

## 摘要

厅堂客观音质参量作为描述厅堂声场特性的客观物理量，一直是音质评价和研究领域的重要内容。随着厅堂音质研究的发展，为进一步揭示了主观音质和客观声场物理特性之间的关系，人们不断提出各种新的音质参量。客观音质参量也从最初的以反映室内声场中的能量一时间关系，发展到当今的能量一时间一空间关系。特别是六十年代末以来，随着“空间感”这一新参量的提出，针对厅堂中反射声空间分布特性进行了大量的研究，并且提出了相应的客观参量如：侧向反射因子(LF)、内耳相关系数(IACC)等。这些参量对厅堂中声场特性的研究更加深入，同时也使厅堂音质的评价体系更加完整。目前对于空间感的研究虽然还不成熟，主客观参量之间的关系还有待进一步明确，如有人提出用前后声能比(FBR)以及左右声能比(LRR)来描述空间感的分量LEV(包围感)，但这些研究表明室内声场中反射声的空间分布是厅堂音质的重要特性。由于厅堂中反射声的能量一时间一空间分布较传统的音质参量所需的声场信息更加丰富，对室内音质的测量技术提出了更高的要求。大多数音质参量如：混响时间、响度、明晰度等均可通过传统的单通道测量方法得到，而空间感音质参量由于涉及反射声的方向信息，所以传统的音质测试方法无法满足要求。虽然侧向反射因子(LF)中也考虑了不同反射声方向的因素，但该参量并不能反映各反射声的方向。本论文在双通道声信号测量技术的基础上，提出采用多传声器测量房间中早期反射声方向分布的两种方法一时差法和声强法，并从理论上分析了各种方法所产生的测量误差及参数设置如：信号采样率、传声器布置、频带宽度等对测试结果的影响。

在时差法测量中通过各传声器接收信号的时差分析确定反射声的入射方向。为减小由于反射声在时域上重叠所产生的误差，提高时域分辨率和测量精度，本文提出了通过各接收通道信号的互相关分析确定反射声时差的方法，并采用信号的相干系数判断测量的可靠性。在声强法测量中，根据双传声器声强矢量的测试原理，采用不在同一平面上的任意四传声器测量各方向上的声强矢量，经合成后得到接收位置上各时间段内反射声的能量一方向分布。该方法由于对传声器的布置位置无严格要求，因而更加适用于实际房间中的测量并可减小由于传声器布置所产生的测量误差。论文还提出了一种运用两个全指向性传

声器模拟“8”字形指向性测量侧向反射因子(LF)的新方法。论文中根据上述方法设计了用于测量房间中早期反射声方向分布及侧向反射声因子的实际测量系统，通过消声室中的实验对比其可靠性得到了验证并用于实际房间中的测量。

实际房间中由于早期反射声在时域上的分布密度相对较小，运用本论文中提出的方法可得到较为可靠的测试结果，但对于后期反射声由于密度大，在时域上可分辨范围内重叠的概率大大增加，因而测量精度也随之降低。所以如何进一步提高反射声之间的分辨率还有待于深入的研究。

关键词：“8”字形指向性，侧向反射因子，时差，声强，早期反射声方向分布

## ABSTRACT

Objective acoustic parameter is an important matter in the area of evaluation and research for acoustical quality, and it is regarded as the objective physical parameter for describing the characteristics of sound field. With the development of research, people have proposed various objective parameters to further reveal the relation between subjective evaluation and objective characterization of sound field. The initial objective parameters only reflect the relations between energy and time in sound field, but the relations which new objective parameters reflect involve the factor of energy-time-spatial distribution. Since "spatial impression" was introduced in the late 1960s, people have made a lot of researches on the spatial distribution of reflections, with these researches many relative objective parameters have been proposed, such as lateral fraction (LF) and inter-aural cross correlation (IACC), these parameters make acoustic evaluation more comprehensive. On the other hand, the relations between these parameters and subjective evaluation are still not very clear. Some people proposed FBR (front to back energy ratio) and LRR (left to right energy ratio) to describe LEV (listener envelopment), which is one of the secondary parameters in spatial impression, but all of these researches indicate the spatial distribution of reflections is the important property of acoustical quality. Most of the traditional parameters, such as reverberation time, strength index, clarity, etc, can be measured with monophonic, but new parameters that reflect the relation in energy-time-spatial involved more information of sound field compared to the traditional parameters, the method of monophonic can't meet the needs of measuring directional information, so there are more requests for the measurement technology of new directional parameters.

Lateral fraction (LF) includes the information of reflections' direction, but it cannot describe the direction of each reflection. On the base of dipophonic, two methods are investigated in this paper for measuring the directional distribution of early reflections in rooms, namely time-delay method and sound intensity method. The factors which affect the measurement errors of these methods are analyzed theoretically, such as, sampling frequency, locations of microphones, and bandwidth, etc.

The direction of reflection can be obtained by time-delay analysis in time-delay

method. For reducing the error caused by overlap of reflections in time domain, and increasing the precision of measurement, the cross-correlation analysis is employed in the calculation of time-delay of each reflection in multi-channels; the reliability of the measurement can be estimated by coherent coefficient. In sound intensity method, an approach is presented to measure the directional distribution of early reflections with four microphones that are not on the same plane, which is based on the approach of sound intensity measurement on diplophonic. This approach has no strict requests on the location of microphones, so it is more suitable for the measurement in site, and it can reduce the measurement error derived from the location of microphones. This paper also proposes a new method to measure LF with the figure-of-eight directional pattern simulated by two omni-microphones. At last, a measurement system is established for obtaining the directional distribution of reflections and objective parameter—LF in real rooms. The reliability of this system is validated by the experiments in anechoic chamber.

In real rooms, the density of early reflections in time domain is low, so the measurement results with methods proposed in this paper can be reliable. But the density of late reflections in time domain always very high, which greatly increase the probability of overlap of reflections, so the precision of measurement will be reduced. The further study is expected on how to increase the resolution of reflections for more reliable results of measurement.

**Key Words:** figure-of-eight directional pattern, lateral fraction (LF), time-delay, sound intensity, directional distribution of early reflections

## 学位论文版权使用授权书

本人完全了解同济大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，同意如下各项内容：按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本；学校有权保存学位论文的印刷本和电子版，并采用影印、缩印、扫描、数字化或其它手段保存论文；学校有权提供目录检索以及提供本学位论文全文或者部分的阅览服务；学校有权按有关规定向国家有关部门或者机构递交论文的复印件和电子版；在不以赢利为目的的前提下，学校可以适当复制论文的部分或全部内容用于学术活动。

学位论文作者签名：

2006年3月17日

---

经指导教师同意，本学位论文属于保密，在\_\_\_\_\_年解密后适用本授权书。

指导教师签名：

学位论文作者签名：

年 月 日

年 月 日

## 同济大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人创作的、已公开发表或者没有公开发表的作品的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本学位论文原创性声明的法律责任由本人承担。

签名：

2006年3月17日

## 第1章 引言

任何学科的发展除了依靠理论研究,还需要实验与测量技术的支持。实验与测量不仅是验证现有理论的工具,更是新理论发展的基石。

在室内声学的研究中,一个重要的任务便是找到能够准确反映厅堂音质好坏的客观参量,为厅堂的音质评价和声学设计提供帮助和指导。从 Sabine 首先提出混响时间(RT)的概念以来,不断有新的客观参量被提出,比如清晰度(C)、早期衰减时间(EDT)等,人们也试图通过这些参量来解决厅堂中所存在的声学问题,然而结果却差强人意,关键在于这些客观参量仅从统计上反映了能量与时间的关系,而忽视了反射声方向对厅堂音质的影响。自 Marshall<sup>[1]</sup><sup>[3]</sup>和 Barron<sup>[2]</sup>开始空间感的研究以来,人们逐渐认识到反射声方向的重要性,并在此基础上提出了反映空间感的客观参量,比如侧向反射因子(LF)等,虽然这些客观参量并不能完全反映空间感,但说明对厅堂音质的研究已从传统的反射声时间——能量分析转换到对反射声时间——能量——方向的分析。随着研究的发展,对相应的测量技术也提出了更高要求,不仅要求能够测量反映反射声方向分布的客观参量,而且还能得到各反射声的具体方向分布,从而为厅堂音质的研究提供帮助。

### 1.1 客观音质参量及相关测量技术的发展

#### 1.1.1 客观音质参量的基本测量

早在上世纪初 Sabine 便提出混响时间(RT)作为评价厅堂音质的客观物理参量,其在数值上等于声能从-5dB 衰减到-35dB 所需时间的两倍,长期以来混响时间在厅堂音质评价和声学设计中一直被作为最基本的客观参量。

其传统的测量方法是在声场稳定后停止声源,通过声能从-5dB 衰减到-35dB 所需时间计算混响时间,测量时使用一个全指向性传声器接收测点处的声压信号。由于实际声场的复杂性,通常要对多次测量的结果取平均,以此减小误差;此外各频段测量需要分开进行,降低了测量效率,并且测量中容易受噪声影响。随着数字信号技术的发展, Shroeder<sup>[4]</sup>于 1965 年提出了混响时间的倒积分计算法:对一个全指向性传声器测到的脉冲响应函数在时域上进行倒积分,根据得到的声能衰减曲线计算混响时间。该方法弥补了传统测量中的不足,提高了测量的效率和准确性。

很快人们便发现仅仅依靠混响时间这一单值很难对厅堂音质进行准确的描

述。Beranek<sup>[5]</sup>在对 76 个厅堂的调查后提出,影响厅堂音质的主观评价参量主要有七个,而混响时间只与其中的混响有关。以下列出了各主观评价参量及其相对应客观参量(表 1):

主观评价参量	客观参量	主观评价参量	客观参量
混响	T60/T30/T20	语言清晰度	STI
混响	EDT	舞台支持	ST1
音乐清晰度	C50/C80	语言清晰度	SNR
语言清晰度	D50	语言清晰度	ALcons
响度	G	空间感	IACC
混响	R	空间感	LE
语言清晰度	U50/U80	温暖度	BR

以上客观参量几乎都只反映了反射声能在时域上的分布情况,因此通过单传声器接收到的脉冲响应即可方便得到,这些客观参量及其测量方法大都沿用至今。然而由于此时对空间感的研究刚起步,因此反映空间感的客观参量 LF 与 IACC 无论是其与空间感的密切性还是测量的准确性都有待进一步加强。

### 1.1.2 反映空间感的音质参量测量

空间感作为评价厅堂音质的主观参量之一,其研究始于上世纪六十年代末,Marshall<sup>[1]</sup>通过研究厅堂形状与音质之间的关系后发现较窄的厅堂中经侧墙反射的声能容易使听众产生被声音包围的感觉,也就是空间感。随后 Barron<sup>[2]</sup>和 Keet<sup>[6]</sup>分别提出了反映空间感的客观物理参量一侧向反射声因子(LF)和双耳相关系数(ICAA)。

$$LF = \frac{\int_{ms}^{80ms} p_L^2(t)dt}{\int_{ms}^{80ms} p^2(t)dt} \quad 1.1.1$$

上式的物理意义为早期侧向反射声能与总声能的比值,其中早期侧向反射声能是指按入射声方向余弦平方计权后的前 80ms 声能。Jordan<sup>[7]</sup>提出了 LF 测量的传统方法,其采用“8”字形指向性传声器测量早期侧向反射声能,该方法也成为目前 LF 测量的标准方法<sup>[8]</sup>。其后 Kleiner<sup>[9]</sup>提出运用两个间距很小的全指向性传声器可模拟“8”字形指向性,并以此测量 LFC(与 LF 类似,分子部分为按入射声方向余弦计权后的前 80ms 总声能)。

但是 Beranek 等<sup>[10]</sup>通过研究发现, IACC 比 LF 更能反映空间感。

$$IACC = \max \text{ of } |\phi_{rl}(\tau)| \quad 1.1.2$$

$$\phi_n(\tau) = \int_{ts}^{te} P_r(t) \cdot P_l(t+\tau) dt / \left[ \int_{ts}^{te} P_r^2(t) dt \int_{ts}^{te} P_l^2(t) dt \right]^{1/2} \quad 1.1.3$$

其中  $P_r$ 、 $P_l$  分别代表人工头左右两通道信号，分别由两个全指向性传声器测量得到， $\phi_n(\tau)$  则为两通道信号间的相干系数，以反映相似程度。

此后 Morimoto<sup>[11]</sup>提出，IACC 只与空间感的分量 AWS(视在声源宽度)有关，而与另一个分量 LEV(包围感)无关。Morimoto 同时提出了描述 LEV 的客观参量——前后声能比 (FBR) 和左右声能比 (LRR)。由于要对前后(左右)的入射声能分开计权，理想的测量应通过单边“8”字形指向性传声器来进行。由于不存在单边“8”字形指向性传声器，测量时常用心形指向性传声器代替<sup>[12]</sup>，所测结果误差很大。最近 Okubo<sup>[13]</sup>提出运用五个全指向性传声器，通过对信号综合获得了较心形更接近于单边“8”字形的指向性，并用于 FBR 和 LRR 的测量。

相比较其它客观参量(混响时间、明晰度等)，以上描述空间感的客观参量考虑了反射声入射方向对厅堂音质的影响。但由于计算时是对能量求和，因此所得结果只是一个单值，并不能充分反映反射声的时间——能量——方向信息，从而使这些客观参量不能准确地反映空间感。随着空间感的发展，必然要对厅堂中反射声的时间——能量——方向信息进行测量，因此对测量方法提出了更高的要求。

### 1.1.3 反射声方向分布的测量

自上世纪八十年代末，人们提出了一系列方法用于测量厅堂中的反射声时间——能量——方向信息。这些方法均利用了数字信号处理技术，通过对采集到的多通道声压信号进行分析得到入射声的方向信息。按信号处理的方式不同，这些测量方法主要分为以下三类：

#### (1)、虚声源理论

Yamasaki 和 Itow<sup>[14]</sup>、Sekiguchi<sup>[15]</sup>分别建立了厅堂虚声源测量系统。在其采用的实验装置中，四个全指向性传声器被放置于正四面体的四个顶点，通过反卷积计算得到每一入射声到达各接收点的具体时间，并以此计算该入射声的虚声源位置。该方法不足之处在于当入射声数量在时域上密度很大时，比如脉冲响应中的后期反射声，采用以上理论无法进行准确的计算。此外该测试系统中各传声器彼此间距为 17cm，而在实际测量中传声器间距越大，空间两点的相关性就越低<sup>[16]</sup>，因此当传声器间距为 17cm 时，各脉冲响应中的反射声并不能做到一一对应，此时计算将难以进行。由于以上不足，该测试系统只能用于分析幅度较大并且时域分辨较为明显的反射声，从而限制了其适用范围。

## (2)、三维声强法

通过双传声器可以测得空间某一方向上的声强分量,也就是总声能在该方向上的投影。因此只要测量空间直角坐标系中沿三坐标轴方向上的声强分量,便能求出此时的总声强矢量和入射声能方向分布,该方法也被称作为三维声强法。Guy 和 Abdou<sup>[17][18][19]</sup>首先提出利用双传声器分别测量三组声强分量,并以此计算入射声方向分布。此后 Oguro<sup>[20]</sup>提出把四个传声器放置于空间正四面体的四个顶点,也能测量三维声强矢量。然而为了减小实际测量中的误差,通常取较小的传声器间距,因此以上测试方法对传声器相位匹配要求较高<sup>[21]</sup>,且测量时各传声器要按特定方式布置,从而给现场测试带来了很大不便。

## (3)、传声器阵列

传声器阵列在声学测量领域应用十分广泛,在室内声学中也常被用于测量复杂的声场信息<sup>[22][23]</sup>。其中 Gover<sup>[24][25][26]</sup>提出利用 32 个全指向性传声器组成的球形阵列测量入射声能的方向分布的方法。其测量时把整个空间分成 60 个立体角,通过计算每个立体角中的入射声能以此得到整个空间上方向分布。相比较其它测量方法,传声器阵列的优势在于能够获取更多的声场信息,从而增加了测量的可靠性,但由于整个测试系统过于庞大,不方便于现场测量,因此该测试方法很难得到普及。

## 1.2 本文研究内容

通过上节叙述,我们可以发现虽然评价厅堂音质的客观参量还没有得到完全的统一,各参量之间的相互关系和独立性还有待于进一步的研究,但研究的方向已从传统的时间—能量分析,发展到对时间—能量—方向分布特性的分析研究,从而对测量技术也提出了更好的要求。本文的目的就是建立适合于实际房间测量的反射声时间—能量—方向分布特性测试系统,既能测量 LF 等客观参量,用于厅堂音质评价;又能得到反射声的时间—能量—方向分布,为空间感的研究提供帮助。本文的研究内容主要有以下几点:

- (1)、建立适合于实际房间测量的脉冲响应函数测试系统,为本文所提出的各测量方法提供实验基础。其中包括实验装置的选择与调试,测试程序的编写等。
- (2)、利用双传声器模拟"8"字形指向性传声器,并在其基础上测量侧向反射因子(LF),用于厅堂音质的评价。所做的工作包括该方法的理论推导、分析影响测量误差的因素、选择合适的测试参量等。
- (3)、通过不在同一平面上的四个传声器,对接收到的脉冲响应进行时差分析,得到房间中早期反射声方向分布。其中采用互相关理论计算反射声到达各接受点的时差,本文将对这一方法的理论推导和可靠性进行详细的分析,并在此基础上

建立基于时差法的早期反射声方向分布测试系统。

(4)、通过不在同一平面上的四个传声器测量三维声强矢量，并以此得到房间内早期反射声方向分布。本文将对测得的声强矢量与反射声实际入射方向之间的关系进行详细的讨论，并在此基础上建立基于三维声强法的早期反射声方向分布测试系统。

## 第2章 测量原理

由于厅堂中声场的复杂性,早期的测量方法很难得到准确的结果,因此给室内声学的研究带来很大不便。Shroeder<sup>[4]</sup>于1965年提出了通过对厅堂中测到的脉冲响应进行倒积分得到混响时间的方法,其克服了传统测量方法的诸多不足,比如容易受噪声干扰、多次测量结果不稳定等。由于该方法极大提高混响时间测量的精度和效率,直至目前仍被广泛采用。不仅如此,随着室内声学研究的发展,反映厅堂音质的客观参量不断被提出,然而测量这些客观参量最方便、有效的方法还是通过脉冲响应函数,其已成为室内声学测量中获取声场信息的最基本手段。

本章首先介绍了脉冲响应函数的测量原理,在此基础上建立了厅堂脉冲响应函数测试系统。并介绍了通过接收到的脉冲响应进行空间感分析的一些基本方法,其中包括如何测量侧向反射因子(LF)以及反射声方向分布,并把这些方法作为以下各章内容的基础。

### 2.1 脉冲响应函数的测量

早期测量脉冲响应通常使用电火花等作为激励信号,此时传声器接收到的声压信号即可认为是脉冲响应函数,不需要再进行信号处理。该方法对设备要求简单,测量过程也十分简便,但受客观条件所限,不能保证每次发出的电火花具有相同的频率响应,从而使测量的可重复性不高。

随着数字信号测量系统的发展和普及,基于互相关理论的脉冲响应函数测量法,由于其可重复性高、受噪声影响小,所得结果更加稳定和准确,因此已成为测量厅堂中脉冲响应函数的主要方法。

#### 2.1.1 测量原理<sup>[4]</sup>

在线性时不变系统中,输入信号  $x(t)$ ,输出信号  $y(t)$  以及系统响应  $g(t)$  之间存在以下关系:

$$y(t) = x(t) * g(t) \quad 2.1.1$$

其中\*代表卷积运算,因此上式可表示为:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t-\tau)g(\tau)d\tau \quad 2.1.2$$

此时把输入信号  $x(t)$  与输出信号  $y(t)$  进行互相关, 得到:

$$R_{xy}(\tau') = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)y(t+\tau')dt' \quad 2.1.3$$

由 2.1.2、2.1.3 得到:

$$\begin{aligned} R_{xy}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \left[ \int_{-\infty}^{\infty} x(t+\tau'-\tau)g(\tau)d\tau \right] d\tau' \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} x(t')x(t+\tau'-\tau)d\tau' \right] g(\tau)d\tau \end{aligned} \quad 2.1.4$$

上式中  $\int_{-\infty}^{\infty} x(t')x(t+\tau'-\tau)d\tau'$  为  $x(t)$  的自相关函数  $R_{xx}(\tau'-\tau)$ , 因此可表示为:

$$R_{xy}(\tau') = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(\tau'-\tau)g(\tau)d\tau = R_{xx}(\tau') * g(\tau') \quad 2.1.5$$

根据原理:  $g(t) = \delta(t) * g(t)$  2.1.6

即任何信号与单位冲击函数  $\delta(t)$  的卷积仍为原信号, 因此当  $R_{xx}(t) = \delta(t)$  时得到:

$$R_{xy}(t) = g(t) \quad 2.1.7$$

此时输入信号  $x(t)$  与输出信号  $y(t)$  之间的互相关函数即为所在系统的响应  $g(t)$ 。在声学测量中, 输入信号  $x(t)$  为扬声器所发出的激励信号,  $y(t)$  为在某一点接收到的声压信号, 因此可以得出以下结论: 只要测量时的激励信号其自相关函数为单位冲击函数  $\delta(t)$ , 使激励信号与接收到的声压信号在整个时域上作互相关运算, 即能得到测试房间的脉冲响应函数。

## 2.1.2 声源信号的选择

根据上节所述原理, 互相关法测脉冲响应函数的前提是激励信号的自相关函数必须为单位冲击函数, 然而实际情况下激励信号的自相关函数只能近似为单位冲击函数。满足上述要求的激励信号包括白噪声、MLS(最大伪随机噪声)、扫频信号等, 在这些信号中扫频信号的自相关函数更接近于单位冲击函数, 因此所得的脉冲响应函数的信噪比较高。本文即采用线性扫频信号作为声源, 并通过与接收到的声压信号进行互相关得到脉冲响应函数。以下对影响测量结果信噪比的因素进行分析。

