

# 绪论

## 1. 高压输电的发展过程

### (1) 高压输电的出现与电压等级的提高

1890年在英国出现了从 Deptford 到伦敦长达 45 km 的 10 kV 输电线路,1891年在德国出现了从 Lauffen 到法兰克福长达 170 km 的 15 kV 三相输电线路。100 年来世界上的输电电压提高了 100 倍。表 1 给出了各电压等级在国际上首次出现的时间。

表 1 交流输电各电压等级首次出现的时间

电压等级/kV	10	50	110	220	287	380	525	735	1150
首次出现年份	1890	1907	1912	1926	1936	1952	1959	1965	1985

随着经济的发展,国民经济各行业对能源的需求日益迫切,国际能源机构预测,从近几年到 2025 年全球能源需求将增加近一倍。电力工业作为能源工业的主力而受到极大的重视,在发达国家的能源消费比例中,电能占一多半。除火力发电、水力发电外,又发展了核能发电、太阳能发电、风力发电、海洋能发电、地热发电等多种新能源形式。但不管哪种发电形式都离不开电力的传输,离不开高压输电。

促使输电电压等级提高的直接动力就是对电力需求的激增。因为线路的输送容量  $P$  与交流输送电压  $U$  的二次方成正比,即  $P=U^2/Z$  其中  $Z$  为线路波阻抗。对架空线,各电压等级下的波阻抗和输送容量见表 2。电缆的波阻抗只有几十欧姆,因此在同样电压等级下,电缆线路比架空线路可以输送大得多的功率。但是电缆太贵,而且出故障后查找与修复起来都很困难,因此目前国际上仍以架空线为主要的输电方式。

表 2 交流输电各电压等级下输电线路的波阻抗与输送容量

系统电压 $U$ /kV	220	330	500	750	1000	2000
波阻抗/ $\Omega$	400	303	278	256	250	250
输送容量 $P$ /MW	121	360	900	2200	4000	16000

除了大容量输电需要高压输电以外,促使电压等级提高的另一个因素是电力的远距离输送,当发电中心远离用电中心时,高压输电就不可避免了。巨型水电站、巨型坑口电

站群往往都远离城市，远离负荷中心，如长江、黄河的水电，山西、内蒙的火电等。核电站也不会建在市中心，巨型空间太阳能地面接收站更是建在荒无人烟的地方才好。

## (2) 特高压输电的出现与展望

在高压输电行业中，习惯上称 100 kV 以下为高压，100 kV~1000 kV 为超高压，1000 kV 及以上为特高压。20 世纪 60 年代后期国际上就开始了特高压输电的研究。前苏联于 1985 年率先建成了 1228 km 长的交流 1150 kV 特高压线路，可送负荷 5500 MW，1985 年开始部分投运，后因负载过小而降压至 500 kV 运行。日本也于 20 世纪 90 年代建成了 300 km 长的 1000 kV 特高压线路，但至今仍运行在 500 kV。美、意、法等国，包括巴西等也早已开始了特高压的研究。前苏联曾有人建议在 2020 年左右建设 1800 kV~2000 kV 线路，以送出西西伯利亚的巨大能源，并有人建议与北美联网，实现东西半球调峰。

各国发展特高压输电的原因不尽相同，俄罗斯是远距离、大容量两方面因素兼有，日本、意大利发展特高压，除大容量输电外，很关键的一点是为了减少电站出线回数，压缩线路走廊，节省土地资源。但是百万伏级的特高压输电毕竟有许多未解决的技术困难，因此国际上目前实际投入工业运行的最高电压只有 750 kV 等级的输电线路。加、美、俄、巴西、南非等国已有多年的实际运行经验，韩国也独立地建成了 750 kV 输电线路。中国一向号称幅员辽阔，实际上很多地方也已出现走廊紧张的问题了。目前，西北电网已经开始建设额定电压 750 kV 最高电压 800 kV 的输电线路。另外，我国百万伏级的特高压输电等级也已经论证了许多年。

## (3) 直流输电、紧凑型输电及灵活输电

直流电压因为不能利用变压器，所以交流输电最先得得到迅速发展。20 世纪 50 年代中期以来，随着各方面技术的进步，直流输电的优越性逐步得到体现，许多国家又逐步开始发展直流输电。我国多条远距离的西电东送线路即为直流输电线路。从输电的角度说，直流输电几乎没有距离的限制，也可用直流电缆在水下、地下输电，因此在远距离输电上很有发展前景，但存在几大难题，例如换流站设备昂贵，尚未造出性能满意的直流断路器，直流瓷绝缘子及钢化玻璃绝缘子耐污性能差等。各直流电压等级下的输送容量见表 3。我国近几年围绕三峡工程修建的几条 ±500 kV 线路采用的就是 3000 A 电流，每条线路的输送容量达 3000 MW。

表 3 直流输电电压与输送容量

为了节省线路走廊资源，有时只好采取同塔双回，甚至同塔四回的超高压输电线路。虽然每回线路输送的功率并没有提高，但每条线路走廊的输送容量却大大提高。但是同塔多回线路也带来系统可靠性在一定程度上降低的问题。

高自然功率的紧凑型线路是靠三相同塔窗来大大缩小相间距离，增大每相分裂导线

的分裂半径，以减小电感，增大电容，从而降低线路波阻抗，提高输送容量。在同样电压等级下，高自然功率的紧凑型线路所需线路走廊窄，占地少，自然功率高，技术经济指标可比常规线路优越 20%~30%，甚至更高。在俄罗斯、巴西等国家已有试验线路。我国第一条 500 kV 紧凑型线路从北京昌平到房山，长 82 km 相间中心距 6.7 m 分裂半径 0.75 m，不同相子导线间最近距离 5.95 m 线路波阻抗 191  $\Omega$  自然功率 1300 MW 已于 1999 年 11 月投入运行，2001 年 5 月 6 日成功进行了 1600 MW 的大容量输电试验。

灵活输电，或称柔性输电，是利用新型电力电子技术与计算机技术对电力系统的各参数进行综合连续调节控制，使已有交流系统的容量得以充分、高效地开发和利用，使电力输送更加灵活安全，大大提高电网的输电能力，全面提高系统的运行性能。

