

## 内 容 简 介

本书介绍电气设备在高电压作用下的性能和有关的绝缘试验技术、电力系统过电压产生的物理过程及其防护措施、电力系统绝缘配合的基本概念,同时亦适当反映了近年来高电压领域的新技术,以适应电力工业的发展。本书集作者多年教学经验,精选内容,删繁就简,既体现加强基础,又使其具有适用性,并兼顾不同水平读者的要求。本书除作为电力系统自动化及电气类专业课教材外,也可供大专、成人自学和电力、电工部门职工培训及有关技术人员参考。

(陕)新登字 007 号

### 高电压工程

邱毓昌 施 国 张文元

责任编辑 钱忠厚

\*

西安交通大学出版社出版发行

(西安市咸宁西路 28 号 邮政编码:710049 电话:(029)3268316)

西安德力彩印厂印装

各地新华书店经销

\*

开本:787×1092 1/16 印张:13 字数:312 千字

1995 年 4 月第 1 版 1997 年 9 月第 3 次印刷

印数:6001—9000

ISBN 7-5605-0673-9 / TM·29 定价:12.00 元

---

若发现本社图书有倒页、白页、少页及影响阅读的质量问题,请去当地销售部门调换或与我社发行科联系调换。发行科电话:(029)3268357,3267874

## 前 言

“高电压技术”，作为电力系统及其自动化专业的一门必修的专业课，在我国已有 40 年历史了。实践表明，该专业的不少毕业生在从事电力系统的设计、安装、调试、运行和研究中都会遇到高压绝缘和过电压方面的问题，因此设置这一课程是完全必要的。各校在本课程的教学实践中积累了很多成功的经验，但也普遍反映了一个问题，即所用教材的篇幅与规定的教学时数不相适应，造成学生复习时负担过重。根据我们的教学经验，出现这一矛盾的主要原因是这门课程性质与要求的认识上不完全一致有关。在这门课程开设之初，课程名称是“高电压工程”，当时不仅是电力系统专业的必修课，也是电机、电器制造专业和电气绝缘与电缆技术专业学生的必修课，那时各校自编教材的篇幅是不大的。后来也许是受高电压技术专业教学内容的影响，“高电压工程”课改名为“高电压技术”课，强调了课程中不少内容具有技术基础课的性质，致使教科书的篇幅与规定的学时数不相适应。本书编者认为，这门课程对于强电类专业的学生来说，实际上应是一门工程应用的概论课，内容不宜过专过细，因此对教材删繁就简，做到既突出基本概念并适当反映高电压技术的新成就，又减轻学生复习的负担，是可以实现的。这本教材是按照讲课时数为 50~54 学时编写的，在编写时我们力求做到使教材易于阅读，并兼顾不同水平读者的要求，同时将书名定为《高电压工程》，使之更符合课程内容的特点，同时也使本书与国际上同类教科书的书名相一致。

虽然本书的主要读者对象为电力系统及其自动化专业的大学本科生，但也可用作电气类专业和电子束离子束技术专业学生的高电压课教材，以及供电力和电工部门高电压工作者阅读。

本书编写分工为：邱毓昌写绪论和第 1 至 4 章，张文元写第 5、6 章，施围写第 7 至 13 章。在编写过程中，编者不仅参考了近十余年出版的国内外教材，而且总结了高电压工程课的教学经验，力求使这本教材既体现重视加强基础理论，又注意内容的实用性。但限于水平，书中不免有不妥和错误之处，恳请读者批评指正。

本书承任孝梁教授审稿，编者对他提出的宝贵意见和建议表示深切的谢意。

编者

1994 年 12 月

## 前 言

“高电压技术”，作为电力系统及其自动化专业的一门必修的专业课，在我国已有 40 年历史了。实践表明，该专业的不少毕业生在从事电力系统的设计、安装、调试、运行和研究中都会遇到高压绝缘和过电压方面的问题，因此设置这一课程是完全必要的。各校在本课程的教学实践中积累了很多成功的经验，但也普遍反映了一个问题，即所用教材的篇幅与规定的教学时数不相适应，造成学生复习时负担过重。根据我们的教学经验，出现这一矛盾的主要原因是这门课程性质与要求的认识上不完全一致有关。在这门课开设之初，课程名称是“高电压工程”，当时不仅是电力系统专业的必修课，也是电机、电器制造专业和电气绝缘与电缆技术专业学生的必修课，那时各校自编教材的篇幅是不大的。后来也许是受高电压技术专业教学内容的影响，“高电压工程”课改名为“高电压技术”课，强调了课程中不少内容具有技术基础课的性质，致使教科书的篇幅与规定的学时数不相适应。本书编者认为，这门课程对于强电类专业的学生来说，实际上应是一门工程应用的概论课，内容不宜过专过细，因此对教材删繁就简，做到既突出基本概念并适当反映高电压技术的新成就，又减轻学生复习的负担，是可以实现的。这本教材是按照讲课时数为 50~54 学时编写的，在编写时我们力求做到使教材易于阅读，并兼顾不同水平读者的要求，同时将书名定为《高电压工程》，使之更符合课程内容的特点，同时也使本书与国际上同类教科书的书名相一致

虽然本书的主要读者对象为电力系统及其自动化专业的大学本科生，但也可用作电气类各专业和电子束离子束技术专业学生的高电压课教材，以及供电力和电工部门高电压工作者阅读。

本书编写分工为：邱毓昌写绪论和第 1 至 4 章，张文元写第 5、6 章，施围写第 7 至 13 章。在编写过程中，编者不仅参考了近十余年出版的国内外教材，而且总结了高电压工程课的教学经验，力求使这本教材既体现重视加强基础理论，又注意内容的实用性。但限于水平，书中不免有不妥和错误之处，恳请读者批评指正。

本书承任孝梁教授审稿，编者对他提出的宝贵意见和建议表示深切的谢意。

编者

1994 年 12 月

# 目 录

前言

绪论

## 1 气体放电的基本物理过程

- 1.1 带电质点的产生与消失 ..... (1)
- 1.2 放电的电子崩阶段 ..... (5)
- 1.3 自持放电条件 ..... (7)
- 1.4 不均匀电场中气体放电的特点 ..... (11)

