

康普顿成像系统角分辨影响因素的 理论及模拟研究

王 薇, 李传龙, 吴建华, 李兴隆

(中国原子能科学研究院 辐射安全研究所, 北京 102413)

摘要: 为了对康普顿成像系统的结构设计提供参考, 本文提出了一种理论与模拟计算相结合的对双层位置灵敏 CZT 晶体组成的康普顿成像系统散射角误差进行估算的方法, 并利用该方法对康普顿成像系统散射角误差进行了研究。结果表明, 对 662 keV、1.33 MeV 和 2 MeV 的入射光子, 该成像系统的康普顿散射角误差分别为 5.54° 、 4.82° 和 4.52° , 散射角误差主要来自于探测系统位置分辨本领和能量分辨本领, 探测材料多普勒效应引起的角误差相对较小。合理地限制康普顿散射角范围可有效改善成像系统角分辨能力, 优化成像效果。

关键词: 康普顿成像系统; 散射角误差; 位置灵敏 CZT 晶体

中图分类号: TL814

文献标志码: A

文章编号: 1000-6931(2019)12-2471-07

doi: 10.7538/yzk.2018.youxian.0905

Theoretical and Simulation Study on Factor Affecting Angular Resolution of Compton Imaging System

WANG Wei, LI Chuanlong, WU Jianhua, LI Xinglong

(Department of Radiation Safety, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract: In order to provide the reference for the structural design of Compton imaging system, the method to estimate the scattering angle error of Compton imaging system composed of two-layer position-sensitive CZT crystal by combining theory with simulation calculation was presented, and the scattering angle error of the Compton imaging system was studied by this method. The results show that for incident photons of 662 keV, 1.33 MeV and 2 MeV, the Compton scattering angle errors are 5.54° , 4.82° and 4.52° , respectively. The scattering angle error mainly comes from the position and energy resolution abilities of the detection system, and the contribution of the angle error caused by the Doppler effect of the detection material is relatively small. Limiting Compton scattering angle range reasonably can improve the angular resolution of imaging system and optimize the imaging effect effectively.

Key words: Compton imaging system; scattering angle error; position-sensitive CZT crystal

康普顿成像系统从提出距今已有 40 余年^[1], 相比于传统的机械准直单孔成像系统, 具有诸多优点^[2]: 首先, 康普顿成像系统无需准直器, 增加了系统的灵敏度和视野范围, 可设计为多层以提高探测效率, 从而使其测量时间短、系统质量轻、环境适应性强; 其次, 由于大部分材料在几百 keV~几 MeV 能区内的康普顿散射截面较大, 因此康普顿成像系统更适用于对能量为几百 keV~几 MeV 的 γ 射线成像; 再次, 康普顿成像系统的成像分辨率取决于探测器的能量和位置分辨本领, 成像效率取决于探测器的尺寸、材料和几何, 成像分辨率与成像效率无相互制约关系, 可同时得到改善。另外, 其可在一定成像范围内对未知源实现三维成像^[3-4], 即能精确定位放射源所在位置的空間角度和纵深距离, 这种对源的全方位识别能力在各种核材料检测、核设施退役场所强辐射场的热点定位及放射医学^[5]中显得尤为重要。

随着放射医学手段的普及、核设施退役工作的展开及对核与辐射源事故处理技术要求的不断提高, 具有上述诸多优点的康普顿成像系统成为近年来国内外的研究热点^[6]。其中以文献^[7-10]研制的康普顿成像系统最为突出, 2001 年开发了由两块 1 cm³ 位置灵敏 CZT 晶体分别作为散射和吸收探测器的康普顿成像系统, 该系统的成像角分辨率约为 3°(511 keV) 和 2°(1 MeV), 成像效率约为 1.5×10^{-4} (500 keV) 和 8.8×10^{-6} (3 MeV); 2004 年开发了由 1 块 1.5 cm × 1.5 cm × 1 cm 像素型 CZT 晶体同时作为散射和吸收探测器的康普顿成像系统, 该系统的成像效率接近 2%, 成像角分辨率约为 17°(662 keV), 其最大优势在于可进行 4 π 视角全方位成像, 近年以该成像系统为原型推出了商业化康普顿相机 H3D Polaris-HTM, 其高配置版本 Quad 采用了 19.4 cm³ 像素型 CZT 晶体进行 4 π 成像, 探测时间缩短至普通版的 1/3, 成像角分辨率约为 30°(实时处理)。国内康普顿相机的研制起步较晚, 其中四川大学与中国工程物理研究院对阵列式康普顿相机进行了模拟及反投影图像重建^[11-13], 但关于康普顿相机成像的理论设计研究及实际样机研制尚未见报道。本文模拟构建由位置灵敏 CZT 晶体组成的双层康普顿成像系统, 对引起成像系统散射

