

国际电收尘学术会议 论文选译集

(第三届)

PROCEEDINGS
of the
Third International Conference
on
Electrostatic Precipitation

3
中国有色金属学会环境保护学术委员会

编 者 的 话

这本选译集是从第三届国际电收尘会议的论文中选译的23篇,连同第二届选译的23篇共46篇文章大体上反映了80年代国际上电收尘应用技术方面的研究和发展状况。

我国有色金属工业在50年代初期已应用电收尘,40多年来也有所进步和发展。个别工厂还出现了接近国际水平的电收尘器,也有一些工厂引进了国外新型的电收尘器。但总的来看与工业发达国家相比还有不小的差距,有不少厂的电收尘用的还是30多年前的设备,已经相当老化。随着许多厂矿正在进行技术改造,电收尘器的技术改造、更新换代也必然会提到议事日程上来,那么这两本选译集可能在提供信息方面起一些作用。

本选译集由中国有色金属工业总公司安全环保部组织,在总公司郑州环保设备制造公司、北京有色冶金设计研究总院、沈阳铝镁设计研究院和贵阳铝镁设计研究院赞助下,一部分热心于有色金属工业电收尘技术发展的技术人员共同努力而编译出版的。在当前科技书刊出版难的情况下,克服许多困难最后终于完成。在此我们向各赞助单位和为本书出版尽力而作出贡献的编译人员、专家和领导表示衷心的感谢。同时由于本书几位主要编译人员年老多病使出版时间一再推迟,在此谨致歉意。由于水平有限,不当之处在所难免,欢迎指正。

编者

1991年9月

目 录

编者的话

电晕放电的物理模型.....	I. Gallimberti (1)
超声波对电晕放电的影响.....	Takashi Hirata等(10)
粉尘重返气流—高效电收尘器设计的主要问题.....	S. Matts (16)
电收尘器采用脉冲供电的工业验证.....	G. Dinelli 等 (18)
电收尘器间歇供电作用的评价.....	J. L. Dubard等 (25)
用不同供电方式抑制电收尘器反电晕.....	Kjell Porle (30)
燃煤品种广泛的某些电厂电收尘器采用脉冲供电的五年经验.....	M. R. Schifft等 (38)
炉内喷射吸收剂对电收尘器性能的影响及改善性能的方法.....	J. P. Gooch等 (44)
清除气体污染物的设备对其后部电收尘器的影响.....	G. Mayer-Schwinning (53)
电收尘器内气流分布的新概念.....	Athur G. Hein等 (57)
电收尘器在广泛的工艺过程和不同作业条件下采用脉冲供电的经验.....	Christer Mauritzson等 (64)
新供电方法对电收尘器能耗和性能的影响.....	Edwin H. Weaver 等 (72)
用带静电纤维捕集亚微米级气溶胶粒子—试验研究.....	Hanspeter Baumgaertner等 (79)
在燃烧烟气中脉冲电晕引发的脱除 NO_x 、 SO_x 和汞蒸汽的等离子体化学反应过程.....	S. Masuda等 (87)
用电晕供电使燃气脱 NO_x 及 SO_2	L. Civitano 等 (94)
脱除亚微米级颗粒的高效节能电型湿式洗涤器.....	M. Griem (99)
试验电收尘器的设计与使用.....	B. Bellagamba等 (105)
收集沥青烟的湿式收尘器排机研究.....	J. L. Lafote等 (110)
高炉除尘系统的优化	
一用于干式圆型电收尘器净化高炉煤气、	
电收尘器用于出铁场除尘系统.....	K. Steinbacher等 (113)
煤气化联合循环中高温气体除尘净化技术的开发.....	Jiro Suzuki等 (117)
用电收尘器收集炭黑粒子.....	Jae-Duk Moon 等 (125)
热电厂排放物控制技术.....	G. Dinelli等 (128)
西德的电收尘.....	Dipl. Ing. Gerhard Rau (132)

电晕放电的物理模型

I. Gallimberti

Dept. Electrical Engineering University of Padova, Italy

1. 前言

人们对环境质量的关心日益增长, 因此, 许多研究室和电气部门都在努力开发新技术, 以清除工业烟气的污染物, 即飞灰和引发酸雨的物质 NO_x 和 SO_2 。

用电收尘器脱除飞灰, 在尾气中残余的飞灰用高的烟囱排出, 使它在落到地面之前就为大气稀释。但是由于工厂的规模和数量都在增长, 应用传统性能的电收尘器, 设备费用高, 所以对污染程度高的国家就可能成为问题。

可以用像气体洗涤器、催化处理、电子束辐照 (Electron Beam Irradiation) 等方法来脱除 NO_x 和 SO_2 。但这些技术是最近才开发的, 在大型电厂中的应用还很有限, 每种技术的设备费和运行费用都很高。

意大利的烟气净化计划主要是试验和开发新的技术及处理工艺, 把排放浓度降低到规定限度之内。主要研究、开发以下的方法:

(1) 采用脉冲电压、烟气预电离和调质等技术, 使烟尘载荷的荷电率与驱进速度提高而取得较佳的电气净化效率。

(2) 采用脉冲电晕供电技术并同时脱除 NO_x 和 SO_2 。在这种放电的作用下, 使烟气内生成离子和氧化的自由基 (radical), 如 O 、 OH 、 HO_2 等。 NO_x 和 SO_2 与自由基反应而生成的若干种类的酸, 可以用喷注氨或石灰来中和, 最后生成的产物可在电收尘器里从烟气中脱除。

