

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2006312

铁磁性套管脉冲涡流检测的时域解析解*

孙虎^{1,2}, 师奕兵^{1,2}, 张伟^{1,2}, 李焱骏^{1,2}

(1. 电子科技大学自动化工程学院 成都 611731; 2. 电子科技大学信息地学研究中心 成都 611731)

摘要:脉冲涡流检测因具有低功耗、响应频谱宽、对不同深度缺陷具有较高灵敏度等特点而愈发受到重视。然而当前多数套管检测研究均使用电流源作为激励,由于激发线圈存在自感,其在电流脉冲激励信号的上升和下降沿将产生一个极大的反向瞬时感应电压。因此在这类研究中,对电流源激励的功率和稳定性提出了极高的要求。为解决电流型脉冲激励的上述问题,给出一种电压型脉冲激励套管涡流检测方法并推导了其时域解析解。首先,分析了激发线圈自感及套管涡流对激励电流的影响。然后,使用了更为准确的脉冲激励函数进行解析计算,并通过磁场叠加推导了激励、涡流磁场在接收线圈中的时域感应电压解析解。实验表明,得出的解析计算结果与实验电流、感应电压的相对误差分别为2.9%和9.6%,提升了理论数据的准确性。

关键词:脉冲涡流检测;铁磁性套管;时域解析解;感应电压;磁场

中图分类号: TH701 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 460.40

Time-domain analytical solutions of pulsed eddy current testing on ferromagnetic casing

Sun Hu^{1,2}, Shi Yibing^{1,2}, Zhang Wei^{1,2}, Li Yanjun^{1,2}

(1. School of Automation Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China; 2. Center for Information Geoscience, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

Abstract: The pulsed eddy current testing (PECT) attracts increasing attention because it is sensitive to different depth defects and has advantages of low power dissipation and abundant frequency spectrum. Recent studies apply current excitation based pulsed eddy current for metal material testing. Due to the inductance to the coil, it leads to a large reverse induced electromotive force in a driver coil at the rising and falling edges of pulse excitation. The phenomenon means that high performance of power and stability should be utilized for testing. To solve the aforementioned problems of the excitation circuit, a voltage excitation based ferromagnetic casing PECT method is proposed. The time-domain analytical solution of the testing is formulated. The influences of the self-inductance of the driver coil and the casing eddy current on the excitation current have been analyzed. Then, a more precise pulse excitation function is used for the calculation of the analytical solution. And the analytical solutions of the induced electromotive force to pick-up coils are formulated based on the superposition of the excited and induced magnetic field. Finally, experimental results indicate that better accuracy is achieved based on the proposed analytical solutions. The relative errors of excitation current and induced electromotive force between the theoretical and experimental results are 2.9% and 9.6%, respectively.

Keywords: pulsed eddy current testing; ferromagnetic casing; time-domain analytical solution; induced electromotive force; magnetic field

0 引言

为保障油气的安全生产,油气套管健康状况定期检测十分必要。近年来,无损检测方法在油气套管检测中得以广泛运用。其中,涡流检测方式以非接触、不需耦合剂和不损坏被检测物件等优点在油气套管检测中展现了出色应用前景。常规涡流检测方式如漏磁检测、单频远场涡流检测等,均频谱单一、携带频域信息少,而脉冲涡流检测(pulsed eddy current testing, PECT)方式不仅具有丰富的频域信息且能减少涡流热效应、功耗低。因此,以脉冲信号为激励的 PECT 方式逐渐引起重视,并被用于金属平板和铁磁性管道的检测中^[1-4]。相关研究表明,PECT 的响应信号携带丰富的缺陷特征,因此对试件中不同深度的缺陷识别更为有效^[5-7]。另外,PECT 技术也被用于金属试件的厚度、电导率、磁导率等物理参数的测量^[8-9]。

在铁磁性套管的涡流检测中,建立涡流检测的精确解析模型有利于管道物理参数的准确测量和反演^[10-11]。轴对称和非轴对称单频涡流管道检测的频域解析解已由 Dodd 等^[12-13]的相关研究给出。虽然后来相关研究探索了基于脉冲涡流的铁磁性套管检测方法^[14-15],并指出铁磁性套管的 PECT 响应信号具有可用于测量套管厚度与内径的特征,但其并未对脉冲涡流套管检测的时域解析模型进行研究。文献[14]通过频域解析模型的方法研究了脉冲涡流在铁磁性管道中的响应,但理论数据与实验数据在脉冲响应的上升和下降沿具有较大差异。文献[16]研究了管道外置垂直线圈的脉冲涡流时域解析解,但这种外置检测方法难以用于埋地套管。另外,文献[14,16]都是基于电流型脉冲激励的涡流检测方法,由于激发线圈存在自感,脉冲电流的瞬时上升或下降将会在激发线圈中产生几百,甚至几万伏的反向瞬时自感电压,而这就对激发电路的功率和稳定性设计提出了较高的要求。文献[15]虽然采用了电压型脉冲激励进行管道涡流测试,但并未对脉冲响应的时域解析解进行分析和构建。

最近,文献[17]给出了一种电压型脉冲激励在实心导体棒检测中的应用方法,并揭示和证明了线圈自感、涡流磁场与激励电流间的函数关系。基于这种感应关系,本文提出了一种基于电压型脉冲激励的铁磁性套管涡流检测方法,推导了套管中涡流磁场、激励磁场与线圈之间的函数关系并构建了对应的时域解析解。另外,脉冲激励信号的上升和下降时间也被代入本文的解析计算中,并得到了更为准确的理论结果。本文所提出的套管涡流检测方法降低了脉冲涡流检测的激发电路设计难度,且其解析模型可用于涡流检测仪器的参数优化与套管参数

