

次声波在非均匀大气中的超视距传播特性研究*

周晨[†] 王翔 赵正予 张援农

(武汉大学电子信息学院, 武汉 430072)

(2013年1月29日收到; 2013年4月28日收到修改稿)

本文基于 Nonlinear Progressive Equation (NPE 方程) 开展了对非均匀大气中次声波超视距传播特性的研究, 通过数值模拟实验对武汉上空四季次声波传播情况以及路径传输损耗进行了模拟, 获取了次声波在非均匀大气中的超视距传播特性. 计算结果表明, 非均匀大气的性质及其中存在的风对次声波传播有明显的影响, 平流层折射与风速和声波传播方向密切相关, 数值模拟结果表明, 当高斯声源主频为 0.1 Hz 时, 在不同的背景风场传播条件下, 存在着两个反射高度, 其中 40 km 高度反射传输损耗约为 25 dB, 110 km 反射传输损耗约为 50 dB.

关键词: 次声波, 超视距传播, 非均匀大气, 平流层折射

PACS: 43.25.+y, 43.28.+h

DOI: 10.7498/aps.62.154302

1 引言

复杂多变的真实地球大气会造成相应复杂的声线分布, 声波特别是低频声波在大气风场和特定温度结构下有时会出现所谓“异常传播”的现象^[1,2], 从地面斜向传播的声线分别在平流层高度(40—50 km)和热层(120 km左右)被反射, 形成平流层反射模式和热层反射模式, 最终到达几百公里之外的地区. 大气中的低频声波与较大规模的自然现象(如地震、海啸等)和人类活动(爆炸)有关, 对低频声波的研究已形成一个独立分支.

自上世纪 70 年代以来, 国内外诸多学者对自然因素和人为因素产生的低频声波在地球大气层中的传播理论以及数值模拟进行了广泛而深入的研究, 直到现在仍然是大气声学研究的热点. Jones 和 Georges 等^[3,4] 在上世纪 70 年代, 对声波及低频声波在大气中传播的射线理论进行了深入而细致的研究, 并建立了声波在地球大气层中传播的射线追踪模型. 此外, 考虑到射线理论的适用范围, 全波解法也被广泛的应用于大气声学传播和计算之中, 其中抛物方程法 (PE)^[5] 法也在大气计算声学中得到了充分的应用. Groot-Hedlin^[6] 利用在电磁波传

播中得到广泛应用的时域有限差分 (FDTD) 的方法直接解算次声在大气中传播的波动方程问题, 并在此基础上讨论了损耗大气中低频声波传播的特性. 吕君等^[7-9] 利用时域有限差分的方法对低频声波在非均匀大气中的非线性传播做了相关研究, 宋杨等^[10] 采用射线追踪方法获得声波在耗散大气中的传播.

研究次声波传播经常使用 NPE (nonlinear progressive wave equation) 模型, 这个模型是 McDonald 和 Kuperman^[11] 在 1987 年提出, 并且成功应用于水声模拟中^[12]. NPE 方程是在时域内模拟有限振幅声波在复杂环境中传播的模型, 是欧拉方程的一种简化形式; 它的基本原则是在一个运动的坐标系中计算声波波形的演变, 而不是计算整个物理区域内声波变化. 在早期的研究中, Too 和 Ginsberg^[13] 为了研究圆活塞声源产生声波的传播, 提出了一系列的 NPE 方程的修改形式, 并且加入了热粘滞吸收效应. 之后通过许多研究人员的不断努力, 产生了一个较完善的方程形式, 从而能够模拟强振幅声波在复杂大气环境中的传播. NPE 方程中分别由独立的项代表声波传播过程中的非线性效应、折射效应、径向扩展、热黏滞效应以及衍射效应. 此外 McDonald^[14], Caine^[15] 和 Leissing^[16] 等人也对 NPE

* 国家自然科学基金 (批准号: 41204111) 和国家高技术研究发展计划 (批准号: 2010AA8092114) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: ionolab@whu.edu.cn

方程进行了详细的阐述.

本文基于运动方程、质量守恒方程(或称连续性方程)、物态方程推导得到 NPE 方程,采用数值模拟方法,研究了非均匀大气中次声波的传播特性;对比了不同季节、不同方向水平风条件下,次声波在非均匀大气中的传播特性,分析了大气温度梯度和大气风场对次声波传播的影响,同时给出了声波在大气中的传输损耗,并对不同风向情况下的结果进行了对比分析.

2 NPE 方程的推导

为了推导得到单变量单向运动的方程,在推导的过程中做了一些假设: 1) 声波主传播方向是 x 方向; 2) 声速的扰动较小; 3) 弱非线性: 物态方程泰勒展开后只保留到密度扰动项 ρ' 的二阶小量,速度采用一阶近似; 4) 近轴近似: 运动框算符 D_t 的应用表示声波是单向(没有向后传播)传播.

描述理想流体中微小声波的基本方程由运动

方程、质量守恒方程(或称连续性方程)、物态方程三个方程组成, 写为^[17]

$$\begin{aligned} & \rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] \\ &= -\nabla p + \left(\eta + \frac{4}{3} \mu \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) - \eta \nabla \\ & \quad \times \nabla \times \mathbf{v} \text{ (运动方程),} \\ & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \text{ (连续性方程),} \\ & p = p(\rho, s) \text{ (物态方程),} \end{aligned} \quad (1)$$

其中 p 为声压, ρ 为大气密度, s 为热力学中的熵, η 是体积黏度, μ 是剪切黏度.

NPE 方程是在一个围绕波前以声速 c_0 运动的坐标系内模拟声波的传播. 因此在这里假设声波是向外传播. 引入运动框的算子 $D_t = \partial_t + c_0 \partial_x$, 并且假设声速 $c = c_0 + c_1$, 其中 c_0 是静态大气中声速, 假定其恒定不变; c_1 是随空间变化的声速扰动, 可以合理假定 c_1 较小. 则可以得到

$$\begin{aligned} (D_t - c_0 \partial_x)^2 \rho' &= \partial_x^2 (c_0 + c_1)^2 + \left(\rho' + \beta \frac{\rho'^2}{\rho_0} \right) (\partial_y^2 + \partial_z^2) \left((c_0 + c_1)^2 \left(\rho' + (\beta - 1) \frac{\rho'^2}{\rho_0} \right) \right) - \xi \nabla^2 (\partial_x (c_0 + c_1) \rho'), \\ \uparrow & \qquad \qquad \uparrow \qquad \qquad \uparrow \qquad \qquad \uparrow \qquad \uparrow \\ a & \qquad \qquad b \qquad \qquad c \qquad \qquad d \qquad e \end{aligned} \quad (2)$$

其中 p_T 为大气总声压, ρ_T 是大气总密度, ρ_0 是静态大气密度, ρ' 是密度扰动项, β 为非线性系数,

$$\xi = \rho_0^{-1} \left[\kappa \left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p} \right) + \left(\eta + \frac{4}{3} \mu \right) \right]$$

是热黏滞系数.

