目　录

（上　册）

第一部分 核电子学及其应用的研究成果

抗辐射电子学与电磁脉冲技术及其应用的研究成果

CASAGEM:一种用于微结构气体探测器读出的 ASIC.....

CASAGEM：A readout ASIC for Micro Pattern Gas Detectors.....何力，邓智，刘以农（1）

SARADC 数字模块的设计－－CBIC 技术在核电子学中的应用探索.....

Design of a SARADC Digital Module——Application Exploration of CBIC Technology in Nuclear Electronics.....

.....陆卫国，魏微，王铮（5）

大学核物理实验平台建设.....

The development for the Particle Physics Experiments Platform in University.....

.....梁福田，姚远，王照琪，刘宇哲等（10）

碲锌镉探测器低噪声前端读出芯片及数据采集系统设计.....

Design of Low Noise Front-end ASIC and DAQ System for CdZnTe Detecto.....罗杰，邓智，刘以农（16）

电容阵列式逐次逼近模数变换器的误差分析及刻度.....

Error Analysis and Calibration of the Successive-Approximation A/D Converter Based-on the Capacitor Array.....

.....魏微，陆卫国，王铮（23）

光电微弱信号检测电路的研究.....

Research of Detection Circuit for Photoelectric Weak Signal.....杨茂，胡立群（31）

核电子学系统中基线恢复器的设计.....

Design of Baseline Restorer in the Nuclear Electronic System.....杨俊，彭进先，周荣华，罗晓亮（38）

基于 1553B 总线协议的终端系统软件设计与应用研究.....

Software Design and Realization of Terminal System Based on 1553B Protocol.....

.....文星，张永杰，李陆，柴军营等（42）

基于 CPCI 的 LLRF 控制板的设计研究.....

The design of a CPCI-based LLRF control board.....林海川，刘振安，赵京周，郭芳（47）

基于 DRS4 的波形数字化技术研究.....
Design of Fast Waveform digitization with DRS4 .....王进红，赵雷，封常青，刘树彬等（53）
基于 FPGA 的高速任意波形发生器的设计.....
Design of High-speed Arbitrary Waveform Generator based on FPGA.....
.....张鸿飞，罗春丽，崔珂，林胜钊，王坚（62）
基于 FPGA 的量子密钥分发系统中身份认证的设计.....
A FPGA-based identity authority method in quantum key distribution system .....
.....崔珂，罗春丽，张鸿飞，林胜钊等（68）
基于 Hash 函数的安全密钥扩展算法的研究 .....
Research of HASH-based Secure Key Expansion Algorithm for Practical QKD.....
.....罗春丽，林胜钊，张鸿飞，崔珂，王坚（74）
基于 LabVIEW 的大学核物理实验平台的软件设计.....
The Design of a LabVIEW based Software for Particle Physics Experiment Platform in University .....
.....姚远，桑子儒，王照琪，陈炼等（78）
基于 XTCA 的硅像素探测器的高速数据读出与预处理平台研究 .....
Research of High speed data readout and pre-processing system based on xTCA for silicon pixel detector.....
.....赵京周，刘振安，徐昊，龚文煊等（83）
基于盲目反卷积算法的核脉冲信号处理技术 .....
Nuclear pulse signal processing techniques based on blind deconvolution method.....
.....洪鹏飞，杨磊，祁中，孟祥厅等（90）
基于内插式的延迟线 MWPC 二维数据获取 TDC 系统.....
2D data acquisition system of delay-line MWPC based on interpolation TDC .....
.....李东仓，杨磊，祁中，孟祥厅，洪鹏飞（96）
可重构激光雷达数据采集系统设计 .....
The Design of a Reconfigurable Data Acquisition System for LiDAR.....高昕，文斐，梁福田，桑子儒等（102）
探测器前端专用集成电路 GEMPROC 的性能研究.....
The Research of Detector Front-End ASIC—GEMPROC.....王庆娟，吕继方，王铮，张研（107）
一种抗单粒子翻转的 D 触发器.....
A SEU-Hardened D Flip-Flop .....樊磊，王科，张圣君，严珂等（113）

一种半导体粒子探测器多通道读出芯片研制进展.....
Study of Low Noise and Radiation-Hardened Readout ASIC for Si Particle Detector.....
.....王科，李鲜，张圣君，严珂等（116）
一种新的基于液体闪烁体探测器的前置放大器测试方法.....
A New Testing Method of Charge Sensitive Preamplifier Based on Liquid Scintillators Detector.....
.....彭进先，刘国福，杨俊，罗晓亮（119）
用于点电极 HPGe 探测器的低温低噪声 CMOS 前放芯片.....
Design of an Ultra-Low Noise Cryogenic CMOS Preamplifier for Point-Contact HPGe Detectors.....
.....朱雪洲，邓智，刘以农，李玉兰（125）
多阳极光电倍增管读出 ASIC 设计.....
A Readout ASIC Designed For Multi-anode Photomultiplier Tube.....
.....肖腾飞，张研，王庆娟，吴文欢等（130）
CCD 的辐射损伤参数测试方法.....
Parameter Test Method for Radiation Damage of CCDs.....李豫东，张乐情，郭旗，陆妩等（135）
单粒子多脉冲的软错误敏感性分析方法.....
Soft Error Rate Analysis Methodology of Multi-Pulse-Single-Event Transients.....周彬，霍明学，肖立伊（141）
单粒子效应 TCAD 数值仿真的三维建模方法.....
The single event effects TCAD numerical simulation of 3D modeling method .陈睿，纪冬梅，沈忱，贡顶（151）
一种抗核加固功率 VDMOS 器件瞬时电离辐射效应研究.....
Research on the Transient Ionizing Radiation Effects for adiation-hardened Power VDMOS Devices.....
.....高博，刘刚，王立新，韩郑生等（159）
一种视频监控设备防辐射结构设计.....
A Design of Configuration Defending against Nuclear Radiation for Video Monitoring Equipment.....
.....罗霞，陈琳，赵小鹏（164）
栅扫描法分离栅控横向 PNP 双极晶体管辐照感生缺陷.....
Use the gate sweep technique to separate radiation induced defects in gate controlled lateral PNP bipolar transistors.....席善斌，陆妩，任迪远，周东等（168）

第二部分 核探测器及其应用的研究成果

^{235}U 裂变电离室在 EAST 托卡马克实验中的应用研究.....

Application research of the ^{235}U fission chamber in tokamak experiment on EAST 钟国强.....

.....胡立群，周瑞杰，林士耀，李晓玲（175）

^{90}Sr 的液闪谱仪测量方法研究.....

Study on determination of ^{90}Sr by liquid scintillation spectrometry.....翟秀芳，李伟平，田梅，邹荣虎（180）

CdZnTe 高能射线探测材料与器件研究.....

The study of CdZnTe crystal nuclear radiation detector .....王　宁，张文珑，刘洋，查钢强，等（190）

CsI(Na)双发光脉冲波形分辨研究.....

Pulse Shape Discrimination study of dual light-emitting crystals CsI(Na) .....段斯涵，孙希磊，丁雪峰等（197）

EAST 装置上辐射热测量系统.....

Measurement system of bolometer on EAST.....杜薇，段艳敏，胡立群（202）

NaI（Tl）闪烁体探测器测量 γ 剂量率实验研究.....

NaI (Tl) scintillation detectors measuring γ dose rate experiment stμdy .....杨忠平，王百荣，南宏杰（207）

THGEM 一维弧形无像差 X 射线衍射仪研制.....

A parallax-error free X-ray Diffractometer based on curved THGEM .....刘宏邦，陈石，郑阳恒等（210）

暗物质探测双发光晶体技术.....

Technology of dual light-emitting crystals for dark matter searches.....孙希磊，吕军光，胡涛，周莉,等（217）

大亚湾中微子实验 Gd-LS 的衰减长度测量.....

Attenuation length measurements of gadolinium-loaded liquid scintillator for Daya Bay Neutrino Experiment.....

.....高龙，俞伯祥，丁雅韵，周莉（223）

单管宽量程剂量仪关键技术分析.....

Key Techniques Analysis for Single Tube Wide-Range Dose Meter ..... 刘志强，马红光，韩海涛（228）

低能 γ 谱仪测量 I-129 样品时放射性不均匀性影响的 MCNP5 计算.....

MCNP5 Calculation of Radioactivity Inhomogeneity Effect in Measuring I-129 Samples Using a Low Energy Gamma Spectrometer .....熊涔，王三丙，雷鸣，贺朝会（233）

镀 CsI 光阴极厚 GEM 的模拟和测试 .....

Simulation and test of the CsI-Coated THGEM detector .....谢宇广，章爱武，刘宏邦，俞伯祥等（238）

二维位置灵敏闪烁体中子探测器的模拟研究 .....
The Simulation on Two-dimensional position sensitive scintillation neutron Detector .....
.....杨振，张强，唐彬，孙志嘉等（244）
二维位置灵敏中子探测器 Am/Be 源测试 .....
Performance Test of the 2D Position Sensitive Neutron Detector on Am/Be Source.....
.....田立朝，唐彬，陈元柏，孙志嘉等（251）
伽玛暴偏振探测器 POLAR 的对偏振光的响应.....
Response of POLAR to polarized Gamma rays .....肖华林, 孙建超，吴伯冰，张永杰等（257）
高压氙正比计数器 .....
High Pressure Xenon Proportional Counters.....黄伟，刘丹，万裕德，李井怀（263）
硅微条探测器的研制 .....
The Development of Silicon Micro-strip Detectors.....谭继廉，靳根明，李占奎等（269）
积分型 SOI 像素阵列探测器的研究进展.....
Status of R&D on Integrating SOI Pixel Detector .....卢云鹏，刘义，樊 磊，刘刚等（273）
基于 ASIC 的 CdZnTe 像素探测器的研制 .....
Development of CdZnTe pixel detector based on the ASIC .....王光祺，李红日，程翠然，曹雪朋等（279）
基于 ICCD 的空间探测器性能研究.....
Study of a space dark matter detector based on ICCD .....王志刚，徐明，孙希磊，吕军光（285）
基于 GEM 探测器的二维内插读出方法研究.....
Study on 2D interpolating readout for GEM detector.....董明义，修青磊，刘荣光等（289）
基于THGEM的单光子探测的阳离子回流研究 .....
Ion back flow study of Thick GEM.....刘倩，C.A.Santos，刘宏邦，郑阳恒等（294）
基于 THGEM 探测器的数字型强子量能器初步研究 .....
Preliminary study on DHCAL based on THGEM detectors.....章爱武，俞伯祥，谢宇广等（299）
基于硼中子治癌反应堆的热中子照相孔道设计 .....
The Neutron Collimator Design of Neutron Tomography based on Reactor Thermal Neutron .....
.....俞伯祥，李义国，彭旦，鲁瑾等（303）
就地 γ 能谱中天然核素峰谷比随砂土容重的变化.....
PVR’s Variety with Soil-bulk Density in In-Situ γ Spectra of Natural Radionuclides .....
.....冯天成，吴睿，苏川英，陈伟等（308）

宽基硅二极管快中子剂量探测器性能测试 .....
Performance test of broad-based silicon diode fast neutron dose detector.....
.....朱红英，赵建兴，周春芝，马新华（316）
利用双层 THGEM 探测系统对电子漂移速度的测试 .....
Measurement of electrons drift velocity with double-THGEM detector system.....
.....贾飞，吴伯冰，董永伟，张永杰等（320）
体素模型及其在内照射活体外测量中的应用 .....
Voxel Phantom and its Application in In-vivo Measurement.....黎先利，马怀成，尹国辉，冯天成等（325）
星载核爆光辐射探测器当量探测能力分析 .....
Analysis on the Yield Detcting Aability of Space-based Nuclear Explosion Optical Radiation Detector.....
.....耿娜，郑毅，范江兵，宁王师（331）
应用于大型高能物理实验的硅光电倍增器（SiPM）及其质量控制研究 .....
Quality Control of the SiPM in the Application of Large HEP Experimets .....
.....李永正，程岳，王凯君，李伯成等（335）
用于 EAST 装置软 X 射线能谱诊断的 10 单元硅漂移探测系统 .....
Soft X-ray Energy Spectrum Diagnostic System Based on 10-element Silicon Drift Detector (SDD) Array on EAST.....
.....张继宗，胡立群，林士耀，徐立清，席莹（339）
用于刻度机械速度选择器的中子飞行时间谱仪设计.....
Neutron Time of Flight Spectrometer for Velocity Selector Calibration.....余周香，刘蕴韬，陈东风等（344）
用于位置灵敏型中子探测器的 ^{6}LiF/ZnS 闪烁屏性能研究.....
The study of the properties of ^{6}LiF/ZnS scintillator for the position sensitive neutron detector.....
.....唐彬，孙志嘉，杨振，张强（350）
中国散裂中子源中子脉冲形状测量方法研究 .....
The measurement method of neutron pulse shape in CSNS .....王松林，周斌，曾智蓉，于全芝等（356）

CASAGEM：一种用于微结构气体探测器读出的 ASIC

何力[1,2]，邓智[1,2]，刘以农[1,2]

（1. 清华大学工程物理系，北京 100084；

2. 粒子技术与辐射成像教育部重点实验室（清华大学），北京 100084）

摘　要：本文设计了一种用于微结构气体探测器 GEM 的读出专用集成电路——CASAGEM。CASAGEM 有 16 个阳极通道以及 1 个可以提供触发信号的阴极通道。每个通道都可以对探测器信号进行放大以及成形。同时，芯片的增益可以从 2mV/fC 调节到 40mV/fC，成形时间可以从 20ns 调节到 80ns，因此这款芯片可以应用于不同信号输出范围以及不同计数率的探测器。该芯片是由 Chartered 0.35 CMOS 工艺制造，更多的设计细节以及芯片的测试结果将在文中给出。

关键词：微结构气体探测器；GEM；专用集成电路；

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1. 引言

近年来,微结构气体探测器在天文射线探测及中子探测方面有广泛应用；如 X 射线偏振仪[1]及时间投影室 TPC[2]都使用到了微结构气体探测器 GEM。由于具有位置分辨率好,时间响应快等优点,GEM 探测器常常用于射线的径迹探测，也因此对于多通道读出电子学提出了需求。本文设计了一种用于微结构气体探测器 GEM 多通道读出专用集成电路(ASIC)——CASAGEM，该 ASIC 集成了 17 路读出通道，其中包括 16 路 GEM 探测器阳极读出通道，及 1 路 GEM 探测器阴极读出通道，该路阴极通道可以利用 GEM 的阴极信号产生触发信号。由于 GEM 本身具有一定的增益，因此其输出给电子学的信号往往较大,一般会有百 fC 量级的信号，但 GEM 探测也常用于单个粒子的径迹测量，此时 GEM 探测器输出给读出电子学的信号往往只有几十个 fC,因此对于 GEM 探测器而言，其输出信号处于一个很大的动态范围内。为解决这一问题，这款 ASIC 设计为了 4 档增益可调，分别是 2mV/fC，4mV/fC，20mV/fC 和 40mV/fC，因此该 ASIC 的输入信号动态范围可从 0 到 1pC。另外，该 ASIC 还提供 4 档成形时间可调，从而使得该款 ASIC 也可以用于不同计数率的 GEM 读出。该 ASIC 采用了 0.35um 工艺，详细的设计及测试结果将在下文中给出。

2. 芯片设计

CASAGEM 集成了 16 路阳极读出通道和 1 路阴极读出通道，图 1 是阳极通道的的电路原理图，图 2 是阴极通道的电路图。每个通道都包含前放电路，成形电路及输出驱动放大器。其中阴极通道为提供触发信号，还集成了一个甄别器。

前置放大器部分采用了两级电荷放大[3][4]，成形电路则由一级 T 形滤波及一级 SK 滤波组成，而阴极通道的甄别器利用未成形的前放信号给出触发信号。ASIC 的四档增益通过调节这两级电荷放大的增益来达到。至于 ASIC 的四档成形时间，则

作者简介：何力（1986-），男，清华大学工程物理系在读博士生，主要从事微结构气体探测器读出电子学研究。

是通过调节成形电路中的滤波 RC 电路中的电阻值来实现。输出驱动放大器采用了 ClassAB 结构，从而提高了芯片输出带负载的能力。图 3 是 CASAGEM 的版图。芯片设计参数见表 1。

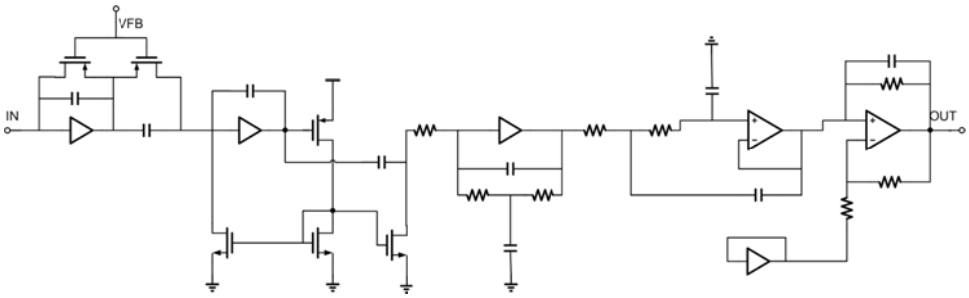


图 1 阳极读出通道

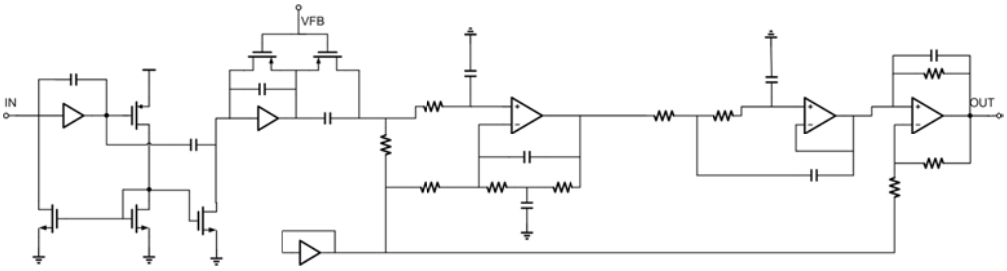


图 2 阴极读出通道

表 1 CASAGEM 性能参数

增益	2mV/fC~40mV/fC
动态范围	0~1pC
成形时间	20ns~80ns
最大积分非线性	<1%
功耗	10mW/channel
噪声特性（ENC）	<2000e（输入电容为 50pF 时）

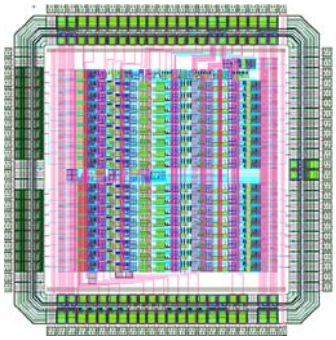


图 3 CASAGEM 设计版图

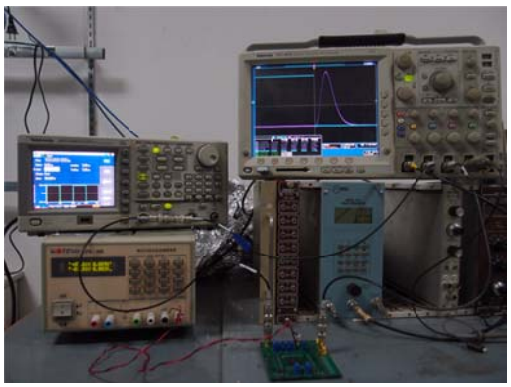


图 4 芯片测试平台

3. 芯片测试

CASAGEM 测试平台见图 4，其中包括 5V 直流电源，信号发生器及示波器。测试波形如图 5。

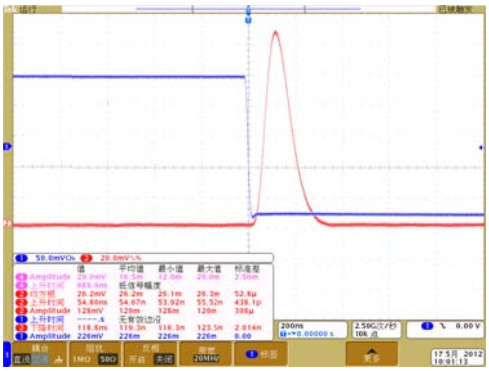


图 5 测试波形

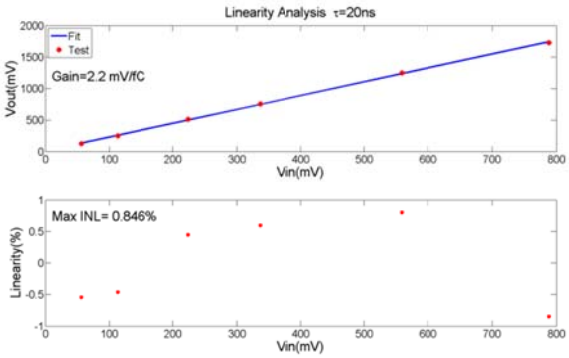


图 7 增益 2mV/fC，时间常数 20ns 时的线性度

本芯片采用的功能测试方案是在输入端注入一个阶跃信号，其幅度为V_{in}，通过一个输入电容C_{in}将该阶跃信号转化为电荷量$Q = V_{in} \cdot C_{in}$的电流脉冲信号，该电流脉冲信号可以等效为探测器信号。

在芯片的功能测试中，主要测量了芯片的线性以及芯片的噪声特性。

3.1. 线性度测试

芯片的线性度测量方法是通过注入不同大小的输入信号，通过数字示波器记录其输出幅度，多组测量数据拟合出芯片的增益，同时推算其积分非线性。由于该款芯片具有 4 档可调增益以及 4 档可调成形时间，在线性度测试中选取了两个较为极端的情形，见图 6 和图 7。

从测试结果来看，不同成形时间及不同增益情况下，该 ASIC 的最大积分非线性都能小于 1%，满足设计需求。

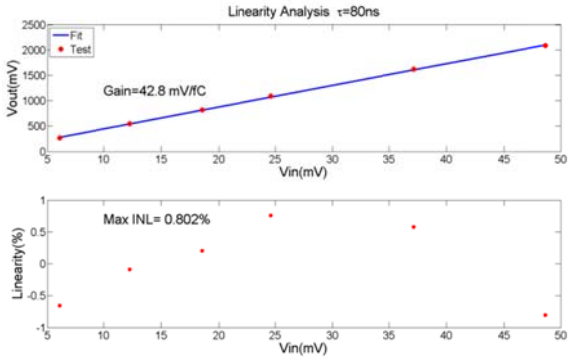


图 6 增益 40mV/fC，时间常数 80ns 时的线性度

3.2. 噪声性能测试

在核电子学测试中，一般通过 ENC（等效输入噪声电荷）来衡量读出电子学的噪声性能，其实质是将输出噪声均方根电压值等效为由输入噪声电荷引起的输出，通过测量输出噪声均方根电压值便能折算出 ENC。由$ENC = \sqrt{(a + c)C^2 + b}$可知，决定电子学噪声斜率的主要是 a 噪声成分和 c 噪声成分，其中 a 噪声主要为白噪声，而 c 噪声主要为 1/f 噪声，本设计中 4 档成形时间（20ns~80ns）都较小，电子学的带宽都相对较大，因此影响噪声斜率的主要是 a 噪声成分，这部分噪声受成形电路的时间常数影响[5]。图 8 和图 9 分别为时间常数为 20ns 和时间常数为 80ns 时测得的噪声斜率。

从图 8、图 9 两幅图中我们可以看到，当成形时间为 20ns 时，噪声斜率为 21e/pF 左右，而当成形时间在 80ns 时，噪声斜率为 16.5e/pF。实测结果均大于仿真，这主要有两方面原因：一是仿真模型中噪声模型偏小，导致仿真结果偏小；二是在实测中，系统噪声影响不能忽略。

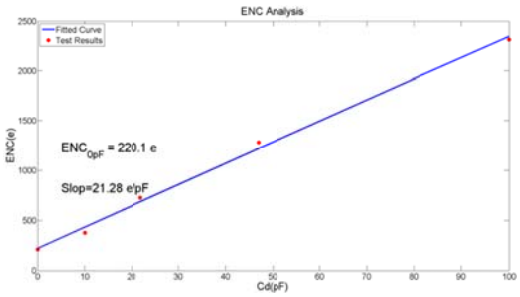


图 8 时间常数为 20ns 时的噪声特性

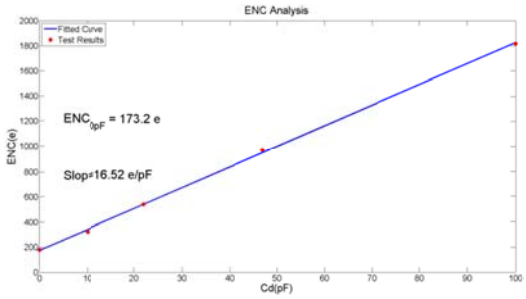


图 9 时间常数为 80ns 时的噪声特性

4. 小结

本文设计了一款 16+1 通道的用于 GEM 探测器读出的 ASIC，其中 16 个通道用于 GEM 阳极读出，1 个通道用于 GEM 阴极读出，并提供触发信号。该 ASIC 具有 4 档增益可调，以及 4 档成形时间可调。其积分非线性在任何一种设置状态下都能小于 1%，该芯片的噪声斜率能达到 16.5e/pF。该 ASIC 的所有通道都能正常工作，各项指标都满足设计需求。后续工作打算连接 GEM 探测器进行实际能谱测量。

参考文献：

[1] J.K. Black, R.G. Baker, et al. X-ray polarimetry with a micropatten TPC[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 581 (2007) 755-760.

[2] 李玉兰，康克军，李金等。基于 GEM 探测器的时间投影室 TPC 的讨论[J]。高能物理与核物理，2007 年，第 31 卷(第 2 期)，223-227。

[3] G. De Geronimo and P. O'Connor. A CMOS Fully Compensated Continuous Reset System[j]. IEEE Transactions on nuclear science, 2000 Vol.47, 1458-1462.

[4] Zhi Deng. CASA: A readout ASIC for gas detectors with self-amplification[C]. IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008,2029-2031.

[5] 王经瑾。核电子学[M]。北京：原子能出版社。1978：85-88。

CASAGEM：A readout ASIC for Micro Pattern Gas Detectors

HE Li[1,2], DENG Zhi[1,2], LIU Yi-nong[1,2]

(1. Dept. of Tsinghua University, Beijing 100084, China;

2. Key Laboratory of Particle & Radiation Imaging (Tsinghua University), Ministry of Education)

Abstract: A readout ASIC for micro pattern gas detectors has been designed. This ASIC integrates 16 channels for anode readout and 1 channel for cathode readout which can make use of the signal of detector's cathode to generate a trigger. Every channel can provide amplification and shaping of detector signals. The ASIC can also provide adjustable gain which can be adjusted from 2mV/fC to 40mV/fC, and adjustable shaping time which can be adjusted from 20ns to 80ns; so this ASIC can be applied to detectors with wide range output signal and different counting rate. The ASIC is fabricated with Chartered 0.35um CMOS process. More circuit design Details and test results will be presented.

Key word: Micro pattern gas detector; GEM; ASIC

SARADC 数字模块的设计
——CBIC 技术在核电子学中的应用探索

陆卫国[1,2]，魏微[1,2]，王铮[1,2]
（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；
2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049）

摘　要：本文回顾了专用集成电路（ASIC）技术在核电子学系统中的应用，并通过设计用于 10bit 精度、3Msap/s 采样率逐次逼近型模数转换器（SARADC）的数字模块，对基于标准单元的数字集成电路（CBIC）的设计流程进行了探索，为以后用于辐射探测器读出的数字电路和数模混合电路的设计打下基础。

关键词：专用集成电路 ASIC；CBIC；SARADC

文章分类： 核电子学及其应用的研究成果

高能物理实验一直伴随着电子学的发展和应用。随着粒子物理实验的发展，探测器空间分辨的要求越来越高，探测器单元的密度增大，通道数增多，规模变大，新兴的专用集成电路（ASIC）逐渐取代传统的分立器件电子学而广泛应用于实验物理领域。专用集成电路具有集成密度高，精度高，速度快，大规模使用成本低等优点。常见的 ASIC 类型见表 1[1]。目前，可编程 ASIC 如 FPGA，CPLD 等已经成功应用于核电子学系统，如 BESIII 前端电子学，大亚湾 PMT 读出电子学等[2]；全定制 ASIC 技术主要应用于读出电子学的前端模拟通道，如 ALICE 实验 TRD（Transition Radiation Detector）探测器读出用到的 PASA 芯片，清华大学为 TPC 上 GEM 探测器读出开发的 CASA 芯片等[3]；相比之下，在国内基于单元的 ASIC（CBIC）技术在核电子学上应用还不够广泛，但是考虑到核电子学系统集成度的不断提高，以及 CBIC 技术在性能和灵活性方面的优点，可以预见 CBIC 技术有着广阔的应用前景。

表 1　ASIC 类型

ASIC 类型	系列成员	定制掩模层	定制逻辑单元
全定制	模拟/数字	全部	部分
半定制	基于单元(CBIC)	全部	无
	掩膜门阵列(MGA)	部分	无
可编程	现场可编程阵列(FPGA)	无	无
	可编程逻辑器件(PLD)	无	无

CBIC 设计流程主要包括三步，RTL 代码编写阶段，逻辑综合阶段，自动布局布线（APR）阶段，每个阶段后要经过设计验证。RTL 代码阶段后的验证主要是逻辑仿真，综合和 APR 后都要进行形式验证，静态时序分析（STA），动态仿真，APR 后还要 DRC 和 LVS。本文介绍了采用通用流程的一款 SARADC 的数字模块的设计，通过时序、面积、功耗的优化，满足了 SARADC 对数字部分的需求。

作者简介：陆卫国（1982-），男，中科院高能所助理研究员，博士，主要从事辐射探测器读出 ASIC 研究。

1 SARADC 及其数字模块

核辐射探测器的输出信号经过前端模拟信号处理电路后，所携带的核辐射信息还需变换成数字量，才能用数字系统(多道分析器和计算机等)进行统计、分析和数据处理[4]。这种模数变换由数据转换器 ADC 来实现。ADC 常用的结构有线性放电 ADC、逐次逼近 ADC(SARADC)、并联型 ADC(flash ADC)等，其中逐次逼近 ADC(SARADC)结构简单，在获得高速和高分辨率的同时可以保持相对较小的面积，因而得到广泛应用。SARADC 结构示意图如图 1 所示[5]，其基本工作原理是以数字代码采用误差试探技术对输入的模拟信号进行逼近，对所有可能的量化水平进行二分检索，直到得出最终的数字输出。选用逐次逼近型结构，一方面可以满足特定探测器读出的需要，同时便于和前端放大成形电路集成到一起从而提高系统的集成度。

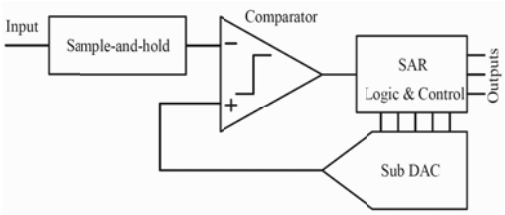


图 1 SARADC 结构示意图

SARADC 的数字模块主要为 SARADC 提供控制逻辑和移位寄存器、输出寄存器等。其顶层 symbol 如图 2 所示。数字模块可通过 reset 输入实现同步复位，时钟输入包括系统比较时钟 clock 和采样时钟 start。输出逻辑端口控制子 DAC 的采样和比较过程，包括采样、比较周期的转换，比较器动态失调消除，比较阶段根据比较器送来的 cmpout 决定二分检索的方向以及提供 ADC 数字输出等。

图 2 数字模块顶层 symbol

2 数字模块前端设计

2.1 RTL 代码和行为级仿真

数字模块的基本思想是通过一个有限状态机来实现，采用硬件描述语言 verilog 来描述。针对 10bit 精度、3Msap/s 采样率 SARADC 的总体时序方案，通过 case 语句实现了 16 个状态位的状态机，每个状态对指定的 reg 类型变量赋值，从而实现逐次逼近的逻辑控制。

本文使用仿真软件 Verilog-XL 对数字模块进行了行为级的功能仿真，通过添加额外的顶层测试模块，给数字模块提供合适的激励，验证了输入输出变量和内部变量之间的时序逻辑关系，并对启动过程进行了分析，对同步复位功能进行了仿真验证。

2.2 逻辑综合与时序分析

数字模块的逻辑综合采用 Synopsys 公司的 DC（design compiler）工具实现。采用 0.35um 的标准单元库由工艺厂商提供。逻辑综合需要对设计环境和设计约束合理定义，并采用合适的编译策略[6]。

DC 需要模拟设计的环境来实现综合。设计环境设置包括设定设计的工作条件（operating condition），负载（loads），驱动特性（drive characteristics），扇出负载（fanout loads），线负载模型（wireload models）。设计环境的设置就是对标准单元工作环境、互连线模型、端口需求进行相应的设置。这些设置直接影响设计综合和优化的结果。

设计约束包括设计规则（design rules）和优化约束（optimization constraints）。设计规则是由工艺库提供的，包括转换时间（transition times），扇出负载（fanout loads），电容（capacitances），这些规则指定了工艺需求，不能违反，但可以指定更严格的约束。优化约束定义了时序，面积等方面的设

计目标，在优化过程中，DC 在不违反设计规则的情况下，努力实现设计目标。所以为了正确的优化设计，需要设置合理的可实现的优化约束。优化约束包括时序约束、面积约束、功耗约束等。时序约束包括时钟的周期和波形、时钟的延迟、端口的延迟等。本设计采用周期为 20ns，占空比为 50％的时钟，时钟不确定性（uncertainty）设为 1ns，端口延迟设为 0.7ns。面积和功耗约束设为零，以期实现面积和功耗最小化。

在根据设计需求合理地定义设计环境和设定设计约束的基础上，采用了合适的编译策略。其基本思想是首先采用最大延迟工艺库（technology library）的最差工作条件(operating condition)，在指定约束下综合成门级网表，并保证时序满足要求；然后调用最小延迟工艺库的最优工作条件，在原网表的基础上优化编译并保证保持时间（hold time）没问题；最后在最大延迟工艺库的最优工作条件下验证使得最终设计的建立时间（setup time）满足要求。

数字模块最终设计共使用标准单元 27 个，共用 cell 有 223 个，总面积 625，功耗 total dynamic power 大约 1.66mW，cell leakage power 约 24.6nW，线负载模型（wire_load_model）采用 8000。在最小延迟工艺库的最优工作条件下的保持时间余量（hold slack）>=0，在最大延迟工艺库的最差工作条件下的建立时间余量（setup slack）>= 3.50ns, 满足时序要求。经验证，数字模块的最终设计在典型情况下时序更好，setup slack 最小为 5.73ns，hold slack 最小为 0.23ns，满足时序要求。此处主要关注 setup slack，hold slack 只要不是负的很大，可以在后面布局布线步骤予以考虑。

2.3 形式验证

形式验证通过比较两个设计的结构和功能在逻辑上是否等价来验证设计。由于使用数学的方法代替动态仿真，因此具有更快的验证速度及更大的测试覆盖率[7]。本设计采用 Formality 验证了 RTL 代码和综合后的门级网表具有相同的逻辑功能。

3 数字模块后端设计

3.1 自动布局布线

自动布局布线（APR）通过 Synopsys 的 Astro 来完成，主要包括 8 个步骤：设计设置（design setup），布图规划（floor planning），时序设置（timing setup），标准单元放置（placement），时钟树综合（clock tree synthesis），布线（routing），优化（optimization），可制造性设计（design for manufacturability）。

布图规划是 APR 中是最重要的一步，好的布图规划可以在加快布线速度的同时，使最终的设计满足时序、电源以及布线阻塞等方面的要求。芯片级的布图规划需要考虑 PAD 摆放、IP 放置和电源网络配置，本设计仅是 SARADC 的一个子模块，其设计重点是电源网络的配置，同时要适当调整其形状尺寸和端口的位置，以保证与其他模块的衔接。整个数字模块设计成矩形版图，高度固定为特定尺寸，在宽度上可适度调整。电源网络包括模块外围的电源环和模块内部的电源带线，在估算模块功耗的基础上，对 IR 压降和电流密度两方面折中，选择了合适宽度的电源环和电源带线。电源带线选择水平方向，相邻两行标准单元之间采用背靠背的方式减小整体面积，每两行标准单元之间留出足够的空隙，供分离 SUB 布线之用。根据数字模块同周边模块互连的需要，把各个 pin 放在合适的位置并且采用合适的金属层。

时钟树综合实际是在时钟源和各个终点之间插入缓冲、延时单元，平衡时钟偏差（clock skew），增强时钟网络的驱动能力[7]。本设计采用了默认设置进行了时钟树综合和优化。标准单元放置的过程中选择拥塞和时序驱动的优化。布线过程首先连接

电源线，然后布时钟网络，最后布信号线。在标准单元放置和布线的过程中，需要反复验证时序和拥塞是否符合要求，如不满足要求，则需要优化。可制造性设计 DFM 可改善芯片的良率，本设计在 DFM 方面采取了包括天线效应修复、补充填充单元、添加双过孔等措施。

由于 SARADC 的设计为混合信号的设计，在布图规划阶段即考虑了数字模拟地的分离，以减小数字部分对模拟部分的影响。由于数字标准单元的 SUB 与数字地 VSS 相连，为了改善噪声性能，对布局布线后的设计进行了手动的修改，添加了独立的 SUB 连接。

数字模块的最终版图如图 3 所示，面积约为 220umX350um。采用 Astro 自带的 DRC，LVS 功能对设计进行验证，本设计顺利通过。

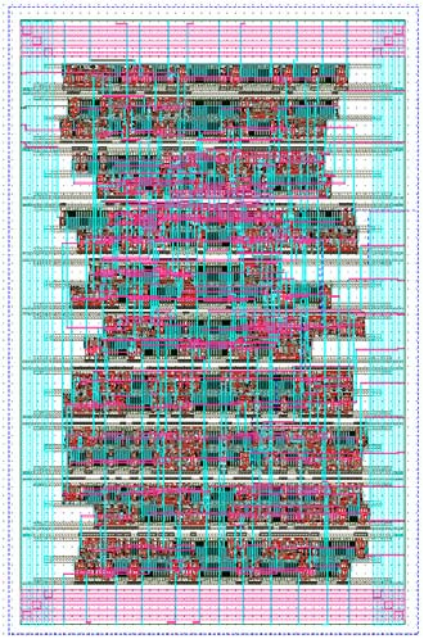


图 3 数字模块版图

3.2 形式验证和物理验证

同样采用 Formality，经过验证布局布线后的网表和综合后的网表具有相同的逻辑功能。

虽然 Astro 本身有 DRC，LVS，XRC 功能，但不具备提交的资质（sign –off quality）。所以在自动布局布线后将数字模块设计导入到 Cadence 环境下，首先手动添加了独立的 SUB 连接，然后采用 Calibre 软件对数字模块的版图设计进行了 DRC，LVS，顺利通过验证。此外分别在晶体管级和门级对设计进行了参数提取，以用于后仿真和比较分析。

3.3 时序分析

由 Astro 的最终时序分析，可知本设计的静态时序满足要求。但设计需要通过具有提交资质（sign-off quality）的 STA 工具 PrimeTime（PT）进一步验证。采用 PT 的静态时序分析显示最终设计在最大延迟工艺库的最差工作条件下的建立时间余量（setup slack）为 4.9ns，在最小延迟工艺库的最优工作条件下的保持时间余量（hold slack）为 0.74ns。

动态仿真 DTA 能反映 STA 无法发现的 glitch，race 等问题。本设计对布局布线后的设计进行了动态仿真，采用工具 Modelsim，输入文件包括零延迟的库单元 verilog 模型、Astro 导出的网表、Astro 导出的 sdf 延迟文件、顶层测试 testbench 文件。仿真未发现上述问题。

4 总结

本文通过设计一个 SARADC 的数字模块探索了 CBIC 的设计流程。虽然模块的规模不大，而且功耗、面积、时序等还有优化的余地，但满足了 10bit 精度，3Msap/s 采样率的 SARADC 的需求。该设计于 2009 年即完成流片，芯片的测试显示数字部分的工作正常，完全达到设计目标。这项工作也为 CBIC 技术在核电子学中的进一步应用打下了基础。

参考文献：

[1] Michael John Sebastian Smith. Application-Specific Integrated Circuits[M].北京：电子工业出版社，2004：21.

[2] 李秋菊. 大亚湾中微子实验 PMT 电荷与时间测量的研究[D]. 北京：中国科学院高能物理研究所，2008.
[3] 陆卫国，等. 16 通道 GEM 探测器前端读出 ASIC 的设计[J]. 核电子学与探测技术，2011，31(3)：289-292.
[4] 王经瑾，等. 核电子学(下册)][M]. 北京：原子能出版社，1985：59.
[5] 魏微，等. 一种高速、高精度全差分采样保持电路的 ASIC 设计[J]. 核电子学与探测技术，已接收.
[6] Synopsys 数字流程相关软件使用手册.
[7] 陈冀明，李开航. 基于数字 ASIC 设计流程的 DDS 设计与实现[J]. 现代电子技术，2010，33(6)：12-15.

Design of a SARADC Digital Module
——Application Exploration of CBIC Technology in Nuclear Electronics

LU Wei-guo[1,2],WEI Wei[1,2], WANG Zheng[1,2]
（1 State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;
2 Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049）

Abstract: This paper reviews the application specific integrated circuit (ASIC) technology used in nuclear electronics systems, and explore the design flow of cell-based digital integrated circuits (CBIC) through the design of a digital block for 10bit precision, 3Msap/s sampling rate successive approximation analog-to-digital converter (SAR ADC), which lay the foundation for digital circuits and mixed-signal circuit design for radiation detector readout in the future.

Key words: ASIC; CBIC; SARADC

大学核物理实验平台建设

梁福田[1,2]，姚远[1,2]，王照琪[1,2]，刘宇哲[1,2]，刘洪斌[3]，桑子儒[1,2]，陈炼[1,2]，文斐[1,2]，金革[1,2]
（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，安徽 合肥 230026；
2. 中国科学技术大学近代物理系，安徽 合肥 230026；
3. 兰州大学核科学与技术学院，甘肃 兰州 730000）

摘　要：核与粒子物理学是物理学的重要学科，在大学开展核物理教学实验对培养人才具有重要意义。本实验室以大学核物理教学实验为对象，研发了一套集数据采集、学生实验及教学管理于一身的大学核物理实验平台。该实验平台利用数字化技术和可重构技术，在一套数据采集硬件基础上，实现了多种核电子学仪器功能。实验平台针对具体实验内容提供了专用实验软件，并设计了教学管理网站，使该实验平台非常适合大学核物理实验的开展。基于该实验平台，学生可以利用先进的实验技术完成经典核物理实验，并且利用平台提供的仪器功能，设计新的实验内容。目前，该实验平台已经达到使用标准，部分内容已经投入中国科大的实验教学。

关键字：实验平台；数字化技术；可重构技术

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

0 引言

核与粒子物理学使人们对微观世界的认识更加深刻，开辟了核能利用的新时代。为培养核科学领域的人才、加强实验科学建设，中国科学技术大学开设了核与粒子物理实验课程[1]，包括“核与粒子物理基础实验”16 个和“核与粒子物理专业实验”14 个，如表 1 所示。

表 1 核与粒子物理实验课程

基础实验	专业实验
1. α粒子的能量损失实验	1. β－γ符合法测量放射源的绝对强度
2. β射线的吸收实验	2. 半圆磁谱仪测量β能谱和居里描绘
3. γ射线的吸收实验	3. 逆矩阵法解γ谱
4. X射线的吸收实验和特征谱测量	4. 放射性核素半衰期测量
5. 电流电离室实验	5. 正电子寿命测量
6. BF_3正比计数器实验	6. 延迟符合法测量核激发态寿命
7. G-M 计数器的性能测量	7. ^{60}NI 的γ－γ角关联实验
8. 多丝正比室实验	8. 14MeV 中子通量的绝对测量实验
9. 漂移室实验	9. 快中子全截面测量实验
10. NaI（TL）闪烁谱仪	10. 飞行时间法中子能量测量实验
11. 长塑料闪烁体计数器实验	11. 源激发 X 射线荧光分析实验
12. 半导体α探测器	12. 粒子卢瑟福散射实验
13. Si(Li) X 射线谱仪	13. 康普顿散射实验
14. Ge(Li)γ射线谱仪	14. 穆斯堡尔效应实验
15. 闪烁体荧光时间特性的观测与分析实验	
16. 低能 X 射线谱仪	

作者简介：梁福田（1983－），男，吉林敦化，在读博士研究生，从事高速数据采集系统设计及高速模拟 ASIC 芯片设计。

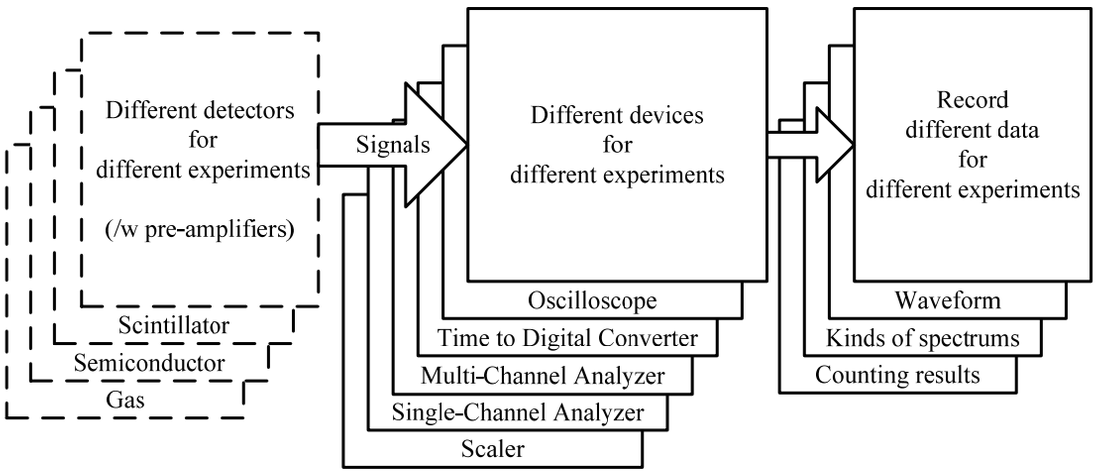


图 1 经典结构的实验方案

实验课程所使用的测试方案及所需仪器如图 1 所示。从图中可以看出，核与粒子物理实验测量方案的典型特征是探测器与测试模块对接，测量并记录数据。而根据实验目的的不同，所选择的探测器也不同，相应的测试模块不同，记录数据内容及形式也不同。

我们根据现有教学实验的特点，以中国科学技术大学的核与粒子物理实验课程为对象，自主设计研发了大学核物理实验平台。该实验平台一改以往多对多的实验局面，利用可重构技术，使得一套采集仪器可以对接多种探测器，并完成相应的数据记录需求。在该实验平台上，学生可以利用先进的测量技术完成经典的核物理实验，从较复杂的仪器连接及操作中解脱出来的同时，不乏对实验的理解与动手能力的锻炼。该实验平台还为学生进行实验创新，想法验证提供了绝佳的条件与机会。

本文就大学核物理实验平台的设计理念展开说明，并根据具体实验进行相关的演示说明。

1 大学核物理实验平台

对教学核物理实验的测量过程进行总结，可以将测量分为三类：

1.幅度测量：记录波形或统计幅度，使用示波器和多道分析器等；

2.计数测量：统计信号、脉冲数量，使用甄别器，定标器，单道分析器等；

3.时间测量：测量信号的时间差、晃动和分布，使用时间数字变换，时间符合等。

大学核物理实验平台利用软硬件的可重构技术，在一套数据采集系统上实现多种仪器功能，涵盖以上教学核物理实验中的多种测量类型及其所需的各种仪器。

利用大学核物理实验平台，实验方案如图 2 所示。

使用多种探测器是核物理实验的基本特征，所以探测器及其配套前端电子学是实验不可缺少、不可简化的部分。而原有的多种测量设备和数据记录方式已经被我们设计的实验平台所代替。实验时只需要将探测器及其配套电子学给出的信号接入实验

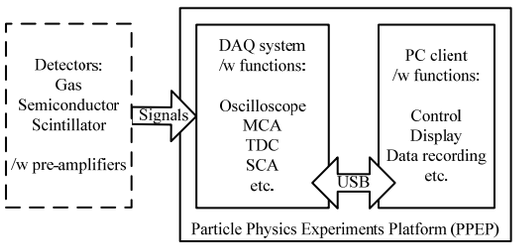


图 2 利用大学核物理实验平台的新实验方案

平台中的数据采集系统，通过虚拟仪器界面对相应的仪器功能进行操作，即可完成预期的实验目标。

大学核物理实验平台可实现多种不同实验的能力主要是通过其组件的重构实现的。实验平台包含硬件组件、软件组件和网络组件三部分,如图 3 所示。其中硬件组件和软件组件是重构技术的核心，相关的技术实现可以参考我们的工作文章[2-5]。

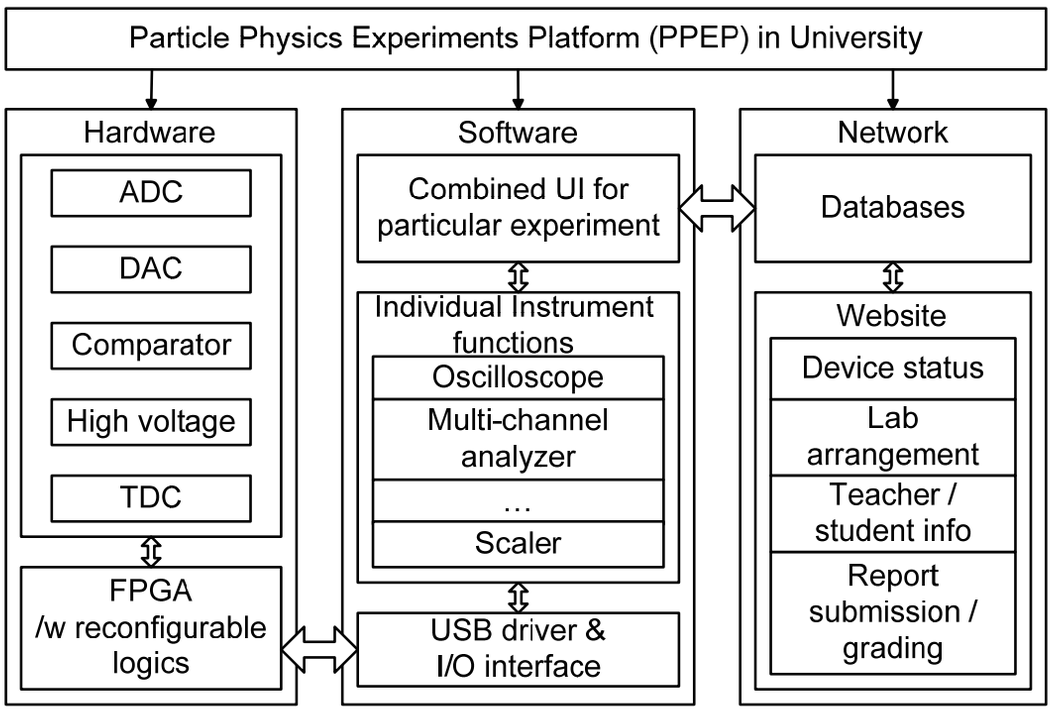


图 3 大学核物理实验平台系统结构图

硬件组件是针对实验及探测器特点而设计。包含模数/数模转换（ADC，DAC），时间数字转换（TDC），比较器（Comparator）及探测器所需工作高压（High voltage）等功能模块。结合 FPGA 的可编程性，可以灵活的实现多种核电子学仪器的硬件功能。

软件组件通过虚拟仪器的形式将实验所需各种仪器的功能以软件界面的形式表现出来。其任务是通过 USB 数据总线控制并读出硬件组件中的数据，实现相应的功能。

网络组件则是依托互联网技术，为教学管理而专门设计的网站，是实验平台的教学辅助部分。

大学核物理实验平台的硬件组件已经先后开发出两个版本。第一代的组件，采用 NIM 标准设计，通过 NIM 机箱供电，功能覆盖表 1 中的基础实验。第二代的设计如图 4 所示，独立供电，摆脱 NIM 机箱限制，并引入时间测量功能，功能覆盖表 1 中的所有实验。

图 4 硬件实物照片

2 实验开展

图 5 为一次实验课程的活动图。从图中可以看出，实验课程的课程安排、学生选课、实验进行、报告提交、评分等所有内容都可以在大学核物理实验平台中解决。

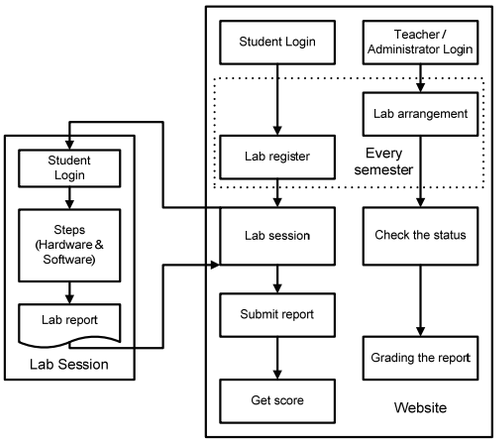


图 5 实验课程活动图

由于实验平台包括了多种仪器功能，学生在根据选课及实验软件引导完成规定实验之余，还可以根据自己的想法，利用任何所需要的仪器功能来改进实验的操作或者尝试其他创造性实验。从而实现真正的开放式，启发式教学，这也是本实验平台的亮点之一。

3 平台演示

3.1 实验引导与教学管理

学生进行实验前，需要在教学管理网站中选择相应实验，并在规定时间内在指定实验室通过实验平台的相关组件完成实验。图 6 为实验平台软件组件的实验引导界面，图 7 为教学管理网站登录界面。其中实验引导界面详细的介绍了实验的相关内容，确保学生在开始实验前对做做内容有明确的了解。

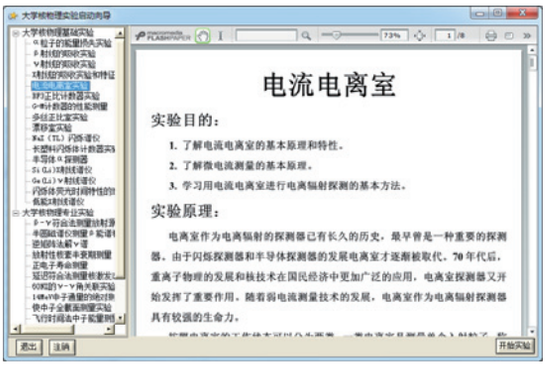


图 6 软件实验引导页面

图 7 教学管理网站登录界面

3.2 放射性核素半衰期测量

该实验是最早使用大学核物理实验平台的实验。实验目标是测量有限时间内，粒子衰变的数量随时间的关系。该实验需要一个全自动定标器，通过设定计计数的单位时间和总测量时间，使其自动测量并记录探测到的衰变事例计数。软件界面如图 8 所示。图中所示为实验前后有本底的计数及实验时约 3 小时的衰变计数。通过数据可以计算出实验

所测量的 ^{116m1}In 的半衰期约为 54 分钟，与事实及原有仪器的测量一致。

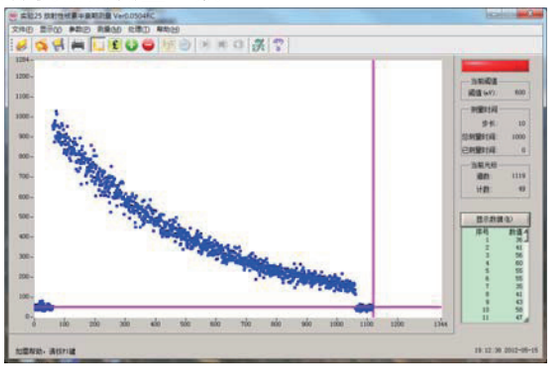


图 8 放射性核素半衰期测试软件界面

3.3 X 射线吸收谱测量

该实验的目的之一是通过测量一组铝片对 X 射线透射情况的影响来计算铝的吸收系数。按照原始实验步骤，我们需要调节单道分析器的阈值和窗宽来寻找透射过不同厚度铝片的 X 射线强度。实验操作相对复杂，且不直观。如果改用多道分析器来测量，将探测器给出的信号接入采集组件，启动多道分析软件模块，调整铝片的厚度，在多道的谱区即可明显的看到 X 射线强度发现变化，如图 9 所示。

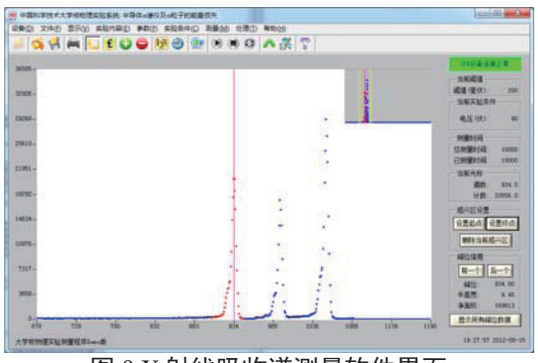


图 9 X 射线吸收谱测量软件界面

4 总结

大学核物理实验平台利用数字化技术和可重构技术，在一套数据采集的硬件基础上，实现了多种核电子学仪器功能。结合专用实验软件与教学管理网站，使该实验平台非常适合大学核物理实验的开展。基于该实验平台，学生可以利用先进的实验技术完成经典核物理实验，并且利用平台提供的仪器功能，设计新的实验内容。学生的创新意识及动手能力能在该实验平台中得以锻炼。目前，该实验平台已经达到使用标准，部分内容已经投入中国科大的实验教学，且反馈较好。

我们的设计不仅可以很好的覆盖大学核物理实验的相关内容，其指标如下：

1.多道分析器，输入范围 0～5V，4096 道

2.定标器，最小定时 25ns，最高计数率 1M/s

3.时间测量，分辨率 40ps

指标已经达到商用产品水平，可以在更多领域直接使用。

参考文献：

[1] 孙腊珍，等。核与粒子物理实验讲义，中国科学技术大学近代物理系，2008

[2] 黄姗姗，桑子儒，梁福田，陈炼，梁昊，金革. 基于大学核物理实验的数字化 MCA 的研制[J]. 核电子学与探测技术，2012,32(1):36-40

[3] 梁福田， 陈炼，李锋，金革. 单球多位置灵敏计数器中子剂量率仪设计[C]. //第十五届全国核电子学与核探测技术学术年会论文集, 贵州贵阳:2010:49-54

[4] 陈炼，梁福田，李锋，黄姗姗，金革. 基于可重构技术的大学核物理实验系统[C]. //第十五届全国核电子学与核探测技术学术年会论文集, 贵州贵阳:2010:121-127

[5] 黄姗姗，梁福田，桑子儒，陈炼，金革. 数字化多道脉冲幅度分析器的研制[C]. //第十五届全国核电子学与核探测技术学术年会论文集, 贵州贵阳:2010:143-148

The development for the Particle Physics Experiments Platform in University

LIANG Futian[1,2], YAO Yuan[1,2], WANG Zhaoqi[1,2], LIU Yuzhe[1,2], LIU Hongbin[3], SANG Ziru[1,2], CHEN Lian[1,2], WEN Fei[1,2], JIN Ge[1,2]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Hefei 230026;

2. Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026;

3. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000)

Abstract: Nuclear science and particle physics is an important subject in physics, and it is important to launch particle physics experiments in university to training students. We design an experiments platform based on particle physics experiments in university. By employing digitalization and reconfiguration techniques in our design, we achieve all kinds of device functions with only one device. With the customized software for particular experiments and a website for teaching assistance, the platform is easy to be employed in universities. Students can accomplish a classical particle physics experiment in a modern way with the help of the platform, and they can also try new ideals. The experiments platform is ready to be used, and some of the lab sessions in USTC have already begin to use our experiments platform.

Keywords: Experiments Platform; Digitalization; Reconfiguration

碲锌镉探测器低噪声前端读出芯片及数据采集系统设计

罗杰[1,2]，邓智[1,2]，刘以农[1,2]

(1. 清华大学工程物理系，北京 100084；

2. 粒子技术与辐射成像教育部重点实验室（清华大学），北京 100084)

摘　要：本文设计了用于碲锌镉探测器的低噪声前端读出芯片。每个芯片包含 16 个并行通道，每个通道由两级放大的电荷灵敏前放、4 阶半高斯成形电路、漏电流补偿电路、甄别器和输出驱动放大器组成。芯片采用了 Chartered 0.35μm 工艺完成了流片，初步测试结果表明芯片工作正常。整个通道的增益范围为 100~400mV/fC，达峰时间调节范围为 1~4μs。测得的最小零电容噪声为 70e，噪声斜率为 20e/pF。本文还介绍了美国 BNL 设计的一款峰检测及去随机化专用集成芯片以及基于该芯片的 USB 数据采集板，采用该数据采集板可以连接 2 个前端 ASIC 芯片构成 32 通道的碲锌镉探测器能谱数据采集系统。

关键词：碲锌镉；室温半导体探测器；低噪声；专用集成电路；数据采集；

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

碲锌镉（CdZnTe）是一种新型的室温化合物半导体材料，可用来探测 X 射线和伽马射线。相比传统的硅锗探测器以及闪烁体探测器，其具有较好的探测效率、能量分辨率、计数率、位置分辨率以及室温下工作等综合优点。目前已经被广泛地应用于能谱测量、医学成像、辐射安检等领域。采用半导体光刻工艺很容易制成像素电极，由此形成的小像素效应可以实现单极性电荷收集，很好地解决了空穴迁移率慢、容易被陷阱俘获以及晶体不一致性造成的能谱变差等问题。像素电极的电容和漏电流都变小了，有效地提高了能量分辨率。但是随着探测器噪声的降低和通道数的增多，也急需低噪声高密度的前端读出电路。目前主流的解决办法是采用易于集成和低成本的 CMOS 工艺来设计多通道的前端读出 ASIC 芯片。

本文设计了一款 16 通道的低噪声前端读出芯片 CASACZT16，并采用 Chartered 0.35μm CMOS 工艺完成了流片测试，正文部分给出了初步的测试结果，该芯片的基本性能指标如表 1 所示。本文还介绍了美国 BNL 设计的一款峰检测及去随机化（PDD）专用集成芯片以及基于该芯片设计的 32 通道 CdZnTe 探测器能谱数据采集系统。

表 1　CASACZT16 的基本性能指标

工艺	Chartered 0.35μm CMOS
增益	100、200、300、400mV/fC
达峰时间	1、1.3、2、4μs
ENC	116e@4μs
积分非线性	0.39%
动态范围	360keV
功耗	7.3mW/通道

1　前端芯片设计

CASACZT16 集成了 16 路读出通道，每个通道包含两级放大的电荷灵敏前放、4 阶半高斯成

作者简介：罗杰（1986-），男，清华大学工程物理系在读博士生，主要从事低噪声专用集成电路设计研究

形电路、漏电流补偿电路、甄别器和输出驱动放大器，如图 1 所示。此外，在每个通道的输入端还集成了一个 0.5pF 的片内测试电容和漏电流产生单元，给前放提供 50pA 的漏电流使之正常工作。

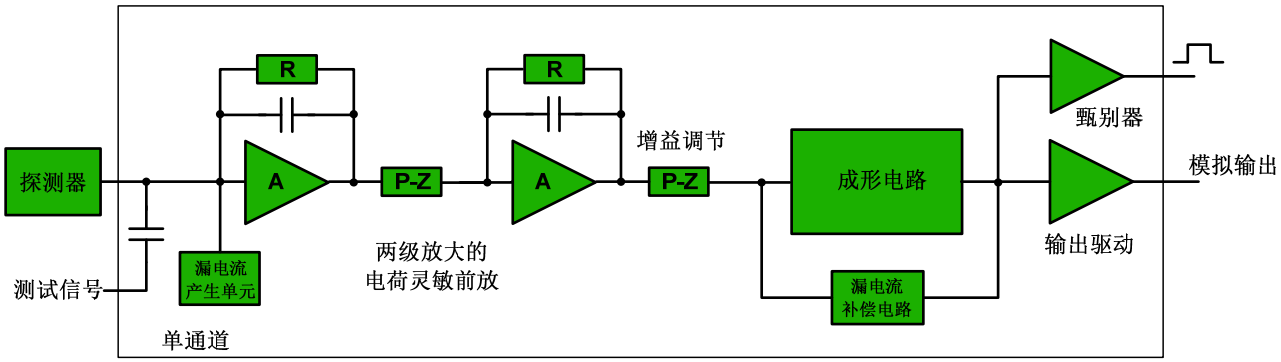


图 1　CASACZT16 单通道电路图

1.1 两级放大的电荷灵敏前放

CdZnTe 探测器产生的信号比较微弱，需要低噪声高增益的前置放大器。如果采用传统的单级电荷灵敏前放，提高前放的增益意味着降低反馈电容 C_f。在探测器电容不变的情况下，C_f 减小将使前放闭环回路的反馈系数变小，这样闭环情况下的-3dB 带宽降低，会引起高频信号损失。如果只是在成形电路级提高电压放大倍数，则成形电路中反馈电阻的噪声贡献将不可忽视。为了解决这一矛盾，引入了两级放大的电荷灵敏前放，其电路图如图 2 所示。第一级采用电流镜反馈的方式，提高了输出动态范围。第二级采用工作在饱和区的 MOS 管反馈方式[1、2]。第一级和第二级都分别实现了动态极零相消[3]，同时分别提供 N_1 和 N_2 倍的电荷放大倍数。该电路中的运放采用了传统的折叠共源-共栅单端运算放大器，其输入 MOS 管的热噪声和 1/*f* 噪声是串联白噪声和串联 1/*f* 噪声的主要噪声源。因此在进行噪声优化时主要是对输入 MOS 管的尺寸进行优化。为了获得低的 1/*f* 噪声，采用了 PMOS 输入管。针对 5pF 探测器电容进行优化，输入管的尺寸选择为 800μm/0.35μm，工作电流为 400μA，跨导为 7.1mS。1μs 成形时间时输入管对 ENC 的贡献为 30e。

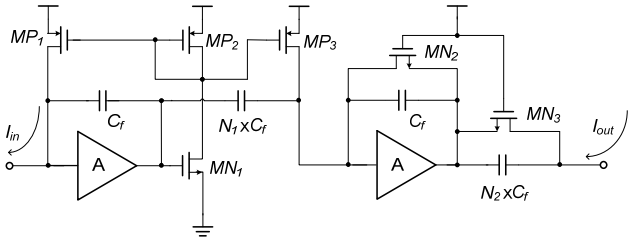


图 2　两级放大的电荷灵敏前放

1.2　成形电路

成形电路由 5 级电流低通滤波器级联构成，前 4 级实现电流滤波，最后一级实现电流电压转换。其基本单元是一个由 ICON 单元组成的 RC 滤波器[4]。采用 ICON 单元可以实现等效大电阻，使得成形时间达到微秒量级，采用传统的集成无源电阻电容是很难实现如此大的时间常数。由于每级滤波器都是反向放大结构，其输出脉冲是正负交替的。为了增大中间级的输出动态范围，将第一、三、五级设计为如图 3 所示的 P 型结构，第二、四级为 N 型结构，P 型结构的输出基线电压为 0.25V，N 型结构的输出基线电压为 3.05V。为了补偿成形电路引起的增益损失，N 型结构的电流滤波器还提供了 2 倍的电流增益。成形电路

中 ICON 单元输出 MOS 管的沟道热噪声是主要的噪声源，为了减小其对 ENC 的贡献，设计中降低了其偏置电流。

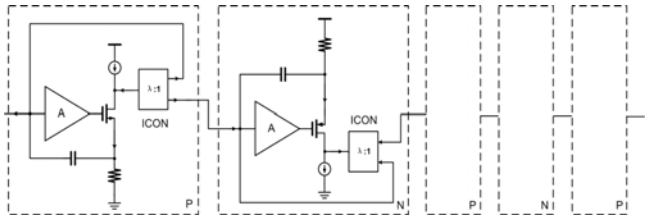


图 3　4 阶半高斯成形电路

1.3 漏电流补偿电路

CdZnTe 探测器的像素读出电极与前端读出 ASIC 一般采取直流耦合的方式，这样探测器的漏电流就会从前放一直传递到成形电路，最终对输出基线电平造成影响。在大增益大成形时间时，输出基线电平对漏电流尤其敏感[5]，当漏电流达到纳安量级时就可能使内部电路达到饱和，使得电路无法正常工作。CASACZT16 芯片增加了漏电流补偿电路，采用了图 4 所示的反馈结构。在第一级 RC 滤波器的基础上增加了一个反馈回路，由一个跨导运算放大器、电容和 MOS 管构成。其中跨导运算放大器的输出阻抗很大，在反馈回路中形成一个频率很低的极点，降低了闭环低频部分的增益，可以抑制漏电流等慢变化的影响。为了保证该反馈电路不对正常信号造成影响，同时能够实现基线恢复的功能，该跨导运算放大器的输出部分采用了对称限流设计的结构[6]。仿真结果如图 5 所示，从图中可以看到当漏电流达到 10nA 时，漏电流补偿电路能够保证输出电平的变化不超过 10mV，确保了电路的正常工作。

1.4 甄别器及输出驱动放大器

甄别器采用了经典的高速比较器结构[7]，包括前置放大器、锁存器、自偏置差分放大器和输出驱动四部分，延迟时间<10ns，静态功耗<470μW。输出驱动放大器采用了轨到轨输入输出级结构[8]，能够驱动 100pF 电容负载，增益为 75dB，增益带宽积为 4.7MHz，静态功耗<1.86mW。考虑到实际应用的需要，比较器和输出驱动放大器的功耗还可以进一步的降低。

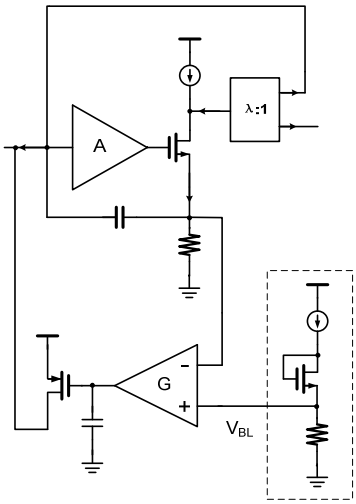


图 4　漏电流补偿电路图

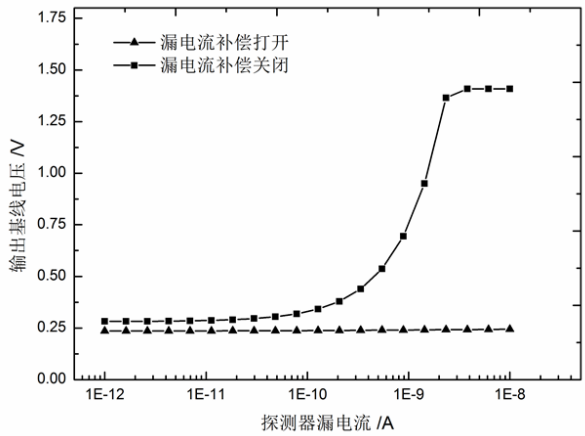


图 5　输出基线电压随漏电流变化的仿真结果

2　芯片测试结果

2.1 实测波形

图 6 是 CASACZT16 芯片的实测输出波形。蓝色波形是测试信号，通过内部 0.5pF 的测试电容注入 10fC 的等效电荷量。绿色波形是输出的模

拟信号，实测幅度值为 1.08V，增益约为 100mV/fC，达峰时间为 4μs。粉色波形是甄别器输出的触发信号。实测结果表明各项功能均正常。图 7 对输出电压幅度与注入电荷量进行了线性拟合，在 12fC 的动态范围内，积分非线性小于 0.39%。

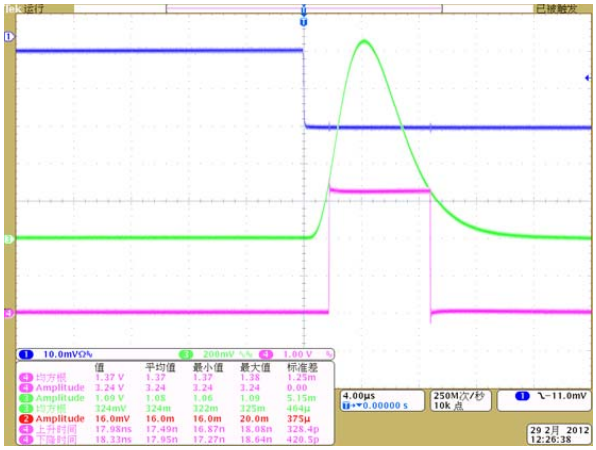


图 6 测试信号实测输出波形

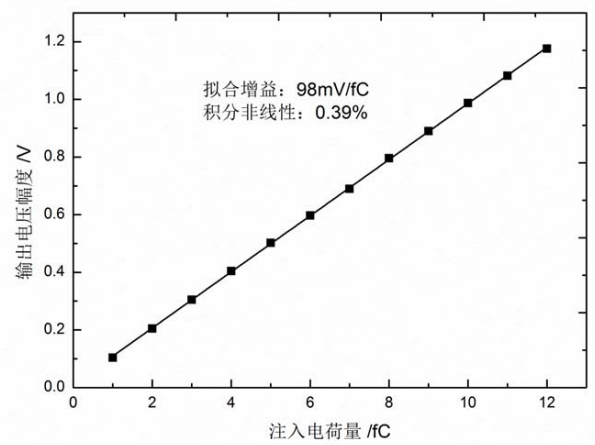


图 7 输出电压与注入电荷的线性关系曲线

2.2 ENC 噪声测试

等效噪声电荷 ENC 是衡量低噪声前放的重要指标，其定义为输出信号幅度等于输出噪声涨落幅度时的等效输入电荷量。本实验采用了多道测量噪声的方法，通过半高宽值(FWHM)来计算 ENC。图 8 是测试通道（输入端未引出，输入电容约为 0.2pF）不同增益时 ENC 随达峰时间的变化曲线，随着增益的增大，成形电路中 ICON 单元的噪声贡献减小，总的 ENC 也减小。在最大增益、1.3μs 达峰时间时，测得的最小 ENC 为 70e。

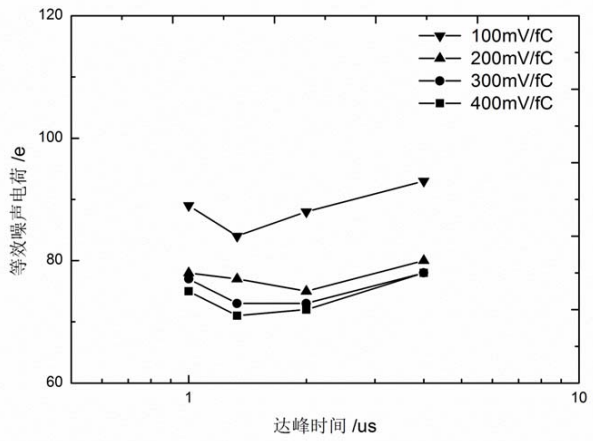


图 8 不同增益等效噪声电荷随达峰时间的变化曲线

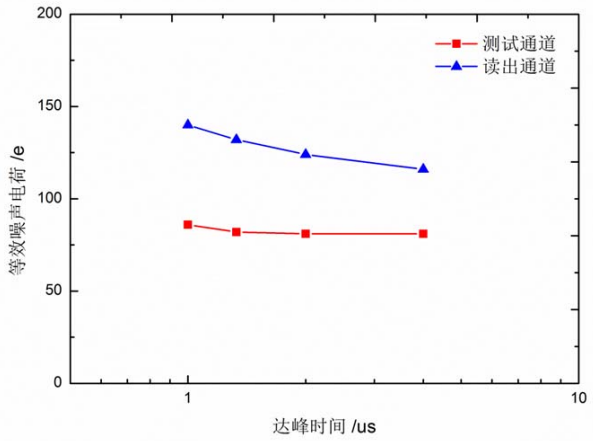


图 9 不同通道等效噪声电荷随达峰时间的变化曲线

图9给出了测试通道和普通读出通道的ENC对比结果，普通读出通道的输入端引出到测试 PCB 上，其输入电容约为 5pF，其中 PCB 走线及焊盘寄生电容约为 3pF，芯片封装和键合引线引入的寄生电容约为 2pF。随着达峰时间的增大，串联白噪声变小，ENC 减小。达峰时间为 4μs 时，普通读出通道测得的最好 ENC 为 116e。而测试通道由于输入电容小，串联白噪声和并联白噪声贡献相当，因此总的 ENC 随达峰时间的变化不明显。噪声电容斜率的测试结果如图 10 所示，随着达峰时间的增大，噪声电容斜率减小。在 4μs 达

峰时间时测得的噪声电容斜率为 20e/pF，该结果是仿真值的 3 倍多。可能的原因是实际的 1/*f* 噪声系数比工艺提供的仿真参数偏大，同时电源噪声的滤波效果不理想也会增加额外的噪声源。

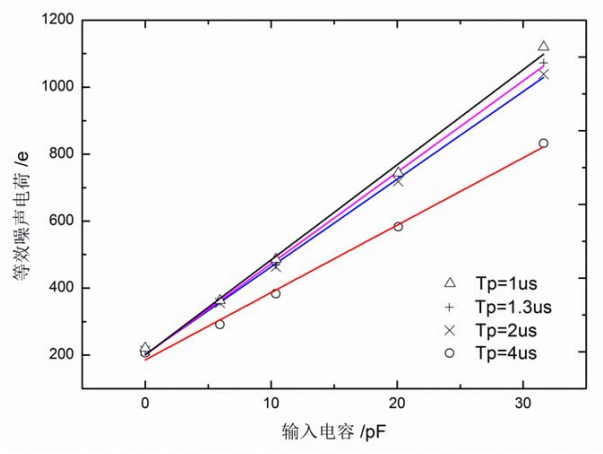


图 10　不同达峰时间测得的噪声电容斜率

3　PDD 数据采集系统

PDD 芯片是美国 BNL 设计的一款峰检测及去随机化专用集成芯片[9, 10]。该芯片由 32 路的比较器阵列、触发选通逻辑、8 个峰检测单元以及多路选通开关组成。其中峰检测电路采用了“读”、“写”两种工作状态的结构，可以消除运放自身失配引起的误差，极大地提高了峰值检测的精度。由于采用了比较复杂的触发选通逻辑，只使用了 8 个峰检测单元，相比传统的每个通道对应一个峰检测读出结构节省了 24 个峰检测单元。32 路

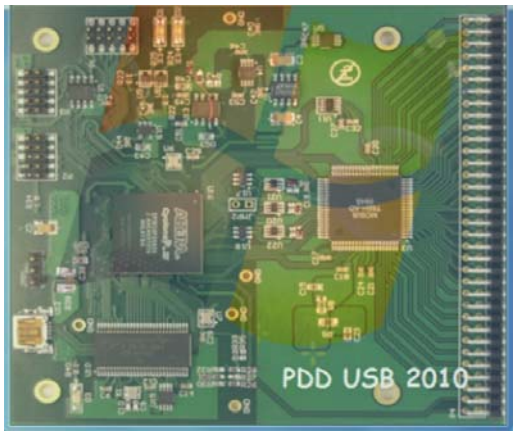


图 11　PDD USB 数据采集板

输入信号可以切换到任意一个峰检测单元，在不引入死时间的情况下提高了峰检测单元的利用率。该芯片可以处理 8 路及以下同时到达的信号，这在普通的应用中已经远远满足要求了。图 11 是基于 FPGA 的 PDD USB 数据采集板。

为了验证 PDD 数据采集板的实用性和噪声性能，使用了平面 CdZnTe 探测器和 A250 前放进行了能谱测试。探测器的尺寸为 5mmX5mm，厚度为 2mm，在 200V 高压时的漏电流为 5nA。探测器输出信号经过交流耦合至 A250 前放，然后经过主放输出到 PDD 数据采集板。采用放射源 ^{241}Am 进行能谱测量，测得的能谱如图 12 所示，经过高斯拟合后 59.5keV 全能峰的能量分辨率为 7.3%。测试结果表明 PDD 数据采集板能够满足 CdZnTe 探测器低噪声应用。

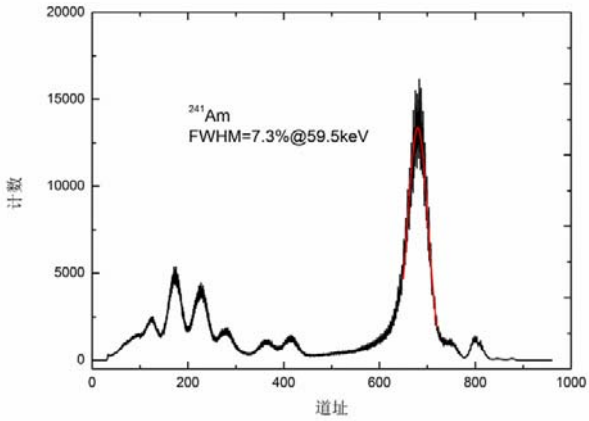


图 12　使用 PDD 数据采集板测得 ^{241}Am 的能谱图

由于 CASACZT16 前端芯片只实现了放大成形等基本功能，其输出为 16 路并行的模拟信号。采用 PDD 数据采集板正好可以实现对前端芯片输出信号的处理。图 13 是采用前端 ASIC 芯片和 PDD 数据采集板搭建的 32 通道 CdZnTe 探测器能谱数据采集系统框图，其中使用了 2 块前端 ASIC 芯片，32 路模拟输出经过 PDD 芯片进行峰检测、缓存和串行读出，输出的峰值被 ADC 数字化以后存储到 FPGA，最后经过 USB 传输接口返回给 PC。目前正在准备多通道的像素 CdZnTe

探测器，后续工作将使用该 32 通道数采系统对探测器进行性能评估和能谱测量。

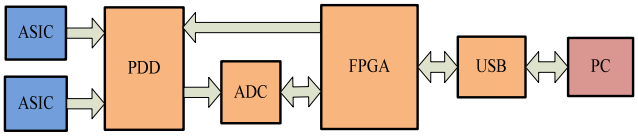


图 13　32 通道 CdZnTe 探测器能谱数据采集系统框图

4　结论

设计了一款 16 通道的 CdZnTe 探测器前端读出 ASIC 芯片。该芯片的各项指标都基本满足设计要求，其噪声性能能够满足 CdZnTe 探测器的实际需求。采用该 ASIC 芯片与 PDD USB 数据采集板搭建了一个 32 路的能谱数据采集系统，后续工作将连接一个像素 CdZnTe 探测器进行实际的能谱测量。

5　致谢

感谢美国 BNL Paul 提供的 PDD USB 数据采集板以及在低噪声设计方面给予的指导。同时感谢北京滨松光子技术有限公司的王光祺提供的平面 CdZnTe 探测器以及在实验方面给予的帮助。在此表示衷心的感谢！

参考文献：

[1]　G. De Geronimo and Jack Fried et al. Front-end ASIC for a GEM based time projection chamber [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2004, 51(4): 1312-1317.

[2]　G. De Geronimo and Wei Chen et al. Front-end ASIC for high resolution X-ray spectrometers [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2008, 55(3): 1604-1609.

[3]　G. De Geronimo and P. O'Connor. A CMOS detector leakage current self-adaptable continuous reset system: Theoretical analysis [J]. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A, 1999, 421(1-2): 322-333.

[4]　C. Fiorini and M. Porro. Integrated RC cell for time-invariant shaping amplifiers [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2004, 51(5): 1953-1960.

[5]　Jie Luo and Zhi Deng et al. A Low Noise Readout ASIC for CdTe/CdZnTe Detectors [C]. IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, Knoxville, Tennessee, 2010.

[6]　G. De Geronimo, P. O'Connor and J. Grosholz. A CMOS baseline holder (BLH) for readout ASICs [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2000, 47(3): 818-822.

[7]　Phillip E. Allen, Douglas R. Holberg 著. CMOS 模拟集成电路设计：第二版. 冯军等译 [M]. 北京：电子工业出版社, 2005.

[8]　Wen Chung, S. Wu and Ward J. Helms et al. Digital-compatible high-performance operational amplifier with rail-to-rail input and output ranges [J]. IEEE Journal of solid-state circuits, 1994, 29(1): 63-66.

[9]　G. De Geronimo, Anand Kandasamy and P. O'Connor. Analog peak detector and derandomizer for high-rate spectroscopy [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2002, 49(4): 1769-1773.

[10]　P. O'Connor , G. De Geronimo and Anand Kandasamy. Amplitude and time measurement ASIC with analog derandomization: first results [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2003, 50(4): 892-897.

Design of Low Noise Front-end ASIC and DAQ System for CdZnTe Detector

Jie Luo[1,2]，Zhi Deng[1,2]，Yinong Liu[1,2]

(1. Dept. of Tsinghua University, Beijing 100084, China;

2. Key Laboratory of Particle & Radiation Imaging (Tsinghua University), Ministry of Education, Beijing 100084, China;)

Abstract：A low noise front-end ASIC has been designed for CdZnTe detector. This chip contains 16 channels and each channel consists of a dual-stage charge sensitive preamplifier、4th order semi-Gaussian shaper、leakage current compensation (LCC) circuit、discriminator and output buffer. This chip has been fabricated in Chartered 0.35μm CMOS process, the preliminary results show that it works well. The total channel charge gain can be adjusted from 100mV/fC to 400mV/fC and the peaking time can be adjusted from 1μs to 4μs. The minimum measured ENC at zero input capacitance is 70e and minimum noise slope is 20e/pF. The peak detector and derandomizer (PDD) ASIC developed by BNL and an associated USB DAQ board are also introduced in this paper. Two front-end ASICs can be connected to the PDD ASIC on the USB DAQ board and compose a 32 channels DAQ system for CdZnTe detector.

Key words：CdZnTe; room temperature semiconductor detector; low noise; ASIC; DAQ

电容阵列式逐次逼近模数变换器的误差分析及刻度

魏微[1,2]，陆卫国[1,2]，王铮[1,2]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；

2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049）

摘　要：电容阵列式逐次逼近 ADC 以其不依赖采样保持运放、依靠开关电容工作的特性，成为低功耗、高速、中高精度模数变换器的主要候选结构。本文在第一版芯片成功设计的工作基础上针对低功耗、多通道需求进行优化，并分析了电容阵列逐次逼近 ADC 的几种主要误差源，包括电容失配误差、顶板寄生电容误差以及比较器输入失调误差等。针对上述误差设计的在线刻度模块和算法，使得芯片在 10 位、3.3Msps 的基础上，积分非线性刻度范围可达±16LSB，提高了该模块在多通道模数变换中的实用性和稳定性。

关键字：逐次逼近 ADC；在线刻度；多通道模数变换

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1　引言

逐次逼近 ADC 是模数变换器中的经典结构，是中高精度、中高采样率应用中的首选 ADC 类型[1]。随着集成电路工艺水平的发展，电路工作频率和集成度不断提高，但电源电压却也随之不断降低，运放在获得速度优势的同时，摆幅和动态范围被急剧压缩；另一方面，无论是高能物理的多通道、高密度读出，还是现代消费类电子，对低功耗的要求都日益增加。在这种技术背景下，以 Flash ADC、流水线 ADC 为代表的基于运放结构的 ADC 设计受到了极大挑战，整体结构上面临重大调整。而逐次逼近 ADC，特别是基于电容阵列的逐次逼近 ADC，由于其采样保持功能可由电容阵列独立完成，如图 1 所示，从而摆脱了对采样保持运放的依赖，可以在不改变结构的前提下，依靠开关电容技术，在低电源电压下正常工作，成为低功耗、高速、中高精度模数变换器的首选结构。

在我们的第一版 10 位、3.3MHz 采样率逐次逼近 ADC 的设计中[2]，采用了图 1 所示的经典结构，图 2 显示了其积分非线性的测试结果。设计基于 Chartered 0.35μm 2P4M 工艺完成，工艺提供多晶硅-多晶硅电容（PIP, Poly-Insulator-Poly capacitor）。可以看到积分非线性为±3.5LSB，且误差位置和大小呈现典型的二进制权重的特征，表明积分非线性误差主要来自于电容阵列的失配，且该失配的大小符合经典理论的推导结果式（1）[3]。其中 C 为电容阵列单位电容的大小，ΔC 为电容的绝对失配值，n 为分辨率。

$$INL = \pm 2^{n-1}\frac{\Delta C}{C}LSBs \qquad (1)$$

根据公式（1）的结果，可以计算图 1 中 1024 个电容组成阵列的相对失配误差约为 0.68%。

为了进一步提高变换精度，本文在第一版的设计基础上进行了改进，分析了几种主要的误差源，并添加在线刻度模块。同时兼顾低功耗、多通道集成的要求，对 ADC 结构进行改进和优化。

作者简介：魏微（1983-），中科院高能所助理研究员，主要研究方向为核电子学专用集成电路设计。

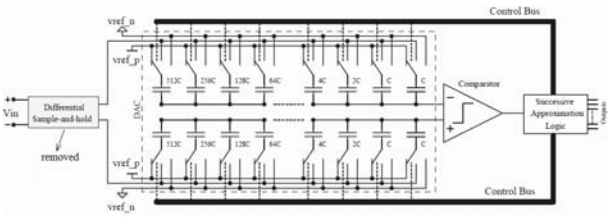


图 1. 逐次逼近 ADC 结构框图，采样保持电路可省略

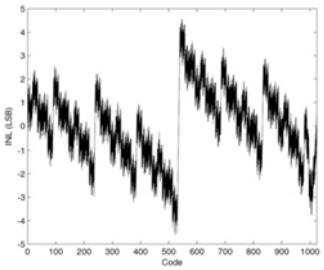


图 2. 第一版逐次逼近 ADC 积分非线性测试结果

2 电容阵列结构的优化

在图 1 所示的经典结构中，电容总数随分辨率的增加按 2 的幂级数增长，10 位差分电容阵列结构单边电容总数高达 1024 个，ADC 的总输入电容也达 1024C。即使按照工艺允许的最小 PIP 电容 5fF 计算，输入电容也将达到 5pF。输入电容的增加将使得速度、功耗等性能劣化。另一方面，电容失配误差不但同需进行匹配的元件总数有关，还同单位电容的大小有关。集成电路工艺的电容由平面电容和边缘电容两部分组成。由于 PIP 电容主要采用平板电容的方式来获得容值，单位电容越小，边缘效应的影响越大，由光刻带来的边缘刻蚀的影响也会更加显著，因此采用最小工艺电容非常不利于电容阵列的高精度匹配。而需进行匹配的总元件数的增加，将增大工艺梯度对不同位置电容值的影响，同时由于连线复杂度的增加，连线寄生电容对精度的影响也会越大。为了实现高速、低功耗设计，同时提高电容匹配精度，必须缩减电容阵列的规模，降低输入总电容，同时却应增大单位电容的尺寸，于是单位电容尺寸就存在一个最优值。

为了实现上述目标，在第二版设计中，我们采用了分割电容阵列的方法，如图 3 所示。两个分割电容的存在，使得原十位电容阵列被分为三个子阵列，从而将十位、1024 个电容的整体匹配要求，变为最高四位、15 个电容的匹配，从而降低了匹配难度，有利于提高变化精度。分割电容的取值恰好使得低位子阵列总电容和分割电容的串联等效于一个单位电容大小。这样，ADC 的输入电容降低为 34C，使得可以适当增大单位电容尺寸，也有利于提高匹配精度。20fF 的单位电容长宽均为 4μm，输入总电容仅为 0.68pF，电容阵列整体面积可局限在 50μm 长、20μm 宽的范围内，非常适合多通道集成。

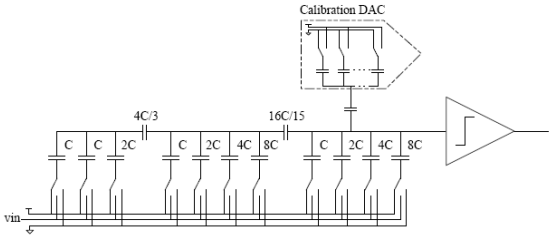


图 3. 第二版逐次逼近 ADC 的结构框图

3 电容失配和自校准模块

在电容阵列中，各电容的失配误差无疑是影响最终变换精度的最主要因素，式（1）已给出了经典理论的推导。式中相对失配误差 ΔC/C 为整个阵列失配的平均值，即如果仅有一位电容失配，每单位电容失配的绝对值为 ΔC，则发生在最低位时，平均失配为 ΔC/1024C，而发生在最高位时，平均失配增加到 512ΔC/1024C，即电容失配对误差平均值的影响也将按权重增加。换句话说，同高位电容失配相比，低位电容同等大小失配带来的影响可以忽略不计。

根据这一推论，我们在第二版设计中添加了高位电容阵列自刻度模块[1, 4, 5]，其思想是通过刻度 DAC 来测量高位电容的实际电容值，并在该电容变换过程中通过刻度 DAC 的电荷注入来补偿其误差量，使其行为同标准电容相同，从而保证变换精度。

刻度 DAC 的测量补偿范围仅为高四位电容阵列，即通过刻度和补偿过程，使高位电容阵列等效为理想阵列，同时低位电容阵列的失配误差被平均化后又可忽略不计，从而使 ADC 整体变换精度趋于理想。

刻度的过程即是误差测量的过程。在刻度时忽略低位电容阵列的失配误差，将其视为理想器件，通过分割电容 16C/15，低位阵列同时动作时，等效为一个单位电容 C。首先刻度高四位电容阵列中的最低位电容，其过程如图 4 所示：

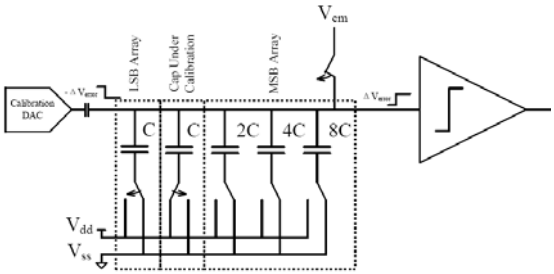


图 4. 第 7 位电容刻度过程

消零开关首先将公共极板电荷清零，被刻度电容下极板接入到参考电平 V_{dd}，其他电容——包括低位电容阵列和暂不考虑的更高位电容下极板统一接入到地电位 V_{ss}。在转移相，断开消零开关，将低位电容阵列下极板切换到 V_{dd}，同时将被刻度电容下极板切换到 V_{ss}。保持更高位电容下极板不变，使其不发生电荷重分配。理想情况，由于被刻度电容同低位阵列总等效电容相等，不发生电荷重分配，公共极板电位维持在消零点；一旦被刻度电容存在失配，其大小将通过电荷转移反映到公共极板上，这样就将失配的电容值转换成了电压量。在测量相，改变刻度 DAC 的数字输入，例如通过逐次逼近方法，调节刻度 DAC 的输出幅度，使其恰好能够抵消电容失配在公共极板上产生的电压量，此时刻度 DAC 的数字输入就成为失配电压的一个测量值。

更高位电容的刻度依次按照上述相同方法进行，已被测量的较低位电容也将同低位阵列一同动作。显然，按照这样步骤得到的刻度 DAC 测量值将包含较低位电容的失配误差，需要减去其测量量，才是当前被测电容的真正测量值。

当高位电容阵列的失配测量全部完成，则将存在一组刻度 DAC 输入同各高位电容对应，可以分别补偿其在电荷转移时产生的误差电压，即使得 ADC 的行为回复到理想化，可以开始真正的信号变换。在当前电容动作，电荷重分配发生转移之后，需要通过储存值使得刻度 DAC 产生补偿电压，消除失配影响；而当前电容被决策判断后，还需要根据保持或撤销当前值与否，实现刻度 DAC 相应的保持或撤销补偿电压动作。

考虑到主要刻度对象为高四位电容，刻度 DAC 被设计为六位，以高四倍精度来进行测量。刻度 DAC 同样为 3-4 分割阵列式，降低了匹配难度和系统复杂度，有利于保证刻度 DAC 自身的精度，使之能够成为测量参照。刻度 DAC 单位电容的大小同主阵列相同，而补偿电压的注入通过大小为 8C/7 的注入电容。这样刻度 DAC 相对主阵列来说就相当于大小为 C，调节精度为 C/64 的电容。根据式（1），可刻度的 INL 动态范围为 32LSB。为覆盖正负两种失配趋势，将调节零点设在动态范围中点位置，即可刻度 INL 误差为±16LSB，刻度精度为 0.5LSB，也即平均±3.1%以下的电容相对失配误差能够被刻度到不影响最终精度。这一指标基本上覆盖了工艺导致电容失配的上限。

图 5 给出最坏失配情况下的一个仿真结果。在仿真中，最高位电容被设定在 8.45C，平均失配误差达到 2.81%。仿真显示最大非线性出现在量程中点位置，INL 为±14.78LSB，符合式（1）的计算。刻度后，该误差被消除，最终积分非线性达到±0.5LSB 以内的理想值。

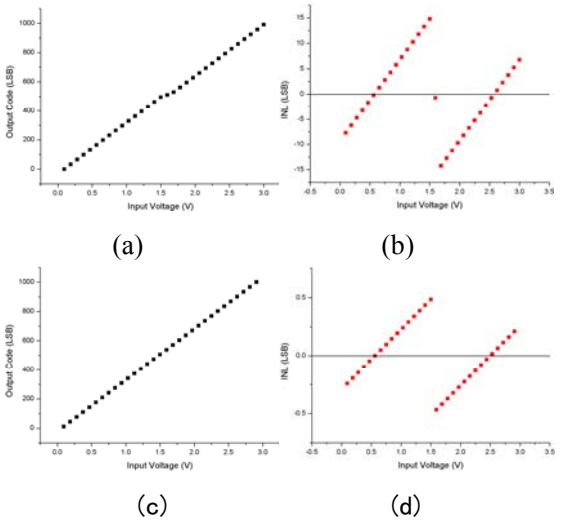


图 5. 最坏失配下的积分非线性仿真结果：(a)、(b)为未刻度下传输特性和 INL；(c)、(d)为刻度后传输特性和 INL

4 寄生电容对精度的影响

寄生效应对变换精度的影响主要是容性寄生效应引起的权重电容值的偏差。连线寄生电阻主要影响阻容时间常数，即电容充放电速度。其中，各权重电容上极板的电荷在整个变换过程中均未发生充放电，寄生电阻效应可忽略不计；而下极板的连线寄生电阻可以合并为开关的导通电阻，可以采用经典理论来分析其影响[3]。假设各参考电压总线和输入信号总线均理想，我们可以仅研究寄生电容效应对变换精度的影响。

4.1 高位电容阵列上下极板寄生电容效应

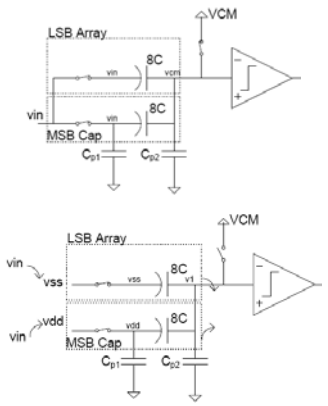


图 6. 最高位电容采样-比较过程，显示了底板寄生电容

一个完整的逐次逼近变换过程包括“采样-比较-放电/保持”三个阶段，如图 6 所示，显示了采样过程以及逐次比较过程的第一步。简化起见，我们首先假设仅有最高位电容的上下极板带来寄生电容效应，其他低位电容和分割电容均为理想器件。在最高位电容动作时，低位电容均一致动作，等效于电容值为 8C 的理想电容。图中 C_{p1} 和 C_{p2} 电容分别为最高位电容下极板和上极板对地的寄生电容。

在采样阶段，消零开关将电容阵列公共上极板连接至共模电压 V_{cm}，采样开关将各权重电容下极板充电至输入电压 V_{in}，而电荷分配法逐次比较变换的实质，就是利用电容器电荷无法突变，使得各电容上初始大小为 $Q = C_n(V_{in}-V_{cm})$的电荷在整个电容阵列间发生转移并重新分配，并保持总电荷不变，即采样阶段和变换完成，电荷分别满足：

$$
\begin{aligned}
Q &= 2^N C_{unit}(V_{cm} - V_{in}) \\
&= (2^0 D_0 C_{unit} V_{cm} + 2^1 D_1 C_{unit} V_{cm} + \ldots + 2^{N-1} D_{N-1} C_{unit} V_{cm}) \\
&= \sum_{i=0}^{N-1} 2^i D_i C_{unit} V_{cm}
\end{aligned}
$$

其中 D_i 为二进制变换码，代表第 i 位电容底板接入到 V_{ss} 或 V_{dd}。可见电容阵列公共上极板电位从变换开始的 V_{cm} 最终依然回到 V_{cm}，仅各电容下极板电位发生改变，因此可以将公共顶板结点 V_1 视为虚地。据此分析，顶板寄生电容 C_{p2} 两端在变换开始与结束阶段分别连接到地，其值并不影响最终的变换结果。同样的推理，高位电容阵列电容公共上极板的对地寄生电容均不影响最终变换结果。

对于底板寄生电容，无论是在采样阶段，还是在变换阶段，均由低阻信号源驱动，即其上储存的电荷可认为能够被迅速充放电而使电压同信号源电压一致。在实际中，只要开关导通电阻满足时间常数要求，输入缓冲驱动能力足够，以及电源网络阻抗足够低，高位电容阵列下极板寄生电容也不影响变换精度。而显然此结论对所有权重电容下极板寄生电容均适用。

4.2 分割电容寄生电容效应以及刻度

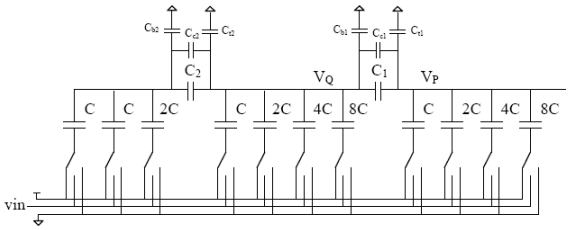


图 7. 分割电容极板及公共顶板寄生电容效应

对于图 7 所示的两个分割电容 C_1、C_2，为了简化起见，我们将分别与其两极板相连的寄生电容之和记为 C_b 和 C_t，它们包括了子电容阵列顶板寄生电容之和，以及分割电容自身极板的寄生电容。另外，我们还考虑分割电容绝对值发生工艺偏差时产生的误差效应，将误差量记为 C_c。前面已经分析，低位电容阵列产生的等量误差相比高位阵列来说可以忽略不计，且高位电容阵列顶板寄生电容与精度无关，因此影响变换精度的仅有分割电容 C_1 的误差项 C_{b1} 和 C_{c1}。

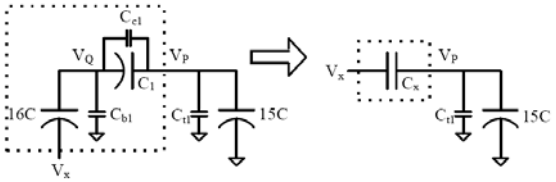


图 8. 寄生电容网络及其等效电容

根据图 8 所示，在高位电容变换时，所有的低位电容均同步动作，底板共同连接到 V_x。计算图 8 中所示 V_p 左侧的等效电容 C_x，有：

$$
\begin{aligned}
V_p &= V_Q \frac{C_1 + C_c}{C_1 + C_c + C_t + 15C} \\
&= V_x \frac{16C}{16C + C_b + \dfrac{(C_1 + C_c)(C_t + 15C)}{C_1 + C_c + C_t + 15C}} \frac{C_1 + C_c}{C_1 + C_c + C_t + 15C} \\
&= V_x \frac{C_x}{C_x + C_t + 15C}
\end{aligned}
$$

即等效电容 C_x 有：

$$
C_x = \frac{16C(C_1 + C_c)}{16C + C_b + C_1 + C_c + C_b(C_1 + C_c)/(C_t + 15C)} \approx \frac{16C(C_1 + C_c)}{16C + C_b + C_1 + C_c}
$$

当且仅当 C_x 等于单位电容 C 时，上述寄生电容项不影响最终精度，即要求：

$$C_b = 15(C_1 + C_c) - 16C。\qquad (2)$$

更一般的，当低位阵列为 k 位时，有[6]：

$$C_b = (2^k - 1)(C_1 + C_c) - 2^k C。\qquad (3)$$

根据式（1）的结果， 容易分析当上述等效电容因 C_1 随工艺发生变化，或者存在显著寄生电容影响时，ADC 变换精度随该等效电容的变化。

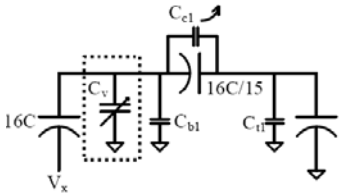


图 8. 寄生电容刻度和调节电容

上述推理表明，虽然分割电容值随工艺发生偏差，且低位阵列顶板可能存在寄生电容影响最终变换精度，我们仍可尝试通过人为增加大小已知的寄生电容，使得上述电容网络继续等效为一个标准单位电容，从而不影响变换精度。更特别的，在本文的配置中，C_1=16C/15，从而有 C_b=15C_c。显然，我们可以首先人为增加寄生电容 C_{c1} 的大小，使工艺可能导致的负偏差范围被覆盖，然而当前 C_{b1} 的值就将小于目标补偿值。通过增加图 8 所示的数控可调电容 C_v，我们可以寻找 C_v 的合理值，使得 C_v+C_{b1} 恰好等于目标值，这样寄生电容的影响都将被抵消，电容阵列的行为仍然同理想阵列相同，即针对寄生电容的刻度过程。

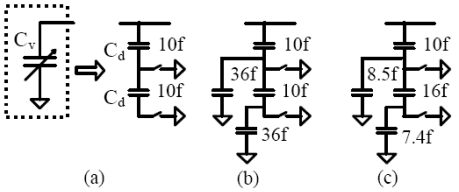


图 9. 补偿电容的实现(a)和两版版图的寄生效应(b)、(c)

文献[6]中给出了数控可调电容 C_v 的一种实现。文中利用了电容阵列版图周围的冗余电容来实现，在不增加面积的前提下，仍然保证了电容阵列版图的匹配。文中的方案可以实现大小 0.5C_d 的调节步长，如图 9 (a)所示。本文在此基础上也在所用工艺

上进行了实例化, 在前仿真无连线寄生电容时工作良好。该寄生电容阵列采用温度码控制，刻度过程基本类似于对电容失配的刻度。首先通过电荷的注入，将左侧阵列等效电容同第 7 位电容 C 的容值差反应到顶板上，从而可通过等步长不断增加 C_v 的取值，直到顶板电压被抵消，这样便找到了 C_v 的一个合理值。

然而，文中未考虑该可调电容自身的寄生效应。冗余电容方案虽然节省了面积，但将显著增加连线长度，从而增加了连线寄生电容。图 9 (b)给出了本文按照冗余电容方案实现的可调电容 C_v 的一个单元的寄生参数提取结果，容易计算电容的补偿值从理想情况的 0fF、5fF、10fF 三档劣化为 8.14fF、8.21fF、10fF。可见调节档位 1 基本失效。如果采用 10 个补偿单元作为寄生电容刻度阵列，则补偿范围将从 0~100fF 显著劣化为 81.4fF~100fF。本文给出的改进方案是利用空闲空间，仍将补偿电容阵列单独设计，缩短连线长度，从而降低连线寄生电容。同时适当调整补偿电容的大小，增加档位差距。图 9 (c)给出了改进之后的补偿单元设计，调节档位变为 5.9fF、7.4fF 和 10fF，补偿范围变为 59fF~100fF。

分割电容人为增量的取值需要根据版图寄生参数提取的情况进行二次调节，使得考虑寄生电容之后的低位阵列等效电容落在寄生电容刻度阵列的调节范围之内；同时还需考虑工艺对分割电容绝对值引入的正负涨落，该涨落的影响也应被包含在调节范围中。本文中单位电容取值为 20fF，分割电容 C_1 底板寄生电容提取结果共约 82.6fF，寄生电容刻度阵列单位电容如前所述取为 10fF 和 16fF，分割电容据此取为 34.1fF，为标准值 21.3fF 的 1.6 倍。

5 比较器输入失调及刻度

由于工艺梯度造成了晶体管阈值电压的涨落，比较器通常存在一定量的输入失调，即图 10 中所示 V_{os}。对于图 1 给出的电容式全差分逐次逼近 ADC 来说，该失调电压为一固定压降，等效为输出特性曲线的平移，不影响线性性能，亦即不影响变换精度。然而，在本文采用的刻度过程中，每一位高位电容的刻度值都决定于所有低位电容的刻度值，即是一个递归依赖关系。随着比较器失调对最低位被刻度电容引入一固定增量，该增量将呈自然倍数增加并影响后续所有被刻度电容。如果采用这样条件下得到的一组刻度值来刻度主电容阵列，最终变换精度可能将反而不如未刻度情况。因此必须采用失调消零手段来消除比较器输入失调，使比较器尽量理想化。

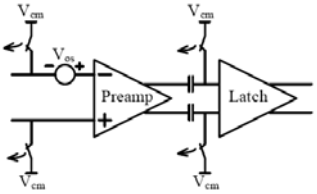


图 10. 比较器结构框图和自动消零方案

图 10 给出了本文采用的失调消零结构[3]，比较器由预放大级和锁存再生级组成。由于输入管失调电压将倍乘比较器增益后反映到输出端，因此比较器整体失调电压主要取决于输入级，本文也仅对预放大级进行失调消零。

在 ADC 采样阶段，消零开关将预放大级输入、输出端均短接到共模电平 V_{cm}。这样失调电压 V_{os} 将倍乘预放大级增益 A 后储存到耦合电容上极板。当 ADC 进入变换相，消零开关打开，耦合电容成为交流通路，任何加载到比较器输入端的信号在叠加了输入失调电压 V_{os} 后，都将在输出端被大小 AV_{os} 的信号逆补偿，使得预放大级与无失调运放的传输特性相同，即实现了自动失调消零，且不额外占用变换时间。由于消零电容位于交流通路上，同锁存级的输入电容构成了实质上的电容分压网络，因此该耦合电容的取值决定了比较器系统增益的衰减程度，电容越大，增益衰减程度越低；另一方

面，较大的电容将同时带来较大的底板寄生电容，使信号通路带宽降低，因此存在一个较优的耦合电容取值。本文中锁存级输入电容约 15fF，耦合电容取为 40fF。

6 整体设计

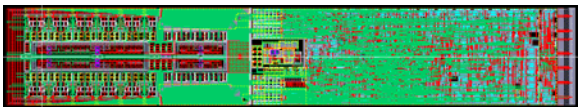


图 11. 第二版 ADC 单通道版图，顶层金属未显示

为了进一步提高 ADC 动态性能，所有的采样开关均设计为自举开关[7]，相比常规开关大大提高其导通电阻线性性能。为了便于进行多通道扩展和集成，在版图中进行了针对性设计，图 11 是本文所述 ADC 一个通道的版图，尺寸为 178μm×950μm。其中通道高度恰为两个输出 IO Pad 的高度，且可直接进行多通道拼接，这样便可同前端读出电路实现无缝连接，由两个前端通道通过乒乓轮换共享一个 ADC，实现每通道 10bit 精度、1.65Msps 采样率的模数变换。数字部分的版图通过标准数字流程实现，为了充分利用空间，采用了 U 字形版图包围比较器，使得整体版图更加紧凑，最终控制整体长度在 1mm 以下，同一般前端处理部分的版图长度相当。

7 结论

本文分析了电容阵列式逐次逼近 ADC 中，影响变换精度的几种主要误差源，并提出了解决方案。针对电容失配误差，设计了刻度 DAC，补偿电容失配导致的误差电压。由于直接被低阻信号源驱动，在开关时间常数合理取值的前提下，权重电容底板寄生电容将不影响变换精度。对于公共顶板寄生电容，以及分割电容值的涨落，提出了寄生电容刻度阵列予以修正，并在参考设计的基础上进行了改进，使其更符合版图实际。正确的刻度过程都需要零失调比较器来保证，本文也给出了比较器的自动消零方案。仿真结果显示，第二版 ADC 能够将±16LSB 以内的积分非线性误差刻度到±0.5LSB 以内的理想值，并可实现约 50fF 的寄生电容刻度范围，相比第一版大大提高了可靠性。而最终版图也针对多通道应用进行了针对性优化，更易集成拼接。

参考文献：

[1] Y. Kuramochi, A. Matsuzawa, and M. Kawabata, A 0.05-mm^2 110-μW 10-b self-calibrating successive approximation ADC core in 0.18-μm CMOS[C]，in Solid-State Circuits Conference, 2007. ASSCC '07. IEEE Asian, 2007, pp. 224-227.

[2] 魏微, 陆卫国, 郭海东等, 一种高速, 高精度全差分采样保持电路的 ASIC 设计[J], 核电子学与探测技术, 已接收

[3] P. E. Allen and D. R. Holberg, CMOS Analog Circuit Design 2nd ed[M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2005.

[4] H. S. Lee, D. A. Hodges, and P. R. Gray, A self-calibrating 15 bit CMOS A/D converter[J], Solid-State Circuits, IEEE Journal of, vol. 19, pp. 813-819, 1984.

[5] M. Yoshioka, K. Ishikawa, T. Takayama, et al., A 10-b 50-MS/s 820-μW SAR ADC With On-Chip Digital Calibration[J], Biomedical Circuits and Systems, IEEE Transactions on, vol. 4, pp. 410-416, 2010.

[6] C. Yanfei, Z. Xiaolei, H. Tamura, et al., Split capacitor DAC mismatch calibration in successive approximation ADC[C], in Custom Integrated Circuits Conference, 2009. CICC '09. IEEE, 2009, pp. 279-282.

[7] W. Lei, R. Junyan, Y. Wenjing, et al., A High-Speed

High-Resolution Low-Distortion CMOS Bootstrapped Switch[C], in Circuits and Systems, 2007. ISCAS 2007. IEEE International Symposium on, 2007, pp. 1721-1724.

Error Analysis and Calibration of the Successive-Approximation A/D Converter Based-on the Capacitor Array

WEI Wei[1,2], LU Wei-guo[1,2], WANG Zheng[1,2]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;

2. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

Abstract: Successive-Approximation ADC based-on the capacitor array is the first candidate structure of the low power, high speed, and medium-to-high resolution A/D converters, as it releases the requirement of the sample-and-hold amplifier, and operates on the switched-capacitive mechanism. On the basis of the successful design of the first prototype, this work introduced optimizations focused on the requirement of low power and multi channels integration, and also analyzed several major error sources, including capacitor mismatch, parasitic capacitors loaded on the top plate, and the input offset of the comparator. The proposed online calibration module and algorithm against such errors enables the chip a calibration range as wide as ±16LSB of integrated nonlinearity error, with a general performance of 10 bits, 3.3 Msps, thus improves the practicalities and robustness in applications of multi channels A/D conversion.

Keywords: Successive-approximation ADC; online calibration; multi channels A/D conversion

光电微弱信号检测电路的研究

杨 茂, 胡立群

（中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031）

摘 要：针对等离子体物理实验装置托卡马克（EAST 和 HT-7）实验中软 X 射线和 XUV 测量的需要，本论文根据微弱信号检测技术，设计了微弱信号检测放大器，并结合电磁兼容原理，制作了 9 道并行微弱信号放大器，采用了合理的接线和屏蔽方案，在 EAST 和 HT-7 实验装置中得到了应用。

关键词：微弱信号检测；前置电流放大；有源滤波；低噪声；电磁兼容

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

核约束是研究受控热核聚变能的一种途径，它利用带电粒子在磁场中做拉莫回旋运动的特点，用环形磁场将等离子体约束在一定空间内，具有低密度长时间燃烧的特点，将聚变材料加热至数亿摄氏度高温，实现聚变反应。磁约束核聚变研究以托卡马克装置为主流[1]。磁约束核聚变实验中的很多物理参数都是通过各种各样的探测器获得的，由于等离子体产生的信号一般情况下都很微弱，很容易受到干扰，在转换或者放大信号的同时很容易将噪声引入到有用信号中，必须针对不同的微弱信号采取合适的处理技术，抑制噪声，提高信噪比。本文主要以 EAST 装置上的软 X 射线检测电路为例进行分析，软 X 射线成像诊断系统是 EAST 托卡马克上最基本和重要的诊断之一，能探测的软 X 射线波长范围约为 0.12～1.24 纳米。

1、 检测电路的基本结构和设计要求

EAST 装置上的软 X 射线辐射测量由 105 道探测器阵列组成，探测器阵列采用的是 Hamamatsu S4114 系列探测器阵列，这种探测器是一种光电探测器，利用光电效应把光辐射转换成易于测量的电流信号。在采集系统中，ADC 基本都是把电压信号转换为数字信号，所以，需要前置电流放大器，先把探测器输出的电流信号转换为电压信号，再经过滤波和电压放大电路，得到便于测量的电压信号。系统框图如图 1 所示[2]。

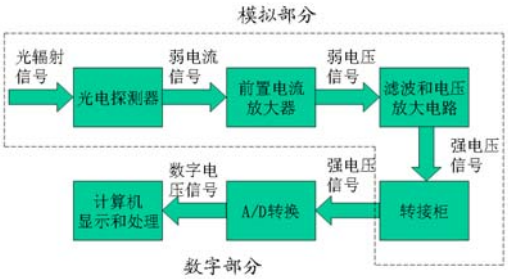


图 1. 软 X 射线检测系统框图

Hamamatsu S4114-35Q 探测器阵列时间分辨率为 4μs～20μs[3]，为了得到更多的物理细节数据，要求微弱电流信号放大器的带宽为 100kHz，增益为 $2*10^5$ 到 $5*10^6$ 不等，噪声越小越好，以得到好的信噪比。

2、 光电检测电路的基本原理

我们知道，基本上所有的信号采集系统都是测量电压信号而不是电流信号，在 EAST 中，光电探

作者简介：杨茂，（1986—）男，中国科学院等离子体物理研究所，研究方向：托卡马克等离子体 X 射线诊断电子学。
Email：myang@ipp.ac.cn

测系统的目的是为了通过测量最终输出的电压信号来定量计算辐射的强弱，以及辐射强弱的分布情况。这样，不管用哪种方式，探测电路最后输出的一定是电压信号。

1、前置电流放大器的选择。这里共设计了 6 套方案供选择[4]，如图 2 所示。

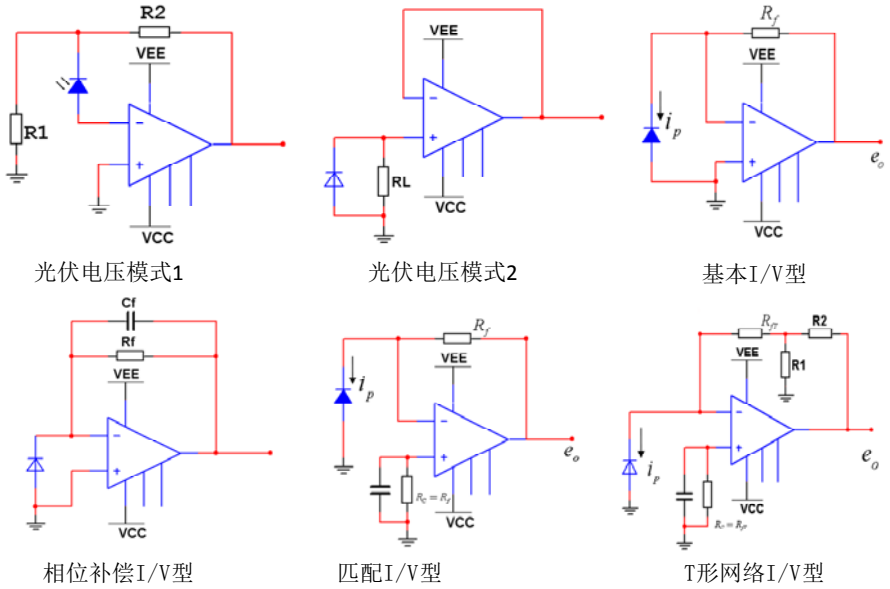


图 2. 前置电流放大器方案

6 种前置电流放大器方案分别为光伏电压模式 1，光伏电压模式 2，基本 I/V 型，相位补偿 I/V 型，匹配 I/V 型，T 形网络 I/V 型。

光伏电压模式 1:它的输出电压与辐射强度不呈线性关系，而是呈对数关系，不实用，这里不再谈论。

光伏电压模式 2：

（1）优点：这种电路结构简单，易于理解，参数改动简单方便，驱动能力强，带宽稳定不受后级电路的影响，适用于带宽要求低，精度要求低的场合。比如，后级加入一个施密特触发器以及响应电路，可以制成光强超标报警器。

（2）缺点：带宽相对低、噪声受光强和增益的影响大，精度低。不能满足本课题要求。

基本 I/V 型：

（1）优点：电路结构相对简单，很好地解决了带宽和增益的矛盾，能同时拥有较高的带宽和较高的增益，给后面的改进电路提供了一个很好的思路。

（2）缺点：由于电阻和运放构成了具有电感特性的阻抗，而光电二极管又具有电容特性，使得电路容易产生 LC 谐振，导致系统不稳定，会产生一定频率的自激振荡，所以这种方案在这里不实用。

相位补偿 I/V 型：

（1）优点：电路只是在基本 I/V 型加入了一个补偿电容，继承了基本 I/V 型的优点，并且很好地解决了谐振的问题，使电路稳定，而且能够通过改变补偿电容的大小来控制电路的带宽，使用灵活，适用于大部分场合，并且使用与 EAST 实验中软 X 射线和 XUV 信号检测。

（2）缺点：当增益要求很大时，由于运放输入偏置电流的影响，给输出加入了直流偏置电压噪声。

匹配 I/V 型：

（1）优点：匹配电阻消除了运放输入偏置电流给输出加入的直流偏置电压。

（2）缺点：增益太大时给光电探测器两端并联了一定量的电压，增大了暗电流噪声。本系统的多道信号并联也减小了匹配电阻的匹配能力。

T 形网络 I/V 型：

（1）优点：要求高增益时，减小了匹配电阻阻值，减小了输入偏置电流给电路噪声的影响，减小了光电探测器的暗电流噪声。

（2）缺点：增大了运放输入偏置电压给电路的影响。

采用 JFET 结构的运放，输入偏置电流只有 pA 量级，若增益为兆量级，不加匹配电阻，给输出带来的直流偏置电压也只有微伏量级，综合以上分析，采用相位补偿 I/V 型。

2.2 采用相位补偿 I/V 型前置放大器，能得到较高的信号增益和较大的信号带宽，但却对高频噪声没有得到很好的过滤，输入噪声电压的高频响应依然能通过电路到达输出端。在前置电流放大器后端加入有源二阶低通滤波器，既能保证信号地带宽不受影响，又能有效的减小高频噪声，一般使用 KRC 二阶低通滤波器。需要得到更大的增益时，可以再加入一级反向放大电路。

3、 电磁兼容的设计

这一节讨论如何减小干扰噪声对电路的影响。减小固有噪声需要好的电路设计方案和参数的选择，减小干扰噪声则更为复杂，不仅需要在电路设计上加入能减小干燥噪声的元素，比如电源滤波，更需要在 PCB 板的布线时加入电磁兼容的思想，以及在整个系统的布线、接地和选择传输线以及选择配套设施中需要考虑电磁兼容。

3.1 干扰噪声和耦合途径

干扰噪声种类很多，它可能是电噪声，通过电场、磁场、电磁场或直接的电气连接耦合到敏感的检测电路，这些都是电磁兼容所涉及的领域。一套好的电路方案，电路本身带来的噪声并不大，往往外界干扰会给电路带来很大的噪声，有时甚至起决定性作用，所以电磁兼容的研究也显得尤为重要。

一个系统如果满足以下三个准则，就认为与其环境电磁兼容：

（1）不对其他系统产生干扰

（2）对其他系统的发射不敏感

（3）不对自身产生干扰

EMC 涉及电磁能量的产生、传输和接受，如图 3 所示。

图 3. 电磁兼容三要素

防止干扰有三种途径[5]：

（1）抑制源的发射

（2）尽可能使耦合路径无效

（3）使接收器对发射不敏感

EAST 实验环境极其复杂，要做到抑制发射源是不可能的事，主要考虑第二和第三点。耦合通道有两种，一种是辐射性耦合，一种是传导性耦合。辐射性耦合采用屏蔽的方法，传导性耦合采用滤波和接地的方法。

3.2 传输线的选择

经过实验测试，在单道信号检测时，传输线采用带有屏蔽层的双绞线和同轴电缆都具有较好的效果。在增益为 $4*10^6$V/A，带宽为 100kHz 时，将探测器置于黑暗环境中，使用 3m 长的带有屏蔽层的双绞线和同轴电缆作为传输线，在接线方案正确的情况下，均得到 10mV 以下的噪声电压。但是使用多道信号检测时，采用带有屏蔽层的双绞线作为传输线得到的噪声不变，采用同轴电缆的噪声却明显增大。因此，选择带有屏蔽层的双绞线作为传输线。

3.3 屏蔽与接地

屏蔽可以用来控制电场或磁场从空间的一个

区域到另一个区域的传播，这是克服电场耦合干扰、磁场耦合干扰以及电磁辐射干扰最有效的方法。屏蔽的目的是利用导电材料或高导磁率材料来减少磁场、电场和电磁场的强度。屏蔽可以应用于噪声源，通过用屏蔽材料把干扰源包围起来以减弱干扰场的强度；也可以应用于需要抑制噪声的检测电路，通过用屏蔽材料把敏感电路包围起来以减弱电路附近的场强；也可以两者都屏蔽，这样抑制场耦合噪声的效果会更好。屏蔽的范围可以使电缆、个别器件、部分电路或者整个电路系统[6]。

屏蔽分为电屏蔽、磁屏蔽和电磁屏蔽，这里对金属材料的屏蔽作用作一个总结[7]：

1、对于电场和电磁场，反射损耗很大；

2、对于低频磁场，反射损耗一般较小；

3、厚度等于趋肤深度的屏蔽层提供大约 9dB 的吸收损耗；

4、磁场比电场更难以屏蔽；

5、对于低频磁场要用磁性材料进行屏蔽；

6、对于电场、电磁场和高频磁场，要用良导体材料进行屏蔽；

7、实际屏蔽效果常常取决于屏蔽层上开孔和接缝的情况，而不取决于屏蔽材料本身的屏蔽效果；

8、漏磁场的量取决于屏蔽层上的最大尺寸，而不取决于开孔的面积；

9、大量的小孔比同样面积的一个大孔漏磁要少。

设备级电路要达到最好的屏蔽效果，通常使用哑铃模型。一般认为，屏蔽机箱在低频时的屏蔽效能主要取决于制造屏蔽体的材料，在高频时的屏蔽效能主要取决于机箱上空洞和缝隙。

屏蔽问题中相当一部分问题设计设备之间连线的屏蔽，这种连接经常使用屏蔽电缆。在低噪声设计中，用于连接电路和设备的电缆类型、布线和接地方式是非常重要的，合理的接地对电磁场干扰有重大的抑制作用。屏蔽和接地是抑制外来干扰噪声的两种最基本，也是最重要的手段，两者之间又紧密相关，将屏蔽和接地合理地组合起来，可以解决大部分的干扰问题。要确定电缆屏蔽层的接地方式，首先，要确定使用传输线类型。EAST 实验中，设备与设备之间相距较远，设备与设备之间信号的传递需要靠传输线来完成，选择怎样的传输线显得尤为重要。

带有屏蔽层的双绞线，若屏蔽层悬浮而没有任何接地处理，那么工频噪声甚至比不加屏蔽层的情况还大。原因是双绞线和屏蔽层之间存在较大的分布电容，屏蔽层又与工频电源线之间存在着分布电容，如果电容不接到地，则给信号线加入了更大的工频耦合噪声。实验室测得 4m 长的双绞线在增益为 $4*10^6$V/A，带宽为 100kHz 的电流放大器输出电压噪声峰峰值约为 35mV，而使用带有屏蔽层但屏蔽层没有接地时噪声达到了 50mV 以上，而且这种噪声主要为工频噪声，频率为 50Hz。将屏蔽层靠近放大器端接地后，噪声减小为 8mV，可见，屏蔽和接地配合使用对减小信号噪声有着极其重要的作用。

3.4 电路系统接地

设计检测设备的接地系统基于 3 个目的：一是减少多个电路的电流流经公共阻抗产生的噪声电压，二是缩减信号回路感应磁场噪声的感应面积，三是消除地电位差对信号回路的不利影响。

从微弱信号检测的角度考虑，选择和设计接地方式主要出发点是避免电路中各部分电路之间经公共地线相互耦合，因为这一部分电路的信号对于另一部分电路往往就是噪声。

电路系统接地主要有串行单点接地、并行单点接地、多点接板地和混合接地方式。多点接地和混合接地用于信号频率大于 1MHz 的情况下，这里不讨论。串行单点接地方式优点是接地简单，布线方便，所以在对噪声特性要求不高的电路中使用的很

普遍；缺点是有公共阻抗耦合。对于微弱信号检测，不能使用这种接地方式。并行单点接地方式，优点是各部分电路的地电位只是自身的地电流和地线阻抗的函数，与其他电路无关，没有公共阻抗耦合，缺点是当电路复杂时，多个独立的接地线也会增加系统的成本和布线的难度。在高频情况下，各部分电路接地线之间会经过分布电容和分布电感的耦合形成相互干扰，而且频率越高，接地线的感抗越大，接地线之间的分布电容的容抗越小，这种相互影响越严重。当频率低于 1MHz 时，这种并行单点接地方式比较实用。软 X 射线诊断系统要求的带宽为 100kHz，小于 1MHz，这种接地方式适用于本课题系统。

图 4 和 5 分别是软 X 射线多道信号屏蔽接地示意图和软 X 射线诊断系统整体接线方案示意图。

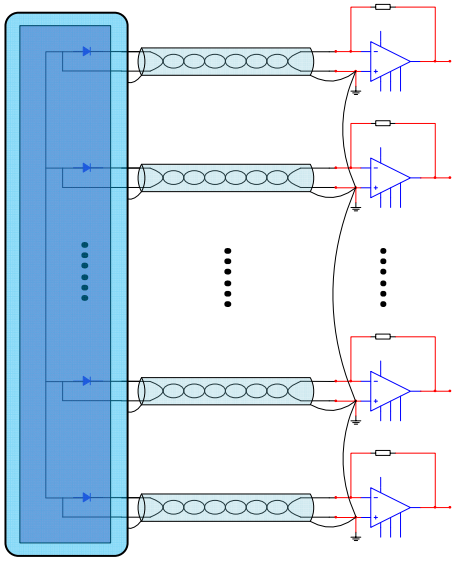


图 4. 软 X 射线多道信号屏蔽接地示意图

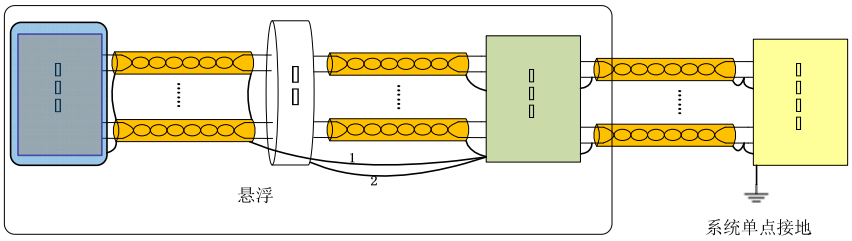


图 5. 软 X 射线诊断系统整体接线方案示意图

3.5 PCB 电源设计需要注意的细节

（1）在门电路之间采用低阻抗的地连接；

为了减小公共阻抗耦合，最常见的公共阻抗耦合就是门电路地之间的噪声电压，通过高频时地的电感效应，产生地阻抗，共路噪声电压时返回信号电流和低阻抗的乘积。对 PCB 板的地采用覆铜，为返回信号电流提供了非常低的电感，这样，放大器芯片的接地端之间就具有低阻抗地连接，就能减小共路噪声电压。

（2）任何两个门电路的电源引脚之间的阻抗应该与地引脚之间的阻抗一样低。

单独降低地电感，还不能完全解决共路噪声电压问题，要构成电流回路，也必须降低电源引脚之间的电感。设计 PCB 时，电源线相对粗一些，可以有效地减小电源线之间的电感。在芯片电源端和地之间，设置一个去耦电容，提供了低阻抗路径，经

过地平面，再经过另一个电源端与地之间的去耦电容，到达另一个电源端，门电路电源端得到较低的阻抗。

没有设置去耦电容时，回路面积较大，产生较强的辐射骚扰，并且，由于电感的存在，降低了芯片电源端电压 ，影响芯片的正常工作。加入去耦电容之后，减小了回路面积，辐射减小，起到了低通滤波稳压的作用。

（3）在电源和地之间必须有一条低阻抗路径

采用电源滤波的方式，能给电源和地之间提供一条低阻抗路径，也就是低通滤波器，滤除高频电流，使电源电压稳定，减小电源波动带来的干扰。在电源和地之间加入电容，能实现这个要求。由于电容的非理想特性，必须要加一个大电容，一个小电容。

4、 检测电路在 EAST 和 HT-7 实验中的应用

2011 年 HT-7 实验，Shot 110468，如图 6 所示。其中，SXA22 采用相位补偿 I/V 型放大器，PCB 板单点接地方式；SXA23 采用相位补偿 I/V 型放大器，PCB 板采用多点接地方式，带宽均为 100KHz，增益为 $2*10^6$V/A。SXA21 和 SXA24 使用原来放大器。本文设计的相位补偿 I/V 型检测电路有效地减小了信号的噪声，SXA22 和 SXA23 的本底噪声比 SXA21 和 SXA24 的本底噪声小得多。经过细节放大，由 446ms 至 459ms 细节图可以看出，SXA22 和 SXA23 能观察到很明显的锯齿先兆振荡，并且信号光滑，噪声很小，而 SXA21 和 SXA24 的锯齿先兆振荡不明显，说明本论文设计的放大器比原来放大器具有更高的带宽，而且从细节图可以看出，SXA22 和 SXA23 的噪声较小。比较 SXA22 和 SXA23，在噪声和带宽方面看不到明显的区别，说明对于 PCB 板设计而言，多点接地方式和单点接地方式区别不大，主要是因为信号的带宽属于低频信号，而电路板长度小，单点接地和多点接地的地回路阻抗都近似为 0。

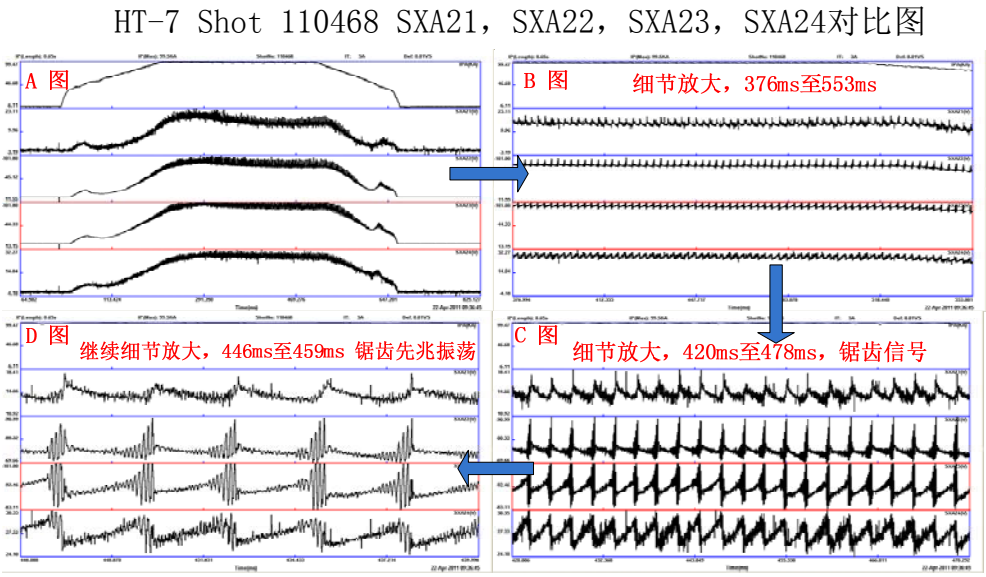


图 6. HT-7 实验数据 shot 110468

5、 总结

本文以 EAST 装置软 X 射线和 XUV 诊断电子学系统的设计为核心，使用微弱信号检测技术，较好地实现了实验要求的具有高增益和高带宽的信

号放大器，并具有很好的稳定性能；应用电磁兼容原理进行 PCB 设计和整体电路的布线，以及对电路的屏蔽与接地，实验期间取得了较好的效果，得到了很好的信噪比，能够满足物理分析的需要。

参考文献：

[1] 朱士尧，核聚变原理[M]，合肥：中国科技大学出版社，1992. 321—324.

[2] 杨茂，胡立群，段艳敏，毛松涛，微弱光电流信号放大器的设计[J]，核电子学与探测技术，2011

[3] 史灵卫，臧庆，胡庆生，凌必利，赵君煜， HT-7 激光汤姆逊散射信号处理电路设计[J]，核聚变与等离子体物理. 2007

[4] Jerald G.Graeme, Photodiode Amplifiers Op Amp Solutions[M], Gain Technology Corporation

[5]【美】Clayton R. Paul 著、闻映红 等译，电磁兼容导论（第2版）[M]，人民邮电出版社，2007

[6] 赵欣，低场脉冲磁共振前置放大器的分析与研制[J]，[硕士学位论文]：中国科学院电工研究所，2006 年

[7] 高晋占，微弱信号检测（第2版）[M]，清华大学出版社，2011

Research of Detection Circuit for Photoelectric Weak Signal

Yang Mao, Hu Liqun

(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Science, HeFei 230031)

Abstract: In this paper, nine parallel weak signal amplifiers based on together with weak signal detection amplifier which relies on weak signal detection technology and the principle of electromagnetic compatibility with reasonable wiring and shielding solutions have been designed and manufactured in EAST experimental device for the soft X-ray and XUV diagnostic systems. The applications of parallel amplifiers are presented.

Key Words: Pre-current amplifier; Active filter; Low-noise; Electromagnetic compatibility

核电子学系统中基线恢复器的设计

杨俊，彭进先，周荣华，罗晓亮

（国防科学技术大学仪器科学与技术系，湖南 长沙 410073）

摘　要：在核电子学系统中，由于系统的冲击响应常具有缓慢衰减的尾部，在信号计数率较高时，当探测器的输出信号通过放大器处理系统后，会产生基线偏移。本文从基线恢复的原理入手，总结传统的 CD、CDD 基线恢复器工作原理，提出了反馈式基线恢复器的设计方案，通过仿真选择最优参数，制作硬件电路进行对比，最终设计了最佳基线恢复器。

关键词：核电子学；基线偏移；基线恢复器

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

在核电子学系统中，基线恢复器的作用就是消除基线偏移和涨落，改善能量分辨率。基线偏移将使能谱分析时峰位发生偏移和能量分辨率变坏。引起基线偏移的原因主要有：

1、探测器的输出信号通过前置放大器、滤波器和主放大器等处理环节后，由于系统的冲击响应常具有缓慢衰减的尾部，尤其在信号计数率比较高时，尾堆积会引起明显的基线偏移[1]。

2、即使系列脉冲无尾堆积，其通过 *RC* 网路时，由于电容器上电荷在放电时间内，未能把充电的电荷放掉，那么在下一个脉冲到达时，电容器上的剩余电荷将引起这个新出现脉冲的基线偏移[2]。

此外，核辐射信号具有一定幅度谱并且在时间上随机分布，还会引起基线涨落。

本文讨论了创新设计的反馈式基线恢复器，并利用 Multisim 仿真软件，与传统的无源、有源 *CD* 基线恢复器，无源、有源 *CDD* 基线恢复器一起进行仿真，制作硬件电路，对比分析几种电路的性能，从而获得最佳的设计方案。

1　*CD* 基线恢复器[2]

无源 *CD* 基线恢复器的原理图如图 1 所示，电路由记忆电容 *C* 并联二极管 *D* 构成。对于正矩形脉冲信号，前沿时，二极管 *D* 截止，充电时间常数 *RC* 较大，充电电流限制得较小。当脉冲结束时，下降使二极管 *D* 导通，电容器上电荷通过 *D* 的导通电阻 r_D 放电。由于放电时间常数 r_DC 很小，故放电电流较大，使电容器 *C* 上充的电荷在脉冲间隔内基本放完，这样基线就不会产生偏移。但由于二极管由一个正向导通电压，所以只能恢复到离原基线一定电压的位置。输入输出波形如图 2 所示（输入信号为上图，输出信号为下图，输出信号往下移动两格）。通过仿真，模拟中子脉冲信号经过基线恢复器，仿真结果如图 3 所示（输入信号为上图，输出信号为下图）。经过改进，如图 4 所示的有源 *CD* 基线恢复器。利用运算放大器的特性，可以使二极管内的电阻减小到原来的 1/（1+*A*），导通电压也缩小到原来的 1/（1+*A*），即可以近似为零。这样的基线恢复电路虽然简单，但是不适用于双极性脉冲和变化快的基线恢复。

基金项目：国家自然科学基金项目资助（A050508/11175254）
作者简介：杨俊（1972－），男，江苏如皋，教授，博士，博士生导师，从事空间仪器研究。

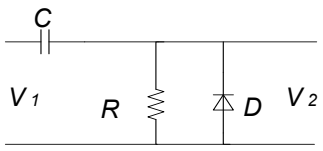


图 1 无源 CD 基线恢复器

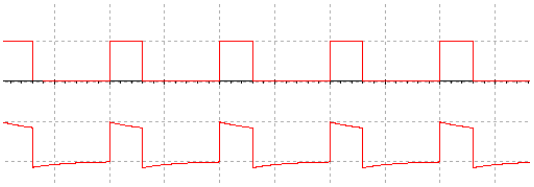


图 2 CD 基线恢复器矩形波输入输出波形

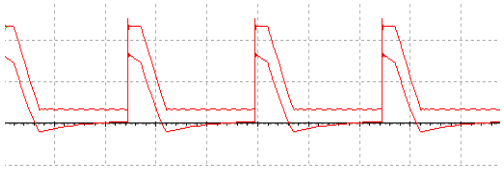


图 3 中子脉冲信号经过 CD 基线恢复器仿真效果

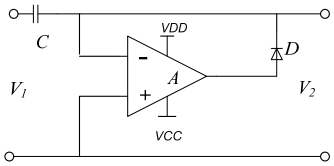


图 4 有源 CD 基线恢复器

2 *CDD* 基线恢复器[3]

无源 *CDD* 基线恢复器的原理图如图 5 所示，理想情况下 *CDD* 基线恢复器 D_1、D_2 的参数完全相同，正向电阻为 0，反向电阻为∞，两个恒流源的电流满足 $I_1=2I_2$。根据 D_1、D_2 的导通截止情况，由恒流源对电容 *C* 充、放电来实现电路基线的恢复。

当 $V_2=0$ 时，D_1、D_2 电流皆为 I_2，$i_c=0$；

当 $V_2>0$ 时，D_1 截止，D_2 电流为 2 I_2，电容 *C* 充电，充电电流 $i_c = I_2$；

当 $V_2<0$ 时，D_2 截止，D_1 电流为 2 I_2，电容 *C* 放电，放电电流 $i_c=- I_2$。V_C 经过一段放电时间后跟上基线电压。

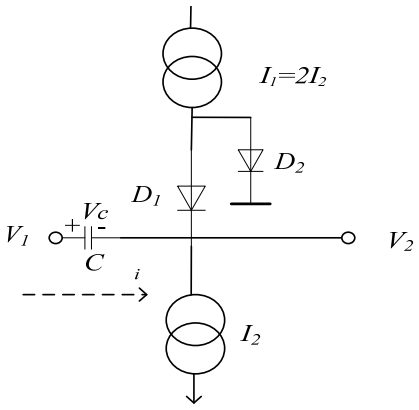


图 5 无源 CDD 基线恢复器

矩形波输入输出波形如图 6 所示（输入信号为上图，输出信号为下图）。通过仿真，模拟中子脉冲信号经过基线恢复器，仿真结果如图 7 所示（输入信号为上图，输出信号为下图，输出信号往下移动两格）。

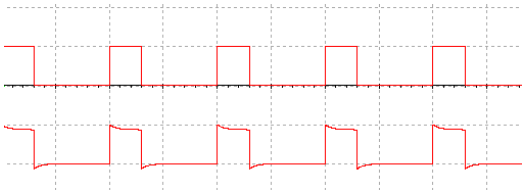


图 6 CDD 基线恢复器矩形波输入输出波形

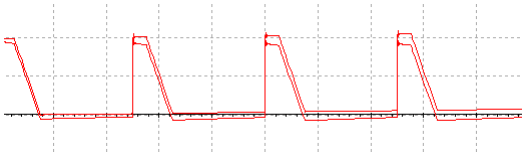


图 7 中子脉冲信号经过 CDD 基线恢复器仿真效果

在实际电路设计过程中不可能做到两个二极管的伏安特性完全一致，而且二极管的正向电阻不为零，对基线恢复造成一定的影响。这就造成了 *CDD* 基线恢复器本身就有一定的基线偏移。

为改善基线恢复能力，可以利用快速放大器做成有源 *CDD* 基线恢复器，如图 8 所示。

静态时，包括运算放大器 *A* 和二极管 D_1、D_2 在内的负反馈环接通，因为是负反馈，D_1、D_2 和 *A* 开环增益的不稳定性对电平影响甚微，输出电平 V_2 及其稳定性主要决定于运算放大器的失调电压及其稳定性。调节 *VR* 可使输出电平为 0。线路设计中使 $I_1=kI_2$，$k>>1$。对于小幅度的输入信号（V_2 变

化很小而能维持 D_1、D_2 皆导通时），输出端到地的等效电阻为 $2r_D/(1+A)$，比无源时小得多。

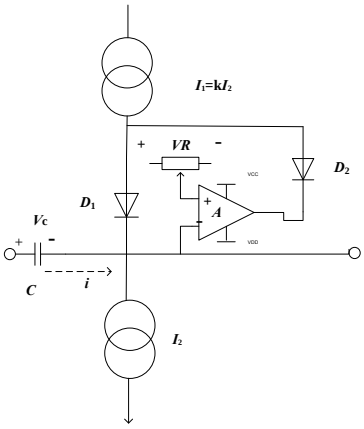


图 8 有源 CDD 基线恢复器

3 反馈式基线恢复器

上述基线恢复器都是串联在信号通道中的一个时变或非线性*RC*电路。根据反馈理论，在主放大器原有放大节的反馈电路中引入时变或非线性*RC*电路，同样可以恢复基线。如图9所示，是设计的反馈式基线恢复器。A_1是主放大器末级的一个放大节，由A_2及电阻电容构成的同向积分电路作为反馈。

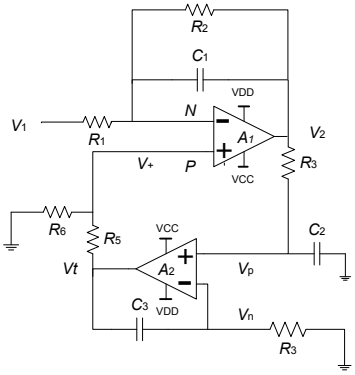


图 9 反馈式基线恢复器

它的输入输出波形如图 10 所示（输入信号为上图，输出信号为下图，输出信号往下移一格）。

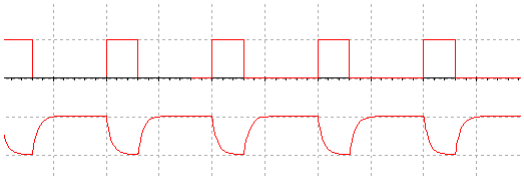


图 10 反馈式基线恢复器矩形波输入输出波形

要消除中子脉冲信号的基线漂移，输入信号 V_1 为直流信号时，输出趋于稳态时，V_2 需趋于零，如图 11 所示（输入信号为上图，输出信号为下图）。

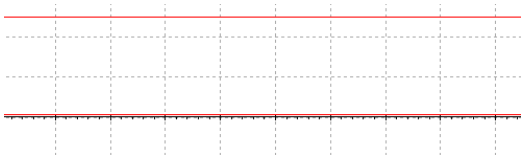


图 11 直流输入信号效果

通过电路分析容易得到：

$$V_2 = \frac{R_1 + R_2}{R_1} V_+ - \frac{R_2}{R_1} V_1 \qquad (1)$$

通过调节参数大小，使 V_2 趋于零，达到消除基线偏移的效果。

通过仿真，模拟中子脉冲信号经过基线恢复器，仿真结果如图 12 所示（输入信号为上图，输出信号为下图）。

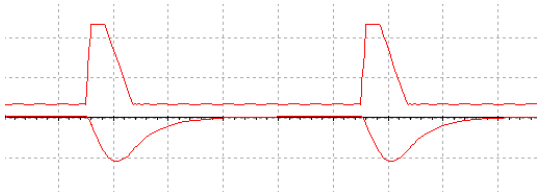


图 12 脉冲信号经过反馈式基线恢复器仿真效果

脉冲信号上升沿时，电阻 R_2 两端电压随 C_1 两端电压变化，电容 C_1 两端电压不能突变，P 点电压通过反馈电路受 V_2 影响，P 点电压还未变化，则 N 点电压也未变化，则 R_1 承担上升的电压值，电压升高，电流增大，开始对 C_1 充电，R_2 两端电压随之上升，导致 V_2 下降，通过正反馈网络使 P 点电压下降，则 R_1 两端电压继续增大，使 V_2 迅速下降，产生一个负脉冲。当脉冲信号 V_1 下降时，电容 C_1 对 R_2 两端电压起到保持作用，所以 R_1 两端电压下降，

电流减小，电容 C_1 放电，R_2 两端电压随之减小，则 V_2 上升，通过正反馈网络 P 点电压上升，使输出迅速回到平衡位置。

经仿真，当信号频率高于 2.5×10^5 Hz，基线恢复器恢复效果开始变坏。制作硬件电路，对几种基线恢复器进行测试、比较，反馈式基线恢复器效果较好，稳定性较强[1]。

4 总结与展望

本文首先对传统的无源、有源 *CD* 基线恢复器，无源、有源 *CDD* 基线恢复器的性能进行分析，然后讨论了创新设计的反馈式基线恢复器，对比分析几种电路的性能。积分反馈式基线恢复器的设计简单，成本和功耗较低，并在硬件电路中基线恢复效果较好。基线恢复器是核电子学探测仪器中一个重要组成部分，本文突破传统方法，设计了新型的基线恢复器，虽然实验结果与理想效果有一定的差距，但是却探索开辟了新的设计方向，为进一步优化设计提供了参考。

参考文献：

[1] 彭进先，刘国福，杨俊，罗晓亮. 低噪声电荷灵敏前置放大器关键技术的现状与发展 [J]. 核电子学与探测技术, 2012,32(1): 1-6.

[2] 王英芝. 核电子技术原理 [M]. 北京：原子能出版社，1989：65-6.

[3] 王经瑾. 核电子学 [M]. 北京：原子能出版社，1983：104-204

Design of Baseline Restorer in the Nuclear Electronic System

YANG Jun, PENG Jin-xian, ZHOU Rong-hua, LUO Xiao-liang

(Department of Instrument Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Because the impulse response of the nuclear electronic system often has a tail with slow decay, in the environment of high signal count rate, the output signal of the detector will be imposed to a baseline level after processing of the amplify system. After analysing the principle of baseline restoration, this paper firstly summarized the principle of the traditional CD and CDD baseline restorers, secondly presented the design project of the feedback baseline restorer, thirdly chose the optimal parameters by simulation and eventually designd the optimal baseline restorer by comparing several hardware circuit boards with each other.

