

王宁会 吴彦 主编

静电基础及其应用技术

JINGDIAN JICHU JIQI
YINGYONGJISHU

JINGDIAN JICHU JIQI YINGYONGJISHU

大连理工大学出版社

83

静电基础及其应用技术

王宁会 吴彦 主编

(辽)新登字 16 号

内容提要

中国物理学会第七届静电学术年会于 1996 年 8 月 20 日在大连召开,本书汇编了年会中的论文 77 篇。论文涉及静电基础、静电应用技术、静电安全技术、静电生物效应、静电测试、电源、材料等许多领域,全面反映了目前我国静电学科的研究成果与进展。本书可供静电学科及与静电交叉的有关学科领域的研究人员和工程技术人员参考,对大专院校有关专业的师生也有重要参考价值

静电基础及其应用技术

王宁会 吴彦 主编

大连理工大学出版社出版发行
(大连市凌水河 邮政编码:116024)
大连海事大学印刷厂印刷

开本: 787×1092 1/16 印张:20.125 字数:451 千字

插页:5

1996 年 8 月第 1 版

1996 年 8 月第 1 次印刷

印数:1—200 册

责任编辑:王君仁

责任校对:夏 宇

封面设计:孙宝福

ISBN 7-5611-1167-3
O·149

定价:45.00 元

前 言

中国物理学会第七届静电年会于1996年8月20日~24日在大连理工大学胜利召开。来自全国各地的专家学者近百人参加了会议,这是我国静电界的一次盛会。

会议共收到论文100余篇,本书收集其中77篇编辑出版。这些论文反映了当前我国在静电理论、静电应用技术和静电安全技术方面的研究进展和最新成就,在一定程度上代表了我国静电学科研究的现有学术水平,是难得的重要文献和宝贵资料。

本书所收集的论文具有如下特点:学术水平较高,一些论文的研究内容涉及到静电学科的前沿课题;选题角度新,许多论文直接涉及和解决生产实际中的问题;研究方法新,一些论文引进了当代自然科学最新的理论和方法;涉及领域广,许多文章已深入到经济建设的各个领域。可以看出,静电与化学、生物学、农业科学、环境科学、医学、电子学、材料学等许多学科的关系日益密切,充分反映了当代科学技术交叉发展、相互促进的特点。本书还注意到不同学术观点的文章,提倡百家争鸣,以活跃学术气氛,促进学科发展。

我们高兴地看到,本书发表了许多青年静电工作者的研究论文,特别是年青的博士研究生和硕士研究生的论文具有活跃的学术思想和较高的学术水平,充分反映了我国静电事业兴旺发达,后继有人。

本书在编辑和出版过程中,得到许多同志的帮助,在此一并表示感谢。

由于征文、出版时间仓促和限于编辑水平,如有错误和不妥之处,敬请读者指正。

编 者

1996年8月

目 录

A 静电基础

均匀电场中导体球键偶极矩的等效球对模型	姜泽辉	韩杰才	(1)
液体沿园管流动时的冲流电流值	罗来龙		(5)
高压静电补偿法原理	孙启美	刘德朋	(9)
反电晕的物理过程及其影响因素	孙可平		(12)
库仑定律与点电荷	张兆国		(19)
静电场中介质性状论析	郑树文		(23)
生物膜的等效机电网络	熊和金		(27)
平面带电层在外电场中受力的普通公式	沈荣安		(30)
粒子电极化凝聚机理的研究	唐敏康		(33)
新 Cross-Over 效应	武占成	刘尚合	(38)
关于金属和聚合物接触起电机理的探讨	徐义根	刘尚合	(41)
电除尘器的电场分布研究	尹士荣	赵志斌	(45)

B 静电应用技术

脉冲放电烟气脱硫技术的小试研究.....	吴彦	张彦彬	朱益民	(50)
温度与湿度对氨为添加剂脉冲放电烟气脱硫研究.....	赵志斌	王宁会	王荣毅	(54)
等离子体烟气脱硫工业试验机械设计.....			张彦彬	(59)
高压脉冲电晕放电氧化性的研究.....	阎克平	赵君科	夏连胜	(63)
超高压脉冲活化治理烟气中 SO_2 、 NO_x 和烟尘实验 研究.....	依成武	白希尧	满书玲	冷宏(67)
超高压脉冲活化分解 CO_2 气体.....	白敏冬	白希尧	张芝涛	冷宏(71)
脉冲电晕放电合成 NH_3 技术研究.....	白敏冬	白希尧	冷宏	张雨灵(76)
电除尘器反电晕及其对策.....			王万基	谢连萍(82)
电晕线雾化除尘技术的研究及应用.....	孙大伟	许德玄	夏彬	(87)
负电晕放电电极间状态的研究.....	许德玄	孙大伟	夏彬	郭秀娟(91)

