

文章编号: 1001-4322(2008)10-1608-07

利用风廓线雷达谱宽反演晴空湍流耗散率*

涂爱琴^{1,2}, 董德保¹, 翁宁泉¹

(1. 中国科学院 安徽光学精密机械研究所 大气光学中心, 合肥 230031; 2. 山东省气象局 大气探测技术保障中心, 济南 250031)

摘 要: 从晴天风廓线雷达的回波信号机制出发, 研究了利用风廓线雷达谱宽反演晴空湍流耗散率的方法, 即从雷达测量的多普勒速度谱宽中提取出湍流因素引起的谱宽, 进而由湍流谱宽和湍流动能耗散率的关系计算出湍流动能耗散率。通过对合肥地区风廓线雷达谱宽资料的分析, 得到合肥上空 300 m 高度上湍流动能耗散率的大小分布在 $10^{-4} \sim 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$ 之间, 与理论相符, 说明利用雷达谱宽反演湍流耗散率的方法可行。

关键词: 大气光学湍流; 耗散率; 谱宽; 湍流动能; 风廓线雷达

中图分类号: P412.25; P425.2 **文献标志码:** A

光波在通过大气传输时会因产生抖动、闪烁等一系列湍流效应而破坏光波参数, 因此在研究光波和电磁波在大气中传输时, 大气光学湍流是非常重要的^[1-3]。风廓线雷达由于其回波中含有丰富的湍流信息^[4], 且具有时空分辨力高和可以无人值守连续工作等优点^[5-6], 成为湍流研究最有潜力的测量工具。本文介绍了使用谱宽法反演湍流动能耗散率的方法, 并挑选 Airda16000 风廓线雷达在合肥地区探测的晴空谱宽数据对方法进行了验证, 在此基础上分析了合肥地区湍流动能耗散率的特征。

1 仪器介绍

研究所用设备是北京爱尔达电子设备有限公司生产的 Airda16000 对流层风廓线雷达(简称 Airda16000)。该设备自 2006 年 7 月 15 日在中国科学院安徽光学精密机械研究所安装调试成功以来, 一直连续工作, 迄今已经积累了近两年的完整雷达数据。表 1 列出了 Airda16000 的主要技术参数^[7]。

表 1 Airda16000 型对流层风廓线仪的主要技术参数

Table 1 Main parameters of the Airda16000 tropospheric wind profiler

transmitted frequency/MHz	number of beams	beam width/(°)	peak power/kW	mode	pulse width of low mode/ μs	period of low mode/ μs	range gate spacing of low mode/m
450	5	3	25.6	compound mode, high/low	0.8	65.3	150
number of range gates of low mode	number of FFT points of low mode	pulse width of high mode/ μs	period of high mode/ μs	range gate spacing of high mode/m	number of range gates of high mode	number of FFT points of high mode	
18	256	8.6	120.3	800	22	256	

2 研究方法和结果分析

2.1 提取湍流引起的谱宽

2.1.1 影响速度谱宽的因子

多普勒速度谱宽是由雷达体积内速度场的时间和空间变化引起的, 即速度谱宽描述的是有效照射体积内散射粒子相对运动的剧烈程度。一般来说, 影响速度谱宽的因子包括以下几个方面^[8]: (1) 大气的湍流运动; (2) 风切变; (3) 波束宽度; (4) 数据处理; (5) 镜式反射; (6) 不同直径的降水粒子产生的下落末速度的不均匀分布; (7) 重力波。

由于镜式反射通常只和稳定的大气层有关, 在研究湍流时常有意忽略它对谱宽的变窄效应; 而在晴空大气条件下, 降水粒子的下落末速度和重力波的影响也可以忽略。因此, 在研究晴空大气湍流时, 只需考虑如何从

* 收稿日期: 2008-04-15; 修订日期: 2008-09-16

作者简介: 涂爱琴(1983--), 女, 安庆人, 硕士, 助工, 从事风廓线雷达遥感研究; betrue_tu@sohu.com.

