用于引力和激光光谱实验的高强度超热能级缪原子束的合成

J. Zhang[1], A. Antognini[1,2], M. Bartkowiak[2], K. Kirch[1,2],A. Knecht[2],D. Goeldi[1],D. Taqqu[1,2],R. Waddy[1],F. Wauters[3], P. Wegmann[1],和 A. Soter[1,*]

[1]粒子物理与天体物理研究所，苏黎世联邦理工学院，8093 苏黎世，瑞士[2]PSI中子与缪子科学中心，5232 Villigen-PSI，瑞士[3]核物理研究所，约翰内斯·古腾堡大学，D-55122 美因茨，德国[*]通讯作者：asoter@phys.ethz.ch

arXiv:2512.19923v1 [physics.atom-ph] 22 Dec 2025

自由落体普适性是爱因斯坦引力理论的基石，[1],迄今仅在由第一代标准模型（SM）粒子构成的中性复合态中得到检验，例如原子[2, 3]或中子[4]以及最近的反氢[5]。要将这些引力测量扩展至标准模型的其他领域，就需要利用更高代的不稳定粒子形成中性束缚态。μ子素是反缪子（μ^+）与电子（e^-）构成的束缚态，在不存在强相互作用的情况下，为利用第二代（反）轻子探测引力提供了可能。然而，其较短的 μ^+寿命（$\tau_\mu \approx 2.2\mu s$）以及现有的弥散热能级缪原子源，使此类测量难以实现。在此，我们报告了高亮度缪原子束的合成：通过利用超流氦的化学势及其独特的输运性质，从超流氦薄层中提取该束流。原子的平均纵向速度（$v \approx 2180$ m/s）及其窄分布（$\Delta v < 150$ m/s）表明这是一种超热能级束流，而其产额与强度最高的弥散源相近。预计这种新束流将实现缪原子干涉测量，并以百分比级精度测量其引力加速度，从而首次直接检验第二代（反）物质的弱等效原理。其前所未有的亮度还为亚千赫兹1S-2S光谱学铺平道路，从而能够精确测定μ子质量，并对束缚态量子电动力学进行严格检验。

μ子素（Mu）是一种类氢奇异原子，其中，带正电的反缪子（μ^+）与电子（e^-）通过库仑相互作用结合在一起。这一纯轻子系统是检验束缚态量子电动力学（QED）的独特精密探针，不受核效应和有限尺寸效应的影响 [6]。Mu 的 1S-2S 跃迁激光光谱学[7], 以及 Mu 基态超精细结构的微波光谱学 [8]，可对 μ子质量和磁矩等基本常数进行精密测量；与此同时，对缪原子-反缪原子转换的搜索则限制了带电轻子数破坏 [9]。未来的研究以及正在进行的改进工作 [10, 11, 12]，还受到其他精密测量的强烈推动，例如 μ子的反常磁矩 [13, 14], 以及对新物理的搜索

s

用于新物理 [15, 16]。

μ子素另一个独特且迄今尚未探索的特性是，其质量主要由 μ^+ 质量决定；它不仅是基本反粒子，也属于第二代轻子。直接测量其重力加速度$g_{\rm Mu}$ 将提供一种独特途径，用于检验自由落体普适性，进而检验标准模型（SM）高代中的爱因斯坦弱等效原理（WEP）。

研究人员利用普通物质探针，通过实验室 [17] 和卫星搭载 [18] 实验，以 $\sim 10^{-15}$ 的相对精度严格检验了弱等效原理。精度较低的研究则将质量尺度从单原子 [2, 3] 和中子 [4]扩展至能够产生自身引力场 [19]的天体。由于引力的相对强度比带电粒子间的电磁相互作用 ~30弱40个数量级，迄今为止，中性奇异原子是唯一可行的平台，可用于直接研究标准模型其他领域中的引力。近期，欧洲核子研究中心的ALPHA实验确认，反氢（$\bar{\rm H}$ $= \bar{p}+e^+$）向地球下落时的加速度与普通物质 [5]一致。此前，利用彭宁阱中的带电粒子 [20, 21], 以及中性介子振荡 [22, 23]进行的间接测量也表明，物质与反物质具有等效性；此外，人们还提出了利用反氢 [24, 25] 和正电子素（Ps $= {\rm e}^- + {\rm e}^+$） [26] 开展进一步实验的方案。

然而，迄今为止所有引力自由落体测量所涉及的都是复合强子：质子、中子或反质子；它们是由第一代（u，d）（反）夸克构成的禁闭态

.

