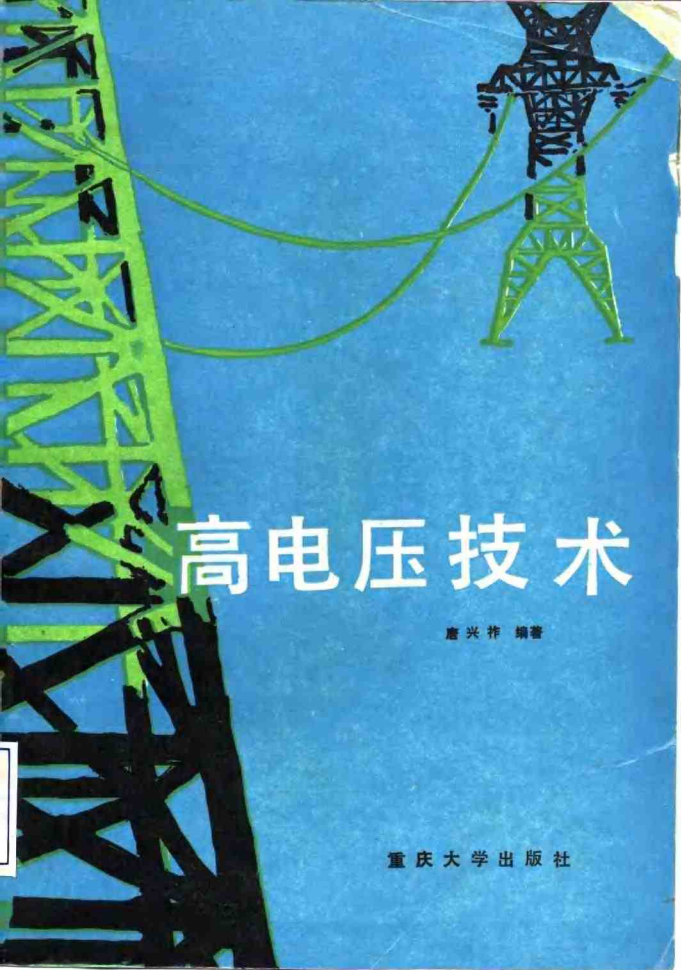




高电压技术

唐兴祚 编著

重庆大学出版社

高 电 压 技 术

唐兴祚 编著



401757

重 庆 大 学 出 版 社

内 容 提 要

本书内容包括高压绝缘及其试验、过电压及其防护两个部分。主要介绍电气设备绝缘在高压作用下的性能和有关的绝缘试验技术,过电压产生的物理过程及其防护措施,以及电力系统绝缘配合的基本概念。对近年来高压领域的新技术也有适当的反映。

本书适用于高等院校电力系统及其自动化、继电保护与自动运动技术、电机电器等专业以及电力职工大学作为高压技术课的教材,也可用作中等专业学校电力专业的教学参考书以及电力部门工程技术人员的工作参考用书。

高 电 压 技 术

唐兴祥 编著

责任编辑 黄开强

重庆大学出版社出版发行

新华书店经销

重庆花溪印刷厂印

开本: 787×1092 1/16 印张: 11.25 字数: 286千
1991年2月第1版 1998年3月第4次印刷

印数: 11601—15600

标准书号: ISBN 7-5624-0362-X
TM·21 定价: 11.00元

前 言

本书的前身是自编教材,经过在广西大学电力系统及其自动化专业几年的教学实践,并根据1988年5月全国高等学校电力类专业教学委员会第一次会议讨论通过的《电力系统专业〈高电压技术〉课程教学基本要求》修订而成。在精选内容、掌握适当的广度和深度方面,作了较多的考虑,力求适合高压普通课(学时56~60)的需要,并对近年来高电压领域的新发展有适当的反映。在叙述方法方面,力求深入浅出,注意系统性和逻辑性,以便于自学。

全书包括高电压绝缘及其试验、过电压及其防护两大部分,共十章,主要讲述电气设备绝缘在高电压作用下的性能和有关的绝缘试验技术;过电压产生和发展的物理过程及其防护措施;电力系统绝缘配合的基本概念。书中每章末均附有习题,以帮助读者总结及启发思考。

本书适用于高等学校电力系统及其自动化、继电保护与自动运动技术、电机电器等专业以及电力职工大学高电压技术课程的教材,也可用作中等专业学校电力专业的教学参考书以及电力部门工程技术人员工作参考之用。

在准备本书初稿时,得到梁小冰、刘力同志的帮助并对本书提出了不少宝贵意见,特此表示衷心感谢。

编者水平有限,不足之处在所难免,恳望读者提出批评意见。

编 者

1990年3月于广西大学

绪 论

高电压技术作为电工技术中的一个独立学科,是由于大功率远距离输电的发展而促成的,我们知道,采用高电压输电,不但可以减少线路损耗,而且可以增大输送功率。因为一条输电线路的输送容量与电压的平方成正比,而且与系统的感抗成反比。因此,长距离输送大功率就需要采用高电压。

