

湍流高阶矩模式中的参数研究*

卞慧生 颜 鹏 朱翠娟 李兴生

(中国气象科学研究院, 北京 100081)

提 要

该文为高阶矩湍流方程组的二阶矩闭合方案提供了参数组选择. 此参数组是用近地层实测资料结合湍流方程二阶矩闭合方案推算出的. 然后, 将其与 Mellor 等人在实验室所得的参数组分别代入湍流二阶矩闭合方程组拟合, 得动量($\Phi_M(\zeta)$)、热量($\Phi_H(\zeta)$)与稳定度(ζ)的二组关系曲线, 可见此二组曲线几乎重合, 且与 Businger 野外近地层实测结果符合较好. 拟合的垂直速度方差($(W'^2)^{1/2}(\zeta)$)、温度方差($(\theta'^2)^{1/2}(\zeta)$)与 ζ 的二组关系曲线相对于 UTAH 资料, 所得曲线偏差比 Mellor 曲线偏差小得多, 而相对于 KANSAS 资料, 所得曲线偏差稍大于 Mellor 曲线.

关键词: 高阶矩模式; 实测资料; 参数研究.

1 前 言

为研究大气湍流结构和大气污染物扩散, 并进一步为气象模式提供合理的边界层模式, 提出了湍流高阶矩模式. 不同作者所用高阶矩湍流模式的低阶闭合方案不尽相同, 对参数的确定也不同, 如 Coleman duP. Donaldson^[4]的二阶闭合方案, 通过研究几种简单切变流, 找到一组参数, 使计算得到的自相似流的扩展率、平均速度和相关分布与实验室测量结果一致, 认为得到了合理的参数及合理的湍流模式. Mellor^[1]则是运用中性条件下实验室对湍流通量的测量结果确定其二阶闭合方案中参数的. Andre^[5]用三阶矩模式模拟了 24 小时行星边界层平均与湍流结构演变, 其系数来自对穿透对流模拟和不对称管道流的实验. 从某种意义上说, 不论采用何种参数化方案, 其参数项的确定对模拟结果都有直接影响. 而以往的研究对参数的确定, 基本采用在实验室条件下, 对某些特定流场进行测量并结合最优化模拟方法获得或用相似理论推出. 至今尚缺乏直接用野外实测资料来确定参数, 而这一点, 正如 Coleman duP. Donaldson^[4]指出的那样, 对发展一种高度可信的能详细预报的模式是非常重要的. 本文将通过野外近地层实测湍流量资料来拟合这些参数, 以期获得一组与外场实验相吻合的二阶矩闭合参数.

* 中国自然科学基金会资助项目.

1993-08-30 收到, 1994-02-08 收到修改稿.

2 野外实测资料的获取

1989 年 7 ~ 8 月利用北京通县 30m 塔进行了近地层气象要素脉动值观测实验. 实验场地除近塔处有一栋二层楼房外, 其它地方都开阔平坦. 实验仪器有 30m 高处的超声风速仪和进口铂金丝温度脉动仪, 10m、20m、30m 处的三分量风速仪以及其它测量辐射、湿度等仪器. 这些仪器均与微机相连且自动接收资料, 其资料接收频率, 超声风速仪及温度脉动仪均为 10Hz, 而三分量风速仪为 1Hz.

在计算各脉动通量之前, 对实验资料进行预处理, 剔除野点, 并对每 1000 个点作一次趋势项回归.

3 二阶矩闭合方案

本文平均场及湍流场基本方程组及参数化假设与 Mellor^[1] 和 Coleman duP. Donaldson^[4] 一致.

考虑水平均匀条件以及观测在常通量层里进行, 因此平流项与柯氏力项可忽略; 计算时段为 15min, 时间较短, 可视为定常; 对常通量层: 通量梯度 ≈ 0 ; 忽略压力扩散项^[6] $\overline{pu_i} = \overline{p}\overline{\theta} = 0$; 旋转坐标, 使 x 轴为主导风向, $\partial v/\partial z = 0, \overline{vw} = 0$.