对于不同频率的正弦或余弦信号, 存在以下关系:

$$R_{xy}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \sin(2\pi f_1 t) \sin[2\pi f_2(t-\tau)] d\tau = \begin{cases} \infty & f_1 = f_2 \\ 0 & f_1 \neq f_2 \end{cases} \quad 2.1.8$$

由上式可以推测到, 扫频信号的自相关函数为近似单位冲击函数, 因此满足互相关法测量的前提条件; 对于两个时间长度相同的扫频信号, 频带更宽者其自相关函数更接近单位冲击函数, 所得结果的信噪比也较高; 如果测量时噪声与声源信号具有共同的频率成分, 将降低所得脉冲响应函数的信噪比。

### 2.1.3 脉冲响应函数测试系统

本文根据相关法原理, 建立了厅堂脉冲响应测试系统(图 2.1)。测量时首先由 PC 生成声源信号, D/A 转换后经功放放大, 并通过扬声器发出; 同时传声器开始接收测点处的声压信息, 经 A/D 转换后与声源信号作互相关运算, 所得结果即为脉冲响应函数。

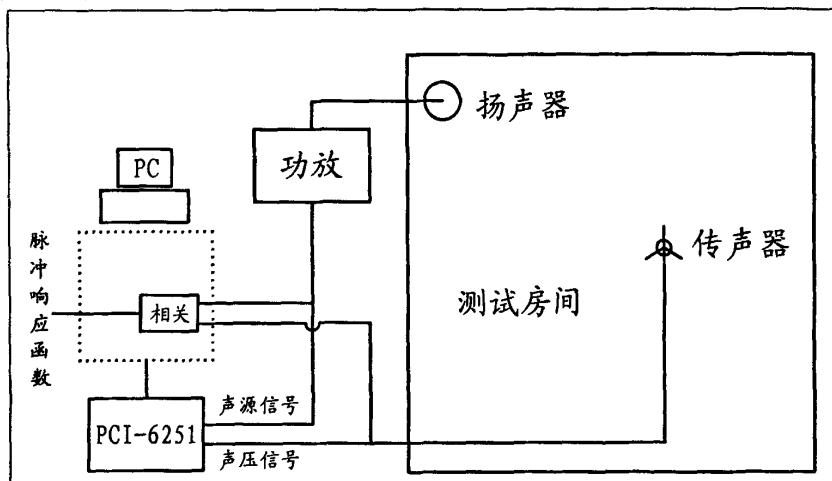


图 2.1 脉冲响应函数测试系统

整个测试系统由以下三部分组成:

#### (1)、基于 Labview 编写的脉冲响应测试系统程序

其主要作用包括生成声源信号、对声源信号和接收到的声压信号进行互相关计算等。图 2.2 为所编写的脉冲响应测试系统程序前面板。该程序提供了四种声源信号, 包括线性扫频、对数扫频、白噪声以及 MLS, 并可自由选择其长度及频率范围以满足不同的测量需求。

#### (2)、NI 公司 PCI-6251 数据采集卡

用于对信号进行 A/D、D/A 转换, 当数据精度为 16bit 时采样率最高可达 1.25M/s, 并可同时进行 16 通道的数据采集。

### (3)、声压信号的输出与接收装置

包括功放、扬声器、1/2 英寸电容传声器等。

图 2.3 为使用该测试系统测到的一个脉冲响应函数，由图所示其信噪比较高，完全能够满足本文所需的测量要求。

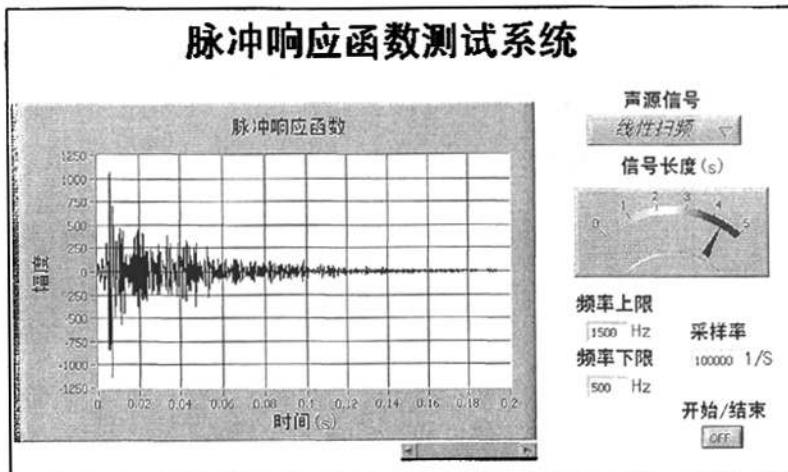


图 2.2 脉冲响应函数测试程序

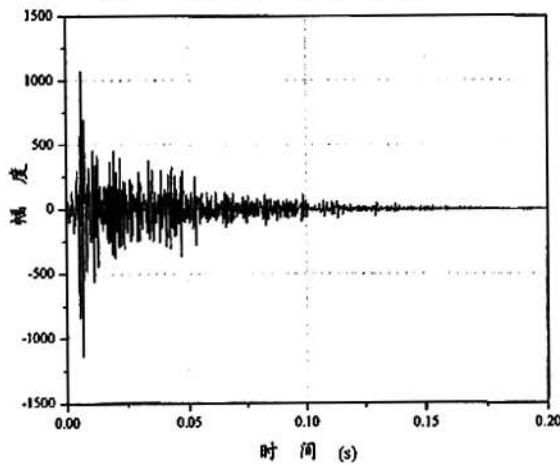


图 2.3 脉冲响应函数

## 2.2 反射声方向分布的基本测量方法

本节的内容是关于如何利用接收到的脉冲响应分析反射声方向信息，包括侧向反射因子(LF)的测量以及反射声方向分布的计算。本节介绍了一些基本的测量方法，作为以下各章内容的基础。

### 2.2.1 测量反映空间感的音质参量

反映空间感的客观参量主要为侧向反射因子(LF)和双耳相关系数(IACC)。其中 IACC 通过对两个全指向性传声器接收到的脉冲响应进行相关计算即能得到;而 LF 的测量有所不同,需要借助"8"字形指向性传声器,并有多种实现方式,本节将对此进行介绍。

自 Barron<sup>[2]</sup>提出侧向反射因子(LF)的概念以来,LF 一直被作为反映空间感的主要客观参量。LF 的定义为:

$$LF_{80} = \frac{\int_{-5ms}^{80ms} p_L^2(t)dt}{\int_{-80ms}^{80ms} p^2(t)dt} \quad 2.2.1$$

其物理意义表示为早期侧向反射声能与早期总声能的比值,上式分子部分代表早期侧向反射声能,测量时通过"8"字形指向性传声器接收到的脉冲响应得到;分母部分代表前 80ms 入射的总声能,由一全指向性传声器测量得到。该测量方法由 Jordan<sup>[7]</sup>最早提出,目前已作为 LF 测量的基本方法。该方法的基本思想是通过传声器固有的指向性对入射声能进行计权,以反映入射声的方向性。

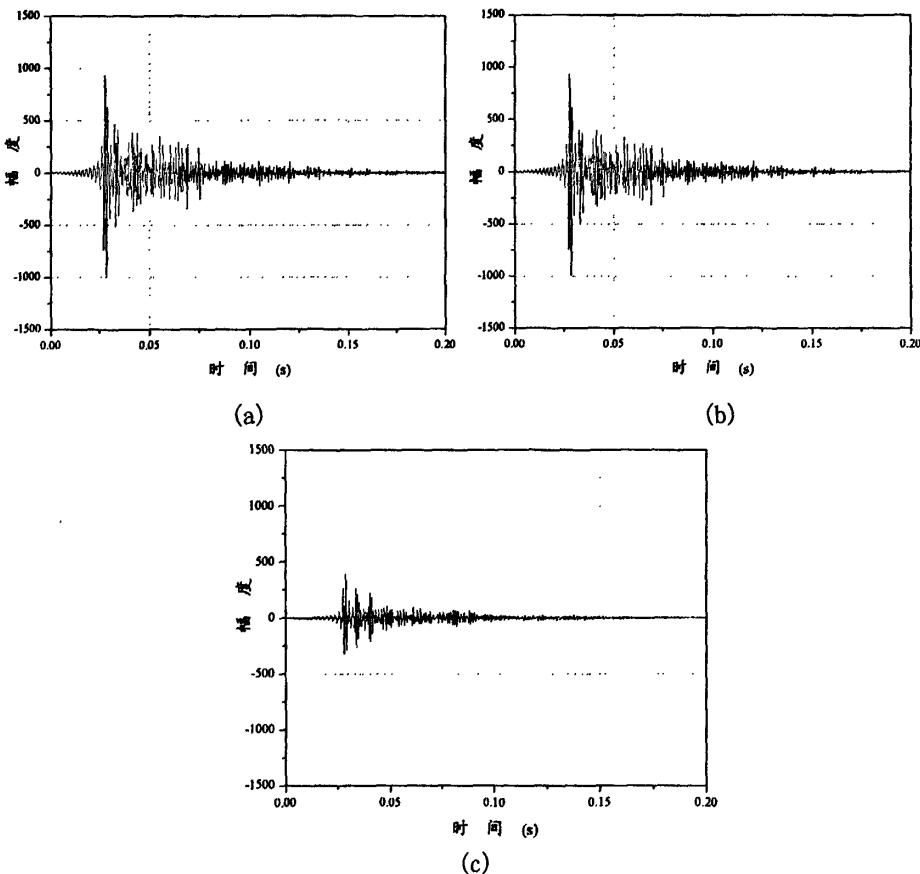


图 2.4 合成前后的脉冲响应

(a)、脉冲响应  $P_1(t)$ ; (b)、脉冲响应  $P_2(t)$ ; (c)、合成后脉冲响应  $(P_1(t) - P_2(t))/2$

为了使测量更为方便和普及, Kleiner<sup>[9]</sup>提出运用两个间距很小的全指向性传声器可代替“8”字形指向性传声器, 并用其进行 LF 和 LFC 的测量。倪其育<sup>[27]</sup>也采用类似的干涉理论测量缩尺模型中的 LF。

以上事实说明通过两个全指向性传声器也能得到含有反射声方向信息的声压信号。如图 2.4 所示,  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ 相减后形成的脉冲响应其形状与  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ 相差很大, 造成这一现象的原因是合成后各反射声的幅值随其入射方向发生变化, 从而使新的脉冲响应包含了反射声方向信息。本文在此基础上提出了一种由两个全指向性传声器模拟“8”字形指向性的新方法, 其理论推导及误差分析详见第三章。

## 2.2.2 反射声方向分布的测量

近二十年来, 人们提出了多种不同的反射声方向分布测量方法, 其中时差法和三维声强法是两个较为常用的测试理论, 本节将对这两个理论进行简单的介绍。

### 2.2.2.1 时差法测量早期反射声方向分布

在反射声为平面波的情况下, 时域分析是计算其入射方向的最直观途径。Yamasaki 和 Itow<sup>[14]</sup>、Sekiguchi<sup>[15]</sup>等最早提出了通过时域分析得到入射声方向信息的测量方法。测量时四个传声器被放置于正四面体的四个顶点, 通过反射声到达各顶点的时间即可知道其声源(虚声源)位置。

本文的测量目的是得到厅堂中的早期反射声方向分布, 而不是各反射声的虚声源位置, 因此测量时不必知道反射声到达每一接收点的具体时间, 只需知道其经过不同接收点的时差。其基本思想如下:

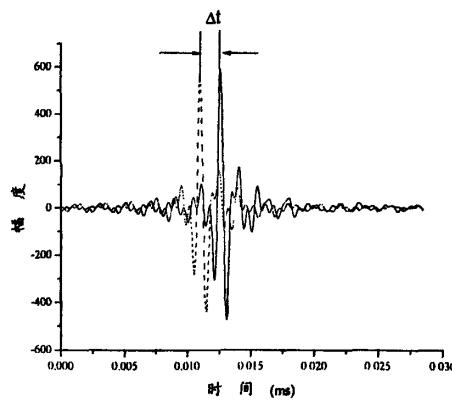


图 2.5 反射声时差分析示意图

当一反射声经过相距为  $d$  的两个传声器时, 所得两个脉冲响应如图 2.5 所示。从图中可以看到, 该反射声在这两个脉冲响应中存在明显的时差  $\Delta t$ 。在反射声

为平面波的情况下, 相应的声程差为  $\Delta t \cdot C$ , 并且声程差与传声器间距  $d$ 、入射方向与传声器连线的夹角  $\theta$  满足余弦关系:

$$\cos \theta = \frac{\Delta t \cdot C}{d} \quad 2.2.2$$

因此通过测量反射声到达两传声器的时差, 即能求出其入射方向与传声器连线的夹角。基于以上时差原理, 本文提出了运用不在同一平面上的四个传声器测量早期反射声方向分布的方法, 第四章将对该方法的理论推导和测量过程进行详细的介绍。

### 2.2.2.2 声强法测量早期反射声方向分布

上世纪九十年代初, Guy 和 Abdou<sup>[17][18][19]</sup>、Oguro<sup>[20]</sup>等提出利用三维声强原理测量厅堂中反射声方向分布, 并建立了各自的实验装置用于实际厅堂的测量。以下对三维声强原理进行简单的介绍:

声强作为一个矢量, 其物理意义为总入射声能在某一方向上的分量, 该方向即为声强测量时两传声器的连线方向。因此只要知道某一反射声在空间直角坐标系中各坐标轴方向上的声强分量  $I_x$ 、 $I_y$ 、 $I_z$ , 即能通过下式得到该反射声的具体入射方向。

$$\text{总声强幅值: } I = \sqrt{I_x^2 + I_y^2 + I_z^2} \quad 2.2.3$$

$$\text{反射方向与各坐标轴夹角: } \theta_i = \arccos(I_i / I) \quad (i \text{ 表示其中一坐标轴}) \quad 2.2.4$$

图 2.6 反映了总声强幅值与某一方向上声强分量之间的关系。

根据三维声强原理, 本文提出运用不在同一平面上的四个传声器测量早期反射声方向分布的方法, 其理论分析和测量步骤详见第五章。

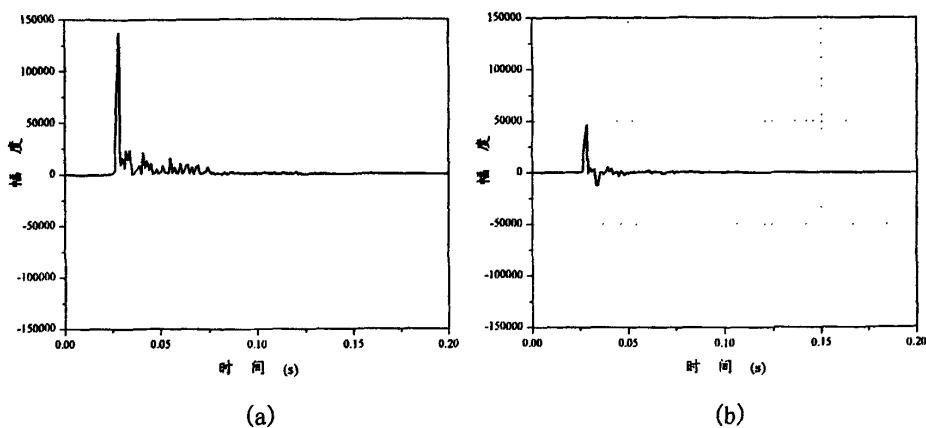


图 2.6 声强与反射声方向关系

(a)、两传声器测得的声功率函数(即总声强幅值);

(b)、两传声器同时测得的某一方向上声强分量

## 第3章 侧向反射因子的双传声器测量方法

### 3.1 前言

上世纪六十年代末, Marshall<sup>[1]</sup>在研究了厅堂形状与音质之间的关系后发现, 较窄的厅堂中经侧墙反射的声能容易使听众产生被声音包围的感觉, 也就是空间感。随后 Barron<sup>[2]</sup>提出了反映空间感的客观物理参量——侧向反射声因子(LF)。由于要对不同方向入射的声能进行余弦平方计权, 因此需要借助“8”字形指向性传声器进行 LF 的测量<sup>[7][8]</sup>。测量时首先采用“8”字形指向性传声器得到经余弦平方计权后的声能, 随后在同一测点由全指向性传声器得到总声能, 两者的比值即为 LF。该方法的优点是物理意义明确, 测试步骤简单。然而所用的“8”字型传声器不可能在所测频率均满足理想“8”字形指向性, 因此测量结果存在一定的误差; 此外, 两次测量时传声器的位置很难放置于同一点, 同样会影响测量的准确性。其后 Kleiner<sup>[9]</sup>提出运用两个间距很小的全指向性传声器可得到“8”字形指向性, 并以此测量 LFC。为了使得到的指向性接近于理想“8”字形, 传声器间距应远小于所测频率波长, 因此对两个传声器有很高的匹配要求。此外倪其育<sup>[27]</sup>也采用类似的干涉理论测量缩尺模型中的 LF。

本章提出了一种由两个全指向性传声器模拟“8”字形指向性的新方法, 并能用于 LF 的测量。本章将对这一测量方法的理论推导、误差分析进行详细的介绍。

### 3.2 双传声器模拟“8”字形指向性原理

侧向反射因子(LF)定义为:

$$LF_{80} = \frac{\int_{-5ms}^{80ms} p_L^2(t) dt}{\int_{-80ms}^{80ms} p^2(t) dt} \quad 3.2.1$$

其中  $p_L^2(t)$  表示理想“8”字形指向性传声器接收到的声压信号,  $p^2(t)$  为全指向性传声器接收到的声压信号。在数值上理想“8”字形指向性接收到的声压幅值为:

$$p_L(t) = p(t) \cdot |\cos \theta| \quad (\theta \text{ 为入射声方向}) \quad 3.2.2$$

由于测量 LF 时必须要对接收到的声压幅值进行入射方向余弦计权, 因此测量时传声器必须具备“8”字形指向性。本节提出运用两个全指向性传声器模拟“8”

字形指向性传声器的新方法,以下详细介绍了其原理,并在消声室中进行指向性测量。

### 3.2.1 测量原理

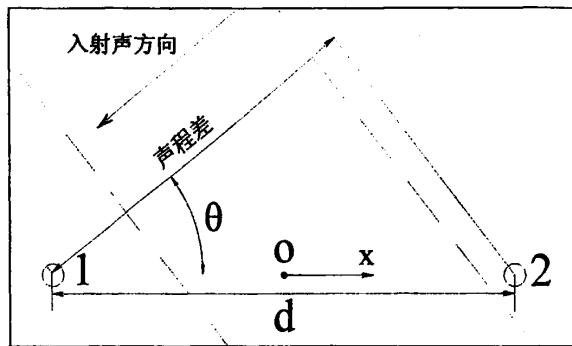


图 3.1 测量原理示意图

如图 3.1 所示,一个角频率为  $\omega$ ,入射角为  $\theta$  的平面波  $Ae^{-i\omega t}$  通过两个接收点,其中两接收点间距  $d$  小于所测频率的半波长,则接收到的两个声压信号可表示为:

$$p_1(t) = A \cos(\omega t - \phi - \alpha) \quad 3.2.3$$

$$p_2(t) = A \cos(\omega t - \phi) \quad 3.2.4$$

其中  $\phi$  是初始相位,  $\alpha$  为两个传声器由声程差而产生的相位差。

$$\text{且 } \alpha = \frac{\cos \theta \omega d}{c}, \quad c \text{ 为声速。} \quad 3.2.5$$

在上述声场中放入理想“8”字型传声器,设其指向性为零的方向与 y 轴正方向相同,由 3.2.2 得到所接收到的声压为:

$$p_{\text{r}}(t) = A \cos(\omega t - \phi') |\cos \theta| \quad 3.2.6$$

其在一个周期内的均方根,即有效值为:

$$p_{\text{eL}} = \frac{A}{\sqrt{2}} |\cos \theta| \quad 3.2.7$$

$$\text{而全指向性传声器接收到的声压有效值为 } p_{\text{eo}} = \frac{A}{\sqrt{2}} \quad 3.2.8$$

3.2.7、3.2.8 相除即能得到“8”字型传声器声压有效值的指向性函数:

$$f(\theta) = |\cos \theta| \quad 3.2.9$$

以下介绍双传声器模拟“8”字形指向性原理。由图 3.1 中两接收点处得到的声压信号 3.2.3、3.2.4 相减后得到:

$$p'(t) = \frac{p_1(t) - p_2(t)}{2} = \frac{A \cos(\omega t - \phi - \alpha) - A \cos(\omega t - \phi)}{2} \quad 3.2.10$$

$$\text{则 } p'(t) \text{ 的有效值为: } P'(\alpha) = \frac{A}{2} \cdot \sqrt{1 - \cos(\alpha)} \quad 3.2.11$$

上式说明  $p'(t)$  的有效值与同一时刻下两声压信号的相位差  $\alpha$  有关, 由 3.2.5 得到:

$$P'(\theta) = \frac{A}{2} \cdot \sqrt{1 - \cos\left(\frac{\cos\theta \cdot \omega d}{c}\right)} \quad 3.2.12$$

当  $\theta$  为  $0^\circ$  时, 上式取得最大值, 因此除以  $\frac{A}{2} \cdot \sqrt{1 - \cos\left(\frac{\omega d}{c}\right)}$  得到归一化后的声压有效值指向性函数:

$$f(\theta) = \frac{\sqrt{1 - \cos\left(\frac{\cos\theta \cdot \omega d}{c}\right)}}{\sqrt{1 - \cos\frac{\omega d}{c}}} \quad 3.2.13$$

