



普通高等教育“十一五”国家级规划教材 (高职高专教育)
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUOJIAJI GUIHUA JIAOCAI

GAO DIANYA JISHU

高电压技术

(第二版)

张红 主编
陈莅 林建军 姚金霞 副主编



中国电力出版社

<http://jc.cepp.com.cn>

Electric Power Technology



普通高等教育“十一五”国家级规划教材 (高职高专教育)
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUOJIAJI GUIHUA JIAOCAI

GAO DIANYA JISHU

高电压技术

(第二版)

主 编 张 红
副主编 陈 莅 林建军 姚金霞
编 写 陈玉峰
主 审 徐建政 陈立新



中国电力出版社

<http://jc.cepp.com.cn>

Electric Power Technology



内 容 提 要

本书为普通高等教育“十一五”国家级规划教材。本书介绍了气体放电，液体、固体电介质的电气性能，电气设备的绝缘检测和诊断，高压试验设备及高电压的测量，线路和绕组中的波过程，雷电及防雷保护装置，输电线路的防雷保护，发电厂、变电站的防雷保护，电力系统内部过电压等基本内容。本书从基本物理概念及物理过程入手，同时也兼顾到现场应用实际，适当介绍了新技术、新方法。

本书可作为高职高专院校电力技术类专业教学用书，也可作为从事相关工作的工程技术人员参考用书。

图书在版编目 (CIP) 数据

高电压技术/张红主编. —2版. —北京: 中国电力出版社, 2009

普通高等教育“十一五”国家级规划教材. 高职高专教育
ISBN 978-7-5083-8470-2

I. 高… II. 张… III. 高电压—技术—高等学校: 技术学校—教材 IV. TM8

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2009) 第 018294 号

中国电力出版社出版、发行
(北京三里河路 6 号 100044 <http://jc.cepp.com.cn>)
航远印刷有限公司印刷
各地新华书店经售

*

2006 年 11 月第一版
2009 年 3 月第二版 2009 年 3 月北京第三次印刷
787 毫米×1092 毫米 16 开本 13.75 印张 332 千字
定价 21.00 元

敬告读者

本书封面贴有防伪标签，加热后中心图案消失
本书如有印装质量问题，我社发行部负责退换

版权专有 翻印必究

前 言

高电压技术是电气技术领域通用性较强的学科,是电气工程及其自动化专业必修的专业课。本书在编写时充分考虑电气类专业人才培养的需要,从基本物理概念及物理过程入手,介绍电力系统中实用高电压技术的内容,对新技术做了适当介绍。

全书共分十章,第一、二章介绍各类电介质在电场作用下的基本电气特性;第三、四章介绍电气设备绝缘试验及状态检测;第五章介绍波过程;第六、七、八章介绍雷电过电压及其防护;第九章介绍电力系统内部过电压;第十章介绍电力系统绝缘配合。每章附有适量的习题,供学习者练习。

本书第一、五章由福建电力职业技术学院林建军编写,第六、七、八章由西安电力高等专科学校陈莅编写,第九章由山东电力高等专科学校姚金霞编写,第三章第五、七节由山东电力高等专科学校陈玉峰编写,其余章节由山东电力高等专科学校张红编写,全书由张红统稿并担任主编。

本书由山东大学徐建政教授担任主审。徐教授对全书进行了认真、仔细的审阅,提出了许多宝贵的意见,在此表示感谢。

由于编者水平有限,书中难免有错误和不妥之处,恳请读者批评指正。

编 者

2008年4月

目 录

前言

第一章 气 体 放 电	1
第一节 气体中带电质点的产生与消失	1
第二节 均匀电场中的放电过程	4
第三节 不均匀电场中的放电过程	10
第四节 不同电压形式下空气间隙的击穿特性	14
第五节 大气条件对空气间隙击穿电压的影响	21
第六节 提高气隙击穿电压的措施	23
第七节 沿面放电与污秽放电	25
第八节 SF ₆ 气体的绝缘特性	32
小 结	34
习 题	34
第二章 液体、固体电介质的电气性能	36
第一节 电介质的极化、电导和损耗	36
第二节 液体电介质的击穿	45
第三节 固体电介质的击穿	50
第四节 电介质的老化	53
第五节 组合绝缘的击穿特性	54
小 结	56
习 题	56
第三章 电气设备绝缘的检测和诊断	57
第一节 绝缘电阻和吸收比的测量	57
第二节 直流泄漏电流的测量	60
第三节 介质损失角正切值的测量	61
第四节 局部放电的测量	65
第五节 绝缘油试验	69
第六节 耐压试验	76
第七节 绝缘的在线监测	77
小 结	86
习 题	86
第四章 高压试验设备及高电压的测量	87
第一节 稳态高压试验设备及其测量	87
第二节 冲击高压试验设备及其测量	93