习题 ..... (15)

## 2 气体间隙的击穿强度

- 2.1 稳态电压下的击穿 ..... (17)
- 2.2 雷电冲击电压下的击穿 ..... (20)
- 2.3 操作冲击电压下的击穿 ..... (23)
- 2.4 大气密度和湿度对击穿的影响 ..... (25)
- 2.5 SF<sub>6</sub> 气体间隙中的击穿 ..... (27)
- 2.6 提高气隙击穿电压的措施 ..... (33)

习题 ..... (36)

## 3 气体中沿固体绝缘表面的放电

- 3.1 界面电场分布的典型情况 ..... (38)
- 3.2 均匀电场中的沿面放电 ..... (38)
- 3.3 极不均匀电场中的沿面放电 ..... (40)
- 3.4 受潮表面的沿面放电 ..... (43)
- 3.5 染污绝缘表面的沿面放电 ..... (45)

习题 ..... (50)

## 4 液体与固体介质的击穿

- 4.1 液体介质的击穿 ..... (51)
- 4.2 固体介质的击穿 ..... (54)
- 4.3 组合绝缘的特性 ..... (58)
- 4.4 绝缘的老化 ..... (60)

习题 ..... (62)

## 5 电气设备绝缘的预防性试验

- 5.1 电介质的极化、电导与损耗 ..... (63)
- 5.2 绝缘电阻的测量 ..... (70)
- 5.3 泄漏电流的测量 ..... (73)
- 5.4 介质损失角正切值(tgδ)的测量 ..... (74)
- 5.5 局部放电的测量 ..... (77)
- 5.6 绝缘油的电气试验和气相色谱分析 ..... (79)

习题 ..... (80)

<b>6 电气设备绝缘的高电压试验</b>	
6.1 工频电压试验	(82)
6.2 直流电压试验	(90)
6.3 冲击电压试验	(94)
习题	(103)
<b>7 线路和绕组中的波过程</b>	
7.1 波在单根均匀无损导线上的传播	(105)
7.2 行波的折射与反射	(109)
7.3 行波通过串联电感与旁过并联电容	(112)
7.4 行波的多次折、反射	(116)
7.5 行波在无损平行多导线系统中的传播	(118)
7.6 冲击电晕对线路上波过程的影响	(121)
7.7 变压器绕组中的波过程	(122)
7.8 旋转电机绕组中的波过程	(128)
习题	(129)
<b>8 雷电及防雷装置</b>	
8.1 雷电放电的发展过程	(130)
8.2 雷电参数	(131)
8.3 避雷针和避雷线	(134)
8.4 避雷器	(136)
8.5 防雷接地	(142)
习题	(145)
<b>9 输电线路的防雷保护</b>	
9.1 输电线路防雷的原则和措施	(146)
9.2 线路感应雷过电压	(147)
9.3 输电线路的直击雷过电压	(149)
9.4 输电线路雷击跳闸率的计算	(153)
习题	(157)
<b>10 发电厂和变电所的防雷保护</b>	
10.1 发电厂和变电所的直击雷保护	(158)
10.2 发电厂和变电所的行波保护	(160)
10.3 变电所防雷的几个具体问题	(166)
10.4 气体绝缘变电所的防雷保护	(169)
10.5 旋转电机的防雷	(170)
习题	(172)
<b>11 暂时过电压</b>	
11.1 工频电压升高	(173)
11.2 谐振过电压	(179)
习题	(182)

<b>12 操作过电压</b>	
12.1 中性点不接地系统电弧接地引起的过电压.....	(183)
12.2 合闸空载线路引起的过电压.....	(186)
12.3 切除空载线路引起的过电压.....	(189)
12.4 切除空载变压器产生的过电压.....	(191)
习题.....	(192)
<b>13 电力系统的绝缘配合</b>	
13.1 绝缘配合的基本概念与方法.....	(193)
13.2 输变电设备绝缘水平的确定.....	(195)
13.3 输电线路绝缘水平的确定.....	(197)
习题.....	(200)
主要参考文献	

# 1 气体放电的基本物理过程

用作高压电气设备绝缘的介质有气体、液体、固体及其复合介质,其中气体是最常见的绝缘介质。例如架空输电线路的绝缘和电器的外绝缘就是靠空气间隙和空气与固体介质的复合绝缘来实现的,而使用日益广泛的气体绝缘的金属封闭式组合电器(gas-insulated switchgear,简称GIS)则是由SF<sub>6</sub>气体间隙和SF<sub>6</sub>气体中的固体绝缘支撑作为绝缘的。与固体和液体介质相比,气体绝缘介质的优点是不存在老化问题,而且在击穿后具有完全的绝缘自恢复特性,因此使用十分广泛。另一方面,虽然气体放电理论是从本世纪初才逐步形成的,尚需进一步完善,但比液体与固体介质的击穿理论则要完整得多。因此,对高电压绝缘的论述一般都是从气体绝缘介质开始,而且把它作为绝缘部分的重点。

## 1.1 带电质点的产生与消失

中性的气体分子是不导电的,但由于宇宙射线和地壳中放射性物质的射线等作用,气体中会发生微弱的电离而产生少量的带电质点,例如通常大气中每立方厘米中约有500~1000对正、负带电质点。但这种极少量的带电质点对气体的绝缘性能并没有什么影响,因为气体的电导极小,仍为优良绝缘体;只有在出现大量带电质点的情况下,气体才会丧失绝缘性能。因此在论述气体放电过程之前,首先要了解气体中带电质点是如何产生与消失的。

### 1.1.1 气体中电子与正离子的产生

电子脱离原子核的束缚而形成自由电子和正离子的过程称为电离。电离所需的能量称为电离能 $W_i$ ,通常用电子伏(eV)表示,有时也用电离电位 $U_i$ 表示, $U_i = W_i/e$ ( $e$ 为电子的电荷量)。根据外界给予原子或分子的能量形式的不同,电离方式可分为热电离、光电离和碰撞电离。此外,电离过程可以一次完成,也可以是先激励再电离的分级电离方式。

