

文章编号: 1000-0887(2002) 06-0643-10

# 带有涡动的裂纹转子故障特征研究\*

李晓峰<sup>1</sup>, 许平勇<sup>1</sup>, 史铁林<sup>2</sup>, 杨叔子<sup>2</sup>

(1. 空军雷达学院 机电工程系, 武汉 430019;

2. 华中科技大学 机械科学与工程学院, 武汉 430074)

(李骊推荐)

摘要: 分析了裂纹轴转子系统在考虑涡动时的非线性动力学行为, 并与忽略涡动时的裂纹轴进行了对比, 发现二者在周期分岔特性、振幅特性、轴心轨迹和庞卡莱图等方面均存在明显差异。从而可以看出在考虑非线性涡动时, 裂纹轴会出现复杂的动力学行为。所得结论对于早期发现和诊断裂纹故障有一定参考价值。

关键词: 非线性; 涡动; 诊断  
中图分类号: TH113 文献标识码: A

## 引言

当忽略裂纹轴非线性涡动时的动力学行为的分析已见于诸多文献<sup>[1-3]</sup>。本文在此基础上, 分析了在考虑非线性涡动时裂纹轴的动力学行为<sup>[4]</sup>, 并为此建立了裂纹轴的涡动力程。仿真计算结果表明: 当裂纹深度  $\Delta k$  较大时, 在  $\omega_{cr}/3$  与  $\omega_{cr}/2$  及  $\omega_{cr}/2$  与  $\omega_{cr}$  之间, 将出现周期分岔与混沌运动; 分析了  $\beta$  角对振动特性的影响, 并与忽略非线性涡动的情况做了对比。所得出的结论对诊断转子裂纹故障具有参考价值。

## 1 运动方程

本文分析的转子系统如图 1, 考虑极坐标系(图 2)。

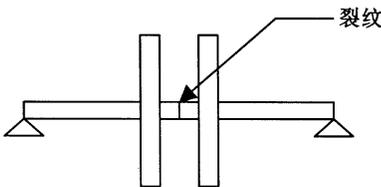


图 1 示意图

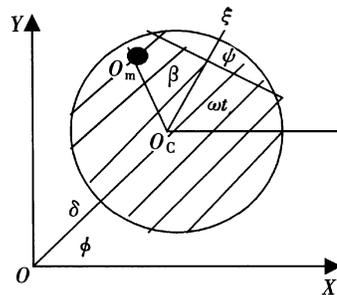


图 2 盘的瞬时位置

\* 收稿日期: 2000\_10\_15; 修订日期: 2002\_02\_06  
基金项目: 国家“九五”攀登计划预选项目(PD9521908)  
作者简介: 李晓峰(1971—), 男, 湖北黄陂人, 博士。

盘心  $O_C$  相对于轴承中心  $O$  有: 位移  $\delta = \delta i_\delta$ , 速度  $V_C = \dot{\delta} i_\delta + \dot{\phi} i_\phi$ , 加速度  $a_C = \ddot{\delta} i_\delta + \dot{\phi} \dot{\delta} i_\phi - \dot{\phi}^2 \delta i_\delta + 2\dot{\delta} \dot{\phi} i_\phi$ , 其中  $i_\delta$  与  $i_\phi$  为沿径向  $\overrightarrow{OO_C}$  及切向的单位向量。

质心  $O_m$  相对盘心  $O_C$  有: 位移  $u_{mC} = u i_m$ , 速度  $u_{mC} = u \omega i_{m\phi}$ , 加速度  $a_{mC} = u \dot{\omega} i_{m\phi} - u \omega^2 i_m$ , 其中  $i_m$ 、 $i_{m\phi}$  分别为沿径向  $\overrightarrow{O_C O_m}$  及切向的单位向量。

可以得到质心  $O_m$  的加速度为:

$$a_m = a_{mC} + a_C = u(\dot{\omega} i_{m\phi} - \omega^2 i_m) + (\ddot{\delta} - \dot{\phi}^2 \delta) i_\delta + (\dot{\delta} \dot{\phi} + 2\dot{\phi} \dot{\delta}) i_\phi, \quad (1)$$

考虑坐标变换:

$$\begin{bmatrix} i_m \\ i_{m\phi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta - \phi) & \sin(\theta - \phi) \\ -\sin(\theta - \phi) & \cos(\theta - \phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_\delta \\ i_\phi \end{bmatrix}, \quad (2)$$

代入(1)可得:

$$a_m = [\ddot{\delta} - \dot{\phi}^2 \delta - u \omega \sin(\theta - \phi) - u \omega^2 \cos(\theta - \phi)] i_\delta + [\dot{\delta} \dot{\phi} + 2\dot{\phi} \dot{\delta} + u \omega \cos(\theta - \phi) - u \omega^2 \sin(\theta - \phi)] i_\phi$$

