快速识别金属材料缺陷的一种新方法

幸玲玲[1],席保锋[2],盛剑霓[2]
(1. 中国科学技术大学电子工程与信息科学系,安徽 230026;2. 西安交通大学电气工程学院,西安 710049)

摘 要: 本文提出一种快速识别金属材料中缺陷的位置、形状和大小的新方法. 该方法用位于分界面上的多个等效线圈产生的场等效逼近因缺陷存在引起的扰动场,使逆问题的求解中每次需用数值方法求解正问题的过程转变为每次用解析法求解正问题. 缺陷的重构速度比用体积分方程法提高十倍以上. 直线裂缝和十字型裂缝的重构计算证明本文方法是正确的和快速有效的.

关键词: 缺陷识别; 等效线圈; 最小二乘法; 小波变换
中图分类号: O242.2, TM154.2 **文献标识码**: A **文章编号**: 0372-2112 (2000) 08-0016-04

A New Approach for Fast Identification of Flaw in Metallic Material

XING Ling-ling[1], XI Bao-feng[2], SHENG Jian-ni[2]
(1. *Doctor P. O. Box 612; 2. Dept of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

Abstract: A new approach to identify flaw position, size and shape is proposed in metallic materials. In the method, the perturbed magnetic field due to a flaw (crack) is approximated by the magnetic field produced by equivalent coils located at the conductor/air interface. This made it possible for the forward problems in inverse problems to be solved by analytical method instead of numerical methods. The new method is over ten times more rapid than the volumetric integral equation method. The reconstruction computations of a straight and a cross cracks have demonstrated that the new method is correct, efficient and rapid.

Key words: flaw identification; equivalent coil; least-squares method; wavelet transform

1 引言

金属材料中缺陷或裂缝的形状、大小和位置的识别是涡流无损检测中最主要的目标,这一问题的求解本质上属于电磁场逆问题的求解.

在电磁场逆问题中,目标是根据有限的部分场信息推断源分布或者根据源分布及部分场信息推断特定区域内媒质的形状和分布. 对逆问题的求解计算目前还没有普遍有效的方法. 一般的方法是把逆问题分解为一系列正问题,利用一定的优化算法进行迭代求解[1],在每步迭代中,需要进行若干次的电磁场数值计算,因此逆问题的计算时间通常是难以接受的.

涡流无损检测中的体积分方程法[1]较一般场域剖分法有所改进,该方法将缺陷存在而引起的扰动场等效为位于缺陷处的电流偶极子产生的场,偶极子的大小和方向由体积分方程决定. 因此,该方法只需对缺陷部分进行剖分. 但将这种方法用于逆问题的优化计算时,每次迭代需要计算缺陷区 N 个剖分单元的并矢格林函数,而并矢格林函数的计算并不简单和省时,为判断一个缺陷,一般需要上千次的数值计算[2],因此,计算时间也很惊人.

为减少逆问题求解过程中正问题的计算时间,以加速缺陷的重构,本文通过对金属材料中有缺陷时的电磁场的深入分析,提出一种等效源逼近方法,利用若干个等效线圈的涡流磁场逼近由缺陷存在而引起的扰动磁场,等效线圈的位置、半径、电流等参数应用最小二乘法由测量磁场确定. 根据等效线圈各参数,可以解析求出有缺陷时扰动涡流场的逼近解,由于涡流场在缺陷附近的剧烈变化,对涡流各分量进行小波变换,检测小波变换的局部模极值可以准确确定缺陷的位置,形状和大小. 通过与有限元——边界元组合法计算结果的比较表明,本文方法是正确有效和快速的.