因为以下物理机理^[11]: (a) 声波波形的变化相对于声波经过固定点的过程来说是缓慢的; (b) 声速空间扰动项较小; (c) 非线性较弱; (d) 和 (e) 声波主要在 x 方向传播, 其在 y 和 z 方向上的梯度要远小于在 x 方向的梯度, 上式中标注下标 a 到 e 的量可以认为是高阶小量. 将 (2) 式展开, 只保留到高阶项的最低阶, 并对 x 积分可以得到

$$\begin{aligned} D_t \rho' &= -\partial_x (c_1 \rho') - \frac{c_0}{2} \partial_x \left(\beta \frac{\rho'^2}{\rho_0} \right) \\ &+ \frac{1}{2} \xi \partial_x^2 \rho' - \frac{c_0}{2} \int_{x_f}^x (\partial_y^2 + \partial_z^2) \rho' dx, \end{aligned} \quad (3)$$

其中积分下限 x_f 是声波还没有传到的地方, 那里声压扰动及其在 x 方向的导数均为零. 最后用归一

化变量 $R = \rho' / \rho_0$ 代替 (3) 式中的密度扰动 ρ' , 得

$$\begin{aligned} D_t R &= -\partial_x \left(c_1 R + \frac{c_0}{2} \beta R^2 \right) + \frac{1}{2} \xi \partial_x^2 R \\ &- \frac{c_0}{2} \int_{x_f}^x \nabla_{\perp} R dx, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $\nabla_{\perp} = (\partial_y^2 + \partial_z^2)$. (4) 式就是直角坐标系中的 NPE 方程. 上式等号右边的四项分别代表声波在大气中传播的不同效应: 1) $\partial_x (c_1 R)$ 项表示由于随空间变化的气象因素产生的折射项; 2) $-\partial_x \left(\frac{c_0}{2} \beta R^2 \right)$ 项表示非线性效应; 3) $-\frac{c_0}{2} \int_{x_f}^x (\partial_y^2 + \partial_z^2) R$ 项表示衍射效应, 它表明声波在横向传播的情况; 4) $\frac{1}{2} \xi \partial_x^2 R$ 项表示热黏滞吸收效应.

3 边界条件

在模拟过程中, 共有三种边界条件需要考虑: 1) 两侧边界: 计算网格中右端点和左端点, 2) 计算网格底端, 3) 计算网格顶端的吸收边界.

3.1 侧面边界

运动计算网格的侧面边界没有物理意义. 选择的计算网格要足够大从而使得信号停留在计算网格内, 即

$$L > T \max(|c_1(r, z)|), \quad (5)$$

其中, L 为计算网格的长度, T 是声波传播的时间, $c_1(r, z)$ 为声速扰动项. 为了确保满足这个条件, 设定计算网格最左边的一列值为零, 每次计算完成后检测其是否为零:

$$R_{1,j}^n = 0, \quad j = 1, \dots, N_z, \forall n. \quad (6)$$

计算网格最右边的一列是在声波还没有传播到的区域, 此处介质是静止的, 即

$$R_{N_r,j}^n = 0, \quad j = 1, \dots, N_z, \forall n. \quad (7)$$

3.2 地面边界

地面层对声波传播的影响是以计算网格中的场值 $R_{i,1}^n$ 体现出来. 假设地面是声学刚性地面, 由地面对称的假设, 应用声学刚性地面条件 $\partial p / \partial n = 0$ 相应改变边界点处声压值的计算公式.

3.3 吸收边界 ——NPE 方程的完美匹配层

Bérenger^[18] 于 1994 年提出用具有一定厚度, 由人工衰减介质组成的吸收层代替吸收边界条件处理数值计算中截断现象. 当波动进入吸收介质层时, 由于吸收而被衰减. 由于该方法在理论意义上, 可以完全吸收以任意角度、任意频率入射的波动而得名: 完美匹配 (perfectly matched layer).

从简化的 NPE 方程出发: 忽略非线性效应并且假设声速没有扰动, 即 $c_1(x, z) = 0$. 则 NPE 方程简化为

$$\frac{DR}{Dt} = -\frac{c_0}{2} \left(\int_{r_f}^r \frac{\partial^2 R}{\partial z^2} dr \right). \quad (8)$$

假设声波动对时间的变化为 $e^{i\omega t}$, 可以得到

$$i\omega \partial_r R + \frac{c_0}{2} \frac{i\omega}{i\omega + \sigma(z)} \partial_z \left(\frac{i\omega}{i\omega + \sigma(z)} \partial_z R \right) = 0. \quad (9)$$

经过一些代数运算, 并将上式再转换到时域就可以得到 NPE 方程的 PML 模型:

$$D_t R + \frac{c_0}{2} \int \partial_z^2 R dr$$

$$= -3\sigma(z)R - 3\sigma(z) \int R dt - \sigma(z)^3 \iint R dt - \frac{c_0}{2} \iint [\sigma(z) \partial_z^2 R - \partial_z R \partial_z \sigma(z)] dr dt, \quad (10)$$

其中参量 $\sigma(z)$ 由以下公式确定:

$$\sigma(z) = \frac{c_0}{2\sqrt{\delta}} \left(\frac{z - z_0}{\delta} \right)^2, \quad z \geq z_0, \quad (11)$$

其中, δ 为声波信号中主频的波长.

图 1 中给出了使用 NPE/PML 模型和不使用 NPE/PML 模型的声波模拟结果图.

图 1(a) 为使用 PML 模型模拟结果, 图中黑色虚线为实际物理边界, 其上为完美匹配层. 可以看到使用 PML 模型后, 声波在边界处没有出现反射, 但是在图 1(b) 中由于没有使用 PML 模型, 边界处由于硬边界作用声波产生明显的反射.

