

中等专业学校教材

高电压技术

(第二版)

西安电力学校 赵文中 主编

中国电力出版社

中等专业学校教材

高 电 压 技 术

(第二版)

西安电力学校 赵文中主编

中国电力出版社

内 容 提 要

本书为中等专业学校发电厂及电力系统专业高电压技术课程教材。全书共分八章，前三章介绍有关绝缘的基本概念及其基本的试验方法，后五章介绍过电压的基本原理和物理过程以及防护措施。

内容主要包括：气体放电、液体及固体介质的电气性能和绝缘预防性试验，波过程、雷电及防雷设备、发电厂变电所和输电线路防雷保护及内过电压的物理过程与限制措施等。

本书亦可做为中等专业学校“电力系统继电保护”专业的教材。并可供电力工人和技术人员及电力技工学校教学参考。

图书在版编目(CIP)数据

NAVDS / 15

高电压技术/赵文中主编. -2版. -北京: 中国电力出版社, 1985.10 (1998重印)

中等专业学校教材

ISBN 7-80125-367-1

I. 高… II. 赵… III. 高电压-技术-专业学校-教材
IV. TM8

中国版本图书馆CIP数据核字 (97) 第06110号

中国电力出版社出版

(北京三里河路6号 邮政编码 100044)

冶林印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经销

•

1985年10月第二版 2001年4月北京第十六次印刷

787毫米×1092毫米 16开本 9.5印张 210千字

印数 227761-231760 册 定价: 9.00 元

版 权 专 有 翻 印 必 究

(本书如有印装质量问题, 我社发行部负责退换)

前 言

本书是根据1983~1987年中等专业学校水利电力类专业教材编审规划要求，对原1981年出版的《高电压技术》教材进行修订的。全书共分八章，其中绪论、第七章第四节中的配电变压器保护及第六章，是由广西水电学校杨伟超编写。南京电力学校丁时宣主审。

本书是在1982年12月成都召开的中等专业学校高电压技术课程组会上，各兄弟学校提出许多宝贵意见的基础上进行修订的。

由于编者水平所限，书中存在的缺点和错误，诚恳地希望读者提出批评指正。

编 者

1984年11月15日

目 录

前 言	
绪 论	1
第一章 气体放电	2
第一节 气体中带电质点的产生与消失	2
第二节 气体放电的基本过程	3
第三节 大气状态对气体击穿电压的影响	14
第四节 提高气体间隙击穿电压的措施	15
第五节 沿面放电	19
第二章 液体及固体介质的电气性能	26
第一节 电介质的极化	26
第二节 电介质的电导(或绝缘电阻)	30
第三节 电介质损耗	32
第四节 液体介质的击穿	34
第五节 固体介质的击穿	37
第六节 电介质的其它性能	39
第三章 绝缘预防性试验	41
第一节 绝缘电阻的测量	41
第二节 泄漏电流的试验	44
第三节 介质损失角正切值的测量	45
第四节 耐压试验	48
第四章 波动过程	56
第一节 单根无损耗导线上的波过程	56
第二节 行波的折射与反射	59
第三节 行波穿过电感或从电容旁经过	62
第四节 行波的多次反射	65
第五节 变压器绕组中的波过程	67
第六节 旋转电机绕组中的波过程	74
第五章 雷电及防雷设备	77
第一节 雷电放电及直击雷过电压	77
第二节 雷电参数	79
第三节 避雷针和避雷线的保护范围	82
第四节 避雷器	85
第五节 防雷接地	94
第六章 输电线路防雷保护	96

第一节	线路防雷主要原则及措施	96
第二节	线路感应雷过电压	96
第三节	雷直击导线时的过电压	98
第四节	雷击杆顶时的过电压	99
第五节	输电线路的雷击跳闸率	101
第六节	各级电压线路防雷的具体措施	102
第七节	线路交叉、跨越和高海拔地区的防雷保护	103
第七章	发电厂、变电所的防雷	105
第一节	发电厂、变电所的直击雷防护	105
第二节	避雷器的保护作用	107
第三节	变电所的进线保护	110
第四节	变压器防雷保护中的几个问题	114
第五节	旋转电机的防雷	118
第八章	内部过电压	122
第一节	切断空载线路过电压	122
第二节	电弧接地过电压	126
第三节	切断空载变压器过电压	129
第四节	铁磁谐振过电压	131
第五节	电磁式电压互感器饱和过电压	135
附录I	球极间隙放电电压	137
附录II	110 kV单杆单避雷线线路的耐雷水平及跳闸率的计算	142

绪 论

人们为了充分利用天然资源，降低电能生产成本，通常将发电厂建立在天然的动力资源附近。这就要采用相应的措施将巨大的电能传输至使用的区域，因而产生远距离高压输电和配电的问题。

为了提高送电的经济性和可靠性，将多个发电厂互相连接起来并列运行，这就构成了高压电力系统。

随着电力系统工作电压的提高，有关输电线路和电气设备的绝缘问题愈显突出。电力系统运行时，除了受到正常电压作用外，还受过电压的作用。因此，为保证系统正常运行，其绝缘还应耐受过电压的作用，为了不使电气绝缘的造价过高，就必须研究电力系统过电压产生的原因及限制方法。高电压技术即是研究高电压绝缘与电力系统过电压的学科。