Key words: nuclear electronics; baseline drift; baseline restorer

基于 1553B 总线协议的终端系统软件设计与应用研究

文 星，张永杰，李 陆，柴军营，鲍天威，张来宇，吴伯冰

(中国科学院高能物理研究所，北京 100049)

摘 要：本研究基于 1553B 总线通讯协议，利用单片机为核心处理器构建终端系统（RT），并与总线控制器（BC）进行通讯。为保证指令通讯和数据传输的可靠性与时效性，对于终端系统的软件设计提出了更高的要求。通过对实际应用中出现的问题加以研究，提出了一系列的软件处理措施，处理效果令人满意。

关键词：终端系统；单片机；软件设计；BU65170

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

0 引言

MIL-STD-1553B 总线是美国空军电子系统联网的标准总线，是一种中央集权式的串行总线。在 70 年代末，它最早在美国军用飞机的航电系统中得到成功应用，由于其高可靠性和实时性，在其他重要科技领域也得到了广泛应用。在我国，近年来 1553B 总线也广泛应用于航空航天电子设备、地面车辆系统、舰艇系统等不同的军事平台上以及一些民用设备中[1-2]。

1553B 总线是一种时分制指令/响应式多路传输数据总线，其主要特点如下[3-5]：采用异步数据传输方式，码速率为 1Mbps，字的长度为 20bit，数据有效长度为 16bit，信息量最大长度为 32 个字，半双工方式传输，数据编码采用曼彻斯特 II 型码，故障容错有典型的双冗余方式；终端类型包括总线控制器（BC）、总线监视器（BM）和远程终端（RT），最大能接收 31 个远程终端，消息格式有 BC 到 RT，RT 到 BC，RT 到 RT，广播方式以及系统控制方式，一般情况下采用屏蔽双绞线作为传输介质。1553B 硬件拓扑结构如图 1 所示。

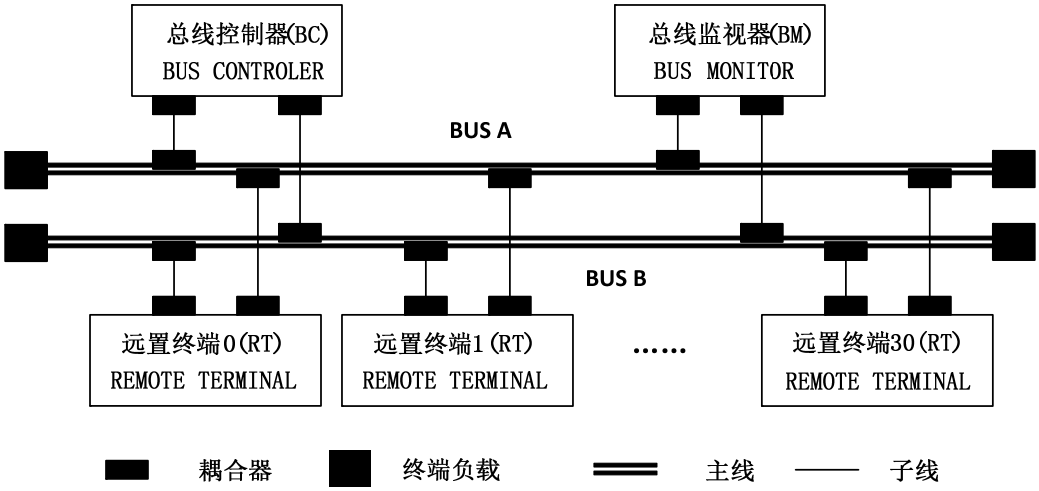


图 1. 1553B 硬件拓扑结构图

作者简介：文星（1986-），男，山西临汾，研究实习员，硕士研究室，核电子学方向

在以往对 1553B 总线的应用中，多采用 DSP 等 16 位处理器对接口芯片进行控制，对这方面的研究也较多，而针对以 8 位处理器（如单片机等）为核心控制的研究则相对较少。本文通过对所搭建系统的实际应用研究，提出了一系列在软件处理方面切实可行的有效措施。

1 系统硬件设计

本系统以 1553B 接口芯片 BU65170 和单片机 80C32E 为核心搭建，整个系统的硬件接口示意图如图 2 所示。

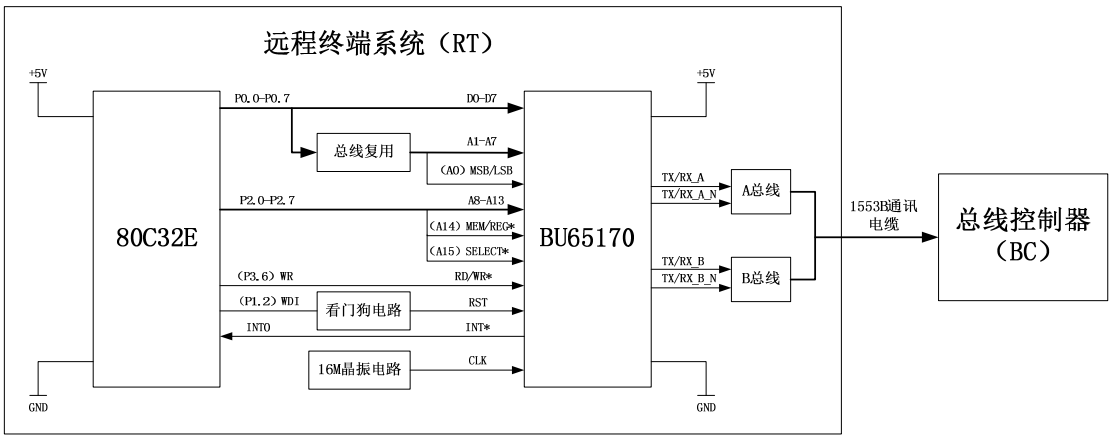


图 2. 系统硬件接口示意图

BU65170 是一款专用的 1553B 总线通讯控制芯片，其拥有 4K 的内部存储空间，可进行 16 位寻址；它可作为单一的 BC、MT 或 RT 使用，在本系统中作为 RT 与 BC 进行通讯，并由单片机对其进行初始化和数据通讯的控制管理。针对单片机控制的特殊性，将 BU65170 芯片中需要进行特殊设置的部分功能引脚介绍如下：

MSB/LSB：高低字节判定位，与 POLARITY- SEL 引脚配合使用。本系统中利用地址线的最低位 A0 控制。

POLARITY- SEL：在 8 位缓冲模式下，该脚为逻辑“0”时，MSB/LSB 低电平时访问低字节，高电平时访问高字节；该脚为逻辑“1”时，MSB/LSB 低电平时访问高字节，高电平时访问低字节。

TRIGGER- SEL：在 8 位缓冲模式下，TRIGGER-SEL 表示一对字节的传输规则。该脚为逻辑“0”时，读写传输顺序低字节在前，高字节在后；该脚为逻辑“1”时，读、写传输顺序为高字节在前，低字节在后。

MEM/REG：寄存器和存储器选择位，低电平时访问寄存器，高电平时访问存储器。本系统利用地址线 A14 控制。

SELECT：片选信号，本系统利用地址线 A15 控制，低电平有效。

RD/WR：读写控制信号，高电平时执行读操作，低电平时执行写操作。

单片机通过总线复用产生的 16 位地址线对 BU65170 进行访问，并通过 8 位数据线与其进行数据通讯。BU65170 产生的中断信号作为单片机的中断源输入，二者的工作频率均为 16MHz。

2 软件设计与实现

本系统软件的开发环境为 KeilC，开发语言为 C 语言，属于单片机软件。根据系统硬件的设计，整个软件的设计流程图如图 3 所示。

在初始化的设计中，对单片机的初始化包括对定时器 0 的配置和对一些全局变量的初始化，对

BU65170 的初始化需要对寄存器和内存进行初始状态的定义。其中，BU65170 的正确初始化非常重要，且必须严格按照一定的顺序执行。首先必须初始化启动\复位寄存器，对 BU65170 进行软件复位；然后初始化配置寄存器#3，设置 RT 为增强型模式；再设置中断屏蔽寄存器，启动 RT 中断；接着设置配置寄存器#2，启动 RT 的一些特性；最后是配置寄存器#4 等。内存初始化包括描述符栈区，LOOK_UP 表，RT 子地址控制字，非法指令表，开启 RT 等。

初始化完毕后，程序通过查询中断信号判断消息通讯事件的发生，并依次查询描述符栈区中各消息四字描述符中的块状态字和接收命令字以判断消息接收是否已完成和消息的类型，然后针对不同的消息进行相应的处理，主要包括两方面，一是将数据写入 BU65170 的相应存储区中，并设置矢量字和服务请求位，等待 BC 将数据读走；二是从 BU65170 的相应存储区中读取数据，并发送给下一个处理单元。

3 针对实际应用中出现问题的分析及处理措施

本系统利用 8 位单片机作为主处理器控制接口芯片 BU65170，与以往常见的 16 位处理器控制有所不同。为保证消息通讯的准确性和可靠性，除了在硬件上对几条控制信号线进行特殊设计外，在软件方面也做了很多必要的处理和针对性的设计。根据系统实际测试应用中所出现的问题以及相应的解决措施，详细讨论如下。

3.1 消息传输模式

根据本系统的研制任务书中对总线控制器（BC）的设计，消息发送大周期设定为 512ms，并细分为 16 个 32ms 的小周期，每个小周期会安排查询矢量字，并发送一种系统消息，这样保证每 512ms

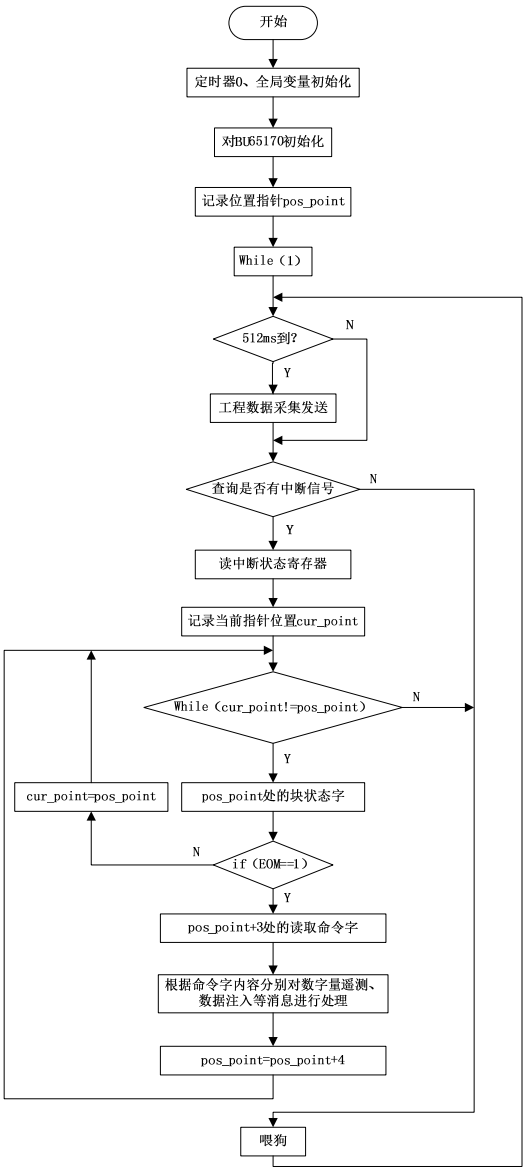


图 3. 系统软件设计流程图

就会将所有需要发送的消息均发送一次。其中数据注入消息为突发式方式，且发送周期为小周期。由于单片机的处理速度有限，尤其是在短时间内出现大消息量时，如果处理不及时，BU65170 从 BC 接收到的新消息就会将未处理的消息覆盖，造成消息的丢失。

针对该情况采用双缓冲消息传输模式，该模式会在 BU65170 的存储区中开辟两个缓存区，对从 BC 接收到的消息进行交替缓存，单片机每次交替从这两个缓存区中读取消息进行处理，这样保证单片机可以有双倍周期的处理时间。对于数据注入消

息，由于其发送间隔时间更短，因此应采用循环缓冲模式，该模式会在 BU65170 的存储区中开辟若干个相邻的缓存区，并对消息依次进行缓存，单片机对这些缓存区轮询读取消息。由于系统要求在接收到消息后要立即进行反馈，同样为避免数据注入消息反馈不能及时被 BC 读走而发生覆盖丢失，对该消息反馈的缓存方式也采用类循环缓冲模式（BU65170 芯片消息发送只有单消息模式，故需设计类循环缓冲模式）。双缓冲与循环缓冲的设置在对 BU65170 芯片的初始化中完成。

3.2 BU65170 工作模式

为了保证单片机对 1553B 接口读写操作的数据有效性，需要考虑对接口芯片工作方式的设置。若接口芯片工作于 8 位非零等待缓冲（8 BIT NON ZERO-WAIT BUFFER）模式，则需要在总线发出读写信号后，对 Ready 信号进行有效性判读。Ready 信号为接口芯片与单片机之间的握手信号，它会在读写信号有效且数据在总线上已得到更新后产生低电平，此时程序通过判断后则可以从总线上将数据读走。这样做可以保证所读数据可靠有效，但也增加了程序设计的复杂度。若接口芯片工作于 8 位零等待缓冲（8 BIT ZERO-WAIT BUFFER）模式，则不需用判断 Ready 信号，但需在读写信号发出后延时足够长以等待总线上的数据得到更新，然后再读走数据。这样做程序设计简单，但可靠性不如前者高。根据 BU65170 的读写时序图，第二种方式的延时要求在纳秒量级，而单片机的时钟周期接近微秒，故通过综合考虑本系统选择第二种 8 位零等待缓冲方式。

3.3 描述符栈区的读取方式

1553B 通讯中的每条消息都有相应的四个字的描述符，包括块状态字、时间戳、接收数据块指针和接收命令字，消息发生后它们会存储在 256 字大小的描述符栈区中。为了保证所有消息都会得到处理，采用双指针的方式读取描述符栈区中的消息描述符。

该方式声明了两个指针：已处理消息位置记录指针 pos_point 和新消息到达后的当前位置指针 cur_point，其中 pos_point 初始化值为 0。当有中断信号产生时，首先从寄存器中读取到最新的 cur_point 指针值，然后判断两个指针是否相等，若二者相等则表明没有新消息进来，等待下一次中断信号；若二者不等则表明有新消息等待处理，先通过 pos_point 指针读取第一条消息描述符的块状态字，判断其最高位是否置 1，若置 1 表明消息已接收完成，则继续读取该消息描述符的接收命令字以判断消息类型并进行相应处理，处理完后对 pos_point 指针加 4，并继续进行与 cur_point 指针是否相等的判断，按照上述过程处理第二条消息，直至新消息处理完为止。当消息描述符栈区存满后，会自动翻转到栈顶接着进行存储。这样的方案虽然处理速度相对较慢，但可以保证消息不会丢失。

3.4 矢量字和服务请求位的处理

矢量字是 1553B 方式指令的一种，可以在相应寄存器中进行读取，并做相应操作后再写入该寄存器，服务请求位也是通过寄存器来进行读写操作。BC 根据对二者的判断完成 RT 消息的读取。

当有消息写入 BU65170 的存储区，根据消息的类型对矢量字的相应位置 1，并将服务请求位也置 1，BC 通过查询矢量字并判断服务请求位和矢量字的置位情况将该消息从相应存储区位置读走，然后需要再将矢量字相应位清零。若矢量字的所有位均已清零，则需将服务请求位清零，否则继续保持置 1。这里需要说明的是服务请求位可通过寄存器的配置进行自动清零，但这种方式容易造成误操作，即消息并未被读走而服务请求位就已被清零，因此本系统选择手动清零，对矢量字进行判断后再进行

操作。

3.5 字节传输顺序

接口芯片 BU65170 数据总线为 16 位，即 1553B 消息通讯按字进行传输，因此在与单片机通讯时需要将字分为高字节和低字节分别传输。单片机地址总线的最低位 A0 控制高字节和低字节的访问地址。根据通讯的需求可通过硬件上的设置来控制字节传输顺序，以及该字节对应的访问地址。本系统设置的传输方式为高字节触发，即对接口芯片的读取与写入均为低字节在前，高字节在后，并且当 A0 为逻辑 0 时访问低字节，A0 为逻辑 1 时访问高字节。

4 结论

本文通过搭建以单片机为核心处理器的 1553B 总线终端系统，利用接口芯片 BU65170 与总线控制器进行消息通讯，并对在实际应用中出现的问题加以研究，提出了一系列针对本终端系统软件设计的改进措施，在系统上验证后其处理效果令人满意。

参考文献：

[1] 任承志，宋克非，王淑荣.基于 BU65170 与单片机系统的 RT 设计与实现[J].微计算机信息，2006，22（6-2）：18～20.

[2] 鞠铭阳，宁萌. 基于 DSP 的 1553B 总线通信接口的设计与实现[J].中国科技博览，2011，17：84-85.

[3] 数字式时分制指令/响应型多路传输数据总线[S]，中华人民共和国国家军用标准，GJB289A-97.

[4] DDC.MIL-STD-1553A/B ACE User’s Guide.1999 Data Device Corporation.

[5] ACE／Mini—ACE series BC／RT／MT advanced communication engine integrated 1553 terminal user’s guide[M]．NY：Data Device Corporation，2007．

Software Design and Realization of Terminal System Based on 1553B Protocol

Wen Xing, Zhang Yongjie, Li Lu, Chai Junying, Bao Tianwei, Zhang Laiyu, Wu Bobing

(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Based on 1553B communication protocol, the research established terminal system with MCU(Micro-controller Unit), and it communicated with Bus controller. In order to ensure the reliability and timeliness of communication of the commands and data, it should deserve high requirement for software design of terminal system. This research gave some advice on software design through studying problems which occur in application, and the results showed satisfactory.

Key words: Terminal System; MCU; software design; BU65170

基于 CPCI 的 LLRF 控制板的设计研究

林海川[1,2,3]，刘振安[1,3]，赵京周[1,2,3]，郭芳[1,2,3]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；

2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049；3. 中国科学院研究生院，北京 100048）

摘　要：低电压高频(LLRF)控制系统对加速器性能有重要作用。本文介绍作者研制的低电压高频控制板(LLRFB)是低电压高频控制系统的关键插件。它是基于 CPCI 标准进行设计的，是模拟与数字、高速与低速数据传输的混合电路，包括 4 路 14bit ADC、2 路 14bit DAC、1 片 Altera Stratix II GX FPGA、1 个 SODIMM DDR2 内存条、Ethernet/CPCI/SFP 接口等。文中详细描述该控制板的硬件设计原理和测试工作。实验室测试结果表明该控制板实现了低电压高频控制所需的功能，性能指标满足低电压高频控制系统的设计要求。

关键词：LLRF；CPCI；低电压高频控制系统；数据采集；高速数据传输

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1　引言

低电压高频(Low Level Radio Frequency)控制系统[1]对超导射频谐振腔[2](Superconducting RF Cavity)进行控制，以期实现超导射频谐振腔内射频的幅度和相位的相对稳定，从而达到稳定地加速带电粒子的目的。如图 1 所示，除被控超导射频谐振腔外，LLRF 控制系统主要包含五个部分。硬件部分：速调管(Klystron)、功率耦合器(Direct-Coupler)等；射频转换板部分：射频调制板(RF UP Convert Board)、射频解调板(RF Down Convert Board)；时钟板部分：主振荡 MO(Master Oscillator)、本地振荡器 LO(Local Oscillator)；LLRF 控制板部分：4 路 ADC、2 路 DAC、FPGA 等；系统监测和控制部分。

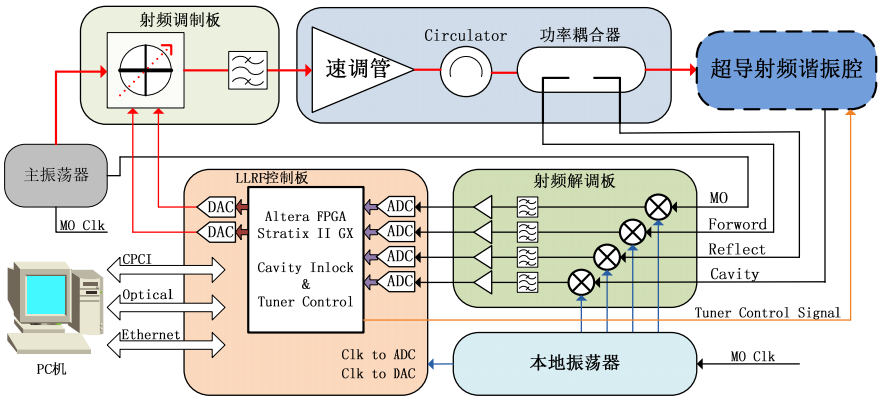


图 1 LLRF 控制系统的逻辑框图

LLRF 控制系统实际上是一个多路反馈控制系统：通过分析主振荡器(MO)、前馈(Forward)、反射(Reflect)和腔内(Cavity)射频的幅度和相位信息，调节 DAC 输出的幅度和相位，从而达到稳定超导射

作者简介：林海川（1986－），男，四川省眉山市人，博士研究生，核电子学与探测技术

频腔内射频的幅度和相位的目的。LLRF 控制板实现具体 LLRF 控制算法，是整个 LLRF 控制系统的重要部分。

2 LLRF 控制板的设计实现

为了达到 LLRF 控制系统的需求(如幅度精度±1%，相位精度±1o)，对 LLRF 控制板的设计提出了要求：ADC 的位数和频率(14bit，>40MHz)，DAC 的位数和频率(14bit，>100MHz)，FPGA 的资源 (Register>40K, Memory>2Mbit)，系统接口(CPCI)，高速接口(Gigabit Ethernet，3.125Gbps SFP)。

2.1 ADC 和 DAC 的选型

经过调研，选择 ADI 公司 AD9255 型号的 ADC 和 AD9744 型号的 DAC。AD9255 是一款 14bit、最高支持 125MHz 采样、低功耗(371mW)、高信噪比 SNR(78.3dBFS)的 ADC。它可支持 1Vpp 到 2Vpp 的输入，最高 300MHz 的模拟输入带宽，CMOS 或 LVDS 输出，在线加扰(Dither)和时钟占空比稳定(Clock Duty Cycle Stabilizer)等。AD9744 是一款 14bit、最高支持 210MHz 输入，低功耗(135mW)，高信噪比 SNR(73dBc)的 DAC。它还支持偏移码(offset binary)或者二进制补码(two’s complement)输入方式。AD9255 和 AD9744 满足 LLRF 控制板的设计需求。

2.2 FPGA 选型及配置

经过调研，选择 Altera 公司的 Stratix II GX 系列[3]FPGA。该系列器件集成了高速收发器 Transceiver，可以兼容多种协议(PCIE、GIGE、XUAI、SONET/SDH、RapidIO、CPRI、SDI)，传输速率可支持 600Mbps-6.375Gbps；有丰富的逻辑(>50K)和内存资源(>3Mbit)；还有丰富的 DSP 资源等。该系列器件满足 LLRF 控制板的设计需求。FPGA 采用 FPP(Fast Passive Parallel)模式进行配置（图 2）：上电后，CPLD 中的 PFL(Parallel Flash Loader)读取 Flash 中的配置文件，通过 FPP 模式对 FPGA 进行配置。此配置方式支持 Remote Update，可以进行远程在线更新配置--方便 FPGA 固件的升级，提高了 LLRF 控制板的可维护性。

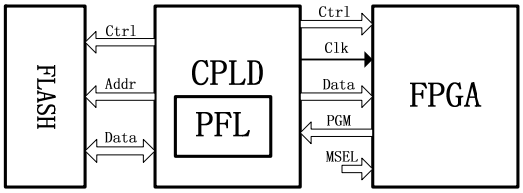


图 2 FPGA 配置逻辑框图

2.3 以太网、光纤收发器和 CPCI 的选型

经过调研，以太网物理层芯片选择 Marvell 公司的 88E1111 芯片。该芯片支持 10/100/1000BASE-T IEEE 802.3 标准，GMII、RGMII、SGMII、TBI、RTBI 接口，回环 loopback 测试，MDI/MDIX 自动交换，自动极性纠正等；是一款高性能低功耗的产品。光纤收发器选择 Finisar 公司的 SFP(Small Form-factor Pluggable Transceiver)。SFP 是可插拔的--方便安装和维护。CPCI 接口芯片选择 Plxtech 公司的 PCI9656。该款接口芯片支持 PCI r2.2 规范，PICMG 2.1 R2.0 Hot Swap Silicon 规范，DMA 传输方式，C、J、M 模式的本地总线等。它还支持 64bit 66MHz 的 PCI 总线，满足 LLRF 控制板的设计需求。

2.4 LLRF 控制板的整体实现

LLRF 控制板是模拟与数字、高速与低速数据传输的混合电路。LLRF 控制板主要功能（图 3）：4 路 14bit 125MHz ADC；2 路 14bit 210MHz DAC；1 片 FPGA；1 个 SODIMM DDR2 内存条；1 个千兆以太网接口； 2 路 SFP 光纤接口(3.125Gbps)；64bit 66MHz CPCI 接口。

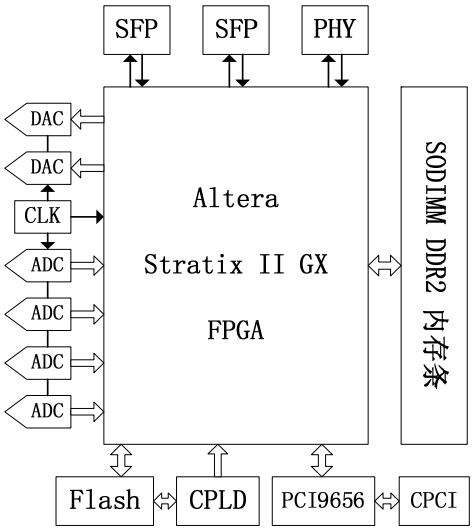


图 3 LLRF 控制板的逻辑框图

3 LLRF 控制板的测试

LLRF 控制板包含一个多路反馈控制电路(ADC 采集射频信号->FPGA 分析处理->DAC 输出射频调制信号)和一些系统控制接口(CPCI、Ethernet、SFP)等。以下将详细介绍 LLRF 控制板各个模块的功能和性能的测试结果。

3.1 ADC 的测试

ADC 的测试逻辑框(图 4)：信号源 Agilent 33250A 产生正弦信号，经过一个带通滤波器；进入 ADC 采样，采样一定数据后，产生中断通知 CPCI 系统板上的采集程序；采集程序读取采样数据；最后进行离线数据分析。

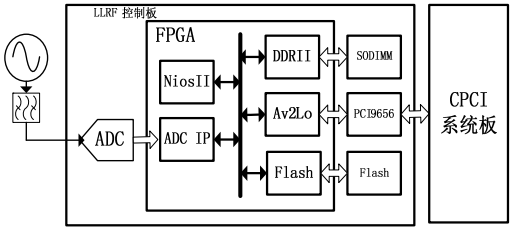


图 4 ADC 的数据采集框图

微分非线性(DNL)和积分非线性(INL)的测试—正弦波码密度法[4]：输入 1.378MHz，0.026dBFS 的正弦信号，采样率 100MHz，采集数据进行分析。在 DNL 小于 0.1LSB 的置信概率为 99%的情况下（25M 采样点），用 matlab 分析得到的 DNL(图 5)：绝大部分在±0.2LSB 之间；Best-Fit INL(图 6)：绝大部分在±3LSB。

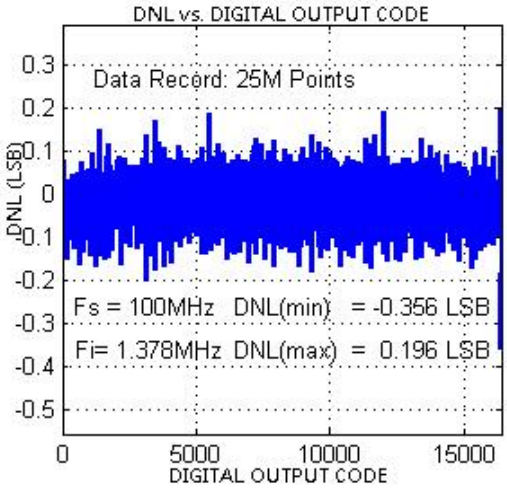


图 5 微分非线性 DNL

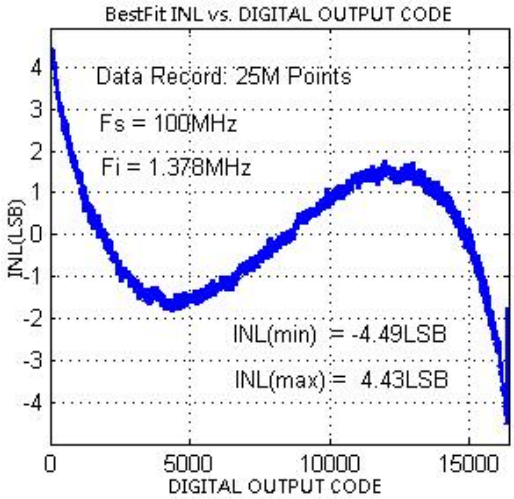


图 6 积分非线性 INL

SINAD(Signal-to-Noise-and-Distortion Ratio)是信号的 RMS 有效值与噪声的 RMS 有效值之比--其中噪声的有效值包含 6 次谐波分量，但不包括直流分量。SINAD 是 ADC 的重要性能之一。SINAD 的计算公式：

$$SINAD = 20\log(\frac{S}{N+D}) \qquad (1)$$

公式(1)中 S 表示信号的有效值，N 表示噪声的

有效值，D 表示谐波的有效值。通过 SINAD 可以计算出 ADC 的实际有效位数 ENOB(Effective Number of Bits)：

$$ENOB = \frac{SINAD - 1.76dB + 20\log(\frac{FullScale}{InputScale})}{6.02} \quad (2)$$

以 80MHz 采样、1.9Vpp 10.11MHz 信号输入为例，得到 SINAD 为 54.71dB(图 7)。SINAD 相对较低，是因为信号源 Agilent 33250A 不太好。为了排除信号源的影响，则需对 SINAD 进行修正[5]：将输入信号的幅度分别设为满幅度的 1/k1，1/k2，1/k3，…，1/kn，得出 1/ki 倍满幅度信号对应的 SINADki，然后将任意两次测量结果带入公式(3)中计算得到排除信号源影响的 SINAD，可以得到 n 个 SINAD，最后求平均得到修正后的 SINADm。经过修正后的 SINADm 为 69.54 dB，ENOB 为 11.26 Bits，达到应用需求 11bits 要求。但根据 AD9255 的数据手册，SINAD 可达到 78.3dB，ADC 的设计还有待改进的地方。

$$SINAD = 10\log(\frac{k_2^2 - k_1^2}{10^{-SINAD_{k2}/10} - 10^{-SINAD_{k1}/10}}) \quad (3)$$

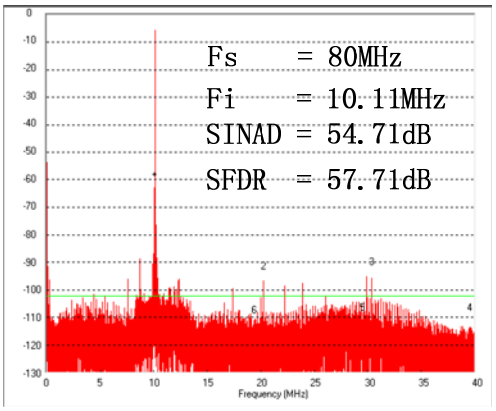


图 7 1.9Vpp 10.11MHz 信号的 SINAD

3.2 DAC 的测试

DAC 的测试逻辑框(图 8)：数字晶振 NCO IP 产生信号，输出到 DAC 进行转换，最后用示波器观察输出结果。在 200MHz DAC 转换频率下，5MHz 的输出波形（图 9）：CH1 是 5MHz 的正弦输出；CH2 是 5MHz 的余弦输出。

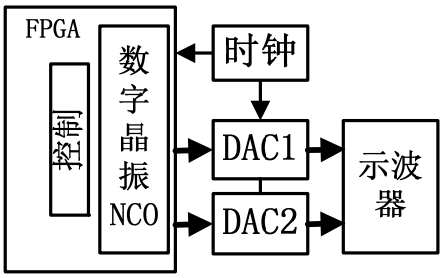


图 8 DAC 的测试框图

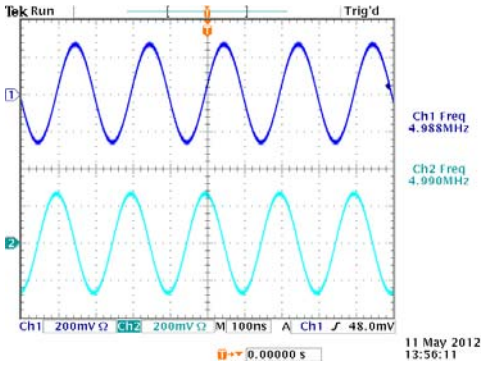


图 9 DAC 的输出信号

3.3 CPCI 的测试

FPGA 与 PCI9656 是通过 C 模式的本地总线进行连接的。因此需要开发一个 Avalon[6]总线到 C 模式的本地总线的桥接 IP 核。Av2Lo IP 包括(图 10)：C 模式的本地总线控制逻辑；命令、写数据、读数据三个异步时钟域 FIFO；命令分发逻辑；Avalon Master 控制逻辑；Avalon Slave 控制逻辑。Av2Lo IP 核的本地总线支持 Single 和 Burst-4 传输方式。在 Stratix II GX 系列 FPGA 下综合，Av2Lo IP 核总共消耗 621 个寄存器，499 个 ALUT 和 1.6Kbit 内存。采用 ModelSim SE 进行功能仿真，仿真结果正确(图 11)：Local Bus 写入 0x01234567，经过几个时钟周期的延迟后，Avalon Master 总线输出 0x01234567。此外还进行实际的数据写入和读出测试，结果正确(详见 ADC 的测试)。

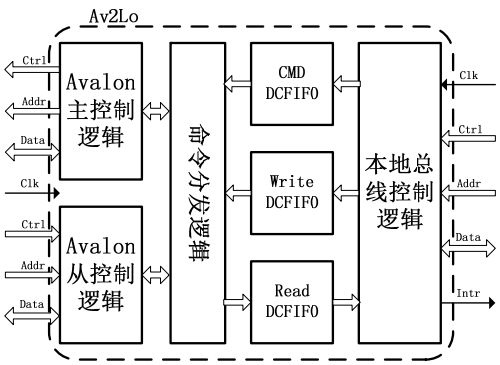


图 10 Av2Lo IP 核的逻辑框图

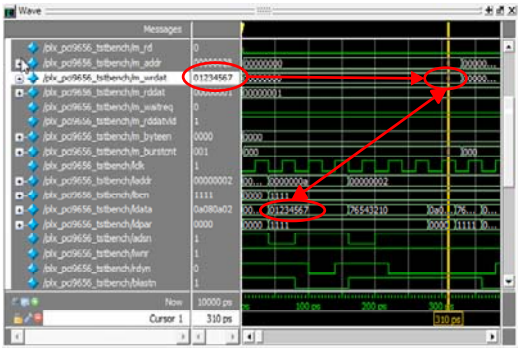


图 11 Av2Lo IP 核的仿真图

3.4 Ethernet 的测试

千兆以太网 Ethernet 的测试框图(图 12)：NiosII CPU 通过 JTAG2UART 接收来自 Nios SBT 控制台软件的命令，配置 Packet Gen、Packet Mon、MAC 和 PHY；Packet Gen 产生伪随机数据，发送到 MAC 并通过 PHY 内部回环 loopback 到 MAC，Packet Mon 监测接收的数据包并累计错误字节数；最后 Nios SBT 控制台软件读取 Packet Mon 的监测结果。在 1000Mbps 的模式下(图 13)，发送 10000 数据包，误码为零，因此千兆以太网的功能正常。

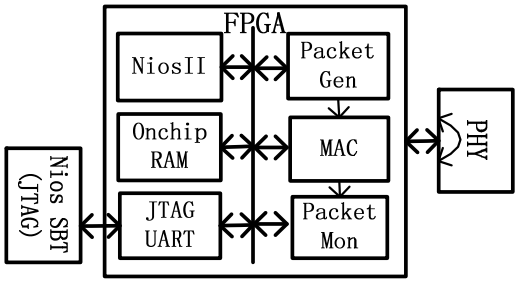


图 12 Ethernet 的测试框图

图 13 Ethernet 的测试结果

3.5 光纤 SFP 的 BER 测试

在高速数据传输中，误码率 BER [7](Bit Error Rate)是一项非常重要的参数，直接反应了高速传输的可靠性。一些串行传输协议标准对 BER 有明确的规范，如 Gigabit Ethernet BER<10^{-12}、OBSAI(Open Base Station Architecture Initiative) BER<10^{-15} 等。如果在测试中没有误码，可用公式(4)估算误码率，其中 Nt 是传输数据的总量。

$$BER < \frac{1}{N_t} \qquad (4)$$

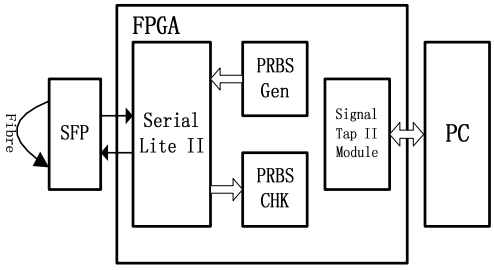


图 14 光纤的 BER 测试框图

BER 的测试(图 14)：伪随机码 PRBS 生成模块产生特征多项式为 X31+X28+1 的伪随机码，经过 SerialLite II IP 和 SFP 光纤收发器外部回环把数据传回来，伪随机 PRBS 校验模块比较接收到的数据并累加误码位数，Signal Tap II 不断监测结果。SerialLite II 工作在 3.125Gbps 速率下，测试了 5 个

小时，没有误码(图 15)。从而得到 BER< $1.7x10^{-14}$，满足 LLRF 控制板的设计需求。

图 15 光纤的 BER 测试结果

4 总结

本文详细介绍了基于 CPCI 的 LLRF 控制板的设计实现。LLRF 控制板测试结果表明： 64bit、33MHz CPCI 读写正常；ADC 在输入 10.11MHz 正弦信号和 80MHz 采样下 SINAD 为 69.54dB，即 ENOB 为 11.26 Bits；光纤 SFP 在 3.125Gbps 线速率下，误码率 BER< $1.7x10^{-14}$；千兆以太网 Ethernet 和 DAC 输出正常。LLRF 控制板实现了所有的功能要求，满足 LLRF 控制系统设计需求。进一步的系统验证有待与加速器同事协作进行。

参考文献：

[1] Y.S.LEE, et al. Design of Low Level RF Control System for Accelerator. Pohang Accelerator Laboratory, South Korea.

[2] Erk Jensen. RF Cavity Design. CERN Accelerator School, September 2009.

[3] Stratix II GX Device Handbook, SIIGX5V1-4.4, June 2009.

[4] Joey Doernberg, et al. Full-Speed Testing of A/D Converters. Solid-State Circuits, VOL.SC-19, No.6, December 1984.

[5] J.Basilio Simoes, et al. A New Method for Testing the Effective Number of Bits of Analog to Digital Converters. IEEE NSSMIC 1996, Volume 1, P483-486.

[6] Avalon Interface Specification, v1.3, August 2010.

[7] 徐昊，李陆，王强，金大鹏，卢云鹏，刘振安. 基于 FPGA 与 ATCA 的高性能计算节点的设计. 第十四届全国核电子学与核探测技术学术年会论文集（上册）,2008, P116-121

The design of a CPCI-based LLRF control board

LIN Haichuan[1,2,3], LIU Zhen'An[1,3], ZHAO Jingzhou[1,2,3], GUO Fang[1,2,3]

(1. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China;

2. Graduate University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China;

3. The State Key Laboratory of Technologies of Nuclear Detection and Electronics, Beijing 100049, China)

Abstact: LLRF control system has great effect on the performance of the accelerator. The LLRF control board implements the feedback control algorithm, and is the key part of the LLRF control system. The LLRF control board is a digital, analog, high speed and low speed mixed board. The LLRF control board contains 4 channel 14bits 125MHz ADC, 2 channel 14bits 210MHz DAC, altera stratix II GX FPGA, DDR2 memory card, ethernet, CPCI, SFP etc. The LLRF control board hardware and testing are introduced in the paper. The test results show that the LLLRF control board fulfills the requirements of LLRF control system.

Key words: LLRF; CPCI; Data Acquisition; High Speed Data Transmission

基于 DRS4 的波形数字化技术研究

王进红[1,2]，赵 雷[1,2]，封常青[1,2]，刘树彬[1,2]，安 琪[1,2]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，中国科学技术大学，合肥 230026；

2. 物理电子学安徽省重点实验室，中国科学技术大学近代物理系，合肥 230026）

摘 要：基于开关电容矩阵的波形数字化技术是未来粒子物理实验前端电子学的重要发展方向之一。本文以瑞士 PSI 的开关电容矩阵 DRS4 为例，设计了多通道的波形数字化插件，并开展了相关的技术研究，包括采样单元直流偏置补偿、采样间隔不均匀性修正，以及波形定时和模拟通道间的交替采样技术。插件的主要电子学指标为：单通道采样率 5GS/s，双通道交替采样可达到~10 GS/s；并且修正后的波形定时精度好于 10 ps RMS（5GS/s）。

关键词：开关电容矩阵；模拟数字变换；波形采样

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

波形数字化技术是未来粒子物理实验前端电子学非常重要的发展趋势之一，通过探测器波形，实验者可以获取其携带的所有物理信息。传统基于 FADC（Flash ADC）的波形数字化技术路线不仅集成度低，成本高昂，而且随着采样率的提高，功耗越来越大，已经不能满足未来粒子物理实验发展的需求。

基于开关电容矩阵（Switched-Capacitor Arrays: SCA）的波形数字化技术是一种技术新颖的路线。该技术路线将波形数字化分为高速模拟采样和 A/D 变换两个过程：两个过程在一定程度上相互独立又相互联系。该技术路线可以不依赖于外部提供高频率的采样时钟，实现很高速率的信号模拟采样，采样电荷存储在开关电容中，并通过读出到 ADC 实现数字化。相对于高速波形采样速率而言，开关电容存储电荷可以较低速度读出，通常在几兆到几十兆赫兹之间，因而可以选取合适速度的高精度 ADC 数字化读出电荷。该技术解决了高速采样和高精度 A/D 变换之间的矛盾，同时由于避免采用高速 ADC，降低了系统的功耗。

截止目前，已经涌现出一大批专为大型物理实验设计的 SCA ASIC。其中比较典型的如：位于南极中微子探测（AMANDA）[1]的 ATWD [2]；位于地中海大型天体高能物理研究 ANTARES 实验 [3] 的 ARS0，ARS1 [4-5]；瑞士 PSI MEG（$\mu^+ \to e^+\gamma$）实验 [6] 的 DRS [7]；南极观测超高能量宇宙线起源气球实验 ANITA [8] 的 LABRADOR [9]，此外还有纳米比亚的地面切伦科夫望远镜系统 H.E.S.S-II 的 SAM [10]，以及 DEMIN [11] 的 MATACQ [12]。

本文选取瑞士 PSI 研究院设计的 DRS4（DRS 第 4 版本），设计基于 DRS4 的波形数字化模块，并以此为基础探讨基于开关电容矩阵波形数字化的相关技术。

基金资助：该研究获得了中国科学院知识创新工程（KJCX2-YW-N27）和国家自然科学基金（基金号：11175176）的大力支持。

作者简介：王进红（1985－），男，安徽，博士研究生，研究方向包括：高精度时间测量技术的实现及应用；高速模拟采样技术。

1 DRS4 芯片简介

1.1 DRS4 工作原理

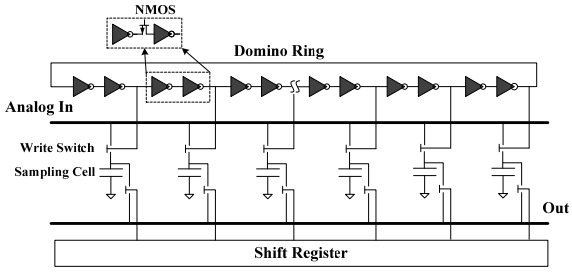


图 1. DRS4 Domino 环及采样单元结构示意图

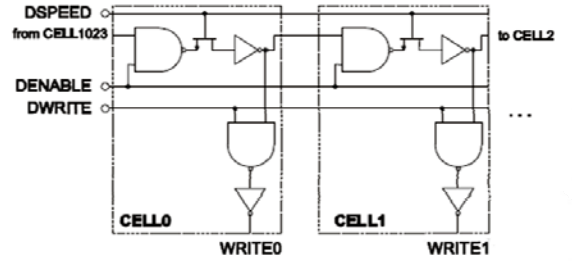


图 2. DRS4 Domino 延时单元示意图

DRS4 芯片采样部分主要由 Domino 环和开关采样电容两部分组成。如图 1 所示。Domino 环的每一个单元的结构图如图 2 所示，延时单元由两个反相器构成，两个反向器中间 NMOS 管的电阻和电路寄生电容构成 RC 电路，通过控制 DSPEED 的电压可以调节 NMOS 管阻值，改变单元的延时，进而调节 Domino 环的采样速率，DRS4 的采样速率调节范围为 700 MHz 到 5GHz（部分芯片可以到 6GHz）。图 2 中，DENABLE 控制使能 Domino 环工作，当 DENABLE="1"时，Domino 环开始工作，在 Domino 采样信号沿采样电容阵列传输的过程中，DWRITE 信号控制采样电容的开和闭，完成采样电容对输入信号的采集。

Domino 环有两种工作模式：无限震荡和单次震荡。芯片内部寄存器DMODE控制着其震荡模式，当 DMODE="1"时，DRS4 开始工作后会连续震荡下去直到被停止，反之，当 DMODE="0"时，Domino 采样信号从第一个单元传输到最后一个单元（第 1024 个单元）时便停止，即：单次震荡模式。

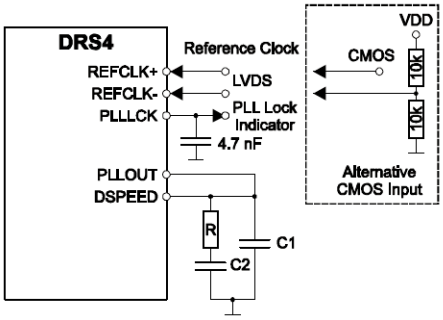


图 3. 采用 DRS4 内置 PLL 的电路连接

由于 Domino 采样信号很容易受到电压和温度的影响，在无限震荡模式下， Domino 环采样速率可以通过抽出信号 DTAP 来监测。DTAP 只在 Domino 信号每次到达第 512 个单元时才翻转电平，因而 DTAP 的速率 f_{DTAP} 和 Domino 环的采样速率 f_{Domino} 之间的关系为：

$$f_{DTAP} = \frac{1}{2048} \times f_{Domino} \tag{1}$$

DRS4 芯片内置 PLL，可以将 DTAP 信号引入到内置的 PLL 中，通过比较 DTAP 信号与参考时钟的相位关系，反馈出 Domino 采样速率调节信号 DSPEED，以此来动态调整 Domino 采样速率，如图 3 所示。

1.2 DRS4 采样电荷的读出

图 4 给出了基于 DRS4 的典型波形数字化系统的连接框图。DRS4 记录模拟量后，控制逻辑可将其读出送到后方的 ADC 数字化。DRS4 芯片各通道输出缓冲单元具有特定的线性区域，因而需要调节芯片读出电荷的时钟与 ADC 数字化时钟之间的相位关系，以期在非线性最小的地方实现存储电荷的数字化。图 5 显示了采样电容存储电荷读出的时序图，当芯片以 SRCLK=33 MHz 的速度读出存储电

荷时，在 SRCLK 每次上升沿过 t_0=10ns 后，采样电容中的存储电荷就会稳定地出现在通道的输出缓冲器，ADC 必须在此后的 30ns 的时间内对其进行数字化，否则就会和下一个 SRCLK 的读出电荷相混叠。根据 DRS4 的手册建议，在每次 SRCLK 上升沿后 38ns 对读出电荷进行 A/D 变换得到的线性最好，因而图 4 中 FPGA 控制逻辑需要调整芯片存储电荷读出时钟和 ADC 数字化时钟之间的相位关系，以获得读出模拟量的最佳线性特性。

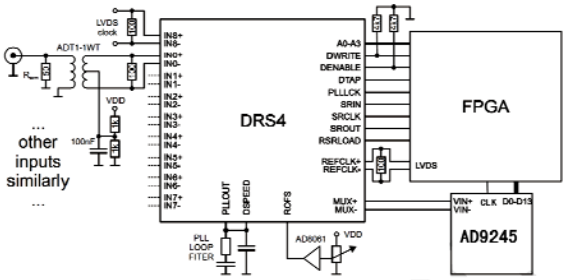


图 4. 采用 DRS4 应用系统典型连接

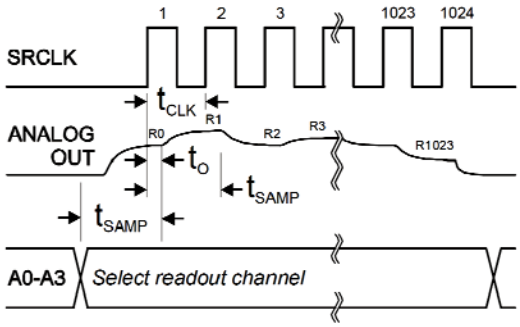


图 5. DRS4 采样存储电荷读出与 A/D 变换时序图

1.3 DRS4 的工作模式

DRS4 共有 8+1 个通道，每个通道的采样深度为 1024，在大规模应用中，可以通过第 9 通道采样公共时钟信号，实现多片 DRS4 的同步。DRS4 其他的 8 个通道是完全独立的，但是芯片支持模拟通道的串接，以及多个芯片之间的级联，以此获得更

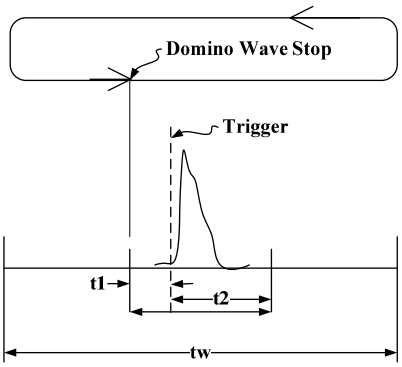


图 6. DRS4 采样存储电荷读出与 A/D 变换时序图

大的采样深度。DRS4 单片芯片 8 个模拟通道的串接可以将采样深度提高到 8192，多片 DRS4 的级联，可以实现更高深度的模拟采样存储。

DRS4 的最佳读出速度为 33MHz，因而 1024 个单元读出需要的时间约为 30 μs，为了降低死时间，DRS4 还同时支持 Range-of-Interest Mode (ROI Mode)，如图 6 所示。在这种模式下，不需要对全部采样单元进行读出，只需要读出其中的感兴趣的区域，比如 100 个单元的感兴趣区域的读出需要大约 3 μs，死时间大大降低。

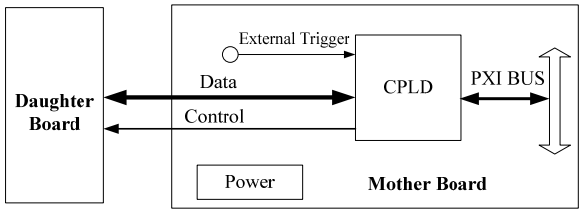
1.4 DRS4 芯片主要技术指标

DRS4 的主要参数进行总结：

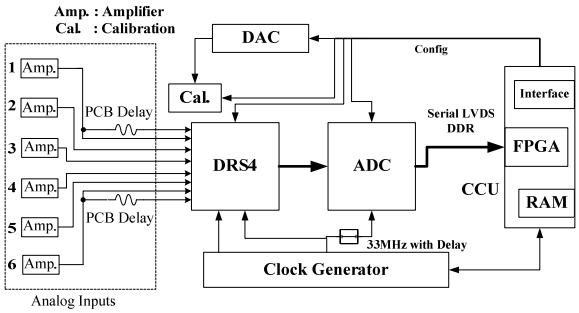
1) 9（8+1）通道，每通道 1024 采样深度；
2) 芯片模拟带宽 950MHz，采样率在 0.7-5 GS/s 可调（对部分芯片最高采样率可达 6 GS/s）；
3) 每通道噪声水平 0.35 mV RMS，输入范围 1V，动态范围~2857（11.5 Bits）；
4) 芯片功耗 140 mW （2GS/s）。

2 基于 DRS4 的波形数字化模块设计

我们选择 DRS4，设计了基于 DRS4 的波形数字化模块。模块以 PXI 总线为平台，采用子母板的结构。模块具有 6 个模拟输入通道，单通道最高采样率 5GS/s。



（a） 母板结构框图



（b） 子板结构框图

图 7. 基于 DRS4 的波形数字化模块结构框图

图 7 为模块的结构框图，其中图 7（a）为母板的结构框图，图 7（b）为子板的结构框图。图 7（a）

图 8. 基于 DRS4 的波形数字化模块实物照片

中，采用一片 Altera 公司的 CPLD: EPM2210 [13] 作为中央控制器，CPLD 负责接收来自子板的波形数据、向子板下发控制命令以及 PXI 接口逻辑。PXI 的接口通过 Altera 公司的 PCI MegaCore [14]实现。子板（图 7（b））负责输入信号的模拟采样以及 A/D 变换。子板上共有 6 个通道，其中 4 个通道为采用全差分驱动的普通通道（图中的通道 2-5），剩下的两个通道（通道 1、6）为模拟信号内插通道，所有通道均采用了基于全差分放大器的驱动模式，以得到最佳的模拟通道性能。

此外，时钟分发部分负责为电路中各单元提供高质量的时钟信号以及控制时钟相位关系，例如：为 DRS4 提供采样参考时钟，精确控制 DRS4 存储电荷读出时钟和 ADC 数字化时钟者之间的相位关系等。校准单元为电路各单元提供精密的偏置电压，例如模拟输入缓冲单元的偏置电压等；该部分还负责产生精密的校准信号，修正采样信号的直流偏移，提高系统的线性。

整个模块的工作流程为：外部信号经模拟信号输入缓冲单元驱动输出到 DRS4 波形采样单元，DRS4 波形采样单元依次循环采样信号，并将采样电荷存储在开关电容里，当触发信号到来时，DRS4 停止采样，所有采样电容的采样电荷被保持，并依次读出到 ADC 进行数字化（A/D 变换），以 FPGA 为核心的数字处理单元接收 ADC 数字化输出并上传到母板，供进一步分析。

3 基于 DRS4 的波形数字化修正技术

3.1 DRS4 采样单元 DC Offset 修正

波形数字化模块的修正主要是针对 DRS4 芯片来说的，包括采样电容的直流偏置差异补偿以及 DRS4 Domino 环上延时单元的不均匀性修正。无论是采样电容直流偏置差异还是 Domino 环上延时单元延时的不一致性，如果不加以补偿或修正，均会导致采样波形的非线性失真。

采样单元的 DC Offset 是由于 IC 工艺上的一些因素造成的采样单元采样信号相对于输入信号的固定直流偏移 [15]。DC Offset 的标定，需要给 DRS4 提供高精度的直流电平，例如 DAC 产成的高精度直流电平，通过比较每个采样单元的采样结果与 DAC 输出值的差异即可得到每个采样单元的 DC Offset。图 9 显示的是 DRS4 1024 个采样单元采样 0V 直流电平得到的采样结果，采样电平介于-20 mV ~ 20 mV 之间，1024 个单元采样结果的均方根

值（RMS） ~6.8 mV，该指标反应的是不同采样单元之间的一致性情况。图 10 为 DRS4 采样 0V DC 输入经 DC Offset 修正后的结果，由图可见，经 DC Offset 修正后，各单元采样输出 RMS~ 0.35 mV，采样单元间的差异性大大减小。

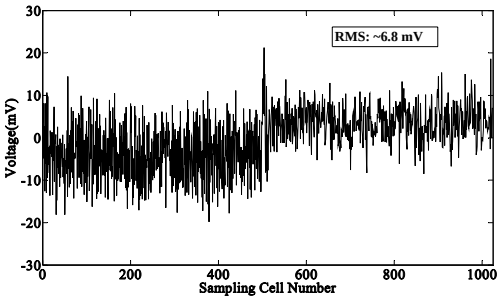


图 9. DRS4 采样 0V 直流输入未加 DC Offset 修正时结果

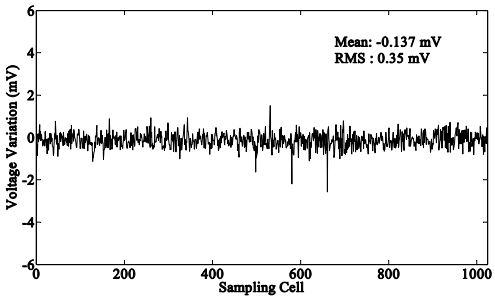
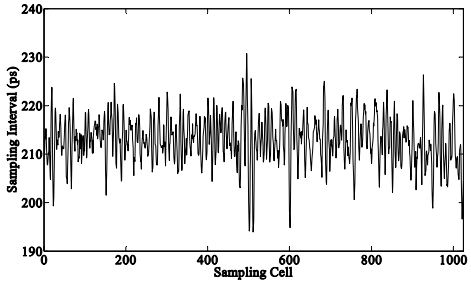


图 10. DRS4 采样 0V 直流输入 DC Offset 修正后结果

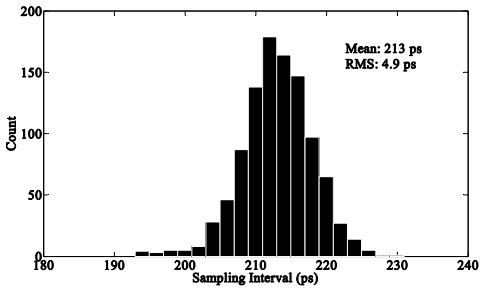
3.2 DRS4 采样延时不均匀性修正

DRS4 采样间隔不均匀性主要来自于 Domino 环延时的不均匀性。图 1 为 DRS4 Domino 环的结构示意图，每个 Domino 延时单元由两个反相器组成，两反相器之间的 NMOS 晶体管的阻值和电路的寄生电容构成了 R-C 电路，外部控制信号可以通过控制 NMOS 管栅极的电压来调节 NMOS 管的阻值，进而调节每个延时单元的延时。DRS4 内置 PLL 只能保证 Domino 信号每 1024 个采样周期是稳定的，但是无法具体调节每个延时单元延时。因而每个单元的延时由于 IC 加工过程的差异，会存在一定的差异。

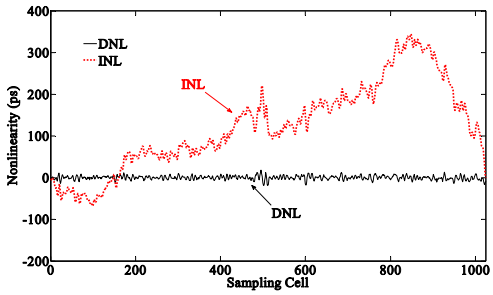
DRS4 采样单元延时不一致性可以通过正弦波过零方法（Zero-Crossing）[16]。图 11 为根据这种



(a) DRS4 采样单元延时（4.7 GS/s）



(b) DRS4 采样单元延时分布（4.7GS/s）



(c) DRS4 采样单元延时线性（4.7GS/s）

图 11. DRS4 采样单元延时

方法得到的 DRS4 采样单元延时情况，DRS4 采样率为 4.7 GS/s，（a）为 4.7GS/s 时每个单元的延时情况；（b）为 1024 个采样单元的延时统计分布图，在 4.7GS/s，采样单元的平均延时为 213 ps， RMS 为 4.9 ps，该指标反映的是 DRS4 采样单元延时的一致性情况；（c）给出了采样单元延时的积分非线性（INL）和微分非线性（DNL），在 4.7GS/s 时，DNL 在-19ps-17.6 ps 之间，INL 在-68 ps – 344.7 ps 之间。

4 基于 DRS4 波形数字化相关技术研究

4.1 基于 DRS4 的波形定时研究

基于波形数字化的时间定时研究，一方面为了评估基于 DRS4 的波形数字化模块波形定时性能，另一方面也为了间接佐证 DRS4 采样间隔不均匀性修正算法的效果。

从信号波形提取时间信息的方法有很多，比如单阈值或多阈值的前沿定时、恒比过零定时以及波形拟合等，文献[16]根据基于 DRS4 的波形数字化系统的特点，详细讨论了基于该系统的波形数字化技术。

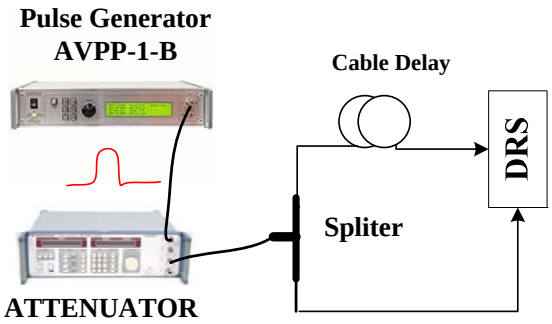


图 12. 线延时测试原理框图

图 12 为文献[16]验证模块波形定时精度采用的电缆延时测试框图。脉冲信号源输出的快脉冲经衰减后通过功率分配器分成两路并分别送到 DRS4 的两个测量通道，两通道利用电缆的长度差异引入延时，DRS4 采样两路输入信号，并从采样波形反推出二者的延时。图 13 为模块记录的两路脉冲信号波形。图 13 中同时对快脉冲信号前沿进行了多项式拟合，脉冲信号到达时间由拟合多形式函数过固定阈值的时间得到。图 14 为通过多项式拟合得到的两通道延时分布。其中图 14(a)为未进行 Domino 单元延时不一致性修正的时间分布，图 14（b）为修正 Domino 单元延时不一致性后的时间分布。可见，经 Domino 单元延时不一致性修正后，时间测量的 RMS 值由原来的 17 ps 减小到了 8.6 ps。

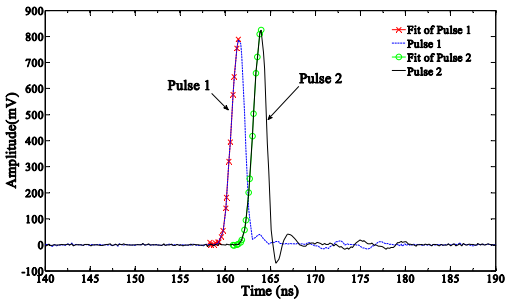
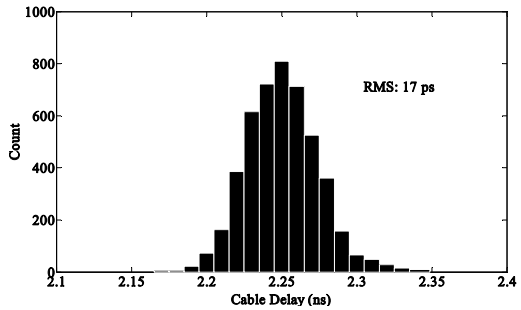
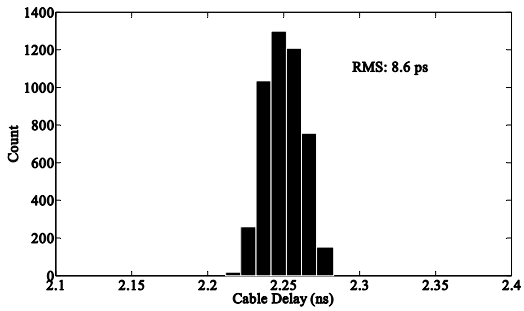


图 13. 模块记录的快脉冲波形



DRS4 采样间隔不均匀性修正前



已修正 DRS4 采样间隔不均匀性

图 14. 波形拟合技术得到的电缆延时分布

4.2 DRS4 模拟通道间的信号内插研究

在并行交替采样的 A/D 系统中，交替采样一般通过相移 ADC 采样时钟实现。然而，对于 DRS4 来说，由于芯片内部的 8 个通道共用同一 Domino 采样信号，试图通过改变采样时钟相位实现通道间交替采样的作法是行不通的。一种可行的作法是利用输入信号在模拟通道间的延时实现信号内插。通道间的信号延时可以通过控制 PCB 上两通道信号走线长度来实现。

在基于 DRS4 的波形数字化模块中，采用的是 2 通道的交替采样。当 DRS4 工作在 4.7 GS/s 时，交替采样的两个通道间走线差对应的延时为采样

间隔的一半：213 ps/2=106.5 ps。一般的 PCB 设计软件都具有走线阻抗和延时估算功能，借助这些工具可以估算出单位长度走线的延时，进而得到 DRS4 交替采样通道的信号内插延时。在 PCB 布局布线时，严格根据估算结果控制通道间的走线延时。交替采样的两通道间的最终实现的内插延时可以通过分析两通道采样的正弦波信号相位差得到，如图 15 所示，此时延时值为 78.7 ps，抖动为 1.2 ps RMS。实际实现的两个通道间的延时与设计值的差异主要来自 DRS4 模拟通道内部延时和 PCB 加工过程时的误差。

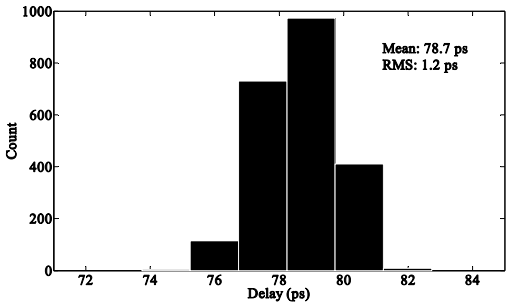


图 15. DRS4 两交替采样通道的信号内插延时

交替采样的两通道间的波形重构如图 16 所示，图中 A、B 代表两通道的采样波形，τ 为两个通道间的内插延时，Ts 为采样周期。波形重建即为将 A、B 信号的采样波形点[A(n), n×Ts]，[B(n), n×Ts] 按照它们之间的时序关系，组合成图中的波形 C，C 的采样点为{…, [B(n), n× Ts –τ], [A(n), n× Ts], …}。重建后的波形 C 的采样点提高了一倍，等效地采样率也提高了一倍，对于波形 C 来说，其采样率为 2×4.7 GS/s=9.4 GS/s。

图 17 为 2 通道交替采样得到的 300 MHz 正弦波信号，图中将两内插通道（A 和 B）的采样点按照其实际时间排列，每个内插通道的采样率为 4.7 GS/s，所以内插后的波形的采样率即为 9.4 GS/s。

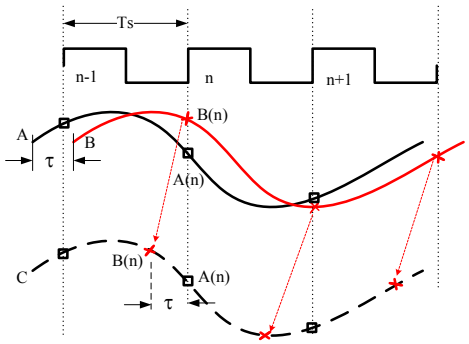


图 16. DRS4 交替采样波形重构示意图

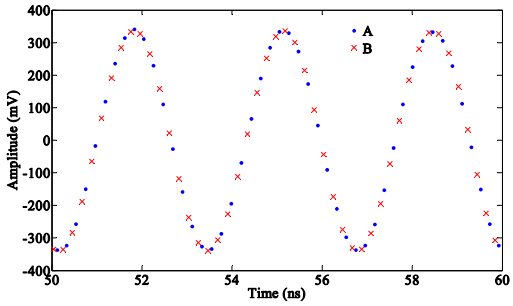


图 17. DRS4 2 通道交替采样 300 MHz 正弦波

5 总结讨论

本论文以 DRS4 为平台， 研究了基于 SCA 的波形数字化技术。研究中设计了基于 DRS4 的波形数字化模块，并利用该模块研究基于开关电容矩阵的波形采样原理，以及相关的修正算法，如采样单元的直流偏置误差补偿，采样单元延时不均匀性校准等。在此基础上，评估了基于 DRS4 的波形数字化定时精度，并验证了通过 PCB 走线延时实现 DRS4 模拟通道间交替采样的想法。

进一步工作包括基于开关电容矩阵的波形数字化技术在粒子物理实验中的应用，主要为从探测器信号波形中提取时间、电荷等信息的算法研究[17]。

参考文献：

[1] E. Andres et al., Observation of high-energy neutrinos using Cerekov detectors embedded deep in Antarctic ice [J], Nature, 2001, 410; 441-443.

[2] S. Kleinfelder, Gigahertz Waveform Sampling and Digitization Circuit Design and Implementation [J], IEEE Transactions on Nuclear Science, 2003, 50(4); pp.955-962.

[3] http://antares.in2p3.fr/

[4] D. Lachartre, F. Feinstein, Application specific integrated circuits for ANTARES offshore front-end electronics [J], Nucl. Instr. & Meth. A, 2000, 442; 99-104.

[5] F. Feinstein, The analogue ring sampler: A front-end chip for ANTARES [J], Nucl. Instr. & Meth. A, 2003, 504; 258-261.

[6] T. Mori, et al., in PSI R-99-05 experiment proposal, Paul Scherrer Institute Villigen, 1999.

[7] S. Ritt, R. Dinapoli, U. Hartmann, Application of the DRS chip for fast waveform digitizing [J], Nucl. Instr. & Meth. A, 2010, 623; 486-488.

[8] S. Ritt, R. Dinapoli, U. Hartmann, Application of the DRS chip for fast waveform digitizing [J], Nucl. Instr. & Meth. A, 2010, 623; 486-488.

[9] G. Varner, L. Ruckman, J. Nam, et al., The large analog bandwidth recorder and digitizer with ordered readout (LABRADOR) ASIC [J], Nucl. Instr. & Meth. A, 2007, 583; 447-460.

[10] E. Delagnes, Y. Degerli, P. Goret et al., SAM: A new GHz sampling ASIC for the H.E.S.S.-II front-end electronics [J], Nucl. Instr. & Meth. A, 2006, 567; 21-26.

[11] M. Houry, E. Delagnes, D. Riz, et al., DEMIN: A neutron spectrometer, Micromegas-type, for inertial confinement fusion experiments [J], Nucl. Instr. & Meth. A, 2006, 557; 648-656.

[12] D. Breton, E. Delagnes, M. Houry et al., Very High Dynamic Range and High Sampling Rate VME Digitizing Boards for Physics Experiments [J], IEEE Transactions on Nuclear Science, 2005, 52(6), 2853-2860.

[13] MAX II Device Handbook, MII5V1-3.3, Altera Corporation, August, 2009.

[14] PCI Complier User Guide, version 4.1.1, Altera Corporation, April, 2006.

[15] J. Wang, L. Zhao, C. Feng, et al. Waveform digitization utilizing switched-capacitor arrays [J], Nucl. Sci. and Techniques, 2012, 23(2); 109-113.

[16] J. Wang, L. Zhao, C. Feng, et al. Evaluation of a Fast Pulse Sampling Module with Switched-Capacitor Arrays [J], submitted to IEEE Trans. on Nucl. Sci.

[17] J. Wang, L. Zhao, C. Feng, et al. Waveform Timing Algorithms with a 5 GS/s Fast Pulse Sampling Module [C], accepted by IEEE Realtime Conference 2012.

Design of Fast Waveform digitization with DRS4

WANG Jinhong[1, 2], ZHAO Lei[1, 2], FENG Changqing[1, 2], LIU Shubin[1, 2], AN Qi[1, 2]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, University of Science and Technology of China, Anhui 230026, China；

2. Anhui Key Laboratory of Physical Electronics, Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Anhui 230026, China)

Abstract: We designed a 5 GS/s fast pulse sampling module with DRS4 and evaluate the performance of

waveform digitization with switched-capacitor arrays. In the paper, the operation of DRS4 is presented, and the consideration of the setup of the module is also given. With this module, we develop a series of calibration strategies as DC offset compensation and uneven sampling intervals calibration. We also evaluate the issues of waveform timing and interleaved sampling. The performance achieved after calibration is: <10 ps RMS timing precision after calibration, and about 10 GS/s with two channels interleaved sampling.

Key words: Switched-capacitor arrays; analogue-to-digital conversion; waveform sampling

基于 FPGA 的高速任意波形发生器的设计

张鸿飞，罗春丽，崔珂，林胜钊，王坚

（中国科学技术大学近代物理系 安徽省物理电子学重点实验室

核探测与核电子学国家重点实验室，安徽 合肥 230026）

摘　要：随着电子信息技术的发展，信号发生器被广泛应用于电子技术的各个领域，并对其性能要求越来越高，比如频率幅度可调，频率稳定性高，转换速度快等，同时一些不常用的特殊波形也经常需要被用在特殊的环境中，比如一种用于量子随机数发生器的 1/(T-t)波形。因此一种高速稳定的任意波形发生器，对于实际的科研应用具有很大的实际意义。本文设计的任意波形发生器，以一块 FPGA 芯片 XC6SLX75T 为核心，采用 DDS 技术和高速 DAC 芯片，数字采样频率可达 1GHz。

关键字：FPGA，DAC，DDS，任意波形发生器，USB

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1 引言

在现代电子系统中，经常需要产生稳定的重复波形，如常见的方波，三角波。同时在一些特定系统中，需要产生一些特殊的波形，如 1/(T-t)形式的波形。同时随着电子科学技术的发展，对波形信号的频率、稳定性、可调节行提出了更高的要求。任意波形发生器（AWG）可以根据使用的要求，产生各种形式的测试信号，避免需要产生某种特定波形而进行针对设计的不便，给实际的电子系统实验带来了巨大的便利。

直接数字频率合成（DDS）技术[1]是一种新的全数字的频率合成技术，直接从相位的角度产生所需的波形。例如，需要产生一个周期为 T 的正弦波，它在一个周期内有 360 度的相位，如果设定每 1 度进行一次采样输出，即波形的 0 号采样对应 0 度时的正弦波幅度，1 号采样对应 1 度时的正弦波幅度，则经过 360 次采样，将输出正弦波一个周期的波形。采用 DDS 技术具有频率分辨率高、频率合成范围宽、输出相位噪声低、可以产生任意波形、全数字数便于集成等特点。

同时，随着近年来 FPGA 技术的发展，采用 FPGA 设计 DDS 电路比传统的 DDS 芯片更为灵活[2]。因为 FPGA 具有成本低、高速可并行运算且内置 RAM 资源的特点，可以对波形数据进行高速的存储，方便的实现任意波形的发生。并能使用逻辑设计对系统进行总体控制，实现对系统时钟、DAC、RAM 资源的综合配置管理。

设计采用了 XILINX 公司的 Spartan-6 系列的 XC6SLX75T-3FGG676C FPGA 芯片[3]，具有 348 个用户 IO 管脚，74637 个逻辑单元和 3Mb RAM 资源，同时具有 6 个 PLL、12 个 DCM 和 8 个 GTP 收发器模块，最高运行频率为 1080MHz。FPGA 中具有并串转换模块 OSERDES2[4]，单模块输出数据率最高位 1080Mb/s，可对 DAC 芯片直接输出高速数字采样信号，设计 DAC 数字采样频率可达 1GHz。

作者简介：张鸿飞，男，1988 年出生，博士，研究方向：物理电子学。nghong@mail.ustc.edu.cn
王　坚，男，1975 年出生，博士，副教授，研究方向：物理电子学，wangjian@ustc.edu.cn

2 系统方案设计

本设计针对任意波形发生器的特点，采用 DDS 技术，设计了 FPGA 与高速 DAC 结合的主体构架。同时，本系统设计的核心目标是高速稳定，设计数字采样频率为 1GHz，旨在设计一款高速的任意波形发生器。系统设计方案框图如图 1。

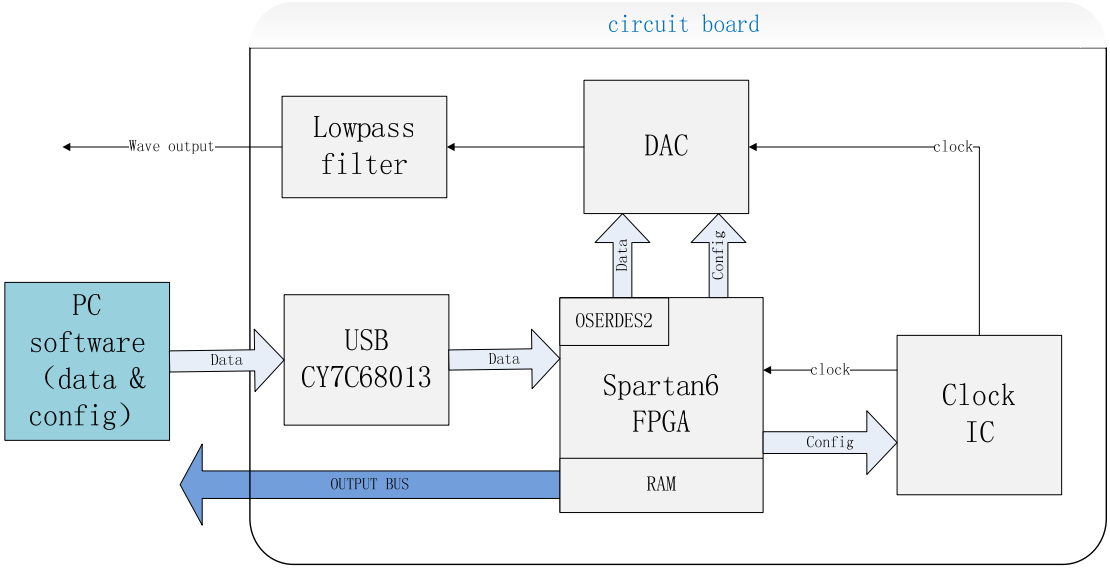


图 1. 高速任意波形发生器系统框图

设计使用 Spartan 6 系列的 XC6SLX75T FPGA 芯片，最高运行频率可达 1080MHz。DAC 选用 Analog Devices 公司的 AD9734 芯片[5]，输入采样信号为 10 位，最高采样速度可达 1.2Gbps，且具有低功耗，可调模拟输出的特点，输出为电流信号差分输出，输出幅度可调（8.66mA 至 31.66mA）。输出经过差分转单端处理，以及低通滤波，即可作为波形信号输出。

AD9734 芯片为 DDR 时钟双沿采样模式，工作在 1Ghz 采样率时，需要输入 1Ghz 的 DACCLK 信号进行时钟驱动，并且 FPGA 在给出 DAC 数据采样信号的同时，需要给出 500MHz 的 DATACLK_IN 信号，因此低噪声、晃动的时钟源是系统输出性能的关键保证。系统采用了一款高速、低晃动、有多路输出的时钟芯片 CDCE62005[6]，具有 5 对可以单独配置的差分输出端口，可以很好的满足系统的需要。

系统的控制采用上位机中设计软件，通过 USB 芯片 CY7C68013 对 FPGA 进行控制的模式。通过上位机软件，可以将需要产生的任意波形信息进行设定，产生对应的波形相位采样数据，数据通过 USB 通道下传到 FPGA 中，FPGA 中设计逻辑完成对时钟芯片和 DAC 的配置，同时接收波形数据并存储到内部 RAM，通过对内部 RAM 的循环读取并通过 OSERDES2 模块对 DAC 采样数据线进行驱动，进而产生周期性的波形。

2.1 系统时钟

设计一款高速的电子系统，首先必须考虑时钟的要求。本系统采用 TI 公司的 CDCE62005 芯片作为时钟控制，通过 FPGA 可以对时钟芯片的 5 路差分时钟进行单独配置，最高输出频率为 1500MHz，并且时钟芯片内置 EEPROM 资源，可以将配置信息在时钟芯片内进行存储，方便上电后自动完成配置。

本系统使用 CDCE62005 生成两路时钟信号，分别驱动 FPGA 以及 DAC 芯片，并且保证两路时钟的相位同步，如图 1 中所示。

2.2 FPGA 逻辑设计

在系统中，FPGA 是系统工作的核心，负责完成对时钟芯片、DAC 芯片的配置，同时由 USB 模块接收数据并通过高速并串转换模块输送给 DAC。

FPGA 逻辑设计多个功能模块，具体包括 USB interface 模块、命令处理模块、时钟芯片配置模块、DAC 配置模块、数据并串转换模块以及主控模块等，如图 2 所示。其中 USB 工作在 slave FIFO 工作模式，有 4 路独立端口可用于数据传输，输出总速率大于 240Mbps [7]。USB 下传的命令数据经过命令处理模块处理后，转化为指令对主控模块进行控制。波形数据通过 FIFO 缓存，在主控模块的控制下先写入 RAM，待收到波形输出命令后，由主控模块控制写入 OSERDES2 模块。

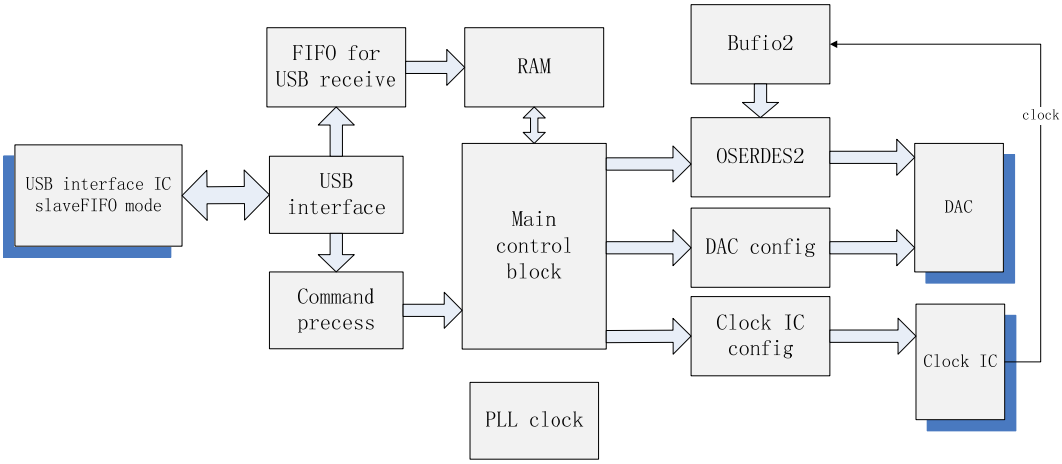


图 2. FPGA 逻辑框图

（a） oserdes2 驱动时钟配置　　（b）oersedes2 模块结构

图 3. OSERDES2 模块设计图

OSERDES2 模块是 spartan6 系列 FPGA 中特有的自带并串输出模块，使用一个低频的时钟 CLKDIV 对并行数据进行采样，通过一对反向的高频时钟 CLK0/CLK1 驱动串行数据的输出，并通过一个门限信号 IOCE 对内部寄存器进行数据流控制，单模块支持最高 4 位转 1 位输出，支持双模块级联至 8 位转 1 位输出，最高输出数据率为 1080Mbps。如图 3 所示，为系统中 OSERDES2 模块及其配置时钟的设计，图 3（a）中 2 个 bufio2 模块均由时钟芯片输出的 500MHz 时钟驱动，经过 bufio2 产生相位相反频率为 500MHz 的 CLK0、CLK1 和 250MHz 的 CLKDIV 以及相应的 IOCE 信号（OSER_STROBE）。图 3（b）为 OSERDES2 模块结构图，采用 4 位转 1 位串行数据输出，输出数

据经过 OBUFDS 转为差分 LVDS 信号对 DAC 进行输出。

设计采用了 11 路 OSERDES2 模块，其中 10 路作为 DAC 芯片 10 位采样数据线的驱动输出，同时为了保证数据采样时钟（DATECLK_IN）与数据位的同步，采用一个单独的 OSERDES2 模块产生 500Mhz 的输出信号作为采样时钟。在系统主控模块的控制下，读取由 USB 接收的波形数据，在 1GHz 数据采样率下，每个相位数据的时间差为 1ns。通过 OSERDES2 模块的输出，驱动 DAC 芯片进而产生需要的波形。

2.3 DAC 设计

AD9734 为高性能、高频率 DAC，提供高达 1200 Mbps 的采样速率，具有 10 位分辨率，含有一个串行外设接口(SPI)端口，可以通过它对许多内部参数进行编程，并能回读状态寄存器。利用低规格的 LVDS 接口来实现高采样速率。输出电流可以在 8.66 mA 至 31.66 mA 范围内进行编程，系统功能框图如图 4。

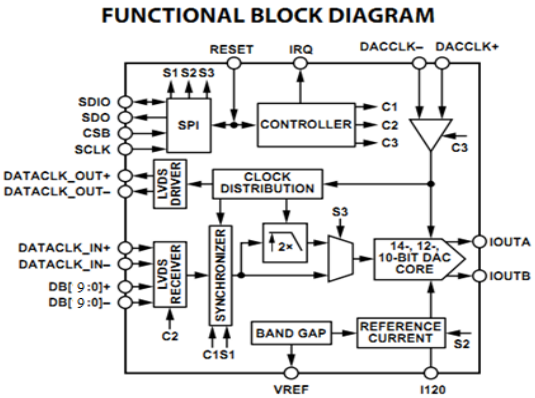


图 4. AD9734 功能框图

其中，DACCLK 为差分输入的时钟，DATECLK_IN 为输入 10 位数据的采样时钟，二者需要同源。DACCLK 可以直接由时钟芯片提供，但 DATECLK_IN 必须和 10 位数据位采用同样的模式产生从而保证时钟与信号之间的同步，因此 DATECLK_IN 信号必须由 FPGA 给出。因此如图 1 的 FPGA 中用来产生 10 路数据和 1 路 DATECLK_IN 信号的逻辑必须由时钟芯片输出的时钟进行驱动。在正常工作模式下，DAC 中 DACCLK 与 DATECLK_IN 的关系是其 2 倍，因此设计 DAC 采样频率为 1GHz 时，需要配置时钟芯片输出 DACCLK 为 1Ghz，输出到 FPGA 中时钟为 500MHz，即为 bufio2 模块的驱动信号。

DAC 输出为差分电流信号，信号经过 RF 变压器消除二级谐波，并由差分信号转为单端电流信号，再通过合适带宽的低通滤波器对高频信号进行滤波，从而得到稳定、低噪声低晃动的模拟波形输出。

2.4 系统软件的设计

对于任意波形发生器，如何方便的控制波形的形状及参数，是系统运行的必要保证。对此，系统中设计了上位机的系统控制软件，通过软件，实现以下功能。

1. 实现输出波形的参数配置，包括形状，周期，幅度的设置。其中波形形状的设置包括常见波形的直接选取（如方波、正弦波等），以及非常见波形通过公式输入（如 1/(T-t)波形）和通过直接画图输入。根据设定的波形信息，计算出一个周期中各点的波形数据信息。

2. 实现对系统的命令控制。设置系统启停指令控制波形的发生与停止，配置指令通过 FPGA 实现对时钟芯片和 DAC 芯片的配置调节。

3. 实现 USB 通讯。通过 USB 通道将命令信息及波形数据信息下传到 FPGA。

3. 系统性能测试

任意波形发生器系统经过设计与调试，性能达到了设计需求。输出电流信号转化为单端后，端接 50 欧姆电阻到地从而转为电压信号，并在采样率为

40Gbps 的安捷伦示波器上，对输出波形信号进行了测试。

如图 5 为在 DAC 芯片 1GHz 采样率下，输出重复频率为 10Mhz 没有经过低通滤波的 1/(T-t)波形。从图中可以看到输出波形的幅度与频率信息的统计情况，可见系统输出晃动很低，具有很高的稳定性。

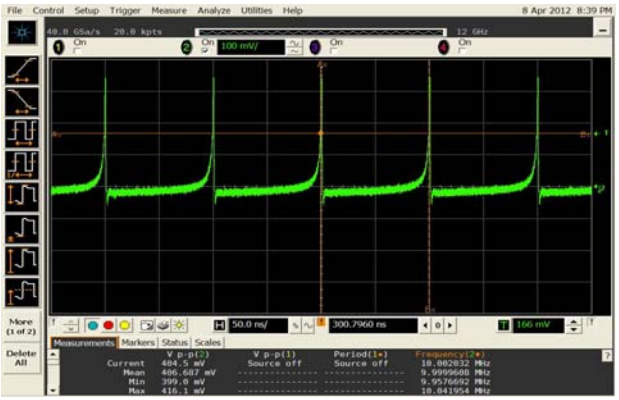


图 5. DAC 输出波形图

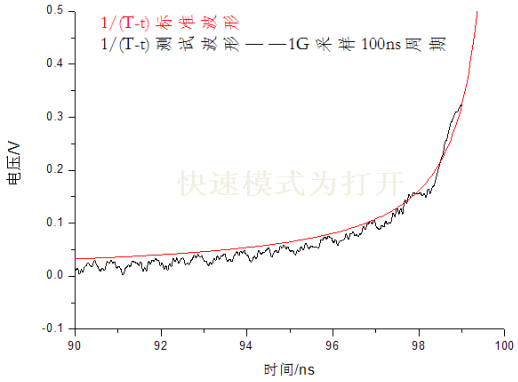


图 6. 输出波形与理论波形对比

对图 1 中的波形数据进行存储和处理，截取一个周期的信号，与理论计算的波形进行对比，如图 6 所示，可见输出波形与理论波形吻合很好，波形基本没有失真，但是由于没有进行低通滤波，可见轻微的高频台阶信号。

将图 5 中信号经过低通滤波模块进行测试，波形情况如图 7，其中紫色信号（上方）截止频率为 1400MHz，红色信号（下方）截止频率为 1000MHz。由图中可见，输出波形经过低通滤波后，输出情况更好。经过对比测试，当 DAC 芯片进行 1Ghz 采样，设定低通滤波截止频率为 1Ghz 时波形输出情况最好，波形平滑且脉冲下降沿可以保证在 1ns 左右。

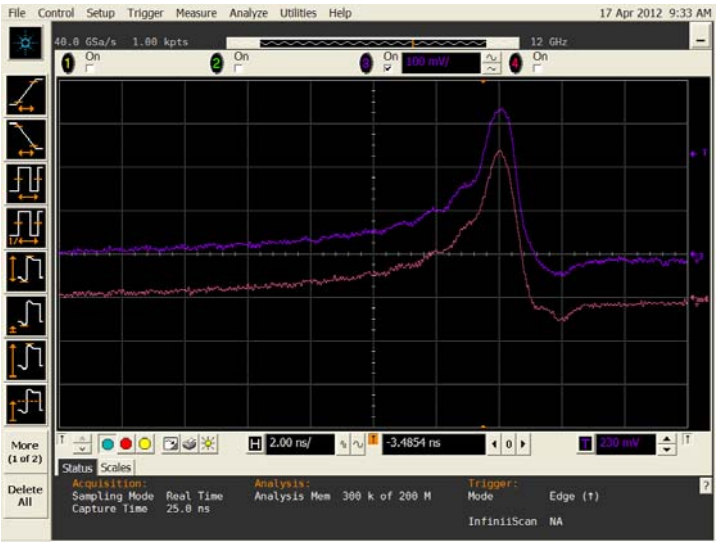


图 7. 低通滤波测试波形图

4. 总结

基于以上设计，设计完成了一款周期、幅度、波形可调的任意波形发生器。并且，波形发生器的信号采样率到达 1Gbps。经过测试，波形发生器输

出波形晃动低，稳定性高，与理论波形能够很好的吻合，并且经过低通滤波有效的消除了高频噪声。系统控制简单，体积很小，易于用在各种需要测试波形的场合。

参考文献：

[1] A. L. Bramble, “Direct digital frequency synthesis,” in Proc.35th Annu. Preq. Contr. Symp., USERACOM (Ft. Monmouth,NJ), May 1981, pp. 406-414.

[2] Muhammad Asim Butt, Shahid Masud, "FPGA based bandwidth adjustable all digital direct frequency synthesizer", in Proc. 9th international conference on Communications and information technologies, sep 2009, 1399 - 1404

[3] Spartan-6 FPGA Configuration User Guide[z].XILINX Corporation,2011

[4] Spartan-6 FPGA SelectIO Resources User Guide[z].XILINX Corporation,2010

[5] AD9734/AD9735/AD9736[z], Analog Devices,2006

[6] CDCE62005[z],Texas Instruments,2011

[7] WANG J, ZHANG H F, "Design of FPGA and USB based control board for quantum experiments", CHINESE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS,2010,27(1):77-81

Design of High-speed Arbitrary Waveform Generator based on FPGA

ZHANG Hong-fei, CUI Ke,LUO Chun-li,LIN Sheng-zhao, WANG Jian

(Anhui Key Laboratory of Physical Electronics, Modern Physics Department, University of Science and Technology of China; State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Hefei, Anhui, 230026)

Abstract: With the development of electronic and information technology, The signal generator has been widely used in various fields of electronic technology. And the requirement of its performance is increasingly more and more superior, as adjustable frequency and range, high frequency stability, fast conversion speed. Meanwhile, Some uncommonly special waveforms are needed in some special environment, for example a waveform of 1/(T-t) form used in quantum random number generator. Therefore a high-speed and stability arbitrary waveform generator, have great significance for the practical application of scientific research. In this paper, the design of the arbitrary waveform generator is based on a FPGA chip: XC6SLX75T, using the DDS technology and a high-speed DAC, the digital sampling frequency is up to 1GHz.

Key Words: Arbitrary Waveform Generator; FPGA; DAC; DDS; USB

基于 FPGA 的量子密钥分发系统中身份认证的设计

崔珂，罗春丽，张鸿飞，林胜钊，金革，王坚

（核探测与核电子学国家重点实验室；安徽省物理电子学重点实验室；

中国科学技术大学近代物理系；安徽 合肥，230026）

摘　要：本文介绍了一种在面向 FPGA 实现的应用于量子密钥分发系统（QKD 系统）的身份认证方案。该方案采用基于 LFSR-Teoplitz 的哈希矩阵，易于 FPGA 实现，并且安全系数高。通过采用从 QKD 系统中分流一小部分密钥用于身份认证功能的实现，这种方案的安全性可以达到很高的水平。结合 FPGA 的特性和实现过程中可能出现的问题，本文设计了一种相对完善的身份认证流程，可以满足各种类型 QKD 系统的身份认证需求。

关键字：身份认证；QKD 系统

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1. 引言

量子密钥分发系统是近二十多年来发展迅速的安全通讯技术，它实时分发密钥，基于它的加密方式采用一次一密的方案。不同于传统的基于计算复杂度假设的数学的加密方案，如 AES，RSA 等，它是由物理层保证的安全性，只要量子物理的基本假设不被推翻，它就是绝对安全的。QKD 的协议从最早的 BB84[1]协议到现在，也有了很多的发展[2-4]，协议本身不断在完善，安全性也在不断的提高。不同的 QKD 协议可能采用的量子态不同，但是基本都包括以下三个步骤[2,5]：1，基矢比对：量子态接收方告诉发射方他测量量子态所采用的测量基矢，发射方丢弃掉基矢不同的量子态对应的比特信息；2，纠错[6]：由于量子信道的噪声等干扰，通讯双方的量子比特有一定程度的不一致，通过一定的纠错方案使得两方的比特信息完全一致；3，隐私放大[7]：两方采用同一个 hash 函数，把密钥映射成一个较短的密钥，删除通讯过程中可能被窃听者获取到的信息。一个 QKD 系统的结构框图如图 1 所示。

在 QKD 系统的具体实现中，要保证它的安全性需要考虑到各种可能的攻击。一种可能的攻击就是中间人攻击[2]。假设 QKD 通讯的双方是 Alice 和 Bob，当 Alice 和 Bob 开始通讯后，如果有一个窃听者 Eve 完全截断了 Alice 发给 Bob 通讯的信息，并且他同样拥有整个可以完成 QKD 协议的设备，冒充自己是 Bob，那么就可以在自己和 Alice 直接建立起一个共享的密钥，同时截断 Bob 发给 Alice 的信息，在自己和 Bob 之间建立起另外一个共享的密钥，那么 Alice 和 Bob 通讯的时候对于 Eve 来说就没有任何秘密而言了。Eve 可以按照如下方式完全获得 Alice 和 Bob 的通讯信息：当 Alice 要和 Bob 通讯时候，Alice 发送出来的经过加密的信息可以被 Eve 截取，使用他和 Alice 之间共享的密钥解密，获得信息，然后使用他和 Bob 之间共享的密钥加密

作者简介： 崔珂，男，1986 年出生，硕士，研究方向：物理电子学，cuik@mail.ustc.edu.cn
王坚，男，1975 年出生，博士，副教授，研究方向：物理电子学，wangjian@ustc.edu.cn

发送给 Bob，那么在 Alice 和 Bob 都不知情的情况下，Eve 就完全获得了通讯信息。防止中间人攻击的有效方法是加入身份认证技术，它可以保证 Bob 接收到的信息必须是由 Alice 发送来的，而 Alice 收到的信息必须是 Bob 发送来的，从而保证 QKD 系统的安全性。

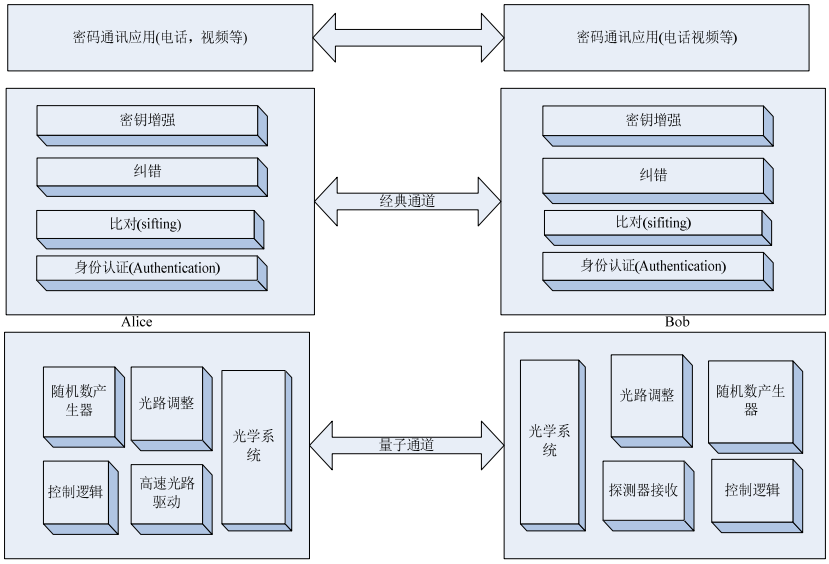


图 1　QKD 系统的结构框图示意

我们近年来完成了光量子电话网和全通型的星型网络[8-9]，本文采用了一种在 FPGA 中实现的身份认证算法，满足一般 QKD 系统中的身份认证功能。这种身份认证的算法要求充分利用 FPGA 硬件的特性，安全可靠并且高效的完成身份认证功能。

2. 身份认证算法

本文采用了基于 LFSR-Teoplitz 矩阵的方案来实现身份认证算法[10]，这种算法可以充分利用硬件的优势。优势在于 LFSR 是线性移位寄存器，可以在 FPGA 中通过移位操作在一个时钟周期内完成。这种身份认证的方案是通过把信息比特乘以一个从 hash 矩阵族中随机选取的矩阵来获得一个压缩的码字，这个码字通过和一个随机数序列异或得到最终的认证码。通讯双方都计算这个认证码，经过比对后如果双方认证码一致，则说明通讯的双方是可信的。这个方案的安全性受限于随机数的安全性，为了绝对安全考虑，随机数采用由 QKD 系统生成密钥分流出一部分的方式，虽然这样会降低 QKD 系统最终的密钥生成速率，但是保证了绝对安全性。

Teopliz 矩阵具如下有性质：假设 $a_{i,j}$ 和 $b_{m,n}$ 是 Teopliz 矩阵中的任意两个元素，如果 i-j=m-n；那么 $a_{i,j}=b_{m,n}$。简单的说，后面一列的数据是前面一列数据向下移动一个比特，再在该列最上面补充上一个新的比特。这样确定一个 Teoplitz 矩阵需要 n+m-1 bits，其中 n 是 Teopliz 矩阵行数，m 是 Teoplitz 矩阵的列数，一般来说 n<<m。Teoplitz 矩阵的形式如下所示：

$$h = \begin{bmatrix} s_{1,1} & s_{2,1} & \cdots & s_{m,1} \\ s_{1,2} & s_{1,1} & \cdots & s_{m-1,1} \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ s_{1,n} & s_{1,n-1} & \cdots & s_{m-1,n-1} \end{bmatrix}$$

基于 LFSR 的 Teopliz 矩阵对上面的 bits 数目加以减少，第一列数据仍然需要 n bits，但是第一行的数据 m-1 bit 不需要了，这些数据由前面一列的若干行的数据异或结果获得，异或数据的位置由对应长度

LFSR 多项式规定的 bits 位置确定。这样 Teopliz 矩阵长度需求量减少到 n+n bits，其中 n bit 确定 LFSR 多项式，n bit 确定 Teoplitz 第一列数据。

下面大概估算一下身份认证对于 QKD 系统生成密钥消耗的速率：假设认证对 key 码率的需求速度是 y bits/s，基矢比对一个传输通道的速度是 x_i bits/s，总共有 k 个通道（i=1,2,…,k），则 $y=(x_1*n/m_1+...+x_k*n/m_k)$ bits/s。基矢比对有三个交互通道，第三个通道传输数据很少，一般传递一些 QKD 系统参数等信息，为了避免增加一个通道对密钥消耗的影响，把第三个通道中的信息数据加入到前面两个通道中传输，那么总共需要两个通道。在我们的设计方案中，n 固定的取为 128，即认证码长度固定为 128。对于每个 x_i，采用 $m_i=x_i$，即每个通道的数据每一秒钟认证一次。考虑到上面的系统配置，总的用于认证的密钥消耗速率是 y=128+128=256bits/s，这个消耗量是非常小的。基于这种 LFSR-Teoplitz 方案的安全性由如下确定：它被破解的可能性小于 $m/2^{n-1}$，其中 m 是信息的长度，n 是认证码的长度。对于基矢比对过程，每秒中产生的数据量在 Mbits 的数量级，所以这种认证方案的安全性是 $2^{20}/2^{127}=2^{-107}$。

3. 身份认证的实现

3.1 认证算法的 FPGA 实现

这种身份认证算法的具体实现可以描述如下：对于长度 m 的信息 $M=(M_0 \quad M_1 \quad \cdots \quad M_{m-1})$，用 h(M) 表示矩阵相乘的结果。矢量乘以一个矩阵的结果可以写成如下表达式：$h(M)=\oplus_{j=0}^{m-1}\{M_j\cdot(s_{j,1},s_{j-1,1},\cdots,s_{j-1,n-1})\}$。由于考虑到采用了 LFSR-based Toeplitz 矩阵，FPGA 的逻辑框图如图 2 所示：

其中不可约多项式 p(x)为深度为 n 的一个多项式，多项式的系数决定移位寄存器中参与异或的 bit。异或的结果参与移位反馈，即将移位寄存器中的数右移 1bit，最高位用异或结果填补。于是 s_0 移出，同时也新添了一个随机数，又构成了一个新的状态。

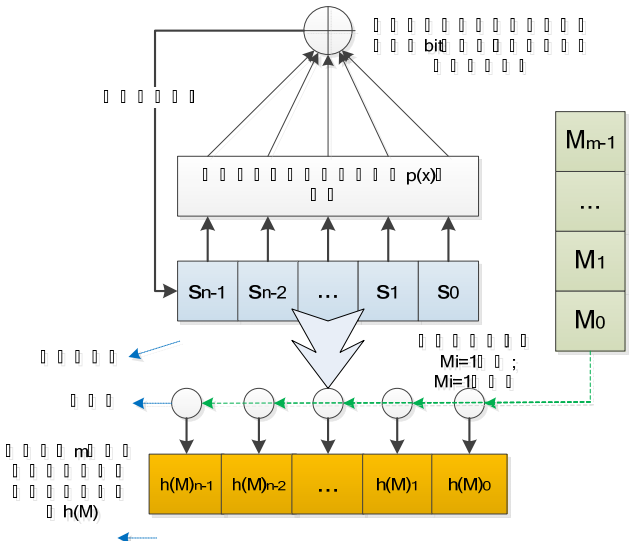


图 2 认证算法的 FPGA 逻辑框图

共移位 m-1 次，加上初始状态，移位寄存器中共出现 m 个状态。在每一个状态（记为状态 j）下，会有一个信息位（M_{j-1}）控制该状态下移位寄存器中的数是否参与累加。如果 $M_{j-1}=1$，则将移位寄存器的所有 bit 与累加器中的对应 bit 按位相加，作为新的累加器的值；否则，不操作。这样，进行 m-1 次移位后，累加器中的值即为 n 长度的加密信息 h(M)。再进行一次异或操作即可得到加密结果 tag=h(M)⊕r。

3.2 算法实现流程

身份认证过程中需要注意的一个地方是两方如何使用一致的加密随机数，因为我们方案中采用的是由最终生成的分流密钥，所以必须保证进行身份认证的两方使用的是同步的密钥。这里包括两个容易出现异常的地方：1.密钥两方不同步，这可能是由于密钥生成模块向身份认证模块通讯的故障，从而造成一方的密钥中间缺失了一段，这个需要由通讯的可靠性来保证。2.两方密钥使用的不同步，比如两方系统对于身份认证的停止请求在时间上

有一些差异，从而导致认证的一方多消耗了一段密钥，而另一方还没有消耗这段密钥，那么下次身份认证重新启动后，就会造成认证双方使用不同的密钥导致认证失败。解决这个问题的一个方案是采用基于约定的启停方式，这我们的设计中，身份认证开始和停止都是由一个称为开始帧和停止帧的数据格式控制的，系统给予身份认证模块的开始或停止信号并不直接控制模块的开始或停止，模块从数据中解析到开始帧后才开始工作，解析到停止帧后停止工作，避免了两方可能出现的对于密钥消耗不一致的情况。

整个身份认证的过程如图 3 所示。图中“x2”表示在一个基矢比对过程中需要两个认证通道，这两个通道是独立的，从而可以并行处理。开始对于初始密钥做了一次双方 ID 号的比较，是为了保证初始双方的密钥一致考虑的，这个 ID 号可以看做是密钥段的 CRC 校验值。

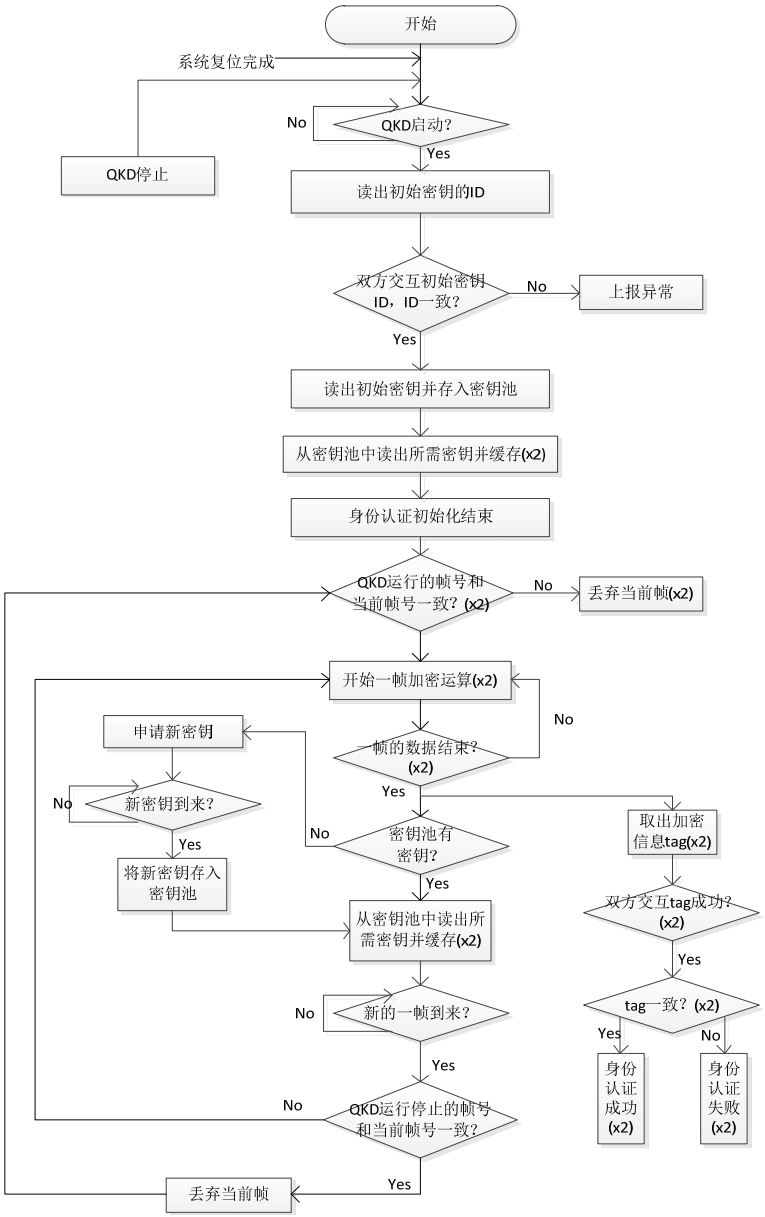


图 3 身份认证的流程

4. 结论

本文设计实现了一种应用在 QKD 系统中的认证方案，该方案结合 FPGA 硬件的特性优化设计，可以应用在各种类型的 QKD 系统中。该方案的特点是简单易行，安全性也有很高的保障，适合在基于 FPGA 的 QKD 系统中推广应用。

参考文献

[1] C.H. Bennett and G. Brassard. “Quantum cryptography:Public key distribution and coin tossing”. Proc. of the IEEE Int. Conf. on Computers, Systems, and Signal Processing,175-179, 1984

[2] N.Gisin,G.Ribordy,W.Tittel,H.Zbinden, “QuantumCrptography”, Rev.Mod.Phys., 74, 145-190, 2002

[3] C. H. Bennett, “Quantum Cryptography Using Any Two Nonorthogonal States”. Phys. Rev. Lett. 68, 3121-3124, 1992

[4] Ekert A.，Quantum cryptography based on Bell theorem，Phys．Rev．Lett.，1991，67，661-663

[5] C. H. Bennett, F. Bessette, G. Brassard, L. Salvail, and J. Smolin, “Experimental Quantum ryptography”, J. of Cryptography, vol. 5, no. 1, pp. 3-28, 1992

[6] G. Brassard and L. Salvail (1994), Secret-Key Reconciliation by Public Discussion, in Eurocrypt’93: Workshop on the theory and application of cryptographic techniques on Advances in cryptology, Lecture Notes in Computer Science, Vol. 765, pp. 410-423.

[7] Charles H. Bennett, Gilles Brassard, Claude Crkpeau, and Ueli M. Maurer, “Generalized Privacy Amplification” , IEEE TRANSACTIONS ON INFORMATION THEORY, VOL. 41, NO. 6, NOVEMBER 1995

[8] Teng-Yun Chen, Hao Liang, Yang Liu, Wen-Qi Cai, Lei Ju, Wei-Yue Liu, Jian Wang, Hao Yin, Kai Chen, Zeng-Bing Chen, Cheng-Zhi Peng, and Jian-Wei Pan, “Field test of a practical secure communication network with decoy-state quantum cryptography”, Opt. Express 17, 6540-6549 (2009)

[9] Teng-Yun Chen, Jian Wang, Hao Liang, Wei-Yue Liu, Yang Liu, Xiao Jiang, Yuan Wang, Xu Wan, Wei-Qi Cai, Lei Ju, Luo-Kan Chen, Liu-Jun Wang, Yuan Gao, Kai Chen, Cheng-Zhi Peng, Zeng-Bing Chen, and Jian-Wei Pan, “Metropolitan all-pass and inter-city quantum communication network”, Opt. Express 18, 27217-27225 (2010)

[10] H. Krawczyk. “LFSR-based Hashing and Authentication”. Advances in Cryptology - CRYPTO ’94, vol. 839, pp.129–139(1994).

A FPGA-based identity authority method in quantum key distribution system

CUI Ke, LUO Chun-li, ZHANG Hong-fei, Shengzhao Lin, JIN Ge, WANG Jian

(State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics; Anhui Key Laboratory of Physical Electronics; Modern Physics Department, University of Science and Technology of China; Hefei Anhui, 230026)

Abstract: In this article, an identity authority method realized in hardware is developed which is used in quantum key distribution (QKD) systems. This method is based on LFSR-Teoplitz hashing matrix. Its benefits relay on its easy implementation in hardware and high secure coefficient. It can gain very high security by means of splitting part of the final key generated from QKD systems as the seed where it is required in the identity authority method. We propose an specific flow of the identity authority method according to the problems and features of the hardware. The proposed method can satisfy many kinds of QKD systems.

Key Words: Error Reconciliation; QKD

基于 Hash 函数的安全密钥扩展算法的研究

罗春丽，林胜钊，张鸿飞，崔珂，王坚

（核探测与核电子学国家重点实验室；安徽省物理电子学重点实验室；

中国科学技术大学近代物理系；安徽 合肥 230026）

摘　要：本文针对目前 QKD(Quantum Key Distribution)系统中密钥产生速率不高的情况,提出了一种基于安全哈希算法的密钥扩展算法，以提高密钥的产生率，能符合一些对密钥生成率较高的应用，比如视频会议等，并基于 FPGA(Field Programmable Gate Array)进行了实现。对扩展后的密钥进行随机性检测，以检测其安全性。实验表明，扩展倍数在 32 以内都通过了 NIST 的检测，说明随机性符合安全要求。

关键字：量子密钥分发；秘钥扩展；安全哈希算法；现场可编程逻辑阵列

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1　引言

量子密钥分配的安全性是由基本的物理原理所保证，能够为用户提供具有无条件安全的密钥[1]。目前主要的实际量子网络成码率在 1kbps~10kbps，我们已经实现了量子电话示范网[2]，目前成码率在 10kbps 左右的系统构架更大规模的量子城域通信网。但这个成码率也只能用于语音通讯，视频通讯一般要求成码率在 100kbps 以上。为了在视频通讯上达到可用的安全量子通讯，我们设计了基于 SHA 的安全密钥扩展算法。在保证安全的前提下，使得码率扩大 10 倍以上，可以实现准一次一密的视频安全通讯。

本文首先介绍基于 SHA 密钥扩展算法，并给出了在 FPGA 下的实现，通过对系统中使用的真随机数进行密钥扩展，分别按 2 倍，4 倍，8 倍，16 倍，32 倍扩展，并进行 NIST 软件的随机性测试，均通过了测试，说明密钥具备随机特点，保证了其使用的安全性。

2　基于 SHA 的密钥扩展及其 FPGA 实现

为了在 QKD 成码率较低的时候获得高数据率的安全应用，我们使用密钥扩展算法对 QKD 产生密钥进行密钥扩展，使用扩展后的密钥进行密钥应用，对信息进行 OTP(One time Pad)加密，只要保证密钥的安全，也就能保证整个密码通讯的安全。

2.1 密钥扩展算法

由于 Hash 函数具有很强的抗碰撞能力，其输出的 hash 值服从均匀分布，且对输入具有很高的敏感性[3], 我们设计的密钥扩展算法基于 Hash 函数来实现。

安全哈希算法 SHA[4]是安全 hash 函数的一种，经 SHA 处理后的密钥具有很好的随机性及统计特性。SHA-2 包括 SHA-224，SHA-256，SHA-384 和 SHA-512 四种，至今尚未出现对 SHA-2 有效的

基金项目：国家自然科学基金(11178020)，中国科学院研究生科技创新与社会实践资助专项，中国科学技术大学研究生科技创新与社会实践资助专项资助

作者简介：罗春丽，女（1988-），硕士，研究方向：物理电子学。clluo@mail.ustc.edu.cn

王　坚，男（1975-），博士，副教授，研究方向：物理电子学。wangjian@ustc.edu.cn

碰撞攻击。从运算复杂度、速度等方面综合考虑，本文选用 SHA-256。

SHA-256 算法输入最大长度不超过 2^{64}bit，输出为 256bit，算法处理包括以下步骤[8]：1.附加填充比特，2.附加长度值，3.初始化缓存，4.处理 512bit 的分组序列，5.输出最后的数据摘要。该算法使用了六种基本逻辑函数，由 64 步迭代组成。

输入从 32bit 开始，只要小于 255bit 就可以得到密钥扩展得效果，同时得到不同扩展比率的扩展密钥，这样最大的倍率为 8 倍。实际测试也表明，在 16 倍的时候，由于碰撞概率增大了没能通过随机数的测试。要想继续扩大倍率，可以对算法进行修改，就 SHA-256 来说，在密钥处理的时候有 64 次迭代，可以根据倍率的要求，把迭代的后几次数据都取出来作为扩展密钥，每多取一次迭代结果，就多 256bits，但是整体的扩展密钥的质量可能会变差。

我们对小倍率算法和大倍率算法都进行了基于 FPGA 的实现，并对扩展后的密钥进行随机性测试以保证密钥使用的安全性。

2.2 基于 FPGA 的密钥扩展算法实现

SHA-256 主要用到的逻辑运算有：移位、按位与和按位异或。逻辑运算在 FPGA 器件中运算速度很快，保证了整个密钥扩展的效率。

FPGA 中用 SHA-256 做密钥扩展的实现框图如图 1 所示。

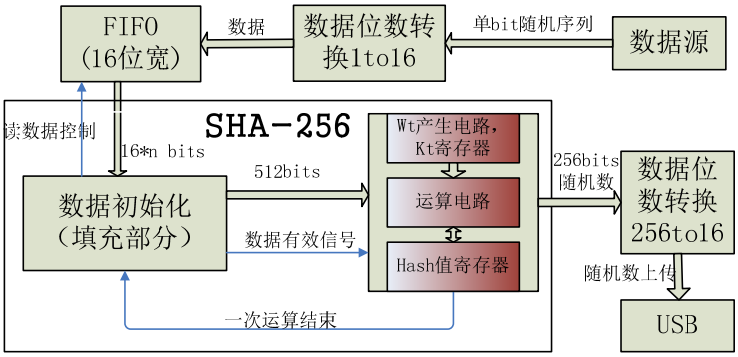


图 1. SHA-256 做密钥扩展算法的整体电路

从 QKD 得到的密钥存入 16 位宽 FIFO 中，经过 SHA-256 处理之后就得到 256bits 的扩展密钥。本设计的 SHA-256 模块，输入数据宽为 16bits，每进行一次运算都从 FIFO 读取数据。在 SHA 模块中，先对数据进行初始化，按标准算法进行填充。运算电路部分，包括对填充后数据的读取，每步运算所用到的 Wt 产生电路及常数值 Kt 初始化，进行 64 次运算。运算结果进行位数转换后通过 USB 上传到计算机中。

对于大倍率算法，只需在小倍率算法的基础上，设定需要输出迭代数据的次数，从最后一次迭代往前数，把相应的数据放入 256 位宽的 FIFO 中即可。

用 Verilog 实现的 SHA-256 算法，可以在 66 个时钟内完成一次运算，最快可使用 80M 工作时钟，数据处理速率可达到 310Mbps。本文设计的基于 SHA 的密钥扩展模块占用 FPGA 中的逻辑单元数为 6997，存储单元数为 0。而整个工程中随机数源(仿真密钥)、密钥扩展模块、缓存、USB 上传，共使用 FPGA 逻辑单元数 8722。

2.3 扩展密钥的安全性分析

在 QKD 的应用系统中，由于使用了一次一密，因此系统的安全性完全依赖于密钥的安全性。对于密钥的安全性，有两点需要保证：一是密钥未被窃听，这个可以有 QKD 的原理来保证[5]；

二是密钥是随机的，这是由香农理论提出并得到了证明：当密钥的随机性十分理想，并且密钥量不少于所要传送的信息量时，加密后的信息是无条件安全的。

因此扩展密钥的随机性是密钥安全的重要前提，而理论上强无碰撞的HASH函数可以保证输出序列即扩展密钥的随机性，NIST测试程序[7]从15个方面对数据随机性提供了检测。

3 扩展密钥测试

本设计采用 USB 技术完成对 PC 的接口以便于测试，同时也提供了其他接口，比如 RS232，RS485，自定义总线等。我们采用 altera 公司的 Cyclone III FPGA，设计可以在任何满足资源要求的 FPGA 上实现。

我们对在 QKD 中使用的真随机数源[6]对密钥扩展算法进行了测试，得到的扩展密钥通过 USB 上传到计算机中做随机性能分析。选取合适的传输通道，设置缓存为 64KB，传输速率可达 30MBps。采用美国国家标准和技术研究所（NIST）提供的随机数测试程序[7]对扩展密钥进行统计性分析。

采集得到 1Gbits~2Gbits 数据进行 nist 的 15 项随机统计方面的测试，首先是小倍率算法，输入为 8bits(32 倍)，16bits(16 倍)，32bits(8 倍)，64bits(4 倍)，128bits(2 倍)，输出为固定的 256bits，8 倍以下通过了 NIST 测试。

然后是对大倍率算法进行了测试，选输入为 32bits，抽取迭代过程中的 48、56、64 次迭代结果和最后 SHA 结果进行组合为 512bits(16 倍)，不能通过所以测试。

选输入均为 64bits，抽取迭代过程中的第 16,24,32,40,48,56,64 次中的一次或多次迭代结果和最后输出结果进行组合，分别得到 512bits(8 倍)，1024bits(16 倍)和 2048bits(32 倍)的输出，都能通过 NIST 测试，如表 1 所示。更大输出倍率时不能通过测试。

表 1 迭代抽取扩展密钥的 nist 测试结果

Table 1. The test results of expanded key with different iteration-tapping

（*表示该项测试有多个结果，表中值为多个结果的算术平均值）

倍率(输入 64bits) / 测试项	8倍[64+last]	8倍[56+last]	16倍[48+56+64+last]	32倍
Frequence	0. 150552/0.993	0.786355 /0.989	0.153763 /0.991	0.490483/0.991
BlockFrequency	0. 650132/0.990	0.603322/0.985	0.952152 /0.989	0.686955/0.993
CumulativeSums*	0. 494509/0.993	0.909354/0.988	0.724871/0.992	0.39048 /0.990
Runs	0. 180322/0.994	0.324821 /0.991	0.709558 /0.988	0.092877/0.990
LongestRun	0. 524101/0.985	0.754832 /0.986	0.454053 /0.987	0.389855/0.989
Rank	0.696743/0.995	0.410055 /0.99	0.365253 /0.987	0.613187/0.99
FFT	0.444226/0.985	0.315297 /0.984	0.715679 /0.989	0.004962/0.989
NonOverlappingTemplate*	0.468880 /0.99	0.512353 /0.99	0.475415 /0.990	0.527472/0.990
OverlappingTemplate	0.388127 /0.99	0.187836 /0.99	0.358641 /0.983	0.335324/0.989
Universal	0.270603/0.988	0.754832 /0.993	0.320607 /0.988	0.104682/0.985
ApproximateEntropy	0.451234 /0.981	0.827722/0.985	0.152902/0.986	0.248649/0.987
RandomExcursions*	0.554589 /0.989	0.302469 /0.991	0.59169 /0.986	0.485055/0.988
RandomExcursionsVariant*	0.47965 /0.991	0.396458 /0.989	0.398799/0.991	0.449292/0.990
Serial*	0.620341/0.99	0.737975 /0.995	0.405068 /0.99	0.127318/0.990
LinearComplexity	0.474986/0.989	0.871642/0.99	0.61007/0.993	0.360287/0.992

4 小结

通过基于 HASH 的密钥扩展算法，使得密钥的产生率在满足安全性的前提下有了很大的提高，基于一次一密，能满足基于视频这样高速消耗密钥的应用。由于其在 FPGA 中进行了高速的实现，可以容易集成到现有的 QKD 系统中，扩展整个系统的能力。

参考文献：

[1] Nicolas Gisin, Gre´ goire Ribordy, Wolfgang Tittel, and Hugo Zbinden, Quantum cryptography, REVIEWS OF MODERN PHYSICS,2002,74(1):145-195

[2] Teng-Yun Chen, Jian Wang, Hao Liang, Wei-Yue Liu, Yang Liu, Xiao Jiang, YuanWang, Xu Wan,Wei-Qi Cai, Lei Ju, Luo-Kan Chen, Liu-JunWang, Yuan Gao, Kai Chen, Cheng-Zhi Peng, Zeng-Bing Chen,and Jian-Wei Pan，Metropolitan all-pass and inter-city quantum communication network，Optics Express, **18**, 27217-27225 (2010).

[3] Hash Function Vulnerability Index and Hash Chain Attacks.

[4] Federal Information Processing Standards Publication 180-2, Secure Hash Standard

[5] Peter W. Shor and John Preskill. Simple Proof of Security of the BB84 Quantum Key Distribution Protocol[J].Phys. Rev. Lett.,2000,85(2):441-444.

[6] ZHANG Hong-fei, WANG Jian, LUO Chun-li, CUI Ke, YAO Zhi-ming, LIANG Hao, JIN Ge, Design and Implementation of High Speed True Random Generator Based on Jitter, Nuclear Techniques, 2011,34(7):556-560
张鸿飞，王坚，罗春丽，崔珂，姚志明，梁昊，金革，基于抖动的高速真随机数发生器的设计和实现，核技术，2011 年 7 月第 34 卷第 7 期。

[7] NIST. NIST Random Number Generation and Testing,2010,http://csrc.nist.gov/rng

Research of HASH-based Secure Key Expansion Algorithm for Practical QKD

Wang Jian, Luo Chun-li, Lin Sheng-zhao, Zhang Hong-fei, Cui Ke, Zhou Lei, Liang Hao, Jin Ge

(State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics; Anhui Key Laboratory of Physical Electronics; Modern Physics Department, University of Science and Technology of China; Hefei Anhui, 230026)

Abstract: The Quantum Key Distribution (QKD) system has been developed rapidly, but its key generation speed is limited for kinds of reason such as detector efficiency and not fitted for high speed application such as video conferences. For promotion of key generation speed, an algorithm based Secure Hash Algorithm (SHA) is introduced to process the keys of QKD which could expand QKD keys to be about ten times and implemented in Field Programmable Gate Array (FPGA) device in this paper. The expanded key is tested by NIST test program to verify its randomness and security. In our tests, the expanded keys less than 8 times are all passed NIST test program.

KeyWords: Quantum Key Distribution; Key Expansion; Secure Hash Algorithm; Field Programmable Gate Array

基于 LabVIEW 的大学核物理实验平台的软件设计

姚远[1,2]，桑子儒[1,2]，王照琪[1,2]，陈炼[1,2]，梁福田[1,2]，金革[1,2]

（1.核探测与核电子学国家重点实验室；2.中国科学技术大学近代物理系，安徽 合肥 230026）

摘　要：当今大学核物理实验课程中多使用 NIM 仪器。在实验课程中设备种类较多，维护成本较高，学生需要较长的时间来适应各种实验仪器。为此本文提出了大学核物理实验平台，旨在更高效地培养和锻炼学生的核物理实验能力。大学核物理实验平台包括硬件部分、软件部分和网络部分。本文主要介绍平台软件部分的设计。在设计中，我们结合虚拟仪器技术，开发了软硬件之间的接口驱动函数，实现了多种虚拟核仪器,使全部大学核物理实验可以在统一的软硬件平台上完成。该平台已经投入实验课程使用。

关键字：LabVIEW；FPGA；虚拟仪器

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1　引言

大学开设了核物理实验课程以锻炼学生从事核与粒子物理实验的基本能力。目前在大学核物理实验课程中广泛使用的 NIM 标准的商业模拟仪器设备的功能相对单一、维护成本较高，而且测量方法相对陈旧，每个实验平台配置不同，不同实验之间切换的准备时间较长，学生对不同实验平台的适应周期较长，无法根据仪器独立设计实验，不能很好地培养学生的动手能力和创新能力。

针对以上情况，核探测与核电子学国家重点实验室自主研发设计了大学核物理实验平台。平台使用了当前核与粒子物理实验中广泛使用的测量方法和手段，利用数字化技术和可重构技术，通过对软硬件的重构和配置，实现多种标准实验仪器以完成所有大学核物理实验。平台的硬件部分使用 FPGA 对数字信号进行采集和处理，由 USB 总线与上位机进行数据传送；软件部分使用 LabVIEW 与下位机的 USB 芯片通信，并通过在上位机对软件配置以满足各种不同实验的需求。

由于大学核物理实验平台包含多种核物理实验，实验平台的开发需要一个较长的周期。如果进行统一的软件开发，那么就要求软件编写人员在需要对界面、实验步骤的软件实现直接进行设计的前提下，还要对底层硬件系统设计的技术细节有相当的了解，这样不仅使得平台软件对底层硬件的依赖性太强，而且使得开发周期变长，实验平台上线使用的时间也会相对延迟。所以考虑将所有需要与底层硬件通信的软件部分模块化，形成基本的接口驱动函数，软件开发人员只需要在接口驱动程序的基础上设计实现各种虚拟仪器，然后使用虚拟仪器搭建完整的实验平台，以及考虑如何设计用户体验更好的平台软件界面即可。这样一来，这些通用接口就可以增加软件的可移植性，提高软件设计效率，缩短平台上线时间。

2　实验平台硬件结构

实验平台的硬件部分基于大学核物理实验对

作者简介：姚远(1985-)，男，安徽合肥人，现为中国科学技术大学近代物理系物理电子学硕士研究生，主要从事数据采集方面的研究。

核物理实验仪器的需求进行设计，提供了包含多道脉冲幅度分析器（Multi-Channel Analyzer），单道脉冲幅度分析器（Single Channel Analyzer），任意波形发生器等在内的多种核仪器；提供时间信号符合测量，以及示波器和高压输出，并在两个单道的基础上扩展提供了时间测量功能。硬件可以满足包括符合测量技术、电子能谱测量、寿命谱测量在内的全部基础和专业实验课程需求[1]。实验平台的硬件结构如图 1 中所示。

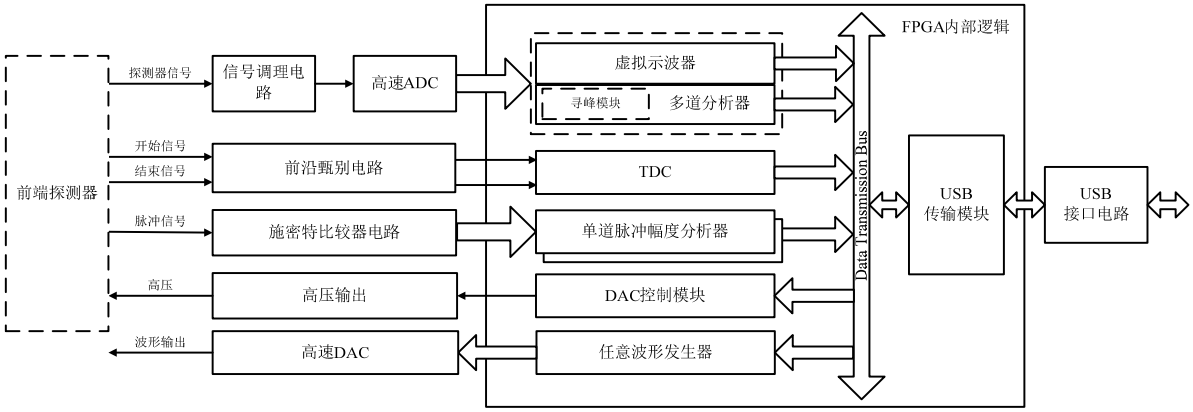


图 1 大学核物理实验平台硬件结构框图

Fig.1 Hardware structure of College Nuclear Physics Experiment System

前端探测器输出的波形信号进入硬件系统后，经过电路调理后，通过高速 ADC 进行数字化，并将数字化的数据送入 FPGA，在 FPGA 内由硬件逻辑进行数字化处理完成多道分析器和示波器功能，最后通过 USB 通讯芯片将数据传递给上位机显示。

在硬件系统上有两个完全相同的单道结构。FPGA 通过 DAC 对两路单道的阈值、窗口宽度配置，可以同时完成两路单道分析的任务，并且基于两路单道可以完成符合测量功能。

时间信号经过前沿甄别电路，由 FPGA 进行数字化处理，可以完成 TDC 功能。

FPGA 内的任意波形输出寄存器和高速 DAC 可以完成任意波形输出功能。

本硬件系统同时提供探测器所需的高压输出，高压值由 FPGA 通过 DAC 进行控制。

3 实验平台的软件设计

LabVIEW 是美国 National Instruments 公司推出的一套交互式虚拟仪器系统开发平台[2]。它提供了大量面向测控领域应用的库函数，适合应用于大学核物理实验平台软件部分的开发。其中，NI-VISA 作为 LabVIEW 的一个套件，用于 LabVIEW 与各种仪器总线进行通讯。

3.1 实验平台的软件结构

大学核物理实验平台的软件系统结构如图 2 所示：

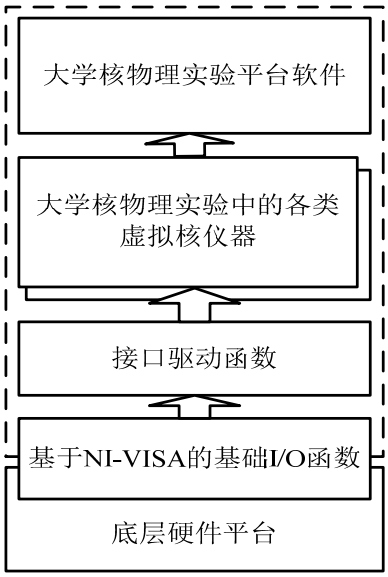


图 2 大学核物理实验平台软件结构框图

Fig.2 Software frame of College Nuclear Physics Experiment System

接口驱动函数在 NI-VISA 提供的基本读写功能上开发。接口驱动函数通过接收上位机命令操作基于 FPGA 的底层硬件平台上的各种硬件。上层软件的开发通过调用接口驱动函数形成功能函数，并在功能函数的基础上设计各种虚拟核仪器。通过对各种核仪器的配置和重构完成整个大学核物理实验平台的软件部分设计。这样就实现了接口驱动函数和虚拟核仪器层面的软件复用，同时提高了软件的质量和稳定性。

在最上层实验系统的软件开发中，需要设计用户体验较好的用户界面。这样的设计需要使用其他的 windows 编程语言。动态链接则提供了一种方法，使进程可以调用不属于其可执行代码的函数。在大学核物理实验平台中，使用 LabVIEW 进行接口驱动函数开发同时生成动态链接库提供函数供开发软件调用。

3.2 基于 LabVIEW 的接口驱动函数设计

基于 FPGA 内的命令解码模块设计接口驱动函数。有了这些接口驱动函数，在上位机的软件开发中硬件部分透明化，开发人员不需要考虑底层硬件的实现细节，只需要针对具体实验调用具体的接口驱动函数完成实验所需要的步骤。

驱动函数的设计包括设备的初始化、阈值等参数设置、实验数据的读取等。每个接口驱动函数的功能应当单一化、简单化，以便于接口驱动函数满足所有实验仪器需要的前提下，减少程序代码的冗余和函数间的冲突。部分接口驱动函数的设计举例如表 1 中所示：

表 1 接口驱动函数举例

Table 1 Examples of I/O Drive Function

接口驱动函数名称	函数说明
WR_HV	设置高压值
WR_thre_start	设置“时间起始”通道甄别阈值
WR_thre_stop	设置“时间停止”通道甄别阈值
WR_thre_SC1	设置“单道 1”通道的阈值
WR_width_SC1	设置“单道 1”通道的甄别窗口宽度
RD_MCA	读取多道寄存器的总计数个数
RD_coincidence	读取“单道 1”通道与“单道 2”通道符合计数个数
RD_SC1	读取“单道 1”通道计数个数
RD_TDC	读取 TDC 数据
RD_status	读取系统状态寄存器
BRD_MCA	读取多道寄存器的数值
BRD_Osc	读取波形存储寄存器的数值
SET_ waveform_out	使“波形输出”通道工作
WR_trigposition	设置波形存储寄存器触发位置
WR_trigthre	设置 ADC 采样信号内部触发阈值
WR_trigsource	设置 ADC 采样信号触发来源
WR_delay	设置“单道 1”通道与“单道 2”通道符合前的延迟时间
WR_peaksearch_Hithre	设置数字信号寻峰的上阈值
WR_peaksearch_Lothre	设置数字信号寻峰的下阈值
SET_peaksearch_zero	复位寻峰模块
SET_MCA_zero	初始化多道寄存器
WRfile	写入文件到任意波形输出寄存器

3.3 虚拟核仪器设计

通过对接口驱动函数的调用，我们设计完成了大学核物理实验平台软件部分需要的虚拟核仪器。LabVIEW 使用的是数据流编程方式，我们通过在 LabVIEW 下顺序调用接口驱动函数即可实现最基本的仪器功能。如完成示波器功能时，应该顺序完成以下命令：“设置触发阈值”“设置触发来源”“设置触发位置”“强制使波形存储寄存器写指针回到原点”“强制使波形存储寄存器读指针回到原点”“读取系统状态寄存器”并判断是否有触发，若没有触发，循环执行上一条指令；“读取波形存储寄存器的数值”。由以上接口驱动函数共同组合，可以完成“虚拟示波器”功能。

我们使用虚拟示波器观察塑料闪烁体探测器探测的宇宙线信号，观察到的信号如图 3 中所示。

在设计中，我们在接口驱动函数的基础上共开发了：单道分析器，多道分析器，示波器，时间分析器，任意波形发生器等虚拟仪器，可根据每个具

体的大学核物理实验要求调用虚拟仪器，并且参加实验课的学生可以根据虚拟核仪器为基础自主设计实验。

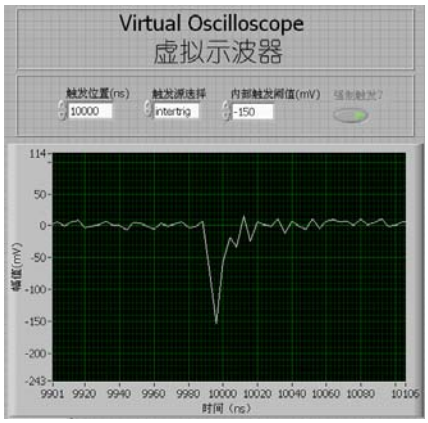


图 3 虚拟示波器面板

Fig.3 Virtual Oscilloscope Panel

3.4 实验系统设计

在以上多个核仪器的基础上，根据每个实验对虚拟仪器的使用需求，通过软件的配置和重构，我们可以完成教学大纲要求的所有的大学核物理实验。

如在基础实验《G-M 计数管高压坪曲线的测量》[1]中，通过测量计数管的坪曲线，可以得出计数管的起始电压、坪长、坪斜等参数，并可选择正确的 G-M 计数管工作电压。在实验中我们使用了高压电源、示波器、定标器等虚拟仪器。在实验中闪烁体探测器对 22Na 放出的 γ 射线进行探测，通过虚拟仪器设置高压为 250V 到 550V，步长为 5V，每点测试时间为 30s，实验界面如图 4 所示：

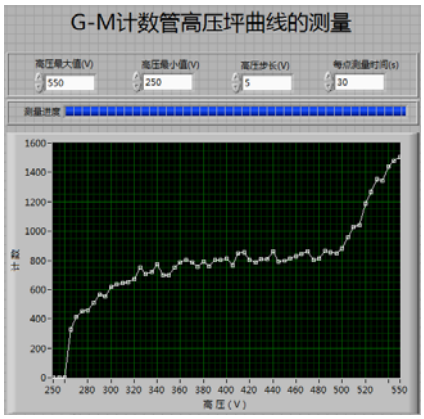


图 4 G-M 计数管高压坪曲线的测量

Fig.4 Measurement of High-voltage Plateau Curve of G-M Counter

4 结束语

大学核物理实验平台的设计，使得大学核物理实验可以在统一的软硬件平台上完成，可以更高效地培养和锻炼学生进行核与粒子物理实验的能力。通过在实验课程中的使用可以发现，在大学核物理实验平台的硬件平台上基于 LabVIEW 编写的实验软件系统，可以很好地配合硬件，提供完整的实验仪器来完成大学核物理实验教学任务，并为其他教学仪器的软件编写提供了一种参考方法。

参考文献：

[1]孙腊珍，等. 核与粒子物理实验讲义[M]. 合肥：中国科学技术大学近代物理系，2008

[2]黄松岭，等. 虚拟仪器设计基础教程[M]. 北京：清华大学出版社，2008.10

The Design of a LabVIEW based Software for Particle Physics Experiment Platform in University

YAO Yuan[1 2], SANG Ziru[1 2], WANG Zhaoqi[1 2], CHEN Lian[1 2], LIANG Futian[1 2], JIN Ge[1 2]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics;

2. Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei of Anhui Prov., 230026, China)

Abstract: Particle physics experiments have significant effects on cultivating students' abilities of experimental operations. We present a Particle Physics Experiment Platform (PPEP). The goal of the PPEP is to train students' particle experimental abilities efficiently. PPEP consists of a hardware platform, a software system and a network framework. This paper focuses on the design of the software system. In the design, we develop interface drive functions by virtual instrument technology and implement various particle virtual instruments based on the functions. Students can perform all the particle physics experiments on the unified platform. The platform has been well used in experiment courses.

Key words: LabVIEW; FPGA; Virtual Instrument

基于 XTCA 的硅像素探测器的高速数据读出与预处理平台研究

赵京周[1,2,3]，刘振安[1,2]，徐昊[1,2]，龚文煊[1,2]，林海川[1,2,3]，郭芳[1,2,3]，刘兆[4]
(1. 核探测与核电子学国家重点实验室 ，北京 100049；
2. 中国科学院高能物理研究所 ，北京 100049；
3. 中国科学院研究生院 ，北京 100049；
4. 中国科学技术大学，合肥 230026)

摘　要：随着探测器技术的发展，硅像素探测器在高能物理实验中得到广泛应用。硅像素探测器读出数据量巨大，需要一个具有高速、高带宽、高可用性的数据处理系统。Belle II 顶点探测器（PXD）是运行在 SuperKEKB 高亮度加速器上的新型硅像素探测器，其数据获取系统也面临这一难题。本文介绍了基于 XTCA 新标准的高速数据读出和预处理平台的研究实现方案。平台以 ATCA 为架构，用高能所自主开发的基于 XTCA 的高性能计算节点构成数据读出及预处理系统。单个计算节点由 4 块基于 AMC 数据处理子板（XFP），1 块基于 ATCA 的 AMC 载板（ACAB 板）和 1 个背板传输板（RTM 板）板构成。每个节点有 5 个高性能 FPGA（1 个 Virtex4 FX60 FPGA 和 4 个 Virtex5 FX70T FPGA），16 个基于 RocketIO 的的光纤通路，5 个千兆以太网和 18GB 的 DDR2 缓存。在一个 ATCA 机箱内，14 个计算节点通过机箱背板的高速线相互连接构成计算节点的小系统，完成数据筛选、算法实现及触发判选等功能。这个系统将应用到 BELLE II 顶点探测器触发判选系统中。

关键词：硅像素探测器；XTCA；高可用性；计算节点；触发判选

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1、引言

硅像素探测器有体积小，空间分辨率高，能量分辨率高，COMS 读出电子学功耗小等特点。随着探测器技术的发展，硅像素探测器在高能物理实验中得到广泛应用。在近几十年来的高能物理实验中，世界各大高能物理实验室几乎都采用它作为顶点探测器。欧洲 CERN 的 ATLAS 实验，美国 SLAC 试验室的 B 介工厂的 Babar 实验，以及在未来的国际直线加速器（ILC）上都在使用硅像素探测器。日本 KEKB 的升级改造工程 SuperKEKB 工程中 Belle II 的顶点探测器也采用了硅像素探测器。SuperKEKB 是一个不对称能量的双环正负电子对撞机,正负电子能量分别在 4Gev 和 7Gev，设计亮度 $8\times10^{35cm-2s-1}$[1]。Belle II 是运行在 SuperKEKB 上的新型探测器，它由内到外由束流管，像素探测器（PXD）、顶点探测器（SVD）、漂移室（CDC）、粒子鉴别探测器（PID）、电磁量能器（ECL）以及 KL0 粒子和 μ 粒子探测器（KLM）等探测器组成。在设计亮度下，BELLEII PXD 探测器的事例率预计为 30KHz[1]，数据量高达 26.2GBps，给数据获取系统的设计带来很大挑战。

先进电信计算架构 ATCA（Advanced Telecom Computing Architecture）标准具有高吞吐量、高可靠性的特点，为硅像素探测器的数据读出提供了平台。该标准由 PCI 工业计算机制造商协会(PICMG)进行开发。它采用冗余设计，具有 99.999%的可用

作者简介：赵京周（1986-），男，河北，助理研究员，博士研究生，核技术及应用

性[2]，机箱背板单通道的传输能力达到 10Gbps，整个机箱的数据传输容量高达 Tbps 量级。

本文介绍的基于 XTCA 的硅像素探测器的高速数据读出与预处理平台是以 ATCA 为架构，用高能所自主开发的基于 XTCA 的高性能计算节点构成数据读出及预处理系统。单个计算节点由 4 块基于 AMC 数据处理子板（XFP）和 1 块基于 ATCA 的 AMC 载板（ACAB 板）构成。每个节点有 5 个高性能 FPGA（1 个 Virtex4 FX60 FPGA 和 4 个 Virtex5 FX70T FPGA），16 个基于 RocketIO[3] 的的光纤通路，5 个千兆以太网和 18GB 的 DDR2 缓存。在一个 ATCA 机箱内，14 个计算节点通过机箱背板的高速线相互连接构成计算节点的小系统，完成数据筛选、算法实现及触发判选等功能。

2、PXD 触发数据获取系统

根据 PXD 探测器数据读出带宽的要求，我们采用了以 ATCA 标准为架构，以基于 FPGA 的高性能计算节点为数据读出及预处理单元的方案。采用大容量的 Xilinx Platform FPGA 为主要计算部件，利用 DDR2 作为数据缓冲内存，利用基于 RocketIO 的串行光纤传输技术以及千兆网技术来实现高速数据传输，设计具有模式识别能力的触发判选与数据处理的插件-高性能计算节点 HPCN，并组成读出系统。PXD 探测器数据读出与预处理系统结构图如图 1 所示。系统由 1 个 ATCA 机箱，10 个高性能计算节点（HPCN），40 个 AMC 插件，40 个 DHH 插件及固件组成。系统主要功能为：

1. 基于 XTCA 新标准
2. 实现光纤数据带宽 6Gb/s/ch
3. 实现数据缓冲内存 180GB
4. 事例的局部判选
5. 实现数据事例率 1/10 的压缩

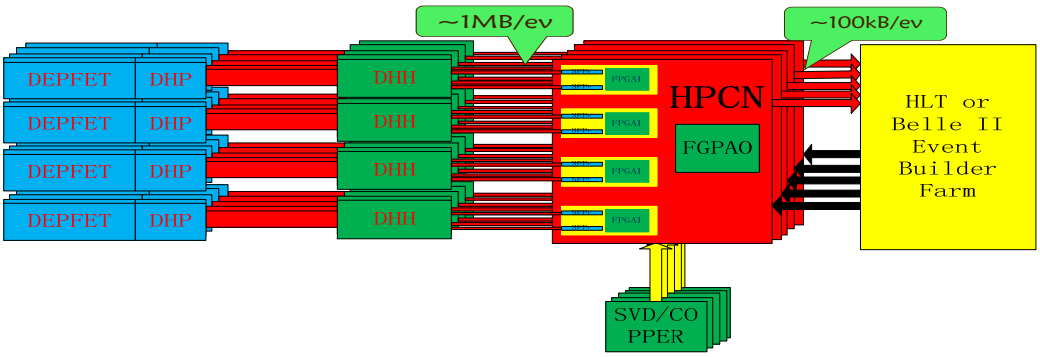


图 1 PXD 探测器数据读出与预处理系统结构图

3、高性能计算节点（HPCN）

高性能计算节点系统设计的目标是海量数据的实时传输，并行处理并在不同的应用中方便的修改算法，灵活的拓展系统。而 FPGA 在实时数据处理及多并行处理方面有比较强的能力，并且内部嵌入了功能强大的 PowerPC，能快速灵活的管理 DDR2 存储器，千兆网及基于 RocketIO 的光纤通道。另 FPGA 内的逻辑算法能快速方便的现场或远程在线修改。因此基于 FPGA 的设计能很好的满足设计要求。

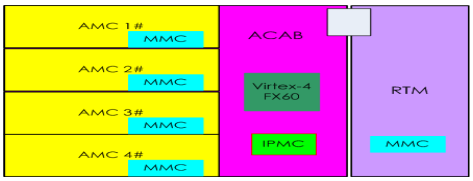
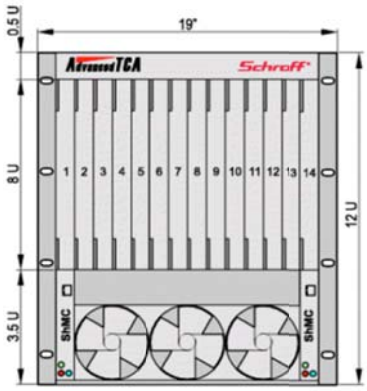


图 2 高性能计算节点结构图路

基于 FPGA 的高性能计算节点依照 XTCA 标准，单个计算节点由 4 块基于 AMC 标准的数据处理子板（XFP），1 块基于 ATCA 的 AMC 载板（ACAB 板）和一个 RTM 板组成，如图 2 所示。

图 3 是 ATCA 机箱全网状星形背板示意图，在一个机箱内[4]，14 个计算节点通过 ATCA 全网状背板的高速线相互连接，组成一个计算节点小系统，若干个小系统连接起来，就可以构造一个功能强大的高性能计算节点系统。



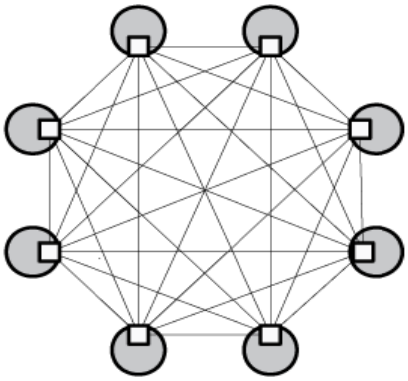


图 3 ATCA 机箱和全网状星形背板示意图

3.1 ACAB 板及其互联结构

ACAB(AMC Carrier ATCA Board)板是 AMC 板载板及 RTM 连接板。它有一个 Virtex-4 FX60 FPGA（内嵌 2 个 PowerPC），16 路基于 RocketIO 的高速串行通路 ，1 个以太千兆网，1 个 DDR2，4 个 AMC 连接器，RTM 板连接器和 IPMC。16 路高速串行通路用于 ATCA 机箱内各个计算节点通过 ATCA 背板的通信。IPMC 及其外围测量电路和 xFP 板上的 MMC 组成计算节点内的职能管理小系统。ACAB 板结构框图及 PCB 板图见图 4。

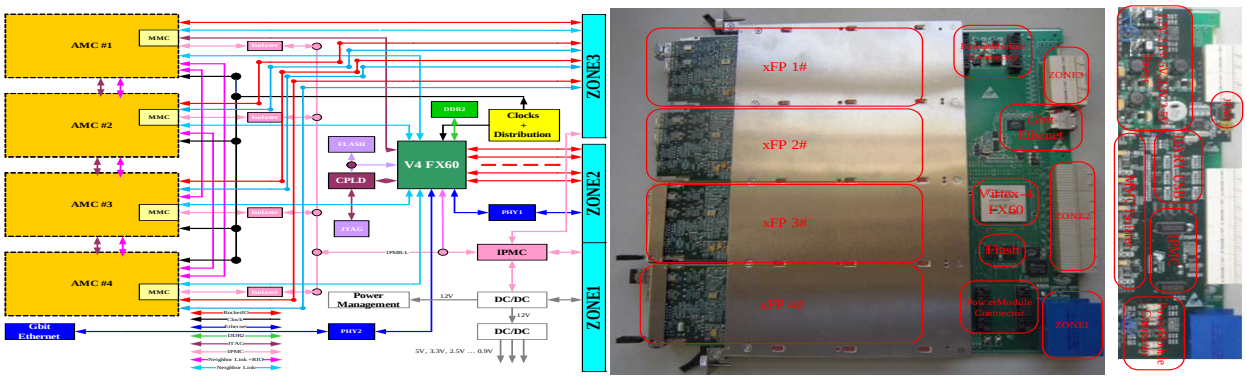


图 4 ACAB 板结构图及 PCB 板图

ACAB 板可以承载 4 个 AMC 板和 1 个 RTM 板。ACAB 板上设计了 AMC 板之间，AMC 板与 ACAB 板，AMC 板与 RTM 板及 RTM 板和 ACAB 板之间的互连方式。在 ACAB 板上，互连信号可以分为 4 类。

1. 串行加载信号：AMC 连接器 0 口和 1 口共八根信号线，这些信号线被重新定义为 FPGA 串行加载线和串口测试线。

2. 时钟信号：在 ACAB 板上，一个时钟差分线由 FPGA0 输出，扇出到四个 AMC 连接器。

3. 多重功能 LVDS 信号线：AMC 连接器的 2 到 5 口以差分线电气特性设计，必要的时候可以用作控制信号。

4. 高速串行信号：在 AMC，AMAC 及 RTM 之间设计了 G 比特速率高速串行接口。

ACAB 板互连结构图如图 5 所示。

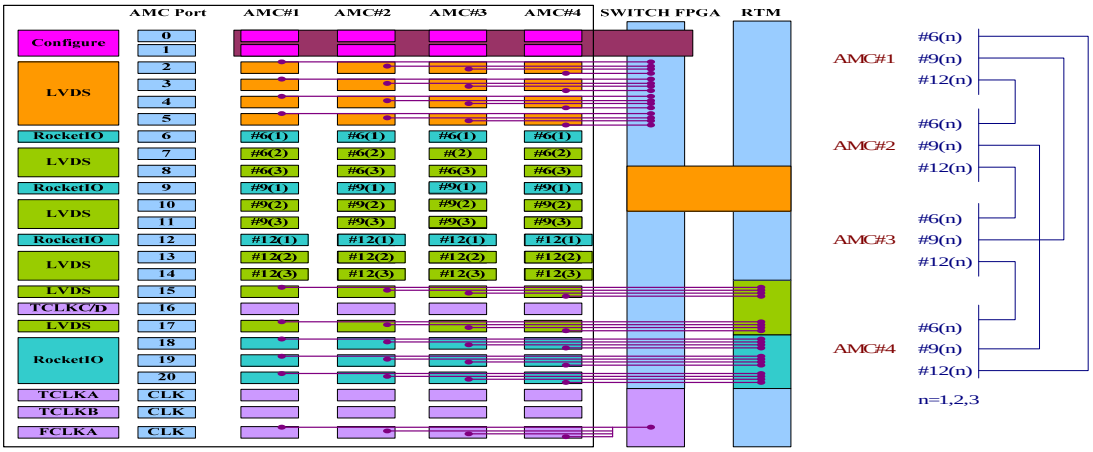


图 5 ACAB 板互联结构图

3.2 AMC 子板

XFP 子板有 1 个 Virtex-5 FX70T FPGA（内嵌一个 PowerPC），2 路基于 RocketIO 的光纤链路，1 个以太千兆网，2 个 2GB DDR2。光纤链路用于连接 DHH，接收前端数据，链路速率达 3Gbps。4GB DDR2 用于数据缓存。XFP 子板可以用在 ACAB 板上构成计算节点也可以用在 MTCA 机箱构成一个 MTCA 小系统。XFP 板结构框图和 PCB 板图如图 6 所示。

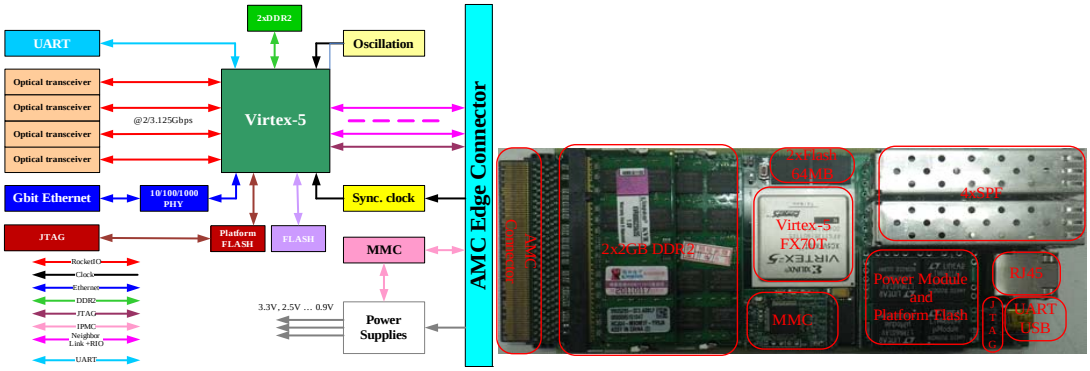


图 6 XFP 板结构图和 PCB 板图

3.3 RTM 板

RTM 板是计算节点的数据通道接口板，它包含了 ACAB 板及 XFP 板所有输出输入数据的通路，有 8 个光纤收发器接口，5 个千兆以太网口，1 个串口调试 UART 口及智能管理 MMC 模块。RTM 板结构图及 PCB 图如图 7 所示。PCB 板正在制作。

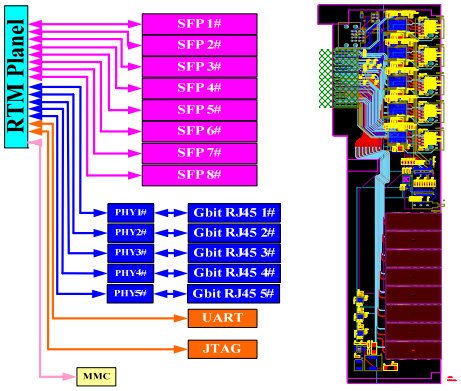


图 7 RTM 板结构图及 PCB 图

3.4 智能管理模块（ IPMC/MMC）

智能管理模块监测整个计算节点上各个板上电压、电流、温度等各种信息状态，并在给出相应的响应，以此来保证系统的正常工作和实时管理,IPMC/MMC 智能管理架构如图 8 所示[5]。智能管理模块主要有以下 3 方面的功能[6]：

1. 本板电压、温度及功耗监测

智能管理模块监测各个板卡上的电压、电流、板上温度及主要元器件内部的温度，并给出相应的响应，例如：监测发现板上温度或主要器件的温度过高时给出报警并通知机箱控制器做出相应的处理，如增大风扇转速。

2.处理本板卡事务

本板卡事务主要包括系统内各个板卡的上电及复位，板卡的热插拔以及 PFGA 的在线配置等。板卡的热插拔能够完成系统在正常上电工作的状态下完成问题板卡的替换，提高系统的高可用性。

3.响应机箱控制器事务

机箱控制器会通过系统请求的方式从 IPMC/MMC 智能控制模块获取板卡信息，同时也通过 IPMC/MMC 对各个板卡实现些操作。IPMC/MMC 需要有相应上层模块事务请求的能力，同时向上层模块提供符合 IPMI 规范的标准数据。

4、测试结果

对电路设计的难点部分基于 RocketIO 的高速串行光纤传输、DDR2 存储器读写数据等功能进行测试，其他功能正在测试中。

4.1 XFP 板卡高速串行数据光纤传输误码率测试

在高速数据传输中，传输误码率 BER (Bit Error Rate)是一项非常重要的参数，直接反应了高速传输板的可靠性，可以用公式（1）[7]估算误码率。其中 Nt 是总传输数据量,若测试没有误码，则出错字数按一个算。

$$误码率（BER）< \frac{1}{N_t} \qquad （1）$$

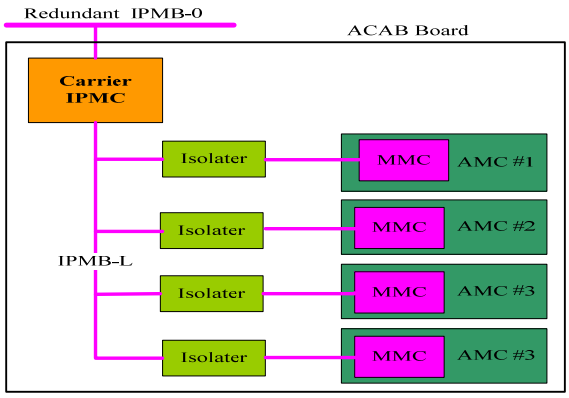


图 8 IPMC/MMC 智能管理架构图

光纤传输误码率的测试有多种方法，实际测试中使用了已知伪随机数据序列传输比较的方法。测试时，RocketIO 配置串行传输速率为 3.125Gbps，发送模块端伪随机产生器循环发送固定序列的已知数据，然后数据通过 RocketIO 并串转换、光纤收发器电光转换后经光纤送到接收光纤收发器，然后通过光电转换，再经过 RocketIO 串并转换后恢复出数据，和本地接收端伪随机产生器的相同数据序列进行比对，以此判断传输正确与否。测试共进行了 72 小时，没有误码出现。图 9 是用 Chipscope 得到的测试结果。按照 BER 公式计算，传输误码率小于 1.23×10-15 。

4.2 XFP 板卡 DDR2 测试结果

基于 FPGA 实现的 DDR2 SDRAM 控制逻辑器能方便地修改接口程序，实现用户自定义的逻辑功能。测试中使用连续读写的方式对 DDR2 SDRAM 的所有存储单元进行了测试。测试时，发送数据模块产生测试地址和数据，检验数据模块根据地址读出数据，和预期数据进行比较，并记录测试结果[8]。

XFP 板卡上有两个 DDR2 SDRAM 根据靠近 FPGA 的位置标记。靠近 FGPA 的标为 DDR2_A，另

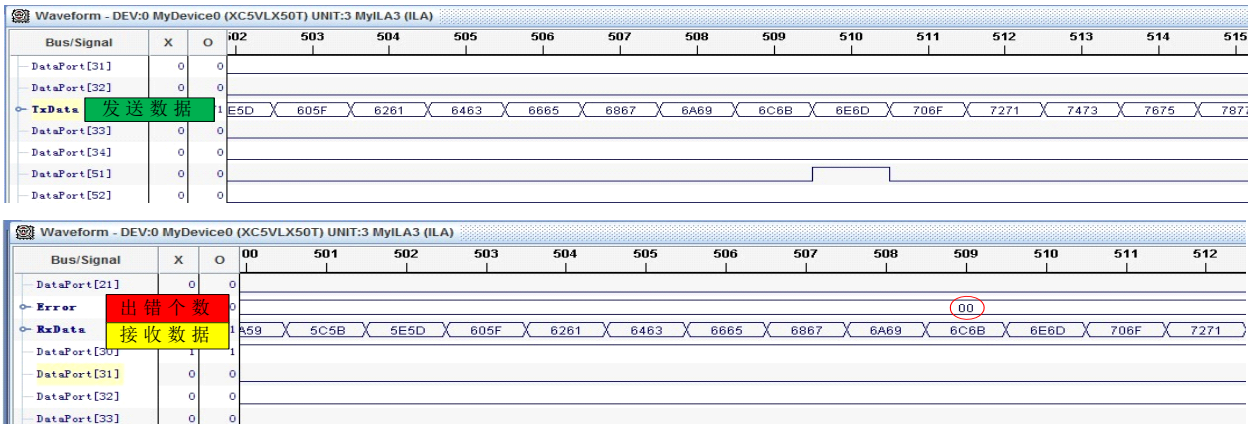


图 9 误码率测试结果

外一个标为 DDR2_B。测试使用的时钟频率为 200MHz，读写速度达到 400MHz，达到了设计目标。每次猝发读写长度为 4，每产生一个地址对应四个数据，总共地址宽度为 28 位，寻址空间达 2GByte。测试中利用 Chipscope 实时观测读写地址、数据和错误状态。在多次、长时间的读写测试中，都没有发生错误。

5、总结

基于 XTCA 的硅像素探测器的数据读出和预处理平台以高性能计算节点为处理单元具有强大的数据吞吐能力和实时处理能力，能够实现数据筛选以及触发判选等功能。系统以 ATCA 为架构，提供了可靠的互联拓扑结构，能方便地构建高性能的数据读出和预处理系统。具有这些特点，基于 XTCA 的硅像素探测器的数据读出和预处理系统不仅能满足 BelleII PXD 硅像素探测器的高速数据读出及预处理，而且也会在其他高能物理实验及医学成像、工业 CT 等领域得到很好的应用前景。

参考文献:

[1] Z. Doleˇzal etal, Belle II Technical Design Report, High Energy Accelerator Research Organization, Japan ,October 2010

[2]刘振安，下一代核仪器及设备标准 XTCA 进展，第 15 届全国“核电子学与核探测技术”学术年会，8.13-20，2010，贵阳

[3] Virtex-5 FPGA RocketIO GTP Transceiver User Guide, UG196 (v2.0) June 10, 2009

[4] PCI Industrial Computers Manufactures Group (PICMG), PICMG 3.0 Advanced Telecommunications Computing Architecture (ATCA) specification, Dec. 2002.

[5] AdvancedMC PICMG AMC.0 R2.0 Advanced Mezzanine Card Base Spedification, Nov.15,2006

[6] 王强等，高性能计算节点智能平台管理模块的设计，核电子学与探测技术，2011 年第 31 卷第 5 期 495-498 页,517 页

[7] 赵京周等，BELLEII 实验高速数据接收板的设计，核电子学与探测技术，2012 年第 32 卷第 1 期 21-24 页，40 页

[8] Memory Interface Solutions User Guide, UG086 (v3.6) September 21, 2010

Research of High speed data readout and pre-processing system based on xTCA for silicon pixel detector

Jingzhou ZHAO[1,2,3], Zhen'an LIU[1,2], Hao XU[1,2], Wenxuan GONG[1,2], Haichuan LIN[1,2,3], Fang GUO[1,2,3], Zhao LIU[4]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049, China；

2. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China;

3. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

4. University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract: As the development of the detector, Silicon pixel detectors have been widely used in high energy physics experiments. It needs data processing system with high speed, high bandwidth and high availability to read data from silicon pixel detectors which generate more large data.