其他的输电方式，如超导输电、低温输电、多相输电等也在研究中。

## 2. 中国电力工业的现状与展望

### (1) 发电量

表 4 列出了 1980 年以来我国发电量的增长情况，平均年增长率约为 9%，而同期全世界总发电量的年增长率都低得多，例如 1984 年为 5.7%，1990 年为 2.5%，1993 年为 1.1%，1994 年甚至为负增长。表 5 列出了世界各主要工业发达国的发电量。我国自 1995—1996 年起，年发电量已跃居世界第二位，而且增长迅速，2002 年我国年发电量已达 16000 亿 kW·h (1 kW·h=1 度)。

表 4 1980 年以来中国年发电量

年 份	1980	1981	1982	1983	1984	1985	1986	1987
发电量/亿 kW·h	3006	3093	3277	3514	3700	4107	4496	4973
年 份	1988	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995
发电量/亿 kW·h	5451	5847	6213	6775	7542	8364	9278	10069
年 份	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003
发电量/亿 kW·h	10750	11600	11670	12300	13250	14020	16000	≈17200

表 5 1994 年和 2002 年主要工业发达国家年发电量

国 家	美国	日本	俄罗斯	加拿大	德国	法国	英国	意大利
1994 年发电量/亿 kW·h	32827	9643	8759	5335	5268	4514	3080	2318
2002 年发电量/亿 kW·h	38600	10424		5792	5196	5210	3584	2704

### (2) 装机容量

1996 年底我国发电设备装机容量已达 2.3 亿 kW 居世界第二位，2002 年达 3.53 亿 kW。表 6 列出了我国自 1980 年以来的发电设备装机容量；表 7 列出了 1994 年世界各主要工业发达国家发电设备装机容量。

### (3) 电压等级、输电线路长度与变电设备容量

我国各大电网现有的输变电及配电电压等级为交流 500 kV, 220 kV, 110 kV, (66 kV) 35 kV, 10 kV 以及直流士 500 kV；西北电网的电压等级为 330 kV, 220 kV, 110 kV, 35 kV, 10 kV。目前正在着手西北地区 750 kV 输变电工程的设计、实施，以及现

有电压等级的简化优化工作。1999年我国各电压等级下输电线路的长度，以及各电压等级下的变电设备容量见表8。

表6 1980年以来中国发电设备装机容量

年 份	1980	1981	1982	1983	1984	1985	1986	1987
装机容量/亿 kW	0.659	0.691	0.724	0.764	0.801	0.871	0.938	1.029
年 份	1988	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995
装机容量/亿 kW	1.155	1.266	1.379	1.515	1.665	1.829	1.999	2.172
年 份	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003
装机容量/亿 kW	2.322	2.46	2.6	2.94	3.14	3.3	3.53	≈3.7

表7 1994年主要工业发达国家发电设备装机容量

国 家	美国	日本	俄罗斯	德国	加拿大	法国	英国	意大利
装机容量/亿 kW	8.031	2.209	2.044	1.212	1.122	1.072	0.689	0.635

表8 1999年我国35 kV及以上电压等级输电线路长度及变电设备容量

电压等级/ kV	35	66	110	220	330	500	总 计
线路长度/ km	281884	60574	190961	121790	7949	22927	686084
变电容量/MVA	178540	42280	324060	280270	12480	80120	917750

#### (4) 缺电问题与城乡电网改造

缺电问题自1970年左右至今已困扰我国30多年了，缺电范围之广，时间之长世所罕见。1998年随着我国工业告别短缺经济，各地似乎不缺电了；但由于我国人均电量实在太低，因此电力工业在我国实际上仍处于长期短缺的状况，2002年以来随着经济的快速发展，许多地区再一次表现出较为严重的缺电状况。

从表9发电量与国内生产总值年增长的对比明显可见，电力工业长期跟不上国民经济的发展速度，成为导致缺电的重要原因。另外，我国在发电、输电、配电方面长期投资比例失调，电网建设投资太低也是导致电网有电但用户缺电的重要原因。比如美国在发电、输电、配电的投资比例约为1:0.43:0.7，英国约为1:0.45:0.78；日本约为1:0.47:0.68；而我国大规模城乡电网改造前多年间约为1:0.21:0.12。近几年国家大规模开展的城乡电网改造，就是试图扭转以往投资比例失调的重要举措，但由于历史欠账太多，因此电网建设与改造将是一项长期的工作。

表10给出了近15年我国电力消费的构成情况，可见我国城镇居民生活用电比例虽已有很大提高，但仍很低。1999年我国人均电量仅945 kW·h，人均生活用电量不到115 kW·h。虽然2020年我国的年发电量有可能达36000亿 kW·h左右，但我国2020年的人口将达16亿左右，即人均电量也不过2250 kW·h。而1994年加拿大人均电量已达15580 kW·h，美国达11890 kW·h，俄罗斯达6130 kW·h，见表11。因此2020年中

国的人均电量依然非常低，中国电力工业仍然有极大的发展空间。

表 9 我国国内生产总值(GDP)及发电量年增长率情况比较

年份	1980—1985	1986—1990	1991—1995	1996—2000	2001	2002
年增长率						
GDP 年增长率/%	10.71	7.87	12.0	8.28	7.3	8
发电量年增长率/%	6.4	8.6	10.1	6.3	5.8	≈12

表 10 近 15 年我国用电构成情况

年份	重工业	轻工业	农业	交通通信	市政商业	城乡居民生活
1987 年	64.5	16.5	7.1	1.6	4.8	5.5
1991 年	61.8	16.0	6.9	1.7	5.6	8.5
1995 年	59.8	15.0	6.2	1.8	6.9	10.2
1999 年	57.5	14.4	5.75	1.96	8.2	12.2

表 11 1994 年中国及各主要发达国家年人均电量

国家	加拿大	美国	法国	俄罗斯	英国	日本	德国	意大利	中国
kW·h/人年	15580	11890	6250	6130	6070	5920	5750	4160	640

#### (5) 中国电力工业展望

“十五”期间，我国 GDP 年增长率如果达 7%~8%，则电力的年增长率将达 6%以上；“十五”以后，GDP 及发电量的年增长率将有所降低。2010 年发电量预计可达 25000 亿 kW·h；2015 年有可能达 30000 亿 kW·h；2020 年有可能达 36000 亿 kW·h。

