E-02
7800	6.38E-01	2.53E-01	1.82E-01	1.16E-01	8.26E-02	5.85E-02
8000	7.00E-01	2.96E-01	2.14E-01	1.37E-01	9.76E-02	6.92E-02
8200	7.56E-01	3.43E-01	2.50E-01	1.61E-01	1.15E-01	8.13E-02
8400	8.03E-01	3.92E-01	2.88E-01	1.87E-01	1.33E-01	9.48E-02
8600	8.42E-01	4.43E-01	3.30E-01	2.16E-01	1.54E-01	1.10E-01
8800	8.74E-01	4.95E-01	3.73E-01	2.47E-01	1.77E-01	1.26E-01
9000	9.00E-01	5.46E-01	4.19E-01	2.80E-01	2.02E-01	1.44E-01
9200	9.20E-01	5.97E-01	4.65E-01	3.16E-01	2.29E-01	1.64E-01
9400	9.36E-01	6.45E-01	5.12E-01	3.53E-01	2.58E-01	1.85E-01
9600	9.49E-01	6.90E-01	5.59E-01	3.92E-01	2.88E-01	2.08E-01
9800	9.59E-01	7.31E-01	6.04E-01	4.32E-01	3.21E-01	2.33E-01
10000	9.67E-01	7.68E-01	6.46E-01	4.72E-01	3.54E-01	2.59E-01
10200	9.73E-01	8.01E-01	6.87E-01	5.13E-01	3.89E-01	2.86E-01
10400	9.78E-01	8.29E-01	7.24E-01	5.53E-01	4.25E-01	3.15E-01
10600	9.82E-01	8.54E-01	7.58E-01	5.92E-01	4.61E-01	3.45E-01
10800	9.85E-01	8.76E-01	7.88E-01	6.30E-01	4.97E-01	3.76E-01
11000	9.88E-01	8.94E-01	8.16E-01	6.66E-01	5.33E-01	4.07E-01
11200	9.90E-01	9.09E-01	8.40E-01	6.99E-01	5.69E-01	4.39E-01
11400	9.91E-01	9.23E-01	8.61E-01	7.30E-01	6.03E-01	4.71E-01
11600	9.93E-01	9.34E-01	8.79E-01	7.59E-01	6.36E-01	5.04E-01
11800	9.94E-01	9.43E-01	8.95E-01	7.85E-01	6.68E-01	5.35E-01
12000	9.95E-01	9.51E-01	9.09E-01	8.09E-01	6.97E-01	5.67E-01
12200	9.96E-01	9.58E-01	9.20E-01	8.30E-01	7.25E-01	5.97E-01
12400	9.96E-01	9.63E-01	9.31E-01	8.49E-01	7.51E-01	6.27E-01
12600	9.97E-01	9.68E-01	9.39E-01	8.66E-01	7.75E-01	6.55E-01
12800	9.97E-01	9.72E-01	9.47E-01	8.81E-01	7.97E-01	6.82E-01
13000	9.98E-01	9.76E-01	9.54E-01	8.95E-01	8.17E-01	7.07E-01
13200	9.98E-01	9.79E-01	9.59E-01	9.06E-01	8.35E-01	7.31E-01
13400	9.98E-01	9.82E-01	9.64E-01	9.17E-01	8.51E-01	7.54E-01
13600	9.98E-01	9.84E-01	9.68E-01	9.26E-01	8.66E-01	7.75E-01
13800	9.99E-01	9.86E-01	9.72E-01	9.34E-01	8.79E-01	7.94E-01
14000	9.99E-01	9.87E-01	9.75E-01	9.41E-01	8.91E-01	8.12E-01
14200	9.99E-01	9.89E-01	9.78E-01	9.47E-01	9.02E-01	8.28E-01
14400	9.99E-01	9.90E-01	9.80E-01	9.53E-01	9.12E-01	8.43E-01
14600	9.99E-01	9.91E-01	9.82E-01	9.58E-01	9.20E-01	8.57E-01
14800	9.99E-01	9.92E-01	9.84E-01	9.62E-01	9.28E-01	8.69E-01
15000	9.99E-01	9.93E-01	9.86E-01	9.66E-01	9.35E-01	8.81E-01
15200	9.99E-01	9.94E-01	9.87E-01	9.69E-01	9.41E-01	8.91E-01
15400	9.99E-01	9.94E-01	9.89E-01	9.72E-01	9.46E-01	9.00E-01
15600	9.99E-01	9.95E-01	9.90E-01	9.75E-01	9.51E-01	9.09E-01
15800	1.00E+00	9.95E-01	9.91E-01	9.77E-01	9.56E-01	9.17E-01
16000	1.00E+00	9.96E-01	9.91E-01	9.79E-01	9.60E-01	9.24E-01

Медь (Cu). Потенциал ионизации $U_и$=7,7 В, параметр a^2=3

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	1.42E-03	4.49E-04	3.18E-04	2.01E-04	1.42E-04	1.00E-04
4200	2.57E-03	8.12E-04	5.74E-04	3.63E-04	2.57E-04	1.82E-04
4400	4.41E-03	1.40E-03	9.87E-04	6.24E-04	4.41E-04	3.12E-04
4600	7.25E-03	2.29E-03	1.62E-03	1.03E-03	7.25E-04	5.13E-04
4800	1.15E-02	3.62E-03	2.56E-03	1.62E-03	1.15E-03	8.10E-04
5000	1.75E-02	5.53E-03	3.91E-03	2.47E-03	1.75E-03	1.24E-03
5200	2.59E-02	8.19E-03	5.79E-03	3.66E-03	2.59E-03	1.83E-03
5400	3.73E-02	1.18E-02	8.34E-03	5.28E-03	3.73E-03	2.64E-03
5600	5.24E-02	1.66E-02	1.17E-02	7.42E-03	5.24E-03	3.71E-03
5800	7.19E-02	2.28E-02	1.61E-02	1.02E-02	7.21E-03	5.10E-03
6000	9.68E-02	3.07E-02	2.17E-02	1.38E-02	9.73E-03	6.88E-03
6200	1.28E-01	4.07E-02	2.88E-02	1.82E-02	1.29E-02	9.11E-03
6400	1.66E-01	5.30E-02	3.75E-02	2.37E-02	1.68E-02	1.19E-02
6600	2.11E-01	6.80E-02	4.81E-02	3.05E-02	2.15E-02	1.52E-02
6800	2.63E-01	8.60E-02	6.09E-02	3.86E-02	2.73E-02	1.93E-02
7000	3.23E-01	1.07E-01	7.61E-02	4.82E-02	3.41E-02	2.41E-02
7200	3.89E-01	1.32E-01	9.40E-02	5.96E-02	4.22E-02	2.98E-02
7400	4.59E-01	1.61E-01	1.15E-01	7.28E-02	5.16E-02	3.65E-02
7600	5.31E-01	1.94E-01	1.39E-01	8.82E-02	6.25E-02	4.42E-02
7800	6.01E-01	2.31E-01	1.66E-01	1.06E-01	7.49E-02	5.31E-02
8000	6.67E-01	2.72E-01	1.96E-01	1.26E-01	8.92E-02	6.32E-02
8200	7.27E-01	3.17E-01	2.30E-01	1.48E-01	1.05E-01	7.46E-02
8400	7.79E-01	3.65E-01	2.67E-01	1.73E-01	1.23E-01	8.74E-02
8600	8.22E-01	4.16E-01	3.08E-01	2.00E-01	1.43E-01	1.02E-01
8800	8.59E-01	4.68E-01	3.51E-01	2.30E-01	1.65E-01	1.18E-01
9000	8.88E-01	5.21E-01	3.96E-01	2.63E-01	1.89E-01	1.35E-01
9200	9.11E-01	5.72E-01	4.43E-01	2.98E-01	2.16E-01	1.54E-01
9400	9.29E-01	6.22E-01	4.90E-01	3.35E-01	2.44E-01	1.75E-01
9600	9.44E-01	6.69E-01	5.37E-01	3.74E-01	2.74E-01	1.97E-01
9800	9.55E-01	7.13E-01	5.84E-01	4.14E-01	3.06E-01	2.22E-01
10000	9.64E-01	7.52E-01	6.28E-01	4.55E-01	3.40E-01	2.47E-01
10200	9.71E-01	7.87E-01	6.70E-01	4.96E-01	3.75E-01	2.75E-01
10400	9.76E-01	8.18E-01	7.10E-01	5.37E-01	4.11E-01	3.03E-01
10600	9.81E-01	8.45E-01	7.45E-01	5.77E-01	4.47E-01	3.33E-01
10800	9.84E-01	8.68E-01	7.78E-01	6.16E-01	4.84E-01	3.64E-01
11000	9.87E-01	8.88E-01	8.07E-01	6.53E-01	5.21E-01	3.96E-01
11200	9.89E-01	9.05E-01	8.32E-01	6.88E-01	5.57E-01	4.29E-01
11400	9.91E-01	9.19E-01	8.55E-01	7.21E-01	5.93E-01	4.62E-01
11600	9.92E-01	9.31E-01	8.74E-01	7.51E-01	6.27E-01	4.95E-01
11800	9.94E-01	9.41E-01	8.91E-01	7.79E-01	6.60E-01	5.27E-01
12000	9.95E-01	9.49E-01	9.06E-01	8.03E-01	6.90E-01	5.59E-01
12200	9.95E-01	9.56E-01	9.18E-01	8.26E-01	7.19E-01	5.91E-01
12400	9.96E-01	9.62E-01	9.29E-01	8.46E-01	7.46E-01	6.21E-01
12600	9.97E-01	9.68E-01	9.38E-01	8.64E-01	7.71E-01	6.50E-01
12800	9.97E-01	9.72E-01	9.46E-01	8.79E-01	7.94E-01	6.78E-01
13000	9.97E-01	9.76E-01	9.53E-01	8.93E-01	8.15E-01	7.05E-01
13200	9.98E-01	9.79E-01	9.59E-01	9.05E-01	8.33E-01	7.29E-01
13400	9.98E-01	9.81E-01	9.64E-01	9.16E-01	8.50E-01	7.52E-01
13600	9.98E-01	9.84E-01	9.68E-01	9.26E-01	8.66E-01	7.74E-01
13800	9.99E-01	9.86E-01	9.72E-01	9.34E-01	8.79E-01	7.94E-01
14000	9.99E-01	9.87E-01	9.75E-01	9.41E-01	8.92E-01	8.12E-01
14200	9.99E-01	9.89E-01	9.78E-01	9.48E-01	9.03E-01	8.29E-01
14400	9.99E-01	9.90E-01	9.80E-01	9.53E-01	9.12E-01	8.44E-01
14600	9.99E-01	9.91E-01	9.83E-01	9.58E-01	9.21E-01	8.58E-01
14800	9.99E-01	9.92E-01	9.84E-01	9.62E-01	9.29E-01	8.71E-01
15000	9.99E-01	9.93E-01	9.86E-01	9.66E-01	9.36E-01	8.83E-01
15200	9.99E-01	9.94E-01	9.88E-01	9.70E-01	9.42E-01	8.93E-01
15400	9.99E-01	9.94E-01	9.89E-01	9.73E-01	9.48E-01	9.02E-01
15600	9.99E-01	9.95E-01	9.90E-01	9.75E-01	9.52E-01	9.11E-01
15800	1.00E+00	9.95E-01	9.91E-01	9.78E-01	9.57E-01	9.19E-01
16000	1.00E+00	9.96E-01	9.92E-01	9.80E-01	9.61E-01	9.26E-01