的准确测量。

1 铁磁性套管中 PECT 模型

本文所述铁磁性套管 PECT 模型如图 1 所示,其中 r_1 和 r_2 分别铁磁性套管的内半径和外半径, r_{e1} 、 r_{e2} 与 r_{p1} 、 r_{p2} 。

分别代表激励线圈和接收线圈的内外半径,两个线圈间的中心距离用 d 表示,且线圈与套管同轴。 l 和 l_2 分别为线圈的长度。在本文中共划分 4 个区域,分别为区域 1: $0 < \rho \leq r_{e1}$,区域 2: $r_{e2} < \rho \leq r_1$,区域 3: $r_1 < \rho \leq r_2$ 和区域 4: $r_2 < \rho$ 。由于接收线圈位于套管内部,因此本文主要研究位于区域 1 和区域 2 的接收线圈脉冲涡流响应时域解析解。

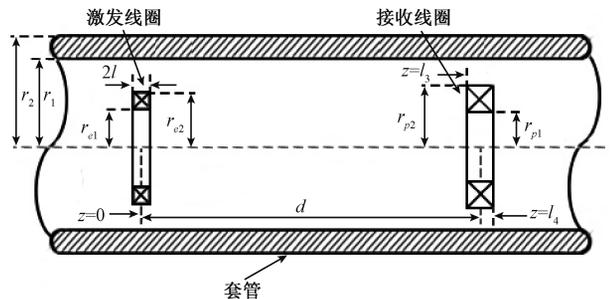


图 1 PECT 铁磁性管道检测模型

Fig. 1 The PECT model in ferromagnetic pipes

基于安培环路定理和磁矢位 A 的定义,易得套管轴对称涡流检测模型的频域表达式如下

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho^2} - j\omega\mu\sigma \right) A(\omega) = -\mu J(\omega) \quad (1)$$

式中: μ 和 σ 分别为套管的磁导率和电导率; $J(\omega)$ 为激励线圈中电流密度的傅里叶变换。实际上,式(1)可变为:

$$\mathcal{L} A(\omega) = J(\omega) \quad (2)$$

其中,算子 \mathcal{L} 为:

$$\mathcal{L} = - \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho^2} - j\omega\mu\sigma \right) / \mu \quad (3)$$

记 $G(\rho - \rho_c, z - z_c)$ 为点 (ρ_c, z_c) 处的格林函数,且其适用于磁矢位 A 的所有边界方程^[18],则 $G(\rho - \rho_c, z - z_c)$ 可表示为:

$$\mathcal{L} G(\rho - \rho_c, z - z_c) = \delta(\rho - \rho_c) \delta(z - z_c) \quad (4)$$

其中, $\delta(\cdot)$ 为 Dirac delta 函数。则式(2)又可变换为:

$$\mathcal{L} A(\rho, z, \omega) = \iint_M J(\omega) \delta(\rho - \rho_c) \delta(z - z_c) d\rho_c dz_c \quad (5)$$

式中: M 为激励线圈的长和厚所包围的截面。将式(4)代入式(5)则可得到磁矢位表达式如下。

$$A(\rho, z, \omega) = J(\omega) \iint_M G(\rho - \rho_c, z - z_c) d\rho_c dz_c \quad (6)$$

使用分离变量法和傅里叶积分定理对式(4)进行求解,则可得到在没有套管存在的空气中,区域1和区域2的格林函数 \mathbf{G} 。

$$\mathbf{G}^{(1)}(\rho, z) = \mu_0/\pi \int_0^\infty \rho_c K_1(\lambda \rho_c) I_1(\lambda \rho) \times \cos \lambda(z - z_c) d\lambda \quad (7)$$

$$\mathbf{G}^{(2)}(\rho, z) = \mu_0/\pi \int_0^\infty \rho_c I_1(\lambda \rho_c) K_1(\lambda \rho) \times \cos \lambda(z - z_c) d\lambda \quad (8)$$

对于激励线圈区域中任意圆柱面 $\rho \in (r_{e1}, r_{e2})$, 单匝线圈的格林函数由两部分组成,分别是由 (r_{e1}, ρ) 和 (ρ, r_{e2}) 部分的线圈产生,可用下式表示。

$$\mathbf{G}'(\rho, z) = \mathbf{G}_i(\rho, z) + \mathbf{G}_o(\rho, z) \quad (9)$$

其中,

$$\mathbf{G}_i(\rho, z) = \mu_0/\pi \int_0^\infty \rho'_o K_1(\lambda \rho'_o) I_1(\lambda \rho) \times \cos \lambda(z - z_c) d\lambda \quad (10)$$

$$\mathbf{G}_o(\rho, z) = \mu_0/\pi \int_0^\infty \rho'_i I_1(\lambda \rho'_i) K_1(\lambda \rho) \times \cos \lambda(z - z_c) d\lambda \quad (11)$$

结合式(6),则可得到激发线圈区域的磁矢位。

$$A'(\rho, z, \omega) = J(\omega) \frac{2\mu_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin(\lambda l)}{\lambda} \zeta(\rho, \lambda) \times \cos(\lambda z) d\lambda \quad (12)$$

其中,

$$\zeta(\rho, \lambda) = K_1(\lambda \rho) \int_{r_{e1}}^\rho \rho'_i I_1(\lambda \rho'_i) d\rho'_i + I_1(\lambda \rho) \int_\rho^{r_{e2}} \rho'_o K_1(\lambda \rho'_o) d\rho'_o \quad (13)$$

基于法拉第电磁感应定律和斯托克斯定理,易得线圈的感应电压(电动势)如下:

$$U(\omega) = 2\pi j \omega N \iint \rho A(\rho, z, \omega) d\rho dz \quad (14)$$

