

# 开断器中的电弧现象研究

顾 琅

(中国科学院力学研究所)

**主题词** 开断器电弧; 气吹断路器, 电弧不稳定性; 灭弧; 真空断路器

开关、断路器中的电弧研究与等离子体化学是低温等离子体两个通常的应用领域。开断器中电弧物理过程的研究结果可应用于回路开断、限止过失电流及脉冲功率系统中。脉冲功率技术可应用于原子能聚变发电及其模拟。随着电力系统的容量不断增加, 对开断过程的技术要求也愈来愈高。要把开断过程中的电弧限制在灭弧室, 在十分短暂时间内(微秒—毫秒量级)熄灭, 并且不产生危及系统的过电压, 是件困难的工作。由于这类灭弧过程的复杂性及瞬时性, 很长时间内对此过程缺乏基本了解。70年代以后, 借助于计算机及实验测量技术的发展, 国际上这方面的研究很活跃, 实际的产品设计也取得了很大进展。本文对这方面的工作重点地加以综述。

## 1. 燃弧及灭弧过程

电弧放电是指依靠两电极间通过的电流维持的气体放电, 它在很大程度上与其他型式的放电及磁流体力学流动不同: 在能量过程中焦耳热起主导作用, 而在电荷迁移过程中外电场起主要作用。开断器中的电弧放电范围很广, 从真空电弧(弧柱中不产生碰撞)到高气压电弧(各种粒子通过频繁碰撞使弧柱中粒子获得单一的温度), 它们的放电规律明显不同。这些交流灭弧装置都利用了交流电流自然过零瞬间, 电路无焦耳热能量输入来使电弧不再起燃。直流电弧也常利用人为附加的交流过零周期来灭弧。这里我们首先并着重讨论气体介质中的灭弧过程。

随着电触头逐步分离, 接触电阻迅速增加, 导致接触处的温度逐步增加, 当间隙约为 $10^{-5}$ 厘米时, 电场强度可高达 $10^5$ — $10^6$ 伏/厘米, 从而引起触头表面热电子发射和强场致发射, 发射的电子与中性粒子碰撞。当离子浓度达到一定数量时, 气体介质变成导体, 此时电源供给焦耳热能, 使气体温度不断升高, 产生热分解。分子分解成原子, 进一步将产生热游离, 即由于粒子动能增加, 相互碰撞, 导致游离出电子和离子。此时由于触头之间的介质已变成导体, 触头间隙的电位梯度迅速下降。这是一种自持的气体放电, 弧柱的电位梯度约几十至几百伏/厘米, 温度达 $10^4$ K量级, 电流密度达 $10^4$ 安/厘米<sup>2</sup>。当接近交流电自然过零时(对于50周波的电流, 每0.01秒有一次自然过零), 弧隙中温度很高, 存在着热游离, 但输入的焦耳热能量因电流趋于零而迅速减小。电弧区温度下降, 弧隙电阻增加。在过零

前后, 电流值等于电弧电压与弧隙电阻之比。由于弧隙电阻变得相当大, 因而电流值在周波电流自然过零前就接近于零。在自然过零前后这段时间, 约几微秒到几十微秒量级, 称作电流零休期间。交流电弧熄灭, 主要决定于这期间弧隙从导体向介质转变的过程。压缩气体灭弧, 就是在灭弧室中形成高速气流, 强烈冷却电弧或电弧的剩余等离子体, 使其迅速恢复到一定的介质强度, 以承受过零后的恢复电压而不致重燃。

## 2. 纵吹气体灭弧的物理模型

在低压开断电器中常采用横吹介质的方法, 即电弧与灭弧介质之间相对运动方向与电弧弧柱轴相垂直。但仅用横吹时冷却效应有限, 这是因为一方面电弧的能量转移仅发生在电弧表面薄边界层内; 另一方面当电流趋于零时, 一般所采用的垂直于电弧的磁场产生驱动电弧的洛仑兹力也趋于零, 以致不再有任何有效的力学效应以驱散电弧区的剩余热气体或转移热能。采用轴向气吹, 利用了超声速喷管的加速作用, 并产生较大质量流动, 电弧周围的冷气体被吸入, 比单纯横吹有效得多, 所以成为目前多数大功率气吹断路器的基本手段。国际上曾广泛采用的较复杂双压结构(它有一个高压储气筒, 电触头处于较低压下, 比如  $3 \times 10^5$  帕, 开断时主吹气阀打开, 使高压储气进入灭弧室), 由于经济性考虑及操作机构繁琐带来的问题, 现已逐渐淘汰, 被单压活塞结构替代。后者在开断操作时, 仅一部分气体被活塞压缩, 促使气体通过喷管, 将电弧熄灭。图1给出一般的纵吹灭弧室结构, 目前高压线路中大多采用活塞压气装置, 以  $\text{SF}_6$  为介质。