小 结	99
习 题	99
第五章 线路和绕组中的波过程	100
第一节 均匀无损单导线线路中的波过程	100
第二节 波的折射与反射	104
第三节 波通过串联电感和并联电容	106
第四节 波的多次折、反射	108
第五节 无损平行多导线系统中的波过程	111
第六节 波的衰减与变形	113
第七节 绕组中的波过程	114
小 结	121
习 题	122
第六章 雷电及防雷保护装置	123
第一节 雷电放电	123
第二节 雷电参数	124
第三节 避雷针和避雷线的保护范围	127
第四节 避雷器	130
第五节 接地装置	140
小 结	144
习 题	144
第七章 输电线路的防雷保护	145
第一节 输电线路的感应雷过电压	145
第二节 输电线路的直击雷过电压和耐雷水平	147
第三节 输电线路的雷击跳闸率	152
第四节 输电线路的防雷保护措施	153
小 结	155
习 题	156
第八章 发电厂、变电站的防雷保护	157
第一节 直击雷过电压的防护	157
第二节 侵入波过电压的防护	160
第三节 变电站的进线段保护	165
第四节 变压器防雷保护的几个具体问题	169
第五节 配电变压器的防雷保护	171
第六节 气体绝缘变电站 (GIS) 的过电压保护	171
第七节 旋转电机的防雷保护	173
小 结	177
习 题	178

第九章 电力系统内部过电压	179
第一节 切除空载线路过电压	179
第二节 空载线路合闸过电压	181
第三节 切除空载变压器过电压	185
第四节 间歇电弧接地过电压	187
第五节 工频电压升高	189
第六节 谐振过电压	194
小 结	197
习 题	197
第十章 电力系统绝缘配合	198
第一节 绝缘配合的原则	198
第二节 绝缘配合的基本方法	199
第三节 电气设备绝缘水平的确定	201
第四节 架空输电线路绝缘水平的确定	202
小 结	206
习 题	206
附录	207
附录一 部分避雷器技术参数	207
附录二 球间隙击穿电压值	209
参考文献	212

第一章 气体放电

在自然界中,气体放电是一种很普遍的自然现象,比如大气层中的闪电和极光;在日常生活中,利用气体放电原理制成的电光源器具也是琳琅满目,比如荧光灯、钠灯等;在电力工业中,气体放电更是一个经常要涉及和研究的课题。

电气设备通常都是由导体(conductor)和绝缘体(insulator)组成的。各种金属材料构成了设备的导电(有时是导磁)回路,各种绝缘材料(又称电介质)则将设备不同电位的导体之间及与大地可靠地隔离。大量的事实表明,绝缘体是电气设备中的关键部分,同时也是比较薄弱的部分,其性能优劣将决定着设备及系统能否安全、可靠地运行。绝大多数的电力系统故障就是由于绝缘遭到破坏后引起的。因此,很有必要研究各类电介质在高电压作用下的电气特性。

电介质就其形态而言,可分为气体电介质、液体电介质和固体电介质。其中对气体电介质放电特性的研究相对比较深入完整,此外气体放电理论也是液体、固体介质放电理论的基础。所以,本书首先介绍气体电介质的放电理论。

气体电介质,尤其是空气介质在电力系统中的应用非常广泛,例如几乎所有的高压输电线路(除了电力电缆)、隔离开关的断口等都是利用空气作为绝缘的。由物理知识知道,在正常情况下空气是“不导电”的,即为通常所说的绝缘体。实际上,受各种宇宙射线的作用,正常时空气中含有少量的带电质点,但数量极低,故无法构成导电通道。但是,如果对空气间隙外加某一临界电压时,气隙中的电流会突然剧增,同时出现明显的发光、发热现象,空气间隙会突然失去绝缘性能而变成导电通道,我们把这种现象称为气体放电。

实际上,气体放电存在两种形式——击穿(breakdown)与闪络(flashover),前者是指纯气隙的放电(将在本章第一节到第六节里介绍),后者是指沿着固体表面的气体放电(将在本章第七节里介绍)。击穿与闪络统称为放电(discharge)。

气体放电后只会引起绝缘的暂时丧失,一旦放电结束后,又可自行恢复其绝缘性能,所以气体绝缘是一种自恢复绝缘。

空气是取之不尽用之不竭的,是一种最廉价的绝缘材料。工程上通常采用空气介质作为电气设备的外绝缘(设备外壳外部的绝缘)和架空线路的绝缘。在气体电介质中,除了空气外,工程上还大量采用六氟化硫(SF_6)气体作为绝缘介质(本章第八节介绍), SF_6 气体通常作为电气设备的内绝缘(设备外壳内部的绝缘)。

第一节 气体中带电质点的产生与消失

一、气体中带电质点的产生

气体原子在外界因素的作用下,吸收外界能量使其内部能量增加,这时气体原子核外的电子将从离原子核较近的轨道跳到离原子核较远的轨道上去,此过程称为原子的激励。原子的激励状态是不稳定状态,经过极短的时间就会回复到正常状态,激励原子回到正常状态时

将以光的形式放出能量。

如果中性原子由外界获得足够的能量,以致使原子中的一个或几个电子完全脱离原子核的束缚而成为自由电子和正离子(即带电质点),此过程称为原子的游离。游离是激励的极限状态,气体分子或原子游离所需要的能量称为游离能,游离能随气体种类而不同,一般在 $10\sim 15\text{eV}$ 之间。

这就是说,气体中的带电质点是通过游离产生的。按照外界能量来源的不同,通常把游离分为以下几种形式。

1. 碰撞游离

处于电场中的带电质点,在电场 E 的作用下,沿电场方向不断得到加速并积累动能。当具有的动能积累到一定数值后,在其与气体原子或分子发生碰撞时,可以使后者产生游离。由碰撞而引起的游离称为碰撞游离。