The same question occurs on Belle II Pixel Detector which is a new style silicon pixel detector used in SuperKEKB accelerator with high luminance. The paper describes the research of High speed data readout and pre-processing system based on xTCA for silicon pixel detector. The system consists of High Performance Computer Node (HPCN) based on xTCA and ATCA frame. The HPCN consists of 4XFPs based on AMC, 1 AMC Carrier ATCA Board (ACAB) and 1 Rear Transmission Module. It characterized by 5 high performance FPGAs, 16 fiber links based on RocketIO, 5 Gbit Ethernet ports and DDR2 with capacity up to 18GB. In a ATCA frame, 14 HPCNs make up a system using the high speed backplane to achieve the function of data pre-processing and trigger. This system will be used on the trigger and data acquisition system of Belle II Pixel detector.

Key words: Silicon Pixel Detector; xTCA; High Availability; HPCN; Trigger

基于盲目反卷积算法的核脉冲信号处理技术

洪鹏飞，杨磊，祁中，孟祥厅，付廷岩，李东仓

(兰州大学核科学与技术学院，兰州 730000)

摘　要：本文提出一种新的核脉冲信号的测量分析方法，用 FPGA 控制高速 ADC 测量核辐射信号并控制 USB 使其工作于 Slave FIFO 模式下的高速传输状态，采用 LabVIEW 进行在线数据的处理与显示，采用盲目反卷积方法，去除采集信号的堆积，还原核脉冲信号，具有传输速度快、能实时测量显示等优点。

关键词：核脉冲；FPGA；USB2.0；LABVIEW；盲目反卷积

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1 引言

反卷积技术主要用于求解信号复原和系统辨识问题,在光学、光谱学、能谱学以及图像复原等很多领域得到了广泛研究和应用。随着计算机科学的发展,研究提出了多种数值反卷积算法,如反演法、递归法、直接求解法、傅立叶变换法、Z 变换法等[1][2]。

传统的核电子学信号处理系统,一般需要以下几个部分：核辐射探测器、前置放大器、主放大器（线性放大，基线恢复、堆积拒绝等）、多道幅度分析器或者多道时间分析器等[3]。其中的很多部分都是硬件，而且需要人为手动调节。国内也进行着数字核信号处理的研究，但是大部分还是采用模拟式核信号的处理理论和方法，进行硬件的软化工作[4]，如用软件实现主放大器的各项功能。

本文将盲目反卷积的方法应用到核脉冲信号的处理中，舍弃了硬件软化的过程，将核信号的数字处理提前到核辐射探测器的输出信号端，利用 PFGA 和 LabVIEW 的强大功能，将信号采集、传输和处理一体化，组成一套数字化系统。

2 系统原理介绍

2.1 硬件部分

将高速 ADC 和 USB 芯片连接到 FPGA 上，FPGA 产生 USB 芯片和 ADC 工作的时钟、电源，并对他们控制。USB 芯片用于高速数据传输，直接连接到 PC 机上。在 ADC 采集前，需要用前置放大器对核探测器的输出信号进行调节，以满足 ADC 模拟输入电压的范围。

它们的原理示意图如图 1：

接口介绍：

MCLK：ADC 采样时钟；

ADCDATA[7..0]：ADC 采样数据总线；

empty、full：USB FIFO 空、满标志位；

ifclk：USB 外部时钟输入信号；

slwr：USB 同步写使能信号；

fifoadr[1..0]：USB FIFO 端点选择信号；

slcs：USB FIFO 数据输入引脚使能；

2.1.1 FPGA 中的 verilog 程序

本设计采用 USB 的 Slave FIFO 从机方式下的

基金项目：国家自然科学基金资助项目(11075069)

作者简介： 洪鹏飞（1989—），男，安徽池州人，兰州大学硕士研究生，研究方向：核数据获取与处理，hongpf10@lzu.edu.cn

通讯作者：李东仓，pelab@lzu.edu.cn

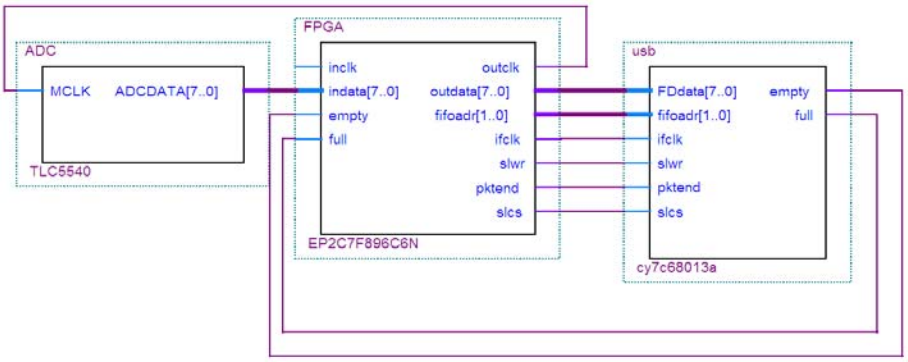


图 1. 系统硬件连接接口图

同步写模式，FPGA 作为 USB 的控制器，用状态机来实现；FPGA 对 ADC 的控制只需要提供采样时钟 MCLK[5][6]。

2.1.2 USB 固件程序

Cypress 公司为了简化和加速用户使用 EZ--USBFX2 芯片进行 USB 外设的开发过程，提供了一个完整的固件程序的架构。用户只需要提供一个 USB 描述符表，修改其他端点接收和发送数据的通信代码，以及控制外围电路的程序代码[6]。

我们修改 USB 外设功能程序 periph.c 文件中的 TD_Init()函数，使端点 1 工作于控制传输方式，接收 LabVIEW 上位机的指令；使端点 2 为批量传输 IN 端点，能自动提交 IN 包，即工作于 AUTO IN 状态，端点大小为 512 字节，2 倍缓冲，数据接口为 8 位；修改设备描述符文件 dacr.a51 中的 HighSpeedConfigDscr 下 Endpoint Descriptor 参数，即修改端点描述符参数。

2.1.3 USB 驱动程序

将固件程序下载到 USB 中后，打开 NI-VISA 4.0 版本的 Driver Wizard 程序，直接在 LabVIEW 环境下通过 NI-VISA 开发能驱动用户 USB 系统的应用程序，这样避开了以前开发 USB 驱动程序的复杂性，降低了开发的难度[7]。

2.2 软件部分

2.2.1 盲目反卷积算法

用一个仪器来观测一个核脉冲信号的同时，所得到的记录不仅仅反应了核脉冲信号的信息，同时还反映了仪器的特性，包括传输线路和记录介质等。这个过程在数学用卷积模型描述为：

$$y_n = x_n * \omega_n + \varepsilon_n \qquad (1)$$

其中：x_n 为输入信号，ω_n 为系统的特性或者冲击响应，y_n 为输出信号，ε_n 为零均值白噪声。

在实际工作中，我们已知输出信号 y_n，需要求输入信号 x_n，这一过程称为反卷积过程。对于盲目反卷积，又叫预测反卷积，参与卷积的两个因子 x_n 、ω_n 都是未知的，需要同时进行辨别和估计。对于一维数据处理而言，我们假定观测序列可以用白噪声激励的线性方差来建模，也叫自回归滑动平均模型（ARMA），得到反卷积的 Toeplitz 方程，我们可以用 Levinson 递归求解这个方程，本文中采用的也是这种方法，并用 MatLab 语言实现[2]。

2.2.2 LabVIEW 上位机程序

LabVIEW 上位机程序，用于 USB 数据的获取及对数据的处理。本设计中 LabVIEW 版本为 LabVIEW 2009，程序的框图如图 2：

整个应用程序的主框架使用了 WHILE 循环来

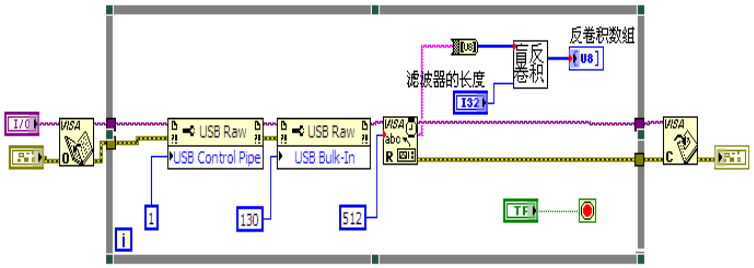


图 2. LabVIEW 上位机程序框图

```
m=length(y);mm=2*m-1;ye=zeros(1,mm);ye(1:m)=y;
Y=fft(ye);
RY=ifft(Y.*conj(Y));R=real(RY(1:n));a=R(2)/R(1);
for i=2:n-1
c=R(i+1)-sum(R(i:-1:2).*a);
d=R(1)-sum(R(2:i).*a);a2=c/d;
a1=a-a(i-1:-1:1)*a2;a=[a1 a2];
end;
p=[1 -a];x1=conv(p,y);n1=fix(n/2)+1;x=x1(n1:m+n1-1)
```

图 3. 盲目反卷积 MatLab 代码

进行不断的查询，并使用了 NI-VISA 类的函数包括：打开、关闭 VISA 设备；设定 VISA 设备的属性节点参数（指定端点和传输方式）；读写 USB RAW（发送命令或设定字节数）。最后将读取的 USB 数据连接到盲反卷积子 VI，做数据的显示和处理，而反卷积的子 VI 中使用到 LabVIEW 的 MathScript 节点，将盲目反卷积的 Matlab 程序，添加到其中，其代码如图 3。其中 y 表示输入的数组，即 USB 接收的数据；n 为反卷积滤波器的长度，对于不同信号产生系统，n 的值有所不同；x 就是需要得到的反卷积序列。

3 LabVIEW 的仿真和实验结果

3.1 仿真验证盲目反卷积的可行性

在 LabVIEW 中仿真这种反卷积方法是否能复原脉冲信号、去除信号的堆积。用 LabVIEW 产生随机脉冲信号 a，时间间隔、幅度都不同，与卷积参数进行卷积，产生随机的卷积堆积信号。我们设置卷积参数为：b=num*x*exp(-num*x)，num 为随机信号序列的索引号，x 是可调整的常数，我们令 x=0.1，将 a 与 b 进行数值卷积，得到卷积信号 y，即 y=a*b。这样仿真的是核脉冲信号经过核探测器，通过 CR-RC 电路的标准的电荷灵敏前置放大器[8]，得到需要 ADC 采集的信号，即图中的“卷积信号”，对卷积信号进行盲目反卷积，设置反卷积滤波器的长度 n=2，得到图 4，图 4 中，1—随机脉冲信号；2—卷积信号；3—反卷积脉冲信号。

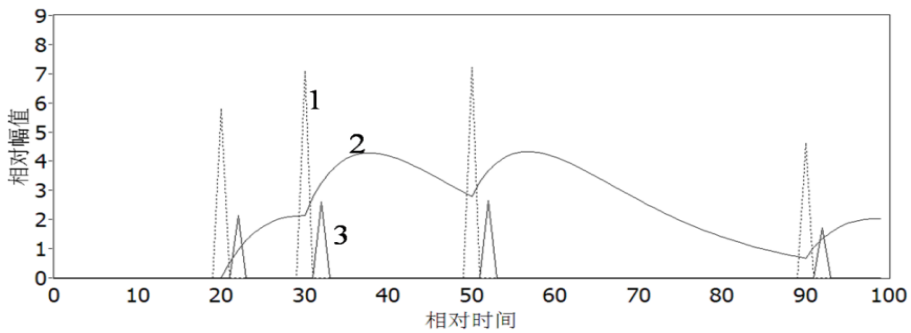


图 4. 盲目反卷积的仿真

根据上面结果可以明显看出，反卷积能完美的去除检测信号的堆积问题，反卷积信号和原始脉冲信号符合的相当好，两者只是在时间上平移了几个采样点，这对于计算时间间隔是没有影响的，在幅度上也存在一个线性关系，只需要给计算结果一个合适增益， 原始的输入信号就可以完美的被还原。

3.2 采集信号发生器的信号，对其进行在线的数据显示和处理

与真实核探测器的信号不同的是，信号发生器的波形信号间隔是一样的，幅度也是相同的。在仿真阶段我们证明的盲目反卷积的可去除堆积的特性，对随机信号也适用。因此我们就可以采集信号发生器的信号，确定盲目反卷积在实际中的应用。

实验硬件的核心为 ALTER 公司 CycloneII 系列的 EP2C7F896C6N 芯片， ADC 芯片为 TI 公司的超高速 8 位 ADC，转换速率最高为 50MHz，模拟信号输入为 0-5V；USB 芯片为 CYPRESS 公司的 EZ-USB FX2LP 系列的 cy7c68013a；信号发生器为 RIGOL 公司的 DG2041A 系列产品；ADC 的采样时钟设置在 20MHz；信号发生器的信号为指数衰减信号。

实验结果如下：

1. 在信号频率为 100KHz，高电平为 5.0V，低电平为 0.5V，盲目反卷积将指数信号变成了脉冲信号，如图 5。图中，1—指数信号；2—反卷积信号

2. 放大反卷积信号的脉冲部分，可以看到盲目反卷积得到的结果并非单一峰值的脉冲信号，这是由于信号发生器产生的指数信号上升时间太短，ADC 采样时在指数信号上升中多出了一个峰，因此反卷积产生了两个脉冲，这也验证了反卷积具有良好的去堆积能力。输入信号峰值的相对幅度为 250，反卷积后的相对幅度为 40，如图 6。

3. 在信号频率为 100KHz，高电平为 2.5V，低电平为 0.5V，输入信号峰值的相对幅度为 125，反卷积后的相对幅度为 20，如图 7。

4. 在信号频率为 1MHz 时，ADC 的性能不能满足测量的要求了，测量到的波形产生严重的畸变，反卷积也可以完成，如图 8。

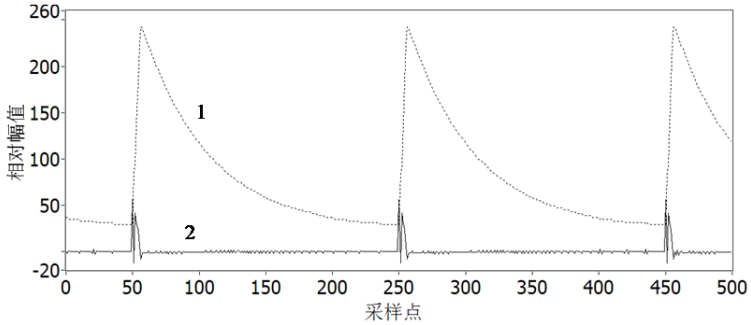


图 5. 输入指数信号与输出反卷积信号比较（f=100kHz，VH=5.0V 时）

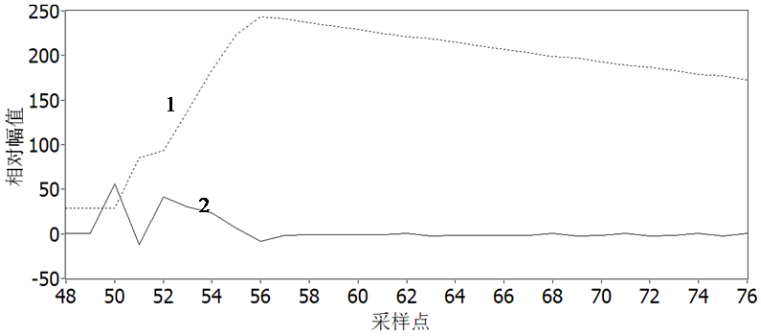


图 6. 指数信号与反卷积信号比较的局部图 （f=100kHz，VH=5.0V 时）

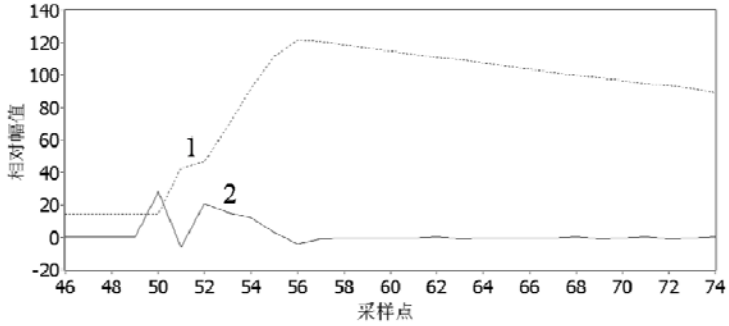


图 7. 指数信号与反卷积信号比较的局部图 （f=100kHz，VH=2.5V 时）

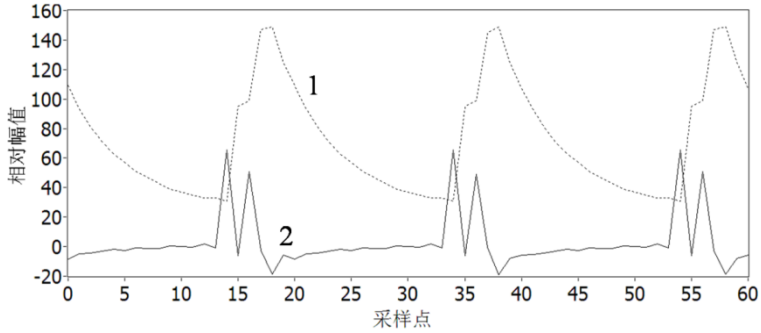


图 8. 输入指数信号与输出反卷积信号比较（f=1MHz 时）

实验结论：盲目反卷积能将信号发生器的指数衰减信号反卷积为脉冲信号，反卷积后脉冲信号与实际的原始脉冲信号在幅度上存在一个线性关系，只要适当增益，幅度就能正确表示。

4 进一步工作的展望与总结

在前面盲目反卷积算法的基础上，通过软件编程的方法，将反卷积之后的脉冲信号的波峰大小及其波峰的位置寻找出来，对其幅度适当增益，就可以分析它的能量、强度和时间等信息，实现传统的幅度多道分析器和时间多道分析器的功能。

介绍了在 FPGA 的控制下，利用专用 USB2.0 接口芯片和高速 AD 转换器，对信号进行采集和传输，并利用可视化工具 LabVIEW 作为数据处理和显示的平台。通过对信号发生器的指数衰减信号的采集，论证了反卷积算法在核脉冲信号分析上的良好应用，指出了反卷积算法在核数据数字化处理方面的广泛前景。

参考文献:

[1] 文德智,李正宏,蒋世伦.时幅连续信号数值反卷积方法及其应用[J].原子能科学技术.2008,42[5]:385-389.

[2] 邹谋炎. 反卷积和信号复原[M]. 北京：国防工业出版社，2007.3.

[3] 王芝英. 核电子学技术原理[M]. 北京：原子能出版社，1989,6.

[4] 张软玉. 数字化核能谱获取系统的研究[D].四川大学，2006.

[5] 马俊涛，李振宇. SlaveFIFO 模式下 CY7C68013 和 FPGA 的数据通信[J]. 中国传媒大学学报自然科学版. 2009,16(2): 38-44.

[6] 钱峰．EZ-USB FX2 单片机原理、编程及应用[M]．北京：北京航空航天大学出版社，2006

[7] 余志荣，杨莉.基于 NI-VISA 与 LabVIEW 的 USB 接口应用设计.单片机与嵌入式系统应用．2007, 1:66-69.

[8] 张软玉, 周清华, 罗小兵, 王鹏, 许祖润.核信号数值仿真方法的研究及应用[J]. 核电子学与探测技术. 2006,24(4):421-424.

Nuclear pulse signal processing techniques based on blind deconvolution method

HONG Pengfei, YANGLei, QI Zhong, MENG Xiangting, FU Tingyan, LI Dongcang

（School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000）

Abstract: This article presents a method of measurement and analysis of nuclear pulse signal, the FPGA to control high-speed ADC measurement of nuclear radiation signals and control the high-speed transmission status of the USB to make it work on the Slave FIFO mode, using the LabVIEW online data processing and display, using the blind deconvolution method to remove the accumulation of signal acquisition, and to restore the nuclear pulse signal with a transmission speed, real-time measurements show that the advantages.

Key words: nuclear pulse, FPGA, USB 2.0, LABVIEW, blind deconvolution

基于内插式的延迟线 MWPC 二维数据获取 TDC 系统

李东仓，杨 磊，祁 中，孟祥厅，洪鹏飞

（兰州大学核科学与技术学院，兰州，730000）

摘 要：采用现场可编程门阵列（FPGA）中集成的可编程锁相环（PPLL）作为多路可设置相位输出时钟，基于内插技术设计了一种时间数字变换电路，结合相应的逻辑控制，实现了多丝正比室（MWPC）延迟线读出的二维数据获取系统，在有限的时钟频率下可以有效提高时间测量的精度。

关键词：延迟线多丝正比室；时间数字变换；现场可编程门阵列；内插

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1 引言

时间数字变换（TDC）是核电子学与核仪器中重要的单元功能电路，涉及到时间测量的地方都要用到时间数字变换。随着核技术应用与研究的发展，越来越多的通道数，越来越高的测量精度，越来越高的集成度对 TDC 提出了越来越高的要求。随着数字集成电路技术的发展，采用现场可编程门阵列（FPGA）器件实现高速多路 TDC 成为最佳选择，利用 FPGA 的丰富资源，可以实现功能完善的时间测量数据获取系统。

多丝正比室探测器是一种大面积，低成本的位置灵敏探测器，可以构成一维或二维的阵列探测器获取位置或图像信息。MWPC 信号的读出有单丝读出法，重心法，电荷分配法、延迟线法等，单丝读出法需要每一根读出丝配一路相应的电子学系统，随着分辨率的提高和丝数的增加，多路数据获取系统将变得非常庞大和昂贵，重心法和电荷分配法需要测量脉冲信号的精确幅度，通过一定的算法获得位置信息，这种方法也存在模数变换的瓶颈。研究表明，延迟线法是目前性能价格比最优的一种方法。

本文针对延迟线读出多丝正比室（MWPC）2D 探测器，设计了一种基于大规模集成电路 FPGA 的相位内插式的 TDC，利用数字锁相环电路产生多路不同相位的时钟，通过多路触发器检测输入脉冲在一个时钟周期内的相位，进而在时钟计数粗定时的基础上通过内插方法提高时间测量的精度。由于 FPGA 具有足够的数字电路资源，多路 TDC 也就变得更为容易实现。

2 工作原理

延迟线读出二维 MWPC 探测器的输出信号有阳极信号，X 轴向的阴极信号 X1 和 X2，Y 轴向的阴极信号 Y1 和 Y2，5 路信号的时序如图 1 所示。X 轴向和 Y 轴向的延迟线总的延迟时间为 T，所以有：

$$\begin{cases} X1 + X2 = T \\ Y1 + Y2 = T \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} x = \frac{1}{2}(X1 - X2) \\ y = \frac{1}{2}(Y1 - Y2) \end{cases} \quad (2)$$

以阳极信号 AN 为触发信号，测量 X1，X2，

基金项目：国家自然科学基金资助项目(11075069)

作者简介：李东仓(1968-)，男，甘肃天水人，博士，副教授，研究方向为核电子学与核技术应用。 E-mail：pelab@lzu.edu.cn

Y1，Y2 信号与阳极信号的时间间隔，利用（1）式可以对信号进行有效性甄别，只有满足（1）的信号才是一对有效的坐标。利用（2）式，可以计算出粒子在二维探测器上的位置 P（x，y）坐标，通过大量统计就可以获取图像信息。

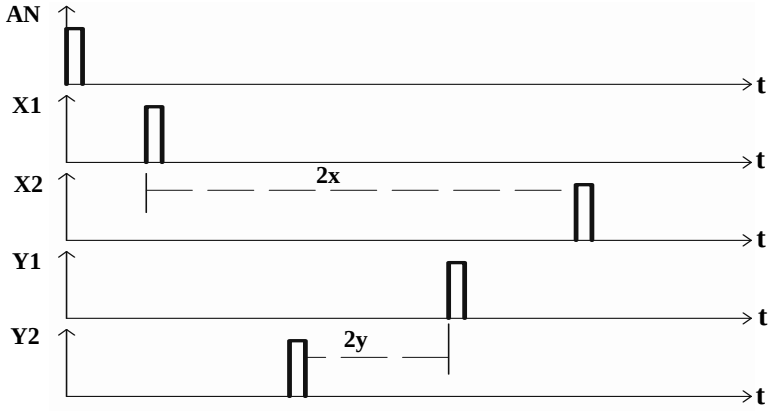


图 1　延迟线读出 MWPC 输出信号时序图

Fig.1 The signal sequence chart of the delay-line MWPC

TDC 是直接时间数字变换，相对于 TAC（时幅变换）+ADC（模数变换）的变换方式具有速度快，线性好，稳定性高等特点，但是变换精度取决于工作时钟的频率，限制了变换精度的提高。为此，在时钟频率一定的条件下，采取各种方法提高 TDC 的精度[2，2，2]，使时间测量精度缩小到一个时钟周期内。例如采用多个延迟单元，将一个时钟周期进一步细分为 N 个时间单元，利用触发器确定事件击发位置，可以有效提高时间测量精度，该方法存在一定的问题，延迟单元时间延迟不均匀，时间延迟受工作电压和温度的影响等导致微分非线性增大。本文提出一种利用可编程 PLL（锁相环），产生多路不同相位的时钟信号，由于 PLL 具有闭环负反馈的特征，所以其输出的时钟，频率和相位的稳定性非常高，几乎不受工作电压和温度的影响，相对于延迟单元法具有一定的优点。

利用 FPGA 内置的 PPLL（可编程锁相环）单元，产生 8 路相位互差 45 度的时钟信号，击发时间的位置对应在 8 等分的一个时钟周期内的某一位置，通过触发器记录下状态，通过编码器就可以确定击发事件在一个时钟周期内的细分时间。采用这种方法，可以将时间测量精度由原来的$\pm 1T_0$提高到$\pm$（1/8）T_0，如果 FPGA 片内的 PLL 模块足够，采用 16 路相位互差 22.5 度的时钟信号，还可以进一步将时间分辨提高到$\pm$（1/16）T_0。

具体测量实现方法如图 2 所示。两个事件 S1 和 S2 的时间间隔，由三部分构成，如（3）式所示。

$$t = t_1 + t_0 + t_2 \qquad (3)$$

由图 2 可知，

$$\begin{aligned} t_1 &= T - t_1' \\ t_0 &= mT - T \\ t &= mT - t_1' + t_2 \end{aligned} \qquad (4)$$

电路需要测量粗计数 m，S1 时刻的细分时间 t_1’，S2 时刻的细分时间 t_2，就可以得到时间 t。

3 电路设计与实现

基于以上工作原理，在 FPGA 开发平台上设计了该 TDC 电路。FPGA 芯片采用 Altea 公司的 Stratix II 系列芯片 EP2SGX90 的开发板 Stratix II SI 系统，

配置有时钟系统，高速数字信号输入接口，USB2.0 通讯接口等。软件平台采用 QuartusII 8.0，电路设计采用原理图和 VHDL 编程相结合的方法。

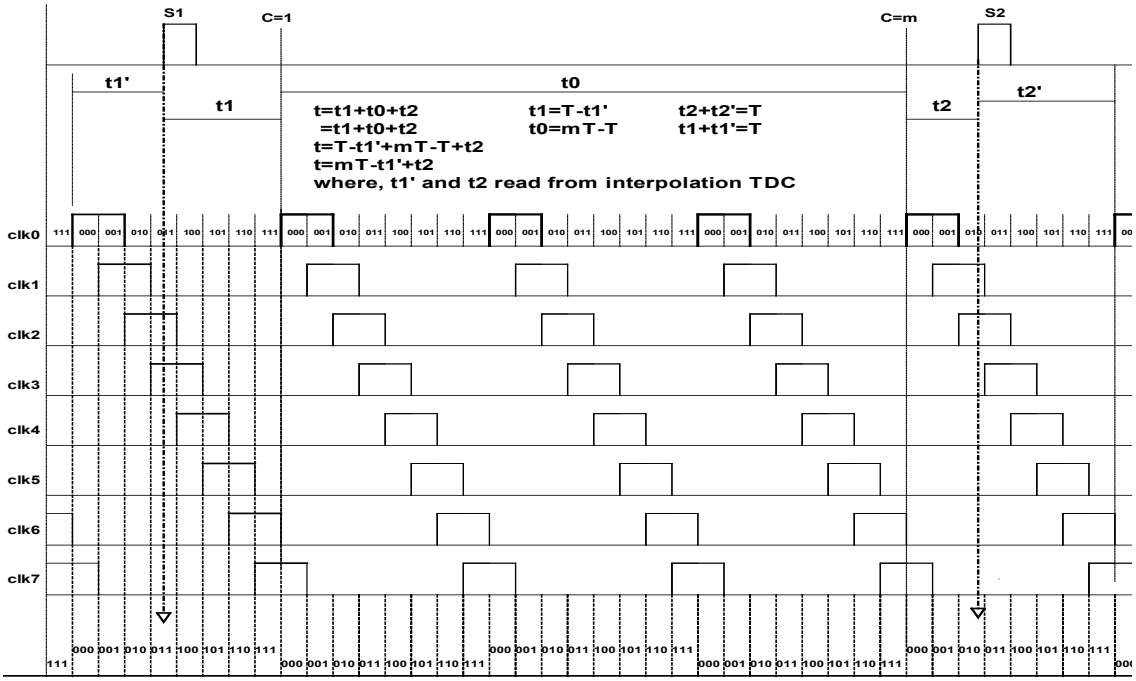


图 2 相位内插时间数字变换时序示意图

Fig.2 Time sequence detail of 3-bits interpolator & TDC

图 3 为电路系统结构框图，首先对输入的信号进行极性的判断，测量有效周期锁定，信号成形等，两通道四路信号分别进入两个粗计数器和内插计数器，得到以系统主时钟为单位周期的粗计数和以相位内插得到的以 1/8 主时钟为单位周期的细计数。通过数据总线合并的方法，将粗计数作为高 13 位，细计数作为低 3 位，形成 16 位二进数，通过相应的逻辑和时钟控制，将该数据存入片上双端口 RAM 中，完成一次 TDC 变换。图 4 为一个通道的 TDC 在 FPGA 上的实现电路。

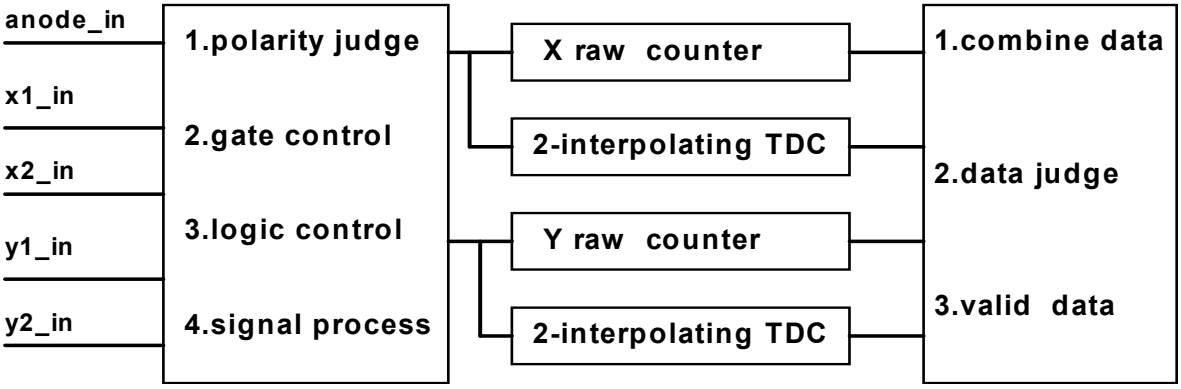


图 3 MWPC 延迟线输出数据获取结构框图

Fig.3 The frame of data processing system for the delay-line MWPC

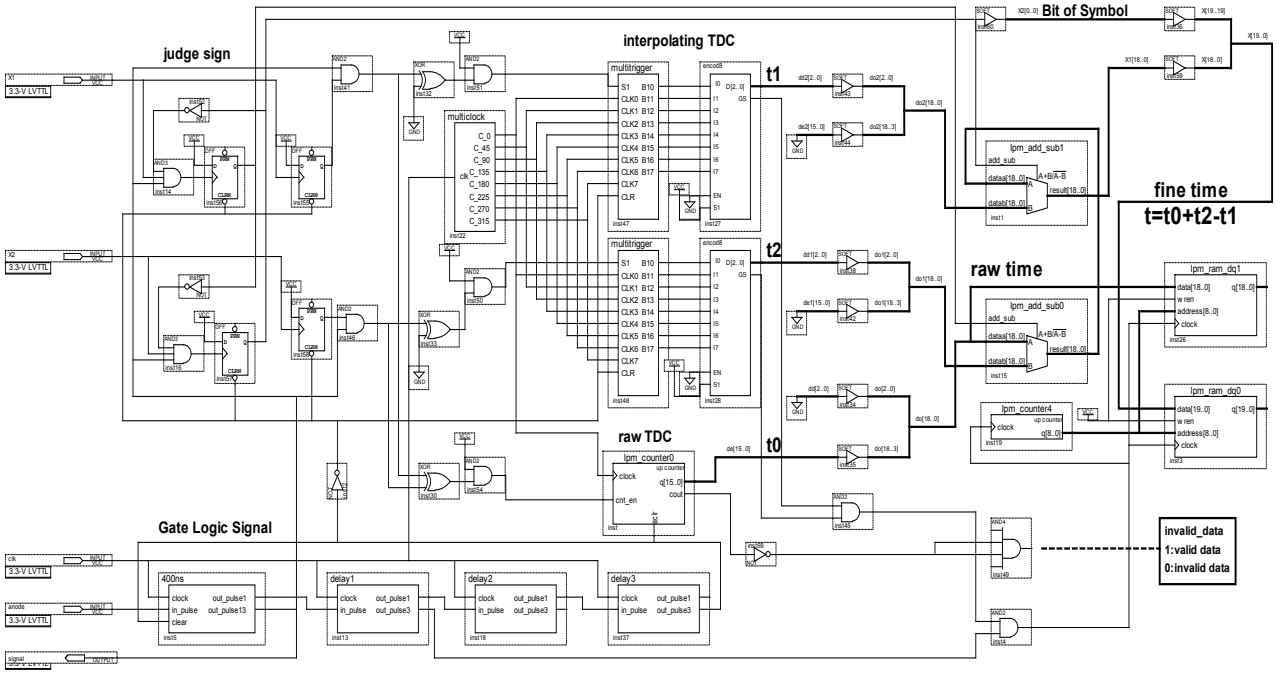


图 4 单通道 TDC 电路图

Fig.4 The circuit of single channel TDC

为了确保 X1 和 X2 是一个事件产生的两路信号，利用阳极信号作为触发，产生一个 800ns 的门控信号，只有在门控信号范围内的 X1，X2 信号才是有效信号，同时判断 X1 和 X2 的时间和等于延迟线的总时间，才是一个有效的符合事件，作为有效数据的判选条件，这样在实际探测器使用时，可以消除两个随机粒子造成的测量误差。

4 实验结果与结论

系统主时钟设置为 100MHz，采用两路可调延迟信号源对该 TDC 电路进行了测试。实验结果如图 5 所示。图 5（a）为两路延迟信号的波形，通过示波器可以读出其固定延迟为 240.15ns，图 5（b）为采用 TDC 对该信号进行多次采样后得到的时间谱，其中两边绿色的峰为粗计数器得到的结果，中间红色的峰为采用内插后得到的结果，峰位为 238.2ns，半高宽为 1.04ns。

图 5（c）为不同时间间隔的时间谱分布，间隔为 20ns。图 5（d）为采用两路输出脉冲信号，频率分别为 1kHz 和 1.1kHz，其时间间隔为均匀连续的改变。结果表明，该 TDC 电路的测量具有较好的均匀性。

采用 PPLL 相位内插方法，在时钟周期为 10ns 时，可以将测量精度提高到 1.25ns，采用性能更高，资源更丰富的 FPGA 芯片，进一步提高时钟频率，采用 16 路 PPLL 输出，还可以有效提高时间测量精度到 100~200ps。

参考文献：

[1]Marek Zielinski, Dariusz Chaberski, Marcin Kowalski, Robert Frankowski, Sławomir Grzelak，High-resolution time-interval measuring system implemented in single FPGA device，Measurement 35 (2004) 311–317。

[2]Alberto Aloisio, Paolo Branchini, Roberta Cicalese, Raffaele Giordano, Vincenzo Izzo and Salvatore Loffredo，FPGA Implementation of a High-Resolution Time-to-Digital Converter，2007

IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record，N15-137。

[3] R.A. BOLE, J. FISCHER, Y. INAGAKI , F.C. MERRITT, V. RADEKA,L.C. ROGERS and D.M. XI, HIGH RESOLUTION X-RAY GAS PROPORTIONAL DETECTORS WITH DELAY LINE POSITION SENSING FOR HIGH COUNTING RATES, Nuclear Instruments and Methods 201 (1982) 93-115.

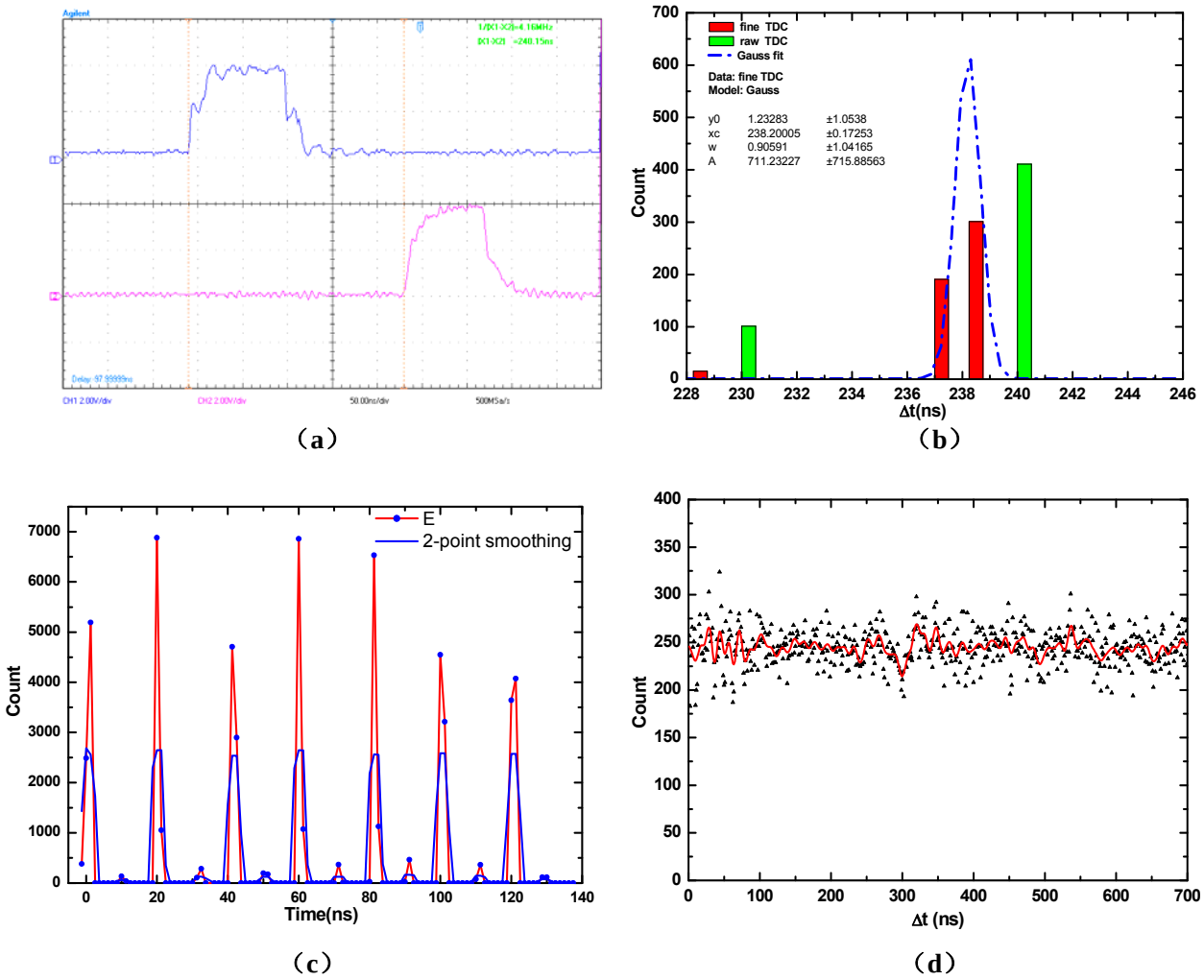


图 5　TDC 实验测量结果

Fig.5 The measurement results of the single channel TDC

2D data acquisition system of delay-line MWPC based on interpolation TDC

LI Dongcang, Yang Lei, Qi Zhong, HONG Pengfei, FU Tingyan

（School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China）

Abstract: This paper designs a time digital converter basing on the technology of interpolation. The multi-clock is provided by the programmable PLL(Phase Locked Loop) in FPGA(Field Programmable Gate Array) chip. The phase of the multi-clock can be set. The circuit implements the system of 2D data acquisition about the delay-line MWPC(Multi Wire Proportion Chamber). It improves effectively the precision of time measurement in limited clock frequency.

Keywords: delay line MWPC; TDC; FPGA; interpolation

可重构激光雷达数据采集系统设计

高 昕[1,2]，文 斐[1,2]，梁福田[1,2]，桑子儒[1,2]，陈 炼[1,2]，金 革[1,2]

（1.核探测与核电子学国家重点实验室，安徽 合肥 230026；

2.中国科学技术大学近代物理系，安徽 合肥 230026）

摘　要：文中可重构激光雷达数据采集系统通过对硬件系统的重构和软件配置，使其在有限的硬件资源上实现不同的测量功能，从而满足激光雷达系统在气象观测、污染监测、三维成像等众多领域的应用。该系统由可配置前端电子学、数字化部分、重构部分和计算机构成。FPGA 芯片是系统的核心控制器件，通过调用、组合各个独立开发的功能软核进行重新配置，使其适应不同的实验类型。该系统可重构的特性极大地提高了激光雷达数据采集系统的通用性和灵活性，降低了成本，缩短了实验准备时间。

关键词：激光雷达；可重构；FPGA；功能软核

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1　引言

由于激光具有极佳的方向性、单色性、相干性以及高亮度的特性，使得激光雷达系统同时具备了角分辨率高、距离和速度分辨率高、抗干扰能力强的优势，又由于它能够与一些目标发生生化作用，使其能够探测到目标的生化特性[1]。随着多年的发展，激光雷达系统在大气水体环境测量[2,3]、温度廓线和风场[4]、激光成像技术[5]、海陆空地形测绘[6]等领域中有着广泛的应用。

这种以激光作为载频，光、机、电相结合的雷达系统基本组成可以归结为激光发射系统、光学接收系统和信号检测系统三部分[7]。在这三个基本组成部分中，有许多技术对各种激光雷达都是共同的。其中，信号检测系统对回波信号各种信息的提取均可以由光学设备转换为光强信号，随后送往探测器，光信号被转变为电信号，通过读出电子学转换成数字信号到达计算机进行处理，经处理的信号以适当方式存储或显示。计算机除进行数据处理外，还对激光发射和探测器进行时序控制。

本文总结了激光雷达数据采集系统结构的一致性和差异性，提出了具有通用性的数据采集系统，以可重构的 FPGA 芯片和虚拟仪器软件为开发平台，使系统在不增加新设备的基础上实现多种目的的探测，以增加系统灵活性、降低项目开发成本。本文针对多种激光雷达的信号采集，描述可重构数据采集系统的软硬件结构，并给出该系统的工作实例。

2　激光雷达信号检测系统的分类与应用

激光雷达技术是一种主动式遥感技术，基本的工作原理是由发射系统发送激光信号，与目标作用产生的返回信号被接收系统收集并处理，由数据采集系统获得所需要的信息。

由于探测目标的距离、激光与探测目标的作用截面以及探测器探测效率等因素的影响，接收到的回波信号在强度、形状上差异很大，对于探测范围跨度大的大气后向散射回波信号的动态范围可以

作者简介：高昕（1987－），女，25 岁，安徽六安，博士研究生，从事物理电子学相关领域研究。

达到 7 个数量级以上[8]。例如，对于中层大气或者 80km 以上高空金属原子层，或者 Raman、Rayleigh 等散射截面都很小的反应机制，单个激光雷达回波所提供的光子计数只有几个；对于近距离探测（通常 30km 高度以下），或者对于散射截面较大的 Mie 散射机制，回波信号通常很强，单光子脉冲重叠无法区分，而表现为具有一定幅度的电压或电流随时间的变化，称为模拟信号；而在激光测距的应用中，返回信号的能量更为集中，呈现出强度大脉宽窄的脉冲波形。

由于探测目标不同，数据采集系统从回波信号中提取的信息和方式有多种，可以归纳为激光的强度、频谱、传播时间三种基本类型。

例如，大气探测激光雷达的数据采集系统通常是以一定的时间分辨记录回波路径的光强，其核心是信号采样平均器，即多次周期测量累加平均，目的是为了提高信噪比，降低随机背景噪声的影响[9]。

而激光成像实验中接收到的是目标物体反射的脉冲信号，不要求进行重复测量，但是脉冲的到来是随机的，另外信号脉宽通常较窄，需要数据采集系统具有高速高精度的数字化能力，记录下超过门限电压的采样点的时间信息和瞬时的波形，波形的大小反映的是目标物的反射率，而波峰可以进一步定位目标物的位置[10-13]。

数据采集系统的多通道并行采样技术一般是在光谱探测中发挥作用。例如，多普勒激光雷达中的条纹图像测量[14]，是由多通道技术与干涉仪输出的干涉条纹相匹配，以探测运动物体回波信号中多普勒频移造成的干涉环重心的移动。

在对时间分辨要求不高的光谱探测中，特别是进行油类污染物鉴别的激光诱导荧光技术[7]，可以利用单色仪在光谱范围内进行扫描，数据采集系统与扫描系统、光电转换器同步，依次记录扫描过程中不同波长的光强，从而得到荧光光谱。

由以上的分析可以设计具有通用性的数据采集系统，需要具备以下几种信号处理功能：

1) 采样平均器；
2) 脉冲激光测距；
3) 瞬态波形记录仪；
4) 多通道并行采样；
5) 单通道扫描采样。

其中，按照被处理回波电信号强度的不同，数据采集系统对信号的采样有光子计数和模拟信号检测两种。由于 FPGA 逻辑可重构的特性，能够以可配置前端和 FPGA 控制核心为平台实现多种信号的处理。

3 可重构数据采集系统结构

由上一节的分析可以看出，为了实现不同目标的探测，需要在 FPGA 中下载相应的功能核，而主机软件系统借助通讯接口电路配置功能核工作参数，并按照一定的时序，控制电路对来自光电探测器的信号进行放大或衰减、数字化、采集、上传、存储和显示。

该系统的硬件结构如图 1 所示，主要包括可配置前端、数字化单元以及可重构的逻辑单元 FPGA。前端部分的可配置特征主要体现在多通道的设计上，各通道都可以被主机分别设置和控制，而采集系统本身具有扩展性，使得主机可以同时操作多个硬件上的信号采集通道。

数据采集系统前端对信号的处理模式包括单光子和模拟信号两种，单光子探测模式能够保证高空或远距离返回的弱光信号较少受到电磁相互作用或探测设备增益变化等噪声因素的干扰，这里的前端放大器要求具有大工作带宽(不低于 300MHz)和高增益的特征。甄别器阈值由远程控制，阈值选择基于信号脉冲高度的分布，太低的甄别阈使系统易受 RF 噪声的干扰，太高的阈值水平可能丢失信号，通常找出两个极值后调整甄别阈到中间值；在

低空或者近距离探测中，强后向散射光信号使得单光子脉冲无法被区分开，经过光电探测器转换后的电流或电压信号为强度随时间变化的模拟信号，要求放大器具有高线性，此外，由于在一些探测实验中观测范围跨度大或受到光电转换器件探测效率的影响，输入信号的幅度具有较大的波动，选用增益可调的放大器，以满足模数转换器件的输入动态范围和分辨精度的要求。

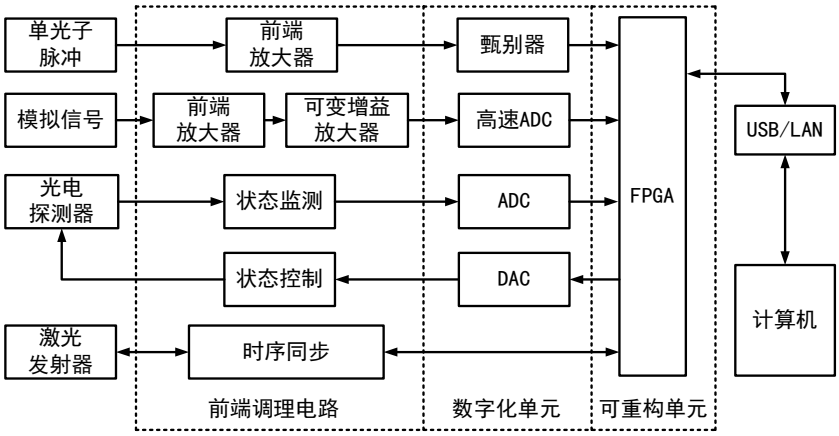


图 1　可重构激光雷达数据采集系统结构

数字化单元中的快速 ADC，任务是对模拟脉冲信号进行高速高精度数字化，采样频率至少在 100MHz 以上。同时，光电探测器的工作高压和温度等状态也需要经由数字化单元的转换进行实时监测和动态调整。

FPGA 作为探测设备的核心控制器件，功能框图如图 2 所示，主要模块包括接口芯片通讯，主机命令解码，缓存 RAM，外围芯片控制电路以及数字信号采集。前四项属于通用模块，用户可配置的模块主要为数字信号采集模块，包括有触发电路，时序发生电路，探测器工作状态监测，光子计数，模拟检测，信号累积平均器，时间测量等专用性模块，这些模块单元因不同的实验需求而异。由于 FPGA 资源有限，这些专用性功能模块事先开发，作为各个软核存储于计算机中，由实验人员根据实际要求调用和组合不同的软核，生成 FPGA 配置文件，重构 FPGA 硬件逻辑，并通过主机软件或接口函数命令控制系统的工作程序以进行各项实验。

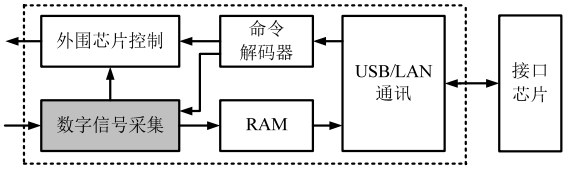


图 2　FPGA 功能框图

整个系统可选外部或内部触发方式，由集成在信号采集模块中的时序单元分别触发激光器、各路光电探测器和数据采集通道，以避免无效的数据信息或过多的背景噪声干扰探测结果。

主机软件系统的开发基于 NI 公司的虚拟仪器平台，利用 NI-VISA 作为第三方驱动与硬件系统实时通讯，并采用多线程技术完成激光雷达数据采集系统自动、长期的信号测量工作。

4　应用实例

4.1　大气能见度

激光雷达能见度仪是通过接收大气后向散射信号反演消光系数进而测量能见度的。图 3 为该系统作为大气能见度仪与激光雷达联机测试的回波信号分布。

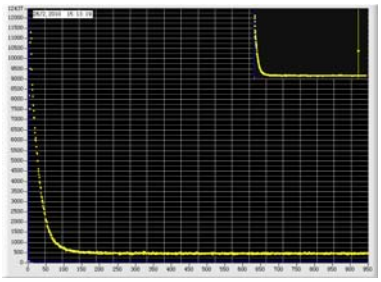


图 3　回波信号强度数据

图中信号强度逐渐增强，达最大值后表现为平滑的衰减，反应出发射激光束完全进入接收望远镜视场后大气成分密度随高度的分布，探测结果与国外 MCS-PCI 数据采集卡的数据进行了比对，多次测试总计数差别不超过 1.5%。该系统完全可以满足激光雷达数据能见度仪数据采集的需求。

4.2　关联成像

关联成像是一种新兴的成像技术，由多个探测器对光场符合测量，利用光场更高阶的关联获得信息，让目标物体的像呈现在不包含该物体的光路上，这样，如果携带物体信息的光场受到随机扰乱，关联成像仍然可以获得清晰的像。在最近的研究进展中，人们打破了纠缠光源的限制，更普遍存在和容易获得的赝热光源、热光源也都被用来实现关联成像[15]。在一般的关联成像装置中，光源的出射光被分为两路，待成像物体放置在某一光路上，该光路被称为“物臂”，其透射光或反射光由一个点探测器（PMT）接收，实验计算所需的数据为光场总强度信息，另外一路的特定区域由面探测器（或点探测器扫描）测量，该光路被称为“参考臂”，通过对两个探测器的探测结果进行符合计算，最终可以得到目标物体的图像。

该系统应用于赝热光源反射式鬼成像实验中，“物臂”上点探测器（PMT）探测反射光的光场总强度信息，图 4 为反射光脉冲经数据采集系统后送至计算机显示的波形，实验计算所需的数据为正比于光强的输出脉冲面积。

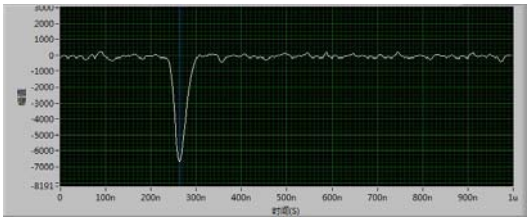


图 4　目标物体反射光脉冲波形

5 总结

本文介绍了一种可适用于多种探测需求的可重构激光雷达数据采集系统，系统集成了多通道的前端设计、高速高分辨的数字化单元以及可重构的 FPGA 控制电路，开发了独立的 FPGA 功能软核模块供调用组合以重构 FPGA 工作逻辑，通过主机的虚拟仪器软件程序实现多种激光雷达系统的实验，并举例说明了该可重构激光雷达数据采集系统已经在大气监测、激光成像等领域中有所应用。

参考文献：

[1] 赖旭东. 机载激光雷达基础原理与应用[M]. 北京: 电子工业出版社, 2010.

[2] 尹青，何金海，张华. 激光雷达在气象和大气环境监测中的应用[J]. 气象与环境学报，2009，Vol.25(5):48-56.

[3] Zhangjun Wang, Zhishen Liu, Liping Liu, Songhua Wu, Bingyi Liu, Zhigang Li, Xinzhao Chu. Iodine-filter-based mobile Doppler lidar to make continuous and full-azimuth-scanned wind measurements: data acquisition and analysis system, data retrieval methods, and error analysis [J]. APPLIED OPTICS, 2010, Vol. 49(36):6960-6978.

[4] G. Baumgarten, Doppler Rayleigh/Mie/Raman lidar for wind and temperature measurements in the middle atmosphere up to 80 km[J]. Atmospheric Measurement Techniques, 2010, 3: 1509–1518.

[5] 蔡喜平，赵远，陈锺贤，王晓鸥. 成像激光雷达系

统模拟[J]. 激光与红外，2000, Vol.30(5):274-276.
[6] Mathieu Dassot，Thiéry Constant, Meriem Fournier. The use of terrestrial LiDAR technology in forest science: application fields, benefits and challenges[J]. Annals of Forest Science, 2011, 68:959－ 974.
[7] 阎吉祥,龚顺生,刘智深. 环境监测激光雷达[M]. 北京：科学出版社，2001.
[8] 钟志庆，周军，戚福弟，范爱媛，岳古明，兰举生，江庆伍. 探测大气气溶胶消光系数的便携式米散射激光雷达[J]. 强激光与粒子束，2003, Vol. 15(12):1145-1147.
[9] Peter Rhone. Development of the Data Acquisition and Analysis Systems for a Portable Raman Lidar and a Doppler Wind Lidar[D]. 2004.
[10] E. Raymond Hunt, Jr., James H. Everitt, Jerry C. Ritchie, M. Susan Moran, D. Terrance Booth, Gerald L. Anderson, Patrick E. Clark, Mark S. Seyfried. Applications and Research Using Remote Sensing for Rangeland Management[J]. Photogrammetric Engineering & Remote Sensing, 2003, Vol. 69(6): 675–693.
[11] 余威波，万文略，郑有根. 汽车激光雷达自动防撞微机控制系统的研制[J]. 仪器仪表学报，2001, Vol. 22(4):428-430.
[12] 马秀娟，考丽，赵国良. 基于 FPGA 和 DSP 的高速数据采集实时处理系统的设计[J]. 电子器件，2007, Vol. 30(3):1009-1013.
[13] 王云才，马建议，韩晓红，王冰洁. 混沌激光相关法测距系统的信号采集与处理[J]. 应用光学，2011, Vol. 32(3):568-573.
[14] 龚天安，王云才，孔令琴，李海忠，王安帮. 面向汽车防撞的混沌激光雷达[J]. 中国激光，2009，Vol. 36(9):2426-2430.
[15] 卢川. 关联成像的理论与实验研究[D]. 2008.

The Design of a Reconfigurable Data Acquisition System for LiDAR

GAO Xin[1,2], WEN Fei[1,2], LIANG Fu-tian[1,2], SANG Zi-ru[1,2], CHEN Lian[1,2], JIN Ge[1,2]
(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics，Hefei 230026，China；
2. Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China，Hefei 230026，China)

Abstract: A reconfigurable data acquisition (DAQ) system for LiDAR is presented in this paper. The DAQ system can achieve various LiDAR experiments based on the same hardware by reconfiguring hardware and reprogramming software. The DAQ system is designed to satisfy multiple applications of LiDAR, such as meteorological observation, pollution monitoring and three-dimensional imaging. The hardware consists of alternative front-end electronics, digitalizers, reconfigurable units, and a host computer. FPGA is the core device of the system. The FPGA can be reconfigured by invoking different function cores which have been developed individually in order to use on varieties of experiments. The reconfiguration method in the system greatly increases the flexibility of the LiDAR data acquisition system, and reduces both the cost and preparation time for the experiments.

Key words: LiDAR; reconfiguration; FPGA; function cores

探测器前端专用集成电路 GEMPROC 的性能研究

王庆娟[1,2,3]，吕继方[1,2,3]，王铮[1,2]，张研[1,2,3]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；

2. 中国科学院高能物理研究所，北京，100049;

3.中国科学院研究生院，北京，100049）

摘　要：本文介绍了为多层 GEM 探测器所设计的专用集成电路 GEMPROC 的测试结果。该芯片集成了 16 个信号通道，其中每个通道分别包括了电荷灵敏前置放大器、滤波成形电路和峰值保持电路，并将保持住的峰值信息串行输出。描述了芯片测试的环境和电路，给出了功能测试、积分非线性测试和噪声测试的结果，并对这些结果进行了分析。

关键词：GEM；专用集成电路；积分非线性；等效噪声电荷

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

0　引言

GEM 探测器探测单元的大小直接影响探测器的位置分辨和计数率。为了提高 GEM 探测器的性能，就必须减小探测单元，增加探测器单位面积内的通道数目。从而需要有集成度较高、功耗较低的读出电子系统。

我们计划使用针对 GEM 探测器所设计的专用集成电路 GEMPROC[1][2]来代替传统的前端读出电子学，以此来提高减小系统的体积、功耗、成本。GEMPROC 共集成了 16 个通道，每个通道实现了电荷灵敏前置放大、滤波成形、峰值保持等模拟信号处理功能，保持住的峰值信息通过控制 16:1 模拟开关串行读出，总体框架如图 1。串行输出信号可直接与 ADC 连接，因输出信号为峰值信息，可以省去后端峰值采样这电路，并且每个芯片串行输出的 16 个通道的峰值信息只要一路 ADC，可以简化电路，降低系统成本。

我们对 GEMPROC 的基本性能进行了测试，主要包括功能、积分非线性、噪声、功耗等。

1　GEMPROC 芯片简介

GEMPROC 芯片是高能所自主设计的面向 3 层 GEM 探测器的一款专用集成电路，采用 Chartered 0.35um COMS 工艺，LQFP 封装。

GEMPROC 提供两模式：

一是工作模式，即输入端直接和 GEM 探测器连接。因为 GEM 探测器读出条为容性阻抗，所以采用交流耦合的方式。探测器的输出信号为负极性的三角形脉冲，经过芯片内的电荷灵敏前放、极零相消、滤波整形电路后变为准高斯波形，再送入甄别器与阈值电压进行比较，当滤波整形后的波形超过阈值时，甄别器将输出一个标识信号，判断该信号为有效信号，继续送入峰值保持电路，对该信号的峰值进行采样和保持，最后各通道有效的信号的峰值信息将通过 16:1 模拟开关串行读出。其中阈值电压是由芯片内部提供一个固定值。

作者简介：王庆娟（1987－），女，浙江金华人，在读博士，从事核电子学研究。

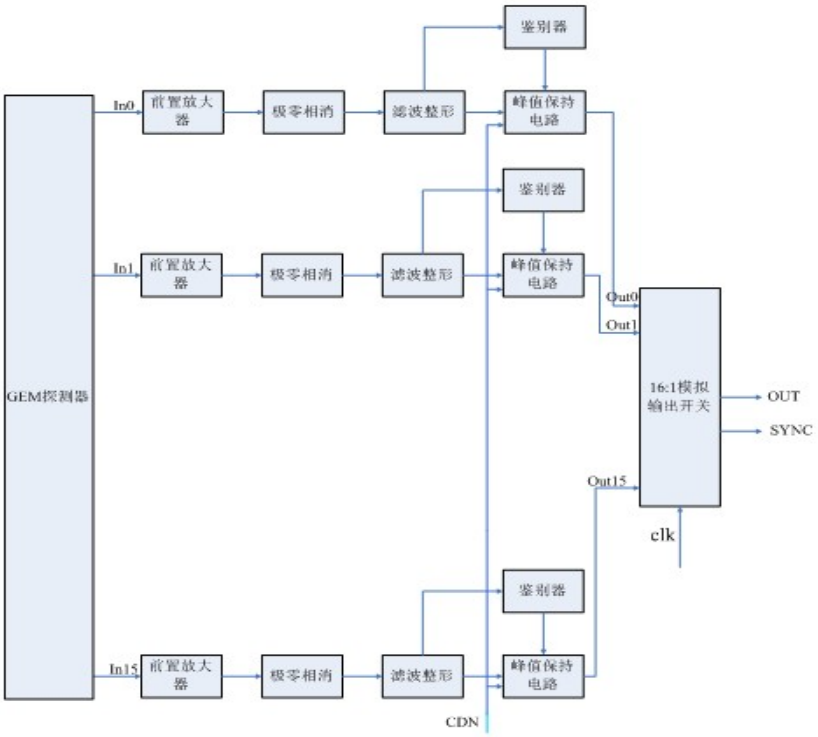


图 1. GEMPROC 总体框架

二是刻度模式，主要用于测试芯片各通道是否能正常工作以及各通道工作点的一致性。因芯片内部已经在刻度输入端加入了一个 1pF 的刻度电容，只需要外部提供一个方波信号，就可以实现对所选通道的刻度。测试通道和节点的选择由扫描链来控制。

GEMPROC 芯片的输出为包含有 16 个通道峰值信息的串行信号，我们需要提供一个外部时钟来控制 16:1 模拟开关，保证信号的正常读出，芯片工作的时序图如图 2。整个芯片的工作过程分为“采样”和“读出”，假设设定芯片的工作周期为 1us，则“读出”时间需要 16 个时钟周期为 400ns，“采样”时间则为 600ns。芯片只在“采样”过程中对有效信号进行采集，并且该有效信号必须是每个通道的第一个达到的信号。Reset 信号为芯片的复位信号，在每次采样开始时给出，周期为芯片的工作周期 1us。同步信号 sync 用于标识第一个通道读出的开始。

通过对扫描链的控制，可以实现输出指定节点

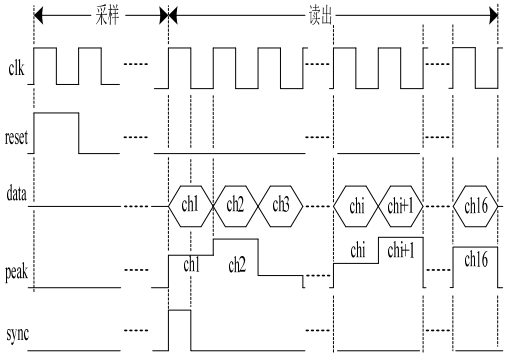


图 2. 芯片工作的时序图

的波形，如电荷灵敏前放输出波形、极零相消输出波形、滤波成形输出波形及峰值保持输出波形。通过对不同节点输出波形的质量，来测试芯片各个电路模块的工作情况，有利于对芯片性能做更具体的分析。

2 测试环境

对芯片的测试可以通过刻度模式进行，但是为了更全面的测试芯片的性能，我们选择在工作模式下进行测试。用于芯片性能测试的电路系统结构如

图 3 所示。

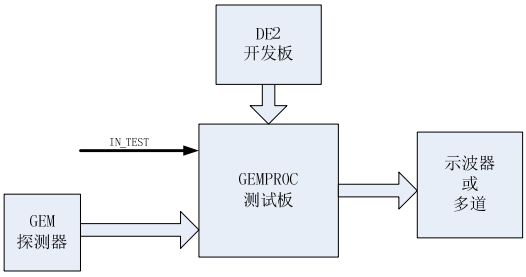


图 3. 测试系统结构图

在实验室测试时，需要建立合理的 GEM 探测器输出信号模型，以实现测试结果更接近与探测器联调的结果。我们采用输出为方波的理想电压源串联一个 1pF 的电容来模拟探测器的输出信号，如图 4 所示。其中理想电压源输出方波的周期为一定值，如 10us，占空比为 50%，幅度可调。输入的电荷量 Q 与电压幅度 V 和电容 C 的关系为: Q=CV。通过改变电压幅度 V，可以得到不同的电荷量。Cd 为模拟探测器的寄生电容，通过改变 Cd 的大小来测试寄生电容对芯片性能的影响。

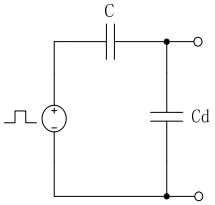


图 4. GEM 探测器输出模型

测试时所需的数字控制信号由 Alter DE2 开发板产生，实现对串行读出 16:1 模拟开关的控制，以及扫描链的控制。为了减小数字信号对输出信号精度的影响，控制 16:1 模拟开关的时钟信号仅在芯片“读出”时有信号，在“采样”时为 0，这样在芯片“采样”时无时钟信号叠加在有效信号上。

芯片的输出信号用示波器进行观察记录，完成芯片的功能测试。性能测试时，为了获得较为精确的结果，我们使用多道分析仪对整形后输出的波形进行积分非线性测试和噪声测试。

测试所用多道满量程为 10V，采样精度为 13bit，一共有 8192 道，每一道所代表的电压值约为 1.2207mV。多道分析仪对芯片输出波形的峰值进行采样，并以道数表示峰值电压。该多道分析仪要求输入信号为准高斯波形时其时间常数为 0.25us~30us。而 GEMPROC 芯片整形后的准高斯波形前沿约为 150ns，必需要对此波形进行进一步展宽才能满足多道对时间常数的要求，峰值信息才能被采到。为此采用两级无源 RC 滤波电路，如图 5 所示。

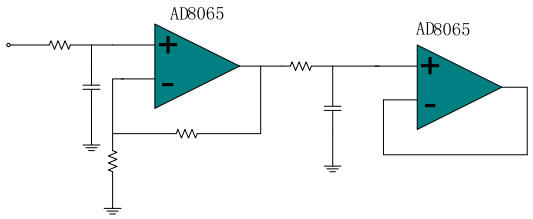


图 5. 整形电路

3 测试结果

3.1 功能测试

在芯片默认工作状态下，改变电压源所产生方波的幅度，用示波器查看整形后波形和峰值保持后的波形。如图 6、7、8 所示为第一通道输出波形，电压幅度分别为 80mV、150mV、200mv，相应的输入电荷量为 80fc、150fc、200fc。示波器的 ch1(黄色)、ch2（红色）分别为整形后波形和峰值保持波形，基线在 1.5V。

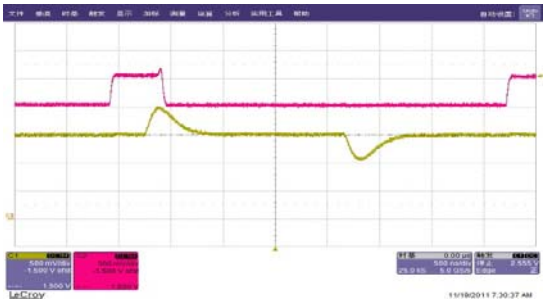


图 6. 第一通道输入电荷量为 80fC

图 7. 输入电荷量为 150fC

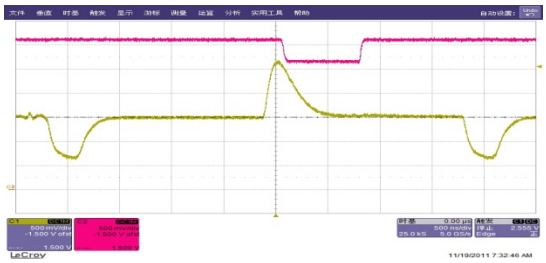


图 8. 输入电荷量为 200fC 时

从测试结果可以看出，随输入信号的变化，滤波整形后的信号大小也线性变化，且底宽约为 850ns，同时峰值保持电路可以保持住整形后的峰值。整形后波形的负向脉冲可以忽略，这是由于使用方波作为测试输入信号，波形的下降沿在 1pF 电容上的积分作用产生的，而 GEM 探测器的输入线号为单极性信号。

芯片的串行输出波形的测试结果如图 9，16:1 模拟开关控制时钟设为 10MHz，在第 1、7、14、15 及 16 通道加入输入信号，其余通道无输入。可以看出，模拟开关能够将 16 路峰值信息进行串行读出，每一通道的峰值信息都能在该通道读出周期的 1/2 以上时间内稳定。

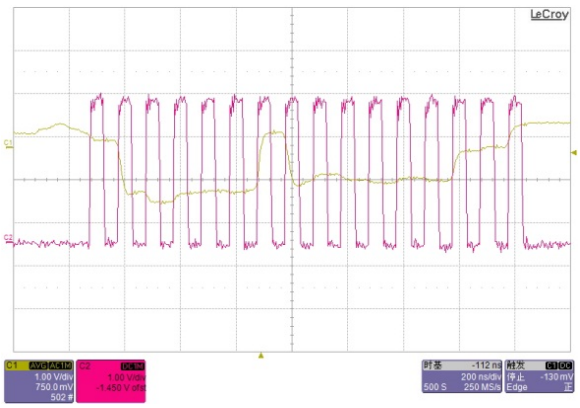


图 9. 串行输出波形

3.2 积分非线性测试

积分非线性[3]用来表示实际传输特性和理想线性的差别，表征输出信号和输入信号的线性关系。可有下面的公式计算：

$$INL = \pm \frac{\left| y_i - (ax_i + b) \right|_{\max}}{ax_M + b} \times 100\% \qquad (1)$$

其中，为 y_i 实际测定的输出信号；x_i 为输入信息；a、b 分别为输出信号拟合出直线的直线斜率和零点。x_M 为积分非线性计算范围内输入最大值。

如上所说，我们通过改变输入信号的幅度即可改变输入给芯片的电荷量。选取输入电荷量范围为 40fc~200fc，以 10fc 为间隔进行测试。对每个给定的电荷量进行 100,000 次重复测量，测量的平均值随输入信号的变化关系及最小二乘法线性拟合的结果如图 10 所示。再利用积分非线性计算公式(1)，可得出非线性结果，如图 11。

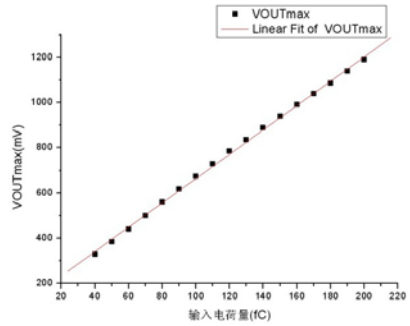


图 10. 输入电荷与输出电压的线性关系

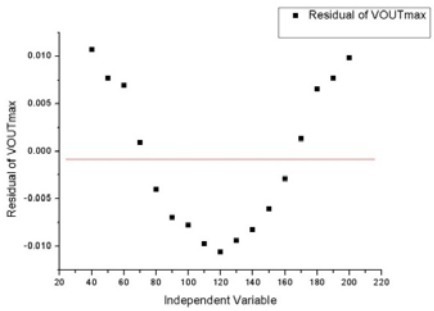


图 11. 积分非线性测试结果

结果表明，最大积分非线性约为 1.068%，在输

入电荷量为 40fc~200fc 内积分非线性小于 1%。因为输出波形的基线在 1.5V 左右，所以在用多道对准高斯波形进行采样前，除了需要作展宽外，还需要加一级 CR，将基线调至 0V。

3.3 噪声测试

电子学本身的噪声是影响探测器空间分辨率的重要因素。将输出信号噪声电压除以整个电子学系统的电荷电压变换增益，可以得到输入等效噪声电荷 ENC（Equivalent Noise Charges）。

准高斯信号的半高宽 FWHM（Full width half maximum）与标准偏差 σ_N（输出噪声电压）的关系为：

$$FWHM = 2.355\sigma_N \qquad (2)$$

通过多道测得 GEMPROC 芯片的半高宽 FWHM（Full width half maximum），乘以该多道每一道的电压值 1.22mV，得到半高宽 FWHM 对应的电压值。根据公式（2）求出输出噪声电压 σ_N。将输出噪声电压除以电路的增益，可以得到输入噪声电荷量，即得到等效输入噪声电荷数 ENC。

由于电路的等效输入噪声电荷数随着探测器电容的增加而增加，通过改变等效探测器电容 Cd 进行等效输入噪声电荷数的测量。测试中，我们取 Cd 值为 10pF、20pF、33pF、47 pF、75 pF 及 100 pF，输入信号由信号产生器产生方波信号，利用多道测试该输入信号的半高宽 $FWHM_{IN}$ 约为 0.9，GEMRPOC 芯片自身引入的半高宽则为：

$$\sqrt{FHWM_{GEMPROC}^2} = \sqrt{FHWM_{TOT}^2 - FHWM_{IN}^2}\ 。$$

所得结果经拟合后如图 12 所示。可以看出，等效输入噪声电荷数与探测器寄生电容 Cd 的大小呈线性关系，其斜率为 25.13e/pF。

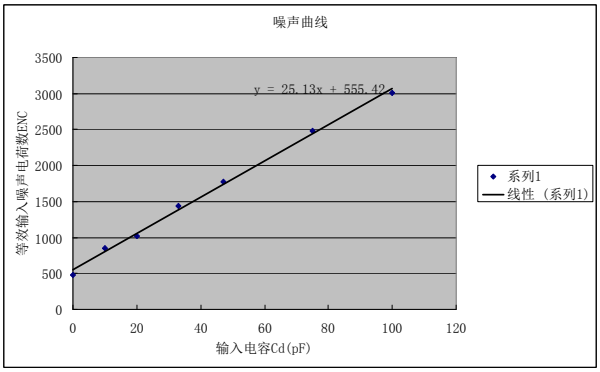


图 12. 测量得到的 ENC 随 Cd 的变化

4 小结

为 GEMPROC 芯片设计了基于多道分析器的测试系统并对其功能及指标进行了测量。测试表明，芯片功能正常，能够实现对输入信号的放大、成形及峰值保持等功能。在输入电荷量为 40fC~20fC 时，其积分非线性小于 1%，等效噪声电荷数约为 3003 个电子电荷，能满足芯片的设计指标。测试结果和仿真值的对比表见表 1。

表 1 GEMPROC 仿真值与测试值的对比

	功耗(mw/ch)	积分非线性		噪声
		整形后信号	峰值保持后信号	
仿真值	>20	0.3% @40fc～200fc 0.8% @10fc～200fc	0.4% @40fc～200fc 0.8% @10fc～200fc	19e/pF 2100e@Cd=100pF
测试值	20.625	<1% @40fc～200fc		25.13e/pF 3003e@Cd=100pF

参考文献：

[1] 吕继方,刘振安,王铮等. 高精度 CMOS 峰值保持电路设计[J]. 核电子学与探测技术，2011,31(9):958-960.

[2] 吕继方，曾云等. 四通道低噪声GEM探测器前端读出ASIC设计[J]. 核电子学与探测技术,

2009, 29(2): 258-262.
[3] 王经瑾,范天民,钱永庚. 核电子学[M]. 北京：原子能出版社，1983.

The Research of Detector Front-End ASIC—GEMPROC

WANG Qing-Juan[1,2,3], LV Ji-Fang[1,2,3], WANG Zheng[1,2], ZHANG Yan[1,2,3]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;

2. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing, 100049；

3. Graduate University of CAS, Beijing, 100049)

Abstract: This paper introduces the test results of GEMPROC which is an Application specific integrated circuit (ASIC) designed for Multi-layer Gas Electron Multiplier detector. 16 channels are integrated in a GEMPROC. Each channel has a charge sensitive preamplifier; a Gaussian shaper circuit and peek detect and hold circuit. Moreover, all information of peek amplitudes is multiplexed in serial before output. Here the test environment and circuit are described; the results that include function test, integral nonlinearity and noise measure are demonstrated and investigated in detail.

Key words: GEM; IDN; ENC; ASIC

一种抗单粒子翻转的 D 触发器

樊磊[1,2]，王科[1,2]，张圣君[5]，严珂[5]，姜维春[3,4]，李鲜[3,4]，王铮[1,2]，刘振安[1,2]，张万昌[3,4]，曹学蕾[3,4]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；

2. 中国科学院高能物理研究所实验物理中心，北京 100049；

3. 粒子天体物理科学院重点实验室，北京 100049；

4. 中国科学院高能物理研究所粒子天体物理研究中心，北京 100049

5. 电子科技大学成都学院微电子技术系，成都 611731）

摘　要：本文以互锁存储单元 DICE 结构为基础，设计了一种具有一定抗单粒子翻转能力的 D 触发器，并对该电路进行了仿真，与传统结构的 D 触发器相比，DICE 结构的 D 触发器具有一定的抗单粒子翻转的能力，将来可以应用在具有抗辐射性能的粒子探测器读出芯片中。

关键词：集成电路设计；抗辐射设计；单粒子翻转；D 触发器

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

随着高能物理和空间粒子物理的快速发展，许多实验装置对集成电路（ASIC）的需求不断增加;由于此类实验常常处于某种程度的辐射环境，为了保证系统的正常运行，对芯片的抗辐射性能有一定要求。因此，具有抗辐射能力的芯片已经成为粒子物理实验探测器中必不可少的部分。

随着集成电路工艺技术的发展，晶体管特征尺寸越来越小，电路中表征电平的电量也随之减小，导致数字集成电路越来越容易发生单粒子翻转效应，即便在不认为有辐射的环境中，也有发生单粒子翻转的可能性。D 触发器是数字电路中使用最多的时序器件，所以本文设计了一种抗单粒子翻转的 D 触发器。

1　单粒子翻转效应和抗单粒子翻转技术

数字电路在辐射环境中，周围的能量粒子会渗透到芯片内部，并发生电离辐射，在能量粒子的运动轨迹上产生一定数目的电子和空穴对，这些由于单个能量粒子电离辐射而产生的电子和空穴有可能在电场的作用下被电路的内部节点吸收，吸收了电子或者空穴的节点有可能改变原有的电平。上述效应称为单粒子翻转效应。在辐射环境中工作的集成电路，比如在卫星中工作的集成电路、顶点探测器的读出芯片，都受到单粒子翻转的威胁。1975 年，美国通信卫星的数字电路中的 JK 触发器，由于重核粒子的作用被触发，发生误翻转，这是第一次有记录的单粒子翻转现象。

主从 D 触发器一般由两个相同的锁存器构成，所以对触发器抗单粒子翻转的设计就是对锁存器的加固设计。目前国内外的抗单粒子翻转锁存器的设计已经很成熟，常用的加固技术有：空间冗余技术、时间滤波技术、电荷补充技术、编码技术和双重互锁存储单元 DICE(Dual

基金项目：国家自然科学基金（10905065）资助

作者简介：樊磊（1983—），男，开封人，助理研究员，研究方向：低噪声抗辐射模拟集成电路。

interlocked storage cell)技术等。相比与其它的加固方式，DICE 在面积、速度和功耗是比较有优势，所以我们使用 DICE 技术来设计 D 触发器。

2 使用 DICE 技术构建的主从边沿 D 触发器

图 1 是最普通的主从结构边沿 D 触发器的电路图，当传输门 T1 导通时，D 端的数据写入触发器，如果电路中的一个传输节点发生了单粒子翻转，输出的结果也会发生改变。因此这种结构的 D 触发器是不具有抗单粒子翻转特性的。

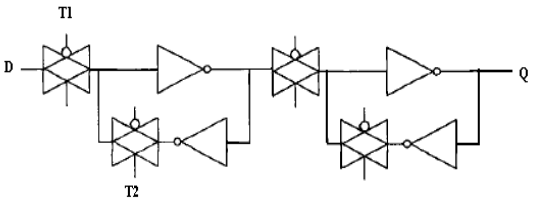


图 1 普通的主从结构边沿 D 触发器

在双互锁存储单元（DICE）的结构中，采用单管反相器构成反馈环，获得一个锁存结构，DICE 的电路结构如图 2 所示，一个单元由四个互锁的反相器组成，这种结构的电路有四个内部的存储节点，当其辐射的环境中工作时，如果其中一个存储节点发生单粒子翻转效应，并不会影响输出节点的变化，只是当相邻的两个节点同时翻转时，输出才将发生翻转，从而可以有效的减小输出端发生单粒子翻转的几率。基于 DICE 结构的特点，我们以 DICE 结构为基础设计了一种主从边沿 D 触发器。

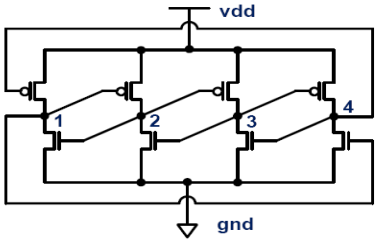


图 2 DICE 结构的电路图

3 仿真与版图设计

我们在触发器的一个敏感节点加入一个翻转信号，即在一定的时间段内，将原来的高电平拉低到低电平，可以看到采用 DICE 结构的 D 触发器的输出波形并没有发生变化，而传统的 D 触发器输出则发生翻转，仿真波形如图 3 所示。通过仿真我们还发现，在 DICE 结构中，如果两个相邻的两个节点同时发生翻转，那么输出也会发生翻转，因此在版图设计中，我们将相邻的两个敏感节点尽量远离，把 MOS 管的尺寸设计的比较大，以增大敏感节点的寄生电容，从而实现电荷补充，达到进一步提高抗单粒子翻转能力的作用，同时，在版图中采用了其它技术增加了单元抗单粒子锁定的能力。

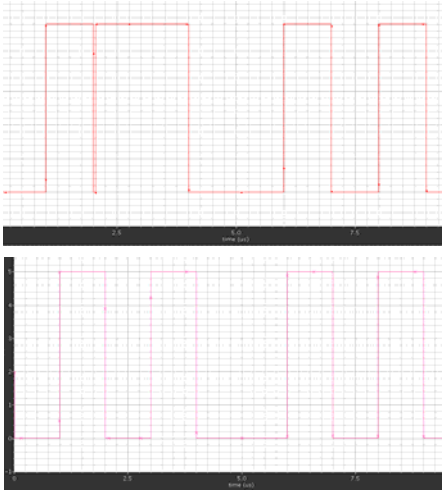


图 3 传统 D 触发器和 DICE 触发器的仿真波形

4 结论

通过仿真验证了 DICE 触发器相比于传统 D 触发器具有更好的抗单粒子翻转的能力，电路和版图的设计已经完成，预计在今年 7 月流片，并计划利用重离子加速器作为模拟源，设计相应的测试电路，对芯片进行抗辐射测试。

参考文献：

[1] Devine R A B. The Structure if SiO2 its Defects

and Radiation Hardness. IEEE Trans.Nuc.SCi.1944, 41(6):452-460

[2] 贺朝会，李国政，罗晋生，刘恩科，CMOS SRAM 单粒子翻转效应的解析分析，半导体学报，第 21 卷第 2 期，2000 年，pp.174-178

[3] 陈盘训.半导体器件和集成电路的辐射效应[M]. 北京：国防工业出版社，2005:230-231.

[4] Sexton F W. Destructive single-event effects in semiconductor devices and ICs [J]. IEEE Trans Nucl Sci, 2003, 50:603-621

[5] 李玉红，赵元富，岳素格，等. 0.18um 工艺下单粒子加固锁存器的设计与仿真[J].微电子学与计算机,2007，24（12）：66-69

[6] Mitra S, Seifert N,Zhang M, et al. Robust System Design with Built-in Soft-Error Resilience, Computer, 2005, 38(2): 43-52

[7] Baze M P, Buchner S P. Attenuation of single event induced pluses in CMOS combinational logic [J]. IEEE Tans on Nuclear Science, 1997, 44(6):2217-2223.

[8] 吕敏. 国防科技中的辐射物理问题. 第十一届全国抗辐射电子学与电磁脉冲学术年会论文集, 2011.12, p.1

[9] 刘忠立. 半导体器件辐射效应的研究动向. 第十一届全国抗辐射电子学与电磁脉冲学术年会论文集,2011.12, p.3-12

A SEU-Hardened D Flip-Flop

Lei Fan[1,2],Ke Wang[1,2],Shengju Zhang[5],Ke Yan[5], Weichun Jiang[3,4], Xian Li[3,4] , Zheng Wang[1,2], Zhen an Liu[1,2],Xuelei Cao[3,4]

（1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;

2.Experimental Physics Center, Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049

3. Key Laboratory of Particle Astrophysics, CAS, Beijing 100049

4. Particle Astrophysics Center, Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049

5. School of Microelectronics, Chengdu College of University of Electronic Science and Technology of China, Cheng Du, 611731）

Abstract: Based on Dual interlocked storage cell, a D flip-flop of strong hardness to Single Event Upset (SEU) for radiation environment is designed. The simulation shows that the DICE DFF has a significantly improved SEU hardness, compared with the type D flip-flop. The DICE DFF will be used in the particle detector readout chip.

Key words: IC design; radiation-hardened design; single event upset; D flip-flop

一种半导体粒子探测器多通道读出芯片研制进展

王 科[1,2]，李鲜[3,4],张圣君[5],严珂[5]，姜维春[3,4],樊磊[1,2],王铮[1,2],刘振安[1,2],张万昌[3,4]，曹学蕾[3,4]

(1.核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；

2.中国科学院高能物理研究所 实验物理中心，北京 100049；

3.粒子天体物理科学院重点实验室，北京 100049；

4.中国科学院高能物理研究所 粒子天体物理研究中心，北京 100049；

5.电子科技大学 成都学院 微电子技术系，成都 611731)

摘 要：近年来，多种先进粒子探测器已开始使用专用集成电路芯片（ASIC），国内也逐渐开始了此类芯片设计。本文设计了一种匹配硅-PIN 或硅漂移室等半导体探测器的多通道读出芯片，要求具有较好的低噪声性能和一定的抗辐射性能（特别是抗单粒子效应），可级联使用。每通道采用的方案是：低噪声前置放大器对信号进行预处理，然后分别送入滤波成形电路形成准高斯型脉冲，探测并保持峰值供读出；同时送入快成形电路得到准确时间信息供读出。该芯片第一版已经设计完成并投片，相关结果会及时报告。

关键词：粒子探测器；读出芯片；多通道；低噪声；抗辐射

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

随着核探测技术的发展，多通道的硅-PIN 或硅漂移室探测器在国内已有研制[1][2],由于其优异的性能，此类半导体探测器在国内的各种科学实验装置中将取得越来越广泛的应用；同时，各种通道数较多的探测器也开始使用定制集成电路（ASIC）作为其前端读出电子学[3]。本文针对硅-PIN 或硅漂移室探测器的特性，以其在某 X 射线探测卫星中的实际应用需求为依据，设计了一款多通道读出芯片。

1 芯片功能与参数

芯片的基本功能结构如图 1 所示，探测器输出的空穴或电子进入低噪声电荷灵敏前置放大器进行放大，并通过极零相消与 RC 高通电路后送入慢成形与快成形滤波电路。慢成形滤波为 RC4 积分电路，波形通过它后形成准高斯型脉冲，峰值探测与保持电路探测峰值并储存下来供读出，同时比较器输出慢成形的过阈触发信号。快成型电路用来提供精确的时间信息，滤波电路为时间常数极小的 RC 积分电路，其输出通过比较器后输出过阈信号，同时保留下时间标记，此功能用于分辨各通道的时间先后次序，在飞行时间测量，正电子发射谱仪时间符合方面有一定用途。

芯片设计所参考的探测器基本参数为：

1） 漏电流：10pA (常温）

2） 探测器结电容：0.3pF～1pF

与之相对应，读出芯片的主要参数为：

1）能量分辨率：半高宽 (FWHM) 小于 435eV@5.9keV 峰位,即等效噪声电荷 ENC 小于 51e（输入电容 1pF，漏电流 1pA，温度-35℃时）

2） 工作温度：-55℃～65℃

基金项目：国家自然科学基金(10905065) 资助。

作者简介：王科（1977－），男，重庆人，副研究员，博士，研究方向：低噪声抗辐射模拟集成电路。

3） 可适用于收集空穴或电子

4） 达峰时间（Peaking Time）可调：0.1us-12us

5） 通道间串扰 ＜2%

6） 功耗：每通道<10mW

7） 通道数：32 路

8） 计数率：单芯片可达 200K/s 以上，具有极零相消电路。

9）增益可调：1.125—4.5V/fC，

10）稀疏读取（Sparse Readout）

具有全芯片总标志位和各通道标志位，可只读取有数据的芯片通道，从而减小读出死时间。

11）输入端内建刻度电容，便于自测试

12）抗辐射要求：

芯片单粒子锁定阈值：大于 37MeV·cm2/mg

单粒子翻转阈值：15Mev·cm2/mg

抗总剂量能力：20Krad/Si

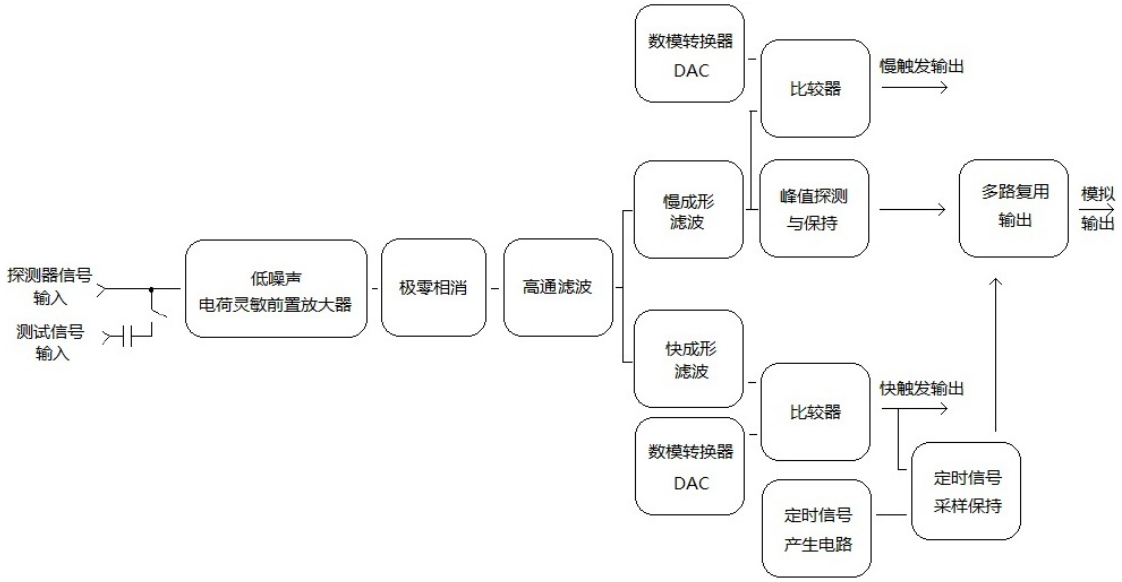


图 1. 读出芯片单通道功能结构图

2 芯片功能仿真

目前芯片基本电路已经设计完成，准备流片。仿真的慢成形信号（浅蓝色）与峰值保持信号（红色）如图 2 所示：

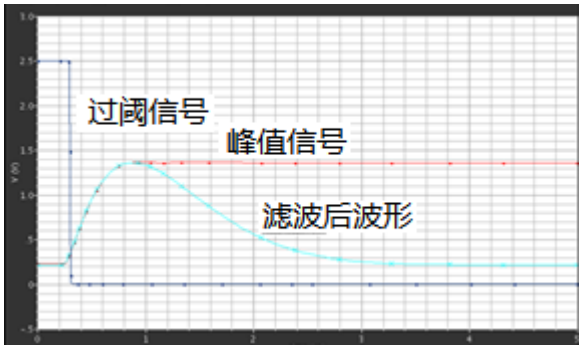


图 2. 慢成形波形仿真

3 结束语

此芯片更详细结果会及时在会上及相关期刊上报告。

参考文献：

[1] 张万昌,等. 平面工艺 Si PIN 低能 X 射线探测器研制[J]. 核电子学与探测技术,2009,29(1)：227-229.

[2] 孙亮,等. 硅漂移探测器的研制. 中国原子能科学研究院年报[J], 2010 年：357.

[3] 王科,等. 多阳极光电倍增管前端四通道放大读出芯片设计[J].核电子学与探测技术,2010,30(5)：589 - 617.

Study of Low Noise and Radiation-Hardened Readout ASIC for Si Particle Detector！！

Ke WANG [1,2] , Xian LI[3,4], Shengjun ZHANG[5] ,Ke YAN[5], Weichun JIANG[3,4], Lei FAN[1,2], Zheng WANG[1,2], Zhen'an LIU[1,2], Wanchang ZHANG[3,4], Xuelei CAO[3,4]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;

2. Experimental Physics Center, Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049;

3. Key Laboratory of Particle Astrophysics, CAS, Beijing 100049;

4. Particle Astrophysics Center, Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049;

5. School of Microelectronics, Chengdu College of University of Electronic Science and Technology of China, Cheng Du, 611731)

Abstract: Recently, kinds of particle detectors have used Application Specific Integrated Circuits (ASIC) in their electronics readout system and ASIC have been designed in China now. This project designed a multi-channel readout ASIC to match Si-PIN or SDD (Silicon Drift Detector). The chip has characteristics of low noise, radiation-hardening (especially for single particle effect) and can be cascaded. For each channel, signal which is preprocessed by a low-noise preamplifier is sent to the slow-shaper to form a quasi-Gaussian pulse and keep its peak for readout; at the same time, the signal is sent to the fast-shaper for timing information. The first edition of this chip has been completed, results will be reported in time

Key words: particle detector; readout ASIC; multi-channel; low noise; radiation hardening

一种新的基于液体闪烁体探测器的前置放大器测试方法

彭进先，刘国福，杨俊，罗晓亮

（国防科学技术大学仪器科学与技术系，湖南 长沙 410073）

摘　要：电荷灵敏前置放大器广泛应用于高分辨率能谱测量系统，其噪声特性与谱仪放大器中的滤波器有关，这给前放特性测试带来不便。本文提出一种半实物仿真的测试思路，利用高性能示波器采集前放的数据，采用软件算法滤波成形，基于数字化方法分析出前放的主要特性参数。该方法无需谱仪放大器即可实现，具有一定的实用价值。

关键词：电荷灵敏前置放大器；半实物仿真；软件算法；数字化方法；特性参数

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

前置放大器广泛应用于微弱信号检测领域，目前用于核探测器和测量系统中的前放主要分为电荷灵敏、电压灵敏和电流灵敏三大类，其中电荷灵敏前放因其输出增益稳定、噪声低而在高分辨率能谱测量系统中得到了广泛应用。衡量前放的主要性能指标有噪声、灵敏度、上升时间、动态范围及积分非线性等。

1　电荷灵敏前放的设计

1.1 电荷灵敏前放原理[1]

电荷灵敏前放的输出信号幅值基本不受探测器极间电容 C_D、放大器开环时输入电容 C_A 和电压增益等参数稳定性的影响。如图 1 所示，探测器输出的电流信号用 $i_D(t)$来表示，t_W 为信号持续时间，考虑到 C_D、C_A、以及连线分布电容 C_S，则放大器输入端总电容 $C_i=C_D+C_S+C_A$。由于引入反馈电容 C_f，这时从放大器输入端来看，加反馈后输入端总电容 $C_{if}=C_i+(1+A_o)C_f$，A_o 为开环增益。当 A_o 很大时，$(1+A_o)C_f>>C_i$，主要是 C_f 起作用，可以认为输入电荷

$$Q=\int_0^{t_W} i_D(t)\mathrm{d}t$$

都积累在 C_f 上，输出信号电压幅值近似等于 C_f 上的电压，即

$$V_{oM}\approx Q/C_f=\int_0^{t_W} i_o(t)\mathrm{d}t\Big/C_f \qquad (1)$$

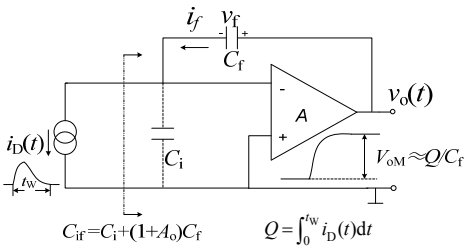


图 1. 电荷灵敏前放工作原理示意图

由于反馈电容可以足够稳定，C_i 的影响可以忽略，输出电压幅值 V_{oM} 有很好的稳定性，因此这种前放常用于高分辨率能谱测量系统。为了释放 C_f 上不断积累的电荷量，常附加一个阻值较大的反馈电阻 R_f（泄放电阻）与 C_f 并联。

1.2　电荷灵敏前放设计

基金项目：国家自然科学基金项目资助（A050508/11175254）

作者简介：彭进先(1988—)，男，新疆塔城，硕士研究生，学士，从事核电子学研究。

BC501A 型的液体闪烁体探测器具有优良的性能，在国际上广泛应用于 n/γ 的甄别研究，其从阳极输出的电流信号依然和输入光子数保持线性关系，能够满足能量信息获取的要求。BC501A 型的液体闪烁体探测器输出是如图 2 所示的快电流信号(t_R<5ns， t_W<30ns)。

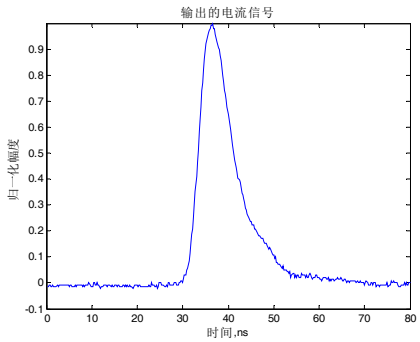


图 2. 液体闪烁体探测器输出的归一化电流波形

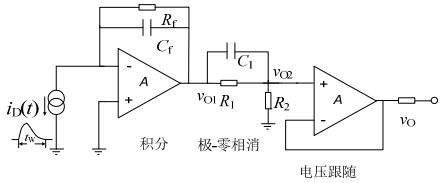


图 3. 电荷灵敏前放的设计原理图

传统电荷灵敏前放设计多采用分立元件或分立元件+集成运放的设计思路，本文采用了基于集成运放的电荷灵敏前放设计结构，原理图如图 3 所示。设计分为三部分，第一部分是积分环节，把电流信号积分成电压信号；第二部分是极-零相消部分，对从积分器输出衰减很缓慢的信号进行微分，强制地改变信号的极点，使输出的信号衰减更快，减少“堆积”；第三部分是电压跟随器，为整个前放提供低的输出电阻，提高带负载能力。前放传递函数为

$$H(\mathrm{j}\omega)=\frac{1}{C_{\mathrm{f}}\left(\mathrm{j}\omega+1/\tau_{\mathrm{f}}\right)}\frac{\mathrm{j}\omega+1/\tau_1}{\mathrm{j}\omega+1/\tau_2} \qquad (2)$$

（其中， $\tau_{\mathrm{f}}=R_{\mathrm{f}}C_{\mathrm{f}}$， $\tau_1=R_1C_1$， $\tau_2=\dfrac{R_2R_1C_1}{R_1+R_2}$ ）

由 $\tau_f=\tau_1$，极零相消得

$$H(\mathrm{j}\omega)=\frac{1}{C_{\mathrm{f}}\left(\mathrm{j}\omega+1/\tau_2\right)} \qquad (3)$$

从探测器输出近似理想的电流脉冲 $i_D(t)=Q\delta(t)$，其傅里叶变换 $I_{\mathrm{D}}(\mathrm{j}\omega)=Qu(t)$，则前放输出信号的频域表达式为

$$V_{\mathrm{o}}(\mathrm{j}\omega)=I_{\mathrm{D}}(\mathrm{j}\omega)H(\mathrm{j}\omega)=\frac{Q}{C_{\mathrm{f}}}\frac{1}{\mathrm{j}\omega+1/\tau_2} \qquad (4)$$

反变换得

$$v_{\mathrm{o}}(t)=\frac{Q}{C_{\mathrm{f}}}e^{-t/\tau_2}u(t) \qquad (5)$$

因此，输出的是幅值为 Q/C_f，以时间常数为 τ_2 的指数衰减信号。

2 前放特性参数的测试方法

要测试的主要特性参数有噪声、灵敏度、上升时间、动态范围和积分非线性。噪声既和前放的噪声源有关，也和谱仪放大器中的滤波器有关。因此在给出噪声值时，必须说明使用什么样的滤波器和多大的时间常数。前放的灵敏度、上升时间、输出的动态范围和积分非线性则不需要谱仪放大器的参与。图 4 是一种经典的前放测试原理框图[2]，需要精密脉冲信号发生器、谱仪放大器、示波器和多道脉冲幅度分析器的参与。

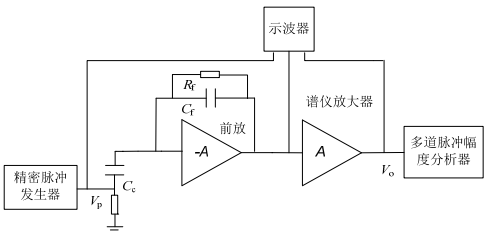


图 4. 经典的前放测试原理方框图

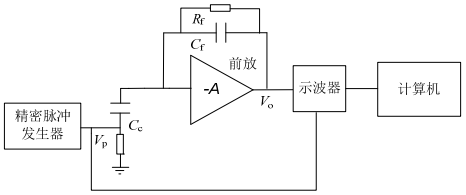


图 5. 数字化测试法的原理方框图

本文提出了半实物仿真的测试方法，结构如图 5 所示，测试不需要谱仪放大器和多道脉冲幅度分析器的参与，取而代之的是利用计算机的软件平台完成滤波成形以及数据的处理，最终获得前放的各项特性参数。这种测试方法也可以称为数字化的测试方法。

实验中，精密脉冲信号发生器采用 Agilent 33522A 函数/任意波形发生器；示波器是 Tektronix DPO4104 数字荧光示波器，可以实时观察输出信号，更重要的是将采集的数据送入计算机，通过 MATLAB 对数据进行处理。为了尽可能真实的模拟电荷输入前放，要求信号发生器输出的信号上升时间快，衰减较慢。调节信号发生器使输出频率 f=1kHz，上升时间为 8.4ns 且宽度为 500μs，幅值待定的负向脉冲。为了使分析更准确，示波器工作在全带宽（1GHz），高分辨率的采样模式，采样频率为 5G，每次采 1M 个数据送入计算机待分析。

3 主要特性测试

3.1 噪声特性

电荷灵敏前放的噪声已经在文献 [1]讨论过，实际应用中前放的噪声与具体情况有关。在能谱测量中，前放或探测器-前放系统的噪声通常以噪声线宽表示。噪声线宽定义为噪声对能谱的贡献。下面将对图 5 中基于数字化的测试方法进行理论分析。在无信号输入时，用示波器采集前放的输出，采用滤波算法滤波成形后求出噪声电压均方根值为 V_{no}，则以电压为单位噪声线宽为

$$\mathrm{FWHM}_{NV} = 2.355V_{no} \qquad (6)$$

把噪声电压换算成以电荷为单位的噪声线宽更直观，和信号更具有可比性。在图 5 中，由信号发生器输入已知幅值为 V_p 的信号，并采集前放的输出，滤波成形后幅值为 V_o，这时输入的电荷量为 V_pC_c 的，则

$$\frac{\mathrm{FWHM}_{NV}}{\mathrm{FWHM}_{NC}} = \frac{V_o}{V_pC_c} \qquad (7)$$

代入（6）式可以得到等效噪声电荷

$$\mathrm{FWHM}_{NC} = 2.355\frac{V_p}{V_o}C_cV_{no} \qquad (8)$$

这就是说要获得好的噪声性能，可以通过设置滤波参数使 V_{no}/V_o 最小。好的滤波成形能减小电子学噪声、脉冲堆积和弹道亏损等对能量分辨率的影响。梯形滤波算法就是核信号滤波成形的常用方法，它将输入指数衰减信号滤波成形为同幅值的等腰梯形[3]。它具有较好的抗噪性和抗堆积能力。操作时，可以根据成形要求，方便的调节梯形上升时间 t_a 和平顶宽度 D。

当输入 V_p=1.5Vpp 时，输出的是时间常数为 20μs，幅值为 1.38V 的指数衰减信号。采用梯形滤波算法，图 6 给出滤波成形前后的波形（t_a=D=1μs）。

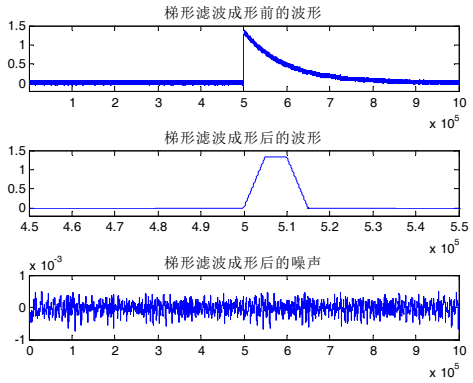


图 6. 滤波成形前后的波形

增加平顶宽度 D 可以减少噪声的影响，通过调节参数 t_a 和 D，使 V_{no}/V_o 较小即可。综合考虑，当 t_a=D=1.5μs 时，V_{no} 和堆积都较小，V_{no}=5.8138×10^{-5}V，此时信号的幅值 V_o=1.3349V。代入（8）式，得到梯形滤波算法下的等效噪声电荷为（C_c=200pF）

$$\mathrm{FWHM}_{\mathrm{NC}} = 2.355\frac{V_{\mathrm{p}}}{V_{\mathrm{o}}}C_{\mathrm{c}}V_{\mathrm{no}} \approx 3\times10^{-14}\mathrm{C} \qquad (9)$$

因此，所设计的电荷灵敏前放的零电容噪声电荷为 3×10^{-14}C。滤波前的噪声电压均方根值为 8.4919×10^{-4}V，滤波后为 5.8138×10^{-5}V，这说明梯形滤波算法对抑制噪声有一定的效果，但是噪声依然相当的大，相当于 1.8×10^{5} 个电子电荷。

3.2 上升时间

在能谱测量系统中，前放输出信号的上时间 t_{ro} 变化时，经滤波成形后，信号的幅值也会发生变化，因而使系统的能量分辨率降低。t_{ro} 与前放本身的上升时间 t_{r}、探测器的电流脉冲持续时间以及探测器的极间电容有关。文献[4]给出了近似的计算公式

$$t_{\mathrm{r}} \approx \sqrt{t_{\mathrm{ro}}^2 - t_{\mathrm{o}}^2} \qquad (10)$$

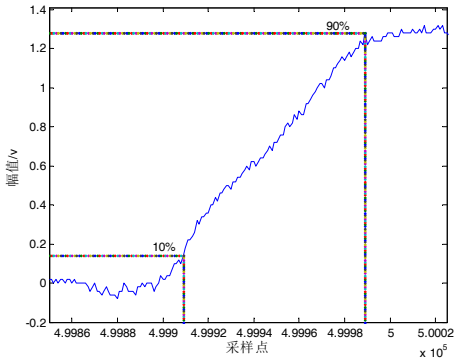


图 7. 输入 1.5Vpp 时测量上升时间的原理图

分析采集得到的数据，找到最大值的 10%和 90%对应点，输入 1.5Vpp 时输出最大值为 1.38V，其 10%和 90%附近对应第 499909 和 499989 个采样点，由二者之间的差值可以算出时间（每个采样点的时间间隔为 0.2ns），为 80×0.2ns=16ns，则可以计算出前放本身的上时间约 13.6ns，如图 7 所示。可以看出，当外接电容为零时自制前放的上升时间小于 14ns。

3.3 电荷灵敏度

一定量的电荷 Q 输入到电荷灵敏前放时，输出电压幅值为 V_{oM}，电荷灵敏度

$$A_{\mathrm{CQ}} = \frac{V_{\mathrm{oM}}}{Q} \approx \frac{1}{C_{\mathrm{f}}} \qquad (11)$$

理想的电荷灵敏前放，其电荷灵敏度在一定范围内是一个常数，即输出信号幅值与输入电荷的关系在直角坐标系中是一条通过原点的直线。从物理角度讲，希望 A_{CQ} 越大越好，但由于受到放大器输出动态范围的限制，A_{CQ} 不可能非常大，应根据实际应用要求来确定其大小。调节信号发生器输出脉冲的幅值，经处理得到前放输出信号的幅值，记录在表 1。

表 1　测量结果

次数	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Vpp/V	0.01	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.7	1.0	1.2
Q/pC	2	10	20	40	60	80	100	140	200	240
V_{oM}/V	0.0102	0.0472	0.096	0.188	0.28	0.376	0.464	0.608	0.94	1.06
次数	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Vpp/V	1.5	1.7	2.0	2.2	2.5	2.6	2.7	2.8	3.0	3.5
Q/pC	300	340	400	440	500	520	540	560	600	700
VoM /V	1.38	1.54	1.88	1.96	2.24	2.32	2.80	2.96	3.28	3.52

将测量的数据绘制在图 8（圆圈），从图中分析可得，后面四个数据严重偏离数据总体趋势，图 9 是输入幅值为 2.8Vpp 时前放的输出，可以看出输出出现被削顶现象，对于这类点应该将其剔除。剔除野点后，利用最小二乘法实现数据拟合，如图 8 所示。理论上应该是过原点的一条直线且斜率 ACQ≈1/Cf=5×109V/C，实际得到的电荷灵敏度 ACQ=4.5×109V/C，理论与实际相差较大，究其原因可能是受电子学系统的噪声以及电容、电阻值的误差和走线不良等的影响。

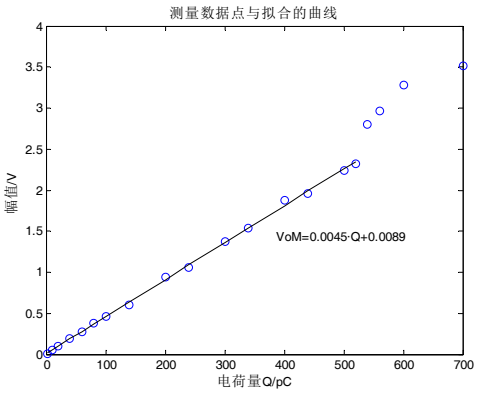


图 8. 测量的数据点与拟合的曲线

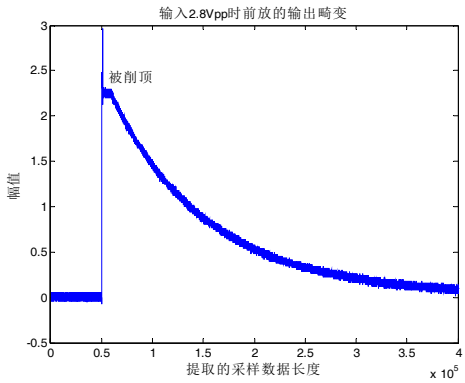


图 9. 输入脉冲幅值为 2.8Vpp 时前放的输出

3.4 动态范围及积分非线性

通过前面分析得到，输出电压动态范围为 0~±2.32V。

实际的电荷灵敏前放总存在非线性。如果把实际输出幅值特性曲线上点 M (Q_{max}，V_{max})，与坐标原点相连的直线作为理想的输出幅值特性曲线，由此可以得到非线性系数。过最大值点 M（520，2.32）和原点的直线方程为 V=0.0045×Q，分析得到点 M_1（400，1.88）与直线的差值最大，达 0.08V，如图 10 所示。则非线性误差为

$$\varepsilon_i = \frac{\Delta V_{max}}{V_{max}} = \frac{|V_i - V_{理想}|}{V_{max}} \times 100\%$$

$$= \frac{|1.8800 - 1.8000|}{2.3200} \times 100\% \approx 3.4\% \qquad (12)$$

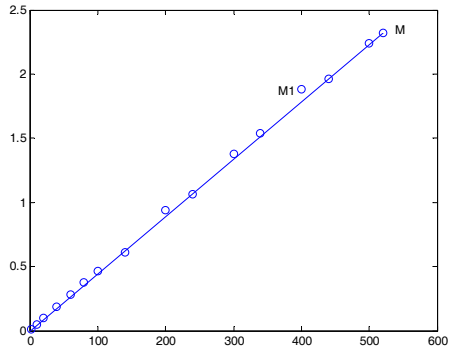


图 10. 积分非线性分析图

因此，自制前放的积分非线性小于 3.4%。

4 总结与展望

本文提出了半实物仿真的思想，利用软件代替谱仪放大器完成滤波成形，同时也是对数字化测试方法的尝试。全文详细分析了基于液体闪烁体探测器前放的数字化测试方法，运用 MATLAB 程序实现了滤波成形，分析了本文提出的测试方法并给出了前放的五个基本特性参数，虽然与理论值相比有一定的差距，但为下一步改进指出了方向。目前，ADC + FPGA + DSP 的核电子学设计结构已广泛应用，随着高速数字芯片的快速发展，基于脉冲波形直接采样的全数字处理技术将成为核科学发展的重要趋势。

参考文献：

[1] 彭进先，刘国福，杨俊，罗晓亮. 低噪声电荷灵敏前置放大器关键技术的现状与发展 [J]. 核电子

学与探测技术, 2012,32(1): 1-6.
[2] 王经瑾. 核电子学 [M]. 北京：原子能出版社，1983：104-204.
[3] 周清华，张软玉，李泰华. 数字化核信号梯形成形滤波算法的研究 [J]. 四川大学学报（自然科学版）.2007，44(4): 111-114.
[4] 王英芝. 核电子技术原理 [M]. 北京：原子能出版社，1989：65-6.

A New Testing Method of Charge Sensitive Preamplifier Based on Liquid Scintillators Detector

PENG Jin-xian, LIU Guo-fu, YANG Jun, LUO Xiao-liang
(Department of Instrument Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The charge sensitive preamplifier (CSP) has been widely used in high resolution energy spectrum measurement field. The noise performance of CSP is relative to the filter of spectroscopy amplifier, which will be inconvenient when testing the performance of CSP. This paper has presented a semi-physical simulation(SPS) testing idea, which firstly uses a high-performance oscillograph to acquire the data of CSP, then adopts software algorithms for pulse shaping, and subsequently analyses the main performance parameters of CSP based on a digital method. This method can be carried out without the spectroscopy amplifier and it has some practical values.

Key words: CSP; SPS; software algorithms; performance parameters; digital method

用于点电极 HPGe 探测器的低温低噪声 CMOS 前放芯片

朱雪洲[1,2]，邓智[1,2]，刘以农[1,2]，李玉兰[1,2]

（1. 清华大学工程物理系，北京 100084；

2. 粒子技术与辐射成像教育部重点实验室（清华大学），北京 100084）

摘 要：本文研制了用于点电极高纯锗探测器的新版低温低噪声 CMOS 电荷灵敏前放芯片。设计中通过采用片外可调节的偏置模块使芯片在低温下能正常工作，在上一版芯片的基础上，芯片内采用自动复位的开关反馈方式和开关电容复位方式，避免了反馈电阻会引入的并联噪声，芯片的输出级具有直接驱动同轴电缆和主放的能力。芯片采用了 0.35μm CMOS 工艺流片。测试结果表明在低温下芯片能达到 6.5 个电子的零电容噪声，2pF 输入电容时的噪声达到 10 个电子，12us 成型时间下的噪声斜率为 10.5e/pF。本文还探讨了 PCB 基材对噪声性能的影响，及进一步提升系统噪声性能的措施。

关键词：点电极；高纯锗探测器；低噪声；专用集成电路；低温电子学

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

采用高纯锗（HPGe）探测器测量高分辨率的伽马射线能谱的技术已经相对成熟，但最近几年在暗物质探测和中微子物理中用到的点电极(Point-Contact)、大质量的高纯锗探测器成为了新的研究热点[1] [2]。由于点电极高纯锗探测器的电容能够低至 1pF，使得电子学噪声减小，从而低于 keV 的能量阈值成为可能。传统的低噪声电荷灵敏前放通常是由 JFET 实现的，因为它的 1/f 噪声比 CMOS 小很多。而 1/f 噪声的大小和探测器电容成正比，因此电容仅为 1pF 的点电极高纯锗探测器产生的 1/f 噪声通常只有 10 个电子左右，这使得采用 CMOS 来实现低噪声前放成为可能。此外，在 77K 的温度，CMOS 的噪声性能并不会因为过低的温度而变差[3]。因此可以将 CMOS 前放放置在离 HPGe 探测器尽可能近的位置，进一步减小引线的寄生电容。本文设计了针对低噪声性能优化的 CMOS 电荷灵敏前放芯片，此芯片能在低温下正常工作。此外，在实验中发现电源噪声、安装芯片的 PCB 板材也是低噪声系统中的关键因素。

1 芯片电路设计

低噪声电荷灵敏前放芯片的电路包括以下几部分：

1.1 放大级

放大级采用传统的折叠式共源共栅结构。PMOS 由于有更低的 1/f 噪声系数，用来作输入管。通过电路仿真优化，输入管的尺寸取为 400 m/0.35 m。反馈电容为 0.125pF。芯片的偏置电流可以在片外调节，这保证了芯片在不同温度下能正常工作。

1.2 放电电路

电荷灵敏前放中通常使用反馈电阻来放电，但反馈电阻会贡献一定的噪声，它带来的噪声和阻值成反比，但在芯片内设计阻值很大的电阻是非常困难的。因此在本设计中用两种不同的方式代替了反馈电阻，避免了放电电路引入的噪声。

作者简介：朱雪洲（1987－），男，江苏金坛，清华大学工程物理系在读硕士生，主要从事低噪声专用集成电路设计研究。

方式一是开关复位，如图 1 所示。当输出超过窗口比较器的上阈或下阈时，一个复位脉冲会产生以导通连接前放输入和输出的开关。为了避免复位过程中的振铃现象影响复位结果，复位脉冲的宽度需要持续 1μs。

方式二是开关电容复位，如图 2 所示。比较器的输出结果控制两个开关电容，向前放输入端注入不同极性的电荷，以实现复位。这样的复位方式死时间很短。

复位的频率是由探测器的漏电流决定的，例如：探测器漏电流为 10pA 时，复位的频率约为 100Hz。

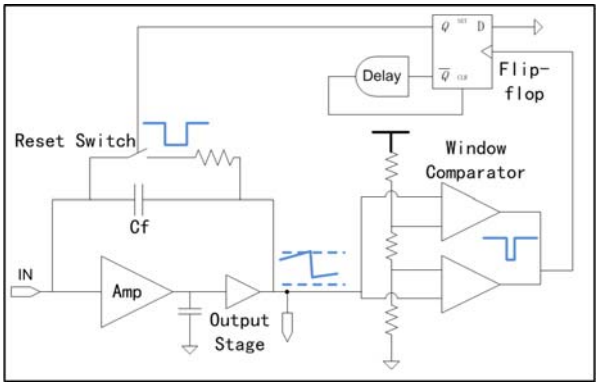


图 1：开关复位电路示意图

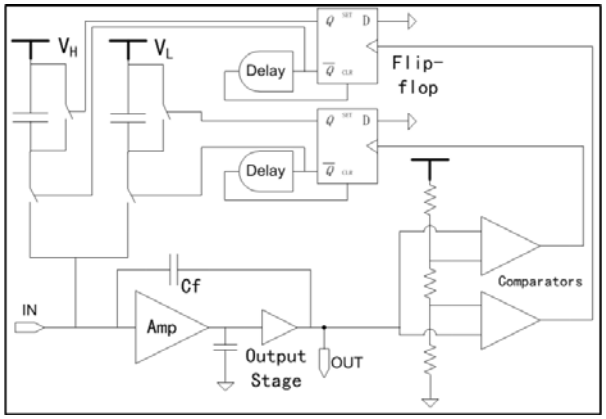


图 2：开关电容复位电路示意图

1.3 输出级

前放需要驱动约 1m 长的电缆以及主放。输出级针对负向的输出信号优化，如图 3 所示。在 200pF 容性负载的情况下，输出信号上升时间约为 10ns。并且输出级可以驱动 1kΩ的阻性负载，可以直接驱动主放[4]。

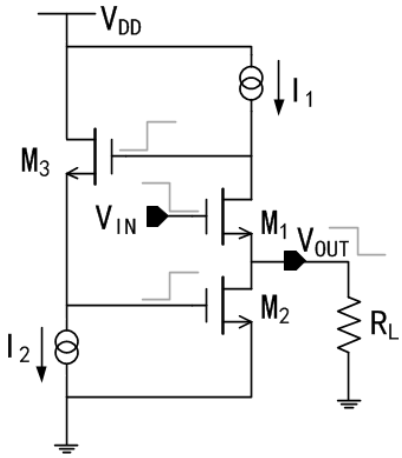


图 3：输出级电路

2 芯片测试

芯片有两个版本 HPGeCSA1 和 HPGeCSA2，分别为了测试前放芯片的零电容噪声（HPGeCSA1）和实际应用（HPGeCSA2），两者的区别在于 HPGeCSA1 在芯片内前放输入端设置了一个开关，如图 4 所示。当开关断开时，就消除了芯片引线和 PCB 走线的寄生电容，可以测量出前放的零电容噪声。

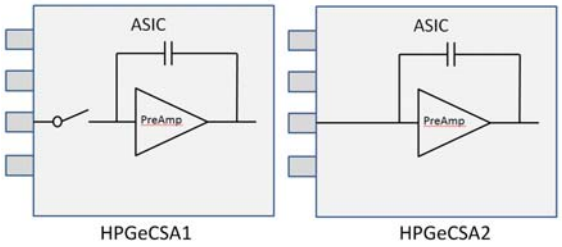


图 4：HPGeCSA1 和 HPGeCSA2 的区别

HPGeCSA1 和 HPGeCSA2 采用 Chartered 0.35μm CMOS 工艺完成了流片测试，HPGeCSA2 的芯片版图如图 5 所示。芯片裸片通过打线连接到 PCB 板上进行测试，如图 6 所示。

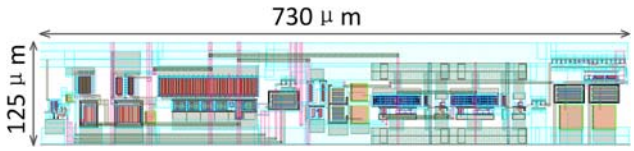


图 5：HPGeCSA2 芯片版图

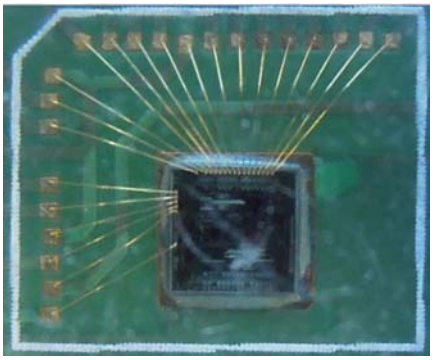


图 6：裸片打线到 PCB 上

当用三端稳压器（MIC29150）给芯片供电时，测到的噪声远大于设计仿真值，分析原因为输入级的电源噪声经过放大到输出，成为了输出噪声的主要成分。因此改用电池供电，以下测试结果均为电池供电的测试结果。

2.1 漏电流

当芯片不连接探测器时，通过芯片复位的周期可以计算出芯片自身的漏电流的大小。HPGeCSA1 的漏电流随温度的变化如图 7 所示，在-60℃下的漏电流下降到 10fA，芯片平均每 10s 复位一次。而 HPGeCSA2 在常温下的漏电流就仅为 10fA，低温下漏电流更低但下降不明显，芯片平均几十秒才复位一次。据此分析 HPGeCSA1 的输入端的开关引入了漏电流，但针对实际应用的 HPGeCSA2 的漏电流极小，对噪声的贡献可以忽略。

2.2 零电容噪声

将 HPGeCSA1 的输入端的开关断开，在不同温度和不同成型时间下，测得前放芯片的零电容噪声，如图 8 所示。在低温下测量得到的噪声达到 10 个电子以内，设计仿真值约为 6 个电子，两者基本相符。

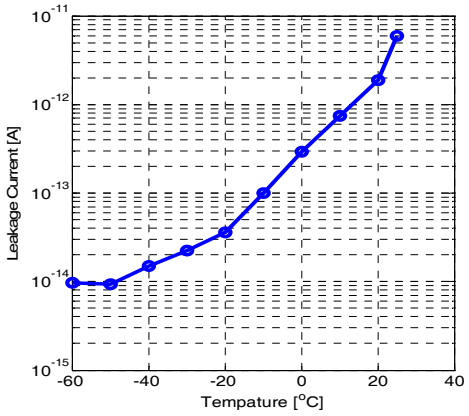


图 7：HPGeCSA1 的漏电流随温度的变化

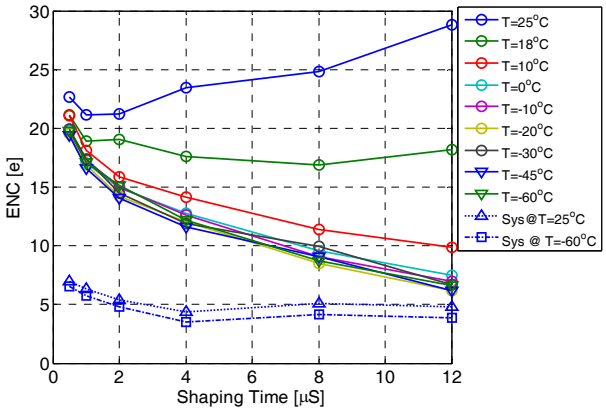


图 8：不同温度下，噪声 VS 成型时间

2.3 PCB 板材对噪声的影响

将 HPGeCSA2 打线连接在普通 PCB 板材（FR4）上测试时，发现异常，如图 9 所示。图中仿真结果的噪声斜率曲线在 0pF 附近线性变差，但 2pF 以上线性都很好，但测试结果在 4pF 以内线性就变差，噪声不再随输入电容减小而减小，饱和在比仿真噪声值大许多的位置，因此推测有新的噪声成分存在。

分析这种异常是由于板材的介电损耗引入了噪声，这种噪声是由于电介质中的热量流动引起的，它的计算公式为：

$$(ENC)^2 \approx 2.4kT(D \cdot C_d)$$

其中 D 为损耗因子（Dissipation Factor），Cd 为有介电损耗效应的寄生电容。所用板材的 D 约为

0.01，Cd 若取为 0.5pF，计算得介电损耗引入的噪声约为 30~40e。

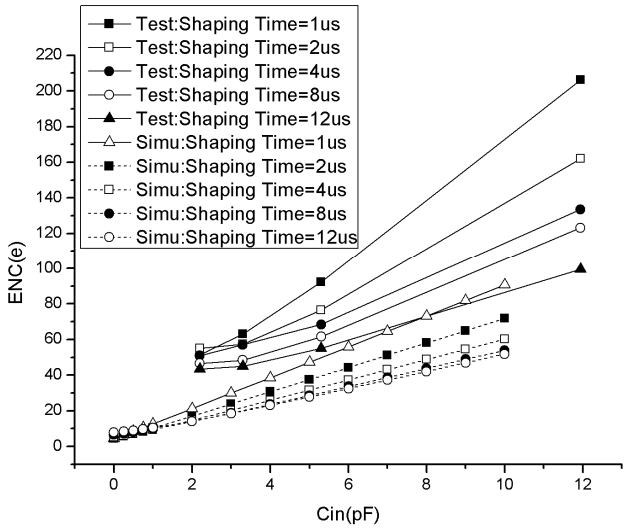


图 9：常温下，普通 PCB 板材，噪声斜率的测试和仿真结果对比

Cuflon 材料的损耗因子 D 为 0.00045，选用 Cuflon 材料制作测试 PCB 板，在常温下的测试结果如图 10 和图 11 所示。可见，使用低损耗因子的板材在常温下的噪声（输入电容为 2pF）达到了 10 个电子的水平，和仿真结果接近。验证了 PCB 板材确实会对前放噪声产生影响。常温下 12us 成型时间的噪声斜率约为 10.5e/pF。

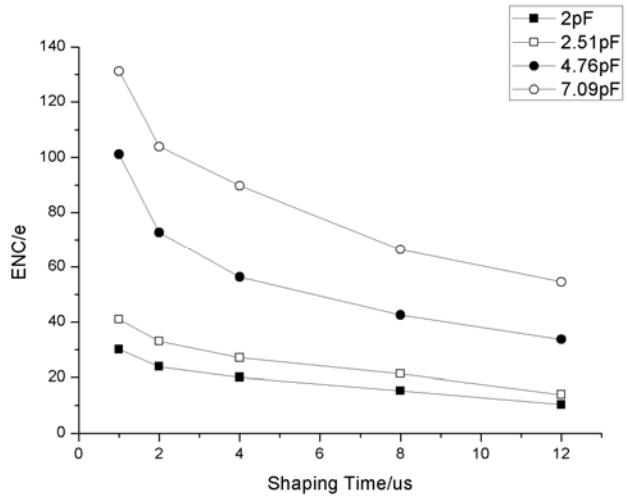


图 10：不同输入电容下，噪声 VS 成型时间

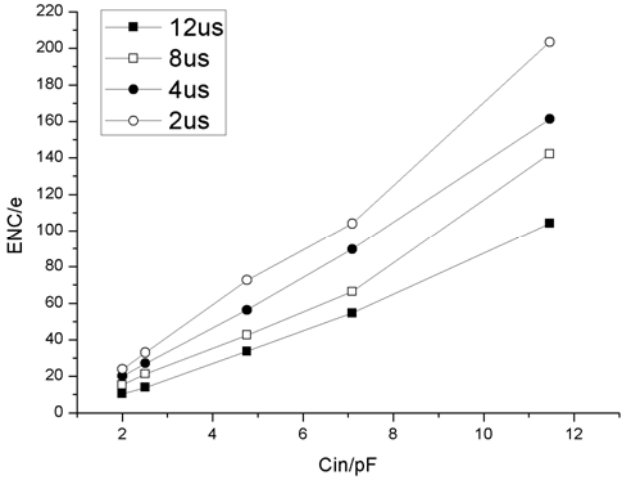


图 11：不同成型时间下，噪声 VS 输入电容

3 结论

本文研制了用于点电极高纯锗探测器的 CMOS 的低噪声电荷灵敏前放芯片。芯片能够在低温下正常工作，零电容噪声达到 6.5 个电子，2pF 输入电容时噪声为 10 个电子，和电路仿真结果相符。12us 成型时间的噪声斜率为 10.5e/pF。实验中发现电源噪声和 PCB 板材对噪声有重要影响。后续工作是用 Cuflon 的 PCB 板材安装芯片，连接点电极 HPGe 探测器测试。

4 致谢

感谢 ICC（中国上海）提供 MPW 芯片流片服务。感谢美国 BNL 的 Paul O'Connor 在低噪声 CMOS 前放设计上的富有价值的探讨。

参考文献：

[1] P.S. Barbeau, J I Collar, et al., Large-Mass Ultralow Noise Germanium Detectors: Performance and Applications in Neutrino and Astroparticle Physics, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 09 (2007) 009

[2] S.R. Elliott, et al., The MAJORANA Project, Journal of Physics, Conference Series 203 (2010) 012057.

[3] Gianluigi De Geronimo, et al., Front-end ASIC for a Liquid Argon TPC, IEEE NSS Conference Record, 2010.

[4] A. Pullia and F. Zocca, A Self-Adjusting Constant-Current Source Follower for CMOS Preamplifiers of Semiconductor Detector Signals. IEEE NSS Conference record, 2006.

Design of an Ultra-Low Noise Cryogenic CMOS Preamplifier for Point-Contact HPGe Detectors

Xuezhou Zhu[1,2], Zhi Deng[1,2], Yinong Liu[1,2], Yulan Li[1,2]

(1. Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing, China;

2. Key Laboratory of Particle & Radiation Imaging, Ministry of Education, Beijing, China)

Abstract: An ultra-low noise CMOS CSA has been developed for point-contact HPGe detector. Several design techniques have been adopted including adjustable biasing for low temperature operation, fast reset circuits without increasing parallel noise and an output stage with high capacitive drive capability and can be connected directly to a main-amplifier. A prototype chip has been fabricated in 0.35μm CMOS technology. ENC noise was measured to be 6.5 electrons at low temperature with zero-input-capacitor and was measured to be 10e with 2pF input capacitor. Noise slope is 10.5e/pF with 12 μs shaping time. Material of PCB is also a key issue in low noise system which will also be discussed in this article.

Key words: Point-Contact; HPGe Detector; Low Noise; ASIC; Cryoelectronics

多阳极光电倍增管读出 ASIC 设计

肖腾飞[1,2,3]，张研[1,2,3]，王庆娟[1,2,3]，吴文欢[1,2,3]，王铮[1,2]，赵京伟[1,2]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049；3. 中国科学院研究生院，北京 100049）

摘　要：本文主要介绍了针对多阳极光电倍增管读出 ASIC 设计，该设计主要应用于散裂中子源中子谱仪中的高通量粉末衍射仪的读出电子学系统中[1]。设计采用了 Chartered 0.35um CMOS 工艺，整个芯片集成了 32 通道，每个通道包含前置放大器、积分电路以及比较器等部分，分别实现快速放大、积分、甄别和整形输出等功能。要求前放增益可调，能够准确分辨出中子和 γ 信号。

关键词：MAPMT；ASIC；中子鉴别；电压灵敏前放；截止 CMOS 管反馈

文章分类：核电子学及其应用的研究成果

1　引言

随着高能物理、粒子物理实验和探测技术的发展，对精度的要求越来越高，探测器向高密度型发展，从而对读出电子学要求也越来越高。不仅时间分辨、位置分辨、能量分辨要求高，而且读出通道数也呈指数增加。传统分立元件搭建的电子学系统在空间上和功耗上等方面不能满足上述的发展。故而选用专用集成电路(ASIC)来实现读出电子学功能。

高通量粉末衍射仪(HIPD)是散裂中子源中子谱仪中一部分，采用波长位移闪烁体中子探测器(SSND)+多阳极光电倍增管(MAPMT)的结构。如图 1 所示，粒子击中闪烁体，产生的光信号被闪烁体后位移光纤捕捉，收集在光纤两头接的多阳极光电倍增管的各个阳极上。多阳极光电倍增管各个阳极输出的中子信号为前沿约 10ns，后沿约 300ns，电荷量在 1.6~16pC 范围的指数型负极性信号。本底为 γ 信号，前后沿均 10ns 左右的负极性信号。γ 信号的电流最大幅度与中子信号的电流最小幅度相近。信号的最大计数率 1MHz，这要求成形后信号脉宽小于 1us。要求电子学读出系统能够将中子信号从 γ 本底甄别出来，并且给出中子到达的时间信息。各个通道高速响应，积分非线性<1%，动态范围 1~20 pC。

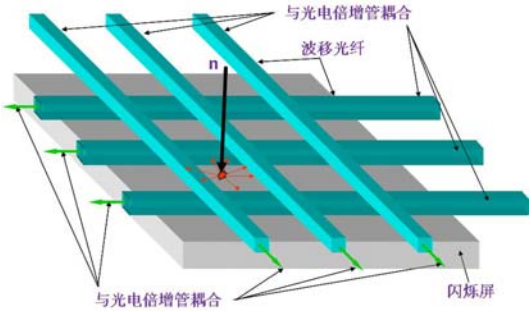


图 1 波长位移闪烁体探测器(SSND)

2　电路设计

2.1　总体架构

实验中需要记录的是散射中子到达闪烁屏时间和位置信息。这就首先需要将中子信号和本底 γ 信号鉴别出来，然后对中子信号计时和记下通道号

作者简介：肖腾飞（1986－），男，汉，江苏，博士生，核电子学专用集成电路设计

[2]。本芯片首先对探测到的信号进行放大，然后根据γ信号后沿(约 10ns)比中子信号后沿(约 300ns)小很多，可以通过 CR-RC 积分电路把能量上差别转化为幅度上的差别，得到双极性信号，最后设定阈值判别出中子信号，并给出 trigger 信号。在片外可以对 trigger 信号前沿计时，以及对 trigger 信号计数。

该芯片有 32 个通道，其中每个通道都有电压前置放大器、积分电路和比较器等。对于 MAPMT 读出，需要在片外输入端接电阻 50Ω 到地，将阳极收集到的电流信号转化为电压信号。50Ω 的外接电阻可以作为一个放大输出幅度的手段。同时能够减少输入阻抗，减少串扰[3]。芯片输出为甄别后含有时间信息的脉冲信号。在电压前置放大器之前，有开关选通输入电容模块，实现前置放大器增益可调。

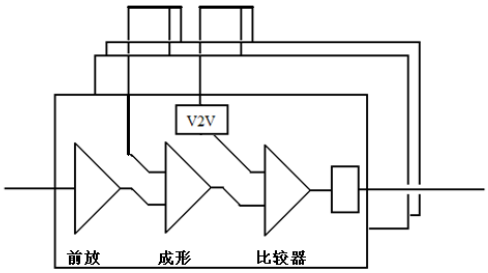


图 2 电路框图

2.2 电压前置放大电路

前置放大电路采用电容比例的电压放大结构，如图 3 所示。在电阻上得到的电压信号，通过前置放大器的输入电容和反馈电容之比，实现信号放大。反馈电容连接输入 IN 端和反馈 X 端，反馈电容大小为 125fF。输入电容分别为 125fF、250fF、500fF、1pF、2pF、4pF，通过开关选择。预计实验中需要的输入电容是 4pF，其余的为了实现各个通道一致性。该一致性包含了 MAPMT 各个阳极间倍增的倍数，倍数范围是 1:2[5]。

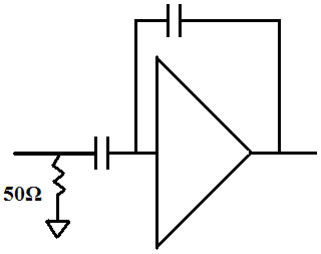


图 3 电压前置放大电路

前置放大器采用单端折叠 cascode 结构[4]，如图 4 所示。前放通过连接在输入端 IN 和输出端 OUT 之间的截止的 PMOS 来实现直流反馈[6]。截止的 PMOS 管存在微弱的漏电流，既是等效的断路，又稳定了输出 OUT 端的直流工作电压。

前放后接积分电路的的串联的电阻和电容。电阻为小电阻 5kΩ，电容为大电容 6pF。所以需要增加跟随器用以驱动电阻和电容。

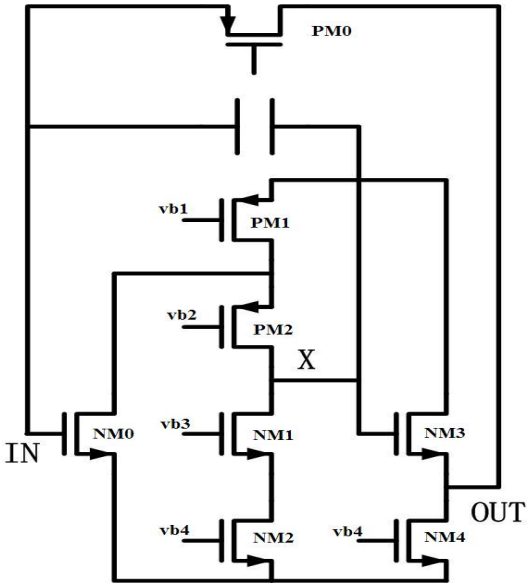


图 4 前置放大器电路图

2.3 积分电路

积分电路采用 CR-RC 的结构，由时间常数均为 30ns 的有源滤波 CR-RC 网络组成，如图 5 所示。时间常数取 30ns，既保证输出脉宽小于 1us，又满足一定的信噪比。由于版图匹配的需要，输入电容为 48 个 125fF 并联，输入电阻为 5kΩ，反馈电容为 125fF，反馈电阻为 48 个 5kΩ 串联。该电路中放大

器采用的是差分折叠 cascode 结构。

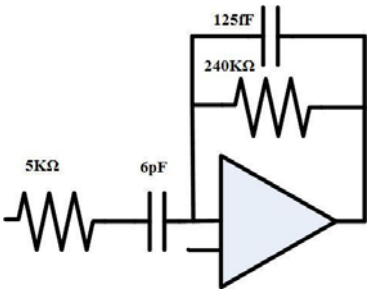


图 5 CR-RC 积分电路图

CR-RC 积分电路经过一次积分，将中子信号和 γ 信号能量的差别转换为电压峰值的差别；经过一次微分，得到双极性信号。双极性信号在一定程度上可以减少堆积的情况，整个电路中不需要额外的堆积判弃电路。微分加快了输出的前后沿，从而减少后续甄别输出的时间移动。通过 CR-RC 电路，相同输入幅度的中子和 γ 信号可以得到不同的输出幅度，如图 6 所示。设定合理的阈值，就可以把中子从 γ 中甄别出。

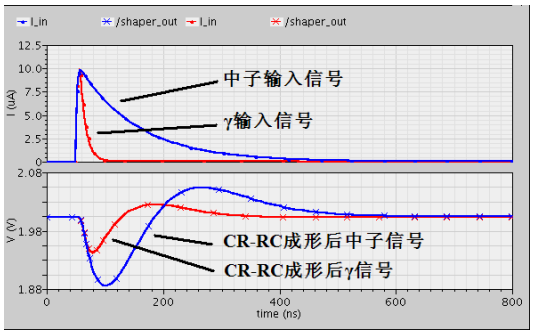


图 6 区分相同输入幅度的中子和 γ 信号

2.4 比较器

比较器采用 6 级放大器级联的结构[7]，在保证足够带宽的同时，也保证了足够的增益，和低功耗，如图 7 所示。其中的第 1 级是带有正反馈的全差分放大器，正反馈能够加快比较速度，第 3 级是全差分放大器，第 5 级是差分放大器，第 2、4、6 级是共源放大器，提供增益的同时，把共模电压拉回到 VCC/2。最后再加上两级反相器，脉冲整形，以及驱动输出 PAD。

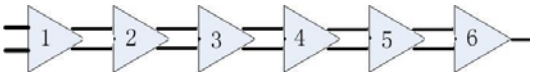


图 7 比较器电路图

3 版图及仿真结果

仿真的中子信号是前沿为 10ns，后沿约 300~400ns 的指数型负脉冲，γ 信号时前后沿均为 10ns 的指数型负脉冲。实验中测得中子击中闪烁屏后，在位移光纤里传播约有 100~1000 个光子数，PMT 放大倍数为 10^6，PMT 量子效率约 10%，则电荷量 1.6~16pC，如果把输入波形看做是三角波的话，那么电流信号幅度 10uA~100uA。实验中测得 γ 信号最大幅度和中子信号的最小幅度相近，所以只要将电流峰值为 10uA 的 γ 信号和中子信号相区分开，那么就能够甄别的目的。

对前放输入相似幅度的中子和 γ 信号，对其放大，得到的输出波形，如图 8 所示。

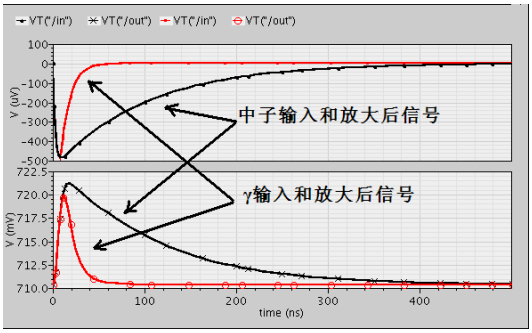


图 8 相似幅度中子和 γ 信号经前放放大

在输入 10uA 到 150uA 的范围内，对前放输出扫描，结果如图 9 所示，计算得到积分非线性<1%。说明反馈的截止 PMOS 管对电路积分非线性的影响可以忽略。

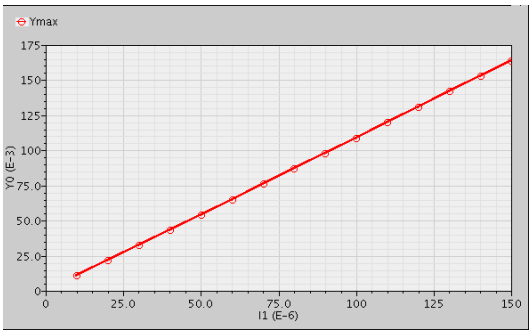


图 9 前放积分非线性

成形电路仿真结果如图 6 所示。由于成形电路输出幅度不同，从而导致甄别之后输出 trigger 信号前沿的时间移动，如图 10 所示。扫描输入中子幅度从 10uA 到 110uA，在某一阈值(1.9V)时，时间移动有 12ns。

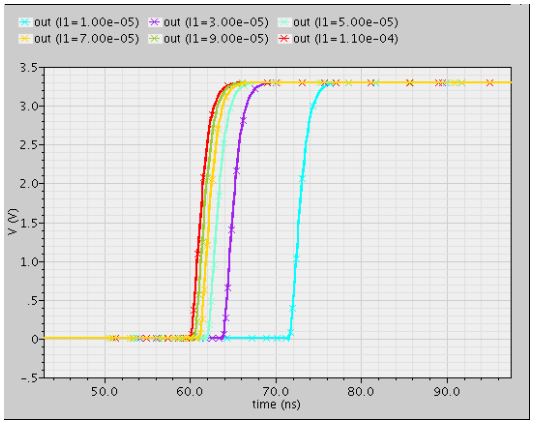


图 10 比较器输出前沿

版图设计如图 11 所示。芯片集成了 32 个通道，版图面积为 2792um*4979um。设计采用 Chartered 0.35um CMOS 工艺，采用 3.3V 单电源供电。

4 结束语

该芯片是为达到实验目而设计的第一版，通过电路设计、版图设计以及前、后仿真验证，能够实现设计目标。芯片已于 2011 年 10 月参加 MPW，预计 2012 年 6 月着手测试。根据测试结果，下一版进行改进，同时加入计时和计数等结构。

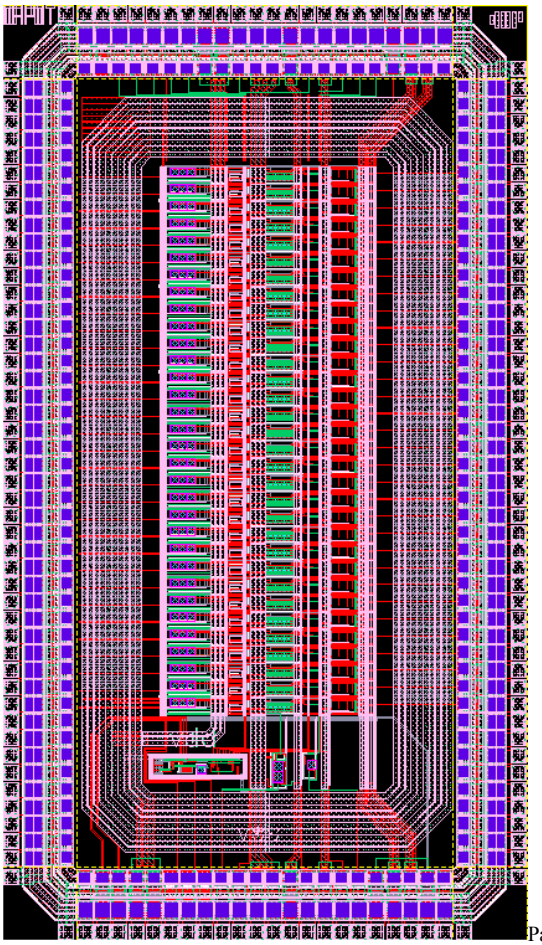


图 11 版图设计

参考文献：

[1] 中国科学院.散裂中子源项目建议书[R].2007.

[2] 中国科学院.散裂中子源初步设计报告靶站谱仪(第三分册)[R].2010 年 2 月.

[3] Nicolas Ollivier-Henry, et al. Design and Characteristics of a Multichannel Front-End ASIC Using Current-Mode CSA for Small-Animal PET Imaging [J]. IEEE TRANSACTIONS ON BIOMEDICAL CIRCUITS AND SYSTEMS，VOL. 5, NO. 1, FEBRUARY 2011：90-99.

[4] Conforti Di Lorenzo S, et al. PARISROC： A Photomultiplier Array Readout Chip [J]. Topical Workshop on Electronics for Particle Physics.09, 2009：308-312.

[5] Flat Panel Type Multianode Photomultiplier Tube Assembly H8500, H8500B [EB]. Japan：HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division.2006

[6] Paul O'Connor, et al. Monolithic Preamplifiers for Low-Capacitance Detectors[R]. Low-Capacitance Preamps - Taos Workshop Nov. 5, 1997.

[7] 魏微，基于 Wilkinson ADC 的多通道模数变换 ASIC 的设计与实现[D].北京：中国科学院研究生院博士学位论文，2010.4.

A Readout ASIC Designed For Multi-anode Photomultiplier Tube

Xiao Tengfei[1,2,3]，Wei Wei[1,2]，Yan Xiongbo[1,2]，Wang Zheng[1,2]，Zhao Jingwei[1,2]

(1. State Key Laboratory for Particle Detection and Electronics, Beijing 100049, China; 2. Institute of High Energy Physics, CAS，Beijing 100049，China；3. Graduate University of CAS，100049，China)

Abstract: This article mainly introduces a readout ASIC designed for a multi-anode photomultiplier tube, which is mainly applied to the hash neutron source neutron spectrometer of high flux powder diffraction readout system. This design using the Chartered 0.35um CMOS process, integrates 32 channels, each channel containing a preamplifier, a shaper and a discriminator, to achieve rapid amplification, shaping, discrimination and shaping output. Adjustable gain of preamplifier and accurately to distinguish neutron and gamma signal are required.

Key words: MAPMT；ASIC; Neutron Identify; VSA; cut-off CMOS feedback

CCD 的辐射损伤参数测试方法

李豫东，张乐情，郭旗，陆妩，文林，张孝富

（中国科学院新疆理化技术研究所，乌鲁木齐 830011）

摘　要：为了深入开展 CCD 的辐射效应研究，建立了 CCD 的辐射损伤参数测试方法，与新疆理化所现有的光电成像器件辐射效应测试系统相结合，能准确、高效地实现 CCD 辐射损伤参数的定量测试与分析。可测试的参数包括暗信号、电荷转移效率、饱和输出电压、固定图像噪声、光响应非均匀性以及光谱响应等。应用此方法获得了某 TDI-CCD 在 60Co-γ 射线源辐照下的参数变化规律。结果表明，该测试方法有利于 CCD 辐射损伤的分析，可为 CCD 的辐射效应研究、抗辐射性能评估提供良好的试验技术支撑。

关键词：CCD；辐射效应；参数测试方法；光谱响应

文章分类：抗辐射电子学与电磁脉冲技术及其应用的研究成果

1　引言

CCD 是航天器与载荷的核心器件，在航天高分辨率对地观测领域有着广泛的应用。然而，空间辐射环境作用于 CCD 可造成电离总剂量效应与位移损伤[1-2]，导致器件性能退化甚至失效。因此，CCD 的抗辐射加固技术是保证航天器与载荷可靠性的关键技术。美国与欧洲的 CCD 抗辐射加固技术已达到很高的水平[3-4]。国内相关单位近年来也开展了 CCD 的 γ 射线、中子、质子辐照试验研究[5-7]，具有一定的指导意义。但是由于起步较晚，在 CCD 的辐射损伤模拟试验与测试技术、辐射效应与机理研究方面较薄弱，无法为抗辐射加固技术的发展提供有力的支撑。本文在已有测试系统的基础上，建立了 CCD 的辐射损伤参数定量测试与分析方法，并通过某 TDI-CCD 的辐照试验与测试，较全面获得了辐照前后的参数变化规律，对测试方法进行了验证。

2　测试原理与方法

2.1 测试系统简介

图 1 试验系统的实际图

新疆理化所基于中科院科研装备研制项目，研制了“光电成像器件辐射效应测试系统” 测试系统的实物图如图 1 所示。该系统包括光学机械结构、电子学测试部分、控制部分。光学机械结构可为 CCD 的测试提供积分球均匀光源、波长可调的单色均匀光照明。电子学测试部分可为 CCD 的测试提供工作偏置、驱动信号，完成工作状态切换。控制部分可实现光学机械结构、电子学测试部分的控制，

作者简介：李豫东（1982－），男，河南，副研究员，博士，研究方向：光电材料与器件的辐射效应。

实现系统的结构一体化、操作自动化；并实现测试数据处理功能。测试系统只是提供了硬件操作平台，实现 CCD 的辐射损伤测试关键还在于响应的参数测试方法提供支持。

2.2 参数测试原理与测试方法

CCD 的主要性能参数有暗信号、电荷转移效率、饱和输出信号、光响应灵敏度、响应线性度、饱和曝光量、噪声等效曝光量、信噪比、动态范围、固定图像噪声、光谱响应、调制传递函数等。绝大部分参数均可根据几个基本参数计算得出。通过参考国内外 CCD 测试以及辐射效应的相关研究[8-10]，暗信号、固定图像噪声、饱和输出信号、电荷转移效率、光响应非均匀性、光谱响应等参数最能体现器件的基本性能，并反映辐射损伤内在物理机理。所以将上述几项参数作为研究重点，基于已有的测试系统，研究了相关测试原理与方法。

2.2.1 暗信号与固定图像噪声

CCD 的暗信号是指在无光照条件下 CCD 像元产生的输出信号，其主要是由于器件本身的热生成载流子引起。暗信号也可以用暗电流密度表征，可按式(1)来计算器件的暗电流密度：

$$J_d = V_d q/(TA_d S_d) \qquad (1)$$

式中：J_d ：器件的暗电流密度，nA/cm^2；q：电子电荷，1.6×10^{-19} 库伦；T：热力学温度；A_d ：器件的像元面积，cm^2；Sv ：器件的电荷-电压转换因子。

通过暗信号的测试，可以反映受辐照后器件界面特性的变化以及诱发缺陷的情况。且暗信号增大会导致器件信噪比、动态范围降低，严重影响器件的成像质量，并且会增加器件功耗电流[11]。因此，有必要测试辐射损伤对器件暗信号的影响。在无光照条件下，器件的输出信号会随积分时间线性增加。因此，可按式(2)计算器件的暗信号 V_d：

$$V^d = K_d T \qquad (2)$$

式中：V_d ：器件的暗信号，mV；T ：器件的光积分时间，ms。

CCD 的固定图像噪声又被称为暗信号非均匀性，指在无光照条件下，单位积分时间内，器件光敏区各像元产生的输出信号与输出信号平均值的偏差，通常用 V_{FPN} 表示。位移损伤造成的体缺陷（点缺陷、缺陷簇等）可导致像元暗信号的非均匀性，在器件具体应用时，固定图像噪声也将一步步传输到后一级，使器件信噪比与动态范围下降。其测试过程如下：

在规定的工作频率和积分时间及温度条件下，设置积分时间为 1 秒，采集多帧信号，计算各有效像元输出信号均方根偏差；按式(3)计算器件的输出信号均方根偏差 V_{DEV}，即固定图像噪声：

$$V_{FPN} = V_{DEV} = \left(\frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^{M} \left(V_{oi} - V_o \right)^2 \right)^{0.5} \qquad (3)$$

式中：M ：像元数；V_{oi} ：第 i 个像元的平均输出信号（多帧平均）；V_o ：器件的平均输出信号；V_{FPN} ：器件的固定图像噪声，mV。

2.2.2 电荷转移效率与光响应非均匀性

CCD 的信号电荷量从一个电极转移到下一个电极，转移前后电荷量的比值即电荷转移效率，通常用 η_t 表示。辐照诱发的缺陷会导致器件内部载流子的俘获、复合，而器件内部载流子产生、输运情况可通过电荷转移效率来表征[12]。并且电荷转移效率降低将会导致信号电荷严重衰减，降低器件的动态范围。所以有必要测试辐射损伤对器件电荷转移效率的影响。

器件正常工作时，电荷包在势阱之间顺序转移。因为电荷包转移存在电荷损失，所以电荷包经过 N 个像元转移后，电荷包电量会减小，损失的电荷则成为后序尾像元中的延迟电荷，因此，可以采用延迟的电荷来导出器件的电荷转移效率，这种测试方

法也称为扩展像元边缘响应法[8]。测试时需给 CCD 提供均匀光照，使其处于半饱合状态，然后连续采集多帧图像信号，取平均后再进行计算。电荷转移效率可用式(4)表示：

$$\eta_t = 1 - N_D/(N_{LC}N_P) \qquad (4)$$

式中：N_D：水平转移总的迟后单元电荷量或垂直转移总的迟后行电荷量；规定测试的行延迟拖尾像元数为 1 个，帧延迟拖尾像元行为一行；N_{LC}：水平转移行的最后一个像元电荷量或垂直转移帧信号最后一行的总像元电荷量；N_P：器件寄存器转移的单元数乘以时钟相数。

CCD 的光响应非均匀性通常用 PRNU 表示，高能带电粒子辐照产生的位移损伤将使其显著增大。光响应非均匀性的测试主要是计算像元之间的响应差异，可采用标准均方根偏差计算方法。测试时使器件处于均匀光照条件，调节曝光量使器件的输出信号约为饱和输出信号的一半；采集多帧图像，首先计算器件平均输出信号$\bar{V}_o$，然后按标准均方根偏方差方法计算器件光响应非均匀性：

$$PRNU_R = \frac{1}{\bar{V}_O}\sqrt{\frac{1}{M-1}\sum_{i=1}^{M}(\bar{V}_{Oi} - \bar{V}_O)^2} \times 100\% \qquad (5)$$

式中：$\bar{V}_{oi}$为采集多帧图像计算得出的第 i 个像元输出信号的平均值。

2.2.3 饱和输出信号

CCD 的饱和输出信号是指器件在正常工作状态下输出电压的最大值，主要由器件耗尽层深度决定，耗尽层深度受外加栅压控制，因此，饱和输出信号的变化可以反映栅极阈值电压的漂移信息，是研究器件电离辐射损伤的重要参数之一。光响应输出信号是曝光量和曝光时间的线性函数，因此，可调节积分时间来改变曝光量，通过测试输出信号计算饱和输出信号。测试时，给器件提供均匀光照，从小到大逐步调整曝光时间，同时采集器件的输出信号；然后以曝光量为横坐标，输出信号为纵坐标，由测试数据给出散点图，并按最小二乘法，分别在线性区和饱和区拟合出两条直线，两条直线交点的纵坐标即为器件的饱和输出信号。通过测试获得的数据图如图 2 所示。

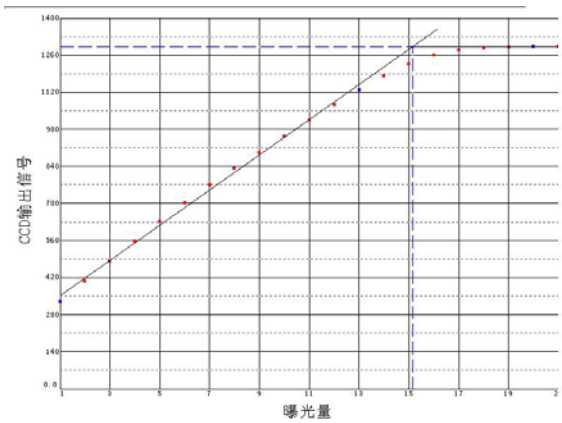


图 2 饱和输出信号测试数据图

2.2.4 光谱响应

CCD 的光谱响应是指器件对不同入射波长的响应度，反映了器件的灵敏度和响应范围，是器件的核心指标。辐照可在半导体材料中引入缺陷能级，使器件的发光、光响应性能产生变化，所以通过器件响应度的测试，可研究器件内部产生缺陷能级的情况。而 CCD 光谱响应度对应着光生电荷的产生和收集过程，因而受电离总剂量效应影响较小，其变化可以有效地表征器件的位移损伤。

测试原理框图如图 3 所示。将器件放置于均匀单色光照条件下，测试电路负责提供器件的工作电源及驱动脉冲，并采集器件输出信号，经转换成数字信号，按照特定的传输协议经数据采集模块传输到计算机，进行后续数据处理，同时，计算机可以通过上位机软件发送指令控制测试电路的工作条件，改变器件的工作频率，曝光时间等等。测试中使器件处于单一波长的均匀光照下，测量器件的输出电压，并同该光照条件下标准量子阱探测器的响应值相除，得到的值便是该入射波长下的器件响应，依照该测试方法扫描器件的整个光谱响应范围，即

可得出器件的光谱响应。如式(6)：

$$M(\lambda)=\frac{M_1(\lambda)}{M_0(\lambda)} \qquad (6)$$

式中：$M_1(\lambda)$ ：每一波长的器件响应值；$M_0(\lambda)$ ：每一波长的量子阱探测器响应值。

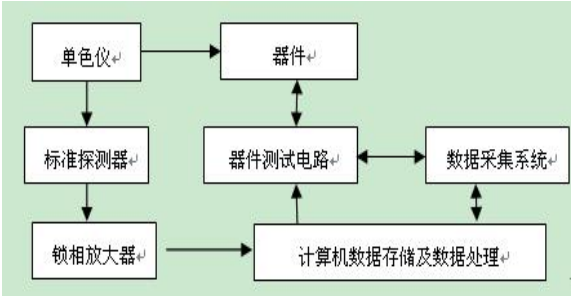


图 3 光谱响应测试原理框图

3 TDI-CCD 的辐照试验及测试

为了对参数测试方法进行验证，选取了某埋沟结构 TDI-CCD 样品，在中科院新疆理化所 ^{60}Co-γ 辐射源上进行了总剂量辐照试验。辐照剂量率为 0.08Gy(Si)/s。在试验过程中选取了 25、50、100 和 200Gy(Si)四个剂量点进行移位测试，主要测试参数为暗信号、固定图像噪声、电荷转移效率、光谱响应、饱和输出信号等参数的变化情况，典型测试结果如图 4~7 所示。

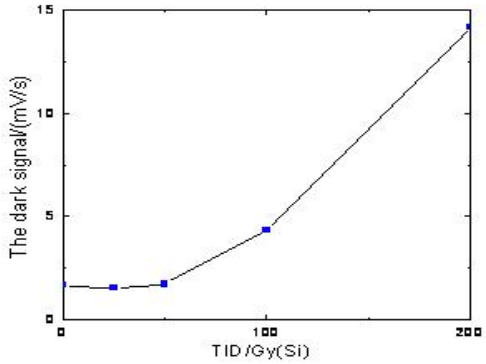


图 4 暗信号与总剂量的变化关系

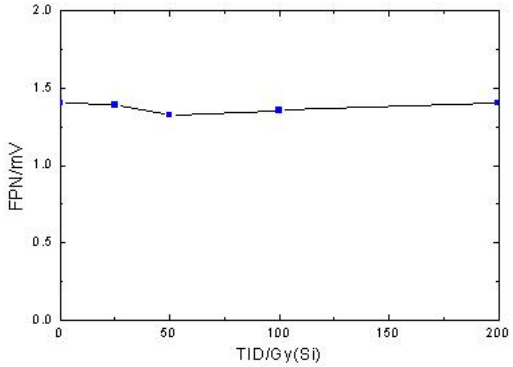


图 5 固定图像噪声与总剂量变化关系

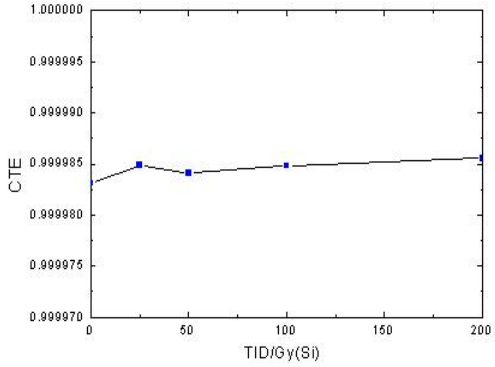


图 6 电荷转移效率与总剂量变化关系

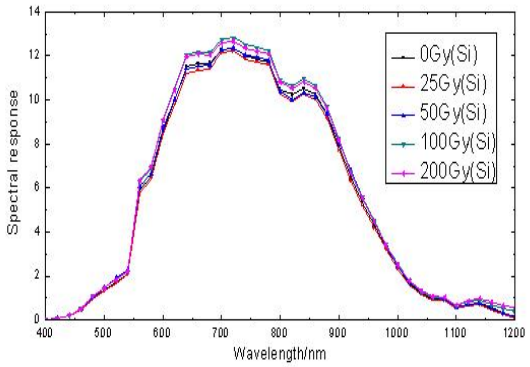


图 7 光谱响应与总剂量变化关系

从结果可看出暗信号随着辐照剂量的增加明显增大，但固定图像噪声、电荷转移效率、光谱响应均没有明显变化，饱和输出电压与光响应非均匀性在整个试验中其值几乎保持不变，故没有给出结果。

通过参数测试结果，结合 TDI-CCD 的器件原

理，分析认为：由于 ^{60}Co-γ 射线辐照主要在 CCD 的 MOS 结构 SiO2 层中诱发氧化物陷阱电荷，在 SiO2/Si 界面处诱发界面态。随着 γ 辐照剂量的增大，必然导致辐照诱发的表面暗电子数不断增加，从而造成暗电流显著增大；固定图像噪声的变化不明显说明 γ 射线辐照没有导致器件材料中产生大量体缺陷（点缺陷、缺陷簇等），没有表现出明显的位移损伤；对于表面沟道 CCD，电荷转移效率对体缺陷与界面态较敏感，由于试验中的 TDI-CCD 采用埋沟结构，电荷转移在材料体内进行，大大减少了器件界面处特性的变化对电荷转移过程的影响，因此在辐照中没有明显变化；光谱响应在辐照的前后没有发现明显变化说明器件的感光区域没有明显产生缺陷能级[13-14]。

4 结束语

通过以上分析与试验研究，证实了 CCD 受 ^{60}Co-γ 射线辐照主要导致电离总剂量效应，没有导致明显的位移损伤。这与以往相关的报道相符[15-18]，同时也验证了 CCD 辐射损伤参数测试方法可较好地适用于 CCD 辐射效应模拟试验研究，可为 CCD 的辐射损伤机理研究、抗辐射性能考核评估提供良好的试验技术支撑。

参考文献：

[1] J.M.Killiany. Radiation effects on silicon charge-coupled device[J]. IEEE Trans. Components, Hybrids Manuf.Tech, Dec.1978: 353—365.

