

三边简支载流薄板在交变磁场中的稳定性分析*

STABILITY ANALYSIS OF A RECTANGULAR THIN CURRENT CARRYING PLATE SIMPLY SUPPORTED AT THREE EDGES IN AN ALTERNATING MAGNETIC FIELD

王知人^{**1 2} 王继利¹ 白象忠³

(1. 燕山大学 理学院, 秦皇岛 066004)

(2. 中国科学院力学研究所 国家非线性连续介质力学重点实验室 (LNM), 北京 100080)

(3. 燕山大学 建筑工程与力学学院, 秦皇岛 66004)

WANG ZhiRen^{1 2} WANG JiLi¹ BAI XiangZhong³

(1. College of Sciences, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

(2. State Key Laboratory of Nonlinear Continuum Mechanics (LNM), Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(3. College of Civil Engineering and Mechanics, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

摘要 针对三边简支、一边自由的载流矩形薄板,利用马丢方程解的稳定性,研究在交变磁场与机械载荷共同作用下的磁弹性稳定性问题。在导出载流薄板在电磁场与机械载荷共同作用下的磁弹性动力稳定方程的基础上,应用伽辽金原理将方程整理为马丢方程的标准形式。利用马丢方程系数的本征值关系,得出载流薄板磁弹性动力失稳临界状态的判别方程。通过具体算例,给出该矩形薄板在交变磁场中,动力失稳临界状态与相关参量之间的关系曲线及变化规律,并与均匀磁场中情形相比较。研究结果表明:变化电磁场的性质和大小,改变通电电流参数,均可改变电磁力的状态,从而达到控制载流薄板稳定性的目的。

关键词 磁弹性 交变磁场 稳定性 马丢方程

中图分类号 O441 O343.9

Abstract For a current carrying rectangular plate which is simply supported at three edges, the magnetic-elasticity steady problem of the plate applied mechanical load in an alternating magnetic field is studied by using the solution's stability of the Mathieu equation. Based on deriving the magnetic-elasticity dynamic stability equation of the plate applied mechanical load in a magnetic field, the equation is changed into the standard form of the Mathieu equation by using the Galerkin method. The criterion equation of the magnetic-elasticity steady problem of the plate has been gotten here through analyzed the eigen value relations between the coefficients in the Mathieu equation. As an example, for a current carrying rectangular plate simply supported at three edges in an alternating magnetic field, the curves of the relations among the relative parameters when the plate is in the situation of critical steady are shown in here. The conclusions show that the electro-magnetic forces may be controlled by changing the parameters of the current and the magnetic field so that to get the aim for controlling the stability of the current carrying plate.

Key words Magnetic-elasticity; Alternating magnet field; Stability; Mathieu equation

Corresponding author: WANG ZhiRen, E-mail: wangzhiren528@sina.com, Tel: /Fax: +86-335-8057027

The project supported by the National Natural Science Foundation of China(No. 50875230) .

Manuscript received 20100426, in revised form 20100728.

引言

磁弹性理论是在近几十年里发展起来的一个交叉科学领域分支。随着大量高新科技装置的研制与开

发,电磁结构的变形对电磁装置品质的影响及其安全性愈来愈被人们关注,促使人们去研究电磁结构元件在电磁耦合场中的力学行为。同时磁弹性耦合理论在能源、交通、国防等重要部门都有广泛的应用前景,因

* 20100426 收到初稿,20100728 收到修改稿。国家自然科学基金(50875230)、2010年中科院力学所非线性连续介质力学重点实验室(LNM)资助项目。