4 不均匀大气中次声波传播

4.1 声速模型

大气声学特性主要由其中的声速所表征. 绝大多数情况下, 大气是以一定速度运动的, 而大气运动一般以大气中的风场表征. 风场对声速也会产生影响. 而风的效应可以引进“有效声速”的概念来计及, 即将大气看成是静止的, 但声速代之以声速与风速的矢量和:

$$c_{\text{eff}} = c_s + \mathbf{n} \cdot \mathbf{V}, \quad (12)$$

其中 c_{eff} 为有效声速, $c_s^2 = \frac{\gamma P}{\rho} = \frac{\gamma RT}{M}$ 为静止声速, R 为摩尔气体常数, γ 为比热比, M 为大气摩尔质量, T 为大气温度, \mathbf{n} 为声波传播方向, \mathbf{V} 为水平方向风速, $\mathbf{n} \cdot \mathbf{V}$ 即表示风速在声波传播方向上的分量. 有效声速涵盖由温度和风引起的折射效应.

4.2 数值模拟条件

为了研究次声波在非均匀大气中的超视距传播特性, 这里考虑了使用 NPE 方程模拟大气中存在风场、温度和风速在垂直方向上的变化情况, 选用 MSISE00 模型^[19] 给出温度随高度的变化, HWM93 模型^[20] 给出水平风场随高度的变化.

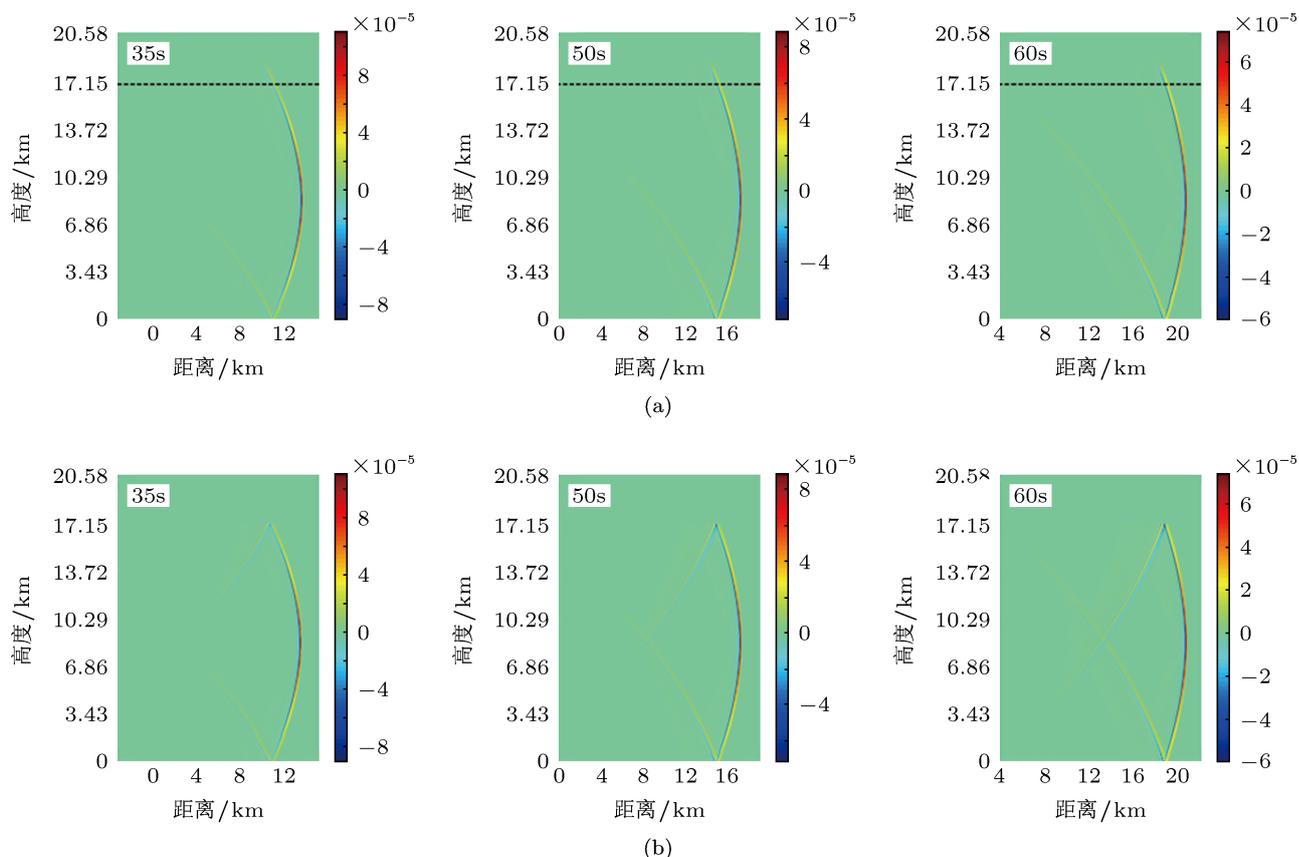


图1 使用 PML 模型和不使用 PML 模型的声波模拟结果图 (其中三幅小图从左到右依次为 35 s, 50 s, 60 s 时刻的声波模拟结果) (a) 使用 PML 模型; (b) 不使用 PML 模型

空气摩尔质量在 80 km 以下的大气中保持常数值 $28.966 \text{ kg}\cdot\text{kmol}^{-1}$, 而从 80 km 处开始随高度的增加而下降, 这是由于氧分子的分解以及 O_2 和 N_2 的扩散分离造成的^[21]. 分子摩尔质量使用 Louis^[22] 论文中的插值公式计算. 比热比取为 $\gamma = 1.4$, 摩尔气体常数取为 $R = 8.3145 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. 声源为空间高斯分布声源, 主频率为 0.1 Hz, 从地面开始发射声波. 计算域内水平方向步长为 100 m, 分辨率为 34 points/ λ (λ 为波长), 垂直方向步长为 300 m. 下列声学参数取标准大气下的数值: 声速 $c_0 = 343 \text{ m/s}$, 非线性系数取 $\beta = 1.2$, 体积黏度取 $\eta = 1.8 \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$, 剪切黏度取 $\mu = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, 热传导系数取 $\kappa = 0.0243 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, 定压比热容取 $C_p = 1004 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, 定容比热容利用公式 $C_v = C_p/\gamma$ 计算.

