

# 惠州大科学装置高精度物理实验调研

南方核科学理论中心 (SCNT) 高精度物理前沿小组

2024 年 10 月 12 日

## 摘要

基于中国科学院近代物理研究所正在建设的 HIAF 和 CiADS 及正在规划的“中国先进核物理研究装置”(CNUF)，我们召集国内外相关领域专家提出利用 CNUF 提供的世界上首屈一指的研究条件，聚焦于调研四大类可能的高精度物理实验： $\eta$  介子的稀有衰变寻找超越标准模型新物理；缪子物理；中微子物理和冷中子物理等。我们的目标是，在大中小型项目之间建立更好的平衡，以开辟新的科学机会，最大限度地发挥惠州大科学装置的作用，在科学上的国际引领地位作为规划制定的核心考虑，为近代物理研究所制定既符合自身发展特点，又要抢占科技制高点的战略规划和目标定位提供参考和依据。我们期望能够对上述这些高精度物理领域进行深入研究，争取作出重大发现，推动我国的核物理领域取得新的发展，使惠州成为世界上先进的核物理研究中心之一。

# 目录

摘要	1
引言	14
<b>第一部分 加速器装置</b>	<b>16</b>
<b>一、 惠州大科学装置</b>	<b>17</b>
1.1 HIAF	17
1.2 CiADS (蔡汉杰、贾欢)	18
1.3 CNUF 离子加速器大科学集群装置	19
<b>二、 CiADS 强流缪子源 (蔡汉杰、贾欢)</b>	<b>20</b>
2.1 国内外缪子源发展现状	20
2.2 CiADS 缪子源规划	21
<b>三、 涡旋粒子束流 (张鹏鸣、I. Ivanov、邹丽平)</b>	<b>22</b>
3.1 项目的研究意义及科学依据	22
3.2 国内外研究现状分析	23
3.3 中山大学涡旋团队	24
3.4 研制涡旋电子束源	25
3.5 惠州大科学装置和涡旋束流研制	26
<b>第二部分 超级 <math>\eta</math> 介子工厂 (陈旭荣、杜勇、仇浩、史君、王荣)</b>	<b>27</b>
<b>一、 <math>\eta</math> 介子衰变的高精度测量</b>	<b>30</b>
1.1 丰富的物理目标	30
1.2 加速器束流需求和亮度估计	32
1.3 实验关键技术和方案可行性	33
1.4 预期成果	35
1.4.1 暗光子的存在上限	36
1.4.2 暗希格斯粒子的存在上限	38
1.4.3 味道不改变的 C 和 CP 对称性破缺	39
1.4.4 所需经费的初步预算	40
1.5 小结	41

<b>二、 轻强子谱</b>	<b>43</b>
2.1 强子结构及其物理意义	43
2.2 轻强子谱研究的一些物理目标	44
2.2.1 双重子态	44
2.2.2 重子中的多夸夸成分	45
2.2.3 “失踪的”共振态	45
2.2.4 介子谱	46
2.3 实验方案和探测器需求	47
<b>三、 基于有效场论的新物理寻找及中微子质量的引力起源</b>	<b>48</b>
3.1 有效场论及新物理寻找	48
3.2 中微子非零质量	49
<b>第三部分 缪子物理</b>	<b>51</b>
<b>一、 缪子新物理寻找及高精度测量实验 (唐健、王荣、陈思远、赵诗涵)</b>	<b>53</b>
1.1 寻找缪子素的带电轻子味破坏过程	53
1.1.1 缪子素简介	53
1.1.2 研究背景	53
1.1.3 研究意义	54
1.1.4 束流指标需求	55
1.1.5 探测器指标需求及实验预期	56
1.1.6 探测器设计	56
1.1.7 方案可行性	58
1.1.8 研究基础	58
1.1.9 实验预算	59
1.1.10 实验规划	59
1.1.11 小结	60
1.2 缪子寿命的高精度测量	60
1.2.1 研究意义	61
1.2.2 研究现状	61
1.2.3 关键技术	61
1.2.4 方案可行性	62
1.2.5 实验预算	64
<b>二、 缪原子：缪子核结构 (质子和核半径)</b>	<b>65</b>
2.1 物理意义	65
2.2 质子电荷半径实验的研究现状	65

2.3	实验方案及关键技术	67
<b>三、</b>	<b>缪原子相关的精密测量工作 (黄忠魁)</b>	<b>69</b>
3.1	物理意义	69
3.2	$\mu$ -原子/离子精密谱的研究	69
3.3	M 原子精密谱的研究	74
3.4	实验计划	76
<b>四、</b>	<b>由缪原子光谱学测量提取核结构信息</b>	<b>78</b>
4.1	研究背景	78
4.1.1	CREMA 实验	78
4.1.2	$\mu X$ 实验	80
4.1.3	QUARTET 实验	81
4.2	理论基础	82
4.2.1	检验核结构理论	82
4.2.2	检验束缚态量子电动力学理论	82
4.2.3	双光子交换对原子谱的修正	82
4.3	缪原子超精细结构测量原子核磁矩分布	83
4.3.1	实验计划目标	83
4.3.2	理论挑战	84
4.3.3	实验技术挑战	85
<b>五、</b>	<b>探测缪子参与的自旋相关标准模型外新相互作用 (闫海洋)</b>	<b>86</b>
5.1	研究背景	87
5.2	国内外研究现状和存在问题分析	89
5.3	科学价值和潜在影响力	90
5.4	缪子自旋相关新相互作用探测实验方案	91
5.5	研究基础	92
5.5.1	用极化中子在液氦中的自旋旋转来探测一种新的矢量-赝矢量型相互作用	92
5.5.2	使用极化 $^3\text{He}$ 原子束探测标准模型之外的新物理	94
5.5.3	使用缪子反常磁矩和电偶极矩探测自旋相关的新相互作用	94
5.6	总结	95
<b>六、</b>	<b>缪子散射探测及新物理探索 (李奇特, 李强, 周辰, 高乐耘, 王子健, 刘承恩, 李金柠, 徐宇, 陈良文, 章学恒, 余玉洪, 赵贺, 申国栋, 喻佩, 邓力, 杨磊, 孙志宇)</b>	<b>97</b>
6.1	项目概述	97
6.2	研究背景	97

6.3	实验方案与技术实现	98
6.3.1	基于缪子散射探测暗物质简介	98
6.3.2	宇宙射线缪子暗物质探测方案简介	99
6.3.3	缪子束流暗物质探测方案简介	101
6.3.4	缪子散射与新物理探测：带电轻子味道破坏、核子形状因子、Tri- dent 稀有过程	105
6.4	实验进展与未来规划	106
6.5	项目预期成果	108
<b>第四部分 中微子物理</b>		<b>109</b>
<b>一、 缪子静止衰变实现对轻子 CP 相角的精确测量 (葛韶锋)</b>		<b>111</b>
1.1	克服加速器中微子实验的内在缺陷	111
1.2	排除非标准相互作用的影响	112
1.3	非么正混合	113
1.4	探测中微子混合中的重整化群跑动效应	113
1.5	近点探测器检验非么正混合和重整化群跑动中的零距离振荡效应	113
<b>二、 准弹性和非弹性中微子散射：强子结构 (吴佳俊、邹冰松)</b>		<b>114</b>
<b>三、 中微子测量核子三维结构:GPD 和 TMD</b>		<b>116</b>
3.1	强子广义部分子分布函数 (GPD) 研究 (陈旭荣、Kumano、宋勤涛、谢亚平)	116
3.2	核子三维结构 TMD 研究 (陈开宝、杨卫华、杨兴华)	118
<b>四、 CiADS 上的 CICENNS 探测器</b>		<b>121</b>
4.1	研究动机	121
4.2	物理目标	122
4.3	CICENNS 探测器	123
4.4	CEvNS 探测的重大改进	124
4.5	预期的 CEvNS 信号	125
4.6	CEvNS 候选事例的选择	126
4.7	本底估计	127
4.8	物理潜力和灵敏度	129
4.9	进展和可行性	132
4.10	预算	133

<b>五、 塑料闪烁体阵列中微子探测器监测 CiADS 的快堆功率</b>	<b>134</b>
5.1 研究动机和背景	134
5.2 物理目标和原理	135
5.3 模块化塑料闪烁体中微子探测器	135
5.4 探测器研发现状	137
5.5 研究计划和可行性	137
5.6 预期成果	138
5.7 大致预算	138
<b>六、 弱作用与 CKM 矩阵么正性的精确检验及新物理寻找</b>	<b>139</b>
<b>第五部分 中子物理</b>	<b>143</b>
<b>一、 宇称破坏的核力 (王荣、陈旭荣)</b>	<b>145</b>
1.1 物理意义	145
1.2 核子宇称破坏过程的研究现状	146
1.3 实验关键技术	146
1.4 实验方案可行性	147
1.5 所需经费初步预算	148
<b>二、 两体中子衰变 (张硕)</b>	<b>150</b>
2.1 研究背景	150
2.2 研究意义	150
2.3 实验方案	151
2.4 项目计划	154
2.5 预算	156
2.6 主探测器: 微量能器	157
<b>三、 中子精密测量的其它实验方案 (闫海洋 &amp; W. M. Snow)</b>	<b>159</b>
3.1 中子的独特性	159
3.2 中子与基础物理	160
3.2.1 中子与宇宙中的物质-反物质不对称性	160
3.2.2 中子作为 TeV 尺度 BSM 物理的探针	161
3.2.3 中子与新弱相互作用粒子	162
3.3 中子基础物理学实验研究的若干可能	162
3.3.1 CP 破缺	162
3.3.2 中子 Beta 衰变的时间反演破缺	162
3.3.3 CKM 矩阵的么正性检验	163

3.3.4 重子数不守恒 . . . . .	165
3.3.5 其它精密测量实验 . . . . .	166
<b>第六部分 其他物理</b>	<b>168</b>
一、 原子固有电偶极矩与原子核结构 (尧江明、杨晓菲, 夏添)	169
总结和展望	171
参考文献	172

# 插图

1.1	强流重离子加速器装置 HIAF 布局。 . . . . .	17
1.2	CiADS 装置布局。 . . . . .	18
2.1	世界范围内缪子设施分布 . . . . .	20
2.2	CiADS 缪子源空间布局 . . . . .	20
2.3	CiADS 缪子源空间布局 . . . . .	21
3.1	涡旋电子束制备方法。 . . . . .	24
3.2	涡旋电子及其应用。 . . . . .	25
1.1	HIAF 装置的整体布局图。数字“⑦”标注了 HIAF 装置上高能物理终端的位置。 . . . . .	32
1.2	超级 $\eta$ 介子工厂上一个紧凑型谱仪的概念设计。该谱仪主要基于硅半导体探测器技术：探测和信号处理一体化的硅像素径迹探测器、低放大倍数的雪崩探测器。在硅径迹探测器外面裹了一层探测高能光子的快速时间响应的铅玻璃电磁量能器。 . . . . .	33
1.3	包含和去除中子本底时，探测器谱仪上两个光子的不变质量分布的比较。有中子本底的情形对应着量能器无法鉴别中子和光子。没有中子本底的情形对应着量能器可以把中子百分百地鉴别出来并剔除。 $p-^7\text{Li}$ 的反应事例是通过 GiBUU 软件包模拟的。 . . . . .	34
1.4	$\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ 衰变道末态粒子的动量-角度的二维分布。上面的图展示了事例产生器给出的末态粒子的运动学分布；下面的图则展示了探测器谱仪重建的粒子的运动学分布。所设计的谱仪能覆盖大多数末态粒子，并能测量较小动量的末态粒子。 . . . . .	36
1.5	模拟数据给出的暗光子的分支比上限和 $\epsilon$ 参数的灵敏度。所模拟实验的时间为一个月，并且取数时非弹散射事例率保守地设置为 100MHz。 . . . . .	37
1.6	根据 $\pi^0 e^+ e^-$ 衰变道的模拟数据，我们估计的轻的暗希格斯粒子的分支比上限。所模拟实验的时间为一个月，并且取数时非弹散射事例率保守地设置为 100MHz。模拟数据分析时，我们要求 $\pi^0 e^+ e^-$ 的不变质量在 $\eta$ 介子的质量区间。 . . . . .	38
1.7	根据 $\pi^0 \pi^+ \pi^-$ 衰变道的模拟数据，我们估计的轻的暗希格斯粒子的分支比上限。所模拟实验的时间为一个月，并且取数时非弹散射事例率保守地设置为 100MHz。模拟数据分析时，我们要求 $\pi^0 \pi^+ \pi^-$ 的不变质量在 $\eta$ 介子的质量区间。 . . . . .	38

1.8	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 衰变道在不同的 X 和 Y 区间中的事例数分布 (黑色方块)。所模拟实验的运行时间为一个月, 并且取数时非弹散射事例率保守地设置为 100MHz。红色的线展示的是一个简单的模型对该 Dalitz 图分布的拟合效果。更多的说明请见正文。 . . . . .	39
2.1	一些重子共振态对 $pp \rightarrow pn\pi^+$ 反应过程的贡献。根据同位旋守恒, $p\pi^+$ 中出现的共振结构只能来自 $\Delta^*$ 。 $n\pi^+$ 中出现的共振结构主要来自 $N^*$ 。 . . . . .	45
1.1	MACE 探测器示意图。 . . . . .	54
1.2	理论估算的 MACE Phase-I 测量 $M \rightarrow e^+e^-$ 或 $M \rightarrow \gamma\gamma$ 的典型本底和信号谱型。其中假定探测器能量分辨率为 1%。 . . . . .	57
1.3	Geant4 模拟 SciFi 径迹探测器。 . . . . .	59
1.4	脉冲缪子束流时间结构以及衰变正电子的时间分布 <sup>[160]</sup> 。 . . . . .	62
1.5	超细分割化的快速闪烁体探测器阵列 <sup>[162]</sup> 。 . . . . .	63
2.1	质子电荷半径测量结果 <sup>[174]</sup> . . . . .	66
2.2	PRad 和 Mainz 实验的电荷形状因子 <sup>[174]</sup> . . . . .	66
2.3	实验装置示意图 . . . . .	68
3.1	$\mu$ -氦离子 ( $\mu$ - $^4\text{He}$ ) 的能级结构 . . . . .	69
3.2	M 原子 (Muonium) 的能级结构 . . . . .	70
3.3	氢原子的能级结构 . . . . .	71
3.4	氢原子和缪氢原子的兰姆位移比较 . . . . .	71
3.5	各种实验方法获取的质子半径对比 . . . . .	72
3.6	$\mu$ 子原子和量子电动力学 (QED) 效应的概念图 . . . . .	72
3.7	J-PARC 缪离子实验终端示意图 . . . . .	72
3.8	J-PARC 的 MUSE 装置整体布局 . . . . .	73
3.9	$\mu$ -Ne 精密谱实验最终数据展示 . . . . .	73
3.10	$\mu$ -Ne 实验获取的 x-ray 能谱 . . . . .	74
3.11	$\mu$ -Ne 精密谱数据分析图 . . . . .	74
3.12	PSI Mu-MASS 实验装置示意图 . . . . .	75
3.13	M 原子 1S-2S 能级跃迁测量实验装置示意图 . . . . .	75
3.14	MUSEUM-HFS, Mu-MASS, Muon g-2 FNAL 实验之间的关系 . . . . .	76
3.15	M 原子精密谱实验装置示意图 . . . . .	76
3.16	M 原子跃迁能级示意图 . . . . .	77
3.17	M 原子精密谱实验结果 1 . . . . .	77
3.18	M 原子精密谱结果 2 . . . . .	77

4.1	质子电荷半径测量结果总结：包括国际标准数据参考值 (CODATA)、缪子原子实验、氢原子光谱测量、电子质子散射测量、散射数据色散关系分析。详见综述文献 <sup>[178]</sup> 。 . . . . .	79
4.2	<sup>3</sup> He- <sup>4</sup> He 核电荷半径同位素位移测量结果总结：普通氦原子精密谱测量结果存在分歧，缪氦离子兰姆位移测量结果高度依赖于核结构计算精度。详见文献 <sup>[181]</sup> 。 . . . . .	79
4.3	$\mu$ X 实验微克级靶材 X 射线测量技术：负缪子被注入混合部分氖分子的高压 (100bar) 氢气单元。缪子停止后与氢结合形成缪子氢，之后与氖碰撞发生转移反应形成缪子氖。得益于其低散射截面，缪子氖有较大概率穿越很长距离最终抵达氢气单元后部的微克级靶材。此时缪子再次发生转移与靶核结合，并通过缪子原子能级跃迁发射 X 射线。详见文献 <sup>[194]</sup> 。 . . . . .	80
4.4	QUARTET 实验 X 射线探测技术：该实验采用金属磁性量热计，图中展示其初期实验使用的 maXs-30 探测器模块，包括微型 X 射线谱学量热器阵列 (maXs-30) 和连接的超导量子干涉仪 (SQUID)。该探测器模块适用于初期原理验证实验中能量范围在 10-60 keV 之间的、原子序数从锂到氖的一系列缪子原子的 X 射线谱学研究。详见 <sup>[201]</sup> . . . . .	81
4.5	<sup>3</sup> He 电磁形状因子 ( $F_C$ 与 $F_M$ ) 的实验测量值与核结构理论计算对比。详见 <sup>[210]</sup> . . . . .	83
4.6	<sup>6,7</sup> L 原子核 Zemach 半径：原子超精细结构光谱测量与电子-核散射测量结果对比。 . . . . .	84
5.1	探测 $\mu$ 子新的自旋依赖相互作用的实验装置示意图。入射的 $\mu$ 子束是自旋极化的，它触发了定义为时间零的时钟。在靠近 $\mu$ 子束的地方放置一个样品，如果存在新的自旋依赖相互作用，其极化方向可以被旋转。 $\mu$ 子极化的旋转角度可以通过正电子计数器来测量。 . . . . .	91
5.2	极化中子束在液氦靶中的自旋旋转实验探测矢量-轴矢量耦合型新相互作用，该实验在美国国家标准局中子研究中心反应堆中子源上完成，获得结果探测精度超越当时最好结果 7 个数量级以上。 . . . . .	93
6.1	缪子散射探寻暗物质示意图 . . . . .	98
6.2	模拟缪子穿过不同质量暗物质散射角分布的区别 . . . . .	99
6.3	基于 4 个 RPC 盒子的宇宙射线缪子散射探测系统示意图 (左), 基于 12 个 RPC 的宇宙射线缪子散射系统示意图 (右) . . . . .	99
6.4	带一个和三个真空腔的 RPC 缪子散射测试系统示意图 . . . . .	100
6.5	PKMu 缪子散射探测暗物质探测系统实验装置示意图 . . . . .	101
6.6	HIAF 典型离子束流参数 . . . . .	101
6.7	不同束流打靶后进入 HFRS 束线的 $\pi$ 子能谱 . . . . .	102

6.8	HFRS 中能量为 4.2 GeV/A 的 $^{36}\text{Ar}$ 离子产生缪子束流的可选动量范围及归一化的产额 . . . . .	102
6.9	左: 1GeV 缪子束流束斑轮廓。右: 3GeV 的缪子束流的束斑轮廓 . . . . .	103
6.10	HFRS 束线布局示意图 . . . . .	103
6.11	利用缪子束流探测暗物质的实验示意图 . . . . .	104
6.12	束流实验缪子散射探测系统的原型设计示意图 . . . . .	104
6.13	缪子散射探测系统信号与背景响应模拟: 成像系统前飞行时间谱 (左); 末端闪烁体能量损失谱 (右) . . . . .	105
6.14	束流实验缪子散射探测系统的原型设计示意图 . . . . .	105
6.15	高精度缪子散射探测装置扩充可开展的一系列新物理实验 . . . . .	106
6.16	目前搭建的缪子散射系统探测器和电子学照片 . . . . .	107
6.17	新结构 RPC 的组装照片 . . . . .	107
2.1	中微子和质子散射产生强子的费曼图。 . . . .	114
3.1	中微子 DVCS 过程: $W(q) + N(p) \rightarrow \gamma(q) + N_1(p_1)$ . . . . .	116
3.2	中微子 DVCS 过程: $W(q) + N(p) \rightarrow M(q) + N_1(p_1)$ . . . . .	117
3.3	核子光子 TDA。 . . . .	117
3.4	核子介子 TDA。 . . . .	118
4.1	300 kg CsI(Na) 晶体探测器的示意图。它由 15 个低放射性 CsI(Na) 晶体作为 CEvNS 靶标, 以及围绕靶标的屏蔽材料构成。周围的屏蔽材料从内到外分别为约 0.5 吨的铜、约 0.3 吨的高密度聚乙烯 (HDPE)、约 10 吨的铅和约 0.4 吨的 HDPE。每个 20 kg 的 CsI(Na) 晶体的两端由两个 5 英寸的 SBA PMTs 观测。 . . . .	123
4.2	数据读取和处理的示意图。晶体上的共计 30 个 5 英寸 PMT 信号, 由 8 个 8 通道 FADC 数字化。塑料闪烁体反符合探测器的共计 64 个 4 英寸 PMT 信号由 4 个 32 通道 ADC 板数字化。自动模式的全局触发信号由 TCB 板生成, 并提供给所有数字化板。 . . . .	125
4.3	在 CiADS 的 250 kW 束流功率下, 预期的 CsI(Na) 探测器对 CEVNS 信号的核反冲能谱。注意 Cs 和 I 的响应几乎相同。内部插图中给出了超过探测器核反冲能量阈值 ( $\text{keV}_{\text{nr}}$ ) 的积分事例率。实际阈值预计为 $5 \text{ keV}_{\text{nr}}$ 。 . . . .	126
4.4	PMT 噪声事例率的预期光电子分布, 两条线分别对应要求 CsI(Na) 晶体的两个 PMT 都至少有一个光电子信号 (蓝色) 和未要信号条件 (橙色) 的情况。对两个 PMT 同时有信号的要求使 PMT 噪声本底减少了三个数量级。 . . . .	128
4.5	CICENNS 预期(蓝色)与 COHERENT 数据(灰色) <sup>[262]</sup> 对比获得的 CEvNS “味道” 截面的允许区域。CICENNS 预期的允许区域显著小于 COHERENT。 . . . .	130

4.6	弱混合角的测量比较。CICENNS 探测器的预期误差大约在百分之一的水平，而 COHERENT 的误差约为 $\sim 10\%$ 。 . . . . .	131
4.7	从观测到的 CEvNS 核反冲能谱中获得的中子分布平均半径（中子半径）。CICENNS 探测器的预期误差大约在百分之一的水平，而 COHERENT 的误差约为 $\sim 8\%$ 。 . . . . .	131
4.8	COHERENT 测量（灰色） <sup>[262]</sup> 得到的约束以及预期从 CICENNS（左侧为红色，右侧为蓝色）得到的结果。左侧：允许 $\epsilon_{ee}^u$ 和 $\epsilon_{ee}^d$ 浮动，同时将其他参数固定为零的 90% 允许参数空间。右侧：允许 $\epsilon_{ee}^u$ 和 $\epsilon_{\mu\mu}^u$ 浮动，同时将其他参数固定为零的 $1/2/3\sigma$ 轮廓。预期的 CICENNS 约束与 COHERENT 相比显著改进。 . . . . .	132
4.9	CICENNS 与 COHERENT 搜索中微子磁矩的灵敏度比较。左侧：对 $\nu_e$ 磁矩的灵敏度；右侧：对 $\nu_\mu$ 磁矩的灵敏度。 . . . . .	132
5.1	大亚湾实验首篇物理文章中三个实验大厅测量的每日中微子流强同预期的中微子流强对比，蓝色点是实测中微子流强，黑色线是基于核电站功率数据计算的流强。三号实验厅（EH3）测量的中微子流强因为中微子振荡而小于预期值。 . . . . .	134
5.2	ALARM 探测器结构示意图，左侧是探测器的塑料闪烁体部分，右侧是探测器总体视图 . . . . .	136
5.3	ALARM 探测中微子原理，左侧是在塑料闪烁体发生的 IBD 反应示意，右侧是 IBD 事例的典型时间分布 . . . . .	136
5.4	Raghavan Optical Lattice，光信号通过内全反射沿着立方体的行和列传输到探测器边缘的光电倍增管读出 . . . . .	137
1.1	高精度测量 $^3\text{He}$ 冷中子俘获过程的宇称破坏的实验装置示意图 <sup>[292]</sup> 。 . . . .	147
1.2	$^3\text{He}$ 气体靶与多丝 $^3\text{He}$ 气体电离室的一体化腔室。 . . . . .	148
2.1	中子常规衰变及二体衰变子体能谱展示，由于中微子穿透力极强，此处未展示。由于常规衰变子体质子的能谱主要集中于 800eV 以下，概率密度高于二体衰变子体，需要用 1kV 的高压将其去除。 . . . . .	152
2.2	基于微量能器对中子衰变末态粒子探测的原理图。 . . . . .	152
2.3	测试系统结构图以及衰变探测器的结构。 . . . . .	154
2.4	微量能器的工作原理图。 . . . . .	158
3.1	$ V_{ud} $ 值由超允许 $0^+ \rightarrow 0^+$ 核 $\beta$ 衰变（红色）和中子 $\beta$ 衰变（紫色）得出， $ V_{us} $ 由半轻子 K 介子衰变（ $K_{\ell 3}$ ，绿色）得出， $ V_{us}/V_{ud} $ 由轻子 K 介子/介子衰变（ $K_{\mu 2}/\pi_{\mu 2}$ ，蓝色）得出。黄色椭圆表示两个矩阵元的全局拟合，黑线表示第一行 CKM 单元性的假设。图片由 Vincenzo Cirigliano 提供。 . . . . .	164

# 表格

1.1	惠州超级 $\eta$ 介子工厂的主要物理目标。 . . . . .	31
1.2	惠州超级 $\eta$ 介子工厂探测器谱仪的初步预算。 . . . . .	41
2.1	质子 - 质子碰撞过程中一些介子的产生道及其对应的束流动能阈值。 . . . .	46
1.1	缪子素的基本性质 <sup>[136]</sup> 。 . . . . .	53
1.2	MACE Phase-I 潜在物理目标。 . . . . .	55
1.3	MACE Phase-I 对缪子束流指标的需求。 . . . . .	56
1.4	在不同探测器分辨率下、360 天的采数时间内, MACE Phase-I 测量 $M \rightarrow e^+e^-$ 或 $M \rightarrow \gamma\gamma$ 的单事例灵敏度估计。本底来源仅考虑偶然符合本底。 . . . . .	56
1.5	MACE Phase-I 初步预算估计。 . . . . .	59
1.6	MACE 项目初步规划。 . . . . .	60
1.7	缪子寿命精确测量实验经费初步预算。 . . . . .	64
2.1	缪子散射实验测量质子半径的束流要求。 . . . . .	67
6.1	贡献到中微子 NC 和 CC 散射过程的 SMEFT 四费米算符。 . . . . .	141
1.1	核子宇称破坏过程精确测量实验的初步预算。 . . . . .	149
2.1	中子二体衰变的测量计划。 . . . . .	155
2.2	中子二体衰变的测量预算。 . . . . .	156

# 引言

物理学的最基础、最前沿的领域始终是对物质深层次结构及其相互作用基本性质的研究。这种研究不仅引领着人类基本时空观的发展，也不断催生出变革性的技术进步。自卢瑟福发现原子核以来，经过一百多年的不懈努力，人类已经在微观层次认识世界的过程中深入到核子内部的夸克胶子层次。然而，人类对深层次微观物质结构及其背后的物理规律还缺乏充分和全面的认识。这是一个亟待解决的问题，需要我们继续推进基础科学研究，探索物质结构的极限和其相互作用的基础规律，从而开创新的技术和应用。只有通过不断深入的科学探索，我们才能更好地理解自然界的奥秘，推动人类社会的发展和繁荣。

离子加速器大科学装置是核物理前沿研究和国家战略需求不可或缺的重要工具和手段，长期以来一直是国际竞争的最前沿。离子加速器可以提供高能量、高流强、高束团功率、高束流品质和亮度的离子束，这些离子束通过核反应产生大量的核产物或者高通量的次级粒子。这些核产物或次级粒子包括了次级的放射性离子束、稀有的同位素、或者是反应产生的中子、光子、中微子、缪子等粒子束。为了满足核物理领域重大科学问题的探索和国家战略及经济社会发展的需求，我们需要不断提高核反应产额或者次级粒子的通量。因此，我们需要不断挑战离子加速器的性能极限，提高其能量、流强、束团功率、束流品质和亮度。同时，我们也需要实验设施的综合性 and 规模化趋势愈发明显。这将为我们提供更多的可能性和条件，推动核物理领域的发展，为国家战略和经济社会发展做出贡献。

中国科学院近代物理研究所正在为中国建设两个重大科技基础设施：强流重离子加速器装置 (HIAF) 和加速器驱动嬗变研究装置 (CiADS)。这两个大科学装置预计在 2025-2028 年间建成，投入运行。

作为中国科学院“十五五”和 2035 年国家重大科技基础设施发展规划战略研究的一部分，近代物理研究所正在规划和建设“中国先进核物理研究装置”(CNUF)。我们提出规划建议，在“十五五”(2026-2030)和“十六五”(2031-2035)期间以 HIAF 和 CiADS 为基础分期建设“中国先进核物理研究装置(CNUF)”。这个项目基于 HIAF 和 CiADS 两大装置，旨在成为世界上性能领先的以核物理研究为主的国际旗舰型多学科综合装置。CNUF 将致力于解决核物理领域的重大科学问题。

本计划书，我们提出利用 CiADS 和 HIAF 以及未来的 CNUF 提供的世界上首屈一指的研究条件，聚焦于通过四大类高精度实验，包括： $\eta$  介子的稀有衰变寻找超越标准模型新物理；缪子相关物理；中微子物理和冷中子物理等。我们的目标是，在各类高精度实验项目之间建立更好的平衡，寻求新的重大的科学机会，最大限度地发挥惠州大科学装置的作用，在科学上的国际引领地位作为规划制定的核心考虑，制定既符合自身发展特点，又要抢占科技制高点的战略规划和目标定位。我们期望能够对上述这些高精度物理领域进行深入研究，取得重大发现，推动我国的核物理领域取得新的发展，为世界

上的核物理领域做出贡献。

# 第一部分

## 加速器装置

# 一、 惠州大科学装置

国家“十二五”重大科技基础设施“强流重离子加速器装置”(High Intensity heavy-ion Accelerator Facility, HIAF) 和“加速器驱动的嬗变研究装置”(China Initiative Accelerator Driven System, CiADS) 正在广东惠州建设。为了解决核物理及其前沿交叉领域的重大科学问题, 使我国未来在若干核物理研究方向形成显著的优势, 也为了充分发挥 HIAF 和 CiADS 两台装置在核科学研究方面的效益, 在 HIAF 和 CiADS 两台大科学装置的基础上, 近代物理研究所正在提出以 HIAF 和 CiADS 为基础建设中国先进核物理研究装置 CNUF。

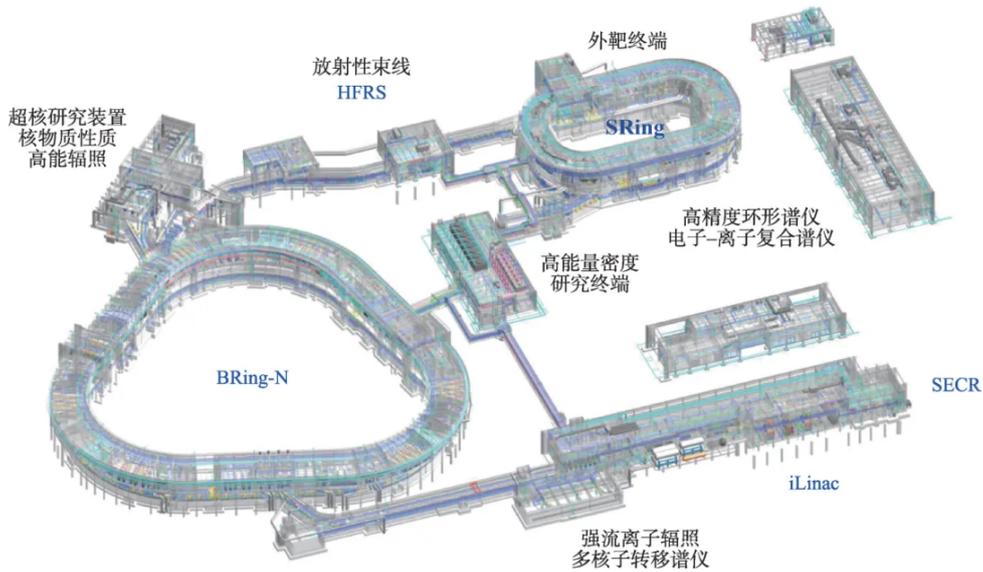


图 1.1: 强流重离子加速器装置 HIAF 布局。

## 1.1 HIAF

广东惠州的 HIAF 项目正在建设中, 预计于 2025-2026 年建成投入运行。HIAF 是一台束流指标先进、以核物理研究为主的多学科用途的重离子加速器大科学装置 (图 1.1), 能够产生 5000 多种不稳定原子核, 提供国际先进水平的实验条件, 为核物理、核天体物理和重离子驱动的高能量密度物理等基础研究创造了新的可能。

HIAF 的建成投入运行将使其成为世界上脉冲束流强度最高的重离子加速器, 拥有与德国 FAIR 和美国 FRIB 相媲美的竞争对手。但是, 考虑到投入明显偏小, HIAF 的总体能力有一定的局限性。

然而, HIAF 却具有一定的优势: 它可以生产最强的低中能量重离子束流、具有最高磁刚度的放射性束流线、开展高精度储存环物理实验和重离子驱动的高能量密度物理研究。这使得 HIAF 在利用多核子转移反应合成丰中子超重核素方面有望代表国际最高

水平或处于国际领先，还可以探索“超重核稳定岛”，基于冷却储存环精确测量短寿命原子核质量，并依托高能放射性束流装置研究奇异原子核结构。

## 1.2 CiADS（蔡汉杰、贾欢）

加速器驱动次临界系统（Accelerator Driven Sub-critical System 简称 ADS）利用加速器提供的高能强流质子束轰击重原子核产生的高通量广谱散裂中子，驱动次临界反应堆运行，将长寿命高放射性核素嬗变成为短寿命放射性核素或者稳定核素，是国际公认的核废料嬗变技术途径的最佳选择。目前，国际上尚未有建成的 ADS 装置，正处于从关键技术攻关逐步转入系统集成研究的阶段。

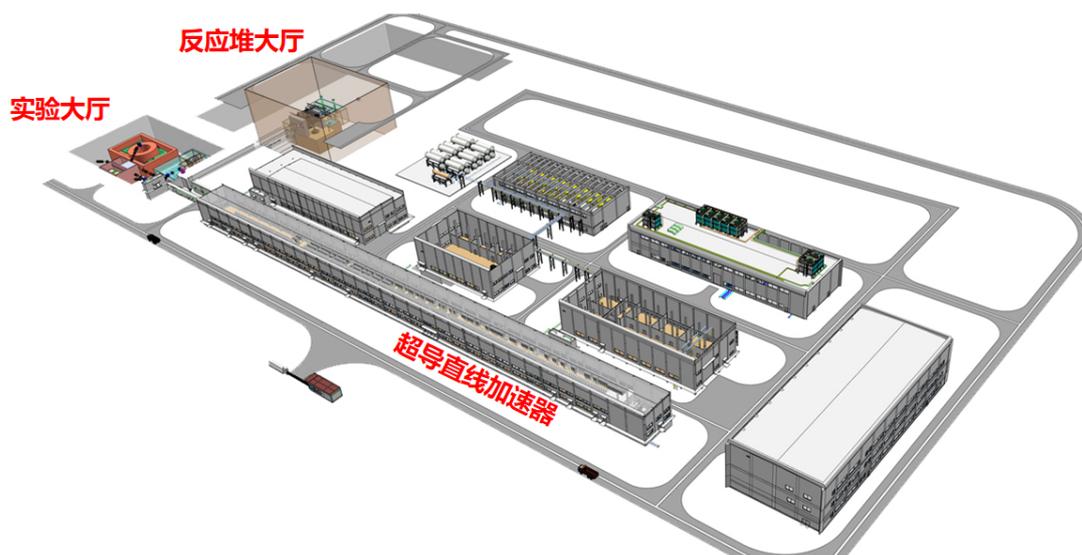


图 1.2: CiADS 装置布局。

加速器驱动嬗变研究装置（China initiative Accelerator Driven System, 简称 CiADS）是国家“十二五”期间优先安排建设的重大科技基础设施。CiADS 将是世界上首个兆瓦级加速器驱动次临界系统原理验证装置，使我国率先全面掌握加速器驱动次临界系统涉及的关键技术及系统集成和运行的经验，显著提升我国在先进核能技术研发领域的研究水平和自主创新能力，探索安全妥善处理、处置核废料的技术路线和工艺，为我国率先掌握加速器驱动次临界系统集成和核废料嬗变技术提供条件支撑，同时为我国在未来设计建设加速器驱动嬗变工业示范装置奠定基础。

CiADS 在次临界反应堆之外，还规划了实验大厅，将建设高功率散裂靶、缪子源、材料辐照、核数据等实验终端（图 1.2）。预计到 2027 年，CiADS 加速器可提供 600MeV@300 kW 的质子束流，2030 年可提供 3MW 束流。CiADS 项目的实施，将强力推进我国高能强流超导直线加速器技术的创新发展与应用，其加速器建成后可以为国内发展连续型高强度缪子源和宽能谱高通量中子源提供难得的发展机遇，将有力促进中子科学、缪子物理、凝聚态、核材料与核数据等基础科学研究和技术应用开发。

### 1.3 CNUF 离子加速器大科学集群装置

在“十五五”（2026-2030）和“十六五”（2031-2035）期间，近代物理研究所计划以 HIAF 和 CiADS 为基础建设 CNUF 离子加速器大科学集群装置。这两期大科学装置“五年”规划与建设的目标是在 2040 年左右，CNUF 将成为世界上束流强度和束流功率最高的重离子加速器装置、束流强度和束流功率最高的连续波质子超导直线加速器装置、放射性束种类最多和强度最高的放射性束装置。在此基础上，CNUF 成为世界上流强最高的缪子束装置。我们的目标是努力使 CNUF 成为世界上性能领先的以核物理研究为主的国际旗舰型多学科综合装置，吸引全球优秀的核科技工作者或核物理学家依托该装置开展创新性的研究工作。这将使我国引领世界重离子物理、强子物理和离子加速器驱动的先进核能研究，形成在国际上具有重大影响的领跑型核物理及其应用研究中心。参考：赵红卫，从 HIAF 到 CNUF，现代物理知识杂志，2024。

## 二、 CiADS 强流缪子源 (蔡汉杰、贾欢)

### 2.1 国内外缪子源发展现状



图 2.1: 世界范围内缪子设施分布

缪子相关的重要物理研究课题非常丰富，基于缪子源的多学科应用也十分广泛。因此，缪子源及其实验平台是强流中高能质子加速器装置上重点部署的设施。世界上仍在运行的缪子设施，除了美国费米国家实验室的 Muon Campus 及日本 J-PARC 的 COMET 单纯用于粒子物理实验研究外，其余的均为综合型缪子源，总共 5 台 (图 2.1)。其中，J-PARC 和 ISIS 为脉冲束，其余 3 台为连续束。已建成缪子源中，PSI 的  $S\mu S$  表面缪子达到  $10^8/s$ ，目前仍是世界上最强的缪子源。脉冲型缪子源中，J-PARC 的 MUSE 表面缪子通量最高，达到  $10^7/s$ 。此外，韩国及我国均已启动了缪子源的建设项目，而美国散裂中子源也一直在酝酿 1 台综合型缪子源的计划。

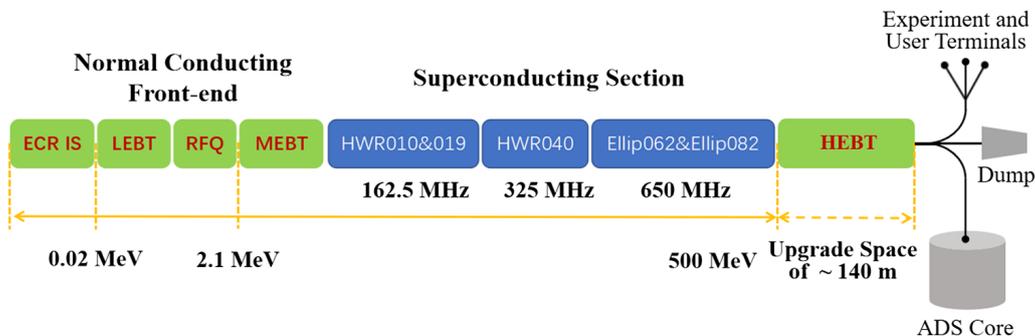


图 2.2: CiADS 缪子源空间布局

## 2.2 CiADS 缪子源规划

CiADS 超导直线加速器可提供 5mA 连续波质子束流, 设计束流能量 500MeV, 具备 600MeV 加速能力。此外, CiADS 加速器还预留了 1.5GeV-2.0GeV 的升级空间 (图 2.2) 以及 10mA 的升级能力, 非常适合发展超高强度缪子源。CiADS 缪子源将分两期进行建设, 一期按照 300kW 束流功率进行设计, 后期进行束线及功率升级。CiADS 计划将缪子源与材料辐照终端结合, 共用同一条高能质子束线和同一个实验大厅分区 (图 2.3), 按照连续束长期运行进行设计。

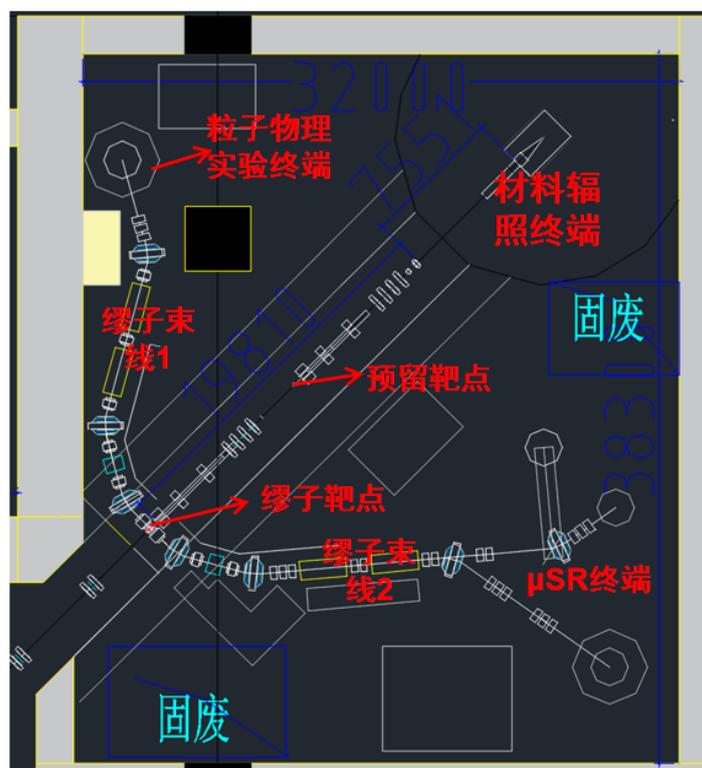


图 2.3: CiADS 缪子源空间布局

如图 2.3所示, 缪子源目前规划 1 个靶站, 600 MeV@300 kW 连续束打靶, 缪子靶两侧对称布置两条缪子束线, 可为  $\mu$ SR 终端和缪子物理实验终端同时供束。目前缪子束线按照兼容到 80 MeV/c 最高动量进行设计, 可提供一定穿透能力的衰变缪子, 满足高压环境  $\mu$ SR 应用及深度缪原子 X 射线无损检测应用的需求。

CiADS 缪子源已完成靶点及束线占位布局, 同时在缪子靶站下游还预留了第二靶点位置, 后期可布置第二靶站, 缪子束线增加至四条。根据当前 WBS 进度计划, 2027 年底完成缪子靶站及首条缪子束线的设备安装及子系统调试, 并开展质子束上靶及缪子束线调试工作。目前正在开展缪子靶站及缪子束线的设计工作。基于初步概念设计, 采用螺线管俘获及传输方案, 实验终端表面缪子流强可达到  $O(10^9)\mu^+/s$ , 超过 PSI 缪子源 1 个量级。CiADS 强流缪子源的建设可以为国内基于表面缪子、慢缪子及衰变缪子科学多学科基础研究及技术应用提供新的平台和机遇。

## 三、 涡旋粒子束流 (张鹏鸣、I. Ivanov、邹丽平)

### 3.1 项目的研究意义及科学依据

自 1897 年 J. J. Thomson 首次研究阴极射线并发现电子以来, 微观粒子在科学研究、社会生产以及我们的日常生活中发挥着重要的作用。在粒子物理与原子核物理研究领域, 电子、质子等粒子一直是科学前沿研究的关键内容之一。北京正负电子对撞机 (BEPC)、兰州重离子加速器 (HIRFL)、中国散裂中子源 (CSNS) 以及强流重离子加速器装置 (HIAF) 等大科学设施是推动这些前沿科学研究的重要工具。在这些研究中, 自旋极化粒子束实验是现代粒子物理研究发展的重要方向。近年来, 人们提出了一类具有内禀轨道角动量的新粒子束, 即涡旋粒子束。目前实验上已经通过多种方法实现了低能量的涡旋电子、中子以及涡旋原子。涡旋束的出现为粒子结构及其性质研究提供了新的自由度, 在材料物理、原子物理、核物理和粒子物理等研究领域具有广泛应用前景。

1992 年 Allen 提出涡旋光束概念, 直至目前, 人们已经可以通过光学调制、螺旋相位板、全息掩膜、子筛选、超表面材料、特殊激光生成以及微波腔等多种方法产生涡旋光。而且涡旋光已经在量子信息、空间光通讯、高分辨显微、粒子操纵等领域得到了广泛应用。自此之后, 涡旋电子、中子以及原子等在许多领域引起了广泛关注。但是有关这些粒子的研究起步较晚, 且由于束流相干性的要求, 目前只能在少数装置实现低能涡旋束的产生。这些条件限制了涡旋粒子束的研究与应用, 特别是在高能核物理和粒子物理领域。许多物理学家热切期待有更高能量的涡旋粒子束。然而, 这些涡旋粒子束还没有在粒子加速器中得到系统研究。一方面, 由于研究装置的限制, 涡旋粒子在加速器物理领域尚未引起广泛关注, 实验技术不够成熟。另一方面, 涡旋电子束的动力学理论研究也尚未完善。目前尚不清楚涡旋粒子束是否能够在现代加速器中稳定加速和储存。传统束流动力学基于经典电动力学无法完全描述涡旋粒子束的性质。因此, 研究涡旋电子束在电磁场中的动力学性质成为该领域研究的重要内容。因此, 如何高效产生更高能量的涡旋粒子束流是目前亟待解决的重要问题。在现代加速器上实现这类粒子束的产生、加速和控制是未来发展的重要方向。在本项目中, 我们计划使用中山大学离子加速器设施提供的能量在 50-150 keV/u 范围的离子束, 探索应用磁浸没式等方法制备涡旋离子束, 发展研究涡旋离子产生、测量及其特性研究的新方法。这些研究将为未来加速器装置上实现较高能量涡旋粒子束研究奠定基础。

此外, 涡旋态由于其特殊的拓扑性质, 其轨道角动量已成为探索粒子结构和相互作用的新工具。人们已经在光学、凝聚态、原子物理、束流物理等领域研究中发现了涡旋态的广泛应用。如果实验上能够实现 MeV 或 GeV 能量的涡旋态, 那么涡旋粒子将给核物理和粒子物理等领域带来新的机遇。过去几年, 已有近百篇论文涉及到涡旋态在粒子物理中的应用, 许多新的理论发展随之而来。但是目前国内外各个研究组所采用的研究方法不尽相同, 涡旋粒子散射理论有待进一步发展, 特别是涉及涡旋电子-质子散射过

程。涡旋粒子轨道角动量给质子自旋物理研究提供了一个全新的自由度。在强子散射问题研究中，我们可以应用单涡旋或双涡旋态的电子-质子散射的弹性、非弹性散射甚至是深度非弹性散射过程来理解质子内部结构一些新的性质。这些研究为未来加速器装置上（中国的 HIAF/CiADS、俄罗斯的 NICA、德国的 FAIR 以及美国的 EIC）核子结构问题提供理论支持。

### 3.2 国内外研究现状分析

涡旋粒子研究源自于涡旋光束。涡旋光束研究是近年来国内外结构光学领域研究的热点，国内有许多优秀的研究组从事涡旋光研究。目前，实验上已经可以实现高达 10000 量子角动量的涡旋光束，并且在同步辐射加速器装置上也实现了 X 光甚至能量更高的涡旋光束。涡旋光由于其角动量特性，已经在光学、原子分子物理学、核物理学、材料科学、生物医学、化学、量子信息以及天文物理学等众多领域有着非常重要的应用。涡旋电子是近年来涡旋束研究的一个新方向，2010 年 Uchida 等在透射电镜上成功制备了涡旋电子束。然而目前国内外涡旋电子束实验研究仍然主要基于电子显微镜，产生的电子束能量约 300 keV，很大程度限制了涡旋电子束的应用。涡旋电子产生方法主要有螺旋相位板、全息光栅和磁单极方法等。得益于涡旋电子束的研究发展，2015 年人们开始研究涡旋中子的实验制备，Clark 等人基于反应堆中子源引出的慢中子通过螺旋相位板的方法率先实现了涡旋中子产生，但由于实验采纳中子束流相干性较差，其结果没有得到广泛认可。2022 年，Sarenac 等人通过全息光栅的方法，在美国橡树岭国家实验室高通量同位素反应堆的 GP-SANS 束线上成功制备了具有不同轨道角动量的涡旋中子束。为了获得充分的事例统计数，该实验中使用了  $2500 \times 2500$  阵列的微米级全息衍射光栅。2021 年，Luski 等人利用类似的全息光栅阵列方法，通过超声射流装置引出的慢原子束实现了涡旋 He 原子。传统的涡旋束产生方法很大程度上限制了其它种类涡旋粒子的获得，比如，目前仍然难以实现涡旋质子、重离子等涡旋粒子。因此，涡旋粒子产生的新原理和新方法是涡旋粒子实验研究的一个重要内容。最近，Karlovets 等人提出磁浸没阴极方法制备涡旋电子束。磁场中产生的朗道态电子在传输至磁场之外的区域可以获得角动量可控的涡旋电子束该方法有望能够在现代加速器上实现，并获得高能涡旋电子束。常见的几种涡旋粒子束制备方法原理如图 3.1 所示。

内禀轨道角动量作为涡旋粒子一种新的内禀性质赋予了粒子更大而且可调控的磁矩和新的应用前景。目前，涡旋电子束已经应用于透射电镜上原子尺度显微以及材料磁性表征等研究，涡旋中子和涡旋原子尚开始研究，未有实质的实验应用。但理论上有许多关于涡旋电子与原子的弹性散射、非弹性散射问题研究，特别是高能物理中涡旋电子碰撞、湮灭等问题的研究。将来，涡旋粒子有望应用于质子自旋及内部结构的研究。

国内从事涡旋粒子束研究起步较晚，积累较少；主要有浙江大学和南京大学关于透射电镜上涡旋电子束的制备和应用研究、西安交通大学关于电子束角动量极化研究、清华大学关于涡旋光束和电子束的制备和应用研究、上海交通大学关于强场激光的康普顿散射方法产生相对论性涡旋电子束研究，以及中山大学开展的高能粒子散射问题与涡旋

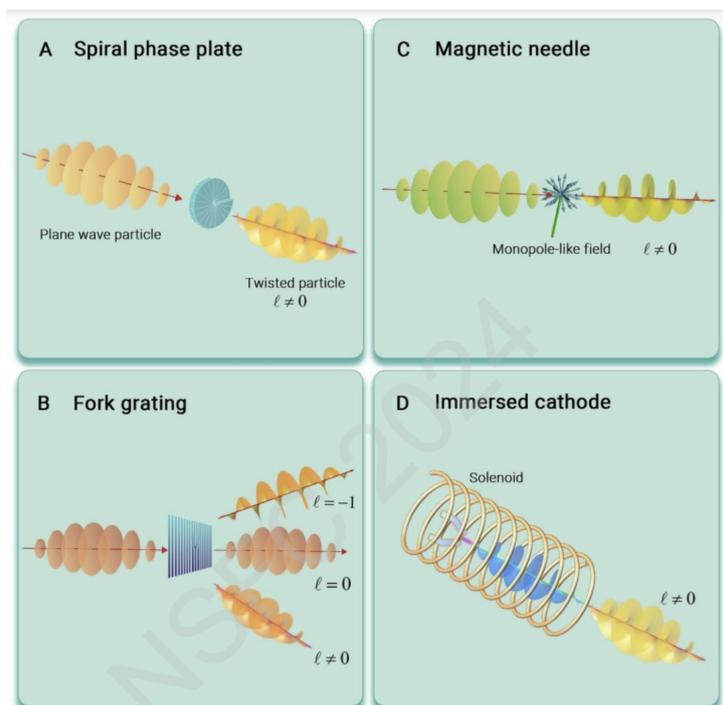


图 3.1: 涡旋电子束制备方法。

电子束动力学性质研究等。其他团队主要关注涡旋电子束应用研究，特别是高能物理领域的应用。然而，如何获得高能涡旋电子束是该领域亟待解决的重要问题。获得高能量涡旋电子束有两种方案：（1）首先应用相位调制方法（比如螺旋相位板、全息光栅方法等）使低能电子束获得特定相位和内禀轨道角动量，然后通过加速器装置使涡旋电子束达到高能状态；（2）首先加速电子获得高能电子束，再经过相位调制获得角动量。以上两种方案都存在许多理论和技术挑战。特别是第二种方案中，高能电子的相干性难以保证，而且高能量电子束对相位调制材料要求更高。相比而言，第一种方案技术上更为可行。但是在此方案中，需要保证涡旋电子束能够稳定加速并且其角动量等量子特性不会被加速电磁场所破坏，这也是一个颇具挑战的问题。然而，目前还没有理论和实验对该问题有过深入的研究。涡旋电子束在电磁场中的束流动力学研究是解决这个问题的关键。

### 3.3 中山大学涡旋团队

近年来，中山大学张鹏鸣团队在涡旋电子动力学性质研究方面做了一系列的工作。我们根据涡旋电子在电场和磁场中的动力学性质，提出了操纵涡旋电子束及其角动量的方法。此外，我们发展了涡旋电子束在电磁场中相对论性量子力学方法，提出了角动量 Stern-Gerlach 力、电四极矩、张量极化率、极化辐射和角动量 Sokolov-Ternov 自极化现象等一些新的量子力学性质。此外，结合涡旋电子束结构特性我们研究了相对论性近轴近似量子力学波动方程，得到了涡旋电子束在磁场中的拉盖尔-高斯波函数和 Gouy 相位。讨论了磁场浸没方法产生涡旋粒子的方案。申请人团队在涡旋粒子散射方面也有深

入研究。我们从理论上研究了涡旋光子碰撞中的共振产生和涡旋电子对湮灭过程，发现非自旋极化的涡旋电子对湮灭过程可以产生几乎 100% 极化的矢量介子。为此，我们提出涡旋粒子可以作为自旋问题研究的新探针。我们希望通过本项目进一步探索涡旋粒子束在加速装置上的产生及其在原子和粒子物理领域的应用研究。

中俄双方团队都是国际上从事涡旋粒子研究非常活跃的团队，具有扎实的研究基础，特别是针对涡旋粒子束磁场产生方案、涡旋粒子在加速器电磁场中的动力学性质以及涡旋粒子散射理论方面都做了大量研究工作。中山大学即将建成基于激光离子源和 ECR 离子源两个高压加速器平台，能够提供最高能量约 50-100 keV/u 不同电荷态的离子束，比如 C、Al、Fe、H、He 和 Ar 等离子束，初步具备低能重离子物理研究及其探测条件。此外，中方团队已建立起包括涡旋粒子物理理论研究、加速器技术和粒子探测等较为完整的科研团队。

俄罗斯 ITMO 大学研究团队除了在粒子束动力学和涡旋粒子散射方面具有较深的研究基础，还是磁浸没方案研究涡旋粒子产生的提出者。在 2020 年至 2021 年期间，俄方 Karlovets 与德国 DESY 的 Floettmann 合作，从理论上证明了在线性加速器中通过改进磁浸没阴极和磁浸没剥离膜的方法产生涡旋带电粒子的可能性。基于此研究方案，该团队目前正在开展一项由俄罗斯科学基金支持的“具有角动量的相对论电子源”项目研究。通过与俄罗斯杜布纳联合核子研究所 (JINR) 研究人员合作，该项目旨在为杜布纳的 LINAC-200 加速器上开发一个涡旋电子源，能量为 200 MeV。通过前期讨论，鉴于磁浸没阴极技术方案正在 JINR 的电子源中实施，我们双方提出在中山大学加速器平台上利用磁浸没剥离膜方法研究涡旋粒子束的产生。除此之外，俄方合作者还在 ITMO 大学的光学实验室开展了加速器实验和紫外涡旋激光束的实验研究。他们在涡旋束产生研究方面已经积累了吩咐的经验。

### 3.4 研制涡旋电子束源

涡旋束作为一种全新的探针，即使是最简单的涡旋电子束也能够核结构和强子结构等前沿物理研究中发挥重要作用。

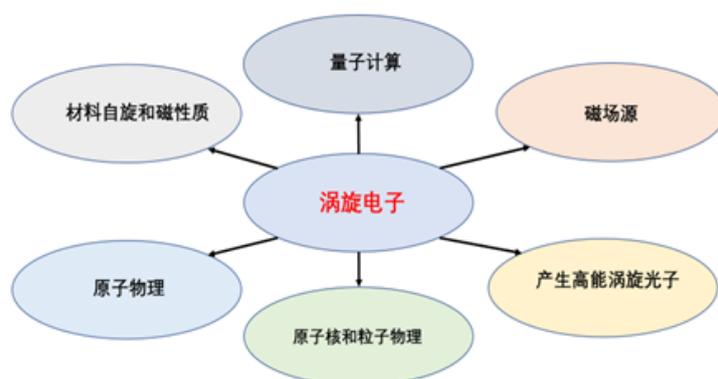


图 3.2: 涡旋电子及其应用。

电子涡旋束为核物理和粒子物理提供了一种全新的、未经探索的自由度，即量子化轨道角动量（OAM）。涡旋电子束可以应用于高能核物理研究，特别是极化深度非弹性散射（DIS）相关的核子结构问题的研究。目前研究表明约 30% 的质子自旋是由夸克自旋造成的，但是剩余约 70% 的质子自旋仍未清楚解释。目前，这个领域正在进行大量的理论和实验研究。理论研究涉及广义部子分布（GPD）和横动量分布（TMD），而实验设施如杰斐逊实验室（JLab）、相对论重离子对撞机（RHIC）、欧洲核子研究组织（CERN）以及拟议的电子离子对撞机（EIC）都在积极探索质子自旋的秘密。

传统上，用于这类实验的主要工具是极化束和靶。然而，引入新工具，如轨道角动量或涡旋束，特别是使用涡旋电子，可以提供新的视角，并可能带来对质子自旋谜题的新见解。例如，它可用于探索夸克和胶子的轨道角动量对质子自旋的贡献的基本问题。探索这些创新方法对于进一步推进我们对核物理的理解和揭示质子自旋的奥秘非常重要。

自 2014 年，美国杰斐逊实验室（JLab）开始研究利用逆康普顿散射产生高能 X 射线涡旋。目前，他们也正在进行新型涡旋电子源的研究工作。如果成功，可以产生携带量子轨道角动量的高能电子束，并开辟核物理研究的新领域。此外，日本关西光子科学研究所实验拥有一台 150 MeV 微型电子加速器和一台拥有拍瓦级功率的激光，也计划开展高能涡旋光子的研究。中国科学院上海光学精密机械研究所和上海交通大学等单位目前也正在开展类似的高能涡旋光子研究。

### 3.5 惠州大科学装置和涡旋束流研制

高能涡旋电子作为探针，可以研究质子结构（涡旋电子的角动量转移到夸克或者胶子，成为新的质子自旋探针）。

通过加速器获得的涡旋束，比如惠州的大科学装置，可以实现更高能量和更好的成像分辨率，揭示诸如质子自旋之谜、原子和离子中的非偶极效应等问题。

研究加速器中涡旋粒子的生成、操纵、诊断和检测技术，为未来高能涡旋离子束实验和理论研究奠定基础。因此，我们提出利用惠州大装置提供的各种束流，特别是电子束流、中子束流及缪子束流等，通过理论和实验研究方案来探索涡旋粒子的属性。预期的研究结果将为原子物理、核物理和粒子物理等领域的发展做出重要贡献，将惠州建设成为国际先进的涡旋加速器和涡旋物理研究的中心。

## 第二部分

超级  $\eta$  介子工厂 (陈旭荣、杜勇、仇浩、  
史君、王荣)

粒子物理和核物理的研究开始进入一个高精度测量时代。在过去的几年里，粒子物理学标准模型不完整的证据变得越来越明显，实验物理学家们正在积极谋划有助于揭示新物理学的新实验。高亮度前沿是寻找超出标准模型新物理的重要途径之一。

与 Higgs 粒子类似， $\eta$  介子的所有可加量子数为零，且衰变过程中味道不变，满足与隐藏的新粒子耦合的基本条件。此外， $\eta$  介子的强衰变和电磁衰变在领头阶是压低的。 $\eta$  介子的稀有衰变过程提供了寻找各种类型新粒子和新相互作用力的窗口，包括类希格斯粒子、暗光子、新的规范粒子、轴子和类轴子。 $\eta$  介子衰变过程是寻找新的 CP 对称性破坏的重要途径之一，有助于揭开宇宙中物质-反物质不对称性之谜。 $\eta$  介子的稀有衰变过程还可以寻找轻子味道破坏现象。对  $\eta$  介子衰变过程的精确测量可以获取轻夸克质量的比值以及  $\eta$  介子转变形状因子  $F_{(\eta\gamma\gamma^*)}(Q^2)$ ，将极大促进人们对非微扰量子色动力学的认识。因此， $\eta$  和  $\eta'$  介子衰变的高精度测量为研究 QCD 手征异常，检验低能有效理论，检验 C、P、T、CP 离散对称性，测量轻夸克质量，提取  $\eta$  介子的电磁转变形状因子，理解  $\mu$  子反常磁矩，寻找超出标准模型新物理提供了绝佳的机遇。

美国基于高功率质子加速器的  $\eta$  介子工厂实验 REDTOP 刚刚起步，并被寄予厚望。依托 HIAF 建造  $\eta$  介子工厂，能在几年内产生比已有  $\eta$  介子事例高出 4-5 个量级的事例，有望做出世界领先的研究成果，为我国粒子物理基础研究提供新的动力。在超级  $\eta$  介子工厂方向，费米实验室主导的 REDTOP 处于提议及预研阶段。相比 REDTOP 的质子束流，HIAF 在束流使用时间以及束流强度上更具优势。所以我们建议，基于惠州大科学装置建造中国超级  $\eta$  介子工厂的计划。为达到有国际竞争力的  $\eta$  介子事例数，质子束流强需到达  $10^{13}$  ppp 以上。在高计数率下，为了更好地消除来自同一个顶点的偶然符合本底事例，我们建议使用 5 至 10 层亚毫米薄层铍或锂材料构成的靶系统，并配备相应的冷却监视系统。在探测器谱仪方面，我们参考目前兰州 CSR 外靶实验 (CEE)，初步考虑将 TPC 升级为更快的径迹探测器（如硅像素探测器），从而大幅提升事例率至 100 MHz 量级。为了实现  $\eta$  介子衰变精确测量的科学目标，我们还需要一个良好时间分辨（百皮秒量级）和良好能量分辨（ $< 4\% @ 1 \text{ GeV}$ ）的电磁量能器来测量末态光子。研制新型的高性能电磁量能器是该项目需要攻克挑战之一。

强相互作用物理和核子内部结构的研究是粒子物理和核物理的重要的前沿课题。对低能区强相互作用性质和质量起源问题的定量理解，仍然是当代粒子物理学的最具挑战的问题之一。HIAF 以及未来的升级将提供 9-25 GeV 的质子束流打固定靶。粲能区的物理需要质子能量达到 12 GeV 以上。关于底能区的物理，产生 B 介子需要至少 55 GeV 的质子束流；产生含底夸克的重子，则需要至少 62 GeV 的束流。所以，利用强流 HIAF 加速器研究轻强子谱是我们独特的优势。为了系统地研究轻强子谱，我们需要液氢靶和准中子的液氦靶。在探测器方面，轻强子谱研究和  $\eta$  介子衰变研究的需求十分类似。末态中子可以通过丢失质量的方法来重建。所以，基于超级  $\eta$  介子工厂的探测器，我们能细致地研究轻强子谱。借助 HIAF 加速器的强流优势，我们有望在下列重要的科学问题中取得突破进展。

- 重子共振态。寻找“失踪的”共振态，特别是  $\Delta^{*++}$  重子激发态。

- 双重子态。验证  $d^*(2380)$ ，并寻找更多的双重子态和六夸克态。
- 重子内的五夸克成分及隐奇异核子共振态。
- 丰富的介子谱。
- 研究超子-核子以及超子-超子相互作用。

值得一提的是，一些重子阈值附近的截面数据十分欠缺，精度较差。关于轻强子谱，德国 COSY 实验室做了一些研究。COSY 有多个探测器，但都有局限性。对于  $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$  阈值附近的截面测量，不同的实验给出的结果均不相同，且不同实验的结果竟然相差三个量级。未来，利用高流强的 HIAF 质子束流打靶，并配以先进的超级  $\eta$  工厂谱仪，我们将在重子谱研究方面大有可为，特别是“失踪的”的  $\Delta^*$  重子激发态，在完善 ( $uuu$ ) 重子谱方面可起到国际上独一无二的作用。

## 一、 $\eta$ 介子衰变的高精度测量

高亮度前沿是通往新物理学的途径之一<sup>[1]</sup>，因为任何在高精度测量中偏离标准模型 (SM) 预测的小偏差都是超越标准模型的新物理学的迹象。在未来十年，即将到来的高强度质子加速器将提供一个几乎独一无二的机会，以前所未有的水平探索新物理。实际上，越来越多的迹象表明新物理的存在，例如  $\mu$  子的反常磁矩  $(g - 2)_\mu$ <sup>[2-4]</sup>，来自激发态  $^8\text{Be}$  衰变的 X17 玻色子<sup>[5-7]</sup>，质子半径的异常<sup>[8-12]</sup>，B 介子衰变中的轻子味道普适性的破坏<sup>[13-17]</sup>，宇宙射线中正电子和电子能谱超出<sup>[18-21]</sup>，星系核边缘处的窄  $\gamma$  射线发射谱<sup>[22]</sup>，以及暗物质<sup>[23-27]</sup> 和暗能量<sup>[28-32]</sup> 的本质。到目前为止，物理学家在大强子对撞机的高能前沿没有观察到任何新物理的证据。因此，一些物理学家猜测新物理存在于低能量区域<sup>[33-34]</sup>，但它与标准模型物质的耦合很弱，这使得它难以捉摸。在低能打靶实验中，轻的连接隐藏物质与标准模型物质的门户粒子的产生率要高得多<sup>[33]</sup>。另外，对于低能的固定靶实验，通过采用较厚的靶，实验的亮度要高得多。

由于  $\eta$  介子是从自发手征对称性破缺中产生的近似戈德斯通玻色子，并且没有标准模型的各种荷<sup>[35]</sup>，因此它特别引人注目。它就像一个轻希格斯粒子，只是它的宇称与希格斯玻色子相反。在  $\eta$  介子的强作用和电磁衰变道中，许多衰变道在领头阶是被禁止的，这相对增强了  $\eta$  介子对新物理的稀有衰变道的敏感度。 $\eta$  介子是一个极好的低能量高精度实验室，可以通过观测从  $\eta$  衰变产生的暗物质门户粒子<sup>[33-34,36]</sup>，或测量如 CP 破坏和带电轻子味道破坏等微小的离散对称性破缺<sup>[37-38]</sup>，来搜索超出标准模型的新物理。最新的理论模型预测了四种门户粒子：矢量门户粒子<sup>[39-42]</sup>、标量门户粒子<sup>[43-48]</sup>、类轴子门户粒子<sup>[49-53]</sup> 和重中性轻子门户粒子<sup>[54-56]</sup>。所有这些连接隐藏物质与标准模型物质的门户粒子都可以通过  $\eta$  介子的稀有衰变来探索。对称性和对称性破缺是现代物理学的核心。找到新的 CP 破坏起源对于解释我们生活的世界中的重子-反重子不对称性至关重要。任何带电轻子味道对称性的破坏都是超出标准模型的强有力的证据。许多  $\eta$  介子衰变道提供了对这些离散对称性破缺的精确检验。