在应用上述两种工艺时, 为了控制并提高这些过程的效率, 了解这些电晕放电的机制是很重要的。

本文所述电晕放电的基本内容, 目的在于讲清楚静电收尘应用方面的直流电晕和脉冲电晕的机制。在帕多瓦大学, 我们曾有过解决高压绝缘问题的电晕放电模型的经验, 又曾经用过直流电晕和脉冲电晕的模型预计某种电收尘器放电沟道 (discharge channels) 的发展; 以便计算并优化其收尘效率。特别是, 我们还试图很好的了解气体中荷电粒子与化学自由基的分布情况。以上这些就从物理上指明了在电晕放电熄灭 (corona discharge extinction) 之后发生事件所要模拟的起始条件。

2. 直流电晕放电特征

图 1 示出针板系统直流正电晕的照片。可以看出, 直流电晕放电局限与高压电极附近的一个小的亮区之内。这是一种放电极的电离区, 其电离的发展可能呈弥散的形状, 从电离区产生的离子向外漂移到另一电极上。提高摄影的分辨力, 便可检测到电晕放电的不同区域和

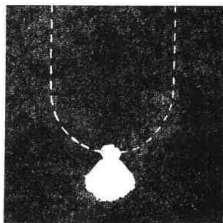


图 1. 从正尖端电极发出的直流电晕

不同结构,但是这种结构对本文所研讨的目的并不重要。在明亮的电离区内,电子通过碰撞电离而倍增,发生指数性的增长,这就叫“电子崩”。就在这个区域之内,电子还可能发生其它碰撞过程,其中最重要的是被中性分子的吸着(attachment)。电离和吸着确定了电子的产生和消灭的速率。

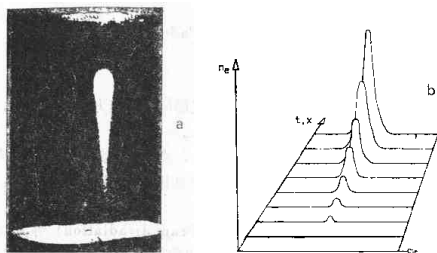


图 2. (a) 直流电晕电子雪崩的照像
(b) 电子密度分布对时间的函数

端漂移到对面的电极上。



图 3 直流电晕在不同电压下的照像
(负极性时的线-板电极)

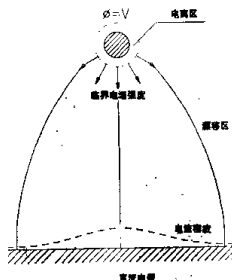


图 4 直流电晕的电离区和漂移区

图 2 表示电子崩的基本特征,其中的(b)图则说明其电子密度与时间的函数关系。可以看到,电离区内的自由电子以指数的方式倍增着,电子在运动中扩散,形成典型的圆锥形。直流电晕放电实质上是这种大量的电子崩进入电离区而产生新的电子和正离子的结果。随后,这里的正离子移入间隙(gap)中,从电极尖端漂移到对面的电极上。

惯常使用的电收尘器采取线-板间隙,它们的直流电晕被认为是图 3 的样子,此处提供在不同电压情况下的照片。可以看出,在直流电晕线上的电晕是包复在线表面上的发光柱。这种发光柱在一个较小的区域内扩展,表明电离过程仅仅在这个小部分的区域内发生。电离区的规模随着施加电压值的提高而扩大。

图 4 可用于体现直流电晕的放电。在电离区内,电子雪崩似地增多并产生着正离子。正离子在正极性情况下移出电离区的边界,朝向接地电极运动。在负极性时,其运动方向相反。在两种极性的情况下,电离区边界都是由“临界场强”(Critical Field)值确定。在“临界场强”处,电子的电离作用与附着作用达到了平衡。在高于该场强的地方,电离过程超过附着,而在低于该场强的地方,附着过程超过电离。

只有场强高于临界值的情况下,电子崩内的电离才能以指数方式增长,因此,场强临界值确定了电离区的边界。在电离区外部产生的离子向对面的电极漂移。在电收尘器内部,只有电晕线表面上的薄层是用于产生电子和离子的,在薄层外的区域中运动的离子碰撞着飞灰微粒,使其带

电,从而产生净化效果。图4简示其电离区和漂移区(drift region)的情况。

3. 直流放电模型

已有多种不同方法来模拟上述的放电过程。比较合理的一种是假设电离只在薄层之内进行,并且层的厚度远小于间隙的距离。于是可以设定:在电离区内只是发生着产生离子的单一过程,发生在电离区内的现象可以不予考虑。离子流从电离区边界注入漂移区,仅仅只要用离子流向漂移区约注入来表示其总体效应。如果电离区足够小,就可以认为这种离子流是直接由高压电晕线约表面流出的。

对电收尘作用而言,最重要的是离子漂移,而漂移区的模拟只要假设从边界注入某个定量的电流。此外还假设漂移区电场的边界条件,即以电离区的表面场强为临界值。按照这些假设,电晕放电的模拟就被简化成一种简单的空间电荷漂移问题,这样便可通过电流连续方程和场的泊松方程来求解。

电流连续方程为:

$$\nabla \cdot (n\vec{V}) = 0 \quad (1)$$

式中 n —离子的数密度;

$\vec{V}$ —离子的速度。(其电荷的正负由电极性决定)。

泊松方程为:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{en}{\epsilon_0} \quad (2)$$

