



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

碲锌镉探测器三维位置灵敏及单极性关键技术研究

作者姓名: 汪超

指导教师: 章志明 研究员 中国科学院高能物理研究所

刘彦韬 研究员 中国科学院高能物理研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院高能物理研究所

2022年6月

**Studies on key techniques of three-dimension position sensitivity
and unipolarity in CdZnTe detector**

**A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Natural Science**

By

Wang Chao

Supervisor: Professor Zhang Zhiming

Institute of High Energy Physics, Chinese Academy Science

June 2022

中国科学院大学

研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：汪超

日期：2022年5月26日

中国科学院大学

学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：汪超

日期：2022年5月26日

导师签名：章明

日期：2022年5月26日

摘 要

碲锌镉 (CdZnTe, CZT) 探测器是一种性能优异的室温半导体探测器, 在核探测领域具有广阔的应用前景。然而, 碲锌镉探测器探测高能射线时存在全能峰低能拖尾现象, 限制了其能量分辨能力。本论文在深入研究碲锌镉探测器载流子运输机制的基础上, 基于半球型、像素型碲锌镉探测器针对该问题开展了三维位置灵敏和单极性关键技术研究, 包括单极性电荷灵敏技术、深度灵敏及能谱校正技术、亚像素分辨技术, 并在能谱测量及核成像应用方面进行了验证。论文的主要内容包括:

(1) 基于蒙特卡洛方法和有限元方法仿真研究了单极性电极结构设计下碲锌镉探测器内部物理场分布的特点。结果表明在单极性电极结构设计下, 探测器内部权重势均具有大部分体积内变化平缓, 仅在阳极附近急剧上升的特点。

(2) 基于像素型碲锌镉探测器, 采用阴阳极信号幅度之比和电子漂移时间法研究了深度灵敏与能谱校正技术。两种方法在进行深度标定时均具有良好的线性, 分别实现了 0.5 mm、1.0 mm 的深度分辨。基于获取的深度信息, 进行了能谱校正技术验证, 能谱低能拖尾现象得到明显改善, 将探测器对 662 keV 射线的能量分辨率由 4.1% 提高到了 1.3%。

(3) 基于像素型碲锌镉探测器, 采用测量相邻像素信号幅度的方法, 进行了亚像素分辨技术研究。在像素间距为 2 mm 的探测器上完成了像素分割; 同时无准直伽马射线透射成像显示探测器具有区分 2 mm、1.5 mm、1 mm、0.8 mm 等不同直径钢制钻头的的能力, 实现了两倍精细采样。

(4) 基于半球型碲锌镉探测器和低噪声电荷灵敏前放开发出一套能量分辨率为 7.6% @ 59.6 keV, 计数相对偏差小于 0.05% @ 5×10^7 的低噪声、高计数稳定性能谱仪; 同时研制了一套具有 121 个像素的碲锌镉探测器和 128 通道 ASIC 读出芯片的编码相机。该相机的能量分辨率小于 1.5% @ 662 keV, X 方向和 Y 方向的角分辨率分别为 3.31°、3.68°。而且置于无人机平台上进行了悬停成像。

关键词: 碲锌镉探测器, 深度灵敏, 亚像素分辨, 能谱校正

Abstract

Cadmium Zinc Telluride (CdZnTe, CZT) detector is an excellent room-temperature semiconductor detector, which have broad prospects to be applied in the field of nuclear detection. However, when the CdZnTe detector is used to detect the gamma ray with high energy, there is a low-energy tail at the left of full-energy peak, which restricts the energy spectrum performance of the CdZnTe detector to have further improvement. To solve this problem, this dissertation undergoes the research on key techniques of three-dimension position sensitivity and unipolarity based on quasi-hemisphere and pixelated CdZnTe detectors. which includes unipolar charge sensitive technology, depth sensitive and energy spectrum correction technology and sub-pixel resolution technology, and verified in energy spectrum measurement and nuclear imaging applications. The main contents of the dissertation include:

(1) Based on the simulation with Monte Carlo method and finite element method, the characteristics of internal physical field distribution of CdZnTe detector under unipolar electrode design were studied. The results showed that under the design of unipolar electrode structures, the internal weighting potential of the CdZnTe detector had a gentle change in most of the volume, and only sharp near the anode.

(2) Depth sensitive and energy spectrum correction technology were studied based on pixelated CdZnTe detector by methods of C/A and electron drift time. Two methods had good linearity in calibration of depth. The C/A method achieved a depth resolution of 0.5 mm, and the electron drift time method achieved a depth resolution of 1.0 mm. Based on the acquired depth information, the energy spectrum correction technique was verified, the low-energy tail has improved and the energy resolution of the detector for gamma ray with 662 keV was increased from 4.1% to 1.3%.

(3) Sub-pixel resolution technology was studied based on pixelated CdZnTe detectors by method of reading out the signals from the adjacent pixels. On a CdZnTe detector with a pixel pitch of 2 mm, the pixel segmentation was successfully completed. And uncollimated gamma ray transmission imaging on steel drill with a width of 2 mm, 1.5 mm, 1 mm, and 0.8 mm was conducted. The results showed that the detector can distinguish drills with different diameters and achieved double fine sampling.

(4) Based on a quasi-hemisphere CdZnTe detector and a low-noise charge-

sensitive preamplifier, a low noise and high-count-stability spectrometer has been developed, whose energy resolution was 7.6% @59.6 keV, and relative standard counting deviation was less than 0.05% @ 5×10^7 . At the same time, a coded aperture camera based on a CdZnTe detector with 121 pixels and a 128-channel ASIC readout chip was built for gamma ray imaging application research. The camera had an energy resolution of less than 1.5% @662 keV, and the angular resolutions in the X and Y directions reached 3.31 ° and 3.68 °, respectively. At the same time, it could be mounted on the UAV platform to perform hovering radioactive source imaging.

Key Words: CdZnTe Detector, Depth Sensitive, Sub-pixel Resolution, Energy Spectrum Correction

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
目 录.....	V
图目录.....	VIII
表目录.....	XIV
第 1 章 引言	1
1.1 论文选题背景与意义	1
1.2 碲锌镉探测器的国内外研究现状	5
1.3 论文的研究内容与结构	12
第 2 章 碲锌镉探测器射线探测基础	15
2.1 射线与物质的相互作用	15
2.1.1 光电效应.....	15
2.1.2 康普顿散射.....	16
2.1.3 电子对产生.....	17
2.2 载流子的产生和输运理论	19
2.2.1 载流子的漂移和扩散.....	19
2.2.2 载流子的复合与俘获.....	21
2.3 电荷的感生与信号的读出	22
2.3.1 Shockley-Ramo 理论.....	22
2.3.2 电荷灵敏前置放大器.....	23
2.4 本章小结	24
第 3 章 单极性电荷灵敏技术仿真研究	25
3.1 基于蒙特卡洛方法和有限元方法的碲锌镉探测器模拟仿真平台的搭建	25
3.1.1 基于 Geant4 的射线与碲锌镉探测器相互作用仿真	25
3.1.2 基于 COMSOL Multiphysics 的碲锌镉探测器内部物理场仿真	26
3.2 平面型电极结构设计存在的问题	30
3.3 单极性电荷灵敏技术的仿真研究	38

3.3.1	不同电极结构设计的碲锌镉探测器内部物理场仿真.....	39
3.3.2	半球型碲锌镉探测器单极性研究.....	48
3.3.3	像素型碲锌镉探测器单极性研究.....	54
3.4	本章小结.....	58
第 4 章	像素型碲锌镉探测器的深度灵敏及能谱校正技术研究.....	61
4.1	深度信息获取及校正的必要性.....	61
4.2	获取深度信息的方法研究.....	64
4.2.1	阴阳极信号之比法.....	64
4.2.2	电子漂移时间法.....	67
4.3	深度信息获取实验验证.....	68
4.3.1	阴阳极信号之比.....	68
4.3.2	电子漂移时间法.....	73
4.4	基于深度信息的能谱性能优化.....	74
4.5	本章小结.....	76
第 5 章	高性能碲锌镉探测器研制及相关应用.....	77
5.1	基于半球型碲锌镉探测器的伽马能谱仪研制及其性能测试.....	77
5.2	高稳定性低噪声半球型碲锌镉探测器应用.....	83
5.2.1	伽马射线双能法测量材料厚度.....	84
5.2.2	样品棒空隙长度测量.....	88
5.3	三维位置灵敏碲锌镉探测器的研制与成像验证.....	91
5.4	本章小结.....	98
第 6 章	像素型碲锌镉探测器的亚像素分辨技术研究.....	99
6.1	基于 COMSOL 的相邻像素权重势串扰仿真.....	99
6.2	亚像素分辨技术实验验证.....	102
6.2.1	基于 ASIC 芯片读出相邻像素上信号.....	102
6.2.2	基于分立模拟电路读出前端信号.....	111
6.3	本章小结.....	114
第 7 章	总结与展望.....	117
7.1	论文内容总结.....	117
7.2	主要创新点.....	118
7.3	未来工作展望.....	118
	参考文献.....	121

致 谢.....	128
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果.....	130

图目录

图 1.1	半导体探测器与闪烁体探测器的 ^{133}Ba 能谱性能比较 ^[1]	1
图 1.2	常见半导体材料对不同能量射线的线性衰减系数变化曲线 ^[3]	3
图 1.3	极化效应对探测器能谱性能的影响: (a)碘化汞 (b)碲化镉 ^[13,14]	5
图 1.4	J.F.Butler 等人首次使用碲锌镉探测器采集的 ^{137}Cs 能谱 ^[32]	6
图 1.5	碲锌镉探测器四种典型的单极性电极结构设计 ^[47-50]	7
图 1.6	四种单极性碲锌镉探测器当前能够达到的能量分辨水平 ^[40,41,43,45]	8
图 1.7	密歇根大学 He Zhong 课题组开发的 Polaris-H 编码康普顿混合成像设备 ^[63,73,74]	9
图 1.8	亚像素分辨技术改善康普顿成像角分辨率, 射线能量为 1332 keV@ ^{60}Co ^[77] : (a)使用前 (b)使用后	10
图 1.9	Xiaoqing Zheng 等人比较研究电荷分享法和瞬时信号法能够实现亚像素定位的有效区间, 电荷分享只在间隙附近有效 ^[78]	11
图 2.1	光电效应物理过程示意图	15
图 2.2	康普顿效应物理过程示意图	17
图 2.3	电子对产生过程示意图	18
图 2.4	三种相互作用截面与物质原子序数、射线能量的关系 ^[3]	18
图 2.5	载流子的产生、漂移和扩散过程 ^[81]	19
图 2.6	典型的电荷灵敏前置放大器电路 ^[87]	23
图 2.7	662 keV 射线能量完全沉积时的前放输出信号	24
图 3.1	COMSOL 仿真软件界面	26
图 3.2	碲锌镉探测器模拟仿真流程图	29
图 3.3	平面型碲锌镉探测器示意图 ^[81]	30
图 3.4	平面型碲锌镉探测器 COMSOL 几何模型	32
图 3.5	平面型碲锌镉探测器的电势分布	33
图 3.6	平面型碲锌镉探测器的电场分布	33
图 3.7	平面型碲锌镉探测器的阳极权重势分布	34
图 3.8	平面型碲锌镉探测器的阴极权重势分布	34

图 3.9	平面型碲锌镉探测器的阳极电荷收集效率分布：(a)电子 (b)空穴 (c) 电子加空穴	35
图 3.10	平面型碲锌镉探测器的阴极电荷收集效率：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴	36
图 3.11	厚度为 2 mm 的平面型碲锌镉探测器采集 ^{241}Am 和 ^{133}Ba 能谱	38
图 3.12	典型的弗里希栅型碲锌镉探测器结构	39
图 3.13	弗里希栅型碲锌镉探测器阳极权重势分布	40
图 3.14	弗里希栅型碲锌镉探测器阴极权重势分布	40
图 3.15	改进设计的弗里希栅型碲锌镉探测器阳极权重势分布	41
图 3.16	两种设计下阳极权重势深度分布曲线	42
图 3.17	传统半球型核辐射探测器几何模型和内部电场线分布	42
图 3.18	准半球型碲锌镉探测器阳极权重势分布	43
图 3.19	准半球型碲锌镉探测器阳极权重势的深度分布曲线	43
图 3.20	共面栅型碲锌镉探测器阳极权重势分布	44
图 3.21	共面栅型碲锌镉探测器内部电势和电场分布	45
图 3.22	共面栅型碲锌镉探测器收集像素和非收集像素的权重势分布	46
图 3.23	像素型碲锌镉探测器中心像素权重势分布	47
图 3.24	像素型碲锌镉探测器中心像素权重势的深度响应曲线	47
图 3.25	0.2 mm 阳极半径下中心平面电荷收集效率分布：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴	49
图 3.26	不同深度的电荷收集效率变化曲线：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴	50
图 3.27	碲锌镉探测器理想权重势分布	51
图 3.28	不同阳极尺寸下物理场深度响应曲线：(a) 电势 (b) 电场 (c) 权重势	52
图 3.29	不同阳极尺寸下阳极的电荷收集效率：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴	53
图 3.30	0.1 mm 深度时电子收集效率时间变化曲线	54
图 3.31	不同像素间隔下阳极权重势深度分布曲线	55
图 3.32	中心像素对载流子的电荷收集效率分布：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电	

子加空穴	56
图 3.33 深度为 2.5 mm 时总电荷收集效率横向分布曲线.....	56
图 3.34 不同像素大小时阳极对载流子的电荷收集效率分布：(a)电子 (b)空穴 (c)电子加空穴.....	57
图 3.35 0.8 mm 像素大小时探测器内部电场分布.....	58
图 4.1 平面型和像素型电极设计的电荷收集效率比较：(a)电子 (b)空穴 (c) 电子加空穴	62
图 4.2 实验用像素型碲锌镉探测器场强深度分布	63
图 4.3 不同厚度探测器测量的 ^{137}Cs 单像素能谱及能量分辨@662 keV: 2.2%/15 mm 4.1%/5 mm.....	63
图 4.4 探测器中心平面像素阳极权重势分布	65
图 4.5 电子漂移路径上的阴阳极权重势分布	65
图 4.6 阴阳极总电荷收集效率之比的深度响应	66
图 4.7 实验用探测器内部电场分布	68
图 4.8 典型的全能峰能量沉积时阴阳极前放信号 ^[100]	68
图 4.9 电荷灵敏前置放大器原理图	69
图 4.10 滤波成形电路原理图	69
图 4.11 C/A 法读出电路 PCB 板.....	70
图 4.12 C/A 法深度获取实验场景和实验设计	70
图 4.13 C/A 法获取深度实验 65 号像素的相对位置	71
图 4.14 射线射入不同深度时 C/A 值的统计分布	71
图 4.15 不同深度与 C/A 值的线性刻度	72
图 4.16 不同深度处的位置分辨	72
图 4.17 能量阈值对电子漂移时间法测量作用深度的影响	73
图 4.18 同一深度不同能量沉积的阴阳极信号仿真，(a) 阴极 (b) 阳极 ^[101]	74
图 4.19 探测器 65 号像素测量的 ^{137}Cs 能谱.....	75
图 4.20 基于作用深度挑选的 ^{137}Cs 能谱.....	75
图 5.1 伽马谱仪系统组成介绍	78
图 5.2 能谱仪中碲锌镉探测器探头外观及内部结构	78

图 5.3	能谱仪系统外观	79
图 5.4	前放电路噪声测试：未进行能量-道址校正	79
图 5.5	能谱仪采集的低噪声 ^{241}Am 能谱	80
图 5.6	自研能谱仪能谱性能测试	81
图 5.7	稳定性实验设计及实验场景	82
图 5.8	能量窗内透射伽马光子计数统计相对标准偏差与平均总计数的关系曲线	83
图 5.9	样品纵向剖面示意图	84
图 5.10	样品厚度测量实验设置	85
图 5.11	待测材料 10 次标定得到的厚度相对偏差分布	87
图 5.12	铝层 10 次标定得到的厚度相对偏差分布	87
图 5.13	测试用样品棒内有机玻璃排布结构	88
图 5.14	空隙长度测量实验场景	88
图 5.15	样品棒透射光子数位置分布图	89
图 5.16	有机玻璃长度与透射光子计数之间的关系曲线刻度	90
图 5.17	编码成像系统组成示意图 ^[108]	91
图 5.18	MURA 11×11 循环嵌套码板	92
图 5.19	基于像素型碲锌镉探测器的编码相机系统组成及外观	93
图 5.20	编码相机能谱性能测试	94
图 5.21	$1\text{mCi}^{137}\text{Cs}$ 放射源 2m 距离时 90s 成像结果	95
图 5.22	^{137}Cs 点源成像角分辨率	95
图 5.23	编码相机对不同放射源的成像测试	96
图 5.24	无人机悬停成像实验场景	97
图 5.25	无人机悬停成像实验结果	97
图 6.1	相邻三个像素电极之间的权重势串扰	100
图 6.2	左边像素电极在中心像素电极下方不同横向位置处的权重势深度分布	100
图 6.3	右边像素电极在中心像素电极下方不同横向位置处的权重势深度分布	101

图 6.4	实验研究的像素在探测器上的位置	103
图 6.5	实验场景和实验设计	103
图 6.6	62 号像素的小像素划分和比较逻辑	104
图 6.7	X 方向上射线入射位置相隔 1mm 时的计数分布.....	104
图 6.8	Y 方向上射线入射位置相隔 1mm 时的计数分布.....	105
图 6.9	X 方向上各小像素上的事例数分布	106
图 6.10	Y 方向上各小像素的统计分布	106
图 6.11	透射成像实验设计.....	107
图 6.12	探测器各像素探测效率一致性校正	108
图 6.13	第一组实验示意图	108
图 6.14	第二组实验示意图	109
图 6.15	单个 1 mm 直径钻头不同位置成像结果.....	110
图 6.16	四根不同直径的钻头同时成像结果	110
图 6.17	不同直径钻头同时成像时各像素列的平均透射光子数分布	111
图 6.18	自搭探测器平台进行瞬时信号测量	112
图 6.19	51 号像素与 73 号像素上瞬时信号幅度之差的横向位置响应	113
图 6.20	幅度之差均值与射线位置关系刻度	113
图 6.21	不同横向位置的位置分辨	114



表目录

表 1.1	可用于核辐射探测器材料的常见半导体特性参数 ^[3]	2
表 5.1	实验室常见放射源各特征伽马射线能量分辨率.....	81
表 5.2	待测材料 a 厚度 10 次标定结果.....	86
表 5.3	铝层厚度 10 次标定结果.....	86
表 5.4	不同长度的空隙的透射光子计数测量结果.....	89
表 5.5	移动平台平均速率测量及匀速性判定.....	90
表 6.1	XY 方向上各小像素的事例数分布半高宽.....	106

第1章 引言

1.1 论文选题背景与意义

在核辐射探测领域，半导体探测器因为其优异的性能得到了广泛的应用，是辐射探测器技术发展的重要方向。尤其在能量测量方面，半导体探测器相比于闪烁体探测器，具备明显的优势。图 1.1 是几种常用闪烁体探测器与半导体探测器采集的 ^{133}Ba 能谱，可以看到半导体探测器所采集的能谱能够明显区分 356 keV 附近的多个全能峰，能量分辨率更高。

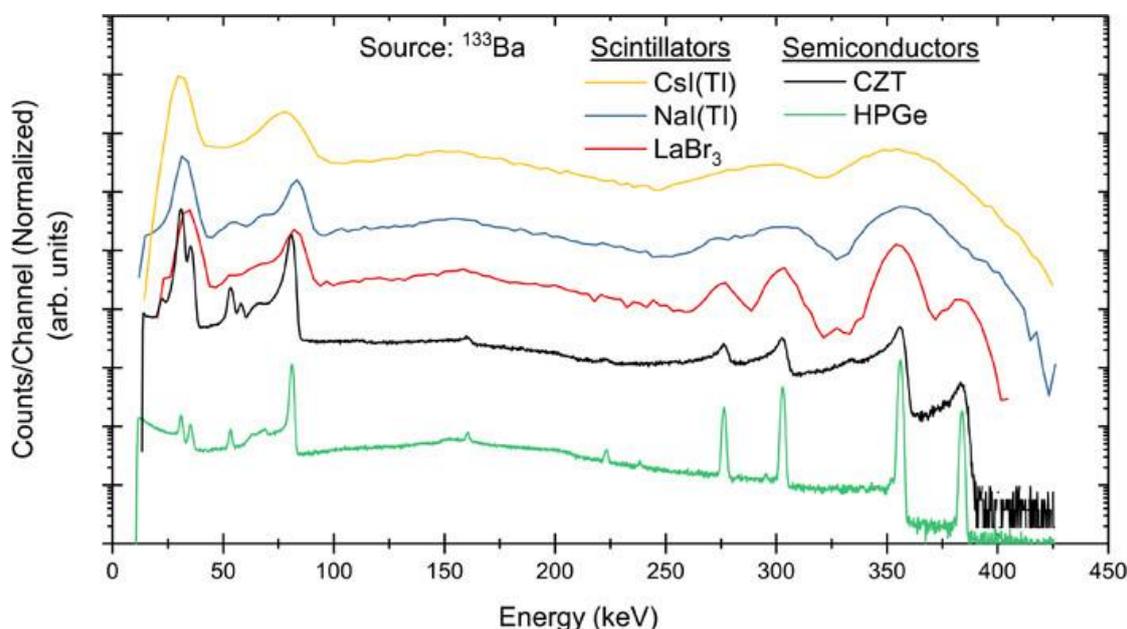


图 1.1 半导体探测器与闪烁体探测器的 ^{133}Ba 能谱性能比较^[1]

Figure 1.1 Comparison between ^{133}Ba energy spectra of semiconductor detectors and scintillator detectors

半导体探测器性能与材料特性有关，基于不同半导体开发的探测器，其能量分辨、探测效率、工作条件具备明显差异，因此寻找具有理想材料特性的半导体一直是半导体探测器研究的热点。理想的辐射探测半导体材料应该具备以下关键特征：

一是材料的原子序数，密度尽可能大。射线与物质的相互作用截面随着原子序数和密度的增大而增大，大的原子序数和密度对射线的线性衰减系数大，阻止本领强，探测器的探测效率高，可探测射线能量范围广。一般来说，半导体探测

器相比同尺寸的闪烁体探测器对高能射线的探测效率要低得多^[2]，因此寻找大原子序数和密度的半导体材料对缩小半导体探测器与闪烁体探测器在探测效率上的差距非常重要。

二是禁带宽度尽可能大。禁带宽度小的半导体材料在室温下容易发生本征激发而使得探测器的漏电流增大，漏电流引入的噪声涨落会降低探测器的能量分辨水平。大的禁带宽度将显著减小漏电流的影响，此外禁带宽度大的半导体材料电阻率也大，电阻率大意味着探测器可以外加的偏置电压增大，外加偏压的增大会降低载流子被复合和俘获的概率，改善能谱的低能拖尾问题，提高能量分辨，同时缩短载流子收集时间，提高探测器可以达到的最大计数率水平；

三是晶格缺陷尽可能少。晶格缺陷多的半导体材料，其内部载流子输运性能差。半导体材料由于生长工艺的问题不可避免地存在晶格缺陷，越多的晶格缺陷会导致载流子被复合和俘获的越多，致使电极对电荷的收集不完全，降低探测器的能量分辨水平。评价半导体材料载流子输运性能的物理参数是迁移率寿命积 $\mu\tau$ ， $\mu\tau$ 值越大的半导体材料，其内部载流子输运性能越好，载流子被复合和俘获的数量越少。

碲锌镉晶体是一种新型化合物半导体材料，由于其相对优异的材料特性成为近年来广受关注的室温半导体探测器材料。表 1.1 所示为碲锌镉晶体与几种常用半导体材料之间的特性比较。

表 1.1 可用于核辐射探测器材料的常见半导体特性参数^[3]

Table 1.1 characteristic parameters of semiconductors commonly used as nuclear radiation detection material

Semiconductor	Atomic Number (Z)	Density (g/cm ⁻³)	Band gap (eV)	Ionization energy (eV/e-h pair)	Dielectric constant (ϵ_s/ϵ_0)
Si	14	2.33	1.12	3.61	11.9
Ge	32	5.33	0.68	2.98	16
GaAs	31/33	5.32	1.42	4.2	13.1
CdTe	48/52	6.06	1.52	4.43	10.36
Cd _{0.9} Zn _{0.1} Te	48/30/52	6.0	1.60	4.64	10.63
HgI ₂	80/53	6.4	2.13	4.3	8.8

Semiconductor	Intrinsic resistivity (Ωcm)	Electron mobility ($\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$)	Hole mobility ($\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$)	Electron lifetime (s)	Hole lifetime (s)
Si	$>5\times 10^4$	1500	450	10^{-3}	$>10^{-3}$
Ge	47	3900	1900	10^{-3}	$>10^{-3}$
GaAs	10^8	>8000	400	10^{-9} - 10^{-8}	10^{-9} - 10^{-8}
CdTe	10^9	1050	100	3×10^{-6}	2×10^{-6}
$\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$	10^{11}	1350	120	10^{-6}	5×10^{-8}
HgI_2	10^{13}	100	4	$>10^{-6}$	$>10^{-6}$

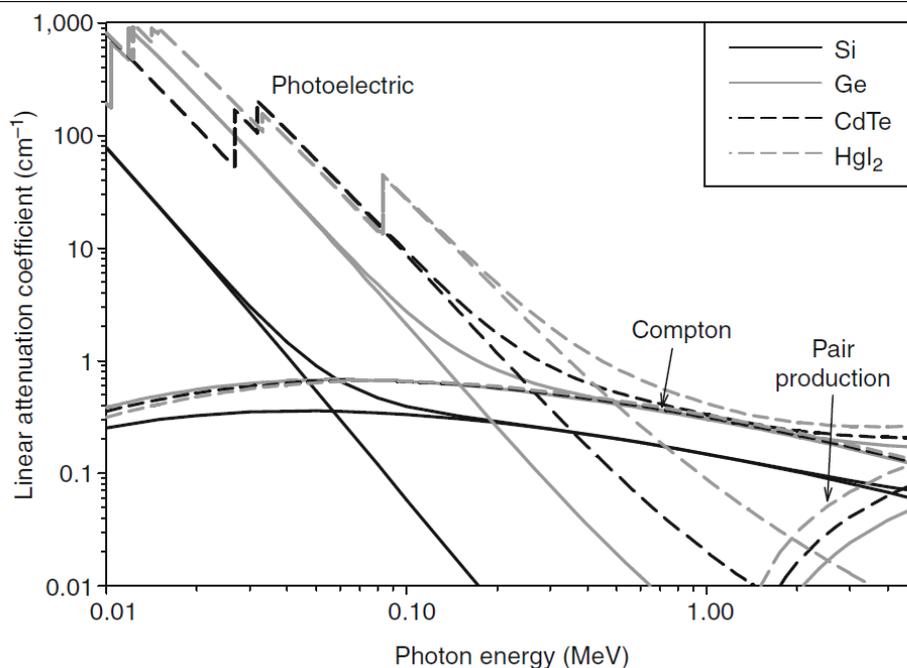


图 1.2 常见半导体材料对不同能量射线的线性衰减系数变化曲线^[3]

Figure 1.2 The variation curve of linear attenuation coefficient of common semiconductors for gamma rays with different energy

硅 (Si) 和锗 (Ge) 是两种常见的元素半导体材料, 从表中可以看到硅和锗的平均电离能显著低于碲锌镉 (CdZnTe) 晶体, 载流子迁移率寿命积则远大于碲锌镉晶体, 因此硅探测器和高纯锗探测器的能量分辨比碲锌镉探测器好。其中高纯锗探测器由于优异的能量分辨能力, 在核素识别、物质成分分析、 γ 谱学、医用核素鉴别等方面有着广泛的应用^[4-7]。但是硅和锗的禁带宽度分别是 1.12 eV、0.68 eV, 小于半导体探测器在室温条件下可以正常工作的最小带隙 1.4 eV^[3], 因此室温下本征激发导致的漏电流非常大, 需要使用复杂的低温技术使其在低温条

件下才能正常工作^[8]，提高了探测器系统的复杂度，限制了其应用场景。碲锌镉晶体的禁带宽度为 1.6 eV，所以碲锌镉探测器能够在室温下正常工作，可以适用于更多的应用场景。此外锗和硅的原子序数相对碲锌镉晶体较低，因此相同尺寸的锗和硅探测器对高能射线的探测效率远低于碲锌镉探测器，特别是硅，原子序数只有 14，如图 1.2 所示，导致硅探测器对于高能伽马射线的线性衰减系数几乎为 0。

砷化镓 (GaAs) 晶体的禁带宽度是 1.42 eV，因此砷化镓半导体探测器可以在室温下工作，而且它是最早出现的室温半导体探测器。但是砷化镓半导体材料的载流子输运性能相对碲锌镉晶体较差，电子 $\mu\tau$ 值只有 $10^{-4} \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 左右，导致砷化镓半导体探测器无法做厚^[9]，否则其电荷收集效率较差；另外砷化镓的原子序数为 31/32，尽管比硅大得多，但是与碲锌镉晶体相比仍然较低，不适合高能伽马射线探测。

碘化汞 (HgI₂) 晶体与碲化镉 (CdTe) 晶体的电子 $\mu\tau$ 值、空穴 $\mu\tau$ 值比碲锌镉晶体高，载流子输运性能比碲锌镉晶体好，所以碘化汞探测器和碲化镉探测器的能量分辨好。其中碘化汞探测器对 ⁵⁷Co 122 keV 伽马射线的半高全宽 (FWHM) 为 4.3 keV^[10]，5 mm 厚度的碲化镉探测器对 ¹³⁷Cs 662 keV 伽马射线和 ⁶⁰Co 1332 keV 伽马射线的半高全宽分别为 8.5 keV、14 keV^[11]。另外碘化汞晶体的原子序数为表中最高的 80/53，电阻率达到 $10^{13} \Omega\cdot\text{cm}$ ，禁带宽度为 2.13 eV，都比碲锌镉晶体好。这些特性使得碘化汞探测器对高能伽马射线的阻止本领最强，在高压下的漏电流极小，能够在 200-400°C 高温下正常工作^[10]，然而目前很难生长出大体积的碘化汞晶体。相比之下，大体积，高电阻率的碲锌镉和碲化镉晶体生长已经不是问题，但是使用肖特基电极的碲化镉和碘化汞探测器存在极化的现象，探测器长时间工作时能谱性能会出现图 1.3 所示的劣化^[12-14]。

综上所述，碲锌镉晶体具有禁带宽度较大、原子序数较大、电阻率高，可以生长出大体积、高电阻率的晶体等优点^[15]，因此碲锌镉探测器是一种极具潜力的室温半导体探测器。不过从表中电子和空穴的 $\mu\tau$ 值可以看到，碲锌镉晶体空穴输运性能比电子输运性能差，两者的 $\mu\tau$ 值之间相差两个数量级，使得空穴的俘获比电子严重，劣化了探测器性能。

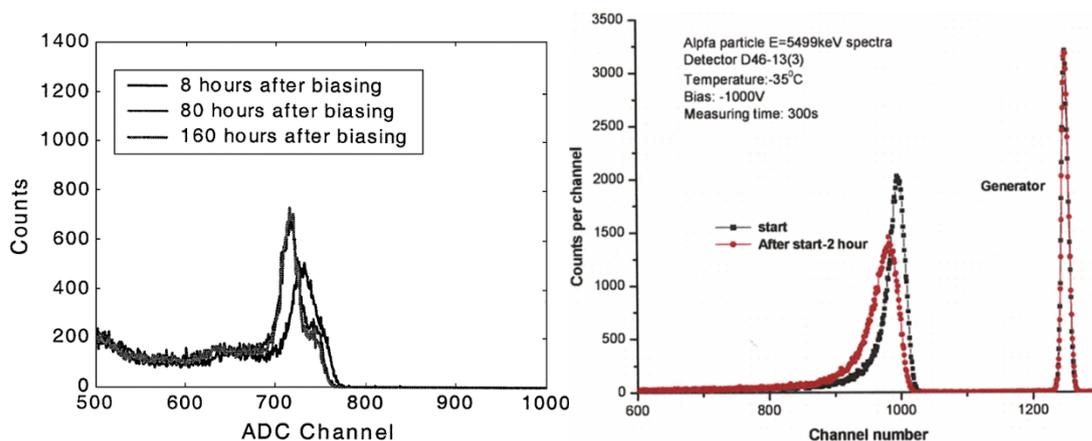


图 1.3 极化效应对探测器能谱性能的影响: (a)碘化汞 (b)碲化镉^[13,14]

Figure 1.3 The influence of polarity effect on energy spectrum of the detector: (a)HgI₂ (b)CdTe

随着一系列改善载流子输运性能,提高探测器单极性的技术逐渐发展,碲锌镉探测器已经成功应用于许多领域。在国土安全方面,美国 H3D 公司基于碲锌镉探测器研制的 Polaris-H 系列伽马相机能够实现编码、康普顿混合成像,广泛应用于核电站辐射检测、核废料处理等场景^[16],英国 Kromek 公司基于碲锌镉探测器开发了多款小型伽马辐射能谱仪,可以应用于多种核探测场合^[17];在天文观测方面,如国际空间站 Lobster 项目^[18]、美国国家航天局 Swift 项目^[19],碲锌镉探测器被用于宇宙伽马射线暴监测;在前沿物理方面,碲锌镉探测器则被用于 COBRA 项目中无中微子双贝塔实验^[20];而在核医学成像方面,已有基于碲锌镉探测器的 SPECT/CT 成像设备投入市场,如 Spectrum Dynamics 公司最先开发的用于心脏成像的 D-SPECT^[21,22],美国 GE 公司开发的用于心脏成像的 Discovery NM530 c^[23-25]、用于乳腺成像的 Discovery NM750 b^[26,27]以及用于人体全身成像的 NM670 CZT 等^[28-31]。

总而言之,碲锌镉晶体优异的材料特性使得碲锌镉探测器具有广阔的应用前景,研究并掌握能够提高碲锌镉探测器单极性的核心技术具有重要的意义。

1.2 碲锌镉探测器的国内外研究现状

自 1992 年 J.F.Butler 等人首次报告碲锌镉晶体具有作为核辐射探测器材料的潜力以来已经过去 30 年^[32],30 年来国内外学者对碲锌镉探测器进行了大量的技术与应用研究。

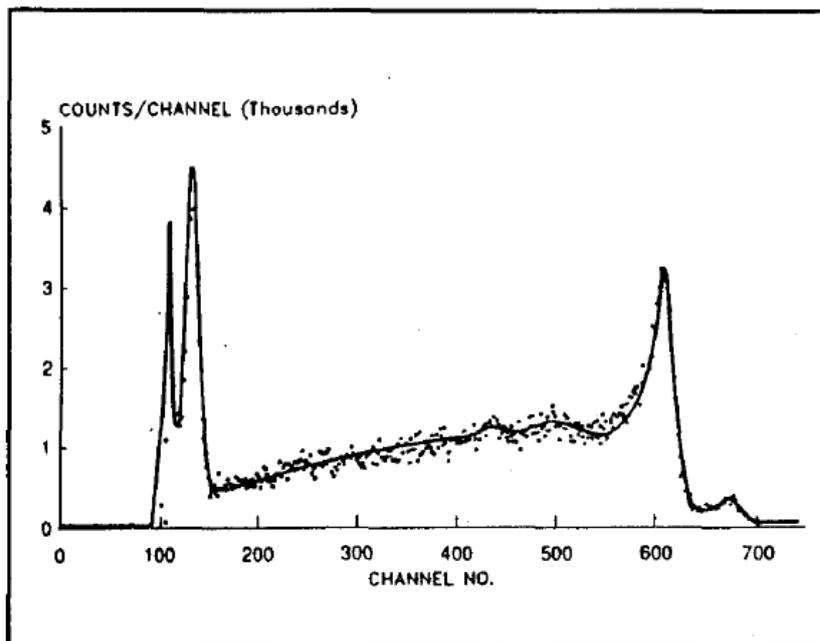


图 1.4 J.F.Butler 等人首次使用碲锌镉探测器采集的 ^{137}Cs 能谱^[32]

Figure 1.4 ^{137}Cs energy spectrum measured with the first CdZnTe detector by J.F.Butler et al.

上节内容已说明碲锌镉晶体的空穴输运性能明显差于电子，所以当晶体厚度因为生长工艺的突破而增加时^[15]，传统平面型碲锌镉探测器能谱性能受到极大的限制。美国的 G.Wright 等人对晶体表面使用不同蚀刻剂后，所得到的平面型碲锌镉探测器最好能量分辨率仅为 $7.7\% @ 59.6 \text{ keV}$ ^[33]；国内中国原子能科学研究院的王莹等人研制的平面型碲锌镉能量分辨率近 $7\% @ 59.6 \text{ keV}$ ，而 662 keV 的全能峰出现严重失真^[34]。所以，如图 1.5 所示，许多具有单极性电荷灵敏特征的新型电极结构逐渐得到发展^[35]。其电极结构设计使得输出信号主要由电子感应而来，来自空穴的贡献占比非常小以至于可以忽略不计。具有单极性电极结构设计的探测器大部分灵敏体积内电荷收集效率接近 100% ，显著减弱了射线作用位置对电荷收集效率的影响，提高了探测器的能量分辨，相同尺寸的探测器具有类似特征的灵敏体积越大则单极性越好。其中被广泛应用的有半球型电极结构、像素型电极结构、共面栅型电极结构和弗里希栅型电极结构。

奥地利的 V.Ivanov 等人制作了 500 mm^3 和 1500 mm^3 的大体积半球型碲锌镉探测器，探测效率达到了 $15\% @ 1332 \text{ keV}$ ^[36]，随后该探测器被用于核废料与特殊核材料检测，取得了良好效果^[37]。近年来，比利时的 I. Meleshenkovskii 等人将

10 mm×10 mm×5 mm 大小的半球型碲锌镉探测器能量分辨率提升至 1.5% @662 keV，并将之用于特殊核材料中铀和钚的占比分析^[38]。拉脱维亚 Anatoli

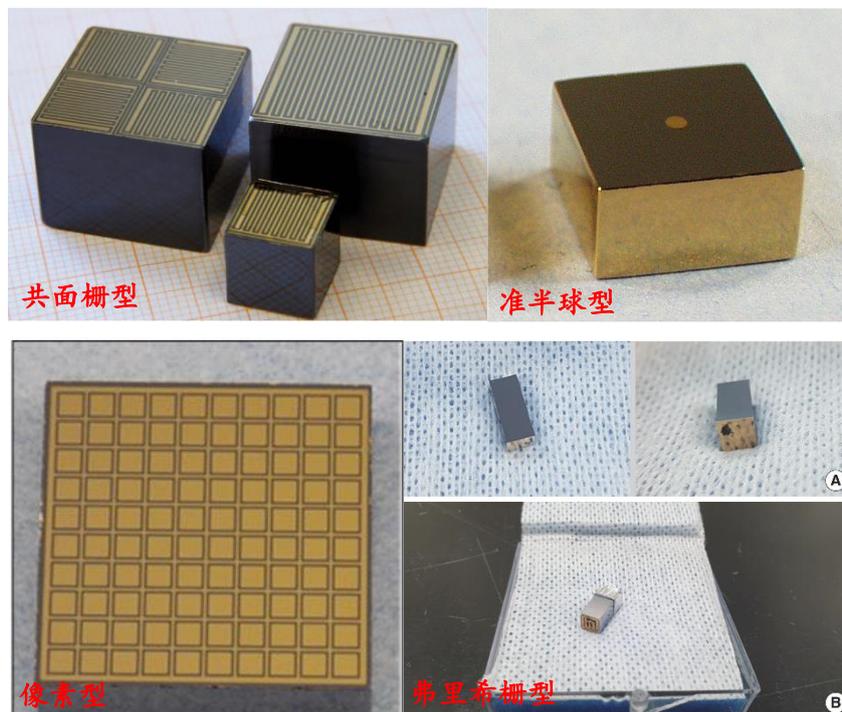


图 1.5 碲锌镉探测器四种典型的单极性电极结构设计^[47-50]

Figure 1.5 Four typical unipolar electrode designs for CdZnTe detector

Loutchanski 等人利用 1050 nm 至 1200 nm 波长的红外光照射体积为 3.5 mm×3.5 mm×1.75 mm 的半球型碲锌镉探测器，得到了 1.4% @662 keV 的能量分辨^[39]；在国内，西北工业大学的张育潜等人所研制的 10 mm×10 mm×5 mm 半球型碲锌镉探测器也获得了 1.17% @662 keV 的高能量分辨^[40]。

像素型电极设计的碲锌镉探测器也得到了研究者们大量的研究。美国密歇根大学发展的三维位置灵敏型碲锌镉探测器的单像素事例能量分辨率达到 0.35% @662 keV，对多像素事例的能量分辨率不差于 0.5% @662 keV^[41]；国内重庆大学的王玺等人在对放射源进行准直后得到的单像素能量分辨率为 3.02% @662 keV^[42]。美国布鲁克海文国家实验室的 A.E.Bolotnikov 等人多年来一直致力于弗里希栅型电极结构的研究与开发，其最近在单个体积为 10 mm×10 mm×32 mm 的 4×4 阵列弗里希栅型碲锌镉探测器上实现了约 0.9% @662 keV 的能量分辨^[43]。国内重庆大学的杨国强等人使用波长为 940 nm 的红外光照射大小为 5 mm×5 mm×10 mm 的弗里希栅型碲锌镉探测器，实现了 2.3% @662 keV 的

能量分辨^[44]。美国的 Michael Prokesch 等人在共面栅型电极结构的 10 mm×10 mm×10 mm 碲锌镉探测器上实现了 1.7% @662 keV 的能量分辨^[45]。国内重庆大学的马跃东等人在体积为 7 mm×7 mm×5 mm 的碲锌镉晶体上直接电镀 2×2 共面栅型电极阵列，每个共面栅电极区域下分别实现了 3.7%，4.1%，4.4% 和 4.7% @662 keV 的能量分辨^[46]。图 1.6 总结了目前各种电极结构的碲锌镉探测器能量分辨的最高水平。

基于这些特殊电极结构获取探测器三维位置分辨能力的相关技术也得到了大量的研究。首先是深度分辨：一方面深度信息可以用来进行能量测量的校正，进一步提高探测器的能量分辨水平，增强探测器的单极性，上述实现高能量分辨的探测器均进行了深度校正；另一方面，深度分辨能力在成像应用中也十分重要，康普顿成像中深度信息是必不可少的前提条件，编码成像中基于深度信息的 DOI 校正可以修正入射射线能量沉积的实际位置，提高重建图像的分辨率^[51,52]。

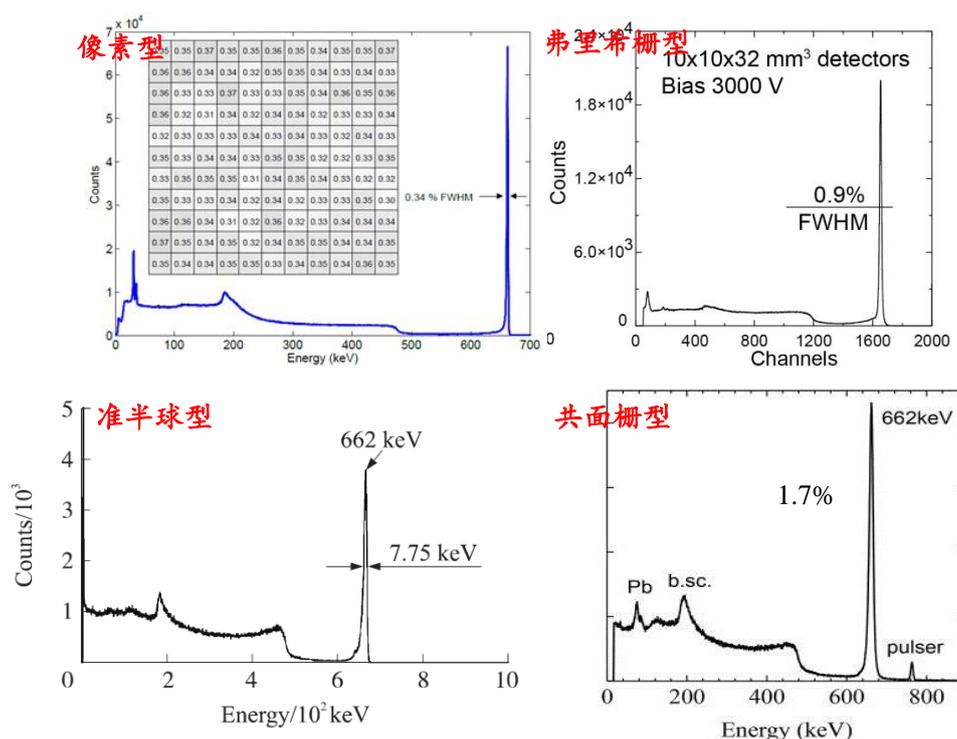


图 1.6 四种单极性碲锌镉探测器当前能够达到的能量分辨水平^[40,41,43,45]

Figure 1.6 The best energy resolution achieved by CdZnTe detectors with four unipolar electrode designs

在碲锌镉探测器中获取深度的主要方法包括阴阳极信号幅度之比法 (C/A 法) 和电子漂移时间法^[53]，两者均需要事先标定深度与测量物理参数的对应关系^[54,55]。

美国密歇根大学的 He Zhong 课题组在具有 121 个 (11×11) 像素、晶体体积为 $15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 的像素型碲锌镉探测器上利用 C/A 法和漂移时间法分别实现了 0.25 mm 、 0.8 mm 的深度分辨,使得该探测器被称作为三维位置灵敏碲锌镉探测器^[56,57],基于该探测器研制的康普顿成像相机具有全方向 4π 的视野^[58]。随后经过读出电子学的更新换代,该探测器性能逐渐提高^[59,60]。近年来该课题组又基于晶体大小为 $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ 的像素型碲锌镉探测器研制 Polaris-H 型康普顿编码混合成像设备^[60-63],如图 1.7 所示,其最新一代产品 Polaris-H420 中康普顿成像的角分辨为 20° ,编码成像的角分辨为 5° ^[65];西班牙的 J. Carrascal 等人在 $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 的像素型碲锌镉探测器上获得了针对 662 keV 射线 0.25 mm 的深度分辨^[66]。美国的 A.E. Bolotnikov 等人制作的 $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ 的弗里希栅型碲锌镉探测器在应用 C/A 法后深度分辨达到 0.5 mm ^[67],并进行了基于弗里希栅型探测器阵列的小型康普顿相机开发^[68];韩国 Younghak Kim 等人研究厚度为 5 mm 的商用像素型碲锌镉探测器,其深度分辨可达到 0.25 mm ^[69]

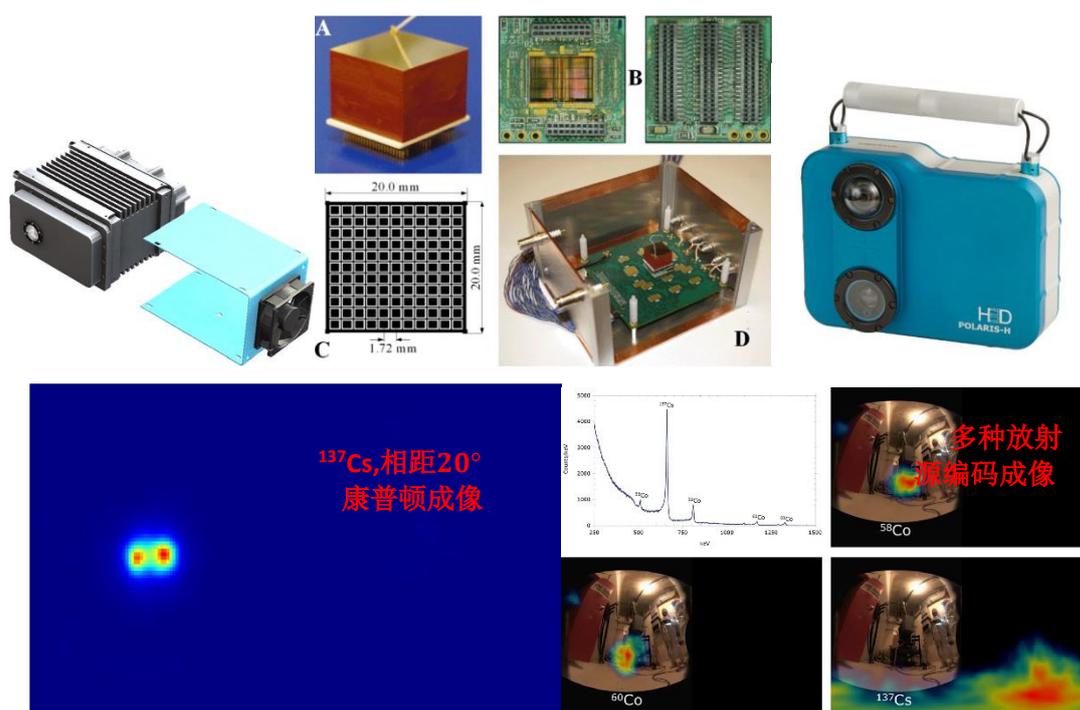


图 1.7 密歇根大学 He Zhong 课题组开发的 Polaris-H 编码康普顿混合成像设备^[63,73,74]

Figure 1.7 The hybrid imaging device with Compton camera and coded aperture camera developed by He Zhong research group in University of Michigan, USA.

