

大跨越导线在局部激励下微风振动的波动特性

陈晓娟^{1,2}, 王璋奇¹

(1. 华北电力大学机械工程系, 河北 保定 071003; 2. 内蒙古科技大学机械工程学院, 内蒙古 包头 014010)

摘要: 微风振动常造成架空导线疲劳断股断线、金具脱落等破坏。考虑大跨越导线所处风场的切变特性, 采用局部激励模型研究大跨越导线的微风振动机理, 建立了长柔导线在档内任意局部位置激励下的动力学模型, 基于导线系统的小阻尼特性, 得到了局部周期激励下长柔导线波动的格林函数解; 依据振动波沿展向的衰减特性, 将导线内的波动过程分为驻波振动、行波振动以及驻波和行波的混合振动等三种类型; 分析系统各参数对波动特性的影响, 提出并讨论导线波动类型发生的判别参数($n\zeta$); 分析激励位置对架空导线波动特性的影响规律。结果表明: 判别参数越小, 系统振动波越易表现出单模态驻波形态, 随着判别参数的增大, 系统振动波会表现出无限长结构的行波特性; 激励位置作用在某一阶振动波的理想波峰时形成的振动波幅值最大, 作用在理想波节位置时难以形成显著的振动波; 实际导线的振动波是驻波和行波的叠加波。

关键词: 大跨越导线; 微风振动; 波动特性; 局部激励; 格林函数解

中图分类号: TM752⁺.5; O321 **文献标志码:** A **文章编号:** 1004-4523(2021)02-0262-09

DOI: 10.16385/j.cnki.issn.1004-4523.2021.02.006

引言

大跨越线路的架设解决了特殊地形对长距离电力输送的限制, 确保了电力能源的长距离输送和配置的实现。然而, 大跨越线路采用的导线截面、悬挂点高度、档距都大于普通线路, 导线发生微风振动的概率和持续时间均有所增大^[1]。当导线长期处于高频微幅振动时, 极易在夹紧装置(悬挂夹具、阻尼器、垫片等)附近引起微动疲劳失效^[2]。同时, 大跨越线路建造成本高、技术难度大, 发生故障后影响严重, 且修复困难。因此, 研究大跨越导线的微风振动受到输电线路工程领域的广泛关注。

跨越段导线一般处在开阔平坦的水面或峡谷, 开阔面上空易形成稳定层流风, 导线背风侧交替脱落的气流漩涡极易引起导线微风振动, 其实质是圆柱结构的涡激振动现象。此外, 大跨越导线单档档距上千米, 导线弧垂达到数十米, 甚至上百米(如江阴大跨越导线跨中弧垂为 220 m), 由于风速随高度变化的原因, 处于不同高度处的导线来流风速必然是不同的, 使得作用于导线上的风场存在明显的垂直切变效应。大跨越导线长径比 $L/D \approx 10^4 \sim 10^5$, 是典型的长柔性结构, 系统的展向相关性不再像刚性

短圆柱(长径比 $L/D < 100$)那样可以认为沿展向完全相关。文献[3-4]指出, 长柔圆柱在均匀层流中的尾迹涡量场在结构展向上呈现出显著的三维特性, 当作用在导线展向各处的风速不再相同时, 其微风振动响应更加复杂, 表现出许多新的特征^[5], 如结构与尾流的局部高阶锁定, 行波主导的振动等。

Remi Violette 等^[6]在研究长柔结构和尾流耦合锁定时发现, 当锁定区模数很大(高模数下, 相邻模态频率间隔很小)时, 可能出现一个或多个瞬态锁定。陈伟民等^[7]研究发现模态锁频区域会随流场分布的变化而发生改变。Lucor 等^[8]进行了长径比大于 500 的柔性圆柱涡激振动的直接数值模拟(DNS), 发现在线性剪切流中, 仅在高流速区存在锁定区域。Bourguet 等^[9]通过 DNS 方法研究发现结构响应表现出分散锁定现象, 同时发现振动响应表现为行波和驻波的混合振动模式。

Facchinetti 等^[10]采用三维唯象模型结合实验手段讨论了均匀流中大长径比圆柱的涡致波响应, 指出了响应波传播中参数的确定原则。Marcollo 等^[11]在全尺度立管涡激振动实验测试中观察到了行波主导的涡激振动现象。Vandiver 等^[12]在真实海洋环境中对大长径比柔性立管进行多项涡激振动实验研究发现, 由于两端反射波的衰减, 形成的驻波区极少,

收稿日期: 2019-07-29; **修订日期:** 2019-11-22

基金项目: 内蒙古自治区自然科学基金资助项目(2019MS05009); 中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(2019QN129)

结构响应以行波为主,而且涡激振动的能量集中在行波区。Newman等^[13]采用DNS方法计算了大长径比柔索在剪切流中的横向振动,发现振动模式为行波与驻波混合响应模式,由于维持行波所需能量更低,驻波模式最终会转换为行波模式。及春宁等^[14]采用浸入边界法对大长径比圆柱涡激振动进行三维数值计算,发现剪切流作用下大长径比立管横流向振动表现为驻波模式,而顺流向振动表现为行波与驻波的混合模式。

综上所述,长柔圆柱与刚性短圆柱结构的锁定和波响应不同。刚性短圆柱模型的涡激振动通常锁定在低阶模态,整个结构呈现出驻波形态,大跨越导线跨距长、弧垂大,空间来流垂直切变明显,导致沿导线轴线方向上尾流的强度和方向是变化的,使锁定问题更加复杂。上述文献表明,长柔结构的涡激振动响应多表现为稳定或不稳定的行波或行波与驻波的混合振动,这一现象在剪切流中更容易看到,这是由于剪切流中结构的涡激振动多表现为空间的随机局部锁定。

