

摘 要

本文建立了研究可吸入颗粒物 PM2.5 声场中动力学特性的可视化实验装置, 以电站锅炉飞灰颗粒为研究对象, 对其在相同声强、不同频率声波及相同频率、不同声强作用下的运动轨迹进行了可视化研究。其次, 将空气对 PM2.5 的阻力特性考虑在内, 建立了水平平面声波对重力场中 PM2.5 颗粒动力学特性影响的数学模型, 以探讨声场和重力场双重作用下 PM2.5 颗粒的运动情况。通过模拟计算发现: 颗粒初始位置的不同造成了颗粒初始速度的大小、方向不同; 声场的强度、频率是影响颗粒运动的重要条件; 颗粒的水平位移和垂直位移的综合结果是颗粒螺旋下落, 这个空间是颗粒碰撞的有效空间。最后, 建立了声场中双颗粒碰撞的模型, 探讨了双颗粒碰撞凝并的过程, 为以后多颗粒碰撞模型提供借鉴资料。

关键词: PM2.5, 声波, 可视化实验, 数值模拟, 碰撞

ABSTRACT

The visual experimental device of the dynamics characteristic is set up in the inhalable particles PM2.5 acoustic field of studying, regard flying dust of power station as the research object. The movement orbit has been studied visually in the same sound intensity, different frequency sound and the same frequency, different sound intensity. Then, A model that describing the movement of PM2.5 driven by level sound wave in gravitational field was suggested, and for the first time the resistance to PM2.5 brought by air was considered in this model. From the model some conclusions were drawn: the different initial positions would lead to different speed and orientation to PM2.5; intensity and the frequency of sound field are important factors that affect the movement of particles; the combination of level displacement and vertical displacement would result in the movement of PM2.5 is spiral, and this space is the effective space for collision.

Li Qun (Thermal power engineering)

Directed by prof. Wang Chun-bo

KEY WORDS: PM2.5, visual experiment, sound wave, modeling, collision

声 明

本人郑重声明：此处所提交的硕士学位论文《PM2.5 颗粒声场中的凝并特性实验研究及数值模拟》，是本人在华北电力大学攻读硕士学位期间，在导师指导下进行的研究工作和取得的研究成果。据本人所知，除了文中特别加以标注和致谢之处外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得华北电力大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

学位论文作者签名：李群 日 期：2007.03.16

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解华北电力大学有关保留、使用学位论文的规定，即：①学校有权保留、并向有关部门送交学位论文的原件与复印件；②学校可以采用影印、缩印或其它复制手段复制并保存学位论文；③学校可允许学位论文被查阅或借阅；④学校可以学术交流为目的，复制赠送和交换学位论文；⑤同意学校可以用不同方式在不同媒体上发表、传播学位论文的全部或部分内容。

(涉密的学位论文在解密后遵守此规定)

作者签名：李群

导师签名：王春波

日 期：2007.03.16

日 期：2007.3.16

第一章 绪 论

1.1 选题背景及意义

煤炭是世界上最丰富的化石燃料资源,约占世界化石燃料储量的70%以上。而且目前煤炭约占世界一次能源消费的30%左右,据世界能源会议预测,煤炭作为一次能源的重要组成部分的地位将在相当长时间内不会改变,预计2020年煤炭将占世界一次能源消费的33.7%。中国目前和今后相当长时间都是世界上煤炭消费量和生产量最大的国家,2002年煤炭产量近14亿吨,2003年已超过16亿吨,2020年煤炭产量预计将达25-33亿吨。1999年我国煤炭占一次能源消费总量的比重高达74.7%^[1],我国资源特点决定了以煤为主的能源结构长期不会改变。

我国燃煤引起的环境污染问题已相当严重,颗粒物是目前我国城市大气环境的首要污染物。据我国环境质量报告书和世界资源报告提供的数据^[2],我国空气质量超标的城市中,68%都存在可吸入颗粒物污染问题。1998年,统计的全国322个城市中,空气总悬浮颗粒物平均浓度值为0.289毫克/立方米,68%的城市总悬浮颗粒物浓度年均值超过国家二级标准,有308个城市总悬浮颗粒物年均浓度高于世界卫生组织(WHO)的空气质量指南值(0.09毫克/立方米),占统计城市的95%以上。可吸入颗粒物是目前我国城市大气环境的重要污染物,PM2.5污染问题同样是十分严重的。

我国烟尘90%来自燃煤,2001年烟尘排放量达1059.1万吨,2002年,在所监测统计的343个城市中有2/3城市空气质量超过国家二级标准,107个城市空气质量劣于国家三级标准。其中超细颗粒物(PM2.5)的污染问题更加严重。联合国环境署《2002年全球环境展望》指出,我国11个最大城市中,燃煤烟尘和细颗粒物污染,每年使5万多人夭折,40多万人感染慢性支气管炎。市区肺癌死亡率与大气总悬浮颗粒物呈正相关关系;我国某电厂烟囱主风向下风侧居民区新生儿的先天畸形发病率明显高于洁净区,并且距电厂越近,畸形发病率越高,其中排放的颗粒物起到重要的毒害作用。同时,颗粒物对大气能见度也产生极大的影响,北京市全年能见度低于4km的天数由50年代的60天,到70年代的150天,直至80年代增为180天,1994年达到203天,目前能见度随空气污染加重呈明显下降的趋势此外,超细颗粒物通常富集各种重金属元素(如As、Pb、Cr、Cd、Ni等)和PAHs(多环芳烃类)、PCDD/Fs(二恶英类)等有机污染物,对环境的危害更大。进入21世纪,颗粒物已成为大气环境污染的突出问题。人们已经认识到大气中颗粒物对人体健康具有致癌、致畸和致突变的效应,是导致人类死亡率上升的主要原因之一,同时,也是诱发全

球气候变化、烟雾事件、臭氧层破坏等重大事件的重要因素^[3-5]，日益引起世界各国的高度重视。

虽然现有除尘装置的除尘效率可达99%以上，但这些除尘器对超细颗粒物的捕获率较低，仍有大量的超细颗粒物进入大气中，构成大气气溶胶的主要部分。超细颗粒以颗粒的数量计可达到飞灰总数的90%以上，这也是我国在大气中总悬浮颗粒物呈逐年下降趋势，烟尘排放总量也下降的情况下，超细颗粒物却呈上升趋势的原因。因此，对PM_{2.5}颗粒去除方法的研究，对燃煤锅炉烟气除尘技术以及环境污染控制等具有重要的学术意义和重大的应用前景。

1.2 PM_{2.5}的危害

1.2.1 PM_{2.5}对环境的危害

大气污染物构成的两大基本要素是气态的大气污染物和大气气溶胶。大气气溶胶是指悬浮在空气中的液体和固体微粒。由于大气气溶胶的污染特征和其物理化学性质，导致臭氧层破坏、酸雨的形成、光化学烟雾事件等一系列环境问题，引起全球的关注和研究。大气气溶胶成为当今大气化学研究的前沿领域；在今后的十多年里，对流层气溶胶将是最突出的研究对象。气溶胶的物理化学特征研究一直是大气环境研究的重要而普遍的问题。早期的研究对象着重于直接排放的一次污染颗粒物，20世纪70年代起逐渐从总悬浮颗粒物TSP的研究转向可吸入颗粒物PM₁₀，20世纪90年代后期，二次颗粒物研究受到重视，现今则侧重研究PM_{2.5}。

大气悬浮颗粒中的PM_{2.5}对环境的影响是多方面的。

1) 使能见度降低。颗粒物使能见度降低的原因有：1、对光的吸收和散射减弱了光信号；2、由于散射作用减小了目标物与天空背景之间的对比度。大量的研究表明，气溶胶颗粒与能见度的降低密切相关。

光的散射是能见度降低的最主要因素，颗粒物的散射能造成60-95%的能见度减弱，大小与可见光波长(0.4-0.7 μm)相近的颗粒对光的散射影响较明显，通常认为散射效应主要与PM_{2.5}有关。

颗粒物对光的吸收与其成分和大小有关。极细颗粒对光的吸收比散射更有效。元素碳对光的吸收远远大于其他光吸收物质，因此，通常认为PM₁₀和PM_{2.5}光的吸收主要是由元素碳引起的。元素碳主要由燃料的不完全燃烧产生，其主要分布在粒径小于1 μm 的颗粒中^[6-8]。

2) 改变辐射平衡。气溶胶颗粒可以直接阻挡太阳光到达地面，降低地面温度，使高空温度增加。特别是直径在0.1-5 μm 的颗粒，通过对太阳光与地表辐射的散射

与吸收在大气能量平衡中起着重要作用。当PM2.5浓度达 $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 时，到达地面的紫外线减少75%；当PM2.5浓度达 $600 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 时到达地面的紫外线减小42.7%。

气溶胶颗粒也可以间接影响辐射平衡，大气气溶胶为云的形成和发展提供云凝结核(CCN)和冰核，通过影响云的辐射特征和云量产生间接辐射强迫，就全球范围讲，它的作用为负效应，而且具有很大的不确定性^[6]。

3) 对降水的影响。颗粒物作为水汽凝结核的作用和降水对它的冲刷作用均可以使颗粒物进入降水或云水中。颗粒物的各种化学成分进入云水或降水体系后，会发生一系列的复杂变化，并影响或决定云水和降水的污染性质。其中一个重要方面是它的酸碱性质和对酸的缓冲能力。王伟等^[4]认为，近地面大气气溶胶中含有较多大颗粒，通常来自于地面或风沙扬尘，常含较多碱性物质，可以在一定程度上缓冲雨水的酸性；而高空大气中含有较多粒径偏小的颗粒物，主要来源于燃料燃烧等人为活动，其中含硫酸盐和硝酸盐具有较强的酸性，很可能增强降水的酸性。

1.2.2 PM2.5 对人类健康的危害

在生产与科学研究中，对微米-亚微米级颗粒的分离技术越来越引起人们的关注。它对环境保护、工业生产质量控制、医疗卫生等众多领域的发展有着重要的意义。近年来的研究表明，大气中的PM2.5属于人体完全可吸入性粉尘，且在大气中漂浮的时间最久，由于PM2.5易于富集空气中的有毒重金属、酸性氧化物、有机污染物、细菌与病毒，它们粒径小、相对表面积大、吸附性强、扩散面宽、其有害影响远高于粗粒子，PM2.5通过呼吸进入人体肺部后难以排除并沉积，进而进入血液循环，它与癌症的发生有密切关系，对人类的危害极大。

超细颗粒物对人体健康的危害主要表现在“三致”作用：致癌、致畸、致突变。主要原因在于超细颗粒物通常富集各种重金属元素(如As, Se, Pb, Cr等)和PAHs(多环芳烃类)、PCDD/Fs(二恶英类)等有机污染物，这些多为致癌物质和基因毒性诱变物质，危害极大，其主要来源是矿物燃料的燃烧所致。国外大量研究资料表明，可吸入颗粒物浓度上升与疾病的发病率、死亡率等密切相关，尤其是呼吸系统疾病及心肺疾病^[9~10]。Dockery等^[11~12]曾作过著名的人口健康研究，希腊、荷兰、德国、智利和巴西等地也有类似的研究^[13]。所有的健康研究都显示了PM10或TSP与呼吸道和心脏血管疾病之间具有统计关系。在芬兰作的一项研究表明，在孩子们中间，有咳嗽、喘息等哮喘症状的发病率与PM10, PM2.5及TSP浓度之间有密切关系^[14]。欧洲的一项联合研究，即APHEA研究，将六个欧洲国家的PM10浓度与其健康情况联系起来。结果表明，PM10浓度每增加 $10 \mu\text{g}/\text{m}^3$ ，急性重病的平均发病率就会增加0.144%^[15]。研究显示，PM2.5在PM10中占相当大的比重，毒性组分在PM2.5上的富集因子也明显大于PM10。

1.3 各国对超细颗粒物的控制措施

超细颗粒物的排放问题已备受人们的关注。1997年,美国率先提出了新的国家空气质量标准 $PM_{2.5}$, $65 \mu g/m^3$ (24h 平均)和 $15 \mu g/m^3$ (年平均)。如表 1-1^[16-17]所示,为美国制定空气质量标准的进程安排。欧洲现在尽管还没有 $PM_{2.5}$ 标准,但对原有的 PM_{10} 标准进行了修正,并分两个阶段进行,如表 1-2 所示^[18],并将 $PM_{2.5}$ 的测量纳入 PM_{10} 的监测系统,明确表示在减少 PM_{10} 的同时也包括 $PM_{2.5}$ 的减少。并且世界其他国家也都有其自己的标准和计划目标。如表 1-3 所示^[18]

中国的煤炭品种繁多,低质煤较多,有的煤含硫量较高,煤炭消耗量又较高,燃烧是超细颗粒物的一个重要来源,作为一个燃煤大国,我国超细颗粒物的污染状况尤为严重,所以中国的大气污染主要是由燃煤造成的。而在可预见的未来几十年里,煤炭仍将是我国主要的一次能源。电力行业是煤炭消费的最大用户,对我国环境状态的影响巨大。

目前中国每年用于发电的煤炭占全国煤炭产量的 1/3 以上,并呈逐年上升趋势,因而火力发电是中国主要污染物排放源。1997年中国二氧化硫排放量为 2346 万吨,工业部门排放 1852 万吨,占 78%,火电厂排放量为 700 万吨,占排放总量的 30%;中国大气污染主要指标中,近 1/3 的二氧化硫排放量和近 1/5 的烟尘排放量是由燃煤发电厂产生的。我国政府为了控制电力行业的环境污染,在《大气污染防治法》中对电力工业的环境保护作了明确的规定:“在城市市区内新建火电厂,应根据需要与条件,实现热力与电力的联合生产,安排供热管网与该热电厂主体工程同步建设、同步验收投入使用。”文中还规定:“在酸雨控制区和二氧化硫控制区内排放二氧化硫的火电厂和其他大中型企业,属于新建项目不能用低硫煤的,必须建设配套脱硫、除尘装置或采取其他二氧化硫排放、除尘的措施,属于已建企业不用低硫煤的,应当采取控制二氧化硫排放措施。”可以看出,国家从政策上也只是提倡控制,并没有具体的措施和规定,同时对控制没有量化处理。

魏复盛等^[19]曾在我国的广州、武汉、兰州、重庆四大城市的 8 个测点对 $PM_{2.5}$ 和 PM_{10} 进行了测量,结果表明四大城市的 $PM_{2.5}$ 和 PM_{10} 的污染都相当严重, $PM_{2.5}$ 年日均值为 $0.046 mg/m^3 \sim 0.160 mg/m^3$,是美国标准 $0.015 mg/m^3$ 的 3 倍~10 倍, $PM_{2.5}$ 已成为我国大气气溶胶的主要成分之一,其占 TSP 的比例在我国个别城市中达到 32%~68%,日平均质量浓度一般都超过 $100 \mu g/m^3$, PM_{10} 年均值都超过美国空气质量标准。我国 1996 年出台的空气质量标准与美国的空气质量标准的比较见表 1-4。

2000 年 4 月,我国通过了一项新的法规,要求将基于浓度的排放标准转换为基于污染物的排放标准,这使得当地环境保护部门能够明确地限定污染物的排放,并

且使污染物排放超标罚款的实施成为可能，在这项新的法规中，还鼓励各单位使用低硫、低灰的煤种。

表 1-1 美国 PM2.5 空气质量标准

Time period	Ambient concentration limits
242h average	$65 \mu\text{g}/\text{m}^3$
Annual average	$15 \mu\text{g}/\text{m}^3$
1997	New NAAQS for PM2.5
1998-2001	National monitoring net work set up
2001-2004	Initial 3-year monitoring data sets available
2002	Periodic 5-year review of standard
2002-2005	Areas designated (attainment or non “attain” ment)
2005-2008	States subm it implamentation plans
2012-2017	States have up to 10 years to comply (12 years with extension)

表 1-2 欧洲 PM10 排放标准实现的两个步骤

Target date Time	Time period	Limit value
Stage 1		
2005-01-01	24-h average	$50 \mu\text{g}/\text{m}^3$: not to be exceeded more than 25 times per year
2005-01-01	Annual average	$30 \mu\text{g}/\text{m}^3$
Stage 2		
2010-01-01	24-h average	$50 \mu\text{g}/\text{m}^3$: not to be exceeded more than 7 times per year
2010-01-01	Annual average	$20 \mu\text{g}/\text{m}^3$

表 1-3 世界各国的空气质量标准以及远程计划

国家	目前空气质量标准	远程计划
英国	50 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ (24h 平均)	在 2005 年使其 99%的时间都不超过
芬兰	70 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ (24h 平均)	50 $\mu\text{g}/\text{m}^3$
德国	未知	正在计划新的环境空气质量标准, 同时考虑制定空气质量 PM10、PM2.5、PM1 的标准
土耳其	150 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ (24h 平均)	待定
日本	200 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ (1h 平均) 和 100 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ (24h 平均)	一项清洁空气计划正在对有关机动车辆污染的问题进行研究, 其中包括颗粒物的详细研究

表 1-4 我国 1996 年出台的空气质量标准(GB 3095—1996)

与美国的空气质量标准的比较

Pollutant	Period	Concentration limit/($\mu\text{g}/\text{m}^3$)			
		Conservation, scenic and historic areas	Residential and commercial areas	Industrial areas	U S
TSP	Annual average	80	200	300	-
TSP	24-h average	120	300	50	-
PM 10	Annual average	40	100	150	50
PM 10	24-h average	50	150	250	150

1.4 国内外研究动态

声波团聚是根据声学原理, 利用具有很高能量密度的声区, 使超细颗粒物发生团聚。实验室运用声波团聚理论的除尘装置一般由声波发生器、声团聚箱和分离器组成。18 世纪末, Konig 提出了声场挟带微粒的理论。此后, 很多学者对颗粒在声

场中的振动、团聚进行了研究,在团聚机理及理论模型的建立方面也进行了大量的工作。但由于声波团聚问题的复杂性、实验条件不同和测试方法的局限性等,使得至今为止,在一些关键性问题上还没有取得一致的看法,甚至有的结论还相互矛盾^[20],致使这项技术仍处于试验阶段。

20世纪70年代以来,众多学者对声波团聚的操作参数作了深入的试验研究,对声波团聚技术的研究,首先是在冷态下进行的。选择冷态的目的是便于探讨声波团聚超细颗粒物的可行性。宾夕法尼亚州大学的 Michael^[21]等较早就对声波团聚的冷态操作参数进行了系统的研究。实验用的声源为电喇叭,在中等声强(100dB~120dB)和频率范围 1kHz~6kHz 的声场中,考察了声强、频率、声波辐射时间和超细颗粒物浓度对团聚的影响。发现燃煤飞灰微粒团聚后微粒的形状比较复杂,分析后发现团聚具有自相似结构。Tiwary^[22]报道了在声强 160dB,频率 2kHz~3kHz 的声场中,粒子粒径可由 0.2 μm 团聚增大到 20 μm 。并得出在浓度为 $1\text{mg}/\text{m}^3\sim 30\text{mg}/\text{m}^3$ 的含尘烟气中,团聚的最佳操作参数是声强为 150dB~160dB,频率为 1kHz~2kHz,停留时间为 4s。Groguss^[23]认为超细颗粒物团聚的最佳操作参数是声强为 155dB~165dB,频率为 2.5kHz,停留时间为 4s,二者结论基本吻合。近年来,一些研究认为提高超声波频率可以促进粒子团聚^[24],但 Reethof^[25]认为声波的能量很容易被气体分子所吸收,高频声波不能使含尘气中的粒子产生较大的振幅。文献^[26]应用基核理论和黏性流场的绕流(雷诺数 $\text{Re}<1$)理论,推导了微粒在声场中团聚的基核表达式。针对 Mednikov 提出的高强度声波可诱发湍流,促进粒子团聚, Tiwary^[20]等认为,当声压级超过 170dB 后才有湍流发生,且湍流区只占声场中层流区的 20%。由于湍流所具有的能量比声场中的声能低几个数量级,故声波诱导的湍流对粒子团聚作用很小。1993 年 Hoffmann 等^[27]报道了常压高温(550 $^{\circ}\text{C}$)环境下燃煤飞灰的团聚实验。在团聚室加入石灰石作为吸附剂,由固定在圆锥体较大一端平板上的偏心轮的转动产生 160dB,44Hz 的声波,并提出了双模态(bimodal)的团聚方法。结果发现,冷态下小于 11Lm 以上的粒子质量占 11Lm 以下粒子总质量的 23%,而在高温(550 $^{\circ}\text{C}$)以下则为 25%以上,为声波团聚技术的发展提出了新的方向。Rodriguez-Maroto 等^[28]进行了不同条件下声团聚效率的测试实验。在流化床燃煤锅炉和静电除尘器之间安装一个声团聚装置。通过 4 个专门设计的传感器来控制声强大小,并保证声场均匀分布。采样装置主要由等动力自动取样器、光学粒径仪和静电分级器三部分组成,并通过扫描电镜和 X 射线衍射分析超细颗粒物的元素组成、颗粒数和形貌特征。采用过滤器和多级撞击取样器测量颗粒物浓度和空气动力学直径。结果表明:使用 2 个传感器,10kHz 或 20kHz,400W 的条件下和使用 4 个传感器,相同频率、400W 或 80W 的条件下得到的声团聚效果几乎一致,颗粒数比不用声团聚时分别要减少 40%和 37%。