电弧开断是一个瞬时过程, 一般要求在交流电的1—2个周期内开断, 它包括热开断及电介质恢复两个阶段。热开断是指电流过零前至电流过零后几微秒的时间内, 由于弧柱能量输出大于输入而使弧隙电阻迅速增加。由于接近过零前弧柱尺寸不断减小, 所以交流周期过零前后这短暂时间内只有很小剩余电流存在, 大约几安的量级。弧芯尺寸小于1毫米

(周围热边界层可达10毫米直径), 温度约几千度(K)。与热开断相反的情况是热击穿。电介质恢复期是指这以后几十微秒期间, 导体已开始转变成介质, 承受较高的电压恢复上率。介质恢复强度以能够承受但不致复燃的电压来表示。我们一般讨论的近零区电弧模型, 是指热开断期间电弧的模型。

早在40年前, Cassic<sup>[4]</sup>及Mayr<sup>[5]</sup>就分别提出了较简单的经验性理论。长期以来一直沿用他们最早提出的电弧电阻变化模型及电弧时间常数的概念作为设计依据。将电弧视为圆柱形气体通道形状。设 $Q$ 为单位长度电弧中积累的能量,  $E$ 为电场强度, 则能量平衡可写为

$$dQ/dt = E i_a - N$$

式中 $i_a$ 为电弧中通过的瞬时电流,  $E i_a$ 为单位长度电弧上输入能量,  $N$ 为单位长度上输出能量, 包括各种形式热交换。弧隙电阻或其倒数电导率 $G$ , 是电弧中单位时间内能量积累的函数。当能量平衡即静态时,  $dQ/dt = 0$ 。当能量平衡关系为动态时有电导率变化率的表达

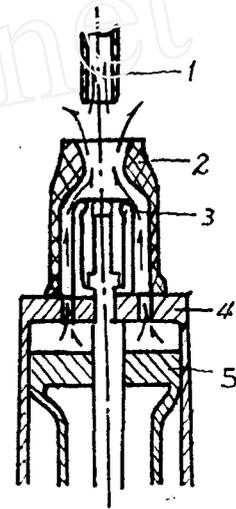


图1 变开距单压式 $\text{SF}_6$ 灭弧室  
1 静触头 2 喷管 3 动触头  
4 压气缸 5 压气活塞

式

$$dG/dt = F'(Q)dQ/dt = F'(Q)(Ei_a - N)$$

Cassie 与 Mayr 理论的不同处在于所选择的函数关系  $F(Q)$  以及考虑的能量输出形式不同。Cassie 认为在电弧内温度保持为常数, 并均匀分布, 只是电弧直径大小随时间是改变的, 电导只在电弧直径内存在, 未考虑传导散热。能量的散出主要是气流流动造成。因此, 电导以及能量散出速度与弧柱横截面的变化成正比。因为  $G = i_a/E \propto A$ , 其中  $A$  为弧柱横截面积; 又有

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{F'(Q)}{F(Q)} (Ei_a - N), \quad N \propto A$$

所以 
$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{1}{i_a} \frac{di_a}{dt} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{Ei_a}{\rho h} - \frac{\partial v}{\partial z} \quad (1)$$

式中  $h$  为热焓,  $\rho$  为密度,  $v$  为电弧等离子体速度。上式也可表示成

$$\frac{1}{i_a} \frac{di_a}{dt} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{\theta} \left( \frac{E^2}{E_c^2} - 1 \right) \quad (2)$$

式中  $E_c$  为静态时电弧的电场强度 (是常数),  $\theta$  为电弧的时间常数, 这里代表单位体积中电弧的能量与输出能量之比, 对一个断路器来说, 需通过实验或经验确定。此方程与外电路特性方程联解, 即可求得瞬时值  $i_a$  和  $E$ 。

在 Mayr 的物理模型中则假定电弧直径不变, 电弧温度随时间及离电弧轴心的径向距离而改变, 能量散出依靠热传导及径向扩散。在电弧中电导率正比于电离度, 利用反映电离率与温度关系的沙哈公式可导出电弧电阻  $R_a$  与单位长度电弧积累能量  $Q$  之间的近似关系

$$R_a = K \exp(-Q/Q_0)$$

式中  $Q_0$  表示弧隙电阻变化 2.73 倍所需的能量。将此关系式代入电弧能量平衡关系式中, 得到 Mayr 动态电弧微分方程

$$\frac{1}{i_a} \frac{di_a}{dt} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{\theta} \left( \frac{Ei_a}{N_0} - 1 \right) \quad (3)$$

式中  $N_0$  为电弧散出的能量, 因电弧直径不变, 假定为常数;  $\theta = \theta_0/N_0$  为电弧的时间常数, 表示弧隙中能量变化使弧隙电阻改变 2.73 倍时所需的时间。