式中: N 为单位面积中线圈的匝数。将式(12)代入式(14),则可得到激励线圈产生的磁场在其自身中产生的感应电压为:

$$S(\omega) = j\omega I(\omega) 8\mu_0 N_1^2 \times \int_0^\infty \sin^2(\lambda l) / \lambda^2 \int_{r_{e1}}^{r_{e2}} \rho \zeta(\rho, \lambda) d\rho d\lambda \quad (15)$$

式中: $I(\omega)$ 为单匝线圈中的电流幅度; N_1 为激发线圈匝数密度,且有 $J(\omega) = I(\omega) N_1$ 。另外,激发线圈的自感电压在时域有 $S(t) = [dI(t)/dt] L$, 在频域有 $S(\omega) =$

$j\omega I(\omega) L$ 。因此对照式(15),激发线圈的自感可以表示为:

$$L = 8\mu_0 N_1^2 \int_0^\infty \sin^2(\lambda l) / \lambda^2 \int_{r_{e1}}^{r_{e2}} \rho \zeta(\rho, \lambda) d\rho d\lambda \quad (16)$$

由法拉第电磁感应定律可知,变化的磁场将产生变化的电场。而变换的电场将在导电介质中产生涡流,涡流进一步又会产生一个反向的磁场。在轴对称涡流检测模型中,涡流产生的磁矢位依然可由式(1)求得。因此利用分离变量法和傅里叶积分定理可求得涡流在套管内产生的磁矢位表达式。

$$A_{ec}(\rho, z, \omega) = I(\omega) \int_0^\infty C_{ec} I_1(\lambda \rho) \cos(\lambda z) d\lambda \quad (17)$$

而在无套管存在的空气空间中,激发线圈在区域2产生的磁矢位可由式(8)求得。

$$A_{air}(\rho, z, \omega) = I(\omega) \int_0^\infty D_{air} K_1(\lambda \rho) \cos(\lambda z) d\lambda \quad (18)$$

因此当套管存在时,区域2的磁矢位由以上两部分组成,并可表示为:

$$A^{(2)}(\rho, z, \omega) = I(\omega) \times \int_0^\infty [C_{ec} I_1(\lambda \rho) + D_{air} K_1(\lambda \rho)] \cos(\lambda z) d\lambda \quad (19)$$

其中,

$$D_{air} = \frac{2N_1 \mu_0 \sin(\lambda l)}{\pi \lambda} \int_{r_{e1}}^{r_{e2}} \rho_c I_1(\lambda \rho_c) d\rho_c \quad (20)$$

C_{ec} 可由边界条件方程求得。在区域3和区域4中,对应的磁矢位可由式(4)和(6)求得,且其表达式为:

$$A^{(3)}(\rho, z, \omega) = I(\omega) \times \int_0^\infty [C_3 I_1(\lambda, \rho) + D_3 K_1(\lambda, \rho)] \cos(\lambda z) d\lambda \quad (21)$$

$$A^{(4)}(\rho, z, \omega) = I(\omega) \int_0^\infty D_4 K_1(\lambda \rho) \cos(\lambda z) d\lambda \quad (22)$$

此处, $\lambda_c = \sqrt{\lambda^2 + j\omega \mu \sigma}$ 。且在边界面 $\rho = r_1$ 和 $\rho = r_2$ 处有边界方程:

$$A^{(2)}|_{\rho=r_1} = A^{(3)}|_{\rho=r_1} \quad (23)$$

$$\left(\frac{A^{(2)}}{\rho} + \frac{\partial A^{(2)}}{\partial \rho} \right) \Big|_{\rho=r_1} = \frac{1}{\mu_r} \left(\frac{A^{(3)}}{\rho} + \frac{\partial A^{(3)}}{\partial \rho} \right) \Big|_{\rho=r_1} \quad (24)$$

$$A^{(3)}|_{\rho=r_2} = A^{(4)}|_{\rho=r_2} \quad (25)$$

$$\frac{1}{\mu_r} \left(\frac{A^{(3)}}{\rho} + \frac{\partial A^{(3)}}{\partial \rho} \right) \Big|_{\rho=r_2} = \left(\frac{A^{(4)}}{\rho} + \frac{\partial A^{(4)}}{\partial \rho} \right) \Big|_{\rho=r_2} \quad (26)$$

将式(19)、(21)和(22)代入式(23)~(26),可得:

$$C_{ec} = [C_3 I_1(\lambda_c r_1) + D_3 K_1(\lambda_c r_1) - D_{air} K_1(\lambda r_1)] \div I_1(\lambda r_1) \quad (27)$$

$$C_3 = (\mu_r D_{air} - r_1 X_2 D_3) / r_1 X_1 \quad (28)$$

$$D_3 = [\mu_r D_{air} I_1(\lambda_c r_2) - r_1 X_1 K_1(\lambda r_2) D_4] / r_1 F_1 \quad (29)$$

$$D_4 = [\mu_r D_{\text{air}} I_1(\lambda_c r_2)] / r_1 r_2 F_2 \quad (30)$$

其中,

$$F_1 = I_1(\lambda_c r_2) X_2 - K_1(\lambda_c r_2) X_1 \quad (31)$$

$$F_2 = F_1 X_3 + K_1(\lambda r_2) X_1 / r_2 \quad (32)$$

$$X_1 = \lambda \mu_r I_0(\lambda r_1) I_1(\lambda_c r_1) - \lambda_c I_0(\lambda_c r_1) I_1(\lambda r_1) \quad (33)$$

$$X_2 = \lambda \mu_r I_0(\lambda r_1) K_1(\lambda_c r_1) + \lambda_c K_0(\lambda_c r_1) I_1(\lambda r_1) \quad (34)$$

$$X_3 = \lambda \mu_r K_0(\lambda r_2) I_1(\lambda_c r_2) + \lambda_c I_0(\lambda_c r_2) K_1(\lambda r_2) \quad (35)$$

