

架空输电线微风振动

郑玉琪 主编

726

水利电力出版社

符 号 说 明

符 号 意 义	符 号 意 义
<i>CUTS</i> 导线计算拉断力(N, kN)	<i>p</i> 单位长度消耗功率(mW/m)
<i>UTS</i> 导线拉断力(N, kN)	λ 导线振动波长(m)
<i>T</i> 导线运行张力(N, kN)	<i>g</i> 重力加速度(9.8m/s ²)
<i>W</i> 单位长度质量(重量)(kg/m)	α 线夹出口处振动角(°)
<i>D</i> 导线外径(mm)	<i>v</i> 风速(m/s)
<i>d</i> 外层线股直径(mm)	ε 绞线动弯应变变量($\mu\varepsilon$)
<i>M</i> 弯矩(N·m, kN·m)	<i>L</i> 档距长度(m)
<i>Q</i> 剪力(N, kN)	<i>t</i> 时间(s)
<i>E</i> 弹性模量(N/mm ²)	
<i>I</i> 截面惯性矩(mm ⁴)	
<i>f</i> 振动频率(Hz)	
ω 振动角频率(rad/s)	
φ 相位角(°)	
<i>y</i> 横向振动位移(m)	
<i>u</i> 横向振动速度(m/s)	
<i>a</i> 横向振动加速度(m/s ²)	
<i>A</i> 横向振动单振幅(mm)	
<i>Y</i> 横向振动双振幅 (mm)	
<i>F</i> 激振点激振力(N, kN)	

前 言

自本世纪初发现架空输电线微风振动引起导线断股的实例以来,揭开了研究导线微风振动的序幕。从1925年乔治·斯托克布里奇(G·Stockbridge)发表第一篇导线微风振动的论文之后,大约每隔十多年,就有一些特别值得注意的论文问世^[37]。到1970年,国际大电网会议第22研究委员会(CIGRE SC-22)对架空输电线微风振动问题提出了一篇总结报告,总结了当时国际上关于导线微风振动的经验^[24]。六十年以来,国际上许多专家对这个问题作了大量的试验研究,提出了许多有价值的论文。但是,由于导线微风振动是一个十分复杂的问题,所以还有许多问题需要进一步研究解决。

在五十年代末期,我国开始注意了架空输电线的微风振动问题。1962年,水利电力部电力建设研究所等单位,对我国19133km架空输电线的微风振动情况作了调查^[3],建立了导线微风振动模拟试验室,研制了测振仪,还举办了导线防振训练班,推动了现场测振工作。经线路工作者的努力,我国架空输电线路一般档距的导线风振断股问题已基本得到控制,大跨越导线防振也积累了一些经验。

为了适应我国电力建设的需要和解决架空输电线防振工作中存在的问题,七十年代中期,电力建设研究所重建了导线试验室,为大跨越工程优选导线消振装置,积累了大量资料。并研制出新型测振仪,开展现场测振工作。为了交流经验,普及和提高防振测振知识,1982年,黑龙江省电力试

验研究所邀请我国富有导线防振工作经验和具有本专业基础知识的科技人员，编写了《架空输电线路导线微风振动》讲义，并举办导线防振学习班，收到良好效果。讲义一经问世，就受到了线路工作者的广泛欢迎，并要求补充整理后出版。本书就是应读者的要求，在原稿的基础上补充整编写成。

本书各章依次由哈尔滨工业大学李效韩，东北电力设计院薄通，电力建设研究所潘忠华、徐乃管，黑龙江省电力试验研究所郑玉琪编写。全书由郑玉琪主编统稿。

本书由江苏省电力设计院陈同和北京供电局输变电管理所麻石玉同志审阅，并提出了许多宝贵意见，在此一并致谢。由于笔者水平所限，希读者对书中不妥之处，不吝指教。

目 录

前言

符号说明

第一章 导线振动基本理论	1
第一节 导线微风振动的起因	1
第二节 无刚度无阻尼的导线振动	5
第三节 有刚度无阻尼的导线振动	10
第二章 导线防振设计	14
第一节 防振设计的任务和依据	14
第二节 导线及悬垂线夹的选择	20
第三节 振动强度及影响因素	35
第四节 消振装置	47
第五节 消振装置的安装设计	56
第三章 大跨越导线的防振	74
第一节 大跨越工程的特点	74
第二节 大跨越档距的气象及风功率输入	75
第三节 大跨越导线消振装置的选择 ^[28]	80
第四节 大跨越导线疲劳断股位置的分析 ^[3, 28, 29]	93
第五节 悬垂线夹出口处动弯应变的表达方式 ^[28]	98
第六节 影响 ε_e - A_{89} 关系的因素	111
第七节 对动弯应变许用标准的探讨	120
第四章 大跨越导线振动模拟试验	123
第一节 引言	123
第二节 导线自阻尼的测量	125
第三节 导线振动强度的估算	132
第四节 防振方案消振性能试验	134