[2] J.R.Srour, S.C.Chen, S.Othmer, et al. Radiation damage coefficients for silicon depletion regions[J]. IEEE Trans. On Nuclear Science, 1979, 26(6): 4784-4791.

[3] Simone A, Debusschere I, Alaerts A, Claeys C. Ionizing Radiation Hardening of a CCD Technology [J]. IEEE Trans. On Nuclear Science, 1992, 39(6): 1964-1973.

[4] Wulf F, Heyns M, Debenest P, Debusschere I, et al. Optimizing and control -ing the radiation hardness of a CCD process[C]. Radiation and its Effects on Devices and Systems, RADECS 91, First European Conference, 1991: 362- 367.

[5] 李鹏伟，郭旗，任迪远等. CCD 器件总剂量辐射损伤的剂量率效应[C]. 第十届全国抗辐射电子学与电磁脉冲学术年会，2009.

[6] 张立国，李豫东，刘则洵等. TDI-CCD 总剂量辐射效应及测试[J]. 光学 精密工程，2009，17(12): 2924-2930.

[7] 王祖军，黄绍艳，刘敏波等. CCD 位移辐射效应损伤机理分析[J]. 半导体光电，2010，31(2)：175-779.

[8] Cheryl J, Paul W. CCD Radiation Effects and Test Issues for Satellite Designers[M]. NASA-GSFC Multi-Engineering Disciplinary Support Contract Task 1058, Oct.2003: 5-31.

[9] Steve B. Handbook of CCD Astronomy[M]. National Optical Astronomy Observatory and WIYN Observatory, Howell, 2006: 36-64.

[10] Konstantin D. Stefanov. Radiation damage effects in CCD sensor for tracking application in hight engergy physics [D]. Division of Energy and Materials Science. Graduate School of Science and Engineering Saga University. Japan, Feb. 2001.

[11] Hopkinson G R. Radiation-induced dark current increases in CCDs[C]. Second European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems. Saint-Malo. France,1993:401-408.

[12] Hardy T, Murowinski R, Deen M J. Charge transfer efficiency in proton damaged CCDs[J]. IEEE Trans. on Nuclear Science, 1998, 45(2): 154-163.

[13] Waczynski A, Elizabeth J P, Marshall P W, et al. A

comparison of charge transfer efficiency measurement techniques on proton damaged n-channel CCDs for the Hubble Space Telescope Wide-Field camera [J]. IEEE Trans. On Nuclear Science, 2001, 48(6): 1807-1814.

[14] Kuboyama S, Shindou H, Hirao T, et al. Consistency of bulk damage factor and NIEL for electrons, protons, and heavy ions in Si CCDs[J]. IEEE Trans. on Nuclear Science, 2002, 49(6): 2684-2689.

[15] Hopkinson G R, Chlebek C. Proton damage effects in an EEV CCD imager[J]. IEEE Trans. On Nuclear Science, 1989, 36(2): 1865-1871.

[16] Meidinger N, Schmalhofer B, Struder L. Alpha particle, proton and X-ray damage in fully depleted pn-junction CCD detectors for X-ray imaging and spectroscopy[J]. IEEE Trans. on Nuclear Science, 1998, 45(6): 2849-2856.

[17] Hopkinson G R. Cobalt 60 and proton radiation effects on large format, 2-D, CCD arrays for an earth Imaging application[J]. IEEE Trans. On Nuclear Science, 1992, 39(6): 2018-2025.

[18] A.Yamashita, T.Dotani, M.Bautz, et al. Radiation damage to charge coupled devices in the space environment[J]. IEEE Trans. On Nuclear Science, 1997, 44(6): 847-853.

Parameter Test Method for Radiation Damage of CCDs

LI Yu-dong，ZHANG Le-qing，GUO Qi，LU Wu，WEN Lin，ZHANG Xiao-fu

(Xinjiang Technical Institute of Physics & Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011, China)

Abstract: To better carry out the research of CCD irradiation effects, the test method of CCD irradiation damage parameters was built. It can quantitativly test and analysis CCD irradiation damage accurately and efficiently combining with the radiation effects testing system of optical imaging devices in Xinjiang technical institute of physics and chemistry. Testing parameters including the dark signal、charge transfer efficiency、saturation output signal、photoresponse non-uniformity、fixed pattern noise、spectrum response and so on. The parameters' variation of one TDI-CCD in Co-60 ray source irradiation was obtained applying this method. It shows that the test method is in favor of analysis of CCD irradiation damage, which provides a good technical support for research of CCD irradiation effects and evaluation of irradiation performance.

Key words: CCD；Radiation effects；Parameter test method；spectrum response

单粒子多脉冲的软错误敏感性分析方法

周 彬[1]，霍明学[2]，肖立伊[2]

（1. 哈尔滨工业大学 信息与通信工程，哈尔滨 150001；

2. 哈尔滨工业大学 微电子中心，哈尔滨 150001）

摘 要：随着晶体管特征尺寸的减小，在逻辑电路中，由于高能粒子辐照引起的软错误受到越来越多的关注。本文提出了一种考虑多脉冲的重汇聚和单粒子多脉冲效应的组合逻辑电路的软错误率分析方法。在提出的软错误率分析方法中，标准逻辑单元的输出端口的瞬态电压脉冲近似成三角脉冲，并采用脉冲宽度、第一个边沿的转换时间和第二个边沿的转换时间三个参数表示；对于脉冲宽度小于电源电压的情况，通过脉冲边沿延长技术来获得其转换时间；提出了综合考虑脉冲宽度、脉冲幅度、脉冲转换时间和单元延迟的电屏蔽模型；提出了一种“先独立传输再逻辑运算”的多脉冲重汇聚模型；针对单粒子多脉冲效应，探索性地给出一种单粒子多脉冲效应的随机产生模型。基于 ISCAS’85 标准电路的实验结果表明，在仅考虑单粒子单脉冲效应的条件下，与 HSpice 实验结果相比，提出的软错误率分析算法的误差在 10% 以下，而算法的运行速度提高了 300 倍；此外，随着单粒子多脉冲效应发生几率的增加，算法的运行时间和软错误率逐渐降低。

关键词：单粒子效应；单粒子单脉冲；单粒子多脉冲；软错误率

文章分类：抗辐射电子学与电磁脉冲技术及其应用的研究成果

在辐射环境中，当高能带电粒子射入半导体器件，通过与半导体材料相互作用，很快地损失掉能量。带电粒子所损失的能量，使电子从价带跳到导带上去，于是，在导带中有了电子，在价带中留下空穴，形成电子-空穴对。无电场时，非平衡载流子将发生扩散、复合，最后消失；有电场时，在耗尽层电场的作用下，电子和空穴或被收集到带正电的扩散区域，或被排斥流入衬底，从而在该撞击节点处产生一个电流或电压的瞬态脉冲。组合电路的特性是对输入信号的变化敏感，因此，如果组合电路内部产生了瞬态脉冲，一旦这个辐射粒子停止作用，组合电路的状态又会恢复到原来的值，但如果该瞬态脉冲能够传播到时序单元，并被时序单元锁存，将引起时序单元的状态发生改变，称为单粒子瞬态（Single Event Transient, SET）。对于时序单元来说，瞬态脉冲可能直接引起时序单元的状态发生改变，称为单粒子翻转(Single Event Upset, SEU)。上述的由瞬态脉冲引起的状态改变是非永久性的，因此称这种错误为软错误[1]。一方面，当工艺水平的不断进步，由于超流水线的原因，逻辑深度减少，从而减少了由粒子引发的毛刺在到达一个锁存器之前所经过的逻辑门的数量，另外，时钟频率的增大也增加了一个毛刺被一个锁存器捕获的机会，因此单粒子效应对组合电路的影响越来越大[2]，研究表明，对于 45nm 的工艺而言，组合电路的 SER 和存储器的 SER 一样重要[3]；另一方面，随着芯片上晶体管密度的增加，一个带电粒子可能

作者简介：周彬（1980－），男，四川巴中市人，博士后，主要研究方向为集成电路测试以及可靠性。

在多个节点引起电荷沉积，从而引起单粒子多脉冲效应（Multi-pulse-single-event transients, MPSETs）[4]，因此，精确、快速衡量组合逻辑电路的软错误率 SER 成为研究热点。

早期 IBM 开发了基于蒙特卡洛仿真的计算机程序 SEMM 来计算集成电路受到带电粒子撞击引起的软错误率[5]，它利用已知的器件工艺参数和入射粒子的特性，结合核反应模型以及器件的详细结构，计算器件的软错误率。SEMM 在分析之前，需要芯片详细的物理信息，包括版图信息、工艺信息以及电路的临界电荷参数。由于 SEMM 采用了物理仿真技术，仿真时间特别长，对于复杂的系统不太现实，更适合 RAM 单元等简单器件的评估。

近年来，各种模型分析工具被广泛研究，其运行效率较之蒙特卡洛分析有大幅度提升，精度也在不断向其逼近。文献[6]指出，产生于组合电路内部的瞬态脉冲传播到输出端口，会受到逻辑屏蔽、电屏蔽和锁存窗口屏蔽三种屏蔽效应的影响，因此，模型分析方法的首要任务就是对上述三种屏蔽效应进行建模，根据屏蔽效应的模型对瞬态脉冲的传播过程进行简化。SERA[7]结合概率论，电路仿真，逻辑仿真和故障模拟的方法来度量软错误率，通过对反相器链特性建模从而通过功效推广到其它任何标准库单元。SERA 的速度比基于蒙特卡罗仿真速度提高了 5 个数量级，而出错的概率则降低了 5%。卡内基-梅隆大学的 MARS-C[8]和 MARS-S[9]采用了二元决策图和代数决策图来分析电路的 SER，但是随电路规模的增长，基于决策图的分析技术存在内存爆炸的先天缺陷，限制了其在大规模电路中的应用。FASER[10]是一种静态和无矢量的软错误分析方法，通过二元决策图来计算逻辑屏蔽的影响。实验的结果表明采用这种方法与 SPICE 仿真的结果吻合度很高。SEAT-LA[11]不仅对标准逻辑单元库的转换特性和延迟特性进行建模，而且对三种屏蔽效应进行建模。该方法可以用来分析基于标准逻辑单元库设计的逻辑电路，但对于 ISCAS’85 测试基准电路的实验表明该工具速度依然较慢。

综上所述，目前软错误分析方法都是针对单粒子单脉冲效应（Single-pulse-single-event transient, SPSET），而对于[4]观察到的 MPSETs 情况将无能为力。本文基于[4]中得出的有关于 MPSETs 的结论，提出一种同时考虑 SPSET 和 MPSETs 的软错误率分析方法。在提出的方法中，同时对三种屏蔽效应进行建模，其中，提出了一种考虑脉冲展宽效应的电屏蔽模型；基于[4]中得出的有关于 MPSETs 的结论，探索性地对单粒子多脉冲效应进行了建模；给出了一种更加直观、实用性强的重汇聚模型。

1 瞬态脉冲模型化

为了表述的方便与内容的完整性，需要对瞬态脉冲进行建模。当入射粒子击中晶体管的敏感区后，在漏极和衬底之间会形成一个电流通道，通道中电流可由式(1-1)所示的电流源 $I_{inject}(q，t)$ 进行描述[12]，其中 q 为所收集电荷总量，τ_α 为电荷收集时间常量，τ_β 为电荷通道建立时间常量。此电流会在晶体管的输出端形成一个时间很短的电压扰动，此扰动脉冲会通过电路网络进行传播。如果脉冲在电路的输出端被存储部件锁存，则发生软错误。

$$I_{inject}(q,t)=\frac{q}{\tau_\alpha-\tau_\beta}\left(e^{-\frac{t}{\tau_\alpha}}-e^{-\frac{t}{\tau_\beta}}\right) \qquad (1\text{-}1)$$

1.1 单元库特性化构建

由于提出的软错误率分析方法是基于单元库的，因此，针对单元库中的所有标准单元进行特性化构建是本文方法的关键所在。SET 脉冲产生特性

化和 SET 脉冲传输特性化都需要考虑。

文献[13]证明了带电粒子产生的瞬态脉冲依赖于逻辑门的输入状态。如果考虑逻辑门的所有输入状态，单元库特性化所产生的查找表的数量将会增加，进而导致分析工具的运行时间增加。研究发现，一些标准单元的 SET 脉冲产生特性不仅依赖于输入状态，而且依赖于输出状态，这将为减少 SET 脉冲产生特性查找表数量提供可能性。本文中，我们将所有标准单元按照依赖属性进行分组，在依赖输入状态的分组中，包括有 NAND 和 NOR 单元；在依赖输入状态的分组中，包括有 NOT，OR，AND，XOR 和 XNOR 单元。图 1 中给出了 SET 脉冲产生特性化的示意图。

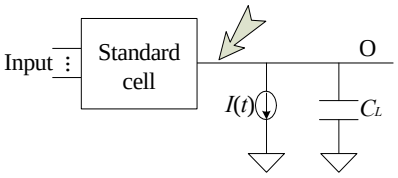


图 1　SET 脉冲产生特性化

我们只关心标准单元的输入和输出端口，而不关心单元的内部节点，电流源 $I_{inject}(q，t)$被注入到标准单元的输出端口，通过遍历收集电荷 q 和负载电容 CL 的值，可以得到各个标准单元在负载电容一定的条件下，收集定量电荷后其输出端产生的脉冲宽度，前后两个边沿的转换时间。对于依赖输入状态的分组来说，每一个输入状态，需要得到脉冲宽度、第一个边沿的转化时间和第二个边沿的转化时间 3 个查找表。当标准单元有 N 个输入端口时，需要 3×2^N 个查找表。对于依赖输出状态的分组来说，每一个输出状态，需要得到脉冲宽度、第一个边沿的转化时间和第二个边沿的转化时间 3 个查找表，因此总共需要 6 个查找表。当标准单元 SET 脉冲产生特性化后，通过指定单元名称，注入电荷 q 和单元负载，就可以在查找表中得到产生的瞬态脉冲的宽度和两个边沿的转换时间。

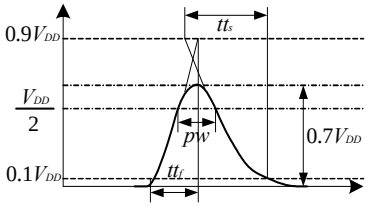


图 2 脉冲幅度小于 VDD 时的脉冲转换时间的测量示例

注意到，在标准单元 SET 脉冲产生特性化过程中，当注入电荷 q 较小时，可能会得到幅度小于 0.9VDD 瞬态脉冲。但是脉冲的转换时间的定义是幅度在 0.1VDD 到 0.9VDD 的时间差，因此，幅度小于 0.9VDD 脉冲的转换时间不能直接测量。本文给出了一种基于边沿延长技术来提取幅度小于 0.9VDD 脉冲的转换时间。图 2 给出了一个边沿延长技术的例子。假设一个标准单元的输出端口出现一个幅度为 0.7VDD 的瞬态脉冲，根据该脉冲的前后两个边沿的斜率延长至 0.1VDD 或者 0.9VDD，根据转换时间的定义测量 0.1VDD 到 0.9VDD 的时间差，即可得到幅度小于 0.9VDD 的脉冲的转换时间参数，进而可以完善标准单元 SET 脉冲产生特性化过程。根据边沿延长技术，幅度小于 0.9VDD 的脉冲将被转换成全摆幅脉冲，而保持初始的脉冲宽度不变，因此边沿延长技术会引入一定的误差。相应的误差减少技术将在屏蔽效应一节给出。

当标准单元SET脉冲产生特性化结束之后，标准单元SET脉冲传输特性化将会继续。假设一个带电粒子在一个标准单元的输出端口引起一个瞬态脉冲，该产生的脉冲将会沿着逻辑路径传输到原始输出端，在这个传输过程中，由于各个逻辑门的电屏蔽作用，脉冲的特性参数（宽度和转换时间）将会改变。众所周知，单元的延迟与输入转换时间和单元负载有关，因此，通过遍历输入转换时间和单元负载CL，构建单元延迟和输出

转换时间的查找表结构是非常必要的。幸运的是，对于一种标准单元库，有关单元延迟和输出转换时间的查找表结构都是存在的，而不需要重新获得。当标准单元SET脉冲传输特性化后，通过指定单元名称，输入转换时间和单元负载，就可以在查找表中得到单元的延迟和输出脉冲的转换时间。

1.2 屏蔽效应

产生于组合电路内部的瞬态脉冲，需要经过三个屏蔽（逻辑屏蔽、电屏蔽和锁存窗口屏蔽）才能引起其后续的时序单元状态发生翻转。

1）逻辑屏蔽：即不存在由脉冲产生处到输出节点之间的敏化通路，脉冲无法传输而被屏蔽。本文采用随机测试向量传播的方法，通过在原始输入端输入随机测试向量，然后在电路中依次传播测试向量，根据电路内部节点在测试向量下的状态判定是否存在从尖脉冲产生处到原始输出端的敏化路径，进而判断该瞬态脉冲是否能够传输到输出端口。

2）电屏蔽：即脉冲可能在经过一系列门的传播之后，脉冲的特性参数受到削弱并最终被屏蔽掉。本文结合瞬态脉冲的宽度、延迟和幅度等参数，给出了一种考虑脉冲展宽效应的电屏蔽模型。假设该单元门的延迟为 pd，输入瞬态脉冲的宽度为 pw_i，输入瞬态脉冲幅度为 A_{in}，则经过该单元门后的瞬态脉冲宽度 pw_o 表示为：

$$pw_o=\begin{cases}0 & pw_i<pd\\ \begin{cases}pw_i-d_1+d_2 & A_{in}\ge V_{DD}\\ pw_i-x_1d_1+d_2 & A_{in}<V_{DD}\end{cases} & pd<pw_i<2\cdot pd\\ pw_i-d_1+d_2 & pw_i>2\cdot pd\end{cases} \quad (1-2)$$

其中，d_1 和 d_2 分别为第一个边沿和第二个边沿的延迟，pd=0.5×(x_1d_1+d_2)，$x_1=V_{DD}/A_{in}$。

由于在单元库特性化过程，没有获取有关脉冲幅度的参数，本文将给出基于脉冲宽度和转换时间

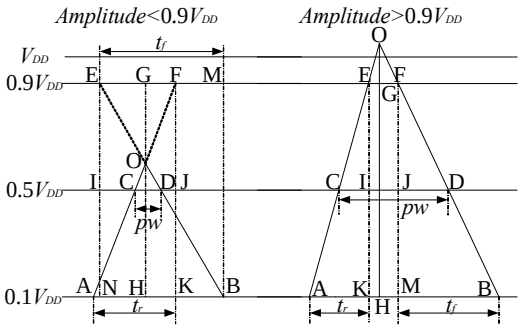


图 3 利用脉冲宽度和转换时间计算脉冲幅度的两种情况

计算脉冲幅度的方法，见图 3 所示。对于所有的脉冲，需要考虑两种情况。

情况 1：当脉冲幅度小于 $0.9V_{DD}$ 时

由于 $\Delta ENB\cong\Delta EID$ 且 $\Delta FKA\cong\Delta FJC$，因此，可得

$$EF=\left(t_r+t_f\right)/2-pw \quad (1\text{-}3)$$

由于 $\Delta GOF\cong\Delta KFA$ 且 $\Delta GOE\cong\Delta NEB$，因此，可得，

$$EF=\frac{\left(t_r+t_f\right)\cdot GO}{0.8V_{DD}} \quad (1-4)$$

根据 (1-3)和 (1-4)，可得

$$GO=\frac{0.4V_{DD}\left(t_r+t_f-2pw\right)}{t_r+t_f} \quad (1-5)$$

因此，脉冲的幅度为

$$A=0.5V_{DD}+\frac{0.8V_{DD}pw}{t_r+t_f} \quad (1-6)$$

情况 2: 当脉冲幅度大于 $0.9V_{DD}$ 时。

情况 2 的推导过程与情况 1 相似，且获得与情况 1 相同的幅度表达式。

总之，对于任意一脉冲，只要知道其脉冲宽度，两个边沿的转换时间，通过（1-6）就可以多得脉冲的幅度。

3）锁存窗口屏蔽：即传播到存储节点的脉冲由于没有处在有效的锁存窗口之内，不满足对建立时间或保持时间的要求而被屏蔽。假设一个瞬态脉冲到达时序单元的输入端口的时间是在时钟周期 T

内等概率发生，且脉冲宽度为 pw，则锁存概率 P_{lp} 可表示为：

$$P_{lp}=\begin{cases}0 & pw\le lw\\ \dfrac{pw-lw}{T} & lw<pw\le lw+T\\ 1 & pw>lw+T\end{cases} \qquad (1-7)$$

其中，锁存窗口时间 $lw=t_{hold}+t_{setup}$ 。

2 多脉冲单粒子瞬态模型

文献[4]第一次在独立 N-阱工艺中观测到了单粒子多脉冲效应 MPSETs。高能带电粒子射入半导体器件将会损失能量，损失的能量将转换成电子-空穴对；带电粒子损失的能量越多，在器件内产生的电子-空穴对的数量越大，产生的瞬态脉冲的幅度和宽度就越大。

根据文献[4]的统计结果，我们先给出以下假设：

1）随着离子能量的增加，观测到 MPSETs 的次数也相应的增加。

为了方便计算，本文只考虑单粒子双脉冲效应（DPSETs）的情况。根据假设 1，产生 DPSETs 的概率 p_{DPSETs} 为

$$p_{DPSETs}=p_0\cdot\frac{q_{inject}}{q_{\max}} \qquad (1-8)$$

其中，p_0 为注入电荷量等于 q_{max} 时，产生 DPSETs 的概率。

2）在发生 DPSETs 效应的条件下，第一个脉冲和第二个脉冲的宽度之和等于在发生 SPSET 效应时，相同注入电荷 q 所产生脉冲的宽度（$pw_q^{SPSET}=pw_{q,1}^{DPSETs}+pw_{q,2}^{DPSETs}$），且 $0\le pw_{q,\mathrm{i}}^{DPSETs}\le pw_q^{SPSET}$。这里，$pw_q^{SPSET}$ 为当注入电荷为 q，且发生 SPSET 效应时，所产生的脉冲宽度；$pw_{q,i}^{DPSETs}$ 为当注入电荷为 q，且发生 MPSETs 效应时，所产生的第 i（$1\le i\le 2$）个脉冲的脉冲宽度。

3）在产生 MPSETs 效应的条件下，脉冲之间延迟服从均匀分布。

根据假设 2，第一个脉冲和第二个脉冲之间的延迟 $delay_{1to2}$ 为

$$delay_{1to2}=rand\cdot Delay_{\max} \qquad (1-9)$$

其中，$rand$ 为[0,1]区间内的任意随机数，$Delay_{max}$ 为最大的脉冲延迟，与工艺有关。

3 重汇聚

在组合逻辑电路中，一个带电粒子引起的瞬态脉冲可能沿着不同路径传播，最终，所有的脉冲到达同一个单元门的输入端口，并合并成一个单脉冲。传统的软错误分析方法采用独立传输各个脉冲，而不考虑脉冲之间的相互逻辑作用，这将引起增加软错误分析的误差。文献[14]不仅证明了重汇聚的重要性，而且给出一种基于布尔差分的重汇聚分析技术。本文将给出一种实用性更强的重汇聚处理技术，称之为先独立传输-再逻辑运算（firstly-independently-propagating-secondly-mutually-interacting，FIP-SMI）。首先，将重汇聚单元门的输入端上的每个脉冲 p_i $(1\le i\le k)$独立的传输到输出端口，在传输过程中，需要考虑电屏蔽效应，且设置其它无关的输入为稳态值；记录各个输出脉冲的到达时间 t_i、脉冲宽度 pw_i 和脉冲的极性。其次，输出脉冲之间的逻辑运算。对于所有的输出脉冲，脉冲的到达时间 t_i 和结束时间 t_i+pw_i 按照升序排列；对于每一个时间节点，逻辑操作各个输出脉冲在该时间节点的逻辑值，将会得到该时刻节点的输出逻辑值，这样，$2k$ 个时间节点对应 $2k$ 个输出逻辑值，这 $2k$ 个输出逻辑值就表示了重汇聚单元门的最终输出瞬态脉冲的特性，最终的输出瞬态脉冲的边沿转换时间通过对应的独立传输后的得到脉冲决定。

4 软错误率分析算法

由于以前的软错误率分析工具都是基于单粒子单脉冲效应（Single-pulse-single-event transients, SPSET），因此，MPSETs 出现使得以前的软错误率分析工具不再有效，急需一种既考虑 SPSET，又考虑 MPSETs 的软错误率分析方法。

图 4 给出了软错误率分析算法的伪代码。提出算法以电路门级网表、输入向量、标准单元 SET 产生特性查找表和传输特性查找表作为输入；以电路的每个节点的软错误率和电路总的软错误率作为输出。提出算法工作步骤如下所示：

首先，选择一个测试向量输入到被测电路的输入端口，通过逻辑仿真确定电路内部每个节点的逻辑状态；

其次，选择一个内部节点并确定一个注入电荷量 q，随机确定在该状态下，MPSETs 发生还是 SPSET 发生；

再次，通过该节点负载电容和注入的电荷量 q，在标准单元 SET 产生特性查找表中，获得该节点的瞬态脉冲宽度和转换时间；

最后，考虑三种屏蔽效应和重汇聚，将该节点产生的瞬态脉冲传输到原始输出端口，并结算软错误率。

当瞬态脉冲达到原始输出端口时，电路的软错误率可给出以下表达式：

$$SER = \left[\frac{1}{N \cdot G \cdot E} \sum_{n=1}^{N} \sum_{g=1}^{G} \sum_{e=1}^{E} \sum_{i=1}^{O} P_{lp}(PO_i) \right] \cdot R_{PH} \cdot R_{eff} \cdot A_{circuit} \cdot 10^9 \cdot 3600 \qquad (1\text{-}10)$$

其中，N、G、E 和 O 分别表示输入向量的个数、单元门的个数、注入电荷的次数和原始输出端口的个数；$P_{lp}(PO_i)$表示第 i 个输出的锁存概率；$A_{circuit}$ 表示电路的总的面积；$(R_{PH} \cdot R_{eff} \cdot A_{circuit} \cdot 10^9 \cdot 3600)$表示在 10^9 小时内，有效的粒子撞击次数。

```
SER(net-list, input-vector, LUT_g, LUT_p){
1.  For each input vector{
2.      Logical simulate;
3.      For each internal node{
4.          For each injected charge q{
5.              Determine MPSETs or SPSET;
6.              If transient pulse is generated in
                  the current strike node{
7.              Propagate the generated transient
                  pulse to the primary outputs;
8.              Calculate the SER value for the
                  net-list;
9.              }
10.         }
11.     }
12. }
```

图 4 SER 软错误分析算法的伪代码

5 仿真实验分析

本文提出的软错误率分析算法采用 C 语言实现，软件运行环境为具有 2.4GHz 的奔腾 IVCPU 和 1GB 内存的 PC 机，操作系统为 WindowsXP。实验电路以 SMIC 0.18 标准单元库实现；注入脉冲类型采用（1-1）式的双指数型脉冲，τ_α 和 τ_β 分别取值为 200ps 和 50ps；对于所有的实验电路，（1-7）式的时钟周期设置为 10ns，锁存窗口设置为 120ps[15]；在（1-10）式中，R_{PH} =56.5m^{-2}s^{-1} R_{eff} = 2.2×10^{-5}[13]；对于 0.18um 工艺，注入电荷的范围为[0fC, 300fC][16]。

首先，在不发生 MPSETs 条件下，通过比较提出软错误率分析算法和 Hspice 结果，来验证了提出的软错误率分析算法的有效性。由于本文提出的 MPSETs 产生模型采用随机模式，由本文提出的软错误分析算法和 Hspice 所得到的实验结果之间，可能有些不同，因此，在验证提出的软错误分析算法的有效性时，我们只考虑 SPSET 发生的情况。对于较大规模的实验电路来说，Hspice 的运行时间相当长，因此，只采用了 4 个小规模的实验电路，实验结果见表 1 所示。由表 1 所知，与 Hspice 结果相比，本文提出的软错误分析算法

表 1 提出的软错误分析方法的精度

	HSPICE		Proposed		Error%
	SER (FIT)	Run Time(s)	SER (FIT)	Run time(s)	
20 stage inverters	3.32E-4	605	3.24E-4	3.54	2.41
20 stage NANDs	3.11E-4	807	3.42E-4	4.04	9.97
C17	1.56E-4	3160	1.52E-4	14.04	2.56
C1	5.15E-4	2955	5.21E-4	11.87	1.17

的误差在 10%以内；在算法的运行时间方面，本文提出算法比 Hspice 快将近 300 倍，其原因为，在软错误分析过程中，需要读取当前逻辑门的 SET 脉冲产生特性化和 SET 脉冲传输特性化查找表，查找表的大小直接影响到运行时间，因此，可以通过改变查找表的大小来进行算法精度和运行时间之间的折中。

其次，给出了软错误率 SER 和运行时间随 P_0 的变化特性，见图 5 所示。随着 *P0* 的增加，SER 和运算时间逐渐降低。其主要原因为，*P0* 的增加，发生 MPSETs 的几率增大，MPSETs 的发生导致产生 SET 脉冲的数量增加，但是每个 SET 脉冲的脉冲宽度将变窄，根据（1-7）式可知，锁存概率将减少，因此导致最终的 SER 降低；对于算法的运行时间来说，MPSETs 的发生导致产生 SET 脉冲宽度变窄，被电屏蔽的几率增大，在脉冲还没有传播到输出端口时，SET 脉冲可能已经被屏蔽掉了，因此该 SET 的传播结束，将开始

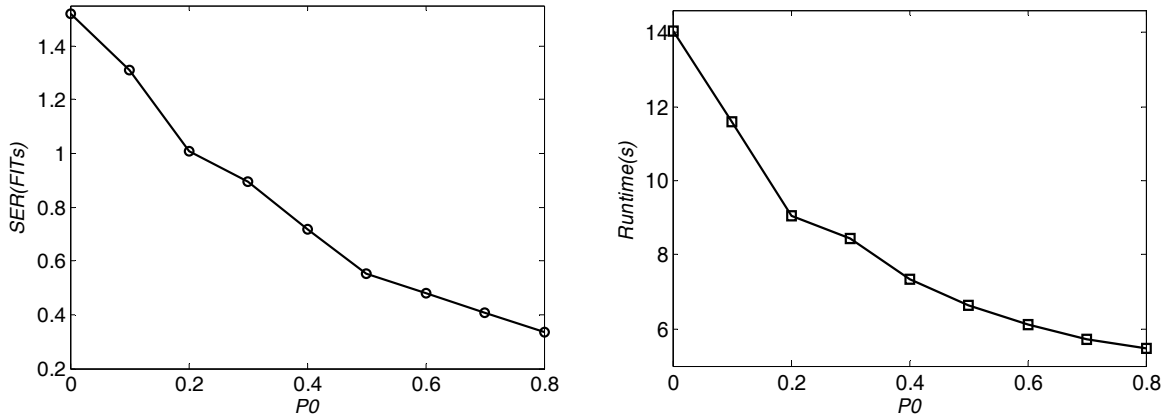


图 5 SER 和算法运行时间随 P0 的变化

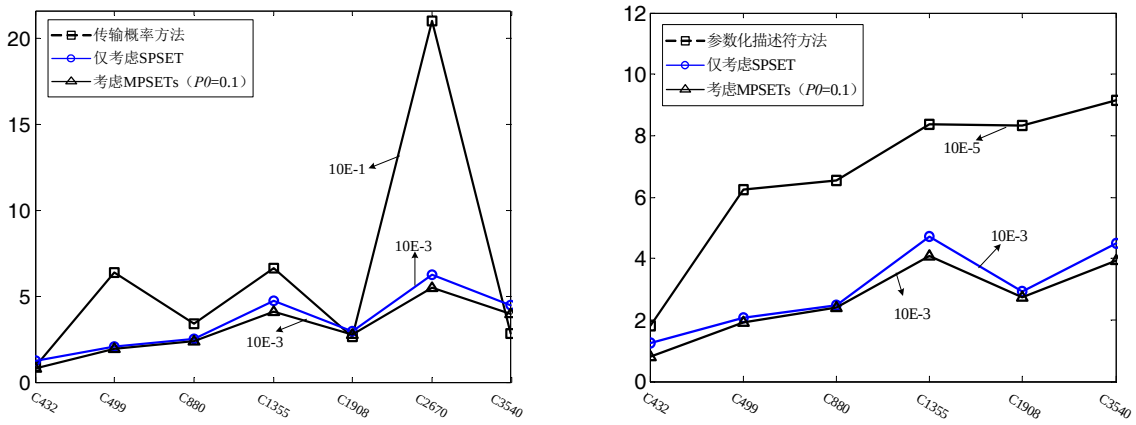


图 6 与以前方法在 SER 方面的比较

下一个 SET 脉冲的传播过程，因此算法的运行时间减少。

最后，给出了提出的软错误率分析算法与参数化描述符算法[2]和传输概率算法[17]的比较结果，见图 6 所示。虽然提出算法的软错率与参数化描述符算法[2]和传输概率算法[17]相差很大，但是各电路间 SER 的变化趋势却基本相同。这也说明了本文所采用的方法是合理的，取得了与同类文献类似的结果。此外，当考虑 MPSETs 时，将会减小被测电路软错率。

6 结论

本文提出了一种考虑多脉冲的重汇聚和单粒子多脉冲效应的组合逻辑电路的软错误率分析方法。该方法读入电路的网表文件、逻辑单元的产生特性和传输特性查找表，输出电路各个节点和整个电路的软错误率。在提出的软错误率分析方法中，每个瞬态电压脉冲被近似成三角脉冲，并用脉冲宽度、第一个边沿的转换时间和第二个边沿的转换时间三个参数表示;综合考虑脉冲宽度、脉冲幅度、脉冲转换时间和单元延迟的条件下，给出更加精确的电屏蔽模型；提出了一种“先独立传输再逻辑运算”的多脉冲重汇聚模型；针对单粒子多脉冲效应，探索性地给出一种单粒子多脉冲效应的随机产生模型。实验结果表明，提出的软错误率分析算法的误差在 10%以下，而且算法的运行速度提高了 300 倍；此外，随着单粒子多脉冲效应发生几率的增加，算法的运行时间和软错误率逐渐降低。

参考文献：

[1] A. JL, M. D, and R. P. Soft-errors induced by terrestrial neutrons and natural alpha-particle emitters in advanced memory circuits at ground level[J]. Microelectron Reliability, 2010, 50(9-11): 1822-1831

[2] R. R. Rao, K. Chopra, D. T. Blaauw, and D. M. Sylvester. Computing the Soft Error Rate of a Combinational Logic Circuit Using Parameterized Descriptors[J]. IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, 2007, 26(3): 468-479

[3] K. Ramakrishnan, R. Rajaraman, N. Vijaykrishnan, Y. Xie, M. J. Irwin, and K. Unlu. Hierarchical Soft Error Estimation Tool (HSEET)[C]. //International Symposium on Quality Electronic Design, 2008: 680-683.

[4] J. R. Ahlbin, T. D. Loveless, D. R. Ball, B. L. Bhuva, A. F. Witulski, and L. W. Massengill. Double-Pulse-Single-Event Transients in Combinational Logic[C]. //IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), 2011: 3C.5.1 - 3C.5.6

[5] G. A. Sai-Halasz and M. R. Wordeman. Monte Carlo Modeling of the Transport of Ionizing Radiation Created Carriers in Integrated Circuits[J]. IEEE Electron Device Letters, 1980, 10(1):211-213

[6] T. Karnik, P. Hazucha, and J. Patel, Characterization of Soft Errors Caused by Single Event Upsets in CMOS Processes[J]. IEEE Transactions on Dependable and Secure Computing, 2004, 1(2):128–143, 2004

[7] M. Zhang and N. R. Shanhhag. A Soft Error Rate Analysis (SERA) Methodology[C]. // IEEE/ACM International Conference on Computer Aided Design, 2004: 111-118

[8] N. Miskov-Zivanov and D. Marculescu. Circuit Reliability Analysis Using Symbolic Techniques[J]. IEEE Transactions on Computer Aided Design, 2006, 25(12):2638 - 2649

[9] N. Miskov-Zivanov and D. Marculescu. Modeling and Optimization for Soft-error Re-liability of Sequential Circuits[J]. IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, 2008, 27(5):803–816

[10] B. Zhang, W. S. Wang, and M. Orshansky. FASER: Fast Analysis of Soft Error Susceptibility for Cell-Based Designs[C]. // International Symposium on Quality Electronic Design, 2006:755-760

[11] R. Rajaraman, J. S. Kim, N. Vijaykrishnan, Y. Xie, and M. J. Irwin. SEAT-LA: A Soft Error Analysis tool for Combinational Logic[C]. // International Conference on VLSI Design, 2006:499-502

[12] F. Wang, Y. Xie, R. Rajaraman, and B. Vaidyanathan. Soft Error Rate Analysis for Combinational Logic Using An Accurate Electrical Masking Model[C]. //International Conference on VLSI Design, 2007:165 - 170

[13] Y. S. Dhillon, A. U. Diril, and A. Chatterjee. Soft-Error Tolerance Analysis and Optimization of Nanometer Circuits[C]. //Conference on Design, Automation and Test in Europe, 2005: 288-293

[14] L. Biwei, C. Shuming, L. B. Zheng, and Z. Zhenyu. The Effect of Re-Convergence on SER Estimation in Combinational Circuits[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2009, 56(6):3122-3129

[15] W. Sheng, L. Xiao, and Z. Mao. Soft Error Optimization of Standard Cell Circuits Based on Gate Sizing and Multi-objective Genetic Algorithm[C]. //ACM/IEEE Design Automation Conference, 2009:502-507

[16] Q. Zhou and K. Mohanram. Gate Sizing to Radiation Harden Combinational Logic[J]. IEEE Transactions on Computed-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, 2006, 25(1):155-166

[17] S. Weiguang, X. Liyi, and M. Zhigang. Fast soft error rate computing technique based on state probability propagating[C]. //IEEE Conference on Industrial Electronics and Applications, 2009:734-738

Soft Error Rate Analysis Methodology of Multi-Pulse-Single-Event Transients

Zhou Bin[1], Huo Mingxue[2], Xiao Liyi[2]

(1. Information and Communication Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 15001, China；

2. Microelectronics Center, Harbin Institute of Technology, Harbin, 15001, China)

Abstract: As transistor feature size scales down, soft errors in combinational logic because of high-energy particle radiation is gaining more and more concerns. In this paper, a combinational logic soft error analysis methodology considering multi-pulse-single-event transients (MPSETs) and re-convergence with multi transient pulses is proposed. In the proposed approach, the voltage pulse produced at the standard cell output is approximated by a triangle waveform, and characterized by three parameters: pulse width, the transition time of the first edge, and the transition time of the second edge. As for the pulse with the amplitude being smaller than

the supply voltage, the edge extension technique is proposed. Moreover, an efficient electrical masking model comprehensively considering transition time, delay, width and amplitude is proposed, and an approach using the transition times of two edges and pulse width to compute the amplitude of pulse is proposed. Finally, our proposed firstly-independently-propagating-secondly-mutually-interacting (FIP-SMI) is used to deal with more practical re-convergence gate with multi transient pulses. As for MPSETs, a random generation model of MPSETs is exploratively proposed. Compared to the estimates obtained using circuit level simulations by HSpice, our proposed soft error rate analysis algorithm has 10% errors in SER estimation with speed up of 300 when the single-pulse-single-event transient (SPSET) is considered. We have also demonstrated the runtime and SER decrease with the increment of *P0* using designs from the ISCAS-85 benchmarks.
Key words: SET; SPSET; MPSETs; SER

单粒子效应 TCAD 数值仿真的三维建模方法

陈睿[1]，纪冬梅[2]，沈忱[2]，贡顶[2]

（1.中国科学院国家空间科学中心，北京 100190；2.苏州珂晶达电子有限公司，江苏 苏州 215123）

摘　要：文中探讨了单粒子效应数值仿真建模的问题。首先，基于对单阱 N^+-P 结构的二极管在重离子辐照下的 TCAD 仿真，研究电流脉冲和电荷收集特性对器件模型几何尺寸与比例的依赖关系，进一步给出了精确仿真单粒子效应所需的模型尺寸的实用标准。其次，讨论阱接触电极的位置对电流脉冲和电荷收集的影响，指出对阱接触的正确建模的必要性。

关键词：单粒子效应；数值仿真；TCAD；器件模型；几何效应；阱接触

文章分类：抗辐射电子学与电磁脉冲技术及其应用的研究成果

半导体集成电路的单粒子效应（SEE, single event effect）自第一次被报道后[1]，一直是集成电路可靠性的重要课题。随着集成电路特征尺寸的缩小，单粒子效应的影响正变得更为复杂和重要。计算机数值仿真是研究单粒子效应物理机制及其对电路影响的有力工具。1981 年，Hsieh, Murley 和 O′Brien[2],[3]，通过数值仿真分析 α 粒子撞击 N^+-P 结二极管后产生的载流子的收集过程，发现了“漏斗效应”，即发生变形的电场在更大的范围内获得快速的漂移电流，增强了电荷的收集，第一次建立了可以解释电荷收集实验数据的定性模型。Dodd 等[4]和 Dussault 等[5]用数值仿真研究了有外延层结构的二极管在重离子撞击下的电荷收集：在 N^+-P-P^+ 结构二极管中可以观察到明显独立的漏斗区和扩散区[4]；相反，在 P^+-N-N^+结构二极管中，并没有发现明显的分区[5]，说明了 NP 结构与 PN 结构在收集单粒子产生的载流子方面并不对称。Dussault 等[6]和 Dodd 等[7]研究了入射离子轨迹的结构，或能量沉积半径的不同，对电荷收集波形及电路的影响。但能量不同的重离子，即使有类似 LET，因轨迹结构的不同，二极管的电流波形和电路的响应均会有显著的不同。

随着计算机技术和数值计算技术的发展，利用三维 TCAD 软件已经可以对包含十余个晶体管的 CMOS 电路进行三维瞬态模拟[8] -[10]。利用 TCAD 仿真辅助电路设计、验证电路抗辐射性能，是一个新兴的应用方向。为了达到此目的，必须对 TCAD 仿真单粒子效应的精度和可靠度作定量的检验。2005 年，Dodd 对单粒子效应的数值仿真做了比较全面的总结，也指出了迄今为止的工作在定量的精度方面尚待改进[11]。在完成大量仿真计算后，本文利用数值仿真对单粒子效应进行定量研究，对包括上述文献中讨论过的诸多因素作较精细的校准，建立一套实用的标准。我们将在一系列文章中逐一尝试探讨该标准的各个方面。首先，一个较为基本的问题是，数值仿真模型合理的几何尺寸如何选取。上述文献中，器件模型的尺寸的选择均比较随意，缺乏定量的标准，没有考虑模型尺寸对计算结果精度可能的影响。例如，在文献[4]中器件的宽度与厚度之比为 2:1，从本文的仿真结果看，这个宽度是不够的，会低估器件收集到的电流。其他文献中的

基金项目：国家自然科学基金资助项目(Y0503GA160)
作者简介：陈睿（1983－），男，湖北黄冈人，微电子学与固体电子学。

模型则更小 ，经常在 1:1 甚至更低，计算误差更为严重；其次，由于现代 CMOS 工艺广泛采用阱结构，上述文献均没有考虑阱结构和阱接触对电荷收集的影响，大部分工作中甚至在仿真模型中省略了阱接触结构。

文中通过针对有阱结构的 N^+-P 结（即 N^+-P^+-P 结构）的二极管进行仿真，探讨下面两个问题：1.精确仿真单粒子效应，对器件建模的几何尺寸与比例有何要求？2.阱结构的尺寸、阱接触的位置对参考电流和电荷收集特性有何影响。特别需要指出的是，由于现代 CMOS 电路中，单粒子翻转（SEU, single event upset）通常发生在几十皮秒内，而对于单粒子闩锁（SEL, single event latchup）通常发生在几百皮秒内[11]，此时间内的电荷收集特性对电路的影响，比电荷收集的总数更为重要。因此，本文重点考察参考电流（出现在 20ps 左右）和 1ns 之内的电荷收集特性。

1 仿真实验方法

文中用于器件建模几何尺寸仿真实验的器件截面如图 1 所示，为 N^+-P^+-P 的二极管结构，对应现代 CMOS 工艺中 NMOS 的 N 型源漏区域，P 阱和 P 型衬底。均匀掺杂的 P 型衬底中，掺杂浓度为 $3\times10^{15}cm^{-3}$；P 型阱的掺杂分布采用高斯分布函数，峰值浓度为 $3\times10^{17}cm^{-3}$，结深约为 2μm；N^+型区掺杂亦用高斯分布函数，峰值浓度为 $3\times10^{20}cm^{-3}$，结深约为 0.2μm。在俯视图上，N^+型区域呈直径为 10μm 圆形，位于结构中央。铝制金属电极的厚度为 0.5μm，呈直径为 8μm 圆形。图中器件衬底的宽度与厚度是可调的变量。实际工艺中，圆片的厚度为 700μm 左右，在封装时一般会减薄至 100μm 或更薄，本文取 60μm 作为实际的器件厚度。

本仿真实验中使用能量为 15MeV 氧离子，利用 Geant4 高能粒子仿真引擎[12],[13]计算粒子（及其

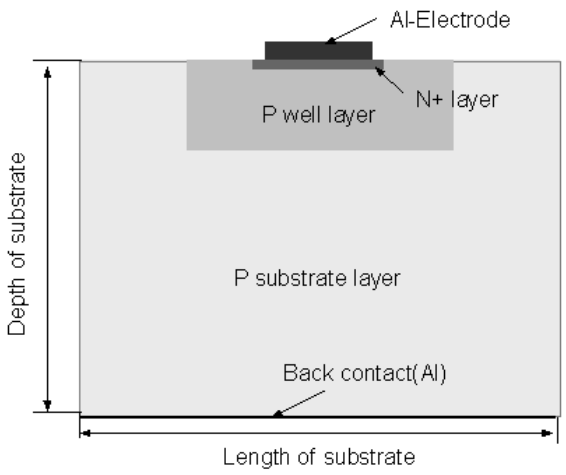


图 1 用于单粒子效应建模尺寸仿真的器件截面图

Fig.1 Cross-section view of the silicon N+-P junction diode used in SEE simulation

产生的次级粒子）在器件中的径迹和能量沉积。该重离子在器件内的平均射程为 7.55μm，平均 LET 为 8.03MeV·cm^2/mg。紧接着，利用苏州柯晶达公司开发的 Genius 三维 TCAD 仿真软件导入粒子能量沉积分布，并计算电离作用引起的电子空穴对生成速率[14]。对于 Si 材料每 3.6 eV 能量产生一个电子空穴对[15],[16]。由于大部分载流子是由次级反应(δ- Ray)生成的[11],[17],[18]，载流子生成率在空间上分布在粒子径迹周围一个柱状区域、在时间上分布于粒子入射后皮秒量级时间内。故文中作如下假设：空间上的展宽为特征长度 0.1μm 径向高斯分布，时间上的分布为粒子在 4ps 时入射，载流子生产率在 10ps 达到峰值，随后以 2ps 的特征时间按高斯函数衰减。在粒子入射前后，二极管上所施加的反向偏压均为 5V。

利用上述 TCAD 器件仿真方法，进行如下三组实验：1，我们采用典型的衬底厚度(60μm)和阱宽度(20μm)，调整模型结构的宽度，寻找一个可以满足仿真精度要求的模型宽度；2，我们固定模型的宽度，而减小模型的厚度，并试图以一个等效电阻来补偿减小厚度所引起的计算误差；通过上述两组实验来得到精确仿真单粒子效应的器件模型实用

标准。3，讨论阱接触位置对参考电流和电荷收集特性影响。

2 结果与分析

2.1 器件模型的宽度、厚度的影响

在探寻仿真单粒子效应所需的模型尺寸的实用标准时，我们需要一个数值模拟精度的衡量标准：无论器件宽度还是器件厚度在减小的过程中，1ns内电荷的收集量变化不应当超过2%，同时，参考电流变化也不超过2%。前面提到载流子生成率在10ps时达到峰值，随后以2ps特征时间衰减，虽然电流的最大值产生在13ps左右，但此时载流子等离子体尚未完全建立，电流的成分比较复杂，受各种参数影响有较大变动，稳定的载流子等离子体会在大约20ps形成,此后电流的衰减有较好的规律性。因此，我们将20ps的电流值定义为参考电流，作为讨论和比较的标准。

器件宽度尺寸分别为240μm，180μm，120μm和60μm（器件的宽度与厚度比值分别为4:1, 3:1, 2:1和1:1），电流波形图显示在图2中，参考电流分别为905.5μA，914.3μA，873.0μA和681.5μA， 1ns内收集的电荷分别是85.0fC，86.7fC，84.7fC和84.7fC，电荷收集量的变化均小于2%。而参考电流的变化只有宽度从240μm减到180μm时引起的误差小于2%，符合我们的目标，所以说在单粒子效应的器件仿真中建议选用器件模型的宽度应等于或大于3倍的模型厚度。

从图2中得出，随着器件宽度的减小，参考电流相应减小。我们从图3器件电势等高线图来理解器件宽度对电流的影响，电流方向与电势等高线相垂直，电流在流向背面接触的过程中，会向四周散布，电流的大小随着离中心的距离增加而衰减。如果模型器件宽度过小，会截断散布的电流，低估电流。

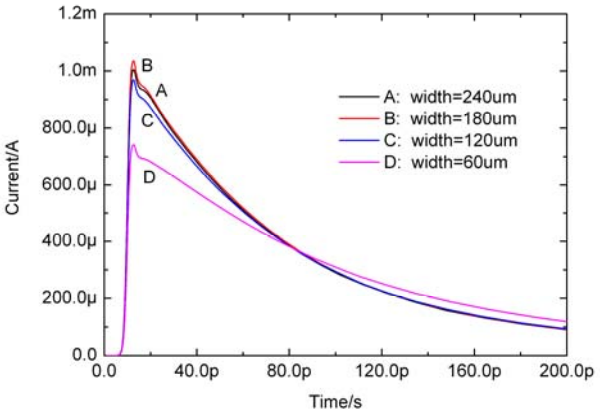


图 2 不同宽度的器件模型中，单粒子效应引起的电流波形图

Fig. 2 Simulated transient current waveforms for device model of different widths

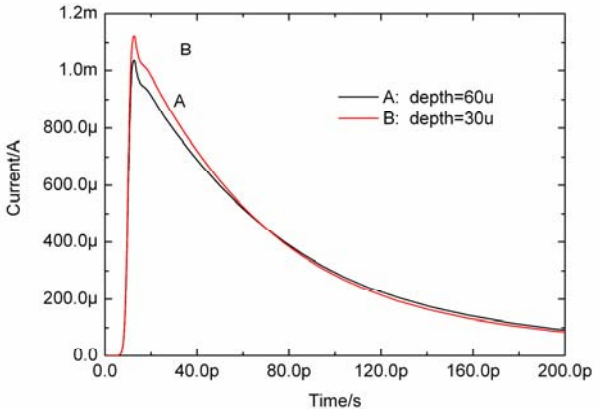


图 3 宽度为 180um 的器件的 20ps 时的电势等高线分布图，等高线间距为 0.02V

Fig.3 The electrostatic potential contour in the 180um-wide device at 20ps, the increment of equipotential line is 0.02V

在器件的仿真工作中保证模拟精度的情况下，应尽可能减少计算量，可以减小器件模型厚度来减少计算量，器件模型宽度为180μm不变、厚度为30μm和60μm的器件电流波形图显示在图4中。从图中看出，随着器件厚度的减小参考电流增大，这是由于器件厚度的减小使得等效的串联电阻减小所致。此时收集电荷量的误差小于1%而参考电流误差在4%左右，高出目标值。但与器件宽度变化所引起的误差不同的是，减小器件厚度所引起的电流变化可以通过增加等效电阻的方法来消除。

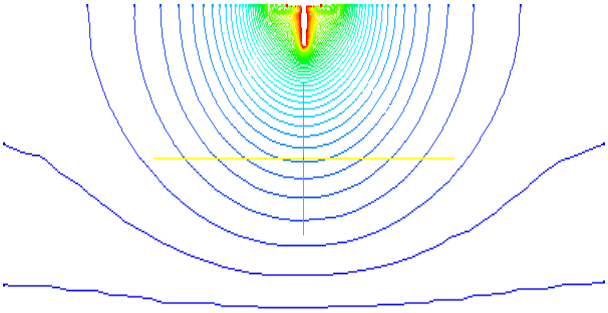


图 4 不同器件厚度的建模尺寸模型中，单粒子效应引起的电流波形图

Fig.4 Simulated transient current waveforms for device models of different thicknesses

2.2 对合理的模拟尺寸的分析

2.2.1 等效电阻估算方法

由图 3 中显示的器件电势分布，我们作如下假设：衬底电场中的电流主要为空穴电流，满足欧姆定律；电流由一个点电流源注入，衬底底部欧姆边界为一个等势面，如图 5 所示。

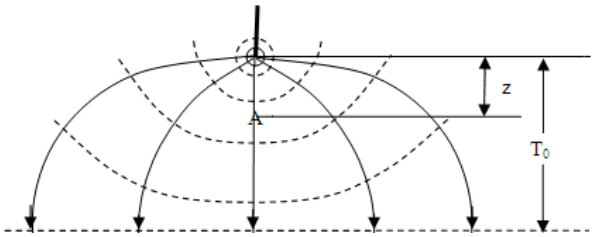


图 5 用于等效电阻计算的点电流注入模型图，虚线为等势线，实线为电流线电流波形图

Fig.5 The simplified substrate model with current injected from a point source, the dashed lines are equipotential lines, and the solid lines are current flow lines

衬底厚度为 T_0 时，距注入点距离为 z 的 A 点的电势为：

$$U=\frac{\rho I_S}{4\pi}\left(\frac{1}{z}-\frac{1}{2T_0-z}\right) \qquad (1)$$

当衬底厚度由 T_0 被减薄到 z 时，为了确保减薄前后在 A 点电势保持不变，在圆片减薄后增加的等效电阻值为：

$$R_S=\frac{\rho}{4\pi}\left(\frac{1}{z}-\frac{1}{2T_0-z}\right) \qquad (2)$$

用上述方法估算的等效电阻，有两个主要的误差的来源。首先，实际中沿粒子径迹各处都有电流注入发生。上述模型中假设电流由一个点电流源注入衬底，如果以粒子径迹起点作为注入点，会低估等效电阻；如果以径迹终点作为注入点，则会高估等效电阻；其次，当圆片被减薄到 T=z 时，欧姆接触强迫电势线在深处 z 变平，这使得第(2)式略微低估等效电阻。我们以利用粒子径迹的起、止点分别得出等效电阻的下界和上界，从而给出等效电阻的范围。

2.2.2 建模尺寸规则

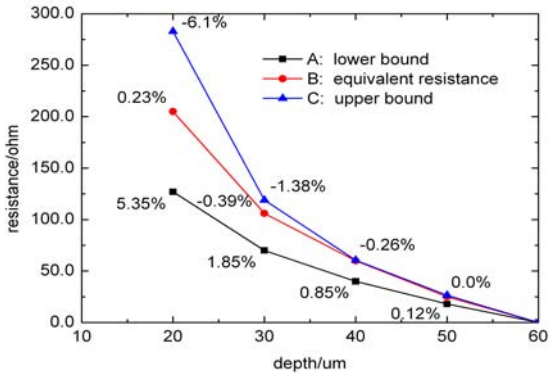


图 6 不同厚度的器件模型中，等效电阻的上下界及“优化的”的等效电阻值，以及不同等效电阻所带来的参考电流误差

Fig.6 The estimated upper- and lower-bound of effective resistance values at various thicknesses of the device model. The error of the simulated reference current, induced by the reduction of model thickness, are indicated beside the symbols

图 6 显示出了不同模型厚度下，计算所获得的等效电阻的上下界值及仿真获得的“优化的”（参考电流误差最小）等效电阻，以及不同等效电阻下的仿真所得到的参考电流误差。对于实际厚度为 60μm 的器件，当模型厚度被减至 30μm 时，由于电阻率为 4Ω·cm，等效电阻的上下界为 119Ω 和 70Ω。

使用上下界等效电阻来重新仿真，结果均可满足精度要求。若模型减薄到 20μm，等效电阻上下界引起参考电流误差较大，可以采用两者的平均值重新仿真。若模型厚度进一步减薄，等效电阻的选取会有很大的不确定性，引起较大的计算误差。故器件减薄的厚度应保证粒子不能穿透器件，确保衬底减薄后粒子沉积的能量与不减薄时相同，故建议器件模型的厚度至少应在粒子射程的基础上加上 10μm。

根据(1)式进行电势对距离求导，得到：

$$\frac{dU}{dz}=-\frac{\rho I_S}{4\pi}\left(\frac{1}{z^2}+\frac{1}{\left(2T_0-z\right)^2}\right) \qquad (3)$$

从欧姆定律的微分形式，即传导电流密度与电场强度的线性关系：

$$J=\sigma E \qquad (4)$$

得到：

$$J_{bottom}=\frac{1}{\rho}\frac{dU}{dz}\bigg|_{z=T_0}=-\frac{I_S}{4\pi}\frac{2}{T_0^{\,2}}=-\frac{I_S}{\pi\left(\sqrt{2}T_0\right)^2} \qquad (5)$$

从上面的推导结果可知，器件底面中心 $z=T_0$ 处的电流密度，相当于电流均匀通过一个半径为 $\sqrt{2}T_0$ 的圆内。为避免截断散布电流，器件模型的宽度至少应大于 $2\sqrt{2}T_0$，这与我们前面得到的器件宽度建模标准一致。

图 7 显示了器件厚度为 30μm，器件宽度为 90μm 与 180μm 时（等效电阻均为 106Ω）以及器件厚度为 60μm，器件宽度为 180μm 时的标准器件的电流波形图。从图中可看出，当器件厚度为 30μm 时，器件模型宽度可以相应减小到 90μm。缩小宽度引起的误差很小。综合考虑了计算量和计算精度，我们推荐三条规则确定模型尺寸，即

1.若建模时选取的厚度小于实际器件厚度，可以采用等效电阻方法予以补偿。

2.按照粒子射程确定模型厚度，建议至少为粒子入射深度加上 10μm。

3.器件模型宽度至少为厚度的 3 倍。

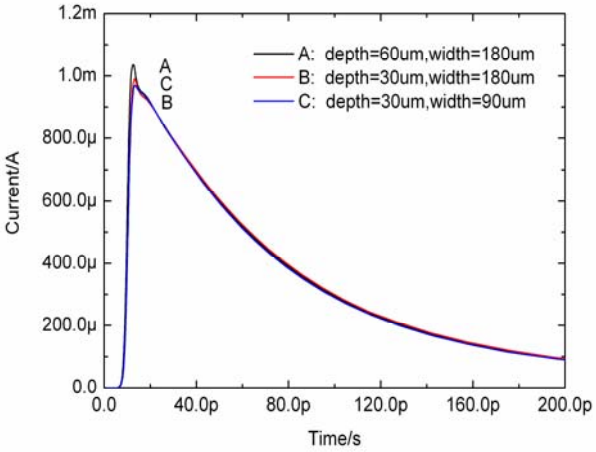


图 7 标准器件模型(宽度 180um/厚度 60um)与经过有效电阻修正的缩减尺寸模型的电流波形对比图

Fig.7 Simulated transient current waveforms for the reference device model, and the model of reduced size and compensated with effective resistance

2.3 阱接触位置的影响

现代 CMOS 工艺中均有阱结构，故有无阱接触，阱接触的位置都会对单粒子引起的参考电流与电荷收集有所影响。首先，有阱接触的 N^+-P 结构与前面讨论的无阱接触的类似结构的电流波形的对比如图 8 所示，有阱接触的结构，N^+扩散区电极

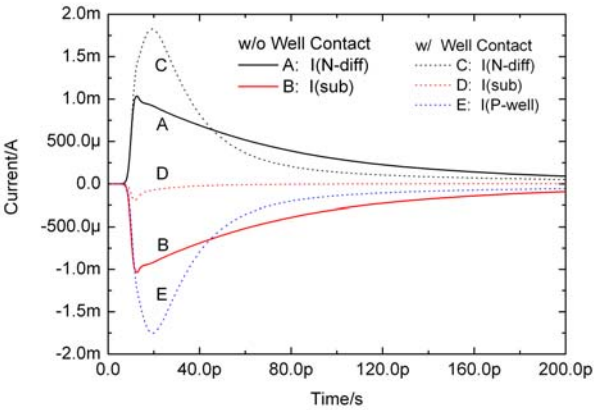


图 8 有无阱接触器件结构的各电极的电流波形图，其中实线所示的为无阱接触结构的各电极电流，虚线为有阱接触结构的各电极电流

Fig.8 Current waveforms of all electrodes for device models with and without well contact

的电流更大，而衬底接触的电流则小很多，在有阱接触的结构中，该电极的电流很大，取代衬底，成为电流流出的主要去向；从电荷收集来看，有阱接触的结构电荷收集量与无阱接触的情况下电荷总的收集量差异不大。其次，我们研究阱接触位置对N^+扩散区电极参考电流和电荷收集的影响，阱接触结构的器件截面图如图 9 所示，阱接触电极为对称的矩形环状结构，N^+扩散区在中央，阱接触扩散结边缘与阱边缘的距离 L_1, 以及阱接触扩散结边缘与N^+扩散结边缘的距离 L_2 为可调的变量。

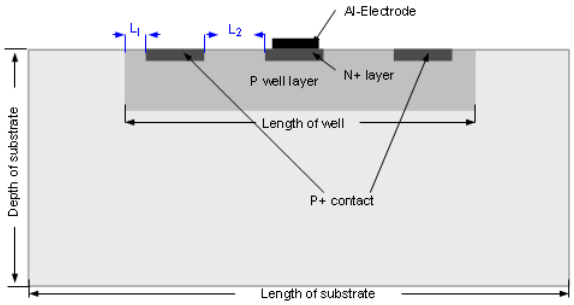


图 9 用于单粒子效应仿真的有阱接触的器件的截面图

Fig.9 Cross-section view of the device model with well contact

仿真的五种结构如表1所示：其中，结构1-3的阱宽度相同，仅调整阱接触的位置；结构3-5中，阱的宽度随着阱接触的位置而变化，以保持阱边界与阱接触距离不变。

表 1 不同阱接触位置的五种器件结构的器件参数表

Table 1 Parameters of 5 simulated structures with different well-contact positions

＼Structure	1	2	3	4	5
L_1/um	25	15	5	5	5
L_2/um	10	20	30	20	10
L_{well}/um	100	100	100	80	60
L_{sub}/um	260	260	260	240	220

仿真有阱接触的五种结构中N^+扩散区电极的电流波形图如图10所示，参考电流分别为1.905mA，1.603mA，1.51mA，1.57mA和1.83mA，1ns内收集电荷分别为83.2fC，82.3fC，84.6fC，84.0fC和80.8fC。阱接触的位置对电荷收集量没有影响；从电流波形图中可看出，相同的阱接触位置，阱宽度增加，虽然使参考电流增大，但影响较小，本文不做论述；而随着阱接触到N^+扩散结距离的增加，N^+扩散区电极的参考电流显著变小，值得进一步研究。

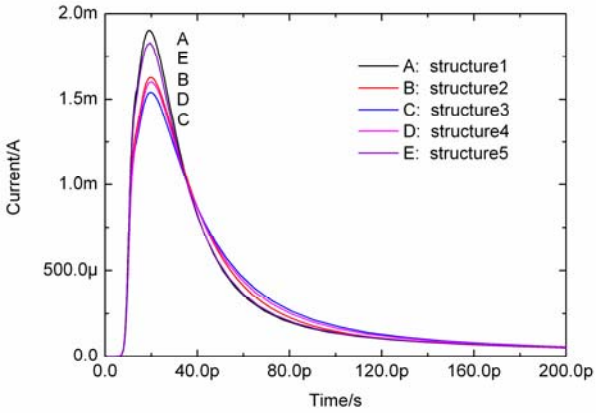


图 10 五种阱接触结构中算得的 N+扩散结电极的电流波形图

Fig.10 Current waveforms at the N+ diffusion electrode for the device models of 5 different well-contact structures

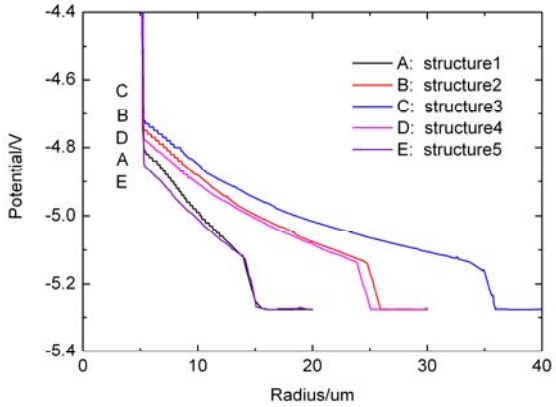


图 11 不同阱接触位置的器件模型内，阱接触电极与 N 扩散结之间的沿水平方向的电势分布图

Fig.11 Electrostatic potential profile along the horizontal cut-line between the well-contact and the N+ diffusion, for 5 structures with different well-contact positions

N^+区电极电流处于峰值时，主要成分为N^+区与阱接触之间的漂移电流，该电流随阱接触位置的变化，可能是由阱接触与N^+扩散之间的电场大小所决定的。图11分别显示了结构1-5在20 ps时N^+扩散与阱接触之间100nm深度的水平线上的电势分布情况。从图中可看出，水平电场的大小（电势的斜率）与扩散区和阱接触间的距离有显著的关联。由此推

测，扩散区和阱接触间的电场大小是影响这两个电极电流的重要因素。

3 总结与展望

通过一系列单粒子效应仿真实验，文中首先得出了保证仿真精度的器件模型尺寸标准，并给出了简易实用的规则。其次，本文指出了阱接触结构对单粒子效应中电荷的收集有关键的作用，在建模中不能省略阱接触，而是应该把阱接触的位置准确地体现在仿真模型中。

我们后续的工作，将在本文基础上，进一步对 N 型阱结构、外延结构、SOI 结构、金属互联结构、粒子仿真的能量下限、载流子生成在时间-空间的分布等诸多问题，逐个加以分析，以期建立一套完整的方法，将用数值方法定量研究单粒子效应的精度，提高一个台阶。

传统上，研究单粒子效应对电路的影响，经常采用双指数电流源来等效电路节点对电荷的收集[19],[20]，并用 SPICE 等电路仿真软件进行仿真。该电流源的参数，则从实验或简单解析模型中获取。从我们得到初步结果看，这个方法忽略了很多重要的物理过程。其中，在本文的实验中可以明显看到的有，阱接触位置对电流峰值和衰减常数的影响；漏斗效应对阱电势的抬高作用（影响 MOSFET 的 V_{bs}）。由于双指数电流源模型的诸多局限性，我们倾向于使用 TCAD 数值仿真等考虑更多物理细节的方法来研究半导体电路的单粒子效应，以获得更精确的结果。

参考文献：

[1] T.C May and M.H. Woods, Alpha-particle-induced soft errors in dynamic memories, IEEE Trans. Electron Dev., 26, Jan, 1979: pp. 2-9,

[2] C. M. Hsieh, P. C. Woods and R. R. O′Brien, a Field-funneling Effect on the Collection of Alpha-Particle-Generated Carriers in Silicon Devices, IEEE Electron Dev. Lett.,2, April,1981: pp.103-105,.

[3] C. M. Hsieh, P. C. Murley, and R. R. O′Brien, Dynamics of Charge Collection from Alpha-Particle Tracks in Integrated Circuits, 1981:38-42.

[4] P. E. Dodd, F. W. Sexton, and P. S. Winokur, Three-Dimensional Simulation of Charge Collection and multiple-bit Upset in Si Devices, IEEE Trans. Nucl. Sci., 41, Dec, 1994:pp. 2005-2017,

[5] H. Dussault, J. W. Howard, Jr., R. C. Block, etal., High Energy Heavy-ion-induced Single Event Transients in Epitaxial Structures, IEEE Trans. Nucl. Sci., 41, Dec, 1994:pp. 2018-2025

[6] H.Dussault, J.W.HowardJr., R.C.Block,etal., The Effects of Ion Track Structure in Simulating Single Event Phenomena, 1993:509-516

[7] Ronald S.Wagner, Nicole Bordes, Jeffrey M. Bradley, etal., Alpha-, Boron-, Silicon- and Iron- Ion-induced Current Transients in Low-capacitance Silicon and GaAs Diodes, IEEE Transactions on Nuclear Science,35, Dec.,1988:pp. 1578-1584,

[8] Cogenda Pte Ltd, VisualTCAD 手册，2011,http://cn.cogenda.com/article/download

[9] 张科营，郭红霞，罗尹虹，等，静态随机存储器单粒子翻转效应三维数值模拟，物理学报，58，Dec., 2009:pp.8651-8656,

Zhang Keying, Guo Hongxia, Luo Yinhong, etal., Three-dimensional numerical simulation of single event upset effects in static random access memory, Acta Physica Sinica, 58, Dec, 2009:pp.8651-8656（in chinese）

[10] Paul E. Dodd, M. R. Shaneyfelt , K. M. Horn, etal., SEU-Sensitive Volumes in Bulk and SOI SRAMs From First-Principles Calculations and Experiments, IEEE

Transactions on Nuclear Science, 48, Dec., 2001:pp. 1893-1903

[11] Paul E. Dodd, Physics-Based Simulation of Single-Event Effects, IEEE Transactions on Device and Materials Reliability, 5, Sep, 2005:pp. 343-357

[12] S.Agostinelli,J.Alison,K.Amako, etal., GEANT4 - a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methodes in Physics Section A: Accelerators,Spectrometers,Detector and Associated Equipment,506, July,2003:pp.250-303

[13] Cogenda Pte Ltd , GSeat 手册 , 2011,http://cn.cogenda.com/article/download

[14] Cogenda Pte Ltd, Genius 手册 , 2011,http://cn.cogenda.com/article/download

[15] V.S.VAVILOV, Radiation Ionization Processes in Germanium and Silicon Crystals, SOVIET PHYSICS USPEKHI , March-April,1962:pp.761-769

[16] F.Scholze,H.Rabus, and G.Uim, Measurement of the mean electron-hole pair creation energy in crystalline silicon for photons in the 50-1500eV spectral range, Appl.Phys.Lett.,69, Nov.,1996:pp.2974-2976

[17] Michael P.King,Robert A.Reed, Robert A.Weller,etal., The Impact of Delta-Rays on Single-Event Upsets in Highly Scaled SOI SRAMS, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE,57, Dec.,2010:pp.3169-3175

[18] A.Akkerman, M.Murat, and J.Barak, Monte Carlo calculations of electron transport in silicon and related effects for energies of 0.02-200 keV, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS,106,pp.1-12,Dec.,2009.

[19] G. C. Messenger, Collection of charge on junction nodes from ion tracks, IEEE Transaction on Nuclear Science, 29, pp.2024-2031, Dec., 1982.

[20] 刘征，孙永节，李少青，等, SRAM 单元单粒子翻转效应的电路模拟，半导体学报,28,pp.138-141,Jan.,2007.（Liu Z, Sun Y J , Li S Q, etal., Circuit Simulation of SEU for SRAM Cells, Chinese Journal of Semiconductors, 28,pp.138-141, Jan., 2007.）

The single event effects TCAD numerical simulation of 3D modeling method

Chen Rui[1], Ji Dongmei[2], Shen Chen[2], Gong Ding[2]

(1. National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190;
2. Cogenda Pte Ltd, Jiangsu, suzhou 215123)

Abstract: This is the first in the series of papers on simulating the SEE (Single Event Effects) in semiconductor devices with controllable accuracy using TCAD simulation tools. In this paper, two topics regarding the construction of 3D models for simulation are discussed. Firstly, through simulating the transient current waveform of a N+/P junction diode with well structure, the dependence of the current and collected charge upon the geometric dimensions of the simulated device model is investigated, based on which a practical guideline is proposed for determining the appropriate size of the model for accurate simulation of SEE. Secondly, the impact of the well-contact's location on the current wave form and charge collection is discussed, and the importance of correctly modeling the well-contact is highlighted.

Key words: single event effects; numerical simulation; TCAD; device model; geometric effect; well contact

一种抗核加固功率 VDMOS 器件瞬时电离辐射效应研究

高博，刘刚，王立新，韩郑生，赵发展，宋李梅，张彦飞，王春林
（中国科学院微电子研究所，北京 100029）

摘　要：为满足新形势下国产器件抗辐射加固技术研究需要，利用“强光一号”加速器上对一种抗核加固功率 VDMOS 器件在不同剂量率下进行了瞬态 γ 剂量率辐照实验，研究了器件的瞬时电离辐射响应规律，得到了器件的瞬时电离辐照时的响应波形。实验结果表明，此型号抗核加固功率 VDMOS 器件对瞬时电离辐射效应不敏感，实验结果为今后提高功率 VDMOS 器件的抗瞬时辐射水平提供了参考，具有重要意义。

关键词：功率 VDMOS 器件，瞬时电离辐射效应，“强光一号”

文章分类：抗辐射电子学与电磁脉冲技术及其应用的研究成果

1 引言

功率 VDMOS 是垂直导电的双扩散功率器件，具有输入阻抗高、驱动功率低、开关速度快、热稳定性好等特点，同时它的大部分参数具有负温度特性，没有双极晶体管的二次击穿，这些优点使得功率 VDMOS 器件在航天、核能等特殊极端复杂环境下的应用越来越广泛[1][2]。

高剂量率 γ 射线与半导体材料相互作用时，会产生瞬时光电流，引起功率 VDMOS 器件扰动、闭锁甚至烧毁[3][4]。文中对一种抗核加固功率 VDMOS 器件进行瞬态 γ 剂量率辐照实验，得到了器件瞬时电离辐照时的响应波形，研究了器件的瞬时电离辐射响应规律，实验结果为提高器件抗瞬时剂量率水平提供参考，具有重要意义。

2 实验样品及方法

2.1 实验样品

实验样品是采用抗辐射加固工艺生产的 P 沟功率 VDMOS 器件，封装形式是 SMD-0.5，器件纵向结构图如图 1 所示，典型参数特性如表 1 所示。

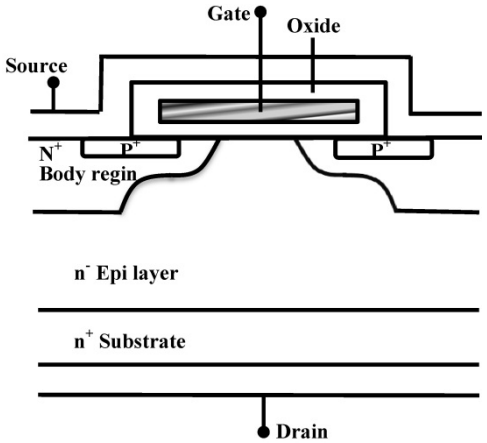


图 1 功率 VDMOS 器件纵向结构图

表 1 受试器件主要技术参数

器件型号	沟道类型	*BVdss* / V	*Vth* / V	*Ron* / Ω
A 型	P 沟道	-30	-1~-3	0.1

2.2 实验条件

瞬态 γ 剂量率辐照实验是在西北核技术研究所的“强光一号”加速器上进行的，辐照实验现场示意图如图 2 所示。实验中一共选取了 16 片样品，4 个一组，一共 4 组,每组中 4 个样品都处于开关状态或截止状态。实验测试系统主要由辐照板、测试

作者简介：高博(1983-),男,新疆人,博士,助理研究员,2011 年 6 月毕业于中国科学院新疆理化技术研究所微电子学与固体电子学专业，现在中国科学院微电子研究所工作，主要从事功率器件的抗辐射加固技术研究。

板、传输电缆、直流稳压电源、信号源、示波器、触发系统等组成。“强光一号”加速器发射出的γ射线与被测样品作用后产生效应信号，效应信号经传输电缆传递到示波器上，由示波器观察并记录[3]。示波器是由给定的触发信号统一触发的。为了消除电磁干扰对测试设备的影响，所有测试设备（包括直流稳压电源、示波器、信号源等）都放置在屏蔽间里。信号源和直流稳压电源通过传输电缆给被测样品提供信号和电源，示波器通过传输电缆接受响应信号。同理，由于加速器在产生γ射线的过程中会产生电磁脉冲等干扰信号传输，因此，试验中传输电缆用同轴电缆外加金属蛇皮套进行双层屏蔽，同时辐照板放在铝盒中并在铝盒的外包裹铜皮以此来屏蔽干扰。实验中由于需要使用到 50Ω的同轴电缆进行信号传输，因此，在输入端并接一个 50Ω的电阻进行匹配[3][5]。

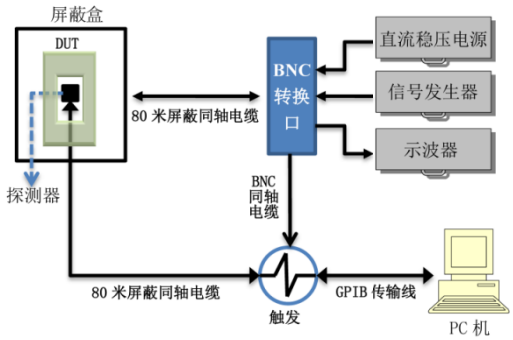


图 2 瞬态γ剂量率辐照实验现场示意图

2.3 实验过程

在器件的开关状态下或截止状态下进行瞬态γ剂量率辐照实验，对每块电路板进行实时监测并记录测试数据。辐照时，不同状态下器件的示意图如图 3 所示。瞬态γ剂量率辐照实验测试参数包括反应功率器件开关功能的输出波形、截止状态时的瞬时扰动、闭锁波形。

（1）反应开关功能输出波形测试

在漏极通过 R 电阻接直流电源，栅极接 R 电阻通过同轴屏蔽电缆连接信号发生器，漏极直接通过同轴屏蔽电缆接示波器。在栅极端输入一个频率是 1KHZ、幅度是 5V、占空比是 50%的脉冲方波。漏极输出端接示波器观察输出波形。

（2）截止状态时的测试

在截止状态时，测试扰动情况，可以观察器件在γ剂量率辐照下，是否有导通现象。辐照实验时漏极接 R 接直流电源，栅极接地。辐照时栅、源极接地，漏极通过同轴屏蔽电缆接示波器观察输出波形。

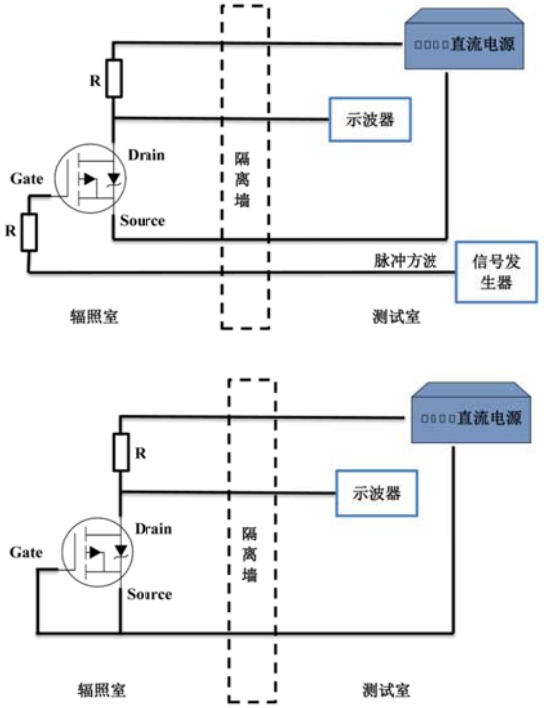


图 3 开关、截止状态下器件瞬态γ剂量率辐照实验示意图

3 实验结果

表 2 是受试样品在瞬态γ剂量率辐照实验时的实验结果。如表中所示，实验中一共选取了 16 片样品，4 个一组，一共 4 组。每组中器件的状态相同，全是开关功能或全是截止功能。实验时，剂量率的范围从 7.1E10 到 4.5E11 rad(Si)/s。瞬态γ剂量率实验后功率 VDMOS 器件的恢复时间没有超出技术指标，认为器件的抗辐照能力符合设计要求。

表 2 受试样品的实验结果

器件编号	器件状态	脉宽 (ns)	总剂量 (rad(Si))	剂量率 (rad(Si)/s)	恢复时间 (us)
1#	开关功能	41.0	4806.76	1.2e+011	1.5
2#	开关功能	41.0	4037.98	9.8 e+010	2.7
3#	开关功能	41.0	2978.31	7.3 e+010	3.3
4#	开关功能	41.0	2895.53	7.1 e+010	15.8
5#	截止功能	23.0	5995.82	2.6e+011	7
6#	截止功能	23.0	5588.20	2.4e+011	14
7#	截止功能	23.0	2912.14	1.3e+011	11
8#	截止功能	23.0	2721.63	1.2e+011	13
9#	开关功能	28.0	6833.96	2.4e+011	4
10#	开关功能	28.0	7938.81	2.8e+011	4.1
11#	开关功能	28.0	4840.78	1.7e+011	2.5
12#	开关功能	28.0	5508.05	2.0e+011	6.7
13#	截止功能	18.5	8381.82	4.5e+011	6.4
14#	截止功能	18.5	7464.63	4.0e+011	5.1
15#	截止功能	18.5	4797.52	2.6e+011	5.2
16#	截止功能	18.5	4760.87	2.6e+011	8

图 4、5 是器件在瞬态 γ 剂量率辐照实验时的波形图。图 4 是开关状态下的波形图，在图中我们看到脉冲信号来的时候，器件 1#、2#、3#在低电平，器件 4#在高电平。器件 4#经过一个脉冲后扰动，然后缓慢恢复，图中看到在 15us 后器件的状态恢复到初始值附近。而器件 1#、2#、3#由于处在低电平状态，在一个小的扰动（约 2us）后，器件的状态就恢复到初始值附近，如图 4（b）所示。图 5 是截止状态下的波形图，在图中我们看到所有被测器件在经过一个小的扰动后恢复到初始值附近。

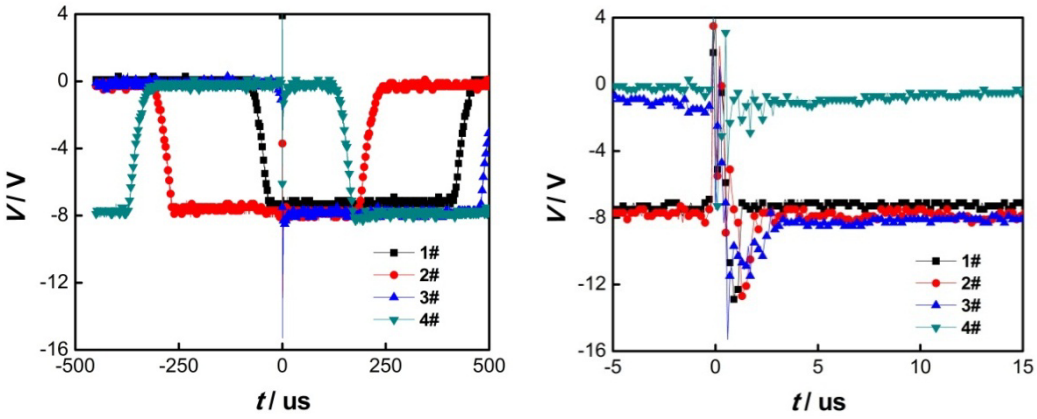


图 4 开关功能时，器件在瞬态 γ 剂量率辐照时的波形图，b 是方大图

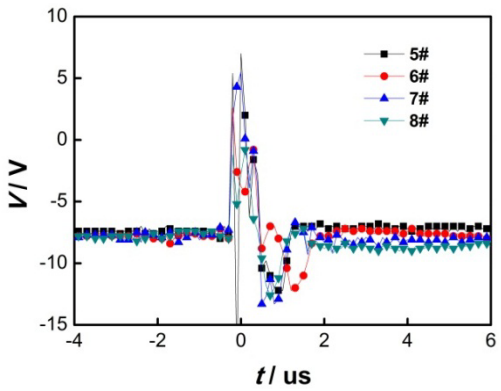


图 5 截止功能时，样品在瞬态 γ 剂量率辐照时的波形图

图 6、图 7 是另两组器件在开关状态和截止状态下瞬态 γ 剂量率辐照实验时的波形图。从图中我们看到，图 6、7 与图 4、5 有着相似的变化关系。在开关状态时，脉冲信号对高电平敏感，扰动后有一个较长得恢复时间。

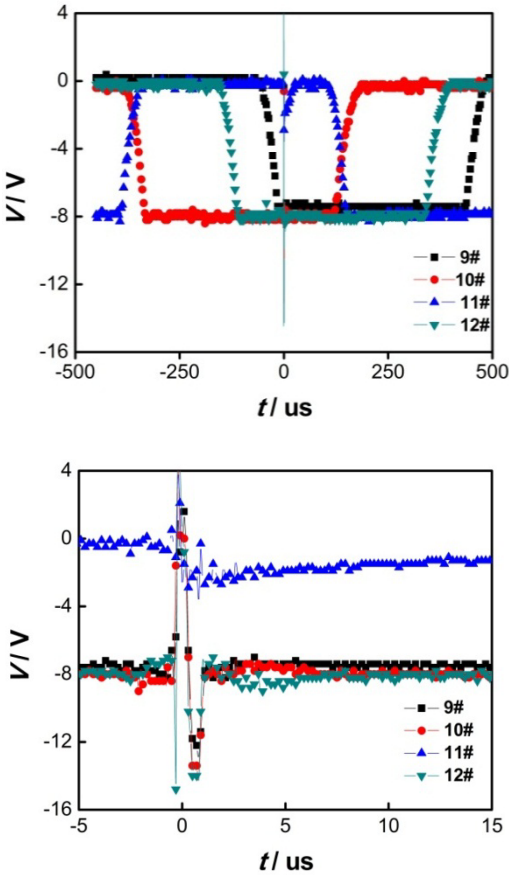


图 6 开关功能时，样品在瞬态 γ 剂量率辐照时的波形图，b 是方大图

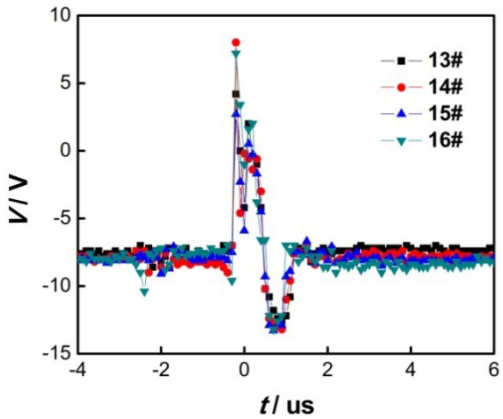


图 7 截止功能时，样品在瞬态 γ 剂量率辐照时的波形图

4 结论

通过对四组共 16 片样品在不同的状态下进行瞬态 γ 剂量率辐照实验，在线监测了器件的输出波形，发现器件在不同的状态下对瞬时电离辐射响应不同。在截止状态时，波形很快恢复，对瞬态 γ 剂量率不敏感；在开关状态时，器件处在高电平和低电平，对瞬态 γ 剂量率的敏感不同。同时，在表中我们也看到，在剂量率达到 4.5e+011 时，器件的扰动也在很短的时间里就恢复了。从实验结果得出，此型号器件有着较好的抗瞬态剂量率能力。

致谢：

感谢西北核技术研究所马强、齐超、白小燕等同志的大力协助和支持，在此表示衷心的感谢。

参考文献：

[1] Grant D A , Gowar J. Power MOSFETs: theory and applications (Wiley: New York, 1989).

[2] Singh G, Galloway K F and Russell T J 1986 IEEE Trans. Nucl. Sci. 33 1454

[3] 马强, 范如玉, 陈伟, 等. 不同工艺运算放大器瞬时电离辐射效应研究, 第十一届全国抗辐射电子学与电磁脉冲学术交流会, 2011, 海南, 三亚, 上册 279-284.

[4] 陈盘训. 半导体器件和集成电路的辐射效应[M]. 北京: 国防工业出版社, 2005.

[5] 齐超, 林东生, 陈伟, 等. 瞬时电离辐射环境中 SRAM 型 FPGA 配置存储器测试的实现, 第十一届全国抗辐射电子学与电磁脉冲学术交流会, 2011, 海南, 三亚, 下册 160-163.

Research on the Transient Ionizing Radiation Effects for adiation-hardened Power VDMOS Devices

GAO bo, LIU Gang, WANG Li-xin, HAN Zheng-sheng, ZHANG Fa-zhan,
Song Li-mei, Zhang Yan-fei, WANG Chun-ling
(Institute of Microelectronics Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

Abstract: In order to meet the research need of domestic radiation-hardened power VDMOS devices, we have carried out the transient gamma dose rate irradiation experiments under the different dose rates using “Qiang–guang-I” accelerator. We study the instantaneous ionizing radiation response law of power VDMOS devices and get the transient ionizing radiation response waveform. The experimental results show that this type of radiation-hardened power VDMOS devices is not sensitive to transient ionizing radiation effects. The experimental results are of great significance to provide reference for improving power VDMOS device anti-instantaneous radiation level.

Key words: Power VDMOS devices; transient ionization radiation effects; “Qiang–guang-I” accelerator

一种视频监控设备防辐射结构设计

罗霞，陈琳，赵小鹏

（防化学院，北京 102205）

摘　要：强核辐射环境中视频监控设备极易受到辐射损伤，难以有效获取视频信息。利用物质对核辐射的屏蔽特性和光路的反射原理，提出一种视频监控设备防辐射结构设计。实验证明，设计的“E”型防辐射光路结构结合设备正面钨合金的屏蔽作用，可以大大削弱作用到视频监控设备 CCD 器件的辐射强度和累积剂量，能够显著提高设备的抗辐射能力。

关键词：视频监控；辐射防护；屏蔽；光路反射结构

文章分类：抗辐射电子学及其应用的研究成果

在核设施、核活动安全监控和核事故现场视频获取时，视频监控设备往往需要在距离放射源较近的范围内工作。而在这种强核辐射环境下，视频监控设备极易受到辐射损伤，无法有效获取视频信息。针对这一难题，本文提出了一种解决方法。利用物质对核辐射的屏蔽特性和光路的反射原理，采取特殊的结构设计，避免辐射对视频监控设备辐射敏感器件的损伤，可以有效的提高设备的总体抗辐射能力，能够在较强的核辐射环境下正常工作，获取清晰的视频信息。

1 视频监控设备核辐射损伤机理

核辐射环境中的中子、γ 射线等都能造成视频监控设备材料性质的变化和器件性能的蜕变，导致永久性损伤、半永久性损伤或瞬时失效。视频监控设备中 CCD 器件和光学玻璃受核辐射影响较大。

1.1 CCD 器件

CCD 受各种粒子辐照后主要会产生电离辐射效应和位移辐射效应，其中电离辐射效应包括总剂量效应、瞬态效应和单粒子效应[1]。总剂量效应将导致 CCD 平带电压和阈值电压漂移、表面暗电流密度增大以及饱和输出电压下降。瞬态电离辐射导致 CCD 信号电荷损失。单粒子效应能造成 CCD 存储信息的错误。CCD 的位移辐射损伤，主要由高能粒子与 CCD 相互作用引起，导致 CCD 电荷转移效率(CTE)降低、体暗电流密度增大、暗电流尖峰以及随机电码信号(RTS)产生。上述效应均影响 CCD 的正常工作，严重的会导致 CCD 功能失效。

1.2 光学玻璃

能量较高的电离辐射作用会引起玻璃着色，降低成像质量。这是由于物质吸收了辐射的能量后，产生电离，释出的电子与结构中的正空位复合，形成了 F 型色心[2]。

2 视频监控设备防辐射结构设计

2.1 设计方案

光路设计方案如图 1 所示。

光线通过光路通道由两个反射镜对光路信号进行反射，图像采集装置对经过两次反射后的光线信号进行采集，如图 1 中的实线所示。当外

作者简介：罗霞（1974－），男，湖南汨罗人，副教授，双学士，研究方向为核监测技术。

界光照强度不足时，红外光发射器发射出红外光脉冲，被照射物体反射红外光信号，图像采集装置对于反射后的红外光信号进行采集。

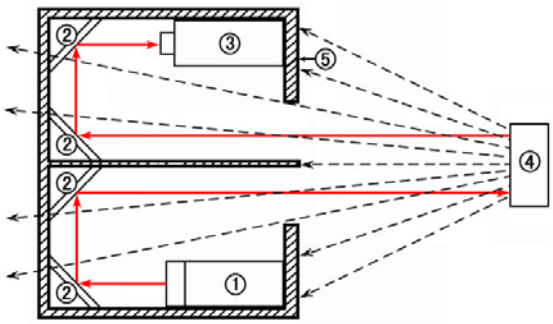


图 1 光路设计方案

①主动式红外光源；②光反射镜；③采集存储系统；④监控目标；⑤防辐射屏蔽外壳

这种“E”型光路结构设计使整个装置处于防辐射材料的保护下，辐射线只会通过进光口进入设备，并不会被反射镜反射，不会损伤图像采集装置和近红外光源，如图 1 中的虚线所示。

2.2 光学系统辐射损伤计算

对全反射光学系统的辐射损伤进行计算，系统中的光学材料除防辐射玻璃选用 K509 外，其他材料均选用 K9 玻璃，参见表 1。

表 1 镜的光学透过率和反射率

波长/nm	K9 玻璃反射镜/%		K9 玻璃透射镜/%		K509 玻璃/%	
	辐照前	辐照后	辐照前	辐照后	辐照前	辐照后
520	92.5	92.0	91.0	62.0	91.5	88.0
590	94.5	94.0	91.0	71.0	91.0	89.5
660	95.0	95.0	91.0	83.0	91.0	90.5
730	95.5	95.0	91.0	83.0	91.0	90.5
830	96.0	95.0	91.0	88.5	91.0	91.0

全反射式光学系统按光路依次由主镜、次镜、平面反射镜、三镜和焦平面器件组成。通过选用表 1 的数据计算，可以得到全反射光学系统中最终到焦面上 CCD 器件输出的电压。

不存在辐射时，

$$V=\varepsilon\sum T_i(\lambda)I_0(\lambda)\sigma(\lambda)\Delta(\lambda)=1.028(\mathrm{V}) \quad (1)$$

经过给定辐射剂量的辐射作用后，

$$V'=\varepsilon\sum T_i'(\lambda)I_0(\lambda)\sigma(\lambda)\Delta(\lambda)=1.012(\mathrm{V}) \quad (2)$$

辐射前后电压变化率为：

$$\varphi=\frac{1.028-1.012}{1.028}=0.16\% \quad (3)$$

可见全反射式光学系统的电压变化率为 0.16%。

反射镜的主要作用是能够对于可见光信号和红外光信号进行高反射率的反射，以达到最佳的图像采集效果。反射镜的主要参数如表 2 所示。反射镜对 300～2000nm 的红外光信号反射率如图 2 所示。

表 2 反射镜参数

波长范围(nm)	面精度	平行度（分）	反面状态	反射率（%）	入射角度（°）
300～2000	λ/10	≤3	光面	平均值≥98	45±3

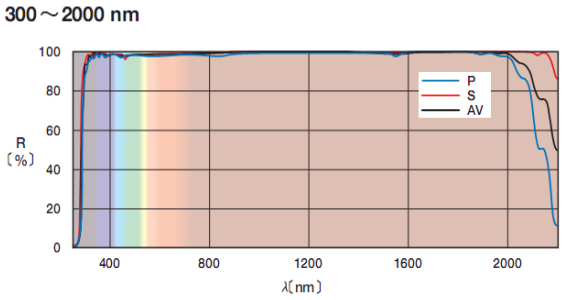


图 2 反射镜反射率

对于光谱能量，经过两次全反射后，CCD 镜头可以吸收的光谱能量为

$$P=\lambda_r\times\lambda_r\times P_0=98\%\times98\%\times P_0=96.4\%P_0 \quad (4)$$

可见反射后的光谱能量损失为 3.6%，可以满足光照强度损失要求。

3 防辐射能力分析

对监控探头箱体根据不同的应用环境采用不同的屏蔽材料和厚度，能够满足监控设备的综合性能指标。目前，γ 辐射场是防辐射监控系统应用需求最广的环境之一。对朝向辐射源的正面箱体，采用防护 γ 辐射效果最好的钨合金，厚度为 4cm。由于钨合金密度大，如果整个箱体采用钨合金，不仅增加材料成本，而且会大大增加监控系统的总重量。所以重点防护设备正面，而其他方向不直接受照射，采用相对轻便的材料进行屏蔽。这里主要分析箱体正面的防护效果。

屏蔽前后某工作点的辐射水平 $\dot{D}_0$ 和 $\dot{D}_1$ 有下面的关系[3]

$$K=\dot{D}_0/\dot{D}_1=2^{d/d_{1/2}} \quad (5)$$

式中：K 为剂量率衰减倍数，d 为屏蔽层厚度，$d_{1/2}$ 为屏蔽材料的半吸收厚度。

同样，相同的工作时间内，屏蔽前后该工作点的元器件受照剂量 D_0 和 D_1 有下面的关系：

$$K=D_0/D_1=2^{d/d_{1/2}} \quad (6)$$

以广泛使用的 γ 放射源 ^{60}Co 为例，钨合金对能量 1.25MeV 的 ^{60}Coγ 射线的半吸收厚度为 0.744cm。那么 K 为

$$K=2^{4/0.744}\approx41.5 \quad (7)$$

即 ^{60}Co 能量 1.25MeV 的 γ 射线经过 4cm 厚的钨合金后，其辐射水平大约降低到原来的 1/41,约为屏蔽前的 2.4%。

4 实验验证

将研制的防核辐射视频传感控制系统在刻度室进行抗辐射性能测试，测试所用的放射源是实际活度为 6910 居里的 ^{60}Coγ 源。

在 10Gy/h、20Gy/h、30Gy/h 和 300Gy/h 几个剂量率点进行测试，对比测试了摄像机裸机无防护和有箱体屏蔽防护条件下的监控效果。测试结果见图 3、图 4 和表 3。

图 3 剂量率 20Gy/h，无防护与有防护对比

图 4 剂量率 30Gy/h，无防护与有防护对比

无防护时，摄像机受照剂量率在 10Gy/h 时监控图像就出现明显的雪花，说明普通 CCD 摄像机受到了核辐射的明显影响。这种影响在剂量率上升到 20Gy/h 和 30Gy/h 时更加显著，图像雪花增多，严重影响监控图像效果。在剂量率达到 300Gy/h 时，图像充满雪花，目标无法监控。

采取防护后，同样剂量率点的监控图像效果对比明显。摄像机受照 10Gy/h 时，监控图像基本没有白点，说明摄像机 CCD 受到良好的屏蔽防护。剂量率上升到 20Gy/h 时出现零星白点，上升到 30Gy/h 时，白点稍有增多，但对监控图像效果无明显影响。剂量率达到 300Gy/h 时，监控图像出现少量雪花，图像质量尚可接受，这与无防护状态下的图像效果对比差别巨大。

表 3 不同剂量率，不同防护状态下的监控效果

序号	剂量率（Gy/h）	图像效果	
		无防护	有防护
1	10	有少量雪花	无影响
2	20	有大量雪花	有零星白点
3	30	有大量雪花	有少量白点
4	300	充满雪花，目标不清晰	有少量雪花

5 结论

为提高视频监控设备的抗辐射能力，利用材料屏蔽和光路反射原理，设计了防辐射的光路结构。对设备抗核辐射剂量率和抗核辐射总剂量的测试结果表明，“E”型光路结构和正面钨合金屏蔽极大的削弱了作用到 CCD 的辐射强度和累积剂量，这种综合的防护措施对普通监控设备的防护是非常有效的。

参考文献

[1] 曹建中. 半导体材料的辐射效应[M]. 北京：科学出版社，1993

[2] 曹志峰. 特种光学玻璃[M]. 北京：兵器工业出版社，1993

[3] 李星洪等编. 辐射防护基础[M]. 北京：原子能出版社，1998

A Design of Configuration Defending against Nuclear Radiation for Video Monitoring Equipment

Luo xia, Chen Lin, Zhao xiaopeng

(Institute of Chemical Defense, Beijing 102205, China)

Abstract: Video monitoring equipments are vulnerable under intense nuclear radiation conditions, and it is difficult to effectively capture video information. Based on radiation shielding properties of materials and the principle of light path reflection, a design of configuration which can effectively protect video monitoring equipment from nuclear radiation is proposed. It is proved by experiments that the E-shaped light path configuration combined with the shielding effect of tungsten alloy on the front part of the equipment can greatly reduce the radiant intensity and accumulated dose to CCD, and can markedly improve the capability of nuclear radiation resistance.

Key words: video monitoring; radiation protection; shielding; reflection configuration of light path

栅扫描法分离栅控横向 PNP 双极晶体管辐照感生缺陷

席善斌[1,2,3]，陆 妩[1,2]，任迪远[1,2]，周 东[1,2,3]，文 林[1,2]，孙 静[1,2]，吴 雪[1,2,3]

（1.中国科学院新疆理化技术研究所，乌鲁木齐 830011；

2.新疆电子信息材料与器件实验室，乌鲁木齐 830011；

3.中国科学院研究生院，北京 100049)

摘 要：设计并制作了一种栅控横向 PNP 双极晶体管测试结构，在常规横向 PNP 双极晶体管基区表面氧化层上制作了一栅电极，利用栅扫描法，通过扫描栅极所加电压，获得了基极电流随栅极电压的变化特性。理论推导和数学计算获得了氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷的定量变化，分离出栅控横向 PNP 双极晶体管在辐照及其室温退火过程中感生的缺陷。本文对设计的晶体管测试结构和采用的测试方法做了具体介绍。

关键词：栅扫描法，栅控，横向 PNP 双极晶体管，电荷分离

文章分类：抗辐射电子学与电磁脉冲技术及其应用的研究成果

双极器件及电路由于具有良好的线性特性和电流驱动能力，以及高频、低噪声的性能，被广泛应用于空间飞船和航天器中。然而，自 1991 年由 E. W. Enlow 等人首次发现双极器件及电路的低剂量率辐照损伤增强效应（Enhanced Low Dose Rate Sensitivity, 简称 ELDRS）以来，双极器件在空间的应用受到极大的挑战。因为空间环境的典型剂量率分布范围为 10^{-4}-10^{-2}rad(Si)/s，而实验室实际使用的评估辐照剂量率范围一般为 50-300rad(Si)/s。低剂量率辐照损伤增强效应的存在，意味着用实验室测试评判方法得到的器件抗辐照水平，与在卫星、空间站等小剂量率辐照环境下使用的电子元器件的实际抗辐射能力严重不符，从而给卫星、空间站等电子系统的可靠性带来极大的隐患。为了对导致双极器件和电路产生 ELDRS 效应的损伤机理进行分析，国内外开展了大量的研究工作[1,2]。但由于对感生电荷缺少定量化分离方法，低剂量率辐照损伤增强效应缺少有效的物理模型，使得研究缺少理论支持，阻碍了科研工作的深入开展。近年来，国内外虽然对双极器件及电路的电离辐射效应有了更深一步的研究，但绝大多数都是基于实验现象的定性分析，对辐照感生电荷的定量计算和机理揭示一直是困扰国际航天界的一大难题[3-6]。S. L. Kosier 等人对双极器件辐照感生电荷分离进行了初步探究，但是，该方法只停留在理论层面[7-12]。X. J. Chen 等人设计了一种新型双极测试结构用以分离电离辐射过程中双极晶体管中感生的电荷，但只是提出了具体的分析方法，并没有定量分离出辐照感生的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷，且缺少对高、低剂量率辐照下感生电荷变化的分析，研究工作有待于进一步深入[13-18]。

本实验通过设计并制作出一种栅控横向 PNP 双极晶体管结构（Gate Controlled Lateral PNP

基金项目：国家自然科学基金(10975182)

作者简介：席善斌（1985－），男，山东省滕州市人，中国科学院新疆理化技术研究所博士研究生，研究方向：模拟器件及电路的电离辐射效应

Bipolar Transistors, GCLPNP BJTs），利用栅扫描方法（Gate Sweep Technique）定量分离出双极晶体管辐照感生的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷。电荷的定量分离不仅为研究高、低剂量率辐照双极晶体管失效机理提供了一种有效分析手段，也为研究双极器件和电路的抗辐射加固技术奠定了实验基础。

1 器件和实验

1.1 器件设计和制备

电离辐射会在半导体材料中感生缺陷，这些缺陷作为复合中心会减少半导体中少数载流子寿命，从而提高了复合速率，导致双极晶体管过剩基极电流增大和电流增益减小，致使晶体管性能下降甚至失效。电离辐照过程中，导致基区表面复合电流增加的主要原因是氧化物陷阱电荷的产生和位于中带附近的界面陷阱电荷增加。氧化物陷阱电荷由于其电荷性改变基区表面势，界面陷阱电荷则导致表面复合电流的增加，这两种电荷对基极电流的影响是相互的[7]。在电子元器件辐照实验中，我们通常测试双极晶体管辐照前后基极电流、集电极电流和电流增益的变化。但是对这三者的分析，并不能得到电离辐照在双极晶体管中感生的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷的定量变化。因而，当前对双极晶体管辐射效应研究多局限于定性分析。

为了研究双极晶体管电离辐射效应，使得对于双极器件辐照感生电荷的定量分离难题获得突破，在国外研究的基础上，我们专门设计并制作了一种可用于实验的栅控横向双极晶体管测试结构，示意图如图 1（a）所示。与常规横向 PNP 双极晶体管图 1（b）相比，栅控双极晶体管在发射极与集电极之间的基区氧化层上多了一栅电极。晶体管 P 型发射区类似于 MOS 晶体管源区，P 型集电区类似于 MOS 晶体管漏区，发射极、栅极和集电极构成类似于 PMOS 场效应晶体管的测试结构，如图中虚线部分所示，这样可以通过改变栅极所加电压控制晶体管基区表面载流子浓度。由于表面载流子浓度可以控制，那么在保持正向有源偏置的条件下，晶体管就可以在积累、耗尽、反型模式下工作，从而可以让晶体管展现出 MOS 场效应晶体管和双极晶体管的特性[15]，使得定量分离出辐照感生的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷成为可能。在器件制作过程中，我们利用 Silvaco 软件进行了计算机模拟仿真，获得了相应的工艺参数，以及器件初步性能预测，并由模拟集成电路国家重点实验室加工制作了实验样品。

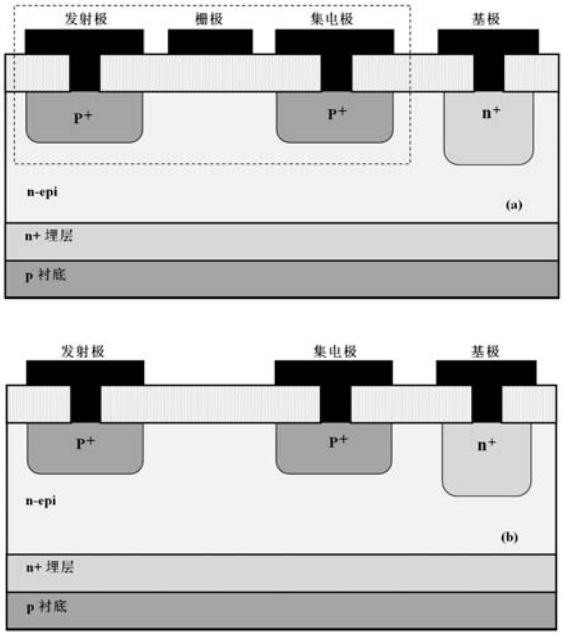


图 1.（a）栅控横向 PNP 双极晶体管和（b）常规横向 PNP 双极晶体管横断面示意图

1.2 器件辐照和测试

辐照实验是在中国科学院新疆理化技术研究所的大、小 60Co-γ 辐照源上进行的。辐照总剂量为 1000Gy(Si)，辐照剂量率用热释光片进行标定，选择美军标规定范围的下限剂量率 0.50Gy(Si)/s 以及与实际空间低剂量率水平相当的

0.10mGy(Si)/s。实验样品放置于根据美军标制作的铅铝屏蔽盒内以消除低能散射的影响，防止剂量增强效应的发生。辐照过程中，对栅控横向 PNP 双极晶体管加以反向偏置，即基极接+2V，发射极、集电极接地，在此对栅电极也采取接地处理。

实验采取移位测试的方法，栅控晶体管参数利用 Hp4142 半导体参数分析仪进行采集，测试参数为：

1）双极晶体管常规特性：基-射结电压（V_{EB}）、基极电流（I_B）、集电极电流（I_C）以及电流增益（Beta）；

2）栅控特性：栅极电压（V_{Gate}）、基极电流（I_B）。

辐照实验及其参数的测量都是在室温下进行的，每次参数的测试都在辐照或退火后 20 分钟内完成。常规晶体管参数测试在此不作介绍，栅控特性测试方法为：栅控横向 PNP 双极晶体管工作在正向有源模式下，保持晶体管偏置状态不变，在栅极上加一扫描电压，然后测试基极电流随栅极电压的变化。

2 实验结果

2.1 栅控横向 PNP 双极晶体管常规特性的辐射响应规律

图 2 所示为栅控横向 PNP 双极晶体管基极电流、集电极电流随辐照累积总剂量的变化（a）和电流增益随辐照总剂量的变化关系（b）。从图中可以看出，虽然在常规双极晶体管基区氧化层上多了一栅电极，但是对双极晶体管输入输出特性以及放大特性都没有影响。电离辐射会造成晶体管增益衰减，主要是由于电离辐照导致的基区电流增加引起的，如图 2（a）所示，因为集电极电流在辐照前后基本没有发生变化。

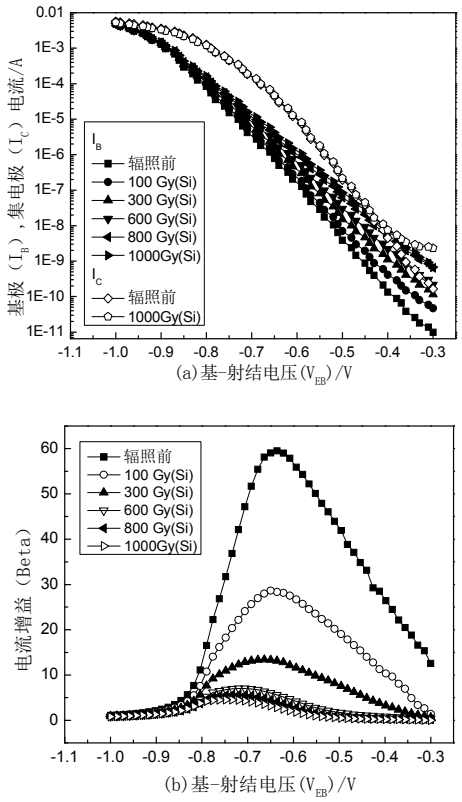


图 2. 60Co-γ 辐照引起的栅控双极晶体管基极、集电极电流（a）和电流增益（b）随基-射结电压变化

为了研究栅控横向 PNP 双极晶体管是否具有低剂量率辐照损伤增强效应，在此引入过剩基极电流（ΔI_B）这一参量，过剩基极电流定义为辐照后基极电流与辐照前基极电流的变化量，即为 $\Delta I_B = I_{B\text{-}Pre} - I_{B\text{-}Irr}$。图 3 所示为栅控横向 PNP 双极晶体管在不同剂量率辐照下，其过剩基极电流随辐照总剂量及室温退火时间的变化关系。从图中可以看出，0.10mGy(Si)/s 低剂量率辐照条件下栅控横向 PNP 双极晶体管过剩基极电流的变化，要明显大于 0.50Gy(Si)/s 高剂量率辐照的样品。在高剂量率辐照后长达 110 余天的室温退火过程中，其 ΔI_B 逐步向辐照前的初值恢复，但是恢复程度有限，且明显小于低剂量率的辐照值，表现出明显的低剂量率辐照损伤增强效应。

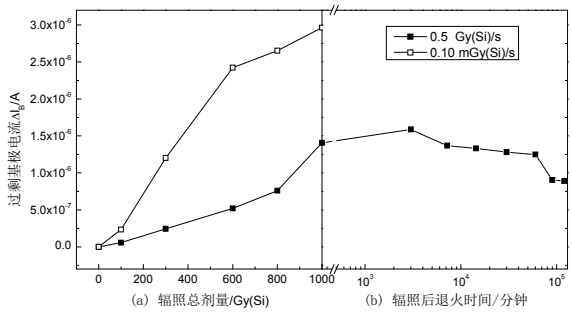


图 3. 栅控横向 PNP 双极晶体管过剩基极电流随辐照累积总剂量（a）和室温退火时间（b）变化

2.2 栅扫描方法对栅控横向 PNP 双极晶体管辐射感生缺陷的分离

由上述常规晶体管的电离辐射响应特性可知，该实验样品具有明显的 ELDRS 效应。为了分析导致高、低剂率辐照损伤之间差异的原因，我们利用栅扫描方法同时对这一新型测试结构进行了测试，得到的不同总剂量辐照下栅控横向 PNP 双极晶体管基极电流随栅极电压的变化关系如图 4 所示。可以发现，随着栅极负电压的不断增加，基极电流也不断增加，但整个过程基极电流并不是单向递增的，当增加到一定量时，基极电流开始减小，在图中表现为基极电流曲线出现一峰值。随着辐照总剂量的累加，基极电流峰值表现出以下两种趋势：1）峰值位置向栅极负偏压更大方向漂移；2）基极电流峰值量单向增大。下面我们就实验现象进行详细讨论和分析。

双极晶体管中，位于 Si-SiO2 界面附近的基区对电离辐照表现最为敏感[3,4,6]。电离辐照会在基区氧化层中产生辐照感生缺陷，这些缺陷作为复合中心，会减少少数载流子寿命，导致基区复合电流增加，最终导致基极电流增加，我们可以通过 Shockley, Read, Hall 方程（SRH 方程）得出[15]：

$$I_B = \frac{qp_E h_E}{2\tau}\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right)\cdot\left[\frac{n_i^2 x_B}{N_D} + n_i x_d\right] \quad (1)$$

其中 q 为基本电荷量，P_E 为晶体管发射极周长，h_E 为发射极发射结深度，τ 为少数载流子寿命，V_{EB} 为基-射结电压，n_i 为本征载流子浓度，x_B 为有源基区宽度，N_D 为基区掺杂浓度，x_d 为基-射结耗尽区宽度。式（1）中等式右侧除少数载流子寿命 τ 外都为常数，可见基极电流随少数载流子寿命减少而迅速增加。

由于基区表面的敏感性，当我们在基区表面氧化层上的栅极加以电压时，就可能改变基区表面势，随着栅极电压向负方向增加，基区表面势就会从积累到耗尽，然后到反型状态变化，这个过程中，表面势会降低表面载流子浓度差异，使得经过界面陷阱复合的几率增加。在器件表面势从积累到反型的过程中，能级弯曲使得本征费米能级经过能带中央即中带电压（the midgap voltage，Vmg）附近。栅极电压使得表面势位于载流子准费米能级之间的能带中央，表面复合速率达到最大值，此时电子和空穴浓度相等，基极电流就会出现一个峰值[10,16]。

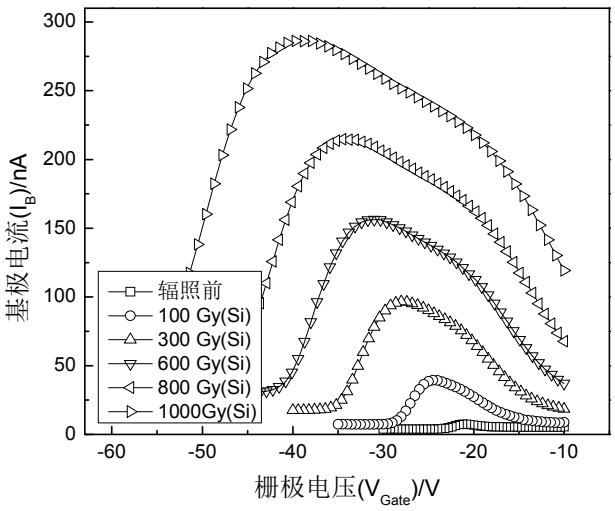


图 4. 不同总剂量辐照下栅控横向 PNP 双极晶体管基极电流随栅极电压变化

根据不同辐照累积总剂量下栅控横向 PNP 双极晶体管栅扫描曲线变化，就可以计算出辐照感生的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷的变化。辐射感生过剩基极电流与表面复合速率（srv）如下式所示[10]：

$$\Delta I_B = q\int_s \Delta U dS = q\Delta srv\int_S \frac{(n_s p_s - n_i^2)}{(n_s + p_s + 2n_i)} dS \quad (2)$$

其中 q 为电子基本电量，ΔU 为辐射引起的复合变化，Δsrv 为表面复合速率变化，S 为发生复合作用的基区表面积，σ 为载流子俘获界面，v_{th} 为载流子热速率，n_s 和 p_s 为表面电子和空穴密度。

又 $$\int_S \frac{(n_s p_s - n_i^2)}{(n_s + p_s + 2n_i)} dS \approx \frac{Sn_i \exp(\frac{V_{EB}}{V_T})}{2} \quad (3)$$

式中 V_{EB} 为基-射结电压，V_T=kT/q，且低水平注入情况下，表面复合速率和界面陷阱电荷密度有如下近似关系:

$$\Delta srv \cong \Delta N_{it}\sigma v_{th} \quad (4)$$

将（3）式、（4）式带入（2）式，就可以得到界面陷阱电荷密度 ΔN_{it} 与基极电流峰值 ΔI_B 两者之间的变化关系，如（5）式所示

$$\Delta N_{it} = \frac{2\Delta I_B}{q\sigma v_{th} S_{peak} n_i \exp(\frac{qV_{EB}}{2kT})} \quad (5)$$

式中 ΔI_B 为基极电流峰值大小变化量，S_{peak} 为表面复合速率最大也即基极电流峰值出现时的基区表面积，在此我们近似为有源基区面积，式（5）中除基极电流 ΔI_B 外其它都为常数。因而只要测试辐照前后栅控横向 PNP 双极晶体管基极电流峰值变化，就可以定量计算双极晶体管中辐照感生的界面陷阱电荷变化。

因为辐照感生氧化物陷阱电荷 ΔN_{ot} 导致基极电流峰值漂移，峰值漂移对应的栅极电压变化量也即为中带电压变化量，根据公式

$$\Delta N_{ot} = \frac{C_{ox}\Delta V_{mg}}{q} \quad (6)$$

其中 C_{ox} 为单位面积氧化层电容且有 $C_{ox}=\varepsilon_{ox}/t_{ox}$，$\varepsilon_{ox}$ 为 SiO_2 介电常数，t_{ox} 基区氧化层厚度。由辐照前后基极电流峰值漂移所对应的栅极电压变化量，就可获得中带电压变化量，从而定量计算出辐照前后感生的氧化物陷阱电荷变化[15,17]。

图 4 给出利用栅扫描法获得的不同累积总剂量条件下栅极横向 PNP 双极晶体管基极电流的变化，根据式（5）和式（6），就可得到辐照前后栅控横向 PNP 双极晶体管辐照感生氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷的变化，如图 5 所示。图中标注 H 表示高剂量率 0.50Gy(Si)/s 辐照，L 表示低剂量率 0.10mGy(Si)/s 辐照，ΔN_{ot} 和 ΔN_{it} 则指辐照感生的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷变化。

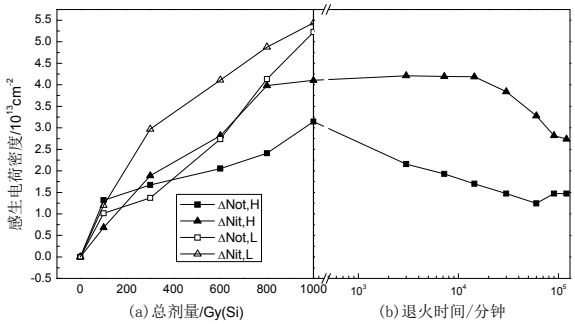


图 5. 栅控横向 PNP 双极晶体管辐照感生电荷随（a）总剂量和（b）退火时间变化变化

从图 5 我们可以看出，低剂量率辐照条件下，双极晶体管中感生的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷的量，都不同大于高剂量率辐照条件下辐照感生的电荷量，正是因为高、低剂量率下的感生电荷量差异，才导致双极晶体管低剂量率辐照损伤增强效应的存在。

3 结论

设计并制作了可用于辐照实验的栅控横向 PNP 双极晶体管，通过实验获得晶体管辐照前后基极电流随栅极电压的性能变化，利用栅控晶体管辐照感生缺陷测试分离方法——栅扫描法，经过理论推导和近似计算，定量分离出国产双极器件辐照感生的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷。实验结果表明，低剂量率辐照条件下的氧化物陷阱电荷和界面陷阱电荷感生量均不同于高剂量率

辐照条件下的二者感生量。感生电荷的定量分离为研究双极器件及电路低剂量率辐照损伤增强效应和失效机理提供了一种有效探索手段。关于高、低剂量率辐照下，不同工艺以和不同结构栅控双极晶体管的辐射效应还需要我们做进一步研究。

参考文献：

[1] Enlow E W, Pease R L, Combs W, et al. Response of advanced bipolar processes to ionizing radiation[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 1991, 38(6):1342-1351

[2] Fleetwood D M, Kosier S L, Nowlin R N, et al. Physical mechanisms contributing to enhanced bipolar gain degradation at low dose rates[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 1994, 41(6):1871-1883

[3] Barnaby H J, Cirba C, Schrimpf R D, et al. Minimizing gain degradation in lateral PNP bipolar junction transistors using gate control[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 1999, 46(6):1652-1659

[4] 郑玉展，陆妩，任迪远，等. 不同发射极面积 npn 晶体管高低剂量率辐射损伤特性[J]. 物理学报, 2009, 58(8):5572-5577.

[5] 王义元，陆妩，任迪远，等. 双极线性稳压器电离辐射剂量率效应及其损伤分析[J]. 物理学报, 2011, 60(9):096104.

[6] Rashkeev S N, Cirba C R, Fleetwood D M, et al. Physical model for enhanced interface-trap formation at low dose rates[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2001, 49(6):2650-2655.

[7] Kosier S L, Schrimpf R D, Nowlin R N, et al. Charge separation for bipolar transistors[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 1993, 40(6):1276-1285.

[8] Niu G F, Banerjee G, Cressler J D, et al. Electrical probing of surface and bulk traps in proton-irradiated gate-assisted lateral PNP transistors[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 1998, 45(6):2361-2365.

[9] Cazenave P, Fouillat P, Montagner X, et al. Total dose effects on gate controlled lateral PNP bipolar junction transistors[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 1998, 45(6):2577-2583.

[10] Chen X J, Barnaby H J, Pease R L, et al. Radiation-induced base current broadening mechanisms in gated bipolar devices[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2004, 51(6):3178-3185

[11] Pease R L, Platteter D G, Dunham G W, et al. Characterization of enhanced low dose rate sensitivity (ELDRS) effects using Gated Lateral PNP transistor structures[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2004, 51(6): 3773-3780.

[12] Nowlin R N, Pease R L, Platteter D G, et al. Evaluating TM1019.6 ELDRS screening methods using gated lateral PNP transistors[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2005, 52(6):2609-2615.

[13] Chen X J, Barnaby H J, Schrimpf R D, et al. Nature of Interface Defect Buildup in Gated Bipolar Devices Under Low Dose Rate Irradiation[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2006, 53(6):3649-3654.

[14] Hughart D R, Schrimpf R D, Fleetwood D M, et al. The Effects of Aging and Hydrogen on the Radiation Response of Gated Lateral PNP Bipolar Transistors[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2009, 56(6):3361-3366.

[15] Ball D R, Schrimpf R D, Barnaby H J. Separation of ionization and displacement damage using gate-controlled lateral PNP bipolar transistors[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2002, 49(6):3185-3190.

[16] Minson E, Sanchez I, Barnaby H J, et al.

Assessment of gated sweep technique for total dose and dose rate analysis in bipolar oxides[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2004, 51(6):3723-3729.

[17] Chen X J, Barnaby H J, Pease R L, et al. Estimation and verification of radiation induced N_{ot} and N_{it} energy distribution using combined bipolar and MOS characterization methods in gated bipolar devices[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2005, 52(6):2245-2251.

[18] Adell P C, Pease R L, Barnaby H J, et al. Irradiation With Molecular Hydrogen as an Accelerated Total Dose Hardness Assurance Test Method for Bipolar Linear Circuits[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci, 2009, 56(6):3326-3333.

Use the gate sweep technique to separate radiation induced defects in gate controlled lateral PNP bipolar transistors

Xi Shan-Bin[1,2,3], Lu Wu[1,2], Ren Di-Yuan[1,2], Zhou Dong[1,2,3]
Wen Lin[1,2], Sun Jing[1,2], Wu Xue[1,2,3]

(1. Xinjiang Technical Institute of Physics & Chemistry CAS, Urumqi 830011, China

2. Xinjiang Laboratory of Electronic Information Materials and Devices, Urumqi 830011, China

3. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 10049, China)

Abstract: Design and manufacture a new test structure of gate controlled lateral PNP bipolar transistors, an independent gate terminal is patterned on the oxide layer above the active base region of normal lateral PNP bipolar transistors. According to the gate sweep technique, by sweeping the voltage applied to the gate terminal, one can get the characteristic of base current versus the gate voltage. The analytically estimated and numerically calculated oxide trapped charges and interface traps are obtained quantitatively, radiation induced defects in the gate controlled lateral PNP bipolar transistors during 60Co-γ irradiation and annealing at room temperature are separated independently. The test structure and measurement of the bipolar transistors used in the experiment are introduced in detail in this paper.

Key words: gate sweep technique; gate control; lateral PNP bipolar transistor; charge separation

^{235}U 裂变电离室在 EAST 托卡马克实验中的应用研究

钟国强，胡立群，周瑞杰，林士耀，李晓玲

（中国科学院等离子体物理研究所，安徽 合肥 230031）

摘　要：利用高灵敏度的 ^{235}U 裂变电离室中子探测器，组建了一套快速时间分辨的中子注量实时测量系统。通过对 EAST 托卡马克聚变实验装置放电期间产生的聚变中子及光致中子进行监测，可用来研究射频波的辅助加热以及评估聚变等离子体的综合品质。实验应用中，该系统测得的数据与 ^{3}He 正比计数管获得的数据相符，且具备更宽的计数率范围以及更强的抗 γ 射线干扰能力。

关键字：裂变电离室；中子注量；聚变中子；EAST 托卡马克

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

EAST 托卡马克是世界上第一台建成并投入运行的全超导非圆截面磁约束聚变实验装置[1]。目前，以氘等离子体放电为主，最大等离子体电流（Ip）达到了 1MA，电子密度（ne）超过了 5×10^{9} m^{-3}，最长的放电脉冲达到了 100s，并已获得了 10s 量级的高约束模式（H_mode）放电。已建成的辅助加热系统包括源功率 4MW 的低杂波（LHW）和 4.5MW 的离子回旋共振加热（ICRH），正在发展的辅助加热系统包括中性粒子注入（NBI）及电子回旋共振加热（ECRH）。采用辅助加热时,等离子体的电子温度(Te)达到 2.0keV，离子温度(Ti)超过 1.0keV，氘氘聚变中子（2.45MeV）产额已达到 $1.0\times10^{11}s^{-1}$。聚变中子的产额可直观的反应等离子体离子温度，氘离子的浓度，高能离子慢化时间以及磁流体不稳定性（MHD）等信息[2]。EAST 托卡马克上的中子注量快速时间分辨测量系统，主要用来监测等离子体放电期间氘氘聚变中子产额随时间的演化，目前可用于研究 ICRH 的加热模式及效率，推算等离子体芯部的离子温度。EAST 上原有四路高探测效率的 ^{3}He 正比计数管中子注量测量系统，已稳定投入运行多轮实验。但其有效的计数率范围较窄（约 0～60KHz），在参数较高的等离子体放电实验时计数容易饱和。而且，在 γ 射线本底较高的放电情况下（如逃逸放电、破裂）容易受到干扰，产生伪中子计数脉冲，降低测量数据的准确度。因而，尝试采用了 ^{235}U 裂变电离室探测器，来克服以上弊端。

1、^{235}U 裂变室中子注量监测系统

EAST 上的 ^{235}U 裂变室中子注量监测系统主要包括探头、脉冲信号处理电路及数据采集三部分，结构见示意图 1。探头与脉冲信号处理电路安装于 EAST 托卡马克大厅内，数据采集系统安置于空调制冷的计算机房内。快速时间分辨中子注量监测系统采用与 EAST 同样的脉冲模式运行（一个放电脉冲持续时间大概几秒至几百秒），通过接收 EAST 总控系统发送的放电炮号、脉冲时长以及起始触发信号，自动进行数据采集与存储。等离子体放电实验期间，EAST 托卡马克大厅内部存在着极复杂的电磁辐射与电离辐射场。为了确保在此环境下，准确的测量中子的注量，需要对探测器及脉冲信号处理电子学进行优化设计。

作者简介：钟国强(1983-)，男，湖南衡阳人，中国科学院等离子体物理研究所助理研究员，硕士学位，从事 EAST 托卡马克装置上的中子诊断。

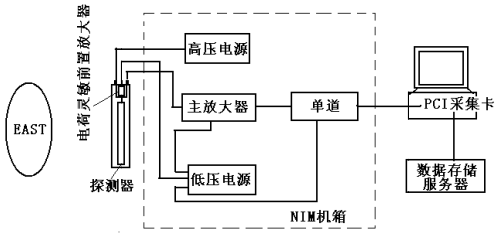


图 1. ^{235}U 裂变室中子注量监测系统的组成结构

1.1 中子探头设计

中子探头采用涂敷 1.4g 高浓缩 ^{235}U 的 FC1400 型裂变电离室探测器，外包裹聚乙烯慢化层组成。中子探头的结构简图，见图 2。此外，在聚乙烯外层包裹 1mm 厚的镉片，吸收实验大厅内部经过多次散射产生的本底热中子。^{235}U 裂变室中子探测器，是利用热中子与 ^{235}U 发生核裂变反应来探测中子。裂变反应产生带电的核裂变碎片能量约 200MeV，远高于一般 γ 射线在探测器内沉积的能量[3]。因而，实验中所采用的 ^{235}U 裂变室，耐 γ 射线干扰能力远好于 ^{3}He、BF_3 中子探测器，达到了 10^4R/hr。本裂变电离室的热中子灵敏度达到了 1.1 cps/nv，有效计数率高达 5×10^5 counts/s。出于对慢化效果及机械加工特性的考虑，选取聚乙烯作为快中子慢化材料。结合裂变电离室探测器的几何外形特征，建立如图 3 中的模型，并利用蒙特卡罗中子输运程序（MCNP4C）对聚乙烯圆柱体壁厚与其空腔内的热中子注量进行了模拟计算。结果如图 4 所示，5cm 厚的聚乙烯慢化层内部的热中子份额约 60%，进一步增加聚乙烯厚度，热中子所占份额增涨较慢。考虑到探头的体积因素，^{235}U 裂变室外围的聚乙烯慢化层取 5cm 厚。装配好慢化体的中子探头，在北京大学核物理与核技术实验的粒子加速器上进行了探测效率绝对标定。对于 2.45MeV 的单能快中子，探头的探测效率约为 0.14%。

1.2 脉冲信号处理电路

为提高 ^{235}U 裂变室中子注量监测系统的有效计数率范围，以适应高参数聚变等离子体物理实验研究需要。脉冲信号处理电路的搭建，采用计数率优先的方案。前置放大器，采用 Cooknell Electronics 公司生产的低噪声 CPA60 型电荷灵敏前置放大器。其输出的脉冲信号上升时间约 10ns，典型脉冲宽度约 100ns。CPA60 连接裂变室探头测量中子信号输

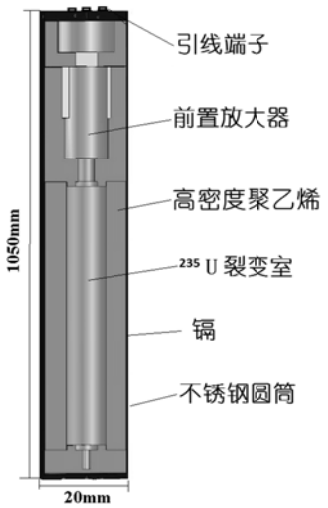


图 2. 裂变室中子注量探测头结构

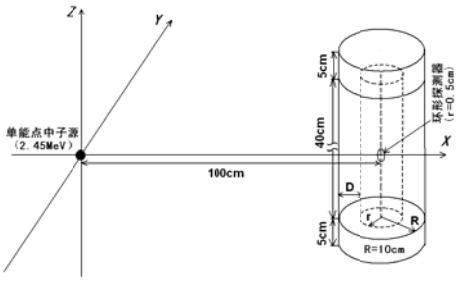


图 3. 聚乙烯慢化体模拟计算的模型

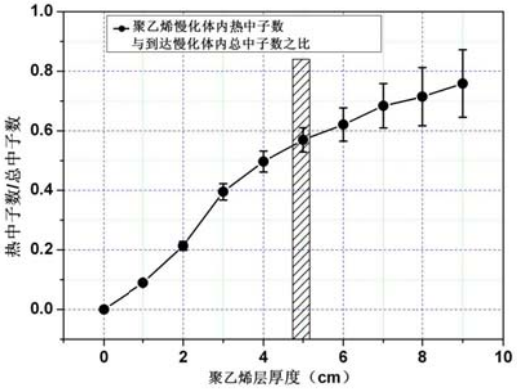


图 4. 热中子的份额随聚乙烯厚度变化的模拟计算结果

出的波形，见图 5。为减少探测器输出的微弱电流信号传输过程中的衰减以及降低外界电磁场的干扰，电荷灵敏前置放大器与探测器连接的同轴电缆仅 15cm，与裂变室探测器、聚乙烯慢化体、镉片一同装于密闭的圆柱型不锈钢筒内。不锈钢筒的金属外壳，通过信号传输线（同轴电缆）的金属屏蔽网接地。此设计使得探测器有效的避免了辅助加热射频波（LHW，ICRH）以及托卡马克大厅内部其它各类电磁辐射源的干扰。主放大器采用 ORTEC 公司生产的 474 时间滤波放大器，微分时间常数设置为 τ_D=100ns，积分时间常数设置为 τ_i=100ns。裂变电离室内的 ^{235}U 存在着自发 α 衰变，会产生大量的 α 本底脉冲信号。该本底脉冲幅度，均低于热中子引发核裂变反应产生的脉冲幅度。采用 ORTEC 产的 850 型四路集成单道脉冲幅度分析器来进行中子与 α 粒子的甄别[4]。

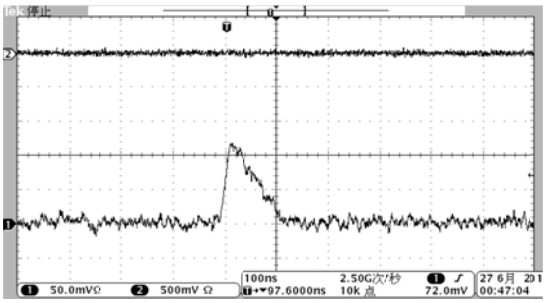


图 5. 裂变室探头前置放大器输出的脉冲波形

1.3 分时计数采集

单道分析器输出的 NIM 标准信号，通过同轴电缆长距离传送至数据采集机房。调节终端匹配电阻，消除反射干扰信号之后，送入凌华公司生产的 PCI-8554 型 10 通道通用定时计数采集卡进行中子脉冲计数采集。采集程序接收 EAST 总控系统发送的包含炮号、放电时长的 UDP 协议数据包以及触发系统发送的放电倒计时触发信号，可自动进行数据采集并上传采集结果到数据服务器。计数采集时间精度可根据中子注量强度进行设置，最快可达 1ms，通常选择 5ms 为一个计数周期。

2、 实验布置与测量结果

快中子具有很强穿透能力，可穿透 EAST 3cm 厚的 316L 不锈钢窗口法兰。因而，中子注量测量的探测器可放置于托卡马克装置真空室外进行测量。考虑到托卡马克等离子体呈二维环型结构，中子注量探测被布置在环向中平面的水平窗口外。探测头的布置，见图 6。两支高灵敏度的 ^{3}He 正比计数管（热中子灵敏度为 133cps/nv）中子探头分别安装于 F、L 窗口外，距离窗口法兰约 7.5m（距离托卡马克中心约 11.5m）。两支低灵敏度的 ^{3}He 正比计数管（热中子灵敏度为 15cps/nv）安装在距离 A 窗口法兰约 1.8m 的中平面上。^{235}U 裂变电离室被安装在 D 窗口，距离窗口法兰约 1m 的中平面。

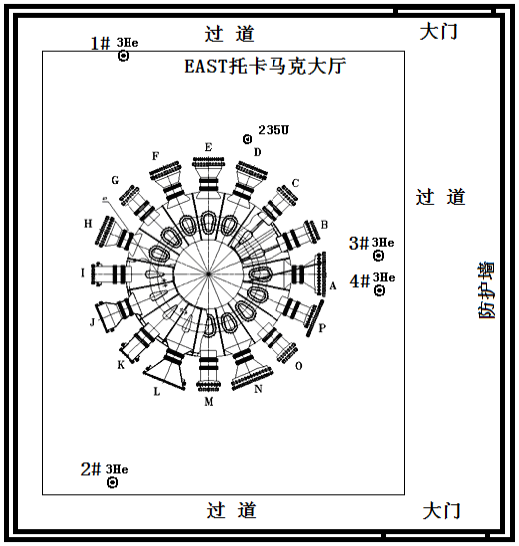


图 6. 中子注量测量系统探头在 EAST 托卡马克大厅内的分布

在进行欧姆放电，及辅助加热功率较低的放电情况下，^{3}He 正比计数管与 ^{235}U 裂变电离室均能够正常工作，未出现计数率饱和现象。图 7 为 EAST 一炮放电（#39274）的放电波形。从上至上分别为等离子体电流、LHW 入射功率、ICRH 入射功率、以及 ^{3}He 与 ^{235}U 裂变电离室测得的中子注量随时间演化的信号。中子注量信号数值为 5ms 内测得的中子数目。随着辅助加热射频波（LHW、ICRH）的投入，中子注量信号出现了不同程度的上涨，表明

加热有效。^{235}U 裂变室探测器测得的结果与其它四路 ^{3}He 中子探测器测量结果一致，且基本保持等比例的变化趋势。

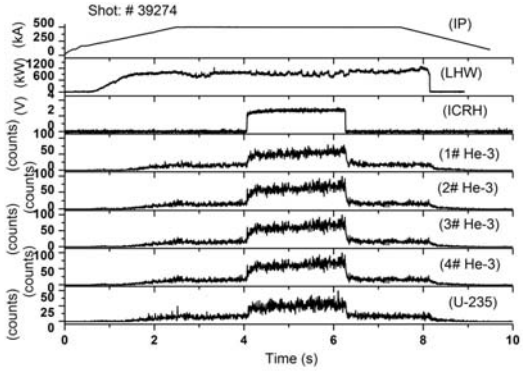


图 7. 较低参数放电时中子注量测量的波形

提高辅助加热功率，等离子体电子、离子温度进一步升高，并出现了高约束模（H_mode）放电。中子注量测量信号也随等离子体温度升高而增涨[5]，在出现 H 模以后计数激增。较高等离子体参数的此类放电如#39311 炮，见图 8。^{3}He、^{235}U 中子探测器所测的结果总体趋势基本一致。但是，在 H 模出现后，中子辐射强度迅速增强时，3、4 号 ^{3}He 探测器计数率明显饱和，辐射增强的尖峰不明显。对比 4.9s 时辐射尖峰增涨倍数（1、2 号 ^{3}He 结果增加了约 3 倍，^{235}U 结果增加了约 5 倍），发现 1、2 号 ^{3}He 探测器也出现了部分的饱和。在等离子体放电破裂时刻，光致中子产额很高时[6]，^{235}U 裂变室测量值最高时接近 3K（约 6×10^{5} counts/s）。因而，可以判断#39311 炮 4.9s 时（^{235}U 测量值为 280），^{235}U 裂变室测量结果尚未饱和。

3、 总结

新引进的 ^{235}U 裂变室中子探测器通过优化整合以后，组成的快速时间分辨中子注量监测系统，在 EAST 托卡马克上进行的实验数据显示：该套系统能够适应托卡马克实验现场的恶劣电磁、电离辐射

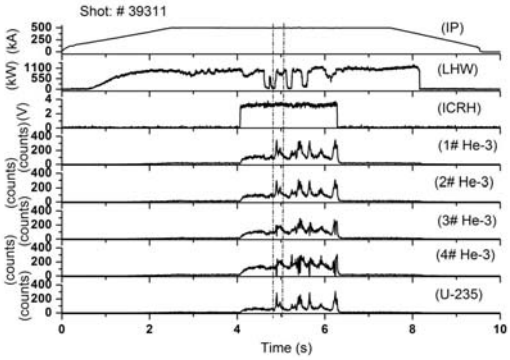


图 8. 较高参数放电时中子注量测量的波形

环境，并在工作模式及数据获取方面能与 EAST 实验系统良好兼容。此外，在注量测量动态范围、抗 γ 射线干扰能力方面，比 ^{3}He 正比计数管探测器更好一些。

参考文献：

[1] 李建刚，我国超导托卡马克的现状及发展．中国科学院院, 22(2007) 404-410．

[2] 钟国强、胡立群、朱玉宝、林士耀．HT-7 上氘等离子体放电时中子注量的测量与分析．物理学报 58（2009）3262-3267

[3] O.N.Jarvis, Neutron measurement techniques for tokamak plasmas, Plasma phys. Control. Fusion 36(1994) 209-244.

[4] ZHONG Guoqiang, HU Liqun, LI Xiaolin,etc Measurement of Neutron Flux at the Initial Phase of Discharge in EAST , Plasma science and Technology 13（2011）162-166

[5] 傅彦彰，朱玉宝，陈珏铨. HT-7 超导托卡马克上聚变中子产额和中子注量率分布计算，核科学与工程 26（2006）28-38.

[6] 杨进蔚、张光阳、梁文学. HL-1 托卡马克中逃逸电子的最高能量和光致中子. 核聚变与等离子体物理 13 (1993) 32-37.

Application research of the ^{235}U fission chamber in tokamak experiment on EAST

Zhong Guo-Qiang, Hu Li-Qun, Zhou Rui-Jie, Lin Shi-Yao, Li Xiao-Ling

(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, china)

Abstract: The faster time resolved neutron flux real time measurement system was composed by higher sensitivity 235U fission chamber detector. That has to be capable of investigating the auxiliary heating of Radio Frequency (RF) wave and evaluating the synthetical property of fusion plasma through by monitor fusion neutron and photo-neutron during the plasma discharge on (Experimental Advanced Superconducting Tokamak) EAST tokamak. The 235U fission chamber measurement result had a similar trend to that of 3He proportional counter, furthermore, it has lower sensitivity to γ-rays and wider counts rate range.

