

地磁场中铁磁构件应力集中区的力磁耦合模型

万 强,李思忠,汤紫峰

(中国工程物理研究院 总体工程研究所,绵阳 621900)

摘 要:为了更有效地表征铁磁材料中应力集中区与其在空间中的磁场关系,基于力与磁畴非线性关系,从宏观热力学关系出发,结合应力影响磁致伸缩应变饱和值的微观物理机制及其变化规律,建立了磁场强度与应力的唯象关系。并将应力集中区等效为磁耦极子,结合电磁场理论与上述唯象关系,建立了反映应力-磁场的耦合模型。在该模型基础上,建立了石油管道缺陷磁记忆检测试验系统。在 50 m 长的石油管道上制作了焊缝裂纹等缺陷。采用磁检测仪对焊缝缺陷的磁特征信号进行了检测。结果发现,随着测试路径的不同,磁信号发生规律性变化,与所建模型预测吻合,证明了模型的可靠性。所建模型可以用于分析缺陷在空间产生的磁场分布、缺陷大小、缺陷深度以及缺陷的分布,为磁检测仪的研制以及定量分析缺陷磁信号打下了基础。

关键词:磁记忆检测;应力集中;力磁耦合模型;磁耦极子

中图分类号: TG115. 28; O348, O343. 5

文献标志码: A

文章编号: 1000-6656(2011)04-0012-05

A Stress-Magnetization Coupled Model for Magnetic Memory Phenomenon of Ferromagnetism Materials

WAN Qiang, LI Si-Zhong, TANG Zi-Feng

(Institute of Structural Mechanics, CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract: A stress-magnetization coupled model which can describe the magnetic field distribution around fault effectively was constituted. Firstly, in order to better describe the complex ferromagnetism materials behavior, a new nonlinear constitutive model was developed, which could reflect the effect of residual stress on the magnetic field of magnetic ferromagnetism materials. Then, a stress-magnetization coupled model was established by integrating magnetic dipole model. The variation of magnetic field and the leakage magnetic field of damage zone had been researched and calculated respectively based on this model. An experimental equipment of petroleum pipeline with fault was established. The results of magnetic memory testing on the petroleum pipeline were in accordance with the stress-magnetization coupled model. This model could describe the magnetic field of fault, distribution of fault, the depth of fault, which can provide a reference for the quantitative analysis of magnetic signal.

Keywords: Magnetic memory testing; Stress concentrate; Stress-magnetization couple model; Magnetic dipole model

金属磁记忆检测技术是一种新兴的无损检测技术,可以检测加载铁磁试件应力集中的部位,是对金属部件进行早期诊断的行之有效的。它的物理基础是:铁磁性工件在运行时,受工作载荷和地球磁

场的共同作用,在应力和变形集中区域内会发生具有磁致伸缩性质的磁畴组织定向和不可逆的重新取向,而且这种磁状态的不可逆变化在工作载荷消除后不仅会保留,还与最大作用应力有关系^[1]。在应力集中处有漏磁场的切向分量会出现最大值、同时法向分量改变符号且出现过零值点的现象。但作为一项新的无损检测技术,由于缺乏系统的试验和理论研究支持,使得该技术在应用过程中检测信号定

收稿日期: 2010-06-08

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10802081)