第五节 试验结果和方案比较	143
第五章 导线振动的实测	149
第一节 试验仪器介绍	149
第二节 实测条件的选择及实测内容	161
第三节 试验结果分析	166
第四节 线路运行情况	177

第一章 导线振动基本理论

第一节 导线微风振动的起因

一、概 述

随着电力工业的迅速发展，架空输电线路将大量兴建。在架空输电线路中，导线和避雷线（以后统称导线）常常发生强烈地振动，以致造成导线断股、金具损坏、线间短路等事故，严重地威胁着输电线路的安全。

根据引起导线振动的起因和导线振动的形式，可以把导线振动现象分为以下几种类型：微风振动、次档距振荡、舞动、脱冰跳跃、横向碰击、电晕舞动、短路振动、湍流振动等。其中，导线微风振动发生得最频繁，它常常导致导线疲劳断股。因此，对导线微风振动的研究，受到人们特别的重视。

导线微风振动是由于风的激励而引起导线振动的一种现象。引起导线振动的风速，通常是在 $0.5\sim 10\text{m/s}$ 的范围内。振动的双振幅一般不大于导线直径的 $2\sim 3$ 倍。振动的频率范围约为 $3\sim 120\text{Hz}$ 。振动持续的时间较长，一般为数小时，有时可达数天。

当导线的张力大、悬挂点高，线路档距长且经过地形开阔区时，导线最容易产生微风振动；经过江河、湖泊、海峡、山谷等的大跨越，其导线微风振动的问题也比较突出。因此，受到人们特别地关注。

二、风对导线的作用

风的激励是怎样引起导线的振动，可通过以下风洞中的试验情况来说明，即把一个圆柱体，水平地放在风洞的试验段中，并把圆柱体的两端刚性地固定住。当风从垂直于圆柱体的轴线方向吹过时，在圆柱体的背后将产生旋涡，如图 1-1 所示。这种旋涡称为“卡门旋涡”。旋涡发生在圆柱体背风面处，上下交替地产生，不断地离开圆柱体向后面延伸，渐渐地消失。风对于圆柱体的作用除了有一个水平的压力外，由于这种上下交替旋涡的产生，在圆柱体上将有一种