自本世纪初,第一批110kV高压输电线路出现以来,在世界各地,已建立起数量众多的高压电力系统。特别在近二十多年来,由于电力需求的迅速增长以及大容量电站的兴建,更导致电力系统的扩展以及输电电压的迅速提高。目前,大多数电力工业发达的国家广泛采用400~500kV超高压电力网。60年代后半期,加拿大、苏联、美国分别出现了第一批735~765kV超高压输电线路。70年代起在一些国家进行了特高压(1000~1500kV)线路和设备的试验研究工作。与此同时,高压直流输电也有了相应的发展。已建成的直流输电线路最高输电电压达到 ± 533 kV。

我国的电力工业,解放以来有了很大的发展。1981年底,随着我国第一条500kV超高压输电线路的建成,我国最高输电电压由330kV跃升到500kV级,成为世界上第八个拥有500kV电网的国家。到1989年底,我国已建成500kV线路7300km,并在东北、华东、华北、华中电网开始形成以500kV线路为骨干的网架。为了实现中央提出的到2000年工农业总产值翻两番的目标,电力工业作为能源工业的一个重要方面,必将以更快的速度向前发展。

为了保证电力系统的正常运行,要求输电线路及所有电气设备(发电机、变压器、开关电器、补偿设备等)能够可靠地工作;这在很大程度上又要靠线路及设备的绝缘在可能受到的各种形式的电压作用下能够安全可靠地工作。

电气设备的绝缘在运行中可能受到下述各类电压的作用:

a) 正常运行条件下的工频电压,这是设备在运行中长期作用在其绝缘上的电压。设备的平均相间电压(即线电压)叫额定电压。由于在设备和线路上的电压降以及电源电压的调整,运行中电网各点的电压可能与额定电压不一样。通常规定相应于各个额定电压等级的最高工作电压。在系统中任何点的工作电压都不能超过最高工作电压。按照我国有关标准的规定,对于3~220kV等级,最高工作电压是额定电压的1.15倍;对于330~500kV等级,最高工作电压是额定电压的1.1倍。作用在设备相对地绝缘上的电压即最高工作相电压。例如对于220kV电网,这一电压为 $220 \times 1.15 / \sqrt{3} = 146$ kV(有效值)。

b) 暂时过电压 包括由于系统中的操作、故障(如单相接地、甩负荷)引起的工频电压升高和由谐振(主要是铁磁谐振)引起的过电压。这种过电压虽为短时存在,但持续时间较其他类型过电压为长。

c) 操作过电压 这是由于操作、故障或其他原因在系统中引起的过渡过程过电压。这种过电压一般持续时间较短,衰减较快。

d) 雷电过电压 这是由于雷电放电在系统中引起的过电压。这种过电压通常为单极性且持续时间很短,但可能具有很大的幅值。

上述b)、c)两类过电压是由电力系统内部原因引起的，通称内部过电压。雷电过电压又可称为大气过电压或外部过电压。

电气设备的绝缘可以区分为外绝缘和内绝缘两类。外绝缘是指利用空气作为介质的部分，包括导线间及导线与杆塔间的空气间隙、套管及支柱绝缘子表面、隔离开关触点间的绝缘。内绝缘则指处在变压器或电器外壳内部或电缆外皮内部的绝缘。它由不同的液体、固体或气体介质组合而成。

在运行中出现的高幅值过电压作用下，绝缘可能丧失其介质性能，叫做绝缘的击穿。绝缘破坏的后果，对外绝缘和内绝缘来说是不一样的。

当空气间隙击穿或绝缘子表面闪络以后，如果导致绝缘击穿的原因消失了，则空气的电气强度会完全恢复。所以空气绝缘又叫自恢复绝缘。空气击穿的不良后果是可能产生稳定的电弧。在输电线路上的电弧接地短路或相间电弧导致线路跳闸以便绝缘恢复。因此，空气绝缘的击穿将会使供电短时中断，但一般不会使绝缘损坏。而内绝缘电气强度的破坏则常常是不可逆的过程，导致贵重设备的损坏。

研究电力系统在运行中作用于绝缘上的各种电压的性质和必要的限制措施，研究各类绝缘在不同形式电压作用下的特性以及相应的高电压试验技术，这些都是高电压技术所要研究的问题。概括地说，高电压技术就是研究电气设备的绝缘及其运行问题的学科。电力系统专业的工程技术人员，在从事电力系统的设计、安装、调试及运行工作中，都会遇到电力设备的绝缘和过电压方面的问题。因此，作为电力系统专业必修专业课程之一，《高电压技术》课程的任务是：使学习者掌握电力设备绝缘性能、试验方法和电力系统过电压及其防护等方面的基本知识，并获得解决上述问题的初步能力和实验技能。

