

# 超临界雷诺数下拉索顺风向自激力特性研究

祝志文

(湖南大学土木工程学院, 湖南长沙 410082)

**摘要:** 为获得超临界雷诺数下拉索顺风向振动自激力特性, 推导了拉索与顺风向阻尼相关的颤振导数准定常解析值。为保证数值模拟的质量, 基于固定拉索 CFD 计算的网格无关性检查, 确定了振动拉索数值模拟的合理参数和气动系数。开展了雷诺数为  $5.18 \times 10^5$ , 折算风速在 53~1050 范围内拉索顺风向强迫振动数值模拟和拉索颤振导数  $P^*_1$  识别, 研究结果与准定常解析值的良好一致性, 说明了本文方法的合理性, 研究表明能采用准定常解析值来确定拉索超高折算风速下的颤振导数  $P^*_1$ 。研究同时表明, 在超高折算风速和拉索横风向振动情况下, 拉索涡脱力显著主导气动力, 拉索振动不改变拉索的漩涡脱落频率, 因此拉索自激气动力可忽略, 风荷载只需考虑涡脱力。

**关键词:** 拉索; 颤振; CFD; 超临界雷诺数; 顺风向振动

中图分类号: U448.25

文献标志码:

## Characteristics of along-wind self-excited forces of a cable under super-critical Reynolds number

ZHU Zhi-wen

(College of Civil Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China)

**Abstract:** In order to evaluate along-wind self-excited forces of cables under super-critical Reynolds number, the flutter derivative with respect to along-wind damping of a cable is derived according to the quasi-steady theory. Based on grid independency check for a fixed cable, suitable parameters and aerodynamic coefficients are determined as to insure quality of CFD simulation. For reduced wind speeds ranged from 53~1050, the flow fields around the along-wind forced vibration cable are simulated at Reynolds number of  $5.18 \times 10^5$ , as to identify flutter derivatives of  $P^*_1$ . The present results are in good agreement with values from the quasi-steady theory, which demonstrates the suitability of the present method. It also indicates that the flutter derivative of  $P^*_1$  under extreme wind speeds can be determined through the quasi-steady theory. It indicates that under super high wind speed in along-wind condition, the vortex-shedding forces dominate the total aerodynamic forces, and the self excitation does not change the inherent vortex shedding frequency. It is recommended that the self-excited forces on cables are negligible under super high wind speed in along wind action, and only vortex-shedding forces can be considered.

**Keywords:** cable; flutter; CFD; supercritical Reynolds number; along-wind vibration

## 0 引言

目前斜拉桥的主跨跨度已达千米量级, 随着斜拉桥跨度的不断增大, 斜拉索数量越来越多、长度也越来越大。由此导致作用在斜拉索上的气动力也越来越大, 甚至可能超过作用在主梁上的气动力。现有斜拉桥颤振稳定性分析, 基本上局限在主梁自激力的模拟<sup>[1]</sup>, 不考虑斜拉索可能的自激力作用, 而在桥梁颤振临界风速附近的高风速条件下, 是否需要补充因拉索振动而产生的气动力, 以合理评价拉索气动力和自激作用对超大跨度斜拉桥颤振稳定性的影响, 目前并不清楚。

颤振导数的获得, 通常是借助风洞试验或计算流体动力学数值模拟。由于拉索外形为圆柱形, 其绕流流态和气动力特性对流动雷诺数的变化非常敏感, 比如一般认为雷诺数在  $1.2 \times 10^5 \sim 4 \times 10^5$  为圆柱的临界雷诺数区, 在该区域, 随着雷诺数的增大, 阻力系数快速减小<sup>[2]</sup>, 而在雷诺数高于  $4 \times 10^5$  的超临界区, 阻力系数又随雷诺数的增大而逐渐增大。因此, 颤振导

数的识别必须保证拉索流动雷诺数的基本一致性。

在颤振临界风速附近，拉索的流动雷诺数一般在  $5 \times 10^5$  以上，由于拉索一般以低阶频率振动，且超长拉索的基频一般非常低，比如苏通大桥主跨所有拉索的基频均小于  $1\text{Hz}$ <sup>[3]</sup>。对实桥拉索在高风速下的振动，其振动对应的折算风速将非常高，可能超过无量纲值 1000。另外，在高风速下，作用在拉索上的平均气动力可能显著大于自激气动力，加之风洞试验模型惯性力的影响，这样，对高风速下拉索颤振导数的识别，因需同时满足雷诺数和折算风速的一致，这无论对自由振动风洞试验还是强迫振动风速试验均提出了极其困难而难于实现的要求。

