

分离再附流动的实验研究*

董宇飞^{1,2} 魏中磊¹

¹ 北京大学湍流国家重点实验室, 北京 100871

² 中科院力学所, 北京 100080

摘要 综述了二维前后向台阶, T 型结构以及轴对称纯体等典型几何结构的分离再附流动的实验研究. 介绍了不同模型分离再附流场特性以及它们之间的异同. 详细论述了流动各参数对流场的影响, 并简要分析了分离再附流动中存在的问题和发展方向.

关键词 分离再附流动, 剪切层, $K-H$ 不稳定性

1 引言

分离再附流动不仅涉及流动分离、旋涡的生成和脱落、旋涡之间以及旋涡与固壁的相互作用等理论问题, 对工程实践也具有非常重要的意义. 与混合层、尾流和射流等无界流动相比, 分离再附流动有以下几个特点:

- 因为再附, 自由剪切层长度有限, 从而限制了大尺度涡的发展;
- 自由剪切层承受压力梯度因而是弯的;
- 分离流动的边界区域具有反馈机理, 再附与分离两个动力学过程是相互耦合的.

这一类流动中, 许多情况分离位置是固定的, 例如流过一个薄机翼或流过一个冲压式空气发动机燃烧室的前缘分离流. 这些流动除了具有分离点或分离线不变的特征外, 保留了许多流体运动的复杂性, 因而得到了广泛的研究.

本文将对几种典型的分离再附流动实验研究进行综述, 并介绍作者的一些工作.

2 典型分离再附流动实验研究

2.1 二维后向台阶

二维流动中, 后向台阶产生的分离再附流动是最简单的. 如图 1 所示, 分离线是直的, 固定在台阶边缘, 分离点处流线几乎与壁面平行, 上游的影响仅在分离后的下游出现. 这也是后向台阶首先得到研究的原因之一. 尽管后向台阶是最简单的再附流动, 但是流场仍很复杂. 除非 Re 数非常低, 否则上游边界层在尾缘分离形成的层流自由剪切层不久即发生转捩.

收稿日期: 1997-03-13, 修回日期: 1998-06-08

* 国家自然科学基金资助项目

70年代初, Bradshaw & Wong^[1]对后向台阶再附流的实验数据进行了总结. 受当时测量技术的限制, 再附区的测量数据十分贫乏, 只有热线提供的一些湍流数据. 随着激光-多普勒和脉冲热线等测量技术的发展, 该领域有了长足的发展. 1981年, Eaton对 Re 数足够高的情况给出了一个比较全面的总结^[2]. 但由于各个研究是独立进行的, 结果有些缺乏组织, 控制参数对再附长度的影响不系统.

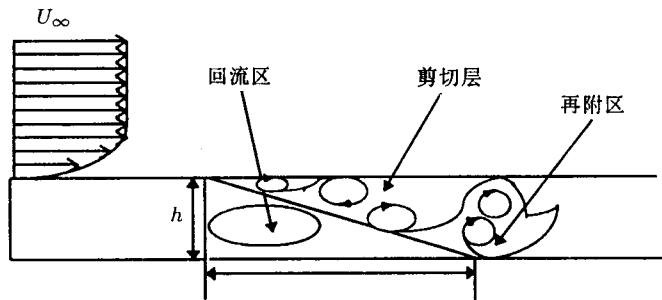


图1 二维后向台阶流场结构示意图

在分离流动区域的前半部, 分离剪切层类似于普通平面混合层. 分离流线稍微有些弯曲, 剪切层很薄, 不受壁面的影响. 许多参数对再附剪切层的影响(自由流湍流度, 马赫数, 上游边界层状态)可用平面混合层的数据预测. 平面混合层中用的湍流模型可用于再附剪切层, 至少可用于再附剪切层上游. 接近再附区和再附区下游要用改进的模型^[2]. 再附剪切层的生长速度与平面混合层的情况相当^[3~6]. 两者平均速度剖面外层 $3/4$ 是一致的, 只是低速一边有所不同. Reynolds应力的测量结果难以比较, 因为平面混合层所测湍流量是以剪切层总的速度差无量纲化而得. 而再附剪切层速度差不是恒定的, 刚分离时为1倍自由流速度, 到分离再附区中部为1.2倍自由流速度. 用激光-多普勒和脉冲热线测得的再附剪切层的湍流度峰值为0.04, 以 $1.1U_0$ 无量纲化, 得 $\overline{v'^2}/\Delta U^2 = 0.033$, 比平面混合层高 $10\% \sim 20\%$. Eaton^[4]认为高出部分是由于再附剪切层的低频摆动所致, 但是这点没有得到共识. 剪切层低频运动对 $-\overline{u'^2}$ 的影响很大, 但对剪切应力 $\overline{u'v'}$ 却没有影响. 再附层测得的剪切应力峰值大约为 $-\overline{u'v'}/U_0^2 = 1.25 \times 10^{-3}$, 用 $1.1U_0$ 无量纲化, $-\overline{u'v'}/U_0^2 = 1.03 \times 10^{-3}$, 与典型平面混合层的情况 1.0×10^{-3} 非常接近. 然而, 再附剪切层和平面混合层有一重要不同, 剪切层低速一边是高端流的, 与典型平面混合层的情况正好相反, 这是湍流回流区影响的结果^[7,8].