上式表明, 该指向性函数不仅与反射声入射方向有关, 而且还是测试频率与传声器间距的函数, 其形状接近于理想“8”字形。根据上式与 3.2.9, 计算得到传声器间距为 5cm 时, 1000Hz 的指向性图(图 3.2)。从图中可以看出由 3.2.13 计算得到的指向性与理想“8”字型传声器的指向性十分接近。

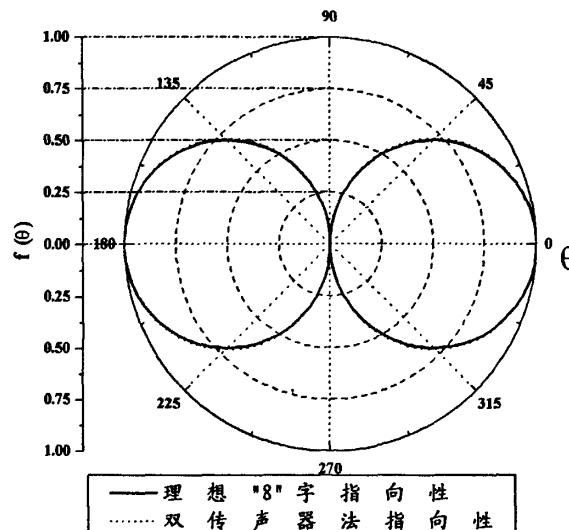


图 3.2 双传声器法与理想“8”字型传声器指向性比较( $f=1000\text{Hz}$ ,  $d=0.05\text{m}$ )

### 3.2.2 消声室验证

为了验证上述测量方法的准确性，在消声室中对指向性函数 3.2.13 进行测量。通过改变声源位置，使声波从不同角度入射，对测到的两个声压信号经 3.2.10 合成，并由下式计算其有效值指向性：

$$f(\theta) = \sqrt{\frac{\int_0^T \frac{(p_1(t) - p_2(t))^2}{2} dt}{\int_0^T p^2(t) dt}} \quad 3.4.1$$

上式分母部分由其中一只传声器测量得到。在不同频率下，把测到的结果与理想“8”字形指向性进行比较（图 3.3）。

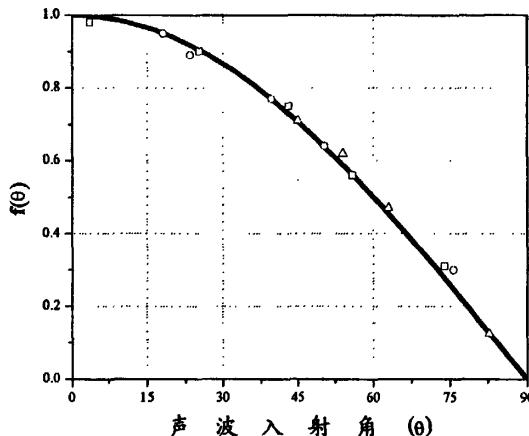


图 3.3 消声室中测得的双传声器法声压有效值指向性，图中实线表示理想“8”字形指向性；方块表示  $f=250\text{Hz}$ ,  $d=0.113\text{m}$ ；圆圈表示  $f=1000\text{Hz}$ ,  $d=0.075\text{m}$ ；三角表示  $f=4000\text{Hz}$ ,  $d=0.023\text{m}$

从图中可以看到，本节提出的双传声器模拟“8”字形指向性测量方法，其声压有效值指向性与理想“8”字形指向性十分接近，因此该方法可以代替“8”字型传声器进行 LF 的测量。下节将介绍影响双传声器法测量的因素，并通过误差分析确定合适的测试参量。

### 3.3 影响双传声器法指向性的因素

#### 3.3.1 理论误差

根据 3.2.13，双传声器法其声压有效值的指向性与传声器间距、测试频率以及入射声方向有关，因此不同条件下其与理想“8”字形指向性的误差也不同。

##### 3.3.1.1 传声器间距与测试频率的影响

$$\text{令 } \frac{\omega d}{c} = Q, \text{ 则 } 3.2.13 \text{ 可写为 } f'(\theta) = \sqrt{\frac{1 - \cos(\cos \theta \cdot Q)}{1 - \cos Q}} \quad 3.3.1$$

$Q = \frac{\omega d}{c} = \frac{2\pi f d}{c} = 2\pi \frac{d}{\lambda}$ , 是传声器间距与入射声频率的函数, 其中  $\lambda$  为测试频率的波长。

由 3.2.9 和 3.3.1, 双传声器法指向性与理想“8”字指向性的相对误差可表示为:

$$\epsilon(\theta, Q) = \left( \sqrt{\frac{1 - \cos(\cos \theta \cdot Q)}{1 - \cos Q}} - \cos \theta \right) / \cos \theta \quad 3.3.2$$

由此定义各向平均相对误差, 表示 3.3.2 在各个方向上的平均值, 为  $Q$  的函数。

$$\sigma(Q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ \left( \sqrt{\frac{1 - \cos(\cos \theta \cdot Q)}{1 - \cos Q}} - \cos \theta \right) / \cos \theta \right] d\theta \quad 3.3.3$$

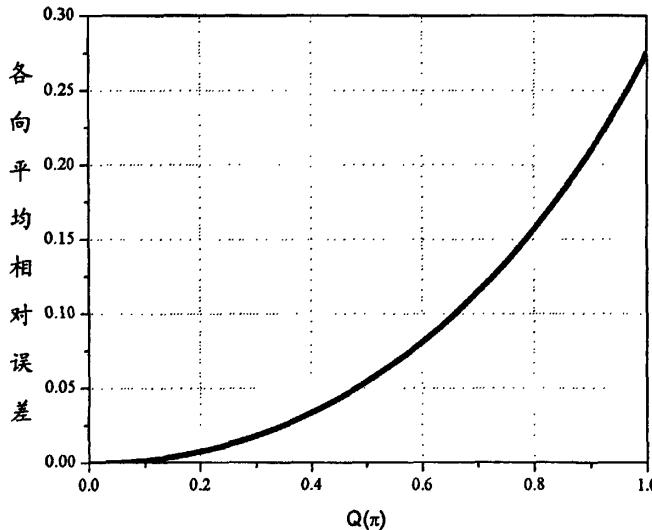


图 3.4 各向平均误差

从图 3.4 中可以看到,  $\sigma(Q)$  随着  $Q$  的减小而单调递减, 并且当  $Q$  小于  $0.5\pi$  (传声器间距小于  $\lambda/4$ ) 时,  $\sigma(Q)$  小于 5%。

### 3.3.1.2 入射声方向的影响

当  $Q$  为定值时, 3.3.2 只是入射声方向与传声器连线之间夹角  $\theta$  的函数。

$$\sigma(\theta) = \left( \sqrt{\frac{1 - \cos(\cos \theta \cdot Q)}{1 - \cos Q}} - \cos \theta \right) / \cos \theta \quad 3.3.4$$

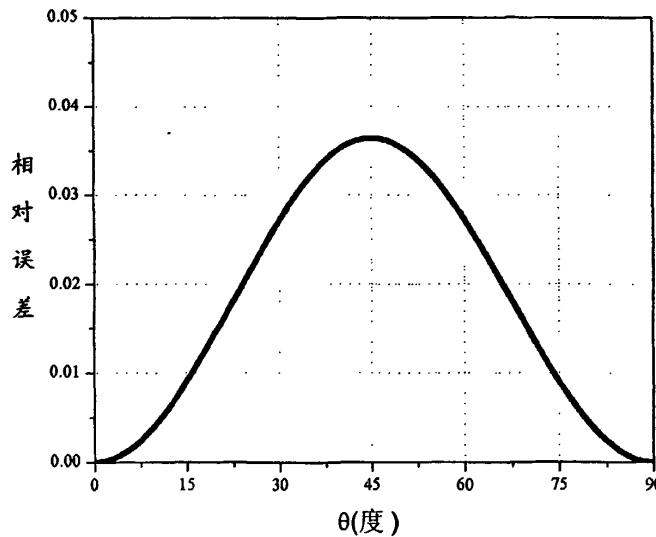
图 3.5 声波入射角度引起的误差 ( $Q = \lambda / 6$ ), 此时各向平均相对误差约为 0.02

图 3.5 只画出  $\theta$  在第一象限的情况, 其余三个象限的情况与此完全一致。从图中可以看到, 误差最大的入射角为  $45^\circ$ 、 $135^\circ$ 、 $225^\circ$ 、 $315^\circ$ , 其值大约为相同条件下各向平均相对误差的 2 倍。

### 3.3.2 测量误差

测量误差由测量者或者测量仪器造成, 在实际测试中不可避免, 本节中将对双传声器法测试中容易产生的测量误差进行分析。

#### 3.3.2.1 传声器间距测量造成的误差

由 3.2.13, 双传声器法模拟"8"字形指向性测量时, 对所得结果须除以归一化因子  $\sqrt{1 - \cos \frac{\omega d}{c}}$ , 其中需要测量者记录下此时的传声器间距  $d$ 。假设测量时, 传声器真实间距为  $d$ , 测量者记录值为  $d + \Delta d$ , 其中  $\Delta d$  为测量误差。

根据式 3.2.13, 准确的测量值应为:

$$\sqrt{\frac{1 - \cos\left(\frac{\cos\theta \cdot \omega d}{c}\right)}{1 - \cos\frac{\omega d}{c}}}$$

但由于实际读数为  $d + \Delta d$ , 因此此时的测量结果为:

$$\sqrt{\frac{1 - \cos\left(\frac{\cos\theta \cdot \omega d}{c}\right)}{1 - \cos\frac{\omega(d + \Delta d)}{c}}}$$

此时测量的误差:

$$\sigma(\Delta d) = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \cos \frac{\omega d}{c}}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \cos \frac{\omega(d + \Delta d)}{c}}} \right) \cdot \sqrt{1 - \cos\left(\frac{\cos\theta \cdot \omega d}{c}\right)} \quad 3.3.5$$

$$\text{以及相对误差: } \varepsilon(\Delta d) = \frac{\sqrt{\cos \frac{\omega d}{c}} - \sqrt{\cos \frac{\omega(d + \Delta d)}{c}}}{\sqrt{1 - \cos \frac{\omega(d + \Delta d)}{c}}} \quad 3.3.6$$

由上式可以发现, 相对误差与入射声方向无关, 代入具体条件  $f=1000\text{Hz}$ 、 $d=0.085\text{m}$ , 得到:

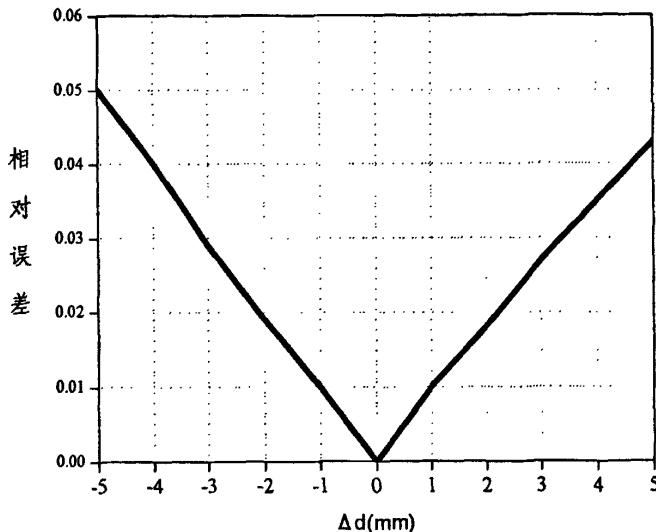


图 3.6  $\Delta d$  与双传声器法指向性相对误差的关系 ( $f=1000\text{Hz}$ ,  $d=0.085\text{m}$ )

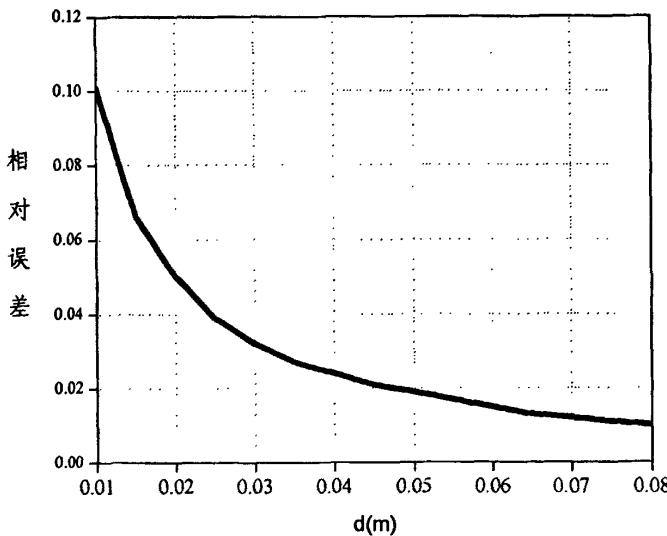


图 3.7 传声器间距  $d$  与双传声器法指向性函数相对误差的关系 ( $f=1000\text{Hz}$ )

根据 3.6 图,  $\Delta d$  的绝对值与双传声器法指向性相对误差大致为线性关系, 当  $\Delta d=\pm 1\text{mm}$  时, 相对误差约为 1%。如测量距离时标尺的最小刻度为 1mm, 理论上  $\Delta d=\pm 1\text{mm}$  可以作为最大测量误差,  $\varepsilon_{\Delta d=\pm 1\text{mm}}$  也为最大指向性相对误差。图 3.7 为  $f=1000\text{Hz}$  时,  $\varepsilon_{\Delta d=\pm 1\text{mm}}$  随传声器间距  $d$  的变化情况。测量时传声器间距

越小，所造成的  $\epsilon_{\Delta d=\pm 1\text{mm}}$  越大。

### 3.3.2.2 传声器相位匹配造成的误差

测量时两传声器之间相位不可能完全匹配，存在相位差  $\phi$ 。 $\phi$  与上节中的  $\Delta d$  存在以下关系：

$$\Delta d = \phi \lambda \quad 3.3.7$$

$\lambda$  为所测频率波长。根据上式  $\phi$  与双传声器法指向性相对误差之间的关系与  $\Delta d$  类似。结论为测量时传声器间距越小，由  $\phi$  所造成的误差就越大。

### 3.3.2.3 传声器灵敏度匹配造成的误差

在双传声器法指向性函数 3.2.13 的推导过程中，始终假设平面波到达两个接收点的振幅相等，但由于两个传声器的灵敏度不可能完全匹配，因此会使测量结果形成误差。

假设接收到的两个声压信号为：

$$p_1(t) = A \cos(\omega t - \phi - \alpha) \quad 3.3.8$$

$$p_2(t) = A \xi \cos(\omega t - \phi) \quad 3.3.9$$

其中  $\xi$  表示两传声器灵敏度相差倍数。

依照 3.2 节中双传声器法指向性函数的推导，得到此时的指向性函数为：

$$f(\xi) = \sqrt{\frac{1 + \xi^2 - 2\xi \cos(\frac{\cos \theta \cdot \omega d}{c})}{2(1 - \cos \frac{\omega d}{c})}} \quad 3.3.10$$

形成的绝对误差为：

$$\sigma(\xi) = \frac{\sqrt{(1 + \xi^2 - 2\xi \cos(\frac{\cos \theta \cdot \omega d}{c})) / 2} - \sqrt{1 - \cos(\frac{\cos \theta \cdot \omega d}{c})}}{\sqrt{(1 - \cos \frac{\omega d}{c})}} \quad 3.3.11$$

$$\text{相对误差为: } \epsilon(\xi) = \frac{\sqrt{(1 + \xi^2 - 2\xi \cos(\frac{\cos \theta \cdot \omega d}{c})) / 2} - \sqrt{1 - \cos(\frac{\cos \theta \cdot \omega d}{c})}}{\sqrt{1 - \cos(\frac{\cos \theta \cdot \omega d}{c})}} \quad 3.3.12$$

$$\text{定义各向平均相对误差为: } \epsilon'(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \epsilon(\xi) d\theta \quad 3.3.13$$

由 3.3.13 得到以下结果：

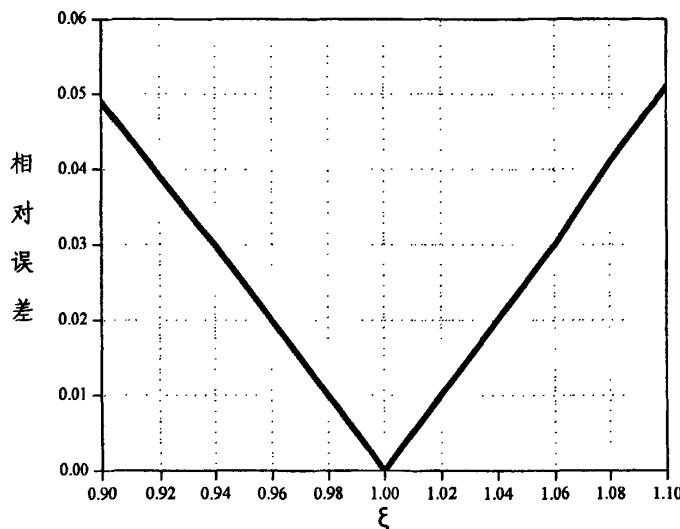


图 3.8 传声器灵敏度与双传声器法指向性各向平均相对误差的关系 ( $f=1000\text{Hz}$ ,  $d=0.085\text{m}$ )

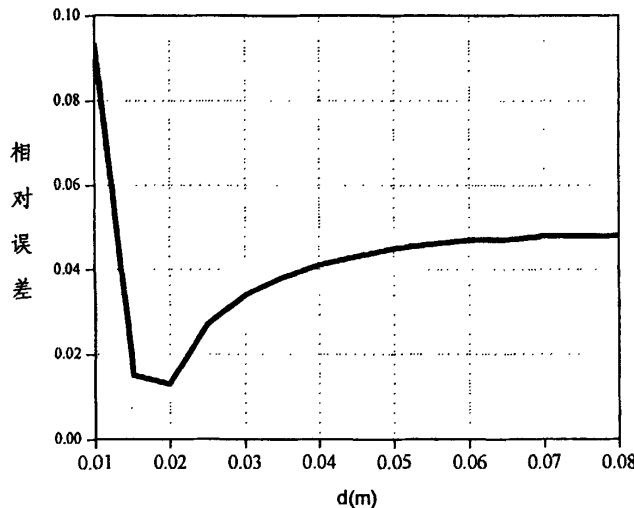


图 3.9 由传声器灵敏度造成的各向平均相对误差与传声器间距关系 ( $f=1000\text{Hz}$ ,  $\xi-1=\pm 0.1$ )

图 3.8 说明测量误差随传声器灵敏度差异的增大而增加, 相当于灵敏度差异为  $0.1\text{dB}$ , 绝对误差各向平均值约为  $0.01$ 。图 3.9 反映了当传声器间距大于  $\lambda/10$  时, 误差变化很小。

### 3.3.2.4 采样率的影响

由于采集到的脉冲响应不是连续信号, 而是由时间间隔为  $ts$  的一系列采样点所组成, 因此  $ts$  的大小可能影响测量结果的准确性。其中  $ts$  为采样时间间隔,  $fs=1/ts$ , 即为采样率。

公式 3.4.1 对于离散信号可表示为:

$$f(\theta, fs) = \frac{\sum_{n=0}^{\frac{T}{ts}} \left( \frac{p_1(n \cdot ts) - p_2(n \cdot ts)}{2} \right)^2}{\sum_{n=0}^{\frac{T}{ts}} p^2(n \cdot ts)} \quad 3.3.14$$

对于周期信号  $f(t)$ , 当采样率  $fs$  大于  $F$  时有:

$$\frac{1}{m} \sum_{M=0}^m f(m \cdot \frac{1}{fs}) \approx \frac{1}{n} \sum_{N=0}^n f(n \cdot \frac{1}{fs}) \quad 3.3.15$$

$$\text{因此 } \frac{ts}{T} \sum_{n=0}^{\frac{T}{ts}} \left( \frac{p_1(n \cdot ts) - p_2(n \cdot ts)}{2} \right)^2 \approx \frac{ts'}{T} \sum_{n=0}^{\frac{T}{ts'}} \left( \frac{p_1(n \cdot ts') - p_2(n \cdot ts')}{2} \right)^2 \quad 3.3.16$$

$$\frac{ts}{T} \sum_{n=0}^{\frac{T}{ts}} p^2(n \cdot ts) \approx \frac{ts'}{T} \sum_{n=0}^{\frac{T}{ts'}} p^2(n \cdot ts') \quad 3.3.17$$

上述两式相除, 并由 3.3.14 得到:

$$f(\theta, fs) \approx f(\theta, fs') \quad 3.3.18$$

由上可知, 当采样率大于一定数值时所得结果差异不大。

在消声室中测量单入射声方向上的双传声器法指向性:

表 3.2 采样率对测量结果影响 ( $f=1000\text{Hz}$ ,  $0.05\text{m}$ )

理想"8"字形指向性 ( $\cos \theta$ )		0.95	0.91	0.77	0.63	0.26
不同采样率 下测量值	100k	0.95	0.89	0.77	0.64	0.32
	50k	0.95	0.89	0.77	0.64	0.32
	20k	0.95	0.89	0.77	0.64	0.32

消声室结果表明, 在以上三个采样率下测量结果差异很小。

本节分析了影响双传声器法指向性的各因素与测量误差的关系, 得到以下结论:

在相同频率下, 减小测量时的传声器间距可降低 3.3.1 节提出的理论误差, 但会增加由传声器距离测量以及相位匹配所引起的误差; 此外传声器间距过小时, 因灵敏度差异所产生的误差存在不确定性; 数据采样率对测量结果影响不大, 100k 时的测量结果已十分精确。综上所述, 在本章提出的双传声器模拟"8"字形指向性测量方法中, 通过减小测量时的传声器间距可减小理论误差, 但同时对测量仪器提出更高的要求。为了使测量误差小于 10%, 测试时传声器间距通常取所测频率波长十分之一至四分之一左右。