脉动直流电压对电除尘效果的影响	郭秀娟 吴彦 (95)
电收尘器在大型钛渣电炉上的应用	
..... 马卫东 王彦明 李晓军 蔡润甫 李超 (100)	
电收尘器高性能电晕极研究	李超 王洪利 孟令旗 杨延旗 (104)
高风速电收尘器的研究	满书玲 白敏的 白希尧 高岩 黄利群 (107)
增粗粉尘粒度技术的应用与研究	李晓军 程翠荣 王彦明 马卫东 (112)
静电除尘电源低压电抗器的作用及参数确定	河北大学静电研究所 (116)
现场提高水泥静电除尘电源抗干扰性能	河北大学静电研究所 (120)
高压脉冲电源供电技术及应用	张芝涛 王明军 代东明 崔建广 郝凤菊 (123)
水泥静电除尘器电源油箱内表面处理工艺	河北大学静电研究所 (129)
液体放电处理油层新工艺	孙光祖 马凤铭 张伟红 郭广勇 (132)
静电式空气净化器	邓鸡模 虞锦岚 唐成美 张军 李宝忠 黄健材 (136)
轿车内负离子空气净化器技术研究	李杰 刘林茂 郭井富 葛威力 (141)
静电喷雾应用于蝗虫治理的探讨	郑加强 (145)
臭氧在文物、图书贮藏中的应用	刘晓辉 张宏 孟令旗 (149)
静电灭菌装置的研究	郭秀娟 徐明华 王锡录 张英 (151)
低压电场水处理器杀藻能力的研究	韩柏平 唐军富 秦晓 (154)
一种无须加药的工业循环水处理新技术	秦晓 韩柏平 吴星玉 高廷耀 (160)

C 静电安全技术

分割导线降低油舱空间电位的模拟实验研究	孙可平 (164)
静电放电 (ESD)模型的分析与研究	黄文生 刘尚合 (168)
五硫化二磷静电危害治理	姜仁杰 曲振河 (172)
本体法聚丙烯粉体静电危害的消除	郎殿永 谭凤贵 王士海 于海波 (179)
橡胶行业生产过程中的静电危害及 防护	周红 孟令旗 董伟 韩伟真 周凯 (185)
浅谈火化工作中静电危害及其对策	王万禄 梁礼海 (189)
轻油安全电导率与击穿场强及最小点燃能量关系	谢保林 (195)
槽车蒸汽吹扫过程中静电引燃的试验研究	王士海 (199)
关于粉体静电现象若干问题探讨	汪鸣钟 (203)
高压水蒸汽起电特性分析	刘学军 (207)
聚氯乙烯的抗静电性研究	李基林 周红 韩伟真 白国红 王莉 (210)
防静电阻燃涤纶织物的研制	马峰 张捷民 (214)
电雷管发火规律的研究	曾丹 (218)
直流离子流静电消除器	赵会良 瞿建邦 (222)
自动跟踪控制离子流消静电器	郝真鸣 瞿建邦 (226)

D 静电生物效应

静电场对水稻种子呼吸的影响及其红外色谱

分析 张振球 梁苏瑛 石贵玉 郭平生 (230)

静电场对大麦种子超弱光子辐射的影响 郭维生 张松 李凤敏 杨体强 (233)

静电场对大豆种子吸胀萌发的影响及机理探讨

..... 马福荣 赵剑 温尚斌 李详生 (236)

静电刺激对小鼠胚胎发育能力的影响

..... 何牧仁 张锁链 高飞 旭日干 梁运章 (240)

油菜种子电生物效应与电场作用量的初步

研究 杨体强 梁运章 李金梅 陈燕 郭维生 李梦莲 (245)

水生动物静电效应的初步研究 胡玉才 孙丕海 李仁宏 (249)

生物体与静电 阎立 李秀敏 李小玲 (253)

E 静电测试、电源、材料

自动换挡的静电测试仪表 郝真鸣 翟建邦 (255)

自动换挡高阻测试仪 郝真鸣 翟建邦 (258)

数显空气离子浓度测定仪 郝真鸣 翟建邦 (262)

粉体工艺生产中的静电测试仪表 郝真鸣 翟建邦 (266)

织物静电测试中若干问题的探讨及其对策 魏光耀 刘尚合 (269)

正脉冲电晕放电 SO_2 产生的 SO ($A^3\pi \rightarrow X^3\Sigma$) 发射光谱

测量的实验研究 王文春 王荣毅 李学初 (273)

水泥静电除尘电源高压信号获取方式的探讨 河北大学静电研究所 (277)

DMC-1 电荷密度测试仪的电路设计 戚栋 王宁会 薛长川 (281)

用单片机实现高压电源的自动控制 曹丹 王亚南 (284)