### 1.1 丰富的物理目标

在建议的惠州超级  $\eta$  介子工厂，我们将会获得大量的  $\eta$  介子事例，一年实验的数量大约是目前全球已获得的  $\eta$  介子样本的四个量级以上。拥有如此庞大的  $\eta$  介子产量，惠州超级  $\eta$  介子工厂的主要物理目标是通过新粒子和离散对称性破缺来寻找新物理，以及在非常高的精度下检验标准模型。通过  $\eta$  介子和  $\eta'$  介子衰变寻找的最有趣的新粒子是最近理论上预言的低于 GeV 的暗物质门户粒子<sup>[33-34,36]</sup>。它们是微弱地连接标准模型物质与尚未发现的隐藏物质的“门户”，例如暗矢量粒子<sup>[39-42]</sup>、暗标量粒子<sup>[43-48]</sup> 和类轴子粒子<sup>[49-53]</sup>。疏质子的传递第五种力的 X17 玻色子<sup>[5-7]</sup> 也可以通过稀有的  $\eta$  介子衰变来研究。大量的  $\eta$  介子衰变事例为我们提供了研究新的 CP 破坏机制的良机<sup>[37-38]</sup>，这

表 1.1: 惠州超级  $\eta$  介子工厂的主要物理目标。

物理目标		衰变道
新物理	暗光子和 X17 玻色子	$e^+e^-\gamma$
	暗标量粒子	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^0e^+e^-$
	类轴粒子	$\pi^+\pi^-e^+e^-$ $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$
	CP 对称性破坏	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^+\pi^-e^+e^-$
	轻子味道破坏	$\gamma\mu^+e^- / \text{c.c.}$ $\mu^+e^- / \text{c.c.}$
标准模型精确检验	$\eta$ 介子的转变形状因子	$e^+e^-\gamma$ $e^+e^-e^+e^-$ $\pi^+\pi^-\gamma$
	轻夸克质量	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^0\pi^0\pi^0$
	手征反常	$\gamma\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$
	超出标准模型的弱衰变	$e^+e^-$
	精确检验手征微扰论	$\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ $\pi^0\gamma\gamma$

对于宇宙中的物质-反物质不对称性至关重要，并且还可以寻找带电轻子味道破坏，这也是新物理的明确而强烈的信号<sup>[37]</sup>。最后但同样重要的是， $\eta$  介子衰变的精确测量对于标准模型的高精度研究至关重要，例如严格地限制轻夸克质量<sup>[57-62]</sup>、精确测量介子结构<sup>[63-69]</sup> 和高精度下检验手征微扰理论<sup>[70-75]</sup>等。惠州超级  $\eta$  介子工厂的主要物理兴趣列在表 1.1 中。由于目前设计的探测器谱仪在测量带电粒子方面表现更为出色， $\eta$  介子的带电衰变通道是提议实验中重点关注的黄金衰变道，例如： $\eta^{(\prime)} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 、 $\eta^{(\prime)} \rightarrow e^+e^-\gamma$ 、 $\eta^{(\prime)} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ 、 $\eta^{(\prime)} \rightarrow e^+e^-$  和  $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ 。

## 1.2 加速器束流需求和亮度估计



图 1.1: HIAF 装置的整体布局图。数字“⑦”标注了 HIAF 装置上高能物理终端的位置。

高流强重离子加速器设施 (HIAF) 是中国正在建设的一项重大国家科学基础设施，地点位于中国南部广东省惠州市<sup>[76-78]</sup>。HIAF 的具体建设始于 2018 年 12 月，并预计将于 2025 年底准备就绪并开始试运行。HIAF 是一个加速器综合体，主要由超导 ECR 离子源、连续波超导离子直线加速器、增强同步加速器、高能碎片分离器和高精度谱仪环组成。HIAF 加速器的布局如图 1.1 所示。在 HIAF 上，沿加速器综合体设计了许多终端用于实验和各种应用。凭借高流强技术，HIAF 不仅是核物理、高能密度物理和原子物理前沿研究的强大基础设施，也是为生命、材料和空间科学服务的重离子应用的优秀平台<sup>[78]</sup>。HIAF 的特点是能够提供前所未有的从氢到铀的强流离子束，能量高达 GeV/u。质子束的最大能量为 9.3GeV<sup>[76-78]</sup>。利用重离子束，HIAF 为超核研究和高密度高压强核物质相结构的研究构建了卓越的平台；利用高能质子束，HIAF 为轻强子物理研究提供了极好的机会，并提供了建设一个超级  $\eta$  介子工厂的难得机遇。

在 HIAF 加速器上，质子束的流强高于  $10^{13}$  ppp，通过离子直线加速器和增强环的加速，质子的动能可以达到 9 GeV<sup>[76-78]</sup>。我们建议在增强环后的高能多学科终端处建设

一个超级  $\eta$  介子工厂，即图 1.1 中的终端“⑦”处。超级  $\eta$  介子工厂的靶由多层轻核材料 ( ${}^7\text{Li}$  或  ${}^9\text{Be}$ ) 的薄片制成，间隔 1 厘米，这样能显著地减少了来自同一顶点的偶然符合本底事例，同时还不会降低总的亮度。利用质子束流和轻核靶，我们能够高效地产生  $\eta$  介子，同时还能控制本底。产生  $\eta$  介子和  $\eta'$  介子所需的束流能量阈值分别为 1.26 GeV 和 2.41 GeV。在质子-质子散射和 1.8 GeV 的束流动能条件下，根据之前的 COSY 实验数据的结果， $\eta$  介子的产生截面很大 (约  $100\mu\text{b}$ )<sup>[79-82]</sup>。对于原子核靶， $\eta$  介子的产生截面甚至更高。基于 HIAF 加速器的束流强度和总厚度为 1 厘米左右的锂靶，我们估计惠州超级  $\eta$  介子工厂的实验亮度超过  $10^{35}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。不考虑探测器和数据采集系统的承受能力， $\eta$  介子的产率可以超过  $10^8\text{s}^{-1}$  (每年超过  $10^{15}$  个事例)。

### 1.3 实验关键技术和方案可行性

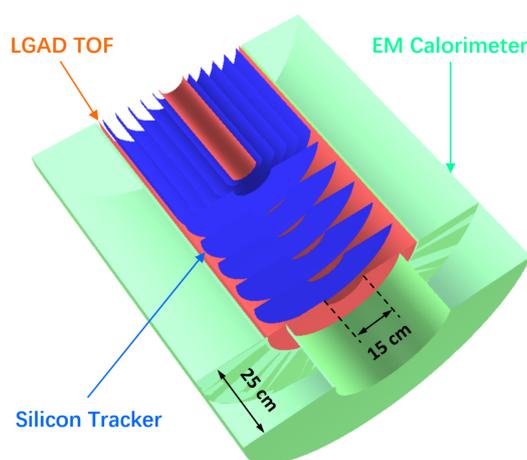


图 1.2: 超级  $\eta$  介子工厂上一个紧凑型谱仪的概念设计。该谱仪主要基于硅半导体探测器技术：探测和信号处理一体化的硅像素径迹探测器、低放大倍数的雪崩探测器。在硅径迹探测器外面裹了一层探测高能光子的快速时间响应的铅玻璃电磁量能器。

随着一体化硅像素技术的快速发展<sup>[83]</sup>，我们提出了一个新颖的概念设计，即设计一个接收角度范围广、紧凑型的硅像素探测器谱仪，以便在高计数率下探测末态粒子。当前谱仪的设计主要包括四个部分：由硅像素构成的带电粒子径迹测量系统、由低增益硅雪崩放大器 (LGAD) 组成的飞行时间探测器、由铅玻璃制作的电磁量能器 (EM Calorimeter)<sup>[84]</sup>以及超导螺线管。谱仪的三维设计如图 1.2 所示。得益于硅像素探测器的细颗粒度和极小的位置分辨，所设计的探测器谱仪相当紧凑，体积小。所以，外层的电磁量能器和螺线管的尺寸也较小，这降低了建造谱仪的成本。按当前设计，超导螺线管的内半径约为 60 厘米，主要的探测器都位于螺线管内。

多层原子核靶放置在谱仪内部接近束流入口的位置，以便谱仪更多地接收固定靶实验中前冲的末态粒子。根据目前探测器谱仪的概念设计，除了小角度粒子外，所有前向粒子都被覆盖，没有死区。

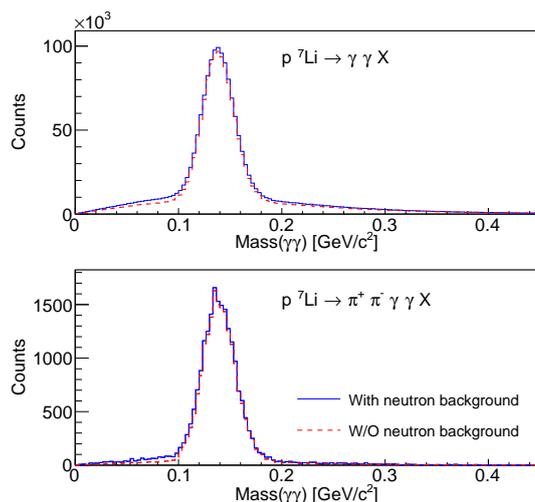


图 1.3: 包含和去除中子本底时, 探测器谱仪上两个光子的不变质量分布的比较。有中子本底的情形对应着量能器无法鉴别中子和光子。没有中子本底的情形对应着量能器可以把中子百分百地鉴别出来并剔除。 $p\text{-}^7\text{Li}$  的反应事例是通过 GiBUU 软件包模拟的。

为了实现硅像素径迹探测器的超高事例率的能力, 近代物理研究所的硅探测器团队尝试了对每个像素的能量和到达时间的双重测量<sup>[85-89]</sup>。通过不同的到达时间, 我们可以将来自不同事例的像素击中信号区分开来。对于大约 10 万像素 (约  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ) 的第一版硅像素芯片, 在扫描模式下读取所有像素大约需要 600 微秒, 到达时间的分辨约为 400 纳秒。未来设计的硅像素芯片的目标是: 到达时间的分辨达到 10 纳秒, 像素的尺寸为 30 微米, 并且 10 万像素的扫描时间为 100 微秒。在惠州埃塔工厂的粒子多重性下, 并且像素芯片距离相互作用点多于 5 厘米的情况下, 设计的硅像素芯片可以轻松记录超过 100 MHz 的事件率的事件。

对于当前谱仪的概念设计, 铅玻璃材料只产生瞬时的切伦科夫光子, 因此铅玻璃量能器具有很小的时间分辨, 大约为 100 ps。此外, 铅玻璃对由核子和  $\pi$  介子引发的强子簇射不敏感, 因此对实验产生的中子本底的探测效率很小。我们的 Geant4 模拟发现, 低动能的中子 ( $E_k < 0.3 \text{ GeV}$ ) 在铅玻璃量能器中几乎没有明显的击中信号, 而高能中子 ( $E_k > 1 \text{ GeV}$ ) 在量能器中产生超过 10 MeV 能量沉积的概率约为 45%。由于大部分从  $p\text{-}A$  碰撞产生的中子是低能中子, 因此测量光子时的中子本底可以通过铅玻璃量能器有效消除。分析 GiBUU 事例产生器<sup>[90-93]</sup> 产生的非弹性事件, 在有和没有中子本底的情况下, 谱仪测量到的两个光子的不变质量分布如图 1.3 所示。由于中子混入而造成的  $\pi^0$  介子的本底可以忽略不计, 特别是对于衰变道  $p^7\text{Li} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 X$ 。在模拟中, 电磁量能器设置的阈值对应于 50 MeV 光子所产生的光电子数。由于能量泄漏, 中子在量能器中的能量沉积少于光子所引起的能量沉积。并且, 与相同能量沉积的光子相比, 由中子引发的强子簇射产生的切伦科夫光子非常少。这就是为什么在测量光子和  $\pi^0$  时, 大量的低能中子本底得到强烈的抑制。

通过应用具有小像素尺寸的全硅径迹探测器, 在高事例率下, 带电粒子的动量可以

非常精确地测量，其它探测器的尺寸都取决于内部径迹探测器的大小。这是一个为固定靶实验设计的紧凑型探测器谱仪，同时具有优异全面的性能。LGAD 探测器用于飞行时间测量，具有快速的时间分辨和非常低的辐射长度。铅玻璃量能器能有效减少了中子背景，但其能量分辨率不是很好。我们同时也在寻找能够在高事例率环境中工作的新型电磁量能器技术。因此，对于未来惠州超级  $\eta$  介子工厂的谱仪设计，我们更加关注  $\eta$  介子的带电衰变道。谱仪承受的辐射剂量已经通过 Geant4<sup>[94-96]</sup> 和 FLUKA<sup>[97-99]</sup> 进行了模拟研究。在 100 MHz 的非弹性散射事例率下，最内侧的硅像素探测器可以正常工作几年而没有严重的辐射损伤。

从探测器的功能来看，微小位置分辨的硅像素探测器和 LGAD 探测器组成的径迹探测系统除了测量带电粒子的动量以外，还起到了顶点探测器的功能。当前谱仪设计的主要粒子鉴别系统是飞行时间探测器。此外，对于低能的带电粒子和原子核，硅径迹探测器系统可以通过能量沉积  $dE/dx$  来鉴别不同的粒子。对于高能末态粒子，电磁量能器也能较好的区分电子和  $\pi$  介子，以及区分光子和中子。综上，目前版本的探测器谱仪能很好鉴别和测量光子、电子、 $\pi$  介子、K 介子、质子，以及轻的原子核碎片。配备高速的在线事例筛选系统、高传输率的数据获取系统，以及大存储的数据存储系统，未来惠州超级  $\eta$  介子工厂的实验方案基本可行。

## 1.4 预期成果

为了评估实验的物理影响力和可行性，我们为惠州超级  $\eta$  工厂项目的某些黄金反应道进行了初步的模拟研究。计算机仿真模拟研究是我们了解有关分辨率、信号反应道的探测效率、本底分布、目标测量的精度，以及（或）对新物理的灵敏度等的第一步。

对于来自 p-A 碰撞的背景事例，我们使用 GiBUU 事件产生器<sup>[90-93]</sup>进行模拟。在我们的模拟中，质子束流的动能为 1.8 GeV，刚好低于  $\rho$  介子的产生阈值，以降低背景。使用锂靶时，我们发现中子的数量约为  $\eta$  介子数量的 1000 倍，而  $\pi^0$  介子的数量约为  $\eta$  介子数量的 50 倍。我们还进一步添加了  $\pi^0$  和  $\eta$  衰变链的程序代码。对于最感兴趣的暗门户粒子的信号事例的产生，我们编写了一个简单的事例产生器。此外，我们还应用另一个 BUU 产生器<sup>[100]</sup> 和 Urqmd 软件包<sup>[101-103]</sup> 来交叉验证估算  $\eta$  的产生截面。在非弹性事例中，产生  $\eta$  的概率为 0.76%。

为了定量估计谱仪探测效率和分辨率，我们开发了一个基于 FairRoot 框架<sup>[104-105]</sup> 的探测器模拟软件包 ChnsRoot。目前，我们有一个可靠的快模拟工具。该快模拟使用了基于 Geant4 模拟结果参数化公式。硅像素径迹探测器的内径和外径分别为 7.5 cm 和 27.5 cm。磁感应强度为 0.8 特斯拉。量能器的能量分辨率为  $\delta(E)/E = \sqrt{a^2 + b^2}/(E/\text{GeV})$ ，其中  $a = 0.028$  和  $b = 0.056$  是由 Geant4 模拟估算的。我们还使用 Geant4 详细研究了量能器的中子效率与能量和散射角的函数关系。为了对探测器谱仪进行较为真实的快模拟，我们仔细研究了量能器对不同类型粒子的响应。

为了了解目标测量的物理影响力，生产的  $\eta$  介子样本的统计量是模拟研究最重要的输入。在模拟中，我们考虑只有一个月运行时间的实验。高颗粒度的硅像素探测器可以

在高事例率下工作，而不会出现显著的事件堆积情况。然而，考虑到探测器的抗辐照能力和当前数据采集 (DAQ) 系统的限制，我们对惠州超级  $\eta$  介子工厂实验的事例率进行了非常保守的估计。我们假设非弹性散射的事例率为 100 MHz， $\eta$  介子产生率约为 760 kHz。我们还假设了一个保守的加速器利用因子，即 30%。在这些条件下，仅一个月运行时间的前期实验中产生的  $\eta$  介子数量估算为  $5.9 \times 10^{11}$ 。因此，在后面的模拟中，我们假设该实验中仅产生了  $5.9 \times 10^{11}$  个  $\eta$  介子。

$\eta$  介子样本的统计量可以大幅增加，因为整个实验将运行数年，同时事例率也可以随着探测器抗辐射能力和 DAQ 系统速度的提高而增加。此外，高能终端的质子束流的使用率也可以提高。

### 1.4.1 暗光子的存在上限

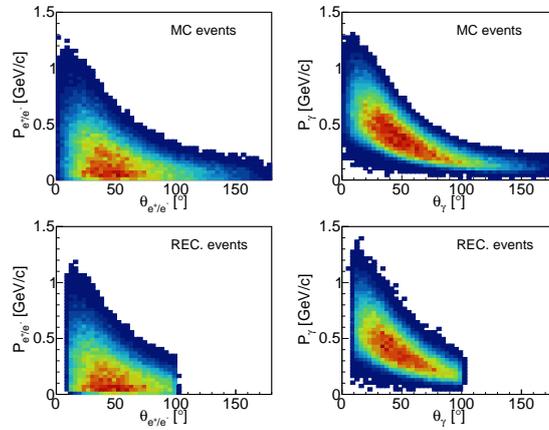


图 1.4:  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  衰变道末态粒子的动量-角度的二维分布。上面的图展示了事例产生器给出的末态粒子的运动学分布；下面的图则展示了探测器谱仪重建的粒子的运动学分布。所设计的谱仪能覆盖大多数末态粒子，并能测量较小动量的末态粒子。

衰变道  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  特别引人关注，因为在这个衰变道中我们可能会发现暗光子和轻的疏质子的 X17 玻色子的迹象，它们会衰变成正负电子对。同时，从对这个衰变道的精确测量中，我们可以准确地提取出  $\eta$  介子的转变形状因子，这是计算  $\mu$  子反常磁矩  $(g-2)_\mu$  理论值的一个重要输入。暗光子是最受欢迎的暗门户粒子，它微弱地将标准模型物质与可能的隐藏物质联系起来。在这里，我们关注惠州超级 eta 工厂实验在探索暗光子方面的灵敏度和影响力。

图 1.4 展示了衰变道  $e^+e^-\gamma$  的最终末态粒子的动力学分布，直接来自事例产生器的数据和探测器谱仪快模拟后重建的数据。可以看出，大多数末态电子具有较低动量 ( $< 0.5$  GeV/c)，并且角度在  $10^\circ$  到  $100^\circ$  之间。末态光子的平均能量约为 0.4 GeV，光子的散射角分布与电子的相似。初步设计的谱仪覆盖了大部分的电子和光子，该衰变道的整体探测效率通过模拟估计为 60%。对于低能电子，可以通过硅像素径迹探测器测量的能量沉积  $dE/dx$  有效地鉴别。而对于高能电子，可以借助电磁量能器进行识别，因

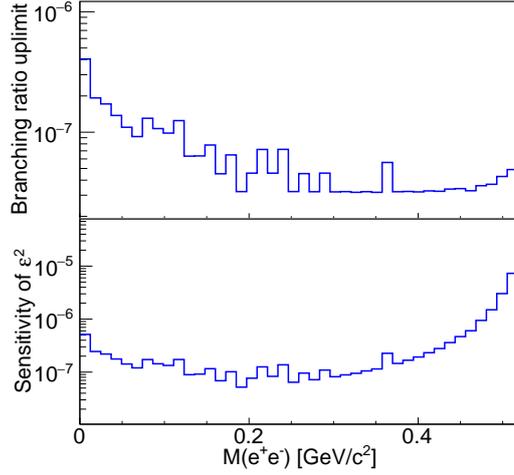


图 1.5: 模拟数据给出的暗光子的分支比上限和  $\epsilon^2$  参数的灵敏度。所模拟实验的时间为一个月，并且取数时非弹散射事例率保守地设置为 100MHz。

为在铅玻璃量能器中， $\pi$  介子引发的切伦科夫光非常少。

为了估计所提议的实验对暗光子的灵敏度，我们仔细研究了目标衰变道中的背景分布。背景事例是通过 GiBUU 产生的，并添加了我们编写的一些衰变链。在模拟数据中，正负电子的不变质量谱中没有峰状结构。因为我们假设的模拟中没有暗光子， $e^+e^-$  的不变质量分布是纯粹的背景分布。没有观察到暗光子意味着暗光子信号的统计显著性小于  $3\sigma$ 。因此，我们得到了一个关于暗光子衰变道分支比 (BR) 上限的公式，由下式给出：

$$\text{BR}^{\text{up}} = \frac{3 \times \sqrt{N_{\text{bg}} \times \epsilon_{\text{bg}}}}{N_{\eta} \times \epsilon_{\text{sig}}}, \quad (1.1)$$

在这里， $N_{\text{bg}}$  表示背景事例的数量， $\epsilon_{\text{bg}}$  是背景事例的探测效率， $N_{\eta}$  是在实验中产生的 eta 介子的总数，而  $\epsilon_{\text{sig}}$  是暗光子衰变道的探测效率。 $N_{\text{bg}} \times \epsilon_{\text{bg}}$  实际上是通过所有事例筛选条件后幸存的背景事例数量。基于惠州超级 eta 工厂上一个月的实验的模拟，我们估计了 eta 衰变中暗光子的分支比上限，并展示在图 1.5 中。对运动学混合参数  $\epsilon^2$  的灵敏度与分支比上限密切相关，由下面公式给出，

$$S(\epsilon^2) = \frac{\text{BR}^{\text{up}}}{2|F(m_A^2)|^2 \left(1 - \frac{m_A^2}{m_{\eta}^2}\right)^3}, \quad (1.2)$$

在这个表达式中， $m_A$  和  $m_{\eta}$  分别代表暗光子和  $\eta$  介子的质量，而  $F$  是  $\eta$  介子的转变形式因子。最终，一个月时间的实验对暗光子的  $\epsilon^2$  参数的灵敏度显示在图 1.5 中。我们的模拟表明，所提议实验对于  $\epsilon^2$  的灵敏度非常显著，低于  $10^{-7}$ 。超级  $\eta$  介子工厂实验将是其他探寻暗光子实验的宝贵补充。未来，随着所提议实验的长期运行，结合全球许多其他实验数据<sup>[106-116]</sup>，我们将很好地排除  $\eta$  质量以下的参数空间。

### 1.4.2 暗希格斯粒子的存在上限

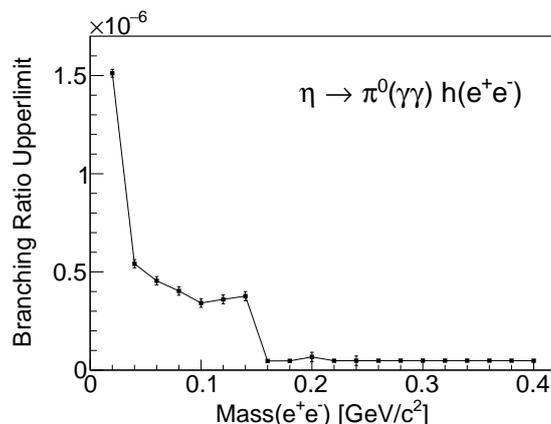


图 1.6: 根据  $\pi^0 e^+ e^-$  衰变道的模拟数据, 我们估计的轻的暗希格斯粒子的分支比上限。所模拟实验的时间为一个月, 并且取数时非弹散射事例率保守地设置为 100MHz。模拟数据分析时, 我们要求  $\pi^0 e^+ e^-$  的不变质量在  $\eta$  介子的质量区间。

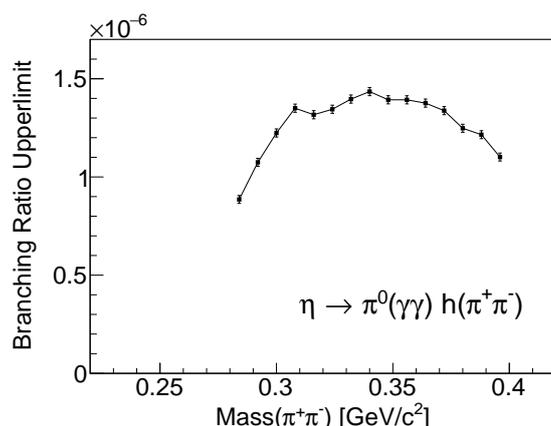


图 1.7: 根据  $\pi^0 \pi^+ \pi^-$  衰变道的模拟数据, 我们估计的轻的暗希格斯粒子的分支比上限。所模拟实验的时间为一个月, 并且取数时非弹散射事例率保守地设置为 100MHz。模拟数据分析时, 我们要求  $\pi^0 \pi^+ \pi^-$  的不变质量在  $\eta$  介子的质量区间。

轻的暗希格斯粒子是另一种典型的暗物质门户粒子, 它将隐藏的标量场与希格斯双重态耦合起来。因此, 暗希格斯粒子通过汤川耦合微弱地与轻子和夸克相联系。所以, 暗希格斯粒子可以在强子过程中产生, 并且可以衰变到轻子对或夸克对。在亲强子的暗标量粒子模型中, 暗希格斯粒子主要与上夸克耦合, 因此它主要衰变到  $\pi$  介子。在惠州超级  $\eta$  介子工厂中, 我们可以在以下的衰变道中寻找暗希格斯粒子:  $\eta \rightarrow \pi^0 h \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  和  $\eta \rightarrow \pi^0 h \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ 。在这些  $\eta$  介子的稀有衰变道中,  $e^+ e^-$  or  $\pi^+ \pi^-$  不变质量分布中的峰状结构是可能的暗标量粒子的明显信号。

通过模拟研究，我们发现当前概念设计的谱仪对  $\pi^0 e^+ e^-$  衰变道和  $\pi^0 \pi^+ \pi^-$  衰变道的探测效率都在 40% 以上。全硅探测器谱仪对  $e^+ e^-$  和  $\pi^+ \pi^-$  的不变质量的分辨分别为  $2 \text{ MeV}/c^2$  和  $1 \text{ MeV}/c^2$ 。在我们的研究中，不变质量统计直方图的柱宽是质量分辨的六倍。没有暗希格斯粒子信号的纯粹背景分布是用 GiBUU 软件包模拟的。总的非弹性散射事例的数量设置为  $5.9 \times 10^{11}$ 。由于在我们的模拟数据中没有观察到暗希格斯粒子，所以我们给出了暗希格斯粒子的分支比上限，由 Eq. (1.1) 来计算。在  $\pi^0 e^+ e^-$  和  $\pi^0 \pi^+ \pi^-$  衰变道中，轻的暗希格斯粒子的分支比上限与暗希格斯粒子质量的函数关系分别展示在图 1.6 和图 1.7 中。

从图 1.7 可以看出，在  $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$  衰变道中，暗希格斯粒子的分支比上限在一个月的实验运行中达到  $10^{-6}$  水平。从图 1.6 可以看出，在  $\pi^0 e^+ e^-$  衰变道中，在大部分暗希格斯粒子质量范围的分支比上限明显低于  $10^{-6}$ 。这主要是因为是在  $p - A$  碰撞中产生的电子本底较少，相比较而言， $\pi$  介子的本底较多。我们还发现，在  $e^+ e^-$  衰变道中，暗希格斯粒子的分支比上限迅速下降，当质量超过  $0.14 \text{ GeV}$  时，分支比上限低于  $10^{-7}$ 。这是因为大多数的  $e^+ e^-$  本底来自  $\pi^0$  介子的衰变。因此， $e^+ e^-$  衰变道在寻找质量大于  $\pi$  介子质量的暗希格斯粒子方面具有优势。在未来，随着超级  $\eta$  介子工厂实验的长期运行，我们有信心积累海量数据并为暗希格斯粒子的参数空间提供强有力的约束。

### 1.4.3 味道不改变的 C 和 CP 对称性破缺

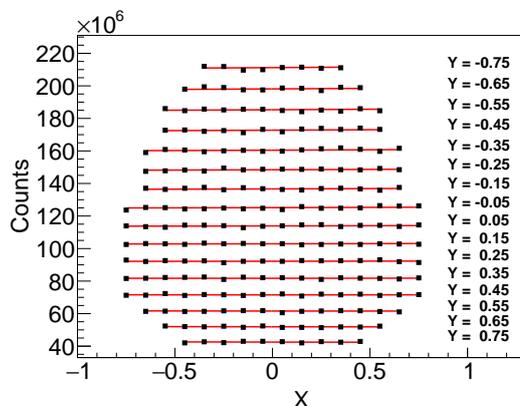


图 1.8:  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  衰变道在不同的 X 和 Y 区间中的事例数分布 (黑色方块)。所模拟实验的运行时间为一个月，并且取数时非弹散射事例率保守地设置为  $100 \text{ MHz}$ 。红色的线展示的是一个简单的模型对该 Dalitz 图分布的拟合效果。更多的说明请见正文。

由于 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 矩阵相位引起的非对角色过程中的 CP 破坏不足以解释宇宙中的物质-反物质不对称性。因此，寻找新的 CP 破坏来源和对角的 CP 破坏已经成为高能物理学中的热门话题。 $\eta$  介子的  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  衰变道尤其让人感兴趣，因为它提供了一个独特的过程来探究超出标准模型的对角的 C 和 CP 对称性破坏。这种类型的 CP 对称性破缺不受核子电偶极矩 (EDM) 测量结果的约束，因此该类型的

CP 破坏缺乏高精度的实验研究<sup>[38]</sup>。由于 C 对称性和 C 对称性破坏的振幅之间的干涉，该 CP 对称性破坏的信号可以很大。通过精确地测量  $\pi^+\pi^-\pi^0$  衰变道的 Dalitz 图的镜像对称性，我们有可能找到微小的新的 C 和 CP 对称性破缺。

电荷不对称性和 CP 对称性破缺的直接可观测量是  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  的衰变 Dalitz 图的镜像对称性破坏，即在交换  $u$  和  $t$  ( $u \equiv (p_{\pi^+} + p_{\pi^0})^2$ ,  $t \equiv (p_{\pi^-} + p_{\pi^0})^2$ , 和  $s \equiv (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2$ ) 时的不对称性。CP 对称性破缺反映在  $u > t$  和  $u < t$  的衰变事例数的不对称性上。通常，电荷镜像不对称性在 X 和 Y 变量的 Dalitz 图中生动地展示，这些变量的定义如下：

$$\begin{aligned} X &\equiv \sqrt{3} \frac{T_{\pi^+} - T_{\pi^-}}{Q_\eta} = \frac{\sqrt{3}}{2m_\eta Q_\eta} (u - t), \\ Y &\equiv \frac{3T_{\pi^0}}{Q_\eta} - 1 = \frac{3}{2m_\eta Q_\eta} [(m_\eta - m_{\pi^0})^2 - s] - 1, \end{aligned} \quad (1.3)$$

在这里， $Q_\eta = m_\eta - m_{\pi^+} - m_{\pi^-} - m_{\pi^0}$  表示  $\eta$  粒子的静止质量减去  $\pi^+$ 、 $\pi^-$  和  $\pi^0$  三种粒子的静止质量，即  $\eta$  粒子静止参考系中的衰变粒子的总动能，而  $T_{\pi^i}$  表示  $\pi^+$ 、 $\pi^-$  和  $\pi^0$  三种粒子各自的动能。关于对称轴  $X=0$  的事例分布的不对称性是一种新型 CP 破坏现象的可观测量。 $\eta$  介子衰变的 Dalitz 图分布可以方便地参数化为多项式展开，具体形式如下：

$$\begin{aligned} N(X, Y) &= N_0(1 + aY + bY^2 + cX + dX^2 + eXY \\ &\quad + fY^3 + gX^2Y + hXY^2 + lX^3 + \dots), \end{aligned} \quad (1.4)$$

其中  $a, b, c, \dots$  是自由参数。若测量发现参数  $c, e, h$  或  $l$  非零，则强烈表明了味道不变的 C 和 CP 对称性破坏。

$\pi^+\pi^-\pi^0$  衰变道是  $\eta$  介子的主要衰变道之一，因此我们可以从惠州超级 eta 工厂实验中获得大量的  $3\pi$  衰变事例。通过初步的快模拟，我们估计带电  $3\pi$  衰变道的探测效率约为 45%。不同 X 和 Y 区间中的事例分布如图 1.8 所示，这展示的是实验运行一个月的情况。由于统计误差棒太小，以至于在图中看不见。我们使用 Eq. (1.4) 对模拟数据进行了模型拟合。参数  $c$  的不确定度约为  $5 \times 10^{-5}$ ，比目前 KOLE-II 的实验结果<sup>[117-118]</sup> 低了两个数量级。未来，随着超级  $\eta$  介子工厂项目的长期运行，我们可以在一个非常高的精确度水平上检验味道不变的 C 和 CP 对称性破缺。

#### 1.4.4 所需经费的初步预算

当前惠州超级  $\eta$  介子工厂的探测器谱仪设计主要依靠硅半导体探测器技术，即硅像素径迹探测器和 LGAD 飞行时间探测器。目前，相关的探测器研发团队正在积极开展研制测试新的硅像素芯片，预计研发时间需要两到三年。所以谱仪的建造成本需要适当的考虑研发测试的成本。初步的预算如下表所列，表 1.2。目前没有包括离线的数据处理集群的预算。

表 1.2: 惠州超级  $\eta$  介子工厂探测器谱仪的初步预算。

仪器设备	预算 (单位: 万元)
铍/锂原子核靶	50
硅径迹探测器	2600
LGAD 飞行时间探测器	3300
纯铅玻璃量能器	> 1000
缪子探测器	500
螺线管磁铁	600
支撑结构和材料	100
电子学与数据获取系统	1600
总计:	9750

## 1.5 小结

高亮度前沿和高精度实验是发现新物理的重要路径之一。理论上,  $\eta$  介子和  $\eta'$  介子可以衰变到最新理论预言的连接暗物质和可见物质的轻的门户粒子。除了发现新粒子和新相互作用外,  $\eta$  介子衰变过程提供了发现新的 CP 对称性破坏机制的独特途径, 有助于揭开宇宙中物质-反物质不对称性之谜。高精度的  $\eta$  介子衰变的测量还可以精确的检验标准模型, 将极大促进人们对非微扰量子色动力学的认识。 $\eta$  介子同位旋破坏的衰变过程可以精确地确定轻夸克质量的比值; 包含虚光子的衰变过程可以精确测量  $\eta$  介子的电磁转变形状因子, 从而间接加深对  $\mu$  子反常磁矩的理解。 $\eta$  介子和  $\eta'$  介子衰变的高精度测量蕴含十分丰富的物理。

为了抓住惠州大科学装置带来的科学发现的重要机遇, 我建议建设惠州超级  $\eta$  介子工厂, 并提出了相应的探测器的概念设计。目前, 在兰州冷却储存环外靶实验的开展中, 中科院近代物理研究所和国内许多兄弟单位在探测器谱仪设计建设方面已积累了丰富的经验。针对未来的超级  $\eta$  介子工厂, 我们计划升级当前的探测器技术, 径迹探测器完全采用极小位置分辨和良好时间性能硅像素探测器。量能器对  $\eta$  介子稀有衰变的测量也至关重要。除了传统的快速时间响应的铅玻璃量能器, 我们需要预研更为先进的具有良好能量分辨和时间分辨的电磁量能器。所以, 我们需要尽快加强探测器技术研发和国内外人员合作方面的努力。

根据当前初步版本的谱仪设计, 我们模拟了惠州超级  $\eta$  介子工厂实验的可行性和物

理结果的冲击力。所设计的谱仪能很好地测量低动量的带电粒子、轻原子核，以及中性的光子。所设计的谱仪紧凑小巧，且对末态粒子的接收角度范围较大，对一些黄金衰变道的探测效率有 40-60%。探测器对末态粒子的能动量分辨，我们也进行了初步的模拟研究。最后，我们估计了通过  $\eta$  介子稀有衰变寻找新粒子的灵敏度，以及寻找新的 CP 对称性破缺的精确度。普遍地，未来超级  $\eta$  介子工厂实验得到的灵敏度或精确度比当前的实验结果好两到三个量级左右。

目前国际上，费米实验室主导的 REDTOP 合作组也在积极建议  $\eta$  介子工厂的建设，处在提议阶段。REDTOP 项目和我们建议的惠州超级  $\eta$  介子工厂的物理目标相同，未来国际竞争态势势必激烈。REDTOP 项目是基于现有费米实验室的质子束流，其束流的使用时间以及束流强度逊于建设中的强流重离子加速器装置 HIAF。因此惠州超级  $\eta$  介子工厂的束流流强具有优势， $\eta$  介子的产率更高。

综上，惠州超级  $\eta$  介子工厂的建设将会带来许多新的物理发现，将推动先进硅半导体探测器技术和新型量能器技术的发展，同时还将培养一批青年科学技术人才并促进国内外科学技术的交流合作。

## 二、轻强子谱

强子谱、强子结构和强子相互作用的理论和实验探索是中高能核物理和粒子物理共同关注的交叉前沿课题。经过半个多世纪的努力，人类已经在这些方面取得了很大的成功，但是依然存在许多根本性的具有挑战性的问题有待进一步研究。在强子谱方面，目前活跃在这个领域的实验有我国的 BESIII，德国波恩的 ELSA 和欧洲核子中心的 COMPASS 等。此外，即将建成美国杰弗逊实验室的 12 GeV 升级设备、日本的超级 B 工厂 Belle-II 和 JPARC 实验室的 K 介子束流实验等也将加入这一重要前沿领域的激烈竞争。我国北京谱仪实验已经在粲物理和轻强子谱研究方面取得了一批具有世界领先水平的创新性物理成果，特别是轻强子谱和粲偶素谱学方面具有独特的优势，在强子谱研究方面积累了丰富的经验，在国际上占有了重要的一席之地。

我国新近建成的大科学工程兰州重离子加速器冷却储存环 CSR 或在建的惠州强流重离子加速器也具备提供高亮度的质子束流的能力。如果研发和建设一个大接收角度的强子探测器，我们则可以寻找与  $K^+\Sigma^+$  和  $\rho^+p$  耦合强的“失踪的”  $\Delta^{*++}$  重子激发态、及含有较多奇异夸克成分的重子激发态及双重子态，使我国在核子-核子碰撞相关强子物理走在世界前列。

### 2.1 强子结构及其物理意义

众所周知，原子核由核子构成，因此作为可见世界的基石之一核子内部结构和相互作用对于核物理及天体物理是非常重要的。然而到目前为止对于核子的一些基本问题人们的认识还比较浅显，比如夸克和胶子是如何组成核子的？束缚核子形成原子核的核力的本质是什么？研究强子结构是回答这些问题的主要途径。

由于可见世界基本上由原子组成，99.9% 的质量来源于由核子组成的原子核。但是根据标准模型，核子由 u、d 夸克和胶子组成。胶子是没有质量的玻色子，而 Higgs 机制也只能提供几个 MeV 的 u/d 夸克质量。但核子的实际质量大约有 1000 MeV，因此夸克胶子相互作用机制产生了可见物质世界绝大多数质量。人们普遍接受夸克胶子的相互作用是强相互作用，而强相互作用是由量子色动力学 QCD 来描述。由于发现了强相互作用里面的渐进自由，即，在短程（高能）是夸克之间的相互作用非常小，每个夸克处在几乎“自由”状态，2004 年的诺贝尔奖颁发给了 David J. Gross, H. David Politzer, Frank Wilczek。但是在远程（低能）情况下，目前理论和实验还存在很大的问题。比如到目前为止，人们还不能解释为什么核子内的夸克不能像原子核内的核子一样分离出来独立存在，即夸克禁闭现象。而且对于由强相互作用束缚形成的强子的质量谱，也不能像原子光谱一样给出精确的解释。人们关于强子在核物质中的性质改变的认识也很模糊，例如对著名的 EMC 效应的理解。另外，天体物理研究也需要我们对强子-强子相互作用有较精确的认识。因此目前强相互作用在远程下的性质是目前基本物理学研究的前

沿和热点。

夸克组成强子态的基本要求是必须组成一个色单态。满足这个要求的最简单体系是一个正夸克和一个反夸克组成的介子和三个夸克组成的重子。目前实验上已经发现了大量的这两类粒子。但是仍然有很多理论预言的态没有被发现，如“失踪的”重子共振态问题。另一方面色单态的要求并不禁止由更多夸克组成的强子。由于自由度的增加，上述的强子态的量子数比两夸克或三夸克态的量子数种类要多。令人困惑的是虽然 QCD 原则上允许存在这么丰富的强子形态，但是目前实验上却没有确认除传统介子和重子外的任何其他类型的强子态。

从历史经验来看，谱学的研究对于人们认识物质内部结构有很重要的作用，如原子谱之于玻尔量子论、核谱之于壳模型和集体运动模型。强子是由强相互作用束缚而成的粒子，因此通过强子谱的研究可以揭示强子组分间的相互作用机制，将很好地帮助我们认识强相互作用。在经典夸克模型中，介子是由正反夸克组成，重子是由三个夸克组成。夸克模型的提出使人们对强子及其共振态的结构有了基本的图像。然而量子色动力学原则上允许存在比经典夸克模型更丰富的强子谱，如只有胶子组成的胶球，由夸克和胶子组成的混杂态，由四个或更多的夸克组成的多夸克态，而且两个强子也可能像氦核一样形成束缚态。这些粒子不仅对于理解强相互作用非常重要，也是全新的物质形态。数十年来，寻找奇特强子态始终是强子谱学研究中的热点。

## 2.2 轻强子谱研究的一些物理目标

基于惠州大科学装置的质子束流能量，以及超级  $\eta$  介子工厂的探测器谱仪，轻强子谱研究是我们的独特优势。基于 HIAF 高强度的 9GeV 束流，我们可以产生几乎所有的轻强子。具体的一些极具特色的物理目标包括：双重子态、重子中的多夸克成分、“失踪的”共振态和介子谱研究。

### 2.2.1 双重子态

自从 1977 年 Jaffe 提出可能存在双重子态 H 以来，双重子态一直是核物理的重要研究领域。基于夸克模型等理论模型预言了大量的双重子态。除了由奇异重子组成的 H 粒子外，还有由  $\Delta\Delta$  和  $N\Delta$  组成的双重子态。最近在 WASA@COSY 上的实验研究发现了被称为  $d^*(2380)$  共振状态。很多研究认为这就是理论上所预言的  $\Delta\Delta$  共振态  $D_{03}(2317)$ 。

这一发现还没能被世界上其它加速器的成功重复，并且于这个态的内部结构乃至是不是一个真正的粒子都仍然存在争议，急需进一步的实验证实。在 HIAF 加速器上对于  $d^*(2380)$  作进一步的实验验证和更细致的研究是很有意义。此外，如果将  $d^*(2380)$  解释为一个  $\Delta\Delta$  共振态  $D_{03}(2317)$  的话需要寻在其伴随态。王凡等人通过  $NN - N\Delta - \Delta\Delta$  多道耦合计算程序，指出 WASA 发现的共振态可能是  $I = 0, J = 3$  双重子共振态，预言了一些新的双重子共振结构。我们建议基于 HIAF 加速器和超级  $\eta$  介子工厂的探测器，通过反应道  $pp \rightarrow \pi d$ 、 $pp \rightarrow d\pi\pi$  验证，并寻找更多的双重子态。除了由两个重子组成的

束缚态, 还可能存在由六个夸克组成的六夸克色单态。与重子组成的束缚态相比, 这将是一种全新的态, 具有更重要的物理意义。Brodsky 等人预言了带电荷为  $Q = +4$ , 同位旋  $I = 3 I_z = +3$  的奇特六夸克态  $|uuuuuu\rangle$ 。它们的宽度和衰变性质可以将这些六夸克态和由  $\Delta\Delta$  组成的双重子态很好的区分开。我们建议在  $pp \rightarrow D_{30}\pi^-\pi^- \rightarrow (pp\pi^+\pi^+)\pi^-\pi^-$  反应道寻找, 此时需要的质子束流能量为 1.7-2 GeV。

### 2.2.2 重子中的多夸克成分

美国 JLab 利用电弱相干实验观测到质子的奇异磁矩为正, 奇异电形状因子为负。观测到了质子的奇异磁矩和奇异电形状因子不为零说明质子中含有包括正反奇异夸克对的非微扰的五夸克成分。2003 年, LEPS@Spring-8 实验组宣称发现了一个五夸克态  $\Theta(1540)$ , 与孤立子模型预研的质量相符。随后有大量的理论和实验工作投入到寻找五夸克态中, 目前人们倾向于其并不存在。受五夸克态的启发, 邹冰松等人认为虽然独立的五夸克不存在, 但是核子及其共振态中存在可观的五夸克激发, 基于此图像可以解释核子的奇异电磁性质及核子共振态  $N^*(1535)$  的奇异衰变行为。目前在  $pp \rightarrow pp\phi$ ,  $pn \rightarrow d\phi$  和  $pp \rightarrow pp\eta'$  等过程中均发现核子激发态  $N^*(1535)$  都有重要贡献, 可以成功地解释上述 OZI 压低过程的散射截面。

最近 LHCb 合作组在  $J/\Psi p$  质量谱上发现了两个隐粲核子共振态  $P_c(4380)$  和  $P_c(4450)$ 。与此相对应的, 很可能存在含奇异夸克对的五夸克态, LEPS 实验发现在  $\phi p$  上存在一个质量大约 2.1GeV 左右的核子共振态的迹象, 很可能是隐粲核子共振态在奇异能区的对应态。通过  $pp \rightarrow pp\phi$ ,  $pp \rightarrow pK^+\Lambda(1405)$  和  $pp \rightarrow pK^+\Lambda(1520)$  散射过程可以在惠州超级  $\eta$  介子工厂上进行相关的实验研究, 以期得到含奇异夸克对的五夸克态的更多实验信息。

### 2.2.3 “失踪的”共振态

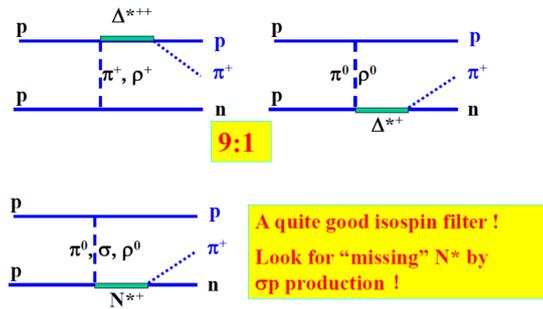


图 2.1: 一些重子共振态对  $pp \rightarrow pn\pi^+$  反应过程的贡献。根据同位旋守恒,  $p\pi^+$  中出现的共振结构只能来自  $\Delta^*$ 。  $n\pi^+$  中出现的共振结构主要来自  $N^*$ 。

人们发现组分夸克模型预言的重子共振态的数目远多于实验已观测到的数目, 这就是所谓的“失踪”共振态问题。这个问题已经困扰了人们数十年, 也是世界上很多设备

的重要研究目标。这个问题得不到解释，人们就不能确定目前的夸克模型是否是强子的真实图像。“失踪”共振态可能是传统三夸克理论的问题，比如核子共振态中不是简单的三个夸克组合，而是两个夸克抱团再与另外一个夸克结合。也可能是实验精度不够，有些共振态由于贡献太小而不能被观测到，这样的话我们则需要对重子谱进行更精确和全面的实验研究，例如高亮度实验，极化实验和测量更多的反应道。目前通过大量的实验和理论努力，发现了质量在 1.9 GeV 左右的核子共振态。

除了进一步完善核子共振态的质量及衰变行为的研究外，HIAF 加速器对于寻找“失踪”共振态特别是  $\Delta^{*++}$  重子激发态，可起到国际上独一无二的作用。对于  $\Delta^*(uuu)$  共振态的谱，目前只有 7-10 个确立的成员。大量质量较低的态也还没有被实验确认。由于  $\Delta$  的同位旋为 3/2，所以可以存在电荷为 +2 的状态，而核子同位旋为 1/2，只能存在电荷为  $\pm 1$  的态。所以通过总电荷为 +2 的  $p\pi^+$  的道可以很好的研究  $\Delta$  及其共振态。如图 2.1 所示的  $pp \rightarrow pn\pi^+$  过程的一些费曼图，我们可以看出  $p\pi^+$  由  $\Delta^{*++}$  共振态产生的截面很大。因此该过程对于研究  $\Delta$  及其共振态有很大优势。而这个散射过程所需实验条件是惠州大科学装置完全可以满足的。

## 2.2.4 介子谱

高能量高亮度的质子束流可以产生大量的介子态，有可能观测到奇特轻介子态。表 2.1 展示了一些基态介子产生过程的束流动能阈值。激发态介子则需要更高的束流能量。

表 2.1: 质子 - 质子碰撞过程中一些介子的产生道及其对应的束流动能阈值。

反应道	阈值束流动能 (MeV)
$pp \rightarrow pp\pi^0$	280
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$	600
$pp \rightarrow pp\eta$	1258
$pp \rightarrow pK^+\Lambda$	1580
$pp \rightarrow pp\eta\pi^0$	1616
$pp \rightarrow pp\omega$	1890
$pp \rightarrow pp\eta'$	2405
$pp \rightarrow ppK^+K^-$	2494
$pp \rightarrow pp\phi$	2592

## 2.3 实验方案和探测器需求

正在建设中的 HIAF 加速器能提供最高能量 9.3 GeV 的质子束流。考虑打固定靶实验，此时  $pp$  系统的质心能量在 4.5 GeV 左右，原则上可以产生所有的轻强子谱。HIAF 的建成将为我们开展多方面的强子谱研究提供新的平台。利用这些束流我们不仅可以开展核物理方面的研究，同时也使我们具备了开展一些粒子物理范围内研究的可能。

通过上面对一些黄金反应道的分析，轻强子谱实验主要使用氢靶。我们计划使用液氢靶，以获取较高的打靶亮度。作为前期的轻强子谱物理实验，我们的目标亮度在  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  至  $10^{35}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  区间。

在 HIAF 加速器装置的高能物理终端建造一个可以兼顾核物理研究和粒子物理研究的探测器设备是必要的。超级  $\eta$  介子工厂的探测器谱仪就能满足这样一个目的。探测系统的建造是为了完成既定的物理目标。下面我们具体分析轻强子谱研究的探测器需求。

- 从探测的对象粒子来看，测量的粒子有：质子、 $\pi$  介子、K 介子、氘核、光子、以及中子。探测器系统要求有鉴别这些粒子的功能。光子是大多中性介子的衰变产物之一。末态中子可以通过计算丢失质量来测量，但要对其他带电粒子的动量测量较为精确。初步版本的探测器谱仪可以不考虑专门的中子探测器。
- 从反应产物的空间分布来看，对于固定靶实验，较重的产物（质子，原子核碎片）大多在空间上是前冲的，而较轻的产物则在全空间都有分布。因此，中后角区的探测器可以不着重考虑对较重产物的探测能力，而前角区的探测器则有必要考虑对较重产物的探测能力。例如，在验证  $d^*(2380)$  双重子态时，我们需要考虑其衰变的前向的氘核。
- 从反应的类型来看，轻强子谱研究利用大多是  $p+p$  反应过程，所以末态粒子多重性不高且产物较轻（最重为核子）。
- 从实验数据统计量来看，轻强子谱实验要求的实验亮度和反应事例的统计量没有超级  $\eta$  介子工厂要求的高。因此，轻强子谱实验要求的探测器承受的事例率相对不高。

从上面的分析，我们可以看出惠州超级  $\eta$  介子工厂的谱仪设计能完全满足轻强子谱实验的需求。轻强子谱实验与超级  $\eta$  介子工厂实验的区别主要是靶系统不一样，以及实验运行时取数的事例率不一样。

为了更好地研究轻强子谱，我们还需要考虑惠州超级  $\eta$  介子工厂谱仪的未来升级空间。未来的升级主要是增加中子探测器。中子探测器的添加不仅能更好地研究重子谱，还可以很好的探索原子核的微观结构及核子-核子短程关联。

## 三、 基于有效场论的新物理寻找及中微子质量的引力起源

### 3.1 有效场论及新物理寻找

此外，超级  $\eta$  介子工厂也为基于有效场论的新物理寻找提供了非常好的研究平台。一方面，有效场论框架使得研究过程中的模型依赖降到最低，另一方面，基于有效场论的结果也可以通过“自下而上”的方法而匹配到具体的模型当中。因此，利用超级  $\eta$  介子工厂提供的大量的  $\eta$  及  $\eta'$  事例预期将大幅提升二者对有效场论算符的限制。实际过程中，考虑到目前实验数据与粒子物理的标准模型符合度非常好，特别是欧洲核子中心大型强子对撞机的实验数据与标准模型的理论预言一致，新物理的能标大致被限制在 TeV 以上。据此，标准模型可以被看做一个低能有效理论，其紫外实现模型中的自由度根据退耦定理可以被有效地“积掉”从而得到标准模型有效场论 (SMEFT)：

$$\mathcal{L}_{\text{SMEFT}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{n=5} \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^{n-4}} \mathcal{O}_i^{(n)}, \quad (3.1)$$

这里，第一重求和  $n$  是对不同量纲的算符展开，而第二重求和  $i$  是对同一个量纲下的不同算符进行求和。 $c_i$  是无量纲参数，通常称作 Wilson 系数， $\Lambda$  是新物理的截断能标。基于有效场论的有效性， $\Lambda \gg \Lambda_{\text{EW}}$ ，其中  $\Lambda_{\text{EW}}$  是弱电能标，约为 246 GeV。

从式(3.1)显而易见，随着量纲  $n$  的增加，来自新物理阶段能标的压低将变得显著。因此，领头阶的贡献将来自  $n = 5$  的算符，称作温伯格算符<sup>[119]</sup>。现象学上，温伯格算符一方面将导致非零的中微子质量，从而可以解释中微子振荡现象；另一方面，温伯格算符将给出希格斯粒子到双中微子末态的不可见衰变道，但后者由于被中微子极小的质量显著压低而在实验上无法直接测量。因此，对现象学的研究更多的是体现在  $n = 6$  的算符<sup>[120-121]</sup>。这些算符将改变标准模型在许多领域的理论预言，这包括希格斯和顶夸克物理，也包括赝标介子比如  $\eta$  及  $\eta'$  的衰变分支比。由于超级  $\eta$  介子工厂一小时的工作时长将匹配现有实验对  $\eta$  及  $\eta'$  衰变分支比的测量精度，因此，利用超级  $\eta$  介子工厂而对 SMEFT 展开统筹研究变得可能。

如前所述，赝标介子(比如  $\eta$  及  $\eta'$ )通过量子色动力学的三角反常(triangle anomaly)和 box 反常(box anomaly)图的衰变过程与自发手征对称破缺紧密相联。其中， $P \rightarrow \gamma\gamma$ 、 $P \rightarrow \gamma^*(\rightarrow \ell^\pm \ell^\mp)\gamma$ 、 $P \rightarrow \gamma^*(\rightarrow \ell^\pm \ell^\mp)\gamma^*(\rightarrow \ell^\pm \ell^\mp)$ 、 $P \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp$  以及  $P \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \gamma$  ( $P = \eta, \eta'$ ) 都将收到来自 SMEFT 的修正。例如， $\varphi^\dagger \varphi \tilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$  算符将通过光子波函数修正进入到涉及光子的衰变过程， $\varphi^\dagger \tau^I \varphi W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$  及  $(\varphi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^I \varphi)(\bar{l}_p \tau^I \gamma^\mu l_r)$  等算符将改变规范玻色子与费米子的三顶点相互作用强度， $(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{l}_s \gamma^\mu l_t)$  及  $(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{e}_s \gamma^\mu e_t)$  等算符将导致标准模型中不存在的四费米接触相互作用并进而改变  $\eta$  及  $\eta'$  的四轻子衰变末态

的分支比等。<sup>1</sup> 此外, 在 CP 破坏方面,  $(\bar{l}_p \sigma^{\mu\nu} e_r) \tau^I \varphi W_{\mu\nu}^I$  和  $(\bar{l}_p \sigma^{\mu\nu} e_r) \varphi B_{\mu\nu}$  等 SMEFT 算符也能诱导非零的轻子电偶极矩相互作用, 从而可以通过前述衰变道模型无关地研究超出标准模型的 CP 破坏源, 进而加深我们对宇宙学上观测到的物质-反物质不对称起源的理解。因此, 利用超级  $\eta$  介子工厂提供的大量  $\eta$  及  $\eta'$  数据将提供非常丰富的物理研究课题。

### 3.2 中微子非零质量

[杜勇]

由于上、下和奇异夸克质量很小, 它们因此可以被看作具有近似的  $U(3)_L \otimes U(3)_R$  对称性。该手征对称性在量子层面将在拓扑上非平庸的  $\theta$ -真空的作用下自发破缺:

$$U(3)_L \otimes U(3)_R \rightarrow U(3)_V = SU(3)_V \otimes U(1)_V, \quad (3.2)$$

从而产生一些质量约为零的赝戈德斯通玻色子, 即已经实验观测到的  $\pi^{\pm,0}$ 、 $K^{\pm,0}$ 、 $\bar{K}^0$  和  $\eta$  等介子。然而, 根据戈德斯通定理, 上述自发对称破缺理应产生  $(8+1)+(8+1)-(8+1) = 9$  个质量为零的玻色子, 但实验上观测到的第九个介子 (即  $\eta'$ ) 的质量要比前述八个介子质量大很多而不能被看作戈德斯通玻色子。这是由于夸克同位旋单态轴矢量流  $j_5^\mu$  不守恒 (称作 Adler-Bell-Jackiw (ABJ) 反常):

$$\partial_\mu j_5^\mu = G\tilde{G} + m_q \bar{q} \gamma_5 q, \quad \text{with} \quad j_5^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q. \quad (3.3)$$

该图像可以使用 Chern-Simon 的 3-形式  $C \equiv AdA - \frac{3}{2}AAA$  和 Chern-Pontryagin 密度  $E \equiv G\tilde{G} = dC$  (这里  $d$  代表楔积) 作较为直接的理解: 在零夸克质量极限下, Chern-Pontryagin 密度  $E$  在转移动量为零时具有零真空磁化率的条件下将非常自然地破坏  $U(3)_L \otimes U(3)_R$  手征对称性并产生一个质量非零的  $\eta'$  介子。

与此类似, 近期学界<sup>[122]</sup>提出中微子非零质量可以通过中微子不守恒的轴矢量流及引力的  $\theta$  项来产生。这里, 中微子的轴矢量流  $j_{5,\nu}^\mu$  及其反常分别为

$$j_{5,\nu}^\mu = \bar{\nu} \gamma^\mu \gamma_5 \nu, \quad \partial_\nu j_{5,\nu}^\mu = R\tilde{R} \equiv E_G, \quad (3.4)$$

其中,  $R$  是黎曼张量,  $\tilde{R}$  是其霍奇对偶,  $E_G$  为引力的 Chern-Pontryagin 密度。对此处的中微子质量通过引力来产生的机制而言, 与引力相对应的 Chern-Simon 的 3-形式  $C_G$  可以写为

$$C_G \equiv \Gamma d\Gamma - \frac{3}{2}\Gamma\Gamma\Gamma, \quad (3.5)$$

这里,  $\Gamma$  为通常的克里斯托费尔联络。因此, 当引力 Chern-Pontryagin 密度  $E$  在零转移动量时如具有零的真空磁化率, 那么中微子的手征对称性  $U(3)_L' \otimes U(3)_R'$  将被自然地破缺到  $(U(1)_V)^3$ , 从而产生 14 个质量为零的戈德斯通粒子以及一个质量非零的中微子赝

<sup>1</sup>这里,  $I$  为  $SU(2)_L$  同位旋指标,  $p, r, s, t$  为轻子的味指标。  $\tau \equiv \sigma/2$ ,  $\sigma$  为泡利矩阵。

戈德斯通粒子  $\eta_\nu$ 。与  $\eta'$  是通过量子色动力学的非微扰机制将夸克束缚在一起类似， $\eta_\nu$  可以理解为中微子通过引力的非微扰效应而形成的束缚态，并进而直接诱导中微子的非零质量，且后者对应的拉氏量不被该理论具有的对称性所禁闭。

对中微子的非零质量通过引力的非微扰效应来产生的机制仍有待相关实验的检验(比如通过 KATRIN 实验测量贝塔衰变的电子能谱可能会带来一些启示)，而通过超级  $\eta$  介子工厂来产生大量的  $\eta$  和  $\eta'$  介子将很有可能加深学界对二者物理性质乃至 ABJ 反常的理论理解，进而启发学界对中微子质量通过引力效应来产生的机制的可能性展开更广泛的实验检验并帮助学界解开中微子非零质量之谜。

## 第三部分

## 缪子物理

缪子和其反粒子分别为  $\mu^-$  和  $\mu^+$ ，自旋  $1/2$ ，静止质量  $105.658 \text{ MeV}/c^2$ ，约为电子质量的 207 倍，寿命约为  $2.2 \mu\text{s}$ ，是质量最小的不稳定带电轻子。近年来粒子物理实验中一些迹象表明，在带电轻子部分有发现超越标准模型新物理的可能性，而缪子本身的性质决定了它是寻找新物理过程的合适探针。

由于长时间以来缺少高强度缪子束流，我国没有主导的相关实验。正在建设中的惠州大科学装置加速器驱动嬗变系统（CiADS）有望打破这一瓶颈。目前我国科学家在缪子物理的关键技术已经有多项创新的前瞻性研究，包括质子靶、缪子慢化、缪子素产生、高精度探测器等方面。若能抓住这一关键契机，提出我国主导的高强度前沿缪子物理实验，通过深入开展关键技术研发，仔细规划并适时启动相关的实验计划，期望能够在缪子相关新物理和精确测量领域做出重要的创新性贡献。

# 一、 缪子新物理寻找及高精度测量实验（唐健、王荣、陈思远、赵诗涵）

## 1.1 寻找缪子素的带电轻子味破坏过程

### 1.1.1 缪子素简介

缪子素 (muonium, 符号  $M^1$ ) 是由  $\mu^+$  与  $e^-$  组成的类氢原子束缚态, 整体为电中性粒子, 其质量约为一个缪子质量与一个电子质量之和, 寿命和自由缪子寿命基本相同。如果考虑束缚态效应, 则缪子素质量相比自由缪子和自由电子质量和低约 13.5 eV<sup>[123]</sup>。其寿命和自由缪子寿命基本相同, 束缚态效应只引入约百亿分之六的修正, 在当前的测量精度下可以忽略<sup>[124]</sup>。作为一种纯粹电磁成分的、简单的原子型两体束缚态, 缪子素应用于原子光谱学研究和量子电动力学的精确检验<sup>[125-129]</sup>、超越标准模型的新物理寻找以及反物质引力实验等物理学前沿领域<sup>[130-135]</sup>。

表 1.1: 缪子素的基本性质<sup>[136]</sup>。

质量 $m_M^*$	$106.1693599 \pm 0.0000024$ MeV
电荷 $q_M$	0
角动量 $J_M$	$\frac{1}{2} \oplus \frac{1}{2} \oplus L$
寿命 $\tau_M$	$2196.9811 \pm 0.0022$ ns

\* 缪子素 1S 态质量, 含首阶束缚态修正。

### 1.1.2 研究背景

在粒子物理标准模型中, 改变轻子味道的过程被严格禁戒。虽然中微子振荡的发现证明中性轻子味道是破坏的, 但受微小的中微子质量限制, 中微子振荡不足以产生可观测的带电轻子味道破坏 (cLFV) 过程。因此 cLFV 过程是超越标准模型的新物理的一项明确特征。使用缪子作为探针寻找 cLFV 过程长期以来受到国际学界关注, 其中最受关注的过程是  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 、 $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ 、 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ <sup>[137]</sup>。近年来提出的寻找这三个过程的代表性实验分别包括: MEG-II、Mu3e、COMET 和 Mu2e<sup>[138-141]</sup>。然而, 我国目前并未主导相同类型的缪子 cLFV 实验。

<sup>1</sup>亦有文献记作 Mu。

历史上对缪子素 cLFV 过程的寻找较少。1959 年, C. M. York 等通过束流打靶实验测量了缪子电子湮灭过程( $\mu^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ )在铜中的反应率上限为  $2.5/\text{s}$ <sup>[142-143]</sup>。1999 年, PSI 的 MACS 实验给出了正反缪子素转化 ( $M \rightarrow \bar{M}$ ) 概率的最新结果  $P < 8.3 \times 10^{-11}$ <sup>[135,144]</sup>。此后无更新的实验结果发表, 而缪子源和粒子探测技术在此期间都得到了长足发展, 新的正反缪子素转化实验呼之欲出。此外, 缪子素的其他湮灭过程如双光子末态衰变 ( $M \rightarrow \gamma\gamma$ )、电子对末态衰变 ( $M \rightarrow e^+e^-$ )、不可见衰变 ( $M \rightarrow \text{invisible}$ , 包括  $M \rightarrow \bar{\nu}_\mu\nu_e$ 、 $M \rightarrow \phi^*\gamma$ <sup>[145]</sup>) 等, 目前均未得到实验观测的限制。我们瞄准这一关键契机, 计划依托在未来数年内国内建成的惠州大科学装置<sup>[146]</sup>上寻找或测量以上物理过程, 将为相关前沿科学领域做出重要贡献。

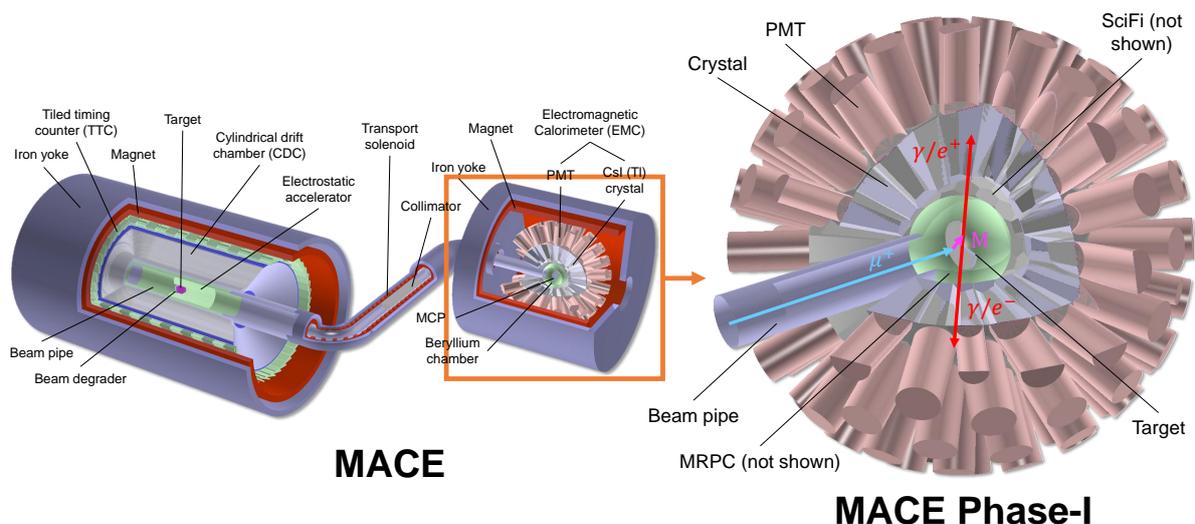


图 1.1: MACE 探测器示意图。

### 1.1.3 研究意义

基于以上背景, 提出了正反缪子素转化实验 (MACE)<sup>[132,147]</sup>, 相较于 PSI 的 MACS 实验, 预计能将灵敏度提高两个数量级以上。实验方案是通过符合技术测量末态产物: 表面缪子束流进入 MACE 探测器, 在产生靶上形成缪子素, 若缪子素逸出到真空后发生转化过程, 将得到不稳定的束缚态  $\mu^-e^+$  (反缪子素), 其中  $\mu^-$  将衰变为一个 Michel 电子, 由漂移室探测。剩下的低能轨道正电子在电场作用下将通过输运线击中量能器腔中的 MCP, 发生  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  湮灭。最终通过磁谱仪中的 Michel 电子径迹、MCP 正电子击中、湮灭  $\gamma$  射线三者符合为一个转化信号事例。探测器设计如图 1.1 所示。

在 MACE 正式运行之前, 我们计划首先建设 MACE 探测器的球形量能器部分, 并利用该探测器寻找缪子素 cLFV 衰变过程。该实验阶段称为 MACE Phase-I。在诸多缪子素 cLFV 衰变过程中, 以  $M \rightarrow \gamma\gamma$  与  $M \rightarrow e^+e^-$  为代表的两体衰变过程较为合适。其末态简单并易于探测, 与探测器和束流条件相匹配, 物理动机明确, 且与自由缪子 cLFV 过程共享部分物理目标<sup>[148]</sup>。对这些过程的寻找将为超越标准模型的新物理提供更多实验证据, 并与 MEG-II、Mu3e、COMET、Mu2e 等国际前沿实验形成良好互补。

另一方面，MACE Phase-I 的探测器设计为一种通用谱仪，除了可基于缪子束流开展精确测量实验外，还可应用于核物理精确测量及其他相关新物理过程寻找。以  ${}^7\text{Li}(p, X(17)){}^8\text{Be}$  反应中的 X(17) 反常为例<sup>[149]</sup>：根据设计，MACE Phase-I 探测器具有优秀角分辨本领，因此可通过测量质子轰击  ${}^7\text{Li}$  靶的末态产物中正负电子对的角分布，间接寻找一种超越标准模型的轻质量玻色子。该轻玻色子可能作为暗光子的候选者，为潜在的第五种相互作用的媒介粒子。对该粒子的寻找和测量具有重要科学意义，将为揭示暗物质和暗能量的物理本质提供关键实验证据。

