

次声波在非均匀运动大气中非线性传播特性的研究

吕君[†] 赵正予 周晨

(武汉大学电子信息学院, 武汉 430079)

(2010年10月26日收到; 2011年1月3日收到修改稿)

基于有限时域差分方法将大气中近似到二阶的非线性波动方程进行离散化, 得到了数值模拟所采用的差分方程. 在此基础上, 对线阵列辐射的脉冲声波在非均匀运动大气中的垂直和斜向传播进行了二维数值模拟, 模拟了武汉地区(114: 20°E, 30: 37°N)在夏季和冬季 UT = 29000 s 时开始传播的脉冲声波在不同时刻的声压分布. 模拟时通过采用 Msize00 和 HWM93 两个大气模型, 考虑了由于大气温度和密度变化以及大气风场存在所引起的大气不均匀性和运动性. 通过研究上述两季有风与无风条件下的声压差值 p_r , 可以发现: 风场对次声波在传播中声压分布的影响较大; 由于不同季节和不同传播距离上“有效声速”的不同, 导致了两季 p_r 分布波形存在差异; 风场对声波非线性传播的影响要远大于其对线性传播的影响.

关键词: 次声波传播, 非均匀运动大气, 有效声速

PACS: 43. 25. + y, 43. 28. + h

1. 引言

声波在大气中的传播特性是大气物理学的一个重要研究课题. 由于次声波频率很低(小于 20Hz), 所以其在大气中传播时的热黏滞衰减很小, 可以实现大气中的远距离传播, 这一特性使次声波在大气探测、环境监测等方面都有重要的应用价值. 次声波在大气中传播会受到介质状态的影响, 其中包括温度和密度的分层所引起的声波折射, 风场的存在对声波传播轨迹的影响以及大气湍流对声波的散射等等. 这样, 真实大气中的传播特性就比理想均匀介质中的传播特性更加复杂. 次声波在大气中传播的研究由来已久, Piercy 等^[1] 在上世纪 70 年代就对声波在大气中传播的研究做了概述. 研究次声波在大气中的远距离传播, 射线追踪法是一种有效的方法, 它能够准确的描述声波在大气中的传播轨迹, 传播时间等. 起初的射线追踪不能够包含声振幅的计算, Hallberg 等^[2] 提出了一种能够计算声振幅的射线追踪模型, 他们通过对射线方程进行数值积分研究了点声源辐射声波在运动分层大气中的传播. Garcés 等^[3] 发展了一维分层介质中

的次声波射线追踪, 提出了一种研究传播时间的有效方法. 随后, Virieux 等^[4] 将此模型发展到二维, 描述了次声波的射线轨迹、传播时间以及振幅的变化. Dessa 等^[5] 又将此模型发展到三维球面非分层介质中的研究, 解决了长距离传播过程中由于地球曲面及大气特性随着时间的改变对声波轨迹影响的问题.

除了以上基于射线方法的研究外, 基于波动方程的全波解法也是常用的一种研究声传播的方法. 由于声波波动方程求解的复杂性, 时域有限差分 (FDTD) 法常被用来求解这一问题. Blumrich 和 Heimann^[6] 利用线性 Euler 声传播模型研究了复杂气象条件下的声传播. 他们考虑了地面状况、温度梯度和风场等效应的影响, 但其研究范围主要是近地传播. Ostashev 等^[7] 将运动非均匀介质中的线性流体动力学方程组简化为两个更为简单的方程组, 并通过 FDTD 方法求解此数学模型, 研究了运动非均匀和湍流等介质中的声传播. 该方法可以描述多种介质中的声传播, 但他们的模拟和研究主要是声源附近的声场分析. Groot-Hedlin^[8] 通过 FDTD 方法求解线性声传播方程组研究了声波在非均匀吸收大气中的传播, 其中的衰减吸收是随

[†] E-mail: junjun123129@yahoo.com.cn

着频率改变而变化的. Mcleod 等^[9]通过实验研究了脉冲声波在户外湍流大气中的短距离传播,而 Blanc-Benon 等^[10]通过几何声学方法和修正 KZK 方程两个模型理论研究了湍流对声波传播过程中的波形畸变、上升时间和声压峰值的影响. Cotté 等^[11]利用 FDTD 方法对线性 Euler 方程进行了数值模拟,研究了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的频域解. 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问题^[12].

本文基于大气中近似到二阶的非线性声波波动方程,并通过 FDTD 方法模拟了 5 个点声源均匀组成的线阵列辐射的次声波在非均匀运动大气中的非线性传播. 该方程没有严格解析解,只有将其进行抛物线近似变为 KZK 方程后,可以进行准线性解析求解^[13,14],但此解是在弱非线性的假设下得到的. KZK 方程是目前用于研究声传播及声场分布较为广泛的模型^[15-17]. 但如上述所说,KZK 方程是基于非线性声波波动方程的抛物线近似而建立的模型,因此它仅仅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^[18,19],对二维和三维远距离声传播的研究就会出现不合理之处. 因此通过 FDTD 方法求解非线性声波波动方程^[19-22]在研究二维和三维声传播时将更加合理. 大气的非均匀性和运动性是由于大气温度、密度分层和风场的存在所引起的,本文通过采用 Msise00 和 HWM93 两个大气模型而考虑了这些因素.