逆变技术在静电高压电源中的应用 李会楠 李春光 (288)

磁性材料在静电高压电源中的应用 李春光 李会楠 (291)

由 HD 型高压静电发生器成本核算发现的问题 河北大学静电研究所 (295)

用电阻率变化评估 BPO 材料防腐性能的实验研究 王维坚 邢德隆 (299)

等离子体研究进展 吕铭方 陈志中 刘志强 (302)

脉冲电晕脱硫脱硝中的电参数测量 朱益民 张岩滨 吴彦 王荣毅 (306)

一种直流高压数据采集处理装置 王宁会 唐本峰 (310)

均匀电场中导体球链偶极矩的等效球对模型

姜 泽 辉 韩 杰 才

(哈尔滨工业大学复合材料研究中心, 哈尔滨 150001)

摘要 本文提出等效球对模型确定均匀电场中导体球链的偶极矩。基于等径导体球对的偶极矩, 分别考虑了球链的纵向和横向偶极矩, 并简洁地将它们表示成球个数的函数。所得结果与已知数值解符合很好。这一模型以简单方式考虑了球间相互作用对球链偶极矩的影响。与最近邻近近似相比, 我们的公式更简明地表述了链偶极矩与球个数的关系。

1 引言

确定均匀电场中颗粒链的偶极矩是一个重要的静电学课题。在强场作用下, 颗粒沿电场方向排列是经常出现的现象。链结构中颗粒间的相互作用对链结构的电响应特性有着重要影响。这种影响也是电流变体^[1]、颗粒链的准静态光学响应特性^[2]及含链结构复合体的等效介质理论^[3]等研究领域所关注的。颗粒间很强的短程相互作用通常用多极矩来描述。然而, 精确计算多极矩的影响是极其困难的。研究通常集中于较为简单的双球体系。如等径导体球对^[4-6]、不等径导体球对^[7]等。

最近, Jones^[8]和Meyer^[9]用电像法计算了含2-7个导体球的链的纵向偶极矩。随着球个数的增加, 像电荷数量指数增长。受计算机内存的限制, 这种方法很难计算更长的链。为了解析说明球链偶极矩与球个数的关系, Meyer^[9]基于电像法引入最近邻近近似(NNA), 并推导了一个近似公式。然而, 这一公式含的项数太多, 实用性较差。Jones等人^[10]曾将线多极矩展开用于分析介质球链。但这种方法在相对介电常数较高时遇到数据发散的困难。这几种方法只研究了球链的纵向偶极矩, 而确定横向偶极矩对了解球链的响应特性同样是重要的。

本文提出等效球对模型分别研究了导体球链的纵向和横向偶极矩。我们假定每个链都可以等效成一个具有相同偶极矩的导体球。当这两个导体球构成球对时, 球对的偶极矩等于长度为原链长二倍的新链的偶极矩。由此估算任意长导体球链的偶极矩。所得结论与Jones^[8]和Meyer^[9]的数值结果吻合极好。为了便于比较, 我们简单评述了NNA, 对Meyer公式做了修正, 并将其推广到横向情况。

2 等效球对模型

一般而言, 导体球链的偶极矩依赖于导体球的半径 R , 个数 N 及外电场 E 的大小和方

向。在外场的作用下导体球上出现感应电荷。由感应电荷的分布即可确定球链的感应电偶极矩。但是,各球之间的相互作用对感应电荷的分布有影响,在球个数多于三个时,解析确定感应电荷分布是极其困难的。因此,需要近似方法。这里,记电场平行于链轴时为纵向,垂直于链轴时为横向。处于均匀电场 E 中的孤立导体球($N=1$),其偶极矩为,

$$p_0 = 4\pi\epsilon_0 ER^3 \quad (1)$$

两个半径为 R 的导体球构成一个球对时($N=2$),其纵向和横向偶极矩可以用不同方法解出。文献[5]给出,

$$p_2^L = 4\zeta(3)p_0 = \alpha^L p_0 \quad (2)$$

$$p_2^T = 4\zeta(3)p_0 = \alpha^T p_0 \quad (3)$$

其中,上标 L 和 T 分别表示纵向和横向。 $\zeta(3)=1.2020\dots$ 为Riemann ζ -函数^[11]。 α^L 和 α^T 是独立于半径和场强的常数,反映两球相互作用对球对偶极矩的贡献。

首先考虑纵向情况。比较(1),(2)两式

可以发现,(2)式中系数 $\alpha^L=4\zeta(3)$ 是由于近邻的存在而出现的。增加球个数时,这一系数将与 N 有关。假定球对做为一个整体可以被等效成一个具有相同偶极矩的导体球所代替。这个导体球的等效半径为