角误差进而影响其角分辨能力的因素开展理论研究, 推算不同能量光子入射时由不同角分辨影响因素引起的散射角误差范围, 提出成像系统的优化设计建议。

1 康普顿成像原理

康普顿成像系统利用康普顿散射原理来成像^[14], 一般要求入射光子与探测介质先发生康普顿散射, 将部分沉积能量传递给介质中的电子, 并测量记录反冲电子的动能 T'_e 和相互作用位置 x_1 ; 产生的散射光子继续与探测介质发生光电吸收, 沉积全部能量, 此时测量记录散射光子的能量 E' 和相互作用位置 x_2 。对满足上述条件的入射光子能量 E_0 可表示为:

$$E_0 = T'_e + E' \quad (1)$$

考虑到实际中高能 γ 射线入射时产生的散射光子可能会继续发生康普顿散射只沉积部分能量, 此时测量到的沉积能量不等于散射光子的能量, 这样的事件在图像重建时会增加本底噪声。为减少此噪声影响, 测量时仅收集散射光子能量全沉积事件, 此时经典康普顿散射角 θ 可表示为:

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_e c^2 T'_e}{E_0 - T'_e E_0} \quad (2)$$

其中, $m_e c^2$ 为电子的静止能量 (511 keV)。

式(2)可确定放射源位于以 x_1 位置为顶点、 $x_1 x_2$ 连线为中轴、顶角为 θ 的圆锥面上, 大量符合康普顿散射条件的事件可得到很多圆锥, 理论上这些圆锥的交点就是放射源所在位置。图 1 为康普顿成像原理示意图。

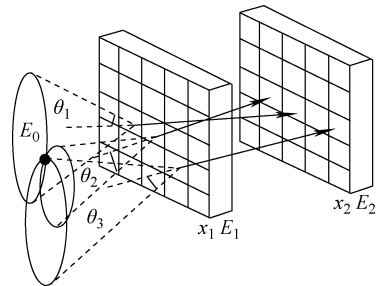


图 1 康普顿成像原理示意图

Fig. 1 Schematic of Compton imaging principle

2 康普顿成像系统的散射角误差

康普顿成像系统角分辨本领的影响因素主

要来自探测材料本身及测量系统对康普顿散射角测量时引起的角误差,其中探测材料引起的散射角误差主要源于探测材料的多普勒效应,记为 $\Delta\theta_D$;而测量系统引起的散射角误差则主要取决于系统的能量分辨本领和位置分辨本领,分别记为 $\Delta\theta_r$ 和 $\Delta\theta_g$ 。为研究康普顿成像系统角分辨本领的影响因素,本文分别对 $\Delta\theta_r$ 、 $\Delta\theta_D$ 、 $\Delta\theta_g$ 进行研究。

2.1 能量分辨本领引起的散射角误差 $\Delta\theta_r$

由于函数变量含有误差会致使函数也含有误差,该误差可用统计学中的误差传播定律进行估计,对式(2)使用误差传播定律^[7]可得:

$$\Delta\theta^2 = \left(\frac{d\theta}{dT'_e}\right)^2 (\Delta T'_e)^2 + \left(\frac{d\theta}{dE_0}\right)^2 (\Delta E_0)^2$$

$$\frac{d\theta}{dT'_e} = \frac{m_e c^2}{\sin\theta} \frac{1}{(E_0 - T'_e)^2}$$

$$\frac{d\theta}{dE_0} = \frac{m_e c^2}{\sin\theta} \frac{T'_e(T'_e - 2E_0)}{E_0^2(E_0 - T'_e)^2} \quad (3)$$

