

湍流逆梯度输运的理论实验研究*

蒋剑波 卢志明 刘宇陆

上海大学, 上海市应用数学与力学研究所, 上海 200072

摘要 湍流中存在的动量、标量的逆梯度输运是当前湍流研究中一个十分重要的方向, 它具有深刻的理论意义和重要的实用背景. 本文从实验、理论两方面综述了湍流逆梯度输运的研究成果, 并指出了一些值得今后进一步研究的方向.

关键词 湍流结构, 湍流机理, 逆梯度输运

1 引言

湍流是自然界普遍存在而且应用极为广泛的现象之一. 这种非线性的随机运动基本特征之一就是具有扩散作用, 并且湍流的任何特征最终均来自于其输运过程. 一般来说, 这种输运总是顺梯度的. 早期的湍流输运模式就是建立在这种假设基础之上的. 但是在大气层、海洋、工程实际中(如污染物的扩散、燃烧过程)往往出现湍流逆梯度输运现象. 在后来的实验研究及数值模拟中也发现了这种反常的现象. 物理学中的傅立叶定理不能解释这种现象. 同时逆梯度输运现象往往伴随着湍流能量负产生率, 而对于此, 能量的级串过程也不能合理地解释. 因此, 通过对该现象的研究将有助于对湍流机理的了解, 对建立通用的湍流模式具有重要的指导意义, 而且在工程实际中亦将具有广泛的应用.

逆梯度输运现象(Counter-Gradient Transport 以下简称 CGT)指的是动量从速度小的地方向速度大的地方输运, 热量从低温处传到高温处, 水汽从干燥处传到潮湿处, 或者污染物从浓度低的地方传到浓度高的地方. 下面以湍流动量逆梯度输运为例具体加以说明. 在二维剪切湍流中, 由湍流脉动引起的平均动量的输运为 \overline{uv} , 一般与同一位置的平均速度梯度 $\partial U/\partial y$ 符号相反, 这与物理学中的傅立叶定理是一致的, 即动量的输运是沿着平均速度减小的方向进行的, 或者说顺梯度输运的. 但是在有些二维剪切湍流中, \overline{uv} 与同一位置的平均速度梯度 $\partial U/\partial y$ 符号相同, 这就意味着动量是逆梯度输运的. 同时可以注意到此时 $-\overline{uv}(\partial U/\partial y)$ 即为湍流能量产生率, 且为负值. 一般认为在湍流中能量是从平均流动传递到大涡旋, 再由大涡旋通过串级传递到小涡旋(Kovaszny^[1]观测到的小涡旋合并为大涡旋的特例除外). 当动量出现逆梯度输运时, 湍流能量产生率常常为负(negative production)(如上例). 这就意味着能量从湍流反传递到平均流动中, 从小涡反传递到大涡中(energy reverse)^[2].

产生这种现象的物理机制十分复杂, 与湍流机理密切相关. 近年来由于流体力学实验技术和数值模拟技术的发展, 使得人们有可能较为深入细致地研究上述现象的内在机理, 并取得了

收稿日期: 1999-01-18, 修回日期: 1999-04-26

* 国家自然科学基金资助项目(19872043)

一定的研究成果. 本文从实验、理论两方面综述逆梯度输运现象的研究成果, 并进行了简单的分析, 同时指出可能进一步研究的方向.

2 逆梯度输运的实验研究

湍流逆梯度输运现象最早发现于 50 年代. 近 50 年中, 在各种实际流动中均发现了这一现象. 例如: 渠道流, 射流, 尾流, 分层流等. 下面就湍流逆梯度输运现象的实验研究作一介绍.