4.3 数值计算结果

4.3.1 温度与静止风速

图 2(a) 给出了武汉市上空春 (120 天)、夏 (210

天)、秋 (300 天)、冬 (30 天) 四季 $UT = 29000 \text{ s}$ 温度随高度变化剖面. 图 2(b) 给出了计算得到的静止声速随高度的变化. 其中绿色虚线代表春季、红色点线代表夏季、蓝色虚点线代表秋季、黑色实线代表冬季. 可以看到虽然四季温度有所差异, 但是四季温度的变化趋势是一致的, 同时 40 km 高度以下温度差异很小, 静止声速的差异也非常小.

4.3.2 纬向风向东传播时模拟结果

图 3(a) 给出了武汉上空四季纬向风随高度变化剖面图, 横坐标表示风速, 单位为 m/s, 纵坐标表示高度, 单位为 km. 风速为正表示东风, 风速为负表示西风. 图 3(b) 给出了计算得到计入纬向风后的有效声速, 其中声波向东传播, 图中横坐标表示有效声速大小, 单位为 m/s, 纵坐标表示高度, 单位为 km. 图 3(a) 和 (b) 中绿色虚线代表春季、红色点线代表夏季、蓝色虚点线代表秋季、黑色实线代表冬季. 可以看到武汉市上空纬向风四季差异较大, 从而使得图 3(b) 中的四季有效声速在 40 km 高度以下相对静止声速有较大的差异. 而在 90 km 高度

以上虽然一年四季风场存在差异,但是由于风速较小,有效声速的差异相对低高度的差异较小,且有效声速的变化趋势是一致的.

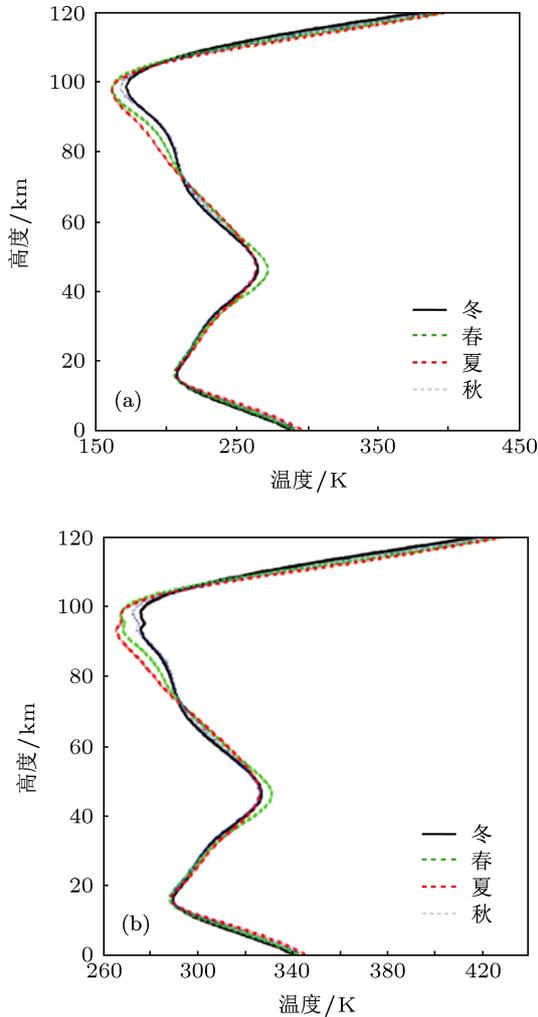


图2 四季 UT = 29000 s 武汉市上空温度及静止声速随高度变化 (绿色虚线代表春季、红色点线代表夏季、蓝色虚点线代表秋季、黑色实线代表冬季) (a) 武汉上空温度变化图; (b) 武汉上空静止声速变化图

图4给出以图2(b)中有效声速向东传播的声波传播模拟情形. 其中图4(a)为春季传播情形,图4(b)为夏季传播情形,图4(c)为秋季传播情形,图4(d)为冬季传播情形. 图中横坐标为距离声源的传播距离,单位为 km,纵坐标为高度,单位为 km. 在图4中可以看到加入纬向风后,由于武汉上空纬向风和温度在四季存在的差异,导致声波传播过程中也存在着明显的差异. 当声波向东传播时,秋季和冬季可以看到明显的平流层折射,春季的平流层折射相对较弱,而且在图4(c)中(秋季)声波大部分能量在平流层由于折射现象向下传播,而向上传播

的能量相对较少. 在图4(a), (c)和(d)中标出的坐标中可以看到,由于纬向风场的作用,即使存在平流层折射现象,折射发生的高度也是存在差异的,当折射高度存在差异时,声波通过折射达到地面处的距离也是不同的. 而在图4(b)中可以看到在夏季,当声波向东传播时,几乎在平流层中不存在折射现象,也就是说如果想利用声波在平流层折射产生的超视距传播传输信息时,夏季不能使用向东方向传播的声波. 但是同时可以看到,尽管加入纬向风场之后,90 km 高度以上四季有效声速存在差异,但是四季模拟结果中声波在 110 km 高度左右的折射现象均存在,且折射高度基本一致,这说明纬向风场主要影响平流层中的声波折射现象.