作者简介: 万 强(1979—),副研究员,从事力磁多场耦合,材料静动态力学行为研究。

量化和检测标准通用化方面存在许多问题尚未解决,目前仅能作为重要结构先期无损检测手段使用。

自从1997年俄罗斯学者杜波夫提出金属磁记忆的概念后,大量研究都集中在对检测技术的研究和仪器的开发,这方面国内的林俊明和任吉林等做了大量卓著的研究^[1-2]。但在磁记忆的理论研究方面则开展得相对较少。而且目前的磁记忆检测仪也主要是接触式,对于埋地铁磁构件的缺陷尚不能很好检测。这些都需要对磁记忆的理论开展研究:一方面需要建立应力与铁磁材料磁化强度的关系,另一方面需要分析应力导致材料磁畴变化在空间的磁场分布。对于应力和磁场之间的相互作用理论,较早可追溯到Brown的非线性磁弹性理论^[3],目前已有若干理论模型,能不同程度反映铁磁体的宏观行为。较有代表性的有Pao和Yeh模型^[4],Maugin和Eringen模型^[5],郑晓静和周又和模型^[6]。大部分磁弹性耦合方面的研究工作都是以这三种模型为基础。梁伟等^[7]给出了软铁磁材料平面裂纹问题的耦合场解,并对不同磁力模型的结果和磁场与机械载荷共同作用下的裂尖应力强度因子进行了讨论且比较了三种理论的准确性。秦飞等^[8-9]对弱磁环境下机械应力对磁场的影响,给出了受集中力作用半平面问题的变形扰动磁场解,考虑了裂纹和圆孔对磁场的影响。郑晓静等人建立了一个新的磁致伸缩材料的三维本构模型(Z-L模型),并将其退化到了实用的一维(棒)情形^[10]。任尚坤等^[11-12]基于Langevin定律对铁磁试件的力磁效应进行了分析。这些工作都较好地分析了材料中应力与磁场的相互作用,但部分工作与试验相差较大,同时缺少对空间磁场的分析。蹇兴亮等^[13]和苟晓帆等^[14]虽采用等效偶极子和分子环流模型对应力集中区的空间磁场分布进行了分析,但却未考虑磁场与应力的相互作用。

为了更好地从理论上解释磁记忆现象,指导试验研究和对埋地铁磁构件的磁检测仪的开发,笔者基于Z-L模型^[10-15],从宏观热力学关系出发,研究了应力影响磁畴的微观物理机制及其变化规律,建立了一个应力与磁场强度的唯象关系。同时将构件缺陷应力集中区等效为磁偶极子,结合应力与磁场强度的唯象模型,建立了工件表面外部的磁场分布的模型。该模型与磁检测仪测得的试验结果吻合,可以确定应力集中区的准确位置,即缺陷的定位,以及缺陷在构件表面下方的距离。

1 应力与磁化强度的唯象关系

在应力与地磁场同轴的条件下,不失一般性,铁磁材料单位体积内能 $U=(\epsilon, M \cdot S)$ 的全微分为^[16]:

$$dU = \sigma d\epsilon + \mu_0 \beta \bar{H} dM + T dS \quad (1)$$

式中 σ 为应力; ϵ 为应变; \bar{H} 为材料中的有效磁场强度; M 为磁化强度; β 为磁畴场常数; T 为温度; S 为熵密度; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m,为真空磁导率。定义单位体积弹性 Gibbs 自由能为^[17]:

$$G(\sigma, M, T) = U - TS - \sigma \epsilon \quad (2)$$

定义单位体积的 Helmholtz 自由能为:

$$A = G + \mu_0 H_E M \quad (3)$$

式中 H_E 为地磁场,则式(3)的全微分为:

$$dA = -\epsilon d\sigma + \mu_0 H_E dM + \mu_0 \beta H dM - S dT \quad (4)$$

不考虑变温(即 $dT=0$),则有效场 H 可表示为:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A}{\partial M} \right) = H_E + \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial G}{\partial M} \right) \quad (5)$$

为获得有效场 H 的多项式形式的关系,将自由能 $G(\sigma, M)$ 在自由状态 $(\sigma, M) = (0, 0)$ 处进行泰勒展开。对自由能展开式的各阶偏导数均在 $(\sigma, M) = (0, 0)$ 处取值。考虑到有效磁场 H 总是磁化强度 M 的奇函数,因此 M 的偶次项可以略去。得到有效场 H 如下形式的多项式关系:

$$H = H_E + \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial M^2} M + \frac{1}{3!} \frac{\partial^4 G}{\partial M^4} M^3 + \dots \frac{\partial^3 G}{\partial \sigma \partial M^2} \sigma M + \frac{1}{2} \frac{\partial^4 G}{\partial \sigma^2 \partial M^2} \sigma^2 M + \dots \right) \quad (6)$$