测量谱宽中消除(2)~(4)的影响就可以了。根据 Doviak 和 Zrníc 的研究^[9],影响谱宽的各影响因子彼此独立,于是可以假设测量谱宽是各影响因子引起的谱宽之和,即: $\sigma_{meas}^2 = \sigma_{shear}^2 + \sigma_{beam}^2 + \sigma_i^2 + \sigma_r^2$,其中 σ_{meas}^2 是雷达测量的谱宽(速度方差)(为了计算方便,都用方差表示谱宽), σ_{shear}^2 表示风切变引起的谱宽, σ_{beam}^2 表示波束宽度引起的谱宽, σ_i^2 表示由于大气湍流引起的谱宽, σ_r^2 表示由于数据处理引起的谱宽增宽值。如果能够分别计算出风切变,波束有限宽度和数据处理引起的谱宽,并将它们从雷达测量的谱宽中消除,就能够得到大气湍流因素引起的谱宽值。

2.1.2 风切变和波束宽度引起的谱宽

当平均风存在切变时,雷达脉冲体积内平均风速和风向会有很大的变化,从而导致多普勒速度谱宽产生一个较大的增量。此外即使风切变为零,由于波束存在一定的水平宽度,与波束轴线垂直的横向风在偏轴线方向上就有径向分量,也会导致多普勒速度谱展宽。因此,在使用谱宽分析大气湍流时,必须要对风切变和波束宽度引起的谱宽展宽值进行修订。

根据 G. D. Nanstrom 的研究^[10],风切变和波束宽度引起的谱宽的计算公式为

$$\sigma_{shear}^2 + \sigma_{beam}^2 = \frac{\theta_{0.5}^2}{3} u_0^2 \cos^2 \alpha - \frac{2\theta_{0.5}^2}{3} \sin^2 \alpha (u_0 \frac{\partial u}{\partial z} R_0 \cos \alpha) + \frac{\theta_{0.5}^2}{24} [3 + \cos(4\alpha) - 4\cos(2\alpha)] (\frac{\partial u}{\partial z})^2 R_0^2 + [\frac{\theta_{0.5}^2}{3} \cos(4\alpha) + \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha] (\frac{\partial u}{\partial z})^2 \frac{\Delta R^2}{12} \quad (1)$$

式中: $\theta_{0.5}$ 是雷达半波束宽度; α 是波束天顶角; u_0 是高度 R_0 处的水平风速; $\partial u/\partial z$ 是高度 R_0 处的水平风速垂直切变; ΔR 是距离分辨率。

图 1 是 2006 年 12 月 1 日 300 m 高度上的风切变曲线图,实验用雷达 Airdal6000 的波束宽度为 3° ,则由式(1)可求出当日对应的风切变和波束宽度引起的速度谱宽,如图 2 所示。由图 2 可以看出,垂直波束的风切变和波宽引起的速度谱宽很小,即垂直波束的测量谱宽受风切变和波宽的污染较小,因此,在信噪比相当的情况下,垂直波束比倾斜波束反演的耗散率更可靠。

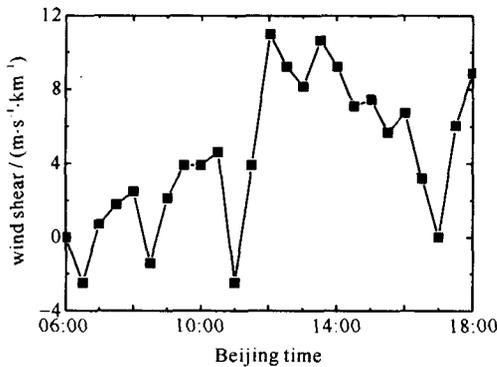


Fig. 1 Graph of wind shear
图 1 风切变曲线图

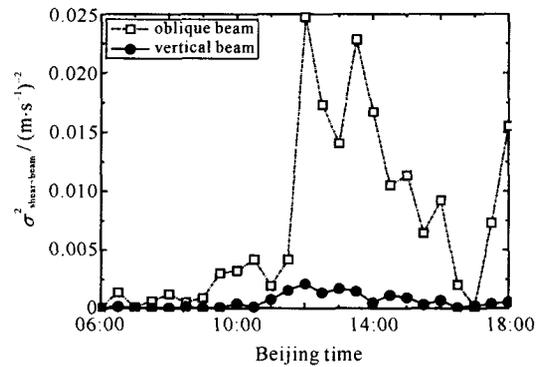


Fig. 2 Graph of spectral width contributed by wind shear and beam width
图 2 风切变和波宽引起的速度谱宽曲线图

2.1.3 数据处理引起的谱宽

数据处理引起的谱宽值 σ_r^2 项说明了信号处理和方差估计中所有的谱宽影响因素或误差源。误差源大致有低信噪比和窗函数两种。针对这两种误差源,采取了以下方法来减小误差:首先,以信噪比等于 5 dB 为门限,将信噪比小于 5 dB 的数据全部滤去,保证参加计算的数据的质量;其次,由于为了减弱谱泄露而使用的窗函数会导致测量得到的谱宽始终与实际谱宽成比例,因此只要增宽比例系数确定了,就可以从测量谱宽直接计算出加窗函数引起的谱宽。本文比例系数直接使用 S. Jacoby-Koaly 总结的 4%^[11],即 $\sigma_r^2 = 0.04\sigma_{meas}^2$ 。因数据处理引起的谱宽与测量谱宽成比例,所以该项只会影响耗散率的大小,而对其变化趋势影响比较小,从而可以在以后的对比实验中,根据雷达测量的耗散率和其它常规测量工具(如超声风速仪)测量的耗散率的吻合程度对该系数进行不断的修正。