国内成都理工大学的吴俊在 $22 \text{ mm} \times 22 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 尺寸的像素型碲锌镉探测

器上利用 C/A 法得到了 0.6 mm 至 1.2 mm 的深度分辨^[70]。清华大学刘益林等人使用和密歇根大学具有相同结构的像素型碲锌镉探测器实现深度分辨 1.0 mm,并基于该三维位置灵敏探测器研制了具有全空间 4pi 视野的康普顿成像样机,其对 ^{137}Cs 点源的成像角分辨在使用直接反投影 (FBP) 算法和极大似然 (ML-EM) 迭代算法后分别达到了 36° 和 20° ^[71]。中科院上海应用物理所的刘益林等人利用漂移时间法,在 $10\text{ mm}\times 10\text{ mm}\times 10\text{ mm}$ 的像素型碲锌镉探测器上得到了 0.2 mm 的深度分辨^[72]。

与射线作用深度信息获取相同,射线作用位置的 XY 平面二维信息获取一方面可以进一步增强碲锌镉探测器的单极性,另一方面可以改善伽马成像设备的性能指标。文献报道中该技术主要涉及像素型电极结构和弗里希栅型电极结构的碲锌镉探测器。2017 年美国布鲁克海文国家实验室的 A. E. Bolotnikov 等人在体积大小为 $6\text{ mm}\times 6\text{ mm}\times 15\text{ mm}$ 的弗里希栅型碲锌镉探测器上通过测量侧面电极输出信号幅度获得了 XY 平面 0.5 mm 的位置分辨,如果扣除射线展宽等影响因素,其本征位置分辨可以达到约 $50\mu\text{m}$ ^[75]。2011 年密歇根大学 He Zhong 课题组

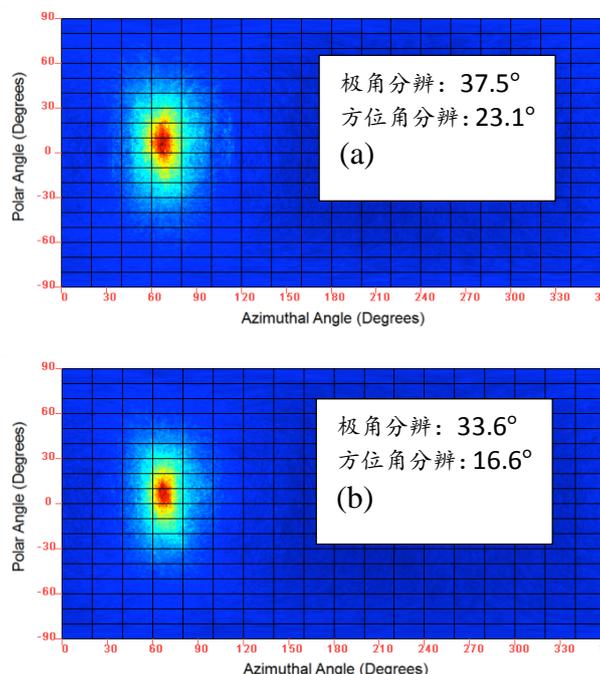


图 1.8 亚像素分辨技术改善康普顿成像角分辨率,射线能量为 $1332\text{ keV}@^{60}\text{Co}$ ^[77]: (a)使用前 (b)使用后

Figure 1.8 Sub-pixel technology improves the angular resolution of Compton scattering imaging when the energy of incident gamma ray is $1332\text{ keV}@^{60}\text{Co}$: (a)before use (b)after use

Yuefeng Zhu 等人在体积为 $20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 15\text{ mm}$, 像素间距为 1.72 mm , 像素大小为 1.5 mm , 偏置电压 -3000V 的像素型碲锌镉探测器上通过测量相邻像素输出的瞬时感应信号幅度实现了单像素事例 0.23 mm 的 XY 平面位置分辨, 并且在康普顿成像系统上进行了验证, 结果如图 1.8 所示^[76].

2016 年加拿大 McMaster 大学 Xiaoqing Zheng 等人模拟研究了利用电荷分享效应和相邻像素上瞬时信号幅度测量两种方法进行亚像素定位的可能, 在体积为 $22\text{ mm} \times 22\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ 、像素间距为 2.5 mm 、像素大小为 2.4 mm 、偏置电压为 -400V 时, 瞬时信号法可以实现 0.25 mm 的位置分辨, 电荷分享效应法可以实现 0.03 mm 的位置分辨。但是如图 1.9 所示, 电荷分享法定位光子位置的范围有限, 只能在像素间隙中心左右约 0.15 mm 范围内达到上述优异的位置分辨^[78]。

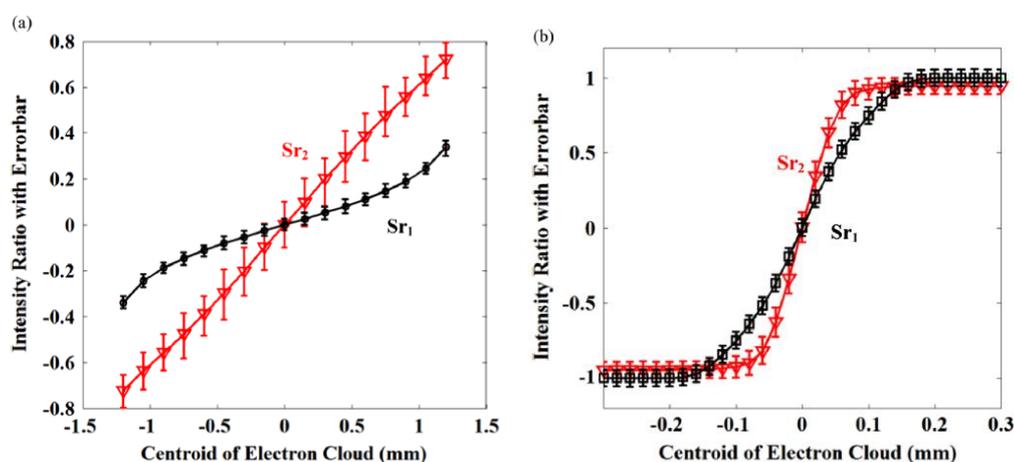


图 1.9 Xiaoqing Zheng 等人比较研究电荷分享法和瞬时信号法能够实现亚像素定位的有效区间, 电荷分享只在间隙附近有效^[78]

Figure 1.9 Researches on effective interval of sub-pixel technology that achieved by methods of charge sharing and transient signal, only in the vicinity of pixel gap the charge sharing method will be effective.

综合以上研究来看, 国外关于碲锌镉探测器相关技术的研究中, 单极性电极结构的设计和基于深度信息的能量校正使得其能谱性能相对于传统平面型碲锌镉探测器得到了巨大的提高, 单极性得到极大的优化; 其能量分辨接近于碲锌镉探测器对 662 keV 射线能量探测的理论极限分辨^[73], 在核探测领域的一些应用中甚至可以取代高纯锗探测器^[79,80]。同时射线作用三维位置获取的能力匹配近年来 ASIC 读出电子学的迅猛发展, 基于碲锌镉探测器的高探测效率、高重建图像分

辨、大视野的编码相机、康普顿相机得到了快速发展；基于碲锌镉光子计数探测器研制的 SPECT/CT 设备得到了市场化推广。反观国内，有关碲锌镉探测器相关技术与应用研究仍然较少，水平相对于国外较为落后，在国家鼓励关键设备国产化的政策背景下，开展上述碲锌镉探测器核心技术研究的意义重大。

1.3 论文的研究内容与结构

论文的研究内容如下：

碲锌镉探测器的高能量分辨能力、室温下可工作、体积小巧、结构紧凑等优点使其不仅可以实现闪烁体探测器无法达到的性能指标，同时也可以代替高纯锗探测器的一些应用需求。因此研究并解决碲锌镉探测器存在的问题，如空穴俘获、电子俘获、电荷分享等，拓展碲锌镉探测器其他性能，如三维位置分辨，成为研究碲锌镉探测器的关键。本论文基于这些问题，以逐步改善碲锌镉探测器内部电荷收集效率为研究思路，从模拟仿真和实验验证两个方面开展碲锌镉探测器三维位置灵敏及单极性关键技术研究。首先是单极性电荷灵敏技术：基于有限元仿真比较不同电极结构下碲锌镉探测器内部电荷收集效率分布，解决空穴俘获造成的电荷收集效率深度响应问题，同时开发一套低噪声、高计数稳定性的半球型碲锌镉探测器，可应用于无损检测领域，并且进行初步的应用可行性实验；然后为进一步解决射线作用深度引起的电荷收集不完全问题，基于像素型碲锌镉探测器研究深度灵敏及能谱校正技术，比较两种获取深度信息的方法及其能谱校正效果；之后基于像素型碲锌镉探测器研制一套编码相机，进行碲锌镉探测器在核辐射成像领域应用的研究；最后仍然基于像素型碲锌镉探测器致力于亚像素分辨技术的研究，实现碲锌镉探测器更精细的三维位置信息获取。具体来说，全文共分为 7 个章节，结构安排如下：

第 1 章是引言。本章首先通过论述碲锌镉探测器相对其他常见核辐射探测器的优势来阐述论文研究内容的意义，然后介绍当前国内外碲锌镉探测器关键技术研究现状作为研究背景。

第 2 章介绍碲锌镉探测器射线探测的物理理论。包括射线与碲锌镉晶体的相互作用和载流子在碲锌镉探测器内部的输运过程；最后介绍 Shockly-Ramo 理论作为计算碲锌镉探测器电极上感应电荷量、电荷收集效率的理论方法。本章是整篇论文的理论基础。

第3章是单极性电荷灵敏技术的仿真研究。本章以碲锌镉探测器内部物理场仿真说明单极性电荷灵敏技术的优势。首先基于蒙特卡洛方法和有限元方法搭建碲锌镉探测器模拟仿真平台；然后基于理论分析和模拟仿真说明平面型电极设计的碲锌镉探测器存在的问题，指出单极性电荷灵敏技术发展的原因；之后对常见的弗里希栅型、半球型、共面栅型、像素型等多种单极性电极结构设计的探测器内部电势、电场、权重势，电荷收集效率进行仿真，比较研究单极性电极结构对碲锌镉探测器性能的影响。

第4章是基于像素型碲锌镉探测器的深度灵敏及能谱校正技术研究。本章在第3章的基础上进一步研究电荷收集效率的影响因素。首先研究射线作用深度对像素型碲锌镉探测器电荷收集效率的影响，以此说明深度获取的必要性；然后结合理论计算和模拟仿真介绍获取深度信息的两种方法及其基本原理；之后设计深度标定实验进行两种方法的比较研究；最后进行基于深度信息的能谱校正，进一步提高探测器的单极性。

第5章是高性能碲锌镉探测器系统研制及应用。作为单极性电荷灵敏技术应用的代表，首先介绍基于半球型碲锌镉探测器研制的低噪声高计数稳定性伽马射线能谱仪，进行了其在无损检测领域的应用研究，包括材料厚度测量以及样品棒空隙长度测量；然后介绍碲锌镉探测器在核辐射成像上的应用，基于像素型碲锌镉探测器和ASIC读出电子学研制了一套小型编码相机，对其能谱性能和成像能力进行了测试，并且在接近实际的核辐射应用场景下进行了现场成像验证实验。

第6章是基于像素型碲锌镉探测器的亚像素分辨技术研究。作为本篇论文的研究亮点，本章尝试在XY平面对光子实现精度小于像素间距的定位。首先通过模拟仿真研究相邻像素上感应信号与光子作用位置之间的关系，探究亚像素分辨技术的理论原理；然后依次基于128通道ASIC读出芯片和自研低噪声电荷灵敏前放电路设计实验进行信号测量和位置标定，验证亚像素分辨技术的可行性，并对结果进行讨论与分析。

第7章是总结与展望。主要精炼地指出了本论文研究工作的创新之处，也谈到了工作中仍然存在的问题以及相应的改进方法；最后展望了未来的研究工作。

第 2 章 碲锌镉探测器射线探测基础

碲锌镉探测器探测射线的过程可分为三个部分：射线与碲锌镉晶体相互作用产生次级电子，次级电子电离产生的载流子在电场作用下向阴阳极运输，载流子运输过程中在阴阳电极上感生出电荷并输出信号被前端电子学测量。本章依次介绍各部分探测过程的基础物理理论。

2.1 射线与物质的相互作用

与可见光不同，人眼无法看到 X 射线和伽马射线，但是射线与物质会发生相互作用而产生次级带电粒子，次级带电粒子产生的电信号可以被测量和记录，从而实现对射线的间接探测。射线与物质发生的相互作用主要有光电效应、康普顿散射和电子对产生三种。

2.1.1 光电效应

光电效应是指一定能量的光子入射到物质中，将自身的能量完全传递给物质的原子核外层处于束缚态的电子，使电子获得能量摆脱原子核的束缚成为自由的光电子，而光子自身消失的物理过程。如图 2.1 所示即为光电效应的示意图。

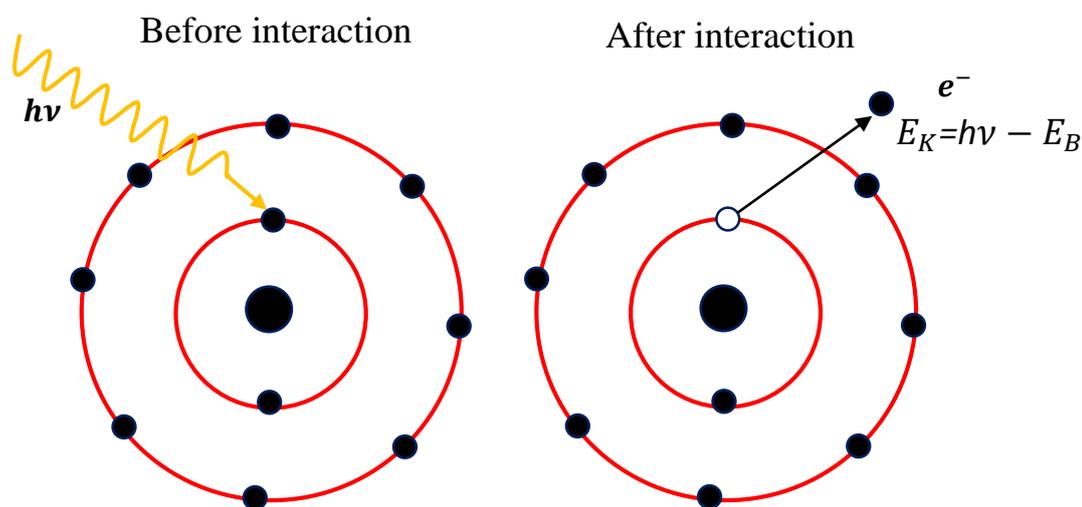


图 2.1 光电效应物理过程示意图

Figure 2.1 The physical progress of photoelectric effect

由于能量守恒和动量守恒，光子无法与自由电子发生光电效应，只能与原子核外处于束缚态的电子发生相互作用。在所有束缚态能级中，光子与K壳层电子发生光电效应的概率最大，一般可以达到80%。在非相对论能区，远离吸收边的能量时，K壳层电子发生光电效应的总截面由式2.1给出，

$$\sigma_{photo}^K = \left(\frac{32}{\varepsilon}\right)^{1/2} \alpha^4 Z^5 \sigma_{Th}^e [cm^2/atom] \quad (2.1)$$

其中

$$\varepsilon = E_\gamma/m_e c^2 \quad (2.2)$$

是约化光子质量， α 是精细结构常数， Z 是物质原子序数， σ_{Th}^e 是光子-电子弹性散射的汤姆逊截面，为一个常数。因此能量低的光子入射原子序数大的物质更有可能发生光电效应。假设参与光电效应的电子所处能级的束缚能为 E_k ，则产生的自由光电子动能为

$$E_e = E_\gamma - E_k \quad (2.3)$$

并不等于入射光子的能量。但是光电效应一般伴随着次级效应发生，例如发射特征X射线、产生俄歇电子等。这些次级效应产生的粒子如果没有离开物质，最终也会将全部能量沉积在物质中，使得总沉积能量仍然等于入射光子的能量。

2.1.2 康普顿散射

康普顿散射是指具有一定能量的光子射入物质中时与物质原子外层的准自由电子发生非弹性碰撞的物理过程。其间光子将一部分能量转移给电子，电子获得动能成为自由电子，光子本身运动方向发生改变。图2.2是康普顿散射过程的示意图。

光子与单个准自由电子发生康普顿散射的截面 σ_c^e 可以通过克莱因-仁科(Klein-Nishina)公式计算

$$\sigma_c^e = 2\pi r_e^2 \left\{ \left(\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2}\right) \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\} \quad (2.4)$$

单位为 $cm^2/electron$ 。如果光子与具有 Z 个电子的原子发生康普顿散射，其截面将增加 Z 倍。因此能量高的光子在原子序数大的物质中更有可能发生康普顿散射。由动量守恒和能量守恒定律，散射过后光子能量 E'_γ 、反冲电子动能 E_e 、散射角 θ_γ 之间的关系为

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\varepsilon(1-\cos\theta_\gamma)} \quad (2.5)$$

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma \quad (2.6)$$

式中， E_γ 是入射光子能量。当散射角等于 π 时，光子发生背散射，反冲电子获得的动能最大，散射光子的能量最小，分别为

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+2\varepsilon} \quad (2.7)$$

$$E_e = \frac{2\varepsilon}{1+2\varepsilon} E_\gamma \quad (2.8)$$

反冲电子获得动能后在探测器内完全沉积能量，这就是放射性核素能谱上康普顿连续平台和康普顿边界存在的原因。而散射光子或者离开探测介质，或者继续与物质发生光电效应沉积全部能量，或者继续与其他电子发生二次康普顿散射沉积部分能量。

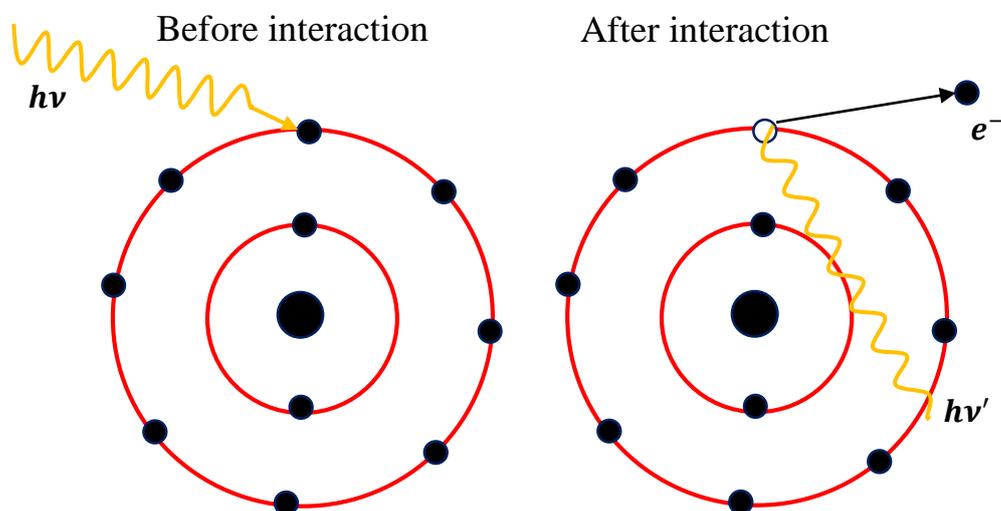


图 2.2 康普顿效应物理过程示意图

Figure 2.2 The physical progress of Compton scattering

2.1.3 电子对产生

高能量的光子容易与电子发生康普顿散射，但是当能量大于 1.02MeV 时，光子在物质原子核的库仑场中发生湮没，产生电子-正电子对，这就是电子对产生效应。图 2.3 是电子对产生的示意图。

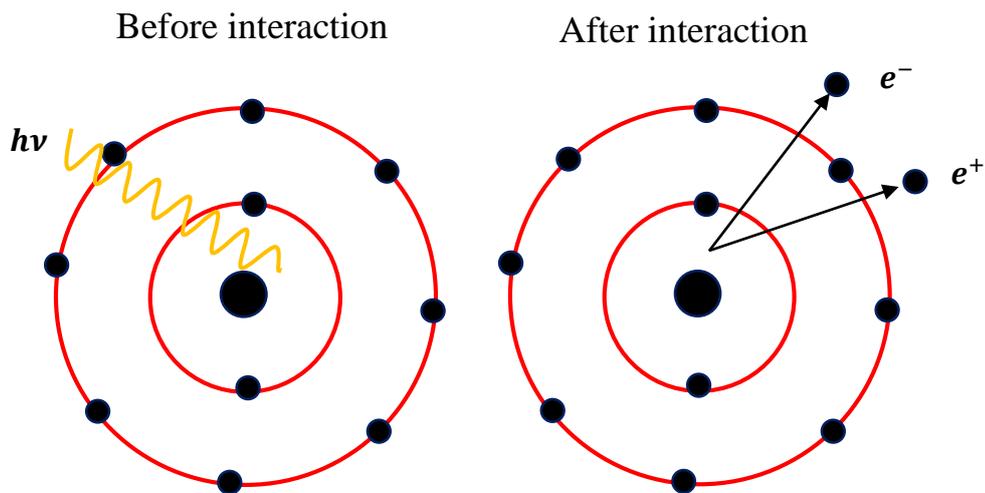


图 2.3 电子对产生过程示意图

Figure 2.3 The physical progress of pair production

随着光子能量的增加，电子对产生的截面逐渐增大。正负电子对产生后，电子发生次级电离、激发等相互作用，沉积全部能量，正电子同样会发生次级电离，激发等作用损失能量，在趋于静止时与原子中的电子发生正负电子湮没后，产生一对伽马光子。

通过以上三种相互作用的介绍，综合来看，如图 2.4 所示，中低能光子较易发生光电效应，中高能光子较易发生康普顿散射，高能光子则较易发生电子对产生。

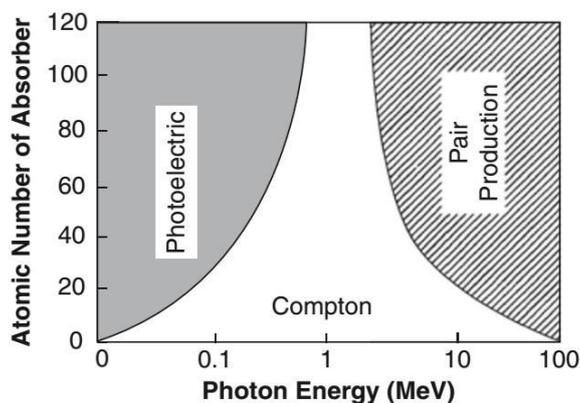


图 2.4 三种相互作用截面与物质原子序数、射线能量的关系^[3]

Figure 2.4 The relationship between cross section of three interactions and the atomic number of material and energy of gamma ray

2.2 载流子的产生和输运理论

如图 2.5 所示，光子与碲锌镉晶体发生上述相互作用时产生的次级电子具有初始动能，将在介质中运动一段距离，同时与晶体中束缚态电子发生碰撞电离。电子获得能量，从满带跃迁到导带成为准自由电子，同时在满带形成空穴。

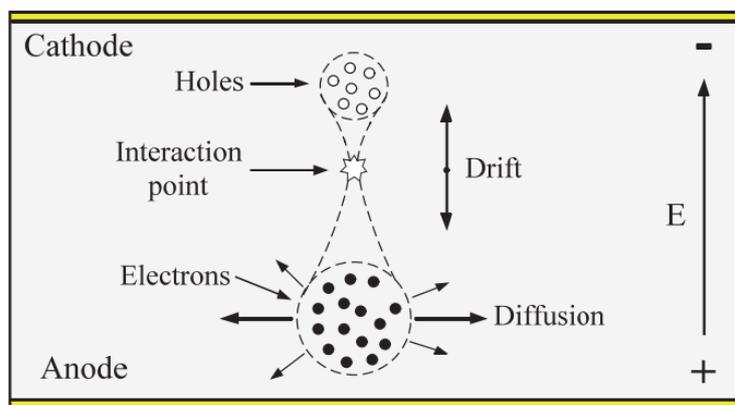


图 2.5 载流子的产生、漂移和扩散过程^[8]

Figure 2.5 The generation, drift and diffusion of charge carriers

次级电子电离产生的电子空穴对数目满足泊松分布，然而室温（300K）下碲锌镉探测器的平均电离能为 4.64eV ^[3]，因此通常会电离出大量的电子空穴对，此时电子空穴对数目的统计分布近似于高斯分布，其平均值为次级电子沉积能量 E 与平均电离能 \bar{w} 的比值，即

$$\bar{N} = \frac{E}{\bar{w}} \quad (2.9)$$

因为被电离电子具有动能可以继续电离，所以统计涨落 σ 需要引入法诺因子 F 进行修正^[10]，即

$$\sigma = \sqrt{(N - \bar{N})^2} = \sqrt{FN} \quad (2.10)$$

初始时刻大量电子空穴对会形成一个类似于电荷云的空间分布，随后电子空穴对在电场的作用下进行漂移和扩散，电荷云的纵向和横向尺寸变大，同时电子空穴由于复合和俘获等物理效应数目减少，此即为碲锌镉探测器内部载流子输运理论的基本内容。

2.2.1 载流子的漂移和扩散

在探测器阴阳极电位差形成的电场作用下，载流子向阴阳极漂移，形成漂移

电流。漂移电流密度为

$$J_{drift} = \rho v \quad (2.11)$$

其中, $\rho(\mathbf{r}, t)$ 为载流子电荷密度, v 为载流子运动速率, 可以通过式 2.12 计算:

$$v = \mu E \quad (2.12)$$

其中, μ 是碲锌镉晶体的载流子迁移率, 单位为 $cm^2/(V \cdot s)$, μ 表示单位电场强度下载流子的平均漂移速度。 E 为载流子所处位置的电场强度大小, 其值为

$$E = -\nabla\varphi \quad (2.13)$$

同时由于载流子产生时浓度分布不均匀, 其随机热运动导致扩散, 形成扩散电流。扩散电流密度为

$$J_{diffusion} = -D\nabla\rho \quad (2.14)$$

其中, D 是载流子在碲锌镉晶体内的扩散系数, 根据爱因斯坦关系式得到扩散系数为

$$D = \frac{k_B T}{q} \mu \quad (2.15)$$

式中, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是温度, q 是元电荷电量。

载流子扩散在横向上导致的物理效果是载流子数目的横向分布范围逐渐扩大。由于其满足高斯分布, 因此可以计算扩散长度的统计涨落为

$$\sigma = \sqrt{\frac{2k_B T d}{qE}} \quad (2.16)$$

式中, d 是载流子漂移的距离, 其余物理量含义如上所述。对于将要研究的厚度为 5 mm, 偏置电压为 -600V 的像素型碲锌镉探测器, 依据式 2.16 可以计算室温下由于扩散造成的载流子电荷横向分布半高宽为 110 μ m。

现在考虑载流子漂移扩散形成的电流, 其电流密度为

$$J = J_{drift} + J_{diffusion} \quad (2.17)$$

对于电子,

$$J_e = \mu_e \rho_e \nabla\varphi - D\nabla\rho_e \quad (2.18)$$

对于空穴,

$$J_h = -\mu_h \rho_h \nabla\varphi - D\nabla\rho_h \quad (2.19)$$

因此根据电荷连续性方程

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot J = 0 \quad (2.20)$$

电子和空穴在碲锌镉探测器内部输运满足的电荷连续性方程分别为

电子

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = -\mu_e \nabla \cdot (\rho_e \nabla \varphi) + D \nabla^2 \rho_e \quad (2.21)$$

空穴

$$\frac{\partial \rho_h}{\partial t} = \mu_h \nabla \cdot (\rho_h \nabla \varphi) + D \nabla^2 \rho_h \quad (2.22)$$

式中电荷密度 $\rho = qc$, c 为载流子密度。

2.2.2 载流子的复合与俘获

在上述载流子的输运过程中, 电子仍然有可能重新从导带回到满带, 电子空穴对消失, 这即为载流子的复合。载流子的复合可能一步完成, 例如电子回到满带与满带中的空穴复合, 同时损失能量产生一对伽马光子; 也可能通过中间能级分几步完成。作为一种三元化合物半导体, 碲锌镉晶体内部不可避免地存在晶格缺陷, 包括晶格结构中原本应该有原子占据的位置没有被原子占据或不应该被原子占据的地方被杂质原子占据而形成的点缺陷, 以及在晶体生长中因为热应力的作用使得晶格沿某些平面滑移造成位错的线缺陷等。这些缺陷会在禁带中形成新的中间能级, 电子可能会先进入中间能级, 然后再进入满带与空穴复合, 或者满带中的空穴进入中间能级然后与导带里的电子复合, 此时中间能级称为复合中心。但是电子也有可能进入中间能级后没有进一步进入满带与空穴复合, 或者空穴在进入中间能级后也没有进一步与导带中的电子复合, 这种情况即为俘获, 中间能级称为俘获中心。如果电子和空穴又回到各自之前所在的能带, 则又称为解俘获。

复合和俘获的存在导致载流子的数量随漂移时间逐渐减少, 呈现指数衰减的统计规律^[10]。即

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (2.23)$$

其中 τ 是载流子的平均寿命, 表示载流子数量减少为初始数量的 $1/e$ 时所需要的平均时间。在该时间内载流子漂移的距离称为平均自由程 λ , 结合上节中的式 2.12, 平均自由程 λ 为

$$\lambda = vt = \mu\tau E \quad (2.24)$$

复合和俘获效应对探测器性能的影响是显著的, 因为其直接降低探测器电极能够收集到的电荷数量。因此基于载流子平均自由程大的碲锌镉晶体研制的探测

器在其他外部条件一致下性能更好，所以碲锌镉晶体也有优劣之分，此时评判碲锌镉晶体好坏的物理参数即为上式中的迁移率寿命乘积 $\mu\tau$ 。一般而言，空穴的 $\mu\tau$ 值比电子小两个数量级，目前商业碲锌镉晶体中，电子的 $\mu\tau$ 值在 $10^{-2} - 10^{-4} \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 之间，空穴的 $\mu\tau$ 值在 $10^{-4} - 10^{-6} \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 之间^[45]。

2.3 电荷的感生与信号的读出

载流子在碲锌镉晶体中产生时即在电极上感生出电荷，任意电极上感生的总电荷量等于电子和空穴两者分别感生的电荷量之和。随着电子、空穴漂移运动的进行，每个电极上感生的电荷量发生变化，相应的输出电荷信号也发生变化。在分析计算碲锌镉探测器任意电极上的感生电荷量时，常用的理论是 Shockley-Ramo 理论；而在设计电子学读出电极上的信号时，常用的是电荷灵敏前置放大电路。

2.3.1 Shockley-Ramo 理论

根据电动力学^[82]，载流子漂移过程中碲锌镉探测器电极上的感生电荷量可以由电极表面的电场强度在电极表面的面积分得到，即

$$Q = \oint_S \varepsilon \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.25)$$

其中， ε 是碲锌镉晶体的介电常数，而电极表面的电场强度可以通过求解电势满足的泊松方程和式 2.13 得到，即

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.26)$$

其中 ρ 是空间电荷密度。必须注意到上式中的电场强度随着载流子的漂移始终发生着变化。为了得到载流子漂移过程中电极上精确的感生电荷量，对于载流子漂移路径上的每个位置都需要重新计算电场分布，使得整个过程的计算量非常庞大。

1938 年 Shockley^[83]，1939 年 Ramo^[84]分别独立介绍了一种简便的计算电极上的感生电荷量的方法，称为 Shockley-Ramo 理论。该理论最开始用于计算真空环境下各电极上的感生电荷量，后来 C.K. Jen, G. Cavalleri 等人^[85,86]证明了该理论也适用于碲锌镉探测器这种只存在静空间电荷分布的介质。Shockley-Ramo 理论的关键之处是引入了电极的权重势 φ_w 概念，于是载流子漂移过程中在任意电极上感生的电荷量

$$Q = -q\Delta\varphi_w = -q(\varphi_w(\mathbf{r}) - \varphi_w(\mathbf{r}_0)) \quad (2.27)$$

式中 q 是载流子所带电荷量， $\varphi_w(\mathbf{r}), \varphi_w(\mathbf{r}_0)$ 分别是载流子当前位置和初始位置处的权重势。该式说明任意电极上感应的电荷量只与载流子漂移路径上权重势的变化量有关。而任意电极的权重势分布可以在移除空间电荷后通过求解电势的拉普拉斯方程

$$\nabla^2 \varphi = 0 \tag{2.28}$$

得到，与传统的计算方法相比大大减少了计算量。求解权重势时设置的边界条件是

$$\begin{cases} \varphi = 1 & \text{收集电极} \\ \varphi = 0 & \text{非收集电极} \end{cases}$$

2.3.2 电荷灵敏前置放大器

碲锌镉探测器电极上的感应电荷量与射线沉积的能量成正比，因此探测器前端信号读出一般采用电荷灵敏前置放大电路。其电路原理如图 2.6 所示，

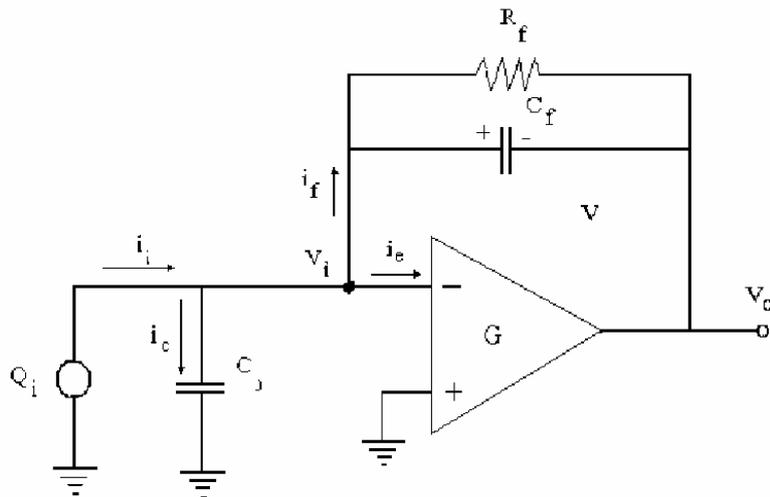


图 2.6 典型的电荷灵敏前置放大器电路^[87]

Figure 2.6 Typical circuit schematic of charge sensitive preamplifier

输出电压与反馈电容成反比，即

$$V_o = \frac{Q}{C_f} \tag{2.29}$$

在载流子向收集电极漂移的过程中，收集电极上的感应电荷量不断增多，反馈电容上的电荷不断积累，前放输出信号逐渐上升；当载流子被收集电极完全收

集时前放输出信号上升到最大值，随后反馈电容上累积的电荷通过反馈电阻泄放，完成一次射线作用事例的能量信号读出。图 2.7 所示即为实际测量一次全能峰事例的前放输出信号。

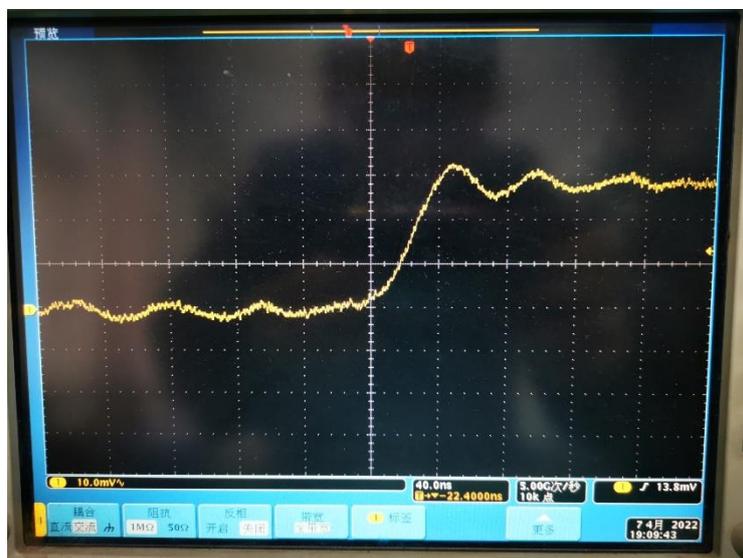


图 2.7 662 keV 射线能量完全沉积时的前放输出信号

Figure 2.7 The voltage signal from preamplifier when ga gamma ray with 662 keV has full-energy deposition

2.4 本章小结

本章按照碲锌镉探测器探测射线的物理过程，对涉及到的理论和物理量计算方法进行了简要介绍，可以作为整篇论文的理论基础。具体来说：

第一节介绍射线与物质的三种相互作用，包括光电效应、康普顿散射以及电子对产生。三种相互作用都会产生次级电子从而将能量沉积在碲锌镉晶体中；

第二节继续介绍次级电子在碲锌镉晶体中电离产生电子、空穴等载流子，载流子随后在晶体中的输运过程。包括漂移、扩散以及复合与俘获，同时给出了载流子输运的连续性方程；

第三节介绍载流子输运过程中电极上感生电荷量的理论计算方法和电极输出信号的特点及读出方式。电极上感生电荷量一般采用 Shockley-Ramo 理论计算，而电极信号为电荷信号，采用电荷灵敏前置放大器读出。

第3章 单极性电荷灵敏技术仿真研究

单极性电荷灵敏技术是降低空穴俘获对碲锌镉探测器能谱性能影响的关键，其基本特点是阳极信号主要由电子感生的电荷量贡献，空穴感生的电荷量在阳极信号的占比很小以至于可以忽略不记。本章将搭建模拟仿真平台研究不同单极性电极结构的碲锌镉探测器内部物理场的分布，以探究造成这种特点的根本原因。

3.1 基于蒙特卡洛方法和有限元方法的碲锌镉探测器模拟仿真平台的搭建

理论分析，模拟仿真和实验验证是本论文进行研究的基本方法。碲锌镉探测器具有结构复杂，成本高昂的特点，在进行探测器研究和开发时，仅仅通过实验往往不能取得很好的研究结果。所以碲锌镉探测器模拟仿真平台的开发具有非常重要的意义：一方面，模拟仿真可以帮助理解碲锌镉探测器的工作原理，抓住碲锌镉探测器探测过程中的一些物理本质；另一方面，在碲锌镉探测器模拟仿真平台上可以方便的修改探测器参数，例如电极结构、偏置电压、载流子迁移率和寿命等，研究这些参数对碲锌镉探测器能谱性能的影响，指导实验的设计，使实验具有系统性，加快碲锌镉探测器的研究和开发速度。基于第2章中碲锌镉探测器的工作原理，本节将介绍联合使用基于蒙特卡洛方法的 Geant4 软件和基于有限元的 COMSOL Multiphysics 软件搭建碲锌镉探测器模拟仿真平台的原理、方法和步骤。

3.1.1 基于 Geant4 的射线与碲锌镉探测器相互作用仿真

第2章中碲锌镉探测器探测射线的物理过程涉及射线与碲锌镉晶体相互作用而沉积能量并电离产生电子空穴对，电子空穴对漂移并被电极收集两大部分。其中基于蒙特卡洛方法的 Geant4 软件可以被用来模拟前一部分的物理过程。

Geant4 软件是欧洲核子中心(CERN)基于蒙特卡洛方法，以 c++语言开发的专用于模拟粒子与物质相互作用的程序。它将粒子在空间中的运动离散化为由一系列不同长度的 step（步长）组成，从粒子产生到粒子消失，每个 step 中可能发生的相互作用通过蒙特卡洛抽样确定，其中每个相互作用发生的概率皆来自现今科学家掌握的物理相互作用最精确的反应截面数据。因此 Geant4 被广泛用于粒子物理实验模拟仿真，当然应用在射线与物质相互作用的模拟仿真中也已足够。

在 Geant4 中, 可以完成碲锌镉探测器尺寸, 材料组分的构建; 可以设置射线位置, 能量、入射方向, 强度等参数; 可以进行射线在碲锌镉探测器内部运动的径迹追踪, 获取射线与碲锌镉探测器发生的相互作用类型、沉积能量的数值和三维位置信息; 而且次级粒子的径迹也可以被追踪, 例如康普顿散射的反冲电子, 光电效应的次级光电子在碲锌镉晶体内部发生的电离, 激发, 韧致辐射等物理过程。总之 Geant4 可以给出研究所需的碲锌镉探测器探测过程中射线与晶体发生相互作用的所有物理信息。

3.1.2 基于 COMSOL Multiphysics 的碲锌镉探测器内部物理场仿真

探测器收集电极的电荷收集效率仿真, 必须考虑载流子从产生到被收集电极收集的完整物理过程。根据第 2 章介绍的载流子输运过程和 Shockley-Ramo 理论, 碲锌镉探测器收集电极上的感生电荷量与载流子运动路径上的权重势分布和任意时刻的载流子数目直接相关。理论上这些物理量均可以通过求解相应的偏微分方程得到。数值求解偏微分方程一般采用有限元法, 常用的基于有限元法求解偏微分方程的数值仿真软件有 COMSOL Multiphysics、ANSYS、Maxwell、ABAQUS 等。其中 COMSOL Multiphysics 软件 (以下简称 COMSOL) 因为其丰富的物理接口且可以实现多个物理接口之间的耦合而被广泛用于工程力学、流体动力学、电化学、半导体物理学等研究领域^[88]。

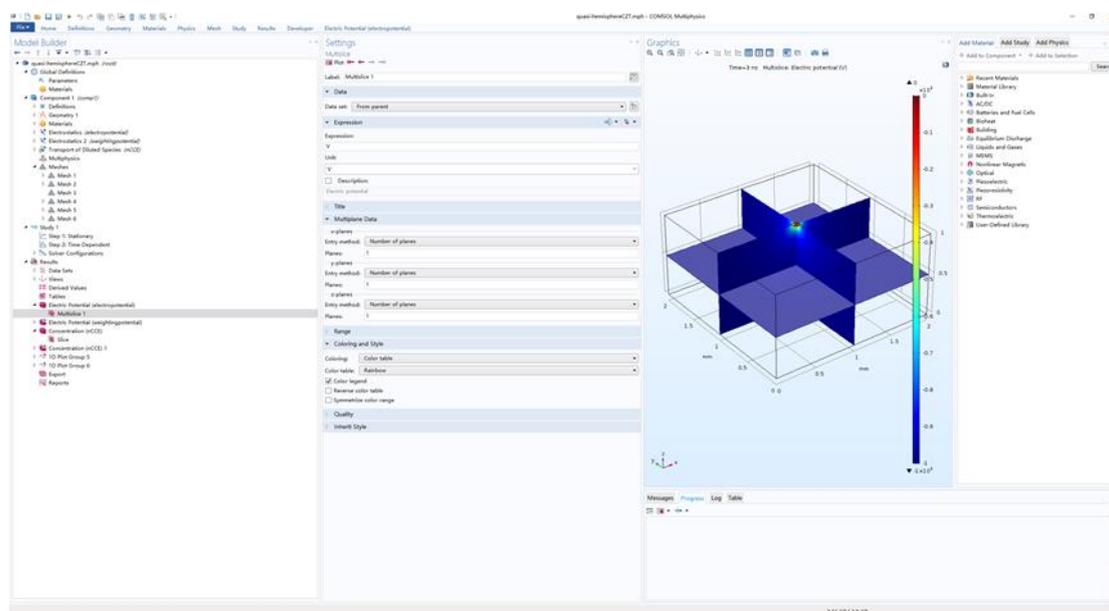


图 3.1 COMSOL 仿真软件界面

Figure 3.1 The interface of COMSOL simulation software

利用 COMSOL 进行物理场仿真一般分为几何模型构建、物理场方程定义和定解条件设置、求解区域网格剖分、研究类型选择、求解器优化以及结果后处理等几个步骤。一个完整的 COMSOL 仿真模型构建界面如图 3.1 所示。

对于需要仿真的碲锌镉探测器，可以使用软件预置的静电场物理接口和稀物质传递物理接口完成电势、权重势、电场分布和载流子输运过程的仿真。一旦构建好碲锌镉探测器的几何模型，静电场物理接口将负责完成碲锌镉探测器内部的电势，电场，权重势构建。具体来说：对于电势 $\varphi(\mathbf{r})$ ，权重势 $\varphi_w(\mathbf{r})$ ，根据 Shockley-Ramo 理论，可以通过在探测器灵敏体积内求解式 2.28 和拉普拉斯方程

$$\nabla^2 \varphi_w = 0 \quad (3.1)$$

得到。求解电势分布时，边界条件是阴极电位为真实负电位，阳极电位为 0V；求解权重势分布时，边界条件是收集电极为单位 1，其余非收集电极为 0。进一步地，电场和权重场的分布可以由式 2.13 和权重势分布计算梯度得到

$$\mathbf{E}_w = -\nabla \varphi_w \quad (3.2)$$

载流子在碲锌镉探测器内输运过程的仿真涉及到计算载流子数目密度随空间、时间的分布。基于第 2 章介绍的载流子输运理论，在 COMSOL 中求解载流子数目密度 $c(\mathbf{r}, t)$ 满足的偏微分方程

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J} = G - R \quad (3.3)$$

即可得到任意时刻载流子数目密度空间分布。式中 G, R 是载流子产生、复合和俘获速率。假设在时刻 t_0 ，位置 \mathbf{r}_0 产生一个单位电荷脉冲来仿真光子在碲锌镉晶体中沉积能量并产生载流子的物理过程，所以 $G = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\delta(t - t_0)$ ；同时由于复合和俘获效应使得载流子数目随时间指数衰减，因此复合和俘获造成的载流子数目损失速率为

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} \quad (3.4)$$

相关系数 $(-1/\tau)$ 即为载流子平均寿命的倒数，所以

$$R = c/\tau \quad (3.5)$$

因此电子，空穴两种载流子满足的输运偏微分方程分别为
电子

$$\frac{\partial c_e}{\partial t} + \mu_e \nabla \cdot (c_e \nabla \varphi) - D_e \nabla^2 c_e + \frac{c_e}{\tau_e} = G \quad (3.6)$$

空穴

$$\frac{\partial c_h}{\partial t} - \mu_h \nabla \cdot (c_h \nabla \varphi) - D_h \nabla^2 c_h + \frac{c_h}{\tau_h} = G \quad (3.7)$$

COMSOL 预置的稀物质传递物理场接口包含上述方程的所有项，并且预设了不同定解条件以供用户根据不同研究条件进行选择，设置的定解条件是

$$\begin{cases} \hat{n} \cdot \nabla c = 0 & \text{未设置电极表面} \\ c(\mathbf{r}, t) = 0 & \text{非收集电极与晶体的接触面} \\ \hat{n} \cdot J_x = \nu c & \text{收集电极与晶体的接触面} \end{cases}$$

式中， \hat{n} 是面外法向矢量， ν 是收集电极表面的载流子复合速率^[89]。

在以上仿真得到的电势、权重势以及载流子数目密度空间和时间分布的基础上，COMSOL 可以积分计算碲锌镉探测器收集电极上的感生电荷量，

$$Q(t) = Q_0 \int_{t_0}^t dt' \int_{\Omega} d\mathbf{r} c v_{drift} \cdot \nabla \varphi_w \quad (3.8)$$

式中， Q_0 是初始时刻载流子携带的电荷量， v_{drift} 是载流子的平均漂移速率，对于电子，运动方向与电场方向相反，所以

$$Q_e(t) = -Q_0 \int_{t_0}^t dt' \int_{\Omega} d\mathbf{r} \mu_e c_e \nabla \varphi \cdot \nabla \varphi_w \quad (3.9)$$

对于空穴，运动方向与电场方向相同，所以

$$Q_h(t) = Q_0 \int_{t_0}^t dt' \int_{\Omega} d\mathbf{r} \mu_h c_h \nabla \varphi \cdot \nabla \varphi_w \quad (3.10)$$

因此即可计算相应的电荷收集效率

$$\eta = Q/Q_0 \quad (3.11)$$

按照以上步骤可以计算载流子在任意位置产生并被收集电极收集的过程中，收集电极任意时刻的电荷收集效率。然而这意味着对于每一个载流子初始产生位置，上述的计算步骤需要重新进行一遍，从而导致大量的重复计算，不仅耗费时间而且占用极大的计算资源。为了能够在一次求解偏微分方程中得到载流子电荷收集效率随时间的空间分布，T.H.Prettyman 等人基于式 3.6、3.7 的载流子输运方程，利用格林函数法提出通过求解原方程的伴随方程能够得到任意时刻载流子电荷收集效率的空间分布^[90,91]。具体来说，电子和空穴的伴随输运方程为

$$\frac{\partial c_e^+}{\partial t} + \mu_e \nabla \varphi \cdot \nabla c_e^+ - D_e \nabla^2 c_e^+ + \frac{c_e^+}{\tau_e} = G^+ \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial c_h^+}{\partial t} - \mu_h \nabla \varphi \cdot \nabla c_h^+ - D_h \nabla^2 c_h^+ + \frac{c_h^+}{\tau_h} = G^+ \quad (3.13)$$

对于无掺杂或者少掺杂的晶体，其内部空间电荷对内建电场的影响很小，可以忽略不计。因此内部电势满足式 2.28，所以

$$\nabla c \cdot \nabla \varphi = \nabla c \cdot \nabla \varphi + c \nabla^2 \varphi = \nabla \cdot (c \nabla \varphi) \quad (3.14)$$

相应地，伴随电荷连续性方程变化为

$$\frac{\partial c_{e^+}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mu_e c_{e^+} \nabla \varphi) - D_e \nabla^2 c_{e^+} + \frac{c_{e^+}}{\tau_e} = G^+ \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial c_{h^+}}{\partial t} - \nabla \cdot (\mu_h c_{h^+} \nabla \varphi) - D_h \nabla^2 c_{h^+} + \frac{c_{h^+}}{\tau_h} = G^+ \quad (3.16)$$

这和载流子输运方程一致；只要令伴随载流子产生速率

$$G^+ = \mu \nabla \varphi \cdot \nabla \varphi_w \quad (3.17)$$

伴随方程的解即为收集电极随时间，空间的电荷收集效率分布

$$c(\mathbf{r}, t) = \eta(\mathbf{r}, t) \quad (3.18)$$

相应的定解条件设置为

$$\begin{cases} c^+(\mathbf{r}, 0) = 0 & \text{碲锌镉晶体内部} \\ c^+(r, t) = 0 & \text{电极和碲锌镉晶体接触面} \\ \hat{n} \cdot \nabla c^+(r, t) = 0 & \text{未设置电极的表碲锌镉晶体表面} \end{cases}$$