Cassie 和 Mayr 的理论假设与实际电弧情况是矛盾的。实际电弧既存在气流流动引起的散热, 也存在传导散热。在不考虑热辐射等其他情况下, 除了电压, 电流, 时间外还有许多变化量, 如压力, 温度, 横截面积, 电弧长度, 热导率等, 简单地用经验系数  $\theta$  来代表, 不能反映真正的物理过程。但他们的模型和方程可近似地应用于电弧熄灭过程的某一阶段 (以一定经验数据为依据)。如 Cassie 方程应用于电流零值前很小间隔内, 此时电流不很大, 电弧半径变化迅速, 时间常数相对很小。Mayr 的假定则较符合电流过零后很短时间间隔内的情况, 此时电弧处于高电阻状态。上述两种假定都只适用于简单的粗糙模型, 有很强的经验性。后来 Browne<sup>[6]</sup> 提出分阶段分别采用这两个方程的建议, 只是他在两种情况的衔接上所作的假定与实际不符, 一般说来可近似地, 带经验性地表达电弧过零前后的一些特性。到 70 年代, 国外关于电弧模型的研究十分活跃, 实验及量测技术也得到了相应的发展, 而重点是放在描述电弧在不同气体的超音速流动中开断的物理过程方面, 目的是为了减少设

计与研制中的盲目性。

在气吹灭弧室中的电弧，由于各种粒子碰撞频繁以及有较高的电子密度，因此电子温度与其他各种粒子的温度差别很小，可近似地将电弧中粒子看成具有单一温度，满足局部热平衡条件。Frost<sup>[7]</sup> 计算了 SF<sub>6</sub> 气体温度 1000—45000 K，压力 1—16 大气压的组成及输运特性。在局部热平衡条件下，可以不必考虑其中的微观粒子过程，将电弧气体看作流体，服从热力学规律。表征其物理性质的参数如电导率，热导率，粘性系数等，由温度及压力确定。一般理论计算 SF<sub>6</sub> 气吹电弧特性常采用 Frost 的数据。描写处于局部热平衡电弧宏观现象的方程，是可压缩粘性流体力学方程的推广，即增加了焦耳热能输入，辐射损失，洛仑兹力等项。流体力学参数中若考虑湍流存在，则也包括了湍流系数。另外再加上欧姆定律的应用。所以气吹灭弧的理论分析内容，基本上属于磁流体力学范畴，只是由于它的过程复杂，包含多种因素及时间短暂，因而使得问题分外难以解决。在如何应用这些方程以及在采用的简化条件方面，70 年代以来大致有以下电弧模型。其中 Hermann 等<sup>[8]</sup> 即瑞士 BBC 公司研制小组的工作较有影响。总的来说，他们在各自的实验条件下，采用一些经验系数或简化，以基本守恒方程为基础，做出理论分析，求得一定几何尺寸下的准稳态或动态计算模型。报道的结果与各自相应的实验符合。哪一种模型能够应用到比实验条件更实际的范围，还不清楚。从实际产品及研制情况来看，BBC 公司研制小组的工作近年来比较先进，他们采用了双区域模型，即以喷管喉口为界的前区及后区。前区从冷气流入口驻点到喷管喉部，是高气压区域，有最大电场强度，接近电流过零时，对流散热使电弧直径迅速缩小。后区为湍流区域，湍流是由于电弧边界层的不稳定而产生的。认为电流过零前后湍流的能量交换支配着能量平衡，所以主要灭弧作用是在后区，即湍流的作用区域。在计算模型上，考虑到由于强气流中有电弧等离子体轴向流，不断吸入冷气体，他们作了这些的简化：假定温度分布和径向速度分布都同轴向坐标无关，即  $T(r, z) = T(r)$ ， $v_r(r, z) = v_r(r)$ 。这样就使得径向动量方程同轴向动量平衡以及质量守恒方程之间无耦合关系。由基本守恒方程有

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r) &= 0 \\ \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + \rho v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} &= - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right] \\ \rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho v_z \frac{\partial h}{\partial z} + \rho v_r \frac{\partial h}{\partial r} &= v_z \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( k r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - u \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中  $z$  为喷管轴向坐标。 $\mu$  为粘性系数包括湍流引起的增加项， $k$  为热导率包括湍流引起的增加项， $u$  为热辐射强度， $h$  为焓， $\sigma$  为电导率， $E$  为电场强度。设速度分量  $v_z = B(r)z$ ，其中  $B(r)$  是未知函数，则得到简化方程组

$$\left. \begin{aligned} \rho B + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r) &= 0 \\ \rho B^2 + \rho v_r \frac{\partial B}{\partial r} &= - \frac{1}{z} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial B}{\partial r} \right) \\ \rho v_r C_p \frac{\partial T}{\partial r} &= \sigma E^2 - u + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

将温度径向分布划为三个区域：弧芯部分，过渡层及冷气流部分。以等温线为其边界线，对 SF<sub>6</sub> 来说，分别取 4000K 及 1000K。电弧中心温度  $T_0$  及边界线所在半径  $r_1, r_2$  是变数。假定弧芯部分为抛物线分布形式，过渡层取指数形式分布，可分别列出表达式。对于湍流度的选取是使

$$\mu_t = \rho \epsilon, k_t = 2\rho C_p \epsilon$$

其中  $\epsilon$  是交换系数，需由实验参考数据来定。具体计算时，沿径向各区域积分及取平均值，得到微分方程。用计算机求解弧芯与热层的  $T, v$ ，边界半径  $r_1, r_2$  及其随时间的变化率，再由此推算电弧熄灭的临界曲线。EBC 公司小组关于湍流作用的论述及实验较有说服力，并延用到介电恢复期，对热气体自由衰减作了理论分析及计算（见后）。