2.1 渠道流, 射流, 尾流中的 CGT 现象

Eskinazi^[2] 于 1956 年在弯曲渠道流中首先发现了动量逆梯度输运现象 (Counter-Gradient Momentum Transport 以下简称 CGMT). 此时流动是一维完全发展的. 实验测得平均速度的分布关于速度梯度为零处不对称, 并且雷诺应力为零的点 (简记为 y_r), 与平均速度梯度为零的点 (简记为 y_m) 不重合. 这就意味着在 y_r 与 y_m 之间的区域内 \overline{uv} 与 $\partial U/\partial y$ 同号, 即平均动量的输运是逆梯度的. 同时观察到在该区域内脉动强度受到了明显的抑制. Eskinazi 从能量传递的角度考虑了这一问题. 他认为通常情况下平均动量的输运 (\overline{uv}) 与同一位置处的平均速度梯度 ($\partial U/\partial y$) 异号, 这表示雷诺应力 ($-\rho\overline{uv}$) 与层流剪应力 [$\mu(\partial U/\partial y)$] 这两种力方向相同. 正是这两种力的共同作用使得湍流从平均流动中获取了能量; \overline{uv} 与 $\partial U/\partial y$ 同号, 则表示雷诺应力 ($-\rho\overline{uv}$) 与层流剪应力 [$\mu(\partial U/\partial y)$] 这两种力方向相反, 相对剪切, 从而使得能量从湍流中反传递到平均流动中. 之后, Eskinazi 等人^[3] 发现, 当流体从一狭缝沿壁面喷出并与外部均匀来流混合后, 完全发展的平均速度分布具有双层湍流结构: 壁面附近的流动类似于平板湍流边界层, 而外部区域则类似于自由湍射流, 同时在靠近壁面处有 CGMT 现象的出现. 实验研究的是流向不存在压力梯度的情形, 此时 CGMT 存在的区域沿流向逐渐加宽. Erian^[4] 研究了流向存在压力梯度的情形. 实验发现 CGMT 出现的区域发生了很大的变化: 在顺压梯度时 ($dp/dx < 0$), CGMT 存在的区域沿流向逐渐变窄; 在 $dp/dx = 0$ 时缩为一点 (即 y_r 与 y_m 重合); 而在逆压梯度时 ($dp/dx > 0$), CGMT 存在的区域沿流向逐渐变宽, 而且 y_r 与 y_m 的位置同顺压梯度时相比发生了逆转.

另外, Tailand^[5] 在墙壁射流中, Kjellstrom^[6] 及 Lawn^[7] 在环流中均发现了 CGMT 现象.

上面提到的出现 CGMT 现象的流动均具有一个共同的特征: 平均速度的分布关于平均速度梯度为零处不对称. 因而, Beguier^[8] 认为平均速度分布的非对称性是能量负产生率 (同时存在 CGMT 现象) 的本质原因. 他在实验室中设计了一个具有两个极大速度与一个极小速度的非对称二维流动. 实验测得在极大速度附近及极小速度附近确实存在 CGMT 现象. Beguier 认为: 由于 CGMT 出现的区域内湍能扩散项要比对称情形时的扩散项大得多 (由平均速度的非对称性引起), 因而关联项 \overline{uv} 在此区域内也应有相应的提高, 从而导致了 y_r 与 y_m 不重合, CGMT 现象就出现了.

Hanjalic & Launder^[9] 也研究了非对称流动. 该流动为完全发展的渠道流, 平均速度的非对称性是通过将一壁粗糙化而另一壁保持光滑得到的. 在两壁面, 平均速度分布仍满足壁面律, 即 $U_s = (1/\kappa) \ln x_{2s}^+ + c$ 与 $U_r = (1/\kappa) \ln (x_{2r}^+/e) + c$ (其中 U_s, U_r 分别表示粗糙壁与光滑壁附近的平均速度). 但是在中心区域出现了 CGMT 现象. 实验观察到在 CGMT 出现的区域内湍能扩散项很大. Hanjalic & Launder 认为, 从粗糙壁向光滑壁输运的雷诺应力与光滑壁附近产生的雷诺应力符号是相反的, 因而较强的扩散作用就导致了 CGMT 现象的出现. 值得注意的是在粗糙壁附近出现了雷诺应力的逆梯度输运现象. Hanjalic & Launder 认为: 这是由于粗糙壁处大涡的脱落引起的.

