

非线性对大气介质中阵列聚焦声场分布影响的研究

吕 君[†] 赵正予 张援农 周 晨

(武汉大学电子信息学院, 武汉 430079)

(2010 年 1 月 28 日收到; 2010 年 7 月 7 日收到修改稿)

基于时域有限差分算法将大气中近似到二阶微小项的非线性声波波动方程进行离散化, 得到了模拟采用的差分波动方程. 在此基础上, 数值模拟了初始声压强弱不同的 5 个点声源组成的线阵列垂直或斜向辐射的连续正弦波在大气中传播时二维声场的分布情况. 将线性条件下的模拟结果与非线性条件下的模拟结果进行比较后发现: 弱非线性会对声场的分布和阵列聚焦增益产生一定的影响, 使声场分布波形比线性条件下的声场分布波形更加靠近阵列, 聚焦效果变差; 强非线性会使波形发生更严重畸变, 这是由于产生了基频以外的其他频率声波引起的; 非线性对斜向传播时声场分布的影响与垂直传播时的影响效果基本相同, 但由于斜向辐射时的声波几何扩展造成的轴向声压衰减要大于垂直辐射时的轴向声压衰减, 因此聚焦增益和强非线性的影响都将小于垂直辐射时的情况.

关键词: 非线性, 聚焦声场, 时域有限差分, 数值模拟

PACC: 4325

1. 引 言

有限振幅声波在介质中传播时, 由于非线性的影响, 将会产生与线性条件下不同的传播和声场分布特性. 近几年来, 关于有限振幅声波非线性传播和声场分布的数值模拟日益增多, 模拟时所采用的模型也比较广泛. Khokhlov-Zabolotskaya-Kuzenetsov (KZK) 方程是被应用较多的一种模型, 它能够用来描述声波传播中的衰减、非线性和衍射. Garrett 等^[1]在 20 世纪 80 年代基于 KZK 方程研究了活塞声源的非线性参量声场和二次谐波的近场和远场预测理论. Averkiou 等^[2]通过对该方程的模拟, 研究了平面和聚焦活塞声源辐射出的脉冲声波在传播过程中的非线性效应. 李俊伦等^[3]在频域应用有限差分法求解了基于 KZK 方程的三维非轴对称方程, 数值模拟了肋骨障碍后的非线性声场分布, 并与实验测量结果进行了比较研究. 薛洪惠等^[4]也基于 KZK 方程提出了在频域聚焦超声波在层状生物介质中传播的二次谐波声场理论, 并进行了实验验证. 杜宏伟等^[5]将 Fourier-Bessel 级数引入 KZK 方程的求解, 计算了黏滞介质中零阶 Bessel 型超声场

的二次谐波声场, 由此得到了二次谐波声场近场分布的一个新结论, 并用此结论解释了相关实验结果. 于洁等^[6]利用高斯声源函数叠加法结合近轴近似的 KZK 方程, 得到了圆锥面聚焦换能器在损耗介质中产生的基波和二次谐波声场的解析解, 并进行了实验验证. 但是 KZK 方程是基于准线性和抛物近似而建立的模型, 可以用来研究超声波等偏离声轴角度较小(20°左右)的聚焦声束, 但是对于大开角声场的研究就会有不合理之处^[7,8]. Westervelt 方程可以用来克服 KZK 方程中的近似限制, 而且它同样是包含了衰减、非线性和衍射效应的二阶近似波动方程, 时域有限差分 (FDTD) 算法常被用来对其进行数值求解. Cizek 等^[9]详细地介绍了 FDTD 算法模拟 Westervelt 方程的详细步骤, 并模拟了一个超声脉冲信号在两个不同介质中传播时的声场分布情况. Huijssen 等^[8]也利用该方法模拟了圆形轴对称无聚焦换能器发出的脉冲波, 并与 KZK 方程得到的结果和水听器测得的结果相比较, 发现 Westervelt 方程的模拟结果更加接近于实测值. Hallaja 等^[10]同样通过此方法对医学超声的有限振幅声压和温度场的特性进行了理论研究. 除此之外, Botteldooren^[11]对低频室内声场问题进行了三维