在分离再附区下游, 分离再附剪切层急剧弯曲, 再附于壁面, 剪切层一部分流体折向上游回流区. 由于受到稳定的弯曲, 负压梯度, 以及再附区与壁面强相互作用的影响, 剪切层中湍动能和Reynolds剪切应力迅速衰减. 该区域的流动非常不稳定, 经常有与台阶高度尺度相当的湍流结构通过. Abbott & Kline^[9]和Kim^[5]的流动显示表明, 剪切层的再附点上下摆动, 分离区的长度是变化的. Eaton & Johnston^[10]的定量测量也证明了这一点. 剪切层下面的回流区并不是死水区, 最大回流速度达自由流速度的 20% . 壁面摩擦系数是负的, $C_f = -0.0012$. Chandrsuda & Bradshaw^[11]研究了流动再附后的初始弛豫过程, 为避免在中心平面有三维影响, 风洞宽度与台阶高度之比选为 $15:1$. 由于分离线固定在台阶的顶部, 与其它形式的分离泡相比流动是稳定的, 没有低频摆动现象. 实验中混合层达到再附区之前十分接近自保持状态, 初始条件对混合层的影响在再附区可以忽略.

再附点下游, Reynolds应力连续衰减好几个台阶的距离. 同时, 一个亚边界层(子边界层, sub-boundary layer)开始在再附剪切层中增长. 分离剪切层中发展的大涡可持续很长的距离^[1,12], 再附剪切层外层在再附后50个台阶距离处仍维持着自由剪切层的特征.

再附剪切层附近局部湍流速度超过 30%，所有 X 丝测量结果的精确度都值得怀疑，但数据定性可用^[8]。给定剖面最大湍流速度沿流向的变化形式是一样的，湍流速度在再附区上游大约一个台阶处达到最大，然后迅速衰减。许多数据有一个高湍流速度的短平台，后面跟一个迅速衰减区。湍流速度最大点的轨迹在再附区趋于壁面，在再附区的下游远离壁面，最高湍流速度的点与壁面越近，再附长度越短。湍流峰值离开壁面后迅速衰减，但在壁面附近，湍流速度衰减缓慢。剪切应力与湍流速度情况一样，剪切层外部三次积与 Reynolds 应力减小的速率一致，但在壁面附近，Reynolds 应力的衰减程度更快一些^[7]。

再附流动最难理解的是再附区 Reynolds 应力的迅速减小。在许多实验数据中，湍流衰减发生在两个阶段，衰减最早是从再附点上游 1.5 个台阶高度处开始的，第一阶段的衰减是自由剪切层稳定的弯曲引起的。Castro & Bradshaw^[13]，Gillis & Johnston^[14] 已经验证了凹状的流向弯曲会引起剪切层湍流速度的迅速衰减。在再附点上游两个台阶的高度之前分离剪切层只是稍微有点弯，但到再附点上游，剪切层厚度与弯曲半径之比超过了 0.1。这样强的弯曲即使没有其它因素的影响也会使 Reynolds 应力迅速减小。但是，剪切层的弯曲解释不了再附点下游湍流速度的衰减。然而，为了正确预测边界层下游的发展，对这个减小必须有正确的认识。但是，由于剪切层在再附区受到几种不同的扭曲力，并且缺乏详细和精确的测量，作到这一点比较困难。Bradshaw & Wong^[1] 认为，由于壁面的约束，强流向压力梯度致使大涡在再附区被撕开，长度尺度的减小导致湍流速度的减小。但是很多人不同意这个观点，再附区下游的测量也表明，边界层外层仍维持自由剪切层结构。McGuinness^[6] 认为，再附区一些大涡向上游回扫，另一部分向下游运动是湍流速度衰减的原因。董宇飞^[15] 发现，再附区大涡一撕为二与大涡向上游回扫两种情况都存在，但前者的情况明显占优。实际上，无论大涡向上游回扫还是在再附区被撕开，下游的流量都减小了，这正是湍流速度衰减的原因。

用 $X = (x - x_r)/h$ 将流向方向的距离归一化。对不同实验进行比较可发现，再附区附近平均速度剖面内层符合得很好。由于边界几何形状不同，外层符合得不好。尽管初始条件不同，但再附区附近剪切应力剖面形状十分相似，它表明剪切层再附时初始条件的影响完全被淹灭了。Bradshaw & Wong^[1] 认为 $\delta_s/h \ll 1$ 时 (δ_s 为分离点边界层厚度， h 为平板厚度)，剪切层的影响是绝对占优的，而 Eaton 的实验^[2] 则表明，在 $\delta_s/h \leq 2$ 的范围内，剪切层的影响都是绝对占优的。

对再附影响比较大的参数有五个：分离边界层的状态，边界层厚度，来流湍流速度，流向压力梯度，以及流动装置的纵横比。许多研究表明：边界层处于充分发展湍流状态时，流动明显与 Re 数无关^[4,11]，层流边界层初始增长比湍流边界层快^[1]；Narayanan 等^[16] 的数据表明，边界层厚度对再附长度影响很弱。但从 δ_s 不同其它参数相同的数据中发现， δ_s 对再附长度的影响还是比较大的。 δ_s/h 从 2(湍流边界层) 变到 0.2(层流边界层) 时，再附长度在 5~7.9 个台阶高度间变化；来流湍流速度对再附长度的影响没有系统的研究过，但已有数据表明，高来流湍流速度会减小再附长度。这个结果定性上与 Patel^[17] 平面混合层的测量结果一致，平面混合层的增长速度随着湍流速度的增加而增大；流向压力梯度对再附长度的影响十分巨大，再附长度随流道扩张比增加的趋势明显^[18]；流动装置的纵横比(槽宽/台阶高)也对再附长度有影响^[19]，纵横比大于 10 时影响可以忽略，当纵横比小于 10 时，分离点边界层是层流时再附长度增加，是湍流时，再附长度减小，其原因在于两者角区流动细节的不同。