Железо (Fe). Потенциал ионизации $U_и$=7,83 В, параметр a^2=12/5

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	1.05E-03	3.33E-04	2.35E-04	1.49E-04	1.05E-04	7.44E-05
4200	1.92E-03	6.07E-04	4.29E-04	2.72E-04	1.92E-04	1.36E-04
4400	3.33E-03	1.05E-03	7.44E-04	4.70E-04	3.33E-04	2.35E-04
4600	5.51E-03	1.74E-03	1.23E-03	7.79E-04	5.51E-04	3.89E-04
4800	8.76E-03	2.77E-03	1.96E-03	1.24E-03	8.76E-04	6.19E-04
5000	1.35E-02	4.25E-03	3.01E-03	1.90E-03	1.35E-03	9.51E-04
5200	2.00E-02	6.34E-03	4.48E-03	2.83E-03	2.00E-03	1.42E-03
5400	2.90E-02	9.18E-03	6.49E-03	4.10E-03	2.90E-03	2.05E-03
5600	4.10E-02	1.30E-02	9.17E-03	5.80E-03	4.10E-03	2.90E-03
5800	5.66E-02	1.79E-02	1.27E-02	8.01E-03	5.67E-03	4.01E-03
6000	7.65E-02	2.43E-02	1.72E-02	1.09E-02	7.67E-03	5.43E-03
6200	1.02E-01	3.22E-02	2.28E-02	1.44E-02	1.02E-02	7.21E-03
6400	1.32E-01	4.22E-02	2.98E-02	1.89E-02	1.33E-02	9.44E-03
6600	1.69E-01	5.43E-02	3.84E-02	2.43E-02	1.72E-02	1.22E-02
6800	2.13E-01	6.89E-02	4.88E-02	3.09E-02	2.18E-02	1.54E-02
7000	2.64E-01	8.64E-02	6.12E-02	3.87E-02	2.74E-02	1.94E-02
7200	3.22E-01	1.07E-01	7.58E-02	4.80E-02	3.40E-02	2.40E-02
7400	3.85E-01	1.31E-01	9.29E-02	5.89E-02	4.17E-02	2.95E-02
7600	4.52E-01	1.58E-01	1.13E-01	7.15E-02	5.06E-02	3.58E-02
7800	5.21E-01	1.90E-01	1.35E-01	8.60E-02	6.09E-02	4.31E-02
8000	5.89E-01	2.25E-01	1.61E-01	1.02E-01	7.27E-02	5.15E-02
8200	6.53E-01	2.63E-01	1.89E-01	1.21E-01	8.60E-02	6.09E-02
8400	7.12E-01	3.06E-01	2.21E-01	1.42E-01	1.01E-01	7.16E-02
8600	7.64E-01	3.51E-01	2.56E-01	1.65E-01	1.18E-01	8.35E-02
8800	8.09E-01	3.99E-01	2.94E-01	1.91E-01	1.36E-01	9.68E-02
9000	8.46E-01	4.48E-01	3.34E-01	2.19E-01	1.57E-01	1.11E-01
9200	8.76E-01	4.99E-01	3.77E-01	2.49E-01	1.79E-01	1.28E-01
9400	9.01E-01	5.49E-01	4.21E-01	2.82E-01	2.03E-01	1.45E-01
9600	9.21E-01	5.97E-01	4.66E-01	3.16E-01	2.29E-01	1.64E-01
9800	9.36E-01	6.44E-01	5.12E-01	3.52E-01	2.57E-01	1.85E-01
10000	9.49E-01	6.88E-01	5.56E-01	3.90E-01	2.87E-01	2.07E-01
10200	9.58E-01	7.28E-01	6.00E-01	4.29E-01	3.18E-01	2.31E-01
10400	9.66E-01	7.64E-01	6.42E-01	4.68E-01	3.51E-01	2.56E-01
10600	9.72E-01	7.96E-01	6.82E-01	5.08E-01	3.85E-01	2.83E-01
10800	9.77E-01	8.25E-01	7.18E-01	5.47E-01	4.19E-01	3.10E-01
11000	9.81E-01	8.50E-01	7.52E-01	5.85E-01	4.54E-01	3.39E-01
11200	9.84E-01	8.71E-01	7.82E-01	6.22E-01	4.89E-01	3.69E-01
11400	9.87E-01	8.90E-01	8.09E-01	6.57E-01	5.25E-01	3.99E-01
11600	9.89E-01	9.05E-01	8.33E-01	6.90E-01	5.59E-01	4.30E-01
11800	9.91E-01	9.19E-01	8.55E-01	7.21E-01	5.93E-01	4.62E-01
12000	9.92E-01	9.30E-01	8.73E-01	7.50E-01	6.25E-01	4.93E-01
12200	9.93E-01	9.40E-01	8.90E-01	7.76E-01	6.57E-01	5.24E-01
12400	9.94E-01	9.48E-01	9.04E-01	8.00E-01	6.86E-01	5.55E-01
12600	9.95E-01	9.55E-01	9.16E-01	8.22E-01	7.14E-01	5.85E-01
12800	9.96E-01	9.61E-01	9.26E-01	8.41E-01	7.40E-01	6.14E-01
13000	9.96E-01	9.66E-01	9.36E-01	8.59E-01	7.64E-01	6.42E-01
13200	9.97E-01	9.71E-01	9.44E-01	8.74E-01	7.87E-01	6.69E-01
13400	9.97E-01	9.74E-01	9.50E-01	8.88E-01	8.07E-01	6.95E-01
13600	9.98E-01	9.77E-01	9.56E-01	9.00E-01	8.26E-01	7.19E-01
13800	9.98E-01	9.80E-01	9.61E-01	9.11E-01	8.42E-01	7.42E-01
14000	9.98E-01	9.83E-01	9.66E-01	9.21E-01	8.58E-01	7.63E-01
14200	9.98E-01	9.85E-01	9.70E-01	9.29E-01	8.72E-01	7.83E-01
14400	9.99E-01	9.86E-01	9.73E-01	9.37E-01	8.84E-01	8.01E-01
14600	9.99E-01	9.88E-01	9.76E-01	9.43E-01	8.95E-01	8.18E-01
14800	9.99E-01	9.89E-01	9.79E-01	9.49E-01	9.05E-01	8.33E-01
15000	9.99E-01	9.90E-01	9.81E-01	9.54E-01	9.14E-01	8.47E-01
15200	9.99E-01	9.91E-01	9.83E-01	9.59E-01	9.22E-01	8.60E-01
15400	9.99E-01	9.92E-01	9.85E-01	9.63E-01	9.30E-01	8.72E-01
15600	9.99E-01	9.93E-01	9.86E-01	9.67E-01	9.36E-01	8.83E-01
15800	9.99E-01	9.94E-01	9.88E-01	9.70E-01	9.42E-01	8.93E-01
16000	9.99E-01	9.94E-01	9.89E-01	9.73E-01	9.47E-01	9.02E-01