归因于希格斯机制的夸克质量仅占强子质量的几个百分点，其余部分则源自强相互作用 [27]所引发的动力学。相比之下，在 μ子素中，电磁束缚能 $Q_{\rm em} \approx$–13.5 eV 对组成粒子质量的影响微乎其微（$m_{\rm Mu} = m_e + m_\mu + Q_{\rm em} \approx 106.17$ MeV/c^2），而这些质量仍主要由 μ子质量决定。因此，μ子素自由落体实验将首次直接检验引力是否主要作用于应力-能量张量中的质量成分。理论方面主要讨论了反物质（反氢）的引力 [28, 22, 29, 30],，而 μ子素的自由落体则有望检验引力在第二代粒子中的味依赖耦合，并探测电子与 μ子之间超出标准模型的相互作用 [15]。

由于 μ^+ ($\tau_\mu \approx 2.2\mu s$)的寿命很短，且难以在真空中合成原子，开展这项实验本身就极具挑战性。在如此短的时间尺度内测量引力的微弱影响，需要采用对相位敏感的方法，例如 Talbot-Lau 或 Mach-Zehnder 干涉测量 [31],，这正是 LEM-ING 实验提出的方法 [32]。干涉测量需要在真空中的 μ子素束具有高强度、窄角分布和窄动量分布，而传统的 Mu源无法提供这样的束流。在这项工作之前，真空Mu源以多孔材料为基础，例如 SiO_2 粉末 [33] 或气凝胶[34],，μ子可在其中停下来并重新结合，形成 μ子素，

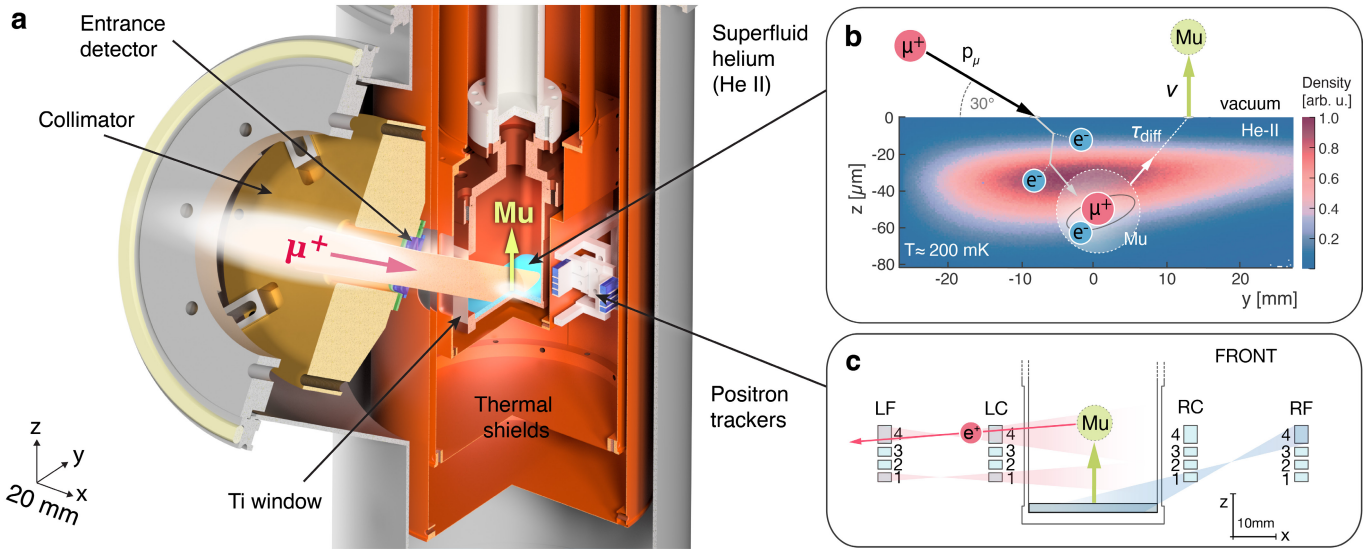

图1：实验原理与布局。(a) 超流氦（氦 II）腔室和稀释制冷机。 μ^+ 穿过入口探测器和数层薄箔后，在一层薄薄的水平氦 II 中停下。(b) μ子素在氦 II 中停止并形成的原理，以及模拟得到的 μ^+ 停止分布（背景中的彩色渐变）。入射的 μ^+ 平均在 $\approx 35\ \mu$m 深处停下，并从电离径迹中捕获一个电子。形成的 μ子素以弹道方式扩散至表面，并以由化学势决定的速度垂直逸出。(c) 用于定位 μ^+ 衰变的正电子径迹跟踪系统示意图。图中勾勒出了所选探测器符合事件的接收区域：左侧红色阴影区域表示第1层和第4层的外侧符合事件（LC1∧LF1、LC4∧LF4），蓝色区域表示用于监测靶液体的符合条件之一（RC1∧RF4）。

电子结合形成 μ子素。通常，形成的 Mu原子中只有百分之几能在其寿命内通过扩散穿过纳米级孔隙到达表面 [34, 33], , 随后以热麦克斯韦 - 玻尔兹曼速度分布和宽广的（$\sim$ 余弦 θ）角分布发射到真空中[35]。这种热 μ子素束需要经过大幅准直和速度筛选才能用于干涉测量，这会使原子数降至无法进行重力测量的程度。低产额以及较大的角度和速度展宽，也会给精密 Mu激光光谱学带来统计和系统不确定性 [36]。冷却这些转换体虽能缩窄 Mu原子的动量分布，但产额会随温度降低而迅速下降；温度低于 100 K 时，几乎没有 μ子素能扩散到真空中 [37]。