MACE Phase-I 的部分潜在物理目标总结如表 1.2，该探测器具有较大的应用空间，可实现一器多用，拓宽科学目标和应用领域。MACE Phase-I 同样涉及核物理、材料学、电子学等交叉学科研究，期望形成一批先进的研究成果。作为我国主导的实验项目，将在国内各高校及科研院所中形成紧密合作，充分发挥不同单位各自优势。一方面，MACE Phase-I 将为 MACE Phase-II 积累研究基础，加深对 MACE 量能器部分的理解；另一方面，MACE 的研发过程积累的经验和技术将极大推动国内粒子与核物理高精度前沿实验的发展，有望形成示范效应，推动国内粒子与核物理研究的进一步发展。

表 1.2: MACE Phase-I 潜在物理目标。

物理过程或测量目标	束流	物理目标
$M \rightarrow \gamma\gamma$	表面缪子	寻找超越标准模型的新物理
$M \rightarrow e^+e^-$		
$M \rightarrow \text{invisible}$		
$M \rightarrow \phi^*\gamma$		
$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$		
$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\gamma$		
$\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$		对标准模型的精确检验和测量
$M \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_\mu$		
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$		
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$		
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu e^-e^+$		
缪子寿命测量		反物质引力的检验和测量
缪子素重力测量		
${}^7\text{Li}(p, X(17)){}^8\text{Be}$	质子	寻找新的基本相互作用（暗光子）

#### 1.1.4 束流指标需求

基于对探测器系统的理论计算，我们保守估计了 MACE Phase-I 对缪子束流和探测器指标的需要，主要关注束流指标及探测器分辨率对灵敏度的贡献以及偶然符合事件对实验灵敏度的负贡献。其中，对束流指标的需求如表 1.3 所示。根据对缪子素产生靶的

研究，MACE Phase-I 需要使用表面缪子束线，并倾向于较小的束斑大小和较小的动量散布<sup>[147]</sup>。流强主要受灵敏度和偶然符合事例率的限制，过低的流强不足以满足 MACE Phase-I 的灵敏度目标，而过高的流强会导致过高的偶然符合事例率，对灵敏度的进一步提升不再有帮助。作为保守估计，最佳流强处于  $10^5 \sim 10^7 \mu^+/\text{s}$  的范围。在未来数年之内，CiADS 提供的表面缪子束有望达到表 1.3 所列的束流指标。

表 1.3: MACE Phase-I 对缪子束流指标的需求。

项目	指标
流强	$10^5 \sim 10^7 \mu^+/\text{s}$
工作模式	连续束
束斑直径	$\leq 30 \text{ mm}$
动量散布 ( $\sigma_p/p$ )	$\leq 5\%$
束流电子缪子比	$\leq 0.5\%$
采数时间	360 天

表 1.4: 在不同探测器分辨率下、360 天的采数时间内，MACE Phase-I 测量  $M \rightarrow e^+e^-$  或  $M \rightarrow \gamma\gamma$  的单事例灵敏度估计。本底来源仅考虑偶然符合本底。

定时探测器时间分辨 (ns)	0.2	1	5
能量分辨率 @53 MeV			
0.5%	$1.5 \times 10^{-12}$	$1.6 \times 10^{-12}$	$1.8 \times 10^{-12}$
1%	$1.7 \times 10^{-12}$	$2.0 \times 10^{-12}$	$2.9 \times 10^{-12}$
2%	$2.1 \times 10^{-12}$	$3.1 \times 10^{-12}$	$5.7 \times 10^{-12}$

### 1.1.5 探测器指标需求及实验预期

我们基于对探测器系统的理论建模，估计了不同探测器分辨率下、360 天的采数时间内，MACE Phase-I 对  $M \rightarrow e^+e^-$  或  $M \rightarrow \gamma\gamma$  可达到的灵敏度。本底来源仅考虑偶然符合本底。典型的本底和信号谱型如图 1.2 所示。不同探测器分辨率下可达到的最优单事例灵敏度如表 1.4 所示。其结果显示，MACE Phase-I 期望达到的探测器指标为：定时探测器时间分辨本领优于 1 ns，径迹探测器空间分辨本领优于 1 mm，量能器能量分辨率优于 1%。在该指标下，MACE Phase-I 的单事例灵敏度有望达到  $10^{-12}$  量级。

### 1.1.6 探测器设计

在 MACE 探测器预研中，我们针对正反缪子素转化中正电子湮灭信号设计并优化了 MACE 量能器。量能器几何为 Class I (4, 0) 或 (8, 0) 型哥德堡多面体，外观类似球体，具有良好的空间对称性。在先前的研究工作中已对 (4, 0) 型几何进行了详细模拟，其中

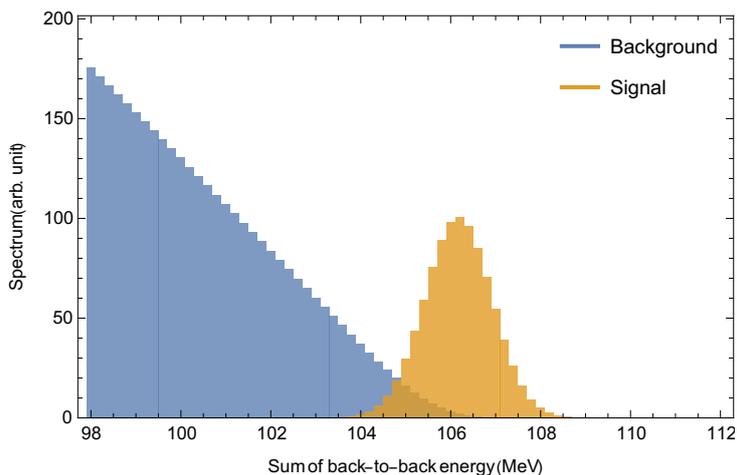


图 1.2: 理论估算的 MACE Phase-I 测量  $M \rightarrow e^+e^-$  或  $M \rightarrow \gamma\gamma$  的典型本底和信号谱型。其中假定探测器能量分辨率为 1%。

量能器整体由 154 块 CsI(Tl) 闪烁晶体与 PMT 耦合的单元组成，晶体长度 15 cm，量能器内径 15 cm。对于湮灭事例的单光子信号 (0.511 MeV) 和双光子信号 (1.022 MeV) 的能量分辨率分别为 8.4% 和 6%，对于正反缪子素转化信号效率为 72.2%。以上参数满足了将灵敏度提高两个数量级的实验需求。

MACE Phase-I 计划基于 MACE 球形量能器开展缪子素稀有衰变过程的寻找，与 MACE Phase-II 设计不同，量能器在 Phase-I 实验中将直接接收束流打靶产生的大量事例和本底，对空间、时间分辨提出了较高要求。CsI(Tl) 闪烁晶体具有优秀的能量分辨率，但其发光衰减时间较长，无法提供足够的时间分辨，不利于高事例率或高本底事例的测量。为解决以上问题，需要在反应顶点周围加入飞行时间-径迹探测器系统以弥补 CsI(Tl) 闪烁体的局限性。对于带电粒子的径迹测量，要求探测系统质量较小以降低对量能器端的影响，且具有快速的响应时间。初步设想提出两种可能的探测器方案，即采用多气隙阻性板室或塑料闪烁光纤组成径迹探测器。而对于 53 MeV 的光子信号，以上两种探测器探测效率较低，仍然需要通过量能器提供光子位置信息。

多气隙阻性板室 (MRPC) 被广泛应用于高能物理实验中的 TOF 系统，它由堆叠的阻性极板组成形成气隙结构，加上高压后在每个气隙间形成匀强电场，带电粒子进入 MRPC 后使工作气体发生电离并在电极上产生信号，其时间分辨达到几十皮秒量级，很好地平衡了 CsI(Tl) 闪烁体响应较慢的缺点。近年来 TOF-Tracker MRPC 得到发展，能够同时进行精准的时间和位置测量，在一定条件下位置分辨达到亚毫米量级<sup>[150]</sup>。同时，也可以采用塑料闪烁光纤 (SciFi) 阵列交叉堆叠组成径迹探测器。带电粒子击中 SciFi 后发出闪烁光，光信号在光纤传输并通过 SiPM 读出成为电信号，通过重建得到粒子的击中位置。SciFi 的光衰减距离较长，且易于组成大面积阵列；同时其辐射长度较长 (40 cm)，减小了粒子在探测器中的多重散射效应。基于 SciFi 的径迹探测器已在多种粒子物理实验中得到应用：LHCb 实验的大型 SciFi 径迹探测器采用 500  $\mu\text{m}$  直径光纤以  $3 \times \text{XUVX}$  的方式排列，时间分辨小于 20 ps，空间分辨为 70  $\mu\text{m}$ <sup>[151]</sup>；Mu3e 实验采

用三层 500  $\mu\text{m}$  直径光纤组成条带并沿轴向环形放置，时间分辨为 250 ps，空间分辨为 100  $\mu\text{m}$ <sup>[139]</sup>。综上所述，MPCRC 与 SciFi 都能够满足 MACE Phase-I 的探测器指标需求，后续将对两种探测器的性能表现与成本确定最终方案。

该设计能够结合 CsI(Tl) 量能器、MRPC 或 SciFi 径迹探测器的各自优势，组合实现一套高能量分辨、高时间分辨、高位置分辨的通用谱仪。后续将进行更为细致的概念设计工作，预计能够在 MACE Phase-I 得到处于国际前沿的高精度结果，并期望发掘出探测器的更多物理潜力。

### 1.1.7 方案可行性

- (1) 连续表面缪子束流可行性：按照 CiADS 表面缪子束线的设计方案及相关模拟<sup>[146]</sup>，该束线可提供  $10^5 \sim 10^7/\text{s}$  流强的连续束流，且束斑直径和动量散布等指标可达到 MACE Phase-I 的设计需求。
- (2) 高能量分辨率电磁量能器可行性：基于 CsI(Tl) 无机闪烁晶体的量能器得益于优秀的能量分辨率，在国内外高能物理实验中扮演了重要角色，如 BESIII<sup>[152]</sup>、HIRFL-CSR<sup>[153]</sup>、BELLE<sup>[154]</sup>、BaBar<sup>[155]</sup>等。目前已设计了 MACE 量能器的几何，并进行了细致模拟。在 CsI(Tl) 量能器的晶体封装、离线刻度、事例重建、波形处理等方面，有大量经过实验检验的研究成果可供参考。未来将基于以上实验的相关经验，进行量能器的技术设计。
- (3) 基于多气隙阻性板室的径迹探测器可行性：清华大学工程物理系王义教授团队在 MRPC 探测器开发上积累了较多的研究基础，参与多个高能物理实验 TOF 系统建设，其研制的高计数率 MRPC 探测器处于国际领先水平。本实验存在与王义教授团队进行合作的可能性。
- (4) 基于塑料闪烁光纤的径迹探测器可行性：本课题组长期进行塑闪光纤和波长位移光纤相关研究工作，研发的缪子束流监测器在 COMET 实验中发挥了重要作用<sup>[156]</sup>。目前已经在 GEANT4 中对 SciFi 径迹探测器进行了初步模拟，如图 1.3。未来将依托过去研究基础进行概念设计与样机开发。

### 1.1.8 研究基础

2020 年至今，中山大学唐健教授课题组持续推动 MACE 的预研工作，并与中国科学院近代物理研究所、中国科学院高能物理研究所、辽宁大学、山东大学、大阪大学、南卡罗莱纳大学等国内外机构紧密合作。MACE 相关研究成果已在 *Phys. Rev. D* 期刊上发表论文 2 篇，在国际学术会议上作报告 4 次，并已在 Snowmass 2021 发表白皮书 1 篇，获得国内外同行高度关注。

在缪子素物理的理论研究方面，课题组现已和美国南加州大学 Alexey Petrov 教授团队达成合作，后期将开展相关有效场论计算和物理研究。在缪子源和加速器研究方面，

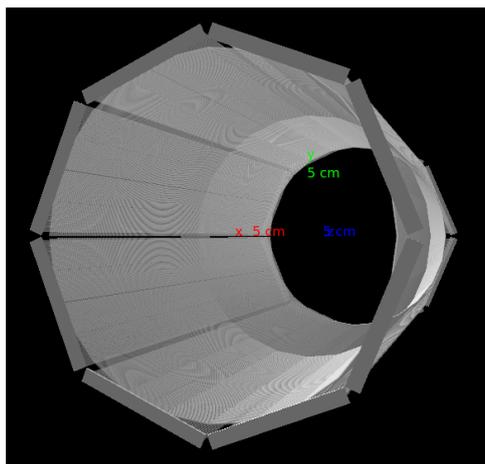


图 1.3: Geant4 模拟 SciFi 径迹探测器。

课题组已与中国科学院近代物理研究所达成了紧密合作。在探测器技术方面，课题组有丰富的闪烁体探测器研发基础和参与大型实验合作的经验，曾承接 COMET 实验束流监测器的研发工作，并发挥了重要作用。同时课题组也在进行宇宙线缪子探测器及算法研究、多通道电子学系统开发、新型塑料闪烁体及闪烁光纤自主研发等项目。

目前课题组主导 MACE 的探测器设计和离线软件系统开发工作，软件系统持续部署在我国的天河二号超级计算机上。现已基于该软件进行了大量模拟工作，可为后续探测器研发提供参考。课题组研究基础扎实，将为 MACE Phase-I 项目的实施提供可靠支撑。

### 1.1.9 实验预算

按照 1.1.6 节描述的探测器设计，对 MACE Phase-I 的初步预算估计如表 1.5 所示。

表 1.5: MACE Phase-I 初步预算估计。

项目	预算 (万元)
CsI(Tl) 晶体	400
PMT 与电子学	150
MPRC 与电子学	150
SciFi 与电子学	200
宇宙线反符合系统	100
总和	1000

### 1.1.10 实验规划

MACE (设想分为三个阶段) 整体规划如表 1.6 所示。

表 1.6: MACE 项目初步规划。

时间段	Phase-I	Phase-II	Phase-III	物理目标
2024–2025	物理研究 技术设计	物理研究 概念设计		研究缪子素产生机制 寻找缪子素 cLFV 衰变 缪子衰变精确测量 寻找和测量 X(17) 反常
2025–2026	技术设计 样机研制	技术设计 样机研制		
2026–2027	探测器总装 束流测试			
2027–2028	运行采数			
2028–2029	数据分析	探测器测试		
2029–2030	总结物理成果	探测器总装		
2030–2035		探测器总装 运行采数	物理研究 概念设计	寻找缪子素转化过程 寻找缪子 cLFV 衰变 精确测量缪子衰变 ……
2035–2040		数据分析 总结物理成果	技术设计	
2040–2050			将灵敏度 再提升一个 数量级以上	

### 1.1.11 小结

MACE Phase-I 计划基于 MACE 探测器的量能器部分进行缪子素 cLFV 过程寻找实验，可得到追赶国际前沿的实验结果。目前对束流和探测器相关指标需求及预算进行了初步评估，后续还将进行详细的调研、探测器模拟和样机研制等相关工作，进一步确定技术细节并验证方案可行性。MACE Phase-I 还期望在缪子素靶优化研究、闪烁光纤自主研发、核电子学系统开发、重建与数据处理算法开发等方面取得优秀的研究成果，为 MACE Phase-II 的建设与运行提供足够的技术积累。此外，作为高能量分辨、高时间分辨、高位置分辨的通用谱仪，MACE Phase-I 探测器在其他粒子与核物理实验中也具有极大的应用空间。

## 1.2 缪子寿命的高精度测量

基于 CiADS 的强流质子加速器，CiADS 高流强表面缪子源终端是未来材料科学、粒子物理和核物理研究的强大利器。利用未来 CiADS 的缪子源，我们建议一个高精度测量缪子寿命的粒子物理实验，努力达到百万分之一以下的实验精度，优于当前最好的实验结果 (MuLan 实验结果:  $2196980.3 \pm 2.1_{(\text{stat})} \pm 0.7_{(\text{syst})}$  ps, 百万分之一精度)。利用 CiADS 表面缪子源，在相同的实验时间内，理论上我能收集到比 MuLan 多两个量级的

缪子衰变事例，从而能将统计误差降低一个量级。该高精度实验数据将给出最精确的费米耦合常数，并提供精确检验标准模型和寻找新物理迹象的绝佳机遇。

### 1.2.1 研究意义

在粒子物理标准模型中，每一种相互作用都对应着一个耦合常数，表征了每种相互作用的强度，是标准模型中的基本常数。这些耦合常数一起决定了宇宙中微观和宏观物质的动力学。标准模型中，这些基本常数只能通过实验确定，而不能通过理论计算得到。其中，低能极限下弱相互作用的强度由费米耦合常数描述<sup>[35]</sup>。缪子寿命的测量是精确确定费米耦合常数的最佳方法。所以，获取缪子寿命的高精度实验数据将提供最精确的费米耦合常数，将极大地加深我们对粒子物理、核物理、天体物理及宇宙学中许多现象的认识，并提供了一个在电弱观测量中寻找新物理的机会<sup>[157-158]</sup>。

### 1.2.2 研究现状

缪子的衰变源于弱相互作用，其寿命在微秒量级。这个时间尺度，使得缪子寿命的测量成为精确确定弱相互作用强度（即费米耦合常数）的最佳工具。因为每次缪子衰变的测量不需要等待太久，同时时间测量的分辨本领的要求也不过高，非常契合现在的加速器和探测器技术。目前实验上缪子寿命测量的最精确结果来自 MuLan 合作组<sup>[159-160]</sup>，精度达到百万分之一。MuLan 合作组利用的是 PSI 实验室  $\pi E3$  束线的表面缪子源，其缪子流强为  $10^7 \text{ s}^{-1}$ 。MuLan 实验中一共积累了  $1.6 \times 10^{12}$  个衰变正电子事例。目前建设中的 J-PARC MUSE 缪子束流的流强预计达到  $10^8 \text{ s}^{-1}$ <sup>[161]</sup>。并且有物理学家提议基于 J-PARC 缪子源开展新的缪子寿命测量实验，期望积累到  $10^{14}$  量级的衰变正电子事例数，以进一步地提高缪子寿命的测量精度<sup>[162]</sup>。

理论上，联系缪子寿命和费米耦合常数的理论公式已有两圈的 QED 修正<sup>[163-164]</sup>。提取费米耦合常数的理论误差远小于百万分之一。费米耦合常数的误差主要来源于缪子寿命的实验误差。所以，降低缪子寿命的测量误差便可有效地提升费米耦合常数的精度。而目前的实验中，缪子寿命的误差主要来源于统计误差<sup>[159-160]</sup>。所以降低缪子寿命实验中的统计误差，便能大幅提升标准模型电弱理论的精度。

提高缪子衰变事例的统计量、降低寿命测量的统计误差是当前缪子寿命高精度测量实验的核心目标。在未来，CiADS 的缪子源流强能达到  $10^{10} \text{ s}^{-1}$ ，明显高于目前所有的缪子源装置。所以，CiADS 的缪子源能有效地降低缪子寿命的统计误差，是缪子寿命高精度测量的最佳装置之一，将在确定电弱理论基本常数方面发挥重要作用。

### 1.2.3 关键技术

测量缪子寿命的实验原理比较简单。首先准备一些带正电的缪子，然后测量其衰变正电子的时间分布。通过拟合指数形式的衰变曲线就可提取缪子的寿命。但实验中，为了达到预期的小于百万分之一的高精度，我们需要攻克以下关键技术：

(1) 强流脉冲缪子束流：目前限制缪子寿命测量精度的主要障碍是统计误差。降低统

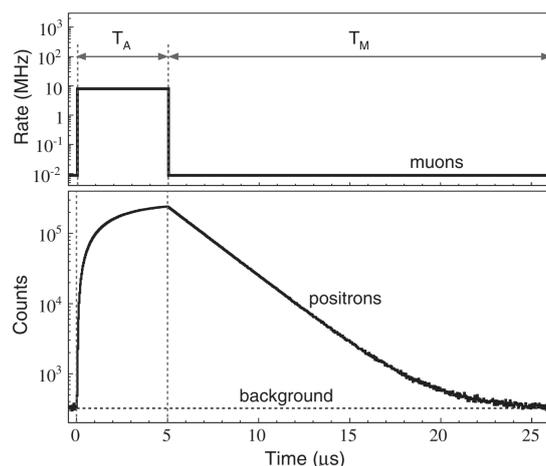


图 1.4: 脉冲缪子束流时间结构以及衰变正电子的时间分布<sup>[160]</sup>。

计误差的有效方式就是提高缪子束流的流强。得益于 CiADS 的强流超导加速器，CiADS 的缪子源的流强可以达到很高水平，远高于目前世界上存在的缪子源。此外，我们还需要特殊脉冲时间结构的缪子束流（如图 1.4 所示）。该时间结构包括五微秒的积累缪子阶段，以及无缪子束流的二十多微秒的测量衰变正电子的阶段。利用该脉冲束流的好处是我们不需要测量入射缪子的时间，我们只需要测量无缪子束流阶段的衰变正电子的时间分布，这样也就避免了测量入射缪子导致的死时间。在探测器承受的范围內，原则上该方案对脉冲束流的流强没有上限的要求。为了切割出特殊脉冲时间结构的缪子束流，我们需要一个快速开关的踢束器装置。

- (2) 高计数率的带电粒子探测器：目前缪子寿命高精度测量的系统误差主要来自事例堆积的影响<sup>[159-160,165]</sup>。事例堆积有可能导致少量衰变事例的丢失。事例堆积是高事例率实验的一个特点。我们需要一个能在高计数率下工作的探测缪子衰变正电子的探测器。
- (3) 超高速度的波形采样电子学：通过超高速度的波形采样技术，我们能从信号波形的特征中找到堆积的事例，从而避免事例的丢失。超高速度的波形采样电子学是该实验的关键技术之一。
- (4) 接近零磁场的磁场屏蔽装置：目前缪子寿命高精度测量的系统误差的另一个主要来源是缪子自旋在束线残余磁场和地磁场中进动。在探测器的覆盖立体角不大时，由于衰变正电子的方向性，缪子自旋进动导致的系统误差更大。为了更好的控制缪子自旋进动引入的系统误差，我们需要一个有效的磁场屏蔽装置。

#### 1.2.4 方案可行性

- (1) 强流脉冲表面缪子束流的可行性：根据当前的模拟，CiADS 的表面缪子束流流强能达到  $10^{10} \text{ s}^{-1}$ ，高出当前缪子源两到三个量级。所以，CiADS 缪子束流的流强满足

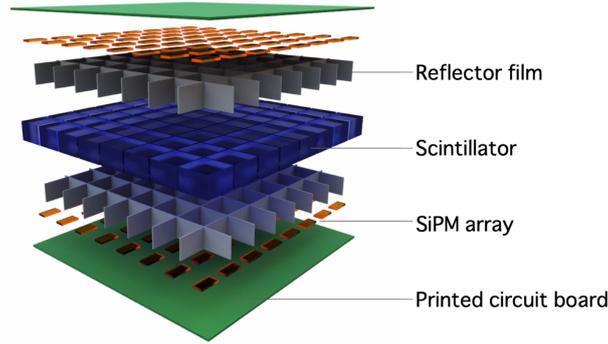


图 1.5: 超细分割化的快速闪烁体探测器阵列<sup>[162]</sup>。

实验需求。脉冲形式的缪子束流可以通过快速的束流切割来实现。这样的束流切割可以采用快速开关的高压静电踢束器。(这样的踢束器的设计我们已有相关经验。国内外一些实验中，此类踢束器也有初步的应用<sup>[159-160]</sup>。)

- (2) 高计数率带电粒子探测器的可行性：目前缪子寿命高精度测量实验一般采用快速塑料闪烁体探测器。为了提高时间分辨能力，探测器的厚度可相应的减小。另外，降低高计数率下事例堆积的发生可以通过增加探测器单元的数量（即减小探测器单元的大小）来实现。目前缪子寿命测量最好的 MuLan 实验使用了 340 个塑料闪烁体探测器模块<sup>[159-160]</sup>。未来 J-PARC 缪子寿命实验将采用 14000 个  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  大小的探测器单元<sup>[162]</sup>，其探测器设计如图 1.5 设计。随着国内外 SiPM 技术的发展，未来的 CiADS 实验中，我们也可以采用微小塑料闪烁体单元和 SiPM 直接耦合的探测器技术。此外，近物所以及国内院校在积极地研制硅像素探测器。如果采用高时间分辨能力和小像素的 LGAD 探测器<sup>[166-168]</sup>，事例堆积的影响可进一步的降低。
- (3) 超高速波形采样电子学的可行性：在 MuLan 实验中，波形采样电子学的采样时间间隔为  $0.22 \text{ ns}$ <sup>[160]</sup>。在我们所提议的实验中，缪子事例率将增加两到三个量级，同时探测器单元的数量也增加两个量级左右。所以相同采样速度的电子学基本能满足未来 CiADS 的缪子寿命测量实验。目前中国科学技术大学的核电子学团队研制的波形采样时间间隔达到  $0.2 \text{ ns}$ 。因此，基于国产电子芯片技术，超高速波形采样电子学的可行性也基本具备。
- (4) 磁场屏蔽装置的可行性：针对缪子寿命测量实验，J-PARC 研究人员通过蒙特卡洛模拟发现  $100 \text{ nT}$  以下的磁场导致的缪子自旋进动引入的系统误差远远小于百万分之一<sup>[162]</sup>，可以忽略不记。为了实现  $100 \text{ nT}$  的几乎无磁场的区域，J-PARC 研究人员计划通过三层坡莫合金来屏蔽磁场<sup>[162]</sup>。在未来的 CiADS 实验中，我们可以借鉴类似的装置。此外，我们也可以采用高温超导材料来做磁场屏蔽。多层磁场屏蔽的技术可行。

(5) 数据分析方法的可行性：双事例堆积和探测器增益随时间的变化是缪子寿命测量的系统误差的主要来源。事例堆积导致一些事例丢失。除了在硬件上降低事例堆积的发生概率，在数据处理时，可以通过细致研究堆积事例比例与计数率的函数关系来修正，以及采用先进的人工智能算法来分离堆积事例。相同阈值时，探测器增益的变化也会引起计数的改变。在实验取数中，探测器增益的变化可以通过监视最小电离粒子峰位来刻度<sup>[159-160]</sup>。MuLan 合作组在数据处理分析方面积累了大量经验，将系统误差降到了百万分之一以下。同时，J-PARC 的 MuSEUM 实验组也在探索新的数据处理技巧<sup>[169-170]</sup>。实验数据处理和误差分析方法较为成熟并可行。

### 1.2.5 实验预算

初步估计，所提议的缪子寿命实验将使用多达 10000 至 30000 道高速波形采样电子学。因此，电子学和高速的数据获取存储系统是实验预算的主要部分。根据与国内外相关专家的初步讨论，缪子寿命高精度测量实验所需要的实验设备和初步预算如表 1.7。

表 1.7: 缪子寿命精确测量实验经费初步预算。

仪器设备	预算 (单位: 万元)
快速开关的静电踢束器	20 - 100
高计数率的探测器阵列	120 - 200
超高速波形采样电子学	250 - 400
数据获取系统和存储	150 - 250
缪子束流监视器	10 - 20
多层磁场屏蔽系统	60 - 120
缪子停止靶	5 - 20
真空系统	10 - 50
总计:	625 - 1160

## 二、 缪原子：缪子核结构 (质子和核半径)

利用未来的 CiADS 缪子源，可以建造一个缪原子高精度测量的研究装置，开展检验 QED 理论和寻找新物理等方面的研究。

缪子作为点粒子，其质量为电子的 207 倍。 $\mu$ -X 原子中， $\mu$  子较接近原子核，使得精密谱对原子核尺寸和结构性质的敏感性更高。而  $\mu$  子偶素 M 主要是电磁相互作用，不存在尺寸效应。能级结构可由 QED 理论高精度计算，实验与理论的偏差有可能探索新的相互作用力。新一代强流粒子加速器提供的具有脉冲时间结构的强流  $\mu$  子束，将显著提高实验精度。

另外，缪子质子弹性散射高精度测量质子电荷半径的实验，目标达到 0.01 fm 以下的精度，并成为缪子散射测量质子电荷半径的最高精度结果。现在仍没有缪子散射实验的质子半径结果发布，此实验可以帮助解决“质子电荷半径之谜”，并对轻子普适性进行检验。

### 2.1 物理意义

质子电荷半径一般是质子的一个基本参数，直观的反映了质子的大小与电荷在质子中的分布情况。对质子电荷半径的研究有助于我们了解质子内部的电荷结构，以及夸克的空间分布；同时质子电荷半径的精确数值对于我们验证量子色动力学 (QCD) 在非微扰区的稳健性以及对于粒子物理标准模型的检验是至关重要的。另外，质子电荷半径与氢原子光谱学中常见的里德堡常量  $R_\infty$  的数值存在着高度的相关性，也是量子电动力学 (QED) 精确计算氢原子能级大小时不可或缺的重要参数<sup>[171]</sup>。

### 2.2 质子电荷半径实验的研究现状

在 2010 年之前，发展成熟且常用的质子电荷半径测量方法有两种，电子质子弹性散射实验和常规氢原子光谱学实验。这两种方法测量出的结果在 2010 年前基本一致，CODATA-2010 根据这些实验的结果给出的推荐值是  $0.8775 \pm 0.0051$  fm<sup>[172]</sup>。然而在这一年，科学家首次使用缪氢原子光谱学的实验技术，所得结果在精度方面相较之前实验结果提升了一个量级，但中心值却小了  $7\sigma$ <sup>[12]</sup>。这个差异被称为“质子电荷半径之谜”。2010 年之后的实验测量结果如图 2.1，质子电荷半径之谜仍未完全解决，不同实验之间出现差异的原因仍未找到。例如，PRad<sup>[11]</sup>和 Mainz<sup>[173]</sup>实验中的质子电荷形状因子的值不同，如图 2.2。现在为止还没有缪子质子弹性散射的电荷半径结果分布，目前正在进行的缪子质子弹性散射测量质子半径的实验有 MUSE<sup>[175]</sup>和 COMPASS++/AMBER<sup>[176]</sup>。MUSE 在瑞士的 PSI 实验室进行，使用  $\pi$ M1 束线，现在仍在取数和分析阶段。COMPASS 合作组使用 CERN 的 M2 高能缪子束流，利用 100GeV 缪子进行弹性散射，同时测量反冲质子和散射缪子。

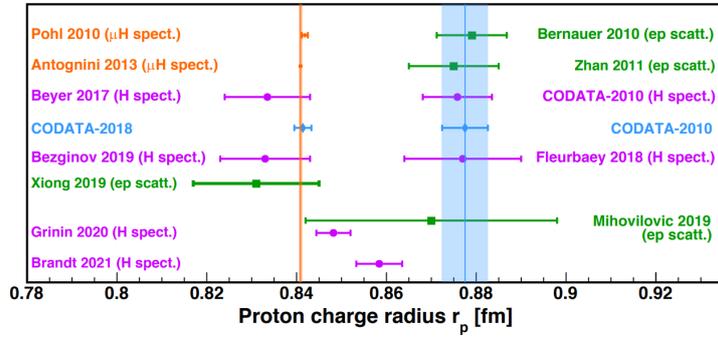


图 2.1: 质子电荷半径测量结果<sup>[174]</sup>

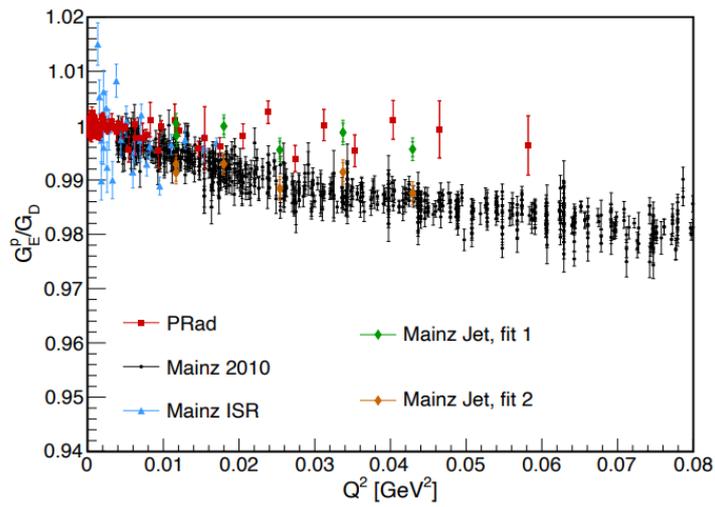


图 2.2: PRad 和 Mainz 实验的电荷形状因子<sup>[174]</sup>

## 2.3 实验方案及关键技术

本实验计划使用 100-300MeV/c 范围内的 3 个束流动量进行  $\mu-p$  和  $e-p$  弹性散射测量质子电荷半径, 散射角度范围为  $2^\circ$  到  $84^\circ$ , 对应的  $Q^2$  范围为  $1 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2/c^2$  左右到  $0.1 \text{ GeV}^2/c^2$  左右。以 1MHz 的缪子通量和 5cm 厚的液态氢靶, 对应  $2.11 \times 10^{29} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  的亮度进行估算, 预计实验的束流时间只需一个月即可使统计误差控制在 0.002fm 左右。本实验可以同时测量  $\mu-p$ 、 $e-p$  以及  $e-e$  弹性散射, 可以对  $\mu-p$  和  $e-p$  的弹性散射截面进行一个直接比对, 检验轻子普适性。本实验将会是中国第一个轻子弹性散射测量质子半径的实验, 目标是成为最精确的缪子散射测量质子半径的实验, 会达到一个极低的  $Q^2$  值 ( $1 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2/c^2$  左右甚至  $10^{-5}$  的量级)。实验的预计参数见表 2.1, 实验装置示意图见图 2.3。

我们需要精确测量每个事例的散射角度和径迹长度, 以确保粒子鉴别和散射截面测量的精度。为此, 需要在靶的前后分别放置 3 层径迹探测器以进行径迹重建。束流中含有  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $e$ , 所以粒子鉴别的精度是很重要的。此实验中, 我们需要使用的关键技术如下。

表 2.1: 缪子散射实验测量质子半径的束流要求。

实验参数	预计值
束流动量	100-300MeV/c 内的 3 个动量
散射角度	$2^\circ$ - $84^\circ$
$\mu-p$ 散射 $Q^2$ 范围	$1 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2/c^2 - 0.1 \text{ GeV}^2/c^2$
$e-p$ 散射 $Q^2$ 范围	$1 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2/c^2 - 0.1 \text{ GeV}^2/c^2$
束流时间 (亮度 $2.11 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	4 周
统计误差	0.002 fm
系统误差	不高于 0.01 fm

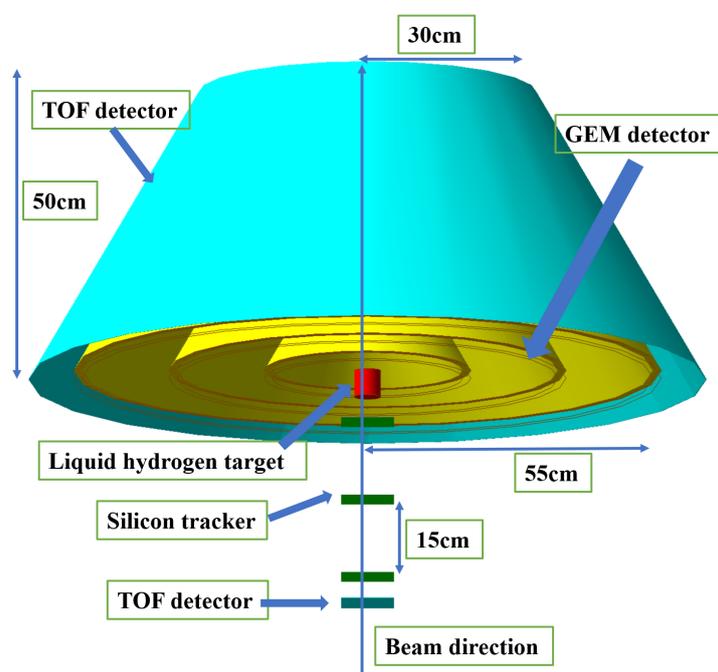


图 2.3: 实验装置示意图

### 三、 缪原子相关的精密测量工作（黄忠魁）

#### 3.1 物理意义

前文已经提及  $\mu$  子的基本物理特性， $\mu$  子是标准模型中第二代轻子，其质量是电子的 207 倍。如果用  $\mu^-$  替代原子，尤其是高电荷态离子中的电子，即使得  $\mu$  子与  $^A X$  原子核结合形成  $(\mu^-^A X)$  原子/离子，那么  $\mu$  子的玻尔半径要远小于电子，其精密谱对于原子核的尺寸和结构性质更加敏感。当然， $\mu^+$  也能够与电子  $e^-$  结合形成 M 原子 (Muonium,  $\mu^+ e^-$ )，电子和  $\mu^+$  之间的相互作用主要电磁相互作用，能级结构可由 QED 理论高精度计算； $\mu^+$  和电子是不同两代的轻子， $\mu^+$  和电子都是点粒子，其谱学中不存在离子的尺寸效应。此外， $(\mu^-^A X)$  原子/离子与 M 原子 (Muonium,  $\mu^+ e^-$ ) 的能级结构中均有可被激光谱学覆盖的跃迁，如图 3.1 和图 3.2 所示。因此，可在形成  $\mu$  原子体系的基础上利用精密谱学技术开展基本相互作用研究，搜寻未知的作用力，有望探索超出标准模型的新物理。

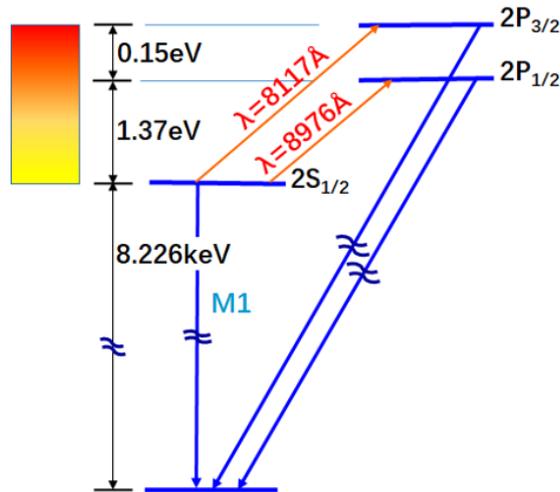


图 3.1:  $\mu^-$ -氦离子 ( $\mu^-^4\text{He}$ ) 的能级结构

#### 3.2 $\mu^-$ -原子/离子精密谱的研究

基于  $\mu^-$ -原子/离子的精密谱，能够深入开展以下内容的物理研究：

- \* 测量  $\mu^-$ -原子体系兰姆位移，进而检验电子电动力学 (QED) 真空极化效应；
- \* 测量  $\mu^-^3,4\text{He}$  的原子核结构，核尺寸，原子核的极化率；
- \* 测量质子的半径，测量质子的极化率；
- \* 测量  $\mu^-$  的质量，通过与  $\mu^+$  的质量对比，检验 CPT 守恒；

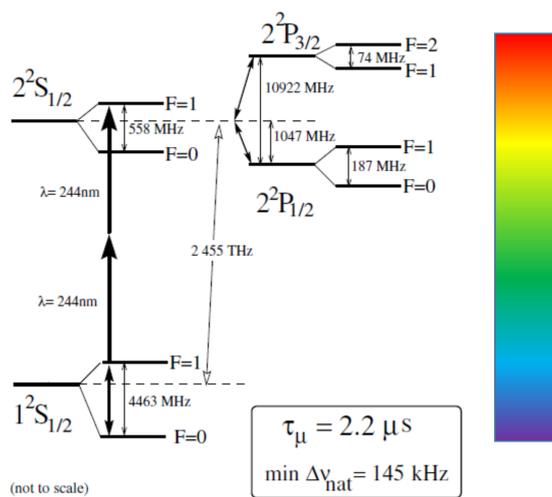


图 3.2: M 原子 (Muonium) 的能级结构

- \*  $\mu^-$  磁矩和反常磁矩因子  $\alpha_\mu$  检验相互作用, CPT 破缺等;
- \* 测量重  $\mu^-$ -原子 ( $\mu^-$ - $^A\text{X}$ ) 高里德堡态跃迁, 基态超精细结构, 研究反常 相互作用, 真空极化;
- \* 测量极化靶  $\mu$  俘获, 检验 T-不变性。

缪氢原子是质子半径更加灵敏的探针, 通过精确测量缪氢原子的兰姆位移能够获得更加精确的质子半径, 为澄清“质子半径之谜”提供了重要的数据支撑。如图 3.3 所示, 氢原子的能级结构中, 质子半径对于能级的贡献为氢原子兰姆位移的 0.014%。然而在缪氢中, 质子半径对于缪氢能级的贡献达到了 4 meV, 相当于缪氢原子兰姆位移的 2%。质子半径对于氢原子和缪氢原子能级贡献的对比如图 3.4 所示, 那么通过对于缪氢原子兰姆位移的精确测量, 原则上就能获得更加准确的质子半径值。

在 2010 年之前, 质子半径是用两种方法中测量的: 一种依靠光谱学, 另一种依靠核散射。在光谱学方法中, 由于氢的原子核仅由一个质子组成, 因此对氢原子中电子能级的测量可以间接得出质子半径, 用该方法得出的质子半径约为  $(8.768 \pm 0.069) \times 10^{-16}$  米 ( $0.8768 \pm 0.0069$  fm), 相对不确定度约为 1%。核散射方法与证明原子核存在的卢瑟福散射实验原理相似, 此方法所得出的质子半径约为  $(8.775 \pm 0.005) \times 10^{-16}$  米 (或  $0.8775 \pm 0.005$  fm), 这与光谱学方法所得出的结果吻合。

2010 年, 波尔等人首次将缪氢精密谱引入并应用到质子半径的研究中, 实验所得结果为  $0.842 \pm 0.001$  fm, 比先前的测量值小 5 个标准差 ( $5\sigma$ )<sup>[12,177]</sup>。为了解开这个谜题, 又有实验组利用电子散射技术开展了重复性实验, 将测量值略微减小到  $(8.751 \pm 0.061) \times 10^{-16}$  米 ( $0.8751 \pm 0.0061$  fm), 此次测量与用缪氢实验结果的差异也因此扩大到  $7\sigma$  以上<sup>[178]</sup>。2016 年 8 月, 波尔等人利用氦原子制造出了缪氦并测量了氦核的半径, 但结果却比预期值小 7.5 个标准差<sup>[179]</sup>。2017 年, 波尔等人利用两种不同的激光来激发氢原子。通过测量受激发电子回到低能态时所释放的能量, 便可以计算出里德伯常量, 并由此推断出质

子半径, 结果再次比普遍接受的质子半径小约 5%. 2019 年, 两个实验组分别使用光谱法和散射法得到了与 2010 年的缪氢精密谱实验一致的结果, 新的实验结果支持了较小的质子半径, 但仍然无法解释与 2010 年以前的实验的差异. 这些数据之间的对比结果如图 3.5 所示. 在此期间, CREMA 合作组先后开展了缪氘 ( $\mu^2\text{H}$ ) 和缪氦离子 ( $\mu^{3,4}\text{He}^+$ ) 的兰姆位移的激光精密谱学实验<sup>[179-181]</sup>, 这些实验提供了关于氘核与氦核电荷半径的高精度测量结果, 这些结果也为解决质子半径之谜提供了重要信息.

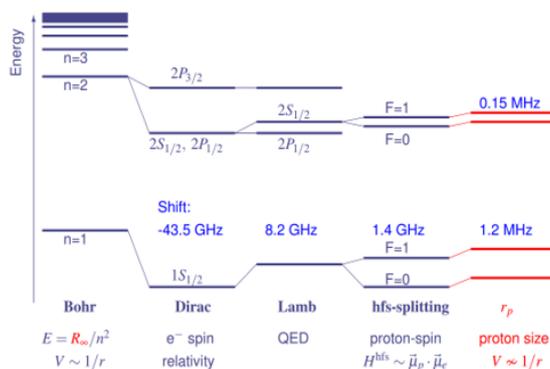


图 3.3: 氢原子的能级结构

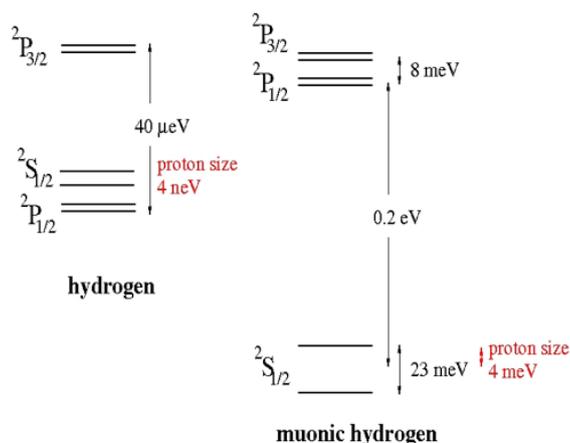


图 3.4: 氢原子和缪氢原子的兰姆位移比较

截止目前, 用于  $\mu\text{-}^A\text{X}$  原子/离子精密谱实验研究的体系主要有  $\mu\text{-p}$ ,  $\mu^2\text{H}$ ,  $\mu\text{-}^4\text{He}$ ,  $\mu\text{-}^3\text{He}$ ,  $\mu\text{-Ne}$ , 以及  $\mu\text{-Fe}$ . 以  $\mu\text{-Ne}$  原子的精密谱为例, 实验主要是将 J-PARC 设施的低速负介子束注入氖气中, 使用超导跃迁边缘传感器 (TES) 探测器精确测量由此产生的  $\mu\text{-Ne}$  原子发射的特征 X 射线的能量来实现的<sup>[182]</sup>.

这次成功的实验标志着在强电场背景下验证关键物理定律方面取得了重大进展, 即图 3.6 奇异原子内的强场量子电动力学效应的检验. 充分利用 TES 探测器优异的能量分辨率, 以小于  $10^{-4}$  的绝对不确定度测定了  $\mu$  子特征 X 射线的能量, 并成功验证了真空极化在强场量子电动力学中的贡献精度高达 5.8%. J-PARC 的 MUSE 装置整体布局如图 3.8 所示, 图 3.7 为  $\mu\text{-}^A\text{X}$  原子/离子实验终端, 整体的实验装置如图 3.9 所示. 实验中缪子源的重复频率 25Hz, 每一个脉冲有  $10^4$  个  $\mu$  子; 缪子的能量为 20.5, 20.5, 21.5

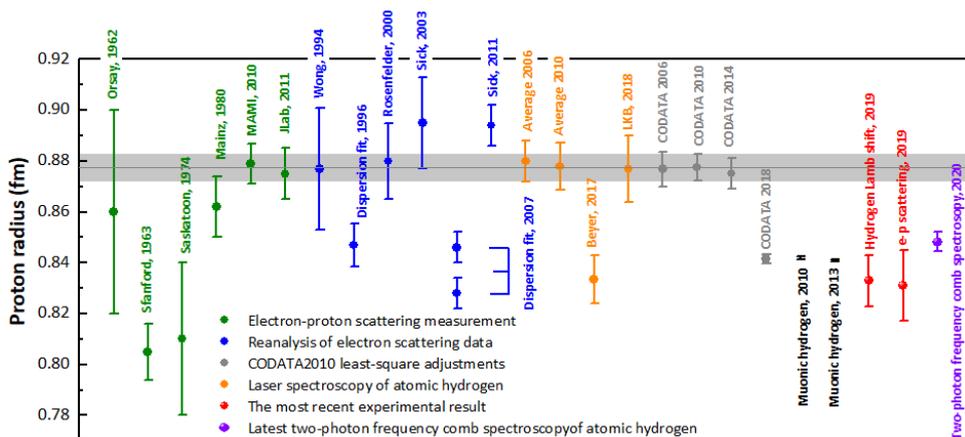


图 3.5: 各种实验方法获取的质子半径对比

MeV/c; 氦气的气压为 0.1, 0.4, 和 0.9 个大气压, 测量到的缪离子的 X-ray 的计数大约 1-3 个每秒. 新一代的 TES 低温 X 射线探测器达到了极高的能量分辨, 3.3eV @6 keV, 10 eV @30 keV.

实验成功获得了  $\mu$ -Ne 离子  $5g_{9/2} - 4f_{7/2}$  的跃迁能量  $6297.08 \pm 0.04$  (stat)  $\pm 0.13$  (syst) eV, 实验所获得的 x-ray 能谱如图 3.10所示, 最终的数据分析展示如图 3.11所示, 这一系列技术发展和研究作为新一代缪离子精密谱学奠定了基础.

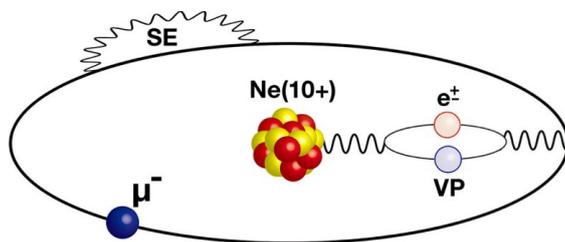


图 3.6:  $\mu$  子原子和量子电动力学 (QED) 效应的概念图

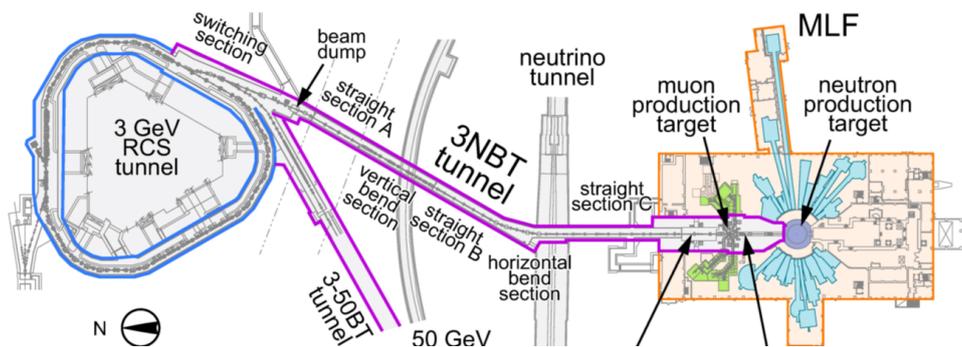


图 3.7: J-PARC 缪离子实验终端示意图



图 3.8: J-PARC 的 MUSE 装置整体布局

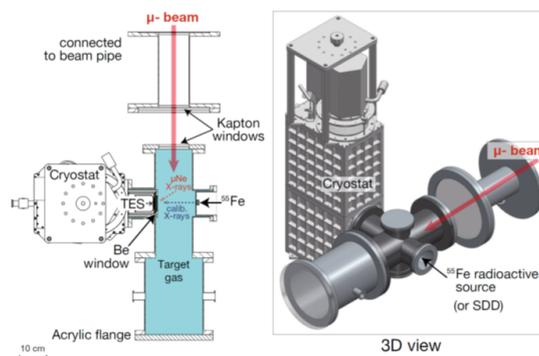
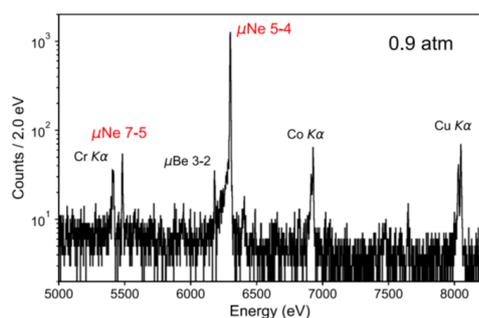
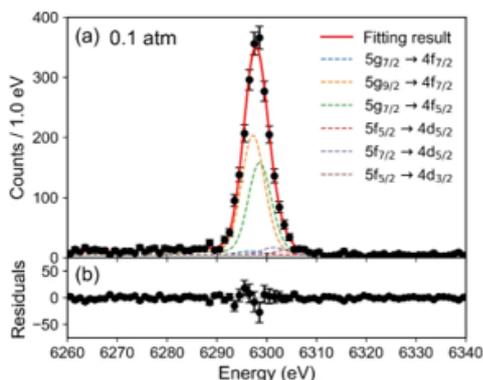


图 3.9:  $\mu$ -Ne 精密谱实验最终数据展示


 图 3.10:  $\mu$ -Ne 实验获取的 x-ray 能谱

 图 3.11:  $\mu$ -Ne 精密谱数据分析图

### 3.3 M 原子精密谱的研究

$\mu^+$  和电子是不同两代的轻子,  $\mu^+$  与电子  $e^-$  结合形成 M 原子 (Muonium, 由于  $\mu^+$  和电子都是点粒子, 其谱学中不存在离子的尺寸效应。基于 M 原子的精密谱, 能够深入开展以下内容的物理研究:

- \* 兰姆移位测量, QED 检验, 搜寻未知作用力, 探索超出标准模型的新物理
- \* 测量  $\mu^+$  质量, 通过与  $\mu^-$  质量对比, 检验 CPT 守恒, 新物理;
- \*  $\mu^+$  磁矩和反常磁矩, 检验超对称性, CPT 破缺等;
- \* 精细结构常数  $\alpha_\mu$ , 与电子的精细结构常数  $\alpha_e$  比较, 检验 QED 的内在一致性;
- \* 基态超精细结构, 洛伦兹规范不变性;
- \* M 原子 (Muonium,  $\mu^+e^-$ ) 到反 M 原子, ( $\mu^-e^+$ ) 振荡转换, 检验 CPT 不变性;
- \* 测量  $\mu^+$  子-电子  $e^-$  的电荷比  $\eta = q\mu^+/qe^-$ , 检验两代轻子电荷的相等性;

基于 M 原子 (Muonium,  $\mu^+e^-$ ) 的精密谱大致上可以分为两类, 第一类是 MUSEUM-HFS 实验, 即在 MUSEUM 上开展的基态超精细分裂测量; 第二类是 Mu-MASS, 即测量 1S-2S 的跃迁和 n=2 的兰姆位移; 这两类实验和 Muon g-2 FNAL 实验能够很好的互相校验, 他们之间的关系如图 3.14 所示. 1980-2000 年, 早期的实验主要集中在 TRIUMF, RAL 和 LAMPF. 目前, Mu-MASS 实验装置如??和所示, 实验所采用的核心技术为冷 M 源结合紫外激光技术, 对于 M 原子 1S-2S 能级跃迁的精度可到达 10 kHz, 4 ppt. 对应于得到的物理参数的精度为: M 原子质量精度达到 1 ppb;  $qe/q/\mu$  的比值精度达到 1 ppt; 基态 QED 检验精度达到  $10^{-9}$ ; 精细结构常数的决定精度达到 1 ppm. PSI 的低能缪子束线大幅提高了缪子的流强和转化效率, 提高了实验的统计计数, 为后续一系列实验的开展提供了可能. 实验的典型参数如下:  $\mu^+$  束能量为 5 keV, 靶子的有效面积为 6 mm\*20mm, 转换材料为介孔的二氧化硅薄膜, 探测器采用 CsI 涂层的 MCP, 探测时间窗口约为 10 ns, 有效事件率仅为几个/小时.

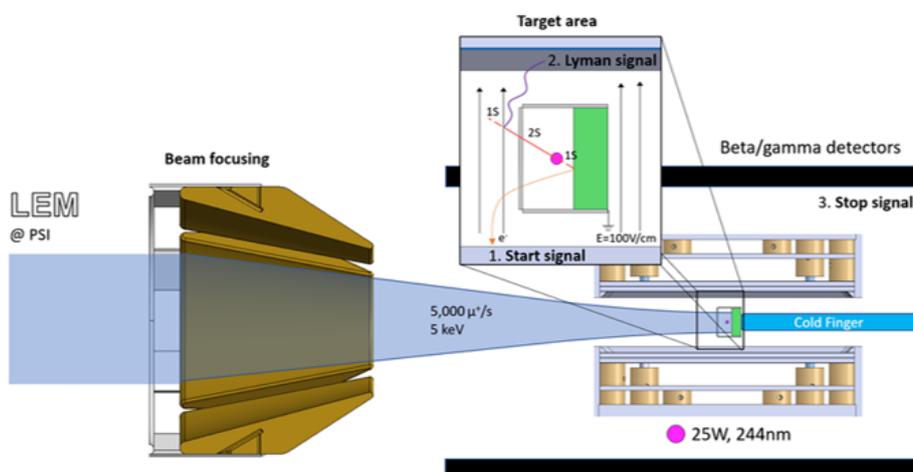


图 3.12: PSI Mu-MASS 实验装置示意图

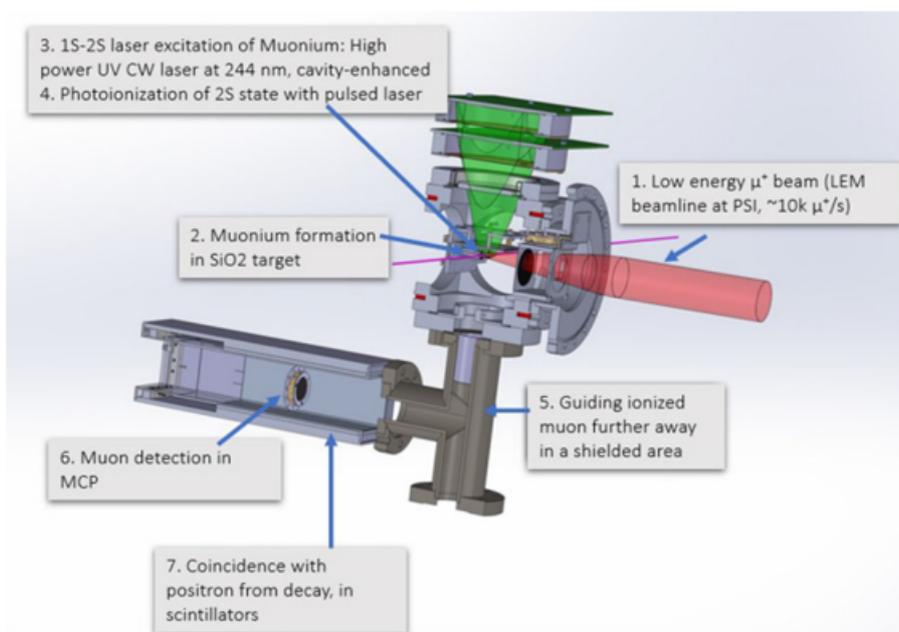


图 3.13: M 原子 1S-2S 能级跃迁测量实验装置示意图

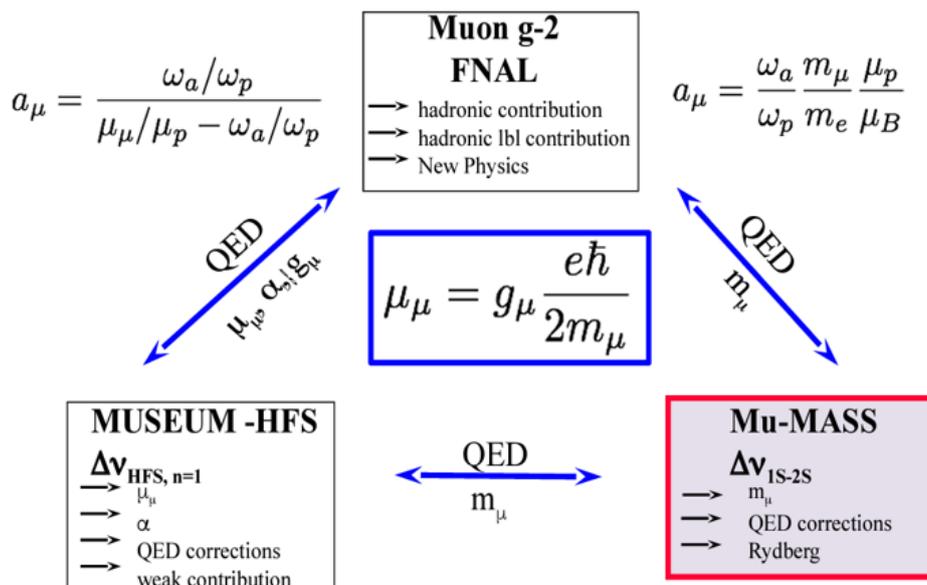


图 3.14: MUSEUM-HFS, Mu-MASS, Muon g-2 FNAL 实验之间的关系

2022 年, 为了更好的测量 M 原子 n=2 兰姆位移, 实验中采用微波共振结合束箔技术大大提升 M(2S) 的产生效率<sup>[183]</sup>, 实验装置如图 3.15 所示, PSI 低能  $\mu^+$  子束线首先进入中性化池中, 产生 M 原子并且获得时间窗的起始信号, 随后分别通过两个微波共振腔, 然后进入选择区和探测区, 实验中对于拉曼  $\alpha$  信号的总效率达到 10%. 两个微波共振腔对应的频率分别为 1140 MHz 和 583 MHz, 分别对应于图 3.16 中所示的能级跃迁过程, 产生的实验结果如所示.

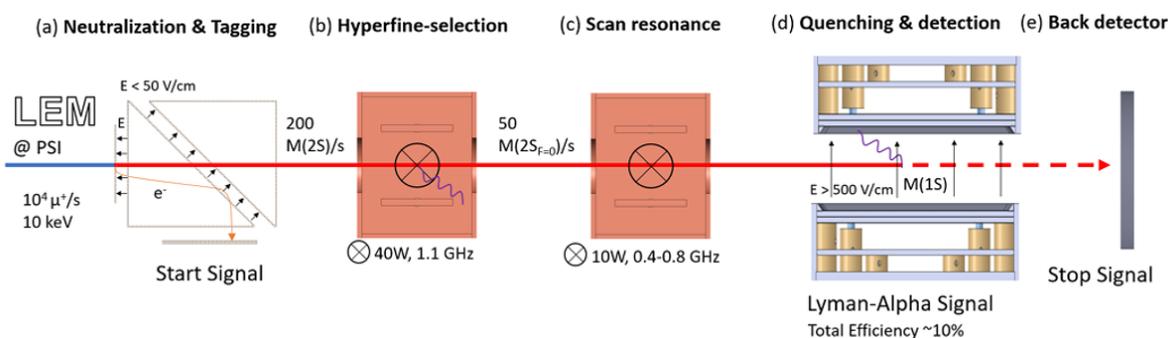


图 3.15: M 原子精密谱实验装置示意图

### 3.4 实验计划

新一代强流粒子加速器, 提供的具有良好脉冲时间结构的强流  $\mu$  子束, 将有效减少统计误差、提高信噪比和实验精度. 通过  $\mu$ -原子和 M(Muonium) 体系的精密谱, 能够开展一系列有趣的物理内容研究.

$\mu$  原子/离子 X-ray 精密谱:

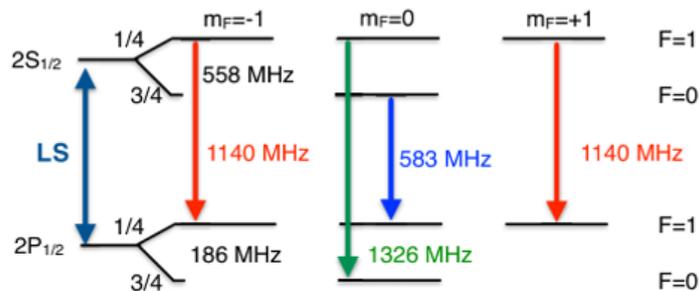


图 3.16: M 原子跃迁能级示意图

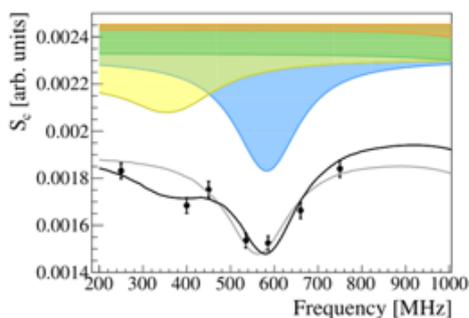


图 3.17: M 原子精密谱实验结果 1

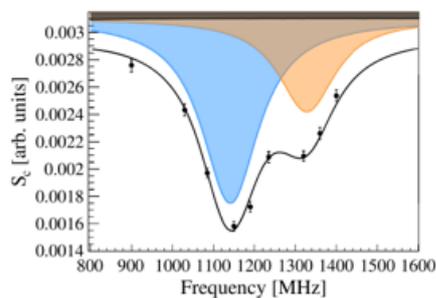


图 3.18: M 原子精密谱结果 2

- \* 模式 1: 缪离子 + 气体靶 + 低温 X 射线探测器, 极高能量分辨: 3.3eV@6keV, 50eV@60keV, 具有大的能量测量范围和极高的探测效率;
- \* 模式 2: 缪离子 + 固体靶 (重元素) + 高纯锗 X-ray 探测器, X-ray 能量 5 300 keV, 分辨: 550eV@122keV 能够探测高能 X-ray, 开拓重元素缪离子实验.

原子/离子 X-ray 精密谱:

- \* 模式 1: M 原子 1S-2S 跃迁的精密测量, 低温 Muonium 源 + UV 激光 + 光子探测器;
- \* 模式 2: M 原子 n=2 以及 n>2 兰姆位移精密测量, 低温 Muonium 源 + 微波系统 + 光子探测器.