再附剪切层中的大涡结构是人们普遍感兴趣的。Kasagi 等^[20] 的烟线照片表明，再附上游的湍流结构已完全三维化，大涡展向长度尺度与台阶高度相当。但他们的工作既没有肯定，也没有否定再附上游是否存在展向涡结构。Chandrsuda^[7] 认为，分离点边界层是湍流时，展向涡不会形成。即使后向台阶形成这些展向结构，受回流区扰动的影响，也会迅速破碎。但是

关于后者，他们并没有实验证据。有许多人持反对态度。Roos^[21]指出，不论层流分离还是湍流分离，都存在大尺度涡结构，且持续相当长时间。但随着剪切层湍流度的增加，大尺度结构变得越来越不规则。Troutt等^[22]的实验结果也表明，后向台阶分离区和再附区中存在大涡结构。这些大涡结构在再附区下游很远处仍很有规则，对平均流动行为起着十分重要的作用。再附区上游的涡配对及展向结构与混合层的情况十分相似，但是涡配对的相互作用却是被抑制的。他们认为，再附区湍动能的减小以及再附区下游平均流动缓慢的转换过程 (slow transition of mean flow) 都与这些涡的影响有关。McGuinness^[6]和Rothe & Johnston^[23]都观察到，再附剪切层接近再附区壁面之前，主要是通过涡合并机制增长的。Rothe & Johnston还发现，实验段围绕某一固定的展向方向运动可抑制三维湍流，而展向涡不受实验段旋转的影响。当实验段以某一速度旋转时可完全抑制三维流动，再附长度比没有旋转时只增加8%；作为对比，让实验段反方向旋转，增加三维湍流度，再附长度减小50%。这个结果表明，展向涡在没有旋转时，对回流裹挟起主要作用。Rothe & Johnston认为，展向涡是以平均再附点为中心的不稳定回流区的成因。

被限制在一个具有薄初始层流边界层分离泡中的混合层与具有均匀外部势流的平面混合层并没有太大的不同，混合层只是在靠近再附区时才迅速发生变化。壁面限制了大涡的发展，导致从湍流度最高区到壁面三次积、湍动能和Reynolds应力的输运显著降低。接近固壁时，由于压力拉伸项和耗散的增加，剪应力和湍流度都减小。中心近壁的影响表明任何一种涉及再附(分离)的计算方法，其数学形式都应包含壁面的影响。

2.2 二维锐前缘平板

二维锐前缘平板与后向台阶产生的分离流动有许多相似之处。如图2所示，它们都具有确定的分离线，又都再附于壁面。两者最大不同之处是前缘分离流动初始剪切层更弯，分离位置的边界层更薄。

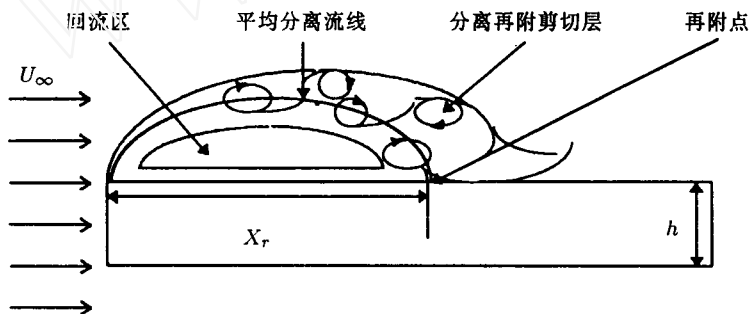


图2 二维锐前缘平板流场示意图

Ota等^[24,25]根据丝丛探头，压力分布和壁面零摩擦阻三种测量结果确定流动再附发生在距前缘4~5倍平板厚度处，与 Re 数无关。分离、再附和再发展区域的速度、压力和湍流参量的测量表明，20倍平板厚度之后流动才达到充分发展状态。在壁面附近，Prandtl混合长度和湍动能长度尺度几乎成线性增长($Re = 24000$)，从再附点到 $x/h = 16$ 处它们的梯度沿流向增加，再向下逐渐减小。在再附点下游边界层的重新发展区，湍流剪切应力与湍动能近似成比例。

Kiya & Sasaki^[26]研究分离流动表面压力和速度脉动的统计性质时发现，分离泡大尺度旋涡脱落频率为 $0.6U_\infty/X_r$ (U_∞ 是均匀来流的速度， X_r 是分离泡再附长度)。在规则涡脱落中存在一个大尺度不稳定性，这些大尺度结构以低于 $0.2U_\infty/X_r$ 的频率脱落，中心峰值频率大约为 $0.12U_\infty/X_r$ 。他们认为大尺度不稳定性与分离泡的增大和缩小，以及剪切层在分离线附近的摆