为克服这些限制，LEMING合作组提出了一种新方法，利用超流氦（氦 II），将高强度 μ^+ 束流转化为真空 Mu；这一方法基于早期的缪子减速设想 [38], 以及其他奇异原子在氦 II 中的微观行为 [39]。超流氦以高度惰性著称，能够排斥其体相中的大多数杂质。作为一种轻氢同位素，Mu也被认为置于氦 II 中时会具有较大的净正化学势 E_c [38, 40, 41]。如果可以忽略其他相互作用，到达液体表面的Mu原子便会沿表面法线以均匀速度喷出 $|\vec{v}| = \sqrt{2E_c/m_{\mathrm{Mu}}}$，其速度展宽仅由发射前的扩散速度造成。如果将氦 II 冷却至低于 $T < 0.3$ K，饱和蒸气便能满足超高真空条件，喷出的Mu原子散射也会变得可以忽略，从而适用于干涉测量和精密光谱学 [33, 32]。

这一设想依赖于若干未知因素，例如 E_c的确切数值、He II 中低于 0.7 K 时的 Mu形成概率 [42, 43, 44], , 以及最关键的 Mu热化和扩散过程。当μ子在物质中停止时，会形成 Mu原子；对于传统μ子束（p_{μ^+} >12 兆电子伏特每光速），其平均停止位置位于氦II表面以下 $h > 30\mu$m。要实现高效的真空Mu转换，平均扩散时间 τ_{diff} 不应超过 μ^+ 寿命。虽然在 $T < 0.3$ K 的传统块体物质中无法做到这一点，但在氦 II 中，迁移率仅受稀疏热声子散射的限制，也不会受到涡旋成核等复杂流体动力学效应的影响；这类效应会作用于较大的杂质 [45]。理论预测表明，氢和 ^{3}氦同位素 [40]以及反质子氦等奇异原子 [39]在氦 II 中只会造成微小缺陷。如果能将 Mu 模型化为类似的微小杂质，就可能实现快速（近弹道式）扩散，而不受流体动力学阻力；在特殊的 ^{3}He 情况下，已观察到这种现象 [46]。

为证明 Mu 能从氦 II 发射到真空中，我们在保罗·谢errer研究所（PSI）搭建了图 1 所示的实验装置。动量为 p_μ =12.5 MeV/c 的 30° 束流向下偏转了 30° 角度（见方法）。束流穿过一片厚度为 22 μm 的闪烁体薄膜，为 μ^+ 打上标记，随后经由一扇薄（ 6 μm ）的钛窗进入低温腔室。稀释制冷机将腔室冷却至 $T \approx 0.2$ K，腔室内注入了一层厚度为 2 mm 的同位素纯化 He II。我们调节 μ^+ 束流的动量，使其停止在靠近氦 II 表面的位置，平均停止深度为 $h \approx 35\,\mu$m（图 1b）。在这些温度下，静止的 μ^+ 无法从基态 ^{4}He 原子中捕获电子，但可以与其电离径迹中最后一个自由电子复合。我们首次在低于 0.7 K 的条件下，通过观测 Mu 三重态自旋进动（见方法）证实了高效的 Mu 形成，将此前测量的范围进一步拓展 [42]。

通过追踪来自 μ子素衰变的正电子（e^+）（$\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$），推断出 μ子素从液体表面逸出并在真空中传播。为此，安装了一个垂直分段的

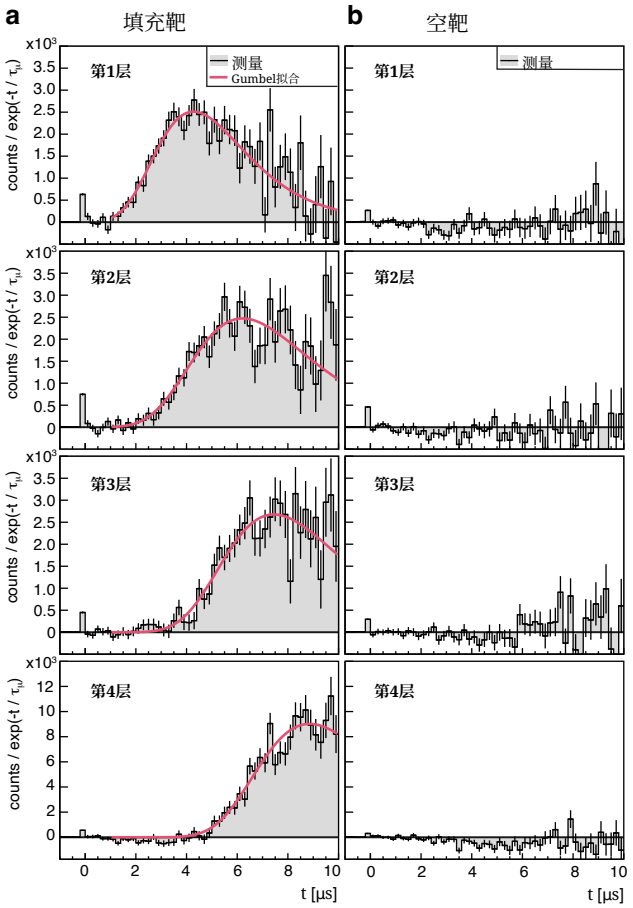

图2：四个水平探测器层的时间谱背景扣除后的寿命补偿谱，其中 (a) 为填充氦 II 时的情况，(b) 为空靶时的情况。在 (a) 中，可以观察到峰值在连续的探测器层中向前移动，这表明存在 Mu 传播。采用冈贝尔检验函数进行拟合，以确定各峰的中心，并据此确定 Mu原子的平均传播速度。误差棒表示寿命校正前测量计数的统计不确定度，并按 e^{t/τ_μ} 进行缩放。

