

失谐驻波管及其极高纯净驻波场性质的研究*

闵琦^{1)2)†} 刘克¹⁾

1) (中国科学院声学研究所噪声与振动重点实验室, 北京 100190)

2) (红河学院, 蒙自 661100)

(2010年1月12日收到; 2010年5月16日收到修改稿)

由直径不同的两级直圆管连接而成的两级突变截面驻波管具有失谐性, 即高阶共振频率不是一阶共振频率的整数倍. 两级突变截面驻波管的失谐性质能够很好地抑制一阶共振频率激励下的大振幅非线性驻波畸变产生的高次谐波, 从而获得大振幅纯净驻波场. 通过对两级突变截面驻波管失谐性质的研究, 采用大功率扬声器正接等措施, 利用两级突变截面驻波管的失谐性质在一阶共振频率激励下获得了 184 dB 的极高纯净驻波场, 并对二至五阶共振频率激励下的声场进行了相应的实验研究. 在二阶、四阶共振频率激励下分别获得了 180 和 166 dB 波形比较规整的大振幅非线性驻波, 并在三阶、五阶共振频率激励下观察到了谐波饱和现象和锯齿波.

关键词: 失谐驻波管, 大振幅驻波, 畸变, 饱和

PACS: 43.10.Ln, 43.25.Cb, 43.25.Gf

1. 引言

大振幅非畸变纯净驻波场可用于传声器的校准、化学反应过程的控制等^[1,2], 尤其是近年来, 为提高热声机的功率和效率, 大振幅非畸变纯净驻波场的研究和获取更受到人们的关注^[3-9]. 然而, 大振幅驻波由于非线性效应会产生高次谐波, 能量由基波向高次谐波转移, 从而使波形发生畸变. 当大振幅驻波场声压级提高到一定程度时, 高次谐波将趋于饱和, 最终导致激波的出现. 激波的出现极大地消耗了大振幅驻波场的能量, 致使大振幅驻波场声压级将无法再进一步得到提高^[1,10].

围绕着大振幅驻波场高次谐波的抑制和大振幅纯净驻波场的获取到目前为止主要有三种方法: 一是主动控制法, 即在驻波管内针对大振幅驻波场的高次谐波尤其是二次谐波人为地引入次级声场, 当次级声场的幅值和相位与大振幅驻波场的高次谐波幅值和相位满足一定关系时, 高次谐波将被部分甚至完全地抑制^[11,12]; 二是人为地将色散效应引入驻波管, 如在驻波管两侧安装亥姆霍兹共振器, 使得驻波管具有失谐性, 即高阶共振频率不是一阶共振频率的整数倍, 基波能在驻波管内共振而高次

谐波却不能, 从而有效地抑制高次谐波能量的聚集和增加^[13,14]; 三是采用非等截面驻波管, 不同于等截面驻波管, 非等截面驻波管本身就具有失谐性, 可利用其自身的失谐性质来有效地抑制高次谐波, 这样的驻波管称之为失谐驻波管. 截面连续变化失谐驻波管通过沿轴向做整体振动以获取大振幅纯净驻波场的技术被称为共振强声合成^[1,15-18].

两级突变截面驻波管属于失谐驻波管, 本身具有很好的失谐性. 以扬声器为驱动声源的两级突变截面驻波管曾经有过相关的研究, 但获得的纯净驻波场声压级均未超过 174 dB, 并且对其声学性质尤其是管内大振幅驻波场谐波饱和特性的研究仍未见详细的报道^[2]. 为此, 我们曾采用大功率扬声器侧接以模拟活塞声源的办法在一阶共振频率下获得了 180 dB 的纯净驻波场, 并对一至三阶共振频率激励下的谐波饱和情况进行了相应的实验研究^[19]. 与此不同, 本文采用大功率扬声器正接的方法, 利用两级突变截面驻波管的失谐性质在一阶共振频率激励下获得了 184 dB 的大振幅非畸变极高纯净驻波场. 在此基础上, 对一阶共振频率激励下的波形畸变和谐波饱和情况进行了实验研究, 直到声压级达到 184 dB 时仍未观察到谐波饱和现象. 在随后的对二至五阶共振频率激励下的声场进行的相

* 国家自然科学基金(批准号:10574135)和中国科学院三期知识创新工程重要方向(批准号:KJCX2-YW-W02)资助的课题.

† E-mail: minq7@163.com

应实验研究中,观察到了在极高声压情形下的一些实验规律. 在二阶、四阶共振频率激励下最高声压级分别达到 180 和 166 dB 时,波形有一定畸变,但谐波仍未出现饱和迹象;而在三阶、五阶共振频率激励下,当声压级分别达到 166 和 154 dB 时,观察到了谐波饱和现象和波形畸变成为锯齿波.

2. 相关理论

两级突变截面驻波管由直径不同的两段直圆管粗管 A, 细管 B 连接而成, 连接处管径从粗管直接过渡到细管; 除连接端外, 粗管 A 另一端安放声源, 细管 B 另一端则刚性封闭. 具体情况如图 1 所示. 管 A, 管 B 的长度、直径和截面积分别为 l_A, d_A, s_A 和 l_B, d_B, s_B . 定义管长比 $l = l_A/l_B$, 截面积比 $s = s_A/s_B$ 以及总管长 $L = l_A + l_B$.

