第11卷 第4期 空间科学学报 Vol. 11, No. 4
1991年10月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 1991

低热层臭氧含量振荡和温度起伏间的耦合关系*

肖伏良 陈耀武
(中国科学院空间科学与应用研究中心，北京)
洪儒珍
(美国阿拉巴马大学，亨茨维尔)

摘 要

本文求出了声重波传播过程中，低热层臭氧含量振荡和温度场起伏间的耦合关系．首次揭示出其正负相关性的内在原因和判据——动力扰动尺度． 在中小尺度声重波扰动范围内，臭氧含量振荡与温度场起伏是正相关的，且相关幅度可达或超过7；而在大尺度或行星尺度波范围内，则一般为负相关．此发现可解释低热层中臭氧含量快速变化及臭氧含量长时间纬圈平均值变化与温度场成负相关的观测事实．本文还在声重波尺度范围内比较了线性和非线性理论的结果，结果表明两者没有太大的差异．

关键词 低热层臭氧，声重波，动力扰动判据

一、引 言

观测显示，在低热层臭氧含量和温度场均呈现中小尺度快速变化，而且变化幅度有时很大[1]。在美国 Wallops 岛，美苏联合火箭探空表明，即使使用相同的仪器，在几分钟之内，70km 高度上的温度起伏竟达 30—50K，臭氧含量可变化 1—10 倍。这提示人们，二者之间可能存在某种正相关的耦合关系，但美国 Nimbus-7 卫星上的 LIMS 观测资料[2]又证明，二者长时间内的纬圈平均值之间又是负相关的．以前曾有过在 65km 以上存在臭氧第二峰值的假说[3]，但被后来的观测事实所否定[4]．这样，臭氧含量振荡与温度场起伏间究境存在着何种关系一直是学术界致力解决的问题．一般认为，影响微量成份和温度场起伏的机制为动力扰动和光化体系变化．Krassovsky[5] 根据气晖 OH 带的观测，引入一个相对亮度变化 I'/I 与相对温度起伏 T'/T 的比值，首次将声重波和微量成份变化联系起来．利用其方法可推出臭氧含量振荡与温度场起伏成正相关的结论，但却解释不了大尺度长时间内二者为强负相关的观测事实，而且其方法中还隐含着微量成份含量振荡与主要成份含量振荡相位一致这一并不成立的假说． 后来，Weinstock[6] 进一步研究了声重波传播过程中 OH 带强度变化的现象．按照其理论，也可求出臭氧含量振荡与温度

本文于 1990 年 7 月 31 日收到．
* 国家自然科学基金资助课题．

场起伏间的关系，这种关系可正可负，决定于三个因素：非线性、光化反应系数和微量成份与主要成份含量振荡间的相位差异. Walterscheid[7] 用光化-动力理论研究 OH 气晖，同样可导出臭氧含量振荡与温度场起伏间的耦合关系，但这种关系取决于多种因素. 综上所述，臭氧含量振荡与温度场起伏间确实存在某种关系，这种关系在不同的条件下可以为正相关，也可为负相关. 然而，Weinstock 考虑的光化过程过于简化，而 Walterscheid 又主要针对 OH 化学过程，因而二者均难以揭示出这种耦合关系正负性的内在原因. 本文根据非线性声重波理论，考虑低热层氧-氢大气的光化过程，研究波引起的臭氧含量振荡和温度场起伏，求出二者间耦合关系的普遍表达式，找出决定其正负相关性变化的物理实质及判据.

二、光化模式和耦合关系

在上中层和低热层，太阳辐射的主要吸收者为 O_x 和 HO_x，而氮分子只起散射作用[8]，且氮族化合物 NO_x 只有在高热层及强太阳活动时在极光区才大量生成并传输到低热层或上中层. 太阳宁静时，低热层中 NO_x 的贡献可忽略不计[9]. 因此，对低热层臭氧光化学只考虑下列氧-氢光化反应模式:

$$O_2 + O + M \longrightarrow O_3 + M,\quad K_2 = 1.0 \times 10^{-34}\exp\left(\frac{510}{T}\right)^{[10]},$$