由16根塑料闪烁体条组成、采用硅光电倍增器读出的阵列 [47]，安装在腔室两侧（见图1a和c）。探测器分段之间的符合条件定义了衰变正电子起点的几何接受区域，如图1c所示。诸如LC1 ∧ LF1 （红色阴影区域）这样的水平符合测量了距氦II表面不同距离处的 Mu 衰变时间，而诸如RC1 ∧RF4 （蓝色阴影区域）这样的符合事件则监测表面处的衰变。

图中展示了 μ^+ 在四个水平层中衰变所产生的时间谱，见图2。时间 $t = 0$ 根据 μ^+ 到达入口探测器的时间确定。在这些直方图中，左右符合事件的计数相加，并将每个以 t 为中心的时间区间内的计数及误差乘以$\exp(t/\tau_\mu)$，以补偿 μ^+衰变的影响。靶壁和靶底中的 μ^+ 衰变表现为恒定背景，并予以扣除（见方法）。所得时间谱中的任何偏差都表明存在动态行为，即 Mu 穿过接收区域传播。靶中存在氦 II 时（图2a），第1层的校正时间谱在 $t = 2\mu$s 至4μs之间明显上升，随后下降，表明μ子素进入并离开液面上方的第1层接受区域。在第2至第4层中，类似的峰结构出现在更晚的时间，表明 μ子素向上穿过探测区传播。相比之下，腔室为空且 μ^+ 停止在铜底板中时（图2b），时间谱始终平坦，表明没有 Mu 发射。图 2a 中的时间谱首先用通用偏斜冈贝尔分布进行拟合，以便以与模型无关的方式确定发射的主要特征。对各层峰中心与其在氦 II 表面上方高度进行线性拟合，初步估算出 μ子素在真空中的传播速度为 $v \approx 2.1$km/s，在氦 II 中的扩散时间为 $\tau_{\text{diff}} \approx 2\mu$s （见方法）。

为进行详细分析，我们将测量时间谱与蒙特卡罗模拟 [48, 49] 进行了比较。上述对 τ_{diff} 的初步估计与快速、近似弹道式的传播模型相符；该模型不涉及阻碍大杂质迁移的复杂流体动力学效应 [45]。由于热化和扩散过程未知，在 $T < 0.3$ K 下很难预测有效扩散速度 $v_{\text{diff}} = h/\tau_{\text{diff}}$。如方法部分所述，我们仅假设存在一个极限速度，低于该速度时会发生弹道式传播。因此，液体中的 μ子速度从平坦分布 $[0, 2 \cdot v_{\text{diff}}]$ 中抽样，方向则从形成点起按各向同性方向选取，形成点由停止位置 μ^+ 确定。模拟中改变了平均有效速度 v_{diff}。通过在表面法线方向上给扩散速度加上均匀速度 $\vec{v}$，模拟表面处化学势的影响；其模长 $|\vec{v}| = v$ 也在模拟中改变。我们还考虑了另一种模型：假设热源具有麦克斯韦-玻尔兹曼速度分布和 $\sim \cos\theta$ 角分布，并在模拟中改变温度T以寻找最佳拟合。

图3 展示了第 1 层 (a) 和第 4 层 (b) 的测量时间谱（黑色直方图）以及两种束流模型的模拟结果，并给出了最佳拟合参数。对所有四个水平层进行联合 χ^2，量化了给定参数下的模拟拟合优度 [50]。最佳拟合的热束流模型（黄色带）对应 $T = 50$ K，但仍无法很好地再现数据（约化 $\chi^2 = 1.98$，ndf = 459）；而最佳拟合的超热束流模型（蓝色）则与数据高度吻合（约化 χ^2 =1.03, ndf = 459）。这些结果通过参数扫描获得，得出的纵向传播速度为 $v = (2180^{+160}_{-130})$ m/s，有效扩散速度为 $v_{\text{diff}} = (26^{+6}_{-4})$m/s，统计不确定度对应于 90%置信区域（见方法）。假设纵向速度完全源于化学势，我们得到 $E_c \approx 2.8$ meV。上述结果通过使用液面较低的独立数据集进行了验证，结果一致。不确定度主要由统计因素和探测器分辨率决定，并且对横向速度的变化不太敏感，这是由于采用了一维跟踪几何。我们评估了模拟时间谱对实验不确定因素的敏感性，例如初始 μ^+ 束流参数、减速器厚度和探测器位置。对于平均扩散速度 v_{diff}，这额外带来了$\delta v_{\text{diff}} \sim 15$m/s 的系统不确定性，而不确定性——