## 四、由缪原子光谱学测量提取核结构信息

### 4.1 研究背景

缪原子是一种特殊的类氢原子，它由一个负缪子和一个原子核构成束缚态。它们在基础物理学的研究中扮演着至关重要的角色，为量子电动力学、弱相互作用和强相互作用的理论提供了关键性的实验数据。负缪子首先被俘获进入常规原子的一个高能激发态，然后通过释放俄歇电子或者发射 X 射线而跃迁至原子的基态或次基态。鉴于缪子的质量大约是电子质量的 200 倍，它在核周围的玻尔半径要远小于电子，这导致它与核的原子结合能显著增加。此特征极大地提高了缪原子能谱对核结构的灵敏度。与常规原子相比，缪原子中核结构效应的增强因子大约是  $(m_\mu/m_e)^3 \approx 10^7$  倍，这使得缪原子们成为研究核结构的理想实验室，用于确定原子核的电磁分布等信息。

PSI 的 CREMA 合作组利用激光光谱学技术对缪氢 ( $\mu\text{H}$ ) 兰姆位移进行了测量，即 2S 至 2P 能级之间的差异。该实验以前所未有的精度确定了质子的均方根电荷半径  $r_p = 0.84087(39)\text{fm}$ <sup>[12,177]</sup>，其精度是传统实验方法的 20 倍。然而，这一结果与之前基于氢原子光谱测量和电子-质子散射实验所得数据相比，存在 5 至 7 个标准差的偏差。这一显著差异在物理学的多个领域引发广泛讨论<sup>[184]</sup>，涉及粒子物理学、核物理学（质子结构、新物理、散射数据解析）、原子物理学（原子光谱理论、基本常量）以及基本相互作用理论（束缚态量子电动力学）等方向。自 2010 年以来，为解开质子半径之谜，科学界进行了多项新的光谱测量和散射实验<sup>[178]</sup>，包括在 JLab 进行的电子-质子散射实验和一系列氢原子谱测量实验。图 4.1 汇总了对质子电荷半径最新的实验测量结果<sup>[178]</sup>。至今，关于质子半径的问题依然存在争议，不同的实验手段给出了不一致的结果。尽管如此，新的实验研究推动了缪原子领域的研究焦点从解决“谜题”逐渐转向追求“高精度”的目标。

受缪氢原子兰姆位移实验的启发，一些新的基于缪原子的实验在包括 PSI、J-PARC 和 RIKEN-RAL 等全球范围内的实验室得到开展。此类实验可以帮助我们以更高精度获得核结构信息从而检验核理论，为测试束缚态量子电动力学 (Bound-State Quantum Electrodynamics, BSQED) 提供实验平台；也能用于确定基本物理常数（例如里伯德常量）和寻找可能存在的新物理。以下列举并简单介绍 PSI 实验室目前实施中或计划开展的若干缪原子实验：

#### 4.1.1 CREMA 实验

为解决“质子半径疑难”，CREMA 合作组通过激光光谱学进一步测量了缪氘 ( $\mu^2\text{H}$ ) 和缪氦离子 ( $\mu^{3,4}\text{He}^+$ ) 的兰姆位移<sup>[179-181]</sup>，这些实验提供了关于氘核与氦核电荷半径的高精度测量结果。这些半径的测量不仅对解决质子半径之谜提供了重要信息，它们还为检验少核子体系第一性原理计算、核子间有效相互作用理论提供了精确的参数。同时，

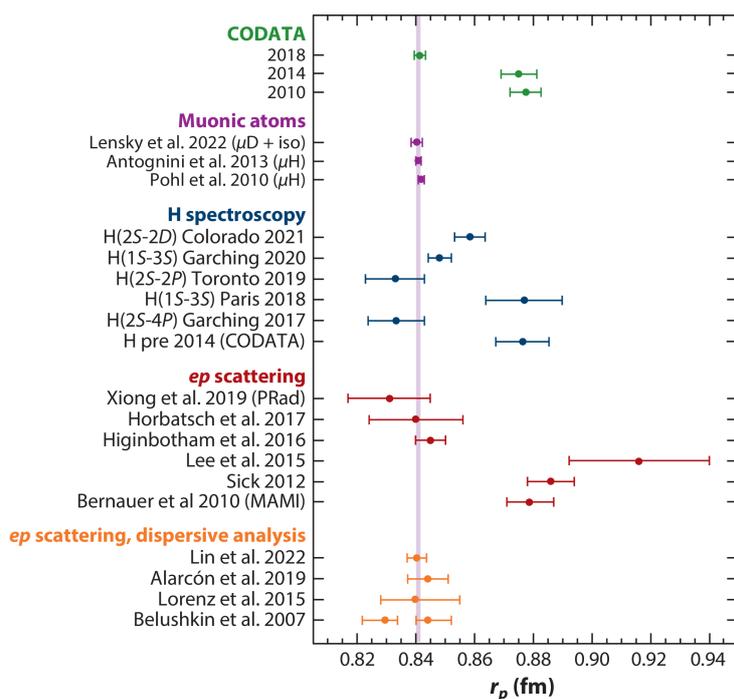


图 4.1: 质子电荷半径测量结果总结: 包括国际标准数据参考值 (CODATA)、缪子原子实验、氢原子光谱测量、电子质子散射测量、散射数据色散关系分析。详见综述文献<sup>[178]</sup>。

$\mu^{3,4}\text{He}^+$  兰姆位移的测量有助于解决不同电子原子谱实验对  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  同位素位移测量存在的 4 个标准差的差异 (见图 4.2)。并且, 当与相应的同位素位移测量结合时, 该实验可以为  $^6\text{He}$  和  $^8\text{He}$  晕态核提供绝对的半径值<sup>[185]</sup>。除此之外, CREMA 合作组织也在考虑对缪锂和缪铍进行类似的测量核电荷半径的研究<sup>[186]</sup>。

CREMA 合作组最近提出了一项测量  $\mu\text{H}$  和  $\mu^3\text{He}^+$  超精细结构的新研究计划<sup>[187]</sup>。这项前沿实验旨在以高达 100ppm 的超高相对精度来确定缪子与原子核间双光子交换效应对超精细结构的影响。这一物理量的精确测定对于深入了解原子核的 Zemach 半径和核极化效应极为关键, 同时也能提供关于原子核磁矩分布结构的宝贵信息。在 RIKEN-

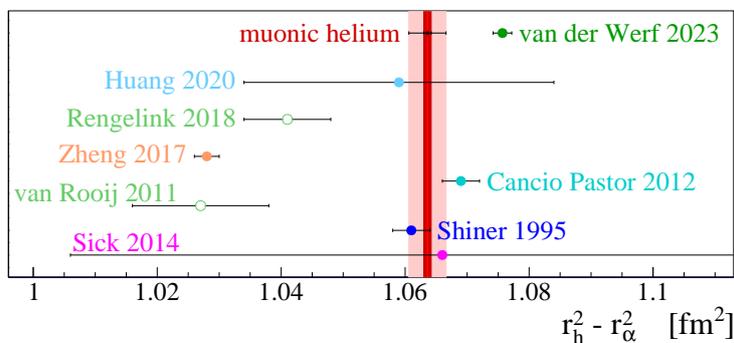


图 4.2:  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  核电荷半径同位素位移测量结果总结: 普通氦原子精密谱测量结果存在分歧, 缪氦离子兰姆位移测量结果高度依赖于核结构计算精度。详见文献<sup>[181]</sup>。

RAL 和 J-PARC, 类似的实验计划也在积极推进<sup>[188-189]</sup>, 后者凭借其脉冲式缪子束流的特点, 在实验上具有一定的优势。CREMA 合作组计划设计并建造先进的激光系统, 以便与 PSI 现有的连续式缪子束流设施相兼容, 从而推进实验的进展。

### 4.1.2 $\mu$ X 实验

缪子原子能级跃迁所产生的 X 射线能量一般位于 0.1 到 10MeV 范围内, 具体能量依赖于原子的序数。因此, 高纯度锗探测器在测量此类 X 射线方面表现出了理想的性能。通过探测缪子级联过程中产生的 X 射线, 实验家们已经对众多稳定及一些不稳定同位素的缪原子光谱进行了深入研究, 并通过对 X 射线的高精度能量标定来提取关于核电荷半径、电四极矩等核结构的详尽信息<sup>[190-191]</sup>。传统的实验方法将缪子束直接停在靶物质中, 因而限制实验通常需要使用几百毫克的靶材料。PSI 的  $\mu$ X 合作组借鉴了缪子催化聚变实验原理<sup>[192-193]</sup>, 利用高压氘/氢混合物中缪子转移反应的新型实验技术(如图 4.3 所示), 可以靶质量减小到几微克<sup>[194]</sup>。运用这项技术,  $\mu$ X 实验能够对高放射性或稀有同位素开展缪原子光谱学研究, 实现对一系列同位素链上原子核的绝对电荷半径的测量。该合作组已通过对 5 微克金靶中缪金 2p-1s 能级跃迁的测量完成了实验原理验证<sup>[195]</sup>。

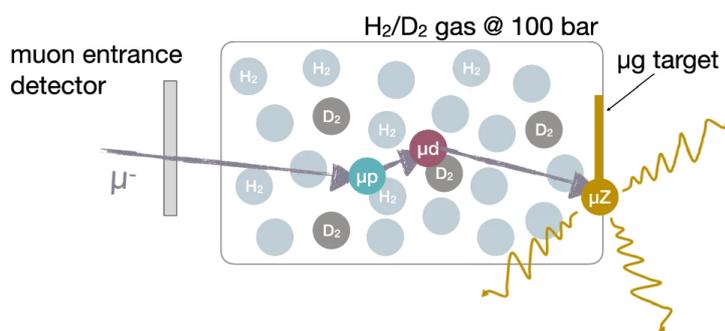


图 4.3:  $\mu$ X 实验微克级靶材 X 射线测量技术: 负缪子被注入混合部分氘分子的高压 (100bar) 氢气单元。缪子停止后与氢结合形成缪子氢, 之后与氘碰撞发生转移反应形成缪子氘。得益于其低散射截面, 缪子氘有较大概率穿越很长距离最终抵达氢气单元后部的微克级靶材。此时缪子再次发生转移与靶核结合, 并通过缪子原子能级跃迁发射 X 射线。详见文献<sup>[194]</sup>。

$\mu$ X 实验的关键目的是对镭-226 同位素的电荷半径进行精确测量<sup>[191]</sup>。这一测量对于未来的一项重要实验至关重要, 该实验计划通过测量镭离子 ( $\text{Ra}^+$ ) 的原子宇称破缺效应来确定镭原子核的弱电荷。这可以为我们提供关于弱相互作用混合角的信息<sup>[196-197]</sup>, 是粒子物理标准模型中的一个基本参数。与之前针对铯 ( $\text{Cs}$ ) 原子的宇称破缺测量相比, 这一新的实验计划有望将测量的精确度提高 5 倍。

同时,  $\mu$ X 合作组也在探索通过缪原子直接测量原子宇称破缺效应的新方法。缪原子的宇称破缺效应体现在原子的 2s 和 2p 能级之间发生混合, 这种混合会在本来应该只有磁偶极 (M1) 跃迁的 2s-1s 过程中引入电偶极 (E1) 成份<sup>[198]</sup>。 $\mu$ X 合作组已经在锌和

氮的缪原子中的  $2s-1s$  跃迁实现了首次测量，并正在寻求方法提高实验中的信噪比。这些研究开辟了使用低能缪子直接测量中性流诱导宇称破缺的新途径<sup>[199]</sup>。这对于检验标准模型以及探索新物理学具有重要意义。

### 4.1.3 QUARTET 实验

激光光谱学技术虽然能够提供极高的测量精度，但在搜索和测量未知能级时，由于它依赖于对特征频率调谐范围的高灵敏性，因此通常是一个耗时的过程，进而需要占据较长的束流时间。为了克服这一难题，PSI 的 QUARTET 合作组正在研究使用一种新型的金属磁性量热计技术来进行低能态缪原子的高精度 X 射线光谱学研究<sup>[200]</sup>。这项实验计划的目标是显著提高从锂到氦一系列轻核的绝对电荷半径的测量精度，并提高相关实验的探测效率。

QUARTET 合作组在 2023 年对缪子型锂、铍和硼原子进行了一系列的原理验证测量。在这一阶段，QUARTET 实验使用了 maXs-30 探测器模块作为金属磁性量热计来测量 X 射线（如图 4.4 所示）。该探测器模块最初为 GSI 重离子储存环实验所设计，被转而应用于缪原子实验中。结合缪原子 X 射线发射速率的预期值、探测器的高分辨率和高效率，初步实验验证了该实验装置能够对轻核缪原子的退激发过程进行高精度测量。与传统测量技术相比，QUARTET 实验的相对能量分辨率预计将最高提升 20 倍，从而极大地提升了缪原子光谱学测量的精确性<sup>[201]</sup>。这项技术将为高效而精确地探测一系列缪原子能谱并测定相应的核结构信息发挥重要的作用。

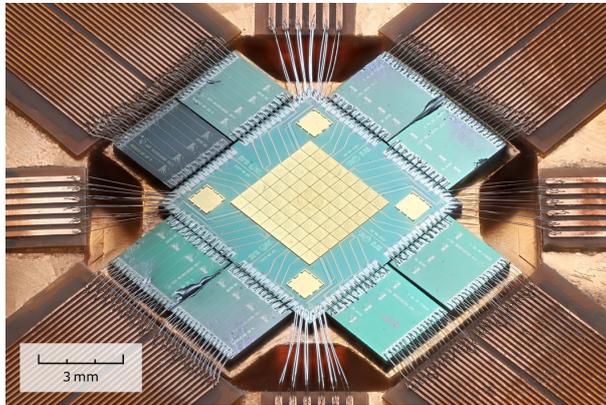


图 4.4: QUARTET 实验 X 射线探测技术: 该实验采用金属磁性量热计, 图中展示其初期实验使用的 maXs-30 探测器模块, 包括微型 X 射线谱学量热器阵列 (maXs-30) 和连接的超导量子干涉仪 (SQUID)。该探测器模块适用于初期原理验证实验中能量范围在 10-60 keV 之间的、原子序数从锂到氦的一系列缪子原子的 X 射线谱学研究。详见<sup>[201]</sup>

## 4.2 理论基础

### 4.2.1 检验核结构理论

随着手征有效场理论和量子多体计算的发展，原子核结构的第一性原理计算得到飞速发展。一方面，手征有效场理论可以帮助我们系统化地构建核子-核子间的相互作用，并利用其数幂规则对计算结果做误差分析；另一方面，它与量子多体计算的结合，使得我们对核结构信息的预测摆脱了唯象理论的限制，实现了对原子核结构从少体到多体的第一性原理的描述。基于精确的手征核力与多体计算，我们可以通过拟合核子-核子散射数据确定两体核力，再通过轻核的结构信息确定三体核力，进而实现对更大质量原子核结构的预测。因此，轻核的质量和半径的精确数据对于核力参数的标定非常关键。虽然离子阱技术可以高精度地测量核或原子质量，但核力中的部分势能项对核质量的敏感性较低，无法通过质量测量来确定。核中的电磁分布（例如电荷半径）可以揭示更多核力的信息，但由于它们往往依赖于原子核波函数的长程渐进行，在量子多体计算中较之核质量有更大的挑战。另一方面，电弱探针与原子核的作用机制除了包括单核子电弱流的贡献外，还包括以  $\pi$  介子交换为机制的多核子电弱流以及相对论修正。通过精确的核电荷半径、磁半径、弱电荷半径等核结构信息可以帮助我们确定多核子电磁流中的理论参数，进而为研究光核反应过程、 $\beta$  衰变、中微子核反应等过程提供更加精确的理论模型。

### 4.2.2 检验束缚态量子电动力学理论

单缪子与原子核组成的两体原子/离子系统，或者缪子-电子-原子核组成的三体系统（例如  $\mu$ - $e$ - $^4\text{He}$ ）具有简单的结构，结合激光光谱或 X 射线探测技术的精确性，使得我们可以通过实验与理论的对比检验束缚态量子电动力学（BSQED）理论。首先，由于缪原子光谱（尤其是基态与低激发态）受到核结构效应的影响，我们往往需要通过比对缪原子与普通原子光谱测量的核半径，来分析并检验高阶 BSQED 计算的精确性。第二，BSQED 对原子谱的贡献机制在缪原子与普通原子中存在的差异也为研究 BSQED 提供了新的视角。以兰姆位移为例，束缚态电子自能修正在普通原子兰姆位移中占据最主要的贡献；然而缪原子中真空极化效应（ $\gamma \rightarrow e^+e^- \rightarrow \gamma$ ）反而主导了其兰姆位移谱的贡献。未来对缪原子 BSQED 的研究也可通过与计划在 ELENA 进行的高分辨率反质子原子光谱学实验结合而得到进一步拓展。第三，随着原子核电荷数  $Z$  的增大，缪子与原子核之间的 QED 相互作用的场强得到逐步增强。对缪原子光谱的研究通过从轻核到更重核的拓展，也将为研究弱场 QED 到强场 QED 理论的过渡提供丰富的实验平台。

### 4.2.3 双光子交换对原子谱的修正

除了高阶 BSQED 计算，目前对缪原子能级理论预测精度的限制的最主要因素来源于缪子-原子核（或核子）双光子交换过程产生的核结构与核子结构效应修正。双光子交换中的弹性与非弹性贡献项分别被称为有限尺寸与极化率效应，尤其是后者的理论计算

精度限制了对缪原子谱的预测精度。在现有的缪氘 ( $\mu^2\text{H}$ ) 和缪氦离子 ( $\mu^{3,4}\text{He}^+$ ) 兰姆位移激光光谱学测量实验中<sup>[179-181]</sup>, 受到核极化率计算精度的影响, 实验测量精度往往比所提取核电荷半径精度高至少一个数量级。

对于  $\mu\text{H}$ , 质子双光子交换效应对原子谱的贡献可以通过 QCD 手征微扰论计算, 或利用色散关系对核子散射数据的分析计算得到<sup>[202]</sup>。双光子交换对于  $\mu\text{D}$  和  $\mu^3\text{He}^+$  兰姆位移的修正在基于色散关系的理论计算<sup>[203-204]</sup>与基于核结构第一性原理的理论预测<sup>[205-206]</sup>中具有一致性。在  $\mu^4\text{He}^+$  中, 基于第一性原理的双光子交换理论预测达到了 5% 的精度<sup>[206-207]</sup>。目前对于核电荷数  $Z$  更大的缪原子, 精确的双光子交换计算存在缺失, 其预测往往基于光核反应实验中对光吸收截面信息的提取, 因而具有较大的理论不确定性。

### 4.3 缪原子超精细结构测量原子核磁矩分布

#### 4.3.1 实验计划目标

相较于缪原子兰姆位移实验对原子核电荷半径的提取, 对缪原子超精细劈裂的测量可以获得包括核电四极矩、磁矩分布等更加丰富的核结构信息。CREMA 实验中对 2S-2P 跃迁光谱的测量可以间接获得  $\mu^{1,2}\text{H}$  与  $\mu^3\text{He}^+$  2S 态的超精细结构 (HyperFine Splitting, HFS)。包括 J-PARC、RIKEN-RAL 与 PSI-CREMA 在内的三个实验组致力于研究  $\mu\text{H}$  基态 (1S) 超精细结构的直接测量<sup>[187,208-209]</sup>, 从而提取出质子磁矩分布结构的精确信息, 为理解质子自旋结构提供重要的数据。同时 CREMA 合作组也计划直接测量  $\mu^3\text{He}^+$  基态超精细结构, 以获得其双光子交换的贡献并提取  $^3\text{He}$  核磁矩分布信息。目前对于  $Z \geq 3$  的缪原子超精细结构的测量计划还存在空缺。随着  $Z$  的增大, 双光交换对超精细结构的贡献也会更强, 因而可以从实验中获得相当丰富的核结构信息。

目前, 核结构理论、电子散射实验以及电子原子谱实验对于轻核磁矩分布的计算和测量存在分歧。以  $^3\text{He}$  为例, 包括 2016 年 J-Lab 最新数据在内的  $e^-^3\text{He}$  散射实验所提取的  $^3\text{He}$  电荷形状因子  $F_C$  与核结构理论预测具有一致性, 然而代表  $^3\text{He}$  磁矩分布的磁形状因子  $F_M$  与理论计算存在较大分歧<sup>[210]</sup> (见图 4.5)。锂同位素磁矩分布的测量

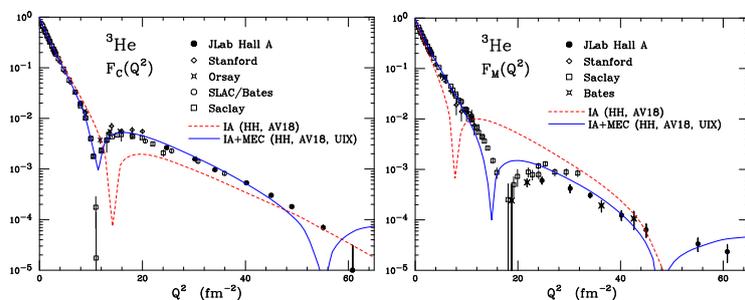


图 4.5:  $^3\text{He}$  电磁形状因子 ( $F_C$  与  $F_M$ ) 的实验测量值与核结构理论计算对比。详见<sup>[210]</sup>

同样存在理论-实验分歧。通过  $^{6,7}\text{Li}$  原子和  $^{6,7}\text{Li}^+$  离子 2S 超精细劈裂的高精度测量和高阶 QED 计算, 间接确定了  $^{6,7}\text{Li}$  核中标志核磁矩分布的 Zemach 半径<sup>[211-213]</sup>。该研究

发现  ${}^6\text{Li}$  的 Zemach 半径竟然比  ${}^7\text{Li}$  小 40%，与其电荷半径的相似性矛盾。同时， ${}^6\text{Li}$  Zemach 半径的原子光谱测量结果与电子-核弹性散射实验结果<sup>[214-215]</sup>间存在 6 个标准差的分歧（见图4.6）。 ${}^6,7\text{Li}$  Zemach 半径的测量分歧可能来自于原子谱中的双光子交换贡献中核极化效应在  ${}^6,7\text{Li}$  中的差异性，也可能预示着轻子-核子短程自旋相互作用存在未知的机制。通过对  $Z \geq 3$  的缪原子超精细结构光谱的测量，不仅可以得到更加准确的

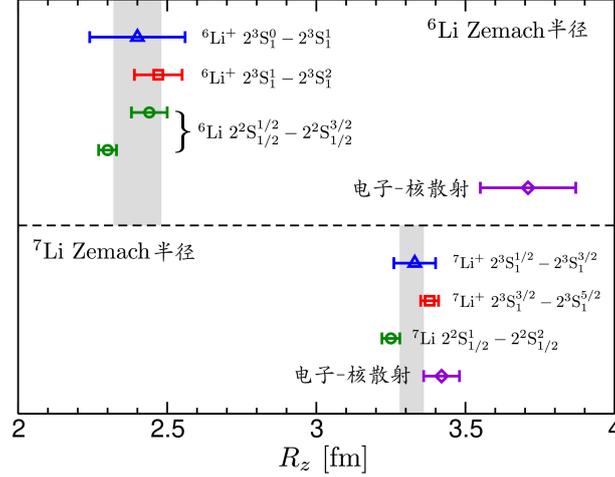


图 4.6:  ${}^6,7\text{Li}$  原子核 Zemach 半径：原子超精细结构光谱测量与电子-核散射测量结果对比。

原子核磁矩分布的信息，也能更好的理解核结构双光子交换效应对原子谱的修正。这些数据还能为提升核子-核子相互作用理论以及核子电弱相互作用理论的精度提供重要的标定参数。同时，缪原子超精细谱的测量也能为检验 BSQED 提供新的实验平台。

### 4.3.2 理论挑战

缪原子超精细结构产生于缪子磁矩与原子核磁矩相互作用，其对应的能量算符 (Fermi 接触项) 可表示为：

$$H_{\text{Fermi}} = -\frac{2}{3}\mu_{\mu} \cdot \mu_{\text{nucl}}\delta(\vec{r})$$

它对缪原子  $nS$  态产生的超精细劈裂能级间距可通过一阶微扰计算得到：

$$E_F = \frac{2(Z\alpha)^4 m_r^3}{3n^3 m_{\mu} m_p} g_{\text{nucl}} g_{\mu} (2I + 1)$$

其中  $m_{\mu}$ 、 $m_p$  与  $m_r$  分别为缪子质量、质子质量以及缪子在原子系统中的约化质量， $g_{\text{nucl}}$  与  $g_{\mu}$  为原子核与缪子的反常磁矩  $g$  因子， $I$  代表核的基态自旋量子数。对超精细结构的高阶修正主要来自 BSQED 与核结构双光子交换贡献。其中 BSQED 修正由真空极化效应所主导，而双光子交换 (TPE) 包含单核子与原子核的 Zemach 半径修正、核极化率和相对论反冲效应三部分。因此，总的超精细劈裂能级间距可表示为

$$E_{\text{HFS}} = E_F(1 + \delta_{\text{QED}} + \delta_{\text{TPE}})$$

由于 QED 真空极化项与双光子交换项相对于领头阶  $E_F$  的修正分别是  $\alpha$  与  $Z\alpha$  量级, 通过双光子交换产生的核结构效应随着核电荷数  $Z$  的增大在缪原子超精细劈裂中的贡献逐渐增强。因此研究更高电荷数的缪原子超精细结构可以对理解双光子交换具有重要的价值。

目前, 超精细结构中的 QED 贡献的理论计算已经达到相当高的理论精度, 并被用于预测  $\mu\text{D}$ 、 $\mu\text{He}$ <sup>[216-217]</sup>、 $\mu\text{Li}$ 、 $\mu\text{Be}$ 、 $\mu\text{B}$ <sup>[218]</sup> 中的 QED 贡献<sup>[218]</sup>。然而, 现有的理论研究对于超精细结构中的双光子交换贡献 (尤其是其非弹性部分的核极化率效应) 仍存在众多亟待解决的问题。以质子极化率对缪氢原子超精细结构的修正计算为例, 基于散射数据的色散关系计算与手征微扰论计算结果相差一个数量级<sup>[202]</sup>。对于缪氦原子超精细结构中双光子贡献的理论计算与实验测量之间相差 3 倍<sup>[219]</sup>, 这一问题直到最近才在有效场理论计算中得到解决<sup>[220]</sup>。双光子交换项在更高电荷数缪原子超精细谱中的贡献的计算是当前理论研究的一项挑战。同时, 第一性原理计算揭示了双核子电磁流对原子核磁矩分布的贡献明显大于其对核电荷分布的贡献<sup>[221]</sup>。通过缪原子超精细结构测量获得精确的核磁矩分布信息并与核结构第一性原理计算比较, 对于确定手征有效场理论中的双核子电磁流具有非常重要的实验价值。另一方面, 通过结合 1S 与 2S 超精细劈裂谱的测量可以有效压低核结构效应和领头阶 QED 修正对测量结果的影响, 从而精确检验高阶 BSQED 的贡献。

### 4.3.3 实验技术挑战

为能通过缪原子超精细结构测量确定与核磁矩分布相关的双光子交换效应, 需要极高的激光谱学测量精度, 是对现有实验技术的一大挑战。若干缪氢原子超精细结构实验的目标是将激光谱学相对测量精度提升至  $10^{-6}$  至  $10^{-7}$  的水平, 并结合 QED 计算从而以小于  $10^{-4}$  的相对精度提取出核极化率和 Zemach 半径的信息<sup>[222]</sup>。此类缪原子超精细劈裂谱研究的一大实验技术挑战是发展高通量激光技术和长波长、窄带宽的激光束。这类技术的发展为克服激光诱导超精细跃迁的小跃迁概率难题的必然要求, 并实现测量精度的提高。同时, 前述 PSI-QUARTET 实验计划显示, 发展高分辨率的 X 射线谱学技术将为在更重原子核的缪原子谱学测量中发挥重要作用。

## 五、 探测缪子参与的自旋相关标准模型外新相互作用 (闫海洋)

新粒子传播的新相互作用为现代物理学中的若干重要问题提供了解。轴子是这种粒子的一个例子；它们质量轻，并且与普通物质的相互作用很弱。这类粒子，包括类似于轴子的粒子，被称为轴子类粒子 (ALP)。它们源自多种理论框架，包括解决强 CP 问题的 Peccei-Quinn 机制、弦理论和自发超对称破缺。由于它们质量轻且耦合弱，ALP 也可能是冷暗物质的候选者。这些由新粒子传播的新相互作用的引入不仅解决了现代物理学中的若干挑战，还提出了一个关键问题：是否存在标准模型之外的未发现相互作用？这些理论预测的许多新相互作用都是自旋依赖的，而缪子天生就是自旋极化的，这是本研究计划的聚焦点。

许多实验已经被用来搜索微米到天文范围内的奇异自旋依赖相互作用，这些范围对应的能量尺度小于 10 电子伏特。目前，几乎所有在宏观范围内寻找这些新相互作用的实验都是针对质子、中子和电子的。考虑到与缪子相关的若干现代物理里的谜团如缪子反常磁矩，缪子相关的质子电荷半径等问题，作为新物理可能参与的最可疑粒子，针对缪子与轻质量轴子或类轴子的粒子的耦合相关的研究极少。一个可能性是，这些新相互作用仅与某些种类的费米子耦合，例如仅与缪子耦合。目前国际上尚未有任何已知的实验专门探测这一可能性。考虑到缪子天生由弱相互作用的宇称不守恒保证其极化，缪子自旋旋转 ( $\mu$ SR) 技术已经相当成熟，并且在凝聚态物理磁性研究中已经有诸多应用，使用极化缪子探测其参与的自旋相关的宏观相互作用尚从未进行。

我们曾经注意到针对缪子进行自旋相关宏观新相互作用探测的可能性，并在 2019 年提出过概念性的实验方案。我们意识到，相对于电子和中子，存在大量未被探测的参数空间。而且，该实验基于已有成熟技术，具有精密测量方法的优势，能够在低成本（时间、经济、人力）的情况下进行。遗憾的是，当时国内尚无缪子源。由于提出者身份限于国防单位科研人员，也难以在国际形势风云突变的今天获得在国外做实验的机会，因此该方案仅以粗略的形式停留在纸面上。

正在建设中的惠州大科学装置加速器驱动嬗变系统 (CiADS) 有望突破这一限制。我们注意到，我国科研人员在缪子相关关键技术方面已经开展了多项创新性和前瞻性的研究，包括质子靶、缪子慢化、缪子素产生、高精度探测器等。基于这一关键契机，细化我们以前所提出的概念性方案，最终在惠州大科学装置加速器驱动嬗变系统实现由我国主导的高强度前沿缪子物理实验，有望在缪子相关的新物理和精密测量领域做出重要的创新性贡献。

## 5.1 研究背景

现代物理中若干重要问题的解都将导致标准模型之外的新粒子所传播的新相互作用，如量子色动力学里的强 CP 问题和暗物质问题。1978 年，Peccei 和 Quinn 提出了所谓 PQ 机制来解释强 CP 问题，Weinberg 和 Wilczek 同时注意到该机制将产生一种赝标量的轻质量粒子，后被命名为轴子 (Axion)。1984 年，Wilczek 等人注意到这种轻质量玻色子将传播自旋相关的宏观新相互作用。2006 年，从转动不变性出发，Dobrescu 等人进一步将标量传播粒子推广为矢量传播粒子。如表 1 所示，他们提出了 16 种新相互作用，其中 15 种都是与自旋相关的。从另一角度，早在 1980 年，Fayet 注意到超对称理论的自发破缺将导致轻质量矢量玻色子的产生，他们与普通的物质只有非常弱的矢量或轴矢耦合。这些轻质量、弱耦合的标量、矢量或张量场粒子，被统称为类轴子粒子 (Axion Like Particles)。由于其标量-赝标量及矢量-轴矢耦合特性，常常会导致传播自旋相关的新相互作用。其与普通物质的弱耦合特性，又使其成为冷暗物质的候选者之一。对这种新相互作用的高精度探测，与现代物理学里最重要的强 CP 问题、暗物质问题及超对称都交织在一起。其科学意义不言而喻，并且所用的方法主要为桌面设备的精密测量，少量的科研人员在较短的时间尺度内就可高效地完成实验，耗费少效率高。

V	P	T	自旋 相关性	粒子自旋 极化要求	速度 相关性	r 的幂次 相关性	相互作用 相关参数	相互作用 拉氏量
$V_1$	+	+	N	0	N	-1	$g_V g_V, g_S g_S$	$L_\phi, L_X$
$V_2$	+	+	Y	2	N	-1	$g_A g_A$	$L_X$
$V_3$	+	+	Y	2	N	-3	$g_V g_V, g_A g_A, g_P g_P, C$	$L_{\gamma'}, L_\phi, L_X$
$V_{4,5}$	+	+	Y	1	Y	-2	$g_V g_V, g_A g_A, g_S g_S, C$	$L_{\gamma'}, L_\phi, L_X$
$V_{6,7}$	+	-	Y	2	Y	-2	$C$	$L_{\gamma'}$
$V_8$	+	+	Y	2	Y	-1	$g_A g_A$	$L_X$
$V_{9,10}$	-	-	Y	1	N	-2	$g_S g_P$	$L_\phi$
$V_{11}$	-	+	Y	2	N	-2	$g_V g_A, C$	$L_{\gamma'}, L_X$
$V_{12,13}$	-	+	Y	1	Y	-1	$g_V g_A$	$L_X$
$V_{14}$	-	-	Y	2	Y	-1	$N/A$	$N/A$
$V_{15}$	-	+	Y	2	Y	-3	$g_V C, g_S g_P$	$L_{\gamma'}, L_\phi, L_X$
$V_{16}$	-	-	Y	2	Y	-3	$g_V g_A, g_A C$	$L_{\gamma'}, L_X$

表 1, 根据文献, 16 种新相互作用的分类。  $\mathcal{L}_{\gamma'}$  代表新的无质量矢量玻色子传播的相互作用  $vh/M^2 P_{\mu\nu} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} [Re(C) + iIm(C)\gamma_5] \psi$ ,  $\mathcal{L}_\phi$  是轻标量玻色子传播的相互作用  $\bar{\psi}(g_S + ig_P \gamma_5) \psi \phi$ ,  $\mathcal{L}_X$  是轻矢量玻色子传播的相互作用  $\bar{\psi}(g_V \gamma^\mu + g_A \gamma^\mu \gamma_5) \psi X_\mu$ 。  $V_{14}$  在理论上因被抑制而没有被列入。

在 6 种只需要一个粒子自旋极化的相互作用里，标量 - 赝标量相互作用  $V_{SP}$  的形式如公式 (5.1) 所示，其所对应的耦合拉氏量  $\mathcal{L}_\phi = \bar{\psi}(g_S + ig_P \gamma_5) \psi \phi$  也是原始 PQ 机制里所新产生的相互作用项。这种又叫做单极 - 偶极的相互作用在近年来吸引了最多的科学关注。其余 4 种只需要一个粒子极化的新相互作用是既依赖于极化自旋又依赖于两个粒子的相对速度的，这独特的性质让这些新相互作用非常吸引人。在低能近似下，由该相互作用引发的一个极化的自旋 1/2 质量为  $m$  的粒子与另外一个非极化的粒子的相互

作用势可表示为:

$$V_{SP}(r) = \frac{\hbar^2 g_{SGP}}{8\pi m} \left( \frac{1}{\lambda r} + \frac{1}{r^2} \right) \frac{\exp(-r/\lambda)}{r} \vec{\sigma} \cdot \hat{r} \quad (5.1)$$

上式中,  $\lambda = \hbar/m_\phi c$  是相互作用力程,  $m_\phi$  是新的相互作用标量玻色子的质量,  $\vec{\sigma}$  是表示自旋的 Pauli 矩阵, 而  $r$  是两个相互作用粒子的距离。

其余四种只需要一个粒子极化的新相互作用是既依赖于自旋又依赖于速度的, 这个独特的性质让这些新相互作用非常吸引人。人类探测标准模型之外的暗物质和暗能量的候选者 - 新相互作用或新粒子 (如表 1 分类中的  $V_1, V_{9+10}, V_5$ ) 有相当长的一段时间了, 但这些新相互作用却从未被发现。可能的原因是多方面的, 一方面, 也许这种新相互作用的耦合强度非常的微弱, 于是很难在实验上被探测; 另一方面, 按照 Dobrescu 的工作, 这种新相互作用完全可能是即依赖于自旋又依赖于相对速度的 - 这是一个在 Dobrescu 的工作以前完全被忽视的一种新的可能性。

这些只需要一种参与粒子极化的新相互作用, 相对而言, 实验探测较为容易, 相关的研究也多一点。与之相比, 需要两种源和探测粒子都极化的这 9 种相互作用-其中若干种还需要源和探测粒子之间有非 0 的相对速度, 由于技术复杂度的问题, 相关的研究较少。本实验方案目标的  $V_{6+7}, V_8, V_{15}$  和  $V_{16}$  都需要两者之间有相对速度, 而且相对速度越大, 探测的灵敏度越高。

以量子场论的语言来描述, 这四种相互作用均起源于耦合拉氏量:

$$\mathcal{L}_X = \bar{\psi}(g_V \gamma^\mu + g_A \gamma^\mu \gamma_5) \psi X_\mu + \frac{v_h}{m_X^2} X_{\mu\nu} \{ \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} [Re(C) + iIm(C) \gamma_5] \psi \} \quad (5.2)$$

其中  $X_{\mu,\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu$ 。上式中第二项是一个张量耦合项, 它与自身以及前面矢量-轴矢量的耦合导致了多项自旋-自旋相关的新相互作用。其中, 矢量 - 赝矢量型耦合 (V-A 类型  $V_{12,13}$ ) 在低能极限下将导致一个宇称破缺的点粒子相互作用势:

$$V_{VA}(r) = \frac{\hbar g_V g_A}{2\pi} \frac{\exp(-r/\lambda)}{r} \vec{\sigma} \cdot \vec{v} \quad (5.3)$$

其中  $\vec{v}$  为源粒子和目标粒子间的相对速度,  $\lambda = \hbar/m_X c$  是相互作用距离,  $m_X$  是新的相互作用矢量玻色子的质量。  $V_{VA}(r)$  是汤川势乘以因子  $\vec{\sigma} \cdot \vec{v}$ , 这一点让这个新相互作用变的非常有意思。由上述拉氏量所导致的本研究所关心几个电子-电子间的自旋-自旋速度相关的新相互作用具体形式如下:

$$V_{6,7}(r) = -f_{6,7}^{ee} \frac{\hbar^2}{4\pi m_e c} \left( \frac{1}{\lambda r} + \frac{1}{r^2} \right) \exp(-r/\lambda) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{v})(\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r})$$

$$V_8 = f_8^{ee} \frac{\hbar}{4\pi c r} e^{-r/\lambda} [(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{v})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{v})]$$

$$V_{14} = f_{14}^{ee} \frac{\hbar}{4\pi r} e^{-r/\lambda} [(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{v}]$$

$$V_{15} = -f_{15}^{ee} \frac{\hbar^3}{8\pi m_e^2 c^2} \left( \frac{1}{\lambda^2 r} + \frac{3}{\lambda r^2} + \frac{3}{r^3} \right) e^{-r/\lambda} \{ [\hat{\sigma}_1 \cdot (\vec{v} \times \hat{r})](\hat{\sigma}_2 \cdot \hat{r}) + (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{r})[\hat{\sigma}_2 \cdot (\vec{v} \times \hat{r})] \}$$

$$V_{16} = -f_{16}^{ee} \frac{\hbar^2}{8\pi m_e c^2} \left( \frac{1}{\lambda r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-r/\lambda} \{ [\hat{\sigma}_1 \cdot (\vec{v} \times \hat{r})] (\hat{\sigma}_2 \cdot \vec{v}) + (\hat{\sigma}_1 \cdot \vec{v}) [\hat{\sigma}_2 \cdot (\vec{v} \times \hat{r})] \}$$

相应的，这些由极化源导致的有效磁场由以下公式描述：

$$\vec{B}_8 = f_8^{ee} \frac{1}{2\pi c \gamma_e} \int d^3 \vec{r}' \left( \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) e^{-|\vec{r} - \vec{r}'|/\lambda} [\vec{v} (\hat{\sigma}_2 \cdot \vec{v})]$$

$$\vec{B}_{14} = f_{14}^{ee} \frac{1}{2\pi \gamma_e} \int d^3 \vec{r}' \left( \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) e^{-|\vec{r} - \vec{r}'|/\lambda} [\hat{\sigma}_2 \times \vec{v}]$$

$$\begin{aligned} \vec{B}_{15} = & -f_{15}^{ee} \frac{\hbar^2}{4\pi m_e^2 c^2 \gamma_e} \int d^3 \vec{r}' \left( \frac{1}{\lambda^2 |\vec{r} - \vec{r}'|} + \frac{3}{\lambda |\vec{r} - \vec{r}'|^2} + \frac{3}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right) e^{-|\vec{r} - \vec{r}'|/\lambda} \\ & \left\{ (\vec{v} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}) (\hat{\sigma}_2 \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}) + \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} [\hat{\sigma}_2 \cdot (\vec{v} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|})] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{B}_{16} = & -f_{16}^{ee} \frac{\hbar}{4\pi m_e c^2 \gamma_e} \int d^3 \vec{r}' \left( \frac{1}{\lambda |\vec{r} - \vec{r}'|} + \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \right) e^{-|\vec{r} - \vec{r}'|/\lambda} \\ & \left\{ (\vec{v} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}) (\hat{\sigma}_2 \cdot \vec{v}) + \vec{v} [\hat{\sigma}_2 \cdot (\vec{v} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|})] \right\} \end{aligned}$$

其中  $\vec{v}$  是两粒子间的相对速度，其余符号与公式 (5.1) 中意义相同。

## 5.2 国内外研究现状和存在问题分析

目前，无论国内外，对低能区新物理的探测正在逐渐兴起。美国的洛斯阿拉莫斯国家实验室、费米国家实验室、普林斯顿大学、哈佛大学、华盛顿大学及印第安纳大学等都在积极进行相关研究。自 2011 年起，韩国投入 44 亿美元建立了基础科学研究所 (Institute of Basic Science)，其下辖的轴子和精密物理研究中心 (Center for Axion and Precision Physics Research) 于 2013 年建成，主要目的是探测暗物质轴子这一自旋相关的新相互作用的传播粒子。

作为一个全新的前沿领域，这里充满了机遇和挑战。国内若干从事精密测量的著名研究组在近两三年来也逐渐加入这个领域，已经有不少重要的相关成果发表在多个著名期刊上。在几乎同样的起跑线上，更容易取得领先的研究结果。

由于类轴子粒子可以传播长程-宏观的相互作用，一种探测方式就是探测它们产生的玻色场——类似于通过探测静电场来推测光子的存在。通常有两种实验方法来探测它们所传播的自旋相关的新相互作用，一种是探测宏观物体对极化自旋所产生的力，另一种是探测前者对后者所产生的矩。例如，使用机械振子探测极化质量源所产生的力就是第一种探测方式的例子；使用微组装的磁结构作为自旋源，探测极化源对金球悬梁臂所产生的力，则是另一例子。

目前，更多的研究组采用探测矩的方法，即探测自旋相关新相互作用所导致的伪磁场产生的自旋旋转效应，如美国哈佛大学、普林斯顿大学、杜克大学和印第安纳大学的

相关研究组。国内目前既有从事第一种探测方式的研究组，也有应用第二种探测方式的研究组，相比之下，第二种探测方式的研究组稍多一些。

不同种类的费米子组合间都可能产生这些自旋相关的新相互作用。例如，电子-核子间新相互作用、中子-核子间新相互作用、电子-电子间新相互作用以及电子-反质子间新相互作用都已被研究。

根据目前的分析和调研，该研究领域的主要问题之一是测量精度的提高。经过近 20 年的发展，SERF (Spin Exchange Relaxation Free, 抗自旋交换弛豫) 原子磁强计的探测灵敏度已经越来越接近理论极限，因此本领域未来探测精度的提高依赖于如何更有效地消除噪声并提高信噪比。此外，目前的研究主要针对极化电子和非极化的核子等易获取的粒子间的相互作用，如缪子这样涉及其反常磁矩与标准模型不一致、电荷半径有谜团的可疑粒子，相关研究如非不存在也是极为少见的。

### 5.3 科学价值和潜在影响力

标准模型之外的新物理和新粒子、新相互作用的存在是完全可能的。最近，许多超越标准模型的新物理模型被提出和研究，理论上预言了各种新的带质量的粒子，如轴子 (axion)、familon、Majoron 等。新的由微弱相互作用亚电子伏粒子 (WISP, weakly-interacting sub-eV particles) 媒介的宏观相互作用在理论上被提出，这些新相互作用的尺度通常在纳米到米的量级。许多试图解释暗物质和暗能量的理论也提出了弱耦合长作用距离的相互作用。

探测这些新相互作用有助于解决量子色动力学中的强 CP 问题，暗物质和暗能量问题，还有助于超对称性的探测。前述问题均为现代物理学中最为重要的问题，特别是暗物质和暗能量问题。

在引力波和希格斯粒子被发现以后，暗物质和暗能量问题成为目前理论体系中最耀眼的问题。如果一个理论不能合理解释宇宙中约 90% 以上的能量和物质，这是显然无法让人满意的。因此，暗物质和暗能量的探测是目前整个物理学界最重要的实验目标之一。无论暗物质和暗能量最终被实验发现或否定，整个物理学的理论体系都将因此发生革命性的变化。

回顾历史，对新相互作用及相关的暗物质暗能量的探测，或许类似于迈克尔逊-莫雷当年对以太的探测，更重大的物理突破也许将由此产生。人类已经有相当长的一段时间在探测标准模型之外的暗物质和暗能量的候选者——新相互作用或新粒子，但这些新相互作用却从未被发现。可能的原因有多方面：一方面，这些新相互作用的耦合强度可能非常微弱，很难在实验上被探测到；另一方面，按照 Dobrescu 等人的理论工作，这种新相互作用完全可能既依赖于自旋又依赖于相对速度——这是在 Dobrescu 的工作以前完全被忽视的可能性。

还有一种有趣的可能性是，这些新相互作用只与某些特定种类的粒子耦合——常常处于谜团和焦点中心的缪子，这也是本研究最突出的特色。

最后，引用诺贝尔奖得主 F. Wilczek 关于轴子理论的一段话作为本节的结尾：“关

于轴子物理已经有了大量的工作，也开过几次专门或部分讨论轴子的国际会议。经过多年大量的检验，它的核心思想发生了演化并且成熟了。另一方面，其他解决强 P、T 问题的方案的说服力都不能与之相比。现在基础物理和宇宙学的一个重要目标是，要么证实轴子的存在，要么否定它。最近，世界上关于轴子的研究活动激增，表明这已经是一个被广泛接受的想法。”

#### 5.4 缪子自旋相关新相互作用探测实验方案

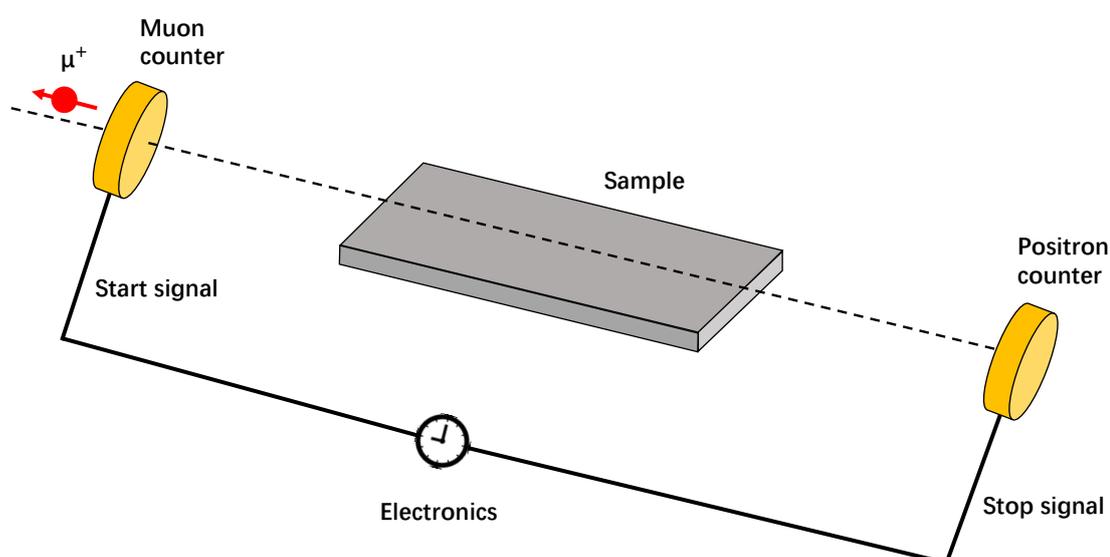


图 5.1: 探测  $\mu$  子新的自旋依赖相互作用的实验装置示意图。入射的  $\mu$  子束是自旋极化的，它触发了定义为时间零的时钟。在靠近  $\mu$  子束的地方放置一个样品，如果存在新的自旋依赖相互作用，其极化方向可以被旋转。 $\mu$  子极化的旋转角度可以通过正电子计数器来测量。

此外，针对国内子源和缪子线站特别是惠州惠州大科学装置加速器驱动嬗变系统 (CiADS) 的建设计划，我们将预研使用缪子来检测这些超出标准模型的新相互作用的实验方案。对于电子、中子和质子以外的其他费米子，关于这些长距离、自旋依赖的新相互作用的研究非常稀少。缪子很可能是最有可能涉及新相互作用的费米子。缪子氢原子和氦原子的电荷半径之谜是众所周知的例子。虽然已经提出通过 MeV-GeV 范围内的新带质量的规范玻色子传播的宇称破缺的缪子相互作用来解决质子电荷半径之谜，但据我们所知，还未进行过任何研究来寻找这些在大于纳米的范围内的新相互作用，这对应于质量尺度小于 100 电子伏。

将这些新的自旋相互作用纳入寻找媒介粒子（如类轴子粒子 (ALPs) 或其他新的轻玻色子) 的过程中，如果能够包括缪子，那将是非常引人入胜的。低能量、100% 极化的缪子束经常在凝聚态物理和基础物理中使用。如果能够在靠近缪子束的区域放置一

个非磁性的质量源，通过测量缪子极化的变化，我们就可以得到对  $g_S^{\mu}g_P^{\mu}$  长距离相互作用的限制。此外，如果在实验中使用极化电子自旋密度源，如使用磁铁加  $\gamma$ -金属屏蔽的  $\text{SmCo}_5$ ，我们就可以建立对  $g_P^e g_P^{\mu}$  的限制。图中所示的概念性实验的许多细节可在本研究中给出，并在未来合适的时机在国内的缪子源线站上实施。

对电子、中子和质子的研究尚未检测到新的相互作用，这表明缪子可能是这些新力在长距离范围内的一个有趣的目标。这些新的相互作用可能只与缪子有关。尽管我们已经对非常短距离范围内的缪子新相互作用进行了研究（新玻色子质量大于约 MeV），但据我们所知，还未进行过任何实验来寻找这些在长距离范围内的自旋依赖的新相互作用（新玻色子质量小于约 100 eV）。

## 5.5 研究基础

项目团队主要成员自 2013 年起开始使用极化中子和极化惰性气体探索自旋相关新相互作用的研究，在该领域已发表包括 7 篇《物理评论快报》(PRL) 在内的多篇相关论文。与本实验方案相关的工作主要包括 2013 年使用极化中子束在液氮中自旋旋转探测矢量-轴矢耦合型相互作用、2014 年提出使用极化  $^3\text{He}$  原子束探测新相互作用的实验方案，以及 2019 年通过研究缪子的反常磁矩和电偶极矩来限定标准模型外的新相互作用。以下仅对这三个直接相关的工作做简要介绍。

### 5.5.1 用极化中子在液氮中的自旋旋转来探测一种新的矢量-赝矢量型相互作用

该工作发表于 2013 年度的《Physical Review Letters》，并获得了编辑推荐。研究旨在探索标准模型之外的新物理，相应的新相互作用探测近年来成为国际研究热点。申请人首次提出并应用极化中子在液氮中自旋旋转的实验方案来探测这种新相互作用。此方法具有以下优势：零距离探测：利用中子的穿透性，将极化中子直接穿过 40cm 长度的液氮靶，实现探测粒子和靶源的零距离，从而提高探测距离灵敏度，这是其他方法无法实现的。降噪设计：整个液氮靶区由多层高磁导率材料屏蔽，残余磁场不超过 20nT；残余磁场的均匀度达到 1/10000 的水平；极化中子束被分为两束，分别通过两个靶区，精密的液氮控制系统控制靶腔内的液氮，使两条路径上的中子自旋旋转角度的微分仅与液氮有关。在美国国家标准局 (NIST) 的 NG6 中子束线 (图5.2) 上经过长达一年的测量后，实验测得单位长度液氮导致的中子自旋旋转角度小于  $9.2 \times 10^{-7}/m$ 。由此结果导出的对矢量-赝矢量型新相互作用排除区域，其灵敏度比普林斯顿大学研究小组的相应结果提高了 7 个数量级。

该研究成果特别实验方案获得了《Physical Review Letters》审稿专家的高度评价：“The authors not only report significant progress on a subject of high contemporary interest, but also use an experimental method which so far no-one suspected that it could lead to results far beyond the present standard model”，“Not all new limits reached in

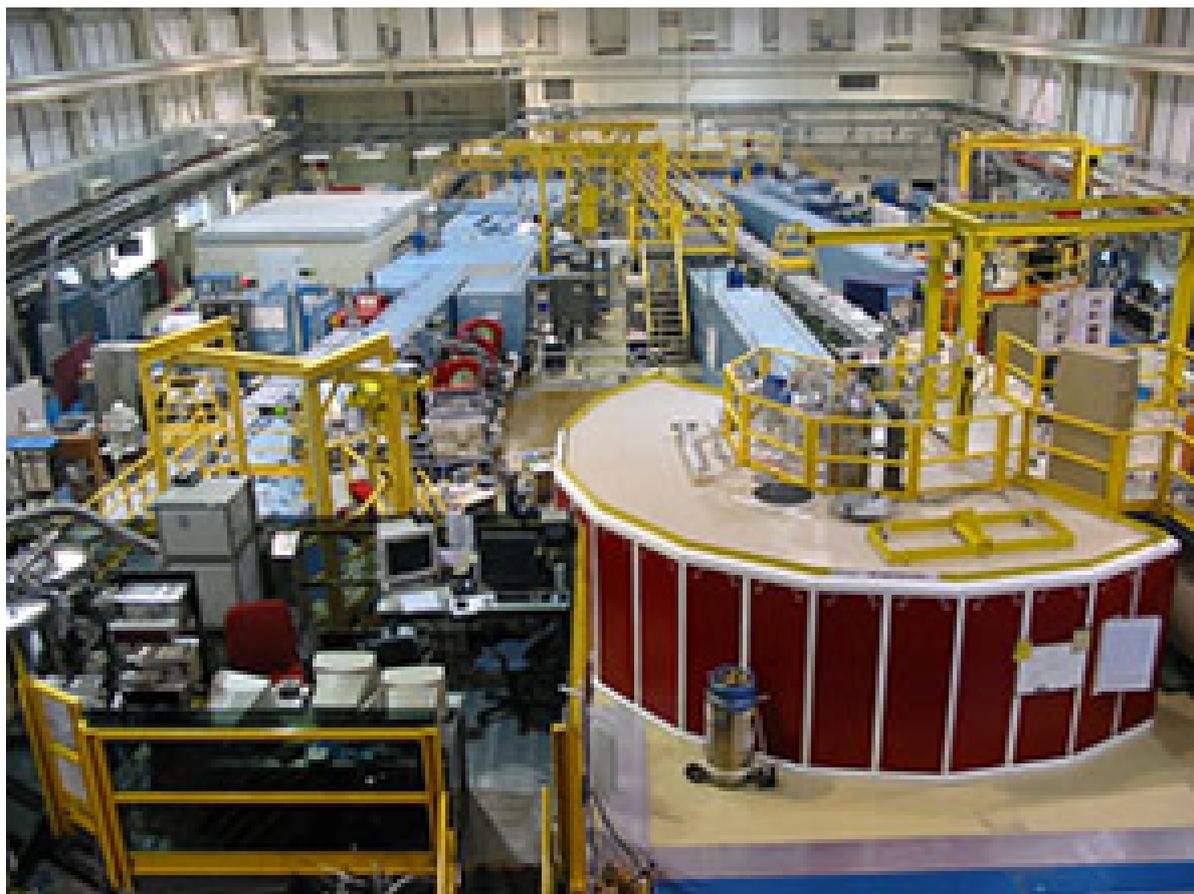


图 5.2: 极化中子束在液氦靶中的自旋旋转实验探测矢量-轴矢量耦合型新相互作用, 该实验在美国国家标准局中子研究中心反应堆中子源上完成, 获得结果探测精度超越当时最好结果 7 个数量级以上。

this business deserve another PRL, but this one certainly does, because of the size of the step taken, and because of the cute method applied to reach this step.”

从实验方案的名字“中子自旋旋转”即可看出，该工作直接启发了本实验方案“缪子自旋旋转”，并且是本实验方案的基础。由于缪子天生具有极化性质，原实验方案中需要采用一定的技术手段将中子极化，而在本实验中无需此步骤。此外，尽管在自旋极化的探测技术上稍有不同，两者在概念上非常一致。在噪声消除方面，本实验将继承原方案中精巧的设计理念。

### 5.5.2 使用极化 $^3\text{He}$ 原子束探测标准模型之外的新物理

2014 年，我们提出了一项新的实验方案：使用  $^3\text{He}$  极化原子束探测标准模型之外的新物理。该方案旨在解决实验测量过程中磁场噪声和统计性两大难题。

近年来，许多使用极化惰性气体探测新物理和新相互作用的研究在国际上取得了显著进展。根据最新理论，这些新相互作用由某些轻玻色子传播，这些轻玻色子可能是冷暗物质的候选者。然而，如果使用原子核极化的  $^3\text{He}$  气体，则需要一定强度和均匀性的磁场中存储以保持其极化，从而导致无法避免主磁场带来的噪声，进而限制探测灵敏度。使用极化中子束探测新物理在很大程度上避免了磁场噪声，因为中子束仅需在飞过样品区的毫秒尺度内保持极化，原则上可以将磁场屏蔽至零。然而，中子束难以获取且束流强度过低，统计性误差成为探测灵敏度的制约因素。

是否有一种方法既能具备极化惰性气体的统计优势，又能像极化中子束那样不受磁场噪声干扰？项目团队负责人首次提出了一种新的实验方案——使用极化  $^3\text{He}$  原子束即可实现这一目标。尽管极化  $^3\text{He}$  原子束技术已在极化  $^3\text{He}$  自旋回波反射技术中成功应用多年，但在新物理领域尚未得到应用，可能原因在于该研究方向涉及三个不同的物理领域：原子束技术属于原子分子物理，极化原子束技术应用于凝聚态物理，而新相互作用则需要核物理和粒子物理的背景。项目团队恰好具备这三种知识背景，通过反复思考，提出的实验方案发表在 2014 年的《European Physical Journal C》上。

项目团队提出的方案是使用两束由标准方法制造的极化  $^3\text{He}$  原子束作为探针，可产生直径 2mm、束流强度  $1.5 \times 10^{14}\text{s}^{-1}$  的极化  $^3\text{He}$  原子束（相比之下，典型的中子束流强度为  $10^8\text{s}^{-1}$ ）。在样品区，该方法采用超导磁屏蔽的降噪设计，根据保守估计，磁场噪声强度可降至  $10^{-15}\text{T}$ 。相对于中子束，由于粒子束流强度增加了多个数量级，导致统计精度上升，结合进一步降噪设计，噪声水平下降，该实验方案可在毫米尺度上对三种不同新相互作用的探测灵敏度分别提高 2 到 8 个数量级。

该实验方案对于本实验使用缪子束的方案具有十分直接的参考价值。

### 5.5.3 使用缪子反常磁矩和电偶极矩探测自旋相关的新相互作用

2021 年 4 月 7 日，美国费米国家实验室 (FNAL) 的研究组及其合作者在《Physical Review Letters》上发表了他们对缪子反常磁矩的最新测量结果。根据该结果，缪子反常磁矩的实验值与标准模型的理论结果相差了  $4.2\sigma$ ，而此前美国布鲁克海文国家实验室

(BNL) 在 2006 年的测量结果差别为  $3.7\sigma$ 。这一新的研究结果以更高的精度和更明显的差别展示了目前基本理论与实验之间的不一致。这种不一致可能是由于当前理论计算和实验测量的不完善，因为无论在理论还是实验上，缪子都比电子更难处理。但也存在另一种更加激动人心的可能性：这种不一致可能是由超越标准模型的新物理引起的。2019 年，本研究团队及其合作者曾对缪子的反常磁矩提出了基于类轴子粒子 (Axion-Like Particles, ALPs) 的解释。

一切迹象表明，类轴子与普通物质粒子只有极弱的耦合。它们与普通粒子的一个显著不同之处在于能够传播自旋相关的新相互作用，同时其粒子质量很轻，德布罗意波长很长。项目团队长期从事使用极化中子和极化  $^3\text{He}$  对类轴子传播的自旋相关新相互作用进行探测。他们注意到缪子与若干未解之谜有关，除了反常磁矩外，由缪氢原子和缪氦原子的光谱测量得出的原子核电荷半径与电子氢原子、氦原子以及电子质子散射的结果不一致，这也是一个著名的例子。根据这些已有迹象，缪子是最可疑的新物理可能参与的对象。因此，项目团队提出了使用轻质量 ( $m < 100\text{eV}$ ) 的只与缪子耦合的类轴子粒子来解释缪子的反常磁矩。

当只与缪子耦合的标量类轴子粒子存在时，将修正缪子的电磁顶点，其中标量-标量耦合和赝标量-赝标量耦合都将导致缪子反常磁矩的改变，而标量-赝标量的耦合会导致非零的电偶极矩。经过仔细的理论计算和实验数据分析，本项目团队发现，当时  $3.7\sigma$  的缪子反常磁矩可以通过非零的标量-标量耦合和赝标量-赝标量耦合来解释。

对于标量-赝标量型耦合的新相互作用，该团队还通过缪子的电偶极矩对其进行了限定，同样在  $10^{-7}$  的水平上，缪子的  $|g_S g_P|$  与零相符。该团队还提出了使用缪子自旋旋转实验技巧对标量-赝标量型耦合新相互作用进行探测的实验方案。

此前，类轴子粒子传播的新相互作用的探测目标主要集中在电子、中子和质子上，而对解释缪子问题的相关新物理的能量尺度一般都在  $10\text{MeV}$  以上。本项目团队首次将类轴子粒子的探测目标设定为缪子，并且针对的能量尺度是  $100\text{eV}$  以下，这是一项大胆而冒险的尝试。

在该工作中，我们提出了使用极化缪子自旋旋转来进一步探测缪子参与的自旋相关标准模型外新相互作用，也就是本项目的原始方案。

## 5.6 总结

使用缪子自旋旋转技术探测标准模型之外的新相互作用是我们于 2019 年提出的一个实验方案。一方面，这一研究方向尚未有过先例，而缪子作为新物理新相互作用的最可疑参与粒子，意味着这个研究具有非常有趣的潜力；另一方面，该实验依赖的零场缪子自旋旋转技术早已在凝聚态物理磁性研究中得到成熟应用。

在零场缪子自旋旋转实验中，极化的缪子束被注入到样品中。缪子的自旋极化方向在样品内部的局部磁场中发生进动（旋转）。由于没有外加磁场，缪子的自旋运动完全由样品内部的本征磁场决定。通过测量缪子的自旋极化随时间的变化，可以获得样品内部磁场的信息。零场缪子自旋旋转技术在高质量实验条件下可以达到  $10^{-10}\text{T}$  级别的磁

场分辨率，这使其成为研究微弱磁性现象和局部磁场变化的强有力工具，也非常适用于本实验。

因此，本实验方案兼具科学性和应用性，性价比极为突出。

## 六、 缪子散射探测及新物理探索（李奇特，李强，周辰，高乐耘，王子健，刘承恩，李金柠，徐宇，陈良文，章学恒，余玉洪，赵贺，申国栋，喻佩，邓力，杨磊，孙志宇）

### 6.1 项目概述

暗物质的本质是当代物理学最重要的未解之谜之一。暗物质的存在已被多种天文观测所确认，但人类直接暗物质探测方法尚未取得突破，因此探索新的探测方式具有重要意义。由北京大学物理学院技术物理系发起的 PKMu 项目提出：对于可能与缪子具有独特相互作用特性的暗物质，我们可以通过缪子散射成像技术来探测暗物质。

项目旨在结合缪子成像与新物理探索实验。该项目通过缪子散射的物理研究，聚焦于轻质量暗物质的探测，高精度缪子散射装置亦可带动带电轻子味道破坏（cLFV）研究以及缪子与核的散射等前沿物理问题的研究。

项目正在研发一种基于阻性板气体室（RPC）和气体倍增器（GEM）的缪子散射成像系统，提升缪子探测灵敏面积、接受度和成像分辨率，并应用于暗物质探寻和缪子成像应用等工作研究。项目将自主研制大面积、高分辨的 RPC 缪子探测器组成缪子散射成像装置，在灵敏区用真空靶室对散射区降低散射本底，提升轻暗物质散射信号的探测能力。通过开展长时间、高统计量的缪子散射数据采集和深入模拟分析，测量轻暗物质粒子的散射截面。该项目还计划与国内缪子束流合作，利用国产的缪子束实现一批前沿粒子物理研究课题。

### 6.2 研究背景

暗物质是现代物理学中尚未解开的谜团之一。尽管暗物质在宇宙物质中占有很大比例，但其本质仍然不明。传统的暗物质探测方法对轻质量暗物质的敏感度较低，而有些理论模型提出，暗物质可能只与带电轻子，特别是缪子，通过所谓的“缪子力”相互作用<sup>[223-224]</sup>。这一假设可以解释例如费米实验室的缪子反常磁矩实验所发现的  $4.2\sigma$  的反常<sup>[225]</sup>。

基于这些背景，北京大学物理学院技术物理系研究团队提出了利用宇宙线缪子来尝试直接探测轻质量暗物质的新方法，即探测暗物质与宇宙射线缪子或加速器缪子束流的散射<sup>[226-227]</sup>。该实验项目 PKMu (Probing and Knocking with Muon)，旨在利用缪子探测器来直接探测轻质量暗物质。相关研究成果以“北京大学关于缪子成像和暗物质探索实验的提议” (Proposed Peking University muon experiment for muon tomography and dark matter search) 为题，于 2024 年 7 月 19 日在线发表于国际《物理评论 D》(Physical Review D) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.016017>。在缪子与电子或原子核等物

质相互作用等粒子物理前沿领域，缪子散射成像的探测方法也有广泛的应用潜力。

国际上也有一些团队提出使用缪子束流打靶实验来探测暗物质<sup>[228-229]</sup>，如 NA64- $\mu$ <sup>[230]</sup>，M3<sup>[230]</sup>，FNAL- $\mu$ <sup>[231]</sup>以及未来缪子对撞机<sup>[232]</sup>等实验。

## 6.3 实验方案与技术实现

### 6.3.1 基于缪子散射探测暗物质简介

研究团队提出了一套通过与宇宙射线中丰富的缪子或加速器缪子束发生散射，直接探测轻质量暗物质的新方法。首先，我们计划利用自由宇宙射线缪子与暗物质的相互作用，在一个被跟踪探测器包围的体积内，追踪暗物质与缪子之间可能的相互作用。其次，我们将把我们的装置与国内或国际缪子束连接起来。由于缪子束流强度更大、束团更集中，我们预计探测器可以进一步紧凑，从而提高暗物质搜索的灵敏度。图 6.1 是我们缪子散射探测暗物质示意图，实验装置为立方体结构，其边长为 0.1-10 米。该立方体中间是真空结构，周围围绕着径迹探测器。为了压低本底，利用入射和出射的径迹的交点，可以确定缪子散射探测灵敏区域。

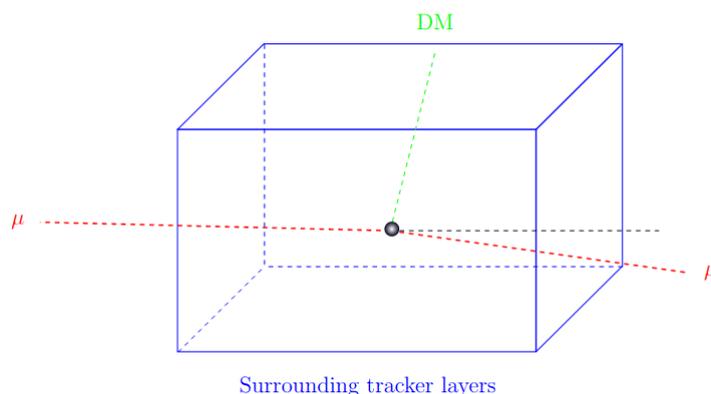


图 6.1: 缪子散射探寻暗物质示意图

缪子的最大反冲能量为：

$$E_{\text{recoil}}^{\text{max}} = \frac{(2 \times M_{\text{D}} \times v)^2}{M_{\mu}}$$

对于质量  $M_{\text{D}} \sim 100(10, 1000)$  MeV 的暗物质，缪子的反冲速度为 10-1000 km/s。当立方体边长 1 米左右时，缪子相应的最大的偏移距离则为 1(0.1, 10) 毫米。对于低质量的暗物质，这样的装置应该会有很好的探测潜力。我们知道，地球附近暗物质的局域密度是  $0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$  量级，其典型速度是 300 km/s，由此可以估计暗物质通量为  $10^7/M_{\text{D}} [\text{GeV}] \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。当暗物质质量  $M_{\text{D}} \sim 100(10, 1000)$  MeV 时，对应的通量可达  $10^{8(9,7)} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。由此，我们可估计暗物质与轻子的每秒反应的反应率为（为了简化，我们忽略了散射角度的效应）：

$$10^{8(9,7)} \times (\sigma_{\text{D}}) \times N_{\mu},$$

其中  $N_\mu$  代表装置中的缪子数， $\sigma_D$  代表暗物质与缪子的散射截面。

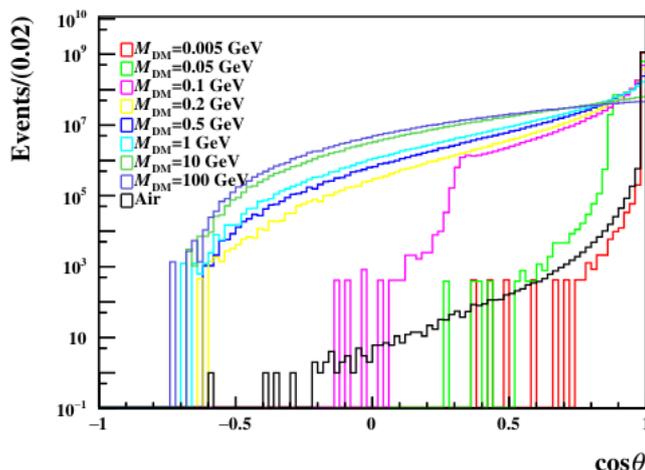


图 6.2: 模拟缪子穿过不同质量暗物质散射角分布的区别

该实验在起步阶段可以利用  $L \sim 0.1-1$  米的小型装置和宇宙射线缪子源建立实验的原型验证，进而可以将设备与高通量缪子束流对接。

### 6.3.2 宇宙射线缪子暗物质探测方案简介

利用自主研发的 RPC 探测器，我们可以构建由 4 个或更多探测单元组成的缪子散射成像装置。图 6.3 分别表示了基于 4 个 RPC 盒子的宇宙射线缪子散射探测系统示意图（左），和基于 12 个 RPC 的宇宙射线缪子散射系统示意图（右）

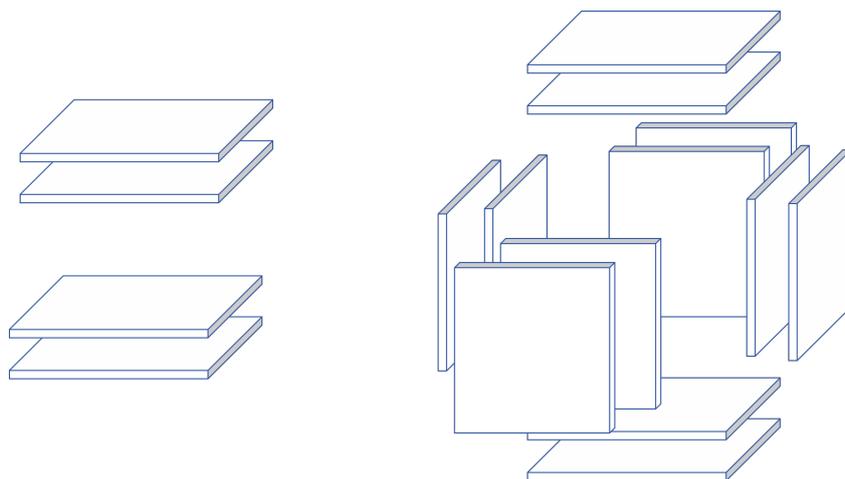


图 6.3: 基于 4 个 RPC 盒子的宇宙射线缪子散射探测系统示意图（左），基于 12 个 RPC 的宇宙射线缪子散射系统示意图（右）

为了进一步降低散射本底，提高缪子散射信号的探测灵敏度，我们计划在 RPC 缪子散射成像阵列的基础上，引入真空靶室。通过将缪子散射探测灵敏区域置于真空环境中，可以有效去除空气分子导致的缪子散射本底，从而提高暗物质散射信号的探测能力。