2.1.4 湍流引起的谱宽

风切变、波束有限宽度和数据处理引起的谱宽都能通过公式或经验计算出来,则由式 $\sigma_i^2 = \sigma_{meas}^2 - (\sigma_{shear}^2 + \sigma_{beam}^2 + \sigma_r^2)$ 可以很容易就求出湍流因素引起的多普勒速度谱宽,如图 3 所示。

但是,当湍流很弱时,由式 $\sigma_i^2 = \sigma_{meas}^2 - (\sigma_{shear}^2 + \sigma_{beam}^2 + \sigma_r^2)$ 计算的 σ_i^2 可能是负值,此时不进行耗散率的计算,而直接赋予其零值,表示此时的湍流是很微弱的可忽略的小尺度湍流。

2.2 计算湍流动能耗散率

湍流谱宽一般认为是雷达分辨体积(空间)滤波和多普勒时间序列持续时间(时间)滤波引起的,这两种滤波效应非线性的综合叠加在一起影响湍流谱宽。对于各向同性的均匀湍流,湍流引起的谱宽和湍流动能耗散率的关系为^[12]

$$\sigma_i^2 = \frac{A\epsilon^{2/3}}{4\pi} \iiint (1 - \frac{k_1^2}{k^2}) k^{-11/3} \{1 - \text{sinc}^2(k_2 L/2) \exp[-a^2(k_1^2 + k_3^2) - b^2 k_1^2]\} dk_1 dk_2 dk_3 \quad (2)$$

式中:A是3维柯尔莫戈洛夫常数,介于1.53~1.68之间,实验中取1.6; $k^2 = k_1^2 + k_2^2 + k_3^2$, k_1 是沿着波束方向的波数, k_2 和 k_3 都是垂直于波束方向的波数;积分的范围是所有波数空间。三重积分式的指数项表示空间滤波效应,而sinc函数项表示时间滤波效应。

由于三重数值积分在运算上实现起来很复杂,A. B. White于1999年提出了一种二重积分简化模型^[12],简化模型通过把三重积分式转化到球坐标系后用 $\exp(-x^2/3)$ 近似 $\text{sinc}^2(x)$ 得到

$$\sigma_i^2 = \frac{A\epsilon^{2/3}}{4\pi} 12\Gamma(2/3) \int_0^{\pi/2} d\Phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin^3\theta (b^2 \cos^2\theta + a^2 \sin^2\theta + \frac{L^2}{12} \sin^2\theta \cos^2\phi)^{1/3} \quad (3)$$

令 $I = 12\Gamma(2/3) \int_0^{\pi/2} d\Phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin^3\theta (b^2 \cos^2\theta + a^2 \sin^2\theta + \frac{L^2}{12} \sin^2\theta \cos^2\phi)^{1/3}$, 从而得到

$$\epsilon = \sigma_i^3 (4\pi/A)^{3/2} I^{-3/2} \quad (4)$$

式中: a 是圆波束横截面的半径, $a = R_0 \sin\theta_{0.5} \approx R_0 \theta_{0.5}$; b 是脉冲长度的一半, $b = h/2 = \tau c/2$ (τ 是脉冲宽度, c 是光速); $L = v_s t_d$, v_s 是抽样时间间隔内的平均水平风速, t_d 是平均周期或停留时间, $t_d = N_{SA} (TN_{FFT} N_{PA} + t_0)$,其中 N_{SA} 是谱平均的个数, T 是脉冲重复周期, N_{FFT} 是傅里叶变换的点数, N_{PA} 是脉冲平均的个数(相干积分个数), t_0 是傅里叶变换处理时间。A. B. White通过比较二重积分简化模型和精确三重积分的计算结果,发现二重积分引起的误差小于2%^[12],因此本文中使用的二重积分简化模型即式(3)来反演耗散率。

图4就是使用式(3)反演耗散率的两个例子。由于受实验条件的限制,无法对雷达反演的耗散率进行实时对比。因此我们通过检验雷达反演的耗散率的量级是否与理论相符来初步验证雷达反演湍流耗散率的可靠性。吴晓庆采用3种方法估算湍流动能耗散率^[13],得出:在大气处于稳定条件下,3种方法估算的湍流动能耗散率平均值分别为0.0026,0.0065和0.0041 m^2/s^3 ;在大气处于不稳定条件下,3种方法估算的湍流动能耗散率平均值分别为0.0055,0.0150和0.0260 m^2/s^3 。戴铁丕得出结论^[6]:在对流层和平流层底部, ϵ 值的变化范围在 $10^0 \sim 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}^3$ 之间。如图4所示,利用谱宽反演的耗散率分布在 $10^{-4} \sim 10^{-1}$ 量级之间,与理论相

