

中图分类号:

UDC:

学校代码: 10055

密级: 公开

南 开 大 学
硕 士 学 位 论 文

大型闪烁体探测器的时间刻度系统

Laser calibration system for scintillation detector

论文作者	刘子煜	指导教师	赵明刚教授
申请学位	硕士	培养单位	南开大学
学科专业	理论物理	研究方向	粒子物理
答辩委员会主席	缪炎刚教授	评阅人	

南开大学研究生院

二〇二五年四月

南开大学学位论文使用授权书

本人完全了解《南开大学关于研究生学位论文收藏和利用管理办法》关于南开大学(简称“学校”)研究生学位论文收藏和利用的管理规定,同意向南开大学提交本人的学位论文电子版及相应的纸质本。

本人了解南开大学拥有在《中华人民共和国著作权法》规定范围内的学位论文使用权,同意在以下几方面向学校授权。即:

1. 学校将学位论文编入《南开大学博硕士学位论文全文数据库》,并作为资料在学校图书馆等场所提供阅览,在校园网上提供论文目录检索、文摘及前 16 页的浏览等信息服务;
2. 学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存学位论文;学校根据规定向教育部指定的收藏和存档单位提交学位论文;
3. 非公开学位论文在解密后的使用权同公开论文。

本人承诺:本人的学位论文是在南开大学学习期间创作完成的作品,并已通过论文答辩;提交的学位论文电子版与纸质本论文的内容一致,如因不同造成不良后果由本人自负。

本人签署本授权书一份(此授权书为论文中一页),交图书馆留存。

学位论文作者暨授权人(亲笔)签字: _____

20 年 月 日

南开大学研究生学位论文作者信息

论 文 题 目	大型闪烁体探测器的时间刻度系统				
姓 名	刘子煜	学号	2120220221	答辩日期	
论 文 类 别	博士 ☐ 学历硕士 ☒ 专业学位硕士 ☐ 同等学力硕士 ☐ 划 ☒ 选择				
学院(单位)	物理科学学院		学科/专业(专业学位) 名称		理论物理
联 系 电 话	18979977863		电子邮箱	liuziyu@mail.nankai.edu.cn	
通讯地址(邮编): 300000					
非公开论文编号			备注		

注:本授权书适用我校授予的所有博士、硕士的学位论文。如已批准为非公开学位论文,须向图书馆提供批准通过的《南开大学研究生申请非公开学位论文审批表》复印件和“非公开学位论文标注说明”页原件。

南开大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下进行研究工作所取得的研究成果。除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人创作的、已公开发表或者没有公开发表的作品的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本学位论文原创性声明的法律责任由本人承担。

学位论文作者签名： 年 月 日

非公开学位论文标注说明

(本页表中填写内容须打印)

根据南开大学有关规定，非公开学位论文须经指导教师同意、作者本人申请和相关部门批准方能标注。未经批准的均为公开学位论文，公开学位论文本说明为空白。

论文题目			
申请密级	☐ 限制 (≤2 年) ☐ 秘密 (≤10 年) ☐ 机密 (≤20 年)		
保密期限	20 年 月 日至 20 年 月 日		
审批表编号		批准日期	20 年 月 日

南开大学学位评定委员会办公室盖章 (有效)

注：限制 ★2 年 (可少于 2 年); 秘密 ★10 年 (可少于 10 年); 机密 ★20 年 (可少于 20 年)

摘要

本设计以 Belle II 探测器中 KLM 子探测器的升级为目标设计了一个应用于大型闪烁体探测器的时间刻度系统。对于高时间分辨的闪烁体探测器来说，需要有一个时间刻度系统对其进行刻度，来保证时间测量的精确性，这是因为在一个探测器系统中存在众多读出电子学通道，在每个通道之间都有不同的时间差，这对于精确测量有很大影响。Belle II 探测器是位于日本筑波的大型探测器，主要是对弱相互作用常数，奇特强子态以及新物理进行研究。为使其达到更好的物理性能，人们计划对探测器进行升级。在对 KLM 探测器的升级中，我们计划使用高时间分辨塑料闪烁体探测器来替换原有的 RPC，使其能够测量 K_L 介子的四动量，并提高其对事例的筛选能力。这些升级意味着探测器要有能够精确测量时间的能力，为此需要设计一个专门的刻度系统。

我们设计了一个激光刻度系统，其光源采用了工作波长为 450 nm 的激光二极管，先后采用了 Marx—Bank 驱动电路以及以 GaN 场效应管为主的驱动电路。经过测试后，最终选定使用 GaN 场效应管的低侧驱动电路，并制作了一个多通道的激光驱动板。

GaN 场效应管是一种高效率的开关器件，有着很高的导通速率，高开关频率，低导通电阻以及低开关损耗。驱动 GaN 场效应管需要使用专门的驱动器，为此选择了 LMG1020 型栅极驱动器。经过设计与调试，其最短输出脉冲的脉宽能够达到 3.2 ns 左右，使得 GaN 的导通维持在 4 ns 左右，实现了短脉宽驱动。之后，我们还进行了原型机测试，评估了激光器的性能以及作为刻度系统的效果，结果表明在单个 SiPM 阵列上可以得到的时间分辨为 11.98 ps ，对于任一通道与参考时间的分辨，可以达到 17.3 ps 以及 18.6 ps ，这证明我们设计的系统能够用于闪烁体探测器的时间刻度。

本文的第一章以及第二章将对工作的背景、原理等进行系统的介绍；第三章将详细的阐述两种方案的设计以及器件的选择；第四章则是对系统的测试；包括激光器自身性能评估以及原型机的工作情况；第五章将对工作进行总结并对其后续提出一些思考。

关键词： 刻度系统；时间刻度；闪烁体探测器；Belle II 探测器；KLM 探测器

Abstract

This design aims at the upgrade of the KLM system for Belle II, proposing a time calibration system tailored for high time resolution scintillation detectors. In the KLM upgrade, it is planned to replace the existing RPCs with high time resolution plastic scintillator, enabling the measurement of the four-momentum of K_L mesons and enhancing the event selection capability. These upgrades necessitate the detector's ability to precisely measure time. However, in a detector system with numerous readout electronics channels, the time differences between each channel significantly influence precise measurement. Therefore, a dedicated calibration system is essential to calibrate each electronics channel.

In this design, a laser calibration system is developed, utilizing a laser diode with a working wavelength of 450 *nm*. After testing, the low-side drive circuit using GaN FETs was ultimately selected, and a prototype was made.

GaN FETs are high-efficiency switching devices characterized by high turn-on speed, high switching frequency, lower on-resistance, and reduced switching losses. Driving GaN FETs requires a specialized driver, for which the LMG1020 gate driver was chosen. Through design and debugging, the shortest output pulse width achieved was approximately 3.2 *ns*, enabling the GaN's turn-on time to be around 4 *ns*, thus realizing short-pulse-width driving.

Subsequent testing of the prototype evaluated the laser's performance and the effectiveness of the calibration system. The results demonstrated a time resolution of 12.4 *ps* on a single SiPM array, and the resolution of the time difference between any channel and the reference time reached 17.3 *ps* and 18.6 *ps*, confirming the system's capability to perform calibration tasks.

Chapter 1 and Chapter 2 of this paper will systematically introduce the background and principles of the work. Chapter 3 will detail the design of the two schemes and the selection of components. Chapter 4 will cover the system testing, including the evaluation of the laser's performance and the prototype's operation. Chapter 5 will

summarize the work and propose some considerations for future developments.

Key Words: Calibration system; time calibration ; Scintillation detector; Belle II; KLM detector

目录

摘要	I
Abstract	II
第一章 绪论	1
第一节 粒子物理实验	1
1.1.1 标准模型简介	1
1.1.2 粒子探测器的发展	2
第二节 闪烁体探测器	5
1.2.1 闪烁体及其分类	5
1.2.2 在高能物理中的应用	7
第三节 刻度系统	9
第四节 研究背景及选题意义	14
第二章 Belle II 探测器及其升级	15
第一节 Belle II 探测器	15
第二节 Belle II 升级计划	16
第三节 KLM 以及 KLM 升级计划	18
2.3.1 KLM 结构	18
2.3.2 KLM 升级	19
第三章 激光系统的设计	21
第一节 激光二极管	21
3.1.1 发展历史	21
3.1.2 工作原理	22
3.1.3 激光二极管选择	23
第二节 Marx Bank 电路方案	25
3.2.1 双极型晶体管	25
3.2.2 Marx Bank 电路原理	27
3.2.3 晶体管选择	28

3.2.4 电路设计	30
第三节 低侧驱动方案	30
3.3.1 器件选择	31
3.3.2 电路设计	34
第四节 电路板设计	42
第五节 光纤分束器及其耦合	44
第四章 原型机测试及测试结果	45
第一节 测试系统	45
4.1.1 硅光电倍增管	45
4.1.2 前置放大器	47
4.1.3 数字化仪	49
4.1.4 分析程序	49
第二节 激光器性能测试	50
4.2.1 Marx-Bank 方案测试	50
4.2.2 低侧驱动方案测试	52
第三节 原型机测试	57
第四节 分析与讨论	60
第五章 总结与展望	62
参考文献	63
致谢	68

第一章 绪论

第一节 粒子物理实验

1.1.1 标准模型简介

粒子物理学是一门探索物质基本结构及其相互作用的前沿学科^[1]。经过百余年的发展，粒子物理学已然成为现代物理学的重要分支，并不断拓展其研究疆界。随着与天体物理学和宇宙学等领域的深度融合，粒子物理学衍生出了诸如“粒子宇宙学”和“粒子天体物理学”等新兴研究方向。基于这一发展趋势，我们可以对粒子物理学作出如下定义：“粒子物理学是研究物质、能量、空间和时间的科学”^[2]。

标准模型是二十世纪物理学领域最杰出的成就之一。该模型由夸克模型，电磁相互作用与弱相互作用的统一理论（电弱统一理论）以及描述夸克间强相互作用的量子色动力学理论共同构成。在标准模型的框架下，基本粒子可划分为费米子和玻色子两大类。费米子作为物质的基本组成单元，具有半整数自旋（ $1/2$ ），遵循泡利不相容原理，并分为三个世代，具体为：第一代费米子包括：上夸克（ u ）、下夸克（ d ）、电子以及 ν_e ；第二代费米子包括：粲夸克（ c ）、奇异夸克（ s ）、 μ 轻子以及 ν_μ ；第三代费米子包括：顶夸克（ t ）、底夸克（ b ）、 τ 轻子以及 ν_τ 。费米子都对应着相应的反粒子。这些反粒子与对应的费米子在质量、自旋等属性上保持相同，但在电荷、轻子数、奇异数等量子数上则表现出相反的特征。

标准模型中的夸克模型分别由盖尔曼和茨威格于 1964 年独立提出。在他们的理论框架中，中子、质子等强子被认为由上夸克（ u ）、下夸克（ d ）和奇异夸克（ s ）三种夸克构成，这一模型基于 $SU(3)$ 味对称性。在二十世纪六十年代，大量实验证据支持了这一夸克模型，为其奠定了坚实的实验基础。

1974 年，物理学界迎来了一个里程碑式的发现：布鲁克海文国家实验室的丁肇中团队与 SLAC 国家加速器实验室的里克特团队几乎同时独立发现了一种新粒子—— J/ψ ^[3, 4]。该粒子由粲夸克（ c ）及其反粒子构成，这一发现验证了 GIM 机制的正确性，被物理学界誉为“十一月革命”^[5]，标志着粲夸克的存在得到了实验验证。

1977 年，莱德曼（Lederman）领导的费米实验室 E288 实验组在质子与原子核的对撞实验中发现了 Y 介子^[6]，该粒子由底夸克（ b ）及其反粒子构成，这一发现为底夸克的存在提供了确凿的实验证据。随后，在 1995 年，费米实验室的 CDF 实验组在 Tevatron 对撞机上成功探测到顶夸克（ t ）^[7]，其质量远大于其他夸克，这一发现是标准模型的重要验证。至此，标准模型预言的六种夸克全部被发现。这六种夸克按其电荷特性可分为两类：带 $+\frac{2}{3}$ 电荷的夸克：上夸克（ u ）、粲夸克（ c ）、顶夸克（ t ），带 $-\frac{1}{3}$ 电荷的夸克：下夸克（ d ）、奇异夸克（ s ）、底夸克（ b ）。除了“味”量子数外，夸克还具有“色”量子数，即红、蓝、绿三种颜色。

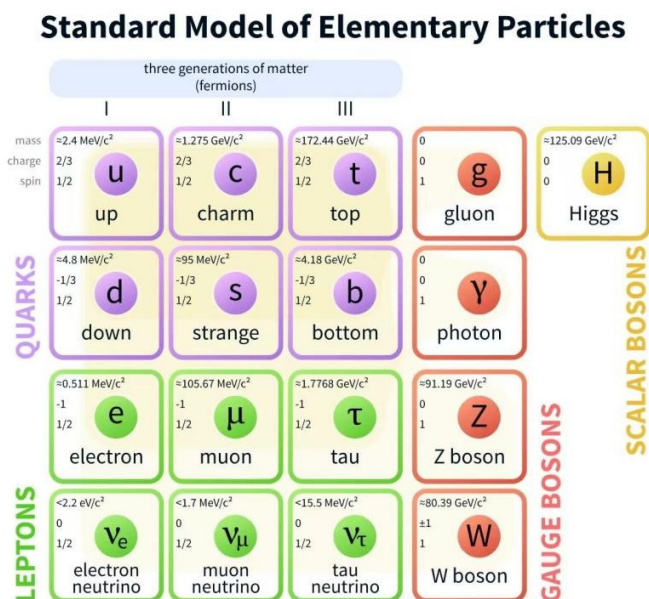
在标准模型中，电子、 μ 轻子和 τ 轻子是三类带电轻子，它们均携带“-1”的电荷。电子和 μ 轻子的发现时间较早，而 τ 轻子则是在 1975 年由 SLAC 国家加速器实验室的 SPEAR 正负电子对撞机首次观测到的。与电子相比， μ 轻子和 τ 轻子的稳定性较低，它们会通过弱相互作用衰变为电子以及其他粒子。每一类带电轻子都有其对应的中微子，即 ν_e 、 ν_μ 和 ν_τ 。这些中微子的质量极小，且不携带电荷。

标准模型不仅描述了构成物质的基本费米子，还预言了自旋为整数的规范玻色子，这些粒子负责传递基本相互作用。胶子是传递强相互作用的媒介粒子，其自旋为 1，是量子色动力学的核心组成部分。光子是传递电磁相互作用的媒介粒子，其自旋为 1，构成了量子电动力学的基础。 W 和 Z 玻色子则负责传递弱相互作用，其自旋为 1，其中 W 玻色子带电荷（ W^+ 和 W^- ），而 Z 玻色子为电中性。这些中间矢量玻色子于 1983 年在 CERN 的超质子同步加速器实验（SPS）中被先后发现^[8, 9]。

此外，标准模型还预言了自旋为 0 的希格斯玻色子，它是希格斯场的量子激发，负责赋予基本粒子质量。2012 年，CERN 的大型强子对撞机（LHC）实验宣布发现了希格斯玻色子^[10]，这一重大发现标志着标准模型预言的最后一个粒子被成功找到，为粒子物理学的发展树立了新的里程碑。图 1.1 展示了标准模型的基本粒子图，包括费米子（夸克和轻子）以及规范玻色子（胶子、光子、 W 和 Z 玻色子）和希格斯玻色子。

1.1.2 粒子探测器的发展

粒子物理学的发展与观测手段的进步密不可分。正如人们通过放大镜观察石头的纹路一样，物理学家也需要借助精密的“放大镜”来探索微观世界的奥秘。在过去的百年间，人类对微观世界的认识不断深入，从原子尺度（约 10^{-8}

图 1.1 标准模型^[11]

cm) 逐步深入到原子核 (约 10^{-13} cm)、核子 (约 10^{-14} cm), 直至夸克层面 (约 10^{-15} cm)^[12]。这一探索过程伴随着观测精度的显著提升, 而实现这一目标的关键工具正是粒子探测器。这些探测器通过捕捉和分析粒子相互作用产生的信号, 为物理学家提供了研究微观世界的重要窗口。

探测器的发展可以追溯到 1895 年，当时威尔亥姆·康拉德·伦琴发现电子轰击物质时能够产生 X 射线。这一发现不仅为医学诊断带来了革命性突破，也催生了最早的粒子探测器——X 射线胶片。X 射线胶片通过记录 X 射线与物质的相互作用，成为早期探测微观世界的重要工具。

在粒子探测器的早期发展阶段，人们也使用过硫化锌作为探测物质。当粒子与硫化锌发生相互作用时，会产生光子，这些光子可以通过肉眼观察到。1903年，威廉·克鲁克斯在完全黑暗的环境下偶然将一滴溴化镭溅落在活化硫化锌薄层上，并在溴化镭附近发现了闪烁光^[13]。这一现象标志着闪烁体技术的首次成功应用。1919年，卢瑟福利用类似技术，观测到了用 α 粒子轰击氮核产生氧和质子的人工核反应，这一实验为核物理学的发展奠定了基础。

此外，早期的粒子物理实验和宇宙线探测中还使用了多种光学装置，例如云室、核乳胶、火花室和气泡室。这些装置通过记录粒子在介质中留下的径迹，为研究粒子相互作用提供了直观的实验证据。例如，云室利用过饱和蒸汽形成

可见的液滴径迹，而气泡室则通过过热液体中的气泡记录粒子轨迹，这些技术在高能物理实验中发挥了重要作用。

随着探测技术的不断进步和实验需求的日益复杂，传统的辐射探测和粒子计数已无法满足科学研究的要求。物理学家不仅需要探测粒子的存在，更希望获得粒子更多的信息以确定粒子的种类，这要求对粒子的位置、动量和能量进行精确测量。为应对这一挑战，探测器技术从早期的光学装置逐步向电子学方向发展，涌现出一系列高性能、高分辨率的探测器，例如硅微条探测器、时间投影室和电磁量能器等。在现代粒子物理实验中，单个探测器往往难以满足复杂的研究需求。因此，实验装置通常由多个子探测器组成，这些子探测器协同工作，共同构成大型探测器系统或谱仪，共同实现对粒子的高精度鉴别和径迹重建。

如今，全球范围内有许多大型粒子物理实验在运行，这些实验涵盖了从高能对撞到宇宙线探测的广泛领域。例如，位于我国北京的正负电子对撞机上的 BESIII^[14]，以及位于 CERN 大型强子对撞机上的 LHCb^[15]，ATLAS^[16] 和 CMS^[17] 等对撞机实验，还有位于四川稻城的高海拔空气簇射观测站（LHAASO）^[18]、中国暗物质实验（CDEX）^[19] 和 PandaX 实验^[20] 等非对撞机实验。这些实验不仅为探索物质的基本结构和相互作用提供了重要数据，也为揭示宇宙奥秘提供了实验依据。

未来，粒子物理实验将向着更高的能标和更深的层次发展。国际上，多个大型实验项目正在积极推进。欧洲正在进行高亮度大型强子对撞机（HL-LHC）的升级工作^[21]，预计将积分亮度提升至 LHC 的十倍，同时未来环形对撞机（FCC）项目也在规划中。日本正在推动国际直线对撞机（ILC）项目的研究^[22]，其设计能量将达到 250 GeV，而特级神冈实验（Hyper-Kamiokande）也在计划中^[23]，用于深入研究中微子物理。

在我国，环形正负电子对撞机（CEPC）和超级陶粲装置（STCF）的研究也在稳步推进。CEPC 项目是在 2012 年希格斯玻色子发现后提出的，其设计为一个周长 100 公里的正负电子对撞机。在 2023 年，CEPC 的技术设计报告正式发布^[24]，计划在四种能量模式下运行：最初十年作为希格斯工厂，随后依次作为超级 Z 工厂、超级 W 工厂，最终升级至顶夸克能区运行，质心系能量为 360 GeV。未来，利用 CEPC 的隧道，还可建造超级质子质子对撞机（SPPC），其设计能量将达到 125 TeV。另一方面，STCF 的设计质心能量为 2~7 GeV，将在味物理领域发挥重要作用，通过高亮度、高精度的实验，深入研究强子结构、奇特

物质态以及强相互作用的本质^[25]。

随着对撞能量的不断提升，新的物理现象将不断涌现，这不仅有助于深化我们对标准模型的理解，也为探索超出标准模型的新物理提供了重要机遇。以 2023 年美国粒子物理学的 P5 报告为例，报告提出了当前粒子物理学的三大主题和六个驱动方向，包括解密量子领域（中微子和希格斯玻色子）、照亮隐藏宇宙（暗物质和宇宙演化）以及探索物理学新范式（新粒子的直接证据和新现象的量子印记）^[26]。粒子物理学领域仍有许多未解之谜，未来的研究将继续推动人类对物质和宇宙的认知边界。

第二节 闪烁体探测器

闪烁体探测器是一种历史悠久的探测技术，其应用可以追溯至一百多年前。例如，卢瑟福在其著名的 α 粒子散射实验中，就利用了掺银硫化锌（ $\text{ZnS}(\text{Ag})$ ）闪烁体的荧光特性进行粒子计数。在早期实验中，研究人员主要通过肉眼观察闪烁体发出的光来记录实验结果。然而，随着光电器件的快速发展，现代闪烁体探测器已与多种高性能光探测器相结合，例如光电倍增管（PMT）、雪崩二极管（APD）和硅光电倍增管（SiPM），从而实现了更高的探测效率和精度。

图1.2展示了一个使用 PMT 的闪烁体探测器的原理：当入射粒子与闪烁体相互作用时，闪烁体中的原子被激发并随后退激发，发射出特定波长的光子。这些光子被光电倍增管的光阴极吸收，产生光电子。光电子在电场作用下经过多个倍增极的放大，最终在阳极形成可读出的电压脉冲信号。

由于其高灵敏度、快速响应和广泛的材料选择，闪烁体探测器在多个领域得到了广泛应用。在医学领域，它们被用于正电子发射断层扫描（PET）和 γ 射线成像；在核科学中，闪烁体探测器用于辐射监测和核反应研究；在高能物理学中，它们则是大型实验装置的重要组成部分，用于粒子鉴别和能量测量^[27-30]。

1.2.1 闪烁体及其分类

闪烁体是一种能将高能辐射以及带电粒子转化为可见光的晶体，它主要包括无机闪烁体和有机闪烁体。理想的闪烁体有着高的转换效率、稳定的工作条件以及高透明度，这要求闪烁体具有较少的点缺陷。当高能光子入射的时候与闪烁体发生作用，其过程主要取决于光子的能量。当能量 E 大于其带隙能量并且小于 300 keV 时，主要为光电效应。当能量大于 300 keV 并且小于 1.022 MeV

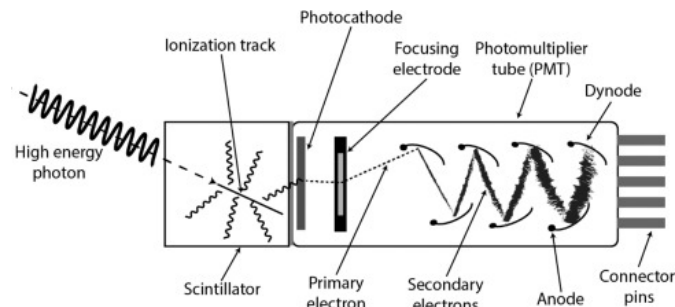


图 1.2 闪烁体探测器原理^[31]

