

自然科学学术文库
黑龙江省精品图书出版工程

水下复杂声源辐射声功率的 混响法测量技术研究

李 琪 尚大晶 著

哈尔滨工程大学出版社

自然科学学术文库

黑龙江省精品图书出版工程

水下复杂声源辐射声功率的 混响法测量技术研究

李 琪 尚大晶 著

 哈尔滨工程大学出版社

内 容 简 介

本书主要论述了非消声水池内水下复杂声源辐射声功率的混响法测量技术,通过理论分析、实验验证等证明在非消声水池中采用混响法可以较准确地获得水下复杂声源的辐射声功率。

本书是关于水下复杂声源混响法测量的一部专著,可供水下目标特性、水下噪声测量、计量及评价等领域的广大技术人员学习与参考,也可作为高等院校和科研院所水声专业高年级本科生、研究生的教材或参考书。

图书在版编目(CIP)数据

水下复杂声源辐射声功率的混响法测量技术/李琪,
尚大晶著. —哈尔滨:哈尔滨工程大学出版社,
2016.02

ISBN 978 - 7 - 5661 - 1167 - 8

I. ①水… II. ①李… ②尚… III. ①水下声源 - 水
声混响 - 声功率测量 IV. ①TB52

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2015)第 301190 号

选题策划 卢尚坤
责任编辑 丁 伟
封面设计 恒润设计

出版发行 哈尔滨工程大学出版社
社 址 哈尔滨市南岗区东大直街 124 号
邮政编码 150001
发行电话 0451 - 82519328
传 真 0451 - 82519699
经 销 新华书店
印 刷 哈尔滨市石桥印务有限公司
开 本 787mm × 960mm 1/16
印 张 7
字 数 141 千字
版 次 2016 年 2 月第 1 版
印 次 2016 年 2 月第 1 次印刷
定 价 28.00 元

<http://www.hrbeupress.com>

E-mail: heupress@hrbeu.edu.cn

前 言

水下声源的声学特性是水声学的重要研究内容,声源包括人工声源和各种结构声源。水下声源除极少数的人工声源,一般运载器作为声源大多结构复杂,包括各种类型的发声机理,如机械噪声、水动力噪声及螺旋桨噪声等。

在声学里,声源的特性可以用两种方法表述:一种是用声源在自由场条件下所产生声场的空间特性来描述;另一种是用声源的辐射声功率来表示。第一种方法的优点是空间特性刻画精细,可以获得声源的空间特性(指向性);缺点是当声源尺寸很大时,很难找到尺度相当的消声水池进行测量。第二种方法的优点是辐射声功率测量的条件容易满足;缺点是很难给出空间特性。

声源的辐射声功率可以根据定义采用包面法获得,也可以采用混响法获得。

混响法是建筑声学中常用的测量声源辐射声功率的方法,国际上已建立了相应标准。我国 20 世纪 80 年代末开始将混响室理论引入水下声源辐射声特性测量,开展了一系列方法研究,经过二十多年的不断完善,已经掌握了在非消声水池中采用混响法测量水下声源辐射声功率的方法,包括声场校准、空间平均方法、低频修正方法、流场控制等。

水下复杂声源辐射声功率的混响测量方法具有以下优点:

- (1) 准确,通过标准声源校准,使测量结果具有良好的重复性和一致性;
- (2) 可以在实验室非消声水池中进行,背景噪声低;
- (3) 不受气候等条件影响,测量周期极短,混响法测量与包面法辐射声功率测量相比,测量效率提高 10 倍以上;
- (4) 经济性好,费用低。

本书主要论述非消声水池中水下复杂声源辐射声功率的混响法测量技术,通过理论分析、实验验证等证明在非消声水池中采用混响法也可以较准确地测量水下复杂声源的辐射声功率。

全书由 4 章组成:第 1 章阐述了水下复杂声源辐射声功率的混响法测量技术的研究背景及国内外研究现状;第 2 章分析了矩形非消声水池内的简正波分布,论述了有限空间中简单声源及复杂声源作用下的声场,讨论了混响法声源辐射声功率测量的低频边界影响问题

并提出针对不同边界的校正方案,分析了空间平均的作用;第3章为水下复杂声源辐射声功率的实验研究,测量了标准声源及水下复杂声源的辐射声功率,在不同尺度非消声水池中测量了声源的辐射声功率,对测量结果进行了分析,并总结了水下声源辐射声功率测量的不确定性;第4章研究了混响法在流激水下翼型结构流噪声测量中的应用,在重力式水洞中搭建了一套实验测量系统,利用混响箱法测量了水下翼型结构模型的辐射声功率,在此基础上研究了流噪声特性。