$$O_3 + h\nu \longrightarrow O_2 + O,\quad J_3 = 9.2 \times 10^{-3}s^{-1}[11],$$

$$O_3 + O \longrightarrow 2O_2,\quad K_3$$

$$O_3 + H \longrightarrow O_2 + OH,\quad a_2 = 1.5 \times 10^{-12}T^{1/2}[12],$$

$$H + O_3 \longrightarrow HO_2 + O,\quad a_3$$

$$O_2 + h\nu \longrightarrow O + O,\quad J_2 = 6.8 \times 10^{-8}s^{-1}[12],$$

$$O + O + M \longrightarrow O_2 + M,\quad K_1.$$

下面并用 n_1、n_2、n_3、n_m 和 n_H 分别表示 O、O_2、O_3、N_2 及H的含量. 设各种成份均有相同的温度与速度，这时连续方程为 $\frac{\partial n}{dt} = P - L - \nabla\cdot(n\boldsymbol{V})$. 在低热层，臭氧光化平衡成立[12]，并有

$$P_3 = L_3. \tag{1}$$

对于O和H，在声重波尺度内，光化过程与动力过程相比可以忽略[7,11,12]，因而有

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla\cdot(n_1\boldsymbol{V}) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial n_H}{\partial t} + \nabla\cdot(n_H\boldsymbol{V}) = 0. \tag{3}$$

由(1)式和上列光化模式得

$$\frac{n_3}{n_1} = \frac{K_2 n_2 n_m}{J_3 + K_3 n_1 + (a_2 + a_3)n_H}. \tag{4}$$

由于 $K_3 n_3 \ll K_2 n_2 n_m$，$a_3 n_H \ll J_3$[12]，则(4)式化为

$$\frac{n_3}{n_1}=\frac{K_2 n_2 n_m}{J_3+a_2 n_H}. \tag{5}$$

设大气中存在一动力扰动，且其扰动量符合小扰动原则，即 $F=F_0+F'$，$F'\ll F_0$，而且有 $J_3=J_{3_0}$。其中，F 表示除 J_3 以外的任一物理量，这样由(2)、(3)和(5)式分别求出

$$\frac{\partial n_1'}{\partial t}+\nabla\cdot(n_{1_0}\boldsymbol{V})=0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial n_H'}{\partial t}+\nabla\cdot(n_{H_0}\boldsymbol{V})=0, \tag{7}$$

$$\frac{n_3'}{n_{3_0}}=\frac{n_1'}{n_{1_0}}+\frac{K_2'}{K_{2_0}}+\frac{n_m'}{n_{m_0}}+\frac{n_2'}{n_{2_0}}-\frac{a_{20}n_{H0}}{J_{3_0}+a_{2_0}n_{H_0}}\left(\frac{a_2'}{a_{2_0}}+\frac{n_H'}{n_{H_0}}\right). \tag{8}$$

令 $F\sim e^{i(\omega t-\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{r})}$，由非线性声重波理论[13]，对于无背景风场等温大气，有

$$\begin{cases}\dfrac{n_m'}{n_{m_0}}=\dfrac{i\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{V}-\dfrac{\nabla n_{m_0}}{n_{m_0}}\cdot\boldsymbol{V}}{i\omega+\mathrm{d}\omega'},\\[2ex] \dfrac{n_1'}{n_{1_0}}=\dfrac{i\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{V}-\dfrac{\nabla n_{1_0}}{n_{1_0}}\cdot\boldsymbol{V}}{i\omega+\mathrm{d}\omega'},\\[2ex] \dfrac{n_H'}{n_{H_0}}=\dfrac{i\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{V}-\dfrac{\nabla n_{H_0}}{n_{H_0}}\cdot\boldsymbol{V}}{i\omega+\mathrm{d}\omega'},\\[2ex] \boldsymbol{V}=\dfrac{-H_m[i\Omega_\mu\Omega_\sigma\boldsymbol{K}+(\gamma-1)g(K^2\hat{\boldsymbol{z}}-K_z\boldsymbol{K})]}{i\Omega_\mu\Omega_\sigma(\gamma-1)(2iK_z-K^2H_m)}\cdot\dfrac{T'}{T_0}.\end{cases} \tag{9}$$

进一步可得到各成份含量振荡与温度起伏间的关系：

$$\begin{cases}\dfrac{n_m'}{n_{m_0}}=f_m\dfrac{T'}{T_0},\\[2ex] \dfrac{n_1'}{n_{1_0}}=f_1\dfrac{T'}{T_0},\\[2ex] \dfrac{n_H'}{n_{H_0}}=f_H\dfrac{T'}{T_0}.\end{cases} \tag{10}$$