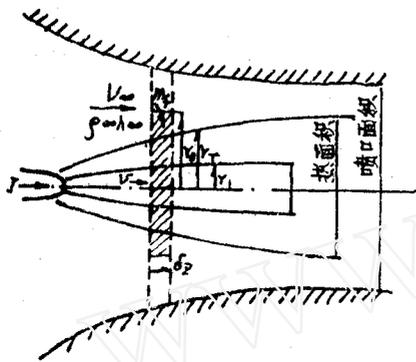


图 2

另一种方法是考虑到轴向气吹电弧中，径向速度分量比轴向分量小得多，而径向速度梯度，温度梯度却很大。应用边界层理论进行简化近似计算。把电弧热层视为边界层，把边界层以外的冷气流看成理想气体。热层半径随轴向增长。电弧的大部分热辐射都被热层吸收，主要的焓传递在这层进行。在作了边界层近似的基础上，Cowley<sup>[9]</sup>，Topham<sup>[10]</sup> 等采用由守恒定律导出的方程的积分方法。取一控制体积（图 2），对此体积来说，质量守恒表达为质量储藏及质量流的积分，与外部气流的质量守恒方程联立，给出总连续方程。动量积分方程则通过给出此控制体

积内单位长度轴向动量增加率及作用在控制表面上的净力平衡给出。能量方程是根据输入电弧单位体积气体中的电功率为  $JE$ ，运用热力学第一定律给出：控制体积内单位长度上能量随时间的变化率 + 轴向穿过控制表面的焓 - 流入的动能通量 = 焦耳热功率输入 - 单位体积净辐射（在热半径之外，净辐射为零）。与外部气流的能量方程联立，给出能量积分方程。另外，假定电场强度  $E$  的径向变化略去不计，得到欧姆定律积分形式为  $I = E \int_0^{\infty} \sigma 2\pi r dr$ 。这些方程中的积分可化成面积的量纲，故定义为各类面积，它们均与电弧特性相关。如热面积  $\int_0^{\infty} (1 - \rho/\rho_0) 2\pi r dr = \theta$ ，反映了电弧热量对密度的影响。因为在热边界层外， $\rho/\rho_0 = 1$ ；而在里面， $\rho/\rho_0$  迅速下降。方程组中共有 9 个这样定义的积分“面积”。将其中之一定为标准面积，其他面积对它的比值称为形状参数。从实际经验中找出这些关系即可求解。曾来我国讲学的利物浦大学方大庆教授基本上采用此类方法，与外部等熵气流运动方程结合，在给定喷口及  $dI/dt$  情况下，计算求得临界恢复电压上升速度。在准稳态情况下，则用来计算临界电流密度。

Swanson<sup>[10,11]</sup> 最早提出在模型中考虑湍流。他应用边界层理论近似，仅由能量方程和连续方程，用积分方程方法得到电弧边界层方程，此方程表示了热传递参数  $r(z)$ （即各种径向热损失对轴向流之比。径向热损失包括光学厚度辐射及湍流热传递）与电弧半径之间的关系。当  $r(z)$  一定时，可确定电弧半径值。在电弧边界范围内解守恒方程组，基本假定与

Cowley 等人的相同。

我们曾应用边界层理论列出喷管中电弧边界层的偏微分方程组。为便于数值求解，作了流函数转换，即以流函数作为其自变量，轴向压力梯度由喷管几何尺寸决定。讨论了近电流过零时温度，速度，准稳态分布，作了层流及湍流情况的比较，并指出对于灭弧室喷管中实际情况下的电弧不能采用 Swanson 等人提出的湍流系数计算公式<sup>[12]</sup>。如果以每个  $\Delta t$  为步长，配合外电路的电流，电压方程，可进一步解瞬态变化情况。

Lowke 等<sup>[13]</sup> 研制了一种适用于对流稳定电弧的简化模型。假定电弧内外气体流动具有同一马赫数，电弧内温度沿径向分布均匀。电弧等离子体的马赫数，压力均由冷气体绝热过程方程得到。应用的能量方程忽略径向对流，加上连续方程，欧姆定律，组成基本方程。以电弧面积  $A(z)$  及温度  $T(z)$  来说明电弧特性。仅仅  $A(z)$  与电流大小有关。这样的简化模型可用于一较窄的电流范围内。因为一方面电流必须足够大，从而电弧半径大，使热传导和湍流损耗不影响电弧中心温度；同时电流又必须足够小，或者喷口足够大，从而电弧截面积小于喷口面积，使压力和速度分布仅是喷口形状的参数。Tuma 等<sup>[17]</sup> 推广了这种模型，用来研究瞬态电弧的特性及估计湍流影响。从推导电弧的时间常数可以说明，在大电流时即 Cassie 模型方程：因在大电流时，在电弧时间常数  $\theta$  的范围内电流变化的百分比小， $T(z)$  是常数， $G = \sigma A$ ， $\sigma$  不变，所以