为适应电力工业迅速发展的需要，目前世界各国正在相继发展大型电站，装机容量逐渐增大，有的已近10000 MW。大型电站的出现，就促使电力输送向超高压、大容量、远距离发展，以实现将巨大的电能向远距离输送的目标。1952年世界上出现输电电压为400 kV；1959年出现500 kV的超高压输电线路；六十年代又相继出现了750 kV级的。到70年代初便有400~500 kV，49000 km长的超高压线路；750 kV级的2000 km长的超高压线路。到八十年代，有些国家已在研究和兴建1100~1200 kV级的特高压输电线路。

在我国，目前已逐步形成：华北、华东、东北、华中、西北等高压电网。600km长的500kV超高压输电线路已于1981年投产。

由于超高压电网的出现，带来许多高压技术问题，因为随着工作电压提高，电气设备中的绝缘材料越用越多，绝缘费用所占比例也越高，设备体积与重量也随之增大，如不采取新的措施，将无法构成设备绝缘，故必须采用经济、合理、安全可靠地先进技术解决系统的绝缘问题。此外，随着高压电网的发展，出现过电压的问题也愈趋复杂，因而必须同时考虑如何限制超高压电网的过电压及其保护措施。

高电压技术课程，包含高电压绝缘与过电压及其保护两部分。高电压技术是处在发展中的学科，许多问题仍在探索研究中。由于过电压与雷电放电、开关操作、电弧的燃烧和熄灭等因素有关，这些因素又是有一定机率的，这就使过电压具有强烈的统计特性。在许多方面是运用概率统计方法，并常以生产实践中的统计资料为依据来进行分析研究。因此，学习这门课，应结合有关规程并注意理论联系实际。

要求学生通过这门课的课堂教学、实验、实习，能初步掌握过电压保护方法及一般的高压试验技术，获得正确使用绝缘和保证其安全运行的基本知识，以便在工作中能处理所遇到的一般的高压技术问题，为电网的安全、稳定运行做出努力，为电力工业发展做出贡献。

第一章 气体放电

在电力系统中，气体（主要是空气）是一种运用得相当广泛的绝缘材料，如架空线、母线、变压器的外绝缘，隔离开关的断口处。此外在绝缘材料内部或多或少含有一些气包，故气体放电的研究是高电压技术中一项基本任务。

在通常情况下，由于宇宙射线及地层放射性物质的作用，气体中有少量带电离子（约为1000对/cm³），它们在强电场作用下，沿电场方向移动时，在间隙中会有电导电流。因此，气体通常不是理想的绝缘材料，但当电场较弱时，气体电导极小，可视为绝缘体。

当气体间隙上电压提高至一定值后，可在间隙中突然形成一传导性很高的通道，此时称气体间隙击穿（也可叫放电）。击穿时加于间隙的电压称为击穿电压，用 U_B 或 U_p 表示。均匀电场中，击穿电压与间隙距离之比叫击穿场强，它反映气体耐受电场作用的能力，也即气体之电气强度。不均匀电场中，击穿电压与间隙距离之比称为平均击穿场强。

气体间隙击穿后，可依电源功率、电极形式、气体压力等具有不同的放电形式：在低气压、电源功率较小时，放电表现为充满间隙的辉光放电形式；在高气压下，常表现为火花或电弧放电形式；在极不均匀电场中，会在局部电场强处先开始放电，称为电晕。

除使用纯空气间隙作绝缘外，电力系统中还有许多处在空气中的固体绝缘，如输电线路的绝缘子，电机定子绕组槽外部分的绝缘等，所以还会遇到气体沿固体表面放电的情况（也称闪络）。

当在一定间隙上，施加直流或工频电压时，它的击穿电压是某一常数；而当加一作用时间很短的冲击电压时，其击穿电压就要增加，且放电时间愈短，击穿电压就愈高。此外，放电电压的分散性也大了，这些问题将在本章内讨论。

第一节 气体中带电质点的产生与消失

一、气体原子的激发与游离

气体原子在接受外界能量时，将引起内能的改变，即引起气体原子的激发与游离。气体原子可以不同方式由外界获得能量，而能否引起激发与游离，则决定气体本身。

依原子结构模型，原子中有一带正电的核，周围有若干电子沿一定轨道绕核旋转。当各电子位于离原子核最近的轨道上时，原子具有最小的位能（正常状态的原子即有最小的位能）。当原子由外界获得能量时，其电子可跃至能级较高的轨道，称此过程为激发，此时该原子为激发状态的原子。如果由外部获得的能量足够大，以致使原子的一个或几个电子脱离原子核之束缚而成为自由电子与正离子（即带电质点），称为原子的游离。