本书是关于水下复杂声源辐射声功率混响法测量的一部专著,可供水下目标特性、水下噪声测量、计量及评价等领域的广大技术人员学习与参考,也可作为高等院校和科研院所水声专业高年级本科生、研究生的教材或参考书。书中内容力求精简,数学力求简单,收集试验资料力求充实,以使读者易于理解本书的基本观点。希望本书能对读者的工作和学习有所裨益。

本书由哈尔滨工程大学李琪、尚大晶共同编写,其中李琪教授编写第1章,并对全书统稿;尚大晶副研究员编写第2章至第4章。

刘永伟、唐锐、张超、肖妍、芦雪松讲师等为本书的审稿工作付出了辛勤的劳动,在此深表感谢。

本书的编写与出版工作得到了黑龙江省精品图书专项基金的资助,在此特表感谢。

限于水平和经验,本书的不足之处敬请读者指正。

著 者

2015年12月

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 国内外研究现状	2
第 2 章 非消声水池内声场研究与分析	17
2.1 矩形非消声水池内的简正波	17
2.2 矩形非消声水池内的点源声场分析	23
2.3 矩形非消声水池内复杂声源的声场分析	29
2.4 矩形非消声水池声源辐射声功率的低频校正	32
2.5 空间平均的作用	43
2.6 本章小结	44
第 3 章 水下复杂声源辐射声功率实验研究	45
3.1 非消声水池内标准声源的辐射声功率测量	45
3.2 非消声水池内水下复杂声源的辐射声功率测量	65
3.3 非消声水池的尺度效应特性实验	76
3.4 混响法声源辐射声功率测量的不确定度评定	80
3.5 本章小结	87
第 4 章 混响箱法测量水下翼型结构的流噪声	89
4.1 水下翼型结构的流噪声	89
4.2 混响箱中声源辐射声功率测量原理	90
4.3 流激水下翼型结构模型辐射声功率测量	91
4.4 测量结果及分析	94
4.5 本章小结	98
参考文献	99

第1章 绪 论

1.1 引 言

水下运动目标的声学特性是水声学的重要研究内容,且水下运动目标大多结构复杂,包括各种类型的声源,如机械、水动力及螺旋桨声源等。水下复杂声源的声学特性包括声功率、指向性及频谱特性。水下目标的声学特性多以海上直接测量为主。由于受海洋环境噪声及海底、海面反射影响,导致测量的起伏大,可靠性和重复性不高^[1]。

混响室是空气声学研究中的一个非常重要也是经常使用的实验测量标准装置,广泛应用于不规则复杂声源的辐射声功率测量、噪声源定位^[2]、故障诊断及声波无规入射时材料吸声系数^[3-16]的测量等。例如:德国大众汽车公司在沃尔斯堡的声测量中心采用混响室测量整车及重要部件的辐射噪声,并有针对性地采取减振降噪措施;国外很多机场采用混响室测量航空终点站装置及航空终点站设备的辐射噪声。与混响室测量相关的测量方法已有相应的国际标准。

由于一般非消声水池壁面的反射系数较低,所以在水下较难建立理想混响声场,这是水下混响法得不到认同的主要原因。若可证明在非理想混响声场情况下采用混响法也可以准确地测量水下复杂声源的辐射声功率,则可解决水下复杂声源的辐射声功率测量及噪声源评估问题。在非消声水池中进行的水下复杂声源的辐射噪声测量背景噪声干扰较低,不受海洋环境的限制;水下目标可以工作在单机状态,从而能够准确地测量出每台设备对水下复杂声源辐射噪声的贡献。

水和空气物理特性上的较大差异,使得非消声水池声学特性与空气中的混响室声学特性具有较大的差异性。具体表现在:空气中,边界可做刚性近似,水中不可做刚性近似,可视情况做软边界或阻抗边界近似;水池壁面的反射系数低于空气中的混响室;相同尺度的水池及混响室,水池中的截止频率高于空气中的混响室;相同尺度的水池及混响室,水池中混响半径大,混响控制区小,在测点数相同的情况下,水池中测量的不确定度增加。因此,非消声水池的声学特性与空气中的混响室明显不同。将空气声学中的混响室测量技术移植到水下复杂声源的辐射声功率

测量中需要研究非消声水池中的混响声场特性,并证明在此条件下也可以准确地测量水下复杂声源的辐射声功率。本书编写的主要目的就是研究非消声水池中的混响声场特性及非消声水池中水下复杂声源的测量方法,以实现在非消声水池中对水下复杂声源辐射声功率的准确测量。