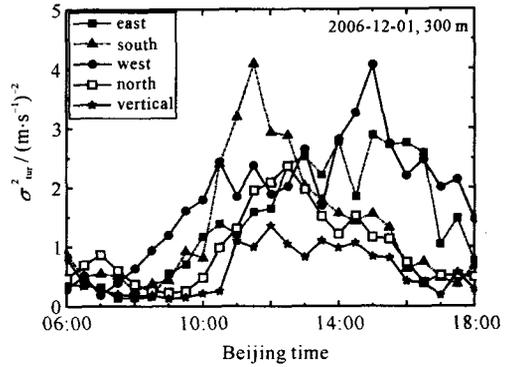


Fig. 3 Graph of spectral width contributed by turbulence

图 3 湍流引起的速度谱宽曲线图

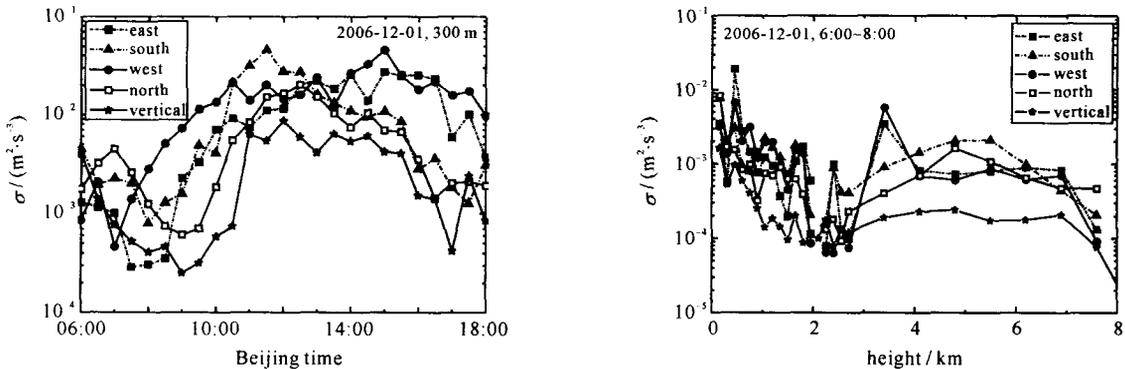


Fig. 4 Graph of turbulent kinetic energy dissipation rate retrieved by spectral width

图 4 速度谱宽反演的耗散率曲线图

符,因此认为利用雷达谱宽反演湍流耗散率的方法可行。

3 湍流耗散率的特征分析

3.1 湍流耗散率的时间变化特征研究

为了研究耗散率随时间的变化规律,我们对特定高度上的雷达数据进行分析。Airdal6000 一共有 40 个距离门,能提供 40 个特性高度上的耗散率变化情况,为了研究方便,这里仅挑选 2,18 和 22 这 3 个距离门,即 300,2 700 和 5 500 m 这 3 个特性高度进行分析。

图 5(a)和图 5(c)两幅图依次是 2006 年 12 月 3 日和 20 日 300 m 高度上耗散率随时间的变化曲线图;图 5 (b),图 5(d)是对应的水平风速曲线图。从图中可以看出 300 m 高度上耗散率的取值区间是 $10^{-1} \sim 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$;耗散率总体上具有和折射率结构常数类似的日变化规律,即在上午 10:00 左右开始增强,下午 16:00 左右开始减弱;此外,将耗散率随时间的变化曲线和右边的水平风速对比还能发现,湍流动能耗散率和风速大小具有很强的相关性,当风速大时耗散率也大,反之当风速小时耗散率也小。