高电压技术作为电工技术的一个分支，它与电工及物理的基础理论，例如电介质理论、电磁场理论、电路中的瞬变现象（过渡过程）等等，有着密切的联系。另一方面，高电压技术又是一门实践性很强的技术学科，很多数据和结论都需要来自实际试验和测量，而不能单纯依靠理论的推导计算而得。在学习时必须注意到这些特点。

目 录

绪 论

第一部分 高电压绝缘及其试验

第一章 电介质在强电场下的特性	1
1.1 概述	1
1.2 气体中带电粒子的产生和消失	1
1.3 气体中的放电现象和电子崩的形成	2
1.4 汤森的自持放电条件	4
1.5 均匀电场中气隙的击穿电压	5
1.6 流注放电理论	6
1.7 不均匀电场中气隙的放电特性	7
1.8 雷电冲击电压下气隙的击穿特性	9
1.9 操作冲击电压下长空气间隙的击穿特性	12
1.10 大气条件对空气间隙击穿电压的影响	13
1.11 提高气体间隙抗电强度的方法	15
1.12 输电线上的电晕放电	17
1.13 沿绝缘子表面的气体放电	19
1.13.1 不同绝缘子结构的沿面放电特性	19
1.13.2 悬式绝缘子串的电压分布及闪络特性	21
1.13.3 绝缘子表面污染时的沿面放电	21
习 题	23
第二章 液体、固体电介质的绝缘性能	24
2.1 电介质的极化和介电常数	24
2.2 电介质中的电流和电导	27
2.2.1 吸收现象	27
2.2.2 电介质的电导	28
2.3 电介质损耗和损耗角正切	29
2.4 液体电介质的击穿特性	32
2.5 固体电介质的击穿特性	34
2.5.1 固体电介质的热击穿	34
2.5.2 固体电介质的电击穿	35
2.5.3 影响固体介质击穿电压的主要因素	35
2.6 电介质的老化	36
2.6.1 局部放电老化	38
2.6.2 热老化	38
2.6.3 绝缘的受潮	39

习 题	39
第三章 电气设备绝缘试验	40
3.1 概述	40
3.2 绝缘电阻和吸收比测量	40
3.3 介质损耗角正切的测量	42
3.3.1 用高压西林电桥测量 $\tan\delta$	43
3.3.2 外界电磁场对电桥的干扰	44
3.4 局部放电测量	46
3.5 工频交流耐压试验	47
3.5.1 工频高压试验设备及接线	48
3.5.2 工频高电压的测量	50
3.6 直流耐压试验和泄漏电流测量	52
3.6.1 直流高压装置	53
3.6.2 直流高电压的测量	58
3.7 冲击电压试验和冲击电压的产生	56
3.7.1 多级冲击电压发生器	58
3.8 冲击电压的测量	80
3.8.1 用球隙测量冲击电压峰值	80
3.8.2 冲击分压器-示波器测量系统	60
习 题	65
附录 II-1	63

第二部分 过电压及其防护

第四章 线路和绕组中的波过程	71
4.1 行波在无损耗导线线路上的传播	71
4.2 行波的折射和反射	74
4.2.1 计算折射电压、电流的等值电路	77
4.3 行波通过并联电容和串联电感	78
4.4 行波的多次反射 网格法	81
4.5 行波在平行多导线系统中的传播	83
4.6 线路上行波的衰减和变形	85
4.7 变压器绕组中的波过程	87
4.7.1 变压器绕组的等值电路	87
4.7.2 起始电压分布	87
4.7.3 稳态电压分布和振荡过程	89
4.7.4 变压器绕组的内部保护	91
4.7.5 三相变压器中的波过程	91
4.8 冲击电压在绕组间的传递	92
4.9 电机绕组中的波过程	93
习 题	94
第五章 雷电放电特性及防雷装置	95

