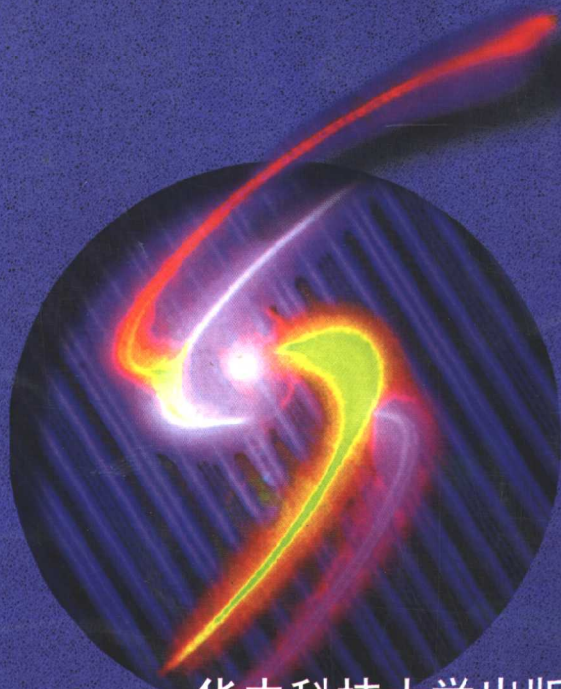




21世纪电气工程及其自动化系列教材

高电压技术

文远芳



华中科技大学出版社
(华中理工大学出版社)

HUAZHONG UNIVERSITY OF SCIENCE AND TECHNOLOGY PRESS
E-mail: hustpp@wuhan.cngh.com

21 世纪电气工程及其自动化系列教材

高电压技术

文远芳

华中科技大学出版社
(华中理工大学出版社)

图书在版编目(CIP)数据

高电压技术/文远芳

武汉:华中科技大学出版社, 2001年1月

ISBN 7-5609-2317-8

I. 高…

II. 文…

III. 高电压-技术

IV. TM8

高电压技术

文远芳

责任编辑:李 德

封面设计:潘 群

责任校对:张 欣

责任监印:熊庆玉

出版发行:华中科技大学出版社 武昌喻家山 邮编:430074 电话:(027)87545012

录 排:华中科技大学出版社照排室

印 刷:武汉首壹印刷厂

开本:787×960 1/16

印张:17

字数:278 000

版次:2001年1月第1版

印次:2003年3月第2次印刷

印数:3 001—5 500

ISBN 7-5609-2317-8/TM·84

定价:18.80元

(本书若有印装质量问题,请向出版社发行部调换)

内 容 提 要

本书包括各类电介质在高电场下的特性、电气设备绝缘试验技术、电力系统过电压与绝缘配合三部分。着重介绍高电压技术最基本的概念、理论和方法,重点在新的理论和实用方法上。

本书为高等学校电气工程及其自动化专业学生在学习高电压技术课程时的教材,也可供从事这方面工作的工程技术人员参考。

前 言

本书系根据全国高等学校电气工程及其自动化专业教学指导委员会制订的《高电压技术课程教学基本要求》和教材编写大纲编写的,为电气工程及其自动化专业学生学习本课程时的教科书。

高电压技术的发展始于 20 世纪初,至今已成为电工学科的一个重要分支,对于电气工程及其自动化专业的学生来说,学习本课程的目的是学会正确认识和处理电力系统中绝缘与作用电压这一对矛盾。本课程主要内容由三部分组成:各类电介质在高电场下的特性,电气设备绝缘试验技术,电力系统过电压与绝缘配合。这些是从事电力系统设计、建设和运行的工程技术人员必备的基本知识。

本书在编写时采用既兼顾常规内容,又融进国内外新近理论与发展,以及高压与计算机、微电子技术、环境保护、材料等新兴学科交叉结合的内容。为了便于学生自学,书中突出了基本理论、基本物理概念和基本训练。在编写时,注意深入浅出,说理清楚。每章后附有思考题和习题。

在编写过程中得到了西安交通大学马乃祥教授、严璋教授、曹晓珑教授、浙江大学赵智大教授、重庆大学孙才新教授、上海交通大学王寿泰教授、武汉水利电力大学贺景亮教授、哈尔滨理工大学雷清泉教授以及本单位招誉颐教授、唐跃进教授的热情指导和帮助,对本书内容和编写大纲提出非常中肯的建议和意见。此外,在编写大纲初期,本单位李正瀛教授、李劲教授、王晓瑜教授,还有张国胜副教授、王燕工程师等提出了不少宝贵意见。戴玲参与本书的校正工作。在此向他们深表感谢。