电子、离子、中性质点与中性原子或分子的碰撞,以及激发原子与激发原子的碰撞都能产生游离。在气体放电过程中,碰撞游离主要是由自由电子与气体原子或分子相撞而引起的,而离子或其他质点因其本身的体积和质量较大,难以在碰撞前积累起足够的能量,产生碰撞游离的可能性是很小的,因此电子在碰撞游离中起着极其重要的作用。

产生碰撞游离的必要条件是

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq W_i \quad (1-1)$$

式中 m —— 电子的质量;

v —— 电子的运动速度;

W_i —— 气体原子或分子的游离能。

质点两次碰撞之间的距离称为自由行程。由于每两次碰撞间的自由行程长短不一,具有统计性,所以我们引入平均自由行程 $\bar{\lambda}$ 的概念,将 $\bar{\lambda}$ 定义为质点自由行程的平均值。显然, $\bar{\lambda}$ 与气体间的压力 p 成反比,与绝对温度 T 成正比。一般情况下, $\bar{\lambda}$ 越大,就越容易发生碰撞游离。

通过碰撞,能使中性原子或分子发生游离的电子称为有效电子。

2. 光游离

当原子中的电子从高能级返回到低能级时,多余的能量以光子的形式释放出来;相反的过程是,原子也可以吸收光子的能量来提高它的位能。和电子碰撞一样,若光子的能量 $h\nu$ 大于或等于原子或分子的游离能,即

$$h\nu \geq W_i \quad (1-2)$$

式中 h —— 普朗克常数,其值为 $4.15 \times 10^{-15} \text{eV} \cdot \text{s}$;

ν —— 光的频率。

则可使原子或分子游离。与电子碰撞不同的是,在碰撞后,光子把能量传给原子或分子,而自身便不再存在了。这种由于光辐射引起原子或分子游离的现象称为光游离。

产生光游离的能力决定于光的波长,波长越短,光子的能量越大,游离能力就越强。所以,通常可见光是不能直接产生光游离的,只有各种短波长的高能辐射线,例如宇宙射线,短波长的紫外线、 γ 射线、X射线等才有使气体产生光游离的能力。

在气体放电过程中,当处于激励状态的原子回到常态,以及异号带电质点复合时,都以

光子的形式放出多余的能量，成为导致产生光游离的因素。

由光游离产生的自由电子称为光电子。

3. 热游离

气体在热状态下引起的游离过程称为热游离。

常温下，气体质点的热运动所具有的平均动能远低于气体的游离能，因此不可能产生热游离。但在高温下的气体，例如发生电弧放电时，弧柱的温度可高达数千℃以上，这时气体质点的动能就足以导致气体分子或原子碰撞时产生游离。此外，高温气体的热辐射也能导致气体分子或原子产生光游离。故热游离实质上并不是另外一种独立的游离形式，而是在热状态下产生碰撞游离和光游离的综合。

热游离的基本条件是

$$\frac{3}{2}KT \geq W_i \quad (1-3)$$

式中 K ——波尔茨曼常数，其值为 $1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$ ；

T ——热力学温度，K。

4. 表面游离

以上讨论的是气体在气隙空间里带电质点的产生过程（称为空间游离）。实际上，在气体放电中还存在着金属表面发射电子的过程，称为金属电极表面游离。

使金属表面发射电子所需要的能量称为逸出功。逸出功与金属的微观结构及其表面状态有关，一般在 10eV 以内。可见，金属表面发射电子要比在空间使气体分子游离容易得多。

用各种不同的方式供给金属电极能量，如对阴极加热（热电子发射）、正离子撞击阴极、短波光照射电极（光电效应）以及强电场作用（强场发射）等，都可以使阴极表面发射电子。

二、气体中带电质点的消失

当气体中发生放电时，除了有不断产生带电质点的游离过程外，同时还存在一个相反的过程，即去游离过程，它将使带电质点从游离区消失，或者削弱产生游离的作用。气体去游离的基本形式有如下几种。

1. 漂移

带电质点在外电场作用下作定向运动，消逝于电极而形成回路电流，从而减少了气体中的带电质点（称为漂移）。由于电子的漂移速度比离子快得多，故放电电流主要是电子漂移运动的结果。电流的大小取决于带电质点的浓度及其在电场方向的平均速度。

2. 扩散

气体中带电质点的扩散是由热运动造成的，故它与气体的状态有关。气体的压力越高或温度越低，扩散过程也就越弱。电子的质量远小于离子，所以电子的热运动速度很大，它在热运动过程中所受到的碰撞机会也较少，因此，电子的扩散作用比离子要强得多。

3. 复合

气体中异号电荷的粒子相遇时，有可能发生电荷的传递而相互中和，从而使气体中的带电质点减少。复合速度跟异号电荷的浓度、相对速度有关。异号电荷的浓度愈大，复合的过程也愈快速、愈强烈，故强烈的游离区也是强烈的复合区。异号电荷的相对速度愈小，相互作用的时间就愈长，复合的可能性也就愈大。气体中电子的运动速度比离子要大得多，故