动有关: 规则涡脱落为不明机制所阻碍时, 分离泡内涡量聚集, 导致分离泡长度增加; 聚集的涡量逐渐形成一个大涡向下游脱落后, 分离泡减小. 他们同时指出, 表面压力和速度脉动的相关是研究分离泡内大尺度涡结构的有利手段. 因为大涡产生的脉动足够大, 可以作为与大涡相联系的速度脉动参考信号, 因而从分离泡内适当位置的速度脉动中可获得表面压力脉动瞬时分布信息. 用速度 - 压力脉动互相关得到的大尺度涡之间的距离为 $0.8X_r$, 与通过涡的相速度和频率估算的结果一致. 涡中心位置距表面 $0.2X_r$, 两个涡之间平均纵向长度 $(0.7 \sim 0.8)X_r$, 再附线附近的对流速度为 $0.5U_\infty$. 与后向台阶情况相似, 来流湍流度增加, 再附长度减小. 定量测量表明, 来流湍流度从 0.2% 提高到 0.4% 时, 再附长度减小 5%.

Cherry 等^[27] 为了重现二维锐缘平板前缘分离再附流动的不稳定结构测量了脉动压力、速度, 并作了瞬时流场显示. 与其它分离流动中发现的情况类似, 贯穿整个分离泡有一个低频的运动. 低频影响与分离流动的关系十分紧密, 它导致剪切层有一个弱的摆动. 低频运动的横向相关尺度小于再附长度, 然而它出现的时间尺度与剪切层和分离泡在不同相位脱落之间变化的特征尺度相当. 这些相位是通过下列观察定义出来的: (1) 再附区的涡结构呈准周期脱落, 两个涡之间特征距离大约为分离泡长度的 60%~80%. (2) 大尺度非规则的涡脱落. (3) 再附区下游由于没有大尺度结构而具有一个相对不变的相位并且剪切层急剧地减小.

剪切层中速度的展向相关表明, 展向距离随着再附长度呈线性增长. 剪切层在分离后不久即处于完全三维状态, 并不是再附过程本身加给大尺度结构一个三维结构. 剪切层以及表面压力脉动的演化发展可以分成三个明显的互为相关的区域. 在分离区附近, 表面压力脉动中有一个低频振荡占优, 这主要是因为表面距局部剪切层脉动区比较远. 将这个频率与从一个特殊脱落相位到另一个特殊脱落相位的弛豫时间尺度 (characteristic timescale for relaxation) 联系在一起可反映一些分离泡整体的增长 - 衰减机制. 由于展向相关尺度小, 即使对于纵横比很低的实验, 沿展向仍然存在瞬时的、不同的脱落相位. 从转换到分离泡长度的 60% 处, 混合层的增长都是相对孤立的 (isolation), 不受再附区表面的影响, 特征频率成线性增长, 剪切层厚度与横向相关尺度和充分发展混合层以及其它分离流动实验结果类似. 分离流动出现偏离自相似的情况与再附表面 (Reattachment Surface) 的出现、剪切层的弯曲等是联系在一起的, 并不是实验 Re 数比较低的缘故. 分离泡的涡脱落在一相位内变化, 以及带有小尺度周期性猝发脱落的大尺度运动, 意味着剪切层结构发展 / 合并过程出现中断.

剪切层的速度脉动与平面混合层符合得很好, 横向相关性小于分离泡的长度. 压力互相关表明横向尺度随着距离的增加不断减小. 但是令人惊讶的是, 再附区下游展向相关并没有很大的减小, 以致于更大一些的剪切层尺度没有明显的再附三维化迹象, 再附之前剪切层已处于三维状态. Kiya 将用离散涡方法不能正确预测再附区附近 Reynolds 应力的原因归结为那里强三维作用的影响.

Sasaki & Kiya^[28] 发现, 在 $80 < Re < 320$ 的范围内, 锐缘平板前缘分离剪切层到再附点仍处于层流状态, 没有很明显的展向扭曲. 分离泡的再附长度随着 Re^2 增长, 最长达到 $13H$ (H 为平板的厚度); 在 $320 < Re < 380$ 的范围内, 距再附位置很近的下游即有流向的 Λ 型涡产生, 分离泡再附长度随着 Re 数的增加迅速减小; 当 $Re > 380$ 时, 发卡涡形成, 分离泡的再附长度基本不变. 在 $0.6 < x/X_r < 2.0$ 之间, 大涡之间的流向距离 l_x 与展向距离 l_z 基本相等, $l_x \approx l_z = (4.0 \sim 5.0)H$ ($320 < Re < 380$), $l_x \approx l_z = (6.0 \sim 8.0)H$ ($Re > 380$).