管内是空气, 在扬声器驱动下, 如果两级突变

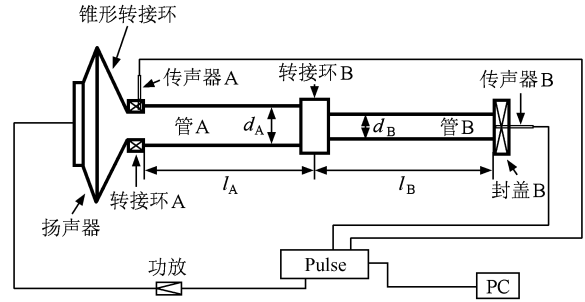


图 1 两级突变截面驻波管实验系统示意图

截面驻波管安放声源和封闭端的声压分别为 p_A, p_B , 可定义驻波管两端面声压级传递函数为^[19]

$$H = 20 \lg \left| \frac{p_B}{p_A} \right| = L_B - L_A, \quad (1)$$

其中 L_A, L_B 分别是两级突变截面驻波管相应端面的声压级.

由传递矩阵法可以得到联系两级突变截面驻波管两端面声压和质点速度的传递矩阵公式^[20]

$$\begin{bmatrix} p_A \\ v_A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} (e^{jkl_A} e^{\alpha_A l_A} + e^{-jkl_A} e^{-\alpha_A l_A}) & \frac{1}{2} \rho c (e^{jkl_A} e^{\alpha_A l_A} - e^{-jkl_A} e^{-\alpha_A l_A}) \\ \frac{1}{2} \frac{1}{\rho c} (e^{jkl_A} e^{\alpha_A l_A} - e^{-jkl_A} e^{-\alpha_A l_A}) & \frac{1}{2} (e^{jkl_A} e^{\alpha_A l_A} + e^{-jkl_A} e^{-\alpha_A l_A}) \end{bmatrix} \\ \times \begin{bmatrix} \frac{1}{2} (e^{jkl_B} e^{\alpha_B l_B} + e^{-jkl_B} e^{-\alpha_B l_B}) & \frac{1}{2} \rho c (e^{jkl_B} e^{\alpha_B l_B} - e^{-jkl_B} e^{-\alpha_B l_B}) \\ \frac{1}{2} \frac{1}{\rho c} \frac{1}{s} (e^{jkl_B} e^{\alpha_B l_B} - e^{-jkl_B} e^{-\alpha_B l_B}) & \frac{1}{2} \frac{1}{s} (e^{jkl_B} e^{\alpha_B l_B} + e^{-jkl_B} e^{-\alpha_B l_B}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_B \\ v_B \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中 k 为波数, v_A, v_B 为两端面的质点速度, 这里 $v_B = 0$; $\alpha_A = 6.36 \times 10^{-4} \sqrt{f}/d_A$, $\alpha_B = 6.36 \times 10^{-4} \sqrt{f}/d_B$, 分别为平面波在管 A, B 内传播的衰减系数, 单位为 mm^{-1} . 与模态分析法相比, 当突变截面驻波管的级数进一步增加时, 传递矩阵法相对简便的优势会逐渐显现出来^[21].

由传递矩阵(2)式可以得到不考虑耗散情况下的两级突变截面驻波管的共振条件为^[2]

$$\tan(kl_A) \tan(kl_B) = s. \quad (3)$$

图 2 根据(3)式绘出了两级突变截面驻波管共振条件图, 横、纵坐标轴分别为 $l_B/\lambda, l_A/\lambda$, λ 为波长. 图中实线是 s 分别取 1 和 9.8 时根据(3)式所绘出的, 其中 9.8 是后面实验系统所用驻波管的截面积比. 图中还做出了通过原点标记为“ $l=1$ ”的虚直线, 其斜率为 1. 当 $l=1$ 时, 不同 s 下的共振就发

生在这一虚直线与相应实线的交点处. 共振阶数由交点离原点的相对距离决定, 离原点最近的为一阶, 之后依次为二阶、三阶等高阶. l 取其他常数时, 不同 s 下的共振由通过原点斜率取 l 的虚直线与相应的实线交点确定. 为显示两级突变截面驻波管的失谐性质, 我们选择了 $l=1, s=9.8$ 的情形. 此时满足一至三阶共振条件的交点 P_1, P_2 和 P_3 分别在图上进行了标记, 对应的横、纵坐标的数值分别标注在相应括号内. 从括号内的数值可以看出 P_1, P_2 和 P_3 对应的横坐标不成整数倍, 而横坐标 $x_n = l_B/\lambda_n = (l_B/c)f_n, n=1, 2, 3, \dots$ 为共振阶数, λ_n, f_n 分别为 n 阶共振时的波长和频率, c 为声速, 由此可以清楚地看出这一情形下两级突变截面驻波管的失谐性质. 其他情形下的失谐性质可以通过类似的讨论得到说明.

由图 2 还可看出, 可以根据实线曲率的正负将

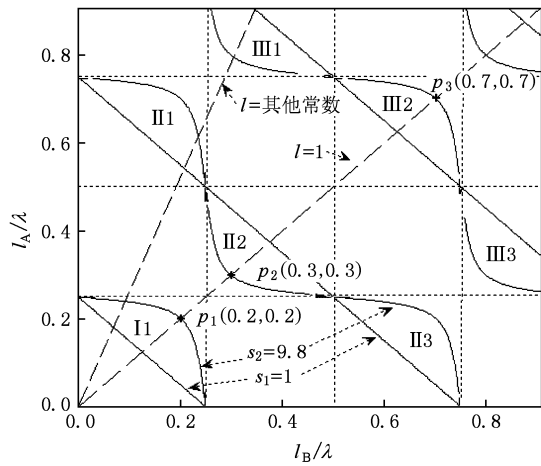


图2 两级突变截面驻波管共振条件图

图2中实线所在区域划分为两类区域,即曲率为正的区域,如一阶共振区域I1,二阶共振区域II1及II3等,以及曲率为负的区域,如二阶共振区域II2,三阶共振区域III1和III3等.当 $s=1$ 时,两类区域内的共振满足总管长 $L=(2n-1)\lambda/4$;而对于 $s\neq 1$,两类区域有所不同,曲率为正的区域共振时 $L>(2n-1)\lambda/4$,并且 s 越大, L 越大于 $(2n-1)\lambda/4$,曲率为负的区域情况恰恰相反.