正、负离子间的复合要比正离子和电子间的复合容易发生得多。

但需指出,带电质点的复合过程中会发生光辐射,这种光辐射在一定条件下又会导致其他气体分子游离,从而使气体放电呈现出跳跃式的发展。

4. 吸附效应

绝大多数的电子与气体原子或分子碰撞时,可能发生碰撞游离而产生电子和正离子,使得气体中自由电子的数量大增。但是,有些电子和气体原子或分子碰撞时,非但没有游离出新电子,碰撞电子反而被气体分子吸附而形成了负离子,这种现象称为吸附效应。容易吸附电子形成负离子的气体称为电负性气体,如氧、氯、氟、水蒸气和六氟化硫气体等。

如前所述,离子的游离能力远不如电子。吸附效应能有效地减少气体中的自由电子数量,从而对碰撞游离中最活跃的电子起到强烈的束缚作用,大大抑制了放电的发展,因此也将吸附效应看作是一种去游离的因素。

气体中游离与去游离这对矛盾的发展过程将决定气体的状态。当游离因素大于去游离因素时,最终导致气体击穿;相反,当去游离因素大于游离因素时,最终使气体放电过程消失并恢复为绝缘状态。

第二节 均匀电场中的放电过程

气体放电理论的研究,首先就是从均匀电场开始的。所谓均匀电场,就是在电场中,电场强度处处相等,如两个平行平板电极的电场(当然还要考虑边缘效应),如图 1-1 所示。

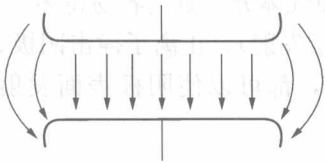


图 1-1 平行平板电极的电场

一、气体放电过程的一般描述

实际上,无论是均匀电场还是后面将要介绍的不均匀电场,它们的一般放电过程是类似的,那就是随着外施电压的增加,放电都是逐渐发展的,都是由非自持放电转入自持放电的。

1. 自持放电与非自持放电

如图 1-2 所示,在外界光源照射下,对两平行平板电极(极间的电场是均匀的,极间的介质为空气)间施加一可调的直流电压,当电压从零逐渐升高时,可以得到气体中的电流 I 与所加电压 U 之间的关系,即气体的伏安特性曲线,如图 1-3 所示。

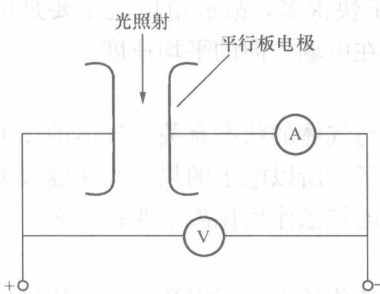


图 1-2 实验原理接线图

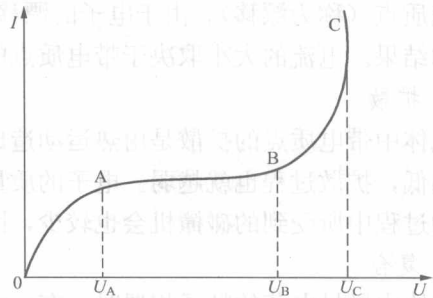


图 1-3 气体间隙放电时的伏安特性曲线

线性段 0A。随着电压的升高,带电质点的运动速度加大,间隙中的电流也随之近乎成比例增大。

饱和段 AB。到达 A 点后，电流不再随电压的增大而增大，因为这时在单位时间内所有由外界游离因素产生的有限带电质点已全部参与了导电，故电流趋于饱和。饱和段的电流密度仍然是极小的，一般只有 10^{-19} A/cm^2 的数量级，因此此时气隙仍处于良好的绝缘状态。

碰撞游离段 BC。进一步增大电压以后，间隙中的电流又随外加电压的增加而增大，如曲线的 BC 段。因为这时电子在足够强的电场作用下，已积累起足以引起碰撞游离的动能，使得间隙中的带电质点骤增。

自持放电段（C 点以后）。当电压继续升高至某临界值 U_0 以后，电流急剧突增，同时伴随着产生明显的外部特征，如发光、发声等现象。此时气体间隙突然变为良好的导电状态。

实验表明，当外加电压小于 U_0 时，间隙电流极小，气体本身的绝缘性能尚未被破坏。此时若去掉外界游离因素，电流也将消失，我们把这类放电称为非自持放电。当外加电压达到 U_0 后，气体中的游离过程仅仅依靠外电场的作用即可自行维持，而不再需要外游离因素，我们把这类放电称为自持放电。曲线上 C 点就是非自持放电和自持放电的分界点，把由非自持放电转为自持放电的临界电压 U_0 称为起始放电电压，其对应的电场就称为起始放电场强 E_0 。

游离放电的进一步发展以至气隙击穿的最后过程，将随气隙中电场型式不同而不同。

在均匀电场中，由于各处的场强相等，只要任意一处开始出现自持放电，就意味着整个间隙将被完全击穿，故均匀电场中的起始放电电压就等于间隙的击穿电压。实验表明，在标准大气条件下，均匀电场中空气间隙的击穿场强（也称为气体的电气强度）约为 $30 \text{ kV}(\text{峰值})/\text{cm}$ 。

在不均匀电场中，由于各处的场强差异悬殊，当放电由非自持转入自持放电时，仅仅是在高场强的局部区域出现自持放电（电晕放电），而广大弱电场区域还是良好的绝缘体，故欲使整个间隙击穿还需继续升高电压。也就是说，在不均匀电场中，击穿电压可能比起始放电电压高得多。