2.3 钝平板 / 隔板 (splitter plate) 组合体 (T 型结构)

如图 3 所示, 薄层流边界层绕钝平板流动时在边缘处分离, 形成弯曲的混合层 —— 由于限制了回流区的底部 —— 再附于隔板, 这是这种流动最简单的描述. 它没有考虑距平板一定距离

处的二次分离情况。同时，由于风洞壁附近的三维影响会形成一个弯曲的再附区，再附剪切层的重新调整比零压梯度平衡状态湍流边界层慢得多，这个调整伴随着湍动能和 Reynolds 剪切应力以及流动中大尺度拟序结构尺寸的巨大变化。

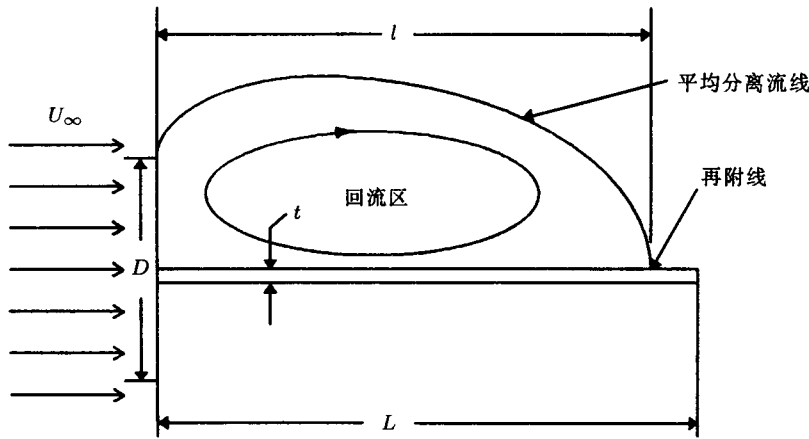


图3 钝平板 / 隔板组合体流场结构示意图, 据 Smits^[30]

Arie & Rouse^[29] 研究钝平板 / 隔板组合体时发现，隔板可以抑制通常观察到的强涡运动和尾迹振荡。物体阻力系数减小到不加平板情况 ($C_d = 2.1$) 的 $2/3$ ，平均压力变化小于不加平板情况 (-1.36) 的一半，驻涡特征长度 ($l/h = 17$) 比不加平板的情况 ($l/t = 2.3$) 长 3 倍还多。他们认为加隔板后阻力和压差减小，平均涡区长度增加的原因是两种情况下产生涡脱落所需的平均流动能量不同。在低 Re 数下，孤立二维钝平板产生的涡形成湍流需要很长一段距离，其尾迹比加隔板情况窄；而在高 Re 数下，孤立二维钝平板产生的涡迅速扩散，钝平板后面湍流区的扩散速度超过了加隔板的情况。对于加隔板的情况，当 Re 数大于几千后，驻涡的大小基本不变，尾迹也基本保持恒定。由于驻涡边缘产生的湍流尺度和能量比振荡尾流的小，隔板产生的扰动迅速耗散掉。在一给定的垂直高度上，速度变化的增加会导致阻力、压差以及驻涡尺寸减小。

Smits^[30] 发现，钝平板 / 隔板组合体的再附长度 l 和压力系数 C_{pb} ($C_{pb} = \frac{P_b - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$, U_∞ 与 P_∞ 分别为自由流的速度和静压， ρ 为流体密度， P_b 为背压区压力 (the area of the base)) 依赖的参数分成 3 部分：第一部分与钝平板的性质有关，包括钝平板的直径，分离点处分离流线与自由流线方向的夹角 α ；第二部分与隔板的几何尺寸有关，例如它的长度 L 和厚度 t ；第三部分与实验装置有关，例如：工作段高度 H ，宽度 w ，壁面渗透性及横截面形状。实验结果表明，压力分布沿隔板的变化与基压成正比。当 $x < l$ 时，再附长度是合适的特征长度尺度，当 $x > l$ 时，平板长度应作为一个参数加以考虑； C_{pb} 与 l 之间没有明显的关系；阻塞增加了剪切沿 y 方向的梯度，它导致剪切层中湍流混合过程的增强。这与流动显示中观察到的阻塞度增加时涡合并现象的增多有关，它导致分离泡的再附长度减小，高度增加；最大压力点出现在再附点下游表明湍流剪切梯度十分重要；可渗透壁面减小钝平板阻塞影响的作用是有限的，尽管渗透壁面使压力分布更接近无限边界流动条件，但是只与分离泡形状和尺寸有关的阻塞与壁面的渗透性无关。

Ruderich & Fernholz^[31] 研究了钝平板 / 隔板组合体产生的分离流动。他们选择钝平板 / 隔板组合体结构基于以下几点考虑：(1) 上游边界层的影响可以忽略；(2) 分离是固定的；(3) 回流区足够大可以不考虑探针的影响。第三个考虑决定了钝平板的长度、结构的纵横比、阻塞度以

及回流区的长度. 如果风洞宽度或侧平板长度与台阶高度或平板厚度之比(纵横比)大于10, 流动是二维的. 但在 Ruderich & Fernholz 的实验中, 若定义台阶高度为钝平板的总高度 D , 或隔板上格栅的高度 h_F , 根据对称性, $h_F = 0.5(D - t)$, t 是隔板的厚度. 利用这两个尺度得出的纵横比分别是 10 和 22, 但钝平板下游可以观察到很强的三维作用. 这里就出现了两个问题: (1) 何为定义纵横比最合适的尺度? (2) 三维行为(角涡、弯曲的再附线)对钝平板/隔板组合体结构是否特殊?