2 基本原理

图 1 所示为涡流检测原理图,用于检测磁场分布的接收线圈阵列位于激励线圈与导体板之间,图中省去,激励线圈中通以正弦变化的电流 I (以下为了简便,省去表示相量的圆点),忽略位移电流,Maxwell 方程为:

$$\nabla \times H = J^o + J^e \quad (1) \qquad \nabla \cdot B = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \times E = -j\omega(B^o + B^e) \quad (2) \qquad \nabla \cdot D = \rho \quad (4)$$

收稿日期:1999-05-10;修回日期:1999-09-06
基金项目:国家教委博士点基金(No.);中日无损评估中心

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

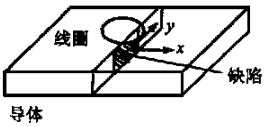


图 1　涡流检测原理图

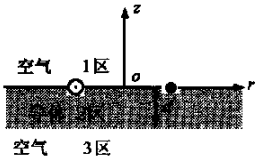


图 2　导体平板上的等效线圈

其中 J^o 为激励线圈中电流密度,J^e 为导体板中的涡流密度,B^o 为当导体板不存在时激励线圈产生的磁场,B^e 为导体中涡流产生的磁场. 若导体中无缺陷,则 B^e 仅由激励线圈感应的涡流产生,令为 B^{eo}. 因此 $B^f = B^e - B^{eo}$ 为缺陷引起的扰动磁场,包含有缺陷的位置、形状等各种信息,将 B^f 或与若 B^e 干等效线圈联系起来,以等效线圈的涡流磁场逼近 B^f,从等效线圈可以解析求得涡流场分布,再对涡流各分量进行小波变换,检测其局部模极值,从而准确确定缺陷的位置、形状及大小.

2.1　等效源法

图 2 所示为导体板与空气分界面上平放一半径为 a 的等效线圈,电流为 I(相量),各区域中场方程及边界条件如下:

空气中: $\nabla \times H_a = 0$ (5)　　$\nabla \times E_a = -j\omega B_a$ (6)

导体中: $\nabla \times H_c = \sigma E_c$ (7)　　$\nabla \times E_c = -j\omega B_c$ (8)

边界面 S_{12} 上: $n \times (H_a - H_c) = J$ (9)　　$n \times (E_a - E_c) = 0$ (10)

边界面 S_{23} 上: $n \times (H_a - H_c) = 0$ (11)　　$n \times (E_a - E_c) = 0$ (12)

式中下标"a"和"c"分别表示场点在空气中和导体中,J 为边界面上等效线圈的电流密度.

为了等效因缺陷存在引起的扰动场,将上述方程组及边界条件减去等效线圈在整个空气域中产生的场,可得到因导体板存在引起的差场方程:

空气中: $\nabla \times H_a^d = 0$ (13)　　$\nabla \times E_a^d = -j\omega B_a^d$ (14)

导体中: $\nabla \times H_c^d = \sigma E_c$ (15)　　$\nabla \times E_c^d = -j\omega B_c^d$ (16)

边界面 S_{12} 和 S_{23} 上:

$n \times (H_a^d - H_c^d) = 0$ (17)　　$n \times (E_a^d - E_c^d) = 0$ (18)

其中,上标"d"表示因导体板存在引起的场分量,式(15)中: $\sigma E_c = \sigma E_c^d + \sigma E^o = \sigma E_c^d + J_{eq}$, E^o 表示当导体板不存在时等效线圈在空气域中产生的电场分量,J_{eq} 为等效电流源,因此,差场 E^d, H^d 可以看成由体分布的等效电流源产生.

方程(13)～(16)和边界条件式(17)、(18)与缺陷引起的扰动场方程和边界条件[1]一一对应. 因此,根据电磁场唯一性定理,我们可以以多个等效线圈的差场的线性组合逼近扰动场,逼近的目标为检测面处磁场的切线分量和法线分量,令导体板上方 z_0 处(检测面)的磁场各分量为:

$$B_k(x,y) = B_k^o(x,y) + B_k^{eo}(x,y) + \sum_{i=1}^{N} c_i B^d{}_{ki}(x,y) \qquad k = x, y, z \qquad (19)$$

其中,N 为分界面上等效线圈的个数,c_i 为待定系数,B_{ki}^d 为第 i 个等效线圈产生的涡流磁场的 k 方向分量,可以用解析方法求得(见 2.2),系数 c_i 及各等效线圈的位置、半径和电流均由最小二乘法确定. 目标函数为:

$$F(X) = \sum_{k=1}^{3}\sum_{j=1}^{M}\left| (B_k^o + B_k^{eo} + \sum_{i=1}^{N} c_i B_{ki}^d)_j - B_{kj}^{(m)} \right|^2 \qquad (20)$$

其中 X 表示优化变量:由系数 c_i、等效线圈的位置、半径和电流组成,k 表示 x, y, z 三个分量,M 为测量点个数,$B_{kj}^{(m)}$ 表示 k 分量第 j 点的测量值.