式中 e —离子的基本电荷;

$\vec{E}$ —电场强度。

漂移速度为;

$$\vec{v} = \mu \vec{E} - D \nabla n \quad (3)$$

含迁移率 μ 的项正比于场强 $\vec{E}$,扩散项正比于密度梯度,由这两项求出(1)式中的速度它显然与场强相关。

方程(1)~(3)是非线性联立方程组。求解纯属数值计算问题。有两个典型的方法已用于求解。其中较简单者是根据多依奇假设,即如果空间电荷对施加电场畸变的影响不大,此电场就简化成由电极几何形状确定的拉普拉斯场(Laplacian field)。因此泊松方程由拉氏方程取代,方程(1)和(2)不再相关。这就可以先解拉氏方程,求得场的分布,再用场的分布去计算各点的漂移速度,最后用式(1)求空间电荷分布。此法使问题大为简化,数字解也容易求得。

然而,只有空间电荷很少时,多依奇假设方可采纳,式(2)的第二项才能略去。通常电收尘器情况并非如此,为了使飞灰在较小的体积内荷电而产生大量空间电荷,因此在大多数电收尘应用中,多依奇假设不能采用。

于是必须求解联立方程。通常用有限元法或有限差分法,便是大家熟知的有关稳态差分方程求解位置的数值法。为了得到好的解,重要的是有个好的迭代场解算装置。因为非线性方程组求解困难,很容易不稳定,或者迭代不收敛。然而,用大量计算时间和大量存储(作有限元或有限差分的精细网格)仍然可以取得收敛性的解。图5为用于典型电收尘器的一个例子,以联立方程的解标绘出等位线和电力线的结构图形。根据它的空间电荷分布就可能模

●译者原文公式中的 V 补充了矢量符号,即为 $\vec{V}$ 。——编者注。

拟飞尘的荷电过程。从而估计出电收尘器的效率。

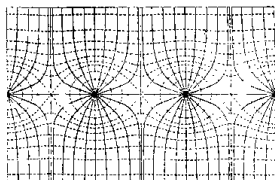


图 5 电收尘器构形 (configuration) 中的电力线和等位线 (已计入空间电荷的影响)

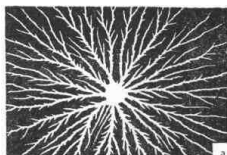


图 6 从照像底片上一点发出脉冲电晕的利克森堡图

4. 脉冲电晕放电的特征

脉冲电晕的物理过程与那些直流电晕的情况很不一样, 它的利克森堡 (Lichtenberg) 图如图 6 所示。可以清楚地看出, 脉冲电晕从高压电极扩展到高场强区, 是由许多枝状丝形的放电所形成的。增加电压, 则电离就越来越扩大, 但是高压电极外侧的放电的形状和结构却总保持着一系列枝状丝形的样子。值得注意的是: 放电区不只限制在高电电极周围那些细小的局部, 而在很多情况下, 放电横穿过整个间隙, 传播到对面的电极上。图 7 表示电压对脉冲电晕的作用, 由此显而易见, 如果脉冲施加电压足够高, 则脉冲电晕将充满可供使用的空间。

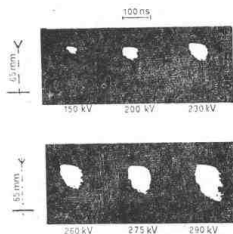


图 7 在不同电压下尖端—平板间隙中正脉冲电晕的高速扫描摄影 (空气/SF₆混合气)

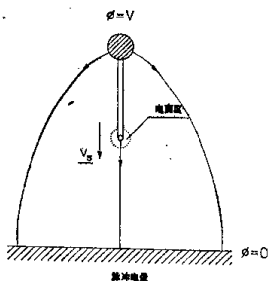


图 8 表示电离区是运动的脉冲电晕放电示意图

如果对这些明亮的丝形放电的延伸过程作时间上的分析, 就可以发现其传播速度非常之快, 并可跟电子的速度相比。这样, 如果以脉冲电晕取代直流电晕, 则间隙内将充满比离子快百倍的具有电子速度的电荷。由于这些特性, 人们想到将脉冲电晕用于电收尘器, 使其间隙获有比常规电收尘器直流电晕更高的效率和更快的速度。

脉冲电晕的传播机制可用图 8 扼要的表示。每一条丝形放电进入间隙传布时, 都在头部周围产生自己的电离区, 以此维持向前的传布过程。这种特征为图象转换技术 (image converter techniques) 所证实。图 9 表示其中一支电晕丝形放电 (即流光柱 (streamer) 放电) 传布过程高速扫描摄影。图 9 (a) 是实验测得的传布过程的完整曲线, 图 9 (c) 则用较大的标度表示部分间隙内传布的流光柱顶端的细节。图 9 (b) 是在尖

端及极板上测出的相应的电流示波图。可以看到，只有丝的顶端很亮，表明只在丝端有电离过程所必需的高场强区。脉冲电晕流光柱的头部是个小的电离区，具有局限性的电子崩。这种电离区像波一样的移动，并产生流光柱放电向前伸展的作用过程。