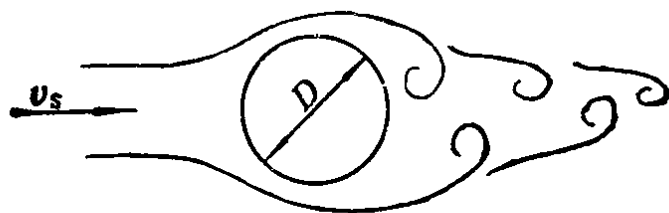


图 1-1 风吹过圆柱体产生卡门旋涡

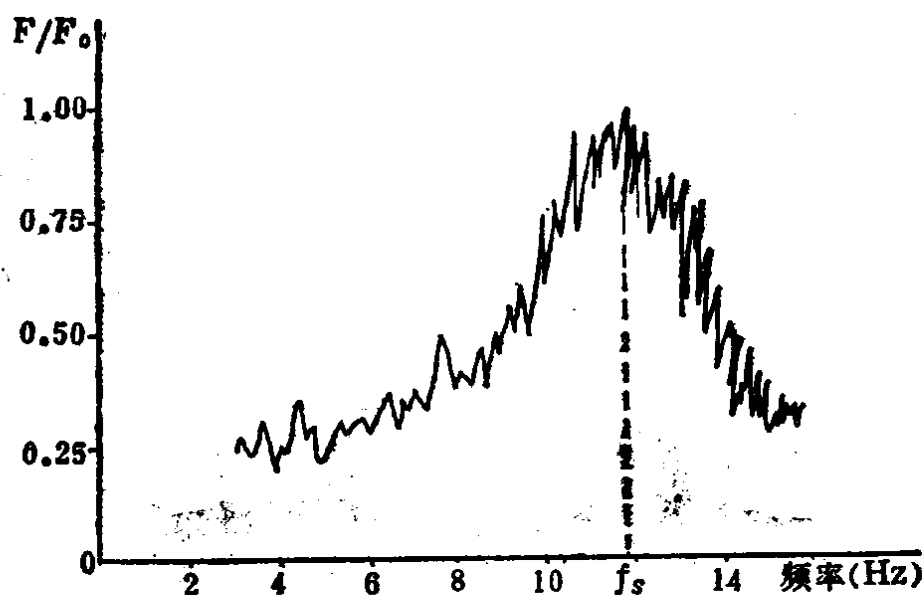


图 1-2 旋涡作用在圆柱体上力的频谱

上下交替作用的力。可以通过测力计，把这种上下交替作用力的信号用磁带记录仪记录下来。把记录在磁带上的力信号输入到频谱分析仪中，经过数据处理，即可得到图 1-2 所示的曲线。图 1-2 是这种试验的一个例子，圆柱体的直径 $D=60\text{mm}$ ，风速 $v=3.6\text{m/s}$ 。

图 1-2 所示的曲线是力的频谱，其纵座标为 F/F_0 ， F 是作用在圆柱体上力的均方根值， F_0 是 F 的峰值。其横座标是力的频率。其峰值所对应的横座标频率值为 f_s ，即为风作用在圆柱体上交变力的频率，也就是卡门旋涡的频率。这个交变力的频率与风速、圆柱体直径有下面的关系：

$$f_s = S \frac{v_s}{D}, \quad (1-1)$$

式中 f_s ——风作用在圆柱体交变力的频率 (Hz)；

v_s ——司脱罗哈 (Strouhal) 风速 (m/s)；

D ——圆柱体直径 (mm)；

S ——司脱罗哈数，一般 $S=185\sim 210$ 。

三、同步的效应

如果圆柱体的两端不是刚性地固定，而是以弹簧支承，当风吹过圆柱体时，圆柱体将上下振动。但是，圆柱体这时的振动频率并不等于由式 (1-1) 所确定的频率 f_s 。在初始状态没有风的作用，圆柱体是处于静止的位置。当有风吹过圆柱体时，由于产生卡门旋涡，并以频率为 f_s 的交变力作用在圆柱体上。由图 1-2 可知， f_s 仅是交变力的中心频率，它不是单频的交变力，而是具有一个相当宽的频带。另外根据圆柱体和弹簧所组成的系统，其固有频率为 f_0 。在风引起的交变力谱中，只有频率为 f_0 的交变力将引起圆柱体激烈振动。

当圆柱体以 f_0 的频率振动以后，气流将受到圆柱体振动的控制，圆柱体背后的旋涡将表现出相当好的顺序性，其频率也为 f_0 。当风的速度在一定范围内变化时，圆柱体的振动频率和旋涡的频率都不变化，仍保持为 f_0 。这种现象称为“同步效应”（锁定效应）。

当风吹过圆柱体时，圆柱体将产生振动，其振动的频率为圆柱体和支承弹簧系统的固有频率 f_0 ，此时旋涡的频率也为 f_0 。由 f_0 、圆柱体直径 D 可根据公式（1-1）计算出其所对应的司脱罗哈风速 v_s 。因为这时吹过圆柱体的实际风速并不一定等于 v_s ，我们设它为 v ，并将 v/v_s 的比值用 r 来表示。从试验结果可以看出，旋涡作用在圆柱体上的交变力与圆柱体上下振动的位移，其相位差是随着 r 值而变化。当 $r=0.87\sim 1$ 时，其相位差为 $0^\circ\sim 90^\circ$ 。当 $r=1\sim 1.37$ 时，其相位差为 $90^\circ\sim 180^\circ$ 。因此 $0.87\leq r\leq 1.37$ 这个范围称为同步范围。在这个同步范围内，风是向圆柱体输入能量。当 $r\approx 1$ 时，风输给圆柱体的能量最多。当 $r\leq 0.87$ 时，相位差接近 0° ，当 $r\geq 1.37$ 时，相位差接近 180° ，在这两种情况下风输给圆柱体的能量很少。