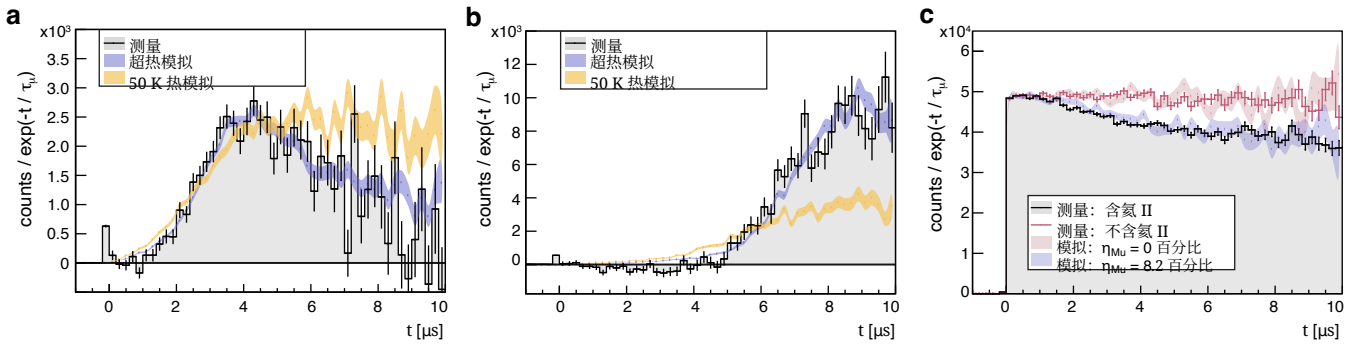

图 3：测量时间谱与模拟时间谱的比较。三个测量时间谱示例（实心直方图）与模拟时间谱（彩色带）叠加，并标示 $\pm1\sigma$ 统计偏差。寿命和本底补偿直方图显示了在以下条件下采样的 Mu 衰变：(a) 靠近表面的 C1∧F1（第1层）符合事件；(b) 远离表面的 C4∧F4（第4层）符合条件。模拟的超热束（蓝色）与两个谱均吻合良好，而即使是最佳拟合的热束（黄色）也存在明显偏差。(c) 来自靶底部的寿命补偿衰变（C1∧F4符合条件），分别对应充满氦 II（黑色）和空置（红色）的情况，并与相应的模拟结果叠加，显示 Mu 从氦 II 中逸出。

传播速度 v 保持不变。

氦 II 中的扩散速度为发射束流的速度展宽（$\Delta v \geq v_{\mathrm{diff}}$）和角发散（$\alpha \geq v_{\mathrm{diff}}/v \approx 12$ mrad）提供了下限。表面相互作用（如杂质散射或表面波）可能导致真空速度分布进一步展宽。我们通过在模拟中比较时间谱的上升沿，研究了这一影响。结果发现，$(80 < \Delta v < 150)$ m/s 范围内的各向同性速度展宽与数据相符（见方法）。即使采用 $\Delta v\,(\approx 150\,\mathrm{m/s})$ 的保守上限（图4a），新束流也明显属于超热束流（$\Delta v \ll v$）。

相对于停止μ子，发射出的 Mu原子所占的比例 $\eta_{\mathrm{Mu}} = \mathrm{Mu}_{\mathrm{vac}}/\mu^{+}_{\mathrm{stop}}$ 通过监测靶中的衰变，并利用 C1∧F4 符合事件（图 3c）确定。寿命校正后计数的减少表明，Mu 离开了接收区域——氦 II 附近——并在其他位置衰变。利用上文确定的扩散和发射过程的速度，η_{Mu} 作为模拟中的参数进行变化，并得到 $\eta_{\mathrm{Mu}} = (8.2^{+0.8}_{-1.1})$ 百分比（降低了 χ^2 = 1.13，ndf = 99）。该数值与 ∼ 70% 的 Mu形成效率以及扩散过程中的后续寿命损失相一致。

根据 PSI 强度最高的束线在本研究所用动量下的 μ子率 $R_\mu(p_\mu)$（πE5），可利用上述转换效率 $R_{\mathrm{Mu}} = \eta_{\mathrm{Mu}} \cdot R_\mu$ 估算预期的 μ 子素率。

表1： 各类源在各自优化后的 μ^+ 动量（p_μ）下，潜在真空μ子率 $R_{\mathrm{Mu}} = \eta_{\mathrm{Mu}} * R_\mu$ 的比较。气凝胶和氦 II（SiO_2 薄膜）靶的初始 μ子率 R_μ 基于 PSI 的 E5（LEM）束线产额，并采用直径为 $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ 的孔径进行准直。

靶	p_μ [MeV/c]	R_μ [s^{-1}]	η_{Mu} [百分比]	R_{Mu} [s^{-1}]
气凝胶	23	1.1×10^7	3.5	4×10^5
SiO_2 薄膜	1	3.0×10^3	20	6×10^2
氦 II	12.5	1.2×10^6	8.2	1×10^5

超热源与现有真空Mu源的预期性能对比汇总于表 1（见方法）。氦 II 靶产生的真空Mu率与性能最佳的室温气凝胶靶相当 [51], , 而其在图 4a 中所示的纵向速度分布比温度为 100 K、产额最低的热源窄一个数量级 [37]。