(1) 热电离 室温下热电离的概率是极低的,只有在电弧放电产生的高温条件下才会有明显的热电离过程。图1-1表示不同温度下空气和SF<sub>6</sub>气体的电离程度(即单位体积内电离质点数与质点总数之比)。由图可见,只有当温度超过10000K时才需要考虑热电离,研究常温下气体绝缘性能时是不必考虑的。

(2) 光电离 光辐射引起的气体分子的电离过程称为光电离。频率为 $\nu$ 的光子能量为

$$W = h\nu \quad (1-1)$$

式中  $h$ ——普朗克恒量, $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ 。

光辐射要引起气体电离必须满足以下条件

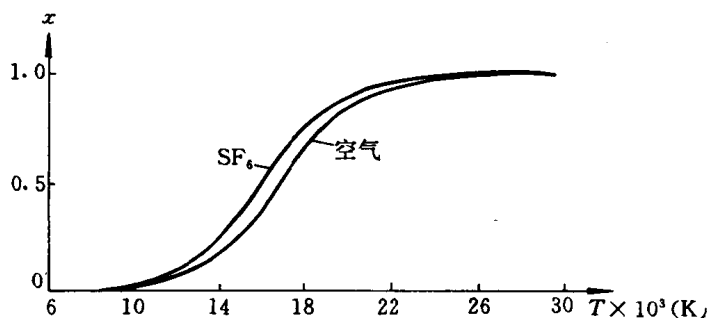


图 1-1 不同温度下空气和 SF<sub>6</sub> 气体的热电离程度

$$h\nu \geq W_i$$

或

$$\lambda \leq \frac{hc}{W_i} \quad (1-2)$$

式中  $c$ ——光速,  $c = 3 \times 10^8 \text{m/s}$ ;

$\lambda$ ——辐射光的波长,  $\text{m}$ 。

由式(1-2)可算得,可见光不能使气体直接发生光电离,紫外线也只能使少数低电离电位的金属蒸气发生光电离,只有波长更短的X射线、 $\gamma$ 射线才能使气体发生光电离。必须注意,正、负带电质点在复合时会以光子的形式放出电离能(见1.1.4),使气体间隙中电离区以外的空间发生光电离,促使电离区进一步发展。因此,光电离是气体放电过程中一种重要的电离方式。

(3) 碰撞电离 电子或离子在电场作用下加速所获得的动能( $\frac{1}{2}mv^2$ )与质点电荷量( $e$ )、电场强度( $E$ )以及碰撞前的行程( $x$ )有关,即

$$\frac{1}{2}mv^2 = eEx \quad (1-3)$$

高速运动的质点与中性的原子或分子碰撞时,如原子或分子获得的能量等于或大于其电离能,则会发生电离。因此,电离条件为

$$eEx \geq W_i$$

或

$$x \geq \frac{U_i}{E} \quad (1-4)$$

式(1-4)表示为使碰撞能导致电离,质点在碰撞前必须行经的距离。增大气体中电场强度 $E$ 可以使 $x$ 值减小。因此,提高外施电压会使碰撞电离的概率增大。

碰撞电离是气体放电过程中产生带电质点的最重要的方式。同时必须指出,碰撞电离主要是由电子的碰撞引起的,离子的碰撞电离概率比电子小得多。这首先是因为电子的体积小,因而其自由行程(两次碰撞间质点行经的距离)比离子大得多,所以在电场中获得的动能比离子大得多。其次,由于电子的质量远小于原子或分子,因此当电子的动能不足以使中性质点电离时,电子会遭到弹射而几乎不损失其动能;而离子因其质量与被碰撞的中性质点相近,每次碰撞都会使其速度减小,影响其动能的积累。因此在以后分析气体放电发展时,只考虑电子引起的碰撞电离。

(4) 分级电离 原子中电子在外界因素的作用下可跃迁到能级较高的外层轨道,称之为激励,所需的能量称为激励能 $W_e$ 。由于激励能比电离能小,因此原子或分子有可能在外界给予的能量小于 $W_i$ 但大于 $W_e$ 时发生激励。表1-1给出几种气体和水蒸汽的电离能和激励能的比较,可见通常激励能比电离能要小得多。

表 1-1 几种气体的电离能和激励能(eV)

气体	电离能	激励能
N <sub>2</sub>	15.5	6.1
O <sub>2</sub>	12.5	7.9
CO <sub>2</sub>	13.7	10.0
SF <sub>6</sub>	15.6	6.8
H <sub>2</sub> O	12.7	7.6



原子或分子在激励态再获得能量而发生电离称为分级电离,此时所需能量为  $W_i - W_0$ 。但通常分级电离的概率很小,因为激励态是不稳定的,一般经过约  $10^{-8}$ s 就会回复到基态(正常状态)。某些原子具有亚稳激励态,这种激励态很难回复到基态,通常需要从外界获得能量跃迁到更高能级后才能回到基态,因此其平均寿命较长,可达  $10^{-4} \sim 10^{-5}$ s,使分级电离的概率增加。

### 1.1.2 电极表面的电子逸出

以上讨论的是气体中电子和正离子的产生,但另一方面从金属表面逸出的电子也会进入气体间隙参与碰撞电离过程。要使电子从金属表面逸出需要一定的能量,称为逸出功。不同金属的逸出功是不同的,其值还与金属表面状态有关(氧化层与微观结构等)。表 1-2 给出一些金属的逸出功。由表可见,金属电极的逸出功比气体的电离能要小得多,因此电极表面的电子发射在气体放电过程中有相当重要的作用。

表 1-2 一些金属的逸出功(eV)

金属	逸出功
铝	1.8
银	3.1
铜	3.9
铁	3.9
氧化铜	5.3

电子从电极表面逸出所需的能量可通过下述途径获得。

(1) 正离子撞击阴极 正离子的总能量为其动能和位能之和,其位能即是气体的电离能。通常正离子的动能较小,如不计其动能,则只有当正离子的位能不小于金属表面逸出功的两倍时才能产生电极表面电子发射,因为从金属表面逸出的电子中只有一个和正离子结合成为原子时,其余的才能成为自由电子。比较表 1-1 与表 1-2 可见,这一条件是可以满足的。