Keyword: Fission chamber; Neutron flux; fusion neutron; EAST Tokamak

^{90}Sr 的液闪谱仪测量方法研究

翟秀芳，李伟平，田梅，邹荣虎

（西北核技术研究所，陕西 西安 710024）

摘　要：液体闪烁能谱仪（Quantulus 1220™）测量 ^{90}Sr 时，可分别采用液体闪烁计数法和切伦科夫计数法。本文对比研究了不同材质计数瓶、闪烁液、样品体积、pH 值、锶载体、放置时间、猝灭（化学猝灭和颜色猝灭）等因素对两种计数方法测量 ^{90}Sr 的影响。实验结果表明，对于液体闪烁计数法，Optiphase Hi-Safe 3 和 Optiphase Hi-Safe 2 两种闪烁液测量 ^{90}Sr 的最佳样品与闪烁液体积比均为 8:12，当样品体积超过这两种闪烁液对样品的最大装载量时，^{90}Sr 的探测效率显著降低；其中 Optiphase Hi-Safe 3 型闪烁液还适合对高盐样品的分析；玻璃瓶和普通塑料瓶对 ^{90}Sr 的 MDA 影响不明显；化学猝灭和颜色猝灭均将影响探测效率。对于切伦科夫计数法，选择聚乙烯塑料瓶作为计数瓶，样品体积为 20ml 可获得最低 MDA；切伦科夫计数中不存在化学猝灭，探测效率主要受颜色猝灭影响。采用最佳计数条件时，液体闪烁计数法和切伦科夫计数法对 ^{90}Sr 的 MDA 分别是 1.19 和 1.00Bq/L。

关键词：液体闪烁能谱仪；^{90}Sr；液体闪烁计数；切伦科夫计数

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

^{90}Sr 为纯β放射体，具有裂变产额高、高毒性、亲骨性、长寿命等特点。^{90}Sr 较其它裂变产物更易迁移[1]，其沿水层的迁移速率为 9.62 米/年，通常可作为地下水污染及核素迁移研究的代表核素[2]。液体闪烁能谱仪（以下简称液闪）可分析多种α、β放射性核素[3]；并可以通过切伦科夫计数测量 ^{90}Sr 的短寿命子体 ^{90}Y，切伦科夫计数法可使样品不经破坏，直接测量，备受人们青睐。目前，国外有关液闪测量 ^{90}Sr/^{90}Y 的研究报道较多，国内相关研究工作较少。在液闪测量过程中，许多因素诸如样品的化学组成、样品体积、计数瓶和闪烁液等将引起猝灭，导致探测效率的降低。猝灭是影响液闪计数的主要因素，猝灭及其校正是研究液闪测量 ^{90}Sr/^{90}Y 的关键，因此，需对上述影响因素进行猝灭评估及优化。 本文对闪烁液、计数瓶、样品装载量、样品中可能存在的猝灭及其校正方法等进行了较系统的实验研究，可为液体闪烁计数和切伦科夫计数测量 ^{90}Sr/^{90}Y 的条件选择提供参考。

1　实验部分

1.1　仪器和试剂

超低本底液体闪烁能谱仪，美国 PerkinElmer（PE）公司，Quantulus l220 型；^{3}H 标准溶液和闪烁液（OPTIPHASE HISAFE -3 和 OPTIPHASE HISAFE -2），美国 PerkinElmer 公司提供，^{3}H 标准活度浓度：3072Bq/g；^{90}Sr-^{90}Y 标准溶液，活度浓度：1241Bq/g，由中国原子能科学研究院提供；超纯水（电导率≥18MΩ•cm^{-1}），millipore Milli-Q-Plus 生产；氯化锶、硝基甲烷、铬酸钠等，市售分析纯。

1.2　实验方法

（1）计数瓶和样品体积实验

作者简介：翟秀芳（1979－），女，山西昔阳，工程师，硕士，放射化学

分别取 38 个普通塑料瓶和低钾-40 的玻璃瓶(下称玻璃瓶)，制备液体闪烁计数样品和切伦科夫计数样品。其中 9 个塑料瓶中超纯水和 OPTIPHASE HISAFE 3 闪烁液体积比分别为：2:18、4:16、6:14、8:12、10:10、12:8、14:6、16:4、18:2，即配制样品装载量为 10%、20%、30%、40%、50%、60%、70%、80%、90%九个本底样品，在另 9 个塑料瓶中均加入 0.10000g 90Sr-90Y 标准源，按照上述方法制备样品装载量为 10%-90%的液体闪烁计数标准源样品。在 10 个塑料瓶中分别加入超纯水 1、3、5、7、9、11、13、15、17、20ml，为不同体积切伦科夫计数本底样品；另 10 个塑料瓶中均加入 0.10000g ^{90}Sr-^{90}Y 标准源，用超纯水制备总样品体积分别为 1-20ml 的切伦科夫计数标准源样品。用玻璃瓶代替塑料瓶，制备液体闪烁计数和切伦科夫计数的本底及标准源样品。用液闪测量所制备的本底样品和标准源样品，每个标准测量 60min，本底测量 300min。

（2）放置时间实验

将 OPTIPHASE HISAFE 3 闪烁液制备的样品装载量为 40%、45%、55%、60%的标准样品溶液，分别放置 0、12、24、36、48、60、72h 后进行液体闪烁计数。并将体积为 4、12、20ml 的标准样品放置相同时间后(0-72h)进行切伦科夫计数。

（3）溶液锶浓度实验

用超纯水和硝酸锶配制的锶浓度为 0、12.5、25.0、37.5、50.0、62.5、75g/L 的锶系列溶液 50ml，将配制好的锶系列溶液分别与 OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液按照体积比为 8:12 配制本底溶液和 ^{90}Sr 标准溶液，其标准溶液中加入 0.10000g ^{90}Sr-^{90}Y 标准源，即制备了锶含量分别为 0、100、200、300、400、500、600mg 的溶液。摇匀，用液闪测量。当闪烁液为 OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液，按照上述方法制备样品。

（4）溶液 pH 值实验

将锶含量为 25g/L 的溶液分别调成 pH 值为 1-13 的 13 个样品溶液，分别取 pH 值为 1-13 的样品溶液 8ml 于 13 个塑料瓶中，再加入 12ml OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液，最后加入 0.10000g ^{90}Sr-^{90}Y 标准源，摇匀并用液闪测量。

（5）不同闪烁液实验

在 18 个塑料瓶中分别加入不同体积的超纯水和 OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液，制备样品装载量为 10%-90%的 9 个本底样品和标准样品，分别用于液体闪烁计数的本底和探测效率测量。

（6）不同猝灭剂的液体闪烁计数法

在 12 个塑料瓶中分别加入不同体积硝基甲烷，然后加入超纯水和 OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液，制备装载量为 40%，总体积为 20ml 的化学猝灭系列本底和标准源。当猝灭剂为颜色猝灭剂时，用 0.01mol・L^{-1} 铬酸钠溶液代替硝基甲烷，按照上述方法制备颜色猝灭系列本底和标准源。

（7）不同猝灭剂的切伦科夫计数法

在 12 个塑料瓶中分别加入不同体积硝基甲烷，然后加入超纯水制备总体积为 20ml 的化学猝灭系列本底和标准源。当猝灭剂为颜色猝灭剂时，用 0.01mol・L^{-1} 铬酸钠溶液代替硝基甲烷，按照上述方法制备颜色猝灭系列本底和标准源。

（8）猝灭校正曲线

分别制备 7 个已知活度的 ^{90}Sr 标准系列源，加入不同体积的化学猝灭剂（硝基甲烷），同时制备 3 个类似的标准源（源 8 活度，23dpm；源 9 活度，102dpm；源 10 活度，871dpm）检测化学猝灭校正曲线的适用性和可靠性。制备好的样品放入液闪仪中静置 2 天后测量。当猝灭剂为颜色猝灭剂时，按照上述方法加入不同体积的 0.01mol/L 铬酸钠溶液，制备颜色猝灭标准系列源，并制备 3 个类似的标准源（源 19 活度，21dpm；源 20 活度，103dpm；源 21 活度，880dpm）检测颜色猝灭校正曲线的适

用性和可靠性。

1.3 实验结果计算方法

（1）液闪对 ^{90}Sr 探测效率的探测效率计算公式为：

$$E=\frac{N_{st}-N_b}{D}\times 100 \qquad \text{（式 1）}$$

式中：E—^{90}Sr 的探测效率，%；N_b—本底试样计数率，cpm；N_{st}—标准试样计数率，cpm。

（2）仪器最低可探测活度的计算公式为：

$$MDA=\frac{2.71+4.65\sqrt{N_b\times t}}{60\times E\times V_m\times t} \qquad \text{（式 2）}$$

式中：MDA—最低可探测活度，Bq/L；t—本底计数时间，min；V_m——测量样品的体积，L。

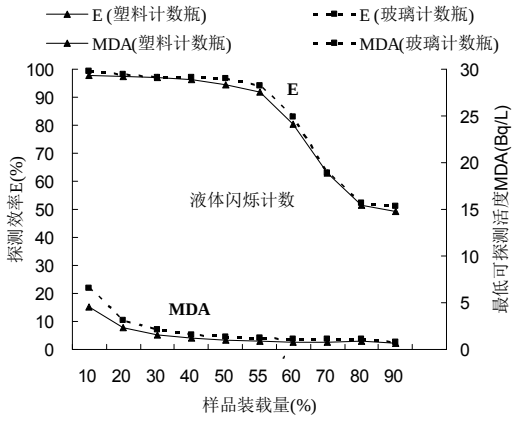
2 结果与讨论

2.1 样品装载量（体积）和计数瓶对 ^{90}Sr 测量的影响

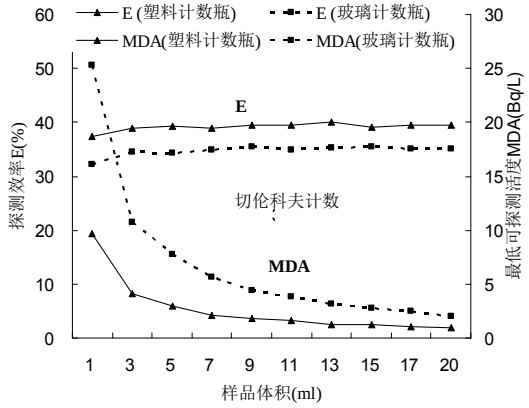
闪烁液的样品装载量会在一定程度上影响方法的最小可探测活度（MDA），适当增加样品体积将会降低 MDA；但当样品装载量超过闪烁液的装载能力时，溶液的稳定性下降，引起放射性核素在溶液中分布不均匀，从而导致探测效率发生突变，样品混合溶液性能变差[4]。不同样品装载量（体积）和计数瓶的液体闪烁计数和切伦科夫计数的测量结果见图 1。

由图 1 中的（1）图可知：对于液体闪烁计数，样品装载量在 10%-40%时，探测效率缓慢降低；样品装载量在 50%-55%时，探测效率较快降低；样品装载量在 60%-90%，探测效率迅速降低。装载量大于等于 40%，MDA 趋于稳定且值最小。相同装载量的计数样品，塑料瓶和低钾玻璃瓶的探测效率和最低可探测活度 MDA 均没有明显差异。

由图 1 中的(2)图可知：对于切伦科夫计数，样品体积为 1ml 的探测效率较低，样品体积从 3ml 增加至 20ml，其探测效率的变化不明显；随样品体积从 1ml 增加至 11ml，MDA 快速降低；当样品体积从 13ml 增加至 20ml，MDA 缓慢降低，20ml 时 MDA 最小。相同体积的计数样品，塑料瓶的探测效率比玻璃瓶偏高，MDA 比玻璃瓶低。



(1)液体闪烁计数变化曲线



(2) 切伦科夫计数变化曲线

图 1 探测效率和 MDA 随样品量的变化曲线

Fig.1 Curves of counting efficiency and MDA with sample volume

样品装载量 10%-40%的混合溶液为闪烁液和样品完全混合的稳定溶液，溶液稳定性好，随装载量增大，探测效率缓慢降低；对于装载量在 50%-55%的样品，溶液处于亚稳定状态，摇匀时清亮，静置后分层，探测效率有所降低；样品装载量为 60%-90%时，样品溶液稳定性很差，溶液变浑浊且易分层，导致探测效率明显降低。

对于切伦科夫计数，塑料瓶的 ^{90}Sr 探测效率比

玻璃瓶高，这是由于塑料使切伦科夫光子的定向特性变成了各向同性发射，增加了光电倍增管对光子的吸收效率[3]。塑料瓶的本底比玻璃瓶低，探测效率比玻璃瓶高，而 MDA 随本底的降低和探测效率的增加而降低，因此，塑料瓶有效改善了切伦科夫计数的 MDA。

综合考虑，对于液体闪烁计数，OPTIPHASE HISAFE 3 型闪烁液的样品装载量应选择 40%，即采用样品与闪烁液体积比为 8:12，可获得最低的 MDA；计数瓶的材料(如玻璃和塑料)对 ^{90}Sr 的测量影响不明显，但由于玻璃易碎而污染仪器，出于安全考虑，选择塑料瓶作为计数瓶。而对于切伦科夫计数，选择 20ml 样品体积和塑料瓶作为计数瓶，可获得较低的 MDA。液体闪烁计数和切伦科夫计数采用最佳技术条件的 MDA 接近，均为 1.19 和 1.00Bq/L。

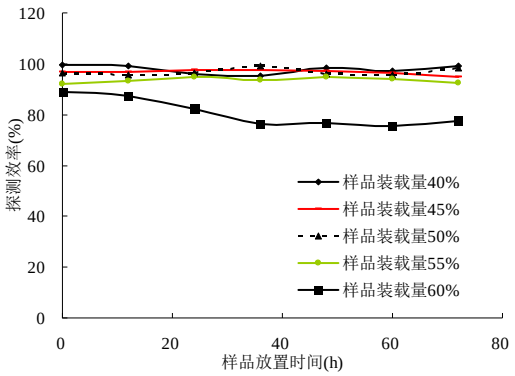
2.2 样品稳定性对 ^{90}Sr 测量的影响

样品源制备程序不当或者闪烁液选择不佳，均将导致样品稳定性变差。图 2 为 OPTIPHASE HISAFE 3 型闪烁液不同装载量的样品溶液探测效率随样品放置时间的变化曲线。

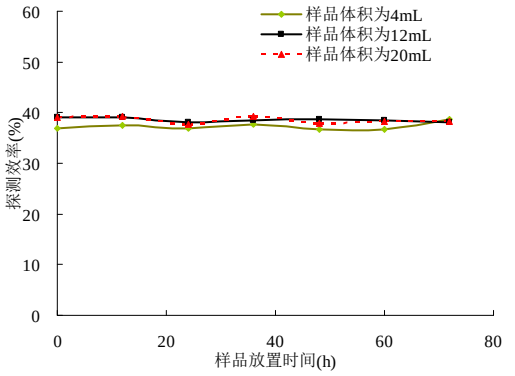
由图 2 可见，①对于液体闪烁计数，当样品装载量为 40%-55%，由于样品和闪烁液的混合溶液稳定性较好，液体闪烁计数的探测效率比较稳定，基本上不随放置时间的延长而变化；当样品装载量为 60%时，由于混合溶液的稳定性变差，样品和闪烁液两相分离，放射性随着水相迁移，探测效率明显降低，且在 0-36h 内降低较快，在 48-72h 内则变化不明显。②对于切伦科夫计数，由于样品溶液是均相的稳定溶液，体积为 4-20ml 的样品溶液探测效率均比较稳定，基本上不随放置时间的延长而波动。

2.3 闪烁液对 ^{90}Sr 测量的影响

对于液体闪烁分析，闪烁液是发生闪烁过程的



(1)液体闪烁计数变化曲线



(2)切伦科夫计数变化曲线

图 2 放置时间对探测效率的影响

Fig.2 Effect of time on counting efficiency

基础，主要功能是容纳样品、传递能量、转变能量。由于不同闪烁液的组分不同，导致其在液闪测量性能上的差异[5]。将 OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液和 OPTIPHASE HISAFE- 3 闪烁液配制的不同装载量样品的测量结果进行比对，其本底、探测效率和 MDA 随样品装载量的变化曲线见表 1 和图 3。

图 3 和表 1 可见，①对于 OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液，样品装载量从 10%增至 40%时，探测效率缓慢降低；样品装载量从 50%增加到 60%时，探测效率变化较快，样品装载量从 60%增加到 90%，探测效率则迅速降低。②样品装载量为 10%-60%时，OPTIPHASE HISAFE 2 型闪烁液的探测效率和本底均比 OPTIPHASE HISAFE- 3 闪烁液高；装载量从 70%到 90%时，探测效率和本底则比 OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液低。③两种闪烁液的 MDA 值基本相似，没有明显差异。样品装载量从 10%增至 30%，两种闪烁液的 MDA 均迅速降低，

装载量在 40%-90%时，MDA 趋于稳定且最小。

图 3 和表 1 可见，①对于 OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液，样品装载量从 10%增至 40%时，探测效率缓慢降低；样品装载量从 50%增加到 60%时，探测效率变化较快，样品装载量从 60%增加到 90%，探测效率则迅速降低。②样品装载量为 10%-60%时，OPTIPHASE HISAFE 2 型闪烁液的探测效率和本底均比 OPTIPHASE HISAFE- 3 闪烁液高；装载量从 70%到 90%时，探测效率和本底则比 OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液低。③两种闪烁液的 MDA 值基本相似，没有明显差异。样品装载量从 10%增至 30%，两种闪烁液的 MDA 均迅速降低，装载量在 40%-90%时，MDA 趋于稳定且最小。

综合考虑， OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液，与 OPTIPHASE HISAFE- 3 闪烁液基本相同，也选择样品装载量为 40%，即采用样品与闪烁液体积比为 8:12，可获得最低的 MDA。

表1　不同装载量样品溶液的本底及探测效率

Table 1 Background and counting efficiency of sample solution for different sample load

编号	样品装载量	OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液		OPTIPHASE HISAFE- 2 闪烁液	
		本底（cpm）	探测效率（%）	本底（cpm）	探测效率（%）
1	10%	4.03	97.8	5.10	101
2	20%	3.79	97.5	4.59	101
3	30%	3.96	97.2	4.42	100
4	40%	3.99	96.5	4.22	98.7
5	50%	3.85	94.3	3.96	95.1
6	55%	3.20	92.0	3.61	93.2
7	60%	2.76	80.5	3.14	90.7
8	70%	2.01	63.1	1.75	63.0
9	80%	2.22	51.4	0.96	42.9
10	90%	1.36	49.1	0.77	32.9

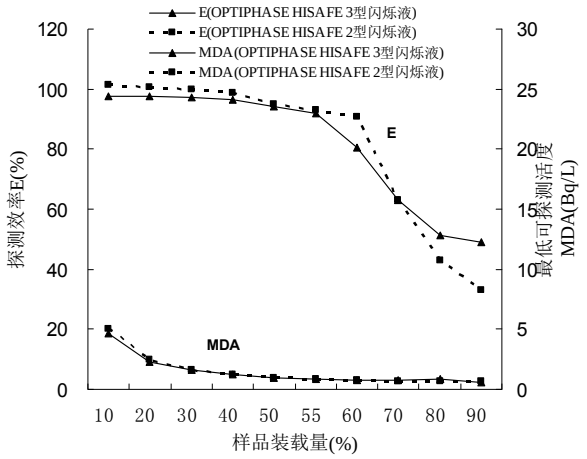


图 3　两种闪烁液制备的样品溶液的探测效率随装载量的变化曲线

Fig.3　Curves of counting efficiency for two types of liquid scintillation cocktails with sample load

2.4　锶载体对 ^{90}Sr 测量的影响

水样品经浓硝酸沉淀法富集除杂后，最终溶液中含有一定量的锶载体，为此专门研究了样品中的锶含量对探测效率的影响。其测量结果见图 4。

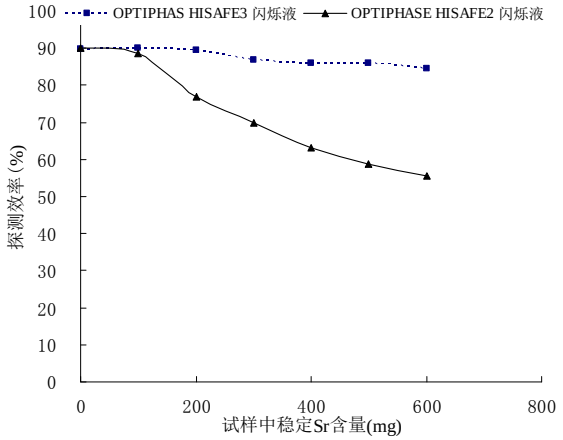


图 4　探测效率随锶含量的变化曲线

Fig.4　Curves of counting efficiency with concentrations of Sr in sample solutin

由图 4 可见：①^{90}Sr 的探测效率随样品中锶含量的增加而降低。当样品中锶含量为 0-100mg 时，探测效率变化不明显；当锶含量从 200 增加到

600mg 时，探测效率随锶盐含量的增加而降低。②随样品锶含量的增加，OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液的探测效率比 OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液降低缓慢，样品溶液锶含量为 600mg 时，探测效率仍大于 85%。说明 OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液对样品溶液的盐浓度的选择性更宽，适合高盐样品的液闪测量。

2.5 pH 值对 ^{90}Sr 测量的影响

图 5 为探测效率随样品源 pH 值的变化曲线。由图 5 可见，pH 值为 3-6 时，探测效率变化不明显，趋于稳定；pH 值为 1-3 或 7-13，探测效率波动较大。说明样品溶液偏酸性或偏碱性都将影响探测效率的稳定性，所以在制备样品时，要将样品调至 pH 值为 3-6 之间。

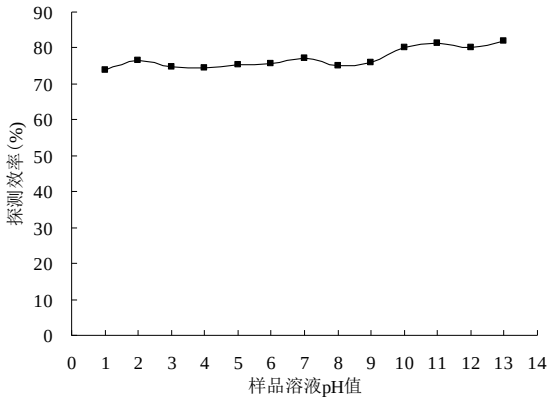


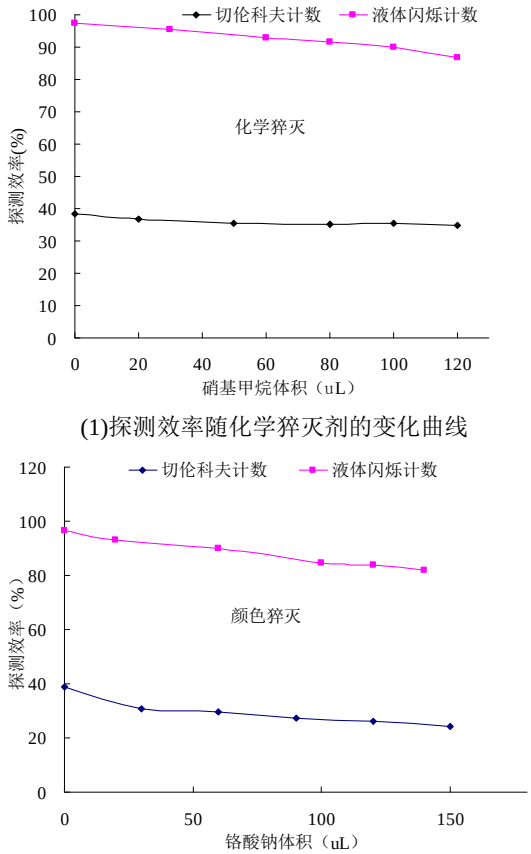
图 5　探测效率随 pH 值的变化曲线

Fig.5　Curves of counting efficiency with the pH of sample solutin

2.6 猝灭对 ^{90}Sr 测量的影响

图 6 为探测效率随化学猝灭剂和颜色猝灭剂的变化曲线。由图 6 中的两图可见，①液体闪烁计数的探测效率随硝基甲烷的增加而明显降低，而切伦科夫计数的探测效率基本保持稳定，不随硝基甲烷增加而变化；②液体闪烁计数和切伦科夫计数的探测效率都随颜色猝灭剂铬酸钠的体积增大而降低。

由于液体闪烁计数和切伦科夫计数的发光机制不同，切伦科夫辐射是极化分子返回基态时释放



(1)探测效率随化学猝灭剂的变化曲线

(2)探测效率随颜色猝灭剂的变化曲线

图 6　探测效率随不同猝灭剂的变化曲线

Fig.6　Curves of counting efficiency for different quenching agents

的电磁波，而液体闪烁计数是激发分子返回基态时放出的荧光，因此，切伦科夫计数不存在化学猝灭。由于有颜色的样品存在光学吸收带，特别是当这些吸收带出现在可见光和近紫外光区间时，就会因为吸收而使液体闪烁计数的闪烁光和切伦科夫辐射衰减，引起探测效率降低[6]。

2.7 猝灭校正方法研究

猝灭影响液闪对样品中放射性核素的探测效率，环境样品中主要考虑的猝灭包括化学猝灭和颜色猝灭。化学猝灭是液闪测量中最常见的猝灭方式，环境样品普遍存在化学猝灭；另一种较常见的猝灭方式是颜色猝灭，发生在有可见颜色的样品中。常用的猝灭校正方法有内标法、外标法、样品谱法和直接 dpm 法[3]。其中，外标法是应用比较广泛的一种猝灭校正方法，该方法具有体积效应小、

测量时间短和样品可重复测量等优点。外标法包括猝灭校正曲线法和相对测量法，本项目对这两种方法进行了实验研究。

（1）猝灭曲线校正法

Quantulus 1220 超低本底液体闪烁能谱仪自身携带一个 37kBq 的 ^{152}Eu 外部标准源，猝灭指示参数（SQP（E））是根据 ^{152}Eu 产生的康普顿电子测量的。在测量猝灭样品时，能谱向低能方向漂移（如图 7 所示），这种漂移与猝灭指示参数（SQP（E））成比例[3]。因此，可以利用仪器外标准源获得的 SQP(E)来判断样品的猝灭程度。

猝灭校正曲线是一条探测效率随 SQP(E)变化的校准曲线，可用于校正不同猝灭程度样品的探测效率。化学猝灭系列标准源和颜色猝灭系列标准源的探测效率及猝灭参数 SQP(E)测量结果见表 2 和表 3。

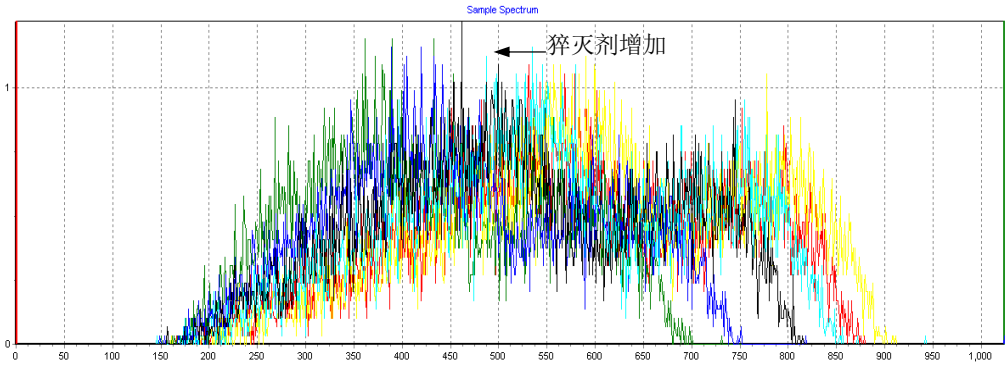


图 7　化学猝灭对 ^{90}Sr 谱图的影响

Fig.7　Curves of counting efficiency for different quenching agents

表2　系列化学猝灭标准源的探测效率和猝灭参数SQP(E)

Table 2 counting efficiency and quenching paramete for different chemical quenched standard samples

源编号	标准源活度(dpm)	硝基甲烷体积(ul)	计数率(cpm)	探测效率 (%)	猝灭参数 SQP(E)
1	322	0	311	96.5	787
2	302	10	288	95.5	753
3	329	30	310	94.2	720
4	299	60	274	91.5	663
5	285	80	257	90.1	634
6	304	100	269	88.6	610
7	286	120	245	85.4	582
本底			3.20		

表3　系列颜色猝灭标准源的探测效率和猝灭参数SQP(E)

Table 3 counting efficiency and quenching paramete for different color quenched standard samples

源编号	标准源活度(dpm)	铬酸钠溶液体积(ul)	计数率(cpm)	探测效率 (%)	猝灭参数 SQP(E)
11	322	0	311	96.5	787
12	346	100	330	95.3	763
13	307	200	286	93.2	741
14	313	400	287	91.5	707
15	362	600	326	89.9	682
16	340	1000	288	84.7	637
17	290	1200	243	83.8	626
18	336	1400	275	81.8	608
本底			3.20		

根据化学猝灭的 7 个系列标准源和颜色猝灭的 8 个的系列标准源的探测效率和猝灭参数 SQP(E)拟合效率曲线方程。分别得到两条猝灭校正曲线（见图 8）。

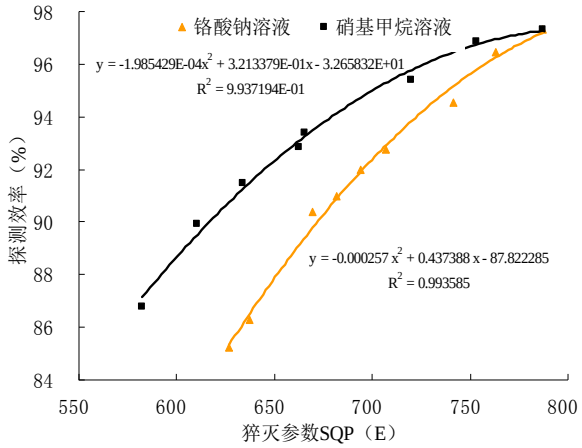


图 8　颜色猝灭和化学猝灭的猝灭校正曲线

Fig.8. Quenching calibration function with color quenching and chemical quenching

由图 8 可见，化学猝灭和颜色猝灭对探测效率的猝灭程度不同，猝灭水平越高两者的差异越明显，其中颜色猝灭对探测效率的影响更严重。这种不同主要是由于猝灭机制的不同所致，化学猝灭阻止能量从闪烁液溶剂传递到闪烁荧光分子，颜色猝灭吸收闪烁液发射的光子[3]。因此，当样品存在颜色猝灭时，最好进行脱色处理，使样品中仅含有化学猝灭。

用源 8~源 10 和源 19~源 21 检验拟合校正曲线的可靠性，结果见表 4。由表 4 可见，化学猝灭和颜色猝灭两条拟合曲线获得的效率值与测量值接近，均可以用于类似猝灭引起的猝灭校正。

表4　曲线拟合与实测结果的比较

Table 4 comparison of calculated and experimental values

猝灭类型	编号	实测探测效率（%）	猝灭参数 SQP(E)	多项式拟合校正	
				探测效（%）	RSD(%)
化学猝灭	源 8	88.2	617	88.6	0.41
	源 9	92.1	665	91.8	-0.28
	源 10	96.9	746	95.4	-1.54
颜色猝灭	源 19	90.7	694	91.2	0.61
	源 20	89.1	669	89.0	-0.17
	源 21	91.6	718	93.1	1.65

（2）相对测量法

相对测量法是将标准样品和未知样品同时测量，用标准样品的探测效率校正未知样品。采用该测量方法的前提是待测样品与标准样品的猝灭程度相同；其优点是只需要一个标准样品，当测量时所使用的闪烁液或者计数瓶发生改变时，只更改标准样品即可，而猝灭曲线校正法则要求重新制作曲线。此外，相对测量法还可以实时校正仪器漂移，是一种更为简便的猝灭校正方法。

采用相对测量法时，通过在能谱上优化计数窗口，根据标准源的探测效率直接计算出样品中 ^{90}Sr 的活度。现将一组已知活度的样品测量结果分别用化学猝灭曲线校正法和相对测量法校正，结果见表 5。

表5　两种效率刻度方法的结果比对

Table 5 comparison of values calculated with two kinds of methods

编号	猝灭参数 SQP(E)	实际活度（Bq/L）	相对测量法（Bq/L）		曲线校正（Bq/L）	
			活度（Bq/L）	RSD（%）	活度（Bq/L）	RSD（%）
1	777	24.3	24.2	-0.2	24.7	1.9
2	780	24.2	24.6	1.7	25.1	3.5
3	782	25.3	24.9	-1.5	25.5	1.0
4	783	24.4	24.2	-0.7	24.7	1.5
5	784	24.2	24.2	-0.1	24.7	2.0
6	789	25.7	26.7	3.9	26.7	4.0
7	790	26.5	26.6	0.3	26.6	0.4

由表 5 可知，7 个样品两种测量方法间的相对偏差均小于 5%。当待测样品的 SQP(E)值在偏离标准样品 SQP(E)值 10%范围内（探测效率相对偏差小于 5%）时，可以直接使用相对测量法分析。

3 结论

通过上述实验研究获得以下结论：

(1) 对于 OPTIPHASE HISAFE -2 闪烁液和 OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液，最佳样品装载量为 40%，即按照样品和闪烁液体积比 8:12 制备待测溶液，可获得最低的 MDA；对于锶含量较高的样品(>100mg/8ml)，探测效率随盐含量的增加而降低，选择 OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液，可获得较高的探测效率；玻璃瓶和塑料瓶对 ^{90}Sr 的液体闪烁计数影响不明显，但由于玻璃易碎而污染仪器，出于安全考虑，选择塑料瓶作为计数瓶。

（2）对于切伦科夫计数，选择塑料计数瓶和 20ml 的样品体积，可获得较高的探测效率和较低的 MDA。

（3）在制备样品时，需将样品调至 pH 值为 3-6 之间。样品溶液偏酸性或是偏碱性都将影响探测效率的稳定性。

（4）对于液体闪烁计数，OPTIPHASE HISAFE -3 闪烁液的样品装载量在 10%-55%时，样品与闪烁液的混合溶液较稳定，探测效率随时间变化不明显；而样品装载量超过 55%时，混合溶液稳定性变差，引起探测效率的一定时间内迅速降低；切伦科夫计数的样品稳定性较好，探测效率基本上不随样品体积变化和放置时间的延长而波动。

（5）在液体闪烁计数法和切伦科夫计数法的最佳计数条件下，两者的 MDA 接近，鉴于切伦科夫计数对样品无污染的特点，分析 ^{90}Sr 时，选择切伦科夫计数。

（6）当待测样品的 SQP(E)值在偏离标准样品 SQP(E)值±10%范围内（探测效率相对偏差在 5%范围内）时，可直接使用相对测量法分析；当样品猝灭较严重时，需用与待测样品性质类似的猝灭标准所建立的拟合方程计算待测样品的探测效率。

参考文献：

[1] 地下核爆炸及其应用.北京:国防工业出版社.2002.06.

[2] 地下核爆炸现象学概论(下册).北京:国防工业出版社.2002.02.

[3] 叶宏生,丁声耀,容超凡.放射性分析手册(第二版).北京：原子能出版社，2006,12.

[4] F. Verrezen, H. Loots, C. Hurtgen. A performance comparison of nine selected liquid scintillation cocktails[J]. Applied Radiation and Isotopes, 2008(66):1038－1042.

[5] 杨守礼,江丕栋,林汉.液体闪烁测量技术的进展与应用（上），北京：科学出版社，1987.

[6] 杨守礼,江丕栋,林汉.液体闪烁测量技术的进展与应用（下），北京：科学出版社，1987.

Study on determination of ^{90}Sr by liquid scintillation spectrometry

ZHAI Xiu-fang, LI Wei-ping, TIAN Mei, ZOU Rong-hu

(Northwest Institute of Nuclear Technology Xi'an 710024, china)

Abstract: Both of Liquid scintillation counting and Cerenkov counting can be used to determinate ^{90}Sr in sam

ples by Liquid scintillation spectrometry. In this work, effects of scintillation vials wit-h different material, Liquid scintillation cocktails, sample volume, Strontium carrier, pH, quenching(chemical quenching and color quenching)are studied, and both counting methods are compared. For Liquid scintillation counting, The results show that the best appropriate volume ratio of sample and liquid scintillation cocktail is 8:12 for OPTIPHASE HISAFE-3 and OPTIPHASE HISAFE-2, stability of solution decreased when sample load exceeds the maximum load for both Liquid scintil-lation cocktails, and OPTIPHASE HISAFE-3 also show superior performance for high saline solution.The type of scintillation vial haven't clear influence on the MDA of ^{90}Sr. Chemical quenching and color quenching can decrease the counting efficiency. For Cerenkov counting, the lowest MDA is obtained when polyethylene plastic vial is used and sample volume is 20ml. Color quenching decreases the counting efficiency, while there isn't chemical quenching for Cerenkov counting.The MDA of ^{90}Sr is 1.19 and 1.00Bq/L for Liquid scintillation counting and Cerenkov counting with the optimal labeling condition.

Key words: Liquid scintillation spectrometry; ^{90}Sr; Liquid scintillation counting ; Cerenkov counting

CdZnTe 高能射线探测材料与器件研究

王 宁，张文珑，刘洋，查钢强*，王涛，徐亚东，介万奇*

（凝固技术国家重点实验室 西北工业大学材料学院，陕西 西安，710072）

摘 要：CdZnTe 是一种具有优异性能的室温半导体核辐射探测器材料，在空间科学、核安全以及核医学等众多领域有广泛的应用前景。本文从 CdZnTe 探测器的基本工作原理出发，分析了 CdZnTe 晶体的电阻率和载流子输运特性对能量分辨率的影响。根据 Shockley-Ramo 原理，从优化探测器的权重势场和改善电子学读出电路的角度，介绍了电容弗利希、Capture 和像素等不同结构的 CdZnTe 探测器的设计思路与工作原理。

关键词：CdZnTe；高能射线探测器；Shockley-Ramo 原理；载流子输运特性

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1 引言

CdZnTe晶体是近年发展起来的一种性能优异的新型室温半导体核辐射探测器材料。由于其电阻率高、原子序数大、禁带宽度较大，所制成的探测器在X射线及γ射线能谱测量方面具有较强的应用前景，可广泛应用于制作天文、医学、工业、军事等领域的各种探测器和谱仪[1-2]。采用CdZnTe晶体材料制成的核辐射探测器具有如下特点[3]：(1) 可在室温下使用，省去了复杂、昂贵的冷却系统，使系统得到简化；(2) 探测器的面积可以很小，因此可以在成像系统中提供较高的空间分辨率；(3) 探测器的能量分辨率优于闪烁探测器，因此适用于能量发散系统并能区别不同能量的光子。

国内从上世纪90年代，就有单位开始了CdZnTe晶体的研究，上海技术物理研究所和昆明物理研究所成功生长了用于HgCdTe外延生长衬底用的CdZnTe单晶，华北光电技术研究所，也有较为显著的研究成果。进入新世纪，国内开始重视CdZnTe作为高能射线探测器的应用，西北工业大学、四川大学、上海大学均开展高能射线探测用CdZnTe晶体生长的研究，并取得了显著进展。其中西北工业大学材料学院自1994年开始CdZnTe晶体生长以及器件性能研究，从晶体生长过程的传热、传质与液相对流行为的分析入手，将坩埚旋转加速技术引入布里奇曼法晶体生长工艺中，通过控制固液界面的稳定性和温场的均匀性，改善了成分的均匀性，发展了大尺寸CZT晶体的生长技术，已成功生长出直径为60mm，电阻率高于10^{10} Ωcm，载流子迁移率与寿命积(μτ值)高于$2\times10^{-3}cm^2/V$的探测器级CdZnTe晶体[4]。

2 CdZnTe探测器的工作原理

探测器工作时CdZnTe晶体吸收X射线或γ射线，同时激发产生电子-空穴对。在外加电场的作用下，电子和空穴分别向阴阳极运动，运动过程中在电极上感应产生电流脉冲。该电流脉冲经电荷灵敏前置放大器积分，产生一个幅度与射线激发出的电荷量成正比的输出电压。该电压经放大器进一步放大成形，最后输入多道脉冲幅度分析仪。多道分析

作者简介：王宁（1990—），男，山东省泰安市人，本科生，研究方向：CdZnTe 探测器
查钢强（1980—），男，安徽铜陵人，副教授，博士，研究方向：高能射线探测材料与器件

仪记录每个道数，最后给出数据和图谱，即射线的能谱。载流子运动过程中在电极上产生的感应电流可由Shockley-Ramo原理描述：

$$i = -q\vec{E}_w\vec{v} \qquad (1)$$

式中，i 是由于电荷运动在电极上收集到的瞬态电流，q 是电荷电量，$\vec{v}$ 是电荷运动的瞬时速度，$\vec{E}_w$ 是电荷瞬间所处位置处的权重场。公式（4）推导时，假设电极之间没有固定的空间电荷。对于半导体探测器的特殊情况，任之恭[5]和Cavalleri 等人[6]证明了即使存在空间电荷方程依然成立。Hetch 等[7]分析了载流子迁移率和寿命对探测器电极上感应电荷量的影响规律，得到:

$$Q(x_0) = \frac{qVN_0}{d^2}\left\{(u\tau)_e\left[1-\exp\left(\frac{x_0-d}{\frac{(\mu\tau)_e V}{d}}\right)\right]+(u\tau)_h\left[1-\exp\left(\frac{-x_0}{\frac{(\mu\tau)_h V}{d}}\right)\right]\right\} \qquad (2)$$

式中，x_0 为电子空穴对产生的位置，N_0 为射线产生电子空穴对的数目，$(\mu\tau)_e$ 和 $(\mu\tau)_h$ 分别是电子和空穴迁移率和寿命积。通常 CdZnTe 晶体中电子的迁移率和寿命积要比空穴的高 1 到 2 个数量级；由公式（2）可看出，感应出的总电荷量除与入射光子的能量有关外，还与射线的作用位置密切相关。

不同能量的γ射线在CdZnTe晶体中的作用深度差别很大，图1给出了CdZnTe晶体对10-600KeV能量范围γ射线的吸收率。由图1可见，当射线能量低于60KeV时，大部分射线与CdZnTe晶体的作用深度很浅；因此为了提高探测器的电荷收集效率，需要射线从阴极入射，以保证空穴的完全收集。

3 CdZnTe晶体的电学性能对能量分辨率的影响

能量分辨率是表征谱仪性能的一个重要参数，是指把相近能量的谱线分开的能力，同时也反映了噪声的强弱，常采用谱峰半高宽或谱峰半高宽与谱峰能量之比来表示。谱峰的半高宽 ΔE 由以下几个因素决定[8]：

$$\Delta E = f(\sigma_F^2, \sigma_e^2, \sigma_c^2) \qquad (3)$$

式中，σ_F^2 是 Fano 噪声的方差，σ_e^2 是由探测器漏电流和电子学噪声的方差，σ_c^2 是电荷收集不完全引入噪声的方差。CdZnTe 探测器的漏电流和电荷收集效率与 CdZnTe 晶体的电阻率和载流子输运特性密切相关。

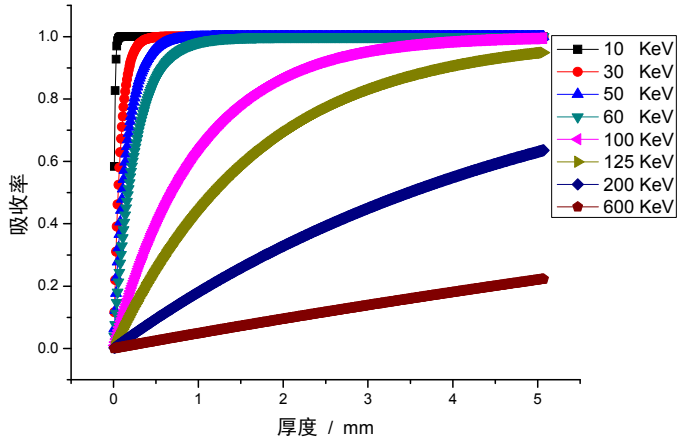


图 1 不同能量的 γ 射线在不同厚度的 CdZnTe 晶片中的吸收率

3.1 CdZnTe 晶体的电阻率

因CdZnTe探测器需在较高偏压下工作，在一定电压范围内，电压越大，载流子的漂移速度就越大，载流子被复合和俘获的概率就会减少。然而电压越大，漏电流就会越大，从而导致噪音增大。电阻率越高，探测器能承受的电压就越大，漏电流就越小。因此，探测器级的CdZnTe晶体通常要求具有高的电阻率。

影响 CdZnTe 晶体电阻率因素很多，包括表面缺陷、载流子的输运特性、电场分布的均匀性、缺陷等等。电阻率不够高，就会产生较大的漏电流。漏电流可分为两部分：表面漏电流和体漏电流，它们产生噪音的机理并不相同。体漏电流引起的噪音是纯粹的散粒噪音，df 内噪声电流对噪声平均功率的贡献为[9]：

$$d\overline{i_D^2} = 2I_D edf \qquad (4)$$

式中，I_D 为探测器的漏电流，e 为电子电量。

表面漏电流产生一个高电平的低频噪音。采用适当的表面钝化或者使用保护环结构的探测器，这个噪音便能大大地降低。相对于体漏电流而言，表面漏电流对探测器噪音的影响不大[10]。这可能与平面探测器内电场分布的边缘特性有关，表面漏电流可以看作是载流子在晶片侧面移动，它产生的感应电荷远小于体漏电流引起的感应电荷，因此对探测器的噪音的影响也不如体漏电流大。

3.2 CdZnTe 的载流子输运特性

载流子的输运特性是决定CdZnTe探测器性能的关键因素，通常我们描述载流子输运特性的参数主要是载流子的迁移率和寿命。当载流子的迁移率和寿命积较小时，射线产生的电子空穴对不能被完全收集，从而引起全能峰展宽。当载流子寿命大于5倍的载流子渡越时间时，电荷收集不完全引起的全能峰展宽可忽略，即：

$$\tau > 5T = \frac{5d^2}{uV}，亦即 u\tau > \frac{5d^2}{V} \qquad (5)$$

式中，τ 为载流子寿命，u 为载流子的迁移率，T 为载流子渡越时间，d 为CdZnTe探测器的厚度，V 为在探测器上所加的电压。由上式可以看出，如果探测器可以承受足够高的电压，对载流子的输运性能的要求可以降低。但由于探测器两端的电压大于一定阈值后，漏电流将急剧上升，噪音也随之显著增大，故电压不能无限制增大。因此，高质量的CdZnTe探测器除了要求具有很高的电阻率外，还要求具有高的载流子迁移率和寿命积。

载流子的迁移率主要取决于载流子的有效质量和载流子的散射。在杂质浓度不是很大的情况下，载流子的迁移率变化不大，对于CdZnTe单晶而言，电子的迁移率约为1000 cm^2/Vs，空穴的迁移率约为100 cm^2/Vs。载流子迁移率通常可通过Hall效应来测量，然而由于CdZnTe晶体的电阻率很高，因此测得的霍尔偏压很小，测量误差较大。为准确测量CdZnTe晶体中载流子的迁移率，可将CdZnTe晶体制成平面探测器，测量它产生的脉冲光电导的衰减时间，进而推算其载流子迁移率，其工作原理如图2所示。通过脉冲光电导的衰减时间，可以判断载流子在晶片的渡越时间，因此该技术也被称为“飞行时间”技术（Time of flight）[11,12]。电子在外加电场作用下漂移整个探测器的厚度d所需的时间为：

$$T = \frac{d^2}{\mu V} \qquad (6)$$

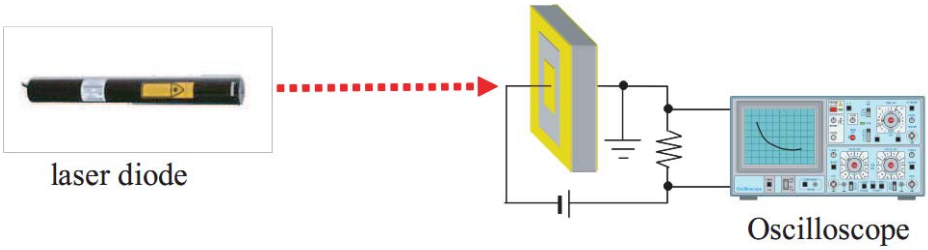


图 2　脉冲光电导实验装置图

图 3 为采用西北工业大学研制的 CdZnTe 探测器的脉冲光电导实验结果，晶片尺寸为 8×8×0.7mm，工作偏压为 300V，衰减时间按峰值下降 90%计算为 14ns，据此可以推算 CdZnTe 晶体中载流子的迁移率：

$$u = \frac{d^2}{VT} = 1.16\times10^3\ \mathrm{cm^2/Vs}$$

CdZnTe 探测器中载流子的寿命目前尚无直接的精确测量方法，通常可根据电荷收集效率与偏压的关系,通过 Hetch 方程拟合得到载流子迁移率和寿命积,进而得到载流子的寿命。图 4 给出了本课题组研制的 CdZnTe 平面探测器能谱响应曲线[4]，根据 Hetch 方程拟合得到 $(\mu\tau)_e$=2.3×10^{-3} cm^2/V，由此可得该 CdZnTe 晶体中电子的寿命为 2us。

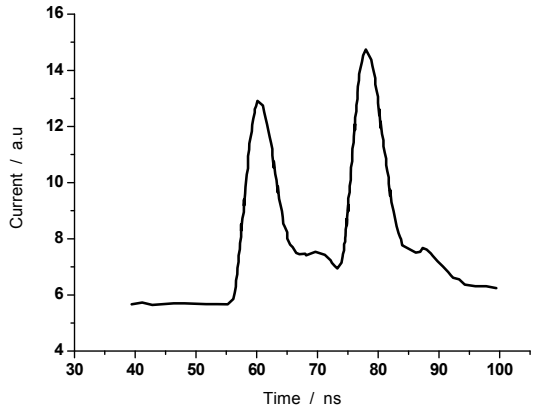


图 3　CdZnTe 探测器的皮秒脉冲 X 射线的响应曲线

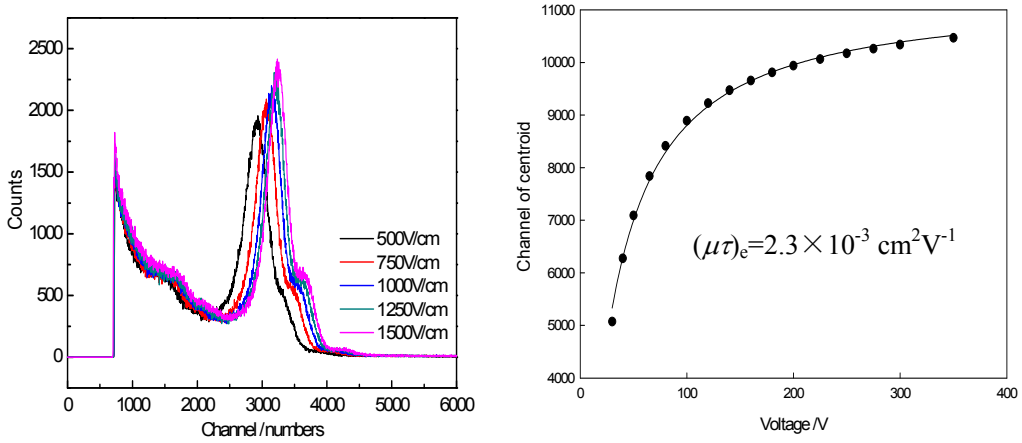


图 4　CdZnTe 平面探测器的典型能谱图和电子的迁移率和寿命积

4 复杂电极结构的CdZnTe探测器

对于简单平面探测器，当较高能量的γ射线入射时，射线作用深度较深。在电子空穴对输运过程中，由于CdZnTe晶体中空穴的迁移率寿命积比电子低1到2个数量级，空穴被俘获的概率要远大于电子。由于空穴的不完全收集引起的统计涨落极大，导致探测器的能量分辨率急剧恶化。根据Ramo理论可知，电极上的感应电荷与探测器中的权重场有关，为提高CdZnTe探测器对高能射线的能量分辨率，需要优化探测器内的权重场分布，让电子运动产生的感应电荷远大于空穴运动产生的感应电荷，以减少空穴收集不完全引入的噪声。比较典型的有电容弗利希结构探测器[13]、Capture结构探测器[14]和像素探测器[15]。

CdZnTe 电容弗利希探测器主要由绝缘层、屏蔽层、基体组成，其结构如图 5 所示[13]，阴阳极在 CdZnTe 晶体的两端并与之组成基体，绝缘

层将基体包裹并嵌套在屏蔽层中。阴极接地，在阴极和屏蔽环之间的权重电势为 0，从屏蔽环到阳极权重电势由 0 升高到 1。这意味着，在阴极和屏蔽环之间的电荷运动不能在阳极上产生感应电荷，只有在屏蔽环与阳极之间运动的载流子才会在阳极产生感应电荷。因此当屏蔽环深度接近探测器厚度时，该种结构的探测器只收集电子漂移产生的信号，从而大大减少由于空穴收集不完全引起的谱线展宽。

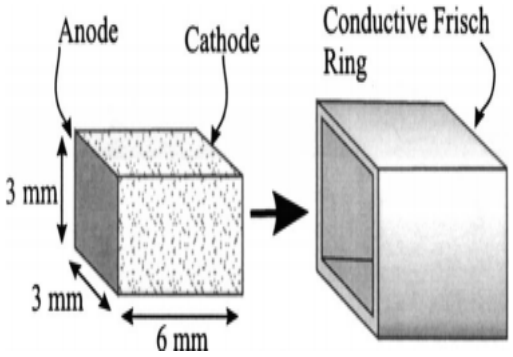


图 5　电容弗利希探测器的结构

Capture 结构的探测器有时也称作半球型探测器，其电极结构如图 6 所示[14]，在电极设计中将小电极作为阳极，底面和四周电极为阴极。在 Capture 结构探测器中，由于电场呈辐射状，靠近阳极的权重场强度大，靠近阴极的权重场强度小；收集到的信号中更多的是电子产生的感应信号，从而提高了能量分辨率。

Barrett 等[15]研究发现，对于像素探测器，在分离的阳极小像素电极上收集到的感应电荷不仅与载流子移动的距离有关，而且与阳极尺寸有关，这称为近场效应或小像素效应。当像素探测器的尺寸小于探测器厚度的四分之一时，像素探测器类似于一个单电荷载流子探测器，所以有非常好

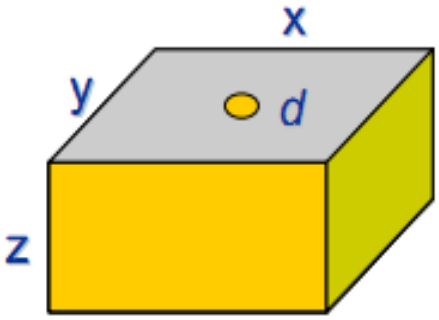
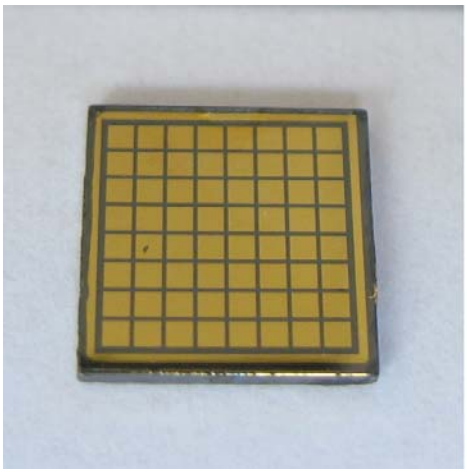


图 6　Capture 结构 CdZnTe 探测器电极结构示意图

的能谱特性。另一方面，小的像素电极可降低漏电流和探测器电容，从而可降低每个通道上的噪声。这样便可实现既具有好的能谱性能，又具有高的空间分辨和高的探测效率的 CdZnTe 探测器。图 7 为本课题组通过光刻工艺制备的 CdZnTe 像素探测器及其能谱响应曲线，晶片尺寸为 10*10*2mm，像素电极大小为 850um，像素间距为 150um，测试条件为室温，测得其对 ^{241}Am 的全能峰的半峰宽为 1.9KeV，能量分辨率为 3.2%。



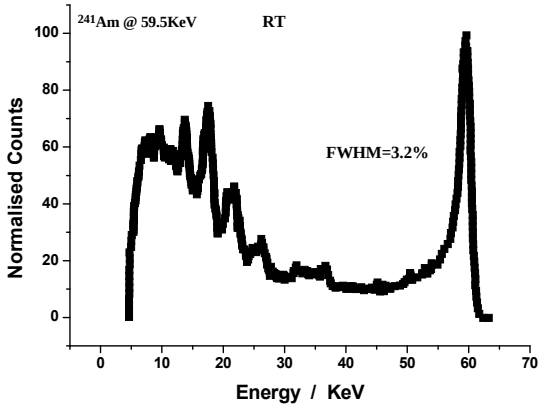


图 7　CdZnTe 晶片上的像素电极及其对 241Am@59.5KeV 的能谱响应

为了提高能量分辨率，除了通过优化探测器的权重势场来减少空穴漂移过程对总感应电荷的影响外，还可以通过电子学的修正和补偿来减少空穴被俘获的影响，从而提高能量分辨率。由于电子和空穴的迁移率相差很大，故在前放的输出端会产生出上升时间相差很大的电压信号，通过后续电路设计可剔除上升时间慢的空穴信号，以减少空穴的影响，从而提高能量分辨率，这种电子学技术被称为上升时间甄别技术。（risetime discrimination，RTD）[16]。此外，何中等[17]提出的 3D 结构 CdZnTe 探测器的设计方案，根据能量沉积的位置来修正电子被俘获的影响，可进一步提高探测器的能量分辨率。

5 结论

本文结合 CdZnTe 探测器的工作原理，重点分析了 CdZnTe 晶体的电阻率和载流子输运特性对能量分辨率的影响；介绍了几种可有效克服空穴收集不完全的电级结构，分析了它们的工作原理、设计思路及其制作方法。

随着各种高能射线探测技术的广泛应用，对 CdZnTe 材料与器件提出了更高的要求。制备高电阻率、高载流子迁移率和寿命、大尺寸、高均匀性、低缺陷密度的 CdZnTe 单晶是未来 CdZnTe 晶体材料的发展方向。而根据射线与 CdZnTe 晶体相互作用规律以及产生的信号特点，进行 CdZnTe 探测器结构和信号读出电路的设计将是 CdZnTe 探测器发展的重点。

参考文献：

[1] T.E. Schlesinger, J.E. Toney, H. Yoonc, E.Y. Lee, B.A. Brunett, L. Franks, R.B. James. Cadmium zinc telluride and its use as a nuclear radiation detector material [J]. Materials Science and Engineering, 2001, 32(4-5): 103–189

[2] O. Limousin. New trends in CdTe and CdZnTe detectors for X- and gamma-ray applications [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A , 2003, 504(1-3): 24–37.

[3] Csaba Szeles. Advances in the crystal growth and device fabrication technology of CdZnTe room temperature radiation detectors[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2004, 51 (3): 1242-1249.

[4] 王涛, 徐亚东, 查钢强, 刘伟华, 徐凌燕, 白旭旭, 傅莉, 介万奇. 室温辐射探测器用 CdZnTe 晶体生长及其器件制备[J]. 机械科学与技术, 2010, 29(4): 546-550.

[5] C.K. Jen, On the Induced Current and Energy Balance in Electronics [J]. Proc. IRE, 29 (1941) 345.

[6] G. Cavalleri, G.Fabri, E.Gatti and V.Svelto. On the induced charge in semiconductor detectors [J]. Nuclear Instruments & Methods, 1963, 21(1): 177-178.

[7] Karl Hecht. Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primarstromes in isolierenden Kristallen [J]. Zeitschrift Fur Physik, 1932, 77(3-4): 235-245.

[8] Alan Owens, A. Peacock. Compound semiconductor radiation detectors [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2004, 531(1-2): 18–37.

[9] 王经瑾, 等. 《核电子学》上册 [M]. 北京：原子能出版社, 1985: 80-81.

[10] P. N. Luke, M. Amman, J. S. Lee, P. F. Manfredi. Noise in CdZnTe Detectors [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2001, 48(3):

282-286
[11] J.H. Won, S.H. Cho, J.H. Suh, K.H. Kim, J.K. Hong, S.U. Kim. Electrical properties and X-ray sensitivity of semi-insulating CdZnTe:Pb crystals [C]. San Diego, CA: IEEE, 2006: 3660-3663.
[12] A. Lohstroh, P.J. Sellin, S.G. Wang, A.W. Davies, J.M. Parkin. Mapping of polarization and detrapping effects in synthetic single crystal chemical vapor deposited diamond by ion beam induced charge imaging [J]. Journal of Applied Physics, 2007, 101(6): 063711-063711-7.
[13] W. J. McNeil, D. S. McGregor, A. E. Bolotnikov, G. W. Wright, R. B. James. Single-charge-carrier-type sensing with an insulated Frisch ring CdZnTe semiconductor radiation detector [J]. Applied Physics Letters, 2004, 84(11): 1968-1970.
[14] Csaba Szeles, Derek Bale, Joseph Grosholz, Jr., Gary L. Smith, Michael Blostein, John Eger. Fabrication of High Performance CdZnTe Quasi-Hemispherical Gamma-ray CAPture™ Plus Detectors [C]. Bellingham: Spic-int Soc Optical Engineering, 2006: 191-198.
[15] H.H. Barrett, J.D. Eskin, H.B. Barber. Charge Transport in Arrays of Semiconductor Gamma-Ray Detectors [J]. Phys. Rev. Lett, 1995, 75(1): 156–159.
[16] A. Niemela, H. Sipila, V.I. Ivanov. Improving CdZnTe X-ray detector performance by cooling and rise time discrimination [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1996,377 (2-3): 484-486.
[17] F. Zhang, Z. He, D. Xu. Improved Resolution for 3-D Position Sensitive CdZnTe Spectrometers [J]. IEEE Tran. Nucl. Sci., 2004, 51(5): 2427-2431.

The study of CdZnTe crystal nuclear radiation detector

WANG Ning, ZHANG Wen-long, LIU Yang, ZHA Gang-qiang*, WANG Tao, XU Ya-dong, JIE Wan-qi
（School of Material Science and Engineering, Northwestern Polytechnical University, Shaanxi, Xi'an 710072）

Abstract: CdZnTe is an excellent material candidate for room-temperature nuclear radiation detectors, and the CdZnTe detectors were used widely in space sciencel, security, safeguards and scientific X-ray and γ-ray imaging and spectroscopic applications. According to the basic working principle of CdZnTe detector, the effects of resistivity and carrier transport properties on the energy resolution have been analyzed. According to the Shockley-Ramo theorem, the Frisch collar, Capture, and Pixels CdZnTe detectors can optimize the weighting potential and improve the energy resolution. The design ideas of CdZnTe detectors were discussed.
Keywords: CdZnTe; Nuclear radiation detector; Shockley-Ramo theorem; Carrier transport properties

CsI(Na)双发光脉冲波形分辨研究

段斯涵[1]，孙希磊[2]，丁雪峰[3]，周详[3]，占亮[2]，王贻芳[2]，曹俊[2]，吕军光[2]，张坤[2]，黄光明[1]

（1. 华中师范大学，武汉 430079；2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049；3. 武汉大学，武汉 430072）

摘　要：本文基于暗物质直接探测技术，研究了 CsI（Na）晶体探测器中反冲核信号与电子信号的甄别能力，利用参数“A2A”来描述波形分辨能力，依据测量的α和γ刻度源在 CsI(Na)晶体中的波形，通过 MC 方法研究了不同光电子数下的 n/γ 波形分辨情况以及粒子能量阈值对鉴别效率和排斥比的影响，并对波形分辨参数进行优化，给出粒子鉴别结果。

关键词：MC 方法；暗物质探测；波形分辨；A2A

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1. 前言

暗物质是当今物理学领域的热门话题之一。人们对它知之甚少，甚至连如何探测也只是处于探索阶段。宇宙学要求暗物质存在并且是低温无碰撞型的，针对低温无碰撞暗物质，粒子物理学上在标准模型之外提出了多种候选者，其中超对称模型（SUSY）给出的弱相互作用重粒子（WIMPs），由于其不参与电磁相互作用和强相互作用，仅参与弱相互作用，质量也比较大，使得高速运动的 WIMPs 能穿过探测器屏蔽，与探测器内的原子碰撞，并传递大约几十 Kev 的能量给原子，导致原子被电离、激发或产生晶格振动，从而能被探测这一机制，成为最热门的候选者[1]。而对暗物质的探测，现有的方法有空间暗物质间接探测技术和直接探测技术。其中直接探测的机制是暗物质粒子可以在普通物质上散射 X SM ->X SM（X 是 WIMPs 粒子，SM 是湮灭粒子），沉积能量信号可以被低阈值低本底探测器捕获即直接探测 WIMP 与靶核的弹性散射作用，进行地下低本底实验（现在中国极深地下实验室选址在四川锦屏山深达 2.38 千米的隧道中，是目前世界第一深度地下实验室，是暗物质直接探测的理想地点）[2]。由于 CsI（Na）晶体具有快发光成分[4]，并且其与慢成分的比值，对于不同的粒子激发是不同的，因此可以实现对核反冲和电子反冲的鉴别，另外快慢成分的波长也是不同的，这提供了第二种鉴别粒子的手段。这一发现，打开了用 CsI（Na）晶体来进行暗物质直接探测实验的大门[3]。

在 WIMPs(弱相互作用重粒子)模型下，采用直接测量的方法，探测的对象是暗物质粒子在靶物质上的稀有核反冲事例，而对电子反冲本底的排斥技术是直接探测实验的关键。中子的弹性碰撞事例和 WIMPs 事例十分相似，如果能掌握 n-γ 分辨技术，就能很好的剔除暗物质计数中的 γ 事例。现有的带有 n-γ 分辨探测手段包括：BGO、超低温高纯锗实验以及本文提到的基于 CsI(Na)双发光现象的波形分辨技术（PSD）等。

本文基于暗物质直接探测技术，研究了 CsI（Na）晶体探测器中反冲核信号与电子信号的甄别能力，由 A2A 参数可以很好的区分该波形为中子波形还是 γ 波形。

作者简介：段斯涵（1989—），女，江西人，硕士，从事粒子物理与原子核物理方向研究。

2. 实验的建立

作为初步结果，我们先用 α 代替中子进行实验。对我们的探测器而言，α 和中子的信号都是核反冲信号，区别于 γ 对应的电子反冲信号，因而我们认为这二者可以互相替代。

低温实验采用的是耐低温光电倍增管（PMT）及液氮制冷恒温实验箱，利用 Co60 gamma 源和 Pu239 alpha 源照射由 CsI(Na)晶体闪烁体探测器得到 α 和 γ 的波形。测试装置如图 1 所示，晶体为边长 2.5cm 的立方结构，晶体上下两面耦合光电倍增管，其余四面用 ESR 膜包装。两支光电倍增管的信号用扇入扇出各分为两路，一路接 FADC，一路进甄别器。甄别器的阈值设定为 0.5 光电子，两个 PMT 的甄别信号的符合作为 FADC 的触发信号。触发后将从触发点开始 10μs 内的波形信号封装为一个事例保存到存储介质中[2]。

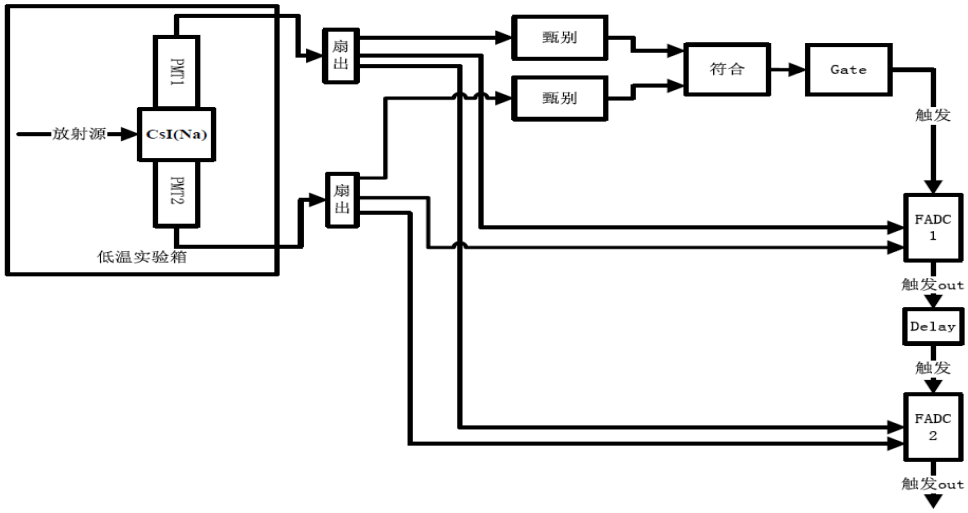


图 1. 测试装置

测量 0℃，-20℃，-40℃，-60℃，-80℃，-100℃，-120℃这 7 个温度下 α 和 γ 的波形。通过对各情况下 50 个事例的波形作平均得到波形轮廓。波形轮廓实际上代表了粒子激发的光子到达 PMT 的时间的概率密度。

3. 波形分辨（PSD）原理

α 粒子的波形包含两个峰，其中第一个峰的面积占总面积的比值很大，上升和下降时间很短；γ 粒子的波形则只包含一个峰，比较平缓。二者波形如图 2。图中曲线按面积归一化到 1，因为波形轮廓代表不同粒子激发的光子到达 PMT 时间的概率密度。α 的波形比较靠前，γ 的波形比较靠后，因此，选定一个恰当的时间点(tWindow)后，α 粒子打出的光子在 tWindow 之前到达 PMT 的概率就比 γ 要大。我们定义 A2A 参数为 0~tWindow 时间内波形的面积和总面积的比值。判定一个事例是否为 α 事例时，我们的做法是确定一个标准称作 cut，把该事例的 A2A 参数和该 cut 做比较，认为大于情况对应 α 事例，小于情况对应 γ 事例。

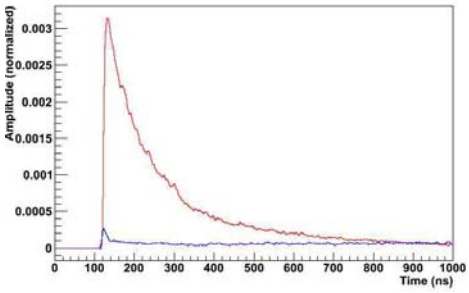


图 2 . -100℃的波形轮廓(红为 α，蓝为 γ)

总的来说，波形分辨技术认为，如果一个事例中光子的到达时间很分散，那么这个事例就符

合γ事例的特征，而α事例的光子到达时间成这样的分布的概率很小；如果一个事例中光子到达时间比较集中而且靠前，则这个事例符合α事例的特征。既然波形分辨技术的根本原理根植于概率统计理论中，我们就应该用假设检验来判断波形分辨技术结果的好坏。所以，我们判断一个波形分辨的好坏时，是利用效率和本底排斥比来判断的。

4. 数据分析

记某个 tWindow 下α波形的 A2A 参数为 pa, γ波形为 pg。pa 表征了α波形集中在 tWindow 之前的程度，而 pg 则表征了γ波形对应的集中程度。因此，pa 和 pg 的差值越大，波形分辨的效果就越好。而 pa 和 pg 的取值只由 tWindow 的取值决定，对 tWindow 优化，就能得到最优（也就是最大）的 pa-pg。而对于 cut，它取值越小，对α的探测效率就越大。当 cut 取为 0 时，探测效率为 100%。但是 cut 也会影响对γ的排斥能量，cut 越小，对γ的排斥能力也越弱。我们的做法是，在保证探测效率的条件下尽量优化本底排斥能力。

为了优化波形分辨效果，先扫描所有的时间(0~10μs)，找到各温度下 pa-pg 最大时 tWindow 的取值，如图 3。此时各温度的 pa/pg/pa-pg 如图 4。由图可见-100℃时 pa-pg 最大，因此分辨效果最好。

α粒子波形的 A2A 参数较大，γ粒子的 A2A 参数较小，我们用 A2A 相对 cut 的大小关系来鉴别粒子类型。然而，α和γ粒子的波形会随闪烁光光强（粒子能量）变化，而它们波形的相对关系也会随之变化，所以 cut 应该随能量变化，如图 5。由于排斥比可以由 tWindow 参数的选取保证取最优值，对 cut 我们只需要保证效率的情况下尽量大。在此 tWindow 条件下从大至小扫描 cut，在保证探测效率[2]>60%的条件下使 cut 尽量大。

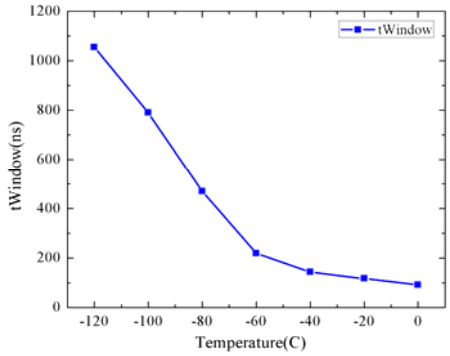


图 3. 各温度下最优 tWindow

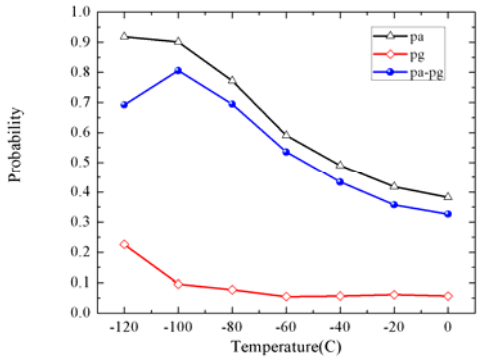


图 4. 各温度最优 tWindow 下 pa/pg/pa-pg

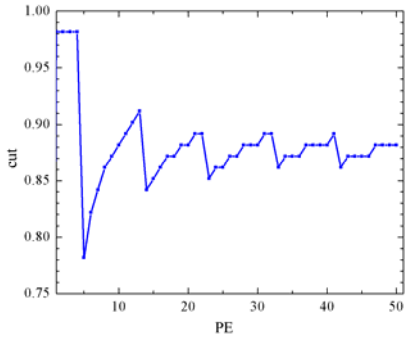


图 5. cut 随 PE 光子数（即粒子能量）的变化情况

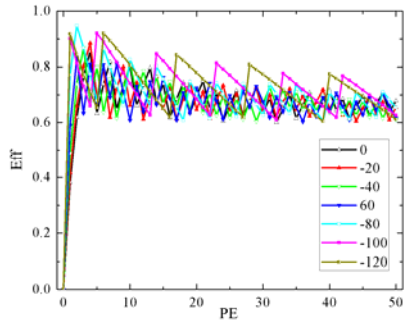


图 6.效率与光电子数的关系图

最后，得到各温度在最优条件下光电子数分别与效率、排斥比的关系如图 6、7。由图可知，实验的最佳温度为-100℃。

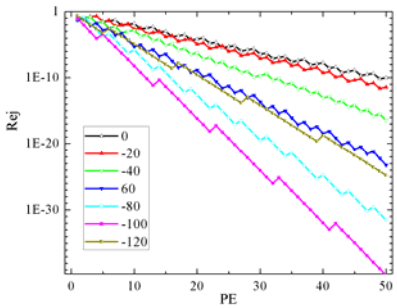


图 7.排斥比与光电子数的关系图

5. 讨论

我们发现，波形分辨技术对本底的排斥效果随参数 pa-pg 单调递增，而 pa-pg 的值由 tWindow 参数唯一决定。同时只要选定恰当的 cut，就能保证对 α 粒子的探测效率。

在不同的温度条件下 α 粒子对应的波形的快慢成分相对关系发生变化，同时 γ 粒子的波形形状也发生变化。随着温度降低，γ 的波形上升时间和下降时间延长，波形后移，对应 pg 减小；α 粒子的两种成分的上升时间恶化及下降时间均有延长，波形趋于平缓，而慢成分所占比重越来越大，因此波形面积先集中于第一个峰（快成分），并后移，再转变成平摊到两个峰，甚至最后集中到后一个峰上，同时伴随着整体后移，对应 pa 先缓慢减小，再快速减小。因此，pa-pg 先增大再减小，而 pa-pg 最大的地方，就对应在波形分辨技术下 CsI 晶体对本底排斥能量最强的情况。

而优化后的 cut 和能量之间的关系不是单调的，而是折形的。这可能和计算公式中用到了对 $\mathrm{cut} \times N_{PE}$ 取整有关。

6. 结论

通过实验及 MC 方法，我们得到在-100℃左右时波形分辨效果最好，低温环境可降低有效分辨能量阈值，与 CsI(Na)的核反冲、电子反冲发光差异和核反冲低能饱和值有关。

参考文献：

[1]蔡荣根.暗物质与暗能量研究新进展[J].China Basic Scinece.A，1009 -2412(2010)03-0003-07

[2]孙希磊博士论文.暗物质探测数字量能器研究与 CsI（Na）晶体性能研究[M].北京：中科院高能物理研究所

[3]XiLei Sun.Neutron-gamma discrimination of CsI(Na) crystals for dark matter searchs[J].Nucl. Instr. and Meth. A, 642 (2011) 52-58 , doi:10.1016/j. nima. 2011. 03. 062, arXiv:1022.2727v1

[4]XiLei Sun..The fast light of CsI(Na) crystals[J]. Chinese Phys. C. 35(2011) 1130 doi:10.1088/1674-1137/35/12/009 , arXiv:1103.6105v1

Pulse Shape Discrimination study of dual light-emitting crystals CsI(Na)

Duan Si-han[1], Sun Xi-lei[2], Ding Xue-feng[3], Zhou-xiang[3], Zhan Liang[2], Wang Yi-fang[2], Cao-jun[2], Lv Jun-guang[2], Zhang Kun[2], Huang Guang-ming[1]

(1. Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China; 2. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Wuhan University, Wuhan 430072, China)

Abstract: The capability of Pulse Shape Discrimination(PSD) for recoiled nuclei and electrons with CsI(Na) crystal has been studied in this article，on the basis of an overview of the dark matter direct detection technologies. One parameter “A2A” is used to describe the property of the pulse shape discrimination. By using the measured data of waveform of the alpha and gamma calibration source in CsI(Na) crystal，The n/gamma waveform resolution of different PEs and the impact of energy threshold on the efficiency of identification and on the rejection ratio were studied by means of Monte Carlo simulation，the waveform resolution parameters were optimized，and the particle identification results were given.

Keywords: MC method; waveform resolution; dark matter direct detection; A2A

EAST 装置上辐射热测量系统

杜薇，段艳敏，胡立群

（中国科学院等离子体物理研究所，合肥，230031）

摘　要：本文介绍了 EAST 装置上的辐射热测量系统。该系统由 48 道金属膜探测器和电子学放大系统构成，用于测量 EAST 中等离子体全空间的辐射功率的时空分布。探测器采用经典的惠斯通电桥结构，电子学系统采用载频放大器技术。该系统适合于在强电磁干扰环境下对微弱信号进行测量。文中给出了 EAST 放电中金属膜探测器的标定结果和典型的测量结果。

关键字：托卡马克；等离子体；辐射热探测器；载频放大器

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

EAST（Experimental Advanced Superconducting Tokamak）是旨在获得长脉冲高约束性能等离子体的全超导非圆截面托卡马克核聚变实验装置[1]。在托卡马克等离子体中，主要工作粒子 D 或 H 与存在的杂质粒子之间存在着各种复杂的相互作用，从而发射出从红外到软 X 射线波段的电磁辐射，使得等离子体中的能量在这一过程中损失掉。辐射能量损失是决定等离子体能量约束时间 τ_E 最重要的能量损失通道之一。因此，在磁约束等离子体物理中，精确地测量总辐射功率和辐射功率分布的时空演化对于研究能量平衡、热输运、杂质行为、辐射不稳定性等物理过程是非常必要的[1]。

托克马克是一种磁约束核聚变研究实验装置。在等离子体放电过程中，其周边为复杂的电磁环境。为实现对辐射的绝对测量，探测器必须放置在真空室内部，尽量靠近等离子体的地方。这要求探测器必须满足以下基本要求：（1）适于在高真空以及几百度的烘烤温度；（2）耐中子以及 γ 射线，高能逃逸电子的辐射损伤；（3）能够在强的电磁干扰环境下工作并有好的信噪比和低的探测极限；（4）容易进行原位标定。由于等离子体的辐射波段较宽，这要求辐射量热探测器必须能够响应等离子体主要的辐射波段并有稳定的响应曲线。传统的硅半导体探测器很难同时满足以上要求。金属膜辐射热探测器属于一类辐射热探测器，对红外到软 X 射线范围具有线性响应，具有噪声低，温度漂移小，耐高温、耐辐射等优点，满足托卡马克装置上高温、强磁场、强辐射这一特殊环境的需求。并且容易实现真空室内原位标定。

金属薄膜辐射热探测器已在各国核聚变装置上拥有了广泛的应用，如 DIII-D[2]、JET[3]、W7-AS[4] 等核聚变实验装置。目前，EAST 上也发展了金属膜辐射热测量系统用于实现对辐射功率的测量。在本文接下来的章节，主要介绍了 EAST 装置上的金属膜辐射热测量系统并给出了典型的测量结果。

1. 实验测量系统

一个典型的金属膜辐射热探测器由三层组成：一个金属吸收层，一个电绝缘的热传导基质层，

作者简介：杜薇（1987－），女，辽宁，学生，硕士，等离子体物理诊断

一个金属电阻层[5]，如图 1 所示。吸收层选用 Au 或者 Pt，是由于这两种金属对于波长在 2000 Å 到软 X 射线范围内的辐射具有接近常数的吸收率。基质层主要将吸收层的辐射热传给其背面的电阻层，同时使吸收层与电阻层绝缘。电阻层为两个弯曲的电阻丝，使用的材料和吸收层相同。为了消除周边环境干扰（温度、电磁干扰等），每个探测器由一个探测单元和一个参考单元组成。参考单元中吸收膜前窗口使用金属遮盖以屏蔽辐射。这样两个测量电阻和两个参考电阻组成惠斯通电桥电路结构。来自等离子体的辐射被吸收层吸收，引起吸收层温度升高，进而引起测量电阻的阻值变化，从而使电桥失去平衡，阻值的变化转换成电压的变化值，测量出电桥臂上的电压差，经过标定后即可得出辐射功率的变化。

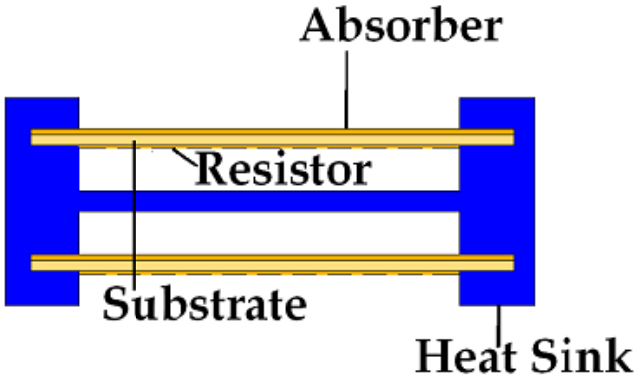


图 1　金属膜探测器结构示意图 [5]

EAST 实验中所采用的金属膜探测器为德国 IPT GmbH 公司开发研制的新型 Pt 膜电阻探测器，基体材料为 Si_3N_4 薄膜。与之前采用的金薄膜探测器相比，铂薄膜探测器更加耐中子辐照，同时还具有能够承受更高的温度以及具有更短的响应时间的优点。目前，安装在 EAST 窗口上的金属薄膜电阻辐射量热探测器共有 48 道，采用针孔成像结构，每一个探头通过一个准直孔，测量弦积分辐射强度。图 2 为 EAST 上金属膜辐射热测量系统测量弦的示意图，观察弦可以覆盖整个等离子体极向截面，空间分辨率在 3-4cm。该测量阵列可实现对等离子体极向截面辐射功率分布的时空测量，并进而可以估算出辐射总功率水平。

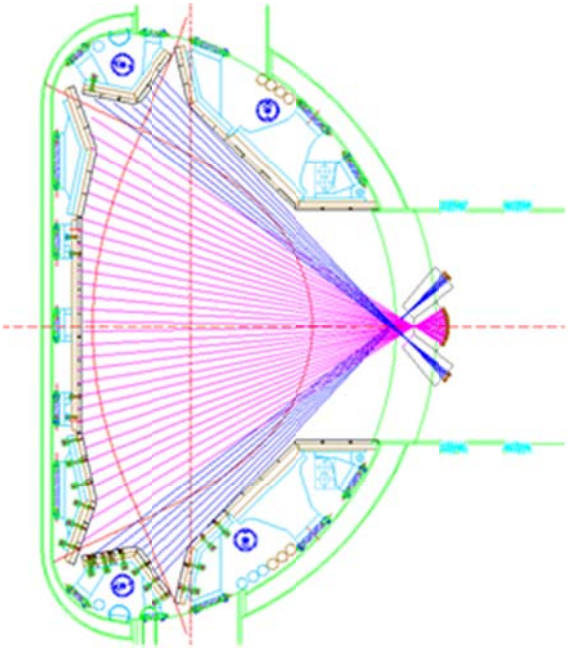


图 2 EAST 上金属膜辐射热探测系统测量弦示意图

整个测量系统主要由探测器，电子学系统和数据采集系统组成。图 3 为 EAST 上金属膜辐射热测量系统的电路连接示意图。探测器安装在真空室内部，信号线通过穿墙插座和法兰与真空室外部的电子学系统相连接。电子学系统包含载频放大器、控制器。在放大器的内部，有一个 20kHz 的正弦电压信号发生器，它主要为探测器内部的惠斯通电桥提供高稳定性的正弦波激励工作电压信号。此工作电压信号作为载波对输出信号进行幅度调制。经过调制的输出电压差信号被送到载频放大器的输入级，经差分放大器进行信号放大，再经相位补偿器、增益调节放大器、乘法器执行解调命令，输出一个整流电压信号。整流信号经过一个低通滤波器，将 1000Hz 以上的载频全部滤掉，剩余的 1000Hz 以下的载频信号经低通滤波平滑处理幅值衰减到与被测信号几乎相同。经过滤波后的信号进入输出差分放大器，把信号转换为

-5V—+5V 之间的一个差分电压信号输出。探测器微伏量级的信号经多级放大变为毫伏量级信号，并且由于放大器只允许载频信号通过，所有载频以外的干扰信号以及零点漂移均被抑制。再通过数据采集系统获得数据。图中的控制部分主要由一个控制器(MCU)和一个界面模块(GPIB)组成。控制器可以产生一个时钟信号，用于控制多个放大器之间的工作同步性，它与放大器之间通过 RS232 的光纤进行通讯；GPIB 界面模块用于提供转换接口，它提供一个 IEEE 的接口，用于连接计算机和控制器，通过控制器可以实现用软件命令来调节放大器的增益、零点和滤波频率，并可以进行实时查询放大器的输出等工作状态。

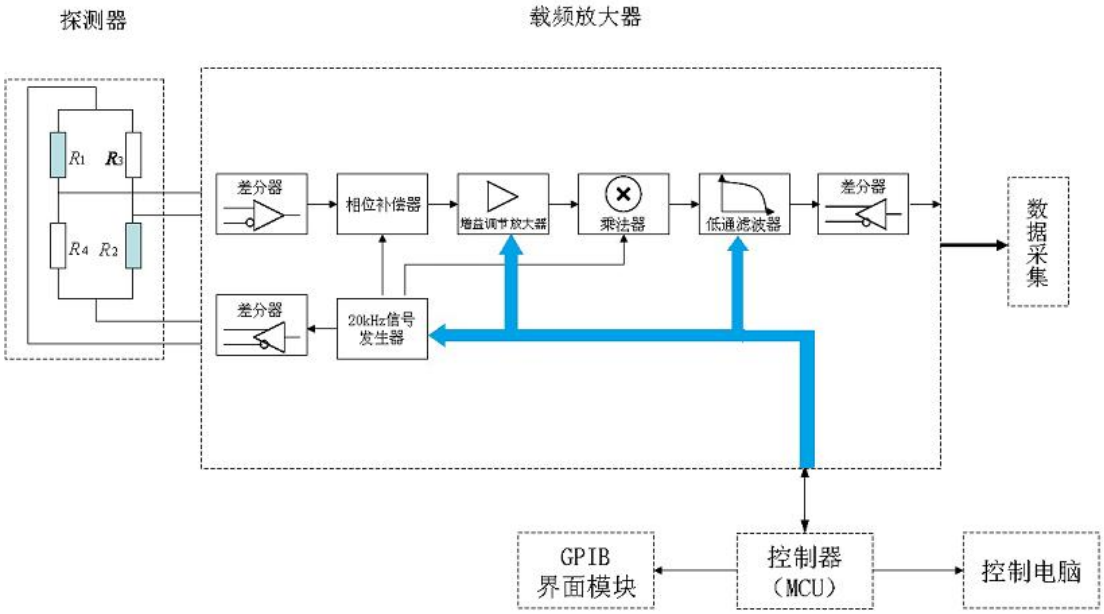


图 3　EAST 上金属膜测量系统示意图

2. 电子学标定方法

等离子体中辐射功率可以根据下面简化热平衡的公式得到：

$$P(t)=\frac{\tau_c}{S_{bolo}}\left(\frac{d\Delta U(t)}{dt}+\frac{\Delta U(t)}{\tau_c}\right) \qquad (1)$$

式中 S_{bolo} 是探测器灵敏度，单位 V/W，τ_c 是探测器冷却时间常数。这两个参数可以通过标定得到。由于探测器参数 S_{bolo} 和 τ_c 对环境温度和气压等外部条件有一定的依赖关系，因此在放电过程中进行实时、原位的绝对标定具有非常重要的意义。

根据探测器原理，金属膜辐射热探测器可以通过电子学的方法对其进行原位标定[6]。电子学方法是通过沉积一定功率的焦耳热在测量电阻上来模拟被金属膜吸收的辐射热。具体方法为：将金属膜辐射热探测器电桥电路的两个参考电阻短接，将两测量电阻并联接入标定电路(反之亦可)，标定电路也是一个惠斯通桥式电路，给标定电路加一直流电压，通过测量标定电路的温升曲线，就可以推出参数 S_{bolo} 和 τ_c 的值。

图 4 和图 5 为在 EAST 实验期间在真空条件下进行的原位标定结果。从标定结果来看，EAST 上所安装的 48 道 Pt 金属膜电阻辐射热探测器的 S_{bolo} 值在 30-40V/W 范围内，τ_c 的值在 0.14s-0.18s 范围内。

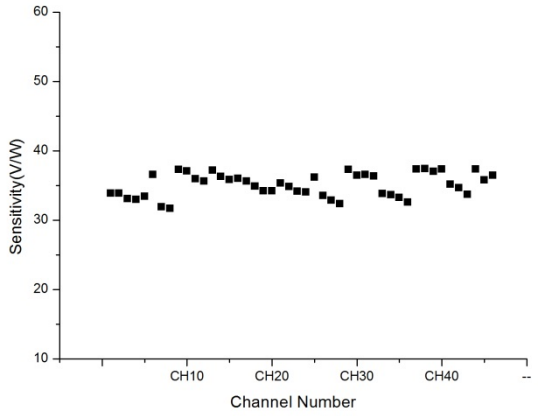


图 4　探测器灵敏度 Sbolo 的标定结果

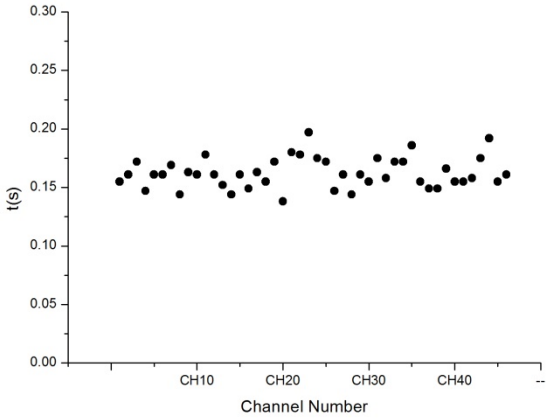


图 5　冷却时间常数 τ c 的标定结果

3. 测量结果

本轮 EAST 放电实验中，金属膜辐射热探测器工作性能良好。图 6 给出了 EAST 放电中 39265 炮的其中 4 道辐射热测量的原始电压输出信号。39265 炮为双零位形欧姆放电，等离子体电流 400kA，弦平均电子密度是 $2\times10^{19}m^{-3}$。根据公式（1）可以将原始电压信号转化为弦积分功率信号。图 7 给出了该炮在平顶阶段 3 秒时的弦积分辐射功率分布。从分布上可以看出，在偏虑器区辐射比等离子体芯部辐射强略。在本次放电过程中，由于之前的几次放电发生了大的破裂，造成壁条件较差，边界再循环较强。结合其他诊断信息得出，在偏虑器区的杂质辐射如 CIII 线辐射和 H_α 辐射较强，等离子体边界的氧（O）和锂（Li）的线辐射也比较强。杂质的线辐射对边界测量弦有较大的贡献。在 X 点附近个别道信号特别强，这是由于该探测器对中性粒子也有响应，在 X 点附近 H_α 辐射表明该处中性粒子密度较高，因此图中 X 点附近的信号较强有一部分是中性粒子的贡献。

4. 总结

金属膜辐射热探测器已在 EAST 上成功得到应用，配合载频放大技术，系统的探测极限

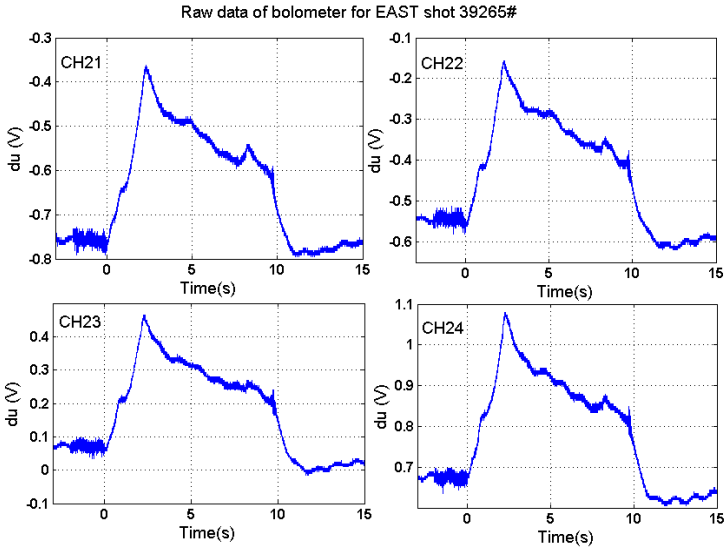


图 6　第 39265 炮放电金属薄膜电阻辐射热测量电压信号

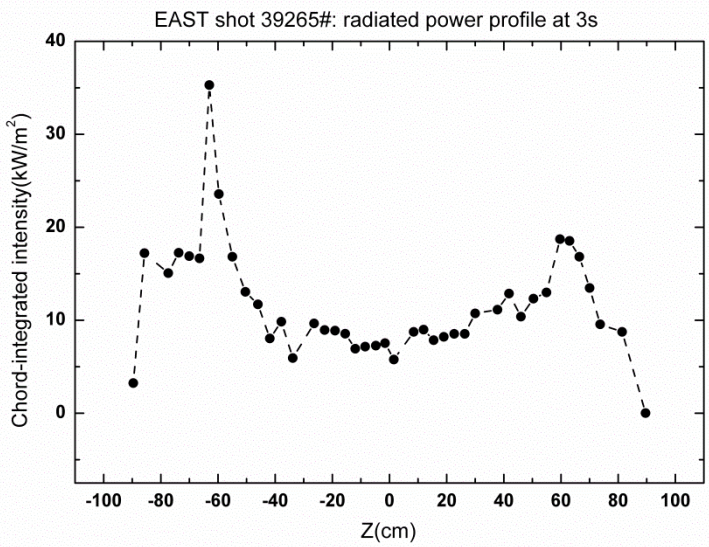


图 7　39265 炮 3 秒放电辐射热测量功率密度剖面

在微伏量级，目前 EAST 上已经建立了 48 道水平阵列测量系统，能够实现在放电过程中对辐射功率时空演化的实时测量。

参考文献：

[1] J.C.Fuchs, D.Coster, et al, J. Nucl. Mater. 290-293 (2001) 525.

[2] Leonard, A. W., W. H. Meyer, et al. (1995). 2D tomography with bolometry in DIII-D[a]. Review of Scientific Instruments 66(2): 1201-1204.

[3] Mast, K. F., H. Krause, et al. (1985). Bolometric diagnostics in JET. Review of Scientific Instruments 56(5): 969-971.

[4] Giannone, L., K. Mast, et al. (2002). Derivation of bolometer equations relevant to operation in fusion experiments. Review of Scientific Instruments 73(9): 3205-3214.

[5] Kumudni Tahiliani, Ratneshwar Jha. Bolometers[M].Europe: In tech, 2012

[6] K.F.Master, J.C.Vallet, C.Andelfinger, P.Betzler, H. Kraus and G. Schramm, Rev. Sci. Instrum, 62, 744 (1991)

Measurement system of bolometer on EAST

W. Du, Y. M. Duan, L.Q .Hu

(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, 230031)

Abstract: This paper introduces the bolometer system on EAST. The system mainly consists of 48 metal foil detectors and the electronics. The system has been used to measure the temporal and spatial distribution of plasma radiation power in the whole plasma poloidal cross-section on EAST. Classical Wheatstone bridge structure was adopted in the detector and the carrier amplifier technique was applied in the electronics. This radiation bolometer system is suitable for weak signal measurement in strong electromagnetic interference environment. Calibration result and typical measurement result on EAST are given in the paper.

Keywords: Tokamak; Plasma; Bolometer; Carrier amplifier

NaI（Tl）闪烁体探测器测量γ剂量率实验研究

杨忠平，王百荣，南宏杰

（防化学院，北京 102205）

摘　要：本文分析了 NaI（Tl）闪烁体探测器能量响应特点，依据利用探测器所测γ谱求取剂量率的基本方法，针对手持式辐射探测或核素识别仪器的几率率测量要求，就如何利用探测器测得的γ能谱数据获得符合误差需求的γ剂量率的简便方法进行实验测试与分析探讨。

关键词：NaI（Tl）探测器；剂量率；实验研究

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1　NaI（Tl）闪烁体探测器特点分析

设一个能量为E_0的γ光子入射到闪烁体内经相互作用后记录到一个幅度为E的脉冲。令该相互作用的概率为$n(E,E_0)$。显然，$n(E,E_0)$就是该闪烁体在能量为E_0的入射光子作用下输出的幅度谱函数。该光子授与闪烁体的平均能量为：

$$\bar{I}_d(E_0)=\int_0^{E_0} n(E,E_0)dE \qquad (1)$$

如果在闪烁体所在位置上放置的是一块空气等效介质，则该γ光子授与介质的平均能量为：

$$\bar{I}_a(E_0)=k\mu_a(E_0)E_0 \qquad (2)$$

正比于射线在该处的照射量（或空气吸收剂量（率）（率）），式中k为常数，$\mu_a(E_0)$为空气介质对能量为E_0的γ光子的能量吸收系数。由于闪烁体的成分一般不同于剂量（率）（率）学所定义的介质成分，一般来说，$\bar{I}_d(E_0)$与$\bar{I}_a(E_0)$的比值是入射γ光子能量E_0的一个函数[1]，而不是一个常数。也就是说，不能用 NaI（Tl）探测器的输出简单地利用 γ 谱的积分测得剂量（率），而是要考虑能量响应的影响。即对不同的能量（道）计数（率）要进行相应的加权处理后求取剂量（率）或对不同的能量（道）计数要分别进行相应剂量（率）换算然后求和获得剂量（率）。按照上述分析，要依据 NaI（Tl）探测器的谱数据求得准确地剂量（率）值，计算量比较大，特别是对与手持式探测或核素识别仪器，增加了软硬件的设计现实难度。本文采用了能量有限分段的方法来求得剂量（率）值并进行了实验测试。

2　实验研究方案

在能量范围内由低至高将能量分为若干个能量区间，每个能量区间的“谱-剂量率”过程使用不同的换算因子（或拟合方法），然后将各区间换算结果求和得出剂量率。

各能量区间的换算因子可由以下方法据算得出：

假设 n 个区段的换算因子为 X_1、X_2、X_3、…、X_n，为每个能量区间选择合适的放射源进行刻度，通过实验得到以下数据：

能量区间 E_1、剂量率 D_1 条件下，各区间的计数率 A_1、A_2、A_3、…、A_n；

作者简介：杨忠平（1976－），男，陕西，讲师，硕士，核辐射监测

能量区间 E_2、剂量率 D_2 条件下，各区间的计数率 B_1、B_2、B_3、…、B_n；…

能量区间 E_n、剂量率 D_n 条件下，各区间的计数率 N_1、N_2、N_3、…、N_n。

那么则有：

$$\begin{cases} A_1X_1 + A_2X_2 + \ldots + A_nX_n = D_1 \\ B_1X_1 + B_2X_2 + \ldots + B_nX_n = D_2 \\ \ldots \\ N_1X_1 + N_2X_2 + \ldots + N_nX_n = D_n \end{cases} \quad (3)$$

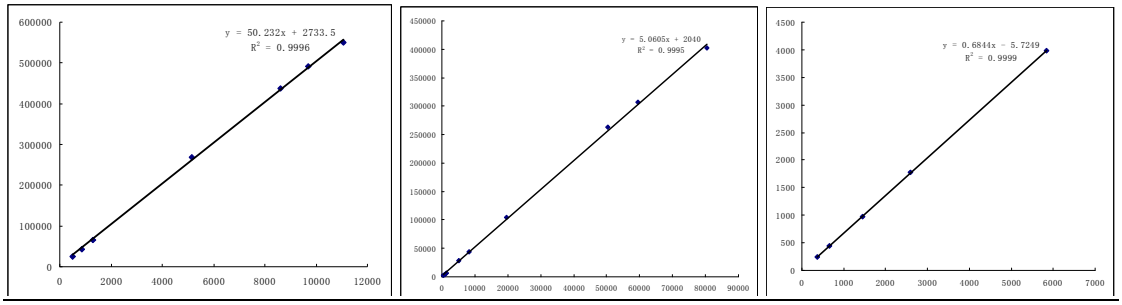
通过式（3）可求得换算因子 X_1、X_2、…、X_n，如此剂量（率）（率）的计算为：

$$D = n_1 * X_1 + n_2 * X_2 + \ldots + n_n * X_n \quad (4)$$

式（4）中 D 为剂量率，n_i 为各能量区间的积分计数率。

3 实验过程方法

实验过程中将 20KeV-3MeV 的能量范围分成“低（20KeV-200KeV）-- 中 (200KeV-1MeV)-- 高 (1MeV-3MeV)”三个区间，用 ^{241}Am，^{137}Cs，^{60}C 分别进行刻度，求出各能量区间的换算方法，通过实验和计算求得剂量率 0.1μSv/h～100 μSv/h 范围内的拟合曲线如下图，图中横坐标为剂量率（nSv/h），纵坐标为计数率。



（a）低能区的拟合曲线　（b）中能区的拟合曲线　（c）高能区的拟合曲线

图 1　各能区拟合曲线

4 结果检验分析

参照国际电工标准 IEC 62327-2006 的相对误差要求及测试方法，对上述方法的拟合方法利用标准源进行检验测量分析，测量结果如下，期测量结果表明其相对误差不超过 30%。

表 1　剂量率测量结果

参考值（μsv/h）	测量值（μsv/h）					平均值
110	126	147	120	123	88.7	109.5
	105	63.4	110	123	89	
80.4	79.0	79.0	79.0	79.0	76.0	78.5
	75.0	74.0	75.0	75.0	74.0	
19.4	20.6	20.1	20.5	20.4	20.5	20.4
	20.3	20.2	20.4	20.3	20.2	
5.4	5.7	5.7	5.7	5.8	5.8	5.7
	5.7	5.7	5.8	5.6	5.7	

5 总结

在能量范围内由低至高将能量分为若干个有限的能量区间，每个能量区间使用不同的换算因子，然后将各区间换算结果求和得出剂量（率）的方法是可行的，特别是对于用于探测和核素识别的手持式仪器，在相对误差要求不是很高的情况下，不失为一种简便的求取方法。

参考文献：

[1]任晓娜，用 NaI（Tl）探测器测量 γ 辐射场剂量特性的加权积分法研究[J].辐射防护，2003. 第 23 卷（第 2 期）；65-69.

NaI (Tl) scintillation detectors measuring γ dose rate experiment stμdy

YANG Zhong-pin, WANG Bai-rong, NAN Hong-jie

(Institutions of Chemical Defense, Beijing 102205，China)

Abstract: This paper analyzes the NaI (Tl) scintillation detectors energy response characteristics, based on the use of detector gamma spectra measurement for the basic dose rate method, in view of the handheld radiation detection or radionuclide recognition rate of the instrument measurement requirements chance, how to use the probe gamma energy spectrum data with demand for error gamma dose rate the simple method for testing and analysis is discussed.

Key words： NaI (Tl) detector; Dose rate; Experimental study

THGEM 一维弧形无像差 X 射线衍射仪研制

刘宏邦[1,2]，陈石[1,2]，郑阳恒[1]，谢一冈[1,3]，阮向东[2]，刘倩[1]，
王焕华[3]，陈雨[3]，唐爱松[4]，杨亚聃[4]，董洋[4]，李敏[4]
（1.中国科学院研究生院，北京，100049；2.广西大学，广西南宁，530004；3.中国科学院高能物理研究所，北京，100049；4.中国航天科工集团第二研究院 699 厂，北京，100039）

摘　要：THGEM 是一种新型的具有计数率高、抗辐射、高增益和相对价廉等优点的气体探测器。本文利用易于弯曲的厚度为 200um 的薄型 THGEM 探测器，制作一维弧形无像差 X 射线衍射仪，并针对同步辐射 X 射线强度高的特点，选用多路电荷积分弱电流读出模块 DDC232，实现了多路直流读出，初步实验表明探测器具有较好的一维空间分辨，基本满足同步辐射 X 射线衍射测量需要。

关键词：THGEM，X 射线衍射，无像差，同步辐射

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1. THGEM

THGEM 具有易于大面积制作，结实耐用，增益相对较高，稳定性好，造价低廉等优点，是最近几年新发展起来的一种具有竞争力的新型微型结构探测器。

THGEM 在亚 mm 空间分辨的粒子径迹测量上有极大的优势[1]。THGEM 可应用于宇宙学研究中双相暗物质探测器液氙 LXe 闪烁光探测[2]；用于单光子成像，例如：环形成像切伦科夫探测器（RICH）[3]；用于中等分辨率、快速（ns）的中子成像[4,5] 和 X 射线[6, 7]等。

本文所采用的是中科院研究生院自主研制的薄型 THGEM[8, 9]，其厚度为 0.2 mm，孔径为 0.2 mm，孔间距为 0.5 mm，rim 环约为 20um（如图 1）。

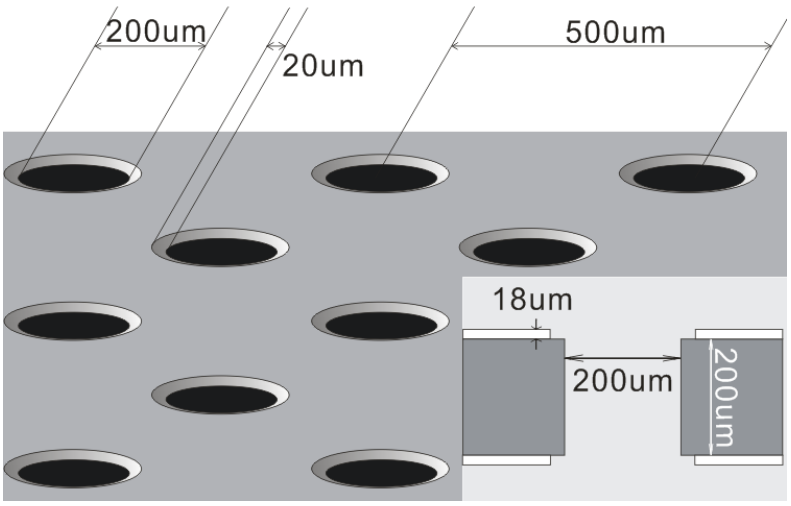


图 1. THGEM 几何结构

作者简介：刘宏邦，男（1979-），广西大学，研究方向：粒子探测器技术

2. 同步辐射光

由于 X 射线发生器特别是同步辐射的强度具有很宽的动态范围、在相对长的时间内（如 1 毫秒）强度恒定，且光子同时照射在相对大的区域内，这就要求探测器同时记录多路信号。因此当强度很高时，测量方式更适合于采用实时记录多路多次信号的积累效应。特别考虑到北京同步辐射装置（BSRF）的占空比（duty cycle）其束宽约 100～200ps，周期约为 2～3 ns（如图 2）。

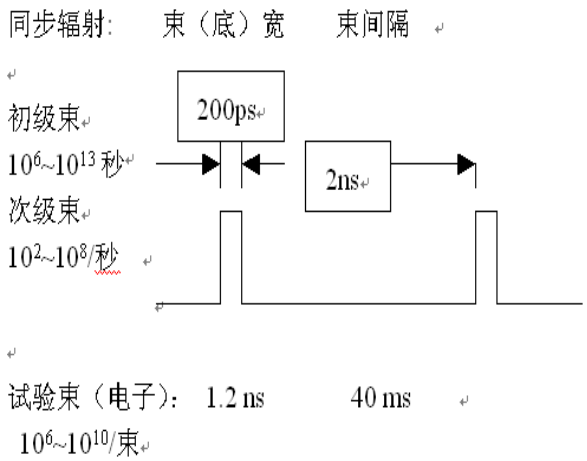


图 2. BSRF 束流时间结构图

如用脉冲模式进行测量，即使目前最快的脉冲电子技术，也只能每个脉冲收集到几个束团的光子，难以发挥 THGEM 计数率高（可达 10^6/mm^2）的优点以测量束内单个光子信号。因此，本文采用直流模式，其范围约为 0.5 皮安（pA）-10^2 纳安（ nA），以适应一定的物理要求。同一般的电流电离室相比，由于 THGEM 的气体增益是随意可调的，因此可以用于很大动态范围的光束测量，从高强度的光束检测器到弱强度的次级衍射信号等。

3. 一维弧形无像差 THGEM X 射线衍射仪研制

我们提出一种新型的一维弧型无像差 THGEM X 射线衍射仪应用于同步辐射漫散射站。

3.1 X 射线粉末衍射

X 射线入射到晶体时，基于晶体结构的周期性，产生了晶体的 X 射线衍射现象。衍射线空间方位与晶体结构的关系可用布拉格方程表示：

$$2d\sin\theta = n\lambda \qquad (1)$$

式中 d 为晶面间距，θ 为入射束与反射面的夹角，λ 为 X 射线的波长，n 为衍射级数。

多晶样品由无数小晶粒组成，晶面取向是随机的，当一束经过准直的 X 射线照射到粉末多晶体样品时，得到如图 3 所示张角不同的圆锥，在与轴线相垂直的平面上投影得到大小不同的圆环。测出圆锥的张角，即可根据布拉格方程确定晶体的点阵晶面间距、晶胞大小和类型等信息。

目前，大多数的 X 射线粉末衍射仪采用的是逐单点扫描的探测方式来测量衍射锥角，测量耗时比较长。

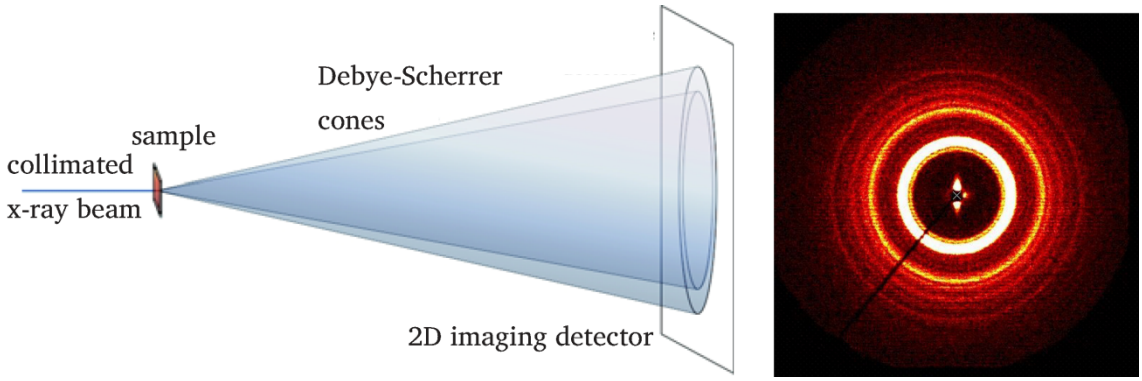


图 3. X 射线衍射示意图

THGEM 探测器比较容易实现大面积制作并且可以二维精确测量，是测量 X 射线衍射的理想的探测器，但平面型 THGEM 探测需要考虑像差带来的测量误差。

在 X 射线，紫外光等的探测中，平面型的气体探测器容易造成像差(parallax-error)，如图 4 所示，当 X 射线斜着入射到气体探测器的探测灵敏区时，气体电离有可能发生在 X 射线经过的路径上，因此就会造成位置测量的误差，从而影响大角度散射测量的空间分辨率。

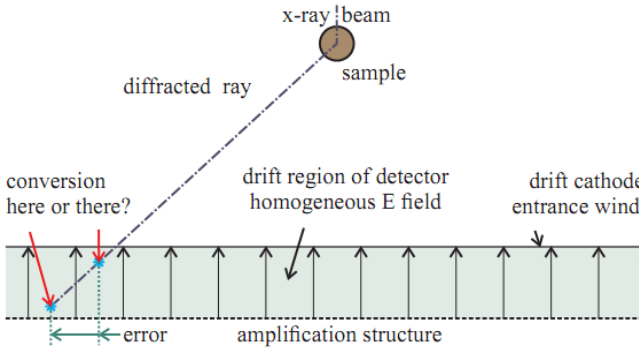


图 4. 平面型的气体探测器容易造成像差

3.2 无像差 X 射线衍射探测器设计

2009 年，Pinto [7]提出一种球面型的 X 射线粉末衍射仪，采用三层 GEM 组成，GEM 膜采用热压法在球形模具上制成球面，但由于 GEM 膜比较娇气，而且热塑、安装三层 GEM 间距的精确度和读出方法都是复杂的工艺。

我们利用薄型 THGEM 容易弯曲而且耐用的特性（图 6 左上），提出了一种新型的一维弧型无像差 THGEM X 射线衍射探测器，如图 6 右下，由弧形的腔室、薄型 THGEM、多路阳极、弱电流读出模块和 FPGA 模块等组成。

探测器的设计指标为：探测器与衍射样品距离（圆弧半径）为 20cm，探测器张角 θ=48°，角分辨为 0.2°，阳极读出 320 路 (目前 32 路读出)，读出条宽 0.4mm，读出条间距 0.5mm。

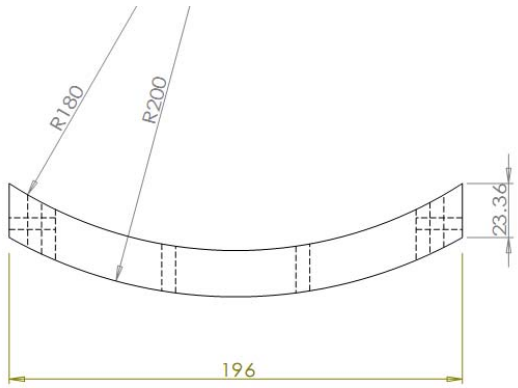


图 5. 一维弧型无像差 THGEM 探测器

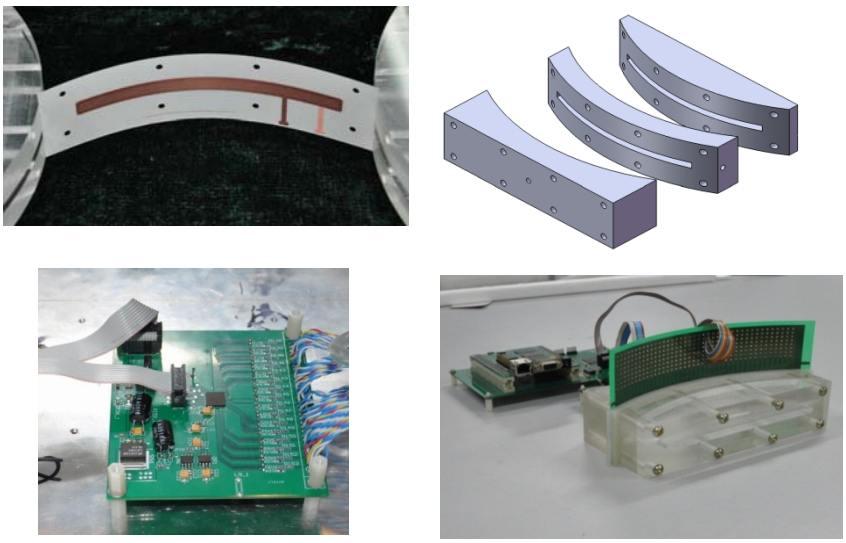


图 6. 易于弯曲的薄型 THGEM（左上），探测器腔室设计图（右上），弱电流读出模块（左下），探测器的腔室与电子学读出（右下）

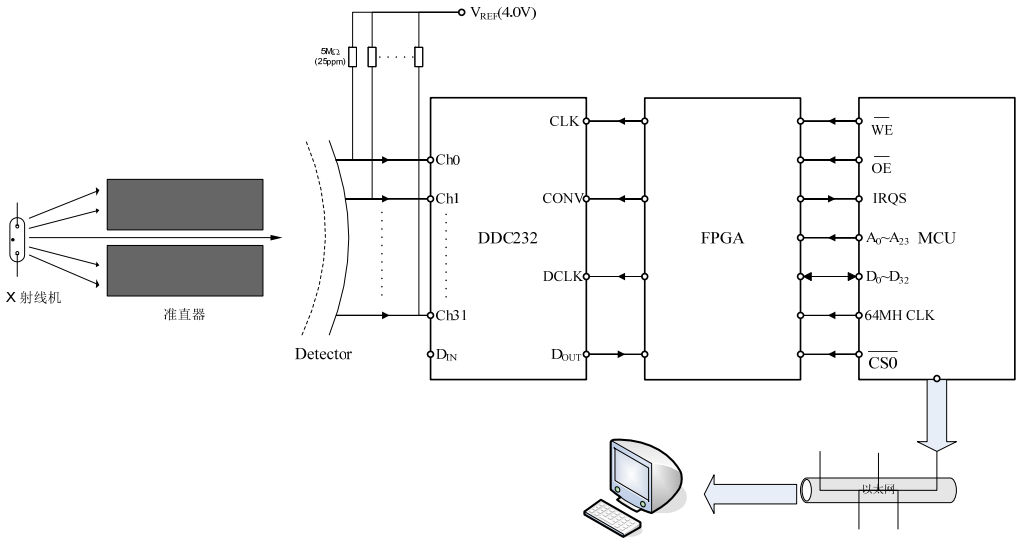


图 7. 电子学读出原理图

图 6 右上给出了探测器腔室设计图，腔室有三个模块组成，前后两个模块所起到的作用是紧固和闭气，中间模块是探测器无像差测量的关键，此模块的前端面和后端面的圆心轴重合，半径分别为 18cm 和 20cm，漂移电极和薄型 THGEM 分别置于其前、后端面。阳极电流信号从探测器的顶端引出，由弱电流读出模块进行 AD 转换，最后由 FPGA 模块采集传输到计算机。

电子学读原理如图 7 所示，分为弱电流读出模块及 FPGA 模块两个部分实现，分别集成在不同的电路板上。弱电流读出电路与探测器直接相连，实现信号 AD 转换并将其输出至 FPGA 模块，每块电路板可读取 32 路弱电流信号。FPGA 电路板通过并行线与一块或多块弱电流读出板相连，将电流读出板输出的高速数字信号采集整合成数据包后，通过网线向电脑进行传输。

弱电流读出部分选用了 TI(Texas Instruments)公司的 DDC232 芯片。DDC232 弱电流读出芯片被设计应用于 CT 扫描数据采集系统、光电二极管、X 射线探测系统等场合，每个芯片可读出 32 路信号，积分线性度(Integral Linearity)为读出值的 0.025%，最高转换速率 6kSPS(kilo Samples per Second)。原理图如 8，一共有 32 个开关电容积分放大器，每两个开关电容积分放大器共享一个 ADC，最后 16 路通过一个串行接口向 FPGA 输出数字信号。

由于 DC232 只能读出正电流信号，而 THGEM 的输出信号为负信号。为配合探测器实现信号读出，电流读出板设计为通常工作在接近满量程(约 1×10^6pA)的正的恒定电流下，通过计算当前电流与恒定工作的差值，可以得到负电流信号的大小。

FPGA 模块从 DDC232 芯片的 Dout 引脚取数，可以根据实际需要并行接入多块弱电流读出板来扩展通道数，FPGA 模块中的 MCU 负责与计算机通信。

电脑通过基于 Labview 的虚拟仪器程序对数据采集处理，实现多路工作状态监测以及控制实验数据采集存储的功能。

由于前述的弱电流读出板工作正电流由外界提供，会因温度、供电电压等因素产生微小波动，实验前首先需对当前工作电流进行刻度。刻度时，X 射线管处于非曝光状态下，此时 THGEM 无输出信号。手动控制程序取数一段时间，求电流平均值，得到当前各道的工作电流，数据存入 scale 文件。测量时，首先载入 scale 文件（图 9 下方曲线），清空缓存数组。开启 X 射线管，THGEM 上产生信号，同

时取数，数据存入 data 文件。取数结束时，程序自动将取数期间采集到的电流值求平均，与工作电流相减，求出每一路的实验测量值（图 9 上方曲线）。

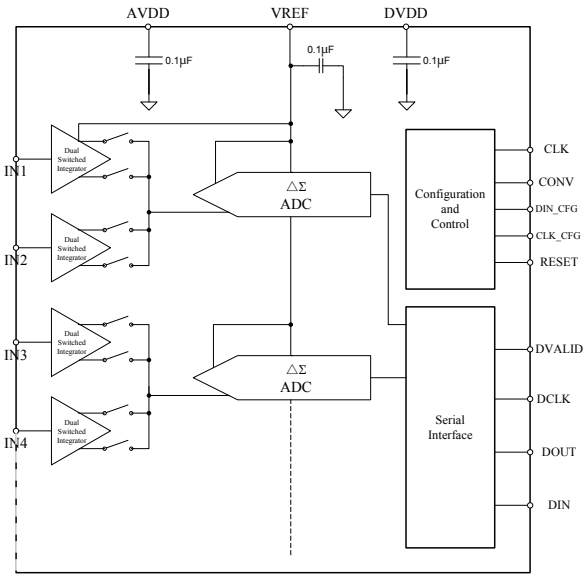


图 8. DDC232 弱电流读出芯片原理图

图 9. 数据采集的 Labview 程序界面

4. 实验测量

实验装置如图 10 所示，X 射线经 0.5mm 缝宽的准直器照射到 THGEM 探测器上，THGEM 漂移去电场为 1kV/cm，感应区电场为 2.51kV/cm，THGEM 电压大约 400V。图 11 给出了 THGEM 的增益随电压变化的曲线（单通道数据）。图 12 给出了 32 路读出电流的随读出条的空间分布，空间分辨 $\sigma = 1.4$ 条，约为 0.7mm。 实验表明，一维弧型无像差 THGEM X 射线衍射探测器研制成功，并实现 32 路电流读出。目前，由于漂移区的宽度设置过大（2cm），测量到的空间分辨有些偏大。

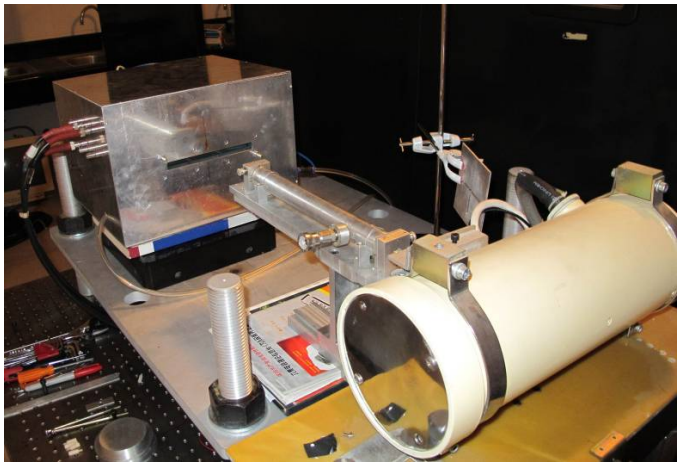


图 10. 实验测量装置

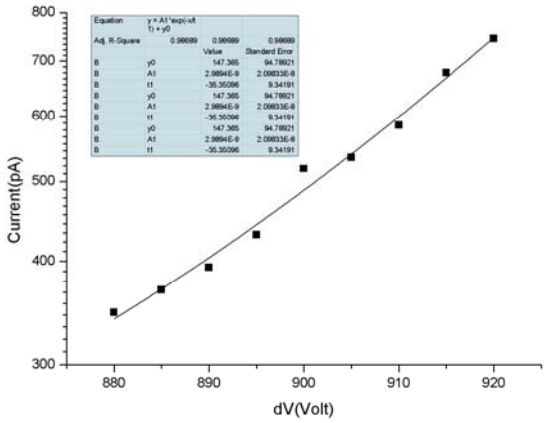


图 11. THGEM 的增益曲线（单通道数据）

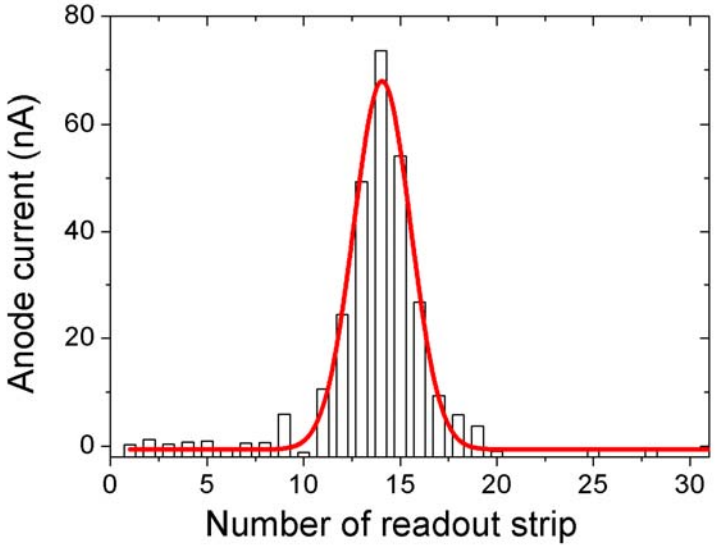


图 12. 电流的空间分布

下一步工作拟改进漂移区为 2mm，提高空间分辨；接入多块 DDC232，实现 128 路电流读出；在同步辐射漫散射站测量衍射图像。

5. 小结

实现了直流读出 THGEM 的 X 射线探测和一维弧形无像差 THGEM X 射线衍射仪研制。

由于 THGEM 探测器有一系列优点，可以用于多种辐射探测场合，弱电流型读出可与脉冲型读出型互补，在周期性和强束流利用累积型读出有一定的应用前景，进一步在同步辐射或 X 射线以及大剂量放射性多路测量方面如束流监测和近靶区弯曲型一维多路测量方面有预期的发展。

参考文献:

[1] A. Breskin et al. Thick Gem-like (THGEM) detectors and their possible applications, Proc. Of the SNIC Symposium on novel detectors, Stanford, Ca-USA, April 2006; article #25; A. Breskin, NIMA598(2009)107

[2] （XEON 合作组）\arXiv:0706.1106v1

[3] COMPASS-RICH2 upgrade proposal

[4] Carel W, E. van Eijk. Neutron PSDs for the next generation of spallation neutron sources. Nucl. Instrum. Meth. A477(2002) 383-390

[5] F.Murtas et al. Nucl. Instr. and Meth. A 617 (2010) 237-241

[6] Andre Orthen et al. J.Synchrotron Rad.(2004). 11, 177-186.

[7] S. Duarte Pinto et al., Spherical gems for parallax-free detectors. IEEE Nuclear Science Symposium 2009 Conference Record pp. 225–230.

[8] LIU Hong-Bang et al., CPC(HEP & NP), 2011, 35(4): 363.

[9] H. B. Liu et al., Nucl. Instrum. Meth. A 659 (2011) 237.

A parallax-error free X-ray Diffractometer based on curved THGEM

LIU Hongbang[1, 2], CHEN Shi[1, 2], ZHENG Yangheng[1], XIE Yigang[1, 3], RUAN Xiangdong[2], Liu Qian[1], WANG Huanhua[3], CHEN Yu[3], TANG Aisong[4], YANG Yadan[4], DONG Yang[4], LI Min[4]

(1. Graduate University of Chinese Academy of Science, Beijing, China, 100049;

2. Guangxi University, Nanning, Guangxi, China, 530004;

3. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China, 100049;

4. Second Academy of China Aerospace Science and Industry CORP., Beijing, China, 100039)

Abstract: THGEM is a new type gaseous detectors with advantages of high count-rate, anti-radiation, high gain and relatively low cost, etc. In this paper, a curved thinner-THGEM with thickness of 200um was fabricated for one-dimensional parallax-error-free X-ray diffraction detector. DDC232 module was used for multi-channel DC read out in case of high synchrotron radiation X-ray intensity. The preliminary experiments show that the detector has a good one-dimensional spatial resolution, basically meet the needs of the synchrotron radiation X-ray diffraction measurements.

Keywords: THGEM; X-ray diffraction; parallax-error free; Synchrotron radiation

暗物质探测双发光晶体技术

孙希磊[1]，吕军光[1]，胡涛[1]，周莉[1]，曹俊[1]，王贻芳[1]，占亮[1]，章爱武[1]，周详[2]，段斯涵[3]，丁雪峰[2]，张坤[1]，王志刚[1]，蔡啸[1]，俞伯祥[1]，方建[1]，谢宇广[1]，高龙[1]，牛顺利[1]，孙丽君[1]

（1．核探测与核电子学国家重点实验室，中国科学院高能物理研究所，北京 100049；2．武汉大学，武汉 430072；3．华中师范大学，武汉 430079）

摘　要：本文在概述暗物质直接探测技术的基础上，提出使用双发光晶体进行暗物质探测的原创方法，晶体掺杂对基质发光没有自吸收，晶体便具有掺杂和基质双发光性质，低温可使晶体基质的发光变强。本文通过考察晶体掺杂间距及能损计算阐明了双发光晶体的核反冲与电子反冲分辨机制，并简要介绍实验测量结果。

关键词：暗物质；核反冲；电子反冲；双发光晶体

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1 引言

星系旋转曲线、星系团引力透镜等大尺度引力效应的观测结果表明宇宙中存在不发光的但具有引力作用的物质类型——暗物质。暗物质假设不光是用来解决星系和星系团观测数据与经典引力定律的不符，它还是大爆炸宇宙学模型上必不可少的部分。依据威尔金森微波各向异性探测器（WMAP）的测量结果，宇宙学模型给出暗物质占当今宇宙质量密度 22.7%的结论。另外修改牛顿引力定律不能解释子弹星系的引力重心与发光物质重心分离的观测结果，所以暗物质概念被广泛认可。

宇宙学模型中要求暗物质有寿命长、温度低、无碰撞的特性，标准模型（SM）中没有一种粒子符合该要求，因此暗物质粒子是超越标准模型的新粒子。弱相互作用大质量粒子（WIMPs）是暗物质的一类候选者。它的质量范围在弱相互作用能标 10GeV-TeV 范围，与 W Z 规范玻色子有树图级相互作用，但是不与胶子和光子有作用。从粒子物理出发，许多设法理解电弱对称破缺机制的所谓超出标准模型的新物理理论都提供了这样的 WIMPs 粒子，比如超对称理论中最轻的超对称粒子 Neutralino，额外维理论中最轻 KK 粒子等。此外，WIMPs 可以自然的在宇宙早期热产生，其在今天的贡献如同宇宙微波背景一样只是宇宙温度下降的热遗迹，所以 WIMPs 暗物质模型得到广泛的关注。

作为宇宙演化热余烬密度的 WIMPs 粒子 X，必定要湮灭到其它粒子。假定这些其它粒子是 SM 粒子，湮灭反应 X X→SM SM 表明暗物质粒子也可以在普通物质上散射 X SM→X SM，反冲 SM 粒子可以被探测器捕获，这就是 WIMPs 直接探测的机制。考虑散射截面为 $O(10^{-43})\mathrm{cm}^2$，地球附近的暗物质密度约为 $0.3\mathrm{GeV/cm}^3$ 和平均速度约为 220km/s，则散射事例率约为 0.1events/kg•day，反冲核的能量最高约 100keV，并且散射概率指数分布，反冲能越低概率越高。另一方面，由于电子质量远小于 WIMPs，反冲所获得能量很小，在 ev 量级难以测量，因此可探测

作者简介：孙希磊（1980－），男，山东安丘人，理学博士，研究方向为暗物质探测实验。

的只能是核反冲信号。这样β、γ产生的电子反冲信号就是本底，需要排除。排除无处不在的电子反冲本底是暗物质直接探测的基本要求，也是最大挑战。

反冲核能够激发电离、闪烁光、声子信号，可以通过两相测量技术实现对电子反冲本底的排除，典型技术有：电离-声子两相测量（CDMS、Edelweiss 实验）、电离-闪烁光两相测量（XENON、Zeplin、WarP、ArDM、上海交大PandaX 实验）、闪烁光-声子两相测量（CRESST、Rosebud 实验）。采用两相测量技术的实验，本底排除能力强，但是技术复杂。只测量电离或者闪烁光的实验主要有：测量低阈值电离信号的高纯锗实验（Majorana、Genius、GEDEON、清华大学 CDEX），测量闪烁光的晶体实验（DAMA、LIBRA、ANAIS、KIMS），技术相对简单，但是对β、γ本底的鉴别能力弱。探寻一种既具有强的电子反冲本底排除能力，技术上又容易实现的探测方法是摆在探测器设计者面前极具挑战性的课题。

本文基于 CsI(Na)晶体的研究工作，提出了一项新的探测技术——双发光晶体技术。本文将在阐述双发光晶体概念的基础上，阐明其核反冲电子反冲分辨机制，最后介绍实验测量结果。

2 双发光晶体

2.1 CsI(Na)晶体的性质

CsI(Na)晶体具有独特双发光机制，可以很好的用来进行核反冲与电子反冲的分辨[1]。高电离密度的反冲核，射程短，激发的闪烁光以溶剂纯 CsI 的发光为主；反冲电子的电离密度低，射程长，激发以掺杂 Na 离子参与的发光为主。纯 CsI 的发光与掺 Na 的发光，波形明显不同，可以使用脉冲波形分辨（PSD）技术将两者区分开，从而实现粒子鉴别。由此特例推广到一般情况，提出了双发光晶体的概念。

2.2 双发光晶体的概念

在粒子物理探测技术中，固体无机闪烁晶体作为探测灵敏材料，占有重要的地位，通常按照化学元素成分可分为五大类，又可按照有无掺入发光杂质分为掺杂和非掺杂晶体。如图 1 所示，可按照晶体的发光机制，将晶体分为三类：

- 基质发光晶体：CsI,NaI,CeF_3,BaF_2等，这类晶体发光在常温下效率不高，但具有负温度系数，低温下发光变强，纯CsI、NaI至液氮温度光产额达5-8万光子/MeV，且发光效率正比于电离密度。
- 掺杂发光晶体：NaI:Tl, CsI:Tl, CaF_2:Eu, Lu_2SiO_5:Ce等，Tl及稀土原子可提高晶体发光效率，但通常会吸收掉基质发光。
- 双发光晶体：晶体掺杂对基质发光没有自吸收，便具有基质和掺杂双发光机制，此类晶体称为双发光晶体，目前已知的有CsI:Na,低温CsI:Tl,NaI:Eu三种，基质发光可以透出晶体，从而具有基质和掺杂两种发光。

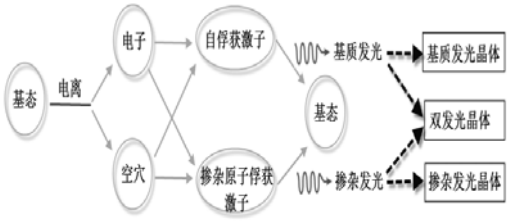


图 1.晶体发光机制及分类示意图

双发光晶体的关键是需要适当选择活性掺杂原子，使得其吸收谱与基质发射谱错位，使基质闪烁光能在晶体中传播。以往晶体掺杂设计是瞄准提高光产额的目标，在双发光晶体的概念提出后，晶体的设计方向应该重新考虑。晶体的双发光性能可用于核反冲与电子反冲的分辨，通过考察0-100keV

反冲核与电子的能损区别，可以阐明双发光晶体的核反冲与电子反冲分辨机制。

2.3 双发光晶体的粒子分辨机制

中子、暗物质粒子与靶物质原子核弹性散射，形成反冲核，电子、gamma与靶物质中的电子相互作用形成反冲电子，两者在物质中穿行时能量损失的方式是有区别的。

反冲核的能损形式，一部分是用于靶原子核做反冲运动的能量，用核阻止本领来表示。若原子核只是振动，没有脱离原位置，即为声子；如被打离原位置，则形成二次反冲核。另一部分是用来激发或电离靶原子核外电子的能量，可以用电子阻止本领来表示。由于电子质量远小于反冲核，形成具有较大动能的二次反冲电子的概率很低。可以近似地认为这两种能量损失过程是独立的，即反冲核在单位路径上的总能量损失为两者之和。

反冲电子的能损形式，一部分为电离能损，用来激发或电离靶原子核外电子的能量，被电离出的二次电子可能具有较大动能而形成二次电离。一部分为辐射能损，电子在原子核电场里做加速运动时的电磁辐射能量。

0-100keV能区的能损计算，电子主要考虑电离能损，辐射能损可忽略不计；反冲核的能损，核阻止与电子阻止两方面都要考虑。利用计算机软件ESTAR与SRIM可方便的计算反冲电子与反冲核的能损数据。以反冲Cs核与电子在CsI中比较为例，结果表明反冲核的能损密度比电子能损密度高1-3个量级，如图2所示。能损密度的不同决定了作用尺度的不同，以100keV的Cs核与电子比较，反冲核的平均射程约500Å，电子的平均射程为600000Å。只有电离能损对发光有贡献，反冲核有较大一部分能量以声子的形式损耗，这导致反冲核的发光淬灭现象。考虑电离能损密度在10-100keV能区，反冲核要比电子的高1-2个量级，在小于10keV时，两者电离能损密度差别逐渐变小，而总能损密度差别依然在1个量级以上。晶格常数一般是4-5Å，掺杂原子间距以0.02%计为70-80Å，这导致小作用尺度的反冲核激发掺杂原子的概率是很低的。作用尺度、晶体结构及电离密度的不同，决定了反冲核与电子在双发光晶体中发光机制的不同，作用尺度小而高电离密度高的反冲核以基质的发光为主导，作用尺度大而电离密度低的电子以掺杂发光为主导，这就是双发光晶体的粒子分辨机制。

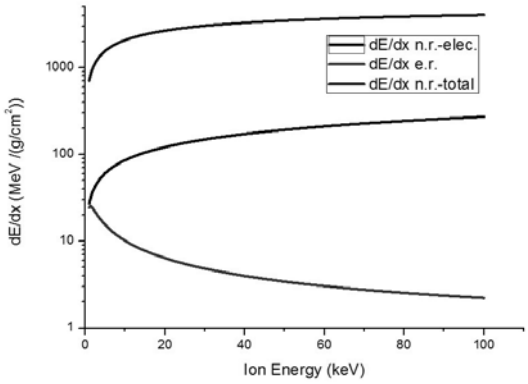


图 2.CsI 晶体中反冲核与电子能损密度比较，上线为反冲 Cs 核总的能损密度，中线为反冲核的电离能损密度，下线为电子的能损密度。

2.4 双发光晶体技术特点

双发光晶体技术是对传统晶体技术的突破，最突出的特点是以单相测量技术实现了强本底排斥能力。双发光存在波形与波长的双重差别，与只有波形差别的液化惰性气体相比更有利于实现电子反冲本底的排除，有望克服无机晶体放射性本底残留大的难题。同时保留了晶体探测器的价格、密度、稳定性、规模等优势，易于建造较大规模探测器进行年调制信号的观测。低温可以提高基质的发光强度，有望改善脉冲波形分辨（PSD）技术的高阈值问题。

3 实验进展

双发光晶体是一个新概念，目前已知具有双发

光性能的晶体很有限，探寻工作正在开展。下面简要介绍一下CsI(Na)及CsI(Tl)晶体的低温实验结果。低温实验采用的是耐低温光电倍增管（PMT）及液氮制冷恒温实验箱，实验温度从常温到-120℃，晶体为边长2.5cm的立方结构，六面抛光。激发源使用0.2μCi活度的^{60}Co gamma源，和0.1μCi活度的^{239}Pu alpha源。使用采样率为2GS/s的FADC记录波形数据，存储长度为10μs。离线提取能谱上全能峰位处的50幅波形叠加为波形轮廓图，作为波形分辨的样本。

3.1 CsI(Na)晶体

实验结果表明，适当低温可提高波形分辨能力，同时提高基质发光的光产额。CsI(Na)晶体的两种发光随着温度的降低呈现不同的变化趋势，gamma 激发的掺杂发光随着温度的降低，上升和衰减时间都变慢，幅度降低，-100℃时的幅度积分为 25℃时的 45%；alpha 激发的基质发光，保持快前沿，幅度增大，衰减时间变慢，-100℃时的幅度积分为 25℃时的 6.5 倍，如图 3 所示。两种波形的分辨能力随着温度降低而变强，到-100℃附近时分辨能力最好，温度再降低，因为掺杂发光光产额的降低分辨能力反而变差，如图 4 所示。

3.2 低温 CsI(Tl)晶体

常温下基质纯 CsI 的发光波长峰位在 300nm，无法透出晶体，因此表现不出双发光性能[2]。随着温度的降低，纯 CsI 的发光波长峰位向 340nm 移动[3]，超过 320nm 部分可透出晶体，从而表现出双发光性能。实验结果表明，随着温度的降低波形分辨能力先变逐渐变差，在-100℃附近开始变强，到-120℃附近时最好，然后又开始变差，如图 4 所示。变强是由于光谱移动，双发光性能出现造成的，温度过低同样由于掺杂发光的减弱造成波形分辨变差。由于基质发光不会完全透出晶体，因此其波形分辨能力没有 CsI(Na)强。

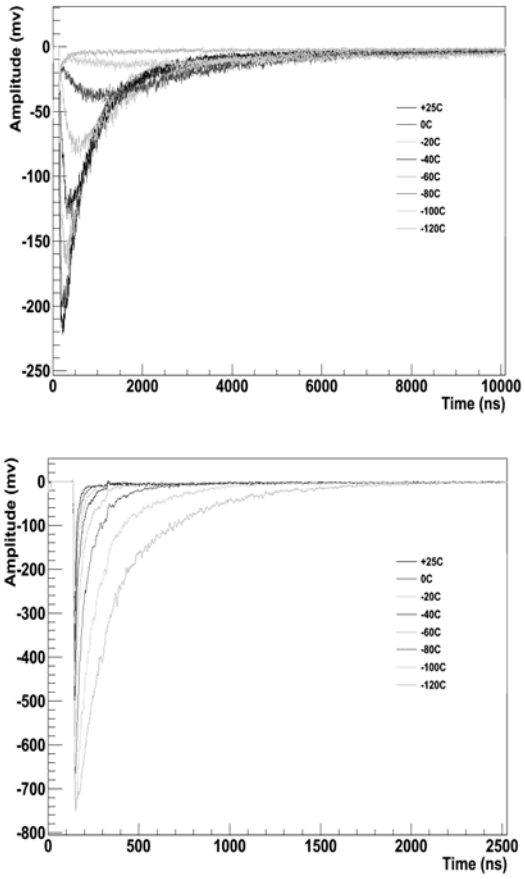


图 3. CsI(Na)晶体的两种发光波形随温度的变化，上图为 gamma 激发的掺杂发光，下图为 alpha 激发的基质发光。

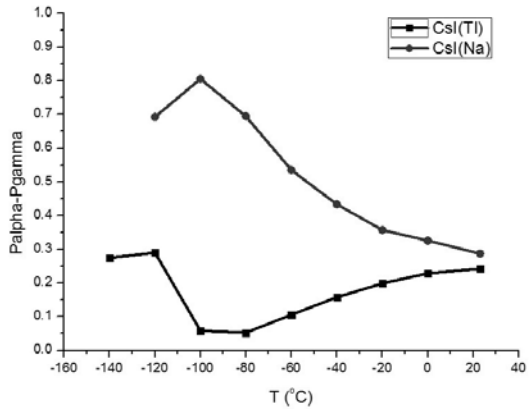


图 4.波形分开程度随温度的变化

3.3 NaI(Eu)晶体

如图5所示，NaI(Tl)晶体在300nm附近有一个吸收峰，正好与基质纯NaI的发射谱重叠，所以不会有双发光性能。而NaI(Eu)晶体在300nm附近有一个透明窗口[4]，可使纯NaI的发光透出，从而具备双发光晶体的必要条件。由于该晶体不是常用晶体，晶体生长工作正在进行，实验测量工作会随后开展。

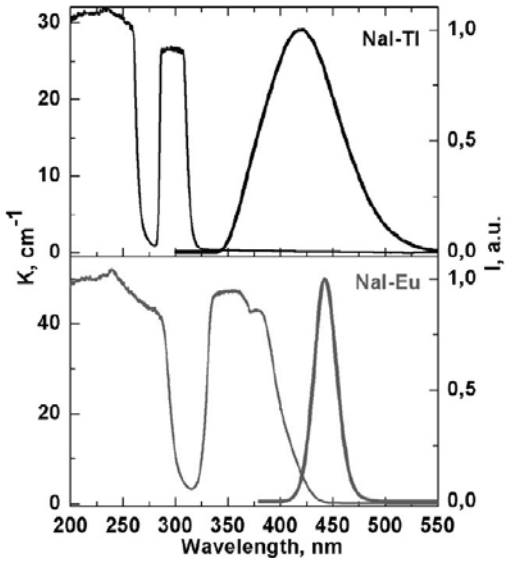


图 5. NaI(Tl)及 NaI(Eu)晶体的吸收发射谱[4]

4 讨论

通常晶体掺杂设计都是以高光产额为目标，没有针对双发光性能的研发，该技术的提出为晶体设计提供了新的方向。掺杂金属卤化物晶体反冲核与反冲电子发光的不同起源于激子复合过程的不同。相比于有机闪烁体基于能级跃迁的发光机制而言，晶体周期结构引起的电子能带结构使得无机闪烁晶体的发光机制相对复杂，目前还没有明晰的量子化学模型。如何正确构造各种发光中心以及发光中心和电子形成激子的构型，准确计算绝热势能曲面是晶体量子化学需要进一步研究的问题。

作为暗物质探测的副产品，双发光晶体技术的另一个可能的应用是中子探测。中子探测的关键是排除伴随γ的本底，在晶体表面或者内部掺入中子俘获材料，利用A（n, α）B反应，将中子转化为α粒子，利用双发光晶体的α/γ分辨能力，可将γ本底排除掉。

5 结论

本文提出了暗物质直接探测的双发光晶体技术，并阐明了其核反冲与电子反冲的分辨机制。该技术以强的粒子分辨能力实现了对本底的有效控制，是对传统晶体技术的突破，对现有晶体的低温实验初步验证了该技术的原理可行性。

参考文献:

[1] Xilei Sun, Junguang Lu, Tao Hu, et al, Neutron-gamma discrimination of CsI(Na) crystals for dark matter searches [J], Nucl. Instr. and Meth. A, 642 (2011): 52–58

[2] SUN Xi-Lei, LU Jun-Guang, HU Tao, et al, Fast light of CsI(Na) crystals [J], CPC(HEP & NP), 2011, 35(12): 1130-1133

[3] H.Nishimura, et al, Origin of the 4.1-eV luminescence in pure CsI scintillator [J], Physical Review B, Vol. 51, Num. 4, JANU 1995: 2167-2172

[4] Natalia V. Shiran, et al, Eu Doped and Eu, Tl Co-Doped NaI Scintillators [J], IEEE Transactions on Nuclear Science, VOL. 57, NO. 3, JUNE 2010: 1233-1235

Technology of dual light-emitting crystals for dark matter searches

Sun Xi-lei[1], Lu Jun-guang[1], Hu Tao[1], Zhou Li[1], Cao Jun[1], Wang Yi-fang[1], Zhan Liang[1], Zhang Ai-wu[1], Zhou Xiang[2], Duan Si-han[3], Ding Xue-feng[2], Zhang Kun[1], Wang Zhi-gang[1], Cai Xiao[1], Yu Bo-xiang[1], Fang Jian[1], Xie Yu-guang[1], Gao Long[1], Niu Shun-li[1]

（1．State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Institute of High Energy Physics, Beijing 100049，China；

2．WuHan University,Wuhan 430072，China；

3．HuaZhong Normal University,Wuhan 430079，China）

Abstract: This paper proposes the use of dual light-emitting crystals for dark matter detection, on the basis of an overview of the dark matter direct detection technologies. This paper clarifies the identification of the nuclear recoil and electronic recoil mechanism by the energy loss calculation, and briefly describes the experimental results.

Key words: dark matter; nuclear recoil; electronic recoil; dual-light-emitting crystal

大亚湾中微子实验 Gd-LS 的衰减长度测量

高龙[1,2,3]，俞伯祥[1,2]，丁雅韵[1,2]，周莉[1,2]

(1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049；
3. 中国科学院研究生院，北京 100049)

摘　要：测量了 Gd-LS 和其它几种样品的衰减长度，其中 Gd-LS、LS、LAB 大量用于大亚湾中微子实验。对比了三种用来纯化直链烷基苯（LAB）的纯化方法。提出了一种基于比尔-朗伯定律的方法来检验实验装置的可靠性和测量系统误差。讨论了可能影响衰减长度测量的若干因素。

关键词：衰减长度；Gd-LS；比尔-朗伯定律

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1 引言

液体闪烁体（LS）广泛用于各类中微子实验，其中直链烷基苯（LAB）是其重要组成部分。Palo Verde 中微子实验和 CHOOZ 中微子实验都把 LAB 作为液体闪烁体的溶剂。大亚湾中微子实验用新的配方和生产工艺来提高 Gd-LS 的性能[1,2]。在研制 Gd-LS 的过程中使用了一种以异壬酸为配位体的固体复合物。2007 年，在一个原型探测器上测试了 800 升合成的 Gd-LS(1g/L Gd)，并进行了长期的稳定性测试和高温老化实验。结果表明 Gd-LS 的性能能够满足大亚湾中微子实验中对中微子混合角 θ_{13} 的测量要求[3]。

实验装置如图 1 所示，以示波器和 LabView[4] 程序作为信号获取和处理工具使得实验装置容易搭建，其中 LabView 程序能够动态地扣除实验信号中的本底。实验中使用了高精度的示波器、稳定的高压电源(HVPS)和脉冲产生器来提高测量系统的稳定性和实验精度，实验发现外围电子设备的稳定性对测量结果的误差有较大的影响。由于没有一种衰减长度确定的样品用来检测测量装置的可靠性，就需要想办法进行间接检测，本文提出了一种基于比尔-朗伯定律的方法来测量系统误差和研究该测量系统的可靠性。中微子通过 Gd-LS 产生的闪烁光的波长约为 430nm，闪烁光在到达探测器中的 PMT 之前会有一定的衰减，Gd-LS 的衰减长度测量有助于准确计算出闪烁光的原始光强。

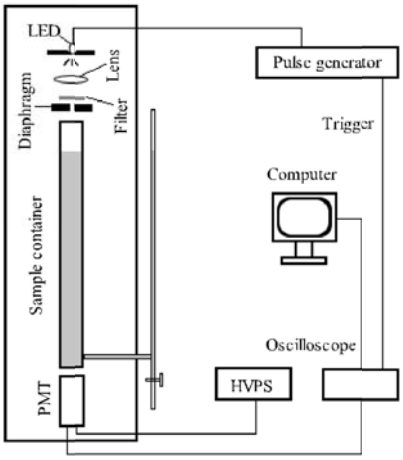


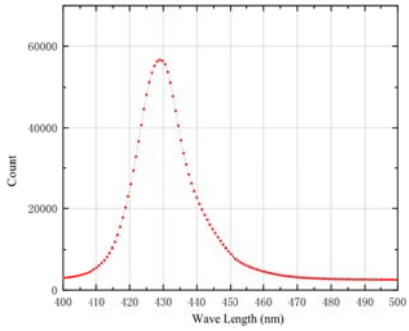
图 1 实验装置

2 实验装置

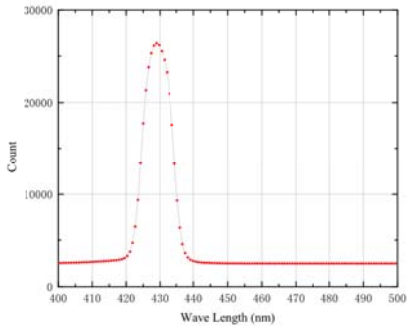
该实验装置中除了电子设备，其它部分置于暗室中。该实验用中心波长为 430nm 的发光二极管（LED）作为光源，LED 紧贴一个小孔成为点光源，光在通过一个透镜后聚焦到滤光片和圆孔光阑上。

作者简介：高龙（1988-），男，硕博在读，研究方向：探测器物理。

随后，光变成极细的光束，其直径约为 2mm，通过仔细的调节可以使该光束在样品管上端和下端的直径差异很小。实验中脉冲发生器的脉冲宽度设为 4.6μs，光电倍增管（PMT：XP2020）[5]上的高压设为 1500V。在实验装置中样品容器是一根长度约为一米的圆柱形不锈钢管，容量约为一升。事实上样品对光的衰减长度随着光波波长而变化[6]，为了得到精确的测量结果，实验中使用了一个滤光片来减少 LED 光的非单色性带来的影响和一个孔径光阑来使光束变得细且平行。图 2（a）为 LED 光通过滤光片前的光谱，图 2（b）为 LED 光通过滤光片后的光谱。



(a)



(b)

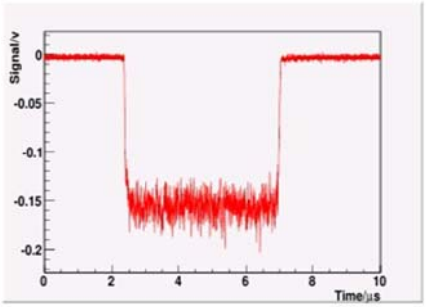
图 2 LED 发光光谱比较：（a）原始光谱 (b)通过滤光片后的光谱

3 实验结果

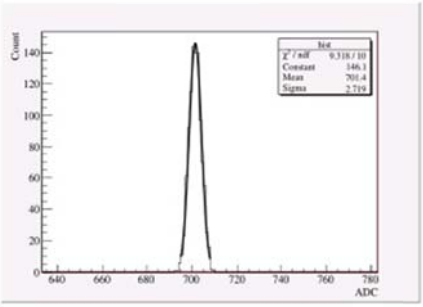
在物理上衰减长度或吸收长度定义为一个粒子在一种物质中通过一段距离（λ）后未被吸收的可能性变为 1/e 时该距离的长度。对于一束粒子而言，衰减长度被定义为该粒子束在一种物质中通过一段距离后未被吸收的粒子数降到 1/e 时（或者说约 63%的粒子消失了）该距离的长度。在本实验中，这些粒子束为 LED 产生的光子。光束的光强在通过样品前后的关系可以用公式 1 来表示。

$$I = I_0 e^{-x/\lambda} \qquad (1)$$

其中，I 为光束通过样品后的光强，I0 为光束通过样品前的光强，x 为光束通过样品的厚度，λ 为衰减长度。实验中所使用的 LabView 程序每分钟大约能处理 300 个来自示波器的波形数据，每个波形由一万个数据点组成，示波器与电脑通过网线连接。波形的积分面积就是光束通过样品后的光强大小。LabView 程序能够从波形两端计算出信号背景并从积分结果中扣除。对于光束的光强，其随机性服从高斯分布，通过对 3000 次采样的直方图统计分析后可以得到精确的光强大小。样品在容器中的高度不同，可以得到对应的光强大小，用衰减长度定义公式拟合后可以得到该样品的光衰减长度。测量一个样品大约需要 5 个小时。实验表明测量系统在很好地调节后其测量精度能够达到 0.4%。



（a）



（b）

图 3 （a）PMT 的信号 (b)直方图的高斯拟合

3.1 Gd-LS 的衰减长度测量

实验中测量了三种样品：LAB、LS 和 Gd-LS 的衰减长度，它们都被用于大亚湾中微子实验。除了 LAB 之外，还有羧酸、氯化钆、PPO 和 bis-MSB 用于合成 Gd-LS。用这种配方合成的 Gd-LS 有较长的衰减长度、较高的光产额和长时间的稳定性。

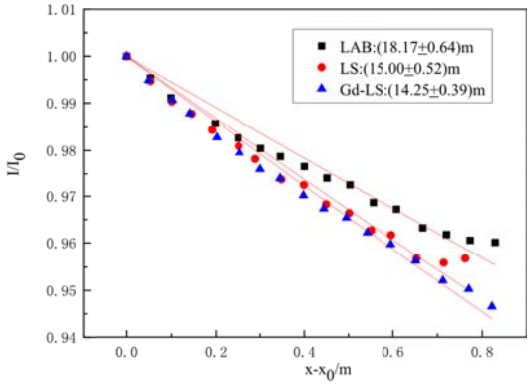


图 4 三种样品的衰减长度

装置外侧有一个与样品容器相连的细玻璃管，通过旁边的直尺可以读出样品液面的位置。另外光束通过样品后的光强可以用 ROOT 程序对直方图数据进行拟合得到。选择一个测量点作为参考点，用公式 1 进行拟合就可以得到样品的衰减长度。如图 4 所示，Gd-LS 的测量结果为 14.25m。

3.2 LAB 纯化方法研究

在大亚湾中微子实验二期工程中，中心探测器将会更大，PMT 也将会放置在每个探测器的容器壁上用来探测中微子穿过探测器中的 Gd-LS 时产生的闪烁光。如果 Gd-LS 的衰减长度很短，到达 PMT 的闪烁光将会因太弱而无法被探测到，这就需要对合成液体闪烁体的基本原料 LAB 进行纯化。实验中对商业上购买的 LAB 分别用真空蒸馏、Al_2O_3、硅胶柱纯化法进行了纯化。如图 5 所示，Al_2O_3 的纯化效果最好。

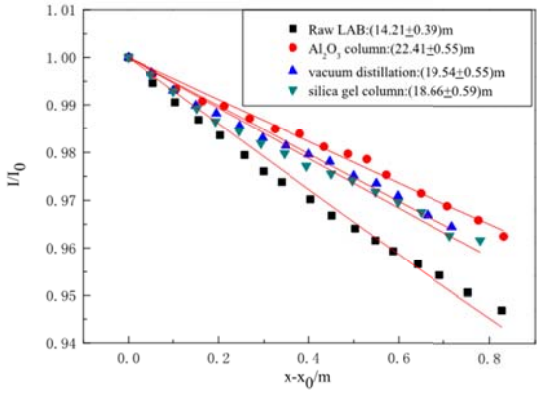
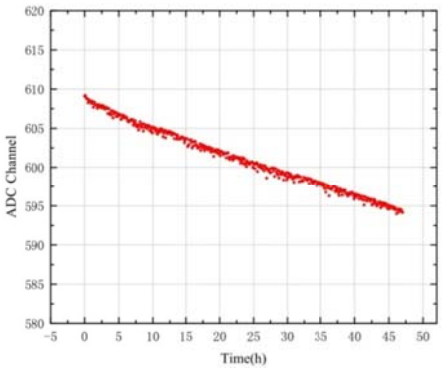


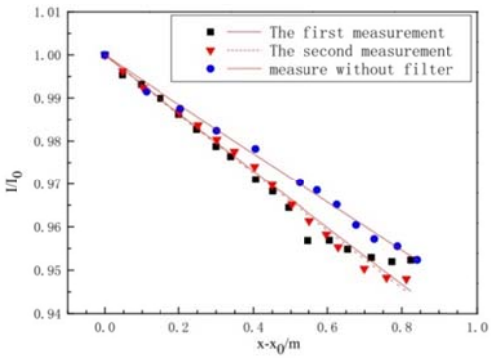
图 5 不同纯化 LAB 方法的比较

3.3 稳定性测试

如图 6(a)所示，PMT 信号的变化在 48 小时内少于 2.5%，测量一个样品大概需要 5 个小时，期间的变化应少于 0.3%。由此可见，系统的稳定性对测量结果造成的影响很小。图 6（a）中下降趋势可以理解为光束长期照在 PMT 光阴极的同一点上对其造成的暂时的可恢复的老化。



(a)PMT 信号稳定性测试



（b）LAB 重复测量和有无滤光片对比

图 6 PMT 信号的稳定性

在实验中，我们对同种 LAB 进行了两次测量，在图 6（b）中，第一次测量结果为 14.62±0.48m，第二次测量结果为 14.38±0.31m。这表明整个测量系统是稳定的。但当拿掉滤光片后，衰减长度变为 17.22±0.36。这说明 LED 的发光光谱宽度会对测量结果造成影响，且宽度变宽，测量结果会变大。实验中通过使用滤光片来使 LED 所发光的光谱变窄，从而使测量结果更准确。

3.4 精确度和系统误差研究

本文提出一种基于比尔-朗伯定律的方法来研究实验装置的可靠性。比尔-朗伯定律[7]描述吸光物质的吸光度和其浓度之间的线性关系，具体形式为：

$$A = -\log(I / I_0) = \varepsilon x c \qquad (2)$$

其中 A 为吸光度，ε 为随波长变化的吸收系数，I 为光束通过样品后的光强，I0 为光束通过样品前的光强。 x 为光束通过样品的厚度，c 为样品的浓度。比尔-朗伯定律的使用需要满足几个条件。例如：确保样品的浓度低于 0.01M，确保入射光束平行和有良好的单色性，确保样品的化学平衡和浓度恒定。如果其中任何一个条件得不到满足，在应用比尔-朗伯定律的过程中就会出现偏差[8]。

实验装置的精确度可以通过测量标准样品的衰减长度和对多个不同浓度样品的测量结果应用比尔-朗伯定律来得到。本实验所用的标准样品为以 0.05mol/L 的 KOH 为溶剂的 $K_2Cr_2O_7$ 溶液。公式 3 可以通过比尔-朗伯定律和衰减长度的定义式得到，可以看出，$1/\lambda$ 与样品的浓度(C)成正比。

$$\frac{1}{\lambda} = \varepsilon \ln(10) c \qquad (3)$$

比尔-朗伯定律没有对样品浓度下限的限制，但当浓度过低时，由于测量系统达到或接近其测量极限或光强测量的信噪比（PMT 的噪声、光子噪声、光源涨落）过低，吸光度的测量误差会很大。公式 3 可直接用来拟合实验数据。如图 7 所示，$1/\lambda$ 与浓度间的线性相关系数（ρ）为 0.9995，这表明整个实验装置在测量样品的衰减长度时有较高的精确度。

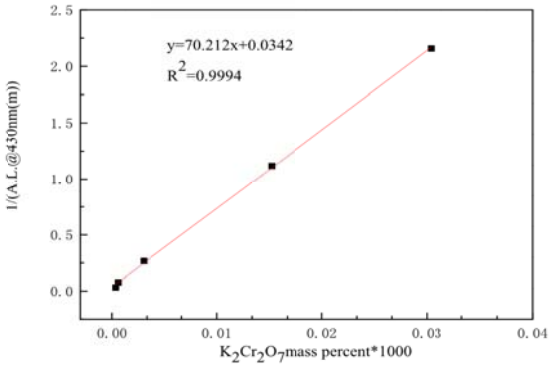


图 7 对标准样品的测量结果应用朗伯-比尔定律

以下公式可以用来计算系统误差：

$$\sigma(\hat{a}) / \hat{a} = \sqrt{[(1/\rho)^2 - 1] / (n-2)} \times 100\% \qquad (4)$$

其中 n=5。将 n 和 ρ 代入公式 4 可以得到 $\sigma(\hat{a}) / \hat{a}$=1.12%。$\lambda$ 的标准偏差可以用误差传播公式和公式 4 计算得到。$\sigma(\lambda)/\lambda = \sigma(\hat{a})/\hat{a} = 1.12\%$。这直接反映了实验中衰减长度测量的系统误差，它可用于修正 Gd-LS 和其它样品的测量结果。表 1 列出了实验中测量过的样品的衰减长度，对于 $K_2Cr_2O_7$ 溶液，其浓度单位为质量百分比。

表 1 一些样品的衰减长度

Samples	Attention length(λ)/m
LAB	18.17±0.64
LS	15.00±0.52
Gd-LS	14.25±0.39
Alcohol	16.94±0.26
0.0365%$K_2Cr_2O_7$	30.72±0.58
0.0611%$K_2Cr_2O_7$	12.89±0.25
0.304%$K_2Cr_2O_7$	3.75±0.07
1.52%$K_2Cr_2O_7$	0.89±0.01
3.04%$K_2Cr_2O_7$	0.46±0.01

4 结论

在可靠的测量装置上精确测量了 Gd-LS 和其它几种样品的衰减长度，其中 Gd-LS 的衰减长度为 14.25m，它是大亚湾中微子实验中的一个 Monte Carlo 参数。另外对比研究了几种用来纯化 LAB 的方法，结果表明 Al2O3 有最好的纯化效果。在实验中用 LabView 程序来获取和处理信号，整个测量系统的精确度为 0.4%。滤光片能使 LED 的发光光谱变窄，这使测量结果更准确。此外，提出一种基于比尔-朗伯定律的方法来研究实验装置的可靠性、精确度和系统误差，并用系统误差修正了所有样品的测量结果。

参考文献：

[1]Yayun Ding, Zhiyong Zhang, Jinchang Liu et al., Nucl. Instrum. Methods A, 2008, 584: 238-243

[2] Yayun Ding, Zhiyong Zhang, Pengju Zhou et al., Journal of Rare Earths, 2007, 25: 310-313

[3] WANG Yi-Fang,Physics, 2007, 36: 207-214

[4]Rahman Jamal, Nucl. Instrum. Methods A, 1994, 352: 438-441

[5] M. Moszynski, Nucl. Instrum. Methods A, 1993, 324: 269-275

[6] LIU Jin-Chang, LI Zu-Hao, YANG Chang-Gen et al., CPC(HEP&NP), 2007, 31: 76-79

[7] F. Baldini, A. Giannetti, Optical Sensing and Spectroscopy, 2005, 5826: 485-499

[8] YIN Hai-qing, Education Scienc, 2004, 5: 63-66

Attenuation length measurements of gadolinium-loaded liquid scintillator for Daya Bay Neutrino Experiment

GAO Long[1,2,3], YU Bo-Xiang[1,2], DING Ya-Yun[1,2], ZHOU Li[1,2]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049, China;

2. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049;

3. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The gadolinium-loaded liquid scintillator(Gd-LS) and LS are vast used in Daya Bay Neutrino Experiment. In this work, the attenuation lengths of Gd-LS and other several samples were measured. Three purification methods for Linear Alkyl Benzene(LAB) production were compared. Based on the Beer-Lambert law, one method was proposed to investigate the reliability and to measure the system error of this experiment. The factors which may affect the attenuation length of samples have also been discussed.