由一般方程:

$$M a_m + C_e V_C + K_e \delta = F_{\text{ext}}, \quad (3)$$

其中,  $M$  为转子系统等效质量;  $C_e$  为外阻尼系数;  $K_e$  为裂纹轴等效刚度  $K_e = [K_{e\delta} \quad K_{e\phi}]^T$ ,  $F_{\text{ext}}$  为包括重力在内的外载荷,  $F_{\text{ext}} = F_X + F_Y$ 。

将  $a_m$ 、 $V_C$ 、 $\delta$  代入(3), 并按  $i_\delta$  及  $i_\phi$  方向分离, 可得转子运动方程:

$$\left. \begin{aligned} M(\ddot{\delta} - \dot{\phi}^2 \delta) + C_e \dot{\delta} + K_{e\delta} \delta &= Mu[\omega^2 \cos(\theta - \phi) - \omega \sin(\theta - \phi)] + \\ &F_X \cos \phi + F_Y \sin \phi, \\ M(\phi \ddot{\delta} + 2\dot{\phi} \dot{\delta}) + C_e \dot{\phi} \delta + K_{e\phi} \delta &= Mu[\omega^2 \sin(\theta - \phi) - \omega \cos(\theta - \phi)] - \\ &F_X \sin \phi + F_Y \cos \phi \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

考虑等转速运动

$$\omega = 0, \quad \theta = \alpha + \beta, \quad \phi = \int_0^t \omega_r dt;$$

外力仅有重力  $mg$  作用, 则运动方程可以表示为:

$$\left. \begin{aligned} M(\ddot{\delta} - \dot{\phi}^2 \delta) + C_e \dot{\delta} + K_{e\delta} \delta &= Mu\omega^2 \cos(\alpha + \beta - \phi) - mg \sin \phi, \\ M(\phi \ddot{\delta} + 2\dot{\phi} \dot{\delta}) + C_e \dot{\phi} \delta + K_{e\phi} \delta &= Mu\omega^2 \sin(\alpha + \beta - \phi) - mg \cos \phi \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

下面求出裂纹轴等效刚度  $K_e$  的表达式。裂纹轴沿  $\xi$ 、 $\eta$  方向的刚度, 在裂纹深度不大 ( $a/D < 0.5$ ) 时, 可以表示为:

$$K_\eta = K_0, \quad K_\xi = K_0 - K_0 f(\xi) \Delta k_\xi, \quad (6)$$

式中:  $K_0$  为无裂纹时的轴刚度;  $\Delta k_\xi$  为裂纹完全张开时  $\xi$  方向刚度的相对减小量,  $\Delta k_\xi = (K_0 - K_\xi)/K_0 = \Delta k$ ;  $f(\xi)$  为符号函数, 当  $\xi \leq 0$ ,  $f(\xi) = 0$ , 当  $\xi > 0$ ,  $f(\xi) = 1$ 。

由于:

$$f_\xi = K_\xi \xi = K_\xi \delta \cos \phi, \quad f_\eta = K_\eta \eta = -K_\eta \delta \sin \phi \quad (7)$$

沿  $\delta$ 、 $\delta_\phi$  方向分解:

$$\begin{aligned} f_\delta &= f_\xi \cos(\theta - \phi) - f_\eta \sin(\theta - \phi) = K_\xi \delta \cos^2 \phi + K_\eta \delta \sin^2 \phi, \\ f_{\delta\phi} &= f_\xi \sin(\theta - \phi) + f_\eta \cos(\theta - \phi) = K_\xi \delta \sin \phi \cos \phi - K_\eta \delta \sin \phi \cos \phi, \end{aligned}$$

可得:

$$\begin{aligned} f_{\delta} &= \delta(K_{\xi}\cos^2\phi + K_{\eta}\sin^2\phi) = \delta[K_0 - K_0\Delta k f(\xi)\cos^2\phi], \\ f_{\delta\phi} &= -\frac{\delta}{2}\sin(2\phi)K_0\Delta k f(\xi), \end{aligned} \quad (8)$$

所以:

$$\mathbf{K}_e = \begin{bmatrix} K_0 - K_0\Delta k f(\xi)\cos^2\phi & -\frac{1}{2}K_0\Delta k f(\xi)\sin(2\phi) \end{bmatrix}^T. \quad (9)$$

最后得到运动方程(10):

$$\begin{cases} M(\ddot{\delta} - \dot{\phi}^2\delta) + C_e\dot{\delta} + K_0\delta(1 - \Delta k f(\xi)\cos^2\phi) = Mu\omega^2\cos(\omega t + \beta - \phi) - mg\sin\phi, \\ M(\phi\ddot{\delta} + 2\dot{\phi}\dot{\delta}) + C_e\dot{\phi}\delta - \frac{1}{2}K_0\Delta k f(\xi)\sin(2\phi) = Mu\omega^2\sin(\omega t + \beta - \phi) - mg\cos\phi \end{cases} \quad (10)$$