[†] E-mail: junjun123129@yahoo.com.cn

FDTD 模拟研究,他采用一般的笛卡尔 FDTD 和沃格诺伊 FDTD 两种方法进行模拟,比较了两种方法对于低频室内声场分布模拟的准确性,但是研究时采用的模型方程是线性的. Cotté 等^[12]用 FDTD 方法对线性 Euler 方程进行数值模拟,研究宽频声波在分层大气中的长距离传播问题,并且比较了时域解与抛物线方程频域解.还有许多学者利用非线性行波方程模拟了长距离的声传播^[13],也有利用有限元方法进行非线性声波方程的数值运算^[14,15].

为了研究声波在大气中传播时的非线性效应对阵列聚焦声场和传播特性的影响,本文基于 FDTD 算法对近似到二阶的非线性声波波动方程进行二维数值模拟,研究初始声压的强弱不同和聚焦点水平位置不同时的线阵列辐射出的连续正弦波在大气中传播时的声场二维分布情况.将线性条件下与非线性条件下的模拟结果进行比较,分析了弱非线性和强非线性对聚焦声场分布的不同影响.同时,将垂直辐射与斜向辐射的模拟结果进行了比较研究.

2. 理论模型

2.1. 模型方程

考虑了黏滞摩擦的流体运动方程^[7]为

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla p + \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \nabla \nabla \cdot \mathbf{v} - \eta \nabla \times \nabla \times \mathbf{v}. \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) - \frac{\rho_0}{\gamma P_0} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\chi \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) + \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right)}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 0. \quad (5)$$

对其空间偏导项采用四阶精度的中心差分格式

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{12(dx)^2} (-p_{i+2,j}^n + 16p_{i+1,j}^n - 30p_{i,j}^n + 16p_{i-1,j}^n - p_{i-2,j}^n), \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{12(dz)^2} (-p_{i,j+2}^n + 16p_{i,j+1}^n - 30p_{i,j}^n + 16p_{i,j-1}^n - p_{i,j-2}^n). \quad (7)$$

对时间偏导项采用二阶精度的差分格式

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{p_{i,j}^{n+1} - 2p_{i,j}^n + p_{i,j}^{n-1}}{(dt)^2}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial^3 p}{\partial t^3} = \frac{6p_{i,j}^{n+1} - 23p_{i,j}^{n-1} + 34p_{i,j}^{n-2} - 24p_{i,j}^{n-3} + 8p_{i,j}^{n-4} - p_{i,j}^{n-5}}{(2dt)^3}, \quad (9)$$

二阶质量守恒方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (2)$$

考虑热传导的二阶气体物态方程^[16]为

$$P = P_0 + \gamma \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} P_0 + \frac{\gamma(\gamma - 1)}{2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 P_0 - \chi \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (3)$$

由以上三个基本方程可推导得到大气中近似到二阶微小项声波波动方程

$$\nabla^2 p - \frac{\rho_0}{\gamma P_0} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\chi \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) + \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right)}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 0. \quad (4)$$

这里 p 为声压, P_0 为大气压强, ρ_0 为大气密度, χ 为导热系数, c_v 为比定容热容, c_p 为比定压热容, $\gamma = c_p/c_v$, β 为非线性系数, c_0 为声波速度, η 为切变黏滞系数, ζ 为体积黏滞系数.

方程的推导过程在文献^[7,17]中已有详细说明,在此不再赘述.方程(4)左边第一项为与声源几何形状相关的声波衍射项,第三项为衰减项,第四项为非线性项.因此该方程可以描述声波在大气中传播时的衰减、非线性及衍射效应,衰减包含了黏滞衰减和热传导衰减.