将式(27)代入式(17),再由式(14)可得涡流在激发线圈中产生的感应电压为:

$$\mathcal{E}(\omega) = j\omega I(\omega) 4\pi N_1 \times \int_0^\infty C_{ec} \sin(\lambda l) / \lambda \int_{r_{e1}}^{r_{e2}} \rho I_1(\lambda \rho) d\rho d\lambda \quad (36)$$

此处,记涡流系数为 ξ ,且其表达式如下:

$$\xi = 4\pi N_1 \int_0^\infty C_{ec} \sin(\lambda l) / \lambda \int_{r_{e1}}^{r_{e2}} \rho I_1(\lambda \rho) d\rho d\lambda \quad (37)$$

则式(36)又可表述为:

$$\mathcal{E}(\omega) = j\omega I(\omega) \xi \quad (38)$$

由欧姆定律可知,激发线圈中的电流满足:

$$I(\omega) R = V(\omega) - S(\omega) - \mathcal{E}(\omega) \quad (39)$$

将式(15)和(38)代入式(39),则可得激发线圈中的电流表达式为:

$$I(\omega) = V(\omega) / [R + j\omega(L + \xi)] \quad (40)$$

式中:此处, R 为激励回路的总电阻; $V(\omega)$ 为激励电压的傅里叶变换。

在之前的研究中,大部分涡流检测都采用了脉冲信号作为激励,但在解析解的求解过程中,脉冲信号的上升和下降时间被视为0。而在实际检测过程中,产生脉冲信号的电路必然存在脉冲信号的上升和下降时间,且大多数情况下不可忽略,如图2所示。为便于理论计算,实际脉冲激励和理想脉冲激励信号分别以轴 u' 和 u 为对称轴、以点 t_0 和 o 为时间零点,因此二者均可构建为偶函数,且不影响最终理论计算结果。若脉冲激励的上升时间 t_r 和下降时间 t_f 不可忽略时,采用理想脉冲函数进行解析计算将会引起较大的误差。因此本文参照实际脉冲信号将其上升和下降时间代入激励信号进行解析计算,该脉冲激励的表达式为:

$$V(t) = \begin{cases} u_0(\tau + t) / \gamma, & t \in (-\tau, -\tau + t_r) \\ u_0, & t \in (-\tau + t_r, \tau - t_f) \\ u_0(\tau - t) / \gamma, & t \in (\tau - t_f, \tau) \end{cases} \quad (41)$$

式中: u_0 为脉冲激励幅度; τ 为实际脉冲宽度的1/2。在本文中,实测电路上升时间 t_r 和下降时间 t_f 相同且记为 γ ,则有 $\gamma = t_r = t_f$ 。显然,式(41)中的激励信号是偶函数,则其可用傅里叶级数表示为:

$$V(t) = \frac{u_0}{T} (2\tau - \gamma) - \frac{4u_0}{T\gamma} \sum_{n=1}^{\infty} H \cos(\omega_n t) \quad (42)$$

式中: T 为脉冲激励的周期; ω_n 为第 n 个谐波信号的频率且 $\omega_n = n\omega_0$, $\omega_0 = 2\pi/T$ 为基频。 \mathcal{H} 表示为:

$$\mathcal{H} = \{ \cos(\omega_n \tau) - \cos[\omega_n(\tau - \gamma)] \} / \omega_n^2 \quad (43)$$

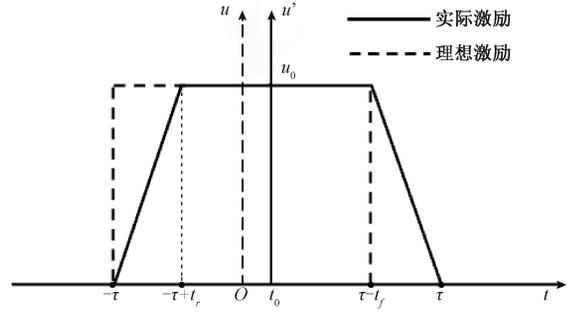


图2 理想脉冲激励与实际脉冲激励信号

Fig. 2 Ideal and practical pulse excitations

对式(42)进行傅里叶变换,则可得感应电压的频域表达式为:

$$V(\omega) = \frac{u_0}{T} (2\tau - \gamma) 2\pi \delta(\omega) - \frac{4\pi u_0}{T\gamma} \times \sum_{n=1}^{\infty} H [\delta(\omega + \omega_n) + \delta(\omega - \omega_n)] \quad (44)$$

将式(44)代入式(40),并对其进行傅里叶逆变换,则

可得激励电流的时域解析解如:

$$I(t) = \frac{u_0}{TR} (2\tau - \gamma) - \frac{4u_0}{T\gamma} \sum_{n=1}^{\infty} H \times \frac{\cos(\omega_n t) (R - \omega_n v) + \sin(\omega_n t) \omega_n (L + u)}{(R - \omega_n v)^2 + \omega_n^2 (L + u)^2} \quad (45)$$

此处 u 和 v 分别为涡流系数 $\xi(\omega_n)$ 的实部和虚部,由于不同谐波的 ω_n 不同,因此 u 和 v 在每个谐波分量计算中都必须重新计算。