至此，基于 COMSOL 软件，碲锌镉探测器内部权重势分布，电场分布以及电荷收集效率分布的仿真得以完成。

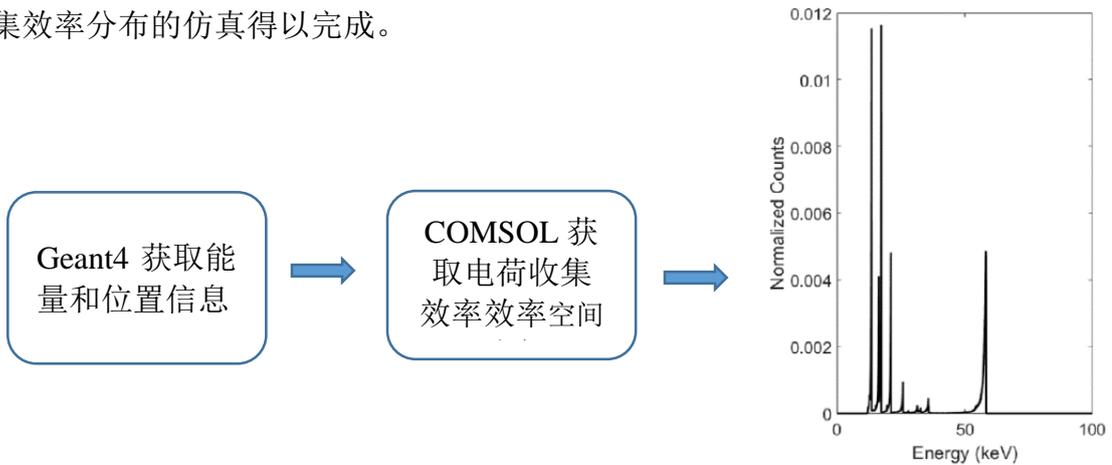


图 3.2 碲锌镉探测器模拟仿真流程图

Figure 3.2 The flow diagram of CdZnTe detector simulation

结合 3.1.1 节利用 Geant4 软件获取的射线与碲锌镉探测器相互作用的位置信息和沉积能量信息，可以完成对碲锌镉探测器探测射线完整物理过程的仿真，从而搭建起碲锌镉探测器的模拟仿真平台。图 3.2 即为完成一次碲锌镉探测器探测射线的完整物理过程仿真流程图。基于该仿真流程，本章开展对具有不同电极结构的碲锌镉探测器的仿真研究，从而了解单极性电荷灵敏技术影响并改善碲锌镉

探测器单极性的本质原因。

3.2 平面型电极结构设计存在的问题

如下图 3.3 所示，平面型电极结构的碲锌镉探测器类似于平板电离室：阴阳极均为同等大小的平面金属电极，阳极电位一般为 0，阴极电位为负高压。光子进入碲锌镉晶体内部发生相互作用，沉积能量并产生数目众多的电子空穴对，电子在阴阳极外加电场下向阳极移动，空穴向阴极移动，两者同时在阴阳极上感应出电荷。

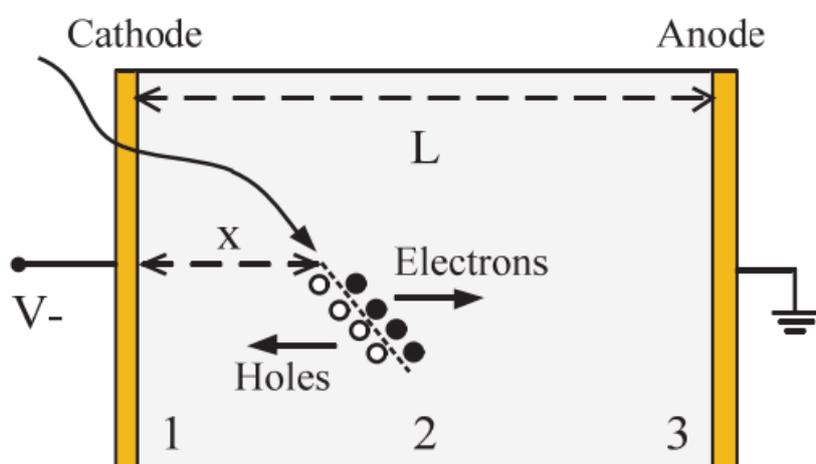


图 3.3 平面型碲锌镉探测器示意图^[81]

Figure 3.3 Diagram of planar CdZnTe detector

假设能量为 E 的光子与碲锌镉晶体在深度为 z_0 （阴极所处位置的深度记为 0）处发生光电效应，产生的光电子电离出 N_0 个电子空穴对。根据第 2 章叙述的 Shockley-Ramo 理论，可以计算电子和空穴分别在探测器阴阳极的感生电荷量。首先对于阳极，电子漂移时在阳极感生的电荷量为

$$Q_e^a = N(z_e)q[\varphi_w^a(z_e) - \varphi_w^a(z_0)] \quad (3.19)$$

式中 $N(z_e)$ 是电子漂移到深度为 z_e 处的剩余数目， q 是元电荷所带的电荷量， $\varphi_w^a(z_e)$ 和 $\varphi_w^a(z_0)$ 是阳极在深度为 z_e 和 z_0 处的权重势值；

同时电子在阴极感生的电荷量为

$$Q_e^c = N(z_e)q[\varphi_w^c(z_e) - \varphi_w^c(z_0)] \quad (3.20)$$

式中 $\varphi_w^c(z_e)$ 和 $\varphi_w^c(z_0)$ 是阴极在深度为 z_e 和 z_0 处的权重势值；

另一方面，空穴漂移时在阳极感应的电荷量为

$$Q_h^a = -N(z_h)q[\varphi_w^a(z_h) - \varphi_w^a(z_0)] \quad (3.21)$$

同时空穴在阴极感应的电荷量为

$$Q_h^c = -N(z_h)q[\varphi_w^c(z_h) - \varphi_w^c(z_0)] \quad (3.22)$$

上式中, $\varphi_w^a(z_e), \varphi_w^a(z_h), \varphi_w^a(z_0)$ 分别为电子所在位置的阳极权重势, 空穴所在位置的阳极权重势, 电子及空穴初始产生位置的阳极权重势;

$\varphi_w^c(z_e), \varphi_w^c(z_h), \varphi_w^c(z_0)$ 分别为电子所在位置的阴极权重势, 空穴所在位置的阴极权重势, 电子及空穴初始产生位置的阴极权重势;

$N(z_e), N(z_h)$ 则分别为电子、空穴漂移到不同深度时的剩余数目, 其与电子、空穴的位置 z_e, z_h 有关。

因此电子和空穴各自漂移时在阳极感生的总电荷量为

$$Q_a = Q_e^a + Q_h^a = N(z_e)q[\varphi_w^a(z_e) - \varphi_w^a(z_0)] - N(z_h)q[\varphi_w^a(z_h) - \varphi_w^a(z_0)] \quad (3.23)$$

同时, 电子和空穴在阴极感生的总电荷量为

$$Q_c = Q_e^c + Q_h^c = N(z_e)q[\varphi_w^c(z_e) - \varphi_w^c(z_0)] - N(z_h)q[\varphi_w^c(z_h) - \varphi_w^c(z_0)] \quad (3.24)$$

理想情况下, 电子空穴不会发生俘获, 在电子空穴漂移的过程中电子空穴数目保持不变, 均为初始时刻光子沉积能量后产生的电子空穴对数目, 即

$$N(z_e) = N(z_h) = N_0 \quad (3.25)$$

因此收集电极为阳极时, 阳极上的感生电荷量为

$$Q_a = N_0q[\varphi_w^a(z_e) - \varphi_w^a(z_h)] \quad (3.26)$$

收集电极为阴极时, 阴极上的感生电荷量为

$$Q_c = N_0q[\varphi_w^c(z_e) - \varphi_w^c(z_h)] \quad (3.27)$$

电子最终到达阳极, 空穴最终到达阴极, 当收集电极为阳极时, 理论上阳极的权重势为 1, 阴极的权重势为 0, 因此

$$\varphi_w^a(z_e)|_{anode} = 1 \quad (3.28)$$

$$\varphi_w^a(z_h)|_{cathode} = 0 \quad (3.29)$$

阳极最终感生的电荷量为

$$Q_a = N_0q \quad (3.30)$$

当收集电极为阴极时, 理论上阳极的权重势为 0, 阴极的权重势为 1, 因此

$$\varphi_w^c(z_e)|_{anode} = 0 \quad (3.31)$$

$$\varphi_w^c(z_h)|_{cathode} = 1 \quad (3.32)$$

阴极最终感生电荷量为

$$Q_c = -N_0q \quad (3.33)$$

这说明：

第一，阴阳极上感生的电荷极性不同，阳极是正电荷，阴极为负电荷，阴阳极总的感应电荷量为 0。考虑到电子空穴对总的电荷量为 0，这是符合物理原理的；

第二，如果电子空穴不发生俘获，阳极收集到的总电荷量始终等于电子空穴对所带电荷量，与电子空穴对的初始深度，即射线作用深度无关。

为了验证平面型碲锌镉探测器电荷收集的理论分析，利用 COMSOL 软件，我们仿真了平面型碲锌镉探测器内部电势，电场，权重势和电荷收集效率的空间分布。构建的探测器几何模型如图 3.4 所示，体积为 10 mm×10 mm×2 mm，阳极电位为 0 V，阴极电位为 -600 V。求解权重势分布时，如果收集电极是阳极，则设置阳极的权重势为 1，阴极的电位为 0，如果收集电极为阴极，则设置阴极的权重势为 1，阳极的电位为 0。

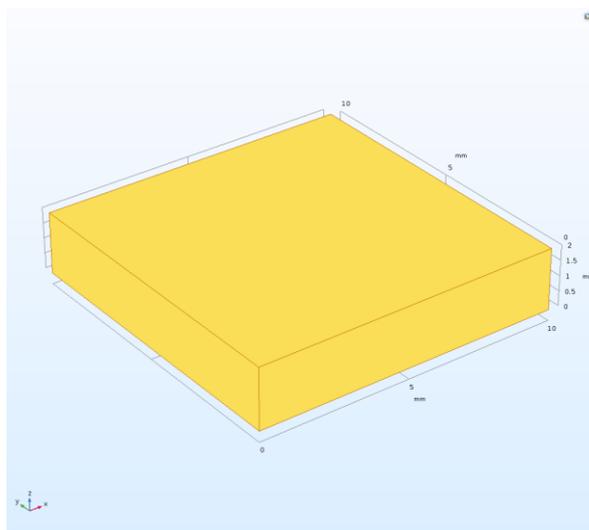


图 3.4 平面型碲锌镉探测器 COMSOL 几何模型

Figure 3.4 The geometry model constructed in COMSOL software

图 3.5 是其内部电势分布的仿真结果：其中左边图描绘的是三个方向的电势切面图，右边图描绘的是从阴极中心到阳极中心的线段上不同深度的电势分布；

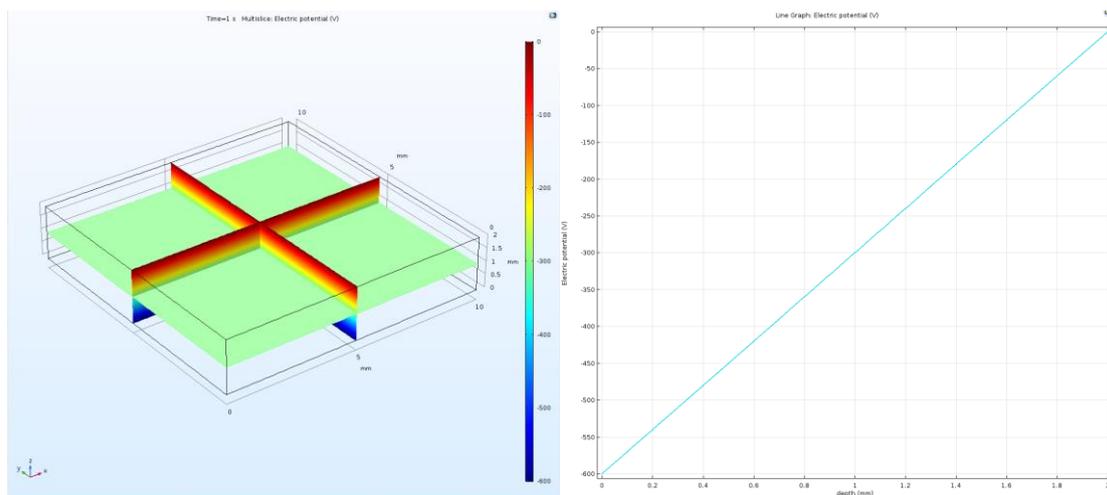


图 3.5 平面型碲锌镉探测器的电势分布

Figure 3.5 The electric potential distribution in planar CdZnTe detector

利用公式 2.13 即可得到平面型碲锌镉探测器内部的电场分布。图 3.6 为探测器内部电场分布仿真结果，其中左图说明的是与阴阳极平面同时垂直的截面上电场线分布，右边说明的探测器沿中心截线不同深度的电场分布曲线：

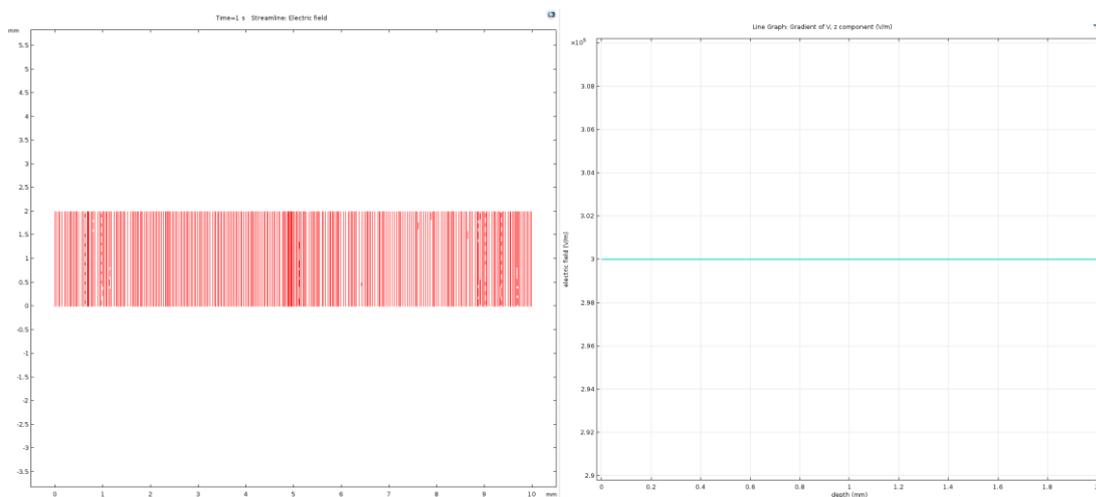


图 3.6 平面型碲锌镉探测器的电场分布

Figure 3.6 The electric field distribution in planar CdZnTe detector

下图 3.7 和图 3.8 则是相应的阴阳极权重势分布仿真结果，其左右图的设置与图 3.5 相同，只是由电势变为权重势。

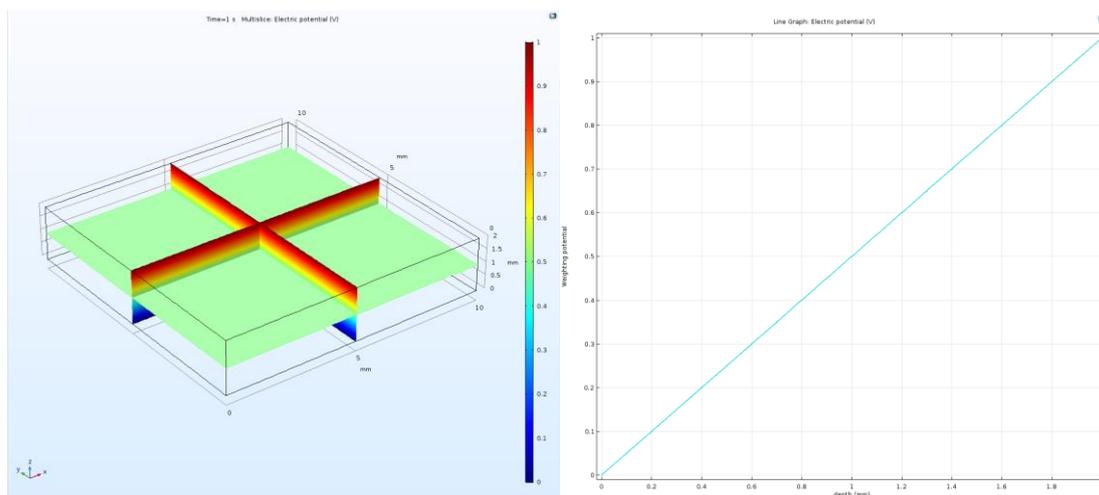


图 3.7 平面型碲锌镉探测器的阳极权重势分布

Figure 3.7 The weighting potential distribution of anode in planar CdZnTe detector

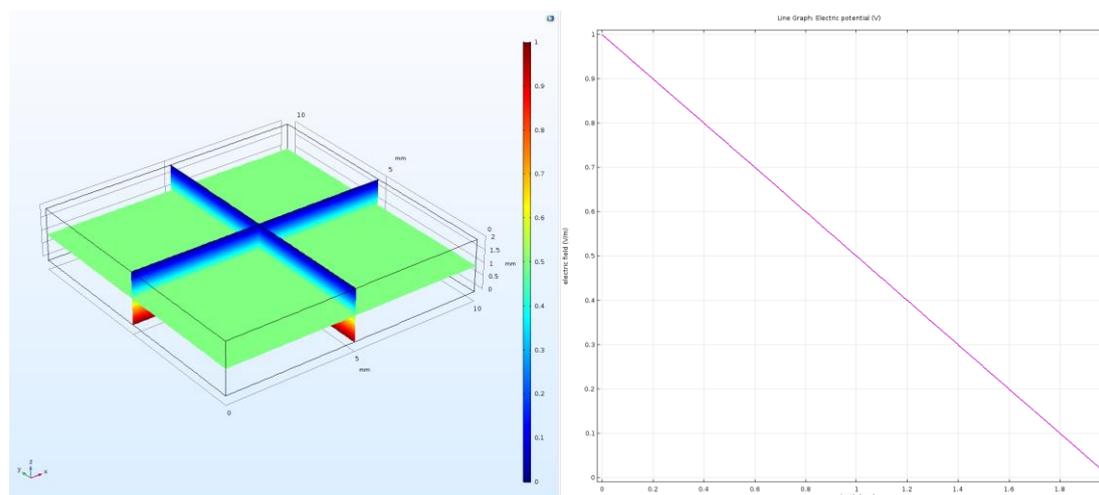


图 3.8 平面型碲锌镉探测器的阴极权重势分布

Figure 3.8 The weighting potential distribution of cathode in planar CdZnTe detector

从以上 6 幅图的仿真结果可以看出，平面型碲锌镉探测器内部电势分布和阴阳极权重势分布具有相同的特点：从阳极向阴极线性变化。其中阳极权重势和电势是线性降低，阴极权重势则是线性升高。均匀分布的电场线说明平面型碲锌镉探测器内部是匀强电场。这是可以理解的，因为平面型碲锌镉探测器在阴阳极施加电压后可以看作一个平板电容器。

在对平面型碲锌镉探测器阴阳极电荷收集效率分布的仿真中，作了电子和空穴不发生俘获，即具有无限长的寿命的假设，但是一般而言，电子的迁移率要大于空穴，因此我们设置电子的迁移率为 $1350 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ，空穴的迁移率只有

$120 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})^{[91]}$ 。完成参数设置后，我们得到了 200 ns 后阴阳极电荷收集效率分布的仿真结果，如图 3.9、图 3.10 所示，此时可认为载流子收集过程已经完成。图 3.9 表示的是阳极的电荷收集效率分布，其中 a、b、c 三幅图分别是阳极对电子的电荷收集效率、对空穴的电荷收集效率以及电子和空穴总电荷收集效率；图 3.10 则表示阴极的电荷收集效率分布，与图 3.9 设置相同，只是收集电极改为阴极。

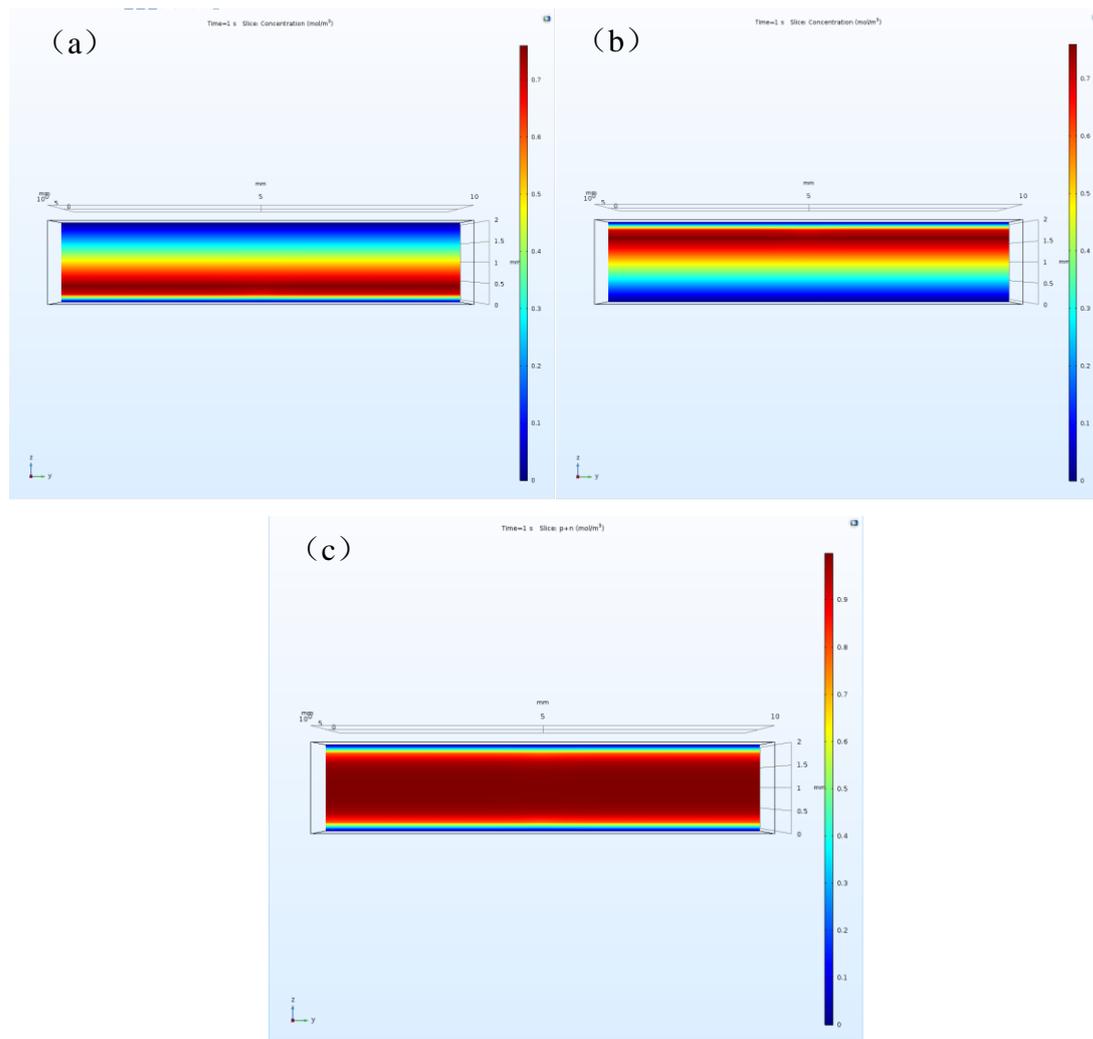


图 3.9 平面型碲锌镉探测器的阳极电荷收集效率分布：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴

Figure 3.9 The distribution of CCE for anode in planar CdZnTe detector: (a) electron (b)hole (c) electron + hole

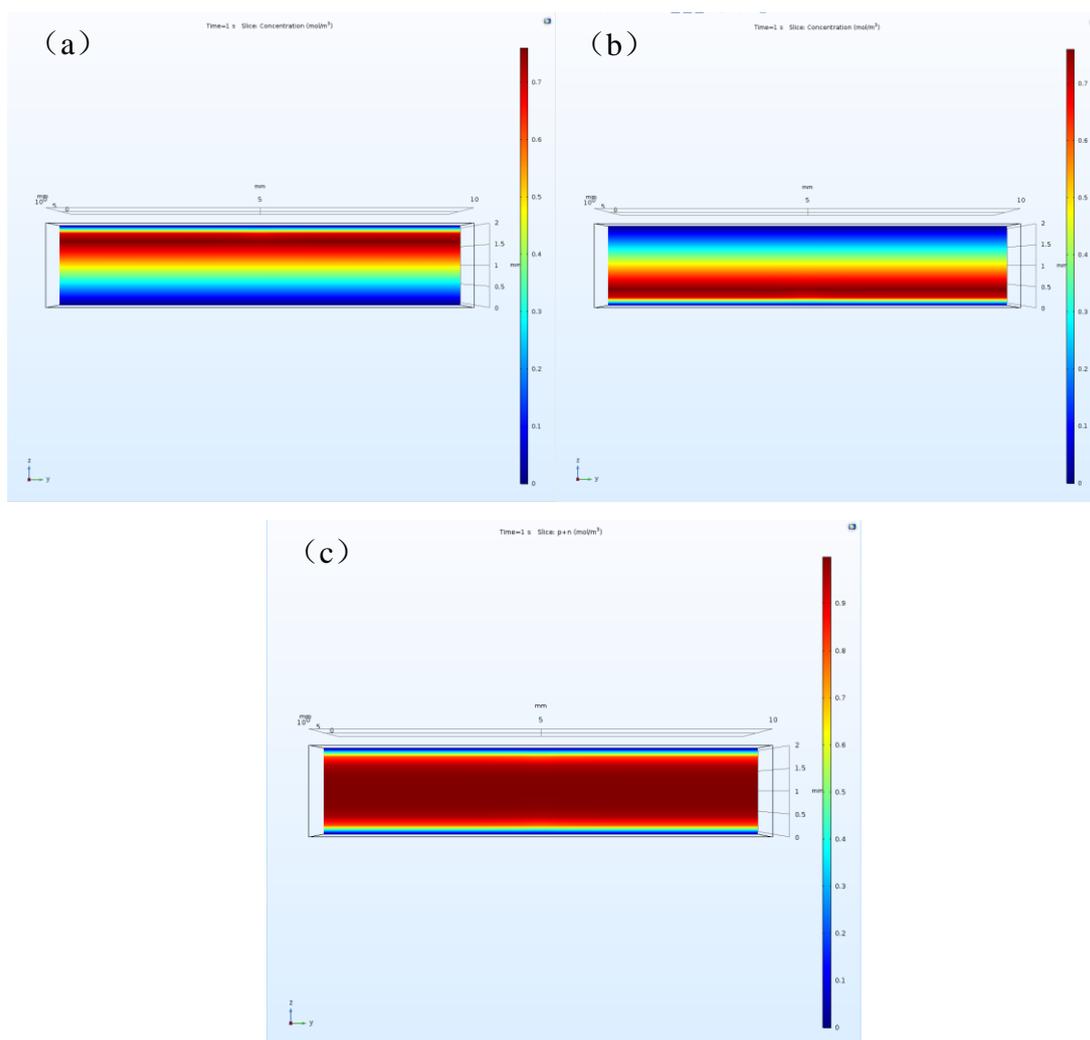


图 3.10 平面型碲锌镉探测器的阴极电荷收集效率：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴

Figure 3.10 The distribution of CCE for cathode in planar CdZnTe detector: (a) electron (b)hole (c) electron + hole

可以看到无论是阳极还是阴极，在不考虑电子空穴俘获的情况下，平面型碲锌镉探测器任何深度的总电荷收集效率都为1。注意到图中电极附近色标值下降，这是仿真中网格剖分不够细致造成的，不影响结果分析。本次仿真得到某个位置的电荷收集效率是指电子和空穴从该位置开始漂移直至到达电极后收集电极最终的电荷收集效率，所以意味着如果不考虑电子和空穴的俘获，收集电极的电荷收集效率和射线作用深度没有关系。

实际中对于碲锌镉这类化合物半导体，如前所述，电子和空穴的输运性能具

有很大的差异。电子和空穴均存在复合、俘获的现象，而且空穴比电子更容易被俘获。一般来说，空穴的迁移率寿命积比电子小两个数量级，所以收集电极的电荷收集并不完全。考虑一种极端情况，即空穴一产生被完全俘获，电子没有被俘获，则阳极感生的总电荷量变为

$$Q_a = N(z_e)q[\varphi_w^a(z_e) - \varphi_w^a(z_0)] = N_0q(1 - \varphi_w^a(z_0)) \quad (3.34)$$

阴极感生的总电荷量变为

$$Q_c = N(z_e)q[\varphi_w^c(z_e) - \varphi_w^c(z_0)] = -N_0q\varphi_w^c(z_0) \quad (3.35)$$

可以看出，阴阳极上感生的总电荷量均与射线作用深度有关，说明实际平面型碲锌镉探测器的阴阳极电荷收集效率具有深度响应的特点，其各个深度的阴阳极电荷收集效率的范围为

$$1 - \varphi_w^a(z_0) < \eta_a < 1 \quad (3.36)$$

$$\varphi_w^c(z_0) < \eta_c < 1 \quad (3.37)$$

此外，根据图 3.6、3.7 描绘的探测器内部阴阳极权重势线性分布，如果将探测器的厚度归一化，以深度为自变量，阳极权重势的深度响应为

$$\varphi_w^a(z) = z \quad (3.38)$$

阴极权重势的深度响应为

$$\varphi_w^c(z) = 1 - z \quad (3.39)$$

这个结果与电子空穴是否发生俘获无关，即使是在空穴完全俘获，电子不发生俘获的极端情况下，权重势分布仍是如此。所以在这种极端情况下，阳极感生的电荷量又可以写成

$$Q_a = N_0q(1 - z_0) \quad (3.40)$$

阴极感生的电荷量也可以写成

$$Q_c = -N_0q(1 - z_0) \quad (3.41)$$

阴阳极感生的总电荷量仍然极性相反，数量相等。

在平面型碲锌镉探测器中，收集电极电荷收集效率依赖射线作用深度的规律影响对射线能量的探测。如果射线是从阴极入射，由于射线与碲锌镉晶体的相互作用是随机的，因此高能射线会在晶体内部任意深度发生相互作用并沉积能量。考察具有相同能量的射线在平面型碲锌镉探测器内不同深度处发生光电效应并沉积能量，由于不同深度的电荷收集效率不同，阳极感生的总电荷量不同，探测器输出的信号幅度不同，造成探测器信号幅度不能准确反应射线沉积的能量，测

量到的射线能量总是小于射线实际沉积在碲锌镉晶体内的能量。这种影响的直观表现是平面型碲锌镉探测器采集的高能射线能谱往往在全能峰的左边出现一段长长的拖尾，俗称“低能拖尾”现象。而且射线的能量越高，这种现象就越明显。如图 3.11 所示， ^{241}Am 能谱 59 keV 全能峰能谱拖尾不明显， ^{133}Ba 能谱 302 keV、356 keV、384 keV 全能峰出现严重拖尾，以致出现峰区重叠，能量分辨率变差。

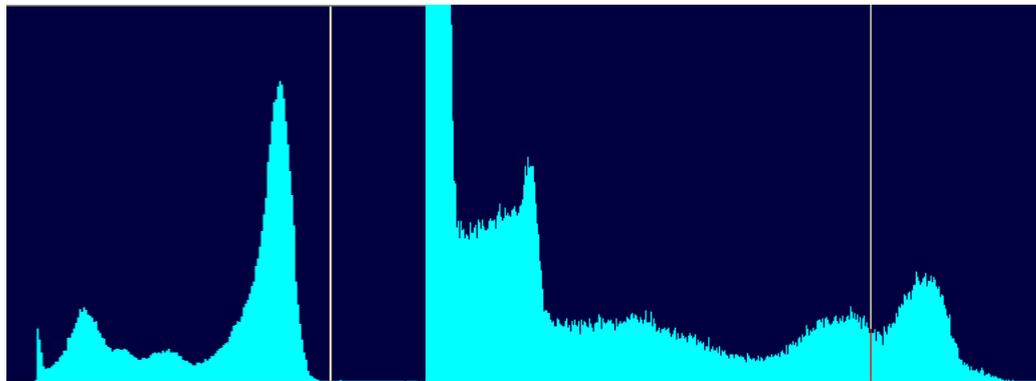


图 3.11 厚度为 2 mm 的平面型碲锌镉探测器采集 ^{241}Am 和 ^{133}Ba 能谱

Figure 3.11 The ^{241}Am and ^{133}Ba energy spectrum measured by planar CdZnTe detector with 2 mm thickness

综合本节所述，由于空穴俘获，平面型碲锌镉探测器阴阳极电荷收集效率易受射线与碲锌镉晶体发生相互作用的深度影响，使其采集的射线能谱具有比较严重的低能拖尾，增加了探测器对射线能量的测量误差；而且随着射线能量的增大，这种低能拖尾带来的影响也逐渐增大，当射线能量足够大时，甚至会导致能谱失真。所以在核探测领域中，平面型碲锌镉探测器只适用于对能量分辨要求不高，目标探测射线能量较低的场景。

3.3 单极性电荷灵敏技术的仿真研究

3.2 节介绍平面型碲锌镉探测器的电荷收集效率依赖于射线作用深度，从而在能谱上造成了非常严重的低能拖尾现象。改善并解决该问题是碲锌镉探测器能够得到广泛应用的前提。根据 Shockley-Ramo 理论，收集电极上的感应电荷量同时与载流子数目和权重势分布有关，因此一种方法是避免载流子数目在漂移过程中损失，也就是减少电子、空穴复合和俘获的数量，这可以通过改进碲锌镉晶体的生长工艺，减少其内部晶格缺陷，提高单晶度来实现，但主要涉及半导体材料生长方面的研究，不是本论文的研究内容，所以不再讨论。另外一种方法是改变

碲锌镉探测器内部权重势的分布，使得收集电极感生的电荷量只对电子敏感，而对空穴不敏感，此即为单极性电荷灵敏技术的涵义。收集电极上感应的电荷量主要由俘获较少的电子感应产生，空穴感生的电荷量相比较而言可以忽略不计。

3.3.1 不同电极结构设计的碲锌镉探测器内部物理场仿真

最为简单的具有单极性电荷灵敏特征的电极结构是弗里希栅型电极，其来源于气体探测器中的弗里希栅电极设计^[92]。一个典型的弗里希栅型碲锌镉探测器几何结构如图 3.12 所示：

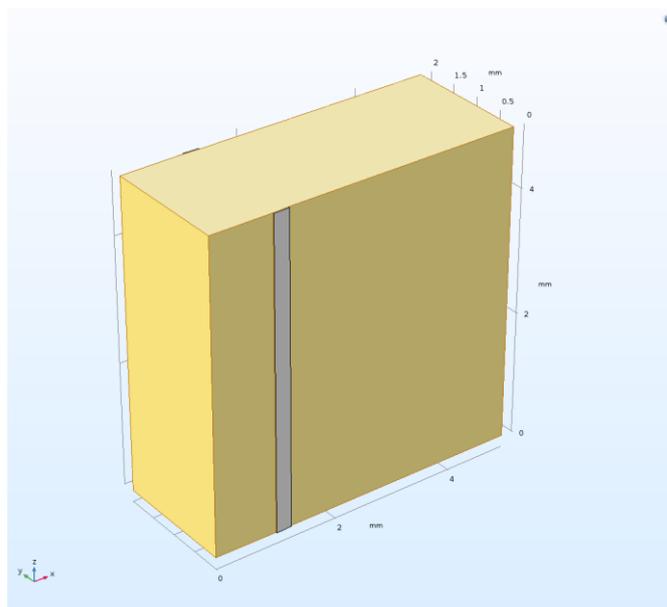


图 3.12 典型的弗里希栅型碲锌镉探测器结构

Figure 3.12 Typical structure of the Frisch-grid CdZnTe detector

碲锌镉晶体尺寸为 $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ ，前后两面加上阴阳电极，然后在靠近阳极的晶体侧面设置两个弗里希栅电极，其所加偏压远小于阴极偏置电压。如果阳极接地，阴极接负高压 -400 V ，两个弗里希栅电极加 -80 V 电压，利用 COMSOL 软件可以得到探测器内部的阴阳极权重势分布。图 3.13 左图是阳极权重势分布在 X-Y、Y-Z、Z-X 三个方向的切面图，右图则是阳极区域下不同深度的权重势分布曲线。图 3.14 与图 3.13 设置相同，只是为阴极权重势的分布情况。

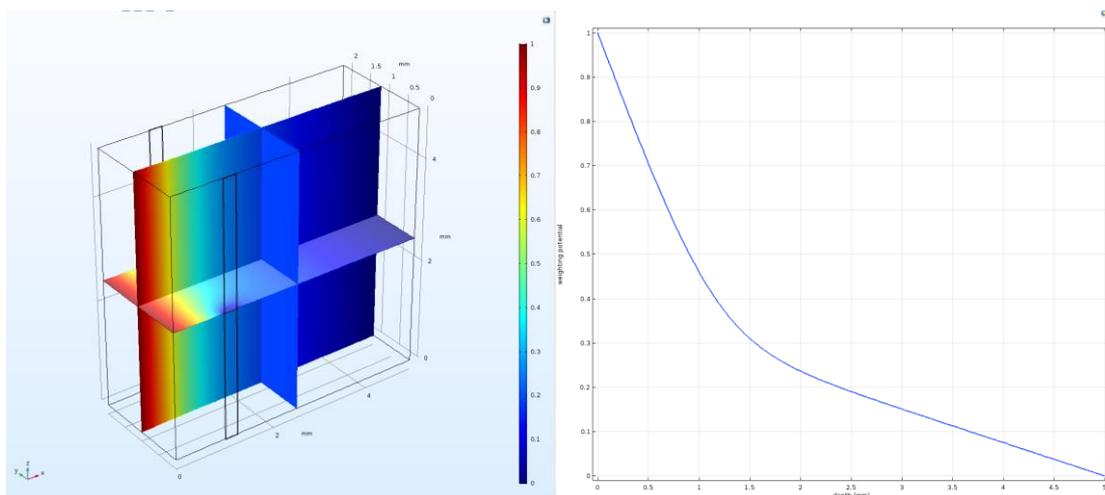


图 3.13 弗里希栅型碲锌镉探测器阳极权重势分布

Figure 3.13 The distribution of weighting potential for anode in Frisch-grid CdZnTe detector

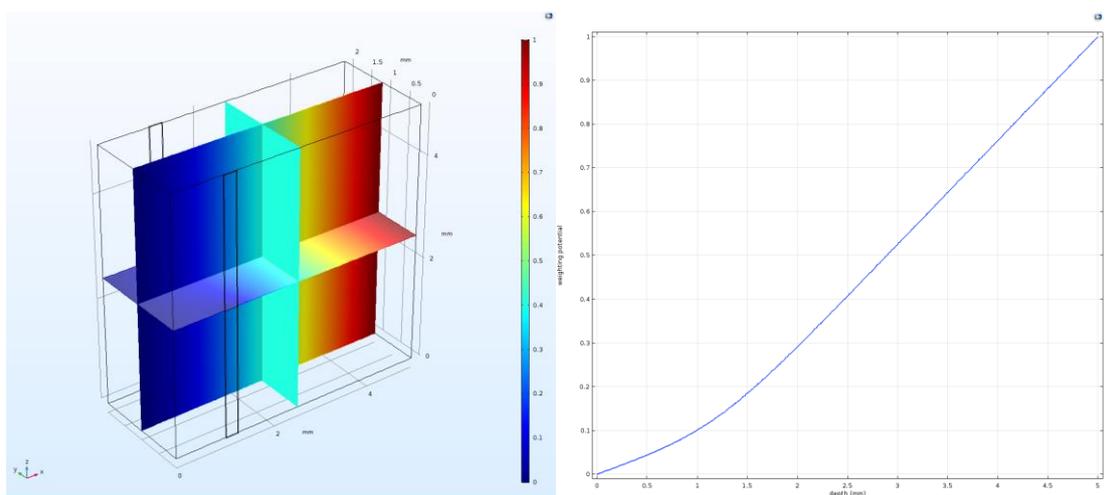


图 3.14 弗里希栅型碲锌镉探测器阴极权重势分布

Figure 3.14 The distribution of weighting potential for cathode in Frisch-grid CdZnTe detector

由此可以看到弗里希栅型电极结构下碲锌镉探测器内部阳极权重势分布的特点。权重势在从阴极到阳极的大部分区域内的数值较低，而且变化较为平缓，因此载流子在该区域漂移时，阳极上感应的电荷量较少，故该区域又被称为载流子迁移区；一旦过了弗里希栅电极所在的深度，权重势快速上升到 1，因此载流子在该区域漂移时，阳极上感应的电荷量快速增多，故该区域又被称为电荷收集区。如果射线作用的深度位于载流子迁移区，空穴在向阴极漂移的过程中，

在阳极上感生的电荷量很少；电子在向阳极漂移的过程中势必经过电荷收集区，因而阳极上绝大多数的感生电荷量是电子漂移产生的。弗里希栅型电极的这种设计有效的避免了空穴俘获对阳极电荷收集效率的影响。

McGregor 等人最先将弗里希栅型电极结构应用到碲锌镉探测器上，但是由于弗里希栅电极加偏压后漏电流的问题，该种电极结构的碲锌镉探测器最初对 662 keV 射线的能量分辨率只有 6.2%。为了解决这一问题，他们把弗里希栅电极接地，基于新切割成棱柱状的碲锌镉晶体再次进行实验。其中阳极面大小是 2 mm × 10 mm，接 200 V 正高压，阴极面大小是 10 mm × 20 mm，接 -2000 V 高压，阴阳极面相距 10 mm，弗里希栅电极的宽度为 1 mm，与阳极的垂直距离为 1.5 mm，结果得到单极性更好的权重势分布，同时对 662 keV 射线的能量分辨率提高到了 2.68%^[93,94]。图 3.15 是利用 COMSOL 软件构建的该探测器几何模型以及其内部阳极权重势分布切面图，图 3.16 则是该电极设计下从阴极到阳极不同深度的阳极权重势分布曲线。我们特意将其深度归一化，以便与一般弗里希栅型电极设计的阳极权重势分布曲线进行比较，可以看到，改进后的探测器权重势分布确实具有更好的单极性，集中表现在载流子迁移区的权重势值更小，变化更平缓。

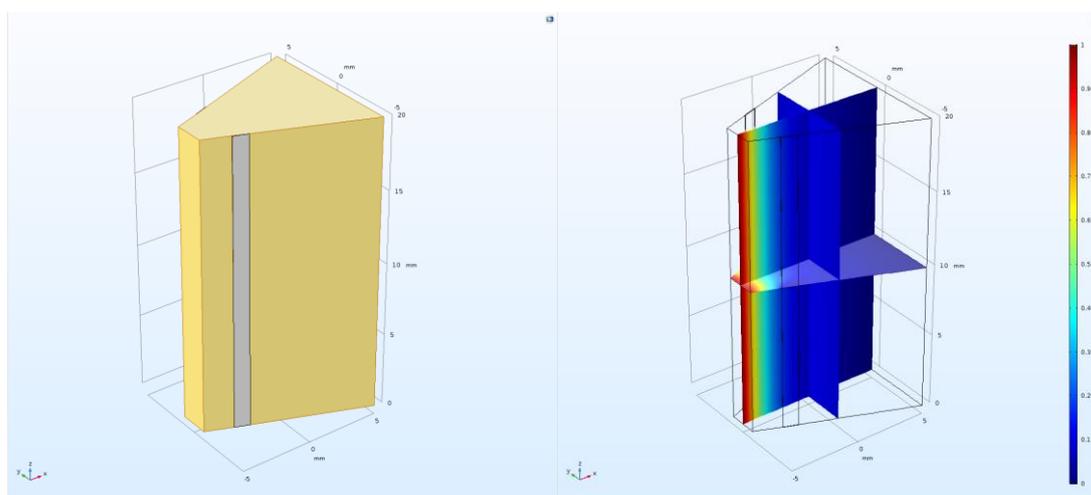


图 3.15 改进设计的弗里希栅型碲锌镉探测器阳极权重势分布

Figure 3.15 The distribution of weighting potential for anode in Frisch-grid CdZnTe detector with an improved design

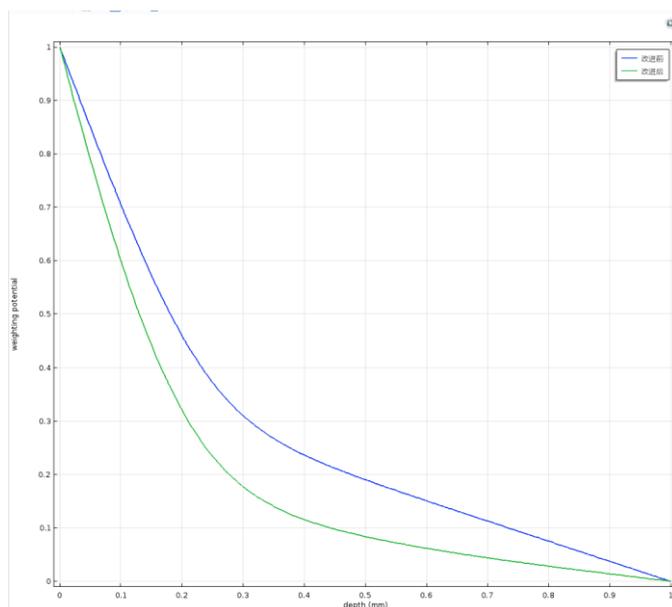


图 3.16 两种设计下阳极权重势深度分布曲线

Figure 3.16 The distribution curve of weighting potential for anodes in Frisch-grid CdZnTe detectors with two different designs

半球型电极设计较早在半导体核辐射探测器中得到应用^[95],其通常在半球形的晶体上表面中心设置一个半径很小的阳极,球面则设置为阴极,如图 3.17 左图所示。由于阳极附近的电场很强,如图 3.17 右图所示,空穴在阳极附近迁移加快;电场在阴极附近较弱,但是电子的迁移能力较强,大部分可以顺利迁移到阳极。因此,半球型电极设计可以保证相对较好的电荷收集效率。

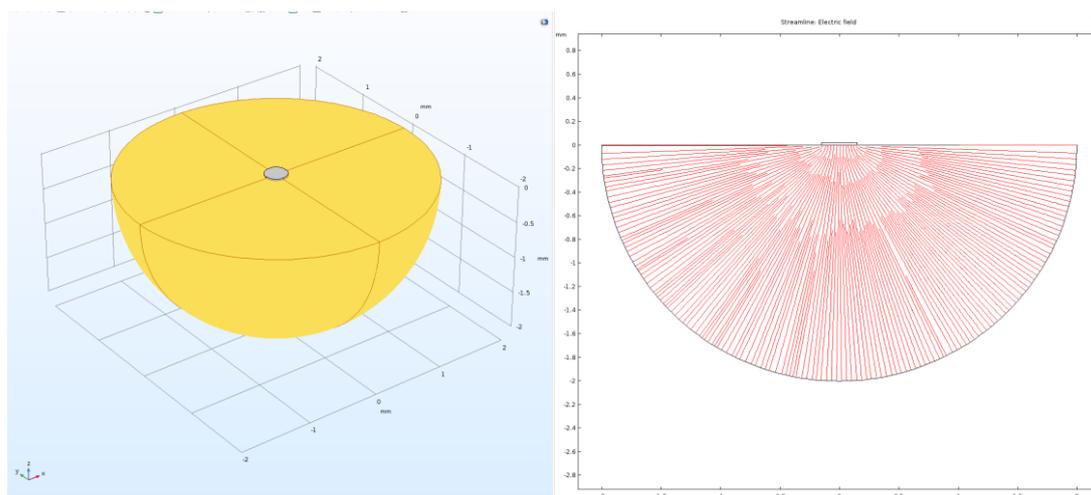


图 3.17 传统半球型核辐射探测器几何模型和内部电场线分布

Figure 3.17 The geometry model and electric field distribution of traditional hemisphere-electrode semiconductor detector

由于晶体切割和抛光工艺的原因,呈半球形状的半球型碲锌镉探测器并不常用。Derek. S 等人发明了一种名为 CAPturePlus 的准半球型电极设计的碲锌镉探测器^[96],其结构如图 3.18 左图所示,切割好的长方体碲锌镉晶体一面的中心设置半径很小的阳极,其余 5 个表面全部设置为阴极。

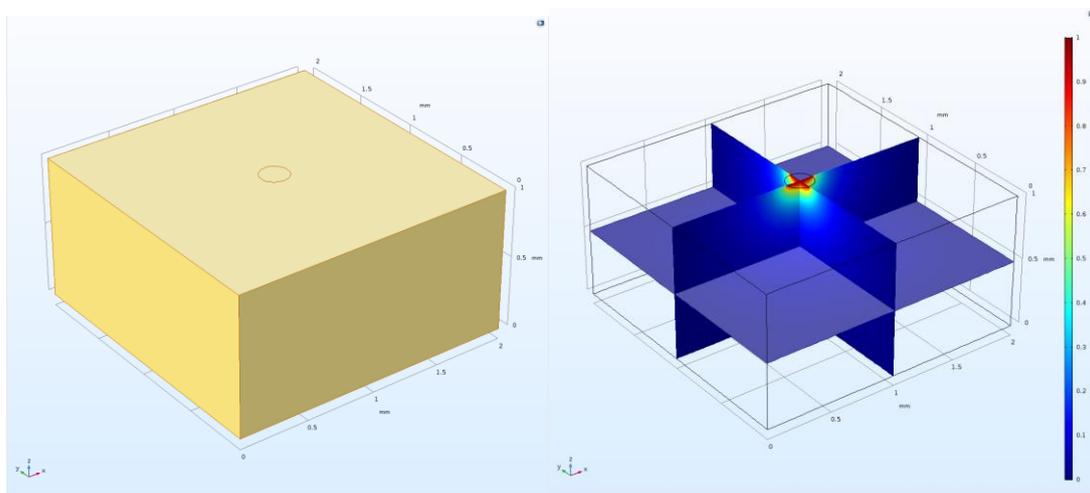


图 3.18 准半球型碲锌镉探测器阳极权重势分布

Figure 3.18 The distribution of weighting potential for anode in quasi-hemisphere CdZnTe detector