Keywords: attenuation length; gadolinium-loaded liquid scintillator(Gd-LS); Beer-Lambert law

单管宽量程剂量仪关键技术分析

刘志强，马红光，韩海涛

（第二炮兵工程大学，西安，710025）

摘　要：分析了基于 Time-to-Count 的单管宽量程剂量仪的关键技术，认为高压加载技术、脉冲检测技术、等待时间测量技术及测量数据处理技术是该类剂量仪的关键技术。在解决这些关键技术的基础上，采用国产 J305 计数管研制了宽量程剂量仪样机，通过实验测试，在未对起坪电压时刻误差及脉冲信号检测延时误差修正的情况下，该剂量仪对 0.6Gy/h 以下剂量率线性响应良好，其探测上限超过 5Gy/h。解决单管宽量程剂量仪关键技术后，J305 计数管的线性范围与探测上限均提高了 100 倍以上，而且对起坪电压时刻误差及脉冲信号检测延时误差修正后，剂量仪的线性范围还能进一步提升。

关键词：宽量程；GM 计数管；Time-to-Count

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

GM 计数管结构简单、输出脉冲幅度大，广泛应用于辐射探测领域。通常 GM 计数管会受到死时间及恢复时间的影响，其线性范围与探测上限均受到限制[1]。为了实现宽量程探测，通常采用两支 GM 计数管配合工作，其中一支用于低量程，另一支用于高量程[2]。上世纪 90 年代开始，人们研究 Time-to-Count 技术实现 GM 计数管的量程拓展。该技术的主要优点是测量范围及线性范围宽，且能大大延长 GM 计数管的使用寿命。本文将分析基于 Time-to-Count 技术的单管宽量程剂量仪关键技术，在此基础上采用国产 J305 计数管研制了单管宽量程剂量仪样机，并对剂量仪进行了实验测试，结果表明，解决单管宽量程剂量仪关键技术后，J305 计数管的测量线性范围与探测上限均扩展了 100 倍以上。

1　Time-to-Count 原理

与普通脉冲计数法不同，Time-to-Count 技术通过测量等待时间，并求其平均值来估计剂量率的[1]。采用该技术的剂量仪工作时序是：当有粒子入射时，仪器检测到放电脉冲后立刻降低 GM 计数管两端电压至起坪电压以下，经过一段时间 Td 后，待计数管放电所产生的带电粒子全部飘移至计数管两电极后，立刻升高 GM 计数管两端电压至工作电压并开始计时，当有下一个粒子入射时停止计时，并降低 GM 计数管两端电压，……，如此往复[1,3]。工作过程中电压曲线如图 1 所示。

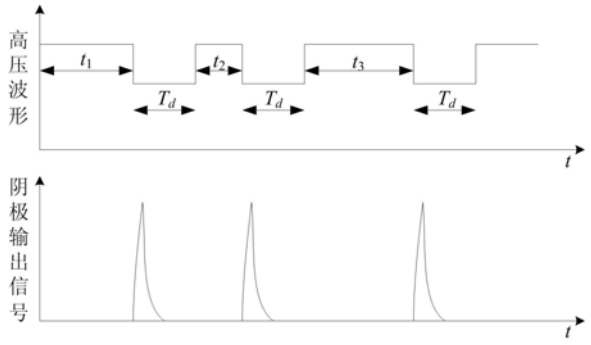


图 1　GM 计数管工作波形

根据文献[1]研究结果，等待时间 t_i 服从负指数分布，且剂量率反比于等待时间 t_i 的平均值，与 T_d

作者简介：刘志强（1979－），男，四川崇州人，讲师，博士，研究方向：信号处理、电子对抗。

无关。

2 关键技术分析

由 Time-to-Count 的基本原理可知，欲正确估计剂量率，必须正确测量等待时间 t_i。根据对该技术的研究，认为以下几个因素将影响等待时间 t_i 的测量，对这些因素的处理是正确运用该技术的关键。

2.1 高压加载技术

图 1 所绘制的波形为理想波形，在实际电路中，由于分布参数及其它因素的影响，加到 GM 计数管两端的高压不会突变，其波形如图 2 所示。

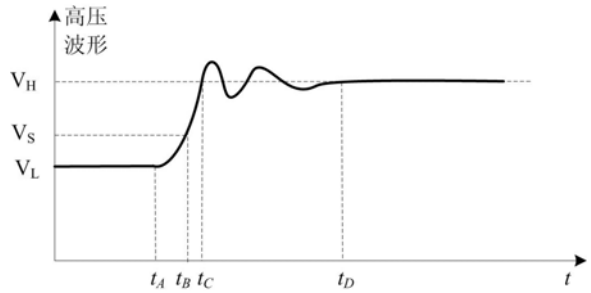


图 2 实际工作电压波形

当有粒子入射后，高压降低到起坪电压 V_S 以下的 V_L；经过 T_d 时间后，高压于 t_A 时刻开始上升，到达 t_B 时刻达到起坪电压 V_S；t_C 时刻高压达到工作电压 V_H；之后，高压会出现多次振荡，在 t_D 时刻基本稳定于工作电压 V_H。在实际电路中，对等待时间的测量往往是从 t_A 开始的。根据 GM 计数管在同等条件下计数率与所加电压的关系可知：在 t_A~t_B 段，由于电压未达到起坪电压，即使有粒子入射也不会产生雪崩放电现象，后续电路无法判断是否有粒子入射；在 t_B~t_C 段，电压超过起坪电压，有粒子入射产生放电现象时后续电路能够正确判断；在 t_C 段以后，虽然电压作了多次波动，但同样能判断是否有粒子入射。也就是说，实际测量的等待时间中 t_A~t_B（称为起坪电压时刻误差）是多余的，应当扣除，但通常这段时间难以准确测定，扣除难度较大，对于 t_B~t_D 段，虽然 GM 计数管能探测到粒子，但由于电压不固定，在同等剂量率下，其产生输出脉冲的概率不同。所以，即使计时从 t_B 时刻开始，所测得的等待时间平均值与剂量率之间也不会是严格的反比关系。不管计时从 t_A 开始还是从 t_B 开始，只有当剂量率较低时，剂量率与平均等待时间之间才较好地满足反比关系。因此高压加载时应尽量缩短 t_A~ t_C 的时间，并尽量减少 t_C~t_D 时间内电压波动幅度。

2.2 脉冲检测技术

GM 计数管产生雪崩放电需要一定的时间，通常在 μs 量级，其实际输出信号如图 3 所示：

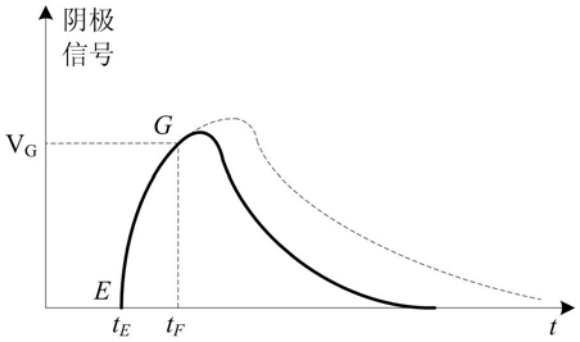


图 3 阴极输出实际波形

图 3 中，当有粒子在 t_E 时刻射入 GM 计数管时，GM 计数管开始产生雪崩放电，阴极输出电压沿曲线 *EG* 上升，如果不降低 GM 计数管高压，阴极输出电压将继续沿虚线上升，最后再缓慢降低到零，整个过程就是 GM 计数管的放电与猝熄过程。在 Time-to-Count 技术中，当阴极输出电压达到检测门限电压 V_G 时，突然降低高压，阴极输出电压波形将按实线变化。可以看出，实际粒子入射时刻为 t_E，但测量时认为粒子入射时刻为 t_F，由此将会引入 t_F-t_E 的时间误差（称为脉冲检测延时误差）。所以电路设计中应降低检测门限，以降低脉冲检测延时误差，提高剂量仪响应线性度。降低检测门限

的另一个优点是，当 GM 计数管刚放电时就降低高压，GM 计数管未完全放电，有利于延长 GM 计数管的使用寿命。

2.3 等待时间测量技术

显然准确测量等待时间才有可能正确估计剂量率。对于宽量程剂量仪，其测量范围大，所以测量时间范围也大。例如，假设 GM 计数管的灵敏度为 3cps/(μGy/h)，宽量程剂量仪的测量范围为 0.1μGy/h~1Gy/h，那么测量的平均时间范围为 3μs~30s，考虑到等待时间存在随机性，所以实际时间测量范围需为 1μs~100s，为了保证高剂量率情况下的对等待时间的准确测量，时间的测量精度应优于 0.1μs。如果采用计数器测量时间间隔，那么计数器的计数频率应高于 10MHz，计数上限应高于 10^9。采用高位数计数器可实现如此高的计数上限，但往往成本较高。如果采用单片机的计数器计数，其位数往往达不到计数上限的要求，因此必须通过软件处理计数溢出中断，以免出现计数错误。另外，通过改变计数频率也可直接利用较低位数计数器实现宽范围的计时，这种方法需根据先前剂量率预先估计等待时间范围，然后设置合适的计数频率，最终根据计数结果与计数频率计算出等待时间。

2.4 测量数据处理技术

根据 Time-to-Count 的原理可知，剂量率与平均时间成反比，但要准确估计平均时间需要采用尽可能多的等待时间。由于等待时间服从负指数分布，由数理统计知识可知，当采用 N 个样本值估计平均时间时，其估计均方差变为原来均方差的 $\sqrt{N}$ 倍。也就是说，采用 N 个样本估计时，剂量率估计的均方差与真实值的比例为 $\sqrt{N}$，由 3σ 法则可知，当要求测量误差优于 15%时，估计均方差与剂量率真实值之比应优于 5%，即需要平均的样本数 N 应不小于 400。这就要求每次计算平均值需要超过 400 个样本才能保证精度。对于一般的单片机，其片内 RAM 很难存储如此多的变量。如果将每个测得的等待时间累计求和，当达到要求样本数时做一次平均，这样就不需要大量的存储空间，但这种方法在低剂量率时需要较长时间才能计算一次，不能保证计算的适时性。事实上，从数字信号处理角度看，平均的实质是进行低通滤波，因此可以采用低通滤波器处理等待时间，使等待时间样本通过滤波器后具有较小的方差。设等待时间平均值为 r，由负指数分布性质可知，测量所得等待时间的期望为 r，均方差也为 r。如果将测量的等待时间看成两部分，其一是真实值 r，其二是随机误差 xi，则测得的等待时间 t_i 为：

$$t_i = r + x_i \qquad (1)$$

式中，x_i 是均值为零，均方差为 r 的随机变量。

不管是平均还是低通滤波，其目的均是由测量序列 t_i 估计出常数 r，所以低通滤波器应尽量抑制随机误差。设低通滤波器的单位响应为 h(n)，则

$$\begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} h(n) = 1 \\ \sum_{n=0}^{\infty} h^2(n) = p_x \end{cases} \qquad (2)$$

其中，p_x 为噪声放大比例

为了保证测量误差优于 15%，要求 p_x 小于 1/400。通常，滤波器设计中往往考虑的是通频带与阻带衰减，所以，不能直接将此指标作为剂量仪滤波器设计的指标。故需将上式(2)的设计指标转换成滤波器常用设计指标，再进行设计，但无法保证设计的结果能满足式(2)的要求。所以设计步骤应是先设计再验证，如果不满足式(2)要求则调整指标重新设计。此处设计的滤波器是切比雪夫 II 型滤波器，其通带归一化宽度为 0.001，通带衰减为 1dB，阻带归一化宽度为 0.003，阻带衰减为 30dB。由此设计的数字滤波器为 3 阶 IIR 滤波器，其噪声放大比例 px=0.0015 完全满足指标要求。采用该滤波器后，

系统仅需存储 4 个实测等待时间与 3 个历史估计平均时间即可完成平均值的计算，大大减少了计算量与存储空间要求。

从以上分析可知，由于存在起坪电压时刻误差、脉冲信号检测延时误差、计时误差及 t_B~t_D 时段内计数管对粒子的探测概率不固定等因素，剂量仪的响应并不是严格的线性，只有当剂量率较低时才接近线性。因此，在仪器设计中应尽可能缩短 t_A~t_C 时间，减少 t_C~t_D 内电压波动幅度，准确测量等待时间；为了减少硬件开销，可采用数字滤波器对测量数据处理。

3 剂量仪样机

3.1 样机组成

采用国产 J305 计数管研制的宽量程剂量仪样机，主要由单片机、控制逻辑单元、高压驱动单元、高精度计时单元及键盘、液晶等组成。其组成框图如图 4 所示。

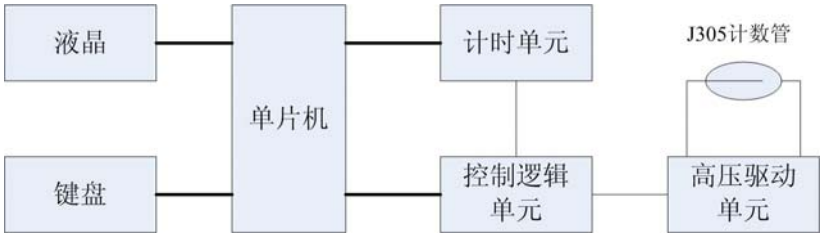
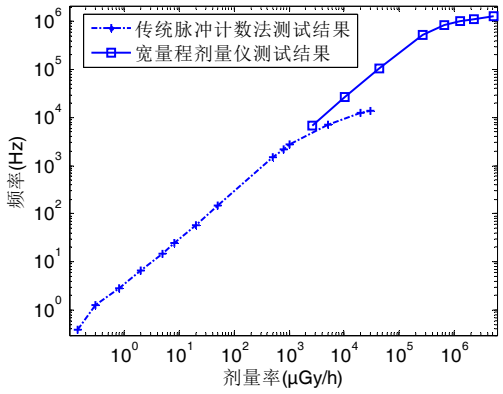


图 4 样机结构框图

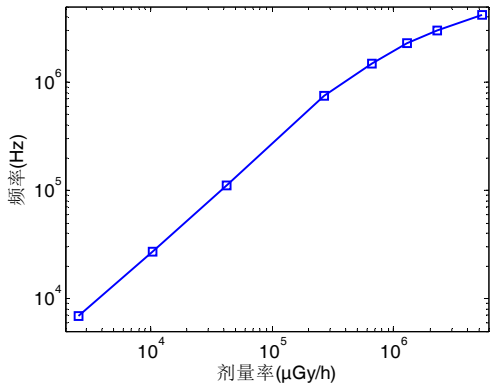
该样机中控制逻辑单元根据检测到 GM 计数管放电电流适时发出升压与降压指令，高压驱动单元在升压与降压指令的作用下适时控制高压；计时单元的作用是根据控制逻辑单元的指令测量等待时间，单片机负责整个仪器的控制与计算。

3.2 实验测试

将样机放入校准后的辐射场中进行测试，由于从原理上讲，在剂量率较低时，实测剂量率与平均等待时间之间明显存在反比关系，所以剂量仪能否在宽范围内工作主要取决于量程高端，故测试时仅对 2.5mGy/h 以上的剂量率进行了测试。测试中未修正起坪电压时刻误差 t_A~t_B 及脉冲信号检测延时误差 t_E~t_F，测试结果如图 5 (a)所示，为了与传统计数法进行对比，图 5 (a)中也绘出了传统计数法测量的结果。图 5 (b)是对修正起坪电压时刻误差 t_A~t_B 及脉冲信号检测延时误差 t_E~t_F 的计算结果，其中修正的总时间误差为 550ns。



(a) 测试结果对比图



(b)误差时间修正结果图

图 5 测试结果对比

图 5 中，横轴是辐射场剂量率，纵轴是频率，即平均等待时间的倒数。从图 5 (a)测试结果可以看出，（1）在 0.6Gy/h 以下时，样机的响应线性良好，且样机能在 5Gy/h 以上的辐射场中稳定工作；（2）样机响应曲线的线性部分延长线与传统脉冲计数法响应曲线的线性部分重合，说明解决了上述关键技术后，样机响应性能得到大幅度提升；（3）采用该技术后，J305 计数管的线性范围与测量上限均提高了 100 倍。从图 5 (b)可看出，修正起坪电压时刻误差 t_A~t_B 及脉冲信号检测延时误差 t_E~t_F 后，在 1.2Gy/h 以下样机的响应线性良好。

4 结论

虽然从理论上讲，Time-to-Count 技术能大大提高 GM 计数管的性能，但如果不解决其关键问题该技术的优势也难以发挥。本文分析了采用单 GM 计数管的宽量程剂量仪需解决的 4 个关键技术，并采用 J305 计数管研制了宽量程剂量仪样机。对样机的测试结果表明，解决了宽量程剂量仪的关键技术后，J305 计数管的探测上限与线性范围均能提高 100 倍以上。如果修正起坪电压时刻误差 t_A~t_B 及脉冲信号检测延时误差 t_E~t_F，GM 计数管的线性范围还能进一步提升。

参考文献：

[1]. 刘志强,马红光,马文彦 等. Time-to-Count 技术测量辐射强度的原理[J]. 核电子学与探测技术. 2006,26(1):41~44,125

[2]. 邓长明,任熠,杜向阳 等. 一种双 GM 计数管自动切换电路:中国. 200920173193.5[P]. 2009-08-28

[3]. 韩海涛,马红光,朱晓菲,刘志强 等. 基于 Time-to-Count 测量原理的便携式个人剂量仪的研制[C]. 第十四届全国核电子学与核探测技术学术年会论文集. 2008,7:469~474

Key Techniques Analysis for Single Tube Wide-Range Dose Meter

Liu Zhiqiang, Ma Hongguang, Han Haitao

(The Second Artillery Engineering Institute, Xi’an, 710025)

Abstract: Four key techniques of single tube wide-range dose meter based on Time-to-Count technique were proposed. They are High-voltage loading, pulse detection, waiting time measure and mean waiting time calculation. Based on this theory, a wide-range dose meter specimen machine which adopts homemade GM tube J305 is developed. Examine result shows that the specimen machine can response linearly under the dose rate 0.6Gy/h, and it’s upper limit of detection is higher than 5Gy/h, under the condition that the plateau time error and pulse testing delay error are not corrected. It shows that the linear range and upper limit of J305 is extended more than 100 times, and we can enhance the linear range by correcting the time error including the plateau time error and pulse testing delay error.

Key words： Wide-Range; GM Tube; Time-to-Count; Key Techniques

低能γ谱仪测量 I-129 样品时放射性不均匀性影响的 MCNP5 计算

熊涔，王三丙，雷鸣，贺朝会

（西安交通大学，西安 710049）

摘　要：采用γ谱仪测量放射性样品时，放射性在样品内部的分布情况会影响探测效率。为了更准确地获得放射性核素的含量，需要估计放射性在靶件内的分布对探测效率的影响程度。本文用 MCNP5 程序计算了低能γ谱仪测量 I-129 嬗变靶件时靶件内放射性分布不均匀性对探测效率的影响。计算了不同距离处几种极限分布和几种假设情况下的效率与均匀分布情况下效率的比值。计算结果表明：在用低能γ谱仪测量样品中 I-129 的含量时，放射性分布均匀性的影响不能忽略，即使是在源与探测器距离比较远的情况下。而且放射性在轴向的不均匀分布比在径向的不均匀分布对效率的影响明显。

关键词：低能γ谱仪；不均匀性；探测效率

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

在核能快速发展之时，乏燃料的后处理也越来越成为一个值得关注的问题。尤其是对于长半衰期的裂变变产物，由于其半衰期长，为了减小远期放射性风险，需要考虑对它们的嬗变处理。I-129 的活动性强，不易被土壤和水泥吸附，容易进入生物圈，并且在进入生物圈之后会带来很大影响[1]。在研究 I-129 嬗变的过程中，嬗变率的测量也是很重要的一个方面，因为嬗变率是用来衡量嬗变效果以及经济性的一项重要指标。测量 I-129 的嬗变率有多种方法，包括γ能谱方法、气体分析[2]和中子活化法[3]等。在本文中考虑用低能γ谱仪法测量 I-129 嬗变率，因为这种方法是一种无损分析法，测量过程也比较简单，可以与其他方法测得的嬗变率作对比。低能γ谱方法测量嬗变率即用低能γ谱仪测量嬗变前和嬗变后的靶件中 I-129 的含量，然后通过计算得到嬗变效率。在使用γ谱仪分析进行定量分析时，探测效率的准确性非常重要。而待分析元素在靶件内的分布情况是影响探测效率的因素之一。在测量 I-129 含量的过程中，为了估算放射性分布不均匀对探测效率的影响程度，我们用蒙特卡罗软件 MCNP5 计算了放射性具有几种极限分布时探测器对 I-129 的 39.6keV 特征射线的探测效率。这几种极限分布分别是放射性在整个包壳里面均匀分布，放射性分布在包壳的上表面，中间平面，下表面，圆柱形侧面以及圆柱的轴线上。之后假设了几种放射性在源内的分布，并计算了对应分布情况的效率。

1 模拟方法的验证

首先我们通过模拟的效率与用标准源刻度得到的效率进行对比来验证模拟方法的正确性。对标准源的测量在两个探测距离下进行。两个探测距离分别为 6.757cm 和 2.790cm。在调整了探测器模型参数后，我们得到了在这两个位置的模拟效率值与实际测量得到的效率。模拟结果与实验测量结果的偏差列于表 1。从表 1 可以看出，在两个位置处，模拟值与测量值的偏差小于 10%。

作者简介：熊涔（1989－），女，湖北，博士生，核科学与技术。

表 1 MCNP 模拟结果与实验结果(ε_{exp}-ε_{cal})/ ε_{exp}

射线能量/keV	源与探测器距离 6.757cm	源与探测器距离 2.790cm
13.9	0.066	-0.008
26.34	-0.064	-0.103
59.54	-0.003	-0.015
88.03	0.053	0.049
121.78	0.009	0.029

2 放射性分布的影响

2.1 几种极限分布情况的效率

嬗变靶件的制作及尺寸参考刘慧强等的文章[4]。由于在模拟时我们对靶件内部放射性的实际分布情况不清楚，因此我们首先计算了靶件内放射性的几种极限分布情况，以估算放射性分布影响的大小。几种极限分布情况见图 1 所示。

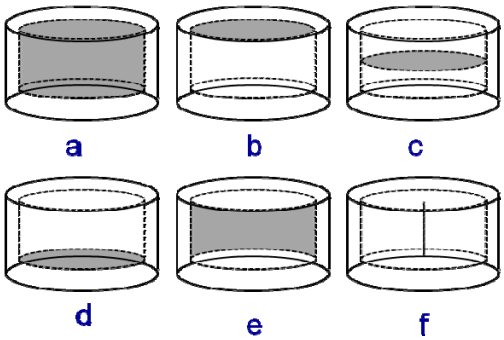


图 1 放射性分布示意图

a 放射性整个圆柱体内均匀分 b 放射性分布在圆柱上表 c 放射性分布在圆柱中间平面 d 放射性分布在圆柱下表面 e 放射性分布在圆柱侧面 f 放射性分布在圆柱轴线上

我们计算了三个不同位置的效率值。这三个不同位置对应的靶件下表面与探测器端盖的距离为 6.757cm，4.500cm，2.790cm。其中第一个位置和第三个位置对应的是我们实验室源支架的高度，中间的 4.500cm 是自己选择的一个距离。由于靶件内部物质的密度不确定，在每个位置我们计算了密度为 4g.cm-3 和 5g.cm-3 情况下的效率，以判断放射性分布影响与密度的相关性。三个位置不同源分布的效率值分别列于表 2、表 3、表 4。表中列出的值以放射性均匀分布在整个圆柱体内时的效率为 1 作了归一化处理。归一化的效率在以下的描述中都称为修正因子(即不同分布情况下的效率与放射性在圆柱体内均匀分布的效率之比)。

由表 2、表 3 和表 4 可以看出，当放射性分布在下表面时，效率比在整个圆柱内部均匀分布时大；当放射性分布在圆柱中间平面以及圆柱上表面时，效率比在整个圆柱内部均匀分布时小；放射性分布在圆柱侧面时，效率比均匀分布的情形小；放射性分布在圆柱轴线上时，比体内均匀分布的情形略大。如果将放射性分布在下表面，中间平面和上表面看作轴向的不均匀性，将放射性分布在圆柱侧面和中线上看作径向的不均匀性，则可以得出结论：放射性分布轴向不均匀性的影响比径向不均匀性的影响明显。

表 2 1 号位置各种放射性分布情况的归一化效率

密度/g.cm^{-3}	均匀	下表面	中间平面	上表面	圆柱侧面	中线
4	1.000	2.772	0.762	0.202	0.974	1.002
5	1.000	3.328	0.668	0.133	0. 967	1.002

表 3　2 号位置各种放射性分布情况的归一化效率

密度/g.cm^{-3}	均匀	下表面	中间平面	上表面	圆柱侧面	中线
4	1.000	2.813	0.761	0.204	0.990	1.004
5	1.000	3.387	0.665	0.128	0.988	1.007

表 4　3 号位置各种放射性分布情况的归一化效率

密度/g.cm^{-3}	均匀	下表面	中间平面	上表面	圆柱侧面	中线
4	1.000	2.871	0.752	0.195	0.980	1.021
5	1.000	3.441	0.657	0.125	0.980	1.024

表 5　几种分布情况下的归一化探测效率

密度 /g.cm^{-3}	径向(1) 轴向(3)	径向(1) 轴向(4)	径向(2) 轴向(3)	径向(2) 轴向(4)	r=0 轴向(3)	r=0 轴向(4)	r=0.45 轴向(3)	r=0.45 轴向(4)
4	0.598	1.404	0.608	1.833	0.616	1.426	0.585	1.371
5	0.528	1.479	0.536	1.501	0.543	1.502	0.513	1.447

对比表 1、表 2 和表 3 的数据还可以看出，虽然随着探测距离的增加，除了分布在圆柱侧面的情形，修正因子都越来越趋于 1，但是其变化并不明显，而且在距离增大时，探测效率会减小，可能导致准确度变得更差。因此，伍怀龙以及吴伦强等提到的增大探测效率可以减小源内放射性非均匀分布的影响[5, 6]的方法在本文的探测条件下下并不适用。

另外，F.Tzika 等提到，放射性分布在侧面时，修正因子随基体吸收系数的增加而下降。放射性分布在圆柱轴心时，修正因子随基体吸收系数的增大而增大[7]。后一个规律在本文的计算结果中似乎得到了反映，但是由于两个密度下修正因子相差不大，而且 MCNP5 计算的结果也有一定不确定度，因此不能确定是巧合还是真实规律性的反应。但是分布在圆柱侧面的情形却与 F.Tzika 得到的规律不同。出现这种现象可能有两个原因。第一可能是由于靶件的直径比探测晶体的直径大，F.Tzika 提到的规律在这种情况下不适用。第二个可能原因是两个密度下修正因子的差别太小，其规律性淹没在统计涨落之中了。但是总体来说，当放射性分布在轴线上或者圆柱侧面上时，修正因子随基体密度的变化并不明显。

2.2 几种假设分布情形下的效率

在 2.1 中，几种极限情况是放射性分布在面上或者线上的情形。在本节中，假设了在整个基体内部的几种简单的分布。为了方便描述，我们用编号(1)、(2)、(3)分别描述如下几种分布：

(1) 径向概率密度呈直线分布，随 r 增大概率密度增大(即径向均匀分布)

(2) 径向概率密度呈直线分布，随 r 增大概率密度减小

(3) 轴向的概率密度呈直线，且随着高度增大概率密度减小

(4) 轴向的概率密度呈直线，随着高度增大概率密度减小

几种情形下的概率密度示意图如图 2 所示。其中 R_{in} 为靶件包壳的内径，h_d 为基体填充部分的上表面相对于其下表面的高度。

以下对分布的描述分为对轴向分布的描述和径向分布的描述。如果在每一种分布描述中，只描述了轴向的分布或者径向的分布，则表示另一个方向的分布是均匀分布。计算时采用的高度是源距探测器 2.790cm。计算结果列于表 5 中。表 5 中列出的也是各种情况下的效率相对于在基体内部均匀分布情形的值。

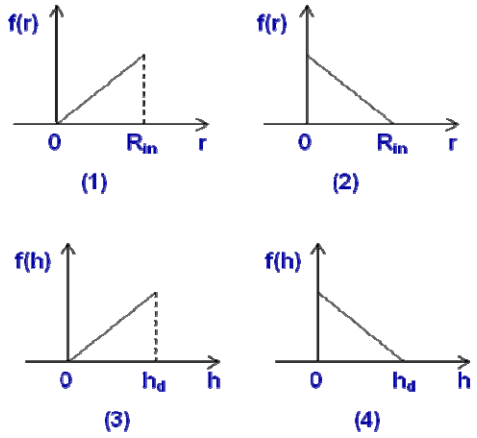


图 2 几种分布情形的概率密度示意图

从表 5 中也可以看出，如果轴向不均匀性比较明显，则其效率会明显偏离放射性在体内均匀分布情况下的效率。这也表明在用小型探测器测量比较大的体源时，如果需要采用蒙特卡罗模拟的方法计算，应该注意体源内放射性的分布特性。如果有条件，可以采用 Vasilopoulou 等人采用的的方法确定放射性的分布[8]，再建立模型计算，这有助于提高蒙特卡罗计算的准确性。

3 结论

由以上的计算可以看出，虽然靶件的体积很小,但是在使用灵敏体积较小的探测器进行测量时，其均匀性仍然是不可忽略的因素。在本文的探测条件下，增大探测距离并不能有效地减小放射性不均匀分布的影响。而且在探测距离增大时，探测效率快速下降，这可能导致探测效率具有更大的不确定度。因此，若要比较准确地测定探测效率，最好能在对靶件测量之前对靶件中放射性的分布有一定了解，或者采用相对测量方法，才能比较准确地确定 I-129 的嬗变率。另外，由于本文的工作是针对测量 I-129 含量而做的，只计算了不均匀性对 39.6keV 射线的影响程度。不均匀性对其他能量的光子影响程度以及与探测条件（如探测器灵敏体积的大小以及源与探测器之间的距离）的关系还需要进一步研究。

参考文献：

[1] 罗璋琳. 核废料核素价值研究(续前)[J]. 原子能科学技术. 2004(4): 334-338.

[2] Ichimura E, Takaki N, Schram R, et al. Iodine transmutation studies using metal iodide targets[J]. Journal of Nuclear Materials. 2004, 334(2-3): 149-158.

[3] 潘孝兵，欧阳晓平，屠荆，等. 基于中子活化分析的~(129)I嬗变率测量方法实验研究[J]. 原子能科学技术. 2011(5): 611-614.

[4] 刘慧强，凤仪，张学斌，等. Al-NaI放射性嬗变靶材的制备及其水化学稳定性[J]. 材料热处理学报. 2011(10): 14-18.

[5] 唐元明，伍怀龙，杨晓波. 死时间和源不均匀性对γ测量准确性的影响[J]. 中国核科技报告. 2003(4).

[6] 吴伦强，韦孟伏，张连平，等. γ能谱法无损测量含钚废物的影响因素研究[Z]. 厦门: 2007.

[7] Tzika F, Stamatelatos I E, Kalef-Ezra J. Neutron activation analysis of large volume samples: The influence of inhomogeneity[J]. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 2007, 271(1): 233-240.

[8] Vasilopoulou T, Tzika F, Stamatelatos I E. Collimated scanning for large sample neutron activation analysis of inhomogeneous samples[J]. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 2012, 291(2): 479-483.

MCNP5 Calculation of Radioactivity Inhomogeneity Effect in Measuring I-129 Samples Using a Low Energy Gamma Spectrometer

XIONG Cen, Wang Sanbing, Lei Ming, HE Chaohui

(Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)

Abstract: When a gamma-ray spectrometer is used to measure a radioactive sample, the radioactivity distribution in samples may affect the detection efficiency. In order to obtain more accurate content of a radioactive nuclide, the influence of the radioactivity distribution in sample should be estimated. The effect of inhomogeneous radioactivity distribution in I-129 transmutation targets on the detection efficiency was examined employing the MCNP5 code. The ratios of the efficiencies in several extreme situations and various assumed distribution to the efficiency in ideal homogenous distribution were calculated at different sample-detector distances. The calculation results shows that the radioactivity inhomogeneity in samples could not be neglected when the abundance of I-129 was measured by a low energy gamma ray spectrometer, even at a large detection distance, and that the effect of axial inhomogeneity on detection efficiency is much more significant than that of radial inhomogeneity.

Key words: low energy gamma spectrometer; inhomogeneity; detection efficiency

镀 CsI 光阴极厚 GEM 的模拟和测试

谢宇广[1,2]，章爱武[1,2]，刘宏邦[3]，俞伯祥[1,2]，葛永帅[1,2]，刘颖彪[1,2]，周莉[1,2]，吕军光[1,2]

(1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049；3. 中国科学院研究生院，北京 100049)

摘　要：利用 MaxWELL 和 Garfield 进行了厚 GEM 的 2D 和镀 CsI 厚 GEM 的 3D 模拟，研究了电场分布和光入孔效率与厚 GEM 孔径、孔间距、厚度，以及绝缘环 rim 大小的关系，进而对厚 GEM 的几何结构进行了优化。基于优化后的参数制作了双层厚 GEM 并进行了 CsI 光阴极镀膜。测试结果表明紫外光入孔效率与模拟比较符合。

关键词：厚 GEM；CsI 光阴极；MaxWELL；Garfield；入孔效率；　紫外

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

厚 GEM 是比较新型的微结构气体探测器[1]，最近几年来国内外均得到了大力的发展[2]。相对于传统 GEM 探测器而言，厚 GEM 具有结实耐用、增益高、能量分辨好、成本和技术要求低的优点，并且性能与传统 GEM 相当，位置分辨达到了亚毫米水平，可应用于大面积成像、径迹室和其它探测器的读出单元等许多场合[2-6]。其中，目前比较热门的研究是将厚 GEM 与 CsI 光阴极相结合，作气体光电倍增管（Gaseous Photomultiplier，GPM）和低温惰性液体闪烁光的探测，如液氙液氩暗物质探测等。

国内近年来在厚 GEM 的制作工艺和性能方面取得了较好的进展[7-8]，这使得在国内进行基于厚 GEM 和 CsI 光阴极的气体光电倍增管的研究成为可能。厚 GEM 的增益和能量分辨等性能与其几何结构参数密切相关。而要得到较高的光探测效率，更需要对用于镀 CsI 膜的厚 GEM 进行优化。本文基于 MaxWELL V11 和 Gardfied 9 对厚 GEM 进行了二维电场分布的模拟和三维光电子入孔效率的模拟和优化，为基于 CsI 光阴极和厚 GEM 的 GPM 的研制打下基础。

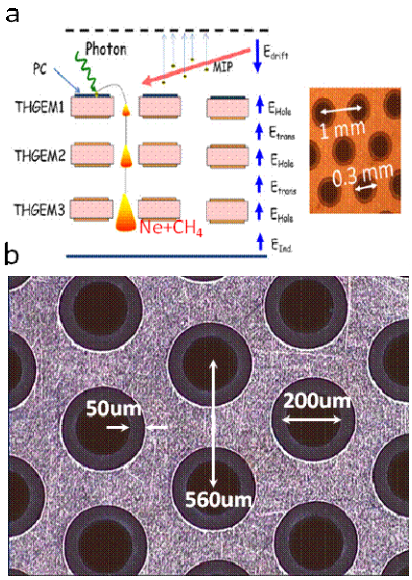


图 1. 镀 CsI 光阴极厚 GEM 的工作原理（a）及国产可用于镀 CsI 膜的厚 GEM（b）.

1　厚 GEM 的 2D 模拟

利用 MaxWELL 2D 我们模拟研究了厚 GEM 的电场与其孔径、孔间距、厚度，以及 rim 大小等几何参数的关系，特别是沿孔的轴线的 Z 电场的分布。2D 电场的模拟可以比较清楚的反映电场的主要差异和变化。模拟中只对单层厚 GEM 进行了比较，

作者简介：谢宇广（1980-），男，博士，中国科学院高能物理研究所助理研究员，目前从事 THGEM、CsI 光阴极及半导体探测器的研究。

并且保持漂移场强 Ed 和收集场强 Eind 不变。厚 GEM 层间电压 VG 设定为 600 V。在 MaxWELL 中将背景（background）设为真空。为得到比较可靠的结果，都采用手动网格划分模式，以使得关键结构能够足够的细小。图 2 给出了 MaxWELL 2D 中得到的厚 GEM 电场分布。

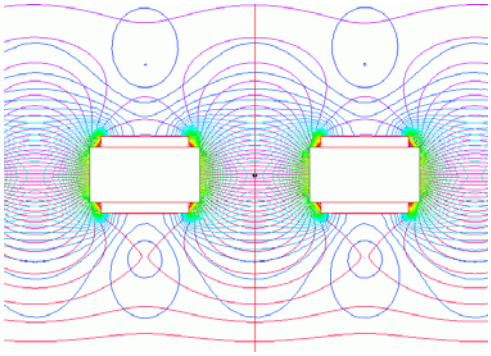


图 2. MaxWELL 2D 模拟得到的厚 GEM 典型的电场分布

图 3 是 Z 电场强度随孔径的变化，其中板厚为 0.5mm，而孔与孔之间铜皮的宽度 g 为 0.2mm。从图中可以看出，当孔的直径相对板厚很小时，如 0.05/0.5=1/10，孔上下表面的电场与孔内的电场会有急剧的跳跃。而当孔直径尺寸大于板厚两倍时，孔内外的电场过渡就很平滑了。从雪崩过程来说，电势梯度过大过小都是不利的。从电场分布看，当孔的直径尺寸与板厚接近 1:1 时，孔内电场即能够达到一定高的场强，孔内外电场的梯度也不是很大，因此这也印证了许多现在的厚 GEM 均采用 D : T 接近于 1 : 1 的参数。 图 4 给出了孔内 Z 场强随不同板厚 t 的变化。在 VG 一定的情况下，板厚越小，孔内外电场梯度变化越大，孔内场强必然的也比较高。因此板厚较小利于降低工作电压。但是由于同时电场梯度变化增加，因此对稳定性不利。结合前面模拟的结果，板厚应当尽量与孔径相接近。图 5 反映了绝缘环 rim 大小对孔内电场的影响。Rim 的主要作用是减少或者避免孔上下导电层之间的打火。由图 5 可见 rim 对孔内 Z 电场的影响较小，除非 rim 的尺寸已经超过了 100 um，此时孔内电场有明显降低。并且由于有较高的感应电场 Eind 的存在，会使得孔内 Z 电场发生畸变。对孔间距的模拟表明其对孔内电场影响很小，而 VG 的改变基本上是导致孔内电场线性的变化。

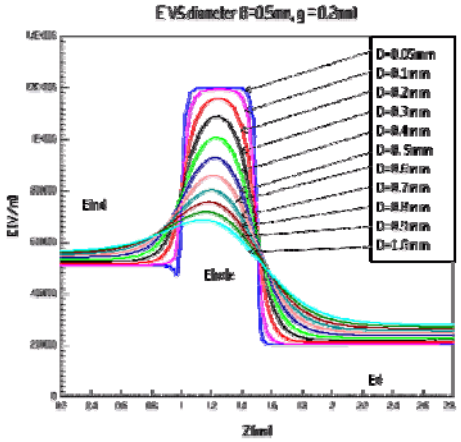


图 3. 孔内 Z 电场与孔径的关系，图中 Eind 为感应区场强，Ehole 为孔内场强，Ed 为漂移区场强（下同）。

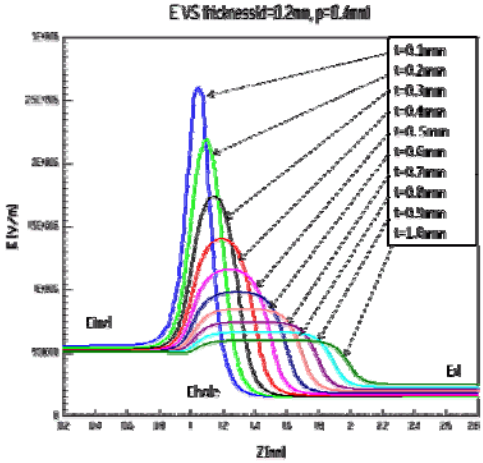


图 4. 孔内 Z 电场与板厚的关系。

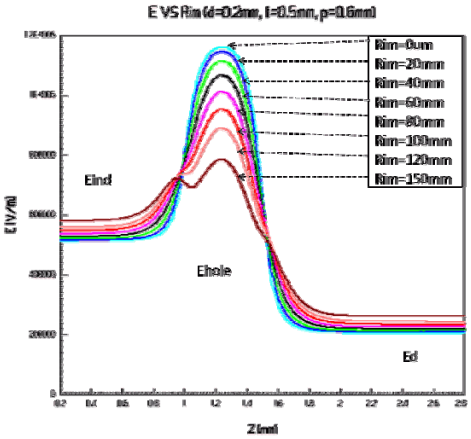


图 5. 孔内 Z 电场与绝缘环 rim 的关系。

2 镀 CsI 厚 GEM 的 3D 模拟

CsI 光阴极是极少数可在气体中工作的光阴极材料。由于 CsI 的能隙(Eg)为 6.2 eV，因此其对 200 nm 以下的紫外和深紫外有很高的量子效率， 特别是在 125 nm 液氩闪烁光附近达到一个峰值，约 60%以上的真空绝对量子效率[9]。因此被广泛应用在探测 200 nm 以下光信号的光阴极材料，如契仑科夫光、低温液氙液氩闪烁光等。将 CsI 光阴极跟多层厚 GEM 相结合研制气体光电倍增管是目前国际上的一个热点方向。通常，像传统真空光电倍增管一样，CsI 光阴极可镀在入射窗的内表面形成透射式的工作模式。透射式 CsI 光阴极的膜厚一般只有 50 nm 以下，在气体下工作老化很快。因此目前采用较多的是反射式工作模式，将 CsI 光阴极镀在多层厚 GEM 的最顶层的上表面。

反射式光阴极的主要问题是从表面逸出的光电子需要拐个弯才能够进入微孔，从而进行雪崩倍增，因此漂移电场 Ed 对光电子的入孔效率有很大的影响。同时，rim 大小和孔间距-孔径比也应当直接影响入孔效率。

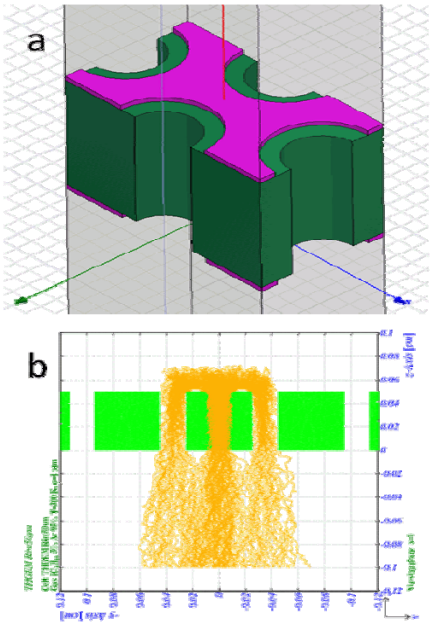


图 6. 3. D 模拟的厚 GEM 单元结构和 Garfield 中的光电子漂移过程

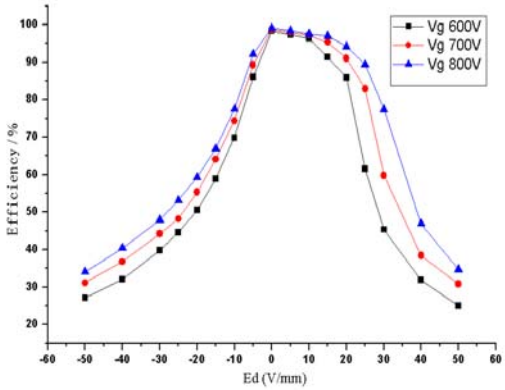


图 7. 3. D 光电子入孔效率与漂移场强的关系，分别模拟了 THGEM 板间电压 Vg 为 600、700 和 800V 的曲线。

首先，我们在 MaxWELL 中建立起厚 GEM 的单元结构 3D 模型，然后进行适当的网格划分和有限元电场计算，将计算得到的电位、电场强度和电势分别输出成 d.reg、e.reg 和 v.reg 文件。以上文件可导入 Linux 平台的 Garfield 程序以构建相应几何和电场，电子在电场中的运动则由 Garfield 来跟踪和模拟。通过统计电子在与孔中心轴向平行的 Z 方向上的分布得到入孔效率。模拟的 3D 单元结构和电子漂移过程如图 6 所示。

模拟结果给出：随着漂移场强从-50 V/mm 到+50 V/mm，光电子的入孔效率先是指数的上升，在 Ed=0 V/mm 时达到最大，然后随着 Ed 的增加而先缓慢下降，当 Ed>20 V/mm 左右时，入孔效率开始指数下降。因此，对于镀 CsI 光阴极的厚 GEM，其漂移场强基本上要求接近于 0，即网电极和光阴极导电层电势相等。这也意味着漂移场强 Ed 将对 GPM 的增益基本没有贡献。因此 GPM 一般需要三层厚 GEM 来达到足够高的增益，以能够探测单光子水平的信号。

另一方面，绝缘环 rim 的尺寸和板厚对光电子入孔效率也有影响，如图 8 所示。光电子入孔效率随着 rim 的增大先有一定的上升，约在 15um 左右

达到峰值。之后大致随 rim 的增加而线性下降。因此对镀 CsI 光阴极的厚 GEM，rim 的尺寸不应太大。由于受打火等因素的限制，rim 一般在 20～50 um 范围内较合适。

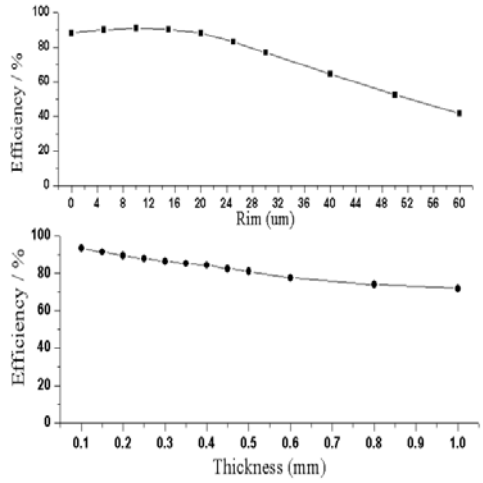


图 8. 光电子入孔效率与绝缘环 rim 及板厚的关系.

3 镀 CsI 厚 GEM 的紫外响应

基于以上的模拟结果，我们设计并制作了一批用于镀 CsI 光阴极的厚 GEM 样板。用电阻蒸发方法在 $9.0*10^{-4}$Pa 真空度以下对几个 GPM 小模型进行了镀膜。蒸镀速率控制在<20 Å/s，以使膜厚比较均匀。实际膜厚为 523 nm。利用 380~200 nm 氘灯，我们测试了光电子的入孔效率随漂移场强的变化曲线。实验装置如图 9 所示。

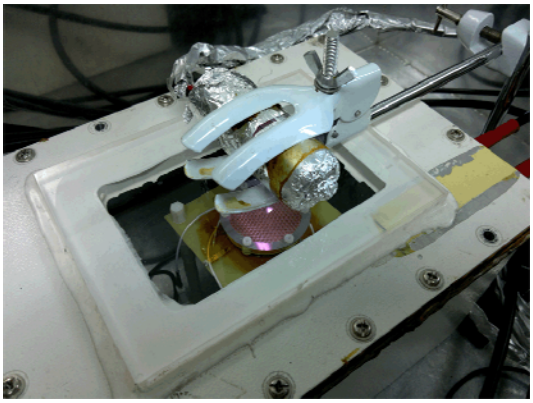


图 9. 测试光电子入孔效率的实验装置.

紫外光穿过小于 1cm 的空气，然后透过 1cm 厚的石英玻璃窗，进入流气式 Ne/CH4=95/5 的测试腔室，经过透过率 80%的左右的不锈钢网电极，入射到 CsI 光阴极上。双层厚 GEM 加载在 55Fe X 射线激发下正常工作时的电压。光电流（Ipe）由下面的 PAD 读出板全部收集，电流用 6485 皮安表测量，并通过 LabVIEW 程序进行实时取数。通过改变漂移电压来测量 Ipe 随漂移场强 Ed 的关系。

测试的光电流在不同板间电压 VG 下，随 Ed 变化的曲线如图 10 所示，VG 分别设为 600V、700V 和 800V。可见光电流随板间电压的增加而明显增强， 且都在 10 nA 以上。当紫外光遮挡或关闭后，本底暗电流只有 10 pA 以下，低三个量级。而光电流在漂移场强由-100 V/mm 到 100 V/mm 变化的过程中，先是增大，当 Ed 在 0 附近时达到最大值，

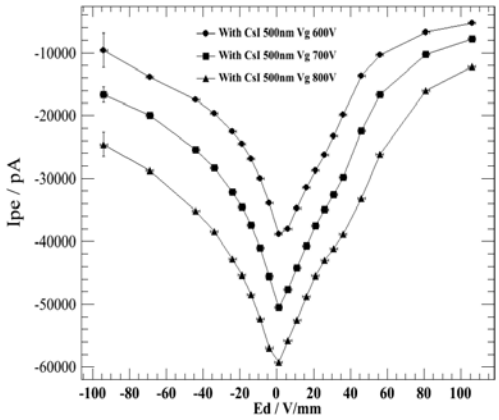


图 10. 光电子在不同板间电压下随漂移场强的变化。

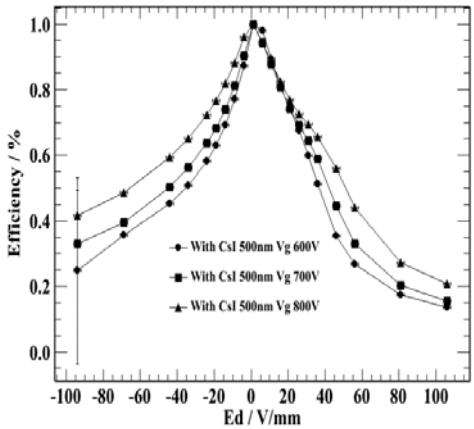


图 11. 光电子入孔效率在不同板间电压下随漂移场强的变化。

之后 Ed 增加 Ipe 反而下降。将测量的光电流曲线归一到峰值电流，则可以得到光电子入孔效率随 Ed

的变化趋势，如图 11。对比图 7 的模拟结果，可见模拟和实验数据符合较好。

我们同时利用前放和主放在示波器上测试紫外光脉冲信号。由于漂移场强基本为 0，只有两层厚 GEM 的条件下增益还达不到单光子水平，因此脉冲信号没有看到。我们下一步将利用三层厚 GEM 进行脉冲信号的测试。

4 结束语

通过模拟，我们比较全面的得到了厚 GEM 的电场与其关键几何结构参数的变化关系。板厚、孔径和 rim 的大小对电场分布和梯度结构起主要作用，应针对不同的应用和场合在合适的范围内进行选择。而三维的模拟表明光电子的入孔效率与漂移场强的大小和方向，孔间距-孔径比，以及 rim 的大小有最直接的关系。漂移场强为 0 是有最高的入孔效率。孔间距-孔径比一般在 2~3 的范围能够有较高的入孔效率。而 rim 的大小则应控制在 20~50um 的范围。基于优化的几何参数制作的双层厚 GEM 并进行了 CsI 镀膜。利用紫外光源对 CsI 光阴极的响应进行了测试。数据表明入孔效率的模拟结果与实验数据符合较好。

参考文献：

[1] R.Chechik et al.. Thick GEM-like hole multipliers: properties and possible applications [J]. Nucl. Instr. And Meth. A, 2004, 535: 303–308

[2] A.Breskin et al.. A concise review on THGEM detectors [J]. Nucl. Instr. And Meth. A, 2009, 598: 107–111

[3] C.Shalem et al.. Advances in Thick GEM-like gaseous electron multipliers-Part I: atmospheric pressure operation [J]. Nucl. Instr. And Meth. A, 2006, 558: 475–489.

[4] M.Alexeev et al.. Progress towards a THGEM-based detector of single photons. Nucl. Instr. And Meth. A, 2011, 639: 130–133.

[5] A.Breskin et al.. CsI-THGEM gaseous photomultipliers for RICH and noble-liquid detectors [J]. Instr. And Meth. A, 2011, 639: 117-120.

[6].L. Arazi et al.. THGEM-based detectors for sampling elements in DHCAL: laboratory and beam evaluation [C]. arXiv:1112.1915 v1 [physics.ins-det].

[7] ZHANG Ai-Wu et al.. Experimental study of a THGEM detector with mini-rims [J]. CPC(HEP & NP), 2012, 36(2):142-145.

[8] H.B.Liu et al.. The performance of thinner-THGEM [J]. Nucl. Instr. And Meth. A, 2011, 659: 237–241.

[9] Yuguang Xie et al.. Quantum Efficiency Measurement of CsI Photocathodes using Synchrotron Radiation at BSRF. Nucl. Instr. And Meth. A, 2012, 664: 310–316.

Simulation and test of the CsI-Coated THGEM detector

XIE Yu-guang, ZHANG Ai-wu, LIU Hong-bang, YU Bo-xiang,

GE Yong-shuai LIU Ying-biao, ZHOU Li, LU Jun-guang

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049; 2. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China; 3. Graduate University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049)

Abstract: This work simulates the THGEM detectors with and without CsI-Coated by using MaxWELL and

Garfield. The 2D simulation studies the dependence of electric field on the hole diameter, pitch, thickness and rim of the THGEM. The dependence of the electron extraction efficiency on rim, pitch to diameter ratio and thickness are studied by 3D simulation. Based on the optimized geometry parameters, several double layer THGEM modules were made and coated with CsI as photocathode. The test results show that the simulation result of the electron extraction efficiency is coincident well with the test data.

Key words: THGEM; CsI photocathode; MaxWELL; Garfield; Electron extraction efficiency; UV

二维位置灵敏闪烁体中子探测器的模拟研究

杨振[1,2]，张强[1,2,3]，唐彬[1,2]，孙志嘉[1,2]，杨桂安[1,2]，周健荣[1,2]，许虹[1,2]，王拓[1,2,3]

（1.核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；2.中国科学院高能物理研究所,北京 100049；

3.中国石油大学,北京 102249）

摘　要：中国散裂中子源工程已于2011年10月破土动工，闪烁体型中子探测器作为可替代^{3}He气体的中子探测器，目前成为国际上的研究热点。本文基于GEANT4蒙特卡罗模拟平台，构建了二维位置灵敏型^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体中子探测器模型，对探测器的关键性能进行了系统的模拟研究。模拟结果表明，当采用双层闪烁屏中间夹二维波移光纤阵列的“三明治”式探测器结构时，其热中子探测效率可达49.1%；模拟和实验也展现了探测器良好的n/γ抑制能力，γ灵敏度可达小于10^{-5}；中子位置分辨率随着光纤芯间距和光纤与闪烁屏距离的减小而减小，其本征空间分辨率可达0.18mm（X方向）和0.24mm（Y方向）；模拟结果也表明探测器具有良好的二维成像能力。该研究工作为中国散裂中子源闪烁体型位置灵敏中子探测器的设计和优化提供了可靠的参考数据。

关键词：GEANT4；^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体；热中子探测；波移光纤

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

中国散裂中子源（CSNS）[1]是我国自主建设的首台散裂式脉冲中子源，其质子束功率为100kW，建成后有效脉冲中子通量将与英国ISIS目前的水平相当，居世界前列。高通量粉末衍射仪（High Intensity Powder Diffractometer, HIPD）是CSNS首批建设的三台谱仪之一，可以满足来自材料科学、纳米科学、凝聚态物理和化学等多领域的科学研究和工业应用的需求。中子探测器是HIPD的重要部件，用来探测经样品散射后的中子信息，因此对其中子探测效率和位置分辨率有较高的要求。

近年来，由于^{3}He气体价格不断攀升，目前国际上正在积极研发新型位置灵敏中子探测器来替代基于^{3}He气体型中子探测器，如半导体探测器[2]、微结构气体探测器（Micro-Pattern Gas Detector）[3]和闪烁体探测器等。其中基于闪烁材料和光电技术发展起来的闪烁体型中子探测器，因其对热中子有较高的探测效率，较好的位置分辨率，可大面积加工和较低成本等特点，日益受到重视。特别是基于^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体、波移光纤（Wave Length Shifting Fiber，WLSF）阵列和光电倍增管技术的位置灵敏中子探测器，在国际中子探测与成像等领域发展较快。本文基于GEANT4 [4]蒙特卡罗模拟平台，构建了基于^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体和WLSF的中子探测器（wavelength Shifting fiber Scintillator Neutron Detector，SSND）模型，研究SSND的热中子探测效率，n/γ抑制能力，中子位置分辨率及中子成像能力等性能，为中国散裂中子源上的闪烁体型中子探测器的研发应用提供技术支持。

作者简介：杨振（1986-），男，河北沧州，研究实习员，硕士，研究方向：核物理探测技术

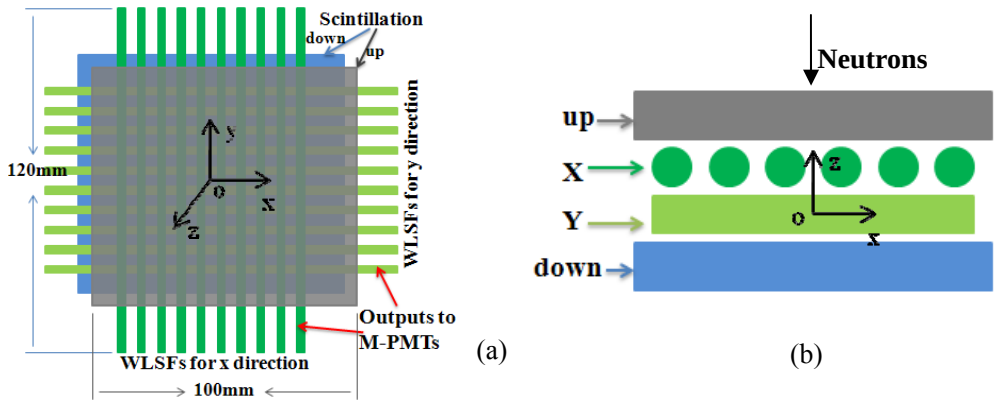


图1 探测器模型：(a) 探测器平面示意图；(b) 探测器横截面示意图

1 SSND 模型

1.1 探测器工作原理

SSND采用上下两块平板型^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁屏，中间夹布二维WLSF阵列的几何结构（简称“三明治”式结构），光纤两端与多阳极光电倍增管（Multi-anode Photo Multiplier Tubes, M-PMTs）耦合，该结构可在一定程度上提高探测器的热中子探测效率。图1为模拟所构建的探测器模型。中子在闪烁屏中，与^{6}Li发生以下核反应从而实现对热中子的探测：

$$n+{}^6Li \rightarrow \alpha\ (2.05MeV)+{}^3H\ (2.73MeV)$$
$$\sigma = 940 \pm 4b$$

核反应所产生的次级粒子 α 粒子和氚核，在闪烁体中通过电离激发损失能量产生闪烁光子。从闪烁屏表面出射的闪烁光子被分布于闪烁体表面的 WLSF 阵列俘获吸收，并被转换为较长波长的光子，由光纤传输到光电倍增管，再经光电转换产生电脉冲信号，最后通过后续电子学和数据分析系统，给出中子事例的位置和时间等信息。

1.2 探测器材料及尺寸

模型中探测器单元尺寸设为 100mm×100mm，WLFS 长为 120mm，直径 1mm，X 轴与 Y 轴光纤各为 50 根，每相邻两根间距 1mm，如图 1(a)所示。闪烁屏由 ZnS(Ag)/ ^{6}LiF 闪烁体和作为支撑材料的 Al 板组成，其中闪烁体有效厚度为 0.4mm，^{6}LiF：ZnS(Ag)质量比为 1:4，Al 板厚度为 1mm（该结构主要参考常用于热中子探测的闪烁体 BC704[5]，BICRON 公司）。^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体具有较高的光产额（16 万光子/热中子），出射闪烁光峰值波长为 450nm（蓝光）。根据 BICRON 公司生产的 BCF-91A WLSF[8]，对 WLSF 的结构设置如下：双包层加芯层圆光纤，其中芯层折射率 n_{core}=1.60，内包层折射率 n_{clad1}=1.49，外包层折射率 n_{clad2}=1.42，光衰减长度为 3.5m，可实现从蓝光到绿光（峰值波长 495nm）的转换。

2. 模拟结果与实验结果比较

2.1 中子探测效率

中子探测效率是中子探测器的重要性能指标。模拟中定义中子探测效率为 ε= $N_{M\text{-}PMTs}$/N，其中

$N_{M\text{-}PMTs}$ 为通过 WLSF 后 M-PMTs 探测到的中子计数，N 为总的入射中子事例数。利用 GEANT4 对中子和光子的输运过程进行模拟，对于单层 BC704 闪烁屏，模拟得到的热中子探测效率约为 28.7%，双层闪烁屏探测效率可达 49.1%，见表 1。根据相关文献报道[6]，对于 BC704 闪烁屏，其单层和双层结构的热中子探测效率分别为 26.4%和 45.8%，与模拟结果在 10%的误差范围内是一致的。

表1 标准BC704热中子探测效率

标准BC704	文献[6]	探测效率
单层（%）	26.4	28.7
双层（%）	45.8	49.1

2.2 n/γ 抑制能力

由于中子源往往伴有 γ 射线，因此要求中子探测器具有很好的 n/γ 抑制能力。根据中子与 γ 所产生信号的脉冲幅度不同，通过阈值甄别的方法，模拟计算了 BC704 闪烁体对不同能量 γ 射线的 γ 灵敏度。图 2(a)为模拟的能量在 1.0MeV~3.0MeVγ 射线的 γ 灵敏度随阈值电压的变化关系。结果显示，40mV 以上阈值 γ 灵敏度可以好于 10^{-5} 量级，并且随着 γ 射线能量的增高其灵敏度呈现减小趋势。

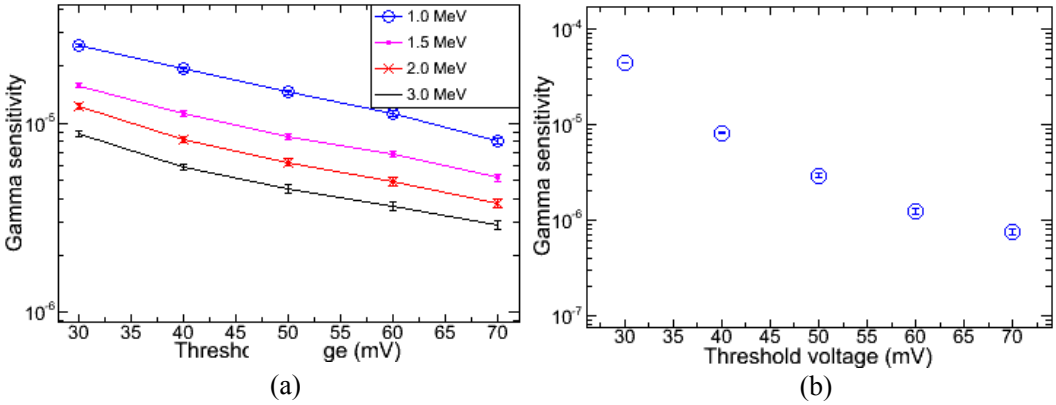


图2 不同阈值电压下的伽马灵敏度：(a) GEANT4模拟结果；(b) 实验测试结果

实验中，利用 ^{60}Co-γ 放射源，其活度为（1.368±0.014）uCi，测试BC704闪烁体的γ灵敏度。将^{60}Co源紧贴在闪烁体上，通过闪烁体与光电倍增管（PMT XP2020，HV：-1500V）直接耦合的方式进行测试。图2(b)为在不同阈值下测得的γ灵敏度。测试结果表明，当阈值电压大于40mV时，γ灵敏度好于10^{-5}，70mV阈值电压时可达10^{-6}量级。模拟和实验测试结果均表明BC704闪烁体对γ具有较低的γ灵敏度，当在不同中子和γ强度环境条件下（如镅-铍、镭-铍等中子源），通过适当选取阈值电压及光电倍增管工作高压等参数，可获得较满意的n/γ抑制比。

2.3 位置分辨率

根据不同位置上光纤收集到的闪烁光信号大小，利用重心法可重建出入射中子的二维位置信

息。实际中，随着探测器的光纤芯间距、光纤与闪烁屏距离的变化，以及光纤与闪烁屏耦合材料（空气，硅油等）的不同，光电倍增管收集到的光信号强度及其分布也会产生一些变化，从而影响探测器的中子位置分辨率（半高宽，FWHM）。

2.3.1 间距等因素的影响

图3(a)为固定光纤芯间距为1.5mm时，模拟得到的光纤阵列与闪烁屏在不同距离的条件下，探测器位置分辨率的变化。计算表明，随着光纤阵列与闪烁屏的距离的增大，位置分辨率呈现增大趋势。随着光纤与闪烁屏距离的增加，光纤阵列所覆盖的空间立体角减小，其收集到的闪烁光子数也将减少。图3(b)为固定闪烁屏与光纤阵列距离为2.0mm，光纤芯间距对位置分辨率的影响。结果表明，中子位置分辨率随光纤芯间距的增加呈现增大趋势。光纤芯间距增大后，WLSF阵列的着火光纤条数将减少，同时光纤阵列所传输的闪烁光强度也将有一定程度的降低，直接影响重心法的读出位置精度。

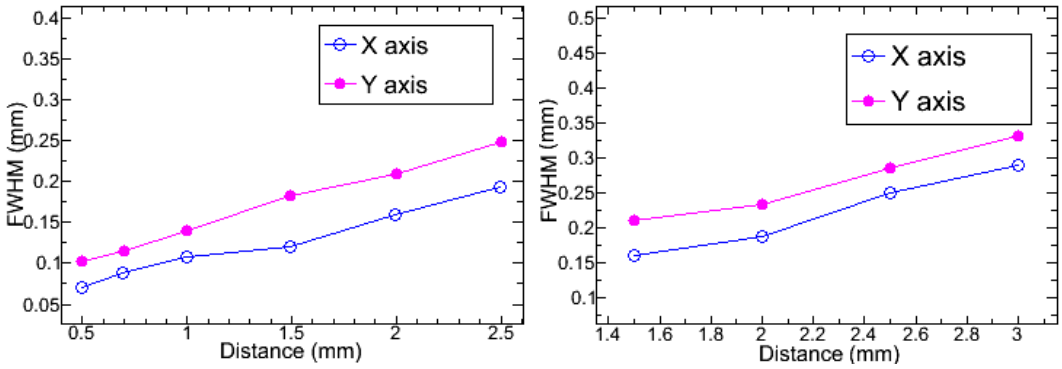


图3 位置分辨率影响：(a) 闪烁屏与光纤距离影响；(b) 光纤芯间距影响

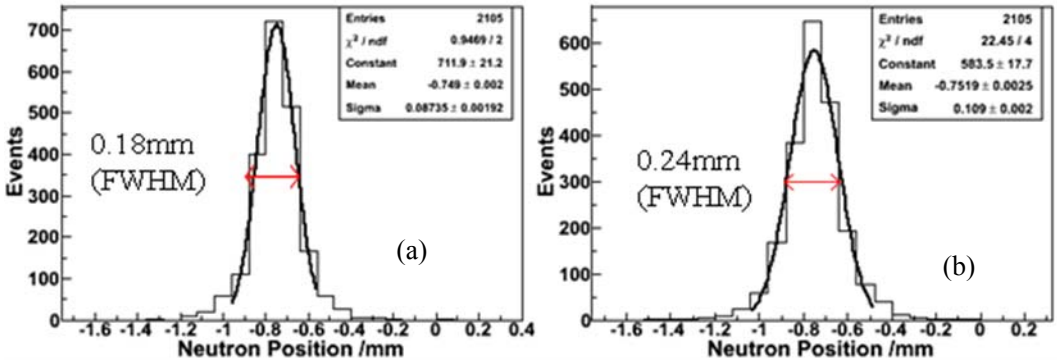


图4 中子位置分辨率，闪烁体与WLFS空气耦合：(a) X轴位置分辨率；(b) Y轴位置分辨率

以上研究表明，光纤阵列与闪烁屏距离越近、光纤芯间距越小，其位置分辨率越小。另一方面，如果光纤之间靠的太近，则会影响第二层光纤阵列收集闪烁光子的效率，因此也会影响热中子探测效率和n/γ抑制比等性能。基于此，探测器中设置光纤芯间距为1.5mm，光纤阵列面与闪烁屏间距为2.0mm，光纤与闪烁屏通过空气直接耦合。中子垂直入射在闪烁屏上的位置坐标为（-0.75mm,

-0.75mm），图4所示为重建的位置分辨分布：(a)X轴位置为（-0.75±0.18）mm，(b)Y轴位置（-0.75±0.24）mm。

2.3.2 光纤与闪烁屏耦合材料的影响

由于^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体的光折射率（n=2.36）较高，闪烁光子出射的临界角较小，致使入射到WLSF阵列上的光子数也较少。为了增加WLSF阵列所能俘获的闪烁光子数，对闪烁屏与光纤阵列间填充了光导物质硅油，二维WLSF阵列分布于两层闪烁屏间的硅油介质层中。重建得到的中子位置为：X轴（-0.75±0.21）mm，Y轴（-0.75±0.33）mm，如图5所示。与空气耦合的结果相比，硅油耦合得到中子位置分辨率较差。分析原因主要有两方面：首先，硅油耦合虽然在一定程度上增加了从闪烁体中出射的闪烁光子数量，但由于WLFS外层材料的折射率（1.42）与硅油的折射率（1.403）接近，WLFS重发射的闪烁光子临界角将减小，导致经WLFS传输到M-PMTs的闪烁光子信号减弱；其次，硅油材料中含有高比例大散射截面的C、H元素，部分中子在穿过闪烁屏间硅油介质时将发生散射。因此闪烁屏与WLFS阵列间采用空气耦合的位置分辨率要好于硅油耦合的情况。

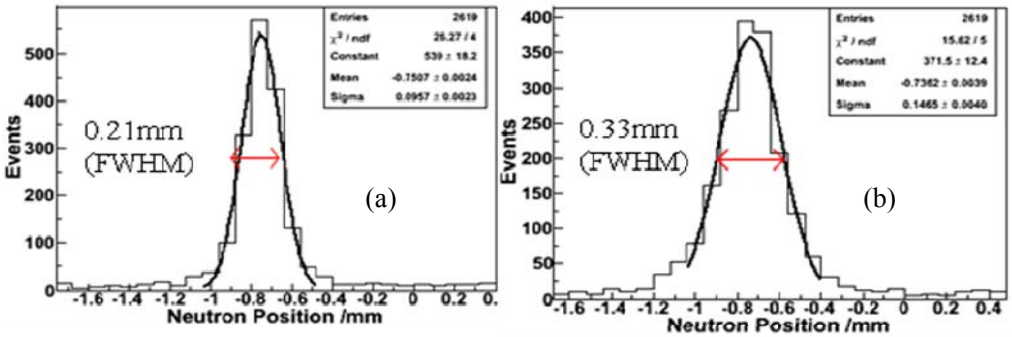
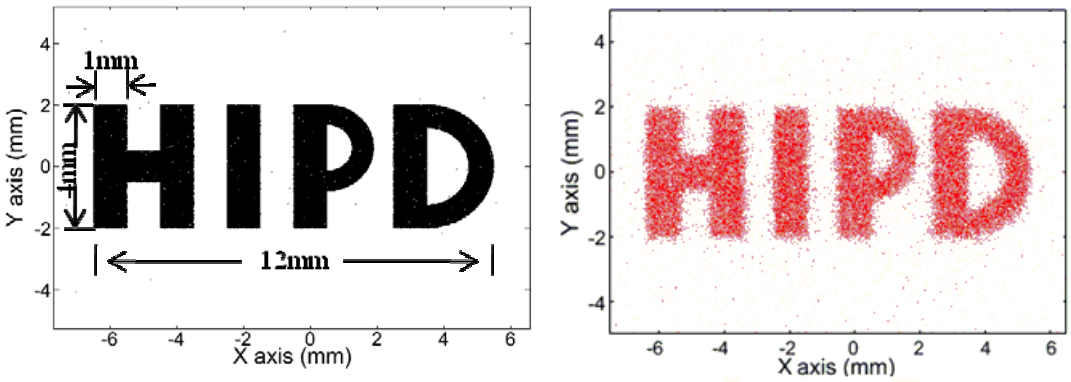


图5 中子位置分辨率，闪烁体与WLFS硅油耦合：(a) X轴位置分辨率；(b) Y轴位置分辨率。

2.4 中子二维成像

探测器的二维成像能力可在一定程度上反映其位置分辨率的好坏。在模拟中，构建了一层厚1mm，面积为20mm×20mm的方形镉板，镉板上刻有“HIPD”字母模型，尺寸为4mm×12mm，线宽为1mm，如图6(a)所示。利用面积为20mm×20mm均匀的热中子（能量为0.0253eV）面源垂直入射在镉板上，镉板另一端采用探测器接收中子信号，模拟中输运了10万个热中子事例。根据WLSF阵列所传输的闪烁光信号大小，利用重心法重建入射中子的二维位置，图6(b)为闪烁体中子探测器获得的较清晰的成像效果图。由于光纤材料中含有C、H和O三种元素，因而对热中子有较高的散射截面，尤其是H元素。当中子穿过WLSF阵列时，部分中子在光纤中发生散射，因此会在“HIPD”字样周围出现了一定数量的离散中子点。



(a) (b)

图6 探测器二维成像：(a)镉板字母模型；(b)中子二维成像图

3. 小结

二维位置灵敏闪烁体型中子探测器采用双层闪烁屏夹波移光纤阵列的“三明治”式结构，其热中子探测效率最好可达到 49.1%。模拟结果和实验测试结果均表明探测器具有较好的 n/γ 抑制能力。模拟结果还显示，中子位置分辨率随光纤间距和光纤与闪烁屏距离的增加呈现增大趋势，本征位置分辨率为 X 轴为 0.18mm，Y 轴为 0.24mm。模拟结果与部分实验结果进行比较，在误差范围内均符合的较一致。本文中的研究结果，将为中国散裂中子源 HIPD 上大面积位置灵敏中子散射谱仪的优化和设计提供技术支持。

参考文献：

[1] 韦杰. 中国散裂中子源简介 [J]. 现代物理学知识, 2007, 06: 22-29

[2] Peter Weilhammer. Overview: silicon vertex detectors and trackers [J]. Nucl. Instr. and Meth A, 2000, 453: 60-70

[3] **A Oed**. Detectors for thermal neutrons [J]. Nucl. Instrum. Methods A, 2004, 525: 62-68

[4] S Agostinelli, J Allison, K Amako, et al. Geant4-a simulation toolkit [J]. Nucl. Instrum. Methods A, 2003, 506: 250-303

[5] Available on the web http://www.detectors.saint-gobain.com/.../Organics-Brochure.pdf

[6]Masaki Katagiri. Development status of position-sensitive neutron detectors for J-PARC in JAERI—a comprehensive overview [J]. Nucl. Instrum. Methods A, 2004, 529: 254-259

The Simulation on Two-dimensional position sensitive scintillation neutron Detector

Yang Zhen[1,2], Zhang Qiang[1,2,3], Tang Bin[1,2], Sun Zhi-jia[1,2], Yang Gui-an[1,2],
Zhou Jian-rong[1,2], Xu Hong[1,2], Wang Tuo[1,2,3]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;

2. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing, 100049;

3. College of Science, China University of Petroleum, Beijing, 102249)

Abstract: Chinese Spallation Neutron Source(CSNS) project has started since October 2011, As substitute of ^{3}He gas detector, scintillator neutron detector has been a research focus internationally. In this paper, a module of position sensitive neutron detector based on ^{6}LiF/ZnS(Ag) scintillator was constructed by GEANT4 package, and its key properties were studied. The simulation results show that the thermal neutron detection efficiency could reach 49.1% when "sandwich structure" of detector was set. Both simulation and experimental result reveal its good ability of n/γ rejection ration, and the gamma sensitive could be less than 10^{-5}. The smaller of the distance between each WLSF, and the gap between the WLSFs array and scintillator are, the better the position resolution is. The intrinsic spatial resolution is 0.08mm for X-axis and 0.12mm for Y-axis. The simulation results and that of parts experimental results plot the detector have a good 2D imaging capability. Work above can provide reliable data for scintillation neutron detector in CSNS.

Key words: GEANT4; ^{6}LiF/ZnS(Ag) scintillator; thermal Neutron detection; Wave Length Shifting Fiber

二维位置灵敏中子探测器 Am/Be 源测试

田立朝[1,2,3]，唐彬[1,3]，陈元柏[1,3]，孙志嘉[1,3]，刘荣光[1,3]，张建[1,3]，杨桂安[1,3]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；2. 中国科学院研究生院，北京 100049；

3. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049）

摘　要：根据中国散裂中子源多功能反射谱仪的需求设计研制了一个以 ^{3}He 为中子转换体的基于多丝正比室的二维位置灵敏热中子探测器。探测器有效面积为200mm × 200mm，采用高压闭气式工作模式，工作气体为6atm. ^{3}He + 2.5atm. C_3H_8，通过重心法实现位置重建。本文介绍了该探测器在 Am/Be 中子源上的测试结果并进行了分析，结果表明探测器具有良好的 n/γ 分辨能力以及位置线性。但是由于 Am/Be 的强度较低以及本底的干扰，目前测试位置分辨为 σ=4.9mm。预计在准直热中子束上会有更好的测试结果。

关键字：多丝正比室；中子探测器；Am/Be 中子源；性能测试

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

引言

中子和 X 射线都是探索物质微观结构的有效探针。自英国物理学家查德威客(J. Chadwick)在1932 年发现中子后，中子散射的应用使人们对物质微观结构的认识有了日新月异的变化。随着中子散射技术的不断深入发展，实验对中子通量的要求也日益提高。中国散裂中子源(CSNS)的建设将为我国中子散射研究用户提供一个高通量全方位的创新研究服务平台。多功能反射谱仪作为 CSNS 一期拟建的三台谱仪之一，要求中子探测器具有大面积、高探测效率、高位置分辨以及好的 n/γ 分辨能力等特点。

针对多功能反射谱仪的要求我们研制了一台有效面积为 200mm×200mm，基于 ^{3}He 中子转换体的多丝正比室探测器以及一套完整的读出电子学及数据获取系统。并在高能物理研究所 Am/Be 中子源上进行了测试。文中对探测器原理结构以及测试装置和测试结果进行了详细的介绍，并通过 Geant4 对测试结果进行了模拟分析。

1. 探测器设计

热中子的探测一般都是通过核反应方法将中子转化成带电粒子来实现的。^{3}He 气体与热中子有很大的反应截面(~5300 b)而广泛的用于热中子探测[1,2,3]，^{3}He 气体的密度直接决定了热中子的探测效率，热中子吸收的反应式为：

$$n+{}^3He \rightarrow p+{}^3H+764keV$$

中子与 ^{3}He 反应生成能量分别为 573keV 和 191keV 的质子和氚核，并且向相反的方向运动。质子和氚核在运动过程中将使工作气体发生电离产生大量初始电子－离子对，电离电子在电场作用下漂向阳极丝产生雪崩放大。雪崩产生的正离子向阴极漂移过程中会在读出丝上感应出正电荷，通过测量读出丝上感应电荷分布的重心就可以确定中子发生核反应的位置。由于核反应产生的质子和氚核在气体中射程不同，感应电荷重心将偏离中子核反应位置，一般为质子射程的 0.8 倍。为了提高中子位置分辨，一般会添加另外一种阻止性气体来限制

作者简介：田立朝，男，汉族，28 岁，博士研究生，主要从事探测器研究工作

质子的射程，如 CF_4、C_3H_8 或 iC_4H_{10} 等。综合考虑，为提高中子探测效率及位置分辨，选择 6atm. ^3He + 2.5atm. C_3H_8 作为我们的工作气体。

1.1 探测器结构

探测器的主体部分是一个多丝正比室和高气压密闭容器。为保证密闭容器能够承受高气压同时又尽量减少对中子的散射，密闭容器由铝合金端盖和不锈钢底盘组成。多丝正比室放置在容器内，由阳极丝平面、位于其上下各 3mm 处的相互垂直的 X 和 Y 读出平面以及阴极窗平面组成，基本结构如图 1 所示。阳极丝平面由直径为 15μm 间距为 2mm 的镀金钨丝组成，所有阳极丝连接在一起用于能谱测量以及提供系统触发信号；X 读出平面位于阳极丝平面上 3mm 处，由直径为 50μm 间距为 1mm 的镀金钨丝组成，四根丝焊接在一起形成一个读出条，读出条一端通过 10MΩ 电阻接地另一端直接与电荷前放相连，共 50 路读出；Y 读出平面位于阳极丝平面下 3mm 处，由 100 根宽 1.6mm 间距为 2mm 的金属条组成，两根金属条焊接在一起形成一个读出条，读出条一端通过 10MΩ 电阻接地另一端直接与电荷前放相连，共 50 路读出[4]。

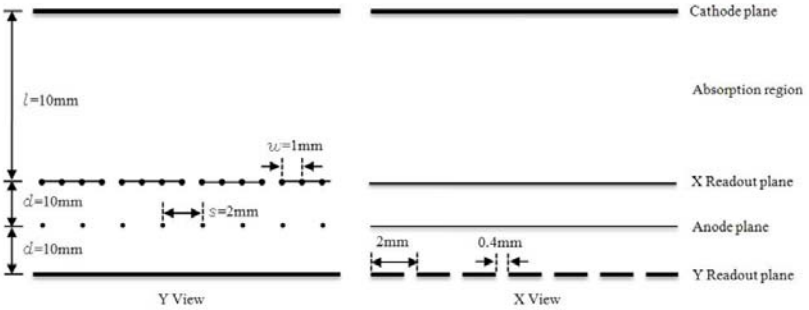


图 1. 多丝正比室结构示意图

1.2 电子学系统

针对探测器的信号特征，高能物理研究所电子学组研制了一套基于重心法读出的电子学系统，其电路框图如图 2 所示。该系统有两种工作模式，即在线数据获取模式和校准刻度模式。在数据获取模式下，由阳极丝提供触发信号，电荷测量插件(MQ 插件)通过寻峰方法获取每个通道电荷前放的电荷信息，并通过 VME 总线传送至 PC 机供离线分析。在校准刻度模式下，由校准刻度插件(CAC 插件) 向每通道电荷前放输入一定大小的电荷量，同时提供触发信号，使 MQ 插件获取电荷量的大小，实现对电子学的刻度。

1.3 电子学刻度

在 Am/Be 源测试之前，我们对探测器和电子学系统的各个部件进行组装，并在校准刻度模式下对电子学系统自身的性能指标作了详尽的测试。测试主要包括了以下几个方面：电子学增益、电荷分辨、电荷积分非线性以及基线，电子学系统各个参数指标如表 1 所示。调试过程中解决了系统噪声问题，对读出系统的一些参数如基线和取样延迟时间(trigger Latency)等进行了合理地设置。

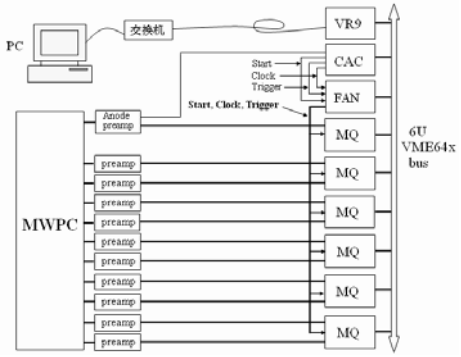


图 2. 读出电子学系统框图

表 1 探测器电子学系统各个参数测量值

参数	增益 (LSB/fC)	电荷分辨 (fC)	积分非线性 (%)	基线 (LSB)	寻峰时间 (ns)
测试结果	4.332±0.2142	0.814±0.046	0.204±0.045	31.3±5.6	0~750

2. Am/Be 中子源测试

目前受到国内中子源的限制，只能在实验室用放射性中子源进行测试。实验采用国产 Am/Be 中子源，强度为 5.18×10^5n/s，中子平均能量为 4.5MeV，半衰期为 433 年。鉴于源库中的本底较高，我们制作了一个 2mm 厚镉箱罩在探测器上，以屏蔽四周的热中子。探测器的工作高压为+3600V & -1800V。

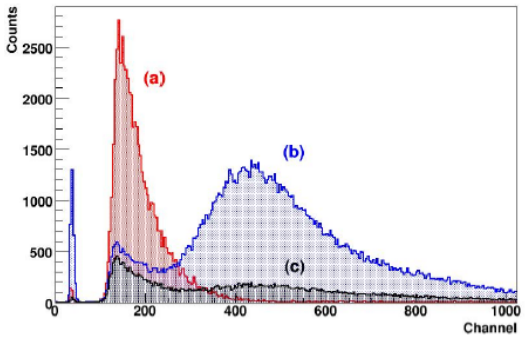


图 3. 测试能谱

2.1 能谱测试

源库中环境本底较高，室内探测器四周有很多散射中子及 γ 射线的存在，并且能量不确定。为此，我们在三种情况下测试了探测器的不同响应以明确本底对我们测试的干扰程度。图 3 中红色曲线(a)为探测器对 ^{137}Cs 660 keV γ 射线的响应；蓝色曲线(b)为 Am/Be 中子源经过约 40cm 厚聚乙烯慢化体及 1.2cm 厚铅皮（用于吸收部分 γ 射线）进入探测器后在探测器中的沉积能量；黑色曲线(c)为 Am/Be 中子源先后经过约 40cm 厚聚乙烯慢化体及 1.2cm 厚铅皮以及 4mm 厚镉片后进入探测器时在探测器中的沉积能量。由曲线(a)和曲线(b)可以看出，通过设置合适的阈值可以很好的实现 n/γ 鉴别；由曲线(b)和曲线(c)可以看出经过 4mm 厚镉片后仍有很多镉上中子进入探测器，这对后面的位置分辨测试带来了很大的影响。

2.2 位置分辨测试

由于 Am/Be 中子源强度较弱，我们分别采用了两种方法测试了探测器的位置分辨。首先用长 20cm，宽 8cm，厚 4mm 的镉片遮挡窗的一部分而另一部分则暴露在中子源照射下。分别用累积正态分布函数拟合中子计数谱如图 4 所示，得到探测器的位置分辨，垂直于阳极丝方向（X 方向）和平行于阳极丝方向（Y 方向）的位置分辨分别 $\sigma_x = 11.53mm \pm 0.081mm$ 以及 $\sigma_x = 9.448mm \pm 0.128mm$。位置分辨较差的原因主要是斜入射中子太多， 3.4 节对此进行了详细的解释。

同时用 4mm 厚的准直镉板对探测器位置分辨进行了测试。镉板如图 5（左）所示上半部分是等间距的 4 条 10mm 宽狭缝，用于探测器位置线性测量；下半部分是不同缝宽、不同间距的狭缝，在测量探测器位置线性的同时测试探测器的最佳位置分辨，缝宽分别为 12、6、4、2、8mm。测试过程中发现 2mm 缝宽过窄，中子计数与本底相当。后期的测试将 2mm 缝宽改为 4mm。测得镉板下半部分对应的中子计数谱如图 5（右）所示，其中 4mm 狭缝对应的位置谱 $\sigma = 4.93mm$（未扣除狭缝的影响）。同时得到 X 和 Y 方向的位置线性如图 6 所示，其线性度分别为 0.9995 和 0.9998。

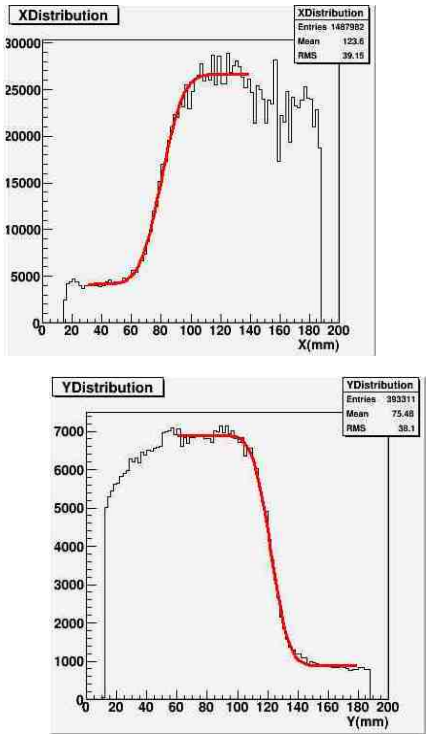


图 4. 位置分辨测试

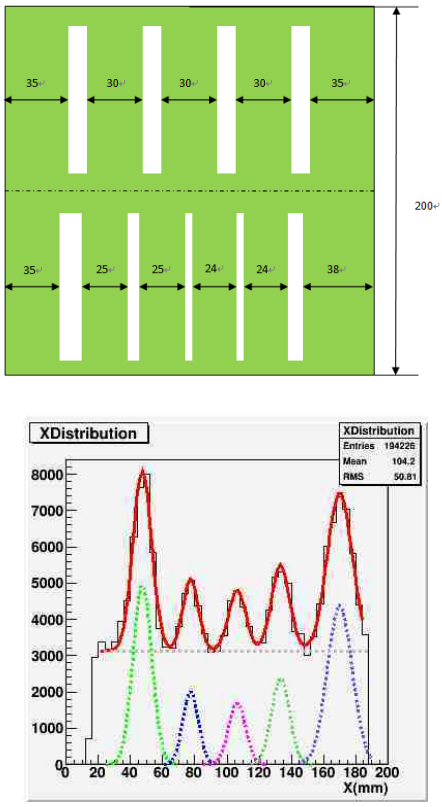


图 5. 准直狭缝及中子位置谱

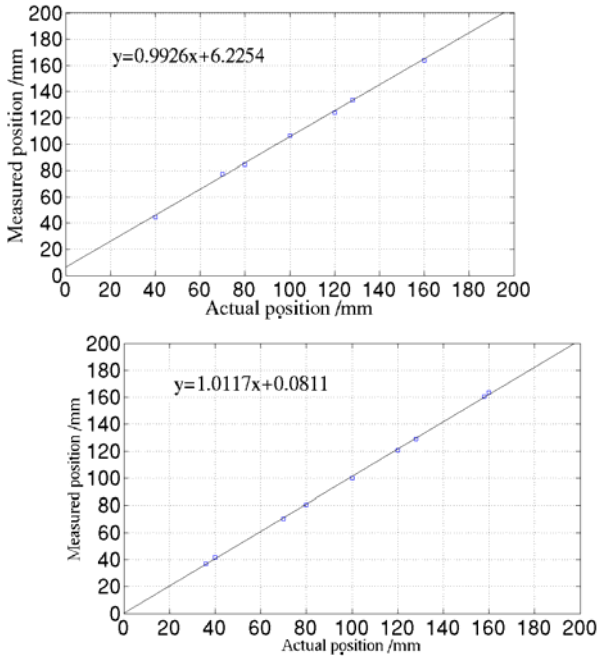


图 6. X（左）和 Y（右）方向的位置线性

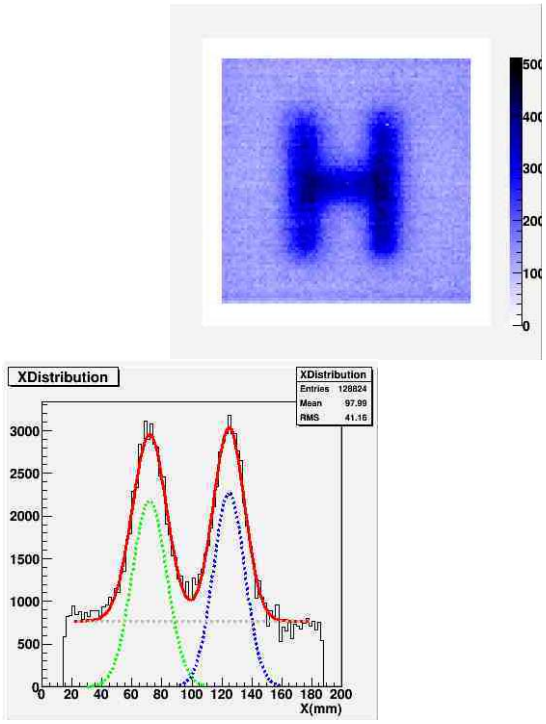


图 7. 探测器二维成像及 X 方向的位置谱

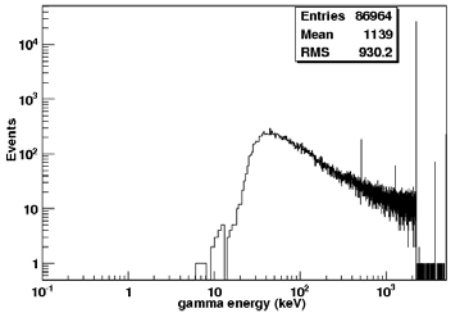
2.3 二维成像

制作了一个厚度为 4mm 的“H”字母镂空的镉板，字母笔画宽度 1.5cm，字母宽度 7cm，字母高度 10cm。图 7 为重建的“H”字母以及在 X 方向上的中子计数谱。重建的“H”字母清晰可见，受镉

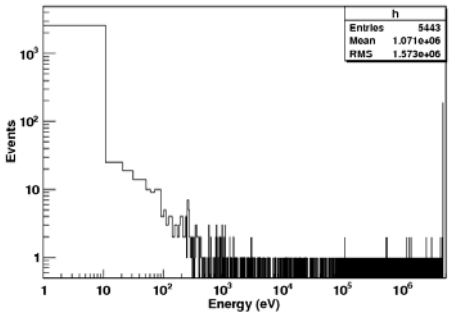
上中子和高能中子的影响中子谱中的台阶很高，而字母边缘有些模糊主要是由斜入射中子引起。

2.4 结果分析

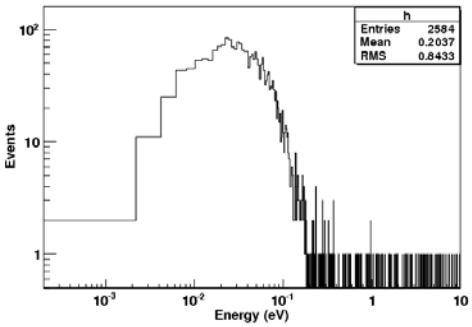
基于^{3}He气体的热中子位置灵敏探测器一般都具有很好的n/γ分辨能力，中子与^{3}He发生核反应释放出764keV的单一能量，理论上能谱的中子峰很窄并且可以和γ峰明显的分开，但是在我们的测试结果中显示中子峰有个很长的尾巴。为了分析其中原因，利用Geant4模拟计算了Am/Be中子源经过慢化体及屏蔽体后到达进入探测器的粒子分布。结果如图8所示，图(a)为经过慢化体及屏蔽体后γ射线的能量分布，γ射线能量几乎都在2 keV以下，对中子谱不会带来影响；图(b)为经过慢化体后中子能量分布，图(c)为中子能量分布局部放大图，可以看出镉上中子及高能中子仍占有很大的比重，成为位置分辨测试的主要影响因素；图(d)为经过慢化体后中子进入探测器的入射角度分布（假设中子垂直于入射窗进入时，入射角为零，中子方向与探测器入射窗平行时入射角为90°），可以看出中子以锥形分布从慢化体发射出来进入探测器，斜入射中子占据主要成分，这也对探测器位置分辨和二维成像测试带来了很大的影响。



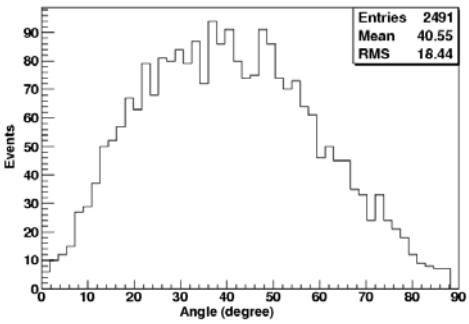
(a) 经过慢化体后 γ 射线能量分布



(b) 经过慢化体后中子能量分布



(c) 0~10eV 中子能量分布



(d) 热中子进入探测器的入射角度

图 8. Geant4 模拟探测器入射窗前中子及 γ 射线分布

结合Geant4模拟结果，探测器在源库Am/Be中子源上测试结果不是很理想的原因如下：

1. 源库内中子源较多，环境中散射中子太多，造成测试过程中台阶；

2. 中子源强度太弱(经慢化体慢化后在探测器入射窗前热中子通量~2cm^{-2}s^{-1})，不能用很窄的狭缝进行位置分辨的测试；

3. 中子源经过慢化体慢化后在探测器窗前相当于面源，斜入射中子太多，同时有很多镉上中子，^{3}He对这部分镉上中子仍具有很大的反应截面，这对位置分辨的测量带来很大影响；

4. 快中子进入探测器产生反冲质子，这是中子能谱变宽的主要原因，同时也会给位置分辨带来影响。

3. 结论

将探测器与电子学系统一起进行了联调，电子学的各项指标均达到设计指标，可以满足探测器的工作要求。受国内中子源条件限制，探测器在中国科学院高能物理研究所 Am/Be 中子源上进行了初步测试。测试结果表明探测器具有较好的 n/γ 分辨能力。但是源库中散射中子过多，本底复杂，受镉上中子的影响以及高能中子在探测器中产生的反冲质子的影响，测得探测器在沿阳极丝方向位置分辨仅为$\sigma = 4.93mm$（对应狭缝宽度为 4mm，未扣除狭缝宽度的影响）；探测器具有较好的相对位置分辨以及位置线性度，垂直于阳极丝方向线性度为 0.9995，平行于阳极丝方向线性度为 0.9998；探测器二维成像较为清晰，但是边缘有些模糊，主要是由于中子的斜入射所引起。综合以上测试结果表明，探测器可以工作正常，预计在高通量准直热中子束上可以得到更好的测试结果。

参考文献:

[1] R.B. Knott, G.C. Smith, G. Watt et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1997, 392: 62

[2] B. Yu, J.A. Harder, J.A. Mead et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2003, 513: 362

[3] A. M SHAIKH, S S DESAI and A K PATRA, Pramana J. Phys. 2004, 63: 465

[4] Wang Xiao-Hu, Zhu Qi-Ming, Chen Yuan-Bo et al, Chinese Physics C, 2008, 32: 903

Performance Test of the 2D Position Sensitive Neutron Detector on Am/Be Source

TIAN Lichao[1,2,3] TANG Bin[1,3] CHEN Yuanbo[1,3] SUN Zhijia[1,3] LIU Rongguang[1,3] ZHANG Jian[1,3] YANG Guian[1,3]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;

2. Graduate University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049;

3. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

Abstract: A thermal neutron detector with a sensitive area of 200mm × 200mm originated from the Multi-Wire Proportional Chamber (MWPC) based on the ^{3}He convertor was constructed for the Multifunction Reflection Spectrometer of China Spallation Neutron Source. It operates with a gas mixture of 6atm. ^{3}He + 2.5atm. C_3H_8 filled in a high pressure chamber. Gravity center readout system was used to reconstruct the neutron position. The detector was tested on the Am/Be neutron source. The results show good n/γ discrimination and position linearity. But only a position resolution of σ=4.9mm was obtained since the low intensity neutron source and high background. A much better position resolution would be achieved on a high intensity thermal neutron beam test.

Keywords: MWPC; Neutron detector; Am/Be neutron source; Performance test

伽玛暴偏振探测器 POLAR 的对偏振光的响应

肖华林，孙建超，吴伯冰，张永杰，李陆，柴军营，张来雨，文星

（中国科学院高能物理研究所，北京，100049）

摘　要：POLAR 是专门用于测量宇宙中伽玛暴偏振的探测仪器，POLAR 由 25 个探测器模块组成。2011 年底，我们利用欧洲同步辐射光源产生的 100%偏振的不同能量的伽玛光对 POLAR 探测器单模块进行了研究，实验表明 POLAR 具有很好的偏振测量能力。

关键词：POLAR；伽玛暴；偏振

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1967 年，用于核爆监测的美国卫星 Velle 发现了来源于宇宙空间的伽玛射线爆发现象。这种爆发现象是在宇宙学尺度发生的恒星级天体过程，其激烈程度仅次于宇宙创生时的宇宙大爆炸。然而，至今为止伽玛射线的爆发机制还是天体物理中的未解之谜。当前伽玛暴的理论模型有三个：火球模型、电磁驱动磁流体力学模型以及炮弹模型[1,2,3]。不同的模型对伽玛暴喷流过程发射的伽玛射线的偏振有着不同的预言。 伽玛暴的偏振的确定对确定伽玛暴的理论模型有着重要的意义。

伽玛暴偏振探测器 POLAR 是专门用于测量伽玛暴的探测仪器，预计于 2014 年发射升空。POLAR 共有 25 个探测器模块以及相应的后端读出电子组成。目前 POLAR 的单个模块已经制作完毕。2011 年底，我们用欧洲同步辐射光源产生的多个能量 100%偏振的伽玛射线对 POLAR 的单模块的偏振探测能力进行测试，本文将介绍实验的详情以及数据处理结果。

1　POLAR 探测器简介与偏振测量原理

1.1 POLAR 的探测器简介

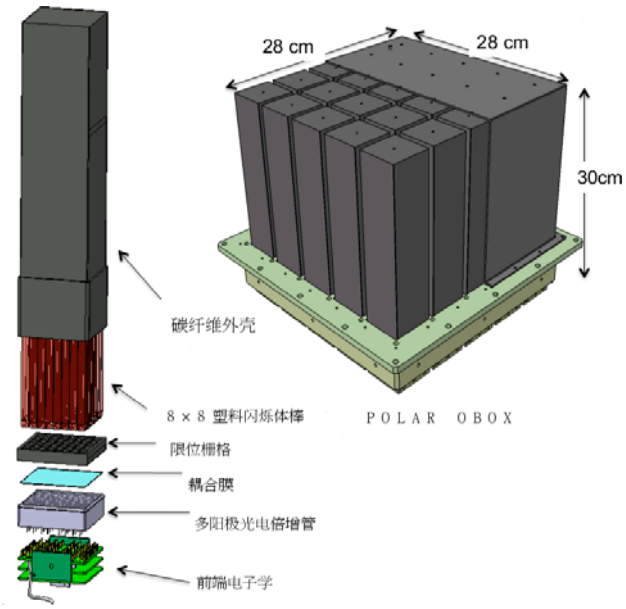


图 1. POLAR 单模块以及 POALR 结构图

如图 1 所示，POLAR 由 25 个探测器模块组成。每个探测器模块由 64 根 5.7 mm×5.7 mm×176 mm 的塑料闪烁体棒、一个 64 像素多阳极光电倍增管以及前端电子学组成。 塑料闪烁体棒由高反射的 ESR 包裹。整个探测器封装在一个碳纤维外壳内。多阳极光电倍增管将闪烁体产生的闪烁光转换为电信号，随后被两块 ASIC 芯片积分滤波后保持，ASIC 芯片同时输出触发信号至中心触发

作者简介：肖华林(1984-)男，江西赣州人，博士后，研究方向：探测器研发，蒙卡模拟以及数据分析

系统，触发判选后将触发信号发送至 FPGA，FPGA 控制 ASIC 保持的模拟信号顺序输出，送至 ADC 进行模拟数字转换，最后 FPGA 将 64 通道 ADC 道数加上通道号与时间信息后，通过 LVDS 接口发送至后端的数据获取系统。

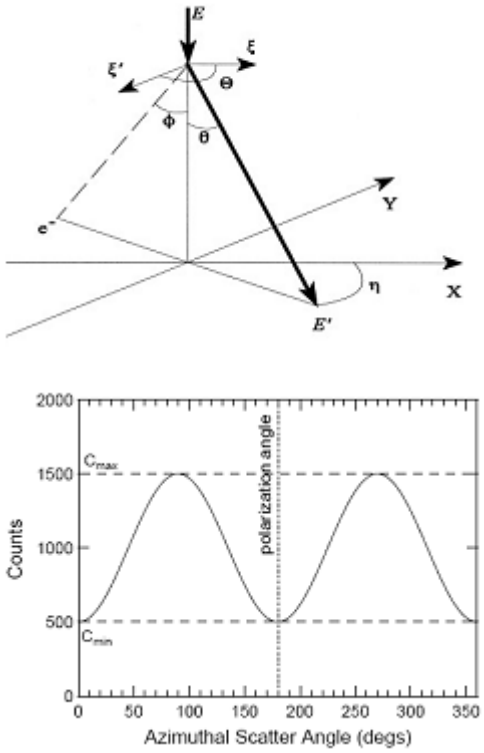


图 2. 康普顿散射示意图（上图）以及典型的调制曲线（下图）

1.2 POLAR 的偏振测量原理

POLAR 设计的对伽玛射线的探测能区为 50 keV - 500 keV。在这能区，伽玛射线与塑料闪烁体主要发生康普顿散射[4]。 康普顿散射截面可以用 Klein-Nishina 公式来表示：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{r_0^{\,2}}{2}\left(\frac{E^{'}}{E}\right)^2\left(\frac{E}{E^{'}}+\frac{E^{'}}{E}-2\sin^2\theta\cos^2\eta\right) \quad (1)$$

其中 r_0 为经典电子半径，$E,E^{'}$ 分别为入射光子能量与散射光子能量，θ,η 分别为散射角与散射方位角（如图 2 所示）。入射的伽玛射线与探测器中的塑料闪烁体棒发生康普顿散射后，产生沉积能量，并在相应的探测通道产生信号输出；康普顿散射光子可以与其余闪烁体棒发生第二次康普顿效应（或者光电效应）并在该通道产生信号输出，确定了两次作用点位置，就能确定散射的方位角。实际中，我们将两个最大沉积能量最大的闪烁体棒作为两次作用点。如图 2 所示，对于正入射的伽玛射线，伽玛射线散射方位角的分布（也称为调制曲线）可以用如下公式表示[4,5]：

$$f(\xi)=k\cdot\{1+\mu\cos[2(\xi-\xi_0)+\pi]\} \quad (2)$$

其中 ξ 散射的方位角，ξ_0 为相位，k 为归一化系数，μ 定义为调制因子。 μ 与入射光子的偏振度有关。对于非偏振光子，μ 为 0。 对于未知偏振度的入射光子，可以通过测量其调制因子 μ_x，以及 100%偏振光对应的调制因子 μ_{100} 确定其偏振度 $p=\mu_x/\mu_{100}$。

2 POLAR 单模块偏振实验

2.1 单模块测试系统以及偏振实验简介

目前，为了进行配合单模块偏振实验，我们搭建了一套 POLAR 单模块探测器测试系统， 这套系统由 POLAR 探测器单模块、数据获取盒以及 PC 组成。前端电子学中的 ASIC 芯片将多阳极电倍增管将 64 路信号进行保持，由 FPGA 控制顺序读出后进行模拟数字转换，转换后的数字量再由 FPGA 进行编码打包后通过 LVDS 发送给数据获取盒。数据获取盒由 LVDS、FPGA、usb 接口芯片、高压模块以及相应外围电路组成， 它将单模块的前端电子学经 LVDS 接口发送的数据重新打包后通过 USB 接口发送给 PC，此外数据获取盒也可以接收由 PC 发送的指令，进行解析后发送给高压电路为多阳极光电倍增管提供高压，或者通过 LVDS 接口发送给前端模块进行触发方式与触发阈值的设定。单模块测试系统的数据获取软件用 C++以及 ROOT 编写，并采用 Linux 作为操

作系统，USB 驱动使用开源代码库 libusb，图形显示采用 ROOT 图形库。

2.2 POLAR 单模块偏振实验光源介绍

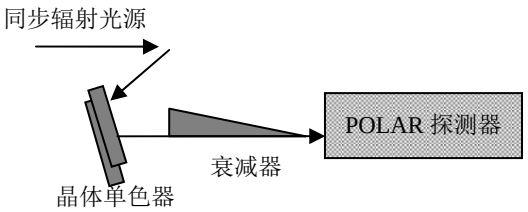


图 3. ID15A 线站光路示意图

2011 年 11 月底我们申请到了欧洲同步辐射光源的 ID15A 线站机时，ID15A 线站可以产生 100% 偏振的伽玛射线，其能量范围为 30keV-750keV 。 ID15A 线站光路如图 3 所示，同步辐射光首先要经过一个晶体单色器对入射伽玛光进行能量筛选，使得输出的伽玛能量为接近单能 E_0 （出射光中存在能量为 $3E_0$ 的伽玛光子，但比例越小，E_0=100 keV 时，其占的比例为 3%，在我们的实验中，$3E_0$ 光子的影响可以忽略不计）。ID15A 输出的最大光通量越为 10^{13} 光子/s, 而我们探测器能承受的最大光子通量约 2000 光子/s，为了衰减光强，我们在光路中插入了一个楔形的铝制衰减器，衰减器可以通过步进电机移动，改变横向位置就可以改变衰减器的厚度。实验中将入射伽玛光通量衰减至 10^3 光子/s 左右。

2.3 POLAR 单模块偏振实验

实验中，我们将 POLAR 探测器模块安装在一个 4 维的机械平台上，机械平台由 4 个步进电机控制，可以进行 x,y，z 方向平移以及绕光入轴的方向旋转。 ID15A 光源的光斑大小为 0.5 mm×0.5 mm[5]，因此正向入射时入射光一次只能照射一根闪烁体棒，我们采用逐根棒扫描的方式模拟伽玛暴的平行面光的入射情况。实验中，数据获取系统（DAQ）每 获得 2000 个事例后，停止从前端读取数据，通过局域网向控制步进电机的计算机发送一个标志数据获取完毕数据包，计算机获得数据包后，移动单模块探测器，使光束对准下一根闪烁体棒中心，步进电机移动到位后，再向 DAQ 计算机发送数据包，DAQ 计算机获得启动指令后开启下一轮到数据获取，直到 64 根闪烁体棒扫描完毕。扫描完一轮，重新对 64 根闪烁体棒进行扫描。扫描完毕后，探测器旋转 90 度（相对于探测器来说，偏振方向旋转了 90 度），重新扫描 64 根闪烁体棒。扫描完一个能量点后， 改变入射光能量。 整个实验中，我们总共测试了 4 个能量点，分别为 511 keV，356 keV, 288 keV，以及 200 keV，共获得了大约 10 GB 的数据。

3 数据处理与结果

3.1 台阶的扣除

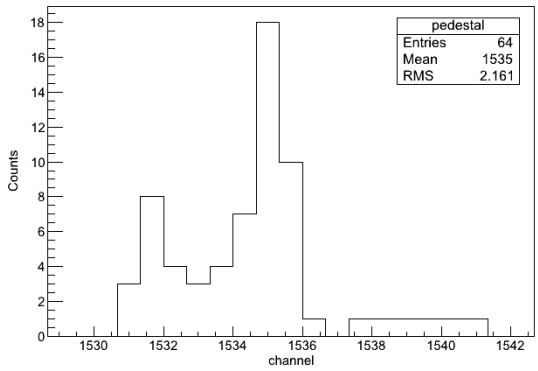


图 4. 用定时触发测得的 64 通道台阶分布图

在没有信号输入 ASIC 时，ASIC 芯片也会有一定的电压输出，导致测得的 ADC 道数有一定的偏移，此外光电倍增管暗噪声暗电流的存在，也会给测得的道数产生偏移，这个偏移就是台阶。为了获得得台阶，我们在前端电子学 FPGA 固件内嵌入了定时触发相关功能模块。图 4 是测得的 64 个通道的台阶分布图。 64 个通道的台阶在整个实验过程中的变化少于 1 个 ADC 道数。获得各通道的台阶后，我们将各通道的 ADC 道数减去了对应通道的台阶。

3.2 串扰的修正

粒子只在一根棒上有相互作用并产生闪烁光时，其余通道也可能有信号输出，我们称该效应为串扰效应。串扰的主要来源有两个：一个是闪烁体棒之间的光学串扰，另一个光电倍增管通道间的电子学串扰。通道之间的串扰大小可以用一个系数 m_{ij} 来表示 （i, j 为闪烁体的棒的编号），64 通道之间的串扰系数用矩阵 M 来表示，有 $M=(m_{ij})$。 假设各通道之间不存在串扰效应时，64 通道的 ADC 道数为矩阵 X （X 即为串扰修正后的 ADC 道数），由于串扰效应，各通道的 ADC 道数变为 Y， X 与 Y 之间的关系为：

$$Y = M \cdot X \qquad (3)$$

则有 $X = M^{-1} \cdot Y$。 串扰修正主要就是求各通道的串扰系数 m_{ij}。

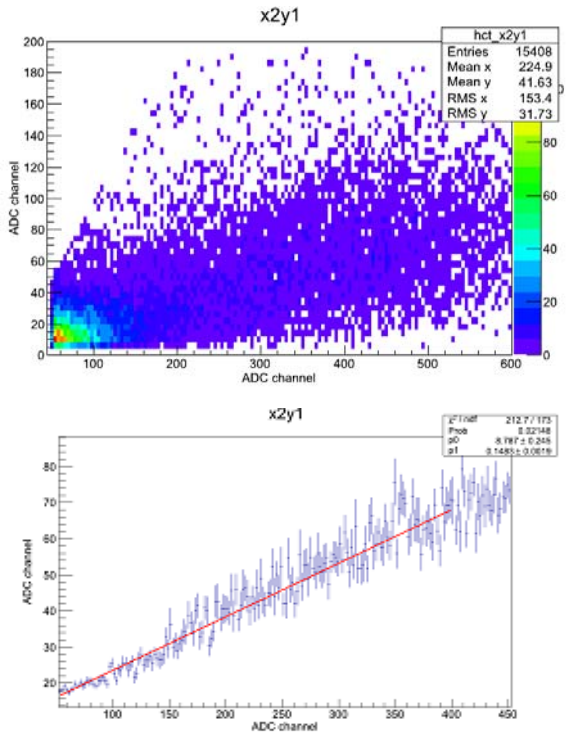


图 5. 通道 1 和通道 2 之间的串扰,上图为散点图,下图中的点为左图散点对 Y 轴求重心以及线性拟合结果

将获得的事例的一个通道 ADC 道数为 X 轴，另外一个通道为 Y 轴，就可以得到两通道间的串扰图，通道 1 和通道 2 之间的串扰散点图如图 5 上图所示。对图 5 中散点 Y 轴方向求重心后如图 5 下图所示。对重心进行线性拟合，斜率就是通道的串扰系数。64 个通道的之间的串扰系数矩阵如图 6 所示。对串扰系数矩阵求逆，并将逆矩阵作用每个事例，就可以把大部分的串扰除去。

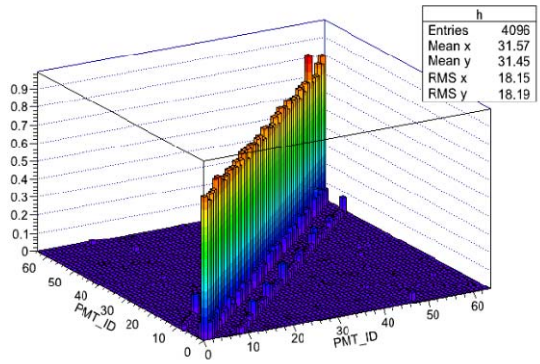


图 6. 串扰系数矩阵

3.3 能量刻度

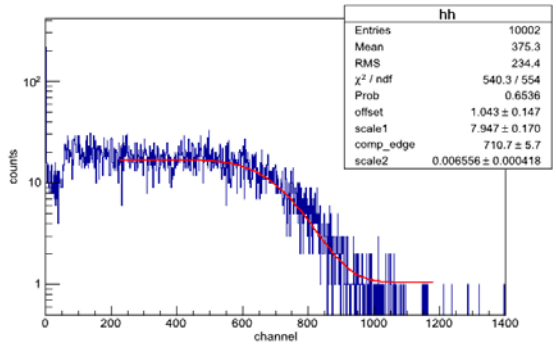


图 7. 511 keV 伽玛射线入射时棒 1 上时测得的能谱

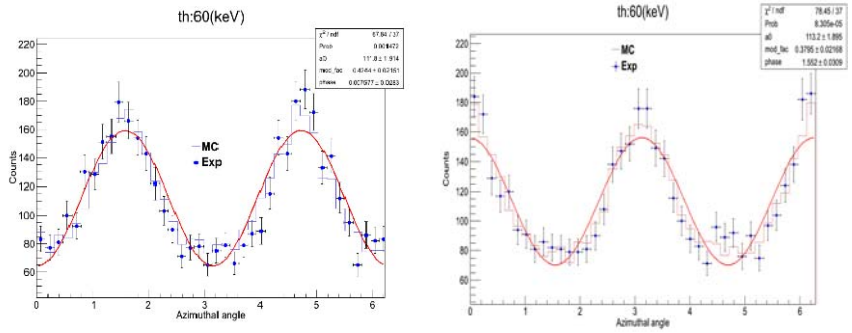
所有事例进行串扰修正后，我们将相同闪烁体棒不同事例的 ADC 道数进行累积，得到伽玛射线在闪烁体棒上的沉积能量谱，图 7 是一个典型的能谱图。 能谱中康普顿边可以用如下函数拟合[7]：

$$f(x) = a_0 + a_1 \cdot Erfc[(x - a_2) \cdot a_3] \qquad (4)$$

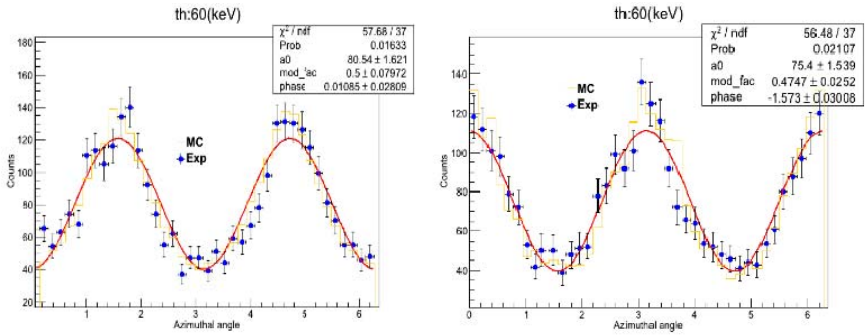
其中 a_0, a_1, a_3 为拟合参数， a_2 即为康普顿边的位置，

$$Erfc(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \text{。}$$

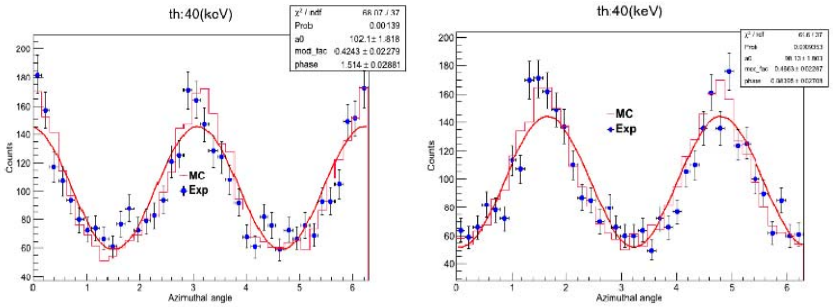
理论计算可以得到 511 keV 能谱的边位对应的能量为 340 keV，对 64 个通道的能谱的康普顿边位进行拟合，得到 64 通道能谱的边位，就可以得到 ADC 道数与沉积能量的转换系数。



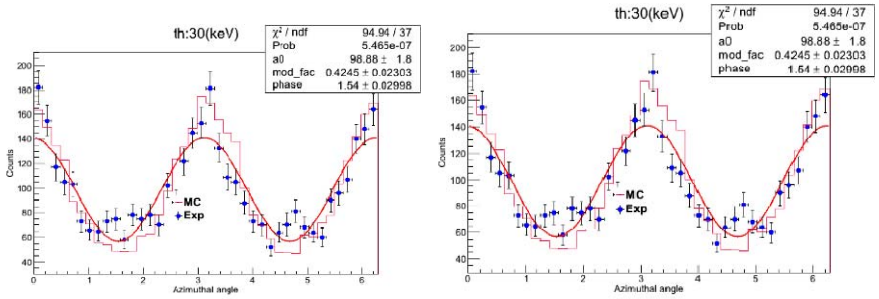
(1)511keV,水平偏振 (2)511 keV,垂直偏振



(3）356 keV,水平偏振 (4)356 keV,垂直偏振



(5)288 keV,水平偏振 (6)288 keV,垂直偏振



(7)200 keV,水平偏振 (8)200 keV,垂直偏振

图 8. 能量为 511 keV,356keV,288keV,200keV 水平偏振与垂直偏振的伽玛射线射时单模块测得的调制曲线图与蒙卡模拟对比。

3.4 调制曲线

数据处理的最后一步是寻找两根能量沉积最大的闪烁体棒以确定散射方位角。 我们将能量沉积最大的棒作为伽玛射线的第一作用点，将满足以下条件的闪烁体棒认为是第二作用点：（1）与第一根闪烁体棒不相邻；（2）能量沉积大于其余的闪烁体棒；条件(1)的目的是减小串扰对着火棒的误判。 找到两个作用点后，我们将它们的坐标在闪烁体棒内随机化， 并通过公式 $\xi = \mathrm{atan2}(y_1 - y_2, x_1 - x_2)$ 计算散射方位角。

图 8 是能量分别为 511 keV, 358 keV，288 keV 与 200 keV，水平偏振与垂直偏振的伽玛射线入射 POLAR 单模块时，测得的调制曲线。图中带误差棒的点为实验测得的结果，直方图为用 Geant4 蒙卡模拟结果，曲线为用公式(1)拟合的结果。 从图中可以看到，入射能量较高时，实验与蒙卡模拟符合很好；随着入射能量的降低，由于多阳极光电倍增管之间的不均匀性的影响，在设定的软件分析阈值下，各通道的所筛选得到的事例数将出现一定的不均匀性。使得在调制曲线中在方位角为 45 度与 135 度附近的计数增加。此外需要指出的是，由于单个模块的探测器几何效应比较显著，调制曲线并非标准的余弦函数。随着模块数的增加，几何效应将会减小。

4 结束语

POLAR 是专门用于探测伽玛暴偏振的探测仪器，其灵敏探测能区为 50 keV - 500 keV。文中利用欧洲同步辐射光源产生的偏振光源对 POLAR 单个模块进行了研究；分别测量了对能量为 511 keV，356 keV, 288 keV 与 200 keV 的垂直偏振与水平偏振的伽玛射线的响应， 实验结果与理论结果模拟较好。POLAR 具有很好的偏振测量能力。

参考文献：

[1] T. Piran. The Physics of gamma-ray burst [J] . Rev. Mod. Phys., 2004, 76: 1143-1210.

[2] M. Lyutikov, et al. Polarization of Prompt Gamma-Ray Burst Emission: Evidence for Electromagnetically Dominated Outflow [J]. Astrophys. J., 2003, 597 (10): 998-1009 .

[3] T. Pian. Gamma-ray bursts and the fireball model [J]. Phys. Rep., 1999, 314 (6): 575-667.

[4] N. Produit et al. POLAR, a compact detector for gamma-ray bursts photon polarization measurements [J]. Nuclear Instruments and Methods A [J]. 2005, 550: 616-625.

[5]http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Experiments/StructMaterials/ID15.

[6] Estella Suarez Garcia, X-Ray Polarization: RHESSI Results and POLAR Projects [D], 2010.

Response of POLAR to polarized Gamma rays

Xiao Hua-lin, SUN Jian-chao, WU Bo-bing, ZHANG Yong-jie, LU Li, CHAI Jun-ying

（Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing, 100049）

Abstract: POLAR is a novel compact space-borne Compton polarimeter conceived for a precise measurement of Gamma Ray Burst polarization. It consists of 25 detector modules. In the end of 2011, we studied the response of POLAR single module to 100% polarized Gamma rays generated by the European Synchrotron Radiation Facility. The experimental results supports that POLAR has a good capability on polarization measurements.

Keywords: POLAR; Gamma ray burst; polarization

高压氙正比计数器

黄伟，刘丹，万裕德，李井怀

（中国原子能科学研究院，北京 102413）

摘　要：气体探测器有着结构简单、使用方便的特点。高压氙正比计数器不仅继承了气体探测器的优势，还在探测效率和能量分辨等性能上得到发展。作为性能优越的新型气体探测器，它有良好的应用前景。本文先介绍高压氙正比计数器的特性，然后给出我们研制的几种规格高压氙正比计数器的相关性能，并与 NaI 晶体的能量分辨率进行比较，最后介绍它在科研、生产特别是核技术领域的应用研发情况。

关键词：高压氙正比计数器；气体探测器；能量分辨率；核技术

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

高压氙正比计数器是上世纪 80 年代末发展起来的新型气体探测器，它能够满足 X 射线和低能 γ 射线探测的需要。在 X 射线和低能 γ 射线探测领域中，以往常用的探测器包括：闪烁体探测器 NaI（碘化钠）、半导体探测器 HPGe（高纯锗），还包括 CdZnTe（碲锌镉）探测器。然而，NaI 闪烁体能量分辨率相对较差。HPGe 和 CdZnTe 作为半导体介质，虽具有良好的探测效率和能量分辨性能，但都对工作环境温度提出了不同程度的要求。其中，HPGe 需要冷却系统支持才能正常工作，且装置复杂笨重；CdZnTe 又因其体积不容易做大，难以胜任特殊的探测要求。高压氙探测器正是在这种背景下逐渐受到研究者重视的。

1 简介

正比计数器是工作在有限正比区的气体探测器[1]。X 射线以及低能 γ 射线与探测器内气体介质作用，产生初电离电子，电子在梯度电场中漂移又产生新的更多的次电离电子，从而形成电子的倍增效应。于是在收集极上感生的脉冲幅度将是原初电离感生的脉冲幅度的 M 倍，关系见式（1），其中 N_0 是入射粒子产生的初电离电子数，e 为电子电荷，c 为电容值。因正比计数器可以将入射粒子信号放大，所以适合用在探测较低能量射线的场合。

$$V = -MN_0 e / c \qquad (1)$$

氙是一种常温气态元素，原子序数 Z=54。氙的平均电离能 w0=21.9eV，且该值随氙的密度增加而减小[2](见图 1)。高压氙正比计数器拥有较好的能量线性[3]（见图 2）、较好的探测效率和能量分辨率，同时还具有优秀的时间稳定性和温度稳定性。

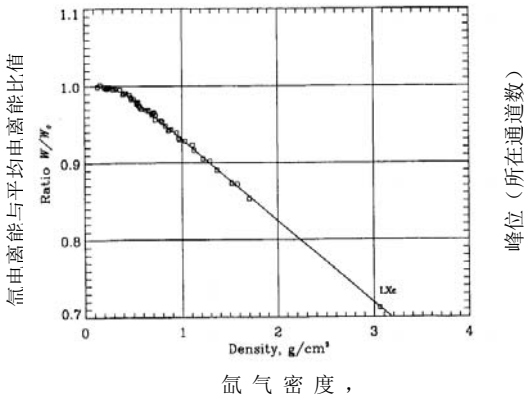


图 1. 平均电离能随氙密度变化图

作者简介：黄伟（1987－），男，江苏盐城人，硕士研究生，核技术及应用专业。

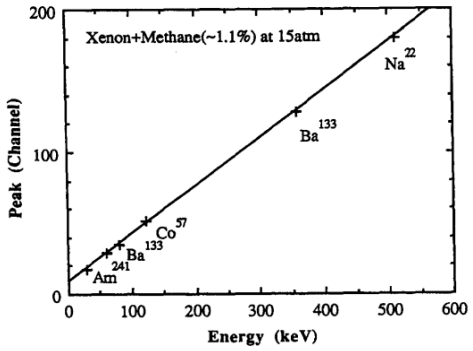


图 2. 15atm 高压氙正比计数器的能量线性

2 高压氙正比计数器的设计及装配

高压氙正比计数器的设计主要包括几何形状和介质成分两部分。

就探测器几何形状而言，因倍增电场值要求很大，圆柱型设计相对容易实现。管壁在满足承压要求的前提下，需尽可能的薄以减少对低能射线入射的阻碍，保证探测器相应的探测效率。必要时，还可开窗以增加粒子透射率。

气体探测器的介质成分主要包括工作介质和猝灭气体。这里的工作介质需要高纯氙气，B.D. Ramsey 等人[4]的研究表明，高压氙正比计数器中，电子在传输过程中的损失遵循（2）式

$$dn = -\left(\frac{nhup}{\lambda v}\right)dx \qquad (2)$$

n 为电子数，dx 为传输距离，h 为复合因子，u 为瞬发电子漂移速度，λ 为光电子平均自由程，v 为气体中电子漂移速度，p 为负电性杂质比例。根据（2）式可推出（3）式，其中 A 为控制量，其值为（4）式。由（3）式得正比计数器中电子数 n 在传输过程中随 A 值变大损失变化量趋缓。在低气压下，电子漂移速度 v 值大，则 A 值大，电子损失率小，这时几个 ppm 水平的负电性气体对探测性能几乎无影响。

$$n = n_0 e^{-hupx/\lambda v} \equiv n_0 e^{-x/A} \qquad (3)$$

$$A = \frac{\lambda v}{hup} \qquad (4)$$

因为电子的平均自由程 $\lambda = 1/N\sigma(E)$，在高压环境下，电子碰撞截面 $\sigma(E)$ 增大，电子平均自由程变小，由此影响 A 值跟随变小，此时若 p 值大，则使得 A 值更小，从而使所获信号涨落明显。

另外，猝灭气体的选择是高压氙探测器制备的重要环节。气体探测器中常用的猝灭气体有 CO2、CH4。其中 CO2 与 CH4 相比拥有更优越的长期稳定性能，我们沿用 CO2 作为高压氙正比计数器的猝灭气体。

在充氩气体探测器的测试中，充有以上两种猝灭气体的探测器对 X 射线（^{55}Fe）5.9keV 能峰处的能量分辨率为 18-20%，该值并不理想。研究人员提出了使用潘宁混合物（Penning mixtures）来改善充氙正比计数器的能量分辨率。氮气-氙气、氙气-乙炔混合气体作为潘宁混合物，可以增加电离数目因而可以获得更好的能量分辨[5-6]。P.C. AGRAWAL 等人[7]提出使用氙气-丙烷混合气体，当充入 5%的丙烷时，不仅可以将能量分辨率最好可达 14%，还能降低探测器工作电压。然而，丙烷气体液化气压低（4257kPa）、临界温度高（摄氏 96.8 度），由于密度可能产生的变化，其使用中极易靠近三相点。为了克服这些问题，R.K.MANCHANDA 等人[8]在设计充氙正比计数器时，还是选用 CH_4，可使工作电压降低 20%，且在低气压区有优于 CO_2 的能量分辨能力。

在制备圆柱型高压氙探测器时，相关结构设计及探测器装配均采用本实验室的工艺过程，包括保护环结构、绝缘子封装、管壁与接头、电极等焊接、检漏、部件清洗等。制作过程中要注意找寻到最小的壁厚来承载相应的气压，以此尽可能减少管壁对于入射光子的阻止效应，而管壁过薄又会使本底计数增加，因此选择合适的壁厚尤为重要[9]。进行抽真空和充气作业时，注意随时检漏，以保证探测器

完好。整个制备工艺也可参考安继刚等人[10]和 Doh Yun Jang 等人[11]的工作。目前采用的气体净化和注入系统（见图 3）配备有真空系统、多种传感控制器，可实现抽真空，气体压力控制，混合气体冲灌等多用途。

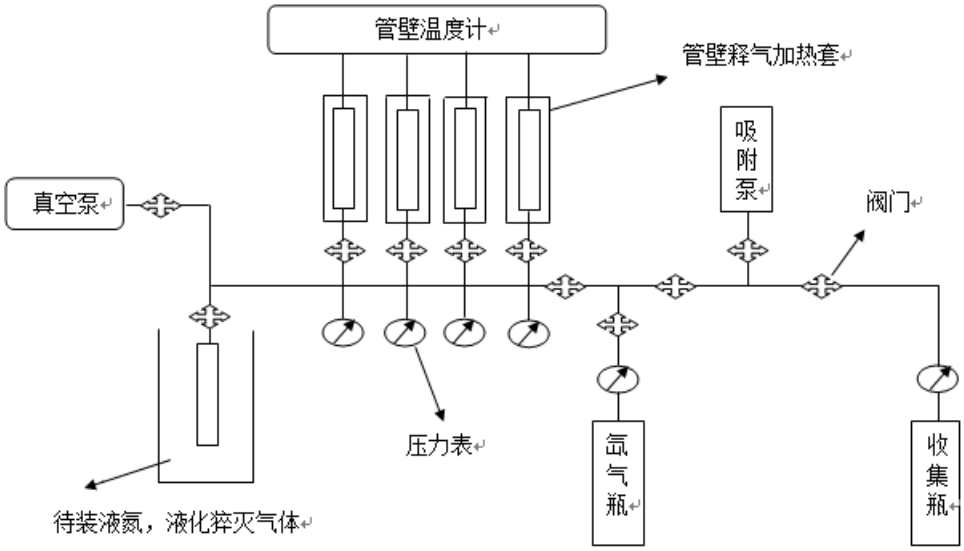


图 3. 实验室采用的气体净化及注入系统示意图

3 高压氙正比计数器性能评价

1991 年，H.Sakurai 等人[12]研制的 10atm 圆柱型高压氙正比计数器，氙气与甲烷以 98:2 配比，其 22keV 处能量分辨率为 9.8%，60keV 处能量分辨率为 7.3%。1atm 时，其 22keV 和 60keV 处能量分辨率为分别为 7.7%和 5.1%。

1994 年，R.K.Sood 等人[13]继高压氙气正比计数器研究之后，对高压氙气正比计数器展开了系列研究工作。他们发现在高纯氙气中充 2%的甲烷（CH_4）气体，能够让 15atm 以上的正比计数器气体倍增效果保持良好。小于 4atm 时，其 30keV 处能量分辨率小于 6%，122keV 处能量分辨率小于 4%。他们在发表的论文中，还描述了针对某一特定能量光子，在相同倍增条件下，随着充气气压增长，充有 2%CH_4 气体的高压氙探测器能量分辨率变坏的现象（如图 4）。

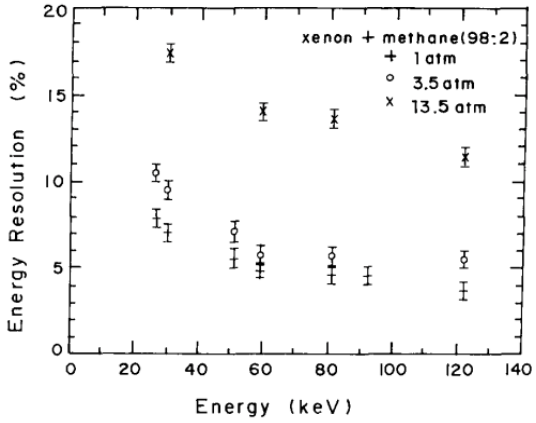


图 4. 三种不同气压高压氙正比计数器在低于 140keV 能区的能量分辨率

在温度特性上，通过与半导体探测器 CdZnTe 比较，显示了高压氙探测器明显的优势。图 5 是 20℃- 80℃范围内，高压氙探测器对于 662keV 保持着 1.69%稳定的能量分辨率，而相应的 CdZnTe 探测器能量分辨率则随温度上升逐步变差[14]。

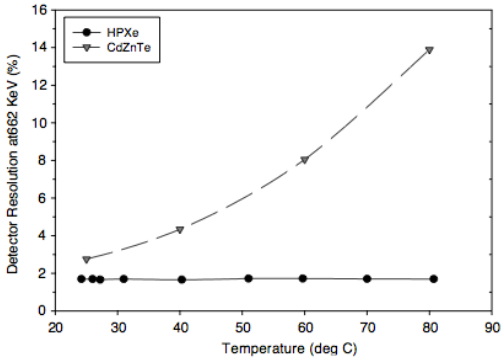


图 5.探测器能量分辨率随温度变化曲线

本实验室自主研发了多个型号的圆柱型高压氙正比计数器。其几何规格包括 Φ25.4mm×130mm 和 Φ32mm×235mm，用已制成的圆柱型高压氙正比计数器测量 ^{241}Am 同位素伽马源，并用 NaI 晶体做了相同的测试（结果见表 1）。

表 1. 不同规格高压氙正比计数器相关指标和性能

	几何规格 /mm*mm	充气压	工作电压范围	59.5keV 处 最佳能量分辨率
1	Φ25.4×130	4atm	2200V-2600V	7.80%
2	Φ32×235	3.5atm	2100V-2500V	6.30%
3		7atm	3000V-3500V	10.20%
NaI	Φ127×63.5			9.40%

充气压和相应猝灭气体含量不同情况下，其工作电压不同，且通过观察 2 号、3 号两只正比管的工作电压，在几何形状不变的情况下，充气压越高，工作电压有相应提高的趋势。针对 59.5keV 峰位的能量分辨能力，圆柱型高压氙正比计数随充气压升高变差，2、3 号管测得 ^{241}Am 同位素伽马源能谱见图 6 所示。对 3.5atm 的高压氙正比计数器进行高温测试，在 20°C—80°C 温度区间内，性能保持稳定。

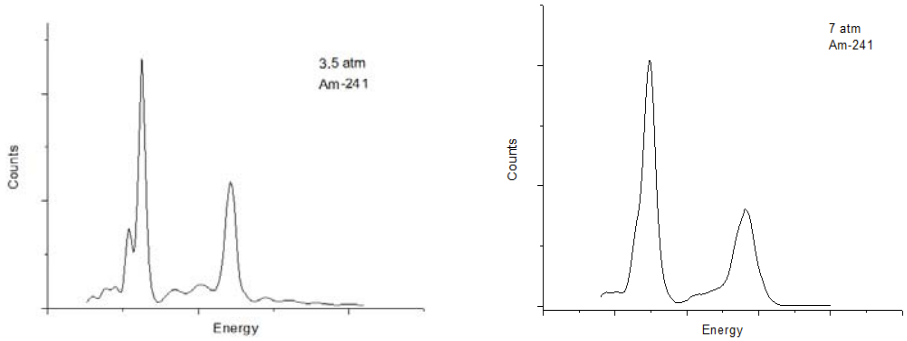


图 6. 2、3 号管所测 ^{241}Am γ 特征能谱

4 高压氙正比计数器的应用

正比计数器由于存在信号放大的特点，特别适合应用于低能射线的测量。高压氙正比计数器因高压氙正比计数器优越的探测效率、能量分辨率以及温度特性，可胜任 X 射线和低能 γ 射线的测量。

上世纪 80 年代初期，针对充氩、充氙正比计数器，便开始了广泛的研究工作。当时，低于 3atm 的已成功用于能量不高于 150keV 的 X 射线探测工作中，并在核物理、核医学、X 射线天文学等领域中得到应用[15-20]。

高压氙探测器以其综合性能完全可以胜任对铀、钚等核材料鉴别工作，在核爆监测、国家核安全及工业应用领域等方面有着重要的意义。D.H.Beddingfield 等人[21]采用美国 Mirmar Sensor 公司的 40atm 高压氙探测器所获得的能量分辨率与 CdZnTe 做比较，图 7 是非破坏分析（NDA）应用中感兴趣的 γ 射线能段中，高压氙和 CdZnTe 探测器的能量分辨率比较。由图可见，不仅在 100-700keV 能区范围内两者能量分辨率相当，在 250keV 以下能段，高压氙探测器能量分辨率更具优势。Birsen 等人[22]也认为高压氙探测器是目前最合适用于核安全监察领域的探测器。

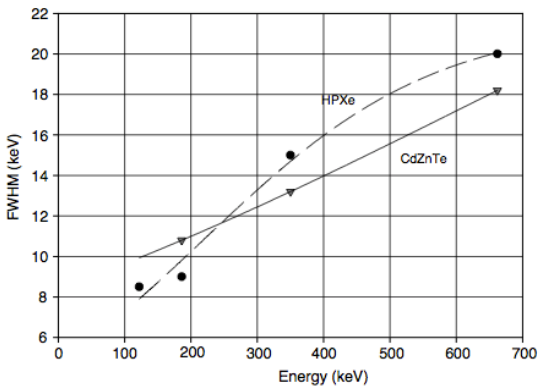


图 7. 高压氙和 CdZnTe 探测器的能量分辨率比较

高压氙探测器综合性能优越，成本相对低廉，这些特点使其能够投入广泛实际应用。美国已开发出了类似产品[23]。

5 总结与展望

圆柱型高压氙正比计数器能够在某些条件下替换 HPGe、NaI、CdZnTe 等，在 X 射线及低能 γ 射线探测领域的应用前景广阔。国际上对高压氙探测器的探究和研制工作已持续了 30 多年，近些年国内也开始了研发工作。因为其在应用领域的出色性能，以及氙气纯化技术和气体探测器成熟的制备工艺，使得高压氙正比计数器在内高压氙气体探测器和相关电子学得到迅猛发展。

正比计数器的性能受到多种因素的影响，因此可采取多种方式改善其性能。本实验室研制的高压氙正比计数器目前主要存在阻止能力还未达到要求，且采用的是 CO_2 猝灭气体，可进一步探究超高压正比计数器以及变换介质组分来改善其性能。另外，在电子学部分上设计适配的前放，获得更加理想的测量结果。

6 致谢

在整个探测器制作和测试过程中，厉敏等给予了我们大量的帮助，原子能院放化所 37 室还提供了的放射源和部分测试设备，在此一并感谢。

参考文献：

[1] 丁洪林，核辐射探测器[M]，哈尔滨：哈尔滨工程大学出版社等，2010：122-3231。

[2] Aleksey E. Bolotnikov, Brian D. Ramsey. Development of high-pressure xenon detectors[J]. Proc SPIE 3446, 64 (1998).

[3] R.K.Sood, R.K. Manchanda, Z. Ye. An ultra high pressure xenon detector for hard x-ray astronomy[J]. Advances in Space Research. 1991,11(8):421-424.

[4] B.D. Ramsey, R.F. Elsner, M.C. Weisskopf. The effects of contamination on gaseous X-ray detectors[J]. Nuclear instruments and Methods in Physics Research A, 1988,270:178-184.

[5] M.L. Jarvinen and H. Sipila, Nucl. Instr. and Meth. 193(1982) 53.

[6] J.P. Sephton, M.J.L. Turner and J.W. Leake, Nucl. Instr. and Meth. A256(1987) 561.

[7] P.C. Agrawal and B.D. Ramsey, Nucl. Instr. and Meth. A273(1988)331.

[8] R. K. Manchanda, Z. Ye, R. K. Sood, Nucl. Instr. and Meth. A292(1994)373.

[9] Bolotnikov, A., and Brian Ramsey (1997), —Improving the Energy Resolution of

High-pressure Xe Cylindrical Ionization Chambers, IEEE Transactions on Nuclear Science 44(3): 1006-1010.

[10] 安继刚，卿上玉，邬海峰，充气电离室[M]，北京：原子能出版社，1997：53-75。

[11] Don Yun Jang, et.al. A Cylindrical High-Pressure Xenon Chamber with Shielding Mesh, Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), IEEE, 2009.

[13] R. K. Sood, Z. Ye, R. K. Manchanda, Ultra-high pressure proportional counters Part II. Xenon[J], Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A , 1994, 344:384-393.

[14] D. H. Beddingfield, et. al. High-Preesure xenon ion chambers for gamma-ray spectroscopy in nuclear safeguards, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2003,505:474-477.

[15] A.R. Rao, P.C. Agrawal and R.K. Manchanda, Proc.18th ICRC, Bangalore, India 8 (1983) 5.

[16] A. Bazzano, L. Boccaccini, C.D. La Padula, M. Mastropietro, R. Patriarca, V.F. polcaro, P. Ubertini and R.K. Manchada, Nucl. Instr. and Meth. 214(1983) 48.

[17] D.P. Sharma, S.W.B. Dieters, M.W. Emery, K.B. Fenton, A.B. Giles, J.G. Greenhill, A. Sprent, D.M. Warren, G.L. Salmon, R.K. Sood and J.A. Thomas, Proc. 20th ICRC, Moscow, USSR 2(1987) 285.

[18] R.K. Manchanda, Indian J. Radio Space Phys. 20(1991) 252.

[19] L. Kaufman, V. Perez-Mendez, D. Shames and G. Stoker, IEEE Trans. Nucl. Sci NS-19(1972) 169.

[20] T. Ferbel, Experimental Techniques in high energy Physics (Addison -Wesley,1985).

[21] D. H. Beddingfield, et. al. High-Preesure xenon ion chambers for gamma-ray spectroscopy in nuclear safeguards, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2003,505:474-477.

[22] Birsen Ayaz- Maierhafer, Timothy A. DeVol. Determination of absolute detection efficiencies for detectors of interest in homeland security[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2007, 579:410-413.

[23] Albert G.Beyerle and David M.Walker, EVALUATION OF HPXe NUCLEAR EXPLOSION MONITOR APPLICATIONS, 28th Seismic Research Review: Ground-Based Nuclear Explosion Monitoring Technologies, 2006, 765-773.

High Pressure Xenon Proportional Counters

Huang Wei, Liu Dan, Wan Yu-de, Li Jing-huai

（China Institute of Atomic Energy, Beijing, 102413.）

Abstract: Gas detectors with simple structures are easy to use. High pressure xenon proportional counters (HPXePC) not only inherit the advantages of gas detectors，but get improved in both detection efficiency and energy resolution. There is a wide application prospects for above-mentioned superior performance. This paper first introduces the characteristics of high pressure xenon proportional counters. Secondly，the developed HPXePCs are showed in this paper with three different sizes, and compare with NaI scintillator in the aspect of energy resolution. Finally introduce them in scientific research and production, especially in the application and research and development of nuclear science and technology.

Key words: High pressure xenon proportional counters; gas detectors; energy resolution; nuclear technology

硅微条探测器的研制

谭继廉[1]，靳根明[1]，李占奎[1]，段利敏[1]，李海霞[1]，戎欣娟[1]，王秀华[1]，卢子伟[1]， 王柱生[1]，
祖凯玲[1]，刘凤琼[1]，李荣华[1]，许发月[1]，陈翠红[1]，李春艳[1]，鲁辰桂[1]，杨贺润[1]，
田大宇[2]， 于民[2]，王金延[2]，张录[2]
（1. 中国科学院近代物理研究所，兰州 730000；2. 北京大学微电子研究院，北京 100871）

摘 要：介绍了单面硅微条探测器的结构，工作原理，制备工艺及测试结果。该探测器的灵敏面积为 25×20 mm^2,前面（P 面）分为相互平行，宽度相等的 100 条，每一条条宽为 150μm,长为 20mm，相邻条之间的间距为 100μm。采用平面工艺技术制备。测试结果表明：在 20 伏偏压（全耗尽）下，每个单条的反向漏电流<10 nA ,对α粒子的能量分辨率<2%。

关键词：硅微条探测器 平面工艺 电特性 探测特性 漏电流 能量分辨

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1 引言

随着核物理研究的发展和深入，对实验处理的精度要求也越来越高，对同时测量所覆盖的角度范围也越来越大，经常是要求同时在 4π立体角内对反应产物进行测量。因此要求有更多的单元探测器，每探测器的面积尽可能的小。为此，发展了（位置灵敏）Si 微条探测器等。例如在超重元素的合成实验中，为了探测极稀少的目标核，有时一两个星期才能从大量的本底中挑选出一个目标核，这就必须利用位置灵敏的 Si 微条组成的筒形探测器系统对其进行探测。在中高能核碰撞实验中，为了对出射的所有粒子，包括γ，p，d，α，以及更重的离子进行探测，也必须利用位置灵敏的 SI 微条探测器做成近 4π的小型探测器系统，放入大型的γ探测装置中。因此，微型探测器已成为现代核物理实验研究中不可缺少的探测器。

2 结构及工作原理

Si 微条探测器的结构示意图如图 1 所示。图 2 为实物照片。探测器的灵敏面积为 25mm×20mm，前面(P 面) 进行 P 掺杂，并分为相互平行，宽度相等的 100 条，每条宽为 150μm，长为 20mm，相邻条之间的间距为 100μm。背面进行 N^+掺杂并在其上蒸 Al 电极、不分条。硅片厚度为 300μm。当探测器加上反向偏压时，随着偏压的增加，其耗尽层（I 区）不断加厚。反向偏压适当高时（例如≥20V 时）探测器处于全耗尽状态。当带电粒子穿过或被阻止在 I 区时，该粒子所损失的能量要产生其数量与该能量成正比的电子—空穴对。在电场作用下，这些电子、空穴分别向背电极和前电极运动，电极上的收集信号即反映了粒子能损的信息。每一硅条可视为一独立的探测器，从每一条的前电极可引出能损信号。

3 制备工艺

采用平面工艺技术制备。所使用的硅材料为经过抛光的直径为 10.16 cm 的标准优质高阻（电

作者简介：谭继廉（1942-），研究员，从事核技术及应用研究。

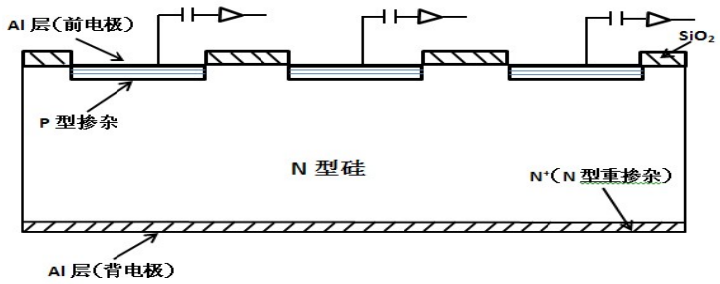


图 1　硅微条结构示意图

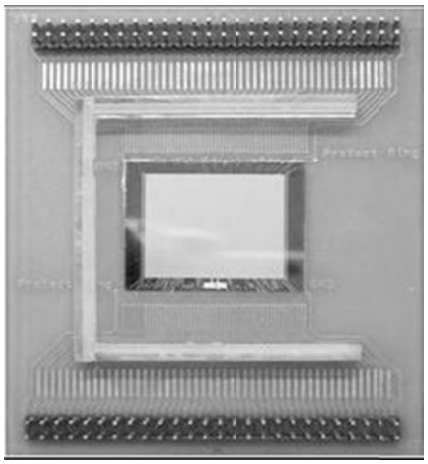


图 2 硅微条探测器实物照片

阻率 12000Ωcm 以上)N 型 Si 片，厚度为 300μm,

主要工艺流程如下：

（1） 氧化，钝化：标准的 4″硅片经清洗后，在 1030℃下生成 700nm 的氧化层；

（2）根据设计版图，光刻探测器前面灵敏区窗口；

（3） 离子注入：探测器前面开窗注入 B 离子，退火形成 PN 结;

（4)对片子背面的 SiO_2 层光刻灵敏区窗口，注入磷离子（高浓度）退火形成欧姆接触；

（5）P 面 Si 条溅射 Al,低温合金形成电极；

（6）氧化层区域反刻去掉 Al 层；

⑺ N^+面 Al 金属化。

该工艺流程的每一步都是十分重要的，要求也非常严格，尤其以下几方面最为关键：

首先，氧化层的质量对探测器的性能有决定性影响，尤其是漏电流，所以，严格控制氧化条件非常重要。而在氧化层生长前和生长时，系统都经 Cl 离子处理这对控制和减少氧化层的固定正电荷和可动正电荷，减少界面态密度都起着重要作用。Cl^-离子还能明显地吸除晶体中的有害杂质和缺限，提高少子寿命和氧化层质量，减少漏电流。

晶向[111]，少子寿命为 1~3ms。

其次，少子寿命是晶体材料完整性和掺杂浓度的重要表征，漏电流和少子寿命成反比关系，长寿命的硅片做成 PN 结后，如能保持或增加少子寿命，则可望得到很低的漏电流。但高阻材料很容易引入杂质污染，所以要从清洗液、器具、氧化气体和管道、离子注入和退火工艺、光刻以及金属化每道工艺要严格操作，保持高度清洁，并尽量简化工艺流程来严防杂质污染。

另外，为了保持材料晶格完整，避免少子寿命减少，本项研究中，采用高温工艺后的缓降温和背面磷吸杂技术，结果证明是成功的。

4　性能测试

4.1 电特性测试

硅微条探测器的 I-V 特性是使用 HP4156B 半导体参数测试仪在屏蔽探针台中逐条测量而得到的，在 20 伏偏压（全耗尽）下，每个单条的反向漏电流<10 nA（见表 1）。表 1 给出了编号为 W-0.3-100-2 的芯片各硅条在偏压为 20 伏的反向漏电流。

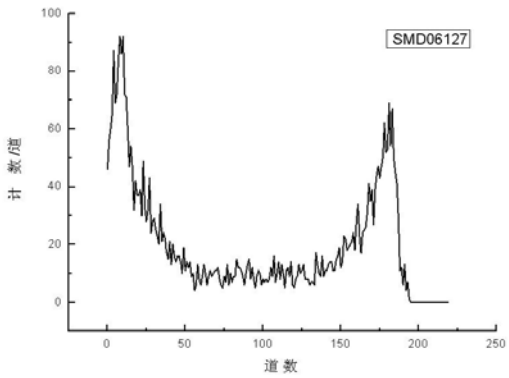
表 1：编号为 W-0.3-100-2 的芯片各硅条在偏压为 20 伏的漏电流。

芯片号：W-0.3-100-2　　温度：18˚C　　测试时间：2012.02.23

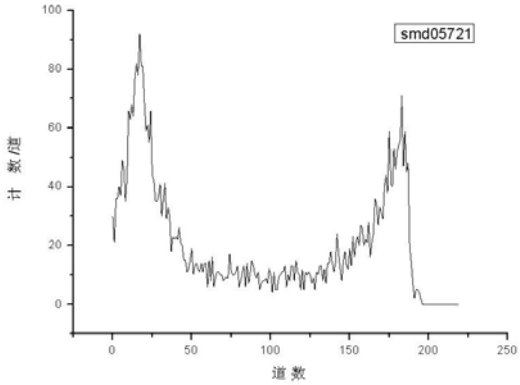
微条序号	反向漏电流 nA	微条序号	反向漏电流 nA	微条序号	反向漏电流 nA	微条序号	反向漏电流 nA
1	4.89	26	5.15	51	5.47	76	5.47
2	4.86	27	5.28	52	5.43	77	5.45
3	5.00	28	5.16	53	5.50	78	5.49
4	5.10	29	5.19	54	5.52	79	5.41
5	5.14	30	5.19	55	5.54	80	5.52
6	5.17	31	5.23	56	5.57	81	5.48
7	5.15	32	5.25	57	5.52	82	5.60
8	5.17	33	5.22	58	5.53	83	5.58
9	5.19	34	5.34	59	5.56	84	5.65
10	5.25	35	5.33	60	5.50	85	5.62
11	5.23	36	5.35	61	5.50	86	5.68
12	5.27	37	5.44	62	5.52	87	5.68
13	5.29	38	5.44	63	5.52	88	5.78
14	5.20	39	5.42	64	5.55	89	5.82
15	5.32	40	5.44	65	5.64	90	5.74
16	5.30	41	5.54	66	5.67	91	5.79
17	5.36	42	5.42	67	5.66	92	5.77
18	5.35	43	5.44	68	5.61	93	5.74
19	5.36	44	5.45	69	5.57	94	5.69
20	5.33	45	5.47	70	5.55	95	5.73
21	5.27	46	5.50	71	5.59	96	5.82
22	5.25	47	5.48	72	5.46	97	5.80
23	5.23	48	5.55	73	5.38	98	5.78
24	5.18	49	5.57	74	5.43	99	5.89
25	5.20	50	5.57	75	5.45	100	5.72
保护环	33.06						

4.2 探测性能测试

使用多参数数据获取系统对该探测器的测试正在准备中。这里给出单条测试结果。测量在大气中进行。241Am α源活性面积Φ10 mm, 距探测器表面 4mm. 探测器背面接地，正面（单条）接负偏压并引出信号。图3示出了从第57条（a）和 61 条 （b）测得的α能谱，其能量分辨差及谱型有些异常，是由于条之间的串扰及放射源未准直以及屏蔽不完善等因数造成的。测量工作还要继续做。



a) 第 57 条



b) 第 61 条

图 3 从单条引出的 241Am 能谱

The Development of Silicon Micro-strip Detectors

TAN Ji-lian[1], JIN Gen-ming[1], LI Zhan-kui[1], DUAN Li-min[1], LI Hai-xia[1], RONG Xin-juan[1],WANG Xiu-hua[1], LU Zi-wei[1], WANG Zhu-sheng[1], ZU Kai-ling[1], LIU Feng-qun[1], LI Rong-hua[1], XU Fa-yue[1], CHEN Cui-hong[1], LI Chun-yan[1], LU Chen-gui[1], YANG He-run[1], TIAN Da-yu[2], YU Min[2], WANG Jin-yan[2] and ZHANG Lu[2]

(1. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou, 730000;

2. Institute of Microelectronics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract: The construction, operating principle, technologies and test results of Si micro-strip detector fabricated by using plane technique were described in this paper. The sensitive area of this kind of detector is 25mm×20mm.The P side surface was divided into equal 100 strips with 100μm space between two strips ,each one having length of 20mm and width of 150μm.. A reverse leakage current of less than 10nA and an energy resolution of <3% (for ^{241}Am α particles) have been obtained when the detector was operated in full depletion condition.