2. 气体放电后的形式

气体放电后，根据电源容量、气体压力、电极形状的不同，将具有不同的放电外形。在电源容量很小，气体压力较低时，表现为充满整个间隙的辉光放电；在电源容量不大，较大的气压时，常表现为跳跃性的火花放电；在电源容量较大且内阻较小时，就可能出现电流大、温度高的电弧放电；在电极的曲率半径较小时，会在该电极附近出现淡淡发光薄层的电晕放电；由电晕电极伸出的明亮而细的断续放电通道，则称为刷状放电。

二、气体放电理论

如前所述，进入自持放电以后，即使去掉外游离因素，放电也能够依靠自身而得以维持。为了解释这一现象，下面介绍汤逊气体放电理论与流注放电理论。

1. 汤逊理论

(1) 电子崩及 α 过程。在外游离因素作用下，间隙中产生自由电子，这些起始电子在较强外电场的作用下加速，造成碰撞游离而产生新的电子。新电子和原有的电子一起又将从电场获得动能，继续引起碰撞游离。这样，就出现了一个迅猛发展的碰撞游离，使间隙中的带电质点数量剧增，如同雪崩状，这一现象称为电子崩。

图 1-4 所示为电子崩发展的示意图，但此时的放电仍属

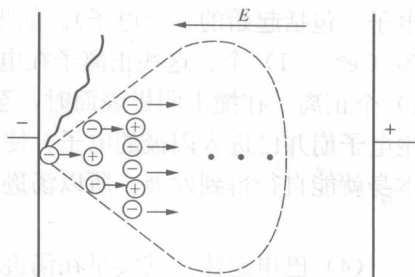


图 1-4 产生电子崩的示意图

非自持放电。

电子崩的发展过程也称为 α 过程。 α 称为电子碰撞游离系数, 它表示一个电子沿着电场方向行进的过程中, 在单位距离内平均发生碰撞游离的次数, 亦称为汤逊第一游离系数。 α 值与气体的种类、气体的相对密度和电场强度有关。根据实验和理论推导可得

$$\alpha = A\delta e^{-\frac{B}{E}} \quad (1-4)$$

式中 A 、 B ——与气体性质有关的常数;

δ ——空气相对密度, $\delta = K \frac{P}{T}$;

E ——电场强度。

如图 1-5 所示, 设在外界游离因素的作用下, 阴极由于光电子发射产生 n_0 个电子, 在

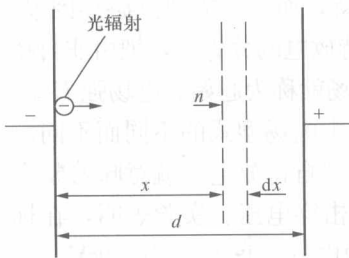


图 1-5 均匀电场中电子崩电子数的计算

电场作用下, 这 n_0 个电子在向阳极运动的过程中不断产生碰撞游离, 行经距离 x 时变成了 n 个电子, 再行经 dx 距离, 增加的电子数为 dn 个, 则

$$dn = n\alpha dx$$

对上式积分, 可求得 n_0 个电子在电场作用下不断产生碰撞游离, 发展电子崩, 经距离 d 而进入阳极的电子数

$$n = n_0 e^{\int_0^d \alpha dx}$$

当气体状态保持一定、且电场均匀时, α 为常数, 上式变为

$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (1-5)$$

式 (1-5) 就是电子崩发展的规律。

(2) β 过程。除了 α 过程, 气隙空间中还存在着 β 过程。一个正离子沿电场方向行进的过程中, 在单位距离内平均发生碰撞游离的次数称为正离子碰撞游离系数, 记为 β , 亦称为汤逊第二游离系数。由于正离子质量大、体积大, 平均自由行程短, 所以在运动中不易积累起引起碰撞游离的能量, 因而 β 值极小, 在分析时可予忽略。

(3) γ 过程及汤逊自持放电条件。 α 过程仅讨论了电极空间的碰撞游离, 实际上正离子及光子在阴极表面均可激发出电子而引起阴极表面游离, 称为 γ 过程。为此引入正离子的表面游离系数 γ , 它表示一个正离子在电场作用下由阳极向阴极运动, 撞击阴极表面产生表面游离的电子数, 亦称为汤逊第三游离系数。在式 (1-5) 中, 令 $n_0 = 1$, 则

$$n_d = e^{\alpha d}$$

即一个电子从阴极出发运动到阳极时, 由于碰撞游离形成电子崩, 到达阳极时将变成 $e^{\alpha d}$ 个电子 (包括起始的一个电子)。如果除去起始的一个电子, 那么产生的新电子数或正离子数为 $(e^{\alpha d} - 1)$ 个。这些正离子在电场的作用下向阴极运动, 并撞击阴极表面, 如果 $(e^{\alpha d} - 1)$ 个正离子在撞击阴极表面时, 至少能从阴极表面释放出一个有效电子来弥补原来那个产生电子崩并已进入阳极的电子, 使后继电子崩无需依靠其他外界游离因素而仅依靠放电过程本身就能自行得到发展。所以汤逊理论的自持放电条件可表达为