**王知人,女,1964年5月生,湖北省黄石市人,汉族。教授,博士,研究方向为磁弹性理论及应用。

此对其相关理论的研究具有重要的意义^{[1]2-4}。

研究表明,磁弹性系统在没有机械约束时,系统至少存在一个不稳定运动模式;而存在约束时,当通入的电流强度或磁场强度达到某一临界值时,系统将发生失稳。因此,结构的磁弹性稳定性问题是一个重要的理论和应用课题。以前,对磁弹性稳定性理论的研究主要集中在铁磁性薄板屈曲理论模型的建立及分析方法^[2-6]和以 Tokamak 核聚变反应堆环向磁场载流线圈为代表的对载流线圈及载流杆件的稳定性等问题上^[7-10]。而近些年来,工程中存在许多涉及非铁磁载流薄板在电磁场与机械载荷共同作用下的稳定性问题,使对载流薄板的磁弹性稳定问题研究成为力学工作者近几年极度关注的研究课题之一。为此,本文以三边简支、一边自由的矩形薄板为例,讨论薄板在交变磁场中的稳定性问题,并对其各参数变化规律进行分析讨论,给出载流薄板临界电流密度与板的几何尺寸、磁场强度等参数的关系。从而达到控制载流薄板稳定性的目的,可供板类载流电磁结构的可靠性设计参考。

1 基本方程

1.1 载流薄板的磁弹性动力稳定方程的建立

对于载流弹性薄板,将沿厚度分布的洛仑兹力作为载荷简化到薄板的中面内,其分量分别记为 ρf_x 、 ρf_y 、 ρf_z , 将其加入到板运动方程中^{[1]118-120}, 即可得到板的磁弹性运动方程

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{yx}}{\partial y} + P_x + \rho f_x &= \rho h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \frac{\partial N_y}{\partial y} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} + P_y + \rho f_y &= \rho h \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + N_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \\ & 2N_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + P_z + \rho f_z = \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \\ \frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial y} - Q_x &= \frac{\rho h}{12} \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial t^2} \\ \frac{\partial M_y}{\partial y} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial x} - Q_y &= \frac{\rho h}{12} \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial t^2} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

式中, h 为板厚, ρ 为材料的质量密度, P_x 、 P_y 、 P_z 为对应 x 、 y 、 z 方向的机械载荷分量, N_x 、 N_{xy} 、 N_{yx} 、 Q_x 、 Q_y 、 M_x 、 M_{xy} 、 M_y 为对应 x 、 y 、 xy 方向的内力分量, u 、 v 、 w 为对应 x 、 y 、 z 方向的线位移分量, θ_x 、 θ_y 为对应 x 、 y 方向的角度位移分量, t 为时间变量。

1.2 薄板的磁弹性动力稳定方程

由于 $u \ll w$ 、 $v \ll w$, 在薄板的动力屈曲问题中一般仅考虑挠度引起的惯性力, 忽略位移 u 、 v 及转角引起

的惯性力, 忽略薄板的自重。根据薄板的小挠度理论, 磁弹性运动方程可进一步简化为

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2N_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + N_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + P_z + \rho f_z = \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad (2)$$

弯矩与挠度的关系为

$$\begin{cases} M_x = -D_M \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \\ M_y = -D_M \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \\ M_{xy} = M_{yx} = -D_M (1 - \nu) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \end{cases} \quad (3)$$

式中, D_M 为薄板的抗弯刚度, ν 为材料的泊松比。

将式(3)代入式(2)中整理得

$$-D_M \nabla^4 w + N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2N_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + N_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + P_z + \rho f_z = \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad (4)$$

式中, w 是前面定义的纵坐标方向的位移分量, 也称屈曲挠度; $\nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}$ 。

设屈曲挠度解为

$$w(x, y, t) = W(x, y) \Theta(t) \quad (5)$$

式中, $\Theta(t)$ 表示时间 t 的函数, $W(x, y)$ 为屈曲挠度函数。

将屈曲挠度代入方程式(4)中, 得载流薄板的磁弹性动力稳定性方程

$$-\frac{\nabla^4 W}{W} + \frac{1}{D_M W} \left[N_x \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + 2N_{xy} \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} + N_y \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + P_z + \rho f_z \right] = \frac{\rho h}{D_M \Theta(t)} \frac{d^2 \Theta(t)}{dt^2} \quad (6)$$