在用优化方法求目标函数式(20)的最小值时,梯度类方法效率较高,但这类方法要用到目标函数的偏导数,这将使 B_{ki}^d 的偏导数计算中无穷积分的收敛速度减慢,因此,我们采用不求梯度的 Powell 优化方法,Powell 方法也具有二次收敛性. 优化变量中等效线圈的各参数受到一定的约束,如线圈半径必须大于零,线圈的位置必须位于探头的有效探测范围之内等,因此,属于有约束极小化问题. 有约束问题的计算量远大于无约束问题的计算量. 本文通过变量代换将有约束极小化问题转变为无约束极小化问题.

系数 c_i 和等效线圈各参数一旦确定,不仅可用于计算磁场,而且可用于计算导体板中的涡流场,由于涡流场在缺陷周围的剧变,利用小波变换对剧变信号的敏感检测能力,从涡流场可以很快确定缺陷的位置、形状和大小.

2.2　单个等效线圈的场

如图 2 所示,通常导体板较大,等效线圈产生的为轴对称电磁场,取圆柱坐标系 (r, θ, z),将场域分为三个区域:1 区: $z \geq 0$,2 区: $-d \leq z < 0$,3 区: $z < -d$,各区域微分方程为:

$$\nabla^2 A_{i\theta} + (k_i^2 - (1/r^2)) A_{i\theta} = 0 \qquad (21)$$

其中,$i = 1, 2, 3$. $k_1^2 = k_3^2 = 0$, $k_2^2 = -j\omega\mu_0\sigma$　边界条件为:

$$A_{1\theta}(r,0) = A_{2\theta}(r,0) \qquad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}A_{1\theta}(r,0) - \frac{\partial}{\partial z}A_{2\theta}(r,0) = -\mu_0 \delta(r-a) \qquad (23)$$

$$A_{2\theta}(r,-d) = A_{3\theta}(r,-d) \qquad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}A_{2\theta}(r,-d) = \frac{\partial}{\partial z}A_{3\theta}(r,-d) \qquad (25)$$

应用分离变量法可求得各区域动态矢量位 $A_{i\theta}$,将 $A_{i\theta}$ 减去等效线圈在整个空气域中产生的各对应矢量位,可得到差场的各分量,我们只关注 1 区的磁场和 2 区的涡流,下标 1,2,3 可省去,第 i 个等效线圈的各分量如下:

$$B_{xi}^d = -j\omega\mu_0^2\sigma I_i a_i \frac{x - x_i}{r}\int_0^{\infty} \frac{e^{-\lambda_e shud}}{(u+\lambda)^2 e^{ud} - (u-\lambda)^2 e^{-ud}} \times J_1(\lambda a_i) J_1(\lambda r)\lambda d\lambda \qquad (26)$$

$$B_{yi}^d = -j\omega\mu_0^2\sigma I_i a_i \frac{y - y_i}{r}\int_0^{\infty} \frac{e^{-\lambda_e shud}}{(u+\lambda)^2 e^{ud} - (u-\lambda)^2 e^{-ud}} \times J_1(\lambda a_i) J_1(\lambda r)\lambda d\lambda \qquad (27)$$

$$B_{zi}^d = -j\omega\mu_0^2\sigma I_i \frac{a_i}{r}\int_0^{\infty} \frac{e^{-\lambda_e shud}}{(u+\lambda)^2 e^{ud} - (u-\lambda)^2 e^{-ud}} J_1(\lambda a_i) J_1(\lambda r)\, d\lambda - j\omega\mu_0^2\sigma I_i a_i \int_0^{\infty} \frac{e^{-\lambda_e shud}}{(u+\lambda)^2 e^{ud} - (u-\lambda)^2 e^{-ud}} J_1(\lambda a_i) J_1'(\lambda r)\lambda d\lambda \qquad (28)$$

$$J_{\theta i} = -j\omega\mu_0\sigma I_i a_i \int_0^{\infty} \frac{(u+\lambda)e^{u(d+z)} + (u-\lambda)e^{-u(d+z)}}{(u+\lambda)^2 e^{ud} - (u-\lambda)^2 e^{-ud}} \times J_1(\lambda a_i) J_1(\lambda r)\lambda d\lambda \qquad (29)$$

其中,$u^2 = \lambda^2 + j\omega\mu_0\sigma$, $r = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}$. 通过优化参

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

数 x_i, y_i, a_i, I_i 可找到等效线圈的最佳线性组合,逼近缺陷引起的扰动场.