二、气体中带电质点的产生

（1）碰撞游离：在电场作用下，带电的质点（电子或离子）得到加速，并与气体分

子相碰撞，当其能量足够时，可使气体分子游离。此时气体的游离，主要是电子与气体分子碰撞而引起。因为电子质量小，自由行程（质点无碰撞走过的距离）大，易于积累能量。

（2）光游离：光辐射引起气体分子游离的过程称光游离。光是频率不同的电磁辐射，也具有粒子性，可视为质点，称为光子。光子之速度为光速（ $c=3 \times 10^{10} \text{cm/s}$ ）。

导致气体光游离的光子可由紫外线、宇宙射线，或 x 射线等供给；或来自气体放电过程本身的辐射，如激发的原子回到正常状态时，将放出激发能。

（3）热游离：热游离是指由气体热状态引起的游离过程，一般是在高温下（如电弧放电的数千度高温下）发生的。

（4）负离子的形成

在气体中，因游离而产生电子、正离子的同时，还可能产生一种带负电的离子，称为负离子。它是由于电子与气体分子相遇时被分子吸附形成的。易形成负离子的气体，称负电性气体。由于负离子不易形成游离，故负离子对放电起着阻碍的作用。

此外金属表面也可以产生电离，使金属释放电子也要花费能量，称其为逸出功或逸出电位，因不同金属而异。金属表面电离可有以下几种方式：正离子撞击阴极；金属表面受光照射；强电场放射；热电子发射。

三 气体中带电质点的消失

在气体中发生放电时，有游离过程的发生，同时也有相反的过程，即带电质点的消失过程。除其一部分消失于电极外，还可通过扩散与复合消失。

（1）扩散：当气体中带电质点分布不均匀时，则会由其浓度高处向浓度低处移动，使其趋均匀。这种运动是由热运动造成，与气体扩散规律相似，与气体状态（压力、温度）有关。

（2）复合：正负带电质点相遇，电荷彼此中和变为中性分子的过程称复合。复合过程中也会发生光辐射，并在一定条件下会导致光游离。影响复合过程的因素有：在复合过程中的相对速度（正负离子间复合的可能性比正离子与电子间复合的可能性要大）；在一定空间内带电质点的复合速度还与其浓度有关，正负离子浓度愈大，复合过程的速度就愈大，即带电质点消失的速度也愈大。

第二节 气体放电的基本过程

一、非自持放电和自持放电

如图1-1(a)所示，当在平板空气间隙加一电压时，其伏安特性如图1-1(b)所示。由于外部游离因素的作用，间隙间有少量带电质点。最初，电流随所加电压升高而增大（ oa 段）。然后，逐渐提高电压（在小于 U_0 时），电流维持不变（ ab 段），这是因为间隙中单位时间内产生的带电质点数不变，即使增大电压，电流也保持不变，但很微弱。当电压增大至 U_0 时，电流将随电压升高而增大，如 bc 段。这时间隙中必然出现了新的游离因素，即电子的碰撞游离。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能

量。电压升高至某临界值 U_0 后，电流剧增，气体间隙转入良好导电状态，并伴有声、光等现象。

当外施电压小于 U_0 时，间隙虽有电流，但其数值很小，气体的绝缘性能未被破坏，即间隙未被击穿，因为逸出阴极表面的电子主要是依靠外界游离因素的作用，当外界游离因素消失时，放电就停止。这种需要依靠外界游离因素支持的放电称非自持放电。当电压继续增加，达 U_0 （即图1-1(b)中的c点）以后，放电即达自持，即外界游离因素不存在，间隙中放电仅靠电场作用继续进行下去。因此，电压大于 U_0 以后的放电形式称自持放电。由非自持放电转入自持放电的电压称为起始放电电压（ U_0 ）。如在较均匀的电场中，则间隙被击穿（其击穿场强约为 30kV/cm ），此后依气压、电源容量等条件形成辉光放电、火花放电或电弧放电，而起始电压 U_0 也即间隙的击穿电压。如电场不均匀，则当放电由非自持转入自持时，在大曲率电极表面电场集中的区域发生电晕放电，这时起始电压是间隙的电晕起始电压，而击穿电压可能比起始电压高得多。

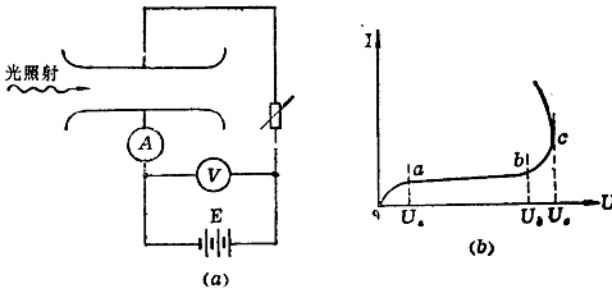


图 1-1 气体间隙的伏安特性
(a)实验装置原理图；(b)均匀电场中气体伏安特性

二、汤逊放电理论

汤逊从均匀电场低气压条件下的放电实验出发，总结出较系统的理论与计算公式，其实质如下：

在图1-1(b)中，当间隙上所加电压达 U_0 时，电流急剧增长，这是由于电场较强，使气体中开始出现新的游离过程，即碰撞游离过程。由外界游离因素所产生的起始电子，在电场作用下向阳极运动的过程中，其动能将增加，并不断与气体分子相碰撞。当电场很强时，电子运动足以使气体分子游离，其产生的新电子将在电场中获得动能，再引起碰撞游离，这样下去，电子数会象雪崩似地增加，形成电子崩。电子崩过程的出现，使间隙中带质点大增，故电流也增加，但放电仍是非自持的。