Ruderich & Fernholz 推测风洞宽度 w 与再附区长度 l_r 的比值可能是更好的一个判据, 但它需要更大的风洞来验证. 后向台阶和锐缘平板的油流显示表明, 这两种情况再附线与分离边缘是平行的, 只是后向台阶下游有一个小涡. 所以三维行为对钝平板/隔板组合体结构的确有些特殊. 边上采用二维钝平板原意是为了提高流动的二维性, 然而角涡数目的增加表明回流区的三维流动反而增强了, 这些现象实出意外. 内区 ($y \leq 3h_F$) 的大涡结构在与流向垂直的横截面的两个方向上具有相同的长度尺度, 表明分离后不久展向结构即迅速崩溃, 与 Pui & Gartshore^[32] 的结果一致. 积分尺度 Λ_y, Λ_z 沿流向方向增加, 意味着湍流结构的增大. 没有发现在锐缘平板分离点下游一点出现的二维结构, 也没有观察到再附剪切层存在摆动性.

中心线上的分离剪切层只在再附区上游很短的一个区域内存在自保持性. 在分离剪切层以及再附区下游沿隔板存在“剖面相似性”, 剖面族如湍动能剖面 $\overline{u'^2}$ 和 $\overline{v'^2}$ 以及 Reynolds 应力剖面 $\overline{u'v'}$ 等都是相似的. 回流区平均速度及湍流脉动速度分别为 $0.3\overline{u}_{\max}$ 和 $0.5\overline{u'^2}_{\max}^{\frac{1}{2}}$, 平均摩擦阻在回流区与再附流动中具有相同的数量级. 由于隔板比较短(大约 $68h_F$), 再附流动还没有转变为平衡边界层(equilibrium boundary layer). 回流区以及再附区下游半个分离泡长度内近壁流动不遵从对数律, 一些计算和壁面摩擦阻测量都证实了这个结果.

小阻塞度的影响似乎与高不稳定性是联系在一起. 如 Cherry^[27], Kiya & Sasaki^[26] 这两个锐缘平板实验中, 速度与壁面压力谱中都存在峰值. 而 Ruderich & Fernholz 的实验中, 无论测量的是流动的哪一部分, 无量纲谱密度分布都没有峰值, 整个频率范围内是相似的. 随着阻塞度的增加, 流场性质并没有更大的变化, 只不过阻塞度越高, 再附区越短, 回流区越高, 与 Smits^[31] 的结果是一致的.

2.4 轴对称平头钝体

轴对称平头钝体流场示意图如图 4 所示.

1975 年, Ota^[33] 在 Re 数为 $4.08 \times 10^4 \sim 6.80 \times 10^4$ 的范围内研究了轴对称平头钝体前缘湍流分离流动. 侧重于平均流场的测量, 如分离泡再附长度, 压力分布, 湍流脉动速度 $\sqrt{\overline{u'^2}}$ 、 $\sqrt{\overline{v'^2}}$ 和 $\sqrt{\overline{w'^2}}$ 分布, Reynolds 应力分布及平均速度分布, 等等. 1980 年, 他又详细测量了该流场的湍流性质 ($Re = 42100$)^[34]. 研究表明, 分离泡再附长度在此雷诺数范围内基本不变, $X_r/D = 1.6$. 剪切层转变为充分发展湍流边界层状态至少要经过 10 倍圆柱直径的距离. 在圆柱表面附近, Prandtl 混合长度和湍动能长度尺度成线性增长. 它们的梯度从再附点到 $x/l = 3$ (或 $x/d = 4$, l 为分离泡的再附长度, d 为圆柱直径) 附近是增加的, 再向下游, 它们的梯度又减小. 剪切层再附后的重新发展区, 湍流剪切应力与湍动能近似成比例.

Kiya 等^[35] 在 Ota 实验的基础上细致地研究了轴对称平头钝体前缘分离泡的湍流性质. 他测量了分离泡不同位置处的时均表面压力分布, 均方根表面压力分布. 给出了积分时间尺度, 相速度, 以及流向速度和表面压力脉动的流向长度尺度. 实验发现, 再附区的流动存在一个九格子(cellular)结构, 不稳定流动区域空间延展范围与大尺度涡结构是联系在一起的. 分离泡内的流动有两个典型频率: 一个对应于分离剪切层的摆动, 另一个反应了分离泡大尺度旋涡的脱落.

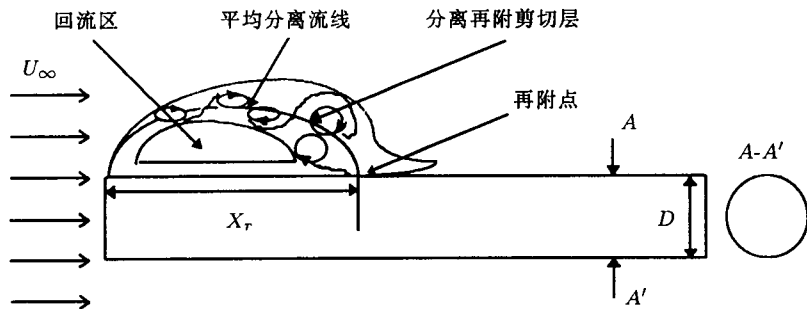


图4 锐前缘轴对称钝体流场结构示意图

董宇飞^[15]讨论了轴对称平头钝体前缘分离剪切层演化发展的动力学过程 (Re 数为 $2.8 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^5$)。研究表明, $Re < 2.4 \times 10^4$ 时, 剪切层发生层流分离, 分离泡的再附长度随着 Re 数的增加而减小; $Re > 3.0 \times 10^4$, 剪切层处于湍流分离状态, 分离泡的再附长度与 Re 数无关, $X_r/D = (1.4 \sim 1.5)$ 。流动显示与频谱测量发现, 分离剪切层的演化发展是通过涡合并方式进行的。分离剪切层中 $K-H$ 不稳定波失稳导致涡量聚集卷起涡环, 涡环在向下游运动过程中相互配对合并, 形成更大尺度的涡结构, 当其与分离泡高度相当时即与壁面作用形成再附。从分离到再附, 层流分离剪切层一般经过 2~3 次的涡合并过程, 湍流分离剪切层经过 5~6 次的涡合并过程。非线性动力学分析表明, 层流分离剪切层通过 Hopf 分岔和周期倍分岔途径进入混沌状态^[36]。