### 3.4 侧向反射因子的实际房间测量

在以上各节的基础上, 利用本章提出的双传声器模拟"8"字形指向性测量方法可直接测量侧向反射因子 LF。根据 LF 定义:

$$LF_{80} = \frac{\int_{-5ms}^{80ms} p_L^2(t)dt}{\int_{-80ms}^{80ms} p^2(t)dt} \quad 3.4.1$$

测量时以所测频率波长十分之一至四分之一左右为间隔放置两个匹配程度较高的全指向性传声器, 并测量此时的传声器间距 d。对测到的脉冲响应进行滤波, 得到所求频率附近的窄带信号  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ , 由下式计算 LF:

$$LF_{80} = \frac{\int_{-5ms}^{80ms} \frac{(P_1(t) - P_2(t))^2}{2} dt}{[\int_{-80ms}^{80ms} p^2(t)dt](1 - \cos(\frac{\omega d}{c}))} \quad 3.4.2$$

其中  $\omega = 2\pi f$  为所测圆频率,  $c$  代表声速,  $p(t)$  为其中任意一个脉冲响应。

通过以上方法对一普通房间的 LF 进行了测量, 结果如下:

声源
  
  
传声器位置

表 3.3 普通房间 LF 测量结果 ( $f_s=100k$ )

测试频率	传声器间距	LF
500Hz	0.05m	0.33
1000Hz	0.038m	0.28
2000Hz	0.028m	0.21

图 3.10 声源、传声器位置示意图

### 3.5 小结

本章提出运用两个全指向性传声器模拟"8"字形指向性的测量原理, 并对影响其测量误差的因素进行分析, 确定了合适的测试参量。同时在此基础上采用双传声器法得到的"8"字形指向性进行了侧向反射因子 LF 的测量。

在 3.2 节中首先对两个全指向性传声器模拟"8"字形指向性的测量原理进行推导, 并指出, 对于在两个间距为 d 的接收点处得到的声压信号  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ , 通过下式合成即能得到接近于理想"8"字形指向性的声压有效值指向性。

$$p'(t) = \frac{p_1(t) - p_2(t)}{2} \quad 3.5.1$$

其声压有效值指向性函数为:

$$f(\theta) = \frac{\sqrt{1 - \cos(\frac{\cos \theta \cdot \omega d}{c})}}{\sqrt{1 - \cos(\frac{\omega d}{c})}} \quad 3.5.2$$

在消声室中对不同频率下的指向性值进行测量, 所得结果十分接近于理想"8"字形指向性。3.3节对测试中影响该指向性的因素进行分析, 得到以下结论:

在相同频率下, 减小测量时的传声器间距可使所得结果更接近于理想"8"字形指向性, 从而降低了理论误差, 但会增加由传声器距离测量以及传声器相位不匹配所引起的误差; 此外当传声器间距过小时, 因传声器灵敏度之间差异而导致的误差存在不确定性; 而数据采样率对测量结果影响不大。综上所述, 在本章提出的双传声器模拟"8"字形指向性测量方法中, 通过减小测量时的传声器间距可减小理论误差, 但同时对测量仪器提出更高的要求。为了使测量误差小于10%, 测试时传声器间距通常取所测频率波长十分之一至四分之一左右。

在上两节的基础上, 3.4节介绍了运用本章所提出的双传声器模拟"8"字形指向性方法测量侧向反射因子LF的计算过程: 通过对两个传声器接收到的声压信号在所测频率f附近进行带通滤波, 得到窄带信号p1(t)、p2(t), 利用下式便可计算频率f下的LF值。

$$LF_{80} = \frac{\int_{5ms}^{60ms} \left( \frac{p_1(t) - p_2(t)}{2} \right)^2 dt}{\left[ \int_{0}^{60ms} p^2(t) dt \right] \left( 1 - \cos \left( \frac{\omega d}{c} \right) \right)} \quad 3.5.3$$

最后利用以上测试方法对一普通房间进行了侧向反射因子LF的测量。

## 第4章 早期反射声方向分布的时差法测量

### 4.1 前言

在厅堂音质参量的测试中, 通常采用球面声源作为声源, 在远场条件下辐射的声波可近似为平面波, 其中远场条件是指接收点远离声源和反射面。上世纪九十年代, Yamasaki 和 Itow<sup>[14]</sup>、Sekiguchi<sup>[15]</sup>分别建立了基于平面波的厅堂虚声源测量系统。在其采用的实验装置中, 四个全指向性传声器被放置于正四面体的四个顶点, 通过反卷积计算得到入射声到达各接收点的时间, 并以此计算该入射声的虚声源位置。其不足之处在于, 当入射声数量在时域上密度很大时, 采用以上理论无法进行准确的计算。

本文的目的是测量入射声的方向分布, 因此不必计算每一入射声到达各接收点的具体时间, 而只需得到其到达不同接收点的时差。在入射声是平面波的情况下, 时差反映了声程差, 而通过声程差和接收点间的距离即可求出入射声方向。在此前提下, 可以通过入射声在各传声器间形成的时差来计算其入射方向, 并用于房间中早期反射声方向分布的测量。

本章介绍了时差法计算入射声方向的理论基础, 并提出运用不在同一平面上的四个全指向性传声器利用时差法测量房间内早期反射声方向分布的实验方法。其中入射声到达不同接收点间的时差由互相关计算得到, 本章也对其原理及可靠性进行了分析。

### 4.2 时差法测量原理

本节首先介绍双传声器时差法原理, 并以此为基础分析得到测量入射声方向的基本条件, 即四个不在同一平面上的传声器。

#### 4.2.1 双传声器时差法

如图 4.1 所示, 单一入射的平面波, 因其入射方向不同会在两接收点形成相对应的声程差  $\Delta s$ , 并且满足:

$$\Delta s = (t_1 - t_2) \cdot C \quad 4.2.1$$

$t_1$ 、 $t_2$  为该平面波到达两接收点的时间,  $C$  是声速。从图中可以看到, 声程

差与传声器间距  $d$ 、声传播方向与两接收点连线之间夹角  $\theta$ ，满足余弦关系：

$$\cos \theta = \frac{\Delta s}{d} \quad 4.2.2$$

由于接收点间距可事先测量，因此只要知道入射平面波到达两接收点的时差，即能通过上述关系求出入射声方向与接收点连线之间的夹角。

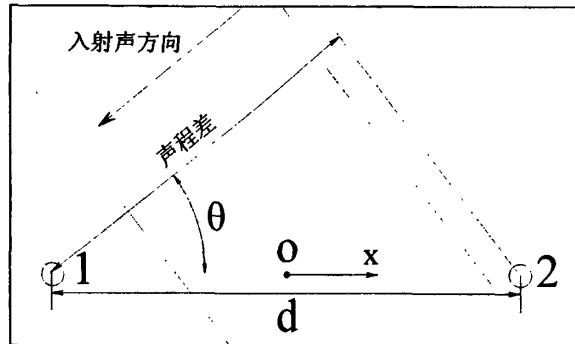


图 4.1 双传声器时差法示意图

#### 4.2.2 时差法测量入射声方向的基本条件

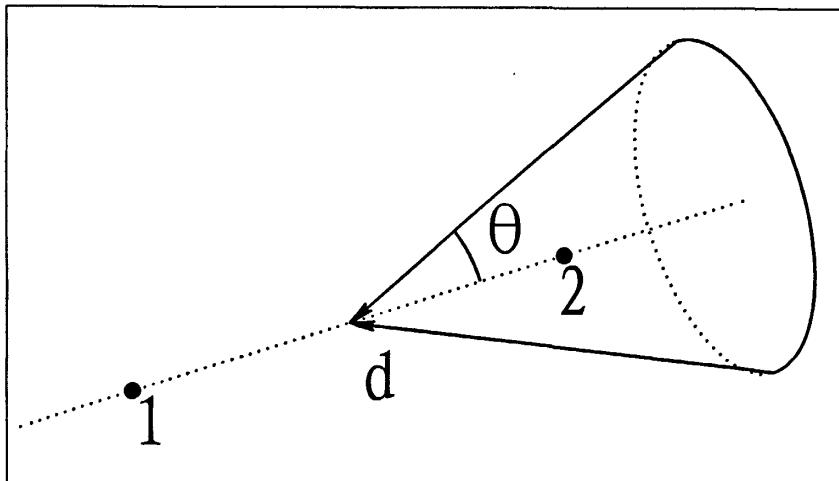


图 4.2 双传声器测入射声方向

由以上分析可知，测量时采用双传声器，通过时差计算能够求出其入射方向与传声器连线之间的夹角，并且满足式 4.2.2。在空间内，满足这一条件的入射声方向其集合为一圆锥(图 4.2)。

如果测量时采用三个传声器(图 4.3)，通过彼此间的时差可以得到：

$$\begin{aligned} \cos \theta_{12} &= \frac{(t_1 - t_2)C}{a} = \frac{\Delta s_{12}}{a} \\ \cos \theta_{13} &= \frac{(t_1 - t_3)C}{c} = \frac{\Delta s_{13}}{c} \end{aligned} \quad 4.2.3$$

$$\cos \theta_{23} = \frac{(t_2 - t_3)C}{b} = \frac{\Delta s_{23}}{b}$$

下标为传声器编号。由于  $t_2 - t_3 = (t_1 - t_3) - (t_1 - t_2)$ ，通过 4.2.3 中前两个式，不用测量即能推出第三式，因此相互独立的方程只有两个。由于这两个独立的方程在空间中是两个相交的圆锥，则方程组的解是两条射线(图 4.3)，并且关于三个传声器所在平面对称。此方法也不足以确定平面波的具体入射方向。

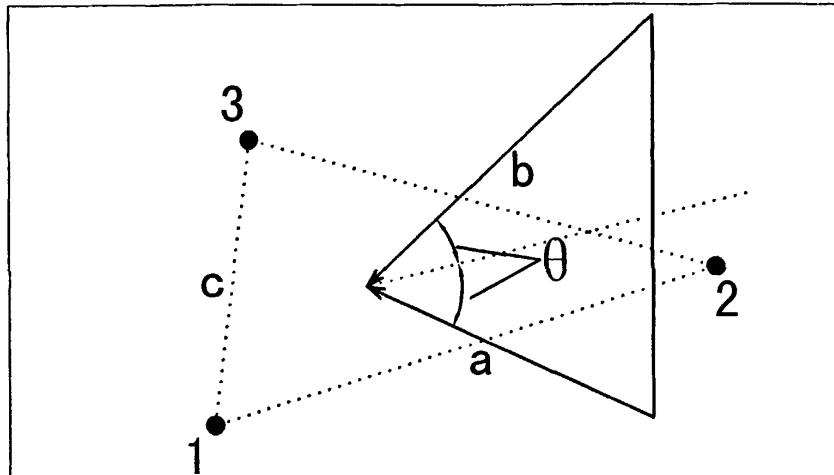


图 4.3 三传声器测入射声方向

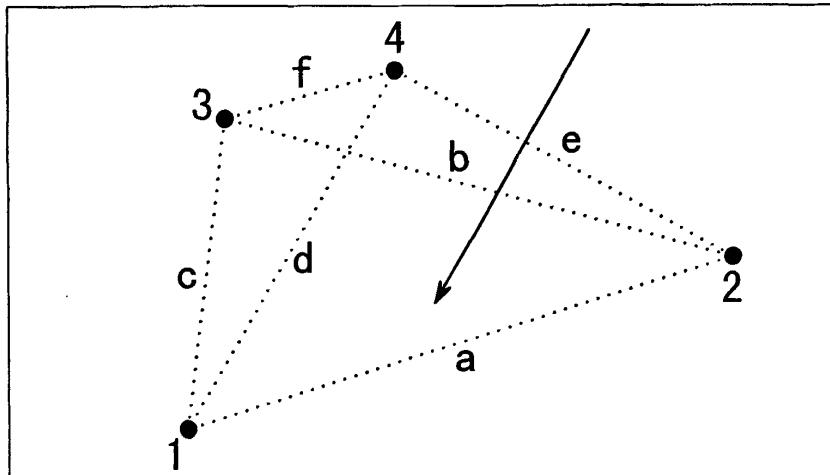


图 4.4 四传声器测入射声方向

测量时如采用四传声器(图 4.4)，通过彼此间的时差可以得到：

$$\begin{aligned} \cos \theta_{12} &= \frac{(t_1 - t_2)C}{a} = \frac{\Delta s_{12}}{a} \\ \cos \theta_{13} &= \frac{(t_1 - t_3)C}{c} = \frac{\Delta s_{13}}{c} \\ \cos \theta_{14} &= \frac{(t_1 - t_4)C}{d} = \frac{\Delta s_{14}}{d} \end{aligned} \quad 4.2.4$$

下标为传声器编号。由于四个接收点不在同一平面上，则 4.2.4 中三个方程

相互独立，在空间中为三个两两相交的圆锥，其解为一条射线(图 4.4)。因此通过不在同一平面上的四个传声器，由测得的时差法方程组 4.2.4 即能求出平面波的入射方向。

### 4.3 互相关法计算时差原理

根据上节分析，采用不在同一平面上的四个传声器，通过入射到达各接收点的时差便可计算其入射方向。计算时差最直观的方法是“峰—峰”法，通过入射声脉冲的最高点在两个接收点处的位置来计算时差。但其适用的前提为单入射声或者各入射声时域上完全分离的情况，否则误差较大，4.3.1 小节中将进行讨论。

在实际测量中必定会产生不同入射声在时域上相互交叠的情况，为了测量此时的时差，本文提出互相关法，4.3.2 小节中将分析其原理以及测量的可靠性。最后通过误差分析，采用样条插值法提高测量精度。

#### 4.3.1 “峰—峰”法计算时差及其不足

入射声到达两接收点的时差也可定义为，波形同一相位处在两个声压信号中的时间差。由于测试时采用线形扫频信号，脉冲响应中单入射声的波形往往存在一个主峰，如图 4.5(a)，要找同一相位处对应的位置，最容易分辨的即是主峰的最高点，因此通过两个峰值计算时差是最直观、最简单的方法。

然而多入射声同时到达两个接收点会造成接收到的两个波形形状不同，如图 4.5(b)，实线表示的脉冲响应其最高点为第一个峰，而在虚线表示的脉冲响应中其最高点为第二个峰，此时“峰—峰”法所得结果误差较大。而在实际测量中，必定会有多入射声同时到达两个接收点，因此不能采用“峰—峰”法计算时差。

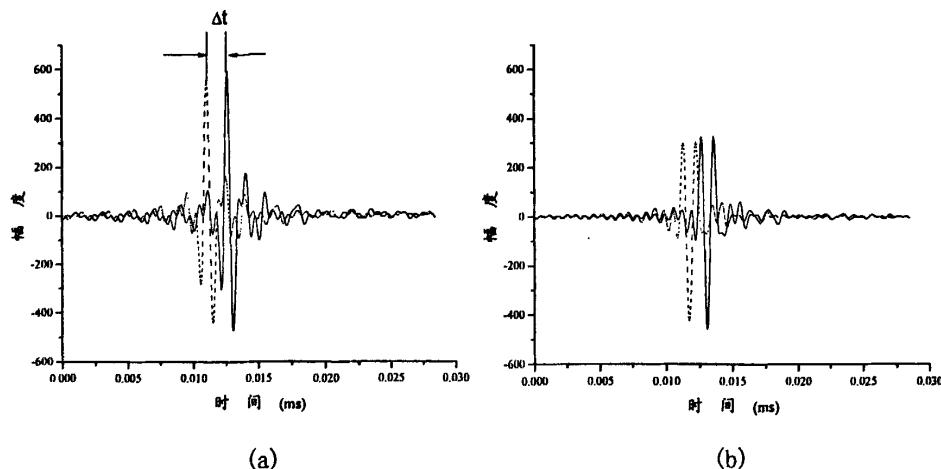


图 4.5 不同形状的声信号(实线和虚线为两个传声器接收到的脉冲响应)

### 4.3.2 互相关法计算时差

$p_1(t)$ 、 $p_2(t)$ 为两个传声器接收到的同步脉冲响应，互相关函数  $R_{12}(t)$  定义为：

$$R_{12}(t) = \int_0^T p_1(\tau) * p_2(\tau - t) d\tau \quad 4.3.1$$

假设  $p_1(t)$ 、 $p_2(t)$  是同一个扫频信号的脉冲响应，即  $p_1(t)$ 、 $p_2(t)$  形状相同，则存在以下不等式：

$$R_{12}(t) = \int_0^T p_1(\tau) * p_2(\tau - t) d\tau \leq R_{11}(0) = \int_0^T p_1(\tau) * p_1(\tau - 0) d\tau \quad 4.3.2$$

$$R_{12}(t) = \int_0^T p_1(\tau) * p_2(\tau - t) d\tau \leq R_{22}(0) = \int_0^T p_2(\tau) * p_2(\tau - 0) d\tau \quad 4.3.3$$

其中  $R_{11}(0)$ 、 $R_{22}(0)$  分别表示  $t=0$  时  $p_1(t)$ 、 $p_2(t)$  的自相关函数值，并且  $R_{11}(0)=R_{22}(0)$ ，在数值上等同于入射声能。以上不等式即为互相关法计算时差的理论基础。

#### (1)、单入射声

首先讨论单入射声的情况。此时该入射声波形在两个脉冲响应中的形状完全一致，只存在时差  $t_0$ ，可分别表示为  $S(t)$ 、 $S(t+t_0)$ 。由 4.3.1 两个脉冲响应的互相关函数可表示为：

$$R_{12}(t) = \int_0^T S(\tau) * S(\tau + t_0 - t) d\tau \quad 4.3.4$$

由 4.3.2、4.3.3 中任意不等式可得：

$$R_{12}(t) = \int_0^T S(\tau) * S(\tau + t_0 - t) d\tau \leq \int_0^T S(\tau) * S(\tau - 0) d\tau \quad 4.3.5$$

很明显  $t=t_0$  时，不等式两边相等，此时互相关函数  $R_{12}(t)$  为极大值。因此使互相关函数  $R_{12}(t)$  为极大值的  $t$  即为入射声在两接收点的时差  $t_0$ ，通过四传声器时差法即能求出其入射方向。

为了验证以上理论，在消声室中采用互相关法测量单入射声情况下的时差，并由 4.2.2 得到入射声方向与传声器连线之间的夹角。所得结果与真实值十分接近：

表 4.1 消声室入射声方向测量结果

时差法结果	53.1°	25.8°	88.9°	113.9°	141.7°
真实值	54.7°	27.8°	90.0°	112.0°	142.9°

#### (2)、多入射声

如果多入射声同时到达两接收点，则两个脉冲响应可分别表示为：

$$P_1(t) = \sum_{n=1}^N S_n(t + t_n) \quad 4.3.6$$

$$P_2(t) = \sum_{n=1}^N S'_n(t + t'_n) \quad 4.3.7$$

其中  $N$  为入射声数量,  $t_n$ 、 $t'_n$  反映了各入射声到达两接收点的具体时间。由于多入射声同时到达两接收点, 因此  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$  的形状可能会不同, 此时互相关函数 4.3.1 的极大值不足以使不等式 4.3.2、4.3.3 左右两边相等。

现把  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$  写成以下形式:

$$P_1(t) = \sum_{n=1}^M S_n(t + t_n) + \sum_{n=M+1}^N S_n(t + t_n) \quad 4.3.8$$

$$P_2(t) = \sum_{n=1}^M S'_n(t + t'_n) + \sum_{n=M+1}^N S'_n(t + t'_n) \quad 4.3.9$$

两式等号右边都分为两项, 并满足以下两个条件: (1)、各自第一项部分  $\sum_{n=1}^M S_n(t + t_n)$  和  $\sum_{n=1}^M S'_n(t + t'_n)$  的波形十分近似; (2)、在满足条件(1)的前提下, 第二项部分的能量最大。

此时两信号的互相关函数为:

$$R_{12}(t) = \int_0^T \left[ \sum_{n=1}^M S_n(t + t_n) \right] * \left[ \sum_{n=1}^M S'_n(t + t'_n) \right] d\tau + \int_0^T \left[ \sum_{n=1}^M S_n(t + t_n) \right] * \left[ \sum_{n=M+1}^N S'_n(t + t'_n) \right] d\tau \\ + \int_0^T \left[ \sum_{n=M+1}^N S_n(t + t_n) \right] * \left[ \sum_{n=1}^M S'_n(t + t'_n) \right] d\tau + \int_0^T \left[ \sum_{n=M+1}^N S_n(t + t_n) \right] * \left[ \sum_{n=M+1}^N S'_n(t + t'_n) \right] d\tau \quad 4.3.10$$

假设 4.3.8、4.3.9 式中第一部分的能量远大于第二部分, 则有:

$$P_1(t) \approx \sum_{n=1}^M S_n(t + t_n) \approx G(t) \quad 4.3.11$$

$$P_2(t) \approx \sum_{n=1}^M S'_n(t + t'_n) \approx G(t + t'_0) \quad 4.3.12$$

$$R_{12}(t) \approx \int_0^T \left[ \sum_{n=1}^M S_n(t + t_n) \right] * \left[ \sum_{n=1}^M S'_n(t + t'_n) \right] d\tau \approx \int_0^T G(\tau) * G(\tau + t'_0 - t) d\tau \quad 4.3.13$$

以上各式与单入射声情况类似, 通过互相关法得到的时差为  $t'_0$ , 并由此可得总入射声的近似入射方向。测量值与真实值的误差大小, 也就是测量的可靠性取决于 4.3.8、4.3.9 中第一项的相似程度以及第一项能量与第二项能量的比值。第一项越相似, 同时其能量与第二项能量的比值越大, 则测量结果与真实值误差越小, 测量可靠性的越高, 此时两个脉冲响应中的波形形状最为相似。反之测量结果可靠性越低。以下将分析波形相似程度与测量可靠性之间的关系。