直流电晕与脉冲电晕的主要差别在于：前者的场仅仅是由于电极的几何形状而产生的，这样，高场强区只限于在高压电极的周围。而脉冲电晕的情况是，起初电子崩的电子积累了高密度的空间电荷，它使场变形。后来的电子崩能够向间隙再度产生这种空间电荷，生成一种局部高场强波向空间挺进。图10表示了这种过程：一支流光柱被看作近乎中性等离子体的丝，在其头部附近，有一团正离子空间电荷，它使场变形，产生很高场强的区域，叫作活动区。这个区域恰恰相当于直流电晕情况中电子发生电子崩的电离区。如果我们认为这种电荷团是以前电子崩生成的，则可以认为，除电离过程外，分子还会被激发至高能级，由此而发出光子。图9-3的光亮显示的是在流光柱顶端活动区内光子的光。有些光子能量可以高到使分子电离〔光电离 (Photoionization)〕。这样，流光柱顶端发射的光子在间隙不同的地方产生二次电子 (secondary electron)，这些二次电子又是新的电子崩之源。这些新的电子崩向着流光柱的顶端伸展（因为那里由空间电荷产生的场强度高），同时产生更多的正离子和电子。当这些新的电子崩的电子汇入流光柱头部，就中和了其中的空间电荷，使中性的流光丝延长，而在它向外发展区域的前端，留下一个正离子团，这种正离子团可以看作是以前头部向间隙中移进的结果。按这种方式经过一系列步骤，流光丝向间隙伸入，以“自身维持” (self-sustained) 的传播机制，在其头部产生自己的场。

5. 脉冲电晕放电的模型

在直流电晕情况下，连续方程和泊松方程与时间无关，必须表达场和空间电荷的直流稳定的状态。与此相反，在脉冲电晕情况下，要模拟运动电荷的前锋。因此需要时间相关的模型。数字模型是若干守恒方程（电子和正负离子的质量与电荷的守恒）加上场的方程（泊松方程），这些都与时间相关：

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{u}_e) - D_e \nabla^2 n_e = (\alpha - \eta) n_e |\vec{u}_e| - a_e n_e + \frac{n_-}{\tau} + S_{ph} \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot (n_+ \vec{u}_+) - D_+ \nabla^2 n_+ = a n_e |\vec{u}_e| - a_e n_+ - a_e u_+ n_- \quad (5)$$

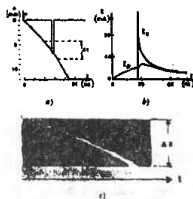


图9 正流光柱在短间隙内传播

- (a) 流光向前进展；
- (b) 板电极电流 I_c 的传导和尖端电极总电流 I_p ；
- (c) 流光柱头部的高速扫描摄影。

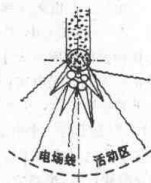


图10 流光放电的活动区

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \nabla \cdot (n_- \vec{v}_-) - D_- \nabla^2 n_- = \eta n_e |\vec{v}_e| - a_{n+} n_- - \frac{n_-}{\tau} \quad (6)$$

$$\nabla \cdot (\vec{E}) = \frac{(n_e + n_- - n_+)}{\epsilon_0} \quad (7)$$

这里 n_e , n_+ 和 n_- 代表电子和正负离子的数密度, $\vec{v}_e$, $\vec{v}_+$ 和 $\vec{v}_-$ 是它们的漂移速度, D_e , D_+ 和 D_- 是它们的扩散系数, α 和 η 是电子电离和附着系数, a_e 和 a_+ 是电子—离子和离子—离子复合系数, τ 是分离寿命, $\vec{E}$ 是场强, S_{ph} 是光电离产生项, 可写作,

$$S_{ph} = \sum_i \iiint \eta_i \mu_i \delta_i \frac{n_e |\vec{v}_e|}{4\pi r^2} \exp(-\mu_i r) \cdot dv \quad (8)$$

式中,

δ_i ——上述能级的激发系数 (excitation coefficient),

μ_i ——光的吸收系数,

η_i ——光电离效率,

r ——体积元 dv 到 S_{ph} 计算点的距离。

其和扩展到所有大于电离阈的能量跃迁 (transition)。此时, 方程组通过场强联系, 也是非线性的, 光电离产生项 S_{ph} 和漂移速度都与场强有关。

在实际模型中, 流光电丝被假设为旋转对称, 半径为常数 ($30 \sim 35 \mu m$), 等于产生临界电荷 10^8 个电子的一个电子崩的扩散半径。在丝的横断面上, 所有粒子的密度都遵守高斯分布, 这事实上是由电子崩头部的径向扩散导出的。正负离子的漂移和扩散速度被略去, 而复合和分离被计入, 虽然它们的作用不大。因为这种扩散的速率是双极扩散速率, 电子的径向扩散也略去。

因此, 连续方程组可重新写成下列形式:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_e v_e) - D \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} = (\alpha - \eta) n_e v_e - a_e n_+ n_e + \frac{n_-}{\tau} + S_{ph} \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = a_e n_e v_e - a_+ n_+ n_e - a_e n_+ n_- \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = \eta n_e v_e - a_{n+} n_- - \frac{n_-}{\tau} \quad (11)$$

$$S_{ph} = \sum_i \iiint \eta_i \mu_i \delta_i \frac{2 n_e v_e R^2 \exp(-\mu_i x)}{(2x+R)^2} dx \quad (12)$$

在这种情况下, 电子和离子的密度代表它们在流光轴线上的值。

为了作数学模拟, 且要比直流电晕情况更为精确, 需知道气体的电子迁移特性 (漂移速度、电离和附着系数等)。事实上, 在直流电晕情况下, 电子运动的电离区已略而不计, 只