从高压输电的角度看，中国电力工业、电力系统的发展有几条基本国情是改变不了的，首先要大容量输电，因为缺电；其次是远距离输电。我国用电中心在东部，而一次能源中心在西部。我国水电可开发总资源 3.78 亿 kW 相当于年发电量 1.92 万亿 kW·h 但 2002 年我国水电装机容量约 8700 万 kW 仅占可开发量的 23%。火电在内蒙古、山西，水电在西南（云贵川藏水能蕴藏量占全国的 70%），几千公里的距离是必须跨越的。因此交直流超高压、甚至特高压输电在中国是必然的，势在必行的。目前用于西北地区公伯峡水电站送出工程的我国第一条交流 750 kV 输电线路正在紧张地建设中，预计 2004 年有可能输电。我国其他地区的更高一级电压等级到底是多少仍在论证之中。

按照世界电力系统电压等级发展的规律，一个新电压等级可以满足二三十年的需要，即国民经济发展二三十年后，当对电力的需求增长 4~5 倍时，应当出现新的一个电压等级才能保证电力的合理输送，新老电压等级之比一般为 1.7~3，大致上翻一番。新电压等级选低了，过不了多少年又要上新电压等级，太浪费；新电压等级选高了，实现起来难度太大，可靠性受到影响。对我国来说，当前要紧的是抓紧开展前期研究，一个新电压等级

必须有二三十年的前期研究才可能最终实现。

在缺电问题基本得到解决之后，电能质量的提高又将是我国电力系统一项长期而艰巨的工作。这项工作不仅耗时巨大，而且耗资巨大，但同时也可给各种新技术的应用提供广阔的天地。各种后续能源的利用、分散能源的控制、电力市场化的改革将给我国电力系统带来深远的影响。

### 3. 高电压、高场强下的特殊问题

有许多问题在低电压、低场强下并不突出，但当电压或场强高到一定程度后，不仅变得十分突出、十分特殊，而且还很不好解决。本教材将围绕这些问题逐一展开论述。

#### (1) 绝缘问题

没有可靠的绝缘，高电压高场强甚至无法实现。高电压高场强下的绝缘问题之所以突出就是因为对绝缘的要求太高，以致为绝缘所花的代价太高，而且可靠性往往还有问题。

绝缘材料：首先要选择性能优良的绝缘材料，要研究各种绝缘材料在高电压高场强下的各种性能、各种现象以及相应的过程、理论，尤其是绝缘击穿破坏的过程及理论。在此基础上也可以开发新材料，进而大幅度提高性能。

绝缘结构（电场结构）：绝缘材料的性能并不能代表绝缘结构的性能，绝缘结构的性能才是实际的设备使用性能。同一种材料在不同的绝缘结构下其外在表现是不同的。对绝缘结构的研究就是要更好地利用材料的性能。

电压形式：研究绝缘问题是不能离开电压形式的，如工频或高频交流电压、直流电压、冲击电压等，同样的材料、结构在不同的电压形式下，绝缘性能也是不尽相同的。

#### (2) 高电压试验问题

对任何一门工程性很强的学科而言，实际的试验都是必不可少的。高电压试验面临的问题首先就是如何产生各种高电压，而且所产生的高电压在波形、幅值上都应该方便可调，这就需要研究各种经济、灵活的高电压发生装置。有了人为产生的高电压，如何对电气设备进行高电压试验也是很值得研究的。另外，还有如何测量高电压的问题，在各学科的研究中计量与测试都是研究的基础，因此如何能测得准确、方便、及时是基本要求。低电压下各种电量的测量方法、手段、仪器很多，但高电压高场强下的测量就不那么方便了。高强度、微弱量、快速量都不好测，而在高电压试验中这 3 类信号都有，微弱量受到高电压、大电流下的强电磁干扰也是普通干扰所不能比的。

#### (3) 过电压防护问题

高电压设备上的工作电压已经很高了，设备造价也已很高了，例如一台电力变压器，500 kV, 360000 kVA, 1994 年的出厂价已达 1200 万元~1300 万元。但在电力系统的运行过程中，还会有各种情况导致比工作电压高得多的过电压产生，例如自然界的雷击，称为大气过电压或外过电压，又如由电力系统本身操作导致的参数变化引起振荡的过渡过程，称为操作过电压或内过电压。如果对这些过电压不加防护而完全用设备本身的绝缘去承受，将使设备的造价高到无法承受的地步。

所以要研究各种过电压的特点及形成条件，研究各种保护装置及其保护特性，研究电压、绝缘、保护三者之间的绝缘配合问题。

#### (4) 电磁环境问题

高电压下的电磁环境问题可分为电磁兼容与生态效应两个方面：

电磁兼容这个问题在电子设备日益广泛应用的今天已经很热门了，高电压高场强下各种电磁干扰信号更强，电磁兼容问题也就更突出。高电压高场强下的电磁干扰主要有空间电磁干扰、线路传导干扰与地电位浮动干扰。在高电压测试技术中的抗干扰与这里的消除干扰、抗干扰有密切的联系，也有所不同。

生态效应 500 kV 输电线正下方地面最大场强约 100 V/cm 但随离开输电线距离的增加，地面场强衰减很快，这种场强当然是低压线路所没有的。特高压下地面场强与此差不多，110 kV、220 kV 线路下的地面场强要小一些。

20 世纪 70 年代初前苏联、西德、美国、法国、西班牙、加拿大、瑞典等国都对高压线路、变电站的工作人员及附近居民在长期电场下的健康情况进行了考察，以及病理学研究，至今未发现在 200 V/cm 电场下有什么差异。

美、日等国对动物（白鼠、小型哺乳动物、鸟类、蜜蜂）进行的研究也未得出任何统计性的差异，但是鸟类往往回避在带电的高压线上栖息。对作物、林木的研究表明，即便在 765 kV 线路下，7 kV/m~8 kV/m 的场强不大可能影响作物生长。在树顶 20 kV/m~25 kV/m 的场强下，树枝端部有电晕烧伤现象，但这种烧伤对树木生长并无影响。

对电磁环境问题本教材暂不展开论述。

#### 4. 高电压下的特殊现象及其应用

每门学科都有各自的理论、现象，高电压学科的特有现象可以举出许多，其中一些已得到应用，并有很好的发展前景，它已成为国内外广泛开展研究的方向。

##### (1) 静电技术及其应用

静电除尘器效率达 99% 以上，在国际上已得到广泛应用，在我国也成为大力发展的新型环保产品。静电除尘器在大型发电厂已成为与汽轮机、锅炉、发电机并称的 4 大主要设备。另外，在污水处理、选矿、印刷、纺织、喷漆、喷雾、食品保鲜等方面，各种利用电晕与静电现象制成的设备也得到了广泛的应用。