采用 CFD 数值模拟颤振导数，一般是根据折算风速的要求，确定计算的来流风速和模型强迫振动频率，通过确定合理的计算参数，可获得作用在振动模型上的气动力，进而确定对应折算风速下的颤振导数<sup>[4]</sup>。由于模型采用强迫振动且获得的气动力中没有模型运动的惯性力，因而借助 CFD 的数值方法几乎成为识别超临界雷诺数下拉索颤振导数，以及评价气动自激力特性的唯一途径。本文以国内某大跨度斜拉桥某根拉索为研究对象，通过数值计算包含强迫振动拉索的计算域，研究了拉索顺风向振动对应的大范围折算风速内的拉索自激力特性，并识别与拉索阻尼项有关的颤振导数。

## 1 拉索颤振导数的准定常解

在超临界雷诺数下斜拉索的振动实际可能为高折算风速振动，其特征是结构运动速度相对来流风速非常小，因而在拉索运动过程中其运动速度所产生的相对攻角变化非常小，因而可采用准定常假设来描述其运动过程中的非定常气动力。

假设来流风速为  $U_\infty$ ，对图 1 所示直径为  $D$  的二维圆柱形拉索，可不考虑其扭转运动，

假设其在以拉索中心为原点的风轴坐标系  $oxy$  下顺风向和横风向的振动速度分别为  $\dot{p}$ 、 $\dot{h}$ ，则来流相对拉索的合速度可表示为：

$$U_r = \sqrt{(U_\infty - \dot{p})^2 + \dot{h}^2} \approx U_\infty - \dot{p} \quad (1)$$

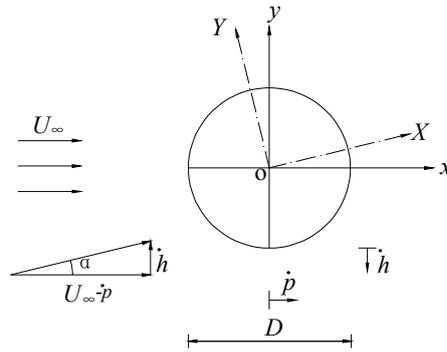


图1 振动拉索上的非定常气动力

Fig.1 Unsteady aerodynamic forces acting on oscillating cable

上式已假设拉索振动速度远小于来流风速，此时风轴坐标系下作用在拉索上的非定常气动阻力和升力可分别表示为：

$$F_D = 0.5\rho U_r^2 DC_D(t) \quad (2a)$$

$$F_L = 0.5\rho U_r^2 DC_L(t) \quad (2b)$$

式中  $\rho$  为空气密度； $C_L(t)$ 、 $C_D(t)$  分别为风轴坐标系下非定常升力和阻力系数，与拉索运动产生的相对攻角有关。在高风速下，拉索振动速度远小于来流风速，设  $\alpha(t)$  为拉索合速度与来流风的攻角，因此相对攻角可表示为，

$$\alpha(t) = \tan^{-1}\left(\frac{\dot{h}}{U_\infty - \dot{p}}\right) \approx \frac{\dot{h}}{U_\infty - \dot{p}} \approx \frac{\dot{h}}{U_\infty} \quad (3)$$

且有  $\sin \alpha(t) \approx \alpha(t)$ ； $\cos \alpha(t) \approx 1$ 。

如将式(2)转化到以拉索中心为原点的体轴坐标系 OXY 下，则体轴坐标系下的升力和阻力可表示为：

$$F_V = F_D \sin \alpha(t) + F_L \cos \alpha(t) \quad (4a)$$

$$F_H = F_D \cos \alpha(t) - F_L \sin \alpha(t) \quad (4b)$$

如考虑拉索顺风向振动及对应的阻力，且考虑拉索在高风速下的振动为其平衡位置附近的小幅振动，则可将(4b)式在零攻角附近作泰勒展开，考虑圆形截面阻力、升力及其导数特性，并忽略高阶小量，有

$$\begin{aligned} F_H &= F_D - F_L \alpha(t) \\ &= 0.5\rho(U_\infty - \dot{p})^2 D [C_D(t) - C_L(t)\alpha(t)] \\ &= 0.5\rho(U_\infty - \dot{p})^2 D [C_{D0} + C'_{D0}\alpha(t) - (C_{L0} + C'_{L0}\alpha(t))\alpha(t)] \\ &= 0.5\rho(U_\infty - \dot{p})^2 DC_{D0} = 0.5\rho D(U_\infty^2 C_{D0} - 2U_\infty \dot{p} C_{D0}) \\ &= 0.5\rho D U_\infty^2 (C_{D0} - 2\frac{\dot{p}}{U_\infty} C_{D0}) \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $C_{D0}$  和  $C'_{D0}$  分别为零度攻角下的平均阻力及其对攻角的导数； $C_{L0}$  和  $C'_{L0}$  分别是拉索零度攻角下的平均升力及其导数。显然上式括号中第一项为定常阻力项，而另一项为与拉索自激励相关的项，它对应于与顺风向运动有关的气动阻尼项。