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\sigma E^2}{\rho h} - \frac{P'_{s,t}}{\rho h} - \frac{1}{A \rho h} \frac{\partial(\rho h A v_z)}{\partial z} \quad (6)$$

其中  $P'_{s,t}$  是单位体积内辐射到弧柱和周围气体的功率损耗。这就是 Cassie 模型的表达形式。这并不奇怪，因为它们的基本假设条件相同：电弧内温度均匀分布并保持为常数，无传导散热，电弧截面积只随时间改变等。若在小电流时考虑以热传导损耗为主，就得到 Mayr 模型的方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{G} \frac{dG}{dt} &= \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial t}, & \frac{\partial \sigma}{\partial t} &= \left( \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) \\ \frac{1}{G} \frac{dG}{dt} &= \frac{IE}{\rho \sigma C_p A} \frac{\partial \sigma}{\partial T} - \frac{4\pi k T}{\rho C_p A \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

### 3. 介电恢复期的理论及实验

EBC 中心的 Ragaller 等<sup>[18]</sup> 近年来对气吹喷管中介质 ( $\text{SF}_6$ ) 的介电恢复过程作了分析，其中作了一系列近似：径向压力梯度为零，忽略轴向热传导和粘性耗散。喷管几何尺寸决定轴向压力梯度。对于窄细并正在衰减的电弧（在电流过零区及过零后），冷气体的轴向压力分布对电弧中的  $P(z)$  是恰当的近似。基本守恒方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r) &= 0 \\ \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + \rho v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} &= -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v_r \frac{\partial v_z}{\partial r}) \\ \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p v_z \frac{\partial T}{\partial z} + \rho C_p v_r \frac{\partial T}{\partial r} &= \sigma E^2 - u + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r k \frac{\partial T}{\partial r}) + v_z \frac{\partial P}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

因讨论介电恢复期自由衰减电弧，故  $\sigma E^2 = 0$ ；辐射能量传递也可忽略。相对于热开断过程

来说比较简单。为了数值计算，将方程组转变成在等温线内的以便离散化。方程（8）用于求解三个未知量： $q_k$  为在半径  $r_k$  处相对于等温线  $T_k$  的每单位长度径向质量流密度， $v_{z,k}$  为轴向速度（ $k$  为离散网络点）， $r_k$  为相应于  $T_k$  的半径（图3）。初始值为在驻点处的值  $v_{z,0} = 0$ ,  $\partial r_k / \partial z = 0$ 。

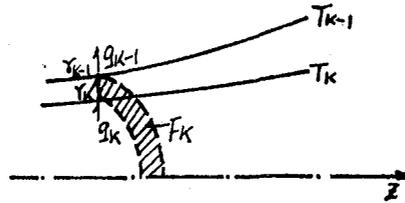


图 3  
T 温度 q 径向质量流密度 r 半径 F 横截面积

#### 4. 电弧不稳定性讨论

电弧等离子体气体与周围的非电离气体，由于质量密度差异很大（达  $10^{-2}$  量级），流速相差也很大（ $10^1$  量级），形成了一个流动剪切层，实质上是不稳定的。动量相差一个量级（ $10^1$ ），所以不断有冷的非电离气体被吸入，从流体力学可知，在不稳定流动中，湍流的实际开始点依赖于流动中出现的最初扰动水平。下面两个主要的影响参数确定湍流开始点：①轴向压力分布确定剪切层，因而也就确定电弧边界不稳定性；②扰动程度。扰动产生来源大致如下：①电弧区外的扰动由气流引入边界，特别是发生在驻点上游的湍流扰动，所以在作数学模型时必须正确定义驻点边界条件。国内外一些断路器采用在喷口入口处加湍流罩的办法。这种办法能否提高实际开断能力，仍在争议中。一种意见认为，它可以消除进口处的大尺度涡旋，产生小尺度湍流，改进开断。另一种意见如美国电力研究所报告，加湍流罩后来流湍流速度最大可增加10—20%，但并没有提高开断能力。我们认为加湍流罩的办法不是完善的措施。因这样增加了流动入口阻力，相当于降低轴向压力梯度。另外，湍流开始点在何处最为合适，是否可以在喷管喉口附近采取措施，如喷管壁局部地区产生小涡旋湍流来增加湍流速度等尚待试验。②电弧固有的畸变作用力引起扰动，电弧通过轴向气流作用而使对流稳定。电弧电流本身产生磁场对载电流的电弧等离子体有一个圆周向内的磁压缩力（ $\propto B^2/2\mu$ ）。当纵向电流通过收缩部分的较小横截面积时，在周围产生相对较强的角向磁场，它对等离子体产生一较大的内向收缩力，使等离子体进一步收缩。另外，当电弧有一些弯曲时，弯曲处内边缘的角向磁场较外边缘的强，所以磁场作用力将使变形增加，将等离子体推向固壁。从驻点到喉口的距离  $l$  愈长，磁性不稳定性也愈增加，故在一定程度上增加了开断能力。在一般情况下自磁压缩与流动压力相比，在气吹电弧中可以忽略，但在大电流时，由于喷口尺寸并不随着开断电流的增加而成比例增加，自磁效应逐渐明显变大。