1.2 国内外研究现状

1.2.1 空气声学中的混响测量方法

混响室主要用于三个声学量的测量标准中:混响室中声学材料的吸声系数;建筑物的声传递损失;声源的声功率输出。有关这些测量的不同国际标准已出现了很多年,且一直在修订中。

混响声场只有满足或近似满足扩散场特性才能够进行声源的辐射声功率测量。扩散场通常定义为:在扩散场中的任意点,混响声波由所有方向的入射声波构成且各方向的声波具有同等的强度和随机的相位^[17~18];在扩散场中的任何点,混响声能密度都相等^[19~20]。Sabine^[21]及 Eyring^[22]等扩散场理论可用来预测扩散场的声衰减、混响时间及稳态声压级。Kuttruff^[17]研究了两种提高混响声场扩散性的方法,包括提高房间壁面的反射及在房间中添加散射体。移动反射体这一技术首先由 Sabine^[23]引进并使用, Sabine 被称为混响室之父。和 Sabine 的很多观点一样,移动反射体引起了广泛关注。很明显足够尺度的移动反射体将对混响室的模态产生平均效果,即它将改变混响室中简正模态的频率,同时改变某点的声场。在测量中,这一平均效果是很有用的。Lubman^[24]等已研制出新型散射体,该散射体与平板叶片反射体相比具有很多优势,使用中已表明该散射体可以降低测量的不确定度。然而,移动散射体将改变或影响声源的声功率输出。Ebbing^[25]的实验已验证了这一点。因此,如果我们想获得精确的结果,必须保证增加移动反射体不会对声功率输出有太大的影响。

在混响室室内模态方面, Richard Bolt^[26~27]在混响室模态的统计方面做了很多杰出的贡献。他总结了如何在频带内计算模态的数量并研究了混响室频响曲线的不规则性。Sepmeyer^[28]研究了什么形状及比例的混响室最好。Schroeder^[29]及 Mailing^[30]专注于研究在给定的混响室,多高的频率才能满足足够的模态密度,即具有足够的模态重叠使测量满足规定的精度;并给出了混响室测量的 Schroeder 截止频率。

为了增加混响声场测量的精度,需要研究混响声场的统计特性。1955 年,

Richard Cook^[31]把统计分析应用于室内声学中,定义了理想混响声场中两空间点均方声压相关系数如下:

$$R = \frac{\langle p_1(t)p_2(t) \rangle}{(\langle p_1^2(t) \rangle \langle p_2^2(t) \rangle)^{\frac{1}{2}}} \quad (1-1)$$

式中 $p_1(t), p_2(t)$ ——空间两点在时刻 t 的瞬态声压;

符号 $\langle \rangle$ ——长时间平均。

对于完全扩散声场的两点, Richard Cook 等推导的平均互相关系数 $\bar{R}$ 如下:

$$\bar{R} = \frac{\sin(kr)}{kr} \quad (1-2)$$

式中 k ——波数;

r ——水听器间的距离。

Richard Cook 也给出了某一混响室的相关系数的实验测量结果,如图 1-1 所示。图中每一 R 值都画成竖线,其长度表示 R 脉动的幅值,竖线上的小圈表示 R 的平均值。其相关系数的实验测量结果与理论预测结果非常一致,说明实验的声场扩散性很好;同时发现只有经过大量的平均,相关系数的实验测量结果才与理论预测结果一致,说明混响声场的测量结果只有做大量的平均才有意义。他得出“半波长的两点其相关系数为零”这一重要结论,对混响理论的发展起到很大的推动作用。

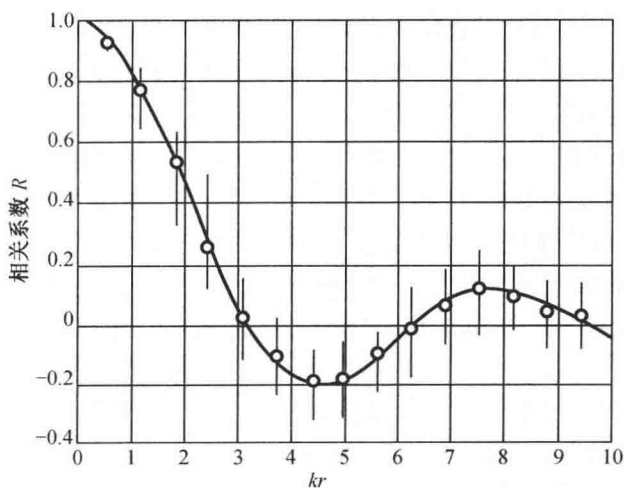


图 1-1 相关系数 R 与 kr 的关系曲线

(见文献[31]之图7)

