

文章编号: 1000-0887(2004) 12-1239-10

细长体截面绕流的稳定性及扰动的影响^{*}

李国辉, 邓学莹

(北京航空航天大学 飞行器设计与应用力学系, 北京 100083)

(本刊编委 邓学莹来稿)

摘要: 应用拓扑结构的稳定性理论, 分析了细长旋成体截面绕流的结构稳定性。在分析时取极限流线作为流场的内边界, 并证明极限流线的鞍点-鞍点连接是拓扑结构稳定的。通过分析发现, 由于旋成体背涡的发展, 导致截面流场拓扑结构变化, 由稳定对称旋涡流态变成不稳定对称旋涡流态。此时流场中存在空间的鞍点-鞍点连接的不稳定拓扑结构, 在小扰动下出现分叉, 变成稳定非对称旋涡流态, 形成非对称背涡。并应用开折理论分析了扰动对流场结构的影响。

关键词: 细长体; 拓扑; 结构稳定性; 分叉; 开折

中图分类号: V211.1 **文献标识码:** A

引 言

近 50 年来, 细长旋成体大迎角下的非对称流动问题引起了众多学者的关注。对于细长体非对称背涡的形成机理, 尽管提出了各种解释和设想, 但至今尚未完全理解和达成统一的认识。Keener 和 Chapman 认为非对称起源于非对称的边界层转捩以及物体表面几何、粗糙度引起的微小不对称^[1]; Ericsson 认为非对称分离, 特别是再附点位置的不对称是形成非对称的主要原因^[2]; 而 Peake, Tobak 和 Nishioka 等人认为非对称涡流型来自于流动本身的不稳定性, 它直接与物体横截面上方鞍点处的速度剖面的不稳定性相关联^[3~4]。最近李国辉和邓学莹从拓扑结构稳定性观点出发, 指出在大迎角下细长体截面绕流中存在鞍点-鞍点连接的结构, 故流场是拓扑结构不稳定的^[5]。但这个证明并不完善, 这体现在流场边界的选取上。其流场的内边界取在附面层上, 外边界则是任取的一个边界, 不是全流场。而按照三维分离理论, 分离线应起自于物面上的极限流线, 而不是附面层, 故内边界取在附面层上是不合适的。对同一个流场, 所取的区域不同, 区域流动的稳定性就不一样。因此在进行流场稳定性分析时, 应取全流场而不是局部流场。本文主要根据动力系统的稳定性理论, 取极限流线为流场的内边界, 无穷远处为流场的外边界, 定性分析旋成体截面流场的全局结构稳定性, 并应用开折理论进一步分析扰动对不稳定拓扑结构的影响。

* 收稿日期: 2002_06_18; 修订日期: 2004_09_10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10172017); 航空基础科学基金资助项目(02A51048)

作者简介: 李国辉(1966—), 男, 湖南永兴人, 副教授, 博士生(联系人, Tel: + 86_10_82317524; E_mail: ghleebh0368@sina.com.cn)。

1 拓扑结构稳定性的判定

下面介绍一个拓扑结构稳定性的判定定理。

比索杜定理 设 M^2 是二维可定向的紧致流形, $f = \mathcal{S}^1(M^2)$, 则向量场 f 是结构稳定的必要且充分条件是:

- 1) 该系统有有限个平衡点和闭轨, 且它们都是双曲的;
- 2) 该系统不存在从鞍点到鞍点的轨线;
- 3) 此系统的非游荡集仅由平衡点和闭轨组成。

条件 1) 要求该系统的平衡点只能是稳定或不稳定结点, 稳定或不稳定焦点或鞍点, 闭轨只能是稳定或不稳定的单重极限环, 且它们的数目都是有限的。条件 2) 要求该系统不存在连结鞍点的同宿轨线或异宿轨线。对平面自治系统来说, 非游荡集只能由平衡点、闭轨、同宿环和异宿环组成, 而条件 2) 表明此时不存在同宿环或异宿环, 故条件 3) 必成立。