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^[18]为

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

二阶质量守恒方程

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

考虑热传导的二阶气体物态方程^[23]

$$P = P_0 + \gamma \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} P_0 + \frac{\gamma(\gamma - 1)}{2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 P_0$$

$$- \kappa \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (3)$$

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

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

其中, p 为声压, P_0 为大气压强, ρ_0 为大气密度, κ 为热传导率, c_v 为定容比热容, c_p 为定压比热容, $\gamma = c_p/c_v$, β 为非线性系数, c_0 为声波速度, η 为切变粘滞系数, ζ 为体积粘滞系数. (4) 式的推导过程在文献 [24] 中已有详细说明,在此不作赘述.

(4) 式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和非线性效应,衰减包含了黏滞衰减和热传导衰减.

2.2. 背景参数与条件

在均匀大气条件下, P_0 , ρ_0 和 T 并不随传播高度 z 的变化而变化. 但是,真实大气由于重力的存在,这三个参数是随着高度变化的,即 $P_0(z)$, $\rho_0(z)$ 和 $T(z)$,这样就会影响到传播声速的变化

$$c_0(z) = \sqrt{\gamma R_a T(z)}, \quad (5)$$

这里, R_a 为普适气体常数, $R_a = 287.04 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$; T 为大气温度.

同时,风的存在会引起大气运动,从而影响到声速的变化. 在此引入“有效声速”的概念,将声速代之以静止大气声速与风速(大气运动速度)的矢量和,记为 C_e ,在二维情况下记 $C_e(x, z)$. 这样,方程(4)就变化为

$$\nabla^2 p - \frac{\rho_0(z)}{\gamma P_0(z)} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{b}{\rho_0(z) C_e^4(x, z)} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \frac{\beta}{\rho_0(z) C_e^4(x, z)} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 0, \quad (6)$$

这里, $b = \kappa \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) + \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right)$. 需要说明的是, γ 和 b 严格来讲都是高度 z 的函数^[25],但是在本文所研究的范围内变化很小,因此忽略它们随高度的变化. 这里, γ 取常值为 1.4. 其他参量值分别为: $\kappa = 0.0243 \text{ J m}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $c_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $c_v = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $\zeta +$

$$\frac{4}{3}\eta = 1.8 \times 10^{-5} \text{ kgm}^{-1} \text{ s}^{-1}, b = 2.7665 \times 10^{-5}.$$

本文模拟研究的是 5 个点声源均匀组成的线阵列辐射的次声波在大气中的传播, 线阵列位于中国武汉 (114: 20°E, 30: 37°N), 阵列源间距为 $0.5\lambda_0$,

λ_0 表示初始辐射声波波长. 图 1 是根据 Msize00 和 HWM93 两个大气模型所得到的武汉地区在一年四季中 UT = 29000s 时模拟高度内的大气温度、大气密度、静止大气声速剖面、东西向风速剖面和南北向风速剖面. 春、夏、秋、冬四季依次选取的是一年

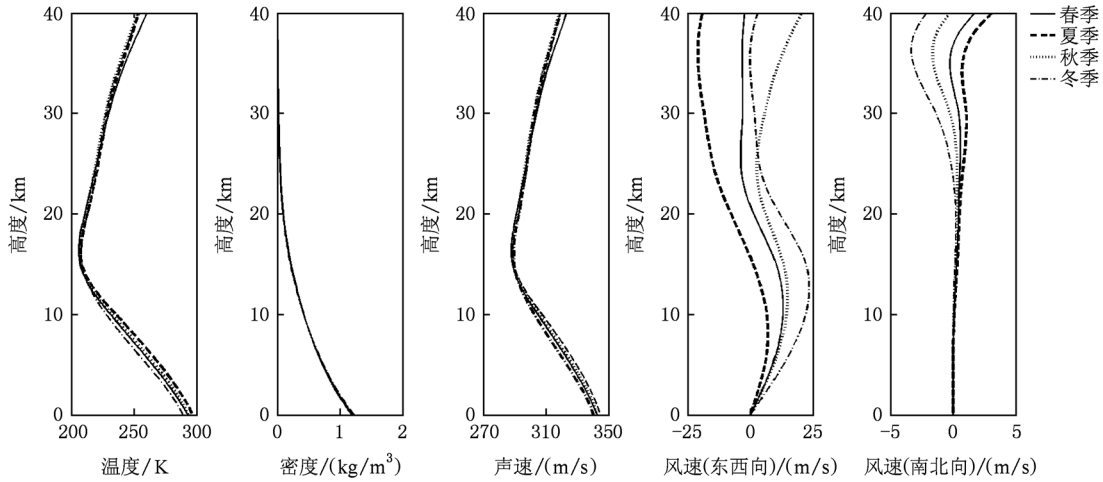


图 1 武汉地区 (114: 20°E, 30: 37°N) 一年四季中 UT = 29000 s 时的大气温度、大气密度、静止大气声速剖面、东西向风速剖面和南北向风速剖面图