$R_1 = (\alpha^L)^{1/3} R$ (由(1),(2)两式获得)。进一步假定两个半径为 R_1 的导体球构成一个球对,其偶极矩(由(2)式给出,只需将 R_1 代替 p_0 中 R)等于含四个导体球的链的偶极矩。如果再将这个新的球对等效成一个导体球,其

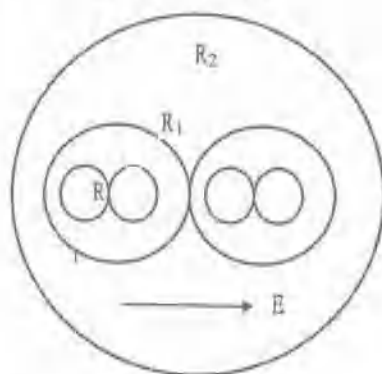


图1. 导体球链纵向偶极矩的等效球对模型。

等效半径则为 $R_2 = (\alpha^L)^{1/3} R_1 = (\alpha^L)^{2/3} R$ 。由这两个半径为 R_2 的导体球构成球对,其偶极矩等于八个导体球的链偶极矩,再将其等效成一个导体球时,其等效半径为 $R_3 = (\alpha^L)^{1/3} R_2 = \alpha^L R$,如图1所示。继续这一过程,最终可得含 $N=2^k$ 个球的链偶极矩为 $4\pi\epsilon_0 ER_k^3 = (\alpha^L)^k p_0$ 。将其扩展到任意 N ,则球链的纵向偶极矩为,

$$p_N^L = (4\zeta(3))^{\ln N / \ln 2} p_0 \quad (4)$$

由上式可看出,当 $N=1$ 时, $p_1^L = p_0$,当 $N=2$ 时,与(2)式相同。这正是所期望的。在以上过程中,等效半径是一个等效偶极矩参数,多极矩的作用试图包含在其中。依照同样过程,可得横向偶极矩,

$$p_N^T = (1.5\zeta(3))^{\ln N / \ln 2} p_0 \quad (5)$$

3 最近邻近似 (NNA)

Meyer^[9]在电像法的基础上引入NNA估算导体球链的纵向偶极矩。他认为最近邻球对像电荷分布的影响起主要作用,而非最近邻球对像电荷分布的影响随球间距的增长

而迅速减弱。Meyer的近似公式不包含 $N=1$ 的情况。而且，所给偶极矩均大于精确解（见文献〔9〕中表1）。由于NNA只计入了最近邻间的相互作用，因而不应大于包含了所有像电荷的精确解。我们利用我们电像法讨论不等径导体球对偶极矩的结果（文献〔7〕中方程（5），取 $R_a=R_b=R$ ）重新进行了计算，纵向偶极矩修正为，

$$P_{NNA}^L = \left\{ \frac{1}{3}(2\ln 2 - 1)N^3 + (2 - 2\ln 2)N^2 + \frac{2}{3}(2\ln 2 - 7)N + 4\zeta(3)(N-1) + 4 \right\} p_0 \quad (6)$$

这一结果比Meyer公式小时 $2N-4$ ，而且包含了 $N=1$ 的情况。我们将进一步将NNA推广到横向偶极矩，得到，

$$P_{NNA}^T = \left\{ (1.5\zeta(3) - 1)N - 1.5\zeta(3) + 2 \right\} p_0 \quad (7)$$

4 讨论

等效球对模型与NNA及电像法数值解的比较列于表1中，表中数值均被 $\pi\epsilon_0 ER^3$ 约化（ $p/\pi\epsilon_0 ER^3$ ）。注意到，在纵向情况中，等效球对模型与数值解吻合的极好，而且等效球对模型以更简洁的方式描述了纵向偶极矩与导体球个数的关系，（3）式可以写成 $P_N^L = N^{2.66} p_0$ ，在横向情况中，等效球对模型和NNA给出的偶极矩随N的增加而增加，这是因为球链的总容积在增大。但是，如果将球链作为整体考察其极化率 $p/\epsilon_0 EV_{chain}$ ， $V_{chain} = N(4\pi R^3/3)$ ，则由（5）和（7）式可以看出，等效球对模型给出的极化率随N的增加趋于零（ $\lim_{N \rightarrow \infty} (1.5\zeta(3))^{N/\ln 2} / N = \lim_{N \rightarrow \infty} N^{0.85} / N \rightarrow 0$ ），而NNA给出的极化率却趋于常值3（ $1.5\zeta(3)-1=2.409$ ）。后者与导体长椭球的情况相似。在长半轴远大于短半轴的情况下，长椭球的横向极化率为^{〔12〕}2。在这种情况下，我们认为