3. 实验系统

实验系统如图1所示,主要由三部分组成,即失谐驻波管部分,信号驱动部分,信号采集处理部分.这里的失谐驻波管部分和信号采集处理部分与文献[19]中的实验系统基本一致,不同之处来自于信号驱动部分中的扬声器及其连接方式.

失谐驻波管部分:即突变截面驻波管,不锈钢

材质的粗管A,细管B通过不锈钢转接环B相连接,左端面与不锈钢转接环A连接,右端面由不锈钢封盖B密封,转接环和封盖壁厚均超过10 mm.管A,B的长度、内径及壁厚分别是1217,25和10 mm以及981,8和7 mm; l 为1.24, s 为9.8.

信号驱动部分:扬声器通过铝合金材质的刚性锥形转接环与驻波管左端的转接环A正接;扬声器采用大功率 McCauley2010,其最大输出功率为350 W,频率范围为0.04—2.5 kHz,口径和线圈电阻分别为10 in(1 in=25.4 mm)和8 Ω .功放和激励信号源分别采用美国 DSA1850B(CAC)和丹麦 BK Pulse3560C.

信号采集处理部分:左右端面处的传声器A和B分别安放于转接环A侧壁和封盖B中央直径为7 mm的小孔内;声压级低于169 dB时,左、右端面处的传声器A,B均采用BK4944驻极体式传声器,当右端面声压级超过169 dB时,右端面处的传声器更换为BK4941电容式传声器.测试前,采用BK4228型活塞式校准仪对传声器进行校准,采集到的声压信号由BK Pulse3560C进行实时处理.

与文献[19]一样,实验在室温和大气压下进行,PC机通过网络接口与实验系统相连接并对实验全程进行实时监控.

4. 实验结果

4.1. 声压级传递函数

图3(a),(b)分别给出了仅由管A构成的等截面驻波管以及由管A,B组成的突变截面驻波管的

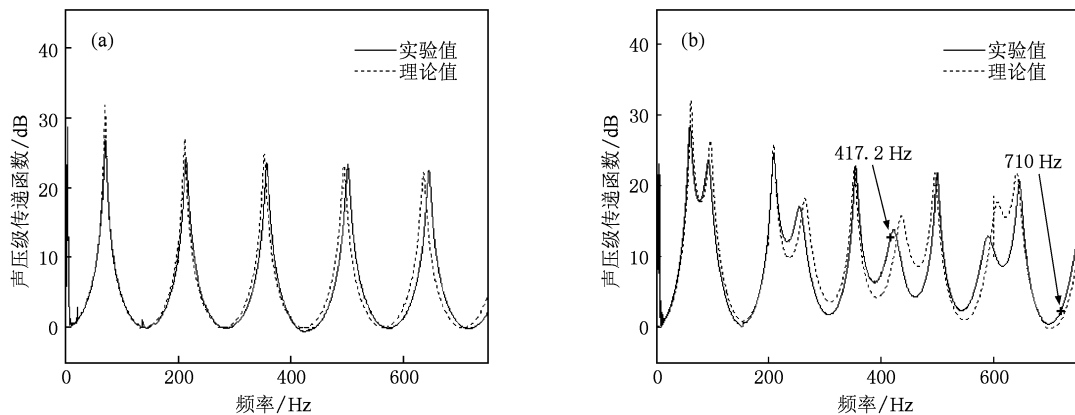


图3 驻波管声压级传递函数图 (a)管A等截面驻波管声压级传递函数,(b)两级突变截面驻波管声压级传递函数

声压级传递函数在频域上的分布,其中理论值由传递矩阵公式(2)数值计算得到,实验值采用稳态白噪声信号激励实验测量得到,传递函数峰值处即是共振频率所在的位置. 由图3可以看出,仅由管A构成的等截面驻波管共振频率均匀分布在频域上,实验值和理论值符合得很好,而由管A,B组成的突变截面驻波管共振频率在频域上的分布并不均匀,由此可以看出两级突变截面驻波管的失谐性质.

对于突变截面驻波管,1,3,5等奇数阶共振频率实验值和理论值符合得很好,差异主要出现在2,4,6等偶数阶共振频率上,实验值小于理论值,并且阶数越高两者差距越大. 与管A等截面驻波管相比,两级突变截面驻波管传递函数理论值和实验值在偶数阶共振频率处差别较大的原因是因为管B的引入造成的,管B的直径仅为8 mm,管壁边界层对声场产生了一定的影响. 图3(b)还分别标出了三阶、五阶共振频率的倍频417.2和710 Hz的位置,在后面的讨论中将会看到它们位置的特殊性与三阶、五阶共振频率下的波形畸变有着很大的关系.