时主要为康普顿散射。当能量为 1.022 MeV 时将出现正负电子对产生过程。在经过多次相互作用之后能量逐渐损失，最终转化为可见光^[32]。

无机闪烁体具有密度大，电离能损高以及探测效率高的特点，主要有碘化钠（NaI）、碘化铯（CsI）、硫化锌（ZnS）、锗酸铋（BGO）等晶体。无机闪烁体发光是激子在俘获中心的跃迁形成的，如图所示1.3。价带中的电子受激发跃迁到激带，激带是由于入射粒子提供的能量不足以使电子完全跃迁至导带所形成的，激带内的电子与价带中的空穴组成激子，它们没有完全电离，仍然存在约束。当激子或者是导带中的电子通过俘获中心的激发态跃迁至基态时，释放出荧光，称为快成分。而一些电子可能会先跃迁至陷阱，处于陷阱中的电子为亚稳态，当这些电子因为晶格振动重新跃迁至导带就有几率通过俘获中心发出磷光。

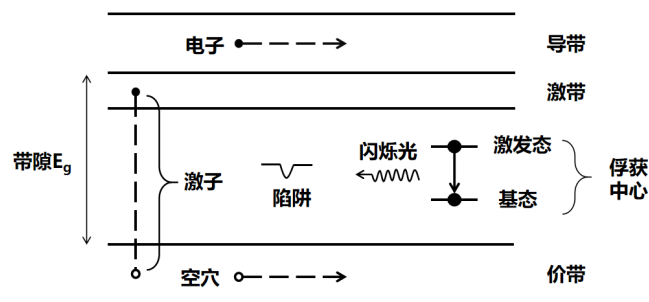


图 1.3 无机闪烁体发光原理

有机闪烁体主要成分为芳香族化合物，主要分为三类，即有机晶体，塑料闪烁体和液体闪烁体。有机闪烁体的发光机理有多种解释。一种理论认为有机闪烁体中的苯环里 π 分子轨道上的价电子结合不紧密，当其跃迁时能够引起发光过程。图1.4演示了有机闪烁体的发光原理。其中左边为单态右边为三重态。当

带电粒子入射时， π 电子受到激发跃迁至单态的激发态，这些激发能级存在精细结构，它们能量差很小，相当于分子的振动能级。而电子不能直接跃迁至三重态，这一过程是禁戒的。在退激时，处于单态激发能级的电子回到基态而发光，由于高激发能级与最低激发精细能级之间的耦合作用很强，这使得几乎所有的发光过程都是从 S_{10} 到 S_0 的跃迁过程而来，这部分光是荧光。也有少部分电子通过非辐射过程跃迁至三重态，这些电子在回到基态，这个过程产生磷光，这部分电子极少，所以在有机闪烁体里主要是荧光过程。

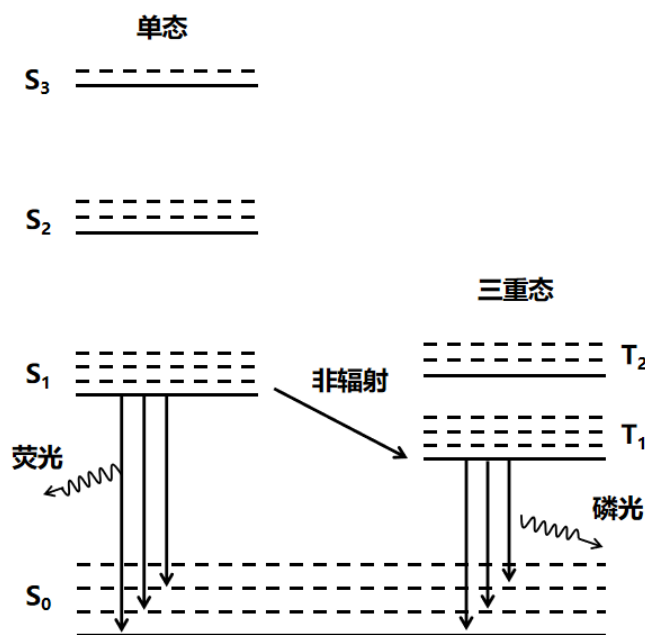


图 1.4 有机闪烁体发光原理

1.2.2 在高能物理中的应用

闪烁体探测器在高能物理上的一个主要应用就是量能器。在量能器中，粒子与探测器物质相互作用。通过一系列过程损失能量，人们测量这些能量即可获得粒子的能量信息。而分别用于探测电磁簇射和强子簇射的被称为电磁量能器和强子量能器。电磁量能器的探测基础是电磁簇射，能量高于 100 MeV 时，电子和光子在与物质的相互作用主要是韧致辐射和电子对产生，当高能电子或光子入射时，这两种过程交替进行形成电磁簇射，图1.5是一个电磁簇射的简化模型，其中 X_0 是辐射长度，它是指当电子通过韧致辐射损失能量到原来的 $1/e$ 时所穿过的长度。簇射不断发展，直到粒子能量降低到电子对产生的临界能量，

之后便通过其他过程沉积能量。通常以闪烁体组成的电磁量能器由成百上千个闪烁体晶体组成，每一个晶体里沉积的簇射叫做团簇，以第三代北京谱仪实验 (BESIII) 的电磁量能器^[33] 为例，图1.6(a)展示了其电磁量能器的晶体单元结构，采用 CsI 晶体，从探测器前端到后端横截面尺寸分别从 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 到 $6 \times 6 \text{ cm}^2$ ，长度为 28 cm，图1.6(b)展示整个量能器结构。

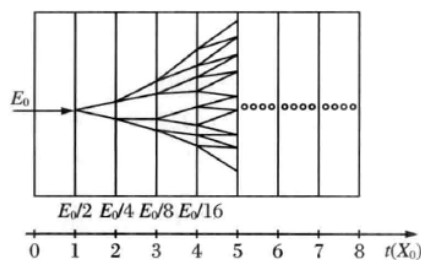


图 1.5 电磁簇射简化模型^[13]

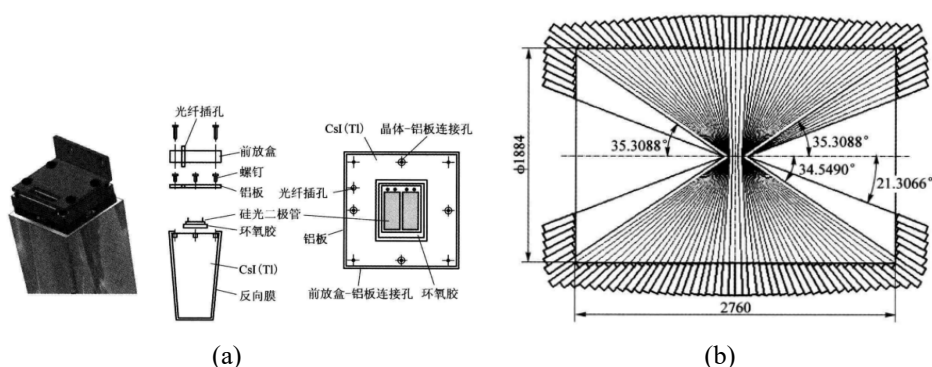


图 1.6 (a) BESIII 电磁量能器晶体单元；(b) 量能器晶体排列

强子量能器的总体尺寸要更大，这是由于强子簇射的发展更大，无论是纵向发展还是横向发展，与入射粒子垂直的横向发展主要由核作用的大横向动量影响。强子簇射的次级粒子主要是由 π 介子，K 介子，核子以及其他带电粒子组成，一个典型的吸收体的强子簇射如图1.7所示。它的过程非常复杂，除了强子部分以外，还存在由 π_0 衰变的光子发展而来的窄核心的电磁簇射部分。除此之外，强子簇射还有一部分能量不会被探测到，其主要为核结合能。以欧洲核子中心紧凑缪子线圈实验 (CMS) 的强子量能器^[34] 为例，其拥有 HB (桶部)、HE (盖端)、HO (外侧)、HF (束流前端) 四个部分的强子量能器，若只考虑内部的量能器，其结构如图1.8(a)所示，最外层的 HO 和 HF 用来确保不会有未探

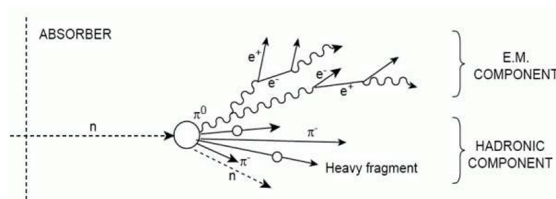


图 1.7 强子簇射

测的能量。在超导磁体内部，强子量能器（HE 和 HB）的大小远大于内层的电磁量能器，如图1.8(b)所示。

闪烁体探测器还有在粒子鉴别上的应用，在粒子鉴别上主要是作为飞行时间计数器（TOF），主要用于低动量范围粒子的鉴别^[35]，图1.9是飞行时间测量原理图，在相互作用点探测器会接受到一个信号，当粒子穿过 TOF 时与闪烁体相互作用，激发出光子，光子向两端传播，通过光探测器读出（图中为光电倍增管）。为保证时间测量的准确，尽量消除其中位置不同带来的不确定性，人们一般采用从两端读出的方法，通过计算平均值来确定击中时间，如式1.1。在这里 L 是闪烁体长度， v 是闪烁光在闪烁体里的飞行速度， T_{left} 和 T_{right} 分别是两端的定时结果。

$$t_{hit} = \frac{(T_{left} + T_{right})}{2} - \frac{L}{2v} \quad (1.1)$$

在探测器系统中一般使用 TOF 来进行粒子鉴别，主要是对 K 介子和 π 介子进行分辨。其鉴别原理如下，当两个动量相同的但是质量不同的两个粒子通过 TOF 时，其飞行时间不同，飞行时间差 Δt 用式1.2表示，设其飞行距离为 L

$$\Delta t = L \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) \quad (1.2)$$

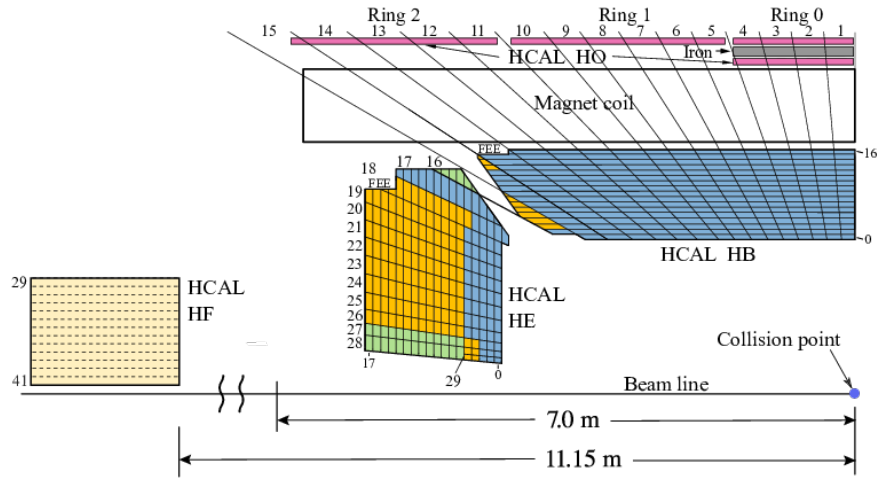
由 $E = \frac{pc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ 以及 $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ 可以得到

$$\Delta t = \frac{1}{pc^2} (\sqrt{p^2c^2 + m_1^2c^4} - \sqrt{p^2c^2 + m_2^2c^4}) \quad (1.3)$$

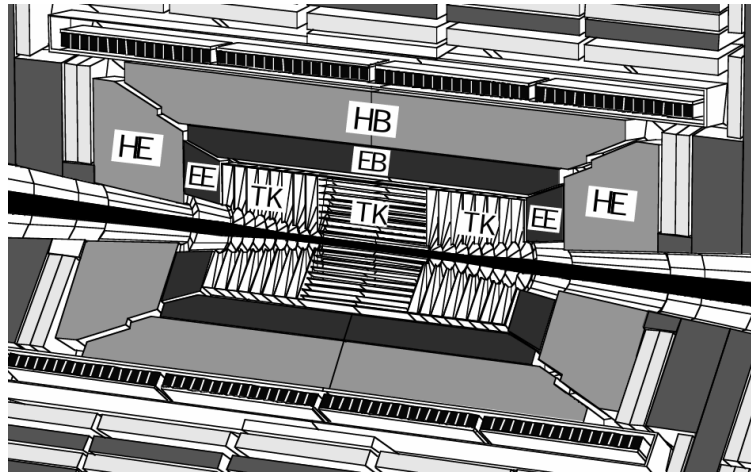
通过测量时间差便可以实现 K/π 粒子的鉴别，图1.10展示了 BESIII 上的 K/π 粒子的鉴别能力。

第三节 刻度系统

刻度是对仪器、设备等系统进行标定和调整，从而保证其可靠性和准确性，通过刻度能知道设备的结果与真实值之间的差距，从而对测量结果进行修正。



(a)



(b)

图 1.8 (a) CMS 探测器中强子量能器的四个部分；(b) 电磁量能器与强子量能器比较，其中 EB、EE 为电磁量能器，HE、HB 为强子量能器^[34]

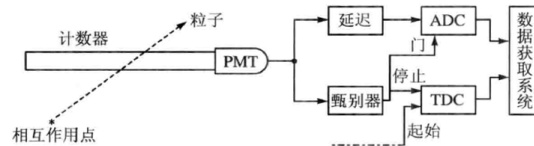
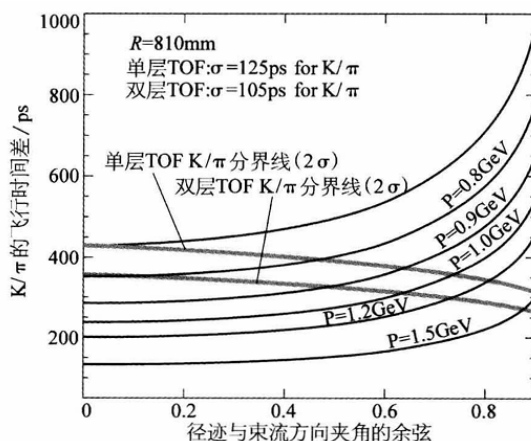


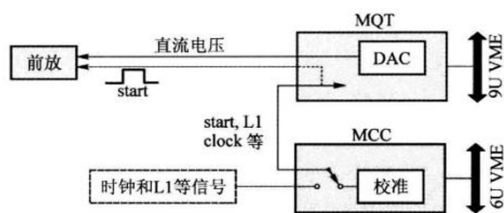
图 1.9 TOF 的飞行时间测量原理^[36]

图 1.10 BESIII 上的 K/π 粒子鉴别^[36]

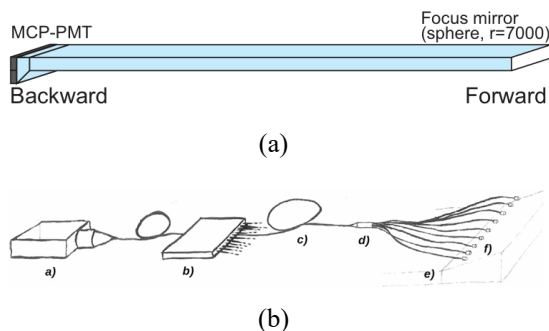
在粒子物理实验中刻度系统对于探测器的结果有很大影响，尤其是在需要精确测量的场合。例如，对于高动量粒子的飞行时间差测量，这影响到了粒子鉴别能力的好坏。以 BESIII 探测器的飞行时间探测器（TOF）为例，对于 K/π 粒子鉴别，当动量越大时，其飞行时间差越小，当动量达到 1.5 GeV/c 时，其时间差已经达到 100 ps 以下^[36]。这需要有精确的，专门设计的刻度系统对其进行刻度。

本文指的刻度系统是用于探测器的电子学通道的监测系统，与实验数据处理中的离线刻度是不同的（离线刻度需要对不同样本数据做分析，得到刻度常数，再对原始数据进行修正）。由于一个探测器系统电子学通道数量众多，在运行过程中可能因为硬件问题、电压问题或者是环境问题等，导致每个通道之间的测量结果存在差异，需要有专门的刻度系统对这些电子学通道进行刻度和校准，得到的值一般称为“time difference”，用来描述每个电子学通道间的差异。对于不同的探测器可以选用不同的刻度系统，例如在 BESIII 上的主漂移室（MDC）中，为了解决元器件离散性以及通道间增益不一致的问题设计了校准刻度电路^[37]。如图1.11所示，当系统设置为刻度校准模式的时候，刻度校准插件（MCC）给出一个起始信号，经由 MDC 的时间和电荷校准插件（MQT），经由电缆传送至前放板，前放板上有校准信号产生电路，电路产生一个指数信号传送到各个前放端进行校准。

对于 TOF 这类对时间精度要求较高的使用光探测器件的探测器，常用激光系统进行刻度。激光具有很好的单色性、相干性以及方向性，非常适合用来做光探测器的时间刻度系统。当激光工作在脉冲模式时，通过控制每个脉冲的宽度与并满足一定功率，便可以作为很好的刻度光源，可以间接或者直接将光投

图 1.11 BESIII 主漂移室的校准刻度电路^[36]

送到光探测器中。例如日本 Belle II 探测器的传播时间计数器（TOP），它使用多通道板光电倍增管（MCP-PMT）作为其光探测器件，如图1.12(a)所示。它的刻度系统使用 PiL040X 脉冲皮秒激光器，波长为 405 nm，其系统如图1.12(b)所示^[38]，光通过分束器分至 24 根单模光纤，每根单模光纤又由光纤束连接到 9 根多模光纤上，并通过激光头直接射入到光探测器中。

图 1.12 (a) Belle II 的 TOP 模块；(b) TOP 的激光刻度系统示意图^[38]

在美国托马斯杰斐逊国家加速器实验室的 CLAS12 实验^[39] 上有闪烁体组成的反向角中子探测器（BAND）^[40]，它由 140 根闪烁体组成，其中 116 根主要用于探测，其余 24 根作为中断层（veto layer），光探测器采用的是 PMT。其结构如图1.13(a)所示，BAND 主要作为 TOF 使用，用于探测动量为 200~600 MeV/c 的中子，其激光刻度系统使用了 Teem Photonics 公司的 STV-01E-140 Nd:YAG 激光器^[41]，波长在 355 nm。整个激光系统如图1.13(b)所示，激光在经过一个衰减器之后再经过一个 1×400 分束器分为 400 份，其中满足能量变化在中位数的 20% 以内的光纤才能被用作刻度，激光由光纤引入至闪烁体中间，如图1.13(c)所示，通过闪烁体的反射将光传输至两端的 PMT，其刻度系统得到的分辨率为 89 ps。

在 BESIII 的 TOF 探测器上也有类似的刻度系统^[42]。在桶部，其 TOF 由两层闪烁体组成，一共为 176 根闪烁体，为双端读出；而在盖端则只有一层，单端

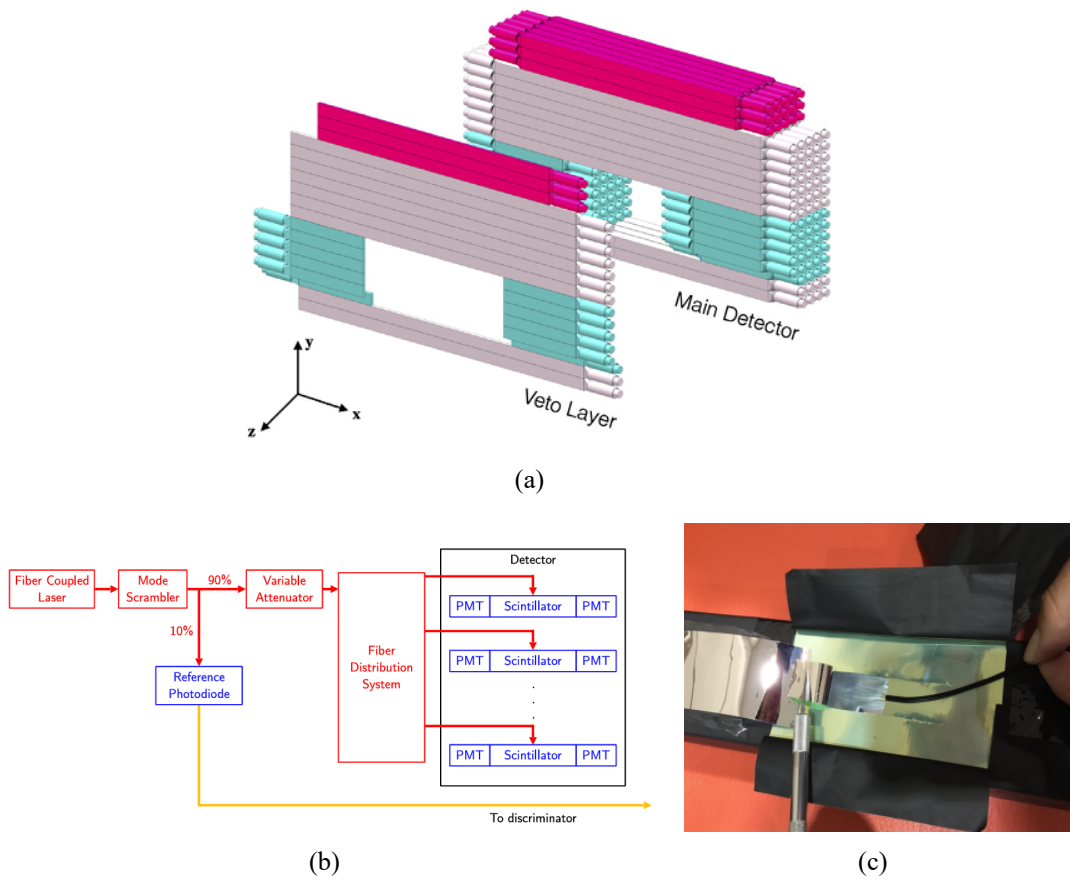


图 1.13 (a) BAND 探测器组成示意图; (b) 激光刻度系统示意图; (c) 光纤与闪烁体连接示意图^[41]

为 48 根闪烁体，并且只在小端读出。它使用的是 LDH-P-C-440M 激光头，并由 PicoQuant PDL 800-B 激光驱动器驱动，产生 442~443 nm 波长的激光。激光在产生之后被分为东西两束，每束最终都会再分为 256 份，分别用于照射桶部和盖端的 PMT，其激光系统如图 1.14(a) 所示。激光通过 PMT 的安装法兰固定到闪烁体上端，通过直接照射对面的 PMT 进行刻度，如图 1.14(b) 所示。将其某个通道的定时结果与用于参考的 PMT 进行比对，得到的时间差的分辨率在 66 ps。

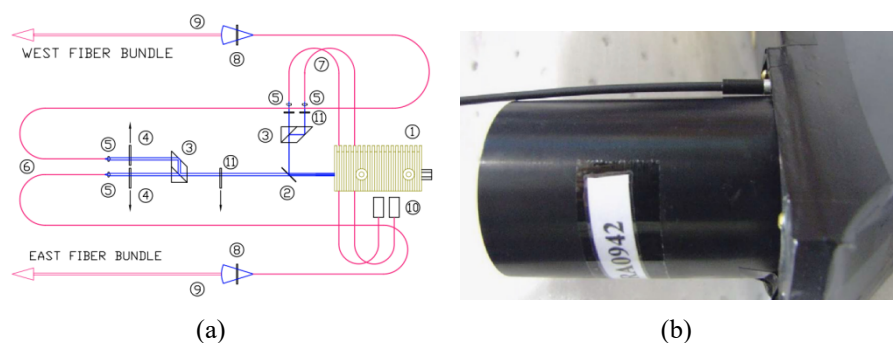


图 1.14 (a) BESIII 的 TOF 探测器的激光系统；(b) 激光头与法兰连接示意图^[42]