Никель (Ni). Потенциал ионизации U_u=7,64 В, параметр a^2=8/3

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	1.46E-03	4.62E-04	3.27E-04	2.07E-04	1.46E-04	1.03E-04
4200	2.63E-03	8.32E-04	5.88E-04	3.72E-04	2.63E-04	1.86E-04
4400	4.50E-03	1.42E-03	1.01E-03	6.37E-04	4.50E-04	3.18E-04
4600	7.37E-03	2.33E-03	1.65E-03	1.04E-03	7.37E-04	5.21E-04
4800	1.16E-02	3.67E-03	2.60E-03	1.64E-03	1.16E-03	8.21E-04
5000	1.77E-02	5.59E-03	3.95E-03	2.50E-03	1.77E-03	1.25E-03
5200	2.61E-02	8.25E-03	5.84E-03	3.69E-03	2.61E-03	1.85E-03
5400	3.75E-02	1.19E-02	8.39E-03	5.30E-03	3.75E-03	2.65E-03
5600	5.25E-02	1.66E-02	1.18E-02	7.44E-03	5.26E-03	3.72E-03
5800	7.20E-02	2.28E-02	1.61E-02	1.02E-02	7.22E-03	5.11E-03
6000	9.67E-02	3.07E-02	2.17E-02	1.37E-02	9.72E-03	6.87E-03
6200	1.27E-01	4.06E-02	2.87E-02	1.82E-02	1.28E-02	9.08E-03
6400	1.65E-01	5.28E-02	3.73E-02	2.36E-02	1.67E-02	1.18E-02
6600	2.09E-01	6.76E-02	4.78E-02	3.03E-02	2.14E-02	1.51E-02
6800	2.61E-01	8.53E-02	6.04E-02	3.83E-02	2.71E-02	1.91E-02
7000	3.20E-01	1.06E-01	7.54E-02	4.78E-02	3.38E-02	2.39E-02
7200	3.85E-01	1.31E-01	9.30E-02	5.90E-02	4.17E-02	2.95E-02
7400	4.55E-01	1.59E-01	1.13E-01	7.20E-02	5.10E-02	3.61E-02
7600	5.26E-01	1.92E-01	1.37E-01	8.70E-02	6.17E-02	4.36E-02
7800	5.95E-01	2.28E-01	1.63E-01	1.04E-01	7.39E-02	5.23E-02
8000	6.61E-01	2.68E-01	1.93E-01	1.24E-01	8.78E-02	6.22E-02
8200	7.21E-01	3.13E-01	2.27E-01	1.46E-01	1.03E-01	7.34E-02
8400	7.73E-01	3.60E-01	2.63E-01	1.70E-01	1.21E-01	8.59E-02
8600	8.18E-01	4.10E-01	3.03E-01	1.97E-01	1.41E-01	9.99E-02
8800	8.54E-01	4.61E-01	3.45E-01	2.26E-01	1.62E-01	1.15E-01
9000	8.84E-01	5.13E-01	3.89E-01	2.58E-01	1.86E-01	1.32E-01
9200	9.08E-01	5.64E-01	4.35E-01	2.92E-01	2.11E-01	1.51E-01
9400	9.26E-01	6.14E-01	4.82E-01	3.28E-01	2.39E-01	1.71E-01
9600	9.41E-01	6.61E-01	5.29E-01	3.66E-01	2.68E-01	1.93E-01
9800	9.53E-01	7.05E-01	5.75E-01	4.06E-01	3.00E-01	2.17E-01
10000	9.62E-01	7.44E-01	6.19E-01	4.46E-01	3.32E-01	2.42E-01
10200	9.69E-01	7.80E-01	6.61E-01	4.87E-01	3.67E-01	2.68E-01
10400	9.75E-01	8.11E-01	7.01E-01	5.27E-01	4.02E-01	2.96E-01
10600	9.80E-01	8.39E-01	7.37E-01	5.67E-01	4.38E-01	3.26E-01
10800	9.83E-01	8.62E-01	7.69E-01	6.06E-01	4.74E-01	3.56E-01
11000	9.86E-01	8.83E-01	7.99E-01	6.43E-01	5.11E-01	3.87E-01
11200	9.88E-01	9.00E-01	8.25E-01	6.78E-01	5.47E-01	4.19E-01
11400	9.90E-01	9.15E-01	8.48E-01	7.11E-01	5.82E-01	4.51E-01
11600	9.92E-01	9.27E-01	8.68E-01	7.42E-01	6.16E-01	4.84E-01
11800	9.93E-01	9.38E-01	8.85E-01	7.69E-01	6.49E-01	5.16E-01
12000	9.94E-01	9.46E-01	9.01E-01	7.95E-01	6.80E-01	5.48E-01
12200	9.95E-01	9.54E-01	9.14E-01	8.18E-01	7.09E-01	5.79E-01
12400	9.96E-01	9.60E-01	9.25E-01	8.38E-01	7.36E-01	6.09E-01
12600	9.96E-01	9.66E-01	9.34E-01	8.57E-01	7.61E-01	6.39E-01
12800	9.97E-01	9.70E-01	9.43E-01	8.73E-01	7.84E-01	6.67E-01
13000	9.97E-01	9.74E-01	9.50E-01	8.87E-01	8.06E-01	6.93E-01
13200	9.98E-01	9.77E-01	9.56E-01	9.00E-01	8.25E-01	7.18E-01
13400	9.98E-01	9.80E-01	9.61E-01	9.11E-01	8.42E-01	7.42E-01
13600	9.98E-01	9.83E-01	9.66E-01	9.21E-01	8.58E-01	7.64E-01
13800	9.98E-01	9.85E-01	9.70E-01	9.30E-01	8.72E-01	7.84E-01
14000	9.99E-01	9.86E-01	9.73E-01	9.37E-01	8.85E-01	8.03E-01
14200	9.99E-01	9.88E-01	9.76E-01	9.44E-01	8.97E-01	8.20E-01
14400	9.99E-01	9.89E-01	9.79E-01	9.50E-01	9.07E-01	8.36E-01
14600	9.99E-01	9.91E-01	9.81E-01	9.55E-01	9.16E-01	8.50E-01
14800	9.99E-01	9.92E-01	9.83E-01	9.60E-01	9.24E-01	8.63E-01
15000	9.99E-01	9.92E-01	9.85E-01	9.64E-01	9.32E-01	8.75E-01
15200	9.99E-01	9.93E-01	9.87E-01	9.68E-01	9.38E-01	8.86E-01
15400	9.99E-01	9.94E-01	9.88E-01	9.71E-01	9.44E-01	8.96E-01
15600	9.99E-01	9.95E-01	9.89E-01	9.74E-01	9.49E-01	9.05E-01
15800	1.00E+00	9.95E-01	9.90E-01	9.76E-01	9.54E-01	9.13E-01
16000	1.00E+00	9.96E-01	9.91E-01	9.78E-01	9.58E-01	9.21E-01

Серебро (Ag). Потенциал ионизации $U_и$=7,54 В, параметр a^2=1

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	1.03E-03	3.27E-04	2.31E-04	1.46E-04	1.03E-04	7.31E-05
4200	1.85E-03	5.85E-04	4.14E-04	2.62E-04	1.85E-04	1.31E-04
4400	3.15E-03	9.95E-04	7.03E-04	4.45E-04	3.15E-04	2.22E-04
4600	5.12E-03	1.62E-03	1.15E-03	7.24E-04	5.12E-04	3.62E-04
4800	8.02E-03	2.54E-03	1.79E-03	1.13E-03	8.03E-04	5.67E-04
5000	1.22E-02	3.84E-03	2.72E-03	1.72E-03	1.22E-03	8.60E-04
5200	1.79E-02	5.65E-03	4.00E-03	2.53E-03	1.79E-03	1.26E-03
5400	2.56E-02	8.09E-03	5.72E-03	3.62E-03	2.56E-03	1.81E-03
5600	3.57E-02	1.13E-02	7.99E-03	5.05E-03	3.57E-03	2.53E-03
5800	4.88E-02	1.55E-02	1.09E-02	6.91E-03	4.89E-03	3.46E-03
6000	6.54E-02	2.07E-02	1.47E-02	9.27E-03	6.55E-03	4.63E-03
6200	8.61E-02	2.73E-02	1.93E-02	1.22E-02	8.64E-03	6.11E-03
6400	1.11E-01	3.54E-02	2.50E-02	1.58E-02	1.12E-02	7.92E-03
6600	1.42E-01	4.52E-02	3.20E-02	2.02E-02	1.43E-02	1.01E-02
6800	1.78E-01	5.70E-02	4.03E-02	2.55E-02	1.81E-02	1.28E-02
7000	2.20E-01	7.10E-02	5.02E-02	3.18E-02	2.25E-02	1.59E-02
7200	2.67E-01	8.73E-02	6.19E-02	3.92E-02	2.77E-02	1.96E-02
7400	3.20E-01	1.06E-01	7.54E-02	4.77E-02	3.38E-02	2.39E-02
7600	3.78E-01	1.28E-01	9.09E-02	5.76E-02	4.08E-02	2.89E-02
7800	4.39E-01	1.53E-01	1.09E-01	6.90E-02	4.88E-02	3.45E-02
8000	5.02E-01	1.80E-01	1.29E-01	8.18E-02	5.79E-02	4.10E-02
8200	5.64E-01	2.11E-01	1.51E-01	9.63E-02	6.82E-02	4.83E-02
8400	6.25E-01	2.45E-01	1.76E-01	1.12E-01	7.98E-02	5.65E-02
8600	6.81E-01	2.82E-01	2.04E-01	1.30E-01	9.26E-02	6.56E-02
8800	7.32E-01	3.22E-01	2.34E-01	1.50E-01	1.07E-01	7.57E-02
9000	7.77E-01	3.63E-01	2.66E-01	1.72E-01	1.22E-01	8.69E-02
9200	8.16E-01	4.07E-01	3.01E-01	1.95E-01	1.40E-01	9.92E-02
9400	8.48E-01	4.52E-01	3.37E-01	2.21E-01	1.58E-01	1.13E-01
9600	8.75E-01	4.97E-01	3.75E-01	2.48E-01	1.78E-01	1.27E-01
9800	8.98E-01	5.42E-01	4.15E-01	2.77E-01	2.00E-01	1.43E-01
10000	9.16E-01	5.86E-01	4.55E-01	3.08E-01	2.23E-01	1.60E-01
10200	9.31E-01	6.28E-01	4.96E-01	3.40E-01	2.48E-01	1.78E-01
10400	9.43E-01	6.68E-01	5.36E-01	3.73E-01	2.73E-01	1.97E-01
10600	9.53E-01	7.06E-01	5.76E-01	4.07E-01	3.01E-01	2.17E-01
10800	9.61E-01	7.40E-01	6.14E-01	4.42E-01	3.29E-01	2.39E-01
11000	9.68E-01	7.71E-01	6.51E-01	4.77E-01	3.58E-01	2.62E-01
11200	9.73E-01	8.00E-01	6.85E-01	5.12E-01	3.88E-01	2.85E-01
11400	9.77E-01	8.25E-01	7.18E-01	5.46E-01	4.19E-01	3.10E-01
11600	9.81E-01	8.47E-01	7.47E-01	5.80E-01	4.50E-01	3.35E-01
11800	9.84E-01	8.66E-01	7.75E-01	6.13E-01	4.81E-01	3.61E-01
12000	9.86E-01	8.83E-01	8.00E-01	6.44E-01	5.12E-01	3.88E-01
12200	9.88E-01	8.98E-01	8.22E-01	6.74E-01	5.42E-01	4.15E-01
12400	9.90E-01	9.11E-01	8.42E-01	7.02E-01	5.72E-01	4.42E-01
12600	9.91E-01	9.22E-01	8.60E-01	7.29E-01	6.01E-01	4.70E-01
12800	9.92E-01	9.32E-01	8.75E-01	7.53E-01	6.30E-01	4.97E-01
13000	9.93E-01	9.40E-01	8.90E-01	7.76E-01	6.57E-01	5.24E-01
13200	9.94E-01	9.47E-01	9.02E-01	7.97E-01	6.83E-01	5.51E-01
13400	9.95E-01	9.53E-01	9.13E-01	8.16E-01	7.07E-01	5.77E-01
13600	9.96E-01	9.59E-01	9.22E-01	8.34E-01	7.30E-01	6.03E-01
13800	9.96E-01	9.64E-01	9.31E-01	8.50E-01	7.52E-01	6.28E-01
14000	9.97E-01	9.68E-01	9.38E-01	8.64E-01	7.72E-01	6.51E-01
14200	9.97E-01	9.71E-01	9.45E-01	8.77E-01	7.91E-01	6.74E-01
14400	9.97E-01	9.74E-01	9.51E-01	8.89E-01	8.08E-01	6.96E-01
14600	9.98E-01	9.77E-01	9.56E-01	8.99E-01	8.24E-01	7.17E-01
14800	9.98E-01	9.80E-01	9.60E-01	9.09E-01	8.39E-01	7.37E-01
15000	9.98E-01	9.82E-01	9.64E-01	9.17E-01	8.52E-01	7.55E-01
15200	9.98E-01	9.84E-01	9.68E-01	9.25E-01	8.65E-01	7.73E-01
15400	9.98E-01	9.85E-01	9.71E-01	9.32E-01	8.76E-01	7.89E-01
15600	9.99E-01	9.87E-01	9.74E-01	9.38E-01	8.86E-01	8.04E-01
15800	9.99E-01	9.88E-01	9.76E-01	9.44E-01	8.96E-01	8.19E-01
16000	9.99E-01	9.89E-01	9.78E-01	9.49E-01	9.04E-01	8.32E-01