Mu重力实验的可行性很大程度上取决于新束流的参数。考虑图中示意的通用三光栅干涉仪。4b，其中 L为光栅之间的距离。前两个光栅（G1、G2）上的衍射会在第三个光栅（G3）所在位置形成干涉条纹。重力加速度会使该图样发生垂直位移 $\Delta x = g_{\mathrm{Mu}} t_i^2/2$，其中 $t_{\mathrm{i}} = L/v$ 为光栅之间的飞行时间。通过测量透过的Mu原子数随 G 的垂直位移变化，可以测得这一相移 3 [32]。最小可观测加速度（Δa）可表示为 [31]:

$$\Delta a = \frac{1}{2\pi t_{\mathrm{i}}^2} \frac{d}{C\sqrt{N}} \qquad (1)$$

其中 C为干涉图样的对比度，$d \approx 100\,\mathrm{nm}$ 为根据制造限制选定的光栅周期 [52],，而 N 表示 G3 后探测到的原子总数。从 N_0 个原子开始，μ^+ 衰变会将探测到的数量限制为 $N \propto N_0 e^{-2t_{\mathrm{i}}/\tau_\mu}$，这定义了灵敏度最高时的最佳相互作用时间 $t_i \approx 4.5\mu$s （图 4c），以及相应的光栅间距 $L = 9.6$ mm。

基于部分相干波的保守计算[53] 预测，在沿光轴延伸的 ∼1μm区域内可形成对比度为 $C > 0.35$的高可见度条纹图样，适用于光栅对准（见方法）。较小的角发散也能最大限度地减少孔径相关损耗；使用热束时，这种损耗会十分显著。结合 PSI 预期的 μ子素通量 $R_{\mathrm{Mu}} \sim 1 \times 10^5$ s^{-1}，该源有望在 ∼100天的测量时间内，以 $\Delta a/g \approx 0.01$ 的相对精度测量重力加速度。

在展望μ子素1S-2S激光光谱学时，激光束腰直径范围内较高的Mu原子数密度

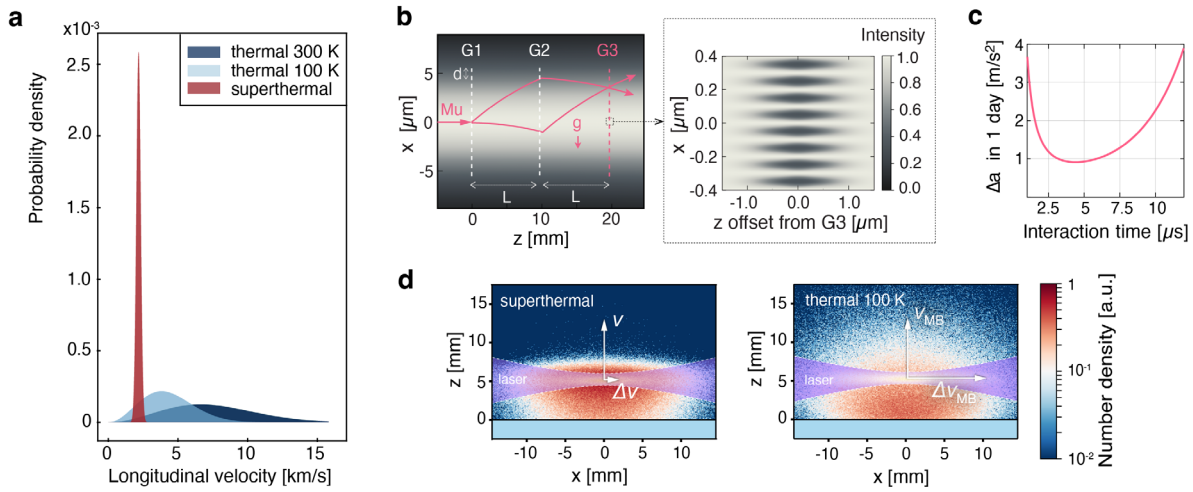

图 4：超热束的特性及其可能的应用。 (a) 真空中 μ子素的速度分布：新型超热源采用最保守的估算（$\Delta v = 150$ m/s）（红色），与室温热源（深蓝色）和已展示的温度最低（低强度）100 K 热源（浅蓝色）进行比较。(b) 超热束穿过干涉仪时的模拟强度分布（灰度渐变），以及优化后的光栅位置示意图。右侧为 G3 的放大图，显示干涉图样。(c) 假设光栅周期为 $d = 100$ nm，PSI 的 π E5 束线在 1 天内对重力加速度的灵敏度随相互作用时间 t_i 的变化。(d) μ子素形成后 3.5 μs 时模拟得到的 Mu 分布，与激光束重叠。假设扩散时间相同，对超热束和 100 K 热源进行比较。

$\omega < 1$ 毫米至关重要。μ子到达后 3.5 μ秒时 Mu原子的模拟空间分布（图 4d）显示了超热束与一种 100 K 热源的情况。该热源由多孔 SiO_2 提出，供最新的光谱实验 [10],采用相同的扩散时间，以便公平比较。热源中的原子迅速扩散开来，而超热束则形成紧凑、不扩散的云团，其展宽仅由扩散时间差异造成。根据表1中的速率进行缩放，超热源可使激光探测到的 Mu原子数量增加近 10^3 倍。原子速度较低也会使渡越时间展宽（$\propto v/\omega$）减半，而狭窄的速度分布则会使二阶多普勒频移修正（$\propto v\Delta v$）中的主要不确定性降低一个数量级。结合先进的激发方案， [10], 这些优势有望将 1S–2S 跃迁频率测量的精度提升至亚千赫兹水平。