当间隙上所加电压增至 U_0 时，由于强烈的碰撞游离将同时产生很多正离子，在它们向阳极移动的过程中，有不少积聚在阴极附近，将形成表面游离。此时，如果一个电子由阴极出发，在到达阳极的途中，由于碰撞游离而产生一定数量的正离子。这些正离子达阴极时，依靠其能量使阴极表面至少能释放出一个电子，从而抵偿在间隙中产生电子崩后进入阳极的那个电子，这个电子将会在电场作用下向阳极运动，再引起碰撞游离产生新电子

崩。这样，即使无外界游离因素的作用，间隙的放电也能靠电场维持，即转入自持放电。由汤逊放电理论可得出击穿电压的计算公式，当气体和电极材料一定时，间隙的放电电压是气压 P 与间隙距离 d 乘积的函数，这个关系在汤逊之前已为巴申从低气压范围的实验中得到。图1-2为实验曲线，由曲线可见，随 pd 的变化，击穿电压 U_b 有一极小值。这是因为当 d 一定时，改变气体压力 p （其单位换算：1mmHg=133.332Pa），压力增大，气体密度 δ 随之增大，电子在运动过程中易与气体分子相碰撞，平均自由行程缩短，每次碰撞时由于电子积聚的能量不足以引起气体分子的游离，因而击穿电压升高；反之，压力减小时，气体密度 δ 减小，电子在运动过程中不易与气体分子碰撞，虽然积聚之能量足够引起游离，但碰撞的次数减少了，故击穿电压也会升高。

用汤逊理论可以很好地解释低气压小间隙中的放电现象，但用来解释大气中的放电现象时，发现有以下与实际不符处：

(1) 以汤逊放电理论计算出来的击穿过程所需时间，与实际的击穿时间有很大的不同，而实际测得的数值要小10~100倍。

(2) 按汤逊放电理论，阴极性质在击穿过程中起重要作用，然而在大气压力下的空气中，间隙击穿电压与阴极性质无多大关系。

(3) 按汤逊放电理论沿整个间隙是均匀连续地发展。但在大气中气体击穿时，会出现分枝的明亮细通道。

三、流注理论

由于汤逊放电理论没有考虑到空间电荷对电场的畸变作用及光游离的影响，故有不足之处。流注理论可以较好地说明大气压力下空气的击穿过程。

流注理论是以电子崩为基础发展的结果，它是在电离室（也称云室）中，进行均匀电场短间隙内放电的实验研究，用其结果说明放电发展的机理。根据实验摄得放电轨迹的照片，可将流注形成说明如下：

图1-3表示正流注的产生与发展过程。由外部游离因素从阴极释放出的电子向阳极运动，形成电子崩，如图1-3(a)所示。电子崩不断发展，电子速度较正离子快，故正离子落在后面。由于电子的扩散作用，电子崩在发展过程中，其半径逐渐增大。这样电子崩中出现了大量的空间电荷，崩头最前面集中着电子，其后直到尾部则是正离子，其外形好似球头的锥体，当电子崩发展到足够强度后，空间电荷将使外电场明显畸变，大大加强了崩头及崩尾的电场而削弱了崩头内正、负电荷区域之间的电场。崩头电荷密度很大，游离过程强烈，再加上电场分布受到畸变，结果崩头将放射出大量光子。崩头前后，电场明显增强，有利于发生游离和激发现象，当它们从激发状态回复到正常状态时，也将放射出光

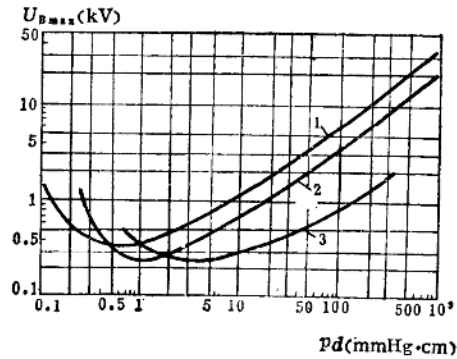


图 1-2 几种气体的击穿电压与 pd 乘积的关系
1—空气；2—氢气；3—氦气

子。崩头内部正、负电荷区域之间电场大大削弱，则有助于发生复合过程，同样也将放射出光子。当外电场相对较弱时，这些过程不很强烈，电子崩在经过整个电极间隙后，电子进入阳极，正离子也逐渐在阴极上发生中和而失去其电荷。这样，这个电子崩就消失了，放电没有转入自持。但由于外电场很强，在达到击穿场强时，电子崩头部就开始形成流注了。