不难推出在固定坐标系  $OXYZ$  下的运动方程。当忽略非线性涡动时,有:

$$\begin{aligned} M \begin{bmatrix} \ddot{X} \\ \ddot{Y} \end{bmatrix} + C_e \begin{bmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} K_0 & 0 \\ 0 & K_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} - \frac{1}{2}K_0\Delta k f(\xi) \begin{bmatrix} 1 + \cos(2\omega t) & \sin(2\omega t) \\ \sin(2\omega t) & 1 - \cos(2\omega t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = \\ \begin{bmatrix} Mu\omega^2\cos(\omega t + \beta) \\ Mu\omega^2\sin(\omega t + \beta) - Mg \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (11)$$

当考虑非线性涡动时,刚度表达式中的的  $\omega$  应作如下替换:

$$\omega = \omega_0 + \phi, \quad \phi = \arctan\left(\frac{Y}{X}\right), \quad \phi = \arccos\left(\frac{X\cos(\omega t) + Y\sin(\omega t)}{(X^2 + Y^2)^{0.5}}\right),$$

代入(11)可得:

$$\begin{aligned} M \begin{bmatrix} \ddot{X} \\ \ddot{Y} \end{bmatrix} + C_e \begin{bmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} K_0 & 0 \\ 0 & K_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} - \\ \frac{1}{2}K_0\Delta k f(\xi) \begin{bmatrix} 1 + \cos 2(\phi + \phi) & \sin 2(\phi + \phi) \\ \sin 2(\phi + \phi) & 1 - \cos 2(\phi + \phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = \\ \begin{bmatrix} Mu\omega^2\cos(\omega t + \beta) \\ Mu\omega^2\sin(\omega t + \beta) - Mg \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (12)$$

## 2 非线性行为分析

为了对照,先考虑忽略非线性涡动时裂纹轴转子的运动。按式(11),仿真计算所得的转速\_振幅特性和三维谱如图3所示。

在该算例中的取值为:  $\Delta k = 0.5$ ,  $\beta = 0$ 。轴无裂纹时的临界转速  $\omega_{cr} \approx 207 \text{ rad/s}$ 。由于转轴出现裂纹时,其临界转速与  $\Delta k$  和  $\beta$  角有关,当前仅考察  $\beta = 0$  的情况,随着  $\Delta k$  的增加,其临界转速将相应下降。当  $\Delta k = 0.5$  时,经仿真计算,相应  $\omega_{cr} \approx 166 \text{ rad/s}$ 。由图(3a)振幅特性可以看出,振幅曲线具有3个峰值,分别相应于  $\omega \approx \omega_{cr}/3$ 、 $\omega_{cr}/2$  和  $\omega_{cr}$  附近。仿真计算时,转速仅能计算至  $140 \text{ rad/s}$ ,这时振幅已升至很高,图上无法表示。应当说明的是:由于裂纹轴在不同转速下的开闭情况的差异,导致峰值出现的时刻不是精确定位于  $\omega_{cr}/2$ 、 $\omega_{cr}/3$  等处。对照三维频谱图可以看出,  $\omega_{cr}/2$ 、 $\omega_{cr}/3$  等处出现的峰值,是由于在较低转速范围内( $\omega < 90 \text{ rad/s}$ ),除同频分量  $1X$  外,尚存倍频分量  $2X$  和  $3X$ 。此后随着转速的升高,  $3X$  分量逐渐减弱以至消失,反映出裂纹轴已趋向完全张开状态。

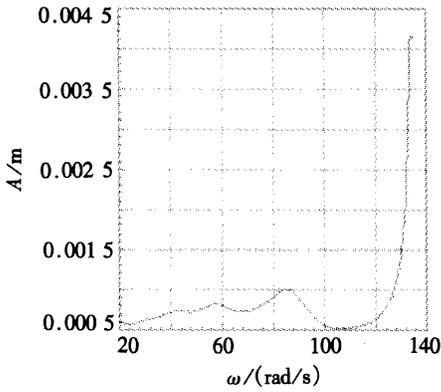


图 3a 振幅图

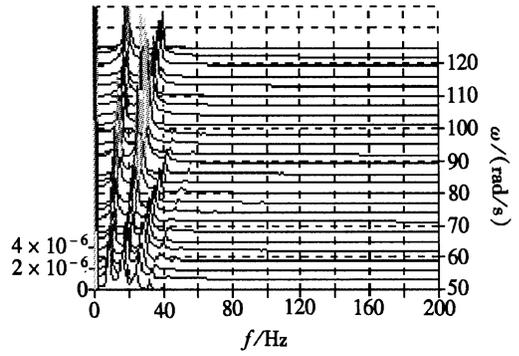


图 3b 三维频谱图

为了说明非线性涡动对动力学特性的影响,图4上首先表示了  $\Delta k = 0.2$  时的周期分岔特性。这时临界转速  $\omega_{cr} \approx 195 \text{ rad/s}$ 。由图可以看出,在整个转速范围内均为  $1T$  周期运动。同时在分岔图上反映了3个峰值的存在,3个峰值仍位于  $\omega = \omega_{cr}/3$  (约为  $66 \text{ rad/s}$ )、 $\omega = \omega_{cr}/2$  (约为  $94 \text{ rad/s}$ ) 及  $\omega = \omega_{cr}$  附近。