第四节 研究背景及选题意义

如上一部分所述，在考察了多个大型探测器上的闪烁体探测器或者类似探测器的激光刻度系统之后，不难发现，绝大部分都是去采购现有激光系统，其价格组成部分包括激光头、激光控制器、光纤及分束器，一整套系统的花费很大。例如 BESIII 的 TOF 探测器的激光系统，它使用的 LDH 系列激光头价格为 15 万到 35 万人民币，而激光驱动器的价格为 5 万到 10 万。本文的主要工作内容是设计一种针对大型高时间精度闪烁体探测器的激光刻度系统，在保证轻便，体积小的同时减少成本，并且保证其刻度结果的分辨率能达到 50 ps 以下，同时本文将以 Belle II 的 KLM 子探测器升级作为主要研究对象。

第二章 Belle II 探测器及其升级

第一节 Belle II 探测器

Belle II 探测器^[43]的设计目的是对弱相互作用常数，奇特强子态以及新物理进行研究，其主要的研究对象是 B 介子衰变，这一衰变在上世纪被证明为十分适合用来进行 CP 破坏的研究^[44]。

Belle II 探测器是从 Belle 探测器^[45] 升级而来。在 1999 年至 2010 年，Belle 探测器已经积累了 1000 fb^{-1} 的数据^[46]。人们利用这些数据在 CP 破坏的精确测量方面取得了巨大的成功，例如对 ϕ_1 角的测量比之前的实验提高了 5%^[47]；对 $B \rightarrow \pi\pi, \rho\pi, \rho\rho$ 的测量得到了 ϕ_2 角^[48-50] 等。在这之中，最著名的成就是证明了小林-益川理论能够用来解释 CP 破坏的起源，小林诚和益川敏英也因此获得了 2008 年诺贝尔物理学奖^[51]。尽管取得了如此多成果，但是由于标准模型里仍有许多参数没有确定，且夸克的内部层次仍未探明，同时在 SM 下的 CP 破坏难以去解释宇宙量级的正反物质不对称^[52]。对这些问题的进一步研究需要更大的数据量，于是原有的 KEKB 被升级为 SuperKEKB，其设计的最高亮度可达到 $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ^[53]，超过 KEKB 设计的 $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，并且也超过了 KEKB 在 2007 年时达到的当时世界最高值 $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ^[54]。

为了应对更高数据量，人们于 2004 年 3 月提出了 Belle II 的建造计划，之后于 2008 年 12 月成立了 Belle II 合作组。在 2018 年 SuperKEKB 和 Belle II 开始首次运行，这一阶段被称为“Phase 2 Operation”，此时顶点探测器仍未安装。第一次正式的物理运行周期是在 2019 年春，也被称为“Phase 3 Operation”，并在 2022 年 6 月达到了 B 介子工厂瞬时亮度的最高值 $4.65 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。Belle II 的第一次运行周期到 2022 年的夏天截止，之后开始了第一次长时间关闭（Long Shutdown 1），在这期间进行一些升级和维护工作，在 2024 年时开始第二次运行。在 2019 年至 2022 年运行期间，Belle II 的积分亮度达到了 427 fb^{-1} ，其中有效的为 424 fb^{-1} ，其运行状况如图 2.1 所示。

Belle II 的结构采用非对称的设计，用来应对 SuperKEKB 两侧束流能量的不对称（其中 HER 为 7 GeV/c 而 LER 为 4 GeV/c），具体结构如图 2.2 所示，它

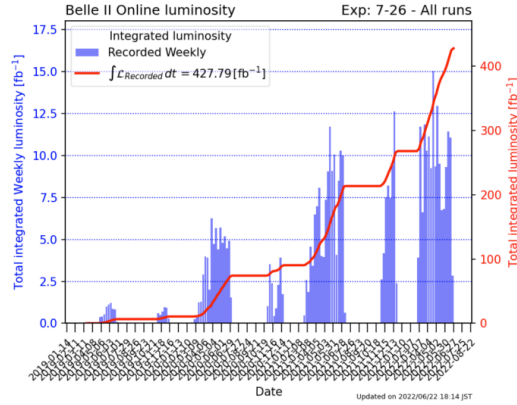


图 2.1 Belle II 在 2018 年至 2022 年期间的积分亮度

包括在对撞点附近的 2 层像素探测器 (PXD) 和 4 层硅条探测器 (SVD)，它们一起组成了顶点探测器 (VXD)，和中心漂移室 (CDC) 一起主要用于确定 B 介子的衰变顶点以研究混合导致的 CP 不对称性。CDC 除了确定顶点之外，还可用于径迹的测量、低动量粒子鉴别以及带电粒子的触发系统。动量较高的粒子鉴别由端盖的气凝胶环形切伦科夫探测器 (ARICH) 以及桶部的飞行时间探测器 (TOP) 来承担。再外层电磁量能器 (ECL) 由 CsI 晶体组成，用于光子的能量探测、电子的鉴别。并且同外层的 K 介子和缪子探测器 (KLM) 一起进行 K_L 粒子的探测。其中 CDC、TOP、ARICH、ECL 以及 KLM 一起组成触发系统，作为 L1 Trigger，在 $5 \mu\text{s}$ 内给出判选，最高频率可达 30 kHz，之后数据被送入 HLT (High Level Trigger) 进行判选，图 2.3 展示了 Belle II 探测器的具体细节。

第二节 Belle II 升级计划

为了应对 SuperKEKB 更高亮度的升级，Belle II 探测器计划在 2027-2028 年的 “Long Shutdown 2” (LS2) 进行升级^[55]。前文也提到，在 Belle II 建造完之后的第一次运行中，SuperKEKB 达到的最高亮度是 $4.65 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，这个值是 KEKB 最高亮度的两倍，但是仍与 SuperKEKB 的设计最高亮度有差距。在综合考虑高亮度和高背景影响之后，原先设定的 $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 过高，委员会把 SuperKEKB 的设计亮度调低为 $6 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，但不论怎么改变，在更高亮度下 Belle II 的对撞区需要重新设计。在 2022 年的 LS1 中，人们安装了一个完整的 PXD，并进行了一些子探测器的改进，在之后的 LS2 中，将会有更多的升级。主要有：提高探测器针对背景的鲁棒性；保证高亮度下运行的安全性；提高子探

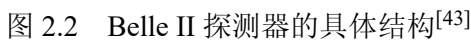


图 2.3 Belle II 探测器的各个子探测器的具体细节^[43]

测器长时间的抗辐照性；开发针对不同路线的技术以及提高总体物理性能。整个升级计划分为短期计划（LS1），中期计划（LS2）以及可能在极高亮度下的长期计划，图2.4展示了计划的具体内容。

Subdetector	Function	upgrade activity	time scale
MDI	RMBA	Faster and more performant electronics	medium-term
VXD	Vertex Detector	all-pixels DMAPS CMOS sensors (VTX)	medium-term
CDC	Tracking	upgrade front end electronics	short/medium-term
TOP	PID, barrel	Replace not-life-extended ALD MCP-PMTs	medium-term
		Front end electronics upgrade	medium-term
		Replace PMTs with SiPMs	long-term
KLM	K_L, μ ID	replace 13 barrel layers of legacy RPCs with scintillators	medium/long-term
		upgrade of electronics readout and proportional mode RPC readout	medium/long-term
		timing upgrade for K-long momentum measurement	medium/long-term
Trigger		hardware and firmware improvements	continuous
DAQ		add 1300-1900 cores to HLT	short/medium-term
ARICH	PID, forward	replace HAPD with Silicon PhotoMultipliers	long-term
		replace HAPD with Large Area Picosecond Photodetectors	long-term
ECL	γ, e ID	Add pre-shower detector in front of ECL	long-term
		Complement ECL PiN diodes with APDs or SiPM	long-term
		Replace CsI(Tl) with pure CsI crystals	long-term

图 2.4 Belle II 探测器的升级计划^[55]

第三节 KLM 以及 KLM 升级计划

2.3.1 KLM 结构

KLM 是长寿命 K 介子 (K_L) 和 μ 轻子探测器，它位于 Belle II 探测器的最外层，图2.5展示了 KLM 的位置，它分为桶部和端盖。在桶部（Barrel KLM）的设计中一共有 2 层塑料闪烁体以及 13 层阻性板室探测器（RPC），而端盖（Endcap RPC）的向前部分（Forward Endcap）有 14 层塑料闪烁体，向后部分（Backward Endcap）有 12 层闪烁体，它们与 14 层厄铁交错排列，动量大于 0.6 GeV/c 的缪子或者是带电强子会几乎是沿着直线穿过 KLM 或沉积在里面，而 K_L 介子则会在之前的量能器或者厄铁里发生强子簇射，之后被探测器吸收。

在之前的 Belle 实验中，KLM 使用的是 RPC 探测器，其表现良好，但是在 Belle II 的高事例率下，RPC 死时间过长的会严重影响探测效率。在探测器的桶部这个问题并不明显，处于 Belle 实验的条件时，在 KEKB 亮度下的 RPC 背景大致与宇宙线背景一致，即使在升级到了 SuperKEKB 的亮度时也能保证结果良好。而在端盖区域，背景事例率骤然增高了 20~40 倍，这使端盖 KLM 的探测效率下降到 50% 以下。为了提高效率，Belle II 桶部内层（一、二层）以及全部的端盖都被替换成了闪烁体与硅光电倍增管（SiPM）。图2.6展示了端盖的

闪烁体条，这种闪烁体条带有波长位移光纤，与硅光电倍增管耦合在一起读出闪烁光。

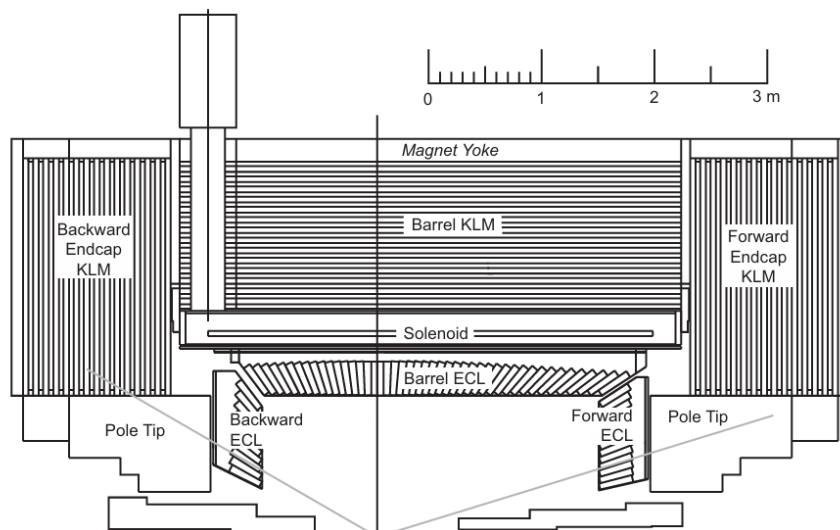


图 2.5 KLM 在探测器里的位置，图中分别描述了桶部 KLM 和端盖 KLM^[43]

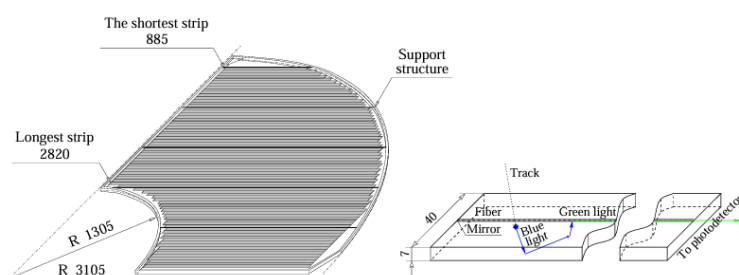


图 2.6 单层 1/4 端盖 KLM，由闪烁体条组成，右边部分为单根闪烁体示意图，中心处为波长位移光纤^[43]

2.3.2 KLM 升级

KLM 的升级目前有两个方案，方案一是使用新的闪烁体建造 KLM；方案二是继续使用目前的 RPC，但是将降低电压使其工作在雪崩模式而不是流光模式，以减小中子背景的影响。

方案一的主要目的是使得 KLM 具有精确时间测量能力。现在的 KLM 只能对 K_L 进行鉴别以及对动量方向进行确定，在使用透明、长衰减长度的闪烁体后使得 KLM 有精确测量时间的能力，时间测量的起始时间起于对撞点，终止时间就是 KLM 所探测的时间，时间测量的分辨率可达 100 ps 左右。测试模型图 2.7 所

示，使用的是高能科迪（GNKD）的闪烁体条，其截面为 $2\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ ，长度为 1 m ，使用的信号读出为 SiPM 的探测阵列，上面有 12 块 SiPM。这 12 个 SiPM 分为 4 个为一组串联，再将分成的三组并联，将其信号加在一起读出。在测试中，处于最上面和最下面的两块小闪烁体一起为整个系统提供触发信号，当两个闪烁同时给出信号的时候，即可认为有一个宇宙线粒子通过两根待测试的塑闪。塑闪测试的结果如图 2.8 所示，其中 90 ps 为直接拟合的结果，根据误差传递公式减去触发的时间分辨之后得到两根闪烁体的时间差分辨率为 70 ps 左右，而使用更为新型的塑料闪烁体所达到的时间分辨为 47 ps 左右^[56]。



图 2.7 KLM 升级中的塑闪测试

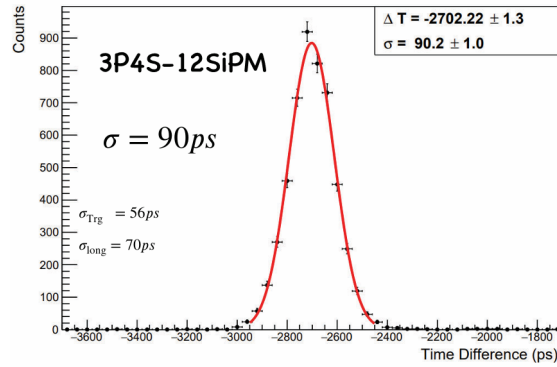


图 2.8 塑闪测试的拟合结果

除了进行精确的时间测量之外，升级后的 KLM 探测器还可以用来排除本底。可以排除与对撞产生的事例相差 1 ns 的其他事例，这远好于现在 KLM 的 10 ns 范围，可以更好地排除 K_L 测量的本底。而当探测器长时间运行时，需要一个专门的刻度系统，本文接下来将介绍针对该 KLM 升级方案的刻度系统原型机的研究。

第三章 激光系统的设计

激光器驱动电路对于激光系统的稳定运行有着重要作用，它一般由控制模块，电源模块，二极管放电回路等组成，关于脉冲驱动电路已经存在很多的研究^[57, 58]。

总的来说，对于大型探测器中的激光刻度系统有这几点要求：

- 高时间精度的光探测器，其对于时间的探测在皮秒量级，这就要求设计的激光脉宽要短；
- 对于大型探测器来说，一个系统应该在满足要求的情况下尽量简单，来保证可靠性，在出现问题时能够尽快解决。
- 同时考虑探测器电子学通道很多，对于每个通道都要使用光源进行刻度，需要尽可能的减少成本。

在考虑以上条件后，在这个系统的设计中，我们先后使用了两种思路的激光驱动电路，分别是使用双极型晶体管的 Marx Bank 电路和使用氮化镓场效应管的低侧驱动电路，设计电路都应该运行在脉冲模式，且脉冲持续时间为数十甚至数纳秒，具体应该以刻度结果为依据进行选择。而在研究过程中，在经过原型机的测试之后，考虑到实际结果以及安全性，选用了低侧驱动电路。本章将着重叙述低侧驱动电路为基础的激光系统，包括对其器件进行介绍，同时仍然对 Marx Bank 电路进行说明。

第一节 激光二极管

3.1.1 发展历史

激光器的历史可以追溯到上个世纪五十年代，阿瑟·伦纳德·肖洛以及查尔斯·哈德·汤斯发表了一篇关于拓展微波激射效应来产生激光的文章^[59]。在两年后的 1960 年，西奥多·梅曼使用红宝石制作了历史上第一个激光器^[60]，而在之后的两年里使用掺铈氟化钙的激光器^[61] 以及氦氖激光器^[62] 也相继诞生。但是这些激光器大多较为笨重且效率低下。而半导体材料作为一种轻便高效的材料，作为激光器十分有潜力，但是在五十年代仅有理论成果，并没有真正被设计出来。

在 1962 年, 威廉·杜姆克提出类似硅、锗之类的间接带隙半导体不适合作为激光器的材料使用^[63], 因为间接带隙半导体的复合要通过声子来辅助, 导致能量被损失在晶格振动中, 使其增益较低, 而较低的增益并不能完全抵消其自由载流子光吸收造成的损失。这里光吸收是指处于同一能带的载流子吸收光, 而在同一能级的不同能带之间跃迁。

而类似砷化镓这类直接半导体便是一种更为有效的激光器材料, 在 1962 年的六月, 凯斯和奎斯特发现砷化镓能用于制作高效率激光器的直接证据^[64]。在这个研究成果诞生不久后, 四个实验室相继发表了关于砷化镓激光器的研究成果^[65-68]。四个实验都是在 77 K 的环境下进行。在实验中激光器工作在脉冲模式, 脉冲宽度大约在 100 ns, 工作频率为 100 Hz。这些都是在低温环境下的实验, 没有在常温环境下进行研究, 因为当温度上升时, 阈值电压会快速上升, 这是 PN 结的结构问题导致的。到 1963 年, 赫伯特·克勒默建议使用双异质结来改善 PN 结结构^[69]。在 1968 年, 若列斯·阿尔费罗夫等人制作出了第一个双异质结半导体激光器^[70], 但此时激光器仍然不能于室温下工作在连续波模式。直到 1970 年, 林严雄等人使用 AlGaAs/GaAs 结构的异质结于室温下成功地使激光器工作在了连续波模式^[71], 至此半导体激光器开始逐渐发展。

3.1.2 工作原理

激光二极管的工作条件有三个^[72]:

- 建立起激射媒质内的载流子反转分布, 这意味着处于高能态导带底的电子数要远大于处于低能态价带顶的空穴数。这一点是通过注入载流子来实现的;
- 存在一个谐振腔使得受激辐射在其中多次反馈而形成激光振荡;
- 激光媒质必须能提供足够大的增益使得光增益大于各种损耗之和, 以此来提供稳定的增益, 这要求有足够的电流注入, 满足电流阈值。

用图 3.1 简单描述激光二极管的发光原理, 当激光二极管工作时处于正向偏置时, 电子由负极注入, 电子与空穴复合释放出光子。当满足粒子数反转条件时, 即伯纳德和杜拉富格条件, 光通过处于这种状态的半导体就会获得增益, 反转数越高, 得到的增益就越大。

此时仅仅只提供了激光产生的前提条件, 为了获得相干受激辐射, 还需要将整个半导体材料, 即增益介质, 放入光学谐振腔中。光在两个反射面之间来回通过增益介质不断得到放大时, 一部分光从低反射面射出形成激光。

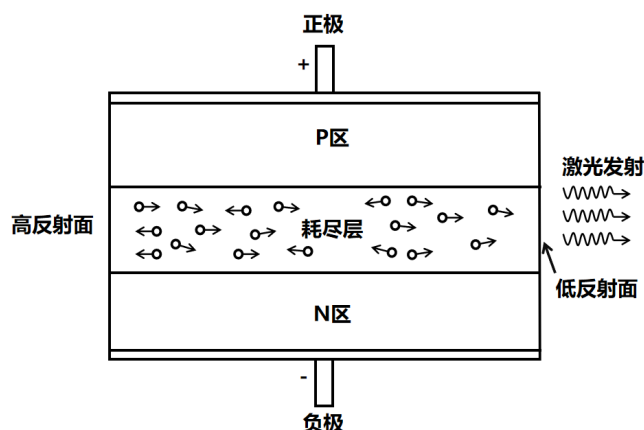


图 3.1 激光二极管发光原理图

3.1.3 激光二极管选择

在本设计中的激光二极管大致上应满足以下几个条件：

- 要能够工作在脉冲模式；
- 在脉冲模式提供足够的光输出；
- 激光工作的波长要适合用所使用的 SiPM 进行探测，也就是说波长要满足一定的光子探测效率。

根据这些要求，我们选择 ams OSRAM 公司的 PLPT5 447KA 型激光二极管作为激光系统的光源，图3.2展示了该型二极管，它为 TO-56 封装。TO（Transistor outline）是晶体管外形，它也是一种同轴封装，其特点是激光器、透镜等部件的中心线都在一条直线上。TO-56 指的是其底座直径在 5.6 mm。该型二极管的工作的典型波长为 445 nm，如图3.3所示，在室温时，其发射光的波长大约在 445 nm，当温度上升时其发射光的波长会增大。它是一种多模激光器，拥有两个或者两个以上的模发射光，光束均匀性好，成本较低。一般多模激光器会配合 50 μm 或者是 62.5 μm 多模光纤使用。平行于 PN 结的发射角为 10° 左右，垂直于 PN 结的发射角为 48° 左右。同时它具有较高的调制带宽，可以工作在连续波模式或者脉冲模式。其峰值输出功率的典型值在 2 W，如图3.4，展示了输出功率与电流间的关系，从图3.4(a)可以看出，只有当电流大于一定值的时候，二极管才能够工作，在室温时，阈值电流为 0.08 A 左右。

在本设计中使用的光电探测器件，即 SiPM，其光子探测效率在蓝光波段达到最大，这正好对应于二极管的工作波段，因此该型激光二极管适合作为光源。



图 3.2 PLPT5 447KA 型激光二极管示意图^[73]

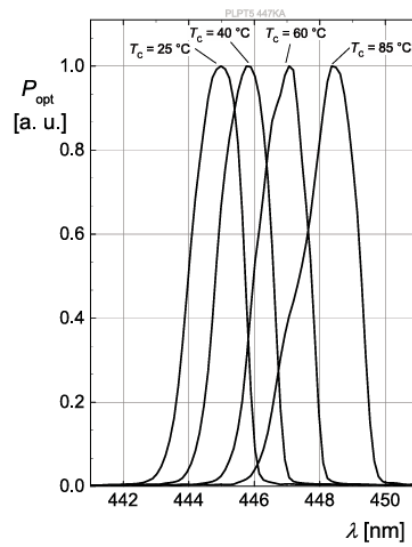


图 3.3 PLPT5 447KA 型激光二极管的发射谱^[73]

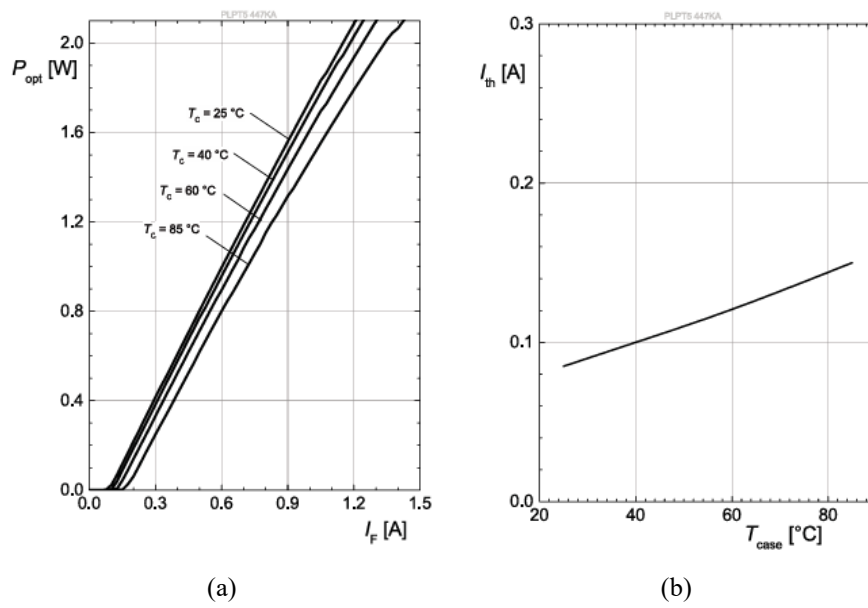


图 3.4 (a) 激光二极管的输出功率与电流的关系；(b) 二极管工作的阈值电压^[73]

