

齿轮断块失效原因再探*

北京航空航天大学 晏砺堂** 任光明

【摘要】 中外航空发动机发生过多次近 $1/4$ 齿轮的断块失效, 曾被确认是齿轮共振引起。但有些现象不能解释, 此结论难以令人信服。为进一步探索失效的原因, 进行了齿轮行波自激振动及失稳的研究。对齿轮自激力产生的机理和其做功做了分析; 用非线性摄动法对齿轮振动的稳定性作了导算; 在试验器上进行了实验研究。均证实了齿轮自激振动失稳现象的存在。已知的几起中、外齿轮断块失效可满意地用自激振动失稳来解释。本文提出的新观点和研究结果可为今后高速、高负荷齿轮设计和排故提供重要依据。

主题词: 齿轮 自激振动 稳定性

分类号: V232.8

1 概述

图 1 所示两种齿轮失效形貌。断块均略小于 $1/4$ 齿轮。图 1(b) 齿轮共 32 齿, 断块带 6 或 7 齿, 具有二节径扇性振动加离心力撕断损坏特征。多个齿槽底有径向裂纹, 可见故障是行波振动引起。事发突然, 正如文献[1]所说, 这种失效发生具有隐避性、突发性和破坏性。文献[1, 5]均认为是共振造成。据分析图 1(b) 齿轮在某工作转速和起动过程分别存在三节径和二节径行波共振, 曾被认为该类齿轮失效是三节径行波共振造成。此结论有两个方面不能圆满解释: (1) 齿轮断块形貌不象三节径而象二节径振动损坏; (2) 共振损坏不会发生得如此隐蔽和突然。检修中不会从未发现齿轮裂纹。本文提出齿轮这种失效是自激振动失稳造成。为此, 对齿轮的自激振动稳定性进行研究。对该型齿轮失效原因再做了进一步研究。

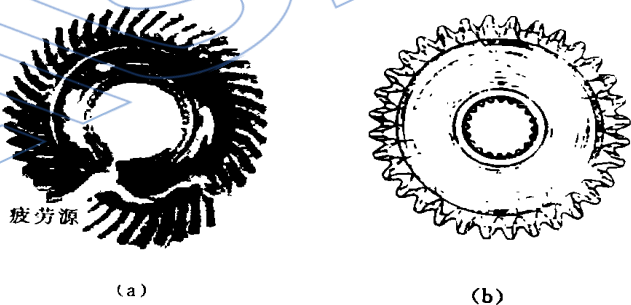


图 1 两种失效齿轮断裂形貌

(a) 国外某直升机减速齿轮 (b) 我国某机中央传动齿轮

2 齿轮行波振动自激力的产生和其做功分析

为了简明, 以带正齿圆盘形齿轮为例分析, 其结论可用于带斜齿或螺旋齿的盘形齿轮和锥齿轮。因径向力对齿轮振动无影响故只计轮齿周向啮合力。齿轮不振时, 啮合力在齿对啮合

点的公法线(节圆切线)方向上, 齿轮轴向无啮合分力。当研究的齿轮作行波横向振动时, 轮缘带动轮齿绕半径偏转, 啮合齿的原法线变为振动波的切线。设齿对的另一齿轮不振, 原法线方向不变。因轮齿和材料的变形, 啮合点公法线方向(亦即啮合力方向)应在两啮合齿原法线新方

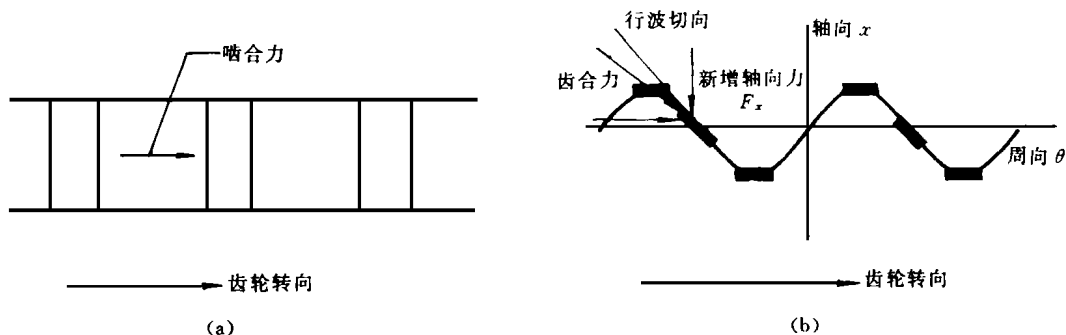


图2 齿轮顶视示意图(显示因行波振动啮合力方向改变) (a) 齿轮不振时 (b) 齿轮作行波振动时

向之间(图2), 于是原周向的啮合力 F 产生了齿轮轴向分力 F_x

$$F_x = Fb(\partial x / \partial \theta) = (T_0 / r_0)b(\partial x / \partial \theta) \quad (1)$$