5.1	雷电放电过程	95
5.2	雷电参数及雷电活动特性	96
5.3	避雷针和避雷线	98
5.3.1	避雷针(线)的保护范围	98
5.3.2	用电气几何模型确定避雷针(线)的保护范围	101
5.4	避雷器	102
5.4.1	保护间隙与管型避雷器	102
5.4.2	阀型避雷器的结构和工作原理	104
5.4.3	磁吹避雷器和氧化锌避雷器	105
5.4.4	阀型避雷器的电气特性	107
5.6	接地装置	110
5.6.1	接地体的冲击接地电阻	112
	习 题	113
第六章	架空输电线路的防雷保护	114
6.1	概述	114
6.2	输电线路的感应过电压	115
6.3	有避雷线线路的直击雷过电压和耐雷水平	117
6.3.1	雷击杆塔顶部	117
6.3.2	雷击档距中央的避雷线	119
6.3.3	雷绕过避雷线击于导线	120
6.4	输电线路的雷击跳闸率	120
6.5	输电线路的防雷措施	122
	习 题	124
第七章	变电所和发电厂的防雷保护	125
7.1	概述	125
7.2	变电所、发电厂的直击雷防护	125
7.3	变电所对侵入波的防护	126
7.3.1	距离效应	127
7.3.2	变电所中避雷器与变压器的最大电气距离	129
7.3.3	进线段保护	130
7.4	变电所防雷的几个具体问题	132
7.4.1	三绕组变压器的防雷保护	132
7.4.2	自耦变压器的防雷保护	133
7.4.3	变压器中性点的保护	134
7.4.4	配电变压器的防雷保护	134
7.5	旋转电机的防雷保护	135
7.6.1	直配电机的防雷保护	135
7.6.2	经变压器连到架空线路的电机防雷	137
	习 题	138
第八章	暂时过电压	139
8.1	概述	139
8.2	空载长线路的电容效应	139

8.3	接地故障引起的工频电压升高	140
8.4	甩负荷引起的工频电压升高	142
8.5	谐振过电压的一般概念	143
8.6	铁磁谐振过电压	144
	习 题	147
第九章	操作过电压	148
9.1	概述	148
9.2	电弧接地过电压	148
9.3	消弧线圈的应用	151
9.4	切除空载线路过电压	153
9.5	切除空载变压器过电压	155
9.6	空载线路合闸过电压	157
	习 题	159
第十章	电力系统绝缘配合	160
10.1	概述	160
10.2	输变电设备绝缘水平的确定	162
10.3	架空输电线路绝缘水平的确定	164
	习 题	167
	主要参考书	168

第一部分 高电压绝缘及其试验

第一章 电介质在强电场下的特性

1.1 概 述

本章讨论电介质在强电场下的特性,其中主要是气体电介质的放电特性。气体,特别是空气,是电力系统中最常见的用作绝缘的介质。架空输电线路以及电气设备的外部绝缘就是利用大气中的空气作为绝缘的。

中性的气体分子是不导电的,因此各种气体在正常情况下是良好的绝缘体。但当作用在气体的场强超过某一临界值时,气体就会失去绝缘的性能,出现导电或放电的现象。在均匀电场中(例如平板电极间的电场),出现放电常导致间隙的短路并使间隙两端电压下降。这种放电叫破坏性放电,也叫绝缘的击穿。在大气压及更高的气压下气体介质中发生的破坏性放电,常表现为火花的形式,叫火花放电。但如果电源功率大、内阻小,就可能出现电流大、温度高的电弧放电。不管是火花还是电弧,放电通常限制在一个带状的狭窄通道中。在极不均匀电场中,可能只有部分间隙中的场强达到临界值,出现放电,这叫局部放电。高压输电线路导线周围出现的电晕放电就属于局部放电。

上面所说的“破坏性放电”或“击穿”也适用于液体或固体介质。当电极间既有固体介质,又有气体或液体介质,它们之间构成并联的放电路径时,破坏性放电往往沿固体介质表面发生,这通常叫做闪络。例如当输电线路出现过电压时,常常会引起沿绝缘子表面的闪络。固体介质中的破坏性放电将使介质强度永久丧失,而在气体或液体介质中发生的破坏性放电则一般只引起介质强度的暂时丧失。因此在绝缘子的结构设计中,总要使其闪络电压低于固体介质的击穿电压,以免在出现过电压时使绝缘子遭到破坏。

1.2 气体中带电粒子的产生和消失

气体在强电场下发生放电时,间隙中出现大量的带电粒子(电子和离子)。这是由于中性的气体分子(或原子)接受外界的能量,产生电离的结果。气体分子电离所需的能量叫电离能,随气体种类而不同,一般约在 $10\sim 15\text{eV}$ 之间。电离有下列各种方式:

1) 碰撞电离 处在电场中的带电粒子,除了经常地作不规则的热运动,不断地与其他粒子发生碰撞以外,还受着电场力的作用,沿电场方向得到加速并积累动能。当具有足够能量的带电粒子与气体分子碰撞时,便可能产生电离。电子在强电场中产生的碰撞电离,在气体放电中起着重要的作用。因为电子的尺寸及质量比离子的小得多,其平均自由行程(粒子在两次碰撞之间的行程叫自由行程)远大于离子的,因此容易被电场所加速,积累起电离所需的