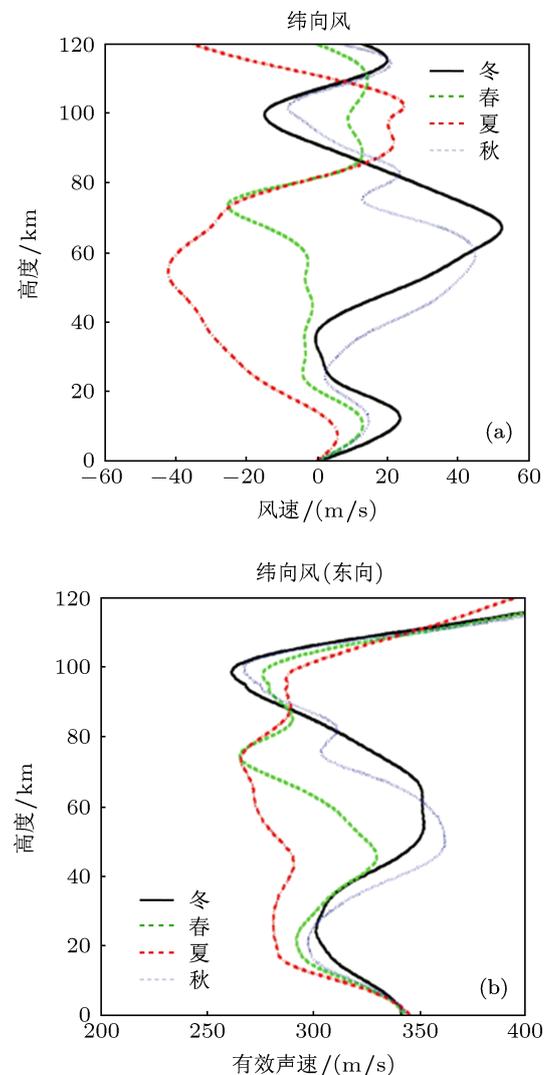


图3 四季 UT = 29000 s 武汉市加入纬向风后有效声速剖面, 声波向东传播 (绿色虚线代表春季、红色点线代表夏季、蓝色虚点线代表秋季、黑色实线代表冬季) (a) 纬向风; (b) 有效声速

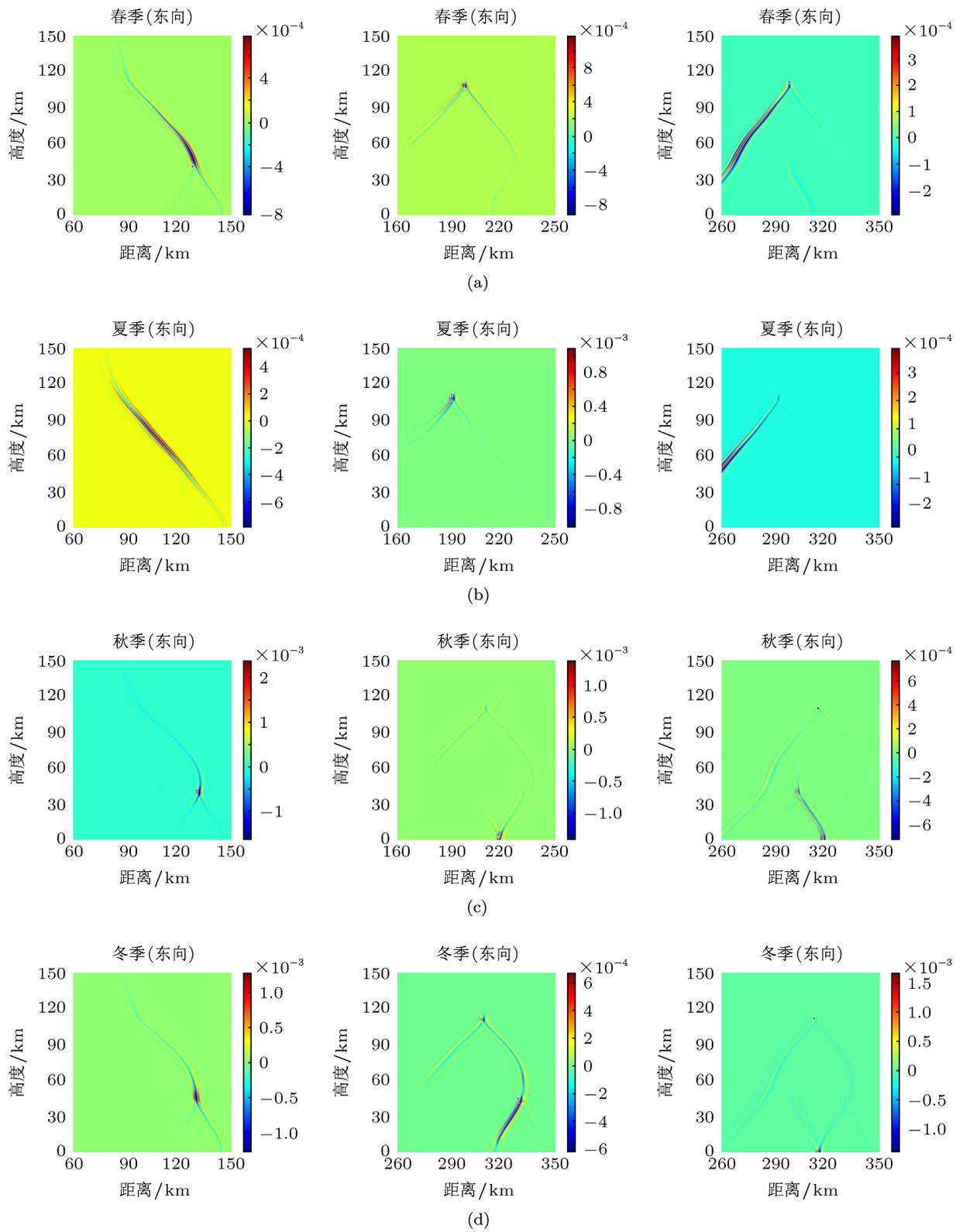


图4 加入纬向风后, 声波向东传播的四季模拟图. 从左到右表示传播距离依次增加 (a) 春季 (120 天)UT = 29000 s; (b) 夏季 (210 天)UT = 29000 s; (c) 秋季 (300 天)UT = 29000 s; (d) 冬季 (30 天)UT = 29000 s;

4.3.3 纬向风向西传播时模拟结果

图 5 中给出了加入由 HWM93 模型计算得到的武汉上空四季纬向风后大气声波向东传播和向西传播时的有效声速. 图 5(a) 为声波向东传播时的有效声速, 图 5(b) 为声波向西传播时的有效声速. 图中横坐标表示有效声速大小, 单位为 m/s, 纵坐标表示高度, 单位为 km. 图 5(a) 和 (b) 中绿色虚线代表春季、红色点线代表夏季、蓝色虚点线代表秋季、黑色实线代表冬季. 从图 5(a) 和 (b) 中可以看到由于声波传播方向反向, 有效声速计算公式中 $c_{\text{eff}} = c_s + \mathbf{n} \cdot \mathbf{V}$ 的 $\mathbf{n} \cdot \mathbf{V}$ 得到的符号相反, 计算出来的每个季节的有效声速差异非常大. 但是可以看到, 有效声速在图 5(a) 中的春季变化趋势与图 5(b) 中的冬季变化趋势相似, 在图 5(a) 中的夏季变化趋势与图 5(b) 中的秋季变化趋势相似, 在图 5(a) 中的秋季变化趋势与图 5(b) 中的春季变化趋势相似, 在图 5(a) 中的冬季变化趋势与图 5(b) 中的夏季变化趋势相似.