目前,国内可吸入颗粒物 PM2.5 在外加作用场中的动力学特性的研究和数值模拟刚刚起步。粒子的声波凝聚在 50 年代开始得到一些初步应用,此后一些学者对声波凝聚做了一些统观除尘效果研究,但由于当时测试条件和方法的局限以及对象的不同,缺乏对过程机理的了解,至今在一些关键问题上还没有取得一致的结果,甚至有的结论还相互矛盾,使得声波凝聚至今没有得到实质上的应用。利用声波引起空气分子振动,通过分子稀疏和稠密的变化对 PM2.5 产生作用,探讨声波脱离 PM2.5 的可能性,刚被列入国家重点基础研究发展规划项目相关研究内容之一。郑世琴^[29]等认为超细颗粒物在团聚后具有自相似结构,运用分形理论对超细颗粒物在声场中的团聚模型作了修正。但这种模型不适合辐射时间较长时的破碎现象。原因是颗粒簇达到一定的粒径后,结实程度下降,在其他微粒的撞击下,会从微粒簇上掉下体积很小的数块微粒簇,而余下微粒簇仍然保持分形结构不变。声波团聚技术的研究已逾百年。清华大学、华中科技大学和东南大学的煤燃烧重点实验室亦作了一定的研究^[30-33]。另外东南大学对高梯度磁场下可吸入颗粒物动力学特性以及蒸汽相变促进 PM2.5 颗粒凝聚并长大过程也进行了初步的研究^[34-36]。由于声波团聚方法收集亚微米粉尘是有效的,曾一度引起人们的极大关注。但是为了产生几十甚至几百千赫的声波,需耗费大量的电能,同时还需要消除噪声的危害,因此到目前尚未制造出实用的声团聚除尘器。

1.5 课题研究内容

燃煤烟气气溶胶粒子的尺度分布基本上由三个分离的模式组成,即:核模式($d < 0.1 \mu\text{m}$); 积聚模式($0.1 \mu\text{m} < d < 2.0 \mu\text{m}$); 粗粒子模式($d > 2.0 \mu\text{m}$)。

粗粒子模式粒子在燃煤过程中可被除尘装置收集,危害较小。

核模式粒子主要是由于各种污染气体或高温过饱和蒸汽经多相反应或冷凝而形成。它们可由布朗运动的推动而碰并或经饱和蒸汽凝结而迅速长大,其寿命较短。

积聚模式粒子富集了煤中的重金属元素及其它有害物质,并且是人体可全部吸入肺部的颗粒。由于此类颗粒已失去了进一步长大的动力,也不易被一般的高效除尘装置除去,即使雨水冲洗也对它们的去除也没有大的影响,以至于悬浮寿命可达几百小时,极易在大气中积累,危害甚广。本课题研究的目标就是此类积聚模式的颗粒的凝聚机理。

本课题研究拟采用恰当的声波作为动力促使细微颗粒相互凝聚长大或被大颗粒所吸附以便于快速高效清除,以及在利用声波凝聚作用清除燃煤烟气中 PM2.5 含毒颗粒的过程中所必须解决的基本问题和基本规律。

本课题研究内容包括：

- 1) 声场中燃煤烟气 PM2.5 颗粒运动特性的可视化研究；
- 2) 燃煤烟气 PM2.5 颗粒气固两相流在声场中振动规律的研究；
- 3) 双燃煤烟气 PM2.5 颗粒在声场作用下碰并凝聚机理的研究；
- 4) 双燃煤烟气 PM2.5 颗粒在声场以及其他多种力场综合作用下凝聚长大规律的研究。

第二章 实验台简介及实验步骤

电厂燃煤飞灰 PM2.5 颗粒属于微米和亚微米量级的颗粒，在尺度上介于微观和宏观之间，我们用肉眼无法直接观测到。PM2.5 颗粒的尺寸小，但其在一定时间内的运动特性值（如速度、位移等参数）比颗粒的尺度大，这个特点阻碍了我们直观的了解声波对 PM2.5 颗粒运动的影响，对颗粒运动的可视化实验研究带来了很大的困难。为解决这个问题，我们在以前研究者的工作基础上建立了用于观测电厂燃煤飞灰 PM2.5 颗粒在声场中动力学特性的可视化实验台。这个可视化实验台通过光学放大和数码放大将肉眼不可见的颗粒呈现在电脑显示屏上，并记录下在声波作用下 PM2.5 颗粒的运动情况，为我们以后的工作提供第一手实验资料。这一章将介绍实验台的结构以及实验步骤。

2.1 实验装置

实验装置如图2-1所示，主要由以下三部分组成：一是观测室及气溶胶发生系统，观测室由有机玻璃制成，气溶胶发生系统包括气溶胶发生器和输送气源；二是显微摄像系统，由激光器光源、体式显微镜、数码相机及台式PC机组成；三是声波发生及检测系统，由信号发生器、功率放大器、声源和分贝计组成。

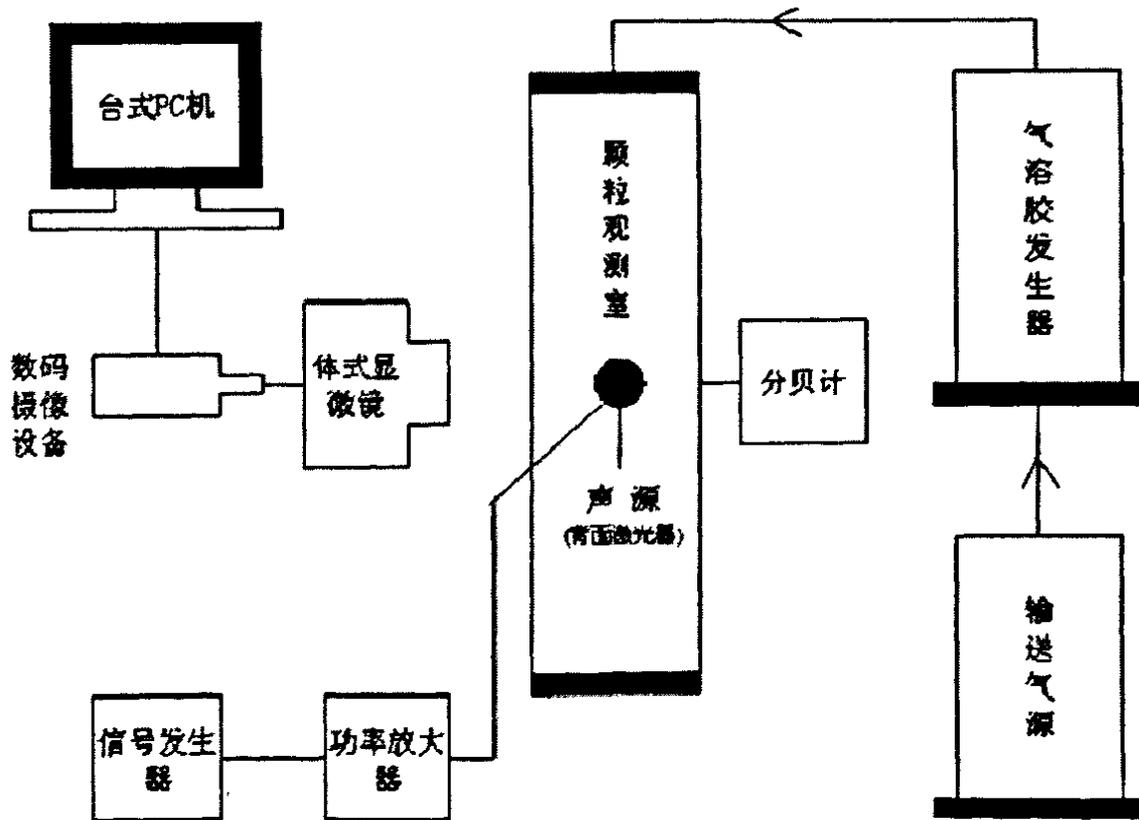


图 2-1 PM2.5 声场中动力学特性可视化实验装置示意图

2.1.1 观测室和气溶胶发生系统

2.1.1.1 观测室

观测室是实验的测试和观察段，气溶胶发生器产生的气溶胶颗粒悬浮运动在观测室，以便于拍摄气溶胶颗粒的运动情况，PM2.5从实验段的一端进入。观测室由机玻璃构成，壁厚3mm，其结构尺寸为500×30×15mm，与显微镜的垂直面宽30mm，平行面宽15mm，以便于观察拍摄。

2.1.1.2 气溶胶发生器

气溶胶发生器产生实验用PM2.5颗粒。产生气溶胶的原料为保定热电厂电除尘器第四电场尾部锅炉飞灰，由料仓加入，通过气溶胶发生器制成符合要求的气溶胶。以压缩泵作为输送气源提供输送气流，风速通过一个调节阀控制。

2.1.2 显微摄像系统

2.1.2.1 激光器光源

该显微摄像系统由三鼎光电公司生产的型号为TLH650-16-G1的红光一字线激光器(如图2-2)做光源，提供650nm，16mw连续激光，其主要技术参数如表2-1所示：



图2-2 红光一字线激光器

表2-1 红光一字线激光器主要技术参数

输出波长(nm)	出瞳功率(mw)	工作电压(v)	光束发散度(mrad)
650	≤16	DC2.7-6	1.0
线宽	线直度	扇角(°)	光学系统
≤1mm(3m)	6m线长弯曲 ≤1mm	11-110	光学镀膜玻璃 透镜

重复以上3到5步，这可是视度调节更精确：

(7) 旋转变焦手轮到最小倍率。通过左边的目镜观察，如果像不清晰，旋转左视度调节环①是像清晰（如图2-4）。

(二) 选择光路

利用拉杆（如图2-5）向里向外的移动，实现双目观察与摄影摄像的切换。拉杆向外移动，可进行摄影摄像，反之，拉杆向里移动，可进行双目观察。

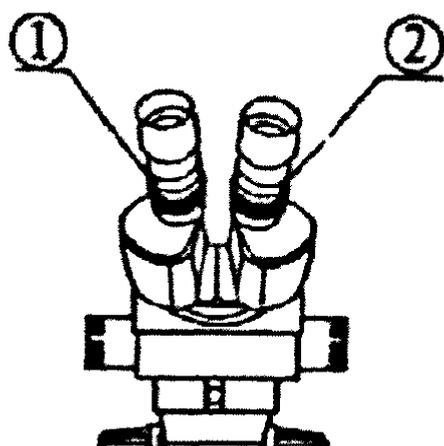


图2-4 适度调节环

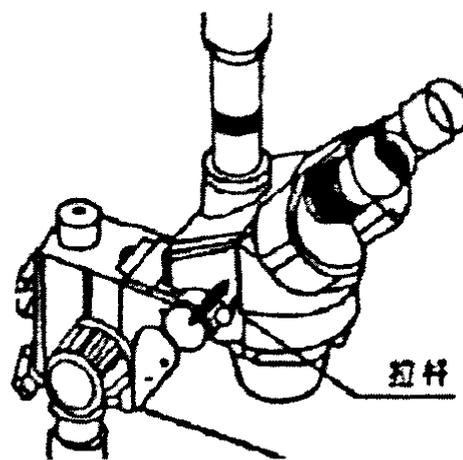


图2-5 拉杆

2.1.2.3 数码摄像机

数码相机型号为佳能A620，700万像素，4倍物理放大。

2.1.2.4 PC 台式电脑

PC台式电脑用于储存处理拍摄图像。

2.1.3 声波发生及检测系统

2.1.3.1 信号发生器

本实验所使用的信号发生器的起始频率为1Hz，截至频率为20kHz，可提供正弦波、矩形波，三角波、白噪音以及扫频信号五种音频信号，输入电压幅值为10mv、20 mv、50 mv、100 mv、200 mv、500 mv、1000 mv。

2.1.3.2 功率放大器

由于信号发生器的音频信号强度较弱，虽足以驱动声源喇叭，但达不到需要的声强，这时需用功率放大器将音频信号放大，使其达到足够的强度，具体表现为提供足够的功率驱动声源。本实验使用的是数码音频功率放大器（如图2-6），其主要技术指标见表2-2。

2.1.3.3 喇叭

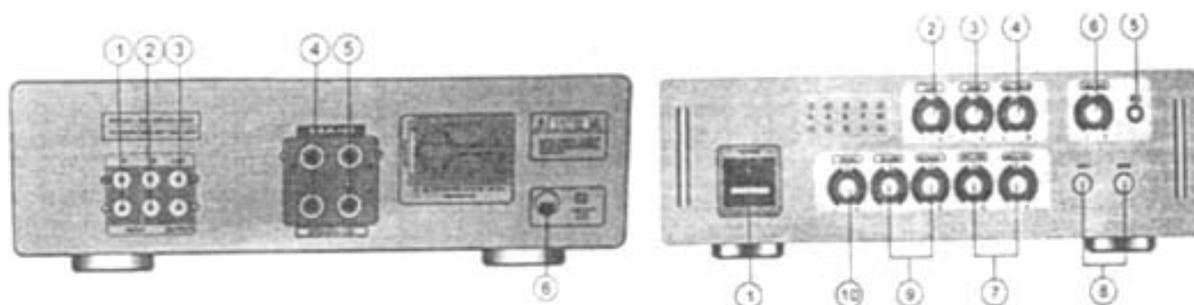
声源为宽频电容喇叭，由信号发生器产生音频信号经功率放大器放大后驱动。

2.1.3.4 分贝计

分贝计用于检测声场强度。

表 2-2 数码音频功率放大器的主要技术参数

线路输入	250MV/47KΩ
信噪比	≥80dB (A权计)
频响	20Hz-60Hz+1/-3 dB
主声道谐波失真	≤0.05%(1kHz8Ω/50w)
主声道不失真输出功率	30 w +30 w(1kHz/4Ω)
负载阻抗	8-16Ω
分离度	> 56dB
音频调节范围	±10dB(100Hz、10kHz)
话筒输入	10mv/60Ω
工作电压	交流~220-240V/50Hz
量大功耗	60 w



1>A组信号输入插口
2>B组信号输入插口
3>信号输出插口

4>右声道功率输出插口
5>左声道功率输出插口
6>电源插头线~220/50HZ/50W

1>电源开关
2>主声道低音调节旋钮
3>主声道高音调节旋钮
4>主声道平衡调节旋钮
5>A组与B组输入选择开关

6>主声道音量调节旋钮
7>OK音量调节旋钮
8>咪1、咪2插口
9>OK音调调节旋钮
10>OK混响调节旋钮

(背面视图)

(正面视图)

图2-6 数码音频功率放大器

2.2 实验步骤

本实验为 PM2.5 颗粒在声场作用下运动轨迹的可视化实验，主要用于研究声场对 PM2.5 颗粒运动规律的影响，为以后模拟作实验基础。

为了更好的了解声波对 PM2.5 的影响，分别作了在不同声场布置情况下不同频率，相同声强、不同声强，相同频率的实验。

实验开始时首先开启气溶胶发生系统，使电厂锅炉飞灰的气溶胶充满整个观测室，关闭气溶胶发生器；然后打开激光器并调整激光束的位置使其照射在体式显微镜的焦平面内；调节显微镜的放大倍数；开启声场发生系统并调整产生声波的波形和频率，并辅助分贝计调整输出的声强；打开数字摄像设备调整好拍摄速度，记录颗粒的运动情况，并传送到台式 PC 机进行处理。

第三章 结果与分析

声场中 PM2.5 颗粒动力学特性可视化实验研究是发现 PM2.5 颗粒在声场中运动规律及验证颗粒运动规律数学模型的必要条件,是研究声波对 PM2.5 颗粒作用的一个重要步骤。在国外, Hoffmann、Itziar 等^[37-39]研究人员作了相关的研究工作,但他们研究的最小颗粒粒径为 $7\mu m$,在此粒径下很多因素的影响尚不显著,所以他们的研究成果难以推广到更小的颗粒。在国内,东南大学动力系姚刚等^[31]也做了一些相关的研究,但其所拍摄的照片范围有限,显示出了 PM2.5 颗粒运动的细节,即 PM2.5 颗粒运动“S”型轨迹一部分,并不能很好的说明 PM2.5 颗粒在声场中的运动形态和运动趋势。

我们在第二章所介绍的实验台上对声场中燃煤飞灰 PM2.5 颗粒的运动规律进行了大量的实验。以保定热电厂电除尘器第四电场尾部锅炉飞灰制成的气溶胶颗粒为研究对象,对不同声场方向、不同声场频率以及不同声场强度下的 PM2.5 颗粒运动轨迹进行了拍摄。本章将介绍实验结果和对结果的分析。

3.1 颗粒粒径的测量

由于颗粒是微米和亚微米级的,与光的波长尺度相近,这时会有比较强烈的光衍射,所以,用直观侧量的方法不能得到颗粒的粒径(气溶胶发生器产生的颗粒是一定粒径范围内的颗粒,约为 5 微米以下)。这里选用广泛应用的自然沉降法来得到颗粒的粒径。自然沉降法利用了颗粒在流体中的沉降特性,即在重力作用下一球体在无限范围的流体中的沉降速度在一定时间后为一定值,这个速度值只与颗粒的粒径及流体和颗粒的性质有关,前提是雷诺数 $Re < 0.2$ 。表达式为:

$$u = \frac{(\rho_s - \rho_f)gD^2}{18\eta} \quad (3-1)$$

式中: u 为颗粒的沉降速度; ρ_s 、 ρ_f 分别为颗粒和流体的密度; D 为颗粒粒径; η 为流体黏度。则用速度表示颗粒粒径为:

$$D = \sqrt{\frac{18u\eta}{(\rho_s - \rho_f)g}} \quad (3-2)$$

在实际测量中,用实验台上的显微摄像系统拍摄 PM2.5 颗粒沉降过程的短片,然后在电脑上以 1/4 倍的速度播放,这时就可以通过测量在一定时间内颗粒通过的距离得到颗粒的沉降速度 u ,进而求得颗粒粒径 D 。

3.2 不加声场工况

图 3-1 为不加声场工况下颗粒运动情况的照片。由气溶胶发生器产生飞灰气溶胶颗粒（1~4 微米），在气流输送下进入观测室。关闭输送气流，颗粒在观测室内受重力作用自由下落，在没有外界扰动情况下基本是竖直下落。这时可以通过自然沉降法测得颗粒实际大小。

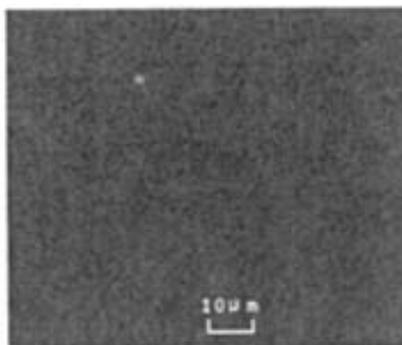


图 3-1 不加声场工况下电厂飞灰颗粒的运动情况

事实上，当颗粒足够小时，空气分子撞击颗粒足以使颗粒发生位移，造成颗粒除因重力作用而产生的定向运动外，还有一种不规则的运动（布朗运动），这种运动可由下式定量的表达：

$$\bar{X}^2 = \frac{4RTK_m t}{3\pi^2 \eta ND} \quad (3-3)$$

式中： \bar{X} 是在 t 时间内颗粒向某一定向的直线位移的统计平均值； R 为气体常数； T 为绝对温度； K_m 为气体不连续性的校正系数； N 为阿佛加德罗常数； D 为颗粒粒径； η 为空气的黏度。

表 3-1^[40]为比重为 2 的颗粒在标准状况下布朗运动位移与重力沉降位移的比较。从表中可以看出，当颗粒的粒径小于 $1 \mu m$ 时，布朗运动的位移大于重力沉降的位移；而大于 $1 \mu m$ 时，重力沉降的位移远远大于布朗运动的。所以，可以认为实验中的颗粒（粒径约为 $1 \sim 4 \mu m$ ，比重为 2.1）不受布朗运动的影响，只受重力作用竖直下落。

表 3-1 布朗运动位移与重力沉降位移的比较

1.0 秒 后 的 位 移 (μm)						
颗粒直径 (μm)	0.1	0.25	0.5	1.0	2.5	10.0
由于布朗运动产生的位移	29.4	14.2	8.92	5.91	3.58	1.75
由于重力沉降产生的位移	1.73	6.30	19.9	69.9	400	1550

3.3 加入声场的实验结果与分析

确定声场的参数主要有：信号源音频信号波形、声场的传播方向、声场的频率以及声场的强度。实验中采用的音频信号为简谐正弦信号，为了更好的了解声波对 PM2.5 颗粒的作用情况，实验分为两种工况：1) 纵向（竖直向上）方向声场，又分为不变声场频率、改变声场强度和不变声场强度、改变声场频率两种情况；2) 横向（水平）方向声场，也分为不变声场频率、改变声场强度和不变声场强度、改变声场频率两种情况。