2 载流薄板磁弹性稳定临界状态的判别

在参数空间的某些区域中, 参数的改变所引起的运动的变化很小, 然而在另外一些区域中, 参数的改变将引起运动振幅迅速增大趋于发散而发生失稳。因此动力稳定性的研究即是要找出参数空间中这种收敛域与发散域的边界。

现以三边简支一边自由矩形薄板为例, 给出载流薄板磁弹性动力稳定临界状态的计算及判别。

如图 1 所示, 三边简支矩形板, 长 a , 宽 b , 通侧向电流 $(0, J_{c12}, 0)$, 处于外加横向交变磁场 $(0, 0, B_3)$ 中。其中 J_{c12} 为从 y 方向通入的侧向电流, B_3 为垂直于薄板中面的磁场强度。

三边简支矩形薄板边界条件为

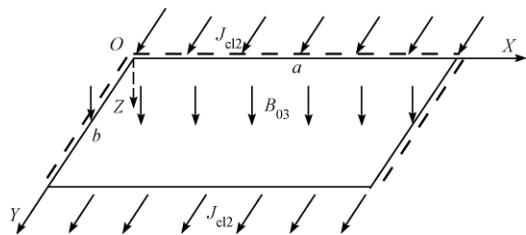


图1 三边简支矩形薄板上电流磁场分布图

Fig.1 Distribution diagram of the current density and the applied magnetic field of a thin plate simply supported at three edges

$$x = 0, a \quad w = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0$$

$$y = 0 \quad w = \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0$$

$$y = b \quad \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \frac{\partial^3 w}{\partial y^3} + (2 - \nu) \frac{\partial^3 w}{\partial x^2 \partial y} = 0$$

将 J_{cl2} 、 B_3 代入洛仑兹力的表达式^{[1]156-158}中, 可得到 $\rho f_y = 0$ 、 $\rho f_z = 0$ 、 $\rho f_x = J_{cl2} h B_3$, 且 ρf_x 可视为简化到中面上的均布质动力^[11]。设 P_1 、 P_2 、 P_{12} 分别为矩形板承受的中面压力, 有

$$N_x = \int_x^a \rho f_x dx + P_1 = \rho f_x (a - x) + P_1$$

$$N_y = P_2 \quad N_{xy} = P_{12}$$

将其代入动力稳定性方程式(6)中, 因无外加横向载荷($P_z = 0$), 可得

$$\rho h \frac{\partial^2 \Theta(t)}{\partial t^2} W + \left[D_M \nabla^4 W - [\rho f_x (a - x) + P_1] \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} - 2P_{12} \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} - P_2 \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \right] \Theta(t) = 0 \quad (8)$$

式中, W 为前面已定义的屈曲挠度函数。

设屈曲挠度函数为

$$W = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \omega_m = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \left(\frac{y}{b} \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \quad (9)$$

式中 A_m 为待定系数, ω_m 为满足薄板位移边界条件的设定函数。

显然满足所有边界条件, 式中的 m 为 X 方向板屈曲波形的半波数。由伽辽金原理有

$$\iint_s \left\{ \rho h \frac{\partial^2 \Theta(t)}{\partial t^2} W + \left[D_M \nabla^4 W - (\rho f_x (a - x) + P_1) \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} - 2P_{12} \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} - P_2 \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \right] \Theta(t) \right\} w_m ds = 0 \quad (10)$$

式中, s 为积分区域, $ds = dx dy$ 。

对式(10)中各有关项求偏导, 然后积分得

$$\sum_{m=1}^{\infty} A_m \left\{ \rho h \frac{\partial^2 \Theta(t)}{\partial t^2} \frac{ab}{3} + \left[D_M \frac{m^4 \pi^4 b}{3a^3} + \rho f_x \frac{m^2 \pi^2 b}{6} - \rho f_x \frac{b}{12} (1 - \cos(2m\pi)) + P_1 \frac{m^2 \pi^2 b}{3a} - \right. \right.$$

$$\left. P_{12} \frac{1 - \cos(2m\pi)}{2} \right] \Theta(t) \left. \right\} = 0$$