而对于一个紧致的流形, 其流形区域 M^2 必须是有界的。

2 截面流场的建立

建立截面坐标系 Oxy , 则截面绕流构成一个平面速度向量场。其中, 速度向量 (u, v) 是坐标位置 (x, y) 的函数。在固定迎角下, 该向量场构成一个平面自治系统,

$$u = P(x, y), \quad v = Q(x, y), \quad (x, y) \in M^2, \quad (1)$$

其中, 速度向量 (u, v) 称为系统的状态变量, M_2 是速度向量场的区域。

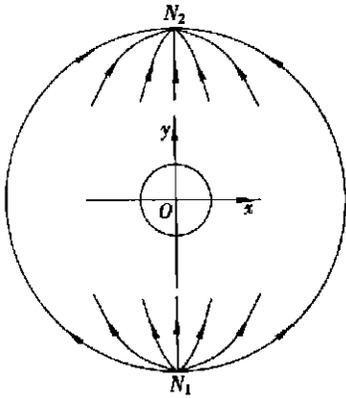
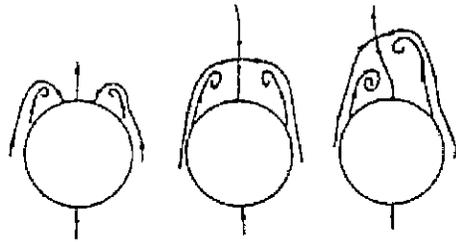


图 1 截面速度向量场区域 M^2



(a) (b) (c)

图 2 不同迎角下细长体绕流的截面拓扑结构图

Maskell 在描述三维分离现象时首先提出极限流线的概念^[6], 极限流线是指无限接近于物面且处处平行于物面的流线。在进行分析时, 取旋成体物面上的极限流线作为速度向量场区域 M^2 的内边界, 而 M^2 的外边界则是无穷远处。由于流场的外边界是无界的, 故此时不是紧致的, 为此我们需要作进一步的变换。为了研究整个流场全局结构的稳定性, 对向量场 M^2 在无穷远处采用庞加莱变换(参阅文献[7] 第 137—142 页)。经过庞加莱变换后, 则无穷远处来流变成一个不稳定结点 N_1 , 而气流流向的无穷远处变成一个稳定结点 N_2 , 如图 1 所示。这样经过庞加莱变换后的速度向量场区域 M^2 是一个环形区域。其中, 内圆代表旋成体的横截面,

外圆代表无穷远处流场。因此, 经过庞加莱变换后的速度向量场所在区域 M^2 是二维可定向的紧致流形。

不同流态下旋成体横截面的流动拓扑结构图中, 比较有代表性的是 Lawson 和 Ponton 给出的图形^[8], 见图 2。下面就根据动力系统理论来分析不同旋成体截面流动拓扑结构的稳定性, 并进而分析旋成体非对称背涡的形成机理。

3 截面流态的稳定性分析

3.1 稳定对称附着流态

此时流动是定常对称附着流态, 没有附面层分离, 其截面流动全局拓扑图如图 3 所示。从图中可见, 此系统中只有两个鞍点 S_1 和 S_2 。此时流场中有连接两个鞍点的异宿轨线 S_1S_2 , 根据比索杜定理, 不满足拓扑稳定的第二个条件。但由于 S_1 是物面上的再附点, S_2 是分离点, 根据 Maskell 的三维分离准则, 故连接此两点之间的异宿轨线为极限流线, 而且由于 S_1 和 S_2 均位于边界上, 故它们均是半鞍点, 其奇点指数是 $-1/2$ 。但是需要注意的是, 物面上极限流线的鞍-鞍连接的异宿轨线的结构稳定性与空间的鞍-鞍连接的异宿轨线的结构稳定性是不同的。下面证明之。

