

X 射线源透射式工业计算机断层扫描成像技术在复合材料工件检测中的散射修正

彭光含, 蔡新华, 乔闹生, 刘长青

杨学恒

(湖南文理学院 物电系, 常德 415000)

(重庆大学 数理学院, 重庆 400044)

摘要:在 X 射线源透射式工业计算机断层扫描成像技术(X-TICT)中, X 射线透射物质时, 发生了 Compton 光子散射现象, 有用信息连同散射光子一起进入探头形成伪影。因此, 必须进行散射修正。利用 X 射线透射物质时 X 光子散射遵循的 Compton 散射强度方程, 结合 X 射线与物质相互作用的特性, 建立了有效去除 X-TICT 在复合材料工件检测中光子散射问题造成的图像伪影的散射修正模型。探头的总计数减去散射光子数, 即可有效去除 X-TICT 在复合材料工件检测中散射光子造成的伪影。

关键词:工业计算机断层扫描成像技术; 散射修正; X 射线; 复合材料

中图分类号: TG115.28

文献标识码: A

文章编号: 1000-6656(2007)04-0181-04

Scattering Correction for X-ray TICT in Testing Composites Workpiece

PENG Guang-han, CAI Xin-hua, QIAO Nao-sheng, LIU Chang-qing

(Department of Physics and Electronic, Hunan University of Arts and Science, Changde 415000, China)

YANG Xue-heng

(College of Science, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

Abstract: In the case of a polychromatic source in X-ray TICT, the phenomenon of Compton photon scattering in material takes place. Scattering photon with useful message getting into detectors leads to false image. The precise accurate models equation of scattering correction about interal composites workpiece in X-ray TICT from Compton scattering intensity equation is deduced for wiping out the false image efficiently, which results from photon scattering. By subtracting the count of scattering photon from the one of each detector, it can wipe off the false image for scattering photon effectively for X-ray TICT in testing composites workpiece.

Keywords: ICT; Scattering correction; X-ray; Composites

在 X 射线源透射式工业计算机断层扫描成像技术(X-TICT)中, X 射线在穿过物质时, 与物质发生相互作用, 产生各种散射光子, 而未经作用的透射光子为有用信息, 各种散射光子也可穿过物质进入探头形成伪影, 即使使用甄别器也难以消除, 因此必须进行散射修正。

笔者利用 X 射线透射物质时光子散射的

Compton 散射强度方程, 建立了 X-TICT 在复合材料工件检测中的散射修正模型及其修正方法, 为有效去除复合材料工件检测中 X 光子散射问题造成的图像伪影提供有益的帮助。

1 散射修正模型

由于电磁相互作用的耦合系数 $\alpha=1/137$, 电子光子的二次散射截面为其一次散射截面的 10^{-4} 倍^[1], 因此只考虑一次散射。在 TICT 中要获得 $M \times N$ 阵列的断面图像则应有 M 个等效探头, 如令工件自转, 需要用轴角编码器将圆周等分成 N 个分度。

收稿日期: 2005-11-29

基金项目: 湖南省教育厅资助科研项目(06C606); 湖南省“十一五”重点建设学科——光学基金资助项目

作者简介: 彭光含(1973—), 男, 博士, 讲师。从事工业计算机断层扫描成像技术和扫描隧道显微镜等的研究。

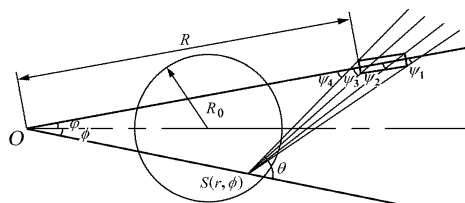


图1 圆形工件截面散射模型

如图1所示,假定X射线源为理想单色、零聚焦点源,在 $t \sim t+dt$ 时间内工件处于第 l 个分度, $l=1,2,\dots,N$,从点放射源 O 发出X光子,沿 r 射入工件,在 $S(r,\phi)$ 处发生Compton散射,如前述,不考虑本底和多次散射,在工件的有效作用散射体积内,沿散射角 θ 方向产生的散射光子到达探测器的强度 $I(\theta)$,由Compton散射强度方程表示为^[2,3]:

$$I(\theta) = \frac{I_0}{4\pi r^2} n_e P(E, \theta) e^{-\mu_0 d_0} e^{-\mu_1 d_1} d\Omega_D dv \eta dt \quad (1)$$

$$P(E, \theta) = \left(\frac{d\delta(\theta)}{d\Omega} \right)_{KN} = \frac{r_0^2}{2[1 + a_0(1 - \cos\theta)^2]} \cdot \left[1 + \cos^2\theta + \frac{a_0^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + a_0(1 - \cos\theta)^2} \right] \quad (2)$$

式中 I_0 ——辐射源强度(光子数);

r ——点源到散射点 $S(r, \phi)$ 的距离;

n_e ——散射体积元 dv 内平均电子密度;

$P(E, \theta)$ ——入射光子被散射到立体角 $d\Omega$ 内的每个电子的微分截面,即 Klein-Nishina 微分散射截面^[4,5];

$d\Omega = 2\pi \sin\theta \cdot d\theta$;

μ_0 ——待测样品对入射光子的线性衰减系数;

d_0 ——入射光子在工件中通过的路径;

μ_1 ——待测样品对散射光子的线性衰减系数;

d_1 ——散射光子在工件中通过的路径;

$d\Omega_D$ ——探测器对有效控制体积所张的立体角;

dv ——被测样品有效作用体积;

η ——探测效率。目前所用探测器的探测效率很高,而且有一定的频谱响应宽度,可认为其为常数;

r_0 ——经典电子半径;

$r_0 = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$;

$a_0 = \frac{E_0}{mc^2}$;

E_0 ——入射光子的能量;

mc^2 ——电子静止质量;

$mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$;

θ ——散射角。

对于复合材料工件,总衰减系数为^[6]:

$$\mu(E) = \rho \sum_k C_k \frac{\mu_k(E)}{\rho_k} \quad (3)$$

式中 ρ ——复合材料工件密度;

C_k ——元素 k 的浓度;

$\mu_k(E)$ ——元素 k 对X射线的衰减系数;

ρ_k ——元素 k 的密度。

在X-TICT中,通常选择能量 $<1.022 \text{ MeV}$ 的X射线源。因此X射线与物质的作用主要是光电效应和Compton散射效应,电子对效应可忽略。所以,X射线的总衰减系数 μ_{tot} 由光电效应 μ_{ph} 和Compton散射效应 μ_c 组成^[7],即

$$\mu_{\text{tot}} = \mu_{\text{ph}} + \mu_c = n_e [\delta_{\text{ph}}(E) + \delta_c(E)] \quad (4)$$

式中 $\delta_{\text{ph}}, \delta_c$ 分别表示光电效应微分截面和每个原子的Compton散射截面。于是:

$$\mu_k(E) = n_{ek} [\delta_{\text{ph}}(E) + \delta_c(E)] \quad (5)$$

式中 n_{ek} 为元素 k 物质的平均电子密度,单位为 e/g 。

$$n_{ek} = \frac{N_a Z_k \rho_k}{M_k} \quad (6)$$

式中 N_a ——阿伏伽德罗常数;

Z_k ——元素 k 原子序数;

M_k ——元素 k 原子质量数。

所以有 $\mu_{0k} = \mu_{\text{ph}}(E_0) + \mu_c(E_0) =$

$$n_{ek} [\delta_{\text{ph}}(E_0) + \delta_c(E_0)] \quad (7)$$

式中 μ_{0k} 表示待测样品中 k 元素物质对初始能量 E_0 的X射线的衰减系数。

当X光子的能量在中能附近时,光电效应产生的光电子的能量不高,射程太短,可认为其全部被工件吸收。因而可以忽略不计,只考虑Compton散射效应的影响。即认为:

$$\mu_0 = \mu_{ck}(E_0) = n_{ek} \delta_c(E_0) \quad (8)$$

$$\delta_c(E_0) = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{\ln(1+2a_0)}{2a_0} - \frac{1+3a_0}{(1+2a_0)^2} + \frac{1+a_0}{a_0^2} \left[\frac{2(1+a_0)}{1+2a_0} - \frac{\ln(1+2a_0)}{a_0} \right] \right\} \quad (9)$$