(2) 光电子发射 用短波长的光照射电极表面时能产生光电子发射,其条件是光子的能量必须比逸出功大。由于金属的逸出功比气体的电离能小得多,所以用紫外光照射电极也能产生光电子发射。

(3) 强场发射 阴极表面电场强度很大时,也能使阴极放出电子,称为强场发射或冷发射,所需的电场强度约在  $10^6$ V/cm 数量级。一般气隙的击穿场强远低于此值,所以击穿过程中不会出现强场发射。但在高气压,特别是在高气压的强电负性气体的击穿过程中,强场发射起一定的作用。在真空的击穿过程中,强场发射具有决定性的作用。

(4) 热电子发射 高温下金属中电子因获得巨大的动能会从电极表面逸出,称为热电子发射。热电子发射仅对电弧放电有意义,并在电子、离子器件中得到应用。常温下气隙的放电过程中不存在热电子发射现象。

### 1.1.3 气体中负离子的形成

电子与气体分子或原子碰撞时,不但有可能发生碰撞电离产生正离子和电子,也有可能发生电子附着过程而形成负离子。与碰撞电离相反,电子附着过程放出能量。使基态的气体原子

获得一个电子形成负离子时,所放出的能量称为电子亲和能。电子亲和能的大小可用来衡量原子捕获一个电子的难易,电子亲和能越大则越易形成负离子。卤族元素的电子外层轨道中增添一个电子,即可形成像惰性气体一样的稳定的电子排布结构,因而具有很大的亲和能。但电子亲和能并未考虑原子在分子中成键的作用。为了说明原子在分子中吸引电子的能力,在化学中引入电负性的概念。电负性是一个无量纲的数,其值越大表明原子在分子中吸引电子的能力越大(注意:将电负性说成负电性不正确的)。表 1-3 列出卤族元素的电子亲和能与电负性数值,由表可见 F 的电负性最大。

表 1-3 卤族元素的电子亲和能与电负性值

元素	电子亲和能(eV)	电负性值
F	3.45	4.0
Cl	3.61	3.0
Br	3.36	2.8
I	3.06	2.5

必须指出,负离子的形成并未使带电质点数增加,而是使自由电子数减少,因而对放电发展起抑制作用。 $SF_6$  气体含 F,其分子俘获电子的能力很强,属强电负性气体,因而具有很高的耐电强度。空气中的  $O_2$  与  $H_2O$  也有一定的电负性,但很微弱,所以研究气体放电时常将空气作为非电负性气体对待。

电负性气体分子捕获电子的能力除与气体性质有关外,还与电子的动能有关,电子速度高时不容易被捕获,因此,电场强度很高时电子附着率很低。以  $SF_6$  气体为例,负离子的形成主要有以下两种途径:



式(1-5)表示附着过程,式(1-6)表示分解附着过程。图 1-2 表示  $SF_6^-$  与  $SF_5^-$  的形成与电子动能的关系。

由图 1-2 可见, $SF_6^-$  在电子能量为 0.05 ~ 0.1eV 时最易形成,而  $SF_5^-$  则在 0.1 ~ 0.3eV 时最易形成。当电子能量超过 1eV 时电子附着过程很难发生,这就是为什么  $SF_6$  气体在有局部高场强的间隙中其耐电强度会大大下降的原因。

#### 1.1.4 带电质点的消失

气体放电过程中,带电质点除在电场作用下作定向运动,消失于电极上而形成外回路的电流外,还可能因扩散和复合使带电质点在放电空间消失。

(1) 带电质点的扩散 带电质点从浓度较大的区域向浓度较小的区域的移动,从而使浓度变得均匀的过程,称为带电质点的扩散。带电质点的扩散是由于质点的热运动造成的,其扩

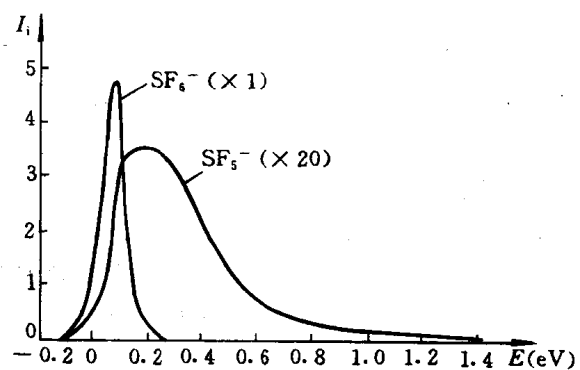


图 1-2  $SF_6^-$  与  $SF_5^-$  离子电流与电子能量的关系  
(离子电流的坐标表示的是相对值)

散规律与气体扩散规律相似,即气压越高或温度越低则扩散就越弱。电子的热运动速度高、自由行程大,所以其扩散比离子的扩散快得多。

(2) 带电质点的复合 带异号电荷的质点相遇,发生电荷的传递和中和而还原为中性质点的过程,称为复合。带电质点复合时会以光辐射的形式将电离时获得的能量释放出来,这种光辐射在一定条件下能导致间隙中其他中性原子或分子的电离。因此,复合并不一定意味着对放电过程的削弱,在某些情况下,复合引起的光电离会促进放电在整个间隙中的发展。

带电质点的复合率与正、负电荷的浓度有关,浓度越大则复合率越高。

## 1.2 放电的电子崩阶段

气体放电的现象与规律因气体的种类、气压和间隙中电场的均匀度而异。但气体放电都有从电子碰撞电离开始发展到电子崩的阶段。本节叙述放电的这一最基本的阶段,关于由非自持放电向自持放电转化的条件则在 1.3 节中讨论。