其中，

$$\begin{cases} f_1=\dfrac{H_mK^2\Omega_\mu\Omega_\sigma-H_m/H_1[i\Omega_\mu\Omega_\sigma K_z+(\gamma-1)gk_x^2]}{(i\omega+\mathrm{d}\omega')i\Omega_\mu(\gamma-1)(2iK_z-K^2H_m)},\\[2ex] f_m=\dfrac{H_mK^2\Omega_\mu\Omega_\sigma-[i\Omega_\mu\Omega_\sigma K_z+(\gamma-1)gk_x^2]}{(i\omega+\mathrm{d}\omega')i\Omega_\mu(\gamma-1)(2iK_z-K^2H_m)},\\[2ex] f_H=\dfrac{H_mK^2\Omega_\mu\Omega_\sigma-H_m/H_H[i\Omega_\mu\Omega_\sigma K_z+(\gamma-1)gk_x^2]}{(i\omega+\mathrm{d}\omega')i\Omega_\mu(\gamma-1)(2iK_z-K^2H_m)}.\end{cases} \tag{11}$$

设 $n_m'/n_{m_0}=n_2'/n_{2_0}$，并取 $a_2'/a_{2_0}=\dfrac{1}{2}T'/T_0$，$a_{2_0}n_{H_0}=4.3\times10^{-3}\mathrm{s}^{-1}$[12]，以及 $K_2'/K_{2_0}=$

$-\frac{510}{T_0}\cdot\frac{T'}{T_0}=2.55\frac{T'}{T_0}$，则(8)式进一步可化为

$$\frac{n_3'}{n_{3_0}}=\left(2f_m+f_1-0.3f_H-0.3\frac{a_2'}{a_{2_0}}-2.55\right)\frac{T'}{T_0}=f_3\frac{T'}{T_0}. \tag{12}$$

利用(1)式和上述参数值，最后可得

$$f_3=\frac{2.7H_m\Omega_\mu\Omega_\sigma K^2-\left(2+\frac{H_m}{H_1}-0.3\frac{H_m}{H_H}\right)[i\Omega_\mu\Omega_\sigma K_z+(\gamma-1)gk_x^2]}{(i\omega+\mathrm{d}\omega')i\Omega_\mu(\gamma-1)(2iK_z-K^2H_m)}-2.7. \tag{13}$$

其中，$\Omega_\mu=\omega-i\mathrm{d}\mu-i\mathrm{d}\omega$，$\Omega_\sigma=\omega-i\mathrm{d}\sigma-i\mathrm{d}\omega$，$1/H_1=-1/n_{1_0}\frac{\mathrm{d}n_{1_0}}{\mathrm{d}z}$，$1/H_H=-\frac{1}{n_{H_0}}\frac{\mathrm{d}n_{H_0}}{\mathrm{d}z}$，$\mathrm{d}\mu$和$\mathrm{d}\sigma$为分子耗散项，$\mathrm{d}\omega$和$\mathrm{d}\omega'$为非线性耗散项，$H_1$和$H_H$分别为O及H的数密度标高。

(12)和(13)式是在声重波扰动情况下，臭氧含量振荡和大气温度场起伏之间的普遍耦合关系。f_3是为复数的耦合系数。以下可以看出，尽管f_3与多种物理量有关，但n_3'/n_{3_0}与T'/T_0的跟随相位最主要还是依赖于动力扰动尺度。

三、计算和讨论

在中小尺度范围内，即$2|k_z|H_m\gg1$，由文献[13]可知，$\mathrm{d}\omega'^2$，$\mathrm{d}\omega^2$，$\mathrm{d}\mu^2$，$\mathrm{d}\sigma^2\ll\omega^2$，且$\beta=\frac{1}{2H_m}+\frac{k_x^2}{k_z}\left[\mathrm{d}\omega+\frac{1}{2}(\mathrm{d}\mu+\mathrm{d}\sigma/\gamma)\right]$，$\omega^2=\omega_g^2k_x^2/k^2=(\gamma-1)\frac{g^2}{c^2}k_x^2/k^2$。令$A=2+H_m/H_1-0.3H_m/H_H$，由于$\beta_{\max}\sim\frac{1}{H_m}(k_z>0)$和$\beta_{\min}=0\ (k_z<0)$，此时，$|k_z|\gg\beta$，$K_z=k_z+i\beta\approx k_z$，(13)式化简为

$$f_3=\frac{2.7H_m(k_x^2+k_z^2)-A[ik_z+(\gamma-1)gk_x^2/\omega^2]}{(\gamma-1)[(k_x^2+k_z^2)H_m-2ik_z]}-2.7.$$