能量。

2) 光电离 光辐射的能量以不连续的粒子的形式发出。光子的能量与光的波长有关,波长愈短,能量愈大。各种短波长的高能辐射线例如宇宙线、 γ 线、X线以及短波长紫外线等都有较强的电离能力。在放电过程本身,当处于较高能级的激发态原子回到正常状态,以及异号离子复合成中性原子时,都以光子的形式放出多余的能量,成为导致电离的因素。

3) 热电离 气体粒子由于热运动所具有的平均动能,在常温下远低于气体的电离能。但在高温下,例如发生电弧放电时,弧柱的温度可高达数千度以上,这时气体粒子的动能就足以导致明显的碰撞电离。此外,高温气体的热辐射也能导致光电离,这种由于高温产生的电离过程,统称热电离。

4) 表面电离 在外界电离因素的作用下,电子可能从电极的表面释放,叫表面电离或表面发射。电极发射电子所需要的能量叫逸出功。逸出功的大小与电极的材料及其表面状态有关,一般在 $1\sim 5\text{eV}$ 之间,小于气体在空间电离的电离能。这说明从阴极发射电子比在空间使气体分子电离容易。

用各种不同的方式供给能量,例如将电极加热,正离子对阴极的碰撞,短波光照射,以及强电场作用等都可以使阴极发射电子。

气体中发生放电时,除了有不断形成带电粒子的电离过程外,还存在着另外一些过程。它们将导致带电粒子从电离区域消失,或者削弱其产生电离的作用。这些过程通常叫做去电离过程。带电粒子的扩散、复合以及电子的附着作用等都属于这样的过程。当导致气体电离的原因消失后,这些去电离过程将使气体迅速恢复中性的绝缘状态。

5) 带电粒子的扩散 气体中的带电粒子,也和其他中性分子一样,经常处于不规则的热运动之中。如果在不同区域的带电粒子存在浓度差,则它们的总的趋势是不断地从高浓度区域移向低浓度区域,趋向于使各处的带电粒子浓度变得均匀。这种现象称为带电粒子的扩散。当空气间隙发生放电,并去掉电源后,放电通道中高浓度的带电粒子即迅速地向周围扩散,使间隙恢复原来的绝缘状态。

6) 带电粒子的复合 正离子与负离子或电子相遇,发生电荷的传递而互相中和,还原为中性分子的过程称为复合过程。复合可在气体空间进行,也可在容器壁上发生。若放电空间离器壁较远,则显然前者是主要的。

在带电粒子复合过程中会发生光辐射。如前所述,这种光辐射在一定条件下又可能成为导致电离的因素。

7) 附着效应 某些气体的中性分子(或原子)具有较大的电子亲和力,当电子与其碰撞时,便被吸附其上形成负离子,同时放出能量。这个过程称为气体的附着效应。容易附着电子形成负离子的气体称为电负性气体,如氧、氯、氟、水蒸气、六氟化硫等都属于电负性气体。

如前所述,离子的电离能力不如电子。电子为分子俘获而形成质量大、速度低的负离子后,电离能力大减。因此在气体放电中,附着效应起着阻碍放电的作用,是一个去电离的因素。

1.3 气体中的放电现象和电子崩的形成

要了解气体中出现的放电现象,让我们先介绍一个汤森(Townsend)的实验结果。图

1-1表示放置在空气中的平行板电极，极间电场是均匀的。当在极间加上从零起逐渐升高的直流电压时，得到电流和电压的关系如图1-2所示。

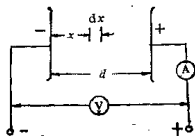


图1-1 平行板电极实验装置

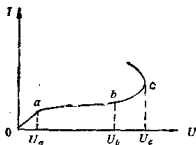


图1-2 空气中电流和电压的关系

大气中通常存在着少量的正负离子，这是由于空间的宇宙线等高能射线作用下不断产生电离与同时进行的复合过程相平衡的结果。此外，当阴极受到照射时，也能够发射电子。在极间加上电压后，这些带电粒子分别向两极移动，构成电流。起初，随着电压的升高，带电粒子的运动速度加大，电流也随之增大，如图1-2中曲线0-a段所示。到达a点后，电流不再随电压而增大。因为这时在单位时间内由外界电离因素在极间产生的带电粒子（以及从阴极发射的电子）已全部参加导电，所以电流趋于饱和。这个饱和电流密度是极小的，一般只有 10^{-10}A/cm^2 的数量级。因此这时间隙仍处于良好的绝缘状态。当到达b点后，电流又重新随电压增大而增大。这说明间隙中已出现新的电离因素，这就是电子的碰撞电离。此后，随着电压的升高，电流越来越大。最后达到c点时，电流更急剧增加到必须依靠外电路的电阻来限制的地步，放电的这一阶段叫自持放电，而在此以前的放电都属于非自持放电。