式中: F 为齿轮不振时的周向分力, 从动齿轮取为正, 主动齿轮取为负; T_0 为齿轮承受的扭矩; b 为稍小于一的系数, 用以考虑实际啮合力方向偏离振动行波切线方向的影响, 为了简单取为常数; x 为齿轮啮合点横向振动位移; θ 为啮合力作用点位置角。取与齿轮同速旋转的动坐标进行研究, 则在 t 时刻为: $\theta = -\omega t$ 。 F_x 为齿轮作横向行波振动时产生的轴向啮合分力。如其对齿轮的行波振动作正功, 则对振动为激振力, 作负功则为阻尼力。

F_x 对齿轮作的功为:

$$W = \int F_x dx = \int F b \frac{\partial x}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial t} dt = - \int \frac{F b}{\omega} \left(\frac{\partial x}{\partial \theta} \right)^2 dt \quad (2)$$

已知齿轮盘的横向振动可由下式表示:

$$x = A(r) \cos m\theta \cos pt = \frac{1}{2} A(r) \cos(m\theta - pt) + \frac{1}{2} A(r) \cos(m\theta + pt) = x_q + x_h \quad (3)$$

则

$$x_q = A_r \cos(m\theta - pt) = A_r \cos[(m\omega + p)t]$$

$$x_h = A_r \cos(m\theta + pt) = A_r \cos[(P - m\omega)t] \quad (4)$$

式中: $A(r)$ 为振幅, $A_r = A(r)/2$; p 为固有圆频率; t 为时间; x_q 和 x_h 为前、后行波振动位移。

啮合力是周期变化的, 可通过付里叶变换为:

$$\begin{aligned} F &= F_0 - F_0 \left\{ \frac{\pi}{4} - \sum_{i=1}^n \frac{2}{i} \sin \left(\frac{i\pi}{4} \right) \cos \left[iz \omega \left(t - \frac{\pi}{4z\omega} \right) \right] \right\} \Bigg|_{\pi} \\ &= \frac{3}{4} F_0 + \frac{2}{\pi} \cos \left(z\omega - \frac{\pi}{4} \right) F_0 + \frac{1}{\pi} \cos \left(2z\omega - \frac{\pi}{2} \right) F_0 \\ &\quad + \frac{1}{\pi} F_0 \sum_{i=3}^n \left[\frac{2}{i} \sin \left(\frac{i\pi}{4} \right) \cos \left(iz\omega - \frac{i\pi}{4} \right) \right] + \cdots \\ &= F_{01} + F_{02} + F_{03} + \cdots \end{aligned} \quad (5)$$

取 $F = F_{01} + F_{02} + F_{03}$, 则对于从动齿轮前行波振动, F_x 在一振动周期内作的功为:

$$W_{eq} = W_{eq1} + W_{eq2} + W_{eq3} \quad (6)$$

式中下标: z 为齿轮的齿数, c 为从动齿轮, q 为前行波振动。于是, 求得:

$$\begin{aligned} W_{cq1} &= - (3b/4) \pi A_r^2 m F_0 \\ W_{cq2} &= - \frac{\overline{2}b}{2\pi} A_r^2 m (m\omega + p) F_0 \left[\frac{1}{z\omega} - \frac{z\omega}{(z\omega)^2 - 4(m\omega + p)^2} \right] \\ &\quad \times \left[\sin \left(z\omega \frac{2\pi}{p + m\omega} - \frac{\pi}{4} \right) + \frac{\overline{2}}{2} \right] \\ W_{cq3} &= \frac{b}{2\pi} A_r^2 m (m\omega + p) F_0 \left[\frac{1}{2z\omega} - \frac{2z\omega}{(2z\omega)^2 - 4(m\omega + p)^2} \right] \\ &\quad \times \left[\cos \left(2z\omega \frac{2\pi}{p + m\omega} \right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (7)$$