其中, ΔE_0 和 $\Delta T'_e$ 分别为由测量系统能量分辨本领造成的对入射光子全能峰能量及反冲电子动能的测量误差。由于 ΔE_0 仅来自于对测量系统的刻度偏差,通常比 $\Delta T'_e$ 小得多,因此 $\Delta\theta_r$ 可表示^[7]为:

$$\Delta\theta_r = \frac{(m_e c^2 + E_0(1 - \cos\theta))^2}{E_0^2 \sin\theta \cdot m_e c^2} \Delta T'_e \quad (4)$$

2.2 多普勒展宽引起的散射角误差 $\Delta\theta_D$

经典康普顿效应假定入射光子与探测介质原子中静止的轨道电子发生散射产生次级散射光子,但实际上介质原子中的轨道电子并非静止不动,而是以一定的动量运动,此时次级散射光子将产生多普勒展宽,该展宽将引起一定的康普顿散射角误差,进而影响系统成像效果^[15]。图2为康普顿散射的实际过程,假定探测介质原子的轨道电子在某一特定的轨道上绕核子旋转,其发生康普顿效应前后轨道电子动量分别为 p (与入射方向夹角为 α)和 q (与入射

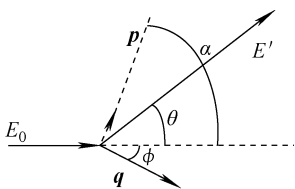


图2 康普顿散射的实际过程

Fig. 2 Actual process of Compton scattering

方向夹角为 ϕ)。

若轨道电子之间的库仑力忽略不计,则吸引核子的库仑力与电子的向心力相平衡,由该平衡关系可推得:

$$|B| = |T_e| \quad (5)$$

其中: T_e 为发生康普顿效应前该轨道电子的动能; B 为该电子所在轨道结合能。

利用上述模型,若入射光子转移的能量足以使得电子成为自由电子(即碰撞后电子势能为0),则根据散射过程的动量和能量守恒及狭义相对论动力学,并结合式(5)可得到以下方程组:

$$\begin{cases} \frac{E_0}{c} + p \cos \alpha = \frac{E'}{c} \cos \theta + q \cos \phi \\ p \sin \alpha = \frac{E'}{c} \sin \theta - q \sin \phi \end{cases} \quad (6)$$

$$E_0 - E' = B + T'_e \quad (7)$$

$$q^2 c^2 = T'_e{}^2 + 2m_e c^2 T'_e \quad (8)$$

$$p^2 c^2 = B^2 + 2m_e c^2 B \quad (9)$$

求解上述方程可得,当考虑介质原子中轨道电子的结合能 B ,且假定其具有一定初始动量 p 时,康普顿散射角的一般表达式为:

$$\cos \theta = (E_0^2 - T'_e E_0 - T'_e m_e c^2 + T'_e B - BE_0 + m_e c^2 B + B^2 \pm E_0 \sqrt{B^2 + 2m_e c^2 B}) / (E_0^2 - T'_e E_0 - BE_0 \pm \sqrt{B^2 + 2m_e c^2 B}(E_0 - B - T'_e)) \quad (10)$$

式(10)中的正、负号分别对应 $\alpha = 0^\circ$ 和 $\alpha = 180^\circ$,即轨道电子的初始运动方向正向或背离光子入射方向。由式(10)可得出对于任一给定能量的反冲轨道电子,由多普勒效应引起的平均散射角误差 $\Delta\theta_D$ 为:

$$\Delta\theta_D = \frac{|\theta_{\alpha=180^\circ} - \theta| + |\theta - \theta_{\alpha=0^\circ}|}{2} \quad (11)$$

其中, $\theta_{\alpha=180^\circ}$ 和 $\theta_{\alpha=0^\circ}$ 分别对应介质原子中轨道电子的初始运动方向背离和正向光子入射方向时的康普顿散射角。

2.3 位置分辨本领引起的散射角误差 $\Delta\theta_g$

受探测器位置分辨本领所限,对入射光子与探测介质原子发生相互作用位置的测量会造成散射角误差 $\Delta\theta_g$ 。图3为康普顿成像探测系统位置分辨本领造成角误差的示意图,其中假设探测介质网格体积等效于质心位于相互作用位置,半径等于测量误差 δx 的球形区域, d 为