2 接收线圈的感应电压

此处接收线圈中共有两部分磁场产生感应电压,分别为激发线圈在空气中产生的激励磁场和套管涡流产生的涡流磁场。因此,感应电压其频域表达式如下:

$$T(\omega) = U_{\text{air}}(\omega) + U_{\text{ec}}(\omega) \quad (46)$$

式中: $U_{\text{air}}(\omega)$ 和 $U_{\text{ec}}(\omega)$ 分别为由空气中激励磁场和套管中涡流磁场在接收线圈中产生的感应电压。将式(27)代入式(17),然后结合式(14),可得 $U_{\text{ec}}(\omega)$ 的表达式为:

$$U_{\text{ec}}(\omega) = j\omega I(\omega) 2\pi N_2 \int_0^\infty C_{ec} \mathcal{N} \int_{r_{p1}}^{r_{p2}} \rho I_1(\lambda \rho) d\rho d\lambda \quad (47)$$

其中,

$$\mathcal{N} = [\sin(\lambda h_4) - \sin(\lambda h_3)] / \lambda \quad (48)$$

式中: h_3 和 h_4 分别为接收线圈在 z 轴方向上的起点和终

点,且 $l_2 = h_4 - h_3$ 。而对于 $U_{\text{air}}(\omega)$, 在区域 1 和区域 2 具有不同的表达式,分别为:

$$U_{\text{air}}^{(1)}(\omega) = j\omega I(\omega) 2\pi N_2 \int_0^\infty C_{\text{air}} \aleph \theta_1 d\lambda \quad (49)$$

$$U_{\text{air}}^{(2)}(\omega) = j\omega I(\omega) 2\pi N_2 \int_0^\infty D_{\text{air}} \aleph \theta_2 d\lambda \quad (50)$$

其中,

$$\theta_k = \begin{cases} \int_{r_{p1}}^{r_{p2}} \rho I_1(\lambda \rho) d\rho, & k = 1 \text{ (线圈在区域 1)} \\ \int_{r_{p1}}^{r_{p2}} \rho K_1(\lambda \rho) d\rho, & k = 2 \text{ (线圈在区域 2)} \end{cases} \quad (51)$$

$$C_{\text{air}} = \frac{2N_i \mu_0}{\pi} \frac{\sin(\lambda l)}{\lambda} \int_{r_1}^{r_2} \rho K_1(\lambda \rho) d\rho \quad (52)$$

因此,位于区域 1 和区域 2 的接收线圈感应电压又可以表述为:

$$T_k(\omega) = j\omega(\vartheta_k + \beth) V(\omega) / [R + j\omega(L + \xi)] \quad (53)$$

其中

$$\vartheta_k = \begin{cases} 2\pi N_2 \int_0^\infty C_{\text{air}} \aleph \theta_1 d\lambda & k = 1 \\ 2\pi N_2 \int_0^\infty D_{\text{air}} \aleph \theta_2 d\lambda & k = 2 \end{cases} \quad (54)$$

$$\beth = 2\pi N_2 \int_0^\infty C_{ec} \aleph \int_{r_1}^{r_2} \rho I_1(\lambda \rho) d\rho d\lambda \quad (55)$$

最后,将式(44)代入式(53)并进行傅里叶逆变换,则可得套管 PECT 中接收线圈感应电压的时域解析解。

$$T_k(t) = \frac{-4t_0}{T_T} \sum_{n=1}^\infty \mathcal{H} / [(R - \omega_n v)^2 + \omega_n^2(L + u)^2] \{ [\omega_n^2(\vartheta_k + p)(L + u) - \omega_n q(R - \omega_n v)] \cos(\omega_n t) - [\omega_n(\vartheta_k + p)(R - \omega_n v) + \omega_n^2 q(L + u)] \sin(\omega_n t) \} \quad (56)$$

此处, p 和 q 分别为 \beth 的实部和虚部,亦需在每次谐波分量计算中进行求解。

3 实验数据与分析

本节将使用提出的电压型脉冲涡流进行套管检测,并验证所构建的解析解。实验系统如图 3 所示,其中,激发线圈的匝数为 3 151 匝,内半径和外半径分别为 17 mm 和 25 mm,长度为 100 mm。接收线圈共两个且分别位于区域 1 和区域 2,在验证不同区域的时域解析解时,使用对应区域的接受线圈。位于区域 1 的接受线圈 1 匝数为 15 023,内外半径为 7 和 16.6 mm,长度为 16.1 mm。位于区域 2 的接受线圈 2 匝数为 10 844 匝,内外半径为 25 和 28.2 mm,长度为 20 mm,线圈间距 $d = 280$ mm。被测套管内径 147 mm,厚度 18.1 mm,其电导率和相对磁导率分别为 5.62 MS/m 和 74.7。