实际作用于导线上的风场存在明显的垂直切变效应,导致导线展向上的风载荷不再是常见的均匀分布形式,本文称之为“大弧垂效应”。并因为可能存在的风载荷局部锁定效应而出现明显的局部激励现象(局部区域上的风载荷远大于导线的其他区域的现象)。陈晓娟等^[15]在前期研究中采用格林函数法计算了无限长弦模型在局部简谐激励下的微风振动响应,研究表明:在没有档端约束时,无限长导线模型在局部激励下的响应表现为向激励两侧传播的空间衰减行波,并指出行波特性与激励波数 k 和系统阻尼比 ζ 关系密切。而实际线路是有档端约束的,此时大跨越导线的微风振动响应特性是以行波或驻波的形式还是以行波与驻波混合的形式存在,波动类型的判别方法目前也没有明确的结论。因此,研究大跨越导线在局部锁定下的微风振动更具有实际意义,并且在局部激励下的结构响应存在多种波动类型的可能性。

本文引入局部激励模型来研究大跨越导线微风振动波的特征及其演化规律,建立导线在档内任意局部位置激励下的动力学模型,考虑到局部锁定长度相对导线整档长度而言范围较小,可近似为点源激励,故从局部周期激励下导线波动的格林函数解出发,将架空导线内的波动过程分成驻波振动、行波振动以及驻波和行波的混合振动等三种类型,根据波的衰减特性提出判别波动类型的控制参数,研究控制参数对导线波动形态及其空域分布特性和时空演化特性的影响,进一步讨论激励位置对波动的影

响特性。

1 模型的建立与求解

1.1 控制方程

实际运行线路中,由于档端的限制,导线两端是有一定边界条件约束的,从波动的观点看,边界会出现限制档距内导线上实际存在的波数 k 。

如图1所示,大跨越线路档距为 L ,线密度为 m ,恒定水平张力为 T 。两悬垂点连线方向取为 x 轴,向右为正;与 x 轴垂直的方向取为 y 轴,向下为正。

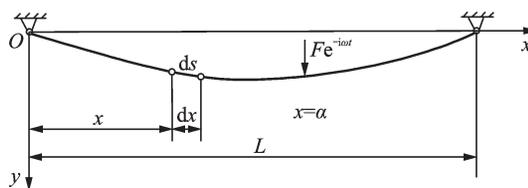


图1 任意位置施加局部点激励的导线模型
Fig. 1 Uniform string excited by a point load

一般认为导线锁定时,激励和结构运动均为正弦振荡形式,假设导线在空间任意点 α 处的局部正弦激励作用下发生微风振动,仅考虑导线的横向小幅振动(振动发生在 xoy 平面内),由于实际线路垂跨比远小于 $1/8$,可近似认为 $ds \approx dx$,由D'Alembert原理建立导线动力学方程如下

$$m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + c \frac{\partial y}{\partial t} - T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = F \delta(x - \alpha) e^{-i\omega t} \quad (0 \leq x \leq L) \quad (1)$$

式中 c 为黏性阻尼系数(包括结构阻尼和气动阻尼); F 为单位长度上的横向风激励力幅值; ω 为风激励的角频率; t 为时间变量; $\delta(x - \alpha)$ 为任意位置 α 处的狄拉克 δ 函数; α 为激励点的空间位置, $0 < \alpha < L$ 。

为客观分析架空导线在局部激励下的波动规律,既保证其数学运算的简便,又能凸显出物理量的本质含义,对控制方程(1)进行了如下处理

$$-\frac{k^2}{\omega_n^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - \frac{2k^2 \zeta}{\omega_n} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = R \delta(x - \alpha) e^{-i\omega t} \quad (0 \leq x \leq L) \quad (2)$$

式中波数 $k = \omega_n \sqrt{m/T}$;阻尼比 $\zeta = c/(2m\omega_n)$;激励力幅值比 $-F/T = R$ (R 为任意实常数),表示方程右边作用在系统 α 处的正向激励力幅值为导线张力的 R 倍。 ω_n 为系统某一阶固有角频率。

1.2 方程求解

由振动场理论知,当系统在外周期激励下

作强迫运动时,结构响应为瞬态振动(伴生自由振动)与稳定振动的叠加,并且认为瞬态振动衰减较快,通常可以忽略,结构最终将按照外部激励的频率做稳态振动。因此假设方程(2)的解形如

$$y(x, t) = Y(x)e^{-i\omega t} \quad (3)$$

将假设解(3)代入方程(2),当激励频率为系统固有频率时(即导线发生了“锁频”),得

$$Y'' + k^2 Y + 2i\zeta k^2 Y = R\delta(x - \alpha) \quad (0 \leq x \leq L) \quad (4)$$

根据狄拉克 δ 函数的性质,方程(4)亦可表示为如下形式

$$Y'' + k^2 Y + 2i\zeta k^2 Y = 0 \quad (x \neq \alpha) \quad (5)$$

如此将求解非齐次微分方程的问题转化为齐次微分方程的求解问题,不难写出齐次方程(5)的特征方程为 $r^2 + k^2 + i2\zeta k^2 = 0$,其特征根为一对复根。根据线性叠加原理,分别考虑自变量在 α 两端的齐次方程对应的解,可得到方程(5)的通解形式如下

$$\begin{cases} Y_1(x) = A_1 e^{i\gamma_1 x} + B_1 e^{-i\gamma_1 x} & (0 \leq x < \alpha) \\ Y_2(x) = A_2 e^{i\gamma_1 x} + B_2 e^{-i\gamma_1 x} & (\alpha < x \leq L) \end{cases} \quad (6)$$

式中 $\gamma_{1,2} = \pm k\sqrt{1 + i2\zeta}$ 为特征方程的根, γ_1 取正。 A_1, B_1, A_2, B_2 为待定常系数。