入射光子在探测介质中发生两次相互作用位置之间的距离, $\Delta\theta_g$ 计算公式为:

$$\Delta\theta_g = \tan^{-1}\left(\frac{2\delta x}{d}\right) \quad (12)$$

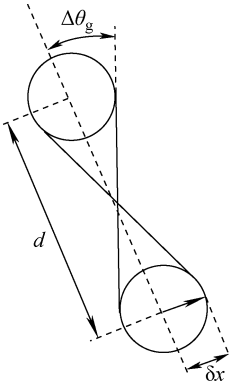


图3 康普顿成像探测系统位置分辨本领造成角误差 $\Delta\theta_g$ 示意图

Fig. 3 $\Delta\theta_g$ caused by position

resolution ability of Compton imaging system

由式(12)可看出, $\Delta\theta_g$ 与 δx 呈正比, 与 d 呈反比, 因此较小的相互作用距离会造成较大的 $\Delta\theta_g$, 此时将恶化系统角分辨本领。需要注意的是, 成像效率也与 d 呈反比, 较大的 d 虽降低了 $\Delta\theta_g$, 改善了系统的角分辨本领, 但同时也降低了系统的成像效率, 因此成像系统设计时应根据具体情况权衡比较后确定。

3 散射角误差估算

3.1 $\Delta\theta_r$ 的估算

本文建立了康普顿成像系统模型, 该模型由两层 $25.4 \text{ mm} \times 25.4 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 的 CZT 晶体组成, 层间距设置为 4 cm , 该晶体的能量分辨率为 3% (662 keV) 和 5.5% (122 keV)。使用该模型计算了不同能量 (122 keV 、 662 keV 、 1.33 MeV 和 2 MeV) 光子入射后 $\Delta\theta_r$ 随其散射角的变化情况 (图 4)。由图 4 可看出: $\Delta\theta_r$ 随入射光子能量的升高而降低, 由此验证了使用 CZT 晶体作为探测材料的康普顿成像系统不适合低能光子成像; 对给定能量的入射光子, $\Delta\theta_r$ 与散射角之间呈先降低后升高的趋势, 过大或过小的散射角造成的 $\Delta\theta_r$ 较大, 此时将恶化系统的成像角分辨率, 因此对中能光子进行康普顿成像时, 过大或过小的散射角应受到

限制。为避免过大的散射角误差 ($> 5^\circ$), 表 1 列出了本工作对 662 keV 、 1.33 MeV 和 2 MeV 入射光子的建议散射角范围及该范围内的 $\Delta\theta_r$ 。

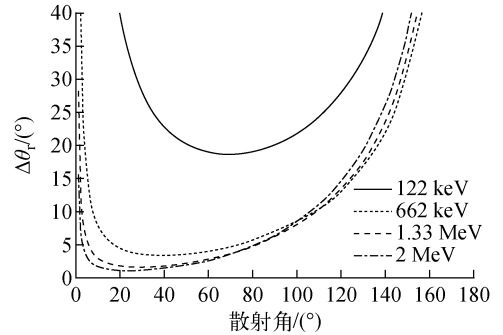


图4 不同能量入射光子的 $\Delta\theta_r$ 随散射角的变化

Fig. 4 $\Delta\theta_r$ vs scattering angle with different energy incident photons

表1 不同能量光子入射时散射角取值范围及其对应的 $\Delta\theta_r$

Table 1 $\Delta\theta_r$ corresponding to scattering angle range of photons with different energy

入射光子能量/MeV	散射角取值范围/ $^\circ$	$\Delta\theta_r$ / $^\circ$
0.662	18~71	4.02
1.33	6~80	2.85
2	3~80	2.36

本工作研究的是晶体的本征能量分辨率引起的角误差影响, 未考虑后续电路的影响, 合理的电子学线路设计可能会改善分辨率, 则上述角误差可能会相应减小, 但改善幅度有限。