其后,很多作者通过研究混响声场的相关函数进而研究声场的扩散性。实验研究方面,Balachandran^[32]得到的某一混响室在白噪声激励下的1/3倍频程频带相关函数的实验结果与Cook的预测值 $\sin(kr)/kr$ 相当一致;Schroeder^[33]使用正交模态扩展理论计算了扩散场能量密度的分布及相关函数,计算了单频及限带频率激励下的声压及声压梯度,对扩散程度的评估提出了建议;Lubman^[34]使用声场扫描装置提出了一种采用无指向性传声器在二维及三维扩散场中测量自相关和指向性函数的技术;Koyasu及Yamashita^[35]也给出了某一混响室的相关函数及混响室内的指向性模式实验结果,需指出的是观察混响声场各方向的相关函数是很重要的;Tohyama等人^[36-37]计算了某一矩形混响室内沿一直线的相关系数和指向性功率谱,测量结果与理论预测结果非常一致,但其没能对声场的定量评估标准提出建议。

理论研究方面,Morrow^[38]在腔中计算相关函数时出现了一个高的模式密度,因此忽略了相关函数中的交互相;Blake及Waterhouse^[39]计算的等熵及非等熵扩散场的相关函数结果表明,非等熵场不影响相关函数的实部,但对其虚部影响很大;Chien及Soroka^[40]计算了高模式腔在高频静态及衰减状态下的相关函数,得到了静态情况下的 $\sin(kr)/kr$ 的规律;Chu^[41-42]讨论了这些相关函数的计算结果及相关函数的交互项。

反映扩散场特性的另一个重要指标就是声场的空间一致性。Waterhouse^[43]及Chu^[44]计算了空间一致性并总结出:对于单频声源来说,空间一致性不可能建立。Kubota及Dowell^[45]提出采用渐进模态分析法(AMA)研究某腔中高频情况下的空间一致性,结果表明,AMA得出的结果比射线声学法给出的结果要好。

混响室的扩散特性已研究了很多年。Bodlund^[46]根据扩散场理论,提出了一种随机模型,采用相关系数标准差 ε_d 来评估声场的扩散性,该评价方法得到了实验的验证。Jacobsen^[47]采用类似于Bodlund的随机模型对扩散场进行了完全的统计研究,研究了空间相关函数和能量密度的分布、平均及均方偏差,对理论预测及实验测量进行了比较。H. Nelisse和J. Nicolas^[48]提出了一种有效的反映矩形混响室扩散特性的模态方法,采用两个描述因子、声压场的相关函数及空间一致性来研究混响室的扩散特性,根据房间最小容许模态数作为房间达到扩散性的标准。此标准与著名的衡量声场扩散性的Schroeder截止频率完全一致。

实际的混响声场很难达到理想的扩散场条件,因为混响声场中的声能不是均匀分布的。Waterhouse^[49]认为:混响声场的边界存在着干涉模式,在混响室的墙、边及角处有能量聚积,在这些反射面处,每一入射波都产生同相位的反射波,在这些界面附近相位不再随机,在混响室中选择源和接收器位置时,需考虑这些干涉效

果。另外,在没有移动反射体的情况下,单个或多个纯音激发的混响声场存在着能量的不均匀性。

在混响声场中进行的单次测量通常都是不精确的,只有基于大量位置测量基础上的空间平均才有实际意义。因此研究混响声场的统计特性对于在混响声场中进行的声源辐射声功率、材料吸声系数及部件的声传播损失等标准声学测量意义重大。

在进行这些测量时,通常根据混响声场中单个或多个位置的声压采样来得到混响声场的能量密度。通常人们假设整个混响声场的能量密度相同。这种理想的声场通常不存在。通过对单频及多频信号采样分布的理论分析表明:多点的大量采样值的平均值在均值的规定限度内。

为了弄清楚混响声场的基本特性,先考虑稳态单频声源激励的声场。声源在混响声场中辐射信号、声场的尺度比信号的波长大很多。声场中的任何点都包含大量的平面波,其入射方向和相位是随机的。根据 Waterhouse^[50] 的推导,单频随机相位平面波的均方声压 $\bar{p}^2$ 在混响声场中遵循指数分布,其概率密度为