Key words: Si micro-strip detector; plane technique; electronic performance; detection performance; leakage current; energy resolution

积分型 SOI 像素阵列探测器的研究进展

卢云鹏[1,2]，刘 义[1,2,3]，樊 磊[1,2]，刘 刚[1,2,3]，欧阳群[1,2]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049；3. 中国科学院研究生院，北京 100049）

摘 要：SOI 像素阵列探测器的是近几年快速发展的一种新型硅基探测器。这种探测器的 Sensor 和 ASIC 电路直接集成在单个芯片上，集成度非常高。更为重要的是，Sensor 可以全耗尽从而得到最好的探测效率，ASIC 采用 CMOS 标准工艺从而得到最好的电路性能，这两者的结合使得 SOI 像素阵列探测器成为一种非常有吸引力的技术。在高能物理，空间实验，同步辐射，以及工业探测等领域，都有非常活跃的研究项目。本文首先简单介绍 SOI 的发展历史和总体情况，然后将重点放在我们设计的一款积分型 SOI 像素阵列探测器芯片上，介绍芯片的设计和初步测试结果，并对今后的研究方向进行讨论。

关键词：SOI；硅探测器；电荷积分；像素阵列

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

硅像素探测器分为混合型（Hybrid）和单片集成式（Monolithic）两大类[1]。根据制造工艺的不同，单片集成式又可进一步划分为 SOI、MAPS 和 DEPFET 等三种类型。混合型是目前技术最成熟和应用最广泛的，大型强子对撞机 LHC 的建造是推动其发展的主要因素。LHC 上的 ATLAS、CMS 和 LHCb 等实验都采用大面积的混合型硅像素探测器来精确测量对撞点附近的例子径迹。在高能物理领域中的成功经验，又被进一步推广到同步辐射应用领域。瑞士的 PSI 研究所利用在 LHC 建造过程中发展起来的混合型硅像素技术和基础设施，推出了面向同步辐射衍射和散射实验的 PILATUS 系列探测器。该系列探测器成为目前最炙手可热的同步辐射探测器，相对于传统的 CCD 探测器，其性能优势非常明显，以至于尽管价格昂贵但仍然供不应求。

单片集成式硅像素探测器的发展是为了对混合型探测器进行两方面的改进：减少物质量和降低造价。在高能物理实验中，减少物质量的要求随着未来直线对撞机 ILC 的筹划而变得重要。而降低造价对所有的应用都是非常重要的。SOI 探测器不需要分别单独制造 Sensor 和 ASIC 电子学，不需要 Bump Bonding 的组装工艺，工艺流程大大缩短，复杂度降低，造价也显著降低。

1 SOI 像素阵列探测器的发展

SOI 像素阵列探测器的想法最初由比利时 IMEC 研究所的 B. Dierickx 在 1993 年提出来[2]，随后 F.X. Pengg 制作了一个样机但不太成功[3]。波兰的 ITE 研究所和 AGH 大学从 2001 年开始合作开展 SOI 探测器的研究，最初只是为了欧洲的 SUCIMA 项目研究 SOI 探测器的工艺处理流程，因此采用的低阻抗衬底[4]。此后的几年时间里面，ITE 研究所的 J. Marczewski 一直在继续 SOI 探测器的研究，但由于缺乏工业合作伙伴而进展缓慢[5]。

作者简介：卢云鹏（1981－），男，博士，副研究员，研究核探测器与电子学。

从 2005 年开始，日本高能物理研究机构 KEK 把 SOI 作为探测器研发的重点，与工业界紧密合作，推动了 SOI 像素阵列探测器的迅速发展[6]。

1.1 SOI 晶圆

探测器级的 SOI 晶圆是一种非常特殊的需求，与 IC 工业的标准 SOI 晶圆有很大区别。

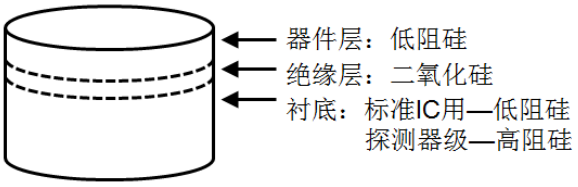


图 1. SOI 晶圆的叠层结构

如图 1 所示，SOI 晶圆的器件层是 MOS 管所在的区域，二氧化硅层起到隔离器件层和衬底的作用，对于 IC 工业而言衬底仅仅起到支撑作用。而 SOI 探测器除了在器件层上实现电路之外，还需要高纯度高质量的衬底作为 Sensor。

这种晶圆的加工难度非常高，相比 IC 工业而言，探测器的需求量又非常小，要获得符合要求的晶圆非常困难。KEK 通过与世界最大的 SOI 晶圆提供商 SOITEC 公司合作，采用该公司的 Smart Cut 专利技术专门定制探测器级晶圆。从最初的 700Ω-cm N 型衬底晶圆开始，逐步推出了 1KΩ-cm N 型，7KΩ-cm N 型和 40KΩ-cm P 型等多种规格，以满足探测器研发的需要。

1.2 流片工艺

流片工艺是长期以来限制 SOI 探测器发展的另一个因素。KEK 与日本 LAPIS 公司合作，专门为 SOI 探测器开发了一套流片工艺。这套工艺是在 0.2μm FD-SOI CMOS 工艺的基础上，增加了探测器所需的工艺步骤，并提供了专门的工艺库和文档。

接下来将结合图 2 所示的 SOI 像素阵列探测器的基本结构来简单介绍流片工艺。

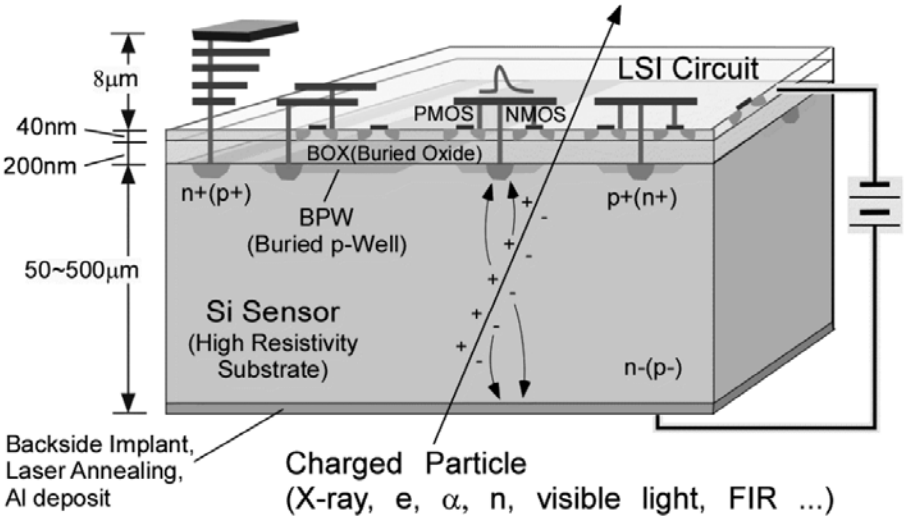


图 2. SOI 像素阵列探测器的基本结构

顶层的器件层厚度为 40nm；MOS 管栅极下面完全耗尽从而减小浮体效应（Floating body effect）；1 层多晶硅和 5 层金属提供互连。衬底层需要通过掺杂形成 PN 结和反向偏压电极。以 N 型高阻衬底为例，必须通过离子注入形成高掺杂的 P+点阵，每一个小的 P+区域就是一个像素的电荷收集级。为了解决背板偏压造成的器件层 MOS 管阈值漂移问题（背栅效应），所有的 MOS 管都必须被衬底中的低掺杂 BPW（Buried P-Well）屏蔽起来。探测器边缘需要高掺杂的 N+

阻止耗尽区接近芯片边缘。这些在芯片切割过程中被破坏的边缘与耗尽区接触之后会导致漏电流剧增。背板处理包括减薄，打磨，N+注入，激光退火，最后整个背板镀铝 200nm。

衬底中的电荷收集级和偏压电极都必须穿透二氧化硅层（图中 BOX 层）连接到 Device 层的金属上。为此目的增加了从衬底到最底层金属的接触孔工艺，这种接触孔周围的器件层单晶硅被刻蚀掉，填充二氧化硅实现绝缘。

2 积分型探测器芯片的设计

我们作为 SOIPIX 合作组的成员，在 2011 年底首次通过 KEK 提交了一款积分型探测器芯片的设计。这款芯片包括完整的 Sensor 和 ASIC 读出电路。

2.1 芯片整体设计

芯片厚度为 260μm，其中作为 Sensor 的衬底厚度约为 250μm。芯片总面积为 2.9×2.9mm^2，64×64 的像素阵列占据了芯片中心约 1.3×1.3mm^2 的面积（见图 3）。

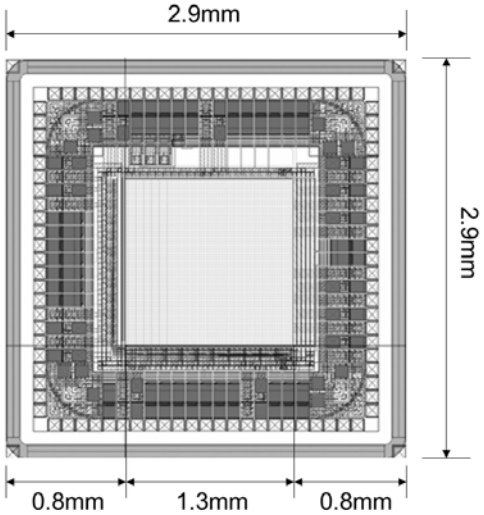


图 3. 积分型探测器芯片的整体结构

像素区域以外都是非灵敏区域，包括外围电路和电源分配，IO Buffer 和 PAD。靠近芯片边缘的约 100μm 环形区域，是 N+的反向偏置电极，与芯片四角的独立 PAD 相连，从而将高压 PAD 与普通电子学 PAD 分隔开。

4096 个像素中的模拟输出信号共享一个输出端口。6 位行地址和 6 位列地址经过外围电路进行地址译码后，选中相应的像素输出信号。为了保证读出速度，对电路节点的电流驱动能力和电容负载进行了仿真，据此确定电路的工作电流。设计读出速度为 100ns/像素，对应的片内静态电流为 1.2mA，IO Buffer 的静态电流为 6mA。

2.2 像素设计

像素尺寸为 19μm×19μm。较小的像素尺寸显然有利于获得好的空间分辨率，但像素尺寸的减小受到像素电路版图面积的限制。此外，一个入射粒子产生的自由载流子在 Sensor 中的分布范围从几微米到几十微米不等，取决于自由载流子的漂移距离和扩散速度。当像素尺寸减小到十微米左右时，信号电荷分布在多个像素上的情况会显著增加。这就要求极低的漏电流和读出噪声。

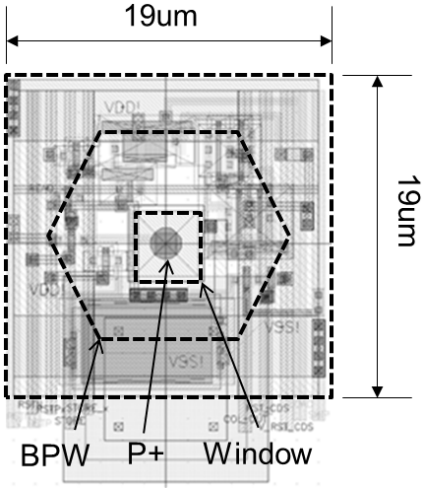


图 4. 像素的结构设计

图 4 是像素的结构设计。像素中心是注入到衬底中 P+电荷收集极以及连接所需的接触孔。像素电路的 MOS 管尽可能紧密地排布，为了避免背栅效应的不利影响，所有的 MOS 管都必须被 BPW 包围起来。BPW 之外可以用作金属线互连和电源

分配。为了方便测试，在每个像素中心设计了一个窗口。可见光或者红外光能够通过这个窗口入射，在 Sensor 中激发产生自由载流子。

像素电路对信号电荷积分，经过一级源跟随器（图 5 中 P1 和 P2 管）后，由电容 Cstore 和 Ccds 以及相应的开关对源跟随器输出进行相关双采样。这种电路方案由 Stuart Kleinfelder 提出，能够显著降低 Reset 时（图 5 中 RST）的 KTC 噪声。像素的输出是一个模拟电压信号，通过第二级源跟随器（图 5 中 P3，电流源管由一列像素共用，图中未画出）和选通开关（图 5 中 P4）输出。

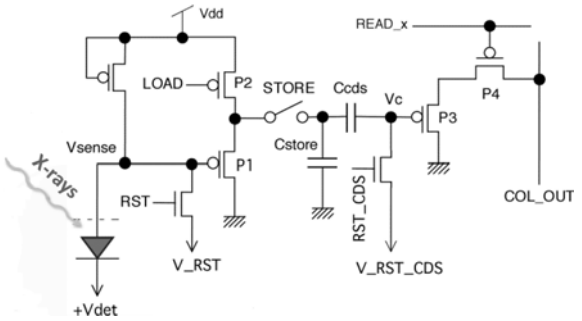


图 5. 像素电路原理图

3 积分型探测器芯片的初步测试

目前已经完成的初步测试包括Sensor的I-V特性曲线测试，读出电路的响应和噪声，像素电荷-电压转换系数的测量，并用红色激光进行了简单的成像实验。

3.1 I-V 特性曲线

为了确定 Sensor 的工作电压范围，必须测量 I-V 特性曲线。一般希望 Sensor 工作在 I-V 特性曲线的坪区，接近或者达到全耗尽状态，以提高探测效率。

图 6 是在两个芯片上测得的 I-V 特性曲线。两个芯片都出现漏电流缓慢增长的坪区，可以将工作电压设定在 300V 左右。其中一个芯片在 510V 左右出现电击穿；另一个芯片在 400V 之内没有出现电击穿，远高于设定的工作电压。

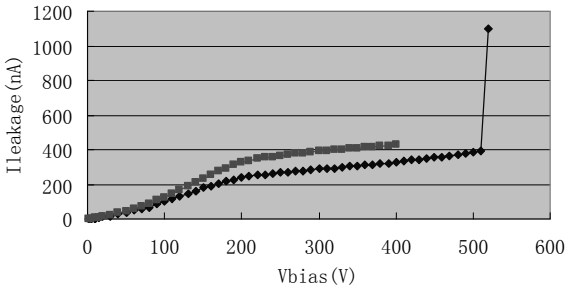


图 6. I-V 特性曲线

3.2 读出电路的响应

读出电路的响应必须要量化测量，这是刻画芯片性能的一个重要指标。测量方法是在每个像素的电路输入端输入一个特定幅度的电压阶跃信号，然后测量读出电路的输出电压幅度，从而得到输入输出特性（见图 7）。

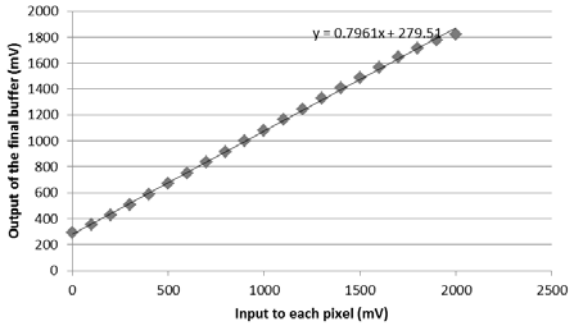


图 7. 读出电路输入输出特性

对图 7 的输入输出特性进行直线拟合，得到电路增益为 0.796，动态范围为 1.8V。

3.3 测量电荷-电压转换系数

每个 Sensor 像素的 PN 结电容以及其它寄生电容，决定了电荷-电压转换系数。

在一定时间内对漏电流积分，根据测量得到的积分电压和漏电流大小，就可以计算出积分电容的大小，从而进一步得到电荷-电压转换系数。

利用皮安表测得 4096 个像素的总漏电流为 70nA。在 250 微秒时间内对漏电流积分得到的平均电压为 340mV。简单计算即可估算得到积分电

容约为 12.6fF,相当于 12mV/1000e-的转换系数。

3.4 读出噪声

在没有外加激励信号的情况，反复测量漏电流积分得到的电压值即可得到包括 Sensor 和读出电路在内的噪声水平。图 8 是读出噪声随着探测器偏压的变化。

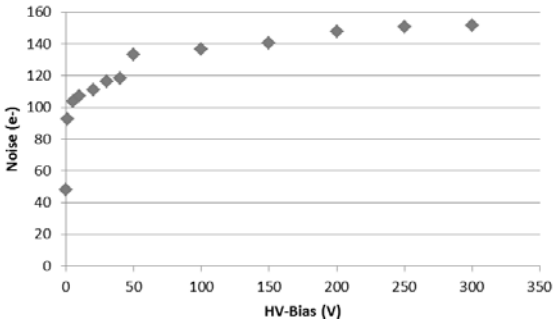


图 8. 读出噪声

可以看出读出噪声实际上是随着漏电流的增加而增加的。在全耗尽的情况下，读出噪声达到最大值 150e-。

3.5 红色激光成像

图 9 是一个别针针尖和 1 根 30μm 粗的金属细丝在红色激光照射下的成像图像。

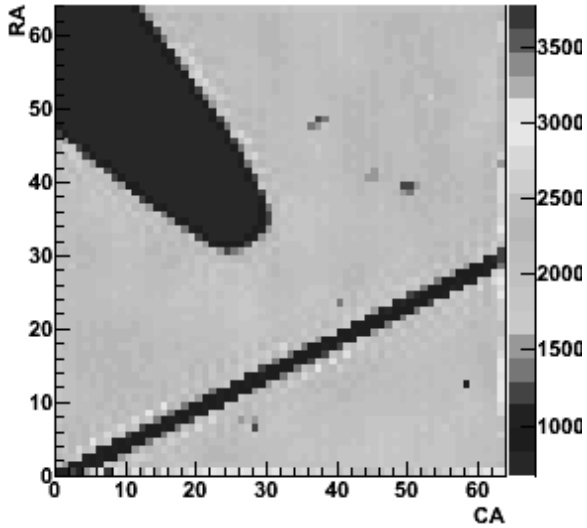


图 9. 红色激光成像图像

虽然像素尺寸是 19μm，但像素中心的光入射窗口为 4μm 见方。因此像素基本上只存在被完全遮光或者完全未遮光两种情况，几乎不会有被部分遮光的情况。因此像素要么是亮点，要么是暗点，从而在物品图像的边缘形成了马赛克效果。

4 总结与讨论

我们在 SOI 像素阵列探测器的第一次尝试取得了成功。初步测试结果显示，探测器芯片完全达到了设计预期目标。Sensor 的耗尽程度，读出电路动态范围和噪声，以及初步的成像实验都令人满意。

SOI 像素阵列探测器在 X 射线成像方面有很好的应用前景。对于 3KeV 到 30KeV 的 X 射线有很好的探测效率，空间分辨能够达到 20lp/mm，刷新速度有望达到 1K 帧/秒。相比传统的混合型硅像素阵列探测器，工艺复杂程度和成本都会显著降低。在同步辐射领域需求强烈的计数型面阵探测器和大动态范围积分型面阵探测器都将是 SOI 理想的应用对象。

SOI 在高能物理领域的应用还需要解决抗辐射能力较弱的问题。这是由于器件层和衬底之间的二氧化硅层在收到一定剂量的电离辐射后，产生不能移动的固定电荷导致 MOS 管失效。双层 SOI 结构的研究正是为了解决这个问题。

参考文献：

[1] N. Werme. Pixle detectors for charged particles[J], Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2009, 604(1-2): 370-379

[2] B. Dierickx, et al. Integration of CMOS-electronics and particle detector diodes in high-resistivity silicon-on-insulator wafers[J], IEEE Transactions on Nuclear Science, 1993, 40(4): 753-758

[3] F.X.Peng. Monolithic Silicon Pixel Detector in SOI Technology[D], PhD thesis, University of Linz, Austria, 1996

[4] J. Marczewski, et al. SOI active pixel detectors of ionizing radiation - technology & design development[C], Nuclear Science Symposium Conference Record, 2003 IEEE, Volume 1:365-367

[5] J. Marczewski, et al. Development of a Monolithic Active Pixel Sensor Using SOI Technology With a Thick Device Layer [C], Nuclear Science Symposium Conference Record, 2010 IEEE, Volume 1:381-386

[6] Y.Arai, et al. Development of SOI pixel process technology[J], Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2011, 636(1): S31-S36

Status of R&D on Integrating SOI Pixel Detector

Yunpeng Lu[1,2], Yi Liu[1,2], Lei Fan[1,2], Gang Liu[1,2,3], Qun Ouyang[1,2]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049, China;

2. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China;

3. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: SOI pixel array detector has been developed fast in recent years. With sensor and ASIC integrated in a single chip, compact detectors can be built. More important, the sensor can be fully depleted, leading to high efficiency; and ASIC is based on standard CMOS process which enables complex design with high performance. It is a very attractive technology due to these advantages. There have been already many R&D projects on high energy physics, space experiments, synchrotron radiation and industrial scan. An overview on the SOI development is given first and then a SOI chip with integrating pixel is focused on. The design and test of this chip are described, following by a discussion on the further R&D efforts.

Key words: SOI; Silicon detector; Charge Integrating; Pixel Array

基于 ASIC 的 CdZnTe 像素探测器的研制

王光祺[1]，李红日[1]，程翠然[1]，曹雪朋[1]，张伟[1]，罗杰[2]，邓智[2]
(1.北京滨松光子技术股份有限公司，北京 100070；2.清华大学工程物理系，北京 100084)

摘　要：通过光刻制备了 10*10*5 mm^3 的 4*4 CdZnTe 像素探测器。并基于 ASIC 芯片搭建了测试系统，对其性能进行评测。像素的尺寸为 1.86*1.86mm^2，像素间距为 0.6mm。当高压为-400V 时，中心像素的漏电流均为 500pA 左右。探测器中心像素对未经准直的 ^{241}Am 59.54keVγ 射线的能量分辨率达到 4.5%；^{57}Co 122.06 keV 的 γ 射线的能量分辨率达到 2.8%。

关键词：CdZnTe；像素探测器；ASIC

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

CdZnTe 是一种新型核辐射化合物半导体材料，其电阻率高、禁带宽度大，在室温下对 X 射线和低能 γ 射线有良好的探测效率、能量分辨率；而且其原子序数和密度大，有较高的阻止本领和光电效应截面[1]。因此作为一种理想的室温半导体探测材料，受到越来越多的关注。被广泛应用于核医疗、国土安全、天体粒子物理实验、能谱测量、环境监测等领域。2004 年发射的 SWIFT 卫星采用了 32768 个 4*4*2mm^3 CdZnTe 探测器，已经探测到重要的数据[2]。美国国家航空航天局用于探测黑洞的 EXIST 项目，使用了 4.5m^2 的 CdZnTe 晶体来探测空间中 5-600keV 的 X 射线[3]。1997 年美国 GE 公司推出了世界上首台 CdZnTe 探测器为基础的骨密度仪-Prodigy。

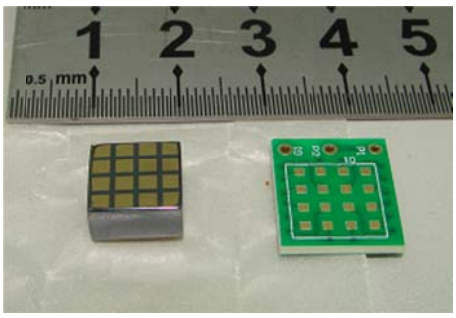
由于 CdZnTe 空穴迁移率比电子低近两个数量级，空穴在输运中容易被晶体内部的缺陷捕获而产生低能空穴尾，大大降低了器件的能量分辨率。为了解决这一问题，各研究机构提出了共面栅，CAPture，电容弗里希栅，像素等新型电极结构设计。其中像素探测器由于小像素效应[4]，其能量分辨率得到了有效的改善。

本文对像素型 CdZnTe 探测器系统开展了基础研究。通过光刻制备了 10*10*5 mm^3 的 4*4 CdZnTe 像素探测器。并基于 ASIC 芯片搭建了测试系统，对其性能进行了评测。

1　CdZnTe 像素探测器的制备

采用了 10*10*5mm^3 的 $Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te$ 晶体来制备像素探测器。制作流程如下：首先对晶体表面进行机械抛光处理，然后在 Br-Methanol 腐蚀液中进行化学抛光，以减少机械抛光带来的损伤。通过光刻制备出 4*4 的像素图案，其中像素尺寸为 1.86*1.86mm^2，像素间距为 0.6mm。最后通过热蒸镀沉积 Au 电极，制备好的像素探测器如图 1（左）所示。将晶体倒装在封装基板上，四周涂覆环氧胶进行保护如图 1(右)所示。

作者简介：王光祺（1983—），男，山东日照人，工程师，本科，从事核探测器研究。



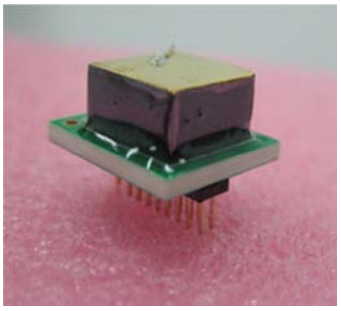


图 1. CdZnTe 像素探测器 左：封装前；右：封装后

2 CdZnTe 像素探测器测试系统

2.1 漏电流测试系统

设计了用来测试像素探测器漏电流的系统，其原理如图 2 所示。测试系统由微小电流计 ADCMT8240、Ortec428 高压源、测试屏蔽盒组成。测试时，其中一个像素与微小电流计连接，其它像素均接地，负高压接探测器阴极。室温下测试系统漏电流在 50fA 内，能够满足像素探测器低漏电测试的要求。

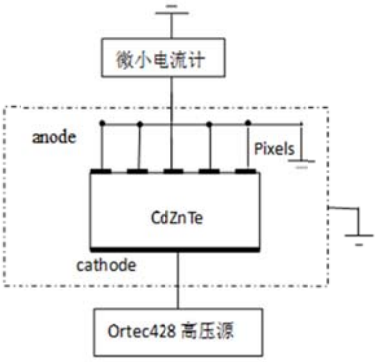


图 2. 漏电流测试系统

2.2 能谱测试系统

在测试过程中，采用了两片未封装的 CASACZT8 ASIC 芯片，直接压焊在 PCB 板上，CASACZT8 ASIC 的增益有 65、130、195、260mV/fC；成形时间为 1、1.33、2、4μs。在 260mV/fC 增益、1μs 成形时间时测得的最低等效噪声电荷（ENC）为 200e[5]。如图 3 所示（插图为焊接好的电路板），在测试中，用 ORTEC 428 提供探测器的高压，用信号发生器 ORTEC 419 提供测试信号，用 ORTEC EASY-MCA-8K 来采集探测器的能谱。

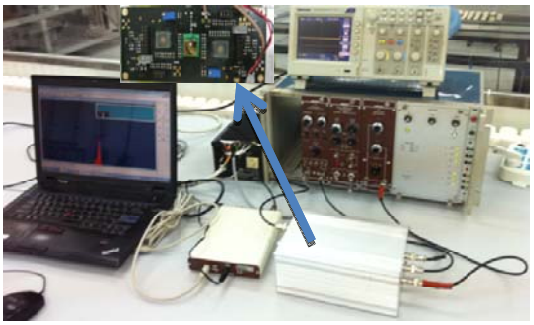


图 3. 能谱测试系统

3 探测器性能测试及分析

3.1 探测器漏电流测试

室温下像素探测器的漏电流测试结果如图 4 所示（像素点分布见插图），由于封装问题，像素 14、15 损坏（插图中空白像素所示），中间像素漏电流均在 500pA 左右，如插图浅灰色部分，插图中颜色越深表示漏电流越大。边缘像素漏电流偏大，这是由探测器侧面的表面漏电流被边缘像素收集引起的。

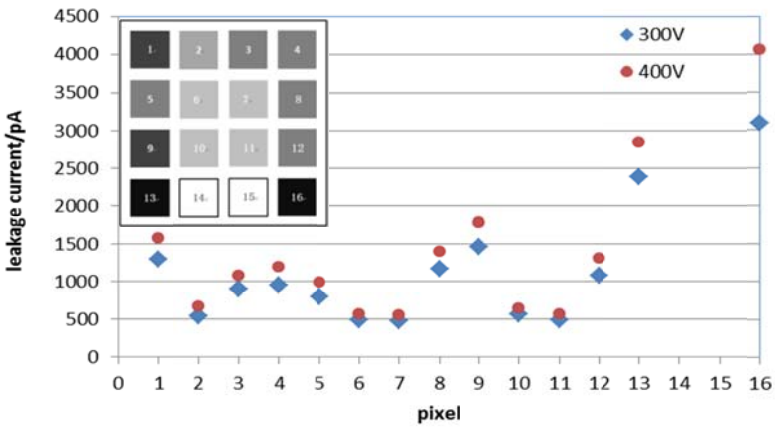


图 4. 不同高压漏电流测试结果

3.2 探测器能谱测试

根据 ASIC 芯片性能及探测器漏电流测试的结果，我们采用-400V 高压、130mV/fC 增益、1μs 成形时间的测试条件对 14 个像素进行测试，其中第 13 和 16 像素由于漏电流过大 ASIC 芯片对应通道的输出信号达到饱和，无法测量其能量分辨率。图 5 给出了 ^{241}Am 的测试结果，放射源 ^{241}Am 未准直。从图中可以看出中间像素分辨率均在 4.5%到 4.8%之间，具有较好的一致性，并且优于边缘像素，这主要是由于边缘像素对中心像素起到了保护环的作用。图 6、7 是中间像素点分别采用 ^{241}Am、^{57}Co 的测试能谱图，其中 ^{241}Am59.54keVγ 射线的能量分辨率分别为 4.5%、4.5%、4.7%、4.8%，^{57}Co 122.06keVγ 射线的能量分辨率分别为 2.8%、2.8%、2.9%、3.4%。

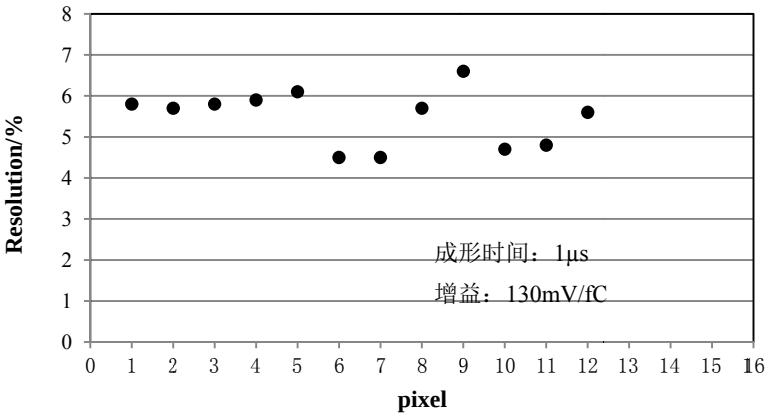


图 5. 像素探测器阴极高压-400V 时不同像素对 241Am 59.54keVγ 射线的能量分辨率

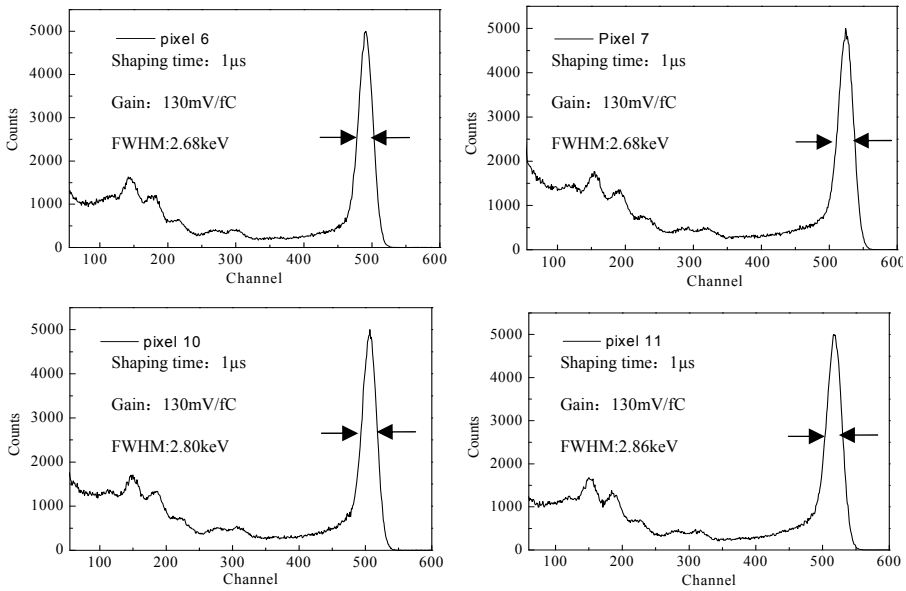


图 6. 像素探测器阴极高压-400V 中心像素对 241Am59.54keVγ 射线的能谱图

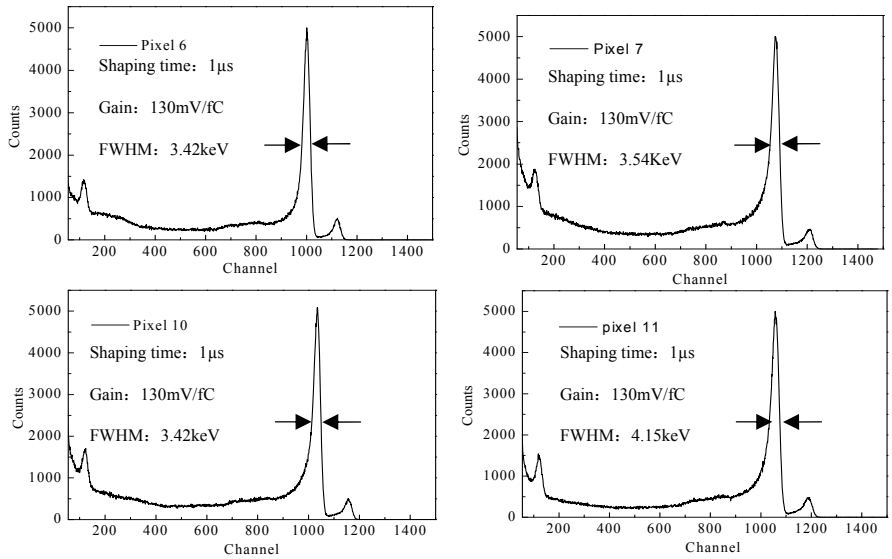


图 7. 像素探测器阴极高压-400V 时中心像素对 57Co122.06keVγ 射线的能谱图

3.3 系统噪声分析

探测器的噪声主要包括晶体中电子空穴对生成数量的统计涨落噪声（与探测器的材料有关），电荷收集不完全噪声及电子学噪声。对于 CZT 晶体，由电子空穴对生成数量的统计涨落引起噪声很小[6]。如图 8 所示，在-100V 时 ^{57}Co 能量分辨率很差，主要是由于 ^{57}Co 能量高，γ 射线入射深度深，此时空穴输运距离长，由于空穴迁移速率低于电子 2 个数量级，因此在低电压下输运时间变长，复合几率增大，导致收集效率很低，此时电荷收集不完全噪声是主要噪声来源。随着探测器高压的增大，全能峰道址（信号幅度）增大，当达到一定高压（-400V）时，全能峰道址稳定，由公式 $\text{Photopeak Centroid} = \mathrm{K}(\mu\tau)_e V\left[1 - e^{-\frac{d^2}{(\mu\tau)eV}}\right]$[7]可以得出随着高压的增加电荷收集效

率逐渐趋于 100%，电荷收集不完全噪声可以忽略。

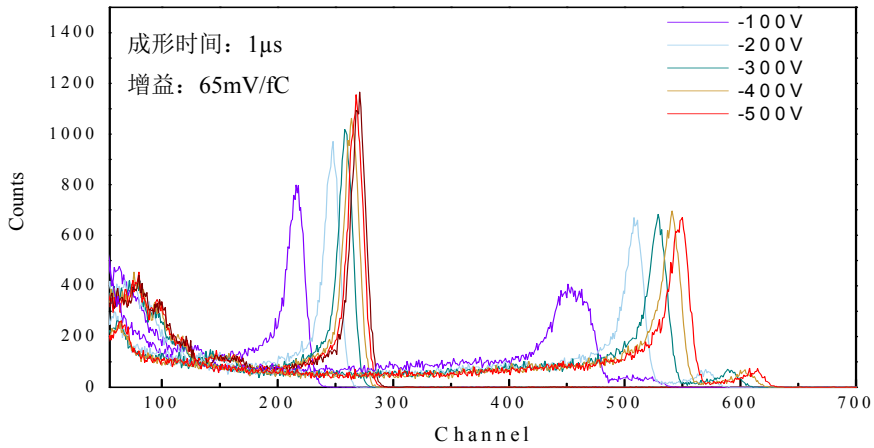


图 8. 像素探测器对 241Am 和 57Coγ 射线不同高压下的能谱图

采用-400 V 高压、65mV/fC 增益、1μs 成形时间的测试条件对电子学噪声进行分析。分别用与 ^{241}Am（2.02fC）和 ^{57}Co（4.14fC）相同电荷量的测试信号及放射源 ^{241}Am 和 ^{57}Co 测试第 7 像素的能量分辨率（ASIC 工作需要充电电流，由探测器提供），结果如表 1 所示。经计算，测试信号的 ENC 为 259e，此时，探测器自身电容及漏电流引起的噪声也包括在内。ASIC 同等条件下采用测试信号测得的芯片噪声为 255e[5],可以看出电子学系统是主要的噪声来源。

表 1. CdZnTe 像素探测器第 7 像素等效噪声电荷计算

^{57}Co 能量/keV	测试信号半峰宽/keV	真实信号半峰宽/keV	^{241}Am 能量/keV	测试信号半峰宽/keV	真实信号半峰宽/keV	测试信号等效噪声电荷/e
122.06	3.0	3.6	59.54	3.1	3.15	259

4 结论

制作并采用 CASACZT8 ASIC 芯片测试了 CdZnTe4*4 像素探测器。其对 ^{241}Am 59.54keV 的 γ 射线，中心像素的能量分辨率分别为 4.5%，4.5%，4.7%，4.8%；对 ^{57}Co 122.06 keV 的 γ 射线，中心像素的能量分辨率分别为 2.8%，2.8%，2.9%，3.4%。为 CdZnTe 像素探测器的应用奠定了基础。

参考文献：

[1] R. B. James, B. Brunett, J. Heffelfinger et al. Material properties of large-volume cadmium zinc telluride crystals and their relationshipto nuclear detector performance[J]. Electron.Matter.1998, 27: 788-799.

[2] N. Gehrels, et al.The SWIFT gamma-ray burst mission[J]. Astrophys. J. 2004,611: 1005-1020.

[3] J. E. Grindlay et al. EXIST：mission design concept and technology program, Proc. SPIE, 2003,4851: 331.

[4] Barrett H H,Eskin J D, Barber H B. Charge transport in arrays of semiconductor gamma-ray detectors[J] . Phys. Rev. Lett. , 1995, 75: 156-159.

[5] 罗杰，邓智，刘以农，王光祺，李红日. 像素碲锌镉探测器低噪声读出芯片设计与测试[J]. 清华大学学报. 2012（已接收）.
[6] 蒋建, 肖沙里，蔡欣等. CZT 像素阵列核探测器的噪声分析[J]. 光电子技术，2011, 31 (2)：98-101.
[7] W. Li, Z. He, G. F et al. Experimental results from an Imarad 8×8 pixellated CZT detector [J].Nucl.Instr. and Meth.2001, A 458: 518-526.

Development of CdZnTe pixel detector based on the ASIC

WANGGuang - qi[1], LI Hong - ri[1], CHENG Cui - ran[1], CAO Xue - peng[1], ZHANG Wei[1], LUO Jie[2], DENG Zhi[2]

(1. Beijing Hamamatsu Photon Technique Co. Ltd., Beijing 100070, China,

2. Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The CdZnTe pixel detector based on a low noise front-end ASIC is introduced in this paper. CdZnTe crystal with the size of 10*10*5 mm^3 was fabricated into 4*4 pixels by photolithography. The size of the pixel is 1.86*1.86mm^2 and the gap is 0.6mm. The leakage current of the central pixels are all about 500pA. The energy resolutions of central pixels are 4.5% @59.54 keV and 2.8% @122.06 keV. The ^{241}Am and ^{57}Co are not collimated.

Key words: CdZnTe; pixel detector; ASIC

基于 ICCD 的空间探测器性能研究

王志刚[1,2]，徐明[1,2]，孙希磊[1,2]，吕军光[1,2]

(1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；

2.中国科学院高能物理研究所，北京，100049)

摘　要：暗物质问题是当今物理学中的重大课题，预示着新物理的到来，空间暗物质间接探测实验是暗物质探测的一个重要方面。宇宙线荷电粒子的研究对于天体物理学、高能物理学乃至环境科学等都是很重要的。本文的研究内容是一个用于空间探测的具有国际竞争力的暗物质及宇宙线探测器，基于 ICCD 读出的 3D 成像量能器方案是该探测器最大的创新性设计。该设计与传统方案比较具有探测视野大，读出方式简单，功耗低等优势，很好的满足了空间探测的需求。本文对该探测器结构以及光学读出部分进行了详细的介绍。

关键词：暗物质；宇宙线；晶体；波长位移光纤；ICCD；

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1 引言

在对宇宙进行精确观测的过去十几年里，多种证据有力的证明了暗物质的存在，普通物质（重子和电子）仅占宇宙能量密度的 5%；其余部分与光子不发生作用且组成了宇宙的“黑暗地带”。宇宙能量密度的 25%在引力作用下成团，形成了神秘的暗物质，它的存在已经通过星系旋转曲线[1]、宇宙微波背景辐射[2]（CMBR）等的天文观测得到了证实。空间暗物质间接探测是暗物质探测的重要方法之一。目前国际上正在运行或者将要运行的空间探测器能够进行暗物质探测的有 FERMI[3]、AMS02[4]、CALET[5]等，但是它们的探测器或者不是专门针对暗物质探测优化设计的或者探测器的设计沿袭传统，避免不了探测几何因子小的缺点，所以都留下了探测弱区，这就为进行空间暗物质探测留下了空间。宇宙线荷电粒子的研究，不仅可以了解宇宙线的组成、能谱、起源和次级宇宙线的产生等问题，初级宇宙线携带着有关产生源、银河和日地空间的物质特征和物理过程的信息。因此它的信息对于天体物理学、高能物理学乃至环境科学等都是很重要的。

2 探测器结构

探测器对电子和 gamma 的探测能量范围为 30GeV-10TeV，对宇宙线带电粒子的探测能量范围为：30GeV-50TeV。结构如图 1 所示，探测器由两部分组成，中心部分为钨板/晶体片构成的量能器，外围是粒子电荷探测器，同样由晶体片构成。探测器总重 1.32 吨，考虑机械和读出电子学接近 1.5 吨。

2.1 量能器

量能器的作用是探测入射粒子的能量，同时进行径迹测量。量能器由厚度为 3.2mm 的钨板和 2mm 的 CsI(Na)晶体片阵列组成。探测器面积 60cm×60cm，共有 50 层，在厚度方向上，钨板和晶体的长度分别是 45.7X0 和 5.4X0，总重 1.11 吨。晶体阵列数目为 28800 片，晶体闪烁光由直径 300um 的波

作者简介：王志刚（1981-），男，籍贯：山西，职称：助研，学位：博士，研究方向：粒子物理实验

长位移光纤接收并传输到后端光探测器读出。为了提高波长位移光纤对晶体闪烁光的收集效率，将波长位移光纤盘成螺旋结构与晶体片耦合，如图 2 所示。晶体片和波长位移光纤单元由 ESR 反射膜包裹，以提高闪烁光收集效率。

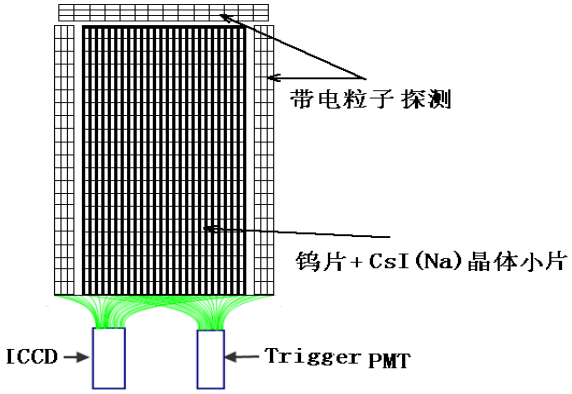


图 1. 探测器结构示意图

图 2. 晶体片与光纤螺旋耦合

钨板 / 晶体片结构的量能器不仅可以对入射粒子进行能量测量，由于其具有的精细结构，还可以实现 3D 成像，能够对入射粒子在量能器中的簇射形状进行细致的刻画，获得完整的簇射发展的形状，由此可以根据簇射轮廓信息做粒子鉴别。电子与质子的分辨利用的是电磁簇射与强子簇射的区别：质子引发的强子簇射，由于二次强子的平均传播距离 λ0 远大于电磁簇射中二次电子的传播距离 X0，所以强子簇射比电磁簇射纵向要长；电磁簇射比强子簇射发生和结束的早。电磁簇射与强子簇射是容易区分的。Gamma 与电子的分辨利用的是：gamma 射线经过一个辐射长度只有 54%的几率产生正负电子对，也就是说有 56%的 gamma 在一个辐射长度内不产生作用。高能电子的电离能损和辐射能损是即时的，基于这一区别可以部分的区分电子簇射和 gamma 簇射。

量能器同时可以进行宇宙线能量测量，能量分辨率 50%，覆盖能区为 30GeV-50TeV。由于强相互作用的特点，高能核子在量能器中的纵向能量泄露会很严重，利用量能器的精细结构单元设计，可以根据强子在量能器中的簇射形状对入射能量进行修正。测得入射重核在量能器中能量沉积最大层的位置就可以利用簇射形状进行外推，重建由于纵向泄露造成的丢失能量，给出入射宇宙线的完整能量。

2.2 带电粒子探测器

量能器外围是由 3 层 3cm×3cm×0.3cm(厚)的 CsI(Na)晶体片阵列组成的带电粒子探测器，它的作用是测量入射带电粒子的电荷量。宇宙线成分测量可以利用 3 层带电粒子探测单元的最小沉积能量测量来进行，电子和质子由量能器分辨，带电粒子探测器主要分辨多电荷粒子，其信号大小正比于电荷数的平方，可探测电荷数范围从 1-30，可以分辨 H，He，C，N，O，Fe 等原子核，对宇宙线成分进行鉴别。其晶体闪烁光信号仍由波长位移光纤传导到前置像增强器和 ICCD 读出，带电粒子探测器共有 9400 路读出通道。

2.3 探测器读出方式

直径 300um 的波长位移光纤将晶体闪烁光传导到前置像增强器进行光信号的放大和延迟，然后通过ICCD读出。前置像增强器的结构如图3所示，直径 40mm，采用光纤面板入射窗，S20 光阴极，对波长位移光纤的发射光灵敏度为 13%左右，微通道板(MCP)倍增，放大倍数 10^6。前置像增强器的荧光屏采用 P43 发光材料，它的衰减时间长达 1ms，这样不仅可以实现光信号的放大，还可以实现光信

号的延迟，为 ICCD 相机的外触发留出足够的响应时间。在探测器取数运行中，前置像增强器处于常开状态，对所有入射光信号进行放大和延迟，等待位于其后端的 ICCD 读出。

ICCD 相机如图 4 所示，具有单光子灵敏的探测能力，可实现 ns 级门控功能，超过 50 万像素 CCD，读出速度可达到 500fps/s，每套功耗 12W。当 ICCD 相机收到触发系统给出的过阈信号后，ICCD 相机打开其自身的像增强器及 CCD 进行信号接收和数据获取。完成一次事例读取之后，ICCD 关闭，等待下一次触发信号。

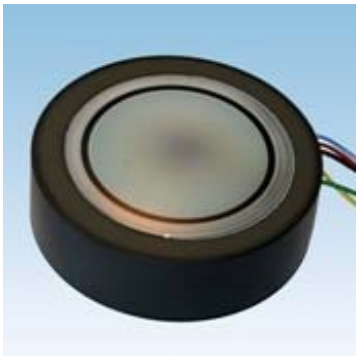


图 3. 前置像增强器

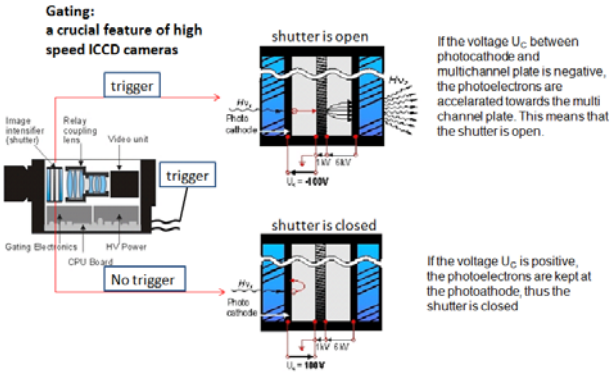


图 4. ICCD 结构示意图

2.4 能量过阈触发系统

每纵向晶体列 24 块晶体由一单独串联耦合波长位移光纤引出，将所有的晶体阵列的光纤汇总，由一只光电倍增管读出作为能量过阈触发信号。触发信号可以在 300ns 的时间内完成，由触发信号控制 ICCD 内的像增强器开/关来接收前置像增强器的输出光，使 ICCD 读出数据。

3 探测器性能研究

3.1 探测单元最小电离光输出测试

在实验室搭建了宇宙线测试系统，测试了晶体片/光纤探测单元对最小电离粒子的光输出，实验系统如图 5 所示。晶体片/光纤单元用 ESR 反射膜包裹，光纤引出长度为 1.5m，后端用光电倍增管 XP2020 读出信号，光电倍增管的信号直接输入 LeCroy 2249W 电荷积分数字化插件进行记录。触发望远镜是用塑料闪烁体片配合光电倍增管制作的，晶体片/光纤探测单元上下各一路，两路信号经过甄别、符合之后输入门产生器，产生门信号，门宽为 2μs。CAMAC 系统的数据获取软件是基于 Labview 开发的。实验结果为宇宙线 muon 最小电离粒子在晶体片/光纤探测器单元中的沉积能量产生的光输出为 16 个光电子。考虑双碱光阴极在 510nm 的量子效率为 10%，则输出光子数为 160 photons/fiber。

3.2 探测器性能模拟

利用 Geant4 程序包进行了探测器性能模拟，研究了探测器的能量分辨率。模拟结果显示，如果整个量能器的读出采用最简单的数字化（0，1）读出方式，即只是对沉积能量大于某一个阈值的探测单元进行统计，可以发现入射粒子沉积能量正比于过阈的晶体数的平方。能量分辨率随着晶体片面积的增大而变差，晶体片面积越小，能量分辨率越好，但是读出通道数会随着增加。当晶体片的边长为 1.5cm 时，100GeV 的电子的能量分辨率为 7%。因为量能器有着 3D 精细的成像能力，利用电磁簇射在量能器中的发展形状可以对能量分辨进行进一步的修正。电磁簇射在量能器每一层中的横向沉积能量分布以簇射轴为圆心随簇射半径的发展有着

近似指数的关系，我们的前期研究结果显示[6]，利用这一关系可以对电磁簇射的能量分辨率进行进一步的修正，得到更好的结果。

4 结论

本文介绍了基于 ICCD 读出的空间暗物质探测器，其主要特点为：探测器 5 面灵敏，量能器采用钨板和 CsI(Na)晶体片阵列读出结构，3D 成像，对于电子和 gamma 测量，有很好能量分辨率，有完整的簇射轮廓测量，能提供很强的粒子鉴别能力。对高能宇宙线荷电粒子具有很好的电荷测量和较宽的能量测量范围。触发方式简单，只用一只光电倍增管信号提供触发。探测器采用高速 ICCD 读出，几乎没有传统的复杂庞大的电子学读出系统，大大降低了功耗，很好的满足了空间探测器低功耗的要求。

参考文献：

[1] F. Zwicky, “Spectral displacement of extra galactic nebulae”[J], Helv. Phys. Acta ,1993,6 :110-127.

[2] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions”, Astrophys. [J]. 1970,159: 379-403.

[3] http://fermi.gsfc.nasa.gov/

[4] http://www.ams02.org/

[5] http://www.calet.rise.waseda.ac.jp/

[6] 孙希磊，暗物质探测数字量能器研究与 CsI(Na)晶体性能研究[D]

Study of a space dark matter detector based on ICCD

WANG Zhi-guang, Xu Ming，Sun Xi-lei, Lu Jun-guang

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;

2. Institution of High Energy Physics，Beijing 100049, China)

Abstract: Dark matter is a major issue in physics today, Indirect detection of dark matter in space is an important aspect for dark matter searches. At the same time, the measurement of cosmic ray is of great importance.3D imaging detector proposed by this research is an innovative design. The larger field of view and lower power consumption are the advantages of this design compared with the traditional scheme. The program of the detector construction has been studied by this work. Composition of the detector is determined according to the analysis of device performance and experimental measurements, which are CsI (Na) crystal, wave shifted fiber spiral, image intensifier and the ICCD camera. The performance parameters show that the design can meet the requirements.

Key words: Dark matter; Cosmic ray; Crystal; WLS; ICCD

基于GEM探测器的二维内插读出方法研究

董明义[1,2]，修青磊[1,2]，刘荣光[1,2]，张建[1,2]，欧阳群[1,2]，陈元柏[1,2]
(1 核探测与核电子学国家重点实验室，北京，100049；
2 中国科学院高能物理研究所，北京，100049)

摘 要：二维内插读出方法为微结构气体探测器的一种新的读出方法，与像素读出方法相比，该读出方法在保证探测器的位置分辨的情况下，大大减少了读出电子学通道，降低探测器的研制成本。我们研制了一个二维内插阻性读出结构的GEM探测器，用^{55}Fe 5.9 keV X 射线对其性能进行了测试研究，并开发了一套二维内插读出的位置重建算法。测试结果表明探测器的能量分辨为16%，位置分辨达到219μm（FWHM），并且具有较好的成像性能。

关键词：内插读出法；阻性阳极结构；微结构气体探测器；GEM

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1 引言

以GEM（Gas Electron Multiplier）探测器[1]为代表的微结构气体探测器由于具有高空间分辨、快时间响应、耐辐照、高计数率等优点[2]，目前在国际上为重要的研究方向，其在同步辐射X射线探测、中子探测[3][4]、以及医学低能X射线成像等方面呈现广阔的应用前景。然而作为二维位置灵敏探测器，GEM探测器通常采用读出条读出或像素读出。基于这些读出方法的GEM探测器要想实现较好的位置分辨和成像性能就必须减小读出条和像素的尺寸，同时匹配大量的读出电子学通道[5]，这样不仅使系统变得庞大，而且增加了探测器的建造成本，这无疑将限制GEM探测器的应用与发展。基于阻性阳极结构的二维内插读出方法是一种新型读出方法，可用于GEM、厚GEM、 Micromegas等微结构气体探测器上。它由德国Siegen的H. J. Besch等人于1997年首先尝试用于微结构气体探测器上[6]，而后又在同步辐射小角散射等实验上实现了成功应用[7]。

二维内插读出方法采用阻性阳极读出结构，并进行二维位置重建。阻性阳极由高电阻PED阵列、低阻边界和读出结点构成。通过每个PED的四个读出结点收集到的电荷量重建出入射粒子的位置信息，从而可以利用较大的读出PED（cm量级）阵列实现对待测粒子位置的精确测量。实现同样的位置分辨，该方法所需求的读出电子学通道与像素读出方法相比，能够减少约2个数量级[8]，极大地节约了探测器建造成本。同时阻性阳极结构可以有效抑制高增益探测器出现连续放电的几率，确保探测器在高计数率环境下稳定工作。

本文介绍基于GEM探测器的二维内插读出方法，以及二维位置重建算法，采用较大的阻性读出PED（cm量级）阵列及较少的读出电子学通道实现探测器的位置分辨为219μm(FWHM)，并具有较好的成像性能。

2 GEM 探测器的研制

我们研制的探测器采用3层电子倍增GEM膜。探测器包括阴极（200μm厚镀铝Mylar膜）、3层GEM膜和阻性读出阳极，如图1所示。阴极、GEM膜上加负高压，阻性读出阳极处于地电位。入射粒子在漂

作者简介：董明义(1977-)，男，副研究员，博士，粒子物理与原子核物理专业

移区产生原初电离，在电场的作用下原初电离电子经漂移区传输至3层GEM膜，穿过GEM膜的微孔时形成倍增放大，倍增后的电子传输至阳极被阻性阳极收集。

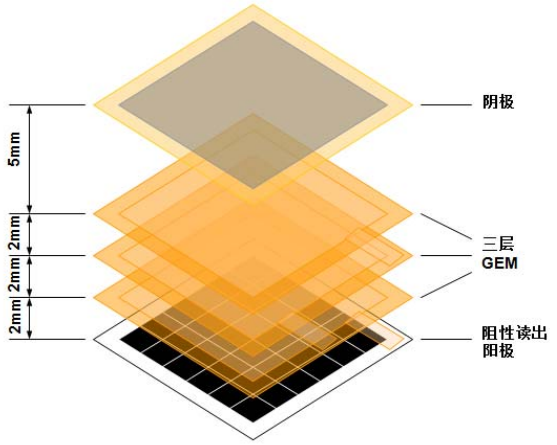


图 1　GEM 探测器结构图

阻性阳极读出结构为 6×6 的 PED 阵列，每个 PED 由面积为 8mm×8mm 的高电阻平面（R1），宽度为 200μm 的低阻边界（R2）以及读出结点构成（图 2）。高电阻平面的阻值为 1MΩ/□，用于电荷收集，并使电荷在 x 和 y 方向形成近似线性的扩散；低阻边界的阻值为 10kΩ/□，提供电屏蔽，防止电荷扩散到相邻的 PED 形成信号串扰；读出结点通过引线连接到前置放大器上，将收集到的电荷经电荷灵敏前置放大器放大后，送入 12 位幅度 ADC，经过模数转换后输入到在线数据获取系统，在线显示倍增电子在阳极上的击中信息和能谱信息并实时存储原始数据用于离线分析。

探测器的漂移区、传输区及感应区的间隙依次为：5mm、2mm、2mm、2mm。探测器的所有电极放在一个气密的盒子内，盒子上方设计有 200μm 厚的 Mylar 膜入射窗，用于待测粒子入射到探测器内。测试中，采用高压插件对探测器的各个电极独立加高压以便于调节各个区域的电场强度。探测器的工作气体为 Ar 和 CO2 的混合气体（Ar :CO2=70 : 30），采用流气工作方式，气体压力为 1 个大气压。

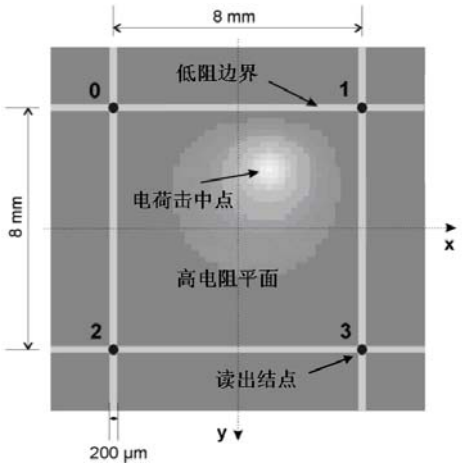


图 2　阻性阳极读出 PED 的结构

3　二维位置重建与探测器的性能

3.1 信号的时间特性

基于电荷扩散的模拟，当阻性读出阳极的阻值 R1=1MΩ/□，　R2=10kΩ/□ 时，不同收集距离下电流随时间的变化关系如图 4 所示，可以看出包括最远扩散距离（PED 的中心位置）的大部分信号收集时间为几百纳秒，所以采用该读出方法的探测器可以工作在超过 10^5Hz 的较高计数率条件下。

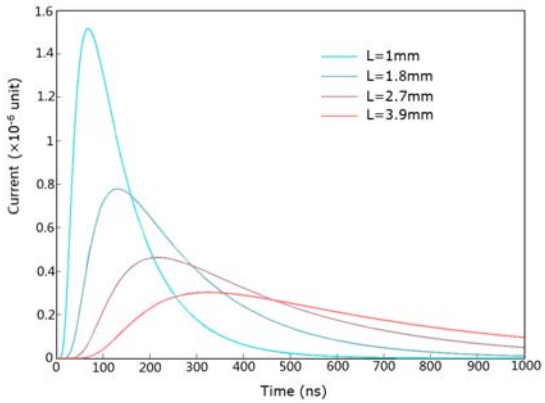


图 3　电流随时间变化（L 为击中点到收集结点的距离）

3.2　探测器的能量分辨率

在能量分辨的测试中，采用厚 10mm 并带有直径为 500μm 的圆孔的铝准直器对入射 ^{55}Fe X 射线进行准直。由于阻性阳极上电荷被相邻

的 PED 收集，因此我们将 3×3 阵列的 PED 每个读出结点收集的信号相加得到 ^{55}Fe X 射线的能谱。图 4 为漂移电场 Ed=2kV/cm，GEM 倍增电场 ΔV_{GEM} = 1170V，感应电场 E_I = 2kV/cm 时 ^{55}Fe X 射线的能谱，5.9keV X 射线的全能峰的能量分辨为 16%，而全能峰和氩逃逸峰的峰位比为 1.92，这表明探测器具有良好的能量线性。

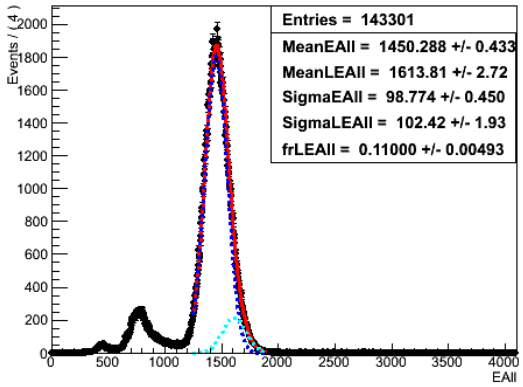


图 4　探测器的能量分辨

3.3　二维位置重建算法

二维位置重建从单 PED 的位置重建算法拓展到整个读出 PED 阵列。

首先利用每个PED的四个读出结点收集的电荷信息，根据公式（1）可以重建出入射粒子的击中位置，即4结点线性位置重建算法。

$$x = \frac{g}{2}\frac{(Q_1+Q_3)-(Q_0+Q_2)}{Q_0+Q_1+Q_2+Q_3}$$

$$y = \frac{g}{2}\frac{(Q_2+Q_3)-(Q_0+Q_1)}{Q_0+Q_1+Q_2+Q_3} \qquad (1)$$

其中 g 为单 PED 的边长，Q_0, Q_1, Q_3, Q_2 为从 PED 左上角起按顺时针方向的四个结点所收集的电荷量（图 2）。该重建算法可以对单 PED 中心区域的击中实现很好的位置重建，但对于 PED 的边界及结点附近的击中，由于一部分电荷会扩散到相邻的 PED 而丢失部分信息，因此重建出的位置会向 PED 的中心偏移。这需要利用相邻 PED 的信息来实现 PED 的低阻边界及读出结点附近的位置重建（3 结点和 6 结点位置重建算法[9]）。根据 4 结点、3 结点和 6 结点加权重建实现所有区域的位置重建。

图 5 为 ^{55}Fe X 射线通过圆孔后在探测器 3×3 PED 上的重建情况，其中(a)、(b)、(c)分别为用 4 结点、3 结点和 6 结点重建算法得到的结果，可以看出 4 结点重建算法对 PED 中心区域效果比较好，而 PED 边界部分出现向中心的偏移，因此相邻 PED 间出现较大的缝隙，而 3 结点和 6 结点算法主要对 PED 边界及结点附近的击中信息重建效果比较好，但并不能很好重建 PED 的中心区域，所以通过 4 结点、3 结点和 6 结点重建的加权才能实现对整个 PED 阵列的位置重建，如图 6 所示，可以看到较清晰的 PED 边界。

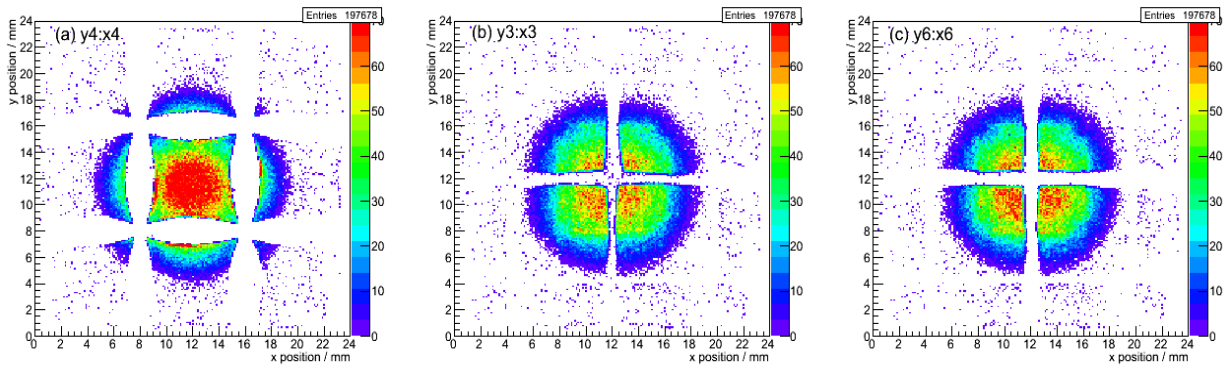


图 5 不同重建算法的重建效果：(a) 4 结点重建算法，(b) 3 结点重建算法，(c)6 结点重建算法

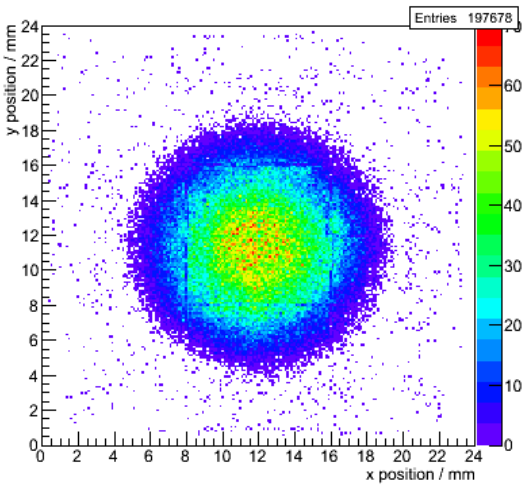


图 6　4 结点、3 结点和 6 结点加权重建效果

图 7 为 ^{55}Fe X 射线通过带有“L”型狭缝（狭缝宽度为 500μm）的挡板所成的像，可以看到“L”型的边界比较清晰，这表明采用合适的位置重建算法，可以得到较好的二维位置重建效果，探测器具有较好的成像性能。

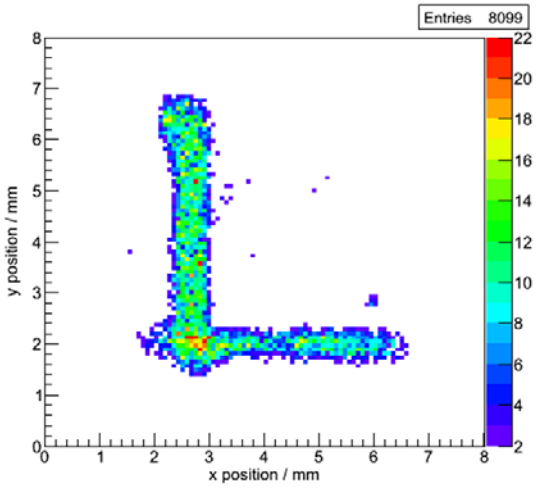


图 7　探测器的成像性能

3.4　探测器的位置分辨

用 ^{55}Fe X 射线通过宽度为 500μm 的狭缝(厚 10mm) 准直后测试探测器的位置分辨。二维位置重建得到的测试分布函数为探测器的本征分布与狭缝贡献的卷积[10]，通过卷积拟合扣除狭缝的影响得到探测器的位置分辨为 219μm（FWHM），如图 8 所示，该位置分辨基本达到了像素尺寸为 0.3mm×0.3mm 的像素探测器的位置分辨的水平。

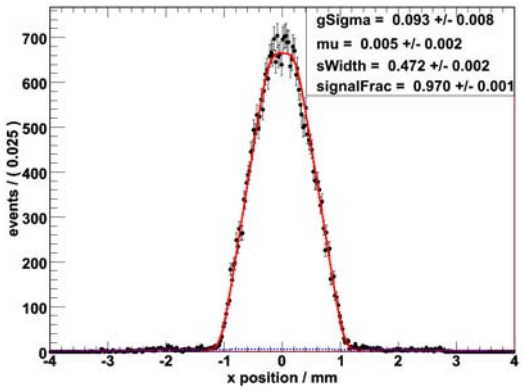


图 8 探测器的位置分辨

4　结论

二维内插读出方法为一种新的读出方法，可以用于 GEM、厚 GEM、Micromegas 等微结构气体探测器上，与读出条读出方法相比，二维内插读出方法为真正的二维读出，可以在较高的计数率下工作；与像素读出方法相比，二维内插读出方法在保证探测器的位置测量精度的同时可以极大减小读出电子学通道，降低探测器的研制成本。

采用二维内插阻性阳极的 GEM 探测器位置分辨达到 219μm（FWHM），通过 4 结点、3 结点和 6 结点加权重建算法研究，得到了较好的二维位置重建效果，表明探测器具有较好的成像性能。

从基于 GEM 探测器的二维内插阻性阳极读出结构的测试结果可以看出，该读出方法在微结构气体探测器方面有较好的应用前景，该方法的实现将推动微结构气体探测器的应用。

参考文献

[1] Sauli F., GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors, Nucl. Instrum. Methods A, 1997, 386: 531-534

[2] Sauli F., Imaging with the gas electron multiplier, Nucl. Instrum. Methods A, 2007, 580: 971-973

[3] H. Ohshita, S. Uno, T. Otomo, et al., Development of a neutron detector with a GEM, Nucl. Instrum. and Methods A, 2010, 623: 126-128

[4] ZHOU Jian-Rong, SUN Zhi-Jia, et al., Neutron beam monitor based on a boron-coated GEM, Chinese Physics C (HEP&NP), 2011, 35(7): 668-674

[5] A. Balla, G. Bencivenni, S. Cerioni, et al., Status of the cylindrical-GEM project for the KLOE-2 inner tracker, Nucl. Instrum. and Methods A, 2011, 628: 194-198

[6] A. Sarvestani, H.J. Besch, M. Junk, et al., Nucl. Instrum. and Methods A, 1998, 419: 444-451

[7] A. Orthena, H. Wagnera, H.J. Besch, et al., Nucl. Instrum. and Methods A, 2002, 478: 200-204

[8] H. Wagnera, H.J. Besch, R.H. Menkb, et al., Nucl. Instrum. and Methods A, 2002, 482: 334-346

[9] H. Wagnera, A. Orthena, H.J. Besch, et al., Nucl. Instrum. and Methods A, 2004, 523: 287-301

[10] LÜ Xin-Yu, FAN Rui-Rui, CHEN Yuan-Bo et al. CPC(HEP & NP), 2012, 36 (3): 228-234

Study on 2D interpolating readout for GEM detector

DONG Ming-yi[1,2], XIU Qing-lei[1, 2], LIU Rong-guang[1, 2], ZHANG Jian[1, 2], OU-YANG Qun[1, 2], CHEN Yuan-bo[1, 2]

(1 State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049, China;

2 Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China)

Abstract: The two-dimensional interpolating readout, a new readout concept based on resistive anode structure, was studied for the micro-pattern gaseous detector. Within its high spatial resolution, the interpolating resistive readout structure leads to an enormous reduction of electronic channels compared with pure pixel devices, and reduces the cost of the detector. A GEM (gaseous electron multiplier) detector with 2D interpolating resistive readout structure was set up and the performance of the detector was studied with ^{55}Fe 5.9keV X-ray. The 2D position reconstruction algorithms of interpolating readout were developed. The results show that an energy resolution of about 19%, and a spatial resolution of about 219μm (FWHM) of the detector were reached, and the detector also had a good imaging performance.

Key words: interpolating readout; resistive anode readout structure; micro-pattern gaseous detector; GEM

基于 THGEM 的单光子探测的阳离子回流研究

刘倩[1]，C.A.Santos[2]，刘宏邦[1,3]，郑阳恒[1]，谢一冈[1,4]

(1.中国科学院研究生院，北京 100049；2. INFN - Sezione di Trieste, Trieste, Italy；

3. 广西大学，广西南宁，530004； 4. 中国科学院高能物理研究所，北京，100049)

摘　要：切伦科夫探测器要求有大的有效面积，能够承受高的计数率，并可以在强磁场下工作。基于这些需求，涂覆光阴极 CsI 的 THGEM 具有很大优势。但是，在电子倍增过程中会产生的大量阳离子在电场作用下向光阴极轰击会加速光阴极 CsI 的老化，从而导致其量子效率降低或产生私生电子而导致放电。为了减少这种阳离子回流效应，我们设计了一种新的 THGEM 结构：使用双层层叠 THGEM，并使得其中一层的孔距是另一层的一半。通过结构上的改进，使得电子仍然能够通过 THGEM 的小孔进行雪崩放大，而阳离子更多的则被下层 THGEM 收集，仅有少量的阳离子能够进入漂移区，从而降低了阳离子对光阴极造成的损伤。在本文中，我们对这个新型 THGEM 结构进行了细致的研究：使用 Ar/CO2（70%/30%），在选择合适的高压配置下，其增益与常用的 THGEM 结构减少约 1 倍，但阳离子回流减少了 98%以上。相应的 MC 模拟也给出相同的结果。

关键词：THGEM；厚型气体电子倍增器；阳离子回流；切伦科夫探测器

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1 引言

利用涂覆 CsI 光阴极的厚型气体电子倍增器 THGEM（Thick Gas Electron Multiplier）进行切伦科夫光的探测，与传统的丝室相比具有得天独厚的优势：高的计数率，更好的空间分辨，更快的信号相应，结构更简单等。而其中最关键的一点就是阳离子回流更少。

阳离子回流指的是在雪崩放大的过程中，电子激发后产生的阳离子会与电子相反的方向运动，经过渡越区加速后进入漂移区。带有一定动量的阳离子最后会在涂覆有 CsI 的光阴极被吸收，从而对 CsI 造成损坏，降低对紫外光的探测效率。

基于此，我们可以定阳离子回流比例为：进入到漂移区被光阴极吸收的阳离子数目与在整个雪崩过程中产生的电子数目之比[1]。THGEM 结构使得阳离子回流过程中，有一部分会被 THGEM 吸收，从而大大降低阳离子进入漂移区的数目。与气体丝室相比，其阳离子回流比例约为 10%~20%，而 THGEM 可以小于 1%。如果在强磁场下工作，其阳离子回流比例还可以进一步被压制[2]。

在理想情况下，雪崩增殖过程产生的阳离子都无法进入漂移区，因此漂移区的阳离子只有原初电离时产生的阳离子。可以得出阳离子回流比例应为 1/G，G 为 THGEM 的放大增益。对于增益为 105 的 THGEM 结构来说，其极限阳离子回流比例应为 10^{-5} [3] 。而事实上这一点很难做到，应为阳离子回流不仅与物理意义上的原初电离分布有关，同时也于 THGEM 的几何结构等有关，而且后者占了更大的比重。

2 THGEM

作者简介：刘倩（1981－），男，湖北，博士，粒子物理实验

2.1 实验装置

实验装置如图 1 所示。双层 THGEM 层叠放置，光源由紫外光 LED 灯提供。上层 THGEM1 的上表面受到紫外光照射产生光电子，进入小孔发生放大，其中产生的电子一部分被 THGEM1 的下表面收集，一部分被下层 THGEM2 的上表面收集，剩余电子在电场作用下进入下层 THGEM2 的小孔进行进一步雪崩放大，最后信号通过阳极拾取。在本次实验中使用的光反射式光阴极的结构，因此设置阴极漂移区 Drift 的电场为 0。

整个实验中使用了 6 个皮安计，分别用于测量光阴极，两层 THGEM 的上下表面，以及阳极上的电流。皮安计读数精度为 1pA。

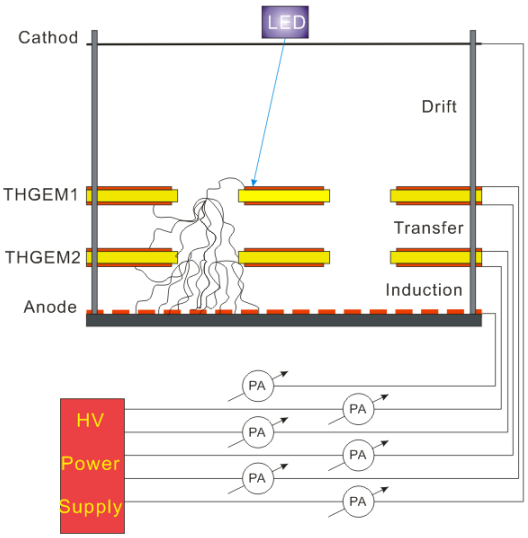


图 1　实验装置示意图

2.2 THGEM 结构

厚型气体电子倍增器 THGEM 是通过在印制 PCB 板上用机械打孔的方法打大量的孔，最后通过整版腐蚀的化学方法[4]，在孔的周围形成 rim 环而制成的。为了研究 THGEM 的性能，我们设计了一种梅花式结构，如图 2A 所示。图中中心的大孔为上层 THGEM1 排列，孔径为 0.6mm，孔间距为 1.2mm。四周小孔为 THGM2 排列，孔径为 0.3mm，孔距为 0.6mm。其俯视图给出“梅花”形状。在 THGEM 四周的定位孔保证 THGEM 之间位置的相对误差小于 0.05mm。

此外，我们还设计了另外两套 THGEM：孔径为 0.4mm，孔距为 0.8mm，但是孔的排列呈现交错结构（如图 2B 所示）以及完全对齐的结构（如图 2C 所示）。

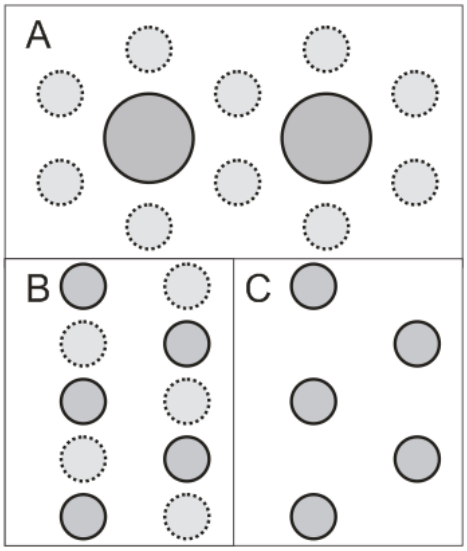


图 2　三种不同的 THGEM 设计结构

3 阳离子回流

3.1 阳离子回流过程

光电子在探测器中被雪崩放大的过程可由图 3 所示。蓝色箭头表示电子的运行轨迹，红色表示由阳离子运行轨迹。THGEM1 以及 THGEM2 的上下表面由 T/B 表示。由于收集电子/阳离子而产生的电流由 e/i 表示。

对电子而言，收到紫外光照射的 T1 产生光电流 e_{T1},经过第一级雪崩放大后一部分电子收集到 B1，产生 e_{B1},同时在电力线的作用下一部分被 T2 收集，剩下的部分才能经过第二级 THGEM 进行雪崩放大，最后产生的大量电子一部分被 B2 收集，一部分由阳极拾取。

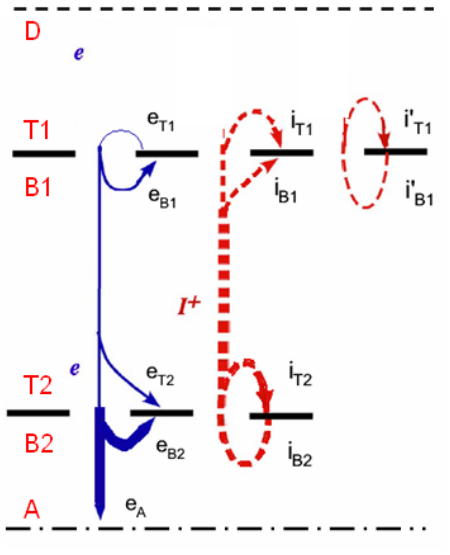


图 3　阳离子回流过程示意图

大部分的阳离子都是在第二级雪崩放大时产生的，这些阳离子在电场作用下与电子相反的方向漂移，其中一小部分被 T2 收集，绝大部分在电场下运动被 B1 收集，而其中一部分经过上层 THGEM1 的小孔进入漂移区，被 T1 收集。由于 T1 上一般涂覆有光阴极材料，这些阳离子经过加速可以达到约 300cm/s 的速度[5]，从而对光阴极材料造成损伤。因此这部分阳离子是需要尽量避免的。

同时一部分阳离子是在第一级雪崩产生的，这部分阳离子由于第一级放大增益较小，同时动能也较小，相比于第二级雪崩产生的阳离子，对光阴极产生的危害性略小。

3.2 实验数据分析

每个皮安计的读数反应了该层上电子与阳离子产生的电流之和，这两个电流极性相反。在图 3 中，由于实验中并未使用 CsI 等光阴极材料，因此产生的光电流相比于其他来说很小，可忽略不计：$e_{T1}=0$。由于阳离子在小孔中产生后，由于电场作用向上层运动。因此在下层收集到的阳离子较小，可以忽略不计：$i_{B2}=0; i'_{B2}=0$。

通过测量上层 THGEM1 工作时的状态，以及双层 THGEM1 工作时的状态，可以得到在对齐时各层的电流大小。若归一到双层雪崩过程中产生的总电子数目时，可以得到 B1 以及 T2 分别只收集了约 1%的电子，98%以上的电子会被 B2 以及阳极 Anode 收集。其中受到感应区 Induction 电场的影响，阳极上收集到的电子数会有变化，在 1.2kV/cm~2kV/cm 时，大约 20%~40%的电子被阳极收集，而大部分会被 B2 收集。因此 THGEM 的增益在其他情况不变时会随着感应区电场的增大而增大，如图 4 所示。这个比例几乎不随 transfer 区电场变化。

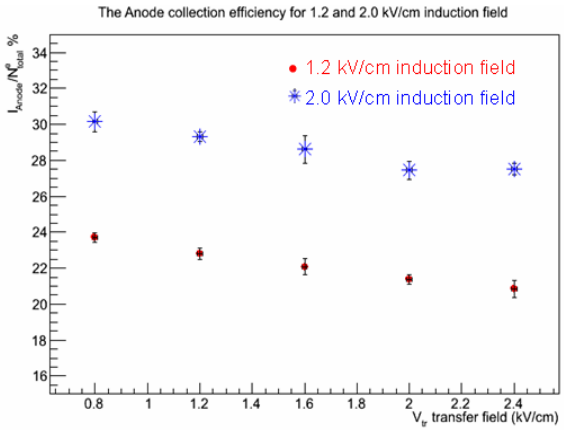


图 4　阳极收集效率随着渡越区以及感应区的变化

阳离子回流在图 2B 结构时，随着 transfer 区电场的增大而急剧减小。其中约 60%的阳离子会在下层 THGEM2 产生后被 T2 所收集，其余的 40%被上层 THGEM 的上下表面 T1/B1 所收集。在采用不同 THGEM 结构时，T1/B1 所收集的比例不同。一般来说，在采用对齐的结构时，20%~30%的阳离子会进入漂移区被 T1 收集，而不对齐时，这个数据会随着漂移区的电场而变化。如图 5 所示，其中圆点表示采用图 2C 的完全对齐的结构，星号为图 2B 不对齐的结构。在 transfer 电场较小时，二者差别不大，因为此时电场较小，阳离子速度较慢，仍可以沿着电力线运动进入漂移区；当 transfer 电场加大时，大部分阳离子将被加速被 B1 收集，从而无法

进入漂移区，大大降低了阳离子回流。

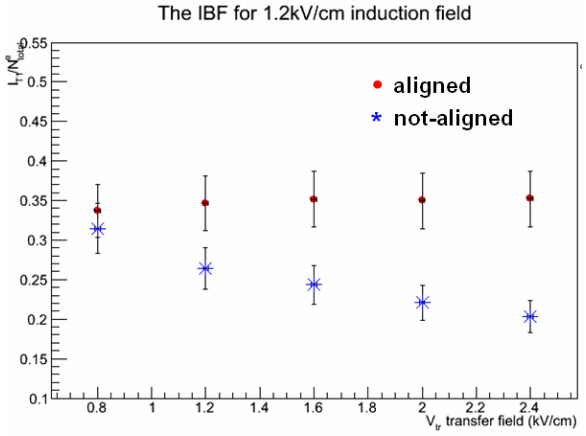


图 5　不同 THGEM 结构的阳离子回流随着渡越区的变化

当采用图 2A 的结构时，阳离子回流可以被限制到 2%的水平。如图 6 所示。

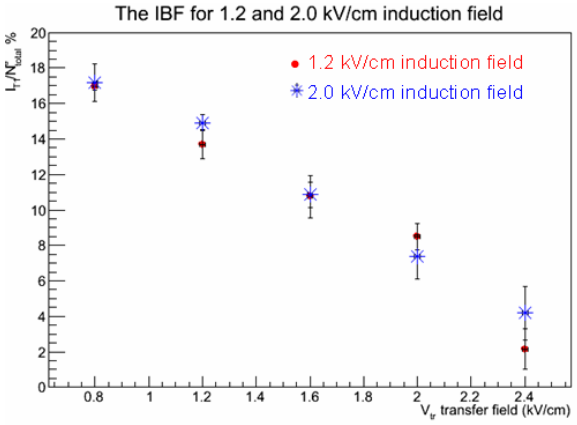


图 6　阳离子回流随着渡越区的变化

3.3 三层 THGEM 实验

双层 THGEM 能够限制阳离子回流的主要原因是因为上次 THGEM 起到了屏蔽作用，但是第一层 THGEM 雪崩放大产生的阳离子仍然可以进入到漂移区。此时用三层 THGEM，并设置上次 THGEM 的放大倍数很小，就可以有效的减少由第一层 THGEM 带来的阳离子问题。

图 7 给出了三层 THGEM 互相错位时，阳离子回流随着上下两个 transfer 区的电场的变化。在上下两层渡越区 transfer 电场均较大时（3kV/cm），阳离子回流可以被限制到 1%的水平。而在三层对齐的 THGEM 工作时，阳离子回流约为 25%。

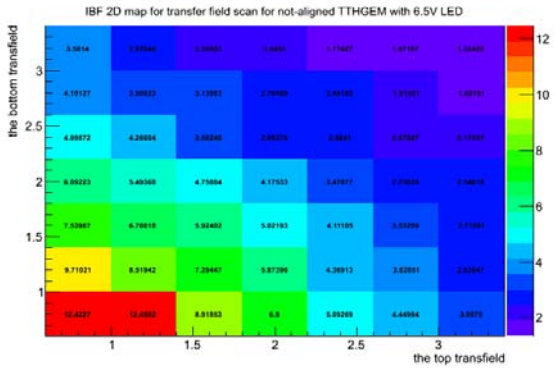


图 7　阳离子回流随着两个渡越区电场的变化

3.4 MC 模拟

电子在气体中的运动包括库伦散射等多种运动，因此在漂移过程中会有很大的横向扩散（如在 CH4 气体中其横向扩散可达 120um）。而阳离子比电子要重的多，横向扩散相比电子而言也要小的多，且会随着电场的增大而指数降低（如在 CH_4 气体中 3kV/cm 的电场时横向扩散只有 20um）。因此在上下 THGEM 不对齐的情况下，电子仍然有很大的几率扩散到下层的 THGEM 小孔处发生下一级的雪崩放大，而阳离子在经过渡越区电场加速后，更容易被上层 THGEM 的下表面收集[6]。

4 结论

通过设计不同的 THGEM 结构，并选取合适的工作高压，可以将阳离子回流限制在 1%的水平，从而大大提高了 THGEM 作为切伦科夫探测器或气体光电倍增管的工作寿命。

致谢

感谢意大利核研究院 INFN - Sezione di Trieste, Trieste 对本工作的支持，感谢 S. Dalla Torre 教授及 S. Levorato 对本工作的有益讨论。

参考文献：

[1] F. Sauli, Nucl. Instr. And Method. A 505 (2003) 195.

[2] M. Killenberg, et al. Nucl. Instr. And Method. A 530 （2004） 251.

[3] F. Sauli, et al. Nucl. Instr. And Method. A 560 (2006) 269.

[4] H. B. Liu, et al. Nucl. Instr. And Method. A 659 (2011) 237.

[5] G. Schultz, et al. Revue de physique Appliquee 12 (1977) 67.

[6]E. W. McDaniel, et al. The Mobility and Diffusion of Ions in Gases, Wiley, New York, 1973.

Ion back flow study of Thick GEM

LIU Qian[1], C. A. Santos[2], LIU Hongbang[1,3], ZHENG Yangheng[1], XIE Yigang[1,4]

(1.Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049;

2. INFN - Sezione di Trieste, Trieste, Italy; 3. GuangXi University, Guangxi 530004;

4. Institute of High Energy Physics, Beijing 100049)

Abstract: THGEM with CsI coated is one of the best candidates for gas photon multiplier. Not only the gain of THGEM is high enough (could reach up to 10^4~10^5) for single photon detection, but also the structure of THGEM itself is ion back flow suppressive. The ions generated during the avalanche of photon-electron multiply are accelerated in electric field, and connected by the cathode which will bring the permanent damage to the CsI coated on it. To avoid the ion back flow, a new structure is designed: a structure with not-aligned is put together so as the electrons can still be trapped into holes to be multiplied, while ions are connected mainly by the other layers instead of cathode. In this paper, a detail study has been performed. The result shows ion back flow has been diminished 98% while gain lost only less than half. With this result, a long-term working gas PMT based on THGEM is possible.

Keywords: THGEM; Thick Gas Electron Multiplier, Ion back flow; Cherenkov detector

基于 THGEM 探测器的数字型强子量能器初步研究

章爱武[1,2]，俞伯祥[1,2]，谢宇广[1,2]，杨杰成[3]，刘万金[1,2]，胡涛[1,2]，周莉[1,2]，吕军光[1,2]

(1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049；3. 北京航空航天大学，北京 100191)

摘　要：本文初步研究了国产 THGEM 探测器用于数字型强子量能器（DHCAL）的可行性。对有效面积分别为5cm×5cm和10cm×10cm的双层THGEM探测器测试了宇宙线能谱与探测效率，结果表明国产THGEM 探测器达到国际水平，能够满足 DHCAL 的实验要求。进一步需要利用实验束的π束流进行测试，并进行数字型读出的研究。

关键词：THGEM，强子量能器，宇宙线，探测效率

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1　引言

在未来的高能物理实验中，为了检验标准模型，寻找 Higgs 粒子，以及在更精细的尺度上研究新物理，人们需要建造更高能量（百 GeV 至 TeV）的对撞机，如国际直线对撞机（International Linear Collider，ILC）[1]。而随着能量的提高，必然涉及大量强相互作用，强子量能器必不可少。采用模拟读出的强子量能器，由于簇射涨落的影响，能量分辨率一般在$50\%/\sqrt{E(GeV)}$水平[2]，且模拟读出的通道数增加使量能器过于复杂。应用数字型量能器，加上粒子流算法（PFA）[3]则可以显著改善能量分辨率(好于$30\%/\sqrt{E(GeV)}$)，数字型读出也有利于简化电子学系统。

从国际上提出的 DHCAL 方案来看，选用气体探测器成为主流，以 CALICE 合作组的基于 RPC 的 DHCAL 最具有代表性[4]。另外人们也在讨论使用微结构气体探测器，如 GEM、THGEM、MicroMEGAS 等作为 DHCAL 的探测器，并取得了许多结果[5,6,7]。

本文利用国内在THGEM探测器方面的研究经验[8,9]，拟研究国产THGEM探测器应用于DHCAL的可行性。本文主要讨论了 THGEM 探测器的稳定性及通气速度的影响、初步测量了宇宙线能谱及探测效率。

2　THGEM 探测器及装置

本次实验中用到的THGEM探测器尺寸为孔径和板厚 0.5mm、孔间距 1.0mm，有效面积有 5cm×5cm 和 10cm×10cm 两种。考虑到要有适当高的探测器增益，使用的是双层 THGEM 进行测试。另外，漂移区、传输区、感应区的距离分为两组进行测试，分别为 10/3/3 和 3/1/2（单位 mm）。图 1 为探测器测试示意框图。

在进行宇宙线测试时，使用了两块塑料闪烁体（面积 3cm×3cm，厚 5mm）做符合，挑选经过 THGEM 探测器的宇宙线事例，编写 LabVIEW 程序直接从示波器取数，框图如图 2 所示，其中 THGEM 的信号经过了放大器系统。

作者简介：章爱武（1985-），男，湖北孝感人，博士在读。研究方向：探测器物理。

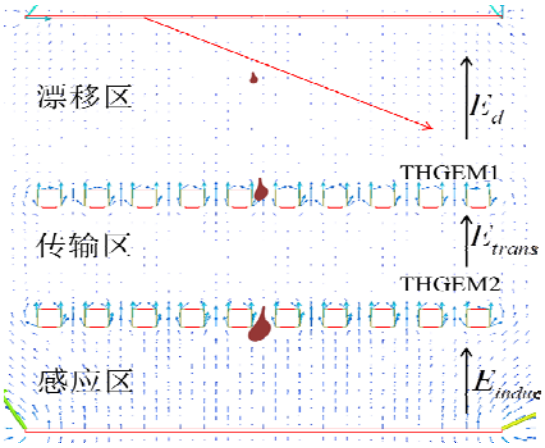


图 1 双层 THGEM 探测器框图

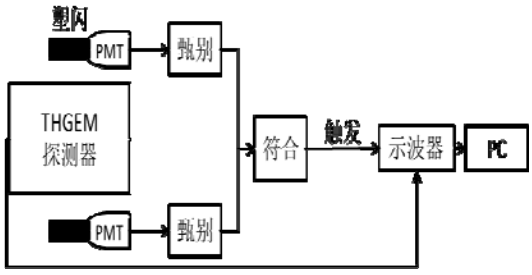


图 2 宇宙线测试框图，其中放大器部分未画出

3 实验结果

3.1 稳定性

我们首先测试了 5cm×5cm 双层 THGEM 探测器的稳定性，极间距离为 3/1/2mm，工作气体为 Ne/CH_4(95/5)。测试中重点考察了电压变化对稳定性的影响，即保持持续通气的条件下，测试一段时间后，降下全部电压并等待一段时间再加上电压，实验结果如图 3 所示。

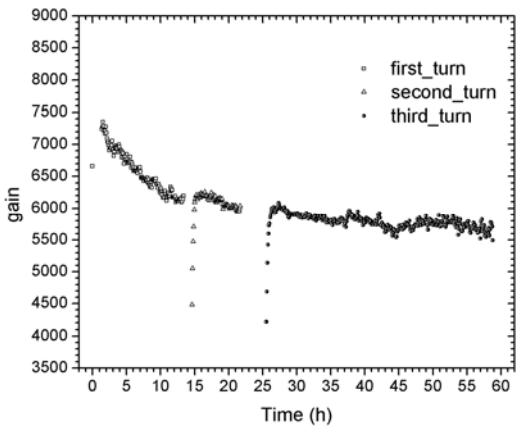


图 3 THGEM 探测器稳定性曲线

从图中可以看到，探测器首次开始工作时增益较高，然后慢慢趋于一条平稳的曲线；电压的每次改变以后，仅需要较短的时间（约 50 分钟）即可恢复到平稳的曲线上。这说明探测器的稳定受探测器电压变化影响不大，主要是气体（流速、压强）的影响，即只要探测器进入工作状态了，在一定时间内达到稳定以后，只要保持气体不变，升降电压不会带来问题。

3.2 气体流速与压强的影响

我们进一步考察了气体流速对探测器增益的影响，其中用到的探测器面积为 10cm×10cm，极间距离为 10/3/3mm。由于使用流气式供气，气体通过泡泡瓶排向室外，流速的计算通过单位时间内冒泡的个数简单换算得到，所得的增益曲线如图 4 所示。

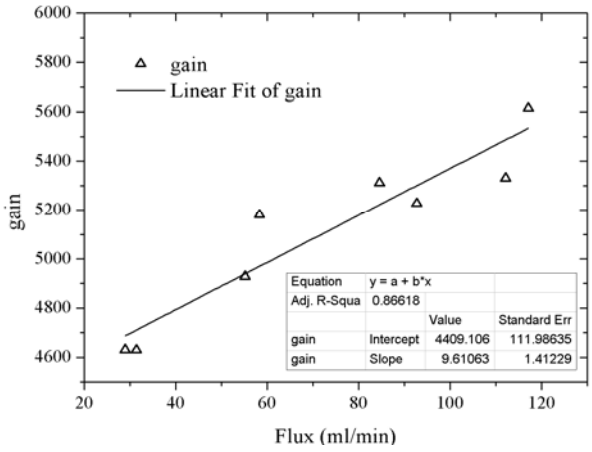


图 4 气体流速对增益的影响

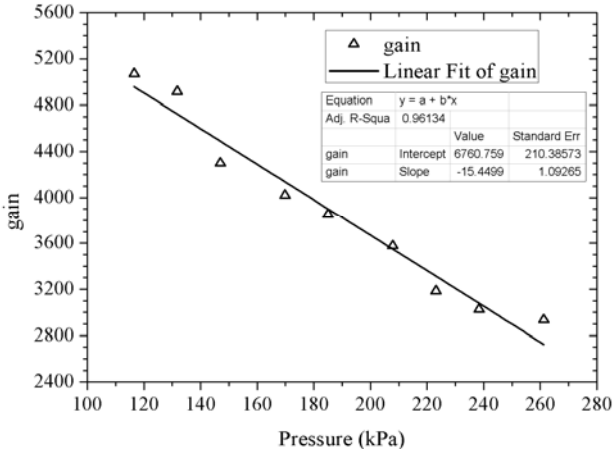


图 5 气体压强对增益的影响

同时，我们使用气压表监测在不同流速时的压强，测得压强对增益的影响如图 5 所示。结合图 4 和图 5，可以看到流速越大，增益是越大的，且大致符合线性的关系，这可以理解为气体流动较快时有利于带走漂移区间及传输区间累积的空间电荷，可以使探测器获得较高增益。另外，根据流体力学中的伯努利定理，流速越大，气体压强也是越小的，因而增益随着压强的增加会降低。

3.3 宇宙线实验

宇宙线实验，我们主要对 10cm×10cm 的 THGEM 进行测试，极间距离 10/3/3mm，工作气体 Ne/CF4（95/5）。

我们首先直接用多道测量了 THGEM 探测器对宇宙线的信号能谱，如图 6 所示。其中没有用到塑闪的符合，因而包含了低能环境本底的噪声信号等，该能谱也符合朗道分布，只是最可几值小一些（约 13fC），其中刻度方法为使用已知电荷量的脉冲经过示波器读出对应的信号分布。

同时，我们也使用塑料闪烁体符合进行了宇宙线测试，测试框图如图 2，宇宙线结果如图 7。从图中可以看到宇宙线能谱呈现为朗道分布，其拟合最可几值约 22fC，这一结果和文献[6]中给出的比较接近，差异的原因是探测器极间距离、工作气体等不同。

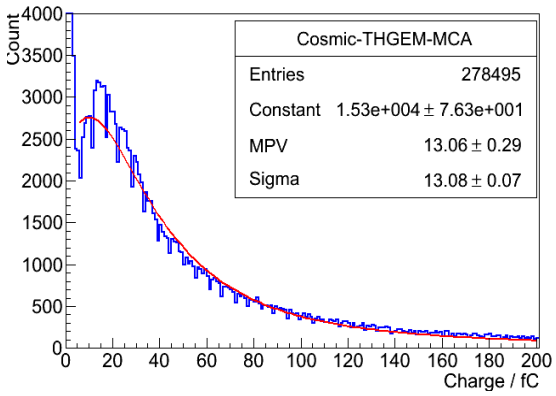


图 6 利用多道测得 THGEM 的宇宙线能谱

在宇宙线的测量中，我们也关注了探测器的探测效率。分析实验数据所得的效率约 80%，比文献[6]中测得的结果（95%）低很多，究其原因，一是塑闪的面积相对探测器面积较小，我们的实际事例率很低（小于 0.02Hz）；二是光电倍增管的偶然符合没有很好的排除，造成多记录了很多本底事例。因此，THGEM 探测效率还需要进一步进行研究。

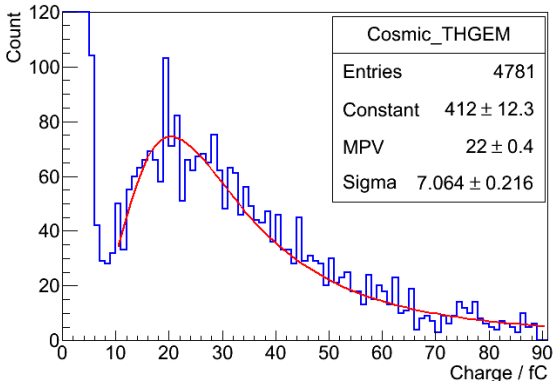


图 7 塑闪符合后 THGEM 测得宇宙线能谱

4 小结与讨论

鉴于 DHCAL 的取样型结构，要求探测器的灵敏区较薄，且要考虑后端读出电子学的安置空间。对于双层 THGEM 探测器而言，如果极间距离能够做到 3/1/1mm 将会比较好，目前我们的测试应朝着这个结构发展。

本文所作的测试表明，THGEM 探测器的稳定性非常好，且受电压变化的影响不大。对宇宙线的测试，也与国际上相关研究结果符合的较好。因此，我们所用的国产 THGEM 探测器是可以满足 DHCAL 需求的。进一步的研究将包括探测效率的改进，以及使用实验束（主要是 π 束）进行更加细致的测试。

参考文献：

[1] J-C. Brient, H. Videau, “The calorimetry at the future e+e- linear collider”, arXiv:hep-ex/0202004v1

[2] Sergej Schuwalow, “Calorimetry at the ILC detectors”, NIMA 598 (2009) 258-263

[3] M.A. Thomson, “Particle flow calorimetry and the PandoraPFA algorithm”, NIMA 611 (2009) 25-40

[4] Jose Repond, “Overview of the DHCAL Project”, arXiv:1005.0412

[5] J. Yu et al., “Application of Large Scale GEM for Digital Hadron Calorimetry”, arXiv:1110.4326

[6] L. Arazi et al., “THGEM-based detectors for sampling elements in DHCAL: laboratory and beam evaluation”, arXiv:1112.1915

[7] C. Adloff et al., “Status of the Micromegas semi-DHCAL”, arXiv:1007.3077

[8] An Zheng-Hua et al., “Experimental study on the performance of a single-THGEM gas detector”, CPC 34(1) 2010 83-87

[9] Zhang Ai-Wu et al., “Experimental study of a THGEM detector with mini-rims”, CPC 36(2) 2012 142-145

Preliminary study on DHCAL based on THGEM detectors

ZHANG Ai-wu[1,2], YU Bo-xiang[1,2], XIE Yu-guang[1,2], YANG Jie-cheng[3], LIU Wan-jin[1,2], HU Tao[1,2], ZHOU Li[1,2], LU Jun-guang[1,2]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049; 2. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China; 3. Beijing University of Aeronautics and Astronautics)

Abstract: We discussed the feasibility of using domestic THGEM detectors as a Digital Hadron Calorimeter (DHCAL). The energy spectrum and detection efficiency of cosmic ray were measured using THGEM detectors with effective area of 5cm×5cm and 10cm×10cm respectively. The results show that the domestic THGEM detectors satisfy the requirements as a DHCAL. Our further studies on THGEM detectors will focus on pion beam testing and digital readout.

Key words: THGEM; Digital Hadron Calorimeter; cosmic ray; detection efficiency

基于硼中子治癌反应堆的热中子照相孔道设计

俞伯祥[1]，李义国[2]，彭旦[2]，鲁瑾[2]，章爱武[1]，刘万金[1]，赵航[1]
蔡啸[1]、谢宇广[1]、王志刚[1]、周莉[1]，胡涛[1]，吕军光[1]
（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049；2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049；
3. 中国原子能研究院，北京 102413 ）

摘　要：本文主要描述了硼中子治癌反应堆装置的中子照相用热中子孔道设计。为了研究 CCD 中子照相的原理与方法，在硼中子治癌反应堆装置已有的热中子出口的基础上，设计了一个适用于中子照相的热中子孔道。用 Geant4 蒙特卡洛程序对中子照相热中子孔道进行了模拟，根据模拟结果设计了一个与反应堆装置相匹配的热中子孔道，并对这个孔道进行了初步的实验研究，结果表明实验和模拟基本符合，孔道出口热中子通量达到了～1.0×10^6 n/cm^2/s，最大 L/D 达到了 58，偏移角为 4.1 度，孔道出口直径达到了 10cm，初步达到了中子照相的要求。

关键词：中子照相；ICCD；热中子孔道；热中子通量；L/D
文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1. 引言

X 射线照相是一种广泛使用的无损伤医学照相工具，人们可以通过 X 射线照相得到一个物体的透视图像，而不用切开这个物体。为了达到这个目的，拍摄一系列不同角度的X射线透视图像，这些图像可以通过计算机重建得到物体内部的三维图像，同样的技术也可以应用于中子照相[1,2]。热中子与 X 射线有一些相同的品质，两者都不带电，都具有与物体原子相近的波长。辐射照相技术主要是基于射线通过物体后的衰减来达到的。X 射线穿过物体，与物体原子的核外电子相互作用，因而物体对 X 射线的吸收能力与物体原子核外的电子数相关。与 X 射线不同的是，中子在物体上的衰减，是中子与物体的原子核发生散射或者直接被原子核所吸收而减少，所以中子在物体中的衰减与物体内原子的原子序数没有确定关系。因而 X 射线照相无法区分原子序数相近的两种物质，但是中子因为与两种物质发生不同的反应而能很明显的区分它们。例如对于硼、碳、镉和锡，虽然它们有相近的原子序数，但是能很容易被中子照相所区分。但对于几种轻元素，如氢和硼，对于 X 射线是透明的，而对中子有很强的吸收能力，对于中子它们在一起很难区分。因此，中子照相与 X 射线照相有很好的互补性，可以应用于不同的被照物体。

与 X 射线照相相同，中子照相需要一个合适的射线源。为了达到高中子通量快速照相的目的，一般情况下采用反应堆或者散裂中子源作为中子源，再经过一个热中子准直孔道[2,3,4]，来达到热中子照相对中子束品质的要求。最为理想的中

基金项目：国家自然科学基金项目（11105160）资助。
作者简介：俞伯祥（1978-），男，中国科学院高能物理研究所助理研究员，主要研究方向为粒子物理探测器，包括 THGEM 气体探测器、闪烁体探测器等。

子照相热中子束应该是平行、单能、高通量、无其他辐射并且在截面处有良好的均匀性的中子束。但在实际情况下，只能最大限度的接近这些参数，所以一个高中子通量、高准直比(L/D)、低 Gamma 剂量、高镉比和出射中子通量均匀的中子孔道才是一个理想的热中子孔道。本文主要是在已有的硼中子治癌反应堆装置的热中子出口的基础上设计了一个适合中子照相的热中子准直孔道。

2. 基于 Geant4 的中子照相孔道蒙特卡洛模拟设计

图 1 为热中子照相孔道设计图，左侧部分为原有的热中子出口设计图，出口距离反应堆堆芯 1.615 米，右侧部分为专门为热中子照相设计的准直孔道，这一部分总体长度为 1.15 米，由 1 个铋块、5 个硼准直狭缝和一系列铅屏蔽组成。在孔道的设计中采用了蒙特卡洛方法对整个热中子准直孔道进行了模拟，通过模拟结果确定了各个元件的尺寸。

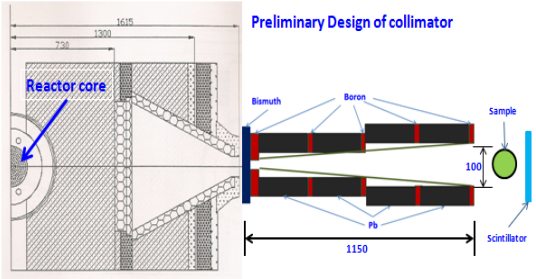


图 1 热中子照相孔道设计图

2.1 Geant4 程序介绍及模拟采用的相互作用物理模型

Geant4(GEometry ANd Tracking) 是由 CERN(欧洲核子中心)基于 C++面向对象技术开发的蒙特卡洛应用软件包，用于模拟粒子在物质中输运的物理过程。相对于 MCNP、EGS 等商业软件来说,它的主要优点是源代码完全开放,用户可以根据实际需要更改、扩充 Geant4 程序[1]。

在GEANT4的各种中子的强相互作用模型中，中子照相孔道模拟选择了QGSP_BERT_HP相互作用物理模型，这个模型设置了全热中子截面库，能实现弹性散射、非弹性散射、中子俘获和裂变等中子物理过程，对于中子的工业应用、医学应用、屏蔽应用及剂量研究GEANT4合作组都推荐使用这个相互作用物理模型，并且有很多成功应用的实例。

2.2 中子照相孔道设计要求及模拟内容

根据中子照相孔道设计文献[2,3,4,5]和硼中子治癌反应堆热中子出口的具体情况，对热中子照相准直孔道提出了一系列的设计要求：

- 孔道出口热中子通量大于 5×10^5 n/cm^2/s;
- 准直比（L/D）根据情况有两种选择；
- 孔道出口直径为 10cm；
- n/γ 比大于 10^5 n/cm^2/mrem；
- 镉比（Mn）大于 150；

在 Geant4 模拟的中子源输入时，采用了 GPS 粒子产生模块来描述反应堆热中子出口的中子作为中子源，采用原反应堆模拟得到的反应堆热中子出口的中子能谱和角度分布数据以及 Gamma 射线的能谱和其角度分布[6]。经过对比，反应堆的测量数据和反应堆模拟数据的热中子出口通量分布基本一致，达到了 1.9×10^9 n/cm^2/s，且在直径 12cm 范围内均匀分布。

为了使热中子孔道达到设计的参数，在孔道中加了一系列的设计来达到这些参数，首先在反应堆的热中子出口处加了一定厚度的铋，用于减弱本底和散射部分快中子；一套连续的硼和铅交替的狭缝形成一个锥形孔道（如图 2 所示），用于热中子准直，以及减弱 Gamma 本底；由于反应堆热中子出口处的中子已经具有较大的镉比，所以没有增加快中子过滤元件。在模拟过程中，不断改变各个元件的尺寸和形状，来达到较优的孔道性能。

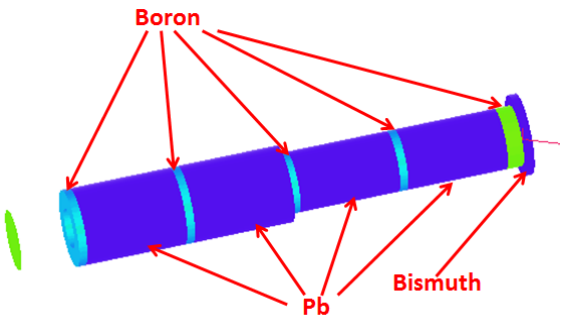


图 2　中子孔道 Geant4 模拟结构图

2.3 中子照相孔道的 Geant4 蒙特卡洛模拟结果

热中子孔道最主要的指标就是准直比(L/D)、孔道出口的中子通量和 Gamma 剂量率，为了得到合适的准直比(L/D)，选择了入口狭缝为 2cm 和 4cm，图 3 为这两种入口狭缝条件下的热中子孔道出口中心的中子通量和 Gamma 剂量率与铋块厚度的关系。由图可知中子通量和 Gamma 剂量

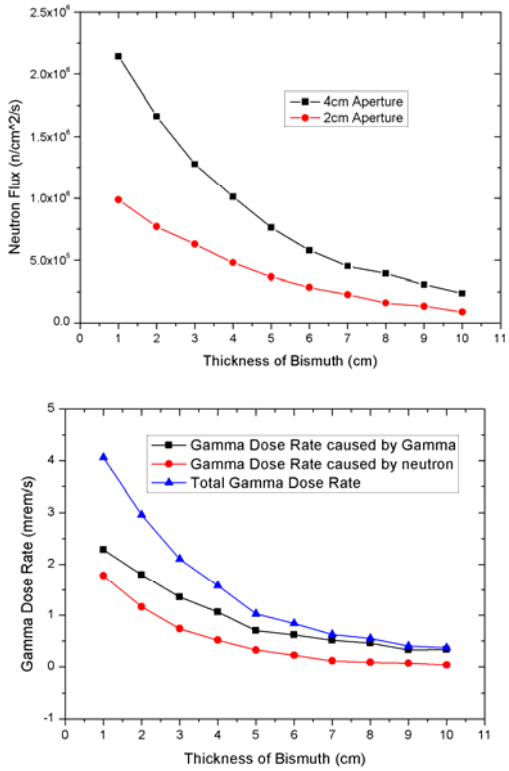


图 3 孔道出口的中子通量（a）和 Gamma 剂量率随铋厚度的变化的（b）

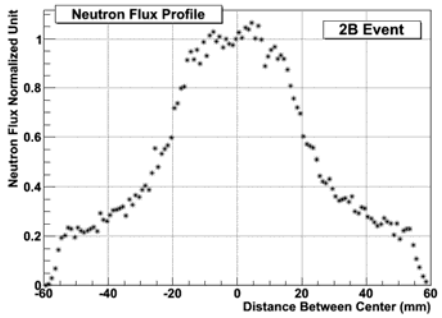


图 4　中子照相孔道 Geant4 模拟热中子通量分布图

率都随着铋的厚度而指数减少，为了达到两种入射狭缝的中子通量都超过 5×10^5 n/cm^2/s 这个要求，同时相应的 Gamma 剂量率最低。从模拟结果可知，选择 3cm 的铋厚度是最佳的选择，在这种情况下 Gamma 剂量率为 2.1 mrem/s，对应于 2cm 和 4cm 的入口狭缝的中子伽马比分别为 6.1×10^5 和 3.0×10^5 n/cm^2/mrem。模拟得到的热中子照相孔道的出口的热中子分布如图 4 所示，从模拟结果可知，出口的均匀性较差，在半径 2cm 的范围内均匀性较好，在半径 4cm 的位置中子通量为中心位置的 30%左右，在改变入射中子的角分布后发现孔道出口的中子通量有较大的改善，模拟结果表明入射中子的角分布是孔道出口均匀性较差的主要原因。

表 1 中子照相孔道出口模拟数据结果表

指标名称	结果参数
总长度(mm)：	1150
准直比(L/D)：	29 或 58
狭缝尺寸(cm)：	4 或 2
孔道出口中子通量(n/cm^2/s)：	1.28×10^6 或 6.29×10^5
铋厚度(cm)：	3
孔道出口尺寸(cm)：	10
偏移角(degree)：	4.1
Gamma 剂量率(mrem/s)：	2.1

3. 反应堆热中子孔道实验测量

在完成了对中子照相孔道的 Geant4 蒙特卡洛模拟设计后，根据模拟得到的设计数据，制作

了一系列的热中子照相孔道元件，并将其与一系列铅砖配合组成一个中子照相孔道。图 5 为搭建完成中子照相准直孔道，在反应堆热中子孔道的出口上，加了 3cm 的铋块，用于减弱 Gamma 剂量率和散射快中子；铋块后面为一个直径 4cm 或者直径 2cm 的入口狭缝，用于约束热中子；其后为一系列的硼、铅混合狭缝，用于对热中子束的整形和 Gamma 屏蔽。

在实验中，中子照相准直孔道的出口处设置了锰活化片中子探测器，测量热中子通量分布；同时，放置了热释光剂量探测器，用于准确测量孔道出口处 Gamma 剂量率。

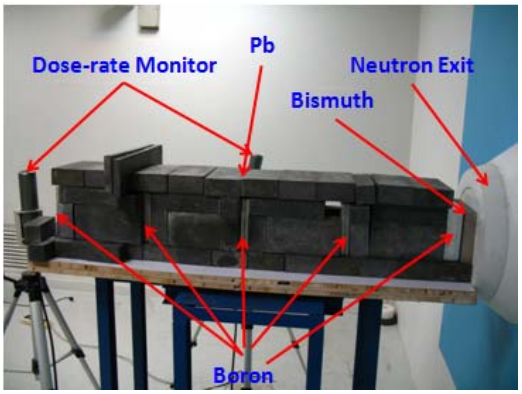


图 5　中子照相孔道实验布置

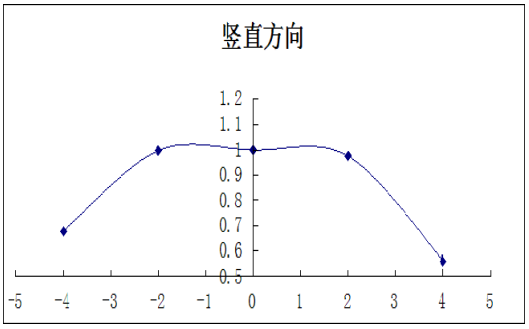


图 6 中子孔道出口热中子通量归一化分布

图 6 为孔道入口处采用直径 4cm 狭缝时，孔道出口测量得到的中子通量分布结果，各个测量位置的中子通量与孔道中心点中子通量进行归一，得到了中子通量分布图，由图可知在孔道出口中心半径 2cm 的范围内中子通量均匀性很好，中子通量基本一直，而半径 4cm 处的中子通量约为半径 2cm 处的 60%；其中心位置的中子通量为 1×10^6 n/cm^2/s。若孔道入口处采用直径 2cm 的硼狭缝，其孔道出口的热中子通量分布与直径 4cm 狭缝基本一致，但中心位置通量只有 5.4×10^5 n/cm^2/s，两种硼狭缝的中子通量测量结果与模拟结果基本一致。

同时，还对孔道中心和周围的 Gamma 剂量率进行了测量，测量结果表明中心位置的剂量达到了 11.5mrem/s，中心位置的 Gamma 本底剂量率比较高，主要原因应该是在搭建热中子孔道时没有完全按照设计方案使用足够的铅屏蔽。在下一步的实验中将增加孔道内部对热中子与硼反应产生的 Gamma 射线的屏蔽，同时在孔道外围加上足够的铅屏蔽减少散射的 Gamma 射线。

4. 结论

本文通过 Geant4 蒙特卡洛程序对反应堆热中子照相孔道进行了模拟设计，对一系列参数进行了优化，最终确定了热中子照相孔道的各个元件的尺寸以及中子通量、准直比(L/D)、Gamma 剂量率等一系列的重要参数。通过模拟得到的参数，设计了热中子孔道用的各个元件，在反应堆热中子出口搭建了中子照相孔道，并对两种入口狭缝的中子通量和 Gamma 本底剂量率进行了测量，结果显示热中子通量模拟结果与实验测量基本符合，在降低出口 Gamma 剂量率后可以满足 CCD 中子照相研究。

参考文献：

[1] H. Pleinert et al., Nucl. Instr. And Meth. A 399（1997）382

[2] S. Baechler et al., Nucl. Instr. And Meth. A 481（2002）397

[3] N. Burgio et al., Nucl. Instr. And Meth. A 61（2004）663

[4] A. Ouardi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 651（20111）21

[5] M. Dinca et al., Rom. Journ. Phys., Volume 51, Nos. 3-4, p. 435-441, Bucharest, 2006

[6] 江新表，朱养妮。医院中子照射器计算报告，2010.7，内部报告。

The Neutron Collimator Design of Neutron Tomography based on Reactor Thermal Neutron

YU Boxiang[1]，LI Yiguo[2]，PENG Dan[2]，LU Jing[2],ZHANG Aiwu[1],LIU Wanjin[1]，ZHAO Hang[1]，CAI Xiao[1]，XIE Yuguang[1]，WANG Zhigang[1]，ZHOU Li[1]，HU Tao[1]，LU Jungguang[1]

（1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049; 2. Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing, 100049, China; 3. China Institute of Atomic Energy, Beijing, 102413）

Abstract: For the research of CCD neutron tomography, a neutron collimator was designed on the thermal neutron exit of the boron neutron capture therapy (BNCT) reactor. A set of Monte Carlo (Geant4) simulation was used to design the neutron collimator, to determine the preliminary choice of the size and the materials of the collimator to be employed in the collimator design. After the simulation design, a collimator was constructed and a set of measurement was taken. The result of experiment and simulation shows that the thermal neutron flux at the end of neutron collimator is about 1.0×10^6 n/cm^2/s, the maximum L/D is 58, and the diameter of collimator end is 10cm. This neutron collimator can be used on neutron tomography preliminarily.

Keywords: neutron tomography; ICCD; thermal neutron collimator; L/D

就地γ能谱中天然核素峰谷比随砂土容重的变化

冯天成[1]，吴睿[1]，苏川英[1]，陈伟[1]，刘俊[1]，冯元举[1]，贾明雁[1]，程建平[2]

（1. 西北核技术研究所，西安，710024;2. 清华大学工程物理系，北京，100084）

摘　要：对就地γ能谱中天然核素峰谷比与砂土容重的关系进行了理论推导、MC 计算及实验研究。结果表明，对半空间无限大体源，峰谷比是一常数，不随砂土容重而改变；对有限体积体源，峰谷比将随砂土容重的增大而减小，体源尺度越小，这种变化越灵敏，但总体变化幅度不大。对半空间无限大均匀体源的就地γ谱仪测量工作，由于源的纵向厚度无法人为控制，且即便在探测器视野减小的情况下，峰谷比随源容重的变化幅度也很小，因此通过通常的峰谷比方法测量砂土容重不可行。研究也表明，对半空间无限大均匀体源，就地γ能谱中同一天然核素两不同能量γ射线计数率比值，亦不随砂土容重的变化而改变。

研究结论修正了“利用天然核素的就地γ能谱峰谷比可确定土壤密度”的结论；同时揭示，“利用航空γ能谱全谱信息，也能完成地层密度的测定”的可行性，尚应进一步探究；也发现，利用峰谷比原理，应用铅准直器屏蔽探测视野，可测量确定一堵孤立物体(如墙壁)的质量厚度，厚度越小灵敏度越高。

关键词：就地γ能谱；天然核素；峰谷比；砂土容重

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

就地γ谱仪环境放射性测量技术，受对砂土容重及核素深度分布未知的制约[1]。核素深度分布的就地γ谱仪测量技术研究较多，总体上建立了三种就地、无损测量技术：“峰谷比法[2]”、“铅盘法或准直器法[3,4]”、“多能峰法[5]”；对砂土容重的就地γ谱仪测量技术研究文献很少见，其原因可能有二：一是，相关研究均以“质量深度”描述核素的分布深度（“质量深度”是指单位面积上核素污染层的有效质量），对大于 200keV 的γ射线，质量衰减系数基本不随砂土容重、组份变化[6,7]，利用这一特点，就地γ能谱数据处理可回避砂土容重这一问题；二是，可能由于利用就地γ能谱推断砂土容重的方法从原理上不可行，或者结果误差大。因为利用“质量深度”的描述方法，并不能从实质上解决对砂土容重未知的根本问题——利用就地能谱推导获得核素分布“质量深度”后，研究者并无从知晓核素的真实分布深度究竟是多少。2001、2004 年 Tyler[8,9]在就地γ谱仪测量砂土侵蚀及砂土容重研究中，通过现场就地γ能谱的剥谱处理及现场砂土容重的测量，拟合给出了就地γ能谱中 40K 峰谷比随砂土容重的变化关系；认为，相对于 137Cs 峰谷比法深度分布研究，由于砂土中 40K 活度较高，40K 峰谷比的测量具有明显更高的准确度；利用 40K 峰谷比法测量砂土容重的主要局限是：1）传统的采样容重测量方法精度不易控制，带来了函数的拟合误差；2）由于所使用 HPGe 探测器探测效率较低(相对效率 35％)，单次就地测量获得砂土容重所需时间较长(约 2 小时)。

Tyler 的报道，启领了一新思路：1）利用天然核素在就地γ能谱中的峰谷比信息，可以推导获得砂土容重；2）利用高效率的 HPGe 探测器，如 100% 探测效率，即可在现场较短的测量时间内给出砂土

作者简介：冯天成(1974-)，男，甘肃武威人，高级工程师，博士，核科学与技术专业

容重。

受 Tyler 研究结论的启发，笔者首先想到了“更优异”的方法：借鉴核素深度分布测量的“比值法”思路——天然核素均匀分布，则同一核素不同能量 γ 射线的就地 γ 能谱计数率随砂土容重而变化。但理论推导发现，由于就地 γ 谱仪面向对象为半空间无限大体源，两不同能量 γ 射线能峰计数率比值是一常数，不随砂土容重而改变。这就否定了笔者的想法。

由于 Tyler 的 40K 峰谷比法砂土容重测量技术报道，只给出了就地 γ 能谱 40K 峰谷比与砂土容重测量数据的拟合结果，并未给出严格理论论证。因此，本文对峰谷比法理论进行研究及实验分析。

研究结论修正了“利用天然核素的就地 γ 能谱峰谷比可确定土壤密度[8,9]”的结论；同时揭示，“利用航空 γ 能谱全谱信息，…也能完成…地层密度的测定[10]”方法机理的可行性，尚应进一步深入探究；也发现，利用峰谷比原理，应用铅准直器屏蔽探测视野，可测定一堵孤立物体(如墙壁)的质量厚度，厚度越小灵敏度越高。

1 理论

1.1 有限尺度体源

如图 1 示，对均匀分布砂土体源，当 γ 射线穿透砂土和空气层后射入就地 γ 谱仪探测器，其注量率可表示为式(1)。

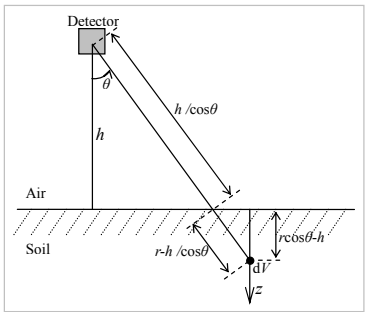


图 1 半空间无限大均匀体源测量模型

$$\Phi_0 = \int_V \frac{A_V P_\gamma}{4\pi r^2} P_0(\mu_a, \mu_s, r) dV \qquad (1)$$

式中，AV 为体源单位体积放射性活度(Bq/m^3)；P_γ 为 γ 射线发射强度(cps)；μ_s、μ_a 分别为砂土、空气对 γ 射线的线衰减系数(m-1)；$P_0(\mu,r)$为非散射射线穿越过介质的几率；r 为单位体元 dV 到探测器距离(m)。

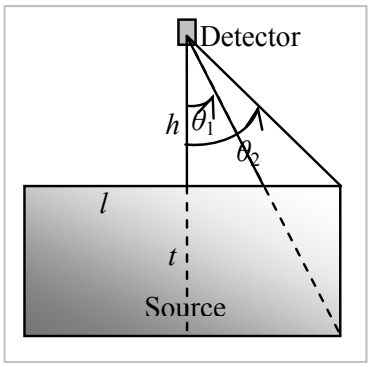


图 2 有限体积均匀体源模型

如图 2 示，令体源厚度为 t、体源半径为 l，推导得探测器 γ 能峰净计数率 n、探测器对砂土散射射线的净计数率 C[11]如式(2)、式(3)。其中，S_0、ε(θ)分别为探测器对 γ 射线的有效前面积和角响应函数。

$$n = \frac{A_V P_\gamma S_0}{2\mu_s} \left\{ \begin{array}{l} \int_0^{\theta_1} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - e^{-\mu_s t/\cos\theta}] d\theta + \\ \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - e^{-\mu_s (l/\sin\theta - h/\cos\theta)}] d\theta \end{array} \right\} \qquad (2)$$

$$C = \frac{A_V P_\gamma S_0 k}{2\mu_s} \left\{ \begin{array}{l} \int_0^{\theta_1} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - (1 + \frac{\mu_s t}{\cos\theta}) e^{-\mu_s t/\cos\theta}] d\theta + \\ \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - (1 + \frac{\mu_s l}{\sin\theta} - \frac{\mu_s h}{\cos\theta}) e^{-\mu_s (l/\sin\theta - h/\cos\theta)}] d\theta \end{array} \right\} \qquad (3)$$

可得由砂土散射造成的峰谷比 R，见(4)式。

$$R = \frac{n}{C} = \frac{1}{k} \cdot \frac{\left\{ \begin{array}{l} \int_0^{\theta_1} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - e^{-\mu_s t/\cos\theta}] d\theta + \\ \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - e^{-\mu_s (l/\sin\theta - h/\cos\theta)}] d\theta \end{array} \right\}}{\left\{ \begin{array}{l} \int_0^{\theta_1} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - (1 + \frac{\mu_s t}{\cos\theta}) e^{-\mu_s t/\cos\theta}] d\theta + \\ \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - (1 + \frac{\mu_s l}{\sin\theta} - \frac{\mu_s h}{\cos\theta}) e^{-\mu_s (l/\sin\theta - h/\cos\theta)}] d\theta \end{array} \right\}} \qquad (4)$$

分析发现，在体源厚度 t、体源半径 l 有限且不变的情况下，当砂土容重 ρ 增大时，μs 随之增大，

峰谷比亦随之变化。

1.2 有限厚度无限半径体源

设体源厚度为 t，体源半径 l 为无限，则由式(2)、式(3)得：

$$n=\frac{A_V P_\gamma S_0}{2\mu_s}\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)e^{-\mu_a h/\cos\theta}[1-e^{-\mu_s t/\cos\theta}]d\theta \quad (5)$$

$$C=\frac{A_V P_\gamma S_0 k}{2\mu_s}\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)\cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta}[1-(1+\frac{\mu_s t}{\cos\theta})e^{-\mu_s t/\cos\theta}]d\theta \quad (6)$$

仅由砂土散射造成的能谱峰谷比如式(7)。

$$R=\frac{1}{k}\cdot\frac{\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)e^{-\mu_a h/\cos\theta}[1-e^{-\mu_s t/\cos\theta}]d\theta}{\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)\cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta}[1-(1+\frac{\mu_s t}{\cos\theta})e^{-\mu_s t/\cos\theta}]d\theta} \quad (7)$$

若体源厚度 t 不变，当容重 ρ 增大时，μs 随之增大，峰谷比随之变化。由于 $(1+\frac{\mu_s t}{\cos\theta})e^{-\mu_s t/\cos\theta}$ 随砂土容重的增大而减小，致使峰谷比随砂土容重增加而缓慢变小，t 越小变化越灵敏。

利用此原理，应用铅准直器屏蔽探测视野（屏蔽掉不相关物体的干扰），可以测量确定一堵孤立墙壁的质量厚度。计算分析发现，当质量厚度小于 800kg/m^{2}时(相当于容重 1.6g/cm^{3}的 50cm 厚的墙壁)，40K 1460.8keVγ 射线“峰谷比法”测量壁厚十分灵敏；质量厚度越小，灵敏度越高。

1.3 无限厚度有限半径体源

设体源半径 l 有限，体源厚度 t 为无限时，θ_1 趋于 0，则由式(2)、式(3)得：

$$n=\frac{A_V P_\gamma S_0}{2\mu_s}\int_0^{\theta_2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)\cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta}[1-e^{-\mu_s(l/\sin\theta-h/\cos\theta)}]d\theta \quad (8)$$

$$C=\frac{A_V P_\gamma S_0 k}{2\mu_s}\int_0^{\theta_2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)\cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta}[1-(1+\frac{\mu_s l}{\sin\theta}-\frac{\mu_s h}{\cos\theta})e^{-\mu_s(l/\sin\theta-h/\cos\theta)}]d\theta \quad (9)$$

仅由砂土散射造成的能谱峰谷比如式(10)。

$$R=\frac{1}{k}\cdot\frac{\int_0^{\theta_2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)\cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta}[1-e^{-\mu_s(l/\sin\theta-h/\cos\theta)}]d\theta}{\int_0^{\theta_2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)\cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta}[1-(1+\frac{\mu_s l}{\sin\theta}-\frac{\mu_s h}{\cos\theta})e^{-\mu_s(l/\sin\theta-h/\cos\theta)}]d\theta} \quad (10)$$

体源半径 l 不变时，μs 随容重 ρ 增大而增大，峰谷比随之变化。由于 $(1+\frac{\mu_s l}{\sin\theta}-\frac{\mu_s h}{\cos\theta})e^{-\mu_s(l/\sin\theta-h/\cos\theta)}$ 随砂土容重增大而减小，致使峰谷比随砂土容重增加而变小，l 越小时变化越灵敏。因此，具有通过屏蔽控制体源半径(l)的方法，分析利用就地 γ 能谱峰谷比信息获得砂土容重的可能。

由于“峰谷比法”中谷区解谱难度大、计数统计涨落大，在这种测量原理下，通过同一天然核素两不同能量 γ 射线来分析更有益。高能 γ 射线与低能 γ 射线能峰计数率比值将随着砂土容重的增大而增大。选择 244、1408keV 两能量 γ 射线，依据式(2)计算分析发现：1）l 取值越小时，两能量 γ 射线能峰计数率比值变化越灵敏；但即便 l 取值 1cm，砂土容重由 1g/cm^3 变化到 3g/cm^3 时，计数率比值变化也只有 9%（其中 t 取值 2m）。这说明通过屏蔽方法限制探测视野，依据“比值法”测量砂土容重的技术不可行。

1.4 半空间无限大体源

当体源为半空间无限大时，即体源厚度 t、半径 l 均趋于无限大，由式(2)、式(3)得：

$$n=\frac{A_V P_\gamma S_0}{2\mu_s}\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)e^{-\mu_a h/\cos\theta}d\theta \quad (11)$$

$$C=\frac{A_V P_\gamma k S_0}{2\mu_s}\int_0^{\pi/2}\sin\theta\cdot\varepsilon(\theta)e^{-\mu_a h/\cos\theta}d\theta \quad (12)$$

仅由砂土散射造成的能谱峰谷比如式(13)。

$$R=\frac{n}{C}=\frac{1}{k} \quad (13)$$

表明，对半空间无限大均匀分布体源，由砂土散射造成的峰谷比为一常数，与砂土容重无关。

1.5 多次散射影响的考虑

上文谷区计数只考虑单次散射射线，文献[11]计算分析了 662keV 射线“多次散射”对探测器的贡献，表明，散射几率随介质厚度的变化有一极大值，此时，单次散射对应介质厚度约为 10cm（砂土介

质容重 1.6g/cm^3），二次散射对应介质厚度约为 15cm；之后随砂土厚度增大，散射射线出射砂土的几率迅速减小。散射总贡献集中于约 50cm 厚度之上的砂土，此时二次散射贡献占总散射计数率贡献的份额约为 2%；对三次散射，其贡献更小，约为 0.03%。说明，谷区计数率贡献主要来源于单次散射，多次散射可不必考虑。

2 MC 计算方法

所用峰谷比仅由砂土散射造成，与探测器结构及空气无关，其本质是计算半空间无限大均匀体源在真空中某高度处的通量谱，可采用蒙特卡罗方法(MC)来模拟实现。下文建立 MC 计算方法，通过 MC，模拟峰谷比与砂土容重的关系，以分析上述数值理论的正确性。

实际体源为半空间无限大土地，40K 均匀分布。探测器架设在地面之上 1m 高度测量。探测器晶体尺寸相对很小，探测器近似为点，放射源“无限大”，因此 MC 计算存在小概率事件问题。为解决这一问题，采用了一种“几何平移变换[12-16]”，如图 3 示。

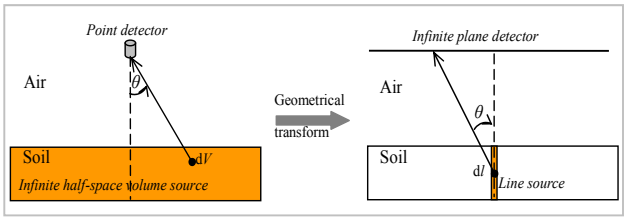


图 3 计算模型

将“空中点探测器—地面无限体源”变换为“空中平面探测器—地面中点源”的几何结构；或将“点探测器变换为无限半径面探测器”、“半空间无限体源变换为嵌埋在土壤中的一定高度、半径很小的柱状体源（或近似叫“线源”）”。文献[12-16]理论论证了这种几何平移变换的“等价性”。通过变换，MC 计算效率大大提高。

实际计算中，线源高度 1m、直径 1cm；砂土容重 1.6g/cm^3，其化学组成见下表 1；40K 1460.8keVγ 能峰能区选择为 1459~1461keV，谷区能量区间选择为 1434~1454keV。

表 1 砂土化学组成[1]

质量含量(%)				
Al_2O_3	Fe_2O_3	SiO_2	CO_2	H_2O
13.5	4.5	67.5	4.5	10

3 峰谷比剥谱原理

如图 4 示，谷区内计数主要由“砂土散射”、“空气散射”、“探测器非全能吸收”和“本底”四方面计数组成。现场获取能谱后，剥去“本底”计数贡献，再依据实验获得的“空气散射”、“探测器非全能吸收”计数与全能峰的比值关系剥去它们二者的计数贡献，获得仅由砂土散射作用带来的“砂土散射”贡献。将全能峰计数除以“砂土散射”计数，获得峰谷比[11]。

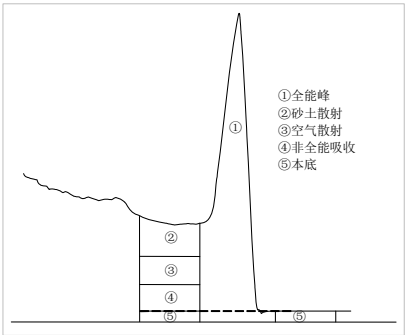


图 4 剥谱原理

“空气散射”与“探测器非全能吸收”计数总和与全能峰的比值，即剥谱参数，对特定探测器及测量几何条件为常数，可实验确定。为减小谷区净计数统计涨落，并缩短实验时间，源活度要高。由于实验室无高活度 ^{40}K 源，最后选用高活度的 ^{137}Cs 面源进行实验。^{137}Cs 662keV 射线与天然核素 ^{214}Bi 之 609keV 射线能量接近，因此用 ^{137}Cs 面源 661.6 keV 射线代替 ^{214}Bi 609.3 keV 射线做实验，野外测量研究对象选择为 ^{214}Bi。^{137}Cs 面源为正六边形，对角线长 1m。

如文献所述剥谱方法进行实验[11]，通过权重平均计算得相应无限大面源峰谷比 Ra（剥谱参数）。

现场测量获得 ^{214}Bi 609.3 keVγ 能谱，令本底区(图 4 中的⑤)计数率为 B，谷区总净计数率为 V，全能峰净计数率为 n，则可计算获得仅由“砂土散射”带来的峰谷比 R，如下式(14)。

$$R \approx \frac{n}{V - B - n/R_a} \tag{14}$$

实验研究中，^{214}Bi 感兴趣能区选择见表 2。

表 2　就地 γ 能谱中 ^{214}Bi 感兴趣区选择

核素	全能峰	谷区或本底区	
		谷区	本底区
^{214}Bi	609.3keV	588~605 keV	613~630keV

4　实验与分析

4.1　计算

将深度 t 用质量深度 β 表示，$\beta = \rho t$。则由式(7)得式(15)。

$$R = \frac{1}{k} \cdot \frac{\int_0^{\pi/2} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - e^{-(\frac{\mu_s}{\rho}) \cdot \beta/\cos\theta}] d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin\theta \cdot \varepsilon(\theta) \cdot e^{-\mu_a h/\cos\theta} [1 - (1 + \frac{\mu_s}{\rho} \cdot \frac{\beta}{\cos\theta}) e^{-(\frac{\mu_s}{\rho}) \cdot \beta/\cos\theta}] d\theta} \tag{15}$$

由于质量衰减系数(μs/ρ)是一常数，表明在体源半径无限的情况下，峰谷比仅随质量深度 β 而变化。虽然 t、ρ 可能具有不同的数值，但只要它们的乘积(β)不变，则具有相同的峰谷比。在 k 取 0.05，ε(θ)取 1 的情况下，数值计算获得峰谷比随质量深度的变化曲线见图 5。

从图 5 可见，当质量深度达到约 800kg/m2 后，峰谷比基本趋于常数，不再随质量深度的变化而变化。可以近似将 800kg/m^2 看作为“饱和”质量厚度。对半空间无限大体源，无论砂土容重如何变化，核素分布的质量深度均远远大于“饱和”质量厚度，因此峰谷比是一常数，不再随容重的变化而改变。

通过式(4)对峰谷比进行数值计算，参数值与上文相同。同时进行不同砂土容重下的 MC 计算，MC 抽样数为 1×10^7。峰谷比数值计算与 MC 模拟计算结果见表 3。

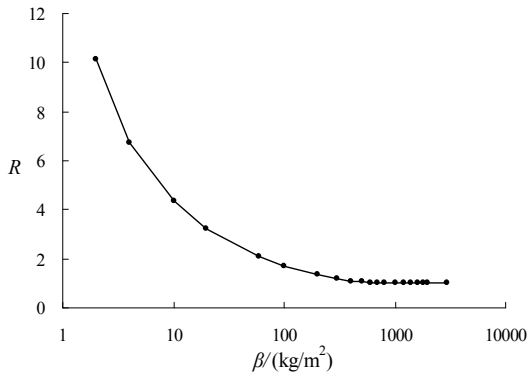


图 5　“峰谷比(R)”随质量深度(β)的变化

表 3　峰谷比计算结果

ρ/(kg/m^3)	θ_1/rad	θ_2/rad	R(相对值)	
			数值计算	MC计算
1000	1.53341	1.55080	1.000	1.000±0.2%
1600	1.53981	1.55080	1.000	0.999±0.2%
3000	1.54500	1.55080	1.000	1.000±0.2%

从表 3 可见，MC 计算结果与数值计算结果的规律性一致，在“饱和”体源条件下（“饱和”体源是指对半空间无限大体源的近似）由砂土散射造成的 γ 能谱峰谷比接近为一常数，即对半空间无限大体源，峰谷比为一常数，不随砂土容重变化而改变。

4.2　实验

利用 ^{137}Cs 面源进行剥谱实验，用幂函数拟合 Ra(l)随 l 变化的关系，如式(16)[11]。依据式(16)计算得 ^{214}Bi 609.3keV 射线就地 γ 能谱的 Ra 为 26 ± 3 (1σ)。

$$R_a(l) = 50.082 \cdot (l^2 + 1)^{-0.2067} \text{(相关系数 0.9822)} \tag{16}$$

野外现场选择 5 个宽阔、平坦、容重有明显差别的区域进行实验，分别为“盐碱地”、“汇水黏土区”、“基岩剥蚀区”、“典型戈壁区”与“基岩剥蚀区”，编号分别为 1#、2#、3#、4#和 5#。现场就地 HPGeγ

谱仪 1m 高度测量，为减小计数涨落每个点的测量时间增长到 5 小时。就地 γ 谱仪测量结束后，利用“套筒”在探测器正下方位置挖取样品。“套筒”为 Φ20×30cm 钢圈，因此确定采样深度后即确定了样品体积，现场秤重样品质量，计算得介质容重。

实验结果见表 4，实验点间容重差别明显，1#、2#、3#、4#和 5#实验点的容重分别为 1.32、1.33、1.81、2.01 和 2.34g/cm^3，由式(14)计算获得砂土散射造成的“蜂谷比”分别为 12.8、14.5、14.8、17.2 和 14.7。其中 2#、3#、5#点砂土容重差别较大（分别为 1.33、1.81 和 2.34g/cm3），但峰谷比十分接近，分别为 14.5、14.8、和 14.7；而 1#、4#点峰谷比差别较大。

表 4　野外现场峰谷比实验结果

实验点	ρ(g/cm^3)	n(cps)	B(cps)	V(cps)	R	备注
1#	1.32	0.4496	0.5017	0.5542	12.8	盐碱地(存在分层现象)
2#	1.33	0.8942	0.9821	1.0783	14.5	汇水区(较均匀)
3#	1.81	0.9018	0.7998	0.8956	14.8	基岩剥蚀区(较均匀)
4#	2.01	0.7687	0.5103	0.5845	17.2	戈壁砂土(存在分层现象)
5#	2.34	0.7570	0.7298	0.8103	14.7	基岩剥蚀区(较均匀)

现场采样发现，2#、3#、5#点处地介质随深度的分布比较均匀：2#点位于汇水黏土沉积区，黏土沉积厚度大于 30cm，直观看不出介质随深度的变化；3#点位于基岩剥蚀区，表现为竖立岩片夹杂着砂土的混合状态，随深度没有明显变化；5#点亦位于基岩剥蚀区，剥蚀严重，比起 3#点夹杂的砂土较少，表层为竖立碎石片，表层下岩石已风化为小的碎石块，随着深度增大石块的尺寸增大，但表观上看介质组成随深度无明显变化。1#、4#点处介质组成随深度有一定的变化规律：1#点位于盐碱地，表层为白色的坚硬盐壳，主要由黏土和盐碱组成，约 5cm 厚，之后随深度增加介质硬度减小，组成过渡为砂土和砂砾；4#点为典型的戈壁区域，表层遍布直径约 1cm 石子，随深度增加，石子含量减少，砂土、黏土的相对含量增大。214Bi 随不同地质而异[17-19]，因此分析认为 1#、4#点峰谷比“异常”的主要为 214Bi 在介质中含量随深度的不均匀所致，下层活度高致使峰谷比减小，下层活度低致使峰谷比增大。

实验表明，①对半无限大空间均匀体源，峰谷比不随介质容重变化，为一定值，约在 14~15 之间；②对半无限大空间体源，峰谷比与核素深度分布相关，将随核素深度分布的不同而变化。

5　结论

（1）理论计算表明，对均匀体源，在源厚度 t、半径 l 均有限且不变的情况下，当砂土容重 ρ 增大时，μ_s 随之增大，峰谷比亦随之变化，峰谷比随砂土容重增大而缓慢变小，t 越小时变化越灵敏，l 越小时变化亦越灵敏，但总体变化幅度非常之有限；理论计算、MC 模拟及现场实验均表明，对天然核素的半空间无限大均匀体源，峰谷比为一常数，不随介质容重变化。

（2）由上述可知，对半空间无限大均匀分布体源（天然核素），利用就地 γ 能谱峰谷比测量砂土容重的方法不可行。

（3）利用峰谷比原理，应用铅准直器屏蔽探测视野（屏蔽掉不相关物体的干扰），可以测量确定一堵孤立物体(如墙壁)的质量厚度。质量厚度越小，灵敏度越高。

（4）Tyler(2001)关于土壤容重随就地γ能谱峰谷比变化关系的拟合公式，缺乏理论依据，应为实验的偶然性所致，产生的主要原因应为实验现场40K深度分布的不均匀性、谷区计数的统计涨落和解谱误差。

（5）研究结果也揭示，“利用航空γ能谱全谱信息，也能完成地层密度的测定[10]”的可行性，尚应进一步深入探究。

参考文献:

[1] Harold L. Beck, Joseph Decampo, Carl Gogolak. IN SITU Ge(Li) AND NaI(Tl) GAMMA-RAY SPECTROMETRY [R]. HASL-258. 1972.9.

[2] Zombori P, Andrasi A and Nkmeth I. A New Method for the Determination of Radionuclide Distribution in the Soil by In-Situ Gamma-Ray Spectrometry [R]. Report KFKI, 1992-20/K, Central Research Institute for Physics, Hungarian Academy of Sciences, Budapest, 1992.

[3] M. Korun, A. Likar, M. Lipoglavšek, R. Martinčič, B.Pucelj. In-situ measurement of Cs distribution in the soil [J]. Nuclear Insteuments Methods in Physics Research B, 93 (1994) 485-491.

[4] Roland R. Benke, Kimberlee J. Kearfott. An improved in situ method for determining depth distributions of gamma-ray emitting radionuclides [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 463 (2001) 393-412.

[5] M. Korun, R. Martinčič, B. Pucelj. In-situ measurements of the radioactive fallout deposit [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 300 (1991): 611-615.

[6] Andrew N. Tyler. Monitoring anthropogenic radioactivity in salt marsh environments through in situ gamma-ray spectrometry [J]. Journal of Environmental Radioactivity, 45 (1999) :235-252.

[7] A. N. Tyler, D. C. W. Sanderson, E. M. Scott. Estimating and Accounting for 137Cs Source Burial through In-Situ Gamma Spectrometry in Salt Marsh Environments [J]. J. Environ. Radioacrivity, 33 (1996) 3:195-212.

[8] A.N. Tyler, D.A. Davidson, I.C. Grieve. In situ radiometric mapping of soil erosion and field-moist bulk density on cultivated fields [J]. Soil Use and Management, (2001) 17:88-96.

[9] Andrew N. Tyler. High accuracy in situ radiometric mapping [J]. Journal of Environmental Radioactivity, (2004)72: 195-202.

[10] 胡秋敏,周四春,陈明驰,李 波.航空 γ 能谱低能谱段规律研究[J]. 核电子学与探测技术,29(2009)5:1039-1042.

[11] 冯天成,贾明雁,冯元举,苏川英等. 就地 γ 谱仪峰谷比法测量 137Cs 深度分布[J]. 原子能科学技术, 45 (2011) 6: 722-729.

[12] P. Jacob, H.G. Paretzke, Gamma-Ray Exposure from Contaminated soil [J]. Nucl. Sci. Eng. (1986)93: 248-261.

[13] Severin Thummerer, Peter Jacob. Determination of depth distributions of natural radionuclides with in situ gamma-ray spectrometry [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416 (1998) :161-178.

[14] A. Likar a, T. Vidmar, M. Lipoglavšek , G. Omahen. Monte Carlo calculation of entire In situ gamma ray spectra [J]. Journal of Environmental Radioactivity, 72 (2004) :163-168.

[15] 赵军, 朱金辉, 牛胜利, 黄流兴. 蒙特卡罗研究中的一种几何变换方法[C]. 蒙特卡罗方法及其应用（黄流兴, 牛胜利主编）, 山西科学出版社, 4(2004.10):17-20.

[16] Johan Kastlander, Christoph Bargholtz. Efficient in situ method to determine radionuclide concentration in soil [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 547 (2005): 400-410.
[17] 张淑苓, 束秀琴. 铀与某些粘土矿物之间关系的初步研究[J]. 沉积学报, 1(1983)1:129-136.
[18] 孙景信,王玉琦,屠树德. 土壤中微量元素铀(U)和钍(Th)的含量和分布[J]. 科学通报, (1990)6:457-460.
[19] 孙景信,王玉琦,屠树德. 湘江谷地土壤中微量元素铀和钍的含量及分布特征[J]. 环境科学学报, 7(1987)3:457-460.

PVR's Variety with Soil-bulk Density in In-Situ γ Spectra of Natural Radionuclides

FENG Tian-cheng[1], WU Rui[1], FENG Yuan-ju[1], SU Chuan-ying[1], CHEN Wei[1], JIA Ming-yan[1], CHENG Jian-ping[2]
（1. Northwest institute of Nuclear Technology, 710024 Xi'an, China;
2. Department of Engineering Physics, Tsinghua University, 100084 Beijing, China）

Abstract: This paper presents the specific relationship between soil bulk density and peak-to-valley ratio (PVR) of natural radionuclides in in situ γ spectra, by theoretical deduction, Monte Carlo simulation and experimental research. Results show that for an infinite half-space volume source, PVR is a constant independent of the diverse soil bulk density. But for a limited-scale volume source, PVR would decrease slowly with an increase in soil bulk density, and the smaller the source scale, the larger the PVR variation with soil bulk density. However, the PVR variation with bulk density is very small in general. For field measurements, the volume source thickness is uncontrollable in practice, and the volume source radius should not be as small as needed for the limitation of low detection efficiency. Hence the soil bulk density could not be determined through the information from PVR of field in situ γ spectra.

And the results reveal the conclusions of "soil bulk-density can be determined through the PVR information of natural in-situ γ spectra", and "study on the law of low-energy γ spectra discovers the relationships between the characteristics of shape and the effective atomic number and the density of the material", should be revised by the new theory established in the paper; But it is discovered also that the mass thickness of an ideal isolated wall can be determined by the PVR method, which is very sensitive when the wall's mass thickness is not very large.

Key words: In situ γ spectra；Natural radionuclide；Peak-to-valley ratio (PVR)；Soil bulk density

宽基硅二极管快中子剂量探测器性能测试

朱红英，赵建兴，周春芝，马新华
（北京防化研究院，北京 102205）

摘　要：本文介绍了宽基硅二极管快中子剂量探测器的探测原理，并结合稳定性、辐照灵敏度、温度效应及衰退性的测试，提出了初步的应对措施。

关键词：宽基硅二极管；快中子剂量；探测器
文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1、引言

从1959年Mengali等人研制成功宽基硅二极管快中子剂量探测器，到现在平面型结构的PIN二极管，经过半个多世纪的研究进展，宽基硅二极管快中子剂量探测器的性能和工艺日趋成熟。宽基硅二极管作为测量中子剂量的探测器，对能量范围在0.5Mev～10Mev的快中子灵敏，而对γ射线基本不灵敏，这种探测器与一般PN结型探测器不同的是材料纯度高、工艺要求复杂、工作于正向恒流状态，探测器受到快中子辐射时，材料的少数载流子寿命随辐射剂量增加而降低，电阻率随辐射剂量增加而增大，因而探测器的正向电压也随之增大，其正向电压增量（即探测器对快中子响应）与快中子剂量成正比，可达到接近1mV/cGy量级，体积小、测量电路简单、功耗低，能在无源条件下对快中子剂量进行监测，因此可用于各种便携式的剂量仪。

2、宽基硅二极管快中子剂量探测器与中子作用机理

宽基硅二极管快中子剂量探测器是用高电阻率、高寿命硅单晶材料制成的一种PN结二极管，基区比常规二极管宽，体电阻效应非常明显。快中子入射到硅半导体材料中时，每次与硅原子碰撞沉积于位移过程的平均能量比硅原子位移阈能Ed(硅的Ed=10～25eV)大数百倍至上千倍。这时，初级反冲原子核和次级反冲原子核均可依次使相邻的其它晶格原子位移。每次初级作用后，可产生几百至上万个位移原子核，它们集中在量级为$10^{-16}cm^3$的体积内，形成局部损伤区（亦称缺陷团，由大量间隙原子和空位组成）。缺陷团是一个有效复合中心，进入缺陷团的少数载流子不发生碰撞而逃逸的可能性极小（近似为0）。因此，缺陷团的出现使材料的少数载流子寿命降低，导致材料电阻率增加。

宽基硅二极管快中子剂量探测器受到快中子辐照后，由于基区的电阻（率）增加，则在一定正向恒流作用下，正向电压的增量近似与辐照剂量成正比：

$$\Delta V = S_D(E_n)\cdot D_n$$

式中：

△V--二极管端电压增量（V）；

D_n--快中子剂量（Gy）；

S_D（E_n）--探测器灵敏度（V/Gy）；

E_n--中子能量（Kev）。

3、中子辐照实验

作者简介：朱红英（1967.10），女，湖南，防化研究院第二研究所高级工程师，从事核辐射防护的研究

中子辐照实验使用原子能科学研究院的 ^{241}Am-Be 同位素中子源，半衰期 $T_{1/2}$=432a，活度 2.67×10^7 n/s（2006 年 3 月），在室温条件下（温度 16℃，湿度 21%）进行测试，测试所用正向恒定电流为 1mA，每照射一定的剂量后，将管子取出进行测量，然后再照射，一直到累积剂量为 1.8sv。取一组十个数据计算样本平均值和样本的标准偏差。使用的仪器为美国吉时利 4200-SCS 半导体特性分析系统。

3.1 稳定性和重复性测试筛选

样管照射前先进行稳定性和重复性测量，挑选出稳定性和重复性好的样管进行辐照实验并记录数据，二极管工作在正向中等电流状态时，p-n 结处于非平衡状态，电流使二极管内势垒宽度、载流子迁移率、结电容等发生变化。连续加电产生的热效应引起二极管端电压的漂移。稳定性测试筛选是二极管在工作状态时连续加电 30s，测试正向电压漂移程度。实验室条件下要求其正向恒流 1mA 时，连续加电 3s～30s 内，正向电压漂移小于 0.5mV。

由于宽基硅二级管快中子剂量探测器是用于对所受快中子剂量的长期监测，要求二级管在很长时间内性能稳定。掺杂原子的退火效应是引起二极管性能漂移的主要原因。实验室条件下，对样管进行重复测试，测试条件相同，正向恒流 1mA，要求测量数据的标准偏差小于 0.5mV。

3.2 探测器灵敏度测量

影响探测器灵敏度的因素很多，为了达到稳定的中子灵敏度响应，选择高寿命、高电阻率的芯片材料，选择 PIN 探测器的结构比例和改进工艺过程，探测器的灵敏度和稳定性都有了明显改进，如图 1 所示：探测器对中子剂量的响应范围为 0～10Gy 以上，受实验条件限制，仅照射了 3Gy，平均响应线性度达到 0.9994，对 ^{241}Am-Be 同位素中子源的平均响应约为 0.2～0.3mV/cGy。

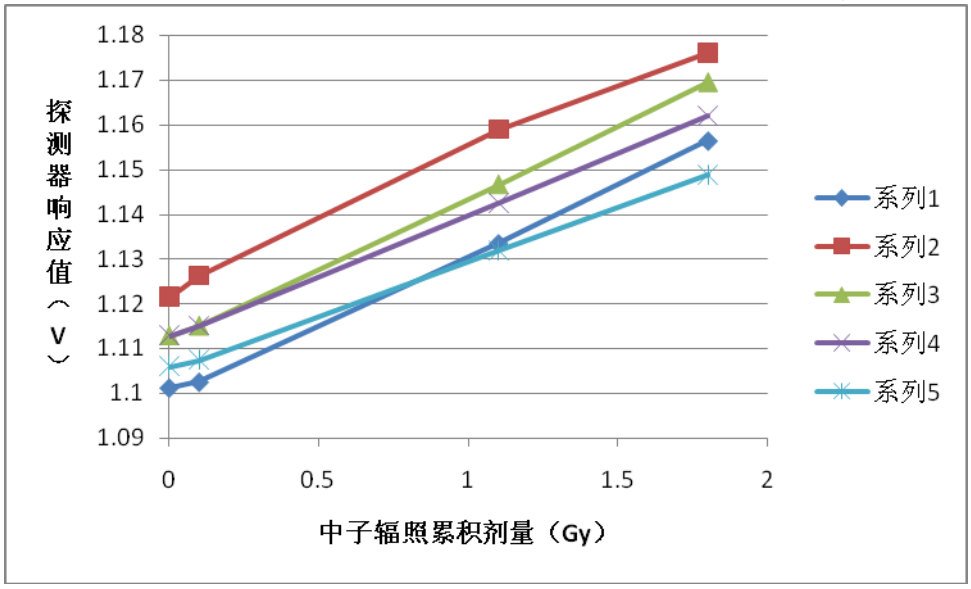


图 1 快中子响应灵敏度曲线

3.3 探测器衰退效应

辐射中子源后，随着时间的推移，探测器剂量响应值会有一定程度的衰退，通过对不同批次的宽基硅二级管快中子剂量探测器进行辐照后衰退效应的研究，为将来在仪器中采用数字技术进行修正打下基础。样管 1mA 工作电流下正向电压随辐照后时间变化曲线如图 2 所示：

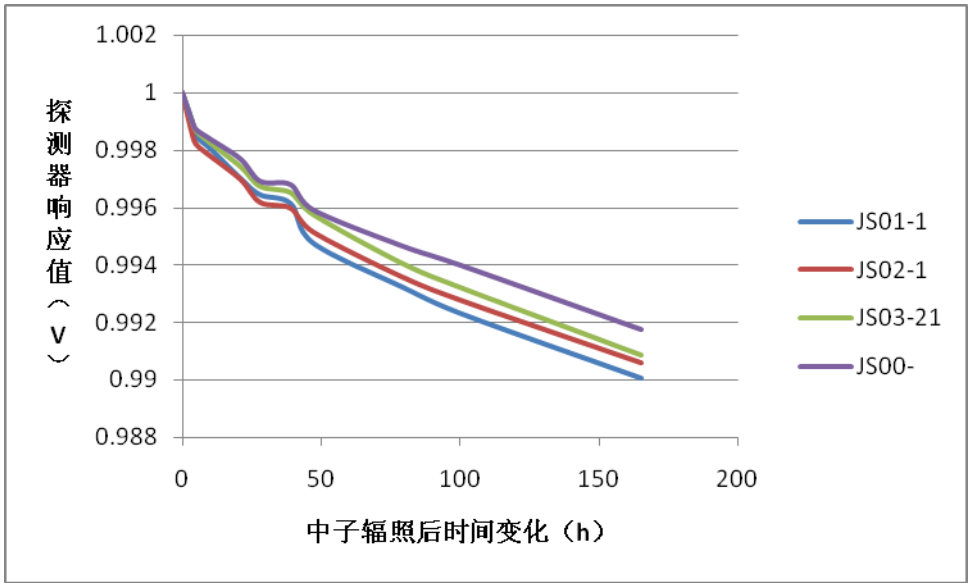


图 2 宽基硅二级管快中子剂量探测器衰退效应曲线

3.4 温度效应

将探测器样管放置在温度试验箱中，依次设置温度为-40℃、-20℃、0℃、20℃、35℃、50℃，恒温 1h 后，测量探测器高低温状态下剂量值随温度变化的曲线，如图 3 所示。

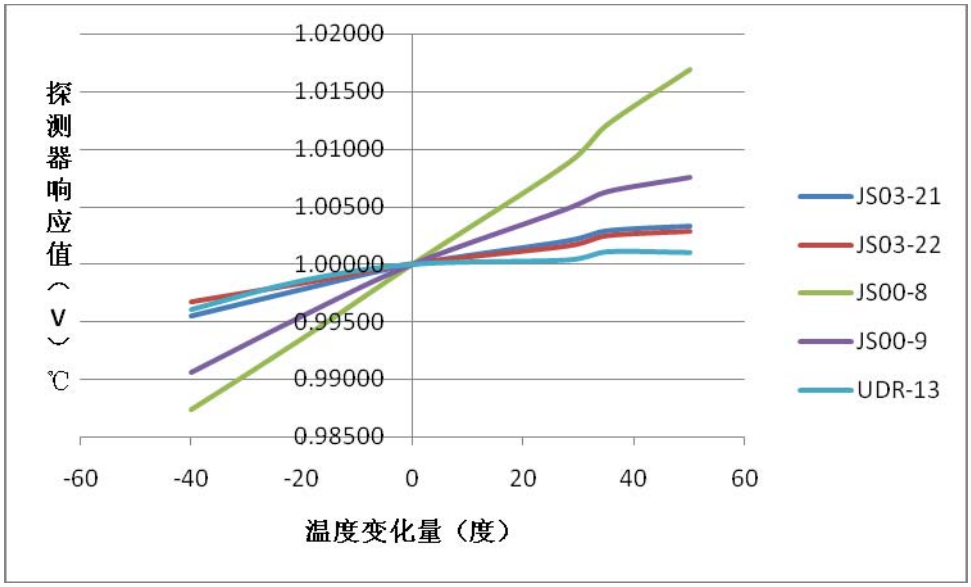


图 3 探测器正向电压与温度变化曲线

4、结论

1、通过正确选择工艺参数、保持材料高寿命、提高器件可靠性、改善欧姆接触等工艺流程及重复性测试，可筛选出稳定性符合试验要求的探测器；

2、选用高电阻、高寿命（>1000μs）硅材料，可以提高探测器灵敏度；

3、宽基硅二级管快中子剂量探测器适用于测量较大剂量的快中子剂量（大于 1cGy）；

4、半导体探测器具有明显的温度效应，需找出规律后，用公式进行补偿修正。

参考文献

[1] A. B. Rosenfeld ,I. E. Anokhin ,L. I. Barabash et al .P-I-N Diodes With A Wide Measurement Range

of Fast Neutron Doses ,Radiation Protection Dosimetry ,Vol 33 , No 14 ,1990

[2] V.Nagarkar , G.Entine , P.Stoppel , L.Cirignano , and P.Swinehart. Solid State Neutron Dosimeter For Space Applications ,IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE , VOL.39,NO.4,1992

[3] V. Nagarkar.G. Entine.P. Stoppel. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 41. No. 4, August 1994

[4] Rosenfeld , G. Kaplan , M. Carolan , Application of P-I-N Diodes and MOSFET For Dosimetry in Gamma and Neutron Radiation Fields , Radiation Protection Dosimetry , Vol 84, Nos. 1-4 , pp.349-352 , 1999

[5] Gerhard Lutz 著.半导体辐射探测器.国防工业出版社.2004.