由上式看出，复数耦合系数与β取值无关，即在中小尺度范围内，声重波的非线性对臭氧含量振荡和温度场起伏间的耦合关系的影响与线性情况基本一致。

下面，就一具体的声重波来计算f_3的变化规律。取$H_m=6\mathrm{km}$，$g=9.8\mathrm{ms}^{-2}$，$\beta=\frac{1}{2H_m}$，$k_z=10^{-3}\mathrm{m}^{-1}$，$k_x=10^{-4}\mathrm{m}^{-1}$[14]，$H_H=15\mathrm{km}$[12]，$H_1=-2$，$-2.8$及$-4\mathrm{km}$[10]，于是由(13)式可得到相位和幅度，如表1所示。

表　1

H_1 (km)	−2	−2.8	−4
相位(度)	24	28.6	37.6
幅度 ($\|f_3\|$)	7.8	5.0	2.9

而n_3'/n_{3_0}及T'/T_0随ωt的变化见图1所示。由图1可知，臭氧含量振荡与温度场起伏

间的耦合关系在中小尺度扰动范围内近似为正相关，并且相关相位随 H_1 的取值无多大改变，但相关幅度却有很大改变，这种相关相位有更重要的决定因素.

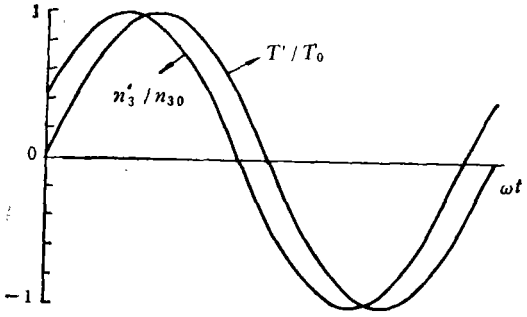

图 1 $\frac{n_3'}{n_{3_0}}$ 和 $\frac{T'}{T_0}$ 随 ωt 的变化(归一化结果)

Fig. 1 Variations of $\frac{n_3'}{n_{3_0}}$ and $\frac{T'}{T_0}$ with ωt, normalized as unit

根据文献 [13]，当 $2|k_z|H_m \gg 1$，$d\omega^2, d\mu^2, d\sigma^2, d\omega'^2 \ll \omega^2$，非线性声重波过渡到线性情况. 当 $2|k_z|H_m \lesssim 1$，声重波的非线性在大部份区域可忽略. 因此，在以下处理问题时，仅对线性声重波就可以了，即取 $\beta = \frac{1}{2H_m}$. 对于空间尺度，设频率 $\omega \sim 10^{-3}s^{-1}$ 不变，由色散关系式 $\omega^4 - \omega^2c^2(k_x^2 + k_z^2) + g^2(\gamma - 1)k_x^2 - \frac{\omega^2c^2}{4H_m^2} = 0$ 得

$$k_x^2 \approx \frac{\omega^2\left(k_z^2 + \frac{1}{4H_m^2}\right)}{\omega_g^2 - \omega^2} \ll k_z^2 + \frac{1}{4H_m^2},$$

即 k_x^2 可忽略，因而有 $K^2 = k_x^2 + k_z^2 \approx k_z^2 = \left(k_z + \frac{i}{2H_m}\right)^2$. 这样，由(13)式最后得

$$f_3 = \frac{\left[1.62k_zH_m - \frac{(\gamma-1)gAk_zH_m}{H_m\omega_g^2}\right] - i\left[2.85 + \frac{(\gamma-1)gA}{2H_m\omega_g^2} - A\right]}{(\gamma-1)(k_zH_m - i1.5)}.$$

对 $k_z > 0$，即由下向上传播的声重波，f_3 的相位为

$$\alpha_+ = \mathrm{tg}^{-1}\frac{\left[2.85 + \frac{(\gamma-1)gA}{2H_m\omega_g^2} - A\right]}{\left[1.62 - \frac{(\gamma-1)gA}{H_m\omega_g^2}\right]k_zH_m} + \mathrm{tg}^{-1}\frac{1.5}{k_zH_m}. \quad (14)$$

对 $k_z < 0$，即由上向下传播的声重波，f_3 的相位为 α_-，并且 $\alpha_- = -\alpha_+$.