声场强度的改变范围为：110 *db*~130 *db*；

声场频率的改变范围为：300 *Hz*~1300 *Hz*。

3.3.1 加入纵向（竖直向上）声场工况

图 3-2 为竖直向上传播声波作用下颗粒运动情况照片。与图 3-1 相比较，在声场作用下颗粒发生强烈震动，这时声波传播方向与重力方向相反，即声波的传播方向与颗粒自由下落速度方向相反。这种工况下并没有拍摄到 Hoffmann、Itziar^[37-39]等大颗粒（颗粒最小粒径为 7 μm ）实验结果形式的“S”型曲线，这是因为 Hoffmann、Itziar 等实验的工况与我们的不同造成的，其工况是颗粒具有一定的初速度，且声场传播方向与速度方向垂直。但照片很好反映出了颗粒在声波影响下的振动位移情况。需要说明的是在光的衍射及快门响应时间等条件制约下，照片只是反映出快门响应时间内颗粒在声场作用下的运动轨迹，这条轨迹是颗粒在声波作用下多次震动的结果，其宽度并不能很好反映颗粒的实际大小，图中标尺只是为判断颗粒在声场中震动位移情况。

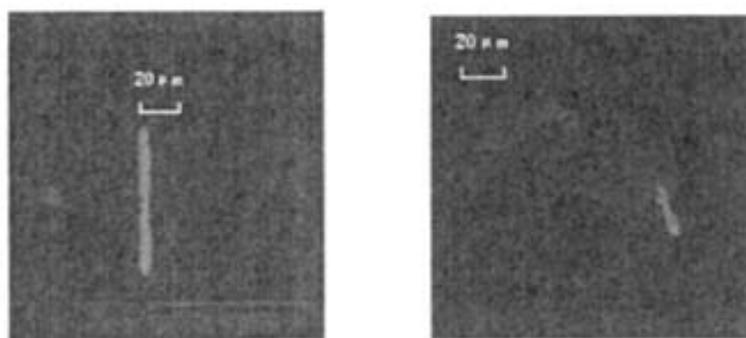


图 3-2 加入纵向声场工况下电站飞灰颗粒的运动情况

3.3.1.1 不变频率、改变声强声场

这种情况下的实验反映出了颗粒震动情况与声场声强的关系。

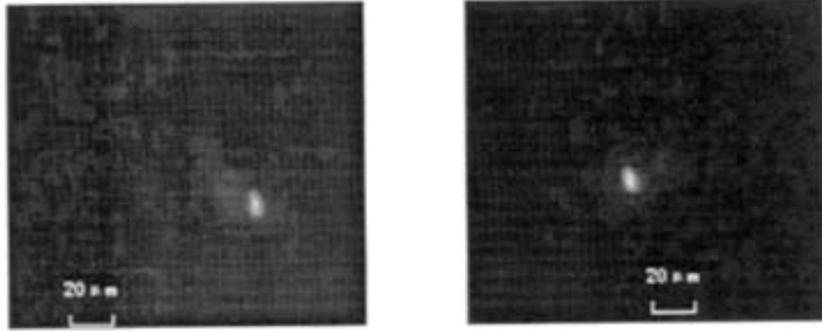


图 3-3 声强 107 *db* 频率 500 *Hz* 振幅 9 μm

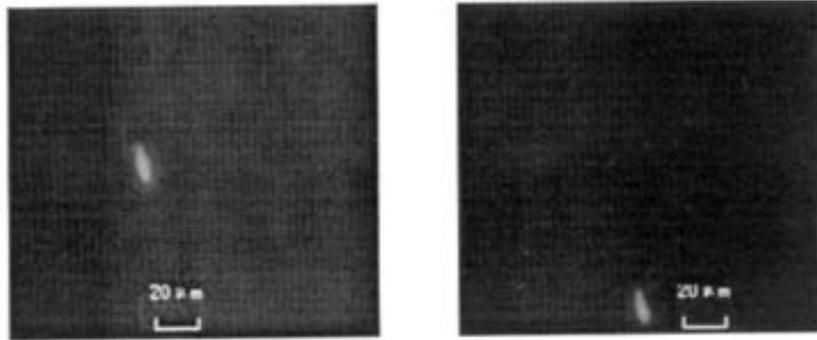


图 3-4 声强 112 *db* 频率 500 *Hz* 振幅 17 μm

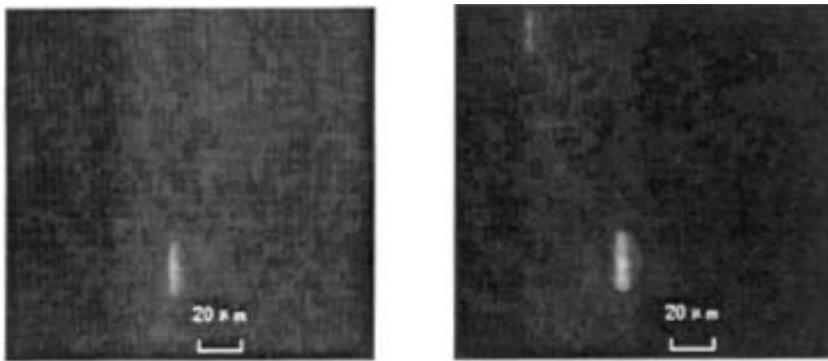


图 3-5 声强 118 *db* 频率 500 *Hz* 振幅 33 μm

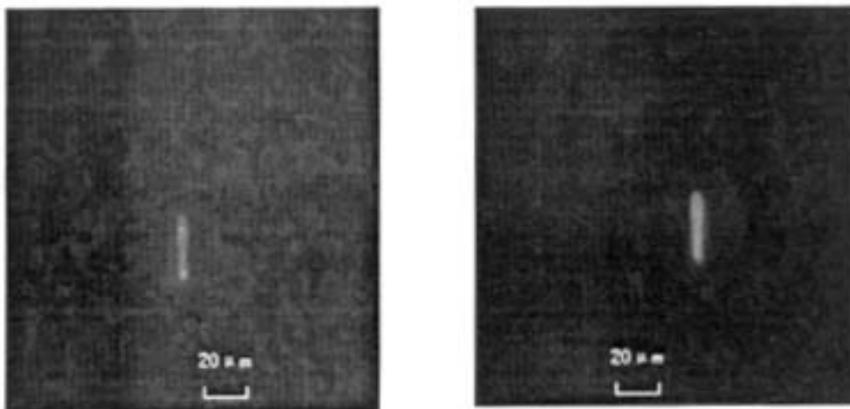


图 3-6 声强 120 *db* 频率 500 *Hz* 振幅 40 μm

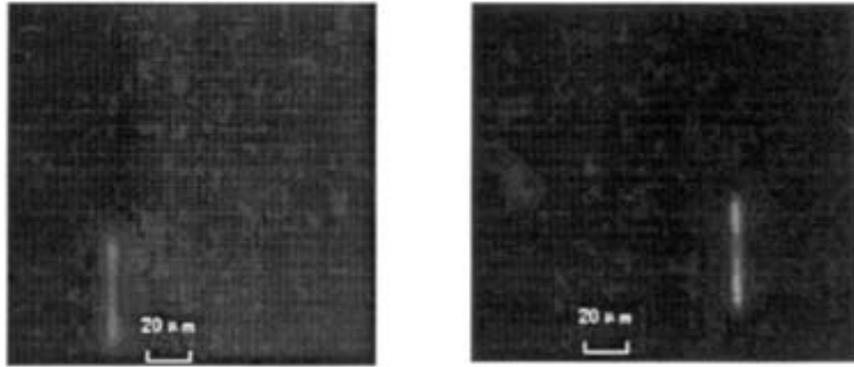


图 3-7 声强 123 db 频率 500 Hz 振幅 57 μm

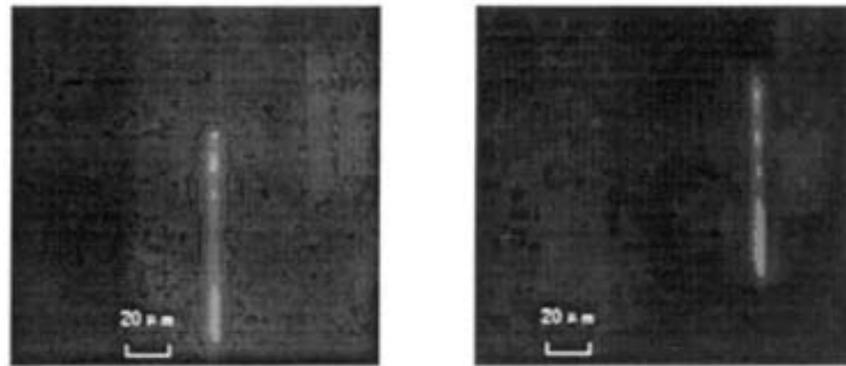


图 3-8 声强 128 db 频率 500 Hz 振幅 101 μm

表 3-2 不同声强声场下颗粒的振幅

声场的声强 (db)	107	112	118	120	123	128
颗粒的振幅 (μm)	9	17	33	40	57	101

加上声场之后，纵向波的传播引起介质（空气）的疏密变化，这种介质的疏密变化给在其中的颗粒以力的作用，导致颗粒原来的运动速度和运动方向发生变化，形成震动。从以上几幅图中可以看到，声场的加入使空气中原来自由沉降的颗粒发生了剧烈的振动，震动的振幅与声场的声强有着密切的关系。表 3-2 是不同声强下颗粒振幅的统计，从中可以清楚地看到，在频率相同的条件下，随着声强的增强，颗粒的振幅明显增大，声场的声强是影响颗粒运动的一个重要因素。

当声场频率 f 一定时，这个声场对颗粒作用力的频率是定值，随声场强度变化的只是对颗粒作用力的大小，即随着声场强度的提高或降低，颗粒受到声波对其作用力随之变大或变小。

可见在一个力作用周期的前 1/4 周期时间内，颗粒在频率不变声场中受到力的作用时间是恒定的，但随着声强的变化，这个作用力在变化。随着声强的增强，作

用力变大，所以在这个 $1/4$ 周期内的平均作用力 \bar{F} 在变大。在相同作用时间内颗粒在 \bar{F} 作用力下的位移必然增大，颗粒震动也就更强烈。

3.3.1.2 不变声强、改变频率声场

这种情况下的实验反映出了颗粒震动情况与声场频率的关系。

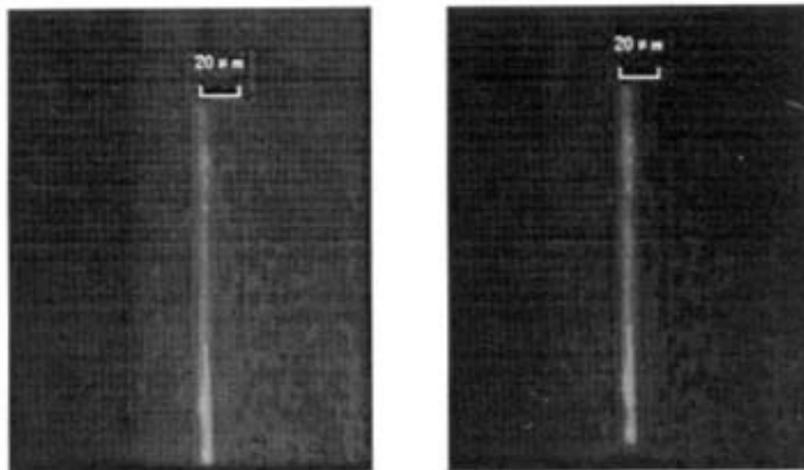


图 3-9 声强 130 *db* 频率 350 *Hz* 振幅 185 μm

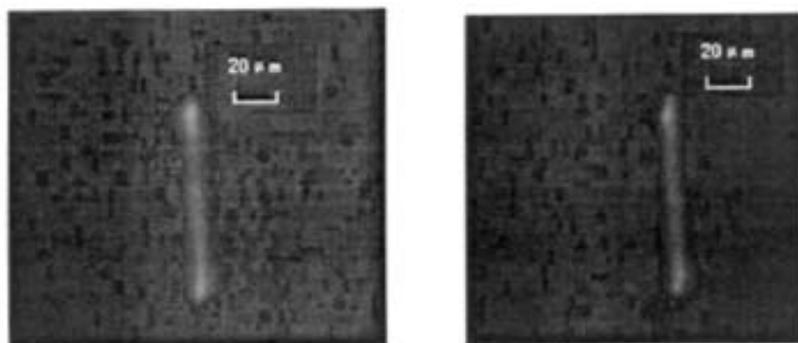


图 3-10 声强 130 *db* 频率 650 *Hz* 振幅 99 μm

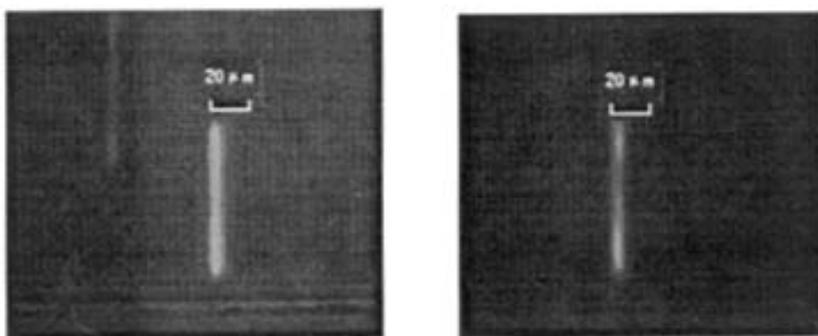


图 3-11 声强 130 *db* 频率 800 *Hz* 振幅 81 μm

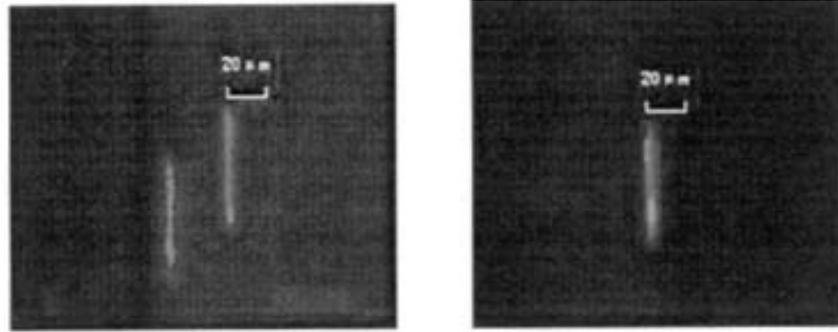


图 3-12 声强 130 *db* 频率 1000 *Hz* 振幅 63 μm

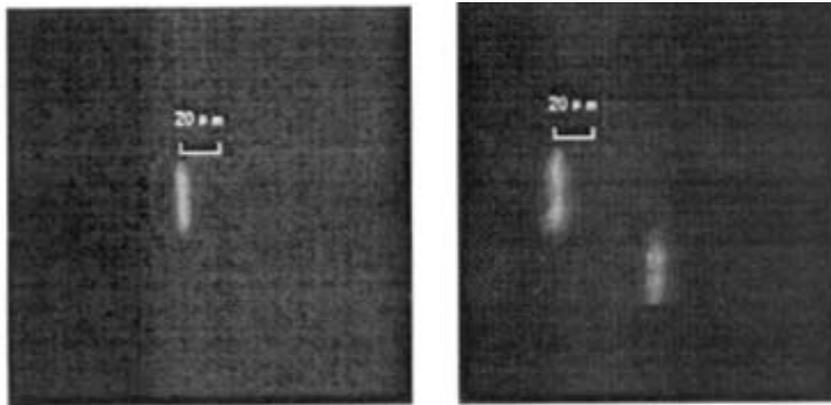


图 3-13 声强 130 *db* 频率 1500 *Hz* 振幅 42 μm

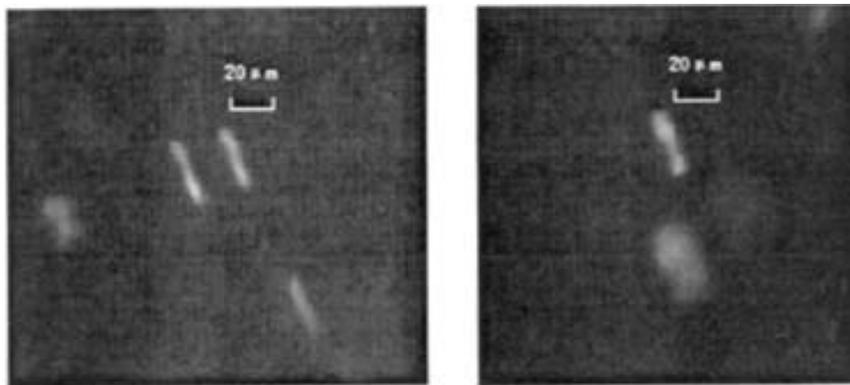


图 3-14 声强 130 *db* 频率 2000 *Hz* 振幅 33 μm

表 3-3 不同频率声场下颗粒的振幅

声场的频率 (<i>Hz</i>)	350	650	800	1000	1500	2000
颗粒的振幅 (μm)	185	99	81	63	42	33

从以上几幅图中可以看到，声场的加入使空气中原来自由沉降的颗粒发生了剧烈的振动，振动的振幅与声场的频率有着密切的关系。表 3-3 是不同频率声场下颗

粒振幅的统计,从中可以清楚地看到,在声强相同的条件下,随着频率的提高,颗粒的振幅明显减小,声场的频率也是影响颗粒运动的一个重要因素。

当声场强度,即声强 I 一定时,这个声场对颗粒作用力的幅值是定值,随声场频率变化的只是对颗粒作用力的频率,即随着声场频率的提高或降低,颗粒受到声波对其同方向力的作用时间随之变短或变长。

可见在一个力作用周期的前 $1/4$ 周期时间内,颗粒在强度不变声场中受到的最大作用力是恒定的,但随着频率变化,这个作用力的作用时间在变化。随着频率的提高,作用时间在变短,所以在这个 $1/4$ 周期内的平均作用力 \bar{F} 在变大。由于声强是定值,所以颗粒受这个声强作用得到的动能也是定值。根据 $E = \bar{F}S$,当 E 不变而平均作用力 \bar{F} 变大时,对应的运动位移 S 将变小,这个 S 是振幅的一半,所以,当声场频率升高时颗粒在相同声强声波下的振动振幅将变小。

3.3.2 加入横向(水平方向)声场工况

为了更好的反映颗粒在声场中的运动轨迹,将声场改为水平加入,并使颗粒具有更高的垂直运动速度,这时的实验结果如图3-15。从图中可以看出,具有一定垂直速度的颗粒在声场的作用下是螺旋运动的,当我们改变频率或改变声强时也会得到与上面一样的结论,即颗粒的运动振幅随频率的提高而变小,随声强的增大而变大。

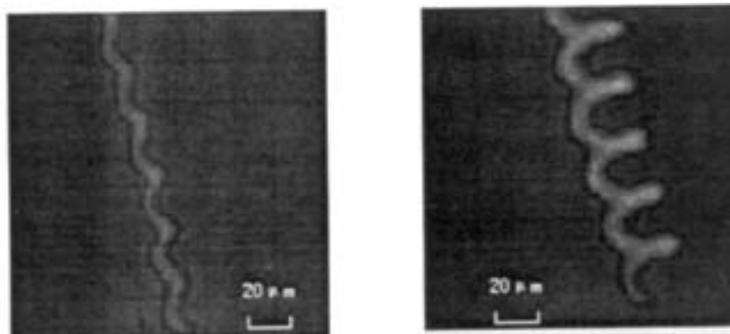


图 3-15 加入横向声场工况下电站飞灰颗粒的运动情况

图 3-16、图 3-17、图 3-18 分别为改变声强和改变频率声场中电厂飞灰颗粒的运动情况实验结果。

从图 3-17 中可以看出,在声场中以一定速度下落的颗粒运动轨迹为“S”型曲线,这种特点与 Hoffmann 等^[37-39]大颗粒实验结果形式相似。颗粒这种在声波作用下的曲线运动,明显的增加了颗粒运动所扫过的体积,而颗粒运动扫过的区域将是颗粒发生碰撞的有效区域。这一点是纵向加入声场所不具备的。纵向声场的加入并没有使颗粒发生横向的位移(振动),颗粒的运动轨迹依然如未加声场一样是竖直

向下的，声波的作用只是让颗粒在其下落轨迹内来回的运动（振动）。对于同是如此运动的其他颗粒来说，这样的振动并不能增加他们发生碰撞的有效区域。因此，对于要求颗粒碰撞凝和成大颗粒的除尘工作来说，纵向加入声场的做法是不理想的，而水平加入声场的方法是可取的（假设除尘室内烟气流向是垂直的）。