##### (2) 液电效应及其应用

液电效应，即液体电介质在高电压、大电流放电时伴随产生的力、声、光、热等效应的总称。利用液电效应制成的肾结石体外碎石机、铸件清砂装置等已在国内外得到广泛的应用，在石油开采、水下大型桥桩的探伤等方面也已得到应用。

##### (3) 线爆技术及其应用

强大的电流脉冲通过金属线时，会使金属线熔化、气化、爆炸，产生很强的力学效应及光、热、电磁效应，从而可以对难熔金属、难镀材料喷涂，也可以用线爆来模拟高空核爆炸或地下核爆炸。

##### (4) 脉冲功率技术及其应用

许多高技术领域、尖端武器领域，如可控热核聚变、激光技术、电子及离子加速器、电磁轨道炮等，包括美国的“星球大战”计划中的许多课题对脉冲功率的要求都越来越高，目前脉冲功率技术正向着高电压、大电流、窄脉冲、高重复率的方向发展，正在向着各民用工业领域、各学科方向迅速渗透发展。

# 第 1 章

## 气体放电过程的分析

空气是应用最广泛，也是最廉价的绝缘材料。例如超高压架空输电线路相与相之间的导线就是由空气绝缘起来的。在气、固、液 3 类绝缘材料中，气体击穿过程的理论是相对最完整的，但仍很不完善，影响气体放电因素的多样性、随机性使得目前还无法对击穿电压做出精确的计算，但对气体击穿的分析仍是绝缘分析的基础。

### 1.1 带电质点与气体放电

#### 1.1.1 气体放电的主要形式

气体中流通电流的各种形式统称气体放电。处于正常状态并隔绝各种外电离因素的气体是完全不导电的，但空气中总会有来自空间的各种辐射，总会有少量带电质点，一般情况下每立方厘米空气中有约 500~1000 对离子，由于带电质点数量极少，电导极差，所以空气仍是性能优良的绝缘体。

当间隙上的电压达一定数值后，流过间隙的电流剧增，空气间隙失去绝缘能力，这种由绝缘状态突变为导体状态的变化称击穿。

根据气体压力、电源功率、电场分布的不同，空气间隙击穿前后气体放电可以有多种不同的外形。表 1-1 及图 1-1 给出了不同条件下的放电外形。

表 1-1 气体放电的主要外形形式

电 场	气 压	
	低气压( $\ll 1$ 大气压) <sup>①</sup>	高气压(1 个大气压及以上)
均匀电场	辉光放电	火花放电、电弧放电
极不均匀电场	辉光放电	电晕放电、刷状放电、火花放电、电弧放电

注：① 1 工程大气压(at)=9.80665×10<sup>4</sup>Pa; 1 标准大气压(atm)=1.01325×10<sup>5</sup>Pa。

辉光放电：辉光放电充满整个电极空间，电流密度较小，一般为 1 mA/cm<sup>2</sup>~5 mA/cm<sup>2</sup>，整个间隙仍呈上升的伏安特性，处于绝缘状态。

电晕放电：高场强电极附近出现发光的薄层，电流值也不大，整个间隙仍处于绝缘状态。

刷状放电：由电晕电极伸出的明亮而细的断续的放电通道，电流增大，但此时间隙仍未被击穿。

火花放电：贯通两电极的明亮而细的断续的放电通道，间隙由一次次火花放电间歇地被击穿。

电弧放电：明亮而电导很大，持续贯通两电极的细放电通道，此时间隙被完全击穿，处于被持续短路的状态。

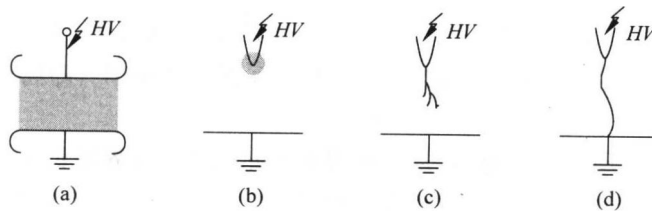


图 1-1 放电外形示意图

(a) 辉光放电；(b) 电晕放电；(c) 刷状放电；(d) 火花放电及电弧放电

## 1.1.2 带电质点的产生

### 1. 电极空间带电质点的产生

#### (1) 碰撞电离

在电场  $E$  的作用下 质量为  $m$ 、电荷量为  $q$  的带电质点被加速，沿电场方向行经  $x$  距离后获得一定的能量  $qEx$  具有一定的速度  $v$  表现为动能

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

由此可见，电子、离子从电场获得的能量除与电场强度  $E$  有关外，还与行经距离  $x$  有关。当带电质点动能达到或超过气体分子电离能  $W_i$  时，若与气体分子发生碰撞，则有可能使分子电离为电子和正离子，碰撞电离的条件用公式表示为

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

但即使满足式 1-2) 的条件，也不一定每次碰撞都能引起电离，通常每次碰撞造成电离的几率是很小的。因此，需要引入自由行程的概念来对碰撞过程进行讨论。

自由行程是一个质点在每两次碰撞间自由地通过的距离。

平均自由行程  $\lambda$  是众多质点自由行程的平均值：

$$\lambda \propto T/p \quad (1-3)$$

其中  $T$  为气体分子温度  $p$  为气体压力。

式 1-3 表明 在温度高、压力小的气体中带电质点的平均自由行程  $\lambda$  大，积累的动能也大 容易造成气体电离。

在常温常压下，空气中电子的平均自由行程在  $10^{-5}$  cm 数量级。

电子质量极小，在和气体分子发生弹性碰撞（未发生电离）时，几乎不损失其动能，

从而在电场中继续积累动能。离子则一方面自由行程较短，在两次碰撞间获得的动能少；另一方面一旦和分子碰撞，不管电离与否均将损失其动能。和电子相比，离子积累起足够造成碰撞电离能量的可能性很小，因而在碰撞电离中，由电子引起的电离占主要地位。

### (2) 光电离

由光辐射引起的气体分子电离称光电离。光波的能量  $W$  决定于其频率  $f$ 。

$$W = hf = hc/\lambda \quad (1-4)$$

其中  $h$  为普朗克常数  $h = 6.62 \times 10^{-34}$  Js;  $c$ 、 $f$ 、 $\lambda$  分别为光速 ( $3 \times 10^8$  m/s)、光波频率 (Hz) 和光波波长 (m);  $W$  为光波能量 (J)。