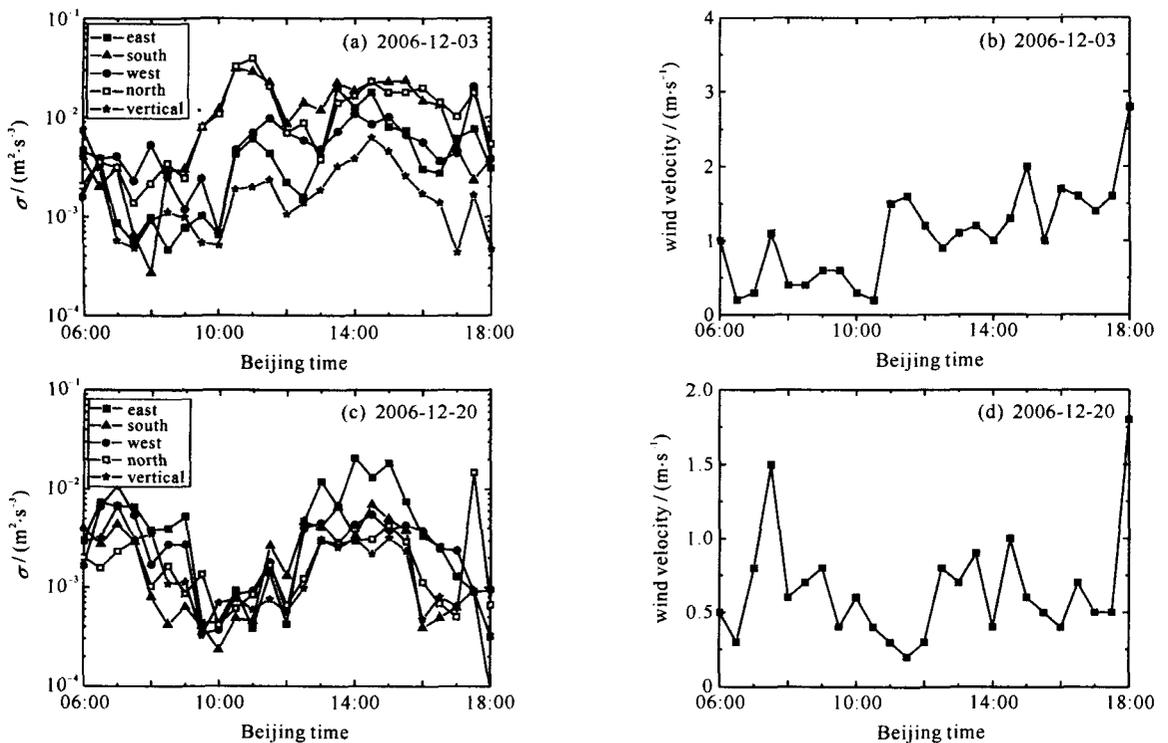


Fig. 5 Graph of horizontal wind velocity and turbulent kinetic energy dissipation rate vs time(300 m)

图 5 湍流耗散率和水平风速随时间变化曲线图(300 m)

图 6 是 2006 年 12 月 3 日和 20 日 2 700 m 高度上湍流动能耗散率和水平风速随时间的变化曲线图。从图中可以看出 2 700 m 高度上耗散率的取值区间大部分是在 $10^{-2} \sim 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$,比 300 m 高度上的耗散率小 1 个量级;耗散率的变化趋势和风速变化趋势相近,不再具有明显的中午比早晨和傍晚耗散率强的特点。

图 7 是 2006 年 12 月 3 日和 20 日 5 500 m 高度上湍流动能耗散率和水平风速随时间的变化曲线图。从图中可以看出 5 500 m 高度上耗散率的取值比较稳定,集中在 $10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$;该高度上耗散率随时间的变化不明显,与风速也无明显的相关性。

3.2 湍流耗散率的高度变化特征研究

为了研究耗散率随高度的变化规律,我们对特定时间段内的雷达数据进行分析。本文中选取 6:00~8:00 这个湍流发生转换的时段。

图 8 是 2006 年 12 月 3 日和 20 日 6:00~8:00 湍流动能耗散率和水平风速随高度的变化曲线图。从图中可以看出下列几个特点:(1)湍流动能耗散率总的来说是随高度减弱的;(2)在 2 km 左右耗散率的大小达到一个局部最小值,量级为 $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$;(3)在 4 km 左右耗散率有增强的趋势,但是不会超过地面耗散率的大小;这种增强区一直持续 1~2 km;(4)6 km 以上湍流很弱,湍流动能耗散率的大小主要与风速有关。