4.2. 一阶共振频率下的极高纯净驻波场及其谐波特性

图4给出了在一阶共振频率激励下管A等截面驻波管和两级突变截面驻波管右端面声压级各自随驱动电压的增加情况,其中管A等截面驻波管一阶共振频率为71 Hz,而两级突变截面驻波管一阶共振频率为60.1 Hz. 对比图中两条曲线后可以发现,两种驻波管的声压级各自随驱动电压增加的幅度基本相同,但在相同的驱动电压下,两级突变截面驻波管右端面声压级均比管A等截面驻波管

右端面声压级高出4 dB以上.

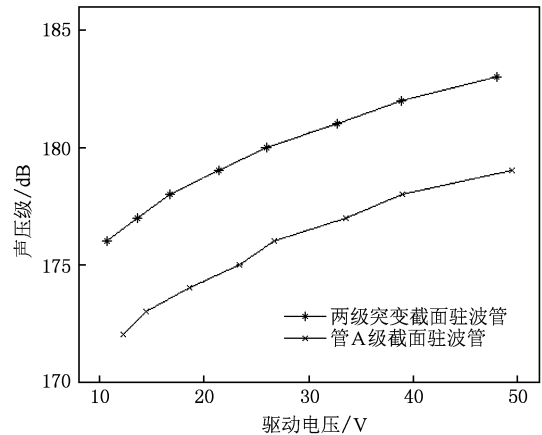


图4 管A等截面驻波管与突变截面驻波管右端面声压级随驱动电压的增加情况

图5(a),(b)分别给出了一阶共振频率71 Hz激励下管A等截面驻波管右端面高次谐波随基波的增长情况以及179 dB时的时域波形. 由图5(a)可以看出,随着基波声压级的提高,二次谐波增长较慢,而三次谐波增长明显,这是由于三次谐波频率与二阶共振频率相等. 起初基波声压级为172 dB时,二次、三次谐波声压级分别为133和128 dB,与基波相比分别相差39和44 dB. 当基波声压级提高到179 dB时,三次谐波高过了二次谐波,二次谐波声压级增加到142 dB,与基波相差37 dB,而三次谐波增加到151 dB,与基波的差距由起初的44 dB减小到28 dB. 此时,二次、三次谐波能量分别是基波能量的0.02%和0.16%,波形畸变为5.39%. 由图5(b)时域波形可以看出179 dB时的波形仍是比较规则的正弦波波形.

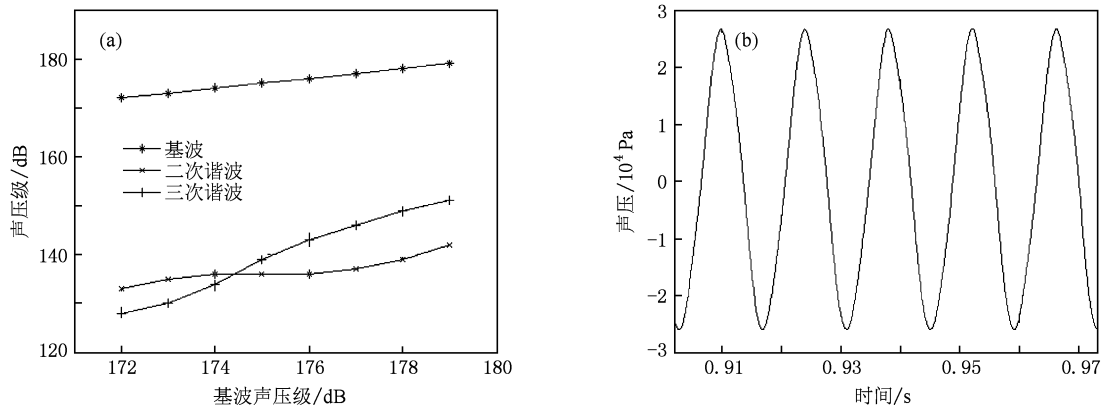


图5 管A等截面驻波管右端面高次谐波随基波的增长情况及179 dB时域波形 (a)高次谐波,(b)179 dB时域波形

图 3(b) 表明一阶共振频率激励下两级突变截面驻波管声压级传递函数数值最大, 而实验在一阶共振频率激励下在两级突变截面驻波管右端面获得了最高 184 dB 的极高声场. 图 6(a), (b) 所示分别为一阶共振频率 60.1 Hz 激励下, 两级突变截面驻波管右端面声压级达到 184 dB 时两端面测得的频谱. 从图 6(a), (b) 可以看出, 左、右端面处的高次谐波声压级依次减小. 此时, 左端面基波声压级为

160 dB, 二次、三次谐波声压级分别为 147 和 142 dB, 与基波相差 13 和 18 dB, 二次和三次谐波能量分别是基波的 5.01% 和 1.58%, 波形畸变达到 34.98%; 对于右端面, 基波声压级虽然已经达到 184 dB, 二次、三次谐波声压级分别为 165 和 152 dB, 与基波相比相差 19 和 32 dB, 二次和三次谐波的能量却只是基波能量的 1.26% 和 0.06%, 波形畸变仅为 13.7%.