3.2 $\Delta\theta_D$ 的估算

本文分别计算了不同能量 (662 keV 、 1.33 MeV 和 2 MeV) 光子入射 CZT 晶体时多普勒效应引起的散射角误差 $\Delta\theta_D$ 。由于与入射光子发生碰撞的电子所在轨道未知, $\Delta\theta_D$ 不能唯一确定。为了表征实际误差, 分别按照 Cd、Zn 和 Te 原子中壳层、支壳层轨道电子数占核外总电子数的比例进行加权求和来获得不同能量光子分别入射 Cd、Zn 和 Te 原子的平均散射角误差。表 2 列出了 Cd、Zn 和 Te 原子不同壳层、支壳层的轨道电子数和结合能。此外, 为了得到 CZT 晶体 ($\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$) 的平均散射角误差, 本工作按照该晶体中 Cd、Zn 和 Te 原子的康普顿散射宏观截面的比例进行了加权求和。图 5

为不同能量光子入射 CZT 晶体后平均散射角与反冲电子能量之间的关系。可看出,当不同能量光子入射 CZT 晶体时,康普顿平均散射角与

反冲电子动能均呈正比。当 662 keV、1.33 MeV 和 2 MeV 光子分别入射 CZT 晶体时,不同散射角范围对应的 $\Delta\theta_b$ 列于表 3。

表 2 Cd、Zn 和 Te 原子壳层、支壳层的轨道电子数和结合能

Table 2 Orbital electron number and binding energy for atomic shell and subshell of Cd, Zn and Te

原子壳层	结合能/keV			电子数		
	Cd	Zn	Te	Cd	Zn	Te
K	26.711	9.659	31.814	2	2	2
L1	4.018	1.193	4.939	2	2	2
L2	3.727	1.043	4.612	6	6	6
L3	3.537	1.02	4.341	6	6	6
M1	0.77	0.138	1.006	2	2	2
M2	0.651	0.088	0.87	6	6	6
M3	0.616	0.087	0.819	6	6	6
M4	0.41	0.01	0.583	10	10	10
M5	0.404	0.01	0.572	10	10	10
N1	0.108	0.001	0.168	2	2	2
N2	0.068		0.12	6		6
N3	0.064		0.11	6		6
N4	0.009		0.04	10		10
N5	0.009		0.04	10		10
O1	0		0.012	2		2
O2			0.005			4
O3			0.005			4

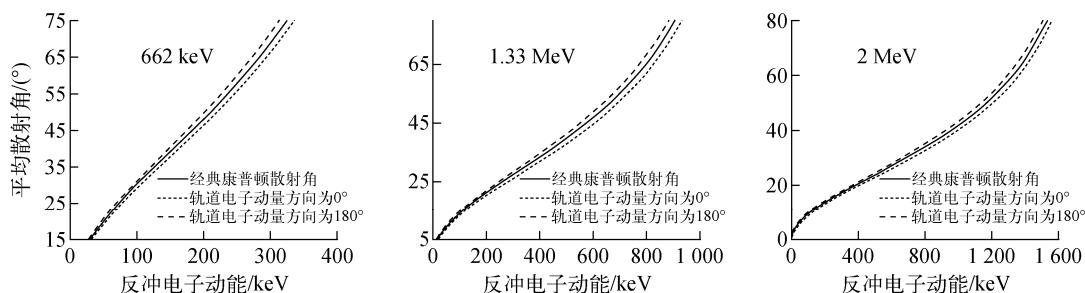


图 5 不同能量光子入射 CZT 晶体后平均散射角与反冲电子能量之间的关系

Fig. 5 Relationship between average scattering angle and recoil electron energy after different energy photons incidence on CZT crystal

表 3 不同能量光子入射时不同散射角范围对应的 $\Delta\theta_b$

Table 3 $\Delta\theta_b$ corresponding to scattering angle range for different energy photons

入射光子能量/MeV	散射角取值范围/(°)	$\Delta\theta_b$ /(°)
0.662	18~71	1.58
1.33	6~80	1.76
2	3~80	1.42

3.3 $\Delta\theta_g$ 的估算

本工作拟采用 16×16 路像素型 CZT 晶体实现成像功能,该晶体的位置分辨本领约为 1.39 mm,系统信号处理时认为在每个晶体像素格内发生的相互作用位置均位于该晶格的中心。表 4 列出不同层间距情况下康普顿成像系统的 $\Delta\theta_g$ 。由表 4 可知, $\Delta\theta_g$ 随两层 CZT 晶体

