

条状障碍物对超声非线性声场的影响研究^{*}

李俊伦 刘晓宙[†] 章 东 龚秀芬

(近代声学国家重点实验室, 南京大学声学研究所, 南京 210093)

(2005 年 10 月 30 日收到, 2005 年 12 月 8 日收到修改稿)

基于 Khokhlov-Zabolotkaya-Kuznetsov (KZK) 方程, 在频域建立了求解三维非轴对称声场的方法, 理论及实验研究了声波通过肋骨条状障碍物后的非线性声场分布, 数值计算与实验结果相符。本文还讨论了条状障碍物对空间平均-时间平均声强 (I_{SATA}) 的影响。

关键词: 非轴对称, 频域法, 肋骨, 衍射场

PACC: 4325, 4335, 4337

1. 引 言

超声以其独特的优点在临床医学中得以广泛应用, 一方面诊断超声(能量相对较低)主要以图像方式为病人提供诊断信息, 如 B 超、多普勒成像等; 另一方面, 治疗超声(较大声功率)通过超声与生物体的相互作用, 以达到治疗的目的^[1-3]。20 世纪 90 年代初, 高强聚焦超声 (High Intensity Focused Ultrasound, HIFU) 用于肿瘤治疗的研究成为热点课题。其主要原理是高强度超声聚焦至靶组织, 使靶组织(如肿瘤)短时间迅速升温至 65℃ 以上, 致蛋白质固体坏死, 又不损伤周围正常组织。尽管目前 HIFU 技术已在临床中得以应用, 但还有很多技术问题亟待解决, 如靶组织的无创测温、肋骨对聚焦超声声场的影响、空化对 HIFU 治疗的影响等。

在 HIFU 治疗中, 尤其在治疗肝脏组织中, 在声传播路径上存在肋骨的影响。由于肋骨具有很强的声吸收能力, 声波几乎无法从肋骨中穿过去, 而只能从肋骨之间的缝隙中穿过去。由于肋骨的存在, 声场发生了强烈的衍射, 声能量分布发生了改变。如何准确预测肋骨后方的声场, 从而提高 HIFU 治疗的准确性和有效性是当前治疗超声领域的研究热点。Moros 使用 Rayleigh 积分的方法初步研究了线性情况下超声能量穿过肋骨状障碍物后的分布^[6]。Khokhlova 对频域在轴对称情况下的非线性 KZK 方

程进行了计算, 研究了高次谐波的和滋生等情况^[7]。薛洪惠等研究了聚焦超声波通过层状生物媒质的二次谐波声场^[8]。钱盛友等使用 Madsen 的方法计算了聚焦超声的声场并研究了在热疗中由超声作用引起的温度场分布^[9]。但轴对称的计算无法直接应用于研究肋骨这样的非轴对称障碍物后方的非线性声场。朱晓峰等用角谱近似的方法研究了聚焦超声穿过层状生物媒质后的二次谐波声场分布^[10]。Yang 成功地在时域用有限差分法求解了非轴对称情况下的 KZK 方程, 并应用于研究 B 超成像中使用的方形活塞的声场和二次谐波的衰减的情况^[11]。但角谱方法无法处理高次谐波, 而时域方法的效率较低且难以处理高次谐波。

本文对两种分布的肋骨状障碍物, 在频域应用有限差分法求解三维非轴对称声场非线性方程, 数值模拟了肋骨状障碍物后的非线性声场分布, 并和实验测量结果进行了比较讨论。此外, 本文还研究了肋骨状障碍物对空间平均-时间平均声强 (I_{SATA}) 的影响, 为进一步研究肋骨对 HIFU 治疗影响打下良好基础。

2. 理论及数值计算方法

为描述肋骨状障碍物对非线性声场的影响, 本文采用直角坐标系中的归一化的非线性 KZK 方程^[7]