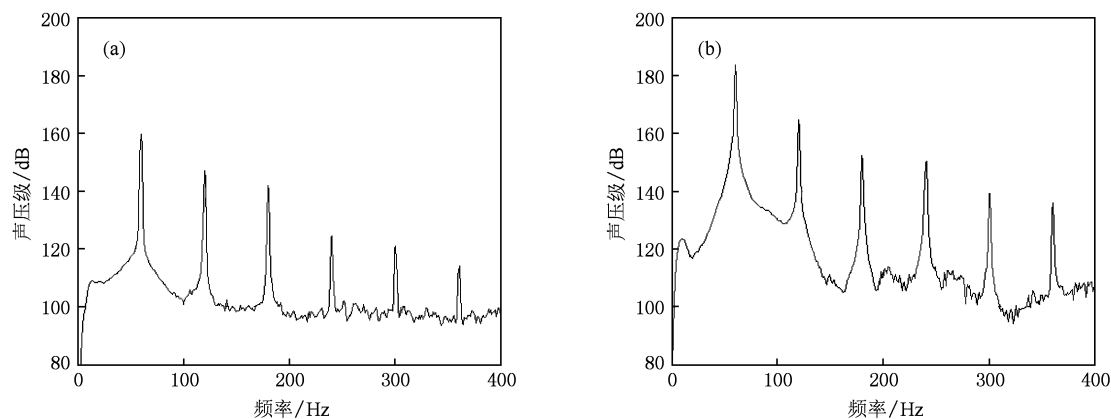


图 6 一阶共振频率下两级突变截面驻波管两端面声波频谱 (a) 左端面 160 dB, (b) 右端面 184 dB

图 7(a), (b) 分别给出了一阶共振频率激励下两级突变截面驻波管右端面声压级达到 184 dB 时两端面测得的时域波形. 从图 7(a), (b) 可以看出, 尽管左端面的声波波形畸变已很厉害, 右端面的声压级已经达到 184 dB 的极高声压级, 但右端面的声波波形仍保持

比较规整的正弦波波形. 此时, 相对于静态气压, 右端面声波波形整体向下平移了 8 kPa, 声压幅值的绝对值最大达到 47.9 kPa, 接近静态标准大气压的二分之一, 由此计算出的质点速度最大峰值为 119.8 m/s, 超过了声速的三分之一, 管内声场已处于极端非线性.

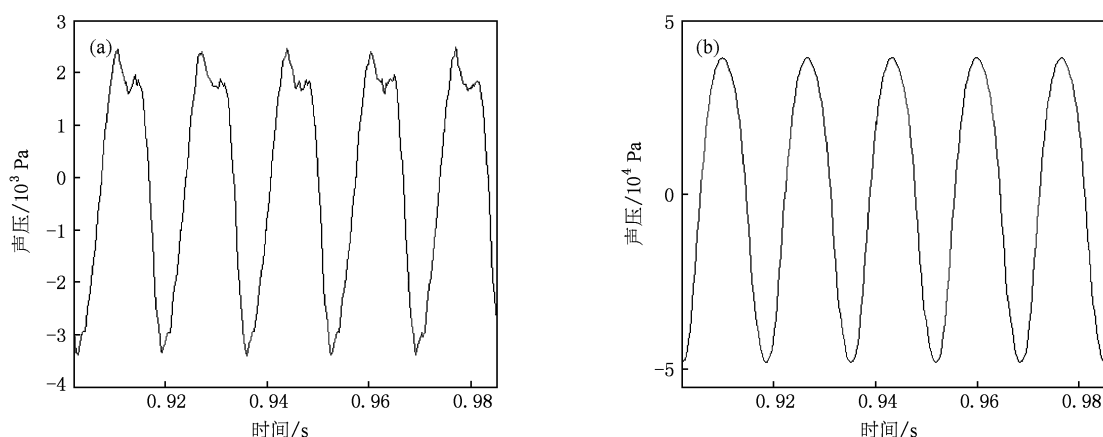


图 7 一阶共振频率下两级突变截面驻波管两端面声波时域波形 (a) 左端面 160 dB, (b) 右端面 184 dB

图 8(a), (b) 分别给出了一阶共振频率 60.1 Hz 激励下两级突变截面驻波管右端面谐波和两端面基波增长情况. 由图 8(a) 可以看出, 与管 A 等截面驻波管一样, 随着基波声压级的增加, 右端面二次、三次

谐波的声压级也随之增加, 但与管 A 等截面驻波管不同的是, 二次谐波的增长几乎与基波平行, 三次谐波开始增长较快, 但随后变缓. 直到基波达到 184 dB 时, 二次、三次谐波都没有表现出饱和迹象. 图 8(b)

显示,两端面基波声压级同步增加,两端面基波声压级在最初的 176 dB 时相差最大,为 31 dB,随着右端面基波声压级的增加,差距逐渐减小,到 184 dB 时差

距减小到 24 dB. 为做对比,图 8(b) 还标示出了由图 3(b) 所示一阶共振频率下声压级传递函数理论值和实验值分别估计出的左端面声压级.