我们仿真了实验室已有的准半球型碲锌镉探测器内部的权重势分布,其尺寸大小为 $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 2.5\text{ mm}$,阳极半径是 0.5 mm 。如图 3.18 右图所示是准半球型碲锌镉探测器内部阳极权重势在 X-Y、Y-Z、Z-X 三个方向的切面图,图 3.19 是从底部阴极到阳极不同深度的权重势分布曲线。

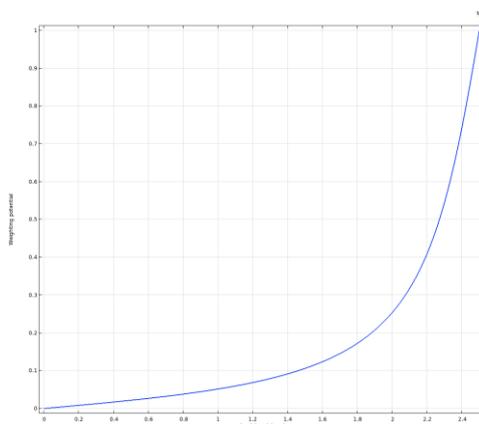


图 3.19 准半球型碲锌镉探测器阳极权重势的深度分布曲线

Figure 3.19 The distribution curve of weighting potential for anode at different depth from cathode to anode

可以看到,权重势分布呈现与弗里希栅型电极设计的碲锌镉探测器相同的特点,即大部分区域数值较小且变化平缓,只有靠近阳极区域权重势才陡然上升。

由于本论文将基于半球型碲锌镉探测器开发用于无损检测的高稳定性和高能量分辨的探测器系统,因此将在 3.3.2 节继续对半球型电极设计的碲锌镉探测器进行研究。

另一种比较独特的具有单极性电荷灵敏特点的电极设计是 Luke 等人提出的共面栅型电极设计^[97]。其结构如图 3.20 左图所示,碲锌镉晶体尺寸是 $6\text{ mm} \times 6\text{ mm} \times 5\text{ mm}$,其阴极仍然是平板电极,接负高压,例如 -500 V ;阳极电极则由两部分组成,分别称作收集电极和非收集电极。

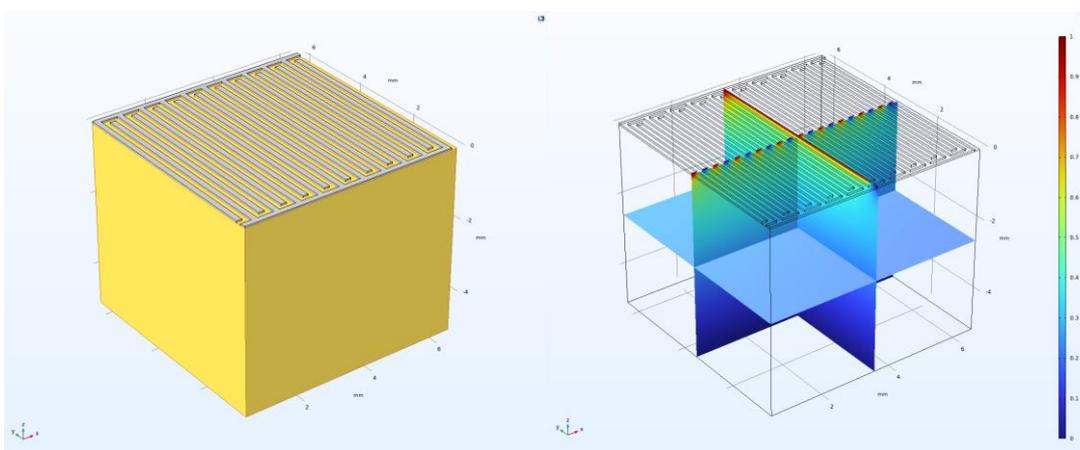


图 3.20 共面栅型碲锌镉探测器阳极权重势分布

Figure 3.20 The distribution of weighting potential for anode in coplanar-grid CdZnTe detector

收集电极仍然设置电位为 0,而非收集电极电位设置为接近收集电极电位的负电位,例如 -50 V 。收集电极和非收集电极多条相互交错成栅型放置。图 3.20 右图是利用 COMSOL 仿真的共面栅型电极设计的碲锌镉探测器内部权重势分布的切面图,根据 Shockley-Ramo 理论,将收集电极的电位设置为单位 1,非收集电极和阴极的电位均设置为 0。栅型电极的宽度设置为 0.15 mm ,非收集电极和收集电极之间的距离也设置为 0.15 mm 。从权重势分布的切面图色标可以看出,探测器内部大部分区域的权重势数值处于低位,只有在靠近阳极表面的小部分地区权重势数值快速增大。

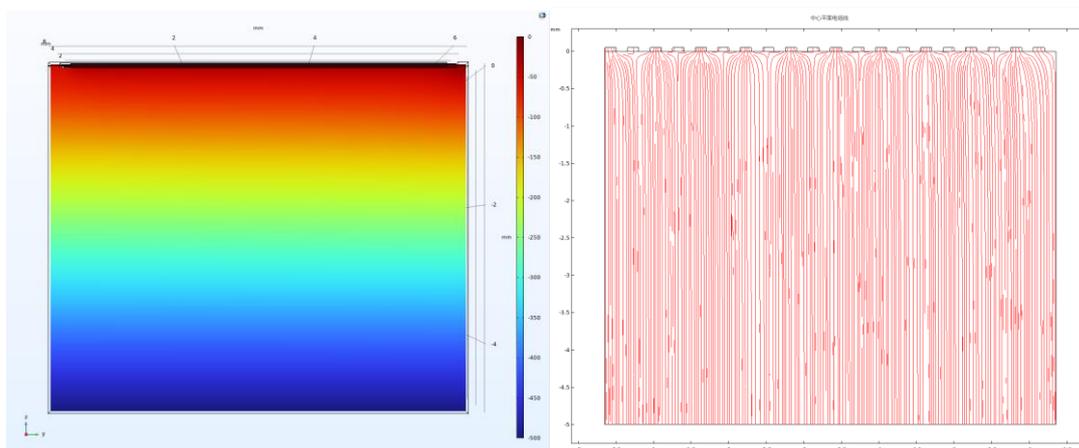


图 3.21 共面栅型碲锌镉探测器内部电势和电场分布

Figure 3.21 The distribution of weighting potential for anode and electric field in coplanar-grid CdZnTe detector

如图 3.21 所示为共面栅型碲锌镉探测器内部电势和电场的分布。图 3.21 左图表示从阴极表面到阳极表面的 X-Z 截面上电势的分布，图 3.21 右图则在左图的基础上绘制该截面上的电场线分布。从图 3.21 可以清晰地看到：电场在探测器内部大部分区域近似是匀强电场，只有到了阳极附近，电势快速升高，电场线变得越来越密集。由于收集电极的电位最高，电场线最终终止于收集电极，意味着如果一开始电子在非收集电极下产生将保持在非收集电极下一直漂移的运动状态，当漂移到了非收集电极附近，由于电场分布的原因，电子将离开非收集电极向收集电极迁移并被收集。

结合图 3.22 仿真的非收集电极和收集电极下不同深度的权重势分布曲线来看，共面栅型电极设计的碲锌镉探测器阳极上电荷感生的过程是：电子在远离阳极表面的区域漂移时会在收集电极和非收集电极感生出数量接近的电荷；当电子漂移到阳极表面附近时，由于非收集电极的权重势迅速下降到 0，非收集电极上感生的电荷数量急剧下降到 0，收集电极的权重势迅速上升到 1，收集电极上感生的电荷数量则急剧上升。总的来看，在电子从初始位置开始漂移到被收集电极收集的过程中，感生电荷由分布于所有阳极逐渐变得越来越集中于收集电极。所以电子迁移的物理效果是改变了感生电荷在阳极的平面分布。

基于共面栅型碲锌镉探测感生电荷的特点，共面栅型的信号读出由收集电极和非收集电极上的输出信号相减得到。图 3.22 也绘制了收集电极和非收集电极权重势相减之后的权重势分布：绝大部分权重势数值接近于 0，而在阳极区域急

剧上升。实际在探测器读出电子学的设计中，收集电极信号和非收集电极信号的相减可以基于两个电荷灵敏前放做差分电路完成。但是共面栅型电极由许多非收集电极和收集电极组成，使得前端读出电路复杂，对电子学要求较高。

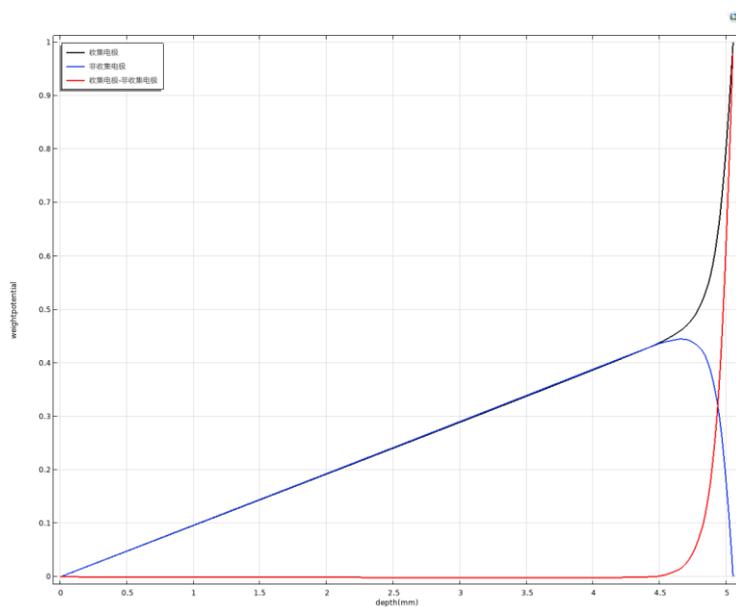


图 3.22 共面栅型碲锌镉探测器收集像素和非收集像素的权重势分布

Figure 3.22 The distribution of weighting potential for collecting and non-collecting electrodes in coplanar-grid CdZnTe detector

像素型电极设计的碲锌镉探测器最早由 J.F.Builter 等人提出^[98]，如图 3.23 所示，基于 COMSOL 构建的体积为 $7\text{ mm} \times 7\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ ，像素间距为 1.2 mm ，像素间隔为 0.2 mm 的像素型碲锌镉探测器介绍其一般结构：阴极仍然是一块平板电极，接负高压，这里是 -2000 V ；阳极则由许多阵列分布的小正方形像素电极组成，各个像素间具有一定的间距，每个像素阳极电位为 0 ，各自连接一个电荷灵敏前放进行电荷信号的读出。

根据 Shockley-Ramo 理论，设置中心像素电极的权重势为 1 ，其余像素电极和阴极的权重势为 0 ，利用 COMSOL 得到收集电极为中心像素电极时探测器内部的权重势分布。图 3.23 右图即为其权重势分布的切面图，同样可以看到在探测器远离中心像素的绝大部分区域，权重势数值处于低位，只有在靠近中心像素的小部分区域权重势急剧上升，像素型碲锌镉探测器的这种单极性的权重势分布被称作“小像素效应”^[99]。

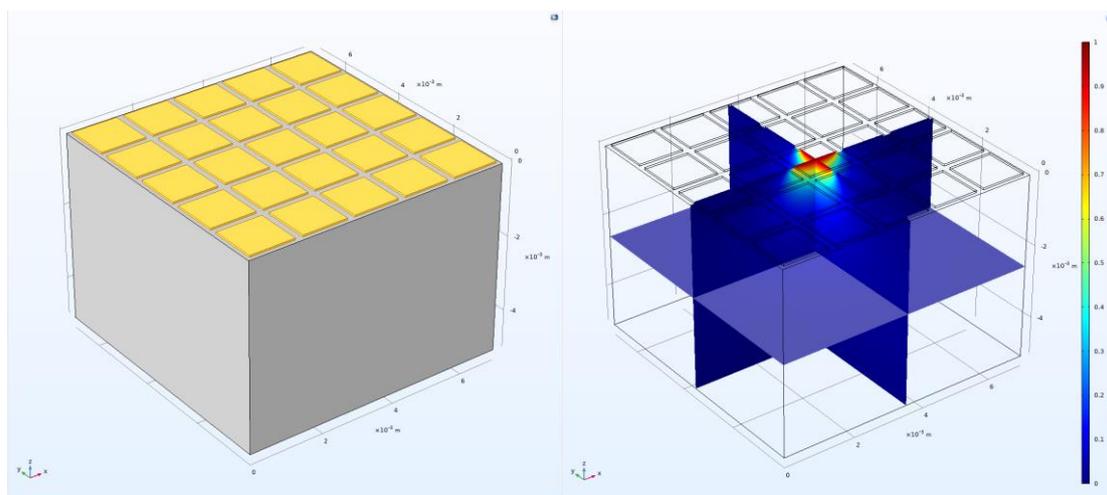


图 3.23 像素型碲锌镉探测器中心像素权重势分布

Figure 3.23 The distribution of weighting potential for central pixel in pixelated CdZnTe detector

进一步地，图 3.24 绘制了中心像素电极下不同深度的权重势分布曲线，由此可以看出像素型碲锌镉探测器阳极电荷感生的过程：如果电子从权重势变化平缓的区域开始迁移，像素阳极上感生的电荷数目将会非常少；只有当电子漂移到离中心像素电极非常近的区域，中心像素上感应的电荷数目才会快速上升，直至电子被中心像素完全收集。

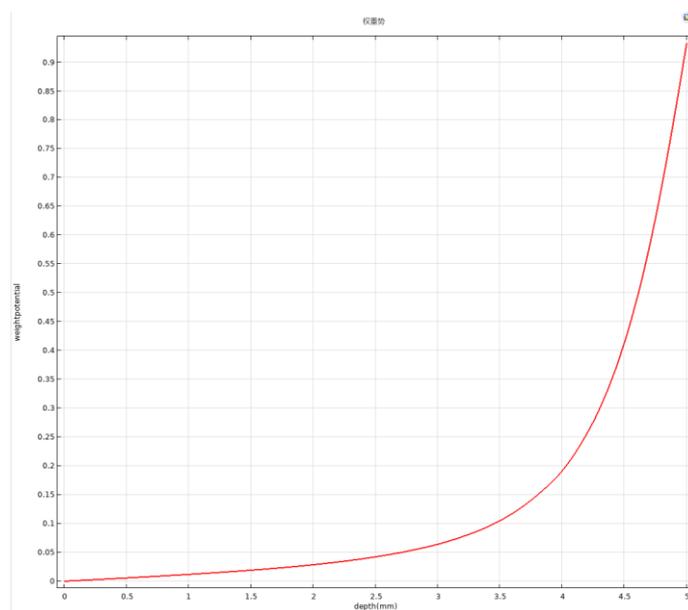


图 3.24 像素型碲锌镉探测器中心像素权重势的深度响应曲线

Figure 3.24 The distribution curve of weighting potential in different depth for central pixel in pixelated CdZnTe detector

由于电极设计成阵列式分布,像素型碲锌镉探测器本征地带有获取射线与碲锌镉晶体相互作用位置二维信息的能力,因此从一开始就被应用于核成像应用开发。本论文后续将要基于像素型碲锌镉探测器开展射线作用位置三维信息获取相关技术的研究,因此在 3.3.3 节将对像素型碲锌镉探测器的单极性进行进一步地研究。

3.3.2 半球型碲锌镉探测器单极性研究

上节简单介绍了半球型电极设计的碲锌镉探测器内部权重势分布的特点,本节将基于我们搭建的模拟仿真平台继续研究半球型碲锌镉探测器单极性影响因素。

在上节对半球型碲锌镉探测器内部权重势分布仿真的基础上,我们转而研究阳极的电荷收集效率分布。仿真中设置电子的迁移率为 $1350 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$,电子寿命设置为 $2 \times 10^{-6} \text{ s}$,空穴的迁移率为 $120 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$,空穴寿命设置为 $5 \times 10^{-8} \text{ s}$ ^[91]。图 3.25 是阳极半径为 0.2 mm 时,载流子漂移时间为 200 ns 后,半球型碲锌镉探测器垂直阳极表面的截面上阳极对电子、空穴以及电子加空穴三种情况下电荷收集效率平面分布图。

从图 3.25 红色色标的分布可以看出探测器阳极对电子、空穴两者的电荷收集效率具有非常大的差异,阳极对电子空穴总的电荷收集效率主要由电子贡献,这非常直观地解释了半球型电极设计具有单极性电荷灵敏特征,即主要收集电子而对空穴几乎没有收集。

进一步地,下图 3.26 是 0.25 mm、0.50 mm、0.75 mm、1.0 mm、1.25 mm、1.50 mm、1.75 mm、2.0 mm、2.25 mm 共 9 个深度处阳极对电子、空穴以及电子加空穴的电荷收集效率随漂移时间的变化曲线。从该图中可以直观地看到阳极对电子和空穴两种载流子收集效率的巨大差异。阳极对电子最大的电荷收集效率可以达到 0.95,而对空穴的最大收集效率却只有 0.055,相差近 20 倍,再次证明了半球型电极设计的单极性电荷灵敏特性。此外,三种情况下电荷收集效率都随漂移时间逐渐上升,电子离阳极越近上升时间越短,空穴离阴极越近上升时间越短,这为获取射线作用深度提供了可能;但是无论是空穴还是电子,抑或是两者之和的电荷收集效率都与深度有关,特别是电子,深度达到 2.0 mm,即探测器厚度的 4/5 时,电荷收集效率降到约 0.57,说明该种探测器设计下单极性并不是很好。

我们希望通过研究半球型电极设计的碲锌镉探测器单极性特征的影响因素,优化发现的问题。

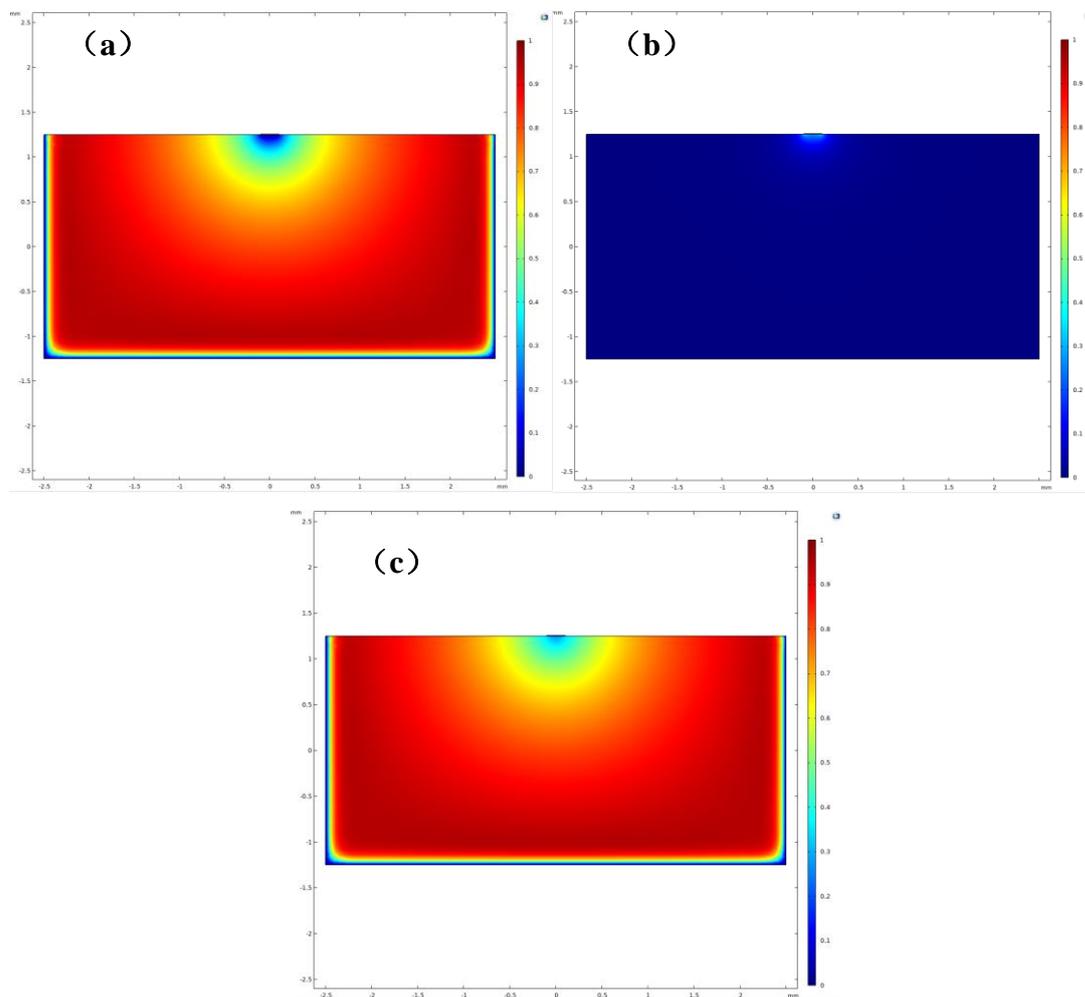


图 3.25 0.2 mm 阳极半径下中心平面电荷收集效率分布: (a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴

Figure 3.25 The distribution of CCE across the central vertical plane when the radius of anode is 0.2 mm: (a) electron (b) hole (c) electron+hole

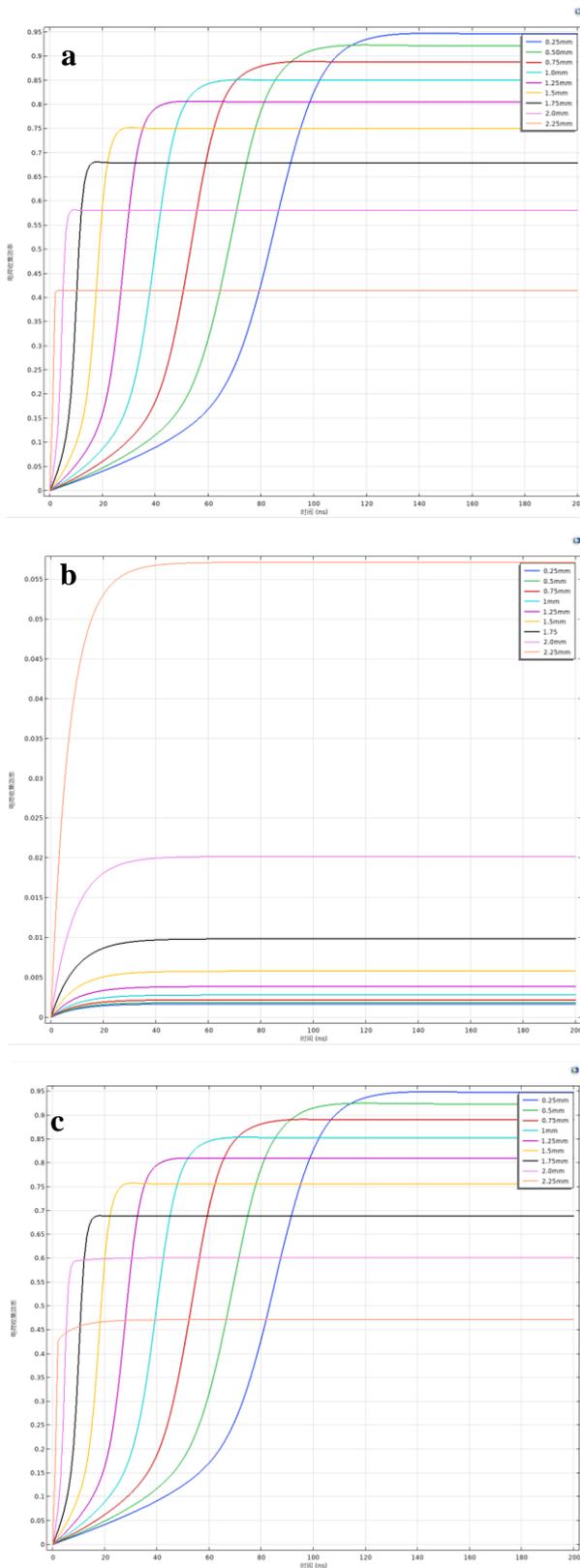


图 3.26 不同深度的电荷收集效率变化曲线：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子+空穴

Figure 3.26 The time curve of CCE for different depths: (a) electron (b) hole (c) electron + hole

从半球型碲锌镉探测器内部权重势分布的特点来看,权重势变化平缓的区域占探测器体积的绝大部分,权重势变化剧烈的区域只在阳极附近大约一个阳极直径的范围内。理想情况下单极性权重势分布应该是探测器全部体积内均为0,只在阳极处为1,如图3.27所示。因此缩小权重势变化剧烈的区域大小可以增强半球型碲锌镉探测器的单极性,而改变阳极尺寸可以达到这一目的。

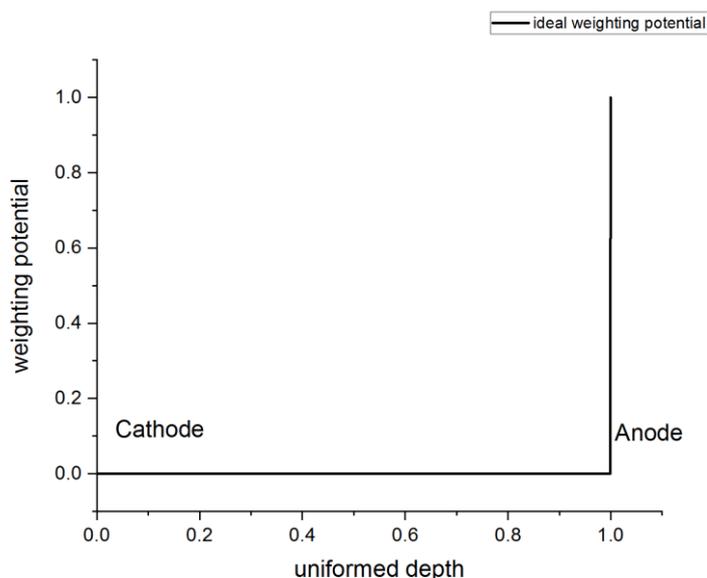


图 3.27 碲锌镉探测器理想权重势分布

Figure 3.27 The ideal distribution of weighting potential in CdZnTe detector

我们在 COMSOL 中构建了实验室采购自迪泰克公司的半球型碲锌镉探测器模型,其产品手册给出的探测器尺寸为 $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 2.5\text{ mm}$,阳极半径是 0.5 mm ,偏置电压是 -800 V 。COMSOL 软件可以很方便的修改模型的阳极尺寸,我们分别设置阳极的半径为 0.1 mm 、 0.3 mm 、 0.5 mm 、 0.7 mm 、 0.9 mm ,研究探测器内部电势、电场、权重势和电荷收集效率的变化。

图 3.28 是不同阳极尺寸下,中心区域不同深度处的电势,电场和权重势分布曲线。可以看到随着阳极尺寸的减小,权重势分布越来越接近图 3.27 所示的理想权重势分布。与此同时,阳极附近的电势、电场也在快速的增大,场强的增大可能导致阳极附近出现击穿。

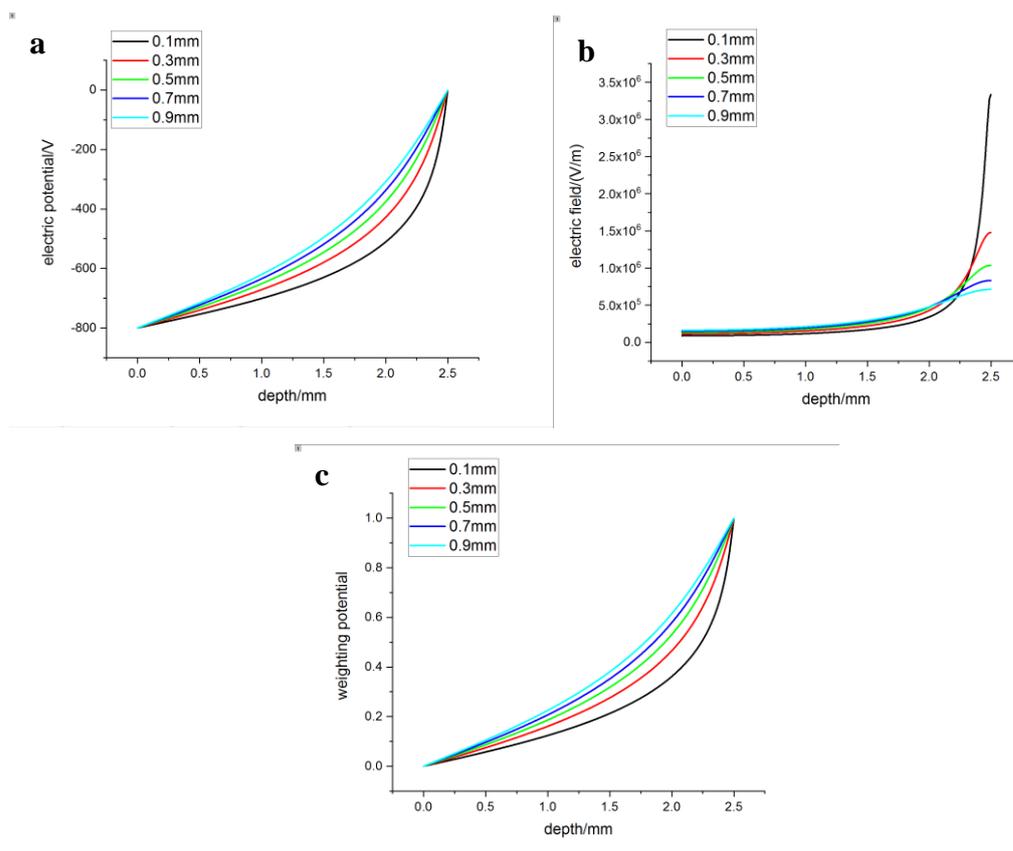


图 3.28 不同阳极尺寸下物理场深度响应曲线：(a) 电势 (b) 电场 (c) 权重势

Figure 3.28 The depth response curves for physical field in different radii of anode: (a) electric potential (b) electric field (c) weighting potential

图 3.29 是不同阳极尺寸下，中心区域不同深度处电子、空穴以及电子加空穴三种情况下电荷收集效率分布曲线。从图 3.29 可以非常直观地看出：

第一，所有阳极尺寸下，电子的电荷收集效率都比较接近总的电荷收集效率，空穴对总电荷收集效率的贡献很小，说明半球型电极设计下，阳极电荷主要由电子一种载流子感生；

第二，所有阳极尺寸下，在靠近阳极，远离阴极的区域内，无论是电子的收集效率还是电子加上空穴的总电荷收集效率，都与阴极附近的电荷收集效率相差很大。如果射线的作用位置在该区域中，仍然会影响射线能量的测量，因此该区域被称作非单极性区；

第三，随着阳极尺寸的减小，电子，空穴以及电子加上空穴的电荷收集效率都逐渐得到提高，特别是靠近阳极附近的区域，电荷收集效率也逐渐得到提高，说明减小阳极尺寸对半球型碲锌镉探测器单极性的改善比较明显。

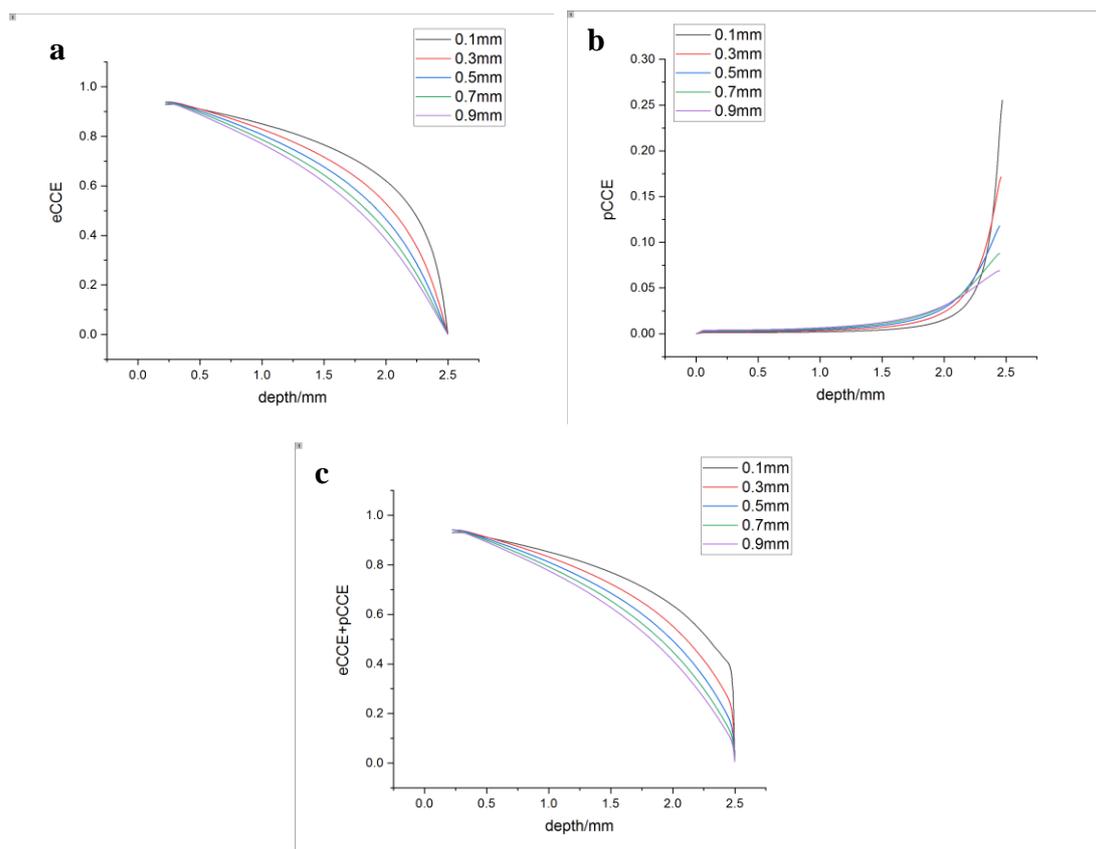


图 3.29 不同阳极尺寸下阳极的电荷收集效率：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴

Figure 3.29 The depth response curves for CCE in different radii of anode: (a) electron (b) hole (c) electrom + hole

此外，由图 3.28 中的电场分布曲线可以看到，随着阳极尺寸的减小，远离阳极，靠近阴极的区域内场强逐渐减小。图 3.30 是不同阳极尺寸时，阳极区域下 0.1 mm 深度处电子的电荷收集效率随时间的上升曲线。可以看到，随着阳极尺寸的减小，其对电子的电荷收集效率曲线的上升时间逐渐变长，最终能够达到的最大电荷收集效率逐渐减小。其原因在于随着远离阳极，靠近阴极的区域内电场强度逐渐减小，电子漂移的时间变长，电子被俘获的概率变大，到达阳极的电子数目减少。

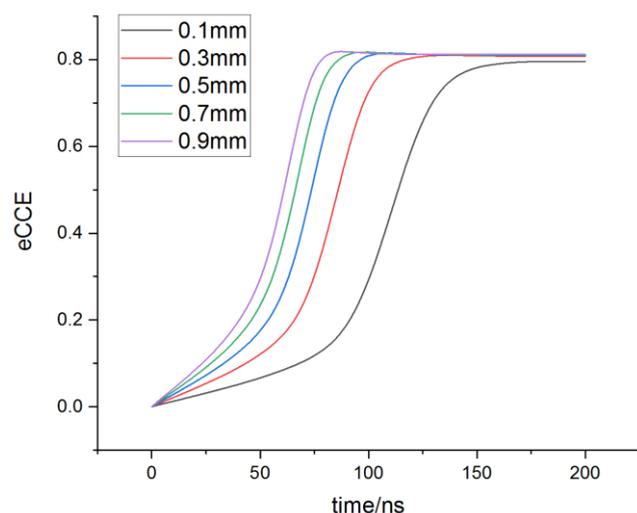


图 3.30 0.1 mm 深度时电子收集效率时间变化曲线

Figure 3.30 The time curve of eCCE at 0.1 mm depth under different pixel gaps

综上所述，虽然阳极尺寸减小可以增加半球型碲锌镉探测器的单极性，但是阳极附近电场强度的急剧增大也增加了阳极附近晶体被击穿的可能性，同时阴极附近电场强度的减小也会增加载流子被俘获的概率，降低单极性区的单极性。

基于以上对半球型碲锌镉探测器单极性的研究，我们将在第 5 章开展用于无损检测的高计数稳定性高能分辨半球型碲锌镉探测器的应用研究。

3.3.3 像素型碲锌镉探测器单极性研究

3.3.1 节已经提到像素型碲锌镉探测器具有应用在核成像领域的潜力，如 CT 成像，康普顿散射成像、编码成像等。我们在第 4、6 章将要开展的射线作用位置三维信息获取相关技术研究也是致力于将其用于核成像领域，因此有必要对像素型碲锌镉探测器单极性进行进一步研究。

“小像素”效应是像素型电极设计的碲锌镉探测器具有单极性电荷灵敏特征的重要原因。与半球型电极设计的非单极性区区域深度约等于阳极尺寸类似，由图 3.24 关于像素型碲锌镉探测器中心像素下不同深度处权重势分布曲线可以发现非单极性区的深度也约等于一个像素大小。因此我们同样在 COMSOL 中构建像素型碲锌镉探测器模型，通过改变像素大小，研究其对探测器内部权重势分布，电荷收集效率的影响。仿真中，电子迁移率、电子寿命、空穴迁移率、空穴寿命

与半球型电极设计的碲锌镉探测器一样。

研究模型中碲锌镉晶体的尺寸与 3.3.1 节构建的模型尺寸一致，保持像素间距 1.2 mm 不变，设置像素大小分别为 0.4 mm、0.6 mm、0.8 mm，1 mm，相应的像素间隔分别为 0.8 mm、0.6 mm、0.4 mm、0.2 mm，探测器厚度保持 5 mm 不变。图 3.31 是像素大小不同时中心像素区域下不同深度处的权重势分布曲线。可以看到随着像素尺寸减小，权重势分布接近于理想单极性权重势的分布。

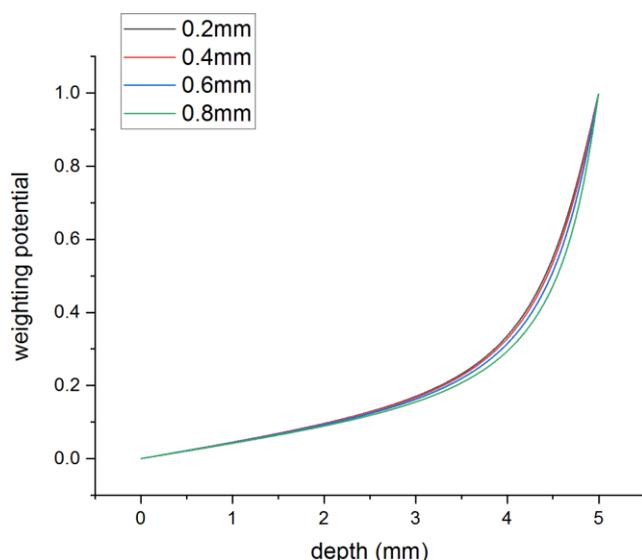


图 3.31 不同像素间隔下阳极权重势深度分布曲线

Figure 3.31 The distribution curve of weighting potential for anode with different pixel gaps

图 3.32 是像素尺寸为 0.8 mm 时中心像素的电子、空穴以及两者相加的电荷收集效率切面分布图，图 3.33 则是图 3.32 设置下深度为 2.5 mm 处的电子，空穴相加的电荷收集效率横向分布曲线。图 3.34 则是不同像素尺寸下中心像素区域不同深度处电子，空穴以及两者相加的电荷收集效率分布曲线。

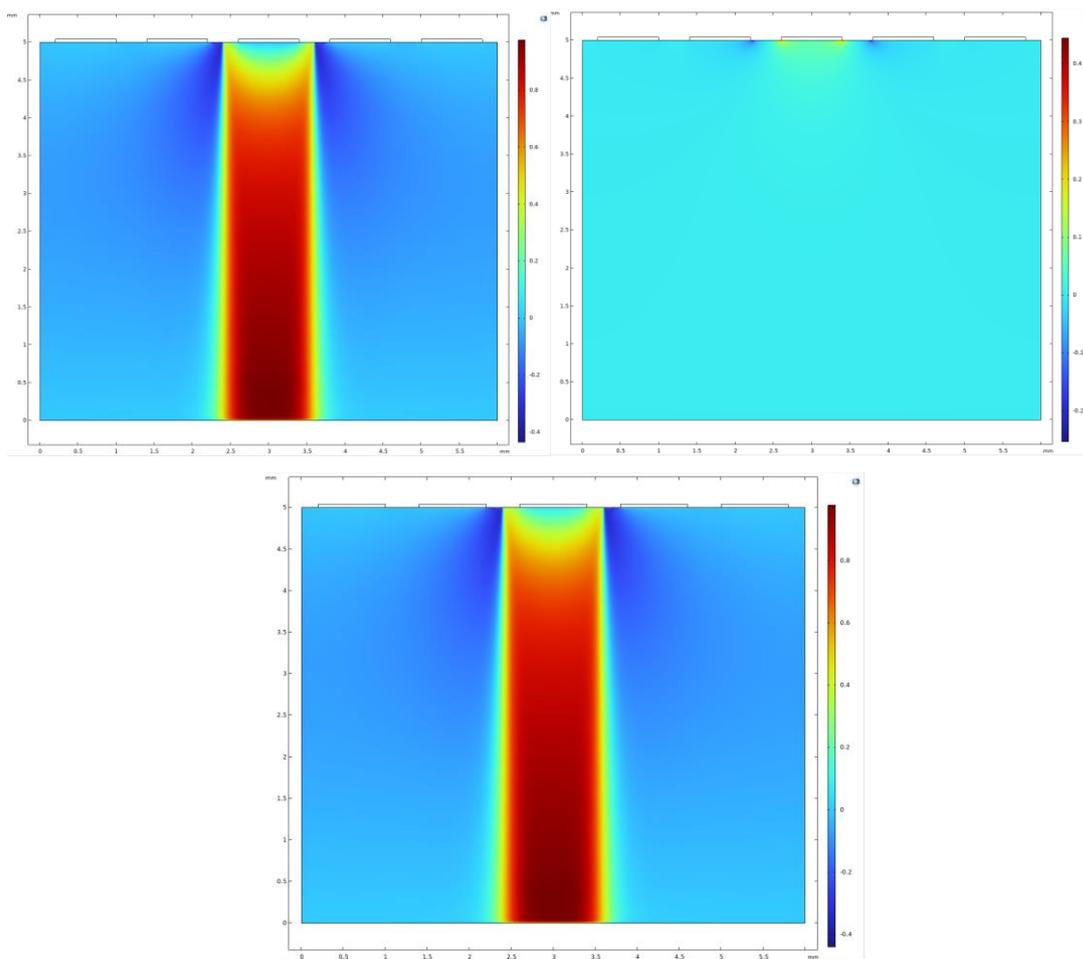


图 3.32 中心像素对载流子的电荷收集效率分布：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴

Figure 3.32 The distribution of CCE for central pixel: (a) electron (b) hole (c) electron + hole

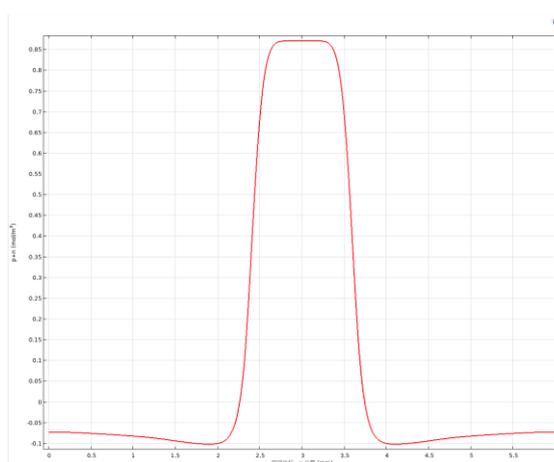


图 3.33 深度为 2.5 mm 时总电荷收集效率横向分布曲线

Figure 3.33 The transverse distribution curve of CCE at 2.5 mm depth when pixel size is 0.8 mm

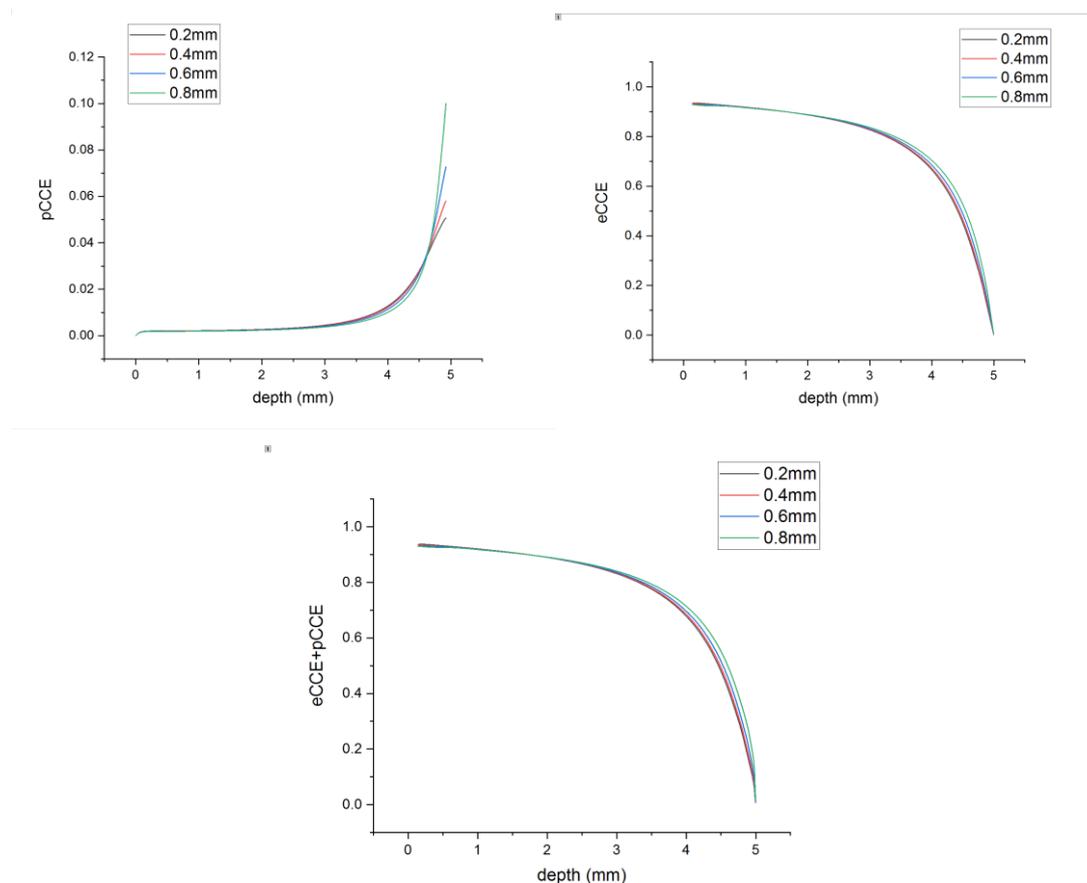


图 3.34 不同像素大小时阳极对载流子的电荷收集效率分布：(a)电子 (b)空穴 (c)电子加空穴

Figure 3.34 The distribution of CCE for anode with different pixel size: (a)electron (b) hole (c) electron + hole

从以上仿真结果可以看出：

第一，与半球型碲锌镉探测器的大部分空间电荷收集效率接近于 1 不同，像素型电极设计的电荷收集效率具有空间分割性，中心像素的电荷收集效率只有在中心像素下的区域才接近于 1，其余区域基本上接近于 0，甚至小于 0，这从图 3.33 中电荷收集效率的横向分布曲线可以得到验证。考虑后面即将研究的权重势串扰现象，某些区域电荷收集效率小于 0 是可以理解的。

第二，从图 3.34 来看，随着像素尺寸的减小，电子、空穴以及两者相加的电荷收集效率逐渐得到提高，特别是靠近像素阳极的区域，电荷收集效率增加比较明显，说明探测器的单极性得到明显加强；

第三,从图 3.33 来看,电荷收集效率保持较高值具有一定的边界,左右两个边界之间的距离要比像素阳极宽度大,说明处于像素间隔下的区域电荷收集效率并不等于 0,但是也小于 1,而且离中心像素边界越远,电荷收集效率越小,直至快速下降为 0。出现这一现象的原因是像素边缘及像素间隔覆盖的区域下产生的电子最终并没有完全迁移到中心像素,一部分电子迁移到相邻像素上,这可以从像素型碲锌镉探测器像素阳极附近的电场线分布看出。

图 3.35 即为像素大小为 0.8 mm 时探测器内部电场线分布情况。可以看到在探测器大部分区域电场接近匀强电场,只有到了像素电极表面,电场线变得密集,弯曲,最终终止于各个像素电极。在像素间隔表面下,靠近左边像素的电场线终止于左边像素,靠近右边像素的电场线终止于右边像素。根据第 2 章介绍的载流子输运过程,电子在漂移过程中也会横向扩散,如果到了像素阳极表面,电子云扩散的过大就会在电场作用下有电子迁移到相邻像素上,发生电荷共享。