### 1.2.1 非自持放电和自持放电的不同特点

在 1.1 中已经提到,宇宙线和放射性物质的射线会使气体发生微弱的电离而产生少量带电质点;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。因此,在气隙的电极间施加电压时,可检测到很微小的电流。图 1-3 表示平板电极间气体中电流与外施电压的关系。由图 1-3 可见,在  $I-U$  曲线的  $oA$  段,气隙中电流随外施电压的提高而增大,这是因为带电质点向电极运动的速度加快导致复合率减小所致。当电压接近  $U_A$  时,电流趋于饱和,因为此时由外电离因素产生的带电质点全部进入电极,所以电流值仅取决于外电离因素的强弱而与电压无关了。这种饱和电流是很微小的,在无人工照射的情况下,电流密度约在  $10^{-19}A/cm^2$  数量级,用石英汞灯照射阴极时也不超过  $10^{-12}A/cm^2$ ,所以,这种情况下气隙仍处于良好的绝缘状态。电压升高至  $U_B$  时,电流又开始增大,这是由于电子碰撞电离引起的,因为此时电子在电场作用下已积累起足以引起碰撞电离的动能。电压继续升高至  $U_0$  时,电流急剧上升,说明放电过程又进入了一个新的阶段。此时气隙转入良好的导电状态,即气体发生击穿了。

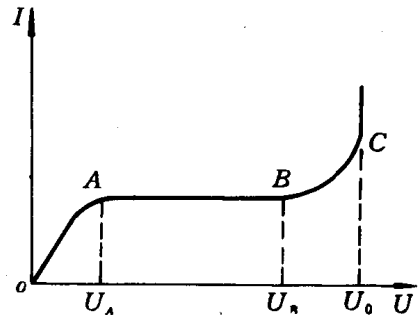


图 1-3 气体间隙中电流与外施电压的关系

在  $I-U$  曲线的  $BC$  段,虽然电流增长很快,但电流值仍很小,一般在微安级,且此时气体中的电流仍要靠外电离因素来维持,一旦去除外电离因素,气隙中电流将消失。因此,外施电压小于  $U_0$  时的放电是非自持放电。电压到达  $U_0$  后,电流剧增,且此时间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。

自持放电的形式随气压与外回路阻抗的不同而异。低气压下为辉光放电(如荧光灯),常压或高压下当外回路阻抗较大时为火花放电,外回路阻抗很小时则为电弧放电。如气体间隙中电场极不均匀,则当放电由非自持转入自持时,曲率半径较小的电极表面将出现电晕(蓝紫色光晕)。这种情况下起始电压即是电晕起始电压,而击穿电压则比起始电压要高得多(见 1.4)。

### 1.2.2 电子崩的形成

实验现象表明,放电由非自持向自持转化的机制与气体的压强和气隙长度的乘积( $pd$ )有关, $pd$ 值较小时可以用汤逊理论来解释,而 $pd$ 值较大时则要用流注理论来解释。但这两种理论有一个共同的基础,即图1-3中 $I-U$ 曲线的 $BC$ 段的电流增长是由电子碰撞电离形成电子崩的结果。因此在讨论放电的自持条件前先分析电子崩发展的规律。

图1-4是电子崩的示意图。对于电子崩的形成过程可简述如下。假定由于外电离因素的作用在阴极附近出现一个初始电子,这一电子在向阳极运动时,如电场强度足够大,则会发生碰撞电离,产生一个新电子。新电子与初始电子在向阳极的行进过程中还会发生碰撞电离,产生两个新电子,使电子总数增加到4个。第三次电离后电子数将增至8个,即按几何级数不断增加。由于电子数如雪崩式地增长,因此将这一剧增的电子流称为电子崩。

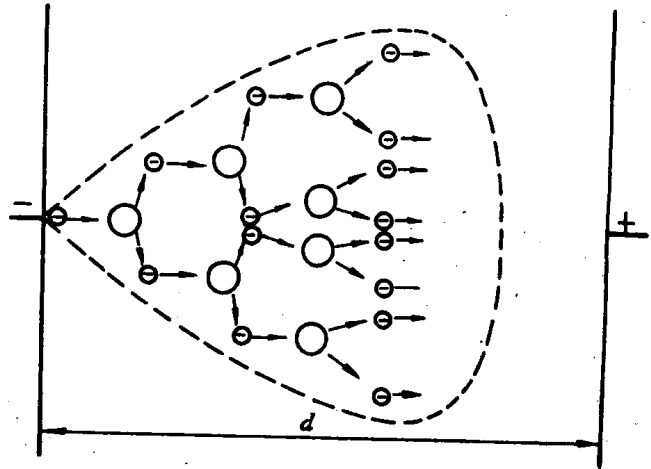


图1-4 电子崩的示意图

为了分析电子碰撞电离产生的电流,引入电子碰撞电离系数 $\alpha$ ,它代表一个电子沿电力线方向行经1cm时平均发生的碰撞电离次数。若已知 $\alpha$ 系数,即可算出电子数增长的情况。图1-5是计算间隙中电子数增长的示意图。设外电离因素在阴极表面产生的初始电子数为 $n_0$ ,当初始电子到达离阴极为 $x$ 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

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (1-7)$$

或

将式(1-7)积分,可得

$$n = n_0 e^{\int_0^x \alpha dx} \quad (1-8)$$

对于均匀电场, $\alpha$ 不随 $x$ 而变化,所以可写出

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (1-9)$$

因此到达阳极的电子数为

$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (1-10)$$

式(1-10)说明,初始电子从阴极到阳极的过程中间隙中新增加的电子数为

$$\Delta n = n - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1) \quad (1-11)$$

到达阳极的正离子数与新增加的电子数相等,所以回路中各处总电流相等,符合电流连续的原理,其值为

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (1-12)$$

式中  $I_0$ ——外电离因素引起的初始光电流。

式(1-12)表明,尽管电子崩电流以指数函数增长,但放电仍不是自持的,因为 $I_0 = 0$ 时 $I$

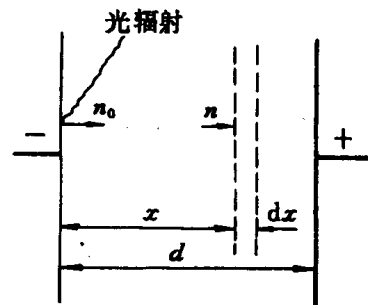


图1-5 计算间隙中电子数增长的示意图

= 0。可见只有电子崩过程(或称  $\alpha$  过程)时放电不能自持。

### 1.2.3 影响碰撞电离系数的因素

若电子的平均自由行程为  $\lambda$ , 则在 1cm 长度内一个电子的平均碰撞次数为  $1/\lambda$ , 如能算出碰撞引起电离的概率, 即可求得碰撞电离系数。要计算碰撞引起电离的概率, 首先要知道自由行程的分布规律。