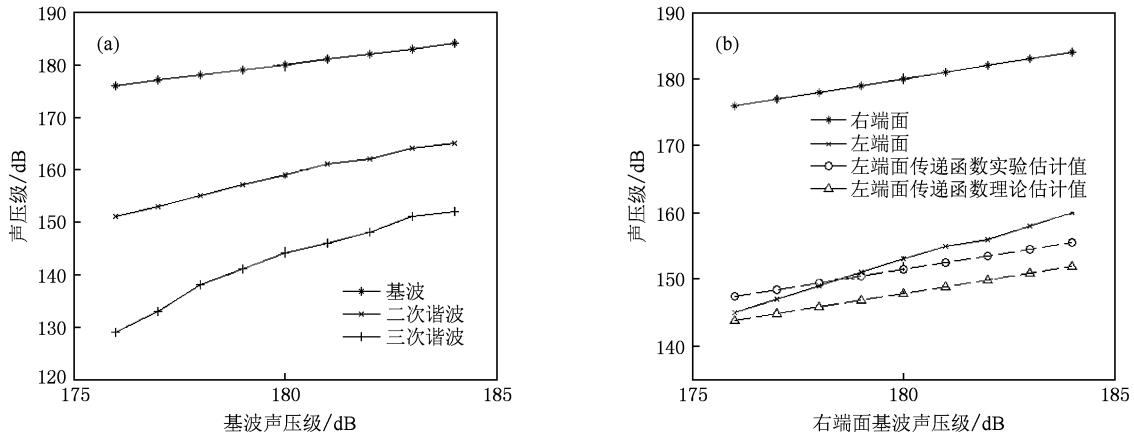


图8 一阶共振频率60.1 Hz 激励下两级突变截面驻波管右端面谐波和两端面基波增长情况 (a)一阶共振频率下两级突变截面驻波管右端面谐波, (b)一阶共振频率下两级突变截面驻波管两端面基波

4.3. 高阶共振频率下的驻波场及其谐波特性

图9 分别给出了二至五阶共振频率激励下的高

次谐波增长情况,其中,二至五阶共振频率如图3 (b)所示,依次为92.3,208.6,254.6 和 355 Hz. 由图9 可以看出,随着基波声压级的提高,二至五阶

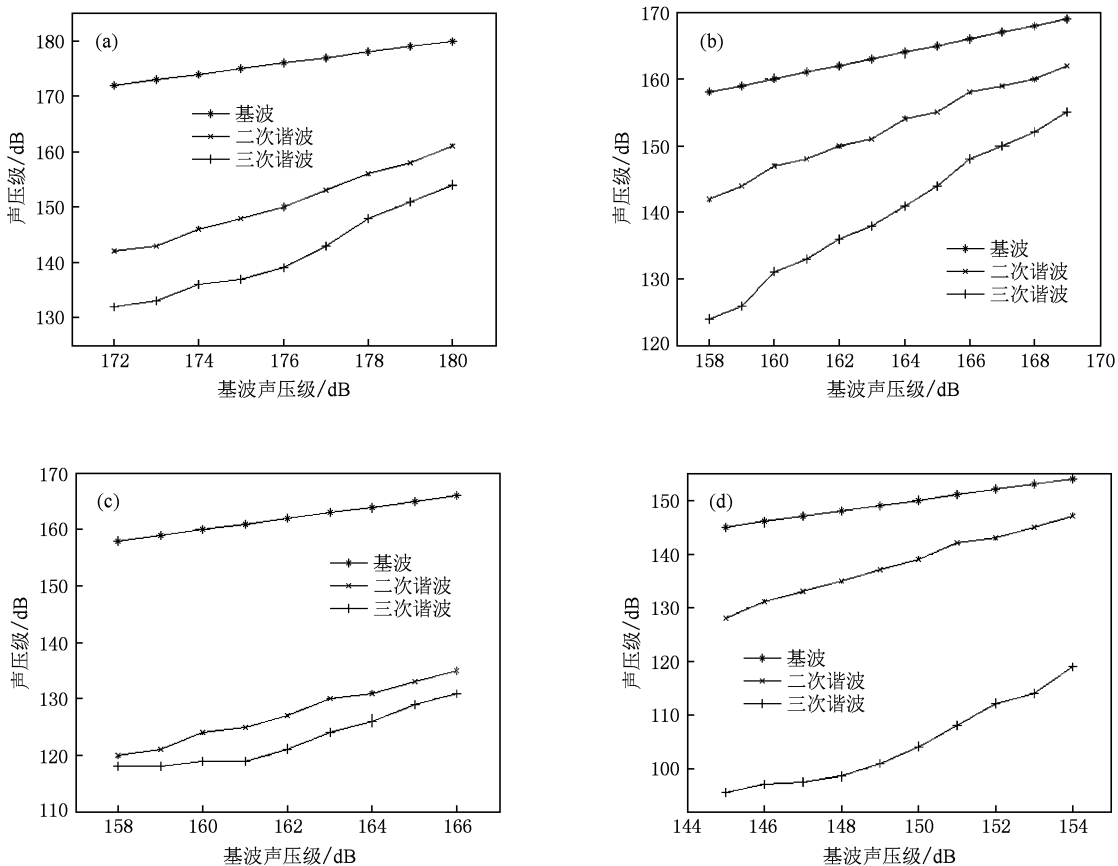


图9 高阶共振频率下两级突变截面驻波管右端面谐波 (a)二阶, (b)三阶, (c)四阶, (d)五阶

共振频率激励下的高次谐波声压级也都随之增加,但增长的情况各不相同. 比较而言,可把高次谐波增长情况分为两类:一是二阶和四阶共振频率激励下高次谐波的增长,高次谐波均未出现饱和现象;二是三阶和五阶共振频率激励下的高次谐波的增长,高次谐波都出现了饱和现象. 对于二阶和四阶共振频率,当声压级分别达到 180 和 166 dB 时,从图 9(a),(c)可以看出,二阶共振频率下的二次、三次谐波声压级分别为 161 和 154 dB,分别是基波能量的 1.26% 和 0.25%;而四阶共振频率下的二次、三次谐波分别为 135 和 131 dB,分别是基波能量的 0.08% 和 0.03%.