例如对波长为 300 nm 的紫外线，其光波能量为

$$W = hc/\lambda = 6.62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8 / (300 \times 10^{-9}) = 6.62 \times 10^{-19} \text{ J} = 4.14 \text{ eV}$$

当气体分子受到光辐射时，若光子能量大于气体分子的电离能  $W_i$  即满足

$$hc/\lambda \geq W_i \quad (1-5)$$

则有可能引起气体分子发生光电离，从而可得引起光电离的临界波长  $\lambda_0$  为

$$\lambda_0 = hc/W_i \quad (1-6)$$

表 1-2 给出了几种气体的电离电位及光电离的临界波长  $\lambda_0$ 。

表 1-2 几种气体的电离电位及光电离临界波长

气 体	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	空气	He
电离电位/V (或电离能/eV)	12.2	12.7	3.7	15.4	15.5	16.3	24.6
光电离临界波长/nm	102	97.7	90.6	80.6	80.1	76.2	50.4

在外层空间，阳光辐射强烈，造成了地球外大气层的电离，形成了电离层。由于大气层的阻挡 阳光到达地面后 其最短波长  $\lambda_{\min}$  一般不小于 290 nm。

由表 1-2 可见， $\lambda \geq 290$  nm 的普通阳光照射是远不足以引起气体分子光电离的。导致气体分子光电离的高频高能光子可以由外界提供，例如人为的 X 射线照射，也可以来自气体分子放电本身，而后者又可进一步促进放电的发展。

### (3) 热电离

因气体的热状态而引起的电离，称热电离。热电离的本质仍是高速运动的气体分子的碰撞电离和光电离，只不过其能量不是来源于电场，而是来源于气体分子本身的热能。

气体很度是气体分子热运动剧烈程度的标态，气体分子平均动能  $W_m$  与气体温度  $T$  的关系为

$$W_m = \frac{3}{2}KT \quad (1-7)$$

其中  $K$  为玻尔兹曼常数  $K = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K;  $T$  为热力学温度(单位为 K)。

例如 空气电离能  $W_i = 16.3$  eV 常温 ( $T \approx 300$  K)下

$$W_m = \frac{3}{2} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 300 = 6.21 \times 10^{-19} \text{ J} = 3.88 \times 10^{-2} \text{ eV} \ll W$$

可见常温是远不足以引起空气电离的。而当发生电弧放电时，气体温度可达数千度以上，

这时气体中热运动速度快的高能分子，就可以导致碰撞电离了。

在一定热状态下的物质都能发出热辐射，气体也不例外。气体温度升高时，其热辐射光子的能量大，数量多，这种光子与气体分子相遇时就可能产生光电离。

由一切热电离过程产生的电子也处于热运动中。因此高温下电子也能由于热运动靠碰撞作用而造成分子电离。

由此可见，热电离实质上是热状态产生的碰撞电离和光电离的综合。

## 2. 电极表面带电质点的产生

在气体放电中还存在着阴极发射电子的过程，称为电极表面电离。使阴极释放出电子也需要一定的能量，称为逸出功。逸出功和金属的微观结构及表面状态有关，而和金属的温度基本无关。表 1-3 给出了几种金属和金属氧化物的逸出功。

表 1-3 几种金属及金属氧化物的逸出功

金属名称	铯	锌	铝	铬	铁	镍	铜	银	钨	金	铂	氧化铜
逸出功/eV	1.88	3.30	4.08	4.37	4.48	5.24	4.70	4.73	4.54	4.82	6.30	5.34

### (1) 正离子碰撞阴极

正离子在电场中将向阴极运动，当它与阴极发生碰撞时，可将其能量传递给阴极中的电子；当正离子能量大于阴极材料表面逸出功两倍以上时，正离子可以从阴极表面撞出电子，逸出的电子有一个和正离子中和，其余的成为自由电子。实际上要平均  $10^2$  左右的正离子才能撞出一个有效的自由电子。

金属表面逸出功一般比气体电离能小得多，所以在气体放电中，电极表面电离很重要。

### (2) 光电效应

当金属表面受到光照时，也能放射出电子，称为光电效应。显然光子能量必须大于金属表面的逸出功，才可造成光电效应。实际上当光照射阴极表面时，有相当一部分光子被反射掉，而电极所吸收的光能也是大部分转化为金属的热能，只有一小部分用来使电子逸出。所以平均需入射  $10^2$  个以上的光子才能放射出一个电子。

### (3) 热电子放射

加热阴极，使之达到很高的温度，当其中的电子获得足够的动能时，可克服阴极材料的逸出功而射出阴极。

### (4) 强场放射

当在阴极附近施加很高的场强（约  $10^3$  kV/cm 时，也能使阴极放出电子，称为强场放射或场致放射，冷放射。由于强场放射所需电场极强，一般气体间隙达不到如此高的场强，所以不会发生强场放射，而在高真空间隙的击穿时，强场放射具有重要意义。

## 1.1.3 带电质点的消失

气体发生放电时，除了不断形成带电质点的电离过程外，还存在相反的过程，即带电质点的消失过程。在电场作用下，气体中放电是不断发展以致击穿，还是气体尚能保持其电气强度而起绝缘作用，就取决于上述两种过程的发展情况。

### 1. 带电质点受电场力的作用流入电极

带电质点在与气体分子碰撞后虽会发生散射，但从宏观看是向电极方向做定向运动。在一定电场强度  $E$  下，带电质点运动的平均速度将达到某个稳定值。这个平均速度称为带电质点的驱引速度  $v_d = bE$  式中  $b$  称为带电质点在电场中的迁移率，即单位场强下的运动速度。

电子的迁移率比离子的迁移率约大两个数量级，同一种气体的正、负离子的迁移率相差不多。在标准参考大气条件下，干燥空气中正、负离子的迁移率分别为  $1.36 \frac{\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}}{\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}}$  及  $1.87 \frac{\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}}{\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}}$ 。

### 2. 带电质点的扩散

带电质点的扩散是指带电质点从浓度较大的区域转移到浓度较小的区域，从而使带电质点在空间各处的浓度趋于均匀的过程。

带电质点的扩散同气体分子的扩散一样，都是由热运动造成的，因为即使在很大的浓度下，离子之间的距离仍较大，静电相互作用力很小。带电质点的扩散规律也同气体的扩散规律相似。