设在  $x = 0$  处有  $n_0$  个电子沿电力线方向运动, 行经距离  $x$  时还剩下  $n$  个电子未发生过碰撞, 则在  $x$  到  $x + dx$  这一距离中发生碰撞的电子数  $dn$  应为

$$-dn = n \frac{dx}{\lambda}$$

式中负号是考虑增量  $dn$  实际上是负的, 将上式积分可得

$$n = n_0 e^{-x/\lambda} \quad (1-13)$$

式(1-13)说明自由行程的分布规律, 电子自由行程大于  $\lambda$  的占电子总数的 36.8%, 大于  $3\lambda$  的仅占 5%, 大于  $5\lambda$  的只有不到 0.7%。对于一个电子来说,  $e^{-x/\lambda}$  表示自由行程大于  $x$  的概率。

由式(1-4)已知, 碰撞引起电离的条件是  $x \geq U_i/E$ , 因此碰撞引起电离的概率为  $e^{-U_i/E\lambda}$ 。这样就可写出电子碰撞电离系数的表达式为

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-U_i/E\lambda} \quad (1-14)$$

电子的平均自由行程与气体的性质(气体分子的大小)和密度有关。对于同一种气体, 平均自由行程与气体密度成反比, 即与温度  $T$  成正比而与气压  $p$  成反比。

$$\lambda \propto \frac{T}{p} \quad (1-15)$$

因此, 当气温恒定时, 式(1-14)可改写为

$$\alpha = A p e^{-Bp/E} \quad (1-16)$$

式中  $A$ ——与气体性质有关的常数;

$$B = AU_i。$$

由式(1-16)不难看出,  $p$  很大(即  $\lambda$  很小)或  $p$  很小(即  $\lambda$  很大)时  $\alpha$  都比较小。这是因为  $\lambda$  很小时虽然单位距离内碰撞次数很多, 但碰撞引起电离的概率很小;  $\lambda$  很大时虽然电离概率很大, 但碰撞次数却少, 所以  $\alpha$  也不大。关于  $p$  很大或  $p$  极小时气隙不容易发生放电的现象, 在下一节中还要进一步讨论。

## 1.3 自持放电条件

在上节中已经指出, 只有电子崩过程是不会发生自持放电的。要达到自持放电的条件, 必须在气隙内初始电子崩消失前产生新的电子(二次电子)来取代外电离因素产生的初始电子。实验现象表明, 二次电子的产生机制与气压和气隙长度的乘积( $pd$ )有关。 $pd$  值较小时自持放电的条件可用汤逊理论来说明;  $pd$  值较大时则要用流注理论来解释。对于空气来说, 这一  $pd$  值的分界线大约为  $26\text{kPa} \cdot \text{cm}$ 。

### 1.3.1 $pd$ 值较小时的情况

汤逊理论认为二次电子的来源是正离子撞击阴极使阴极表面发生电子逸出。引入  $\gamma$  系数表示每个正离子从阴极表面平均释放的自由电子数。

### 1. 汤逊自持放电判据

根据式(1-11), 当一个初始电子到达阳极时, 电子崩中的正离子数为  $(e^{\alpha d} - 1)$  个, 这些正离子到达阴极时将产生  $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$  个二次电子, 如果二次电子数等于 1, 则放电就可以在无外电离因素的情况下维持下去. 因此, 均匀电场中自持放电的条件为

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1-17)$$

或  
即

$$\begin{aligned} \gamma e^{\alpha d} &\approx 1 \\ \alpha d &\approx \ln \frac{1}{\gamma} \end{aligned} \quad (1-18)$$

### 2. 气体击穿的巴申定律

根据自持放电条件可以导出击穿电压的表达式, 从中可以看出击穿电压与气体状态等因素的关系. 将式(1-16)代入式(1-18), 可得

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

即

$$U_b = \frac{B p d}{\ln \left[ \frac{A p d}{\ln \frac{1}{\gamma}} \right]} \quad (1-19)$$

式中  $U_b$  —— 在温度为恒定的条件下, 均匀电场中气体的击穿电压.

式(1-19)表明,  $U_b$  是气压和间隙长度乘积  $p d$  的函数, 即

$$U_b = f(p d) \quad (1-20)$$

式(1-20)表明规律在汤逊理论提出之前就已由巴申从实验中总结出来了, 称为巴申定律. 图 1-6 给出空气和  $SF_6$  气体的击穿电压与  $p d$  值关系的实验曲线. 由图可见, 空气在  $p d \approx 0.7$  kPa · mm 时击穿电压出现极小值;  $SF_6$  气体的击穿电压也有一个极小值, 但在图中缺少  $p d$  小于临界值的数据, 所以并不明显.  $U_b = f(p d)$  具有极小值这一事实从式(1-19)中可以看出. 将式(1-19)对  $p d$  求导, 并令其等于零, 即可从理论上导出击穿电压出现极小值时的  $p d$  值. 击穿电压  $U_b$  具有极小值是容易理解的. 设  $d$  不变而改变  $p$ , 则从式(1-16)可以看出  $p$  很大 (即  $\lambda$  很小) 或  $p$  极小 (即  $\lambda$  很大) 时  $\alpha$  都很小, 因此这两种情况下气隙都不容易放电.