Кремний (Si). Потенциал ионизации $U_и$=7,94 В, параметр a^2=4/3

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	6.69E-04	2.11E-04	1.50E-04	9.46E-05	6.69E-05	4.73E-05
4200	1.23E-03	3.89E-04	2.75E-04	1.74E-04	1.23E-04	8.69E-05
4400	2.14E-03	6.78E-04	4.79E-04	3.03E-04	2.14E-04	1.52E-04
4600	3.57E-03	1.13E-03	7.99E-04	5.05E-04	3.57E-04	2.53E-04
4800	5.72E-03	1.81E-03	1.28E-03	8.08E-04	5.72E-04	4.04E-04
5000	8.83E-03	2.79E-03	1.97E-03	1.25E-03	8.83E-04	6.24E-04
5200	1.32E-02	4.18E-03	2.95E-03	1.87E-03	1.32E-03	9.34E-04
5400	1.92E-02	6.08E-03	4.30E-03	2.72E-03	1.92E-03	1.36E-03
5600	2.73E-02	8.62E-03	6.10E-03	3.86E-03	2.73E-03	1.93E-03
5800	3.78E-02	1.20E-02	8.46E-03	5.35E-03	3.78E-03	2.68E-03
6000	5.14E-02	1.63E-02	1.15E-02	7.27E-03	5.14E-03	3.64E-03
6200	6.85E-02	2.17E-02	1.53E-02	9.70E-03	6.86E-03	4.85E-03
6400	8.97E-02	2.85E-02	2.01E-02	1.27E-02	9.00E-03	6.37E-03
6600	1.16E-01	3.68E-02	2.60E-02	1.65E-02	1.16E-02	8.23E-03
6800	1.47E-01	4.68E-02	3.31E-02	2.10E-02	1.48E-02	1.05E-02
7000	1.83E-01	5.89E-02	4.17E-02	2.64E-02	1.87E-02	1.32E-02
7200	2.26E-01	7.32E-02	5.18E-02	3.28E-02	2.32E-02	1.64E-02
7400	2.74E-01	8.99E-02	6.37E-02	4.03E-02	2.85E-02	2.02E-02
7600	3.28E-01	1.09E-01	7.75E-02	4.91E-02	3.47E-02	2.46E-02
7800	3.87E-01	1.31E-01	9.33E-02	5.92E-02	4.19E-02	2.96E-02
8000	4.48E-01	1.57E-01	1.11E-01	7.07E-02	5.01E-02	3.54E-02
8200	5.11E-01	1.85E-01	1.32E-01	8.39E-02	5.94E-02	4.20E-02
8400	5.74E-01	2.16E-01	1.55E-01	9.87E-02	6.99E-02	4.95E-02
8600	6.34E-01	2.51E-01	1.80E-01	1.15E-01	8.17E-02	5.79E-02
8800	6.90E-01	2.89E-01	2.08E-01	1.34E-01	9.49E-02	6.72E-02
9000	7.40E-01	3.29E-01	2.39E-01	1.54E-01	1.09E-01	7.76E-02
9200	7.84E-01	3.71E-01	2.72E-01	1.76E-01	1.25E-01	8.91E-02
9400	8.22E-01	4.16E-01	3.08E-01	2.00E-01	1.43E-01	1.02E-01
9600	8.54E-01	4.61E-01	3.45E-01	2.26E-01	1.62E-01	1.15E-01
9800	8.81E-01	5.07E-01	3.84E-01	2.54E-01	1.83E-01	1.30E-01
10000	9.02E-01	5.52E-01	4.24E-01	2.84E-01	2.05E-01	1.47E-01
10200	9.20E-01	5.96E-01	4.65E-01	3.15E-01	2.29E-01	1.64E-01
10400	9.35E-01	6.39E-01	5.06E-01	3.48E-01	2.54E-01	1.83E-01
10600	9.46E-01	6.79E-01	5.47E-01	3.82E-01	2.81E-01	2.02E-01
10800	9.56E-01	7.16E-01	5.87E-01	4.17E-01	3.09E-01	2.24E-01
11000	9.63E-01	7.50E-01	6.26E-01	4.52E-01	3.38E-01	2.46E-01
11200	9.69E-01	7.81E-01	6.62E-01	4.88E-01	3.68E-01	2.69E-01
11400	9.74E-01	8.08E-01	6.97E-01	5.23E-01	3.98E-01	2.94E-01
11600	9.79E-01	8.33E-01	7.29E-01	5.58E-01	4.30E-01	3.19E-01
11800	9.82E-01	8.54E-01	7.58E-01	5.92E-01	4.61E-01	3.45E-01
12000	9.85E-01	8.73E-01	7.85E-01	6.25E-01	4.93E-01	3.72E-01
12200	9.87E-01	8.90E-01	8.09E-01	6.57E-01	5.24E-01	3.99E-01
12400	9.89E-01	9.04E-01	8.31E-01	6.87E-01	5.55E-01	4.27E-01
12600	9.91E-01	9.16E-01	8.50E-01	7.15E-01	5.86E-01	4.55E-01
12800	9.92E-01	9.27E-01	8.68E-01	7.41E-01	6.15E-01	4.83E-01
13000	9.93E-01	9.36E-01	8.83E-01	7.65E-01	6.44E-01	5.11E-01
13200	9.94E-01	9.44E-01	8.96E-01	7.88E-01	6.71E-01	5.39E-01
13400	9.95E-01	9.51E-01	9.08E-01	8.08E-01	6.97E-01	5.66E-01
13600	9.95E-01	9.57E-01	9.19E-01	8.27E-01	7.21E-01	5.93E-01
13800	9.96E-01	9.62E-01	9.28E-01	8.44E-01	7.44E-01	6.18E-01
14000	9.96E-01	9.66E-01	9.36E-01	8.59E-01	7.65E-01	6.43E-01
14200	9.97E-01	9.70E-01	9.43E-01	8.73E-01	7.85E-01	6.67E-01
14400	9.97E-01	9.74E-01	9.49E-01	8.86E-01	8.03E-01	6.90E-01
14600	9.98E-01	9.77E-01	9.55E-01	8.97E-01	8.20E-01	7.12E-01
14800	9.98E-01	9.79E-01	9.59E-01	9.07E-01	8.36E-01	7.32E-01
15000	9.98E-01	9.81E-01	9.64E-01	9.16E-01	8.50E-01	7.52E-01
15200	9.98E-01	9.83E-01	9.67E-01	9.24E-01	8.63E-01	7.70E-01
15400	9.98E-01	9.85E-01	9.71E-01	9.31E-01	8.75E-01	7.87E-01
15600	9.99E-01	9.87E-01	9.74E-01	9.38E-01	8.86E-01	8.03E-01
15800	9.99E-01	9.88E-01	9.76E-01	9.43E-01	8.95E-01	8.18E-01
16000	9.99E-01	9.89E-01	9.78E-01	9.49E-01	9.04E-01	8.32E-01