通常在获得式(6)后,只需确定 M 和 σ 前的系数,即可得到有效场 H 的多项式关系。但通常确定式(6)中的未知常数是十分繁琐的。为了便于工程应用,将根据式(6)中各项的物理意义进行分类,对某些类采用恰当的函数代替,某些类根据试验特征和规律进行简化,以便得到简洁的关系表达式。

当 $\sigma=0$ 时,由式(6)知 $H=H_E+H(M)/\mu_0$,该式反映了无应力状态的磁化关系。其中 $H(M)$ 是非线性的。根据外斯(Weiss)分子场理论,在自然状态下,材料的磁化强度 M 可以用修正朗之万(Langevin)函数表达为^[16]:

$$M = M_s L(H/a) = M_s [\coth(H/a) - a/H] \quad (7)$$

式中 M_s 是材料的饱和磁化强度,其中 a 是分子场参数。因此式(6)中只与磁化强度相关的项可以表示为:

$$H(M) = a L^{-1} \left(\frac{M}{M_s} \right) \quad (8)$$

根据对铁磁材料的试验分析^[10-15],可知有预应力 σ 作用下的铁磁材料的最大磁致伸缩应变 $\lambda_{\max}(\sigma)$ 应该等于饱和磁致伸缩系数 $\lambda_s(\sigma=0)$ 时的最大磁致伸缩应变)与非线性弹性应变 $\lambda_0(\sigma)(M=0)$ 时的力致应变)之差,即:

$$\lambda_{\max}(\sigma) = -\lambda_s + \lambda_0(\sigma) \quad (9)$$

因此式(6)中与 M 和 σ 都相关的磁弹性耦合项可以表示为:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^3 G}{\partial \sigma \partial M^2} \sigma + \frac{1}{2} \frac{\partial^4 G}{\partial \sigma^2 \partial M^2} \sigma^2 + \dots \right) M \\ &= -\frac{\partial}{\partial M} \int_0^\sigma \frac{-\lambda_s + \lambda_0(\sigma)}{M_s^2} M^2 d\sigma \\ &= -\frac{2[-\lambda_s \sigma + \Lambda_0(\sigma)]}{M_s^2} M \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $\Lambda_0(\sigma) = \int_0^\sigma \lambda_0(\sigma) d\sigma$ 是 $\lambda_0(\sigma)$ 的原函数。至此,利用式(6),(8)和(10)可以得到有效场 H 为:

$$H = H_E + aL^{-1} \left(\frac{M}{M_s} \right) + \frac{2[-\lambda_s \sigma + \Lambda_0(\sigma)]}{\mu_0 M_s^2} M \quad (11)$$

式中的非线性函数 $\lambda_0(\sigma)$ 可以通过试验确定。在Z-L模型^[10,15]中选用了双曲正切函数 $\tanh(x)$ 来模拟非线性弹性应变 $\lambda_0(\sigma)$,结果与实验吻合很好。在此笔者也选用双曲正切函数 $\tanh(x)$,具体如下:

$$\frac{\Lambda_0(\sigma)}{\lambda_s \sigma_s} = \begin{cases} \ln(\cosh \frac{\sigma}{\sigma_s}), & \sigma \geq 0 \\ \ln(\cosh \frac{2\sigma}{\sigma_s}), & \sigma < 0 \end{cases} \quad (12)$$

式中 σ_s 称为饱和应力,其物理意义就是将 $\lambda_0(\sigma)$ 在原点附近线性化为斜率为 $1/E$ 时的直线时使 $\lambda_0(\sigma) = \lambda_s$ 的应力值。