由不等式 4.3.2、4.3.3 得到：

$$R_{12}(t) * R_{12}(t) \leq R_{11}(0) * R_{22}(0) \quad 4.3.14$$

$$\text{相干函数定义为: } \rho_{12}^2(\tau) = \frac{R_{12}^2(\tau)}{R_{11}(0) * R_{22}(0)} \quad 4.3.15$$

由 4.3.14 可知  $\rho_{12}^2(\tau) \leq 1$ ，其值越大，则两个信号的相关性越高，波形越相似。当  $\rho = 1$  时，表示两个信号完全相关； $\rho = 0$ ，两个信号完全无关。根据常用信号的特性，白噪声与任何信号的相干系数均为 0；相同频率的正弦或余弦信号之间的相干系数为 1；不同频率的正弦或余弦信号之间的相干系数为 0。因此两个信号的相干系数越高，说明这两个信号在时域上形状越相似。

在多入射声同时到达两接收点的情况下，如果两个脉冲响应的波形形状越相似，则测到的总入射声方向就越接近真实值，测量结果就越可靠。因此可用相干系数  $\rho_{12}^2(\tau)$  反映测量的可靠性，其值越大则所得结果越可靠。

### 4.3.3 传声器间距与测量可靠性的关系

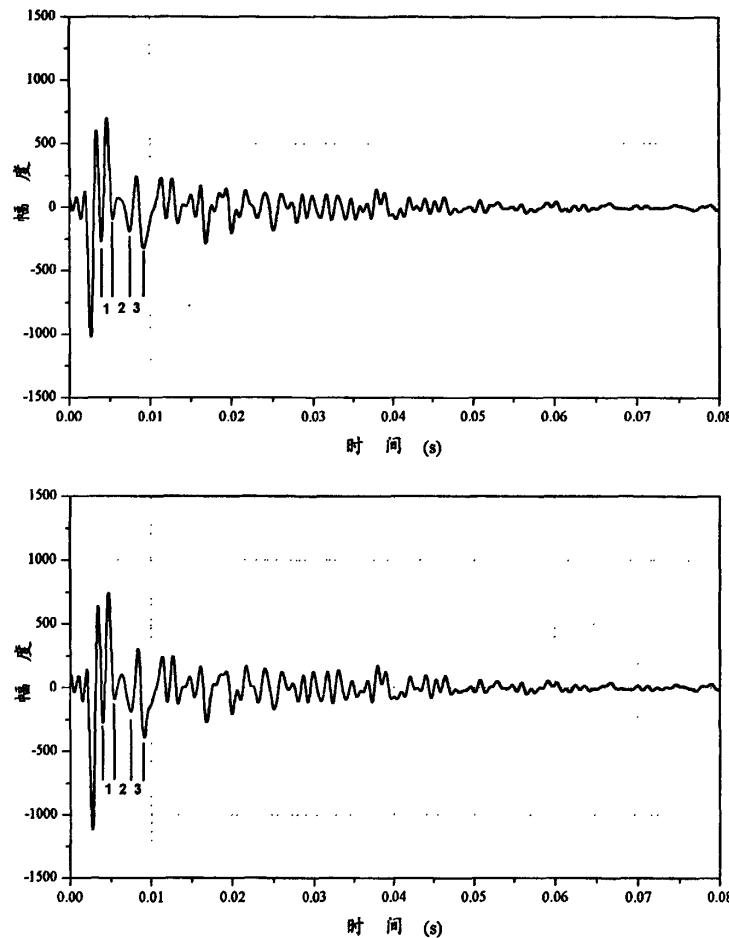
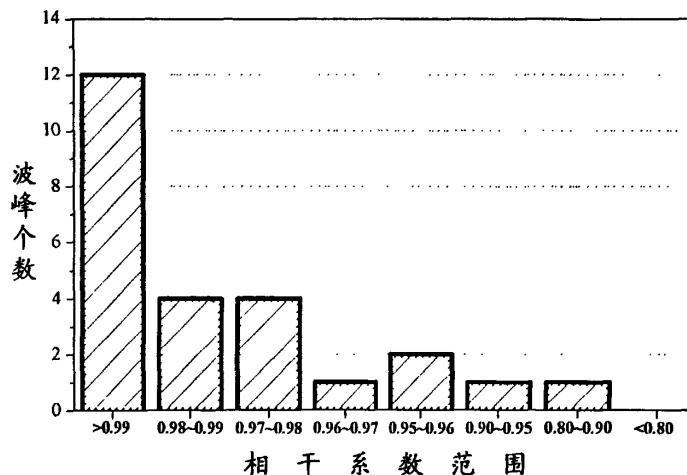
由上一小节可知，相干系数  $\rho_{12}^2$  反映了两个接收点所得声压信号之间的相关性，为使互相关法计算时差更为可靠，希望  $\rho_{12}^2$  值接近于 1。

Piersol 等推导了声场完全扩散时的相关系数关系式<sup>[28][29][30]</sup>：

$$\rho_{12}^2(r) = \left( \frac{\sin kr}{kr} \right)^2 \quad 4.3.16$$

其中  $r$  是两接收点间距离， $k$  为  $\omega/c$ 。从上式可以看到，当两接收点间距远小于所测频率波长时， $\rho_{12}^2(r) \approx 1$ 。而 Jacobsen<sup>[16]</sup>通过测量发现，普通房间中  $\rho_{12}^2(r)$  同样满足 4.3.16。因此根据以上理论，实际测量中当两传声器间距远小于入射声波长时，可以采用互相关法计算两接收点处总声能的时差；并且距离越小测量的可靠性就越大。

另一方面减小两信号中的包含的入射声个数有利于提高测量的精确性，因此事先把两个脉冲响应分成多个时间窗，时差计算只在相对应的时间窗内进行。时间窗的选择如图 4.6(a)所示(只显示前 3 个)，每个时间窗都有其相应的相关系数。本文在一普通房间内以不同的传声器间距测量脉冲响应，并得到传声器间距与相关系数数值分布之间的关系，结果如下。其中声源为 500—1500Hz 线形扫频信号。

(1)、传声器间距  $d=0.043\text{m}$ 图 4.6(a) 传声器间距为  $0.043\text{m}$  时测到的两个脉冲响应图 4.6(b) 传声器间距为  $0.043\text{m}$  时, 前  $80\text{ms}$  内各时间窗相干系数数值分布

(2)、传声器间距  $d=0.087\text{m}$

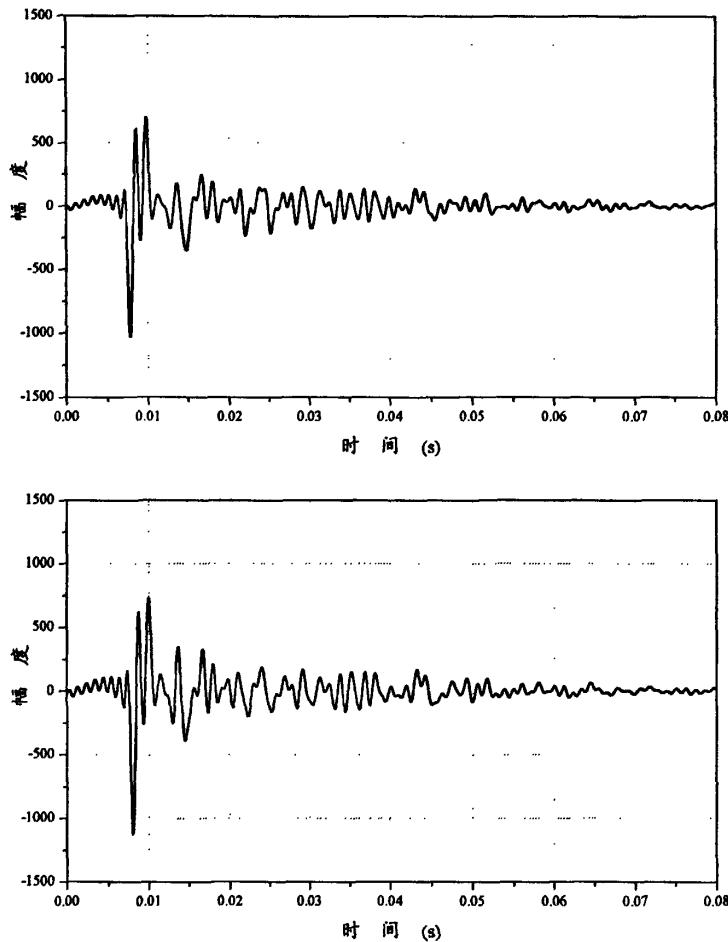


图 4.7(a) 传声器间距为  $0.087\text{m}$  时测到的两个脉冲响应

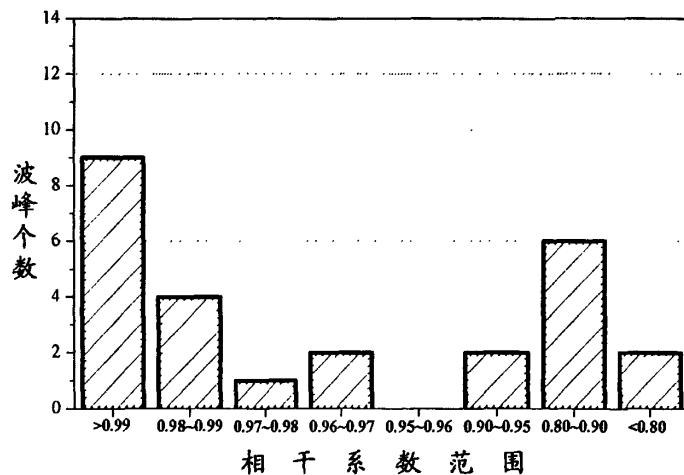
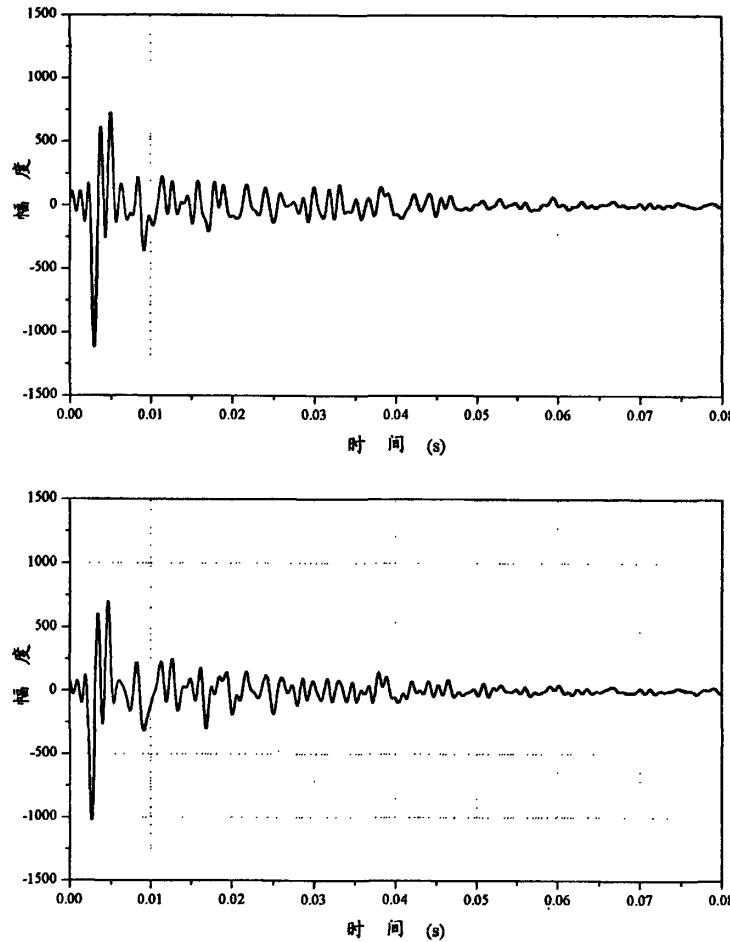
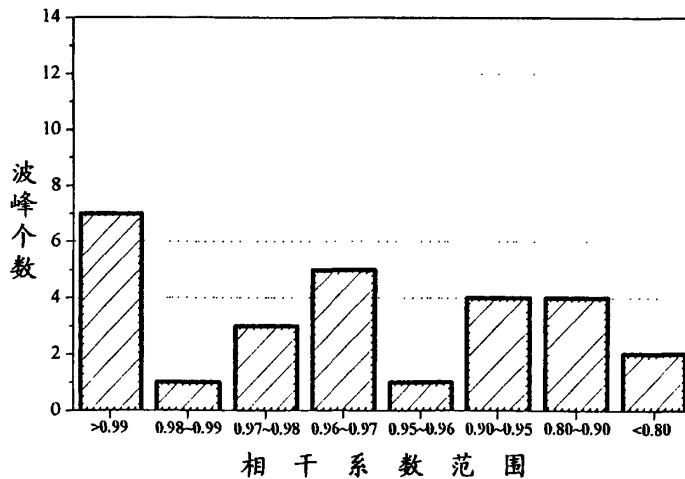


图 4.7(b) 传声器间距为  $0.087\text{m}$  时, 前  $80\text{ms}$  内各时间窗相干系数数值分布

(3)、传声器间距  $d=0.131\text{m}$ 图 4.8(a) 传声器间距为  $0.131\text{m}$  时测到的两个脉冲响应图 4.8(b) 传声器间距为  $0.131\text{m}$  时, 前  $80\text{ms}$  内各时间窗相干系数数值分布

从以上结果可以看到, 传声器间距越小, 相干系数在高值区的个数就越多, 平均相干系数也越大, 因此减小传声器间距有利于提高时差测量的准确性。

#### 4.3.4 采样率的影响

理论上通过减小传声器间距可提高时差测量的准确性, 但由于脉冲响应函数为离散信号, 使测量受到采样率的限制。

假设实验中数据采样率为  $fs$ , 也就是相邻两采集点的间隔为  $1/fs$ , 由互相关法所得的时差应为  $1/fs$  的整数倍。由式 4.2.2, 得到:

$$\cos\theta = \frac{(t_1 - t_2)C}{d} = \frac{nC}{fs \cdot d} \quad (n \text{ 为整数}) \quad 4.3.17$$

由于  $\cos\theta$  的取值范围是  $[-1, 1]$ , 使  $n$  有  $2d \cdot fs/c$  种取值, 其取值个数越多则测量结果越精确。在采样率不变的情况下, 减小传声器间距会降低测量的精确性; 而在传声器间距不变时提高采样率能使所得结果更为准确。

为解决这一矛盾, 本文提出对原信号进行样条插值, 使其接近于连续信号, 以提高计算的准确性。其中采用的是三次样条插值, 其计算公式为:

$$s(t) = (1 + 2 \frac{t - t_i}{t_{i+1} - t_i}) \frac{(t - t_{i+1})^2}{t_i - t_{i+1}} p(t_i) + (1 + 2 \frac{t - t_{i+1}}{t_i - t_{i+1}}) \frac{(t - t_i)^2}{t_{i+1} - t_i} p(t_{i+1}) \\ + (t - t_i) \frac{(t - t_{i+1})^2}{t_i - t_{i+1}} m_i + (t - t_{i+1}) \frac{(t - t_i)^2}{t_{i+1} - t_i} m_{i+1} \quad 4.3.18$$

上式中  $t_{i+1} - t_i$  为插值后的采样率, 其取值越小则所得结果越接近于连续信号, 但计算时间也随之增加。为了显示插值后的效果, 在消声室中对单入射声时差进行测量, 结果如下:

表 4.1 消声室中单入射声时差测量, 不同采样率下, 插值对计算结果的影响  
(插值后采样率为 1000k)

计算对象	采样率	不同入射方向计算所得时差( $10^{-5}s$ )				
		100k	6	12	16	19
原始信号	50k	4	12	16	18	20
	20k	0	10	10	15	15
	100k	6.7	13	16.9	20	21.6
经样条插值后信号	50k	6.7	13	16.9	20	21.6
	20k	6.7	13	16.9	20	21.6

从表中可以看到, 不采用插值的情况下计算结果受采样率影响较大, 特别是低采样率时, 不同入射方向可能取得相同的时差; 此外所得结果均为整数, 入射方向分辨率不高。而采用插值计算后, 情况明显改善, 低采样率时也有较高的分辨率。因此通过对原信号进行样条插值可提高时差测量的准确性。

## 4.4 时差法测量入射声方向分布

4.2 节证明了运用不在同一平面上的四个传声器，在远场条件下可由入射声到达各接收点的时间计算其入射方向，其基础是双传声器时差法。4.3 节则提出利用互相关法计算入射到达两个接收点的时差，并分析了影响测量准确性的因素。基于以上理论，本节就如何利用时差法测量入射声方向分布进行具体的介绍。

测量时四个传声器的位置如图 4.9 所示。以传声器 1 为空间直角坐标系原点，传声器 2 处于 x 轴的正半轴，传声器 3 在 xy 平面内，传声器 4 则是 xy 平面外的任意一点。由 4.3 节分析，为了提高所得时差的可靠性，各传声器间距必须远小于入射声波长。根据图 4.9 得到各传声器的坐标：

传声器 1: (0, 0, 0)

传声器 2: ( $d_{12}$ , 0, 0)

传声器 3: (L, J, P)

传声器 4: (M, N, 0)

$$\text{其中 } L = \frac{d_{12}^2 + d_{13}^2 - d_{23}^2}{2d_{12}}, \quad M = \frac{d_{12}^2 + d_{14}^2 - d_{24}^2}{2d_{12}}, \quad N = \sqrt{d_{14}^2 - M^2},$$

$$K = \frac{d_{13}^2 + d_{14}^2 - d_{34}^2}{2d_{14}}, \quad J = \frac{K}{d_{14}} \left( N + \frac{M^2}{N} \right) - \frac{M}{N} L, \quad P = \sqrt{d_{13}^2 - L^2 - J^2}$$

通过以上实验装置，测得的四个脉冲响应函数分别表示为  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ 、 $P_3(t)$ 、 $P_4(t)$ ，下标为传声器编号。计算时把每个脉冲响应分成多个时间窗，分别得到每个时间窗内对应的入射声方向，并把所得结果绘制在同一极坐标系中以反映入射声方向分布。因此假设  $P_{1i}(t)$ 、 $P_{2i}(t)$ 、 $P_{3i}(t)$ 、 $P_{4i}(t)$  为第  $i$  个时间窗内的脉冲响应。

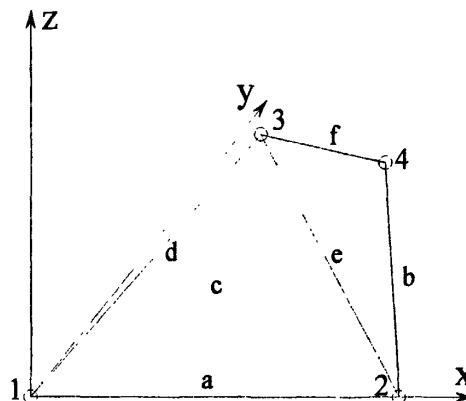


图 4.9 四传声器时差法测量示意图

由互相关公式 4.3.1 得到：

$$R_{12}(t) = \int P_{1i}(\tau) * P_{2i}(\tau - t) d\tau$$

$$R_{13}(t) = \int_0^t P_{1i}(\tau) * P_{3i}(\tau - t) d\tau \quad 4.4.1$$

$$R_{14}(t) = \int_0^t P_{1i}(\tau) * P_{4i}(\tau - t) d\tau$$

根据上节分析的互相关法计算时差理论,以上各函数值为极大时t的取值 $t_{12}$ 、 $t_{13}$ 、 $t_{14}$ 即为所得时差。因此得到入射声与各接收点连线之间的夹角:

$$\cos \theta_{12} = \frac{t_{12} \cdot C}{a}$$

$$\cos \theta_{13} = \frac{t_{13} \cdot C}{d} \quad 4.4.2$$

$$\cos \theta_{14} = \frac{t_{14} \cdot C}{c}$$

假设 $\bar{e}$ (x、y、z)是入射声方向上的单位矢量,4.4.2即为其在各接收点连线方向上的投影。通过各接收点坐标可得 $\bar{e}$ 在各接收点连线方向上的投影矢量:

$$\bar{E}_{12}(\cos \theta_{12}, 0, 0) \quad , \quad \bar{E}_{13}\left(\frac{L \cdot \cos \theta_{13}}{\sqrt{L^2 + J^2 + P^2}}, \frac{J \cdot \cos \theta_{13}}{\sqrt{L^2 + J^2 + P^2}}, \frac{P \cdot \cos \theta_{13}}{\sqrt{L^2 + J^2 + P^2}}\right) \quad ,$$

$$\bar{E}_{14}\left(\frac{M \cdot \cos \theta_{14}}{\sqrt{M^2 + N^2}}, \frac{N \cdot \cos \theta_{14}}{\sqrt{M^2 + N^2}}, 0\right)$$

由于是投影的矢量,因此满足:

$$\bar{E}_{12} \cdot (\bar{e} - \bar{E}_{12}) = 0$$

$$\bar{E}_{13} \cdot (\bar{e} - \bar{E}_{13}) = 0 \quad 4.4.3$$

$$\bar{E}_{14} \cdot (\bar{e} - \bar{E}_{14}) = 0$$

通过以上三式即可求出入射声方向 $\bar{e}$ (x、y、z)。入射声能量由下式计算:

$$I = \frac{\int_0^t [P_{1i}^2(t) + P_{2i}^2(t) + P_{3i}^2(t) + P_{4i}^2(t)] dt}{4} \quad 4.4.4$$