Performance test of broad-based silicon diode fast neutron dose detector

Zhu Hongying, Zhao jianxin, Zhou Chunzhi, Ma xinhua

（Beijing Research Institute of Chemical Defence, Beijing 102205）

Abstract: This paper introduces the principle of broad-based silicon diode fast neutron dose detector is combined with the stability of irradiation sensitivity, temperature effects and the recession of the irradiated test proposed initial improvements.

Key words: broad-based silicon diode; fast neutron dose; detector

利用双层 THGEM 探测系统对电子漂移速度的测试

贾飞[1,2]，吴伯冰[1,2]，董永伟[1,2]，张永杰[1,2]，刘鑫[1,2]，张力[1,2]，刘江涛[1,2]，徐寒晖[1,2]，李陆[1,2]，
张来宇[1,2]，柴军营[1,2]，肖华林[1,2]，孙建超[1,2]，文星[1,2]，鲍天威[1,2]，王瑞杰[1,2]，
赵冬华[1,2]，谢一冈[1,3]，刘宏邦[3]，刘倩[3]，陈石[3]
（1. 中国科学院高能物理研究所，北京，100049，中国；
2. 中国科学院粒子天体物理重点实验室，北京，100049，中国；
3. 中国科学院研究生院，北京，100049，中国）

摘　要：利用薄型 THGEM 探测器搭建了双层 THGEM 探测系统，试图用于 2-10keV 能区的空间天文测量。探测系统由 4 部分组成（Anode、THGEM2、THGEM1、Cathode），各极间距离可调。用 55Fe 放射源，在流气 Ar+isoC4H10（97/3）模式下分别提取了 Anode、THGEM2、THGEM1 的信号。采用波形数字化 ADC CAEN N6751，同时记录信号的幅度和时间信息，研究了信号的波形以及电子的漂移速度。

关键词：THGEM 直流模式 电子漂移速度 信号波形

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1. 引言

X 射线天文经过几十年的发展，在成像、能谱和时变三个方面已经具备了成熟的探测技术。但是迄今为止，人们仍然无法灵敏地测量 X 射线光子所携带的偏振信息，使之成为一个空白领域。X 射线偏振观测的科学目标可以归类为瞬变源和恒定源。其中瞬变源主要是爆发类现象，包括伽玛射线暴、X 射线闪、X 射线暴和 X 射线双星的爆发；恒定源主要对象包括超新星遗迹、X 射线双星、耀变体和中子星表面热辐射等。在 2-10keV 能区间内光子与物质的主要反应是光电效应，而光电子的出射方向与入射光子的偏振方向具有一定关系,光电子最可能在入射光子的偏振方向上出射[1]。如果能够统计各个光子在发生光电吸收后次级电子散射角的分布，则可以在原理上实现高灵敏度的偏振测量。利用光电效应测偏振可以覆盖很宽的能区，尤其是众多高能天体的辐射峰值所处的 2-10keV 能区。

1997 年在欧洲核子研究中心（CERN) F. Sauli[2] 发明了新型气体探测器（GEM），其工作原理是在气体中电子在微孔内的雪崩效应使电子倍增。与上世纪 70-80 年代发展的丝室相比它具有信号快、计数率高（可达~106/mm^2）、抗辐射、极限空间分辨率小至亚毫米级和多路读出方便等优点。近几年来，GEM 和国产 thick gas electron multiplier（THGEM）[3,4]探测器都发展很快，应用到许多方面[5-17]。为了测量几个 keV 的光电子轨迹，需要使用气体探测器，这样电子能获得较大的射程。由于电子在均匀电场下的漂移速度是恒定的，所以如果能够测出电子径迹上不同点信号之间的时间差，就可以推算出其位置差。利用 GEM-TPC 探测系统，可以实现电子径迹的二维坐标[1]。国内一定尺寸的 THGEM 探测器已经有了充分的发展[3,4]，为了测试电子的漂移速度，搭建了一套双层 THGEM 探测器系统，为将来的项目研究奠定基础。

2. 实验装置

作者简介：贾飞（1979－），男，山西，助研，博士，实验天体物理

探测器腔体为有机玻璃，腔体长 15cm，宽 7cm，高 8cm，由 4 个部分 Anode、THGEM2、THGEM1、Cathode 组成。各极间的距离可调。当前各极间的距离为：漂移区距离 6mm，过渡区距离 32mm，感应区距离 3mm。THGEM2 和 THGEM1 的距离最大可以调节到 7cm。

图 1. ThGEM 探测器室结构图

THGEM 和 Anode 信号分别用前放 ortec 142pc 和 CAEN A422A 读出，经 ortec 572 放大后输入 ADC。ortec 142pc 与探测器相接的耦合电容为 2nf，输出增益为 4V/pC；CAEN A422A 为 9.4nf，输出增益为在半导体探测器探测器沉积能量 60mV/MeV。选择这样的组合来配置探测器系统：THGEM1 用 142pc 读出信号，THGEM2 和 Anode 用 A422A 读出信号。

薄型 THGEM 的几何参数为：厚度 0.2mm；孔径 0.2mm；孔间距 0.5mm；rim 约为 20μm；面积 5×5cm2。工作参数为：漂移区电场 400V/cm，过渡区电场 3.0kV/cm，感应区电场 3.0kV/cm。工作气体为 Ar+isoC_4H_{10}（97/3），THGEM 电压为 450V 时，探测器气体增益~10^5。

图 2. 薄型 THGEM 膜片

3. 测试结果及讨论

气体探测器在流气模式下工作，工作气体为 Ar+isoC_4H_{10}（97/3），流量 20ml/min。流量大于气体探测器腔体体积 5 倍后为探测器加高压，表 1 为各个电极的电压值。用 ^{55}Fe 放射源测试信号，可以从 THGEM1 和 THGEM2 探测器探测到信号。THGEM1 和 THGEM2 的输出信号，有 2 种可能。一种是 ^{55}Fe 释放的 5.9keV 的 x 射线穿过入射窗，在漂移区将工作气体电离；另一种是 x 射线在漂移区没有与工作气体作用，而是穿过漂移区和 THGEM1，在 32mm 的渡越区将工作气体电离。为了验证这个现象，把 Cathode 的电压从-3000V 降低到-2500V，从示波器上看到 THGEM1 和 THGEM2 的信号会变少。把 Cathode 的电压低到-2200V，任然有信号，但是已经很少。把 Cathode 的电压低到-2000V，示波器上基本看不到信号。这说明 ^{55}Fe 释放的 5.9keV 的 X 射线主要产生气体电离的区域是在 3mm 的漂移区。

表 1. 各极间距离及高压数值

	Anode	GEM2 下	GEM2 上	GEM1 下	GEM1 上	Cathode
位置（mm）	-3	0	0.2	32.2	32.4	38.4
HV（V）	900	0	-510	-1950	-2490	-3000

设置探测器高压后，经过放大的 THGEM 和 Anode 探测器信号输入数据获取系统，我们采用的 ADC 为 CAEN N6751，可以同时记录信号的幅度和时间信息。图 3 给出了 THGEM1、THGEM2、Anode 信号的波形，THGEM1 的电压为 500V，3.2cm 渡越区的电压为 1530V，THGEM2 的电压为 540V。

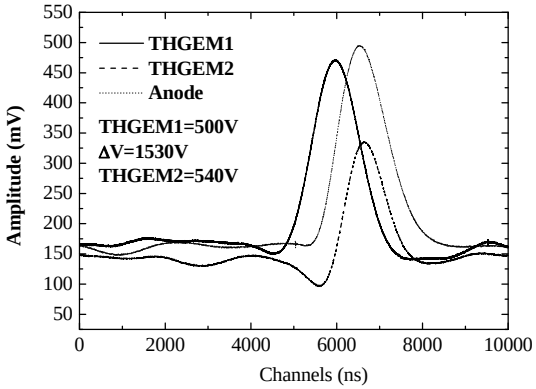


图 3. THGEM1、THGEM2、Anode 信号的波形

测试的过程中，发现随着渡越区电场强度的增大，THGEM1 的信号有极性的变化。如图 4 所示，3.2cm 渡越区的电压由ΔV= 630V 增加到ΔV =780V 时，THGEM1 的信号发生了倒向！仔细调试后，700V 是临界电压值。大家知道，Anode 收集电子，是负信号。THGEM2 下极板是一个与 Anode 反向的信号，THGEM2 下极板收集的是正离子。而 THGEM1 下极板的信号则比较复杂，经过 3.2cm 渡越区后，信号受电场的影响很大。可能的原因是：当 3.2cm 渡越区的电场强度较低时，THGEM1 倍增的电子大部分被 THGEM1 下极板收集，这样 THGEM1 下极板输出的是收集电子的信号；当 3.2cm 渡越区的电场强度增大到一定值时，THGEM1 倍增的电子，绝大部分被电场加速，电子团簇到达 THGEM2 的上极板，这样 THGEM1 下极板输出的是收集正离子的信号。因此，3.2cm 渡越区的电压由低变高时，THGEM1 信号的极性发生了变化！

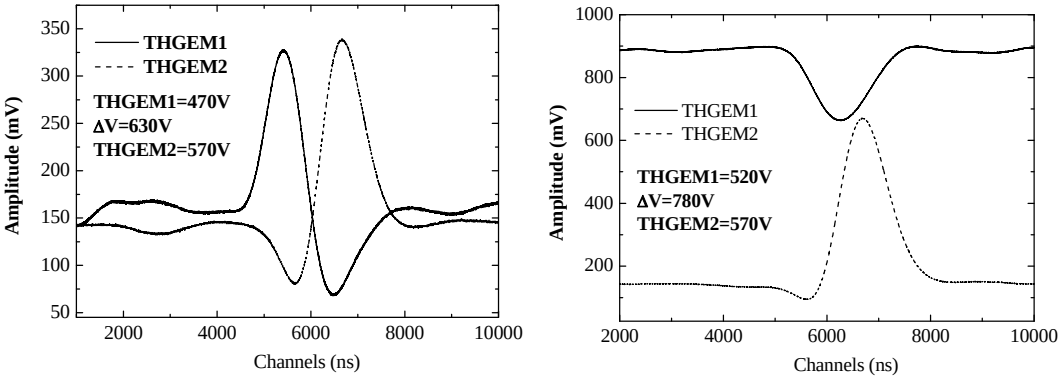


图 4. 用 CAEN ADC 获取的波形，THGEM1 的信号发生倒向

数据获取的能谱和时间信息，如图 5 所示。h12 和 h22 分别为 THGEM1 和 THGEM2 的能谱；而 h13 和 h23 分别为 THGEM1 和 THGEM2 的时间谱。信号波形峰值的时间差，就是在 THGEM1 和 THGEM2 之间电子的漂移时间。用 root 做高斯拟合，峰值为 672，即电子在 3.2cm 的极板间漂移时间为 0.672μs，速度 v=3.2/0.672=4.76cm/μs。图 6 给出了在 1 个大气压下，电子的漂移速度谱，实心方框为实验测试结果，细线为 Garfield 模拟结果。在 218V/cm，243V/cm，250V/cm 这些电场，速度突然增大，是因为 THGEM1 处于信号倒向的临界点。如果探测器渡越区在较高的电场强度下工作，则可以避免电子漂移速度突变的问题。

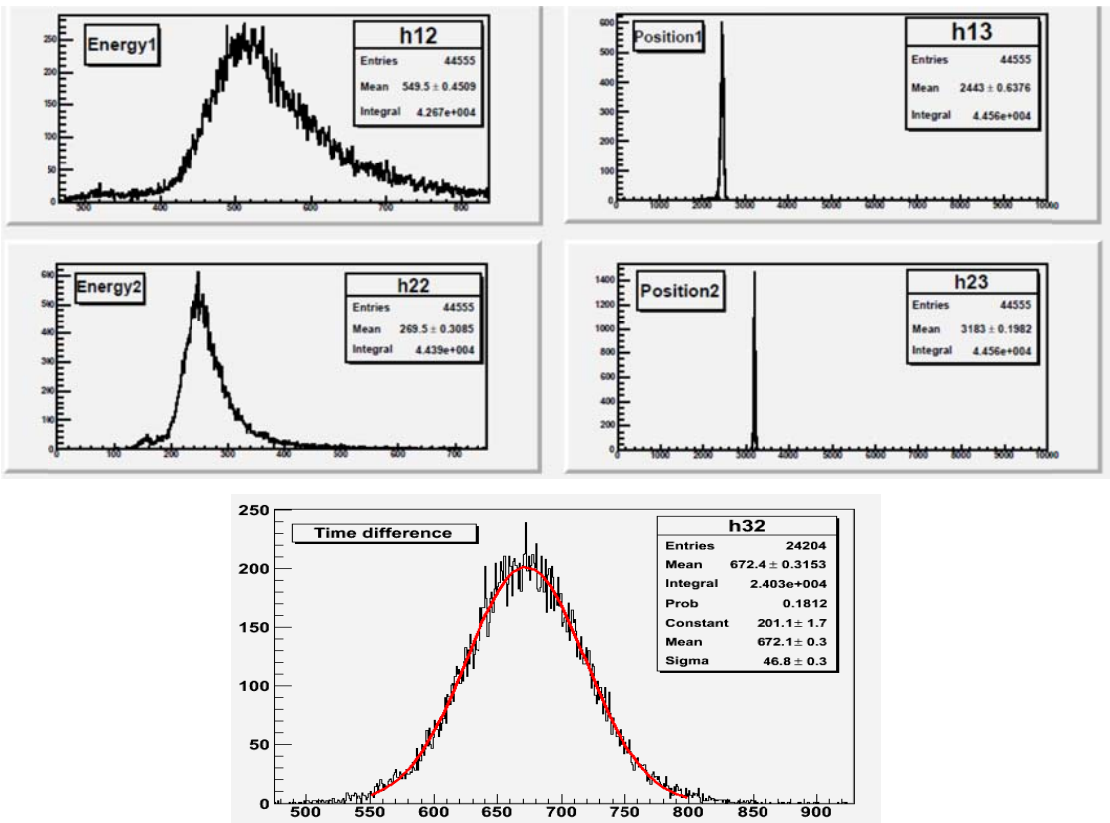


图 5. 渡越区电场 E=1800V/3.2cm，电子在 THGEM1 和 THGEM2 的能谱和时间谱

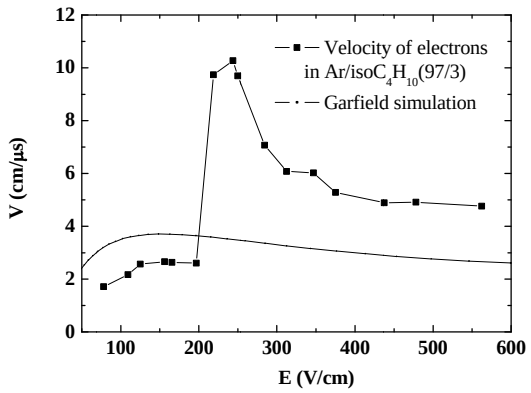


图 6. 电子在工作气体 Ar+isoC4H10（97/3）中的漂移速度

4. 结论

用中国科学院研究生院自制的薄型 THGEM 探测器搭建了双层 THGEM 探测系统，试图用于 2-10keV 能区的空间天文测量。为了测量几个 keV 的光电子轨迹，需要使用气体探测器，这样电子能获得较大的射程。用 ^{55}Fe 放射源，在流气 Ar+isoC4H10（97/3）模式下分别提取了 Anode、THGEM2、THGEM1 的信号。采用波形数字化 ADC CAEN N6751，记录了信号的幅度和时间信息，研究了信号的波形以及电子的漂移速度。发现随着渡越区电场强度的增大，THGEM1 的信号有极性的变化。3.2cm 渡越区的电压由ΔV = 630V 增加到ΔV = 780V 时，THGEM1 的信号发生了倒向！基于这些测试，在以后的工作中，会逐步提高系统的时间分辨，选择合适的工作气体来提高 GEM-TPC 探测系统对 x 射线的成像能力。

5. 致谢

感谢中国国家自然科学基金（10978001）、973 项目（2009CB824800）和中国科学院知识创新工程（200931111192010）对此工作的支持。

参考文献：

[1] Dean, A. J. et al. 2008, Science, 321, 1183

[2] F.Sauli, Nucl.Instr.and Meth.1997,A 386:531-534.

[3] Pang Hong-chao et al. Chin. Phys. Lett, 2012, 29:012901

[4] Liu H B, Zheng Y H, Xie Y G et al, 2011 Chin. Phys. C35 363

[5] Dong Jing, Xie Yi-Gang et al. Chinese Physics B. Vol.18 No.10 (2009) 4229-4230.

[6] M.Alexeev, S. Dalla Torre et al., Nucl. Instrum . Meth. A610 (2009) 174-177

[7] I. Rodionov, J-M. Bidault, I. Crotty et al. IEEE Nucl. Sci. Conference Record, vol.5, pp. 3045-3049, Oct. 2005.

[8] Andre Orthen et al. J.Synchrotron Rad.(2004). 11, 177-186.

[9] S. Duarte Pinto et al. IEEE Nuclear Science Symposium 2009 Conference Record pp. 225–230.

[10] F.Murtas et al. Nucl. Instr. and Meth. A 617 (2010) 237-241

[12] A.Badertscher，A.Rubbia et al. Nucl. Instr. Meth. A 617（2010）188-192.

[13] H.Andersson et al. Nucl. Instr. Meth. A 513 (2003) 155-158

[14] Hanu A, Byuna S H, Prestwich W V. Nucl. Instr. and Meth. 2010, A 622:270-275.

[15] M.Hohlmann et al. IEEE Nuclear Science Symposium 2009 Conference Record pp. 971-975.

[16] D.Pacella et al. Nucl. Instr. and Meth. A 508 (2003) 414-424

[17] D. Mörmann, A. Breskin et al. Nucl. Instr. and Meth. A 478 (2002) 230-234.

Measurement of electrons drift velocity with double-THGEM detector system

JIA Fei[1,2], WU Bo-Bing[1,2], DONG Yong-Wei[1,2], LIU Xing[1,2], ZHANG Li[1,2], LIU Jiang-tao[1,2], XU Han-hui[1,2], LI Lu[1,2], ZHANG Lai-yu[1,2], CHAI Jun-ying[1,2], XIAO Hua-lin[1,2], SUN Jian-chao[1,2], WEN Xing[1,2], BAO Tianpwei[1,2], WANG Rui-jie [1,2], ZHAO Dong-hua [1,2], XIE Yi-Gang[1,3], LIU Hong-Bang[3], CHEN Shi[3]

（1. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China，100049;

2. Key Laboratory of Particle Astrophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China，100049;

3. Graduate University of Chinese Academy of Science, Beijing, China,100049）

Abstract: A double-THGEM detector system was constructed for measuring x ray of 2-10 keV. Anode, THGEM2, THGEM1 and Cathode are included and the distances are adjustable. Using 55Fe， the signals of Anode, THGEM2 and THGEM1 were readout with continuously flushed 1 atm of pre-mixed gas argon(Ar)/isobutene (iC4H10) = 97/3. The amplitude and time information have been recorded by ADC CAEN N6751 to study the wave form and electrons drift velocity. The polarity of ThGEM1 signal would be inverted with the increasing of electric field.

Key words: THGEM; direct current mode; electrons drift velocity; wave form

体素模型及其在内照射活体外测量中的应用

黎先利，马怀成，尹国辉，冯天成，成智威，孙高峰，徐明

（西北核技术研究所，陕西 西安 710024）

摘　要：基于 CIRP1 型仿真人体模型的 CT 图片，建立了一个体素模型。将其用于肺部计数器测量 241Am 的虚拟刻度，并模拟研究了肝脏及骨骼中分布的 241Am 对肺部测量过程中的计数贡献。对于 241Am 发射的四种能量（17.6keV，21keV，26.3keV，59.5keV）的光子，虚拟刻度与实验刻度结果的相对偏差均小于 10%。同时模拟结果显示，肝脏及骨骼中的 241Am 会对肺部测量造成一定的影响，对于 59.5keV 能量的光子，四个高纯锗探测器对肝脏及躯干部分骨骼的探测效率分别为肺部的 40%及 30%。

关键字：内照射；体素模型；肺部计数器；虚拟刻度

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

活体外测量方法，因其测量的快速性，是工作人员内照射剂量评价的一项重要内容，通常采用 NaI 或者高纯锗探测器测量人体特定器官中残留核素衰变发射的 γ(X)射线来实现[1]。对 Pu、Am 等放射性核素，肺部计数测量是一种重要的活体外测量手段，其使用一组高纯锗探测器，测量肺部核素衰变发射的光子，并依据计数率和探测效率推算出肺部核素含量。肺部计数器的探测效率刻度需要借助一个由组织等效材料制作的仿真人体模型来完成，比如美国 Livermore 模型，日本的 JAERI 模型等[2]。模型的肺部分布有多个点源或薄膜源，用以近似放射性核素在肺部的均匀分布。

实际上，人体在吸入放射性核素后，并非仅仅残留在肺部，核素会依据生物动力学模型在周身进行分布或廓清，并在一些特定的器官内沉积。比如吸入 M 类 AMAD 5μm 的 241Am 30 天后，肝脏及骨骼中核素的含量与肺部的比例已达 0.30 及 0.45，肝脏及骨骼中残留的 241Am 会对高纯锗的计数产生贡献[3,4]，但是由于经济及制作难度等问题，使用仿真人体模型很难对这一贡献进行修正。

采用体素模型可以较为方便地解决以上问题。体素模型是人体结构在蒙特卡洛程序中的描述，其结构来源于人体断层扫描数据，组织属性来源于 ICRP 的参考人数据，可以非常真实地反应光子在组织中的吸收。借助蒙特卡洛程序可以模拟光子在人体组织内的输运过程，并记录光子在探测器中的沉积能量，从而实现肺部计数器的虚拟刻度[5]。模拟程序中核素分布及类型可以方便地改变，对低能光子探测效率影响较大的组织密度、脂肪含量等参数可以按要求调整，因此，相比仿真人体模型，体素模型有着更大的灵活性[6,7]。本文以一组仿真人体模型的 CT 扫描图片为原始数据重建了一个体素模型，将其应用于肺部计数器的虚拟刻度，并研究了肝脏及躯干部分骨骼对肺部计数器测量的影响。

1 体素模型

体素模型的建立主要有以下步骤：（1）获取人体断层扫描原始数据；（2）对扫描图片进行图像分割识别出不同的器官（组织）；（3）在蒙特卡洛程序中对体素模型进行描述。

作者简介：黎先利（1986—），安徽酥松人，工程师，硕士，主要从事辐射防护与蒙特卡洛模拟工作

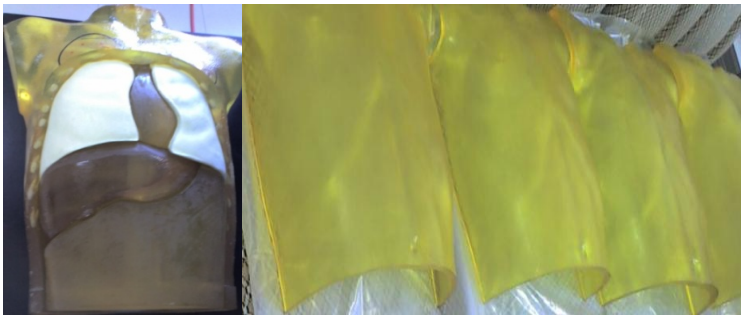


图 1 用于 CT 扫描的仿真人体模型及胸盖板

本研究体素模型的数据来源为一个肺部含有 ^{241}Am 放射源的 CIRP1 型仿真人体躯干模型，如图 1 所示。该模型共有肺、肌肉、骨骼、心脏、肾脏、肝六种人体组织（或器官）等效结构，此外还包含有 4 种不同厚度的胸盖板，以模拟不同体形的个体。对仿真人体模型在覆盖四种盖板及无盖板的情况（共五种）进行 CT 扫描，各取得 150 个断层扫描图片，断层扫描间隔为 3mm。对扫描获取的 CT 图片进行图片分割，分别分割出骨骼、肌肉、肺、肝脏四种组织，如图 2 所示。经过图像分割后，原有 CT 图片上属于相同组织的像素点被分割出来，并被赋予一个统一的索引号，每一个索引号即代表一种组织。每张图片可认为是一个 2 维矩阵 Ak，将所有图片的矩阵数据合并，得到一个表示索引值的三维矩阵 A，矩阵元的值 A(i,j,k)即为对应位置(i,j,k)的组织索引号。采用软件 MCNP 编写蒙特卡洛模拟程序：输入文件为卡片结构，采用重复几何结构的 Lattice 卡和 Fill 卡实现体素的描述；将分割出的三维矩阵按照 MCNP 的输入规则写入 MCNP 的输入文件，并用 Universe 卡定义组织属性，U 卡卡号与对应的组织索引值相同；最终建立用于蒙特卡洛模拟的体素模型，每个体素大小为 2mm×2mm×3mm。

（a）骨骼　（b）肌肉　（c）肺　（d）肝脏

图 2　自动分割出的骨骼（a），肌肉（b），肺（c）和肝脏（d）

2 虚拟刻度

在使用 CIRP1 型仿真人体模型对肺部计数器进行效率刻度的过程中，四个高纯锗探测器置于模型胸部上方，测量模型肺部中的 ^{241}Am 放射源发射的光子，并通过更换胸盖板的方法模拟不同胸壁厚度的人体。肺部计数器的虚拟刻度，就是使用蒙特卡洛方法模拟以上实验过程。对肺部进行均匀抽样，抽样源粒子为 ^{241}Am 衰变发射的四种能量的光子[8]：17.6keV、21keV、26.3keV、59.5keV。采用已进行过晶体参数修正的高纯锗探测器作为记录单元，记录探测器对四种光子在不同等效胸壁厚度（无盖板及四种不同厚度的盖板）情况下的探测效率，如图 3 所示。

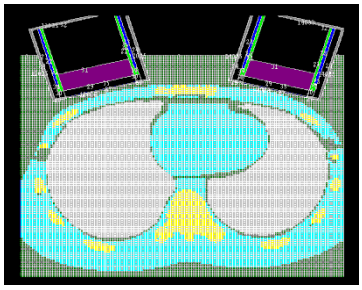


图 3 体素模型用于肺部计数器的虚拟刻度

将虚拟刻度模拟结果与实验刻度结果进行对比，如表 1 所示。对比结果显示，在五种等效胸壁厚度下，四种光子的虚拟刻度结果与实验刻度结果有很好的一致性，相对偏差均小于 10%。导致虚拟刻度与实际刻度结果偏差的主要因素有：

表 1　蒙特卡洛模拟计算值与实验值的比较

能量	等效胸壁情况	实验值	计算值	相对偏差
17.6keV	无盖板	**1.19e-3**	**1.23e-3**	**3.4%**
	盖板 1	**3.16e-4**	**2.90e-4**	**-8.2%**
	盖板 2	**2.93e-4**	**2.80e-4**	**-4.4%**
	盖板 3	**1.86e-4**	**1.80e-4**	**-3.2%**
	盖板 4	**6.61e-5**	**6.30e-5**	**-4.7%**
21.0keV	无盖板	**3.32e-3**	**3.25e-3**	**-2.1%**
	盖板 1	**1.31e-3**	**1.32e-3**	**0.76%**
	盖板 2	**1.24e-3**	**1.22e-3**	**-1.6%**
	盖板 3	**8.90e-4**	**9.50e-4**	**6.7%**
	盖板 4	**4.44e-4**	**4.80e-4**	**8.1%**
26.3keV	无盖板	**7.76e-3**	**7.18e-3**	**-7.5%**
	盖板 1	**4.05e-4**	**3.80e-3**	**-6.2%**
	盖板 2	**3.88e-4**	**3.50e-4**	**-9.8%**
	盖板 3	**3.09e-4**	**3.03e-3**	**-1.9%**
	盖板 4	**1.88e-4**	**1.80e-3**	**-4.3%**
59.5keV	无盖板	**1.82e-2**	**1.94e-2**	**6.6%**
	盖板 1	**1.23e-2**	**1.27e-2**	**-3.2%**
	盖板 2	**1.20e-2**	**1.19e-2**	**-0.83%**
	盖板 3	**1.05e-2**	**1.10e-2**	**-4.8%**
	盖板 4	**7.83e-3**	**8.00e-3**	**-2.2%**

注：相对偏差 =（计算值-实验值）×100%/实验值；

（1）体素模型；图片分割后重建出的肺部与体模的肺体积偏差小于 2%，由此导致的探测效率偏差基本可忽略，比较而言，胸壁厚度对探测效率的影响则更大。通过对体素模型的胸壁厚度进行测量，发现体素模型的胸壁厚度与物理模型的偏差在 0.2mm 以内，对于 59.5keV 光子，由此导致的效率偏差可忽略不计，对于 17.6keV 光子，偏差也小于 3%。

（2）探测器与体模的相对几何位置；探测器与体模的距离是影响探测效率的主要因素，距离偏差 0.5cm，可导致 5%左右的探测效率偏差。通过较准确的定位，可将 MCNP 程序中探测器与体模的距离与实际距离偏差控制在 0.5cm 以内，考虑到其他位置因素（角度、轴向位置等）后，由几何位置偏差导致的偏差应小于 7%；

（3）探测器的几何结构参数；通常厂商提供的高纯锗探测器参数与实际参数间存在较大的差异，需要经过参数修正，以使蒙特卡洛模拟值与实验值保持一致。在经过点源效率刻度修正实验后，在源与探测器距离 1cm~30cm 范围内，探测器对四种光子(17.6keV、21keV、26.3keV、59.5keV)探测效率实验值与计算值的偏差分别小于 5%，5%，4%，1%。

对于 59.5keV 光子，虚拟刻度与实验结果偏差

主要由于模拟程序中探测器与体模间的相对位置导致；对于 17.6keV、21keV、26.3keV 三种能量的光子，除测量位置外，由探测器几何结构参数而导致的偏差也起了非常重要的作用，另外实验探测效率在低能 X 射线峰解谱过程中的误差也不可忽视。

3 毗邻器官的影响

人体吸入 ^{241}Am 后，气溶胶粒子会依据不同 AMAD 在人体呼吸道的各区沉积，并按照一定的速率吸收入血。生物动力学模型的计算结果显示，在吸入 AMAD 5μm，吸收类型为 M 类的 ^{241}Am 30 天后，在肺部、肝脏、及骨骼中核素的滞留份额分别为 0.0384，0.0176，0.0111，肝脏及骨骼中 241Am 发射的光子会对肺部测量的高纯锗探测器的计数产生影响，而在使用物理模型刻度过程中，并不能体现这一影响。在蒙特卡洛模拟程序中，通过改变抽样体素的方式，可以方便地模拟计算在肺部测量过程中四个高纯锗探测器对肝脏及骨骼中 ^{241}Am 的探测效率，模拟结果如图 4，5 所示。

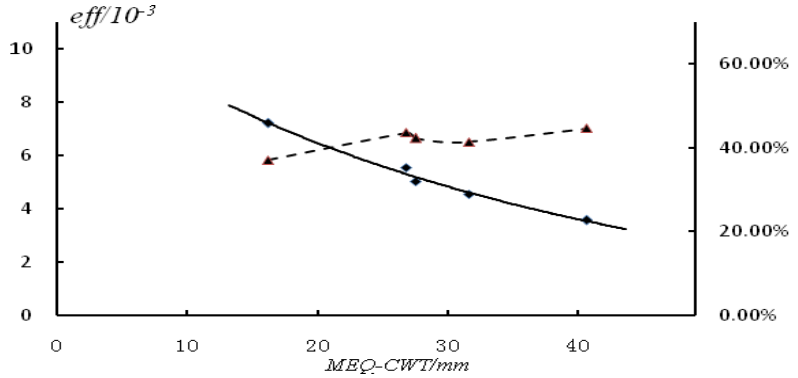


图 4 在不同等效胸壁厚度（MEQ-CWT）下，肺部计数器对肝脏中 59.5keV 光子的探测效率（◆）及与肺部探测效率的比例（▲）

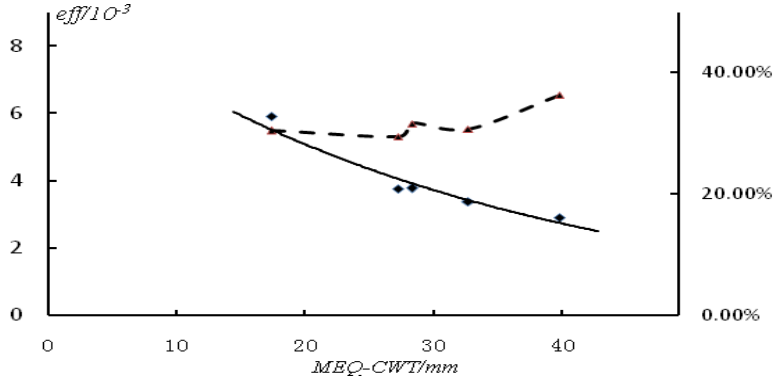


图 5 在不同等效胸壁厚度（MEQ-CWT）下，肺部计数器对躯干骨骼中 59.5keV 光子的探测效率（◆）及与肺部探测效率的比例（▲）

由模拟结果可以看出，在四个高纯锗探测器置于肺部上方进行测量时，探测器对肝脏中 59.5keV 光子探测效率约为肺部的 40%，对躯干骨骼探测效率约为肺部的 30%，考虑到实际 241Am 应分布于全身的骨骼，本次使用的仿真人体模型中躯干部分的骨骼约为实际人体骨骼的 30%~40%左右，其他部分骨骼距离探测较远，对探测器的贡献可以不考虑，因此全身骨骼的探测效率约为肺部的 10%左

右。对于吸入 AMAD=5μm，M 类 ^{241}Am，考虑骨骼及肝脏的影响并忽略 ^{241}Am 在其他器官内的分布后，将肺部、骨骼及肝脏视为一个整体，则整体探测效率随吸入时间的关系如图 6 所示。由于人体内的 ^{241}Am 会随时间由肺部吸收入血，并向肝脏及骨骼中聚集，因此随着吸入时间的增加，整体探测效率呈现下降的趋势。在吸入 1000d 之后，肺部 ^{241}Am 的滞留份额比肝脏及骨骼中滞留份额已低 2 个数量级以上，此时探测器的 90%以上的计数由肝脏及骨骼贡献。如果将此部分计数误认为是由肺部贡献，将造成非常严重的剂量高估。

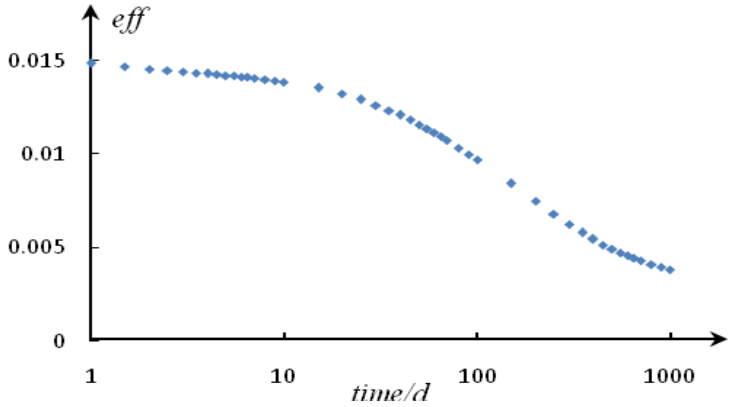


图 6 肺部计数器对肺部、骨骼及肝脏的整体探测效率随吸入时间的关系

4 结论

肺部计数器的虚拟刻度结果表明，体素模型可以很好地应用于内照射活体外测量。相比于物理体模的刻度方法，体素模型有着更大的灵活性，并且可以依据核素在人体的实际分布情况，进行更加合理的刻度。肝脏和骨骼中核素探测效率的模拟结果说明，肝脏及骨骼中的 ^{241}Am 会对肺部测量产生较大的影响，并且这个影响随着吸入时间的增长而增大，因此，在实际测量过程中，合理地估计吸入时间，并选择对应的刻度探测效率是非常重要的。

由于数据源的限制，本研究中使用的体素模型仅仅区分出了躯干部分的肺，肝脏，骨骼和肌肉四种组织，模型还比较粗糙，一些完善工作尚待进一步深入。

参考文献

[1] IAEA No.RS-G-1.2. 摄入放射性核素引起的职业照射评估. 国际原子能机构，1999

[2] Kramer G H, Hauck B M, Allen S A. Comparison of the LLNL and JAERI Torso Phantoms using Ge detectors and phoswich detectors. Health Physics, 1998, 74(4):594

[3] S. Lamart, L.De Carlan, E.Blanchardon et al. Automatic application of ICRP biokinetic models in voxel phantoms for in vivo counting and internal dose assessment. Radiation Protection Dosimetry, 2007, 207(1-4): 240.

[4] M. Moraleda, J.M. Gomez-Ros. Skeletal contribution in lung measurements for the in vivo assessment of 241Am. Radiation Measurements , 2010, 45:136

[5] M.Zankl, N.Petoussi-Henss, U.Fill. The application of voxel phantoms to the internal dosimetry of radionuclides [J]. Radiation Protection Dosimetry, 2003, 105: 539

[6]张斌全,马吉增，程建平，等. 使用人体躯干物理模型的 CT 模型和蒙特卡罗方法校准肺部计数器

(Cabiration of lung counter using act model of torso phantom and montecarlo method)[J]. 辐射防护，2006, 26(2):85

[7] 刘立业，Didier Franck，Loic de Carlan 等. 基于 Livermore 模型 CT 图片构建人体躯干数字体模及其在肺部计数器虚拟刻度中的应用(Voxel Phantom Based on the CT Images of Livermore Torso Phantom and its Application in Virtual Calibration of A Real In-vivo Lung Counting System)[J].辐射防护，2007, 27(5):264

[8] IAEA, X-ray and gamma-ray standards for detector calibration IAEA-TECDOC-619, VIENNA, Printed by the IAEA in Austria,1991

Voxel Phantom and its Application in In-vivo Measurement

Li Xian-li, Ma Huai-chen, Yin Guo-hui, Feng Tian-cheng, Cheng Zhi-wei, Sun Gao-feng, Xu Ming

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710613, Shaanxi, China)

Abstract: A voxel phantom has been established based on the CT photographs of the CIRP1 torso phantom. The voxel phantom is used for the in-vivo calibration of a lung counting systems and the effects of 241Am in liver and bone to the lung counting process. The virtual calibration results agree the experimental values very well for the four photons emitted from 241Am（17.6keV，21keV，26.3keV，59.5keV, with the deviations less than 10 percent. Moreover, the simulation results also show that 241Am in liver and bone will disturb the lung counting process, for 59.5keV photon, the detection efficiencies of radionuclides in liver and trunk bone are 40 percent or 30 percent of the efficiency in lung, respectively.

Key words: Internal exposure; Voxel phantom; Lung counting system; Virtual calibration;

星载核爆光辐射探测器当量探测能力分析

耿娜，郑毅，范江兵，宁王师

（防化研究院，北京 102205）

摘　要：本文利用核爆火球有效温度推算光辐射照度的方法，模拟计算了地球同步卫星监测时我国国土范围的大气透过率分布，分析了地球同步卫星轨道星载核爆光辐射探测器的当量探测能力，为探测器指标的设计提供了参考。

关键词：星载；核爆；光辐射探测器；当量

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1.前言

核爆光辐射探测器是星载核爆监测系统的主要载荷之一，可用于监测大气层发生的核爆炸、自然闪电等事件，并可估算核爆事件威力、确定爆心位置等。核爆炸产生的光辐射经过大气层向上传输后，除了传输距离造成的信号能量衰减之外，主要受到大气中各种粒子的散射和吸收作用，而且与不同波段光子碰撞产生的相互作用也不同，指定波段范围内的平均总大气透过率与波长、天顶角和气象视距等有关。本文给出了我国国土范围内各点到地球同步卫星轨道的大气透过率分布。

经过大气传输后，光辐射到达星上探测器的强度大大减弱，这要求探测器具有较高的灵敏度，应当可以探测到较小当量的核爆。同时地球表面对光的反射作用也非常强，加上空间其他背景信号的干扰，需要探测器还能有效去除较高的本底信号，提取出有用的核爆信号。本文模拟计算了地球同步卫星轨道的接收信号强度，分析了两种不同灵敏度的探测器的当量探测能力，为探测器的设计提供了参考。

2．大气透过率

本文采用 LOWTRAN 辐射传输模型[1]计算了我国疆土范围内各处至地球同步轨道处的大气透过率。大气透过模型选用美国标准大气，τ 为爆炸点 400nm~1100nm 波段向上传输的平均大气透过率，平均大气透过率随波长和纬度变化如图 1，天顶角分布、大气透过率分布如图 2。

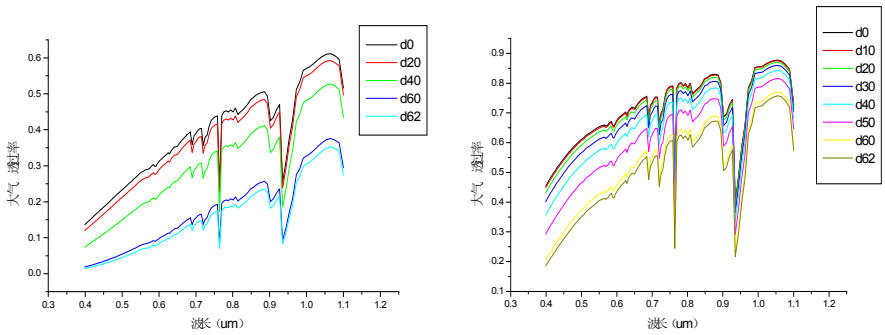


图 1　400nm~1100nm 波段的大气透过率谱（中纬度冬季，气象视距 5、23km）

作者简介：耿娜（40 岁），副研究员，从事光辐射探测模拟与试验方面的研究工作。

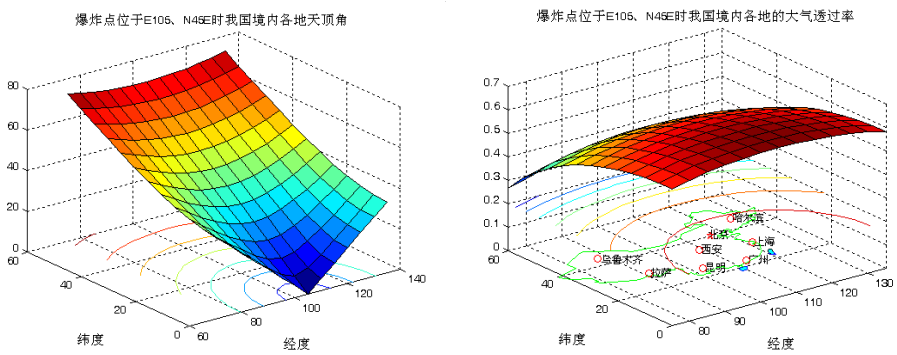


图 2　卫星观测我国境内各地的天顶角、大气透过率分布

3. 核爆光辐射传输模型

本文采用文献[2]建立的核爆光辐射传输模型，利用核爆火球有效温度推导光辐射传输到指定距离的辐照度值。

核爆火球光辐射能量计算公式：

核爆火球的辐射非常接近于黑体辐射，其等效温度 T 略高于火球表面温度。黑体辐射单色辐射出射度为：

$$M_{b\lambda}=\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5\left[\exp(hc/\lambda kT)-1\right]}$$

设核爆火球在波长 λ1 至 λ2 的辐射出射度 M 为：

$$M=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}M_{b\lambda}d\lambda=\int_0^{\lambda_2}M_{b\lambda}d\lambda-\int_0^{\lambda_1}M_{b\lambda}d\lambda$$

定义一个函数 F(λT)

$$F(\lambda T)=\frac{\int_0^{\lambda}M_{b\lambda}d\lambda}{\int_0^{\infty}M_{b\lambda}d\lambda}=\frac{\int_0^{\lambda}M_{b\lambda}d\lambda}{\sigma T^4}=\frac{1}{\sigma}\int_0^{\lambda}\frac{C_1}{(\lambda T)^5[EXP(C_2/\lambda T)-1]}d(\lambda T)$$

$$M=\sigma T^4\left[F(\lambda_2 T)-F(\lambda_1 T)\right]=k\sigma T^4$$

式中 k 为 λ1～λ2 波段辐射出射度与总辐射出射度之间的比例系数。

核爆火球的辐射总辐照度为 $Q_W=4\pi r^2 M$，式中 r 为火球半径。

火球对轨道高度为 Z 的卫星的辐照度为：

$$E=\tau_1\frac{Q_W}{4\pi Z^2}=\tau_1 M\frac{r^2}{Z^2}$$

式中 τ_1 为硅光电二极管光谱响应波段的大气透过率。

仿真计算时选取 105E、35N 做核爆炸点，以气象视距 5km、23km，核爆火球亮度第一峰时刻有效温度 20000K 进行了计算[3]。三个特征时刻核爆火球传输到卫星轨道的辐照度见表 1、表 2：

表 1　气象视距 5 km 时的辐照度(W/m2)

	1kt	10kt	100kt	1000kt
亮度第一峰时刻	2.7×10^{-4}	1×10^{-3}	7.4×10^{-3}	4×10^{-2}
亮度谷值时刻	1.7×10^{-5}	3.4×10^{-5}	5.9×10^{-5}	1.1×10^{-4}
亮度第二峰时刻	2.2×10^{-4}	8×10^{-4}	2.9×10^{-3}	1×10^{-2}

表 2　气象视距 23 km 时的辐照度(W/m2)

	1kt	10kt	100kt	1000kt
亮度第一峰时刻	6.9×10^{-4}	3.6×10^{-3}	1.9×10^{-2}	0.1
亮度谷值时刻	4.3×10^{-5}	8.6×10^{-5}	1.5×10^{-4}	2.8×10^{-4}
亮度第二峰时刻	5.7×10^{-4}	2×10^{-3}	7.3×10^{-3}	2.6×10^{-2}

可见：在该爆炸点，气象视距 5km，经大气传输后 1kt 核爆最小照度值为 Emin=1.7×10^{-5}W/m^2。地球表面反射光强最大时为 1.63W/m^2[2]，瞬变的核爆信号比缓变的背景信号小约 4~5 个数量级。

4. 光辐射当量探测能力评估

由图 2，从地球同步轨道观测时，我国国土范围内的天顶角范围大约在 4°~62°范围。当下列条件满足时探测接收的辐射照度 Emin 最小：爆炸事件发生在 122E、54N（东北边境，星地距离 Zmax=39146km 最大，天顶角 62°，中纬度冬季，气象视距 23km）时，接收当量为 1kt 核爆的最小辐照度在 1×10^{-5}W/m^2 量级：

$$E_{\min}=\tau\frac{r_{b\min}^{2}}{Z_{\max}^{2}}\sigma T_{e\min}^{4}=2.7\text{e-}5\ (\text{W/m2})$$

其中：

$E_{\min}$ 为最小接收辐照度（W/m2）；

$r_{b\min}$ 火球最小半径（m）；

$Z_{\max}$ 星地最大距离（km）；

$T_{e\min}$ 火球最小有效温度（K）；

气象视距 5km、大气透过率最小时，则在 1×10^{-6} 量级。

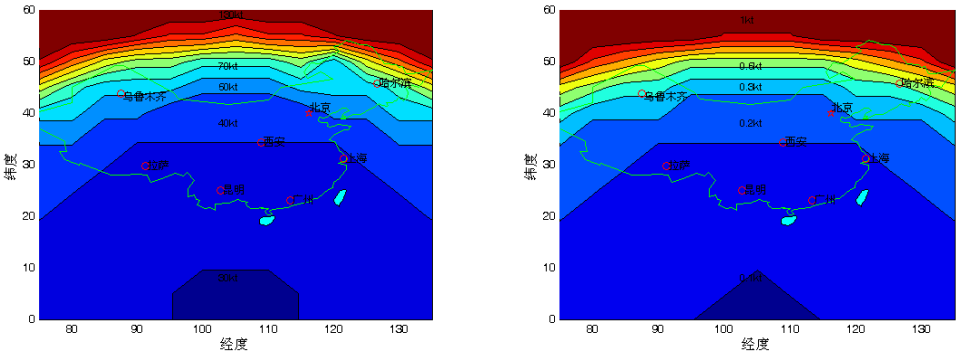


图 3　灵敏度 1×10-4W/m2、1×10-5W/m2 探测器的探测效能（气象视距 23km）

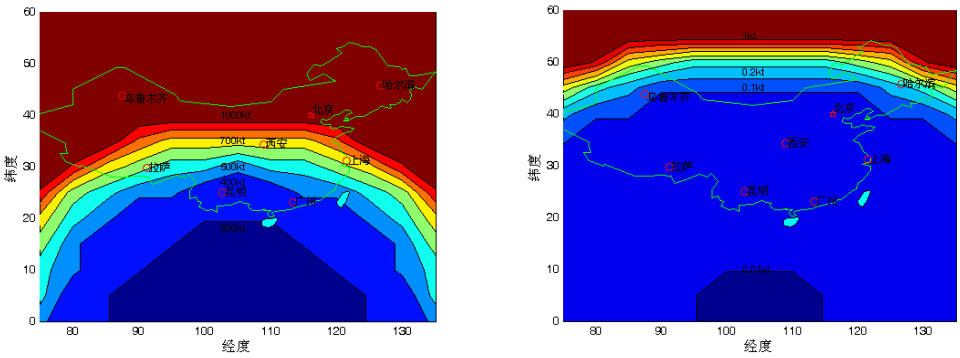


图 4　灵敏度 1×10-4W/m2、1×10-5W/m2 探测器的探测效能（气象视距 5km）

根据以上模型推算后给出了星载核爆炸光辐射探测器在灵敏度分别为 $1\times10^{-4}W/m^2$、$1\times10^{-5}W/m^2$ 气象视距分别为 5、23km 时具有的探测效能仿真图（图 3、图 4）。

上图表明：探测器灵敏度 $1\times10^{-4}W/m^2$、气象视距 23km 时，可探测到边境爆炸点~100kt 的核爆；探测器灵敏度 $1\times10^{-5}W/m^2$，则可以探测到该边境爆炸点 1kt 的核爆。因此，即使在气象条件较好时，探测器灵敏度也必须要达到 $1\times10^{-5}W/m^2$ 量级才能保证国土范围内任意一点发生的核爆事件均能被监测到。

5 结语

如选用灵敏度为 $1\times10^{-4}W/m^2$ 量级的光辐射探测器，搭载高轨道可完成几十 kt 以上当量核爆的探测，对大部分 kt 级的核爆则无能为力；如选灵敏度为 $1\times10^{-5}W/m^2$ 的光辐射探测器理论上可探测 kt 级小当量的核爆炸，能够满足国土范围内任意地点的核爆监测任务。但是当探测器搭载到地球同步卫星轨道时，除了地球表面强大的本底反射光的扰动之外，高速运转的卫星及探测器本身的微弱抖动、以及周围杂散的光信号扰动都会给核爆信号的提取和识别造成较大障碍。因此，对 kt 级的核爆探测来说，目前仍需借助其他星载探测载荷进行复合监测，或者结合地面监测设备等其他途径实现。

参考文献

[1] 吴北婴等.大气辐射传输实用算法[M]，气象出版社，1998.9

[2] 耿娜、郑毅等.天基核爆探测光辐射信号的计算机仿真研究，防化研究[J]，2005.1

[3] 乔登江，核爆炸物理概论[M]，国防工业出版社，2003.1

Analysis on the Yield Detcting Aability of Space-based Nuclear Explosion Optical Radiation Detector

GENG Na, ZHENG Yi,FAN Jiang-Bing,NING Wang-Shi

(Research Institute of Chemical Defence, Beijing 102205 China)

Abstract: The paper simulated the atmosphere permeation rate distribution within the country by means of the optical irradiance,which come from the valid temperature of nuclear explosion fireball. And it analysised the detecting yield ability of the space-based optical radiation detector on the geosychronous orbit also. It provided the reference for devising the detector target here.

Key words: space-based; nuclear explosion; optical radiation detector

应用于大型高能物理实验的硅光电倍增器（SiPM）及其质量控制研究

李永正，程 岳，王凯君，李伯成，梁 琨，杨 茹，韩德俊*

（北京师范大学核科学与技术学院新器件实验室，北京，100875）

摘 要：大型高能物理实验对探测器的可靠性、一致性及使用寿命等有非常严格的要求，因此对相关 SiPM 建立一套完善的质量控制体系势在必行。SiPM 的性能参数较多，包括反向漏电、击穿电压、暗计数率、增益、光探测效率、单光子分辨谱、工作电压的温度系数以及光学串话等，对 SiPM 参数的测量必须有一个优化的测量规范和流程，以实现对 SiPM 的快速筛选和严格的质量控制。本文将介绍北京师范大学新器件实验室研制的 1mm×1mm 大动态范围 SiPM 的新进展，以及从芯片到器件的检测规范和流程。

关键词：硅光电倍增器；大动态范围；高能物理；质量控制

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

1 引言

近年来一些大型高能物理实验研究对 SiPM 提出了更高的要求[1-2]。例如欧洲核子中心（CERN）正在为 COMPASS 实验（利用超级质子同步加速器获得高强度的 μ 介子和强子束，来研究强子的核子结构及光谱）设计一种新型的强子量热计（HCAL），该量热计的光强需要由 SiPM 来读出。然而与其它核物理实验中使用的 SiPM 相比，用于该实验的 SiPM 必须具有非常大的动态范围和较高的光探测效率（PDE），单元密度为几 k/mm^2 以下的 SiPM 已经不再适用。COMPASS 实验要求 SiPM 尺寸为 3×3mm^2，单元密度 10000/mm^2，光探测效率在 500nm 处达到 12%以上，增益高于 3×10^4，暗计数率在 1p.e.阈值小于 1MHz/mm^2 [2]。目前，世界各地的 SiPM 研发机构或公司几乎都不能提供满足以上所有参数要求的 SiPM，关键的问题在于现有的 SiPM 难以同时兼备大动态范围与高探测效率。

北京师范大学新器件实验室（NDL）研制的基于外延层体电阻淬灭的 SiPM 能够有效缓解 SiPM 大动态范围与高探测效率不能兼得的矛盾[3-4]。其特点是采用衬底体电阻代替一般位于表面的多晶硅条电阻以控制雪崩淬灭和电压恢复，避免了表面电阻材料及铝互联线等对光的遮挡和吸收，减小了器件的“死区”面积，增大了几何填充因子。即使对于较小的 APD 单元面积和较高的单元密度也能保持较大的探测效率[4]。目前新器件实验室研制的 SiPM 比较接近 COMPASS 实验的要求，但器件的面积、批量生产能力及质量控制体系需要提高和完善。本文以 COMPASS 实验以及我们某次流片为例，介绍北京师范大学新器件实验室研制的 1mm×1mmSiPM 的新进展，以及从芯片到器件的检测规范和流程。

2 器件芯片 I-V 特性检测

北京师范大学新器件实验室研制的采用外延层体电阻淬灭的 SiPM 的结构、工作原理及特性

作者简介：李永正（1985－），男，山东德州人，硕士研究生，主要研究方向为半导体光探测器。
*联系方式：+86-10-62207419, e-mail: djhan@bnu.edu.cn

表征方法参见文献[4]。目前我们比较成熟的器件面积为 1mm×1mm，共有 10000 个 APD 单元，填充因子大约 36%。如果没有特别说明，所有检测都是在室温进行。流片工艺结束后第一步需要对芯片上所有的 SiPM 管芯进行严格的反向 I-V 特性测量（部分结果如图 1 所示），同时对器件的击穿电压 V_b 做初步的记录。合格芯片筛选标准是暗电流小于 10nA，击穿电压在 23 至 30V 之间，同时抽测 SiPM 管芯的正向 I-V 特性。

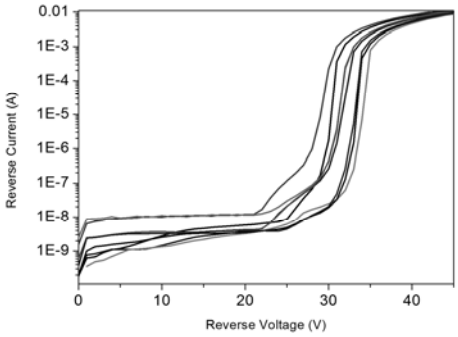


图 1 反向 I-V 特性

对 SiPM 管芯的 I-V 特性分析，芯片上管芯的击穿电压一般在 24 至 30V 之间，多数集中于 27V 附近，符合芯片预期设计击穿电压。暗电流总体是纳安量级，个别漏电达到微安量级。

3 管壳封装

芯片 I-V 特性测量后，进行划片封装。划片后，首先随机抽样检测切割后 SiPM 的 I-V 特性和击穿电压。抽样测试发现，切割后芯片特性无明显变化。封装在超净间完成，操作过程避免划伤器件，操作人员在显微镜下放置器件，确保 SiPM 位于管壳中央，图 2 为封装后的 SiPM 示例照片。为实现后续测量结果对流片工艺的反馈分析，需要对封装的芯片进行编号区分，建立后续测量数据档案，确保所有的 SiPM 可以追溯到原始芯片的结构及制作工艺条件。

图 2 TO-5 封装后的 SiPM 示例照片

4 单光子分辨谱和增益的测量

根据 SiPM 的工作原理，当有弱光照射到 SiPM 时将激发若干 APD 单元，SiPM 输出脉冲高度是同一时刻触发的 APD 单元的输出脉冲之和，所以输出脉冲高度是整倍数关系。输出脉冲在多道分析器上的分布图就是 SiPM 的单光子分辨谱，测试结果示例如图 3 所示。根据单光子分辨谱可以分析 SiPM 单元的一致性和单光子分辨本领，单光子分辨谱峰谷比最好时的工作电压就是我们定义的 SiPM 的推荐工作偏压。

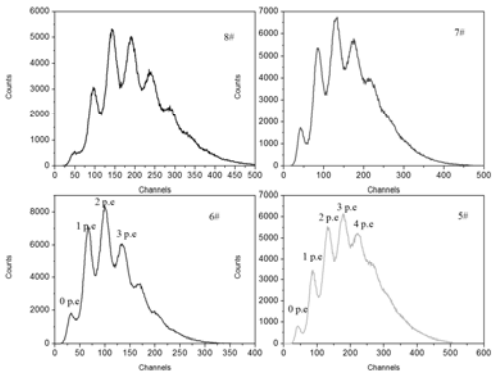


图 3 单光子分辨谱

通过分析单光子分辨谱相邻两光电子峰的道数差，乘以多道分析器的电荷转换率，可计算 SiPM 的增益。例如，推荐工作偏压下图 3 所示四个 SiPM 的增益分别为 1.91×10^5、2.01×10^5、1.99×10^5、1.93×10^5，约为 2×10^5 左右。

5 暗计数和探测效率（PDE）的测量

SiPM 的暗计数是指将 SiPM 放置在避光环境

中，由于硅材料热激发载流子等原因引起的计数。我们分别测量 SiPM 在推荐工作偏压和最大过偏压下 0.5p.e 阈值的暗计数率和光探测效率，同时确定 SiPM 的工作偏压范围。在推荐工作偏压下，暗计数率在 1MHz 左右，最大过偏压时，暗计数率在 2.5MHz 左右。如图 4 所示，暗计数率随温度降低而降低，变化趋势为指数关系（测量中始终保持过偏压不变）。温度每降低 10°C，暗计数约降低一半，变化率低于温度每降低 7°C 暗计数降低一半的规律。如图 5 所示温度每降低 10°C，击穿电压约降低 0.43V，工作电压的温度系数约为 43mV/°C。SiPM 的过偏压范围总体为 3.5V，击穿电压在 25 至 27V 之间。

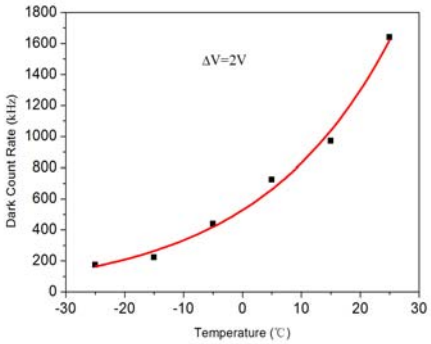


图 4 暗计数随温度变化

对 PDE 采用相对定标法进行测量[3]，分别测量推荐与最大工作偏压下的 PDE，结果如图 6 所示。PDE 峰值位于 480nm 处，推荐和最大工作偏压下分别为 7.6%和 13%，500nm 处 PDE 值分别为 7.5%和 12.8%。

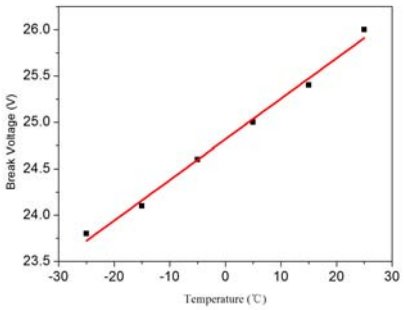


图 5 击穿电压随温度变化

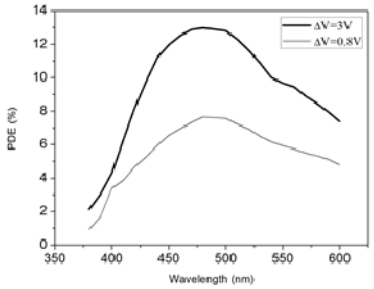


图 6 推荐和最大过偏压下的探测效率

6 光学串话的测量

光学串话是指雪崩单元产生的热载流子发出的光有一定几率被临近的单元吸收，触发临近单元雪崩。光学串话是一种噪声，使测量的 PDE 比实际值偏高。因此，光学串话越小越好。分别测量推荐与最大偏压下的光学串话，结果如图 7 所示。通过计算 1.5p.e 与 0.5p.e 阈值下暗计数率的比值，得到推荐偏压下光学串话为 0.24%，最大偏压下为 2.6%。抽样测量发现，总体推荐偏压下光学串话小于 1%，最大偏压时在 3%左右，光学串话较小。

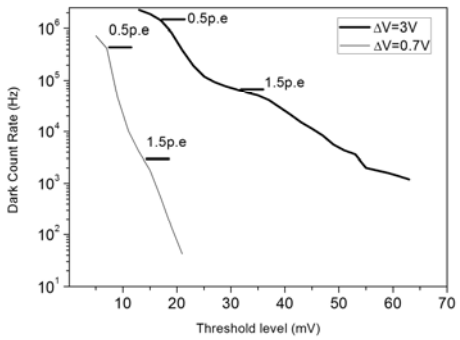


图 7 推荐与最大偏压下光学串话

7 总结

按照本文介绍的测量规范和流程，能够可靠测量击穿电压、暗电流、暗计数率、单光子分辨谱、增益、光探测效率以及光学串话等 SiPM 的重要特性参数，有利于针对大型高能物理实验进行有效质量控制。目前新器件实验室研制的比较

成熟的大动态范围 SiPM 的特性指标是：尺寸 1×1mm^2，单元密度 10000/mm^2，最大偏压下 500nm 处最大光探测效率为 12.8%、暗计数率在 0.5p.e 阈值为 2.91MHz，在推荐偏压下增益为 2×10^5。能够有效缓解大动态范围与高探测效率不能兼顾的矛盾。测试流程完成后，根据测量数据档案写出测试分析报告，对测量不合格的 SiPM 进行失效分析，查找失效原因，达到不断改进大动态范围 SiPM 性能的目的。

致谢

本工作得到“中央高校基本科研业务费专项资金”及国家自然科学基金的资助（合同号：10978008）。作者感谢北京师范大学新器件实验室李秀芝及田喜卓在器件制作方面的帮助。

参考文献：

[1] Yuri Musienko，“Studies of large dynamic range silicon photomultipliers for the CMS HCAL upgrade” [C] . NDIP-2011, Lyon, 8.07.2011.

[2] Anfimov Nikolay，Joint Institute for Nuclear Research,Dubna, Russian Federation [个人通讯].2012.

[3] X.B. Hu, C.Z.Hu, D.P.Yin, L.Y.Zhang, C.N.Zhang, Y.Chen, G.Q.Zhang, R.Yang, K.Liang,Yu. Musienko, and D.J.Han，“The SiPM with bulk quenching resistor: progress at NDL and applications in Raman spectroscopy” [J]. Nuclear Instruments & Methods In Physics Research Section A (2011), doi:10.1016/j.nima.2011.11.007

[4] G.Q. Zhang, X.B. Hu, C.Z. Hu, D.P. Yin, K. Liang, R. Yang and D.J. Han， “Demonstration of a silicon photomultiplier with bulk integrated quenching resistors on epitaxial silicon” [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A，A, 621 (2010) 116–120

Quality Control of the SiPM in the Application of Large HEP Experimets

LI Yong-zheng, CHENG Yue, WANG Kai-jun, LI Bai-cheng, LIANG Kun, YANG Ru, HAN De-jun

(Novel Device Laboratory，College of Nuclear Science and Technology，

Beijing Normal University，Beijing 100875，China；)

Abstract: Large-scale high-energy physics (HEP) experiments have strict requirements on the reliability, consistency and service life for the detectors, it is imperative to set up a quality control system for the involved Silicon Photomultipliers (SiPMs). The essential parameters of the SiPMs are numerous, including reversed leakage current, breakdown voltage, dark count rate, gain, photon detection efficiency, pulse hight distribution, temperature coefficient and optical crosstalk etc., characterizing of SiPM should follow an optimal measurement procedures and rules to realize the rapid screening and strict quality control. This paper will introduce the new progress of 1mm×1mm large dynamic range SiPM developed in the Novel Device Laboratory, Beijing Normal University, as well as the measurement guidelines and procedures from chips to packaged devices.

Key words: Silicon Photomultiplier (SiPM); Large dynamic range; High energy physics; Quality Control

用于 EAST 装置软 X 射线能谱诊断的 10 单元硅漂移探测系统

张继宗，胡立群，林士耀，徐立清，席莹
（中国科学院等离子体物理研究所，合肥 230031）

摘　要：采用性能卓越的 10 元硅漂移探测器（SDD）阵列，在 EAST 全超导托卡马克上建立了一套软 X 射线能谱诊断系统，用于测量等离子体在软 X 射线能段（1-30keV）的辐射能谱。本系统观测范围覆盖了 EAST 等离子体的下半空间，可满足 EAST 上各种放电条件的测量要求。利用本诊断系统可获得时间分辨率 20ms，空间分辨为 6cm 的等离子体电子温度时空分布。在 2012 年初，本系统首次投入使用并取得良好的实验结果。

关键词：EAST；SDD；等离子体；电子温度；软 X 射线能谱
文章分类：核探测器及其应用的研究成果

引言

由于托卡马克高温等离子体中的带电粒子之间存在各种复杂的相互作用，等离子体辐射出的电磁波具有宽频特性，从10^{10}Hz至10^{21}Hz，跨越十几个数量级。通过测量和分析这些辐射可以获得很多等离子体的基本参数如电子密度和温度，离子密度和温度，磁场分布等重要数据[1]。经过半个多世纪的发展，托卡马克装置的运行参数越来越高，磁约束聚变三乘积（$n_i\tau_E T_i$）已经提高了几个量级[2]，等离子体的辐射趋向于高频短波部分，X射线的份额也愈来愈高。目前在大中型托卡马克上，探测其芯部区域的物理参数和聚变衍生的物理过程广泛使用X射线。通过分析软X射线辐射的能谱，可以获得很多重要的等离子体参数，如电子速度分布，电子温度，一些中、高Z杂质的含量，有效电荷数Z_{eff}。如果拓宽系统的能量测量范围，还可获得逃逸电子行为、电子逃逸率、逃逸电流、电流驱动效果、超热电子分布、超热电子温度、辅助加热时的能量沉积等方面的数据和信息[3]。等离子体电子温度是受控磁约束核聚变实验（托卡马克物理实验）中基本的物理参数之一，为了提高电子温度测量的精确度和可靠性，目前托卡马克装置上通常采用多种诊断系统进行测量。目前，EAST上有4种电子温度测量的诊断系统：汤姆逊激光散射（TS）、电子回旋辐射（ECE），软X射线能谱（SXPHA）和软X射线弯晶谱仪（XCS）。这四种诊断系统在时空分辨率、受等离子体中超热电子和逃逸电子影响性、绝对或相对测量等方面各有所长，可以相互补充得到更全面可靠的测量结果。与另外3种诊断相比较，软X射线能谱诊断虽然在时间和空间分辨率上稍微差了一些，但适用条件广，几乎可以在任意的等离子体放电条件下给出电子温度，且属于被动测量，不会对等离子体产生影响。EAST进行高功率射频波辅助加热实验以及长脉冲实验时，软X射线能谱诊断是一项不可或缺的工具。

在EAST装置2008-2011年的实验期间所使用的软X射线能谱系统是从HT-7装置上转移过来的，利用这套系统在EAST装置上取得了不少好的实验结果[4-7]，但也显示出其探测器老化，电子学系统低效等缺陷，不适应EAST未来的发展。因此利用性能卓越的10元SDD阵列，在EAST上新发展了一套软X

作者简介：张继宗（1985－），男，福建莆田，毕业于清华大学，从事于等离子体 X 射线研究。

射线能谱诊断系统。在2012年初，本系统首次参与了EAST物理实验。

1 软 X 射线能谱诊断系统及其标定

EAST是世界上第一个采用全超导技术的托卡马克，其基本参数：纵场B_T=1.5～3.5T，大半径R_0=1.75m，小半径a=0.45m，拉长比1.2～2，在限制器和偏滤器（单零和双零）位形条件下运行[8]。EAST上软X射线能谱诊断系统的空间布局如图1所示，安装在水平E窗口上，覆盖了等离子体的下半空间，探测范围在大半径R=1.85m处为0～-57cm，空间分辨率约6cm。本系统的主要组成部分有诊断窗口、真空系统、10元SDD阵列、准直狭缝和铍膜调节装置、电子学系统、水冷系统和数据采集与数据处理系统。图2是系统结构简图，图中Φ100高真空插板阀能保证在不破坏装置真空情况下拆装和测试系统。系统通过氟橡胶圈、环氧套管和隔离变压器与EAST装置进行电气绝缘，确保系统在EAST装置放电期间不受等离子体电流产生的电势干扰。10元SDD阵列及其前置放大器是由英国E2V公司提供并负责集成组装。每个SDD的探测面积和晶体厚度分别为10mm^{2}和450μm，在其前端为8μm铍窗。SDD对1-30keV软X射线具有良好的探测效率，峰本比高达8000以上，能量分辨率可达131eV（对^{55}Mn_K_α，5.9keV）。为保证SDD在其合适的温度（-40℃～-20℃）下工作，系统采用Peltier效应半导体制冷和水冷两级制冷方式。本系统允许的计数率高，在100kcps计数率条件下，能谱也不会因堆积而发生明显变形。为了保证每个探测器在合适的计数率范围内（5kcps～100kcps）工作，在本系统上设计安装了可调的准直狭缝（0.7、1.0、1.5、2.0、3.0、4.0mm）和可调节铍膜装置。铍膜有总铍膜（50、100、200、300μm）、中心区域分铍膜（100、200、300、400）和边缘区域分铍膜（50、100、200、300）三种。由于最边缘2道观测的是温度和密度较低的等离子体边缘区域因而未安装分铍膜。

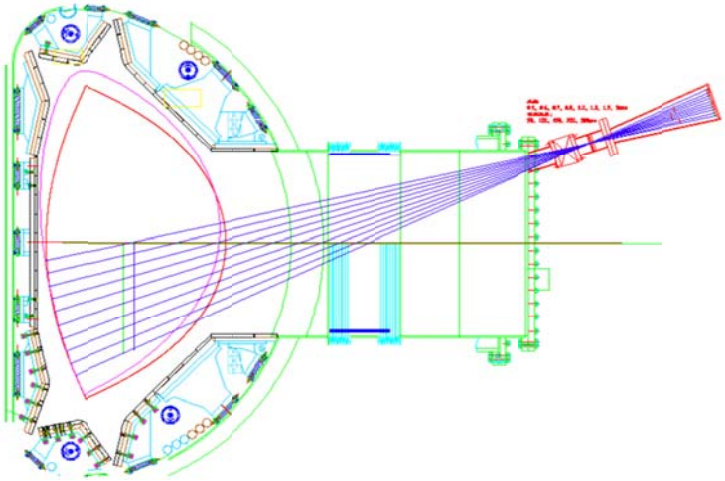


图 1　软 X 射线能谱诊断系统在 EAST 上空间布局示意图

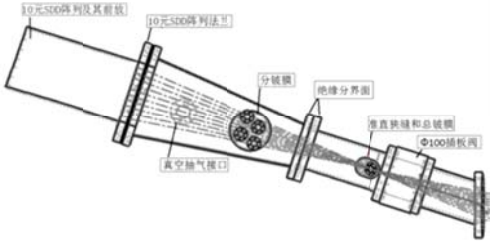


图 2　软 X 射线能谱诊断系统结构简图

图3为软X射线能谱诊断系统数据获取和信号流程示意图。入射X射线被SDD吸收并激发电子一空穴对，在探测器的偏压电场作用下，电子和空穴被收集并在输出回路中形成原始电流信号。电流信

号经前置电荷灵敏前放和主放两级放大后，形成幅值正比于入射X射线能量的准高斯脉冲电压信号，脉冲信号由多道脉冲分析器（MCA）处理成数字信号并送入采集计算机存储形成X射线能谱，最后由电子温度处理软件对能谱数据进行分析获得电子温度。其中MCA包括模数变换器（ADC）和数据缓存器（MEM）两部分，与计算机通过LAN通信。安装在计算机中的数据采集控制软件用于控制MCA所采集的能谱的总幅数和每幅谱的采集时间，这样可以保证总的采集时间能够根据需要任意设定，以满足EAST现在秒量级至百秒量级乃至将来千秒量级各种放电的测量需要。

为了获得等离子体中软X射线能谱，必须对软X射线能谱诊断系统进行绝对能量刻度标定。本系统采用标准放射源^{55}Mn_K$_\alpha$（5.90keV）、^{55}Mn _K$_\beta$（6.49keV）、Ag_K$_\alpha$（22.10keV）、Ag_K$_\beta$（24.92keV）、Au_L$_\alpha$（9.71keV）、Au_ L$_\beta$（11.44keV）和Au_ L$_\gamma$（13.38keV）进行标定，标定结果如图4所示，图中公式为MCA道址与X射线能量的函数关系，R^2为拟合的线性相关系数，R^2=1显示系统有极好的线性关系。

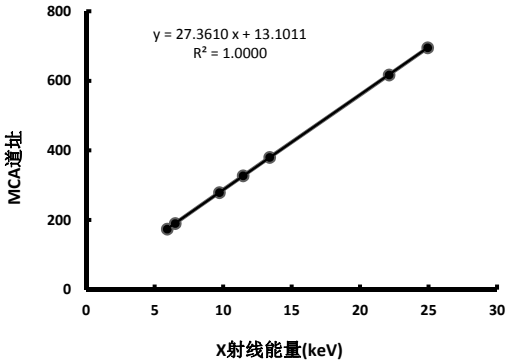


图 4　MCA 道址与入射 X 射线能量的函数关系

2 电子温度测量原理

由高温等离子体发射出能量范围在1-30keV的软X射线辐射主要包括三个部分：自由电子的轫致辐射、自由电子和离子间的复合辐射以及中、高Z杂质原子壳层电子退激发辐射，其中前两种是连续辐射，后一种是线辐射。因此，实验中测量到的软X射线能谱是由连续辐射谱和线辐射谱的叠加。

由软X射线计算等离子体电子温度时需假设该等离子体处于热平衡状态即服从麦克斯韦分布，则电子温度为Te的热等离子体轫致辐射功率密度为[9]

$$\frac{dP_{ff}}{dE}=3\times10^{11}\frac{n_e\sum_i n_i Z_{iff}^2}{10^{26}}(T_e)^{-1/2}\times\bar{g}_{ff}(T_e,E)\exp(-\frac{E}{T_e})[keV/(keV\bullet cm^3\bullet s)] \quad (1)$$

复合辐射功率密度为

$$\frac{dP_{fb,ij}}{dE}=3\times10^{11}\frac{n_e n_i}{10^{26}}\frac{n_{ij}Z_{ij}^2}{n_i}(T_e)^{-1/2}\beta_{ij}(T_e,E)\exp(-\frac{E}{T_e})[keV/(keV\bullet cm^3\bullet s)] \quad (2)$$

其中Z_{iff}是第i种元素的有效电荷，$\bar{g}_{ff}$ 和 $\bar{g}_{fb}$ 是轫致辐射和复合辐射的冈特因子，在软X射线范围内，它们是接近于1的常数，n_i和n_{ij}是第i种元素和此元素第j电离态离子的密度，n_e是电子密度。从（1）、（2）两式可以看出，两种辐射功率密度都与exp(-k/Te)相关。公式两边取自然对数就可得到形如y=A+Bx的关系式($y=\ln(dP/dE)$， $x=E$， $B=-T_e^{-1}$)，因此通过计算软X射线能谱半对数曲线的斜率的负倒数就可获得等离子体的电子温度。

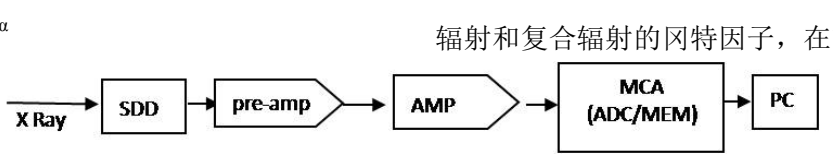


图 3　软 X 射线能谱诊断系统数据获取和信号流程

3 初步测量结果

在2012年春季实验中，本套10元SDD软X射线能谱诊断系统首次投入使用。但很遗憾，一个探测器由于铍窗破损无法工作，因此本文介绍的实验结果是由其余的九个探测器提供的。

图5显示的是EAST上一次典型的欧姆放电波形，从图中可以看出，软X射线能谱诊断系统测量

的电子温度随时间演化与ECE系统测量的基本是一致的。软X射线能谱诊断系统测得在欧姆放电条件下电子温度的空间分布如图6所示，电子温度分布比较平缓，其趋势接近抛物线分布（$T_e(r)=T_{e0}(1-(r/a)^2)^{\alpha}$）。图7显示的是EAST上的一次低杂波驱动放电波形，其中低杂波功率为1MW，从图中可以看出，在3S附近时刻，电子温度也随低杂波功率降低而降低。图8显示的是软X射线能谱诊断系统在低杂波驱动放电下测得电子温度的空间分布。与欧姆放电相比较，在低杂波放电条件下，等离子体的电子温度剖面呈现峰化的趋势。

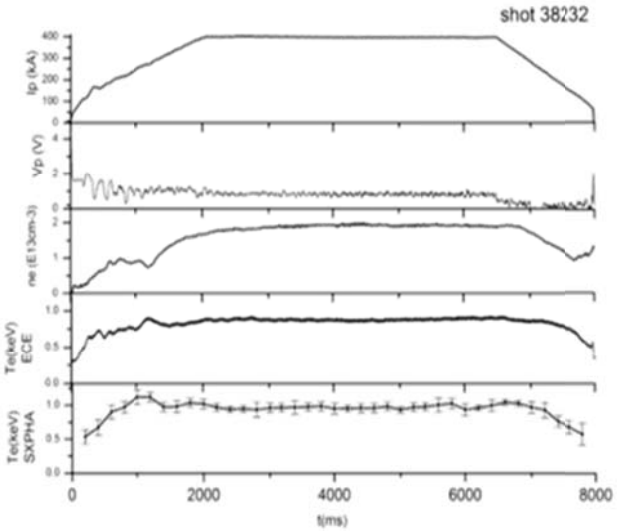


图5　欧姆放电#38232炮（下单零位形）的放电波形

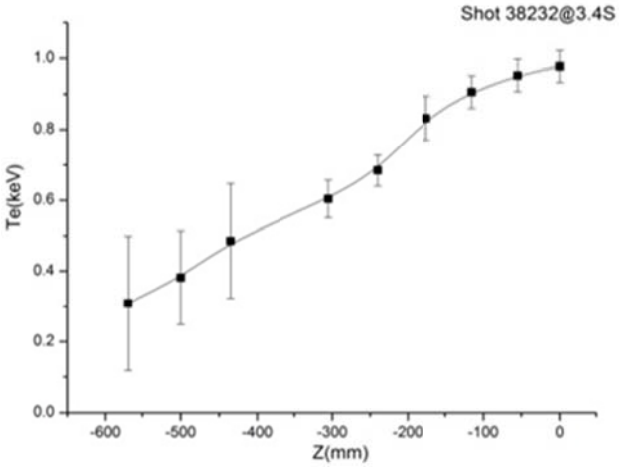


图6　# 38232炮在3.4S时的电子温度空间分布

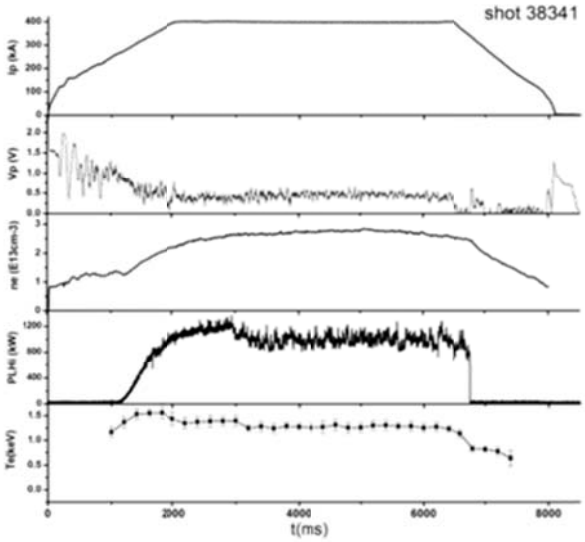


图7 低杂波驱动下#38341炮（偏滤器双零位形）的放电波形

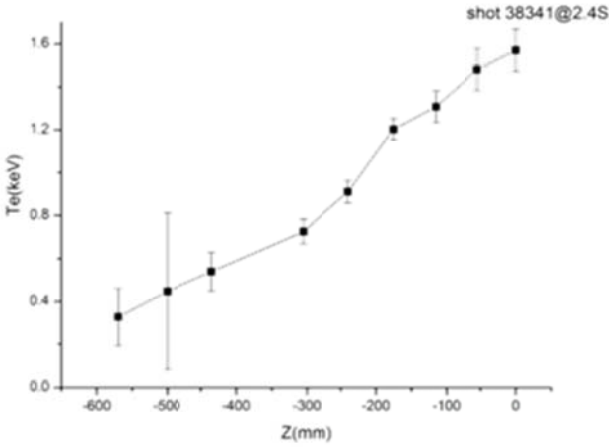


图8　#38341炮在2.4S时的电子温度空间分布

4 总结与展望

基于高性能的10元SDD阵列，在EAST全超导托卡马克上建立了1套覆盖等离子体下半空间的软X射线能谱诊断系统。这套软X射线能谱诊断系统在EAST的2012春季实验中首次投入使用，获得了电子温度时空分布，并验证了其有效性和可靠性。作为测量电子温度的传统诊断之一，该套软X射线能谱能够为相关物理问题的研究提供必要的数据。此外，由于SDD具有较高的能量分辨率，因此本诊断系统也是研究EAST等离子体中的中高Z杂质行为的有力工具。特别是将来EAST进行高功率辅助加热

和驱动实验以及长脉冲放电时，本诊断将会发挥更为重要的作用。

参考文献：

[1] 项志遴，俞昌旋, ed. 高温等离子体诊断技术(上)[M]. 上海: 上海科学技术出版社，1982.

[2] Meade, D. 50 years of fusion research[J]. Nuclear Fusion，2010， 50(1)：014004.

[3] 杨进蔚，曾庆希. 三探头 Si（Li）探测器对 HL—1M 装置中电子温度和重金属杂质线辐射谱测量[J]. 核电子学与探测技术, 1998， 18(4)：278-281.

[4] XuPing. First results obtained from the soft x-ray pulse height analyze on experimental advanced superconducting tokamak[J]. REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS，2010，81：063501.

[5] XuPing. Preliminary observation of medium-Z impurities by means of the soft x-ray pulse height analysis diagnostic on EAST[J]. PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION，2010， 52： 075013.

[6] XuPing. Soft X-ray PHA Diagnostic for the Electron Temperature Measurements on EAST[J]. Plasma Sci. Technol.，2009，11(4)：2452–2460.

[7] XuPing. EAST 全超导托卡马克上硅漂移探测器软 X 射线能谱诊断[J]. 原子能科学技术, 2010， 44(6)：757-763.

[8] Gao, X. and E.t. the, Diagnostics for first plasma study on EAST tokamak[J]. Physics Letters A，2008， 372(13)：2286-2290.

[9] Silver, E.H. Soft x-ray measurements from the PDX tokamak[J]. Review of Scientific Instruments, 1982，53(8)：1198-1213.

Soft X-ray Energy Spectrum Diagnostic System Based on 10-element Silicon Drift Detector (SDD) Array on EAST

Zhang Jizong, Hu Liqu, Lin Shiyao, Xu Liqing, Xi Ying

(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: A set of soft X-ray energy spectrum diagnostic system, including one excellent 10-element SDD array, was used for measuring the plasma soft X-ray (1-30keV) spectra on the EAST fully-superconducting tokamak. The diagnostic system basically views lower half-space of the plasma and can measure electron temperature under various plasma configuration conditions. We can obtain the profile of electron temperature with 20ms time resolution and about 6 cm spatial resolution by means of the system. The diagnostic system is first put into use in the 2012 spring experiment and has gained good results.

Key words: EAST tokamak; SDD; plasma; electron temperature; soft X-ray energy spectrum

用于刻度机械速度选择器的中子飞行时间谱仪设计

余周香[1]，刘蕴韬[1]，陈东风[1]，程贺[2]，张莉[1]

(1.中国原子能科学研究院 核物理所，北京 102413；

2.中国科学院化学研究所，北京 100190)

摘　要：中子飞行时间谱仪是测量单色中子束波长 λ 和分辨 Δλ/λ(FWHM)的实验装置。介绍了谱仪的结构及关键部件机械斩波器的参数选择。谱仪探测系统使用 ^{3}He 正比计数管和二维面探测器两个中子探测器。选择多道时间分析器作为数据获取系统，设计了探测系统电子学线路。分析了漏计数率对分辨测量的影响，为保证分辨测量误差小于 0.9%，得出了两个探测器峰位计数率上限。根据峰位计数率上限分别确定了两个探测器的入射机械斩波器中子注量率上限和平均计数率上限。根据平均计数率上限计算出了测量总时间下限。

关键词：飞行时间；机械速度选择器；高注量率；低漏计数率；探测系统

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

中国先进研究堆小角中子散射谱仪位于中子导管大厅，安装在冷源导管出口处，通过测量小 Q 散射（I（Q）曲线）获得样品纳米(1~500nm)尺度结构信息，其在生物大分子、聚合物、胶体、磁性及超导体、合金等材料方面有着广泛的应用。机械速度选择器是小角中子散射谱仪关键部件，其将导管传送的白光中子束单色成中子散射实验需要的波长 λ，分辨 Δλ/λ(FWHM)的单色中子束。机械速度选择器通过改变转速选择中子波长 λ，通过改变水平倾斜角调节波长分辨 Δλ/λ(FWHM)。理论上，中子波长 λ 与 $1/\omega$ 成正比，ω 为机械速度选择器旋转速度，单位 rpm；波长分辨的倒数 λ/Δλ(FWHM)与机械速度选择器水平倾斜角 v 成正比。用于刻度机械速度选择器的中子飞行时间谱仪是测量单色中子束波长 λ 随 $1/\omega$ 变化的曲线和波长分辨倒数 λ/Δλ(FWHM)随水平倾斜角 v 变化的曲线的实验装置，根据测量曲线拟合出相应的公式。每次物理实验前，根据具体物理实验需要的中子波长和分辨利用拟合出的两条公式计算出机械速度选择器需要调节到的旋转速度和水平倾斜角。机械速度选择器每隔一段时间需要使用中子飞行时间谱仪刻度一次。

1 谱仪结构设计

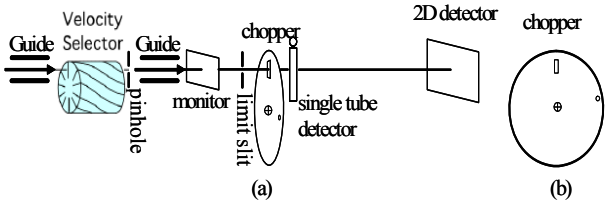


图 1 (a)中子飞行时间谱仪结构示意图 (b)机械斩波器正视图

中国先进研究堆小角中子散射谱仪设计的中子波长 λ 选择范围 2.7～20Å，中子波长分辨 Δλ/λ(FWHM)选择范围 10～22%。小角中子散射谱仪选用的机械速度选择器波长 λ 选择范围 2.7 ～45Å，分辨 Δλ/λ(FWHM)可调范围 8 ～25%，满足谱仪设计要求[1]。

用于刻度机械速度选择器的中子飞行时间谱仪是采用飞行时间方法测量单色中子束波长 λ 和分辨 Δλ/λ(FWHM)的实验装置。设计的中子飞行时间

作者简介：余周香（1980－），男，安徽寿县人，助理研究员，博士，中子散射专业

谱仪结构如图1a所示，其由可调限流狭缝(pinhole)、导管、监视器(monitor)、限束狭缝(limit slit)、机械斩波器(chopper)、^{3}He 正比计数管、二维面探测器等组成；刻度机械速度选择器测量所得飞行时间谱如图 2 所示，有两个近似高斯分布的峰。

由于从机械速度选择器出射的中子束注量率在 10^8 n/cm^2/s 量级，而 ^{3}He 正比计数管和二维面探测器都是高灵敏中子探测器，因此需对束流进行衰减。方法是在机械速度选择器后加可调限流狭缝，可调限流狭缝中子通过截面积可调设为S_1，其后导管截面积为S_2 (50mm×50mm)，则从导管出射的中子束注量率衰减为原来的S_1/S_2。通过监视器读出经调节后的中子束注量率值确保其满足实验要求。限束狭缝(limit slit)宽 2mm，从导管出射的连续中子束经限束狭缝后变成宽度约 2mm 的连续中子束，再经机械斩波器被切割成一系列宽度相等的脉冲中子束。机械斩波器是一个直径 280mm 的圆盘，圆盘由两层 1mm 厚的不锈钢中间夹一层 2mm 厚的镉片组成。在圆盘上有一条距离圆盘中心 120mm 宽 2mm 径向长 5mm 的狭缝和一个距离圆盘中心 135mm 直径 1mm 的圆孔(如图 1b 所示)。机械斩波器由电机驱动旋转，当机械斩波器狭缝与限束狭缝重合时，中子通过并起飞，而圆孔也正好经过光电开关，光电开关给出中子束的起飞信号，做为时间谱测量的起始时刻，以该起始时刻为零点，中子到达探测器的时刻即是其飞行的时间。

中子飞行时间谱仪使用两个探测器，一个是 ^{3}He 正比计数管，另一个是二维面探测器，^{3}He 正比计数管紧贴机械斩波器，距离机械斩波器狭缝 3cm，二维面探测器距离机械斩波器 15m。^{3}He 正比计数管的作用一方面是消除时间谱的零点误差，另一方面是测量机械斩波器狭缝、限束狭缝宽度及二维面探测器厚度(中子入射深度)对峰展宽的贡献。

小角中子散射谱仪设计的中子波长选择范围 2.7～20Å，对应的速度范围是 1465～198m/s，15m 距离对应的飞行时间范围是 10.2～75.8mS。小角中子散射谱仪设计的波长分辨 Δλ/λ(FWHM)选择范围 10～22%，机械斩波器旋转周期须略大于飞行时间，若假设 15m 距离对应的飞行时间是 T，则机械斩波器旋转周期设定为 1.5T，飞行时间谱的测量周期设定为 1.4T，$1.5T = 1.5\times15/v = \lambda/175.8$，$1.4T = 1.4\times15/v = \lambda/188.4$，单位 S，$\lambda$ 单位 Å。

设计的中子飞行时间谱仪机械斩波器狭缝径向长 5mm，远小于机械斩波器狭缝到圆盘中心的距离 120mm，因此机械斩波器狭缝可近似为垂直通过限束狭缝，其过程如图 3 所示，分为移入和移出两部分。若忽略机械斩波器镉片厚度，机械斩波器狭缝通过限束狭缝的时间为

$$1.5T\times\frac{2\times2}{2\pi\times120}(S)=\frac{\lambda}{175.8}\times\frac{2\times2}{2\pi\times120}(S)=30.2\lambda(\mu S) \quad (1)$$

$30.2\lambda(\mu S)$为脉冲束宽度，λ 为单色中子波长，单位 Å。移入和移出时间各占一半，为$15.1\lambda(\mu S)$。

用于刻度机械速度选择器的中子飞行时间谱仪在测量中子飞行时间谱时，可得到两个峰，如图 2 所示。第一个峰的峰位时刻为t_1(单位 S)通过高斯拟合得到第一个峰的标准偏差为σ_1(单位 S)，第二个峰的峰位时刻为t_2 (单位 S)通过高斯拟合得到第二个峰的标准偏差为σ_2(单位 S)，计算波长λ的公式可表达为[2]

$$\lambda=\frac{3.956\times10^3}{v}=\frac{3.956\times10^3(t_2-t_1)}{L} \quad (2)$$

波长λ的单位为 Å，L 为两探测器之间的距离，单位为 m。

为了消除机械斩波器狭缝、限束狭缝宽度及二维面探测器厚度(中子入射深度)引起峰展宽对分辨测量的影响，计算分辨 Δλ/λ(FWHM)的公式可表达为[2]

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=2.355\frac{\sqrt{\sigma_2^2-\sigma_1^2}}{t_2-t_1}\sqrt{\frac{L_2-L_1}{L_2+L_1}} \qquad (3)$$

L_1、L_2 分别为第一个、第二个探测器到机械斩波器的距离。

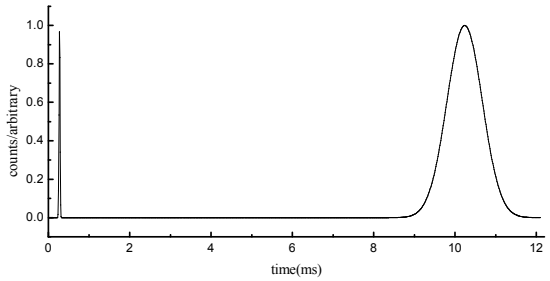


图 2 刻度机械速度选择器测量所得飞行时间谱示意图

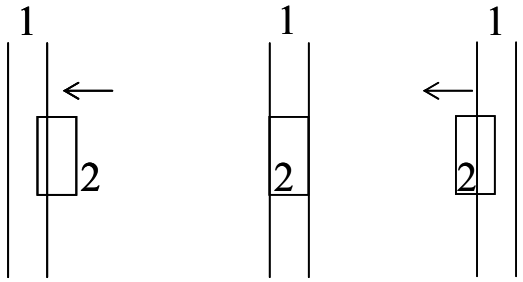


图 3 机械斩波器狭缝通过限束狭缝示意图
1—限束狭缝；2—机械斩波器狭缝

2 谱仪探测系统设计

2.1 探测器、监视器、电子学线路、多道时间分析器

使用的 ^{3}He 正比计数管为高灵敏中子探测器，高 13cm，直径 2.54cm。为了消除二维面探测器厚度(中子入射深度)引起峰展宽对分辨测量的影响，^{3}He 正比计数管直径与二维面探测器厚度相同。外加 1300V 工作电压，主放大器微、积分时间常数各 1μS 时，探测器加载 ^{241}Am-Be 同位素中子源实测主放大器输出脉冲宽度 25μS。二维面探测器内充 ^{3}He，为多丝正比室，灵敏区尺寸 640×640mm，厚 2.54cm，分辨 5×5mm。面探阳极丝自带前放，主放大器输出脉冲宽度 10μS。监视器选用低灵敏平板 ^{235}U 裂变电离室，灵敏面积为 35.0mm(W)×75.0mm(H)，实测热中子探测效率 3.7×10^{-5}。

时间谱测量数据获取电子学有两条可选择线路，一是时幅变换器(TAC)加多道分析器(MCA)，二是多道时间分析器(MCS)。时幅变换器工作方式是一起一停，多道时间分析器工作方式是一起多停，故数据获取电子学选择多道时间分析器。

设计的谱仪探测系统电子学线路如图 4 所示，机械斩波器转动时，斩波器狭缝通过光电开关，光电开关输出一个脉冲信号，经甄别器甄别后做为飞行时间谱的起始时刻输入多道时间分析器。甄别器作用是甄别掉光电开关受外界电磁波干扰产生的信号，避免其对多道时间分析器产生误触发。探测器信号经前置放大器和主放大器放大后再经甄别器甄别后做为飞行时间谱的停止时刻输入多道时间分析器。^{3}He 正比计数管线路输出和面探阳极丝线路输出通过三通转接共用同一个 STOP 输入端口。

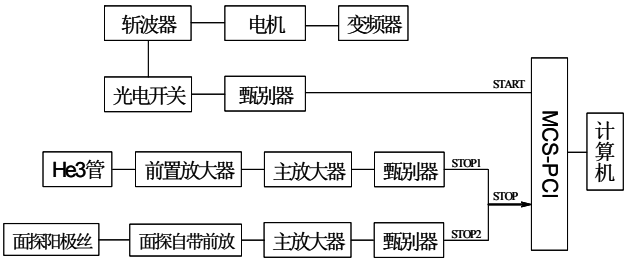


图 4 探测系统电子学线路

飞行时间谱的测量周期设定为 1.4T，$1.4T=\lambda/188.4$(单位 S)，λ 范围 2.7～20Å，时间谱的测量周期随中子波长 λ 的变化而变化。多道时间分析器选用 ORTEC MCS-PCI，分析道数可在 4～65535 区间内任意设置，道宽可在 0.1μS～1300S 选择，满足测量要求[3]。

2.2 漏计数率对分辨测量的影响

若令 φ 为入射机械斩波器的连续中子束中子

注量率，单位为$n/cm^2/s$，机械斩波器狭缝通过限束狭缝，其过程如图 3 所示，分为移入和移出两部分。机械斩波器狭缝每通过限束狭缝放出的中子数为

$$\phi=\int_0^T \varphi S dt+\int_0^T \varphi S' dt'=\int_0^T \varphi l_1 v t dt+\int_0^T \varphi l_1(l_2-vt')dt'=\varphi l_1 l_2 T \tag{4}$$

$\int_0^T \varphi l_1 v t dt$ 和 $\int_0^T \varphi l_1(l_2-vt')dt'$ 分别是移入过程和移出过程放出的中子数，$l_1=5mm$ 与 $l_2=2mm$ 分别是机械斩波器狭缝的长和宽，S 和 S'分别为移入和移出过程中中子入射机械斩波器狭缝的面积，v 是机械斩波器狭缝移动的速度，$T=15.1\lambda(\mu S)$ 是机械斩波器狭缝的移入/移出时间，λ 为单色中子波长，单位为 Å，经计算 $\phi=1.51\times10^{-6}\varphi\lambda$。由于机械斩波器旋转周期设定为 $1.5T=\lambda/175.8$，所以单位时间(S)机械斩波器狭缝放出的中子数为

$$\phi/1.5T=2.65\times10^{-4}\varphi \tag{5}$$

若令从机械斩波器狭缝出射的中子经 t S 后到达距离机械斩波器 l m 的探测器，则中子飞行速度 $v=l/t$。由于中子波长 $\lambda=3.956\times10^3/v=3.956\times10^3 t/l$，t 与 λ 成正比，$t=\lambda l/(3.956\times10^3)$。如图 2 所示，刻度机械速度选择器测量所得飞行时间谱可测得两个近似高斯分布的峰，令 Δλ/λ(FWHM)=β，则 Δt/t(FWHM)=β，Δt (FWHM)=βt。

高斯分布的峰可表达为

$$f(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \tag{6}$$

其中 $x=t'-t$，由于波长分辨的存在，t' 为波长 λ' 中子到达探测器的时间，$\beta=2.355\sigma$，σ 为高斯峰的标准偏差。

主放大器输出信号堆积可引起漏计数，漏计数率 $\alpha=1-\exp(-m\tau)$，m 是计数率真实值，τ 是死时间，这里是主放大器输出脉冲宽度，在 μS 量级[4]。由于不同时刻的 m 不同，实际上各个时刻的漏计数率都是不同的，计数率越高漏计数率越大。对高斯峰形计数率曲线来说(如图 5 所示)，峰位计数率比其它时刻的计数率都高。峰位计数率越高，峰位漏计数率比其它时刻的漏计数率越大，峰两边翘起，Δt (FWHM)越大，测量所得波长分辨比实际波长分辨越大。图 5 所示的是高斯峰位计数率影响漏计数率进而产生对 Δt (FWHM)测量的影响，令 τ =25μS，计数率按 $e^{-m\tau}$ 衰减(计数率曲线已经归一)，m 是瞬时计数率真实值。当峰位计数率为 100n/S 时，Δt(FWHM)比真实值大 0.08%；当最大计数率为 1000n/S 时，Δt (FWHM)比真实值大 0.9%；当最大计数率为 10000n/S 时，Δt (FWHM)比真实值大 10%。

为保证 Δt(FWHM)测量误差小于 0.9%，漏计数率 $\alpha=1-\exp(-m\tau)$<2.5%，即 $m\tau<2.5\%$，这里 m 为高斯峰位计数率。设计的用于刻度机械速度选择器的中子飞行时间谱仪，对于 ^{3}He 正比计数管，τ_1=25μS，m_1<1000；对于二维面探测器，τ_2=10μS，m_2<2500。

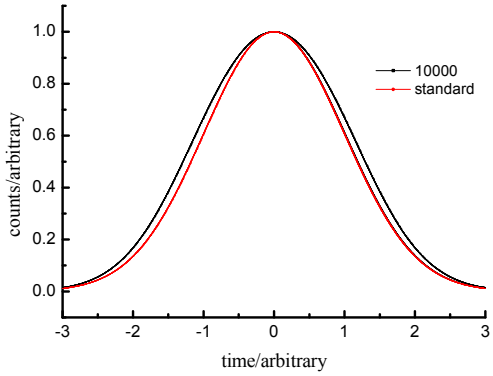


图 5 漏计数率对 Δt (FWHM)测量影响示意图(τ =25 μS，按 $e^{-m\tau}$ 衰减并归一后的计数率曲线)

standard—漏计数率为 0 时的标准高斯曲线；10000—高斯峰位计数率 10000；m-瞬时计数率

2.3 道宽、分析道数、中子注量率上限、平均计数率上限、测量时间下限确定

机械斩波器狭缝宽 2mm，限束狭缝宽 2mm，机械斩波器狭缝与限束狭缝宽度产生的高斯峰宽为$30.2\lambda(\mu S)$。^{3}He 正比计数管直径 2.54cm，距离机械斩波器狭缝 3cm。^{3}He 正比计数管直径产生的高斯峰展宽可计算为

$$\lambda\Delta l\times10^6/3956=\lambda\times2.54\times10^4/3956=6.42\lambda(\mu S) \tag{7}$$

距离机械斩波器 3cm 中子波长分辨产生的本征峰展宽可计算为

$$\beta\lambda\times\frac{6\sigma}{2.355\sigma}=\beta\times\frac{\lambda l}{3956}\times\frac{6\sigma}{2.355\sigma}\times10^6=\beta\times\frac{\lambda\times0.03}{3956}\times\frac{6}{2.355}\times10^6=19.32\beta\lambda(\mu S) \tag{8}$$

总高斯峰宽可计算为

$$\sqrt{(30.2\lambda)^2+(6.42\lambda)^2+(19.32\beta\lambda)^2}\approx30.9\lambda(\mu S) \tag{9}$$

这里 β=Δλ/λ(FWHM)，$0.1\le\beta\le0.22$，λ 为单色中子波长，单位 Å。^{3}He 正比计数管测量所得高斯峰有 100 个点即可满足拟合要求，因此多道时间分析器的道宽可设定为$0.3\lambda(\mu S)$，高斯峰占 103 道，多道时间分析器分析道数可计算为

$$1.4T/(0.3\lambda)=\frac{\lambda\times10^6}{188.4\times(0.3\lambda)}=17693 \tag{10}$$

二维面探测器距离机械斩波器 15m，中子波长分辨产生的本征峰展宽可计算为

$$\beta\times\frac{\lambda l}{3956}\times\frac{6\sigma}{2.355\sigma}\times10^6=\beta\times\frac{\lambda\times15}{3956}\times\frac{6}{2.355}\times10^6=9660.4\beta\lambda(\mu S) \tag{11}$$

$0.1\le\beta\le0.22$，$9660.4\beta\lambda(\mu S)$ 远大于$30.9\lambda(\mu S)$，因此二维面探测器测量所得高斯峰宽可近似为$9660.4\beta\lambda(\mu S)$，道宽$0.3\lambda(\mu S)$，高斯峰所占道数计算为$32201\beta$。

对于 ^{3}He 正比计数管，高斯峰位计数率设为m_1；对于二维面探测器，高斯峰位计数率设为m_2。机械斩波器每旋转一周，^{3}He 正比计数管探测中子数可计算为

$$N_1=m_1\times\frac{\sqrt{2\pi}\sigma}{6\sigma}\times30.9\lambda\times10^{-6}=1.29m_1\lambda\times10^{-5} \tag{12}$$

二维面探测器探测中子数可计算为

$$N_2=m_2\times\frac{\sqrt{2\pi}\sigma}{6\sigma}\times9660.4\beta\lambda\times10^{-6}=4.04m_2\beta\lambda\times10^{-3} \tag{13}$$

这里需要指出的是实际测量时，由于 ^{3}He 正比计数管是高灵敏度中子探测器，其将机械斩波器出射的中子基本全部吸收，时间谱是在相同条件下分两次测量所得两个高斯峰叠加而成。

由于机械斩波器狭缝每通过限束狭缝放出的中子数为$\phi=1.51\times10^{-6}\varphi\lambda$，^{3}He 正比计数管的探测效率可计算为

$$\varepsilon_1=\frac{N_1}{\phi}=\frac{8.543m_1}{\varphi} \tag{14}$$

^{3}He 正比计数管是高灵敏度中子探测器，因此$\varepsilon_1\approx1$，m_1<1000，φ<8.543×10^3。

二维面探测器的探测效率可计算为

$$\varepsilon_2=\frac{N_2}{\phi}=\frac{2675.5m_2\beta}{\varphi} \tag{15}$$

二维面探测器是高灵敏度中子探测器，因此$\varepsilon_2\approx1$，m_2<2500，φ<6.689β×10^6。

在整个测量时间范围内，^{3}He 正比计数管平均计数率可计算为

$$n_1=\frac{N_1}{1.5T}=\frac{1.29m_1\lambda\times10^{-5}}{\lambda/175.8}=2.27m_1\times10^{-3} \tag{16}$$

m_1<1000，n_1<2.27。二维面探测器平均计数率可计算为

$$n_2=\frac{N_2}{1.5T}=\frac{4.04m_2\beta\lambda\times10^{-3}}{\lambda/175.8}=0.71m_2\beta \tag{17}$$

m_2<2500，n_2<1775β。

可根据监视器测得计数率粗调入射机械斩波

器的中子束流注量率，再根据各探测器的平均计数率细调入射机械斩波器的中子束流注量率。

根据实验经验，高斯峰每道平均计数达到 30 以上即可满足拟合要求。^{3}He 正比计数管测量时间可计算为

$$\frac{103\times30}{n_1}>\frac{103\times30}{2.27}=22.7\text{分钟} \tag{18}$$

二维面探测器测量时间可计算为

$$\frac{32201\beta\times30}{n_2}>\frac{32201\beta\times30}{1775\beta}=9\text{分钟} \tag{19}$$

因此测量总时间下限为 31.7 分钟。

3 结论

这是国内首台专用于刻度机械速度选择器的中子飞行时间谱仪，是测量单色中子束波长 λ 和分辨 Δλ/λ(FWHM) 的实验装置。波长 λ 和分辨 Δλ/λ(FWHM)的测量精度直接影响小角中子散射实验数据处理的质量。在高注量率单色中子束流条件下，通过设计和参数优化达到高精度测量的目的。目前，该谱仪的硬件已经到位，中国先进研究堆也已经满功率运行，等待冷源安装完成后开展实验测量，进一步验证谱仪的设计。

参考文献:

[1] 张莉. 中国先进研究堆小角中子散射谱仪的设计[D]. 北京：中国原子能科学研究院，2010.

[2] B. Hammouda. Probing nanoscale structures-the sans toolbox [M]. USA: National Institute of Standards and Technology Center for Neutron Research, 94-124. http://www.ncnr.nist.gov/staff/hammouda/

[3] MCS-pci Hardware and Software User’s Manual [M]. Advanced Measurement Technology, Inc.

[4] 复旦大学，清华大学，北京大学. 原子核物理实验方法[M]. 北京：原子能出版社，1982：22-24.

Neutron Time of Flight Spectrometer for Velocity Selector Calibration

Yu Zhouxiang[1], Liu Yuntao[1], Chen Dongfeng[1], Cheng He[2], Zhang Li[1]

(1. China Institute of Atomic Energy, P.O.Box 275-30, Beijing 102413, China;

2. Institute of Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190)

Abstract: Neutron wavelength λ and wavelength resolution Δλ/λ (FWHM) can be measured by time of flight spectrometer. Spectrometer structure and parameters of its key component chopper are introduced. ^{3}He proportional counter and two dimension position sensitive detector are used in detection system. Multi-channel scaler is chosen as data acquisition system and electronic circuitry of detection system is designed. The impact of count loss rate on wavelength resolution measurement is analyzed. In order to ensure the wavelength resolution measurement error be less than 0.9%, the upper limits of Gauss peak count rate for two detectors are acquired. According to upper limits of Gauss peak count rate, upper limit of neutron fluence rate for neutron beam going to chopper and upper limit of mean count rate during the whole time is acquired for each detector. Floor limit of total measuring time is calculated using upper limits of mean count rate.

Key words: time of flight; velocity selector; high fluence rate; low count loss rate; detection system

用于位置灵敏型中子探测器的 ^{6}LiF/ZnS 闪烁屏性能研究

唐彬[1,2]，孙志嘉[1,2]，杨振[1,2]，张强[3]

（1. 核探测与核电子学国家重点实验室，北京 100049;

2. 中国科学院高能物理研究所，北京 100049; 3. 中国石油大学，北京 102249）

摘　要：随着 ^{3}He 气体资源短缺、价格飞涨，基于 ^{3}He 气体的中子探测器已经无法满足急剧增长的中子探测需求。基于 ^{6}LiF /ZnS(Ag)闪烁体和波移光纤结构的大面积位敏中子探测器，具有高的中子探测效率、高分辨率和高的 n/γ 抑制能力等优点，可以很好的满足中国散裂中子源(CSNS)上高通粉末衍射仪对中子探测器的需求。^{6}LiF /ZnS 闪烁屏作为探测器的重要组成部分，其性能参数——中子探测效率及出射光产额将直接影响探测器的应用．本文利用 252Cf 中子源，系统研究了几种 ^{6}LiF /ZnS 闪烁屏样品的热中子探测效率和出射光电荷谱，并通过刻度光测试系统中的光电倍增管，估算出三个样品的出射光产额。测试结果表明，^{6}LiF:ZnS(Ag)质量分数比为 1:3 的 EJ426 闪烁体样品，其热中子探测效率为 32.4%，出射光产额约为 8.0×10^{3}，是较为理想的闪烁体型中子探测材料。实际应用中，可以采用双层“三明治”结构进一步提高热中子探测效率以满足探测器的物理设计需求。

关键词：^{6}LiF /ZnS 闪烁体；热中子探测效率；出射光产额；中子探测器

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

作为研究物质结构和动力学性质的理想探针，中子散射技术已在凝聚态物理、化学、生命科学、材料科学[1,2]等多学科领域的研究中被广泛采用。位置灵敏型中子探测器是中子散射实验中的关键设备，通过入射中子与探测器内核素的相互作用来实现中子探测。由于 ^{3}He 气体具有探测效率高、n/γ抑制比好等优点，截至 2007 年国际上 70%以上的中子探测器都是以 ^{3}He 气体作为中子探测材料[3]。但近几年 ^{3}He 气体价格飞涨，基于 ^{3}He 的探测器也就十分昂贵。研发新型中子探测器以满足各种科学需要已迫在眉睫。

基于新型闪烁材料和光电技术的闪烁体型中子探测器，可实现对热中子的高效率、高分辨率、实时探测，受到日益重视。其中基于 ^{6}LiF /ZnS 闪烁体和波移光纤结构的大面积位置灵敏型热中子探测器更是近些年的研究热点[4,5]。该探测器结构见图 1：在 ZnS(Ag)闪烁体中掺杂 ^{6}LiF，利用 ^{6}Li（n，α）T 核反应实现对热中子的探测，其中 ^{6}Li 与热中子核反应截面为 940b，出射粒子总能量为 4.77MeV；利用 XY 方向排布的波移光纤收集闪烁屏中产生的闪烁光，并传输到后端的光电倍增管进行光电转换；后续电子学对光倍管输出信号进行判别，最终实现对入射中子位置的测量。

^{6}LiF /ZnS(Ag)闪烁体是一种多晶粉末，自身透明度较差，但发光效率很高，约为蒽晶体的三倍。其发射光谱峰位于 450nm，平均衰减时间约 200ns。实际应用中，由于其对重带电粒子的阻止本领大，对γ与电子极不灵敏，可以应用到高β、γ辐射本底环境中。热中子探测的环境中往往带有很强的γ辐射本底，因此该晶体在热中子探测领域有很大的优势。

作者简介：唐彬（1984－），女，福建仙游，中级职称，博士，研究方向：核物理探测技术

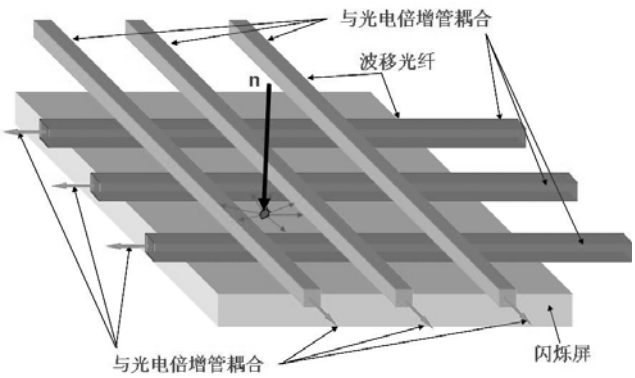


图 1　^{6}LiF /ZnS 闪烁体型中子探测器结构示意图

^{6}LiF /ZnS 闪烁屏作为探测器的重要组成部分，其性能参数——中子探测效率及出射光产额将直接影响探测器的应用．本文利用 Cf252 中子源，系统研究了几种 ^{6}LiF /ZnS 闪烁屏样品的热中子探测效率,出射光电荷谱和 n/γ 抑制能力，并通过光倍管的刻度得到三个样品的出射光产额。

1 实验测试

1.1　^{6}LiF /ZnS 闪烁屏样品

实验测试了美国 Saint-Gobain 公司的 BC704、BC704#和美国 Eljen Technology（EJ）公司的 EJ426 三种 ^{6}LiF /ZnS 闪烁屏，其中 BC704 是目前市面上较常用的中子探测闪烁体[6]，BC704#为定制产品，而 EJ426 亦是 EJ 公司刚刚推出的新产品[7]。由于 ZnS 闪烁屏的光衰减长度在 mm 量级，三个样品的厚度均小于 1mm。衬底材料均采用对热中子散射截面最小的铝，同时衬底与闪烁体粉末接触的一面经过仔细抛光以提高反射率，增大出射光产额。

1.2　252Cf 中子源

252Cf 为同位素中子源，α 衰变分之比为 96.9%，自发裂变分支比为 3.1%，每次裂变平均产生 3.77 个中子和 8 个 γ，中子平均能量为 2.13MeV，γ 平均能量为 0.87MeV，中子产额较高(2.3×10^{12}n/s•g)，其谱接近于纯裂变谱，半衰期为 2.65 年。252Cf 出射中子需慢化，将原初平均能量为 2.13MeV 的中子慢化到热中子能区范围内。实验中选用 10cm 厚的慢化体，并通过ϕ10cm 的准直孔道把慢化后的中子入射到闪烁屏上。

1.3　实验装置

图 2 为闪烁体性能测试的实验装置简图，闪烁屏和光电倍增管 XP2020 之间空气耦合，避光封装放置于中子源出射窗口。闪烁屏产生的光信号经光倍管收集，送入后端电子学和获取系统。其中扇入扇出插件的两路信号，一路经甄别器和

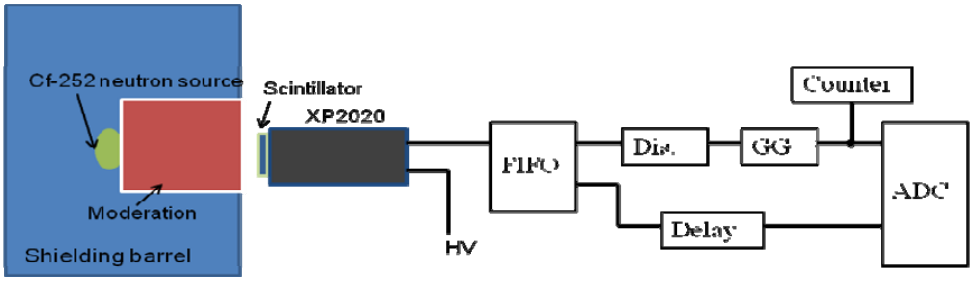


图 2 闪烁体性能测试的实验装置简图

门产生器进入获取系统做触发信号，一路延时后直接进获取系统的 ADC2249W。2249W 为电荷灵敏型 ADC，其电荷分辨率为 0.25pc/channel。

2. 测试结果及分析

2.1 热中子探测效率

^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体的热中子探测效率主要和两个参数有关：闪烁体中 ^{6}Li 含量和闪烁体的有效厚度。理论上可以通过增加 ^{6}Li 比分或增加闪烁屏厚度来提高闪烁体的热中子探测效率。实际应用中由于 ZnS(Ag)的不透明性，要保证闪烁体的出射光产额，探测器的厚度不能超过 ZnS(Ag)的光衰减长度。

测试前，首先通过示波器观测三个样品得到的中子信号特性。图 3 为观测到的典型的中子信号（50 欧姆电阻匹配），其上升沿约 10ns，下降沿约 250ns。由于 ^{6}LiF /ZnS(Ag)闪烁体的能量分辨较差，三个闪烁屏得到的中子信号幅度在 100~300mv 之间。

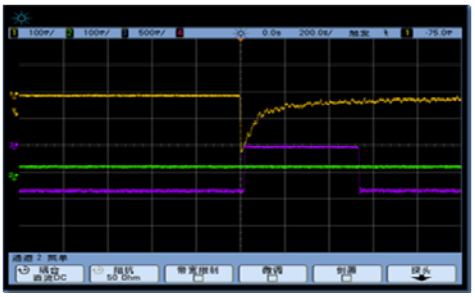


图 3　^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体的中子信号

通过甄别器和计数器，可以得到单位时间内闪烁体探测到的热中子计数。和高气压 ^{3}He 多丝正比室(MWPC)的测试结果比较[8]，可以得到闪烁体样品的中子探测效率。表 1 为三个样品的中子探测效率测试结果。

表 1　^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体样品的中子探测效率测试结果

样品	BC-704	BC-704#	EJ-426
^{6}LiF:ZnS 质量比	1:4	1:2	1:3
厚度 (μm)	400	400	400
尺寸	25×25mm^{2}	25×25mm^{2}	25×25mm^{2}
生产商	Saint-Gobain	Saint-Gobain	Eljen Technology
计数率（n/s*cm^{2}）	0.53±0.04	0.69±0.04	0.74±0.03
中子探测效率 (%)	23.2±4.8	30.2±4.3	32.4±4.2
参考中子探测效率 (%)	26.4	～	36.3

实验测试得到的 ^{6}LiF/ZnS(Ag)闪烁体样品的热中子探测效率，都略低于厂家提供的参数值。考虑到测试系统中未对中子源进行标定，而采纳高气压 3He 多丝正比室的测试结果，同时慢化后的 252Cf 并不是标准意义上的热中子源，因此该结果还是合理可靠的。

表 1 中可以看出，^{6}Li 比分最小的 BC704 热中子探测效率最低，但 ^{6}Li 比分增加了一倍的 BC704#并未得到两倍于 BC704 热中子探测效率射率，同样 EJ426 的热中子探测效率也仅比 BC704 多 9.6%。这种趋势在相关文献中也有报道[9]，除了制备工艺上的差别外，^{6}LiF 比分的增加加剧了光子在闪烁体中的衰减。但 ^{6}Li 比分最大的 BC704#样品并未得到较高的探测效率，这主要还是制备工艺上的差别。

2.2 出射光产额

对于 ZnS（Ag）闪烁体，^{6}Li（n，α）T 核反应沉积的 4.77MeV 能量产生的原初闪烁光子数约为 1.5×10^{5}。^{6}LiF /ZnS(Ag)闪烁体的光衰减长度约为 mm 量级，与其制备工艺息息相关，因此很难通过模拟计算得到闪烁屏的出射光产额。实验上，可以利用中子照射闪烁屏得到的出射光子电荷谱，估算中子照射下闪烁屏的出射光子数。图 4 为实际测试得到的三个闪烁屏样品的出射光子电荷谱。

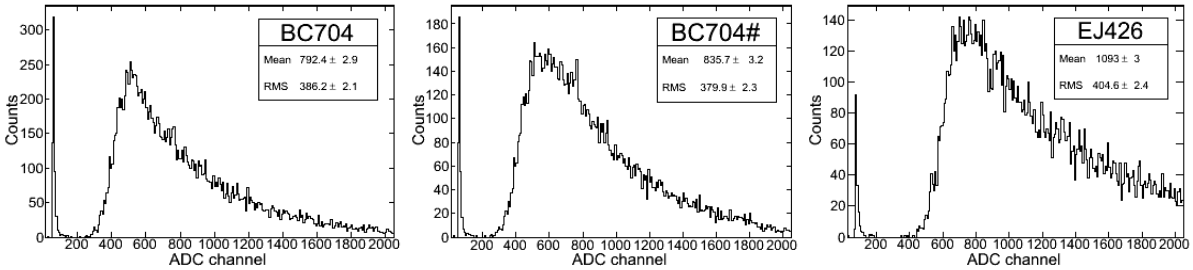


图 4　三个闪烁屏样品的出射光对应的电荷谱

实验中选用的光电倍增管 XP2020 具有较大的放大倍数。采用 LED 等光源法测试光电倍增管的单光电子峰[10]，并通过改变 XP2020 的工作高压，测试光倍管的增益线性。图 5 为 XP2020 的测试结果，其中（a）单光电子峰测试结果，（b）为增益线性测试结果。可以看出 XP2020 具有较好的增益线性，相同高压下增益测试值比厂商所提供的值略低[11]，是由于光电倍增的使用年限较久，器件有一定程度的老化等方面原因所致。根据光倍管的刻度结果，可以得到中子测试条件下 XP2020 的单光电子峰峰位，从而估算出三个闪烁屏样品的出射光子数，见表 2。

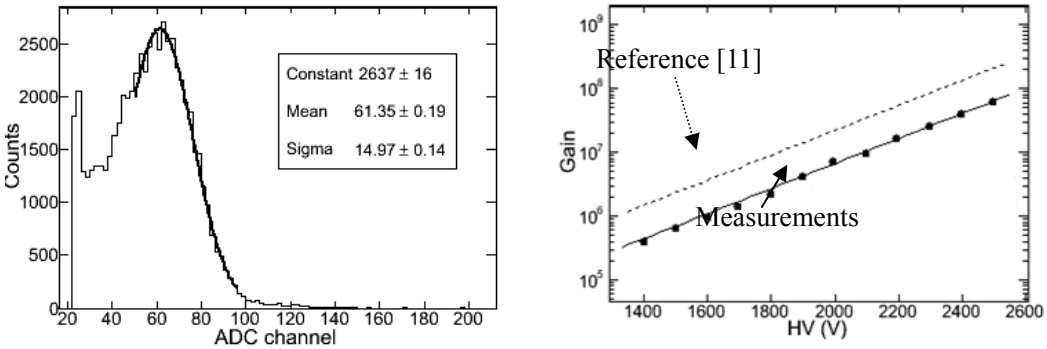


图 5（a）光倍管单光电子峰测试；（b）光倍管增益线性测试

表 2　三个闪烁屏样品的出射光子数

样品	BC704	BC704#	EJ426
出射光子数	5.8×10^{3}	6.1×10^{3}	8.0×10^{3}

2.3 n/γ抑制能力

中子探测环境中往往伴随有伽马本底，实验中 252Cf 中子源自发裂变也带有大量平均能量为 0.87MeV 的 γ 本底，所以要求闪烁体自身具有很好的 n/γ 抑制比。图 6(a)为实验中观测到的伽马信号，其上升时间和下降时间远远小于中子信号，幅度也小于 100mv，通过甄别器放很容易将 γ 和中子信号分开。

为进一步测试闪烁体的 n/γ 抑制能力，我们利用 ^{60}Co γ 放射源对闪烁屏的 γ 灵敏度进行测试。

定义 γ 灵敏度为：

$$\eta=N_i/N$$

其中 N_i 为不同阈值下的 γ 计数，N 为理论 γ 入射计数。图 6(b)为 ^{60}Co γ 放射源条件下测得的三种闪烁体样品的 γ 灵敏度。测试表明，相同阈值下 EJ426 的 γ 灵敏度最小，对于 70mV 的阈值电压，其 γ 灵敏度小于 10^{-7}，达到 10^{-8} 量级。

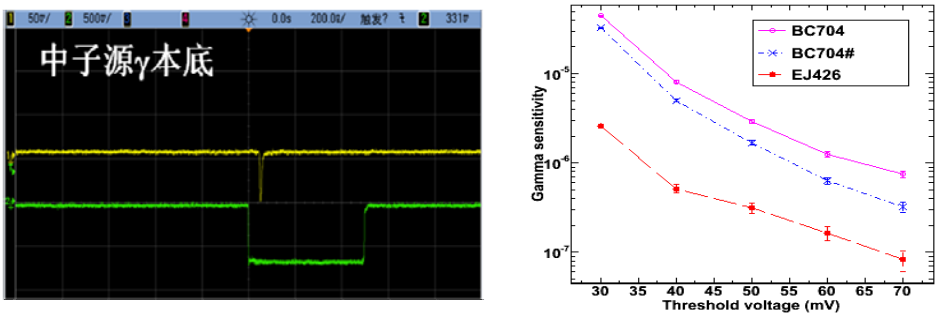


图 7 (a)实验中观测到的伽马信号; (b) 三种闪烁体样品的 γ 灵敏度

3. 结论

利用 252Cf 中子源测试了美国 Saint-Gobain 公司和 Eljen Technology 公司的三种 ^{6}LiF /ZnS(Ag) 闪烁体样品的性能，包扩中子信号的时间特性、热中子探测效率和出射光子数。测试结果表明，^{6}LiF/ZnS(Ag)质量分数比为 1:3 的 EJ426 闪烁体样品，其热中子探测效率为 32.4%，出射光产额约为 8.0×10^3，是较为理想的闪烁体型中子探测材料。实际应用中，可以采用双层“三明治”结构进一步提高热中子探测效率以满足探测器的物理设计需求。

参考文献：

[1] 魏志勇，臧黎慧,范我,李明,利用中子散射研究生物材料,核技术，2006 29(9) 713-720

[2] 陈东风，勾成，叶春堂，中国先进研究堆(CARR)上的中子散射工程，核技术，2005，28(2):127-129

[3] A. Oed, Detector for thermal neutrons, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 525(2004):62-68

[4] N. J. Rhodes, A. G. Wardle, A. J. Boram and M. W. Johnson, Pixelated neutron scintillation detectors using fibre optic coded arrays, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 392(1997) 315-318

[5] M.L. Crow, J.P. Hodges and R.G. Cooper, Shifting scintillator prototype large pixel wavelength-shifting fiber detector for the POWGEN3 powder diffractometer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 529(2004) 287-292

[6] http://www.detectors.saint-gobain.com/product_detail.aspx?id=161938

[7] http://www.eljentechnology.com/index.php/joomla-overview/neutron-detectors/113-ej-426

[8] Tian lichao, Tang bin, Sun zhijia, et al., Developments of a 2D Position Sensitive Neutron Detector, High energy physics and nuclear physics, in press.

[9] T. Kojima, M. Katagiri, N. Tsutsui, et al., Neutron scintillators with high detector efficiency, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 529(2004) 325-328

[10] 孟祥承，杨长根，王志民，等，光电倍增管的光电子幅度谱测试研究，核电子学与探测技术，2005,25(6) 594-600

[11] http://irfu.cea.fr/Sphn/Tp/xp2020.pdf

The study of the properties of ^{6}LiF/ZnS scintillator for the position sensitive neutron detector

Tang Bin[1,2], Sun Zhijia[1,2], Yang Zhen[1,2], Zhang Qiang[3]

(1. State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049;

2.Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049;

3.College of Science, China University of Petroleum, Beijing 102249)

Abstract: ^{3}He neutron detector is an ideal one for many neutron spectrometers. However, due to the shortage of ^{3}He gas and the rapidly increasing price, seeking new neutron detectors to replace ^{3}He neutron detector are urgent. ZnS(Ag) scintillator dope with ^{6}LiF is a good candidate for thermal neutron detector. The advantages of scintillator detector, including high efficiency, high resolution, low n/γ rejection ratio, real-time detecting and so on, make it suitable for our HIPD instrument in the Chinese Spallation Neutron Source (CSNS). The properties of ^{6}LiF/ZnS samples with three different mass ratios have been studied. The study shows that the EJ426 with the mass ratio of 3:1 has the highest detection efficiency of thermal neutrons. It is 32.4%. Furthermore, its charge spectrum is the largest one. The light yield of its surface at the average of charge spectrum is about 8.01×10^{3} photons/neutron. Its gamma sensitivity is the highest too. It is over 10^{-7} at the threshold voltage of 70 mV. Therefore, EJ426 is a good candidate for a position-sensitive thermal neutron detector.

Key words: ^{6}LiF /ZnS scintillator; thermal neutron detection efficiency; light yield; neutron detector

中国散裂中子源中子脉冲形状测量方法研究

王松林[1]，周 斌[1]，曾智蓉[1]，于全芝[2]，殷 雯[2]，梁天骄[2]*

(1. 中国科学院高能物理研究所实验物理中心，北京 100049；

2. 中国科学院物理研究所散裂中子源靶站谱仪工程中心，北京 100190)

摘 要：中国散裂中子源（CSNS）的中子散射谱仪一般采用飞行时间技术，靶站慢化器输出的中子的时间脉冲形状是决定谱仪分辨率的重要因素和 CSNS 重要的中子学性能参数。CSNS 靶站的耦合液氢慢化器、退耦合窄化液氢慢化器以及退耦合水慢化器为 20 条中子束线提供不同时间脉冲形状的中子束流，不同能量（波长）中子的时间脉冲形状的测量是靶站中子学实验研究的必备和重要的测量手段。本文介绍了拟采用的中子脉冲形状测量方法，即利用中子单色器选取慢化器输出的宽能段中子束中的单能中子，采用时间聚焦几何降低单能中子到达探测器时的时间展宽，采用单个起始信号、多个结束信号方式记录相同能量中子到达探测器的不同时刻，从而获得该能量中子的时间脉冲形状；分析了时间聚焦技术对中子飞行时间分辨的影响；给出了单色器、探测器、读出电子学的性能参数以及相关的模拟计算结果。

关键词：散裂中子源；中子脉冲形状测量；闪烁体探测器；VITESS 模拟

文章分类：核探测器及其应用的研究成果

中国散裂中子源采用三种类型慢化器，分别是耦合液氢慢化器（Coupled Hydrogen Moderator, CHM）、退耦合窄化液氢慢化器(Decoupled and Poisoned Hydrogen Moderator，DPHM)以及退耦合水慢化器(Decoupled Water Moderator, DWM)，为中子散射谱仪提供不同时间脉冲形状（时间脉冲结构）和中子波长范围的中子束流。每个慢化器有两个可视面，CHM 每个可视面对应 4 条中子束线，DPHM 以及 DWM 每个可视面对应 3 条中子束线，一共 20 条中子束线[1]。CSNS 的质子束流重复频率为 25Hz，脉冲宽度小于 0.5 微秒，质子脉冲打靶后产生的中子在靶-慢化器-反射体中输运，通过碰撞被慢化和热化，导致相同能量的中子从慢化器可视面溢出的时刻不同，具有一定的时间脉冲形状，对于快中子，其脉冲形状主要由质子束流时间结构决定；对于中子散射实验中使用的热中子和冷中子，某一能量中子的脉冲形状主要由靶-慢化器-反射体的参数决定。CSNS 的中子散射谱仪一般采用飞行时间方法，中子的脉冲形状是决定谱仪分辨率的重要因素，准确计算和测量中子的脉冲形状可以为中子散射谱仪的设计和实验数据处理提供设计源项和依据；同时，中子脉冲形状的测量，也是靶站中子学性能实验研究的一种重要测量手段，测量获得的准确中子脉冲形状实验数据，将为检验和优化中子学设计提供实验依据。

1 中子脉冲形状测量原理

1.1 中子脉冲形状

基金项目：国家自然科学基金 91026009、11075203 资助

作者简介：王松林（1981－），男，内蒙古自治区，研究实习员，硕士，中子物理

通讯作者： tjliang@aphy.iphy.ac.cn

现阶段 CSNS 靶站的物理设计工作主要通过粒子输运模拟进行，我们采用蒙特卡罗程序 MCNPX 对各条中子束线的中子脉冲形状进行了模拟，图 1 显示了 CSNS 靶站基线设计的 CHM 的 6 度（中子束线与慢化器可视面法向的夹角）束线、DWM 的 0 度束线、DPHM 的窄侧和宽侧 0 度束线输出的 20meV 中子的脉冲形状的蒙卡模拟计算结果，中子的脉冲形状基本上是一个快上升然后单指数下降或多指数下降的过程，指数下降的趋势随中子能量以及慢化器类型不尽相同。

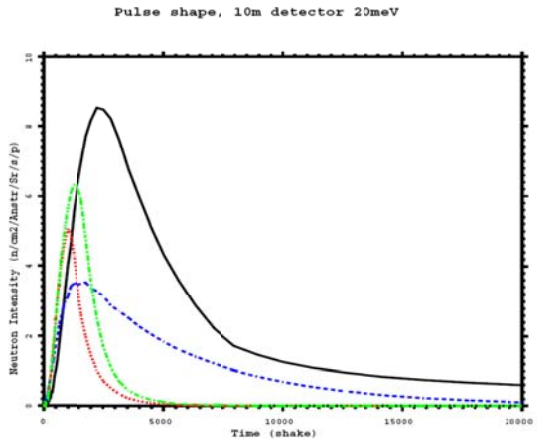


图 1 CSNS 靶站基线设计的各慢化器输出的 20meV 中子的脉冲形状模拟计算结果。黑线 CHM，蓝线 DWM，红线和绿线分别为 DPHM 的窄侧和宽侧结果。

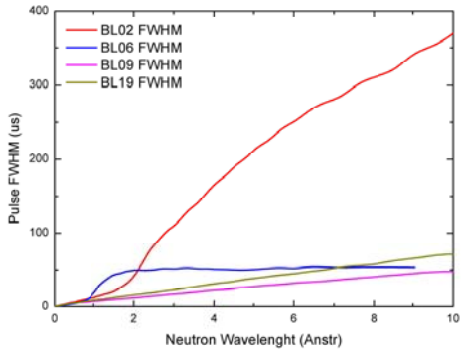


图 2 CSNS 靶站基线设计各束线中子脉冲半高宽随中子波长的变化模拟计算结果。BL02：CHM 的 6 度束线；BL06：DWM 的 0 度束线；BL09：DPHM 窄侧 0 度束线；BL19：DPHM 宽侧 0 度束线。

图 2 总结了各慢化器输出的中子脉冲半高宽随中子波长变化的模拟计算结果，三个慢化器为适应中子散射谱仪的不同需求而在中子脉冲形状上各有不同的侧重点，CHM 旨在提供较高的积分中子通量，脉冲宽度很宽；DPHM 旨在为高分辨要求谱仪提供最窄的中子脉宽，以牺牲积分中子通量为代价，通过在慢化器与反射体之间以及慢化剂液氢内插入中子吸收材料达到获得窄脉冲宽度的中子；退耦合水慢化器旨在为中分辨需求的谱仪提供较高积分通量的热中子。

1.2 中子脉冲形状测量原理

慢化器输出的中子不是单能中子，经过一定飞行距离后某一时刻探测器的测量结果是一定波长范围内中子的贡献。为准确测量某一能量中子的脉冲形状，需利用中子单色器选取中子束线中的某一狭窄能量（波长）范围内的中子，再用中子探测器测量该能量中子到达探测器的时间分布，从而获得该能量中子的脉冲形状。在国外 IPNS、SNS、J-PARC 等散裂中子源中子脉冲形状的测量实验中，均采用了这种方案，并获得了较好的测量数据[2][3]。图 3 显示了中子脉冲形状测量的示意图。

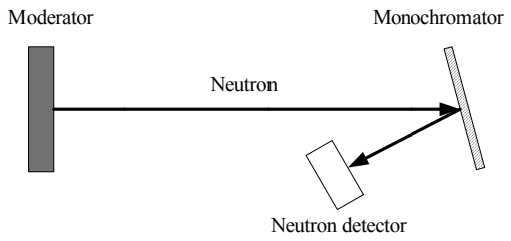


图 3 中子脉冲形状测量原理示意图

1.3 波长（能量）分辨率

由于中子束从慢化器溢出后入射到中子单色器上有一定的方向发散，同时晶体单色器也具有一定的嵌镶宽度，会导致被单色器选择的“单能中子”也具有一定的波长（能量）展宽。根据中子束线的

宽度以及单色器的嵌镶宽度等信息，可以得到式 1 的波长分辨率公式[4]。

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \mathrm{ctg}\theta_B\sqrt{\alpha^2+\eta^2} \qquad (1)$$

上式中：λ 为被单色器选择中子的波长，θ_B 为衍射角，α 为中子束入射方向的发散度，η 为单色器的嵌镶宽度。

1.4 时间分辨影响因素和时间聚焦技术

中子脉冲形状测量方法的时间分辨率是测量结果的一个重要指标。影响时间分辨的主要因素包括以下几个方面[5]：中子在衍射面水平方向和垂直方向上的束流宽度；中子束入射方向发散而引起的时间展宽；单色器嵌镶宽度引起的时间展宽；探测器时间响应所引起的时间展宽；电子学的时间响应而引起的时间展宽。式 2 给出了测量系统的时间分辨方差的表达式，其中 $\delta^2_{instrument}$ 表示总时间分辨的方差，δ^2_W 是中子束流宽度引起的时间分辨的方差，δ^2_α 是由中子束入射方向发散引起的时间分辨的方差，δ^2_η 是由单色器嵌镶宽度引起的时间分辨的方差，δ^2_d 是由探测器的时间响应引起的时间分辨的方差，$\delta^2_{electronic}$ 是由电子学设备引起的时间分辨的方差。

$$\delta^2_{instrument} = \delta^2_W + \delta^2_\alpha + \delta^2_\eta + \delta^2_d + \delta^2_{electronic} \qquad (2)$$

对热中子而言，探测器和电子学对测量系统的时间分辨的影响可以忽略，为了使其它三项对时间分辨率的影响达到最小，我们采用“时间聚焦”技术[2][6]。时间聚焦技术就是根据中子束线相对慢化器的角度，将晶体单色器和中子探测器按一定条件的几何摆放，使得中子从慢化器可视面出发到到达探测器有相同的径迹长度和飞行时间，消除了由于中子束流宽度、中子束入射方向发散、单色器嵌镶宽度对时间分辨的影响，提高脉冲形状测量的时间分辨率。根据图 4 显示的中子束线、中子单色器、探测器的摆放几何，式 3 给出了达到时间聚焦状态时所需要满足的条件[7][8]。表 1 给出了 CSNS 各中子束线拟采用的时间聚焦技术方案的参数（零度角中子束线不能实现时间聚焦）。

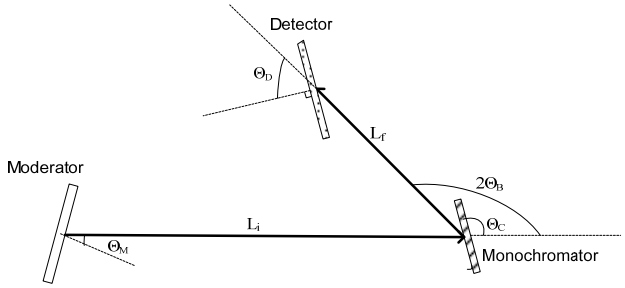


图 4 时间聚焦技术测量中子束线的中子脉冲宽度

$$\begin{aligned} P &= L_f / L_i \\ \tan\theta_M &= \frac{1}{2}(1+P)\cot\theta_B \\ \tan\theta_D &= \frac{1}{2}(1+1/P)\cot\theta_B \\ \cot\theta_C &= \frac{\cos\theta_D\tan\theta_M + \sin(2\theta_B+\theta_D)}{2\sin\theta_B\sin(\theta_B+\theta_D)} \end{aligned} \qquad (3)$$

表 1 CSNS 各中子束线拟采用的时间聚焦技术方案的参数

束线角度(deg)	衍射角(deg)	L_i (cm)	L_f (cm)	探测器角度(deg)
6	78.8	700	41.3	60.7
8	75.3	700	50.4	62.7
10	72.0	700	58.1	64.7
18	59.5	700	70.7	72.7

2 测量系统设备

如前所述，在中子脉冲形状测量实验中，中子单色器、探测器、电子学等是脉冲形状测量系统的主要设备。

2.1 中子单色器

CSNS 谱仪使用的中子波长范围一般在 0.1 到 15 埃之间，可根据欲测量的中子波长选择合适的中子单色器。依据国内中子单色器生产的工艺水平[9]，拟采用锗晶体来选取 0.1 到 6.5 埃波长范围的单色中子。锗中子单色器的嵌镶宽度是影响中子反射率一个很重要的参数，小的嵌镶宽度具有较高的反射率峰值，较小的积分反射率；大的镶嵌宽度拥有较低的反射率峰值，但是具有较大的积分反射率。拟采用的锗单色器的具体参数如表 2 所示。

表 2 中子脉冲形状测量的中子单色器参数

中子单色器种类	锗
锗单晶纯度	99.9999%
外形尺寸	直径：7.6cm
厚度	1.2mm
表面	(2 2 0)
衍射面	(1 1 1)
参考面	(0 0 4)
镶嵌宽度（横向 FWHM）	15 分
镶嵌宽度（纵向 FWHM）	7.5 分
单片晶片厚度	0.4mm

2.2 中子探测器

根据时间聚焦技术的实验测量方案，中子探测器需求一个平面型的探头；具有较好的时间分辨、较薄的探测器厚度以及良好的伽马射线抑制能力。根据这些要求，中子探测器的探头选用 6LiF-ZnS 材料，光电倍增管选用日本滨松的 R6091 型光电倍增管。表 3 列出了中子探测器探头和光电倍增管的一些参数。

表 3 探测器的探头和光电倍增管参数

探测器探头	材料	6LiF-ZnS 闪烁体
	形状	直径 6.5cm，平板型
	厚度	0.32mm
	6Li atoms/cc	1.63×10^{22}
	热中子探测效率	39%
光电倍增管	打拿极数目	12
	打拿极结构	直线聚焦
	阳极脉冲上升时间	2.6ns
	电子度越时间	48ns
	时间响应宽度	2ns
	增益	5×10^{6}

2.3 电子学设备

在中子脉冲形状测量实验中，加速器的质子束信号作为测量系统的时间记录的起始信号（START），中子探测器探测到中子的时刻为结束信号（STOP）。在每个质子脉冲周期内，单色器可选取出波长符合 Bragg 定律的多种波长（能量）的中子，不同波长的中子通过到达探测器的飞行时间的差异可分辨，同时，同一波长的单能中子由于从慢化器发射面溢出的时刻不同，在几何聚焦条件下，到达探测器的时刻也不同，这导致每个质子脉冲周期内会有多个中子到达探测器，以质子脉冲为起始信号时，为提高实验效率，需记录多个结束信号。根据此特点，为获得和记录中子到达探测器的飞行时间，脉冲形状测量采用的电子学设备选用 ORTEC 公司生产的 EASY-MCS 电子学器件，可以实现“单 START、多 STOP”的中子飞行时间数据获取工作。图 5 给出了脉冲形状测量的电子学设备图。

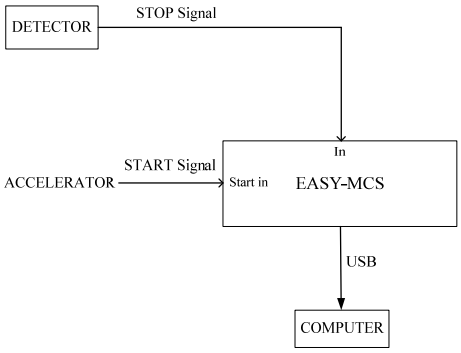


图 5 CSNS 中子飞行时间探测的电子学设备图

3 中子脉冲形状测量的 VITESS 模拟

在中子脉冲形状测量的实验准备中，需要对到达探测器处中子的时间信息和波长信息进行模拟计算，以预估到达探测器处中子的计数率、波长分辨率、时间分辨率等信息。下面以退耦合窄化液氢慢化器的 8 度中子束线为例，根据表 1 中的时间聚焦技术测量方案，以及 MCNPX 程序模拟得到的退耦合窄化液氢慢化器表面的中子发射时间分布信息，使用 VITESS 程序[10]模拟了脉冲形状测量时探测器处的中子到达时间分布和波长信息。VITESS 程序是一个射线跟踪程序，可以用来对连续或者脉冲中子源的中子散射实验进行模拟，在输入慢化器、中子束线和样品等信息后，模拟计算获得探测器处的中子通量、飞行时间等结果。在模拟中使用的参数如下：质子束流功率 100kW，重复频率 25Hz；中子衍射前飞行距离为 700cm，衍射后的飞行距离为 50.4cm，中子束线的宽度和高度都是 4cm；锗单色器（1 1 1）的嵌镶宽度为水平 15 分，竖直 7.5 分，衍射角为 75.3 度，衍射级数为 1 级，衍射中子的波长为 6.32A，反射率为 65%（NOP 程序计算）；探测器角度为 62.7 度。图 6 显示了 VITESS 程序模拟获得的到达探测器处 6.32A 附近中子的波长信息，通过对数据点进行高斯曲线拟合（拟合结果和误差见图 6），得到中子的波长分辨率为：$\Delta\lambda/\lambda=0.18\%$；使用式 1 计算获得的波长分辨率为：$\Delta\lambda/\lambda=0.15\%$，VITESS 程序模拟结果与公式计算结果符合的较好。

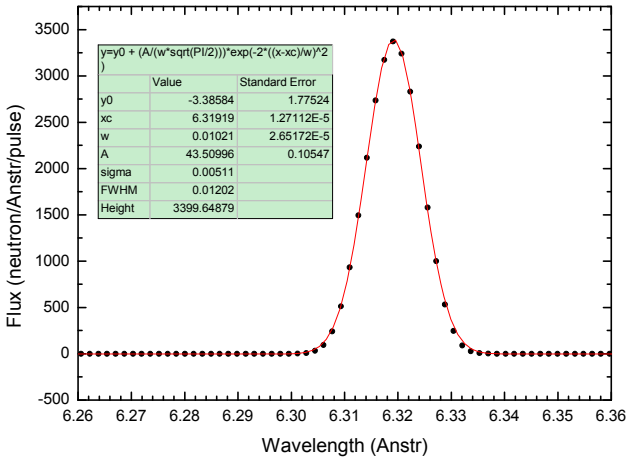


图 6 每质子脉冲到达探测器 6.32A 附近中子波长谱。黑色点为 VITESS 模拟结果，红色线是高斯函数拟合的曲线。

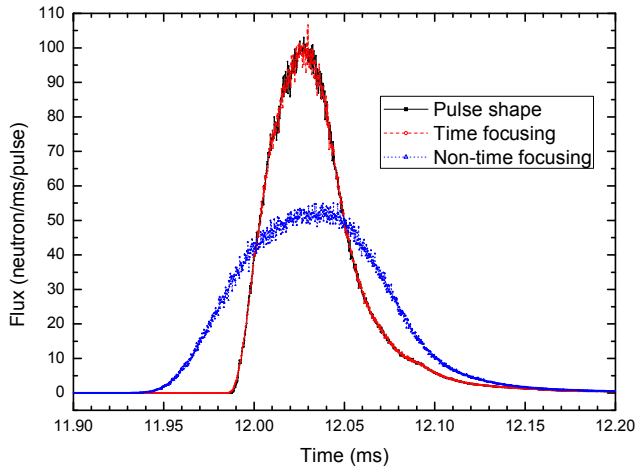


图 7 时间聚焦情况下，每质子脉冲到达探测器的 6.32A 中子脉冲形状时间谱（红线）。图中黑线为 6.32A 中子在慢化器可视面的脉冲形状时间谱（与到达探测器处的中子进行了强度归一），蓝线表示非时间聚焦几何时到达探测器的中子脉冲形状时间谱。

图 7 显示了在时间聚焦条件下，VITESS 程序模拟获得的波长为 6.32A 附近的中子到达探测器的时间分布；同时显示了慢化器可视面处此波长中子的发射时间分布（与到达探测器处的中子进行了强度归一），以及非时间聚焦情况下（探测器角度为 0 度，其它参数与时间聚焦情况相同）该波长中子的到达探测器处的时间分布。对比这三条中子时间脉冲形状谱，时间聚焦的测量结果能够反映出待测波长中子的真实

发射时间分布，而非时间聚焦情况的测量结果使待测波长中子的发射时间分布发生了很大的改变，不能反映出真实的脉冲形状时间信息。从图中还可看出到达探测器处的中子脉冲强度最大值为 1.1×10^5 n/s；6LiF-ZnS 探测器的上升时间约为 8ns，衰减时间为 200ns，飞行时间的电子学设备 EASY-MCS 的最大计数率可以达到 150MHz，探测器和电子学系统可以满足中子脉冲形状的测量需要。

4 结论

本文介绍了 CSNS 中子脉冲形状测量的必要性、测量原理、测量方法、测量设备和实验的模拟计算结果，所采用的测量方法和设备可以满足 CSNS 慢化器中子脉冲形状测量的需要。

参考文献：

[1] 国家重大科技基础设施建设项目.散裂中子源初步设计报告.

[2] Susumu IKEDA, John M.CARPENTER. Nucl.Instr.and Meth. 1985,A 239,536-544.

[3] M.Mocko, et al. Nucl.Instr.and Meth. 2011,A 632,101-108.

[4] P.F.Zweifel and J.M.Carpenter.IAEA Conf. inelastic scattering of neutrons in solids and liquids (Vienna, 1961) p.199.

[5] K.F.GRAHAM, et al. Nucl.Instr.and Meth.1970,85,163-171.

[6] A.HOLAS, et al. Nucl.Instr.and Meth.1969,69,173-180.

[7] John M.CARPENTER. Nucl.Instr.and Meth.2002,A483,774-783.

[8] John M.CARPENTER. Nucl.Instr.and Meth.2002,A483,784-806.

[9]肖红文. 中国原子能科学研究院博士论文. 中子单色器晶体的模型、性能和生产检测工艺的研究.2006.

[10] www.hmi.de/projects/ess/vitess/

The measurement method of neutron pulse shape in CSNS

Songlin Wang [1], Bin Zhou [1], Zhirong Zeng [1],Quanzhi Yu [2],Wen Yin [2],Tianjiao Liang [2]

(1. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049;

2. Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing)

Abstract: The temporal characteristics of neutron pulse emitted from moderators of CSNS target station are important neutronics parameters and critical factor related to the resolution of neutron instruments, which employed the time of flight (TOF) technique. 20 neutron beam lines with different pulse shapes are supplied by the Coupled Hydrogen Moderator (CHM), Decoupled and Poisoned Hydrogen Moderator (DPHM), and Decoupled Water Moderator (DWM) in CSNS. Measurements of the moderator time-wavelength (energy) distribution are required for experimental study of neutronics. The neutron pulse shapes are measured by monochromating neutron beam with Ge crystal, reducing expand of flight-time to detector with time-focusing geometry, and recording signals with ‘single-start’ and ‘multi -stop’ mode. The time resolution of measurement method based on time-focusing technique is analyzed by VITESS simulations, the characteristic parameters of monochromator, detector and readout electronics are also introduced.

Key words: CSNS; Measurement of neutron pulse shape; Neutron detector; VITESS simulation