由于 Mellor^[1] 参数化假设长度尺度 $l_1, l_2, A_1, A_2 \propto z$,

$$\text{设} \quad \begin{cases} l_1 = KA_1 z & \Lambda_1 = KB_1 z \\ l_2 = KA_2 z & \Lambda_2 = KB_2 z \end{cases} \quad (1)$$

将参数化假设及上述简化代入基本方程组, 写成各分量形式, 并无量纲化可得:

$$-2\Phi_M + \frac{q^*}{3A_1}(\overline{u^{*2}} - \frac{q^{*2}}{3}) + \frac{2}{3} \frac{q^{*3}}{B_1} = 0 \quad (2a)$$

$$\frac{q^*}{3A_1}(\overline{v^{*2}} - \frac{q^{*2}}{3}) + \frac{2}{3} \frac{q^{*3}}{B_1} = 0 \quad (2b)$$

$$2\zeta + \frac{q^*}{3A_1}(\overline{w^{*2}} - \frac{q^{*2}}{3}) + \frac{2}{3} \frac{q^{*3}}{B_1} = 0 \quad (2c)$$

$$(\overline{w^{*2}} - Cq^{*2})\Phi_M - \zeta \overline{u^* \theta^*} - \frac{q^*}{3A_1} = 0 \quad (2d)$$

$$-\Phi_H - \Phi_M + \frac{q^*}{3A_2} \overline{u^* \theta^*} = 0 \quad (2e)$$

$$\overline{w^{*2}}\Phi_H - \zeta \overline{\theta^{*2}} - \frac{q^*}{3A_2} = 0 \quad (2f)$$

$$-2\Phi_H + 2 \frac{q^*}{B_2} \overline{\theta^{*2}} = 0 \quad (2g)$$

这里 $q^* = (\overline{u_i^{*2}})^{1/2}$, C, A_1, A_2, B_1, B_2 为待定常数.

$$\text{令:} \quad r = \frac{1}{3} - 2 \frac{A_1}{B_1}$$

对中性层结: $\beta = 0$

则由式(2a ~ 2g) 可得:

$$r = \frac{\overline{v^{*2}} + \overline{w^{*2}}}{2 \overline{q^{*2}}}, C = r - \frac{2}{(1 - 3r) \overline{q^{*4}}}, \overline{q^{*3}} = B_1(\Phi_M - \zeta)$$

对中性层结, $\zeta = 0, \Phi_M = 1$, 因此 $\overline{q^{*3}} = B_1$

$$B_1 = \left[\frac{2}{(1 - 3r)(r - c)} \right]^{1/4}, A_1 = B_1 \frac{1 - 3r}{6}$$

Prandtl number: $Pr_t = - \overline{uw} \frac{\partial \theta}{\partial z} / \left(- \overline{\theta w} \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{A_1}{A_2} \frac{r - C}{r}$

在中性条件下, $Pr_t = 0.74$, 所以 $A_2 = \frac{r - C}{0.74C} A_1$.

对非中性层结, 由方程(2a ~ 2g) 可得:

$$r = \frac{\overline{v^{*2}}}{\overline{q^{*2}}}, A_1 = - \frac{q^*}{6\zeta} (\overline{w^{*2}} - \overline{\theta^{*2}}), B_1 = \frac{6A_1}{1 - 3r}, \Phi_M = \zeta + \frac{q^{*3}}{B_1}$$
$$D = \left(\zeta \overline{u^* \theta^*} + \frac{q^*}{3A_1} \right) / \Phi_M, C = \frac{1}{\overline{q^{*2}}} (\overline{w^{*2}} - D), A_2 = \frac{q^*}{3E} \left(\overline{u^* \theta^*} - \frac{1}{\overline{w^{*2}}} \right),$$
$$E = \Phi_M + \frac{\zeta \overline{\theta^{*2}}}{\overline{w^{*2}}}, B_2 = \frac{q^* \overline{\theta^{*2}} \overline{w^{*2}}}{\zeta \overline{\theta^{*2}} + \frac{q^*}{3A_2}}$$

方程组(2a - 2g) 可进一步化为:

$$q^{*3} = B_1(\Phi_M - \zeta) \tag{3a}$$

$$\overline{\theta^{*2}} = B_2 \Phi_H / q^* \tag{3b}$$

$$\Phi_M [r - C - (6A_1 + 3A_2 \zeta) / q^{*3}] - \Phi_H [3A_2 \zeta / q^{*3}] = 1 / (3A_1 q^*) \tag{3c}$$

$$\Phi_H [r - (6A_1 \zeta + B_2 \zeta) / q^{*3}] = 1 / (3A_2 q^*) \tag{3d}$$

由以上方程组又可反过来检验推算出的参数组 A_1, A_2, B_1, B_2 .