层间距的增加而减小,为满足系统成像角分辨率要求应使层间距大于 3 cm 为佳。

表 4 不同层间距情况下康普顿成像系统的 $\Delta\theta_g$

Table 4 $\Delta\theta_g$ of Compton imaging system at different layer intervals

层间距/ mm	$\Delta\theta_g/(\text{°})$		
	最大值	最小值	平均值
5	29.09	4.39	16.73
10	15.54	4.27	9.90
15	10.51	4.09	7.29
20	7.92	3.87	5.89
25	6.35	3.64	4.99
30	5.30	3.40	4.35
35	4.54	3.17	3.86
40	3.98	2.96	3.47
45	3.54	2.77	3.15
50	3.18	2.59	2.88

使用 Geant4 建立了康普顿成像系统模型,假设不同能量(662 keV、1.33 MeV 和 2 MeV)光子点源位于距第 1 层晶体中心 5 m 处入射,入射粒子数为 10^6 。使用该模型对不同 CZT 晶体层间距下成像系统的成像效率进行模拟计算,结果如图 6 所示。可看出,系统的成像效率随入射粒子能量的增加而降低,同时随两层 CZT 晶体层间距的增加而降低。综合考虑成像系统的成像效率及角分辨率要求,建议层间距取 4 cm。当 662 keV、1.33 MeV 和 2 MeV 光子分别入射 CZT 晶体时,在不同散射角范围内 $\Delta\theta_g$ 及其相应成像效率列于表 5。

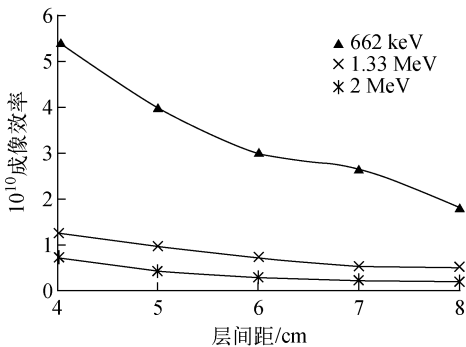


图 6 系统成像效率模拟结果

Fig. 6 Simulation result of system imaging efficiency

表 5 不同能量光子入射时不同散射角范围对应的 $\Delta\theta_g$ 及成像效率

Table 5 $\Delta\theta_g$ and imaging efficiency corresponding to scattering angle range for different energy photons

入射光子 能量/MeV	散射角取值 范围/(°)	$\Delta\theta_g/(\text{°})$	10^{10} 成像 效率
0.662	18~71	3.47	5.44
1.33	6~80	3.47	1.25
2	3~80	3.47	0.719

3.4 小结

根据误差叠加原理,总的康普顿散射角误差 $\Delta\theta_{\text{all}}$ 为:

$$\Delta\theta_{\text{all}}^2 = \Delta\theta_r^2 + \Delta\theta_D^2 + \Delta\theta_g^2 \quad (13)$$

针对所建立的康普顿成像系统,不同能量光子入射时的 $\Delta\theta_r$ 、 $\Delta\theta_D$ 、 $\Delta\theta_g$ 及 $\Delta\theta_{\text{all}}$ 列于表 6。

表 6 不同能量光子入射时的 $\Delta\theta_r$ 、 $\Delta\theta_D$ 、 $\Delta\theta_g$ 及 $\Delta\theta_{\text{all}}$

Table 6 $\Delta\theta_r$, $\Delta\theta_D$, $\Delta\theta_g$ and $\Delta\theta_{\text{all}}$ for different energy photons

入射光子 能量/MeV	$\Delta\theta_r/(\text{°})$	$\Delta\theta_D/(\text{°})$	$\Delta\theta_g/(\text{°})$	$\Delta\theta_{\text{all}}/(\text{°})$
0.662	4.02	1.58	3.47	5.54
1.33	2.85	1.76	3.47	4.82
2	2.36	1.42	3.47	4.52

由表 6 可见,当能量为 662 keV、1.33 MeV 和 2 MeV 的光子入射时, $\Delta\theta_{\text{all}}$ 分别为 5.54° 、 4.82° 和 4.52° ,且随入射粒子能量的升高而降低,其中对 $\Delta\theta_{\text{all}}$ 的主要贡献来自探测系统位置分辨本领和能量分辨本领,探测材料多普勒效应引起的角误差贡献相对较小。