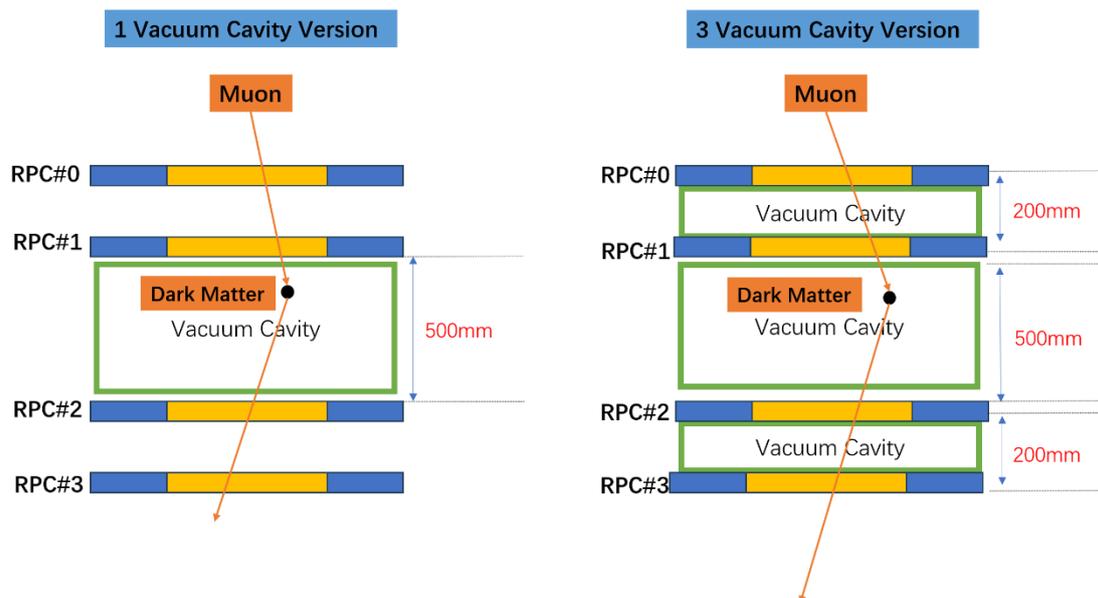


图 6.4: 带一个和三个真空腔的 RPC 缪子散射测试系统示意图

通过长期积累宇宙线缪子数据，获得高统计量的缪子散射角分布测量结果，并探索其中可能的暗物质散射信号。

实验方案借助并推广了缪子散射成像的算法，通过测量入射和出射缪子轨迹的夹角和散射点等信息，来探测缪子与灵敏体积内暗物质可能的相互作用。研究团队初步设计的宇宙线缪子散射探测系统由位置灵敏的多层阻性板气体室（RPC）或气体电子倍增器（GEM）组成。RPC 和 GEM 是常用的大面积缪子探测器，用于气体探测器中带电子的位置检测，已广泛应用于各种核物理及高能物理实验，如 CMS 实验<sup>[233-234]</sup>。对于 RPC，我们生产了 28cm\*28cm 的 RPC 探测器并搭建测试平台<sup>[235]</sup>（见图 6.5）。对于 GEM，我们计划采用 CMS II 期探测器升级的三层 GEM 设计：在每个腔室中，三个带有微孔的 GEM 箔堆叠在阳极读出板和阴极漂移板之间；在真空立方体的侧面围有多个三层 GEM 室，目标达到 100 微米左右的位置分辨率。这些探测器已经验证显示出良好的性能，包括检测效率、时间分辨率和空间分辨率。

我们还通过 Geant4<sup>[236]</sup>和 CRY<sup>[237]</sup>模拟估计了背景，给出了  $\cos\theta$  的分布，其中  $\theta$  作为进出缪子轨道之间的偏转角。如果采用比正常空气少大约  $10^{10}$  倍气体分子的高真空，我们估计，对于高真空情况，缪子偏转角度为  $|\cos\theta| < 0.9999999$ （相应的最大运动偏移约为 0.5 毫米，可以使用上述探测设备很好地检测到）的年度预期事件率每年小于 1-2，因而由与空气散射产生的背景率很低，对暗物质搜索的影响很小。

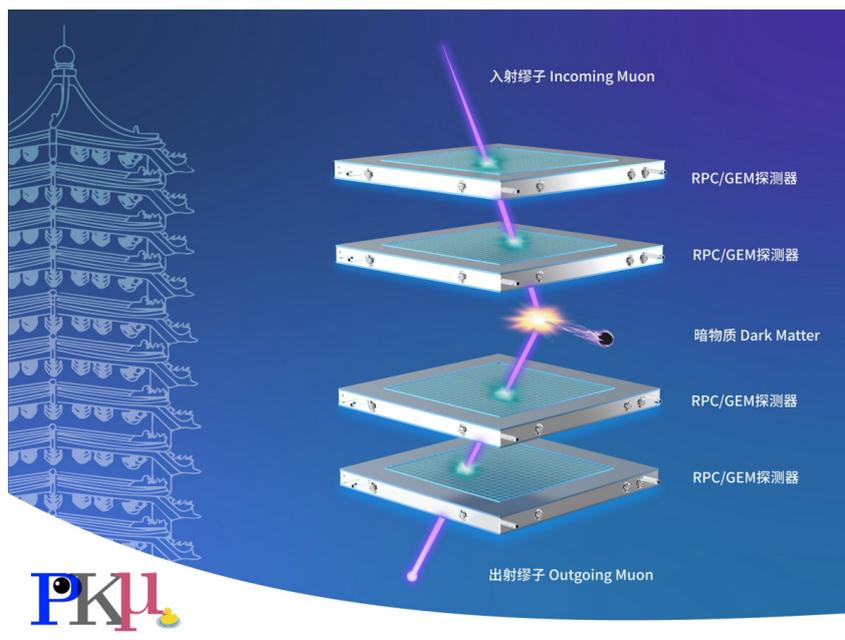


图 6.5: PKMu 缪子散射探测暗物质探测系统实验装置示意图

### 6.3.3 缪子束流暗物质探测方案简介

我们也可以把装置与国内或国际缪子束连接起来（见图 6.11）。由于缪子束流强度更大能量更单一，我们可以单独设计适用于国内束流装置的缪子散射探测系统，提高暗物质搜索的灵敏度和准确性。

正在广东省惠州市建设中的强流重离子加速器装置（High Intensity Accelerator Facility, 简称 HIAF）是一台束流指标领先、多学科用途的重离子科学研究装置，预期最早于 2025 年底建成并出束。HIAF 可以加速从质子到 U238 在内的不同种类的重离子，其典型粒子能量及流强如图 6.6 所示

BRing		
磁钢度	34Tm, 重复频率 3Hz	
离子	离子数ppp	能量 (GeV/u)
$^{238}\text{U}^{35+}$	$2.0 \times 10^{11}$	0.84
$^{238}\text{U}^{76+}$	$5.0 \times 10^{10}$	2.5
$^{129}\text{Xe}^{27+}$	$3.6 \times 10^{11}$	1.4
$^{78}\text{Kr}^{19+}$	$5.0 \times 10^{11}$	1.7
$^{40}\text{Ar}^{12+}$	$7.0 \times 10^{11}$	2.3
$^{18}\text{O}^{6+}$	$8.0 \times 10^{11}$	2.6
p	$5.0 \times 10^{13}$	9.3

图 6.6: HIAF 典型离子束流参数

放射性束流线（High Energy Fragment Separator, HFRS）是 HIAF 上建设的一条重

要的次级束产生装置，其位于增强器 (Booster Ring, Bring) 的后方，利用 Bring 产生的高能重离子束流打靶以产生各类次级束流。HFRS 的总长度为 191.38 米，接收角为  $\pm 30$  mrad (X 方向) 和  $\pm 25$  mrad (Y 方向)，动量接受度为  $\pm 2\%$ ，最大磁钢度为 25 Tm，其各类参数在国际上都属于领先水平。来自主束的重离子打靶可以产生大量  $\pi$  子，其能谱如图 6.7 所示：

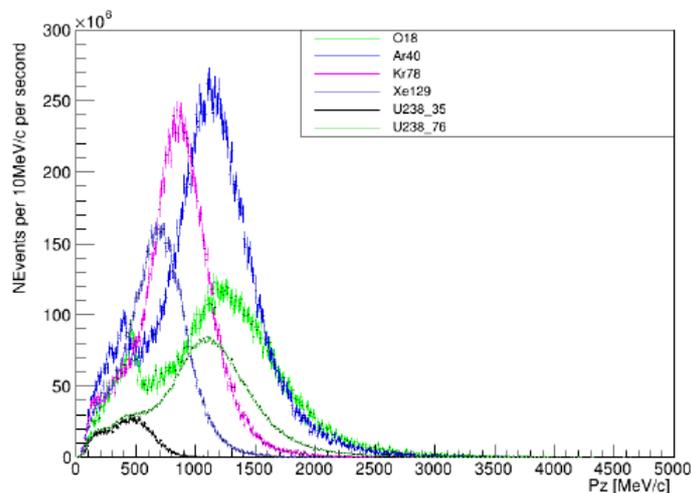


图 6.7: 不同束流打靶后进入 HFRS 束线的  $\pi$  子能谱

由于 HFRS 束线具有近 200 米的飞行距离，打靶产生的  $\pi$  介子可以在束线中飞行衰变为缪子。可获得的缪子束流动量及产额取决于主束的能量和流强。以能量为 4.2 GeV/A 的  $^{36}\text{Ar}$  离子为例，束流打靶后经 HFRS 束线传输，可获得的缪子束流的动量范围如图 6.8 所示。

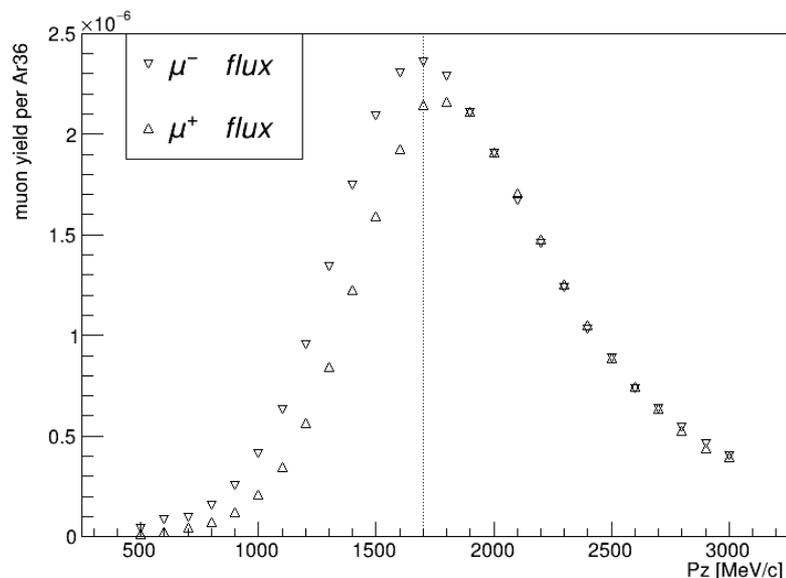


图 6.8: HFRS 中能量为 4.2 GeV/A 的  $^{36}\text{Ar}$  离子产生缪子束流的可选动量范围及归一化的产额

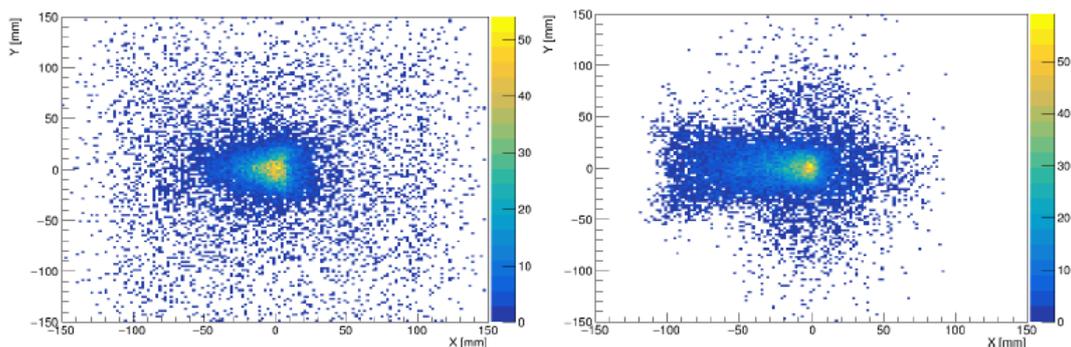


图 6.9: 左: 1GeV 缪子束流束斑轮廓。右: 3GeV 的缪子束流的束斑轮廓

以能量 1GeV 缪子束为例，经过束线的动量筛选，HFRS 束线末端该能量缪子束的流强可以达到  $10^6 - 10^7$  muon/s，动量展宽约为 4%，束斑直径约为 10 cm，如图 6.9 所示。

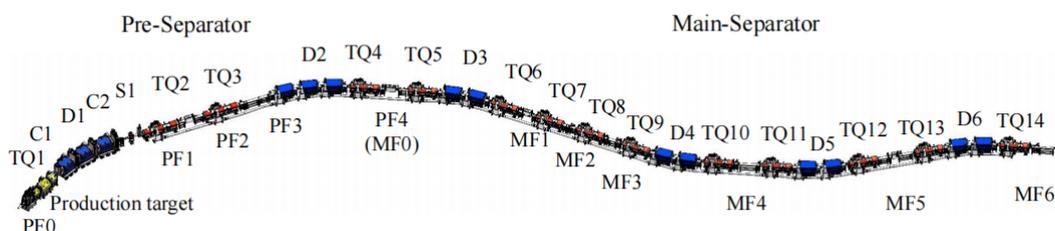


图 6.10: HFRS 束线布局示意图

HFRS 束线上共有六组偏转磁铁。我们可以对不同的偏转磁铁设置不同的偏转动量参数，筛选不同动量的粒子。通过第一组偏转磁铁，束流筛选了特定动量的  $\pi$  子，质子和电子等其他本底粒子也被筛选为同样的动量范围。 $\pi$  子主要在第一组和第二组偏转磁铁之间衰变为缪子。对第二组偏转磁铁设置不同的偏转动量参数，由此，只有对应动量的缪子通过了筛选，而未衰变的  $\pi$  子及其他本底粒子被筛选掉，通过这种方法，我们可以以缪子束流流强降低一个量级为代价，得到理论纯度 100% 的缪子束流。

模拟结果表明，我们的方法对奇异暗物质更具优势，这种暗物质可以通过与大气或地球中的物质散射而在到达探测器靶之前被很好地减速，在这种情况下，暗物质数密度可以达到  $10^{15}/\text{cm}^3$ ，对暗物质和缪子散射截面的灵敏度可以达到接近微靶恩水平。

此外，由于缪子束流中通常有  $\pi$  介子等各种粒子的污染，我们也在继续优化探测器设计，例如通过引入金属吸收层和闪烁体探测器进行粒子鉴别。基于散射成像系统在缪子束流上运行测量和排除背景的需求，我们设计了综合飞行时间、散射径迹和能量损失等多种测量量的探测系统和粒子鉴别方法。

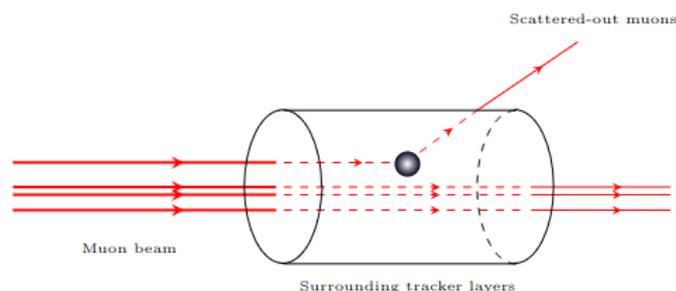


图 6.11: 利用缪子束流探测暗物质的实验示意图

在束流实验探测系统的原型设计（见图 6.12）中，粒子鉴别功能由成像系统前后两部分探测器承担：在粒子进入成像系统前，一对薄闪烁体探测器对粒子在  $\sim 100$  m 距离上的飞行时间进行测量，结合磁刚度对带电粒子动量的筛选甄别束流中的缪子；在灵敏区域后，采用多层铅等重金属材质的吸收层和位置灵敏探测器交错的设计，并在探测系统末端设置闪烁体探测器进行沉积能量测量，利用缪子在物质中散射角度较小、能量损失较低的特点进行甄别，进一步排除成像系统内缪子衰变及缪子与原子核反应产生次级粒子的干扰。

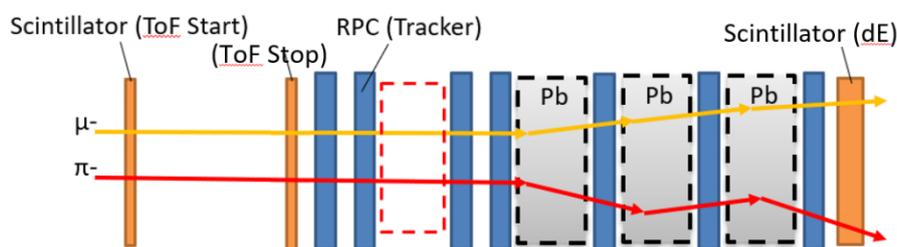


图 6.12: 束流实验缪子散射探测系统的原型设计示意图

根据模拟结果，该设计可以区分  $\sim 1$  GeV/c 的缪子事件和主要的背景干扰。此处以 1 GeV/c 的  $\mu^-$  束流的模拟为例：成像系统前，鉴别束流初始粒子的飞行时间测量谱中，主要的背景粒子为电荷、质量等性质与  $\mu^-$  相似的  $e^-$  和  $\pi^-$ ，几种同电荷量粒子经过磁刚度筛选相同动量后，在 100 m 飞行距离上的飞行时间分布的峰位置有显著区别，可以据此排除大部分干扰事件；成像系统后，鉴别灵敏区内产生次级粒子的沉积能量测量谱中，能引起探测器响应的主要背景粒子为  $\mu^-$  衰变产生的  $e^-$  和级联反应产生的质子、 $\pi$  介子等，分别将 1 GeV/c 的  $\mu^-$  和几种主要次级粒子（包括正反电子、 $\pi$  介子、质子、 $\mu^+$ ）取全过程模拟中产生时的典型动量模拟入射多层鉴别探测器，缪子信号与本底在末端闪烁体上的能量沉积也表现出较大差异。可见对于  $\sim 1$  GeV/c 动量的缪子束流，缪子散射探测系统能较好地鉴别排除背景事件。

为了有效利用灵敏探测区域内的缪子大角度散射事件，我们设想对成像系统进行进一步改进，即在成像装置灵敏区域周围设置位置探测器，并利用时间和沉积能量测量进

行粒子鉴别，以期充分利用缪子束流具有高通量的优势，在奇异暗物质的探寻上达到更好的灵敏度。

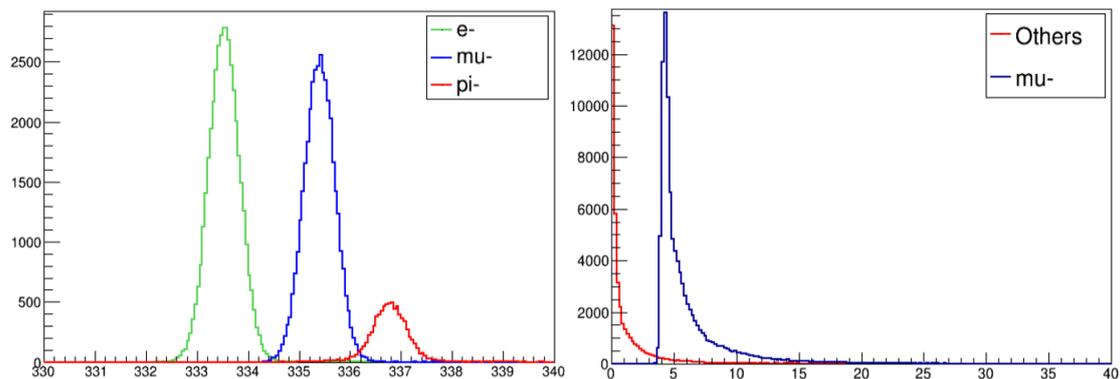


图 6.13: 缪子散射探测系统信号与背景响应模拟：成像系统前飞行时间谱（左）；末端闪烁体能量损失谱（右）

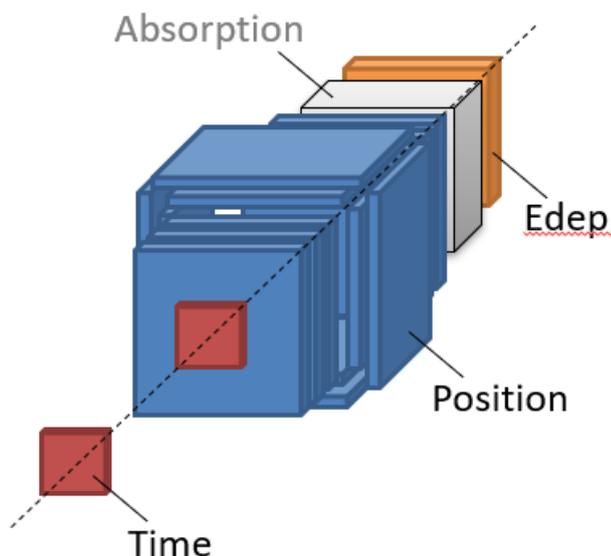


图 6.14: 束流实验缪子散射探测系统的原型设计示意图

### 6.3.4 缪子散射与新物理探测：带电轻子味道破坏、核子形状因子、Trident 稀有过程

宇宙射线缪子或者缪子束流与轻核材料打靶反应实验中，缪子与电子散射可能通过中性的  $Z'$  发生带电轻子味道破坏 (cLFV) 过程  $\mu^+e^- \rightarrow e^+e^-$  及  $\mu^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 。通过测量入射的缪子及出射的两个电子或两个缪子，可以用于探测或限制 cLFV  $Z'$  模型参数空间：

$$\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{\alpha G_F^2 m_\mu^2 M_{Z'}^4}{4\pi^4 M_{Z'}^4} \left[ \sin^2 \theta_w \left( \sin^2 \theta_w - \frac{1}{2} \right) \right]^2 (\lambda_{ee} \lambda_{e\mu} m_e + \lambda_{e\mu} \lambda_{\mu\mu} m_\mu)^2.$$

我们已经利用软件模拟进行了初步的研究，详细结果参见 arXiv:2405.09417。尽管与低能实验 MEG 相比，我们的敏感度还有所差距，然而，MEG 只能对  $Z'$  与电子及  $Z'$  与缪子的耦合即  $\lambda_{ee}$  和  $\lambda_{\mu\mu}$  整体给出限制，而我们的实验可以对  $\lambda_{ee}$  和  $\lambda_{\mu\mu}$  分别进行探测。该实验扩展的挑战主要在于电子学读出，我们需要能够更高效的分辩出两个同时飞出的电子或缪子，并对其飞行方向给出精确测量。

宇宙射线缪子或者缪子束流与核材料打靶反应，可以通过测量散射角度，探测不同核子的形状因子；此外，在大面积探测器情况下，还可能观测到  $1 \rightarrow 3$  的 Trident 稀有过程。这些测量可以提供对核物理理论模型的检验、给予核物理实验以重要的输入信息；同时还可以通过稀有过程探测可能的新物理。

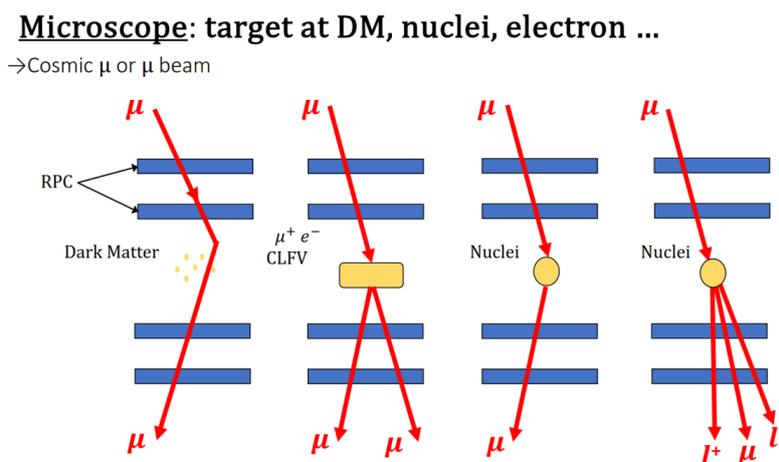


图 6.15: 高精度缪子散射探测装置扩充可开展的一系列新物理实验

## 6.4 实验进展与未来规划

目前的工作基础与取得的实际进展：

北京大学亚原子粒子探测实验室较早开始研究宇宙射线缪子成像系统的关键技术并于 2012 年成功研发了一种二维延迟线读出大面积玻璃阻性板气体室（Resistive Plate Chamber，简称 RPC）探测器，能把对宇宙射线缪子的位置分辨率降到 1 mm(FWHM) 或者  $\sigma < 0.3$  mm 以下，同时保持探测效率  $> 90\%$ <sup>[227,235,238-240]</sup>。RPC 也被认为有着大面积、高性价比和易维护的特性，非常适合于中小型宇宙射线缪子成像系统。

我们已经在实验室基于原有的 RPC 宇宙射线散射成像系统，使用新的 PETIROC DAQ 获取板搭建了测量平台，并正在进行长时间的空气散射数据累积。下图（图 16）展示了目前搭建的缪子散射系统探测器和电子学照片。

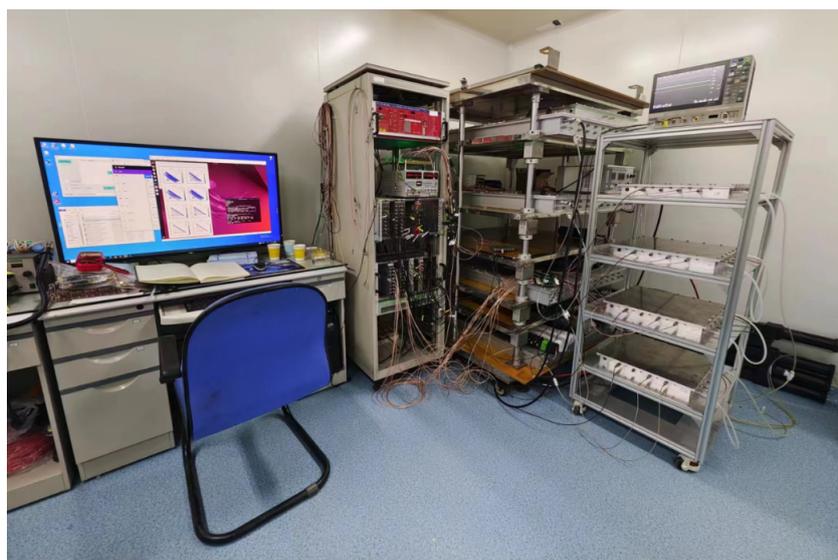


图 6.16: 目前搭建的缪子散射系统探测器和电子学照片

自 2024 年 1 月起，我们在新系统上进行了为期 3 个多月的宇宙线缪子散射测试。同时，我们利用 GEANT4 构建了与实验系统相同尺寸、材料及间隔距离设置的缪子散射探测系统，模拟了该系统中宇宙线缪子的散射角分布。目前，模拟与实验数据的对比分析正在进行中。

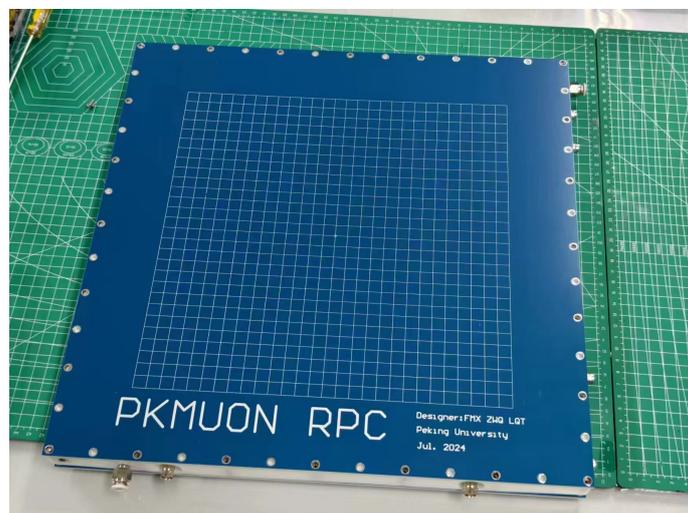


图 6.17: 新结构 RPC 的组装照片

在新结构 RPC 的开发方面，我们已经完成了第一版新结构 RPC 的设计、制作与测试。如图 6.17 所示，新型 RPC 使用铝/光敏树脂作为外框材料，并直接利用读出板作为顶板密封，使其更加轻便易操作，对缪子带来的散射更小。我们已成功观测到新结构 RPC 的信号，并验证其性能满足实验需求。拟在后续的迭代优化中实现二维读出和稳定性测试。

申请人在团队已经对缪子散射测量暗物质的实验设想和方案在去年和今年已经发表了 2 篇期刊文章<sup>[226-227]</sup>，这个课题在科学和应用上都有不错的研究前景，预期科研产出不少。

未来，团队将继续优化探测器设计，并计划在更高通量的缪子束流中进行实验，以进一步提升对暗物质、cLFV 现象以及缪子与核散射事件的探测能力。

## 6.5 项目预期成果

(1) 攻克缪子径迹探测和缪子散射成像阵列的实验关键技术，形成高精度高灵敏度的缪子散射实验探测装置；

(2) 建立缪子散射实验模拟系统；

(3) 在宇宙射线和缪子束流实验中获得高统计量高精度的缪子散射数据，持续性给出轻暗物质粒子散射截面的测量结果，取得多个原创性科研成果。

# 第四部分

## 中微子物理

中微子是一类相互作用极为微弱的基本粒子，几乎不与物质发生碰撞，这使得它们成为探索宇宙奥秘的理想工具。在当前的研究中，中微子物理不仅关注中微子的质量问题，而且涉及多个前沿方向，拓展对宇宙结构和基本物理定律的理解。虽然中微子已被纳入标准模型，但其质量、相互作用机制和可能的新物理现象仍是未解之谜。通过深入研究中微子的质量和性质，科学家寻求超越标准模型的线索，这将向探索基本粒子之间相互作用迈出重要一步。因此，中微子物理也成为现代粒子与原子核物理学的一个关键领域。

由于当前和未来探测能力的进步，中微子可以被用作研究各种现象的工具。中微子作为天体物理信使中微子是宇宙中已知的第二丰富粒子（仅次于光子），在许多天体物理现象和宇宙学中发挥着重要作用。研究中微子使我们能够了解各种环境，如恒星聚变过程、超新星爆炸、核合成以及有史以来观测到的最高能粒子的起源。宇宙学对中微子的数量、它们的质量总和以及潜在的新中微子相互作用很敏感。反过来，我们在实验室中确定中微子特性越精确，与宇宙学数据拟合的自由度就越少。所有这些科学驱动因素都需要一个广泛而多样的支持计划，包括具有社会影响的应用。我们目前对中微子-原子核相互作用的建模需要改进，以充分利用未来实验提供的精确物理计划。改进它需要实验者之间的合作，进行新的测量；核和粒子理论家开发新的模型；计算专业人员实现数据、理论和软件工具的保存和互操作性。更好地理解现有的中微子束和新型中微子源也需要继续努力。理论显然将在中微子科学中发挥核心作用，是未来计划不可或缺的一部分。

在本章，我们根据中微子能量从低到高，提出从中微子相干散射到极高能散射的高精度物理。

# 一、 缪子静止衰变实现对轻子 CP 相角的精确测量 (葛韶锋)

中微子振荡是超出粒子物理标准模型的第一个新物理现象，得到大量实验证据的支持，是探索标准模型之后粒子物理进一步前进方向的重要指标和探针。尤其是中微子混合与振荡中存在一个轻子狄拉克 CP 相角  $\delta_D$ ，是通过轻子创生机制 (Leptogenesis) 解释宇宙中的重子物质不对称 (Baryon Asymmetry) ——宇宙中为什么存在大量物质、而几乎没有反物质——的关键因素。对于这个狄拉克 CP 相角的测量，是目前加速器中微子振荡实验 (包括日本的 T2K 和美国的 NOvA，以及未来的 T2HK 和 DUNE) 的最重要物理目标，全世界在轻子 CP 相角的测量上投入了大量资源。

但加速器中微子振荡实验具有多重内在缺陷<sup>[241]</sup>: 1) 效率问题、2) 简并解问题、3) CP 相角精度问题，这三个缺陷都与加速器中微子实验的基本设置有关。尤其是加速器实验需要测量中微子 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) 和反中微子 ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ) 这两个振荡模式来确定 CP 相角，而反中微子的反应截面比中微子要小，差别达 2~3 倍。为实现差不多相同的统计量，就需要将大部分的运行时间花在反中微子模式上，效率不高。后两个问题来自于实验观测量对 CP 相角的依赖形式，为实现最大的 CP 破坏效果，实验设置在第一个振荡峰附近，此时对 CP 的依赖是  $\sin \delta_D$  的形式。从直接测量到的  $\sin \delta_D$  推断 CP 相角的值，就有  $\delta_D$  和  $\pi - \delta_D$  这两个简并解，无法唯一确定。同样的  $\sin \delta_D$  依赖会导致在 CP 相角比较大的时候 ( $\delta_D \sim \pm \frac{\pi}{2}$ )，对 CP 相角的测量精度较差， $\Delta \delta_D \sim 1/\cos \delta_D$ ，和  $\cos \delta_D$  成反比。此外，多种新物理效应会进入到对 CP 相角的测量中来，包括非标准相互作用 (Non-Standard Interaction)<sup>[242]</sup>、非幺正混合 (Non-Unitary Mixing)<sup>[243]</sup>、重整化群跑动效应 (RG Running Effect)<sup>[244]</sup>等。

缪子静止衰变可以有效地解决现有 CP 相角测量中的内在缺陷，排除多个新物理效应的干扰，实现对 CP 相角的精确测量，下面将一一阐述。由于具有多重优势，国际上已经有多个采用缪子静止衰变中微子的振荡实验方案提出，包括 DAE $\delta$ ALUS、 $\mu$ DARTS<sup>[245-246]</sup>、TNT2K/TNT2HK<sup>[247]</sup> 和  $\mu$ THEIA<sup>[248]</sup>，代表着在目前中微子 CP 测量实验 T2K/T2HK、NOvA 和 DUNE 之后，进一步发展的方向，尤其是在未来实现对轻子 CP 相角的精确测量。

## 1.1 克服加速器中微子实验的内在缺陷

上述加速器中微子振荡实验的三大缺陷 (效率问题、简并解问题、CP 相角精度问题)，可归结为两大原因: 1) 需要同时跑中微子和反中微子两个模式，而反中微子反应截面较小; 2) 实验观测量对 CP 相角的依赖是  $\sin \delta_D$  形式。缪子静止衰变可以提供针对性的改进<sup>[241]</sup>。

实验上产生缪子是通过质子打靶，首先产生派介子  $\pi^\pm$ : 其中  $\pi^-$  被带正电的原子核

吸收，而  $\pi^+$  在材料里首先将能量损失掉、然后在静止状态下衰变 ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ )。产生的  $\mu^+$  同样首先在材料里将能量损失掉，然后在静止状态下衰变 ( $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ )。整个过程一共能产生三个中微子：单能的  $\nu_\mu$ ，以及具有连续能谱的  $\bar{\nu}_\mu$  和  $\nu_e$ 。其中缪子反中微子  $\bar{\nu}_\mu$  会经历反中微子振荡模式 ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ )，可以用来测量轻子 CP 相角。虽然中微子模式的振荡 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) 也依赖于 CP 相角，但  $\nu_e$  无法通过逆贝塔衰变 (IBD: Inverse Beta Deca) 进行识别和测量。对于电子中微子  $\nu_e$ ，其包含 CP 相角的振荡 ( $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ) 会产生缪子中微子，但没有足够的能量使其通过带电流相互作用产生 106MeV 质量的缪子，从而无法进行探测。缪子静止衰变 ( $\mu$ DAR: Muon Decay at Rest) 产生独特的低能缪子反中微子束流  $\bar{\nu}_\mu$ ，可用于轻子 CP 相角的测量。

由于产生  $\mu$ DAR 中微子所需的质子束流能量 (800MeV) 和加速器中微子实验相比并不算高，在耗费相同能量的条件下，能够产生更多的  $\mu$ DAR 中微子。这使得  $\mu$ DAR 中微子和加速器实验比起来，在反中微子模式有独特的优势，可以显著改善效率不高、统计量不足的问题。这就克服了加速器中微子实验第一个内在缺陷。

由于缪子是在静止状态下发生的衰变，产生的缪子反中微子具有非常确定的能谱，能谱形状基本没有误差，这对于测量中微子振荡概率具有非常独特的优势。相对于加速器中微子通常采用的离轴 (Off-Axis) 束流相比， $\mu$ DAR 中微子束流的能谱更宽 (从 0 到 53MeV)，辅以 20 ~ 30 公里长度的基线，可以同时具有差不多大小的  $\sin \delta_D$  和  $\cos \delta_D$  项，一举克服加速器中微子实验的另外两大内在缺陷：简并解和 CP 相角精度问题。

## 1.2 排除非标准相互作用的影响

由于  $\mu$ DAR 中微子来自于缪子静止衰变，末态粒子的总能量等于缪子质量，产生的中微子能量较低，在缪子质量一半 (53MeV) 以下，比加速器中微子的能量低了一个量级，比如 J-PARC 产生的 Off-Axis 中微子能量在 550MeV 左右、而 DUNE 使用的中微子能量更是高达 2GeV。虽然更高的能量意味着更大的探测截面，但也会导致更显著的物质势效应。描述中微子振荡的哈密顿量中，

$$\mathcal{H} \approx E_\nu + \frac{M_\nu M_\nu^\dagger}{2E_\nu} \pm \mathbf{V}, \quad (1.1)$$

物质势 ( $V$ ) 在中微子和反中微子振荡模式之间有一个正负号的差别。这是因为物质势主要来自于中微子和物质中电子的前向散射 (Forward Scattering)，由于只有电子而没有正电子，物质本身具有 CP 破坏的效应。也就是说，物质势会造成假的 CP 效应，从而干扰通过中微子振荡测量轻子 CP 相角。

上式同时也提示了克服这一新物理干扰的途径。对于能量较高的中微子，中间的真空中质量项  $M_\nu M_\nu^\dagger / 2E_\nu$  的贡献会被中微子质量  $E_\nu$  压低，物质势会被相对放大。而  $\mu$ DAR 中微子的能量明显较低，只有加速器实验的 1/10 或更小。用  $\mu$ DAR 中微子做振荡实验，天生可以排除物质效应的影响，从而得到对轻子 CP 的“干净”测量<sup>[242]</sup>。

### 1.3 非么正混合

除了标准模型中的三个参与弱相互作用的活性中微子（Active Neutrino）之外，还可以存在额外的中微子，比如跷跷板机制（Seesaw Mechanism）为解释中微子的质量为什么这么小而引入的右手中微子、以及解释诸多中微子振荡实验反常现象而引入的惰性中微子。这些中微子之间都能发生混合，从而使得三个轻的活性中微子这部分的混合不再是封闭的么正矩阵，

$$U = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ |\alpha_{21}|e^{i\phi} & \alpha_{22} & 0 \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} U_{\text{PMNS}}. \quad (1.2)$$

而是在么正的 PMNS 混合矩阵  $U_{\text{PMNS}}$  的基础上再乘上一个非么正的部分。非么正部分的  $\alpha_{21}$  矩阵元是复的，包含一个 CP 相角  $\phi$ ，会显著改变加速器实验用来测量 CP 相角的  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  和  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  振荡过程，成为一个假的 CP 效应。

非么正混合的一个重要效应是零距离振荡概率不会回到么正的形式， $P_{\alpha\beta}(L \rightarrow 0) \rightarrow \delta_{\alpha\beta}$ 。直观来讲，如果中微子产生的时候处于味道本征态  $\nu_\alpha$ ，如果传播距离无限趋于 0，振荡不会发生，中微子应该仍然处于质量本征态  $\nu_\alpha$ 。但这实际上是么正性或者说概率守恒的要求，对于非么正混合，概率守恒不再成立，会在零距离极限下体现出来<sup>[243]</sup>。

### 1.4 探测中微子混合中的重整化群跑动效应

中微子振荡是一个宏观量子干涉的过程，振幅由三部分组成，

$$P_{\alpha\beta} \equiv |\mathcal{A}_{\beta\alpha}^{\text{osc}}|^2, \quad \text{with} \quad \mathcal{A}_{\beta\alpha}^{\text{osc}} \equiv \sum_i U_{\beta i}(Q_d^2) e^{-i\frac{m_i^2}{2E_\nu}L} U_{\alpha i}^*(Q_p^2). \quad (1.3)$$

其中  $U(Q_p^2)$  是中微子产生部分的混合矩阵， $U(Q_d^2)$  是探测部分的混合矩阵，通常认为这两个混合矩阵应该是一样的。但如果存在重整化群跑动（Renormalization Group Running）的效果，它们完全是可以不一致，这一差别会在中微子产生和探测过程具有不同转移动量能标时发生，从而改变中微子振荡概率，影响到对 CP 相角的测量。

由于中微子产生和探测时的两个混合矩阵不一致，也不再满足么正性的要求，同样会在零距离振荡极限下体现出来， $P_{\alpha\beta}(L \rightarrow 0) \neq \delta_{\alpha\beta}$ <sup>[244]</sup>。

### 1.5 近点探测器检验非么正混合和重整化群跑动中的零距离振荡效应

如上所述，非么正混合和重整化群跑动都会导致对么正性的偏离，都会在零距离极限下表现出对  $P_{\alpha\beta}(L \rightarrow 0) \rightarrow \delta_{\alpha\beta}$  的偏离。尤其是对于味道改变  $\alpha \neq \beta$  的跃迁概率可以不为零， $P_{\alpha\neq\beta}(L \rightarrow 0) \neq 0$ 。也就是说，一开始缪子味道的反中微子可以在不经过传播的情况下、直接变成电子反中微子。在  $\mu\text{DAR}$  中微子源附近放置一个近点探测器，通过测量零距离跃迁产生的电子反中微子  $\bar{\nu}_e$ ，就可以限制非么正混合与重整化群跑动。

## 二、 准弹性和非弹性中微子散射：强子结构 (吴佳俊、邹冰松)

以质子为靶用高能中微子轰击产生强子模态，相比于利用光子和电子有其独特的优势。其中最重要的区别就是中微子参与反应的过程可以发生带电的  $W$  玻色子流，能够改变味道和电荷，那么就能在末态分别  $s$ 、 $c$  夸克或其反夸克，这是中微子和反中微子反应的独特优势。

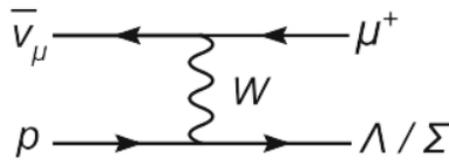


图 2.1: 中微子和质子散射产生强子的费曼图。

如果（反）中微子改变  $u$ 、 $d$  夸克到  $s$  夸克，那么在末态就能够产生单独的超子以及超子激发态，而在光子和电子散射中，如果末态需要产生超子激发态，那么就必然需要产生另一个带有反  $s$  夸克的强子，也就是说，同样产生超子以及超子激发态，光子和电子散射会比中微子散射多产生一个强子，而这在实验观测上会大大降低末态粒子重建效率，从理论上则需要引入更多的强作用过程，尤其是多道耦合带来的重散射效应。因此利用中微子和质子反应产生超子和超子激发态有助于得到比较干净的超子末态，这对于精确研究超子激发态的强子谱和强子结构有重要意义。如图2.1所示，利用反中微子轰击质子靶，可以产生单超子态，而不是在光生过程中的  $\bar{K}\Lambda$  或者  $\bar{K}\Sigma$  系统。那么当产生激发态超子时，末态系统的粒子数总是反中微子轰击质子靶反应少一个强子，那么，在分析过程中，会大大减少末态相互作用的干扰。

如果利用反中微子轰击质子靶，原则上无法从  $u$  夸克和  $d$  夸克产生  $c$  夸克，那么只能从质子的海夸克的反夸克中产生反  $c$  夸克，其中如果来自反  $d$  夸克，那么末态就  $\bar{c}uudd$  系统，而如果是来自于反  $s$  夸克，那么末态就会是  $\bar{c}sudd$  系统，因此可以通过测量既带有反粲数也带有奇异数的系统来估计质子中含有的  $\bar{s}s$  成分。这为探测质子内部奇异夸克分布提供了新思路。

另一方面，利用中微子和反中微子轰击氦核等简单的轻核系统，有助于人们了解中微子和反中微子与中子的反应。由于氦核的结构比较简单，可以进行精确的少体计算，从而在抽取中微子与中子在各种能量下的反应截面，这是人们研究中微子核物理的基础，具有重要的科学意义。然后基于此，可以开展单  $\pi$ ，双  $\pi$ ，甚至多  $\pi$  末态的研究，这里会有丰富的  $N^*$  结构，这也为开展  $N^*$  强子的能谱和结构打开了新方向。

基于加速器的短基线和长基线中微子振荡实验一般在中等能量范围（0.1–20 GeV）内运行。这些实验精确提取振荡参数需要对相关中微子截面进行良好测量。就可能可以应用到对于  $N^*$  强子，超子共振态，甚至含有五夸克成分的奇特态系统，以及质子内部奇异夸克波函数等一系列的强子物理研究。

### 三、 中微子测量核子三维结构:GPD 和 TMD

几个 GeV 能量的中微子束流不仅可以研究强子谱和形状因子，还可以研究弱相互作用探针下的核子三维结构，和电子束流实验比如 JLab 和 EIC 电磁相互作用探针的装置形成互补。

#### 3.1 强子广义部分子分布函数 (GPD) 研究 (陈旭荣、Kumano、宋勤涛、谢亚平)

广义部分子分布函数 (Generalized parton distributions, 简称 GPDs) 是描述强子三维内部结构的重要 QCD 非微扰量，通过研究广义部分子分布函数，我们可以解决质子自旋危机，揭示强子内部的质量结构，压力，剪切力分布等一系列前沿科学问题，因此测量广义部分子分布函数是美国将要建设的电子-离子对撞机 (EIC) 上的一个重要物理目标。实验上测量强子广义部分子分布函数的黄金反应道有三个，他们分别是深度虚康普顿散射 (Deeply virtual Compton scattering, 简称 DVCS)，深度虚介子产生 (Deeply virtual Meson production, 简称 DVMP) 和类时康普顿散射 (Timelike Compton scattering, 简 TCS)。然而在上述的实验测量中，我们无法区分不同味道夸克的广义部分子分布函数。要解决这一问题，理论物理学家提出可以利用中微子束流代替电子束流进行相应的实验测量，他们是中微子 DVCS 过程 (见图 (3.1)) 和中微子 DVMP 过程 (见图 (3.2))：由于中微子参与过程反应截面比较小，而中微子 DVCS 过程相对

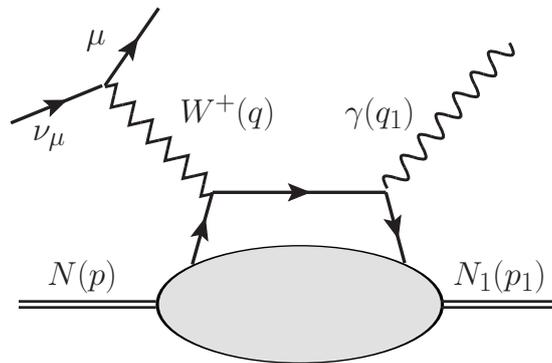
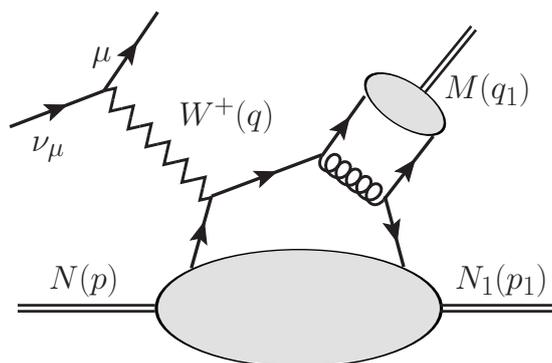


图 3.1: 中微子 DVCS 过程:  $W(q) + N(p) \rightarrow \gamma(q) + N_1(p_1)$

于中微子 DVMP 过程会多出一个电磁相互作用耦合常数  $\alpha$  的压低，因此实验上测量中微子 DVMP 过程将会比较容易<sup>[249-250]</sup>。在图 (3.2) 中，介子可以为  $\pi$ ,  $\rho$ , 和  $D$  介子等，可以测量的广义部分子分布函数为质子广义部分子分布函数以及转移广义部分子分布函数 (transition GPDs)，考虑到  $W$  玻色子与夸克耦合顶点的特点，测量  $D$  介子的产生过程的截面会比较大，因为该顶点可以为  $W$  玻色子与粲夸克奇异夸克耦合，所以相应测量比较容易。上述的中微子测量过程需要 5-10 GeV 中微子束流，因子化条件为


 图 3.2: 中微子 DVCS 过程:  $W(q) + N(p) \rightarrow M(q) + N_1(p_1)$ 

$-q^2 \gg -t = (p - p_1)^2$ , 因此测量动力学参数范围需要在前向区域 (forward region, 即小  $t$  区域)。

**强子转移分布振幅的研究:** 与此同时, 我们还可以研究中微子 DVCS 过程和中微子 DVMP 过程的后向区域 (backward region, 即小  $u$  区域), 利用因子化条件  $-q^2 \gg -u = (p - q)^2$ , 测量该区域的反应截面, 可以提取出反应核子内部结构的另一个三维函数, 即强子转移分布振幅 (Transition Distribution Amplitudes, 简称 TDAs)<sup>[251]</sup>, 图 (3.3) 对应于核子光子 TDA, 图 (3.4) 对应于核子介子 TDA, 其中介子可以为  $\pi$ ,  $\rho$ , 和  $D$  介子等。在实验上, 核子 TDA 的测量已经成为一个热点研究方向, 如美国 JLAB 实验室在 2019 年首次公布了利用电子束流测量质子 TDA 的测量结果<sup>[252]</sup>。

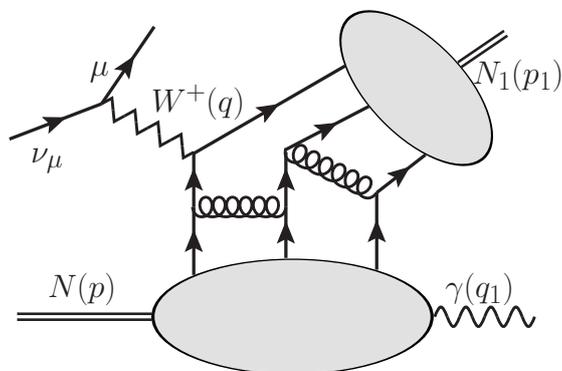


图 3.3: 核子光子 TDA。

综上所述, 利用中微子 DVCS 过程和中微子 DVMP 过程我们可以研究强子 GPD 和强子 TDA 的 QCD 非微扰量, 进而研究质子自旋危机和强子内部的质量结构等前沿科学问题。与电子束流的测量结果不同的是, 中微子过程可以让我们区分不同味道夸克的 GPD, 因此测量中微子 DVCS 过程和中微子 DVMP 过程可以对美国 JLAB 和 EIC 的相关测量进行补充, 以达到完全提取强子 GPD 和强子 TDA 的物理目标。

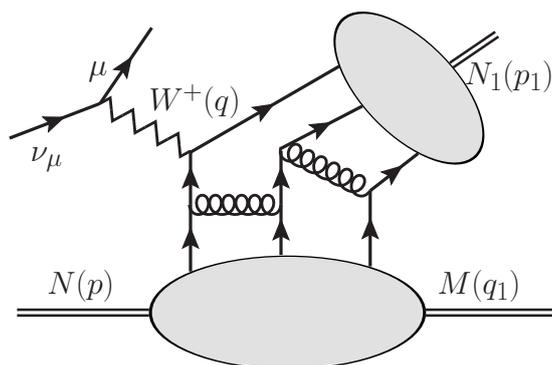


图 3.4: 核子介子 TDA。

### 3.2 核子三维结构 TMD 研究 (陈开宝、杨卫华、杨兴华)

深度非弹性散射 (DIS) 实验是研究核子结构的重要实验之一, 对电子-核子 DIS 过程的实验测量已有许多并积累了大量数据。但目前对中微子-核子 DIS 过程的实验测量还有较大的不足。中微子属于中性轻子, 只参与弱相互作用。因其特殊的性质, 中微子-核子 DIS 实验具有更广泛的研究基础。中微子-核子 DIS 实验可以区分部分味道, 例如中微子可以与  $d, s, \bar{u}, \bar{c}$  夸克反应, 而反中微子可以于  $u, c, \bar{d}, \bar{s}$  夸克反应, 相应非极化的结构函数可以写为

$$F_2 = 2x(u + \bar{d} + \bar{s} + c \cdots),$$

$$F_3 = 2(u - \bar{d} - \bar{s} + c \cdots).$$

由此可见, 利用中微子 DIS 研究部分子分布函数 (PDF) 具有天然的优势。

利用中微子散射实验研究 PDF 在味道鉴别方面具有独特的优势。通过该实验可以精确验证部价夸克 PDF 的同位旋不对称以及奇异夸克-反奇异夸克的不对称。与此同时还可以研究极化的 PDF 和 TMD, 例如

$$g_1 = \delta u + \delta \bar{d} + \delta \bar{s} + \delta c \cdots,$$

$$g_5 = -\delta u + \delta \bar{d} + \delta \bar{s} - \delta c \cdots.$$

在原子核 DIS 实验中, 由于核子间紧密相互作用和强关联性的存在, 分析实验数据时需要充分考虑 PDF 的核效应, 即核部分子分布函数 (nPDF)。中微子 DIS 实验在这一领域中展现出了独特的优势, 其关键在于能够通过精确测量结构函数  $F_2$  和  $F_3$  来有效区分不同味道的核部分子分布函数<sup>[253]</sup>。在中微子振荡实验中, DIS 运动学区域 (2-9GeV) 具有显著的贡献。为了准确描述和预测中微子-核 DIS 实验的结果, 需要精确测量 nPDF。此外, 中微子-核 DIS 实验还具有广泛的应用前景, 在暗物质探测、宇宙起源和演化等前沿科学领域, 这类实验也发挥着重要的作用。

一维 PDF 的测量一般依赖于单举 DIS 过程, 而三维部分子分布函数或者横动量依赖的部分子分布函数 (TMD) 的测量则需要依赖于半单举深度非弹性散射 (SIDIS) 过程, 包括喷注产生和强子产生两种形式。其中喷注产生的半单举过程可以实现对高扭度

分布函数的直接测量。例如在虚光子-核子共线系中，喷注的横动量等于核子中夸克的内禀横动量。通过测量喷注横动量的左右不对称（即夸克内禀不对称）可以直接获得夸克内禀横动量的分布信息或者直接得到扭度-3 部分子分布函数  $f^\perp, g^\perp$  [254-255]。基于手征性守恒的要求，在喷注产生的半单举过程中无法测量手征为奇的 TMD。相较于喷注产生过程，在强子产生的半单举过程中不仅可以研究更为完整的核子三维结构，同时还可以研究部分子的强子化过程。由于碎裂过程的存在，手征性守恒不再满足，因此除了手征为偶项外还可以测量手征为奇的部分子分布函数，例如 Boer-Mulders 函数  $h_1^\perp$ 。

相比较于 SIDIS 过程，理论和实验上对中微子 DIS 过程的研究较为充分，例如文献 [256] 中详细总结了目前在中微子在浅度（shallow）非弹性散和 DIS 能量区域的物理。而在未来基于惠州大科学装置的中微子散射能区（2-10GeV），中微子反应截面可达  $0.8 \times 10^{-38} \text{cm}^2/\text{GeV}/\text{nucleon}$  [257]，这将有助于未来更多的中微子散射实验的研究。对中微子 SIDIS 实验的理论研究还比较少，实验上也缺乏相应的数据。文献 [255] 中详细计算了喷注产生的 SIDIS 过程的物理可观测量，包括方位角不对称和内禀不对称。而强子产生的中微子 SIDIS 过程还没有明确的研究结果，类似的带电轻子 SIDIS 过程研究可以参考 [258]。

近期我们研究发现在中微子 SIDIS 过程中， $\pi^\pm$  的产生不对称在同位旋对称的条件下至于奇异夸克的 TMD 相关，可以用来研究其不对称。假定氘核是非极化的，中微子和反中微子 SIDIS 截面可以表示为

$$d\tilde{\sigma}_{\nu N}(\pi^+) = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{yz^2Q^2} A_W T_0 \left( C [f_1^d D_1^u] U^{ud} + C [f_1^{\bar{u}} \bar{D}_1^{\bar{d}}] U^{ud} + C [f_1^s D_1^u] U^{us} \right), \quad (3.1)$$

$$d\tilde{\sigma}_{\bar{\nu} N}(\pi^-) = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{yz^2Q^2} A_W t_0 \left( C [f_1^u \bar{D}_1^{\bar{d}}] U^{ud} + C [f_1^{\bar{d}} \bar{D}_1^{\bar{u}}] U^{ud} + C [f_1^{\bar{s}} \bar{D}_1^{\bar{u}}] U^{us} \right), \quad (3.2)$$

其中  $\pi^-$  的碎裂函数用  $\bar{D}_1$  表示，以区分  $\pi^+$  的碎裂函数  $D_1$ 。  $U^{ij}$  是 CKM 矩阵元，

$$T_0 = A(y) + C(y), \quad (3.3)$$

$$t_0 = A(y) - C(y), \quad (3.4)$$

其中  $A(y) = 2 - 2y + y^2$ ,  $C(y) = y(2 - y)$ . 定义  $\pi^\pm$  的产生不对称，

$$A^\pi = \frac{d\tilde{\sigma}_{\nu N}(\pi^+) - d\tilde{\sigma}_{\bar{\nu} N}(\pi^-)}{d\tilde{\sigma}_{\nu N}(\pi^+) + d\tilde{\sigma}_{\bar{\nu} N}(\pi^-)}, \quad (3.5)$$

可以得到

$$A^\pi = \frac{A(y)F_M^\pi + C(y)F_P^\pi}{A(y)F_P^\pi + C(y)F_M^\pi}. \quad (3.6)$$

在同位旋对称性的要求下，

$$D_1^u(\pi^+) = \bar{D}_1^{\bar{d}}(\pi^-), \quad (3.7)$$

$$D_1^{\bar{d}}(\pi^+) = \bar{D}_1^{\bar{u}}(\pi^-), \quad (3.8)$$

$$f_1^u = f_1^{\bar{d}}, \quad (3.9)$$

$$f_1^{\bar{u}} = f_1^{\bar{d}}, \quad (3.10)$$

$F_M$  和  $F_P$  可以写为

$$F_M^\pi = \left( \mathcal{C} [f_1^s D_1^u] - \mathcal{C} [f_1^{\bar{s}} \bar{D}_1^{\bar{u}}] \right) U^{us}, \quad (3.11)$$

$$F_P^\pi = \left( 2\mathcal{C} [f_1^d D_1^u] + 2\mathcal{C} [f_1^{\bar{u}} D_1^{\bar{d}}] \right) U^{ud} + \left( \mathcal{C} [f_1^s D_1^u] + \mathcal{C} [f_1^{\bar{s}} \bar{D}_1^{\bar{u}}] \right) U^{us}. \quad (3.12)$$

从公式 (3.11) 可以看出,  $F_M$  或者  $A^\pi$  是测量奇异夸克 TMD 的有效探针。

## 四、 CiADS 上的 CICENNS 探测器

安丰鹏<sup>a</sup>、陈晓峰<sup>c</sup>、黄振秀<sup>a</sup>、Soo-Bong Kim<sup>a</sup>、廖家军<sup>a</sup>、凌家杰<sup>a</sup>、麦景宇<sup>a</sup>、Jungsic Park<sup>f</sup>、唐晓东<sup>d, e</sup>、王为<sup>a,b</sup>、魏月环<sup>b</sup>、吴云涛<sup>c</sup>、肖翔<sup>a</sup>、张家杰<sup>a</sup>

<sup>a</sup> 中山大学物理学院, 广州 510275, 中国

<sup>b</sup> 中山大学中法核工程与技术学院, 珠海 519082, 中国

<sup>c</sup> 中国科学院上海硅酸盐研究所, 上海 201899, 中国

<sup>d</sup> 中国科学院近代物理研究所, 兰州 73000, 中国

<sup>e</sup> 兰州大学和中国科学院近代物理研究所联合核物理系, 兰州 73000, 中国

<sup>f</sup> 庆北国立大学物理系, 大邱 41566, 大韩民国

我们希望利用位于广东省惠州的中国加速器驱动系统 (CiADS) 作为一个连续的中微子源, 以观察中微子-原子核弹性相干散射 (CEvNS)。我们目前正在建设一个 300 公斤的 CsI(Na) 探测器, 由 15 个低放射性的 CsI(Na) 晶体组成, 周围布置一层反符合探测器和屏蔽材料, 希望部署在距离 CiADS 散裂靶大约 25 米的合适位置。同美国的 COHERENT 探测器相比, 其靶质量增加了 20 倍, 并且探测器设计得到了极大的改进, 即使在很大的不随时间变化的本底下, 仍然能够保持 7 keV<sub>nr</sub> 的能量阈值, 同 COHERENT 探测器一样优秀。CISCENNS 探测器预计能够提供足够的信号, 以进行精确测量并高效地搜索以前无法实现的新物理。

如果提供一个 250 kW (2.5 MW) 的连续质子束, 在 7 keV<sub>nr</sub> 能量阈值下, 300 公斤探测器取数一年预计会观察到约 1520 (15200) 个 CEvNS 事例。束流相关的本底事例率估计约为预期的 CEvNS 事例率的 5%, 不确定度为 25%。在 7 keV<sub>nr</sub> 能量阈值下, 稳态背景 (steady-state background) 事例率预计约为每年  $4.1 \times 10^5$  个事例, 其归一化不确定度为 0.1%。

我们将介绍 CICENNS 探测器的设计、预期的 CEvNS 信号和本底、物理潜力以及在 CiADS 的可能探测器位置。

### 4.1 研究动机

最近, COHERENT 合作组<sup>[259]</sup>观测到了中微子原子核弹性相干散射 (即 CEvNS), 这为探测极低能量的中微子相互作用开辟了一扇新的窗口, 即中微子的物质波与整个原子核内核子的相互作用现象。中微子与物质的相互作用非常微弱, 需要大的靶质量才能进行探测。然而, 物理学家揭示了一种新的技术, 即使使用更小的探测器也能探测中微子。能量高于 200 MeV 的中微子具有小于 1 fm 的波长, 这大致是一个核子的大小, 因此它与核内单个核子的相互作用较弱。另一方面, 中微子的波动特性在低能量 (低于 100

MeV) 下比较显著, 它可以与一个原子核内的所有核子相互作用, 因此中微子相互作用的概率显著增强。对 CEvNS 探测的兴趣不仅源于其在散射中对中微子波现象的敏感探测, 还因为它是扩展我们对中微子特性认识的宝贵工具。

1974 年首次理论预测了低能中微子的 CEvNS 截面可能会增强 100 倍或 1000 倍以上<sup>[260-261]</sup>。相互作用强度取决于核的弱电荷  $Q_W^2$  或靶核内中子数的平方。2017 年, 在美国橡树岭国家实验室 (ONL) 的散裂中子源 (SNS) 上, 利用一个暗物质探测器, 最终观测到了散裂中子源产生中微子的相干散射<sup>[259]</sup>。

对于大多数靶核来说, 在中微子能量低于 100 MeV 时, CEvNS 截面是中微子所有散射通道中最大的。COHERENT CsI(Na) 探测器使用 14.6 kg 的靶质量积累了  $306 \pm 20$  个 CEvNS 候选事例, 这与标准模型 (SM) 预测的  $341 \pm 11$  (理论)  $\pm 42$  (实验) 个事例相一致<sup>[262]</sup>。但由于存在较大的统计和系统不确定度, 这还不足以进行有效的物理搜索。

## 4.2 物理目标

为了对感兴趣的物理搜寻和测量具有敏感性, 我们提出开发一个总质量为 300 kg 的 CsI(Na) 晶体探测器, 质量是 COHERENT 实验的 20 倍, 并改进了探测器设计。该探测器将能够提供世界上最大的 CEvNS 事例率, 足以进行精确测量和新物理搜索, 这是其他方式无法实现的。该探测器预计能够通过精确测量低动量转移下的 CEvNS 截面, 从而全面了解标准模型预言的中微子弱耦合。它还可以探测核结构, 并对弱核荷值提供更好的约束。CEvNS 过程也有助于探测未知的中微子性质, 这可能需要标准模型以外的物理来解释。它们包括搜索中微子磁矩、惰性中微子以及由新粒子传递相互作用的非标准中微子相互作用 (NSI)。基于暗物质探测技术的惰性元素 CEvNS 探测器, 可以观测到由于截面极小而无法探测的超低能中微子。由于低能中微子的事例率显著增强, CEvNS 效应可用于开发小型探测器, 以探测中子星和恒星坍缩过程中的中微子辐射。CEvNS 探测器也对太阳中微子、大气中微子以及弥散超新星中微子背景具有敏感性, 这些都是直接暗物质搜索不可消除的本底。

CICENNS 实验的物理目标总结如下。

### (1) 精确测量:

- 在低动量转移下对 CEvNS “味道” 截面的精确测量
- 在低动量转移下对弱耦合的精确测量
- 探测中子形状因子的核结构
- 理解暗物质背景和检测太阳中微子

### (2) 新物理搜索:

- 非标准中微子相互作用

- 新粒子搜索：加速器产生的暗光子或亚 GeV 暗物质
- 中微子磁矩和有效中微子电荷半径
- 高效搜索无源中微子

### 4.3 CICENNS 探测器

铯和碘原子的高靶质量大幅增强了相干性, 从而使 CE $\nu$ NS 事例率足够高。这两种靶原子质量相似也大大简化了探测器响应。晶体在 662 keV $_{ee}$  下具有  $\sim 45$  光子/keV $_{ee}$  的高光产额, 光发射峰值在 420 nm 处。COHERENT 实验使用  $^{241}\text{Am}$  源测得了  $15.4 \pm 1.2$  PE/keV $_{ee}$  的光产额<sup>[263]</sup>, 并达到了 7 keV $_{nr}$  的能量阈值。基于测量得到的约  $\sim 9\%$  的淬灭因子, 获得了 1.2 PE/keV $_{nr}$  的绝对能量标度<sup>[264]</sup>。

该探测器命名为 CICENNS (发音为“西森斯”), 全称是 CsI detector for Coherent Elastic Neutrino Nucleus Scattering(中微子原子核弹性相干散射碘化铯探测器)。它由 15 个低放射性 CsI(Na) 晶体组成, 周围环绕着 32 个 15 厘米厚的塑料闪烁体面板阵列, 并配备了足够的屏蔽材料来屏蔽外部伽马射线和中子本底。每个 CsI 晶体由两个 5 英寸的超级双碱光电倍增管 (SBA PMT) 在两端观测。28 个长的和 4 个短的塑料闪烁体面板中的分别由两个 4 英寸的光电倍增管观测。包围靶晶体的屏蔽材料屏蔽材料 (铜、铅和高密度聚乙烯 (HDPE)) 总共约 13 吨的。图 4.1 显示了探测器的示意图。该探测器预计将部署在 CiADS, 并将提供足量的 CE $\nu$ NS 信号, 开启这一新兴研究领域的令人兴奋的测量。