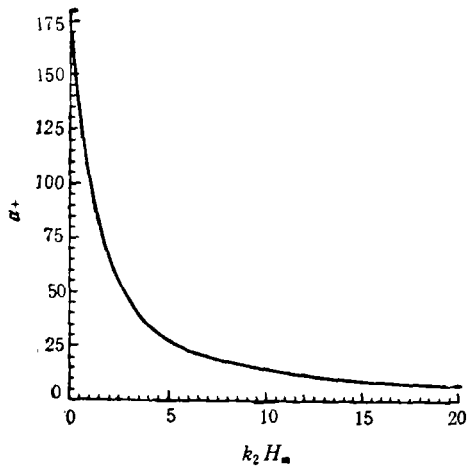

图 2 α_+ 随声重波尺度 k_zH_m 的变化

Fig. 2 Variation of α_+ with spatial scale k_zH_m of AGW

可以验证，当 H_1 值分别取 −2，−2.8 和 −4 时，f_3 的相位改变很小. 这说明，波的传播方向和氧原子的数密度梯度都不是臭氧含量振荡和温度场起伏之间的相位变化的决定因素. 图 2 给出的是相关相位 α_+ 和 k_zH_m 的关系. 由(14)式和图 2 看到，当 $2k_zH_m \geqslant 10$ 时，$\alpha_+ < 25°$，且 k_zH_m 愈大则 α_+ 愈趋于 0；而当 $2k_zH_m \leqslant 1$ 时，$\alpha_+ > 135°$，且 k_zH_m 愈小则 α_+ 愈趋近 180°. 这表明，臭氧含量振荡与温度场起伏之间的耦合关系主要由大气振荡尺度决定，振荡尺度愈

小，正相关程度愈强，而振荡尺度愈大则负相关程度愈强．

对于时间尺度，由(13)式及色散关系式得

$$f_3=\left\{\left[1.62\omega^2+1.62\omega_g^2\left(k_z^2H_m^2-\frac{1}{4}\right)-\gamma\omega_g^2A\left(k_z^2H_m^2+\frac{1}{4}\right)\right.\right.$$
$$\left.+(A-2.2)(\omega_g^2-\omega^2)\right]+i(3.82-A)(\omega_g^2-\omega^2)k_zH_m\Big\}\Big/$$
$$\left\{(\gamma-1)\left[\omega_g^2\left(k_z^2H_m^2+\frac{3}{4}\right)-\frac{\omega^2}{2}-i(\omega_g^2-\omega^2)k_zH_m\right]\right\}.$$

当 $k_z>0$，即声重波由下向上传播，f_3 的相位是

$$\theta_+=\mathrm{tg}^{-1}(3.82-A)(\omega_g^2-\omega^2)k_zH_m\Big/\left[1.62\omega^2+(A-2.2)(\omega_g^2-\omega^2)\right.$$
$$\left.+1.62\omega_g\left(k_z^2H_m^2-\frac{1}{4}\right)-\gamma\omega_g^2A\left(k_z^2H_m^2+\frac{1}{4}\right)\right]$$
$$+\mathrm{tg}^{-1}\frac{(\omega_g^2-\omega^2)k_zH_m}{\omega_g^2\left(k_z^2H_m^2+\frac{3}{4}\right)-\frac{\omega^2}{2}}.$$

对于 $k_z<0$，即声重波由上向下传播，这时 $\theta_-=-\theta_+$．即对时间尺度而言，基本结论与空间尺度情况下一样．

下面，再针对 $2k_zH_m\lesssim 1$ 和 $2k_zH_m\gg 1$ 两种情况，分别讨论两个具体实例．当 $2k_zH_m=1$ 时，则有

$$\theta_+^{(1)}=\mathrm{tg}^{-1}\frac{(3.82-A)(\omega_g^2-\omega^2)}{2\left[1.62\omega^2+(A-2.2)(\omega_g^2-\omega^2)-\frac{1}{2}\gamma\omega_g^2A\right]}+\mathrm{tg}^{-1}\frac{(\omega_g^2-\omega^2)}{2\omega_g^2-\omega^2};$$