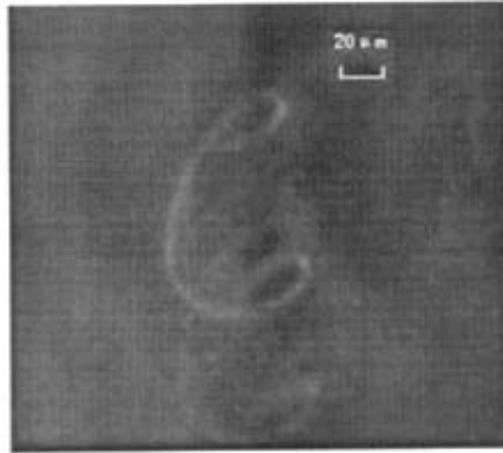


图 3-16 声强 120 *db* 频率 800 *Hz* 振幅 73 μm

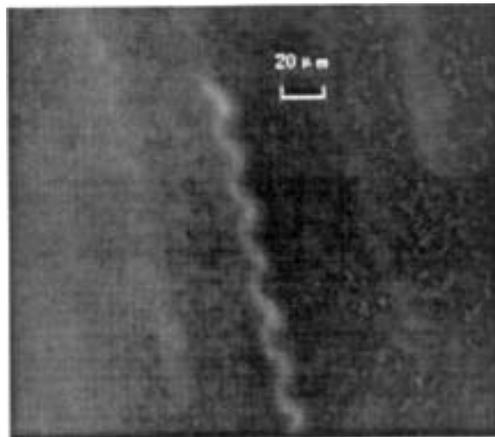


图 3-17 声强 115 *db* 频率 500 *Hz* 振幅 21 μm

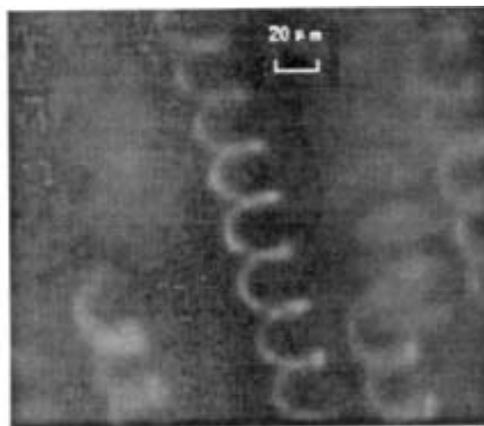


图 3-18 声强 118 *db* 频率 500 *Hz* 振幅 35 μm

3.4 本章小结

本章以实验的方法讨论了声波对燃煤飞灰 PM2.5 颗粒运动的影响，得到了以下几点结论：

1、声场对微米和亚微米级电站飞灰颗粒的运动特性有显著作用，颗粒受到周期性声场作用力，发生强烈震动。

2、通过对激光光源照射下，电站锅炉飞灰颗粒在相同声强、不同频率声场作用下的运动轨迹照片的比较和分析得出在声强恒定声场中随着声场频率提高，颗粒振动位移减小的颗粒运动规律。

3、通过对激光光源照射下，电站锅炉飞灰颗粒在相同频率、不同声强声场作用下的运动轨迹照片的比较和分析得出在频率恒定声场中随着声强提高，颗粒振动位移增大的颗粒运动规律。

4、不同的声场方向也将影响颗粒的运动轨迹，对于要求颗粒有效碰撞凝聚长大的除尘作业，与烟气流动方向垂直的加入声场是更有效果的。

第四章 单颗粒在声场中的运动规律模拟

第三章我们通过可视化实验研究了 PM2.5 颗粒在声场中的动力学特性，得到了颗粒运动规律，并通过定性分析初步解释了在声场中颗粒运动的一些特点，但是这些并没有探讨出其内在的机理。对于微尺度条件下的颗粒受力及运动特性的研究，数值模拟的方法往往能更有效的揭示其内在的规律。

东南大学袁竹林等^[41]通过数值模拟的方法研究了声波对悬浮 PM2.5 颗粒作用，得出了颗粒的初始位置是左右颗粒运动的重要因素，悬浮 PM2.5 颗粒存在顺声波而下、逆声波而上和原地振动的规律。但其假设颗粒与空气的密度一致而没有考虑空气阻力的影响，而在实际情况中颗粒密度比空气密度大 3 个数量级，在这种情况下就不能不考虑空气阻力的影响。本文首次将空气阻力考虑在内，在袁竹林等人的研究基础上建立了水平平面声波对重力场中 PM2.5 颗粒动力学特性影响的数学模型，探讨了声场和重力场双重作用下 PM2.5 颗粒的运动情况。本章将介绍数学模型以及计算结果。

4.1 声场的压力及声场中空气粒子的速度

4.1.1 假设

(1) 声波在空气中传播时没有能量的耗损；

(2) 没有声扰动时，空气宏观上是静止的，即初速度为零。同时空气是均匀的，即空气中的静态压强、静态密度都是常数；

(3) 声波传播时，空气中稠密和稀疏的过程是绝热的，即媒质与毗邻部分不会由于声过程引起温度差而产生热交换，也就是说，讨论的是绝热工程；

(4) 空气中传播的是小振幅波，各声学参量都是一级微量，声压远小于静态压强， $p \ll p_0$ ；质点速度远小于声速， $U \ll C$ ；质点位移远小于声波波长， $\xi \ll \lambda$ ；空气密度增量远小于静态密度， $\rho' \ll \rho_0$ 。

4.1.2 声场中的压力

根据分子运动理论，空气分子在没有外力的作用下一直做无规则的热运动。在这种状态下，各水平位置的压强是一致的，组成媒质的分子等微粒虽然不停的运动，但就任一体积元来讲在时间 t 内流入与流出的质量是相等的，因此体积元内的质量不随时间变化。如有声波作用时，在组成媒质的微粒的杂乱运动中附加了一个有规律的运动，使得体积元内有时流入的质量大于流出的质量，有时反之，即体积元内

的媒质一会稠密，一会稀疏，这种疏密的交替变化使声波以纵波波形传播。由于气体压力是大量气体分子撞击器壁所形成的统计结果，因此体积元内媒质的疏密交替变化也就产生了压力的变化，形成声场压力的变化。获得声压变化规律是研究 PM2.5 在声场中运动规律的前提。

设声场为一正弦平面波：

$$y(x,t) = A \sin[2\pi f(t - \frac{x}{C})] \quad (4-1)$$

式中： y 为质点沿声波传播方向的位移； A 为振幅； f 为频率； C 为声速； x 为离声源的距离； t 为时间。

沿声波传播方向不同位置处分子所形成的统计运动规律可用振动质点来表示，如图 4-1 所示。图 4-1 给出了声波的形成和传输过程，在声源振动物体的作用下，最靠近声源物体的气体分子与声源物体碰撞并获得动能，分子运动速度发生变化，随后气体分子由于周围其他气体分子向碰撞，以纵波的形式将能量传递开来。同一时刻 1 至 13 各质点运动速度和方向是不同的，从而造成声场中的气体分子沿声波传播方向“数密度”（单位体积内的分子个数）的变化，形成一个具有稀疏和稠密区域的纵波波形并沿声音传播方向移动。虽然声波由上游传向下游，但声场中的气体分子所发生的统计运动（图 4-1 中质点的运动）为振动，并遵循式（4-1）规律，并不发生宏观上的流动。

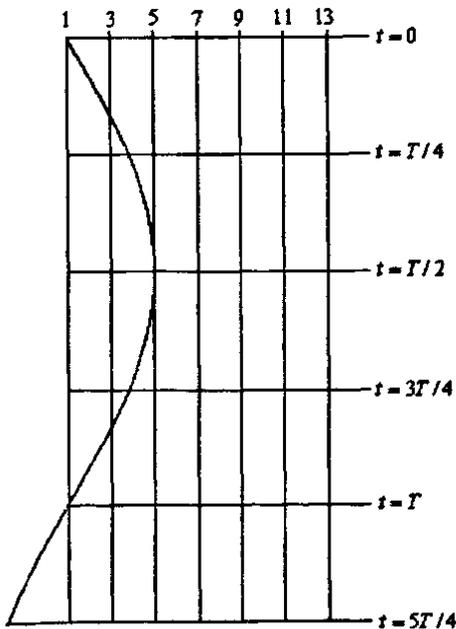


图 4-1 声波的形成与传播

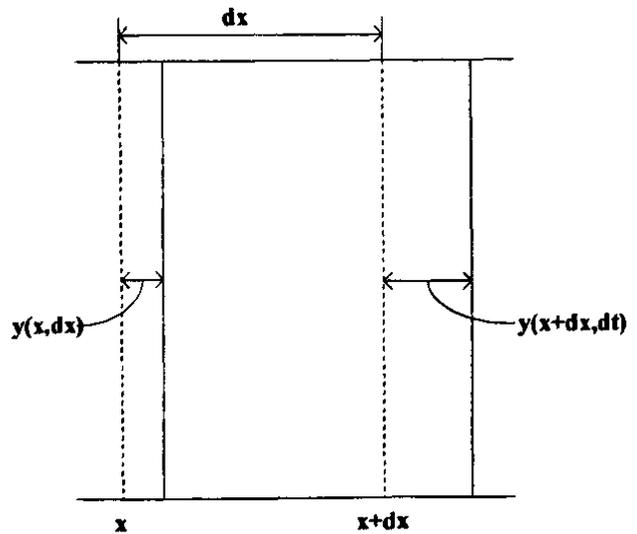


图 4-2 声波微元界面的纵向位移

压力是大量气体分子撞击器壁所形成的统计结果，声场中沿声波传播方向分子数密度的变化将产生压力的变化。沿声波方向取一长度为 dx 的空间微元，见图

(4-2), 当没有声波作用时, 微元体体积 V 为

$$V = Sdx \quad (4-2)$$

式中: S 为微元体的截面积。

在声波的作用下, 微元体的左、右界面发生位移, 根据式(4-1)可知, 经 dt 时间后微元在 x 和 $x+dx$ 处外边界分别移动了 $y(x, dt)$ 和 $y(x+dx, dt) = y(x, dt) + dx(\partial y/\partial x)$, 由于左、右界面位移的不同, 微元体体积发生了变化, 微元体内的气体密度和压力也随之发生变化。变化后的微元体体积为 $Sdx(1 + \partial y/\partial x)$ 。体积变化量为

$$dV = Sdx(\partial y/\partial x) \quad (4-3)$$

在声波中, 气体按声波的频率不断发生压缩与膨胀, 由于过程进行的极快, 在压缩过程中没有热量来得及从气体的压缩部分传出, 其过程可以看作为绝热过程。根据热力学第一定律, 理想气体准静态过程解析式可以表示为

$$\delta q = c_v dT + pdv \quad (4-4)$$

式中: q 为热量; c_v 为气体的定容比热; T 、 p 、 v 分别为气体的温度、压力、和比容。

对理想气体状态方程 $pv = RT$ 取微分 $pdv + vdp = RdT$, 并将 $\delta q = 0$ 代入式(4-4) 得到

$$(c_v + R)pdv + c_v vdp = 0 \quad (4-5)$$

将关系式 $c_p = c_v + R$ 和 $\frac{c_p}{c_v} = \gamma$ 代入式(4-5) 进一步整理得

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \left(\frac{dv}{v}\right) \quad (4-6)$$

根据图 4-2 所示微元体, 在没有声波作用时, 气体的体积为 V , 气体压力为静态压力 p_0 (大气压), 经过 dt 时间后, 体积变化量为 dV , 压力变化量为 dp , 由此

可得: $\frac{dv}{v} = \frac{dV}{V} = \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)$, $\frac{dp}{p} = \frac{dp}{p_0}$ 。代入式(4-6) 得

$$dp = -p_0 \gamma \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right) \quad (4-7)$$

dp 即为由于声波中分子数密度变化而引起的压力波动, 将 dp 与静态压力 p_0 叠加即可得声场中不同位置、不同时刻的谐振声压 $p(x, t)$

$$p(x, t) = p_0 + dp = p_0 - p_0 \gamma \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right) \quad (4-8)$$

将式 (4-1) 对 x 求导, 令 $\omega = 2\pi f$ 代入式 (4-8) 得

$$p(x, t) = p_0 + p_0 A \gamma \frac{\omega}{C} \cos[\omega(t - \frac{x}{C})] \quad (4-9)$$

式中: $p_0 A \gamma \frac{\omega}{C}$ 为声压幅值 p_m , 它与振幅 A 的关系为 $p_m = \omega \rho C A$; ρ 为气体密度。

与声波相关的另一个重要参数是声强度 I , 是指单位时间内穿过单位面积的能量。

$$I = \frac{1}{2} \rho C A^2 \omega^2 = \frac{1}{2} \frac{p_m^2}{\rho C} \quad (4-10)$$

由式 (4-10) 可见, 声强度与振幅和频率均呈平方关系。

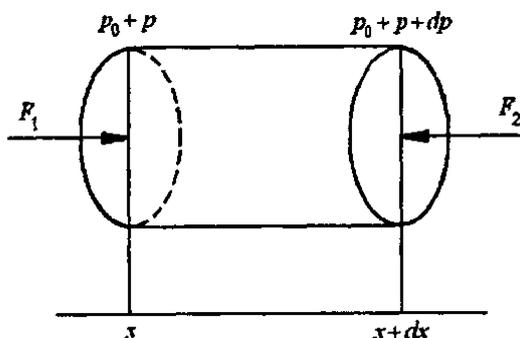


图 4-3

4.1.3 声场中空气粒子的速度

假设在声场中取一足够小的体积元如图 (4-3) 所示, 其体积为 Sdx (S 为体积元的垂直于 x 轴的侧面的面积), 由于声压 p 随位置 x 而异, 因此作用于体积元左右两侧的力是不相等的, 其合力就导致这个体积元里的质点沿 x 轴方向运动。当有声波传过时, 体积元左侧的压强为 $p_0 + p$, 作用于该侧面上的力为 $F_1 = (p_0 + p)S$, F_1 的方向是沿 x 轴正方向的; 体积元的右侧面处的压强为 $p_0 + p + dp$, 其中 $dp = (\partial p / \partial x) dx$ 为位置从 x 变到 $x + dx$ 以后声压的改变量, 作用于右侧面的压力为 $F_2 = (p_0 + p + dp)S$, 方向为沿 x 轴负方向; 则作用于该体积元上的 x 轴方向上的合力为 $F = F_1 - F_2 = -S(\partial p / \partial x) dx$ 。该体积元内空气的质量为 $\rho S dx$, 它在力 F 作用下得到沿 x 轴方向的加速度 dU/dt , 根据牛顿第二定律有

$$\rho S dx \frac{dU}{dt} = -S \frac{\partial p}{\partial x} dx,$$

整理后得

$$\rho \frac{dU}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (4-11)$$

这里的 $\rho = \rho_0 + \rho'$, 它是一个变量。空气粒子的加速度 dU/dt , 它包含两部分:

一部分实在空间指点上，由于该位置的速度随时间变化而变化的所取得的加速度，即本地加速度 dU/dt ；另一部分是由于粒子迁移一空间距离以后，因速度随位置而异取得的速度增量而得到的加速度，它等于 $\frac{\partial U}{\partial x} \frac{dx}{dt} = U \frac{\partial U}{\partial x}$ ，即迁移加速度，因此式 (4-11) 变为

$$(\rho_0 + \rho') \left(\frac{dU}{dt} + U \frac{\partial U}{\partial x} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x},$$

略去二级以上的微量就得到了方程

$$\rho_0 \frac{dU}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (4-12)$$

则声场中空气粒子的速度为

$$U = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt \quad (4-13)$$

4.2 声场中 PM2.5 颗粒的受力

4.2.1 自由沉降过程中的受力

当 PM2.5 颗粒在空气中借重力自由沉降时，作用在它上面的力有三种：重力 G ；空气的浮力 F_u ；由于运动而受到的阻力 F_c 。其运动表达式为：

$$G - F_u - F_c = m \frac{dv}{dt} \quad (4-14)$$

式中： m 为 PM2.5 的质量。

式中的重力及浮力不难求出，阻力 F_c 可以根据斯托克斯假设^[40]：在无限范围的粘性流体中沉降的球体颗粒的阻力，完全是由流体的粘滞里所致，用下式表示：

$$F_c = 3\pi D\eta v \quad (4-15)$$

式中： D 为颗粒粒径； η 为空气粘度； v 为颗粒运动速度。

由于空气分子的不连续性，这里要加入一个修整相 c_k ，则式 (4-15) 应为：

$$F_c = 3\pi D\eta v / c_k \quad (4-16)$$

其中 c_k 与空气分子平均自由行程和颗粒大小有关。

$$c_k = 1 + \frac{l_i}{D} [2.514 + 0.8 \exp(-0.55 \frac{D}{l_i})] \quad (4-17)$$

式中： l_i 为空气分子的平均自由行程，其定义为：

$$l_i = \frac{2\eta}{p} \sqrt{\pi \frac{RT}{8M}} \quad (4-18)$$

式中： p 为颗粒所处位置的压强； R 为气体分子常数； T 为绝对温度； M 为气体分

子量。

由于声场中颗粒所处位置压力的变化引起空气密度变化，所以对空气密度 ρ_f 有以下修正：

$$\rho_f = \rho_0 \frac{p}{p_0} \cdot \frac{273.19}{T} \quad (4-19)$$

根据(4-9)(4-14)(4-16)式，得到声场中颗粒自由沉降运动方程为：

$$\frac{\pi}{6}(\rho_s - \rho_f)gD^3 - 3\pi D\eta v / c_k = \frac{\pi}{6} \rho_s D^3 \frac{dv}{dt} \quad (4-20)$$

式中： ρ_s 为颗粒的密度。

我们令 $\rho = \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_s}$ ， $X = \frac{18\eta}{\rho_s D^2 c_k}$ ，则(4-20)式可简化为

$$\frac{dv}{dt} = \rho g - Xv \quad (4-21)$$

$$\int_0^v \frac{dv}{\rho g - Xv} = \int_0^t dt$$

$$v = \frac{\rho g}{X} [1 - \exp(-Xt)] \quad (4-22)$$

当 t 趋近无限时， v 会无限接近一个终极速度，也就是当时间足够长时，颗粒会以一个匀速下落。并且通过式(4-22)可知，同一类颗粒时 v 得大小只与颗粒的粒径有关。

4.2.2 声场对 PM2.5 颗粒的压力

由于声场中沿声波传播方向存在压力梯度，直径为 D 的颗粒在沿声波方向两个半球面受到的压力不平衡，因此颗粒在声场中将受到压力的作用。

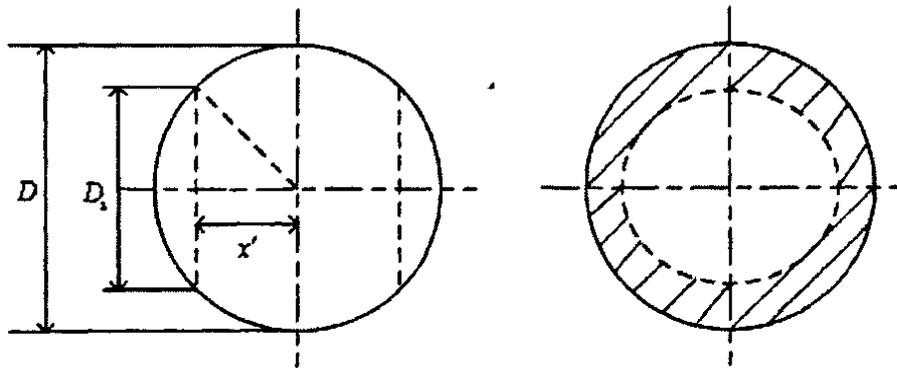


图4-4 球形微粒在压力梯度场中受力计算

根据声场中压力分布式(4-9)可知,在沿声波方向球面不同位置所受到的压力是不相同的,为了方便计算,取距球心 x' 处的压力作为半球面所受到的平均压力的计算依据,如图(4-4),设 x' 处球冠圆直径为 D_1 ,球冠底圆面积等于颗粒直径 D 构成的投影面积的一半,即等于图(4-3)中阴影环形面积,由此可得到以下关系

$$\left(\frac{D_1}{2}\right)^2 \pi = \frac{1}{2} \left(\frac{D}{2}\right)^2 \pi$$

即

$$\left(\frac{D_1}{2}\right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{D}{2}\right)^2 \quad (4-23)$$

$$x' = \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \left(\frac{D_1}{2}\right)^2} \quad (4-24)$$

将式(4-23)代入式(4-24)后整理可得

$$x' = \frac{D\sqrt{2}}{4} \quad (4-25)$$

位于 x 处的颗粒所受到的作用力 F_s 为

$$F_s = [p(x-x',t) - p(x+x',t)] \left(\frac{D}{2}\right)^2 \pi \quad (4-26)$$

在力 F_s 作用下时间步长 Δt 内 PM2.5 颗粒的速度与位移方程为

$$V_t = V_0 + \frac{F_s}{m} \Delta t \quad (4-27)$$

$$S = V_0 \Delta t + \frac{1}{2} \frac{F_s}{m} \Delta t^2 \quad (4-28)$$

式中: V_t 为 t 时刻颗粒速度; V_0 为上一个时刻的旧值; S 为颗粒在 Δt 时间内的位移。

4.2.3 声场中 PM2.5 颗粒的振动

声波在空气中传播,使空气粒子产生振动,空气中的 PM2.5 颗粒也做振动。由于 PM2.5 的密度并不与空气一样,所以 PM2.5 并不随空气粒子一起振动。这就产生了空气对 PM2.5 的作用力,这也是声场对 PM2.5 的作用力。假设空气是理想气体这个作用力可用式(4-29)^[42]表达

$$F_m = m' \frac{dU}{dt} - \frac{m'}{2} \left(\frac{dV}{dt} - \frac{dU}{dt} \right) \quad (4-29)$$

式中: m' 为被 PM2.5 挤掉的空气的质量; U 为空气粒子的速度; V 为 PM2.5 颗粒的速度。

式(4-29)右边第一项表示空气对于空气一起运动着的颗粒的作用,第二项表示 PM2.5 颗粒对空气的相对加速度所决定的那一部分的空气作用,在理想流体中,这种作用使 PM2.5 质量的表现增加量达到它所排挤的空气质量的一半。