2.2. 差分方法

直角坐标系下方程(4)的二维形式可表示为

$$\frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 2 \left[\left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)^2 + p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right] = 2 \left[\left(\frac{3p_{i,j}^n - 4p_{i,j}^{n-1} + p_{i,j}^{n-2}}{2dt} \right)^2 + p_{i,j}^n \frac{2p_{i,j}^n - 5p_{i,j}^{n-1} + 4p_{i,j}^{n-2} - p_{i,j}^{n-3}}{(dt)^2} \right]. \quad (10)$$

这里 i 表示水平方向 x 上的空间步, j 表示垂直方向 z 上的空间步, n 表示时间步; dx, dz 和 dt 分别表示 x 方向上的空间步长、 z 方向上的空间步长和时间步长.

将(6)—(10)式代入(5)式, 经过整理可以得到

$$\begin{aligned} p_{i,j}^{n+1} &= \frac{\gamma P_0}{12\rho_0} \left(\frac{dt}{dx} \right)^2 r_1 + \frac{\gamma P_0}{12\rho_0} \left(\frac{dt}{dz} \right)^2 r_2 \\ &+ \frac{\gamma P_0 b}{8\rho_0^2 c_0^4 dt} r_3 + \frac{\gamma P_0 \beta}{2\rho_0^2 c_0^4} (r_4)^2 \\ &+ \frac{2\gamma P_0 \beta}{\rho_0^2 c_0^4} p_{i,j}^n r_5 + r_6, \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$b = \chi \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) + \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right),$$

$$\begin{aligned} r_1 &= -p_{i+2,j}^n + 16p_{i+1,j}^n - 30p_{i,j}^n + 16p_{i-1,j}^n - p_{i-2,j}^n, \\ r_2 &= -p_{i,j+2}^n + 16p_{i,j+1}^n - 30p_{i,j}^n + 16p_{i,j-1}^n - p_{i,j-2}^n, \\ r_3 &= 6p_{i,j}^n - 23p_{i,j}^{n-1} + 34p_{i,j}^{n-2} - 24p_{i,j}^{n-3} + 8p_{i,j}^{n-4} - p_{i,j}^{n-5}, \\ r_4 &= 3p_{i,j}^n - 4p_{i,j}^{n-1} + p_{i,j}^{n-2}, \\ r_5 &= 2p_{i,j}^n - 5p_{i,j}^{n-1} + 4p_{i,j}^{n-2} - p_{i,j}^{n-3}, \\ r_6 &= 2p_{i,j}^n - p_{i,j}^{n-1}. \end{aligned}$$

2.3. 模拟条件

模拟所采用的声波频率为 800 Hz, 远大于 g/c 的量值, 因此可以忽略大气重力对声波的影响^[18].

模拟所采用的参数如下: P_0 取标准大气压, $P_0 = 101325$ Pa; ρ_0 取 20 °C 时的大气密度, $\rho_0 = 1.21$ kg/m³; 在空气介质中, $\gamma = 1.4, \beta = 1.2$; c_0 为 20 °C 时空气中声速, $c_0 = 344$ m/s; 通过文献[19]可以计算得到 20 °C 时相对湿度为 5% 条件下的 b 值, $b = 0.8567$. 在此取比较大的 b 值是为了使热黏滞效应对声场分布的影响更加明显, 便于研究和讨论. 由于模拟范围远小于大气压强和温度分层边界, 因此模拟时假设 P_0, ρ_0, γ, c_0 不随传播距离而变化.

模拟采用了聚焦线阵列, 由 5 个点声源均匀构成. 声源放在地面 (x 轴), 垂直于地面 (z 轴) 或者斜向辐射声波. 每个声源所辐射的声波为连续正弦波, 即 $p = p_0 \sin[2\pi ft + (\pi/2)]$, 其中 f 为声波频率, p_0 为初始声压幅值. 阵列通过控制延迟时间进行聚焦和偏转声束. 聚焦点位于阵列某一声源的正上

方, 因此阵列的聚焦时间因子可以表示为

$$t = n(dt) + \frac{\sqrt{(z_f - z_s)^2 + (x_f - x_s)^2} - \sqrt{(z_f - z_s)^2}}{c_0}, \quad (12)$$

其中 x_f, z_f 表示聚焦点的位置, x_s, z_s 表示声源所在位置.