式中 $\mu_{ck}(E_0)$ 表示待测样品中 k 元素物质对初始能量 E_0 的X射线只考虑Compton散射效应的衰减系数。同样只考虑Compton散射效应,则

$$\mu_1 = \mu_{ck}(E_c) = n_{ek} \delta_c(E_c) \quad (10)$$

$$\delta_c(E_c) = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{\ln(1+2a_1)}{2a_1} - \frac{1+3a_1}{(1+2a_1)^2} + \frac{1+a_1}{a_1^2} \left[\frac{2(1+a_1)}{1+2a_1} - \frac{\ln(1+2a_1)}{a_1} \right] \right\} \quad (11)$$

式中 $a_1 = \frac{E_c}{mc^2}$;

E_c ——散射光子的能量;

$$E_c = \frac{E_0}{1 + a_0(1 - \cos\theta)}.$$

$$d\Omega_D = \frac{\Delta h d\theta}{r'} \quad r' = \frac{r \sin(\varphi - \phi)}{\sin\psi} \quad (12)$$

式中 Δh ——工件断层厚度;

r' ——散射点到探测器的距离。

$$dv = \Delta h r d\phi dr \quad (13)$$

于是, X-TICT 在复合材料工件检测中 Compton 散射强度方程应表示为:

$$I'(\theta) = \frac{I_0 N_a \Delta h^2 \eta}{4\pi r^2} \sum_k \frac{Z_k \rho_k}{M_k} P(E, \theta) \cdot$$

$$e^{-\rho N_a \sum_k \frac{C_k Z_k}{M_k} \delta_c(E_0) d_0} e^{-\rho N_a \sum_k \frac{C_k Z_k}{M_k} \delta_c(E_c) d_1} \cdot$$

$$\frac{\sin\psi}{\sin(\varphi - \phi)} d\phi dr dt d\psi \quad (14)$$

如图 1 所示, 将材料内晶体划分为三个区, 即 I 区 ($\phi_1 \sim \phi_2$), II 区 ($\phi_2 \sim \phi_3$) 和 III 区 ($\phi_3 \sim \phi_4$), 则 $d\Omega_D$ 内探测的散射光子 I_{jl} 表示为

$$I_{jl} = \int_{\phi_1}^{\phi_2} I'(\theta) d\psi + \int_{\phi_2}^{\phi_3} I'(\theta) d\psi + \int_{\phi_3}^{\phi_4} I'(\theta) d\psi \quad (15)$$

$$\phi_1 = \text{tg}^{-1} \frac{r \sin(\varphi - \phi) - \frac{b_0}{2}}{R + L - r \cos(\varphi - \phi)}$$

$$\phi_2 = \text{tg}^{-1} \frac{r \sin(\varphi - \phi) + \frac{b_0}{2}}{R + L - r \cos(\varphi - \phi)}$$

$$\phi_3 = \text{tg}^{-1} \frac{r \sin(\varphi - \phi) - \frac{b_0}{2}}{R - r \cos(\varphi - \phi)}$$

$$\phi_4 = \text{tg}^{-1} \frac{r \sin(\varphi - \phi) + \frac{b_0}{2}}{R - r \cos(\varphi - \phi)}$$

式中 b_0 ——晶体宽度;

L ——晶体长度。

于是可得来自 dv 进入 l 分度第 j 个探测器的理想单色 X 光子的一次散射光子数为:

$$I_j(\theta) = \int I_{jl} dv \quad (16)$$

$$I_j(\theta) = \frac{I_0 N_a \Delta h^2 \eta}{4\pi r^2} \sum_k \frac{Z_k \rho_k}{M_k} \cdot$$