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10474044)资助的课题。

[†] 通讯联系人, E-mail: xzliu@nju.edu.cn

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial P}{\partial Z} - NP \frac{\partial P}{\partial T} - A \frac{\partial^2 P}{\partial T^2} \right) = \frac{1}{4} \Delta_{\perp} P, \quad (1)$$

其中 $P = \frac{p}{p_0}$ 为归一化声压, p_0 是发射面初始声压; Z 是沿传播方向, $X = \frac{x}{a}$, $Y = \frac{y}{a}$ 分别为归一化的三维坐标, X, Y 是径向方向, Z 是声波传播方向, $Z_d = ka^2/2$ 是基波的 Rayleigh 距离, k 是声波波数, a 是换能器半径; $T = \omega\tau$, $\tau = t - z/c_0$ 为弛豫时间; $N = \frac{Z_d}{Z_n} = \frac{\beta\omega_0^2 a^2 p_0}{2c_0^4 \rho_0}$, $A = \alpha Z_d = \frac{b\omega_0^3 a^2}{4c_0^4 \rho_0}$, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2}$ 其中 N, A 分别为无量纲的非线性声参量和吸收参量. $Z_n = c_0^3 \rho_0 / \beta\omega_0 p_0$ 是平面波传播的冲击波形成距离, ω_0 是发射角频率, ρ_0 是传播媒质的密度, c_0 是媒质中的声速, β 是声传播媒质的非线性系数, α 是吸收系数, b 是声传播媒质的耗散参数.

将 P 展开为复数形式的傅里叶级数

$$P(X, Y, Z, T) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n(X, Y, Z) e^{-inT}, \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式,可得到频域的 KZK 方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_n}{\partial Z} = & -\frac{in}{2} N \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_k C_{n-k} - An^2 C_n \\ & + \frac{i}{4n} \left(\frac{\partial^2 C_n}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_n}{\partial Y^2} \right), \quad (3) \end{aligned}$$

数值计算中,在声源处($Z=0$ 处)的边界条件为

$$\begin{cases} C_{-1} = C_1 = 0.5, & \sqrt{X^2 + Y^2} < 1, \\ C_{-1} = C_1 = 0, & \sqrt{X^2 + Y^2} > 1, \\ C_{-n} \dots = C_{-2} = C_2 = \dots C_n = 0. \end{cases} \quad (4)$$

对(3)式的求解从换能器表面开始,沿着 Z 方向在 XY 平面依次进行.为解决三维声场计算常常出现的发散现象,本文采用预测-校正(predictor-corrector)的方法(类似于 Brian-ADF^[12])求解,即: X, Y 方向交替显、隐式.首先,以 X 方向作为隐式, Y 方向用第 n 个平面的数据作为显式,从第 n 个平面计算到第 $n+1$ 个平面.然后,以 Y 方向作为隐式, X 方向用第 $n+1$ 个平面计算出来的数据作为显式从 n 平面重新计算一次到 $n+1$ 平面,这时得到的数据就是第 $n+1$ 个平面的数据.

本文对 2 种分布的肋骨状障碍物后方的非线性声场进行了理论计算和实验测量.第 1 种分布如图 1(a)所示,一无限长(X 方向)且厚度无限薄(Z 方向)的肋骨状障碍物与换能器表面平行,与换能器相

距 $h = 120\text{mm}$,且障碍物几何中心位于声轴上.平面换能器的半径 $a = 12.7\text{mm}$,障碍物的宽度(Y 方向) $b = 10\text{mm}$.第 2 种分布如图 1(b)所示,二根肋骨状障碍物的放置关于 XZ 平面镜像对称,且它们的几何中心相距为 $l = 20\text{mm}$,该分布模拟超声波从两条肋骨中穿过.