式(5)与 Scanlan 自激气动力表达式对比<sup>[5]</sup>，可得到与顺风向运动气动阻尼项有关的导数  $P_1^*$  为，

$$P_1^* = -2C_{D0} / K \quad (6)$$

其中  $K = \omega D / U_\infty$  为拉索运动的折算频率； $\omega = 2\pi f$  为拉索振动圆频率； $f$  为振动频率。

## 2 数值方法

### 2.1 控制方程

绕圆柱形拉索断面的非定常二维不可压流动可用下面的雷诺时均Navier-Stokes方程来描述，

$$\frac{\partial}{\partial x_i} u_i = 0 \quad (7)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} u_i + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \left( -\overline{u_i u_j} \right) \quad (8)$$

其中  $\rho$ 、 $\mu$  分别是空气密度和分子粘性;  $p$ 、 $t$  分别为静压和时间;  $u_i$ 、 $u_i'$  和  $u_j$ 、 $u_j'$  ( $i=1, 2$ ;  $j=1, 2$ ) 分别是气流沿坐标轴  $x_i$  ( $i=1, 2$ ) 的平均和脉动速度;  $-\overline{\rho u_i u_j}$  为雷诺应力。

上述雷诺应力的引入使得控制方程不封闭, 需要引入湍流模型得以求解。如果基于涡粘假设, 可将雷诺应力表示为:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (9)$$

其中  $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$  为湍流粘性;  $C_\mu$  为经验常数;  $k$  和  $\varepsilon$  分别为湍动能及耗散率, 需要通过求解湍流模型方程来确定。由于标准  $k-\varepsilon$  模型往往过高估计了流动滞点区域的湍动能, 一般认为, 它不应用于风工程问题的数值模拟<sup>[6]</sup>。本文采用综合了标准  $k-\varepsilon$  模型和  $k-\omega$  湍流模型的 SST  $k-\omega$  湍流模型。SST  $k-\omega$  湍流模型利用了标准  $k-\varepsilon$  模型适合剪切层模拟而  $k-\omega$  模型适合近壁区模拟的优点, 从而通过设定一个混合函数, 使得  $k-\omega$  模型能在边界层内靠近壁面使用, 而边界层外使用  $k-\varepsilon$  模型求解。相关研究认为, 对于分离点附近边界层内的非平衡流动, SST  $k-\omega$  能给出明显优于标准  $k-\varepsilon$  模型的模拟结果<sup>[6]</sup>。

## 2.2 计算域和计算参数描述

采用如图2所示形状的计算域, 以方便采用分区网格划分方案。由于拉索绕流为高雷诺数流动, 需要采用大的计算域。图2中拉索左侧Z1区为半圆形计算域, 该外边界为计算域入口, 入口到拉索中心的距离为26D。拉索右侧计算域由Z2和Z3两个区组成, 其中Z2采用与Z1类似的半圆形计算域。Z3区的右侧边界为计算域出口, 到拉索中心的距离为40D。这样, 上下边界到拉索中心的距离同样为26D, 对应的堵塞度小于2%。上述边界到拉索中心的距离通过试算确定, 可避免外边界施加的边界条件对计算域内数值计算精度的影响。

Z1区和Z2区均采用结构化贴体正交四边形网格, Z3区为非结构四边形网格。拉索表面等分为140个网格, 为进行网格无关性检查, 贴近该表面的第一个网格点到物面的距离  $h_0$  分别为  $5 \times 10^{-6}$  m、 $1 \times 10^{-5}$  m 和  $2 \times 10^{-5}$  m, 分别称之为最细网格G1、细网格G2和粗网格G3。沿物面外法向, 三套网格均采用1.06的网格生长率(文献[6]建议的网格增长率不大于1.15), 以保证在物面附近流动变量变化梯度大的位置获得高的网格分辨率。Z2和Z3区的公共边两侧网格尺度也保持平缓变化。对三套网格系统, Z3区的网格划分完全相同, 不同的只是Z1和Z2区的网格数量和网格分辨率。这样处理, 在拉索周围和尾迹区的大范围内能获得高质量的正交网格。三套网格系统各自的总单元数N见表1。