当电子崩走完整个间隙后，头部空间电荷密度大增，以致大大增强了尾部的电场，并向周围放射出大量光子，如图1-3(b)所示。这些光子引起空间光游离，新形成的光电子被主电子崩头部的正空间电荷所吸引，在受到畸变而加强的电场中，又激烈地造成了新的电子崩，称为二次电子崩，如图1-3(c)所示。二次电子崩向主电子崩汇合，其头部的电子进入主电子崩头部的正空间电荷区（主电子崩的电子已大部进入阳极），这个现象就叫流注，如图1-3(d)所示。流注通道导电性良好，其头部又是二次崩形成的正电荷，因此流注头部前方出现了很强的电场。同时，由于很多二次电子崩汇集的结果，流注头部游离过程的发展，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电子崩，它们被吸引向流注头部，从而延长了流注通道，如图1-3(e)所示。这样，流注不断向阴极推进，且随流注之接近阴极，其头部电场越来越强，因而其发展也越来越快。当流注发展到阴极后，整个间隙就被导电良好的正负带电质点的通道所贯通，于是形成间隙的击穿，如图1-3(f)所示。

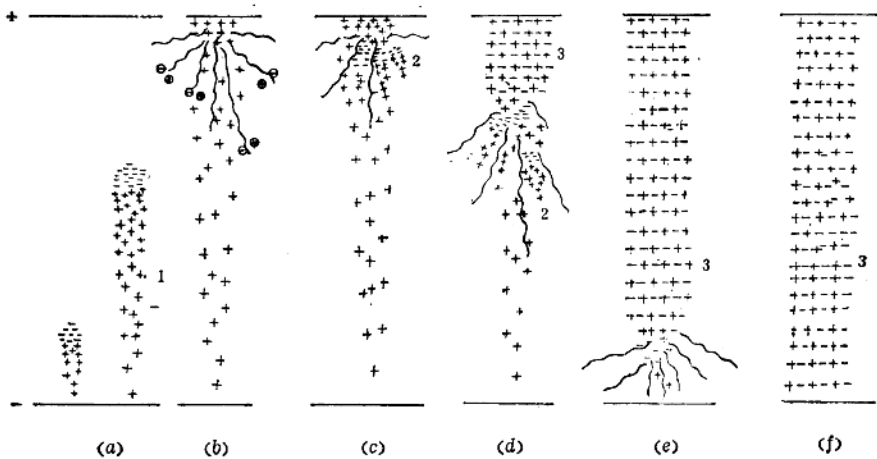


图 1-3 正流注的产生与发展
1—初始电子崩；2—二次崩；3—流注

如果外施电压比击穿电压高，则电子崩不需经过整个间隙，其头部游离程度已足以形成流注，流注形成后向阳极发展，称负流注或阴极流注。

流注理论可以解释汤逊理论不能说明的 pd 很大时的放电现象。

(1) 放电时间：光子以光速传播，所以流注发展速度极快，这可以说明 pd 很大时放电时间特别短的现象。

(2) 阴极材料的影响: 根据流注理论, 维持放电自持的是空间光游离, 而不是阴极表面的游离过程, 这可以说明为何 pd 大时击穿电压和阴极材料基本无关。

(3) 放电形状: pd 很大时, 放电具有通道形式, 这从流注理论可以得到说明。流注中的电荷密度很大, 电导很大, 故其中电场强度很小。因此, 流注出现后, 将减弱其周围空间内的电场, 但加强了流注前方电场, 并且这一作用伴随着其向前发展而更为增强。故电子崩形成流注后, 当某一流注由于偶然原因发展更快时, 它就抑制其它流注的形成和发展, 并随流注向前推进, 这种作用越来越强。最后只剩下一个流注贯通整个间隙, 故当 pd 很大时放电具有细通道的形式。

此外, 由于二次电子崩在空间的形成和发展带有统计性, 所以火花通道常是曲折的, 并带有分枝。

四、极不均匀电场中的放电过程

在实际中所遇到的绝缘结构, 电场多是不均匀的, 而且通常间隙的距离很大, 电场极不均匀。在极不均匀电场中, 间隙击穿前先发生电晕。

(一) 电晕放电

当电场极不均匀时, 随间隙上所加电压的升高, 在曲率半径小的电极附近, 电场强度将先达到引起游离过程的数值, 间隙在这一局部区域形成自持放电, 称电晕放电。在黑暗中可看到该电极周围有薄薄的发光层, 这是游离区的放电过程造成的。游离区中的游离、复合, 从激发状态恢复到正常状态等过程都可能产生大量的光辐射。电晕电极周围的游离层称电晕层。电晕层以外的电场很弱, 电晕放电发生时, 还可听到丝丝的声音, 嗅到臭氧的气味。此时回路中电流便明显增加(但绝对值仍很小), 可以测出能量损耗。

电晕放电是一种自持放电形式。当外施电压甚低时, 间隙中的放电过程取决于外部游离因素, 放电是非自持的, 放电电流极小, 一般仪器难以测量。电晕发生后, 放电电流突增到可以察觉的数值, 而且此时放电过程也无需外部游离因素维持了。因此, 电晕放电是极不均匀电场所特有的一种自持放电形式。开始发生电晕时的电压称电晕起始电压, 而电极表面的电场强度称电晕起始电场强度。