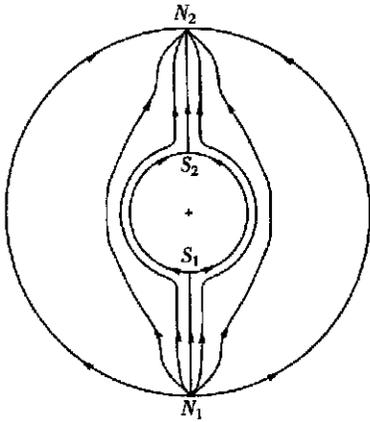


图 3 稳定对称附着流态截面拓扑图

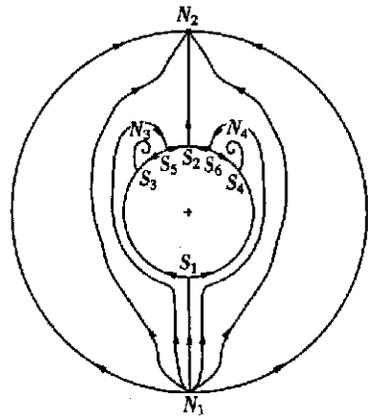


图 4 稳定对称旋涡流态截面拓扑结构图

建立坐标系 Oxy , 设壁面方程为 $y = f(x)$, 由于极限流线是无限接近于壁面的, 故极限流线的方程也为 $y = f(x)$ 。而方程(1)即为流场速度方程。

根据流线的定义, 在极限流线上气流速度是沿着流线的切线方向的, 故有:

$$Q(x, f(x)) = \pm P(x, f(x)) \cdot f'(x) \tag{2}$$

如果流场中产生扰动, 则流场方程变为:

$$u = P(x, y) + p_1(x, y, \epsilon), \quad v = Q(x, y) + q_1(x, y, \epsilon) \tag{3}$$

其中, $p_1(x, y, z), q_1(x, y, z)$ 为扰动速度。

由于在物面上垂直于物面的法向速度为 0, 故在流场中不管出现什么样的扰动速度, 总的气流速度在壁面处总是沿着壁面的切线方向的。即:

$$Q(x, f(x)) + q_1(x, f(x), \epsilon) = \pm (P(x, f(x)) + p(x, f(x), \epsilon)) \cdot f'(x) \tag{4}$$

故此时极限流线的方程仍为 $y = f(x)$, 即不管出现怎样的扰动都不会改变极限流线的结构。因此, 根据拓扑结构的稳定性定义, 可以得出如下结论: “极限流线的鞍点-鞍点连接是结构稳定的。”

因此,如图 3 所示的截面流动拓扑结构是稳定的,故这种流态我们称之为稳定对称附着流态。

3.2 稳定对称旋涡流态

此时由于旋成体背部逆压的作用,物面开始出现气流分离,形成集中涡。对于这一流态的拓扑结构,Lowson 和 Ponton 曾给出其结构图如图 4 所示。图中 S_1 、 S_2 、 S_3 、 S_4 、 S_5 、 S_6 均为边界上的半鞍点,其中 S_1 、 S_5 、 S_6 为附着型鞍点, S_2 、 S_3 、 S_4 为分离型鞍点; N_1 、 N_2 则为空间螺旋点。由于此时系统的拓扑结构仍满足结构稳定性的充要条件,根据比索杜定理,故此时该系统是结构稳定的。

随着迎角的增大,由于沿旋成体轴向的速度 $V_t = V \cos \alpha$ 逐渐减小,而垂直于轴向的横向速度 $V_n = V \sin \alpha$ 逐渐增大,使得两个集中涡越卷越大,占据的空间也逐渐增大,从而迫使 S_5 、 S_6 两点逐渐向 S_2 点靠拢。

3.3 不稳定对称旋涡流态

此时 S_5 、 S_6 两点已经与 S_2 点重合,并形成空间鞍点 S_5 ,整个流场的拓扑结构已发生变化,如图 5 所示。

对于这一流态的实验显示,Werl 曾经做过一个著名的“猫眼实验”^[9],图 6 显示的是他得到的流场结构图。从图中可以清楚地看到一个空间的鞍点和两个充分发展的旋涡。