考虑有一个特殊的电流注入到漂移区，因此没有必要详知电子和离子的迁移系数。在直流电晕情况下，即使是混合气（如烟气），数学模拟也比较容易。

烟气是氧、氮、水蒸汽、二氧化碳等的混合气，其组成取决于锅炉使用的燃料和燃烧状况。很明显，这是一种未曾对其电子迁移特性进行测量研究的气体，上述迁移系数在氮、氧或空气都是知道的，但在烟气混合物中并不知道。于是为了求方程组的积分，首先要给迁移参数设定合适的值。

作这个工作是从每各元过程（elementary process）的截面出发解玻尔兹曼方程。采用的方法有二：一是电子运动的蒙特卡罗（Monte Carlo simulation）模拟法；另一是直接解出玻尔兹曼方程，两法都含有繁复的数字计算，因为烟气至少有四种组分，所以有一百多个不同的截面要考虑在内，这样蒙特卡罗法和解玻氏方程都是非常费机时的程序。

对于若干种烟气成分已进行了计算，取得一些有趣的结果，即大多数的烟气的迁移系数跟纯净空气的值没有多大差别。图11是解玻氏方程式结果的一例，示出在空气中和在参考烟气中的结果，后者含 N_2 74%、 O_2 2%、 CO_2 15% 和 H_2O 12%，可认为是燃煤电厂的典型烟气成分。就电子漂移速度、平均能量和电离系数而言，从图可以看出，点和叉的符号重合得很好，表明在空气中和烟气中的电子迁移特性无大区别。相反，其附着系数表现了大的区别：在高场强区中，烟气的值大；在低场强区里，空气的值大。主要的附着过程是 O_2 、 H_2O 和 CO_2 的分解附着，以 H_2O 的速率最高，因此，它的浓度是确定附着系数的主要参数。这意味着，结合电离率和附着率导出的净电离效率将与气体成分和场强密切相关。

已经证明，电晕放电的特性随气体电负性的不同而差别很大，电负性强弱的主要差别是它们在高场强区的附着系数，而电离也是在这个区发生。在这里，可以看到，空气实际可当作是非电负性气体，而烟气显示出过渡特性，特别是在水蒸汽成分增加时，它的性质属电负性气体。

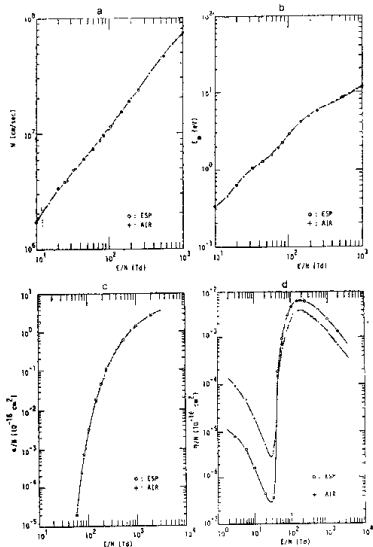


图 11 空气和烟气中电子的迁移参数对约化场强 $\frac{E}{n}$ 的函数的计算结果。

(a) 漂移速度；(b) 平均能量；(c) 电离系数；(d) 附着系数。

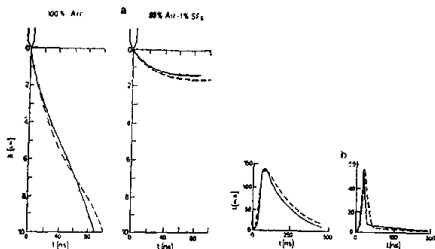


图 12 空气和99%空气1% SF_6 混合气体中电晕生成特征的实验比较

尖端—平板间隙10cm；尖端曲率半径5mm；加压75kV。

(a) 传播曲线；(b) 电流波形。（虚线为计算值）

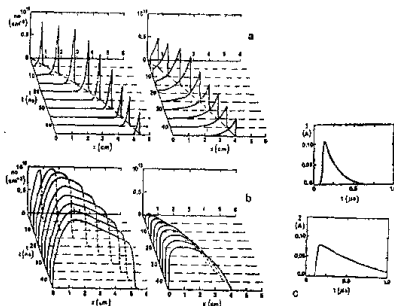


图 13 正流柱空间电荷波的时空演变

线—板间隙10cm；线半径1mm；加压60kV。

a—电子密度；b—负离子密度；c—计算的中

流脉冲。左为空气，右为烟气。

下。)然而重要的是应该确切地认识到，脉冲电晕特性与气体成分有关，即弱电负性与强电负性之间漂移区的行为，电晕扩展及其电荷量（因而也就是电收尘器的优化运行条件）跟气体成分关系很大。

方程组 (8) 至 (11) 的完整的数字求解程序已经开发出来。图13示出上述空气和烟气混合物典型例子的计算结果。图13左侧上下两个图形表示出电子密度向前运动的前峰。在活性区内，电离的增长是非常快的，随后由于电子的附着，在流光丝内的电子密度减小。在流光的径迹中有一个正负离子的尾巴生成（见图13右侧图形）。在烟气中，因为高场强附着速率值较大，其前进的电离前峰的电子密度峰值小于在空气中的值。反之，因在弱场强时的附

为了检验附着系数变化对脉冲电晕放电的影响，在一个10cm的尖端——平板间隙中，加75kV正压闪电脉冲（lighting impulse）进行实验。取大气和99%空气及1% SF_6 的混合气作为试验气体。后者几乎所有系数都对空气不变，只有附着系数数加大了约10倍。因此，这种混合气可以代替电收尘器的烟气作实验室测试。电晕的传播曲线用一台含六枚光电倍增管并带有电信号的装置测量的。图12示出实验的比较结果：