图 6 给出了以图 5(b) 的有效声速在大气中传播的声波传播模拟图, 图中每个季节选取的时刻与图 4 中每个季节选取的时刻相同. 其中图 6(a) 为春季传播情形, 图 6(b) 为夏季传播情形, 图 6(c) 为秋季传播情形, 图 6(d) 为冬季传播情形. 图中横坐标为距离声源的传播距离, 单位为 km, 纵坐标为高度, 单位为 km. 可以看到在图 6 中, 春季和夏季存在明显的平流层折射, 而冬季的平流层折射较弱, 而在秋季基本不存在平流层折射. 尤其在夏季, 声波的大部分能量在平流层就被折射向下传播, 小部分能量向上传播. 通过图 4 和图 6 的比较可以看到, 在真实大气中由于存在水平风, 水平风会对声波的传播速度产生影响, 声波传播方向不同, 声波在大气中传播情况将会有很大的区别. 如在夏季, 声波向东传播时在平流层不存在折射现象而向西传播时存在强烈的折射现象, 而秋季的情况却是相反的.

4.3.4 传播损耗

图 7 给出声波 (主频 0.1 Hz) 在武汉市大气背景下向东传播时的传播损耗. 传播损耗的计算公式为

$$TL = -20 \log_{10} \frac{|p(x, z)|}{p_0}, \quad (13)$$

其中 p_0 取为距离声源一个步长 dr 处声压. 图 7(a) 为没有加入风场情形下的传播损耗, 图 7(b) 和 (c) 分别为加入纬向风后夏季和秋季的传播损耗 (声波向东传播), 选择这两个季节是因为夏季基本没有

平流层折射, 而秋季的平流层折射非常强. 可以看到由于频率较低, 声波衰减不大. 在图 7(a) 中可以看到 40 km 和 110 km 左右的折射现象, 但是其在 40 km 高度左右的大部分能量还是向上传播, 小部分能量被折射向地面. 而图 7(c) 加入纬向风后的秋季, 在 40 km 高度左右的大部分声波能量被折射回地面, 少部分能量向更高高度传播. 图 7(b) 加入纬向风的夏季, 在 40 km 高度左右没有折射, 声波只在 110 km 高度左右有明显折射.

图 8 给出夏季声波 (主频 0.1 Hz) 向东传播和向西传播的传输损耗图, 可以看到在夏季, 声波向东传播时不存在平流层折射, 而向西传播时存在明显的平流层折射, 可见平流层折射与风速和声波传播方向密切相关.

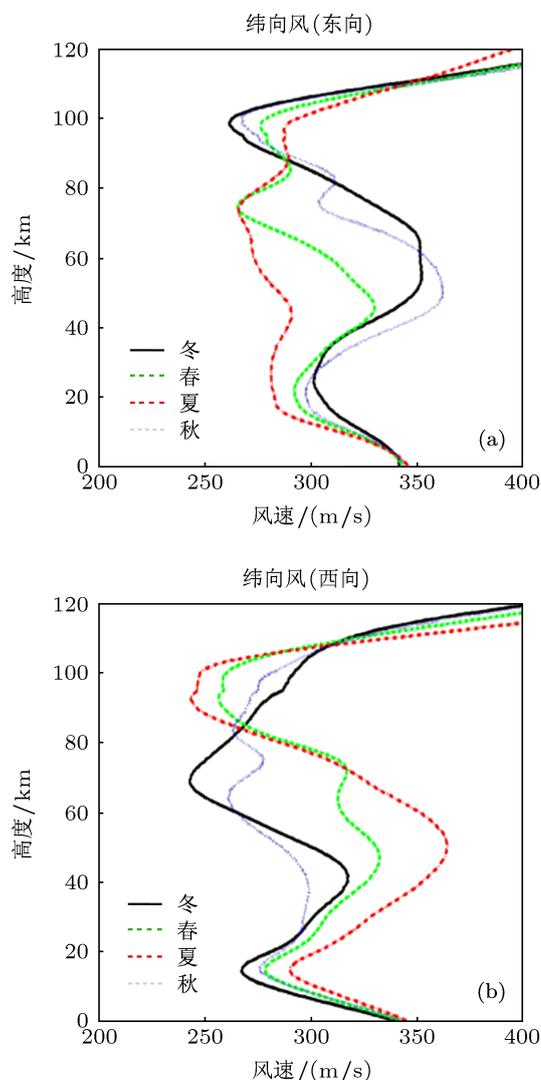


图 5 四季 UT = 29000 s 武汉市加入纬向风后有效声速剖面 (绿色虚线代表春季、红色点线代表夏季、蓝色虚点线代表秋季、黑色实线代表冬季) (a) 向东传播有效声速; (b) 向西传播有效声速