就三阶和五阶共振频率而言,由图 9(b),(d)可以看出,当基波声压级增加时,高次谐波跟着快速增加. 在三阶共振频率激励下,起初基波声压级为 158 dB 时,二次、三次谐波声压级分别是 142 和 124 dB,分别是基波能量的 2.51% 和 0.04%;而当基波声压级增加到 166 dB 时,二次、三次谐波声压级也随之增加到 158 和 148 dB,其能量与基波能量

相比分别增加到 15.8% 和 1.58%. 对于五阶共振频率,开始基波声压级为 145 dB 时,二次、三次谐波声压级分别为 128 和 95.6 dB,是基波能量的 2.0% 和 0.001%;当基波声压级增加到 154 dB 时,二次、三次谐波声压级分别为 147 和 119 dB,达到基波能量的 20% 和 0.03%.

图 10 给出了二至五阶共振频率激励下声压级分别达到 180,166,166 和 154 dB 时的时域波形. 对于未出现饱和现象的二阶共振频率,从图 10(a)可以看出,二阶共振频率下的时域波形出现了一定的畸变. 与一阶共振频率下 184 dB 时的声场对比后可以发现,两者二次谐波能量均为基波能量的 11.2%,但三次谐波能量在一阶共振频率下为基波能量的 0.06%,而在二阶共振频率下增加到 0.25%,由于这一差异,波形畸变从一阶共振频率时的 13.7% 增加到了现在的 16.2%. 由时域波形图 7(b)和 10(a)对比可以直观地看出波形畸变程度的不同. 对于同样未出现饱和现象的四阶共振频率,从图 10(c)可以看出,时域波形仍是比较规整的正

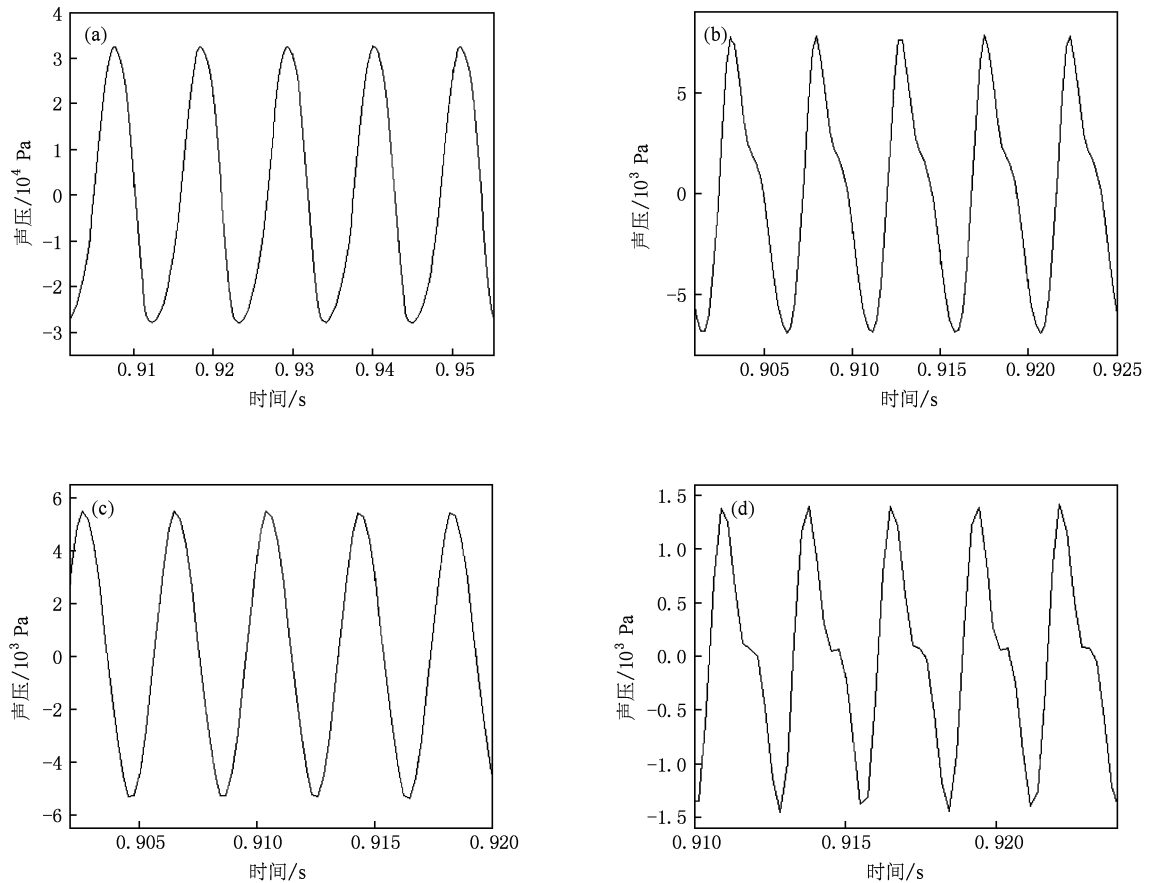


图 10 高阶共振频率下两级突变截面驻波管右端面声波时域波形 (a) 二阶 180 dB, (b) 三阶 166 dB, (c) 四阶 166 dB, (d) 五阶 154 dB

弦波波形,畸变仅为 4.6%.