Вольфрам (W). Потенциал ионизации U_u=8,1 В, параметр a^2=8/5

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	5.81E-04	1.84E-04	1.30E-04	8.22E-05	5.81E-05	4.11E-05
4200	1.08E-03	3.41E-04	2.41E-04	1.53E-04	1.08E-04	7.64E-05
4400	1.90E-03	6.02E-04	4.25E-04	2.69E-04	1.90E-04	1.35E-04
4600	3.20E-03	1.01E-03	7.15E-04	4.52E-04	3.20E-04	2.26E-04
4800	5.16E-03	1.63E-03	1.15E-03	7.30E-04	5.16E-04	3.65E-04
5000	8.03E-03	2.54E-03	1.80E-03	1.14E-03	8.03E-04	5.68E-04
5200	1.21E-02	3.83E-03	2.71E-03	1.71E-03	1.21E-03	8.56E-04
5400	1.77E-02	5.61E-03	3.97E-03	2.51E-03	1.77E-03	1.25E-03
5600	2.53E-02	8.01E-03	5.66E-03	3.58E-03	2.53E-03	1.79E-03
5800	3.53E-02	1.12E-02	7.90E-03	4.99E-03	3.53E-03	2.50E-03
6000	4.82E-02	1.53E-02	1.08E-02	6.83E-03	4.83E-03	3.41E-03
6200	6.46E-02	2.05E-02	1.45E-02	9.15E-03	6.47E-03	4.58E-03
6400	8.50E-02	2.70E-02	1.91E-02	1.21E-02	8.53E-03	6.03E-03
6600	1.10E-01	3.50E-02	2.48E-02	1.57E-02	1.11E-02	7.83E-03
6800	1.40E-01	4.48E-02	3.17E-02	2.00E-02	1.42E-02	1.00E-02
7000	1.76E-01	5.65E-02	4.00E-02	2.53E-02	1.79E-02	1.27E-02
7200	2.18E-01	7.05E-02	4.99E-02	3.16E-02	2.23E-02	1.58E-02
7400	2.66E-01	8.69E-02	6.15E-02	3.90E-02	2.76E-02	1.95E-02
7600	3.19E-01	1.06E-01	7.51E-02	4.76E-02	3.37E-02	2.38E-02
7800	3.78E-01	1.28E-01	9.08E-02	5.76E-02	4.07E-02	2.88E-02
8000	4.39E-01	1.53E-01	1.09E-01	6.90E-02	4.89E-02	3.46E-02
8200	5.03E-01	1.81E-01	1.29E-01	8.21E-02	5.81E-02	4.11E-02
8400	5.67E-01	2.12E-01	1.52E-01	9.68E-02	6.86E-02	4.86E-02
8600	6.28E-01	2.47E-01	1.77E-01	1.13E-01	8.04E-02	5.69E-02
8800	6.85E-01	2.85E-01	2.06E-01	1.32E-01	9.36E-02	6.63E-02
9000	7.36E-01	3.25E-01	2.36E-01	1.52E-01	1.08E-01	7.67E-02
9200	7.82E-01	3.68E-01	2.70E-01	1.74E-01	1.24E-01	8.82E-02
9400	8.20E-01	4.13E-01	3.05E-01	1.99E-01	1.42E-01	1.01E-01
9600	8.53E-01	4.59E-01	3.43E-01	2.25E-01	1.61E-01	1.15E-01
9800	8.80E-01	5.06E-01	3.83E-01	2.53E-01	1.82E-01	1.30E-01
10000	9.02E-01	5.52E-01	4.24E-01	2.84E-01	2.05E-01	1.46E-01
10200	9.20E-01	5.97E-01	4.65E-01	3.15E-01	2.29E-01	1.64E-01
10400	9.35E-01	6.40E-01	5.07E-01	3.49E-01	2.54E-01	1.83E-01
10600	9.47E-01	6.80E-01	5.49E-01	3.83E-01	2.82E-01	2.03E-01
10800	9.56E-01	7.18E-01	5.89E-01	4.19E-01	3.10E-01	2.25E-01
11000	9.64E-01	7.52E-01	6.28E-01	4.55E-01	3.40E-01	2.47E-01
11200	9.70E-01	7.83E-01	6.65E-01	4.91E-01	3.70E-01	2.71E-01
11400	9.75E-01	8.11E-01	7.00E-01	5.27E-01	4.02E-01	2.96E-01
11600	9.79E-01	8.36E-01	7.32E-01	5.63E-01	4.34E-01	3.22E-01
11800	9.82E-01	8.57E-01	7.62E-01	5.97E-01	4.66E-01	3.49E-01
12000	9.85E-01	8.76E-01	7.89E-01	6.31E-01	4.98E-01	3.76E-01
12200	9.87E-01	8.92E-01	8.13E-01	6.62E-01	5.30E-01	4.04E-01
12400	9.89E-01	9.07E-01	8.35E-01	6.93E-01	5.62E-01	4.33E-01
12600	9.91E-01	9.19E-01	8.55E-01	7.21E-01	5.93E-01	4.62E-01
12800	9.92E-01	9.29E-01	8.72E-01	7.47E-01	6.22E-01	4.90E-01
13000	9.93E-01	9.38E-01	8.87E-01	7.72E-01	6.51E-01	5.19E-01
13200	9.94E-01	9.46E-01	9.00E-01	7.94E-01	6.79E-01	5.47E-01
13400	9.95E-01	9.53E-01	9.12E-01	8.14E-01	7.04E-01	5.74E-01
13600	9.96E-01	9.59E-01	9.22E-01	8.33E-01	7.29E-01	6.01E-01
13800	9.96E-01	9.64E-01	9.31E-01	8.50E-01	7.52E-01	6.28E-01
14000	9.97E-01	9.68E-01	9.39E-01	8.65E-01	7.73E-01	6.53E-01
14200	9.97E-01	9.72E-01	9.46E-01	8.78E-01	7.93E-01	6.77E-01
14400	9.97E-01	9.75E-01	9.52E-01	8.91E-01	8.11E-01	7.00E-01
14600	9.98E-01	9.78E-01	9.57E-01	9.02E-01	8.27E-01	7.21E-01
14800	9.98E-01	9.80E-01	9.62E-01	9.11E-01	8.43E-01	7.42E-01
15000	9.98E-01	9.82E-01	9.66E-01	9.20E-01	8.57E-01	7.61E-01
15200	9.98E-01	9.84E-01	9.69E-01	9.28E-01	8.69E-01	7.79E-01
15400	9.99E-01	9.86E-01	9.72E-01	9.35E-01	8.81E-01	7.96E-01
15600	9.99E-01	9.87E-01	9.75E-01	9.41E-01	8.91E-01	8.12E-01
15800	9.99E-01	9.89E-01	9.78E-01	9.47E-01	9.01E-01	8.27E-01
16000	9.99E-01	9.90E-01	9.80E-01	9.52E-01	9.10E-01	8.40E-01