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1-6)$$

(4) 巴申定律。其实早在汤逊理论出现之前, 科学家巴申就于 19 世纪末对气体放电进行了大量的实验研究, 并对均匀电场中的气体放电做出了放电电压与放电距离 d 和气压 p

的乘积的关系曲线, 即 $U_b = f(pd)$, 如图 1-6 所示。从图中可以看出, 曲线呈 U 型, 分为左右两半支, 并在某 pd 值时曲线有极小值。不同的气体, 其最低击穿电压 $U_{b,\min}$, 以及对应的 pd 值各不相同。对空气, U_b 的极小值约为 325V。

假设 d 保持不变, 改变 p 。 p 增大时, 虽然电子容易与气体粒子碰撞, 但平均自由行程 $\bar{\lambda}$ 将缩短, 每次碰撞时由于电子积聚的动能难以使气体粒子游离, 故 U_b 升高; 反之, 当 p 过分减小时, 虽然 $\bar{\lambda}$ 增大, 每次碰撞时积聚的动能易引起气体粒子游离, 但电子不易与气体粒子相碰撞, 碰撞的机会大大减少, 故 U_b 也会增大。

假设 p 保持不变, 改变 d 。 d 增大时, 欲得到一定的电场强度, 外加电压就必须增大; 反之, 当 d 减少时, 电场强度增大, 但电子在走完全程中所发生的碰撞次数减小, 甚至 $\bar{\lambda}$ 可与 d 相比较, 因此电子遇不到气体分子就带着很大的动能直接撞进阳极去了。故 U_b 也会增大。

根据汤逊理论, 也可得出上述的函数关系 $U_b = f(pd)$ 。因此, 巴申定律可从理论上由汤逊理论得到佐证, 同时也给汤逊理论以实验结果的支持。以上分析都是在假定气体温度不变的情况下做出的。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代替压力。对空气而言, 可用 $U_b = f(\delta d)$ 表示, 其中 δ 为空气的相对密度, 即实际的空气密度与标准大气条件下的密度之比, 详见式 (1-15)。

(5) 适用范围及局限性。汤逊放电理论可较好地解释低气压、短间隙、均匀电场中的放电现象, δd 过小或过大时, 放电机理将出现变化, 汤逊理论就不适用了。比如在 pd 过小时, 场致发射 (即金属表面发生强场发射) 将导致击穿。而在解释大气中长间隙 (即 pd 较大) 放电过程时, 发现有以下几点实验现象无法全部在汤逊理论范围内给予解释:

① 放电时间。根据汤逊放电理论计算出来的击穿过程所需的时间, 至少应等于正离子走过极间距离的时间, 而实测的放电时间要比此值小 10~100 倍。

② 阴极材料的影响。根据汤逊放电理论, 阴极材料在击穿过程中起着重要的作用, 然而实验表明, 气体在大气压下, 间隙的击穿电压与阴极材料无关。

③ 放电外形。按汤逊放电理论, 气体放电应在整个间隙中均匀连续地发展。低气压下的气体放电区确实占据了整个电极空间, 如放电管中的辉光放电。但在大气中气体击穿时会出现有分支的明亮细通道。

通常认为, $\delta d > 0.26\text{cm}$ (或 $pd > 200 \times \frac{101.3}{760} \text{kPa} \cdot \text{cm}$) 时, 击穿过程将发生变化, 汤逊理论的计算结果不再适用, 但其所描述的气体放电的基本物理过程却具有普遍意义。

2. 流注理论

汤逊理论是用 α 过程及 γ 过程来说明 δd 较小时的放电现象, 但当 pd 较大时, 如前所述放电过程及现象出现了新的变化。于是在汤逊理论的基础上, 由洛伊布 (Leob) 和米克 (Meek) 等通过大量的实验研究及对雷电的观测, 提出了流注放电理论。流注理论认为电子

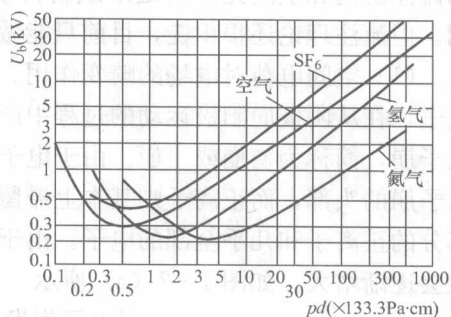


图 1-6 均匀电场中几种气体的击穿电压 U_b 与 pd 的关系曲线

的碰撞游离和空间光游离是形成自持放电的主要因素, 并且强调了空间电荷畸变电场的作用。但流注理论还很粗糙, 目前只能做定性的描述。

(1) 空间电荷对电场的畸变作用。当外电场足够强时, 一个由外界游离因素产生的初始电子, 在从阴极向阳极运动的过程中产生碰撞游离而发展成为电子崩, 这种电子崩称为初始电子崩, 简称为初崩或主崩。由于电子的迁移速度远大于正离子, 故绝大多数电子都集中在电子崩的头部, 而正离子则基本上滞留在原来产生它的位置上, 因而在电子崩头部集中着大部分的正离子和几乎全部的电子。由于电子崩在发展过程中带电质点的不断扩散, 所以半径也会逐渐增大。如图 1-7 (a) 所示。