对于出现饱和现象的三阶和五阶共振频率,当基波声压级分别达到 166,154 dB 时,波形畸变已经分别达到 52.4% 和 46.5%. 从图 10(b),(d) 可以清楚地看出,此时时域波形畸变成了类似于单级驻波管内的大振幅驻波畸变后得到的锯齿波^[1,22]. 从图 3(b) 标出的三阶、五阶共振频率的倍频即各自二次谐波频率 417.2 和 710 Hz 的位置可以看出,它们分别接近六阶共振频率实验值 422.5 Hz 和声压级传递函数实验值谷值频率 699.6 Hz. 三阶共振频率倍频处的声压级传递函数实验值是 12.7 dB,六阶共振频率处的是 13.8 dB,两者很接近;而五阶共振频率倍频处声压级传递函数实验值是 0.84 dB,谷值处的是 0.39 dB,两者同样也很接近.

5. 结 论

与等截面驻波相比,两级突变截面驻波管具有良好的失谐性,可以获得声压级更高的大振幅纯净驻波场. 利用两级突变截面驻波管的失谐性质,在一阶共振频率激励下可以获得 184 dB 的极高纯净驻波场,并在二阶、四阶共振频率激励下分别可以获得 180 和 166 dB 的大振幅纯净驻波场.

对于两级突变截面驻波管,当三阶、五阶共振频率的倍频即二次谐波频率分别接近六阶共振频率和声压级传递函数的谷值频率时,三阶、五阶共振频率激励下的大振幅驻波同样会出现类似于单级驻波管内大振幅非线性驻波表现出的波形畸变和谐波饱和现象;并在三阶、五阶共振频率激励下,当驻波场声压级分别达到 166 和 154 dB 时观察到了锯齿波.

- [1] Lawrenson C C, Lipkens B, Lucas T S, Perkins D K, van Doren T W 1998 *J. Acoust. Soc. Am.* **104** 623
- [2] Beranek L L 1998 *Acoustical Measurements* (New York: American Institute of Physics) p374
- [3] Back S, Swift G W 1999 *Nature* **399** 335
- [4] Swift G W 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **84** 1145
- [5] Penelet G, Gusev V, Lotton P, Bruneau M 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016625
- [6] Biwa T, Tashiro Y, Mizutani U, Kozuka M, Yazaki T 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066304
- [7] Smith E 1998 *Phys. Rev. E* **58** 2818
- [8] Yazaki T, Iwata A, Maekawa T, Tominaga A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **31** 3128
- [9] Gusev V E, Bailliet H, Lotton P, Job S, Bruneau M 1998 *J. Acoust. Soc. Am.* **103** 3717
- [10] Ma D Y 1996 *Acta Phys. Sin.* **45** 796 (in Chinese) [马大猷 1996 物理学报 **45** 796]
- [11] Huang P T, Brisson J G 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **102** 3256
- [12] Huang X Y, Nguyen N T, Jiao Z J 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **122** 38
- [13] Sugimoto N, Masuda M, Hashiguchi T, Doi T 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 2264
- [14] Sugimoto N, Masuda M, Hashiguchi T 2003 *J. Acoust. Soc. Am.* **114** 1772
- [15] Ilinskii Y A, Lipkens B, Lucas T S, van Doren T W, Zabolotskaya E A 1998 *J. Acoust. Soc. Am.* **104** 2664
- [16] Hamilton M F, Ilinskii Y A, Zabolotskaya E A 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **125** 1310
- [17] Chun Y D, Kim Y H 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 2765
- [18] Li X, Finkbeiner J, Raman G, Daniels C, Steinetz B M 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **116** 2814
- [19] Min Q, Peng F, Yin Y, Liu K 2010 *Acta Acustica* **35** 185 (in Chinese) [闵琦、彭锋、尹桃、刘克 2010 声学学报 **35** 185]
- [20] Munjal M L 1987 *Acoustics of Ducts and Mufflers with Application to Exhaust and Ventilation System Design* (New York: Wiley) p75
- [21] Gibiat V, Barjau A, Castor K, Chazaud E B 2003 *Phys. Rev. E* **67** 066609
- [22] Maa D Y, Liu k 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 2753

Dissonant standing-wave tube and the extremely nonlinear pure standing wave field^{*}

Min Qi^{1)2)†} Liu Ke¹⁾

1) (*Key Laboratory of Noise and Vibration Research, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Honghe University, Mengzi 661100, China*)

(Received 12 January 2010; revised manuscript received 16 May 2010)

Abstract

A standing-wave tube consisting of two tubes with abrupt changing diameters is dissonant, that is, its higher resonance frequencies are not integral multiples of the fundamental one. Using the dissonant property of the said standing-wave tube, the harmonics can be well suppressed and extremely pure nonlinear standing wave can be obtained at the first resonance frequency. Based on the study of the dissonant property of this standing-wave tube and by the straight connection of a high-power loudspeaker, 184 dB extremely pure nonlinear standing-wave field was obtained at the first resonance frequency. Moreover, the nonlinear standing-wave fields were experimentally investigated separately for the second resonance frequency up to the fifth. Relatively regular nonlinear standing-wave field of 180 dB was obtained at the third resonance frequency, and that of 166 dB was obtained at the fourth resonance frequency. The harmonics saturation phenomena and zigzag waveforms were observed at the third and the fifth resonance frequency, respectively.

Keywords: dissonant resonator, large-amplitude standing wave, distortion, saturation

PACS: 43.10.Ln, 43.25.Cb, 43.25.Gf

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10574135) and the Main Direction Program of Knowledge Innovation of Chinese Academy of Sciences (Grant No. KJCX2-YW-W02).

[†] E-mail: minq7@163.com