电子在电场作用下从阴极奔向阳极的过程中，与中性分子碰撞产生电离。由此产生的新电子也加入其行列，使电子的数目1变为2、2变为4地迅速增加。这种迅猛发展的碰撞电离过程，犹如高山上的雪崩一样，因此被形象地称为电子雪崩，或电子崩。图1-2中在b点后所以出现电流的迅速增长，就是由于碰撞电离引起了电子崩的缘故。

为了分析电子崩中电子数目的增长过程，设电子在电场方向走过单位距离时所产生的碰撞电离数为 α 。 α 称为电子的碰撞电离系数。在图1-1中，假设由于外界射线的作用，从阴极发出一个电子。经过距离 x 后增加到 n ，再经过距离 dx ，增加的电子数为 dn ，则有

$$dn = n\alpha dx$$

即

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx$$

积分后得

$$n = e^{\int_0^x \alpha dx} \quad (1-1)$$

在均匀电场的情况下， α 为常数，上式变成

$$n = e^{\alpha x} \quad (1-2)$$

我们知道，一个电子走过 x 距离后，由本身产生的碰撞电离数是 αx ，若计及新产生的电子也参加电离过程，则电子数增加到上式所示的 $e^{\alpha x}$ 个。如 $\alpha x = 10$ ，则 $e^{\alpha x} \approx 2.2 \times 10^4$ 。可见后者比前者大得多。电子数的增长意味着电流的增长，因此电子崩的发展就导致了图1-2中

曲线 bc 段电流增加。

电子崩的空间电荷分布如图1-3所示。在碰撞电离时,电子和正离子是成对地产生的。但电子速度快,所以位于朝阳极方向的电子崩头部。而离子速度慢,可近似地看作留在原来产生的位置上。

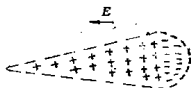


图1-3 电子崩的电荷分布

现在让我们回过头来讨论一下碰撞电离系数 α 的性质。根据定义可知, α 取决于两个因数的乘积。其一是电子在单位距离内产生碰撞的次数,这个显然等于其平均自由行程 λ 的倒数。其二是每次碰撞产生电离的概率,这可以说明如下:

电子在场强 E 作用下走过自由行程 x 所积累的能量为 qEx (q 为电子的电荷),若要产生碰撞电离,则此能量至少应等于气体分子的电离能 W_i ,即

$$qEx \geq W_i \quad (1-3)$$

上式可改写为

$$x \geq x_i (= \frac{W_i}{qE}) \quad (1-4)$$

这就是说,电子走过的自由行程 x 至少必须等于临界自由行程 x_i 才能产生电离。设电子的平均自由行程为 λ ,可以证明,自由行程等于或大于 x_i 的概率为 $e^{-x_i/\lambda}$ 。这也就是每次碰撞产生电离的概率。

因此我们得到

$$\begin{aligned} \alpha &= (\text{单位距离内碰撞次数}) \times (\text{每次碰撞产生电离的概率}) \\ &= \frac{1}{\lambda} e^{-x_i/\lambda} = \frac{1}{\lambda} e^{-x_i/qE\lambda} \end{aligned} \quad (1-5)$$

但
$$\frac{1}{\lambda} = A p$$

式中 A —常数, p —气压

因此得
$$\alpha = A e^{-A x_i p / q E} = A e^{-B p / E} \quad (1-6)$$

或
$$\frac{\alpha}{p} = f(E/p) \quad (1-7)$$

上式说明, α/p 是 E/p 的函数。

1.4 汤森的自持放电条件

由前节可知,要在间隙中连续形成电子崩,使极间电流维持下去,除了要求间隙中的场强能保证出现有效的碰撞电离以外,还要靠外界电离因素从阴极释放出自由电子作为电子崩的初始电子。一旦外界电离因素停止发生作用,例如把间隙加以屏蔽,间隙中的放电就会中止。因此这种放电被称为非自持放电。

如果继续加大间隙上作用的电压,我们将看到由非自持放电转变为自持放电。这时不需要靠外界电离因素的作用,由放电过程本身就可以不断地供给引起后继电子崩的二次电子。图1-2中曲线的 c 点,就标志着自持放电的开始。在均匀电场中,也就是间隙的击穿。