Palmer^[10] 研究了非对称尾流. 非对称的平均速度分布是由两圆柱直径的不同及对其间距加以控制得到的. 实验给出三组不同直径的圆柱, 并与对称情形比较. 实验测得当平均速度分布

对称时, 没有 CGMT 现象的出现; 当平均速度分布不对称时, 在靠近圆柱的区域出现了 CGMT 现象. 考虑到非对称性对 CGMT 区域大小的影响, Palmer 认为只有当非对称性达到一定程度时才会有 CGMT 现象出现. 关于 CGMT 现象出现的原因, Palmer 认为: 由于流动构形的非对称性, 在大圆柱附近区域有了湍能积聚率 (excess turbulence), 因而湍流处于不平衡状态; 扩散是湍流再分配能量的主要机制, 大涡承担主要的扩散任务, 力图将多余的湍能输运到小圆柱尾流区 (此处耗散率较高); 若不能有效地输运这部分多余的湍能, 则有 CGMT 现象的出现 (此时湍能产生率为负), 藉此湍流重新达到平衡.

Vengadesan 等人^[11]在近尾流区也发现了 CGMT 现象. 流体经过一特殊设置的板, 其中通过对板的形状、上下壁粗糙度的控制可以得到不同的平均速度分布. 尾缘附近及下游区可以认为是常压. 实验测得, 当平均速度分布对称或非对称性不是很强时, 没有 CGMT 现象的出现; 当非对称性达到一定程度时, CGMT 现象才在近尾流区出现. Vengadesan 认为: 这是由于厚边界层一端湍流尺度很大乃至产生的大涡影响了薄边界层的传播; 当这种局部效应非常强烈时, 就产生了 CGMT 现象.

Corrsin 等人^[12]在圆柱尾流中测得了热量的逆梯度输运 (Counter-Gradient Heat Transport 以下简称 CGHT). 通过在圆柱一侧放置热源得到非对称的温度分布. Corrsin 认为: 在湍流输运中大涡及小涡共同承担输运任务. 当起主要输运作用的涡尺度比湍流积分尺度小时, 小涡起主要输运作用; 而 CGHT 现象的出现是由于大涡起了主要的输运作用. Veeravalli^[13]在湍流混合区也发现了 CGHT 现象. 该流动为均匀流并且平均剪应力为零. 流动分为三个区域: 两个均匀区域 (湍流度不同) 和一个混合区. CGHT 现象在靠近湍流度大的混合区内出现. Veeravalli 认为这是横向脉动速度 v' 的密度分布函数 (PDF) 不对称所致 (可由谱方程模型得到证明). Veeravalli 用相同的方法预测在边界层混合流中也有 CGHT 现象的出现, 事实上确实如此^[4,5].

Alcaraz^[14], Dakos^[15] 及 Wilson^[16] 在弯曲壁射流中也测得了 CGMT 现象, 而 Gilbert^[17], Yuu^[18] 在混合射流中也发现了这一现象. Park & Rew^[19] 的实验综合考虑了曲率及流动混合这两种因素. 流动构形如图 1 所示. 整个流动可以分为三个区域: (1) 壁射流区 (wall jet region), 其特征为流动具有双层结构: 靠近壁面的边界层及外部混合流; (2) 混合区 (merging region), 其特征为有两个极大速度; (3) 已混区 (merged region), 其特征为最大速度在轴线处. CGMT 出现的区域有两个, 分别在壁射流区及混合区.