在架空输电线路路上，风引起导线振动的情况，与在风洞中风引起圆柱体振动的情况类似。从现场实测结果可以很明显地看到，当风吹导线后，导线在旋涡的诱发下产生振动。导线开始振动以后，旋涡即受到导线的控制，旋涡的频率等于导线的振动频率。当风速在一定范围内变化时，导线与旋涡的频率均保持不变，很明显地反映出同步效应。对导线的振动信号进行频谱分析，在导线的幅频特性曲线上可看到，导线的振动频率是由导线本身的动力学特性所确定。

导线的动力特性除了与导线、消振装置的性质有关外，

还与杆塔、绝缘子等也有一定关系。邻档振动的耦合对导线动力特性也有一定的影响，因此还须考虑邻档的情况。

第二节 无刚度无阻尼的导线振动

在分析架空输电线路振动时，若建立一个包括导线、防振器、绝缘子串、塔杆等所有部件的计算模型，是比较复杂和困难的。因此，为了便于分析问题，现以无刚度无阻尼的导线为例，其两端的边介条件为固定端。如图 1-3 所示，档

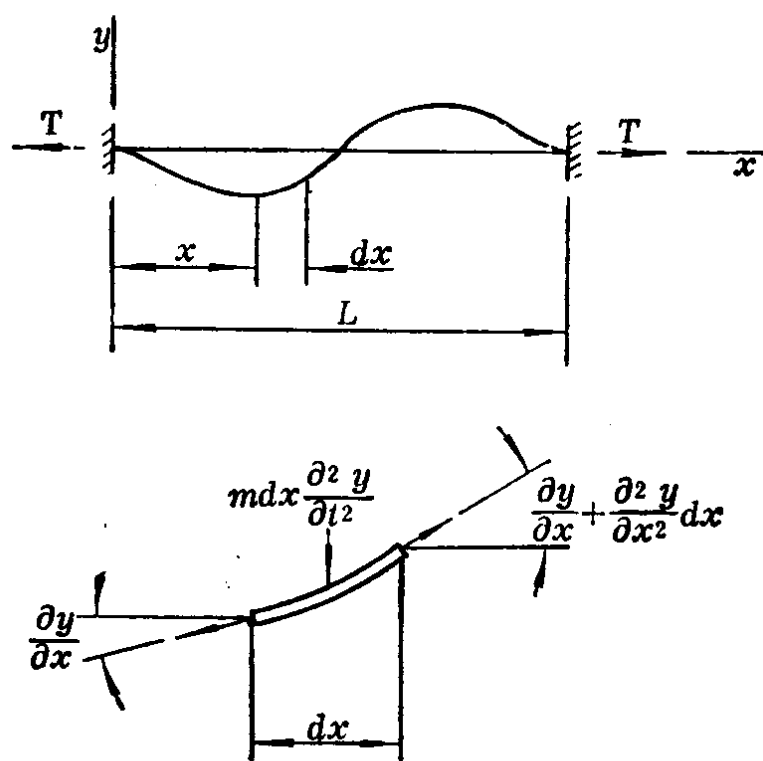


图 1-3 无刚度无阻尼导线

距长度为 L ，导线的张力为 T ，在弯曲不大的情况下，可以认为张力沿导线轴线方向不变。距导线左端 x 处，取出长度为 dx 的一微段导线。导线垂直于 x 方向的位移为 y ，单位

长度的质量为 m ，则微段 dx 的惯性力为 $-mdx\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$ 。对于 dx 微段导线，根据在 y 方向垂直力的平衡条件，可得：

$$T\left(\frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} dx\right) - T\frac{\partial y}{\partial x} - mdx\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0$$

由此，可导出导线系统的运动微分方程：

$$T\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = m\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (1-2)$$

这个偏微分方程，可以用分离变量法来解，设：

$$y(x, t) = U(x)V(t) \quad (1-3)$$

将式(1-3)代入方程(1-2)中，可得：

$$\frac{1}{U}\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{1}{a^2}\frac{1}{V}\frac{d^2 V}{dt^2} \quad (1-4)$$

式中

$$a = \sqrt{\frac{T}{m}}$$

方程(1-4)的左端与 t 无关，右端与 x 无关。因此，它们必须等于同一常数。设这个常数为 $-\left(\frac{\omega}{a}\right)^2$ ，则方程

(1-4)可以转化为下面的两个常微分方程：

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \left(\frac{\omega}{a}\right)^2 U = 0 \quad (1-5)$$