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{e^{-\rho N_a \sum_k \frac{C_k Z_k}{M_k} \delta_c(E_0) d_0} e^{-\rho N_a \sum_k \frac{C_k Z_k}{M_k} \delta_c(E_c) d_1}}{\sin(\varphi - \phi)} \cdot$$

$$\left\{ \int_{\phi_1}^{\phi_2} P(E, \theta) \sin\psi d\psi + \int_{\phi_2}^{\phi_3} P(E, \theta) \sin\psi d\psi + \int_{\phi_3}^{\phi_4} P(E, \theta) \sin\psi d\psi \right\} dr d\phi dt \quad (17)$$

式中 $\theta = \psi + \varphi - \phi$ 。

对于多色谱, 一次散射光子数应表示为:

$$I'_j(\theta) = \frac{N_a \Delta h^2 \eta}{4\pi r^2} \sum_k \frac{Z_k \rho_k}{M_k} \sum_i I_0(E_i) \cdot$$

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{e^{-\rho N_a \sum_k \frac{C_k Z_k}{M_k} \delta_c(E_{i0}) d_0} e^{-\rho N_a \sum_k \frac{C_k Z_k}{M_k} \delta_c(E_{ic}) d_1}}{\sin(\varphi - \phi)} \cdot$$

$$\left\{ \int_{\phi_1}^{\phi_2} P(E, \theta) \sin\psi d\psi + \int_{\phi_2}^{\phi_3} P(E, \theta) \sin\psi d\psi + \int_{\phi_3}^{\phi_4} P(E, \theta) \sin\psi d\psi \right\} dr d\phi dt \quad (18)$$

式中 $I_0(E_i)$ ——进工件前能量为 E_i 的光子强度;
 $\delta_c(E_{i0}), \delta_c(E_{ic})$ ——对应能量为 E_i 及其 Compton 散射光子的光电效应微分截面和各原子的 Compton 散射截面。

对于连续谱 X 射线, 整个工件所有 $S(r, \phi)$ 处 dv 散射在 l 分度第 j 个探测器的一次散射光子数需对能量 E 积分, 即

$$I''_j(\theta) = \frac{N_a \Delta h^2 \eta}{4\pi r^2} \sum_k \frac{Z_k \rho_k}{M_k} \int_{E_1}^{E_2} I_0(E) \cdot$$

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{e^{-\rho N_a \sum_k \frac{C_k Z_k}{M_k} \delta_c(E_0) d_0} e^{-\rho N_a \sum_k \frac{C_k Z_k}{M_k} \delta_c(E_c) d_1}}{\sin(\varphi - \phi)} \cdot$$

$$\left\{ \int_{\phi_1}^{\phi_2} P(E, \theta) \sin\psi d\psi + \int_{\phi_2}^{\phi_3} P(E, \theta) \sin\psi d\psi + \int_{\phi_3}^{\phi_4} P(E, \theta) \sin\psi d\psi \right\} dr d\phi dE dt \quad (19)$$

式中 $I_0(E)$ ——入射强度随能量 E 的分布函数;

E_1, E_2 ——连续谱 X 射线源能谱对应的最小和最大能量值。

式(19)即为 l 分度第 j 个探测器探测到的所有经过工件的连续谱 X 射线一次散射光子数的数学表达式。

对圆形工件截面(图 1), 求出相应的积分上下限分别为 $\phi_1 = -\sin^{-1}(\frac{R_0}{T})$ 和 $\phi_2 = \sin^{-1}(\frac{R_0}{T})$, 式中 T 为点放射源到圆形截面工件中心的距离, 即 $d\phi$ 积分限为 $[-\sin^{-1} \frac{R_0}{T}, \sin^{-1} \frac{R_0}{T}]$ 。由圆极坐标方程 $r^2 - 2rT \cos\phi + T^2 - R_0^2 = 0$, 求得 r 的积分限为:

$$r_1 = T \cos\phi - \sqrt{R_0^2 - T^2 \sin^2\phi}$$

$$r_2 = T \cos\phi + \sqrt{R_0^2 - T^2 \sin^2\phi}$$

入射光子在圆形工件中通过的路径表示为:

$$d_0 = r - (T \cos\phi - \sqrt{R_0^2 - T^2 \sin^2\phi})$$

散射光子在圆形工件中通过的路径表示为:

$$d_1 = x \cos\beta + \sqrt{R_0^2 - x^2 \sin^2\beta}$$

$$\text{式中 } x = \sqrt{T^2 + r_0^2 - 2Tr\cos\phi};$$

$$\beta = \pi - \left[\theta + \sin^{-1} \left(T \sin \frac{\phi}{x} \right) \right].$$