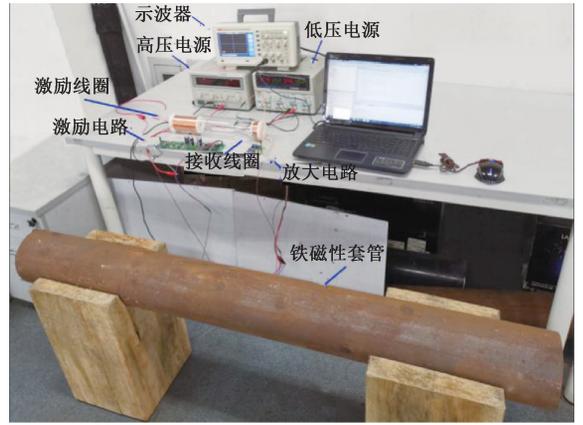


图 3 实验系统
Fig. 3 Experimental system

激励电路的内部电阻为 3.71 Ω ,脉冲激励的幅度设置为 10 V,激发线圈的电阻为 85.13 Ω 。为方便测量激励回路电流,在激励回路中串联了 1 Ω 的电阻,通过测量其电压即可得知激发回路电流。实验中,脉冲激励信号的周期设置为 20 ms,并设置了两个不同的脉冲宽度,分别有 $\tau = 5$ 和 7 ms。此时通过示波器 DS1102E 测得激发电路的上升、下降时间 $\gamma = 0.62$ ms。由于只测量接收线圈的电压,因此在接收圈中的电流可以忽略,此时接收线圈对激发线圈和套管的磁场作用基本为 0。在式(45)和(56)中,参与理论计算的谐波数量为无穷多个,但在实际计算中随着参与计算的谐波数量增加,计算结果将逐渐收敛。为了降低理论计算的时间开销,此处对参与计算的谐波数量进行了对应的实验,参与计算的服务器 CPU 为 Intel(R) Xeon(R) E5-2650 v4 @ 2.20 GHz,并在 MATLAB2018b 进行了线圈感应电压理论计算,得到的结果如表 1 所示。其中 t_{40} 和 \bar{t} 分别表示计算 40 个数据点的时间开销和单个数据的平均时间开销显然当参与计算的谐波数增加时,理论计算数据和实验数据的相对误差不断缩小。当谐波数增加至 50 且继续增加时,误差几乎不变,但时间开销迅速增加。该结果表明,高频谐波成分对远场区域附近线圈的脉冲响应信号作用可以忽略。因此在此处理论计算中取谐波数 n 的上限为 50,最后得到不同脉冲宽度的脉冲响应如图 4~6 所示。

表 1 谐波数对计算结果的影响

Table 1 The Influence of harmonic number on theoretical results

谐波数	10	15	20	30	50	70
相对误差%	51.3	30.3	15.8	9.9	8.7	8.6
t_{40}/s	616.8	773.6	1 096.6	1 605.8	2 474.6	3 316.4
\bar{t}/s	15.4	19.3	27.4	40.1	61.9	82.9