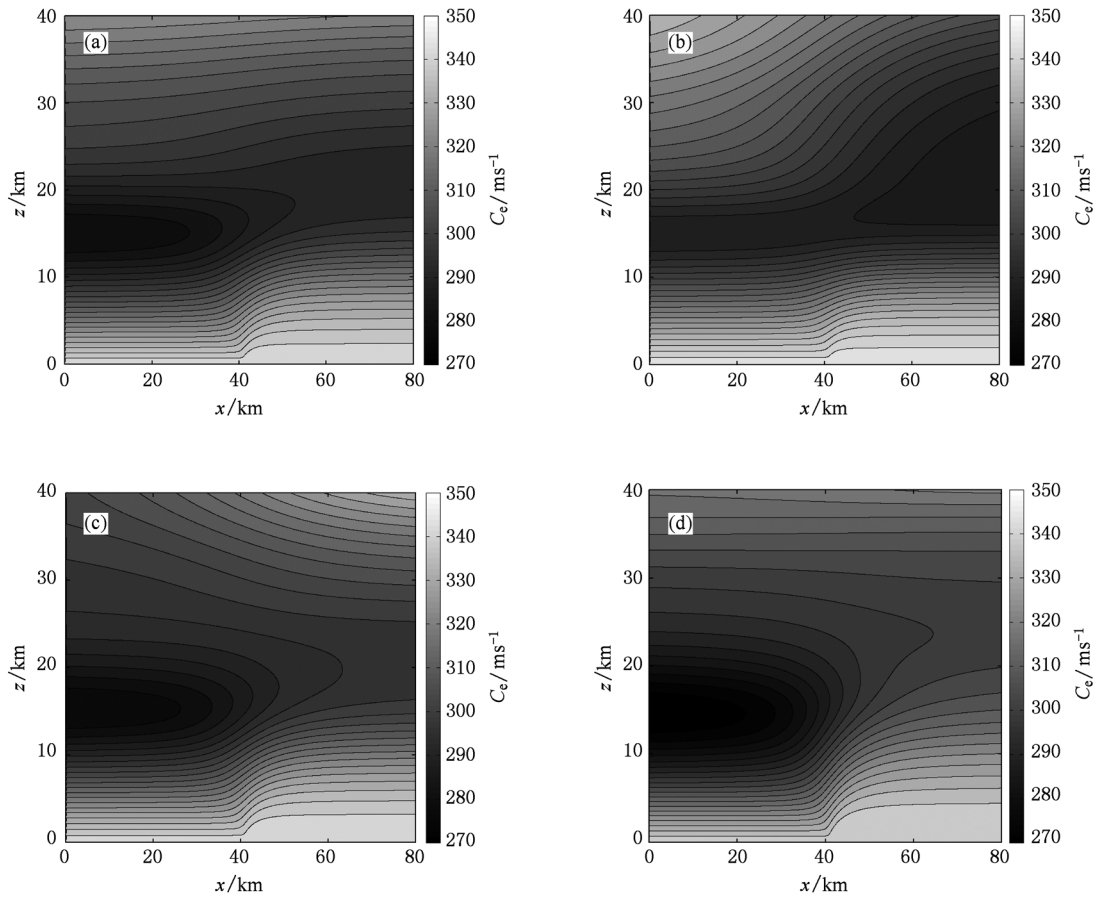


图 2 武汉地区 (114: 20°E, 30: 37°N) 一年四季中 UT = 29000 s 时的“有效声速”在传播平面内的二维分布 (a) 春季; (b) 夏季; (c) 秋季; (d) 冬季

中的第 120, 240, 300 和 360 天. 在风速剖面图中, 正值分别代表的是东风和北风. 从图 1 中可以看出, 东西向风速比南北向风速大, 而且在 20 km 以下, 南北向风速几乎为 0. 因此, 本文仅考虑东西向风场的影响. 为了使风场影响作用明显, 模拟时阵列声源沿东西向排列. 图 2(a), (b), (c), (d) 分别是春、夏、秋、冬四季与图 1 相同时间和地点的模拟范围内“有效声速”的二维分布, 其中 x 正方向为正东方向, 声阵列中心声源位于 $x = 40$ km 处. 从图 2 中可以清晰的看到, 声速分布不再仅仅是无风时的垂直变化, 在水平距离上也出现了声速的变化. 这将导致有风时得声传播出现与无风时的声传播不同的特性.

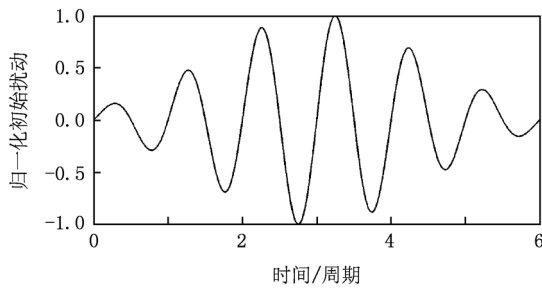


图 3 声源初始辐射声压输出波形

模拟时选取经过高斯调制的 6 个周期的脉冲声信号, 图 3 是输出声波的波形. 每个声源辐射声

压表达式为 $p = p_0 \sin(2\pi f_0 t) e^{-[(t-3T_0)/(2T_0)]^2}$, 其中 p_0 表示初始辐射声压幅值, $p_0 = 100$ Pa; f_0 表示初始声波角频率, $f_0 = 0.5$ Hz; T_0 表示初始声波周期, $T_0 = 1/f_0$. 因为有证据表明: 考虑重力项时, 频率为 0.02 Hz 左右的声波在传播 10 km 时的波形与不考虑重力项时的波形差异小于 1%^[26]. 而且随着频率的增大, 声波受到重力的影响将减小, 所以本文在模拟中忽略了重力的影响.