2.5 轴对称流线型钝体

轴对称流线型钝体是工程实际中常见的几何形状, 流场示意图如图 5 所示。

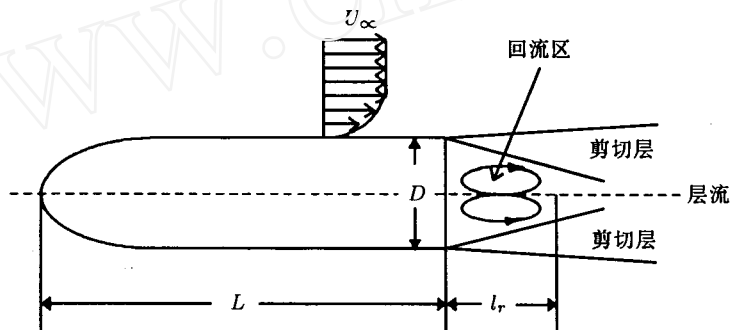


图5 流线型轴对称钝体流场结构示意图

Schwarz^[37]通过直接数值模拟研究了流线型轴对称钝体尾流的稳定性问题。在后缘, 分离剪切层中存在一个对应于螺旋模式的绝对不稳定区, 该区域一直延伸到回流区的尾部。他们在尾流包含对流不稳定性的积分区域中, 研究了人为加的螺旋扰动的空间演化过程, 并与线性稳定性的分析结果作了比较。另外还模拟了包含尾缘的情况。绝对不稳定性可以维持扰动在尾流中的发展过程, 但由于三维扰动的出现尾迹发生了很大的变化。水洞中同样条件的流动显示与数值计算结果吻合得很好。

董宇飞^[15]实验研究有限长流线型轴对称钝体尾迹特性时发现, 流体流经流线型轴对称钝体时在模型尾部产生分离, 由于分离剪切层的演化发展最终形成螺旋涡脱落, 在模型尾部形成回流区。在 Re 数为 $3 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$ 的范围内, 回流区长度随 Re 数增加而增加; 在 Re 数为 $2.0 \times 10^4 \sim 1.0 \times 10^5$ 的范围内, 回流区长度与 Re 数无关, $X_r/D = 0.975$ 。在 Re 数为

$3.0 \times 10^3 \sim 5.0 \times 10^4$ 的范围内,尾流中涡脱落频率 St 随 Re 数增加;在 Re 数为 $5.0 \times 10^4 \sim 1.0 \times 10^5$ 的范围内,涡脱落频率 St 大体上不再随 Re 数变化,大约为 0.27.

3 结束语

分离再附流动经过多年的研究,其平均流场性质已基本清楚.但由于该流动对实验条件(如来流湍流度,阻塞度等)比较敏感,实验结果的可比性较差,从整体上显得比较零乱.另外,目前数值计算已可模拟再附区之前分离剪切层的发展演化情况,但再附区及其下游的模拟则不尽人意,造成这种情况的最直接的原因是对分离再附剪切层缺乏足够的认识.为了真正全面了解分离再附流动,需要加强其动力学的研究,例如,分离再附剪切层的发展演化特性,壁面对其发展的影响,以及再附点下游边界层的发展演化特性,等等,从物理本质上加以刻画.