同法可求出 F_x 对从动齿轮后行波在一振动周期所作的功:

$$\begin{aligned} W_{ch} &= W_{ch1} + W_{ch2} + W_{ch3} \\ W_{ch1} &= (3b/4) \pi A_r^2 m F_0 \\ W_{ch2} &= \frac{\overline{2}b}{2\pi} A_r^2 m (p - m\omega) F_0 \left[\frac{1}{z\omega} - \frac{z\omega}{(z\omega)^2 - 4(p - m\omega)^2} \right] \\ &\quad \times \left[\sin \left(z\omega \frac{2\pi}{p - m\omega} - \frac{\pi}{4} \right) + \frac{\overline{2}}{2} \right] \\ W_{ch3} &= - \frac{b}{2\pi} A_r^2 m (p - m\omega) F_0 \left[\frac{1}{2z\omega} - \frac{2z\omega}{(2z\omega)^2 - 4(p - m\omega)^2} \right] \\ &\quad \times \left[\cos \left(2\pi \frac{2z\omega}{p - m\omega} \right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (8)$$

对主动齿轮的作功和对从动齿轮的相反, 即:

$$W_{zq} = - W_{cq}, \quad W_{zh} = - W_{ch} \quad (9)$$

式中下标: z 为主动, c 为从动, h 为后行波振动。

可见由振动产生的 F_x 对从动齿轮的前行波振动和对主动齿轮的后行波振动都是作负功, 故是阻尼力, 有减小振动的作用。 F_x 对主动齿轮的前行波振动和对从动齿轮的后行波振动都作正功, 可能激起自激振动, 由激振功与阻尼功比较可确定是否出现失稳。

振动有结构阻尼和外阻尼。设 D^* 为齿轮弯曲结构阻尼系数, 单位面积结构阻尼力为:

$$q^c = D^* \nabla^2 \nabla^2 \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right) \quad ; \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$$

那么在整个齿轮盘上, 一个振动周期内结构阻尼分别对前、后行波振动所作的功为:

$$W_{jq} = \pi p^2 D^* \frac{2\pi}{p + m\omega} \int_1 \nabla^2 \nabla^2 A_r^2 r dr \quad ; \quad W_{jh} = \pi p^2 D^* \frac{2\pi}{p - m\omega} \int_1 \nabla^2 \nabla^2 A_r^2 r dr \quad (10)$$

设单位面积上的外阻系数为 α , 同法可求出外阻对前、后行波振动一周期所作功分别为:

$$W_{wzq} = \pi \alpha p^2 \frac{2\pi}{p + m\omega} \int_1 A_r^2 r dr \quad ; \quad W_{wzh} = \pi \alpha p^2 \frac{2\pi}{p - m\omega} \int_1 A_r^2 r dr \quad (11)$$

由式 (10) 和 (11) 看出, 阻尼都是作正功。图 3 给出一个对振动作功的例子, 由图看出: 主动齿轮前行波振动和从动齿轮后行波振动均在低转速区域将发生振动失稳现象。

3 齿轮行波振动的稳定性研究

用摄动法求解齿轮的行波振动。设不计外阻只考虑结构阻尼, 则齿轮振动微分方程为:

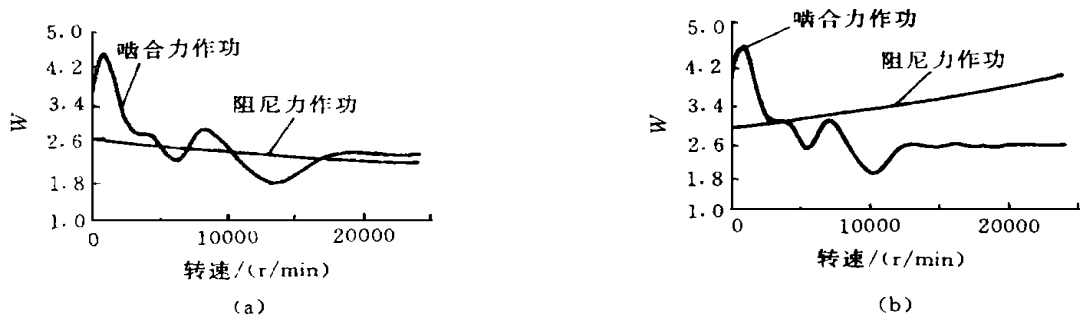


图3 齿轮激振功和阻尼功比较分析稳定性图 (a) 对主动齿轮前行波振动做功 (b) 对从动齿轮后行波振动做功

$$D \nabla_r^2 \nabla_r^2 w + \rho h \frac{\partial w}{\partial t} + D^* \nabla_r^2 \nabla_r^2 \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right) = \delta(r - r_0) \delta(\theta + \omega) b F \frac{1}{r_0} \frac{\partial w}{\partial \theta} \quad (12)$$