第二节 Marx Bank 电路方案

使用雪崩双极型晶体管构成脉冲激光驱动电路的做法已经得到了广泛的运用，由于工作在晶体管的雪崩模式，在雪崩时晶体管很快被导通，因此它有着很快的开关速度，并且它具有比较小的时间晃动以及较高的工作频率^[74]，同时其电路结构简单，能够提供高幅度以及较小脉宽的脉冲。

3.2.1 双极型晶体管

双极型晶体管（BJT），是一种半导体器件。它作为一种放大器件广泛的应用于电路和其他器件之中，有 PNP 型和 NPN 型两种结构。半导体是一种导电性介于导体和绝缘体之间的材料，而物质的导电性取决于原子结构，即是否有自由电子。根据能带理论，当原子和原子相结合形成固体的时候，由于受到相邻原子的势场的作用，原本简并的能级解除简并，并且分裂成相近的能级，形成了能带，如图3.5所示。

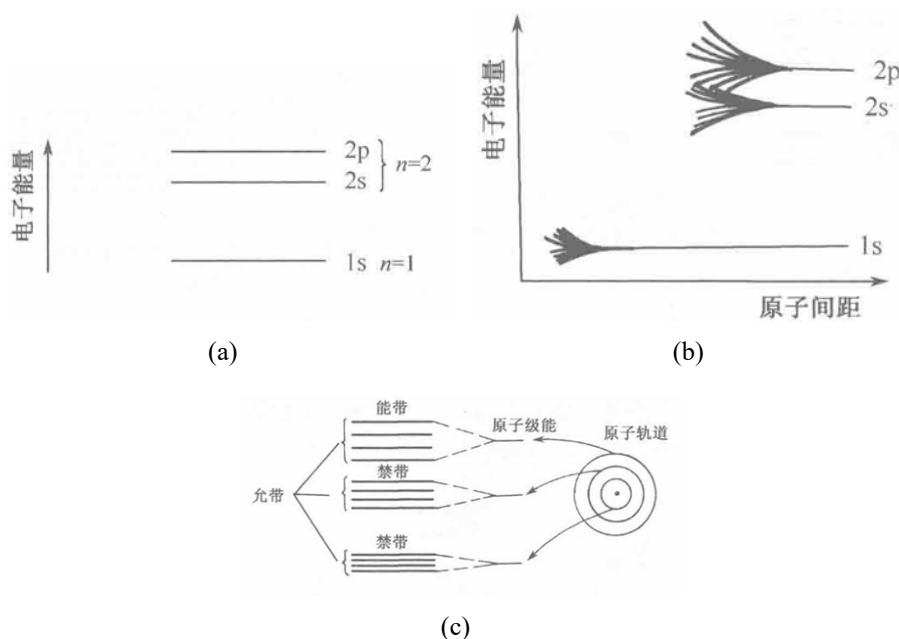


图 3.5 (a) 孤立原子的能级；(b) 多个原子的能级分裂；(c) 能级分裂形成能带^[75]

能带之间称为禁带，而被电子占满的能带称为价带。在外部场的作用下，电子跃迁到未被电子占满的能带，并在外电场的作用下形成电流，这种带称为导带。如图3.6所示，为绝缘体、半导体以及导体的能带示意图，半导体的禁带并不如绝缘体那么大，因此当受激发时，电子能够跃迁至导带。

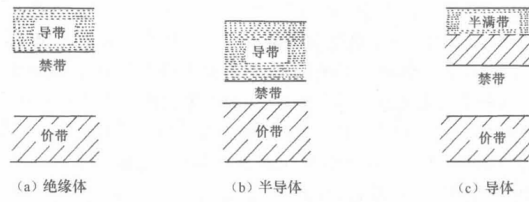


图 3.6 绝缘体、半导体以及导体的能带^[75]

纯净的半导体称为本征半导体，它通常由硅和锗两种元素构成，这些元素有四个价电子，相互结合形成了共价键。但是由于热运动，少量价电子摆脱束缚成为自由电子，并留下一个带正电荷的空穴，这些电子和空穴对称之为载流子，如图3.7所示。

通过扩散等工艺可以将杂质掺入本征半导体中，掺入五价元素的得到 N 型半导体，而掺入三价元素得到的是 P 型半导体。N 型半导体中的载流子主要为电子，而 P 型中主要的载流子为空穴。当把 P 型半导体和 N 型半导体放在一起时，会形成 PN 结。这是由于 P 区的空穴和 N 区的电子会因为浓度差发生扩散，在 P 区形成负离子区而在 N 区形成正离子区，这一区域也被称之为空间电荷区，如图3.8所示。在 PN 结两端的 P 端连接电源正极，在 N 端连接电源负极，称 PN 结加正向电压或正向偏置，相反的连接称加反向电压或反向偏置。正偏时 PN 结导通，反偏时 PN 结截止，这就是 PN 结的单向导电性。

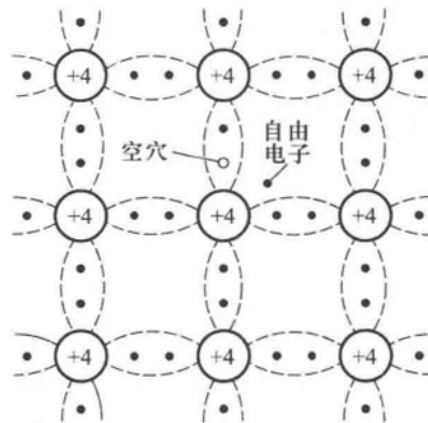


图 3.7 本征半导体中的电子-空穴对^[75]

在同一硅片上，使用掺杂技术制作出含有两个 PN 结的器件称为双极型晶体管，分为 NPN 型晶体管和 PNP 型晶体管。图3.9(a)展示了一个 NPN 型晶体管的结构示意图，由发射极、基极以及集电极组成，两种晶体管符号如3.9(b)所示。

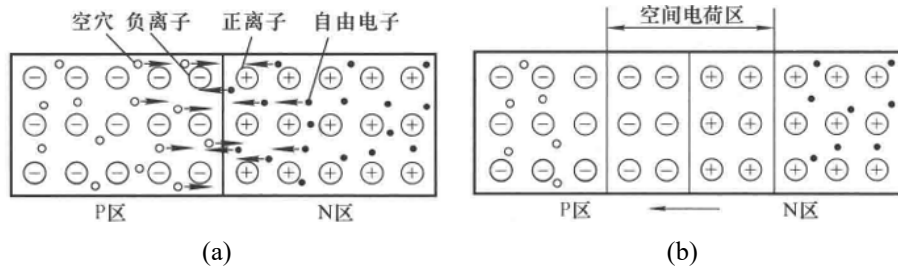


图 3.8 (a) P 区和 N 区的载流子运动；(b) 空间电荷区的建立^[76]

使用晶体管组成放大电路时，要将基极和集电极加正向偏压，发射极和集电极加反向偏压。

而 Marx Bank 电路利用的是晶体管的雪崩特性，晶体管的雪崩触发方式有三种，触发导通（包括电信号触发和光信号触发）、过压击穿导通以及 C-E（集电极——发射极）间电压上升斜率过大引起的导通^[77]。对于共射极接法，其部分击穿电压有着如下关系 $BV_{CEO} < BV_{CBO}$ ，其中 BV_{CEO} 为基极开路时，集电极和发射极的击穿电压，而 BV_{CBO} 为发射极开路时，集电极和基极的击穿电压。若是晶体管需要工作在雪崩模式，所提供的电压应该略大于 BV_{CEO} ，但是小于 BV_{CBO} ，这是为了防止过压击穿。需要注意的一点是，当基极和发射极间存在电阻时，发射极与集电极击穿电压 BV_{CER} 大于 BV_{CEO} 。

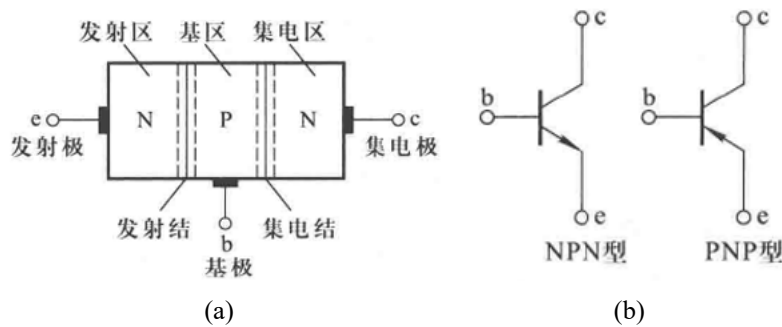


图 3.9 (a) NPN 型晶体管结构；(b) NPN 型晶体管和 PNP 型晶体管的符号^[76]

3.2.2 Marx Bank 电路原理

一般来说，Marx Bank 脉冲发生器会包含数个并联的双极型晶体管，一个简单的 Marx Bank 电路如图3.10所示，图示为一个五级的 Marx Bank 电路。当触发信号未到来时，所有的晶体管 $T_1 \sim T_5$ 都处于截止状态，此时通过直流电压源

V_{cc} 将晶体管的静态工作点设立在雪崩区，同时 V_{cc} 给电容 $C_1 \sim C_5$ 充电。由于晶体管的静态工作点位于雪崩区，当触发信号输入到基极时，晶体管内部产生雪崩， T_1 管迅速导通。这使得电容 C_1 左侧的电压被迅速拉低到地，也就是零电位。由于电容两端电压不能突变，这使得电容 C_1 右侧的电位变为对地的 $-V_{cc}$ ，导致 T_2 管两端电压为 $2V_{cc}$ ，这远大于 BV_{CBO} ， T_2 管也随之导通。之后 $T_3 \sim T_5$ 管依次被击穿，电容 C_5 的右侧将产生极大的电压，并通过负载 R_L 迅速放电，于是便可以产生一个高幅值，短脉宽的脉冲。

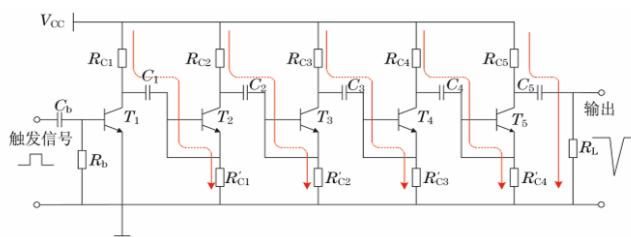


图 3.10 五级 Marx Bank 电路示意图^[74]

3.2.3 晶体管选择

考虑到不是所有的晶体管都适合于雪崩工作模式，在进行设计前对 2N5551、2N3904 两种晶体管进行测试。两种晶体管的部分数据如表 3.1 所示。

	$BV_{CBO}(\text{Min})$	$BV_{CEO}(\text{Min})$
2N5551	180 V	160 V
2N3904	60 V	40 V

表 3.1 2N5551 与 2N3904 的部分数据

测试电路原理如图 3.11 所示，其中电阻 R_1 设置为 $50\ \Omega$ ， R_2 作为限流电阻设置为 $51\ \text{k}\Omega$ 。在测试中改变 V_{CC} ，并测量电源电流大小来观察是否出现雪崩击穿。在测试中使用的高压源为 CAEN 的 DT5533EM 型 4 通道高压模块，如图 3.12 所示，该型高压模块有正负两种输出，最大输出电压 $4\ \text{kV}$ ，输出电流 $3\ \text{mA}$ ，电流检测的分辨为 $3\ \text{nA}$ 。电流大小可以在其控制软件 GECO2020 中直接读出，便于测量。

测试结果如图 3.13 所示，对于 2N3904 型晶体管，在电压为 $138\ \text{V}$ 处发生了雪崩，而 2N5551 型晶体管在 $387\ \text{V}$ 处发生了雪崩。由此对于本设计，2N3904 型晶体管更加符合实际应用。

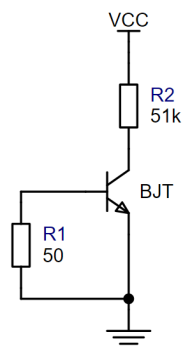


图 3.11 BJT 测试电路示意图



图 3.12 DT5533EM 示意图

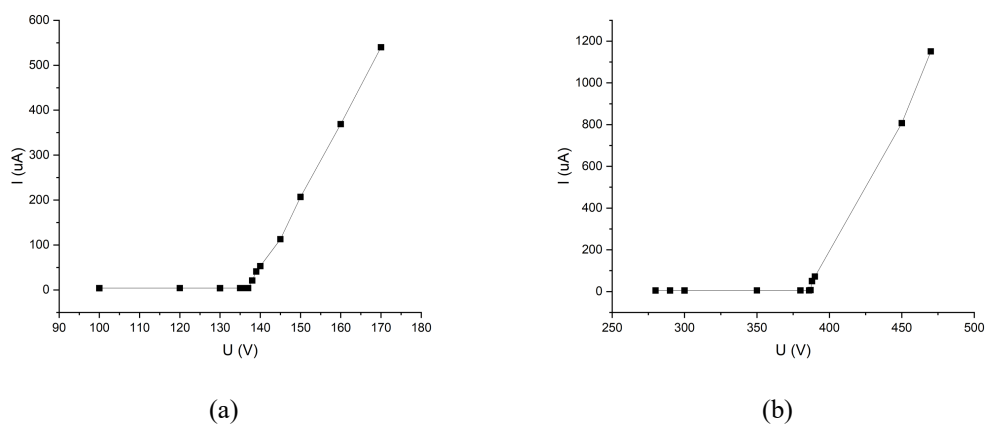


图 3.13 (a) 2N3904 的测试结果; (b) 2N5551 的测试结果

3.2.4 电路设计

根据所选择的晶体管设计了一个驱动电路，考虑到所使用的激光二极管的最大工作电压，而多级的 Marx Bank 电路提供的电压可以达到上百甚至上千伏，因此仅仅使用了一级的 Marx Bank 电路，其原理图如图3.14所示。

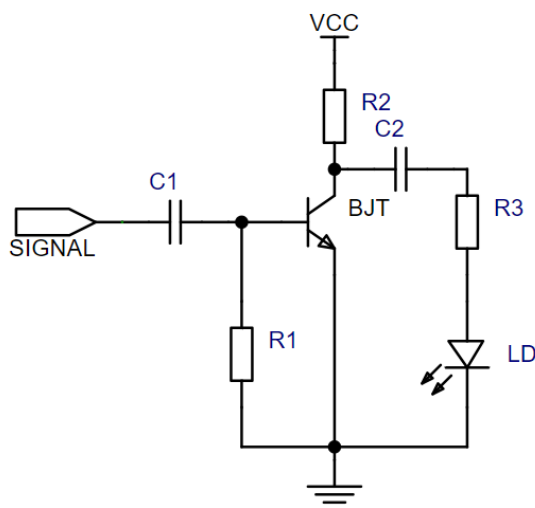


图 3.14 Marx Bank 电路示意图

其中电容 C_1 和电阻 R_1 组成了 RC 微分电路，这使得输入的开始信号拥有一个快速的上升沿，同时输入的开始信号应该较宽，要大于 RC 电路的时间常数。在信号到来之前，电容 C_2 充电，当信号到来时，如前所述，电容 C_2 、电阻 R_3 以及 LD 组成放电回路。

第三节 低侧驱动方案

另一种常用的激光二极管驱动电路是使用场效应管作为开关器件的低侧驱动电路或者是高侧驱动电路。其中低侧和高侧指的是作为开关的场效应管与激光二极管的相对位置，当场效应管位于二极管和地的中间时，称为低侧驱动，而二极管位于场效应管与地的中间时，称为高侧驱动。

整个设计思路应当尽可能简便，这是为了应对复杂的探测器环境以及众多的电子学通道，并且还要保证系统的可靠性。而低侧驱动电路结构简单，成本低廉，适合用于探测器的刻度系统。

整个驱动电路的原理如图3.15所示，在这个方案中通过氮化镓场效应管（GaN FET）的开关对二极管电路进行控制，氮化镓场效应管是一种结构紧凑，

效率高的器件，相比于金属氧化物场效应管（MOSFET）有更多的优势，有着更快导通速率、更快的工作频率以及更低的导通电阻。而氮化镓场效应管的开关由一个触发信号产生电路进行控制，再产生一个信号到栅极驱动器，栅极驱动器产生一个大的电流脉冲给氮化镓场效应管。场效应管接到信号后导通，使得电容放电，以此来驱动激光二极管。

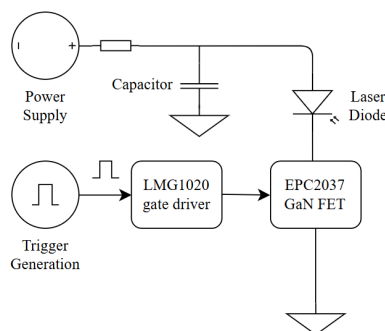


图 3.15 低侧驱动电路的工作原理图

3.3.1 器件选择

在本设计中，选用了 Efficient Power Conversion Corporation 的 EPC2037 型氮化镓场效应管，该器件的最大漏极脉冲电流为 2.4 A，能够满足本研究中使用的激光二极管的要求。为了驱动氮化镓场效应管，我们选择了 LMG1020 低侧栅极驱动器，其最小输入脉冲宽度为 1 ns，最大输出脉冲电流为 7 A。这两种器件作为设计的核心器件将重点介绍，其余器件将在相关章节介绍。

氮化镓场效应管

氮化镓场效应管（GaN FET）是基于氮化镓材料的场效应晶体管，主要作为开关器件使用。氮化镓基的场效应管又可以分为氮化镓基金属-半导体场效应晶体管、氮化镓基金属-绝缘体-半导体场效应晶体管以及 AlGaN/GaN 异质结晶体管。其中 AlGaN/GaN 异质结晶体管是发展最为成熟的氮化镓基电子器件^[78]。它有着高迁移率的二维电子气（2DEG），也被称为高电子迁移率晶体管（HEMT）。

氮化镓材料属于第三代半导体，作为一种宽禁带半导体材料，其室温禁带宽度为 3.45 eV，远大于第一代半导体硅的 1.12 eV，第二代半导体砷化镓的 1.42 eV 以及磷化铟的 1.35 eV。这使得氮化镓具有更高的击穿场强以及更快的电子饱和速度，适合在高频率以及高功率场合应用。同时氮化镓可以在成本较低的硅

衬底上生长，也可以在高导热率的碳化硅以及金刚石上生长，这使其在制备上具有优势。在经过多种研究之后，基于 AlGaIn/GaN 异质结的晶体管成为了主流器件，本设计使用的 EPC2037 型场效应管就是基于 AlGaIn/GaN 异质结构的器件。

这种器件有着高迁移率的电子气，这与其材料结构有关。氮化物半导体材料的 III 族原子与氮原子之间的化学键具有很强的极性，这使得它具有很强极化效应，在异质结中能形成很强的内建电场。如图3.16所示是一个 AlGaIn/GaN 的异质结，在异质结中 AlGaIn 在 (0001) 面的晶格常数小于 GaN，这使得 AlGaIn 层受到张应力，其自发极化和压电极化在同一方向，由表面指向异质界面。若是 GaN 较厚则可以忽略 AlGaIn 层对其应力，仅仅考虑自发极化。在界面处，AlGaIn 层的正电荷会吸引自由电子聚集到 GaN 侧的量子阱中，形成二维电子气。在未掺杂的情况下二维电子气的面密度能达到 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ，如此高浓度的电子会对杂质有一定屏蔽作用，并且由于未掺杂，其电子迁移率很高，在氮化镓层可以达到 $1000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ，在二维电子气区域可以达到 $1500 \sim 2000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ [79]。

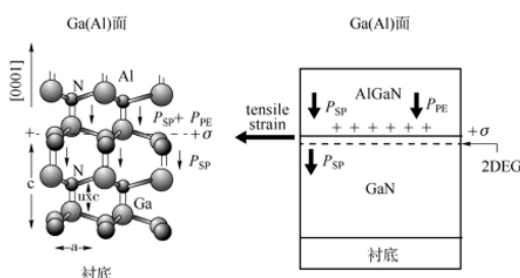


图 3.16 二维电子气的形成原理[78]

一个典型的 GaN HEMT 结构如下图3.17(a)所示，这是一个耗尽型的 GaN HEMT，AlGaIn 层与栅极相连，在栅极和源极加上电压之前，源极和漏极通过二维电子气导通。当在栅极接上负电压，同时在源极接正电压时，会使二维电子气耗尽，半绝缘的氮化镓便会阻碍电流运动。也就是说 HMET 的工作原理就是通过调节栅极电压来改变附近的二维电子气浓度，来达到控制源极和漏极间的电流。HEMT 的工作范围主要有三个区：截止区、线性区以及饱和区。对于耗尽型的 HEMT，规定阈值电压为刚好耗尽异质结处二维电子气时所施加的栅极电压。当栅极反偏且施加的电压小于阈值电压时，HEMT 截止，二维电子气处于耗尽状态，此时器件工作于截止区。当栅极电压大于阈值电压时，HEMT 导通，当漏极和源极电压较小时，漏极电流正比于漏源电压。当漏源电压进一步增大，使得栅极下方靠近漏极的一侧的栅漏电压小于阈值电压时，该区域的二

维电子气将会被耗尽，漏极电流不再增大，此时器件工作在饱和区。

本设计的 EPC2037 型场效应管是增强型 HEMT，如图3.17(b)所示，与耗尽型相反，其沟道在未加电压时为关断状态，阈值电压为正值。EPC2037 的实物图如图所示3.18，其尺寸为 $0.9\text{ mm} \times 0.9\text{ mm}$ ，在连续工作模式下最大漏极和源极电压为 100 V ，最大漏极电流为 1.7 A 。在脉冲模式下最大电压可以达到 120 V ，最大电流在脉宽为 $300\text{ }\mu\text{s}$ 时可达 2.4 A ，导通电阻为 $550\text{ m}\Omega$ 。

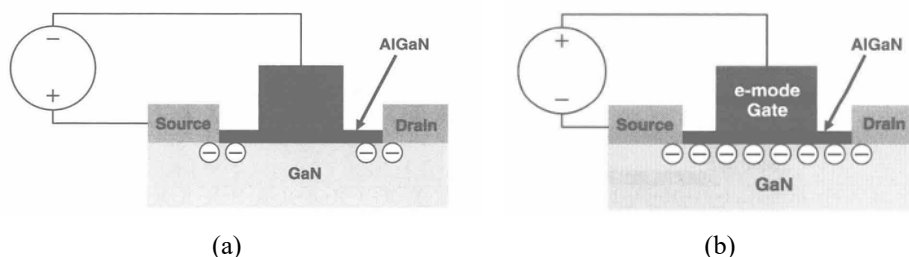


图 3.17 (a) 耗尽型 GaN HEMT 结构示意图；(b) 增强型 GaN HEMT 示意图^[79]