模拟采用了一阶吸收边界条件, 以避免边界反射对聚焦声波的影响. 其上、下、左、右的边界条件分别为^[7]

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t} \right) \Big|_{z=z_{\max}} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t} \right) \Big|_{z=0} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t} \right) \Big|_{x=0} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t} \right) \Big|_{x=x_{\max}} = 0.$$

3. 模拟结果及分析

首先观察聚焦声束垂直于阵列平面传播时的声场分布情况.

图 1 所示为上述阵列垂直辐射时的分布和聚焦示意图. 如图 1 所示, 阵列源间距为 0.5λ (λ 为声波的波长). 聚焦点的横坐标位于阵列中心声源处, 纵坐标位于 $z = \lambda$ 处. 此时, 经过中心声源垂直于阵列面的直线为声轴. 图 2 给出了初始声压为 20 Pa (声压级为 120 dB) 的 5 个点声源组成的线阵列垂直辐射 $8T$ (T 为声波的周期) 时声轴上的非线性和线性声场分布.

线性方程的模拟是基于声波线性波动方程^[7]

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (13)$$

其差分方法与非线性波动方程相同.

从图 2 的线性与非线性轴向声压分布的比较中可以发现: 两者声场分布基本保持初始辐射时的正弦分布; 非线性声压幅值要略低于线性声压幅值, 非线性声场分布的波形较线性声场分布波形更加靠近声阵列. 这说明非线性条件下聚焦点的位置和聚焦增益都与线性条件下有所差别, 非线性会影响

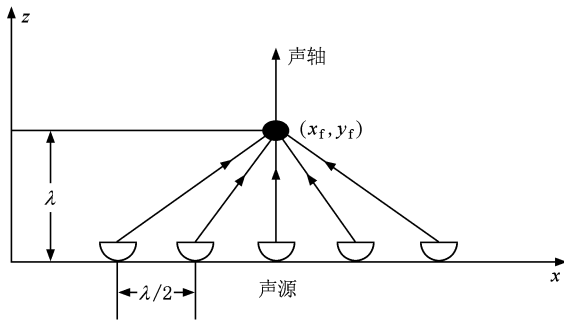


图1 垂直辐射时阵列分布和聚焦示意图

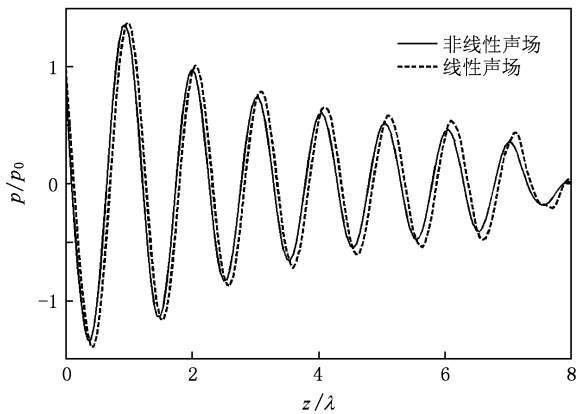


图2 初始声压为20 Pa的5个点声源组成的线阵列垂直辐射声波传播8T时声轴上的非线性和线性声场分布

阵列的聚焦增益,使聚焦增益变小。

图3给出了初始声压为2000 Pa(声压级为160 dB)的5个点声源组成的线阵列垂直辐射8T时声轴上的非线性声场和线性声场分布.从图3可以发现,非线性声场的分布波形随着传播距离的增加逐渐发生了畸变——波峰向传播方向倾斜,波谷向阵列方向倾斜,整体分布波形与线性声场分布相比略有上移.这是由于初始辐射声压增大以后,声波的非线性增强,在相同的传播时间内所受到非线性影响更大.根据 Riemann-Earnshaw 理论,有限振幅声波的传播速度与质点振动速度有关.当 $u > 0$ 时(即正声压分布处),非线性声波传播速度要大于线性声波传播速度;反之,当 $u < 0$ 时(即负声压分布处),非线性声波传播速度要小于线性声波传播速度.因此逐渐呈现出正声压分布波形向传播方向倾斜,负声压分布波形向阵列一方倾斜的现象,而且随着传播距离的增加,倾斜度越来越大。

为了更清楚地研究图3所示传播过程中的声波频率变化情况,对图3条件下的声场进行频域分析.