B_{ki}^d 的具体计算已在文献[3]中详细讨论过,式(20)中 B_k^{eo} 的计算与 B_{ki}^d 类似.

2.3 二进小波变换及快速算法

小波变换对信号奇异点非常敏感,因而对突变信号的分析尤为有效[4],小波变换的局部模极大值可以用于检测信号或图像边缘的局部特性[5].

用最优化方法求得等效线圈的各参数后,可以解析求得涡流场的逼近解,由于涡流的 J_x, J_y 分量在缺陷两边的剧变,分别对 J_x 和 J_y 分量的实部作两维二进小波变换,检测出局部模极大值,其位置即为缺陷或裂缝的端点或边缘所在处.

设 $\theta(x)$ 是一个适当光滑的函数,若选小波为 $\theta(x)$ 的一阶导数 $\psi(x) = d\theta(x)/dx$,则函数 $f(x) \in L^2(R)$ 的小波变换为:

$$W_s f(x) = f(x) * \psi_s(x) = s\frac{d}{dx}[f(x) * \theta_s(x)] \quad (30)$$

小波变换可以表示成信号 $f(x)$ 在尺度 s 被 $\theta_s(x)$ 平滑后的一阶导数,$W_s f(x)$ 幅值极大点对应 $f(x)$ 的剧变点.因此,由小波变换的模极大值可以检测到信号 $f(x)$ 的剧变点.

定义光滑算子:$S_{2^j} f(x) = f * \phi_{2^j}(x)$,$\phi(x)$ 为尺度函数,离散信号 $\{d_n\}_{n\in z}$ 的二进小波变换递推公式为:

$$S_{2^j} f = S_{2^{j-1}} f * H_{j-1} \quad (31)$$

$$W_{2^j} f = S_{2^{j-1}} f * G_{j-1}, j = 1 \sim J \quad (32)$$

$j = 0$ 时,$S_1 f = \{f * \phi(n)\} = \{d_n\}_{n\in z}$. H_j 和 G_j 分别是滤波器 H 和 G 的相邻项间补充 $2^j - 1$ 个零而生成的离散滤波器.

上述对一维信号的小波变换可推广到两维图像 $f(x,y) \in L^2(R^2)$ 的处理中.函数 $f(x,y)$ 在尺度 2^j 下的小波变换为:

$$W_{2^j}^1 f(x,y) = f * \psi_{2^j}^1(x,y) \quad (33)$$

$$W_{2^j}^2 f(x,y) = f * \psi_{2^j}^2(x,y) \quad (34)$$

定义光滑算子 S_{2^j} 如下:

$$S_{2^j} f(x,y) = f * \phi_{2^j}(x,y) \quad (35)$$

其中 $\phi(x,y) = \phi(x)\phi(y)$ 为尺度函数,则对于二维离散信号 $D = \{d_{n,m}\}_{(n,m)\in z^2}$ 有以下小波分解的快速递推公式:

$$S_{2^j} f = S_{2^{j-1}} f * (H_{j-1}, H_{j-1}) \quad (36)$$

$$W_{2^j}^1 f = S_{2^{j-1}} f * (G_{j-1}, D) \quad (37)$$

$$W_{2^j}^2 f = S_{2^{j-1}} f * (D, G_{j-1}), j = 1 \sim J \quad (38)$$

其中 $S_1 f(n,m) = \{f * \phi\}(n,m) = \{d_{n,m}\}_{(n,m)\in z^2}$. H_{j-1}, G_{j-1},定义同前,D 为 Dirac 滤波器,$S_{2^{j-1}} f * (G_{j-1}, D)$ 表示 $S_{2^{j-1}} f$ 的行和列与 G_{j-1} 和 D 的分别卷积.