在实际空气中，由于空气粘度的存在，颗粒的振动是处于阻滞介质的振动。对于受着周期改变着的外力 F 作用的球状颗粒在阻滞介质中的振动，Stokes^[42]引出了这样的方程（适用于小雷诺数）：

$$m \frac{dV}{dt} = F - \frac{9}{4} m' \omega \beta (1 + \beta) V - \left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4} \beta \right) m' \frac{dV}{dt} \quad (4-30)$$

式中 $\beta = 1.1/D\sqrt{\omega}$ 。

将式（4-29）代入式（4-30），这时式（4-30）中的 V 就是颗粒于空气的相对速度，等于 $V - U$ ，于是有实际空气中声波作用下 PM2.5 颗粒的运动方程式

$$m \frac{dV}{dt} = m' \frac{dU}{dt} - \frac{m'}{2} \left(\frac{dV}{dt} - \frac{dU}{dt} \right) - \frac{9}{4} m' \omega \beta (1 + \beta) (V - U) - \left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4} \beta \right) m' \left(\frac{dV}{dt} - \frac{dU}{dt} \right) \quad (4-31)$$

由于 PM2.5 的密度远远大于空气的密度，相同体积的质量 PM2.5 远远大于空气的，即 m 远大于 m' ，故可略去 $\frac{m'}{2} \frac{dV}{dt}$ 相。令 $m_r = m + \frac{9}{4} m' \beta$ ， $\frac{1}{B_r} = \frac{9}{4} m' \omega \beta (1 + \beta)$ ，则式（4-31）可简化为：

$$m_r \frac{dV}{dt} + \frac{V}{B_r} = \frac{U}{B_r} + \left(\frac{9}{4} m' \beta + \frac{3}{2} m' \right) \frac{dU}{dt} \quad (4-32)$$

可见式（4-32）中现在唯一不清楚的量为 U ，空气粒子的速度。根据式（4-13）及式（4-1）得到

$$U = U_a \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{C}\right)\right] \quad (4-33)$$

式中： $U_a = P_0 A r \frac{\omega}{C^2 \rho_0}$ 。将式（4-33）代入式（4-32）并对其求解得到 PM2.5 颗粒运动速度的表达式：

$$V = \frac{B_r \omega U_a \left(m_r - \frac{9}{4} m' \beta + \frac{3}{2} m' \right)}{1 + m_r^2 B_r^2 \omega^2} \left\{ e^{-\frac{t}{m_r B_r}} - \cos\left[\omega\left(\frac{x}{C} - t\right)\right] \right\} - \frac{1 + B_r^2 m_r \omega^2 \left(\frac{9}{4} m' \beta + \frac{3}{2} m' \right)}{1 + m_r^2 B_r^2 \omega^2} U_a \sin\left[\omega\left(\frac{x}{C} - t\right)\right] \quad (4-34)$$

4.3 计算条件

对 PM2.5 进行模拟，由于目前理论发展的限制，还需作些假设。该模型中，做了以下假设：

- (1) PM2.5 颗粒为光滑的刚性小球；
- (2) PM2.5 颗粒在一个无限空间内运动；
- (3) PM2.5 颗粒由静止开始运动，在重力方向达到终极速度；
- (4) 只有一个 PM2.5 颗粒，不与其它颗粒有碰撞、吸引等作用，不吸附其他粒子，不与容器壁碰撞；
- (5) 不考虑由于摩擦引起的能量转化；
- (6) 声波的传播是一个绝热过程。

表 4-1 给出了本文数值计算的具体参数：

表 4-1 数值计算参数

频率 (Hz)	声强 (db)	温度 (K)	大气压 (Pa)	PM2.5 粒径 (m)	PM2.5 密度 (Kg/m ³)	时间步长 (s)	当地声速 (m/s)
1000	120	290	1.01325×10^5	2×10^{-6}	2100	1×10^{-10}	340

4.4 数值模拟计算结果

为了描述 PM2.5 颗粒在声场中的运动规律，我们要搞清楚的是声场中压力的分布情况，以及颗粒在不同声场作用下的速度分布和位移情况。前面已经得出一个规律，颗粒在声场中发生振动，其振动的振幅与声场的频率和强度有关。我们将模拟在不同频率、不同声强下的颗粒振动的位移。

4.4.1 声场压力分布

图 4-5(a)(b) 分别为整周期时刻和整波长位置平面波声场内的压力的分布情况。由计算结果知，在表 4-1 条件下声波所引起的压力幅值为 28.197 Pa ，约占大气压力的 0.0278% ，即 $p \ll p_0$ ，这说明我们前面的假设是正确的。从图中可知，声压是随时间和位置改变的量，这种改变是随声源的振动而改变的，也就说通过控制声源信号的形式，我们就可以随意改变声场中的压力。

4.4.2 PM2.5 颗粒在声场中的速度分布

PM2.5 颗粒在声场中的速度分布我们分为两个方向讨论，垂直方向和水平方向。在垂直方向，颗粒由于所受合力逐渐减为 0，其速度先逐渐增大，最后稳定在终极速度，做匀速下落，通过计算这个终极速度为 $1.4328 \times 10^{-7} \text{ m/s}$ 。在水平方向，颗粒速度作周期性变化。在同一时刻，颗粒初始位置的不同造成颗粒速度的不同。图 4-6 给出了颗粒在初始位置为整波长位置的速度分布（声场传播方向和重力方向为正， V_1 为水平方向速度， V_2 为垂直方向速度）。图 4-7(a)(b)(c) 给出了不同初始位置造

成颗粒速度的差异。

由图 4-7 可以看出，颗粒初始位置的不同造成了颗粒初始速度的大小、方向不同。颗粒最大速度幅值为 $64.289 \times 10^{-6} \text{ m/s}$ 。颗粒受声场作用而具有的速度明显大于重力的作用。颗粒速度在时间轴上是正余弦分布，颗粒的速度变化周期与声压的变化周期一致。

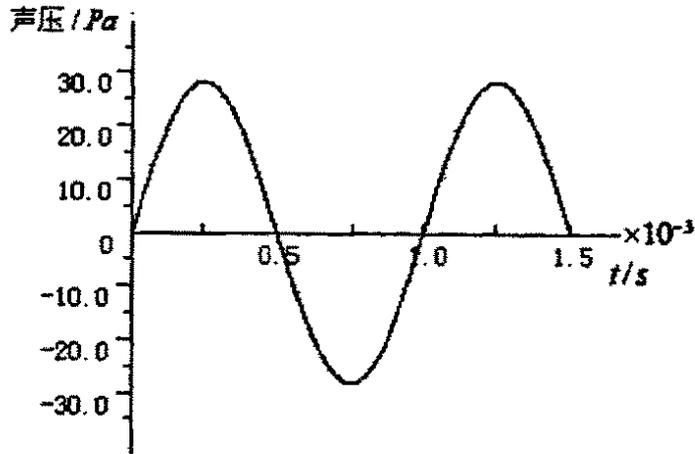


图 4-5 (a)

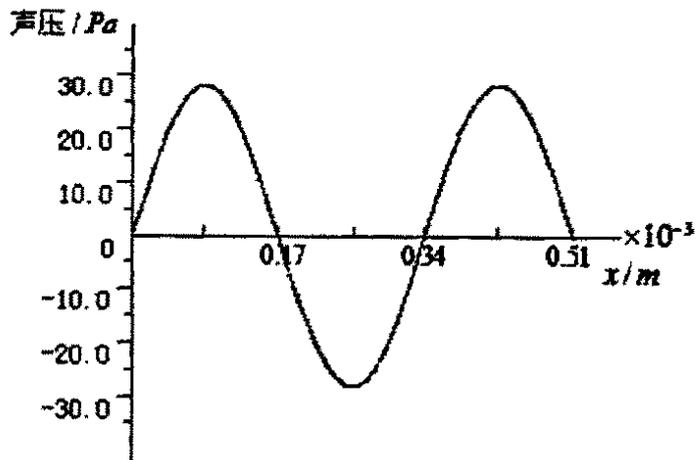


图 4-5 (b)

图 4-5 声场中压力随位置和时间的变化

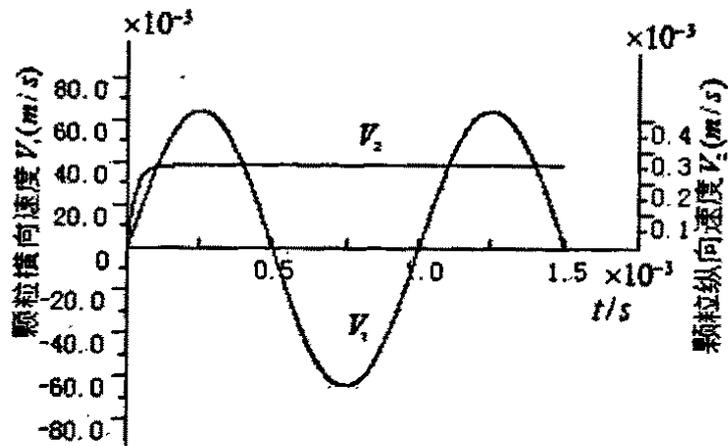


图 4-6 颗粒在初始位置为整波长的速度

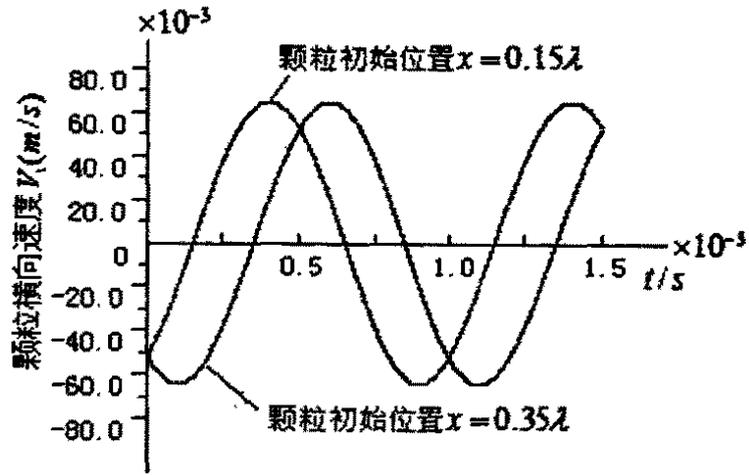


图 4-7 (a)

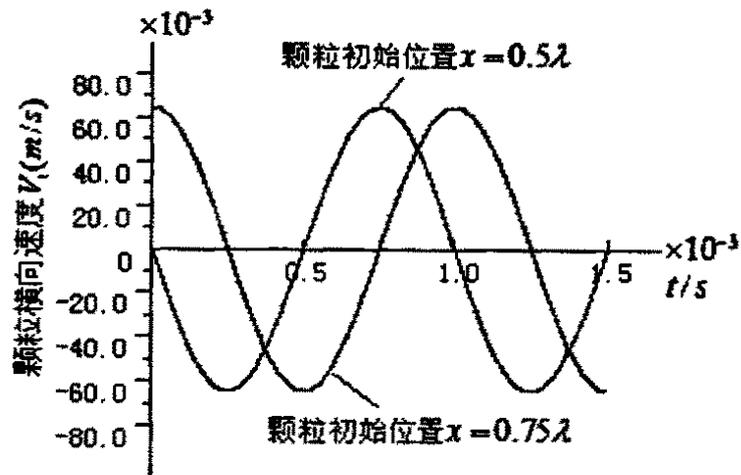


图 4-7 (b)

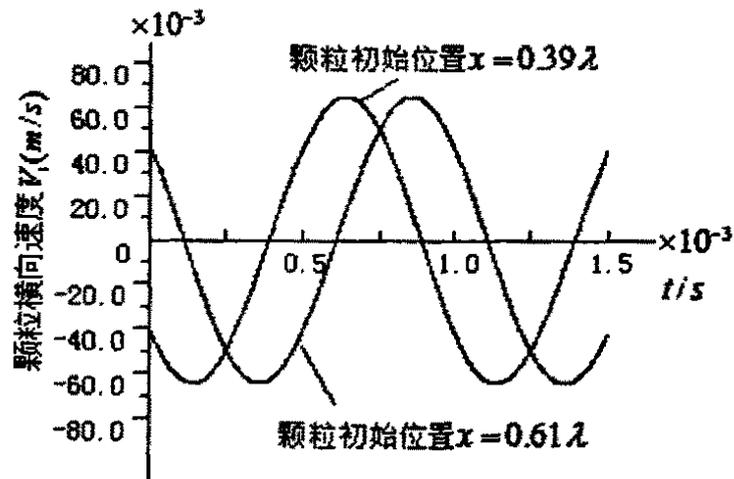


图 4-7 (c)

图 4-7 颗粒在不同初始位置的速度

4.4.3 PM2.5 在声场中的位移

图 4-8 给出了颗粒在初始位置为整波长位置的位移情况，图 4-9 为重力作用的放大图（声波传播方向及重力方向为正）。从图 4-9 看出重力方向上的位移并不是一条直线，颗粒在这个方向上速度的分布情况决定了位移先有一个曲线变化后才是直线变化。从图 4-8 中可以看出，颗粒在声场中受声波的影响明显大于受重力的影响，颗粒在声波的作用下发生猛烈振动，声波对颗粒运动轨迹的影响是非常巨大的。

图 4-10(a)(b) 为颗粒在不同初始位置时的运动情况。从图中可以看出，不同的初始位置使颗粒具有不同方向的位移（声波传播方向及重力方向为正），但无论其初始位置如何，颗粒的振幅是不会改变的；也就是说，颗粒的初始位置改变的是颗粒向那个方向移动，但改变不了颗粒振动的强烈程度。颗粒在 $0.5n\lambda$ （ n 为整数）初始位置时拥有同时间内最大的位移，不同的是在 $0.5n\lambda$ （ n 为奇数）初始位置时拥有的是正向位移，而在 $0.5n\lambda$ （ n 为偶数）初始位置时拥有的是负向位移；颗粒在 $0.25n\lambda$ （ n 为奇数）初始位置时在原地正向或负向的震动。这一点与袁竹林等^[41]的研究并不相同，没有顺或逆声波传播方向的移动，这是空气阻力作用的结果。声场是由介质（空气）传播的，没有介质也就不会有声场，空气阻力有足够的力量改变 PM2.5 的运动规律，空气阻力对 PM2.5 颗粒的作用不能忽略。颗粒的水平位移和垂直位移的综合结果是颗粒螺旋下落。

通过图 4-10 还可以看出，无论颗粒的初始位置如何，它都是在沿着某一个轴简谐振动，这种振动的幅值与声场的强度和频率有关，图 4-11(a)(b) 给出了这种关系。颗粒的振动随着声强的提高变得强烈，随着频率的提高变得柔和。颗粒的这种运动特点与前面实验得到的结果相一致。

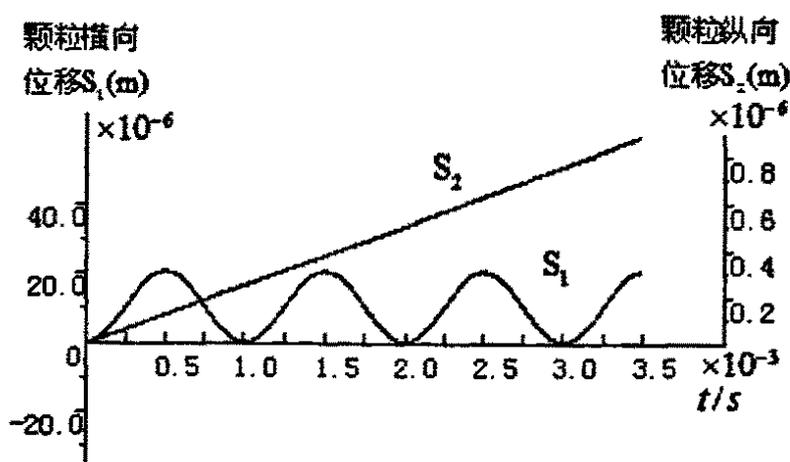


图 4-8 颗粒在初始位置为整波长的位移

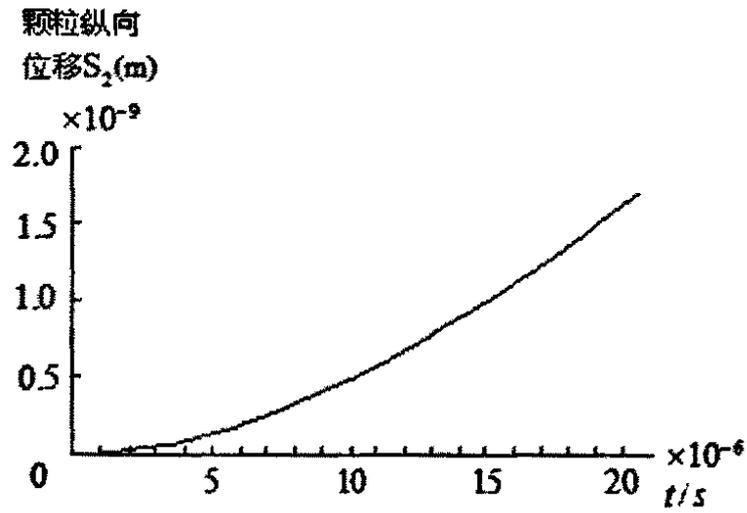


图 4-9 颗粒在垂直方向位移放大图

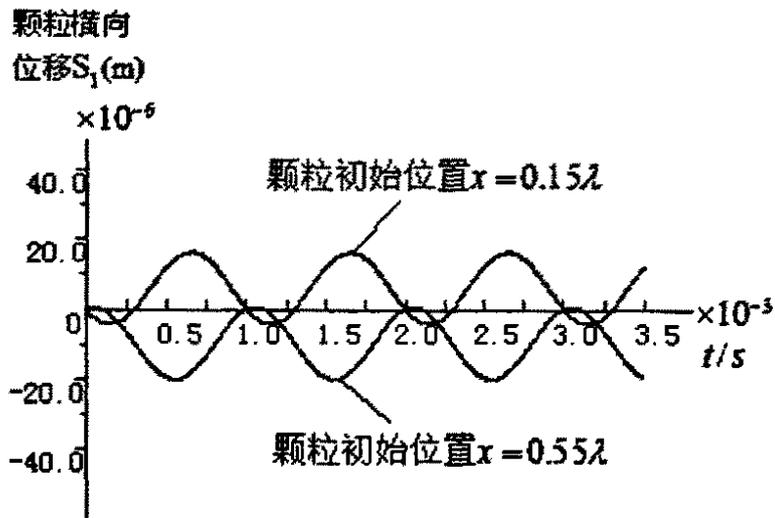


图 4-10 (a)

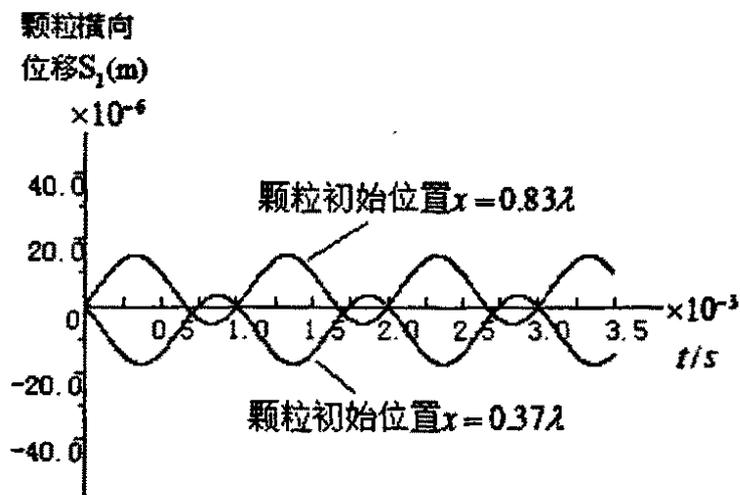


图 4-10 (b)

图 4-10 颗粒在不同初始位置的位移

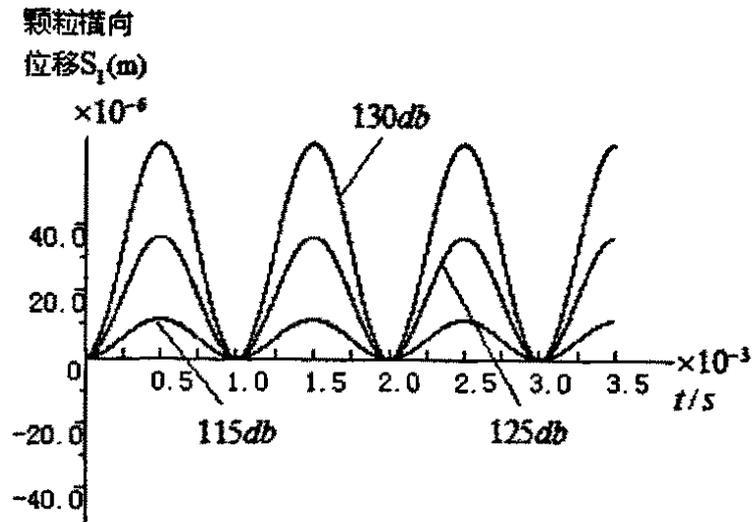


图 4-11(a) 声场频率为 1000Hz

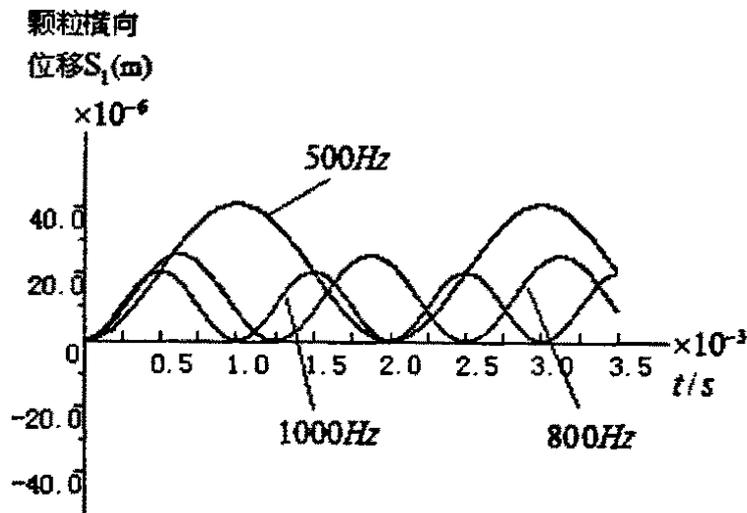


图 4-11(b) 声场强度为 120db

图 4-11 颗粒震动幅值与声场强度和频率的关系

4.5 本章小结

(1) 首次将空气对颗粒的阻力特性考虑在内，建立了水平平面声波对重力场中 PM2.5 颗粒作用的数学模型，通过模拟计算发现声场对 PM2.5 颗粒有着明显的作用，颗粒在水平方向发生强烈振动。在声场和重力场的综合作用下，颗粒沿垂直方向螺旋下落。