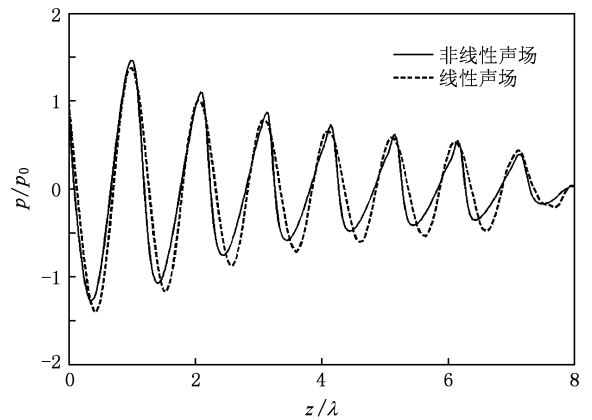


图3 初始声压为2000 Pa的5个点声源组成的线阵列垂直辐射声波传播8T时声轴上的非线性和线性声场分布

图4给出了图3条件下的线性声波与非线性声波传播中声轴上的频谱能量分布.图4中灰度条表示了

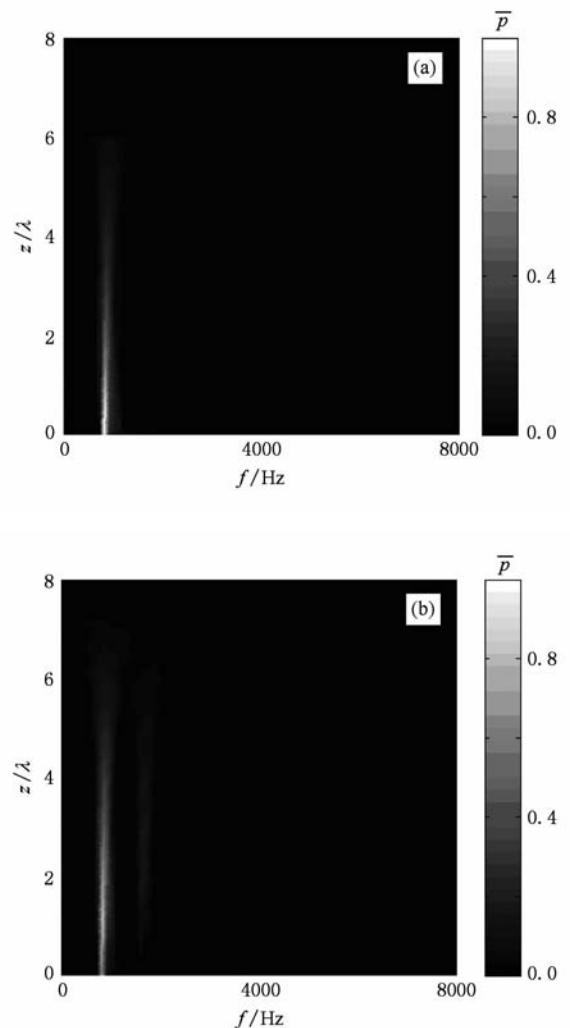


图4 初始声压为2000 Pa的5个点声源组成的线阵列垂直辐射时声轴上的频谱声压分布 (a)线性声场,(b)非线性声场

归一化声压 \bar{p} 。从图 4 可以明显看出:线性声波在传播过程中始终仅在 800 Hz 处有能量分布;而非线性声波除了 800 Hz 处的能量分布外,当传播到一定距离时,在 1600 Hz 处也开始出现一定的能量分布。这种现象说明非线性条件下,当声波传播到一定距离时产生了二阶谐波,谐波的产生导致非线性声场分布波形发生畸变。

