

三维任意几何光子成像系统的 散射修正及图像重建方法

王梦琪, 曹良志, 吴宏春, 程玉雄, 刘宙宇, 张宏博

(西安交通大学核科学与技术学院, 710049, 西安)

摘要: 在客体材料密度重建过程中考虑散射光子的影响,研究了在重建过程中通过迭代扣除散射贡献进行散射修正的重建方法. 针对三维任意几何结构问题,利用 AutoCAD 的二次开发功能实现几何前处理,开发了用于散射量计算的快速光子输运计算程序及基于三维任意几何结构的迭代法图像重建程序(IPOR). 通过与蒙特卡罗程序 MCNP 进行数值比较,可知文中采用的散射修正方法在达到与蒙特卡罗方法相当精度的同时,其计算效率可提高 2 个数量级. 重建计算结果表明,IPOR 的重建精度远高于未进行散射修正的直接求解法的重建精度.

关键词: 光子成像;任意几何结构;散射修正;图像重建

中图分类号: TL81 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2012)11-0086-05

Scattering Correction and Image Reconstruction for Arbitrary 3D Geometry in Flash Radiography

WANG Mengqi, CAO Liangzhi, WU Hongchun, CHENG Yuxiong, LIU Zhouyu, ZHANG Hongbo

(School of Nuclear Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: The effect of the scattered photons was taken into account and the iterative deduction of the scattered photons was used to amend the scattering effect in the image restoration. The customization of AutoCAD was performed to achieve the three-dimensional arbitrary geometry pretreatment. On the basis of the model, IPOR (Iterative Procedure for image restORation code) was developed. Comparison of the results of IPOR code with those of MCNP shows that the scattering correction method of IPOR outperforms the MC method in terms of much less computing time by more than two orders of magnitude with comparable precision. Furthermore, IPOR code has a very high computational efficiency, and it is more accurate compared with the direct solution without scattering correction.

Keywords: flash radiography; arbitrary geometry; scattering correction; image reconstruction

光子成像系统可利用闪光照相的图片信息实现对被测客体的几何边界或密度的重建,但在光子成像过程中,由于散射作用导致底片信息中出现散射噪声,尤其是对于强散射材料,其散射噪声往往会超过甚至淹没直穿量信息,大大影响图像重建精度. 因此,要精确反演被照客体材料的信息,必须计算并扣

除图像中散射光子的贡献.

常见的光子散射技术方法包括点扩散函数法^[1-2]、蒙特卡罗模拟法^[3]、输运方程求解法^[4]及解析分析法^[5]. 本文采用解析分析法,利用 AutoCAD 的二次开发功能,实现对三维任意几何结构的几何预处理,克服了传统方法在客体几何和计算效率方

面的缺点,实现了针对三维任意几何光子成像的散射修正以及基于该散射修正方法的图像重建。

1 理论模型

1.1 图像重建及散射修正算法流程

在光子成像过程中,光子源发射的光子经过被探测客体衰减后到达探测器处形成成像信号,利用该成像信号可实现对被测客体密度的重建。

在图像重建的过程中,从式(1)出发,由其图片信息反演被测客体的密度,但是式(1)只有在入射光子束为单色窄光子束、且在被照客体中不发生散射的情况下才成立。在真实情况下,光束在穿过被照客体时或多或少会发生散射,散射光子到达探测器并作为除直接穿透客体射线之外的额外光子强度累积在该探测器点,这将导致客体线性吸收系数反演结果偏小,故在图像反演过程中必须进行散射修正,计算并扣除这部分光子散射量

$$I = I_0 \exp\left(-\sum_k \Sigma_k d_{i,k}\right) \quad (1)$$

两边取对数并整理得

$$\sum_k d_{i,k} \Sigma_k = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (2)$$

式中: I_0 、 I 分别为光子束穿过客体前、后的光子强度; Σ_k 、 $d_{i,k}$ 分别为第 k 层客体的线性吸收系数和射线穿过该客体层的厚度。

考虑上述散射效应,本文采用解析法开发快速正向输运计算程序用于散射量计算,图像重建过程中采用迭代扣除散射量实现散射修正,达到精确反演客体材料线性吸收系数及密度的目的。具体步骤如下:

- (1)将光子成像信息代入方程(2),得到被探测客体的线性吸收系数初值;
- (2)由所得客体线性吸收系数初值,通过快速光子正向输运计算得到其散射量贡献;
- (3)由成像图片信息扣除步骤(2)计算所得的散射量贡献,得到其未经碰撞光子份额;
- (4)由得到的未经碰撞光子份额,通过方程(2)得到更为精确的被测客体线性吸收系数值。