而当 $2k_zH_m=12$ 则有

$$\theta_+^{(2)}=\mathrm{tg}^{-1}\frac{6(3.82-A)(\omega_g^2-\omega^2)}{1.62\omega^2+(A-2.2)(\omega_g^2-\omega^2)+36\omega_g^2(1.62-\gamma A)}+\mathrm{tg}^{-1}\frac{(\omega_g^2-\omega^2)}{6\omega_g^2}.$$

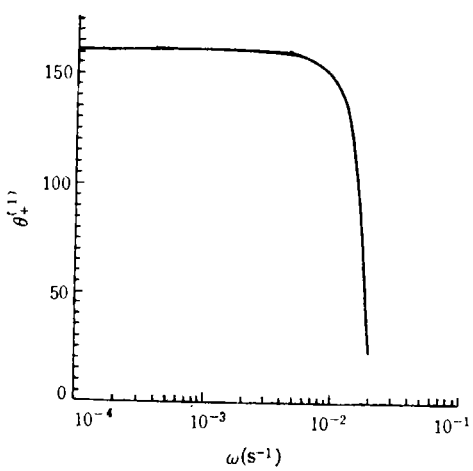

图 3　$\theta_+^{(1)}$ 与 ω 的关系

Fig. 3　Relation between $\theta_+^{(1)}$ and wave frequency

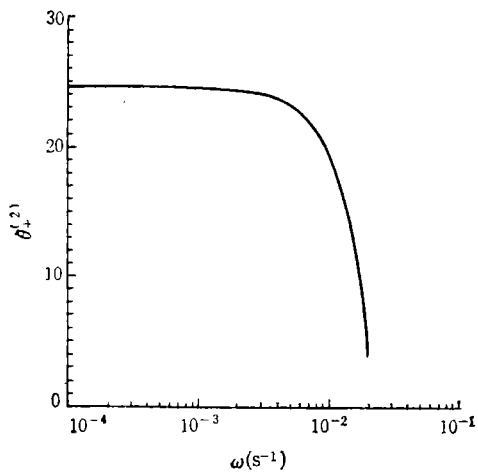

图 4　$\theta_+^{(2)}$ 与 ω 的关系

Fig. 4　Relation between $\theta_+^{(2)}$ and wave frequency

同样可以验证，当 H_1 值分别取 -2，-2.8 和 -4 时，$\theta_{\psi}^{(1)}$ 和 $\theta_{\psi}^{(2)}$ 的变化很小。图 3 和图 4 分别给出了 f_3 的相位 $\theta_{\psi}^{(1)}$ 和 $\theta_{\psi}^{(2)}$ 与声重波的波频之间的依赖关系。由图可见：在 $\omega_c \approx 5 \times 10^{-3}$ 处有一转折点，当 $\omega < \omega_c$ 时，$\theta_{\psi}^{(1)}$ 和 $\theta_{\psi}^{(2)}$ 随 ω 基本不变；在 $\omega_c - \omega_g$ 区域，相位 $\theta_{\psi}^{(1)}$ 和 $\theta_{\psi}^{(2)}$ 均急剧递减，这说明臭氧含量振荡和温度场起伏之间的相位最主要还是决定于空间尺度 $\frac{1}{k_z}$，而时间尺度只有在 $\frac{2\pi}{\omega_c}$ 附近才起主要作用。

总之，臭氧含量振荡相对于温度场起伏的相位关系强烈地依赖于声重波扰动尺度(空间尺度和时间尺度)。扰动尺度愈小，则二者间正相关程度愈强，相反地，扰动尺度愈大，则二者间负相关程度愈强。其物理实质可以从(11)式和(12)式清楚地看出来。在声重波尺度以内，氧原子含量变化相对于温度场起伏近似为正相关，而其他几种成份则近似为负相关。当 $2k_zH_m \gg 1$，正相关效应强于负相关效应，而当 $2k_zH_m \lesssim 1$ 时则反之。