式中: δ 为函数, 其特性为: 当 $r = r_0$, $\delta(r - r_0) = 1$; 当 $(r \neq r_0)$, $\delta(r - r_0) = 0$

$$\oint \delta(r - r_0) f(r) dr = f(r_0)$$

$$\text{齿轮盘面的横向振动位移取为: } w(r, \theta, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{mn}(r, \theta) q_{mn}(t) \quad (13)$$

式中: m 为节圆数, n 为节径数, $\Psi_{mn}(r, \theta)$ 为齿轮振动的复模态

$$\Psi_{mn}(r, \theta) = 1 \sqrt{\frac{1}{\rho h r^2 R_{mn}(r)}} e^{in\theta} \quad (14)$$

$R_{mn}(r)$ 为贝塞尔函数, $q_{mn}(t)$ 复数广义坐标。

$$\int \rho \Psi_{mn}(r, \theta) \Psi_{kl}(r, \theta) r dr d\theta = \delta_{mk} \delta_{nl} \quad (15)$$

由振型正交性, 得出:

$$\int D \nabla^4 \rho \Psi_{mn}(r, \theta) \Psi_{kl}(r, \theta) r dr d\theta = \omega_{mn}^2 \delta_{mk} \delta_{nl}$$

式中: A 为整个齿轮盘面, $\Psi_{kl}(r, \theta) = \Psi_{kl}(r, \theta)$ 的共扼复数, δ_{mk} , $\delta_{nl} = \delta$ 函数, 有下列特性:

$$\text{当 } \begin{cases} m = k \\ m \neq k \end{cases} \quad \delta_{mk} = \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}; \quad \begin{cases} n = l \\ n \neq l \end{cases} \quad \delta_{nl} = \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}。 \quad \omega_{mn} \text{ 为对应于振型的固有频率。}$$

由齿轮的对称条件得:

$$\omega_{kl} = \omega_{-l}, \quad R_{kl}(r) = R_{k,-l}(r), \quad q_{kl}(t) = \bar{q}_{k,-l} \quad l = 1, 2, 3, \dots$$

将式(13)代入(12), 方程两边同乘以 $\Psi_{kl}(r, \theta)$, 再积分, 并利用正交性, 得微分方程:

$$\frac{d^2 q_{kl}}{d\tau^2} + \frac{D^* \omega_r}{D} \beta_{kl}^2 \frac{dq_{kl}}{d\tau} + \beta_{kl}^2 q_{kl} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i b F \omega_n}{\omega_r r_0 \rho h r^2} e^{i(l-n)\Omega r} R_{mn}(r_0) R_{kl}(r_0) q_{mn}(t) \quad (16)$$

$$k = 0, 1, 2, \dots, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

式中: $\tau = \omega_r t$, $\beta_{kl} = \omega_l / \omega_r$, $\Omega = \omega / \omega_r$, $D = E h^3 / [12(1 - \mu^2)]$ 齿轮的弯曲刚度, μ 为泊桑比

$$\omega_r = \min\{\omega_l / l, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots\}$$

引入一小无量纲参数 ϵ , 并令:

$$\epsilon \mu = D^* \omega_r / D, \quad \epsilon F_n = i F \omega_n / (\omega_r^2 r_0 \rho h r^2) \quad (17)$$

式(16)变为:

$$\frac{\partial^2 q_{kl}^{(0)}}{\partial \tau^2} + \epsilon \mu \beta_{kl}^2 \frac{dq_{kl}}{d\tau} + \beta_{kl}^2 q_{kl} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} b \epsilon F_n e^{i(l-n)\Omega r} R_{mn}(r_0) R_{kl}(r_0) q_{mn}(t) \quad (18)$$