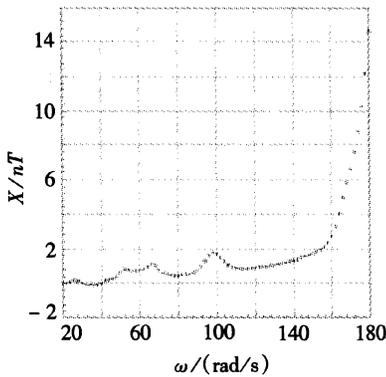


图 4 周期分岔图

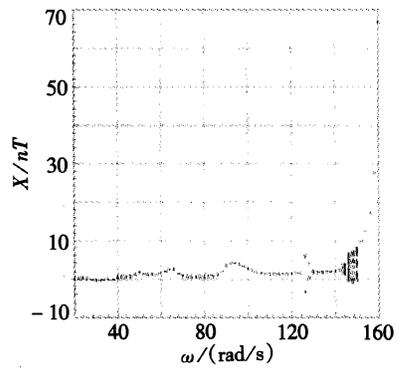


图 5 周期分岔图

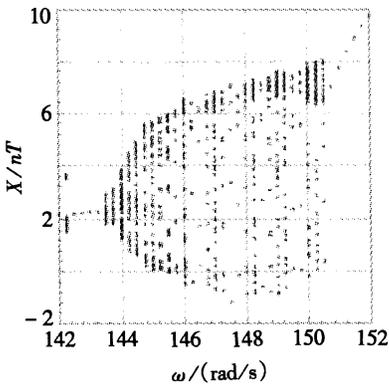


图 6 周期分岔图

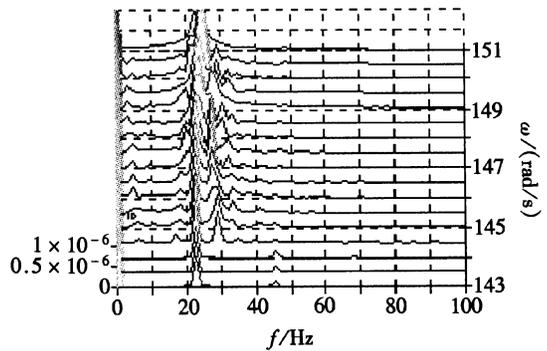


图 7 三维频谱图

当  $\Delta k = 0.35$  时,临界转速下降至  $\omega_{cr} = 185 \text{ rad/s}$ ,其周期分岔特性如图5所示。可见在  $\omega_{cr}/2$ 、 $\omega_{cr}$  间出现了周期分岔,首先是周期1分岔为周期2,在合并成周期1后,接着

出现了较复杂的周期分岔现象。为了说明, 将转速范围  $143 \text{ rad/s} < \omega < 151 \text{ rad/s}$  进行了细化(图 6), 其三维频谱表示在图 7 上。

由图可见, 在  $\omega < 144 \text{ rad/s}$  时, 频谱图中除  $1X$  分量外, 尚有  $2X$  分量, 因而运动是  $1T$  周期, 这正相应于裂纹完全张开, 裂纹轴等价于不对称轴的状态; 在  $\omega > 144 \text{ rad/s}$  时, 运动表现为  $nT$  周期 ( $n > 1$ ), 在周期分岔过程中穿插有概周期运动。

几个转速下的典型图形如下所示。

(1)  $\omega = 143.25 \text{ rad/s}$ (图 8)

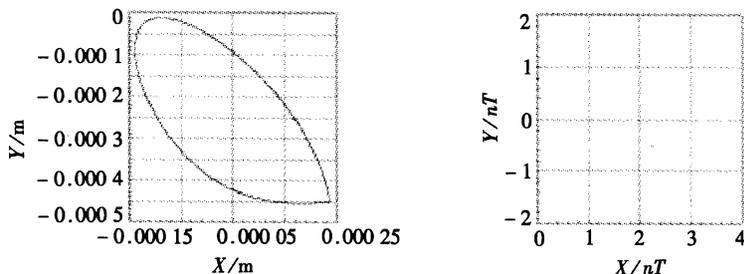


图 8 轴心轨迹图和庞卡莱图

频谱中含有  $1X$  和  $2X$  分量, 运动为  $1T$  周期。

(2)  $\omega = 144.25 \text{ rad/s}$ (图 9)

庞卡莱图为闭合曲线, 运动由周期 1 进入概周期。

(3)  $\omega = 145.75 \text{ rad/s}$ (图 10)

各频率分量最大公约数为 13。

(4)  $\omega = 146.25 \text{ rad/s}$ (图 11)