表1. 等效球对模型与NNA及电像法数值解的比较。表中数值均被 $\pi\epsilon_0 ER^3$ 约化。

N	纵向偶极矩				横向偶极矩	
	方程(4)	NNA	数值解 ^{〔8,9〕}	实验值 ^{〔8〕}	方程(5)	NNA
1	4.0	4.0	4.0	4.0-4.5	4.0	4.0
2	19.23	19.23	19.23	13-24	7.21	7.21
3	48.19	45.56	48.5	33-43	10.18	10.42
4	92.48	86.08	95.2	69-94	13.00	13.64
5	153.31	143.84	161.3±2.1		15.72	16.85
6	231.72	221.97	250.4±11.8		18.36	20.06
7	328.58	323.56	346.9±44.0		20.93	23.28

等效球对模型给出的结论是合理的，因为球链的表面是有结构的，不同于长椭球的光滑表面。在横向时，链内各球之间存在着排斥相互作用。各球所受的局域场小于外场E。随着链长的增加局域场变小，各球的感应电偶极矩随之变小。

5 结论

我们用等效球对模型讨论了均匀电场中导体球链的偶极矩。它们可以表示成导体球个数的简洁函数。我们由单球构成双球,再将双球等效成单球,循环这一过程得到球链偶极矩。通过引入等效半径将球链简化成一个球对,由球对的偶极矩确定球链的偶极矩。所得结论是可接受的。对球链偶极矩起主要作用的是各球间的短程相互作用,也就是高阶多极矩间的相互作用。这种相互作用随球间距的增大迅速衰减。但在导体链中,各球间的相互作用使多极矩协同放大,因而球链偶极矩非线性依赖于链的长度。在等效球对模型中,球间的偶极矩和高阶多极矩的作用被包含在等效半径中,也就是认为两球间的相互作用使得球对的行为可以用一个半径大一些的导体球代替。由此间接估计高阶多极矩间的贡献。

参考文献

1. Y.Chen,A.F.Sprecher,and H.Conrad,Electrostatic particle-particle interactions in electrorheological fluids,J.Appl.Phys.1991,70(11),6796-6803
2. D.W.Mackowski,Electrostatics analysis of radiative absorption by sphere clusters in the Rayleigh limit:application to soot particles,Appl.Opt.1995,34(18),3535-3545
3. L.Fu and L.Resca,Electrical response of heterogeneous systems of clustered inclusions,Phys.Rev.B 1993,47(24),16194-16204
4. H.B.Levine and D.A.McQuarrie,Dielectric constant of simple gases,J.Chem.Phys.1968,49(9),4181-4187
5. W.E.Smith and J.Rungis,Twin adhering conducting spheres in an electric field --an alternative geometry for an electrostatic voltmeter,J.Phys.E:Sci.Instrum.1975,8,379-382
6. J.C.-E.Sten and K.I.Nikoskinen,Image polarization and dipole moment of a cluster similar conducting spheres,J.Electrostat.1995,35,267-277
7. 姜泽辉,张学如,韩杰才,均匀电场中不等径导体球对的偶极矩,电子学报,1996(待发表)
8. T.B.Jones,Dipole moments of conducting particle chains,J.Appl.Phys.1986,60(7),2226-2230;Addendum,1987,61(6),2416-2417
9. R.J.Meyer,Nearest-neighbor approximation for the dipole moment of conducting-particle chains,J.Electrostat.1994,33,133-146
10. T.B.Jones,R.D.Miller,K.S.Robinson,and W.Y.Fowlkes,Multipolar interactions of dielectric spheres,J.Electrostat.1989,22,231-244
11. M.Abramowitz and I.A.Stegun,Handbook of mathematical functions,(Dover,New York,1965)
12. L.D.朗道, E.M.栗弗席兹,连续媒质电动力学(人民教育出版社,1965),第一章

液体沿圆管流动时的冲流电流值

罗来龙

(武汉交通科技大学 430063)

摘要 本文运用静电场和流体力学理论推导了圆管中流动的流体的冲流电流,并讨论了管道长度对冲流电流值的影响。

0 前言

低电导率的流体在固体表面流动时伴随有起电现象,这种起电源于液相流体与固相管壁的化学势不同,在分界面形成双电荷层,正是由于这种化学势的差别,离子被吸附在管壁上并且放电,异性离子则被流体带走,下面计算简化条件下的冲流电流。

1 冲流电流的推算:

1.1 基本假设

- 流动是层流,或者虽是湍流,其层流区的厚度大于双重起电层,从而起电和电荷泄漏只发生在层流区。
- 双重起电层很薄,远小于长直圆管的直径。
- 冲流电流值与管长无关,不考虑管道进口处液体流动条件对冲流电流的影响。

1.2 物理依据

a. 层流区 满足牛顿粘滞定律^[1]
$$f = \eta \cdot \left(\frac{dv}{dx}\right)_{r_0} \cdot dS \quad (1)$$

式中 dS ——层流面积元;