电子的质量远小于离子，所以电子的热运动速度很高，它在热运动中受到的碰撞也较少，因此电子的扩散过程比离子要强得多。

### 3. 带电质点的复合

带有异号电荷的质点相遇，发生电荷的传递、中和而还原为中性质点的过程称为复合。在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可能成为导致电离的因素。气体放电总是伴随着光辐射，光辐射除了由激励状态恢复到稳定状态时形成外，就是由复合过程形成。异号带电质点的浓度越大，复合就越强烈，因此强烈的电离区通常也是强烈的复合区。

放电过程中的复合绝大多数是正负离子之间的复合 因为并不是异号带电质点每次相遇都能引起复合。质点间的相对速度越大，相互作用时间就越短，复合的可能性就越小。气体中电子的速度比离子大得多，所以正、负离子间的复合要比正离子和电子之间的复合容易发生得多。也可以说，参加复合的电子绝大多数是先形成负离子再与正离子复合。

在气体放电过程中，有时电子和气体分子碰撞，非但没有电离出新电子，碰撞电子反而被分子吸附形成了负离子。离子的电离能力不如电子，电子为分子俘获而形成负离子后，电离能力大减，因此在气体放电过程中，负离子的形成起着阻碍放电的作用。

## 1.2 低气压下均匀电场自持放电的 汤逊理论和巴申定律

### 1.2.1 汤逊理论

20 世纪初 英国物理学家汤逊 (J. S. Townsend) 根据大量的实验，提出了气体放电的理论，阐述了放电过程，并在一系列假设的前提下，提出了放电电流和击穿电压的计算公

式，这个计算公式在一定范围内与实验结果吻合较好。虽然汤逊理论有很多不足，其适用范围也有很大的局限，但它描述的放电过程是很基本的，具有普遍意义。

### 1. 非自持放电与自持放电

如图 1-2 所示，在外部光源（天然辐射或人工紫外线光源）的照射下，对两平行平板电极间施加电压后，回路中出现了电流，如图 1-3 所示。在  $OA$  段电流随电压升高而升高，在  $AB$  段电流趋于稳定，此时由外电离因素产生的带电质点全部落入电极。由于外电离因素产生的带电质点数很少（每立方厘米空气中有  $3 \times 10^{19}$  个气体分子，而正、负离子仅有  $500 \sim 1000$  对）因此饱和电流密度极小（约  $10^{-19} \text{ A/cm}^2$ ）。此时气体间隙仍处于良好绝缘状态。在  $BC$  段电流又随电压而增加，这说明出现了新的电离因素，这就是电子的碰撞电离。

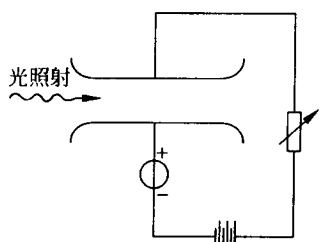


图 1-2 测定气体中电流的回路示意图

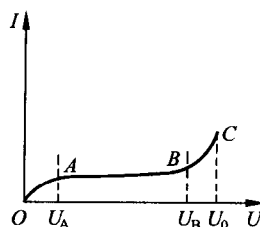


图 1-3 气体中电流和电压的关系

外施电压小于  $U_0$ ，间隙电流极小，取消外电离因素，电流也将消失，这类放电称为非自持放电。电压达  $U_0$  后，气体发生了强烈电离，且气体中的电离过程可只靠电场的作用自行维持，而不再需要光照射等外电离因素，因此  $U_0$  以后的放电就是自持放电。曲线上  $C$  点就是非自持放电和自持放电的分界点； $U_0$  是该平板间隙的击穿电压。

### 2. 电子崩及电子电离系数

假设外电离因素先使阴极表面出现一个自由电子（因表面光电效应较强烈）。此电子在电场的作用下加速，造成碰撞电离，于是出现一个正离子，两个自由电子。两个自由电子在电场中运动又造成新的碰撞电离。电子数目将以  $2^0, 2^1, 2^2, \dots, 2^n$  的规律，如雪崩状增加，图 1-4 为电子崩发展的示意图。将因碰撞电离使自由电子数不断增加这一现象称为电子崩。

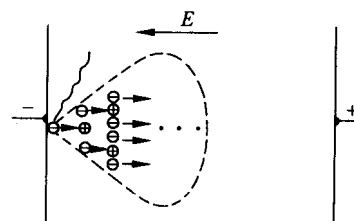


图 1-4 电子崩形成示意图

电子崩的发展过程也称  $\alpha$  过程。 $\alpha$  称为碰撞电离系数，它定义为一个电子沿电场方向行经 1 cm 长度，平均发生的碰撞电离次数。若每次碰撞电离仅产生一个新电子，则  $\alpha$  表示在单位行程内新电离出的电子数。

对距离为  $d$ ，由外电离因素引起的饱和光电流为  $I_0$  的间隙，可推得进入阳极的电子电流，亦即外回路中的电流  $I$  为

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (1-8)$$

式(1-8)表明在一定  $\alpha$  值下, 电流和极间距离成指数关系, 这也为实验所证实。图 1-5 表明, 在电极间距离为一定范围时, 在单对数坐标系中, 电流和极间距离  $d$  之间的关系是一条直线, 直线的斜率就是  $\alpha$ 。在不同极间距离  $d_1$  和  $d_2$  条件下, 分别测出外回路的电流  $I_1$  和  $I_2$ , 于是用此试验的方法, 根据式(1-9)就可求出  $\alpha$

$$\alpha = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{I_2}{I_1} \quad (1-9)$$

由此可见, 非自持放电阶段的放电电流的变化规律可从电子碰撞电离过程中得到解释, 反过来这又为分析  $\alpha$  过程提供了实验根据。

为分析电子电离系数, 首先做如下假设:

若电子的动能小于气体的电离能, 则即使碰撞, 也不能产生电离。

若电子的动能大于气体的电离能, 则每次碰撞都能产生电离。

每次碰撞后, 不论是否造成电离, 电子都失去全部动能, 并从零开始重新加速; 两次碰撞之间, 电子均沿电场方向做直线运动。

在 1 cm 长度内, 一个电子的平均碰撞次数为  $1/\lambda$ 。而在这些碰撞中只有行程  $x \geq x_i$  时才发生电离。

由  $qEx_i \geq W_i$  的碰撞电离条件得

$$x_i = W_i / Eq = U_i / E$$

自由行程的分布服从统计规律, 可推得电子自由行程大于  $x_i$  的概率为  $\exp\left(\frac{-x_i}{\lambda}\right)$ 。