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + \omega^2 V = 0 \quad (1-6)$$

上两式的解可写为如下形式：

$$U(x) = A\sin\frac{\omega}{a}x + B\cos\frac{\omega}{a}x \quad (1-7)$$

$$V(t) = C\sin\omega t + D\cos\omega t \quad (1-8)$$

$U(x)$ 是 x 的函数，它称为主函数。在式(1-7)和

(1-8) 中的常数 A 、 B 、 C 、 D 可由边界条件和初始条件来确定。

由于导线的两端是固定端，所以其边界条件可写为

$$\left. \begin{aligned} y(0, t) &= 0 \\ y(L, t) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

将式 (1-9) 代入式 (1-7) 中，可以得到：

$$B = 0;$$

$$\sin \frac{\omega}{a} L = 0 \quad (1-10)$$

式 (1-10) 为频率方程，则：

$$\omega_{on} = \frac{n\pi}{L} a = n \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (1-11)$$

$$n = 1, 2, \dots$$

其中 ω_{on} 是导线振动的固有圆频率，单位是 rad/s。不同 n 表示不同阶的固有圆频率。它可以写为如下形式：

$$f_{on} = \frac{\omega_{on}}{2\pi} = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (1-12)$$

f_{on} 称为导线振动的固有频率，单位是 Hz。它还可以写为：

$$f_{on} = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{T}{W}} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{T}{W}}$$

式中 W ——导线单位长度重量 (kg/m)；

g ——重力加速度 (9.81 m/s²)；

λ ——导线振动波长 (m)；

T ——导线张力 (N)。

于是主函数为

$$U_n(x) = A_n \sin \frac{n\pi}{L} x, \quad n = 1, 2, \dots \quad (1-13)$$

它是对应于各阶固有频率的主模态，是正弦曲线。因而方程

(1-2) 的解可写为

$$y_n(x, t) = \left(C_n \sin \frac{na\pi}{L} t + D_n \cos \frac{na\pi}{L} t \right) \sin \frac{n\pi}{L} x, \\ n = 1, 2, \dots \quad (1-14)$$

一般情况下, 在导线振动过程中, 位移是各阶主模态的叠加, 可写为如下形式:

$$y(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(C_n \sin \frac{na\pi}{L} t + D_n \cos \frac{na\pi}{L} t \right) \sin \frac{n\pi}{L} x \quad (1-15)$$

上两式中常数 C_n 和 D_n 可由初始条件, 即初始位移 $y(x, 0)$ 和初始速度 $\dot{y}(x, 0)$ 来确定。

假如导线的初始位移为零, 它具有初始速度。即当 $t = 0$ 时, $y(x, 0) = 0$, $\dot{y}(x, 0)$ 不为零。将其代入式 (1-15), 得到:

$$y(x, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \sin \frac{n\pi}{L} x = 0$$

$$\dot{y}(x, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \omega_n \sin \frac{n\pi}{L} x$$

将上式均乘以 $\sin \frac{k\pi}{L} x$, 并从 $x = 0$ 到 $x = L$ 进行积分, 则可得到:

$$C_k = -\frac{2}{L\omega_k} \int_0^L y(x, 0) \sin \frac{k\pi}{L} x dx$$

$$D_k = 0, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{相当于 } n = K)$$

代入式 (1-15), 则可得:

$$y(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin \frac{na\pi}{L} t \sin \frac{n\pi}{L} x \quad (1-16)$$

当导线以其某一固有频率 ω 振动时, 可以认为导线是以

与 ω 所对应的主模态的形式振动。因此，导线的振动位移可写为

$$y = y_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \omega t \quad (1-17)$$

式中 y_0 ——最大振幅 (mm)；

λ ——以 ω 振动时的波长 (m)；

x ——与导线端点的距离 (m)；

t ——时间 (s)。

导线上各点的速度记为 $\dot{y} = \frac{\partial y}{\partial t}$ ，因此得到：

$$\begin{aligned} \dot{y} &= \omega y_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \omega t \\ &= \omega y_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \end{aligned} \quad (1-18)$$

导线上各点的加速度记为 $\ddot{y} = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$ ，即

$$\begin{aligned} \ddot{y} &= -\omega^2 y_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \omega t \\ &= \omega^2 y_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \sin (\omega t + \pi) \end{aligned} \quad (1-19)$$