为  $5T$  周期运动。

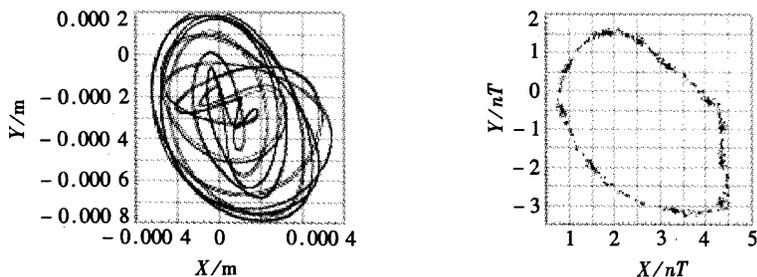


图 9 轴心轨迹图和庞卡莱图

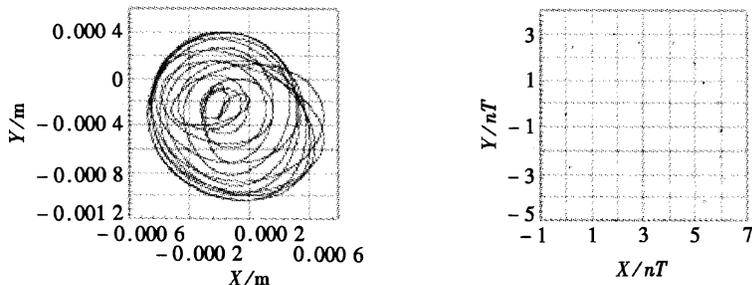


图 10 轴心轨迹图和庞卡莱图

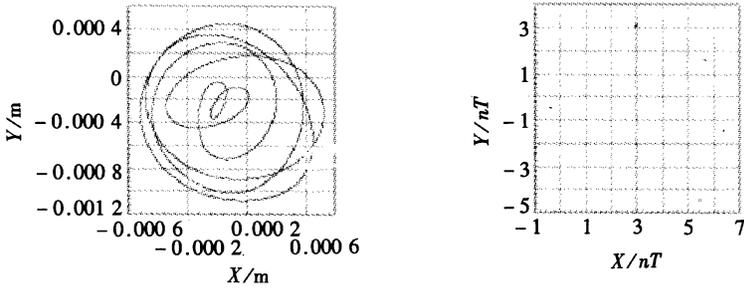


图 11 轴心轨迹图和庞卡莱图

当转速  $\omega \approx 151 \text{ rad/s}$ , 运动收敛至  $1T$  周期, 频谱图上仅有  $1X$  分量和较弱的  $2X$ 。

当  $\Delta k = 0.5$  时, 周期分岔特性如图 12。此时临界转速下降至  $\omega_{cr} \approx 166 \text{ rad/s}$ 。在  $\omega_{cr}/2$  与  $\omega_{cr}$  间不仅周期分岔的范围扩大, 而且存在混沌运动。而在  $\omega_{cr}/3 \sim \omega_{cr}/2$  之间也出现了一定范围的周期分岔。为了说明, 将  $68 \text{ rad/s} < \omega < 83 \text{ rad/s}$  和  $110 \text{ rad/s} < \omega < 132 \text{ rad/s}$  分别加以细化(图 13), 图 14 为其三维频谱图。

在转速  $68 \text{ rad/s} < \omega < 82 \text{ rad/s}$  范围内, 存在  $nT$  周期和概周期运动; 在转速  $110 \text{ rad/s} < \omega < 132 \text{ rad/s}$  范围内, 不仅存在  $nT$  周期和概周期运动, 还出现了混沌运动。为此将若干转速下的典型图形归并如下所示。

(1)  $\omega = 69 \text{ rad/s}$  (图 15)

庞卡莱图呈现明显内旋特征, 频谱不连续, 为  $n$  很大的  $nT$  周期运动。

(2)  $\omega = 71.5 \text{ rad/s}$  (图 16)

庞卡莱图为封闭曲线, 是由于频谱中各频率分量不可公约, 为概周期运动。

(3)  $\omega = 76.5 \text{ rad/s}$  (图 17)

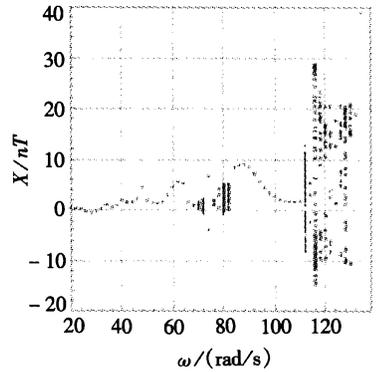


图 12 周期分岔图

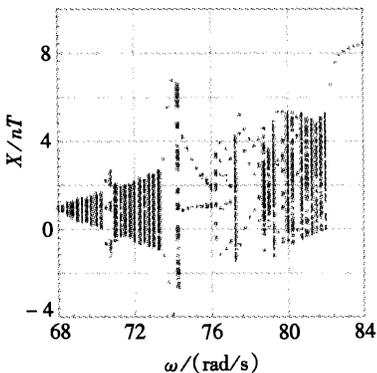


图 13a 周期分岔图

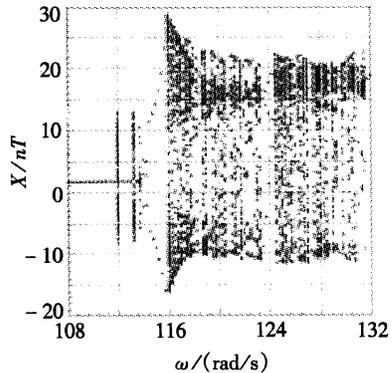


图 13b 周期分岔图

为周期 5 运动。

(4)  $\omega = 111.8 \text{ rad/s}$  (图 18)