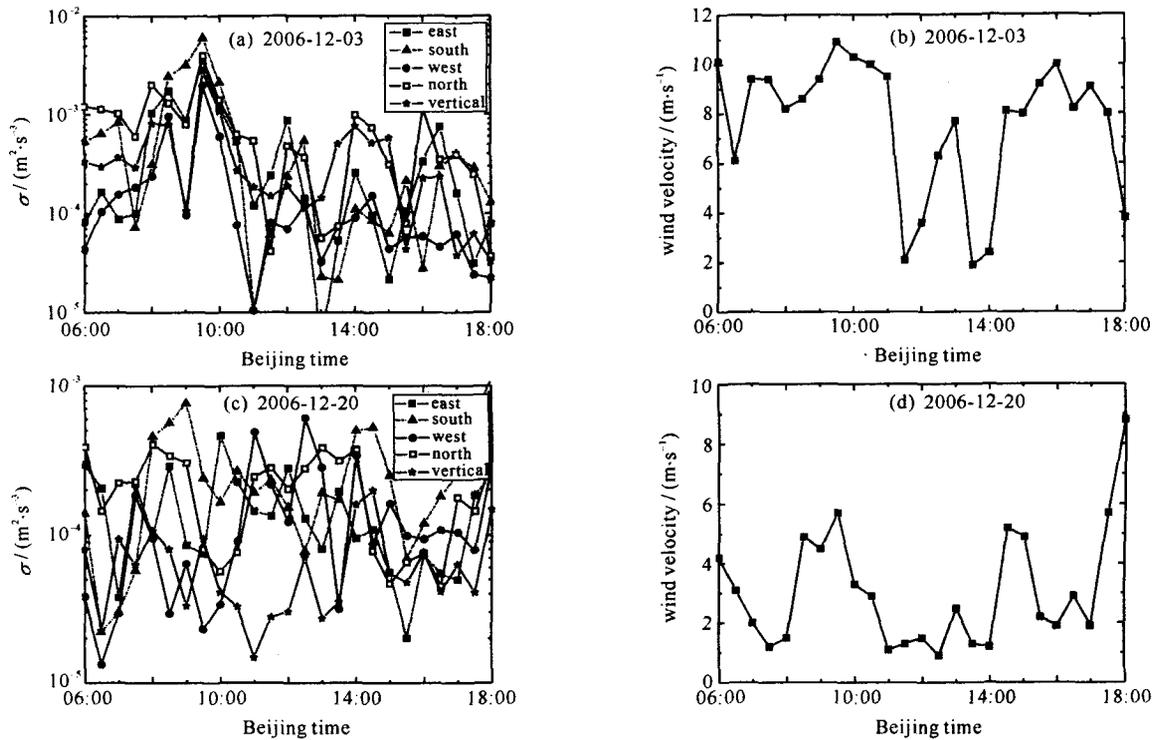


Fig. 6 Graph of horizontal wind velocity and turbulent kinetic energy dissipation rate vs time(2 700 m)

图6 湍流耗散率和水平风速随时间变化曲线图(2 700 m)

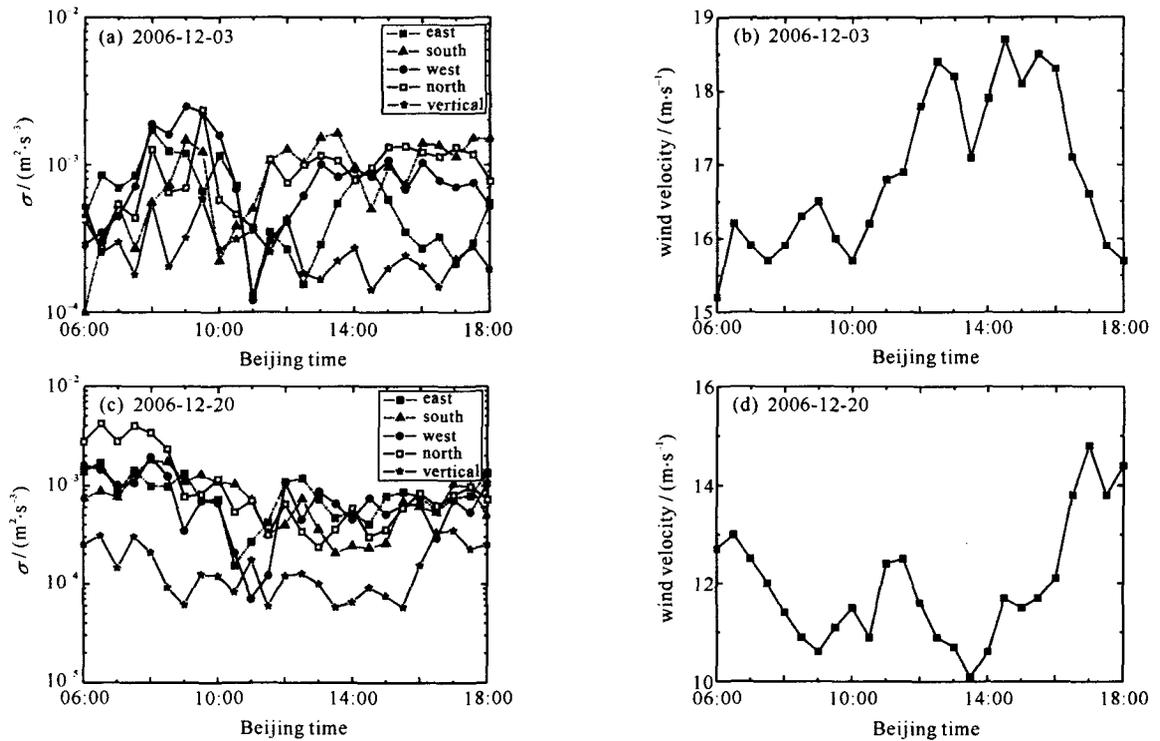


Fig. 7 Graph of horizontal wind velocity and turbulent kinetic energy dissipation rate vs time(5 500 m)