(2) 颗粒的初始位置决定了颗粒在水平方向内的速度和位移情况。颗粒速度变化周期及振动周期与声压变化周期一致。颗粒由于初始位置的不同在水平面内的振动会在原来位置偏向声波方向或逆声波方向，但不会向声源或背向声源移动，这种水平振动和垂直下落使颗粒在单位时间内扫过一个柱形的空间，这个空间是颗粒碰撞的有效空间。

(3) 在同一介质中，颗粒在水平方向内的振动强烈情况与声场的强度和频率有关，随强度的增大，振动幅度变大；随频率的提高，振动幅度变小。这一点与前一章通过可视化实验得到的结论是一致的。

(4) 通过模拟计算得到的颗粒振动振幅与第三章实验得到的振幅是一致的，并且模拟计算的颗粒运动轨迹和运动规律与实验得到的相符，我们认为建立的模型是可靠的。

第五章 声场中双 PM2.5 颗粒运动模型

第三章和第四章我们分别用可视化实验和数值模拟的方法研究了单颗粒在声场中的运动情况,发现声波对颗粒运动的影响是非常巨大的。但是声场中多颗粒的运动情况与单颗粒的运动并不相同,多颗粒系统中存在颗粒间的相互作用,这将改变颗粒的运动情况。

国内外对于声场中多颗粒系得碰撞研究多是讨论的颗粒的碰撞率^[43-47],讨论的是一定声强和一定频率声场对颗粒间相互碰撞的影响情况,但颗粒间的碰撞过程讨论的并不多。本文以双颗粒体统为例,以数值模拟的方法讨论了颗粒间的碰撞情况。虽然双颗粒的碰撞情况与多颗粒的碰撞是有区别的,但它也揭示了声场中颗粒的碰撞过程,对以后建立多颗粒系统碰撞提供了参考资料。

本章节将讨论声场中双颗粒间的相互作用,颗粒碰撞前的运动模型,碰撞过程的模拟以及声场对双颗粒碰撞的影响。

5.1 颗粒间的作用力

微观的布朗运动和宏观的流体动力作用为颗粒提供了彼此接近的机会,这是发生凝聚现象的必要条件。除了布朗运动和流体宏观动力作用外,颗粒之间还存在其他性质的互相作用,既有吸引力,也有排斥力,要建立双颗粒碰撞的模型,这些力就要考虑进去。

5.1.1 扩散双电层

流体中的颗粒经常带有电荷。电源的来源主要可分为几种:(1)颗粒对周围介质中离子的选择性吸附;(2)固体颗粒晶格缺陷;(3)颗粒表面或内部结构基团在介质中溶解^[48]电荷颗粒周围会吸引介质中带异性电荷的粒子,其浓度随距颗粒距离的增大而逐渐减小。环绕带电颗粒所形成的具有双电荷的薄层称为扩散双电层^[49]粒之间的双电层相互作用是一种排斥力,拒绝彼此接近。Derjaguin、London 等^[50-52]对非极性分子的 Van der Waals 引力(主要为色散力)与扩散双电层的联合作用进行了研究,形成了 DLVD 理论,并对较简单的作用模型得到了解析表达式。

5.1.2 Born 斥力

它是在很短距离内分子(或原子)电子云间的排斥力,属于短程力,与两者距离的负 12 次方成正比。距离较远时,Born 斥力完全不起作用,但却阻止了两者的“绝对接触”。^[57]

5.1.3 范德华力 (Van der Waals 引力)

多分子 (或多原子) 范德华力是促使颗粒间相互吸引的主要原因。这种作用源于分子或原子的正负电荷中心不重合, 形成电偶极子, 当两个颗粒接近到一定程度时, 产生了宏观吸引力。Debye、Keesom 和 London 等^[53-55]从微观尺度定量的研究了一对分子 (或原子) 之间的电偶极作用, 指出范德华力主要是由三种不同类型的作用所构成: (1) 永久偶极子——诱导偶极子之间的相互作用; (2) 永久偶极子——永久偶极子之间的相互作用; (3) 诱导偶极子——诱导偶极子之间的相互作用。对于多分子 (或多原子) 组成的宏观颗粒可以根据不同类型和特点的相应作用力方程描述。

分子间相互吸引的总势能为

$$U_{mm} = -\frac{C_{mm}}{r^6} \quad (5-1)$$

式中: C_{mm} 为 London—van der Waals 常数; r 为分子间距离。

一些分子的 London—van der Waals 常数 C_{mm} 可由分子的 Lennard—Jones 常数用下式求得

$$C_{mm} = 4\varepsilon\sigma^6 \quad (5-2)$$

式中: ε 为势能曲线的最小值, 又称势井深度; σ 为势能为零时分子间的距离。表 5-1 给出了一些分子的 Lennard—Jones 常数, 表中 k 是波尔兹曼常数。

表 5-1 一些分子的 Lennard—Jones 常数^[56]

分子	$\frac{\varepsilon}{k}/K$	σ/nm	分子	$\frac{\varepsilon}{k}/K$	σ/nm
Ar	119.8	0.3405	He	10.8	0.263
Xe	229	0.406	Ne	35.6	0.2749
CH ₄	148.2	0.3817	H ₂	29.2	0.287
CO ₂	189	0.4486	N ₂	95.0	0.3698
O ₂	117.5	0.358	Cl ₂	357	0.412
CO	100.2	0.3763	Br ₂	520	0.427
Kr	171	0.360	C ₂ H ₆	243	0.3954
C ₆ H ₆	440	0.527	CCl ₄	327	0.588
C ₂ H ₄	200	0.452			

Hamaker 理论^[56]: 通常, 颗粒是没有极性的, 但由于构成颗粒的分子或原子, 特别是颗粒表面的分子和原子的电子运动, 颗粒将有瞬时偶极。当两个颗粒互相靠近接触时, 由于瞬时偶极的作用, 两颗粒间将产生相互吸引的作用力。

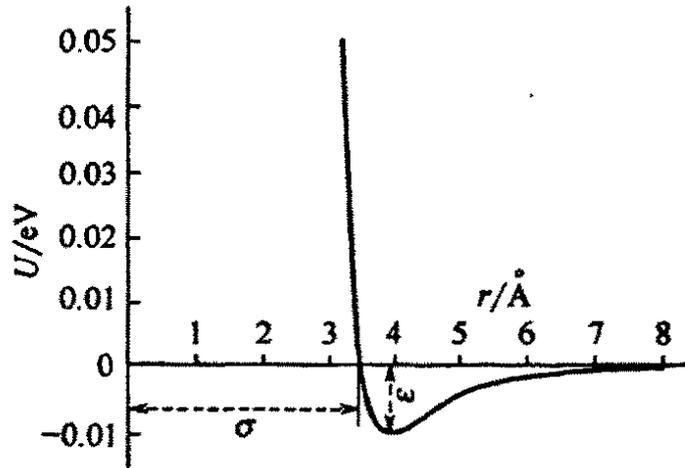


图 5-1 分子的 Lennard-Jones 势能曲线^[56]

用 London-van der Waals 引力势能和能量叠加原理, Hamaker 通过积分构成两颗粒所有的分子或原子间的引力势能来计算量颗粒间的引力势能为

$$U_{ss} = \int \int_{V_1 V_2} n_1 n_2 U_{mm} dV_1 dV_2 \quad (5-3)$$

式中: 下标 ss 表示颗粒—颗粒; 下标 1 和 2 分别表示颗粒 1 和颗粒 2; n_1 和 n_2 分别表示颗粒 1 和颗粒 2 的分子密度。

积分上式得到颗粒间的引力势能为

$$U_{ss} = -\frac{A}{12Z_0} \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \quad (5-4)$$

式中: 负号代表引力势能; d_1 和 d_2 分别是两颗粒的粒径; Z_0 是颗粒间的距离, 通常取用 4Å ; A 是 Hamaker 常数有下式得到

$$A = \pi^2 n_1 n_2 C_{mm} \quad (5-5)$$

颗粒材料的分子密度 n 可用下式求得

$$n = \frac{N_0 \rho_s}{M_s} \quad (5-6)$$

式中: N_0 为阿佛加德常数; M_s 颗粒材料的摩尔质量; ρ_s 颗粒密度。

Hamaker 常数不仅与颗粒的材料有关, 还与颗粒所处的环境有关。表 5-2 给出了一些颗粒系统在真空和水中的 Hamaker 常数值。当不同材料的颗粒接触时, 颗粒间相互作用的 Hamaker 常数为

$$A_{12} = \sqrt{A_{11} A_{22}} \quad (5-7)$$

表 5-2 一些颗粒系统在真空和水中的 Hamaker 常数^[56]

颗粒—颗粒	Hamaker 常数		颗粒—颗粒	Hamaker 常数	
	A/eV			A/eV	
	真空	水		真空	水
Au-Au	3.414	2.352	MgO-MgO	0.723	0.112
Ag-Ag	2.793	1.853	KCl-KCl	1.117	0.277
Cu-Cu	1.917	1.117	Cds-Cds	1.046	0.327
C-C	2.053	0.943	Al ₂ O ₃ -Al ₂ O ₃	0.936	--
Si-Si	1.614	0.833	H ₂ O-H ₂ O	0.341	--
Ge-Ge	1.996	1.112			

颗粒间的范德华力为

$$F_{vdw} = -\frac{\partial U_{ss}}{\partial Z_0} = -\frac{A}{12Z_0^2} \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \quad (5-8)$$

当颗粒处于气体环境时，颗粒表面会吸附周围环境气体，由于吸附气体与颗粒的作用，将增加颗粒间的范德华力。由 Hamaker 理论，此时颗粒间的引力势能为

$$U_{ss+fs} = \int_{V_1 V_2} n_1 n_2 U_{mm} dV_1 dV_2 + \int_{S_1 V_2} q_1 n_2 U_{mm,fs} dS_1 dV_2 + \int_{S_2 V_1} q_2 n_1 U_{mm,fs} dS_2 dV_1 \quad (5-9)$$

式中： q_1 和 q_2 分别为颗粒 1 和颗粒 2 单位颗粒表面积吸附气体分子的个数。积分上式可得

$$U_{ss+fs} = -\left(\frac{A}{12Z_0} + \frac{B}{12Z_0^2}\right) \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \quad (5-10)$$

式中： B 为气体吸附常数，由下式计算

$$B = \pi^2 (n_1 q_2 + n_2 q_1) C_{mm,fs} \quad (5-11)$$

$$C_{mm,fs} = \sqrt{C_{mm,ss} C_{mm,ff}}$$

单位颗粒表面积吸附气体分子的个数 q 可用下式计算

$$q = \frac{m_f N_0}{\pi d^2 M_f} \quad (5-12)$$

式中： m_f 、 M_f 分别为颗粒吸附气体的质量与气体的摩尔质量。

式 (5-12) 也可写为

$$q = n\delta \frac{dN_0}{6M_f} \quad (5-13)$$

式中： δ 为单位颗粒质量所吸附气体的质量。

于是吸附常数 B 的表达式可以写为

$$B = A\delta \frac{d_1 + d_2}{6} \frac{M_s}{M_f} \sqrt{\frac{C_{mm,ff}}{C_{mm,ss}}} \quad (5-14)$$

当颗粒表面吸附环境气体时，颗粒间的范德华力表达式为

$$F_{vdw} = -\frac{\partial U_{ss+fs}}{\partial Z_0} = -\left(\frac{A}{12Z_0^2} + \frac{B}{6Z_0^3}\right) \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \quad (5-15)$$

5.2 两颗粒碰撞前的运动

颗粒 1 和颗粒 2 在碰撞前都是按照第四章中所说的单颗粒模型运动。不过，当两个颗粒接近时，由于颗粒间作用力的影响，两个颗粒的速度和位移都将发生改变，这些改变可以轻松的通过上面所讲的表达式求出。下面以颗粒 1 为代表给出颗粒的运动方程。

垂直方向上，根据式 (4-20) 则颗粒的运动方程为

$$\frac{\pi}{6}(\rho_s - \rho_f)gd_1^3 - 3\pi d_1 \eta v_1 / c_{k1} + F_{vdw} \sin\theta = \frac{\pi}{6} \rho_s d_1^3 \frac{dv_1}{dt} \quad (5-16)$$

式中： θ 为两颗粒球心连线与水平面的夹角，即 $F_{vdw} \sin\theta$ 为 F_{vdw} 在垂直方向的分量。

水平方向上，根据式 (4-26) (4-31) 颗粒的运动方程为

$$\begin{aligned} m_1 \frac{dV_1}{dt} = m_1' \frac{dU_1}{dt} - \frac{m_1'}{2} \left(\frac{dV_1}{dt} - \frac{dU_1}{dt} \right) - \frac{9}{4} m_1' \omega \beta_1 (1 + \beta_1) (V_1 - U_1) \\ - \left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4} \beta_1 \right) m_1' \left(\frac{dV_1}{dt} - \frac{dU_1}{dt} \right) + F_{vdw} \cos\theta + F_{s1} \end{aligned} \quad (5-17)$$

式中符号的意义与第四章的相同，下标 1 表示颗粒 1， F_{s1} 为颗粒 1 受到的声场的压力， $F_{vdw} \cos\theta$ 为 F_{vdw} 在水平方向上的分量。

5.3 颗粒的碰撞过程

这里为了简化模型，我们做了一些假设：

- (1) 颗粒是光滑的球体，并且在运动过程中自身没有转动；
- (2) 忽略颗粒碰撞时的形变，认为颗粒滑移过程中摩擦力遵守库仑摩擦定律，假

设一旦停止滑移不会再次滑移；

(3) 认为颗粒接触就粘合，即颗粒一有接触就凝聚到一起；

(4) 颗粒不带电，不溶解于周围的介质中，周围介质不电离。

根据以上假设，对于发生碰撞的颗粒 1 和颗粒 2，动量方程为

$$m_1(\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_1^0) = J \quad (5-18)$$

$$m_2(\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_2^0) = -J \quad (5-19)$$

式中：下标 1 和 2 分别代表颗粒 1 和颗粒 2， m 为质量， \mathbf{V} 为速度，上标 0 表示碰撞前的数值， J 为颗粒 1 的冲量。

根据假设 (2) 则有

$$\text{当 } \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}^0}{|\mathbf{G}_\alpha^0|} < \frac{2}{7} \frac{1}{f(1+e)} \text{ 时,}$$

$$\mathbf{V}_1 = \mathbf{V}_1^0 - (\mathbf{n} - f\boldsymbol{\tau})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}^0)(1+e) \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (5-20)$$

$$\mathbf{V}_2 = \mathbf{V}_2^0 + (\mathbf{n} - f\boldsymbol{\tau})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}^0)(1+e) \frac{m_1}{m_1 + m_2} \quad (5-21)$$

$$\text{当 } \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}^0}{|\mathbf{G}_\alpha^0|} > \frac{2}{7} \frac{1}{f(1+e)} \text{ 时,}$$

$$\mathbf{V}_1 = \mathbf{V}_1^0 - \left[(1+e)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}^0)\mathbf{n} + \frac{2}{7} |\mathbf{G}_\alpha^0| \boldsymbol{\tau} \right] \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (5-22)$$

$$\mathbf{V}_2 = \mathbf{V}_2^0 + \left[(1+e)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}^0)\mathbf{n} + \frac{2}{7} |\mathbf{G}_\alpha^0| \boldsymbol{\tau} \right] \frac{m_1}{m_1 + m_2} \quad (5-23)$$

式中： \mathbf{n} 为由颗粒 1 指向颗粒 2 的法向单位向量； $\boldsymbol{\tau}$ 为切向向量； f 为摩擦系数； e 为回复系数； \mathbf{G}^0 为碰撞前颗粒 1 对颗粒 2 的相对速度； \mathbf{G}_α^0 为相对速度 \mathbf{G}^0 的切向分量。

根据假设，颗粒 1、2 在碰撞后将粘合成一个整体，以碰撞后的速度为初速度在声波作用下运动。

5.4 颗粒碰撞后的运动

两个颗粒碰撞后变成一个颗粒，所以我们仍可以通过第四章的模型来模拟颗粒的运动。不同的是，这是的颗粒已不再是一个球体，而是两个球体的组合体，所以

前面的模型我们要加以改动。

5.4.1 碰撞后颗粒垂直方向受力

在垂直方向，颗粒受到的重力、浮力不因颗粒的形状改变，所以表达式仍为

$$G - F_u = \frac{\pi}{6}(\rho_s - \rho_f)gD^3 \quad (5-24)$$

颗粒所受到介质的阻力，由于颗粒的形状改变发生了改变。这里我们取 d_v 为颗粒的有效半径，则

$$\begin{cases} d_v = \sqrt{d_1^2 + d_2^2} \cos\theta & (\cos\theta \neq 0) \\ d_v = d_{\max} & (\cos\theta = 0) \end{cases} \quad (5-25)$$

式中： d_{\max} 为 d_1 和 d_2 较大的那个。

于是有颗粒所受到介质的阻力为

$$F_c = 3\pi d_v \eta V / c_k \quad (5-26)$$

$$c_k = 1 + \frac{l_i}{d_v} [2.514 + 0.8 \exp(-0.55 \frac{d_v}{l_i})] \quad (5-27)$$

$$l_i = \frac{2\eta}{p} \sqrt{\pi \frac{RT}{8M}} \quad (5-28)$$

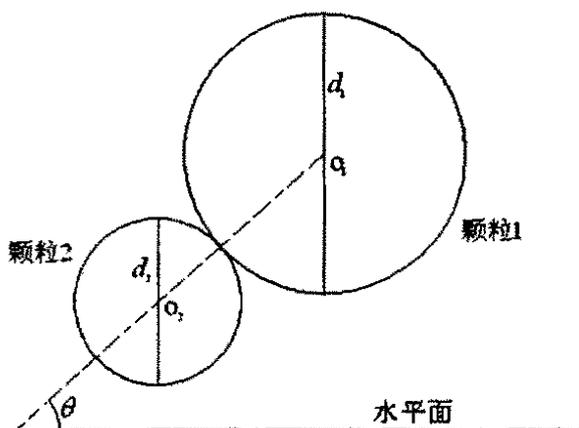


图 5-2

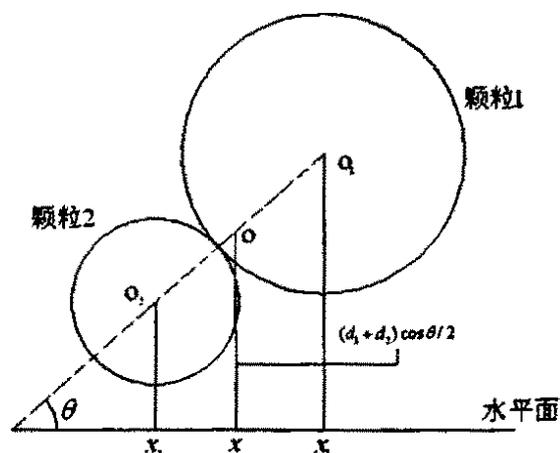


图 5-3

5.4.2 碰撞后颗粒受声场的压力

在水平方向受到的声场压力也由于颗粒的形状发生变化。我们取两颗粒球心连线中点的水平位置记为 x ，颗粒 1 的球心水平位置记作 x_1 ，颗粒 2 的记作 x_2 ，假设沿声波传播方向依次为 x_1 ， x ， x_2 ，即 $x_2 > x > x_1$ （如图 5-3）。则有

$$x_1 = x - (d_1 + d_2) \cos\theta / 2 \quad (5-29)$$

$$x_2 = x + (d_1 + d_2) \cos\theta / 2 \quad (5-30)$$

根据式 (4-26) 则有

$$F_{s1} = \left[p\left(x_1 - \frac{\sqrt{2}d_1}{4}, t\right) - p\left(x_1 + \frac{\sqrt{2}d_1}{4}, t\right) \right] \left(\frac{d_1}{2}\right)^2 \pi$$

$$F_{s2} = \left[p\left(x_2 - \frac{\sqrt{2}d_2}{4}, t\right) - p\left(x_2 + \frac{\sqrt{2}d_2}{4}, t\right) \right] \left(\frac{d_2}{2}\right)^2 \pi$$