电晕放电具有自己的特点。发生电晕时, 游离区局限于电晕电极附近, 放电电流受到不发生游离过程区域的限制。这是由于电场分布极不均匀造成, 另外空间电荷也起着重要的作用。例如当曲率大的电极为正极性时, 电晕层中积聚起正离子, 在弱电场区也是正离子。当大曲率的电极为负极性时, 电晕层中积聚起正离子, 而电子向弱电场区(向另一极)运动, 形成负离子。即游离区以外的离子是与电晕电极同号, 它减少了电晕层中的场强, 使放电稳定下来。随着电压升高, 游离加强, 电流增大。但随之外层中空间电荷密度也加大, 其中的电场进一步加强, 限制了电晕层上的压降, 因而电晕层稍稍扩大后, 放电过程重又得到平衡。因为外层不发生游离, 电导不大, 所以放电电流很小, 间隙还没有完全击穿。

工程上经常遇到极不均匀电场。架空输电线就是一个例子。雨雪等恶劣天气时, 在高压输电线附近常可听到电晕的丝丝声, 夜晚还可看到导线周围有紫色晕光。一些高压设备上也会出现电晕。电晕放电会带来许多不利影响。气体放电过程中的光、声、热的效应以

及化学反应等都能引起能量损耗。在电晕放电过程中，由于放电的脉冲现象，会形成高频电磁波，引起干扰。电晕放电还会使空气发生化学反应，造成臭氧及氧化氮等产物，引起腐蚀作用。所以应力求避免或限制电晕放电。在建设超高压输电线时，导线电晕引起的能量损耗及电磁波干扰是必须加以考虑的重要问题。

(二) 极性效应

在极不均匀电场中，间隙上所加电压还不足以导致击穿以前，在大曲率电极附近，由于电场最强，就可能发生游离现象，在极不均匀电场中空间电荷的积聚将对放电过程有影响。棒(尖)一板电极是典型的极不均匀电场。因此，以下讨论棒(尖)一板间隙中的放电过程。

棒一板间隙中，游离过程的开始总在棒电极附近。棒的极性不同时，空间电荷的作用是不同的。

1. 棒极为负极性时

如图1-4(a)所示，棒电极附近游离后，正空间电荷逐渐向棒极运动而消失于棒极，但由于其运动速度较慢，所以在棒电极附近出现了较集中的正空间电荷，而游离产生的电子则离开强电场区以越来越慢的速度向阳极运动。消失于电极或成为负离子。负空间电荷由于浓度小对外场的影响不大，而正空间电荷将使电场畸变，如图1-4(b)中所示，(曲线1为外电场分布，曲线2为空间电荷畸变的电场分布)。棒极附近电场得到增强，因而自持条件容易得以满足，易于形成电晕放电。而在正空间电荷向着板极的方向电场将受到减弱，难以发展电子崩形成间隙击穿。

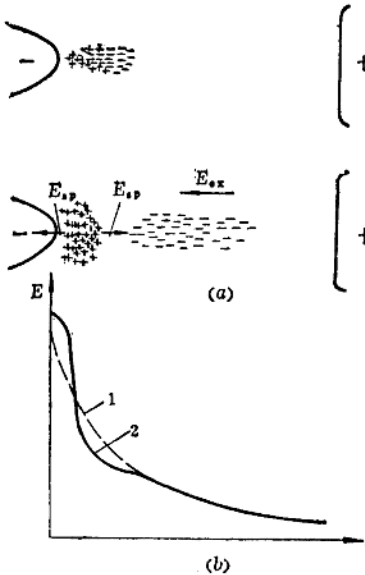


图 1-4 负棒—正板间隙中非自持放电阶段空间电荷对外电场的畸变作用
 $E_{e,x}$ —外电场; $E_{i,p}$ —空间电荷的电场

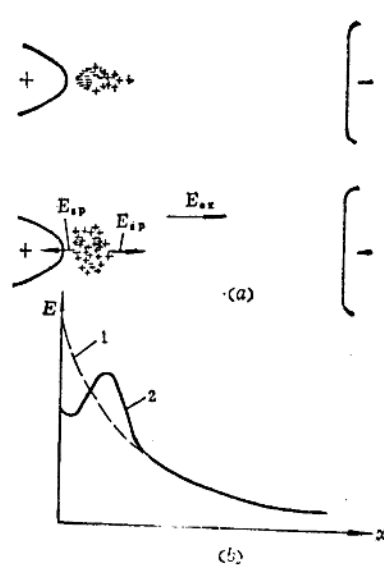


图 1-5 正棒—负极间隙中非自持放电阶段空间电荷对外电场的畸变作用
 1—外电场; 2—畸变的电场

2. 棒极为正极性时

如图1-5(a)所示, 当在棒极附近出现游离后, 电子向棒极运动, 进入强电场区, 开始引起游离而形成电子崩, 随外加电压的升高, 到达自持放电。在产生电晕之前, 这种电子崩在间隙中已形成的相当多了。当电子崩到达棒极后, 其中电子进入棒极, 而正离子留在空间, 相对地说它们是缓慢地向板极移动。于是在棒极附近, 积聚起正空间电荷, 从而减少了紧贴棒极附近的电场, 而加强了外部空间的电场, 如图1-5(b)中所示(图中 E_{ex} 、 E_{sp} 、 E 、 x 的意义与图1-4的相同)。这样, 棒极附近的游离被减弱, 使得达到自持放电或形成电晕困难。但空间电荷却使朝向板极范围的电场加强, 对电子崩发展有利, 使放电易于向板极推进, 故棒极为正极性时放电电压较棒为负极性时的放电电压为低。