汤森根据对放电过程的实验研究,认为电子崩中的正离子在返回阴极时,在阴极上产生

的二次电离过程，是取得二次电子而使放电转为自持的关键。汤森的自持放电条件可以简单说明如下：

在均匀电场中，起始电子从阴极到阳极，由于碰撞电离使电子数增为 e^{ad} 个（ d 为极间距离）。除本身外，产生的新电子或正离子数为 $(e^{ad}-1)$ 个。如果每个正离子返回阴极时，由于其具有的位能（电离能）及动能，从阴极上释放出 γ 个二次电子（ $\gamma < 1$ ）， $(e^{ad}-1)$ 个正离子所释放的电子数就是 $\gamma(e^{ad}-1)$ 个，只要这数目等于或大于1，即

$$\gamma(e^{ad}-1) \geq 1 \quad (1-8)$$

原来的初始电子就可以得到接替，使后继电子崩不需依靠外界电离因素的作用就得到发展。因此上式就是均匀电场中的自持放电条件。

由于 $e^{ad} \gg 1$ ，自持放电条件又可以用下式表示：

$$\gamma e^{ad} \geq 1 \quad (1-9)$$

系数 γ 的值决定于电极材料及其表面状况，以及气体的种类，同时还与 E/p 值有关。但一般在计算中可当 γ 为常数，不致引起大的误差。此外，由实验确定的 γ 值不但反映了正离子在阴极上的二次电离过程，而且还反映了光辐射在阴极上的二次电离过程。

1.5 均匀电场中气隙的击穿电压

根据自持放电条件可以推得均匀电场中间隙的自持放电起始电压或击穿电压与有关影响因素的关系。

把式(1-9)改写成 $ad = \ln \frac{1}{\gamma}$ ，它说明，一个电子经过极间距离所产生的碰撞电离数 ad 必须达到一定的数值 $\ln \frac{1}{\gamma}$ ，才会开始自持放电。这是自持放电条件的另一种表述方式。如以式(1-6)代入上式，并设此时 $E = E_0 = U_0/d$ ， E_0 及 U_0 分别为间隙的击穿场强及击穿电压，则得

$$A p d e^{-B p d / U_0} = \ln \frac{1}{\gamma}$$

整理后得

$$U_0 = \frac{B p d}{\ln \frac{1}{A p d \ln \frac{1}{\gamma}}} \quad (1-10)$$

上式中 A 、 B 、 γ 都是常数，而 $p d$ 总是以其乘积出现。因此可以写成

$$U_0 = f(p d) \quad (1-11)$$

上式说明，间隙的击穿电压 U_0 是气压 p 与极间距离 d 的乘积的函数。如果在改变 p 的同时改变 d ，而使乘积 $p d$ 保持不变，则 U_0 也不变。这个规律早在汤森以前就由巴申(Paschen)从实验中总结出来，故称为巴申定律。

均匀电场中空气间隙的击穿电压 U_0 与 $p d$ 的关系实验曲线见图1-4，曲线呈U形，在某个 $p d$ 值下， U_0 有最小值。这相应于电离最有利的情况。因为形成自持放电需要达到一定的电离

数 ad ，而这又决定于碰撞次数与电离概率的乘积。如果保持 d 一定，则当 p 增大时，碰撞次数将增加，而电离概率将减小。因此在某个 p 值下 ad 有最大值，从而 U_0 最小。另一方面，如保持 p 一定，则当 d 增大时，碰撞次数将增加，但由于 $E=U/d$ 减小，电离概率将减小。因此在某个 d 值下 ad 有最大值，从而 U_0 最小。

以上分析是在假定气体温度不变的情况下作出的。为了考虑温度变化的影响，巴申定律的更普遍的形式是以气体的密度代替压力。对空气来说可用下式表示

$$U_0 = f(\delta d) \quad (1-12)$$

式中

$$\delta = \frac{pT_0}{p_0T} = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{273+t_0}{273+t} = \frac{2.89p}{273+t} \quad (1-13)$$

δ 为空气的相对密度。 $p_0=101.3\text{kPa}$ ， $t_0=20^\circ\text{C}$ ，为标准大气条件下的气压及温度

p —气压(kPa)， t —温度($^\circ\text{C}$)

空气间隙的 U_0 最小值约为327V，相应的 δd 值为 $0.75 \times 10^{-3}\text{cm}$ 。可见在大气压力或更高气压下间隙的 δd 值要远大于上述数值，因而其击穿电压都处在巴申曲线的右半部，即 U_0 随 δd 的增大而升高。

巴申曲线右半部分所示 U_0 （以及 E_0 ）与 δd 的关系，可以用下面的经验公式表示：

$$U_0 = 24.5\delta d + 6.4\sqrt{\delta d} \quad (1-14)$$

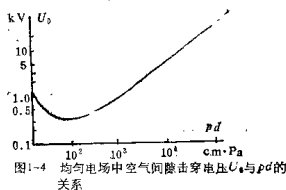
$$E_0 = 24.5\delta + 6.4\sqrt{\delta/d} \quad (1-15)$$

式中电压的单位为kV(峰值)，距离的单位为cm。由上式可看出，当空气的相对密度不变时，击穿场强将随间隙距离缩短而增大。例如在 $\delta=1$ 的情况下，当 $d=0.1\text{cm}$ 时， $E_0=44.7\text{kV/cm}$ ；当 $d=1\text{cm}$ 时， $E_0=30.9\text{kV/cm}$ ；若 d 继续增大， E 将趋近于 24.5kV/cm 。