用摄动法的多变量型多尺度法求解, 得:

$$(D_0^2 + \beta_{kl}^2) q_{kl}^{(1)} = -i\beta_{kl}(2D_1 + \mu\beta_{kl}^2)(A_{kl}e^{i\beta_{kl}\tau} - B_{kl}e^{-i\beta_{kl}\tau}) + \sum_{m=9}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} bF_{ne}^{i(l-n)\Omega\tau} R_{mn}(r_0) R_{kl}(r_0) (A_{mn}e^{i\beta_{mn}\tau} + B_{mn}e^{-i\beta_{mn}\tau}) \quad (19)$$

式中: $D_0 = \partial^2/\partial\tau^2$; $D_1 = \partial/\partial\tau$; $T_1 = \epsilon\tau$ 。现在求 F_n 。前已求出 F , 设只取三项

$$F = F_1 + F_2 + F_3 = \frac{3\pi F_0}{4} + \frac{2F_0}{\pi} e^{i(z\Omega\tau - \pi/4)} + \frac{1}{\pi} F_0 e^{i(2z\Omega\tau - \pi/2)}; \text{ 设 } \epsilon F_0 = \frac{iF_0 n}{\omega_r^2 r_0 \rho h r^2}, \text{ 则}$$

$$F_n = F_{n1} + F_{n2} + F_{n3} = \frac{3}{4}\pi F_0 + \frac{2}{\pi} F_0 e^{i(2z\Omega\tau - \pi/4)} + \frac{1}{\pi} F_0 e^{i(z\Omega\tau - \pi/2)} \quad (20)$$

先后取式(20)中一项代入式(19)分析其引起的振动。下面先取第一项代入。

当 $(l+n)\Omega = \beta_{kl} - \beta_{mn} + \epsilon\Omega$ ($l \neq n, n > 0$) 时, 对于 $q_{kl}^{(1)}$, 式(19)的永年项为:

$$ST = -\beta_{kl}(2D_1 + \mu\beta_{kl}^2)(A_{kl}e^{i\beta_{kl}\tau} - B_{kl}e^{-i\beta_{kl}\tau}) + \frac{3}{4}\pi b F_0 R_{kl}^2(r_0) (A_{kl}e^{i\beta_{kl}\tau} + B_{kl}e^{-i\beta_{kl}\tau}) + \frac{3}{4}\pi b F_0 R_{kl}(r_0) R_{mn}(r_0) \bar{B}_{mn} e^{i\beta_{kl}\tau - \sigma T_1} \quad (21)$$

因 $e^{i\beta_{kl}\tau}$ 和 $e^{-i\beta_{kl}\tau}$ 线性独立, 为消除永年项, 必取二者的系数分别为零, 即:

$$-i\beta_{kl}(2D_1 + \mu\beta_{kl}^2)A_{kl} + \frac{3}{4}\pi b F_0 R_{kl}^2(r_0)A_{kl} + \frac{3}{4}\pi b F_0 R_{kl}(r_0)R_{mn}(r_0)\bar{B}_{mn}e^{i\beta_{kl}\tau} = 0$$

$$i\beta_{kl}(2D_1 + \mu\beta_{kl}^2)B_{kl} + \frac{3}{4}\pi b F_0 R_{kl}^2(r_0)B_{kl} = 0 \quad (22)$$

$$\text{由式(22)第二式得: } B_{kl} = C \exp\left[\left(-\frac{\mu}{2}\beta_{kl}^2 + i\frac{3}{8}\pi b F_0 \frac{R_{kl}^2(r_0)}{\beta_{kl}}\right)T_1\right] \quad (23)$$

将 $\tau = \omega_r t$, $\beta_{kl} = \omega_{kl}/\omega_r$, $\Omega = \omega'/\omega_r$, $T_1 = \epsilon\tau$ 及式(17)代入式(23)得:

$$B_{kl} = C \exp\left[\left[-\frac{1}{2}\frac{D^*}{D}\frac{\omega_r \beta_{kl}^2}{\beta_{kl}} - \frac{3}{8}\pi \frac{b F_0 n}{\omega_r^2 r_0 \rho h r^2} \frac{R_{kl}^2(r_0)}{\beta_{kl}}\right]t\right] \quad (24)$$