2.3. 时域有限差分格式

直角坐标系下的(4)式的二维形式可以写为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) - \frac{\rho_0(z)}{\gamma P_0(z)} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \\ & + \frac{b}{\rho_0(z) C_e^4(x, z)} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} \\ & + \frac{\beta}{\rho_0(z) C_e^4(x, z)} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

对其空间偏导数采用四阶精度的中心差分格式为

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} &= \frac{1}{12(dx)^2} (-p_{i+2,j}^n + 16p_{i+1,j}^n \\ & - 30p_{i,j}^n + 16p_{i-1,j}^n - p_{i-2,j}^n), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} &= \frac{1}{12(dz)^2} (-p_{i,j+2}^n + 16p_{i,j+1}^n - 30p_{i,j}^n \\ & + 16p_{i,j-1}^n - p_{i,j-2}^n). \end{aligned} \quad (9)$$

时间偏导数采用二阶精度的差分格式

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{p_{i,j}^{n+1} - 2p_{i,j}^n + p_{i,j}^{n-1}}{(dt)^2}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial^3 p}{\partial t^3} = \frac{6p_{i,j}^n - 23p_{i,j}^{n-1} + 34p_{i,j}^{n-2} - 24p_{i,j}^{n-3} + 8p_{i,j}^{n-4} - p_{i,j}^{n-5}}{(2dt)^3}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 2 \left[\left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)^2 + p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right] = 2 \left[\left(\frac{3p_{i,j}^n - 4p_{i,j}^{n-1} + p_{i,j}^{n-2}}{2dt} \right)^2 + p_{i,j}^n \frac{2p_{i,j}^n - 5p_{i,j}^{n-1} + 4p_{i,j}^{n-2} - p_{i,j}^{n-3}}{(dt)^2} \right], \quad (12)$$

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, 经过整理得到

$$\begin{aligned} p_{i,j}^{n+1} &= \frac{\gamma P_0(z)}{12\rho_0(z)} \left(\frac{dt}{dx} \right)^2 r_1 + \frac{\gamma P_0(z)}{12\rho_0(z)} \left(\frac{dt}{dz} \right)^2 r_2 \\ &+ \frac{\gamma P_0(z) b}{8\rho_0^2(z) C_e^4(x, z) dt^3} r_3 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \frac{\gamma P_0(z) \beta}{2\rho_0^2(z) C_e^4(x, z)} (r_4)^2 \\ & + \frac{2\gamma P_0(z) \beta}{\rho_0^2(z) C_e^4(x, z)} p_{i,j}^n r_5 + r_6, \end{aligned} \quad (13)$$