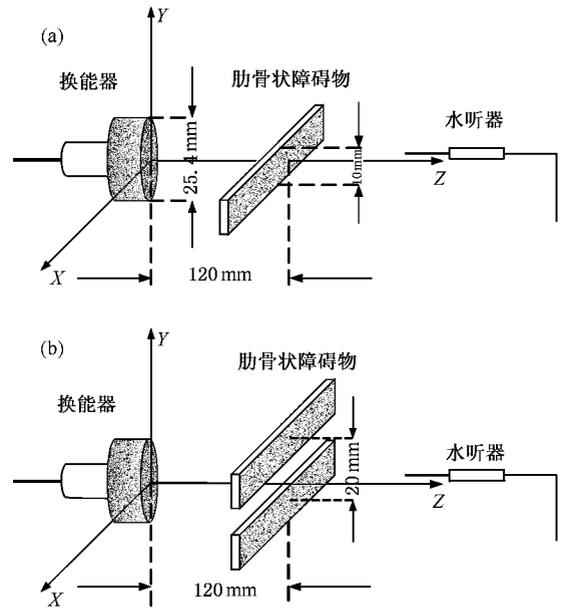


图 1 两种障碍物分布示意图 (a)第 1 种情况 (b)第 2 种情况

3. 数值计算结果

3.1. 计算参数

本文在数值计算和实验中采用具有极高反射率的黄铜片($\rho = 8900\text{kg/m}^3$, $c = 3900\text{m/s}$ 反射率约为 0.917),来模拟肋骨. X 方向足够长,大于 5 倍换能器半径,以便在数值计算中可以认为是无限长. Y 方向宽度为 10mm , Z 方向厚度为 1mm ,在数值计算中近似为无限薄.计算中,我们设换能器的中心和坐标原点重合,换能器发射面在 XY 平面.障碍物沿 X 轴方向平行于换能器发射面放置在距离换能器表面 120mm 处.环境温度为 25°C 时,水的密度 $\rho_0 = 1000\text{kg/m}^3$,声速 $c_0 = 1500\text{m/s}$,水的非线性系数 $\beta = 3.5$, 1MHz 时的吸收系数 $\alpha = 2.533 \times 10^{-2}/\text{m}$, $b = 4.33 \times 10^{-3} \text{kg/s} \cdot \text{m}^{[7]}$.

3.2. 轴向及径向声压数值计算结果

图 2、图 3 分别比较了无障碍物和第 1 种障碍物

分布及无障碍物和第2种障碍物分布下的轴向基波及二次谐波声压分布,图中实线为有障碍物时的数值计算结果,虚线为无障碍物时的数值计算结果,基波和二次谐波的数据分别对各自轴线上理论最大值作了归一化。

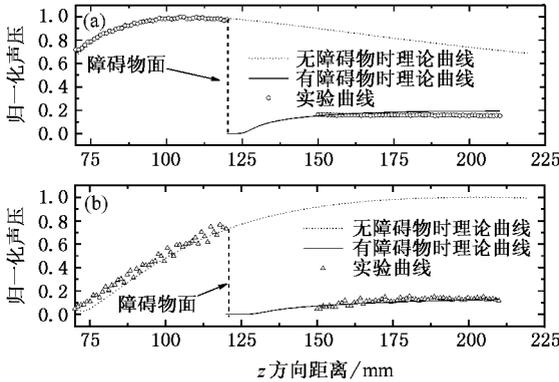


图2 第1种障碍物分布下的轴向归一化声压分布 (a)基波, (b)二次谐波

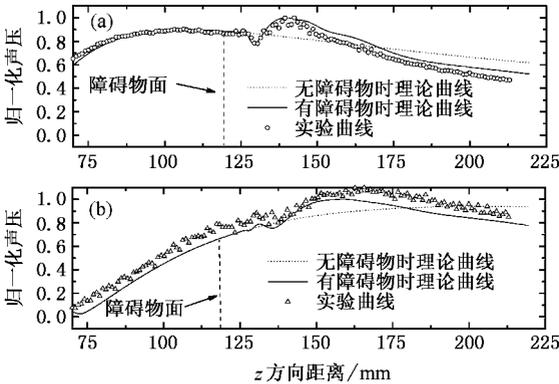


图3 第2种障碍物分布下的轴向归一化声压分布 (a)基波, (b)二次谐波

图4、图5分别是第1种障碍物分布下和第2种障碍物分布下在障碍物后方50mm处的Y方向基波及二次谐波归一化声压分布,图中实线为数值计算结果,图中基波和二次谐波分别对Y方向上各自的最大值进行了归一化。