二维小波变换梯度向量的模为:

$$M_{2^j} f(x,y) = \left(|W_{2^j}^1 f(x,y)|^2 + |W_{2^j}^2 f(x,y)|^2\right)^{1/2}$$

其极大值表示函数 $f(x,y)$ 的剧烈变化点,即边缘点.二维信号 $f(x,y)$ 的急剧变化范围有时是平面中的一条曲线,沿着这曲线,$f(x,y)$ 在一个方向上是奇异的,而在其垂直方向却是平滑的.小波分量 $W_{2^j}^1 f(x,y)$ 的模极大值表示函数 $f(x,y)$ 在 x 方向的剧变点,而 $W_{2^j}^2 f(x,y)$ 的模极大值则表示 $f(x,y)$ 在 y 方向的剧变点.因此,有时分别检测 $W_{2^j}^1 f(x,y)$ 和 $W_{2^j}^2 f(x,y)$ 分量更能揭示出函数 $f(x,y)$ 的奇异性或边缘点.

3 计算实例

根据上述基本原理,我们按照涡流无损检测中的基准模型[6]计算了直线裂缝和十字型裂缝二种情况.受实验设备的限制,本文用三维有限元——边界元组合法计算程序(其计算结果与实验相符[6])得出的结果代替实验测量值 $B^{(m)}$,各参数如下(图 1):导体板 140mm × 140mm × 1.25mm,电导率 $\sigma = 1.0 \times 10^6$ s/m,激励线圈半径 0.6mm,外半径 1.6mm,高度 0.8mm,匝数 140,单匝电流有效值 (1/140) A,频率 f = 300 kHz,提离 1.0 mm,检测面 $Z_0 = 0.5$ mm.

3.1 直线裂缝

如图 1,裂缝长(y 方向)10mm,宽 0.2mm,位于 y 轴上 - 4.0mm ~ 6.0mm 处,用 FEM-BEM 程序计算出模拟测量值.

用五个等效线圈的涡流磁场逼近扰动场,经过 22 次迭代求得各等效线圈参数见表 1.

表 1 五个等效线圈位置、半径和电流

线圈编号	x(mm)	y(mm)	a(mm)	I(A)	φ(°)
1	0.001	4.888	1.469	0.2318	10.60
2	0.000	4.452	2.024	0.03291	188.7
3	0.001	0.015	1.036	0.3784	176.2
4	- 0.001	- 3.553	2.363	0.0535	178.3
5	0.000	- 3.746	1.332	0.2358	8.812

系数 c_i 的作用已与电流合为一个,由表 1 中各等效线圈的线性组合求得的磁场分布与模拟测量值的相对误差绝大部分在 5 %以下,图 3 表示图 1 中沿 y 轴上方磁场 B_y^e 分量的实部,图 4 表示 B_z^e 的实部,从图可见,B^e 的数值一般很小,并且是连续变化的,因此,从磁场测量值目前仅能判断有无缺陷存在,而难以确定缺陷的位置、形状和大小.

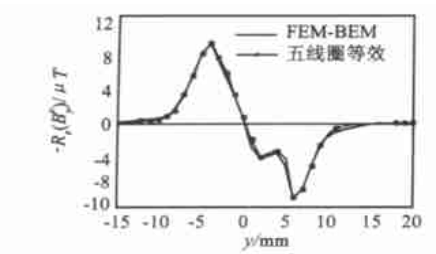


图 3 沿图 1 中 y 轴上方磁场 B_y^e 分量的实部

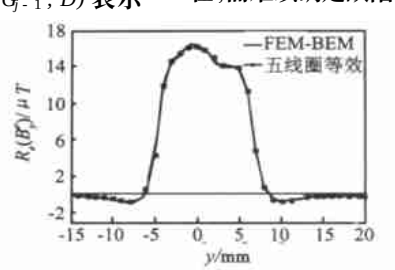


图 4 沿图 1 中 y 轴上方磁场 B_z^e 分量的实部

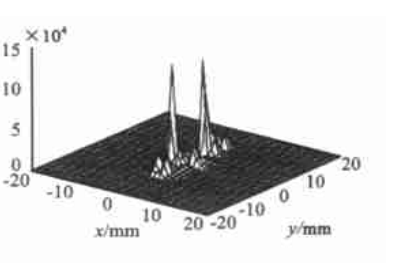


图 5 j_x 分量的小波变换 $|W_{2^i}^2 j_x(x,y)|$ (尺度 $i = 1$)