对计算域外边界, 入口处采用自由流速度条件, 水平向速度等于来流速度, 垂直水平向的速度等于零, 来流湍流度取的 0.25%。在计算域出口采用流动出口条件, 即在出口边界上沿垂直于该边界的法线方向, 速度梯度等于零。计算域的上、下边界均采用对称边界条件, 即垂直于该边界的速度为零, 其它流动变量以该边界内外分别对称。在拉索表面, 采用无滑移边界条件, 拉索表面粗糙高度与拉索直径 D 的比值取  $3 \times 10^{-5}$ <sup>[7]</sup>。

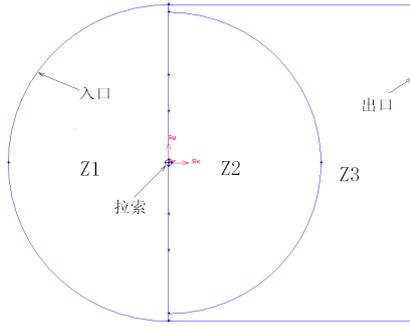


图 2 计算域分区

Fig.2 Partition in computational domain

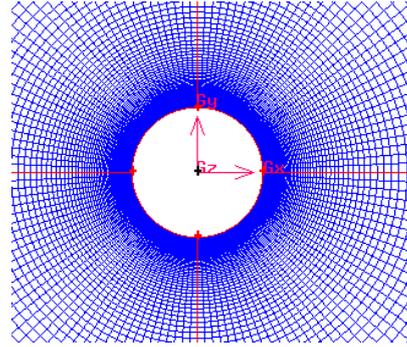


图 3 拉索周围的网格

Fig.3 Grids arrangement around cable

表 1 网格划分参数

Tab.1 Grid generation parameters

	$h_0/m$	N	$Y^+_{max}$
G1	0.000005	26950	0.095
G2	0.00001	25270	0.22
G3	0.00002	23730	0.42

### 2.3 网格无关检查

对拉索绕流的非定常计算,控制方程的时间离散采用二阶隐式格式,空间离散采用二阶迎风格式。压力方程和动量方程的解耦采用 SIMPLEC 算法和欠松弛迭代。在网格无关和时间步长无关检查中,来流风速在所有工况中维持为 63m/s,对应一个恒定的拉索绕流雷诺数  $5.18 \times 10^5$ 。为了有效地捕捉流动的非定常特性,非定常计算的时间步长一般要求为圆柱绕流漩涡脱落周期的  $1/300 \sim 1/500$ <sup>[8]</sup>,为此,本文通过试算大致确定了漩涡脱落周期,并设定在所有计算工况下的时间步长均为 0.00002。对每一类时间步的数值计算,每一子步进行 50 次迭代,当动量方程和湍流方程的残差小于  $10^{-5}$  时,认为这一时间步的迭代计算已经收敛。气动力系数和其它参数的获取,是在足够多的时间步进数值计算,充分剔除初始计算影响,即气动力系数时程和趋势基本稳定后开始记录的。

开展计算模型网格无关检查的目的,是为了获得与网格尺度和单元数量大小无关的解,也即确定数值模拟结果不再依赖网格尺度变化的相应计算参数。这是风工程数值模拟质量保证的重要步骤。通常要求至少用三套网格进行绕流模拟,并比较不同网格尺度下数值模拟的结果<sup>[6]</sup>。不同尺度网格主要集中在物面网格的分辨率和离开物面的网格生长率(一般要求不大于 1.2)。三套网格对应的拉索表面最大  $Y_{plus}(Y^+_{max})$  见表 1,因此均满足 SST  $k-\omega$  湍流模型对物面  $Y^+$  值的要求。

定义拉索截面的非定常阻力系数  $C_D$ 、升力系数  $C_L$  和扭矩系数  $C_M$  分别为,

$$C_D = F_D / (0.5\rho U_\infty^2 D); C_L = F_L / (0.5\rho U_\infty^2 D); C_M = M / (0.5\rho U_\infty^2 D^2) \quad (10)$$

其中  $F_D$ 、 $F_L$  和  $M$  分别对应作用在拉索截面上的阻力、升力和扭矩,其中阻力顺来流

流向、升力垂直来流方向向上、扭矩以拉索顺时针转动为正。

图 4 中 0.3s 以前的时程是固定拉索采用 G1 网格系统计算得到的气动力系数时程。因受初始计算的影响,要经过 0.1s 大概 5000 个时间步计算,气动力时程数据才表现为有规律的周期数据。升力系数的主频率为阻力系数的二分之一,也即对应拉索的漩涡脱落频率。为保证固定拉索气动力系数完全摆脱初始计算的影响,本文对上述 3 套网格系统的绕流计算,均模拟了 0.3s 计 15000 个时间步。由上述 3 套网格系统计算得到的阻力和升力系数平均值和均方根值见图 5,这些值是根据 0.1~0.3s 的时程数据统计得到。