由于编者的水平有限,书中有不妥和错误之处,恳请读者批评指正。

编者

2000 年 11 月

目 录

第一篇 各类电介质在高电场下的特性

第一章 气体的放电基本物理过程和电气强度	(1)
第一节 汤逊理论和流注理论	(1)
第二节 不均匀电场中的放电过程	(7)
第三节 空气间隙在各种电压下的击穿特性	(12)
第四节 大气条件对气隙击穿特性的影响	(22)
第五节 提高气体介质电气强度的方法	(24)
第六节 沿面放电及防污对策	(29)
习 题	(36)
第二章 液体、固体介质的电气特性	(38)
第一节 电介质的极化、电导和损耗	(38)
第二节 液体介质的击穿	(45)
第三节 固体介质的击穿	(49)
第四节 组合绝缘的电气强度	(54)
第五节 绝缘的老化	(58)
习 题	(61)

第二篇 电气设备绝缘试验技术

第三章 电气设备绝缘预防性试验	(63)
第一节 绝缘电阻的测量	(63)
第二节 介质损耗角正切的测量	(67)
第三节 局部放电的测量	(73)
第四节 电压分布的测量	(79)
习 题	(81)
第四章 绝缘的高电压试验	(82)
第一节 工频高电压试验	(82)
第二节 直流高电压试验	(93)
第三节 冲击高电压试验	(99)

习 题	(111)
第五章 电气设备绝缘在线检测与诊断	(113)
第一节 电气设备绝缘的状态维修	(113)
第二节 电容型设备绝缘在线检测	(115)
第三节 金属氧化物避雷器在线检测	(117)
第四节 神经网络理论在绝缘诊断中的应用	(122)
第五节 小波分析在绝缘诊断中的应用	(126)
第六节 专家系统在绝缘诊断中的应用	(129)
习 题	(134)

第三篇 电力系统过电压与绝缘配合

第六章 线路和绕组中的波过程	(135)
第一节 单导线波过程	(135)
第二节 波的折射与反射	(138)
第三节 多导线系统的波过程	(149)
第四节 波在传播过程中的衰减与畸变	(153)
第五节 绕组中的波过程	(154)
习 题	(164)
第七章 雷电及防雷保护装置	(167)
第一节 雷电过程与雷电参数	(167)
第二节 防雷保护装置	(171)
习 题	(187)
第八章 电力系统防雷保护	(188)
第一节 输电线路的防雷保护	(188)
第二节 发电厂和变电所的防雷保护	(198)
第三节 旋转电机的防雷保护	(210)
习 题	(213)
第九章 电力系统内部过电压	(215)
第一节 切除小电感负荷过电压	(215)
第二节 切断小电容负载过电压	(218)
第三节 空载线路合闸过电压	(221)
第四节 间歇电弧接地过电压	(225)
第五节 谐振过电压	(230)
第六节 工频电压升高	(233)

习 题	(237)
第十章 电力系统绝缘配合	(238)
第一节 绝缘配合的基本概念	(238)
第二节 绝缘配合惯用法	(240)
第三节 输变电设备以及输电线路的绝缘配合	(244)
第四节 绝缘配合统计法	(250)
习 题	(251)
附录一 标准球隙放电电压表	(252)
附录二 阀式避雷器电气特性	(256)
附录三 架空线路常用杆塔技术指标	(260)
参考文献	(262)

第一篇 各类电介质在高电场下的特性

本篇主要介绍气体、液体、固体介质及其组合绝缘在高电场下的特性,即在电场强度等于或大于电介质的放电起始场强或击穿场强的电场下电介质的放电、闪络、击穿特性。同时还介绍在电场强度比电介质的击穿场强小得多的电场下电介质的极化、电导、损耗等电气现象,以及提高电介质的电气强度的方法。