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

利用表 1 中五个等效线圈的各参数,我们计算了导体板中的涡流场,对导体表面的涡流分量 J_x 和 J_y 的实部进行二维二进小波变换,光滑函数 $\theta(x)$ 选三阶中心 B 样条函数,相应的 $\psi(x)$ 为二阶紧支集样条小波,滤波器 H 和 G 取自文献[5],系数 h_{-1}～h_2 分别为 0.125,0.375,0.375,0.125; g_0～g_1 分别为 -2,2.边界的处理采用对称周期延拓技术.涡流的 j_x 分量在裂缝的两端点处急剧变化,而 j_y 分量在裂缝的两边方向相反.由于 j_x 分量在裂缝两端点处沿 y 方向的变化更剧烈,因此,用 $|W_2^{2i}j_x(x,y)|$ 能更准确地定位裂缝的两端点.图 5 表示 $W_2^{2i}j_x(x,y)$ 在尺度 $i=1$ 时的模值(为防止混淆,原尺度下标 j 改用 i 表示).同样,对 j_y 进行小波变换表明,$|W_2^{1i}j_y(x,y)|$ 分量更能反映 j_y 沿 x 方向上的急剧变化,如图 6 所示.因此,结合图 5、图 6 的分析,可以准确确定裂缝的位置,形状和大小.

j_x 和 j_y 的小波变换各分量在尺度 $i\geq 2$ 时的模值也能给出裂缝的轮廓,但随着分辨率的降低,裂缝边缘变得相对模糊,因此,本文只用尺度 $i=1$ 时小波变换各分量的模值识别裂缝或缺陷.

3.2　十字型裂缝

在图 1 所示裂缝的基础上再增加一条 x 轴方向的裂缝,长 10mm,宽 0.2mm,位于 x 轴上 -5.0mm～+5.0mm 处,构成十字型裂缝,以五个等效线圈的涡流磁场逼近裂缝引起的扰动场,经过 21 次迭代,得到各等效线圈的位置,半径和电流,见表 2.

表 2　各等效线圈位置、半径和电流

线圈编号	x(mm)	y(mm)	a(mm)	I(A)	Φ(°)
1	0.001	5.126	1.280	0.1446	-7.381
2	-4.481	0.000	0.9491	0.1545	-2.026
3	0.000	0.011	1.150	0.5253	186.1
4	4.482	0.000	0.9486	0.1545	-2.165
5	-0.001	-3.813	0.6433	0.1620	-10.26

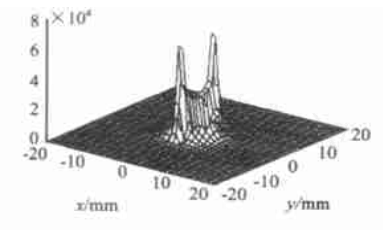


图 6　j_y 分量的小波变换 $|W_2^{1i}j_y(x,y)|$ $(i=1)$

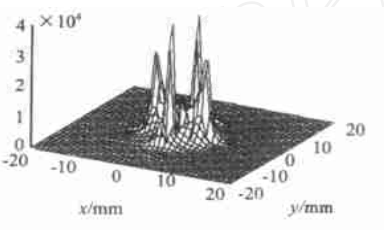


图 7　j_x 分量的小波变换 $|W_2^{2i}j_x(x,y)|$ $(i=1)$

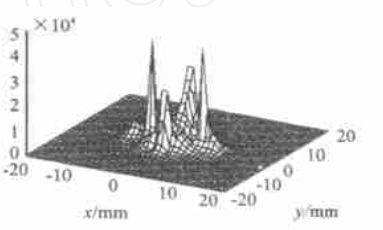


图 8　j_y 分量的小波变换 $|W_2^{1i}j_y(x,y)|$ $(i=1)$

用五个等效线圈逼近十字型裂缝的效果比逼近直线裂缝的效果更好,相对误差大部分在 2%以下.