以上研究的是声束垂直于阵列平面,即聚焦点在阵列中心声源正上方时的情况,接下来分析和研究聚焦点水平位置偏离中心声源处的斜向辐射情况。

图 5 所示为斜向辐射时阵列分布和聚焦示意图。如图 5 所示,斜向辐射时的阵列排列方式与垂直辐射时相同,阵列源间距为 0.5λ 。聚焦点的横坐标为 x 轴正方向上偏离中心声源 λ 处(位于沿 x 轴正向第五个声源正上方),纵坐标位于 $z = \lambda$ 处。图 6 和图 7 分别给出了初始声压为 20 和 2000 Pa 的 5 个点声源组成的线阵列斜向辐射声波传播 $8T$ 时声轴上的非线性声压与线性声压分布。图 8 给出了与图 6

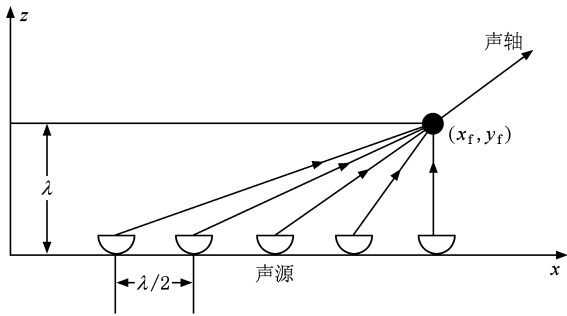


图 5 斜向辐射时阵列分布和聚焦示意图

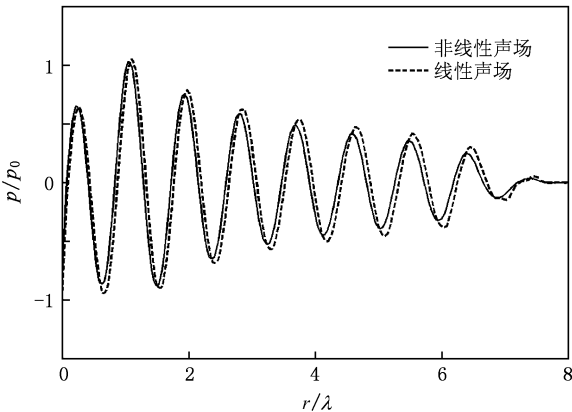


图 6 初始声压为 20 Pa 的 5 个点声源组成的线阵列斜向辐射声波传播 $8T$ 时声轴上的非线性和线性声场分布

相同条件下聚焦点高度的声压横向分布情况。从图 6 和图 7 可以发现:弱非线性使声场分布的波形更加靠近阵列,阵列聚焦增益变小;而更强的非线性使得波形畸变更加明显,这与图 2 和图 3 的结果相同。从图 8 可以发现:非线性聚焦点的横向位置与线性聚焦点相比也有所偏离。非线性声场与线性声场分布波形的横向偏差与纵向偏差产生的原因均是由于非线性传播过程中产生了其他频率的波使得控制相位的聚焦时间因子不再满足(12)式的要求,而在线性条件下声波始终保持基频的传播,所以聚焦点位置符合(12)式所得到的结果。