为  $1T$  周期运动, 频谱含有  $1X$ 、 $2X$  分量, 此时裂纹完全张开, 与不对称轴相似。

(5)  $\omega = 114.5 \text{ rad/s}$  (图 19)

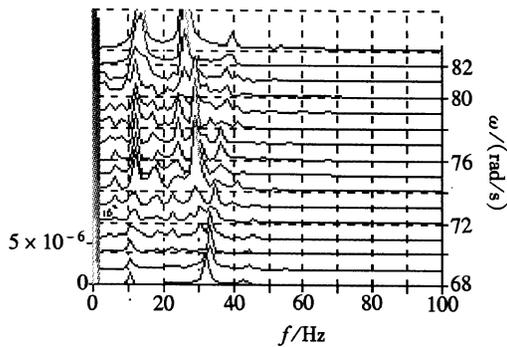


图 14a 三维频谱图

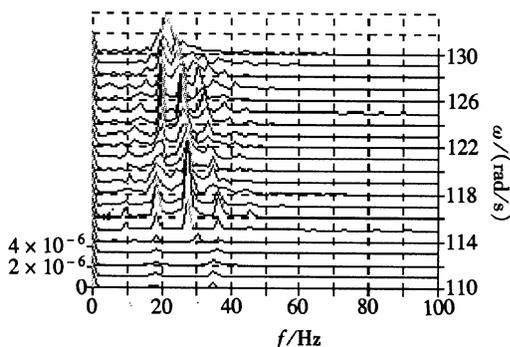


图 14b 三维频谱图

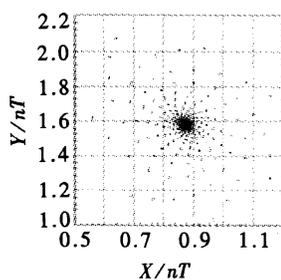
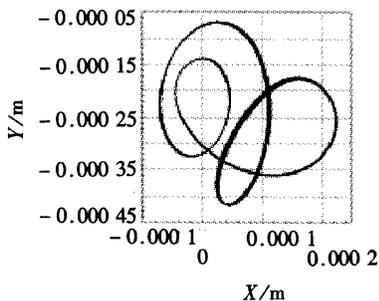


图 15 轴心轨迹图和庞卡莱图

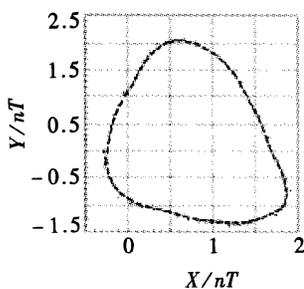
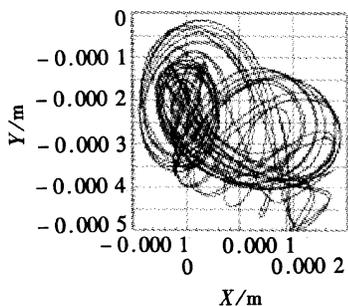


图 16 轴心轨迹图和庞卡莱图

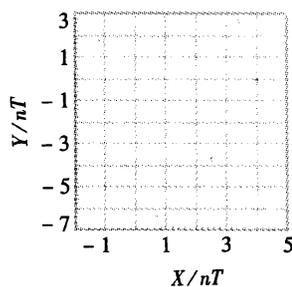
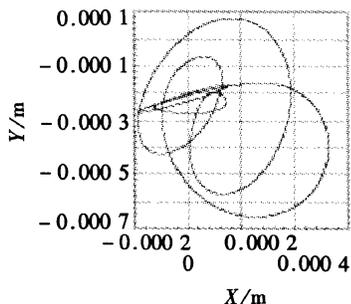


图 17 轴心轨迹图和庞卡莱图

$3T$  周期运动, 频谱中出现  $X/3$  分量。

(6)  $\omega = 116.2 \text{ rad/s}$  (图 20)