参 考 文 献

- 1 Bradshaw P, Wong F Y F. The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *J Fluid Mech*, 1972, 52: 113~135
- 2 Eaton J K, Johnston J P. A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA J*, 1981, 19(9): 1093~1100
- 3 Baker S. Regions of recirculating flow associated with two-dimensional steps. [Ph D thesis]. Dept of Civil Engng, Univ of Surrey, 1977
- 4 Eaton J K, Johnston J P. Turbulent flow reattachment. In: An Experimental Study of the Flow and Structure Behind a Backward-facing Step. Rept MD-39, Stanford University, 1980
- 5 Kim J, Kline S J, Johnston J P. Investigation of separation and reattachment of a turbulent shear layer. In: Flow Over a Backward-facing Step. Rept MD-37, Stanford University, 1978
- 6 McGuinness M. Flow with a separation bubble-steady and unsteady aspects. [Ph D thesis]. Cambridge Univ, 1978
- 7 Chandrsuda C. A reattaching turbulent shear layer in incompressible flow. [Ph D Thesis]. Imperial College of Science and Technology, 1975
- 8 Chandrsuda C, Mehta R D, Weir A D, Bradshaw P. Effect of free-stream turbulence on large structure in turbulent mixing layers. *J Fluid Mech*, 1978, 85: 693~704
- 9 Abbott D E, Kline S J. Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward-facing steps. *ASME, J Basic Engng*, 1962, 84D: 317~325
- 10 Eaton J K, Johnston J P, Jeans A H. Measurement in a reattaching turbulent shear layer. In: Proceeding of 2nd Symposium on Turbulent Shear Flows, London, 1979
- 11 Chandrsuda C, Bradshaw P. Turbulence structure of a reattaching mixing layer. *J Fluid Mech*, 1981, 110: 171~194
- 12 Smyth R. Turbulent flow over a plane symmetric sudden expansion. *ASME, J Fluids Engng*, 1979, 101(3): 348~353
- 13 Castro I P, Bradshaw P. The turbulence structure of a highly curved mixing layer. *J Fluid Mech*, 1976, 73: 265~304
- 14 Gillis J C, Johnston J P. Experiments on the turbulent boundary layer over convex walls and its recovery to flat-wall conditions. In: Proceedings of the 2nd International Symposium on Turbulent Shear Flows, London, 1979
- 15 董宇飞. 轴对称钝体分离流动特性及其控制. [博士学位论文]. 北京大学, 1996
- 16 Narayanan M A B, Khadgi Y N, Viswanath P R. Similarities in pressure distribution in separated flow behind backward-facing steps. *Aeronautical Quarterly*, 1974, 25: 305~312
- 17 Patel R P. Effects of stream turbulence on free shear flows. *Aeronautical Quarterly*, 1979, 29: 1~17
- 18 Kuehn D M. Some effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a rearward-facing step. *AIAA J*, 1980, 18: 343~344
- 19 De Brederode, V A S L. Three-dimensional effects in nominally two-dimensional flow. Ph D Thesis, Imperial College, London University, 1975
- 20 Kasaki N, Hirata M, Yokobori S. Visual studies of large-eddy structures in turbulent shear flows by means of smokewire method. In: Proceedings of the 1st International Symposium on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania State College, 1977
- 21 Roos F W, Kegelmann J T. Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers. *AIAA* 85-0554, 1985

- 22 Troutt T R, Scheelke B, Norman T R. Organized structures in a reattaching separated flow field. *J Fluid Mech*, 1984, 143: 413~427
- 23 Rothe F H, Johnston J P. Free-shear-layer behavior in rotating systems. *J Fluids Engng*, 1979, 101(3): 117~119
- 24 Ota T, Itasaka M. Separated and reattached flow on a blunt flat plate. *ASME J Fluids Engng*, 1976, 98: 79~86
- 25 Ota T, Narita M. Turbulence measurements in a separated and reattached flow over a blunt flat plate. *ASME J Fluids Engng*, 1978, 100: 224~228
- 26 Kiya M, Sasaki K. Structure of a turbulent separation bubble. *J Fluid Mech*, 1983, 137: 83~113
- 27 Cherry N J, Hillier R, Latour M E M P. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J Fluid Mech*, 1984, 144: 13~46
- 28 Sasaki K, Kiya M. Three-dimensional vortex structure in a leading-edge separation bubble at moderate Reynolds number. *J Fluids Engng*, 1991, 113: 405~410
- 29 Arie M, Rouse H. Experiments on two-dimensional flow over a normal wall. *J Fluids Mech*, 1956, 1: 129~141
- 30 Smits A J. Scaling parameters for a time-averaged separation bubble. *J Fluids Engng*, 1982, 104: 178~184
- 31 Ruderich R, Fernholz H H. An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment. *J Fluid Mech*, 1986, 163: 283~322
- 32 Pui N K, Gartshore I S. Measurements of the growth rate and structure in plane turbulent mixing layers. *J Fluid Mech*, 1979, 91: 111~130
- 33 Ota T. An axisymmetric separated and reattached flow on a longitudinal blunt circular cylinder. *ASME J Appl Mech*, 1975, 42: 311~315
- 34 Ota T, Motegi H. Turbulence measurements in an axisymmetric separated and reattached flow over a longitudinal blunt circular cylinder. *ASME J Appl Mech*, 1980, 47: 1~6
- 35 Kiya M, Mochizuki O, Tamura H, Nozawa T, Ishikawa R, Kushioka K. Turbulence properties of an axisymmetric separation-and-reattaching flow. *AIAA J*, 1991, 29: 936~941
- 36 Dong Y F, Wei Z L, Xu C. Transition of separated shear layer from order to chaos. *Physics of Fluids*, 1997, 9(9): 2580~2584
- 37 Schwarz V, Bestek H, Fasel H. Numerical investigation of instability waves in the wake of an axisymmetric bluff-body. *Bluff-Body Wakes, Dynamics, and Instabilities*, Springer-Verlag, 1993: 105~108

REVIEW ON EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF SEPARATED-AND-REATTACHING FLOW

Dong Yufei^{1,2} Wei Zhonglei¹

¹ State Key Lab for Turbulence Research, Peking University, Beijing 100871

² Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100080

Abstract Experimental investigations of separated-and-reattaching flow of several typical geometry configurations have been reviewed, such as backward (or forward) facing step, T-shape structure, axisymmetric bluff body, etc. Behaviors of separation flow field produced by different models have been compared with each other, with respect to their intrinsic relation. The effect of flow parameters on the flow field were discussed, and some issues which should be solved and developed are presented.

Keywords separated-and-reattaching flow, shear layer, *K-H* instability