在纯空气中，流光柱穿过整个10cm的间隙。但在上述混合气中，则伸展不到2cm；电流峰值降到1/3，连同电晕生成在内的总电荷量降低一个数量级。可以设想，如果烟气中水蒸汽超过15%，烟气电晕放电的特点也会有这样显著的变化。（这是一种极端的情况，因为电收尘器中气体含水份在15%以上是较罕见的，特别是以煤作燃料的情况

着速率值较小,在流柱内电子密度衰减的时间要长。与此相应,在烟气的流柱内,负离子密度累积的速率要低得多。

这些特有的特征也反映在计算的电流脉冲里;即在烟气中的峰值较小;但包含的电荷较多。

(见图13e和13f)在相同的施加电压,烟气中电晕的伸展范围较小,而“导引场”(guiding field——使流柱传播1cm所需的平均电压降)相应变得较高。

这个模型已在不同条件下对空气和电负性空气混合气进行了检验,实验结果与计算结果符合良好。图14的上部图形示出它们在尖端—平板间隙中流柱传播曲线的对比,图上一些点是实验结果,曲线是按上述模拟计算的传播曲线。图14的下部图形示出实测的与理论的电流波形对比,表明计算预计值与实验结果符合良好。

图15为两种电极的构型比较了流柱的总长度;图上一些点代表在不同电压下流柱长度的实验结果;直线是上述模型计算流柱伸展的最大距离。

本脉冲电晕模型可用于很大的实验条件范围内有效地预计流柱放电的特征。

为了求得对流光柱空间分布作较好的模拟,采用基于蒙特卡罗法(Monte Carlo method)的统计技术来模拟流光柱的分支。图16示出的对流光柱放电完整发展的计算结果可与实验照片作良好的比较。用这种模型,可预计在间隙中任何一点位置及任何时刻的电子密度。因此,可以计算间隙内电离粒子和分解粒子(化学基(chemical radical))的分布。

图17示出了在混合烟气中沿着流柱沟道(channel)的正负离子和某些化学基的分布,线—板间隙为10cm,混合烟气组分同上所述。这些结果已用于计算电收尘器内飞灰荷电效率和模拟发生在脱硫脱硝反应器的化学反应。因此,本文所提供的电晕放电模型不仅有理论意义,而且在烟气处理的广阔领域内成为开发新几何结构和新工艺过程的很有用的工具。

6、结论

本文所提供的模型有可能追踪放电的时空发展,对任一混合气、电极几何形状和施加电压,

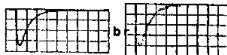
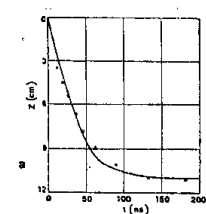


图 14 (a) 流柱长度随时间的变化
(实线是计算结果,点是实验结果)
(b) 实验和计算的电流波形

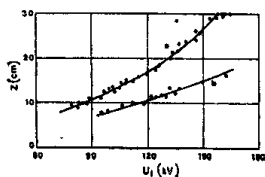


图15 流柱长度作为起始电压的函数
曲线a间隙30cm,曲线b间隙150cm,实线代表计算值,点为实验值(直切圆柱半径1cm)

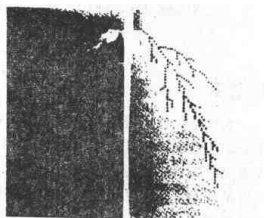


图 16 分支的电晕丝的计算与实验图形的比较
(条件同图14)

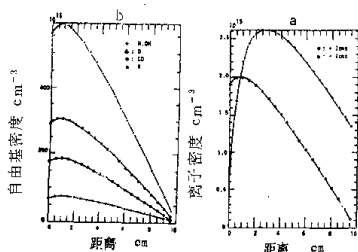


图 17 离子和自由基沿着流柱沟道分布的计算值

(a) 离子分布, (b) 自由基分布。线—板间隙10cm; 线半径1mm; 施加电压100kV

为了检验本模型在实际条件下的可靠性, 在一个电厂安装了一个原型的测试器, 收集在真实作业条件下的烟气实验结果, 初步测量表明, 总的趋势是符合模型预计的。

《第三届国际电除尘学术会议论文集》25—43

(李瑞年译 谢玉成校)

超声波对电晕放电的影响

Takashi Hirata, Tomoo Nakane and Koichiro Seya

Dept of Electrical Engineering

College of Industrial Technology

Nihon University Izumicho Chiba 275 Japan

1. 前言

当今电子放电现象已广泛应用于制造业领域, 电收尘器的电晕放电是其一种重要的特殊现象。作者在以往的论文中曾论述过电收尘器应用超声波可有效的捕集超细颗粒烟尘。试验发现电收尘器应用超声波可有效的使烟尘凝聚和改善电晕放电的性能。在声场中电子放电除电晕放电外还包括火花放电和辉光放电。带声波的电子放电使发光部份变成开放形扇状, 并能观察到一些奇特的现象。