3.3. 两种情况下二维声压分布

由于障碍物的影响,经过障碍物之后的声场为非圆心轴对称分布。如图6为两种障碍物分布情况下50mm处的基波及二次谐波的二维声压分布,图中基波和二次谐波分别对各自面上的最大值进行了归一化。图(a)中基波和二次谐波的声压由于障碍

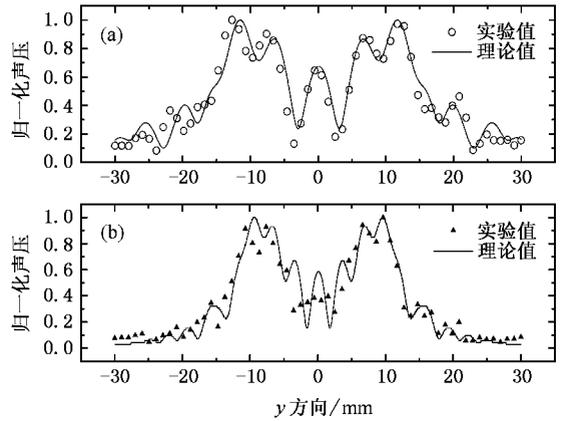


图4 第1种障碍物分布下障碍物后50mm处的归一化Y方向声压分布 (a)基波 (b)二次谐波

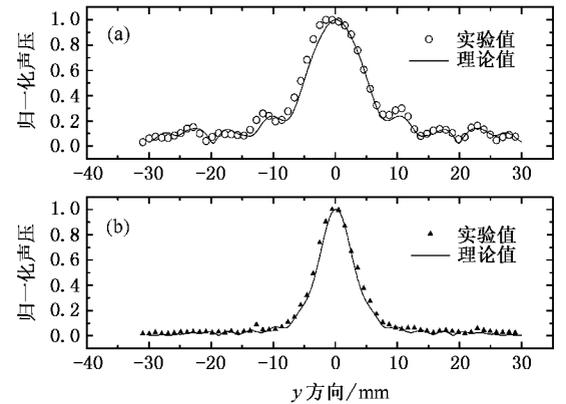


图5 第2种障碍物分布下障碍物后50mm处的归一化Y方向声压分布 (a)基波 (b)二次谐波

物的影响最大值已经不是在轴线处,而是出现在Y方向大约±10mm处。图(b)中基波及二次谐波声压较大的区域(白色)由于障碍物的影响已经变成了椭圆形。

3.4. 空间平均-时间平均声强

为研究障碍物对声场强度的影响,我们讨论障碍物对空间平均-时间平均声强 I_{SATA} 的影响。由于障碍物是长条形的,其后的声场不再是圆心对称,本文定义空间平均-时间平均声强为以换能器中心为中心,边长为换能器直径的一个正方形区域S内的各点的各次谐波的声强之和的平均值