$$P(\bar{p}^2 = x) = e^{-x} \quad (1-3)$$

其分布如图 1-2 所示($M=1$)。

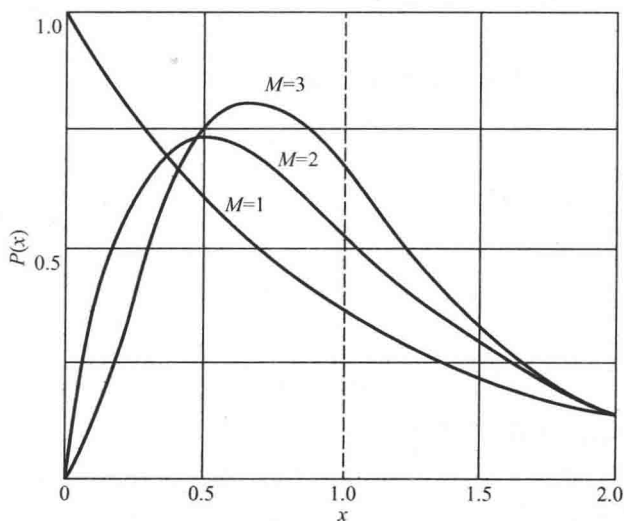


图 1-2 均方声压的概率密度函数按 γ 分布

(见文献[50]之图 2)

均方声压 $\bar{p}^2$ 的概率分布密度函数为

$$F(\bar{p}^2 \leq x) = \int_0^x P(x) dx = 1 - e^{-x} \quad (1-4)$$

该函数如图 1-3 所示。从图 1-3 可知,单频激励下的混响声场是不均匀的。但通过对大量测点的平均,得到的数据才有实用价值。该图上也列出了实验数据,该实验数据是在混响声场中 50 个点测量的均方声压值,测点间不相关(测点间距大于 $\lambda/2$)。由图 1-3 可见,实验数据与理论结果吻合得很好。

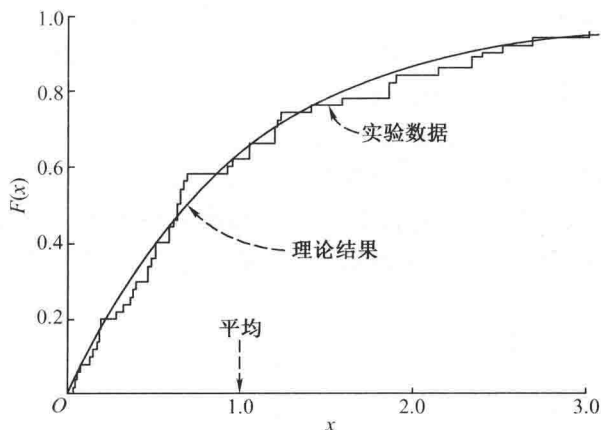


图 1-3 混响声场中单频信号均方声压采样的概率分布函数

(见文献[50]之图 1)

若在 M 个点测量均方声压 $\bar{p}^2$ 并进行平均,平均后的均方声压 $\bar{p}^2$ 遵循 γ 分布 $\gamma(x, M, 1/M)$, 其表达式为

$$P(\bar{p}^2 = x) = \frac{M^M}{(M-1)!} x^{M-1} e^{-Mx} \quad (1-5)$$

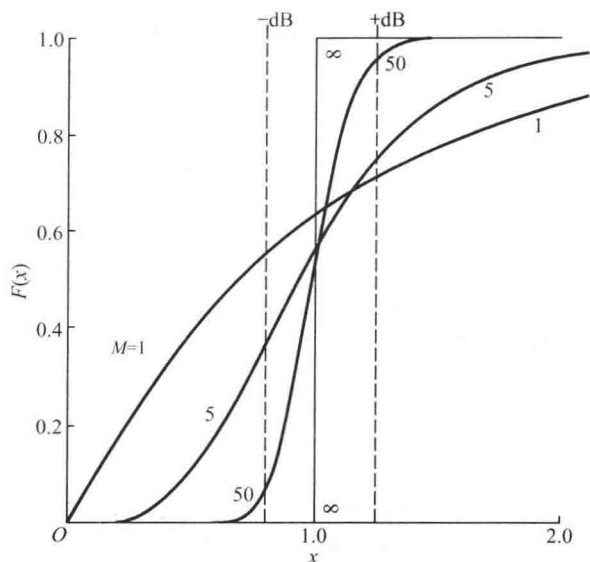
$$F(\bar{p}^2 = x) = \frac{M^M}{(M-1)!} \int_0^x x^{M-1} e^{-Mx} dx \quad (1-6)$$

对于不同 M 值,其概率分布如图 1-4 所示。

图 1-4 表明:随着采样点数的增加,测量值接近平均值 1 的概率就增加了;当 $M \rightarrow \infty$ 时,概率达到 100%。

当激励源包含 R 个频率成分,且不同频率成分有相同的幅值,在声场中对 S 个独立的采样点进行采样,均方声压 $\bar{p}^2$ 仍遵循 γ 分布 $\gamma(x, M, 1/M)$, 只是这里 $M = RS$, 表示频率数与测量中采样数的乘积。