根据计算每个时间窗内的入射声方向以及能量,即能得到入射声方向分布。

运用以上原理建立了早期反射声方向分布测试系统,以下两图分别为计算流程以及应用程序前面板。

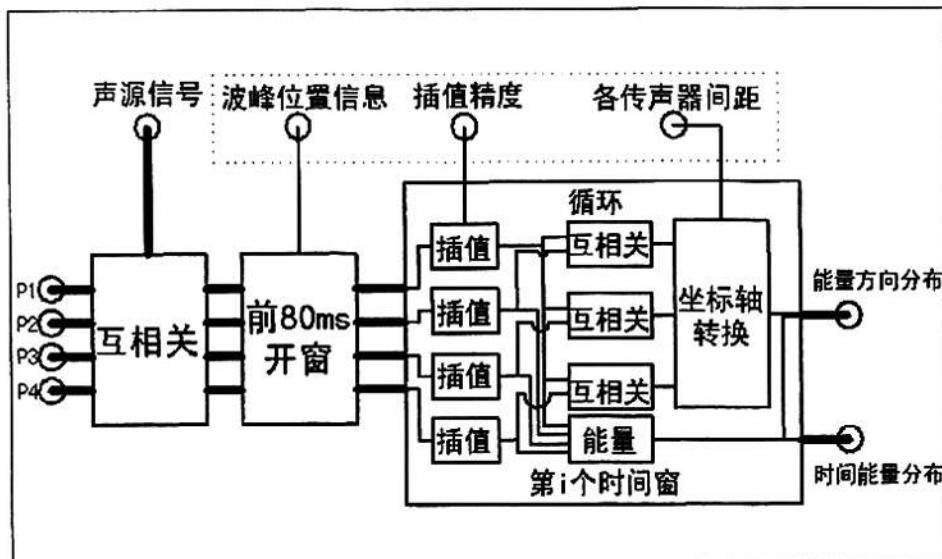


图 4.10 早期反射声方向分布时差法测试系统计算流程

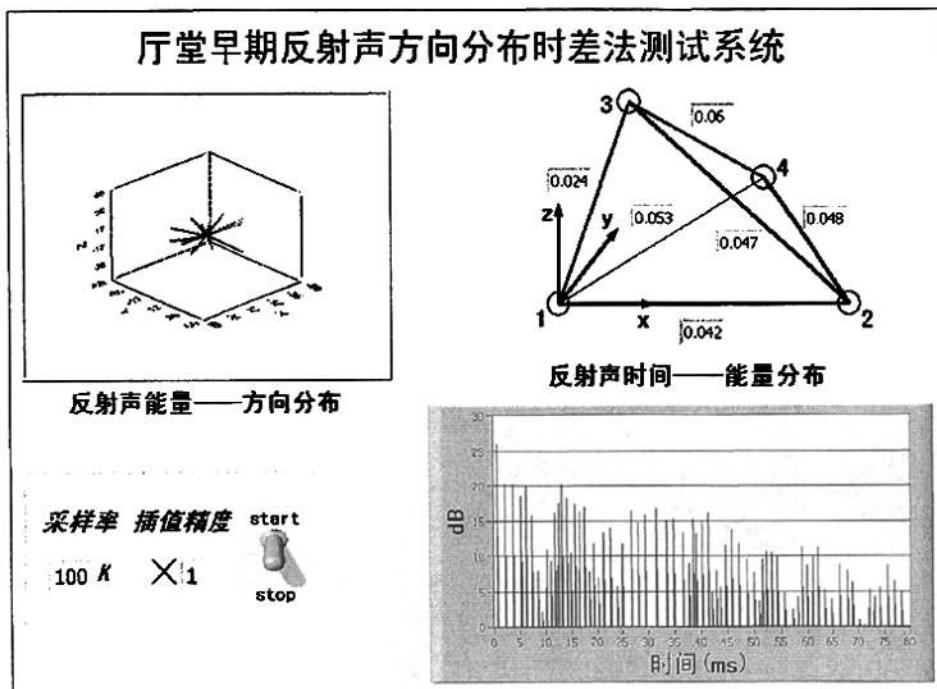


图 4.11 早期反射声方向分布时差法测试系统前面板

#### 4.5 普通房间测量

利用以上测试系统, 对一普通房间的早期反射声方向分布进行测量。其中声源为 500—1500Hz 线形扫频信号, 各传声器间距在 2 至 5 厘米之间, 测试采样率为 100k, 计算时通过三次样条插值, 使采样率为 1000k。以下为测量结果:

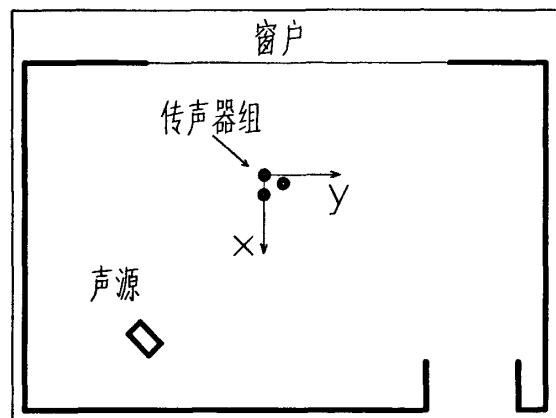


图 4.12 测试房间、声源及传声器位置示意图

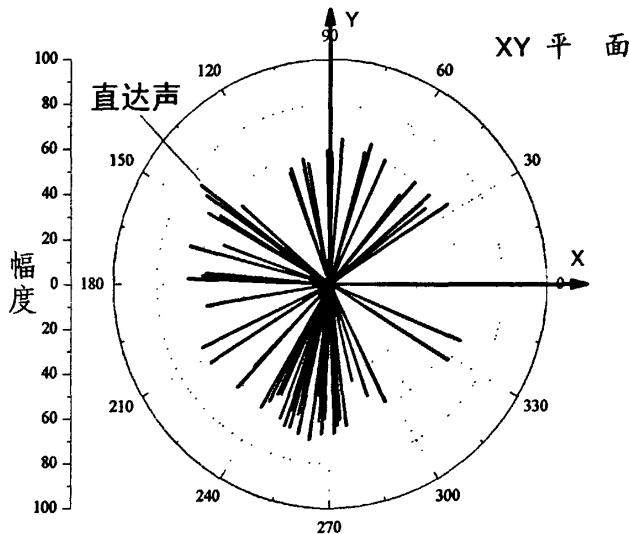


图 4.13a xy 平面早期反射声方向分布

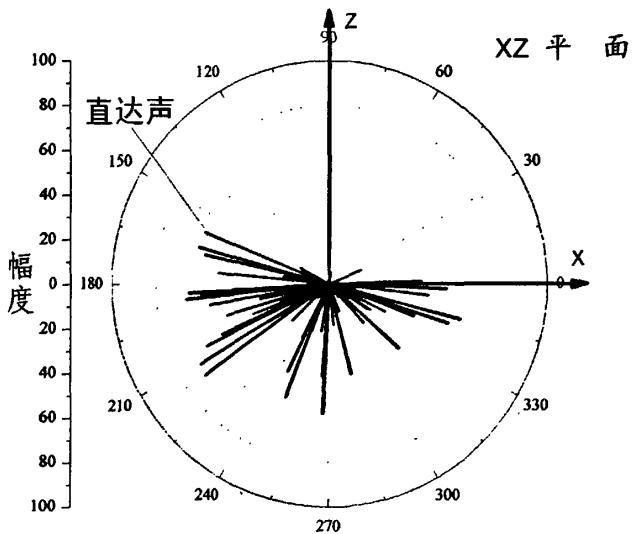


图 4.13b xz 平面早期反射声方向分布

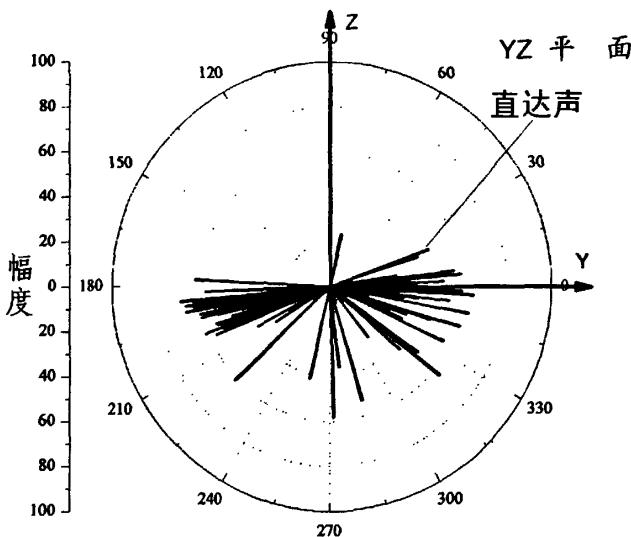


图 4.13c yz 平面早期反射声方向分布

## 4.6 小结

在入射声为平面波的情况下,可以通过不在同一平面上的四个传声器测量其到达各点的时差,并以此计算其入射方向。然而在实际测量中多个反射声可能会同时到达各接收点,从而使测得的脉冲响应形状不尽相同,此时利用传统的“峰-峰”法很难进行时差计算。为了改进以上不足,本文运用互相关法计算时差,并采用相干系数来反映所得结果的可靠性。在此基础上,本文提出运用不在同一平面上的四个传声器,通过时差计算得到房间内早期反射声方向分布的测试方法。

4.2 节首先介绍了双传声器时差测量原理。

$$\cos \theta = \frac{(t_1 - t_2)C}{d} = \frac{\Delta s}{d} \quad 4.6.1$$

根据上式,所得入射方向的解在空间上的集合为一圆锥。本节在此基础上证明了至少需要四个不在同一平面上的传声器才能准确测量平面波入射的具体方向。以上也是本章所提出测量方法的理论基础。

4.3 节着重介绍如何计算入射声到达两传声器的时差,并提出采用互相关法进行计算。

$$\text{互相关表达式: } R_{12}(t) = \int_0^t p_1(\tau) * p_2(\tau - t) d\tau \quad 4.6.2$$

在单入射声情况下,互相关函数为极大值时  $t$  的取值,即为该入射声到达两传声器的时差。如果多入射声在时域上产生叠加,互相关函数为极大值时  $t$  的取值,为总入射声到达两传声器的近似时差。如果时域上两个接收到的波形形状越

相似，则测到的总入射声时差就越接近真实值，测量结果就越可靠。通常以相干系数表示两个波形的相似程度：

$$\rho_{12}^2(\tau) = \frac{R_{12}^2(\tau)}{R_{11}(0) * R_{22}(0)} \quad 4.6.3$$

波形越相似，相干系数就越接近 1。通过分析相干系数于传声器间距的关系得到：实际测量中，传声器间距越小，所测两个脉冲响应的相干性就越高，相关法测时差的误差也最小，其关系可表示为：

$$\rho_{12}^2(r) = \left( \frac{\sin kr}{kr} \right)^2 \quad 4.6.4$$

根据上式，测量时传声器间距应远小于入射声波长。然而，在采样率不变的情况下，减小传声器间距反而会增加测量误差，因此本节最后提出采用样条插值提高测量精确性的方法。

在 4.2、4.3 两节的基础上，4.4 节具体介绍了如何利用不在同一平面上的四个传声器测量入射声方向分布，论述了详细的计算步骤，并建立了相应的测试系统。并在 4.5 节中采用该系统测量了一个普通房间中的早期反射声方向分布。

## 第5章 早期反射声方向分布的声强法测量

### 5.1 前言

声强是一矢量，定义为空间某点处声压与速度的乘积，其物理意义为一定时间内流入某一单位面积的声能，或者可表示为总入射声能在该单位面积法向上的分量。相比较声压测量，声强测量不仅能得到入射声能幅值，还能根据相位信息分析入射声的方向分布。上世纪七十年代末，Fahy<sup>[31]</sup>和 Chung<sup>[32]</sup>提出了双传声器互谱法，使声强测量更为方便和精确，该方法已作为声强测量的标准方法。目前声强测量被广泛应用于声功率测量、声源识别等噪声控制领域，其测量环境也多为稳态声场。

自上世纪九十年代初，三维声强法已成为测量入射声能方向分布的一个有效手段，其中 Guy 和 Abdou<sup>[17][18][19]</sup>、Oguro<sup>[20]</sup>各自提出了测量理论和实验装置，其基础都采用双传声器声压法测量声强来得到某一方向的声强矢量，并通过对空间直角坐标系中沿三坐标轴方向的声强矢量进行测量，合成后得到总声能的方向分布。其优点是计算简单，但为了减小测量误差，测试中传声器必须按特定位置准确放置。

本章首先分析了互谱法声强测量中，测得的声强矢量与入射声能方向分布之间的关系，通过对影响互谱法测量误差的因素进行分析以选择合适的测量参数。并在此基础上提出了运用不在同一平面上的四只全指向性传声器，通过测量空间三维声强矢量得到房间内早期反射声方向分布的方法，使测量更为方便。最后建立了早期反射声方向分布测试系统，用于实际房间的测量。

### 5.2 双传声器互谱法测量声强

通过声强法测量入射声方向分布，无论采用何种实验装置，其基础都是通过双传声器测量某一方向上的声强矢量。本节介绍了双传声器互谱法测量声强的计算理论，并对测得的声强矢量与入射声能方向分布之间的关系进行分析，作为本章所提出测量方法的理论基础。

#### 5.2.1 声强定义

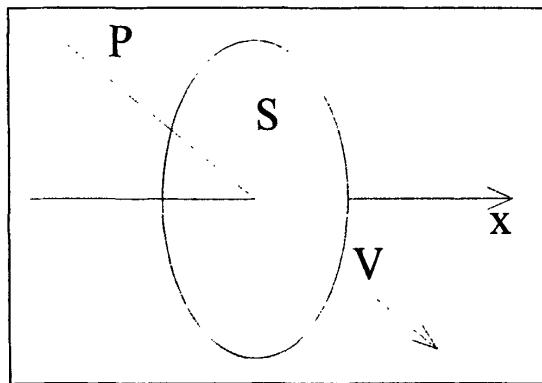


图 5.1 声强定义示意图

如图 5.1 所示, 当入射声通过单位面积  $S$  时, 在其表面形成声压  $p(t)$ , 表面上各点的速度为  $v(t)$ 。根据定义, 声强表示为:

$$i(t) = p(t)v(t) \quad (\text{W/m}^2) \quad 5.2.1$$

上式的物理意义为  $t$  时刻通过单位面积  $S$  的声能, 或者表示为  $S$  上入射声能在  $x$  轴方向上的分量。而通常所用的时均声强, 即是在一定时间内对上式进行平均, 表示在时间间隔  $T$  内通过单位面积  $S$  的平均声能或者也可表示为入射到  $S$  上的平均声能在  $x$  轴方向上的分量:

$$I = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} i(t) dt \quad 5.2.2$$

## 5.2.2 互谱法计算声强<sup>[33][37]</sup>

早期的声强测量是由传声器和速度计分别记录声压和速度信号来进行计算, 但由于传声器和速度计之间很难匹配, 并且测量误差较大, 很难适应较高的测量要求。目前声强测量大都采用双传声器, 通过接收到的两个声压信号进行计算。其中互谱法和直接积分法是常用的两个计算方法, 相比较直接积分法, 互谱法计算声强时不需要滤波, 受传声器影响也较小, 因此已作为声强测量的标准方法。以下对互谱法的推导过程进行简单的介绍。

图 5.1 中, 单位面积  $S$  上声压和速度信号的复数形式为  $p(t)$ 、 $v(t)$ :

$$p(t) = Pe^{j2\pi ft} \quad 5.2.3$$

$$v(t) = Ve^{j(2\pi ft + \theta)} \quad 5.2.4$$

$P$ 、 $V$  为幅度。对于复信号, 声强定义为:

$$i_c(t) = p^*(t)v(t) = PV(\cos\theta + j\sin\theta) \quad 5.2.5$$

实际采用的是其有效值:  $i(t) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[i_c(t)]$ ,  $\operatorname{Re}$  表示实部。 5.2.6

由上式和 5.2.2, 得到时均声强:  $I = \frac{1}{2} PV(\cos \theta)$  5.2.7

在频域上, 以上各式分别表示为:

$$P(f) = P \quad 5.2.8$$

$$V(f) = Ve^{j\theta} \quad 5.2.9$$

$$i(f) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[i_c(f)] = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[P^*(f)V(f)] \quad 5.2.10$$

$$I(f) = \frac{1}{2} PV(\cos \theta) \quad 5.2.11$$

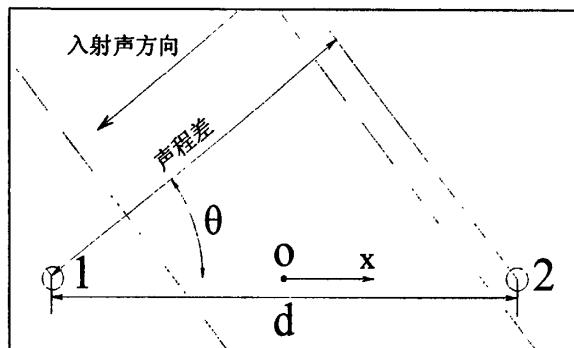


图 5.2 互谱法声强测量示意图

采用双传声器互谱法测量声强, 由于接收到的是两个声压信号, 因此无法由 5.2.7 或 5.2.11 直接计算。图 5.2 为互谱法声强测量示意图。在间距为  $d$  的两个接收点上, 分别得到声压信号  $p_1(t)$ 、 $p_2(t)$ , 在频域上表示为  $P_1(f)$ 、 $P_2(f)$ 。

如果两接收点之间距离  $d$  远小于所测频率波长, 则其中点  $O$  处的声压和速度可分别表示为:

$$P(f) = \frac{P_1(f) + P_2(f)}{2} \quad 5.2.12$$

$$V(f) = -\frac{P_2(f) - P_1(f)}{j\rho c k d} \quad 5.2.13$$

由 5.2.10、5.2.11 得到声强:

$$I(f) = -\frac{\operatorname{Im}[G_{p1p2}(f)]}{2\pi f pd} \quad 5.2.14$$

其中  $G_{p1p2}(f)$  为两信号  $p_1$ 、 $p_2$  的单边互谱,  $\operatorname{Im}$  表示取其虚部。上式即为互谱法声强计算表达式。所得结果表示  $O$  点处入射声强在  $x$  轴方向上的分量, 如

图5.2所示。

### 5.2.3 声强矢量与入射声方向

在远场条件下,入射声波可看作平面波。在此前提下,本节针对单入射声和多入射声两种情况对互谱法测得的声强矢量与入射声方向之间的关系进行分析。

#### 5.2.3.1 单入射声

如图5.2所示,当一个频率为f的入射声通过接收点1、2,所得声压信号 $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ 可分别表示为 $A \cos(2\pi ft + \alpha)$ 和 $A \cos(2\pi ft + \alpha + \phi)$ 。其中A代表振幅,  $\alpha$ 为初始相位,  $\phi$ 是入射声波到达两接收点的相位差。由公式5.2.14得到声强:

$$I(f) = -\frac{A^2 \sin \phi}{2\pi f \rho d} \quad 5.2.15$$

由该入射声在两接收点处形成的相位差 $\phi$ 可得声程差 $\phi\lambda/2\pi$ 。如图5.2所示,声波入射方向 $\theta$ 与相位差 $\phi$ 之间关系为:

$$\cos \theta = \frac{\phi \lambda}{2\pi d} = \frac{c\phi}{2\pi f d} \quad 5.2.16$$

因此入射声能在两接收点连线上的分量可表示为:

$$I'(f) = -I \cos \theta = -\frac{A^2}{\rho c} \cos \theta = -\frac{A^2 \phi}{2\pi f \rho d} \quad 5.2.17$$

实际测量中,如果传声器间距很小,即 $\phi$ 很小时,互谱法得到的声强5.2.15与实际声能分量5.2.17近似相等。两者之差称为有限差分近似误差,当传声器间距满足 $d < \lambda/3.7\pi$ 时,该误差小于5%<sup>[31]</sup>,将于5.3节详细讨论。因此在单入射声情况下,互谱声强法结果表示为该入射声能在传声器连线方向上的分量。

#### 5.2.3.2 多入射声

如果有多个入射声同时到达两个接收点,则 $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ 可表示为 $\sum_{n=1}^N A_n \cos(2\pi ft + \alpha_n)$ 和 $\sum_{n=1}^N A_n \cos(2\pi ft + \alpha_n + \phi_n)$ 。N为入射声个数,  $A_n$ 为第n个入射声振幅,  $\alpha_n$ 、 $\phi_n$ 分别为其初始相位以及同一入射声在两测点间的相位差。由公式5.2.14得到声强:

$$I(f) = -\frac{A'_1 A'_2 \sin \phi'}{2\pi f \rho d} \quad 5.2.18$$

$$A'_1 = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n A_i A_j \cos(\alpha_i - \alpha_j)}, \quad A'_2 = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n A_i A_j \cos(\alpha_i + \phi_i - \alpha_j - \phi_j)}$$

$$\phi' = \operatorname{arctg}\left(\frac{\sum_{n=1}^n A_n \sin \alpha_n}{\sum_{n=1}^n A_n \cos \alpha_n}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{\sum_{n=1}^n A_n \sin(\alpha_n + \phi_n)}{\sum_{n=1}^n A_n \cos(\alpha_n + \phi_n)}\right)$$

其中  $A'_1, A'_2$  分别为  $P_1(t)$  和  $P_2(t)$  在时间间隔  $T$  内频率  $f$  的功率谱。 $\phi'$  是  $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$  两个总声压之间的相位差。5.2.18 所得结果并不反映各入射声的声能分量之和  $\sum_{n=1}^n I_n \cos \theta_n$ ，而表示了合成后总声能在两接收点连线上的分量。因此在实际测量中，互谱声强法得到的是入射总声能在传声器连线上的分量，而不是各入射声能在传声器连线上的分量之和。

以上介绍的双传声器声强互谱测量法，以及所分析的声强矢量与入射声方向之间的关系，是本章所提出测量方法的理论基础。通过分析，双传声器互谱法测到的是时间间隔  $T$  内总入射声能在传声器连线方向上的分量，而为了得到入射声能的空间方向分布，则至少需要测量不在同一平面上的三个声强矢量，将在 5.4 节中详细介绍。