4 计算结果与分析

首先以每 15min 为一时间段计算其稳定度($\zeta = z/l$), 并将资料分为稳定($\zeta > 0.05$), 中性($-0.05 < \zeta < 0.05$) 和不稳定($\zeta < -0.05$) 三部分. 表 1 列出了运用本次野外实

表 1 野外实验及 Mellor 的参数值

Table 1: The parameters of the field experiments and Mellor's

	时间段数	R	C	A ₁	B ₁	A ₂	B ₂
中性	100	0.26	0.174	1.32	35.60	0.57	26.50
稳定	96	0.32	0.095	2.27	49.20	0.26	14.30
不稳定	51	0.42	0.124	2.45	53.00	0.31	91.50
Mellor		0.23	0.056	0.78	15.00	0.79	8.00

验数据采用上述闭合方案所得的结果. 表中 $R = \frac{1}{3} - 2 \frac{A_1}{B_1}$, 系数 A_1, A_2, B_1, B_2 与长度尺度 l_1, l_2, A_1, A_2 有公式(1) 所示关系, 而 l_1, C 为 $\overline{u' u'}$ 方程中各向同性趋势项二阶拟合中出

现的长度尺度和常数, l_2 为 $\overline{u'_k \theta'}$ 方程中各向同性趋势项二阶拟合的长度尺度, A_1, A_2 分别相应于耗散项 $2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}$ 和 $2\alpha \frac{\partial \theta}{\partial x_k} \frac{\partial \theta}{\partial x_k}$ 的参数化长度尺度. 初步比较表中数据, 就整套参数而言, 中性条件下所得结果与 Mellor^[1] 的结果较为接近, 稳定次之, 不稳定条件下这套参数偏差最大.

4.1 中性条件下的参数值

由于中性条件 $\overline{w\theta}$ 为零, 从而使方程组计算 B_2 的公式分母为零. 因此, 参照 Gibson and Schwartz^[7] 的方法, 计算 B_2 推算并测定速度耗散项与温度耗散项之比:

$$2\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)^2 \bigg/ 2\alpha \left(\frac{\partial \theta}{\partial x_k} \right)^2 = \frac{q^2}{\theta^2} \frac{B_2}{B_1}$$

可得 $B_2/B_1 = \frac{2}{3}$, 由参数 B_1 推算 B_2 , 取 B_2 为 26.5. 将参数组代入方程 (3a ~ 3d), 用数值计算法可得出 $\Phi_M(\zeta), \Phi_H(\zeta), (w^{*2})^{1/2}(\zeta), (\theta^{*2})^{1/2}(\zeta)$ 与 ζ 之关系. 图 1 为 $\Phi_M(\zeta)$ 与 ζ 关系图, 同时图上标出 Businger^[3] 等人 (1971) 野外近地层实测结果, 可见曲线与 Businger^[3] 资料符合得较好. 因二条曲线太接近, 故图上没有绘出 Mellor 曲线. 图 2 为 $\Phi_H(\zeta)$ 与 ζ 关系图, 同样此图上也有上述规律. 图 3、4 分别为曲线 $(w^{*2})^{1/2}(\zeta)$ 和 $(\theta^{*2})^{1/2}(\zeta)$ 之关系图. 图 3、4 中垂直速度和温度变化来自 Businger^[2] (1972) 数据集, Kansas 的 $(w^{*2})^{1/2}$ 资料来自 Hangen 等人 (1971), $(\theta^{*2})^{1/2}$ 资料来自 Wyngard 等人 (1971). 设 σ 为 Businger^[2] 资料到曲线 (相同稳定度下) 距离均方根, 则表 2 给出了本实验所得曲线与 Mellor^[1] 曲线相对于 Businger^[2] 资料的均方根偏差. 可见相对于 UTAH (1970) 资料, 本实验所得曲线偏差比 Mellor 曲线偏差小得多, 而相对于 KANSAS (1968), 本实验所得曲线偏差稍大于