由上式看出: (1) 对于从动齿轮 $F_0 > 0$, 其 (k, l) 阶前行波振动是稳定的。(2) 对于主动齿轮 $F_0 < 0$, 其 (k, l) 阶前行波振动在 $\frac{D^*}{D} < -\frac{3}{4}\frac{\pi b F_0 n R_{kl}^2(r_0)}{r_0 \rho h r^2 \omega_{kl}^3}$ 时, 是不稳定的, 可能失稳。

对于 $q_{mn}^{(1)}$, 可按同样方法求得:

$$A_{mn} = C \exp\left[\left[-\frac{1}{2}\frac{D^*}{D}\frac{\omega_r \beta_{mn}^2}{\beta_{mn}} + \frac{3}{8}\pi \frac{b F_0 n}{\omega_r^2 r_0 \rho h r^2} \frac{R_{mn}^2(r_0)}{\beta_{mn}}\right]t\right] \quad (25)$$

由上式知: (1) 主动齿轮 $F_0 < 0$, A_{mn} 是稳定的, 即 (m, n) 阶后行波振动是稳定的。(2) 从动齿轮 $F_0 > 0$, 其后行波振动在: $\frac{D^*}{D} < \frac{3\pi b F_0 n R_{mn}^2(r_0)}{4 r_0 \rho h r^2 \omega_{mn}^3}$ 时, A_{mn} 是不稳定的, 可能失稳。

综上所述, 可得出关于稳定性分析的结论是: 主动齿轮前行波振动和从动齿轮后行波振动, 如满足失稳条件, 即可能失稳; 主动和从动齿轮的其他行波振动稳定。

$$\text{失稳条件是: } \frac{D^*}{D} < \frac{3\pi b |F_0| n R_{mn}^2(r_0)}{4 r_0 \rho h r^2 \omega_{mn}^3} \text{ 或 } |F_0| > \frac{D^*}{D} \frac{4}{3\pi R_{mn}^2(r_0)} \frac{r_0 \rho h r^2 \omega_{mn}^3}{b n} \quad (26)$$

失稳门槛负荷:

$$F_{0m} = \frac{D^*}{D} \frac{4}{3\pi R_{mn}^2(r_0)} \frac{r_0 \rho h r^2 \omega_{mn}^3}{b n} \quad (\text{当 } |F_0| > F_{0m} \text{ 时齿轮振动即失稳}) \quad (27)$$

可见齿轮负荷 F_0 越大, 阻尼 D^* 越小和 (或) ω_{mn}^3/n 越小, 越容易失稳, 后者影响最大。

对啮合力展开式第二和第三项引起的振动的分析, 可得出同样结论, 就不再赘述。

4 齿轮振动试验

采用某型机中央传动齿轮作为主动齿轮与原配对齿轮啮合, 带动一负荷轮盘旋转, 进行了试验。用声学传感器测出振动信号, 用 HP3566A 分析仪进行分析, 在 $0 \sim 15000 \text{ r/min}$ 范围内经多次试验, 结果基本一致。图 4 示出一测得的振动三维图。图上看二节径振动比三节径振动大许多倍, 二节径前行波振动又比后行波振动大很多。从二节径前行波振动图上看转速约为 5880 r/min 发生频率为 3040 Hz 的共振。过共振后振幅略降, 而后振幅随转速增大, 振动频率仅略增(约等于固有频率)。这种振动图形明显地呈现典型失稳的特征, 故测得的是二节径前行波振动失稳响应。试验结果与理论分析完全一致。