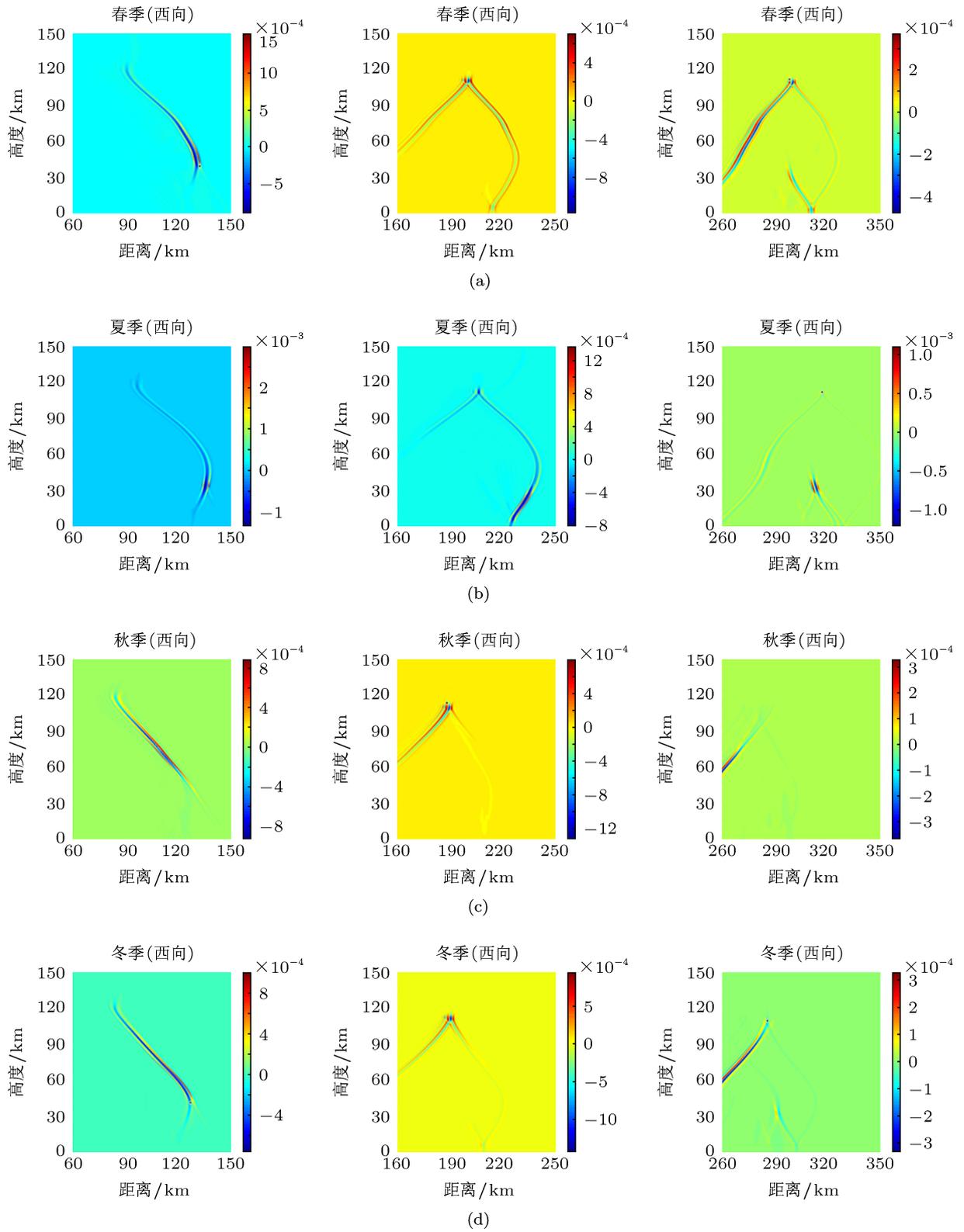


图6 加入纬向风后, 声波向西传播的四季模拟图 (从左到右表示传播距离依次增加) (a) 春季 (120 天) UT = 29000 s; (b) 夏季 (210 天) UT = 29000 s; (c) 秋季 (300 天) UT = 29000 s; (d) 冬季 (30 天) UT = 29000 s

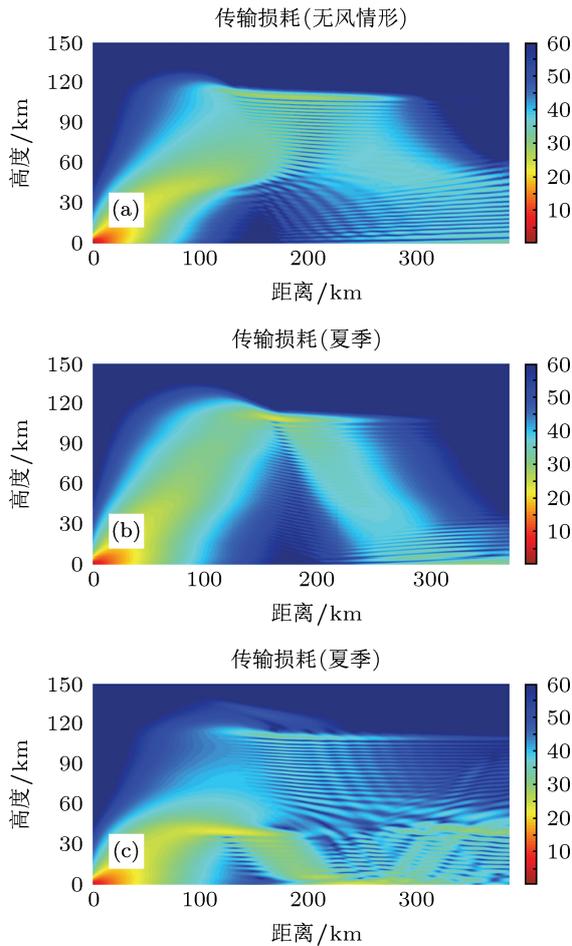


图7 传播损耗 (a) 无风情形; (b), (c) 分别加入纬向风夏季和秋季 (声波向东传播)

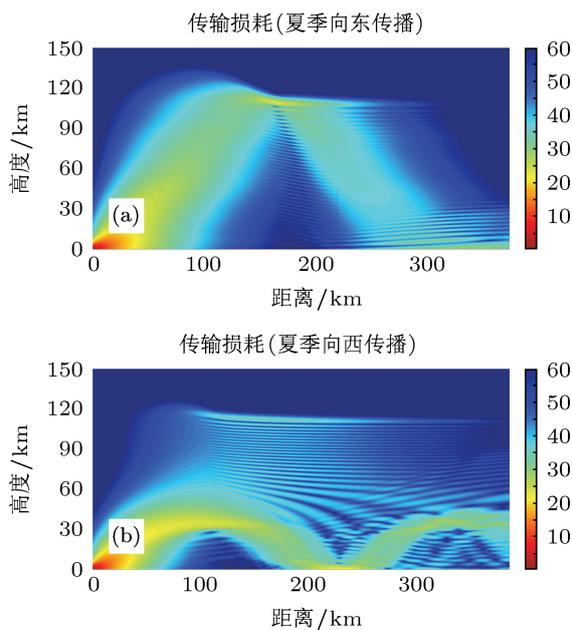


图8 夏季声波向东传播与向西传播时传播损耗 (a) 向东传播; (b) 向西传播;

5 结论

本文基于运动方程、质量守恒方程 (或称连续性方程)、物态方程推导得到 NPE 方程, 采用合适的数值模拟方法, 得到了不同季节、不同水平风向非均匀大气中次声波的传播特性, 和声波在非均匀大气中的传输损耗. 通过结果可以看到大气性质对声波的传播有很大的影响. 温度和大气风场影响有效声速, 从而对声波传播轨迹有较大的影响, 会产生折射现象从而实现超视距传播. 大气风速梯度与温度梯度对声波传播产生的综合效应非常复杂, 可以使得声场的空间分布产生明显的变化.