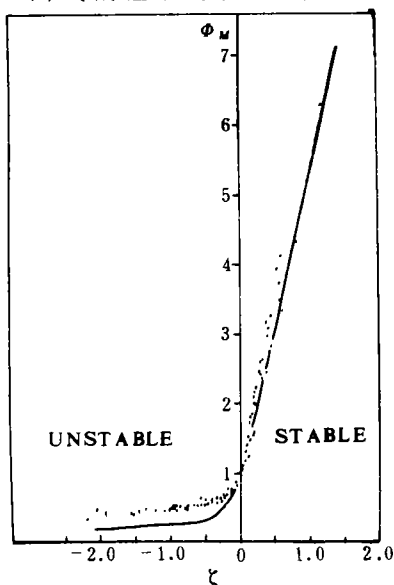


图 1 $\Phi_M(\zeta)$ 与 ζ 关系图

(实点为 Businger^[3] 等人的资料)

Fig. 1 The relationship of $\Phi_M(\zeta)$ with ζ

(the solid dots; the data of Businger^[3] et al.)

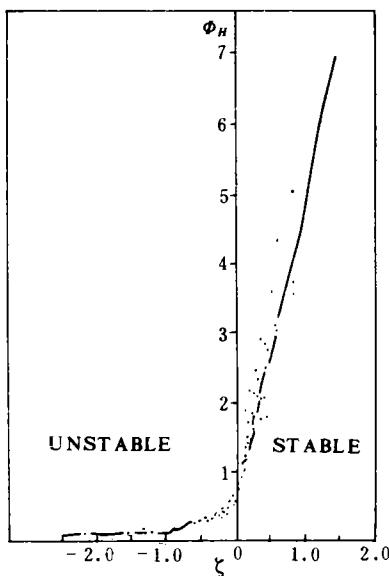


图 2 $\Phi_H(\zeta)$ 与 ζ 关系图

(实点为 Businger 等人的资料)

Fig. 2 The relationship of $\Phi_H(\zeta)$ with ζ

(same to Fig. 1)

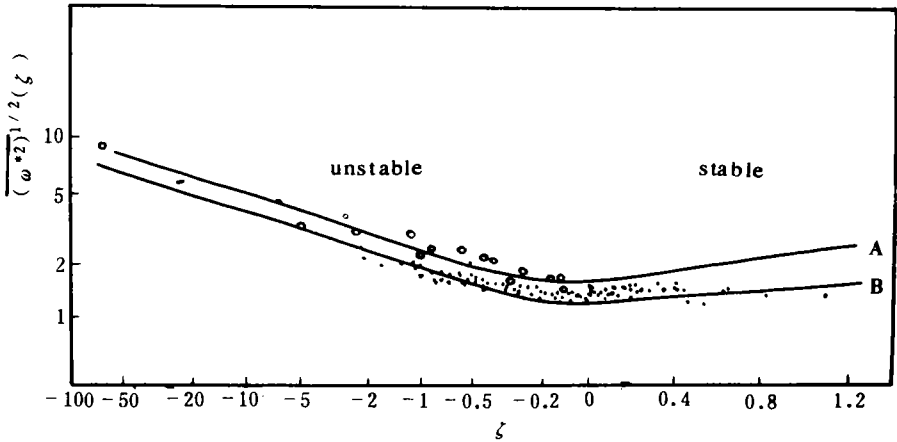


图 3 $(w^{*2})^{1/2}(\zeta)$ 与 ζ 关系图

(A:本文,B:Mellor,实点:KANSAS 1968,圆点:UTAH 1970)

Fig. 3 the relationship of $(w^{*2})^{1/2}(\zeta)$ with ζ

(A: this article, B: Mellor, solid dots: KANSAS 1968, circle dots: UTAH 1970)