当 m 为奇数或者偶数时, 上式均可简化为

$$\sum_{m=1}^{\infty} A_m \left\{ \rho h \frac{\partial^2 \Theta(t)}{\partial t^2} \frac{ab}{3} + \left[D_M \frac{m^4 \pi^4 b}{3a^3} + \rho f_x \frac{m^2 \pi^2 b}{6} + P_1 \frac{m^2 \pi^2 b}{3a} \right] \Theta(t) \right\} = 0$$

因 A_m 不能全部为零, 故可令

$$\rho h \frac{d^2 \Theta(t)}{dt^2} \frac{ab}{3} + \left[D_M \frac{m^4 \pi^4 b}{3a^3} + \rho f_x \frac{m^2 \pi^2 b}{6} + P_1 \frac{m^2 \pi^2 b}{3a} \right] \Theta(t) = 0 \quad (11)$$

将 $\rho f_x = J_{cl2} h B_3$ 代入上述方程, 令

$\Theta(t) = T J_{cl2} = J \cos(\tilde{\omega} t)$, $B_3 = B \cos(\tilde{\omega} t)$ ($\tilde{\omega}$ 为电流及磁场强度的变化频率, J 为电流强度幅值, B 为法向磁感应强度 B_3 的幅值, T 是一关于时间 t 的变量), $P_1 = P_{01}$ (P_{01} 为 P_1 的静载部分), 则式(11)整理得

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + \left[\frac{m^2 \pi^2}{\rho h a^2} \left(\frac{D_M m^2 \pi^2}{a^2} + P_{01} \right) + \frac{m^2 \pi^2}{4 \rho h a} J h B + \frac{m^2 \pi^2}{4 \rho h a} J h B \cos(2\tilde{\omega} t) \right] T = 0$$

设 $r = \tilde{\omega} t$, 则有

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \left[\frac{m^2 \pi^2}{\rho h a^2 \tilde{\omega}^2} \left(\frac{D_M m^2 \pi^2}{a^2} + P_{01} \right) + \frac{m^2 \pi^2}{4 \rho h a \tilde{\omega}^2} J h B + \frac{m^2 \pi^2}{4 \rho h a \tilde{\omega}^2} J h B \cos(2r) \right] T = 0 \quad (12)$$

最后可将方程整理为标准的 Mathieu 方程

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + [\lambda - \eta \cos(2r)] T = 0 \quad (13)$$

其中

$$\lambda = \frac{m^2 \pi^2}{\rho h a^2 \tilde{\omega}^2} \left(\frac{D_M m^2 \pi^2}{a^2} + P_{01} \right) + \frac{m^2 \pi^2}{4 \rho h a \tilde{\omega}^2} J h B$$

$$\eta = - \frac{m^2 \pi^2}{4 \rho h a \tilde{\omega}^2} J h B$$

马丢方程(13)是数学物理领域中的一个著名方程, 其在力学领域中的应用也是较为广泛的^[12]。马丢方程的系数为周期函数, 此方程最重要的性质是当它的系数间存在某种关系时, 方程式即具有无限增长的解。式中系数 λ 与 η 之间的本征值关系, 是稳定解区域与非稳定解区域的分界。应用马丢方程的这种性质, 可确定载流薄板的失稳临界状态。由本征值关系式^{[13]601-628}, 可得到动力稳定区与非稳定区的分界线, 而最低动力失稳临界状态的求解更具有实际意义。