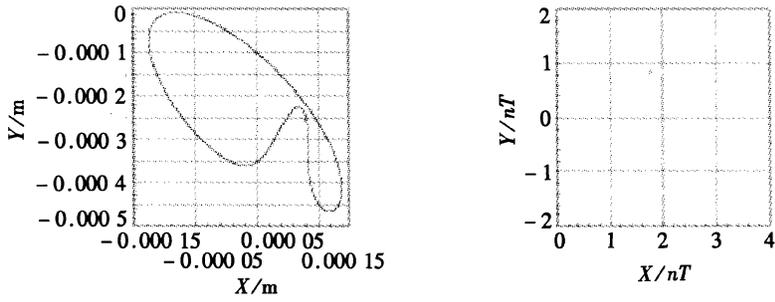


图 18 轴心轨迹图和庞卡莱图

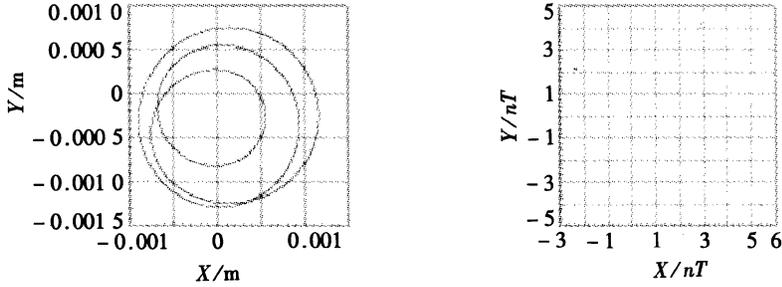


图 19 轴心轨迹图和庞卡莱图

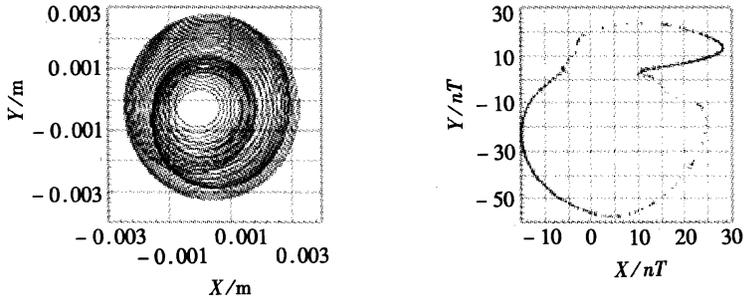


图 20 轴心轨迹图和庞卡莱图

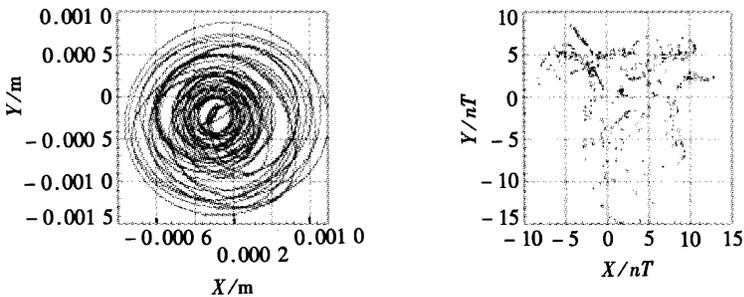


图 21 轴心轨迹图和庞卡莱图

为概周期运动, 庞卡莱图为封闭曲线。

(7)  $\omega = 118 \text{ rad/s}$  (图 21)

为混沌运动, 频谱连续, 庞卡莱图呈现分形特征。

对于裂纹轴, 偏心角  $\beta$  对振动特性有较大影响。前文的分析均设  $\beta = 0$ , 现在分析  $\beta = \pi$

的情况。当  $\beta = \pi$  时, 较之  $\beta = 0$ , 随着裂纹轴开闭特性的变化, 周期分岔特性将有较大变化。图 22 为  $\Delta k = 0.5$ ,  $\beta = \pi$  时的周期分岔图。可以看出, 在  $\omega_{cr}/3$  与  $\omega_{cr}/2$ ,  $\omega_{cr}/2$  与  $\omega_{cr}$  之间, 虽有周期分岔存在, 但较之  $\beta = 0$ , 其复杂程度已大为降低: 在  $\omega_{cr}/2$  与  $\omega_{cr}$  之间仅存在  $1T$  周期至  $2T$  周期的分岔且范围很小; 在  $\omega_{cr}/3$  与  $\omega_{cr}/2$  之间存在  $1T$ ,  $2T$  和  $4T$  等周期运动。

为了说明在考虑非线性涡动时  $\beta$  角对转速-振幅特性的影响, 在图 23 上表示了  $\beta = 0$  与  $\beta = \pi$  时的振幅特性(其余参数均相同)。与周期分岔特性相对照, 振幅特性分别在  $\omega_{cr}/3$  与  $\omega_{cr}/2$ ,  $\omega_{cr}/2$  与  $\omega_{cr}$  之间存在两个振幅波动区域(对  $\beta = 0$ , 这两个区域是  $73 \text{ rad/s} \sim 88 \text{ rad/s}$  和  $116 \text{ rad/s} \sim 134 \text{ rad/s}$ ; 对  $\beta = \pi$ , 相应为  $76 \text{ rad/s} \sim 88 \text{ rad/s}$  和  $126 \text{ rad/s} \sim 132 \text{ rad/s}$ )。

可以明显看出:  $\beta = \pi$  时的临界转速远高于  $\beta = 0$  时的临界转速, 已接近无裂纹时的相应值( $\omega_{cr} \approx 207 \text{ rad/s}$ ); 其次, 在较高转速范围内,  $\beta = \pi$  时的振幅已明显降低, 例如在  $\omega \approx \omega_{cr}/2$  处,  $\beta = \pi$  时的振幅约为  $8.6$