重复上述 2~4 步,反复迭代直至收敛,即可得到精确的被测客体信息。

1.2 散射效应计算

由上述图像重建算法流程可知,图像重建过程中需要进行多次散射扣除,故需要一种能快速精确计算散射光子贡献的方法。

光子穿过客体到达探测器处时,到达的散射光

子可分为发生 1 次碰撞的初级散射光子及发生 2 次或 2 次以上碰撞的次级散射光子,若能精确地求解出上述 2 类光子的散射量,就可以精确地得到光子散射量。对于初级散射光子,沿特征线进行精确求解;对于次级散射光子,则通过大量数值模拟建立其次级散射修正系数,采用数值修正的方式进行求解^[6]。这种方法实际上是沿着特征线进行光子输运计算,只要能得到输运过程所需的特征线信息,理论上即可适用于三维任意几何结构。本课题组通过 AutoCAD 的二次开发功能对三维任意几何结构进行特征线追踪,从而实现了三维任意几何结构的几何处理^[7-8]。本文基于上述理论,研制了一套可用于三维任意几何结构的快速光子输运计算程序,通过与蒙特卡罗程序 MCNP 的计算结果进行比较,发现在精度相当的情况下,计算效率可提高 2 个数量级。

1.2.1 初级散射量计算 在点探测系统中,考虑光电效应、康普顿效应、电子对效应以及光子与物质相互作用的一次散射后,将客体外点光子源离散为客体内分布的体散射源,该体散射源由康普顿效应散射源和对生成效应散射源组成。客体某一点的康普顿效应及对生成效应的散射源项可分别表示成

$$dQ_c(x, y, z, \theta) = \frac{S_0}{4\pi r^2} \exp\left(-\sum_i \mu_i d_i\right) \Sigma_{sc} dV \quad (3)$$

$$dQ_{pp}(x, y, z, \theta) = \frac{S_0}{4\pi r^2} \exp\left(-\sum_i \mu_i d_i\right) \Sigma_{spp} dV \quad (4)$$

式中: $dQ_c(x, y, z)$ 、 $dQ_{pp}(x, y, z)$ 分别表示客体坐标 (x, y, z) 处的康普顿散射源项和对生成散射源项; μ_i 为各区材料的线性吸收系数; d_i 为由源项至客体该点穿过各材料区的距离; r 为由源项至该点的距离; Σ_{sc} 、 Σ_{spp} 分别表示入射能量下的康普顿散射截面和对生成截面。

对于高能光子,康普顿效应具有强烈的前冲性,即高能光子具有强烈的各向异性特性,而电子对生成的散射光子则是各向同性的。

康普顿散射理论由 Klein-Nishina 公式表示

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+a}{a^2} \left[\frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{1}{a} \ln(1+2a) \right] + \frac{1}{2a} \ln(1+2a) - \frac{1+3a}{(1+2a)^2} \right\} \quad (5)$$

$$p_c = \frac{\sigma_c(\theta)}{\sigma_c} \quad (6)$$

$$\sigma_c(\theta) = \int_{d\Omega_d} \frac{d\sigma_s(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_s(E, \theta)}{d\Omega} d\Omega_d = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}} \right)^2 \left(\frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma'}} + \frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}} - \sin^2 \theta \right) d\Omega_d \quad (7)$$

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \left[1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right]^{-1} \quad (8)$$

式中: σ_c 为康普顿散射截面; $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ 为电子经典半径; $a = \frac{E}{m_e c^2}$, 其中 E 为入射光子能量; $\sigma_c(\theta)$ 为康普顿散射沿 θ 角方向的散射截面; p_c 为散射到 θ 角方向的指向概率; $d\Omega_d$ 为探测器的立体角元, $d\Omega_d = \frac{dS}{r_1^2}$, 其中 dS 为探测器的面积, r_1 为离光源 (x, y, z) 到探测器的距离; θ 为客体上一点散射到探测器处的光子与入射光子的方向夹角; E_{γ} 为入射光子的能量; $E_{\gamma'}$ 为散射光子的能量. 对生成效应带来的散射是各向同性的, 且每次电子对效应产生 2 个光子, 所以其指向概率 $p_{\text{spp}} = 2/(4\pi r'^2)$, 其中 r' 表示该散射源点到探测器的距离.