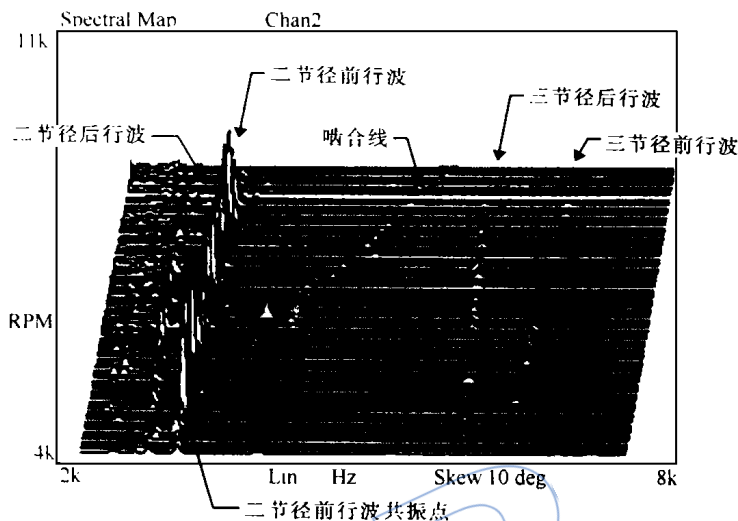


图 4 某型机中央传动齿轮在 $4800 \sim 10400 \text{ r/min}$ 范围的三维振动图

5 结 论

- (1) 齿轮横向行波振动可引起振动阻尼力或自激力, 在一定条件下, 可使振动失稳。
- (2) 主动齿轮前行波振动和从动齿轮后行波振动可能失稳。齿轮负荷越大, 阻尼越小和(或)越是阶节径数少、固有频率低的振动, 越容易失稳(显然必是在较低转速更容易失稳)。
- (3) 图 1(b) 所示某型机中央传动齿轮(工作中作从动齿轮用)断块失效原因应是二节径后行波振动失稳, 不是三节径前行波共振。这样, 该齿轮断块失效特征, 就可得到满意的解释。从而, 预防或排故措施不能按避免共振而应按避免失稳来采取。当时曾打算采取避开三节径共振转速工作, 因军方不同意幸未采用, 而是更换加厚齿轮的办法, 使得提高了二、三节径固有频率, 更大大提高了失稳门槛负荷, 因而使事故得以排除。否则, 齿轮断块事故仍会发生。

参 考 文 献

- 1 Drago R J, Brown F W. The Analytical and Experimental of Evaluation of Resonant Response in highSpeed, Lightweight, Highly Loaded Gearing. ASME Paper 80- C2/DET- 22
- 2 Mothershead J E, Chan S N. Flutter Instability of Circular Discs with Frictional Follower Loads. ASME Journal of Vibration and Acoustics, Jan. 1995, 117: 161- 163
- 3 Chan S N, et al. Instabilities at Subcritical Speeds in Diccs with Rotating Frictional Follower Loads. ASME Journal of Vibration and Acoustics, April. 1995, 117:
- 4 常春江等. 航空发动机中央传动齿轮失效分析. 中国航空学会学术交流会, 1988
- 5 宋兆泓主编. 航空发动机典型故障分析. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1993
- 6 任光明. 盘形齿轮的横向振动和稳定性研究: [博士学位论文]. 北京航空航天大学, 1997

FULL- LENGTH PAPERS

A STUDY ON CAUSE FOR SOME GEAR FAILURES

Yan Litang and Ren Guangming

(4th Dept. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083)

ABSTRACT

There were several gear failures, in which the gear was broken into two, one of which is only a little smaller than one quarter of the gear. Several researchers had studied the cause of such gear failures and concluded that it was resonant vibrations. However the conclusion was not yet completely acceptable. In order to further ascertain the cause of such gear failures, the self-exciting vibration and instabilities were analyzed. The vibration instability of the disk-shaped plain gear was studied with the multiple scale's method of nonlinear perturbation method. The vibration response of a disk-shaped bevel gear was measured on a test rig. Both theoretical and experimental investigations show that there exist self-exciting vibrations on the gears with traveling wave vibration. Under certain conditions the forward traveling wave vibration of the driving gear and the backward traveling wave vibration of the driven gear are instable and cause the gear failures mentioned above.

Key Words Gears Self-exciting vibrations Stability

EXTRACTION OF SHOCK CHARACTER FROM HARMONIC SIGNAL BASED ON WAVELET

Yang Jianguo, Xia Songbo, Xu Genfa

(2nd Dept. Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

ABSTRACT

Wavelet transformation has very good characteristics of time-frequency analysis, and is very effective to extract the small instantaneous shock from harmonic signal. An improved fast algorithm is proposed to avoid frequency aliasing, which exists in the Mallat algorithm. The incipient fault character of the bearing in one aeroengine is extracted successfully by the wavelet transformations.

Key Words Transformation Signal Fault diagnosis

A FRACTIONARY DIMENSION IDENTIFICATION METHOD OF CRITICAL BIFURCATED PARAMETERS

Zhao Yucheng, Zhang Yulian, Xu Qingyu

(Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)

ABSTRACT

The nonlinear behaviors of rotor systems set high requirements to the designing of motor system: Such as to take nonlinear elements into account; to avoid the unstable parameter points or regions where will appear nonlinear phenomena. For this purpose, from studying a typical fractional model- May model and Jeffcott rotor system, the map