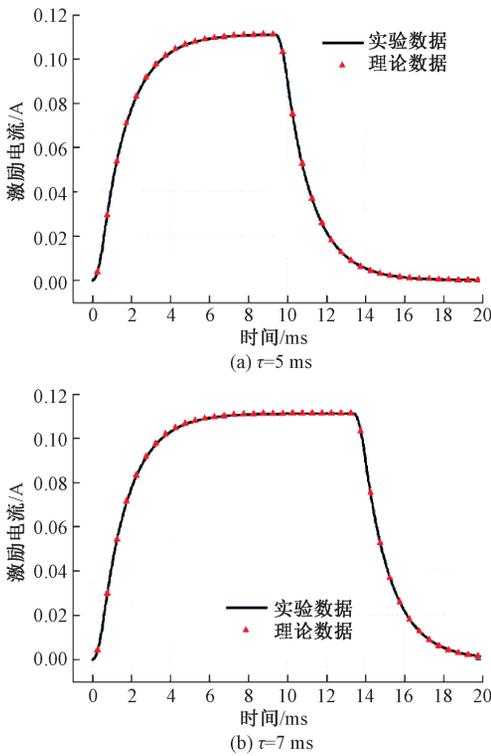


图4 激励线圈中的电流

Fig. 4 The current in the driver coil

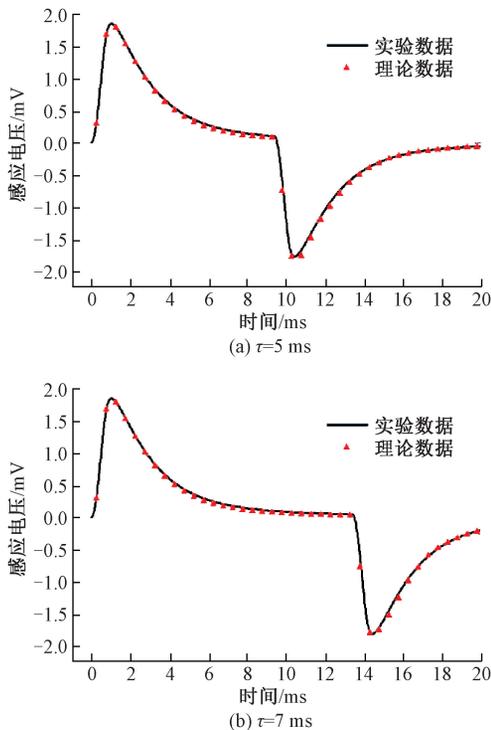


图5 区域2接收线圈感应电压

Fig. 5 The induced voltage in the pick-up coil in region 2

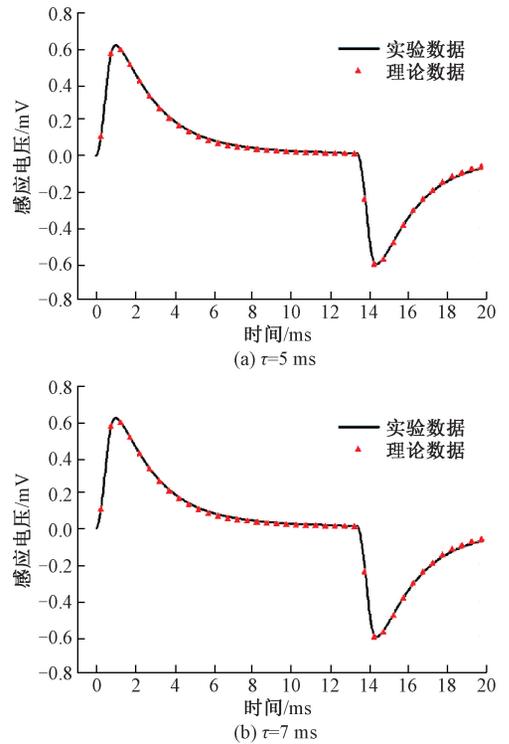


图6 区域1接收线圈感应电压

Fig. 6 The induced voltage in the pick-up coil in region 1

在图4中,激发线圈中的激励电流随着电压型脉冲激励信号的上升沿迅速增加,且当激发线圈的电压幅度逐渐接近脉冲激励信号的幅度时,线圈中的激励电流开始趋于平稳。而电流梯度也跟随上升沿迅速增加,然后在线圈电压幅度靠近激励电压幅度时不断减小。从图4可知,激励线圈中的电流变化相对平缓,且其幅值最大0.11 A,因此其产生的自感电压 $S(t)$ 幅值也相对较低。因此可以克服电流型脉冲激励瞬时电流梯度 $dI(t)/dt$ 过大,在激励线圈中产生超高感应电压的缺点。另外,电流变化过程可用一激励电流指数变化^[3]的响应公式描述,但此处时间常数由激发回路总电阻 R 、激发线圈电感 L 和涡流系数 ξ 共同决定。而在激励电流的下降沿,可用具有该时间常数的指数衰减函数描述。

接收线圈的脉冲响应如图5和6所示,由于对于激励电流有 $F^{-1}[j\omega I(\omega)] = dI(t)/dt$,结合式(47)、(49)和(50),可知接收线圈的时域感应电压与时域电流梯度之间为线性关系。对应于电压型脉冲激励信号的上升和下降沿,感应电压中分别存在一个波峰和波谷。显然波峰是由脉冲激励的上升沿引起,而波谷则是脉冲激励的下降沿引起。而脉冲信号又可视作两个阶跃信号的叠加,因此此处接收线圈中的脉冲响应可视为一个正阶跃和负阶跃激励的响应叠加。

理想脉冲激励函数和本文采用的脉冲激励函数在铁

磁性套管涡流检测的理论数据计算中得到的脉冲响应。此处,理想脉冲函数和实际脉冲函数的周期均为 20 ms,理想脉冲宽度为 9.38 ms。但理想脉冲函数无上升和下降时间,而实际脉冲函数有 $\gamma=0.62$ ms,即理想脉冲激励函数的脉冲宽度 $\tau=4.69$ ms,而实际脉冲激励函数有 $\tau=5$ ms。接收电磁信号的线圈为区域 2 的接收线圈,线圈上的脉冲响应如图 7 所示。从图 7 可知,使用理想脉冲激励函数进行解析计算时,由于理想脉冲激励信号不考虑实际电路中脉冲信号存在的上升、下降时间,因此其响应信号的上升和下降沿与实验数据存在较大的误差。通过计算可知,采用理想脉冲激励进行计算得到的理论电流、电压数据与实验数据分别存在 18.8% 和 56.7% 的误差。而本文采用的脉冲激励函数充分考虑了实际信号的上升和下降时间,在解析计算结果中,理论电流、电压数据与实验数据的误差分别为 2.9% 和 9.6%。因此在脉冲激励信号的上升和下降时间不可忽略时,本文所提出的解析模型得到了更准确的结果。

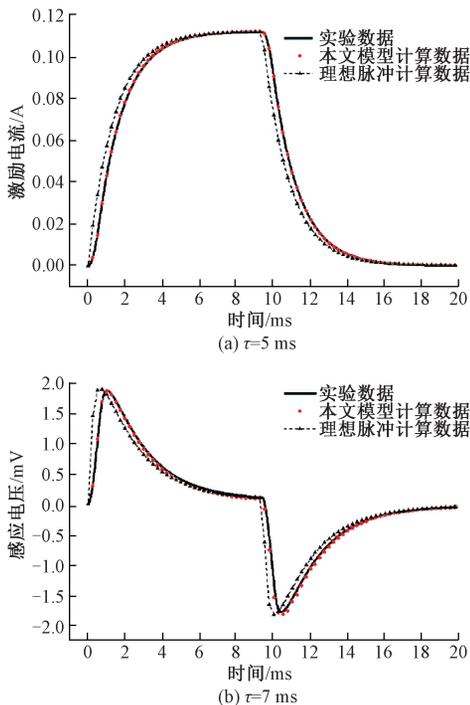


图7 $\tau=5$ ms 时的理想脉冲函数和本文脉冲函数理论计算结果

Fig. 7 Theoretical results of the ideal and adopted pulse excitations function for $\tau=5$ ms

4 结论

脉冲涡流检测因具有低功耗、频域信息丰富等特征,近年来在铁磁性套管的检测中开始受到关注。然而当前相关研究中大多使用电流型脉冲激励进行检测,这种检

测方式对激励电路的要求极高,且此类研究中对埋地套管检测中脉冲响应的时域解析解并未进行相应的研究。本文提出了一种基于电压型脉冲激励的铁磁性套管涡流检测方法,在充分考虑脉冲激励的上升和下降时间基础上,给出了铁磁性套管脉冲涡流检测的解析解。实验表明,基于电压型脉冲激励进行铁磁性套管涡流检测时,激发线圈的电流满足指数变化规律,接收线圈的时域感应电压可等效为两个同幅度阶跃激励时域感应电压的叠加。本文所构建的解析模型可用于涡流检测中线圈参数的优化和套管物理参数的准确反演。然而使用傅里叶级数的方式计算解析解具有较大的时间开销。另外,在不同温度下需对激发回路的电阻进行温度补偿。下一步,将基于本文的方法进行多层套管的涡流检测与套管厚度定量反演。