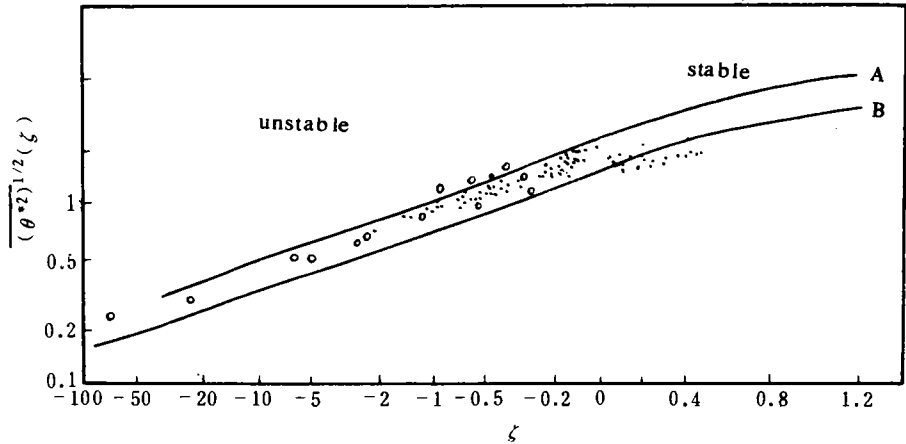


图 4 $(\theta^{*2})^{1/2}(\zeta)$ 与 ζ 关系图(说明同图 3)

Fig. 4 The relationship of $(\theta^{*2})^{1/2}(\zeta)$ with ζ (same to Fig. 3)

Mellor^[1] 曲线. 由图 3、4 也可看出, 本实验所得曲线在 $-\zeta$ 较大时, 与 Businger^[2] 资料具有相同趋势, 而 Businger^[2] 资料在 $-\zeta$ 较大时趋近 $1/3$ 次方律, 这说明我们的计算结果也是符合这一规律的. 因此, 运用中性条件下获得的这组参数能使二阶矩闭合方程组的数值模拟在不同稳定度下得到较好的模拟结果.

中性条件下所得参数与 Mellor 的参数(严格控制中性条件下) 比较, 二者有偏差, 尤其参数 C 和 B_2 较大. 其原因为实验室与野外实验条件不同, 某些在实验室可严格控制的条件, 如不失一般性, 可通过旋转坐标使 $\overline{vw} = 0$, 野外实验只能近似做到. 而实验室对种种条件的严格限制, 反而导致其与野外实验过程的偏差, 使所得结果与实际野外资料相比时有误差. 另简化过程中的常通量层由于实验条件所限也会导致偏差.

表 2 实验所得曲线与 Mellor 曲线相对于 Businger^[2]资料的均方根偏差

Table 2 Root-mean-square errors of the curves and Mellor's curves compared with the Businger's data

地点	$(w'^2)^{1/2}(\zeta) \sim \zeta$		$(\theta'^2)^{1/2}(\zeta) \sim \zeta$	
	σ_A	σ_B	σ_A	σ_B
UTAH	0.149	0.736	0.108	0.207
KANSAS	0.498	0.215	0.314	0.216

4.2 稳定及不稳定条件下的参数值

表 1 中列出了稳定及不稳定条件下获得的参数值. 从高阶矩方程组闭合方案上看, 其参数应唯一确定, 即不论 ζ 如何, 只有一组参数. 但表 1 中表示运用实测资料得出的中性、稳定、不稳定条件下三组参数还是有差异的. 与中性作法类似, 将稳定条件下所得这套参数代入方程组(3 a ~ 3d), 计算可得 $(w'^2)^{1/2}(\zeta)$ 曲线, 其稳定部分比中性条件下参数曲线及 Mellor^[1] 的结果更接近 Businger^[2] 资料, 但曲线在不稳定部分效果差些. $(\theta'^2)^{1/2}(\zeta)$ 曲线与 Businger^[2] 资料偏差规律类似 $(w'^2)^{1/2}(\zeta)$ 曲线, 但比 $(w'^2)^{1/2}(\zeta)$ 曲线偏差大. 同样, 运用不稳定条件下这组参数可计算出 $(w'^2)^{1/2}(\zeta)$ 和 $(\theta'^2)^{1/2}(\zeta)$ 曲线, 亦是 $(w'^2)^{1/2}(\zeta)$ 效果比 $(\theta'^2)^{1/2}(\zeta)$ 好. 同时, 其与 Businger^[2] 资料的偏差比中性、稳定时所得曲线都大. 总的说来, 中性条件下所得参数组比这二组参数更适合于二阶矩闭合运算.