在灭弧室喷管内应尽量避免正激波及大尺度涡旋的产生。大尺度涡旋可能稳住弧根，加剧喷口烧损而形成死区温度急剧上升，易使电弧复燃。在有电弧的流场中，产生正激波的条件和判据还待研究，喷管下游形状和压力比都与此相关。总之，湍流情况下热量传输对电弧冷却要比层流时强烈，一般认为它改善了开断性能，且很可能是气吹灭弧的关键作用。但它不仅仅决定于轴向压力梯度，物理过程复杂，各种实验条件很难保证相同。一般计算中考虑

的经验系数或公式，都是在所局限的实验下作出，到目前为止，实际还没有找到一个可行的，能应用于实际灭弧室的设计的理论计算模型。

### 5. 影响灭弧性能的主要因素

1) 灭弧介质的材料性质 对于灭弧介质的基本要求是：①不仅有高介质强度而且主要应具有迅速恢复介质强度的能力；②当电弧电流自然过零时的热时间常数小。

60年代以来，SF<sub>6</sub>断路器在高压，超高压领域占了主要地位，它是在油断路器和压缩空气断路器的基础上发展起来的。到70年代末，SF<sub>6</sub>介质已进入中压断路器开关装置。这是由于SF<sub>6</sub>的特殊灭弧性质所决定的：其一是由于它是一种负电性气体。SF<sub>6</sub>在放电时，它的分子能很快地吸引自由电子结合成带电的离子，这些负离子的导电作用与自由电子相比大大减弱。这很有利于介质恢复。另一性质是SF<sub>6</sub>气体当温度在2000—4000K时由于热分解的作用而出现了比热的峰值，此时电导率几乎为零。这样，在电弧沿轴心的10000—30000K高温区域处，热导率很低，电弧的热量由于很陡的温度梯度而沿径向传递，弧柱芯很细，而周围的温度相当低，可到游离温度3000K以下。在此温度范围，电导率很小，可忽略，热导率很高，散热快，所以热时间常数小。在一个简单开断的灭弧室中，SF<sub>6</sub>的灭弧能力较空气大100倍。另外SF<sub>6</sub>中不含碳，也没有氧，可以避免触头氧化，污染。SF<sub>6</sub>在常温下是无毒化学惰性气体，它是多原子气体，分子密度较大。到高温等离子体区已分解。所以冷气体和等离子体之间的密度之比要比空气和氮气都高。在同样压力梯度下，前者速度差大，剪应力大。近年来，各国积极研制充SF<sub>6</sub>气体的绝缘组合开关。它结构紧凑，纵作简单、安全。目前国际上已有300千伏额定电压产品投入进行。

2) 压力分布 弧柱冷却过程中，由于喷管形状及前后压力比的作用导致一轴向压力梯度剖面。气流及等离子体的加速都依赖于它。另外在较大电流，即弧柱半径较大时，弧柱沿喷管的流动使冷气流面积减小，出现部分堵塞甚至喷管喉口全堵塞现象，导致喷管上方压力增高。因此喷管几何尺寸，形状及压力比的选取，直接影响了热开断能力。

最近几年来新研制的一类断路器开关，是按自能灭弧机理（图4）设计的。它利用电流过零前电弧本身的能量加热灭弧室内部分气体，使这部分气体压力增加，造成压力差。待电流过零时此压力差迫使气体及电弧剩余弧柱经过喷管而灭弧。为使电弧热量能迅速传递给周围介质，常结合采用磁旋弧结构，即在出现电弧电流时，此电流经过一励磁线圈产生磁场，驱动电弧旋转。采用自吹灭弧机理的装置，利用电弧本身的能量，是理想的灭弧机理的结构，操作机构十分简单，可靠，很容易实现全封闭结构。我们曾经对这类灭弧室的一种的工作状态作了热力学分析及过程的数值模拟<sup>[10]</sup>，计算了从开断瞬间到电流过零的瞬时热力学过程，讨论了热力学参数对灭弧室几何尺寸的依赖关系。BBC公司及日本有关公

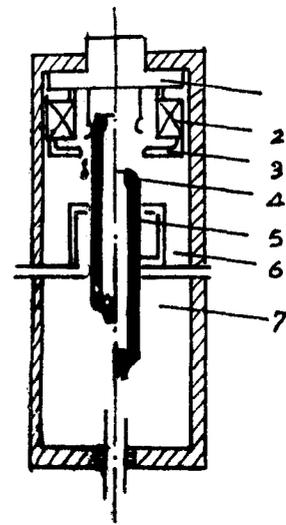


图4 自吹气式SF<sub>6</sub>气室原理图  
中心线左边为闭合情况，右边为开断情况  
1 固定触头 2 线圈 3 环形电极 4 喷管  
5 运动触头 6 压力室 7 排气室