为求得上述方程的解析解,考虑架空导线的安装条件以及本文的计算目标,约定导线在局部激励下微风振动响应同时满足如下两个边界条件

$$Y_1(0) = 0, Y_2(L) = 0 \quad (7)$$

将边界条件(7)代入通解(6),可得

$$\begin{aligned} Y_1(0) &= A_1 + B_1 = 0, \\ Y_2(L) &= A_2 e^{i\gamma_1 L} + B_2 e^{-i\gamma_1 L} = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

根据 δ 函数的定义及其性质,在局部激励点 α 的邻域内 $(\alpha - \epsilon, \alpha + \epsilon)$ 对方程(4)两端进行积分,得到如下方程

$$\int_{\alpha-\epsilon}^{\alpha+\epsilon} \frac{d^2 Y}{dx^2} dx + (2i\zeta k^2 + k^2) \int_{\alpha-\epsilon}^{\alpha+\epsilon} Y(x) dx = \int_{\alpha-\epsilon}^{\alpha+\epsilon} R \delta(x - \alpha) dx = R \quad (0 \leq x \leq L) \quad (9)$$

根据位移连续性条件,系统在 α 点的位移响应必然是连续的,即

$$Y_1(\alpha) = Y_2(\alpha) \quad (10)$$

因此式(9)左边第二项积分必为零,则有

$$Y_2'(\alpha) - Y_1'(\alpha) = R \quad (11)$$

将位移的连续性条件(10)和(11)代入通解方程(6),得

$$\begin{cases} A_1 e^{i\gamma_1 \alpha} + B_1 e^{-i\gamma_1 \alpha} = A_2 e^{i\gamma_1 \alpha} + B_2 e^{-i\gamma_1 \alpha} \\ A_2 \gamma_1 e^{i\gamma_1 \alpha} - B_2 \gamma_1 e^{-i\gamma_1 \alpha} - A_1 \gamma_1 e^{i\gamma_1 \alpha} + B_1 \gamma_1 e^{-i\gamma_1 \alpha} = R/i \end{cases} \quad (12)$$

将式(8)和(12)联立,得到待定系数的矩阵方程如下

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\gamma_1 L} & e^{-i\gamma_1 L} \\ e^{i\gamma_1 \alpha} & e^{-i\gamma_1 \alpha} & -e^{i\gamma_1 \alpha} & -e^{-i\gamma_1 \alpha} \\ -\gamma_1 e^{i\gamma_1 \alpha} & \gamma_1 e^{-i\gamma_1 \alpha} & \gamma_1 e^{i\gamma_1 \alpha} & -\gamma_1 e^{-i\gamma_1 \alpha} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ R/i \end{bmatrix} \quad (13)$$

将所得系数代入通解方程(6),得到档端固定约束导线在档内任意位置 α 处施加局部简谐点激励时的位移响应空间分布函数(即有界弦的格林函数解),进一步简化整理为:

$$Y(x/\alpha) = \begin{cases} -\frac{R \sin[\gamma_1(L - \alpha)] \sin(\gamma_1 x)}{\gamma_1 \sin(\gamma_1 L)} & (0 \leq x \leq \alpha) \\ -\frac{R \sin[\gamma_1(L - x)] \sin(\gamma_1 \alpha)}{\gamma_1 \sin(\gamma_1 L)} & (\alpha \leq x \leq L) \end{cases} \quad (14)$$

与文献[15]中无限长导线模型在局部激励下的空间响应相比,式(14)除了与 γ_1 相关外,还受到导线长度 L 的限制,体现了档端约束对导线响应的影响。

2 波动类型的判别

文献[15]指出,不考虑档端约束时,大跨越导线在局部激励下的稳态响应在空域上表现为以激励为源点,向导线档端传播的衰减行波。而通常认为线路的微风振动是沿整档导线呈驻波分布的,从驻波形成的观点知,两列沿反方向传播的振幅、频率均相同的波的干涉、形成加强区和减弱区,从而出现波腹和波节形成驻波。对于档端约束的导线而言,如图2所示,激励源形成的向档端传播的行波(入射波)与档端反射回来的反射波相互叠加,当满足一定条件时便可形成驻波。然而由于阻尼的存在,行波在传播过程中以及在档端反射时会损失大量的能量,若导线上反射波振幅极小,而只剩下入射波时,导线的响应也就不会形成所谓的驻波,而表现出行波效应。可见,导线在局部激励下形成何种类型微风振动波与档距 L 内响应横波的衰减程度密切相关。

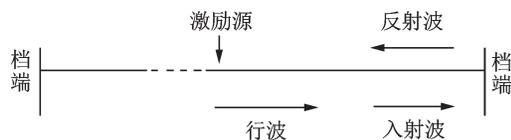


图2 振动波形成示意图

Fig. 2 Diagram of vibration waveform formation

由式(14)知,振动波空间变化特性的影响因素集中在特征值 $\gamma_1(k, \zeta)$ 、激励点位置 α 、导线长度 L 以及激励力相对幅值 R 等因素上,为掌握大跨越导线

在局部激励下的波动响应特性,寻找振动波空间形态的控制参数及其表达式,本文对式(14)进行了简化和分析。

2.1 简化与整理

基于导线系统的小阻尼特性,特征值可近似表示为

$$\gamma_1 = k\sqrt{1+i2\zeta} \approx k(1+i\zeta) \quad (15)$$

将其代入式(14),得

$$Y(x/\alpha) = \begin{cases} -\frac{R \sin[(k+ik\zeta)(L-\alpha)] \sin[(k+ik\zeta)x]}{(k+ik\zeta) \sin[(k+ik\zeta)L]} & (0 \leq x \leq \alpha) \\ -\frac{R \sin[(k+ik\zeta)(L-x)] \sin[(k+ik\zeta)\alpha]}{(k+ik\zeta) \sin[(k+ik\zeta)L]} & (\alpha \leq x \leq L) \end{cases} \quad (16)$$