在地磁场的作用下,虽然还有应力 σ 的作用,但一般情况下有效场 H 都较小,而分子场参数 a 一般很大,达到上千A/m,通常 $H \ll a$,因此可得:

$$L\left(\frac{H}{a}\right) \approx \frac{H}{3a} \quad (13)$$

利用式(7)和(13)可得:

$$M = M_s \frac{H}{3a} \quad (14)$$

利用式(11),(12)和(14)得到有效场的力磁耦合表达式如下:

$$H = H_E + \frac{H}{3} + \begin{cases} \frac{2\sigma - 2\sigma_s \ln[\cosh \frac{\sigma}{\sigma_s}]}{\mu_0 M_s^2} \lambda_s M & \frac{\sigma}{\sigma_s} \geq 0 \\ \frac{4\sigma - \sigma_s \ln[\cosh \frac{2\sigma}{\sigma_s}]}{2\mu_0 M_s^2} \lambda_s M & \frac{\sigma}{\sigma_s} < 0 \end{cases} \quad (15)$$

将式(15)代入式(14)整理得:

$$M = \begin{cases} \frac{\mu_0 H_E M_s^2}{2\mu_0 a M_s - 2\sigma \lambda_s + 2\sigma_s \lambda_s \ln[\cosh \frac{\sigma}{\sigma_s}]} & \frac{\sigma}{\sigma_s} \geq 0 \\ \frac{2\mu_0 H_E M_s^2}{2\mu_0 a M_s - 4\sigma \lambda_s + \sigma_s \lambda_s \ln[\cosh(\frac{2\sigma}{\sigma_s})]} & \frac{\sigma}{\sigma_s} < 0 \end{cases} \quad (16)$$

2 应力集中区产生的磁场分布物理模型

铁磁性构件在受力状态下,其宏观缺陷都存在应力集中。由于应力集中将使缺陷附近的磁畴重新分布,而形成与应力相关的磁化矢量,因而可以将应力集中区等效为一个大的磁耦极子。根据这样的等效,可计算出在铁磁构件表面外部的磁场分布情况。反过来,根据仪器测量的磁场分布,就可以确定应力集中区的准确位置,即对缺陷进行定位。

假定在铁磁构件某个部位有一个应力集中区,构件表面为平面。对于正磁致伸缩材料而言,等效磁耦极子方向与拉应力方向同向,与压应力方向垂直。此处假设该集中区为单向拉应力。应力集中区中心在 XOZ 平面内, Z 轴沿工件表面外法线方向, X 轴沿构件表面,应力集中区的等效体积为 V 。由于磁畴的重新分布,应力集中区具有很强的剩磁 B_r ,它在 XOZ 平面内,方向与 Z 轴夹角为 θ (规定偏向 X 轴正向取正值,偏向 X 轴负向取负值),这里引入一个能在一定程度上反映应力集中情况的参数 $J = V \cdot B_r$ 。当剩磁化强度为 M 时, $B_r = \mu_0 M$ 。由式(16)知 B_r 与应力大小有关, V 则反映了应力集中区的大小。 V 可以认为是位错滑移的区域,包含数层磁畴,其数量级为 mm^3 。铁磁介质的相对磁导率为 μ ,应力集中区在表面下的深度为 h ,且在 Z 轴上; r 是应力集中区中心到所求场点的距离(图1)。

将应力集中区等效为磁耦极矩为 p 的磁偶极子,根据电磁场理论及文献[13]的工作, p 在构件表

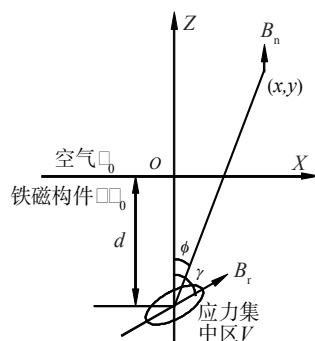


图1 应力集中区等效耦极子示意图

面上方坐标为 (x, z) 处产生的法向磁感应强度为:

$$B_n = \frac{\mu^2 \mu_0 MV}{2\pi(\mu+1)r^5} [3(d+z)x\sin\gamma + 2(d+z)^2\cos\gamma - x^2\cos\gamma] \quad (17)$$