同<sup>[30-31]</sup> 在自灭弧原理的断路器装置方面进展较快。[20]中采用了大电流及过零前后小电流两种模型结合考虑的方法数值模拟,但其小电流情况下计算模型把电弧看成同心圆筒层状,沿轴向分成若干区、段,这样的间断模型与实际相差较大。另外近年来国际上关于喷口堵塞效应,烧蚀,对电弧特性,压力影响也作了不少理论分析及实验工作。

### 6. 真空断路器的灭弧特点

最后,我们简单介绍真空断路器的研究进展。真空断路器发展较晚,其结构原理很简单(图5)。触头的运动由机构通过波纹管传到真空室内部来操纵。电弧由阴极放出的蒸气来维持,它显然是场电子发射。在触头之间存在一个由离子,电子金属蒸气释放出的气体形成的中性等离子体区(一些蒸气游离质点扩散到真空中,并冷凝在屏蔽罩上)。随着电流减小,蒸气密度及等离子体区密度下降,阴极斑点减少。在电流过零时大部分蒸气质点已凝聚,最后斑点熄灭,真空度恢复。所以这种设备无噪声,维修次数少,能耐受很高的恢复电压上升速度,触头开距小,机械操作快,真空电弧可看成是一些完全独立的分支电弧并联而成。每个分支电弧由阴极上一个斑点及向阳极扩散的等离子体区弧柱形成,每支电流约几十安至几百安。由于相互排斥作用,阴极斑点扩散到阴极的全部有效表面的过程,在无外界磁

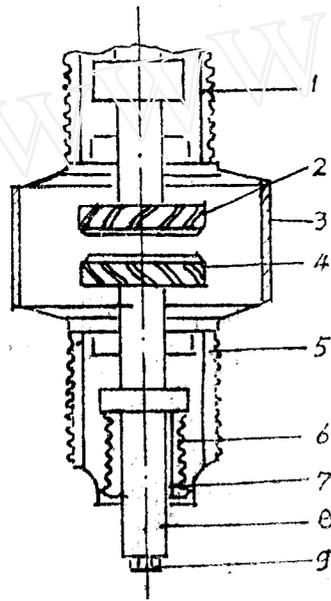


图5 真空管结构示意图

1,5 高氧化铝陶瓷绝缘筒 2 静触头 3 屏蔽罩  
4 动触头 6 波纹管 7 导向套 8 动导电杆  
9 机械连接

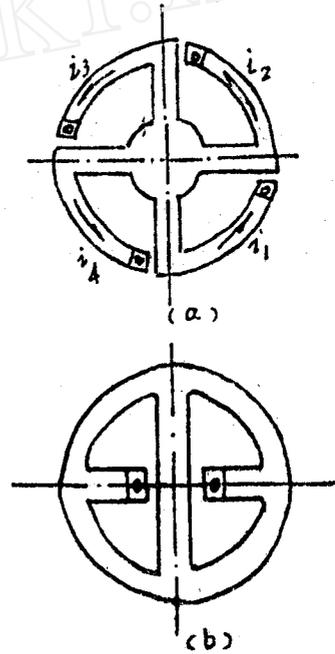


图6 纵磁场触头结构

(a) 单极纵磁场 (b) 多极纵磁场

场作用时是迅速的不规则的运动。每个点仅保持很短时间的有效发射( $\sim 2 \times 10^{-6}$  秒)。电流然后分布到其他点和邻近的面积上,建立起能够发射的条件。为了防止在电流过零后真空电弧重燃,要保证触头之间及其周围的蒸气密度足够低,以免击穿。所以关键过程是在阴极表面上(弧柱区很短),这就使我们不能将灭弧过程中的等离子体看成局部热平衡的。理论

分析相当困难,而相形之下实验研制结果倒更显成效。触头结构形状和材料对开断有很大影响(一般材料采用铜合金),如最早研制真空断路器之一的美国通用电气公司,最早将铜钨系列材料及螺旋槽横磁吹触头结构用于产品。日本明电舍公司改用螺旋管结构,并开偶数槽,以利驱动电弧,使开断能力提高10%以上。其他公司近年来还研制了单极或多极纵磁场触头结构,尺寸可减小近一半(图6)。真空灭弧室在开断额定电流时,通常能可靠地在电流第一次过零时熄灭。因为真空中介质强度恢复十分快,大大超过气体,在开断后几微秒就可恢复原间隙介质强度的2/3。但真空灭弧可能在小电流时发生截流,因为阴极斑点不稳定,在正波电流未达到零点以前就被突然熄灭。决定截流大小的主要特性是电极触头金属蒸气的压力。

提高真空灭弧室开断能力的最主要问题,是如何减小输入到电极触头上的电弧能量和防止电弧停留在电极局部表面上。因为这会使阴极表面熔化并释放金属蒸气,从而导致重燃。尤其是阳极斑点限制了电流开断能力。关于阳极斑点,阴极发射及在磁场中运动的机理还都在研究之中,没有明显突破。但实际的真空断路器产品近年发展较快,主要在36千伏以下的中低压范围内和一些较特殊的条件下使用。