Цинк (Zn). Потенциал ионизации U_u=9,35 В, параметр a^2=4

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	1.50E-04	4.75E-05	3.36E-05	2.12E-05	1.50E-05	1.06E-05
4200	3.04E-04	9.62E-05	6.80E-05	4.30E-05	3.04E-05	2.15E-05
4400	5.80E-04	1.83E-04	1.30E-04	8.20E-05	5.80E-05	4.10E-05
4600	1.05E-03	3.31E-04	2.34E-04	1.48E-04	1.05E-04	7.40E-05
4800	1.80E-03	5.70E-04	4.03E-04	2.55E-04	1.80E-04	1.28E-04
5000	2.98E-03	9.43E-04	6.67E-04	4.22E-04	2.98E-04	2.11E-04
5200	4.75E-03	1.50E-03	1.06E-03	6.72E-04	4.75E-04	3.36E-04
5400	7.33E-03	2.32E-03	1.64E-03	1.04E-03	7.33E-04	5.18E-04
5600	1.10E-02	3.47E-03	2.45E-03	1.55E-03	1.10E-03	7.76E-04
5800	1.60E-02	5.06E-03	3.58E-03	2.26E-03	1.60E-03	1.13E-03
6000	2.28E-02	7.21E-03	5.10E-03	3.23E-03	2.28E-03	1.61E-03
6200	3.18E-02	1.01E-02	7.11E-03	4.50E-03	3.18E-03	2.25E-03
6400	4.34E-02	1.37E-02	9.72E-03	6.15E-03	4.35E-03	3.07E-03
6600	5.83E-02	1.85E-02	1.31E-02	8.26E-03	5.84E-03	4.13E-03
6800	7.70E-02	2.44E-02	1.73E-02	1.09E-02	7.72E-03	5.46E-03
7000	1.00E-01	3.18E-02	2.25E-02	1.42E-02	1.01E-02	7.11E-03
7200	1.28E-01	4.08E-02	2.89E-02	1.83E-02	1.29E-02	9.13E-03
7400	1.62E-01	5.17E-02	3.66E-02	2.32E-02	1.64E-02	1.16E-02
7600	2.01E-01	6.48E-02	4.59E-02	2.90E-02	2.05E-02	1.45E-02
7800	2.47E-01	8.03E-02	5.68E-02	3.60E-02	2.55E-02	1.80E-02
8000	2.98E-01	9.84E-02	6.97E-02	4.42E-02	3.13E-02	2.21E-02
8200	3.56E-01	1.19E-01	8.48E-02	5.37E-02	3.80E-02	2.69E-02
8400	4.17E-01	1.44E-01	1.02E-01	6.48E-02	4.58E-02	3.24E-02
8600	4.81E-01	1.71E-01	1.22E-01	7.74E-02	5.48E-02	3.88E-02
8800	5.46E-01	2.02E-01	1.44E-01	9.18E-02	6.51E-02	4.61E-02
9000	6.10E-01	2.36E-01	1.69E-01	1.08E-01	7.67E-02	5.43E-02
9200	6.69E-01	2.74E-01	1.98E-01	1.26E-01	8.97E-02	6.36E-02
9400	7.24E-01	3.15E-01	2.28E-01	1.47E-01	1.04E-01	7.40E-02
9600	7.72E-01	3.59E-01	2.62E-01	1.69E-01	1.21E-01	8.56E-02
9800	8.13E-01	4.04E-01	2.98E-01	1.94E-01	1.39E-01	9.84E-02
10000	8.48E-01	4.52E-01	3.37E-01	2.21E-01	1.58E-01	1.13E-01
10200	8.77E-01	5.00E-01	3.78E-01	2.50E-01	1.80E-01	1.28E-01
10400	9.01E-01	5.48E-01	4.20E-01	2.81E-01	2.03E-01	1.45E-01
10600	9.20E-01	5.95E-01	4.64E-01	3.14E-01	2.28E-01	1.63E-01
10800	9.35E-01	6.40E-01	5.08E-01	3.49E-01	2.55E-01	1.83E-01
11000	9.47E-01	6.83E-01	5.51E-01	3.85E-01	2.83E-01	2.04E-01
11200	9.57E-01	7.22E-01	5.94E-01	4.23E-01	3.13E-01	2.27E-01
11400	9.65E-01	7.58E-01	6.35E-01	4.61E-01	3.45E-01	2.51E-01
11600	9.71E-01	7.90E-01	6.73E-01	4.99E-01	3.77E-01	2.77E-01
11800	9.76E-01	8.18E-01	7.10E-01	5.37E-01	4.11E-01	3.03E-01
12000	9.80E-01	8.44E-01	7.43E-01	5.75E-01	4.45E-01	3.31E-01
12200	9.84E-01	8.65E-01	7.74E-01	6.11E-01	4.79E-01	3.60E-01
12400	9.86E-01	8.84E-01	8.01E-01	6.46E-01	5.14E-01	3.90E-01
12600	9.89E-01	9.00E-01	8.26E-01	6.79E-01	5.48E-01	4.20E-01
12800	9.90E-01	9.14E-01	8.47E-01	7.10E-01	5.81E-01	4.51E-01
13000	9.92E-01	9.26E-01	8.67E-01	7.40E-01	6.13E-01	4.81E-01
13200	9.93E-01	9.36E-01	8.84E-01	7.66E-01	6.45E-01	5.12E-01
13400	9.94E-01	9.45E-01	8.98E-01	7.91E-01	6.75E-01	5.43E-01
13600	9.95E-01	9.52E-01	9.11E-01	8.13E-01	7.03E-01	5.73E-01
13800	9.96E-01	9.59E-01	9.22E-01	8.33E-01	7.29E-01	6.02E-01
14000	9.96E-01	9.64E-01	9.32E-01	8.51E-01	7.54E-01	6.30E-01
14200	9.97E-01	9.69E-01	9.40E-01	8.68E-01	7.77E-01	6.57E-01
14400	9.97E-01	9.73E-01	9.47E-01	8.82E-01	7.98E-01	6.83E-01
14600	9.98E-01	9.76E-01	9.54E-01	8.95E-01	8.17E-01	7.08E-01
14800	9.98E-01	9.79E-01	9.59E-01	9.06E-01	8.35E-01	7.31E-01
15000	9.98E-01	9.81E-01	9.64E-01	9.16E-01	8.51E-01	7.53E-01
15200	9.98E-01	9.84E-01	9.68E-01	9.25E-01	8.65E-01	7.74E-01
15400	9.99E-01	9.86E-01	9.72E-01	9.33E-01	8.78E-01	7.93E-01
15600	9.99E-01	9.87E-01	9.75E-01	9.40E-01	8.90E-01	8.10E-01
15800	9.99E-01	9.89E-01	9.78E-01	9.47E-01	9.01E-01	8.26E-01
16000	9.99E-01	9.90E-01	9.80E-01	9.52E-01	9.10E-01	8.41E-01

Углерод (C). Потенциал ионизации $U_и$=11,22 В, параметр a^2=4/3

T, К \ *p*, атм	0.1	1	2	5	10	20
4000	5.76E-06	1.82E-06	1.29E-06	8.15E-07	5.76E-07	4.08E-07
4200	1.33E-05	4.20E-06	2.97E-06	1.88E-06	1.33E-06	9.40E-07
4400	2.85E-05	9.01E-06	6.37E-06	4.03E-06	2.85E-06	2.01E-06
4600	5.73E-05	1.81E-05	1.28E-05	8.10E-06	5.73E-06	4.05E-06
4800	1.09E-04	3.44E-05	2.43E-05	1.54E-05	1.09E-05	7.70E-06
5000	1.97E-04	6.23E-05	4.40E-05	2.79E-05	1.97E-05	1.39E-05
5200	3.41E-04	1.08E-04	7.63E-05	4.82E-05	3.41E-05	2.41E-05
5400	5.68E-04	1.80E-04	1.27E-04	8.04E-05	5.68E-05	4.02E-05
5600	9.14E-04	2.89E-04	2.04E-04	1.29E-04	9.14E-05	6.47E-05
5800	1.43E-03	4.51E-04	3.19E-04	2.02E-04	1.43E-04	1.01E-04
6000	2.16E-03	6.84E-04	4.83E-04	3.06E-04	2.16E-04	1.53E-04
6200	3.20E-03	1.01E-03	7.15E-04	4.52E-04	3.20E-04	2.26E-04
6400	4.61E-03	1.46E-03	1.03E-03	6.53E-04	4.61E-04	3.26E-04
6600	6.53E-03	2.06E-03	1.46E-03	9.23E-04	6.53E-04	4.61E-04
6800	9.05E-03	2.86E-03	2.02E-03	1.28E-03	9.05E-04	6.40E-04
7000	1.23E-02	3.90E-03	2.76E-03	1.74E-03	1.23E-03	8.72E-04
7200	1.65E-02	5.23E-03	3.70E-03	2.34E-03	1.65E-03	1.17E-03
7400	2.18E-02	6.91E-03	4.89E-03	3.09E-03	2.18E-03	1.54E-03
7600	2.85E-02	9.00E-03	6.37E-03	4.03E-03	2.85E-03	2.01E-03
7800	3.66E-02	1.16E-02	8.19E-03	5.18E-03	3.66E-03	2.59E-03
8000	4.65E-02	1.47E-02	1.04E-02	6.58E-03	4.66E-03	3.29E-03
8200	5.85E-02	1.85E-02	1.31E-02	8.28E-03	5.86E-03	4.14E-03
8400	7.27E-02	2.30E-02	1.63E-02	1.03E-02	7.29E-03	5.15E-03
8600	8.95E-02	2.84E-02	2.01E-02	1.27E-02	8.99E-03	6.35E-03
8800	1.09E-01	3.47E-02	2.46E-02	1.55E-02	1.10E-02	7.77E-03
9000	1.32E-01	4.21E-02	2.98E-02	1.88E-02	1.33E-02	9.41E-03
9200	1.58E-01	5.06E-02	3.58E-02	2.26E-02	1.60E-02	1.13E-02
9400	1.88E-01	6.03E-02	4.27E-02	2.70E-02	1.91E-02	1.35E-02
9600	2.21E-01	7.15E-02	5.06E-02	3.20E-02	2.27E-02	1.60E-02
9800	2.58E-01	8.42E-02	5.96E-02	3.78E-02	2.67E-02	1.89E-02
10000	2.99E-01	9.85E-02	6.98E-02	4.42E-02	3.13E-02	2.21E-02
10200	3.42E-01	1.14E-01	8.12E-02	5.15E-02	3.64E-02	2.58E-02
10400	3.89E-01	1.32E-01	9.39E-02	5.96E-02	4.22E-02	2.98E-02
10600	4.37E-01	1.52E-01	1.08E-01	6.86E-02	4.86E-02	3.44E-02
10800	4.87E-01	1.74E-01	1.24E-01	7.86E-02	5.57E-02	3.94E-02
11000	5.37E-01	1.97E-01	1.41E-01	8.97E-02	6.35E-02	4.50E-02
11200	5.86E-01	2.23E-01	1.60E-01	1.02E-01	7.22E-02	5.11E-02
11400	6.34E-01	2.51E-01	1.80E-01	1.15E-01	8.16E-02	5.78E-02
11600	6.79E-01	2.80E-01	2.02E-01	1.30E-01	9.20E-02	6.52E-02
11800	7.20E-01	3.12E-01	2.26E-01	1.45E-01	1.03E-01	7.32E-02
12000	7.58E-01	3.45E-01	2.51E-01	1.62E-01	1.15E-01	8.19E-02
12200	7.92E-01	3.79E-01	2.78E-01	1.80E-01	1.29E-01	9.13E-02
12400	8.22E-01	4.15E-01	3.07E-01	2.00E-01	1.43E-01	1.01E-01
12600	8.48E-01	4.51E-01	3.37E-01	2.20E-01	1.58E-01	1.12E-01
12800	8.70E-01	4.88E-01	3.68E-01	2.42E-01	1.74E-01	1.24E-01
13000	8.90E-01	5.25E-01	3.99E-01	2.66E-01	1.91E-01	1.36E-01
13200	9.06E-01	5.61E-01	4.32E-01	2.90E-01	2.09E-01	1.50E-01
13400	9.20E-01	5.96E-01	4.65E-01	3.15E-01	2.29E-01	1.64E-01
13600	9.32E-01	6.31E-01	4.98E-01	3.42E-01	2.49E-01	1.79E-01
13800	9.42E-01	6.64E-01	5.31E-01	3.69E-01	2.70E-01	1.95E-01
14000	9.50E-01	6.95E-01	5.64E-01	3.97E-01	2.92E-01	2.11E-01
14200	9.58E-01	7.24E-01	5.96E-01	4.25E-01	3.15E-01	2.29E-01
14400	9.64E-01	7.51E-01	6.27E-01	4.54E-01	3.39E-01	2.47E-01
14600	9.69E-01	7.77E-01	6.57E-01	4.83E-01	3.63E-01	2.66E-01
14800	9.73E-01	8.00E-01	6.85E-01	5.12E-01	3.88E-01	2.85E-01
15000	9.77E-01	8.21E-01	7.12E-01	5.40E-01	4.13E-01	3.06E-01
15200	9.80E-01	8.40E-01	7.38E-01	5.69E-01	4.39E-01	3.27E-01
15400	9.82E-01	8.57E-01	7.61E-01	5.96E-01	4.65E-01	3.48E-01
15600	9.85E-01	8.72E-01	7.83E-01	6.23E-01	4.91E-01	3.70E-01
15800	9.87E-01	8.86E-01	8.03E-01	6.49E-01	5.17E-01	3.92E-01
16000	9.88E-01	8.98E-01	8.22E-01	6.74E-01	5.42E-01	4.15E-01