在本研究中，我们展示了一种新颖的方法：利用化学势推动原子进入真空，从而将传统的 μ^+ 束流高效转化为超流氦中的真空Mu。相对于纵向速度（$v \approx 2180$ m/s），其狭窄的速度分布（$\Delta v < 150$ m/s）使该源具有超热特性，类似于由喷嘴产生的高品质原子束；同时，其产额也被发现与最佳扩散热Mu源相当。初步估算表明，这种新束流适用于干涉测量，并可在SM第二代实验中以百分比级精度检验WEP。高计数率和提升的束流品质也为激光光谱实验带来了范式转变，从而能够精确测定μ子质量并检验束缚态量子电动力学。LEM-ING合作组目前正致力于利用这些成果，其中包括实现首次Mu干涉测量。

方法

束线与低温转换器的设计

来自PSI的CHRISP设施低强度 πE1束线 [54] 的正缪子通过专用束流线段输送，该线段具有 30° 垂直向下的弯转。磁元件和束流传播采用COMSOL Multiphysics [55] 和Geant4软件包 [48,49]进行了优化（见图5a）。为此设计的垂直弯转磁铁配备了 12×6 匝叠片线圈，最大可承载60 A电流，并采用定义梯形磁场的H型轭铁。孔径宽度为 $\sim$ 80 mm，平均磁场长度为40 cm，这是磁场品质与粒子传输之间的折中。末端 πE1四极磁铁的集体聚焦作用与梯形偶极场共同形成了近似对称的束流剖面。利用可伸缩束流扫描仪对该剖面进行了测量和优化，得到 <15 mm的FWHM束腰，束流率为 $R_\mu \sim 1.5 \times 10^4\ \mu^+/\text{s}$，能量为 $p_\mu = 12.5$ MeV/c （图5b）。

μ子素束流穿过一个厚度为 40 mm 的黄铜准直器，该准直器置于低温腔室前方，设有 12×25 mm^2 的垂直孔径。用于标记入射 μ子素的 μ子入口探测器安装在该准直器的出口处。探测器由一片厚度为 (22±7) μm 的薄塑料闪烁体箔（EJ-212）组成，其边缘粘接在丙烯酸框架上，可将微弱的闪烁光高效耦合并导出至八个硅光电倍增管（AdvanSiD SiPM）。被标记的 μ子穿过三层热屏蔽；屏蔽层的孔径上覆盖着厚度为 ~ 2 μm 的镀铝聚酯薄膜，随后 μ 子经由厚度为 (6.0±1.5) μm 的钛束窗进入靶腔。

中心动量p_μ 和动量带宽 $\Delta p_\mu/p_\mu$ ≈1。5%（半高全宽）通过调整磁铁电流并按照预设值调节束线中的狭缝来设定；这些预设值针对表面μ子束流，但容易产生不确定性。

阻止本领还受到上述钛箔和入口探测器材料厚度不确定性的影响。因此，通过调节磁铁电流并监测靶中的 μ^+ 束流，开展了实验射程测量；当 μ^+ 衰变次数突然增加时，表明 p_μ^0 束流已穿过减速器层的极限位置。测得的 p_μ^0 动量比模拟预期值小*0.3*兆电子伏特每光速，但仍处于上述不确定性范围内。在后续模拟中，采用修正后的 p_μ = 12.5 兆电子伏特每c实验动量和标称减速器厚度，得到图1b所示的停止分布，μ子素的平均深度为$h = 35$ μm。射程测量的不确定性带来 $\delta h \sim 15$ μm 的不确定性，在估算扩散速度的系统不确定性时已将其纳入考虑。

氦 II 靶盛放在一个无氧高导电铜腔室内，该腔室安装在一台定制的稀释制冷机上 [56] ，其尾部和屏蔽结构均针对本实验进行了优化。腔室的侧壁朝向探测器阵列逐渐减薄至 < 1 mm，以尽可能减少衰变正电子的散射。靶气体为同位素纯^{4}He，其同位素比为 ^{3}He/^{4}He $\approx 10^{-12}$。 ^{4}He 气体经过反复测量，从室温缓冲容积中充取；该缓冲容积为 1.0 L，气体经两根毛细管输送至腔室。采用这种方法，液体表面的深度可调节至 $\pm$ 0.3 mm 的精度。

高同位素纯度对于观测发射出的 μ子素原子至关重要。我们此前尝试使用市售高纯度（99.9999 %，6N）、具有天然丰度的氦气（^{3}He/^{4}He $\sim 10^{-6}$），但未能实现真空发射；这是因为 ^{3}He 杂质聚集在表面并充当散射中心。

使用两只经校准的 Lake Shore Cryotronics Cernox 传感器测量温度，精度为 5mK。传感器分别安装在腔室顶部和底部。由于观测到的现象对低于 $T < 0.3$K时的精确温度不太敏感，因此低温恒温器在基温下自由运行；两个传感器测得的基温随时间漂移，分别介于 $T_{\rm top} \approx 170 - 195$ mK和 $T_{\rm bot} \approx 225 - 235$ mK之间。