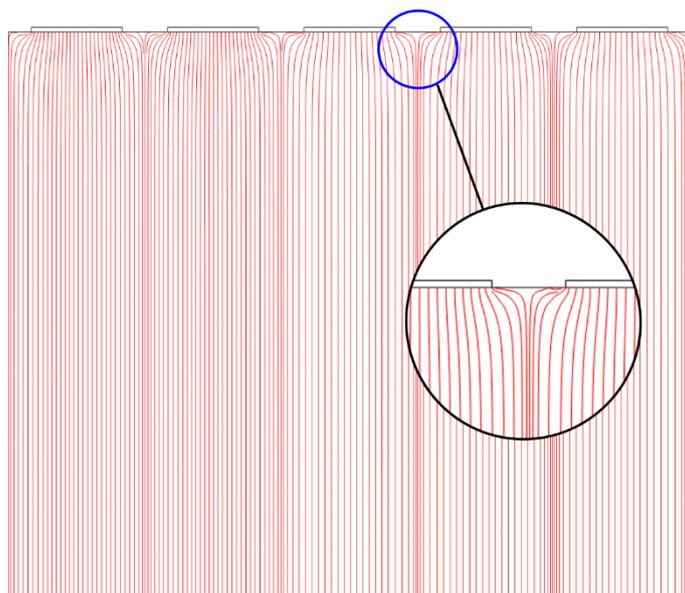


图 3.35 0.8 mm 像素大小时探测器内部电场分布

Figure 3.35 The distribution of electric field in pixelated CdZnTe detector when pixel size is 0.8 mm

3.4 本章小结

本章基于碲锌镉探测器探测射线的物理过程,搭建了基于 Geant4 和 COMSOL 软件的碲锌镉探测器模拟仿真平台。通过模拟仿真,对比研究了传统平面型电极设计,弗里希栅型电极设计、半球型电极设计、共面栅型电极设计、

像素型电极设计的碲锌镉探测器内部电势，电场、权重势和电荷收集效率分布特点，说明单极性电荷灵敏技术的设计思想和特点：即探测器远离阳极的大部分区域权重势数值低而变化平缓，只有在阳极附近区域权重势才急剧上升。具体来看：

第一节叙述了模拟仿真平台的搭建过程，介绍了仿真的基本原理、方法和流程，作为后面几节研究工作的准备。

第二节从理论分析，模拟仿真，实验验证三个层次说明传统平面型电极设计的碲锌镉探测器存在因空穴俘获导致电荷收集效率严重依赖射线作用深度而在能谱上存在低能拖尾的问题，指出了单极性电荷灵敏技术得到研究发展的原因；

第三节则介绍了四种常见的具有单极性电荷灵敏特征的特殊电极设计碲锌镉探测器，依次利用仿真工具对它们内部权重势分布进行了研究，说明单极性电极设计是通过改变探测器内部权重势分布来解决传统平面型电极设计下空穴俘获带来的一系列问题；接着重点研究影响半球型碲锌镉探测器单极性的因素。比较研究了阳极尺寸对探测器内部电场、权重势和电荷收集效率的影响，阐明了随着阳极尺寸的减小，半球型电极设计的碲锌镉探测器单极性得到改善的规律，同时也指出了阳极附近电场快速增大和阴极附近电场强度减弱导致阳极击穿和阴极电子俘获增多的问题；最后重点研究影响像素型碲锌镉探测器单极性的因素。比较研究了像素大小对探测器内部电场、权重场和电荷收集效率的影响，阐明了随着像素大小的减小，像素型电极设计的碲锌镉探测器单极性得到改善的规律。

第 4 章 像素型碲锌镉探测器的深度灵敏及能谱校正技术研究

像素型碲锌镉探测器的设计并不能本征的给出射线与探测器灵敏体积作用的深度信息,因此需要研究获取深度信息的方法。我们研究了基于阴阳极信号波形分析获取射线与探测器作用深度的两种方法,包括单像素事例下的阴阳极信号幅度之比法(C/A法)和多像素事例下的电子漂移时间法。

4.1 深度信息获取及校正的必要性

第 3 章介绍像素型碲锌镉探测器具有单极性电荷灵敏特征的像素电极设计,使得阳极电荷主要由电子感应产生,减弱了空穴俘获对阳极感生电荷量数目的影响,这从像素型碲锌镉探测器和平面型碲锌镉探测器内部不同深度处的权重势分布曲线可以看出。图 4.1 是相同尺寸的碲锌镉晶体耦合平面型电极和像素型电极后内部电荷收集效率分布的对比。两者的探测器尺寸均为 $22\text{ mm} \times 22\text{ mm} \times 5\text{ mm}$,所加偏压均为 -2000 V ,电子空穴的迁移率、寿命等物理参数均相同,电子迁移率为 $1350\text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$,寿命为 $2 \times 10^{-6}\text{ s}$,空穴迁移率为 $120\text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$,寿命为 $5 \times 10^{-8}\text{ s}$ 。从中可以明显地看出同样深度处,像素型碲锌镉探测器阳极的电子,电子加空穴的电荷收集效率要明显高于平面型碲锌镉探测器,而空穴的电荷收集效率则低于平面型碲锌镉探测器,这证明了像素型碲锌镉探测器确实具有更好的单极性。

然而分析图 3.37 不同像素大小下中心像素的总电荷收集效率随深度分布的曲线图又可以发现,总电荷收集效率总是小于 1,而且越靠近阳极,总电荷收集效率与 1 的差值越大,说明阳极附近总电荷收集效率受深度的影响特别大。造成这种现象一方面是因为如图 4.2 所示的探测器内部电场强度深度分布曲线,远离阳极区域的深度处电场强度弱,电子运动速度慢,容易被俘获;另一方面是因为尽管具有单极性电荷灵敏特征的像素电极设计,探测器内部的权重势分布也与理想单极性权重势分布差异较大。如果电子从权重势不为 0 的位置开始迁移,特别是从权重势急剧上升的非单极性区域开始迁移,根据 Shockley-Ramo 理论,电荷收集效率仍然有一定的深度响应,因此电子俘获、不理想的单极性权重势分布使得碲锌镉探测器的能谱性能在单极性电极设计下仍然具有明显的全能峰拖尾现

象。对于同样能量的射线，这种影响会随着晶体厚度变薄而越来越明显。

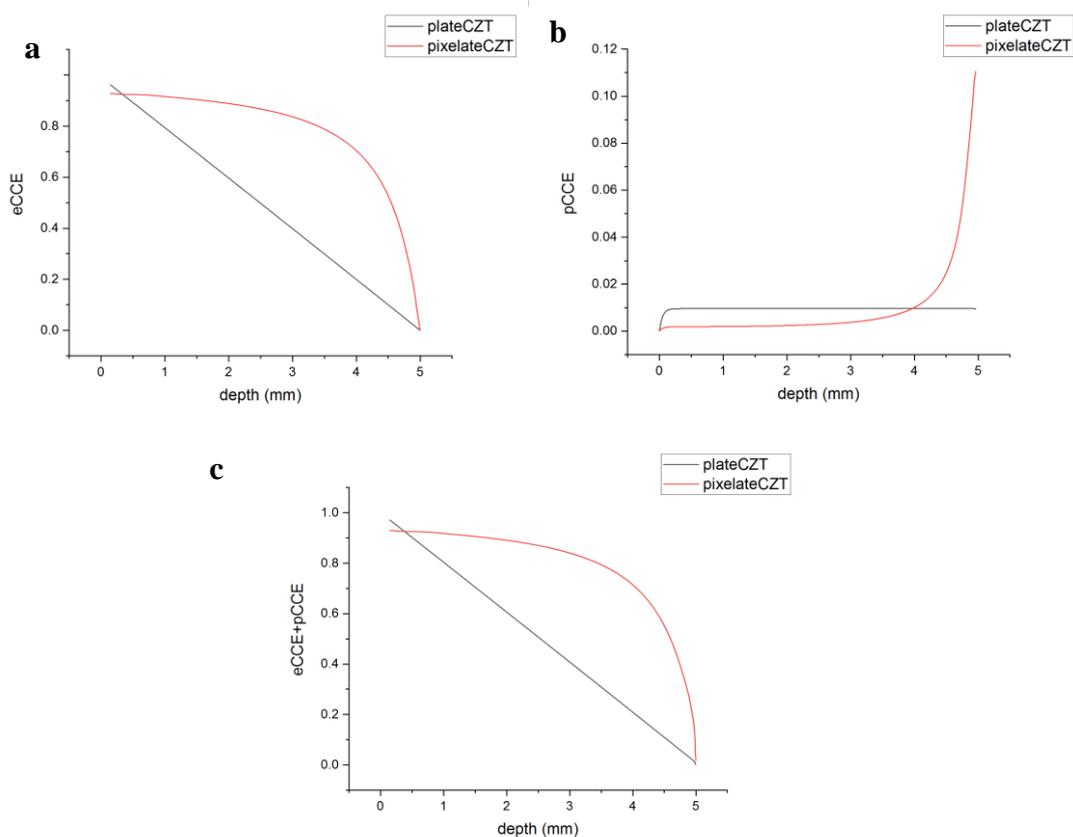


图 4.1 平面型和像素型电极设计的电荷收集效率比较：(a) 电子 (b) 空穴 (c) 电子加空穴

Figure 4.1 Compare of the distribution of CCE for planar and pixelated CdZnTe detector: (a) electron (b) hole (c) electron + hole

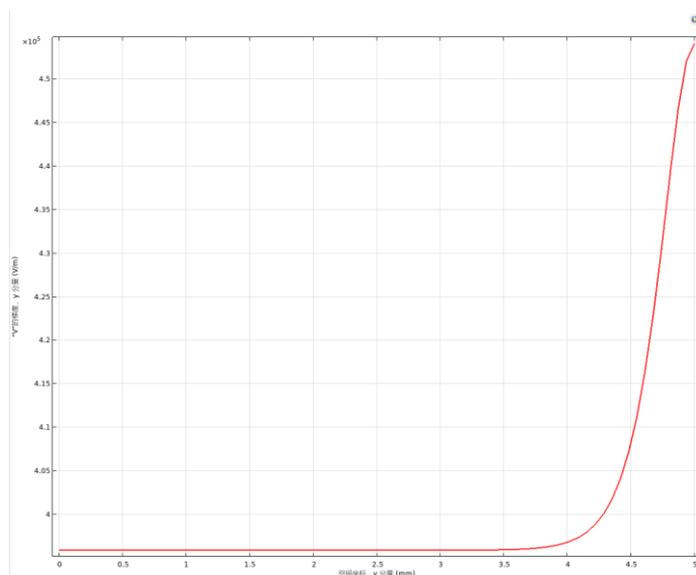
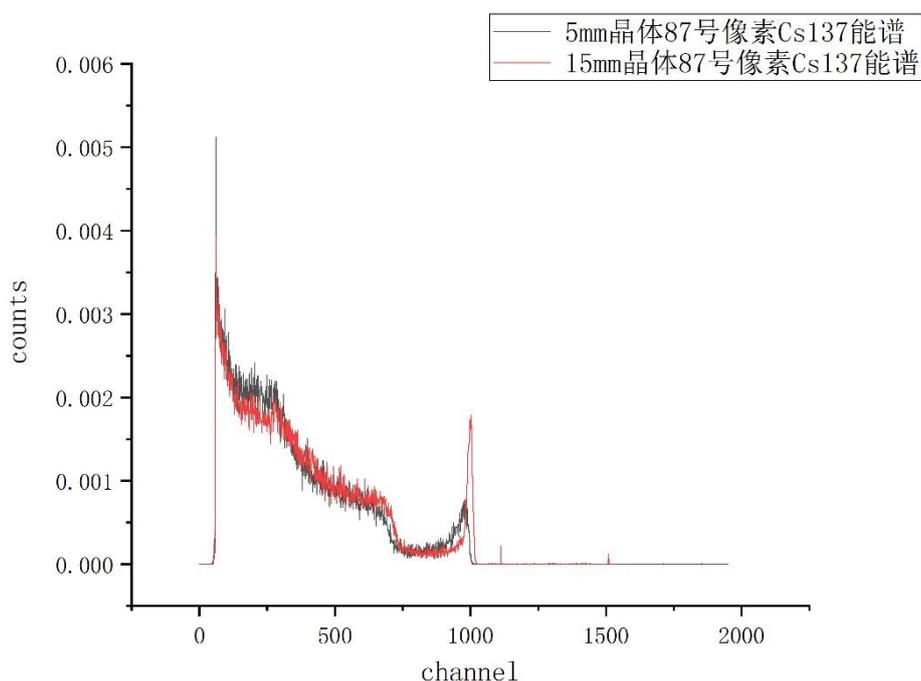


图 4.2 实验用像素型碲锌镉探测器场强深度分布

Figure 4.2 The distribution of electric field at different depth for pixelated CdZnTe detector in experiment

图 4.3 是厚度为 5 mm 和 15 mm 的像素型碲锌镉探测器测量 ^{137}Cs 放射源的原始能谱图, 可以看到两者的能量分辨率均好于传统闪烁体探测器和平面型碲锌镉探测器, 但是 662 keV 全能峰仍然具有明显的能谱拖尾和较低的峰康比数值。5 mm 厚度的低能拖尾要比 15 mm 厚度明显, 能量分辨也要明显差于 15 mm。



**图 4.3 不同厚度探测器测量的 ^{137}Cs 单像素能谱及能量分辨@662 keV: 2.2%/15 mm
4.1%/5 mm**

**Figure 4.3 The single-pixel energy spectra of ^{137}Cs radionuclide measured by pixelated CdZnTe detectors with different thickness and its energy resolution at 662 keV: 2.2%/15 mm
4.1%/5 mm**

如果对于每一个在晶体中沉积能量并有触发信号的事例, 能够知道其相互作用的深度, 那么可以通过事先标定不同深度的电荷收集效率, 乘以相应的校正系数将该深度的电荷收集效率校正为 1, 从而使得不同深度的电荷收集效率差异变小, 趋于一致, 这样像素型碲锌镉探测器对射线能量的测量会更加准确, 其能谱低能拖尾的问题会得到进一步的改善。

另外,射线作用的深度信息加上电极平面的像素位置组成射线与碲锌镉探测器相互作用的三维位置信息是基于像素型碲锌镉探测器进行核成像应用开发的前提,探测器系统能够实现的深度分辨能力直接影响其成像性能指标。例如在康普顿成像中需要进行的散射光子三维位置重建,编码成像中基于深度信息的 DOI 矫正,较高的深度分辨能力可以提高成像角分辨率和消除成像伪影。

4.2 获取深度信息的方法研究

通过对像素型碲锌镉探测器阴阳极权重势分布及内部电场分布特点的分析,基于探测器阴阳极信号特点,获取深度信息的方法主要有两个:探测器阴阳极信号幅度之比法,又称 C/A 法,以及电子漂移时间法。下面依次介绍其原理和验证实验过程。

4.2.1 阴阳极信号之比法

碲锌镉探测器前端读出电子学一般采用的是电荷灵敏前置放大器,此时前放输出的阴阳极信号幅度值正比于阴阳极上感生电荷量,而阴阳极上感生电荷量可以基于第 2 章介绍的 Shockley-Ramo 理论进行计算。像素型碲锌镉探测器阴阳极上感生的电荷量 Q_a, Q_c 与电子空穴所处位置阴阳极权重势大小 $\varphi(\mathbf{r})$ 以及电子空穴自身电荷量 q 有关,即

$$Q_a, Q_c = -q\varphi(\mathbf{r}) \quad (4.1)$$

式中, $\varphi(\mathbf{r})$ 代表收集电极在位置 $\mathbf{r}(x,y,z)$ 处的权重势大小,由第 3 章关于权重势仿真的内容可以知道其分布可以通过设置阴阳极上电势为单位 1,其余电极上电势为 0 的边界条件求解如下 Laplace 电势方程得到

$$\nabla^2\varphi(\mathbf{r}) = 0 \quad (4.2)$$

利用 COMSOL 同时仿真了平板阴极和像素阳极权重势在探测器内部的分布,如图 4.4、4.5 所示。阳极的权重势分布已在第 3 章中介绍,这里只是仿真参数设置与实验用探测器一致。偏置电压为 -600 V,阳极共有 11×11 个像素,像素间距 2 mm,像素间隔 0.5 mm。需要说明的是阴极的权重势与平面型碲锌镉探测器的权重势分布十分类似:权重势在深度方向线性分布。

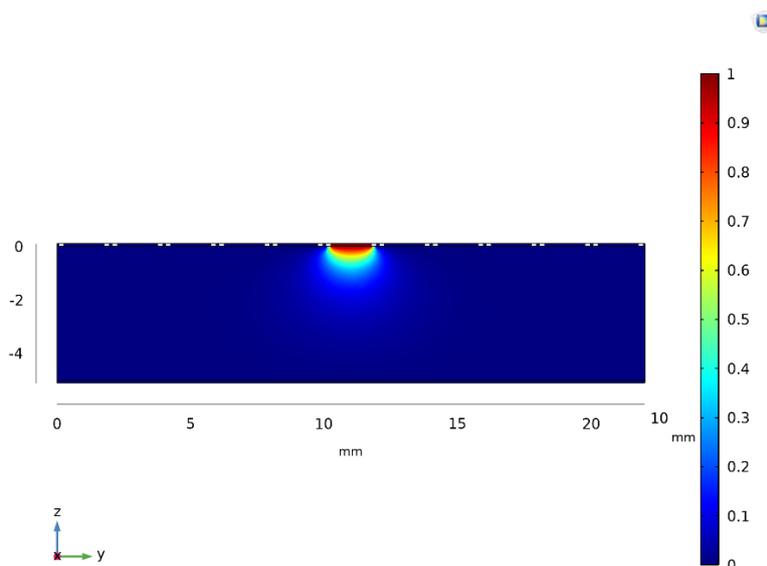


图 4.4 探测器中心平面像素阳极权重势分布

Figure 4.4 The distribution of weighting potential across central vertical plane in detector

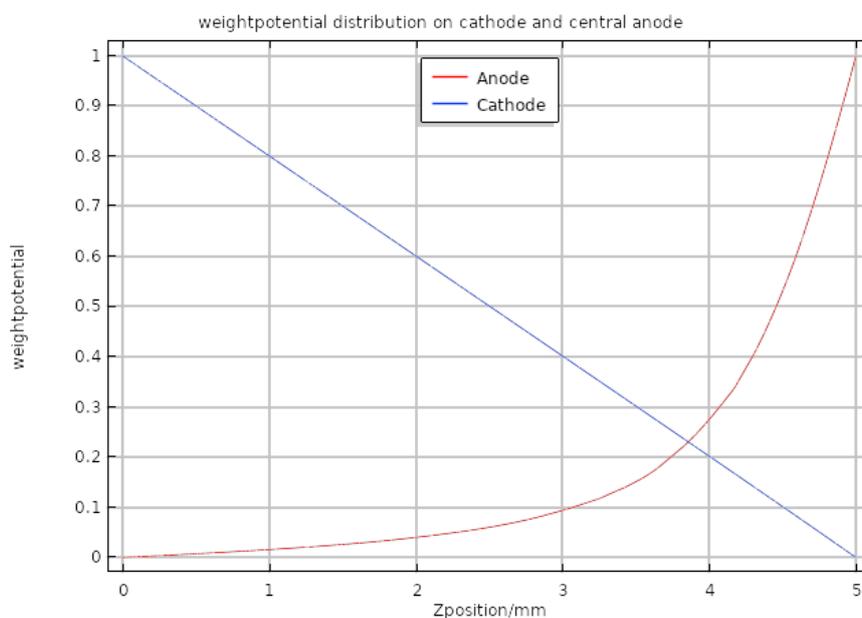


图 4.5 电子漂移路径上的阴阳极权重势分布

Figure 4.5 The distribution of weighting potential for anode and cathode along the path that electron drifts

假设射线从探测器的阴极射入，以阴极平面为深度方向的坐标零点，归一化探测器厚度为 1，射线与探测器作用深度即可用 z 表示。由于碲锌镉晶体中，空穴的迁移率寿命积要比电子的至少低两个数量级，在我们使用的 5 mm 厚度的探

测器中，空穴的平均自由程在 0.3 mm 左右，而电子的自由程远大于 5 mm，所以空穴在阴阳极感应的电荷量相对于电子感应的电荷量非常少，可以忽略不计。如果射线作用深度在阳极权重势变化缓慢的“单极性区”，不考虑电子俘获等效应，阳极感应的电荷量可以近似等于电子初始产生的电荷量，即

$$signal_a = \Delta Q_a = q_0 \quad (4.3)$$

阴极权重势随深度线性分布，因此

$$\varphi_w^c(z_e) = 1 - z_e \quad (4.4)$$

阴极感应的电荷量只与电子漂移路径上阴极权重势变化量有关，即

$$signal_c = \Delta Q_c = q_0(\varphi_w^c(z_e) - \varphi_w^c(z)) \quad (4.5)$$

电子最终漂移到阳极，因此

$$signal_c = z - 1 \quad (4.6)$$

所以阴阳极信号幅度比

$$\frac{C}{A} = \left| \frac{signal_c}{signal_a} \right| = 1 - z \quad (4.7)$$

与射线作用深度 z 线性相关， C/A 值的统计涨落则与作用深度的位置分辨有关。

因为阴阳极上信号幅度正比于阴阳极感生电荷量，而阴阳极感生电荷量正比于阴阳极电荷收集效率，我们模拟了不同深度与阴阳极电荷收集效率比值的关系，如图 4.6 所示，图中接近线性的曲线验证了我们的理论分析。

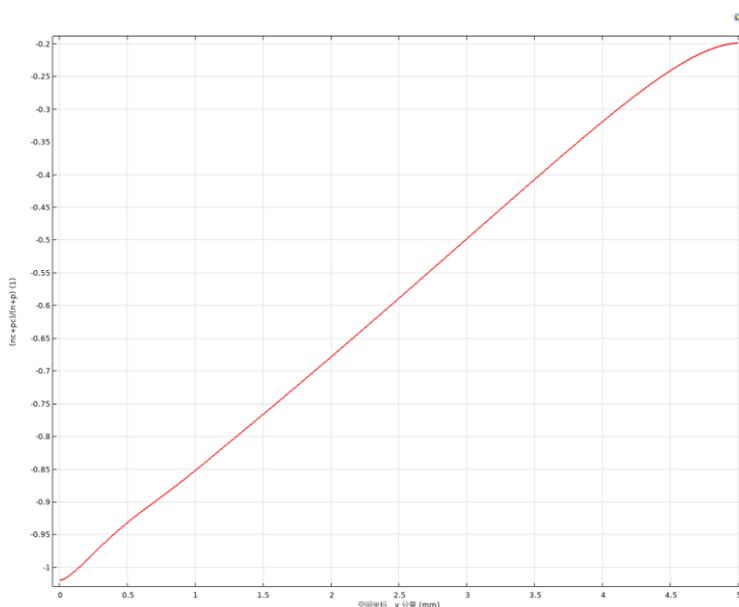


图 4.6 阴阳极总电荷收集效率之比的深度响应

Figure 4.6 The depth response for ratio between CCE for cathode and CCE for anode

4.2.2 电子漂移时间法

4.2.1 介绍的 C/A 法是在考察单像素单次作用的事例下进行的。然而射线与探测器会发生多次康普顿散射，多次散射如果发生在不同像素阳极下则会造成多个阳极信号触发的多像素事例。例如射线在一个像素下散射，在另一个像素下发生光电效应完全沉积能量，C/A 法将不再适用。因为此时阴阳极信号幅度比等于

$$C/A = \frac{z_1 * signal_a^1 + z_2 * signal_a^2}{signal_a^1 + signal_a^2} \quad (4.8)$$

式中 $signal_a^1, signal_a^2$ 分别是两次作用发生后两个像素阳极上的信号幅度， z_1, z_2 分别是相应的作用深度，可以看到无法通过该式直接推算出两次作用的深度信息 z_1 和 z_2 。

在对使用的像素型碲锌镉探测器内部电场分布进行仿真后，如图 4.7 所示，可以发现探测器内部大部分深度的电场是均匀分布的，所以电子漂移速率在大部分路径上保持不变，因此可以通过测量电子漂移时间来获得射线作用深度信息

$$z = v\Delta t \quad (4.9)$$

图 4.8 是一次全能峰能量沉积时的阴极和阳极典型的前放信号^[100]。可以看到，阴极信号在电子刚开始漂移时即明显上升，而阳极信号只有在电子漂移到阳极附近时才明显上升。因此可设置合理阈值，将阴极信号过阈时间点认为是电子漂移的初始时刻，而阳极信号过阈时间点认为是电子漂移的结束时刻，两者之差即为电子漂移时间。

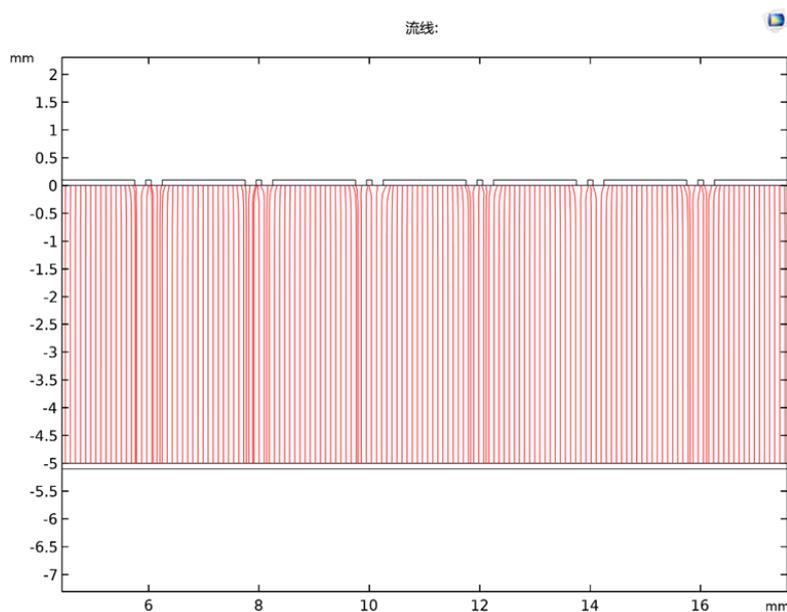


图 4.7 实验用探测器内部电场分布

Figure 4.7 The distribution of electric field in pixelated CdZnTe detector used in experiment

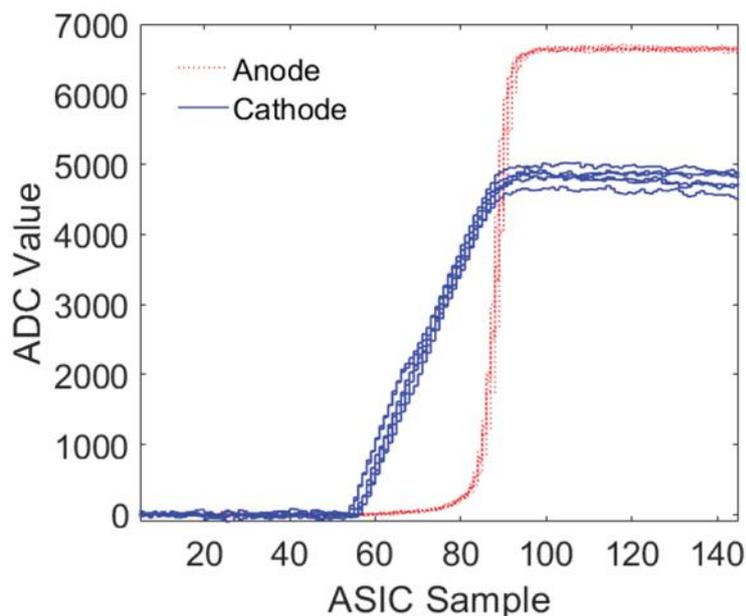
图 4.8 典型的全能峰能量沉积时阴阳极前放信号^[100]

Figure 4.8 Typical preamplifier's signal from cathode and anode when full energy is deposited

4.3 深度信息获取实验验证

4.3.1 阴阳极信号之比

基于 3.2.1 介绍的 C/A 法原理，可以得到 C/A 法能够实现的深度分辨为

$$FWHM^2(z) = \left(\frac{FWHM(S_c)}{S_c}\right)^2 + \left(\frac{S_c}{S_a}\right)^2 \left(\frac{FWHM(S_a)}{S_a}\right)^2 \quad (4.9)$$

式中， S_a, S_c 是阴阳极信号幅度。因此利用 C/A 法实验上能够实现的深度分辨由阴阳极电子学噪声水平和阳极信号幅度决定。

实验上阴阳极信号分别由研究组自研的单通道读出电路读出，主要包括电荷灵敏前放电路和准高斯型滤波成形电路，电路的原理图分别如图 4.9、4.10 所示，其焊制的 PCB 板则如图 4.11 所示。信号读出电路的噪声主要来自电荷灵敏前放电路，而电荷灵敏前放电路的噪声由输入级噪声决定。为了降低输入级噪声水平，我们引入结型场效应管调节输入级噪声，其具有低输入电容和高输入阻抗的特点。

电路噪声调试时，通过调节运放输入端变阻器阻值，使得电路达到最佳的静态工作点，此时电路的噪声水平最低。完成噪声调试后，阴阳极通道的噪声水平为 12.5 keV 和 4.8 keV。其中噪声测试是在保证输入的测试信号电荷量等于 1MeV 射线能量完全沉积在碲锌镉晶体时探测器输出的电荷量下进行的。

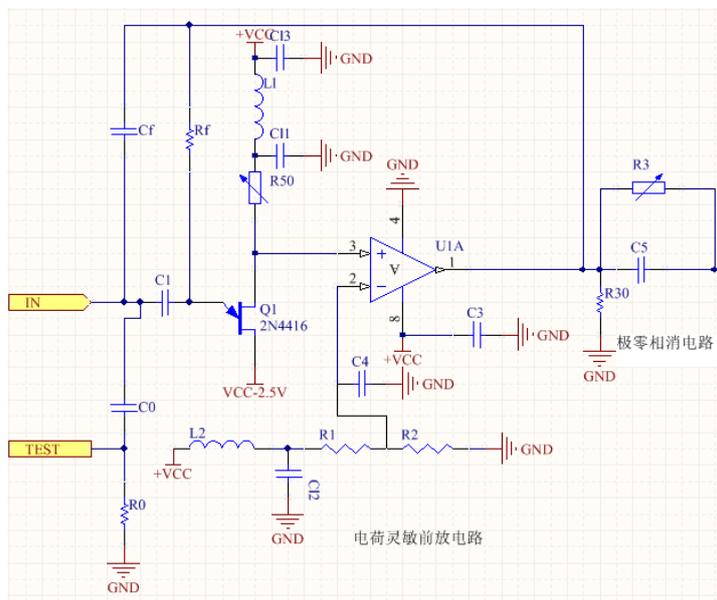


图 4.9 电荷灵敏前置放大器原理图

Figure 4.9 The schematic diagram of CSA we used in experiment

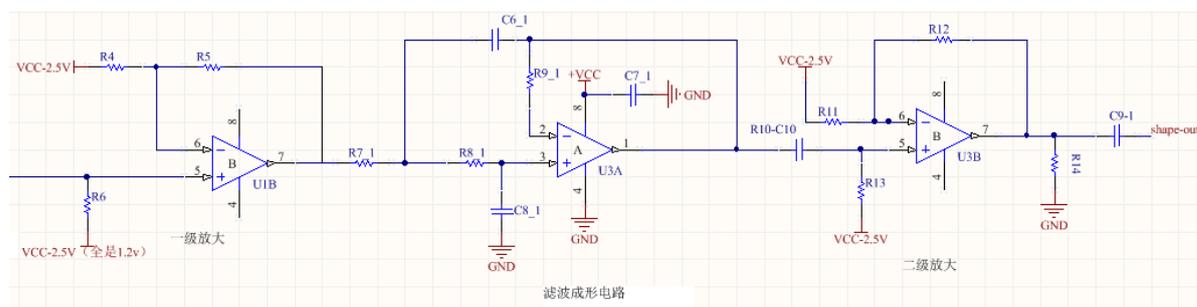


图 4.10 滤波成形电路原理图

Figure 4.10 The schematic diagram of signal filtering and shaping circuit we used in experiment

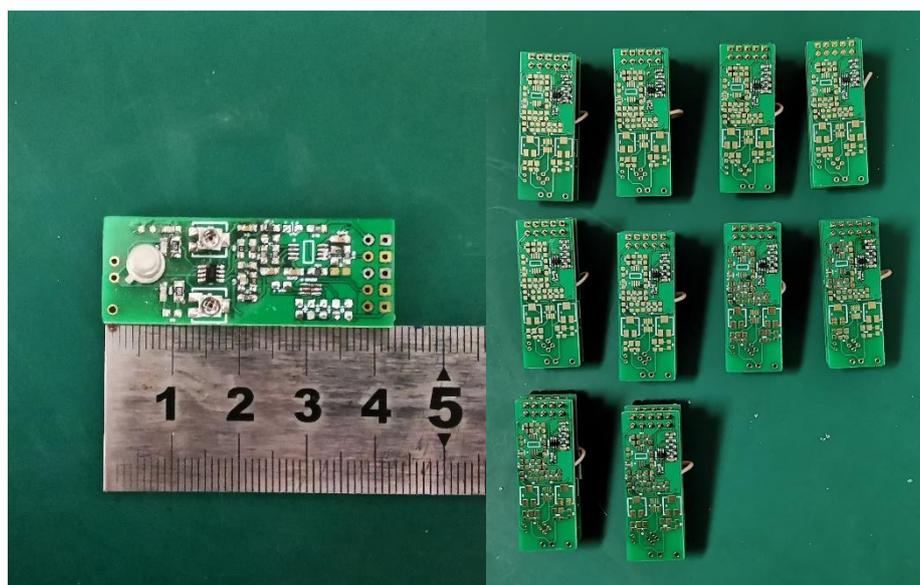


图 4.11 C/A 法读出电路 PCB 板

Figure 4.11 The PCB board of readout circuit for C/A method

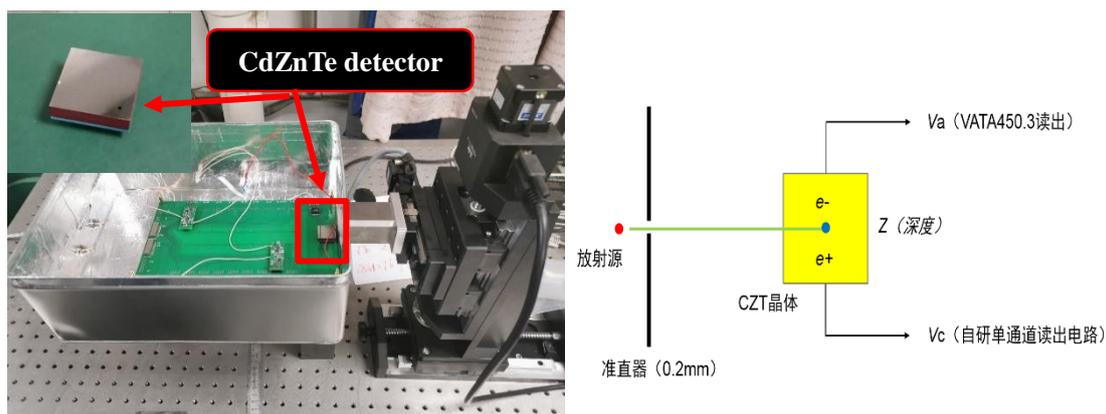


图 4.12 C/A 法深度获取实验场景和实验设计

Figure 4.12 The design and setup of depth sensitive experiment with method of C/A

实验通过改变准直射束侧面入射探测器的深度来标定阴阳极信号幅度的深度响应。实验场景和设置如图 4.12 所示，选用 2 mCi 的 ^{133}Ba 放射源，其经过峰宽为 0.2 mm 的钨镍合金准直器被准直成 0.2 mm 宽的扇形束射入探测器的不同深度，射入位置的移动步长也为 0.2 mm。考虑到射线展宽效应和探测效率，实验选择靠近边缘的 65 号像素阳极作为研究对象；其位置如图 4.13 所示。实验中设置信号幅度大于 300mV 的信号阈值来挑选不低于 ^{133}Ba 356 keV 特征峰能量的事例，从而减小多次散射带来的作用深度不确定性对实验结果的影响。

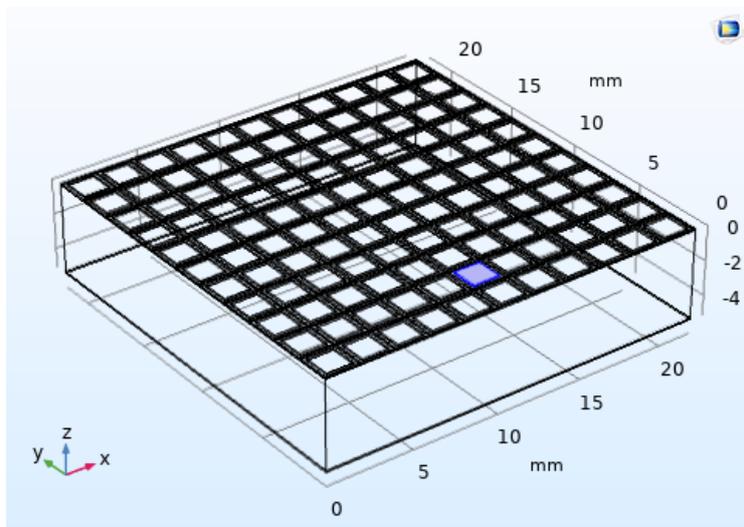


图 4.13 C/A 法获取深度实验 65 号像素的相对位置

Figure 4.13 The relative position of pixel 65 used to obtain depth information by C/A method

图 4.14 即为射线射入不同深度时阴阳极信号幅度比值的统计分布图,图 4.15 则是阴阳极信号幅度比的均值和深度的刻度曲线,图 4.16 是不同深度处的位置分辨。

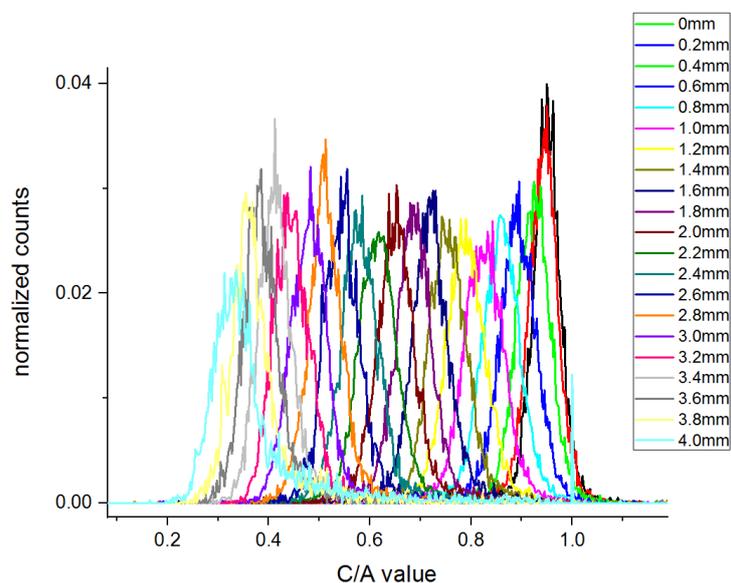


图 4.14 射线射入不同深度时 C/A 值的统计分布

Figure 4.14 The statistical distribution of ratio of C/A at different depths

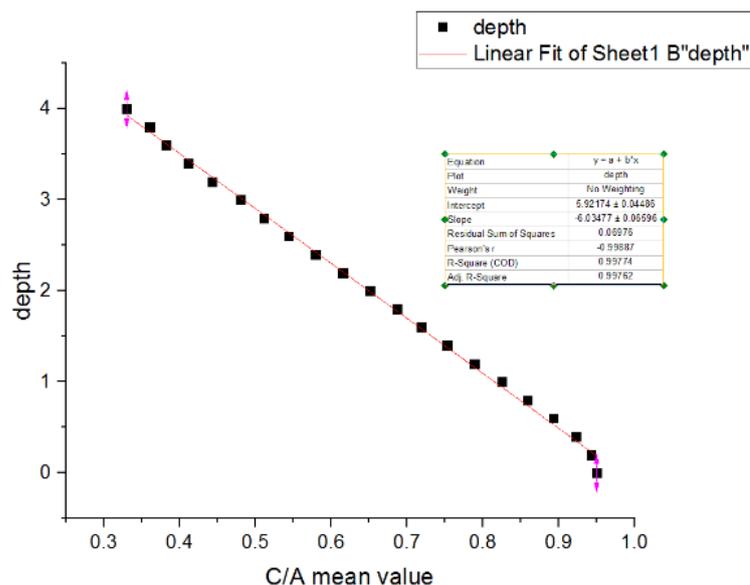


图 4.15 不同深度与 C/A 值的线性刻度

Figure 4.15 The linear calibration between ratio of C/A and depth

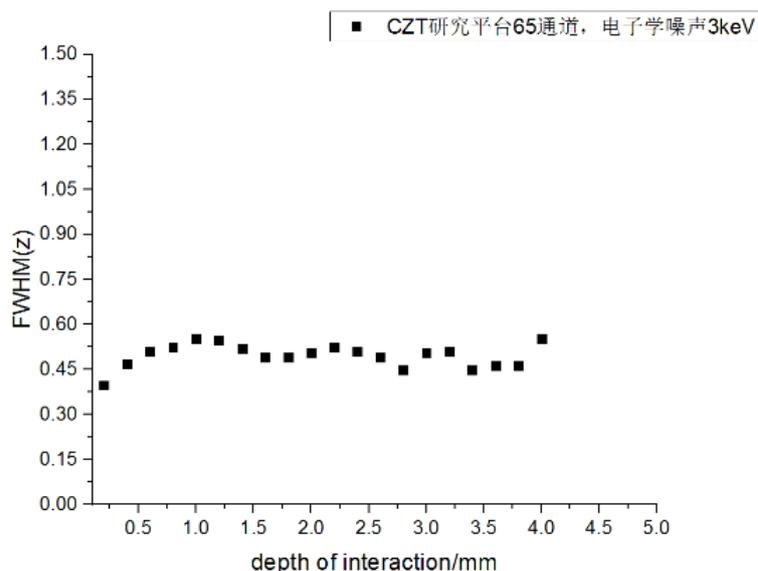


图 4.16 不同深度处的位置分辨

Figure 4.16 The position resolution at different depths

图 4.15 良好的线性关系验证了 C/A 法获取射线作用深度的可行性，图 4.16 给出了不同深度处的位置分辨，它是利用图 4.15 刻度的线性曲线由图 4.14 中各个深度下 C/A 值的统计分布的半高全宽转化而来，图 4.16 表明在探测器的单极性区深度分辨达到了 0.5 mm 左右。

4.3.2 电子漂移时间法

根据电子漂移时间法的原理，其能实现的深度分辨由下式决定：

$$FWHM^2(z) \propto FWHM^2(\Delta t) = FWHM^2(t_a) + FWHM^2(t_c) \quad (4.10)$$

因此阴阳极定时误差直接影响电子漂移时间法能够实现的深度分辨。

对电子漂移时间法的实验验证和 C/A 法类似，不同之处在于阴阳极信号读出电路分为快慢两路，成型时间为 2 μ s 的慢信号作为能量道挑选全能峰事例，成型时间为 400ns 的快信号作为时间道完成阴阳极过阈时间的测量。实验时，定时方法采用前沿定时，为了尽可能减小定时误差，时间阈值要略高于噪声大小，阴阳极噪声幅度为 20mV 和 10mV，阴阳极时间阈值则设置为 30mV 和 20mV。我们同样选择 65 号像素作为研究对象，实验中我们研究了能量阈值对深度分辨的影响。图 4.17 是设置能量阈值分别为 50mV 和 300mV 时得到的电子漂移时间深度响应和深度分辨；

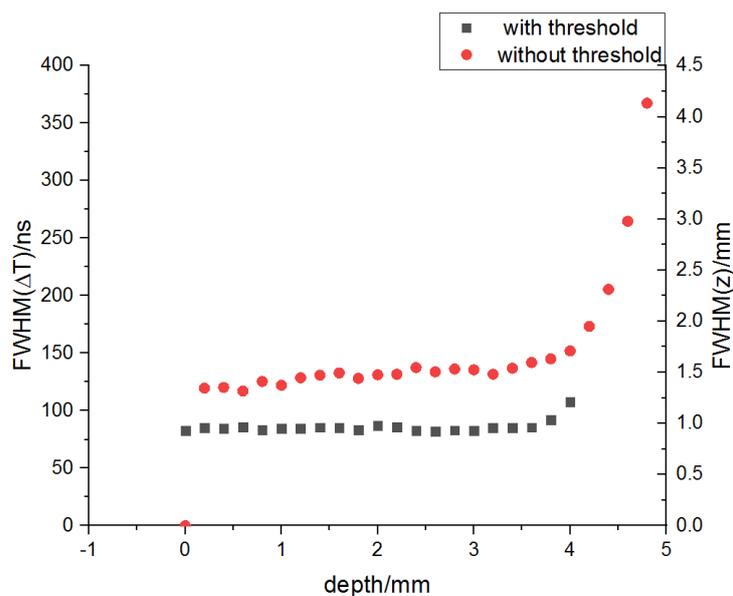


图 4.17 能量阈值对电子漂移时间法测量作用深度的影响

Figure 4.17 The influence of energy threshold on depth measuring by method of drift time

可以看到，在单极性区电子每漂移 1 mm 所需要的时间约为 100 ns，证明了单极性区电场为匀强电场的仿真结果。而且电子漂移时间法实现的深度分辨随着深度增加而逐渐增大，直至进入非单极区快速上升。同时高能量阈值得到的深度分辨约 1.0 mm, 要比低能量阈值的 1.5 mm 深度分辨好，这一方面是因为低能量阈值引入了更多的散射事例，造成更大的作用深度涨落，另一方面则是由于不同

能量沉积会造成前沿定时的时间-幅度游走。图 4.18 是利用 MATLAB 中 simulink 程序包仿真的不同能量沉积时阴阳极读出信号，

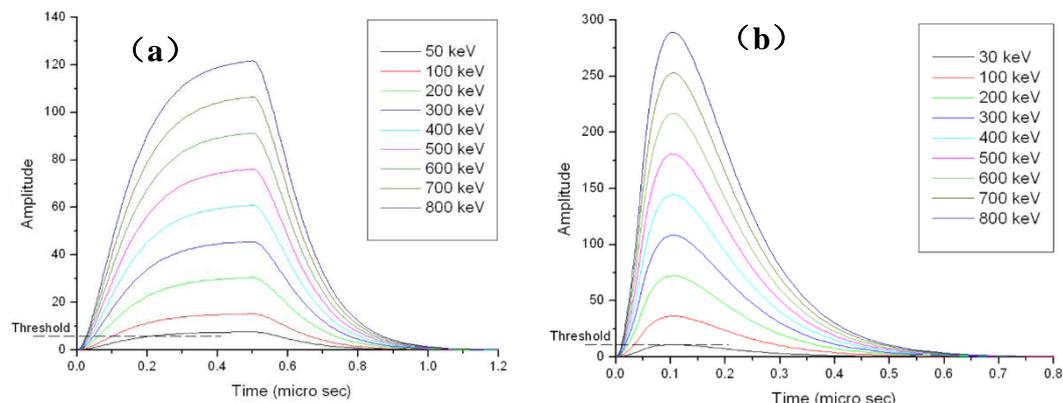


图 4.18 同一深度不同能量沉积的阴阳极信号仿真，(a) 阴极 (b) 阳极^[101]

Figure 4.18 The simulation of signal from anode and cathode when different energy is deposit at same depth: (a) cathode (b) anode

可以看到，对于沉积在同一深度的不同能量信号，同一时间阈值会引入定时误差，使得低能量阈值的深度分辨差于高能量阈值的深度分辨。

4.4 基于深度信息的能谱性能优化

在获取射线与探测器作用的深度信息后，我们致力于基于深度信息提高探测器的能谱响应性能。图 4.19 是厚度为 5 mm 的探测器 65 号像素对 $14\mu\text{Ci}$ 的 ^{137}Cs 放射源的能谱响应。可以看到，由于低能拖尾的存在，探测器对 662 keV 的能量分辨率只有 4.1%。于是，我们利用 C/A 法获取每次事例的深度信息，保留作用深度在阴极附近的作用事例，期望能谱的低能拖尾可以得到改善。实验中挑选阴阳极信号幅度之比在 0.7-0.9 区间的事例，得到的 ^{137}Cs 能谱如图 4.20 所示，低能拖尾得到非常大的改善，同时 662 keV 的能量分辨率提高到了 1.3%。

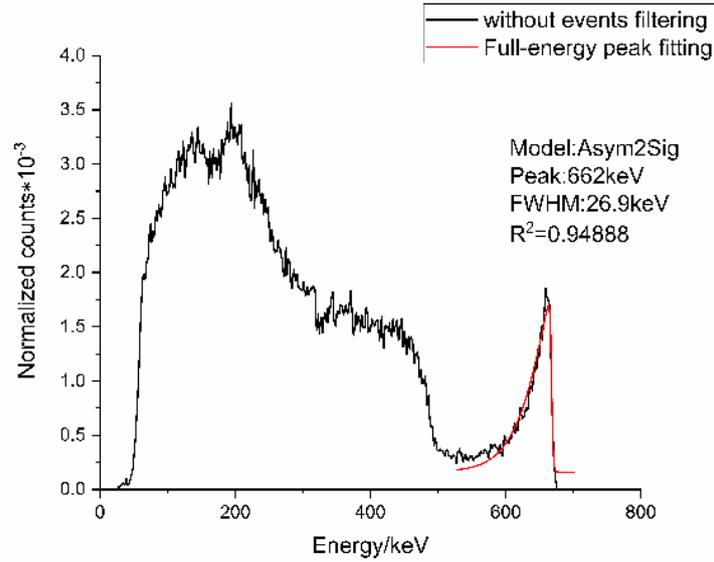


图 4.19 探测器 65 号像素测量的 ^{137}Cs 能谱

Figure 4.19 The energy spectrum of ^{137}Cs measured by pixel 65 in CdZnTe detector