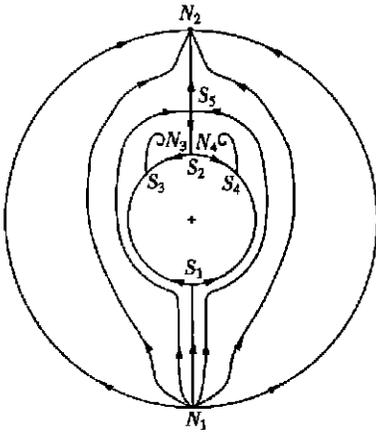


图 5 不稳定对称分离流态截面拓扑结构图

图 6 对称截面流态的水洞实验结果

现在来分析一下这个拓扑结构的稳定性,图 5 中 S_1 、 S_2 、 S_3 、 S_4 均为边界上的半鞍点,而 S_5 则为空间的鞍点; N_1 、 N_2 则为空间螺旋点。注意,此时 S_1 是鞍点, S_5 也是鞍点,在流场中存在连接 S_2 点和 S_5 点的轨线,而且这条轨线是连接鞍点的异宿轨线。因此此时系统不满足比索杜定理中关于系统结构稳定的第二个条件,故此时系统是结构不稳定的。

4 开折问题

根据动力系统的结构稳定性理论,如果某个动力系统是结构不稳定的,则任意小的适当的扰动都会使系统的拓扑结构发生突然的变化,出现分叉。我们在理论分析和数值计算时,往往把具体的物理现象抽象成一个理想化的数学模型。然而真实状态往往与理想状态有微小的差别,称为非完全性。在结构稳定性理论中,把非完全性看作是对理想系统的一个小扰动,对于这种扰动所引起的分叉性态变化称为非完全性分叉。因此,对于真实的模型,由于加工精度造

成的几何微不对称, 表面粗糙度, 均是对动力系统的小扰动, 会使系统失稳。而大量实验结果也证明, 细长体头部几何形状的微小变化对非对称背涡的形成有重要的作用^[10~13]。

非完全性可以通过引进一些附加参数的方法去描述, 因此需要扩展为多参数分叉问题, 这就涉及到所谓的“开折”问题。所谓“开折”问题, 就是把真实状态与理想状态的差别用一种附加参数的方法去表示, 并把这种参数影响加入到理想状态的数学模型中, 分析这种参数对整个方程的影响。

细长体截面绕流方程如式(1)所示, 如果加上非完全性所引起的微小扰动, 方程则变为:

$$u = P(x, y) + \mathcal{G}_1(x, y, \varepsilon), \quad v = Q(x, y) + \mathcal{G}_2(x, y, \varepsilon), \quad (x, y) \in D, \quad (5)$$

式中, ε 就是系统的开折参数。当 $\varepsilon = 0$ 时, 方程(5)又回复到方程(1)。

5 截面绕流方程的建立

5.1 对称条件下的截面绕流方程

建立坐标系 $Oxyz$ 。在旋成体的圆柱段, 坐标原点取在旋成体背部对称面轴线上任一点, z 轴沿旋成体轴线指向头部, y 轴位于对称面内, 垂直向上方向为正, x 轴垂直于 Oyz 平面指向右为正。设流动关于 y 轴对称, 先建立对称条件下的流动方程。应用条件:

1. 流动对称条件:

$$\begin{cases} U(x, y, z) = -U(-x, y, z), \\ V(x, y, z) = V(-x, y, z), \\ W(x, y, z) = W(-x, y, z); \end{cases} \quad (6)$$

2. 无滑移边界条件:

$$U(0, 0, z) = V(0, 0, z) = W(0, 0, z) = 0; \quad (7)$$

3. 不可压连续方程:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (8)$$

将方程在原点(0, 0, 0)处进行泰勒展开, 并应用上述条件, 可得方程为:

$$\begin{cases} U(x, y, z) = a_1x + a_6xy + a_7xz + a_{10}x^3 + a_{15}xy^2 + a_{16}xz^2 + \dots, \\ V(x, y, z) = b_2y + b_4x^2 + b_5y^2 + b_8yz + b_{11}y^3 + b_{13}x^2y + \\ \quad b_{14}x^2z + b_{17}y^2z + b_{18}yz^2 + \dots, \\ W(x, y, z) = c_2y + c_4x^2 + c_5y^2 + c_8yz + c_{11}y^3 + c_{13}x^2y + \\ \quad c_{14}x^2z + c_{17}y^2z + c_{18}yz^2 + \dots \end{cases} \quad (9)$$

在 $z = 0$ 的截面上, 方程的二阶展开式为:

$$\begin{cases} u(x, y) = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y}\right)_0 xy, \\ v(x, y) = \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right)_0 x^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)_0 y^2. \end{cases} \quad (10)$$