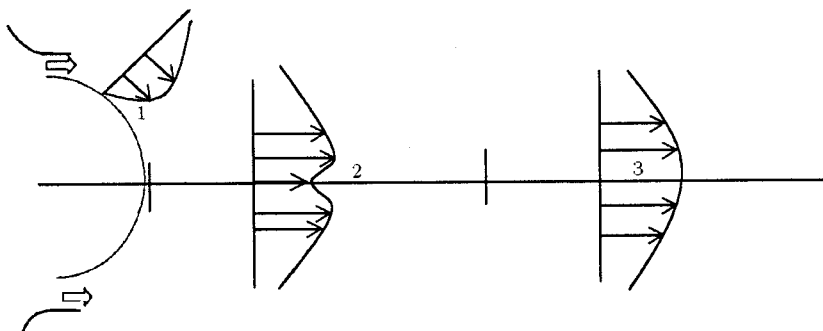


图 1

由于壁射流区具有双层湍流结构, 这两种不同结构必将相互作用. 内区是平稳的, 因而湍流脉动受到抑制; 在外区, 流动是不稳定的, 湍流脉动得到了增强. CGMT 的出现, 是由于不稳定的外区强烈影响了平稳的内区, 具体地说影响了雷诺应力的分布.

混合区的 CGMT 现象可以通过壁面大涡的脱落来解释. 如图 2 所示: 在分离区存在一个 a 状态的大涡, 当此涡以较大的运流速度进入到混合区时没有太大的变形, 此时大涡状态如 b. 到

了已混区, 大涡将呈状态 d. 那末大涡必将经历一个类似于 c 状态的大涡. 正是 b, c 状态的大涡产生了负的或近似于零的雷诺应力, 使得当地的雷诺应力总和为负, 从而产生了 CGMT 现象.

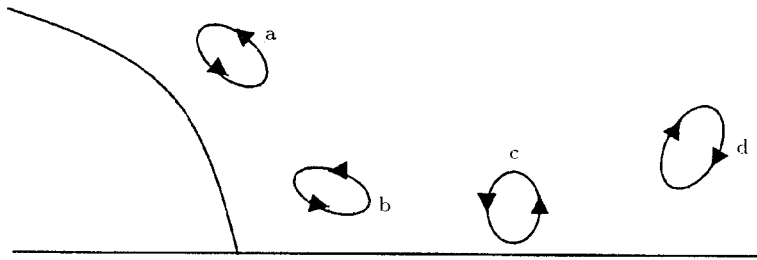


图 2

Pamanabham 等人^[20] 在三维壁射流的实验中测得在某一个区域内 \overline{uv} 与同一位置的 $\partial\overline{U}/\partial y$ 同号, 即有 CGMT 现象的出现. 但在此区域内, 能量产生率却为正值.

2.2 分层流中的 CGT 现象

Deardorff^[21] 于 60 年代在大气层中发现了 CGHT 现象, 以后又在实验中测得了这一现象. 80 年代 Komori^[22] 在实验室中研究了分层流中的 CGHT 及 CGMT 现象. 流动是在明渠中进行的. CGHT 及 CGMT 出现的区域在靠近外区处. 在外区, 壁的影响可以忽略, 同时外区处流动可以近似认为是处于局部平衡的均匀剪切流. CGT 现象可以由均匀湍流的线性谱方程算出. 实验测得 CGHT 现象的出现要比 CGMT 现象出现对分层的效果要求得弱一些. Komori 认为: CGHT 的出现是由于具有齿状温度脉动的涡的间歇运动造成的. 之后, Schumman 等^[23~25] 及 Grotzbach^[26] 利用数值模拟也测得了 CGHT 及 CGMT 的存在. 最近 Komori 等人^[27] 进一步考虑了分子粘性及剪切效应对 CGT 的影响. Sommer^[28] 考虑了非平衡性及历史效应与 CGT 现象之间的关系.

在燃烧过程中也存在着 CGT 现象 (即 $\overline{\rho u_i c}$ 与同一位置的 $\partial\overline{C}/\partial x_i$ 同号, 其中 \overline{C} 为平均组分, c 为脉动组分). Stanford 等人^[29], Larue^[30] 在其实验中分别发现了这种现象. Veynante^[31] 认为: 当火焰附近的流场受热膨胀支配 (由于化学反应产生) 时, 则有 CGT 的出现; 但当流场受湍性流动支配时, 则是顺梯度运输的. 之后, Veynante^[32] 又考虑了压力梯度的影响, 实验测得顺压梯度 (favorable pressure gradient) 引起逆梯度运输, 而反压梯度 (adverse pressure gradient) 则引起顺梯度运输.