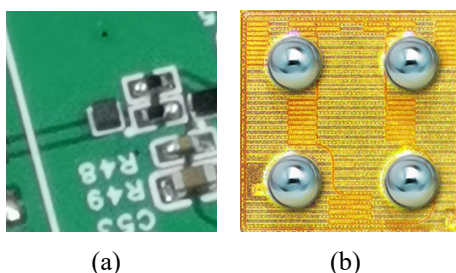


图 3.18 EPC2037 型场效应管实物图

栅极驱动器

针对高功率、高频率的氮化镓器件，需要有专门的驱动器来驱动这些器件。一方面是为了减小损耗，另一方面也是考虑到普通 PWM 电路有时无法达到驱动 GaN 的电流和电压水平，因此选择了 TEXAS INSTRUMENTS 的 LMG1020。它是一种单通道的纳秒级栅极驱动器，能够提供短脉宽大电流脉。其最大工作频率可以达到 60 MHz ，最短输入脉宽为 1 ns ，输出脉冲的上升沿和下降沿的典型值为 400 ps 。其功能框图如图3.19所示。输入引脚 IN^+ 和 IN^- 都拥有施密特触发器来减小对噪声的敏感性，这两个引脚是单端输入，不能作为差分输入。驱动器的输出脉宽由输入脉冲的差值所决定，如真值表所示3.20，最大输出电流峰值为 7 A 。

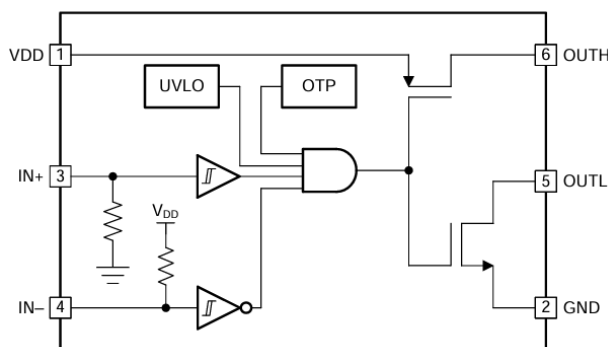


图 3.19 LMG1020 栅极驱动器的功能框图^[80]

IN-	IN+	OUTH	OUTL
L	L	OPEN	L
L	H	H	OPEN
H	L	OPEN	L
H	H	OPEN	L

图 3.20 LMG1020 栅极驱动器的真值表^[80]

3.3.2 电路设计

从总体上来讲，本设计的驱动器分为激光驱动电路和激光二极管电路两个部分，这两个电路分别位于不同的印刷电路板（PCB）上，它们通过射频连接线连接。驱动电路可以分为两个模块，一个是供电模块，它为电路板上其他部分提供稳定的直流电源；另一个是激光的触发信号发生电路，控制激光二极管的导通。我们计划设计一个拥有多个通道的激光驱动板，增加其实用性。激光二极管的电路则是一个典型的 RLC 放电电路，通过调节各个参数便可以控制激光强度。激光二极管的电路板设计的较小，可以直接使用或者是与光纤耦合使用。

触发信号发生电路

触发信号产生电路的主要目的是给氮化镓场效应管提供一个开关信号，来控制激光二极管电路的导通和工作频率。由于系统并不计划使用外部触发，所以应该设计内部的信号发生电路。整个信号发生电路的逻辑图如图3.21所示。信号由 NE555 定时器产生，通过跟随器输入到单稳态振荡器，再通过两个延迟电路，产生两个具有延迟时间的信号，信号输入到栅极驱动器里，由驱动器产生一个短脉宽的大电流信号提供给氮化镓场效应管。

NE555 芯片是一个经典的方波产生芯片，在“A-stable”工作模式，其工作频率以及占空比由外部电阻和电容所控制，产生信号的频率可以从小于 1

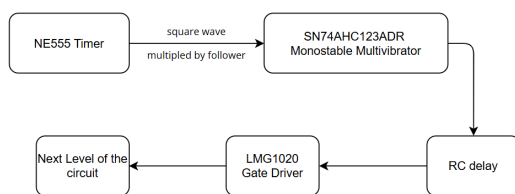


图 3.21 触发信号产生电路的示意图

mHz 到 100 kHz。信号输出的幅度受提供的电源影响，当提供的电压为 15 V 时，其输出高电压幅度可以达到 12 V 以上，在供电为 5 V 时，输出高电压在 3.3 V。“A-stable”模式的工作原理如图3.22所示。电容 C 通过电阻 R_A 和 R_B 充电，

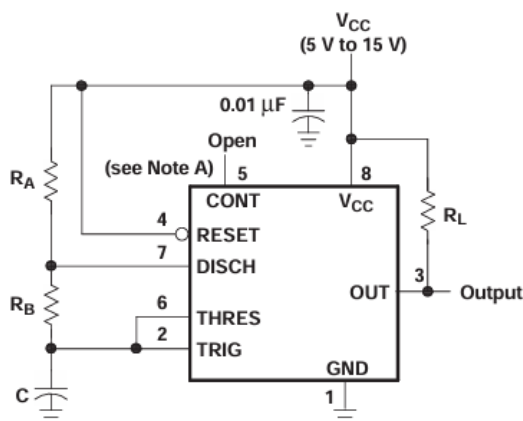


图 3.22 NE555 的 A-stable 模式的工作原理电路图^[81]

并只通过 R_B 放电，电容的充电和放电在阈值电压（大约 $0.67 \times V_{CC}$ ）以及触发电压（大约 $0.33 \times V_{CC}$ ）之间重复。输出的高电平时间为：

$$t_H = 0.693(R_A + R_B)C \quad (3.1)$$

低电平持续时间为：

$$t_L = 0.693(R_A + R_B)C \quad (3.2)$$

一个周期的持续时间为：

$$t_{period} = t_H + t_L = 0.693(R_A + 2R_B)C \quad (3.3)$$

因此其工作频率为：

$$f = \frac{1.44}{(R_A + 2R_B)C} \quad (3.4)$$

由于探测器数据获取系统有限的处理频率，例如 BESIII 探测器的数据获取系统工作频率为 4 kHz，刻度系统并不需要更为高频的激光系统，并且考虑到系统稳定性，本系统的工作频率选择为 1 kHz 以及 10 kHz。在 1 kHz 以及 10 kHz 的工作频率下，NE555 定时器输出的方波脉宽较大，且上升沿较大，典型值为 100 ns，在这种情况下，不适合直接用作产生短脉宽的脉冲信号，因此要对其进行处理。

在进一步处理之前，NE555 的输出引脚将连接至数个芯片，为保证 NE555 的带负载能力，还使用了 Nexperia 公司的 74LVC2G17 型同相跟随器，该型号跟随器为施密特触发。施密特触发器的滞后曲线如图 3.23(a) 所示，当输入信号电平高于上临界电压时，输出高电平，当输入电平低于下临界电压时，输出低电平，根据输入信号大小在输出高低电平中切换。其上下临界电压定义如图 3.23(b) 所示。

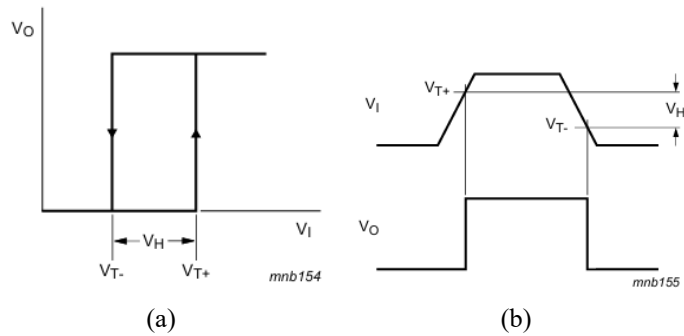


图 3.23 (a) 施密特触发器的滞后曲线；(b) 其上临界电压以及下临界电压的定义^[82]

在跟随器之后，为了提供脉宽更短的方波信号，设计使用了 SN74AHC123ADR 型双通道单稳态触发器，其封装图如图 3.24(a)。字母前的数字代表着有两个通道，即两个触发器集成在一个芯片上。其中 $\overline{A}$ 、 B 以及 $\overline{CLR}$ 是输入引脚，这三个引脚决定输出的状态，其中 $\overline{CLR}$ 引脚可以用来覆盖其他两个引脚，其真值表如图 3.24(b) 所示，而定时图如图 3.24(c) 所示，可知一共有三种工作模式： $\overline{CLR}$ 引脚拉高， $\overline{A}$ 引脚拉低， B 引脚为上升沿； $\overline{CLR}$ 引脚以及 B 引脚拉高， $\overline{A}$ 引脚处于下降沿； $\overline{A}$ 引脚拉低， B 引脚拉高，使用 $\overline{CLR}$ 的上升沿来控制输出。这样便可通过单稳态触发器将脉宽缩短，并且使得上升沿变得更短。其输出的脉宽由外接电阻和电容所决定，其连线如图 3.25 所示，其中 R_{ext}/C_{ext} 和 C_{ext} 为器件上的引脚。输出的脉冲可以由下式计算：

$$t_w = K \times R_T \times C_T \quad (3.5)$$

其中因子 K 为常数因子，其值与电容的容值有关，在容值大于等于 1 nF 时， K 的取值为 1，在小于 1 nF 时，其值如图 3.26 所示。在设计里 SN74AHC123ADR 的输出脉冲宽度大约在 100 ns ，为此选择外接电容和电阻的值分别为 120 pF 以及 $560\text{ }\Omega$ 。

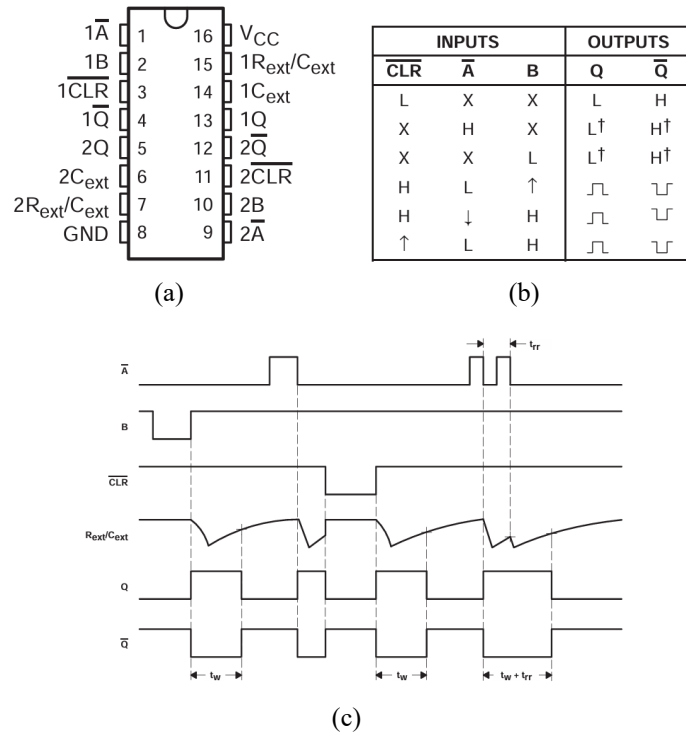


图 3.24 SN74AHC123ADR 型单稳态触发器：(a) 器件封装；(b) 真值表；(c) 定时原理图^[83]

单稳态触发器 SN74AHC123ADR 有两个输出通道，每一个输出通道都会接到另一个跟随器上，将信号分为两路，每一路将连接到一个简单的 RC 延迟电路上。RC 延迟电路是一个简易的电路，仅仅由电容和电阻构成。通过两路延迟电路使这两个信号产生一定的延迟，再将这两个信号输入到下一级的栅极驱动器上。如 3.3.1 所述，LMG1020 将会产生一个短脉宽的大电流信号，这个信号将输入到 EPC2037 场效应管中，使漏极和源极导通。在 LMG1020 的输出端应该连接至少 $2\text{ }\Omega$ 的电阻来防止过大电流造成器件受损。

供电电源

在本设计中，激光系统需要外接直流电源，但是考虑到系统内部需要两种不同的电压，并且需要防止外部电源的带来的噪声对于系统的影响，我们设计

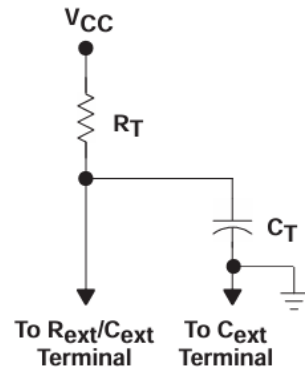


图 3.25 SN74AHC123ADR 型单稳态触发器的定时部分器件连接图^[83]

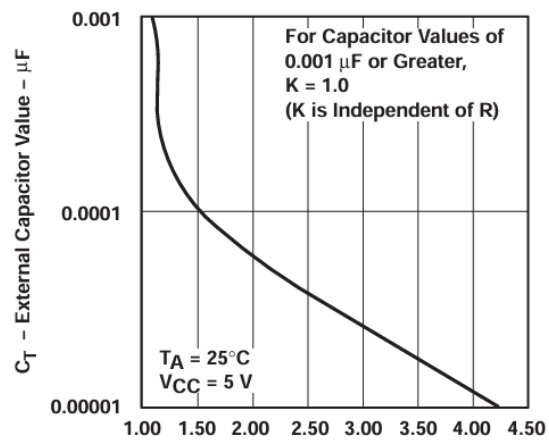


图 3.26 常数因子 K 与外接电容的关系^[83]

了一个供电模块。这个供电模块提供两种电压，一个电压是提供给激光触发信号发生电路的器件，包括定时器，触发器，跟随器以及栅极驱动器；另一个电压是提供给激光二极管电路的，用来给放电电容充电，驱动激光二极管。供电模块的示意图如图3.27所示。首先是对信号产生电路的供电，采用的是 TEXAS

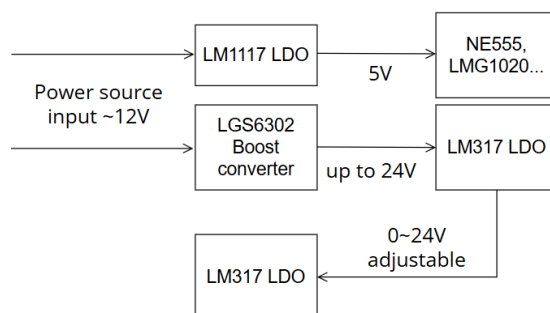


图 3.27 供电模块示意图

INSTRUMENTS 的 LM1117 型低压差线性稳压器（LDO），该型号 LDO 有可调节版本和固定输出版本，固定输出有 1.8 V，2.5 V，3.3 V 以及 5 V，本设计采用的是输出 5 V 的型号，适用于其他器件。并且相比于其他电源芯片，例如 DC-DC 转换器，LDO 能够有更快的负载响应，更小的输出纹波以及更小的开关噪声。LM1117 具有电流限制和热关断功能，输出电压精度在 1% 以内。其电路图如图3.28所示。其中电容的作用是稳定输入和输出。输出电容器的作用尤为关键，要满足电容和等效串联电阻（ESR）的最小值要求，根据数据手册，其最小的输出电容为 10 μ F。3.27所示。

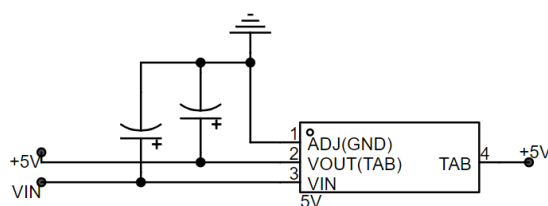


图 3.28 LM1117 低压差线性稳压器的电路图^[84]

其次是给激光二极管的工作电压，激光二极管工作在比其他器件更高的电压，具体的电压值与其 RLC 放电回路有关。本设计使用的是升压芯片与低压差线性稳定器的组合，先使用升压芯片将电压提升至 24 V，再使用 LDO 将其转换为一个可以调节的输出，并且降低电源纹波，这对激光二极管的输出能量有很大的影响，稳定的电压能够使输出能量的分辨较小。在设计中使用的是棱晶

公司的 LGS6302B5 型 60 V/1.2 MHz 升压转换器，其输入和输出电压范围在 3.0 V~60 V，内部集成了软启动电路，减少了对外部浪涌抑制组件的需求。作为一个升压转换器，其电路结构与其他 Boost 电路类似，电路图如图3.29所示。输出电压由分压电阻 R_F 以及 R_G 决定，在芯片内部有参考电压输出，整个网络的输出电压可以由下式计算：

$$V_{OUT} = 1.2 \times \frac{R_F + R_G}{R_G} \quad (3.6)$$

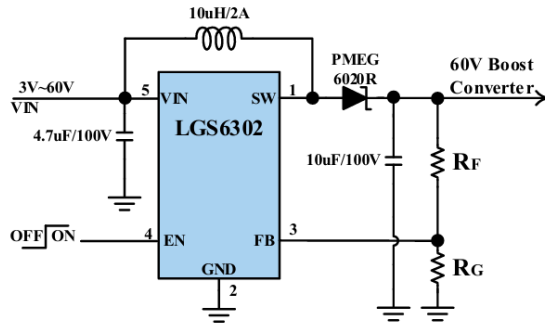


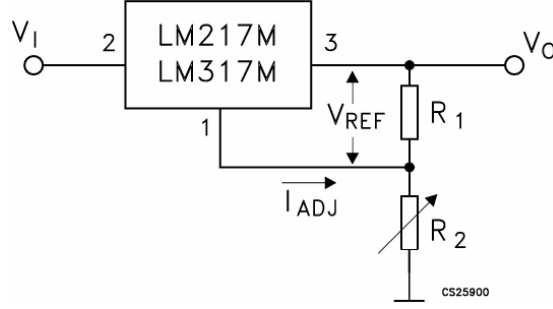
图 3.29 LGS6302B5 型升压转换器的电路结构^[85]

作为一个升压电路，需要一个外部的续流二极管。根据数据手册推荐，选用了时科公司的 PMEG6020ER 型肖特基二极管，其最大反向电压为 60 V，最大整流电流为 2 A。对于升压电路，电感将对负载提供电流，选择电感值较大的电感可以有效的减小纹波电流，在本设计中选择了 10 μ H 的电感，具体的电感值可以由下式计算：

$$L = \frac{V_{IN} \times (V_{OUT} - V_{IN})}{f_{sw} \times V_{OUT} \times K \times I_{LOAD(MAX)}} \quad (3.7)$$

与 LDO 的使用一样，升压转换电路也需要输入和输出电容来调节电压纹波，为了保证在不同的电压以及温度时能够保持稳定的容值，应当选用 X5R 以及 X7R 材质的电容器，这两种电介质在不同温度下有更稳定的特性。

在升压电路之后，继续使用一个 LDO 对电压进行进一步处理，一是为了减小电压纹波，二是调节输出电压，从而调整二极管输出功率。选用的 LDO 应该能够承受大的输入电压，因此选择了意法半导体的 LM317 型低压差线性稳压器。其最大输出电压范围为 1.2 V~37 V，输出电流可以达到 500 mA。其电路图如图3.30所示，与其他 LDO 一致，输出电压由 R_2 与 R_1 决定，但是在这个电路中， R_2 选择为电位计，这样输出电压可以随时调节。


 图 3.30 LM317 型 LDO 的工作电路^[86]

激光二极管电路

激光二极管电路如图3.31所示，在触发信号到达之前，电阻 R_1 和电容 C 的组合作为充电电路工作。 R_1 和 C 的取值决定了充电速度，这显著影响激光的重复频率。当 R_1 为 $300\ \Omega$ ， C 为 $500\ \text{pF}$ 时，可以实现 $1.33\ \text{MHz}$ 的重复频率^[87]。

当触发信号到达时， R_2 、 C 和激光二极管共同形成一个放电电路，该电路作为典型的 RLC 电路工作。回路方程可以通过基尔霍夫电压定律推导得出。当电路工作在欠阻尼状态 ($\lambda < 1$) 时，电容的放电电流可以表示为：

$$I = Ae^{-\frac{R}{2L}t} \sin \omega t \quad (3.8)$$

In which:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad (3.9)$$

$$A = \frac{V_c}{\sqrt{\frac{L}{C} - \frac{R^2}{4}}} \quad (3.10)$$

阻尼系数 λ 定义为

$$\lambda = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.11)$$

其中， C 为放电电容， L 为二极管的等效电感和电路寄生电感的总和， R 为电路中总电阻与二极管的等效电阻之和， A 为振幅， ω 影响脉冲宽度。

为了获得较短的脉冲宽度，需要较小的 ω 值。但是这个值不应该过小，要确保在获得所需脉冲宽度的同时，也能提供足够的峰值电流。同时为了避免过大的电流振荡，要尽量减少电路中的寄生电感，因此放电电路的导线应该设计得尽可能短。为了保护激光二极管免受过冲的影响，应该给激光二极管并联一个电阻和二极管^[87]，作为钳位二极管使用。

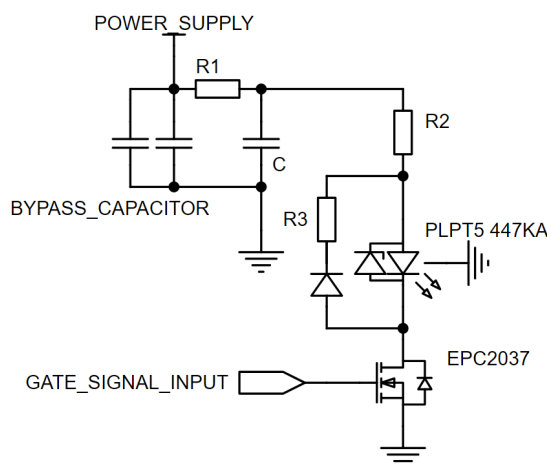


图 3.31 激光二极管电路的原理图

第四节 电路板设计

整个激光器驱动电路的电路板的布线如图3.32所示。整个电路板一共使用了一个 NE555 定时器，九个 74LVC2G17 型跟随器，五个 SN74AHC123ADR 型双通道单稳态触发器，八个 LMG1020 栅极驱动器，八个 EPC2037 型场效应晶体管，一个 LM1117 型低压差线性稳定器，一个 LM317 型低压差线性稳定器以及一个 LGS6302B5 型升压转换器。图3.32(a)是触发信号发生部分，NE555 定时器被放置在中央，每个通道的信号线都尽量的设计成一个长度，并且避免出现过大的弯折，以减小每个通道之间的差异。在电路板的最上方的绿色方框内，是两个用于数据采集的触发信号输出，一个是同相另一个是反相，且输出的是方波信号，与激光器工作频率一致。

在单稳态触发器部分，其外接电容与引脚之间的距离应该足够小，以防止过大的寄生电容导致的输出脉宽过长的问题。LMG1020 是对电路板布线要求最高的器件，因为它输出的是非常短脉宽的脉冲，但是设计的系统并不处于高频率的工作模式，因此受到的影响有限，但仍然应该尽可能保证布局合理。在电路板方面，应该尽可能的使用四层板来确保性能。同时对于 LMG1020 的旁路电容，应该尽可能靠近电源引脚，并且使用大的平面连接到地和电源。为尽可能靠近，使用了 0402 封装，容值为 $0.1\ \mu\text{F}$ 的陶瓷电容靠近引脚，再并联一个 0603 封装的容值为 $1\ \mu\text{F}$ 的陶瓷电容作为补充，改善滤波效果。LMG1020 还应该紧靠场效应管，并且连接到场效应管的栅极的走线应尽可能使用大尺寸，以减小寄生电感和等效电阻。