电场的极不均匀情况, 可用棒(尖)一板和棒(尖)一棒(尖)作为其典型电极。工程上遇到很不均匀的电场时, 可根据这些典型电极的击穿电压数据来估计绝缘距离。如果电场分布不对称, 可参照棒(尖)一板电极的数据; 如果电场分布对称, 则参照棒(尖)一棒(尖)电极的数据。

极不均匀电场中直流、工频及冲击击穿电压间差别较明显, 分散性也较大, 且极性效应显著。

图1-6所示是尖一板及尖一尖空气隙的直流击穿电压 U_B 和间隙距离的关系。由图可见, 对于电场分布极不对称的尖一板间隙, 其击穿电压和尖电极的极性有很大关系。这就是前述的极性效应。尖电极具有正极性时击穿电压比负极性时低得多。由图还可看出, 尖一尖电极间的击穿电压介于极性不同的尖一板电极之间。这也是可以理解的。因为尖一尖电极装置中有正极性尖端, 放电容易由此发展, 故其击穿电压比负尖一正板的低。但尖一尖电极有两个尖端 即有两个强电场区域, 而在同样间隙距离下强电场区域增多后, 通常其电场均匀程度会增加, 因此尖一尖电极间的最大场强应比尖一板电极间的为低, 从而使其击穿电压比正尖一负板的为高。

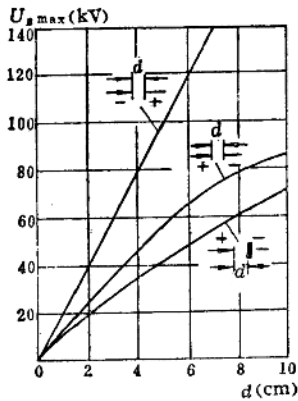


图 1-6 尖一板、尖一尖空气间隙的直流击穿电压与间隙距离的关系

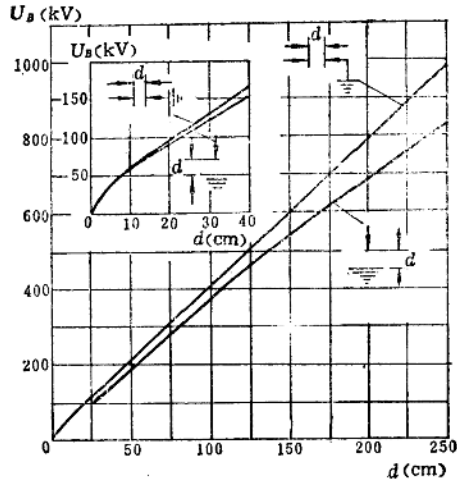


图 1-7 棒一棒及棒一板空气间隙的工频击穿电压和间隙距离的关系

(三) 工频电压下的击穿电压

图1-7是棒—棒及棒—板空气间隙的工频击穿电压和间隙距离的关系曲线，间隙距离最大达250cm。棒—板电极间施加工频电压时，击穿总是在棒的极性为正、电压达幅值时发生，并且其击穿电压（幅值）和直流电压下正棒—负板的击穿电压相近。从图1-7中可知，除起始部分外，击穿电压和距离近似成直线关系，棒—棒间隙的平均击穿场强约为3.8 kV/cm（有效值）或5.36 kV/cm（幅值），棒—板间隙的稍低一些，约为3.35 kV/cm（有效值）或4.8kV/cm（幅值）。

五、冲击电压下空气的击穿

(一) 标准波形

作用时间短暂的电压称冲击电压，在冲击电压作用下空气间隙的击穿具有新的特性。

雷电在电力系统中造成的过电压是一种冲击电压，当雷击设备时能造成极高的电压，这是电力系统发生事故的重要因素。雷电冲击电压波的标准波形，如图1-8所示。规定标准波形，可使所得结果互相比较。冲击波波形，可由波头长度 τ_1 及波长 τ_2 加以确定。由于实验室中获得的冲击电压的波头起始部分及幅值部分比较平坦，故在示波图上不易确定原点及幅值的位置。因此，波头的确定采用了等值的斜角波头。国标GB-311-64中规定雷电冲击标准波形的参数为： $\tau_1 = 1.5 \pm 0.2 \mu\text{s}$ ， $\tau_2 = 40 \pm 4 \mu\text{s}$ 。现用的波形参数为1.2/50 μs 。此外，还应指出其极性（不接地电极相对地而言的极性）。标准波形通常可以用符号 $\pm 1.2/50 \mu\text{s}$ 表示。如图1-8所示。波头的量测方法是：取 $0.3U_m$ 与 $0.9U_m$ 的两点a、b，直线ab与 U_m 处的水平线和时间轴之交点的连线OM即为波前，波头时间 τ_1 是a、b两点时间间隔的1.67倍。波长时间则从O点量至波幅下降至 $0.5U_m$ 时对应的的时间处（ τ_2 ）。为模仿线路上有放电点将波截断时的情况，我国还规定了截断时间 $\tau_c = 2 \sim 5 \mu\text{s}$ 的截波波形。