考虑均值 ± 1 dB 的概率,我们可以画出测量的平均均方声压 $\bar{p}^2$ 处于此范围的

图 1-4 分布函数 $F(\bar{p}^2 = x)$ 与 x 的关系曲线

(见文献[50]之图3)

概率与 M 的变化关系,如图 1-5 所示。由图 1-5 可以看出:如果信号包含 10 个频率成分,测量数据对两个对立的测量点进行平均,于是 $M = 20$,那么均方声压 $\bar{p}^2$ 处于均值 ± 1 dB 范围的概率为 70%。

以上结果表明:混响声场不同点的能量密度不能完全达到相等的程度,除非声场中的频率数远远大于 1;同时通过增加采样点数,可提高测量的精度。

Waterhouse^[50], Andres^[51], Diestel^[52] 的研究表明:整个混响声场场点的能量密度遵循 γ 分布;对于单频激励,能量密度很不均匀。采样的概率分布按指数分布,一次测量在声场均值 ± 1 dB 的概率只有 16%;当有 M 个纯音并具有足够的频率空间时,声场的能量变化就降低为 $1/M$ 。W. T. Chu^[53] 按相干及非相干对混响声场进行分类,他所定义的非相干声场实际上就是扩散场,并总结出:单频纯音激励下的混响声场属于相干声场,带限随机信号激励下的混响声场属于非相干声场;单频纯音激励下的相干声场通过对源位置的空间平均可把相干声场转化为非相干声场。因此,为了取得好的实验结果,或者对大量的采样进行空间平均,或者对源进行空间平均。

如果对测量距离至少半个波长的多点进行平均,测量的不确定性可以减少。D. Lubman, R. V. Waterhouse^[54] 等研究了沿线性、圆周及圆盘表面的连续性空间平

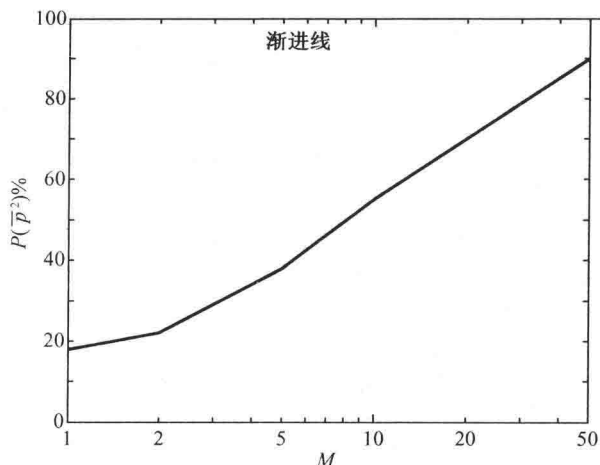


图 1-5 均方声压 $\bar{p}^2$ 的测量值在均值 ± 1 dB 范围的概率与 M 的关系

(见文献[50]之图 4, M 为频率数与测量中独立采样数的乘积)

均。结果表明:为取得好的空间平均效果,平均路径的长度最好大于一个波长;在同样长度的情况下,直线路径是最有效的连续性平均方式;当圆盘较小时,沿圆盘面的连续性平均不如沿圆盘周长且沿圆盘面进行的连续性空间平均,存在过采样的危险。Chi-Shing Chien^[55]比较了沿球面和球体的连续性空间平均,结果表明:当球的尺度不太大时(相对于波长),沿球面的空间平均效果,优于球体的空间平均效果且沿球体的空间平均也存在过采样的危险。由此推出:沿区域边界的连续性空间平均效果好于对区域的空间平均。R. V. Waterhouse 和 D. Lubman^[56]根据声场相关函数,解释了离散平均的效果优于连续性平均的原因,并认为离散点的平均更能降低测量的不确定性且实验操作简单。D. Lubman^[57-58]提出采用等量不相关采样数衡量空间平均的效果,并总结出适用于声功率及声功率级(dB)测量的不同等量不相关采样数。W. T. Chu^[59]讨论了纯音激励下的混响声场均方声压的独立采样数。Carl Hopkins^[60]采用手动扫描装置对混响声场进行了空间平均,并认为:手动扫描设备可以在三维空间中按复杂的几何路径移动,螺旋及圆柱形路径是最有效的空间平均路径。

Waterhouse^[61]比较单频作用下激发起一个或多个矩形模态情况下的混响声场的空间变化是很有趣的。采用合适的模态函数计算一个轴向、切向或斜向模态声场的空间变化值是不困难的。结果表明:单频激励下的混响声场的空间变化位于轴向与切向模态声场空间变化量之间。如果我们通过扩大带宽或使用移动反射体等措施改善条件,声场的空间变化还会小。