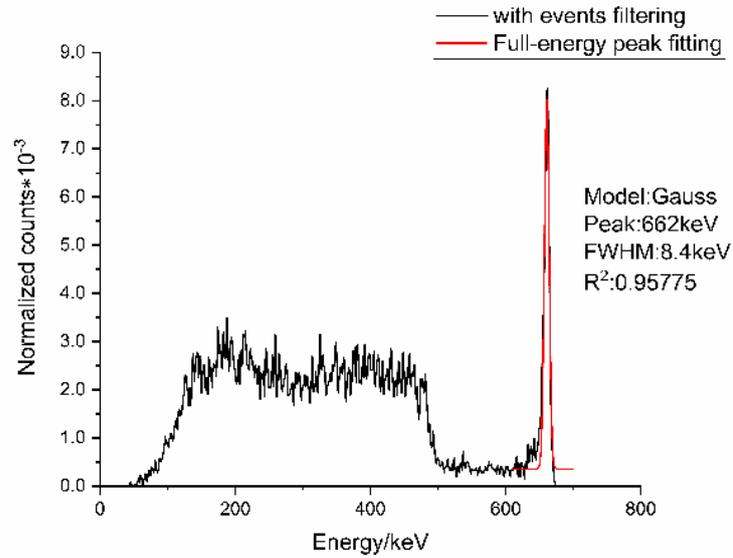


图 4.20 基于作用深度挑选的 ^{137}Cs 能谱

Figure 4.20 The energy spectrum of ^{137}Cs after doing eVent filtering based depth information

上述通过选取特定深度的作用事例使得探测器的能谱响应得到改善的方法是以牺牲探测器的探测效率为代价的。同样实验条件下，图 4.20 的探测效率仅

为图 4.19 的 40.7%。

4.5 本章小结

本章介绍了射线在像素型碲锌镉探测器作用深度的两种获取方法：C/A 法和电子漂移时间法。首先基于理论分析和模拟仿真对两种方法的基本原理进行了阐述，然后依次设计实验对两种获取深度信息的方法进行了比较研究。

第一节阐明了获取射线作用深度的意义。主要体现在可以进一步改善全能峰低能拖尾，提高像素型碲锌镉探测器能谱性能以及为像素型碲锌镉探测器应用于核辐射成像领域开辟条件等方面；

第二节基于像素型碲锌镉探测器内部电场分布，阴阳极权重势分布的特点，主要介绍了两种获取深度信息方法-C/A 法和电子漂移时间法的基本原理；

第三节搭建实验平台，设计实验对两种方法进行验证研究。其中 C/A 法在探测器厚度为 5 mm 的条件下，阴阳极信号幅度之比与作用深度在 0-4 mm 范围内具有良好的线性关系，同时实现了小于 0.5 mm 的深度分辨；电子漂移时间法同样在 0.4 mm 的深度范围内具有良好的线性，同时实现了约 1.0 mm 的深度分辨。

第四节基于 C/A 法获取的深度信息进行了改善像素型碲锌镉探测器能谱性能的研究。通过深度信息选择单极性区事例极大地消除了 662 keV 全能峰的低能拖尾，使得能量分辨由挑选前的 4.1% 提高到挑选后的 1.3%。

第5章 高性能碲锌镉探测器研制及相关应用

前几章聚焦于单极性电极结构设计的碲锌镉探测器,以半球型电极设计和像素型电极设计为重点研究对象,通过模拟仿真的方法重建了其内部电势、电场、权重势、电荷收集效率分布,在对这些分布的特点进行物理分析的基础上研究了深度信息获取及能谱校正技术,可以进一步提高碲锌镉探测器单极性和位置分辨,并设计相应的实验对这些技术进行了验证。如果将这些技术应用到核辐射探测与核成像设备开发,能否提高相应设备的性能指标是一个绕不开的问题。为了回答这一问题,本章基于半球型碲锌镉探测器和像素型碲锌镉探测器分别研制了可用于能谱探测和射线成像的伽马能谱仪和编码相机,初步探究碲锌镉探测器在能谱探测与核成像领域的应用。

5.1 基于半球型碲锌镉探测器的伽马能谱仪研制及其性能测试

经过第3章关于单极性电荷灵敏技术的仿真研究,可以知道单极性电极设计能够明显提高探测器阳极的电荷收集效率,减弱空穴俘获对探测器能谱性能的影响,从而相对于平面型碲锌镉探测器扩展了可探测能量范围,因此非常适合用于伽马能谱仪的开发。在这样的考虑下,基于碲锌镉探测器开发了一套低噪声、高能量分辨、高稳定性的单通道伽马能谱仪。其系统组成如图5.1所示,其中碲锌镉探测器采用陕西迪泰克公司生产的半球型碲锌镉探测器。半球型碲锌镉探测器的电荷收集效率分布较为均匀,而且其读出电子学较为简单,不需其他单极性电极设计的碲锌镉探测器所要求的多通道读出电子学;能量信号读出电路采用第4章使用的低噪声电荷灵敏前放电路和滤波成形电路,可以降低系统的电子学噪声;ADC数模转换电路采用英国Kromek公司研制的小型多道分析器K102,其可以承受的最高计数率为32000cps;后端能谱采集软件采用与K102多道分析器配套的K-Spect软件,完成能谱数据采集,显示、分析和储存^[102]。基于碲锌镉探测器的能谱仪探头如图5.2所示,整个伽马谱仪测量系统如图5.3所示。

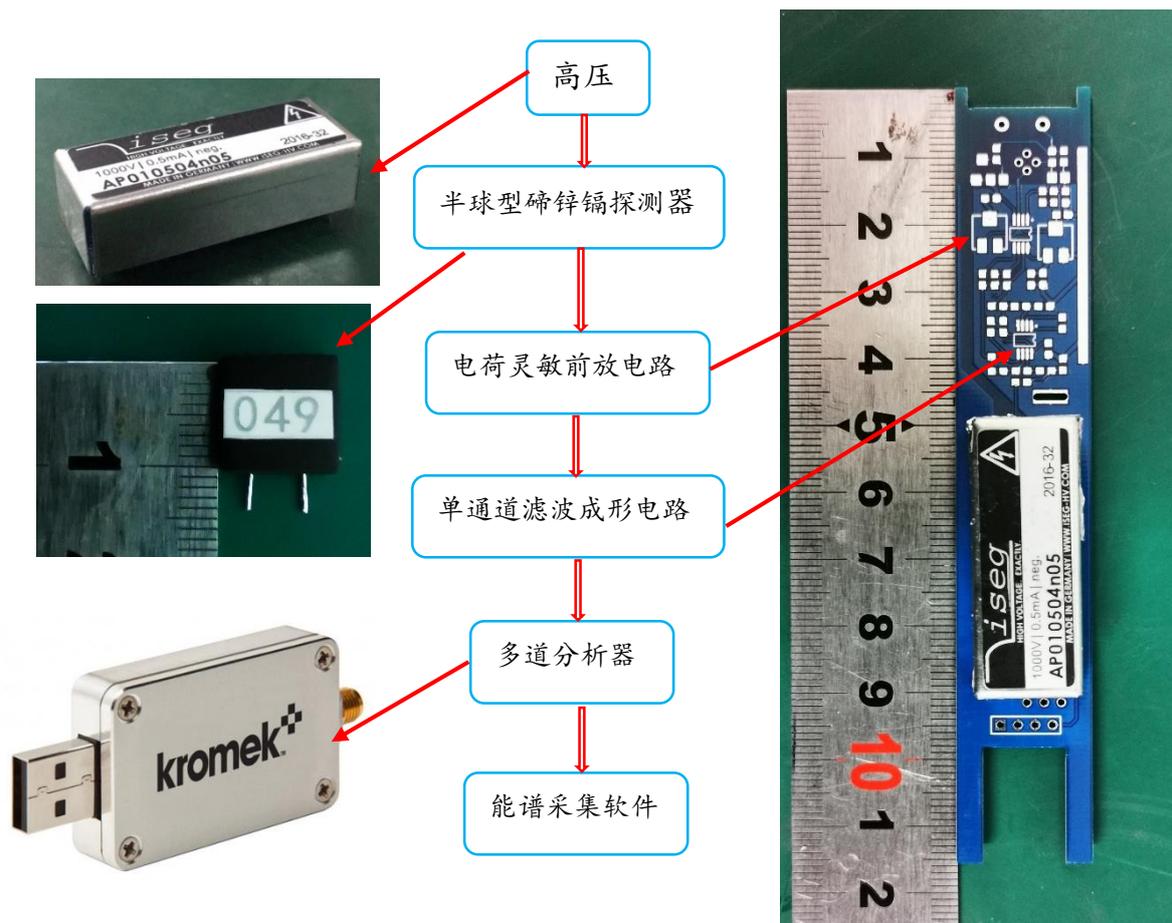


图 5.1 伽马谱仪系统组成介绍

Figure 5.1 The introduction of components of gamma spectrometer system



图 5.2 能谱仪中碲锌镉探测器探头外观及内部结构

Figure 5.2 The appearance and inner structure of CdZnTe detector in spectrometer



图 5.3 能谱仪系统外观

Figure 5.3 The picture of energy spectrometer system

在进行该谱仪内部读出电路的信号调试时，使用幅度为 35mV 的指数衰减信号加在 1pF 电容上，以此模拟 1MeV 射线能量沉积在碲锌镉探测器内产生的电荷量，进行电荷灵敏前放噪声水平测试。测试结果如图 5.4 所示，可以看到该能谱仪前放电路等效噪声能量小于 2 keV/1MeV。



图 5.4 前放电路噪声测试：未进行能量-道址校正

Figure 5.4 The noise measurement of preamplifier without calibration of energy

同时使用该能谱仪测量了 ^{241}Am 放射源能谱,如图 5.5 所示,可以看到 ^{241}Am 能谱主峰 59.6 keV 与 26 keV 可以明显分开。此外能谱左端几乎没有噪声计数,说明该能谱仪具有低噪声特点。为了进一步测试该能谱仪能谱性能,我们使用 ^{22}Na 、 ^{57}Co 、 ^{60}Co 、 ^{133}Ba 、 ^{137}Cs 、 ^{241}Am 等实验室常用的放射源对该能谱仪性能进行了测试,图 5.6 为能谱测试的结果,表 5.1 则是各个放射源衰变的特征伽马射线全能峰的能量分辨率。

从中可以看到该能谱仪对 ^{137}Cs 放射源的 662 keV 射线能量分辨达到了 1.9%,明显优于课题组研制的另一款基于 GAGG 闪烁晶体耦合光电倍增管的闪烁体探测器,其对应的能量分辨只有 6.4%^[103]。高的能量分辨有助于将不同能量的透射光子分开,降低散射对能量窗内透射光子总数的影响;另外环境温度变化对载流子迁移率和电子学增益的影响会使得全能峰发生偏移,从而也会影响透射光子计数的测量。因此使用该能谱仪对 59.6 keV@ ^{241}Am 低能射线穿过材料后的透射光子数进行长时间多次探测,评估其对透射光子数的测量稳定性。

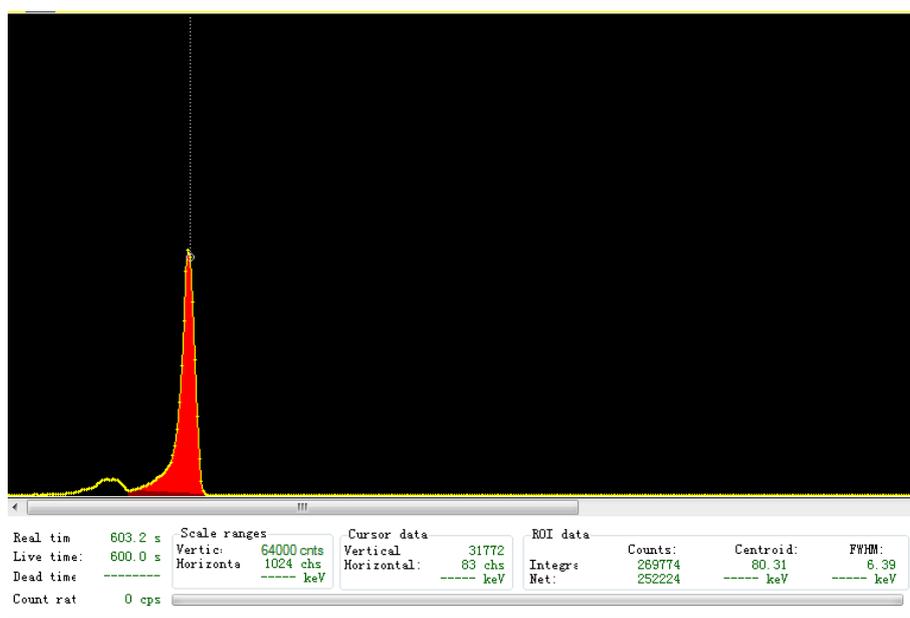


图 5.5 能谱仪采集的低噪声 ^{241}Am 能谱

Figure 5.5 The energy spectrum with low noise measured by our energy spectrometer

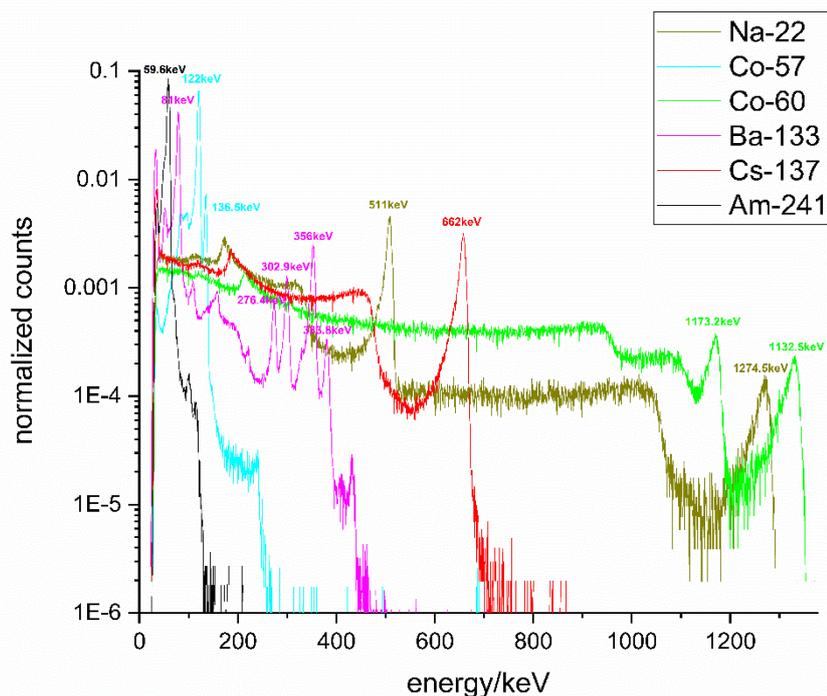


图 5.6 自研能谱仪能谱性能测试

Figure 5.6 The performance of our energy spectrometer on energy spectrum measurement

表 5.1 实验室常见放射源各特征伽马射线能量分辨率

Table 5.1 The energy resolution of characteristic energy of gamma ray emit by radionuclides commonly seen in laboratory

核素	伽马射线能量/ keV	半高全宽/ keV	能量分辨率/%
²² Na	511	10.38	2.0
	1274.5	18.05	1.4
⁵⁷ Co	122.1	5.17	4.2
	136.5	5.09	3.7
⁶⁰ Co	1173.2	16.36	1.4
	1332.5	21.79	1.6
¹³³ Ba	81.0	5.10	6.3
	276.4	7.16	2.6
	302.9	7.14	2.4
	356.0	8.47	2.4
	383.8	8.20	2.1
¹³⁷ Cs	662	12.51	1.9
²⁴¹ Am	59.6	4.51	7.6

稳定性实验中未控制环境温度，但通过温度传感器记录了测量过程中环境温度的变化。实验中放射源，石墨样品以及探测器的位置如图 5.7 所示，每个透射能谱采集 600s，共连续采集 794 个能谱。

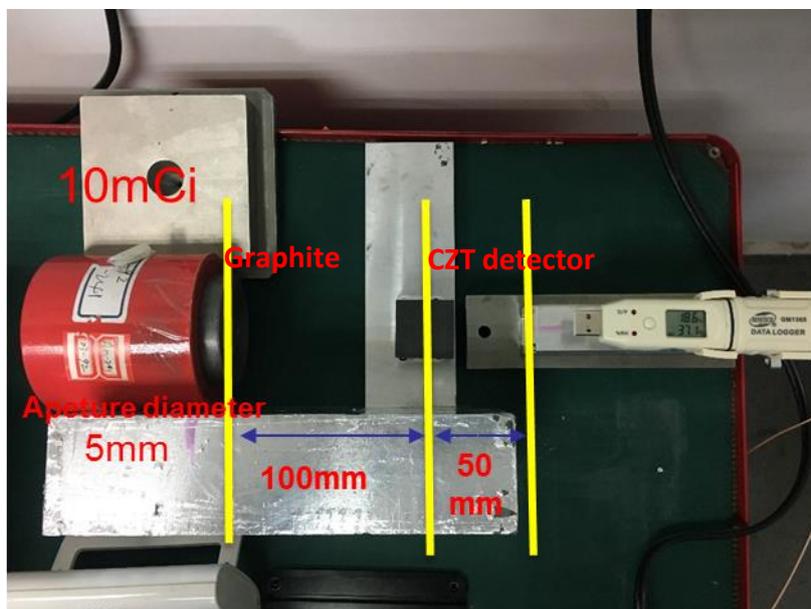


图 5.7 稳定性实验设计及实验场景

Figure 5.7 The design and setup of count stability experiment

根据 3σ 原则，选择 53 keV-66 keV 作为能量窗统计透射光子总数，并且计算计数标准差。为了得到长时间测量的数据，将上述基于 794 个能谱统计得来的光子数每 6 个、12 个、24 个、48 个、96 个、192 个进行相加，得到测量时间依次为 1h、2h、4h、8h、16h、32h 的透射光子总数，计算各个时间下的计数相对标准偏差。图 5.8 即为测量结果，其中黑色曲线代表的是能谱仪测量的结果，可以看到随着时间的增长，透射光子数增多，透射光子数的计数偏差逐渐减小；红色曲线代表的是放射源衰变的随机性导致的发射光子数的计数涨落，可以认为是本征计数相对标准偏差，其数值与一段时间内总发射光子数 N 的关系为

$$\sigma = \frac{\sqrt{N}}{N} \quad (5.1)$$

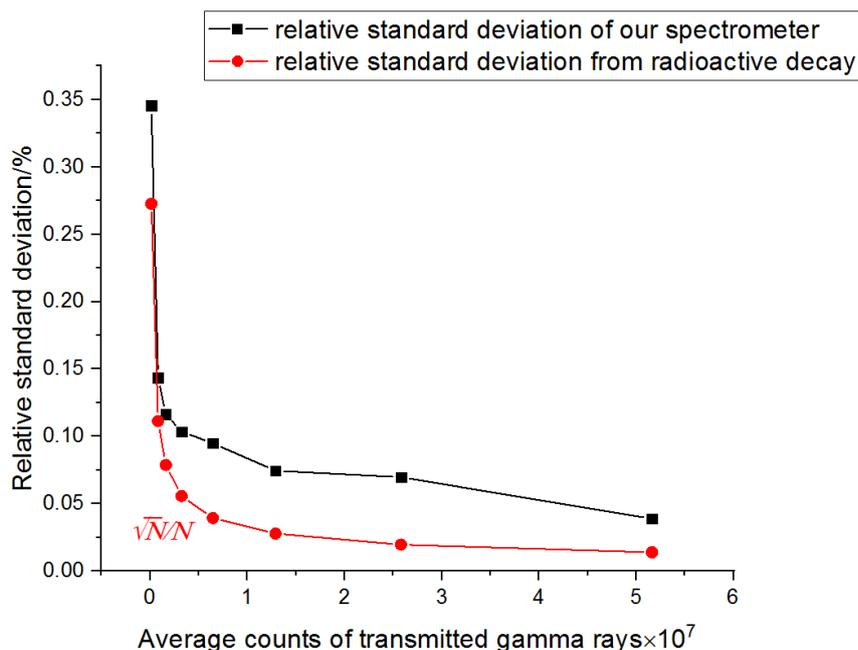


图 5.8 能量窗内透射伽马光子计数统计相对标准偏差与平均总计数的关系曲线

Figure 5.8 The relationship between average total transmitted count in energy window and its relative standard deViation

整个测量过程中环境温度变化 7°C 。从图 5.8 可以看到：虽然低能散射和温度变化使得能谱仪的计数标准差一直高于本征计数标准差，但是随着探测到的透射光子数的累积，其标准差也越来越小。当透射计数累计到 5×10^7 以上时，相应的计数标准差已经降低到0.05%。值得注意的是测试结果是在放射源活度为 10 mCi，透射光子计数率只有几百的情况下取得的，一旦有条件将放射源活度增大，累计相同透射计数的时间缩短，相同时间的累计透射计数增多，其透射计数的测量稳定性必然会得到进一步优化，因此该能谱仪具有很好的测量透射光子总数的稳定性。

完成对基于半球型碲锌镉探测器的小型能谱仪性能测试后，我们开展了基于该能谱仪的应用研究，包括基于伽马射线双能法测量样品厚度和样品棒空隙长度测量。

5.2 高稳定性低噪声半球型碲锌镉探测器应用

利用射线衰减法对材料的密度和厚度、燃料棒空隙长度进行测量在无损伤检测领域是应用非常普遍的方法，其原理是射线透射后的强度 I_t 和入射强度 I_0 满足

Beer-Lambert 定律

$$I_t = I_0 e^{-\mu_l d} = I_0 e^{-\mu_m \rho d} \quad (5.2)$$

式中 μ_l, μ_m 分别是材料的线性衰减系数和质量衰减系数。它们是光子与物质发生相互作用的宏观表现，与射线能量有关。 ρ, d 即为材料的密度和厚度。实验上要测量材料的密度和厚度需要在透射射线能谱上全能峰周围选取能量窗后统计窗内光子总计数，因此对材料厚度和密度的测量精度取决于探测器对特定能量的透射光子数的测量精度，而这取决于探测器的能量分辨和透射计数测量稳定性水平。

传统上用于密度和厚度测量的伽马射线探测器是闪烁晶体耦合光电倍增管(PMT)或者硅光电倍增管(SiPM)的闪烁体探测器。其能量分辨有限，测量精度易受环境温度影响^[104,105]。根据上节对自研伽马能谱仪的能量分辨和计数稳定性测试可知，其可应用于此类测量场景，因此我们利用该能谱仪进行了相关应用尝试。

5.2.1 伽马射线双能法测量材料厚度

我们设计了一些样品，其由两种材料以类似于三明治的三层结构组成，其中上下两层均为铝，中间一层为待测材料 a，样品的纵向剖面如图 5.9 所示。



图 5.9 样品纵向剖面示意图

Figure 5.9 The schematic diagram of the longitudinal section of the sample

这些样品共分为标准组和测试组，标准组材料事先通过金相法测量其名义厚度，测试组材料厚度未知需要测量，已知传统 NaI 探测器对待测材料 a 的测量精度约 2%。我们尝试利用伽马射线双能法来完成这样的目标，其基本原理仍然是射线衰减法，具体来说：考虑任意样品中铝层总厚度为 d_{Al} ，待测材料 a 厚度为 d ，则入射射线强度和透射射线强度仍然有公式

$$I_t = I_0 e^{-\mu d - \mu_{Al} d_{Al}} \quad (5.3)$$

成立。对于能量为 E_1 的伽马射线射入待测样品中，入射射线强度 I_0^1 和透射射线强度 I_t^1 满足公式

$$I_t^1 = I_0^1 e^{-\mu^1 d - \mu_{Al}^1 d_{Al}} \quad (5.4)$$

对于能量为 E_2 的伽马射线射入待测样品中，入射射线强度 I_0^2 和透射射线强度 I_t^2 满

足公式

$$I_t^2 = I_0^2 e^{-\mu^2 d - \mu_{Al}^2 d_{Al}} \quad (5.5)$$

这里 μ^1, μ_{Al}^1 是待测材料 a 和铝对能量 E_1 的线性衰减系数, μ^2, μ_{Al}^2 是待测材料 a 和铝对能量 E_2 的线性衰减系数, 基于公式 5.4 和 5.5 进行线性回归分析即可得到待测材料 a 厚度 d 和 Al 层厚度 d_{Al} 。

实验选取 ^{133}Ba 放射源发出的 81 keV 和 356 keV 两种能量射线, 先以标准组标定两种能量射线的透射计数与材料名义厚度之间的关系, 然后基于标定好的关系测量待测材料 a 和铝层的厚度。在进行标定时, 选取单点重复测量 10 次, 每次测量 3 分钟以评价能谱仪的透射计数稳定性对标定结果的影响。

实验设置如下图 5.10 所示, 样品直接置于能谱仪探头上, 1 mCi ^{133}Ba 放射源发出的射线经过 0.5 mm 直径的钨镍合金准直器穿过样品被能谱仪探测。

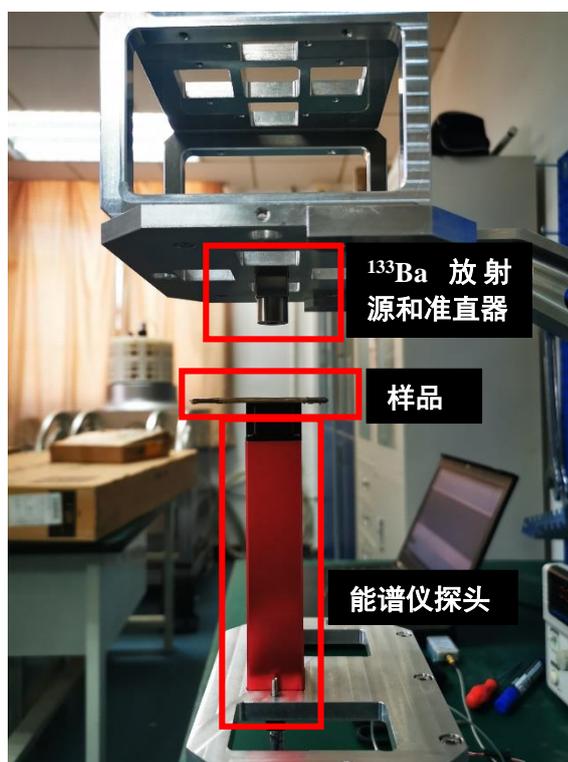


图 5.10 样品厚度测量实验设置

Figure 5.10 The setup of experiment for measuring thickness of sample

由于该实验是与他人合作的, 故具体过程不再详述, 可参考文献^[106], 这里给出 10 次标定的统计结果如表 5.2、表 5.3 所示。同时图 5.11、5.12 给出了每个样品每次标定得到的待测材料 a 和铝层厚度相对于名义厚度的偏差分布。

表 5.2 待测材料 a 厚度 10 次标定结果

Table 5.2 The calibration result of thickness of material marked as a

样品序号	材料 a 名义厚度/mm	材料 a 平均厚度/mm	材料 a 厚度相对偏差%	材料 a 厚度最大偏差%
6-1	0.309	0.307±0.001	-0.69% ±0.29%	-1.22%
5-1	0.396	0.386 ±0.002	-2.53% ±0.47%	-2.99%
4-1	0.472	0.481 ±0.001	1.95% ±0.30%	2.27%
3-1	0.597	0.610 ±0.002	2.21% ±0.36%	2.84%
2-1	0.717	0.714±0.002	-0.42%±0.32%	-0.82%
1-1	0.813	0.806±0.001	-0.86%±0.15%	-1.09%

表 5.3 铝层厚度 10 次标定结果

Table 5.3 The calibration result of thickness of Al material

样品序号	铝层名义厚度/mm	铝层平均厚度/mm	铝层厚度相对偏差%	铝层厚度最大偏差%
6-1	0.436	0.435±0.003	-0.34% ±0.79%	-1.42%
5-1	0.524	0.534±0.004	1.85% ±0.80%	3.36%
4-1	0.68	0.661 ±0.006	-2.85% ±0.96%	-3.83%
3-1	0.82	0.819 ±0.006	-0.13% ±0.69%	1.19%
2-1	0.918	0.953 ±0.005	3.82%±0.59%	4.91%
1-1	1.094	1.071±0.003	-2.07%±0.27%	-2.52%

表 5.2 和表 5.3 的材料厚度相对偏差及最大偏差都出现了比较大的值，待测材料 a 厚度最大达到了-2.53%和-2.99%，铝层厚度最大达到了 3.82%和 4.91%，说明对于其中一些样品的标定并不理想。而从图 5.11 和 5.12 可以发现，对于每一个多次标定下相对偏差较大的样品，其每次标定的偏差值均为正或者负，这说明金相法测量的名义厚度并不准确。经过与样品设计单位沟通，证实了我们的分析：即此处的名义厚度实际上只是测量了样品边缘单条线段上的平均厚度，而实际双能法标定的是圆形透射区域内的平均厚度，两者并不能简单认为相同。

此外，在表 5.2、表 5.3 中，我们还给出了 10 次标定相对偏差的标准差，待测材料 a 中，该值最大为 0.47%，铝层中，该值为 0.96%，说明该能谱仪在 10 次标定中具有良好的透射计数稳定性。因此我们有理由相信如果材料的名义厚度能够准确，上述标定的相对偏差将明显降低，利用该能谱仪进行待测材料 a 厚度测量的精度可以达到要求的 2% 以下。

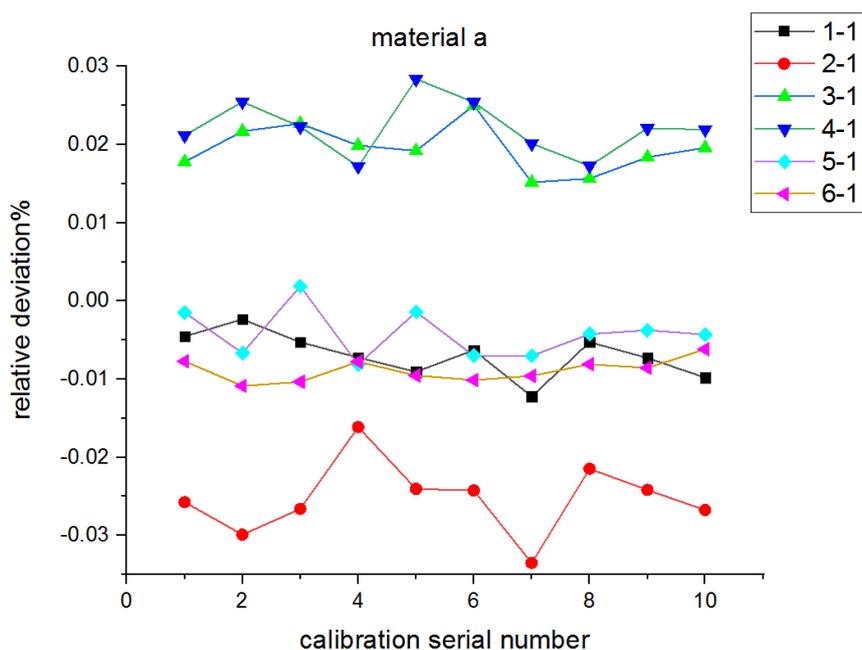


图 5.11 待测材料 10 次标定得到的厚度相对偏差分布

Figure 5.11 The distribution of relative deviation in thickness calibration of the material

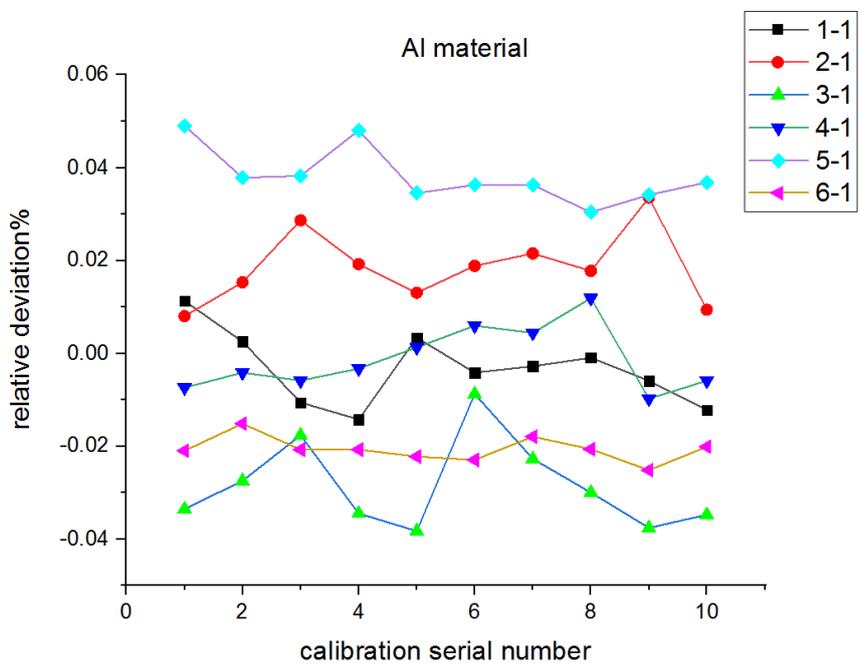


图 5.12 铝层 10 次标定得到的厚度相对偏差分布

Figure 5.12 The distribution of relative deviation in thickness calibration of the

Al material

5.2.2 样品棒空隙长度测量

同样利用该能谱仪对装满样品的非透明金属棒内部空隙长度进行测量。我们制造了具有类似结构的一根金属材质空心棒，里面按一定顺序塞有不同长度的不锈钢圆柱和有机玻璃圆柱，具体结构如图 5.13 所示，有机玻璃圆柱在此处模拟空气空隙。

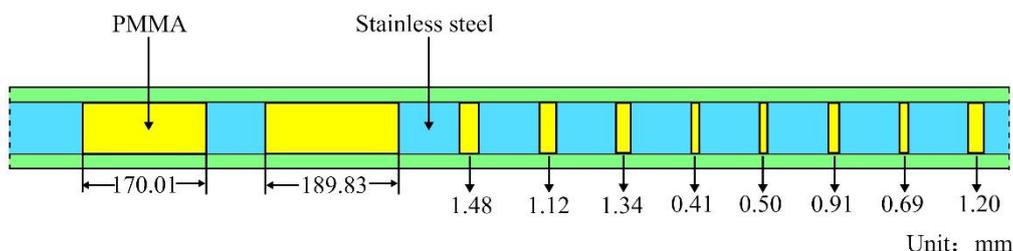


图 5.13 测试用样品棒内有机玻璃排布结构

Figure 5.13 The structure of Perspex arrangement in sample rod for testing

利用研制的能谱仪，我们设计实验对其进行测量。测量的原理同样是射线衰减法：即有机玻璃和不锈钢对低能射线的线性衰减系数差异巨大，统计相同时间穿过有机玻璃圆柱的透射光子数即可测量有机玻璃圆柱的长度。

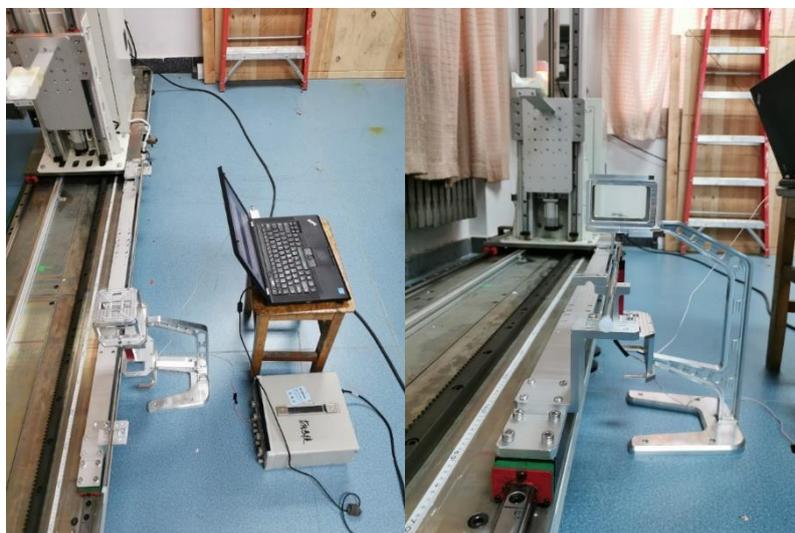


图 5.14 空隙长度测量实验场景

Figure 5.14 The setup of experiment for measurement of gap length

实验设计如图 5.14 所示，测试用金属棒固定于移动平台上，上方是 1 mCi ^{241}Am 放射源，射线经过 0.5 mm 孔径的准直器准直射入金属棒，下方是探测器。移动平台带动金属棒以 1 mm/s 的速率在准直器和探测器之间穿行。实验中每隔

1s 采集一个能谱直至射线遍历完金属棒。

图 5.15 显示的是每个能谱透射光子总计数与金属棒位置之间的关系。图中每一个计数明显高起的区域代表有机玻璃圆柱的位置, 该区域的峰计数则与有机玻璃圆柱的长度有关。

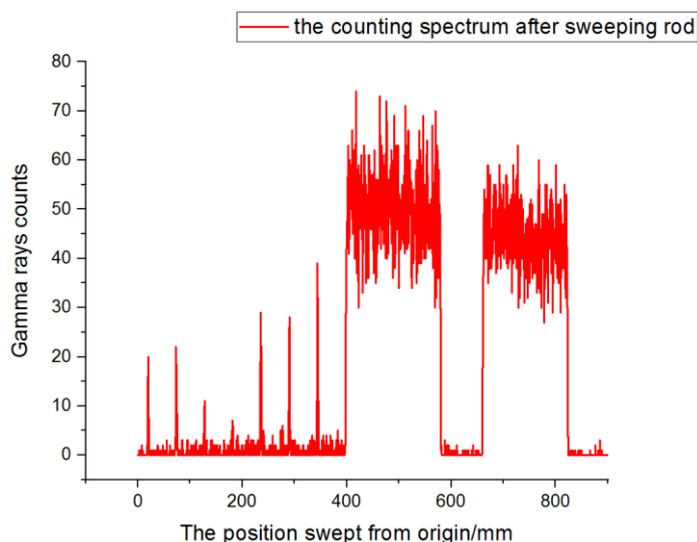


图 5.15 样品棒透射光子数位置分布图

Figure 5.15 The transmitted count distribution along sample rod

表 5.4 统计上图中各个峰的峰宽和峰计数, 图 5.16 是峰计数与有机玻璃圆柱之间的关系标定曲线。从中可以看到峰计数和有机玻璃圆柱长度之间具有线性关系, 证明该能谱仪可以应用在金属棒内空隙长度的测量。

表 5.4 不同长度的空隙的透射光子计数测量结果

Table 5.4 The result of transmitted count of gap with different thickness

空隙长度/ mm	峰宽/ mm	峰计数
0.69	4.5	49
0.91	4	77.5
0.5	5.5	41
0.41	3	25.5
1.34	5	128.5
1.12	4.5	110
1.48	4.5	139
189.83	185.5	18280
170.01	165.5	14425

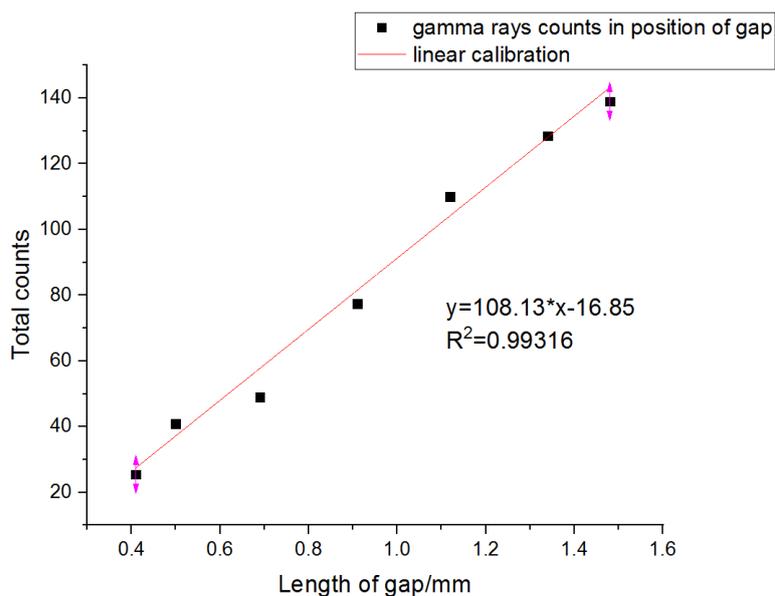


图 5.16 有机玻璃长度与透射光子计数之间的关系曲线刻度

Figure 5.16 The calibration between length of Perspex and transmitted count

然而也必须看到本次实验得到标定曲线的线性度只有 $R^2 = 0.99316$ ，移动平台无法保持匀速移动可能是其中的一个原因，因此对移动平台的移动速率进行了测量。表 5.5 则是统计的移动平台每移动 4 mm、10 mm、100 mm 的平均速率 (A.D.)及相对偏差(R.S.)。从表中可以看到随着移动距离的减小，移动平台的速率相对偏差在增大，因此可以猜想不同位置的有机玻璃圆柱是以不同速率被检测的，这显然会影响透射光子数的测量，从而给峰计数和有机玻璃圆柱长度的线性关系刻度引入非线性涨落。我们将在接下来的实验中定量评估这种影响并改进实验方法加以避免。

表 5.5 移动平台平均速率测量及匀速性判定

Table 5.5 The measurement of average speed to judge if the platform moves with a uniform speed

Experiment Number	100 m		10 mm		4 mm	
	A.S. (mm/s)	R.D. (%)	A.S. (mm/s)	R.D. (%)	A.S. (mm/s)	R.D. (%)
01	1.03	2.79	1.02	2.00	0.92	-8.46
02	1	-0.20	0.97	-3.00	0.95	-5.47
03	1	-0.20	0.98	-2.00	1.1	9.45
04	1	-0.20	1.02	2.00	0.97	-3.48

Experiment Number	100 m		10 mm		4 mm	
	A.S.	R.D.	A.S.	R.D.	A.S.	R.D.
	(mm/s)	(%)	(mm/s)	(%)	(mm/s)	(%)
05	1	-0.20	0.97	-3.00	0.94	-6.47
06	1	-0.20	1.01	1.00	1.16	15.42
07	0.99	-1.20	0.98	-2.00	0.98	-2.49
08	1	-0.20	1.04	4.00	0.96	-4.48
09	1	-0.20	1	0.00	1.04	3.48
10	1	-0.20	1.01	1.00	1.03	2.49

5.3 三维位置灵敏碲锌镉探测器的研制与成像验证

基于第 3 章和第 4 章研究内容, 像素型碲锌镉探测器的像素化电极设计本征具有获取射线作用位置的二维信息能力, 加上深度信息获取技术, 像素型碲锌镉探测器将具有射线作用位置的三维信息灵敏能力, 因此碲锌镉探测器具有应用在核成像领域的潜力。为此, 我们基于像素型碲锌镉探测器开发了一套编码孔径相机, 以评估碲锌镉探测器在核成像领域的应用价值。

编码孔径成像相对于小孔成像、平行孔成像具有成像灵敏度高, 图像信噪比高的特点, 在核安全领域, 特别是涉核场所, 是一种应用广泛的射线成像技术^[107]。其成像系统基本组成如图 5.17 所示。

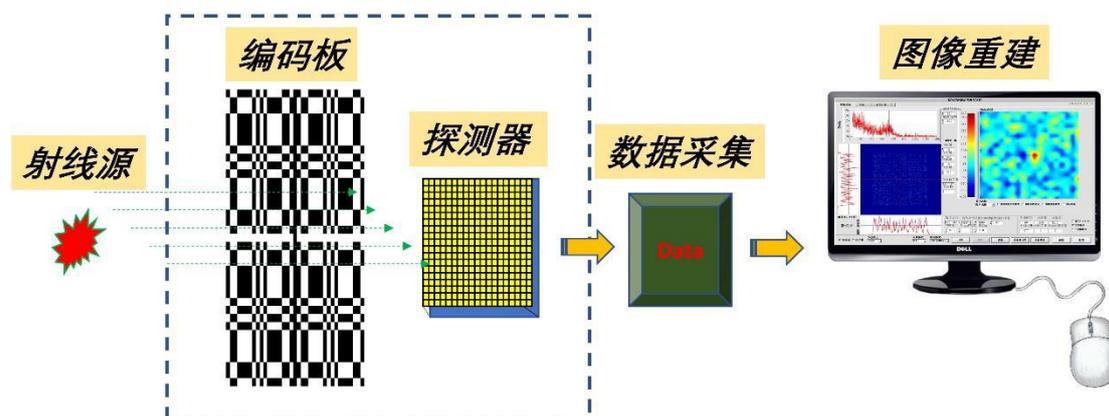


图 5.17 编码成像系统组成示意图^[108]

Figure 5.17 The diagram of coded-aperture imaging system

其中关键的部分是编码板和探测器。射线源发出的射线通过编码板被空间调制, 在探测器平面形成投影, 完成编码; 之后通过解码矩阵与投影数据卷积进行图像重建, 完成解码, 从而实现射线源成像。编码板的编码方式通常有随机阵

列 (Random Arrays)、非冗余阵列 (Non-Redundant Arrays, NRA)、均匀冗余阵列 (Uniformly Redundant Arrays, URA) 和修正均匀冗余阵列 (Modified Uniformly Redundant Arrays, MURA)。其中后两种具有开孔率高 (50%) 以及系统噪声低 (自相关函数为理想 δ 函数) 的突出优点^[108]。

本节介绍的编码相机采用的像素型碲锌镉探测器与第 4 章所使用的相同, 因此如图 5.18 所示, 依据探测器的像素数和尺寸, 采用 11×11 循环嵌套 MURA 编码, 码板基本单元尺寸为 $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$, 码板有效尺寸为 $42 \text{ mm} \times 42 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$; 编码准直器材料采用钨含量 95% 的钨镍铜合金, 码板重量为 120g。编码成像的视野与码板和探测器的距离有关, 为了达到大于 40° 的视野范围, 设计码板前表面与探测器前表面距离 40 mm。

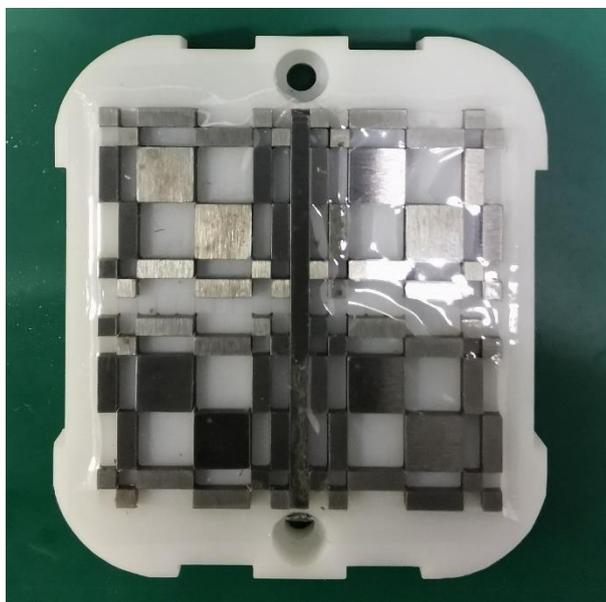


图 5.18 MURA 11×11 循环嵌套码板

Figure 5.18 The 11×11 MURA replicated mask used in CZT camera

除码板之外, 整个编码相机系统组成及结构设计如图 5.19 所示: 11×11 共 121 个像素的碲锌镉探测器各像素信号通过 Samtec 公司的两个 80pin 的高密度接插件引入 Ideals 公司的两个 64 通道共 128 通道的 ASIC 芯片完成信号放大与成形, 之后通过线到板的连接方式, 成形信号进入 FPGA 数字采集卡完成信号的幅度测量和逻辑判选, 之后通过千兆网络数据线将数据传输到电脑, 最后通过基于 labWindows 开发的数据采集处理软件进行能谱采集和图像重建。

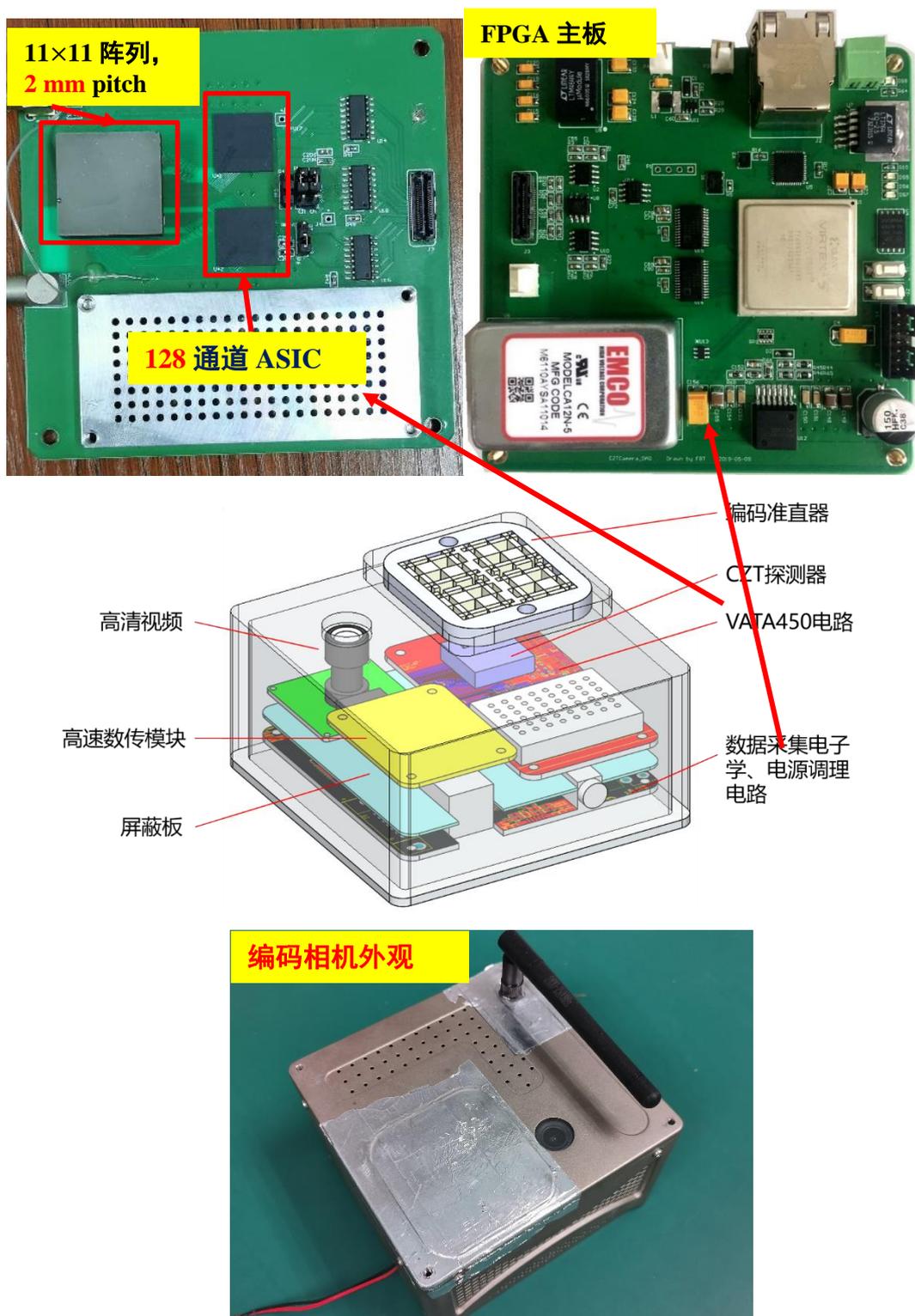


图 5.19 基于像素型碲锌镉探测器的编码相机系统组成及外观

Figure 5.19 The appearance and components of code-aperture camera based on pixelated CdZnTe detector