将式(16)中复数的正弦形式展开,整理得

$$Y(x/\alpha) = \begin{cases} \frac{R\beta_1\beta_2}{(k+ik\zeta)\beta_0} & (0 \leq x \leq \alpha) \\ \frac{R\beta_3\beta_4}{(k+ik\zeta)\beta_0} & (\alpha \leq x \leq L) \end{cases} \quad (17)$$

式中 $\beta_0 = \sin(kL)\cosh(k\zeta L) + \text{icos}(kL)\sinh(k\zeta L)$, $\beta_1 = \sin[k(L-\alpha)]\cosh[k\zeta(L-\alpha)] + \text{icos}[k(L-\alpha)]\sinh[k\zeta(L-\alpha)]$, $\beta_2 = \sin(kx)\cosh(k\zeta x) + \text{icos}(kx)\sinh(k\zeta x)$, $\beta_3 = \sin[k(L-x)]\cosh[k\zeta(L-x)] + \text{icos}[k(L-x)]\sinh[k\zeta(L-x)]$, $\beta_4 = \sin(kx)\cosh(k\zeta\alpha) + \text{icos}(kx)\sinh(k\zeta\alpha)$ 。

导线在第 n 阶模态共振时,波数 $k = \omega_n \sqrt{m/T} = n\pi/L$,将其代入式(17),注意到式中 n 为正整数,可将式(17)转化为如下形式

$$Y(x/\alpha) = \begin{cases} \frac{R\beta_{11}\beta_{22}}{(-1)^n i \frac{n\pi}{L} (1+i\zeta) \sinh(n\pi\zeta)} & (0 \leq x \leq \alpha) \\ \frac{R\beta_{33}\beta_{44}}{(-1)^n i \frac{n\pi}{L} (1+i\zeta) \sinh(n\pi\zeta)} & (\alpha \leq x \leq L) \end{cases} \quad (18)$$

式中 $\beta_{11} = \sin[n\pi(1-\alpha/L)]\cosh[n\pi\zeta(1-\alpha/L)] + \text{icos}[n\pi(1-\alpha/L)]\sinh[n\pi\zeta(1-\alpha/L)]$, $\beta_{22} = \sin(n\pi x/L)\cosh(n\pi\zeta x/L) + \text{icos}(n\pi x/L) \cdot \sinh(n\pi\zeta x/L)$, $\beta_{33} = \sin[n\pi(1-x/L)]\cosh[n\pi\zeta(1-x/L)] + \text{icos}[n\pi(1-x/L)]\sinh[n\pi\zeta(1-x/L)]$, $\beta_{44} = \sin(n\pi x/L)\cosh(n\pi\zeta\alpha/L) + \text{icos}(n\pi x/L) \cdot \sinh(n\pi\zeta\alpha/L)$ 。

式(18)即为小阻尼张紧弦模型在任意局部简谐激励下的动力学复响应方程。基于该小阻尼简化解开展以下讨论与分析。

2.2 判别参数分析

由式(18)知,振动波的空间波动特性由参数 $n\pi\zeta, R, \alpha/L$ 等控制。由前文分析可知,波动类型的形成与振动波的衰减程度密不可分。衰减系数是衡量衰减程度的重要指标。衰减系数越大,单位距离上幅值衰减程度越大,幅值完全衰减掉所需路程也越短;衰减系数越小,幅值完全衰减掉所需路程越长。

无限长模型格林函数解^[15]的衰减系数为 $k\zeta$,有限长模型中档端限制了导线上实际存在的波数 k ,存在关系式 $k = n\pi/L$,故有限长模型的衰减系数可表示为 $n\pi\zeta/L$ 。可见,不同波动类型的出现与参数 $n\pi\zeta$ 和导线长度 L 直接相关。

从衰减系数的构成来看,与参数 $n\pi\zeta$ 成正比,与导线长度 L 成反比。因此 $n\pi\zeta$ 增大,衰减系数大,导线中的横波响应快速衰减变弱而无法传播到档端,即使有少量横波能够到达档端,由于自身能量的大量衰减以及端部反射时能量的消耗而无法叠加形成驻波,因而整档导线易呈现出与无限长导线一样的行波响应特征。反之,结构响应更易表现为驻波响应。

从衰减系数 $n\pi\zeta/L$ 的形式看,导线长度 L 越大,衰减系数越小,幅值衰减变慢,似乎振动波有足够的能量传播到档端,振动波易形成驻波形态,而实际工程中结构越长越易出现行波效应^[16]。需要注意的是系统的无阻尼固有频率 $f_n = (n\sqrt{T/m})/(2L)$;由 Strouhal 定律知,涡脱频率 $f_s = St \cdot u/d$,对于确定的风速 u 和导线外径 d ,风激励频率是确定的。因而导线长度 L 越大,激振模态阶次(或者说锁定阶次) n 越高,衰减系数在 n 和 L 的共同影响下发生变化,因而不能单独考虑 L 对衰减程度的影响。

事实上导线波动响应的差异性主要来源于振动波的传播能力,起决定性作用的是系统阻尼比 ζ 和激励模数 n 两个参数,导线长度对振动波传播的影响也体现在这两个参数中。 L 并不改变振动波的类型。

R 为激励力幅值和系统水平张力之比,为一实常数, R 增大意味着输入系统的激励力增大,从式(14)的构成来看, R 的大小不会改变振动波的空间形态,仅决定响应的幅值。

激励位置 α/L 对稳态振动波的影响存在两种情况,一是激励位置作用在系统端部,即 $\alpha=0$ 或 $\alpha=L$,此时问题转化为系统在端部简谐激励力作用下的响应,这就成为另一个问题。另一种情形是激励