第一章 气体的放电基本物理过程和电气强度

本章系统介绍气体放电的汤逊理论和流注理论,气体放电的基本规律、击穿特性和影响因素,以及提高气体介质电气强度的方法。此外还介绍沿面放电及防污对策。

第一节 汤逊理论和流注理论

汤逊理论和流注理论是气体放电的两个重要理论,这两个理论互相补充,可以说明广阔的 pd (压力和极间距离的乘积) 范围内气体放电现象。

一、非自持放电和自持放电

气体放电通常可分为非自持放电和自持放电两类。为了描述这两种放电现象,首先分析气体放电试验的伏安特性曲线。

如图 1-1 所示,在外部光源(天然辐射或人工光源,例如紫外线)照射下,两平行平板电极间的气体由于电离而不断产生带电质点,另一方面正、负带电质点又在不断复合,使气体空间存在一定浓度的带电质点。电极间施加电压以后带电质点沿电场

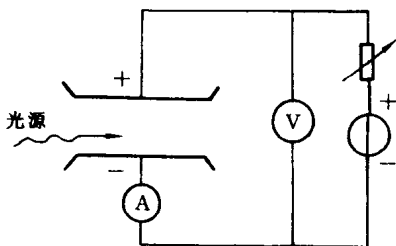


图 1-1 测定气体间隙的电压和电流

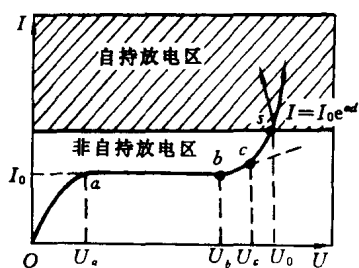


图 1-2 气体放电的伏安特性

运动,电路中出现电流。外施电压 U 逐渐升高,电流 I 也发生变化,如图 1-2 所示。起初电流随电压升高而升高,这是由于气隙中带离子向电极运动的速度加快导致复合率减小的缘故。当电压超过 U_a 时,单位时间内外部光源使气隙中电离产生的带离子数基本不变,尽管电压升高,电流也不会增大,如图 1-2 中 ab 段。也就是说,这时的电流仅取决于外电离因素,和电压大小无关。这种情况下气隙仍处于良好的绝缘状态。当电压升高到 U_b 以后,又出现电流的增长,这是由于电压升高,电场增强,引起了气体间隙内碰撞电离的加强,产生了更多的带离子。电压升高到某一临界值 U_0 时,电流急剧突增,气体间隙击穿,并伴有发光、发声等现象,即此时气隙转入良好的导电状态。

外施电压小于 U_0 时,气隙内虽有电流,但其数值很小,通常远小于微安级,而且这时电流要依靠外电离因素(如光源照射)才能维持。如果这时取消外电离因素,那么电流也将消失。这类依靠外电离因素的作用而维持的放电叫非自持放电。

在电压达到 U_0 以后,电流剧增,且此时气隙中电离过程只靠外施电压已能维持,不再需要外电离因素了。外施电压到达 U_0 后的放电称为自持放电, U_0 称为放电的起始电压。

二、汤逊理论

20 世纪初,汤逊从均匀电场、低气压短气隙($pd < 26.66 \text{ kPa} \cdot \text{cm}$)的气体放电实验出发,总结出较系统的气体放电理论。下面对汤逊理论加以介绍。

如图 1-3 所示,在光源的照射下,阴极电极表面发生光电离产生电子(起始电子),并在电场作用下向阳极方向运动。当两极间电压升高、电场增强时,电子动能达到足够数值,就引起了气体的碰撞电离。电离以后产生

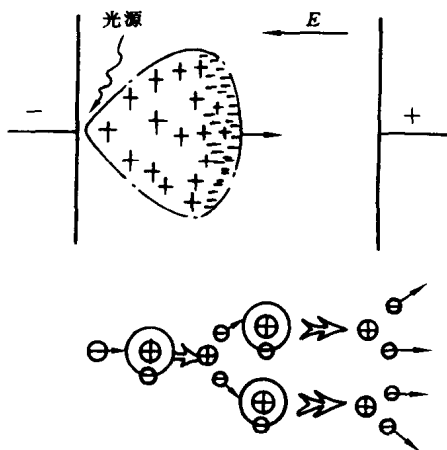


图 1-3 电子崩形成示意图

一个新电子,它和初始电子在向阳极方向运动过程中将会获得动能而发生碰撞电离,产生两个新电子,如此下去,电子个数按 $1-2-4-8\cdots-2^n$ 不断增长(示意而已),如同雪崩一样,因此,将这一剧增的电子流称为电子崩。