Приложение 2. Графики изменения степени ионизации в зависимости от температуры при различных давлениях

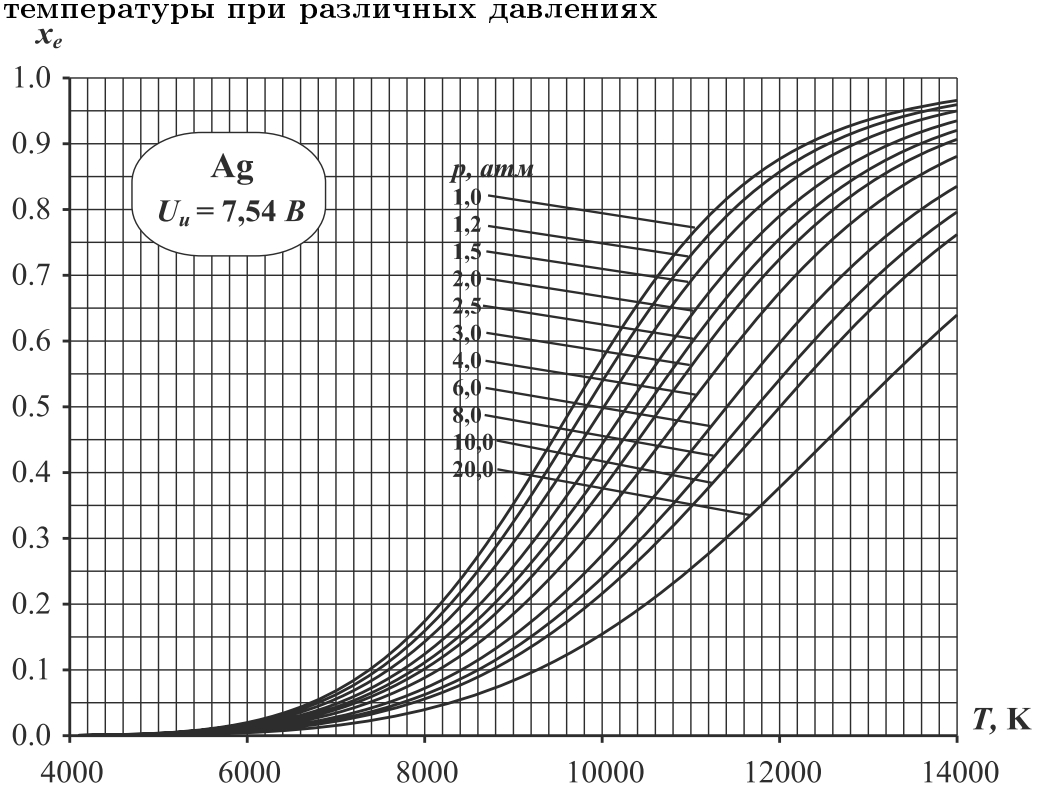


Рис. П.2.1. Степень ионизации паров серебра в зависимости от температуры при различных давлениях.

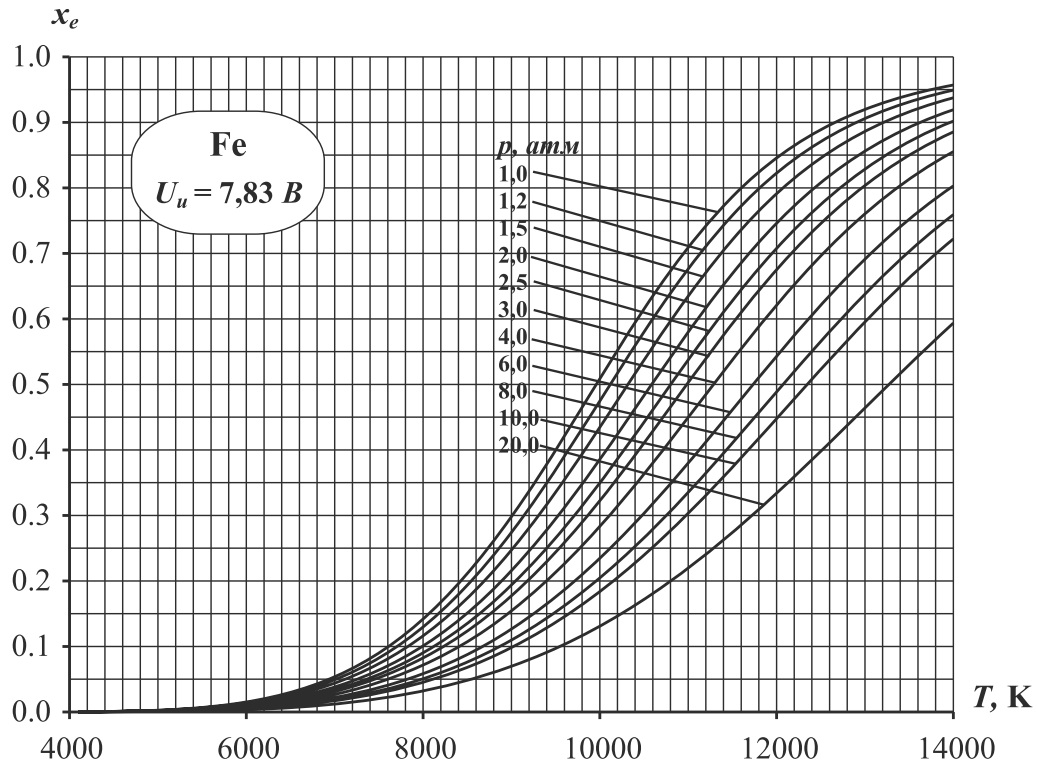


Рис. П.2.2. Степень ионизации паров железа в зависимости от температуры при различных давлениях.

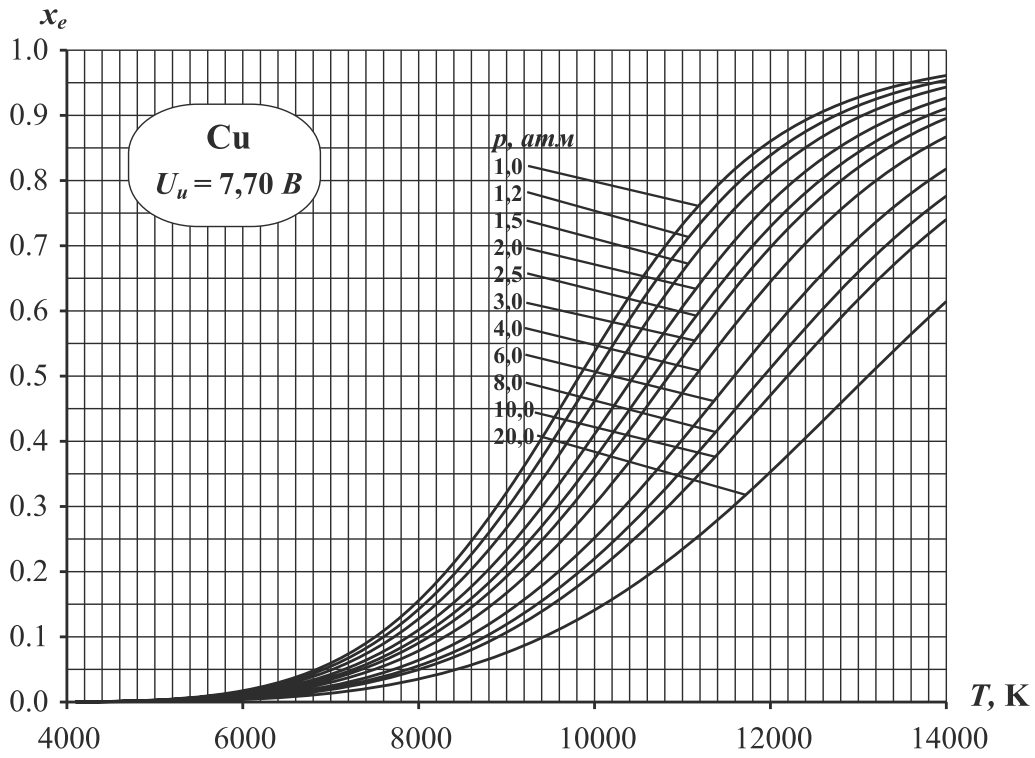


Рис. П.2.3. Степень ионизации паров меди в зависимости от температуры при различных давлениях.