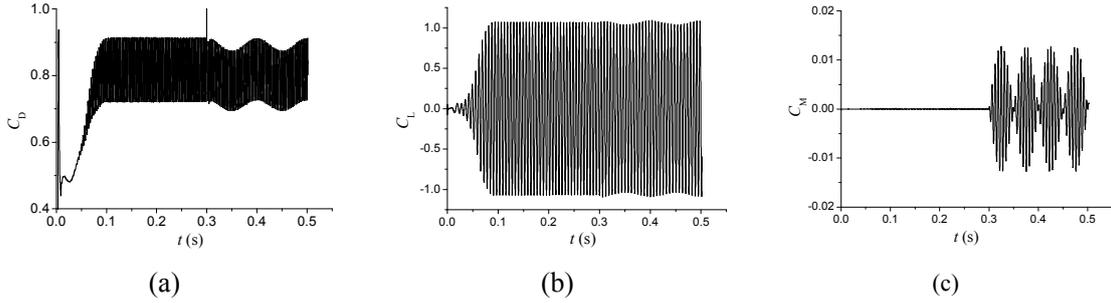


图 4 拉索气动力系数时程

Fig.4 Aerodynamic force time histories of cables

从图 5 可见，固定拉索的升力系数平均值非常小，这是因为拉索外形上下对称(其流态上下并不对称)，其 RMS 值显著大于其平均值。与此相反，阻力系数的平均值显著大于其 RMS 值。对三套网格系统，随着物面网格尺度的减小，气动力系数值有稍微的变化，表现为阻力系数平均值和升力系数 RMS 值有少量的增大，但从 G2 到 G1 网格的变化不到 1%。阻力系数 RMS 和升力系数平均值在三套网格系统上基本没有变化。因此可以认为，从网格系统 G2 到 G1，数值模拟结果没有明显的变化，可认为已获得了与网格无关的解。因从网格系统 G2 到 G1，网格数量没有显著增加，因此，在后续运动拉索数值模拟中，本文均采用网格系统 G1 开展研究。另外，由 G1 网格系统得到的阻力系数平均值为  $C_D=0.81$ ，可作为准定常理论需要的阻力系数值，这与超临界雷诺数下拉索阻力系数建议值 0.8 基本吻合<sup>[7]</sup>，表明了数值方法的有效性，因而可将 G1 网格和所用计算参数来开展后续拉索自激力特性研究。

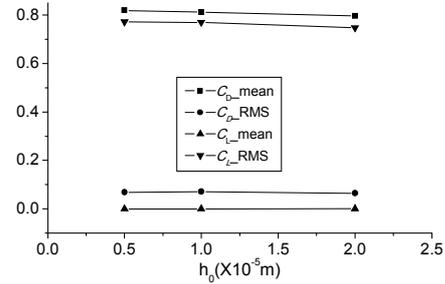


图 5 阻力和升力系数平均值和均方根值

Fig.5 Mean and RMS values of drag and lift coefficients of cable

### 3 结果和分析

为获得拉索在来流中运动时，作用在拉索上的气动力，CFD 模拟采用单自由度强迫振动法，即强迫拉索作顺风向单自由度、单频率谐振动，拉索强迫运动位移按下式给定：

$$p(t) = p_0 \sin \omega t \quad (11)$$

其中  $p_0$  为顺风向振动位移幅值，通常幅值越大，自激气动力也增大，但如振动幅值很大时，颤振导数识别假定的线性小扰动前提将不满足，可能会出现较大的流动非线性；另外，在 CFD 模拟中，因在每一个时间步后要重新划分网格，因此振动幅度越大，计算网络的变形幅度也越大，网络的畸变程度越高，这会影响 CFD 的计算精度。考虑来流风速较大，为增大低振动频率下自激气动力对拉索涡脱力的比值，并权衡模型运动导致的气动力非线性，本文取  $p_0=0.1D$ ，并在 Fluent 中确认了该振动幅值下网络的畸变不大。