由于电力及其他工业的蓬勃发展,不仅高压,超高压装置,而且更多的中压断路装置需要发展。因为临近城市,更希望发展性能可靠,体积小,基本上不维修的结构。 $\text{SF}_6$ 自能灭弧开关及真空开关近年来的发展引人注目。如果进一步结合一些机理性的实验工作开展理论分析,改进现有设计方法,可以期望得到较扎实的进展。

## 参 考 文 献

- 1 Review of switching arcs and plasma chemistry, AIAA-80-0929 (May, 1980).
- 2 王其平编著, 电器电弧理论, 机械工业出版社(1982)。
- 3 李天和著, 大功率开关装置的物理基础与工程应用, 电力工业出版社(1982)。
- 4 Cassie A. M., Arc rupture and circuit severity: A new theory, CIGRE, Paris, Tech. Rep. 102 (1939)。
- 5 Mayr D., Contributions to the theory of state and dynamic arc, *Arch. Electro-tech.*, **37** (1943): 388.
- 6 Browne T. E., An approach to mathematical analysis of a. c. arc extinction in circuit breakers, *IEEE Trans., Power App. Syst.*, **77** (1958): 1508.
- 7 Frost L.S., et al, Composition and transport properties of  $\text{SF}_6$  and their use in a simplified enthalpy flow arc model, *Proc. IEEE*, **59**, 4 (1971)。
- 8 Hermann W., et al, Theoretical description of the current interruption in gas blast breakers, *IEEE Trans., Power App. Syst.*, **96** (1977): 1546.
- 9 Cowley M., Integral method of arc analysis, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **7** (1974): 2218.
- 10 Swanson B. W., et al, Some numerical solutions of the boundary layer equation for an  $\text{SF}_6$  arc, *Proc. IEEE*, **59**, 4 (1971)。
- 11 —, Nozzle arc interruption in supersonic flow, *IEEE Trans, Power App. Syst.*, **96**(1977): 1697.
- 12 薛明伦、顾琅, 轴向超音速气吹电弧准稳态流动的数值计算与分析(第2届全国计算流体力学会议报告), 高压电器杂志, **2** (1985)。
- 13 Lowke J. J., et al, A simple model for high current arcs stabilized by forced convection, *J. Appl. Phys.*, **46** (1975): 3352.
- 14 Herman W., et al, Experimental and theoretical study of a stationary high-current arc in a supersonic nozzle flow, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **7** (1974): 1703.
- 15 Topham D. R., The electric arc in constant pressure axial gas flow, *ibid*, **4** (1971): 1114.
- 16 Ragaller K., et al, Dielectric recovery of an axially blown  $\text{SF}_6$ -arc after current zero: Part

- II. Theoretical investigations, *IEEE Trans., Plasma Sci.*, **10**, 3 (1982).
- 17 过增元, 紊流对气吹断路器开断能力影响的评述, *高压电器*, 3 (1984).
- 18 Niemeyer, et al (B. B. C.), The influence of flow geometry on gas blast arc interruption, 第六次国际气体放电会议论文集 (1980).
- 19 薛明伦、顾琅, 气体灭弧断路器的热力学分析及其过程的数值模拟, *高压电器*, 3 (1984).
- 20 山田和丰, 气体遮断器 (GCB) 的解析技术, *三菱电机技报*, **57**, 9 (1983).
- 21 Ushio T., et al, SLF interruption by a gas circuit breaker without puffer action, *IEEE Trans., Power App. Syst.*, **100**, 8 (1981).
- 22 Murai Y., et al, An improvement of low current interrupting capability in self-interruption GCB, *ibid.*, **101**, 2 (1982).
- 23 The H system—A new generation of SF<sub>6</sub> medium-voltage switch-gear, *Brown Boveri Rev.*, **64** (1979): 644.
- 24 Jakob T., et al, Self-extinction—A new economical principle of SF<sub>6</sub> interruptor, *ibid.*, **64** (1977): 671.
- 25 Selzer A., Switching in vacuum: a review, *IEEE, Spectrum*, **8** (1971): 26.
- 26 钱矛圭等, 引进西德西门子公司真空断路器技术及真空断路器国外水平简介, *电器技术*, 4 (1983).
- 27 El-Akkari F. R., Tuma D. T., Simulation of transient and zero current behavior of arcs stabilized by forced convection, *IEEE Trans. Power App. Syst.*, **96**, 6 (1977).

## PROGRESS IN RESEARCH ON SWITCHING ARCS

Gu Lang

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

### Abstract

Physical models and heat transfer mechanism of gas blast breakers, including dielectric recovery process after current zero, are analysed. The instability of arcs and the influence factors on arc extinction are also described. In the present review the self-extinction as a new promising principle is discussed and advances in development of vacuum arc interrupters are presented.

**Keywords** *switching arc; gasblast breakers; arc instability; arc extinction; vacuum arc interrupters*