3 气体密度对击穿的影响

### 3 气体密度对击穿的影响

巴申定律是在气体温度不变的情况下得出的. 对于气温并非恒定的情况, 式(1-20)应改写为

$$U_b = F(\delta d) \quad (1-21)$$

式中  $\delta$  —— 气体相对密度, 指气体密度与标准大气条件 ( $p_s = 101.3$  kPa,  $T_s = 293$  K) 下密度之比, 即

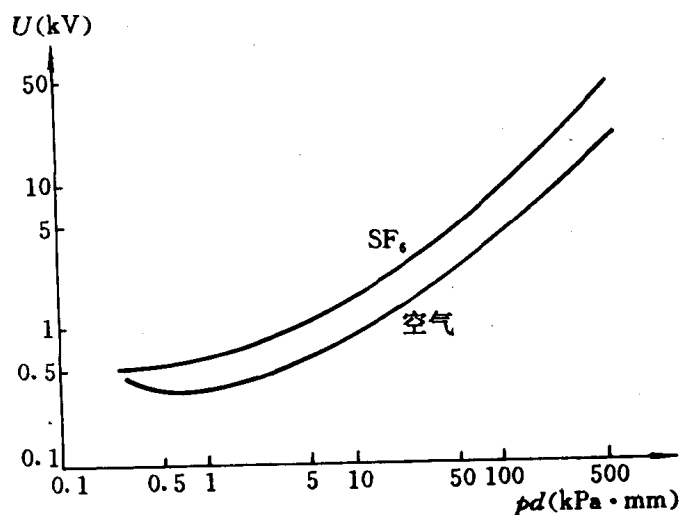


图 1-6 空气与  $SF_6$  气体的击穿电压与  $p d$  值的关系

$$\delta = \frac{T_0}{p_0} \frac{p}{T} = 2.9 \frac{p}{T} \quad (1-22)$$

式中  $p$ ——击穿实验时气压, kPa;  
 $T$ ——击穿实验时温度, K。

### 1.3.2 $pd$ 值较大时的情况

按汤逊理论,从施加电压到发生击穿的时间(称为放电时延)至少应为正离子穿过间隙的时间,但在气压等于或高于大气压时,实测的放电时延远小于正离子穿越间隙所需的时间。这表明汤逊理论不适用于  $pd$  值较大的情况。

对放电发展过程进行实验研究的方法之一是将云室(即电离室)中的放电过程拍摄照片。云室中充有所研究的气体和饱和蒸气,在施加电压的同时使云室中气体体积适当膨胀而导致温度下降,于是蒸气转入过饱和状态而在放电形成的离子周围凝结,使放电过程成为可见的现象。

云室的研究表明,  $pd$  值较大时放电过程也是从电子崩开始的,但是当电子崩发展到一定阶段后会产生电离特强、发展速度更快的新的放电区,这种过程称为流注放电。实验观察表明,流注的发展速度比电子崩的发展速度要快一个数量级,且流注并不像电子崩那样沿电力线方向发展,而是常会出现曲折的分支。

#### 1. 流注的形成条件

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(外施电压在间隙中产生的电场)明显畸变,大大加强了崩头及崩尾处的电场。另一方面,电子崩中电荷密度很大,所以复合过程频繁,放射出的光子在崩头或崩尾强电场区很容易引起光电离。所以流注理论认为,二次电子的主要来源是空间的光电离。

图 1-7 表示电子崩空间电荷对平板电极中原电场的畸变。由图可见,空间电荷加强了崩头及崩尾的电场而削弱了崩内正、负电荷区之间的电场,使崩内大量正、负电荷易于

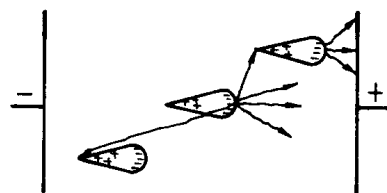


图 1-8 流注形成的示意图

复合,将电离能以光子的形式释放出来。由于崩头及崩尾的电场明显增强,因此在崩头或崩尾的空间光电离产生新的电子崩(称为二次崩)的可能性最大。二次崩和初始崩汇合,使放电区迅速扩大,其速度显然比电子运动速度要快得多。

图 1-8 是流注形成的示意图,表示初始崩头部放出的光子在崩头前方和崩尾后方分别产生空间光电离各形成一个二次崩,很快与初始崩汇合的过程。

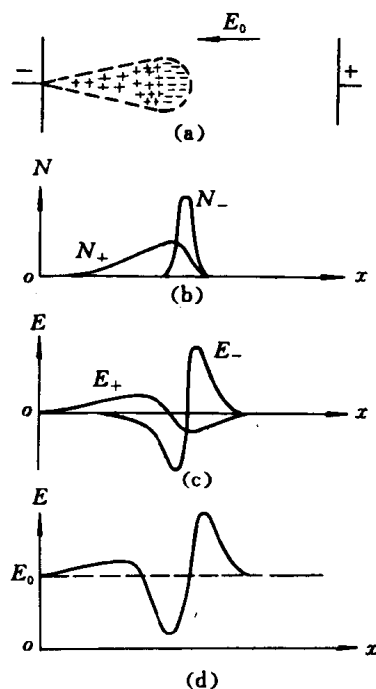


图 1-7 电子崩空间电荷对原均匀电场的畸变  
 (a) 电子崩示意图; (b) 崩中空间电荷浓度分布; (c) 空间电荷的电场; (d) 合成电场

## 2. 流注自持放电条件

由上所述可见,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就是自持放电的条件。由前所述已知,初始电子崩头部电荷必须达到一定数量才能使原电场畸变和造成足够的空间光电离,因此对均匀电场可写出自持放电条件为

$$e^{\alpha d} = \text{常数} \quad (1-23)$$

式(1-23)也可按式(1-18)的形式改写为

$$\gamma e^{\alpha d} = 1 \quad \text{或} \quad \alpha d = \ln \frac{1}{\gamma} \quad (1-24)$$

因此,流注理论的自持放电条件和汤逊理论的自持放电条件具有完全相同的形式,但必须注意这只是形式上的相似,两者维持放电的过程则是不同的。

根据实验结果可推算出空气中流注自持放电条件为

$$\alpha d = \ln \frac{1}{\gamma} \approx 20 \quad (1-25)$$

这说明初始崩头部电子数要达到  $e^{\alpha d} > 10^8$  时放电才转入自持。对于长度为厘米级的平板间隙,在标准大气条件下 ( $p_s = 101.3 \text{ kPa}$ ,  $T_s = 20^\circ\text{C}$ ) 空气的击穿场强约为  $30 \text{ kV/cm}$  (电压以峰值表示)。