其中

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

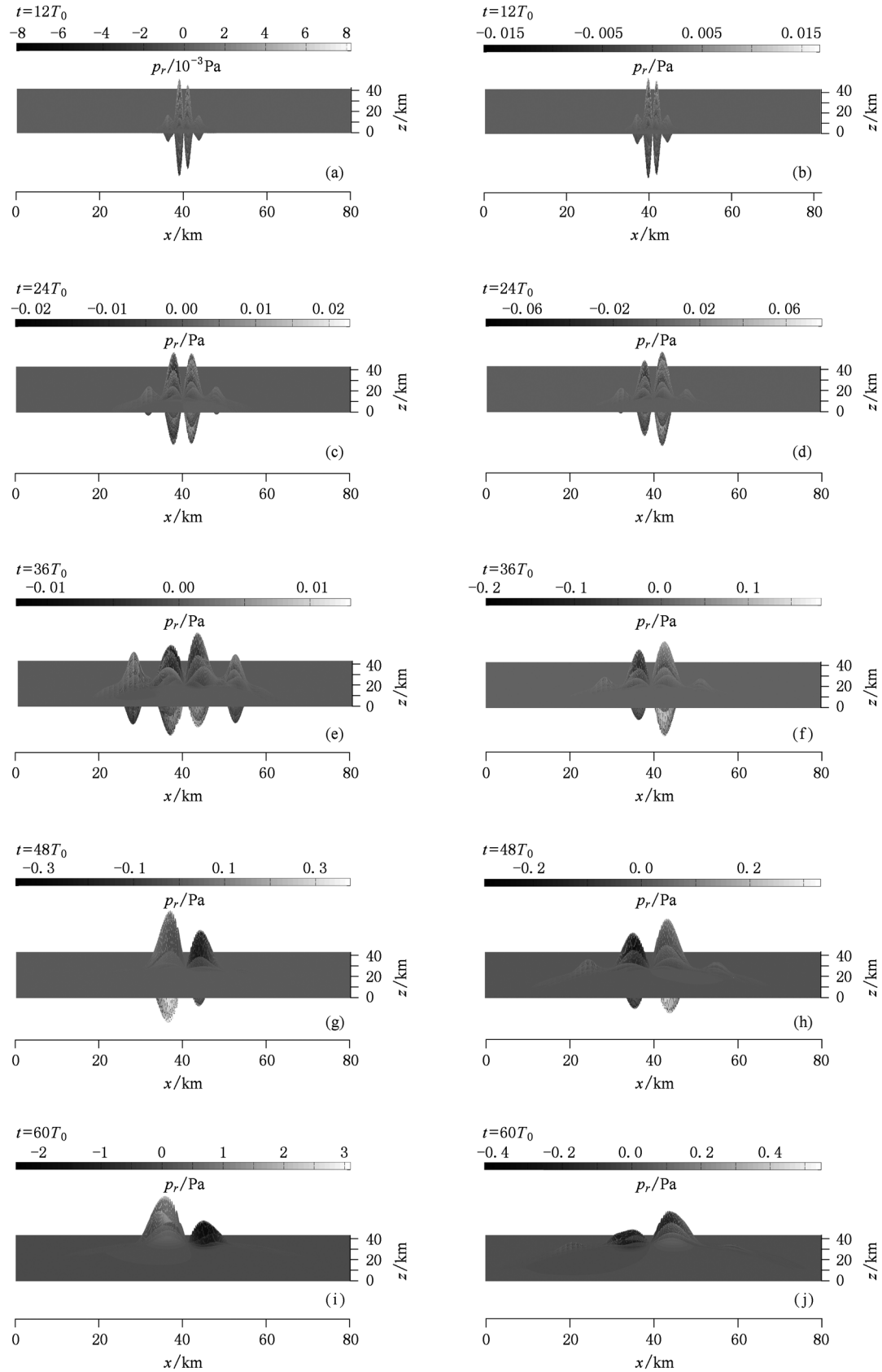


图4 脉冲声波在大气中垂直非线性传播不同时刻时有风条件与无风条件下的声压差值 p_r 。(a),(c),(e),(g),(i)表示夏季时的传播;(b),(d),(f),(h),(j)表示冬季时的传播

$$\begin{aligned} r_4 &= 3p_{ij}^n - 4p_{ij}^{n-1} + p_{ij}^{n-2}, \\ r_5 &= 2p_{ij}^n - 5p_{ij}^{n-1} + 4p_{ij}^{n-2} - p_{ij}^{n-3}, \\ r_6 &= 2p_{ij}^n - p_{ij}^{n-1}. \end{aligned}$$

(13)式即模拟采用的差分方程,其中等号右边第三项用来描述热黏滞衰减,第四项和第五项用来描述声波的非线性.因此,同文献[27]一样,通过考虑(13)式中的不同项可以描述声波在不同效应下的传播.

为了避免模拟所取边界造成的声波反射对声压分布的影响,模拟时四周边界采用了吸收边界条件^[18]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t}\right) \Big|_{x=0}, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t}\right) \Big|_{z=0}, \\ \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t}\right) \Big|_{x=x_{\max}}, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t}\right) \Big|_{z=z_{\max}}. \end{aligned}$$

3. 模拟结果与分析

从图1中东西向风速剖面图可以看出,冬、夏两季的风场差异是比较大的,所以这两季的有效声速的差异是比较明显的,这可以从图2(b),(d)两幅图中看出.因此,本文模拟时所选取的季节为冬、夏两季.根据以上模型方程和模拟条件,进行了以下模拟研究.

3.1. 垂直传播

图4是脉冲声波在大气介质中垂直非线性传播不同时刻时有风与无风条件下的声压差值 p_r 的二维空间分布.声源分布在 x 轴,声波沿 z 轴正方向垂直传播.五个时刻分别为 $12T_0, 24T_0, 36T_0, 48T_0$ 和 $60T_0$.图4(a),(c),(e),(g),(i)表示夏季时的 p_r ,(b),(d),(f),(h),(j)表示冬季时的 p_r .图中灰度条表示 p_r 值的范围.从图4中可以看出, p_r 值在阵列轴线上的始终为“0”,这是因为轴线上声波

的传播始终垂直于阵列面传播,因此平行于地面的风场不会对此方向的声速大小产生影响.夏季时的 p_r 分布与冬季时的 p_r 分布在 $12T_0$ 时基本相同,而在 $24T_0$ 及其之后的时刻,二者开始出现明显差异.这是由于 $12T_0$ 时刻夏季和冬季的“有效声速”基本相同,而此后“有效声速”逐渐出现了差异,“有效声速”的差异直接导致了次声波在传播过程中声压分布的不同.例如,在 $36T_0$ 时刻时,夏季和冬季时的 p_r 分布出现了“四峰状”的波形,但是夏季时左右两边的 p_r 值要明显大于冬季时左右两边的 p_r 值.而且,从 $60T_0$ 时刻的图形中可以看到,夏季的 p_r 最大值是冬季 p_r 最大值的5—6倍.这是因为 $60T_0$ 时刻声波传播的垂直距离大约为40 km,从图1中可以清楚的看到,在40 km的高度上,冬季的东西向风速值较小(接近于0),所以有风与无风条件下的声速差别较小.而在这个高度上夏季的东西向风速值较大(大于20 m/s),所以有风与无风条件下的声速差别较大,因此导致了夏季时的有风条件与无风条件下声压差的幅值要明显大于冬季时有风条件与无风条件下的声压差幅值.从图4中还可以看出:随着传播距离的增大,两季的 p_r 最大值均越来越大.这说明随着传播距离的增大,有风条件与无风条件下的声压分布的差别越来越大.