由前面的不可压连续方程推导出系数之间的关系:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 = 0 \quad (11)$$

5.2 两鞍点附近的流场方程

两个鞍点附近的流场变化对整个流场的变化是非常关键的。我们可以建立两个鞍点附近

的流场速度方程式。为了简化起见, 设两个鞍点坐标为 $(0, 0)$ 、 $(0, h)$, 其中 h 为两鞍点间的距离。

将鞍点条件 $(u(0, 0) = u(0, h) = v(0, 0) = v(0, h) = 0)$ 代入, 可得流动方程:

$$\begin{cases} u(x, y) = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y}\right)_0 xy, \\ v(x, y) = \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right)_0 x^2 - \frac{1}{h} \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y^2. \end{cases} \quad (12)$$

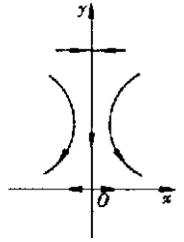


图 7 鞍-鞍连接拓扑结构图

其拓扑结构图如图 7 所示。

下面讨论一下方程(12)的系数特性。

由于 $(0, 0)$ 点是再附型鞍点, 由该点处的速度方向可得: $(\partial u/\partial x)_0 > 0$, $(\partial v/\partial y)_0 < 0$ 。

对于 $(0, h)$ 点, 其相应的线性近似系统的系数矩阵为

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y}\right)_0 h & 0 \\ 0 & -\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 \end{pmatrix},$$

要保证 $(0, h)$ 点为鞍点, 必须使系统的两个特征根异号, 即 $(\partial u/\partial x)_0 + (\partial^2 u/\partial x \partial y)_0 h < 0$ 。

由于 $(\partial u/\partial x)_0 > 0$, 故 $(\partial^2 u/\partial x \partial y)_0 < 0$ 。

6 开折参数的影响

6.1 平行于鞍-鞍连线的扰动速度的影响

即此时只有沿 y 方向的扰动速度。为了能近似模拟旋成体绕流流场的扰动条件(在物面上垂直于物面的法向速度为 0), 设此时流场的速度方程为:

$$\begin{cases} u(x, y) = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y}\right)_0 xy, \\ v(x, y) = \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right)_0 x^2 - \frac{1}{h} \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y^2 + \varepsilon y. \end{cases} \quad (13)$$

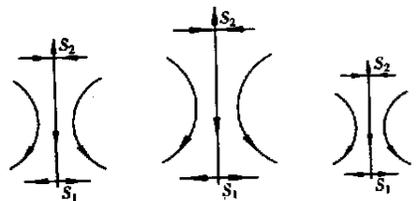
由于是小扰动, 所以 ε 是小量。

$\varepsilon = 0$ 时, 有奇点 $(0, 0)$ 、 $(0, h)$, 为鞍点;

$\varepsilon \neq 0$ 时, 有奇点 $(0, 0)$ 、 $\left(0, h \left[1 + \varepsilon/(\partial v/\partial y)_0\right]\right)$, 可证其为鞍点。

扰动使一个鞍点位置发生变化, 流场拓扑结构却不变。 $\varepsilon < 0$ 时(即扰动速度向下)和 $\varepsilon > 0$ 时(即扰动速度向上)的鞍点位置变化如图 8(b)、图 8(c)所示。

由此可见, 在平行于鞍-鞍连线的扰动速度作用下, 不会使鞍-鞍连线撕开, 整个流场的拓扑结构不变。如果在鞍点位置上有扰动速度, 则鞍点位置会发生移动; 反之, 则不会移动。这也就说明了为什么随着迎角的增大, 如图 5 所示的不稳定对称流态还能存在, 并有所发展, 而并没有立即变为非对称流态的原因。从(13)式的结果可以看出, 当扰动速度方向与鞍-鞍连接的异宿轨线方向一致时, 会使两鞍点间距离增大; 反之, 则缩小。



(a) (b) (c)
图 8 平行于轨线的扰动速度的影响

在旋成体背涡的发展过程中,随着迎角的增大,两个背涡逐渐增强,相当于给鞍_鞍连结的异宿轨线一个与轨线方向相同的扰动速度,从而使两个鞍点之间的距离进一步增大,即空间鞍点进一步离开物面。这同时也保证了让两个背涡能有进一步发展的空间。