力作用在系统内部任意位置,这一情况更具一般性,符合本文计算目标,将在第4节详细讨论。

3 波动类型分析

为分析系统的波动特性,假设激励力施加在导线中心,即 $\alpha = L/2$ 处。下文从振动波在空间的分布特性和时间演化特性两方面讨论波动类型控制参数 $n\zeta$ 的取值对中心单位激励下导线振动波的影响规律。

3.1 振动波的空间分布规律

为分析位移响应幅值在空间的分布情况,绘制了初始时刻($t=0$)中心激励下系统位移平方的空间分布特性,如图3所示。从图中可知:

(1)档端固定导线在中心周期激励下,振动波以激励点为中心沿导线向档端两侧传播出去。参数 $n\zeta$ 不同时,振动波的空间分布呈现出截然不同的三种振动形态,图3(a)和(c)为两种极端情况。

(2)图3(a)中,导线在低阶小阻尼条件下锁定,参数 $n\zeta=0.05$,整档导线的响应幅值基本保持不变,未看到明显的波幅衰减,激励能量几乎全部传递到档端;图3(b)中判别参数 $n\zeta=0.7$,振动波幅值在从激励点向档端传播过程中是逐渐衰减的,但由于衰减因子 $n\zeta$ 相对较小,衰减速度较慢,振动波依然能够到达档端,但档端振动能力小于激励区附近,这一现象表现为两种极端振动类型的中间状态。

图3(c)中,导线在高阶条件下锁定时,判别参数 $n\zeta=7.9$,振动波在传播过程中快速衰减,仅在激励源两侧小范围内出现明显波动幅值,而档端位置处导线并未形成波动现象,这一响应特性与无线长导线模型在局部点激励下的波动空间分布特征类似,激励区的振动波未能传播到档端便已衰减殆尽。

(3)在图3(a)和(b)中,振动波均能够传播到档端,约束边界的存在必然引起波的反射效应,反射波与入射波叠加使得整档导线形成驻波(或局部驻波)响应,而图3(c)中,振动波快速衰减,未到达档端便已衰减殆尽,因而振动波在整档导线内表现为快速衰减的行波响应。

3.2 振动波的时空演化特性

计算模型中激励力为正弦时变的点激励,因而稳定波响应在时域同样表现出正弦规律,为观察振动波在时域和空域上的演化特性,以向左传播的波为例绘制了导线振动波的时空演化云图,如图4所示。

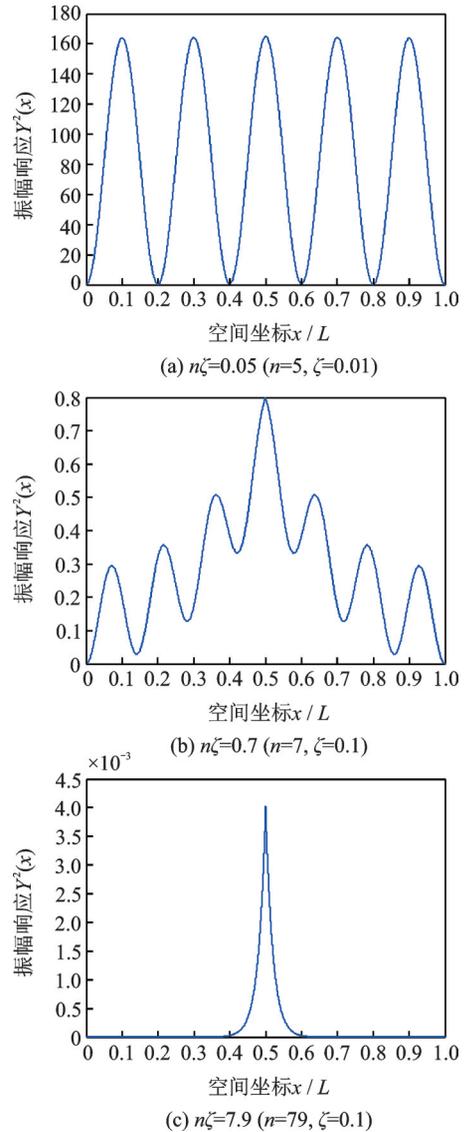


图3 导线在中心激励下的位移平方根响应

Fig. 3 Displacement square of response to a unit harmonic force at $L/2$

图4中给出三种 $n\zeta$ 时导线横向振动波的时空云图。图中红色表示波峰,蓝色为波谷,黑色箭头方向为入射行波传播方向。图4(a)中沿导线轴向波峰波谷交替稳定出现,波峰与波谷之间存在节点,节点位移接近于零,为理想的驻波响应,表明导线在局部激励下整档导线发生了单模态锁定;图4(b)中行波起始于导线激励端,沿导线轴线向档端逐渐发展,档端形成局部驻波(当行波传播到导线档端时发生反射,反射波与入射波叠加形成),但能量集中在行波区,这一响应兼具了行波和驻波特征,振动幅值衰减但又表现出一定的周期性;图4(c)中的行波清晰可见,行波未曾到达档端便已消失。行波响应表现出无限长结构的振动特征,即振动波从激励点沿导线向档端两侧传播,振幅逐渐衰减直至为零,没有在档端发生反射。