3 理论工作

由于 CGT 现象与湍流机理密切相关, 使得理论研究工作十分困难. 在这方面的研究成果还不多见.

3.1 基础理论研究

早期的研究集中于湍能负产生率 (TNP), 后来发现逆梯度运输现象 (CGT) 更为普遍.

Eskinazi^[33] 分析了二者的异同. 湍能负产生率

$$\Pi = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

对于三维流动有

$$\Pi = -\overline{u^2} \frac{\partial U}{\partial x} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{vw} \frac{\partial V}{\partial x} - \overline{v^2} \frac{\partial V}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{wu} \frac{\partial W}{\partial x}$$

$$\overline{wv} \frac{\partial W}{\partial y} - \overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z} - \overline{w^2} \frac{\partial W}{\partial z}$$

对于二维流动有

$$\Pi = -\overline{u^2} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) - \overline{vw} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) - \overline{uv} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right) - \overline{v^2} \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)$$

而对于一维流动有

$$\Pi = -\overline{uv} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)$$

易见，只有对于一维流动，CGMT 与 TNP 才同时出现；而对于二维、三维流动而言二者并不等价。

Deissler^[34] 研究了浮力及剪切效应对弱湍流的影响，其结果之一便是负涡粘度及负涡传导率的出现（即 CGT 现象）。从两点关联方程（two point correlation Equations）出发，在 $t = 0$ 时刻，湍流为均匀各向同性。当对之施以剪切力或浮力时，湍流将变为各向异性湍流，这时有

$$2\overline{\theta v} \frac{d\overline{T}}{dy} = -\frac{\partial \overline{\theta^2}}{\partial t} + 2\alpha \left(\frac{\partial^2 \overline{\theta \theta'}}{\partial r_k \partial r_k} \right)_{r=0}$$

$$2\overline{uv} \frac{dU}{dy} = -\frac{\partial \overline{u_i u_i}}{\partial t} + 2\nu \left(\frac{\partial^2 \overline{u_i u_i'}}{\partial r_k \partial r_k} \right)_{r=0} + 2\beta g \overline{\theta v}$$

从式中可以看出：CGT 的出现是由于湍流是衰减的。Starr^[35] 从海洋、大气层中观测到 CGT 现象。他认为 CGT 的出现是不同形式的能量转换的表现，可用下图 3 加以说明。

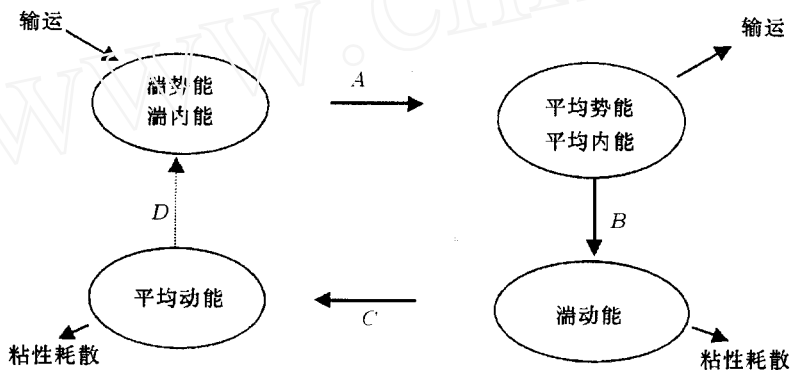


图 3

Schumann^[36] 对分层流中的 CGHT 现象作了分析。与 Deardorff^[21] 作法相同，他从温度方差方程出发，对于二维剪切流得到

$$-\overline{v\theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} = \epsilon - t - \frac{\partial \overline{\theta^2}}{\partial t} \quad (\text{其中 } \epsilon \text{ 代表耗散项, } t \text{ 代表输运项})$$

