

DOI:10.3876/j.issn.1000-1980.2023.01.015

基于 S-A 模型的覆冰输电线绕流数值分析

廖绍凯^{1,2}, 张 研³, 陈 达³

(1. 嘉兴学院建筑工程学院, 浙江 嘉兴 314001; 2. 河海大学力学与材料学院, 江苏 南京 211100;
3. 河海大学港口海岸与近海工程学院, 江苏 南京 210098)

摘要: 基于 Spalart-Allmaras 湍流模型(S-A 模型)封闭的雷诺平均 N-S 方程,采用沿均匀流线的三阶 Runge-Kutta 法和 Galerkin 法分别进行时间和空间离散,得到了湍流方程的有限元格式。采用自编 Matlab 程序,数值模拟了不同风攻角下覆冰输电线绕流问题,得到了覆冰输电线绕流瞬态和时均流场、气动力系数时程曲线和平均气动力系数随风攻角的变化关系,并与试验结果进行对比,验证了该算法的有效性。基于流场演化和平均压力分布,分析表明风攻角变化引起的边界层分离点转移是产生升力系数尖峰突跳现象的主要原因。

关键词: Spalart-Allmaras 模型; 雷诺平均 N-S 方程; Runge-Kutta 法; 有限元格式; 覆冰输电线; 流场演化; 气动力系数

中图分类号: O242.1; O357.1 文献标志码: A 文章编号: 1000-1980(2023)01-0110-08

Numerical analysis of flow past iced conductor based on S-A model

LIAO Shaokai^{1,2}, ZHANG Yan³, CHEN Da³

(1. College of Engineering&Architecture, College of Mechanics and Materials, Jiaxing University, Jiaxing 314001, China;
2. College of Mechanics and Materials, Hohai University, Nanjing 211100, China;
3. College of Harbour, Coastal and Offshore Engineering, Hohai University, Nanjing 210098, China)

Abstract: Based on the Reynolds averaged N-S equation closed by the Spalart-Allmaras turbulence model (S-A model), the third-order Runge-Kutta method along the uniform streamline and Galerkin method are used for the temporal and spatial discretization respectively, and the finite element discretization scheme of the turbulence equation is obtained. Based on the self-compiled MATLAB program, the flow past an iced conductor under different wind attack angles is numerically simulated. The transient and time averaged flow fields, the time history curves of aerodynamic coefficient and the average aerodynamic coefficients variation with wind attack angle are obtained. The comparison with the experimental results shows the effectiveness of the proposed finite element algorithm. Based on the analysis of flow field evolution and average pressure distribution, it can be found that the transfer of boundary layer separation point caused by the change of wind attack angle is the main reason for the sharp jump of lift coefficient.

Key words: Spalart-Allmaras model; RANS averaged N-S equation; Runge-Kutta method; finite element scheme; iced conductor; flow field evolution; aerodynamic coefficient

随着我国高压、超高压输电线的不断发展^[1-2],其覆冰后的安全运行状况越来越受到众多学者的关注^[3]。已有研究表明,当风绕流覆冰输电线,将诱发输电线产生涡激振动或舞动现象^[4]。涡激振动表现为风绕流覆冰输电线后,在尾流区交替孕育、转移和脱落漩涡,会引起覆冰输电线周期性振动。随着风向的变化,风绕流覆冰输电线形成的气动力系数也随之变化,在达到一定的条件时,覆冰输电线将产生低频、大振幅的自激振动,即舞动,已有的机理主要有 Den 等^[5-6]的舞动机理。

无论是涡激振动还是舞动,均需对覆冰输电线的绕流形态和气动力系数进行研究。采用风洞试验进行气动力系数测定是行之有效的手段之一,但试验成本较高,且对流场形态的研究不够细致。而采用直接法

基金项目: 国家自然科学基金(51579088,51779087);江苏省重点研发项目(BE2020715);浙江省教育厅一般科研项目(Y202045351);嘉兴市科技计划(2020AD30027)

作者简介: 廖绍凯(1983—),男,讲师,博士,主要从事计算流体力学研究。E-mail:liaoshaokai@zjxu.edu.cn

通信作者: 张研(1979—),男,教授,博士,主要从事材料和结构可靠度研究。E-mail:yan.zhang@hhu.edu.cn

引用本文: 廖绍凯,张研,陈达.基于 S-A 模型的覆冰输电线绕流数值分析[J].河海大学学报(自然科学版),2023,51(1):110-117.

LIAO Shaokai,ZHANG Yan,CHEN Da. Numerical analysis of flow past iced conductor based on S-A model[J]. Journal of Hohai University(Natural Sciences),2023,51(1):110-117.