$$I_{SATA} = \frac{1}{A} \iint_S \sum_n I_{SPTA}^n(x, y) ds, \quad (5)$$

式中A是方形区域的面积, $I_{SPTA}^n = \frac{1}{2\rho c_0} p_n^2$ 是空间中

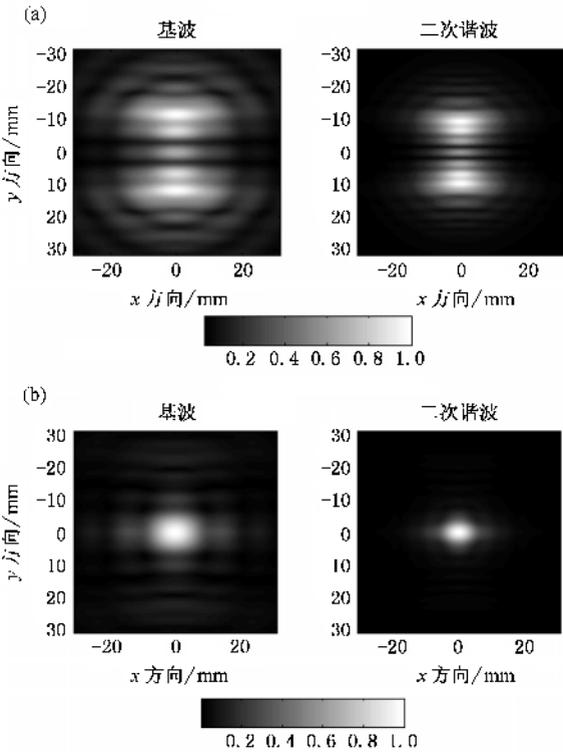


图 6 两种情况下障碍物后 50mm 处面声压归一化灰度图 (a) 第 1 种情况 (b) 第 2 种情况

一点 n 次谐波的时域平均声强 p_n 是这一点的 n 次谐波的声压. 图 χ (a) (b) 比较了 2 种障碍物分布下障碍物后方的归一化空间平均-时间平均声强与自由场的归一化空间平均-时间平均声强. 图中声强对发射换能器表面处声强归一化, 即: $I'_{SPTA} = \frac{I_{SPTA}^n}{I_0}$ 其

中 $I_0 = \frac{P_0^2}{2\rho c}$ 为发射的基波声强.

从图 χ (a) 中可以看出, 当障碍物在换能器轴后方时, 在不同距离处的空间平均-时间平均声强相对于自由场情况要下降很多. 由于声波的衰减及衍射的影响, 不管有无障碍物, 声强随传播距离的增加均下降. 但在第 1 种障碍物的情况下, 障碍物后方 10mm ($z = 130\text{mm}$) 处为自由场的 32%. 随着距离的增加, 障碍物的存在导致声强的衰减变快, 在 $z = 210\text{mm}$ 处只有自由场的 21%. 但在第 2 种障碍物分布的情况下, 尽管障碍物的存在使得声强也都是随着距离的增加而下降, 但下降的速率则基本上与自由场相同. 如图 χ (b) 中, $z = 130\text{mm}$ 处障碍物后空间平均时间平均声强是自由场的 65%, 而 $z = 210\text{mm}$ 处为自由场的 67%.