$\left(\frac{dv}{dx}\right)_{r_0}$ ——面元处的速度梯度;

η ——流体的切变粘滞系数;

f ——面积元上受的粘滞力。

b. 电场泊松方程^[2]

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (2)$$

式中 ρ ——电荷的体密度;

φ ——电场电势;

ϵ ——介质的介电常数。

1.3 液体冲流电流的推算

在管道层流区取圆柱体壳薄层,如图,设流体自左向右流动,以管轴为 Z 轴建立柱坐

标

据式(1) 薄柱壳内外两侧所受粘滞合力

$$\begin{aligned} f &= (\eta \frac{dv}{dr} \cdot 2\pi r L)_{r+dr} - (\eta \frac{dv}{dr} 2\pi r L)_r \\ &= \frac{d}{dr} (\eta \cdot \frac{dv}{dr} 2\pi r L) \cdot dr \\ &= 2\pi L \eta \cdot \frac{d}{dr} (r \cdot \frac{dv}{dr}) dr \end{aligned}$$

正好与圆柱壳两端的压力差平衡, 考虑到 $\frac{dv}{dr} < 0$ 应有

$$(P_1 - P_2) 2\pi r dr + 2\pi \eta L \frac{d}{dr} (r \cdot \frac{dv}{dr}) dr = 0$$

$$\frac{P_1 - P_2}{\eta L} r dr = -d(r \frac{dv}{dr})$$

积分 $\frac{P_1 - P_2}{2\eta L} r^2 = -r \frac{dv}{dr} + C_1$

边界条件是管轴处流速有极值 $\frac{dv}{dr} \Big|_{r=0} = 0$, 管壁处流体流速为零 $U_{|r=\frac{D}{2}} = 0$, 可知 $C_1 = 0$, 而且

$$\int_r^{\frac{D}{2}} \frac{P_1 - P_2}{2\eta L} r dr = - \int_{U_{(r)}}^0 dv$$

$$U_{(r)} = \frac{P_1 - P_2}{4\eta L} [(\frac{D}{2})^2 - r^2] = \frac{P_1 - P_2}{4\eta L} (\frac{D}{2} + r)(\frac{D}{2} - r)$$

令 $\Delta P = P_1 - P_2$, $X = \frac{D}{2} - r$ 为流体体元到管壁的距离, 则

$$U_{(x)} = \frac{\Delta P}{4\eta L} x(D - x)$$

运用基本假设 $D \gg x$, 上式简化成

$$U_{(x)} = \frac{\Delta P}{4\eta L} Dx \tag{3}$$

根据电荷守恒, 管道对地的泄漏电流的值与单位时间内流体带走的电量相等, 且符号相反, 故有

$$I = - \int_0^{\frac{D}{2}} \rho U_{(x)} \pi D dx$$

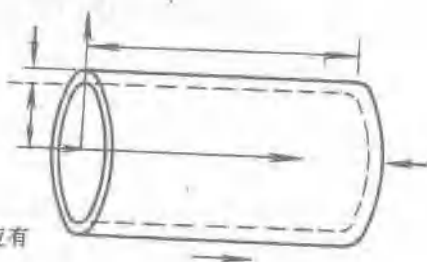
式中 ρ 为液体中电荷的体密度. 由式(2)

$$\rho = -\epsilon \nabla^2 \varphi$$

$$\begin{aligned} \text{于是 } I &= - \int_0^{\frac{D}{2}} (-\epsilon \nabla^2 \varphi) \cdot \frac{\Delta P}{4\eta L} \cdot x \pi D dx \\ &= \frac{\pi D^2 \Delta P \epsilon}{4\eta L} \int_0^{\frac{D}{2}} \frac{d^2 \varphi}{dx^2} \cdot x dx \end{aligned}$$

其中 $\frac{d^2 \varphi}{dx^2} \cdot x dx = d(\frac{d\varphi}{dx} \cdot x) - \frac{d\varphi}{dx} \cdot dx$

$$I = \frac{\pi D^2 \epsilon}{4\eta L} \cdot \frac{\Delta P}{L} \left[(x \cdot \frac{d\varphi}{dx}) \Big|_0^{\frac{D}{2}} - \int_0^{\frac{D}{2}} \frac{d\varphi}{dx} \cdot dx \right]$$



积分 $\int_0^{\frac{D}{2}} \frac{d\varphi}{dx} \cdot dx$ 实际上仅在层流区进行, 令其值为 $\Delta\varphi$, 并注意到管轴处 $\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=\frac{D}{2}} = 0$; 管壁处 $x=0$, 得

$$I = - \frac{\pi D^2 \varepsilon}{4\eta} \cdot \frac{\Delta P}{L} \cdot \Delta\varphi \quad (4)$$