根据表 2 中各等效线圈的参数计算出导体表面涡流的 j_x 分量和 j_y 分量,并分别进行二维二进小波变换.图 7 表示涡流 j_x 的小波变换 $W_2^{2i}j_x(x,y)$ 的模值.可以看到,$|W_2^{2i}j_x(x,y)|$ 能准确地定位裂缝在 y 方向的两端点及水平裂缝的宽度.图 8 表示涡流 j_y 分量的小波变换 $|W_2^{1i}j_x(x,y)|$,可见,$|W_2^{1i}j_x(x,y)|$ 可以准确确定水平裂缝的两端点及垂直裂缝的宽度,因此,从图 7 和图 8 不难作出裂缝形状为十字型的判断,根据小波变换模极大值所在处的位置可以准确给出裂缝的位置和大小.

本文以多个等效线圈的解析解逼近测量值,比纯数值法快得多,使用 PC 奔腾 Ⅱ(主频 266MHz)计算单个线圈的一个场点仅需 0.024 秒,测量点为 81 个,若以五个等效线圈拟合十字型裂缝的测量值,计算一次 B^e 分布仅需 9.72 秒,迭代 21 次,共需计算 B^e 分布 938 次,总的优化时间是 2 小时 41 分,比以往方法所需的几十个小时甚至几百个小时,速度提高十倍以上.等效线圈参数一旦求得,计算涡流场仅需几秒钟,进行二维小波变换也不过十几秒钟.

从上述两例及其他的裂缝计算可以看出,对位于探头的有效探测范围之内的任意裂缝或缺陷引起的扰动场,一般用五个等效线圈差场的线性组合等效逼近可以获得满意的结果.

4　结论

以上分析和计算表明,本文提出的以多个等效线圈涡流磁场的线性组合等效逼近扰动磁场的方法,可以用于识别金属材料中的任意缺陷或裂缝.在用优化方法求解逆问题的过程中,使每次须用数值方法求解正问题的过程转变为每次用解析法求解正问题,根据(所求得)各等效线圈的解析解,可得到有缺陷时扰动涡流场的逼近解,对涡流各分量进行二维二进小波变换,根据小波变换各分量局部模极值可以快速确定缺陷的位置、形状和大小,缺陷的重构速度比用体积分方程法提高十倍以上,对直线裂缝和十字型裂缝的重构效果很好.该方法还能应用于识别多个裂缝的问题.

作者简介:



幸玲玲　电气工程学院电工理论专业博士研究生.主要研究方向为电磁场数值计算及其逆问题的求解,小波分析在电磁场计算中的应用.

席保锋　电气工程学院副教授,主要研究方向为电气绝缘材料及其场分析.目前正在英国南安普顿大学从事访问研究.

参考文献:

[1] S.J.Norton and J.R.Bowler. Theory of eddy current inversion [J]. Appl. Phys. ,1993,73(2):501-502.

(下转第 12 页)

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

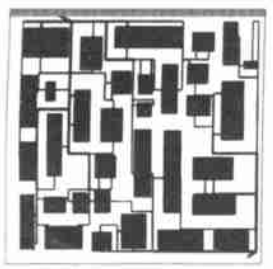


图 5 ami33 的优化结果

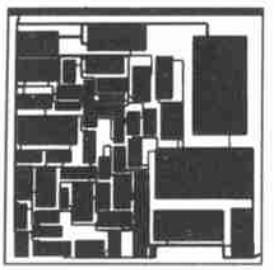


图 6 ami49 的优化结果

5 实验结果

上述算法已经用 C 语言在 SUN SPARC20 工作站上实现,并用几个工业界的实例进行了验证,其中 ami33 和 ami49 的供电森林线宽优化结果如图 6 和图 7 所示. ami33 的布线面积由 387170.00000μm^2 (取最大线宽) 减少至 189553.837475μm^2, ami49 的布线面积由 1524310.000000μm^2 (取最大线宽) 减至 795106.993477μm^2. 约为原来的二分之一,效果非常明显.