四、结 论

1. 在低热层，氧-氢光化过程和声重波扰动是影响臭氧含量变化的两个关键因素，而大气温度场起伏也与二者息息相关。本文得出了臭氧含量振荡和温度场起伏之间的一个直接关系式。发现这种耦合关系幅度取决于多种因素，如波长、周期、光化反应系数和氧原子的数密度梯度等，并且可达到或超过 7。这个结果与观测资料相符；而耦合相位则强烈地依赖于声重波扰动尺度，包括空间尺度和时间尺度。当尺度愈小，正相关程度愈强，尺度愈大则负相关程度愈强。因此，低热层大气的动力扰动尺度可做为衡量正相关或负相关的判据。其物理实质在于这种相关相位由氧原子含量变化和温度场起伏的正相关和其他成份的负相关决定。在中小尺度声重波范围内，正相关效应强于负相关效应，因而上述耦合关系为正相关；反之，在大尺度声重波范围和行星尺度波范围内，则为负相关。这个结论可以解释低热层大气臭氧含量经常出现快速变化的巨大起伏，以及长时间的臭氧含量及温度场变化的纬圈平均值之间一般为负相关的卫星观测事实，也为解释长期以来，臭氧含量和温度场之间究境存在何种耦合关系提供了一个数理模型与判据。

2. 本文比较了非线性和线性声重波两种情形下的结果，发现二者在中小尺度范围之内并无多大差异。这说明，在一般情况下，采用线性声重波理论即可足够解决本文所提出的问题。

参 考 文 献

[1] Schmidlin, F. J., Handbook for MAP, Vol. 12, p. 14, 1981.
[2] Keating, G. M., M. C. Pitts, G. Brasseur and A. De Rudder, *J. Geophys. Res.*, Vol. **92**, p. 889, 1987.
[3] Nagata, T., T. Tohmatsu and H. Tsurura, Space Research VIII, p. 639, 1967.
[4] Weeks, L. H., R. E. Good, J. S. Randhawa and H. Trinks, *J. Geophys. Res.*, Vol. **83**, p. 978, 1978.
[5] Krassovsky, V. I., *Ann. Geophys.*, Vol. **28**, p. 739, 1972.
[6] Weinstock, J., *J. Geophys. Res.*, Vol. **83**, p. 5175, 1978.
[7] Walterscheid, R. L., G. Schubert and J. M. Straus, *J. Geophys. Res.*, Vol. **92**, p. 1241, 1987.
[8] Vicent, R. A., Handbook for MAP, Vol. 16. p. 269, 1985.
[9] Nicolet, M., Atmospheric Ozone, D. Reidel Pub. Co., p. 646, 1984.
[10] Winick, J. R., Solar-Terrestrial Physics (Ed. by R. L. Carovillano and J. M. Forbes), D. Reidel Pub. Co.,

p. 677, 1983.
[11] Frederick, J. E., *Planet. Space Res.*. Vol. **27**, p. 1469, 1979.
[12] Banks, P. M. and G. Kockarts, Aeronomy, Academic Press, p. 240, p. 296, 1973.
[13] Weinstock, J., *J. Geophys. Res.*, Vol. **81**, p. 633, 1976.
[14] Garcia, R. A., S. Solomon, S. K. Avery and G. C. Reid, *J. Geophys. Res.*, Vol. **92**, p. 977, 1987.

A COUPLING RELATION BETWEEN OZONE DENSITY OSCILLATIONS AND TEMPERATURE FLUCTUATIONS NI THE LOWER THERMOSPHERE

Xiao Fu-liang　Chen Yao-wu
(Center for Space Science and Applied Research, Academia Sinica, Beijing)
R. J. Huang
(The University of Alabama in Huntsville, USA)

Abstract

In the course of acoustic-gravity wave (AGW) propagation, a coupling relation between the ozone density oscillations (ODO) and temperature fluctuations (TF) in the lower thermosphere is presented. The physical essences of the relation mentioned are analyzed and a criterion is suggested that positive or negative coupling relation is mainly dependent upon the scales of the dynamical perturbations. On a small and medium AGW scale, the coupling relation between ODO and TF is always positive, and the amplitude of coupling relation can be or exceed 7; on the large AGW scale or planetary-wave scale, the coupling relation becomes negative. This finding may explain the important facts in observations that the ozone density and temperature in the upper mesosphere and lower thermosphere appear to be in fast variations and the zonal mean values of ozone density over a long time are often in opposite phase relative to the temperature fluctuations. A further comparison indicates, there is no obvious difference between the influences on the criterion by using linear or nonlinear AGW theories.

Key words Lower thermosphere, Ozone density, Acaustic-gravity wave, Dynamical perturbation criterion