折算风速定义为  $V_r = U_\infty / (fD)$ 。因此拉索不同折算风速下的流动模拟仅需通过改变强迫拉索振动的频率，从而得到不同的折算风速<sup>[9]</sup>。由于来流风速和拉索尺寸不变，因此不同的折算风速模拟仍然保持了相同计算雷诺数，从而使得所有的数值计算条件，如网格、时间步长等参数，在不同折算风速下的模拟保持一致，保证了通过网格无关检验确定的参数能在所有折算风速下完全一致性。

对每一个折算风速下的模拟，为使拉索强迫振动模拟不受初始计算的影响，首先对固定拉索均进行 0.3s 共计 15000 个时间步的数值计算，大量时间步计算使得拉索绕流能形成

稳定的漩涡脱落状态，这可从气动力系数的规则振荡看出，这也是所有折算风速模拟的共同初始条件。然后强迫拉索按给定的位移模式作单自由度运动，振动拉索绕流通过 Fluent 的动网格实现，在每一时间步计算完成后更新计算域网格。

图 4 显示了顺风向振动时作用在拉索上的气动力系数时程，0.3s 后为拉索按 10Hz 频率强迫振动的 2 个周期计算结果，对应时间步长的采样频率为 50kHz。从固定拉索状态启动强迫运动，CFD 求解在 0.3s 后几个时间步上有较剧烈的数值振荡，这主要表现在阻力系数时程上有突跃，这是模型突然运动，导致速度导数不连续导致。随后该现象消失，气动力呈现有规律振荡，表现为拉索涡脱气动力信号受到低频强迫振动信号的调制，且强迫振动的频率越低，气动力的调幅幅度越小，而振动前后阻力和升力系数时程的幅值变化并不大。从涡脱力和自激气动力的幅值来看，阻力和升力系数的涡脱力明显大于自激力，即涡脱阻力和升力主导气动力；从扭矩系数来看，因固定拉索绕流的扭矩系数非常小，因而强迫振动显著增大了拉索的扭矩系数。从振动拉索气动力信号的频域特征分析来看，拉索振动并没有改变拉索绕流自身的漩涡脱落频率。

为了获得拉索强迫振动的自激气动力，需要将总气动力中的涡脱力剔除出来，本文假设小幅振动下气动力满足可叠加性。由于自激力频率明显低于涡脱力，因而可采用低通滤波的方法，将高频涡脱力过滤掉。图 6 是图 5 振动拉索在 0.3~0.4Hz 的一个完整振动周期内的总气动三分力，以及采用截止频率为 15Hz 的低通滤波器过滤后的气动力，对应的折算风速为 53。因为过滤所得信号的频率仍为 10Hz，因此本文将其视为由强迫拉索振动产生的自激气动力。从图 6 的三个气动力系数时程幅值，可见气动力耦合仍然存在。另与总气动力值相比，自激气动力均非常小，但相比而言，沿拉索运动方向的自激阻力系数幅值最大，因而自激力效应将主要体现在与运动一致的自由度方向。

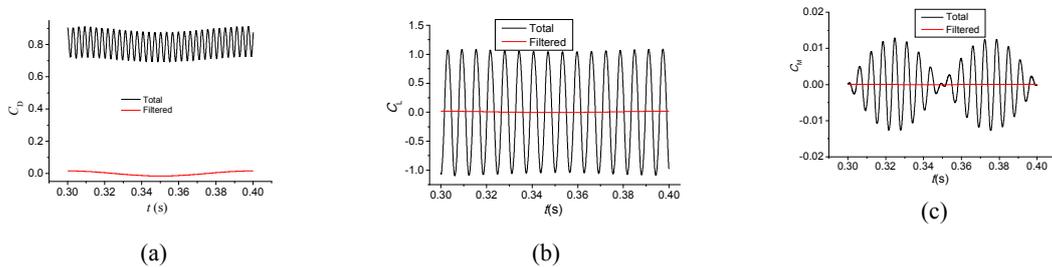


图 6 强迫振动总气动力与自激气动力系数时程( $V_r=53$ )

Fig.6 Time histories of total and self-excited aerodynamic force acting of forced vibration cable ( $V_r=53$ )

图 7 是强迫振动频率为 0.5Hz，拉索在 0.3~2.3s 的一个完整振动周期内的总气动三分力，以及采用截止频率为 1Hz 的低通滤波器过滤后得到的气动力时程，对应的折算风速为 1050。与上图对比可见，在超高折算风速下，拉索自激气动力变化幅值明显小于低折算风速值，特别是沿运动方向的自激阻力系数，这说明随着折算风速的增大，拉索运动产生的自激气动力在总气动力总的比重将减小，本文计算的折算风速为 1050 时自激气动阻力系数最大值与阻力系数平均值的比值  $\beta$  约千分之一，因此非常小，见表 2。