(DNS 法)^[7]、大涡模拟法 (LES 法)^[8-9] 和基于雷诺时均方程模拟法 (RANS 法)^[10] 进行绕流数值模拟已成为众多学者的研究热点。其中 RANS 法对于网格的要求相对较低,计算效率更高,被广泛应用于流场的数值模拟计算中。

在 RANS 法中,相较于 $k-w$ 和 $k-\varepsilon$ 两方程模型^[11],一方程 Spalart-Allmaras (S-A) 模型计算效率更高^[12],已成功应用于三角柱^[13]、方柱^[14] 和覆冰输电线绕流数值模拟^[15]。目前 RANS 法主要采用一阶时间离散格式的特征线分裂法 (CBS 法) 和迎风有限元法 (SUPG 法) 进行求解,这种时间离散格式的计算精度不够高,与试验结果存在一定的差异,需进一步提高。另外数值模拟所得的新月形覆冰输电线升力系数在临界风攻角处的尖峰突跳现象不明显^[15],且对该尖峰突跳现象的机理分析不够深入。值得注意的是,已有文献的数值解主要集中在平均气动力系数的研究,对不同风攻角下的覆冰输电线绕流形态、瞬态气动力系数的研究结果报道较少。

本文基于一方程 S-A 模型封闭的 RANS 方程,采用三阶 Runge-Kutta 法进行时间离散, Galerkin 法进行空间离散,得到 S-A 模型有限元算法。利用自编程序实现了该算法,并数值模拟不同风攻角下新月形覆冰输电线绕流问题,得到了覆冰输电线绕流形态、瞬态和平均气动力系数,分析了升力尖峰突跳现象和覆冰输电线的舞动稳定性。

1 基于 S-A 模型的有限元算法

1.1 控制方程

采用沿流线方向的坐标变换^[16],可得到动坐标系下无对流项的非定常不可压缩流的无量纲 RANS 方程和 S-A 模型的标量方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \left. \frac{\partial u_i}{\partial t} \right|_s = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1+v_i}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \\ \left. \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \right|_s = -c_{b1} \tilde{S} \bar{v} + \frac{1}{Re\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((1+\bar{v}) \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} \right) + c_{b1} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} \right] - \frac{c_w f_w}{Re} \left(\frac{\bar{v}}{d} \right)^2 \end{cases} \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} v_i &= \bar{v} f_{v1} & f_{v1} &= \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} & f_{v2} &= 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} & \chi &= \bar{v} & \tilde{S} &= S + \frac{\bar{v} f_{v2}}{Re \kappa^2 d^2} \\ S &= \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}} & \Omega_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) & f_w &= g \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g + c_{w3}^6} \right)^{1/6} \\ g &= r + c_{w2} (r^6 - r) & r &= \frac{\bar{v}}{Re \tilde{S} \kappa^2 d^2} & c_{b1} &= 0.1355 & \sigma &= 2/3 & c_{b2} &= 0.622 \\ \kappa &= 0.41 & c_{w1} &= \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma} & c_{w2} &= 0.3 & c_{w3} &= 2 & c_{v1} &= 7.1 \end{aligned}$$

式中: u 、 p 、 x 、 t 、 Re 和 d 分别为速度、压力、动坐标、时间、雷诺数和流体粒子到固壁的最短距离; v_i 为涡黏系数,通过辅助标量场 \bar{v} 获得。

1.2 离散格式

引入中间辅助速度 u_i^* , 并将式(1)中的动量方程分裂成以下两方程:

$$\left. \frac{\partial u_i^*}{\partial t} \right|_s = \frac{1+v_i}{Re} \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial \Delta u_i}{\partial t} \right|_s = -\frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (3)$$

其中 $u_i = u_i^* + \Delta u_i$

式(2)忽略了含有速度修正项 Δu_i 的高阶小项。

为提高时间离散精度和稳定性,采用沿流线的三阶 Runge-Kutta 法^[16-17] 对式(1)(2)进行时间离散,并利用沿流线的 Taylor 展开,将动坐标系下的方程转换成静坐标系下的方程,克服坐标变换带来的网格更新的困

难。最后利用 Galerkin 法进行空间离散,得到有限元离散格式如下:

$$M\bar{u}_i^{n+1/2} = M\bar{u}_i^n - \frac{\Delta t}{2}(N + D)\bar{u}_i^n - \frac{\Delta t^2}{8}C\bar{u}_i^n + \frac{\Delta t}{2}S_1 + \frac{\Delta t^2}{8}S_2 \quad (4)$$

$$M\bar{u}_i^{*n+1} = M\bar{u}_i^n - \Delta t(N\bar{u}_i^n + \frac{D}{6}(\bar{u}_i^n + 4\bar{u}_i^{n+1/2} + \bar{u}_i^{*n+1})) - \frac{\Delta t^2}{2}C\bar{u}_i^n + \Delta t S_1 + \frac{\Delta t^2}{2}S_2 \quad (5)$$

$$M\bar{v}^{n+1} = M\bar{v}^n - \Delta t N\bar{v}^n - \frac{\Delta t^2}{2}C\bar{v}^n - \Delta t D_v\bar{v}^n + \Delta t S_v\bar{v}^n + \frac{\Delta t^2}{2}S_2 + \Delta t S_3 \quad (6)$$

$$M\bar{p}^{n+1} = -\frac{1}{\Delta t}G_i\bar{u}_i^{*n+1} + L \quad (7)$$

$$M\bar{u}_i^{n+1} = M\bar{u}_i^{*n+1} - \Delta t G_i p^{n+1} \quad (8)$$

其中

$$M = \int_{\Omega} \psi \psi^T d\Omega \quad N = \int_{\Omega} \psi u_i^n \frac{\partial \psi^T}{\partial x_i} d\Omega \quad D = \int_{\Omega} \frac{1 + \nu_t}{Re} \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \frac{\partial \psi^T}{\partial x_i} d\Omega$$