2 结论

从工件处于 l 分度时,第 j 个探头的总计数减去式(19)的 Compton 一次散射光子数,即可有效去除 Compton 散射光子造成的伪影。

入射强度随能量的分布函数 $I_0(E)$ 与 E 的关系随 X 射线管电压不同而变化,需要通过试验测定。 $I_0(E)$ 与 E 的关系可参考文献[6]和[8],对此笔者还将作进一步的研究。

散射修正式(19)计算相当复杂,须配备专用软件。欲得 $M \times N$ 个像素,须做 $M \times N$ 次校正。希望上述研究对图像去伪、提高图像质量有一定帮助。

参考文献:

- [1] 杨学恒,苏显素,赵 炬. γ 射线 ICT 中的能谱硬化和散射修正[J]. CT 理论与应用研究,1995,4(8):35.
- [2] Liao Changgeng, Yuan Junqian, He Haiyan, et al. Studied on theory and application of nondestructive inspection using compton scattering[J]. Kexue Tongbao,1987,32(8):517.

- [3] Lopes R T, Valente C M, De Jesus E F O, et al. Detection of paraffin deposition inside a draining tubulation by the compton scattering technique[J]. Appl Radiat Isot,1997,48(10-12):1443-1450.
- [4] Cao Z-J, Fery E C, Tsui B M W. A scatter model parallel and converging beam SPECT based on the Klein-Nishina formula[J]. IEEE Transaction on Nuclear Science,1994,41(4):1594-1599.
- [5] Leiliveld C J, Maas J G, Van Eijk C W E, et al. On the significance of scattered radiation in industrial X-ray computerized tomographic imaging[J]. IEEE Transaction on Nuclear Science,1994,41(1):290-294.
- [6] Hanke R, Bobel F. Determination of material flaw size by intensity evaluation of polychromatic X-ray transmission[J]. NDT&E International,1992,25(2):87.
- [7] Guy M J, Castellano-Smith I A, Flower M A, et al. Detect-dual energy transmission estimation CT for improved attenuation correction in SPECT and PET [J]. IEEE Transaction on Nuclear Science,1998,45(3):1261-1265.
- [8] Rogerio Ferreira de Paiva, John Lynch, Elisabeth Rosenberg, et al. A beam hardening correction for X-ray microtomography[J]. NDT & International,1998,31(1):17-22.

(上接第 180 页)

中予以讨论。

参考文献:

- [1] 郝晓辉,高上凯,高小榕,等. 三维超声成像的发展现状及若干关键技术分析[J]. 生物医学工程学杂志,1998,15(3):311-316.
- [2] 郝晓辉,高上凯,高小榕,等. 一种基于不规则采样平面的超声三维图像重建方法[J]. 清华大学学报(自然科学版),1999,39(9):9-13.
- [3] Smith Stephen W, Pavy Henry G, Ramm Olaf T. High speed ultrasound volumetric imaging system — Part I: Transducer design and beam steering [J]. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control,1991,38(2):100-108.
- [4] Ramm Olaf T, Smith Stephen W. High speed ultra-

sound volumetric imaging system — Part II: parallel processing and image display[J]. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control,1991,38(2):109-115.

- [5] Lockwood Geoffrey R, Talman James R, Brunke Shelby S. Real-time 3-D ultrasound imaging using sparse synthetic aperture beamforming [J]. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control,1998,45(4):980-988.
- [6] Smith Stephen W, Warren Lee, Light Edward D. Two dimensional arrays for 3-D ultrasound imaging [J]. IEEE Ultrasonics Symposium,2002:1545-1553.
- [7] Johnson Don H, Dudgeon Dan E. Array Signal Processing: Concepts and Techniques[M]. Indiana: P T R Prentice Hall,1993.

欢迎网上投稿 网址: www.mat-test.com