电子崩形成过程中产生的正离子,在电场作用下向阴极移动,当它到达阴极附近时,或者由于加强了阴极的场强,或者由于正离子撞击阴极表面而使阴极表面发生电离产生电子发射。新发射的电子从电场中获得动能参与了气体中的碰撞电离,使“雪崩”现象加剧,并且,在拆去外电离因素的情况下仍有后继电子,使放电得以自持。

为了定量分析气隙中气体放电过程,引入三个系数:

α 系数:它代表一个电子沿着电场方向行经 1cm 长度,平均发生的碰撞电离次数;

β 系数:一个正离子沿着电场方向行经 1cm 长度,平均发生的碰撞电离次数;

γ 系数:表示折合到每个碰撞阴极表面的正离子,使阴极金属平均释放出的自由电子数。

由上可知: α 系数对应于起始电子形成电子崩的过程,亦称 α 过程,与电子崩过程类似,在引起电子剧增同时, β 系数对应于造成离子崩的过程,亦称 β 过程, γ 系数描述了离子崩到达阴极后,将引起阴极发射二次电子的过程,亦称 γ 过程。

图 1-4 是计算气隙中电子数增长的示意图,设外电离因素使阴极表面产生的起始电子数为 n_0 ,当起始电子到达离阴极 x 处时电子数已增加到 n 个,这 n 个电子行经 dx 后,又会产生 dn 个新电子,即

$$dn = n \cdot \alpha dx$$

或

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

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

式(1-1)就是 α 过程包括起始电子在内的电子崩中的电子数,而 $e^{\alpha d} - 1$ 即 β 过程,气隙中碰撞电离而产生的离子崩中的正离子数,亦是阴极产生的一个电子消失在阳极之前,由 α 过程所形成的正离子数。那么 $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ 表示了

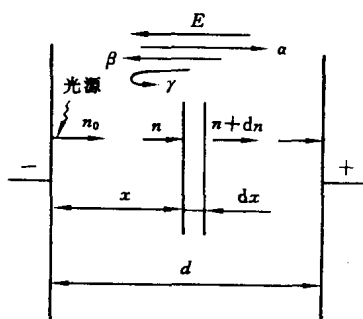


图 1-4 均匀电场中的电子数增长计算

这些正离子消失在阴极之前,由 γ 过程又在阴极上释放出二次电子数。若 $\gamma(e^{ad} - 1) = 1$, 表示由 γ 过程在阴极上重新发射一个电子,这时不再需要外电离因素,就能使电离维持发展,即转入自持放电了。

因此自持放电的条件为

$$\gamma(e^{ad} - 1) = 1 \quad (1-2)$$

在不均匀电场中,由于各点的电场强度 E 不一样,因而各处的 α 值也不同,自持放电的条件应为

$$\gamma(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1) = 1 \quad (1-3)$$

综上所述,将电子崩和阴极上的 γ 过程作为气体自持放电的决定因素是汤逊理论的基础。汤逊理论的实质是:电子碰撞电离是气体放电的主要原因,二次电子来源于正离子撞击阴极使阴极表面逸出电子,逸出电子是维持气体放电的必要条件。所逸出的电子能否接替起始电子的作用是自持放电的判据。

三、巴申定律

根据上面所述的自持放电条件可以导出击穿电压的表达式为

$$\alpha = Ape^{-Bp/E} \quad (1-4)$$

式中, A 、 B 是两个与气体种类有关的常数;关于 α 的详细推导见参考文献 12。

式(1-4)表明了击穿电压与气体状态等因素的关系。将式(1-4)代入式(1-3),可得:

$$Ape^{-Bpd/U_0} \cdot d = \ln \frac{1}{\gamma} + 1$$

$$U_0 = \frac{B(pd)}{\ln \left[\frac{A(pd)}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]} = f(pd) \quad (1-5)$$

式中, U_0 为在气温不变的条件下,均匀电场中气体的自持放电的起始电压,它等于气隙的击穿电压 U_b 。

式(1-5)表明的规律在汤逊之前(1889年)已由巴申从实验中总结出来了,称为巴申定律。其内容是:当气体成分和电极材料一定时,气体间隙击穿电压(U_b)是气压(p)和极间距离(d)乘积的函数。

图 1-5 为几种气体的击穿电压 U_b 与 pd 值关系的实验曲线。由曲线可见,随 pd 的变化,击穿电压 U_b 有最小值。这一现象可用汤逊理论加以解释: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