Morse, Ingard^[62], Mailing^[63] 及 Waterhouse^[61] 等人研究了纯音源的声功率输出并得出了单极子源的理论及实验结果。频率较高时,可以激励起很多交叠的模式,通过改变单极子源的位置可以激励很多交叠的模式,其功率输出按指数分布。这样通过对源足够多的位置移动,就可以保证功率输出足够地精确。很方便地,此功率输出等于自由场的功率输出 W_0 。低频情况下只能激励起很少的模式时,源移动很多空间位置的平均功率 $\langle W \rangle$ 输出并不等于 W_0 ,而是低于自由场测量值 W_0 。其原因在于:有限的采样数、变化的声源辐射阻抗及空间声能密度不均匀导致不同点的测量值不一致。Waterhouse 校正可校正由于靠近反射面引起的干涉模式^[49], Schaffner 对 Waterhouse 校正进行了改进使其适用于弹性边界^[64]。辐射阻的变化是由于附近界面的反射及介质条件的变化,采用具有低频吸收满足静态扩散场条件的较大水池可减少壁面的反射。采用旋转扩散体不需要太多的接收位置数就可以满足足够的采样需要,同时也可以改善声场的空间平均效果^[65]。对源的平均同样可以减少测量结果的变化,若采用有限体积源,不需要对源进行很多位置的平均。根据 W. F. Smith 及 J. R. Bailey^[66] 的研究,有限体积声源在混响声场中的辐射阻抗相当于点源辐射阻的空间平均,因此有限体积声源在低频纯音激励下的声功率输出的标准差明显小于点源(当有限体积声源的尺度大于 $\lambda/2$ 时)。他们采用两个 8 in^① 及 30 in 的扬声器进行的实验表明:30 in 的扬声器声功率输出的标准差明显小于 8 in 的。

用来评估声吸收的混响时间 T_{60} 也随混响声场测量位置的变化而变化^[67]。Hodgson 认为:Eyring^[68] 预测的扩散场指数衰减规律依赖于扩散场的形状、壁面及扩散体的吸收^[69]。声可能被限制于扩散场的某一区域,导致衰减与理论预测出现偏差^[70]。实际上,声场中某一点的 T_{60} 可以通过对均方声压的脉冲响应进行 Schroeder 积分或关断——产生稳态声场的声源后通过评估其衰减率得到。积分脉冲响应法及衰减曲线法都是 ISO 354 标准所允许的。

目前采用混响法进行的声源辐射声功率及声吸收的测量都是基于测量混响声场中的空间均方声压,未来可考虑基于总能量密度的测量。混响声场中某点的均方声压只与该点的势能密度成正比,而势能密度只表示一部分能量信息。2007 年, D. Nutter^[71] 等建议采用总能量密度法测量声源辐射声功率、声吸收及其他声学量。他们认为:由于混响声场为近似扩散场,基于均方声压(势能密度)的测量在混响声场中存在波动会导致测量结果的不确定,而基于总能量密度的测量比基于势能密度的测量在很多频率范围尤其是低频段具有较好的空间一致性,不但可以

① 1 in = 0.025 4 m

减少测量误差,而且由于其只需要较少的测量点数,因此可以简化实验程序。关于采用总能量密度测量声源的辐射声功率,很早就有人提出。1974年,Tichy与Baade就认为总能量密度可能是更有效的确定声功率的方法,并认为遍及整个混响声场,其空间波动小^[66]。同年,Cook与Schade通过理论分析得出:混响声场中总能量密度的空间波动量——规一化标准差大约是势能密度的一半^[72]。他们采用平面波管进行了实验验证,结果表明:总能量密度的空间波动量比势能或动能密度的都小。Sepmeyer与Walker在混响室中进行的总能量密度测量表明:总能量密度的波动粗略是均方声压波动的一半^[73]。1976年,Waterhouse和Cook研究了势能、动能及总能量密度与轴向、切向及斜向模态之间的关系^[74]。他们对反射面附近其表现因子的描述进行了扩展^[26]。1979年,Jacobsen使用随机扩散场模型进行分析表明:混响声场中均方声压的规一化空间波动量应该是1^[75]。在Schroeder截止频率以上,他采用实验进行了验证。接着他推导出均方粒子速度分量的规一化波动量,发现:它们都近似等于1,而合成均方粒子速度的规一化波动量是1/3。势能、动能及总能量密度的规一化波动量分别为1,1/3和1/3,导致规一化空间标准差分别为1,0.58,0.58。1987年,Moryl和Hixson也研究了混响室中能量密度的空间分布^[76-77],在几个纯音激励下,通过在混响室中部区域进行线性扫描发现:规一化空间标准差分别为0.94,0.61,0.64,与Jacobsen的宽带激励下声场预测结果近似。