3 试验测试

试验对象为由五根 10 m 长的 X70 钢管道焊接而成的测试管道,可以在上面布置缺陷,管道呈东西方向放置,管道之间的焊缝局部图见图 2。



图 2 被检管道焊缝

测试仪器为 TSC-4M-12 磁检测仪。图 3 为针对焊缝附近磁信号检测的测试路径分布,图中箭头为仪器测试方向,沿管道的轴向。仪器在管道的上半部分,沿图中 1~9 号路径运行,测得 9 条路径的磁信号,每条路径的测试长度为 300 mm,测试结果如图 4 所示。

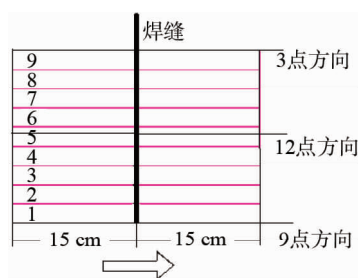


图 3 焊缝处的测试路径分布

图 4 中每幅图上 H_p-5 曲线是沿管道轴向的磁信号,下面的 H_p-6 曲线是垂直地面的法向信号。磁信号异常处刚好与焊缝的位置对应。可以看到,无论是轴向信号还是法向信号,形状都从路径 1~9 发生周期性变化。从路径 1~9,信号形状发生了 180° 相变。路径 1 与路径 9 之间的角度也刚好是 180° 。说明沿着管道的环向,在焊缝处的应力状态是变化的,这可能与焊接的方法有关。应力状态的变化导致了内部磁畴的变化,从而使磁信号沿着管道的环向出现周期性变化。