### 5.3 影响互谱法声强测量的因素

本节将对双传声器互谱法声强测量中影响误差的因素进行分析，其中包括有限差分近似、传声器匹配以及测量时的传声器间距、数据采样率、计算时间窗等，并根据分析结果确定合适的测量参数用于其后的测量。

#### 5.3.1 有限差分近似误差

在互谱法计算理论中，由两传声器接收到的声压信号近似中点处的压强和速度，其间运用了以下两个近似条件。

$$1、\text{两传声器中点处声压 } p(t) = \frac{p_1(t) + p_2(t)}{2} \quad 5.3.1$$

$$2、\text{两传声器中点处沿 } x \text{ 轴速度矢量 } v_x(t) = -\frac{1}{\rho d} \int_{-\infty}^t [p_2(t') - p_1(t')] dt' \quad 5.3.2$$

当声压信号线形变化时，以上近似绝对成立。但对于正弦信号，只有当两接收点间距远小于波长才近似成立，距离越远误差越大。所造成的误差即为有限差分近似误差(finite difference approximation error)<sup>[34]</sup>。对于上节中 5.2.15、5.2.17 求

得的近似值和理论值, 有限差分近似误差表示为:

$$E = 10 \lg I(f) - 10 \lg I'(f) = 10 \lg(\sin \phi / \phi) \quad 5.3.3$$

当传声器间距满足  $d < \lambda / 3.7 \pi$  时, 该误差小于 5%<sup>[31]</sup>。

### 5.3.2 传声器匹配误差

传声器匹配包括相位匹配和灵敏度匹配。采用互谱法测量声强, 理想情况下两传声器间相位以及灵敏度应该完全匹配, 但实际上不可能找到这样一对传声器, 所形成的误差不可避免, 以下对传声器匹配误差进行分析<sup>[21]</sup>。

用  $\phi'$  表示两传声器间的相位匹配差, 则平面波入射下, 得到的声强 5.2.15 表示为:

$$I''(f) = -\frac{A^2 \sin(\phi + \phi')}{2\pi f \rho d} \quad 5.3.4$$

上式与两传声器相位完全匹配下得到的声强 5.2.15 之间的误差为:

$$E' = 10 \lg I''(f) - 10 \lg I(f) = 10 \lg(\sin(\phi + \phi') / \sin \phi) \quad 5.3.5$$

对于测量中使用的一对传声器, 在频率  $f$  下其相位匹配差  $\phi'$  通常不会改变, 而根据上式  $\phi$  越大误差也就越大。由于两声压信号的相位差  $\phi$  等于  $\omega d \cos \theta$ , 其中  $\omega$  为信号圆频率,  $d$  是两接收点间距,  $\theta$  是声波入射角。因此当接收点间距不变时, 测量频率越高误差越大; 所测频率相同时, 接收点间距越小误差越大, 也就是两接收点间距与所测频率波长的比值越小误差越大。其影响与有限差分近似误差正好相反, 但通过传声器互易法可减小以此带来的误差<sup>[32]</sup>。

传声器灵敏度不匹配使接收到的两个声压信号幅值不相等, 采用互谱法计算声强时只会改变测量结果的绝对值, 而不影响相对各结果间的相对值。由于本文讨论的是入射声能方向分布, 并不关心准确的声功率值, 因此传声器灵敏度不匹配对本文提出的测量方法没有影响。

### 5.3.3 传声器间距

5.3.1 讨论了互谱法测量声强时产生的有限差分近似误差, 当传声器间距远小于所测频率波长时, 测量值近似于实际值。而由 5.3.2, 传声器间距越小, 对相位匹配的要求越高。由于本文提出运用不在同一平面上的四个传声器测三维声强, 因此采用互易法减小相位匹配误差步骤十分繁琐。由于传声器自身尺寸以及其声中心与几何中心的偏差, 传声器间距越小, 测量时读数  $d$  越难以确定, 采用互谱法公式 5.2.14 计算声强时误差越大。综上所述, 传声器间距对测量结果的影

响为正负两方面，通常测量时采用特制的声强探头或支架以减小测量误差。

以上讨论的是双传声器测量一个方向上声强分量的情况，由于本文运用不在同一平面上的四个传声器同时测量三个声强分量，传声器间的距离并不完全相等，为了准确测量入射声能方向分布，传声器间距必须满足以下两个要求：

- (1)、总声强  $I$  在某个方向上的分量，数值上应为  $I \cos \theta$ ，其中  $\theta$  为入射声方向。
- (2)、不同传声器间距测得的总声强在同一方向上的分量应相等。

为验证互谱法声强测量是否满足以上两个测量要求，分别在消声室和普通房间进行测量，以下为测量结果。

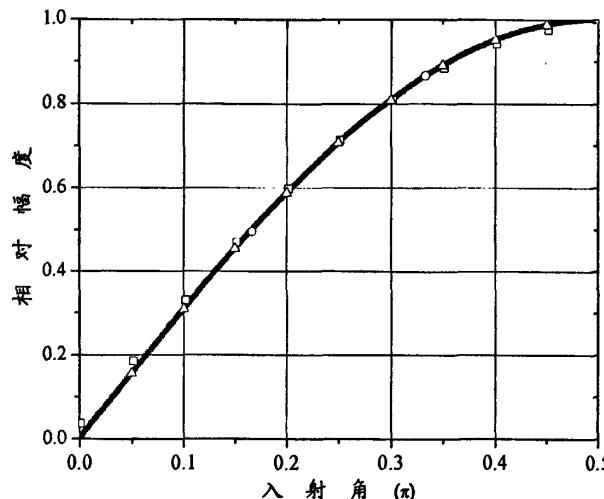


图 5.3 消声室中，不同频率下，归一化后的互谱法测量值与理论值比较。黑线为符合要求(1)的理论值；方块表示频率 250Hz，传声器间距为  $\lambda/10$  时互谱法测量值；三角表示频率 1000Hz，传声器间距为  $\lambda/10$  时互谱法测量值；圆圈表示频率 4000Hz，传声器间距为  $3\lambda/25$  时互谱法测量值

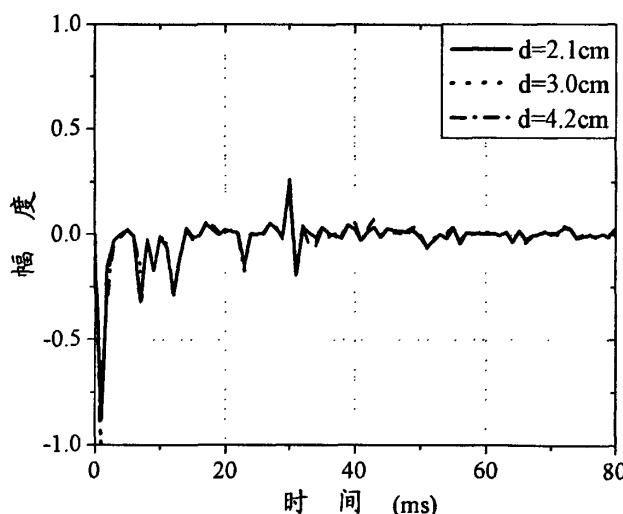


图 5.4 普通房间中，不同传声器间距下互谱法测量值比较(1000Hz)

在消声室中, 对不同频率的单一入射声进行测量, 图 5.3 反映了互谱法测量值与入射声角度之间的关系。互谱法测量值由 5.2.14 计算得到, 并对各组测量值归一化, 与满足要求(1)的理论值进行比较。从图中可以看到, 测量值与理论值符合较好。

为了反映互谱法测量值与传声器间距的关系, 在普通房间的某一方向上, 由不同传声器间距分别测量前 80ms 的声强。从图 5.4 中可以看到, 不同传声器间距下所得声强测量值几乎相等, 符合以上条件(2)。

由于符合以上两个条件, 因此双传声器互谱法测量声强可用于 5.4 节提出的入射声能方向分布测试方法, 而传声器间距取所测波长的十分之一左右为宜。

### 5.3.4 时间窗及采样率

通过双传声器接收到的两个声压信号进行互谱法声强计算前, 必须把两个声压信号分成多个时间窗, 计算只在相对应的时间窗内进行, 得到此时段的时均声强, 因此互谱法计算声强存在时域分辨率  $\Delta T$ , 而  $\Delta T$  即为所开时间窗大小。由于在进行互谱计算时需要把时域信号通过 FFT 转化到频域, 而在频域上并不能细致得分辨出任何给定的频率, 同样存在频域分辨率  $\Delta f$ , 而且与  $\Delta T$  有关:

$$\Delta f = 1 / \Delta T \quad 5.3.6$$

为了使所测频率  $f$  在频谱中至少有一对应值, 根据 5.3.6,  $\Delta T$  最小应为  $1/f$ 。而即使所测频率  $f$  在频谱中有对应值, 也不能排除附近频率对其影响, 因此  $f$  在频谱中的幅值与实际值总存在误差,  $\Delta f$  越小, 误差也越小。另一方面, 为了更好反映各反射声的入射情况, 提高邻近反射声的分辨率, 时间窗应该越小越好。由于存在 5.3.6 所示关系, 时域分辨率  $\Delta T$  和频域分辨率  $\Delta f$  类似测不准原理, 两者不可能同时无穷小。而采样率  $f_s$  虽然与频域分辨率  $\Delta f$  无关, 但能提高测量结果的准确性。

在本章实验中, 时间窗大小取所测频率的一个周期, 使时域分辨最高; 单通道数据采样率为 100k, 能够满足测量的需要。

## 5.4 三维声强测量入射声方向分布

由 5.2 节分析, 通过双传声器互谱声强法可以得到时间间隔  $T$  内总声能在传声器连线方向上的分量, 而为了得到声能的具体入射方向, 至少需要测量三个不在同一平面上的声强分量。

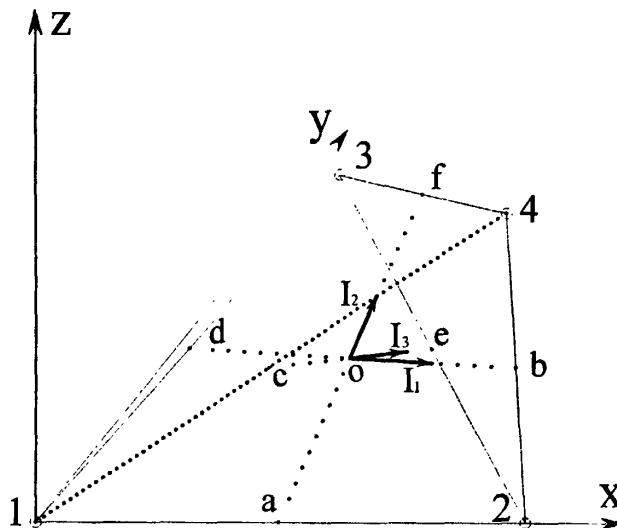


图 5.5 空间三维声强测量中传声器位置示意图

测量声强三个方向上的分量, 目前常用的方法是采用六只全指向性传声器<sup>[17][18][19][35]</sup>。传声器分别放置于直角坐标系中 x、y、z 的正负半轴, 并且各传声器至原点的距离相等。每一个坐标轴上两传声器接收到的声压信号, 通过式 5.2.14 可得该坐标轴方向上的声强分量, 所得结果用  $I_x$ 、 $I_y$ 、 $I_z$  表示, 由此可以计算此时的入射声能方向分布。

$$\text{总声能幅值: } I = \sqrt{I_x^2 + I_y^2 + I_z^2} \quad 5.4.1$$

$$\text{与坐标轴夹角: } \theta_i = \arccos(I_i / I) \quad (i \text{ 表示其中一坐标轴}) \quad 5.4.2$$

以上实验装置均只用一对传声器, 通过专用支架分别测量三个方向的声强分量。这种做法测试效率不高, 且容易形成误差<sup>[36]</sup>。而测量三维声强矢量最简单的方法是采用四只不在同一平面上的全指向性传声器。如 Oguro<sup>[20]</sup>等, 把四传声器放置于空间正四面体的四个顶点, 以此测量三维声强矢量。

为使测量更为方便, 本文在以上基础上, 使传声器位置推广到不在同一平面上的任意四点, 前提是各传声器间距必须远小于测试频率波长。传声器位置如图 5.5 所示, 其中为简化计算, 令传声器 1 处为坐标轴原点, 传声器 2 在 x 轴正半轴上, 传声器 4 位于 xy 平面内, 测试前准确测量各传声器间的距离, 以  $d_{12}$ 、 $d_{13}$ 、 $d_{14}$ 、 $d_{23}$ 、 $d_{24}$ 、 $d_{34}$  表示, 下标中数字代表传声器编号。在图 5.5 所示的空间直角坐标系中, 由以上间距得到各传声器坐标:

传声器 1: (0, 0, 0)

传声器 2: ( $d_{12}$ , 0, 0)

传声器 3: (L, J, P)

传声器 4: (M、N、0)

$$\text{其 中 } L = \frac{d_{12}^2 + d_{13}^2 - d_{23}^2}{2d_{12}}, \quad M = \frac{d_{12}^2 + d_{14}^2 - d_{24}^2}{2d_{12}}, \quad N = \sqrt{d_{14}^2 - M^2},$$

$$K = \frac{d_{13}^2 + d_{14}^2 - d_{34}^2}{2d_{14}}, \quad J = \frac{K}{d_{14}}(N + \frac{M^2}{N}) - \frac{M}{N}L, \quad P = \sqrt{d_{13}^2 - L^2 - J^2}$$

在传声器间距远小于测试频率波长的条件下, 时间间隔 T 内, 传声器 1、3 中点处的声压可近似表示为  $\frac{P_1(t) + p_3(t)}{2}$ , 传声器 2、4 中点处的声压为

$\frac{P_2(t) + p_4(t)}{2}$ 。通过式 5.2.14 及各传声器间距离可得 0 点处声强分量  $I_1$ , 其方向

如图 5.5 所示, 由传声器 1、3 中点 d 指向传声器 2、4 中点 b, 因此可表示成空间直角坐标系中的矢量形式  $\vec{I}_1 (I_{1x}, I_{1y}, I_{1z})$ 。

$$I_{1x} = I_1 \left( \frac{d_{12} + M - L}{2} \right) / D_1$$

$$I_{1y} = I_1 \left( \frac{N - J}{2} \right) / D_1 \quad 5.4.3$$

$$I_{1z} = -I_1 \left( \frac{P}{2} \right) / D_1$$

$$\text{其中 } D_1 = \sqrt{(d_{12} + M - L)^2 + (N - J)^2 + P^2} / 2 \quad 5.4.4$$

同理可得 0 点处另外两个方向上的声强分量  $\vec{I}_2 (I_{2x}, I_{2y}, I_{2z})$  和  $\vec{I}_3 (I_{3x}, I_{3y}, I_{3z})$ 。

$$I_{2x} = I_2 \left( \frac{L + M - d_{12}}{2} \right) / D_2$$

$$I_{2y} = I_2 \left( \frac{J + N}{2} \right) / D_2 \quad 5.4.5$$

$$I_{2z} = I_2 \left( \frac{P}{2} \right) / D_2$$

$$D_2 = \sqrt{(L + M - d_{12})^2 + (J + N)^2 + P^2} / 2 \quad 5.4.6$$

$$I_{3x} = I_3 \left( \frac{L + d_{12} - M}{2} \right) / D_3$$

$$I_{3y} = I_3 \left( \frac{J - N}{2} \right) / D_3 \quad 5.4.7$$

$$I_{3z} = I_3 \left( \frac{P}{2} \right) / D_3$$

$$D_3 = \sqrt{(L + d_{12} - M)^2 + (J - N)^2 + P^2} / 2 \quad 5.4.8$$

总声强分量  $\bar{I}$  ( $I_x$ 、 $I_y$ 、 $I_z$ ) 与  $\bar{I}_1$ 、 $\bar{I}_2$ 、 $\bar{I}_3$  存在以下关系:

$$\bar{I}_1 \cdot (\bar{I} - \bar{I}_1) = 0$$

$$\bar{I}_2 \cdot (\bar{I} - \bar{I}_2) = 0 \quad 5.4.9$$

$$\bar{I}_3 \cdot (\bar{I} - \bar{I}_3) = 0$$

整理后得到:

$$\begin{pmatrix} I_{1x} & I_{1y} & I_{1z} \\ I_{2x} & I_{2y} & I_{2z} \\ I_{3x} & I_{3y} & I_{3z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_x \\ I_y \\ I_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{1x}^2 + I_{1y}^2 + I_{1z}^2 \\ I_{2x}^2 + I_{2y}^2 + I_{2z}^2 \\ I_{3x}^2 + I_{3y}^2 + I_{3z}^2 \end{pmatrix} \quad 5.4.10$$

由矩阵求出总声强矢量  $\bar{I}$  ( $I_x$ 、 $I_y$ 、 $I_z$ )，通过 5.4.1、5.4.2 可得到幅度以及入射方向。把测到的脉冲响应分成多个时间窗，各对应的时间窗均由以上方法得到声能幅值及其入射方向，并由此计算房间内早期反射声能方向分布。而根据反射声能方向分布，侧向反射系数 LF 等客观参量也能方便得到。

利用以上原理，建立了早期反射声方向分布声强法测试系统，以下两图为该系统的计算流程和程序前面板。

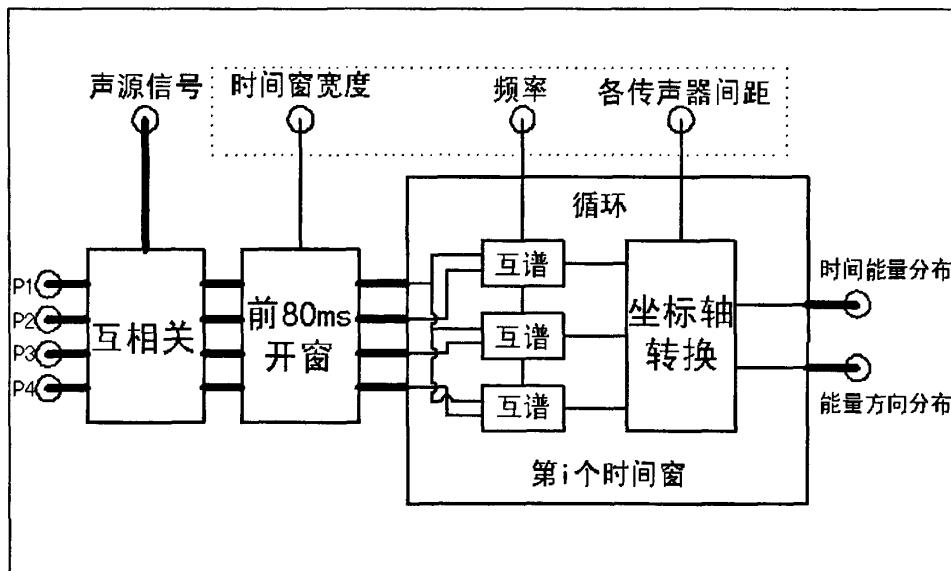


图 5.6 早期反射声方向分布声强法测试系统计算流程

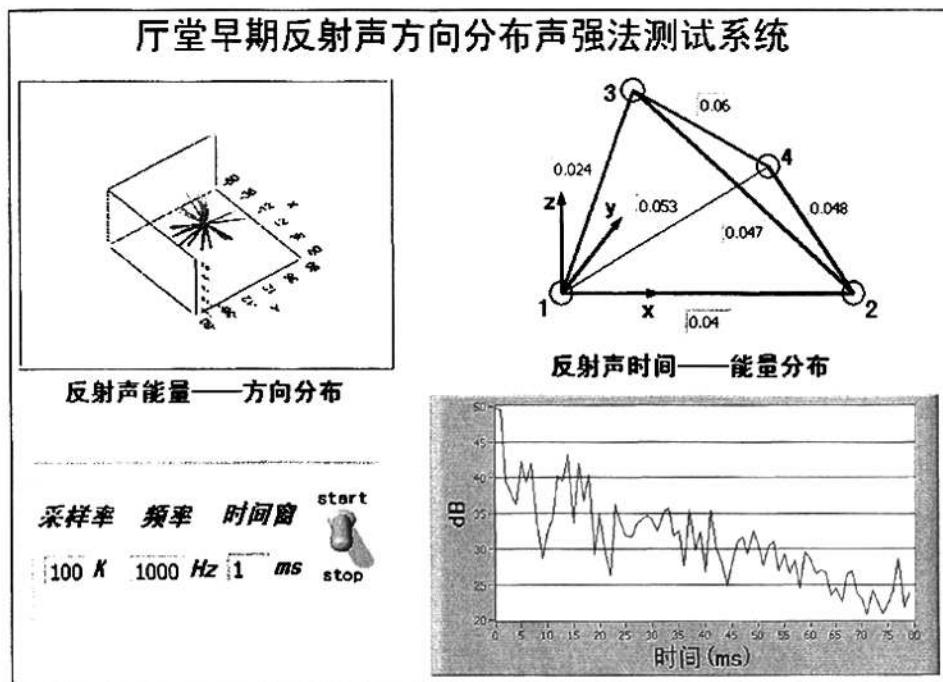


图 5.7 早期反射声方向分布时差法测试系统前面板

## 5.5 消声室验证及普通房间测量

本节运用以上测试系统，首先在消声室中测量单入射的方向，验证测试理论的可靠性，其后在一普通房间测量早期反射声能方向分布。

### 5.5.1 消声室验证

在消声室中测量单个入射声的方向，其中实际值通过距离测量得到，各坐标轴方向由传声器位置决定，结果较为一致，如下表：

表 5.1 消声室入射声方向测量结果

与坐标轴夹角	X	y	Z
实际值	24.0°	14.9°	31.0°
测量值	24.8°	16.3°	32.3°

由消声室测量结果可以看到，上节提出的测量方法能准确地测出入射声方向。

## 5.5.2 普通房间早期反射声能方向分布测量

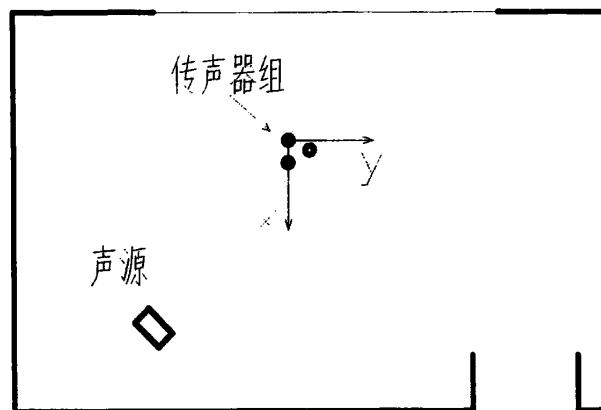


图 5.8 测试房间、声源及传声器位置示意图

## (1)、侧向反射系数 LF 测量：

表 2 侧向反射系数 LF 测量结果

测量频率	250Hz	1000Hz	4000Hz
LF	0.51	0.24	0.30

## (2)、早期反射声能方向分布测量(前 80ms, 1000Hz)

测量前 80ms 内到达的反射声方向分布, 测量时各传声器间距在 2 至 4 厘米之间, 测试频率为 1000Hz, 每通道采样率 100k, 时间窗大小为 1ms。