混响室是空气声学研究中经常使用的实验测量标准装置,其理论发展较成熟^[78-85],广泛应用于不规则复杂结构的辐射声功率测量。在混响室中,G. C. Mailing^[86]计算了单极子声源的辐射声功率,Maidanik^[87]通过测量加肋板的辐射声功率而研究加肋板对辐射声功率的影响,Ludwig^[88]测量了薄钢板在湍流激励下的辐射声功率。普通机器的辐射声功率一般也在混响室中进行。在实验室环境下,T. J. Schultz^[89]概括了机器声功率测量方面取得的进展及存在的问题,并对未来的研究进行了展望。但这些方法不适用于实际的工业环境。在具体的操作条件下,G. M. Diehl^[90-91]提出了两表面法,并证明两表面法是计算安装在室内的大型机器声功率的最可行方法。由于具体的环境条件不满足自由场条件,因此测量的声功率需要修正,G. Hubner^[92-93]研究了几种环境(声场)条件下声功率测量的误差修正方法,并比较了不同方法的精度。C. I. Holmer^[94]研究了大型机器放置在室外反射面之上为自由场的条件下测量声功率的方法及精度。O. L. Angevine^[95]提出了改善大型机器周围测量环境的临时方法,使其接近自由场条件,以便适用于大型机器的工程测量。具体环境下的大型机器校正因子与大型机器所在房间的特性有关,房间特性又与房间的声吸收有关,J. B. Morland^[96]研究了具体环境下测量房间声吸收的方法,对大型机器的声功率测量具有借鉴作用。

1.2.2 非消声水池内混响声场特性实验

在非消声水池中进行声源的辐射声功率测量,首先要了解非消声水池内的混响声场特性,以下实验直观地反映了这些特性。

1. 水池内的各点声压(能量密度)分布不均匀性测量

水下混响声场与空气中的混响室一样也存在着能量密度的不均匀性。采用图 1-6 的非消声水池坐标系,通过测量 315 Hz 纯音作用下非消声水池中沿跨度方向的声压分布来确定能量密度的不均匀性。刚性壁面情况下的空间因子理论计算值 $F(x)$ (纯音频率为 315 Hz, $N_x=4$),如图 1-7 所示。固定 $y=1.9$ m 及 $z=4$ m, 在水池中 x 不同的多个位置测量的局部空间平均声压级如图 1-8 所示。由图 1-8 可以看出:发射纯音的情况下,非消声水池不同位置的声压变化最大达 20 dB。其变化趋势与刚性壁面情况下的空间因子理论计算值 $F(x)$ 的变化趋势一致,但由于局部空间平均不能完全消除简正波的干涉,使曲线产生扭曲;又由于壁面阻抗(所测量水池壁面为瓷砖)为非刚性壁面及声源位置的不同,使驻波的幅值及节点位置发生了变化。

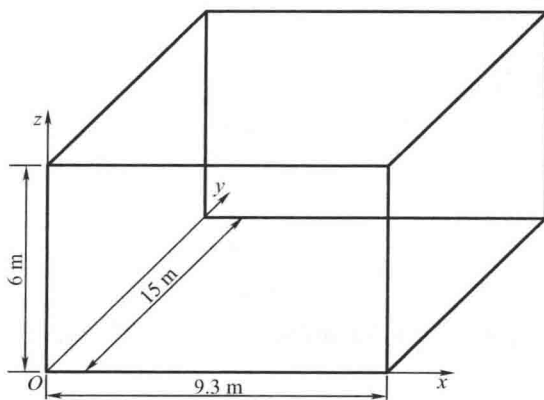


图 1-6 水池坐标系图

2. 水池池壁反射系数测量

非消声水池内的混响声场特性与空气中的混响室不同,通过测量非消声水池池壁的反射系数可以反映非消声水池内的混响声场特性。

若水池壁面为混凝土结构,取其密度 $\rho_1=2.4 \times 10^3$ kg/m³,杨氏模量 $E=1.7 \times 10^{10}$ Pa,泊松比 $\sigma=0.21$,由此可算出声波在混凝土中的纵波传播速度 $c_1=2\,824$ m/s。若取水的密度 $\rho_0=1.0 \times 10^3$ kg/m³,声波在水中传播速度 $c_0=1\,480$ m/s,则可求得壁