1.6 流注放电理论

汤森用电子的碰撞电离和正离子在阴极上释放二次电子来说明自持放电形成的理论，能够较好地解释低气压小间隙情况下的放电现象。利用这个理论可以推导出有关均匀电场中击穿电压及其影响因素的一些实用的结论。但这个理论也有它的局限性，特别对 δd 较大时气隙放电的许多特点，用汤森理论是无法解释的。例如按汤森理论，从加上电压到放电形成所需要的时间，至少应等于正离子走过极间距离的时间，但实测的放电时间比这要小得多。又如根据汤森理论，气体放电应在整个间隙中均匀连续地发展。低气压下气体放电区域确实占据了整个电极空间，如放电管中的辉光放电。但大气压力下气体击穿时出现的却是带有分枝的明亮细通道。在汤森以后，由Leob和Meek等在实验的基础上建立起来的流注理论，能够补充汤森理论的不足，较好地解释这些现象。

流注理论认为电子的碰撞电离和空间光电离是形成自持放电的主要因素，并强调空间电



荷畸变电场的作用。下面我们扼要介绍用流注理论来描述的均匀电场中的放电过程。(图1-5)。

当外电场足够强时,一个由外界电离因素从阴极释放的初始电子,在向阳极运动的过程中产生碰撞电离发展成电子崩,叫初始电子崩。当初崩发展到阳极时(图1-5(a))产生的电子迅速跑到阳极上中和掉。留下来的正离子(在电子崩头部其密度最大)作为正空间电荷使后面的电场受到畸变和加强,同时向周围放射出大量光子。这些光子在附近的气体中导致光电

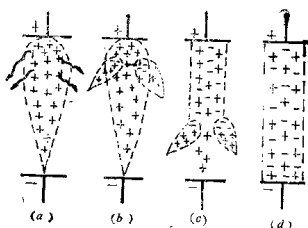


图1-5 流注的形成及发展

离,在空间产生二次电子。它们在正空间电荷所畸变和加强了的电场的作用下,又形成新的电子崩叫二次崩(图1-5(b))。二次崩头部的电子跑向初崩的正空间电荷,与之汇合成充满正负带电粒子的混合通道。这个电离通道称为流注。流注通道导电性能良好,其端部(这里流注的发展方向是从阳极到阴极,与初崩的方向相反)又有二次崩留下的正电荷,因此大大加强了前方的电场,促使更多的新电子崩相继产生并与之汇合,从而使流注向前发展(图1-5(c))。到流注通道把两极接通时(图1-5(d)),就将导致间隙的完全击穿。至于形成流注的条件,需要初崩头部的电荷达到一定的数量,使电场得到足够的畸变和加强并造成足够的空间光电离。一般认为当 $\alpha d \approx 20$ (或 $e^{3d} \approx 10^5$)时便可以满足上述条件,使流注得以形成。而一旦形成了流注,放电就可以转入自持,在均匀电场中即导致间隙的击穿。

1.7 不均匀电场中气隙的放电特性

在电力工程的大多数实际结构中,电场都是不均匀的。与均匀电场相比较,不均匀电场中气隙的放电具有一系列的特点。因此研究不均匀电场中气体放电的规律很重要。

在电场不均匀的间隙中,最大场强 $E_{\max}$ 通常出现在曲率半径小的电极表面附近。在其他条件相同的情况下,电极曲率半径愈小, $E_{\max}$ 就愈大,电场也愈不均匀。例如棒-棒(或尖-尖)间隙,棒-板(或尖-板)间隙,以及输电线路的导线-导线和导线-地间隙,都属于极不均匀电场的例子。至于球-球或球-板等间隙,其电场的均匀程度,与间隙距离有很大的关系。当间隙距离较小,电场的均匀程度较小,放电的规律也和均匀电场中的一样,即当达到自持放电条件时,就会引起整个间隙的击穿。在一定的间隙距离下,击穿电压比较稳定,因此在高压实验室中,常利用球隙来测量高电压。随着间隙距离增大,电场的均匀程度也增加。最后将达到这样一个程度:当最大场强区域已达到自持放电条件,但其他区域的场强仍很低,使自持放电只能局限在间隙中场强最大的部分(曲率半径小的电极附近),即电晕放电。此时整个间隙尚未击穿。要使间隙击穿,必须继续提高电压。通常就把这一类电场称为极不均匀电场。即把能够出现稳定电晕,从而电晕起始电压低于击穿电压,作为极不均匀电场的特征。而把不均匀程度较小,不能出现稳定电晕的电场,称为稍不均匀电场。