$$C = \int_{\Omega} \frac{\partial \psi}{\partial x_j} u_j^n u_k^n \frac{\partial \psi^T}{\partial x_k} d\Omega \quad S_1 = \int_{\Gamma_e} \frac{1 + \nu_t}{Re} \psi \frac{\partial u_i^n}{\partial x_j} n_j d\Gamma \quad S_2 = \int_{\Omega} \psi u_j^n u_k^n \frac{\partial u_i^n}{\partial x_k} n_j d\Gamma \quad D_v = \int_{\Omega} \frac{1 + \bar{\nu}^n}{Re\sigma} \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \frac{\partial \psi^T}{\partial x_i} d\Omega$$

$$S_3 = \int_{\Gamma_e} \frac{1 + \bar{\nu}^n}{Re\sigma} \psi \frac{\partial \bar{\nu}^n}{\partial x_j} n_j d\Gamma \quad S_v = \int_{\Omega} \psi (c_{b1} \bar{S} \psi^T + \frac{c_{b2}}{Re\sigma} \frac{\partial \bar{\nu}^n}{\partial x_j} \frac{\partial \psi^T}{\partial x_j} - \frac{c_{w1} f_w \bar{\nu}^n}{Red^2} \psi^T) d\Omega$$

$$G_i = \int_{\Omega} \psi \frac{\partial \psi^T}{\partial x_i} d\Omega \quad L = \int_{\Gamma_e} \psi \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_j} n_j d\Gamma$$

式中: \bar{u}_i 、 \bar{p} 、 \bar{v} 分别为速度、压力和湍流标量节点列向量; ψ 为形函数; 上标 n 、 $n+1/2$ 和 $n+1$ 表示不同的时刻。

求解流程如下: 通过式(4)求解中间时刻的速度 $\bar{u}_i^{n+1/2}$, 式(5)求解末时时刻的预测速度 \bar{u}_i^{*n+1} , 式(6)求解末时时刻的湍流标量 $\bar{\nu}^{n+1}$, 式(7)求解末时时刻的压力 p^{n+1} , 式(8)求解末时时刻的速度 u^{n+1} , 求解过程通过自编 Matlab 程序实现。

2 新月形覆冰输电线绕流分析

2.1 物理模型及工况

输电线采用 LGJ-240 型号, 直径为 26.8 mm, 并采用 Shimizu^[18] 风洞试验设计的新月形覆冰模型, 覆冰厚度为输电线直径的一半。以输电线直径为特征长度, 对模型进行无量纲化, 无量纲化后尺寸为: 输电线直径 $D=1$, 小圆直径 $d=0.2633$, 覆冰厚度 $H=0.5$, 物理模型如图 1 所示。

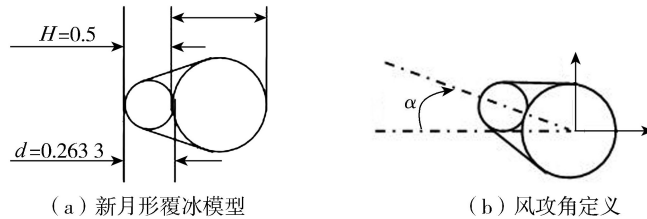


图 1 新月形覆冰模型和风攻角定义

Fig. 1 Model of crescent iced conductor and definition of wind attack angle

无量纲化后, 新月形覆冰输电线的流场边界条件如图 2 所示, 对空间采用线性四边形结构单元进行划分, 并在近壁区精细化网格, 如图 3 所示。

空气密度为 1.25 kg/m^3 , 动力黏度系数为 $1.72 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 风速为 10 m/s , 与 Shimizu^[18] 风洞试验工况一致, 对应的雷诺数 $Re=20000$ 。风向用风攻角 α 表示, 数值模拟从 $0^\circ \sim 180^\circ$ ($\Delta\alpha=10^\circ$) 的工况, 当升力系数随风攻角尖峰突跳时, 按 $\Delta\alpha=2^\circ$ 进行加密计算, 共计 28 个工况, 分别为 0° 、 10° 、 16° 、 18° 、 20° 、 22° 、 30° 、 40° 、 50° 、 60° 、 70° 、 80° 、 90° 、 100° 、 110° 、 120° 、 130° 、 140° 、 150° 、 160° 、 162° 、 164° 、 166° 、 168° 、 170° 、 172° 、 176° 、 180° 。

2.2 覆冰输电线绕流形态

所有计算工况计算至稳定的周期性流场演化结束, 并基于 Matlab 数值计算得到各工况下 $0.5D$ 覆冰输电线绕流的速度和压力有限元数值解, 采用 Tecplot 软件调用速度场和压力场数据, 进而可视化展示新月形覆冰绕流流场的瞬态和时均流线图。

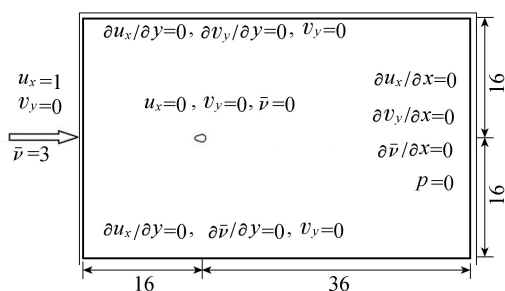


图 2 覆冰输电线流场边界条件

Fig. 2 Boundary condition for flow past an iced conductor

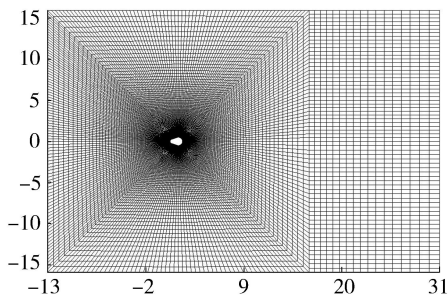


图 3 覆冰输电线绕流网格

Fig. 3 Mesh for flow past an iced conductor

瞬态流场以风攻角为 20° 时为例, 此时覆冰部分的上侧切线正好处于水平方向。图 4 为该工况下一个周期内 5 个不同时刻的瞬态流线图, 此时边界层绕流端部覆冰至输电线竖直直径方 A 点和 C 点产生边界层分离。尾流区上下侧旋涡周期性交替生成、移动和消失, 使得气动力系数表现为周期性波动, 将诱发覆冰输电线的涡激振动。另外尾涡对称性相对于 0° 攻角时有所破坏, 造成升力周期不再是阻力周期的 2 倍。