3 算例分析

现以三边简支一边自由矩形薄板为例, 放置如图1所示。通侧向电流($0, J_{cl2}, 0$), 外加横向交变磁场

($0, \rho, B_3$), 其中 $B_3 = B \cos(\tilde{\omega}t)$ 。讨论其在电磁场作用下的稳定性问题。依据前面所得的判别方法, 令 $n=0$, 得最低阶的四组本征值基本公式^{[13]601-636}, $\lambda = a_0(\eta), \lambda = b_2(\eta), \lambda = a_1(\eta), \lambda = b_1(\eta)$, 将其编制 Matlab 计算程序。计算采用的相关参数为, 板长 $a=0.6$ m、板宽 $b=0.2$ m。铝板材料参数为, 质量密度 $\rho = 2.67 \times 10^3$ kg/m³, 电导率 $\sigma = 3.63 \times 10^7$ ($\Omega \cdot m$)⁻¹, 弹性模量 $E = 71.0$ GPa, 泊松比 $\nu = 0.34$, 圆频率 $\tilde{\omega} = 10\pi$ s⁻¹, 磁导率 $\mu = 1.25 \times 10^{-3}$ H/m, 计算结果如图 2~图 9 所示。

图 2、图 3 讨论该板板厚 $h = 0.5 \times 10^{-3}$ m、外加交变磁场和均匀磁场(均匀磁场强度取 $B_3 = B$)。当 $B = 0.6$ T、 $B = 0.8$ T、 $B = 1.0$ T, 板中面内施加机械载荷 $P_x = P_{01} = 1000$ N/m 时, 屈曲临界状态的电流密度 J 与板长之间的关系。可见, 当板厚一定、外加磁场强度不变时, 不论是在交变磁场还是在均匀磁场中, 失稳临界电流密度都将随板长的增加而逐渐降低。而当板厚一定, 随着磁感应强度的增加, 失稳临界电流密度将迅速降低。但所不同的是, 在相同条件下, 如果将板置于交变磁场中, 发生失稳的临界电流密度要比置于均匀磁场中发生失稳的临界电流密度高很多。例如, 当

$B = 0.6$ T 时, 交变磁场中的失稳临界电流密度 $J = 1.6 \times 10^8$ A/m², 而均匀磁场中的失稳临界电流密度 $J = 2.3 \times 10^7$ A/m²。

图 4、图 5 讨论的是在当 $B = 1.0$ T 时, 改变薄板的长度和厚度对失稳临界电流密度的影响曲线图。由图可见, 无论将薄板置于交变磁场还是置于均匀磁场, 当薄板的厚度和磁场强度一定时, 随着板的长度的逐渐增加, 失稳临界电流密度都随之降低。而当板厚增加、其他条件不变时, 失稳临界电流密度都随之均匀增加。但所不同的是, 在相同条件下, 如果将板置于交变磁场中, 发生失稳的临界电流密度要比置于均匀磁场中发生失稳的临界电流密度高很多。

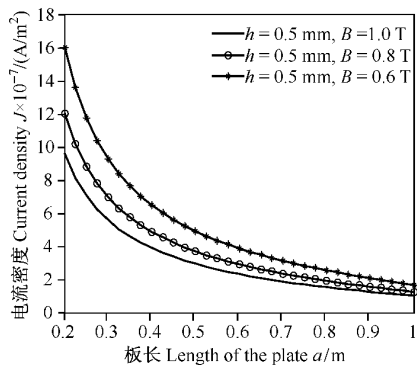


图 2 板长与电流密度关系图(交变磁场)
Fig. 2 The relation of the current density and the of the plate (in an alternating magnetic field)

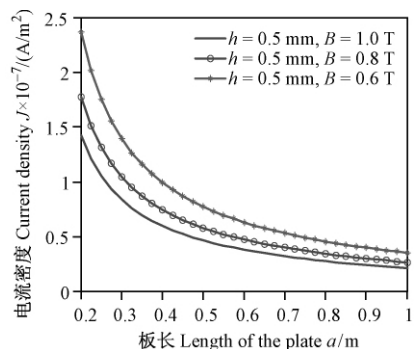


图 3 板长与电流密度关系图(均匀磁场)
Fig. 3 The relation of the current density and the of the plate (in a uniform magnetic field)