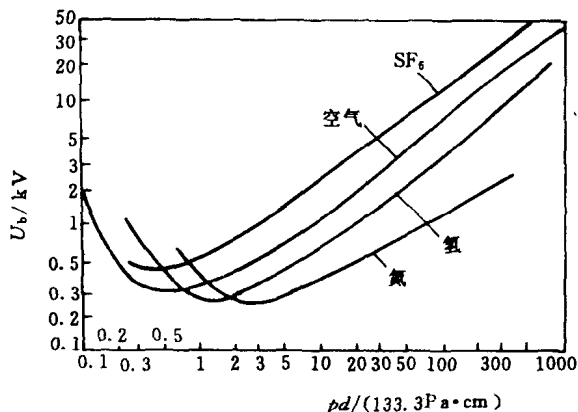


图 1-5 均匀场中几种气体的巴申曲线

概率的乘积,如果 d 固定,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_b 最小。另一方面,如果 p 固定,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_b 最小。

以上分析是在假定气体温度不变的情况下得到的。为了考虑温度变化的影响,巴申定律更普遍的形式是以气体的密度(δ)代替压力,对空气来说可表示为

$$U_b = f(\delta d) \quad (1-6)$$

式中

$$\delta = \frac{T_s}{p_s} \cdot \frac{p}{T} = 2.9 \frac{p}{T}$$

T_s 、 p_s 为标准大气条件($p_s = 101.3 \text{ kPa}$, $T_s = 293 \text{ K}$); T 、 p 为实验时大气条件。

四、流注理论

以上所述汤逊用电子碰撞电离和正离子碰撞阴极使阴极释放二次电子来说明自持放电的理论,这一放电理论能较好解释低气压短气隙中的放电现象。但用来解释高气压、长气隙($pd \gg 26.66 \text{ kPa} \cdot \text{cm}$)中的放电现象时,发现与实际情况有许多矛盾,例如:实际测得的大气击穿过程所需的时间比按汤逊理论推测的时间小得多,在大气压力下的气体放电几乎与阴极材料无关;而且在大气中发生气体击穿时,会出现带有分支的明亮细通道,不像低气压下气体放电是在整个气隙中均匀连续发展的。因此必须采用另外一种理论——流注理论来解释高气压长气隙的气体放电现象。

如前所述,在外电离因素(如光源)的作用下,在阴极附近产生起始电子。这些电子在电场作用下,在向阳极运动的途中与中性原子发生碰撞电离,而形成初始电子崩。当初崩发展到阳极时[图 1-6(a)]崩头中电子迅速跑到该极进行中和。暂留的正离子(在电子崩头部其密度最大)作为正空间电荷使原有电场受到畸变,加强了正离子与阴极之间的电场,同时向周围放射出大量光子。这些光子使附近的气体因光电离而产生二次电子。它们在正空间电荷所引起的畸变和加强了局部电场作用下,又形成新的电子崩叫二次崩[图 1-6(b)],二次崩头部的电子跑向初崩的正空间电荷区域,与之汇合成为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,因此大大加强了流注发展方向的电场,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 1-6(c)]。到流注通道把两极接通时[图 1-6(d)],就将导致气隙完全被击穿。

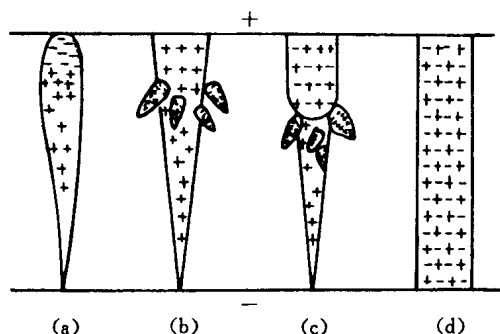


图 1-6 流注的形成和发展

综上所述,流注理论认为:形成流注的必要条件是电子崩发展到足够的程度后,电子崩中的空间电荷足以使原电场(外施电压在气隙中产生的电场)明显畸变,大大加强电子崩崩头和崩尾处的电场。另一方面,电子崩中电荷密度很大,所以复合过程频繁,放射出的光子在这部分强电场区很容易成为引发新的空间光电离的辐射源,所以流注理论认为:二次电子的主要来源是空间的光电离。