6.2 垂直于鞍_鞍连线的扰动速度的影响

在图7中,两鞍点 S_1, S_2 是位于 y 轴上,连接两个鞍点的异宿轨线 S_1S_2 也位于 y 轴上。如果由旋成体模型的非完全性引起的扰动只在垂直于异宿轨线方向有扰动速度的话,即只沿 x 方向有扰动速度,则整个流场的速度方程为:

$$\begin{cases} u(x, y) = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y}\right)_0 xy + \mathcal{F}_1(x, y, \varepsilon), \\ v(x, y) = \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right)_0 x^2 - \frac{1}{h} \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y^2. \end{cases} \quad (14)$$

由于是小扰动,所以 ε 是小量。

如果扰动速度型如图9(a)所示,则此时流场速度方程为:

$$\begin{cases} u(x, y) = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y}\right)_0 xy + \varepsilon, \\ v(x, y) = \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right)_0 x^2 - \frac{1}{h} \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y^2. \end{cases} \quad (15)$$

$\varepsilon = 0$ 时,有奇点 $(0, 0), (0, h)$, 为鞍点;

$\varepsilon \neq 0$ 时,有奇点,但其奇点位置的解析表达式极其复杂,难以直接看出扰动对鞍点位置的影响。为了说明这种扰动对流场的影响,我们考虑一种简单的情况。设方程为:

$$u(x, y) = x - xy + \varepsilon, \quad v(x, y) = -2y + x^2 + y^2. \quad (16)$$

$\varepsilon = 0$ 时,有奇点 $(0, 0), (0, 2)$, 为鞍点;

$\varepsilon \neq 0$ 时,有奇点,

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\sqrt{2\varepsilon}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 - 4\varepsilon^2}}}, \sqrt{1 + \frac{1 + \sqrt{1 - 4\varepsilon^2}}{2}} \right), \\ \left(\frac{-\sqrt{2\varepsilon}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 - 4\varepsilon^2}}}, \sqrt{1 - \frac{1 + \sqrt{1 - 4\varepsilon^2}}{2}} \right), \end{array} \right.$$

同理可证其为鞍点。

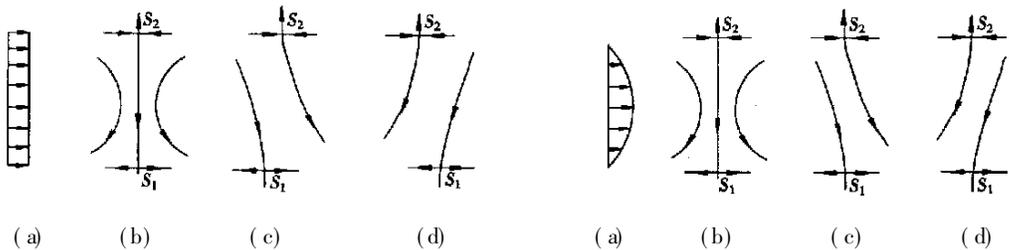


图9 垂直于轨线的扰动速度的影响(一) 图10 垂直于轨线的扰动速度的影响(二)

此时,扰动使流场拓扑结构发生变化,鞍点位置发生移动。 $\varepsilon > 0$ 时(即扰动速度向右)和 $\varepsilon < 0$ 时(即扰动速度向左)的鞍点位置变化如图9(c)、图9(d)所示。

如果扰动速度型如图10(a)所示,则此时流场的速度方程为:

$$\begin{cases} u(x, y) = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right)_0 xy + \varepsilon(hy - y^2), \\ v(x, y) = \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_0 y + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right)_0 x^2 - \frac{1}{h} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_0 y^2. \end{cases} \quad (17)$$

$\varepsilon = 0$ 时, 有奇点 $(0, 0)$ 、 $(0, h)$, 为鞍点;

$\varepsilon \neq 0$ 时, 有奇点 $(0, 0)$ 、 $(0, h)$, 为鞍点。

此时, 扰动使流场拓扑结构发生变化, 但鞍点位置不变。 $\varepsilon > 0$ 时(即扰动速度向右) 和 $\varepsilon < 0$ 时(即扰动速度向左)的鞍点位置变化如图 10(c)、图 10(d) 所示。