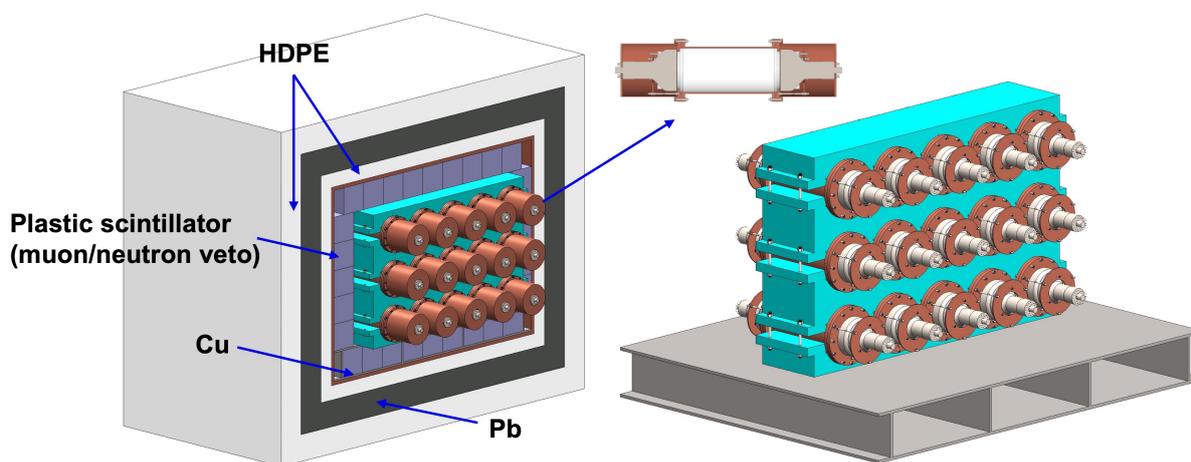


图 4.1: 300 kg CsI(Na) 晶体探测器的示意图。它由 15 个低放射性 CsI(Na) 晶体作为 CE $\nu$ NS 靶标, 以及围绕靶标的屏蔽材料构成。周围的屏蔽材料从内到外分别为约 0.5 吨的铜、约 0.3 吨的高密度聚乙烯 (HDPE)、约 10 吨的铅和约 0.4 吨的 HDPE。每个 20 kg 的 CsI(Na) 晶体的两端由两个 5 英寸的 SBA PMTs 观测。

## 4.4 CEvNS 探测的重大改进

CICENNS 探测器在建造过程中不仅增大了靶质量，还进行了多项设计改进。这些改进可以显著减少本底，特别是由于连续中微子源引起的大量稳态背景 (SSB)，具体如下：

- 通过纯化晶体粉末，内部放射性元素显著减少。100 keV 以下的主要内部本底来源是  $^{87}\text{Rb}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  和  $^{134}\text{Cs}$  的放射性同位素。 $^{87}\text{Rb}$  的浓度降低到约 1 ppb，约为 COHERENT 晶体的 20 倍。这种放射性降低有助于在大 SSB 下保持能量阈值。
- 每个晶体由两个 5 英寸的 PMT 观测，通过要求两者至少同时检测到一个光电子，可以将 PMT 暗噪声降低三个数量级。剩余的 PMT 噪声可以通过利用 PMT 波形的快慢电荷特性来应用高效算法去除。这对于实现接近 7 keV<sub>nr</sub> 的能量阈值至关重要。
- 通过适当的晶体封装和紧密的 PMT 安装，CsI(Na) 晶体的闪烁光收集得到改善。这对于在大 SSB 下获得足够低的能量阈值也很有用。
- 由于拥有一组晶体作为中微子靶标，可以通过要求仅在一个晶体中出现信号来排除在多个晶体中留下信号的外部本底事例。
- 围绕靶晶体的是一组 15 厘米厚的塑料闪烁体面板，提供了高效的主动和被动屏蔽，以阻挡外部本底。反符合组件可以有效识别和拒绝内部和外部本底。它将对进入探测器的本底（如束流相关的中子、宇宙线引发的中子、宇宙线缪子和屏蔽组件的放射性）进行有效反符合。
- 围绕塑料闪烁体反符合的是一层 15 厘米厚的铅砖，可以衰减几乎所有的环境伽马射线以及束流诱导的中子。因此，塑料闪烁体反符合可以有效地排除大多数束流中子本底，而 CEvNS 信号损失可以忽略不计。

每个 5 英寸 PMT 的信号被复制并分配成两个相同的波形。其中一个被送入数字化仪用于 100 keV 以下的低能量测量，另一个被送入另一个数字化仪用于 100 keV 到 5 MeV 之间的相对高能量测量。两个信号均由 CAEN DT5730SB 8 通道 14 位闪存模数转换器 (FADC) 数字化，采样率为 500 MSPS (每秒百万样本)，动态范围为 2V。PMT 信号显示出高达约 5 MeV 的线性响应，其波形被记录下来。

每个塑料闪烁体反符合探测器的 PMT 信号也被复制并分配成两个相同的波形。它们被送到两个不同的数字化通道，一个用于 100 keV 以下的低能量测量，另一个用于高达 100 MeV 的高能量测量。所有 4 英寸 PMT 信号由 4 个 CAEN DT5740D 32 通道 12 位电荷敏感模数转换器 (ADC) 数字化，采样率为 62.5 MSPS，动态范围为 2V。

FADC 和 ADC 的每个通道由嵌入在板中的现场可编程门阵列 (FPGA) 生成触发信号。事例的全局触发决策由触发和时钟板 (TCB) 发出，该板同步所有通道的时间。

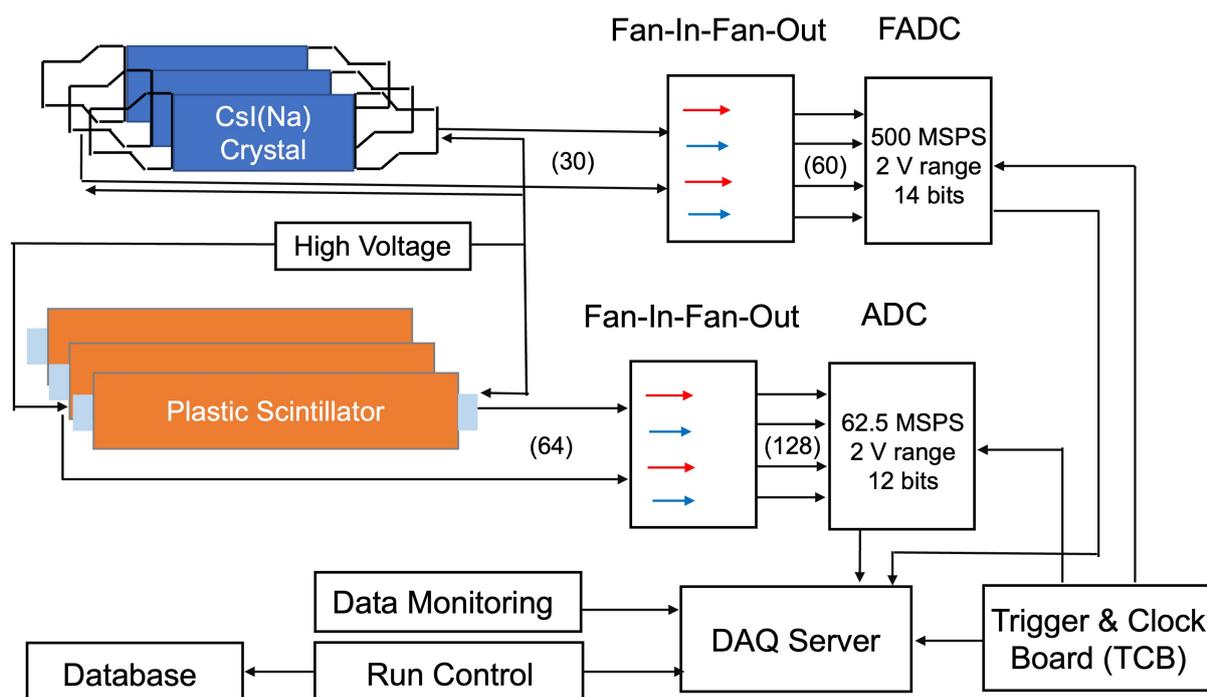


图 4.2: 数据读取和处理的示意图。晶体上的共计 30 个 5 英寸 PMT 信号, 由 8 个 8 通道 FADC 数字化。塑料闪烁体反符合探测器的共计 64 个 4 英寸 PMT 信号由 4 个 32 通道 ADC 板数字化。自动模式的全局触发信号由 TCB 板生成, 并提供给所有数字化板。

考虑到中微子源和探测器的特点, 计划采用以下数据采集算法。由于质子束是连续的, 任何 PMT 波形信号将以自动触发模式连续数字化并记录。一个事例由 3 微秒时间间隔内的一个波形组成, 以整合晶体中绝大部分的闪烁光。预计宇宙线缪子事例率约为 1 kHz, 由塑料闪烁体组件观测。如果塑料闪烁体观测到总模拟和信号超过一定的 mV 幅度, 对应于可见能量高于 1 MeV 的大部分宇宙线缪子和中子, 将被识别并被反符合。由于可能的余辉效应, 在接下来的 10 微秒时间段内, 任何后续事例也将被反符合。如果 15 个晶体中的一个附加的两个 PMT 的模拟总和信号超过 10 mV, 则在束流到达后 15 微秒时间段内将形成一个 CEvNS 信号事例触发。每个事例都将记录实时信息和 PSV 反符合信息, 这对于关联 CiADS 质子束功率波动以及进一步消除外部本底事例 (如宇宙线 子和快中子) 是很有用的。为了获得束流无关本底的事例率和谱形, 将在相同的数据采集条件下进行一组束流关闭下的数据采集。

## 4.5 预期的 CEvNS 信号

位于广东省惠州市的 CiADS 上可以方便的获取 CEvNS 中微子源。1GeV 能量的质子束在实验大厅地下 13 米的靶材上产生连续的中子和中微子通量, 质子束第一阶段功率为 250 kW, 最终将升级为 2.5 MW。

CiADS 产生的中微子来源于质子打靶产生的派介子和缪介子静止衰变，可以产生低能量、连续的  $\nu_\mu$ 、 $\nu_e$  和  $\bar{\nu}_\mu$  中微子，足以进行 CEvNS 探测。基于 SNS 组在橡树岭国家实验室<sup>[265]</sup>获得的数据，预计的中微子产生率大约为 0.17 个/质子/味道，针对 0.775 至 1.425 GeV 入射质子产生的中微子，其产生率在 0.15 至 0.4 之间变化。

CiCENNS 探测器预计将安装在实验大厅的二层，距离靶材约 25 米。束流靶材周围有一个 10 米厚的混凝土屏蔽结构。探测器靶材处的中微子通量预计为  $5.4 \times 10^6$  /cm<sup>2</sup>/s，大约是 COHERENT 通量的 11.4% (在距离靶材 20 米处 1.4 MW 时为  $4.7 \times 10^7$  /cm<sup>2</sup>/s)<sup>[264]</sup>，如果束流功率升级至 2.5 MW，通量将达到  $5.4 \times 10^7$  /cm<sup>2</sup>/s。

考虑到 CiADS 中微子束的 CEvNS 反应，得到的 CsI(Na) 核反冲能谱如图 4.3 所示。由于质量相似，Cs 和 I 的核反冲谱几乎相同。最大核反冲能量大约为 35 keV<sub>nr</sub>。在 7 keV<sub>nr</sub> 能量阈值下，250 kW (2.5 MW) 束流下每年每 300 kg 预计的 CEvNS 事例数约为 2500 (25000) 个，在 5 keV<sub>nr</sub> 能量阈值下则为 3500 (35000) 个。

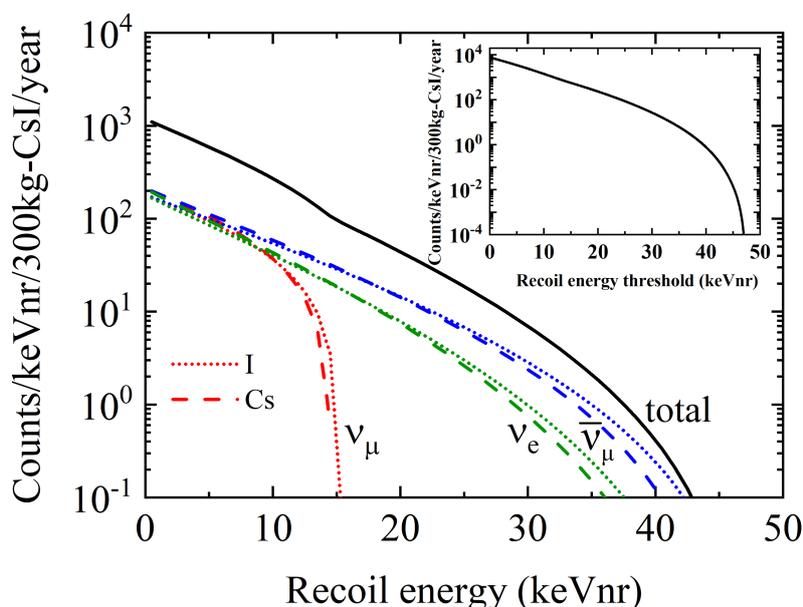


图 4.3: 在 CiADS 的 250 kW 束流功率下，预期的 CsI(Na) 探测器对 CEvNS 信号的核反冲能谱。注意 Cs 和 I 的响应几乎相同。内部插图中给出了超过探测器核反冲能量阈值 (keV<sub>nr</sub>) 的积分事例率。实际阈值预计为 5 keV<sub>nr</sub>。

## 4.6 CEvNS 候选事例的选择

将通过应用以下标准来选择 CEvNS 候选事例，以去除 PMT 噪声和快中子等背景。

- 1) 如果在事例前 10 微秒的预追踪区域中观测到电荷大于或等于 3 p.e.，则去掉 3 微秒事例窗口中的 CsI(Na) 晶体波形，以抑制发生在波形前几微秒的余辉背景。
- 2) 如果两个附加 PMT 中的每一个都有至少 1 p.e.，则该击中的 CsI(Na) 晶体被选中，

以减少来自 PMT 的暗信号和光学石英中切伦科夫光的背景。

- 3) 如果在事例总电荷中前 50 ns 的“快速电荷”与 100 至 600 ns 之间的“慢速电荷”之比大于某一阈值，则该击中晶体被排除，以进一步减少 PMT 噪声。
- 4) 要求不对称电荷比例的绝对值小于 0.5，则排除该击中晶体，以减少剩余的 PMT 噪声。
- 5) 如果有且仅有一个击中晶体，则选择该事例。
- 6) 如果塑料闪烁体中出现信号，则拒绝该事例，以反符合宇宙线缪子和快中子。
- 7) 如果击中晶体的电荷在 4 至 60 p.e. 之间，则选择该事例，约对应 3 至 50 keV<sub>nr</sub>。

这些事例选择标准，在保留大多数 CEvNS 探测效率的同时，通过要求晶体上附加的两个 PMT 之间的符合条件、信号波形、塑料闪烁体的反符合信息和质子束触发，显著降低了背景。选择效率通过蒙特卡洛模拟研究获得或粗略地从 COHERENT 结果估算。

标准 1) 由于晶体上附加了两个 PMT，效率相较于 COHERENT 有所提高。然而，连续的数据采集模式将使该效率下降，大约为 70%。标准 2) 的效率通过计算由两个 PMT 检测到的闪烁光子数的二项式概率估算，以观测到的 p.e. 电荷为函数。该效率在 4 p.e. 阈值处快速增加，对应于 3 keV<sub>nr</sub>，并在 5 keV<sub>nr</sub> 以上迅速达到 99%。标准 3) 和 4) 的效率分别为 99% 和 98%，取自 COSINE-100 结果。标准 5) 的效率认为是 100%，因为单个中微子或多个中微子在多个晶体中产生信号的概率几乎为零。标准 6) 的反符合效率从 CiADS 测得的中子束流事例率估算为优于 90%。总选择效率在 5 keV<sub>nr</sub> 以上为 60.5%，而在 1.5 keV<sub>nr</sub> 处迅速从零增加到 35%（在 3 keV<sub>nr</sub> 处）。

在应用事例选择条件到生成的蒙特卡洛模拟样本上后，将得到观察到的 CEvNS 信号事例率随核反冲能量阈值的变化函数。对于 250 kW (2.5 MW) 束流，7 keV<sub>nr</sub> 能量阈值下，每 300 kg 每年的 CEvNS 观测率预测约为 1520 (15200) 个事例。

## 4.7 本底估计

我们预计相对于 CEvNS 信号存在几种本底成分，包括束流相关中子本底 (BRN)、宇宙射线引发的中子和放射性、探测器材料中的放射性污染、探测器周围的环境放射性和 PMT 暗信号。大多数宇宙线缪子和中子将通过塑料闪烁体观测到的信号进行反符合。由于可能的余辉，接下来的 10 微秒时间段内的任何后续事例也将被反符合。如果有且仅有一个晶体被击中，则在感兴趣的 15 微秒区域内预期会有 CEvNS 的核反冲信号。为了获得大部分闪烁光，将给予 3 微秒的积分时间。为了获得束流无关本底的事例率和谱形，将在相同的数据采集条件下进行束流关闭的数据采集。例如，COHERENT 的束流无关本底事例率估计为观察到的 CEvNS 事例率的 3.84 倍，其背景归一化的不确定度为 2.1%。在此假设使用 CICENNS 数据时将有类似的归一化不确定度。CICENNS 的束流相关背景率假设较小，大约为预测 CEvNS 率的 5%，不确定度为 25%。CICENNS 的稳态本底 (SSB) 在能量阈值为 7 keV<sub>nr</sub> 时估计为每年约  $6.7 \times 10^5$ 。考虑到完整的探测效率，能量阈值为 7 keV<sub>nr</sub> 时的 SSB 在每年的数据采集中约为  $4.1 \times 10^5$ ，其归一化不确

定度为 0.1%。(a) 束流相关中子本底 (*BRN*) 由于无法做到完美的屏蔽, 预计 CiADS 的中子靶产生的泄漏到实验厅的快中子会成为显著的本底。快中子同样会产生核反冲信号, 因此与 CEvNS 信号不可区分。未来将努力测量 CiADS 候选位置的中子事例率。塑料闪烁体的高光收集效率能够很好地识别来自散裂靶的快中子。通过塑料闪烁体观测到的信号可以有效地反符合大多数束流相关中子, 同时对 CEvNS 信号的损失可忽略不计。我们得到的 BRN 预期率大约为 CEvNS 信号的 5%, 不确定度为 25%, 与 COHERENT 结果相似。

(b) *PMT* 暗噪声 CEvNS 事例的触发能量阈值接近于单个光电子, 因此 *PMT* 暗噪声会对获取的事例产生贡献。在室温和 1350V 供电高压 (HV) 条件下, 暗计数率测量值约为 1 kHz。由于连续的中微子束流, 因此有较大的稳态本底 (SSB), 所以选择了这样的高压值以获得低暗噪声。通过要求每个晶体的两个 *PMT* 至少都有一个光电子信号的条件, *PMT* 暗噪声本底可以显著减少。根据蒙特卡洛模拟研究, 两个 *PMT* 同时有信号的条件所减少的噪声水平估计约为三个数量级, 如图 4.4 所示。

如果要求两个 *PMT* 各自至少有 1 个光电子, 每个晶体的预期暗噪声率大约为每年  $3.5 \times 10^7$  次计数; 如果要求两个 *PMT* 的总电荷大于 8 个光电子 (对应于  $7 \text{ keV}_{nr}$  的能量阈值), 则每年的事件数约为  $3.5 \times 10^4$ 。因此, 对于所有 15 个晶体, *PMT* 暗电流导致的预期本底率约为每年  $5.3 \times 10^5$ 。

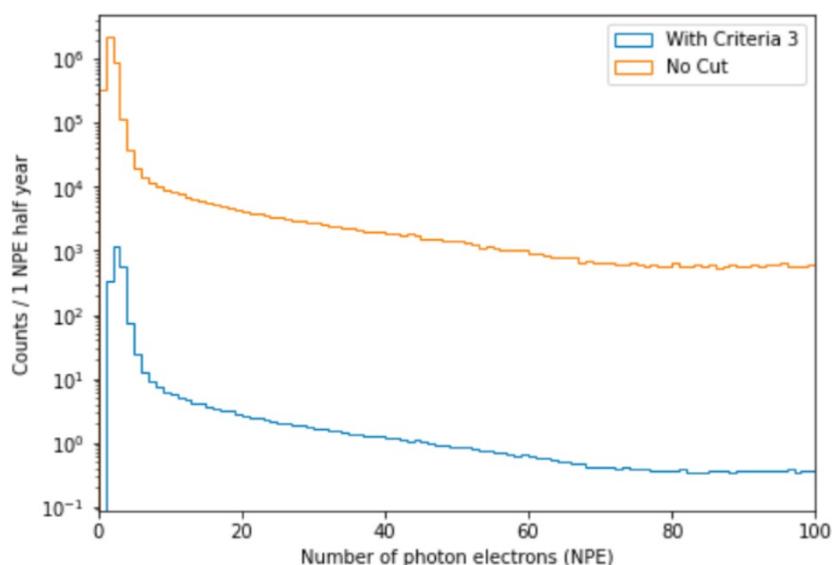


图 4.4: *PMT* 噪声事例率的预期光电子分布, 两条线分别对应要求 CsI(Na) 晶体的两个 *PMT* 都至少有一个光电子信号 (蓝色) 和未要信号条件 (橙色) 的情况。对两个 *PMT* 同时有信号的要求使 *PMT* 噪声本底减少了三个数量级。

DAMA 合作组报告了一种高效算法, 可区分 NaI(Tl) 晶体的闪烁信号与 *PMT* 噪声脉冲<sup>[266-267]</sup>。其区分能力来自于 *PMT* 噪声波形的短的衰减时间。DAMA 算法利用了相对于总事例电荷的前 50 ns 内的“快速电荷”和 100 到 600 ns 之间的“慢速电荷”的

比例。PMT 噪声事例具有比候选闪烁信号更高的快速电荷比例。COSINE-100 合作组也应用了该算法，在 2 keV 以上的噪声抑制能力达到了 80%，同时在 2 keV 时保持了  $^{60}\text{Co}$  衰变 99% 的康普顿散射事例<sup>[268]</sup>。在应用此 PMT 噪声算法后，预期的 CICENNS 实验的 PMT 暗电流导致的本底率变为每年  $1.0 \times 10^5$ 。

COSINE-100 合作组利用了同一晶体上测量到的两个 PMT 信号之间的电荷不对称性，以进一步减少剩余的 PMT 噪声本底<sup>[268]</sup>。观察到大量低于 3keV 的剩余 PMT 噪声事例具有较大的电荷不对称性，它们可能来源于靠近 PMT 光电阴极的光发射。通过要求电荷不对称比例的绝对值小于 0.5 和较大的“慢速电荷”比例，90% 的 PMT 噪声事例被排除，同时信号接受度为 98%。剩余的 PMT 噪声事例可以通过多变量方法或深度学习算法进一步排除。在应用两个 PMT 之间的电荷不对称性要求后，PMT 暗电流导致的本底率估计为每年  $5.3 \times 10^4$ 。(c) 探测器材料中的放射性 通过将测量的放射性同位素浓度应用于蒙特卡洛模拟，估算了由于 CsI(Na) 晶体、PMT、屏蔽材料和结构中的放射性污染导致的本底。在 GEANT4 软件包中假设同位素衰变处于衰变平衡状态。

CsI(Na) 晶体的内部本底被发现是所有探测器材料中放射性本底中最大的。如前所述，在  $\sim 100$  keV 以下，CsI(Na) 晶体内部最严重的本底来自于  $^{87}\text{Rb}$  和  $^{137}\text{Cs}$  的  $\beta$  衰变。测得的晶体放射性为  $^{87}\text{Rb}$  的  $1.5 \pm 0.3$  ppb 和  $^{137}\text{Cs}$  的  $10 \pm 2$  mBq/kg，分别对应于每年数据采集的伽马事例率为  $1.6 \times 10^7$  和  $9.5 \times 10^7$ 。在 7 到 50 keV<sub>nr</sub> 的能量范围内，只有 0.5% 的事例，即每年  $6.2 \times 10^5$ ，对本底率有贡献。

(d) 环境放射性 外部本底成分包括由于 CiADS 现场平台的环境放射性进入探测器的伽马射线。通过使用 CDEX 合作在 CJPL (中国锦屏地下实验室)<sup>[269]</sup>或美国橡树岭国家实验室的 HFIR 测得的伽马射线谱估算本底率，尽管 CiADS 的环境放射性与 CJPL 不同。由于地下岩石中的放射性更大，我们认为这提供了一个保守的估计。预计大多数来自环境放射性的伽马射线会被铅和其他屏蔽材料衰减，因此，环境放射性导致的本底率估计可以忽略不计。

(e) 宇宙线缪子引起的本底 高能宇宙线缪子可以在探测器内部和外部产生中子和延迟伽马射线。如前所述，数据将在质子束到达后的 20- $\mu\text{s}$  时间段内收集，因此这将大幅度抑制宇宙线及其引起的本底四个数量级。预计宇宙线缪子引起的本底率可以忽略不计。

## 4.8 物理潜力和灵敏度

在 CICENNS 产生的 CEvNS 事例率如图 4.3 所示，是核反冲能量阈值的函数。对应于 250 kW (2.5 MW) 束流，预期每年 300 kg 靶质量产生的 CEvNS 事例率在能量阈值为 7 keV<sub>nr</sub> 和 5 keV<sub>nr</sub> 时分别约为 2500 (25000) 和 3500 (35000) 事例。探测效率在 5 keV<sub>nr</sub> 以上为 60.5%，而在 1.5 keV<sub>nr</sub> 从零迅速增加到 35% 在 3 keV<sub>nr</sub>。在 CiADS 预期的 CEvNS 事例率是每年 300 kg 数据采集在能量阈值为 7 keV<sub>nr</sub> 时为 1520 (15200) 事例，对于 250 kW (2.5 MW) 束流。束流相关本底率估计约为预期 CEvNS 率的 5%，不确定度为 25%。稳态本底估计为每年  $4.1 \times 10^5$  事例，在能量阈值为 7 keV<sub>nr</sub> 时，其归一化不确定度为 0.1%。

(a) 低动量转移下  $CE\nu NS$  “味道” 截面的精确测量

当前测得的  $CE\nu NS$  截面的不确定度为 +18% 或 -15%，而标准模型 (SM) 预测的截面不确定度为 4.8%。300 kg 的 CsI(Na) CICENNS 探测器将把不确定度降低到大约 6.5%，这与核形状因子的不确定度相似。图 4.5 显示了从 CICENNS 预期和从 COHERENT 获得的在这一参数空间内允许的区域。

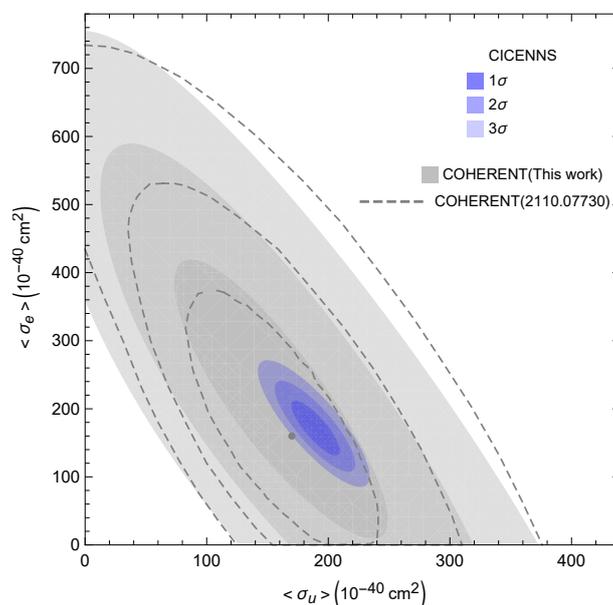


图 4.5: CICENNS 预期 (蓝色) 与 COHERENT 数据 (灰色)<sup>[262]</sup>对比获得的  $CE\nu NS$  “味道” 截面的允许区域。CICENNS 预期的允许区域显著小于 COHERENT。

## (b) 低动量转移下弱耦合的精确测量

COHERENT 获得的  $\sin^2 \theta_W = 0.220_{-0.026}^{+0.028}$ <sup>[262]</sup>，而标准模型 (SM) 的预测值为  $0.23857(5)$ <sup>[270]</sup>。目前  $CE\nu NS$  测量的不确定度在 Q 值为几十 MeV/c 时约为  $\sim 10\%$ 。300 kg 的 CsI(Na) CICENNS 探测器将能够进行百分之几量级 ( $\sim 1\%$ ) 的测量。图 4.6 显示了测量的弱混合角和 CICENNS 预期的灵敏度。

((c) 中子半径的精确测量 目前从  $CE\nu NS$  测量中得出的中子半径的不确定度约为  $\sim 8\%$  水平 ( $1\sigma$ )，而如图 4.7 所示，预计 CICENNS 探测器将提供约为  $\sim 1\%$  水平 ( $1\sigma$ ) 的测量值。

## (d) 搜索非标准中微子相互作用

基于测量的相干弹性中微子-核散射”味道” 截面，它能够对超出标准模型 (BSM) 的物理，如中微子-夸克矢量非标准相互作用 (NSIs)，进行敏感探测，这些相互作用可以对每个中微子味分别产生影响。在  $\epsilon_{ee}^u$  和  $\epsilon_{\mu\mu}^u$  参数空间中的允许范围如图 4.8 所示。由于足够高的相干弹性中微子-核散射事例率，CICENNS 搜索结果在允许的参数空间中实现了显著的改进。

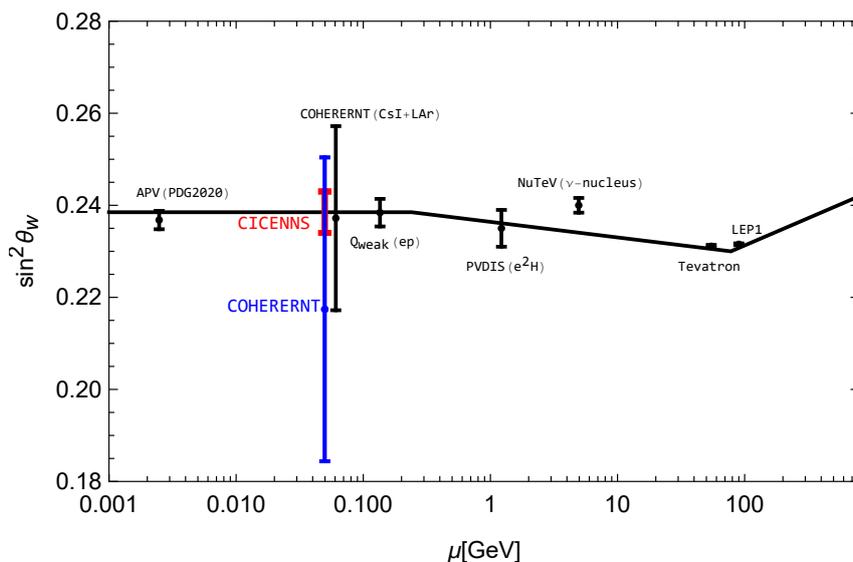


图 4.6: 弱混合角的测量比较。CICENNS 探测器的预期误差大约在百分之一的水平, 而 COHERENT 的误差约为  $\sim 10\%$ 。

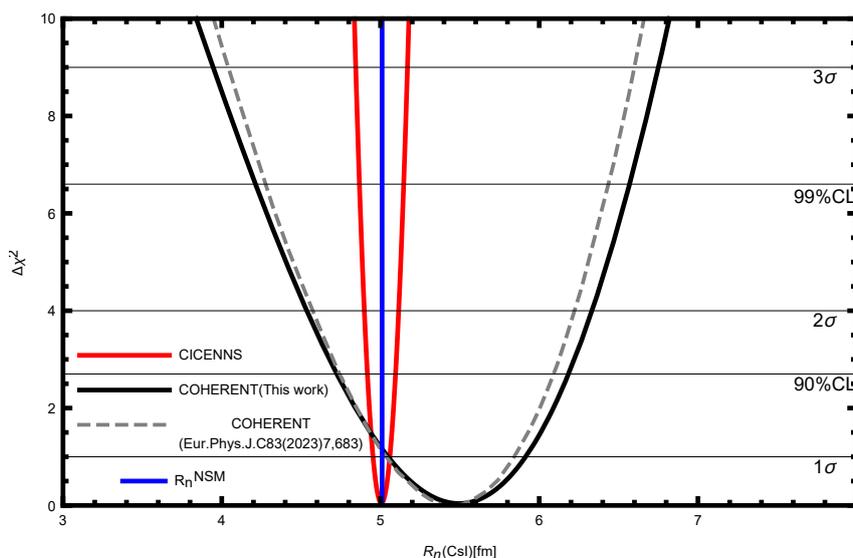


图 4.7: 从观测到的 CEvNS 核反冲能谱中获得的中子分布平均半径 (中子半径)。CICENNS 探测器的预期误差大约在百分之一的水平, 而 COHERENT 的误差约为  $\sim 8\%$ 。

#### (e) 中微子磁矩搜索

如果中微子磁矩小于  $10^{-11} \mu_B$ , 可以通过 CEvNS 的核反冲能量谱分布的变动来测量。然而, 该测量需要一个极低的能量阈值, 低于  $1 \text{ keV}_{nr}$ , 并且需要良好的能量分辨率。图 4.9 展示了 CICENNS 相对于 COHERENT 的测量灵敏度比较。

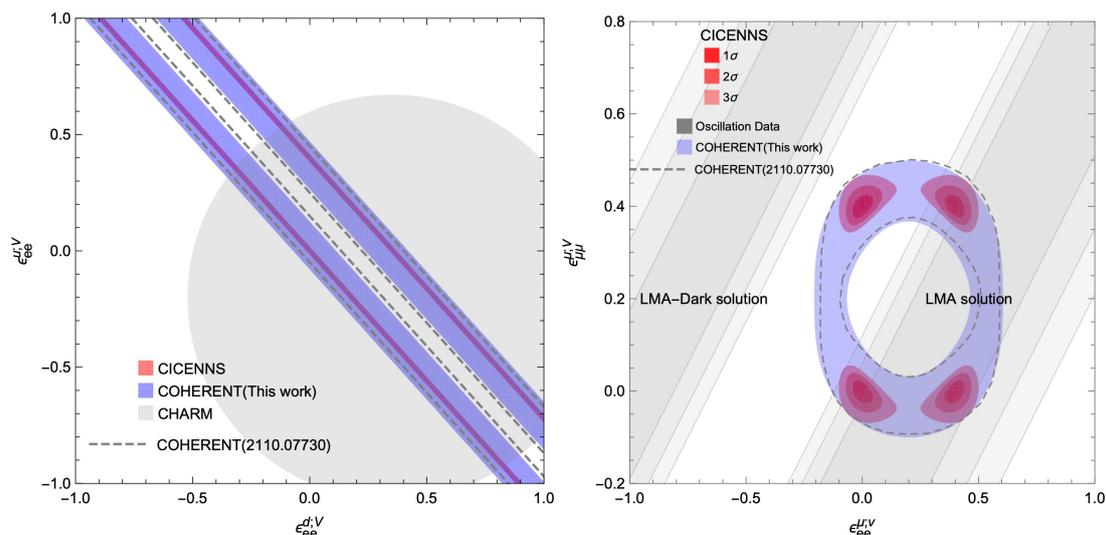


图 4.8: COHERENT 测量 (灰色)<sup>[262]</sup>得到的约束以及预期从 CICENNS (左侧为红色, 右侧为蓝色) 得到的结果。左侧: 允许  $\epsilon_{ee}^u$  和  $\epsilon_{ee}^d$  浮动, 同时将所有其他参数固定为零的 90% 允许参数空间。右侧: 允许  $\epsilon_{ee}^u$  和  $\epsilon_{\mu\mu}^u$  浮动, 同时将所有其他参数固定为零的 1/2/3 $\sigma$  轮廓。预期的 CICENNS 约束与 COHERENT 相比显著改进。

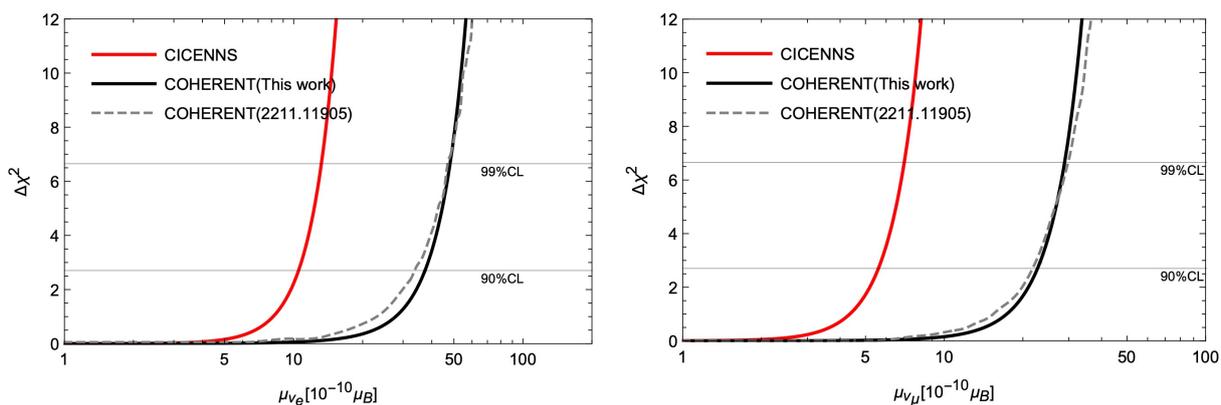


图 4.9: CICENNS 与 COHERENT 搜索中微子磁矩的灵敏度比较。左侧: 对  $\nu_e$  磁矩的灵敏度; 右侧: 对  $\nu_\mu$  磁矩的灵敏度。

## 4.9 进展和可行性

我们已经与中国科学院上海硅酸盐研究所 (SICCAS) 合作完成了主要探测器组件的研发, 包括 15 套重达 20 公斤的 CsI(Na) 晶体。与 COHERENT 实验首次观测到的相干中微子散射所使用的晶体相比, 我们成功将最严重的内部放射性本底降低了超过 10 倍。CICENNS 晶体正在生长和制造中, 预计今年夏天交付。每个 CICENNS 晶体由两个 5 英寸的超级双碱光电倍增管 (PMT) 观测, 以减少暗噪声背景并降低触发阈值, 而 COHERENT 晶体由一个 PMT 观测。所有 30 个 PMT 已经交付并准备进行性能检查。宇宙线和中子反符合系统由 32 个塑料闪烁体面板组成, 每个面板由两个 4 英寸的

NNVT PMT 观测，正在北京昊唐公司制造。包括电子学设备在内的部分数据采集系统已经交付，其余部分预计将在 2024 年秋季交付。包围最内层晶体和反符合组件的  $4\pi$  屏蔽层正在采购中，预计将在 2024 年底前准备就绪。探测器预计将在 2025 年初组装，并将通过宇宙线评估其性能。它将在 2025 年底部署于中国散裂中子源（CSNS）进行数年的数据采集。为了找到探测器部署的最佳位置，我们已经成功测量了 CSNS 的中子背景水平。在进行数年的数据采集后，CICENNS 探测器预计将移至 CiADS 中子散裂源的实验大厅。

#### 4.10 预算

探测器的建设成本估计在 1000 万人民币以内，因此该项目是一个适合单个大学部门启动的适当规模的粒子物理实验。中山大学从 2022 年冬季起支持了大部分探测器组件。剩余探测器组件的额外支持来自千人计划基金。正在寻求实验运行费用支持，以便使用 CICENNS 探测器获得令人兴奋的结果。

# 五、 塑料闪烁体阵列中微子探测器监测 CiADS 的快堆功率

安丰鹏<sup>a</sup>、Soo-Bong Kim<sup>a</sup>、王为<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> 中山大学物理学院, 广州 510275, 中国

<sup>b</sup> 中山大学中法核工程与技术学院, 珠海 519082, 中国

## 5.1 研究动机和背景

反应堆裂变时产生海量中微子 (典型核反应堆  $6 \times 10^{22}$  个每秒), 其流强正比于反应堆功率, 中微子能谱也随反应堆的燃烧而演化, 因此反应堆中微子携带了反应堆内部的丰富信息。中微子穿透力极强, 其携带的信息可以几乎无损的传递到反应堆外部, 因此中微子探测可以作为非侵入式的监测反应堆的重要手段。图 5.1显示了大亚湾实验中中微子流强对反应堆功率的监测效果。

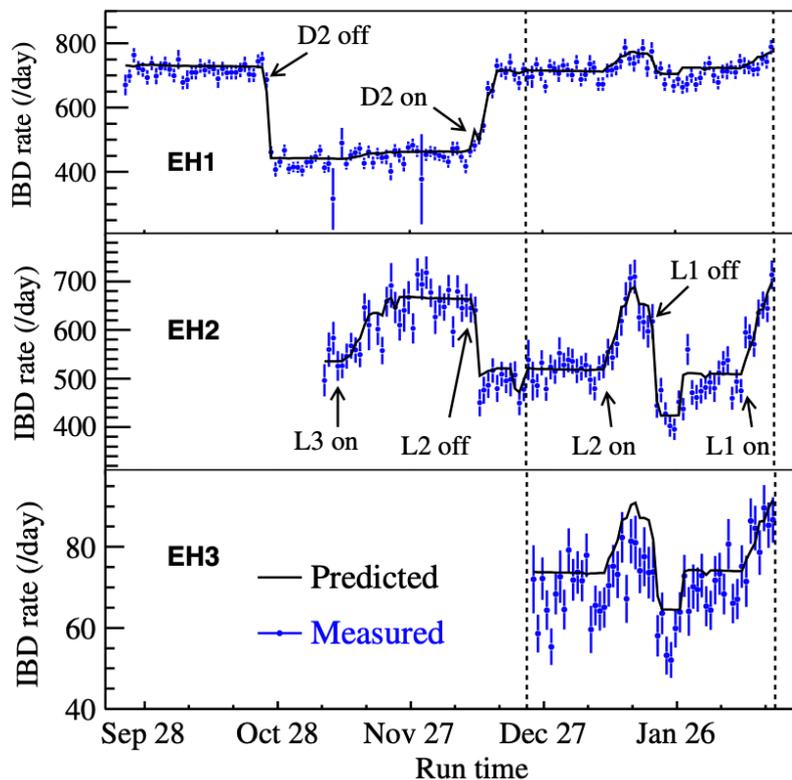


图 5.1: 大亚湾实验首篇物理文章中三个实验大厅测量的每日中微子流强同预期的中微子流强对比, 蓝色点是实测中微子流强, 黑色线是基于核电站功率数据计算的流强。三号实验厅 (EH3) 测量的中微子流强因为中微子振荡而小于预期值。

传统反应堆依赖于堆内探测器测量堆芯功率分布。许多新型反应堆例如钠冷堆、铅铋快堆、熔盐堆等其冷却剂具有高温、高腐蚀性的特点，传统的堆内探测器无法工作，需要开发新的探测手段。中微子携带了不同堆芯组件的功率信息，且探测器布置在堆芯外，因此中微子探测可以成为研发新型反应堆时进行堆内功率分布监测的重要途径。

利用中微子监测反应堆的实验研究最早是 1994 年的 Rovno 实验，之后陆续有 SONGS、PANDA、Nucifer、CHANDLER、VIDAAR 等实验开展中微子监测应用研究，但总体目还处于研发阶段，主要研究活动集中于建设小型中微子探测器样机，进行初步的中微子反应堆监测实验，为未来探测器优化和部署做好准备。在国际上，美国弗吉尼亚理工领导的 CHANDLER 实验计划建造了一台 80 千克的可以卡车装载的塑料闪烁体探测器，用于监测核反应堆的运行状态，目前已经完成一台小型样机 miniCHANDLER，并初步验证了其对反应堆开堆的观测能力。美国能源部在 2019 年宣布启动 VTR(多用途反应堆) 计划，在爱达荷国家实验室 (Idaho National Laboratory) 建造新型反应堆用于新型核材料和新型反应堆研发，计划在反应堆堆芯底部部署中微子探测器来监测功率水平，设计每日监测反应堆功率精度指标为 2%。在国内，作为中微子技术应用的探索，中核集团原子能院在 2023 年建造了一台固体阵列中微子探测原理装置，并计划进一步开展中微子探测技术应用研究。中山大学自 2018 年开始设计和建造一台建设一台小型塑料闪烁体中微子探测器 ALARM (Array of Lattice for Anti-neutrino Reactor Monitoring)，用于开展中微子监测反应堆的能力研究。目前所有硬件已经准备好，计划部署在江门中微子实验近点探测器 TAO 的地下实验室中，计划在 2024 年底前安装到位。

CiADS 驱动的快堆是新型反应堆，其临界状态以及功率的监测是新的课题。中微子探测器将为判断 CiADS 驱动的快堆临界状态、监测其功率水平提供新的测量手段。

## 5.2 物理目标和原理

我们希望在惠州 CiADS 驱动的快堆附近安装一台模块化塑料闪烁体中微子探测器，开展利用中微子监测反应堆的研究：

- 建立模块化塑料闪烁体中微子监测探测器，监测反应堆功率随时间的变化
- 利用中微子探测器和反应堆实验数据，建立利用中微子监测反应堆临界状态的实验方法

## 5.3 模块化塑料闪烁体中微子探测器

我们将以中山大学的 ALARM 探测器为例，介绍模块化塑料闪烁体中微子探测器。ALARM 探测器的构成如图 5.2 所示。探测器结构由模块化塑料闪烁体以及中子俘获屏构成。392 块塑料闪烁体 (EJ200, Eljen Technology 公司) 按  $7 \times 7 \times 10$  紧密排布，每块闪烁体为 6cm 边长的立方体，7 块 40cm $\times$ 40cm 的中子闪烁屏 (EJ426, Eljen Technology 公司) 排布在 10 层塑料闪烁体之间。280 个光电倍增管 (XP3232, 海南展创) 安装在探

测器的上下左右四面，前面是中微子入射面，前后两面不安装光电倍增管。280 路信号将由 9 块 MDPP-32-QDC 组成的 DAQ 系统读出。在探测器的外围将安装厚度为 25cm 的高密度聚乙烯 (HDPE) 作为屏蔽体屏蔽环境的快中子本底。整个探测器将安置在边长 1.5m 的暗室中。探测器总重 240 千克。

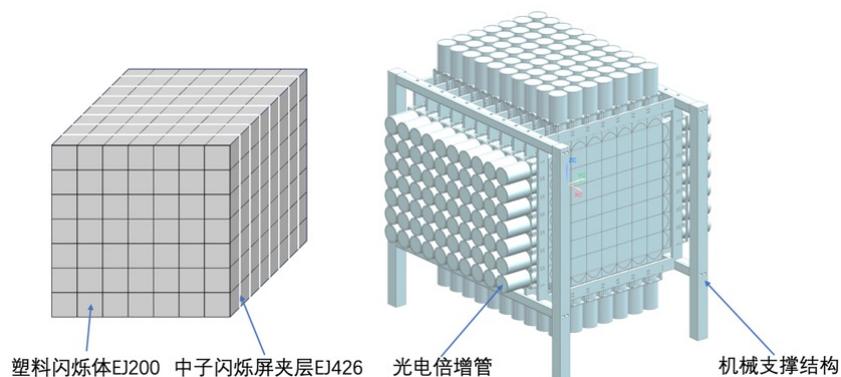


图 5.2: ALARM 探测器结构示意图，左侧是探测器的塑料闪烁体部分，右侧是探测器总体视图

ALARM 探测器利用反  $\beta$  衰变 (IBD) 探测中微子:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  其中正电子在塑料闪烁体中湮灭发光沉积能量，构成快信号，中子经过慢化在中子闪烁屏上被俘获发光构成慢信号。快慢信号平均时间间隔为 75 微秒。如图 5.3 所示 中子闪烁屏 EJ-426 由微

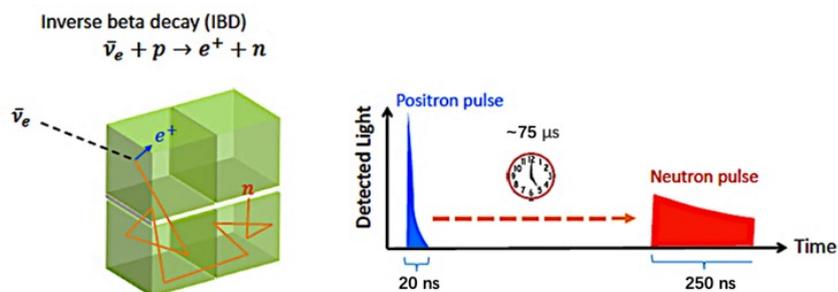


图 5.3: ALARM 探测中微子原理，左侧是在塑料闪烁体发生的 IBD 反应示意，右侧是 IBD 事例的典型时间分布

粒装的六氟化锂 ( ${}^6\text{LiF}$ ) 与银激活的硫化锌 ( $\text{ZnS:Ag}$ ) 闪烁体微晶混合而成。热中子被  ${}^6\text{Li}$  核俘获，产生一个  $\alpha$  粒子和一个氦核，并激发硫化锌闪烁体发光。由于高的能量损失，它们将在非常小的局域范围内沉积能量。正电子湮灭信号宽度约为 20ns(EJ200 闪烁光时间衰减长度)，中子俘获信号更慢宽度约为 250ns (EJ426 闪烁光时间衰减长度)。实验采用具有波形甄别能力的获取系统，来清楚的区分  $e^+$  和中子信号。快信号和慢信号的闪烁光经过塑闪的内全反射而传导到横列 x 和纵列 y 的光电倍增管中。这样的结

构被称为 Raghavan Optical Lattice，具有单个塑料闪烁体大小的位置分辨的能力。中子闪烁屏不透明，因此探测器还具有 z 方向的位置分辨能力。如图 5.4 所示 优秀的波形甄别

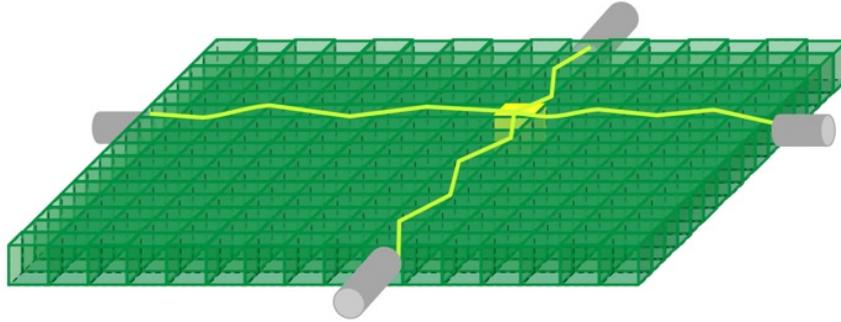


图 5.4: Raghavan Optical Lattice，光信号通过内全反射沿着立方体的行和列传输到探测器边缘的光电倍增管读出

能力，结合快慢信号的时间分布，以及探测器天然的事例位置分辨能力，将极大提高中微子信号的挑选效率。相比于大亚湾实验未利用事例位置挑选中微子的方式，ALARM 实验多了一种 IBD 筛选的手段，这使得该类中微子探测器能够适应地面高宇宙线流强的环境进行中微子探测。

ALARM 探测器目将安装在台山反应堆 (4.6GW) 约 42 米处，预期的流强约 300 个/天。假设将 ALARM 部署在 CiADS 驱动的快堆功距离 20 米处，反应堆率是 7.5MW，则预期的流器约每小时 0.1 个。因此要在 CiADS 驱动的快堆上开展每天级别的反应堆监测研究，需要约 10 倍的探测质量，对应预期流强为 24 个/天。

## 5.4 探测器研发现状

模块化塑料闪烁体探测器，其探测技术经过 CHANDLER 实验验证已基本成熟。中山大学 ALARM 探测器从实验设计和建造至今已有 5 年时间，在此期间我们对探测器进行了全面的模拟，对探测器刻度和重建开展了深入的研究。我们在中山大学对探测器进行了试组装，将在 2024 年内完成探测器的组装、预取数和预分析，并部署到台山核电站旁。由于 CiADS 驱动的反应堆位于地面位置，我们建议采用与 ALARM 同样的探测技术建造中微子探测器开展反应堆监测研究。

## 5.5 研究计划和可行性

ALARM 探测器将在 2025 年取数，我们将开展探测器物理分析和数据分析。我们希望在 ALARM 取数 1 年后对该探测器性能有充分的掌握后，同步开展 CiADS 上的中微子探测器研究。研究计划如下：

- 2025 年-2026 年：开展 ALARM 探测器物理分析研究，验证模块化塑料闪烁体探

测器监测反应堆的效能。

- 2026 年-2027 年：同步开展 CiADS 上快堆的中微子探测技术预研工作，根据反应堆参数和预期中微子信号特征，结合 ALARM 实验测量数据，提出 CiADS 上监测快堆的中微子探测器的概念设计。
- 2027 年-2029 年：申请基金支持该项目的开展，建造模块化的中微子探测器，开展探测器测试。
- 2029 年-2030 年：探测器取数，利用探测的中微子数据反解反应堆流强；结合反应堆信息提出中微子监测反应堆临界状态监测的方法，开展临界状态监测实验。

同时，本提议项目除了中微子监测应用外，同时也是超短基线中微子实验，可同时开展惰性中微子研究、暗光子探测等方面的基础物理研究。

## 5.6 预期成果

- 建立中微子监测 CiADS 上快堆的反应功率探测方法
- 建立堆外中微子非侵入监测快堆临界状态的探测新方法
- 研究 CiADS 驱动的快堆中微子信号特征，并对该类反应堆的裂变产物做一定的约束。

## 5.7 大致预算

ALARM 探测器有效探测器质量约 100 千克，总预算约 290 万，由于 CiADS 驱动的快堆功率较小约 7.5MW，因此需要约 10 倍大小的探测器可以达到每天级别的功率监测。优化模块阵列布置可以有效减少需要的电子学读出通道数，使用国产塑料闪烁体模块、中子闪烁屏以及光电倍增管和读出电子学将极大降低成本，粗略估计建造一台 1 吨的模块化塑料闪烁体探测器，总预算约 1200 ~ 1500 万人民币。

## 六、 弱作用与 CKM 矩阵幺正性的精确检验及新物理寻找

[杜勇]

中微子散射实验作为弱作用的理想探针之一，曾在标准模型的建立和精确检验过程中发挥了非常关键的作用。基于相互作用类型，中微子的散射过程可以分为中性流 (NC) 与带电流 (CC) 过程，在动量转移远低于弱电能标下，其基本物理图像可以分别由如下夸克层次的有效拉氏量来描述：

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} \supset -\frac{2}{v^2} (\bar{\nu}_i \bar{\sigma}^\mu \nu_i) (g_{LL}^{\nu_i q} \bar{q} \bar{\sigma}_\mu q + g_{LR}^{\nu_i q} q^c \sigma_\mu \bar{q}^c), \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{CC}} \supset & -\frac{2\tilde{V}_{ud}}{v^2} [(1 + \bar{\epsilon}_L^{de_i}) (\bar{e}_i \bar{\sigma}_\mu \nu_i) (\bar{u} \bar{\sigma}^\mu d) + \epsilon_R^{de} (\bar{e}_i \bar{\sigma}_\mu \nu_i) (u^c \sigma^\mu \bar{d}^c) \\ & + \frac{\epsilon_S^{de_i} + \epsilon_P^{de_i}}{2} (e_i^c \nu_i) (u^c d) + \frac{\epsilon_S^{de_i} - \epsilon_P^{de_i}}{2} (e_i^c \nu_i) (\bar{u} \bar{d}^c) \\ & + \epsilon_T^{de_i} (e_i^c \sigma_{\mu\nu} \nu_i) (u^c \sigma_{\mu\nu} d) + \text{h.c.}], \end{aligned} \quad (6.2)$$

其中， $i$  为轻子的味指标， $g_{LL,LR}$  和  $\epsilon_{L,R,S,P,T}$  分别为描述标准模型之外的新物理参数， $\tilde{V}_{ud}$  为在新物理存在的情况下的 CKM 矩阵的 11 矩阵元，“h.c.” 代表厄米共轭。依据具体的转移动量，夸克组分可以凝聚形成新的自由度如  $\pi$  介子、重子等。对后者所描述的情形，相应的计算可以利用手征微扰场论展开，而对应拉氏量的参数可以匹配到  $g_{LL,LR}$  和  $\epsilon_{L,R,S,P,T}$  [271]。值得指出的是，由于新物理的影响，CKM 矩阵不再满足幺正性，而  $\tilde{V}_{ud}$  的数值与通过超准许贝塔跃迁得到的  $V_{ud}$  有如下关系： $\tilde{V}_{ud} = V_{ud}(1 - \delta V_{ud})$ ，其中  $\delta V_{ud}$  为来自新物理的修正，其具体形式我们将在稍后讨论。从这些相互作用可以预见，由于标准模型的中微子只对纯左手的相互作用敏感，因此中微子散射实验将对核结构、弱作用以及 CKM 矩阵的幺正性检验提供一个独特的视角。

特别地，中微子与核散射过程的相关物理结果通常可以用散射截面的比值来定义：

$$R_{\nu_i} = \frac{\sigma(\nu_i N \rightarrow \nu_i X)}{\sigma(\nu_i N \rightarrow \ell_i^- X)}, \quad R_{\bar{\nu}_i} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_i N \rightarrow \bar{\nu}_i X)}{\sigma(\bar{\nu}_i N \rightarrow \ell_i^+ X)}, \quad (6.3)$$

分子和分母分别对应中性流和带电流过程的散射截面。对同位旋标量原子核靶，根据 Llewellyn-Smith 关系 [272] 可以进一步得到：

$$R_{\nu_i} = (g_L^{\nu_i})^2 + r(g_R^{\nu_i})^2, \quad R_{\bar{\nu}_i} = (g_L^{\nu_i})^2 + r^{-1}(g_R^{\nu_i})^2, \quad (6.4)$$

这里  $r$  是中微子和反中微子带电流过程的散射截面比，实验上均可以直接测量。 $g_{L,R}^{\nu_i}$  为中微子与夸克的有效顶点。基于前述 NC 和 CC 低能有效拉氏量， $g_{L,R}^{\nu_i}$  的一般性定义为：

$$(g_{L/R}^{\nu_i})^2 \equiv \frac{(g_{LL/LR}^{\nu_i u})^2 + (g_{LL/LR}^{\nu_i d})^2}{(1 + \bar{\epsilon}_L^{de_i})^2}. \quad (6.5)$$

另一方面，当入射中微子束流既包含中微子又包含其对应的反中微子时，则定义联合比值  $R_{\nu_i \bar{\nu}_i}$  为

$$R_{\nu_i \bar{\nu}_i} = \frac{\sigma(\nu_i N \rightarrow \nu X) + \sigma(\bar{\nu}_i N \rightarrow \bar{\nu} X)}{\sigma(\nu_i N \rightarrow \ell_i^- X) + \sigma(\bar{\nu}_i N \rightarrow \ell_i^+ X)}. \quad (6.6)$$

容易验证：

$$R_{\nu_i \bar{\nu}_i} = (g_L^{\nu_i})^2 + (g_R^{\nu_i})^2. \quad (6.7)$$

与  $R_{\nu_i}$  和  $R_{\bar{\nu}_i}$  显著不同的是，该联合比值仅与中微子-夸克有效顶点有关，但与带电流和中性流过程的散射截面均无关。因此，根据上述讨论容易看出，通过在不同能标下测量  $R_{\nu_i}$  和  $R_{\bar{\nu}_i}$ ，或者在单个能量点下测量  $R_{\nu_i}$  或  $R_{\bar{\nu}_i}$  并结合  $R_{\nu_i \bar{\nu}_i}$  数据，则可以测定中微子与夸克的有效顶点  $g_{L/R}^{\nu_i}$ 。而在新物理不存在的情形下，即  $\epsilon = 0$ ，对带电流过程参数的测量可以直接服务于 CKM 矩阵的幺正性检验。比如，muDAR 所提供的中微子束流 (MuIC 也可以做类似的研究，特别是如果可以有极化缪子源) 可用于此目的。

由于欧洲核子中心并未发现任何确切的新物理信号，基于有效场论的模型无关的分析为新物理的寻找提供了另一种可能，且在研究过程中能避免引入模型依赖。在诸多有效场论中，基于标准模型自由度的标准模型有效场论 (SMEFT) 提供了一个自洽的框架，这也是我们下面讨论的依据。基于场论的有效性和退耦定理，对中微子散射实验的领头阶贡献来自于量纲为 6 的 SMEFT 算符<sup>[120-121]</sup>。在 SMEFT 框架内，能贡献到前述 NC 和 CC 的 SMEFT 算符包括弱顶点和四费米相互作用两类，基于自发对称破缺之后的希格斯基可以进行如下参数化：

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{弱电}} \supset & eA^\mu \sum_{f=u,d,e} Q_f (\bar{f}_i \bar{\sigma}_\mu f_i + f_i^c \sigma_\mu \bar{f}_i^c) \\ & + \frac{g_L}{\sqrt{2}} \left[ W^{\mu+} u_i^c \sigma_\mu \left[ \delta g_R^{Wq} \right]_{ij} \bar{d}_i^c + \text{h.c.} \right] \\ & + \sqrt{g_L^2 + g_Y^2} Z^\mu \sum_{f=u,d,e,\nu} \bar{f}_i \bar{\sigma}_\mu \left( (T_3^f - s_w^2 Q_f) \delta_{ij} + \left[ \delta g_L^{Zf} \right]_{ij} \right) f_i \\ & + \sqrt{g_L^2 + g_Y^2} Z^\mu \sum_{f=u,d,e} f_i^c \sigma_\mu \left( -s_\theta^2 Q_f \delta_{ij} + \left[ \delta g_R^{Zf} \right]_{ij} \right) \bar{f}_i^c \\ & + \frac{g_L}{\sqrt{2}} \left[ W^{\mu+} \bar{\nu}_i \bar{\sigma}_\mu (\delta_{ij} + [\delta g_L^{We}]_{ij}) e_i + W^{\mu+} \bar{u}_i \bar{\sigma}_\mu \left( V_{ij} + \left[ \delta g_L^{Wq} \right]_{ij} \right) d_i + \text{h.c.} \right], \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$\mathcal{L}_{\text{四费米}} \supset \frac{1}{v^2} \left[ \frac{1}{2} [c_{\ell\ell}]_{1221} (\bar{\ell}_1 \bar{\sigma}_\mu \ell_2) (\bar{\ell}_2 \bar{\sigma}^\mu \ell_1) + \sum_j c_j \mathcal{O}_j \right] \quad (6.9)$$

其中， $Q_f$  和  $T_3^f$  分别是  $f$  的电荷和同位旋， $v \simeq 246 \text{ GeV}$  是希格斯的真空期望值， $s_w \equiv \sin \theta_w$  为弱混合角  $\theta_w$  的正弦值。特别地， $(\bar{\ell}_1 \bar{\sigma}_\mu \ell_2) (\bar{\ell}_2 \bar{\sigma}^\mu \ell_1)$  作为唯一的四轻子费米算符因为对费米常数  $G_F$  的修正而进入到中微子的 CC 过程。

手征守恒类算符 ( $i, j = 1, 2, 3$ )	手征破坏类算符 ( $i, j = 1, 2, 3$ )
$[O_{\ell q}]_{ii jj} = (\bar{\ell}_i \bar{\sigma}_\mu \ell_i)(\bar{q}_j \bar{\sigma}^\mu q_j)$	$[O_{\ell equ}]_{ii jj} = (\bar{\ell}_i^j \bar{e}_i^c) \epsilon_{jk} (\bar{q}_j^k \bar{u}_j^c)$
$[O_{\ell q}^{(3)}]_{ii jj} = (\bar{\ell}_i \bar{\sigma}_\mu \sigma^i \ell_i)(\bar{q}_j \bar{\sigma}^\mu \sigma^i q_j)$	$[O_{\ell equ}^{(3)}]_{ii jj} = (\bar{\ell}_i^j \bar{\sigma}_{\mu\nu} \bar{e}_i^c) \epsilon_{jk} (\bar{q}_j^k \bar{\sigma}_{\mu\nu} \bar{u}_j^c)$
$[O_{\ell u}]_{ii jj} = (\bar{\ell}_i \bar{\sigma}_\mu \ell_i)(u_j^c \sigma^\mu \bar{u}_j^c)$	$[O_{\ell edq}]_{ii jj} = (\bar{\ell}_i^j \bar{e}_i^c)(d_j^c q_j^j)$
$[O_{\ell d}]_{ii jj} = (\bar{\ell}_i \bar{\sigma}_\mu \ell_i)(d_j^c \sigma^\mu \bar{d}_j^c)$	

表 6.1: 贡献到中微子 NC 和 CC 散射过程的 SMEFT 四费米算符。

根据前述理论框架, 描述中微子 NC 和 CC 低能有效顶点可以直接匹配到这些量纲为 6 的 SMEFT 算符的 Wilson 系数, 其结果为:

$$g_{LL}^{\nu_i u} = \frac{1}{2} - \frac{2s_w^2}{3} + \delta g_L^{Zu} + \left(1 - \frac{4s_w^2}{3}\right) \delta g_L^{Z\nu_i} - \frac{1}{2}([c_{\ell q}]_{jj11} + [c_{\ell q}^{(3)}]_{jj11}), \quad (6.10)$$

$$g_{LR}^{\nu_i u} = -\frac{2s_w^2}{3} + \delta g_R^{Zu} - \frac{4s_w^2}{3} \delta g_L^{Z\nu_i} - \frac{1}{2}[c_{\ell u}]_{jj11}, \quad (6.11)$$

$$g_{LL}^{\nu_i d} = -\frac{1}{2} + \frac{s_w^2}{3} + \delta g_L^{Zd} - \left(1 - \frac{2s_w^2}{3}\right) \delta g_L^{Z\nu_i} - \frac{1}{2}([c_{\ell q}]_{jj11} - [c_{\ell q}^{(3)}]_{jj11}), \quad (6.12)$$

$$g_{LR}^{\nu_i d} = \frac{s_w^2}{3} + \delta g_R^{Zd} + \frac{2s_w^2}{3} \delta g_L^{Z\nu_i} - \frac{1}{2}[c_{\ell d}]_{jj11}, \quad (6.13)$$

$$\delta V_{ud} = -\delta g_L^{Wq_1} - \delta g_R^{Wq_1} + \delta g_L^{W\mu} - \frac{1}{2}[c_{\ell\ell}]_{1221} + [c_{\ell q}^{(3)}]_{1111}, \quad (6.14)$$

$$\epsilon_R^{de} = -\bar{\epsilon}_L^{de} = \delta g_R^{Wq_1}, \quad (6.15)$$

$$\bar{\epsilon}_L^{d\mu} = -\delta g_R^{Wq_1} + \delta g_L^{W\mu} - \delta g_L^{We} + [c_{\ell q}^{(3)}]_{1111} - [c_{\ell q}^{(3)}]_{2211}, \quad (6.16)$$

$$\epsilon_S^{de_i} = -\frac{1}{2}([c_{\ell equ}]_{jj11}^* + [c_{\ell edq}]_{jj11}^*), \quad (6.17)$$

$$\epsilon_P^{de_i} = -\frac{1}{2}([c_{\ell equ}]_{jj11}^* - [c_{\ell edq}]_{jj11}^*), \quad (6.18)$$

$$\epsilon_T^{de_i} = -\frac{1}{2}[c_{\ell equ}^{(3)}]_{jj11}^*. \quad (6.19)$$

因此, 除了前述对标准模型展开精确检验外, 中微子散射实验数据也能用基于 SMEFT 框架而对新物理展开模型无关的限制<sup>[273-278]</sup>。特别地, 通过方程 (6.10-6.19) 也可以看出, 不同的 Wilson 系数之间存在较强的关联, 因此, 更合理的做法是结合中微子散射数据和其它高低能实验数据而对 SMEFT 展开全局分析, 而中微子散射实验数据对解决 SMEFT 参数空间中的简并极有帮助<sup>[279-280]</sup>。比如, 对第一代轻子与第一代夸克之间的这些四费米相互作用, 虽然欧洲核子中心的 LEP 实验在不同的质心能量提供了大量的实验数据, 但由于 LEP 的电子束流不具有极化, 因此即使亮度很高, 利用第一代夸克对的产生截面和前后不对称性仍不足以区分表 6.1 左侧的 SMEFT 四费米算符。这一点对不具备束流极化的环形轻子对撞机皆如此, 且结论不随运行能量变化。<sup>1</sup>在欧洲核子中心的超级质子同步回旋加速器展开的电子中微子和反电子中微子与铜的打靶实验数据为破除这一简并提供了现存唯一条件<sup>[281]</sup>。值得指出的是, 该实验相对精度仍

<sup>1</sup>但类似对顶夸克极化的测量, 如果可以测量末态夸克的极化, 这一结论将发生改变。

较差，仅约为 50%，进而导致对相关四费米算符的限制很弱，仅约为 200 GeV，与弱电物理对新物理  $\mathcal{O}(10)$  TeV 的限制相差了近 100 个量级<sup>[279]</sup>。因此，利用高通量的中微子束流展开中微子散射过程的测量在标准模型精确检验及新物理寻找方面将起到至关重要的作用。

# 第五部分

## 中子物理

部分中子物理：慢中子相关的新物理：基于慢中子的高灵敏度物理实验有助于解答宇宙学、引力以及粒子物理基本模型中的诸多未解之谜。中子寿命之谜：ORNL 工作人员 Matthew Frost 和 Leah Broussard 在散裂中子源的磁反射计上工作，该源用于寻找镜像中子。用中子寻找暗能量：我们已知存在的所有粒子仅占宇宙质量和能量的大约百分之五。其余的——“暗物质”和“暗能量”——仍然是个谜。由维也纳科技大学的研究人员领导的一项欧洲合作现已在格勒诺布尔的 Laue-Langevin (ILL) 研究所对非常小的距离内的引力效应进行了极其灵敏的测量。这些实验为可能的新粒子或基本力提供了限制，这些限制比以前的估计要严格十万倍。中子内电荷不对称性的新极限：一项检测中子电偶极矩的新尝试加强了对早期宇宙对称性破缺理论的限制。CP 违规预计会在中子内部产生夸克的不对称分布，这将导致非零 EDM。因此，中子 EDM 将是早期宇宙中发生的对称性破缺的一种化石残余。EDM 的大小（如果存在）可能会提供事件发生时间的线索。