或记作  $\exp\left(\frac{-U_i}{E\lambda}\right)$ 。

电子沿电场方向运动 1 cm 与气体分子发生碰撞的次数为  $1/\lambda$  根据上述假设 在这些碰撞中能发生电离的概率为  $\exp\left(\frac{-U_i}{E\lambda}\right)$ 。根据碰撞电离系数  $\alpha$  的定义可得

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \exp\left(\frac{-x_i}{\lambda}\right)$$

电子自由行程  $\lambda \propto T/p$  引入空气相对密度  $\delta$

$$\delta = \frac{pT_0}{p_0T} \quad (1-10)$$

其中  $p_0, T_0$  为标准参考大气条件下的气体压力和气体分子温度 ( $p_0 = 0.1013 \text{ MPa}, T_0 = 293 \text{ K}$ )。则

$$\lambda = \frac{1}{A\delta}$$

其中  $A$  为常数。于是  $\lambda$  仅为  $\delta$  的单变量函数, 不再是  $p$  与  $T$  双变量的函数。又有  $x_i = U_i/E$  因此

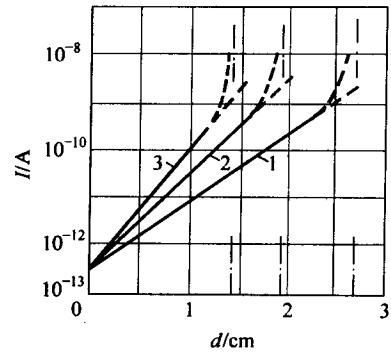


图 1-5 氮气中不同  $E/p$  值下电流和极间距离的关系

1— $E/p = 41 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ ;

2— $E/p = 43 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$ ;

3— $E/p = 45 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{mmHg})$

$$\alpha = A\delta \exp\left(\frac{-A\delta U_i}{E}\right) \quad (1-11)$$

令  $AU_i = B$  空气的电离电位  $U_i$  是常数，则  $B$  也是常数，代入式 (1-11) 得

$$\alpha/\delta = A \exp(-B\delta/E) \quad (1-12)$$

写成一般的形式，得

$$\alpha/\delta = f(E/\delta) \quad (1-13)$$

这里  $\alpha/\delta$  反映的是每次碰撞平均产生的电子数，或电离概率。  
 $E/\delta$  反映的是电子在平均自由行程上由电场获得的能量，二者之间应有一定的函数关系。

图 1-6 所示为标准参考大气条件下空气中电子电离系数  $\alpha$  和场中  $E$  之间的关系。

上面讨论的都是由电子引起的碰撞电离，也把由正离子从电场获得的动能引起的碰撞电离作为二次过程来考虑，并称此过程为  $\beta$  过程。但因为离子的平均自由行程比电子小得多，此外因离子质量大，其速度也比电子慢得多，而且离子在和分子发生弹性碰撞时容易损失从电场获得的动能，因此由正离子产生的电极空间碰撞电离远不及由电子产生的电极间碰撞电离。实验也表明  $\beta$  过程在气体电离中所起的作用很小，可以忽略不计。

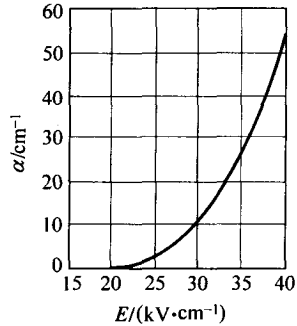


图 1-6 标准参考大气条件下空气中电子电离系数  $\alpha$  与电场强度  $E$  的关系

### 3. $\gamma$ 过程与自持放电条件

$\alpha$  过程仅讨论了电极空间的碰撞电离，实际上正离子及光子在阴极表面均可激发出电子。由于阴极材料的表面逸出功比气体分子的电离能小很多，因而正离子碰撞阴极较易使阴极释放出电子。此外正负离子复合时，以及分子由激励态跃迁回正常态时，所产生的光子到达阴极表面都将引起阴极表面电离，统称为  $\gamma$  过程。为此引入系数  $\gamma$ 。

$\gamma$  为折算到每个碰撞阴极的正离子中在阴极释放出的自由电子数。

设外界光电离因素在阴极表面产生了一个自由电子，此电子到达阳极表面时由于  $\alpha$  过程，电子总数增至  $e^{\alpha d}$  个。因在对  $\alpha$  系数进行讨论时已假设每次电离撞出一个正离子，故电极空间共有  $(e^{\alpha d} - 1)$  个正离子。按照系数  $\gamma$  的定义，此  $(e^{\alpha d} - 1)$  个正离子在到达阴极表面时可撞出  $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$  个新电子，这些电子在电极空间的碰撞电离同样又能产生更多的正离子，如此循环下去，这样的重复过程如表 1-4 所列。

表 1-4 电极空间及气体间隙中碰撞电离发展示意过程

位置 周期	阴 极 表 面	气 体 间 隙 中	阳 极 表 面
第 1 周期	一个电子逸出	形成 $(e^{\alpha d} - 1)$ 个正离子	$e^{\alpha d}$ 个电子进入
第 2 周期	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ 个电子逸出	形成 $\gamma(e^{\alpha d} - 1)^2$ 个正离子	$\gamma(e^{\alpha d} - 1)e^{\alpha d}$ 个电子进入
第 3 周期	$\gamma^2(e^{\alpha d} - 1)^2$ 个电子逸出	形成 $\gamma^2(e^{\alpha d} - 1)^3$ 个正离子	$\gamma^2(e^{\alpha d} - 1)^2 e^{\alpha d}$ 个电子进入
⋮	⋮	⋮	⋮

阴极表面发射一个电子，最后阳极表面将进入  $Z$  个电子。

$$Z = e^{\alpha d} + \gamma(e^{\alpha d} - 1)e^{\alpha d} + \gamma^2(e^{\alpha d} - 1)^2 e^{\alpha d} + \dots$$