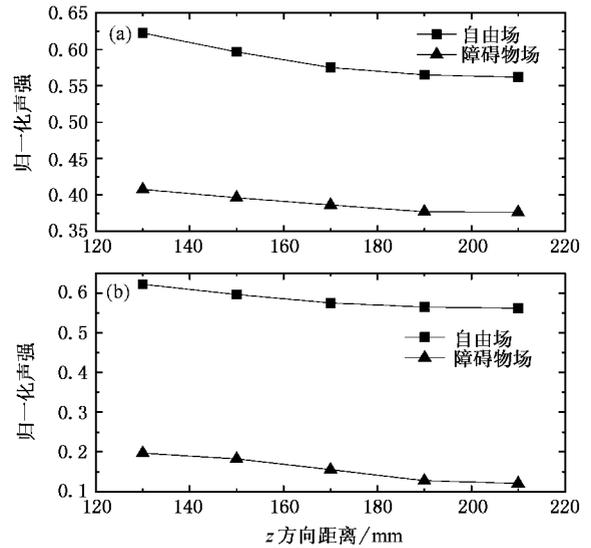


图 7 不同距离处空间平均-时间平均声强 (a) 第 1 种情况, (b) 第 2 种情况

4. 实验及结果

4.1. 实验系统及实验材料

如图 8 所示为实验系统方框图. 可编程信号发生器 (Agilent 33250A, 美国) 发射频率为 1MHz 的调制信号 (重复周期为 10ms, 脉冲宽度为 30 个周期). 该信号经宽带放大器 (ENI A150) 放大后激励发射换能器 (Panametrics v302, 直径 25.4mm, 中心频率 1MHz, 美国). 障碍物后方的信号由宽带针状水听器 (NP1000 NTR SYSTEM INC., 美国) 接收. 同时该水听器固定在三维精密机械扫描系统上 (XYZ 三维精度 0.1 μm), 并由驱动电源 (ESP7000, NEWPORT, 美国) 控制移动. 水听器接收到的信号通过数字示波器 (Agilent, 54810A, 美国) 采集并存储. 实验障碍物材料为数值计算中所提到的材料.

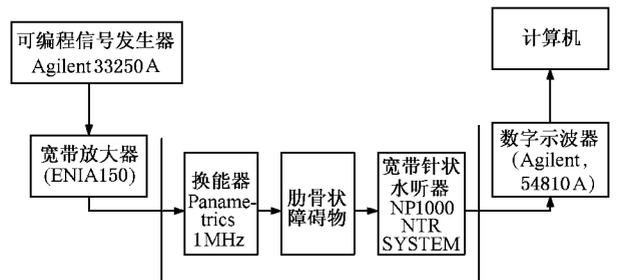


图 8 实验系统方框图

4.2. 实验结果与讨论

4.2.1. 轴向声压分布

图 2 为第 1 种障碍物分布下的轴向声压分布曲线,离散点表示实验测量结果.从图中可以看到,实验结果与理论计算基本一致.在障碍物后方起始处轴线上声能量很小,由于衍射的作用,随着距离的增加基波和二次谐波都开始增加,但增长的趋势慢慢减弱.大约从 160mm 处开始,基波几乎不再增长,这是由于这时周围向中间衍射的能量和以下三者,即中间向周围衍射的能量,传播中耗散的能量以及非线性作用转化到高次谐波的能量达到了一个平衡.

图 3 为第 2 种障碍物分布下的轴向声压分布曲线.离散点表示实验测量结果.从图中可以看到,实验结果也与理论计算基本一致.障碍物后面轴线处的声场出现了振荡.轴线附近的声能量来源于两个部分,其中绝大部分来源从两条障碍物之间的缝传播衍射的,小部分来源于从两条障碍物的外边所传播衍射过来的.从 135mm 处开始,轴心处的基波声压由于衍射的作用其值已经比没有衍射时候的自由场的值大了.而从 140mm 开始,二次谐波的声压也开始比自由场的值大.从后面的径向方向的分析可知,这是以牺牲非轴心处声场的能量为前提的.在 HIFU 治疗中,这种衍射所产生的振荡现象可能会引起局部的声能量过强或过弱,从而引起温度过高或没有得到预期的温升,使正常组织遭受破坏或影响治疗的效果.

4.2.2. 径向声压分布

图 4 为第 1 种障碍物分布下的径向声压分布曲线.离散点表示实验测量结果.轴心处的声场由于有障碍物的阻拦而向下凹陷下去.但是随着传播距离的增加,从障碍物两边传播过去的声场向中间衍射,使中间的声压重新开始增长上去.由于两边声场衍

射作用是相等的,所以在中间出现了一个明显对称的衍射峰.

图 5 为第 2 种障碍物分布下的径向声压分布曲线.离散点表示实验测量结果.在经过障碍物面之后,波束基本还是保持了原来的形状,但是相对于自由场被压缩变窄了.结合前面的轴心处的声压随距离的分布图,可以看到波束经过障碍物面之后幅度值得到提高.这样就形成了一个能量更加集中的小区域,也就是波束此时在 Y 方向有更强的指向性.图 4 和图 5 中理论计算和实验结果能很好的保持一致,从而验证了理论分析的正确性.