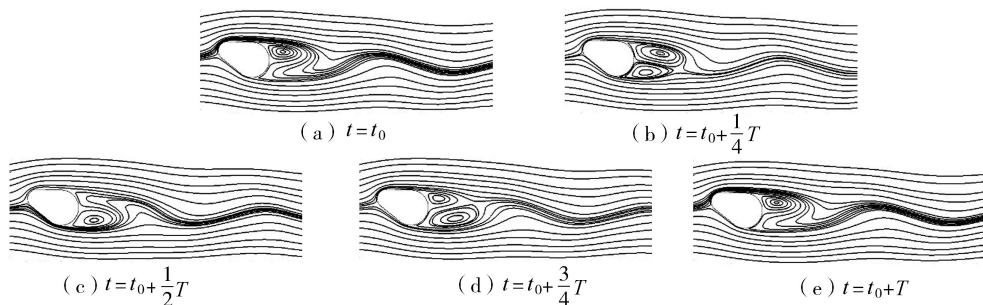


图 4 $\alpha=20^\circ$ 时一个周期内不同时刻的瞬态流线

Fig. 4 Transient streamlines at different moments within a period time when $\alpha = 20^\circ$

图 5 为几个典型风攻角下的覆冰输电线时均流线图。当 $\alpha=0^\circ$ 时, 时均流线图对称于水平方向的上下方, 输电线尾部孕育了较大的回流区。当 $\alpha=20^\circ$ 时, 时均流线的对称性消失, 边界层分离点基本不变, 尾流区增加, 尾涡沿水平方向变得更加扁长。当 $\alpha=30^\circ$ 时, 分离点前移至上侧覆冰部分, 回流区变短; 而其最显著的变化是, 覆冰输电线的上下侧尾流区出现物质交换通道, 上侧尾流区外围的流体经该通道流向下侧尾流区, 发生物质交换, 再绕过下侧尾流区向下游流动。当 α 介于 $60^\circ \sim 90^\circ$ 时, 回流区缩小, 强度增加, 对应阻力增加, 而升力减少; 流动通道变为下侧回流区的流体流向上侧区域, 下侧回流区小于上侧回流区。当 $\alpha=150^\circ$ 时, 下侧回流区逐渐增加, 并大于上侧回流区。此后, 流动通道逐渐缩小, 尾流上、下侧之间的质量运输明显减弱。到 $\alpha=180^\circ$ 时, 几何构型再次呈对称性。

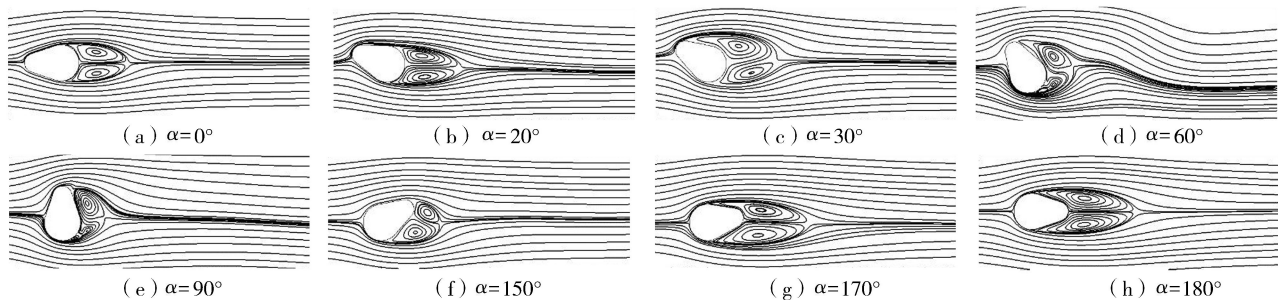


图 5 不同风攻角下的时均流线

Fig. 5 Time-averaged streamlines under different wind attack angles

2.3 气动力系数

图 6 为算例中一些典型风攻角下覆冰输电线的阻力、升力和扭矩系数时程曲线, 纵坐标为阻力系数、升力系数和扭矩系数。经过一段时间的流场演化后, 覆冰输电线上的阻力系数 (C_d)、升力系数 (C_l) 和扭矩系数 (C_m) 均呈周期性变化, 为表达方便, 图 6 给出的是各工况下呈现周期性时间段的气动力系数时程曲线。