图7 湍流耗散率和水平风速随时间变化曲线图(5 500 m)

4 结论

综上所述,利用风廓线雷达谱宽反演晴空湍流耗散率的过程包括两个重要的步骤,即提取湍流谱宽和计算耗散率。使用中国科学院安徽光学精密机械研究所 Airdal6000 对流层风廓线雷达测量的数据,经过上述方法的运算得到的湍流动能耗散率大小在 $10^{-8} \sim 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$ 之间,与理论相符,说明反演的耗散率是可靠的。

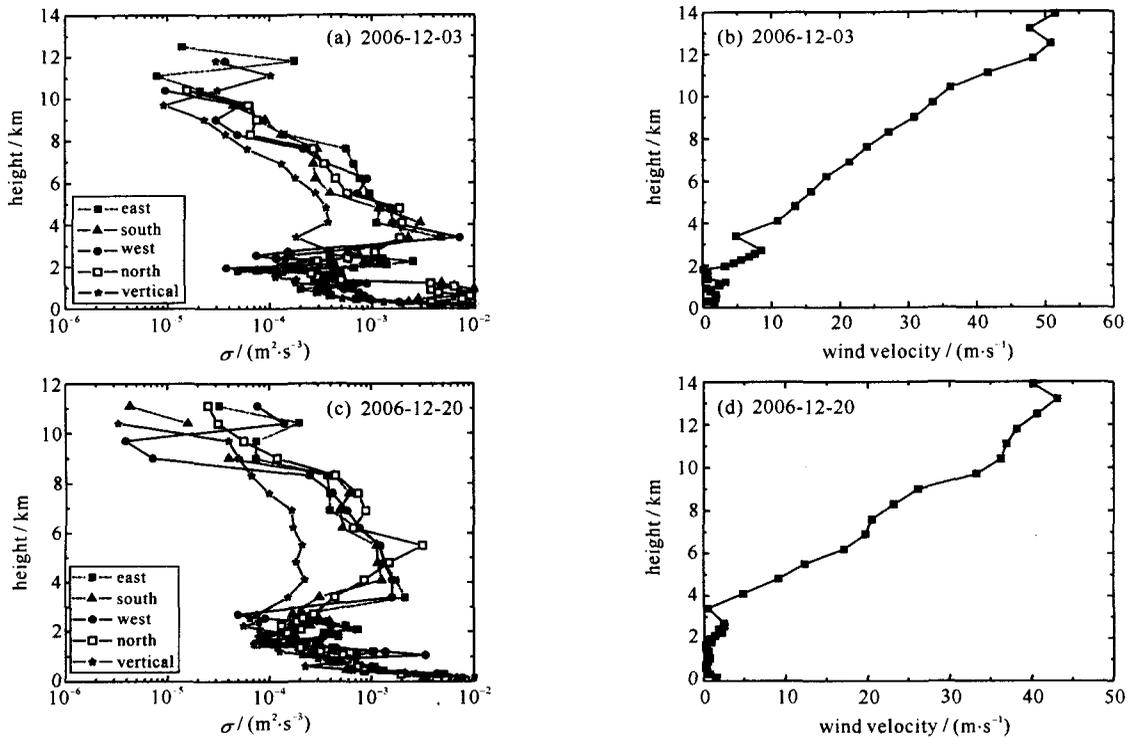


Fig. 8 Graph of horizontal wind velocity and turbulent kinetic energy dissipation rate vs height(6:00~8:00)

图 8 湍流耗散率和水平风速随高度变化曲线图(6:00~8:00)

在此基础上,本文还以 2006 年 12 月 3 日和 20 日为例,分析了湍流动能耗散率的时间变化特征和高度变化特征,结果表明:湍流耗散率在 300 m 高度上具有中午比早晨和傍晚强的特点,且耗散率的大小和风速相关;在 2 700 m 高度上,耗散率变化规律与风速变化一致,且耗散率的大小比 300 m 处要小 1 个量级;在 5 500 m 高度上,耗散率取值比较稳定,集中在 $10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$,该高度上耗散率随时间的变化不明显,与风速也无明显的相关性;湍流耗散率整体上随着高度的增加而减小,在 2 km 左右有一个局部极小值,4 km 左右开始有一个 1~2 km 厚的增强层。