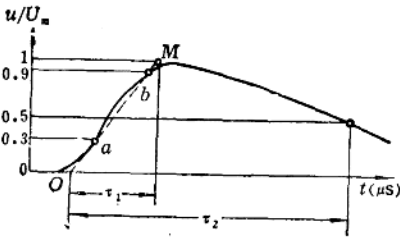


图 1-8 冲击波的标准波形

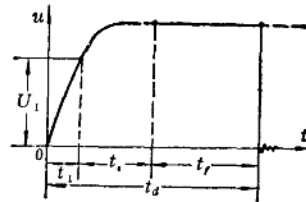


图 1-9 放电时间的组成

(二) 放电时延

设对气体间隙施加冲击电压，电压随着时间迅速由零上升至幅值后，又逐渐衰减（或保持不变），如图1-9所示。由图可见，当时间经过 t_1 ，电压升高到持续电压作用下的击穿电压 U_1 （静态击穿电压）时，间隙并不立即击穿，而需经过 t_d 后，才能完成击穿。可见要使间隙击穿不仅需要要有足够的电压，而且电压作用时间还必须充分，这是由于放电的发展需要一定时间之故。

下面讨论放电时间的一些规律。在图1-9中, t_1 以前间隙中实际上不可能发展击穿过程; 但达 t_1 时, 击穿过程仍未开始。原因是: ①间隙中受到外界因素的作用而出现自由电子需一定时间; ②出现的这些自由电子中有的变成负离子, 有的扩散到间隙以外去了, 根本不可能引起游离过程; ③即使有的电子引起游离过程, 但由一些不利因素的巧合, 游离又可能终止。因此, 间隙中出现一个能引起游离过程并最终导致击穿的电子(即所谓有效电子)需要更长的时间, 这个时间服从统计规律。从 t_1 开始到间隙中出现一个有效电子所需的时间称为统计时延 t_s 。从出现有效电子, 引起强烈的游离过程, 到击穿通道完全形成, 还需要一定时间, 称为放电形成时延 t_f 。 t_f 也具有统计性。所以全部放电时间 t_d 由三部分组成, 即

$$t_d = t_1 + t_s + t_f \quad (1-1)$$

其中 t_s 及 t_f 之和通常称为放电时延 t_i

$$t_i = t_s + t_f \quad (1-2)$$

短间隙(1 cm以下)中, 特别是电场比较均匀时, 相比之下放电形成时延甚小, 这时统计时延实际上就等于全部放电时延。由于每次放电统计时延大小不一, 故通常讨论其平均值, 称平均统计时延。

平均统计时延和电压大小、照射强度等很多因素有关。平均统计时延随间隙所加电压增加而减少。这是因为间隙中出现自由电子转变为有效电子的概率增加之故。用紫外线等高能射线照射间隙, 使阴极释放更多电子, 也能减少平均统计时延, 利用球隙测量冲击电压时, 有时需采用这一措施。在极不均匀电场内, 由于电场局部增强, 出现有效电子的概率增加, 所以其平均统计时延较小, 并且和外游离因素强度的关系也较小了。

在较长间隙中, 放电时延主要决定于放电形成时延。在比较均匀的电场中, 由于间隙中电场到处都很强, 放电发展速度快, 所以放电形成时延较短。在极不均匀电场中则放电形成时延较长。显然, 间隙上外施电压增加, 放电形成时延也会减小。

(三) 雷电冲击50%击穿电压($u_{50\%}$)

由于完成击穿过程需要一定时间, 所以间隙的冲击击穿特性和外施电压波形有关。通常都采用标准波形评定绝缘的冲击特性。

在持续电压作用下, 当气体状态不变时, 一定距离的间隙, 其击穿电压具有确定的数值, 当间隙上的电压升高达到击穿电压时, 则间隙击穿。

为了知道在冲击电压下空气间隙的击穿电压, 应使波形保持不变, 逐渐升高电压的幅值。当电压幅值很低时, 每次施加电压, 间隙都不击穿。这或是由于电压太低, 间隙中电场太弱, 游离过程根本不能发展; 或者游离过程虽已可发展起来, 但所需的放电时间超过了外施电压作用时间(冲击波尾电压已很低不可能引起放电过程), 击穿仍不能实现。随外施电压增高, 放电时延缩短。因此, 当电压幅值增高到某一定值时, 由于放电时延有分散性, 对于较短的放电时延, 击穿已有可能发生。也即, 在多次施加电压时, 击穿有时发生, 有时不发生。随电压幅值继续升高, 多次施加电压时, 间隙击穿的百分比越来越增加。最后, 当电压幅值超过某一值后, 间隙在每次施加电压时都将发生击穿。从说明间隙绝缘耐冲击电压的绝缘能力来看, 当然希望求得刚好发生击穿时的电压。但这个电压值