气隙中一旦出现流注,放电就可以由本身产生的空间光电离而自行维持,因此形成流注的条件即自持放电的条件,对均匀场可写为

$$e^{ad} = \text{常数} \quad (1-7)$$

或

$$\gamma e^{ad} = 1, ad = \ln \frac{1}{\gamma} \quad (1-8)$$

一般认为当 $ad \approx 20$ (或 $e^{ad} \approx 10^8$) 便可满足上述条件,使流注得以形成。

流注理论可以说明汤逊理论所无法解释的一系列在高气压、长气隙情况下出现的放电现象。根据流注理论,二次崩的起始电子是由光子形成的,而光子的速度远比电子的大,二次崩又是在加强了的电场中,所以流注发展更迅速,击穿时间比由汤逊理论推算的小得多。二次崩的发展具有不同的方位,所以流注的推进不可能均匀,而且具有分支,大气条件下气体放电的发展不是依靠正离子使阴极表面电离形成的电子维持的,而是靠空间光电离产生电子维持的,故阴极材料对气体击穿电压影响不大。在 pd 值较小的情况下,起始电子不可能在穿越极间距离时完成足够多的碰撞电离次数,因而难以积聚到 $e^{ad} = 10^8$ 所要求的电子数,这样就不可能出现流注,放电的自持只能依靠阴极上的 γ 过程。因此这两种理论各适用于一定条件下的放电过程,不能用一种理论来取代另一种理论,它们互相补充,可以说明广阔的 pd 范围内的放电现象。

还必须补充说明的是:以上的自持放电条件公式对非电负性气体是适用的,但对强电负性气体,还应引入 η 系数描述电子的附着效应 η 过程, η 的定义与 α 相似,即一个电子沿电场方向行经 1cm 时平均发生的电子附着次数。由此可知,在电负性气体中,有效碰撞电离系数 $\bar{\alpha}$ 为

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (1-9)$$

对于这种情况,汤逊理论自持放电条件(1-2)、(1-3)式中的 α 不能简单地用 $\alpha - \eta$ 来代替。这是因为在电负性气体中,正离子数等于新增的电子数与负离子数之和。

一般强电负性气体的工程应用属于流注放电的范畴,因此这里直接探讨其流注自持放电条件。参照式(1-7),均匀电场中电负性气体的流注自持放电条件有类似的表达式

$$(\alpha - \eta)d = K \quad (1-10)$$

式中, K 为电子崩中电子的临界值取对数。实验研究表明,对于 SF_6 (六氟化硫)强电负性气体, $K = 10.5$ 。

由于强电负性气体的附着效应,使得 $\bar{\alpha} < \alpha$,从而导致自持放电场强远比非电负性气体高得多。仍以 SF_6 气体为例,在标准状态下,均匀电场中击穿场强(89kV/cm)约为同样状态的空气间隙击穿场强(30kV/cm)的 3 倍(关于强电负性气体的电气性质将在第五节详细介绍)。

第二节 不均匀电场中的放电过程

在均匀电场中,气体间隙内的流注一旦形成,放电达到自持的程度,气隙

就被击穿。而在不均匀电场中,情况就显得复杂些。

电气设备的绝缘结构的电场大多是不均匀的,对不均匀电场还应区分两种不同的情况,即稍不均匀电场和极不均匀电场,这是因为它们的放电特点不同。

一、稍不均匀电场和极不均匀电场的放电特点

图 1-7 表示直径为 D 的球隙的放电电压与极间距离 d 的关系曲线。试验表明:当 $d \leq 2D$ 时,电场还比较均匀,其放电特性与均匀电场相似,一旦

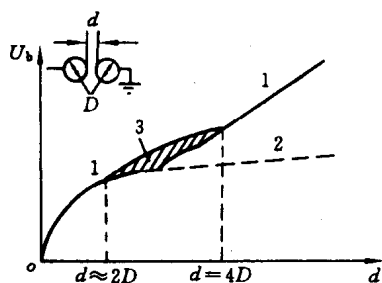


图 1-7 球隙的放电特性与极间距离的关系

1—击穿电压;2—电晕起始电压;
3—放电不稳定区

气隙分布极不均匀,因而当所加电压达到某一临界值时,在靠近二球极的表面出现蓝紫色的晕光,并发出“滋滋”的响声,称这种局部放电现象为电晕放电,开始出现电晕放电的电压称为电晕起始电压。当外加电压进一步增大时,电极表面电晕层亦随之扩大,并出现刷状的细火花,火花越来越长,最终导致气隙完全击穿。球隙距离在 $2D \sim 4D$ 之间时,属于过渡区域,随电压升高会出现电晕,但不稳定,该球隙立刻就转为火花放电。由实验可知,随着电场不均匀程度增加,放电现象不相同,电场越是不均匀(两球