5. 结 论

本文采用了频域法求解 KZK 方程求解了非轴对称情况下的非线性声场,研究了两种不同的障碍物分布对其后的声场的影响.第 1 种情况模拟了声波正好打在肋骨状障碍物上的情况.第 2 种情况模拟了声波从两条肋骨状障碍物中间穿过去的情况.理论及实验的研究结果表明障碍物对其后的声场主要有以下几个方面的影响:(1)在第 1 种情况下,由于障碍物的阻挡,其后的声压在刚开始的时候较小,但是由于衍射的作用,其值会随着传播距离的增加而逐渐增大.在第 2 种情况下,其后轴线处的声压会由于衍射的作用而在自由场声压的值附近上下波动,在一定的距离范围内下降到小于或者上升超过自由场的值.在 HIFU 治疗中,这种衍射所产生的振荡现象可能会引起局部的声能量过强或过弱,从而使局部组织温度过高或没有得到预期的温升,使正常组织遭受破坏或影响治疗的效果.(2)由于强烈的衍射作用和障碍物的影响,障碍物后方的面平均声强 I_{SATA} 受到了很大影响.

- [1] Wu J R, Chase J D, Zhu Z M, Holzapfel T P 1992 *Ultrasound in Med. & Biol.* **18** 495
- [2] Hill C R, Rivens I, Vaughan M G, ter Haar G R 1994 *Ultrasound in Med. & Biol.* **20** 259
- [3] Clarke R L, ter Haar G R 1997 *Ultrasound in Med. & Biol.* **23** 299
- [4] Curra F P, Mourad P D, Khokhlova V A, Cleveland R O, Crum L A 2000 *IEEE Transaction on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **47** 1077
- [5] Filonenko E A, Khokhlova V A 2001 *Acoustical Physics* **47** 541

- [6] Moros E G, Fan X B, Straube W L 1999 *Ultrasound in Med. & Biol.* **25** 1275
- [7] Khokhlova V A, Souchon R, Tavakkoli J, Sapozhnikov O A, Cathignol D 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 95
- [8] Xue H H, Liu X Z, Gong X F, Zhang D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5233 (in Chinese) [薛洪惠, 刘晓宙, 龚秀芬, 章东 2005 物理学报 **54** 5233]
- [9] Qian S Y, Wang H Z 2000 *Acta Phys. Sin.* **50** 501 (in Chinese) [钱盛友, 王鸿樟 2000 物理学报 **50** 501]
- [10] Zhu X F, Zhou L, Zhang D, Gong X F 2005 *Chin. Phys.* **8** 1594

- [11] Yang X M , Cleveland R 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **117** 113
[12] Sun N Z , Lu X X , Li J S 1982 *Numerical Solution of Partial Differential Equations in Science and Engineering* (Beijing :China

Coal Industry Publishing House)(in Chinese] 孙纳正、陆祥璇、李竞生 1989 科学和工程中的偏微分方程数值解法(北京 :煤炭工业出版社)]

Influence of the barriers on the ultrasonic nonlinear field distribution *

Li Jun-Lun Liu Xiao-Zhou[†] Zhang Dong Gong Xiu-Fen

(*State Key Laboratory of Modern Acoustics , Institute of Acoustics , Nanjing University , Nanjing 210093 ,China*)

(Received 30 October 2005 ; revised manuscript received 8 December 2005)

Abstract

Based on Khokhlov-Zabolotkaya-Kuznetsov (KZK) equation in frequency-domain , an approach to study the three-dimensional asymmetric nonlinear ultrasonic field is developed in this paper. The ultrasonic nonlinear field distribution behind the simulated rib-like barriers is investigated by numerical simulation and compared with the measured results. In addition , the influence of the barriers on the spatial-and-time-averaged intensity is discussed , which is helpful for future study on the HIFU treatment behind the ribs .

Keywords : asymmetry , frequency-domain , ribs , diffraction field

PACC : 4325 , 4335 , 4337

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No.10474044).

[†] Corresponding author. E-mail : xzliu@nju.edu.cn