1.4 冲流电流与平均流速的关系

可以用平均流速来描述冲流电流

a. 对层流 ($Re < 2320$), 流动中电荷密度是不均匀的, 流速在横截面上分布亦不均匀, 其平均流速

$$\bar{v} = \int_0^{\frac{D}{2}} \frac{1}{(\frac{D}{2})^2 \pi} \frac{\Delta P}{4\eta L} \left[(\frac{D}{2})^2 - r^2 \right] 2\pi r dr = \frac{\Delta P D^2}{32\eta L}$$

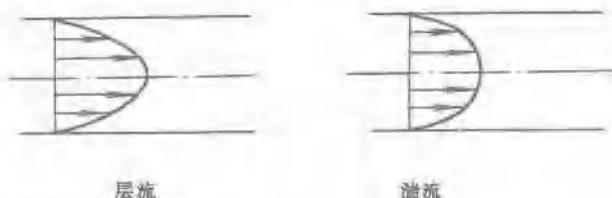
$$\frac{\Delta P}{\eta L} = \frac{32\bar{v}}{D^2}$$

式(4)改写成

$$I = - 8\pi\varepsilon\bar{v}\Delta\varphi \quad (5)$$

可见 I 正比于平均速率的一次幂, 且与管道的直径无关。

b. 对强烈的湍流, 由于湍流扩散增加液体动量, 电量和质量的传递率^[3], 使得流体沿横截面上的流速, 电荷分布均匀得多, 如图是两种情况下流速的比较



这时若把液体电荷的体密度视为常数, 不难得出

$$I = \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \cdot \rho \cdot \bar{v} = 0.25\pi\rho D^2 \bar{v} \quad (6)$$

值得一提的是强烈的湍流中冲流电流值也正比于平均速度, 与层流中的情况类同。

2 冲流电流与管长的关系

以上计算均忽略了管道长度对冲流电流的影响。事实上, 管外不带电的液体, 进入管内后因液固二相的化学势的差异而带电, 又通过管壁上电荷泄漏而放电, 这就决定了冲流电流密度分布与管子区段到进口处的距离有关, 冲流电流应能表达为管轴方向坐标 Z 的函数。

2.1 简化假设

a. 液体电荷体密度 ρ 或者流速在管道横截面上是一常数。

b. 不考虑管口处液体流动条件的影响, 把液体流动产生的起电电流密度 j , 视为常数。

c. 管道进口处液体不带电, 且管道为直圆管。

2.2 冲流电流值

设 dQ 为管段长度为 dZ 区间液体所带的电量, 单位管长区间的电量为 $\frac{dQ}{dZ}$, 则管道横截面上的电流强度

$$I = \frac{dQ}{dZ} U$$

据电荷守恒, dQ 也应通过 dZ 段管壁而泄漏的电量:

$$dQ = j_r \cdot \pi \cdot D \cdot \tau \cdot dZ$$

式中 j_r —— 液体电荷沿管壁泄漏形成的电流密度

τ —— 液体弛豫时间

从而

$$j_r = \frac{I}{D\pi\tau U}$$

而 dZ 区段长管壁上的电流 dI 由 j_r 与 j_s 两种电流密度决定, 且正比于管壁的面积:

$$dI = (j_s - j_r) \pi D dZ$$

$$= (\pi D j_s - \frac{I}{\tau U}) dZ$$

选定管道进口处为 Z 轴原点, 则 $I|_{z=0} = 0$, 求解以上方程

$$I(z) = \pi D j_s \tau U (1 - e^{-\frac{z}{\tau U}}) \quad (7)$$

2.3 讨论

a. 对长管道 $z \gg \tau U, 1 \gg e^{-\frac{z}{\tau U}}$ 有

$$I = \pi D j_s \tau U \quad (8)$$

此时冲流电流正比于平均速度且与 Z 无关。

b. 对短管道 $Z \ll \tau U$

$$1 - e^{-\frac{z}{\tau U}} = 1 - [1 - \frac{z}{\tau U} + \frac{1}{2!} \cdot (\frac{z}{\tau U})^2 \dots] \approx \frac{z}{\tau U}$$

于是

$$I(z) = \pi D j_s Z \quad (9)$$

的确, 冲流电流是管长 Z 的函数。

参 考 文 献

- [1] 李椿, 热学. 北京: 人民教育出版社, 1978: 117
- [2] 郭颐焯, 电动力学. 北京: 人民教育出版社, 1979
- [3] 姜在潮, 多相流与紊流相干结构, 武汉: 华中理工大学出版社, 1994

高压静电补偿法原理

孙启美 刘德朋

(四平师范学院 136000)