将式 (5-29) (5-30) 代入上面两式有

$$F_{s1} = \left[p\left(x - \frac{d_1+d_2}{2} \cos\theta - \frac{\sqrt{2}d_1}{4}, t\right) - p\left(x - \frac{d_1+d_2}{2} \cos\theta + \frac{\sqrt{2}d_1}{4}, t\right) \right] \left(\frac{d_1}{2}\right)^2 \pi \quad (5-31)$$

$$F_{s2} = \left[p\left(x_2 + \frac{d_1+d_2}{2} \cos\theta - \frac{\sqrt{2}d_2}{4}, t\right) - p\left(x_2 + \frac{d_1+d_2}{2} \cos\theta + \frac{\sqrt{2}d_2}{4}, t\right) \right] \left(\frac{d_2}{2}\right)^2 \pi \quad (5-32)$$

则碰撞后颗粒受到的声场的压力为

$$F_s = F_{s2} - F_{s1} \quad (5-33)$$

5.4.3 碰撞后颗粒随介质的振动

由于假设条件中颗粒不发生自身转动, 我们可以假设一个球体来代替碰撞后的颗粒。这个球体的球心位置与颗粒水平中轴线的中心位置重合, 球体在水平面上有一个有效半径, 其有效半径旋转所成圆的面积与碰撞后颗粒在水平面受阻力作用面的面积相等, 但球体的体积于碰撞后颗粒的体积相等。这样根据式 (4-31) 有碰撞后颗粒随介质振动的方程为

$$\begin{cases} m \frac{dV}{dt} = m' \frac{dU}{dt} - \frac{m'}{2} \left(\frac{dV}{dt} - \frac{dU}{dt} \right) - \frac{9}{4} m' \omega \beta (1 + \beta) (V - U) \\ \quad - \left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4} \beta \right) m' \left(\frac{dV}{dt} - \frac{dU}{dt} \right) \\ m = \rho_s \frac{\pi}{6} (d_1^3 + d_2^3) \\ m' = \rho_f \frac{\pi}{6} (d_1^3 + d_2^3) \\ d_h = \sqrt{d_1^2 + d_2^2} \sin\theta \quad (\sin\theta \neq 0) \\ d_h = d_{\max} \quad (\sin\theta = 0) \\ U = P_0 A r \frac{\omega}{C^2 \rho_0} \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{C}\right)\right] \\ \beta = 1.1/d_h \sqrt{\omega} \end{cases} \quad (5-34)$$

式中符号的意义与第四章的相同, d_{\max} 表示 d_1 和 d_2 中较大的那一个。

5.5 计算条件

我们研究的是两个颗粒碰撞的过程，在模拟计算的时候只考虑这两个颗粒，没有其他颗粒的影响。颗粒初始位置在相距一定距离的同一水平面内，经过一段时间的运动，最终碰撞。颗粒的初始速度为 $-2 \sim 2 \text{ mm/s}$ ，速度与水平面夹角为 $30^\circ \sim 70^\circ$ 。选用的计算颗粒为 FCC 颗粒，并认为颗粒为刚性球体，氛围气体为纯 N_2 ，其他参数如表 (5-3)

表 5-3 双颗粒碰撞模拟参数

频率 (Hz)	声强 (db)	温度 (K)	大气压 (Pa)	PM2.5 粒径 (m)	时间步长 (s)	当地声速 (m/s)
1000	120	290	1.01325×10^5	$2 \sim 10 \times 10^{-6}$	1×10^{-10}	340

5.6 模拟计算结果

我们以颗粒 1 所在的初始位置定为“0”点，颗粒 2 处于“0”点沿声波传播方向(为正) x 处；垂直方向为正，两颗粒初始处于同一水平面。

5.6.1 改变一个颗粒的速度与水平夹角 θ 时颗粒的碰撞情况

图 5-4 模拟的是当颗粒 2 的速度与水平面夹角 θ_2 保持 45° 不变，颗粒 1 的速度与水平面夹角 θ_1 在 $40^\circ \sim 45^\circ$ 之间改变时，两个颗粒碰撞的情况。从图中可以看出，在其他条件不变的情况下， θ 的改变导致了碰撞后颗粒的位移的不同，两颗粒 θ 之间的差值越大，碰撞后颗粒的轨迹与碰前颗粒的轨迹偏移越大。这种偏移必然导致更多的碰撞发生。图 5-5 模拟的是当颗粒 1 的速度与水平面夹角 θ_1 保持 45° 不变，颗粒 2 的速度与水平面夹角 θ_2 在 $45^\circ \sim 50^\circ$ 之间改变时，两个颗粒碰撞的情况。

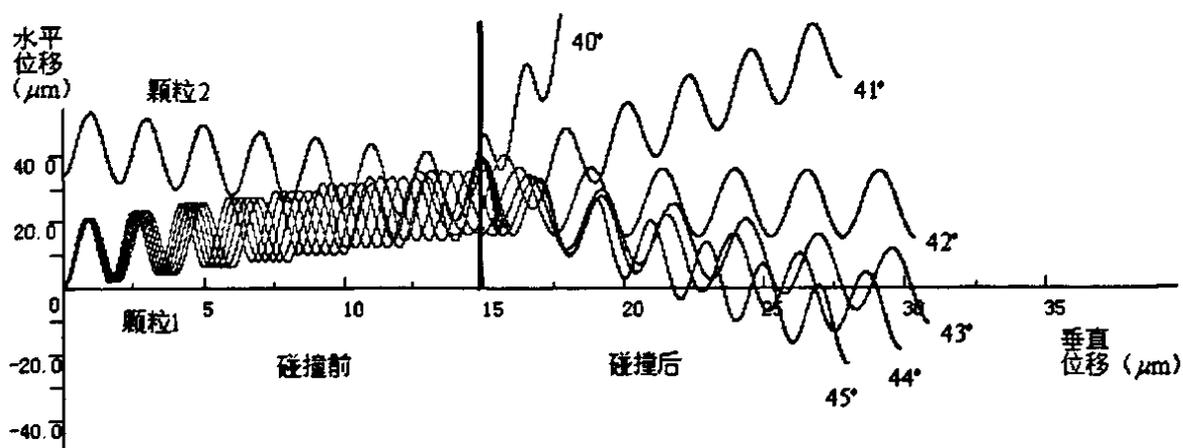


图 5-4 改变颗粒 1 的速度与水平面夹角 θ_1 时双颗粒的碰撞情况

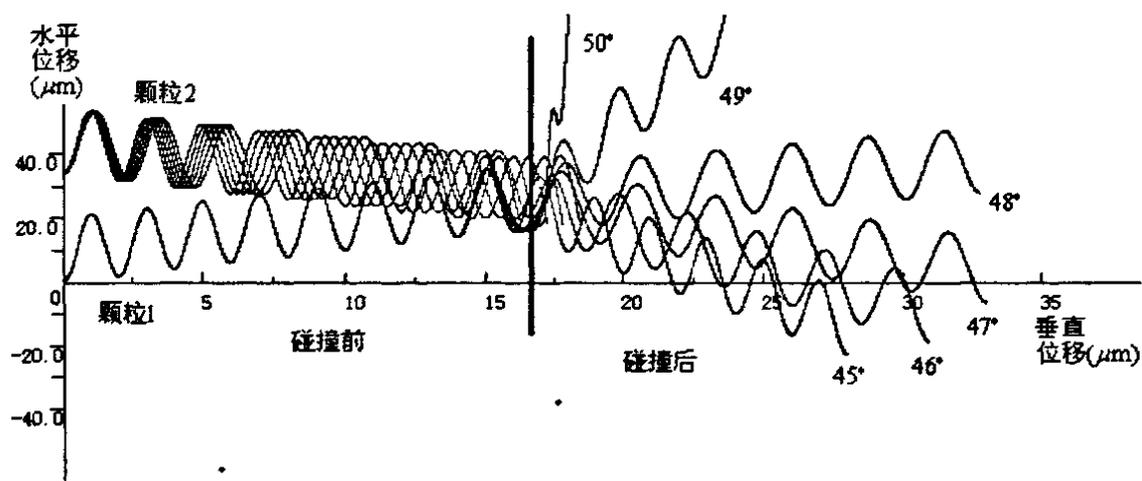


图 5-5 改变颗粒 2 的速度与水平面夹角 θ_2 时双颗粒的碰撞情况

图 5-4 和图 5-5 说明两颗粒碰撞前的运动轨迹将决定其碰撞后的运动情况。颗粒碰前速度与水平面的夹角 θ 是影响颗粒运动轨迹的一个重要因素，它的改变将决定颗粒在声场中是否碰撞，碰撞的位置以及碰撞后颗粒如何运动。

5.6.2 一个颗粒的初始速度值改变时颗粒的碰撞情况

图 5-6 为颗粒 1 的初始速度值改变时双颗粒的碰撞情况，从图中可以看出，初始速度值的微小改变就能引起碰撞后颗粒运动趋势的改变。随着颗粒 1 速度的提高，碰撞后的颗粒运动轨迹再向声波传播方向移动。颗粒碰前的速度大小将决定颗粒碰后是沿声波方向运动还是逆声波方向运动或是停留在原地振动。图 5-7 为颗粒 2 的初始速度值改变时双颗粒的碰撞情况。

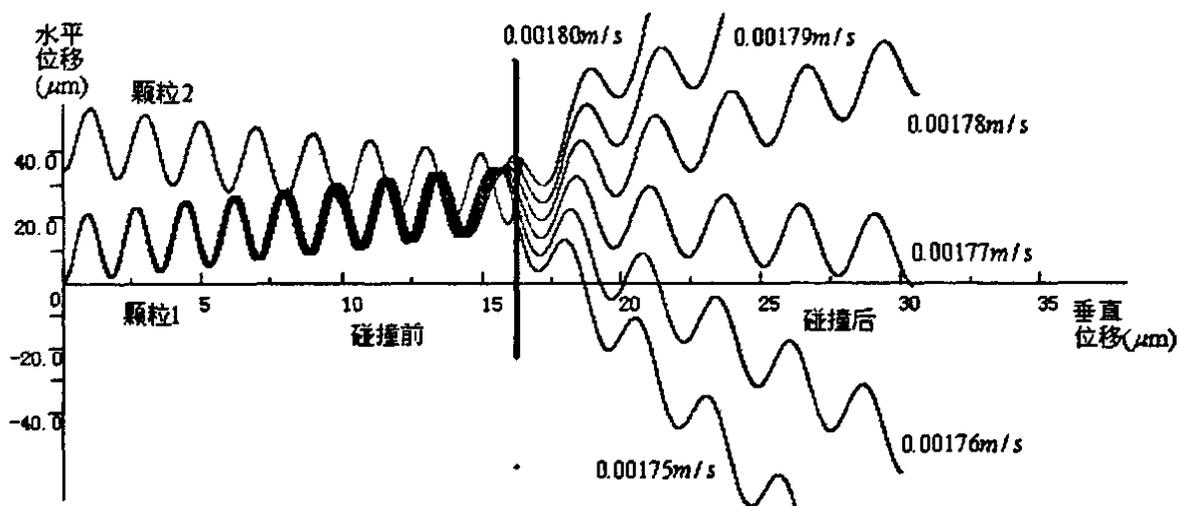


图 5-6 改变颗粒 1 的初始速度值时双颗粒的碰撞情况

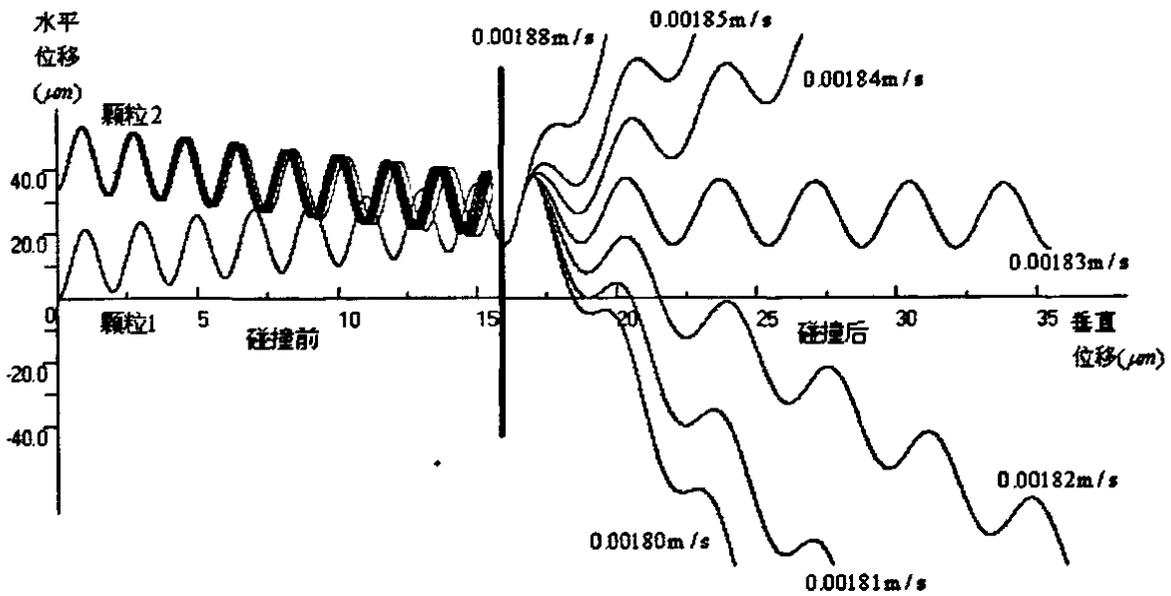


图 5-7 改变颗粒 2 的初始速度值时双颗粒的碰撞情况

5.6.3 改变声场频率时颗粒的碰撞情况

图 5-8 (a) (b) (c) 三副图为不同声场频率时的双颗粒碰撞情况。从图中可以看出当只有频率改变的时候颗粒的碰撞垂直位置是不变的，碰撞后颗粒的运动轨迹发生变化，这是由颗粒在碰撞时的运动趋势决定的。图 5-8 (a) 中，颗粒在碰撞前的瞬间，两个颗粒都有沿水平负方向运动的趋势，在碰撞后颗粒亦向水平方向的负方向运动。图 5-8 (b) 中，颗粒在碰撞前的瞬间，两个颗粒都有沿水平正方向运动的趋势，在碰撞后颗粒亦向水平方向的正方向运动。图 5-8 (c) 中，颗粒在碰撞前的瞬间，两个颗粒运动到轨迹的“谷底”，碰撞后的运动轨迹几乎没有发生改变，与原来颗粒 1 的轨迹几乎相同。

当改变声场的频率时，改变的是颗粒在碰撞瞬间的运动趋势及颗粒的在碰撞时的运动趋势。频率对碰撞后的颗粒运动轨迹的影响与第四章的情况相同，随着频率的提高，颗粒振动的幅值减小。

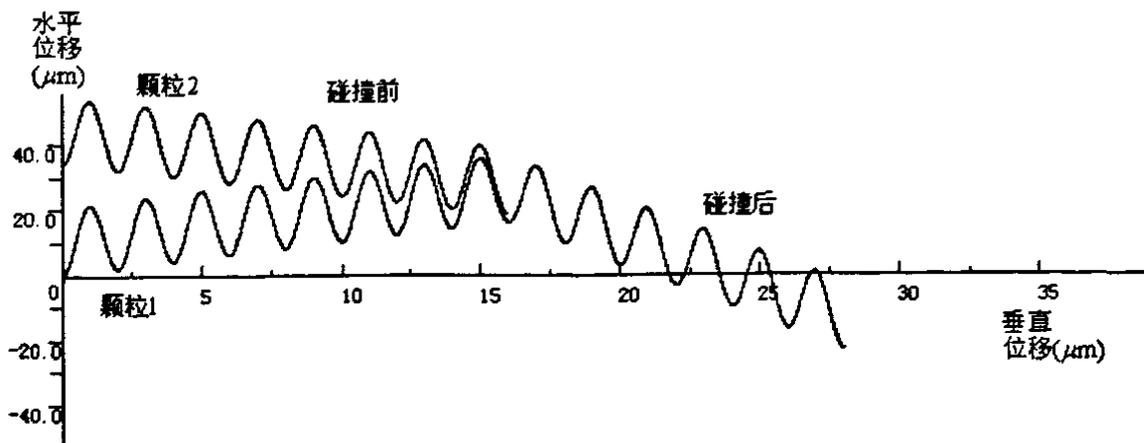


图 5-8 (a) 1000 Hz $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$

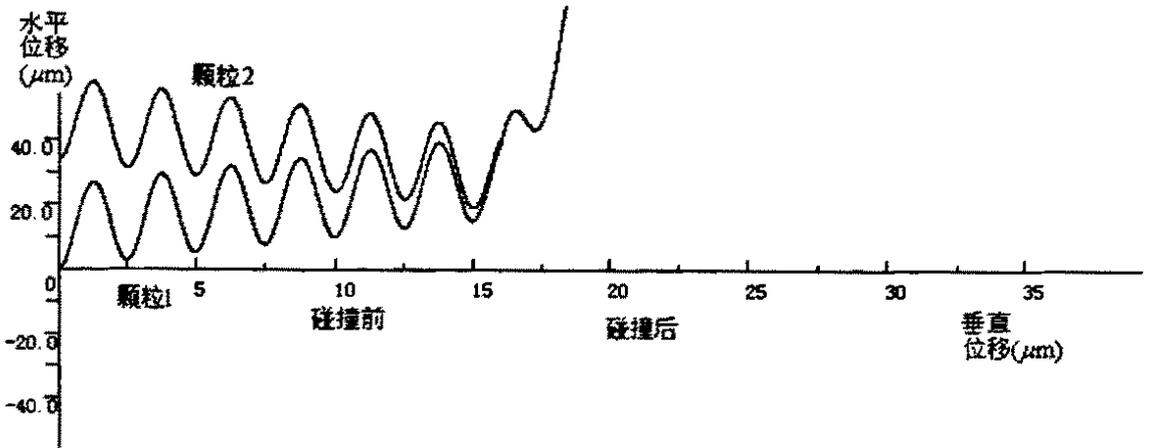


图 5-8 (b) 800 Hz $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$

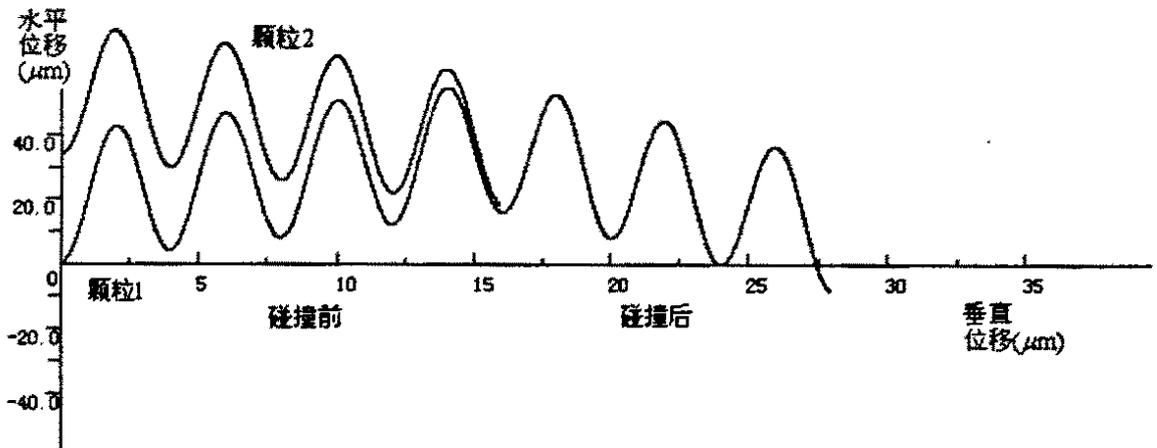


图 5-8 (c) 500 Hz $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$

图 5-8 不同声场频率下双颗粒的碰撞情况

5.6.4 改变声强时颗粒的碰撞情况

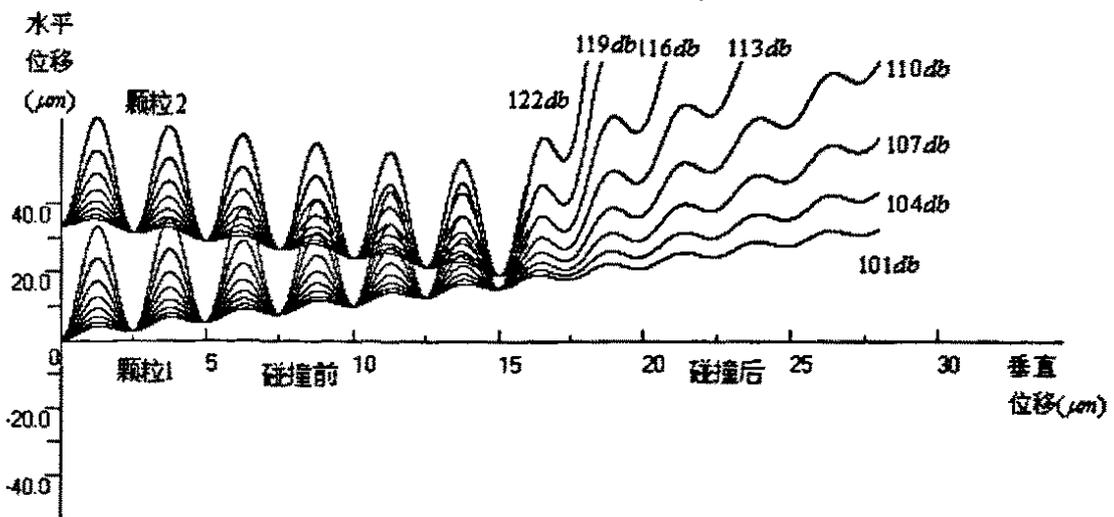


图 5-9 不同声场声强作用下双颗粒的碰撞情况

图 5-9 为不同声强作用下的双颗粒碰撞情况模拟结果。从图中可以看出，声强的改变影响了颗粒碰撞后的运动轨迹，在表 5-3 条件下，随着声强的提高，颗粒碰撞后沿声波方向运动的趋势越明显。也就是说，随着声强的提高，颗粒碰后的速度与水平面的夹角变大。这是由于声强在改变颗粒碰前运动振幅的同时改变了颗粒的速度，使颗粒在碰后的速度提高，在表 5-3 条件下颗粒放生碰撞时是有向声波方向振动的趋势，所以碰后颗粒的轨迹偏向声波方向。