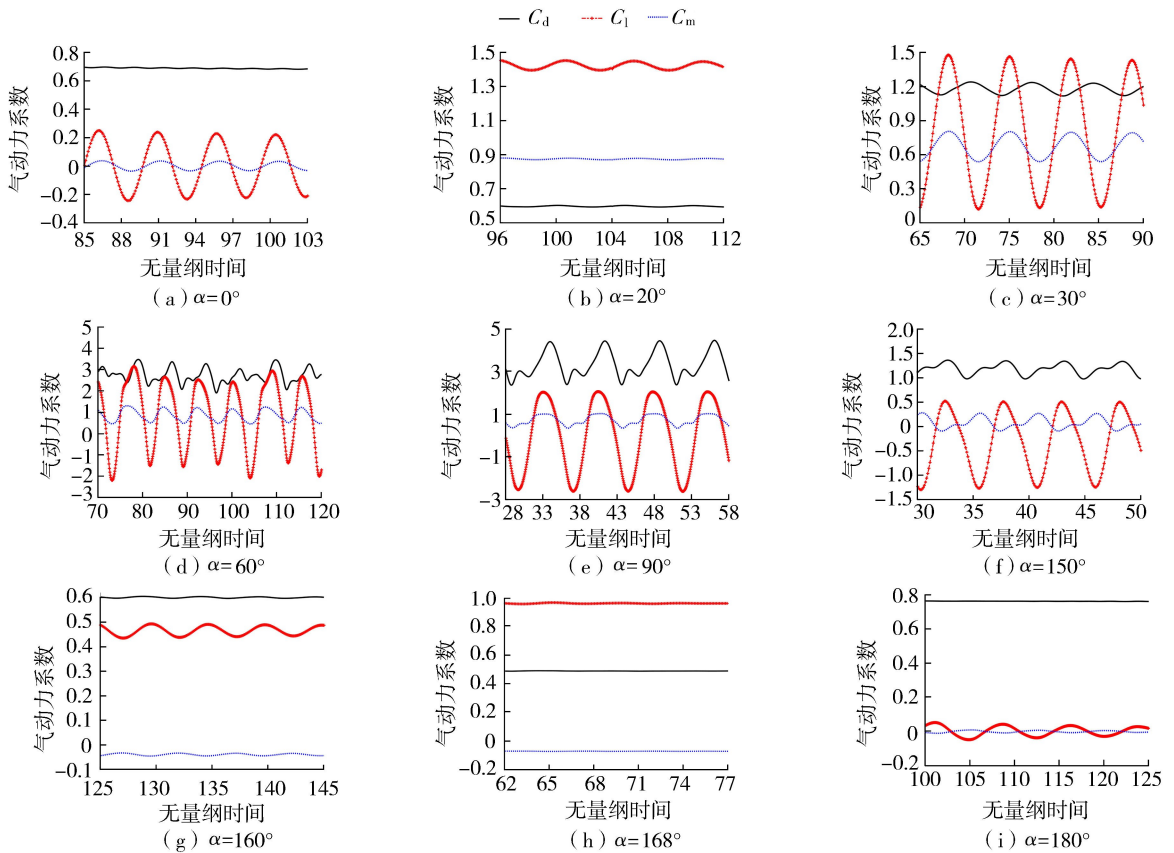


图6 不同风攻角下的气动力系数时程曲线

Fig. 6 Time history curves of aerodynamic coefficients under different wind attack angles

a. α 从 0° 到 20° 时, 边界层分离点基本不变, 但尾涡越来越扁平, 吸力强度越来越弱, C_l 、 C_d 和 C_m 的振幅越来越小。而 α 超过 20° 之后, 边界层分离点发生变化, 上侧的分离点在覆冰的端部, 下侧分离点在输电线垂直直径方向的底部, 且随着 α 的增加, 分离点的间距加大, 3 种气动力系数的振幅随即大幅增加, 直到 α 增至 90° 时分离点的间距接近最大, 波动最为明显。 α 在 $60^\circ \sim 150^\circ$ 时, 尾流伴有次生涡生成, 气动力系数的波动更为复杂。当 $\alpha > 160^\circ$ 时, 分离点的位置再次发生变化, 间距再次减少, 气动力系数的振幅进一步减少, 尤其是 $\alpha = 168^\circ$ 时, 气动力系数振幅接近为 0, 此后随着 α 的增加, 气动力系数的振幅有所增加。

图 7 为覆冰输电线平均阻力系数、平均升力系数和平均扭矩系数随风攻角的变化关系。从整体对比结果来看, 计算得到的 3 种气动力系数的总体趋势和试验结果吻合较好, 说明本文采用的 S-A 模型有限元算法可以对覆冰输电线的气动特性进行合理的定性分析。从定量数据对比来看, 在 α 为 $0^\circ \sim 50^\circ$ 之间和 $140^\circ \sim 180^\circ$ 之间时, 计算得到的 3 种气动力系数的结果与 Shimizu^[18]、楼文娟等^[19] 和王昕^[20] 的风洞试验结果基本一致, 优于 Shimichi 等^[21-22] 的计算结果, 可见在小 α 范围内, 本文数值算法能得到较好的定量计算结果。

b. α 为 $0^\circ \sim 20^\circ$ 时, 3 种气动力系数基本呈线性变化, 平均阻力系数逐渐减少, 平均升力系数和平均扭矩系数逐渐增加, 并在 20° 附近达到极值, 此后平均升力系数和平均扭矩系数骤降, 形成尖峰突跳现象, 将诱发输电线路产生舞动现象。

c. α 为 $20^\circ \sim 90^\circ$ 时, 平均阻力系数逐渐增加到最大, 而平均升力系数和平均扭矩系数在 60° 出现局部极值情况, 与 Shimizu^[18] 的试验结果一致。此后, 在 120° 附近出现负升力系数的极值, 与 Shimizu^[18]、楼文娟等^[19] 和王昕^[20] 的结果一致。

d. α 为 168° 时, 平均升力系数再次出现尖峰突跳现象, 与王昕^[20] 的试验结果基本一致, 大于 Shimizu^[18] 和楼文娟等^[19] 的试验结果, 对应的 α 介于 Shimizu^[18] 和王昕^[20] 的极值所对应的 α 之间。同样该升力系数尖峰突跳现象将对输电线路的稳定性产生影响。