图3.32(b)所示的是电源部分，一共有八个电压输出，正如图中的蓝色方框部分所示，电源的走线较信号线较宽，以便于更大的电流通过。对于电源芯片，输出电容都被放置在了离芯片引脚较近的位置，来保证更好的滤波效果，以减小高频噪声和电源纹波。并且应该大面积对电流流经的区域铺铜，并使用多个过孔来减小传导损耗和降低热应力。对于升压电路的FB引脚，因为其阻抗较高，所以走线应该较短并且远离高噪声的部分。

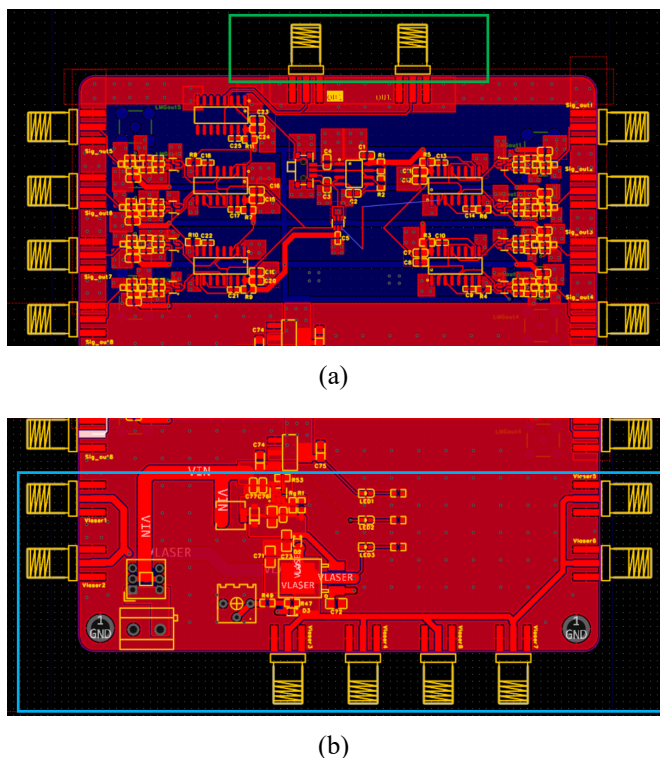


图 3.32 激光驱动电路的电路板

激光二极管的电路板如图3.33所示，其中四个通孔用来固定法兰，触发信号输入和电压输入分别位于两侧。在下方设置了三个旁路电容来进行滤波，进一步消除电压纹波。位于限流电阻 R1 后的并联电容组便是放电电容，设置三个并联便于选择合适的容值，增加更多的可选择性。同时为了减小放电回路的电感，选择较宽的布线。激光二极管则被放置在电路板的背面，通过通孔与正面信号连接。

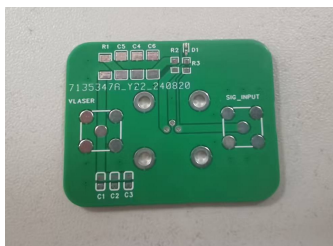


图 3.33 激光二极管电路板实物图

第五节 光纤分束器及其耦合

通常的激光器应该配合使用专业的光纤以及光纤分束器，但是在本设计中使用的是工作在波长在 850 nm 的光纤以及分束器，如图3.34(a)所示。在分束器前和后都为 1 m 长的多模光纤，纤芯直径为 62.5 μm ，为 FC/APC 接口。光纤在经过分束器之后被均匀分为八束。这种分束器原本是为通信使用，但是在波长 450 nm 处也能够工作，尽管会损失一部分能量。

而光纤与激光二极管由一个法兰进行耦合，二极管的光直接射入光纤，法兰结构如图3.34(b)所示，法兰为 FC 接头，由螺丝和螺栓安装在激光二极管的电路板上，其连接如图3.34(c)所示，在每个螺丝上使用了三个螺栓，来控制光纤头与二极管的距离，经过测试，三个螺栓是最适合的，只使用两个螺栓会挤压二极管表面，造成损坏。

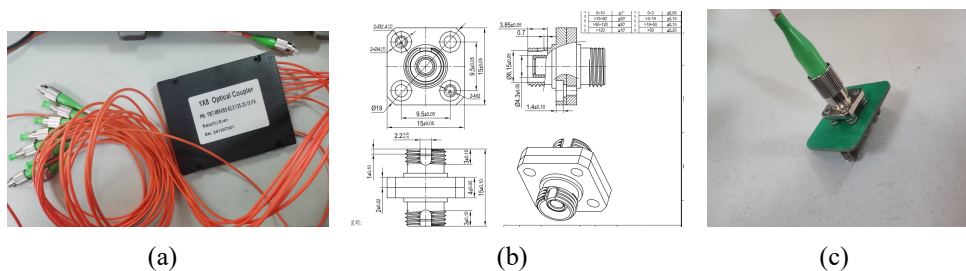


图 3.34 (a) 光纤分束器实物图；(b) 法兰的三视图；(c) 光纤与二极管连接图

第四章 原型机测试及测试结果

第一节 测试系统

这一节主要介绍在测试中所使用到的仪器和数据处理方法。在测试中使用的是日本滨松公司所生产的硅光电倍增管（SiPM）作为光探测器件。这是一种体积小，时间分辨好的探测器，目前已经在高能物理实验中得到了广泛的应用。而闪烁体使用的是高能科迪所生产的高时间性能塑料闪烁体，有着高的透明性以及大的衰减长度。数据获取系统由前置放大器以及数字化仪组成，连接到计算机上进行数据收集。收集的数据使用 CERN 所开发的“ROOT”分析框架进行分析。以下章节将对进行详细介绍。

4.1.1 硅光电倍增管

硅光电倍增管是由许多工作在盖格模式（Geiger-Mode）下的微小的雪崩二极管（APD）组成，所有的 APD 由并联的方式连接，统一读出，图4.1(a)展示了 SiPM 的基本结构。它的组成包括猝灭电阻和 APD。在其中猝灭电阻提供负反馈，用来限制雪崩电流的大小。在雪崩过程发生时，通过电阻的电流会产生一个反向电场将初始的电场屏蔽，使雪崩过程终止^[88]。

SiPM 工作在盖格模式，所加的电压应该高于其击穿电压。当光子被 SiPM 探测到时产生光电子，光电子进入电场将会引起盖格放电，产生增益大小固定的电流，每个像素的电流大小一致，所有通道电流信号加起来构成一个完整的信号。每个像素的放电是独立的，因此 SiPM 有更好的单光子分辨，图4.1(b)展示了一个单光子谱，其中纵轴表示数量，横轴表示产生的信号大小，从图中可见，最左边的峰表示一个光子，之后向右依次是两个光子、三个光子等。

硅基的光探测器有着将近 100% 的量子效率（quantum efficiency, QE），但是具体的光探测效率（photon detection efficiency, PDE）有差别，不同波长的光所对应的效率不一样。它取决于几何效率，产生盖格放电的几率以及像素的恢复时间^[89]，以新器件实验室所生产的 EQR15 系列为例，其探测效率最高的点在 420 nm 处，可以达到 45%。SiPM 的暗计数和串扰是它的两大问题。暗计数是由

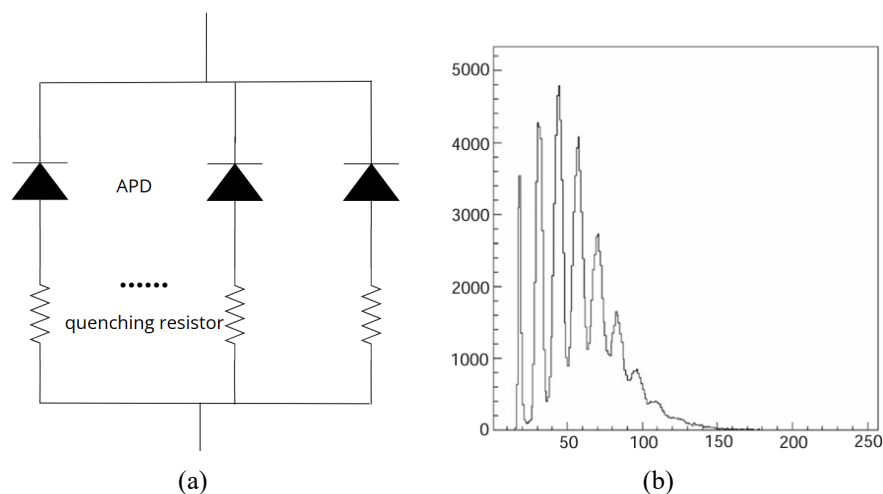


图 4.1 (a) 图示为 SiPM 的内部结构，一个 SiPM 的单元主要由像素大小的雪崩二极管以及猝灭电阻组成，多个单元并联在一起组成整个探测器件；(b) 展示了一个典型的 SiPM 的单光子谱，光子数从左到右依次增加，峰间距即为单光子产生的幅度^[88]

热激发的载流子导致的，暗计数受所加电压以及温度的影响，图4.2(a)展示了暗计数率与温度的关系，温度越高其暗计数率越大^[90]。串扰的来源主要是光学串扰，在盖格放电时，电子和空穴对复合发出光子，其概率大概为每个电子产生 10^{-5} 个光子^[89]，这些光子如果从一个像素传到另外一个没被激发的像素时，就可能导致另外一个像素被激发，图4.2(b)展示了增益与串扰系数的关系，增益越大时，其串扰也越明显。

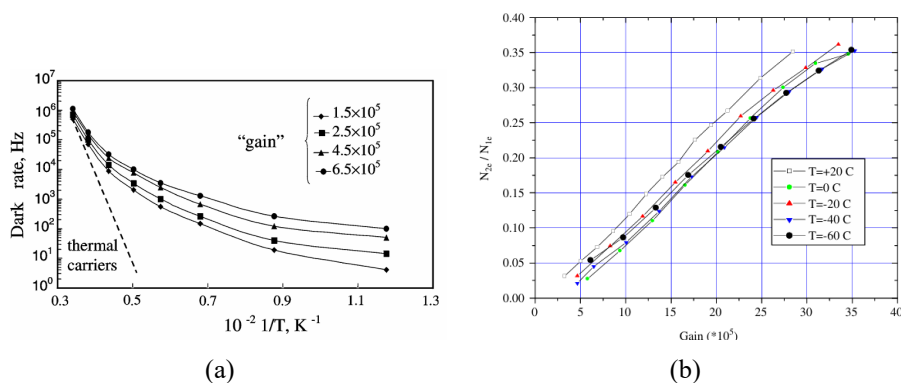


图 4.2 (a) 温度与暗计数的关系^[90]；(b) 串扰系数与增益的关系^[89]

测试中所使用的是滨松 S141460-6050HS 型硅光电倍增管，在 450 nm 处能达到最高的光探测效率，可以达到 50%，其光子探测效率与波长的关系如图4.3所示。该型号硅光电倍增管的击穿电压为 38 V，推荐工作电压为 40.7 V。其光敏面

积为 $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ，一共有 14331 个像素。在测试中，这种硅光电倍增管被串联起来使用组成一个探测阵列，如图4.4(a)所示，串联使用可以减小结电容，显著的减小其信号上升时间，并且改善噪声水平。其电路结构如图4.4(b)所示，排针部分为电压输入，SMA 连接器为信号输出，在电路板上还有采样电阻以及滤波电容。

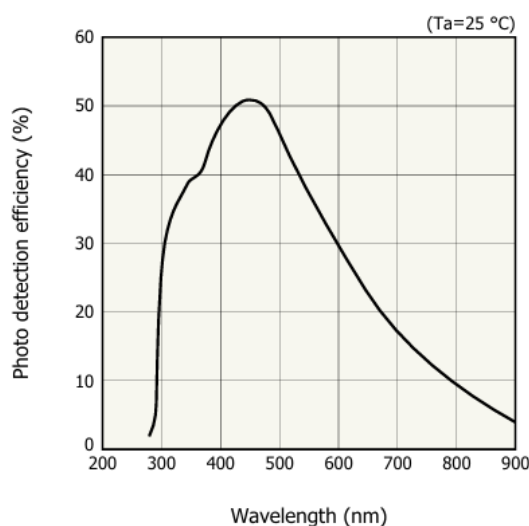


图 4.3 滨松 S141460-6050HS 的光子探测效率，大约在 450 nm 处达到最高^[91]

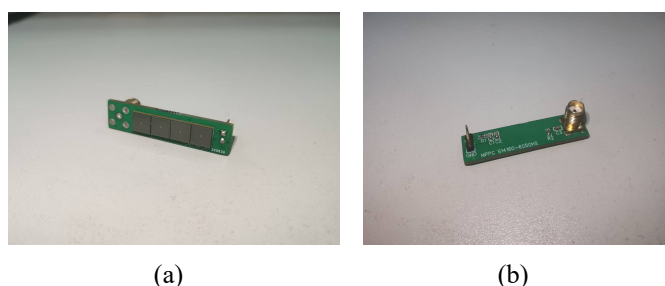


图 4.4 (a) 四个 SiPM 串联的阵列；(b) 背部电路结构

4.1.2 前置放大器

对于部分粒子探测器来说，其输出幅度一般较小，因此需要考虑使用前置放大器将信号先一步放大，再输入数据获取系统的下级。前放最主要的作用就是防止信号在传输时受到外界的干扰。正如前面所说，粒子探测器的输出信号一般较小，仅仅在数个或者数十个毫伏量级。当信号通过长电缆传输时，在空间磁场的影响下，若没有经过预先放大会很容易被噪声淹没，严重影响信号的探

测。因此需要预先对信号进行处理，这样可以显著提高信号的抗干扰能力。在设计前置放大器时，应该尽可能接近探测器，减少干扰。

前置放大器主要分为电荷灵敏前置放大器、电压灵敏前置放大器以及电流灵敏前置放大器三种。电荷灵敏前置放大器的输出电压与输入电荷呈良好的正比关系，因此具有良好的稳定性和准确性。但是由于反馈电容需要时间放电，其时间常数较大，因此输出信号的下降沿较大，需要考虑增加极零相消电路减小堆积。对于能量探测，一般选用能量分辨较好的电荷灵敏前置放大器。电流灵敏前置放大器的其输出的信号与反馈电阻成正比。这种放大器能够保持被探测信号的电流脉冲形状，具有良好的时间特性，这也使得其输出脉宽较短，因此需要较大的运放带宽。电压灵敏前置放大器会在放大前进行成形，将电流信号转换为电压信号，但是成形的电压幅度很容易受到输入总电容的影响，因此需要注意探测器等效电容对其的影响。将信号转为电压信号后一般采用电压串联负反馈电路将电压放大，放大倍数由负反馈电路决定。

测试中使用了有十六个通道的前放板，如图所示4.5，每个通道都为电压灵敏的前置放大器。采用同相放大电路，电压放大倍数为 21。在放大前由一个采样电阻将电流信号转换为电压信号，再输入到同相输入端。同时在电路的末端设置了一个 $50\ \Omega$ 的电阻进行阻抗匹配。运算放大器采用的是 TEXAS INSTRUMENT 的 LMH6629 型低噪高速运算放大器。在电压放大倍数为 10 V/V 时，带宽为 190 MHz，压摆率为 $1600\ \text{V}/\mu\text{s}$ 。



图 4.5 十六通道前放板，电压放大倍数为 21

4.1.3 数字化仪

数据采集使用 CAEN 的 DT5742 型十六通道数字化仪，如图4.6所示。它基于 DRS4 (Domino Ring Sampler 4) 开关电容阵列，能够以 700 MS/s 到 5 GS/s 的采样速度对 9 个差分通道进行采样，每个通道采集到的波形将储存到 1024 个采样单元中。对于 DT5742，其工作带宽为 500 MHz，它有四个采样率可以调整，分别是 750 MHz、1 GHz、2.5 GHz 以及 5 GHz。在测试中，为保证最佳的时间分辨，采用的采样率是 5 GHz，采样窗口有 1024 个采样点，在此采样率下，采样窗口为 204.8 ns。在使用时，数字化仪被连接到电脑上进行采样，使用其专门的采集程序“Wavedump”，并且通过“Gnuplot”来显示波形，对采样进行监控。



图 4.6 DT5742 数字化仪

4.1.4 分析程序

在取数结束之后使用“ROOT”程序进行分析，“ROOT”是由欧洲核子研究中心开发的数据分析软件。其核心功能包括数据处理与分析、可视化、数据存储、脚本与编程、数学与统计库以及并行计算，可以生成高质量的二维和三维图形，支持多种图形类型，如直方图、散点图、等高线图等。它使用自定义的二进制文件格式（.root 文件）来存储数据，可以存储复杂的数据对象。

取数的结果是一系列的点，每个点对应采样窗口上 1024 个采样点中的一个，所有的点组合形成一个波形图。对于定时分析，采用的是恒比定时（CFD）。恒比定时的触发比是固定的，可以一直保持最佳触发比，这种定时方法可以很好地减少因为输入信号幅度变化引起的的时间晃动。测试中使用的恒比定时法，通过寻峰代码找到峰值，将峰值减去基线得到幅度，找到对应于幅度的 20% 处的 bin，将这一点与采集窗口的零点的差作为信号到来的绝对时间。对于基线，使用前三十个 bin 的平均值作为基线幅度。

第二节 激光器性能测试

我们首先对激光器进行了单独的测试，来测试其各个元器件的工作情况，包括前期对于 Marx-Bank 电路驱动的测试，以及使用低侧驱动电路的原型机的测试。

4.2.1 Marx-Bank 方案测试

Marx-Bank 电路的测试是对工作时电容的电压变化，以及激光器的时间性能进行测试。测试使用 Tektronix MDO3024 型示波器，使用电压探针对电路的各个关键点进行测试。使用的电路图如3.14所示，使用信号发生器输入方波，作为触发信号。首先研究了经过微分电路后，向 BJT 输入不同的信号对电路工作的影响。一共选取了四组，保持微分电路中的电阻不变，为 $51\ \Omega$ ，容值分别选择为 $120\ \text{pF}$ 、 $100\ \text{pF}$ 、 $80\ \text{pF}$ 以及 $60\ \text{pF}$ 。其结果如图4.7所示。

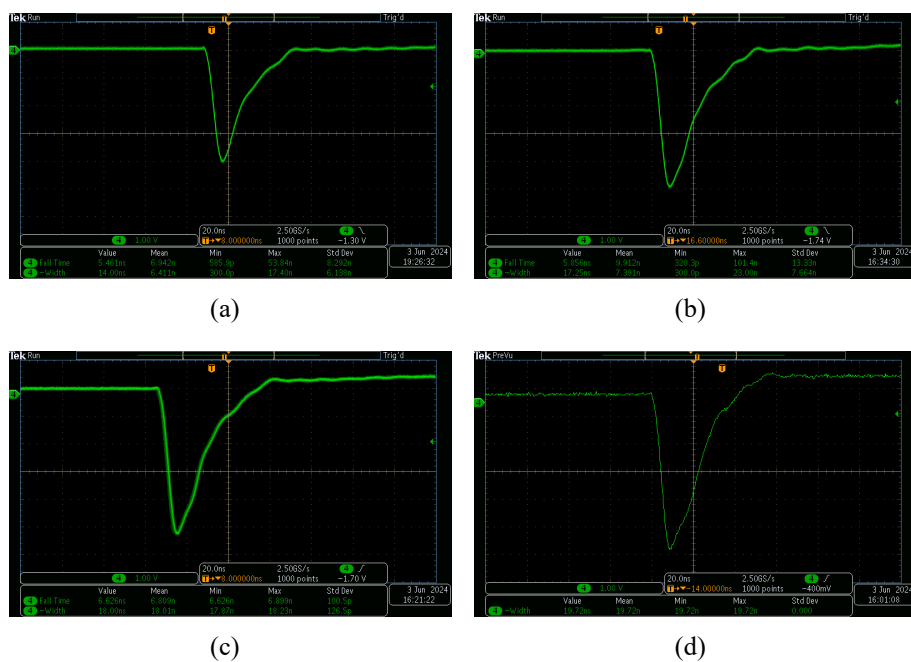


图 4.7 开关信号不同时电路的工作情况：(a) $60\ \text{pF}$ ；(b) $80\ \text{pF}$ ；(c) $100\ \text{pF}$ ；(d) $120\ \text{pF}$

当容值选择为 $60\ \text{pF}$ 时，二极管并未发光或是光子数较少，肉眼并不可见。这说明输入 BJT 的信号影响其导通时间，进而影响到后续电容的放电。但是此时电容通过二极管能够放电，幅度为 $4\ \text{V}$ ，脉宽为 $14\ \text{ns}$ 。当电容变为 $80\ \text{pF}$ 时，电容提供的脉冲幅度约为 $5\ \text{V}$ ，脉宽为 $17\ \text{ns}$ ，此时发光肉眼可见。

当开关信号较小时，应该选取较大的放电电容来满足驱动二极管所需要的载流子注入，在改变容值后二极管能够工作。这一组测试结果如图4.8所示，此时RC微分电路的器件选择电容容值为40 pF，电阻阻值为51 Ω ，经过微分电路，其波形如图4.9所示。

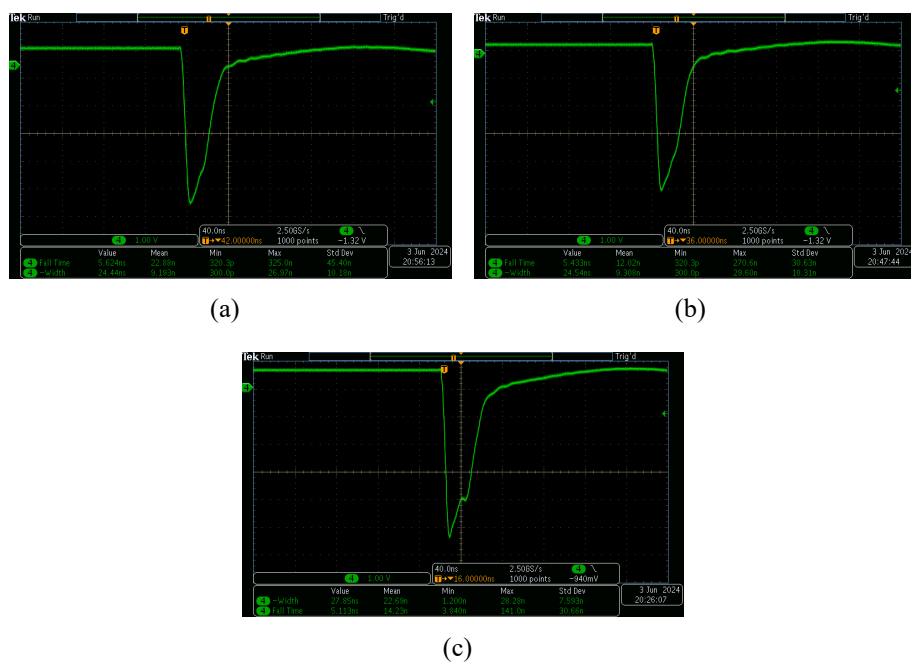


图 4.8 放电电阻不同时工作情况: (a) 680 pF; (b) 1 nF; (c) 10 nF

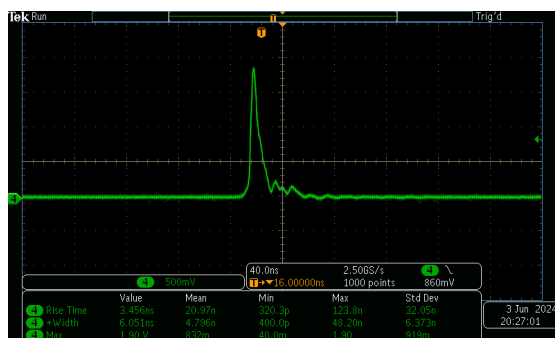


图 4.9 经过 RC 微分电路输出的波形图

还测试了限流电阻 R2 对于电容工作情况的影响,得到了四组结果。在四次测试中阻值分别选择 100 Ω 、510 Ω 、1 k Ω 以及 4.7 k Ω , 放电电容 C2 容值选择为 680 pF, RC 微分电路的电容容值为 40 pF, 电阻阻值为 51 Ω 。激光二极管正电压变化如图4.10所示。