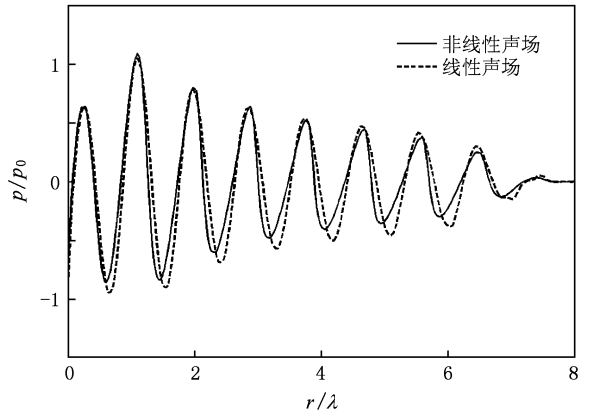


图 7 初始声压为 2000 Pa 的 5 个点声源组成的线阵列斜向辐射声波传播 $8T$ 时声轴上的非线性和线性声场分布

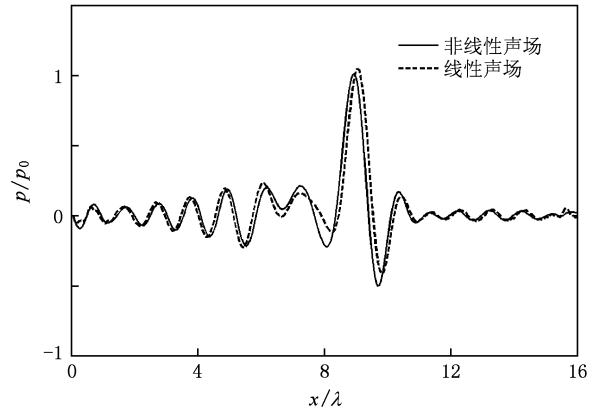


图 8 初始声压为 20 Pa 的 5 个点声源组成的线阵列斜向辐射声波传播 $8T$ 时聚焦点高度的非线性和线性声场的横向分布

此外,比较图 6 和图 2 可以发现:无论是非线性声场还是线性声场,斜向辐射时聚焦点处的声压幅值都比垂直辐射时的声压幅值要小。比较图 7 和图 3 还可以发现:斜入射时的波形畸变并没有垂直入射时的波形畸变严重。这是由于斜入射情况下声波

几何扩展所导致的聚焦区域的声能衰减更多,而衰减对非线性效应起着一定的抑制作用.因此,声波几何衰减造成的声波能量的衰减不可忽视,在实际工程中可以根据需要通过选择有指向性的声源来控制声波的几何衰减.

4. 结 论

采用合理的差分格式对近似到二阶的非线性声波波动方程进行二维数值模拟,得到了初始辐射声压不同的相等个数的点声源均匀组成的线阵列垂直或斜向辐射的声波在大气中传播的非线性聚焦声场分布,并与线性条件下的结果进行对比,研究了非线性对垂直辐射或斜向辐射声波传播及聚焦声场分布的影响.研究表明:初始声压较弱时产生的弱非线性使声场分布波形相比于线性条件下的波形更加靠近声阵列,聚焦点处的声压幅值变小,阵列聚焦增益变小,但波形基本保持不变.声源初始声压较大时产生的强非线性使声场分布波形随着传播距离的增加而发生畸变,波形不再始终保

持初始时的正弦波形,而是呈现波形前倾现象,这符合 Riemann-Earnshaw 理论.经过频域分析可知,波形畸变是由于强非线性使得传播过程中产生了基频之外其他频率的谐波而造成的.非线性对斜向辐射声场的影响与对垂直辐射声场的影响效果基本相同,但斜向辐射时声波几何扩展造成声轴上的声能衰减要大于垂直辐射时的衰减,导致了斜向辐射时的聚焦增益比垂直辐射时小.但是,衰减减弱了一定的非线性效应,使得斜向辐射时由于非线性而造成的波形畸变程度小于垂直辐射时的波形畸变程度.

本文所使用的方法可较好地模拟声波二维传播过程中的非线性、热黏滞衰减和几何扩展等效应.但是,阵元的实际分布不仅仅是在一条直线上的线阵列,声波也不仅仅是与阵列同平面的二维传播,实际的三维空间声传播中的球面扩展会对声传播特性造成更大的影响.因此,二维模型有其局限性,必须将其发展到三维,这将是下一步的研究重点.