由此可见, 在垂直于鞍点连线的扰动速度作用下, 会使鞍点连线撕开, 整个流场的拓扑结构发生变化。反映到如图 5 所示的拓扑结构上, 就会使对称旋涡流态发生改变, 变成非对称的旋涡流态, 如图 11 所示。

如果在鞍点位置没有扰动速度, 则鞍点位置不会发生移动; 如果有扰动速度, 则会发生移动。在同样的扰动速度作用下, 鞍点位置的移动方向并不一致, 而恰恰是朝着相反的方向移动。鞍点位置的不对称, 也可以说是非对称流态的一个标志。特别是物面上的半鞍点代表的是旋成体上的再附点的位置, 扰动会引起再附点位置发生移动, 而再附点位置的不对称, 是非对称流动的一个标志。因此可见, 再附线位置的不对称并不是非对称背涡形成的原因, 而恰恰是非对称流动造成的结果。

7 稳定非对称旋涡流态

此时的拓扑结构图如图 11 所示。流场结构发生这一变化后, 流场中不再存在鞍点到鞍点的轨线连接, 满足比索杜定理, 因此整个系统变成拓扑结构稳定但不对称的了。而且由于这一变化, 使得在截面流动中, 流入两个积中涡的流量不等, 必然使其中一个涡迅速膨大(如图 11 中的左涡), 在空间占据主导地位。并且随着迎角的增大, 截面的切向流动加剧, 这种涡的不对称性进一步发展。

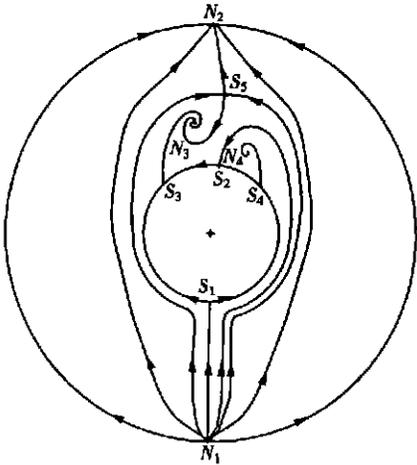


图 11 稳定非对称旋涡流态截面拓扑结构图

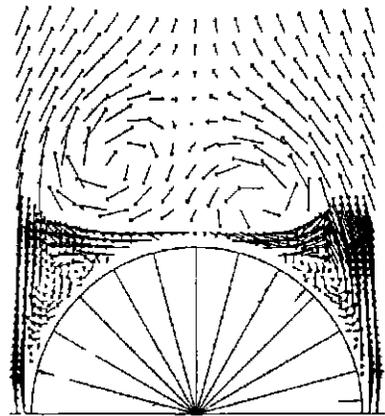


图 12 细长体截面速度矢量图

Wardlaw 和 Yanta 做过一个尖拱形头部的细长旋成体的测压和测速实验^[4]。他们用激光多普勒测速仪测量了稳定非对称旋涡流态下的截面速度矢量场, 见图 12 所示。从图中可以清楚地看到, 在大迎角时, 会形成两个非对称涡, 如图所示, 右侧的流量有一部分流入左侧的集中

涡中,使左侧的集中涡比右侧大,在空间占据主导地位。

8 结 论

本文在分析细长旋成体截面绕流的稳定性时,取物面上的极限流线作为流场的内边界,而取无穷远处作为流场的外边界,并对无穷远处进行庞卡莱变换,使得整个流场变为一个有限区域的环形域,进而再分析其全局结构的稳定性。并应用开折理论分析了旋成体截面绕流拓扑结构的变化与扰动速度型之间的关系,得出如下的结论:

1. 随着迎角的增大,旋成体截面绕流流态的变化过程为:稳定对称附着流态——稳定对称旋涡流态——不稳定对称旋涡流态——稳定非对称旋涡流态。
2. 截面流场中,极限流线的鞍点_鞍点连接是拓扑结构稳定的。
3. 在不稳定对称旋涡流态下,由于流场中存在从鞍点到鞍点的异宿轨线,故流场是拓扑结构不稳定的。
4. 当扰动速度平行于鞍_鞍连线时,扰动不会改变流场的拓扑结构,如果鞍点处有扰动速度,会使鞍点位置发生移动。如果扰动速度方向与轨线方向一致,则会使鞍点间距离增大,反之则缩小。
5. 当扰动速度垂直于鞍_鞍连线时,扰动会使流场的拓扑结构发生变化,如果鞍点处有扰动速度的话,扰动会使鞍点位置发生移动。相同的扰动速度,却会引起两个鞍点向相反的方向移动。扰动会使物面上再附点的位置发生移动,再附点位置的不对称不是引起流场非对称的原因,而是非对称造成的结果。
6. 在垂直于鞍_鞍连线的扰动速度作用下,流场拓扑结构发生变化,由不稳定对称旋涡流态变为稳定非对称旋涡流态。

感谢 本文的研究工作得到了陆启韶教授的大力帮助,并给了作者很多有益的启示,在此表示衷心的感谢。

[参 考 文 献]

- [1] Keener E R, Chapman G T. Similarity in vortex asymmetric over slender bodies and wings[J]. AIAA J, 1977, 12(15): 1370—1372.
- [2] Ericsson L E. Sources of high alpha vortex asymmetry at zero sideslip[J]. Journal of Aircraft, 1992, 29(6): 1086—1090.
- [3] Peake D J, Tobak M. Three dimensional interactions and vortical flow with emphasis on high speeds [R]. AGARD_AG_252, 1980.
- [4] Nishioka M, Sato H. Mechanism of determination of the shedding frequency of vortices behind a cylinder at low Reynolds numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1978, 89(1): 49—60.
- [5] 李国辉, 邓学莹. 细长体截面流态拓扑结构演化及其稳定性分析[J]. 北京航空航天大学学报, 2001, 27(6): 674—676.
- [6] Maskell E C. Flow separation in three dimensions[R]. RAE Aero Rept, 2565, 1955.
- [7] 陆启韶. 常微分方程的定性方法和分叉[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1989.
- [8] Lowson M V, Ponton A J. Symmetry breaking in vortex flows on conical bodies[J]. AIAA J, 1992, 30(6): 1341—1352.
- [9] Werl H. La Tunnel hg drodnanique au service de la recherche aerospatiale[R]. ONERA Publication, No 156, 1974.

- [10] CHEN Xue_rui, DENG Xue_ying, WANG Yan_kui, et al. Influence of nose perturbations on behaviors of asymmetric vortices over slender body[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2002, **18**(6): 581—593.
- [11] Luo S C, Lim T T, Lua K B, et al. Flowfield around ogive/elliptic tip cylinder at high angle of attack [J]. *AIAA J*, 1998, **36**(10): 1778—1787.
- [12] Bernhardt J E, Williams D R. Proportional control of asymmetric forebody vortices[J]. *AIAA J*, 1998, **36**(11): 2087—2093.
- [13] Bridges D H, Homung H G. Elliptic tip effects on the vortex wake of an axisymmetric body at incidence[J]. *AIAA J*, 1994, **32**(7): 1437—1445.
- [14] Wardlow A B Jr, Yanta W J. Asymmetric flowfield development on a slender body at high incidence [J]. *AIAA J*, 1984, **22**(2): 233—245.

Stability of the Crossflow Pattern Around a Slender and Influence of Disturbance

LI Guo_hui, DENG Xue_ying

(Department of Flight Vehicle Design and Applied Mechanics,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, P. R. China)

Abstract: Topological structure and stability of a slender cross flow is discussed by the stability theory of dynamic system. The inner boundary of flow field was limiting streamline and it was proved that the topological structure connected saddles by limiting streamline is stable. It is proved that the development of slender vortices leads to the change of topological structure about cross flow. And it is the change from stable and symmetrical vortices flow pattern to unstable and symmetrical vortices flow pattern, and then to stable and asymmetrical vortices flow pattern due to little disturbance which leads to the development of asymmetrical slender vortices. The influence of disturbance to flowfield structure was discussed by unfolding theory too.

Key words: slender; topology; structure stability; bifurcation; unfolding