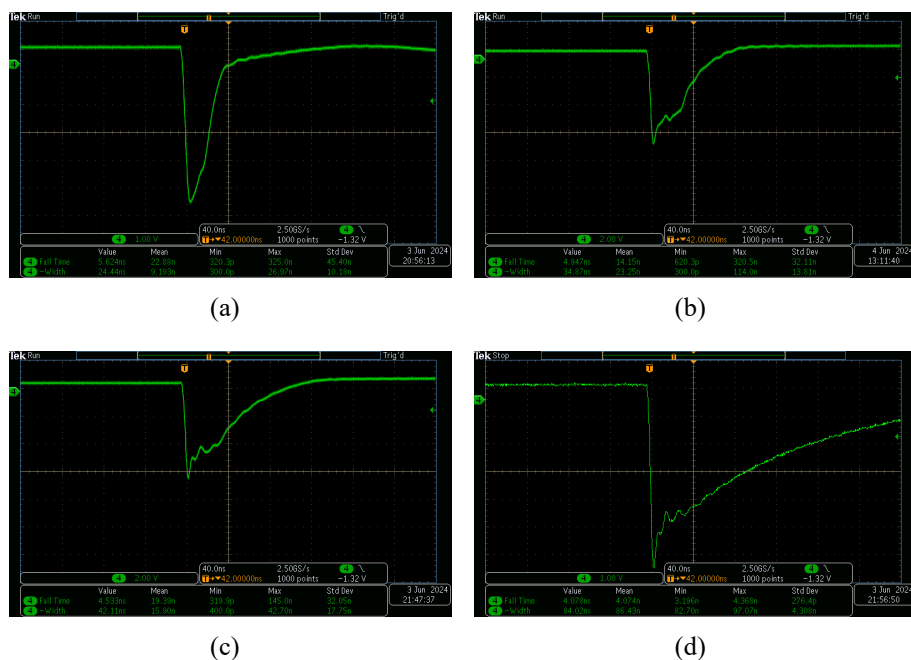


图 4.10 电阻阻值不同时工作情况：(a) 100 Ω ；(b) 510 Ω ；(c) 1 k Ω ；(d) 4.7 k Ω

根据以上测试结果，我们可以得知，为保证 LD 正常工作，应该通过选择合适的放电电容 C2 来满足足够的载流子注入。对于电阻 R2，一方面它限制雪崩电流，取值越大，BJT 从雪崩恢复的时间越快；另一方面，它与电容 C2 组成充电回路，当雪崩发生后，电容两端电压从雪崩中回复，其回复时间受充电回路的时间常数影响，当常数较小时，恢复时间更快，因此应该选取一个合适的值。

在经过数次测试之后，选取了一个合适的电路配置，使用 SiPM 进行了测试，这次测试是对其性能进行测试，测试结果只能证明其是否适合作为刻度系统的光源。此时 RC 微分电路配置选择为电容容值为 68 pF，电阻阻值为 51 Ω ，限流电阻 R2 选择为 510 Ω ，放电电容选择为 680 pF。电压由 DT5533 提供，选择为 130 V。测试装置如图4.11所示，测试时检测到的信号波形图如图4.12(a)所示。取数结果经过处理后，将两个通道的定时结果相减并进行拟合，得到图4.12(b)，其时间分辨率为 254.2 ps，并不适合作为刻度光源。在仅使用一级雪崩电路的情况下难以对脉冲进行进一步整形。

4.2.2 低侧驱动方案测试

使用低侧驱动电路的原型机设计工作频率为 10 kHz 以及 1 kHz，外部供电电压为 12 V。同样，对其各个器件的运行情况以及电路的配置进行了测试。首

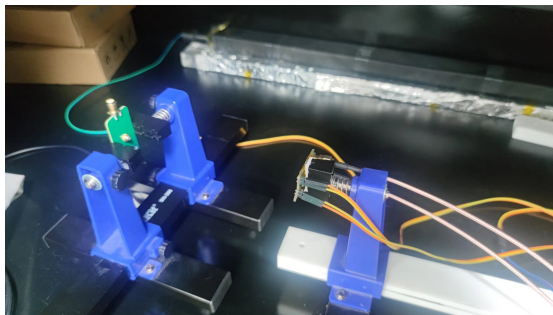


图 4.11 Marx-Bank 电路测试结果，在测试中使用了两块 SiPM

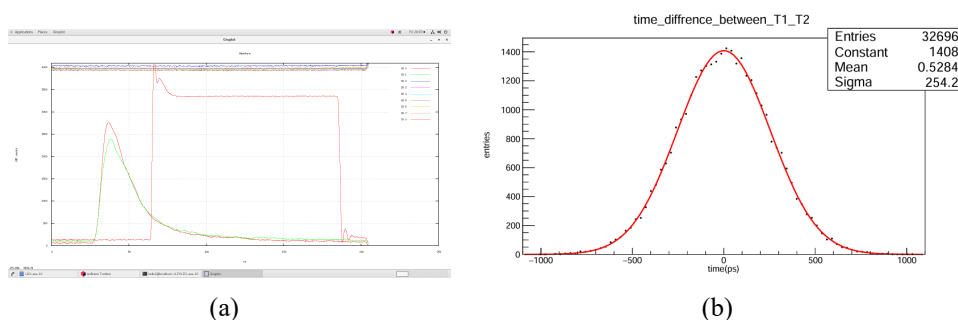


图 4.12 Marx-Bank 电路的测试：(a) 经过 DT5742 采集的信号波形图；(b) 两个通道相减得到的时间差拟合结果

先对其工作频率进行测试，使用示波器观察其工作频率，如图4.13，其测试结果分别为 970 kHz 以及 9.972 kHz 左右，基本符合设计。

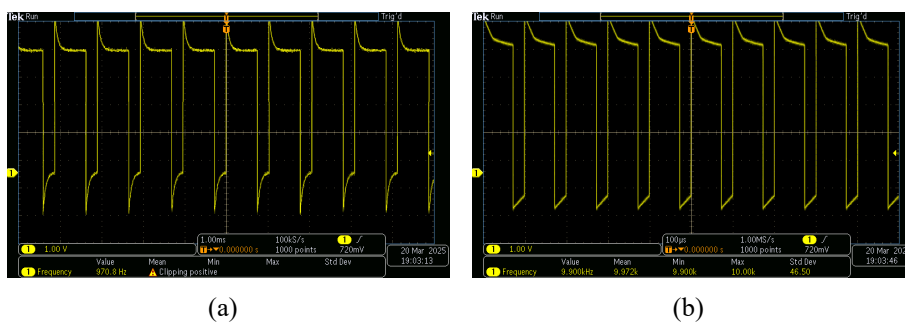


图 4.13 原型机的工作频率

低侧驱动电路的关键在于短脉宽脉冲的产生，因此在测试原型机之前，使用测试板先对 LMG1020 的电路配置进行了测试，测试板的 PCB 如图4.14所示，测试板需要外部提供电源以及触发信号。测试结果如图4.15所示。在测试中没有连入激光二极管，而是使用了一个 $50\ \Omega$ 的电阻作为负载。一共分为三组，使用

不同的 RC 延迟电路的配置。改变其中一个电阻，其值分别设为 $120\ \Omega$ ， $220\ \Omega$ 以及 $1000\ \Omega$ ，保持电容不变，为 $10\ \text{pF}$ ，并保持一个电阻不变，其阻值为 $68\ \Omega$ 。

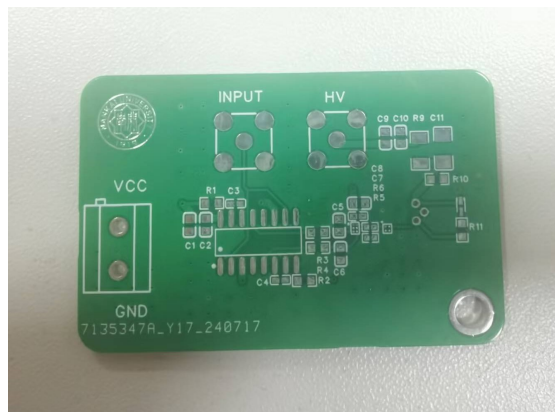


图 4.14 低侧驱动电路的测试板

可以看到氮化镓场效应管的开关速度很快，在栅极驱动器提供的脉冲为 $13.15\ \text{ns}$ 的信号时，其氮化镓的导通时间处于 $13\ \text{ns}$ 左右。当栅极驱动器提供的脉宽为 $3\ \text{ns}$ 左右时，氮化镓场效应管的导通时间在 $4\ \text{ns}$ 多，无法再继续减小。并且在测试使用的配置中，所达到的最短输出脉宽为 $3\ \text{ns}$ 左右，无法进一步减小，使用阻值更为接近的电阻对时，LMG1020 便无法工作。但是根据数据手册，LMG1020 的最小输入脉冲为 $1\ \text{ns}$ ，使用更为正确的配置也许能够有更短的输出。

使用如上所述的测试板对其性能进行测试，使用两块 SiPM 读出板作为探测器，将得到的两个通道的定时结果做差，可以得到图4.16(a)。得到的时间差经过拟合后得到其时间分辨率为 $27.6\ \text{ps}$ 。这个结果说明，这种使用低侧驱动电路的激光系统可以用来做刻度系统。

在测试板取得成功之后，设计了新的驱动板，如图所示。该驱动板拥有四个通道，除电源模块外，其余部分与原型机类似。该驱动板同样可以使用可调电位计调节电压，在使用时可以通过调节电压来改变二极管功率大小。

在测试时两个 SiPM 阵列并排放置，使用驱动板对二极管进行驱动。在测试中并没有使用光纤，而是直接使用激光二极管照射 SiPM，并使用中性衰减片对光强进行衰减。测试的结果总结如图4.16(b)所示，两个通道的时间差为的分辨率 $14.76\ \text{ps}$ 。因为所使用的 SiPM 为同一型号，并且配置相同，因此我们认为两个 SiPM 的分辨率是一样的。根据误差传递公式，可以得到单个 SiPM 的时间分辨为 $10.44\ \text{ps}$ 。

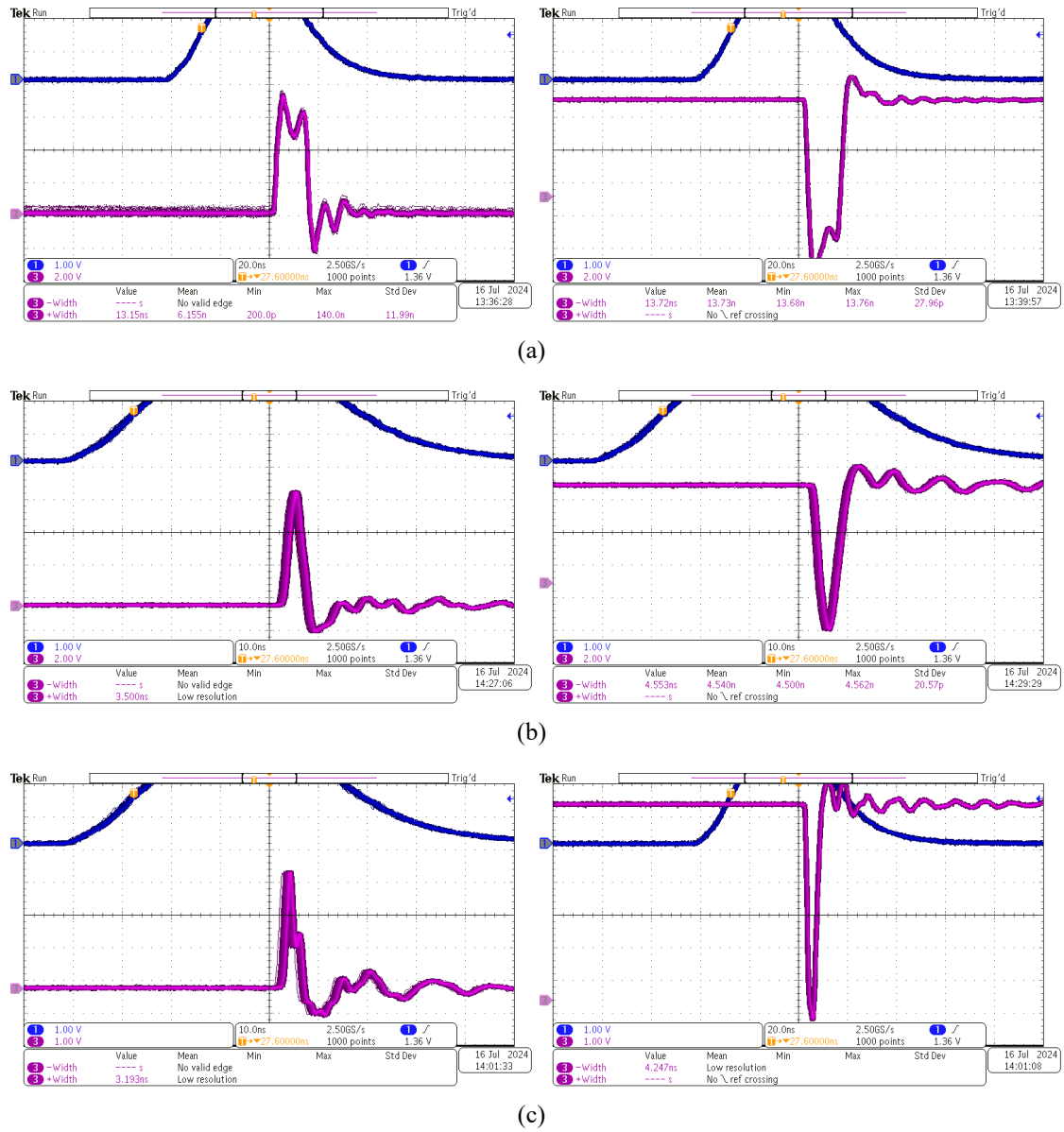


图 4.15 LMG1020 栅极驱动器的测试结果

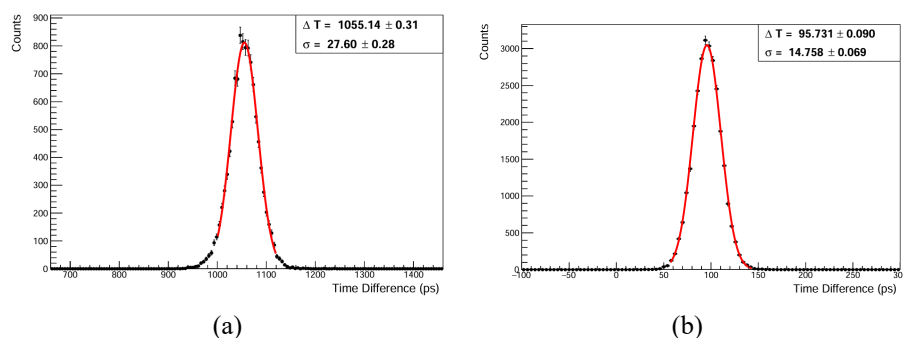


图 4.16 (a) 使用低侧驱动电路的测试板得到的时间差；(b) 使用改进之后的测试板在两个 SiPM 阵列上得到的时间差

为了进一步研究信号幅度与时间分辨的关系，我们通过改变激光二极管与 SiPM 之间的距离来调整信号幅度，经过多次测试得到图4.17。由图可知，当信号幅度越大时其时间分辨率越好。

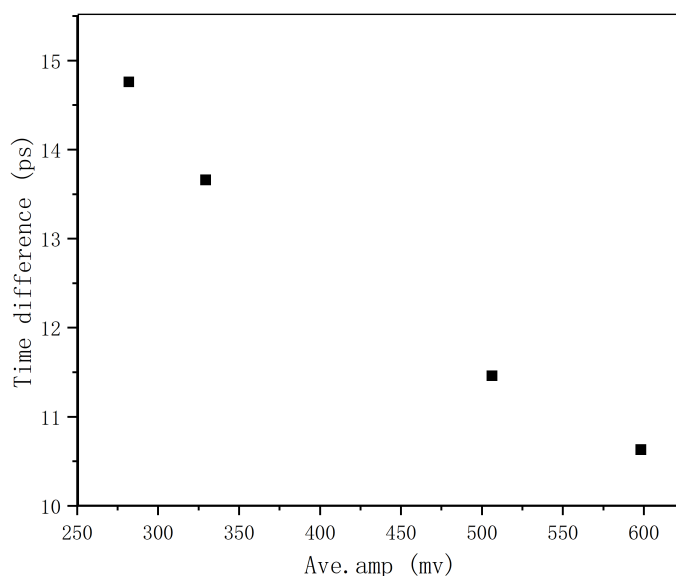


图 4.17 信号幅度与时间分辨之间的关系

值得注意的是，激光二极管要满足足够的载流子注入才能保证其工作在发射激光的状态，在这状态时能够发射出稳定、均匀、单一的激光束。在本文的设计中，可以通过使用不同的配置以及调整输入电压来控制载流子注入。在前述测试的配置中，当输入二极管的电压为 7 V 时，尽管二极管发光，但由于电压较小，发射激光脉冲的载流子注入不够，并不工作在发射激光的状态，其得到的时间差分辨较差，如图4.18所示。在电压提升至 8 V 的过程中，二极管输出功

率有明显提升，得到的刻度结果便是前文所展示的。

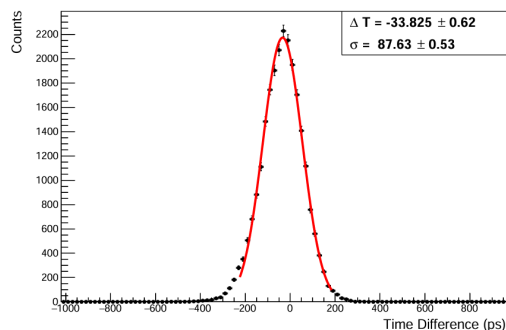


图 4.18 输入电压为 7 V 时的时间差的分辨

根据以上测试，我们可以初步认为，这种基于氮化镓场效应管激光驱动电路的时间刻度系统有着良好的性能，可以承担刻度工作。

第三节 原型机测试

在测试板取得较好结果后，我们将设计应用到原型机上，并根据电路板的实际情况做出调整后，对其进行了测试。一共分为两组，一组是不使用光纤的测试，另一种是使用了光纤以及分束器的测试。两种测试都在塑料闪烁体上进行，测试装置如图4.19所示。两种测试都是将光源，即激光二极管或者是光纤直接安装在闪烁体的一端，直接照射另一端的 SiPM 阵列。

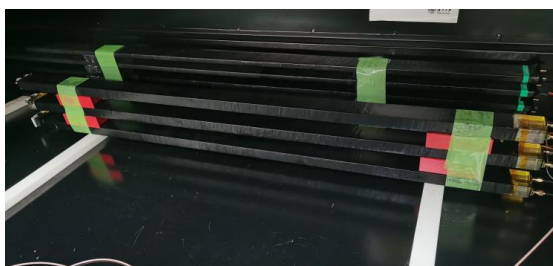


图 4.19 测试使用的三根塑料闪烁体

在不使用光纤以及分束器的测试中，我们直接将激光二极管的电路板安装在闪烁体一端，其电路板与激光二极管如图4.20所示。但是考虑到光强过大，我们使用了两块中性滤光片，对光进行衰减。使用 DT5742 数字化仪进行取数，对取数结果做前述分析。以第一条闪烁体的结果 T_1 作为参考，将处理后得到的定

时结果与 T_1 相减，得到两个时间差，如图4.21(a)所示。由于实验材料有限，仅使用三个通道进行测试。



图 4.20 在不使用光纤的测试中的激光二极管电路板

第二组测试是对于整个系统的测试，使用了3.34(c)中的配置。在调整了一些电路的参数后，进行了与第一组测试类似的测试。区别在于将二极管电路板换成了光纤头。在分光后，因为耦合时的衰减以及光纤的衰减，在测试时光强便已经得到了足够的衰减，不会超过电子学的动态范围。此时可以通过调节供给激光二极管的电压来调节功率，在测试中电压被设置为 13 V。选择 T_1 作为参考，将其他两个时间减去 T_1 。得到的结果如图4.21(b)所示，其时间分辨为 17.3 ps 以及 18.6 ps。

为了得到每个 SiPM 阵列上的时间分辨，需要进行一些计算。以 T_1 的时间分辨计算为例，通过代码计算可以得到 $(T_2 + T_3)/2 - T_1$ 的结果，在经过拟合后可以得到图4.22(a)，其分辨为 15.35 ps。根据误差传递公式， $(T_2 + T_3)$ 的分辨可以由 $(T_2 - T_3)$ 得到，之所以采用这种计算方式，是因为代码数据处理的范围限制。经过计算得到 $(T_2 - T_3)$ 的拟合结果，如图4.22(b)所示，其分辨率表示为 $\sigma_{(T_2+T_3)}$ 。根据公式， T_1 的时间分辨 σ_{T_1} ，可以由下式计算，表示为：

$$\sigma_{T_1} = \sqrt{\sigma_{(T_2+T_3)/2-T_1}^2 - \frac{\sigma_{(T_2+T_3)}^2}{4}} \quad (4.1)$$

计算结果表明 σ_{T_1} 为 11.98 ps，其时间分辨较小，证明 T_1 可以作为参考时间，也证明了设计的系统能够很好的承担闪烁体探测器的刻度工作，其时间分辨小于为 KLM 探测器升级设计的塑料闪烁体探测器的时间分辨。

除了刻度性能上的测试，本设计还对驱动电路的稳定性进行了测试。包括了对单个通道的稳定性进行测试以及不同通道之间的偏差。这个偏差由驱动电

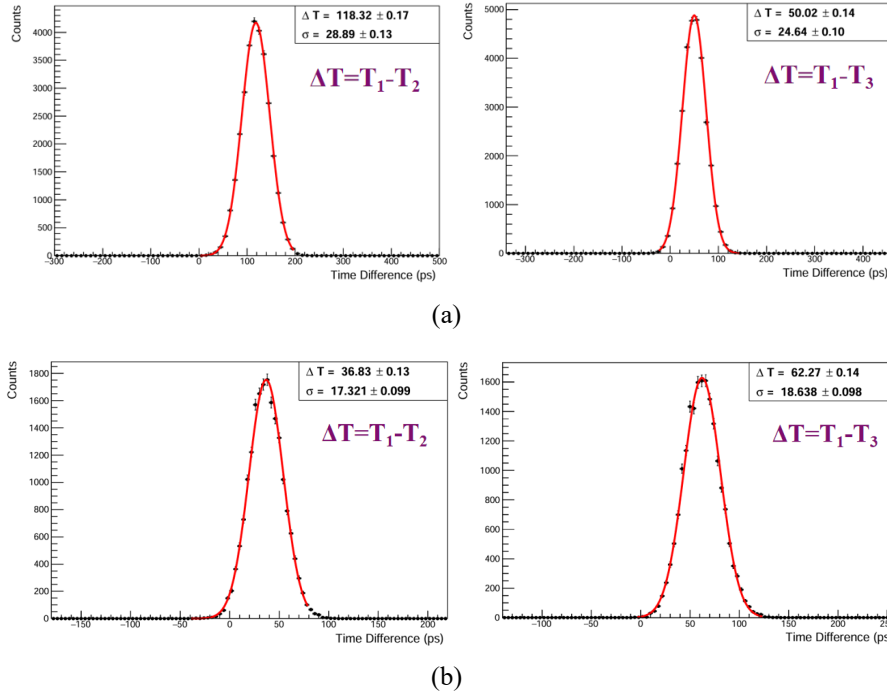


图 4.21 (a) 不使用光纤以及分束器的测试结果，以 T_1 作为参考，将其他的定时结果减去 T_1 得到的结果；(b) 使用光纤以及分束器的测试结果，以 T_1 作为参考，将其他的定时结果减去 T_1 得到的结果