## 一、宇称破坏的核力 (王荣、陈旭荣)

自从发现弱作用的宇称不守恒之后，人们很快开始寻找核子过程中的宇称破坏现象。根据标准模型，奇异数或粲数改变的强子弱作用的中性流的贡献是极大地被压低的，因此宇称破坏的核子-核子相互作用的过程是目前实验上研究奇异数不改变 ( $\Delta S = 0$ ) 强子弱作用的唯一途径。相对于轻子，半轻子以及奇异数改变的强子弱作用的研究，目前人们对奇异数守恒的强子弱作用的认识还相对贫乏。核子过程中的宇称破坏是由弱相互作用引起的，但传递弱相互作用的 W 和 Z 玻色子的康普顿波长很短 (fm)，这个力程远比核子半径小，只有核子有重叠时才会以这种方式传递力，而核子间的强相互作用在近距离时是强烈排斥的，致使两个核子不能靠太近。在能量不高情况下，核子-核子相互作用以长程为主，由介子传递作用力，因此在核子过程中传递弱作用的粒子不能为 W 和 Z 玻色子，只能由或其它介子来完成。夸克之间 W 和 Z 的交换效应由介子与核子的弱相互作用替代。从上世纪 70 年代以来，宇称破坏的核子-核子相互作用已经在很多过程中进行了研究，如极化的质子与原子核的散射，轻的原子核的衰变，重核中的宇称不守恒等。早期的实验可参见文献 [27] 的综述。最近十年的实验研究，可以参见评述 [28]。核力的研究最早始于 Yukawa 的介子交换理论，核子间由交换的介子来传递强相互作用，后来为了更好的符合实验，逐步引入其它高质量的介子如  $\rho$ 、 $\omega$  和  $\sigma$  介子等。用介子交换模型来研究宇称破坏的核子过程，基本同核子强作用的研究类似，只是其中一个宇称守恒顶点由宇称破坏的顶点来代替，见图 1-2。这里由于 CP 守恒的限制  $\pi^0$ 、 $\eta$  和  $\eta'$  等的中性介子不再作为传递力的粒子。1980 年 DDH (Desplanques, Donoghue, Holstein) 系统的对核子宇称破坏顶点进行了分析。

在未来五年内，在百兆电子伏特能区，CiADS 将提供最大功率质子束流，在高功率实验终端上面，可以产生高通量中子源，从而有机会开展冷中子俘获过程中宇称破坏不对称度高精度测量实验。我们建议基于 CiADS 实验终端的高通量中子，在氘、氚和  $^3\text{He}$  俘获极化冷中子过程中寻找宇称破坏的信号。在第一期实验中，我们计划测量  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  反应中末态质子出射角度的不对称性的精度达到  $o(10^{-8})$  甚至更高。目前，该反应道最好的测量结果由 n3He 合作组取得： $[1.55 \pm 0.97(\text{stat}) \pm 0.24(\text{syst})] \times 10^{-8}$ 。利用 CiADS 强流加速器，累计一到两年的取数时间，我们预期将首次在  $3\sigma$  统计显著度下在该反应道中观察到宇称破坏过程的贡献。该高精度实验将精确地确定强子中弱相互作用的规律，并揭开强作用和弱作用在强子系统中如何共同作用的谜题，从而完善标准模型中最不清楚的一块拼图。

### 1.1 物理意义

强子之间的弱相互作用是目前粒子物理标准模型中最不清楚的一块<sup>[282-283]</sup>。实验上，研究奇异数不改变的强子弱作用的唯一途径是测量核子-核子相互作用过程的宇称

破坏<sup>[282-283]</sup>。由于弱作用远远小于强作用和电磁作用，核子-核子相互作用过程中的宇称破坏信号非常微小，被强作用所掩盖。目前，人们还只是在非常少的反应道中看到了核子宇称破坏的迹象<sup>[284-288]</sup>。通过高流强的极化中子与氢核和少体原子核的反应过程的高精度测量，我们有机会看到明显的宇称破坏信号，从而全面地了解强子的性质，并完成标准模型中强子之间的弱作用这块重要的拼图。对核子-核子相互作用过程中的宇称破坏的高精度测量，毫无疑问地将会对人类认识微观世界的基本规律产生深远的影响。

## 1.2 核子宇称破坏过程的研究现状

核子-核子相互作用过程中的宇称破坏一般通过单极化核子实验的分析本领<sup>[284-288]</sup>、或末态粒子出射角度不对称性<sup>[289-292]</sup>、或辐射光子的极化度来确定<sup>[293-294]</sup>。这些实验观测测量都非常小，在  $o(10^{-7})$  量级。目前只有 Bonn  $((-0.93 \pm 0.20 \pm 0.05) \times 10^{-7})$ <sup>[284]</sup>、Los Alamos  $((-1.7 \pm 0.8) \times 10^{-7})$ <sup>[285]</sup>、PSI  $((-1.57 \pm 0.23) \times 10^{-7})$ <sup>[286]</sup>和 TRIUMF 实验室  $((+0.84 \pm 0.34) \times 10^{-7})$ <sup>[287]</sup>在质子-质子弹性散射中，以及 PSI 实验室  $((-3.3 \pm 0.9) \times 10^{-7})$ <sup>[288]</sup>在质子-氦核弹性散射中看到明显的宇称破坏的现象。2018 年，NPDGamma 合作组观察到了质子俘获极化冷中子辐射光子的角度不对称性的一个较弱的信号 ( $A_{\gamma}^{np} = [-3.0 \pm 1.4(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-8}$ )<sup>[291]</sup>。此外，最近美国橡树岭国家实验室的中子源装置上看到了 n-3He 的一个较弱的宇称破坏的迹象  $([1.55 \pm 0.97(\text{stat}) \pm 0.24(\text{syst})] \times 10^{-8})$ <sup>[292]</sup>。总体来看，核子宇称破坏过程的高精度实验数据非常欠缺，特别是中子的轻核俘获过程 (n-p、n-d、n-3He) 目前还没看到明显的宇称破坏迹象<sup>[291-292,295-297]</sup>。

(由于原子核能级混合的放大效应，重原子核辐射衰变过程中宇称破坏的信号相对较大。但同时由于原子核结构的不确定性较大，从这些重原子核的宇称破坏过程提取核子之间的弱作用有非常大的误差。)

理论上，在标准模型的电弱理论中，夸克之间的弱作用由 W 和 Z 规范玻色子传递<sup>[298-301]</sup>。但是，夸克组成的核子的弱作用却由于复杂的色禁闭现象而难以严格的计算。目前核子-核子之间的弱作用主要由介子交换的势模型 (DDH 模型)<sup>[302]</sup>、手征有效场论<sup>[303-307]</sup>来描述，以及很少的初步的格点 QCD 计算<sup>[308]</sup>。DDH 模型给出的  $\pi$  介子宇称破坏的耦合常数  $h_{\pi}^1$  与当前实验结果的差别比较大<sup>[283]</sup>。未来不同反应过程中的宇称破坏的高精度数据将提供一个很好的分离不同的宇称破坏耦合常数的机会。所提议的 n-p、n-d、n-3He 等中子俘获过程中宇称破坏的高精度测量将极大填补我们对核子之间弱相互作用规律认知的不足。

## 1.3 实验关键技术

由于核子之间的弱作用远远小于核子之间的强作用和电磁作用，宇称破坏的实验观测测量十分微小。所建议一期实验的  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  过程的末态质子出射角度的不对称性在  $10^{-8}$  量级。所以要在实验中观测到宇称破坏过程的非零信号非常困难。其一、我们需要足够多的入射中子的统计量 (多于  $10^{16}$  个)，从而实现较大的统计显著度。其二、整个

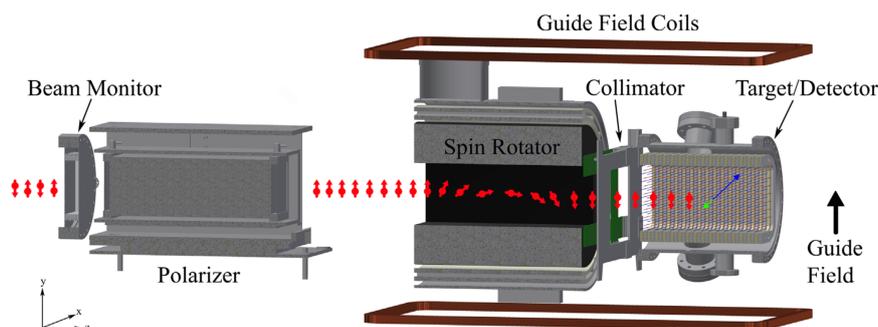


图 1.1: 高精度测量  $^3\text{He}$  冷中子俘获过程的宇称破坏的实验装置示意图<sup>[292]</sup>。

实验的系统误差要控制的足够好，从而能消除假信号的影响。

为了做到  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  过程的末态质子出射角度不对称性的高精度测量，我们需要攻克下面三个关键技术。（一）、高流强和合适时间结构的冷中子束流；（二）、在线中子极化技术；（三）高稳定性和高精密的  $^3\text{He}$  气体靶与多丝电离室一体化测量装置。中子俘获过程中宇称破坏的精确测量实验的实验装置如图 1.1 所示。

高流强和合适时间结构的冷中子束流：为了追求极小的统计误差，我们需要高流强的中子源（或超长的实验取数时间）。此外我们需要 50 Hz 左右的脉冲中子束。在实验过程中，我们需要周期性地不断地翻转中子的极化方向。这样不同极化方向中子的俘获过程的实验条件和环境保持一致，从而能极大地消除系统误差。因为冷中子的俘获截面最大，所以我们须慢化和冷却中子。

在线中子极化技术：宇称破坏过程的测量需要极化的中子束流。为了保持中子处于极高化的稳定状态，我们需要在线的中子极化技术。目前可用的技术有两种：极化  $^3\text{He}$  过滤器<sup>[309-311]</sup>和中子全反射超镜<sup>[312-313]</sup>。

高稳定性和高精密的  $^3\text{He}$  气体靶与多丝电离室一体化测量装置：由于  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  反应过程的反应能很小，末态质子的动能小于 MeV。所以  $^3\text{He}$  气体靶与气体探测器合为整体。这样的设计可以极大地提高末态质子的探测效率。此外，为了降低系统误差，我们需要一个高稳定性和高精密的能在积分模式下工作的多丝电离室。

## 1.4 实验方案可行性

### (1) 强流中子源的可行性

中国东莞散裂中子源的设计功率 500 KW，目前工作的功率为 160 KW。美国橡树岭国家实验室的中子源设计功率为 1.4 MW，目前的工作功率在 0.7 至 1.4 MW 之间。中国 CiADS 的设计功率为 2.5 MW，明显高于目前运行的中子源装置的功率。

CiADS 高功率的中子源提供了高流强的中子束，从而为高精度的实验提供了机遇。目前 CiADS 的超导加速器的技术已趋于成熟，样机的测试性能完全达到设计要求。此外，束流的脉冲时间结构可通过时间窗口切割实现。考虑到不同速度冷中子到斩波器的飞行时间差在 10 ms 左右。所以，质子束流的脉冲结构初步可以采用“5 ms 束流开”和

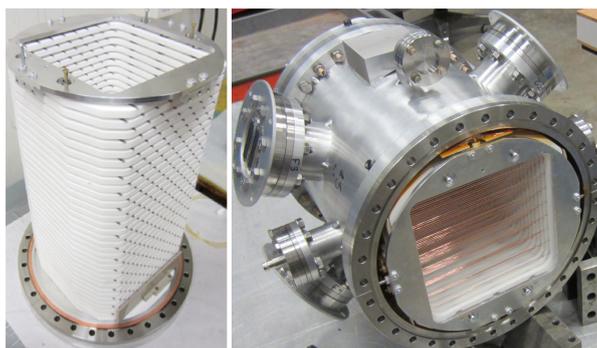


图 1.2:  $^3\text{He}$  气体靶与多丝  $^3\text{He}$  气体电离室的一体化腔室。

“15 ms 束流关”的脉冲形式。此外，实验中束流的脉冲频率和中子斩波器的频率是相匹配的。

#### (2) 高极化度极化中子束流的可行性

高极化度极化中子束流可通过极化  $^3\text{He}$  过滤器<sup>[309-311]</sup>或全反射超镜<sup>[312-313]</sup>实现。因为不同极化方向的中子被极化  $^3\text{He}$  俘获的截面有巨大的差异，所以极化  $^3\text{He}$  气体只能让特定极化方向的中子通过。目前极化  $^3\text{He}$  气体的技术已成熟，所以极化  $^3\text{He}$  过滤器的技术也较成熟。对于方向性好的超冷中子，全反射超镜也能产生高极化度的中子束流。未来，我们进一步测试不同的极化技术，从而选择一个最佳的中子在线极化方案。

#### (3) 自旋翻转器的可行性

借鉴于原子核的磁共振技术，冷中子的自旋翻转容易实现。自旋翻转器主要在于磁场和射频的设计。对于 50 Hz 脉冲束流，射频的快速重放能的挑战不大。

#### (4) 高精密带电粒子探测器的可行性

借鉴 n $^3\text{He}$  合作组的经验，工作在积分模式下的多丝电离室能满足  $o(10^{-8})$  实验精度的要求，布丝精度可控。为了尽可能降低系统误差，探测器的准直、高压模块的稳定性、电子学的本底噪声、ADC 的位数和线性都要控制到最佳。根据近物所外靶实验以及中国 BESIII 实验积累的经验，多丝气体探测器的技术比较成熟。高性能核电子学方面也取得了进步。具备制作满足实验要求的多丝电离室气体探测器的可行性。一体化的  $^3\text{He}$  气体靶与电离室如图 1.2 所示。

## 1.5 所需经费初步预算

根据与国内外相关专家的讨论，一期实验所需要的实验设备和初步预算如下表所列，表 1.1。

表 1.1: 核子宇称破坏过程精确测量实验的初步预算。

仪器设备	预算 (单位: 万元)
中子冷却装置	900 - 1600
中子束流监视	10 - 20
中子在线极化装置	200 - 400
中子自旋翻转器	15 - 30
中子束准直器	5 - 10
$^3\text{He}$ 气体靶与探测器一体化装置	100 - 200
电子学与数据获取系统	160 - 300
$^3\text{He}$ 气体系统	70 - 120
引导磁场线圈	8 - 20
总计:	1468 - 2700

## 二、 两体中子衰变 (张硕)

### 2.1 研究背景

LHC 上并未发现除 Higgs 玻色子之外的新粒子,这使得很多人转向中低能区寻找新物理的迹象<sup>[314]</sup>。 $\beta$  衰变是理解电弱相互作用的重要途径,中子衰变过程放射出质子、电子和中微子,是研究弱相互作用的一个较为简洁的模式。中子主要的衰变模式为三体衰变,其常规表达式为:  $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ ,从夸克层面来表达该过程则为  $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ 。中子衰变包含标准模型第一代所有粒子,涉及标准模型重要基本物理,如夸克混合、弱相互作用 V-A 结构、核子内夸克相互作用等。因此,基于自由中子衰变过程可做重要的基础物理测量,如基于衰变速率(中子寿命  $\tau_n$ ) 检验 CKM 幺正性,再比如基于末态粒子动量与中子、电子自旋关联系数在标准模型内提取  $\lambda(g_V, g_A)$ 。需要强调的是,针对中子寿命目前有两种主要测量方式,一个为超冷中子瓶实验,另一种为束流衰变末态粒子探测,然而两种方法测得中子寿命存在较大的差异。综上,中子衰变过程与可用于基础物理模型的检验,然而我们对中子衰变尚需更为深入的研究。

尽管中子的主要衰变模式尚需进一步研究,然而中子存在一种更为特殊的衰变,该衰变将带来更重要的基础物理检测手段。1947 年 Daudel、Jean 和 Lecoin 提出预言,指出中子存在两体衰变模式,即中子衰变存在末态束缚态 (BOB)。该过程中子直接衰变为一个氢原子和一个中微子  $n \rightarrow H + \bar{\nu}_e$ 。该过程为两体过程,这使得计算过程变得更为简单,因此实现该过程的测量具有重要的物理意义<sup>[315]</sup>。然而该实验现象至今未被观察到,主要原因在于其极低的分支比 ( $\sim 4 \times 10^{-6}$ ),其衰变子体通量极低,同时该过程的子体为低能的电中性粒子,传统探测器无法对如此低通量和低能量的中性粒子做测量。针对中子的二体衰变过程,慕尼黑工业大学和 GSI 的研究团队提出,基于末态粒子碰撞转换为  $H^-$ ,之后通过飞行时间鉴别动能,该方案需要极高通量的中子,因此即便是裂变反应堆上进行试验,亦存在针对末态粒子鉴别等诸多探测手段上的困难,至今未实现中子二体衰变的测量。2022 年,本项目组提出一种基于微量能器的中子二体衰变测量方案,该方案测量除反中微子之外的粒子的能量,通过能谱结构确定中子二体衰变的存在与否。该探测方式可大幅提高中子衰变末态粒子的鉴别能力,有望实现首次对中子二体衰变的测量。由于该方式有效降低对中子通量的要求,为后期基于中子二体衰变进行基础物理的检验工作提供重要的支撑。依托未来的 CiADS 中子源,可以建造一个中子二体衰变的测量终端,开展中子衰变相关的理论验证及寻找新物理等方面的研究。

### 2.2 研究意义

中子衰变测量具有重要的物理意义,中子常规衰变涉及的重要物理过程在上面已经提及,本节主要介绍中子二体衰变相关的几项研究。第一,该模式尚未被测量到,实现

该衰变模式的测量将更新我验证 Daudel 等人的理论。第二，中子二体衰变的分支比与中子寿命成正比<sup>[316]</sup>，通过分支比可以给出中子的寿命，从而有助于解决前面提到的中子寿命疑难问题。第三，中子二体衰变是两体过程，反中微子的自旋与氢原子的自旋相互镜像，通过精细测量终态氢原子的自旋态，可以给出给出终态中微子的自旋态和动量等信息，结合兰姆位移装置，可以给出反手性中微子的比例，进而对标准模型进行检验。第四，中子二体衰变的末态粒子只有氢原子和中微子，通过氢原子的动能和动量精确测量，可以给出中微子质量。因此开展中子的二体衰变测量将对基础物理的发展起到巨大的推动作用。

## 2.3 实验方案

本项目提出基于能谱的中子二体衰变测量方案，该方案测量除反中微子之外的粒子的能量，通过能谱结构确定中子二体衰变的存在与否。中子三体衰变过程为  $n \rightarrow H^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ ，其中质子和电子为带电粒子，容易被固体材料俘获，但是反中微子极难俘获。三体作用过程总动能为定值，但是各自的能谱均为连续谱。由于质子质量远大于电子和中微子，所以主要由电子和中微子获得衰变能量，两者动能介于 0-782keV 之间，而质子能谱落在 0-750eV 范围内<sup>[317]</sup>。对于中子二体衰变，衰变过程中动量和能量守恒决定了反中微子携带的能量是定值，氢原子的动能也是定值 (325.7 eV)，该氢原子也容易被固体材料俘获。根据标准模型，二体衰变后的氢原子以 83.2% 概率处于 1s 态，以 10.4% 概率处于 2s 态，剩余比例为  $n \geq 3$  的 s 态<sup>[318]</sup>。2s 乃至 ns 态的氢原子处于亚稳态，自由飞行时不会发生状态变化，直到撞击到探测器吸收结构后，会以极快的速度退激到 1s 态，会使探测器多获取 10.2eV 的热能，所以氢原子在探测器上的动能谱是以 325.7eV 和 335.9eV 为主的多线结构，图 2.1右图只绘制了这两条谱线，其它谱线暂且忽略。

质子对于中子二体衰变末态氢原子的测量是一个很强的背景连续能谱，需要将其筛选以获得较好的信号背景比。由于作为背景的质子和电子均有电荷，可以通过电场将它们的影响去除掉。在低温真空下设置 1kV 左右的正负电极是易于实现的，而能量高于 1keV 的电子与 325.7eV 的氢原子在信号幅度上的表现差别很大，很容易鉴别出来。电场筛选前后的理想能谱形状如图 2.1所示所示。电子中心能量在几百 keV 的能区，且主要的概率分布也在远大于 1keV 的范围内，与中子二体衰变主信号范围差别很大，这对该实验测量方案是很有利的。

微量能器是一种基于热信号的极低温探测器，具有 eV 量级的极高能量分辨率，同时具有无死层、吸收材料选型广泛等特点<sup>[319-320]</sup>。下面会有专门的一节介绍该探测器，此处不做详述。由于氢原子、电子、质子均可在该探测器上产生热信号，而 eV 级别的能量分辨完全满足 325.7eV 单能峰的辨别需求，因此微量能器是能谱法测中子二体衰变的理想探测器。图 2.2展示了基于微量能器对中子衰变末态粒子探测到示意图，氢原子、质子、电子这三种末态粒子被吸收体吸收，将能量全部转换为温度信号，通过灵敏的温度计可将该信号转换为电信号从而最终将末态粒子能量表征出来。尽管利用电场将低于 1 keV 的电子和质子全部清除，但是仍然有一些背景过程在微量能器上产生连续谱。当

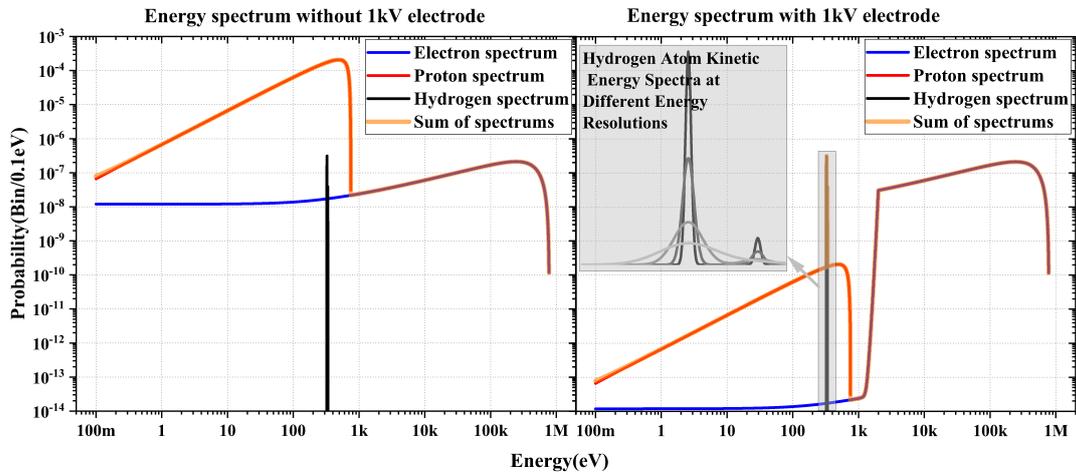


图 2.1: 中子常规衰变及二体衰变子体能谱展示，由于中微子穿透力极强，此处未展示。由于常规衰变子体质子的能谱主要集中于 800eV 以下，概率密度高于二体衰变子体，需要用 1kV 的高压将其去除。

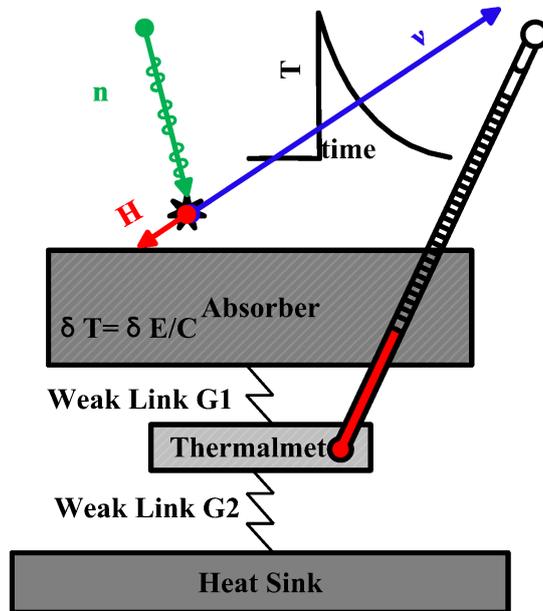


图 2.2: 基于微量能器对中子衰变末态粒子探测的原理图。

中子初始动能远小于 1eV，而探测器分辨率约为 1eV 时，不但可以清晰的分辨氢原子是处于 1s 或 2s 乃至 ns 态，还可以获得更高的信背比。对于基于超导转变边缘传感器 (transition edge sensor, TES) 的微量能器，在 1keV 能量范围内报道的最佳能量分辨约为 0.75 eV<sup>[321]</sup>，本研究团队获得的最佳能量分辨约为 1.4eV<sup>[322]</sup>，因此探测器性能满足测试需求。由于关心的能量范围在 325.7eV，因此可以通过进一步降低微量能器的热容获得更好的能量分辨率<sup>[319]</sup>。根据实验原理，将实验终端分为中子束流约束子系统、制冷子系统、衰变探测器、低温信号放大器、数据采集分析子系统五部分。

其中中子束流子系统主要负责将中子从靶点引出，将其动能慢化到 1 eV 以下，然后聚焦引流到探测器内。而从探测器内流出的中子，则需要进行反射进一步增加中子在探测器内衰变的概率，而最终逃逸出的中子需要做适当的吸收从而降低其带来的辐射背景。与此同时，中子束流约束子系统还需要对其结构和材料选用做设计以降低  $\gamma$  射线背景带来的影响。

制冷子系统主要为衰变探测器提供低温、恒温、低振动、低磁场、低电磁干扰等环境，主要包含恒温器、温控系统、震动隔离装置、磁场/电磁场屏蔽系统、中子束流连接结构几部分。恒温器需提供 100 mK 或更低的温度，为减小微量能器的温度涨落，一般还需将恒温器温度涨落控制在  $\mu\text{K}$  量级。恒温器可通过液氦、GM 制冷机或脉冲管 (Pulse Tube, PT) 获取 4 K 的初级低温，液氦以及 GM 和 PT 的压缩机会引入振动，同时为了防止来自工作环境的其它振动，恒温器需要加装振动隔离装置。微量能器对磁场非常敏感，因此恒温器内需要做好磁场监测及屏蔽。同时低温端电流/电压信号很小，也需要布置电磁屏蔽结构以减小电磁信号的干扰。恒温器需要与中子束流管道通过真空管道及法兰相连，考虑到恒温器的真空度与样品腔之间存在差别，须在真空管道及法兰间安装中子窗或真空差分结构。目前一般采用绝热去磁制冷或稀释制冷的方式获得 100 mK 的极低温。绝热去磁制冷机 (ADR) 的体积较小，成本较低，无需重力，其最低温度一般只能到 40 mK，且通常是间歇运行，需在 100 mK 维持一段时间后需再次磁热循环才能再次使用，因此该机器一般用于对体积和功耗要求较高的像素数较少的微量能器上。稀释制冷机 (DR) 体积较大且移动困难，成本较高，需要重力，最低温一般低于 10 mK，可在 10-300 mK 范围内长期连续工作。采用稀释制冷机可有效降低高通道数的微量能器的设计难度，因此符合本项目需求。制冷系统需要提供极为稳定的工作环境，因此需要一套基于 pid 的温度测量控制系统，根据前期工程经验，温度涨落需控制在 5 $\mu\text{K}$  的 rms 值以下。最后，为了降低中子带来的影响，制冷机与束流无关的结构均需做中子屏蔽。而中子束流通过的地方，需要选用与中子截面小的材料，而且尽可能少的减少物质量。

衰变探测器是本终端的核心，其主要结构将如图 2.3 的右图所示。主要由高压质子俘获结构、衰变粒子传感芯片、前级信号放大器和低温封装组成。其中高压质子俘获结构通过负高压电极将中子常规衰变发射的质子全部吸附掉，同时需要将衰变粒子传感器芯片周围的电压固定在 0 V。衰变粒子传感芯片包括吸收体、温度传感器、热学弱连接以及热沉；前级信号放大器包括电感匹配芯片以及 input-SQUID 芯片两部分；低温封

装包括低温电路、热传输结构、电磁屏蔽结构、红外屏蔽结构以及磁屏蔽结构。全探测器工作于中子束流环境，需要选用低反应截面的材质并尽量减小物质量。

低温信号放大器主要包含工作于 4 开尔文制冷级的 SQUID 阵列、低温电缆、室温端的模拟放大及反馈电路、以及数字控制模块。工作原理如下，SQUID 阵列将来自衰变探测器的电流脉冲信号放大为毫伏级别的电压脉冲信号。低温电缆将该信号传输至室温模拟放大及反馈电路，将信号放大到伏量级，从而在室温端获得足够高的信噪比。数字控制模块用于调节室温模拟放大和反馈电路，以便达到最佳工作状态。

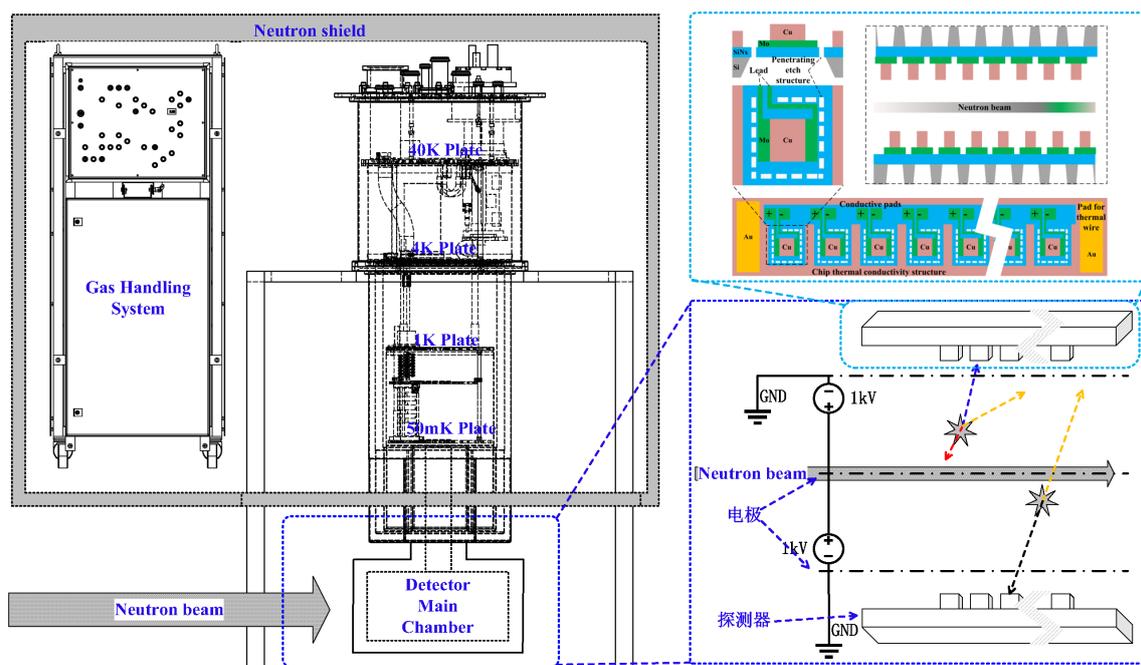


图 2.3: 测试系统结构图以及衰变探测器的结构。

能谱仪工作时，入射粒子在探测器上沉积的能量转化为微弱的电信号，由低温读出电子学放大，经放大后的模拟信号传送给室温下工作的数据采集分析子系统。数据采集分析子系统主要包括模数转换模块、触发及数据存储模块、信号幅度拟合模块以及能谱分析模块。模数转换模块将来自低温信号放大器的电压脉冲信号转化为数字信号，触发及数据存储模块通过甄别脉冲上升沿确定脉冲起始时间，将整段脉冲数据保存下来。信号幅度拟合模块通过最佳滤波器法拟合脉冲信号，从而获得单个脉冲幅度的最佳估计值。能谱分析模块分析多个脉冲幅度，修正温度飘动等因素带来的影响，统计脉冲幅度并定标，从而获得衰变粒子能谱图。

## 2.4 项目计划

根据研究意义，分为五个阶段：1、中子常规衰变测量；2、实现中子二体衰变的首次观测；3、中子二体衰变分支比；4、中子二体衰变自旋组态精确测量；5、基于反冲氢原子的中微子质量测量。针对各个阶段的物理目标需求，分别列出了对中子源和探测器的发展需求，具体估算数值及对应时间表见表 2.1。

时间段	中子源	探测器	物理目标
2024-2026	热中子 通量 $10^{10} \text{n/s} * \text{cm}^2$ 非极化	10 像素 $\delta E \sim 100 \text{eV}$	中子常规衰变测量
2027-2030	热中子 通量 $10^{12} \text{n/s} * \text{cm}^2$ 非极化	100 像素 $\delta E \sim 10 \text{eV}$	实现中子二体衰变的首次观测
2030-2035	热中子 通量 $10^{13} \text{n/s} * \text{cm}^2$ 非极化	1000 像素 $\delta E \sim 10 \text{eV}$	中子二体衰变分支比
2035-2045	热中子 通量 $10^{13} \text{n/s} * \text{cm}^2$ 极化	1000 像素 $\delta E \sim 1 \text{eV}$	中子二体衰变自旋组态精确测量
2045-2050	热中子 通量 $10^{13} \text{n/s} * \text{cm}^2$ 非极化	10000 像素 $\delta E \sim 1 \text{eV}$	基于反冲氢原子的中微子质量

表 2.1: 中子二体衰变的测量计划。

对于中子常规衰变测量，主要涉及中子常规衰变的电子能谱精确测量，由于常规衰变分支比约为 1，不需要大通量的中子，探测器的像素数在 10 左右就能满足需求。由于电子能谱较宽，需要较大热容的吸收体，因此能量分辨控制在 100eV 量级。

对于中子二体衰变的首次观测，由于该衰变模式的分支比极低，需要将中子通量大幅提高，根据计算，需要达到  $10^{12} \text{n/s} * \text{cm}^2$  的水平，由于该过程只关心末态粒子能谱，因此不需要将中子极化。为了降低测量时间，需要将探测器的像素数量提高到 100 的水平，由于不需要辨别氢原子的 1s 和 2s 态，探测器分辨率只需达到 10eV 的水平即可。对于中子二体衰变分支比，只需将统计量提高以提高分支比的精确度，此处只对探测器像素数有提高，其他参数要求未变化。然而像素数从 100 冲到 1000 的水平需要对探测器做重大升级，因此该阶段给的时间较长。

对于中子二体衰变自旋组态精确测量，该测量模式对中子的极化提出了要求，同时需要将探测器的能量分辨提高到 1eV 的水平。该阶段耗时较长的主要考虑在于预期该测量对总统计量有较高要求。对于基于反冲氢原子的中微子质量，其对中子初始动能、中子通量、探测器像素数以及能量分辨都提出了极其苛刻的要求，因此其所需时间难以估计，此处以 2050 为例列出。

五个阶段的主要目标，其科学重要性逐步提高的同时，对中子源和探测器的性能指标要求也在进一步提升。随着中子源与探测器的升级，可以进行多个伴生的科学研究。下面按照五个阶段对这些伴随主线任务的潜在科学研究进行介绍。

第一阶段中子源并未做极化，除了做中子常规衰变能谱测量之外，可将微量能器的吸收体做为靶材料，做中子反应截面测量，亦可做中子反应通道的精确测量。具体操作过程为，以特定核素做成吸收体，与温度传感器如 TES 热耦合，然后控制中子的输入。对于中子反应截面测量，控制中子的输入能量，精确测量中子输入通量，之后通过微量能器的计数和能谱精确计算反应速率，从而精确给出中子反应截面信息，对反应堆的精确模拟十分重要。对于特定的核素，其反应通道和分支比以及衰变能等信息并无非常准确的确认，因此需要结合该实验做精确测量。其测量过程，并不需要对输入中子的通量做精确表征，但是需要对反应产物做精确测量，需要根据预期产物准备相应的探测装置。

第二阶段和第三阶段，为了实现中子二体衰变的首次观测，中子的通量已实现两到三个量级的提升，除了可以做一些反应截面小的核素与中子反应过程的详细表征之外还可以依据已经提升一到两个量级的像素数目做一些研究。由于读出电子学数量的提升，可以做一套小吸收体面积的微量能器，以更高的能量分辨率对之前的一些实验做改进。尽管该阶段对能量分辨率未做较高要求，但是其能量分辨已经到达 10eV 的水平，可以依托该套探测器对诸多高电荷态离子做亚稳态的测量，这也将为第四阶段的科学目标测量打下基础。

第四阶段和第五阶段，由于中子已经极化，通量也非常高，这时可以针对特定核素在极化环境下与中子的反应测量。除此之外，该阶段的微量能器能量分辨已经非常好，可以用于高电荷态离子能谱等过程的能谱成像测量，亦可作为低电核态离子的亚稳态研究。

## 2.5 预算

由于本项目的主要探测器：微量能器的成本受到其像素数影响最大，此处依据实现中子二体衰变的首次测量这一目标对应的探测器参数，给出预算需求。本预算列表中探测器成本的均依据 100 像素这一需求列出。

子系统名称	预算需求 (万元)	备注
中子束流约束子系统	~200	
制冷子系统	~460	制冷功率已考虑将来 1000 像素需求
衰变探测器	~280	依据百像素计算
低温信号放大器	~240	依据百像素计算
数据采集分析子系统	~80	依据百像素计算
合计	~1260	

表 2.2: 中子二体衰变的测量预算。

## 2.6 主探测器：微量能器

### 原理、分类及特点：

微量能器兼具高能量分辨率、高探测效率、低噪声、无死层等特点，能量分辨率与射线入射方向无关，在弥散射线能谱测量方面具有明显优势。由于该探测器在本计划书的多处均有应用，且为中子二体衰变的主探测器，有必要在此处特别介绍一下该探测器。

微量能器是 20 世纪 80 年代由 Moseley、Mather、Dan McCammon 等人提出的一种新型探测器<sup>[323]</sup>。它是一种基于热信号的探测器，与非平衡探测器不同，其能量分辨  $\Delta E_{\text{FWHM}}$  与温度相关，与 X 射线能量  $E$  无关<sup>[319]</sup>： $\Delta E_{\text{FWHM}} \propto \sqrt{4k_{\text{B}}T_0^2C/\alpha_I}$ 。如图 2.4 所示，它包含吸收体、温度计、热学弱连接、热沉四部分。当入射粒子被微量能器的吸收层吸收后，转化为热能，引起吸收体温度上升  $\delta T \propto \delta E/C$ 。利用热敏温度计测量温度变化  $\delta R \propto \delta T$ ，可反推出入射粒子能量  $\delta E \propto \delta R * C$ 。一般选取探测器的线性区域做能谱测量，因此  $\delta E = k * \delta R * C$ 。经已知能量的射线标定后，可以得到斜率  $k$ 。此处  $\alpha_I$  为电阻温度系数， $C$  为热容。温度越低， $C$  越小， $\delta T$  越大，同时温度越低，温度涨落越小，信噪比越高，因此微量能器一般工作于极低温下。平衡恒温器制冷功率及能谱仪性能等因素，微量能器一般工作于 100 mK 或更低的温度下。

根据温度计种类，微量能器主要分为半导体温度计型微量能器<sup>[320]</sup>、超导转变边缘传感器 (Transition Edge Sensor, TES) 型微量能器<sup>[324]</sup>、金属磁性微量能器 (Metallic Magnetic Calorimeter, MMC)<sup>[325]</sup> 三种。半导体型微量能器以硼掺杂硅或嬗变锗作为温度传感器，温度电阻系数较低，阻抗较大。TES 工作在超导转变边缘上，其阻值很小且对温度十分敏感，亦即温度电阻系数很高，然而由于其转变边缘窄，容易发生饱和且线性相对较差。MMC 利用金属磁性材料作为温度传感器，其温度线性区域非常宽，弥补了 TES 的非线性问题，然而由于其热容较大、工作温度低、复用困难，因此目前正处于发展阶段。

温度传感器的不同决定了前级低温信号放大器的不同，使得其室温端的电子学有较大差异。首先对于半导体温度计，其典型阻抗在千欧姆到兆欧姆量级，因此可以采用传统的 JFET 结构对低温端的信号进行放大并读取。对于 TES，其典型阻抗在毫欧姆量级，需要用超导量子干涉仪 (SQUID) 将电流信号转换为电压信号，之后通过室温端的精密运放进一步放大并读取。对于 MMC，其前级信号为磁通量变化信号，因此需要 SQUID 将磁通量信号变化为电压信号，然后通过室温端的精密运放进一步放大。需要指出，MMC 的磁通量信号幅度较小，相较于 TES 来说对 SQUID 要求更为苛刻。

### 发展和应用现状：

经过数十年的发展，微量能器已经在空间 X 射线天文卫星、先进光源线站、超快激光装置、质子激发 X 荧光装置、高电荷态离子阱、扫描电镜、粒子对撞机、重离子治癌装置等大科学装置上实现了应用。同时该探测器也被用于脱离先进光源线站的高度稀释样品研究等方面。

本研究团队依托该探测器特点，分别进行了稀土的 X 射线荧光谱研究、电子及光

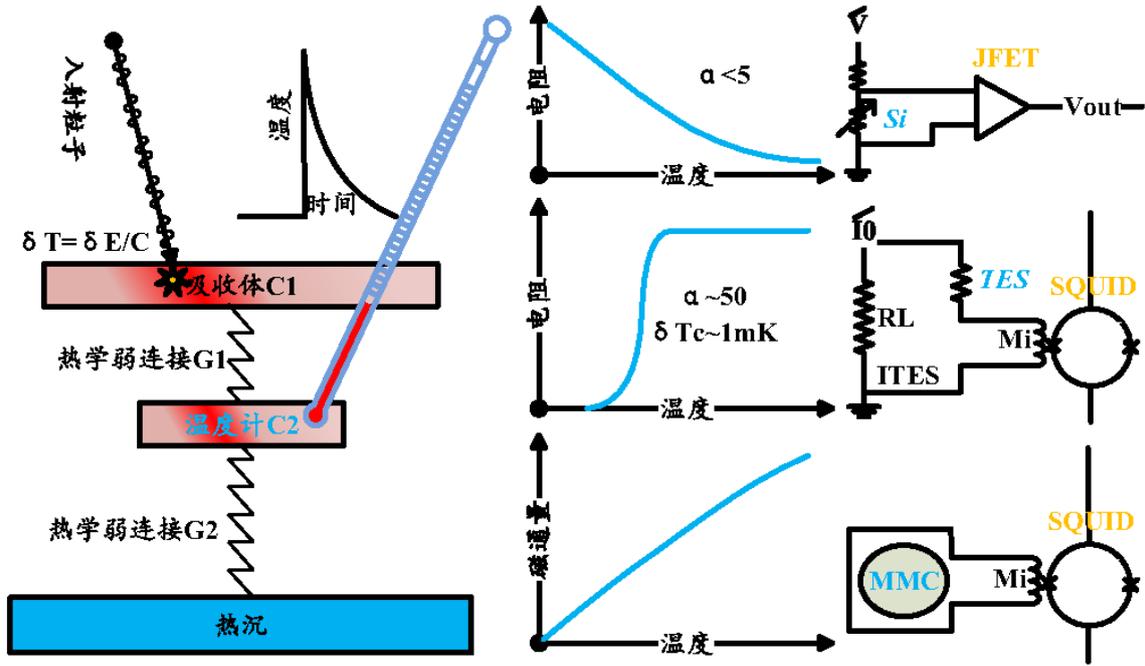


图 2.4: 微量能器的工作原理图。

子激发荧光光谱对比研究、核衰变过程空心原子研究、 $\beta$  衰变过程的原子交换效应研究等。

**在核物理及粒子物理领域的应用及前景：**

依托该探测器，可以对中子二体衰变测量为代表的诸多重要物理过程展开研究。本计划书中提到的  $\mu$  子原子光谱测量，以及未来的中子相干散射实验，均会对该探测器有十分明确的需求。

### 三、 中子精密测量的其它实验方案 (闫海洋 & W. M. Snow)

标准模型 (SM) 是一个极为成功的理论, 它的高能和低能实验中都通过了大量严格的测试。随着在大型强子对撞机上发现希格斯玻色子, 标准模型现在已经完整。然而, 我们也知道标准模型并不是自然界的最终理论, 因为它无法解释中微子质量, 无法成功解释宇宙中观测到的物质-反物质不对称性, 也没有合适的暗物质候选者。

除了这些长期存在的未解之谜, 最近几年还出现了一些显著的矛盾, 例如在卡比博-小林-益川 (CKM) 矩阵幺正性测试中的紧张关系、半轻子 B 介子衰变中轻子普适性的测试, 以及缪子反常磁矩的测量。这些异常现象可能是标准模型结构中首次出现的裂痕。

为了应对标准模型的不足, 已有包括在大型强子对撞机上积极的高能实验计划, 专门探索标准模型味物理的实验, 以及下一代中微子振荡实验。另一方面, 使用中子的精密低能实验在回答标准模型中的一些最紧迫的问题方面具有独特的优势, 在某些情况下, 其质量尺度覆盖范围显著高于大型强子对撞机可能达到的范围。因此, 这些实验在寻找超越标准模型 (BSM) 物理方面提供了高度竞争力和互补性的信息。

#### 3.1 中子的独特性

在基础物理研究中, 中子是一个独特的研究对象。中子由于其电中性而无法像质子、电子那样被加速, 从而在高能物理中罕有贡献。中子带有一个微小的磁矩 (约为电子的 1/1000), 和普通物质只有极为微弱的相互作用——这个相互作用除了由于磁矩的电磁相互作用外, 就是与原子核之间的残余核力。对于大部分物质来说, 中子与之作用时, 核力的强度强于电磁相互作用。这种特点使得中子在研究对象时, 不易受环境噪声的干扰。另外, 慢中子对物质的相干散射将导致中子对物质产生类似光学折射的现象: 平面波描述的中子入射后, 与原子发生散射, 散射波为球面波, 几率幅为

$$\psi_{sc} = -\frac{b}{r} \exp(ikr) \quad (3.1)$$

上式中,  $b$  为散射长度, 而  $r$  为距离散射中心的距离。这个公式很容易让我们想起经典光学中的惠更斯原理, 事实上, 在这一点, 它们也确实具有类似的数学基础。因此, 低能中子与物质相互作用时, 在很多时候, 都和同为电中性的光有非常相似的性质。费米最早注意到物质对中子可产生折射现象, 对大部分物质来说, 中子的折射率小于 1。费米同时也注意到当能量为  $E$  的中子入射到有效相互作用势为  $V$  的材料上时, 当入射角满足

$$E \sin^2 \theta \leq V \quad \text{即} \quad \sin \theta \leq \sin \theta_c = \left( \frac{V}{E} \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

时将被全反射——也和光学中的现象类似。费米等人在 1946 和 1947 年先后在实验中验证了这一现象。这一全反射现象，不仅仅是中子导管的基础，也确定了对于能量小于  $10^{-7}\text{eV}$  的超冷中子来说，人们可以把它们限制在一个瓶子里。这样获得的超冷中子的数量尽管很少，由于其速度很低 ( $<7\text{m/s}$ ) 被限制在瓶子里能够进行长时间 ( $\sim 900\text{s}$ ) 的测量。

低能中子用于精密物理测量的优势或许可用一个基本的散射过程来说明。对于这个物理过程，假定散射 4 动量为  $q$ ，则有：

$$f(q^2) \propto \frac{1}{q^2 + m^2} \quad (3.3)$$

其中  $m$  为中间玻色子的静质量。该基本物理过程的发生概率将正比于  $|f|^2$ 。当  $m$  非常大的情况下，比如远超人类现有加速器所能达到的水准，此时  $q$  的大小根本没什么影响，

$$f(q^2) \propto \frac{1}{m^2} \quad (3.4)$$

可以用低能粒子来做精密测量；另外一种极端情况，当  $m$  较小的时候，

$$f(q^2) \propto \frac{1}{q^2} \quad (3.5)$$

只从上式看， $q$  越小效应越明显，适宜使用低能粒子做精密测量。

基于原理的小的噪声干扰，以及在低的运动速度下进行长时间的测量，决定了中子是精密的测量的良好目标。使用慢中子，目前人类可以做到：

- 对能量变化的绝对测量精度达到  $10^{-22}\text{eV}$ ；
- 对动量变化的相对测量精度达到  $10^{-10}$  乃至更高的水准；
- 对中子自旋极化变化的测量精度达到  $10^{-6}$  的水平。

## 3.2 中子与基础物理

### 3.2.1 中子与宇宙中的物质-反物质不对称性

中子是探测标准模型 (SM) 中两个近似对称性的敏感探针：重子数 (B) 和电荷共轭和宇称 (CP)，它们的破坏是满足萨哈罗夫条件中两个条件以动态生成宇宙中重子不对称性 (BAU) 的必要条件。作为一种中性、长寿命且具有  $1/2$  自旋的粒子，中子是寻找永久电偶极矩 (EDM) 的最简单强子系统，EDM 是时间反演破坏的信号 (因此也是 CP 破坏)，并且对 CKM 矩阵相位引起的 CP 破坏 (CPV) 不敏感。下一代实验将

通过提高一个到两个数量级的灵敏度，推动对新的 CPV 来源的探测进入多 TeV 范围。中子传输实验还可以对时间反演破坏的核子-核子相互作用提供强有力的约束，与中子、原子和分子的 EDM 测量相辅相成且具有竞争力。中子 EDM 的观测或  $\beta$  衰变实验或 NOPTREX 中的正信号可能揭示出重子生成所需但难以在高能实验中直接探测到的新 CPV 来源。此外，中子  $\beta$  衰变中对 T 破坏关联的搜索仍有潜力探索目前 EDM 搜索未能约束的模型空间。因此，中子实验与 LHC 对能触发一级相变的新自由度的搜索相结合，可以解决物质-反物质不对称性是否在电弱尺度附近生成这一根本问题（电弱重子生成）。

中子实验还可以解决萨哈罗夫条件中所需的重子数破坏问题。作为一种中性粒子，中子可能有一个小的马约拉纳质量项，它通过两个单位的 B 破坏导致中子与反中子的振荡。当前自由中子振荡时间的限制  $\tau_{n\bar{n}} \sim 10^8$  秒可以转化为 100 到 1000 TeV 的新物理尺度，即将进行的欧洲散裂源实验将探测与低尺度重子生成场景相关的参数空间，其中 BAU 是由介导  $n\text{-}\bar{n}$  振荡的新粒子破坏 B 的衰变引起的。

### 3.2.2 中子作为 TeV 尺度 BSM 物理的探针

核  $\beta$  衰变在标准模型的构建中起到了重要作用。随着实验精度接近千分之一的水平和强有力的理论预测， $\beta$  衰变继续在高能对撞机的约束中具有高度竞争力。此外，最近对“内部辐射校正”的重新评估以及在晶格输入提取  $V_{us}$  和  $V_{us}/V_{ud}$  方面的进展，导致了 CKM 矩阵第一行单一性中的约  $3\sigma$  紧张，这可以通过在  $\sim 10$  TeV 尺度上出现的新左手或右手  $W$  玻色子与夸克和轻子的耦合来解释。这些耦合可以避免电弱精度数据的约束，并且难以在 LHC 直接探测到，提供了对 BSM 搜索需要互补方法的杰出例子。中子是高精度  $\beta$  衰变的理想系统，因为其理论解释不受核理论不确定性的影响。采用来自 UCN $\tau$  的单次最佳中子寿命测量和来自 PERKEO III 的比率  $\lambda = g_A/g_V$ ，通过中子衰变提取  $V_{ud}$  的总不确定性已经与超允许  $\beta$  衰变相当。以粒子数据小组的全球平均值为标准，匹配  $0^+ \rightarrow 0^+$  的准确性将需要将寿命不确定性提高两倍，即  $\Delta\tau_n \sim 0.3$  秒，并将  $\lambda$  的不确定性提高三倍，即  $\Delta\lambda/|\lambda| \sim 0.03, \%$ 。这些目标可以通过美国的实验计划实现。除了单一性测试外，将实验值  $\lambda$  与高精度晶格 QCD 计算结果进行比较，为右手电荷流提供了独特的灵敏探针。亚千分之一级的 Fierz 干涉项  $b$  的测量可以在与 LHC 和介子衰变竞争的水平上探测标量和张量相互作用。

除了远超电弱尺度之外，中子对于更好地理解标准模型也至关重要。核子-核子弱相互作用是电弱理论中理解最差的部分之一。低能强子宇称破坏实验提供了测试我们是否能够追踪已知夸克-夸克电弱相互作用的对称性破坏效应的机会，从电弱尺度到非微扰强相互作用距离尺度，再到核子、原子和分子尺度。由于其他 BSM 对低能核对称性破坏可观察量（如电偶极矩和无中微子双  $\beta$  衰变）的搜索也必须进行类似的演练，强子宇称破坏实验是测试我们手头理论工具的理想场所。正在进行的核子-核子 (NN) 弱振幅晶格计算工作处于标准模型的“计算前沿”。

### 3.2.3 中子与新弱相互作用粒子

另一种可能性是，超越标准模型的物理是轻的且耦合非常弱。许多超越标准模型（包括弦理论）的理论中存在的扩展对称性通常在某个高能尺度被打破，导致具有相对长程相互作用的新弱耦合轻粒子。自旋 0 和自旋 1 玻色子的交换在非相对论极限下会产生几种（通常是自旋相关的）相互作用。暗物质“量子暗力”的有效场论处理也可以以类似方式参数化。慢中子相互作用已被用于多种类型的新弱耦合相互作用的搜索，包括变色龙和对称暗能量场、轻质  $Z'$  玻色子、物质内的引力扭转和时空的非度量性、类轴子粒子、重力的短程修正以及奇异的宇称奇偶相互作用，这些实验与使用原子和分子进行的类似实验互补，并提供了对许多奇异 BSM 相互作用的有用约束，可以极大地提高灵敏度。

## 3.3 中子基础物理学实验研究的若干可能

在此，我们仅讨论中子物理章节中未被讨论的其它一些基础物理相关研究的可能性。如 CP 破缺相关的研究里，中子的电偶极矩是非常流行的研究题目，但前文已有讨论，此处不在赘述。

### 3.3.1 CP 破缺

宇宙中物质-反物质不对称性的起源是基础物理学中最紧迫的未解问题之一。标准模型 (SM) 缺少两个生成与观测兼容的重子不对称性的关键因素：在希格斯质量为 125 GeV 的情况下，SM 的电弱 (EW) 相变不足以提供足够的热平衡破坏，而由 CKM 矩阵相位引起的 CP 破缺也太小。中子实验为研究新的 CP 破缺源提供了独特的窗口，因为它们结合了非常高的灵敏度，且几乎没有来自 SM 中 CP 破坏源的背景。寻找中子电偶极矩 (nEDM) 已成为经典的时间反演对称性 (T 破缺) 测试方法。

虽然 nEDM 的测量非常重要，但仅凭这一项不足以区分各种超出标准模型 (BSM) 的模型及不同的重子生成场景。为了实现这一目标，首先需要在互补的系统中观察到 CP 破坏 (CPV)，以识别低能 CPV 的主要特征。对轻子、质子、轻离子、原子和分子 EDM 的搜索通常与 nEDM 互补，因为它们探测的是不同的低能 CPV 耦合集。对极化中子通过极化靶传输中的 T 奇相关性的搜索对核子-核子 P 奇 T 奇势敏感，因此也与 nEDM 互补。NOPTREX 实验利用重核中相反宇称态之间小能量劈裂的增强效应，可以与中子和原子 EDM 竞争地探测 T 奇-核子耦合。此外，对中子  $\beta$  衰变中 T 奇 D 系数的测量或限制有潜力探索一些未被当前 EDM 搜索排除的动机良好的模型（如最小左右对称模型 (mLRSM)）的参数空间。

### 3.3.2 中子 Beta 衰变的时间反演破缺

Beta 衰变具有涉及最终态粒子自旋和动量的多种可观测量。这些可观测量之间的相关性可以用作对标准模型的严格测试，包括对时间反演对称性的敏感测试。例如，角

关联系数  $D$  与  $\vec{J} \cdot (\frac{\vec{p}_e}{E_e} \times \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu})$  成正比，角关联系数  $R$  与  $\vec{J} \cdot (\vec{s}_e \times \frac{\vec{p}_e}{E_e})$  成正比。稍微复杂的是， $D$  或  $R$  并不是直接的时间反演对称性测试，因为最终状态粒子之间存在时间反演对称偶相互作用，即所谓的最终状态相互作用。然而，对于中子，标准模型的最终状态相互作用可以很小，并且可以通过重重子有效场论计算到未来实验所需的精度。在 Beta 衰变中，标准模型的时间反演对称性破坏来源于卡比博-小林-益川矩阵 (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix) 相位并受到极大抑制，因此在可预见的未来实验中难以探测，从而使得 Beta 衰变中的时间反演对称性破坏实验成为对超出标准模型物理的干净搜索。然而，新物理可以在树图级微扰，仅受新相互作用质量标度的抑制。超出标准模型的物理中通常存在额外的相位，并且没有理由认为它们应该很小。因此，Beta 衰变中的时间反演对称性破坏测试可以潜在地接触到高于加速器的物理标度。

当前的上限是来自 emiT 合作组的  $D = [0.94 \pm 1.89_{\text{stat}} \pm 0.97_{\text{sys}}] \times 10^{-4}$ 。 $D$  的最终状态相互作用比 emiT 达到的精度小一个数量级，并且可以评估到 1% 的精度，留下至少两个数量级的  $D$  参数空间用于发现新的时间反演对称性破坏物理。美国国家标准与技术研究院的新型 NG-C 慢中子束提供了一个独特的机会，通过使用一种新的 emiT 类型装置，将  $D$  的限制提高约 5-10 倍，并且未来通过热量测定粒子检测的发展，将灵敏度提高 40 倍。在这些灵敏度水平上，将测量到最终状态相互作用效应。重要的是，这种实验还可以对逃避电偶极矩限制的特定超出标准模型物理给出约束，例如左右对称模型以及右手中微子耦合。为实现这一目标的工作已经开始，必要的探测器技术正在开发中。

可以使用中子在放射性 Beta 衰变中搜索时间反演对称偶相关性  $\hat{k}_\gamma \cdot (\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu)$ 。这种宇称偶和时间反演对称偶相关性可能来自 Chern-Simons 接触相互作用项，该项在涉及介子、核子和电弱场的手征有效场论中以次领头阶出现，同时需要一个新的隐藏强相互作用部分贡献于 Beta 衰变。此相关性对与弱矢量流干涉的虚部敏感。由于其与自旋无关，它提供了对时间反演对称性破坏的不同视角，而不是电偶极矩探测。

最后，可以考虑 Beta 衰变中的时间反演对称偶宇称偶相关性。这些相关性可能在解开辐射效应和生成观察到的电偶极矩的可能超出标准模型物理方面显得重要。时间反演对称性破坏效应可以在同位旋抑制的核 Beta 衰变中显著增强，然而现有的限制仍然相对较差。

### 3.3.3 CKM 矩阵的么正性检验

自 2018 年末以来，对第一行 CKM 单位矩阵  $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$  的高精度测试重新引起了关注（尽管在当前精度水平下  $|V_{ub}|^2$  可以忽略不计）。Seng 等人基于一种新的色散关系分析，重新审视了中子和核  $\beta$  衰变中的所谓内部辐射修正，这是  $|V_{ud}|$  理论不确定性的重要来源之一。他们利用中微子-核散射的现有数据，得到了显著大于之前最新值且不确定性较小的内部辐射修正值，这导致了  $|V_{ud}|$  中心值的降低。这个发现得到了几项独立研究的确认。

下图总结了目前最精确测定的  $|V_{ud}|$ 、 $|V_{us}|$  和  $|V_{us}|/|V_{ud}|$  的数值，从图中可以观察

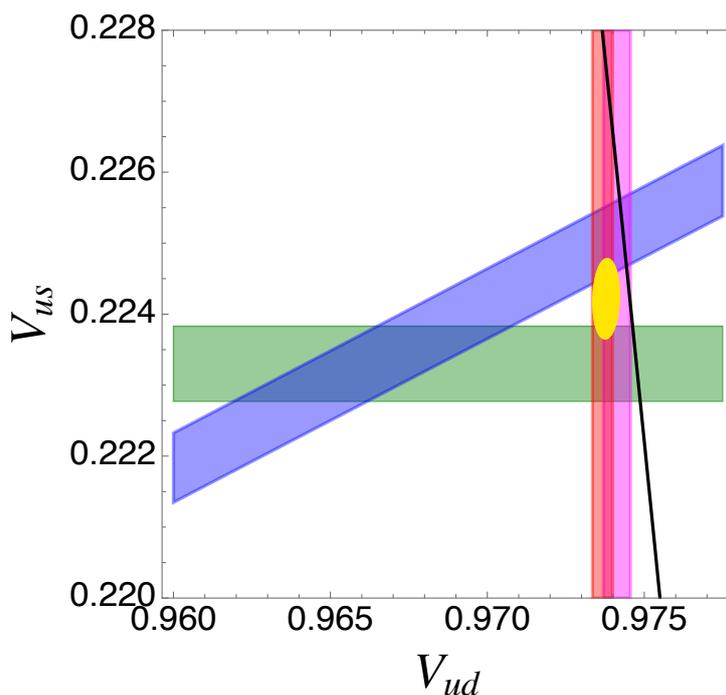


图 3.1:  $|V_{ud}|$  值由超允许  $0^+ \rightarrow 0^+$  核  $\beta$  衰变 (红色) 和中子  $\beta$  衰变 (紫色) 得出,  $|V_{us}|$  由半轻子 K 介子衰变 ( $K_{\ell 3}$ , 绿色) 得出,  $|V_{us}/V_{ud}|$  由轻子 K 介子/ 介子衰变 ( $K_{\mu 2}/\pi_{\mu 2}$ , 蓝色) 得出。黄色椭圆表示两个矩阵元的全局拟合, 黑线表示第一行 CKM 单元性的假设。图片由 Vincenzo Cirigliano 提供。

到若干异常。例如, 组合  $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2_{K\ell 3} - 1 = -0.0021(7)$  在  $3\sigma$  水平上表现出幺正性不足, 而从半轻子和轻子 K 介子衰变得出的两种不同的  $|V_{us}|$  测定也显示出约  $3\sigma$  的差异。这些现象现在被统称为“Cabibbo 角异常”, 为超出标准模型物理提供了有趣的线索。目前,  $|V_{ud}|$  最精确的测定来自超允许  $0^+ \rightarrow 0^+$  核  $\beta$  衰变, 其值为  $|V_{ud}|^{0^+} = 0.97367(30)_{\text{th}}(11)_{\text{exp}}$ , 主要不确定性来自于核结构效应。另一方面, 自由中子衰变在理论上更加简洁, 但受限于中子寿命  $\tau_n$  和轴-矢量耦合比  $\lambda = g_A/g_V$  的实验不确定性。使用 PDG 的平均值, 可以得到  $|V_{ud}|_n^{\text{PDG}} = 0.97441(13)_{\text{th}}(87)_{\text{exp}}$ ; 然而, 采用来自 UCN $\tau$  的单次最佳测量  $\tau_n$  和来自 PERKEO III 的  $\lambda$  值分别得出  $|V_{ud}|^{\text{best}} = 0.97413(13)_{\text{th}}(40)_{\text{exp}}$ , 其总不确定性已经与超允许  $\beta$  衰变的结果相当。随着这些量的实验精度的未来改进, 中子  $\beta$  衰变可能最终会超越  $0^+ \rightarrow 0^+$ , 成为提取  $|V_{ud}|$  的最佳途径。

最后, 比较从中子  $\beta$  衰变实验获得的轴-矢量耦合比  $\lambda = g_A/g_V$  与从格点 QCD 直接计算的结果, 是探测右手电流的一个极其敏感的渠道。得益于过去四年中格点 QCD 确定的  $g_A$  精度的显著提高, 个别计算声称达到了亚百分比的精度。作为 Cabibbo 角异常的有吸引力的解决方案, 提出了右手电流的存在, 中子  $\beta$  衰变可以为 CKM 单位性和超出标准模型的物理场景提供独立的约束能力。

带电标量或轻夸克的超出标准模型场景可以引入标量、赝标量或张量电流。对电子的赝标量耦合由于标准模型中的螺旋抑制而受到  $\pi \rightarrow e\nu$  衰变的严格限制。比率  $\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)/\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)$  限制了赝标量电流的强度, 使其比标准模型电流弱五个数量级,

从而几乎没有空间为其他可观测量（如中子 Fierz 干涉项）提供赧标量贡献。通过对  $\beta$  衰变数据进行综合分析，包括超允许  $\beta$  衰变、中子衰变、镜像衰变和选定核的衰变相关性，Falkowski 等人发现了对标量和张量相互作用的限制。使用最新的 ATLAS 合作组的高横向质量 Drell-Yan 数据集，并假设只有六维算符贡献，可以得出相似的限制，强调了这两组可观测量之间的互补性。对  $\epsilon_T$  的限制可以转换为中子 Fierz 干涉项，下一代实验将有望达到这一精度。

### 3.3.4 重子数不守恒

重子数不守恒 (BNV) 是 Sakharov 所指出的重子生成机制中所需的关键因素之一。质子衰变等 BNV 过程现在受到了严格限制，而这些守恒  $\mathcal{B} - \mathcal{L}$  的过程由于 sphaleron 过程，不能为重子生成提供解决方案。轻子数不守恒 (LNV) 可能通过轻子生成解释重子反物质不对称性 (BAU)，并且正被无中微子双  $\beta$  衰变研究群体认真探讨。中子振荡  $n \rightarrow \bar{n}$  是  $\Delta\mathcal{B} = 2$  且违反  $\mathcal{B} - \mathcal{L}$ ，因此在解释 BAU 方面具有吸引力。相关的  $n \rightarrow n'$  过程中， $n'$  属于暗物质领域，并对重子数不守恒有重要影响。

$n \rightarrow \bar{n}$  的可能性最初由 Kuzmin 提出，预测中子振荡的模型在最近的 Snowmass 白皮书中有所总结。最近的 Snowmass 前沿总结报告强调了对  $n \rightarrow \bar{n}$  搜索的重要性。 $n \rightarrow \bar{n}$  的搜索使用了大体积探测器或自由中子，这两种方法在技术上和理论模型的辨别能力上是互补的。最敏感的  $n \rightarrow \bar{n}$  搜索使用了超级神冈探测器，最近发布的限制为  $\tau_{n\bar{n}} > 4.7 \times 10^8$  秒 (90% 置信水平)。未来的探测器如 NOvA、MicroBooNE、Hyper-K 和 DUNE 如果能充分控制背景事件和系统误差，可能达到相似或更好的灵敏度。DUNE 的预期灵敏度为  $\tau_{n\bar{n}} > 5.53 \times 10^8$  秒 (90

与核内搜索相比，自由中子搜索  $n \rightarrow \bar{n}$  预计没有背景噪声，提供了真正的发现潜力。在 ILL 使用自由中子进行的搜索检测到零候选事件和零背景事件，得到的限制为  $\tau_{n\bar{n}} > 0.86 \times 10^8$  秒 (90% 置信水平)。利用随后的几十年中在中子光学和探测技术上的发展，ESS 的 NNBAR 实验设计的目标是将  $n \rightarrow \bar{n}$  的实验灵敏度提高三个数量级，达到  $\tau_{n\bar{n}} \sim 10^9-10^{10}$  秒。对  $\Delta\mathcal{B} = 1$  过程  $n \rightarrow n'$  的限制远不如  $n \rightarrow \bar{n}$  严格，最好的限制是通过瓶装超冷中子 (UCN) 和快堆中子消失实验得到的，并报告了一些异常信号。

重子数不守恒 (BNV) 是 Sakharov 所指出的重子生成机制中所需的关键因素之一。质子衰变等 BNV 过程现在受到了严格限制，而这些守恒  $\mathcal{B} - \mathcal{L}$  的过程由于 sphaleron 过程，不能为重子生成提供解决方案。轻子数不守恒 (LNV) 可能通过轻子生成解释重子反物质不对称性 (BAU)，并且正被无中微子双  $\beta$  衰变研究群体认真探讨。中子振荡  $n \rightarrow \bar{n}$  是  $\Delta\mathcal{B} = 2$  且违反  $\mathcal{B} - \mathcal{L}$ ，因此在解释 BAU 方面具有吸引力。相关的  $n \rightarrow n'$  过程中， $n'$  属于暗物质领域，并对重子数不守恒有重要影响。

$n \rightarrow \bar{n}$  的可能性最初由 Kuzmin 提出，预测中子振荡的模型在最近的 Snowmass 白皮书中有所总结。最近的 Snowmass 前沿总结报告强调了对  $n \rightarrow \bar{n}$  搜索的重要性。 $n \rightarrow \bar{n}$  的搜索使用了大体积探测器或自由中子，这两种方法在技术上和理论模型的辨别能力上是互补的。最敏感的  $n \rightarrow \bar{n}$  搜索使用了 SuperKamiokande 探测器，最近发布