-
- [1] Garrett G S, Tjøtta J N, Tjøtta S 1982 *J. Acoust. Soc. Am.* **72** 1056
- [2] Averkiou M A, Hamilton M F 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **102** 2539
- [3] Li J L, Liu X Z, Zhang D, Gong X F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2809 (in Chinese) [李俊伦、刘晓宙、章东、龚秀芬 2006 物理学报 **55** 2809]
- [4] 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]
- [5] Du H W, Peng H, Jiang C H, Feng H Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6496 (in Chinese) [杜宏伟、彭虎、江朝晖、冯焕清 2007 物理学报 **56** 6496]
- [6] Yu J, Zhang D, Liu X Z, Gong X F, Song F X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5909 (in Chinese) [于洁、章东、刘晓宙、龚秀芬、宋富先 2007 物理学报 **56** 5909]
- [7] Li T B 2005 *Computing Acoustics: the Equations and Calculation Methods of Sound Field* (Beijing: Science Press) p221 (in Chinese) [李太宝 2005 计算声学:声场的方程和计算方法 (北京:科学出版社) 第 221 页]
- [8] Huijssen J, Bouakaz A, Verweij M D, Jone N D 2003 *IEEE Ultrasonics Symposium* (Hawaii: IEEE) p1851
- [9] Cizek M, Rozman J 2007 *Radioelektronika 17th International Conference* (Brno: IEEE) p1
- [10] Hallaja I M, Cleveland R O 1999 *J. Acoust. Soc. Am.* **105** L7
- [11] Botteldooren D 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 3303
- [12] Cotté B, Blanc-Benon P 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **125** EL202
- [13] Castor K, Gerstoft P, Roux P, Kuperman W A, McDonald B E 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **116** 2004
- [14] Eccardt P C, Landes H, Lerch R 1996 *IEEE Ultrasonics Symposium* (San Antonio: IEEE) p991
- [15] Pozuelo C C, Dubus B, Gallego-Juárez J A 1999 *J. Acoust. Soc. Am.* **106** 91
- [16] Qian Z W 1992 *Nonlinear Acoustics* (Beijing: Science Press) p30 (in Chinese) [钱祖文 1992 非线性声学 (北京:科学出版社) 第 30 页]
- [17] Hamilton M F, Blackstock D T 1998 *Nonlinear Acoustics* (San Diego: Academic Press) p55
- [18] Yang X R, Chen Y 2007 *Amosphere Acoustics* (Beijing: Science Press) p148 (in Chinese) [杨训仁、陈宇 2007 大气声学 (北京:科学出版社) 第 148 页]
- [19] Ma D Y, Shen H 2004 *Handbook of Acoustics* (Beijing: Science Press) p240 (in Chinese) [马大猷、沈豪 2004 声学手册 (北京:科学出版社) 第 240 页]

Influence of nonlinearity on focused acoustic field of array in atmosphere

Lü Jun[†] Zhao Zheng-Yu Zhang Yuan-Nong Zhou Chen

(*School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079, China*)

(Received 28 January 2010; revised manuscript received 7 July 2010)

Abstract

The difference wave equation is obtained by the discretization of nonlinear acoustic wave equation in atmosphere with in the second-order miniterm approximation based on the finite-difference time-domain method. And the two-dimensional field distribution of continuous sinusoidal wave vertically or obliquely radiated by a linear array of five monopole sound sources is numerically simulated at the different initial acoustic pressures. A comparison between nonlinear simulation and linear one show that weak nonlinearity has definite and apparent effects on the distribution of acoustic field and focused gain of array, leading the distribution of waveform to be closer to the array and the focusing gain to deteriorate, and that the strong nonlinearity has a strong waveform aberration, because the other waves of non-fundamental frequency appear. No evident distinction is found in the effect between the oblique propagation and the vertical propagation, though less focusing gain and influence caused by strong nonlinearity produced by the acoustic geometric spreading result in more attenuation of axial pressure in the case of oblique propagation.

Keywords: nonlinear, focused acoustic field, finite-difference time-domain, numerical simulation

PACC: 4325

[†] E-mail: junjun123129@yahoo.com.cn