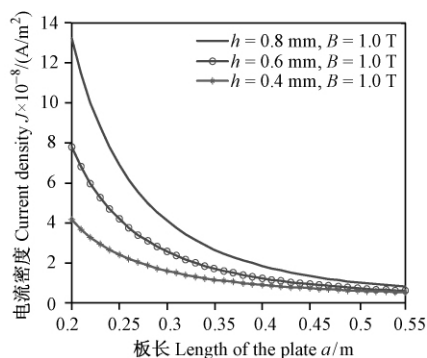


图 4 板长与电流密度关系图(交变磁场)
Fig. 4 The relation of the current density and the length of the plate (in an alternating magnetic field)

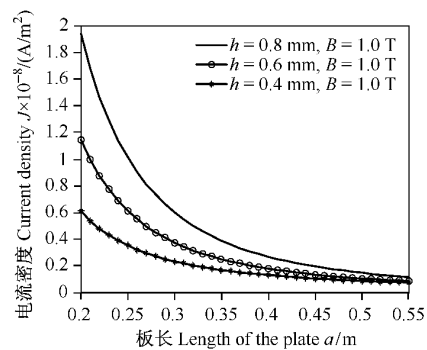


图 5 板长与电流密度关系图(均匀磁场)
Fig. 5 The relation of the current density and the length of the plate (in a uniform magnetic field)

图 6、图 7 描述交变磁场和均匀磁场中的三边简支一边自由载流矩形薄板, 在板中面内施加 X 向静载荷 $P_1 = P_{01} = 800$ N/m, 板厚 $h = 0.9$ mm, 0.7 mm, 0.5 mm 情况下, 外加磁感应强度与失稳临界电流密度之间的关系。从图中可看到, 当外加磁场强度和 P_{01} 一定时, 板厚的增加将使失稳临界状态的电流密度有所增加, 这也说明增加板厚板的抗失稳能力将增强。另外, 增加磁感应强度对失稳临界电流密度影响较大, 当磁感应强度在 0.1 T ~ 1.0 T 之间变化时, 随着磁感应强

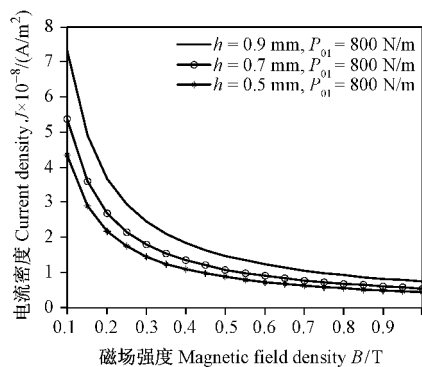


图 6 磁场强度与电流密度关系图(交变磁场)

Fig. 6 The relation between magnetic field intensity and the current density(in an alternating magnetic field)

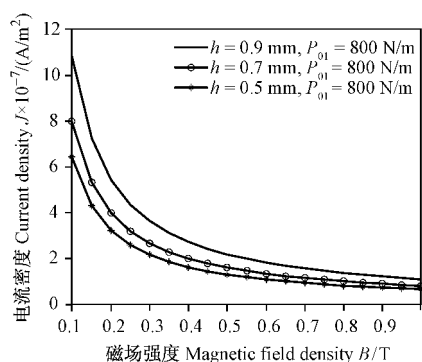


图 7 磁场强度与电流密度关系图(均匀磁场)

Fig. 7 The relation between magnetic field intensity and the current density(in an uniform magnetic field)

度的增加,失稳临界电流密度将显著降低。由图 6、图 7 也可以看出,在相同条件下,如果将板置于交变磁场中,发生失稳的临界电流密度要比置于均匀磁场中发生失稳的临界电流密度高很多。这表明导电薄板在电磁场的作用下,通过改变通入电流的强度及改变磁场可以控制薄板工作状态下的稳定性。