参考文献:

[1] 苏毅,万敏.高能激光系统[M].北京:国防工业出版社,2004;127.(Su Y, Wan M. High energy laser system. Beijing: National Defence Industry Press, 2004;127)

[2] 宋正方.应用大气光学基础[M].北京:气象出版社,1990;77-110.(Song Z F. Foundation of applied atmospheric optics. Beijing: China Meteorological Press, 1990;77-110)

[3] 翁宁泉,曾宗泳,肖黎明,等.大气光学湍流测量中平均时间和原始数据的筛选[J].强激光与粒子束,2004,16(9):1101-1105.(Weng N Q, Zeng Z Y, Xiao L M, et al. Study of average time and source data differentiation in measuring atmospheric optical turbulence. High Power Laser and Particle Beams, 2004, 16(9):1102-1105)

[4] 塔塔尔斯基 B H.湍流大气中波的传播[M].北京:科学出版社,1978;25-52.(Tatarski B H. Wave propagation in a turbulent medium. Beijing: Science Press, 1978;25-52)

[5] Gossard E E, Wolfe D E, Moran K P, et al. Measurement of clear-air gradients and turbulence properties with radar wind profilers[J]. American Meteorological Society, 1998, 15:321-342.

[6] 戴铁丕,潘闻天,朱素芳,等.用常规探空资料估算 C_n^2 和 ϵ 垂直变化初探[J].南京气象学院学报,1997,20(2):251-258.(Dai T P, Pan W T, Zhu S F, et al. Sounding estimation of vertical change in C_n^2 and ϵ . Journal of Nanjing Institute of Meteorology, 1997, 20(2):251-258)

[7] 北京爱尔达电子设备有限公司. Airda16000 型对流层风廓线仪技术说明书[Z].北京:北京爱尔达电子设备有限公司,2005.(Beijing Airda Electronic Equipment Ltd. Technical specification of Airda16000 tropospheric wind profiler. Beijing: Beijing Airda Electronic Equipment Ltd., 2005)

[8] 张培昌,杜秉玉,戴铁丕.雷达气象学[M].北京:气象出版社,1992;25-28.(Zhang P C, Du B Y, Dai T P. Radar meteorology. Beijing: China Meteorological Press, 1992;25-28)

[9] Doviak R J, Zrnic D S. Doppler radar and weather observations[M]. America: Academic Press, 1984;458.

[10] Nastrom G D. Doppler radar spectral width broadening due to beamwidth and wind shear[J]. Annales Geophysicae, 1997, 15:786-796.

- [11] Jacoby-Koaly S, Campistron B, Bernard S, et al. Turbulent dissipation rate in the boundary layer via UHF wind profiler spectral width measurements[J]. *Boundary-layer Meteorology*, 2002, **103**:361-389.
- [12] White A B, Lataitis R J, Lawrence R S. Space and time filtering of remotely sensed velocity turbulence[J]. *American Meteorological Society*, 1999, **16**:1967-1972.
- [13] 吴晓庆, 聂群, 方强. 近地面大气湍流平均动能耗散率测量与分析[J]. 力学学报, 2007, **39**(6):721-726. (Wu X Q, Nie Q, Fang Q. Measure and analysis of mean atmospheric turbulent kinetic dissipation rate in the boundary layer. *Journal of Mechanics*, 2007, **39**(6):721-726)

Retrieval of clear-air turbulent dissipation rate using spectral width measured by wind profiler

TU Ai-qin^{1,2}, DONG De-bao¹, WENG Ning-quan¹

(1. *Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 1125, Hefei 230031, China;*

2. *Ensuring Center of Atmospheric Sounding Technology, Shandong Meteorological Bureau, Jinan 250031, China*)

Abstract: From the formation mechanism of the wind profiler radar's echoes, this paper studied a retrieval method of the turbulent kinetic energy dissipation rate from spectral width measured by a wind profiler. Two key steps of the method are extracting spectral width contributed by turbulence and calculating turbulent dissipation rate based on the relation between turbulent dissipation rate and turbulent spectral width. The paper also analyzed the data of spectral width measured by wind profiler in Hefei and the result is that the turbulent kinetic energy dissipation rate over Hefei at the height of 300 m distributes between 10^{-4} and $10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$. The result accords with theory, so the retrieval method is viable.

Key words: Optical turbulence; Dissipation rate; Spectral width; Turbulent kinetic energy; Wind profiler radar