表1给出了脉冲声波在夏季和冬季大气中垂直传播至上述五个时刻时的线性与非线性条件下的 p_r 最大值.线性声压值是通过去掉(13)式中的非线性项而计算得到的.从表1中可以看出:线性传播时两季的 p_r 最大值的差别非常小,而非线性传播时两季的 p_r 最大值的差别比较明显.而且,线性传播时的 p_r 最大值较非线性传播时的 p_r 最大值小很多,几乎是6个数量级.这说明线性传播时,有风与无风条件下的声压值的差别并不大,风场对次声波非线性传播的影响要远大于其对线性传播影响.

表1 脉冲声波在夏季和冬季大气中垂直传播不同时刻时的线性与非线性条件下的 p_r 最大值(单位:Pa)

传播时刻	夏季线性 p_r 最大值	冬季线性 p_r 最大值	夏季非线性 p_r 最大值	冬季非线性 p_r 最大值
$12T_0$	1.6×10^{-9}	3.5×10^{-9}	0.0082	0.0168
$24T_0$	8.1×10^{-9}	2.3×10^{-8}	0.0228	0.0764
$36T_0$	1.8×10^{-8}	6.3×10^{-8}	0.0131	0.1841
$48T_0$	8.9×10^{-8}	1.0×10^{-7}	0.3755	0.3302
$60T_0$	4.0×10^{-7}	1.7×10^{-7}	3.0886	0.5457

3.2. 斜向传播

斜向传播时通过控制延迟时间来控制每个声源辐射声波的相位,使每个声源辐射的声波在指定的方向同相到达,从而达到阵列波束的偏转. 如图5所示, $\Delta r = c_0 \Delta t$, 其中 Δt 为延迟时间. 偏转角度 $\theta = \sin^{-1}(\Delta r/d)$, d 为声源间距. 因此,从阵列右边开始第 N 个声源的表面辐射声压为 $p = p_0 \sin\{\omega_0[t + (N - 1)\Delta t]\} e^{-[(t-3T_0)/(2T_0)]^2}$, 此即为斜向传播时的相控边界条件.

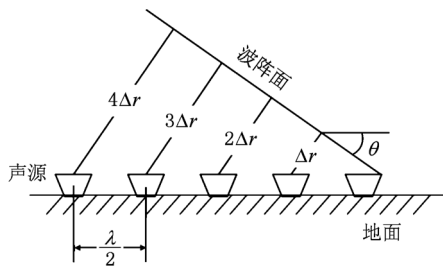


图5 线阵列波束偏转示意图

图6是脉冲声波在大气介质中斜向非线性传播不同时刻时有风与无风条件下的声压差值 p_r 的二维空间分布,五个时刻与垂直传播时相同. 这里 θ 取 60° , 即声轴与地面的夹角为 30° . 图6(a), (c), (e), (g), (i) 表示夏季时的 p_r 分布, (b), (d), (f), (h), (j) 表示冬季时的 p_r 分布. 从图6中可以看出,斜向传播时 p_r 值比垂直传播时的 p_r 值小,但其分布波形与初始辐射波形大致相同,这点与垂直传播时是相同的. 从左右5幅图的比较中可以看出,夏、冬两季的 p_r 值的分布波形在 $36T_0$ 之前是基本相同的,但冬季时的 p_r 值要比夏季时的 p_r 值大些. 随着传播距离的增加,两季的 p_r 分布波形逐渐出现了差异. 在 $48T_0$ 的图中可以看出二者差异明显:夏季波包出现了“分裂”,而冬季波包没有出现这种情况;而且冬季时的 p_r 值大于夏季时的 p_r 值近一个数量级. 从图2(b), (d) 中可以看出,夏季的有效声速在“分裂”处刚好出现了差异,而冬季时的有效声速在此处是相同的. 而且冬季时此处有效声速大小约为 305m/s , 远大于夏季时的有效声速 280m/s , 这就是波包差异出现的原因. 从图6中还可以看出: p_r 值的分布不再以声轴线为中线对称,这点与垂直传播时的情况相同,也与有效声速的差异有关. 但是,斜向传播时所表现出来的是波包上移,这点从 $60T_0$ 的图中可以更加明显的看出,波包中心

与中心声源的连线与地面的夹角已经大于 30° , 而且夏季比冬季偏移更甚. 波包的上移在射线法中对应的是声线在温度梯度和风场的作用下向上发生了偏折,此趋势与文献[3—5]中通过射线法所描述的声线在模拟高度内的折射趋势是基本相同的.