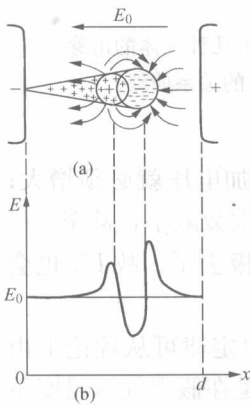


图 1-7 电子崩中的空间电荷对均匀电场的畸变

当电子崩发展到一定程度后, 电子崩形成的空间电荷的电场将大为增强, 使总的合成电场明显发生畸变, 其结果是增强了崩头及崩尾的电场, 而削弱了电子崩内正负电荷区域之间的电场。如图 1-7 (b) 所示。电子崩头部电荷密度非常大, 游离过程强烈, 再加上电场分布受到上述的畸变, 结果崩头将放射出大量光子。崩头前后, 电场明显增强, 这有利于产生分子和离子的激励现象, 当分子和离子从激励状态恢复到正常状态时, 放射出光子。而崩中间区域的电场较弱, 这有利于带电质点的复合和被激励分子回到原始状态, 同样也将有光子辐射。当外电场相对较弱时, 这些过程不很强烈, 不会引起什么新的现象。但当外电场足够强, 情况就引起了质的变化, 电子崩头部开始形成流注。

(2) 流注的形成。当外加电压等于击穿电压, 初崩发展到阳极时, 如图 1-8 (a) 所示, 初崩中的电子迅速消失于阳极中, 留下来的大量正离子 (在初崩头部密度最大) 使尾部的电场大大增强, 并向周围放射出大量的光子。这些光子在附近的气体中引起了光游离, 于是在空间产生光电子, 如图 1-8 (b) 所示。

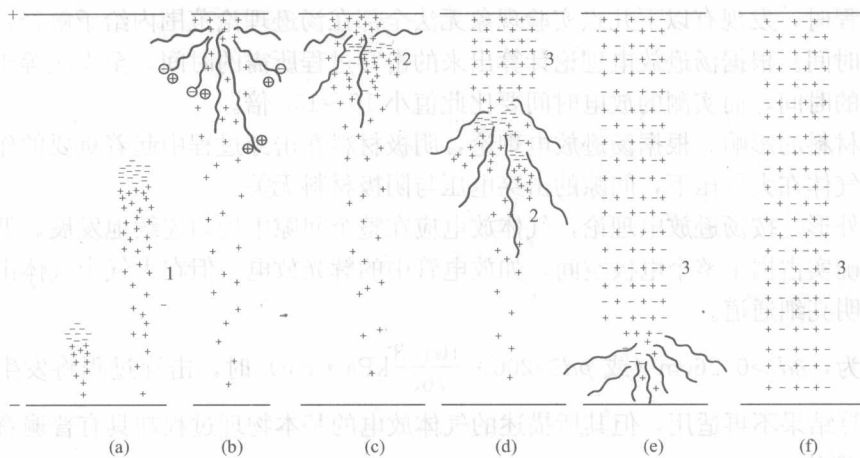


图 1-8 正流注的产生及发展

1—主电子崩; 2—二次电子崩; 3—流注

新形成的光电子被主崩头部的正空间电荷吸引, 在受到畸变而加强了的电场中, 又激烈

地造成了新的电子崩，称为二次电子崩，简称二次崩。如图 1-8 (c) 所示。

二次崩头部的电子被主崩头部的正空间电荷吸引进入主崩头部区域，由于这里电场强度很小，所以电子大多形成负离子。大量的正负离子汇合后形成的混合通道，称为流注。如图 1-8 (d)、(e)、(f) 所示。

流注通道导电性良好，其头部（这里流注的发展方向是从阳极到阴极，称为正流注，它与初崩发展方向相反）又是由二次崩形成的正电荷，使得流注头部前方出现更强的电场，同时，由于很多二次崩汇集的结果，流注头部游离过程蓬勃发展，向周围放射出大量光子，继续引起空间光游离。于是在流注前方出现了新的二次崩，它们被吸引到流注头部，从而延长了流注通道。如图 1-8 (e) 所示。

这样，流注不断向阴极推进，且随着流注向阴极的接近，其头部电场越来越强，因而其发展速度越来越快。当流注发展到阴极后，整个间隙被导电性能良好的等离子通道所贯通，就将导致整个间隙的击穿，如图 1-8 (f) 所示。

由于流注理论较为抽象，为了帮助读者理解，下面用一流程图来大致描述上述的流注形成过程：外电场足够强时，初始电子加速→形成电子崩（初崩）→空间出现大量电荷→外电场分布被畸变→崩头、崩尾电场增强（使游离更强烈），崩内电场削弱（使复合更容易）→向空间辐射大量光子→空间光游离→产生光电子→外电场作用及初崩正离子吸引→形成电子崩（二次崩）→与初崩汇合形成正负离子混合通道→形成流注→流注的导电性很好，促使流注迅速向前方发展→……→流注贯穿两电极→气隙绝缘破坏，即击穿。

应当指出的是，以上介绍的是电压较低，电子崩经过整个间隙方能形成流注的情况，由于这种流注由阳极向阴极发展，故称为正流注。如果外加电压比击穿电压高时，则电子崩无须跑完整个间隙，其头部的电子数即可达到足够的数量，足以形成流注。由于这种流注由阴极向阳极发展，故称为负流注。负流注的发展过程中，电子的运动受到电子崩留下的正电荷的牵制，故发展速度较正流注的要小。