从位移、速度、加速度的表达式可以看到，它们都是随时间以正弦规律变化，它们变化的周期都相同，只是相位不同。速度超前位移 90° ，加速度超前位移 180° 。

导线在微风作用下产生振动，往往在悬垂线夹出口处引起疲劳断股。为了衡量线夹出口处交变动应力或动弯应变的大小，有一种方式是采用考查悬垂线夹出口处振动角的大小。当导线是以式(1-17)的正弦波振动时，在悬垂线夹出口处，即 $x = 0$ 处，振动角为

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\partial y}{\partial x} = \frac{2\pi y_0}{\lambda} \sin \omega t \quad (1-20)$$

振动角的最大值为

$$\operatorname{tg} \alpha_m = \frac{2\pi y_0}{\lambda} \quad (1-21)$$

或

$$\alpha_m = \operatorname{tg}^{-1} \frac{2\pi y_0}{\lambda} \quad (1-22)$$

第三节 有刚度无阻尼的导线振动

实际上导线是有刚度的，为进一步反映导线的实际情况，下面分析有刚度无阻尼的导线振动。假定导线的刚度和张力沿导线的长度方向不变。导线的刚度为 EI ，张力为 T ，单位长度质量为 m 。

在距导线左端 x 处取一微段 dx 。在 dx 微段上，作用有张力 T ，惯性力 $-mdx \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$ ，还作用有弯矩 M 和剪力 Q 。 y 是 dx 段的位移， $\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$ 是它的加速度。图 1-4 所示即为 dx 微段的受力情况。

根据沿 y 方向力的平衡条件可得：

$$T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (1-23)$$

由力矩平衡条件得：

$$\frac{\partial M}{\partial x} - Q = 0 \quad (1-24)$$

从梁的弯曲理论可知：

$$EI \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = M \quad (1-25)$$

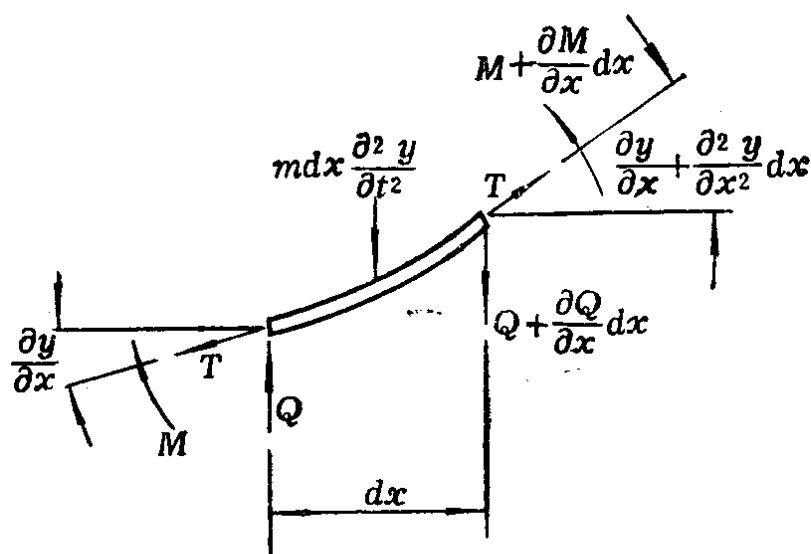


图 1-4 有刚度无阻尼导线

由以上三式可导出导线振动微分方程:

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0 \quad (1-26)$$

这个偏微分方程可以用分离变量法求解, 设,

$$y(x, t) = U(x)V(t) \quad (1-27)$$

将式 (1-27) 代入方程 (1-26), 得到:

$$EI \frac{1}{mU} \frac{d^4 U}{dx^4} - \frac{T}{mU} \frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{1}{V} \frac{d^2 V}{dt^2} \quad (1-28)$$

在这一方程中, 左边与 t 无关, 右边与 x 无关, 因而它的左右两边必须等于同一常数。设这常数为 ω^2 , 可以得到两个常微分方程:

$$EI \frac{d^4 U}{dx^4} - T \frac{d^2 U}{dx^2} = m\omega^2 U \quad (1-29)$$

$$\frac{d^2 V}{dt^2} = -\omega^2 V \quad (1-30)$$

方程 (1-30) 的解可写为:

$$V = A \sin \omega t + B \cos \omega t \quad (1-31)$$