注意到耗散项总为正，当其不足以使右端保持正号时，则有 CGHT 的出现。与 Starr^[35] 的理论一致，CGMT 的出现使部分湍势能转化为湍动能。另外，Schumann 还证明，在中等雷诺数时，普朗特数是衡量 CGHT 现象是否出现的一个重要参数。

Hussain^[37] 认为大涡拟序结构的存在是 CGT 出现的原因之一，利用相干结构的状态可以对 CGT 的出现进行解释。在满足梯度输运的流场中，采取激励的方法对相干结构进行适当的控制，可以产生 CGT 现象。陈义良^[38] 根据相干结构的方向与 CGT 的关系、相邻涡旋的成对运动建立了两个物理模型，并据此解释了二维平面混合层中的 CGT 现象的出现。他认为引起 CGT

现象的相干结构的状态在空间及时间上都是随机发生的, 只有当在同一位置上不断重复出现时才会引起 CGT 现象的出现. 卢志明^[39] 在其博士学位论文中运用边界层外区普遍存在的横向涡的作用解释了标量 CGT 现象的出现.

林家翘^[40] 认为能量逆转 (energy reverse) 与湍流的波粒二重性有着密切关系. 而刘式达等^[41] 认为湍流中除存在粘性、传导及扩散 3 种效应外, 还存在第 4 种效应——色散 (频散), 色散效应在一定条件下使动量和能量集中, 从而导致动量及能量的逆梯度输运.

3.2- 模式理论

传统湍流模式可分为两类: 建立在涡粘度假设基础之上的湍流模式; 以微分应力模式 (RSM) 为基础的模式. Prandle, Taylor 的混合长度及 Karmon 的相似理论, 目前在工程上应用广泛的 $k-\epsilon$ 等均不能解释逆梯度输运现象, 其原因在于涡粘度假设是建立在应力与应变率的线性关系基础之上. 建立在微分应力模式 (RSM) 基础之上的代数应力模式 (ASM), 也隐含着应力与应变率的线性关系, 因而也不再适用. 若要准确预报 CGT 现象, 只能建立应力与应变率的非线性关系, 或求助于 RSM, 甚至建立新的模式. 建立在微分应力方程基础之上的 RSM, 当对扩散项采用各向异性的模化时, 可以预报 CGT 现象^[42]. Hinze & Beguier^[33] 直接在传统的涡粘度方程上加了一项非线性修正项, 用以表示大涡的作用. 之后 Yoshizawa^[43] 利用直接相互作用原理, 借助于尺度展开法得到了一个非线性模式, 对其加以变形则可看出是两点封闭模式的简化. 这两个模型都可以预报 CGMT 现象的出现. 卢志明^[38] 根据大小涡分开考虑的思想, 从精确的标量输运方程出发, 对大涡输运方程, 将对流项和扩散项模化为与输运项本身成正比, 但存在一个相位差, 这样得到的大涡输运模型能够描述复杂湍流中的逆梯度输运现象.

4 结束语

由以上分析可见, 湍流中存在的逆梯度输运现象的研究已取得了一定的成果, 但同时可以看到湍流机理的复杂性使得这一现象离根本解决还相距甚远. 今后工作应集中于以下问题:

(1) 非对称性与 CGT 现象密切相关, 而以前的实验均没有将这种关系定量化. 在完全发展的非对称渠道流实验中确定这种关系将是今后进一步的工作;

(2) 在湍流的 CGHT 中, 已经证明了 Pr 数当 Re 数不太大时是决定 CGHT 出现与否的一个重要参数, 那末浓度逆梯度输运现象应与 Sc 数紧密相关. 同时, CGMT 是否存在一个类似的参数也是一个重要的问题;

(3) 近年来的研究表明: CGT 现象不仅与大尺度涡密切相关, 与小尺度涡也有相当的联系. 分析不同尺度涡对 CGT 的贡献将有助于对湍流机理的了解;

(4) 考虑湍动能方程及通量方程, 由于耗散作用总是存在的且为正值, 因而 CGT 现象的出现最终应归于扩散项、对流项、浮力项各项的综合作用, 确定表示它们之间关系的参数将是以后研究的方向.