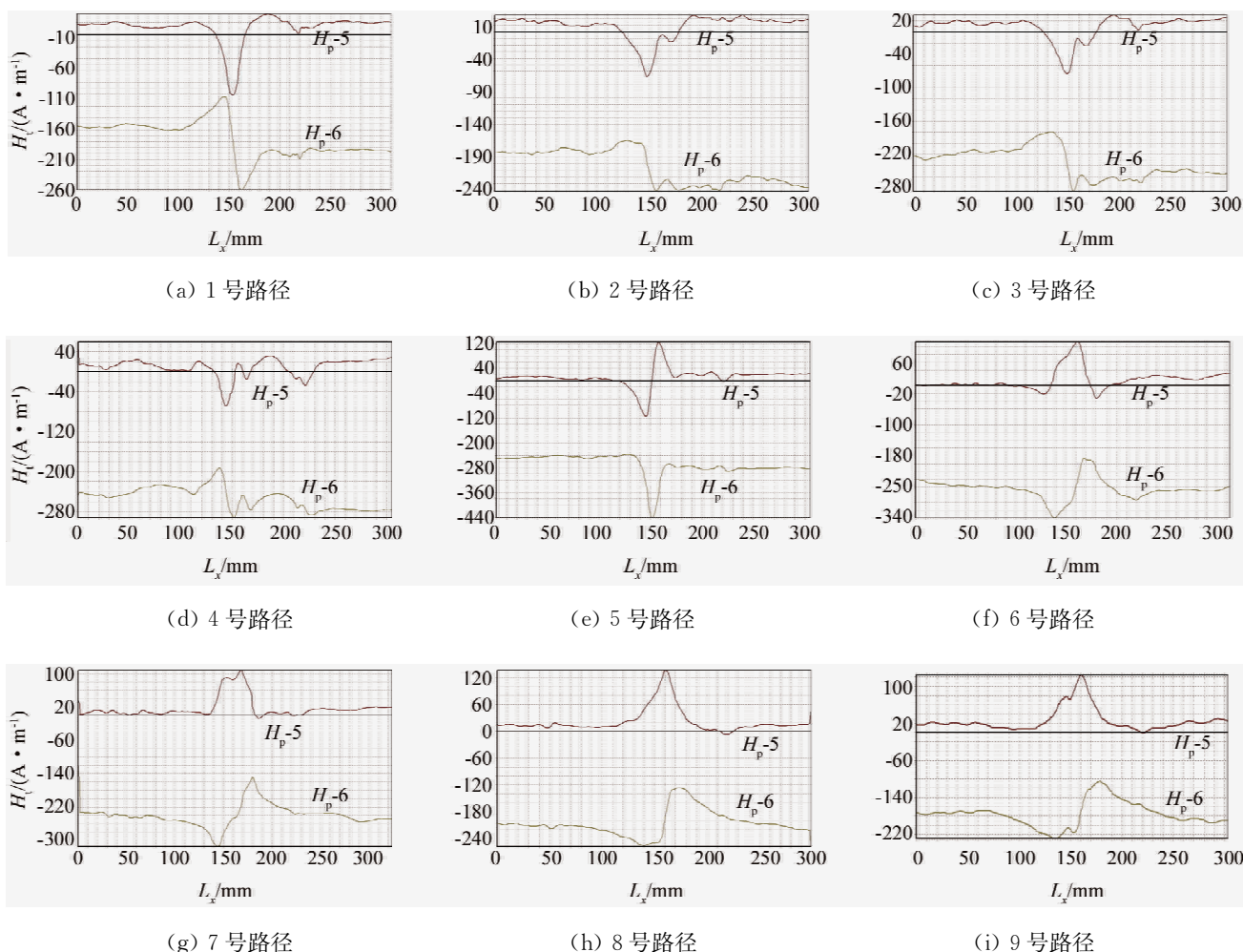
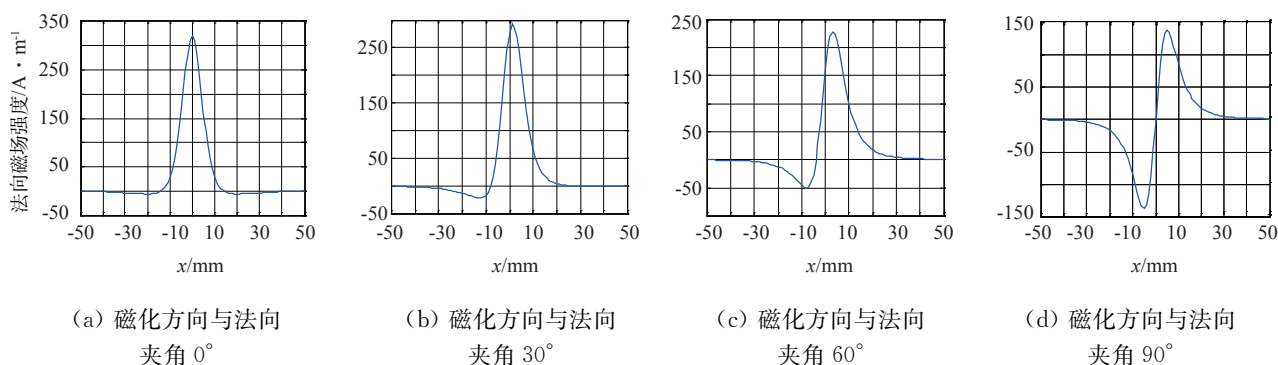


图 4 焊缝附近沿 9 条测试路径的磁信号分布

图5 不同 γ 下应力集中区的磁信号

4 模型验证

从上面试验可知,焊缝处的磁信号沿环向发生周期性变化,这实际上可由式(16)中 γ 角度的变化加以说明。 γ 表示的是磁化方向与垂直地面的法向间的夹角,磁化方向认为是与应力方向一致的,因此 γ 的变化,实际反映了应力的变化。在式(16)中假设应力集中区的等效体积 $V=10\text{ mm}^3$,材料相对磁导率 $\mu=600\text{ W}_b/\text{Am}$, $d=0$,当 $\sigma=300\text{ MPa}$ 时, $M=1674\text{ A/m}$, $z=10\text{ mm}$ 。改变 γ ,便可分析 γ 对磁信号特征的影响。图5是不同 γ 下,应力集中区的磁信号分布。