图 8、图 9 描述交变磁场和均匀磁场中的三边简支、一边自由载流矩形薄板,当板厚 $h = 0.5 \text{ mm}$ 的情况下,在板中面内施加不同大小的 X 向静载荷,外加磁感应强度与失稳临界电流密度 J 之间的关系。由图 8、图 9 可看出,当板的厚度和外加磁感应强度一定时,在板中面内施加 X 向静载荷 P_{01} 越大,板的失稳临界状态的电流密度越高,这恰恰反映载流薄板在电磁场作用下所产生的 Lorentz 力对载流薄板是起稳定作用的。在本文所描述的条件,在交变磁场中所产生的 Lorentz 力为一交变质动力,若载流薄板面内无外载荷作用时,Lorentz 力本身会使载流薄板失稳,所以临界电流较低,但当板承受外载荷后,Lorentz 力会抵消一部分外载荷的作用,而使临界载荷提高;且外载荷越大,为使薄板不发生失稳,在电磁感应强度一定的情况下,需要通入幅值较大的临界电流密度,这些都表明

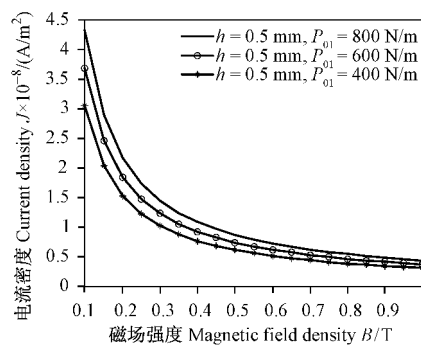


图 8 磁场强度与电流密度关系图(交变磁场)

Fig. 8 The relation between magnetic field intensity and the current density(in an alternating magnetic field)

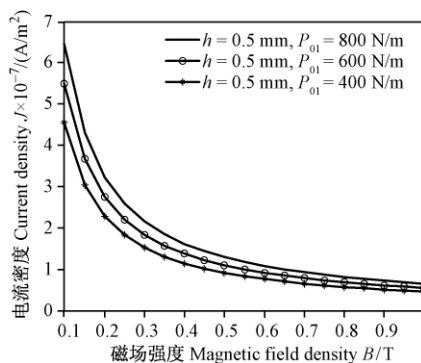


图 9 磁场强度与电流密度关系图(均匀磁场)

Fig. 9 The relation between magnetic field intensity and the current density(in an uniform magnetic field)

Lorentz 力对载流薄板稳定性的作用。

4 结论

1) 通过理论推导,给出三边简支、一边自由载电流矩形薄板磁弹性动力稳定性方程。应用 Galerkin 原理将方程整理为马丢方程的标准形式,根据方程的稳定解区域与非稳定解区域的分界,得出磁弹性失稳临界状态的判别方程。

2) 交变磁场中载流薄板失稳的临界电流密度值与板的外加磁场强度、板的厚度、几何尺寸有关。对于非铁磁性质的铝制薄板,增加板的厚度、减小外加磁场的强度、缩小几何尺寸均可以提高失稳的临界电流密度的数值。

3) 从以上对载流薄板在交变磁场及均匀磁场中的讨论结果看,外加磁场强度的变化对载流薄板的失稳临界电流密度影响较大,减小外加磁场强度可以有效地提高临界电流密度。从外加电磁场与通入电流之间的关系以及两者对薄板稳定性的影响看,洛伦兹力是控制薄板失稳问题的主要因素。且在相同条件下,将载流薄板放置于交变磁场中,失稳的电流密度值及临界载荷都将增大。由此,可以通过变化电磁场性质、强度和变化通入电流方向、密度,改变电磁力的状

态,从而达到控制载流薄板的变形、应力应变状态及其稳定性的目的。

4) 本文的研究结果,可供载流电磁结构的安全性、可靠性设计参考。

参考文献(References)