因此可以认为，在超临界雷诺数下，拉索自激力显著小于其涡脱力，且由于气动力变化频率特征仍主要表现为涡脱频率特征，因此自激力可忽略，风荷载计算只需考虑涡脱力。

本文共计算了 8 个强迫振动频率，对应拉索折算风速范围为 53~1050，见表 2。由得到的一个振动周期的自激阻力系数时程，采用最小二乘法<sup>[4]</sup>识别了拉索顺风向的颤振导数  $P_1^*$ ，如图 8 所示，同时也绘出了由准定常理论给出的拉索颤振导数值，这里  $C_D=0.81$  取自本文得到的固定拉索阻力系数平均值。可见 CFD 计算的  $P_1^*$  值与准定常理论值有非常一致的趋势

性，且二者相对差值小，这也可从表 2 中  $K$  和  $P_1^*$  的乘积看出。由于高风速下拉索一般以低阶频率振动，对应很高的折算风速，因此可以认为，在超临界雷诺数下，拉索与阻尼相关的直接颤振导数  $P_1^*$  值，可采用由准定常理论给出的解析值，即式(6)，阻力系数  $C_D$  可取 0.8。

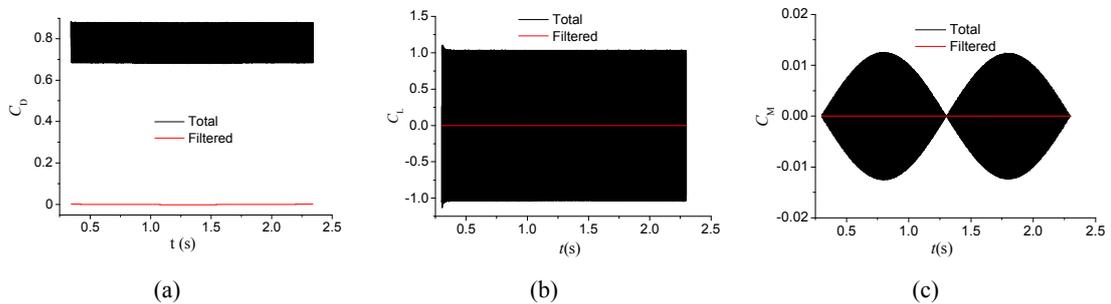


图 7 强迫振动总气动力与自激气动力系数时程 ( $V_r=1050$ )

Fig.7 Time histories of total and self-excited aerodynamic force acting of forced vibration cable( $V_r=1050$ )

表 2 CFD 计算工况和相关计算值

Tab.2 CFD simulation cases and relative results

振动频率/Hz	0.5	0.75	1	2	4	6	8	10
$V_r$	1050	788	525	263	131	88	66	53
$K$	0.006	0.009	0.012	0.024	0.048	0.072	0.096	0.12
$\beta$	0.001	0.0016	0.002	0.004	0.008	0.013	0.017	0.02
$K P_1^*$	-1.65	-1.58	-1.5	-1.36	-1.42	-1.43	-1.25	-1.29

图 9 是拉索一个强迫振动周期内的在 4 个关键时刻的漩涡脱落图，分别对应拉索离开平衡位置到达最大振幅的时刻  $T/4$ 、回到平衡位置时刻  $T/2$ 、反向离开平衡位置到达最大振幅的时刻  $3T/4$ ，以及完成一个周期振动回到平衡位置时刻，其中  $T$  为拉索振动周期。虽然可以看到拉索尾迹漩涡的产生、拉长、脱落和随尾迹漂移。