4.3 分 析

中性、稳定、不稳定条件下所得参数有差异, 其原因可能为: 由于三阶矩模拟比较困难, 还有待于进一步的研究, 在对高阶矩方程组简化时, 我们采用二阶矩闭合, 即由于实验在常通量层中进行, 在简化方程时认为 $\overline{uw}, \overline{vw}, \overline{uv}, \overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}, \overline{u\theta}, \overline{v\theta}, \overline{w\theta}, \overline{\theta^2}$ 的扩散项不随高度变化. 严格地说, 只有在中性条件下, 上述处理才严格成立, 因中性条件下, 上述通量之和为常数^[1], 而在稳定和不稳定条件下, 这些通量扩散项随高度是有所变化的, 尽管变化不大. 另对常通量层以外空间, 即使在中性条件下三阶矩亦不为零, 只是较小. 由于影响热通量测量误差的原因较多, 由此可造成参数有一定的误差. 参数 B_2 由于与热通量为平方有关, 故与表上表示的 B_2 之间偏差最大.

5 结 论

综上所述, 我们运用野外近地层实验资料及二阶矩闭合方案获得了稳定、中性、不稳定条件下的三组参数. 通过与 Mellor^[1] 等实验室所得参数值比较, 以及与 Businger^{[2][3]} 野外实验结果比较, 推荐参数组 $R = 0.26, C = 0.174, A_1 = 1.32, A_2 = 0.57, B_1 = 35.60, B_2 = 26.50$.

本文采用的虽是近地层中的观测资料, 但高阶矩方程组是一般性的, 即对整个边界层适用, 只是在闭合简化时用了常通量层概念, 以忽略通量随高度变化项. 若模拟整个边界层, 可在此基础上加入通量随高度变化项. 正如 Yamada^[8] 的三层模式和四层模式所作的

那样. 当然, 最接近实际的方法还是在整个边界层中用实测资料来估算参数, 此时方程中包括了三阶矩项, 计算要困难得多.

参 考 文 献

- 1 Mellor G L. Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layers. *J. A. S.*, 1972, **30**:1061~1069.
- 2 Businger J A. The atmospheric boundary layer. Chap. 6, Remote sensing of the troposphere, U. S. Dept. of Commerce. Govt. Printing Office, 1972.
- 3 Businger J C, Wyngaard J C, Izumi Y and Bradley E F. Flux profile relationship in the atmospheric surface layer. *J. A. S.*, 1971, **28**:181~189.
- 4 Coleman duP. Donaldson. 大气湍流的产生和大气污染物扩散的动力学模式的建立. 微气象学. 北京: 科学出版社, 1984. 319~397.
- 5 Andre J C. et al. Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structure of the planetary boundary layer. *J. A. S.*, 1978, **35**:1861~1883.
- 6 Hanjalic K and Launder B E. Fully developed asymmetric flow in a plane channel. *J. Fluid Mech.*, 1972, **52**:609~638.
- 7 Gibson C H and Schwartz W H. The university spectra of turbulent velocity and scalar fields. *J. Fluid Mech.*, 1965, **16**:365~384.
- 8 Yamada T and Mellor G L. A simulation of the wangara atmospheric boundary layer data. *J. A. S.*, 1975, **32**:2309~2329.

THE PARAMETER STUDY OF A HIGH-ORDER TURBULENCE MODEL

Bian Huisheng Yan Pen Zhu Cuijuan Li Xingsheng

(Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081)

Abstract

A group of parameters which are proposed by using field observational data in the surface layer combined with second-order closure turbulence equations has been developed for a high-order turbulence model. Applying the parameters of this paper's and Mellor's which obtained from lab experiments to second-order closure equations respectively, the two groups of relative curves of $\Phi_M(\zeta)$, $\Phi_H(\zeta)$ with ζ have been mapped out. The graphs show that the two groups of curves are almost overlapped and also fit the results of Businger's field observational data very well. In the other two groups of relative curves of $(w^*)^{1/2}(\zeta)$, $(\theta^{*2})^{1/2}(\zeta)$ with ζ , the curves of this paper have far less deviation than that of Mellor's compared with the data of UTAH, but have a little greater error than that of Mellor's compared with the data of KANSAS.

Key words: High-order model; Field observational data; Parameter study.