4. 结 论

本文基于大气介质中近似到二阶的非线性声波波动方程对脉冲声波在夏季和冬季的大气介质中垂直和斜向非线性传播进行了二维数值模拟. 模拟时采用了 Msise00 和 HWM93 两个大气模型,从而考虑了由于大气温度和密度的变化以及风场的存在所造成大气不均匀性和运动性. 通过对比研究可以发现脉冲次声波在运动不均匀大气中非线性传播时的以下特性:当次声波垂直传播时,水平风场的存在并不对与之垂直方向传播的声速大小产生影响,因此 p_r 值在阵列轴线上始终为“0”,夏季时的 p_r 分布与冬季时的 p_r 分布在传播初期基本相同,随着传播距离的增加,二者开始出现明显差异,同时,两季的 p_r 最大值均越来越大. 这些现象的出现均是由于风场的存在导致了“有效声速”的分布差异所造成的. 当次声波斜向传播时,其 p_r 值比垂直传播时的 p_r 值小. 这说明斜向传播时有风与无风条件下的声压分布差异要小于垂直传播时的情况. 与垂直传播时相同,夏、冬两季的 p_r 值分布波形在斜向传播初期是基本一致的,但随着传播距离的增加,将逐渐出现差别. 并且, p_r 值的分布不在以声轴线为中线对称,其表现为波包上移. 这些也是由于“有效声场”的分布差异所造成的. 同时,通过比较上述两季的线性与非线性传播时的 p_r 最大值可以发现:线性传播时,有风与无风条件下的声压大小差别甚小,而非线性传播时二者的差别较为明显,这说明风场的存在对声波非线性传播的影响要远大于其对线性传播的影响.

由以上分析可知,次声波在大气中非线性传播时的声场分布会受到由于大气温度和密度不同所造成的大气不均匀性以及由风场所引起的大气运动的影响,这些可以归结于“有效声速”的差异. 该模型和方法能够较好的模拟声波在非均匀运动大气中传播时的非线性、热黏滞衰减和几何扩展效应. 但是,由于实际工程中的声阵列不仅仅是一条直线上均匀分布的线阵列,其传播也不仅仅是二维

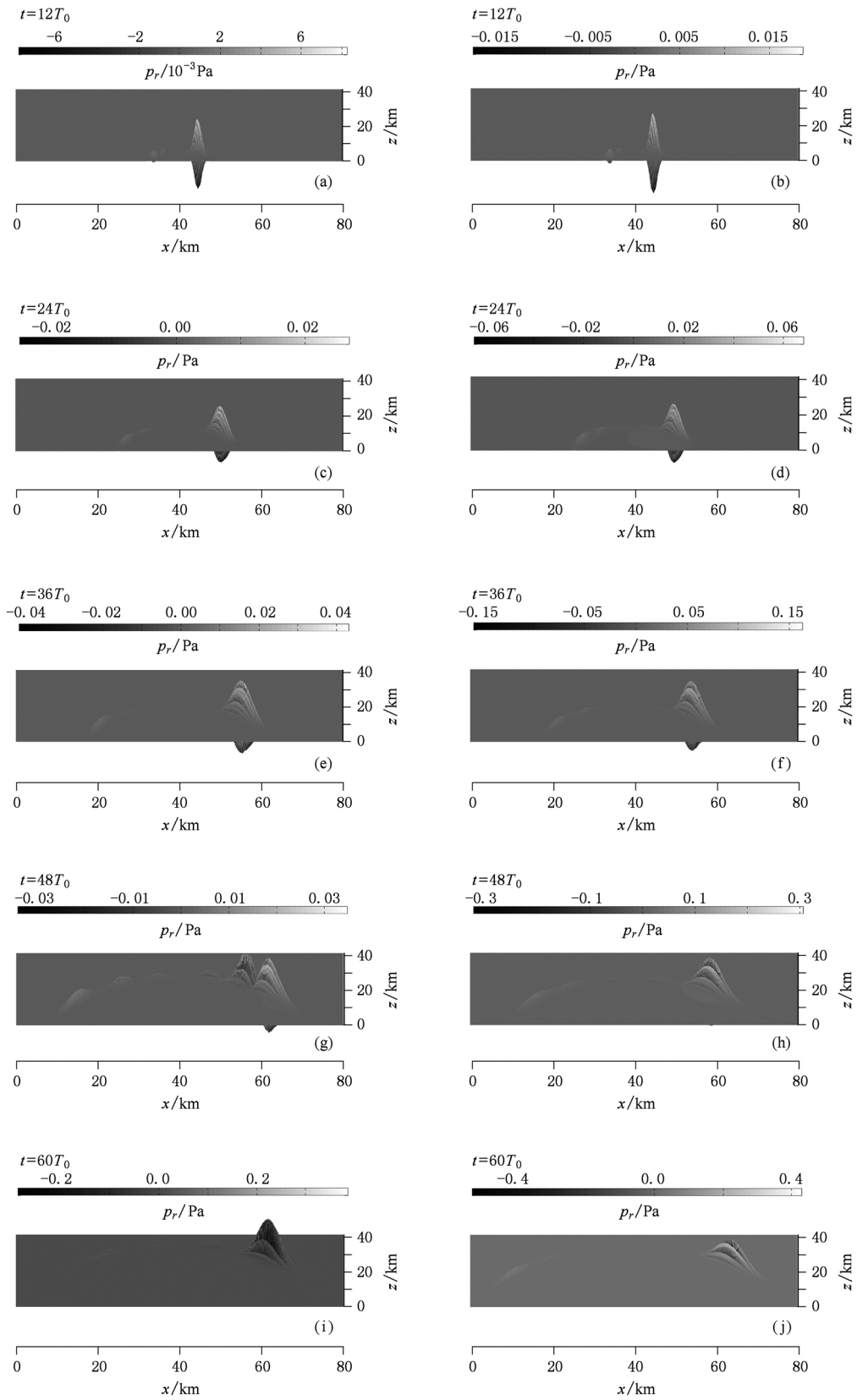


图6 脉冲声波在大气中斜向(声轴与地面夹角为 30°)非线性传播不同时刻时有风条件与无风条件下的声压差值 p_r (a), (c), (e), (g), (i)表示夏季时的传播;(b), (d), (f), (h), (j)表示冬季时的传播