我们对该相机进行了能谱性能测试和成像角分辨能力测试。分别选取了 94

号、104 号、105 号和 108 号像素，基于第 4 章介绍的基于深度信息进行能谱校正技术，选取阴阳极信号幅度之比在 0.7-0.9 区间内的作用事例，随机得到四个像素的 ^{137}Cs 能谱图。如图 6.20 所示，四个像素对 662 keV 的能量分辨率分别为 1.3%、1.5%、1.3%、1.4%，说明该相机具有实现良好的能谱性能。

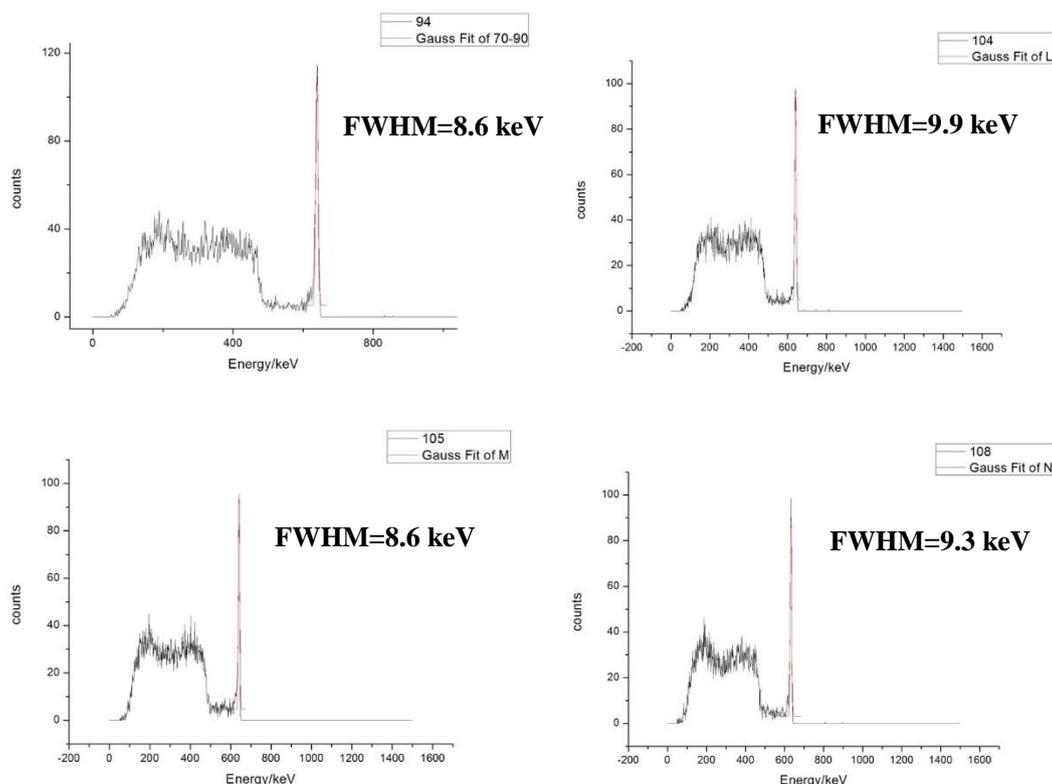


图 5.20 编码相机能谱性能测试

Figure 5.20 The performance of our coded aperture camera on energy spectrum

成像角分辨能力的测试采用 1mCi 的 ^{137}Cs 放射源，将放射源置于视野中心物距 2m 处，采集 90s，成像结果如图 5.21 所示，可以看到重建热点准确定位放射源位置。其中该热点在 X 方向和 Y 方向的角分辨率由图 5.22 的计数统计分布给出，X 方向的角分辨率为 3.31° ，Y 方向的角分辨率为 3.68° 。



图 5.21 1mCi¹³⁷Cs 放射源 2m 距离时 90s 成像结果

Figure 5.21 The imaging result of 1mCi ¹³⁷Cs radioactive source when distance of object is 2m and measuring time is 90s

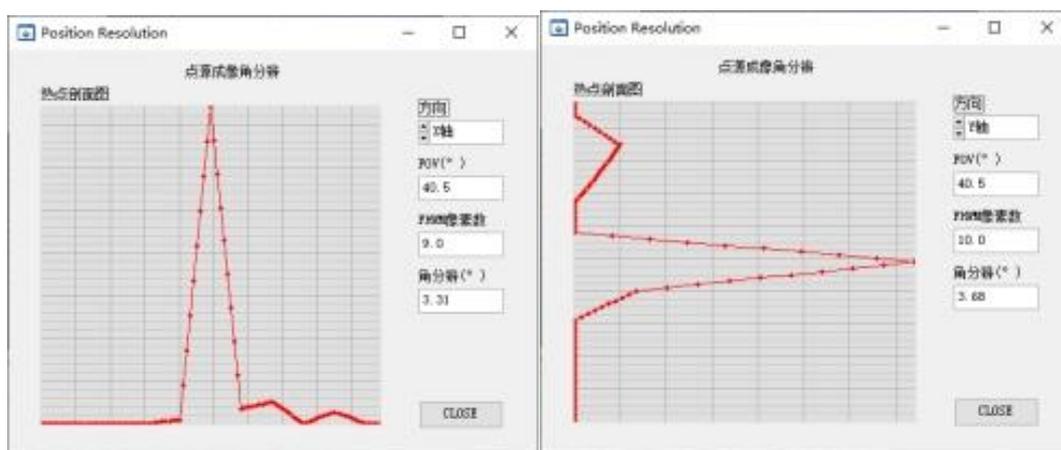


图 5.22 ¹³⁷Cs 点源成像角分辨率

Figure 5.22 The angle resolution of imaging result with ¹³⁷Cs point source

为了证明碲锌镉探测器良好的能谱性能对编码相机成像性能的改善，我们选取具有不同射线能量的 ⁵⁷Co、¹³³Ba、²²Na、⁶⁰Co 放射源进行成像测试，覆盖常见核辐射的低能区段和高能区段，成像结果如图 5.23 所示，可以看到该编码相机对低能射线和高能射线均呈现良好的成像结果。

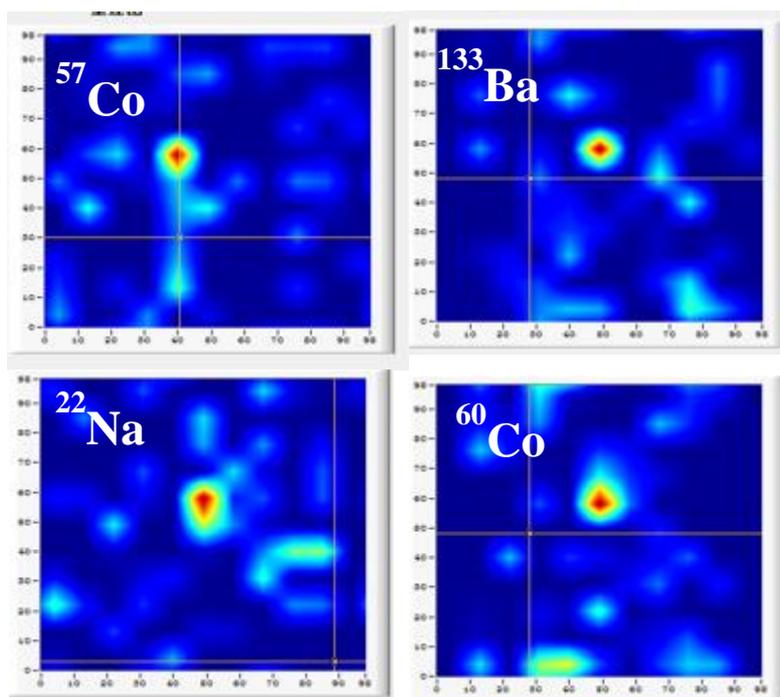


图 5.23 编码相机对不同放射源的成像测试

Figure 5.23 The imaging test of coded aperture gamma camera for different radioactive source

基于该伽马相机，我们也进行了特定应用场景的测试。其中包括基于无人机平台进行高空悬停核辐射成像。其意义在于：现有核辐射测量手段以单人徒步搜寻和车辆巡检为主，这都需要测量人员进入污染区域进行近距离测量，很有可能造成人员的过量照射，甚至造成直接伤亡或严重的后遗症；采用移动机器人进行核辐射检测可很大程度上减少操作人员的照射剂量，但往往可检测范围较小，且受测量地形环境的影响较大。采用无人机搭载核辐射探测的方式可进行非接触式核辐射测量，对一定区域进行快速检测，避免人员进入强辐射场的高危环境中。

测试实验在空旷的场地进行，如图 5.24 所示，伽马相机被置于无人机平台上，控制无人机在 2Ci 的 ^{75}Se 放射源上方 50m 处悬停进行成像。成像结果如图 5.25 所示，可以看到成像热点准确定位了放射源所在位置，验证了该伽马相机用于无人机高空成像的可行性，具有较高的灵敏度。

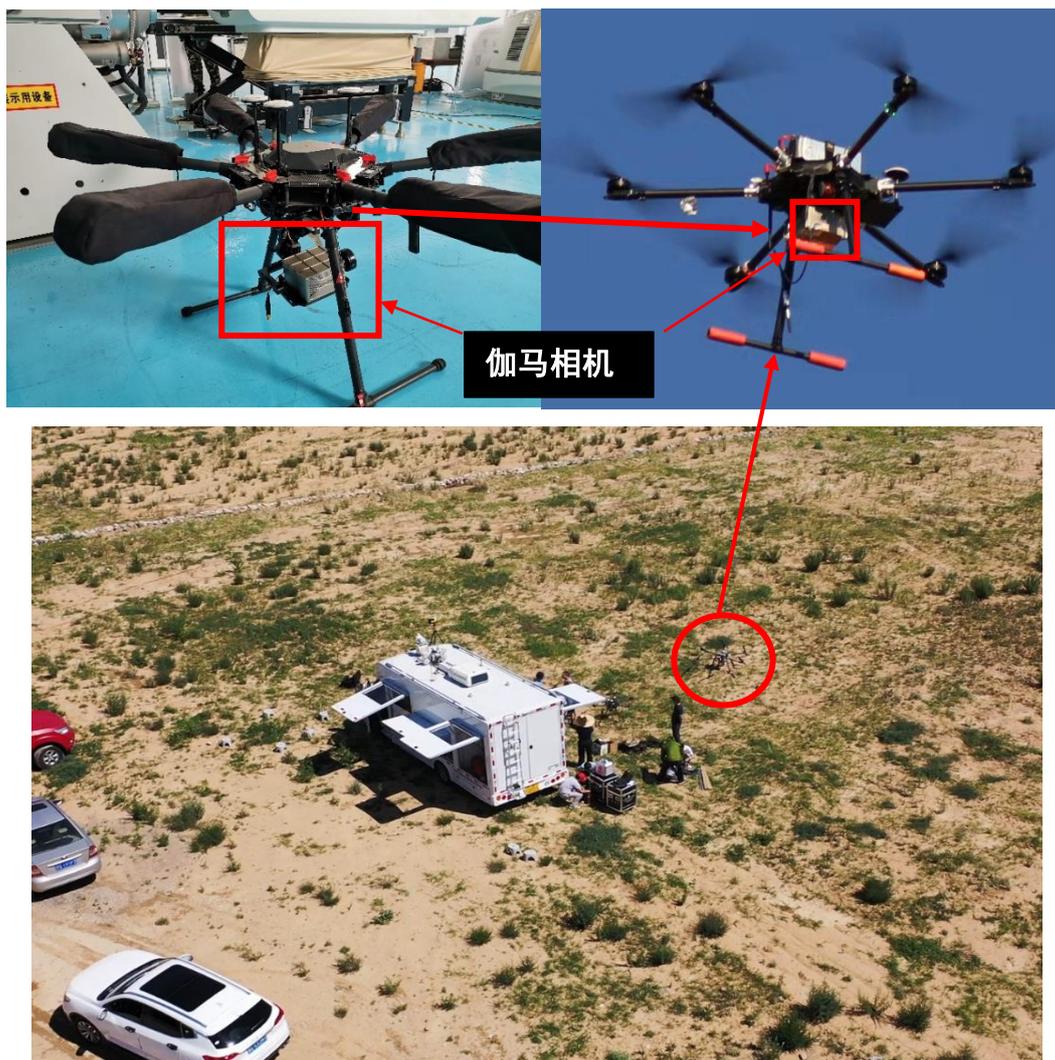


图 5.24 无人机悬停成像实验场景

Figure 5.24 The setup of imaging experiment with CZT camera when it is placed on the drone

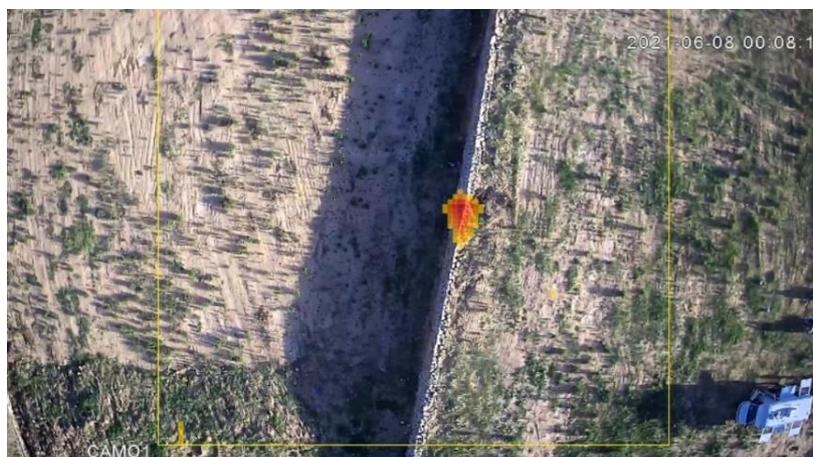


图 5.25 无人机悬停成像实验结果

Figure 5.25 The imaging result of CZT camera when it is placed on the drone

5.4 本章小结

本章介绍了基于单极性碲锌镉探测器进行的一些能谱探测与核成像的应用研究。研究主要是为了证明前面几章关于碲锌镉探测器相关技术研究在实际应用中的价值。具体来说：

第一节和第二节建立在第 3 章关于单极性电极设计的碲锌镉探测器能谱性能研究的基础上。基于半球型碲锌镉研制了一套可用于无损检测的高能量分辨，高计数稳定性的小型能谱仪，其对 $^{137}\text{Cs}662\text{ keV}$ 全能峰的能量分辨率达到 1.9%，对于 $^{241}\text{Am}59.6\text{ keV}$ 的射线，透射计数达到 5×10^7 以上时，计数标准差降到 0.05% 以下。并且对其在材料厚度测量和样品棒空隙长度测量等无损检测具体应用的可行性进行了初步的实验验证；

第三节则基于具有 121 (11×11) 个像素的像素型碲锌镉探测器，采用 11×11 MURA 循环嵌套码板，匹配 128 通道 ASIC 模拟信号读出电子学、FPGA 数字采集卡和基于 labWindows 程序开发的数据采集及图像处理软件研制了一套小型编码相机。经过测试，该相机对 $^{137}\text{Cs}662\text{ keV}$ 全能峰的单像素事例能量分辨率达到 1.5% 以下，对 2m 物距、1mCi 的 ^{137}Cs 放射源可以实现精准定位，X 方向和 Y 方向的角分辨率分别达到 3.31°、3.68°。同时将该相机置于无人机平台进行了 50m 高空悬停放射源成像，结果表明，该相机可以对地面上 2Ci 的 ^{75}Se 准确定位和成像，初步验证了无人机载成像终端在核辐射应急情况下的应用价值。

第6章 像素型碲锌镉探测器的亚像素分辨技术研究

上一章研制的编码相机在成像角分辨率上还有进一步提高的空间,一种可行的方法是提高三维位置灵敏探测器的横向位置分辨,即XY平面的位置分辨,实现多倍采样。然而,一般而言,像素型碲锌镉探测器的XY平面位置分辨即为其像素间距大小,或者说像素型碲锌镉探测器光子横向位置的定位仅仅局限在确定哪个像素被光子击中。所以研究者们普遍采用在电极平面设计更小的像素以提高XY平面的位置分辨。然而对于同样尺寸的碲锌镉探测器,更小的像素大小一方面意味着更多的像素单元,这对后端电子学提出了更高的要求;另一方面也会增加电荷分享事例的比例,像素较小时,电荷共享效应会十分严重,影响探测器对射线能量的测量精度,阻碍位置分辨进一步提升^[109]。因此在不增加读出电子学通道,不改变像素大小和数目的情况下,定位单个像素下光子击中的具体位置就变得很有意义,可以在现有探测器系统不变的基础上,实现多倍采样。换言之,我们希望能将探测器XY平面的位置分辨进一步提高到像素大小以下,发展亚像素分辨技术。本章研究如何实现这一目标。

6.1 基于COMSOL的相邻像素权重势串扰仿真

在第3章介绍共面栅型碲锌镉探测器收集电极和非收集电极上感生电荷量的变化过程时,我们指出随着电子从开始迁移到最终被收集电极收集这一过程的进行,收集电极上的感生电荷量逐渐增长到最大值,非收集电极上的感生电荷量先慢慢增长到最大值,然后快速衰减到0,最终使得全部的感生电荷最终集中到收集电极上。类似的电荷感生过程在像素型碲锌镉探测器中也存在,亚像素分辨技术即建立在对这样的电荷感生过程进行分析的基础上。

像素型电极设计的碲锌镉探测器,由于相邻像素电极间隔很近,通过对相邻像素的权重势仿真,发现其存在权重势交迭的现象,如图6.1所示:

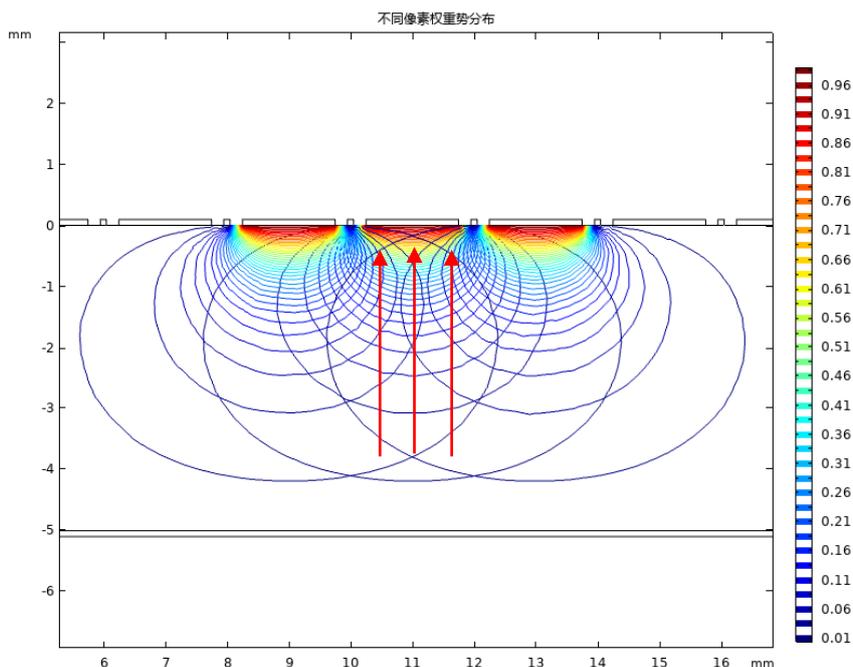


图 6.1 相邻三个像素电极之间的权重势串扰

Figure 6.1 The crosswalk of weighting potential among the three neighboring pixels

即左右相邻像素电极的权重势在中心像素电极的有效电荷收集体积内也会有分布。图 6.2、6.3 即为中心像素电极下方不同横向位置处左右相邻像素电极的权重势深度响应曲线仿真结果：（横向位置如图 6.1 箭头所示，从右向左。图中左，右代表左右相邻像素电极，数字代表位置，左右数字相同代表位置相同。）

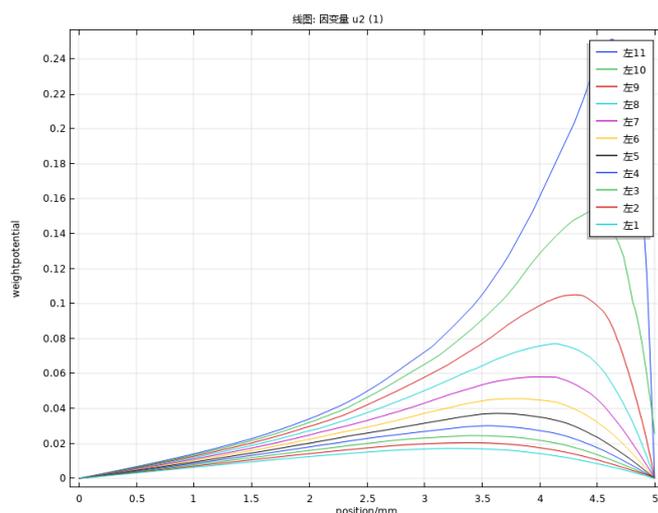


图 6.2 左边像素电极在中心像素电极下方不同横向位置处的权重势深度分布

Figure 6.2 Left collecting pixel's weighting potential distribution of different y positions along the z-axis under the central pixel. The y position of central pixel's center is 11 mm.

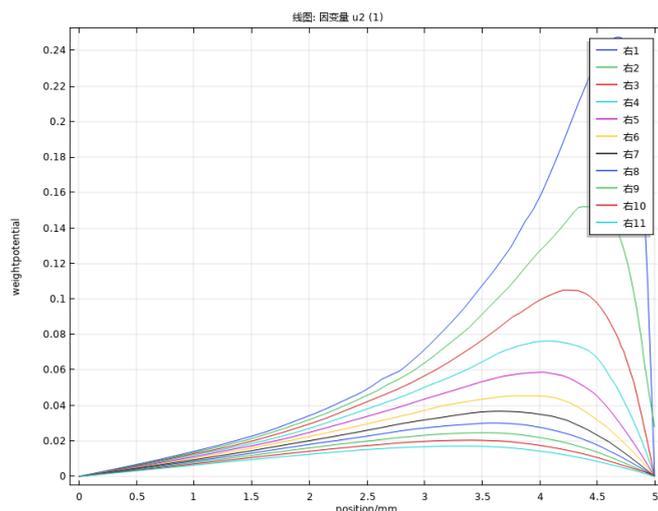


图 6.3 右边像素电极在中心像素电极下方不同横向位置处的权重势深度分布

Figure 6.3 Right collecting pixel's weighting potential distribution of different y positions along the z-axis under the central pixel. The y position of central pixel's center is 11 mm.

分析可知：

(1) 对于中心像素电极下方的每个横向位置，左右相邻像素电极在深度方向均有权重势分布，但是权重势值较小。当电子在中心电极下方漂移时，此时收集电极应为中心像素电极，根据 Shockley-Ramo 理论，左右相邻非收集电极上会有相应的感应电荷产生，这些电极也会有相应的电荷信号产生，但是由于权重势值较小，其信号幅度也较小；

(2) 对于中心像素电极下方的任意横向位置，无论是左边的像素电极，还是右边的像素电极，其权重势大小在阳极表面都归为 0，根据 Shockley-Ramo 理论，这意味着如果电子从阴极开始漂移，左右相邻非收集电极上感应电荷的变化量在整个电子被中心像素收集的过程中等于 0，因此非收集电极上的电荷信号变化趋势和上述权重势变化趋势是一致的，即从 0 增加到最大值再衰减到 0。

(3) 如果电子是从其他深度开始漂移，此时电子初始位置的权重势值不为 0，而最终达到中心收集电极的权重势为 0，因此非收集电极上的电荷信号最终将趋于负信号，负信号的幅度与电子作用的深度有关。由于像素型碲锌镉探测器大部分深度的权重势数值较小且变化平缓，深度对非收集信号的影响可能不大；

(4) 对于中心像素电极下方的不同横向位置，随着其从中心像素电极下方右边向左边变化时，左右相邻像素电极在不同位置的深度方向权重势分布呈现此

消彼长的特点，意味着当电子在不同的横向位置向中心像素阳极漂移时，左右相邻非收集电极上感应电荷产生的信号幅度也不同，即左右相邻非收集电极上的信号幅度大小与电子漂移的横向位置有关。如果可以通过实验测量来刻度这种关系，将为确定电子在收集像素下漂移的横向位置，即 XY 方向的位置提供可能。

6.2 亚像素分辨技术实验验证

基于实验室采购自 eVproduct 公司的像素型碲锌镉探测器，我们进行了相关的技术验证实验。该探测器在 COMSOL 中构建的几何模型如图 4.12 所示，晶体体积是 $22\text{ mm} \times 22\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ ，具有 11×11 共 121 个像素电极，其中像素间距为 2 mm ，像素间隔是 0.5 mm ，此外还具有宽度为 0.1 mm 的保护环电极。像素阳极所加偏压为 -600 V ，阴极和保护环电极均为 0 电位。实验设置中，我们使用准直后的 ^{133}Ba 放射源发出射线，通过设置中心像素的信号触发阈值确保每个有效事例都最终被中心像素收集，然后采集相邻像素上的信号进行亚像素分辨技术的验证。因为相邻像素上的信号幅度相比中心像素上的信号幅度很小，在每次实验之前都对电子学系统进行了噪声水平测试，各个通道一致性校正、基线减除等操作，尽可能避免电子学因素影响信号测量。

6.2.1 基于 ASIC 芯片读出相邻像素上信号

我们首先在基于像素型碲锌镉探测器和 ASIC 读出芯片搭建的探测器平台上进行了验证实验。探测器前端由 128 通道 IDEALS VATA450.3 ASIC 芯片读出，它自带一个 10bit 的 ADC，直接输出阳极信号的幅度大小。我们选取 62 号像素作为研究对象，其在探测器中的位置如图 6.4 所示。通过 ASIC 的测试通道，在没有接入探测器的情况下，我们测试了其阳极通道的电子学噪声大于 8 keV ，显著高于我们自研分立的单通道读出电路。实验的具体设计如图 6.5 所示，与第 4 章深度信息获取实验类似，不同的在于射线从阴极射入，移动区间是从 62 号像素的左边间隔到右边间隔。

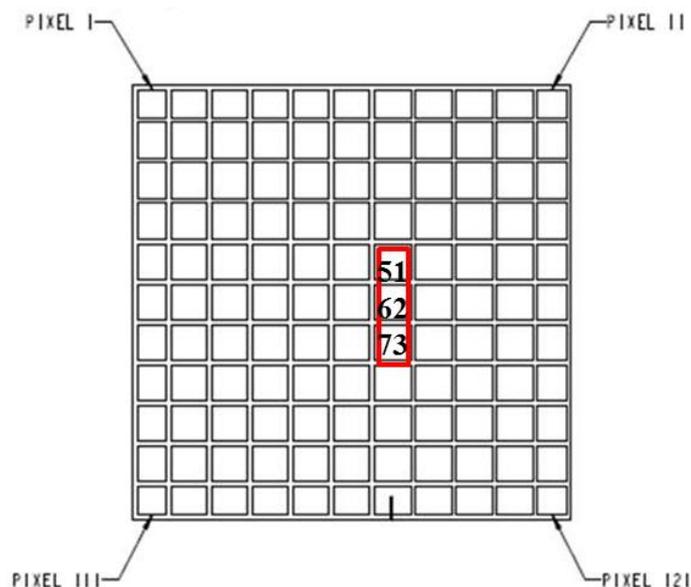


图 6.4 实验研究的像素在探测器上的位置

Figure 6.4 The relative position of pixel 62 used in sub-pixel experiment

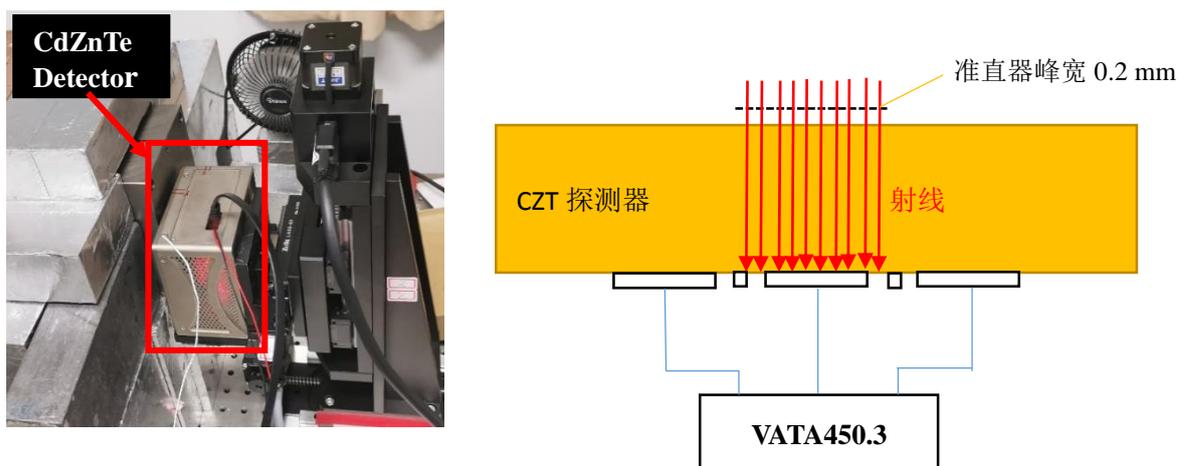


图 6.5 实验场景和实验设计

Figure 6.5 The design and setup of sub-pixel experiment based on ASIC readout electronics

考虑到 ASIC 通道噪声较大, 62 号像素上下左右四个像素通道的噪声水平均在 7-8 keV, 本次实验仅仅比较相邻像素瞬时信号的幅度大小来完成 62 号像素内事例数分布的精细采样。具体来说, 将 62 号像素分成上下左右四个小像素, 通过比较相邻像素上的瞬时信号幅度大小确定各个小像素上事例数的分布, 如图 6.6 所示; 射线移动步长为 0.2 mm, 单次采集时间为 300s, 同样设置能量阈值为

300mV，保证射线作用深度靠近阴极和避免多次散射的影响。

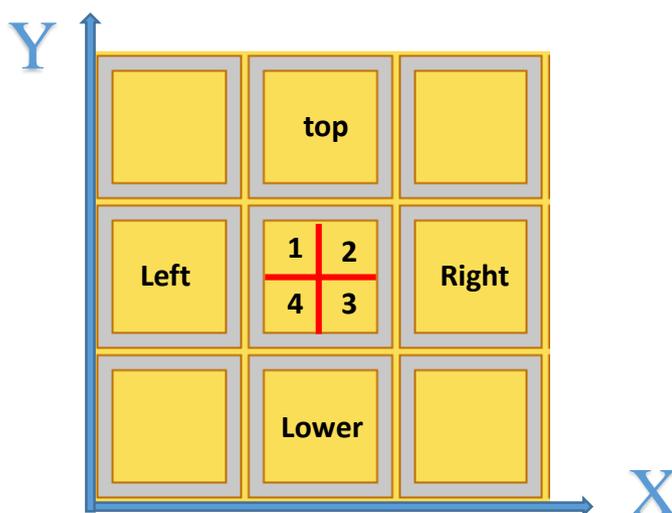


图 6.6 62 号像素的小像素划分和比较逻辑

Figure 6.6 The algorithm we used to split the pixel 62

图 6.7、6.8 将 X 方向上编号为 1、4 的小像素计数之和分布与编号为 2、3 的小像素计数之和分布进行比较，图 6.8 则是将 Y 方向上编号为 1、2 的小像素计数之和分布与编号为 3、4 的小像素计数之和分布进行比较。从图中可以清楚地看到，无论是 X 方向，还是 Y 方向，准直射入射 1mm 的两个位置上统计分布可以明显分开。

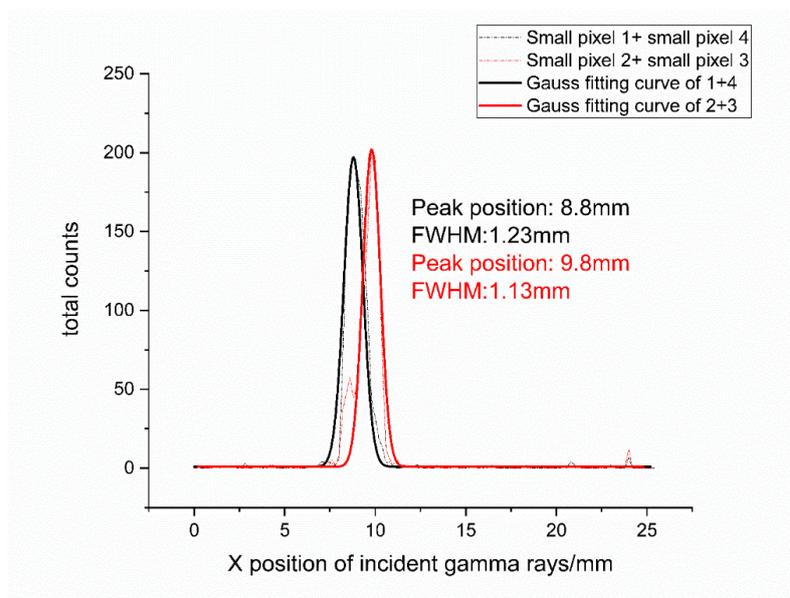


图 6.7 X 方向上射线入射位置相隔 1mm 时的计数分布

Figure 6.7 The count distribution of two position which has a distance of 1mm when gamma rays irradiate along X-axis direction

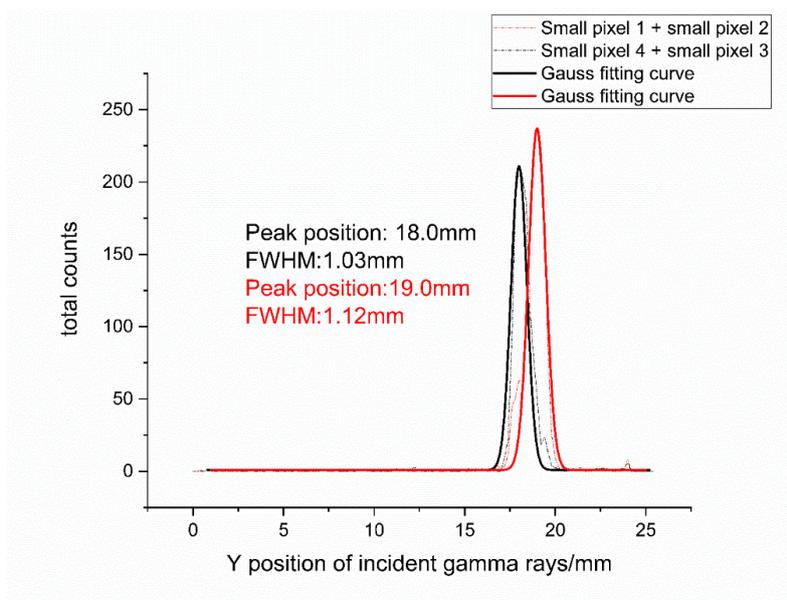


图 6.8 Y 方向上射线入射位置相隔 1mm 时的计数分布

Figure 6.8 The count distribution of two position which has a distance of 1mm when gamma rays irradiate along Y-axis direction

图 6.9、6.10 即为 XY 方向两次扫描后四个小像素上事例数的统计分布，表 6.1 则为对应统计分布的半高宽，即为相应的位置分辨。

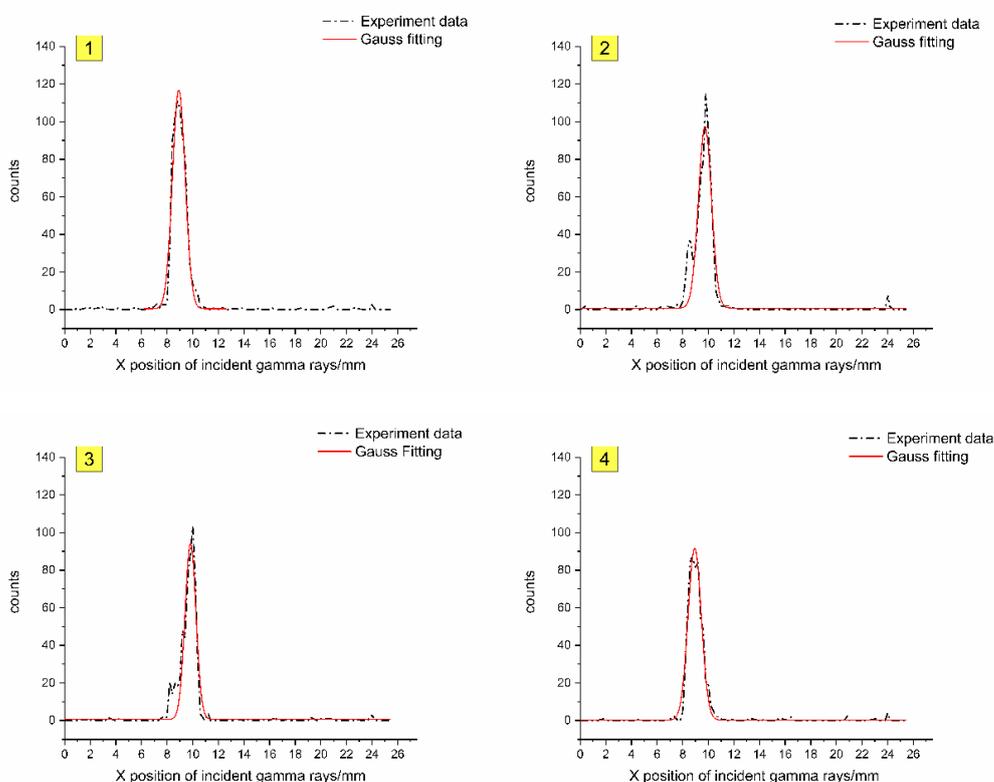


图 6.9 X 方向上各小像素上的事例数分布

Figure 6.9 The statistical distribution of eVents from small pixel along X-axis direction

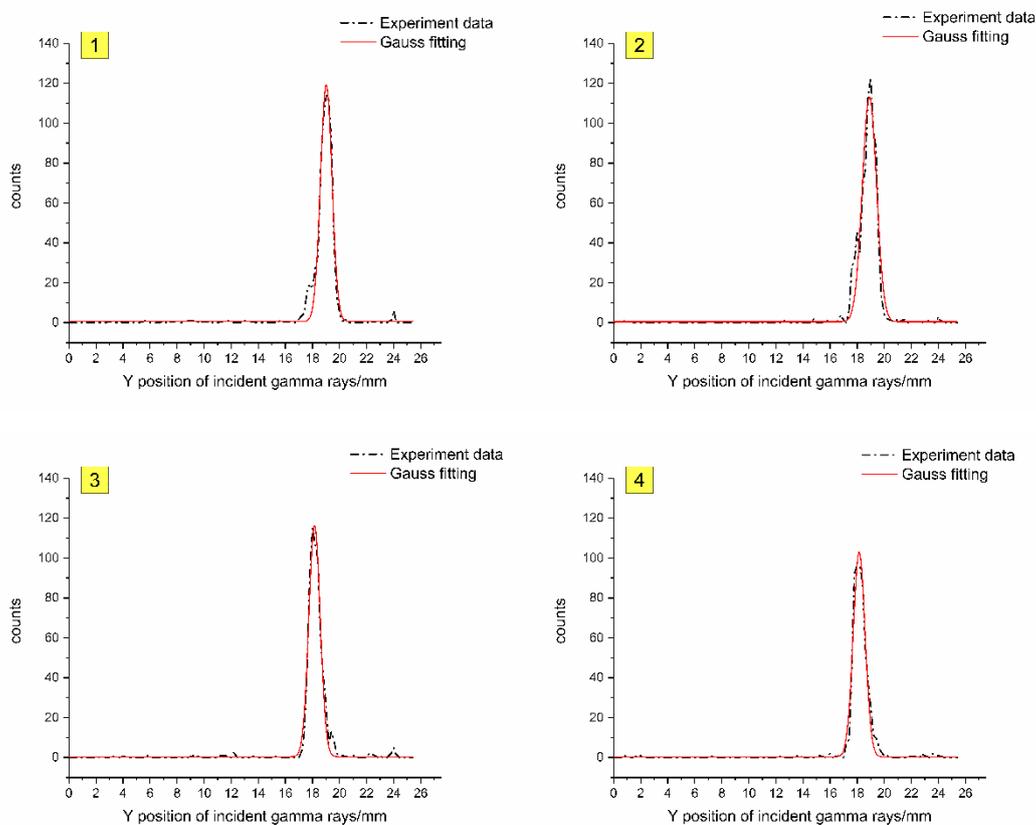


图 6.10 Y 方向上各小像素的统计分布

Figure 6.10 The statistical distribution of eVents from small pixel along Y-axis direction

表 6.1 XY 方向上各小像素的事例数分布半高宽

Table 6.1 The FWHMs of statistical distribution of eVents from small pixels across XY plane

Small pixel serial number	FWHM of Gauss fitting along the x-axis(mm)	R ² of Gauss fitting along the x-axis	FWHM of Gauss fitting along the y-axis(mm)	R ² of Gauss fitting along the y-axis
1	1.17±0.05	0.972	1.00±0.02	0.977
2	1.20±0.04	0.925	1.24±0.03	0.956
3	1.00±0.03	0.929	0.99±0.02	0.982
4	1.22±0.02	0.976	1.03±0.02	0.976

由表 6.1 可以看到，各小像素上事例分布的重建半高宽均在 1.0 mm 左右，这与我们将 2 mm×2 mm 的像素平面分成 4 个 1 mm×1 mm 的小像素区域大小是

一致的,从而初步验证利用相邻像素上瞬时信号大小来进一步确定射线作用的横向位置的方法是有效的。

上述实验说明对于单个像素,通过读出相邻像素上的瞬时信号进一步确定作用事例在中心像素下的横向位置是有效的,但是对于多个像素,该方法是否可行仍然需要验证。为此我们基于编码相机平台,开放 ASIC 芯片的 10×3 个通道进行研究。

如图 6.11 所示,探测器和未经准直的放射源相对放置,待透射成像的物体是钢制的钻头,具有 0.8 mm、1.0 mm、1.5 mm 和 2.0 mm 四种不同的宽度。

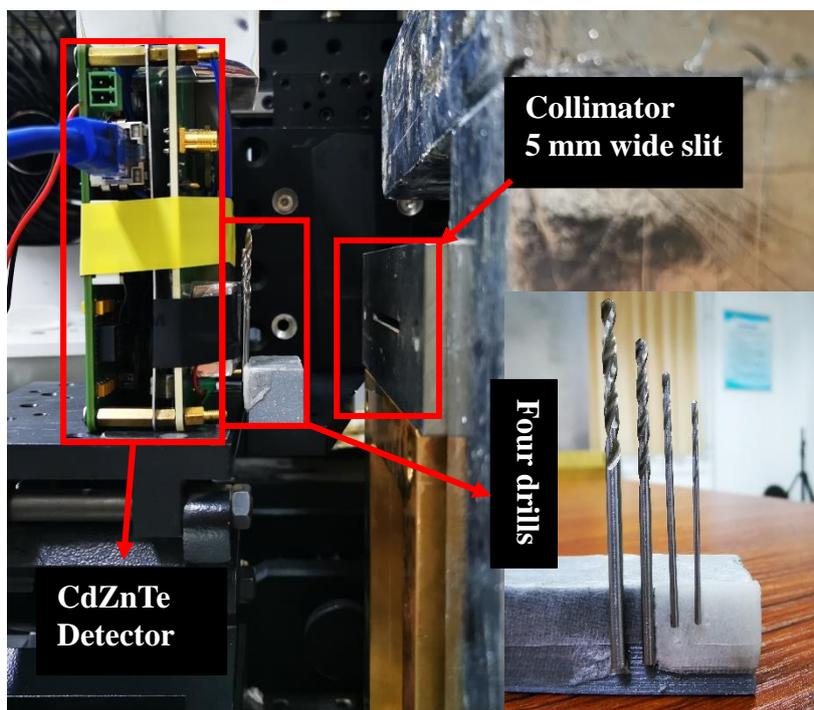


图 6.11 透射成像实验设计

Figure 6.11 The design of transmission imaging experiment

考虑到确保射线穿过物体能够得到足够的衰减,我们选用 ^{57}Co 放射源,其特征伽马射线能量为相对低能的 122 keV。实验前将开放的 10×3 个 ASIC 通道对应的 10×3 个像素作为成像窗口,同时需要事先对所有像素进行探测效率校正,其结果如图 6.12 所示。注意到右边像素第 18、19 列计数仍不均匀,但是实际成像实验中我们并不会利用这两列像素,因此并不影响成像实验的进行,另外注意左右两幅图的像素基元代表的面积是不一样的,左边一个像素代表 $2 \times 2 \text{ mm}^2$,而右边一个像素代表 $1 \times 1 \text{ mm}^2$ 。

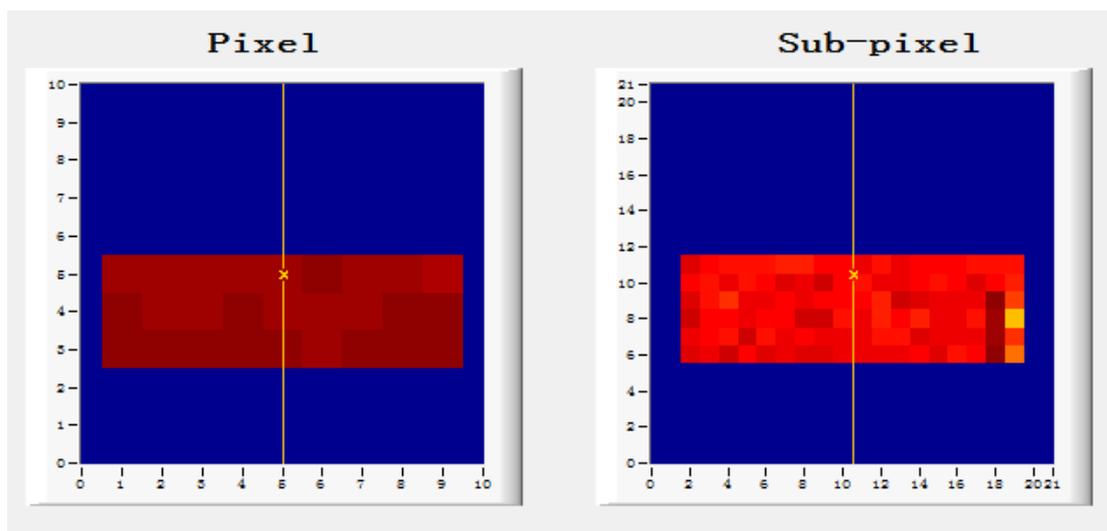


图 6.12 探测器各像素探测效率一致性校正

Figure 6.12 The detection efficiency correction for every pixel in detector

然后我们对选定的物体进行透射成像，成像分两组，第一组是宽度为 1 mm 的钻头每移动 1 mm 成像一次，实验示意图如图 6.13 所示；第二组是彼此之间距离为 4 mm 的四根不同宽度的钻头同时成像，实验示意图如图 6.14 所示。