值得注意的是, 在 α 为 $50^\circ \sim 140^\circ$ 时, 平均阻力系数远高于试验得到的结果, 而平均升力系数和平均扭矩系数较为接近。肖良成等^[15] 基于 ADINA 有限元软件中的 S-A 模型有限元算法计算了新月形覆冰输电线

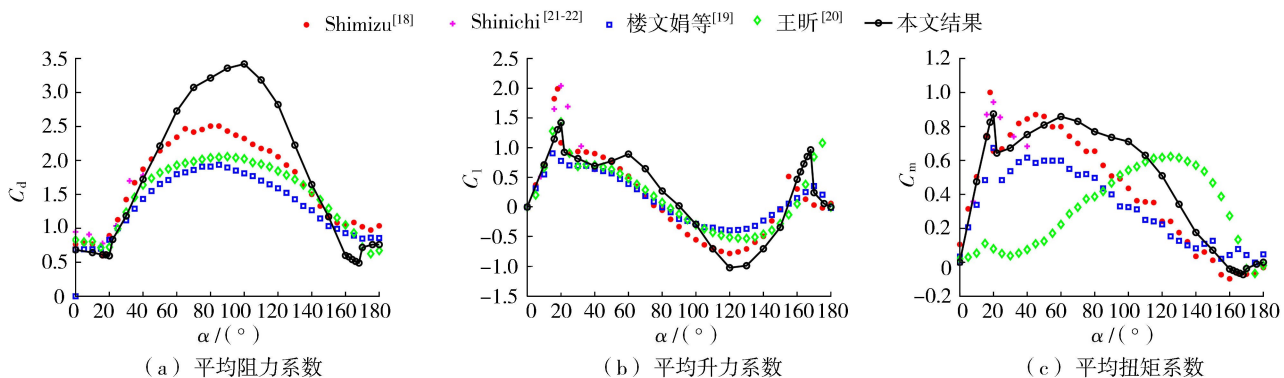


图 7 气动力系数随风攻角的变化曲线

Fig. 7 Variations of aerodynamic coefficients with wind attack angles

绕流问题,同样发现大攻角在 $50^\circ \sim 140^\circ$ 之间平均阻力系数远大于试验结果的情况,而在小攻角情况下未能成功预测平均升力系数尖峰突跳现象。张喆等^[23-24]基于 $k-\varepsilon$ 湍流模型预测的平均阻力系数在大攻角情况下也均大于试验结果。对比综合数值计算结果和已有文献结果,在大攻角情况下预估的平均阻力系数大于试验结果的原因主要为:S-A 模型有限元算法中相关系数的确定是基于小攻角试验情况下得到的,对于大尺度流动问题的模拟有所欠缺,如平板射流问题,从有壁面影响流动突然变化为自由剪切流动问题。

2.4 升力系数尖峰突跳分析

基于不同风攻角下覆冰输电线结构表面平均压力系数分布和流场时均图以阐明升力系数尖峰突跳现象。图 8 为几个典型风攻角下平均压力系数沿覆冰输电线结构表面分布。平均压力系数由结构尾流充分发展后的一个升力系数时程脉动周期平均后得到。横坐标 s 为覆冰输电线结构上的点沿表面到覆冰部分端部的距离(图 8 小图坐标)。

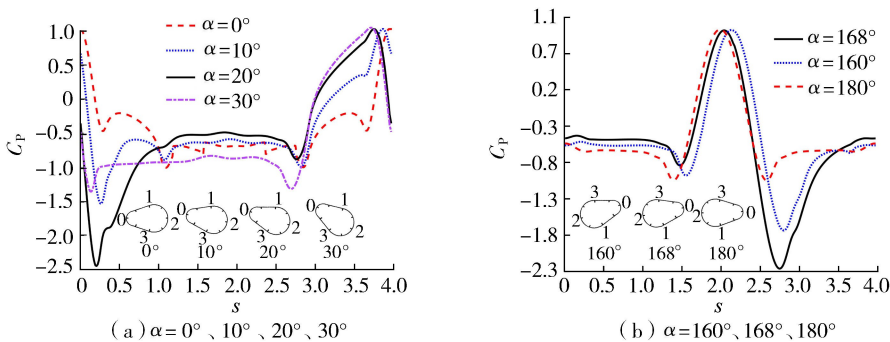


图 8 不同风攻角下覆冰输电线表面平均压力分布和平均压力场

Fig. 8 Mean pressure distribution on surface of iced conductor and mean pressure field under different wind attack angles

当 α 从 0° 变化到 20° 时,从图 5 可知,边界层分离点基本不变,而覆冰端部圆弧和上侧切线相接处随着 α 的增加接近水平,使得流场从端部上侧覆冰绕流进入主流区后流管逐渐缩小,流速不断增加,根据伯努利原理,上侧切线部分的负压将不断增加。而下侧切线与水平方向夹角逐渐增加,阻碍了主流区的流速,使得正压不断增加。当 α 超过 20° 时,边界层分离点发生跳变,上侧切线覆冰部分进入尾流区,主流区流管逐渐增大,根据伯努利原理,负压开始不断减小,如图 8(a) 所示。