平面的,而是三维空间的传播. 这将使声波传播过程中的声压分布及其受到的风场影响与二维情况

下有所不同. 因此,二维模型有其局限性,必须将其发展到三维. 这将是下一步研究的重点.

- [1] Piercy J E, Embleton T F W 1977 *J. Acoust. Soc. Am.* **61** 1403
- [2] Hallberg B, Larsson C 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **83** 2059
- [3] Garcés M A, Hansen R A, Lindquist K G 1998 *Geophys. J. Int.* **135** 255
- [4] Virieux J, Garnier N, Blanc E, Dessa J X 2004 *Geophys. Res. Lett.* **31** L20106
- [5] Dessa J X, Virieux J, Lambotte S 2005 *Geophys. Res. Lett.* **32** L12808
- [6] Blumrich R, Hermann D 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **112** 446
- [7] Ostashev V E, Wilson D K, Liu L, Aldridge D F, Symons N P, Marlin D 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **117** 503
- [8] Groot-Hedlin C 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **124** 1430
- [9] Meleod I D, Don C G, Swenson G G 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **116** 2855
- [10] Blanc-Benon P, Lipkens B, Dallois L, Hamilton M F, Blackstock D T 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **111** 487
- [11] Cotté B, Blanc-Benon P 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **125** EL202
- [12] Castor K, Gerstoft P, Roux P, Kuperman W A, McDonald B E 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **116** 2004
- [13] Rudenko O V, Soluyan S I, Khokhlov R V 1974 *Soc. Phys. Acoust.* **19** 556
- [14] Kunitsyn V E, Rudenko O V 1978 *Soc. Phys. Acoust.* **24** 310
- [15] 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]
- [16] 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]
- [17] 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]
- [18] 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]
- [19] Cizek M, Rozman J 2007 *Radioelektronika 17th International Conference* (Brno:IEEE) p1
- [20] Hallaja I M, Cleveland R O 1999 *J. Acoust. Soc. Am.* **105** L7
- [21] Huijssen J, Bouakaz A, Verweij M D, Jone N D 2003 *IEEE Ultrasonics Symposium* (Hawaii:IEEE) p1851
- [22] Lü J, Zhao Z Y, Zhang Y N, Zhou C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8662 (in Chinese) [吕君、赵正予、张援农、周晨 2010 物理学报 **59** 8662]
- [23] Qian Z W 2009 *Nonlinear Acoustics* (Beijing: Science Press) p29 (in Chinese) [钱祖文 2009 非线性声学(北京:科学出版社)第29页]
- [24] Hamilton M F, Blackstock D T 1998 *Nonlinear Acoustics* (San Diego: Academic Press) p55
- [25] Yang X R, Chen Y 2007 *Atmosphere Acoustics* (Beijing: Science Press) p10 (in Chinese) [杨训仁、陈宇 2007 大气声学(北京:科学出版社)第10页]
- [26] Gill A E 1982 *Atmosphere-Ocean dynamics* (San Diego: Academic Press) p295
- [27] Lee Y S 1993 *Ph. D. Dissertation* (Austin: University of Texas)

Properties of infrasonic wave nonlinear propagation in the inhomogeneous moving atmosphere

Lü Jun[†] Zhao Zheng-Yu Zhou Chen

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

(Received 26 October 2010; revised manuscript received 3 January 2011)

Abstract

A difference wave equation is obtained by discretizing a nonlinear acoustic wave equation in atmosphere in the second-order miniterm approximation based on the finite-difference time-domain method. And the pulsed infrasonic wave radiated by a linear array vertical or oblique propagation in moving inhomogeneous atmosphere is numerical simulated in the two-dimensional space, and sound pressure distribution after the different propagation times is investigated in the Wuhan(114: 20° E, 30: 37° N) of China and the initial time UT = 29000s of summer and winter. The atmospheric inhomogeneity caused by the change of temperature and density, and the atmospheric motion caused by the presence of wind is considered by using the Msise00 and HWM93 models. The pressure difference p_r obtained by subtracting no-windy pressure from the windy-pressure in above two seasons indicates that the wind has more influence on the sound field in the infrasonic propagation. The distribution waveform of p_r is dependent on season because the “actual acoustic velocity” depends on season and propagation distance; The influence of wind on the nonlinear propagation is bigger than on the linear propagation.

Keywords: infrasonic wave propagation, inhomogeneous moving atmosphere, actual acoustic velocity

PACS: 43. 25.+ y, 43. 28.+ h

[†] E-mail: junjun123129@yahoo.com.cn