通过对客体上每一点对探测器上的散射照射量的贡献值进行积分, 可得到该探测器处的散射照射量, 其中由康普顿效应及对生成效应带来的散射照射量可分别表示为

$$\phi_{\text{sc}} = \iiint_V dQ_c(x, y, z, \theta) P_c = \iiint_V \frac{S_0}{4\pi r^2} \exp\left(-\sum_i \mu_i d_i\right) \Sigma_{\text{sc}} \frac{\sigma_c(\theta)}{\sigma_c} \cdot \exp\left(-\sum_j \mu_j d_j\right) dV \quad (9)$$

$$\phi_{\text{sp}} = \iiint_V dQ_{\text{pp}}(x, y, z, \theta) P_{\text{spp}} = \iiint_V \frac{S_0}{4\pi r^2} \exp\left(-\sum_i \mu_i d_i\right) \Sigma_{\text{spp}} \frac{\sigma_c(\theta)}{\sigma_c} \cdot \exp\left(-\sum_j \mu_j d_j\right) dV \quad (10)$$

式中: μ_j 为各区材料的线性吸收系数; d_j 为由客体各离散点至探测器处穿过各材料区的距离.

1.2.2 次级散射修正 利用蒙特卡罗程序 MCNP 对不同物质及不同介质密度的客体进行次级散射特性分析, 结果表明, 在材料总质量不变的条件下, 只要客体的几何结构一定, 记录平面上的多次散射量占总散射照射量的份额是近似不变的, 由此可通过 MCNP 数值模拟, 针对不同的照相客体建立相应的次级散射修正系数, 在光子输运计算的过程中, 通过该次级散射修正系数对次级散射量进行修正计算, 从而大大节约光子散射量的计算时间.

1.2.3 基于 AutoCAD 二次开发的几何预处理 采用 AutoCAD 的二次开发功能, 利用 VBA 语言开发宏应用程序, 对空间三维任意几何结构进行特征线追踪, 得到所对应的空间几何结构的射线长度及材料信息, 从而实现对三维任意几何结构的几何前处理功能.

基于上述理论, 本文针对如图 1 所示的照相系统, 编制了适用于三维任意几何结构的光子散射量计算程序.

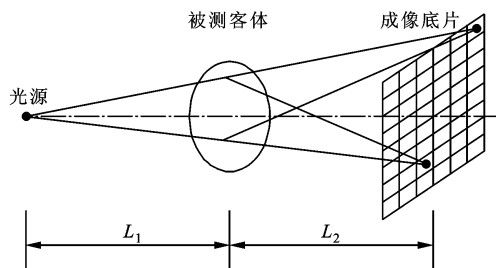


图1 闪光成像示意图

1.3 重建过程中的正则化算法

在客体密度的重建过程中, 需要不断地求解矩阵方程(2), 可将其写为如下形式

$$D\Sigma = B \quad (11)$$

式中: D 为 Σ 到 B 的正向投影矩阵, 其元素是每条特征线穿过客体各材料区的几何距离; Σ 为客体各材料区的线性吸收系数分布矢量; B 为闪光照相的探测信息矢量.

通常, 矩阵方程(11)具有不适定的特点, 在考虑散射量的图像重建过程中, 其右端项的数据必然是不够准确的, 容易造成误差放大. 针对这一问题, 本课题组曾研究了基于 ART (Algebraic Reconstruction Technique) 的正则化的重建算法^[6]. 本文针对超定方程问题, 采用 ART 重建算法来求解矩阵方程(11), 为此编制了可用于三维任意几何结构的散射修正及图像重建程序——IPOR (Iterative Procedure for image restORation).

2 程序验证及计算结果分析

2.1 散射量计算效果

图 2 为闪光照相中常用的实验客体 FTO (French Test Object) 的几何剖面图, 其材料及几何参数如表 1 所示, 光源采用 20 MeV 点光源, 光源与探测底片均距离客体中心 1 m.

图 3 为解析计算得到的散射量与 MCNP 散射量统计值的比较结果, 最大相对误差为 3.3%. 本文

所编制的程序 IPOR 的计算时间为 0.27 min,而 MCNP 的计算时间为 161.8 min,表明本文方法的计算效率是蒙特卡罗模拟法的 600 倍,且随着计数点的增多,计算效率的优势将会更加明显.可见,解析求解光子输运散射量的方法在保证很高精度的同时,具有非常高的计算效率,这为迭代扣除散射进行图像重建提供了有力的散射修正工具.