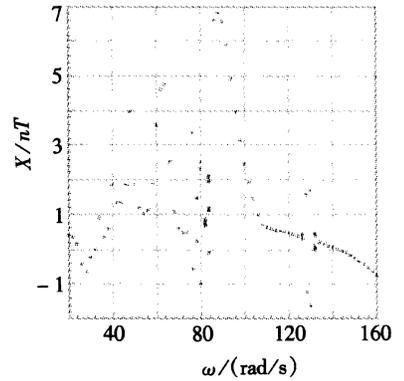


图 22 周期分岔图

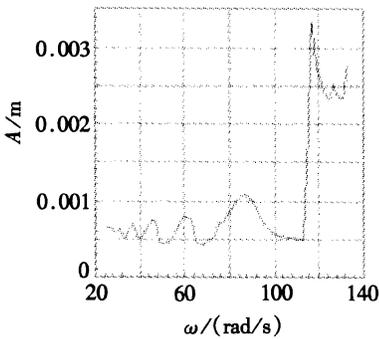


图 23a 振幅图

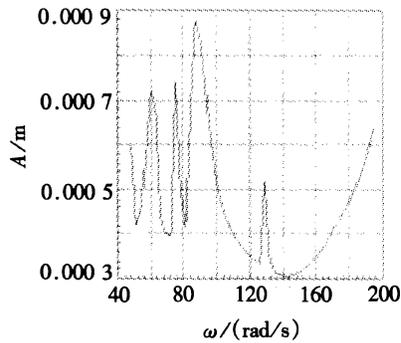


图 23b 振幅图

$\times 10^{-4} \text{ m}$ ,  $\beta = 0$  时约为  $1.1 \times 10^{-3} \text{ m}$ 。以上情况说明, 当转速提高后, 当  $\beta = 0$  时, 裂纹轴在一转过程中将逐步由张开占优过度完全张开, 最后形成轴刚度不对称, 而裂纹方向刚度大大降低; 而在  $\beta = \pi$  时将由闭合占优逐渐过度至完全闭合, 因而其刚度与无裂纹时一致。这一情况在三维频谱图上亦可得到反映: 在图 14b 中, 当  $\omega = 110 \text{ rad/s}$  时( $\beta = 0$ ), 仅有  $1X$  与  $2X$  分量共存, 与轴不对称的情况相同。

### 3 结 论

1. 考虑非线性涡动后, 其基本故障特征与忽略涡动时一致。均表现在临界转速的改变, 振幅特性在  $\omega_{cr}/3$ ,  $\omega_{cr}/2$  和  $\omega_{cr}$  处出现 3 个峰值,  $\beta$  角对振幅特性的影响等诸多方面。
2. 考虑非线性涡动后, 裂纹轴的故障特征表现在  $\omega_{cr}/3 \sim \omega_{cr}/2$  和  $\omega_{cr}/2 \sim \omega_{cr}$  间存在周期分岔, 其非线性行为的复杂性取决于  $\Delta k$  和  $\beta$  角: 随着  $\Delta k$  的增加, 周期分岔首先在  $\omega_{cr}/2 \sim \omega_{cr}$  之间产生, 之后出现在  $\omega_{cr}/3 \sim \omega_{cr}/2$  之间。当  $\Delta k$  较大时, 可以出现  $nT$  周期、概周期和混沌运动;  $\beta$  角对周期分岔特性也有影响, 与  $\beta = 0$  时相比较,  $\beta = \pi$  时无论从分岔范围还是从分岔复杂性方面均有明显降低。

### 3. 考虑非线性涡动后, 所出现的非线性特性有助于诊断裂纹故障

#### [参 考 文 献]

- [1] Lee Chong\_won, Yun Jong\_seop, Jun Oh Sung. Modeling of a simple rotor with a switching crack and its experimental verification[J]. ASME Journal of Vibration and Acoustics, 1992, **114**(4): 217—225.
- [2] Gasch R. A survey of the dynamic behavior of a simple rotating shaft with a transverse crack[J]. Journal of Sound and Vibration, 1993, **160**(2): 313—332.
- [3] 王立平, 李晓峰, 杜润生, 等. 开闭裂纹转子的模型化与动态仿真[J]. 华中理工大学学报, 1999, **27**(4): 65—67.
- [4] 郑吉兵, 孟光. 考虑非线性涡动时裂纹转子的分叉与混沌特性[J]. 振动工程学报, 1997, **10**(2): 190—197.

## Nonlinear Analysis of a Cracked Rotor With Whirling

LI Xiao\_feng<sup>1</sup> XU Ping\_yong<sup>1</sup>, SHI Tie\_lin<sup>2</sup>, YANG Shu\_zi<sup>2</sup>

(1. Institute of Machinery and Electricity, Airforce Radar  
Academy, Wuhan 430019, P R China;

2. School of Mechanical Science and Engineering, Huazhong University of  
Science and Technology, Wuhan 430074, P R China)

**Abstract:** Nonlinear dynamics of a cracked rotor with whirling were analyzed and were compared to a rotor without whirling. Distinct differences have been found in bifurcation, amplitude, orbit and Poincare map when carrying on this comparison. Complicated dynamics may be found when a cracked rotor has its whirling speed. The results revealed may be useful in crack\_early\_detection and diagnosis.

**Key words:** nonlinear; whirling; diagnosis