参考文献

- [1] VASIC D, BILAS V, AMBRUS D. Pulsed eddy-current nondestructive testing of ferromagnetic tubes[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2004, 53(4): 1289-1294.
- [2] HE Y Z, LUO F L, PAN M C, et al. Defect edge identification with rectangular pulsed eddy current sensor based on transient response signals[J]. NDT & E International, 2010, 45(5): 409-415.
- [3] CHEN X L, LEI Y ZH. Excitation current waveform for eddy current testing on the thickness of ferromagnetic plates[J]. NDT & E International, 2014, 66: 28-33.
- [4] XIE L, GAO B, TIAN G Y, et al. Coupling pulse eddy current sensor for deeper defects NDT[J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2019, 293: 189-199.
- [5] CHEN T L, TIAN G Y, SOPHIAN A, et al. Feature extraction and selection for defect classification of pulsed eddy current NDT[J]. NDT & E International, 2008, 41(6): 467-476.
- [6] BAI L B, TIAN G Y, SIMM A, et al. Fast crack profile reconstruction using pulsed eddy current signals[J]. NDT & E International, 2013, 54: 37-44.
- [7] HOSSEINI S, LAKIS A A. Application of time-frequency analysis for automatic hidden corrosion detection in a multilayer aluminum structure using pulsed eddy current[J]. NDT & E International, 2012, 47: 70-79.
- [8] WANG ZH W, YU Y T. Thickness and conductivity measurement of multilayered electricity-conducting coating by pulsed eddy current technique; experimental investigation[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2019, 68(9): 3166-3172.
- [9] DESJARDINS D, KRAUSE T W, CLAPHAM L. Transient eddy current method for the characterization of

magnetic permeability and conductivity [J]. *NDT & E International*, 2016, 80:65-70.

- [10] 王志刚,罗清旺,师奕兵,等. 铁磁性管道内涡流线圈耦合分析与管道参数检测[J]. *仪器仪表学报*, 2014, 35(12): 2843-2851.
WANG ZH G, LUO Q W, SHI Y B, et al. Analysis of eddy current coil coupling in ferromagnetic pipe and pipe's parameter detection [J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2014, 35(12): 2843-2851.
- [11] 武新军,张卿,沈功田. 脉冲涡流无损检测技术综述[J]. *仪器仪表学报*, 2016, 37(8): 1698-1712.
WU X J, ZHANG Q, SHEN G T. Review on advances in pulsed eddy current nondestructive testing technology[J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2016, 37(8): 1698-1712.
- [12] DODD C V, CHENG C C, DEEDS W E. Induction coils coaxial with an arbitrary number of cylindrical conductors[J]. *Journal of Applied Physics*. 1974, 45(2): 638-647.
- [13] THEODOULIDIS T P. Analytical modeling of wobble in eddy current tube testing with bobbin coils[J]. *Research in Nondestructive Evaluation*, 2002, 14(2): 111-126.
- [14] VASIC D, BILAS V, SNAJDER B. Analytical modelling in low-frequency electromagnetic measurements of steel casing properties [J]. *NDT & E International*, 2007, 40(2): 103-111.
- [15] YANG B F, LI X C. Pulsed remote field technique used for nondestructive inspection of ferromagnetic tube [J]. *NDT & E International*. 2013, 53: 47-52.
- [16] CHEN X L, LEI Y Z. Time-domain analytical solutions to pulsed eddy current field excited by a probe coil outside a conducting ferromagnetic pipe [J]. *NDT & E International*. 2014, 68: 22-27.
- [17] DESJARDINS D, KRAUSE T W, CLAPHAM L. Transient response of a driver-pick up coil probe in transient eddy current testing [J]. *NDT & E International*, 2015, 75: 8-14.
- [18] 程建春. 数学物理方程及其近似方法[M]. 北京: 科学出版社, 2016.
CHENG J CH. *Mathematical physics equations and their approximation methods* [M]. Beijing: Science Press, 2016.

作者简介



孙虎, 2014 和 2018 年于西南石油大学分别获得学士、硕士学位和现为电子科技大学博士研究生, 主要研究方向为电磁涡流检测与模型、信号处理。

E-mail: hsun_uestc@163.com

Sun Hu received his B.Sc. degree and M.Sc. degree both from Southwest Petroleum University in 2014 and 2018, respectively. He is currently a Ph.D. candidate at University of Electronic Science and Technology of China. His main research interests include eddy current testing, eddy current analytical model, and signal processing.



师奕兵, 1985 年、1988 年和 2002 年于电子科技大学分别获得学士、硕士和博士学位。现为电子科技大学教授、博士生导师, 主要研究方向为测试理论及电子测试仪器, 集成电路与电子系统综合测试。

E-mail: ybshi@uestc.edu.cn

Shi Yibing received his B.Sc. degree, M.Sc. degree and Ph.D. degree all from University of Electronic Science and Technology of China (UESTC) in 1985, 1988 and 2002, respectively. He is a professor and a Ph.D. advisor at University of Electronic Science and Technology of China. His main research interests include test theory and design of electronic measurement instruments, comprehensive test of integrated circuits and electronic systems.



张伟 (通信作者), 2002 年、2005 年、2010 年于电子科技大学分别获得学士、硕士和博士学位, 现为电子科技大学自动化工程学院副教授, 主要研究方向为电磁无损检测与评估、微弱信号检测与处理、智能信息处理等。

E-mail: weizhang@uestc.edu.cn

Zhang Wei (Corresponding author) received his B.Sc. degree, M.Sc. degree and Ph.D. degree all from University of Electronic Science and Technology of China (UESTC) in 2002, 2005 and 2010, respectively. He is currently an associate professor in the School of Automation Engineering at UESTC. His main research interests include electromagnetic nondestructive testing and evaluation, weak signal detection and processing, and intelligent information processing.