表 1 FTO 客体材料及几何参数

材料	密度/ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	外径/cm
真空	0	1.0
U	18.9	4.5
Cu	8.9	6.5

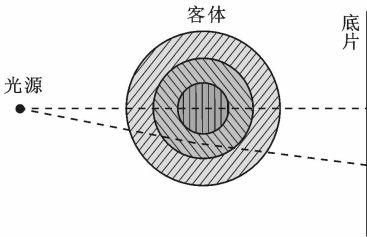


图 2 FTO 结构客体示意图

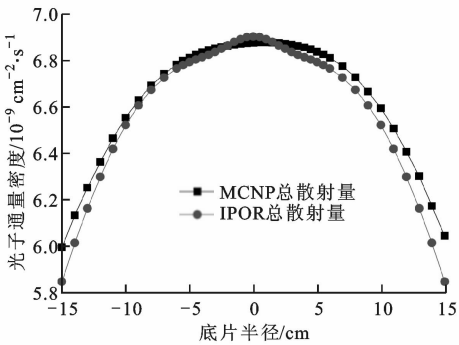


图 3 IPOR 与 MCNP 的散射量计算结果比较

2.2 客体空间密度分布重建结果分析

针对图 2 所示的 FTO 客体成像系统,从含有散射量噪声的探测信息出发,针对不同的材料反演被测客体的材料空间密度分布,其中光源为 20 MeV 点光源,光源与探测底片距离客体中心均为 1 m.

例 1 采用 2 层中等介质材料客体作为数值实验模型,其几何及材料参数如表 2 所示. 图 4 为其重建结果,其中直接求解法(不含散射修正)反演结果的最大相对误差为 18.62%,而 IPOR 重建值的最大相对误差仅为 0.10%,可见 IPOR 相对直接求解法精度大大提高.

表 2 例 1 中介质客体的材料及几何参数

材料区	材料	密度/ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	外径/cm
1	Pb	11.34	4.5
2	Fe	7.84	6.5

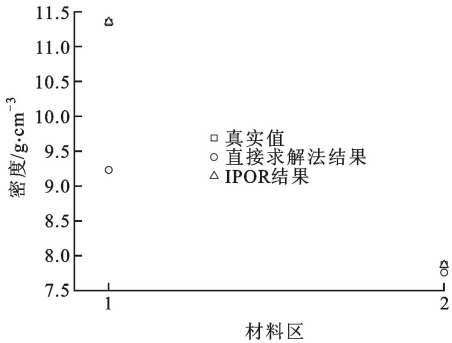


图 4 例 1 材料的密度重建结果比较

例 2 本例是一个含有真空、U、Cu 的三区材料问题,其材料及几何参数如表 1 所示. 该客体因含大量的强散射材料,故其散射量噪声非常强. 图 5 为成像底片中的直散比(直穿量与散射量之比),可见在成像底片的中心部位,散射量噪声达到直穿量的上千倍,完全淹没了直穿量信息. 图 6 中分析比较了不同散射量噪声下 IPOR 程序和直接求解法对客体密度的重建结果,可见在强散射情况下,如果不经散射修正,其重建结果基本是失真的. 表 3 列出了直接求解法和 IPOR 程序对中间重介质材料层重建结果的平均相对误差,显而易见,IPOR 程序所采用的方法显著提高了重建精度.

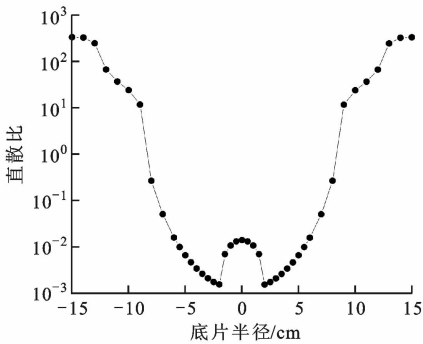
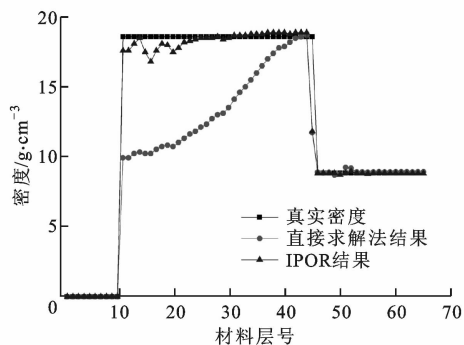