大气中温度是随高度变化的, 在对流层中先减小、后在平流层中增加、再在中间层中减小、最后在热层中增加, 使得声波在大气中传播速度也按这个规律变化, 使得声波会在 40 km 和 110 km 高度左右产生折射现象. 在考虑四季纬向风条件下, 通过模拟结果比较可以看到, 由于四季纬向风差异较大, 加入纬向风之后声波四季传播的差异也较大. 当声波向东传播时, 夏季基本不存在平流层中折射, 而秋季存在很强的折射. 但是当声波向西传播时, 结果却相反. 可以看到纬向风对声波传播影响较大, 而且同声波传播方向有着密切联系. 故在实际应用中应该充分考虑气象因素, 选择合适的声波发射方向. 同时可以看到在武汉地区向东传播时, 夏季不存在平流层折射而秋季存在明显的平流层折射现象, 当声波传播方向改变, 向西传播时, 夏季也存在明显的平流层折射现象. 因此对于次声波在真实大气中传播, 背景风场直接影响了有效声速, 从而影响了声波的传播路径. 此外从本文的模拟结果可以看出, 对于高斯声源主频 0.1 Hz 的传播损耗, 可以看到由于声波频率较小, 其传播损耗较小^[10]. 由于声波的衰减与大气的密度、成分有关, 在不同的大气高度上衰减系数不同, 在 50 km 以上, 因为大气密度下降, 电子浓度逐渐变大, 声波所受阻尼增大, 所以这时声波的衰减很大.

虽然本文所采用的模型方程包括了声波的非线性项, 但是由于本文的主要研究内容是大气背景风场和温度场对低频声波传播的影响, 暂时没有将声波的非线性作为重点进行研究. 在后续的研究中, 将同等气象条件下声波非线性传播与线性传播特性进行比较, 研究并分析次声波在大气中传播的非

线性规律. 此外, 本文的工作在引入风场作用时只能研究纬向风和经向风单独的作用, 在以后工作中

可将 NPE 方程扩展到三维, 从而可以考虑纬向风和经向风的综合作用.

- [1] Cox E F 1949 *J. Acoust. Soc. Am.* **21** 501
- [2] Zhao Z Y, Song Y, Lv J 2008 *J. Wuhan Univ. (Nat. Sci. Edn.)* **54** 375 (in Chinese) [赵正予, 宋杨, 吕君 2008 武汉大学学报 (理学版) **54** 375]
- [3] Georges T M, Beasley W H 1977 *J. Acoust. Soc. Am.* **61** 28
- [4] Jones R M, Riley J P, Georges T M 1986 *NOAA Report, Boulder Colo. USA*
- [5] West M, Gilbert K, Sack R 1992 *Appl. Acoust.* **37** 31
- [6] Groot-Heldlin C 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **124** 1430
- [7] 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]
- [8] Lü J, Zhao Z Y, Zhou C, Zhang Y N 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084301 (in Chinese) [吕君, 赵正予, 周晨, 张援农 2011 物理学报 **60** 084301]
- [9] Lü J, Zhao Z Y, Zhou C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104301 (in Chinese) [吕君, 赵正予, 周晨 2011 物理学报 **60** 104301]
- [10] Song Y, Zhou C, Zhang Y N, Zhao Z Y 2011 *Chinese J. Geophys.* **54** 5733 (in Chinese) [宋杨, 周晨, 张援农, 赵正予 2011 地球物理学报 **54** 5733]
- [11] McDonald B E, Kuperman W A 1987 *J. Acoust. Soc. Am.* **81** 1406
- [12] Castor K, Gerstoft P, Roux P, Kuperman W A 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **116** 2004
- [13] Too G P J, Ginsberg J H 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **91** 59
- [14] McDonald B E, Caine P, West M 1994 *Appl. Acoust.* **43** 159
- [15] Caine P, West M 1995 *Appl. Acoust.* **45** 155
- [16] Leissing T 2009 *Nonlinear acoustic wave propagation in complex media: application to propagation over urban environments* (Paris: University Paris-est)
- [17] Qian Z W 2009 *Nonlinear Acoustics* (Beijing: Science Press) p33 (in Chinese) [钱祖文 2009 非线性声学 (北京: 科学出版社) 第 33 页]
- [18] Béranger J P 1994 *J. Comp. Phys.* **114** 185
- [19] Hedin A, Fleming E, Manson A, Scmidlin F, Avery S, Clark R, Frank S, Fraser G, Tsunda T, Vial F, Vincent R 1996 *J. Atmos. Terr. Phys.* **58** 1421
- [20] Picone J M, Hedin A E, Drob D P, Aiken A C 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 1468
- [21] Yang X R, Chen Y 2007 *Atmospheric Acoustics* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [杨训仁, 陈宇 2007 大气声学 (北京: 科学出版社)]
- [22] Sutherland L C, Bass H E 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **115** 1012

Properties of over-the-horizon propagation of infrasonic wave in the inhomogeneous atmosphere*

Zhou Chen[†] Wang Xiang Zhao Zheng-Yu Zhang Yuan-Nong

(School of Electronic Information School, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

(Received 29 January 2013; revised manuscript received 28 April 2013)

Abstract

This paper explores the properties of over-the-horizon propagation of infrasonic wave in the inhomogeneous atmosphere using the nonlinear progressive equation (NPE). It has been calculated for propagation and path transmission loss of infrasonic wave all the year round in Wuhan. Results show that it is obviously influenced due to infrasonic wave propagation with properties of the inhomogeneous atmosphere and winds in the inhomogeneous atmosphere. Refraction in stratosphere is related to the speed of winds and propagation direction of infrasonic wave. The minimum propagation loss is achieved when the main frequency of gauss infrasonic wave source is 0.1Hz.

Keywords: infrasonic wave, over-the-horizon propagation, inhomogeneous atmosphere, refraction in stratosphere

PACS: 43.25.+y, 43.28.+h

DOI: 10.7498/aps.62.154302

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41204111), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2010AA8092114).

[†] Corresponding author. E-mail: ionolab@whu.edu.cn