风攻角除了对压力的分布产生影响,还对压力沿竖直方向和水平方向力的分解产生影响,当风攻角为 20° 时,上侧切线基本为水平方向,其上的负压力全部贡献给升力,使得风攻角为 20° 时升力达到极值,产生了尖峰突跳现象。

当 α 为 $160^\circ \sim 180^\circ$ 时,分离点位置变为输电线垂直直径方向的最高点和最低点,迎风面为输电线的左侧,背风面为覆冰部分的端部。其升力系数尖峰突跳机理与前文基本一致,但由于输电线的直径大于覆冰部分端部的小圆直径,输电线与切线部分的相切处壁面变化更为平缓,且升力尖峰突跳对应的 $\alpha = 168^\circ$,而不是上侧切线水平时对应的 $\alpha = 160^\circ$ 的情况。

2.5 舞动稳定性分析

已有的文献对输电线路产生舞动的机理研究较多^[25-26],其中应用较为广泛的主要有 Den^[5]和 Nigol^[6]的舞动机理,其中 Den^[5]提出当结构受到的升力随风攻角变化出现负斜率时,结构可能失稳,进而产生舞动现象。其舞动稳定性的判别式为

$$D_{en} = \frac{\partial C_l}{\partial \alpha} + C_d < 0 \quad (9)$$

式中 D_{en} 为 Den Hartog 系数。若 D_{en} 小于零则输电线路将发生舞动。

依据图 7 可计算得到不同风攻角下的 Den Hartog 系数,如图 9 所示。可见基于 Den Hartog 横向舞动模型,新月形覆冰厚度为 $0.5D$ 的输电线路的不稳定风攻角大致在 $15^\circ \sim 30^\circ$ 和 $165^\circ \sim 180^\circ$ 范围内。

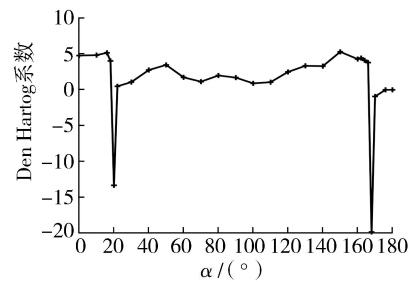


图9 0.5D覆冰输电线路 Den Hartog 系数
Fig.9 Den Hartog coefficient of 0.5D iced conductor

3 结 论

a. 本文给出了瞬态流场演化和时均流场拓扑图。在风攻角为 $0^\circ \sim 20^\circ$ 和 $160^\circ \sim 180^\circ$ 之间时,边界层分离点基本不变,流动尺度相对较小,尾流旋涡交替出现,且比较扁长。其余攻角时,边界层分离点随风攻角的变化而变化,流动尺度相对较大,主涡交替产生,并伴有次生涡。

b. 给出了气动力系数时程曲线,进一步反映了流场的演化规律,得到了平均气动力系数随风攻角的变化关系,计算结果与试验结果基本一致,验证了本文算法的有效性,并得到了 Den Hartog 系数,归纳了 $0.5D$ 新月形覆冰输电线路产生舞动的风攻角范围。

c. 捕捉了风攻角为 20° 和 168° 时升力系数尖峰突跳现象。基于伯努利原理,通过平均压力沿输电线路表面分布图及流场演化图,分析了升力系数产生尖峰突跳的原因,归结为风攻角的变化引起边界层分离点的跳变及压力沿竖直方向分解的变化。

参考文献:

- [1] 尹恒,王莹,袁飞,等.含预制缺口的电力导线腐蚀疲劳性能试验[J].河海大学学报(自然科学版),2021,49(5):466-472. (YIN Heng, WANG Ying, YUAN Fei, et al. Experimental study on corrosion fatigue performance of electric wire with machine-cut notches[J]. Journal of Hohai University(Natural Sciences), 2021, 49(5):466-472. (in Chinese))
- [2] 张建国,刘建军,李成刚,等.特高压输电线路的大截面导线微风振动特性[J].河海大学学报(自然科学版),2017,45(3):271-276. (ZHANG Jianguo, LIU Jiangjun, LI Chenggang, et al. Aeolian vibration property of large cross-sectional conductors for UHV transmission line[J]. Journal of Hohai University(Natural Sciences), 2017, 45(3):271-276. (in Chinese))
- [3] 张研,杨蕾,张军.输电线路接地线和金具极限状态设计参数研究[J].河海大学学报(自然科学版),2020,48(1):79-86. (ZHANG Yan, YANG Lei, ZHANG Jun. Research on limit-state design parameters of grounding wire and fitting in transmission line[J]. Journal of Hohai University(Natural Sciences), 2020, 48(1):79-86. (in Chinese))
- [4] 马伦,伍川,张博,等.基于3自由度的新月形覆冰输电线路舞动稳定性研究[J].力学季刊,2020,41(1):39-50. (MA Lun, WU Chuan, ZHANG Bo, et al. Research on stability of transmission lines with crescent shaped ice based on three degrees of freedom[J]. Chinese Quarterly of Mechanics, 2020, 41(1):39-50. (in Chinese))
- [5] DEN HARTOG J P. Transmission line vibration due to sleet[J]. Transactions of American Institute of Electrical Engineers, 1932, 51(4):1074-1076.
- [6] NIGOL O. Torsional stability of bundle conductors[J]. Transactions on Power Apparatus and System, 1977, 96(5):1666-1676.
- [7] MOIN P, MAHESH K. Direct numerical simulation; a tool in turbulence research[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30(1):539-578.
- [8] LYSENKO D A, ERTESV G I S, RIAN K E. Large-eddy simulation of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 2×10^4 [J]. Flow Turbulence & Combustion, 2014, 92(3):673-698.
- [9] 李蒙,徐振山,陈永平.横流环境下振荡射流三维数值模拟[J].河海大学学报(自然科学版),2022,50(2):54-60. (LI Meng, XU Zhenshan, CHEN Yongping. Three-dimensional numerical simulation of oscillating jet in cross flow environment[J]. Journal of Hohai University(Natural Sciences), 2022, 50(2):54-60. (in Chinese))
- [10] RICHMOND-BRYANT J. Verification testing in computational fluid dynamics; an example using Reynolds-averaged Navier-Stokes