流注理论可以解释汤逊理论无法说明的  $pd$  值大时的放电现象。如放电为何并不充满整个电极空间而是细通道形式,且有时火花通道呈曲折形。又如放电时延为什么远小于离子穿越极间距离的时间。再如为何击穿电压与阴极材料无关等。但必须指出,两种理论各适用于一定条件的放电过程,不能用一种理论取代另一种理论。

### 1.3.3 电负性气体的情况

以上分析未考虑电子的附着过程,这对  $\text{N}_2$  等非电负性气体是适用的,但对  $\text{SF}_6$  等强电负性气体则不适用。对强电负性气体,除考虑  $\alpha$  和  $\gamma$  过程外,还应考虑  $\eta$  过程(电子附着过程)。 $\eta$  的定义与  $\alpha$  相似,即一个电子沿电力线方向行经  $1 \text{ cm}$  时平均发生的电子附着次数。可见在电负性气体中有效的碰撞电离系数  $\bar{\alpha}$  为

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (1-26)$$

参照式(1-7)至式(1-10)的推导,可以写出在均匀电场中到达阳极的电子数为

$$n = n_0 e^{(\alpha - \eta)d} \quad (1-27)$$

但必须注意,在非电负性气体中正离子数等于电子数,而在电负性气体中正离子数为电子数与负离子数之和,所以在汤逊理论中不能将式(1-17)中的  $\alpha$  用  $\alpha - \eta$  代替来得出电负性气体的自持放电条件。由于强电负性气体的工程应用属于流注放电的范畴,所以本书中不讨论其汤逊自持放电条件,而只讨论其流注自持放电条件。

研究表明,均匀电场中强电负性气体的流注自持放电条件与式(1-25)相似,即

$$(\alpha - \eta)d = K \quad (1-28)$$

对于不均匀电场则可写出

$$\int (\alpha - \eta) dx = K \quad (1-29)$$

实验研究表明,  $\text{SF}_6$  气体的  $K = 10.5$ 。  $\text{SF}_6$  的  $K$  值小于空气的相应值是可以理解的,因为  $\text{SF}_6$  的电子崩中除电子与正离子外还有负离子,所以满足自持条件时虽然崩头的电子数比空气中少得多,但整个电子崩内的带电质点数实际上是很大的。



由于强电负性气体中  $\bar{\alpha} < \alpha$ , 所以其自持放电场强比非电负性气体高得多。以  $\text{SF}_6$  气体为例, 在  $p = 101.3 \text{ kPa}$ ,  $T = 20^\circ\text{C}$  的条件下, 均匀电场中击穿场强为  $E_0 \approx 89 \text{ kV/cm}$ , 约为同样条件的空气间隙的击穿场强的 3 倍。

## 1.4 不均匀电场中气体放电的特点

电气设备中很少有均匀电场的情况。但对高压电器绝缘结构中的不均匀电场还要区分两种不同的情况, 即稍不均匀电场和极不均匀电场, 因为这两种不均匀电场中的放电特点是不同的。全封闭组合电器(GIS)的母线筒和高压实验室中测量电压用的球间隙是典型的稍不均匀电场的例子; 高压输电线之间的空气绝缘和实验室中高压发生器的输出端对墙的空气绝缘则是极不均匀电场的例子。

### 1.4.1 稍不均匀场和极不均匀场的不同特点

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。极不均匀电场中放电则不同, 间隙击穿前在高场强区(曲率半径较小的电极表面附近)会出现蓝紫色的晕光, 称为电晕放电。刚出现电晕时的电压称为电晕起始电压, 随着外施电压的升高电晕层逐渐扩大, 此时间隙中放电电流也会从微安级增大到毫安级, 但从工程观点看间隙仍保持其绝缘性能。

必须注意, 任何电极形状随着极间距离的增大都会从稍不均匀电场变为极不均匀电场。图 1-9 给出半径为  $r$  的球间隙的放电特性与极间距离  $d$  的关系。由图可见, 当  $d \leq 4r$  时, 放电具有稍不均匀场间隙的特点, 即击穿电压与电晕起始电压是相同的; 当  $d \geq 8r$  时, 放电具有极不均匀场间隙的特点, 此时电晕起始电压明显低于击穿电压。 $4r < d < 8r$  范围内放电过程不稳定, 击穿电压的分散性很大, 这一范围属于由稍不均匀场变为极不均匀场的过渡区。

要在稍不均匀场和极不均匀场之间划分明确的界限是比较困难的, 但通常可用电场的不均匀系数来加以判断。电场不均匀系数  $f$  的定义为间隙中最大场强  $E_{\max}$  与平均场强  $E_a$  的比值。

$$f = \frac{E_{\max}}{E_a} \quad (1-30)$$

$$E_a = \frac{U}{d} \quad (1-31)$$

式中  $U$ ——电极间电压;

$d$ ——电极间距离。

通常  $f < 2$  时为稍不均匀电场,  $f > 4$  时为极不均匀电场(国外有的教科书中采用电场利用系数的概念, 电场利用系数是电场不均匀系数的倒数)。

由上所述可见, 在稍不均匀电场中放电达到自持条件时发生击穿, 但因为  $f > 1$ , 此时间隙中平均场强比均匀场间隙要小, 因此在同样间隙距离时稍不均匀场间隙的击穿电压比均匀场间隙要低。在极不均匀场间隙中自持放电条件即是电晕起始的条件, 由电晕至击穿的过程将在

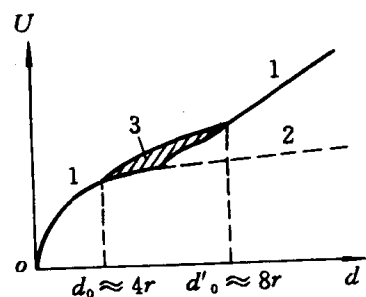


图 1-9 球间隙的放电特性与极间距离的关系

1 — 击穿电压; 2 — 电晕起始电压; 3 — 放电不稳定区