的限制为  $\tau_{n\bar{n}} > 4.7 \times 10^8$  秒 (90% 置信水平)。未来的探测器如 NOvA、MicroBooNE、Hyper-K 和 DUNE 如果能充分控制背景事件和系统误差, 可能达到相似或更好的灵敏度。DUNE 的预期灵敏度为  $\tau_{n\bar{n}} > 5.53 \times 10^8$  秒 (90% 置信水平), 通过改进建模和分析技术, 这一灵敏度可以进一步提高。

与核内搜索相比, 自由中子搜索  $n \rightarrow \bar{n}$  预计没有背景噪声, 提供了真正的发现潜力。在 ILL 使用自由中子进行的搜索检测到零候选事件和零背景事件, 得到的限制为  $\tau_{n\bar{n}} > 0.86 \times 10^8$  秒 (90% 置信水平)。利用随后的几十年中在中子光学和探测技术上的发展, ESS 的 NNBAR 实验设计的目标是将  $n \rightarrow \bar{n}$  的实验灵敏度提高三个数量级, 达到  $\tau_{n\bar{n}} \sim 10^{9-10}$  秒。对  $\Delta B = 1$  过程  $n \rightarrow n'$  的限制远不如  $n \rightarrow \bar{n}$  严格, 最好的限制是通过瓶装超冷中子 (UCN) 和快堆中子消失实验得到的, 并报告了一些异常信号。

### 3.3.5 其它精密测量实验

关于自然界中可能存在的新相互作用, 其亚毫米范围对应于交换玻色子质量大于 1 meV 且与物质的耦合非常弱, 这一可能性已经讨论了一段时间。大约十年前, 这种介导相互作用的粒子开始被统称为弱相互作用亚电子伏特粒子 (WISPs)。在许多超越标准模型的理论 (包括弦理论) 中存在的扩展对称性通常在某个高能标上被破坏, 导致弱耦合的轻粒子具有相对长程的相互作用。当连续手征对称性在某个标度  $M$  上自发破缺时, 会产生一个质量为零的赝标量模式, 其与质量为  $m$  的重费米子以  $g = m/M$  的顺序耦合。当该对称性在尺度  $\Lambda$  上也显式破缺时, 该模式可以成为一个质量为  $m_{boson} = \Lambda^2/M$  的赝 Goldstone 玻色子。

在假设相对论和量子力学的常规约束的情况下, 可以对非相对论性自旋 1/2 费米子之间的相互作用进行合理的一般分类, 这对感兴趣的弱耦合相互作用导致了常规的交换玻色子相互作用机制, 补充了顶点处的 (一般为自旋相关的) 耦合。大多数描述包括了自旋 0 或自旋 1 玻色子交换。随后, 这项工作与一组暗物质模型产生了有趣的重叠, 这些模型也可以使用有效场理论技术进行合理的一般分析。

中子干涉仪利用中子的量子特性来探测基本物理和核物理。中子的电中性结合其小磁矩、小中子-电子散射幅度和非常小的电极化率, 使其免受使用原子作为测试质量的搜寻外来相互作用所面对的电磁背景的影响。慢中子的相关能力可以穿透大量物质并在介质中进行相互作用, 几乎不发生去相干, 这也使得控制其运动的量子幅度能够累积大量的相移, 并可以高精度地测定这些相移。

目前, 美国国家标准与技术研究院 (NIST) 和国际中子源 (ILL) 各有一个完美晶体中子干涉仪设施。这主要是由于干涉仪对长期相位稳定性的要求, 需要一个与环境隔离的空间。ILL 的 S18 光束线目前部分时间支持着当前最高强度的中子干涉仪设施, 历史上主要集中于研究量子力学的各个方面。在 NCNR, 有两个全职设施专门用于完美晶体中子干涉仪, 其中一个具有世界上最高的相位稳定性和条纹可见度。

这些慢中子相互作用的特性因此被用于对各种可能的弱耦合相互作用的搜寻, 包括变色龙暗能量场、轻  $Z'$  玻色子、物质中的引力扭曲和时空的非度量性、类轴子粒子

和奇宇称相互作用。最近几乎所有这种类型的中子测量结果的详细综述已经出现，另一篇综述将这些工作放在使用原子测量的类似研究背景中。

大完美晶体中的动力衍射产生的相移现在设定了 20 pm 到 10 nm 范围内 Yukawa 修正短程引力的最佳限制，并以系统独立的方式确定了中子电荷半径。最近，基于有效场理论和越来越多的核数据集，对中子电荷半径的理解得到了改进。此外，动力衍射可以用来限制奇异的自旋依赖相互作用。使用慢中子自旋旋转进行的自旋-1 玻色子交换的自旋和速度依赖相互作用搜寻，在毫米到原子尺度范围内设定了最佳限制。

中子干涉仪提供了亚百分比的散射长度数据，用于低  $Z$  同位素的  $NN + 3NI$  核模型的基准测试。此外，精确测量中子的散射长度有助于约束在手征有效场理论中构建更高阶模型时使用的低能常数。

引力共振光谱学通过在地球引力场和一面平镜形成的势中创造中子的束缚态的相干叠加来研究多种不同类型的奇异相互作用。最近，它被用于研究中子与地球引力场相互作用中的 CPT/洛伦兹对称性破缺。一个名为 qBOUNCE 的装置实现了振动拉姆齐光谱技术，并已经检测到了第一个信号。适用于成像这些束缚态的仪器也正在 LANL 的 UCN 设施中开发。

近年来，在生成和检测奇异量子中子态方面取得了进展。例如，最近在 ISIS 和 ORNL 展示了极化 meV 中子束的自旋、路径和能量量子比特中的二变量和三变量单中子量子纠缠，这可以开启一个新的纠缠中子散射研究领域。通过操纵中子相位，可以生成轨道角动量态，这在量子传感和材料中子散射研究中具有潜在应用，特别是当束的非零轨道角动量可以选择性地耦合到凝聚态物质中的某些拓扑激发时。

在短短几年内，中子轨道角动量生成的方法已经发展起来。中子轨道角动量首次在 NIST 使用螺旋相板和完美晶体中子干涉仪进行演示。随后，使用正交磁棱镜以及最近的叉形位错光栅也成功生成中子轨道角动量。从理论上讲，通过强核和电磁中子自旋-轨道相互作用生成中子轨道角动量也是可能的，目前正在进行实验研究。更高的纠缠态和轨道角动量态为核研究提供了新的方法。

# 第六部分

## 其他物理

# 一、 原子固有电偶极矩与原子核结构 (尧江明、杨晓菲, 夏添)

在基本粒子或复合粒子（如中子、原子核、原子或分子）中观测到非零的永久电偶极矩（EDM）将意味着 T 对称性的破坏。这种破坏还意味着 CP 对称性的破坏，正如 CPT 定理所预测的那样。CP 破坏是解释宇宙物质-反物质不对称性的萨哈罗夫条件之一<sup>[326]</sup>。然而，粒子物理标准模型内的 CP 破坏无法解释观测到的不对称性，这就需要存在标准模型之外的新 CP 破坏来源。源于 PT 破坏相互作用的 EDM 信号使得这些更弱的 CP 破坏相互作用能够与占主导地位的强相互作用和电磁相互作用区分开来。因此，自从首次尝试测量中子的 EDM 以来，在各种系统中研究 EDM 一直是粒子物理、核物理和原子物理的前沿。

1963 年 Schiff 指出，对于由点状原子核和非相对论电子组成的原子，无论外部势的大小如何，任何非零核电偶极矩（EDM）的效应都会被原子中的电子完全屏蔽。最终导致原子的净 EDM 为零。然而，当考虑到原子核的有限大小时，这种屏蔽效应就会消失。原子中电子与核 Schiff 矩之间的 PT 破坏静电相互作用会混合原子中相反奇偶性的状态，并在原子基态中引发 T 破坏的 EDM。原子 EDM  $d_A$  依赖于原子核的 Schiff 矩。如果原子核状态保持宇称守恒，Schiff 矩为零。然而，如果存在 PT 破坏的核子-核子相互作用  $\hat{V}_{PT}$ ，核状态中的宇称将被破坏。在一阶微扰近似下，原子核基态的 Schiff 矩  $S$  表示为

$$S \simeq \sum_{i \neq 0} \frac{\langle \Phi_0 | \hat{S}_z | \Phi_i \rangle \langle \Phi_i | \hat{V}_{PT} | \Phi_0 \rangle}{E_0 - E_i} + c.c. \quad (1.1)$$

由于 PT 破坏的核相互作用  $\hat{V}_{PT}$  是一个标量并改变宇称，而  $\hat{S}_z$  是一个一阶张量算符，中间激发态  $|\Phi_i\rangle$  需要具有与基态相同的角动量但宇称相反，并且角动量应非零。基于这些考虑，人们通常选择了奇质量核的原子来搜索永久 EDM。特别是，从上式中可以看出，具有静态内禀八极形变或软八极振动模式的奇质量原子核，由于存在近似简并的宇称双态结构，会产生增强的 Schiff 矩，这对于在原子中寻找永久 EDM，探寻新的 CP 破坏源至关重要<sup>[327]</sup>。在过去的几十年里，EDM 的研究在各个层面上都取得了广泛的进展。通过对原子 EDM 的测量，可以限制 Schiff 矩的大小，从而进一步限制 PT 破坏的核子-核子相互作用低能耦合常数 ( $\bar{g}_i$ )。原子核 Schiff 矩最终可以表示为

$$S = g_{\pi NN}(a_0 \bar{g}_0 + a_1 \bar{g}_1 + a_2 \bar{g}_2), \quad (1.2)$$

其中系数  $a_{i=0,1,2}$  包含了所有来自原子核结构模型的计算信息。可见， $a_i$  的精确计算对精确限制  $\bar{g}_i$  至关重要。然而，理论上要精确确定  $a_i$  存在很大的挑战，因为它们对宇称双重态的激发能量和波函数非常敏感。已经研究表明，来自各种模型得到的对实验感兴

趣原子核 ( $^{129}\text{Xe}$ 、 $^{199}\text{Hg}$  和  $^{225}\text{Ra}$ ) 的核 Schiff 矩的系数  $a_{0,1,2}$  存在显著的差异, 变化范围达到两到三个数量级, 有时甚至有不同符号。这种  $a_i$  的显著变化引入了对核 Schiff 矩的相当大的不确定性, 进而影响了刻画破坏宇称和时间对称 (PT) 的核子-核子相互作用的低能常数的允许值。

最近的研究揭示了奇质量核的内在 Schiff 矩与相邻偶偶核的八极矩之间的强相关性<sup>[328]</sup>。基于这种线性关系以及原子核内禀八极矩  $Q_{30}$  的实验数据, 就有可能确定原子核的 Schiff 矩。因此, 这种相关性有望显著降低不同理论模型之间的系统误差。此外, 实验上通过测量具有静态内禀八极形变或软八极振动模式的奇质量原子核的结构性质, 有助于检验各种原子核结构模型, 并最终给出较为可靠的原子核 Schiff 矩的大小。

## 总结和展望

中国科学院“十五五”计划和 2035 年国家重大科技基础设施发展规划的重要组成部分，中国科学院近代物理研究所正在规划和建设中国先进核物理研究装置 CNUF，旨在解决核物理领域的主要科学问题，通过世界一流的研究条件，开展高精度实验四个主要领域：寻找超越标准模型新物理的  $\eta$  稀有衰变、缪子相关物理、中微子物理和冷中子物理等。我们寻找一批物理意义重大，而且惠州大装置有明显优势高精度实验，并且考虑各个实验所需探测器或者探测技术的通用性。

在  $\eta$  物理方面：超级  $\eta$  工厂将提供高统计量  $\eta$  (大约比 super tau charm 工厂高两个数量级)，有机会发现新粒子和新相互作用， $\eta$  介子衰变过程提供了发现宇称等对称性或者破坏的独特途径，有助于揭开宇宙中物质-反物质不对称性之谜，可以精确的检验标准模型，并将极大促进人们对非微扰量子色动力学的认识。超级  $\eta$  介子工厂还可以加深我们对 ABJ 反常的理解，进而启示我们对中微子质量通过引力效应来产生的可能性。

在缪子物理方面：提出我国主导的高强度前沿缪子物理实验，通过深入开展关键技术研发，仔细规划并适时启动相关的实验计划，期望能够在 cLFV 等缪子新物理和精确测量领域做出重要的创新性贡献。

在中微子物理方面：惠州大装置提供从低能到高能的中微子束流，可以开展原子、原子核和核子结构层次的实验研究，和电子探针的 JLab 及 EIC 形成互补，从两个不同的角度研究物质结构。与此同时，中微子深度非弹性散射实验还可以用于精确测量弱混合角 (Weinberg 角) 和 CKM 矩阵元等重要的物理参数。简言之，惠州大装置中微子实验能够并为国内外其它中微子实验和新物理测量提供基本和可靠的输入，具有非常重大的意义。

在中子物理方面：主要通过 CiADS 提供的高流强中子束流，研究由弱相互作用导致的核子的宇称破坏；中子二体衰变实验有助于解决中子寿命之谜；中子实验还可以解决萨哈罗夫条件中所需的重子数破坏问题。

另外，惠州加速器集群为涡旋粒子加速器的研究提供了良好的条件，利用未来惠州大装置提供的各种束流，特别是电子束流、中子束流及缪子束流等，有望实现更高能量和更好的成像分辨率，应用于诸如核子内部结构等问题的研究。

惠州核科学中心装置，将作为世界级的研究平台，进行基础研究和应用研究，检验标准模型的基本对称性，探索新物理领域。我们将围绕此目标，分阶段推进规划。我们的目标是在大中小型项目之间建立更好的平衡，通过 CNUF 的优势开辟新的科学机会，最大限度地发挥惠州大科学装置的作用，在科学上的国际引领地位作为规划制定的核心考虑。我们将制定既符合自身发展特点，又要抢占科技制高点的战略规划和目标定位。通过对这些高精度领域的深入研究，我们期望取得重大发现。同时，吸引和聚集全球最优秀的人才参与惠州的大科学装置建设和高精度物理基础研究，形成在国际上具有重大影响的领跑型核物理及其应用研究中心。

## 参考文献

- [1] HEWETT J L, et al. Fundamental Physics at the Intensity Frontier[C]. 2012.
- [2] AGUILLARD D P, et al. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.20 ppm[J]. Phys. Rev. Lett., 2023, 131(16):161802.
- [3] ABI B, et al. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm[J]. Phys. Rev. Lett., 2021, 126(14):141801.
- [4] ALBAHRI T, et al. Measurement of the anomalous precession frequency of the muon in the Fermilab Muon  $g-2$  Experiment[J]. Phys. Rev. D, 2021, 103(7):072002.
- [5] KRASZNAHORKAY A J, et al. Observation of Anomalous Internal Pair Creation in Be8 : A Possible Indication of a Light, Neutral Boson[J]. Phys. Rev. Lett., 2016, 116(4):042501.
- [6] FENG J L, FORNAL B, GALON I, et al. Protophobic Fifth-Force Interpretation of the Observed Anomaly in  $^8\text{Be}$  Nuclear Transitions[J]. Phys. Rev. Lett., 2016, 117(7):071803.
- [7] FENG J L, FORNAL B, GALON I, et al. Particle physics models for the 17 MeV anomaly in beryllium nuclear decays[J]. Phys. Rev. D, 2017, 95(3):035017.
- [8] CARLSON C E. The Proton Radius Puzzle[J]. Prog. Part. Nucl. Phys., 2015, 82:59-77.
- [9] LIU Y S, MCKEEN D, MILLER G A. Electrophobic Scalar Boson and Muonic Puzzles[J]. Phys. Rev. Lett., 2016, 117(10):101801.
- [10] KARR J P, MARCHAND D, VOUTIER E. The proton size[J]. Nature Rev. Phys., 2020, 2(11):601-614.
- [11] XIONG W, et al. A small proton charge radius from an electron-proton scattering experiment[J]. Nature, 2019, 575(7781):147-150.
- [12] POHL R, et al. The size of the proton[J]. Nature, 2010, 466:213-216.
- [13] AAIJ R, et al. Test of lepton universality in beauty-quark decays[J]. Nature Phys., 2022, 18(3):277-282.
- [14] AAIJ R, et al. Tests of lepton universality using  $B^0 \rightarrow K_S^0 \ell^+ \ell^-$  and  $B^+ \rightarrow K^{*+} \ell^+ \ell^-$  decays[J]. Phys. Rev. Lett., 2022, 128(19):191802.
- [15] AAIJ R, et al. Test of lepton universality with  $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^- \ell^+ \ell^-$  decays[J]. JHEP, 2020, 05:040.

- [16] ALONSO R, GRINSTEIN B, MARTIN CAMALICH J. Lepton universality violation and lepton flavor conservation in  $B$ -meson decays[J]. JHEP, 2015, 10: 184.
- [17] PATNAIK S, NAYAK L, SINGH R. Assessing Lepton Flavor Universality Violations in Semileptonic Decays[J]. 2023.
- [18] AMBROSI G, et al. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons[J]. Nature, 2017, 552: 63-66.
- [19] ADRIANI O, et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV[J]. Nature, 2009, 458: 607-609.
- [20] CHANG J, et al. An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800 GeV[J]. Nature, 2008, 456: 362-365.
- [21] AHARONIAN F, et al. The energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies[J]. Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 261104.
- [22] JEAN P, et al. Early SPI / INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4th quadrant of the Galaxy[J]. Astron. Astrophys., 2003, 407: L55.
- [23] ARBEY A, MAHMOUDI F. Dark matter and the early Universe: a review[J]. Prog. Part. Nucl. Phys., 2021, 119: 103865.
- [24] OKS E. Brief review of recent advances in understanding dark matter and dark energy[J]. New Astron. Rev., 2021, 93: 101632.
- [25] BERTONE G, TAIT T, M. P. A new era in the search for dark matter[J]. Nature, 2018, 562(7725): 51-56.
- [26] YOUNG B L. A survey of dark matter and related topics in cosmology[J]. Front. Phys. (Beijing), 2017, 12(2): 121201.
- [27] FENG J L. Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection[J]. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2010, 48: 495-545.
- [28] FRIEMAN J, TURNER M, HUTERER D. Dark Energy and the Accelerating Universe[J]. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2008, 46: 385-432.
- [29] VAGNOZZI S, VISINELLI L, BRAX P, et al. Direct detection of dark energy: The XENON1T excess and future prospects[J]. Phys. Rev. D, 2021, 104(6): 063023.
- [30] JOYCE A, LOMBRISER L, SCHMIDT F. Dark Energy Versus Modified Gravity [J]. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2016, 66: 95-122.
- [31] LI M, LI X D, WANG S, WANG Y. Dark Energy: A Brief Review[J]. Front. Phys. (Beijing), 2013, 8: 828-846.
- [32] ARUN K, GUDENNAVAR S B, SIVARAM C. Dark matter, dark energy, and alternate models: A review[J]. Adv. Space Res., 2017, 60: 166-186.

- [33] BATELL B, POSPELOV M, RITZ A. Exploring Portals to a Hidden Sector Through Fixed Targets[J]. Phys. Rev. D, 2009, 80: 095024.
- [34] LANFRANCHI G, POSPELOV M, SCHUSTER P. The Search for Feebly Interacting Particles[J]. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2021, 71: 279-313.
- [35] WORKMAN R L, et al. Review of Particle Physics[J]. PTEP, 2022, 2022: 083C01.
- [36] ELAM J, et al. The REDTOP experiment: Rare  $\eta/\eta'$  Decays To Probe New Physics [J]. 2022.
- [37] GAN L, KUBIS B, PASSEMAR E, TULIN S. Precision tests of fundamental physics with  $\eta$  and  $\eta'$  mesons[J]. Phys. Rept., 2022, 945: 1-105.
- [38] GARDNER S, SHI J. Patterns of CP violation from mirror symmetry breaking in the  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  Dalitz plot[J]. Phys. Rev. D, 2020, 101(11): 115038.
- [39] HOLDOM B. Two U(1)'s and Epsilon Charge Shifts[J]. Phys. Lett. B, 1986, 166: 196-198.
- [40] GALISON P, MANOHAR A. TWO Z's OR NOT TWO Z's?[J]. Phys. Lett. B, 1984, 136: 279-283.
- [41] FAYET P. Extra U(1)'s and New Forces[J]. Nucl. Phys. B, 1990, 347: 743-768.
- [42] FAYET P. On the Search for a New Spin 1 Boson[J]. Nucl. Phys. B, 1981, 187: 184-204.
- [43] O'CONNELL D, RAMSEY-MUSOLF M J, WISE M B. Minimal Extension of the Standard Model Scalar Sector[J]. Phys. Rev. D, 2007, 75: 037701.
- [44] BATELL B, FREITAS A, ISMAIL A, MCKEEN D. Probing Light Dark Matter with a Hadrophilic Scalar Mediator[J]. Phys. Rev. D, 2019, 100(9): 095020.
- [45] BATELL B, FREITAS A, ISMAIL A, MCKEEN D. Flavor-specific scalar mediators[J]. Phys. Rev. D, 2018, 98(5): 055026.
- [46] PATT B, WILCZEK F. Higgs-field portal into hidden sectors[J]. 2006.
- [47] SILVEIRA V, ZEE A. SCALAR PHANTOMS[J]. Phys. Lett. B, 1985, 161: 136-140.
- [48] POSPELOV M, RITZ A, VOLOSHIN M B. Secluded WIMP Dark Matter[J]. Phys. Lett. B, 2008, 662: 53-61.
- [49] GEORGI H, KAPLAN D B, RANDALL L. Manifesting the Invisible Axion at Low-energies[J]. Phys. Lett. B, 1986, 169: 73-78.
- [50] BAUER M, NEUBERT M, THAMM A. Collider Probes of Axion-Like Particles [J]. JHEP, 2017, 12: 044.

- [51] ALONI D, SOREQ Y, WILLIAMS M. Coupling QCD-Scale Axionlike Particles to Gluons[J]. Phys. Rev. Lett., 2019, 123(3):031803.
- [52] LANDINI G, MEGGIOLARO E. Study of the interactions of the axion with mesons and photons using a chiral effective Lagrangian model[J]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80(4):302.
- [53] ERTAS F, KAHLHOEFER F. On the interplay between astrophysical and laboratory probes of MeV-scale axion-like particles[J]. JHEP, 2020, 07:050.
- [54] GORBUNOV D, SHAPOSHNIKOV M. How to find neutral leptons of the  $\nu$ MSM? [J]. JHEP, 2007, 10:015.
- [55] ATRE A, HAN T, PASCOLI S, ZHANG B. The Search for Heavy Majorana Neutrinos[J]. JHEP, 2009, 05:030.
- [56] GNINENKO S N. The MiniBooNE anomaly and heavy neutrino decay[J]. Phys. Rev. Lett., 2009, 103:241802.
- [57] GELL-MANN M, OAKES R J, RENNER B. Behavior of current divergences under  $SU(3) \times SU(3)$ [J]. Phys. Rev., 1968, 175:2195-2199.
- [58] WEINBERG S. The Problem of Mass[J]. Trans. New York Acad. Sci., 1977, 38:185-201.
- [59] DASHEN R F. Chiral  $SU(3) \times SU(3)$  as a symmetry of the strong interactions[J]. Phys. Rev., 1969, 183:1245-1260.
- [60] GASSER J, LEUTWYLER H.  $\eta \rightarrow 3\pi$  to One Loop[J]. Nucl. Phys. B, 1985, 250:539-560.
- [61] KAPLAN D B, MANOHAR A V. Current Mass Ratios of the Light Quarks[J]. Phys. Rev. Lett., 1986, 56:2004.
- [62] LEUTWYLER H. The Ratios of the light quark masses[J]. Phys. Lett. B, 1996, 378:313-318.
- [63] AGUAR-BARTOLOME P, et al. New determination of the  $\eta$  transition form factor in the Dalitz decay  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  with the Crystal Ball/TAPS detectors at the Mainz Microtron[J]. Phys. Rev. C, 2014, 89(4):044608.
- [64] ADLARSON P, et al. Measurement of the  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$  and  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  Dalitz decays with the A2 setup at MAMI[J]. Phys. Rev. C, 2017, 95(3):035208.
- [65] PSZCZEL D, STEPANIAK J. Dielectron pairs from  $\eta$  meson decays at WASA detector[J]. EPJ Web Conf., 2019, 199:02011.
- [66] AMBROSINO F, et al. Observation of the rare  $\eta \rightarrow e^+e^-e^+e^-$  decay with the KLOE experiment[J]. Phys. Lett. B, 2011, 702:324-328.

- [67] BERLOWSKI M, et al. Measurement of eta meson decays into lepton-antilepton pairs[J]. Phys. Rev. D, 2008, 77: 032004.
- [68] ABLIKIM M, et al. Observation of the Dalitz Decay  $\eta' \rightarrow \gamma e^+ e^-$ [J]. Phys. Rev. D, 2015, 92(1): 012001.
- [69] ESCRIBANO R, MASJUAN P, SANCHEZ-PUERTAS P. The  $\eta$  transition form factor from space- and time-like experimental data[J]. Eur. Phys. J. C, 2015, 75(9): 414.
- [70] WEINBERG S. Phenomenological Lagrangians[J]. Physica A, 1979, 96(1-2): 327-340.
- [71] GASSER J, LEUTWYLER H. Chiral Perturbation Theory to One Loop[J]. Annals Phys., 1984, 158: 142.
- [72] GASSER J, LEUTWYLER H. Chiral Perturbation Theory: Expansions in the Mass of the Strange Quark[J]. Nucl. Phys. B, 1985, 250: 465-516.
- [73] ECKER G. Chiral perturbation theory[J]. Prog. Part. Nucl. Phys., 1995, 35: 1-80.
- [74] PICH A. Chiral perturbation theory[J]. Rept. Prog. Phys., 1995, 58: 563-610.
- [75] BERNARD V, MEISSNER U G. Chiral perturbation theory[J]. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2007, 57: 33-60.
- [76] YANG J C, et al. High Intensity heavy ion Accelerator Facility (HIAF) in China [J]. Nucl. Instrum. Meth. B, 2013, 317: 263-265.
- [77] YANG J, GAO D, HE Y, et al. Status of the HIAF Accelerator Facility in China [C]//27th Russian Particle Accelerator Conference. 2021.
- [78] ZHOU X, YANG J. Status of the high-intensity heavy-ion accelerator facility in China[J]. AAPPS Bull., 2022, 32(1): 35.
- [79] WILKIN C. The legacy of the experimental hadron physics programme at COSY [J]. Eur. Phys. J. A, 2017, 53(6): 114.
- [80] MOSKAL P, et al. Experimental study of pp eta dynamics in the pp  $\rightarrow$  pp eta reaction[J]. Phys. Rev. C, 2004, 69: 025203.
- [81] PETREN H, et al. eta-meson production in proton-proton collisions at excess energies of 40 and 72 MeV[J]. Phys. Rev. C, 2010, 82: 055206.
- [82] CALEN H, et al. Measurement of the quasifree p + n  $\rightarrow$  p + n + eta reaction near threshold[J]. Phys. Rev. C, 1998, 58: 2667-2670.
- [83] HE R, et al. Advances in nuclear detection and readout techniques[J]. Nucl. Sci. Tech., 2023, 34(12): 205.

- [84] APPEL J, BOURQUIN M, GAINES I, et al. Performance of a lead-glass electromagnetic shower detector at fermilab[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1975, 127(4): 495-505.
- [85] REN W, et al. Topmetal-M: a novel pixel sensor for compact tracking applications [J]. 2022.
- [86] YANG H, et al. Hi' Beam-S: A Monolithic Silicon Pixel Sensor-Based Prototype Particle Tracking System for HIAF[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 2021, 68(12): 2794-2800.
- [87] YANG H, et al. Heavy-ion beam test of a monolithic silicon pixel sensor with a new 130 nm High-Resistivity CMOS process[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2022, 1039: 167049.
- [88] YANG P, et al. Design of Nupix-A1, a Monolithic Active Pixel Sensor for heavy-ion physics[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2022, 1039: 167019.
- [89] HUANG J, et al. Design of Nupix-A2, a Monolithic Active Pixel Sensor for heavy-ion physics[J]. JINST, 2023, 18(11): C11014.
- [90] BUSS O, GAITANOS T, GALLMEISTER K, et al. Transport-theoretical Description of Nuclear Reactions[J]. Phys. Rept., 2012, 512: 1-124.
- [91] Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Project (GiBUU)[Z]. <https://gibuu.hepforge.org/>. Accessed June 18, 2024.
- [92] GAITANOS T, LENSKE H, MOSEL U. Fragment formation in proton induced reactions within a BUU transport model[J]. Phys. Lett. B, 2008, 663: 197-201.
- [93] WEIL J, van HEES H, MOSEL U. Dilepton production in proton-induced reactions at SIS energies with the GiBUU transport model[J]. Eur. Phys. J. A, 2012, 48: 111.
- [94] AGOSTINELLI S, et al. GEANT4—a simulation toolkit[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 506: 250-303.
- [95] ALLISON J, et al. Geant4 developments and applications[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 2006, 53: 270.
- [96] ALLISON J, et al. Recent developments in Geant4[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2016, 835: 186-225.
- [97] BATTISTONI G, et al. Overview of the FLUKA code[J]. Annals Nucl. Energy, 2015, 82: 10-18.
- [98] FLUKA[Z]. <https://fluka.cern/>. Accessed June 18, 2024.
- [99] FLUKA[Z]. <http://www.fluka.org/fluka.php>. Accessed June 18, 2024.

- [100] LI B, SUSTICH A T, ZHANG B, KO C M. Studies of superdense hadronic matter in a relativistic transport model[J]. *Int. J. Mod. Phys. E*, 2001, 10: 267-352.
- [101] BASS S A, et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions[J]. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 1998, 41: 255-369.
- [102] BLEICHER M, et al. Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model[J]. *J. Phys. G*, 1999, 25: 1859-1896.
- [103] BLEICHER M. Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD)[Z]. <https://itp.uni-frankfurt.de/~bleicher/index.html?content=urqmd>. Accessed June 18, 2024.
- [104] AL-TURANY M, BERTINI D, KARABOWICZ R, et al. The FairRoot framework [J]. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2012, 396: 022001.
- [105] FairRoot[Z]. <https://fairroot.gsi.de/>. Accessed June 18, 2024.
- [106] ADRIAN P H, et al. Searching for prompt and long-lived dark photons in electro-produced  $e^+e^-$  pairs with the heavy photon search experiment at JLab[J]. *Phys. Rev. D*, 2023, 108(1): 012015.
- [107] BLUMLEIN J, BRUNNER J. New Exclusion Limits for Dark Gauge Forces from Beam-Dump Data[J]. *Phys. Lett. B*, 2011, 701: 155-159.
- [108] BJORKEN J D, ECKLUND S, NELSON W R, et al. Search for Neutral Metastable Penetrating Particles Produced in the SLAC Beam Dump[J]. *Phys. Rev. D*, 1988, 38: 3375.
- [109] ADRIAN P H, et al. Search for a dark photon in electroproduced  $e^+e^-$  pairs with the Heavy Photon Search experiment at JLab[J]. *Phys. Rev. D*, 2018, 98(9): 091101.
- [110] MERKEL H, et al. Search for Light Gauge Bosons of the Dark Sector at the Mainz Microtron[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106: 251802.
- [111] ABRAHAMYAN S, et al. Search for a New Gauge Boson in Electron-Nucleus Fixed-Target Scattering by the APEX Experiment[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107: 191804.
- [112] BJORKEN J D, ESSIG R, SCHUSTER P, TORO N. New Fixed-Target Experiments to Search for Dark Gauge Forces[J]. *Phys. Rev. D*, 2009, 80: 075018.
- [113] MARSICANO L, BATTAGLIERI M, BONDI' M, et al. Dark photon production through positron annihilation in beam-dump experiments[J]. *Phys. Rev. D*, 2018, 98(1): 015031.

- [114] BATELL B, ESSIG R, SURUJON Z. Strong Constraints on Sub-GeV Dark Sectors from SLAC Beam Dump E137[J]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113(17):171802.
- [115] BLÜMLEIN J, BRUNNER J. New Exclusion Limits on Dark Gauge Forces from Proton Bremsstrahlung in Beam-Dump Data[J]. Phys. Lett. B, 2014, 731:320-326.
- [116] GNINENKO S N. Constraints on sub-GeV hidden sector gauge bosons from a search for heavy neutrino decays[J]. Phys. Lett. B, 2012, 713:244-248.
- [117] ANASTASI A, et al. Precision measurement of the  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  Dalitz plot distribution with the KLOE detector[J]. JHEP, 2016, 05:019.
- [118] ADLARSON P, et al. Measurement of the  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  Dalitz plot distribution [J]. Phys. Rev. C, 2014, 90(4):045207.
- [119] WEINBERG S. Baryon and Lepton Nonconserving Processes[J]. Phys. Rev. Lett., 1979, 43:1566-1570.
- [120] BUCHMULLER W, WYLER D. Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation[J]. Nucl. Phys. B, 1986, 268:621-653.
- [121] GRZADKOWSKI B, ISKRZYNSKI M, MISIAK M, ROSIEK J. Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian[J]. JHEP, 2010, 10:085.
- [122] DVALI G, FUNCKE L. Small neutrino masses from gravitational  $\theta$ -term[J]. Phys. Rev. D, 2016, 93(11):113002.
- [123] EIDES M I, GROTH H, SHELYUTO V A. Theory of light hydrogen - like atoms [J]. Phys. Rept., 2001, 342:63-261.
- [124] CZARNECKI A, LEPAGE G P, MARCIANO W J. Muonium decay[J]. Phys. Rev. D, 2000, 61:073001.
- [125] JANKA G, et al. Measurement of the transition frequency from  $2S_{1/2}, F = 0$  to  $2P_{1/2}, F = 1$  states in Muonium[J]. Nature Commun., 2022, 13(1):7273.
- [126] OHAYON B, BURKLEY Z, CRIVELLI P. Current status and prospects of muonium spectroscopy at PSI[J]. SciPost Phys. Proc., 2021, 5:029.
- [127] EIDES M I, SHELYUTO V A. Three-loop corrections to the Lamb shift in muonium and positronium[J]. Phys. Rev. A, 2022, 105(1):012803.
- [128] JANKA G, OHAYON B, CRIVELLI P. Muonium Lamb shift: theory update and experimental prospects[J]. EPJ Web Conf., 2022, 262:01001.
- [129] OHAYON B, et al. Precision Measurement of the Lamb Shift in Muonium[J]. Phys. Rev. Lett., 2022, 128(1):011802.
- [130] DZUBA V A, FLAMBAUM V V, MUNRO-LAYLIM P. Effects of gravity in extra dimensions in atomic phenomena[J]. Phys. Rev. A, 2022, 106(5):052804.

- [131] STADNIK Y V. Searching for ultralight scalar dark matter with muonium and muonic atoms[J]. 2022.
- [132] BAI A Y, et al. Snowmass2021 Whitepaper: Muonium to antimuonium conversion [C]//Snowmass 2021. 2022.
- [133] PETROV A A, CONLIN R, GRANT C. Studying  $\Delta L = 2$  Lepton Flavor Violation with Muons[J]. Universe, 2022, 8(3): 169.
- [134] HAN C, HUANG D, TANG J, ZHANG Y. Probing the doubly charged Higgs boson with a muonium to antimuonium conversion experiment[J]. Phys. Rev. D, 2021, 103(5): 055023.
- [135] WILLMANN L, et al. New bounds from searching for muonium to anti-muonium conversion[J]. Phys. Rev. Lett., 1999, 82: 49-52.
- [136] WORKMAN R L, et al. Review of Particle Physics[J]. PTEP, 2022, 2022: 083C01.
- [137] PERREVOORT A K. A Review of  $\mu \rightarrow eee$ ,  $\mu \rightarrow e\gamma$  and  $\mu N \rightarrow eN$  Conversion [J]. PoS, 2023, FPCP2023: 015.
- [138] BALDINI A M, et al. The design of the MEG II experiment[J]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78(5): 380.
- [139] ARNDT K, et al. Technical design of the phase I Mu3e experiment[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2021, 1014: 165679.
- [140] ABRAMISHVILI R, et al. COMET Phase-I Technical Design Report[J]. PTEP, 2020, 2020(3): 033C01.
- [141] BARTOSZEK L, et al. Mu2e Technical Design Report[J]. 2014.
- [142] YORK C M, KIM C O, KERNAN W. Search for the Reaction  $\mu^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$  [J]. Phys. Rev. Lett., 1959, 3: 288-291.
- [143] YORK C M, KIM C O, KERNAN W. Search for the Reaction  $\mu^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$  [J]. Phys. Rev. Lett., 1960, 4: 320-320.
- [144] WILLMANN L, JUNGSMANN K. Muonium-Antimuonium Conversion[J]. SciPost Physics Proceedings, 2021(5): 009.
- [145] EMA Y, LIU Z, LYU K F, POSPELOV M. Flavor-changing light bosons with accidental longevity[J]. JHEP, 2023, 02: 135.
- [146] CAI H J, HE Y, LIU S, et al. Towards a High-Intensity Muon Source[J]. Phys. Rev. Accel. Beams, 2024, 27(2): 023403.
- [147] ZHAO S, TANG J. Optimization of muonium yield in perforated silica aerogel[J]. Phys. Rev. D, 2024, 109: 072012.

- [148] CONLIN R. Lepton Flavor Violation And Effective Field Theories[D]. Wayne State U., Detroit, 2022.
- [149] ALVES D S M, et al. Shedding light on X17: community report[J]. Eur. Phys. J. C, 2023, 83(3): 230.
- [150] UDA R, et al. Development of a precise time and position resolution TOF-tracker MRPC for the  $\pi 20$  beam line at J-PARC[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2023, 1056: 168580.
- [151] HOPCHEV P. SciFi: A large Scintillating Fibre Tracker for LHCb[C]//5th Large Hadron Collider Physics Conference. 2017.
- [152] ABLIKIM M, et al. Design and Construction of the BESIII Detector[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2010, 614: 345-399.
- [153] LIU T, et al. Toward real-time digital pulse process algorithms for CsI(Tl) detector array at external target facility in HIRFL-CSR[J]. Nucl. Sci. Tech., 2023, 34(9): 131.
- [154] IKEDA H, et al. A detailed test of the CsI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20-MeV and 5.4-GeV[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2000, 441: 401-426.
- [155] LEWANDOWSKI B. The BaBar electromagnetic calorimeter[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2002, 494: 303-307.
- [156] XU Y, NING Y, QIN Z, et al. Development of a SciFi-based beam monitor for COMET[J]. 2023.
- [157] PESKIN M E, TAKEUCHI T. Estimation of oblique electroweak corrections[J]. Phys. Rev. D, 1992, 46: 381-409.
- [158] MARCIANO W J. Fermi constants and 'New Physics'[J]. Phys. Rev. D, 1999, 60: 093006.
- [159] WEBBER D M, et al. Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant to Part-per-Million Precision[J]. Phys. Rev. Lett., 2011, 106: 041803.
- [160] TISHCHENKO V, et al. Detailed Report of the MuLan Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant[J]. Phys. Rev. D, 2013, 87(5): 052003.
- [161] KAWAMURA N, et al. New concept for a large-acceptance general-purpose muon beamline[J]. PTEP, 2018, 2018(11): 113G01.

- [162] KANDA S. Toward a high-precision measurement of the muon lifetime with an intense pulsed muon beam at J-PARC[J]. PoS, 2022, NuFact2021: 215.
- [163] Van RITBERGEN T, STUART R G. On the precise determination of the Fermi coupling constant from the muon lifetime[J]. Nucl. Phys. B, 2000, 564: 343-390.
- [164] PAK A, CZARNECKI A. Mass effects in muon and semileptonic  $b \rightarrow c$  decays [J]. Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 241807.
- [165] LIAO J, YU T, ZHOU Y, et al. An Improved Treatment of Pile-up Events Demonstrated by a Cosmic Muon Lifetime Measurement Experiment[J]. Nucl. Phys. Rev., 2022, 39(1): 73-80.
- [166] KRÜGER W, et al. LGAD technology for HADES, accelerator and medical applications[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2022, 1039: 167046.
- [167] GIACOMINI G. LGAD-Based Silicon Sensors for 4D Detectors[J]. Sensors, 2023, 23(4): 2132.
- [168] SENGER M, MACCHIOLO A, KILMINSTER B, et al. A Comprehensive Characterization of the TI-LGAD Technology[J]. Sensors, 2023, 23(13).
- [169] KANDA S, et al. New precise spectroscopy of the hyperfine structure in muonium with a high-intensity pulsed muon beam[J]. Phys. Lett. B, 2021, 815: 136154.
- [170] IDA T, IWATA Y. Correction for counting losses in X-ray diffractometry[J]. Journal of Applied Crystallography, 2005, 38(3): 426-432.
- [171] GAO H, VANDERHAEGHEN M. The proton charge radius[J]. Rev. Mod. Phys., 2022, 94(1): 015002.
- [172] MOHR P J, TAYLOR B N, NEWELL D B. CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2010[J]. Rev. Mod. Phys., 2012, 84: 1527-1605.
- [173] BERNAUER J C, et al. High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton[J]. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 242001.
- [174] XIONG W, PENG C. Proton Electric Charge Radius from Lepton Scattering[J]. Universe, 2023, 9(4): 182.
- [175] GILMAN R, et al. Technical Design Report for the Paul Scherrer Institute Experiment R-12-01.1: Studying the Proton "Radius" Puzzle with  $\mu p$  Elastic Scattering [J]. 2017.
- [176] QUINTANS C. The New AMBER Experiment at the CERN SPS[J]. Few Body Syst., 2022, 63(4): 72.
- [177] ANTOGNINI A, et al. Proton Structure from the Measurement of 2S-2P Transition Frequencies of Muonic Hydrogen[J]. Science, 2013, 339(6118): 417-420.

- [178] ANTOGNINI A, HAGELSTEIN F, PASCALUTSA V. The Proton Structure in and out of Muonic Hydrogen[J]. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 2022, 72(1): 389-418.
- [179] POHL R, et al. Laser spectroscopy of muonic deuterium[J]. *Science*, 2016, 353(6300): 669-673.
- [180] KRAUTH J J, et al. Measuring the  $\alpha$ -particle charge radius with muonic helium-4 ions[J]. *Nature*, 2021, 589(7843): 527-531.
- [181] SCHUHMANN K, et al. The helion charge radius from laser spectroscopy of muonic helium-3 ions[J]. arXiv:2305.11679 [physics.atom-ph], 2023.
- [182] OKUMURA T, AZUMA T, BENNETT D A, et al. Proof-of-Principle Experiment for Testing Strong-Field Quantum Electrodynamics with Exotic Atoms: High Precision X-Ray Spectroscopy of Muonic Neon[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2023, 130: 173001.
- [183] OHAYON B, JANKA G, CORTINOVIS I, et al. Precision Measurement of the Lamb Shift in Muonium[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2022, 128: 011802.
- [184] POHL R, GILMAN R, MILLER G A, PACHUCKI K. Muonic hydrogen and the proton radius puzzle[J]. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 2013, 63: 175-204.
- [185] LU Z, MUELLER P, DRAKE G W F, et al. Colloquium: Laser probing of neutron-rich nuclei in light atoms[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2013, 85(4): 1383-1400.
- [186] SCHMIDT S, et al. The next generation of laser spectroscopy experiments using light muonic atoms[J]. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2018, 1138(1): 012010.
- [187] AMARO P, et al. Laser excitation of the 1s-hyperfine transition in muonic hydrogen[J]. *SciPost Phys.*, 2022, 13(2): 020.
- [188] ROSSINI R, et al. Status of the detector setup for the FAMU experiment at RIKEN-RAL for a precision measurement of the Zemach radius of the proton in muonic hydrogen[J]. *JINST*, 2024, 19(02): C02034.
- [189] SATO M, et al. Laser Spectroscopy of Ground State Hyperfine Splitting Energy of Muonic Hydrogen[J]. *JPS Conf. Proc.*, 2015, 8: 025005.
- [190] ANTOGNINI A, et al. Measurement of the quadrupole moment of  $^{185}\text{Re}$  and  $^{187}\text{Re}$  from the hyperfine structure of muonic X rays[J]. *Phys. Rev. C*, 2020, 101(5): 054313.
- [191] KNECHT A, SKAWRAN A, VOGIATZI S M. Study of nuclear properties with muonic atoms[J]. *Eur. Phys. J. Plus*, 2020, 135(10): 777.
- [192] PETITJEAN C. The  $\mu\text{CF}$  Experiments at PSI – A Conclusive Review[J]. *Hyperfine Interact.*, 2001, 138(1-4): 191-201.

- [193] STRASSER P, TANIGUCHI A, MATSUZAKI T, et al. Muon spectroscopy with trace alkaline-earth and rare-earth isotopes implanted in solid D<sub>2</sub>[J]. *Hyperfine Interact.*, 2009, 193(1-3): 121-127.
- [194] ADAMCZAK A, et al. Muonic atom spectroscopy with microgram target material [J]. *Eur. Phys. J. A*, 2023, 59(2): 15.
- [195] SKAWRAN A, et al. Towards nuclear structure with radioactive muonic atoms[J]. *Nuovo Cim. C*, 2019, 42(2-3-3): 125.
- [196] WANSBEEK L W, SAHOO B K, TIMMERMANS R G E, et al. Atomic parity nonconservation in Ra+[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, 78(5): 050501.
- [197] PORTELA M, DIJCK E, MOHANTY A, et al. Ra+ ion trapping: toward an atomic parity violation measurement and an optical clock[J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2014, 114(1-2): 173-182.
- [198] MISSIMER J H, SIMONS L M. The Neutral Weak Current of the Muon[J]. *Phys. Rept.*, 1985, 118: 179.
- [199] MCKEEN D, POSPELOV M. Testing Parity with Atomic Radiative Capture of  $\mu^-$  [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108: 263401.
- [200] OHAYON B, et al. Towards Precision Muonic X-Ray Measurements of Charge Radii of Light Nuclei[J]. arXiv:2310.03846 [physics.atom-ph], 2023.
- [201] UNGER D, et al. MMC Array to Study X-ray Transitions in Muonic Atoms[J]. 2023.
- [202] PASCALUTSA V, HAGELSTEIN F, LENSKEY V. Theoretical discrepancies in the nucleon spin structure and the hyperfine splitting of muonic hydrogen[C]// 10th International workshop on Chiral Dynamics. 2022.
- [203] CARLSON C E, GORCHTEIN M, VANDERHAEGHEN M. Nuclear structure contribution to the Lamb shift in muonic deuterium[J]. *Phys. Rev.*, 2014, A 89(2): 022504.
- [204] CARLSON C E, GORCHTEIN M, VANDERHAEGHEN M. Two-photon exchange correction to  $2S-2P$  splitting in muonic helium-3 ions[J]. *Phys. Rev.*, 2017, A 95(1): 012506.
- [205] HERNANDEZ O, et al. The deuteron-radius puzzle is alive: A new analysis of nuclear structure uncertainties[J]. *Phys. Lett. B*, 2018, 778: 377-383.
- [206] JI C, BACCA S, BARNEA N, et al. *Ab initio* calculation of nuclear structure corrections in muonic atoms[J]. *J. Phys. G*, 2018, 45(9): 093002.

- [207] JI C, NEVO DINUR N, BACCA S, BARNEA N. Nuclear Polarization Corrections to the  $\mu^4\text{He}^+$  Lamb Shift[J]. Phys. Rev. Lett., 2013, 111:143402.
- [208] SATO M, et al. Laser spectroscopy of the hyperfine splitting energy in the ground state of muonic hydrogen[C]//Proceedings of PANIC 14, Hamburg, Germany, August 24-29, 2014. 2014.
- [209] PIZZOLOTTO C, et al. The FAMU experiment: muonic hydrogen high precision spectroscopy studies[J]. Eur. Phys. J. A, 2020, 56(7):185.
- [210] CAMSONNE A, et al. JLab Measurements of the  $^3\text{He}$  Form Factors at Large Momentum Transfers[J]. Phys. Rev. Lett., 2017, 119(16):162501.
- [211] PUCHALSKI M, PACHUCKI K. Ground State Hyperfine Splitting in  $^{6,7}\text{Li}$  Atoms and the Nuclear Structure[J]. Phys. Rev. Lett., 2013, 111(24):243001.
- [212] QI X Q, ZHANG P P, YAN Z C, et al. Precision Calculation of Hyperfine Structure and the Zemach Radii of  $^{6,7}\text{Li}^+$  Ions[J]. Phys. Rev. Lett., 2020, 125:183002.
- [213] LI R, WU Y, RUI Y, et al. Absolute Frequency Measurement of  $^6\text{Li}$   $D$  Lines with khz-Level Uncertainty[J]. Phys. Rev. Lett., 2020, 124:063002.
- [214] YEROKHIN V A. Hyperfine structure of Li and  $\text{Be}^+$ [J]. Phys. Rev. A, 2008, 78:012513.
- [215] DE VRIES H, DE JAGER C W, DE VRIES C. Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering[J]. Atom. Data Nucl. Data Tabl., 1987, 36:495-536.
- [216] PATKÓŠ V, YEROKHIN V A, PACHUCKI K. Nuclear polarizability effects in  $\text{He}+3$  hyperfine splitting[J]. Phys. Rev. A, 2023, 107(5):052802.
- [217] KRUTOV A A, MARTYENKO A P. Hyperfine structure of the ground state muonic  $^3\text{He}$  atom[J]. Eur. Phys. J. D, 2011, 62:163-175.
- [218] DOROKHOV A E, KRUTOV A A, MARTYENKO A P, et al. Hyperfine structure of  $S$  states in muonic ions of lithium, beryllium, and boron[J]. Phys. Rev. A, 2018, 98:042501.
- [219] KALINOWSKI M. Deuteron charge radius from the Lamb-shift measurement in muonic deuterium[J]. Phys. Rev. A, 2019, 99(3):030501.
- [220] JI C, ZHANG X, PLATTER L. Nuclear Structure Effects on Hyperfine Splittings in Ordinary and Muonic Deuterium[J]. 2023.
- [221] NEVO DINUR N, HERNANDEZ O J, BACCA S, et al. Zemach moments and radii of  $^2,^3\text{H}$  and  $^3,^4\text{He}$ [J]. Phys. Rev. C, 2019, 99(3):034004.

- [222] ANTOGNINI A, et al. Muonic-Atom Spectroscopy and Impact on Nuclear Structure and Precision QED Theory[J]. 2022.
- [223] BARTOSIK N, BERTOLIN A, BUONINCONTRI L, et al. Detector and Physics Performance at a Muon Collider[J]. Journal of Instrumentation, 2020, 15(05): P05001.
- [224] BAI Y, BERGER J. Lepton Portal Dark Matter[J]. JHEP, 2014, 08: 153.
- [225] ABI B, ALBAHRI T, AL-KILANI S, et al. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm[J]. Phys. Rev. Lett., 2021, 126: 141801.
- [226] YU X, WANG Z, LIU C E, et al. Proposed Peking University muon experiment for muon tomography and dark matter search[J]. Phys. Rev. D, 2024, 110: 016017.
- [227] RUZI A, ZHOU C, SUN X, et al. Probing dark matter using free leptons: PKMUON[J]. Int. J. Mod. Phys. A, 2023, 38(29n30): 2350154.
- [228] FORBES D, HERWIG C, KAHN Y, et al. New searches for muonphilic particles at proton beam dump spectrometers[J]. Phys. Rev. D, 2023, 107: 116026.
- [229] GNINENKO S N, KRASNIKOV N V, MATVEEV V A. Muon  $g - 2$  and searches for a new leptophobic sub-GeV dark boson in a missing-energy experiment at CERN[J]. Phys. Rev. D, 2015, 91: 095015.
- [230] KAHN Y, KRNJAIC G, TRAN N, WHITBECK A. M3: a new muon missing momentum experiment to probe  $(g - 2)$  and dark matter at Fermilab[J]. Journal of High Energy Physics (Online), 2018, 2018(9).
- [231] CHEN C Y, KOZACZUK J, ZHONG Y M. Exploring leptophilic dark matter with NA64- $\mu$ [J]. JHEP, 2018, 10: 154.
- [232] CESAROTTI C, HOMILLER S, MISHRA R K, REECE M. Probing New Gauge Forces with a High-Energy Muon Beam Dump[J]. Phys. Rev. Lett., 2023, 130: 071803.
- [233] ABBAS M, ABBRESCIA M, ABDALLA H, et al. Quality control of mass-produced GEM detectors for the CMS GE1/1 muon upgrade[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2022, 1034: 166716.
- [234] PELLECCHIA A, VERWILLIGEN P, STAMERRA A. Performance of triple-GEM detectors for the CMS Phase-2 upgrade measured in test beam[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2023, 1046: 167618.

- [235] LI Q, YE Y, WEN C, et al. Study of spatial resolution properties of a glass RPC [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2012, 663(1): 22-25.
- [236] AGOSTINELLI S, ALLISON J, AMAKO K, et al. Geant4—a simulation toolkit [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 506(3): 250-303.
- [237] HAGMANN C, LANGE D, VERBEKE J, WRIGHT D. Cosmic-ray shower library (CRY)[Z]. <https://nuclear.llnl.gov/simulation>. 2012.
- [238] LI Q, YE Y, JI W, et al. A sub-millimeter spatial resolution achieved by a large sized glass RPC[J]. Chinese Physics C, 2013, 37(1): 016002.
- [239] CHEN S, LI Q, MA J, et al. Simulation of a small muon tomography station system based on RPCs[J]. Journal of Instrumentation, 2014, 9(10): C10022.
- [240] 许金艳, 李奇特, 蒲伟良, 等. 利用阻性板探测器测量宇宙射线  $\mu$  子的径迹[J]. 物理实验, 2021, 41(7): 5.
- [241] GE S F. Measuring the Leptonic Dirac CP Phase with TNT2K[C]//Prospects in Neutrino Physics. 2017.
- [242] GE S F, SMIRNOV A Y. Non-standard interactions and the CP phase measurements in neutrino oscillations at low energies[J]. JHEP, 2016, 10: 138.
- [243] GE S F, PASQUINI P, TORTOLA M, VALLE J W F. Measuring the leptonic CP phase in neutrino oscillations with nonunitary mixing[J]. Phys. Rev. D, 2017, 95(3): 033005.
- [244] GE S F, KONG C F, PASQUINI P. Neutrino CP Measurement in the Presence of RG Running with Mismatched Momentum Transfers[J]. 2023.
- [245] CIUFFOLI E, EVSLIN J, ZHANG X. The Leptonic CP Phase from Muon Decay at Rest with Two Detectors[J]. JHEP, 2014, 12: 051.
- [246] SMIRNOV M V, HU Z J, LI S J, LING J J. The possibility of leptonic CP-violation measurement with JUNO[J]. Nucl. Phys. B, 2018, 931: 437-445.
- [247] EVSLIN J, GE S F, HAGIWARA K. The leptonic CP phase from T2(H)K and  $\mu^+$  decay at rest[J]. JHEP, 2016, 02: 137.
- [248] GE S F, KONG C F, PASQUINI P. Improving CP measurement with THEIA and muon decay at rest[J]. Eur. Phys. J. C, 2022, 82(6): 572.
- [249] PIRE B, SZYMANOWSKI L. Neutrino-production of a charmed meson and the transverse spin structure of the nucleon[J]. Phys. Rev. Lett., 2015, 115(9): 092001.

- [250] PIRE B, SZYMANOWSKI L, WAGNER J. Exclusive neutrino-production of a charmed meson[J]. Phys. Rev. D, 2017, 95(9):094001.
- [251] PIRE B, SEMENOV-TIAN-SHANSKY K, SZYMANOWSKI L. Transition distribution amplitudes and hard exclusive reactions with baryon number transfer[J]. Phys. Rept., 2021, 940: 1-121.
- [252] LI W B, et al. Unique Access to  $u$ -Channel Physics: Exclusive Backward-Angle Omega Meson Electroproduction[J]. Phys. Rev. Lett., 2019, 123(18):182501.
- [253] HUANG F, XU J, YANG X H. Nuclear effects in neutrino-nucleus DIS and a probe for short-range correlations[J]. Phys. Rev. D, 2021, 104(3):033002.
- [254] YANG W, YANG X. Intrinsic asymmetries in semi-inclusive deeply inelastic scattering at the Electron-Ion Collider[J]. Phys. Rev. D, 2022, 106(9):093003.
- [255] YANG X H, YANG W H. Semi-inclusive deeply inelastic neutrino and antineutrino nucleus scattering[J]. Phys. Rev. D, 2023, 107(9):093007.
- [256] SAJJAD ATHAR M, MORFÍN J G. Neutrino(antineutrino)-nucleus interactions in the shallow- and deep-inelastic scattering regions[J]. J. Phys. G, 2021, 48(3): 034001.
- [257] DEVAN J, et al. Measurements of the Inclusive Neutrino and Antineutrino Charged Current Cross Sections in MINERvA Using the Low- $\nu$  Flux Method[J]. Phys. Rev. D, 2016, 94(11):112007.
- [258] BOER D, JAKOB R, MULDER P J. Angular dependences in electroweak semi-inclusive leptonproduction[J]. Nucl. Phys. B, 2000, 564: 471-485.
- [259] AKIMOV D, et al. Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering [J]. Science, 2017, 357(6356):1123-1126.
- [260] FREEDMAN D Z. Coherent effects of a weak neutral current[J]. Physical Review D, 1974, 9(5):1389.
- [261] KOPELIOVICH V B, FRANKFURT L L. Isotopic and chiral structure of neutral current[J]. JETP Lett., 1974, 19: 145-147.
- [262] AKIMOV D, AN P, AWE C, et al. Measurement of the coherent elastic neutrino-nucleus scattering cross section on CsI by COHERENT[J]. Physical Review Letters, 2022, 129(8):081801.
- [263] COLLAR J I, KAVNER A R L, LEWIS C M. Response of CsI[Na] to Nuclear Recoils: Impact on Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering (CE $\nu$ NS)[J]. Phys. Rev. D, 2019, 100(3):033003.

- [264] BARBEAU P S, EFREMENKO Y, SCHOLBERG K. COHERENT at the Spallation Neutron Source[J]. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 2023, 73: 41-68.
- [265] AKIMOV D, et al. Simulating the neutrino flux from the Spallation Neutron Source for the COHERENT experiment[J]. *Phys. Rev. D*, 2022, 106(3): 032003.
- [266] BERNABEI R, et al. The DAMA/LIBRA apparatus[J]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2008, 592: 297-315.
- [267] BERNABEI R, et al. Performances of the new high quantum efficiency PMTs in DAMA/LIBRA[J]. *JINST*, 2012, 7: P03009.
- [268] ADHIKARI G, et al. Initial Performance of the COSINE-100 Experiment[J]. *Eur. Phys. J. C*, 2018, 78(2): 107.
- [269] MA H, SHE Z, ZENG W H, et al. In-situ gamma-ray background measurements for next generation CDEX experiment in the China Jinping Underground Laboratory [J]. *Astropart. Phys.*, 2021, 128: 102560.
- [270] ZYLA P A, et al. Review of Particle Physics[J]. *PTEP*, 2020, 2020(8): 083C01.
- [271] LEE T D, YANG C N. Question of Parity Conservation in Weak Interactions[J]. *Phys. Rev.*, 1956, 104: 254-258.
- [272] LLEWELLYN SMITH C H. On the Determination of  $\sin^2\theta_w$  in Semileptonic Neutrino Interactions[J]. *Nucl. Phys. B*, 1983, 228: 205-215.
- [273] DU Y, LI H L, TANG J, et al. Non-standard interactions in SMEFT confronted with terrestrial neutrino experiments[J]. *JHEP*, 2021, 03: 019.
- [274] DU Y, YU J H. Neutrino non-standard interactions meet precision measurements of  $N_{eff}$ [J]. *JHEP*, 2021, 05: 058.
- [275] DU Y, LI H L, TANG J, et al. Exploring SMEFT induced nonstandard interactions: From COHERENT to neutrino oscillations[J]. *Phys. Rev. D*, 2022, 105(7): 075022.
- [276] ANCHORDOQUI L A, et al. The Forward Physics Facility: Sites, experiments, and physics potential[J]. *Phys. Rept.*, 2022, 968: 1-50.
- [277] DU Y, LI X X, YU J H. Neutrino seesaw models at one-loop matching: discrimination by effective operators[J]. *JHEP*, 2022, 09: 207.
- [278] FENG J L, et al. The Forward Physics Facility at the High-Luminosity LHC[J]. *J. Phys. G*, 2023, 50(3): 030501.
- [279] De BLAS J, DU Y, GROJEAN C, et al. Global SMEFT Fits at Future Colliders [C]//Snowmass 2021. 2022.

- [280] DU Y.  $N_{\text{eff}}$  as a new physics probe in the precision era of cosmology[J]. 2023.
- [281] DORENBOSCH J, et al. Experimental Verification of the Universality of  $\nu_e$  and  $\nu_\mu$  Coupling to the Neutral Weak Current[J]. Phys. Lett. B, 1986, 180: 303-307.
- [282] RAMSEY-MUSOLF M J, PAGE S A. Hadronic parity violation: A New view through the looking glass[J]. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2006, 56: 1-52.
- [283] HAXTON W C, HOLSTEIN B R. Hadronic Parity Violation[J]. Prog. Part. Nucl. Phys., 2013, 71: 185-203.
- [284] EVERSHEIM P D, et al. Parity violation in proton proton scattering at 13.6-MeV [J]. Phys. Lett. B, 1991, 256: 11-14.
- [285] NAGLE D E, et al. Search for Parity Violation in Polarized Proton Scattering at 6-GeV/c[J]. AIP Conf. Proc., 1979, 51: 231-234.
- [286] KISTRYN S, et al. Precision Measurement of Parity Violation in Proton Proton Scattering at 45-MeV[J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58: 1616.
- [287] BERDOZ A R, et al. Parity violation in proton proton scattering at 221-MeV[J]. Phys. Rev. C, 2003, 68: 034004.
- [288] LANG J, MAIER T, MULLER R, et al. PARITY NONCONSERVATION IN ELASTIC P ALPHA SCATTERING AND THE DETERMINATION OF THE WEAK MESON - NUCLEON COUPLING CONSTANTS[J]. Phys. Rev. Lett., 1985, 54: 170-173.
- [289] ADELBERGER E G, HINDI M M, HOYLE C D, et al. Beta decays of Ne-18 and Ne-19 and their relation to parity mixing in F-18 and F-19[J]. Phys. Rev. C, 1983, 27: 2833-2856.
- [290] ELSENER K, GRUBLER W, KONIG V, et al. CONSTRAINTS ON WEAK MESON NUCLEON COUPLING FROM PARITY NONCONSERVATION IN F-19 [J]. Phys. Rev. Lett., 1984, 52: 1476-1479.
- [291] BLYTH D, et al. First Observation of  $P$ -odd  $\gamma$  Asymmetry in Polarized Neutron Capture on Hydrogen[J]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121(24): 242002.
- [292] GERICKE M T, et al. First Precision Measurement of the Parity Violating Asymmetry in Cold Neutron Capture on  $^3\text{He}$ [J]. Phys. Rev. Lett., 2020, 125(13): 131803.
- [293] LOBASHOV V M, KAMINKER D M, KHARKEVICH G I, et al. Parity non-conservation in radiative thermal neutron capture by protons[J]. Nucl. Phys. A, 1972, 197: 241-258.

- [294] KNYAZ'KOV V A, KOLOMENSKII E A, LOBASHEV V M, et al. A new experimental study of the circular polarization of np capture gamma-rays[J]. Nucl. Phys. A, 1984, 417: 209-230.
- [295] CAVAIGNAC J F, VIGNON B, WILSON R. Search for Parity Violation in Neutron-Proton Capture[J]. Phys. Lett. B, 1977, 67: 148-150.
- [296] GERICKE M T, et al. Measurement of parity-violating gamma-ray asymmetry in the capture of polarized cold neutrons on protons[J]. Phys. Rev. C, 2011, 83: 015505.
- [297] ALBERI J, et al. Studies of Parity Violation Using Polarized Slow Neutron Beams [J]. Can. J. Phys., 1988, 66: 542-547.
- [298] GLASHOW S L. Partial Symmetries of Weak Interactions[J]. Nucl. Phys., 1961, 22: 579-588.
- [299] WEINBERG S. A Model of Leptons[J]. Phys. Rev. Lett., 1967, 19: 1264-1266.
- [300] SALAM A. Weak and Electromagnetic Interactions[J]. Conf. Proc. C, 1968, 680519: 367-377.
- [301] GLASHOW S L, ILIOPOULOS J, MAIANI L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry[J]. Phys. Rev. D, 1970, 2: 1285-1292.
- [302] DESPLANQUES B, DONOGHUE J F, HOLSTEIN B R. Unified Treatment of the Parity Violating Nuclear Force[J]. Annals Phys., 1980, 124: 449.
- [303] ZHU S L, MAEKAWA C M, HOLSTEIN B R, et al. Nuclear parity-violation in effective field theory[J]. Nucl. Phys. A, 2005, 748: 435-498.
- [304] VIVIANI M, SCHIAVILLA R, GIRLANDA L, et al. The Parity-violating asymmetry in the  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  reaction[J]. Phys. Rev. C, 2010, 82: 044001.
- [305] VIVIANI M, BARONI A, GIRLANDA L, et al. Chiral effective field theory analysis of hadronic parity violation in few-nucleon systems[J]. Phys. Rev. C, 2014, 89(6): 064004.
- [306] SCHINDLER M R, SPRINGER R P, VANASSE J. Large- $N_c$  limit reduces the number of independent few-body parity-violating low-energy constants in pionless effective field theory[J]. Phys. Rev. C, 2016, 93(2): 025502.
- [307] PHILLIPS D R, SAMART D, SCHAT C. Parity-Violating Nucleon-Nucleon Force in the  $1/N_c$  Expansion[J]. Phys. Rev. Lett., 2015, 114(6): 062301.
- [308] WASEM J. Lattice QCD Calculation of Nuclear Parity Violation[J]. Phys. Rev. C, 2012, 85: 022501.

- [309] COULTER K, MCDONALD A, HAPPER W, et al. Neutron polarization with polarized  $^3\text{He}$ [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1988, 270(1): 90-94.
- [310] HEIL W, DREYER J, HOFMANN D, et al.  $^3\text{He}$  neutron spin-filter[J]. Physica B: Condensed Matter, 1999, 267-268: 328-335.
- [311] ZIMMER O, et al. Spin filters and supermirrors: A comparison study of two methods of high precision neutron polarisation analysis[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2000, 440: 764-771.
- [312] ZABEL H, SIEBRECHT R, SCHREYER A. Neutron reflectometry on magnetic thin films[J]. Physica B: Condensed Matter, 2000, 276-278: 17-21.
- [313] PUSENKOV V, PLESHANOV N, SYROMYATNIKOV V, et al. Study of domain structure of thin magnetic films by polarised neutron reflectometry[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1997, 175(3): 237-248.
- [314] GONZÁLEZ-ALONSO M, NAVILIAT-CUNCIC O, SEVERIJNS N. New physics searches in nuclear and neutron  $\beta$  decay[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2019, 104: 165-223.
- [315] MCANDREW J, PAUL S, ENGELS R, et al. Bound Beta-decay of the Free Neutron: BoB[J]. Physics Procedia, 2014, 51: 37-40.
- [316] SONG X. The rare decay  $n \rightarrow H^+ \nu e$  for a polarised neutron beam[J]. Journal of Physics G: Nuclear Physics, 1987, 13(8): 1023.
- [317] NICO J S. Neutron beta decay[J]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2009, 36(10): 104001.
- [318] FABER M, IVANOV A N, IVANOVA V A, et al. On Continuum-State and Bound-State Beta Decay Rates of the Neutron[J]. Phys. Rev. C, 2009, 80: 035503.
- [319] MCCAMMON D. Thermal Equilibrium Calorimeters – An Introduction[M]//Cryogenic Particle Detection. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005: 1-34.
- [320] MCCAMMON D. Semiconductor Thermistors[M]//Cryogenic Particle Detection. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005: 35-62.
- [321] MORGAN K M, BECKER D T, BENNETT D A, et al. Use of Transition Models to Design High Performance TESs for the LCLS-II Soft X-Ray Spectrometer[J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2019, 29(5): 1-5.

- [322] ZHANG S, XIA J, WU B. A calibration system adopting 405 nm laser for soft x-ray TESs[C]//Eighth Symposium on Novel Photoelectronic Detection Technology and Applications: vol. 12169. SPIE, 2022: 121691L.
- [323] MOSELEY S, MATHER J C, MCCAMMON D. Thermal detectors as x-ray spectrometers[J]. Journal of Applied Physics, 1984, 56(5): 1257-1262.
- [324] IRWIN K, HILTON G. Transition-Edge Sensors[M]//Cryogenic Particle Detection. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005: 63-150.
- [325] FLEISCHMANN A, ENSS C, SEIDEL G. Metallic Magnetic Calorimeters[M]//Cryogenic Particle Detection. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005: 151-216.
- [326] SAKHAROV A D. Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe[J]. Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1967, 5: 32-35.
- [327] ENGEL J, RAMSEY-MUSOLF M J, van KOLCK U. Electric Dipole Moments of Nucleons, Nuclei, and Atoms: The Standard Model and Beyond[J]. Prog. Part. Nucl. Phys., 2013, 71: 21-74.
- [328] DOBACZEWSKI J, ENGEL J, KORTELAINEN M, BECKER P. Correlating Schiff moments in the light actinides with octupole moments[J]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121(23): 232501.