参 考 文 献

- 1 Kovaszny S L G, et al. Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer. *J Fluid Mech*, 1970, 41: 283~326
- 2 Eskinazi S, Yeh H. An investigation of fully developed turbulent flows in a curved channel. *J Aeronaut Sci*, 1956, 23: 23~31
- 3 Kruka V, Eskinazi S. The wall jet in a moving stream. *J Fluid Mech*, 1964, 20(4): 555~579
- 4 Erian E F. Influence of pressure gradient on turbulent flow with asymmetric mean velocity. *J Appl Mech*, 1969, 91: 901~904
- 5 Tailand A, Mathieu J. Jet parietal. *J de Mecanique*, 1967, 6: 313~319

- 6 Kjellstrom B, Hedberg S. Turbulence and shear stress measurements techniques and evaluation methods, Aktiebolaget Atomenergi Rep RTL-101, 1968
- 7 Lawn C J. Application of the turbulence energy equation to fully developed flow in simple ducts. C E G B RD/B 1575, 1970
- 8 Beguier C. Measurements of Reynolds stress in an asymmetric region of turbulent incompressible flow. [Master Thesis]. University of Poitiers, 1964
- 9 Hanjalic K, Launder B E. Fully developed asymmetric flow in a plane channel. *J Fluid Mech*, 1972, 51: 301~335
- 10 Palmer M D, Keffer J F. An experimental investigation of an asymmetric turbulent wake. *J Fluid Mech*, 1972, 53: 593~610
- 11 Vengadesan S, Nakayama A. Performance of the $k-\epsilon$ model in computation of asymmetric turbulent near wakes. *J AIAA*, 1994, 31(9): 1925~1926
- 12 Sreenivasan K R, Tavoularis S, Corrsin S. A test of gradient transport and its generalizations. *Turbulent shear Flows*, 1983, 3: 96~112
- 13 Veeravalli S, Warhaft Z. Thermal dispersion from a line source in the shearless turbulence mixing layer. *J Fluid Mech*, 1990, 216: 35~70
- 14 Alcaraz E, et al. Measurements in a wall jet over a convex surface. *Phys Fluids*, 1977, 20: 20~210
- 15 Dakos T, et al Turbulent flow with heat transfer in plane and curved wall jets. *J Fluid Mech*, 1984, 145: 339~360
- 16 Wilson D J, Goldstein R J. Turbulent wall jets with cylindrical stream wise surface curvature. *J Fluids Eng*, 1976, 96: 550~557
- 17 Gilbert B L. Turbulence measurements in a flow generated by the collision of radially flowing wall jets. *Exp Fluids*, 1989, 7: 103~110
- 18 Yuu S, et al. Hot-wire measurement in the interacting two-plane parallel jets. *AIChE J*. 1979, 25: 676~685
- 19 Park S O, Rew H S. Turbulence measurements in a merged jet from two opposing curved wall jets. *Exp Fluids*, 1991, 10: 241~250
- 20 Pamanabham G, et al. Mean and turbulence characteristics of a class of three-dimensional wall jets. *J Fluids Eng*, 1991, 113: 620~637
- 21 Deardorff J W. The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory. *J Atmosph Sci*, 1966, 23: 503~506
- 22 Komori S, Gerz T, Schumann U. Turbulence structure in the stably stratified open-channel flow. *J Fluid Mech*, 1983, 130: 13~25
- 23 Gerz T, Schumann U. Direct simulation of homogeneous turbulence and gravity waves in sheared and unshered stratified flows. *Turbulent Shear Flows*, 1991, 7: 27~45
- 24 Gerz T. Direct numerical simulations of stratified homogeneous turbulent shear flow. *J Fluid Mech*, 1989, 249: 414~440
- 25 Kaltenbach H J, Gerz T, Schumann U. Large-eddy simulation of homogeneous turbulence and diffusion in stably stratified shear flow. *J Fluid Mech*, 1994, 280: 1~40
- 26 Grotzbach G. Direct numerical and large eddy simulation of turbulent flows. In: Cheremisinoff N P ed. Encyclopedia of Fluid Mechanics. Vol 6. West Orange, NJ: Gulf Publ, 1986
- 27 Komori S, Nagata K. Effects of molecular diffusivities on counter-gradient scalar and momentum transfer in strongly stable stratification. *J Fluid Mech*, 1996, 326: 205~237
- 28 Sommer T P. Nonequilibrium and history effects of homogeneous turbulence in a stably stratified medium. *Int J Heat and Fluid Flow*, 1997, 18(1): 29~37
- 29 Stanford R A, Libby P A. Further applications of hot wire anemometry to turbulence. *Physics of Fluids*, 1974, 17: 1353~1361
- 30 Larue J C, Libby P A. Measurements in the turbulent boundary layer with slot injection of helium. *Physics of Fluids*, 1977, 20: 192~202
- 31 Veynante D. Gradient and counter-gradient scalar transport in turbulent premixed flames. *J Fluid Mech*, 1997, 332: 263~293
- 32 Veynante D, Poinot T. Effects of pressure gradient on turbulent premixed flames. *J Fluid Mech*, 1997, 353: 83~114
- 33 Eskinazi S, Erian F F. Energy reversal in turbulent flows. *Phys Fluids*, 1969, 12: 1988~1996
- 34 Deissler R G. Production of negative eddy convectivity and viscosity in the presence of buoyancy and shear. *Phys Fluids*, 1968, 11: 432
- 35 Starr V P. Physics of Negative Viscosity Phenomena. New York: McGraw-Hill, 1968
- 36 Schumann U. The counter gradient heat flux in turbulent stratified flows. *Nuclear Eng Des*, 1987, 100: 255~262