分析表明,驻波和行波是导线在局部激励下微

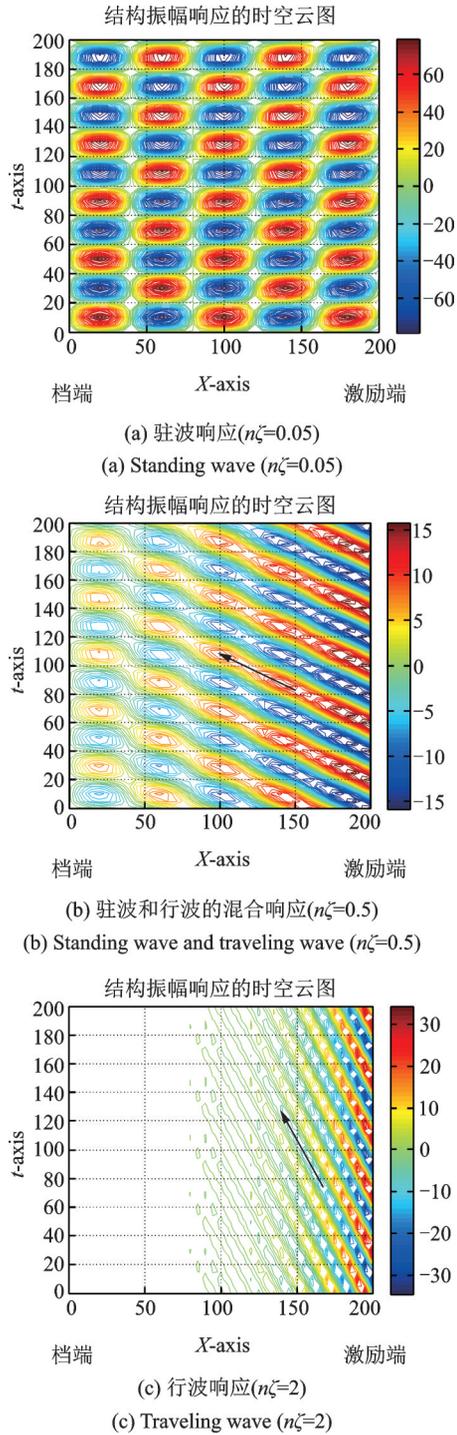


图4 响应的时空演化云图($0 < x < L/2$)

Fig. 4 Displacement temporal-spatial evolution

风振动形成的两种极端现象。一般来说,导线在局部激励下微风振动响应中行波和驻波并存。对于小长径比“短”导线,由于传播距离短,阻尼小,驻波主导了整个导线的振动形态,而大长径比结构,由于阻尼的作用,振动波要衰减,如果阻尼足够大或导线足够长,振动波在到达端部之前就会衰减消失,即使有少量波传播到端部,能量也是极小的,从而导致迭加出来的驻波很弱,总体上导线响应易呈现行波主导的形态。文献[17]在海洋长柔索的涡激振动研究中也得到了类似结论。

4 激励位置影响分析

在波动类型分析中发现,波动响应与激励源位置关系密切。从整档导线的波动形态来看,激励位置存在两种极端情况,一是激励作用在理想波腹位置,一是作用在理想波节位置处。

4.1 激励作用在理想波节

图5为激励位置作用在导线中心时的二阶波动图。从图中可知:

(1)对应偶数阶振动,则中心激励位置恰好落在理想波节位置处,从能量的观点来看,此时外部激励输入系统的能量为零,或者很小,理论上是难以形成整档导线的运动的。然而分析发现,尽管激励位置处仅有极小的运动,依然能够引起大于节点幅值的波峰,这一现象在小阻尼条件下更显著,如图5(a)所示。

(2)随着系统阻尼比的增大,从图5(b)中发现,波节位置处存在明显的振动特性,不再存在理想的波节点。作者认为这是由于阻尼的存在,入射波和反射波无法完全叠加形成理想驻波,导致振动波中行波成分增大带来的结果。由于阻尼的存在,要保持导线稳定振动需要不断有能量从激励源补充进来,因而实际导线振动时是不会出现理想固定节点

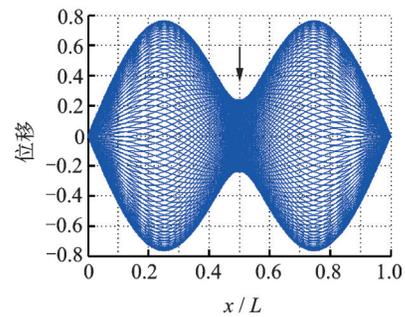
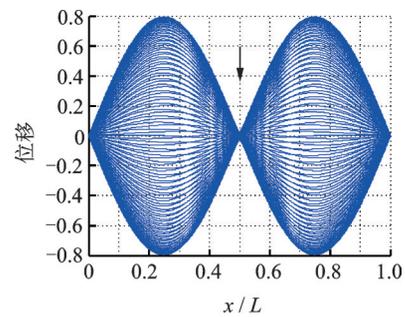


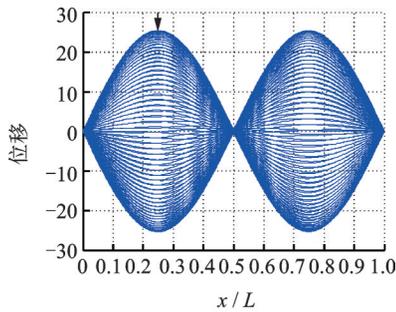
图5 二阶波动图($a/L = 1/2$)

Fig. 5 Second order vibration wave ($a/L = 1/2$)

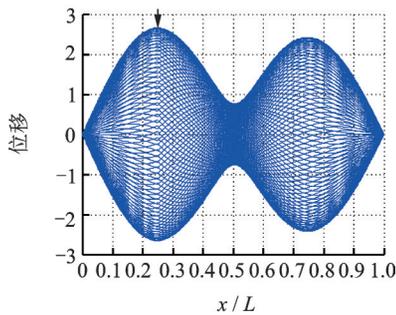
的,也就是说实际导线上的每一点都在振动(不包括固定端点),只是有的位置处振幅较小,直观看上去几乎不动。因而实际导线的振动并不是严格意义上的驻波,而是存在着行波效应。不难看出,参数 $n\zeta$ (对应小阻尼条件)较小时,行波成分占比较小,整档导线更易表现出驻波形态,这与上文的波动类型分析是一致的。