间距离越大,电场越不均匀),击穿电压和电晕起始电压之间的差别也越大。从放电的观点看,电场的均匀程度也可以根据是否存在稳定的电晕放电来区分:如果电场的均匀程度导致存在稳定的电晕放电(如 $d \geq 4D$ 以后),就称为极不均匀电场;虽然电场不均匀,但还不存在稳定的电晕放电,电晕一旦出现,气隙立刻被击穿(如 $2D < d < 4D$ 时),就称为稍不均匀电场。从电场均匀程度看,要明确地划分稍不均匀场和极不均匀场是比较困难的,但通常可用电场的均匀系数来大致划分。电场不均匀系数 f 等于气隙中最大场强 $E_{\max}$ 与平均场强 E_{av} 的比值

$$f = \frac{E_{\max}}{E_{av}} \quad (1-11)$$

$$E_{av} = \frac{U}{d} \quad (1-12)$$

式中, U 为极间电压; d 为极间距离。

通常 $f < 2$ 时为稍不均匀电场, $f > 4$ 就明显地属于极不均匀电场了。

由上述可见,在稍不均匀电场中放电达到自持条件时发生击穿现象,此时气隙中平均电场强度比均匀电场气隙的要小,因此在同样极间距离时稍不均匀场气隙的击穿电压比均匀场气隙的要低,在极不均匀场气隙中自持放电条件即是电晕起始条件,由发生电晕至击穿的过程还必须升高电压才能完成。

二、极不均匀电场中的电晕放电现象

在极不均匀电场中,气隙完全被击穿以前,电极附近会发生电晕放电,产生暗蓝色的晕光。这种特殊的晕光是电极表面电离区的放电过程造成的。电离区内的分子,在外电离因素(如光源)和电场的作用~~下产生~~激发、电离,形成大量的电子崩。在此同时也产生激发和电离的~~可逆过程~~——复合。在复合过程中,会产生光辐射,从而形成了晕光。这就是电晕。电晕放电的电流强度取决于外加电压、电极形状、极间距离、气体性质和密度等。电晕放电的起始电压在理论上可根据自持放电的条件求取,但这种方法计算繁杂且不精确,所以通常都是根据经验公式来确定的(经验公式可查)。

在某些情况下可以利用电晕放电的空间电荷来改善极不均匀场的电场分布,以提高其击穿电压。

在图 1-8 的导线—板气隙中,给出了不同直径 D 的导线的工频击穿电压(有效值)与极间距离 d 的关系。由图可见,导线直径 D 在厘米级时击穿电压与尖—板气隙相近;但当导线直径减小到 0.5mm 时,击穿电压值几乎接近均匀场时的情况。这是由于细线电晕放电时形成的均匀电晕层,改善了气隙中的电场分布,因而击穿电压提高。导线直径较大时情况不同,因为电极表面不可能绝对光滑,所以在整个表面发生电晕之前局部有缺陷处先发生放电,出现刷状放电现象,因此击穿电压与尖—板气隙相近。

电晕放电在工业部门已获得广泛应用,例如净化工业废气的静电除尘器与净化水用的臭氧发生器和静电喷涂等都是电晕放电工业应用的例子。电晕

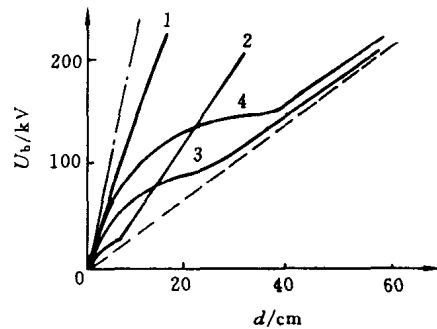


图 1-8 导线—板气隙的工频击穿电压
(有效值)与气隙距离的关系

1—导线直径 $D = 0.5\text{mm}$; 2— $D = 3\text{mm}$; 3— $D = 16\text{mm}$; 4— $D = 20\text{mm}$; 虚线—尖—板气隙; 点划线—均匀场气隙