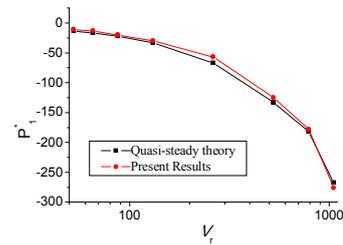


图 8 计算的  $P_1^*$  与理论解的对比

Fig.8 Computed  $P_1^*$  in comparison with quasi-steady results

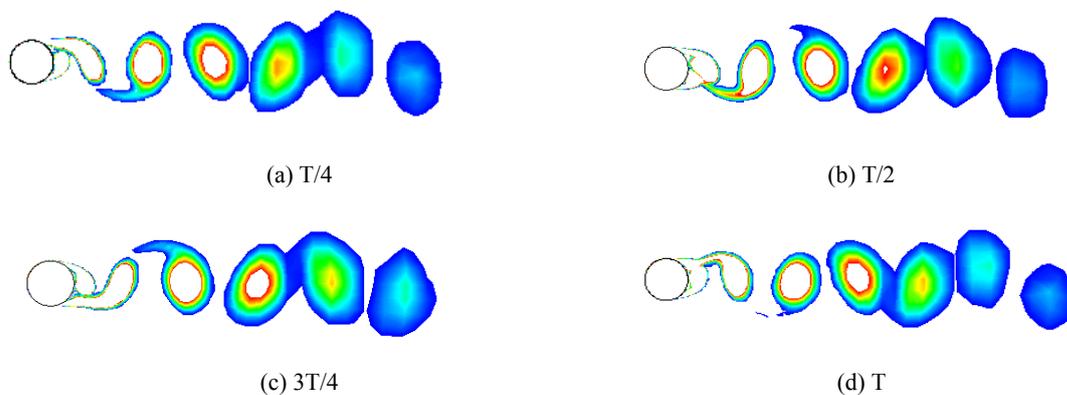


图9 拉索一个强迫振动周期内关键时刻的漩涡脱落图

Fig.9 Snap shooting of vortex shedding of cable at four key moments during one cycle of forced vibration

## 4 结论

本文基于 CFD 数值方法研究拉索顺风向振动的自激力特性，得到下述结论：

- 1) 开展了折算风速从 53~1050 范围内拉索顺风向强迫振动数值模拟和拉索颤振导数  $P^*_1$  识别，研究结果与准定常解析值的良好一致性，说明了本文 CFD 方法的合理性，表明 CFD 数值方法是研究超临界雷诺数  $5.18 \times 10^5$  和超高折算风速下顺风向气动自激力特性的唯一有效途径，显示了 CFD 方法的独特优势。
- 2) 拉索存在气动耦合，但自激力效应将主要体现在与运动一致的自由度方向，实际斜拉桥拉索在超高折算风速下的颤振导数  $P^*_1$  值，可根据准定常理论来确定，此时阻力系数  $C_D$  值可取 0.8。
- 3) 在超高折算风速下，拉索自激气动阻力显著小于其阻力平均值，自激升力明显小于升力幅值，即拉索涡脱力显著主导气动力，拉索振动没有改变拉索绕流自身的漩涡脱落频率。
- 4) 在超临界雷诺数和拉索横风向振动情况下，拉索运动产生的自激气动力在总气动力总的比重非常小，对频率特性的改变也非常小，因而自激气动力可忽略，拉索风荷载只需考虑涡脱力。

## 参考文献

- [1] Ge, Y.J., Tanaka, H. Aerodynamics flutter analysis of cable-supported bridges by multi-mode and full-mode approaches[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2000, 86, 123-153.
- [2] Poulin Sanne, Larsen Allan, Drag loading of circular cylinders inclined in the along-wind direction [J], *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95 (2007) 1350-1363.
- [3] 杨素哲, 陈艾荣, 超长斜拉索的参数振动[J], 同济大学学报(自然科学版), 2005, 33(10): 1303-1308.  
Yang S u-z he , Chen A i-rong, Parametric Oscillation of Super Long Stay Cables [J], *Journal of Tongji University(Natural Science)*, 2005, 33(10): 1303-1308.(In Chinese)
- [4] Zhi-Wen Zhu, Ming Gu, Zheng-qing Chen, Wind tunnel and CFD study on identification of flutter derivatives of a long-span self-anchored suspension bridge [J], *Computer- Aided Civil and Infrastructure Engineering*, 22 (2007) 541-554.
- [5] Scanlan R.H., Tomko J J. Airfoil and bridge deck flutter derivatives [J], *Journal of Engineering Mechanics*, ASCE, 1971, 97(6): 1717-1737.
- [6] ERCOFTAC Special interest group on “Quality and trust in industrial CFD”, Best practice guidelines [R], Editors: M. Casey, T. Wintergerste, Fluid Dynamics Laboratory, Sulzer Innotec, 2000.1.
- [7] Sanne Poulin, Allan Larsen, Drag loading of circular cylinders inclined in the along-wind direction [J], *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2007, 95:1350-1363.
- [8] Claudio Mannini, Ante Soda , Ralph Voß, Gunter Schewe, Unsteady RANS simulations of flow around a bridge section [J], *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 98 (2010) 742~753.
- [9] 祝志文, 陈政清, 数值模拟桥梁断面的颤振导数和颤振临界风速[J], 中国公路学报, 2004, 15(4), 41-50.  
Zhiwen Zhu, Zhengqing Chen, Numerical simulations for aerodynamic derivatives and critical flutter velocity of bridge deck, *China Journal of Highway and Transport*, 17(3)(2004): 41-50. (In Chinese)