4.2 激励作用在理想波腹

如图 6 所示,激励作用在二阶波形的理想波腹位置。从图中知:



(a) 阻尼比为0.01
(a) Damping ratio is 0.01



(b) 阻尼比为0.1
(b) Damping ratio is 0.1

图 6 二阶波动图($\alpha/L = 1/4$)

Fig. 6 Second order vibration wave ($\alpha/L = 1/4$)

(1)当激励作用在波腹位置,从能量观点知,外激励输入系统能量大,整档导线表现出较大的振幅。

(2)当参数 $n\zeta$ 较小时,如图 6(a)所示存在较为理想的波动节点,两侧波腹数值基本一致,结构以驻波形式振动,行波成分较少。

(3)如图 6(b)所示,随阻尼比增大(参数 $n\zeta$ 增大),理想波节点消失,出现了一定振幅的波节。而整档导线的波动峰值却大幅度减小(仅为原幅值的 10%),且激励位置处的波峰略大于另一侧的波峰。分析认为由于激励位置不对称,如图 7 所示,两列波的传播速度相同而传播路程不同,故左侧波先到达档端发生反射,与右侧反射波相比要提前一定时间,因而两列存在相位差的反射行波在叠加过程中难以

形成理想驻波,行波携带能量在多次反射过程中被阻尼消耗,导致阻尼增大后整体波峰值较小;而远离档端的行波传播路程更远,行波衰减现象显著(小阻尼时这一现象存在但不明显),因而到达档端时,行波携带能量减小,反射后(两侧档端一致,反射过程中的能量损失相同)叠加波的峰值有所下降。故在远离激励一侧的档端的第一个波腹最小。

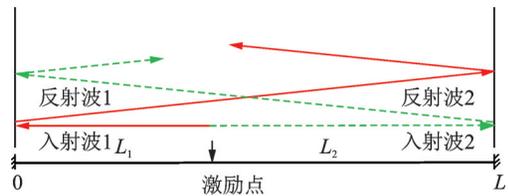


图 7 反射波示意图(箭头方向为波的传播方向)

Fig. 7 Reflection diagram (arrows point to the wave propagation directions)

(4)如图 8 和 9 所示,为激励作用在 3,4 阶振动的理想波腹位置的波动图。从图中知:整档导线中激励位置处振幅最大,远离激励位置的波腹依次减小,靠近档端(远离激励一侧)的第一个波腹最小。

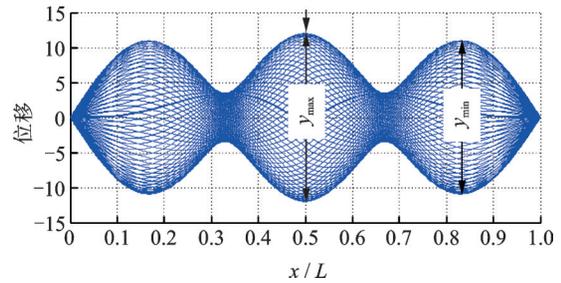


图 8 三阶波动图(阻尼比 0.01)

Fig. 8 Third order vibration wave (damping ratio 0.01)

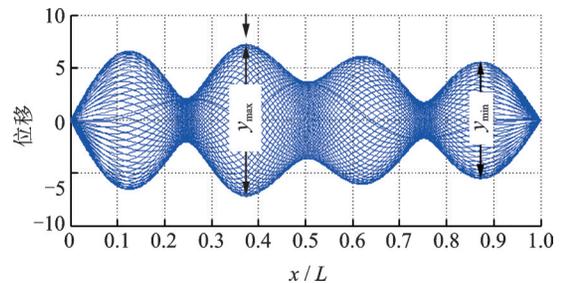


图 9 四阶波动图(阻尼比 0.01)

Fig. 9 Fourth order vibration wave (damping ratio 0.01)

综上,当风激励的锁定区刚好落在理想驻点附近时,是难以形成较为明显的结构运动的。只有当激励作用在系统的波腹附近,更易激发出较大振幅的导线运动。这一点从能量的观点来看也更加合理。值得注意的是,实际导线的基频极低,约在 0.1 Hz,即使来流风速很小,如风速为 1 m/s,导线直径 20 mm,由斯特劳哈律知尾流的理想涡脱频率约为

10 Hz,对应导线第100阶振动,因而半波长较小,加之导线频率密集,锁定区可能在几阶模态之间跳跃,落在波腹位置的概率较大,可能是导线微风振动频发的一个原因。

5 结 论

为掌握大跨越架空导线的微风振动特性,在考虑导线大弧垂效应的基础上,建立了档端固定约束的有阻尼张紧弦在任意位置处施加横向局部简谐激励的线性动力学模型,经过严格数学推导得到控制方程的解析解,基于小阻尼简化解的分析与讨论得到如下结论:

(1)由于阻尼的存在,实际导线展向各点都在运动,振动波是驻波和行波的叠加波。

(2)振动波的波动特性可由判别参数 $n\zeta$ 定性判断。当参数 $n\zeta$ 较小时,驻波成分占比较大,整档导线的运动表现出单模态锁定的“短”圆柱响应特性;激励远离档端时,随着参数 $n\zeta$ 的增大,导线响应以行波响应为主,整档导线的运动表现出与无限长模型类似的响应特性。

(3)激励作用位置与振动波的幅值关系密切。当激励位置作用在某一阶振动波的波峰时形成的振动波幅值最大,作用在波节位置时,难以形成显著的振动波。

参考文献:

- [1] Langlois Sebastien, Legeron Frederic. Prediction of aeolian vibration on transmission line conductors using a nonlinear time history model—Part I: Damper model [J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2014, 29(3):1168-1175.
- [2] Wang J. Overhead transmission line vibration and galloping [C]. International Conference on High Voltage Engineering and Application. IEEE, Chongqing, China, 2009:120-123.
- [3] Newman D, Karniadakis G E. Simulations of flow over a flexible cable: A comparison of forced and flow-induced vibration[J]. Journal of Fluids & Structures, 1996, 10(10):439-453.
- [4] 王成官,王嘉松,田中旭,等.海洋隔水管涡激振动的三维数值模拟研究[J].水动力学研究与进展,2011,26(4):437-443.
WANG Chengguan, Wang Jiasong, Tian Zhongxu, et al. Three dimensional numerical simulation of VIV on marine riser[J]. Chinese Journal of Hydrodynamics, 2011, 26(4):437-443.
- [5] Wu X, Ge F, Hong Y. A review of recent studies on vortex induced vibrations of long slender cylinders[J]. Journal of Fluids & Structures, 2012, 28(1):292-308.
- [6] Violette R, Langre E D, Szydlowski J. A linear stability approach to vortex-induced vibrations and waves[J]. Journal of Fluids & Structures, 2010, 26(3):442-466.
- [7] 陈伟民,张立武,李敏.采用改进尾流振子模型的柔性海洋立管的涡激振动响应分析[J].工程力学,2010,27(5):240-246.
CHEN Weimin, ZHANG Liwu, LI Min. Prediction of vortex induced vibration of flexible riser using improved wake-oscillator model[J]. Engineering Mechanics, 2010, 27(5):240-246.
- [8] Lucor D, Imas L, Karniadakis G E. Vortex dislocations and force distribution of long flexible cylinders subjected to sheared flows [J]. Journal of Fluids & Structures, 2001, 15(3-4):641-650.
- [9] Bourguet R, Karniadakis G E, Triantafyllou M S. Distributed lock-in drives broadband vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in shear flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 717:361-375.
- [10] Facchinetti M L, Langre E D, Biolley F. Vortex-induced travelling waves along a cable[J]. European Journal of Mechanics, 2004, 23(1):199-208.
- [11] Marcollo H, Eassom A, Fontaine E, et al. Traveling wave response in full-scale drilling riser VIV measurements [C]. ASME 2011, International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, Rotterdam, The Netherlands, 2011:523-537.
- [12] Vandiver J K, Jaiswal V, Jhingran V. Insights on vortex-induced, traveling waves on long risers [J]. Journal of Fluids and Structures, 2009, 25:641-653.
- [13] Newman D J, Karniadakis G E. A direct numerical simulation study of flow past a freely vibrating cable [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1997, 344:95-136.
- [14] 及春宁,花阳,许栋,等.不同剪切率来流作用下柔性圆柱涡激振动数值模拟[J].力学学报,2018,50(1):21-31.
JI Chunning, HUA Yang, XU Dong, et al. Numerical simulation of vortex-induced vibration of a flexible cylinder exposed to shear flow at different shear rates[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2018, 50(1):21-31.
- [15] 陈晓娟,王孟,王璋奇,等.大跨越导线在局部激励下微风振动的格林函数解[J].振动工程学报,2019,32(5):822-829.
CHEN Xiaojuan, WANG Meng, WANG Zhangqi, et al. Green's function solution for aeolian vibration of long-span conductors under local excitation[J]. Journal of Vi-

- bration Engineering, 2019, 32(5):822-829.
- [16] 武晓东. 水中大长径比结构物涡激振动行波动力学特性的实验研究[C]. 中国计算力学大会, 中国长沙, 2014.
- WU Xiaodong. Experimental study on dynamic features of traveling wave of vortex-induced vibration of structure with large aspect ratio [C]. China Conference on Computational Mechanics, Changsha, China, 2014.
- [17] Zhang L, Chen W, Zheng Z. Controlling parameter for wave types of long flexible cable undergoing vortex-induced vibration[J]. Procedia Engineering, 2010, 4(1): 161-170.

Response characteristics for aeolian vibration of long-span conductors under local excitation

CHEN Xiao-juan^{1,2}, WANG Zhang-qi¹

(1. Department of Mechanical Engineering, North China Electric Power University, Baoding 071003, China;
2. School of Mechanical Engineering, Inner Mongolia University of Science and Technology, Baotou 014010, China)

Abstract: Aeolian vibrations often occur on transmission lines, which can result in fatigue damage to the conductors and metal fittings. In order to understand the mechanism of aeolian vibrations of long span conductors, a linear model of the forced vibration of finitely long damped tensioned strings under single-point harmonic excitation is established, and the corresponding Green's function solution of steady state response is derived. Based on the qualitative analysis of the parameters affecting the response type of the system, the discriminant parameter of the control response type and its expression are proposed. The spatial distribution characteristics and temporal and spatial evolution characteristics of wave responses under different discriminatory parameters are further analyzed. The relationship between the position of excitation and the amplitude of vibration wave is discussed. The results show that the discriminant parameter which determines whether the conductor acts like infinite conductor or not is the product $n\zeta$, where n is the mode number of the highest resonantly excited mode in the system. When $n\zeta$ is small then single mode resonant response will dominate the total response. When $n\zeta$ is large, except when excited near an end, the conductor can be considered to behave dynamically as if it were infinite in length. The excitation position has a significant effect on the amplitude of vibration wave. When the excitation position acts on the ideal peak of a certain vibration wave, the amplitude of the vibration wave is the largest, and when the excitation position acts on the ideal node position, it is difficult to form a significant vibration wave. The vibration wave of actual conductor is a mixed wave of standing wave and traveling wave.

Key words: long-span overhead conductors; aeolian vibration; wave characteristics; local excitation; Green's function solution

作者简介: 陈晓娟(1982-),女,讲师。电话:(0312)7525434;E-mail:cxj2008@imust.cn

通讯作者: 王璋奇(1964-),男,教授。电话:(0312)7525453;E-mail:wangzq2093@163.com