摘要 本文分析了高压平行板电极的电场边缘效应的解决办法,并由静电的基础理论出发,推导出静电电压表两级间加屏蔽环后的电场分布及电压换算公式。

在静电应用技术中,平行板电极有十分重要广泛的用途,其原理是利用两金属极间产生的均匀电场 $E=U/d$ 。两极板间的距离越小,电场就越均匀。在实际的静电过程中, d 小容易发生放电,而 d 大又会产生电场不均匀的边缘效应,因而需在不同的静电过程中对平板电极的边缘效应采用不同的解决办法,例如利用平行板电极测试均匀电介质的耐压强度时,为避免边缘效应,可将平板电极的边缘做成圆角形的,而所需圆角的最小半径可由边缘电场的分布求得;在利用平行板电极做为标准的绝对电容器时,为避免边缘效应,采用在边界上加设保护环的方法。

静电电压表是用来测量高电压的装置,其核心为一平行板电极。测量原理是:测出该表中两平行金属板间的吸引力 F ,由公式 $U=\sqrt{\frac{2F}{\epsilon A}}d$ 计算出电压来。由于场强的不均匀性,用该公式只能求出近似值。解决的办法是,在两极间加一些电场屏蔽环,将其接到分压器相应的点子上,从而具有适当的电位值,如图一所示。

本文由静电基础理论出发,研究两极间的电场分布情况,进一步推出采取加屏蔽环后电位的计算公式。

采用柱坐标及分离变量的方法,两极空间任一点的电位分布的通解为:

$$V = [A_1 \cosh kz + A_2 \sinh kz] [B_1 \cos 2n\theta + B_2 \sin 2n\theta] [C_1 J_n(kr) + C_2 N_n(kr)] + (m_1 + m_2 z) (m_3 + m_4 \ln r) + (m'_1 + m'_2 z) (m'_3 \cos n\theta + m'_4 \sin n\theta) (m'_5 r^n + m'_6 r^{-n}) \quad (1)$$

其边界条件为

- ① V 与 θ 无关;
- ② $z=0, V=0$ (当 $0 \leq r \leq a$ 时);
- ③ $z=d, V=V_0$ (当 $0 \leq r \leq a$ 时);
- ④ $r=0, V \neq \infty$

$$\textcircled{5} r=a, V=V_s(z)$$

$V_s(z)$ 由实验测出,由图2中虚线所示。 $V_s(z)$ 可以表示为级数的形式

$$V_s(z) = \frac{V_0}{d}z + V_0 \sum_{n=1}^{\infty} G_n \sin \frac{n\pi}{d}z$$

其中前一项是线性电位分布,后一项是对线性的实际修正。

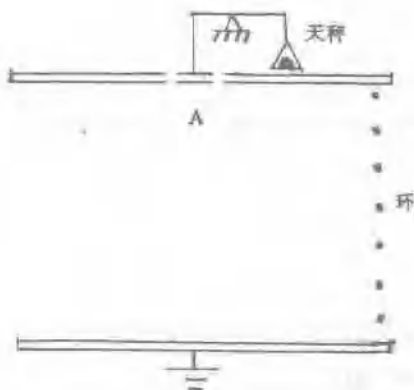


图 1

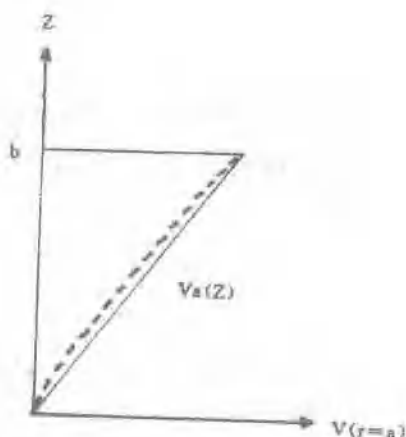


图 2

将以上边界条件分别代入(1)式进行运算,

由边界条件①可得 $n=0$;

由边界条件②可得 $m_1=0, m'_1=0, A_1=0$;

由边界条件④可得 $C_2=0, m'_6=0, m_6=0$.

于是(1)式简化为

$$V = \sum A_n J_0(kr) \operatorname{sh} kz + Bz \quad (2)$$

将条件代入上式得:

$$V_0 = \sum A_n \operatorname{sh} kd J_0(kr) + Bb \quad (3)$$

当 r 值变化时,使(3)式成立,必须有

$$A_n \sin kd = 0 \quad (4)$$

$$B = \frac{V_0}{d} \quad (5)$$

考虑到条件(5),必须令(4)式中的 $\operatorname{sh} kd=0$,故

$$kd = jn\pi \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots)$$

即

$$k = j \frac{n\pi}{d} \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots)$$

将上两式代入(2)式,整理后得

$$V = \frac{V_0}{d}z + \sum_{n=1}^{\infty} A'_n \sin \frac{n\pi}{d}z J_0(j \frac{n\pi r}{d}) \quad (6)$$