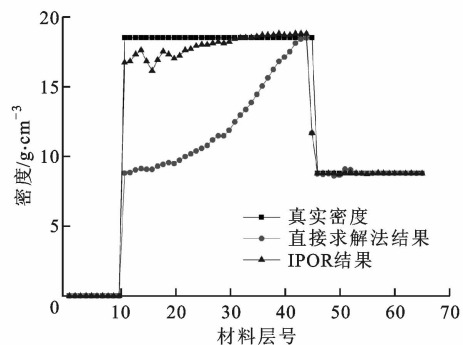
图 5 例 2 材料的成像底片直散比

表 3 例 2 中间层材料重建值与真实值的平均相对误差

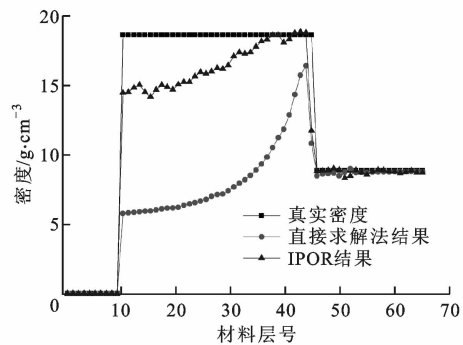
散射量噪声含量/%	相对误差/%	
	直接求解法	IPOR
5	-26.84	-1.21
10	-33.27	-2.95
100	-147.54	-11.89



(a) 5% 散射量噪声



(b) 10% 散射量噪声



(c) 100% 散射量噪声

图6 FTO客体在不同散射量噪声下的
客体密度重建结果比较

3 结 论

本文针对光子成像系统,利用快速光子正向输运计算散射量来实现散射修正,在基于散射修正的基础上,编制了三维任意几何结构图像重建程序——IPOR。

(1)推导了散射量计算的理论模型,通过对次级散射光子采用数值修正方法,极大地提高了散射量的计算效率,并保持了很高的计算精度。

(2)利用 AutoCAD 二次开发功能实现对光子射线的追踪,将被测客体的几何结构扩展至三维任

意几何结构,极大地拓展了对客体几何结构的适应性。

(3)通过传统图像重建和散射修正相互迭代的方法,实现了对被测客体线性吸收系数和密度的精确重建,重建精度显著高于直接求解法。

参考文献:

- [1] KARDJILOV N, BEER F D, HASSANEI R, et al. Scattering corrections in neutron radiography using point scattered functions [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: A, 2005, 542 (1/2/3): 336-341.
- [2] HASSANEIN R, LEHMANN E, VONTOBEL P. Methods of scattering corrections for quantitative neutron radiography [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: A, 2005, 542 (1/2/3): 353-360.
- [3] BOONE J M, SEIBERT J A. Monte Carlo simulation of the scattered radiation distribution in diagnostic radiology [J]. Medical Physics, 1988, 15(5): 713-720.
- [4] AKINAO S. Calculation of gamma-ray buildup factors up to depths of 100MFP by the method of invariant embedding [J]. Journal of Nuclear Science and Technology, 2002, 39(5): 477-486.
- [5] 李必勇,施将君,刘军,等. 闪光照相系统的散射分布与降散射的数值模拟[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(5): 788-792.
- LI Biyong, SHI Jiangjun, LIU Jun, et al. Numerical simulation of distribution of scattered exposure and reduced scatter in flash radiographic system [J]. High Power Laser & Particle Beams, 2005, 17(5): 788-792.
- [6] 程玉雄,曹良志,吴宏春,等. 逆向输运问题的直接求解[J]. 核动力工程, 2010, 31(S2): 38-42.
- CHENG Yuxiong, CAO Liangzhi, WU Hongchun, et al. Direct solutions for inverse transport problems [J]. Nuclear Power Engineering, 2010, 31(S2): 38-42.
- [7] CHEN Qichang, WU Hongchun, CAO Liangzhi. Auto MOC-A 2D neutron transport code for arbitrary geometry based on the method of characteristics and customization of AutoCAD [J]. Nuclear Engineering and Design, 2008, 238(10): 2828-2833.
- [8] LIU Zhouyu, WU Hongchun, CAO Liangzhi, et al. A new three-dimensional method of characteristics for neutron transport calculation [J]. Annals of Nuclear Energy, 2011, 38: 447-454.

(编辑 葛赵青 苗凌)