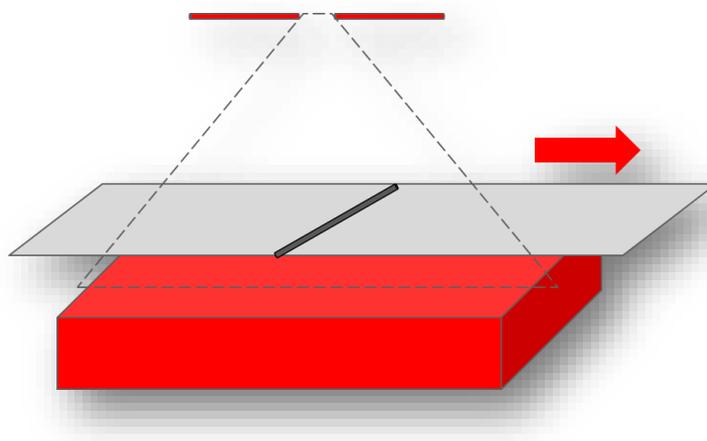


图 6.13 第一组实验示意图

Figure 6.13 The experiment schematic diagram of first group

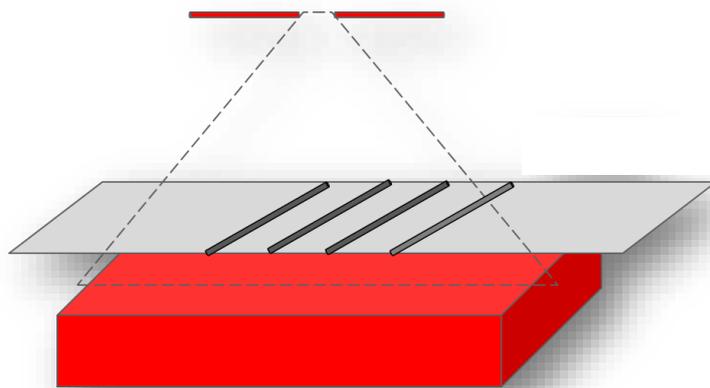


图 6.14 第二组实验示意图

Figure 6.14 The experiment schematic diagram of second group

图 6.15 和图 6.16 分别是两组成像实验的结果。图 6.15 中左边四行图代表的是未使用亚像素分辨技术的原始透射成像结果，右边四行图则是使用亚像素分辨技术的透射成像结果。可以看到当钻头每移动 2 mm 时，左边未使用亚像素分辨技术的成像结果中，比较明亮的一列像素才改变一列，而右边使用亚像素分辨技术的成像结果中，比较明亮的一列像素已经移动两列，较明亮像素的位置即为钻头的位置。图 6.16 左右两幅图仍然是使用亚像素分辨技术前后的透射成像对比，可以看到随着钻头宽度的增加，右边使用亚像素分辨技术的透射成像结果中明亮的像素从 1 列逐渐增加为 2 列，而同时左边未使用亚像素分辨的透射成像结果则都是 1 列像素明亮。

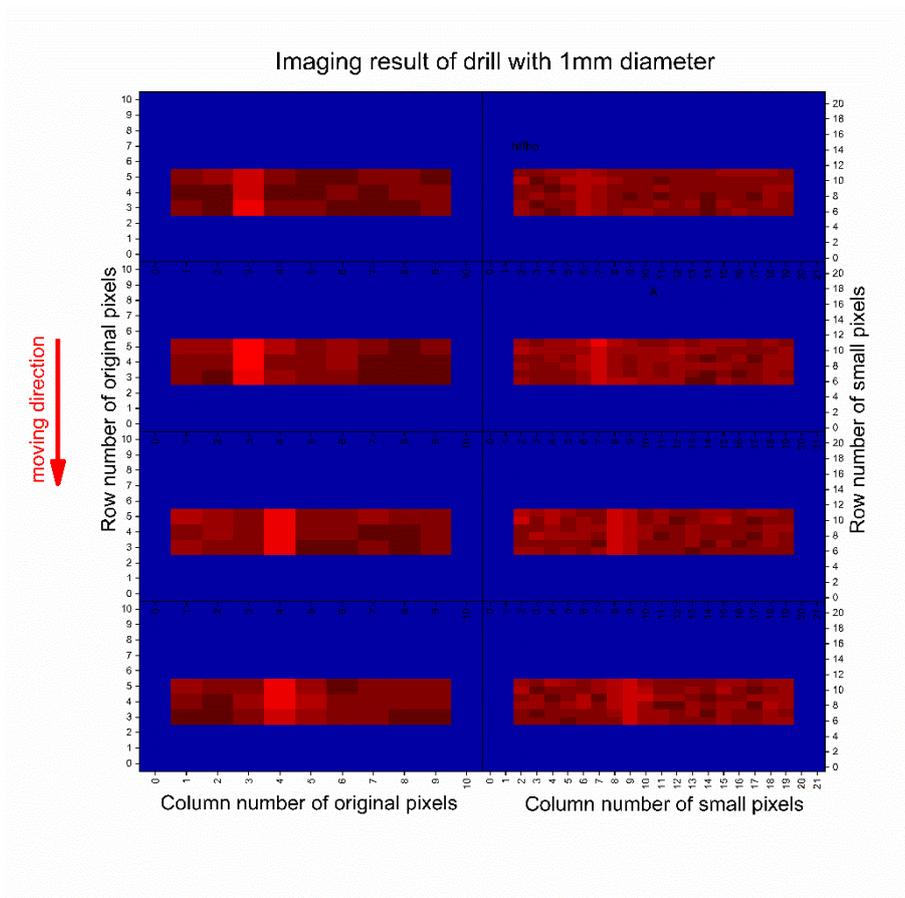


图 6.15 单个 1 mm 直径钻头不同位置成像结果

Figure 6.15 imaging result of 1 mm diameter at different position

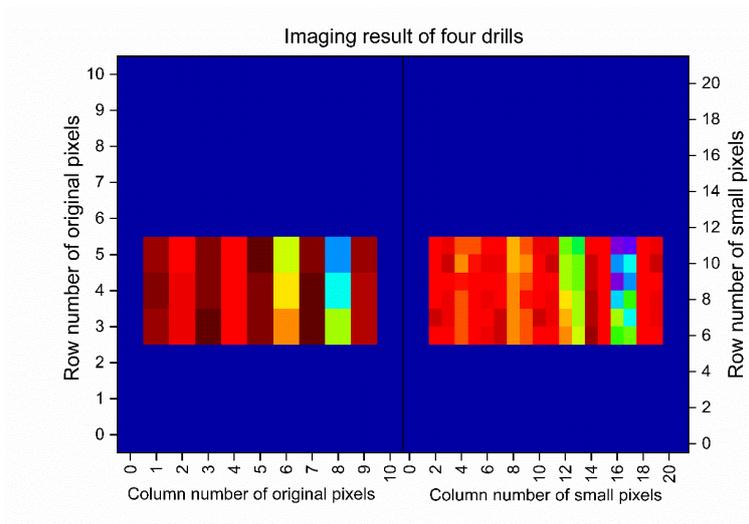


图 6.16 四根不同直径的钻头同时成像结果

Figure 6.16 simultaneous imaging result of the four drills with different diameter

图 6.17 则是图 6.16 中左右两幅图里每列像素上的透射光子数平均计数，红色曲线和点代表图 6.16 中未使用亚像素分辨技术的左图，黑色曲线和点代表图 6.16 中使用亚像素分辨技术后的右图，为了方便比较对其进行了归一化并且将基线放在了同一水平线上。可以看到没有被钻头遮盖的每个大像素上的计数被比较均匀地分配到小像素上；而被 0.8 mm, 1.0 mm 宽的钻头遮盖的大像素上的计数分配到对应小像素上计数差异明显要比 1.5 mm、2.0 mm 宽的钻头分配结果较大。这不是因为各个像素的探测效率不同，因为从黑矩形点和红圆点曲线可以看出各个像素的计数是比较均匀的。所以综上所述可以得出结论，亚像素分辨技术确实可以优化透射成像的分辨率，使得探测器可以分辨更小宽度的物体。

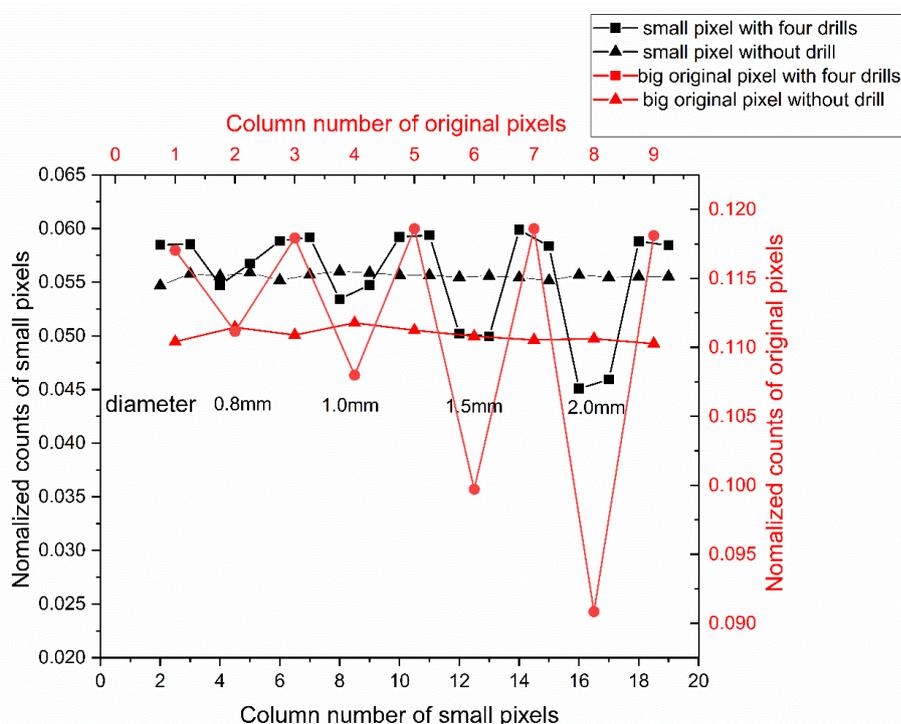


图 6.17 不同直径钻头同时成像时各像素列的平均透射光子数分布

Figure 6.17 The distribution of average transmitted photon count of each column of pixels when image with four drills simultaneously

6.2.2 基于分立模拟电路读出前端信号

考虑到 VATA450.3 ASIC 的各通道电子学噪声较大，再次搭建探测器平台，换用自研读电路，期望其低噪声水平（在接入探测器的情况下，各通道噪声水平在 8 keV 左右）可以提高对瞬时信号测量的能力，支撑我们对瞬时信号波形特点的分析，以便研究影响瞬时信号波形的一些物理因素。

这次，我们只引出 62 号像素与其上下相邻的两个像素作为研究对象，三个像素在阳极表面的位置如上节图 6.4 所示，搭建的探测器平台如图 6.18 所示；射线从 62 号像素与 73 号像素的间隙向 62 号像素与 51 号像素的间隙移动，移动步

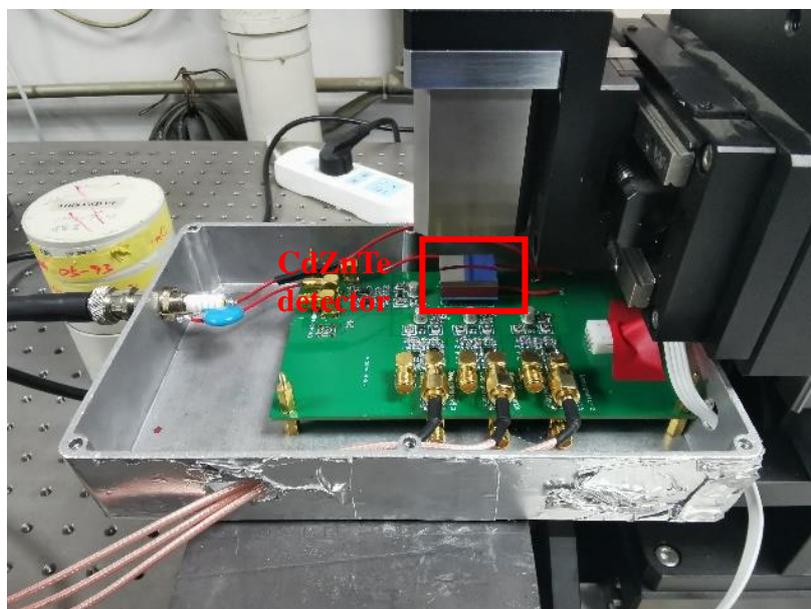


图 6.18 自搭探测器平台进行瞬时信号测量

Figure 6.18 Transient signal measurement by discrete readout electronics

长为 0.2 mm，同样设置 62 号像素的能量阈值为 300mV。图 6.19 为不同横向位置处 51 号像素与 73 号像素的信号幅度之差的统计分布，图 6.20 是图 6.19 中统计分布的均值与相应横向位置的刻度曲线，图 6.21 为不同横向位置处的位置分辨，它是基于图 6.20 中的关系曲线通过图 6.19 中统计分布的半高宽计算得来的。

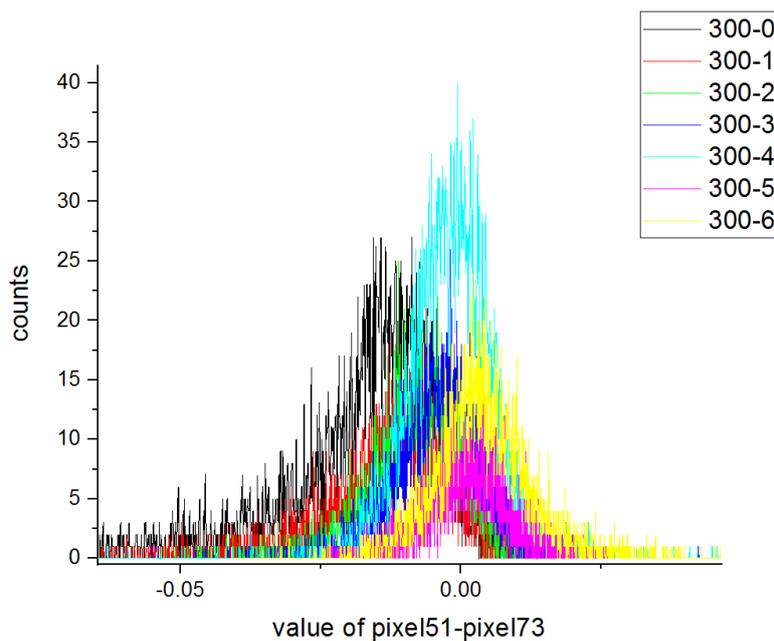


图 6.19 51 号像素与 73 号像素上瞬时信号幅度之差的横向位置响应

Figure 6.19 The position response for statistical distribution of difference between amplitude of signal from pixel 51 and amplitude of signal from pixel 73

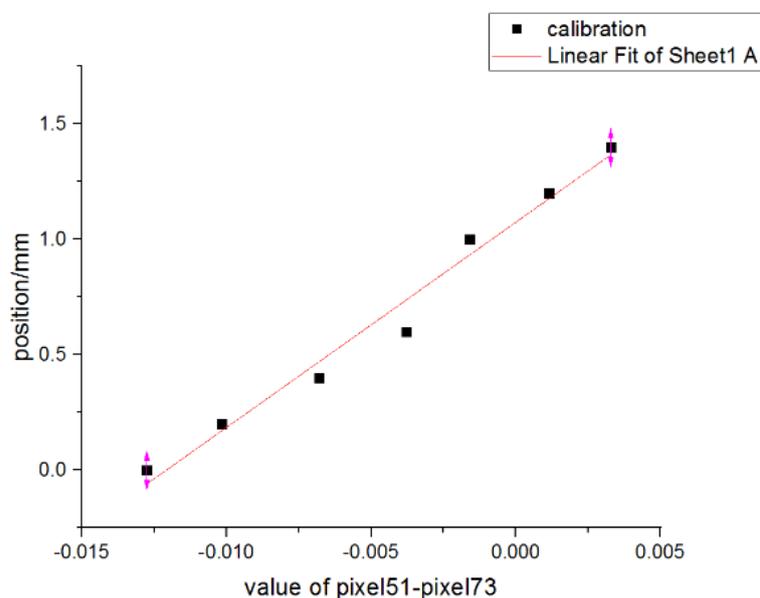


图 6.20 幅度之差均值与射线位置关系刻度

Figure 6.20 The linear calibration between the position and the mean of amplitude difference

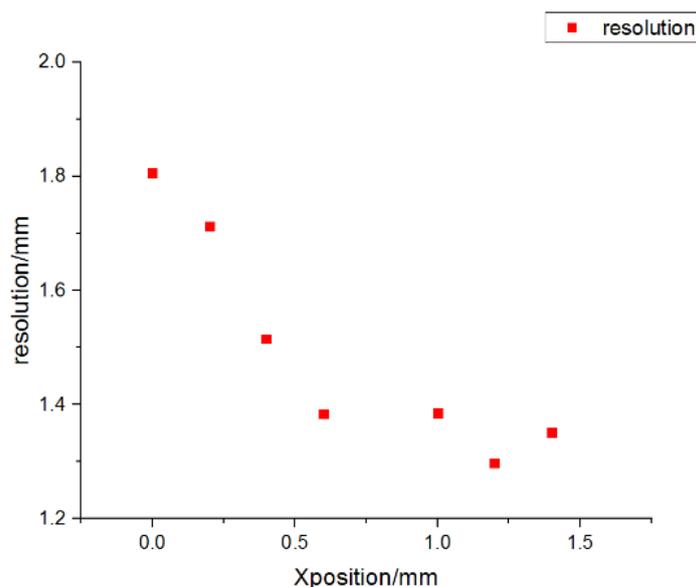


图 6.21 不同横向位置的位置分辨

Figure 6.21 The position resolution of different transverse position of incident gamma ray

图 6.19 中幅度差的统计分布曲线随射线射入位置移动而移动，这验证了瞬时信号对射线的移动是有响应的，同时图 6.20 中位置与幅度差的线性刻度也验证了这一点。但是图 6.21 中的位置分辨在 1.3 mm 左右，即使考虑到射线约 0.6 mm 的展宽，其位置分辨修正为 1.15 mm，相对于 2 mm 的移动区间并不理想。

因为射线能量为 356 keV，对于 5 mm 厚度的晶体来说，其作用深度遍及整个探测器。虽然能量窗的设置有效排除了低能散射和非单极性区事例，然而作用在单极性区且深度不同的事例却无法排除。这些不同深度的有效事例，其前放信号能够达到的幅度不同，所以成形信号的幅度也不同。因此在本次实验的条件下，即使横向位置相同，测量到的相邻像素上的信号幅度也会有差异，这样的差异最终会引入统计涨落，使得本次实验达到的横向位置分辨较差。在后续实验中，我们计划直接采集前放信号，计算前放信号最大值与最小值的差值来标定与横向位置的关系，以便证明射线作用深度对上述实验的干扰和获取更好的亚像素分辨。

6.3 本章小结

本章基于像素型碲锌镉探测器对亚像素分辨技术进行了研究。通过模拟仿真的方法对相邻像素上的信号特点进行了分析，然后基于实验室已有条件搭建实验平台，对实验室的像素型碲锌镉探测器能够实现的亚像素分辨进行了验证和评估。

具体来说:

第一节基于 COMSOL 对像素型碲锌探测器像素阳极间的权重势串扰进行了重建, 指出亚像素分辨技术的物理原理;

第二节主要介绍实验研究亚像素分辨技术的相关内容。首先基于 ASIC 读出芯片搭建读出相邻像素信号的探测器平台, 通过比较中心像素四周相邻像素上的信号大小, 成功将 $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 的像素电极分割成 4 个 $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ “小像素电极”; 同时进一步验证多像素区域应用的可行性, 取得了初步的实物成像结果。结果表明使用亚像素分辨技术明显提高了实物透射成像的分辨率, 探测器可以区分具有 0.8 mm 、 1.0 mm 、 1.5 mm 、 2.0 mm 等不同直径大小的物体。由于实验中发现 ASIC 芯片各通道噪声过大, 于是基于自研低噪声分立电路读出相邻像素信号的实验平台被搭建起来, 标定左右相邻像素信号差值与横向位置的关系, 实现 1.15 mm 的位置分辨, 并分析了实验结果的影响因素, 给出了实验改进的方法。

第7章 总结与展望

7.1 论文内容总结

碲锌镉探测器作为一种半导体探测器，由于没有中间发光过程，光子和电子直接进行转换，可以实现比闪烁体探测器优异的能谱性能。理想情况下碲锌镉探测器内部任意位置处产生的载流子都会被收集电极全部收集，然而由于电子空穴在输运过程中的俘获，加上探测器内部权重势分布并非理想的单极性，碲锌镉探测器收集电极的电荷收集效率与射线作用的位置有关，不同位置的电荷收集效率差异较大，使得碲锌镉探测器的能谱普遍存在高能射线全能峰低能拖尾现象。本论文针对碲锌镉探测器载流子俘获导致的低能拖尾问题，运用单极性电荷灵敏技术、深度灵敏及校正技术、亚像素分辨技术，实现了碲锌镉探测器低能拖尾的改善，三维位置灵敏能力的实现以及像素下光子作用位置的确定，同时基于三维位置灵敏碲锌镉探测器系统进行了孔径编码相机的研制和成像测试，完成像素型碲锌镉探测器初步应用。具体的论文工作总结如下：

（1）射线在像素型碲锌镉探测器中作用深度信息的获取与能谱校正

基于 5 mm 厚度的像素型碲锌镉探测器，通过仿真和实验的方法研究了两种获取深度信息的方法，分别是阴阳极信号幅度之比法（C/A 法）以及电子漂移时间法，两种方法都显示了在 0-4 mm 的单极性区与作用深度之间良好的线性关系，其中 C/A 法可以实现的深度分辨约为 0.5 mm，电子漂移时间法可以实现的深度分辨在 1 mm 左右。C/A 法获取射线作用深度后，基于深度信息挑选单极性区事例，抛弃非单极性区事例，662 keV 全能峰的低能拖尾得到明显消除，能量分辨由 4.1% 明显改善到 1.3%。

（2）单极性电极结构的碲锌镉探测器在无损检测领域和核辐射成像领域的应用

基于半球型碲锌镉探测器已研制一套基于半球型碲锌镉探测器的高能量高计数稳定性的小型能谱仪。我们使用它进行了伽马射线双能法测量材料厚度、样品棒内空隙长度测量等无损检测领域常见的应用研究，从方法可行性上说明碲锌镉探测器应用于无损检测领域的优势；使用伽马射线双能法完成了对材料厚度的标定，在确认能谱仪自身计数稳定性良好的情况下，发现用来标定的名义厚度未

能真实反应透射区域平均厚度；另外样品棒实验中，样品棒内有机玻璃圆柱的长度与透射光子计数呈线性关系。基于像素型碲锌镉探测器已研制一套编码孔径相机，该相机在实验室条件下可以对放射源精准定位，此外搭载于无人机平台时，可在 50m 高空对地面放射源准确定位。

(3) 射线在像素型碲锌镉探测器单像素下横向位置定位和成像验证

在获取射线作用深度信息后，我们希望获取射线发生相互作用时的三维位置信息，这就包括获取射线作用的横向位置。为了能够更精确的定位射线在每个像素下的具体横向位置，我们开展亚像素分辨技术的研究。首先利用仿真手段研究相邻像素上信号差值与横向位置满足良好的线性关系，然后搭建实验平台进行两组实验：第一组使用 ASIC 芯片读出相邻像素上的信号，成功的将一个 $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 的像素区域划分成 4 个 $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ 的小像素区域。然后进行多像素的实物透射成像，验证亚像素分辨技术在成像中的意义；第二组使用低噪声分立电路读出相邻像素上的信号，比较好的刻度了相邻像素上信号幅度差值与射线横向位置间线性关系，实现的横向位置分辨约为 $1.15\text{ mm}/2\text{ mm}$ 。

7.2 主要创新点

(1) 基于阴阳极信号幅度比获取像素型碲锌镉探测器的射线作用深度信息，通过剔除权重势非单极性区事例实现实时准确的能量校正，改善了高能射线的低能拖尾现象，探测器典型能量分辨率由 $4.1\% @ 662\text{ keV}$ 提升为 $1.3\% @ 662\text{ keV}$ 。

(2) 基于权重势交迭原理，通过测量相邻像素感应信号幅度，完成亚像素分割，实现 2 倍精细采样的亚像素分辨能力。

7.3 未来工作展望

尽管研究取得了上述成果，但是在研究过程发现了一些新的问题，将是下一步工作的方向。主要包括：

(1) 非单极性区深度获取与非单极性区事例的利用。无论是 C/A 法还是电子漂移时间法，在靠近像素阳极的非单极性区域内，测得的物理量不再与深度保持线性关系。这是因为该处权重势急剧变化，电场也非匀强电场，空穴对阴阳极信号的贡献不能被忽略，阴阳极信号上升快慢颠倒，论文中关于两种方法的理论分析基础不复存在。因此该区域的深度信息获取方法需要进行进一步研究，以便

使得探测器单极性进一步增强；同时在进行能量校正时，通过剔除非单极性区事例优化了能量分辨率，但也造成了探测效率的降低，后续拟构建新的模型和算法，找回丢失事例，提高探测效率；

(2) 碲锌镉探测器用于无损检测领域的验证实验完善。在利用小型能谱仪进行样品厚度测量时由于标定组名义厚度误差较大，未进行后续测量，下一步在能够准确获取标定组名义厚度的情况下，可继续完成后续的材料厚度测量实验，进一步验证该能谱仪应用于无损检测领域的潜力；另外在测量有机玻璃圆柱长度时需要解决移动平台移动非匀速的干扰因素；

(3) 深度信息对亚像素分辨技术的影响。相邻像素前放信号最大值和最小值的差值与横向位置之间的关系刻度可以避免射线作用深度造成的干扰，这是接下来可以快速展开的研究工作。此外如何基于获取的射线作用横向位置信息对电荷收集效率横向分布进行校正也是一个非常有趣和具备挑战力的工作；

(4) 多像素事例对亚像素分辨技术的影响。多像素事例也会在周围像素上产生感应信号，与亚像素分辨技术的原理一致，因此会对亚像素分辨技术产生干扰。由于间隔两个像素以上时，权重串扰造成的信号非常小以至于可忽略不记，因此目前亚像素分辨技术仅针对间隔两个像素以上有效，对于相邻或次近邻像素事例还需要进一步探索。

(5) 多像素事例的三维位置信息获取技术研究。论文研究中针对的事例均为单像素事例，为了进行基于像素型碲锌镉探测器的康普顿相机开发，必须对多像素事例作用的位置信息获取进行研究，这也是未来工作的重点。

参考文献

- [1] Johns P M, Nino J C. Room temperature semiconductor detectors for nuclear security[J]. Journal of Applied Physics, American Institute of Physics, 2019, 126(4): 040902.
- [2] Meena D, Gupta S K. The Measurement of Efficiency and Resolution for CdZnTe and NaI(Tl) detectors[J]. 2018: 2.
- [3] Fleck I, Titov M, Grupen C, . Handbook of Particle Detection and Imaging [M]. 2021.
- [4] Mimura T, Mimura M, Komiyama C, et al. Measurements of gamma (γ)-emitting radionuclides with a high-purity germanium detector: the methods and reliability of our environmental assessments on the Fukushima 1 Nuclear Power Plant accident[J]. Journal of Plant Research, 2013.
- [5] Khandaker M. High purity germanium detector in gamma-ray spectrometry[J]. International Journal of Fundamental Physical Sciences, 2011, 1: 42–46.
- [6] Patton J, Price R, Rollo F, et al. Clinical and Experimental Results with a 9 Element High Purity Germanium Array[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1978.
- [7] Laubenstein M. Screening of materials with high purity germanium detectors at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso[J]. International Journal of Modern Physics A, 2017, 32: 1743002.
- [8] Pehl R, Cordi R, Goulding F. High-Purity Germanium: Detector Fabrication and Performance[J]. Nuclear Science, IEEE Transactions on, 1972, NS19: 265–269.
- [9] TyazheV A V, Budnitsky D L, Koretskay O B, et al. GaAs radiation imaging detectors with an active layer thickness up to 1 mm[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 509(1): 34–39.
- [10] 粒子探测技术[M]. 汪晓莲. 第 1 版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2009.
- [11] Wald F V, Entine G. Crystal growth of CdTe for γ -ray detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1978, 150(1): 13–23.
- [12] Malm H L, Martini M. Polarization Phenomena in CdTe Nuclear Radiation Detectors[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1974, 21(1): 322–330.
- [13] Petukhov Y, Krop W. The research of polarization in CdTe PIN detectors of nuclear radiation[J]. IEEE Nuclear Science Symposium conference record. Nuclear Science Symposium, 2008.
- [14] Baciak J E, He Z. Long-Term Stability of 1-cm Thick Pixelated HgI₂ Gamma-Ray Spectrometers Operating at Room Temperature[J]. Nuclear Science, IEEE Transactions on, 2004, 51: 1886–1894.
- [15] Chen H, Awadalla S, Iniewski K, et al. Characterization of large cadmium zinc telluride crystals grown by traveling heater method[J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103: 014903–014903.
- [16] H100Specs[J]. <https://h3dga.mma.com/H100Specs.pdf>

- [17] CZT based radiation detectors and spectrometers. <https://www.kromek.com/nuclear/czt-based-radiation-detectors-and-spectrometers/>.
- [18] Sordo S D, Abbene L, Caroli E, et al. Progress in the Development of CdTe and CdZnTe Semiconductor Radiation Detectors for Astrophysical and Medical Applications[J]. *Sensors* (Basel, Switzerland), 2009, 9(5): 3491–3526.
- [19] Gehrels N, Chincarini G, Giommi P, et al. The Swift Gamma-Ray Burst Mission[J]. *The Astrophysical Journal*, 2004, 611: 1005–1020.
- [20] Gehre D. On the use of CPG-CZT detectors in the COBRA experiment[A]. *IEEE Nuclear Science Symposium Medical Imaging Conference*[C]. 2010: 3694–3697.
- [21] Niimi T, Nanasato M, Sugimoto M, et al. evaluation of Cadmium-Zinc-Telluride Detector-based Single-Photon Emission Computed Tomography for Nuclear Cardiology: a Comparison with Conventional Anger Single-Photon Emission Computed Tomography[J]. *Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 2017, 51(4): 331–337.
- [22] Erlandsson K, Kacperski K, van Gramberg D, et al. Performance evaluation of D-SPECT: a novel SPECT system for nuclear cardiology[J]. *Physics in Medicine and Biology*, 2009, 54(9): 2635–2649.
- [23] Zerahn B, Haarmark C. Cardiac CZT-SPECT: More than left ventricular imaging[J]. *Journal of Nuclear Cardiology*, 2021.
- [24] Bocher M, BleVis I M, Tsukerman L, et al. A fast cardiac gamma camera with dynamic SPECT capabilities: design, system validation and future potential[J]. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 2010, 37(10): 1887–1902.
- [25] Buechel R R, Herzog B A, Husmann L, et al. Ultrafast nuclear myocardial perfusion imaging on a new gamma camera with semiconductor detector technique: first clinical validation[J]. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 2010, 37(4): 773–778.
- [26] Hruska C B, Phillips S W, Whaley D H, et al. Molecular Breast Imaging: Use of a Dual-Head Dedicated Gamma Camera to Detect Small Breast Tumors[J]. *American Journal of Roentgenology*, 2008, 191(6): 1805–1815.
- [27] Hsu D F C, Freese D L, Levin C S. Breast-Dedicated Radionuclide Imaging Systems[J]. *Journal of Nuclear Medicine: Official Publication, Society of Nuclear Medicine*, 2016, 57 Suppl 1: 40S–5S.
- [28] Yamane T, Kondo A, Takahashi M, et al. Ultrafast bone scintigraphy scan for detecting bone metastasis using a CZT whole-body gamma camera[J]. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 2019, 46(8): 1672–1677.
- [29] Ljungberg M, Pretorius P H. SPECT/CT: an update on technological developments and clinical applications[J]. *The British Journal of Radiology*, 2018, 91(1081): 20160402.
- [30] Okano N, Osawa I, Tsuchihashi S, et al. High-speed scanning of planar images showing ¹²³I-MIBG uptake using a whole-body CZT camera: a phantom and clinical study[J]. *EJN MMI research*, 2019, 9(1): 22.

- [31] Yamada Y, Nakano S, Gatate Y, et al. Feasibility of simultaneous ^{99m}Tc -tetrofosmin and ^{123}I -BMIPP dual-tracer imaging with cadmium-zinc-telluride detectors in patients undergoing primary coronary intervention for acute myocardial infarction[J]. *Journal of Nuclear Cardiology*, 2021, 28(1): 187–195.
- [32] Butler J F, Lingren C L, Doty F P. Cd_{1-x}Zn_xTe gamma ray detectors[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1992, 39: 605–609.
- [33] Wright G, Cui Y, Roy U N, et al. The effects of chemical etching on the charge collection efficiency of 111 oriented Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te nuclear radiation detectors[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2002, 49(5): 2521–2525.
- [34] 王莹, 王凯, 曲延涛, 等. 平面型 CZT 探测器对中低能 γ 射线的响应[J]. *中国原子能科学研究院年报*, 2007(00): 356.
- [35] He Z. Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2001, 463(1): 250–267.
- [36] Ivanov V, Dorogav P, Ltd R, et al. Development of large volume hemispheric CdZnTe detectors for use in safeguards applications[J]. 1997: 7.
- [37] Arlt R, Ivanov V, Parnham K. Advantages and use of CdZnTe detectors in safeguards measurements[A]. *MPA&C Conference, Obninsk, Russia*[C]. 2000.
- [38] Meleshenkovskii I, Borella A, Labeau P E, et al. Characterization of a 500 mm³ CdZnTe Detector for U and Pu Isotopic Composition Determination Tasks in Safeguards[J]. 2017: 11.
- [39] Loutchanski A, Fjodorovs V, Ivanov V, et al. Application of CdZnTe Quasi-Hemispherical Detectors in Strong Gamma-Radiation Fields[J]. *EPJ Web of Conferences*, 2020, 225: 07004.
- [40] 张育潜, 傅莉. 准半球型 CdZnTe 探测器能谱特性的影响因素[J]. *南京理工大学学报*, 2017, 41(06): 769–772.
- [41] Shy D. Super-MeV Compton Imaging and 3D Gamma-Ray Imaging Using Pixelated CdZnTe[D]. *University of Michigan*, 2020.
- [42] 王玺. 碲锌镉像素核辐射探测器原理及实验特性研究[D]. *重庆大学*, 2013.
- [43] Bolotnikov A E, MacKenzie J, Chen E, et al. Performance of 8×8×32 and 10×10×32 mm³ CdZnTe position-sensitive virtual Frisch-grid detectors for high-energy gamma ray cameras[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2020, 969: 164005.
- [44] Yang G, Xiao S, Ma Y, et al. Investigation of the spectral improvement of a capacitive Frisch-grid CdZnTe detector by using infrared stimulation[J]. *Journal of the Korean Physical Society*, 2014, 65(4): 441–445.
- [45] Prokesch M, Soldner S A, Sundaram A G. CdZnTe detectors for gamma spectroscopy and X-ray photon counting at 250 × 106 photons/(mm² s)[J]. *Journal of Applied Physics, American Institute of Physics*, 2018, 124(4): 044503.
- [46] Ma Y, Xiao S, Yang G, et al. Investigation of a CPG-array CdZnTe γ -ray imaging detector with

- single collecting electrodes readout[J]. *Journal of Synchrotron Radiation*, 2015, 22(6): 1403–1409.
- [47] Szeles C, Bale D, Jr J, et al. Fabrication of high performance CdZnTe quasi-hemispherical gamma-ray CAPture (TM) plus detectors - art. no. 631909[J]. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2006, 6319.
- [48] Temminghoff R. Investigation of the Depth Reconstruction and Search for Local Performance Variations With a Large Coplanar-Quad-Grid CdZnTe Detector[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2017.
- [49] Chaudhuri S, Nguyen K, Pak R, et al. Large Area Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te Pixelated Detector: Fabrication and Characterization[J]. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 2014, 61: 793–798.
- [50] kim younghak, Lee W. Development of a Virtual Frisch-Grid CZT Detector Based on the Array Structure[J]. *Journal of Radiation Protection and Research*, 2020, 45: 35–44.
- [51] Hong J, Vadawale S, Zhang M, et al. Laboratory coded aperture imaging experiments: Radial hole coded masks and depth-sensitive CZT detectors[J]. *Proc SPIE*, 2004, 5540.
- [52] Du Y F, He Z, Knoll G F, et al. evaluation of a Compton scattering camera using 3-D position sensitive CdZnTe detectors[J]. 2001: 9.
- [53] He Z, Li W, Knoll G F, et al. 3-D position sensitive CdZnTe gamma-ray spectrometers[J]. 1999: 6.
- [54] He Z, Knoll G F, Wehe D K, et al. 1-D position sensitive single carrier semiconductor detectors[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1996, 380(1–2): 228–231.
- [55] He Z, Knoll G F, Wehe D K, et al. Position-sensitive single carrier CdZnTe detectors[J]. 1997: 6.
- [56] Zhang F, He Z, Xu D. Analysis of detector response using 3-D position-sensitive CZT gamma-ray spectrometers[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2004, 51(6): 3098–3104.
- [57] Xu D, He Z, Zhang F. Detection of gamma ray polarization using a 3-D position-sensitive CdZnTe detector[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2005, 52(4): 1160–1164.
- [58] Xu D, He Z. Filtered Back-Projection in 4 π Compton Imaging With a Single 3D Position Sensitive CdZnTe Detector[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2006, 53(5): 2787–2796.
- [59] Zhang F, He Z. 3D position sensitive CdZnTe gamma-ray spectrometers - Improved performance with new ASICs[J]. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2004, 5540.
- [60] Zhang F, He Z, Knoll G, et al. 3-D position sensitive CdZnTe spectrometer performance using third generation VAS/TAT readout electronics[J]. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 2005, 52: 2009–2016.
- [61] Zhang F, He Z. New Readout Electronics for 3-D Position Sensitive CdZnTe/HgI₂ Detector Arrays[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2006, 53(5): 3021–3027.
- [62] Kaye W R. Energy and Position Reconstruction in Pixelated CdZnTe Detectors[D]. 2012.

- [63] Wahl C G, Kaye W R, Wang W, et al. The Polaris-H imaging spectrometer[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2015, 784: 377–381.
- [64] Wahl C G, Kaye W, Wang W, et al. Polaris-H measurements and performance[A]. 2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)[C]. 2014: 1–4.
- [65] H420 Spec Sheet[A]. <https://h3dga.mma.com/h100.php>.
- [66] Carrascal Garc ía J, Castilla J, Oller J, et al. Energy and DOI Calibrations for High Spatial Resolution CZT Detectors[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2014, 61.
- [67] Bolotnikov A E, Camarda G S, Geronimo G D, 等. A 4×4 array module of position-sensitive virtual Frisch-grid CdZnTe detectors for gamma-ray imaging spectrometers[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2020, 954: 161036.
- [68] Lee W, Bolotnikov A, Lee T, et al. Mini Compton Camera Based on an Array of Virtual Frisch-Grid CdZnTe Detectors[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2016, 63(1): 259–265.
- [69] Kim Y, Lee T, Lee W. Radiation measurement and imaging using 3D position sensitive pixelated CZT detector[J]. Nuclear Engineering and Technology, 2019, 51(5): 1417–1427.
- [70] 吴俊. 像素型与半球型碲锌镉探测器能谱读出研究与测试[D]. 成都理工大学, 2020.
- [71] 刘益林. 基于三维位置灵敏碲锌镉探测器的康普顿成像研究[D]. 清华大学, 2018.
- [72] Liu Y-L, Fu J-Q, Li Y-L, et al. Preliminary results of a Compton camera based on a single 3D position-sensitive CZT detector[J]. Nuclear Science and Techniques, 2018, 29(10): 145.
- [73] Zhang F, Herman C, He Z, et al. Characterization of the H3D ASIC Readout System and 6.0 cm³ 3-D Position Sensitive CdZnTe Detectors[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2012, 59(1): 236–242.
- [74] H3D P100Specs[A]. <https://h3dga.mma.com/p100.php>.
- [75] Ocampo Giraldo L A, Bolotnikov A E, Camarda G S, 等. Arrays of Position-Sensitive Virtual Frisch-Grid CdZnTe Detectors: Results From a 4 × 4 Array Prototype[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2017, 64(10): 2698–2705.
- [76] Zhu Y, Anderson S, He Z. Sub-Pixel Position Sensing for Pixelated, 3-D Position Sensitive, Wide Band Gap, Semiconductor, Gamma-Ray Detectors[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science - IEEE TRANS NUCL SCI, 2011, 58: 1400–1409.
- [77] Zhu Y. Digital Signal Processing Methods for Pixelated 3-D Position Sensitive Room-Temperature Semiconductor Detectors[D]. University of Michigan, 2012.
- [78] Zheng X, Cheng Z, Deen M J, et al. Improving the spatial resolution in CZT detectors using charge sharing effect and transient signal analysis: Simulation study[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2016, 808: 60–70.
- [79] Streicher M, Brown S, Zhu Y, et al. A Method to Estimate the Atomic Number and Mass Thickness of Intervening Materials in Uranium and Plutonium Gamma-Ray Spectroscopy

- Measurements[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2016, 63: 2639–2648.
- [80] Streicher M, Brown S, Zhu Y, et al. Special Nuclear Material Characterization Using Digital 3-D Position Sensitive CdZnTe Detectors and High Purity Germanium Spectrometers[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2016, 63(5): 2649–2656.
- [81] 杨国强. 单极性碲锌镉核辐射探测器及其红外激励效应研究[D]. 重庆大学, 2016.
- [82] 郭硕鸿. 电动力学[M]. 高等教育出版社. 第三版, 2008.
- [83] Shockley W. Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge[J]. Journal of Applied Physics, American Institute of Physics, 1938, 9(10): 635–636.
- [84] Ramo S. Currents Induced by Electron Motion[J]. Proceedings of the IRE, 1939, 27(9): 584–585.
- [85] Jen C K. On the Induced Current and Energy Balance in Electronics[J]. Proceedings of the IRE, 1941, 29(6): 345–349.
- [86] Cavalleri G, Gatti E, Fabri G, et al. Extension of Ramo's theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1971, 92(1): 137–140.
- [87] Ramirez-Jimenez F J. X-Ray Spectroscopy with PIN diodes[J]. 2006, 294030.
- [88] COMSOL Multiphysics®. <https://cn.comsol.com/comsol-multiphysics>.
- [89] Rudan M. Physics of Semiconductor Devices[M]. 2nd ed. 2018. Cham: Springer International Publishing : Imprint: Springer, 2018.
- [90] Prettyman T H. Method for mapping charge pulses in semiconductor radiation detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1999, 422(1): 232–237.
- [91] Prettyman T H. Theoretical framework for mapping pulse shapes in semiconductor radiation detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1999, 428(1): 72–80.
- [92] Frisch O. Isotope Analysis of Uranium Samples by means of their alpha-Ray Groups[J]. British Atomic Energy Project, BR-49, 1944.
- [93] McGregor D S, He Z, Seifert H A, et al. CdZnTe semiconductor parallel strip Frisch grid radiation detectors[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1998, 45(3Pt1).
- [94] McGregor D S, He Z, Seifert H A, et al. Single charge carrier type sensing with a parallel strip pseudo-Frisch-grid CdZnTe semiconductor radiation detector[J]. Applied Physics Letters, American Institute of Physics, 1998, 72(7): 792–794.
- [95] Malm H L, Canali C, Mayer J W, et al. Gamma-ray spectroscopy with single-carrier collection in high-resistivity semiconductors[J]. Applied Physics Letters, American Institute of Physics, 1975, 26(6): 344–346.
- [96] Bale D S, Szeles C. Design of high-performance CdZnTe quasi-hemispherical gamma-ray CAPture plus detectors[J]. 2006, 6319: 63190B.
- [97] Luke P N. Single - polarity charge sensing in ionization detectors using coplanar electrodes[J]. Applied Physics Letters, 1994, 65(22): 2884–2886.

- [98] Doty F P, Barber H B, Augustine F L, et al. Pixellated CdZnTe detector arrays[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1994, 353(1): 356–360.
- [99] Barrett H H, Eskin J D, Barber H B. Charge Transport in Arrays of Semiconductor Gamma-Ray Detectors[J]. Physical Review Letters, American Physical Society, 1995, 75(1): 156–159.
- [100] Orion Radiation Measurement Group [EB/OL]. / <https://cztlab.engin.umich.edu/publications/>.
- [101] Zhang F. events reconstruction in 3-D position sensitive cadmium zinc telluride gamma ray spectrometers. [D]. 2005.
- [102] K102 multichannel analyser. <https://www.kromek.com/product/k102-multichannel-analyser/>.
- [103] Liang X-Z, Pang X-Y, Zhang Z-M, et al. A quantitative spectral component analysis method based on maximum likelihood[J]. Optics Express, 2019, 27(5): 7160–7173.
- [104] 江知非. 基于 γ 射线的冷轧带钢测厚仪的开发与应用[J]. 冶金自动化, 2016, 40(02): 56-58+64.
- [105] 雷国兴. 在线 γ 测厚仪在多色 PP 流延膜生产线上的应用及维护[J]. 江苏省电工技术学会成立十周年庆典暨 2004 年学术年会论文集, 江苏南京: 江苏省电工技术学会, 2004: 126–131.
- [106] 俞东宝. 新型板形燃料元件多模态成像技术研究[D]. 2022.
- [107] 梁秀佐. 基于编码孔径的核安全辐射成像关键技术研究[D]. 2020.
- [108] 何文. 基于连续晶体伽马探测器的定位性能研究与应用[D]. 2021.
- [109] Knoll G F. Radiation detection and measurement [M]. 4th ed. Hoboken, N.J: John Wiley, 2010.

致 谢

论文写到这里意味着结束，也意味着 5 年的博士学习时光即将过去。回首过去的 5 年，需要感谢的人太多太多。

感谢我的导师章志明研究员，章老师待人亲切，与人为善，非常关心学生的学习和生活。在我办公室还在一号库的时候，经常去一号库看望学生，询问大家最近的工作进展和学习生活上遇到的困难，总是尽力为我们创造最好的科研环境。我知道章老师是希望学生能够定期地、主动地和他进行交流的，然而我却很少主动去他办公室，听取他对我学习和生活上的意见。但是在为数不多的交流中，章老师总能拨开云雾，直接切中问题的关键之处，让我在迷茫中茅塞顿开，倍受加成。我想这就是能够作为博士生导师的魅力吧。希望师弟师妹们吸取我的教训，多和章老师交流，无论是学习上还是生活上的问题，我相信会受用无穷。

感谢我的两位副导师姜小盼副研究员和刘彦韬副研究员，本人天资愚笨，组织上安排两位老师指导，倍感光荣。小盼老师对我的指导最多。在学习和科研上，小盼老师总能第一时间帮助我分析，解决问题，特别是让我头疼的电路调试，小盼老师经常亲自出手带领我一步一步找到问题产生的原因，让我折服；即使他自己无法解决也会帮我联系其他老师，让我顺利进行研究工作。在个人生活上，特别是去年下半年面临工作去向的问题时，小盼老师经常主动与我交流工作意向，基于自身经验和对我的了解给出意见，让我更加了解自己，并最终选择了合适自己的工作。刘老师严肃认真，对学生要求严格，让我时刻不敢松懈，尽管博士后期我的研究工作更多地与小盼老师工作相关，刘老师仍然不时询问我的博士课题进展以及是否需要帮助。仍然忘不了当我苦恼于不知如何回复论文审稿人意见时，刘老师帮助我分析审稿人用意，带领我进行补充实验，并鼓励我不要担心，最终使得文章被顺利接收。谢谢刘老师，谢谢小盼老师！

感谢探测技术组组长黄先超研究员，黄老师作为组长，为我的科研工作提供了优异的科研环境，让我能专心科研，同时也忘不了一号库的那一次自助火锅。感谢李道武研究员，道武老师强大的专业能力在我和小盼老师一筹莫展时总能扮演最后的而且是最粗的一根稻草，帮助我解决问题。感谢王英杰副研究员，王老师的数字示波器为我的研究提供了极大的便利，不过不用担心，下次可能没有机

会再用了。感谢探测技术组的其他老师，包括唐浩辉副研究员、柴培副研究员、张伟华副研究员、樊星明副研究员、朱美玲老师、蔡志岩师姐和韩笑柔师姐。感谢张易同学和翟佳佳同学，我的探测器技术组同窗，你们是我学习的榜样。感谢探测器技术组一起学习，陪伴过的师兄师姐和师弟师妹们，包括何文、肖雄、杨明洁、梁秀佐、张济鹏、庞晓宇、卢贞瑞；冯美婵、向宇、韩一丁、韦庆、曾祥涛、王天翊和潘维燕。感谢辐射安全组的孔令钦，作为常驻中子厅的两人之一，谢谢你在我写论文时任劳任怨地帮我带饭，教我插入参考文献，祝你明年顺利毕业！

感谢我的家人。在我攻读博士学位的5年里，回家陪伴他们的时间屈指可数。我的父母这5年里明显地变老了，我的姐姐也已结婚生子，成功的让我当上了舅舅。我明白毕业走上工作岗位后陪伴他们的时间只会更少，然而无论身在哪里，他们始终在我的心里。

最后感谢党和政府在新冠疫情肆掠下能够维持社会稳定，让我不至于在隔离中结束我的博士学习生涯，希望新冠疫情尽快消散，国家富强，人民幸福。

预祝中国共产党第二十次全国代表大会胜利召开！

2022年6月

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

2013年09月——2017年06月,在安徽大学物理与材料科学学院获得学士学位。

2017年09月——2022年06月,在中国科学院高能物理研究所攻读博士学位。

获奖情况:

2021、2022年——中国科学院大学“三好学生”

已发表(或正式接受)的学术论文:

[1]**Wang C**, Wei L, Zhang Z, et al. Achieving sub-pixel position resolution and sub-millimeter depth resolution using a pixelated CdZnTe detector[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2022, 1033: 166685.

[2]**Wang C**, Liu Y, Jiang X, et al. Experiment validation of the high stability of long-term transmitted gamma photon counting of a new CdZnTe semiconductor detector and its preliminary applications[J]. Radiation Detection Technology and Methods.

[3]Li C, Liu S, **Wang C**, et al. A new radionuclide identification method for low-count energy spectra with multiple radionuclides[J]. Applied Radiation and Isotopes, 2022, 185: 110219.

[4]Liu Y, Xiao X, Zhang Z, et al. A novel method of coded-aperture push-broom Compton scatter imaging: Principles, simulations and experiments[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2019, 940: 30–39.

[5]Xiong X, Yantao L, Daquan C, et al. A compact, high signal-to-noise ratio line-detector array Compton scatter imaging system based on silicon photomultipliers[J]. Applied Radiation and Isotopes, 2019, 154: 108845.