2. 试验装置

试验装置见图1, 2, 3, 。图1为带有辅助电子循环系统的电器装置。在电器装置中设有

负极板和针形正极,其相距17mm时,试验结果见3.1至3.4节,其相距10mm时,试验结果见3.5至3.7节。正极由钢材制成,直径为0.85mm,圆锥角为25°,曲率半径为20 μ m。负极板由铜材制成,直径为40mm。直流电源(DCG-30K3T,日本Nichicon公司制造)的最大电压为30kV,直流电源和针形正极的联接电阻为30M Ω 。电源电压和电流用电源系统的测量仪表测定,在图中电压表装于两个电极之间。

图2为传音柱形管的剖面图,管内能产生高强度垂直声波场(超声波场)。传音管的直径为5cm,长度为50cm,由透明的聚丙烯酸材料制成,在传音管内可看到电子放电,在传音管内声的共振频率为660Hz。声压密度(参考OdB=20 μ Pa)靠传音管密封端1/4的电容扩音器来测量。

3. 试验结果

3.1 在垂直声波场中闪络电晕(Bridge-over corona)的工作状况

传音管中垂直声波场的频率为660Hz。

电极位于声压的节点上,该点空气的振动速率最大。烟尘的速率不同于声的传递速率。在垂直声场中烟尘的速度分布较声压分布偏移1/4波长。压力结点正是烟尘速度的腹点,反之亦然。均方根振动速率 V_{rms} 在压力结点处按下式计算:

$$V_{rms} = \frac{P_{rms}}{\rho c} \quad (1)$$

式中 P_{rms} 压力腹点处的均方根声压
 ρc 单位声阻抗

图3表示电压为14.5kV在传音管内封闭端不同声压级时的闪络电晕形状。从图中可见闪络电晕发光部分随声压的增加扇形的宽度亦增加。

图4表示电压为14.5kV、在传音管内封闭端固定声压为164dB、电器装置在压力节点和腹点间移动时闪络电晕发光部分的变化情况。电极在不同位置闪络电晕的照相实例为:

(i) 压力节点处, (ii) 离压力节点1/16波长处, (iii) 离压力节点1/8波长处, (iv) 压力腹点处。

从图中可见当电极位置从压力节点向压力腹点偏移时闪络电晕的扇形角变小。电极的位置愈靠近声压节点其闪络电晕伸展得愈宽。当电极位于压力腹点时其闪络电晕伸展得很小,这说明闪络电晕受空气振动速度的影响。

3.2 声频影响

传声管直径为5cm,仅改变长度为2m,其他一切如旧。声频从80至3570Hz(80、160、

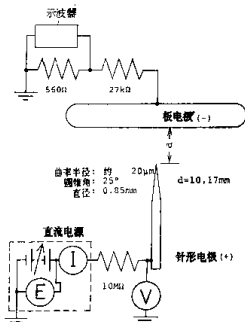


图1 电器系统示意图

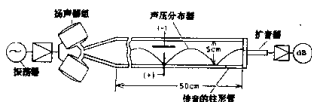
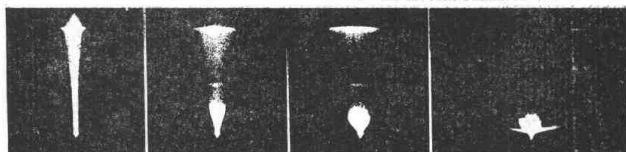


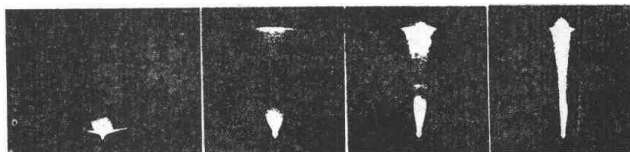
图2 传音的柱形管系统示意图



(i) 无声压时 (ii) 155dB (270cm/s) (iii) 160dB (480cm/s) (iv) 164dB (760cm/s)

ISO:400 f:2.8 曝光时间:5s

图 3 在压力节点处不同声压级的闪络电晕的形状



(i) 压力节点处 (ii) 离压力节点 1/12 波长 (iii) 离压力节点 1/6 波长 (iv) 压力节点处

ISO:400 f:2.8 曝光时间:5s

图 4 当电器装置在压力节点和腹点之间移动时闪络电晕的形状

660、1000、1320、1720、2160、3570Hz)，传声管的封闭端声压固定为160dB不变，电极位于压力结点不变，声频垂直波的比率不大于118，所以声波场可认为是理论垂直波场。

图 5 表示声频和闪络电晕扇形角的关系。扇形角可在摄影中用量角器测量出。从图中可以看出当声频在80至660Hz之间对闪络电晕是最有效的，如超过这个范围扇形角明显变小。声频在660至3570Hz之间声频愈高扇形角愈窄。