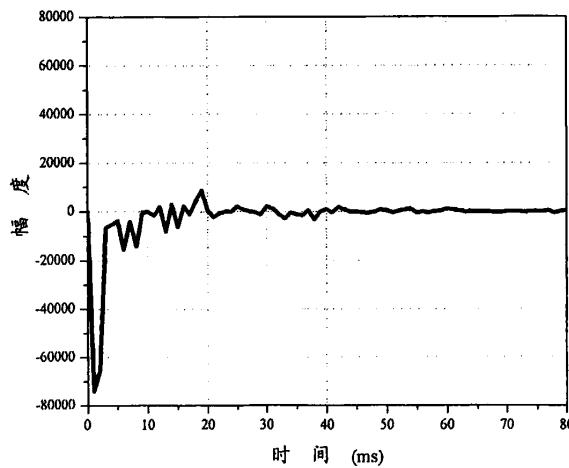


图 5.9a x 轴方向声强分量

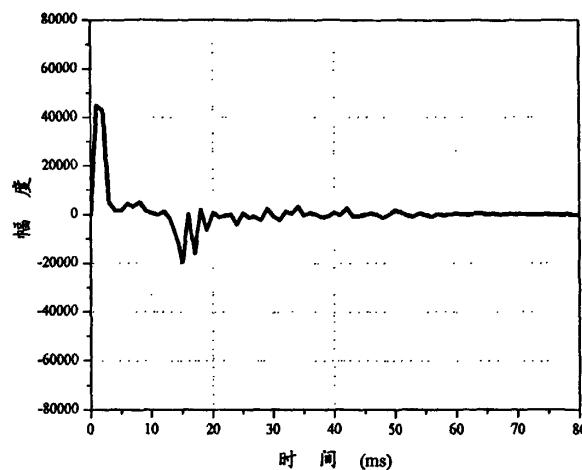


图 5.9b y 轴方向声强分量

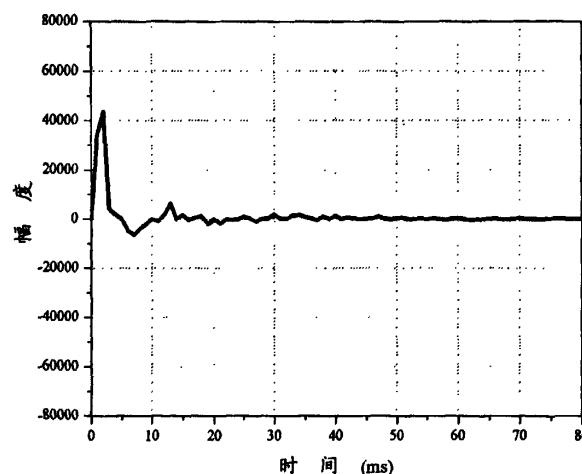


图 5.9c z 轴方向声强分量

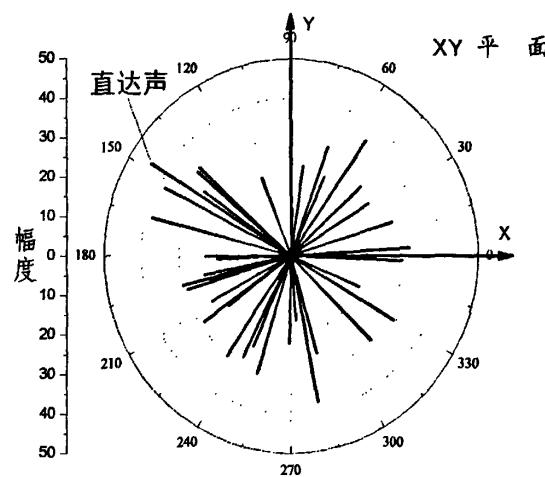


图 5.10a xy 平面早期反射声方向分布

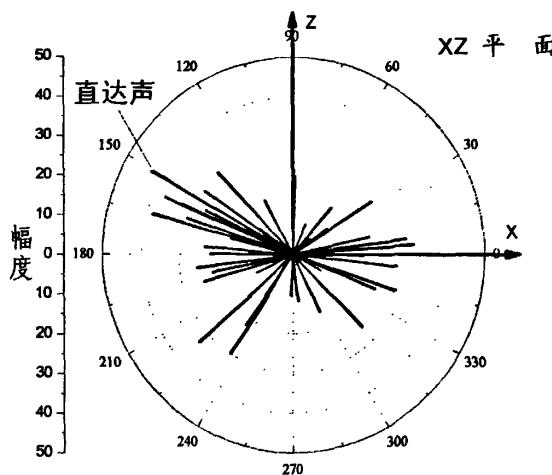


图 5.10b xz 平面早期反射声方向分布

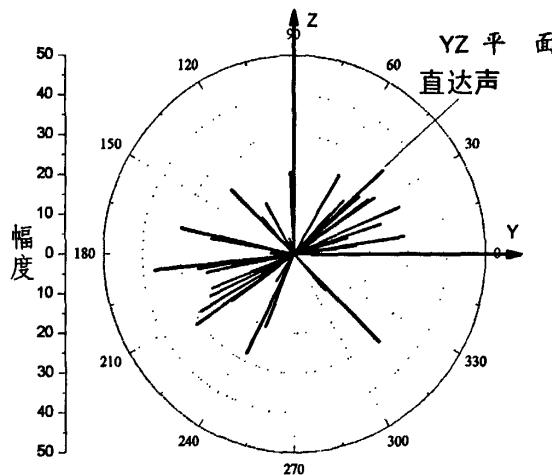


图 5.10c yz 平面早期反射声方向分布

图 5.9 为测到的 x、y、z 三坐标轴方向上的声强矢量。图 5.10 反映了该房间早期反射声能方向分布, 图中所示的直达声方向, 准确地反映了声源与传声器组的位置关系。由于测量时采用的声源具有指向性, 且较强处方向平行于地面, 因此从图 5.10 中可以看到, xy 平面的反射声方向分布较为平均, 而与地面垂直方向入射的反射声较少。测量到的反射声能方向分布与实际情况较为一致。

## 5.6 小结

通过测量房间某一点处不在同一平面上的三个声强分量, 可计算该房间内的早期反射声能方向分布。为了使测量更为简便, 本章提出运用不在同一平面上的四个传声器测量这三个声强分量。

在5.2节中对双传声器互谱法计算声强的理论进行了简单的介绍，其表达式为：

$$I(f) = -\frac{\text{Im}[G_{p1p2}(f)]}{2\pi f \rho d} \quad 5.6.1$$

同时分析了测得的声强矢量与入射声能方向分布之间的关系。结论是在单入射声情况下，互谱声强法结果表示为该入射声能在传声器连线方向上的分量；而在多入射声下得到的是入射总声能在传声器连线上的分量，而不是各入射声能在传声器连线上的分量之和。以上也是本章所提出测量方法的理论基础。

5.3节详细介绍了影响互谱法测量误差的因素。其中有限差分近似误差和传声器相位匹配对测量结果影响最大：

$$\text{有限差分近似误差: } E = 10 \lg I(f) - 10 \lg I'(f) = 10 \lg(\sin \phi / \phi) \quad 5.6.2$$

两传声器相位不匹配产生的误差：

$$E' = 10 \lg I''(f) - 10 \lg I(f) = 10 \lg(\sin(\phi + \phi') / \sin \phi) \quad 5.6.3$$

通过分析，与以上两个误差最关联的测试参量为传声器间距。消声室实验表明互谱法能满足入射声能方向分布的测量要求，而传声器间距取所测波长的十分之一左右比较适宜。

根据以上理论在5.4节中提出运用不在同一平面上的四个传声器测量房间内的早期反射声能方向分布的测试方法。本节给出了由测得的三个声强分量合成总声强矢量的详细推导过程，并在此基础上建立了相应的测试系统。

5.5节中采用以上系统在消声室中测量单入射声方向，测得入射角度与真实值十分接近，因此验证了测量方法的可靠性。最后测量了一普通房间的早期反射声能方向分布，所得结果与实际情况较为一致。因此本章所述方法可用于实际房间中早期反射声能方向分布的测量。

## 第6章 结论与展望

随着厅堂音质研究的深入,客观音质参量由反映室内声场的时间——能量分布关系发展到目前的时间——能量——方向分布关系,这对音质参量的测量技术提出的新的要求。本文即是在这背景下提出了通过双传声器模拟“8”字形指向性的测试方法(以下称为双传声器法),并以此测量反映空间感的客观参量 LF;其后分别运用时差和三维声强原理建立了早期反射声分布测试系统(以下称为时差法和三维声强法),用于实际房间的测量。本论文的研究工作得到下列几点结论:(1)、本论文提出的测量方法需满足一定的前提条件,即入射声为平面波,因此只适合远场下的测量。而在各方法的理论推导中,双传声器法和声强法分别采用了近似,并且近似的条件都为传声器间距远小于所测频率的波长。

(2)、采用这三种方法进行测量时,传声器间距的选择对所得结果的准确性和可靠性有非常重要的影响。对于双传声器法,传声器距离越小,则所得的指向性越接近理想“8”字形指向性;在三维声强法中,缩小传声器间距也可减小声强计算中的有限差分近似误差。然而在实际测量中受客观条件所限,传声器间距越小越容易形成测量误差,并且对相位匹配的要求也更高。但对于时差法而言情况则相反,如测试中采样率保持不变,则理论上传声器间距越大所得结果越精确,但在实际房间的测量中,增加传声器间距会减小两测点处声压的相关性,从而降低了测量结果的可靠性。因此采用以上方法进行测量时,应根据所测频率范围和测试系统的条件选择合适的传声器间距。

(3)、运用本文提出的测量方法在实际测量中发现,在消声室实验中(即单入射声情况下),所得结果与实际值误差很小,并以此验证了各测量理论的可靠性。但在实际房间测量时,不同方向的反射声可能同时到达各接收点,因此所得结果的意义与理想情况有所偏差。双传声器法测量 LF 时,理想情况下应对各入射声能分别计权后相加,而计算结果却表示为接收点处的总声能计权值,值得注意的是采用“8”字形指向性传声器测量 LF 也存在以上问题。运用时差法和三维声强法测量实际房间时,所得结果并非是反射声方向分布,而是反射声能方向分布。因此本文所提出的各测量方法只适用于厅堂中早期反射声信息的测量,此时反射声数量较少,所得结果也更有意义。而造成以上偏差的主要原因为测量中获得的声场信息不足以区分每个反射声在时域上的确切位置,而要获得足够的信息必须使用大量的传声器,从而降低了现场测量的可行性,所以如何从有限的信息中区分各

反射声已成为影响测量精度的主要因素。

最后对本文研究方向的今后发展进行展望，归纳如下：

(1)、本文提出了双传声器模拟“8”字形指向性的测量方法，并能用于侧向反射因子LF的测量。然而LF只是众多反映空间感的客观音质参量之一，其它参量如，前后声能比FBR、左右声能比LRR等同样能够反映入射声方向对厅堂音质的影响。然而根据这些参量的定义，前后(左右)方的入射声能需要分开计权，理想情况下应该使用“8”字形指向性的一边进行测量。由于现实中不存在现成的半边“8”字形指向性传声器，因此多数情况下人们采用心形指向性传声器测量FBR和LRR，所得结果误差较大；也有人使用传声器阵列，通过信号综合来得到半边“8”字形指向性，但这种方法对测量设备要求较高，也不便于实际厅堂的测量。因此寻找一种类似双传声器法的有效、简便手段用于FBR和LRR等客观参量的测量，对于室内声学的研究和测量具有十分重要的现实意义。

(2)、本文提出了基于声强法和时差法的厅堂早期反射声方向分布测量方法。这些方法虽然在消声中得到很好的验证，但由于其在处理多反射声同时到达时的缺陷，使本文所提出方法的适用范围仅针对厅堂内的早期反射声，此时反射声密度相对稀疏，所得结果也较为可靠。然而有关研究表明来自中后期的反射声同样对空间感有影响<sup>[38][39]</sup>，比如Bradley<sup>[40]</sup>提出了后期侧向声级GLL，并认为GLL最能反映LEV。在此背景下如何有效地测量厅堂内中后期反射声的方向分布也将成为一项重要的研究任务。

## 致谢

随着论文的完成，近三年的研究生学习阶段也即将结束，到答辩那天差不多刚好八百八十八天。如果把整个过程比作种田的话，既有播种锄地时的憧憬，也有天灾虫害的烦恼，施肥除草的辛劳，当然还有田间打滚的乐趣和秋后丰收的喜悦，能够取得这点成绩，借用徐根宝的一句话“谢天谢地谢人”。

在此我要首先感谢导师蒋国荣先生。每当论文研究遇到阻碍时先生能与我耐心讨论，其严谨的科学作风、渊博的知识储备使我受益非浅；而在平时接触中，先生宽广的见识、幽默的谈吐也给我留下了深刻的印象。先生授予的学识和道理弟子将终身难忘。

感谢盛胜我教授，您上的两门基础课程为我论文研究打下了坚实的基础。感谢赵跃英、莫方朔两位老师在论文选题和研究过程中给予的帮助和指导，也感谢朱芳英和钱慧敏两位老师近三年来给予的关照和支持。

感谢两位师兄阳杰和顾春，从入学伊始就深受你们的关心和照顾。感谢两位同窗张晓岚和芮元勋对论文研究提供的帮助。

最后我要感谢父母，是你们在每天早上为我准备糕点，晚上准备饭菜，我吃在嘴里记在心中。

朱承宏  
2006年2月于电脑前

## 参考文献

- [1] Marshall A H, A note on the importance of room cross section in concert hall. *J A Soc Am*, 1967, Vol.5:100~112
- [2] Barron M, They subjective effects of the first reflection in concert halls-the need for lateral reflections. *Journal of Sound and Vib*, 1971, Vol 15:475~494
- [3] Marshall A H, Acoustical design and evaluation of Christ church Town Hall, New Zealand. *J A Soc Am*, 1979, Vol.65:951
- [4] Schroeder M R, New method of measuring reverberation time. *J A Soc Am*, 1965, Vol 37(4): 409~412
- [5] Beranek, 音乐厅和歌剧院.同济大学出版社,2002
- [6] Keet W de V, The influence of early lateral reflections on the spatial impression. Tokyo: In Proceedings of the 6th international congress on acoustics, 1968: E-2-4
- [7] Jordan, Acoustical design of concert halls and theaters. Applied Science publishers,1980
- [8] ISO-3382, Acoustics-Measurement of the reverberation time of rooms with reference to other acoustical parameters:15
- [9] Kleiner M, A new way of measuring the lateral energy fraction. *Applied Acoustics*, 1989, Vol 27:321~327
- [10] Okano T, Beranek L and Hidaka T, Relations among interaural cross-correlation coefficient (IACCE), lateral fraction (LFE), and apparent source width (ASW) in concert halls. *J A Soc Am*, 1998, Vol 104(1):255~265
- [11] Morimoto M and Iida K, A new physical measure for psychological evaluation of a sound field: front/back energy ratio as a measure for envelopment. *J A Soc Am*, 1993, Vol 93(4):222~282
- [12] Thiele, Richtungs verteilung und Zeitfolge des Raumeindruckes bei Musik. *Acustica*, 1966, Vol 17:175
- [13] Okubo H, Otani M, Ikezawa R, Komiyama S, and Nakabayashi K, A system for measuring the directional room acoustical parameters. *Applied Acoustic*, 2001, Vol 62:203~215
- [14] Yamasaki and Itow, Measurement of spatial information in sound fields by closely located four point microphone method *J A Soc Jpn(E)*,1989, Vol 10: 101~110
- [15] Sekiguchi K, Kimura S and Hanyu T, Analysis of sound field on spatial information using a four-channel microphone system based on regular tetrahedron peak point method. *Applied Acoustics*, 1992, Vol 37:305~323
- [16] Jacobsen and Roisin, The coherence of reverberant sound fields. *J A Soc Am*, 2000, Vol 108 (1):204~210
- [17] Guy R W and Abdou A, A measurement system and method to investigate the directional characteristics of sound fields in enclosures. *Noise Control Eng J*, 1994, Vol 42:8~18
- [18] Abdou A and Guy R W, Directional accuracy of transient sound employing an intensity probe. *Applied Acoustic*, 1997, Vol 50(1):65~77
- [19] Abdou A and Guy R W, Spatial information of sound fields for room acoustics evaluation and diagnosis. *J A Soc Am*, 1996, Vol 100:3215~3226

- [20] Oguro S, Anzai M, Suzuki H and Ono T, A three-dimensional sound intensity probe. *J A Soc Am*, 1992, Vol 91:2370(A)
- [21] Rent M and Jacobsen F, Phase mismatch errors and related indicators in sound intensity measurement. *Journal of Sound and Vibration*, 1991, Vol 149(2):341-347
- [22] Flanagan, Use of acoustic filtering to control the beam width of steered microphone arrays . *J A Soc Am*, 1985, Vol 78(2): 423
- [23] Nishi, Inoue Development of multi-beam array microphone for multichannel pickup of soundfields. *ACUSTICA*, 1992, Vol 76:163-172
- [24] Gover B N, Microphone array measurement system for analysis of directional and spatial variations of sound fields. *J A Soc Am*, 2002, Vol 112(5):1980~1991
- [25] Gover B N, Development and use of a spherical microphone array for measurement of spatial properties of reverberant sound fields, Ph D thesis, 1984, The University of Waterloo
- [26] Gover B N, Measurements of directional properties of reverberant sound fields in rooms using a spherical microphone array. *J A Soc Am*, 2004, Vol 116(4):2138~2148
- [27] 倪其育, 方元, 吴启学, 孙广荣, 缩尺模型试验中早期侧向反射声测量方法研究. 声学技术, 2001, Vol 20(3):103~106
- [28] Piersol A G, Use of coherence and phase data between two receivers in evaluation of noise environments. *Journal of Sound and Vibration*, 1978, Vol 56:215~228
- [29] Rafaely, Spatial-temporal correlation of a diffuse sound field. *J A Soc Am*, 2000, Vol 107(6): 3254-3258
- [30] Nelisse H and Nicolas J, Characterization of a diffuse field in a reverberant room. *J A Soc Am*, 1997, Vol 101(6):3517~3524
- [31] Fahy F J, Measurement of acoustic intensity using the cross-spectral density of two microphone signals. *J A Soc Am*, 1977, Vol 62:1057~1059
- [32] Chung J Y, Cross-spectral method of measuring acoustic intensity without error caused by instrument phase mismatch. *J A Soc Am*, 1978, Vol 64(6):1613~1616
- [33] Tohyyama M, Suzuki H and Ando Y, The nature and technology of acoustic space. Academic Press, 1995
- [34] J C Pascal and C Carles, Systematic measurement errors with two microphone sound intensity meters. *Journal of Sound and Vibration*, 1982 , vol 83 (1) :53-65
- [35] 刘勋, 相敬林. 声强向量法对声源定向的理论和实验研究. 声学技术, 2001, Vol 20:59~62
- [36] Agren A and Johansson O, Experimental Study of Repeatability Errors in 3D Sound Intensity Measurements in Narrow Frequency Bands. *Applied Acoustics*, 1994, Vol 43:95~111
- [37] Ghan J, Cazzolato B S, and Snyder S D, Expression for the estimation of time-averaged acoustic energy density using the two-microphone method (L). *J A Soc Am*, 2003, Vol 113(5): 2404~2407
- [38] Bradely J S, Objective measures of listener envelopment. *J A Soc Am*, 1995, vol 98 (5) : 2590
- [39] Furuya H, Fujimoto K, Choi Young Ji and Higa N, Arrival direction of late sound and listener envelopment. *Applied Acoustic*, 2001, Vol 62:125~136
- [40] Evjen ,Bradley and Norcross, The effect of late reflections from above and behind on listener envelopment. *Applied Acoustic*, 2001, Vol 62: 137~153

## 个人简历 在读期间发表的学术论文与研究成果

### 个人简历：

朱承宏，男，1981年7月生。

2003年7月毕业于同济大学应用物理学专业获学士学位。

2003年9月入同济大学攻读室内声学硕士学位。

### 已发表论文：

- [1] 朱承宏，蒋国荣. 用双传声器模拟“8”字型指向性的一种方法. 电声技术, 2005,  
Vol. 246:20-22

### 待发表论文：

- [1] 朱承宏，蒋国荣. 房间内早期反射声方向分布的声强法测量. 声学技术