由图5可见,随着 γ 的变化,特征信号的形状发生周期性变化。计算中只考虑了 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 和 90° 四种情况,可以看到磁信号形状从 $0^\circ\sim 90^\circ$ 发生了 90° 相变。此处磁信号形状从 $0^\circ\sim 90^\circ$ 的 90° 相变对应于图4中1号路径到5号路径轴向磁信号的变化。说明与试验结果定性吻合,证明了模型的有效性。

5 结语

建立了铁磁构件应力集中区的力磁耦合模型,该模型与管道焊缝处的磁检测仪的测试结果吻合。该模型还可以定性预测缺陷的分布、缺陷的深度以及应力对磁信号的影响,为管道应力集中区的磁检测仪进一步开发以及测得磁信号的分析提供了基础。

参考文献:

- [1] 任吉林,唐继红,郭冠华,等. 金属的磁记忆检测技术[J]. 无损检测,2001,23(4):154—156.
- [2] 林俊明,林春景,林发炳. 基于磁记忆效应的一种无损检测新技术[J]. 无损检测,2000,22(7):297—299.
- [3] Brown W F. Magnetoelastic interactions[M]. New York: Springer Verlag,1966.
- [4] Pao Y H, Yeh C S. A linear theory for soft ferro-

magnetic elastic solids[J]. International Journal of Engineering Science,1973,11(4):415—436.

- [5] Maugin G A. A continuum approach to magnonphonon couplings III[J]. Int J Eng Sci,1981,19(4):479—493.
- [6] Zhou Y H, Zheng X J. A theoretical model of magnetoelastic buckling for soft ferromagnetic thin plates[J]. Acta Mechanica Sinica,1996,12(3):213—224.
- [7] 梁伟,沈亚鹏,方岱宁. 软铁磁材料平面裂纹问题的耦合场[J]. 力学学报,2001,33(6):758—766.
- [8] 秦飞,闫冬梅,张晓峰. 地磁环境下结构变形引起的扰动磁场[J]. 力学学报,2006,38(6):799—806.
- [9] 秦飞,闫冬梅,张阳. 带圆孔无限大受拉板的变形扰动磁场[J]. 固体力学学报,2007,28(3):281—286.
- [10] Zheng X J, Liu X E. A nonlinear constitutive model for Terfenol-D rods[J]. J Appl Phys, 2005, 97: 053901.
- [11] 任尚坤,任吉林,宋 凯. 铁磁试件的力-磁效应分析和相关参数估算[J]. 河南师范大学学报(自然科学版),2007,35(1):78.
- [12] 周俊华,雷银照. 正磁致伸缩铁磁材料磁记忆现象的理论探讨[J]. 郑州大学学报,2003,24(3):101—105.
- [13] 蹇兴亮. 一种新型金属磁记忆检测仪的研制[D]. 南京:南京航空航天大学,2007.
- [14] 苟晓凡,杨勇,郑晓静. 矩形永磁体磁场分布的解析表达式[J]. 应用数学与力学,2004,25(3):271—278.
- [15] Xin en Liu, Xiaojing Zheng. A nonlinear constitutive model for magnetostrictive materials[J]. Acta Mech Sinica,2005(21):278—285.
- [16] Parton V Z, Kudryavtsev B A. Electromagnetoelasticity[M]. Gordon and Breach Science Publishers, 1988.
- [17] 孙乐. 超磁致伸缩材料的本构理论研究[D]. 兰州:兰州大学,2006.
- [18] Jilrs D C, Atherton D L. Ferromagnetic hysteresis[J]. IEEE Trans on Mag, 1983, 19(5): 2183—21851.