3.3 闪络电晕的最低临界电压

图 6 表示在不同声压下从起晕至闪络电晕临界电压的变化，从图中可知声压增加临界电

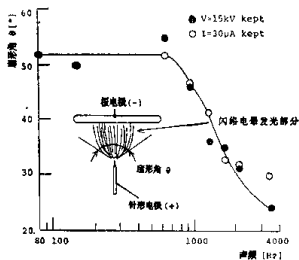


图 5 声压为156dB时闪络电晕和声频的关系

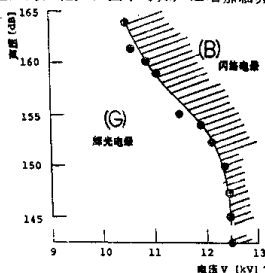


图 6 声波对从起晕至闪络电晕临界电压变化的影响

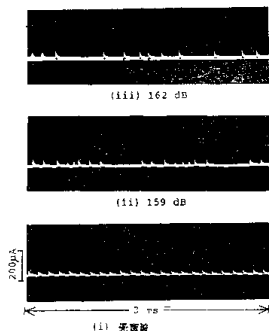


图 7 各种声压极电晕电流波形的变化

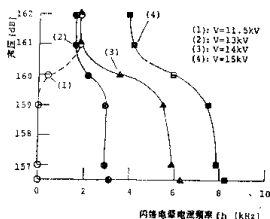


图 8 各种声压级闪络电晕电流频率的变化

工作电压为11.5kV增加声压其闪络电晕电流的频率亦增加。

3.5 声对火花的影响

改变电极间距17mm为10mm。其电极设置于声频为660Hz传音管内声压的结点上。图10表示增加声压闪络电晕和火花放电之间临界电压的变化。闪络电晕出现在(a)区, 间歇火花放电出现在(c)区, 在线(1)和线(2)之间的(b)区兼有闪络电晕和火花放电现象。从图可知声压增加临界电压亦增加。声压超过145

压降低。

3.4 闪络电晕电流的频率变化

图 7 表示电压为14.8KV时闪络电晕电流的波形。其电流波形用计数示波器拍摄而得。图 7

(i) 是没有声波的图形。当声频为 8200Hz, 峰值电流为 200μA 时可能看到脉冲电流波形。图 7 (ii) 和 (iii) 是声压为159dB和162dB的波形, 从图中可见峰值电流和脉冲间隔有系统的被干扰。

第二步是测量由于声波引起闪络电晕电流频率的变化。闪络电晕电流的频率 (fh)按下式计算:

$$f_h = \frac{n}{t} \quad \text{Hz} \quad (2)$$

式中

n 电流的脉冲数

t 取样时间 (试验时 $t=5.16\text{ms}$)

图 8 表示在一定工作电压下增加声压对闪络电晕电流频率变化的影响。从图中可见当供电电压为15kV, 声压增加导致闪络电晕电流的频率降低(曲线4)。供电电压为14kV(曲线3)和13kV(曲线2)亦保持相似的趋势。工作电压为11.5kV(曲线1)其闪络电晕声压不超过161dB。

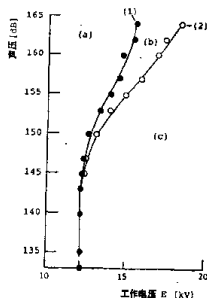


图 9 在不同声压下从闪络电晕至火花放电的工作电压

(a) 闪络电晕 (b) 闪络电晕兼有火花放电 (c) 间歇火花放电

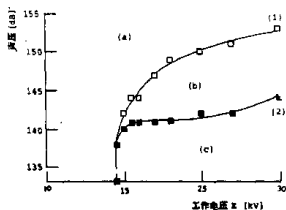


图 10 从火花放电至高压辉光放电
声压和工作电压的关系

(a) 间歇火花放电 (b) 高压辉光放电和
火花放电交替区 (c) 高压辉光放电区

dB 闪络电晕和火花放电的临界电压 由一个
值变成两个值。

3.6 声波对高压辉光放电的影响

电极间距为10mm,并位于声压结点处,
从图10可见在火花放电和高压辉光放电之间
声压和临界电压的关系。在图中分为三个区
域: (a) 火花放电区, (b) 高压辉光放电
和火花放电交替区, (c) 高压辉光放电区。
不应用声波时高压辉光放电的起始电压为
19.5kV, 这表明当增加声压时, 从火花放
电至高压辉光放电的临界电压亦增加。

3.7 在垂直声场中电子放电的性能

电极设置在声压结点上, 极距为10mm,
声频为660Hz, 图11和12表示增加声强对电
子放电发光部分形状的影响。

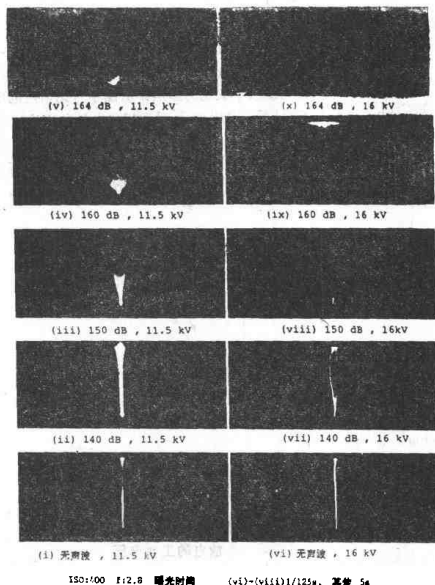


图11 在不同声压下电子放电的形态

图11照相机 (i) ~
(v) 表明供电电压为
11.5kV, 增加声强对闪
络电晕形状的影响。照相
图 (i) 表明没有提供声
场闪络电晕放电为一点发
出的直线。把声压增加至
140dB、150dB、160dB 和
164dB (依次相当于振动
速度为50cm/s、150cm/s、
480cm/s和760cm/s) 电晕
的扇形渐次扩展和图3相
似。

图11照相机 (vi) ~
(x) , 其工作电压为 16
kV。图vi为无声场其火
花仅为一点, 但当声压增
加时闪络电晕和火花的扇
形组合体就会出现。

图 12照相机 (i) ~
(v) 其操作电压为 19
kV, 从图可以看出随着
声压的增加火花放电角亦
加宽。