- 37 Hussain A K M F. Large-scale organized motion in jets and shear flows. In: Proc Int Symp Recent Advances in Aerodynamics and Aeroacoustics. Stanford Univ, 1983. 205~207
- 38 陈义良. 湍流的计算模型. 安徽: 安徽人民出版社, 1991. 194~199
- 39 卢志明. 双尺度湍流及标量输运模式理论和拟序结构的输运机理研究. [博士学位论文]. 上海: 上海大学, 1998. 12~55
- 40 Lin C C. Galaxies, Turbulence and Plasmas. In: Proceedings of Symposium of the 2nd Asian Conference of Fluid mechanics. Beijing: Science Press, 1983. 1~4
- 41 刘式达, 刘式适. 湍流的第4效应频散. 自然科学进展, 1998, 8(5): 631~633
- 42 Launder B E, et al. Progress in the developed of a Reynolds-stress turbulence closure. *J Fluid Mech*, 1975, 68: 537~566
- 43 Yoshizawa A. Statistical analysis of the deviation of Renolds stress from its eddy viscosity representation. *Phys Fluids*, 1984, 27: 1377~1387

EXPERIMENTAL AND THEORETICAL STUDIES ON THE COUNTER GRADIENT TRANSPORT PHENOMENA IN TURBULENT FLOWS

Jiang Jianbo Lu Zhiming Liu Yulu

Shanghai Institute of Applied Mathematics & Mechanics, Shanghai University, Shanghai 200072, China

Abstract Counter gradient transport phenomena for momentum and passive scalar in turbulent flows are an important subject in the research of turbulence. It is of great theoretical significance and serves as a practical background. This article summarizes the experimental and theoretical results on counter gradient transport phenomena. Finally some subjects for further studies are suggested.

Keywords turbulence structure, turbulence mechanism, counter-gradient transport