同第四章一样，声强的改变将影响颗粒碰后运动的振动幅度，振幅随声强的提高变大，随声强的降低变小。

5.7 本章小结

本章以数值模拟的方法讨论了声场中双 PM2.5 颗粒碰撞的过程，得到了以下几点结论：

1、颗粒碰前速度与水平面的夹角 θ 是影响颗粒运动轨迹的一个重要因素，它的改变将决定颗粒在声场中是否碰撞，碰撞的位置以及碰撞后颗粒如何运动。

2、颗粒碰前的速度大小将决定颗粒碰后是沿声波方向运动还是逆声波方向运动或是停留在原地振动。在本章计算条件下随着颗粒碰前速度的提高，颗粒碰后的运动轨迹将向声波方向移动。

3、声场频率的不同改变了颗粒在发生碰撞时的运动趋势及颗粒的在碰撞后的运动趋势。声场频率的改变使颗粒碰撞可能发生在颗粒运动轨迹的“谷底”、有顺声波方向运动趋势的一段或是有逆声波方向运动趋势的一段，发生在不同位置的碰撞碰后有不同的运动趋势。同时，声场频率的改变将影响碰后颗粒的振幅。

4、声场声强的改变不但影响了颗粒运动的振幅，而且影响了颗粒碰后运动趋势。在本章计算条件下，随着声强的提高，颗粒碰后有顺声波传播方向运动的趋势。这是由于声强在改变颗粒碰前运动振幅的同时改变了颗粒的速度，使颗粒在碰后的速度提高，影响了颗粒的运动轨迹。

第六章 全文总结与以后工作展望

本文对平行波声场中的电厂燃煤飞灰 PM2.5 颗粒的运动特性做了详细深入的可视化实验研究和理论研究，并用数值模拟的方法讨论了双 PM2.5 颗粒在水平声场中的运动碰撞情况，得到了以下几点结论：

- 1、建立了一套用于观测电厂燃煤飞灰 PM2.5 颗粒动力学特性的可视化实验装置，拍摄到微米和亚微米级电站燃煤飞灰颗粒在平行波声场作用下的运动轨迹。声场对微米和亚微米级电站飞灰颗粒的运动特性有显著作用，颗粒受到周期性声场作用力，发生强烈震动。
- 2、通过对激光光源照射下，电站锅炉飞灰颗粒在相同声强、不同频率声场作用下的运动轨迹照片的比较和分析得出在声强恒定声场中随着声场频率提高，颗粒振动位移减小的颗粒运动规律。
- 3、通过对激光光源照射下，电站锅炉飞灰颗粒在相同频率、不同声强声场作用下的运动轨迹照片的比较和分析得出在频率恒定声场中随着声强提高，颗粒振动位移增大的颗粒运动规律。
- 4、不同的声场方向也将影响颗粒的运动轨迹，对于要求颗粒有效碰撞凝聚长大的除尘作业，与烟气流动方向垂直的加入声场是更有效果的。
- 5、首次将空气对颗粒的阻力特性考虑在内，建立了水平平面声波对重力场中 PM2.5 颗粒作用的数学模型，通过模拟计算发现声场对 PM2.5 颗粒有着明显的作用，颗粒在水平方向发生强烈振动。在声场和重力场的综合作用下，颗粒沿垂直方向螺旋下落。
- 6、通过模拟计算发现，颗粒的初始位置决定了颗粒在水平方向内的速度和位移情况。颗粒速度变化周期及振动周期与声压变化周期一致。颗粒由于初始位置的不同在水平面内的振动会在原来位置偏向声波方向或逆声波方向，但不会向声源或背向声源移动，这种水平振动和垂直下落使颗粒在单位时间内扫过一个柱形的空间，这个空间是颗粒碰撞的有效空间。
- 7、在同一介质中，颗粒在水平方向内的振动强烈情况与声场的强度和频率有关，随强度的增大，振动幅度变大；随频率的提高，振动幅度变小。这一点通过可视化实验得到认证。通过模拟计算得到的颗粒振动振幅与可视化实验得到的振幅是基本上一致的，并且模拟计算的颗粒运动轨迹和运动规律与实验得到的相符，我们认为建立的模型是可靠的。
- 8、建立了讨论双颗粒在声场中碰撞过程的理论模型，通过模拟计算发现颗粒

碰前速度与水平面的夹角 θ 是影响颗粒运动轨迹的一个重要因素,它的改变将决定颗粒在声场中是否碰撞,碰撞的位置以及碰撞后颗粒如何运动。

- 9、颗粒碰前的速度大小将决定颗粒碰后是沿声波方向运动还是逆声波方向运动或是停留在原地振动。在本文计算条件下随着颗粒碰前速度的提高,颗粒碰后的运动轨迹将向声波方向移动。
- 10、声场频率的不同改变了颗粒在发生碰撞时的运动趋势及颗粒的在碰撞后的运动趋势。声场频率的改变使颗粒碰撞可能发生在颗粒运动轨迹的“谷底”、有顺声波方向运动趋势的一段或是有逆声波方向运动趋势的一段,发生在不同位置的碰撞碰后有不同运动趋势。同时,声场频率的改变将影响碰后颗粒的振幅。
- 11、声场声强的改变不但影响了颗粒运动的振幅,而且影响了颗粒碰后运动趋势。在本文计算条件下,随着声强的提高,颗粒碰后有顺声波传播方向运动的趋势。这是由于声强在改变颗粒碰前运动振幅的同时改变了颗粒的速度,使颗粒在碰后的速度提高,影响了颗粒的运动轨迹。

本文通过可视化实验和数值模拟的方法得到了PM2.5颗粒在平行波声场中的运动规律,了解了声波对颗粒运动影响的机理。但仅仅依靠这些是不能得到应用价值的,不能指导生产出新型的除尘设备。

不同波形信号的声波对颗粒运动的影响是不一样的,对于哪一种波形的信号对使颗粒凝聚更有利现在我们还不得而知。国内外的一些研究人员^{[41-42][58-59]}讨论过驻波声场对颗粒运动的影响,并模拟了单颗粒在驻波声场中的运动情况,得到了颗粒在驻波声场中的运动规律。文献^{[42][58]}提到驻波声场有使颗粒在波节位置汇聚的特性,但袁竹林等^[41]的模拟计算并没有发现这个规律,其计算结果显示平行声场对颗粒的汇聚作用更大。到底是平行声场对颗粒的汇聚凝并作用好还是驻波声场的好,这一点还需要我们的讨论。

本文理论上讨论了平行波声场中双颗粒的碰撞过程,由于实际工况中的情况比较复杂并没有讨论。由于实验条件的限制,我们并没有作颗粒碰撞的实验。实际工况中的颗粒碰撞到底是什么样的,什么样的声场条件能促进颗粒的碰撞,能提高颗粒的有效碰撞率,这些都还需要我们进一步的研究。

参 考 文 献

- [1] 中国国家统计局. 中国能源统计年鉴. 北京: 中国统计出版社, 1991~1999
- [2] 中国环境保护总局网站报告 ([http:// www.sepa.gov.cn/](http://www.sepa.gov.cn/))
- [3] Neas M L. Fine particulate matter and cardiovascular disease. *Fuel Processing Technology*,65-66(2000),55~67
- [4] 王玮, 汤大刚, 刘红杰, 等. 中国 PM2.5 污染状况和污染特征的研究. *环境科学研究*, 2000, 13(1): 1~5
- [5] 郑楚光, 徐明厚, 张军营, 等. 煤燃烧痕量元素排放与控制. 湖北省科学技术出版社, 2002
- [6] 江燕如, 高庆先. 大气气溶胶对气候与生态系统影响的综合评述. *环境科学研究*, 1998, 11(5): 17~21
- [7] 杨复沫, 马永亮, 贺克斌. 细微大气颗粒物 PM2.5 及其研究概况. *世界环境*, 2000, 4: 32~34
- [8] 邵龙义, 时宗波, 黄勤. 都市大气环境中可吸入颗粒物的研究. *环境保护*, 2000, 1: 24~29
- [9] Victor H B, Margarite C, Drane R G, et al. Mortality and Ambient Fine Particles in Southwest Mexico City. *Environmental Health Perspect*, 1998, 106(12): 849~854
- [10] Hornberg C, Maciuleviciute L, Seemayer N H, et al. Induction of Sister Chromatid Exchanges in Human Tracheal Epithelial Cells by the Fraction PM10 and PM2.5 of Airbone Particulate. *Toxicol-lett*, 1998, 96-97: 215~220
- [11] Dockery D W, Pope C, Xu X, et al. An Association Between Air Pollution and Mortality in Six US City. *N J Med*, 1993, 329: 1753~1759
- [12] Pope C A, Thum M J, Namboodri M M, et al. Particulate Air Pollution as a predictor of Mortality in a Prospective Study of US Adults. *Am J Respire Crit Med*, 1995, 151: 669~674
- [13] Sloss L L, Smith I M. PM10 and PM2.5: an International Perspective. *Fuel Processing Technology*, 2000, 65(66): 127~141
- [14] Pekkanen J, Timonen K L, Ruuskanen J, et al. Effects of Ultrafine and Fine Particles in Urban Air on Peak Respiratory Flow Among Children with Asthmatic Symptoms. *Environmental Research*, 1997, 74: 24~33

- [15] Committee of the Medical Effects of Air Pollution. UK. Quantification of the Effects of Air Pollution on Health in the United Kingdom. London, UK: HMSO, UK Department of Health, 1998, 78
- [16] USEPA, National ambient air quality standards for particulate matter, Fed. Regist., July 18(1997)38702~38752
- [17] Gene T. An overview of PM_{2.5} source and control strategies. Fuel Processing Technology, 65-66(2000)379~392
- [18] Ley L.S., Irene M.S., PM₁₀ and PM_{2.5}: an international perspective, Fuel Processing Technology, 65~66(2000)127~141
- [19] 魏复盛, 滕恩江, 吴国平, 等. 我国 4 个大城市空气 PM_{2.5}、PM₁₀ 污染及其化学组成. 中国环境监测, 2001, 17(1), 1~6
- [20] Song L, Koopmann G H, Hoffmann T L. Experimental and Numerical Analysis of Bimodal Acoustic Agglomeration. J Vibration and Acoustics, 1994, 116(4): 208~214
- [21] Michael V J, Rawling D C. Sonic Agglomeration of Aerosol Particles. Water, Air and Soil Pollution, 1976, 5: 319~334
- [22] Tiwary R, Reethof G. Numerical Simulation of Acoustic Agglomeration and Experimental Verification. Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, 1987, 109: 185~191
- [23] Groguss P. The Applications of Airborne and Liquid-Borne Sounds to Industrial Technology Ultrasonic. Sci. and Tech., 1964, 12: 25~31
- [24] Ricra-F. Ultrasonic Agglomeration of Micron Aerosols Under Standing Wave Conditions. Journal of Sound Vibration, 1986, 110: 413~427
- [25] Reethof G. Acoustic Agglomeration of Power Plant Fly Ash for Environmental and Hot Gas Clean-up. Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, 1988, 110: 552~558
- [26] Cheng M T, Lee P S, Berner A. Orthokinetic Agglomeration in an intense Acoustic Field. Journal of Colloid and Interface Science, 1983, 91(1): 176~187
- [27] Hoffmann T L. Experimental and Numerical Analysis of Bimodal Acoustic Agglomeration. Transactions of the ASME. Journal of Vibration and Acoustics, 1993, 115: 232~240

- [28] Rodriguez-maroto J J, Gomez-moreno F J, Martin-espigares M, et al. Acoustic Agglomeration For Electrostatic Retention Of Fly-Ashes At Pilot Scale: Influence Of Intensity Of Sound Field At Different Conditions. *J. Aerosol Sci*, 1996, 127: 621~622
- [29] 郑世琴, 刘淑艳, 黄虹宾, 等. 用分形理论处理煤飞灰颗粒在声场中的团聚现象. *燃烧科学与技术*, 1999, 5(2): 168~174
- [30] 姚刚, 赵兵, 沈湘林. 可吸入颗粒物声波团聚效果的实验分析和数值分析. 见(in): 2005年度学术研讨会. 燃烧源可吸入颗粒物的形成与控制技术基础研究. 北京: 2005, 7, 118~126
- [31] 赵兵, 姚刚, 杨林军, 等. 可吸入颗粒物 PM_{2.5} 在声场中运动的可视化实验. 见(in): 2005年度学术研讨会. 燃烧源可吸入颗粒物的形成与控制技术基础研究. 北京: 2005, 7, 127~132
- [32] 凡凤仙, 袁竹林. 外加声场对增加 PM_{2.5} 碰撞几率的数值模拟研究. *中国电机工程学报*, 2006, 26(11), 12~16
- [33] 赵海亮, 由长福, 黄斌, 等. 亚微米燃烧源颗粒物间的相互作用研究. 见(in): 2005年度学术研讨会. 燃烧源可吸入颗粒物的形成与控制技术基础研究. 北京: 2005, 7, 160~164
- [34] 李永旺, 吴新, 赵长遂, 等. 超细磁性颗粒聚并系数的数值研究. 见(in): 2005年度学术研讨会. 燃烧源可吸入颗粒物的形成与控制技术基础研究. 北京: 2005, 7, 96~101
- [35] 鲁端凤, 吴新, 赵长遂, 等. 高梯度磁场下可吸入颗粒物动力学特性理论分析研究. 见(in): 2005年度学术研讨会. 燃烧源可吸入颗粒物的形成与控制技术基础研究. 北京: 2005, 7, 102~108
- [36] 杨林军, 颜金培, 沈湘林. 蒸汽相变促进燃烧源 PM_{2.5} 凝并长大的研究. 见(in): 2005年度学术研讨会. 燃烧源可吸入颗粒物的形成与控制技术基础研究. 北京: 2005, 7, 109~117
- [37] Itziar. Particle measurements of particle entrainment in a standing-wave acoustic field between 20 and 30Hz, *J.Aerosol Sci*, 2000, 31(12), 1461~1468
- [38] Thomas L.Hoffmann and Gary H. Koopmann, A new technique for visualization of acoustic particle agglomeration, *Rev.Sci.Instrum*.1994, 65(5), 1527~1536
- [39] Thomas L. Hoffmann and Gary H. Koopmann, Visualization of particle agglomeration in an acoustic field, *Techni.Acoustic*, 1993, 279~282

- [40] [英]T·艾伦 著. 颗粒大小测定 (第三版) (喇华璞, 董三多, 施娟英 译). 北京: 中国建筑工业出版社, 1984, 8
- [41] 袁竹林, 李伟力, 魏星, 等. 声波对悬浮 PM2.5 作用的数值研究. 中国电机工程学报, 2005, 25 (8), 121~125
- [42] 福克斯[M]. 气溶胶力学. 北京: 科学出版社, 1960
- [43] 凡凤仙, 袁竹林. 外加声场对增加 PM2.5 碰撞几率的数值模拟研究. 中国电机工程学报, 2006,26(11), 12~16
- [44] 陈敏, 袁竹林, 郜时旺. 移动床过滤除尘的直接数值模拟研究及实验对比. 中国电机工程学报, 2003, 23(11): 195~199
- [45] 袁竹林, 许世森. 颗粒层过滤除尘和分级过滤特性的数值模拟及实验对比. 中国电机工程学报, 2002, 22(04), 41~45
- [46] Gray H Andrew. Source contributions to atmospheric fine carbon particle concentration. Atmospheric Environment, 1998, 32(22):3805~3825
- [47] Hoffmann T L. Environmental implications of acoustic aerosol agglomeration . Ultrasonics, 2000, 38(1-8):353~357
- [48] G. K. Batchelor, A. A. Townsend. Mass Transfer Between Solid Wall and Fluid Streams. Proc. Roy. Soc. London,1948,193A:539~561
- [49] A. Gomez, D. E. Rosner. Thermophoretic effects on particles in counterflow laminar diffusion flames. Combustion Science and Technology, 1998, 5(5): 335~362
- [50] 胡英. 流体的分子热力学. 高等教育出版社, 1982: 137~172
- [51] 童景山, 李敬. 流体热物理性质的计算. 清华大学出版社, 1982: 59~83
- [52] S. Kempf, S. Pfalzner. An Effective Algorithm for Simulating Diffusion-driven Aggregation. Computer Physics Communications, 2001,137(2):225~235
- [53] J. W. Krozel. Electrokinetic interactions between two spheres: the role of surface charge transport in coagulation. Journal of Colloid and Interface Science, 1999,169(2):437~453
- [54] T. G. M. Van de ven, S. G. Mason. Main factors affecting the stability of colloids. Progress in Surface Science, 1999,47(3):109~114

- [55] D. E. Rosner, D. W. Mackowski, M. Tassopoulos. J. Castillo. Effects of heat transfer on the dynamics and transport of small particles suspended in gases. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 1992,31(3):722~769
- [56] 谢洪勇. 粉体力学与工程. 化学工业出版社, 2003: 16~24
- [57] H. Kevin, L. T. Theis, C. T. Young. Significance of Shear Stress in the Agglomeration Kinetics of Fractal Aggregates Gardner. *Water Research*, 1998, 32(9):2660~2668
- [58] 张国权 编著. 气溶胶力学—除尘净化理论基础. 北京环境科学出版社, 1987
- [59] Itziar González, Thomas L.Hoffmann, Juan A. Gallego, Precise Measurements of Particile Entrainment in a Standing-wave Acoustic Field Between 20 and 3500Hz. *J. Aerosol Sci.*, 2000,31(12),1461~1468
- [60] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. 声学基础. 南京大学出版社, 2001, 3
- [61] Gray H Andrew. Source contributions to atmospheric fine carbon particle concentration. *Atmospheric Environment*, 1998, 32(22); 3805~3825
- [62] 马大猷, 沈嶸 编著. 声学手册. 北京: 科学出版社, 1983, 1
- [63] 沈维道, 郑佩芝, 蒋淡安. 工程热力学. 北京: 高等教育出版社, 1983
- [64] Horst Stocker. 物理手册. 北京: 北京大学出版社, 2004
- [65] Xavier Q. Monitoring of PM1.0 and PM2.5 around primary particulate anthropogenic emission sources . *Atmospheric Environment*, 2001, 5(4):845~858
- [66] Eivind Helland, Rene Occelli, Lounee Tadrst. Numerical Study of Cluster Formation in a Gas-Particle Circulating Fluidized Bed. *Power Technology*, 2000, 110: 210~221.

致 谢

本文是在导师王春波副教授的悉心指导下完成的。王春波副教授从论文的选题到研究方法的确定，直至论文的写作进行了全程性的指导，同时在论文的进度和质量上提出了严格的要求。王春波副教授的严谨、求实、创新的学术态度使我受益匪浅。同时，王春波副教授也教会我很多做人的道理，让我成熟很多。这里，我向我的指导教师表示崇高的敬意和衷心的感谢。

感谢华北电力大学热能教研室的陈鸿伟教授、李永华副教授、高建强教授和危日光讲师等给予的帮助与关心，在此我表示衷心的感谢，谢谢你们对我的支持。

特别要感谢我的几位同学，李丰硕士、杨博硕士、顾舒硕士和许振宇硕士对我工作上的无私帮助，是你们给我莫大的帮助才使得我可以顺利完成我的实验工作。

感谢我的室友王全刚、温志强和阎秦三位朝夕相处的好兄弟给我的帮助和支持，你们给我带来的默契和友谊让我的生活更加丰富多彩。

在学期间发表的学术论文和科研情况

1. 李群, 陈鸿伟, 李永华, 等. 纵向声场中燃煤烟气 PM2.5 颗粒的运动特性, 电站系统工程(已录用);
2. 顾舒, 王春波, 李永华, 李群. 不同掺烧比下飞灰复燃特性的试验研究, 发电设备(已录用);
3. 杨博, 许振宇, 李群, 顾舒, 李丰. 可逆式催化燃烧器处理低浓度易挥发性有机物的方法研究, 电力科学与工程(已录用);
4. 陈鸿伟, 杨博, 许振宇, 李群, 顾舒. 可逆式催化燃烧器处理 VOC 的方法研究, 电站系统工程(已录用)。