- methods for two-dimensional flow in the near wake of a circular cylinder[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*,2003,43(12):1371-1389.
- [11] 卓长青,邵春雷,吉雨翔.离心泵吸水室内气液两相流动试验及数值模拟[J].*河海大学学报(自然科学版)*,2021,49(4):380-386. (ZHUO Changqing,SHAO Chunlei,JI Yuxiang. Experiment and numerical simulation of gas-liquid two-phase flow in suction chamber of a centrifugal pump [J]. *Journal of Hohai University (Natural Sciences)*,2021,49(4):380-386. (in Chinese))
- [12] SPALART P R,ALLMARAS S R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. AIAA Paper. Washington DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics,1992:92-119.
- [13] BAO Y,ZHOU D,HUANG C,et al. Numerical prediction of aerodynamic characteristics of prismatic cylinder by finite element method with Spalart-Allmaras turbulent model[J]. *Computer and Structures*,2011,893(4):325-338.
- [14] HAN Z,ZHOU D,TU J,et al. Flow over two side-by-side square cylinders by CBS finite element scheme of Spalart-Allmaras model[J]. *Ocean Engineering*,2014,87(1):40-49.
- [15] 肖良成,李新民,江俊,等.典型覆冰导线气动绕流计算及动态特性分析[J].*中国科学:物理学 力学 天文学*,2013,43(4):500-510. (XIAO Liangcheng,LI Xinming,JIANG Jun,et al. Simulation and analysis on aerodynamic characteristics of iced-conductors in typical shapes[J]. *Scientia Sinica Physica, Mechanics & Astronomica*,2013,43(4):500-510. (in Chinese))
- [16] LIAO S K,ZHANG Y,CHEN D. Runge-Kutta finite element method based on the characteristic for the incompressible Navier-Stokes equations[J]. *Advances in Applied Mathematics and Mechanics*,2019,11:1415-1435.
- [17] LIAO S K,ZHANG Y,CHEN D. A Galerkin finite element algorithm based on third-order Runge-Kutta temporal discretization along the uniform streamline for unsteady incompressible flows[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*,2019,90(7):323-339.
- [18] SHIMIZU M. A wind tunnel study on aerodynamic characteristics of ice accreted transmission lines [C]//5th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications. Tokyo:Japan Association for Wind Engineering,2004:369-372.
- [19] 楼文娟,林巍,黄铭枫,等.不同厚度新月形覆冰对导线气动力特性的影响[J].*空气动力学学报*,2013,31(5):616-622. (LOU Wenjuan,LIN Wei,HUANG Mingfeng,et al. The impact of ice thickness on the aerodynamic characteristics of crescent shape iced conductors[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*,2013,31(5):616-622 (in Chinese))
- [20] 王昕.覆冰导线舞动风洞试验研究及输电塔线体系舞动模拟[D].杭州:浙江大学,2011.
- [21] SHINICHI O, TAKESHI I. Numerical study on steady aerodynamic characteristics of iced accreted transmission [J]. *5th Computational Wind Engineering*,2010,275:23-27.
- [22] TAKESHI I,SHINICHI O. A numerical study of the aerodynamic characteristics of ice-accreted transmission lines[J]. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*,2018,177:60-68.
- [23] 张喆,杨秀萍,郝淑英.覆冰导线动态气动力特性模拟与分析[J].*振动与冲击*,2015,34(7):209-214. (ZHANG Zhe,YANG Xiuping,HAO Shuying. Numerical simulation and analysis of dynamic aerodynamic characteristics of iced conductor[J]. *Journal of Vibration and Shock*,2015,34(7):209-214. (in Chinese))
- [24] 樊勇,阮少林,陈国栋,等.覆冰输电导线气动力特性模拟的合理模型[J].*土木建筑与环境工程*,2015(37):183-188. (FAN Yong,RUAN Shaolin,CHEN Guodong,et al. Reasonable model aerodynamic characteristics simulation of iced transmission wire[J]. *Journal of Civil, Architectural & Environmental Engineering*,2015(37):183-188. (in Chinese))
- [25] YU P,POPPELWEL N,SHAH A H. Instability trends of inertially coupled galloping; part I: initiation[J]. *Journal of Sound and Vibration*,1995,183(4):663-678.
- [26] 胡基才.高压输电线舞动机理与数值仿真应用研究[D].武汉:武汉大学,2013.

(收稿日期:2022-01-21 编辑:胡新宇)