(3) 流注自持放电条件。从上面的分析可知，流注的形成需要初崩头部的电荷达到一定的数量，使电场发生足够的畸变和加强，并造成足够的空间光游离。

一般认为，当 $\alpha d \approx 20$ （或 $e^{\alpha d} \approx 10^8$ ）时便可满足上述条件，使流注得以形成。而一旦形成流注，放电即可转入自持，在均匀电场中即导致气隙的击穿。

(4) 流注理论对放电现象的解释、适用范围及局限性。流注理论可以解释汤逊理论不能说明的大气中的放电现象。在大气中，放电发展之所以迅速，其原因在于多个不同位置的电子崩同时发展和汇合，这些二次崩的起始电子是由光子形成的，光子的运动速度比电子大得多，且它又处在加强的电场中前进，其速度比初始电子崩快，故流注的发展速度极快，使大气中的放电时间特别短；另外，流注通道中的电荷密度很大，电导很大，故其中的电场强度很小，因此，流注出现后，将减弱其周围空间内电场，但加强了流注前方的电场，并且这一作用将伴随着其向前发展而更为增强。故电子崩形成流注后，当由于偶然原因使某一流注发展较快时，它将抑制其他流注的形成和发展。这种作用随流注向前推进越来越强，使流注头部始终保持着很小的半径，因此整个放电通道是狭窄的，而且二次崩可以从流注四周不同的方位同时向流注头部汇合，故流注的头部推进可能有曲折和分支。再则在大气条件下，放电的发展不是靠正离子撞击阴极使阴极产生二次电子来维持，而是靠空间光游离产生光电子来维持，故大气中气隙的击穿电压与阴极材料基本无关。

一般认为当 $\delta d > 0.26 \text{ cm}$ (或 $pd > 200 \times \frac{101.3}{760} \text{ kPa} \cdot \text{cm}$) 时, 放电就由汤逊形式过渡到流注形式。故流注理论适用于解释长间隙、大气压, 即 pd 较大时的情况。但是流注理论也无法很好地解释短间隙、低气压时的气体放电现象。因此, 汤逊理论与流注理论互相补充, 从而在广阔的 δd 范围内说明了不同的放电现象。

第三节 不均匀电场中的放电过程

在电力工程的大多数实际绝缘结构中, 电场都是不均匀的。所谓不均匀电场, 就是电场中各处的电场强度不相等。如棒—棒间隙、棒—板间隙等, 如图 1-9 所示。

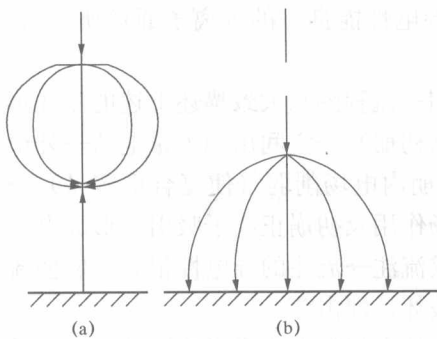


图 1-9 不均匀电场的几种典型的形式
(a) 棒—棒间隙; (b) 棒—板间隙

为了能够定量分析电场的均匀程度, 通常可用电场不均匀系数 f 来描述

$$f = \frac{E_{\max}}{E_{\text{av}}}$$

其中, E_{\max} 为最大场强, E_{av} 为平均场强。

$$E_{\text{av}} = \frac{U}{d}$$

其中, U 为间隙上外加的电压, d 为间隙的最小距离。

一般地, 对均匀电场 $f=1$, 对稍不均匀电场 $1 < f < 2$, 对极不均匀电场 $f > 4$ 。严格来说, 均匀电场在工程中是无法见到的。工程上所使用的平行板电极一般都是采用了消除电极边缘效应的措施 (比如高压静电电压表)。

典型的稍不均匀电场实例是高压试验中使用的球间隙以及 SF₆ 封闭式组合电器 (GIS) 中的分相母线圆筒等, 而高压输电线之间的空气绝缘则是极不均匀电场。

稍不均匀电场中放电的特点与均匀电场中相似, 在间隙击穿前看不到有什么放电的迹象。而极不均匀电场 (以下指的不均匀电场就是指极不均匀电场) 中空气间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具有更大的实际意义。

一、电晕放电

1. 电晕放电现象

在极不均匀电场中, 间隙中的最大场强与平均场强相差很大, 以至当外加电压及其平均场强还较低的时候, 曲率半径较小电极附近空间的局部场强已很大, 在这局部强场区的空气会首先发生自持放电, 称为电晕放电。

发生电晕放电时, 曲率半径较小的电极附近会出现淡蓝色的发光层, 同时伴随轻微的“滋滋”的响声, 严重时还可嗅到臭氧的气味。

2. 电晕的起始电压与起始场强

开始出现电晕时的电压称为电晕起始电压, 此时电极表面的场强称为电晕起始场强。

实际电气设备的绝缘结构比较复杂, 电极形状与表面状态及各种因素的影响相差很大, 准确计算电晕起始电压十分困难, 因此工程上一般采用皮克 (F. W. Peek) 经验公式来计算电晕起始场强与起始电压。

比如, 对于同直径的两根平行输电线路, 其电晕起始场强 E_c (导线的表面场强, 峰值)