当  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1$  时 此级数收敛为

$$Z = e^{\alpha d} / [1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)]$$

如果单位时间内阴极表面单位面积有  $n_0$  个起始电子逸出 那么达到稳定状态后 单位时间进入阳极单位面积电子数  $n_a$  就为

$$n_a = n_0 e^{\alpha d} / [1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)] \quad (1-14)$$

因此回路中的电流应为

$$I = I_0 e^{\alpha d} / [1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)] \quad (1-15)$$

式中  $I_0$  为由外电离因素决定的饱和电流。实际上  $e^{\alpha d} \gg 1$  故式 (1-15) 可简化为

$$I = I_0 e^{\alpha d} / (1 - \gamma e^{\alpha d}) \quad (1-16)$$

将式 (1-16) 同式 (1-8) 相比较，可以看出， $\gamma$  过程使电流的增长比指数规律还快。

当  $d$  较小或电场较弱时  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) \ll 1$ ，式 (1-15) 或式 (1-16) 恢复为式 (1-8) 这表明，这时  $\gamma$  过程可忽略不计。

$\gamma$  值同样可根据  $I$  和电极间距离  $d$  之间的实验曲线决定：

$$\gamma = \frac{I - I_0 e^{\alpha d}}{I e^{\alpha d}} = e^{-\alpha d} - \frac{I_0}{I} \quad (1-17)$$

如图 1-6 所示 先从  $d$  较小时的直线部分决定  $\alpha$ ，再从电流增加更快时的部分决定  $\gamma$ 。

在式 (1-15) 式 (1-16) 中 当  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) \rightarrow 1$  或  $\gamma e^{\alpha d} \rightarrow 1$  时，似乎电流将趋于无穷大。电流当然不会无穷大，实际上  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$  时 意味着间隙被击穿 电流  $I$  的大小将由外回路决定。这时即使  $I_0 \rightarrow 0$ ， $I$  仍能维持一定数值。即  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$  时，放电可不依赖外电离因素，而仅由电压即可自动维持。

因此 自持放电条件为

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1, \text{ 或 } \gamma e^{\alpha d} = 1 \quad (1-18)$$

此条件物理概念十分清楚，即一个电子在自己进入阳极后可以由  $\alpha$  及  $\gamma$  过程在阴极上又产生一个新的替身，从而无需外电离因素放电即可继续进行下去。

$$\gamma e^{\alpha d} = 1 \text{ 也可写成 } \alpha d = \ln \frac{1}{\gamma} \quad (1-19)$$

铁、铜、铝在空气中的  $\gamma$  值分别为 0.02, 0.025, 0.035 因此一般  $\ln \gamma^{-1} \approx 4$ 。由于  $\gamma$  和电极材料的逸出功有关，因而汤逊放电显然与电极材料及其表面状态有关。

## 1.2.2 巴申定律与均匀电场击穿电压

### 1. 巴申定律

早在汤逊理论出现之前，巴申 (Paschen) 就于 1889 年从大量的实验中总结出了击穿电压  $U_b$  与  $pd$  的关系曲线 (亦即与  $\delta d$  的关系曲线) 称为巴申定律 即

$$U_b = f(pd) \text{ 或 } U_b = f(\delta d) \quad (1-20)$$

图 1-7 给出了空气间隙的  $U_b$  与  $pd$  的关系曲线。从图中可见，首先， $U_b$  并不仅仅由

$d$  决定 而是  $pd$  的函数；其次  $U_b$  不是  $pd$  的单调函数，而是  $U$  形曲线，有极小值。

不同气体，其巴申曲线上的最低击穿电压  $U_{b, \min}$  以及使  $U_b = U_{b, \min}$  的  $\delta d$  值  $(\delta d)_{\min}$  各不相同。对空气， $U_b$  的极小值为  $U_{b, \min} \approx 325 \text{ V}$ 。此极小值出现在  $\delta d \approx 75 \times 10^{-5} \text{ cm}$  时，即  $U_b$  的极小值不是出现在常压下，而是出现在低气压，即空气相对密度很小的情况下。

表 1-5 给出了在几种不同气体下实测得到的巴申曲线上的最低击穿电压  $U_{b, \min}$ ，以及使  $U_b = U_{b, \min}$  的  $pd$  值  $(pd)_{\min}$ 。

图 1-7 实验求得的均匀场不同气体间隙的  $U_b = f(pd)$  曲线

表 1-5 几种气体间隙的  $U_{b, \min}$  及  $(pd)_{\min}$  值

气体种类	空气	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	SF <sub>6</sub>	CO <sub>2</sub>	Ni	He
$U_{b, \min} / \text{V}$	325	240	450	230	507	420	245	155
$(pd)_{\min} / \text{cm} \cdot \text{mmHg}^{\text{①}}$	0.55	0.65	0.7	1.05	0.26	0.57	4.0	4.0

注：①  $1 \text{ mmHg} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$ 。

## 2. 均匀电场的击穿电压

将  $\alpha = A\delta \exp\left(\frac{-B\delta}{E}\right)$  代入汤逊理论的自持放电条件  $\alpha d = \ln \gamma^{-1}$  得

$$dA\delta \exp\left(\frac{-B\delta}{E}\right) = \ln \gamma^{-1}$$

当达到自持放电时， $E$  达击穿场强  $E_b$ ，将  $E_b = U_b/d$  代入整理得击穿电压  $U_b$  为

$$(1-21)$$

$\gamma$  由电极材料决定，但在两次取对数后， $\gamma$  的变化对  $U_b$  影响太小了，可将  $\gamma$  视为常数，于是也得到  $U_b = f(\delta d)$ 。

即由巴申定律与汤逊理论都得出  $U_b = f(\delta d)$ 。巴申定律从理论上由汤逊理论得到佐证；反过来巴申定律也给汤逊理论以实验结果的支持。

再看击穿电压的极小值，在式 (1-21) 两边对  $\delta d$  求导，并令导数为零，可得

$$(\delta d)_{\min} = \delta d \Big|_{U_b = U_{b, \min}} = \frac{e}{A} \ln \gamma^{-1} \quad (1-22)$$

此时  $\ln(A\delta d / \ln \gamma^{-1}) = 1$  而  $U_b$  极小值为

$$U_{b, \min} = B(\delta d)_{\min} \quad (1-23)$$

理论及实验都说明  $U_b$  有极小值。

对  $U$  形曲线右半支击穿电压随  $\delta d$  的上升而增加好理解。若间隙距离  $d$  增加时电压不变，则间隙中场强  $E$