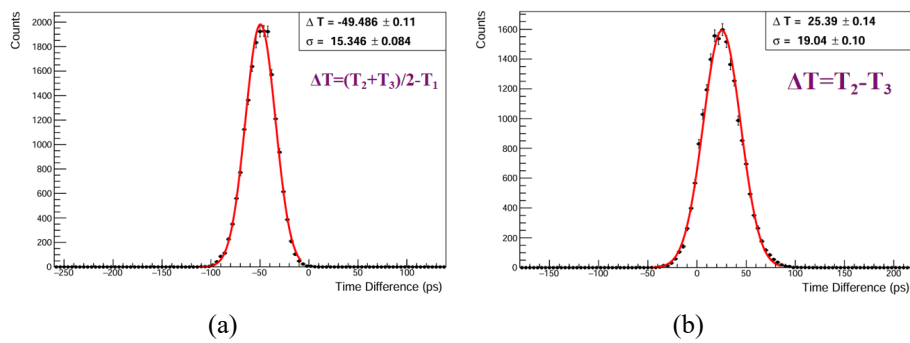


图 4.22 (a) $(T_2 + T_3)/2 - T_1$ 的拟合结果，(b) $T_2 - T_3$ 的拟合结果

路内部的器件和线路造成，属于固有性质。在测试中仅使用一个 SiPM 接收信号，将所有信号与驱动板提供的方波触发信号比较，再将得到的差值相互比较。两组测试分别得到图4.23和图4.24。图4.23是各个驱动通道间的偏差，以第一个为参考，将其余通道与第一个通道进行对比，得到的结果如图所示。可以看到每个通道之间存在一定量的偏差，最大值与最小值的差距在 220 ps 范围以内。而单个通道的偏差如图4.24所示，在一段时间内一共取数 10 次，期间不关闭数字化仪。通过与第一次的取数结果相对比，可以看到其偏差值在 ± 10 ps 以内，证明其稳定性良好。

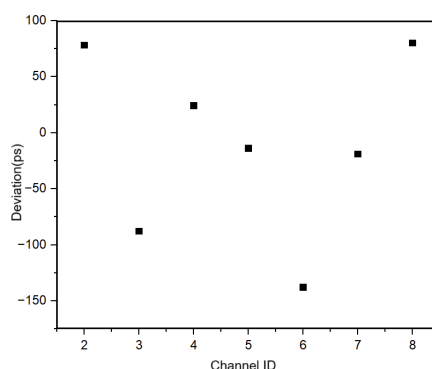


图 4.23 所有通道之间的偏差

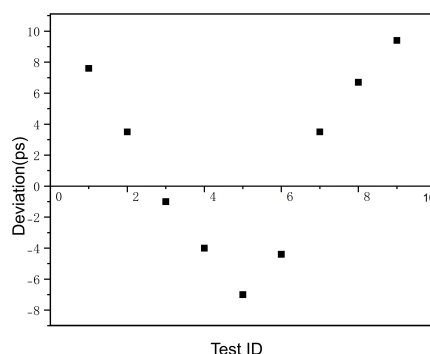


图 4.24 单个通道多次取数时的偏差

第四节 分析与讨论

以上测试分别对两种驱动电路的激光系统在时间刻度上的性能做了评估。最先测试的是以 Marx-Bank 电路为核心的方案，这种方案的结果较差。Marx-Bank 电路作为一种多级短脉宽的脉冲产生电路，常用在大电流的场合，配合高

电压驱动的激光二极管使用。在使用时，由数个雪崩二极管组成，在经过数级雪崩之后，最高脉冲电压可以达到数百甚至数千伏。在本设计中，使用的激光二极管工作电压并不高，只使用一级雪崩电路，难以对脉冲进行更好的整形，仅能够产生数十纳秒脉宽的脉冲。这使得二极管发光时间过长，不适用于高精度时间探测器的刻度系统。

而使用氮化镓场效应管的驱动电路展现出它的优势。这种电路结构简单，并且使用的氮化镓器件开关迅速。在配合使用栅极驱动器或者是半桥驱动器的情况下，其开关时间能够达到几个纳秒。在测试中，使用这种电路的激光二极管表现良好，即使在使用电信级的光纤和分束器的情况下也能够有较好的刻度结果。并且这种电路在使用时更为安全，因为这种系统并不需要很高的电压。

在对氮化镓驱动电路的测试中，对于某一个通道能够保持一定稳定性。在多次对同一通道取数中，其偏差能够保持在 ± 10 ps 以内。而不同通道间存在数百皮秒的偏差，是固有性质。对于传统的激光刻度系统，在使用长光纤时，会不可避免的带来偏差。根据使用的光纤长度不同，偏差可以达到数百皮秒甚至数纳秒^[92]。这些由光纤带来的偏差被称为光学长度。本设计在设计之初便考虑以小块的 PCB 来并入探测器电子学系统中，如果能实现这一点，将大大减小光纤的使用，这避免了较长光纤带来的不稳定性。而正如测试所表明，在同一次开机中，其稳定性能够得到保证，这使得我们能够得到在同一次运行中各通道间的偏差，在最终计算时仅需加上或者减去这部分值。因此，即使存在着通道间的偏差，考虑到在刻度性能方面的优势，其仍然为一种可行的设计。

第五章 总结与展望

在本文的工作中，以 Belle II 探测器的 KLM 子探测器升级计划为研究对象，设计了一种可以应用在大型闪烁体探测器上的刻度系统。在设计中比对了使用 Marx-Bank 电路以及使用氮化镓的低侧驱动电路两种方案，最终选定了低侧驱动方案。依据设计的电路制作了一个多驱动通道的驱动电路板。

经过测试证明，使用这种驱动电路的激光二极管能够很好的作为刻度系统的光源，并且整个系统都表现出了良好的性能。对于使用 SiPM 的高时间精度的塑料闪烁体探测器，其时间分辨能够达到 20 ps 以下。仅使用电路板作为驱动，能够大大减少占用的空间，并且其成本极低，整套激光系统成本低于六千元，便可以对 64 个通道进行刻度，远小于市面出售的激光器。

由于实验室条件限制，关于光纤与二极管耦合部分并不能做出更多测试，如使用更适合的光纤，提高耦合效率，能够分出的通道数仍可以增加。并且对于电路的设计，还可以增加更多的模块，例如温度控制模块以及电流监测模块，通过这些模块以保证工作时的稳定，使其更好的应用于探测器的刻度系统中。

参考文献

- [1] 肖振军, 吕才典. 粒子物理学导论[M]. 北京: 科学出版社, 2016.
- [2] 杜东升, 杨茂志. 粒子物理学导论[M]. 北京: 科学出版社, 2015.
- [3] AUGUSTIN J E, BOYARSKI A M, BREIDENBACH M, et al. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation[J]. Phys. Rev. Lett., 23 1974, 33: 1406–1408.
- [4] AUBERT J J, BECKER U, BIGGS P J, et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J [J]. Phys. Rev. Lett., 23 1974, 33: 1404–1406.
- [5] 大卫 J. 格里菲斯著, 王青译. 粒子物理学导论: 翻译版: 原书第 2 版[M]. 北京: 机械工业出版社, 2016.
- [6] HERB S W, HOM D C, LEDERMAN L M, et al. Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions[J]. Phys. Rev. Lett., 5 1977, 39: 252–255.
- [7] ABE E A F. Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab[J]. Phys. Rev. Lett., 14 1995, 74: 2626–2631.
- [8] G. ARNISON E A. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ GeV[J]. Physics Letters B, 1983, 122 (1): 103–116.
- [9] G. ARNISON E A. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider[J]. Physics Letters B, 1983, 126 (5): 398–410.
- [10] G. AAD E A. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC[J]. Physics Letters B, 2012, 716 (1): 1–29.
- [11] BUOT F A, MAGLASANG G T, ELNAR A R B. Unification of Mixed Hilbert-Space Representations in Condensed Matter Physics and Quantum Field Theory[J]. 2022 arXiv: 2204.07691 [quant-ph].
- [12] 谢一冈. 粒子探测器与数据获取[M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [13] GRUPEN C, SHWARTZ B A. Particle Detectors, Second Edition[M]. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2008.
- [14] HARRIS F A. BEPCII and BESIII[J]. Int. J. Mod. Phys. A, 2009, 24: 377–384.
- [15] ALVES A A Jr, et al. The LHCb Detector at the LHC[J]. JINST, 2008, 3: S08005.
- [16] AAD G, et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider[J]. JINST, 2008, 3: S08003.
- [17] CHATRCHYAN S, et al. The CMS Experiment at the CERN LHC[J]. JINST, 2008, 3: S08004.
- [18] HE H, for the Star Collaboration. Design of the LHAASO detectors[J]. Radiation Detection Technology and Methods, 2018, 2: 1–8.

- [19] KANG K J, et al. Introduction to the CDEX experiment[J]. Front. Phys. (Beijing), 2013, 8: 412–437.
- [20] ABDUKERIM A, et al. Study of background from accidental coincidence signals in the PandaX-II experiment[J]. Chin. Phys. C, 2022, 46 (10): 103001.
- [21] ZURBANO FERNANDEZ I, et al. High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical design report[J]. CERN Yellow Reports: Monographs, 2020, 10/2020.
- [22] SHOJI ASAI and JUNICHI TANAKA and YUTAKA USHIRODA: Report by the Committee on the Scientific Case of the ILC Operating at 250 GeV as a Higgs Factory.[J].arXiv preprint arXiv:1710.08639, 2017.
- [23] Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration and K. ABE and H. AIHARA and A. AIMI and R. AKUTSU: Hyper-Kamiokande Design Report.[J].arXiv preprint arXiv:1805.04163, 2018.
- [24] The CEPC Study Group: CEPC Technical Design Report – Accelerator (v2).[J].arXiv preprint arXiv:2312.14363, 2024.
- [25] ACHASOV M, AI X C, AN L P, et al. STCF conceptual design report (Volume 1): Physics & detector[J]. Frontiers of Physics, 2023, 19.
- [26] P5. Exploring the Quantum Universe: Pathways to Innovation and Discovery in Particle Physics[EB/OL]. [2025-03-05]. <https://www.usparticlephysics.org/2023-p5-report/>.
- [27] ANNENKOV A, GEKTIN A, KORZHIK M, et al. Inorganic Scintillators for Detector Systems: Physical Principles and Crystal Engineering[J]. Inorganic Scintillators for Detector Systems, 2006.
- [28] LECOQ P. Development of new scintillators for medical applications[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2016, 809: 130–139.
- [29] VAN EIJK C W. Inorganic-scintillator development[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2001, 460 (1): 1–14.
- [30] FIORINI C, PEROTTI F. Scintillation detection using a silicon drift chamber with on-chip electronics[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1997, 401 (1): 104–112.
- [31] KERLIN T W, UPADHYAYA B R. Dynamics and Control of Nuclear Reactors[M]. London, United Kingdom: Academic Press, 2019.
- [32] KLIMM D. Scintillator Crystals[M]. Oxford: Elsevier, 2016.
- [33] ZHOU L, LU J, HU T, et al. Status of electro-magnetic calorimeter in BESIII[J]. J. Phys. Conf. Ser., 2009, 160: 012009.
- [34] CMS collaboration. The hadron calorimeter technical design report.[J].CERN-LHCC-97-31, 1997.
- [35] KLEMP T W. Review of particle identification by time of flight techniques[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1999, 433 (1): 542–553.
- [36] 王贻芳. 北京谱仪 (BESIII) 的设计与研制[M]. 上海: 上海科学技术出版社, 2011.
- [37] 李晓萍, 庄保安. BESIII 漂移室电子学的校正时序电路[J]. 核电子学与探测技术, 2006 (05): 698–700.

-
- [38] BENETTONI M, GAZ A, LACAPRARA S, et al. The laser calibration system of the TOP detector[J]. Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 2015, 9659: 96590C.
 - [39] BURKERT V D, et al. The CLAS12 Spectrometer at Jefferson Laboratory[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2020, 959: 163419.
 - [40] SEGARRA E P, et al. The CLAS12 Backward Angle Neutron Detector (BAND)[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2020, 978: 164356.
 - [41] DENNISTON A, et al. Laser Calibration System for Time of Flight Scintillator Arrays[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2020, 973: 164177.
 - [42] HARRIS F A, et al. BES3 time of flight monitoring system[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2008, 593: 255–262.
 - [43] ABE, T. and others: Belle II Technical Design Report.[J].arXiv preprint arXiv:1011.0352, 2010.
 - [44] BERTACCHI V. Belle II status and prospects for studies of neutral currents[J]. JINST, 2023, 18 (08): C08015.
 - [45] ABASHIAN A, et al. The Belle Detector[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2002, 479: 117–232.
 - [46] BRODZICKA J, et al. Physics Achievements from the Belle Experiment[J]. PTEP, 2012, 2012: 04D001.
 - [47] CHEN K F, et al. Observation of time-dependent CP violation in $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ decays and improved measurements of CP asymmetries in $B^0 \rightarrow \phi K^0$, $K^0(s) K^0(s)$ and $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ decays[J]. Conf. Proc. C, 2006, 060726: 823–826.
 - [48] ABE K, et al. Observation of large CP violation and evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ decays[J]. Phys. Rev. Lett., 2004, 93: 021601.
 - [49] ABE K, et al. Study of CP violating asymmetries in $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ decays[J]. Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 071801.
 - [50] ABE K, et al. Evidence for CP violating asymmetries $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ decays and constraints on the CKM angle $\phi(2)$ [J]. Phys. Rev. D, 2003, 68: 012001.
 - [51] PAKVASA S. Kobayashi and Maskawa win the Nobel Prize for work on CP violation[J]. Curr. Sci., 2009, 96: 186–197.
 - [52] AAUSHEV, T. and others. Physics at Super B Factory.[J].arXiv preprint arXiv:1002.5012, 2010.
 - [53] AKAI K, FURUKAWA K, KOISO H. SuperKEKB Collider[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2018, 907: 188–199.
 - [54] GOLOB B. Super KEKB / Belle II Project[J]. Nuovo Cim. C, 2010, 033N5: 319–326arXiv: 1006.4208 [hep-ex]. DOI: 10.1393/ncc/i2011-10733-1.
 - [55] AIHARA H, et al. The Belle II Detector Upgrades Framework Conceptual Design Report[J]. 2024 arXiv: 2406.19421 [hep-ex].
 - [56] WANG X, et al. Time measurement of scintillator detector based on Belle II KLM upgrade[J]. 2025 arXiv: 2503.06128 [physics.ins-det].

- [57] KILPEL A, KOSTAMOVARA J T. Laser pulser for a time-of-flight laser radar[J]. Review of Scientific Instruments, 1997, 68: 2253–2258.
- [58] 卢唯实, 关冉昀. 脉冲宽度连续可调的 LD 驱动设计[J]. 光电技术应用, 2020, 35 (03): 73–77.
- [59] SCHAWLOW A L, TOWNES C H. Infrared and Optical Masers[J]. Phys. Rev., 1958, 112: 1940–1949.
- [60] MAIMAN T H. Stimulated Optical Radiation in Ruby[J]., 1960, 187 (4736): 493–494.
- [61] SOROKIN P P, STEVENSON M J. Stimulated Infrared Emission from Trivalent Uranium[J]. Phys. Rev. Lett., 1960, 5: 557–559.
- [62] JAVAN A, ENNETT W R, HERRIOTT D R. Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture[J]. Phys. Rev. Lett., 1961, 6: 106–110.
- [63] DUMKE W P. Interband Transitions and Maser Action[J]. Phys. Rev., 1962, 127: 1559–1563.
- [64] KEYES R, QUIST T. Radiation emitted by gallium arsenide diodes[J]. IRE Transactions on Electron Devices, 1962, 9 (6): 503–503.
- [65] HOLONYAK J Nick, BEVACQUA S F. COHERENT (VISIBLE) LIGHT EMISSION FROM Ga(As_{1-x}P_x) JUNCTIONS[J]. Applied Physics Letters, 1962, 1 (4): 82–83.
- [66] QUIST T M, REDIKER R H, KEYES R J, et al. SEMICONDUCTOR MASER OF GaAs[J]. Applied Physics Letters, 1962, 1 (4): 91–92.
- [67] NATHAN M I, DUMKE W P, BURNS G, et al. STIMULATED EMISSION OF RADIATION FROM GaAs p-n JUNCTIONS[J]. Applied Physics Letters, 1962, 1 (3): 62–64.
- [68] HALL R N, FENNER G E, KINGSLEY J D, et al. Coherent Light Emission From GaAs Junctions[J]. Phys. Rev. Lett., 9 1962, 9: 366–368.
- [69] KROEMER H. A proposed class of hetero-junction injection lasers[J]. Proceedings of the IEEE, 1963, 51 (12): 1782–1783.
- [70] ALFEROV Z I. Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology[J]. Rev. Mod. Phys., 2001, 73: 767–782.
- [71] HAYASHI I, PANISH M B, FOY P W, et al. JUNCTION LASERS WHICH OPERATE CONTINUOUSLY AT ROOM TEMPERATURE[J]. Applied Physics Letters, 1970, 17 (3): 109–111.
- [72] 江建平. 半导体激光器[M]. 北京: 电子工业出版社, 2000.
- [73] ams-OSRAM AG. OSRAM PLPT5 447KA Datasheet[EB/OL].[2025-3-10]. <https://ams-osram.cn/products/lasers/color-lasers-eel/osram-metal-can-to56-plpt5-447ka>.
- [74] 李孜, 李攀, 饶俊峰. 三极管开关型 Marx 脉冲成形电路的改进[J]. 上海理工大学学报, 2016, 38 (05): 497–503.
- [75] 刘恩科. 半导体物理学[M]. 北京: 电子工业出版社, 2003.
- [76] 童诗白, 华成英. 模拟电子技术基础[M]. 北京: 高等教育出版社, 2015.

- [77] 郭宝平, 牛憨笨. 雪崩晶体管的导通方式讨论[J]. 高速摄影与光子学, 1990 (04): 386–390.
- [78] 胡安琪. 3 族氮化物半导体材料及其在光电和电子器件中的应用[M]. 北京: 北京邮电大学出版社, 2020.
- [79] LIDOW A. GaN transistor for efficient power conversion[M]. Chichester, West Sussex: John Wiley & Sons Ltd, 2015.
- [80] TEXAS INSTRUMENTS. 适用于 1ns 脉宽应用的 LMG10205V7A/5A 低侧 GaN 和 MOSFET 驱动器 [EB/OL].[2025-3-10]. <https://www.ti.com.cn/product/cn/LMG1020>.
- [81] INSTRUMENTS T. Xx555 精密计时器[EB/OL]. [2025-03-10]. <https://www.ti.com.cn/product/cn/NE555>.
- [82] NEXPERIAexperia. 74LVC2G17 Dual non-inverting Schmitt trigger with 5V tolerant input Product data sheet[EB/OL]. [2025-03-10]. <https://www.nexperia.cn/product/74LVC2G17GV>.
- [83] INSTRUMENTS T. SNx4AHC123A Dual Retriggerable Monostable Multivibrators[EB/OL]. [2025-03-10]. <https://www.ti.com.cn/product/cn/SN74AHC123A?qqpn=sn74ahc123a>.
- [84] TEXAS INSTRUMENTS. LM1117 800mA 低压降线性稳压器 [EB/OL].[2025-3-10]. <https://www.ti.com.cn/product/cn/LM1117>.
- [85] LEGEND-SI. 60V/1.2MHz 开关峰值电流 1.5A 的高效率异步升压/升降压转换器 [EB/OL].[2025-3-10]. <https://www.legend-si.com/productinfo/1318196.html>.
- [86] ST. LM217, LM317 Datasheet[EB/OL].[2025-3-10]. <https://www.st.com.cn/zh/power-management/lm317.html>.
- [87] 金明泽, 王臣, 朱福. 高功率纳秒级激光二极管高侧驱动电路[J]. 激光与红外, 2024, 54 (2): 171.
- [88] GOLOVIN V, SAVELIEV V. Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2004, 518 (1): 560–564.
- [89] DOLGOSHEIN B, BALAGURA V. Status report on silicon photomultiplier development and its applications[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2006, 563 (2): 368–376.
- [90] BONDARENKO G, BUZHAN P, DOLGOSHEIN B, et al. Limited Geiger-mode microcell silicon photodiode: new results[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2000, 442 (1): 187–192.
- [91] HAMAMATSU. S14160-6050HS 适用于闪烁体探测器的低击穿电压型 MPPC[EB/OL]. [2025-03-10]. https://www.hamamatsu.com.cn/cn/zh-cn/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array/S14160-6050HS.html.
- [92] BOCA G, CATTANEO P, DE GERONE M, et al. The laser-based time calibration system for the MEG II pixelated Timing Counter[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2019, 947: 162672.

致谢

时光荏苒，岁月如梭，三年的研究生生涯即将画上句号，在此我谨向求学过程中所有给予我帮助、支持以及鼓励的老师、同学、家人以及朋友们致以最诚挚的谢意。

首先，我衷心感谢我的导师赵明刚老师。赵老师将我带上了研究高能物理的道路。在老师的指导下，我学到了丰富的知识，打下了粒子物理的基础，并且培养了严谨的学术态度。在论文的写作过程中，老师也始终耐心地给予我建议和指导。在此，向您表达崇高的感激之情。

其次，我还要衷心感谢复旦大学现代物理研究所的王小龙老师。在复旦大学的客座期间，王老师给予我充分的关照，不仅在学术上给予我指导，也在生活上给我提供帮助。同时，王老师尊重每一个同学的研究想法，并给予学生自由发展的空间。在这种理念的影响下，我取得很多进步。

此外，我还要感谢复旦大学现代物理研究所的同学们。我在复旦大学的科研生活是紧张而愉快的，这得益于实验室良好和谐的氛围。尤其感谢王曦阳同学在电子学设计方面对我的指导与帮助以及邹世明同学在代码方面对我的帮助。感谢谢世卿同学，李佳欣同学，王婷师姐，袁铭宽同学，黄开瑞同学以及庄婉仪同学在学习和生活方面的帮助。

我还要感谢南开大学物理学院的同学们。我的室友王雨同学，马家恒同学在生活和学习方面给予我很多帮助，尤其在我不在南开的时间，为我解决了很多问题。同组的孟炜棋同学，白子冰同学以及陈康同学在学习和生活上给予我很多帮助，在上海我们度过了一段难忘的时光。还有朱昌瑞同学在生活上给予我帮助，并且时常与我一起探讨问题，为我排忧解难。

我还要感谢我的家人，总是会给予我无私的帮助，让我在求学期间没有后顾之忧，始终坚定地站在我的身后。

最后，我要感谢所有在硕士研究生阶段给予我帮助的人。在你们的支持下，我才能走到今天。谨以此致谢表达我深深的感激之情。