实验表明,BBL 模式下,以通道网络为基础自动生成电源/地拓扑结构的算法可以得到较理想的效果. 以通道网络为基础形成网状拓扑结构较简单,但是优化起来很困难;以通道网络为基础形成树型拓扑结构虽然比网状拓扑结构麻烦,然而使用启发式搜索的方法可以形成供电较均匀的供电森林,并且供电森林的线宽能够较好地进行优化,因而可以得到电源/地布线总面积较小的电源/地拓扑结构. 至此,我们可以自动的生成电源/地拓扑结构并进行优化.

6 结束语

本文针对 BBL 布图模式,提出了一个高效的电源和地线网络的设计和优化算法. 首先使用扫描线算法找出所有的布线通道,然后基于三个布线原则形成星型的拓扑结构,最后用拉格朗日乘子法对线宽进行了迭代优化.

使用了几个实际的工业界例子对该算法进行了试验,结果表明该算法速度很快,而且布线和优化结果也令人满意,大大减少了电源和地线网络占用的布线资源. 另外,它占用的内存也很少.

参考文献:

[1] J. R. Black. Electromigration failure modes in aluminum metalization for semiconductor devices [J]. Proceedings of the IEEE, 1969, 57(9): 1587 - 1594.

[2] 洪先龙,严晓浪,乔长阁. 超大规模集成电路布图理论与算法 [M]. 科学出版社, 1998: 7 - 16.

[3] Xiaohai Wu, Changge Qiao and Xianlong Hong. Design and optimization of power/ground network for cell-based VLSIs with macro cells [A]. Proceedings of ASP-DAC'99 [C], 1999.

[4] Dutta R. & Sadowska M M. Automatic sizing of power/ground (P/G) networks in VLSI [A]. Proceedings of 26th Design Automation Conference [C], 1989: 783 - 786.

[5] Mitsuhashi T. & Kuh E. S. Power and ground network topology optimization for cell based VLSIs [A]. Proceedings of 29th ACM/IEEE Design Automation Conference [C], 1992, 524 - 529.

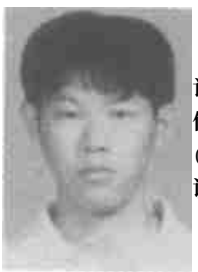
[6] Chowdury S. & Breuer M A.. The construction of minimal area power and ground nets for VLSI circuits [A]. Proc. of 22nd Design Automation Conference [C], 1985: 794 - 797.

[7] Chowdury S. & Breuer M A. Minimal area design of power/ground nets having graph topologies [J]. IEEE Trans on CAS, 1987, 34(12): 1441 - 1451.

[8] 乔长阁,孔天明,夏阳,洪先龙,蔡懿慈. 最小面积电源和地线网络的设计[J]. 电子学报, 1998, 8: 126 - 128.

[9] Brain Jr. E. H. The analysis and design of power distribution nets on LSI chips [A]. Proc. Int Conf. on Circuits and Computers [C], 1980: 785 - 790.

作者简介:



武晓海 1973 年出生. 1997 年获得清华大学计算机系学士学位,目前是清华大学计算机系软件所博士研究生,主要从事超大规模集成电路 (VLSI) 中基于各种布图模式的电源/地线网络的设计与优化研究.

洪先龙 1940 年出生. 清华大学计算机系软件所教授,博士生导师,目前从事超大规模集成电路布图和布线的算法研究.

(上接第 19 页)

[2] 雷银照. 三维探伤涡流场及其逆问题的研究 [D],清华大学博士学位论文, 1995.

[3] 幸玲玲,席保锋,盛剑霓. 涡流无损检测中类 Sommerfeld 积分的计算 [J],西安交通大学学报, 1999, 33(10).

[4] S. Mallat, W. Huang. Singularity Detection and Processing with Wavelets [J]. IEEE Transactions on Information Theory, 1992, 38(2): 617 - 643.

[5] S. Mallat, S. Zhong. Characterization of signals from multiscale edges [J]. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 1992, 14(7): 710 - 732.

[6] T. Takagi, M. Hashimoto, H. Fukutomi et al. Benchmark models of eddy current testing for steam generator tube: experiment and numerical analysis [J]. Int. J. of Applied Electromagnetics in Materials, 1994, 5: 149 - 162.

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net