- [1] 白象忠. 板壳磁弹性理论基础[M]. 北京: 机械工业出版社, 1996: 2-4; 1996: 118-120; 1996: 156-158.
BAI XiangZhong. Fundamental magnetic-elasticity theory of plates and shells[M]. Beijing: Press of Mechanical Industry, 1996: 2-4; 1996: 118-120; 1996: 156-158(In Chinese).
- [2] Popelar C H. Post buckling analysis of a magnetoelastic beam[J]. J Appl Mech, 1972, 39: 207-211.
- [3] Maugin G A, Goudjo C. The equations of soft ferromagnetic elastic plates[J]. Int J Solids Struct, 1982, 18(10): 889-912.
- [4] Eringen A C. Theory of electromagnetic elastic plates [J]. Int J Engng Sci, 1989, 27(4): 363-375.
- [5] Moon F C. Earnshaw's theorem and magnetoelastic buckling of superconducting structures [C]// Proceedings of the IUTAM-IUPAP Symposium on the Mechanical Behaviors of Electromagnetic Solid Continua. Paris: Elsevier Science Pub. Co., 1983: 378-389.
- [6] Yang W, Pan H, Zheng D. Energy method for analyzing magnetoelastic buckling and bending of ferromagnetic plates in static magnetic fields [J]. Journal of Applied Mechanics, Transaction ASME, 1999, 66(4): 913-917.
- [7] ZHENG Xiao-Jing. Buckling and post-buckling of a ferromagnetic beam-plate induced by magneto-elastic interactions [J]. Interactions. International Journal of Non-linear Mechanics, 2000, 35(6): 1059-1065.
- [8] ZHOU You-He, GAO YuanWen, ZHENG Xiao-Jing. Buckling and post-buckling analysis for magneto-elastic-plastic ferromagnetic beam-plates with unmovable simple supports [J]. Int. J. Solids and Structures, 2003(40): 2875-2887.
- [9] 王省哲, 郑晓静, 周又和. 非圆 Tokamak 载流线圈的磁弹性分析[J]. 兰州大学学报: 自然科学版, 1999, 35(1): 34-43.
WANG XingZhe, ZHENG XiaoJing, ZHOU YouHe. Analysis of magnetoelastic interaction of non-circular current-carrying coils in Tokamak device [J]. Journal of Lanzhou University: Natural Sciences Edition, 1999, 35(1): 34-43(In Chinese).
- [10] 方葛丰, 谢慧才, 王满德. 托卡马克超导环场线圈的磁弹性屈曲[J]. 固体力学学报, 1991, 12(2): 151-158.
FANG GeFeng, XIE HuiCai, WANG ManDe. Magnetoelastic buckling of Tokamak super-conducting toroidal field coils[J]. Acta Mechanica Solida Sinica, 1991, 12(2): 151-158(In Chinese).
- [11] 莫宵伊, 计伊周, 王忠民. 矩形薄板在非保守力作用下的动力稳定性[J]. 西安理工大学学报, 2000, 16(4): 370-375.
MO XiaoYi, JI YiZhou, WANG ZhongMin. Dynamic stability of rectangular plates under the action of nonconservative forces [J]. Journal Xi'an University of Technology, 2000, 16(4): 370-375(In Chinese).
- [12] 吴连元. 板壳稳定性理论[M]. 武汉: 华中理工大学出版社, 1996: 36-37; 1996: 246-249.
WU LianYuan. Stability theory of plates and shells[M]. Wuhan: Press of Huazhong University of Science and Technology, 1996: 36-37; 1996: 246-249(In Chinese).
- [13] 王竹溪, 郭敦仁. 特殊函数概论[M]. 北京: 北京大学出版社, 2000: 601-628.
WANG ZhuXi, GUO DunRen. Summary of special function [J]. Beijing: Press of Beijing University, 2000: 601-638(In Chinese).