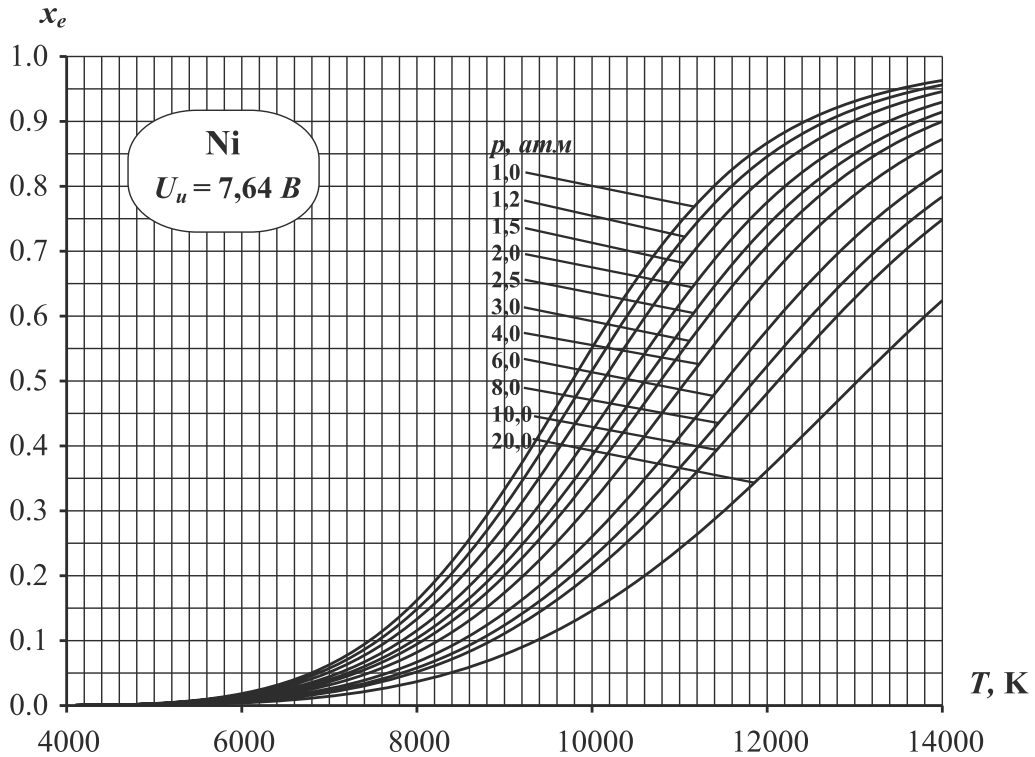


Рис. П.2.4. Степень ионизации паров никеля в зависимости от температуры при различных давлениях.

Приложение 3. Удельная электропроводность паров серебра и железа

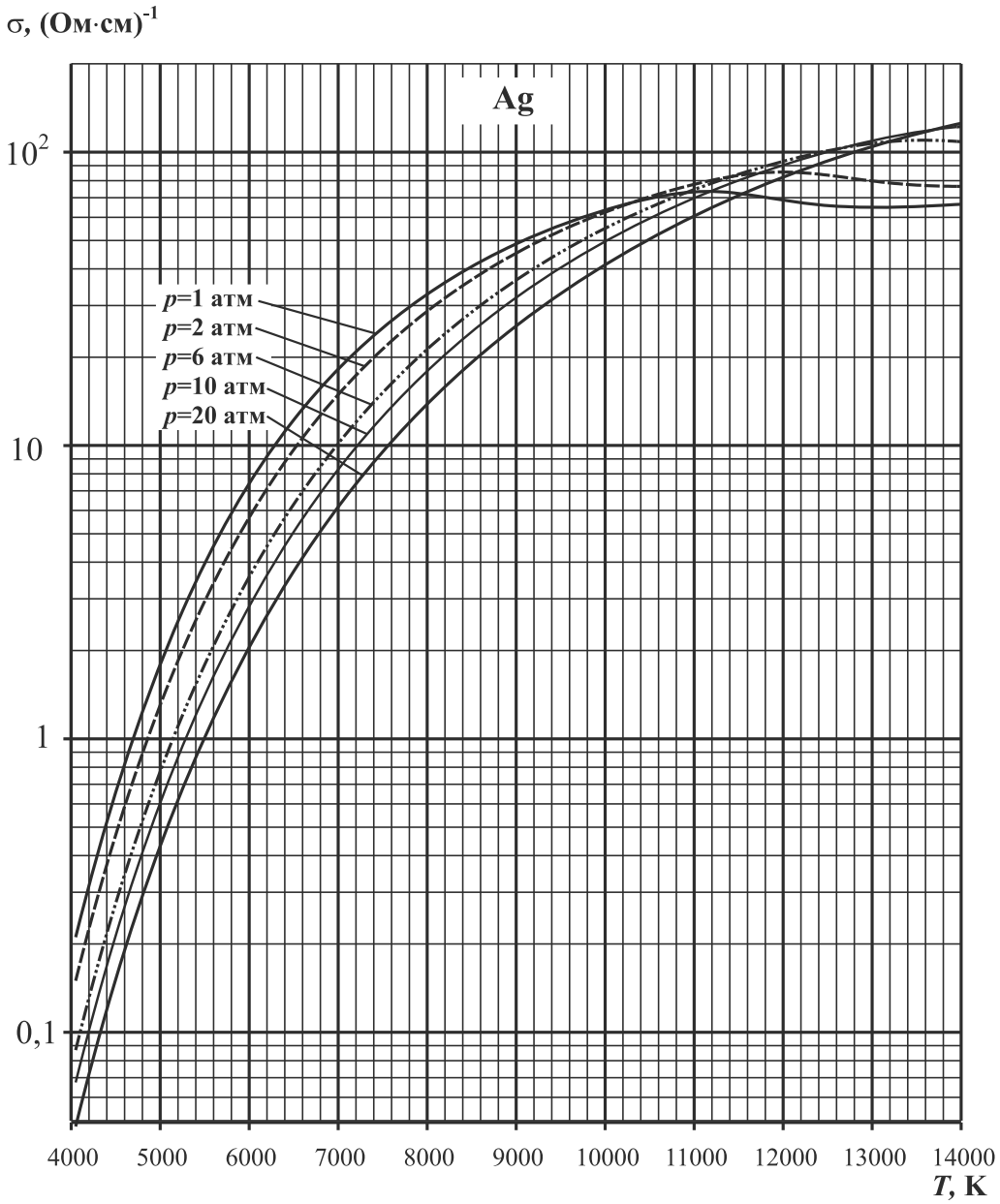


Рис. П.3.1. Удельная электропроводность паров серебра в зависимости от температуры при разных давлениях.

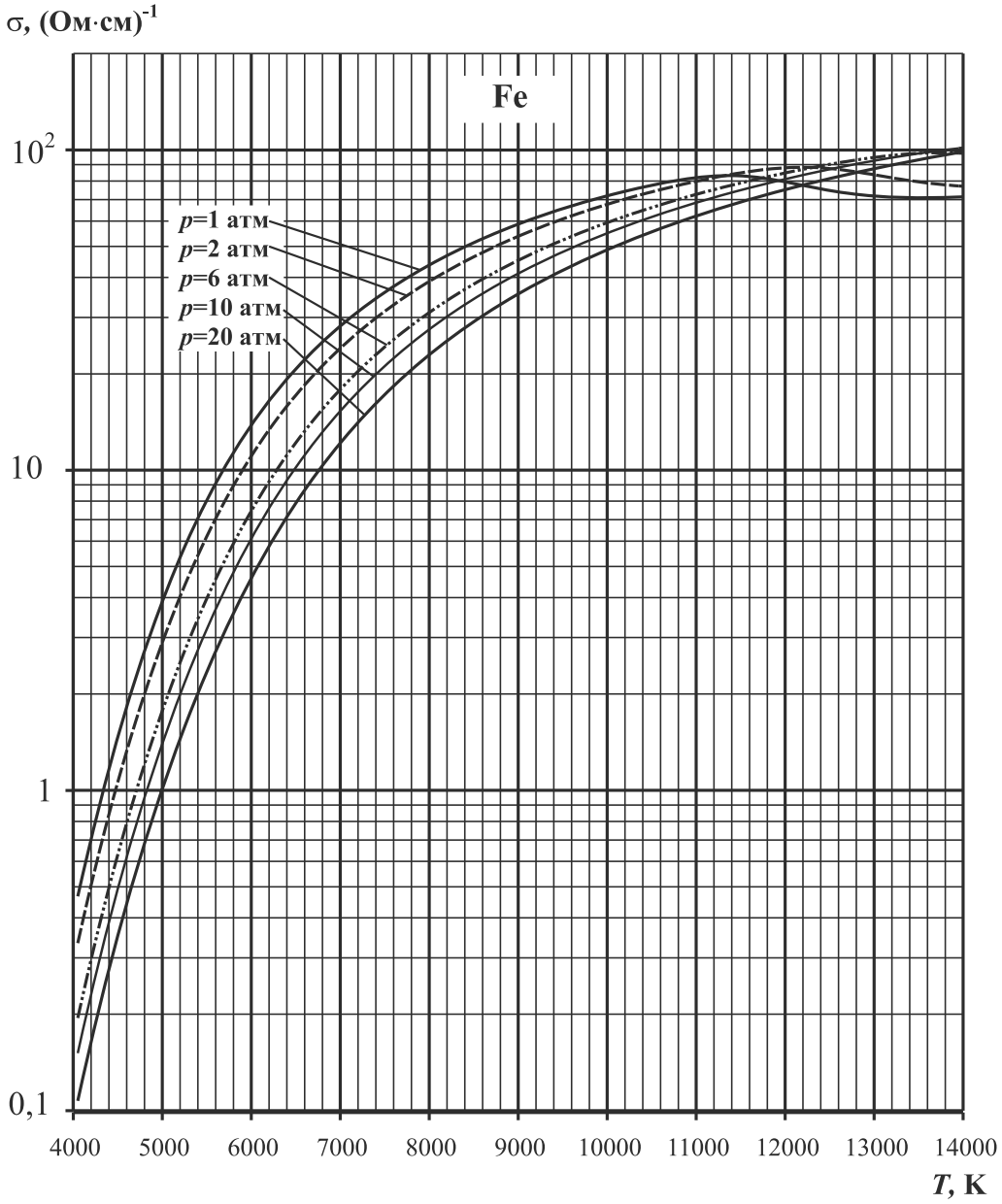


Рис. П.3.2. Удельная электропроводность паров железа в зависимости от температуры при разных давлениях.