4 结论

本文模拟构建了一个由位置灵敏 CZT 晶体组成的双层康普顿成像系统,并利用理论与模拟计算相结合的方法,对引起该成像系统散射角误差进而影响其角分辨率的若干因素开展了理论研究,推算了不同能量光子入射时由不同角分辨率影响因素引起的散射角误差范围,进而提出了对该成像系统结构的优化设计。结果表明:康普顿成像系统探测器的能量及位置分辨本领是影响该成像系统最终角分辨率的主

要因素;成像数据处理时可采用适当限制康普顿散射角范围、选择有效成像事件的方法来改善成像系统角分辨能力,降低散射角误差,优化系统最终成像效果和成像效率。同时本文提供了一套对康普顿成像系统散射角误差的合理估算方法,估算得到的结果作为后续图像处理算法的必要参数,为最终系统实现成像及实验装置结构的确定奠定了基础。

参考文献:

- [1] TODD R W, NIGHTINGALE J M, EVERETT D B, et al. A proposed γ camera[J]. *Nature*, 1974, 251: 124-132.
- [2] LEHNER C E. 4- π Compton imaging using a single 3-D position-sensitive CdZnTe detector [D]. Ann Arbor: The University of Michigan, 2004.
- [3] KING S E, PHILLIPS G W, HASKINS P S, et al. A solid-state Compton camera for three-dimensional imaging[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1994, 353: 320-323.
- [4] SAUVE A C, HERO A O, ROGERS W L, et al. 3D image reconstruction for a Compton SPECT camera model[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1999, 46(6): 2 075-2 084.
- [5] McCLESKEY M, KAYE W, MACKIN D S, et al. Evaluation of a multistage CdZnTe Compton camera for prompt gamma imaging for proton therapy[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2015, 785: 163-169.
- [6] 杨靖,谭放,吴玉池,等. 康普顿相机的应用现状与发展趋势[J]. *核电子学与探测技术*, 2016, 36(9): 966-973.
YANG Jing, TAN Fang, WU Yuchi, et al. Application status and development trend of Compton camera[J]. *Nuclear Electronics & Detection Technology*, 2016, 36(9): 966-973(in Chinese).
- [7] HE Z, LI W, KNOLL G F, et al. 3-D position sensitive CdZnTe gamma-ray spectrometers[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1999, 422: 173-178.
- [8] DU Y F, HE Z, KNOLL G F, et al. Evaluation of a Compton scattering camera using 3-D position sensitive CdZnTe detectors[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2001, 457: 203-211.
- [9] LEHNER C E, HE Z, ZHANG F, et al. 4 π Compton imaging using a 3-D position-sensitive CdZnTe detector via weighted list-mode maximum likelihood[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2004, 51(4): 1 618-1 624.
- [10] WANG W Y, KAYE W R, KIM J C, et al. Improvement of Compton imaging efficiency by using side-neighbor events[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2012, 687: 62-68.
- [11] JAWORSKI J M. Compton imaging algorithms for position-sensitive gamma-ray detectors in the presence of motion[D]. Ann Arbor: The University of Michigan, 2013.
- [12] 丁长骥,毛本将,袁永刚,等. 康普顿相机的 GEANT4 模拟与反投影图像重建[J]. *核技术*, 2015, 38(11): 110402.
DING Changji, MAO Benjiang, YUAN Yonggang, et al. GEANT4 simulation and imaging reconstruction by back projection algorithm for Compton camera[J]. *Nuclear Techniques*, 2015, 38(11): 110402(in Chinese).
- [13] 丁长骥,袁永刚,毛本将,等. 阵列式康普顿相机 Geant4 模拟与图像重建及优化[J]. *强激光与粒子束*, 2016, 28(12): 126002.
DING Changji, YUAN Yonggang, MAO Benjiang, et al. Geant4 simulation and image reconstruction with optimization for array type Compton camera[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2016, 28(12): 126002(in Chinese).
- [14] POITRASSON-RIVI R A, BEN A M, MICHAEL C H, et al. Monte Carlo investigation of a high-efficiency, two-plane Compton camera for long range localization of radiation material[J]. *Progress in Nuclear Energy*, 2015, 81: 127-133.
- [15] MATTAFIRRI S. On Compton imaging[D]. Berkeley: University of California, 2010.