200 mK 下 μ 子素形成的观测

通过μ子素在微弱的残余磁场（$\sim 50 - 100$ μT）中的三重态进动，观测到了μ子素形成；该磁场以地磁场为主 [57]。正缪子沿其自旋方向优先发射衰变正电子，因此，最初极化的μ子或μ子素原子中极化部分的自旋进动，会在周围的探测器中呈现为振荡信号。通过考察左侧（($N_{\rm l} - N_{\rm r}$)/($N_{\rm l} + N_{\rm r}$) 与右侧探测器计数（$N_{\rm l}$）$N_{\rm r}$之间的时间依赖不对称性1∧，并使用图1∧6所示的LC1∧LF4和RC1∧RF4符合事件，可增强该信号。在如此低的磁场下，μ子素三重态进动$\omega_{\rm Mu}$ 是唯一能在μs 时间尺度上观测到的信号，其速度显著快于μ子进动， $\omega_\mu \approx \omega_{\rm Mu}/105$。不对称性很早便出现，这表明大多数Mu原子在停止后立即形成，或在$\tau_{\mu\to{\rm Mu}} \ll 1/\omega_{\rm Mu}$的时间尺度内形成；这与此前在较高温度下的早期观测结果一致 [44]。

定量缪子自旋共振测量需要有良好控制的磁场，但研究人员监测了振幅的相对变化，在低于0.7 K时未发现显著变化。这表明，低温下的形成效率相较于此前测得的 $\sim$ 90%（0.7 K时）并未大幅改变 [42], ；这一结果也与当前发射测量所暗示的 $>$ 70%形成效率一致（见下文）。

时间谱的处理

图 2 所示的时间谱由近端和远端探测器在 40 ns 符合时间窗内记录的符合计数构成，而 $t = 0$ 由入口计数器定义。将左侧 $N_{\rm l}(t)$ 和右侧 $N_{\rm r}(t)$探测器对的谱相加，以增大立体角并抵消自旋进动的影响： $N_{\rm raw}(t) = N_{\rm l}(t) + N_{\rm r}(t)$（图 9a）。将以时间 t为中心的每个时间区间内的计数及统计误差条乘以 exp (t/τ_μ)，以补偿缪子衰变： $N_{\rm lt}(t) = N_{\rm raw}(t) \cdot e^{t/\tau_\mu}$。在这些寿命校正谱中，靶壁和靶底中的 μ^+ 衰变表现为从 $t = 0$ 开始的恒定背景（图 9b）。对于第1至第4层，通过对最初 1 μs 内的计数取平均来计算恒定的缪子本底；在此时间段内，探测器接收度范围内预计不会有 Mu原子。背景， $N_{\rm bg} = \frac{1}{N}\sum_{t=0}^{t=1\mu{\rm s}} N_{\rm lt}(t)$ —，其中 N 表示0至1μs窗口中的箱数，从寿命校正谱中扣除该部分，以获得仅包含真空Mu信号的谱$N_{\rm final}$（t） $= N_{\rm lt}$（t） $- N_{\rm bg}$ （图9c）。直方图仅在这最后一步之后才重新分箱为200 ns宽。

所得谱采用Gumbel分布进行拟合，该分布被选作能够良好描述数据且自由度最低的偏斜检验函数（约化 χ^2 = 1分别为第1至第4层的0.24、1.26、1.02、1.57，其中ndf = 42）。拟合函数为 f（t） $= f_0 e^{-(z+e^{-z})}$，其中$z = \frac{t-\gamma}{\beta}$，拟合参数 f_0、 γ和 β 分别表示峰值振幅、峰位置和宽度。峰位置 γ给出了μ子素传播至各层的平均传播时间，并在图9d中将其绘制为相对于液体表面高度的函数。线性拟合的斜率给出了真空中μ子素传播速度的初步估计值 ~ 2.1 km/s，而液体表面处零距离对应的时间偏移则给出了氦 II中的扩散时间（$\sim$ 2μs）。这些数值用于蒙特卡洛模拟的初始参数化，并通过改变它们进行了详细分析。

对于采用 C1 ∧F4 符合事件（图2c）绘制的 Mu 发射图，由于动力学可能在较早时刻开始，且信号代表 Mu 的逸出（而非出现），因此未扣除本底。

逸出的 Mu原子数量也通过直接分析原始时间谱得到：根据对前几个时间区间（$t <$ 1μs）拟合的指数衰变曲线，统计晚期缺失的衰变数。该模型无关方法得出的结果为 $\eta_{\rm Mu} = (8.6 \pm 0.8)$百分比，与蒙特卡罗模拟的结果一致。

μ子素扩散与发射的模拟

使用 Geant4 框架 [48, 58]对从氦 II 发射的 μ子素束进行了建模。首先，停止分布

使用如上所述的实验射程测量法模拟了氦 II 中 μ^+ 的停止分布，并将其作为 Mu原子的初始位置。

由于缺乏微观模型，氦 II 中的热化和扩散是基于简单的考量以及其他杂质已测得的输运性质进行建模的。假设最初处于高温的 Mu原子首先通过产生集体激发而热化，直到达到由色散关系所定义的运动学极限；该色散关系具有旋子极小值（$\Delta E_{\mathrm{rot}}/k_{\mathrm{B}} \approx 8.6$ K，$p_0 \approx 1.9$ Å^{-1}）。对于重粒子，这一极限是朗道速度（$v_L \approx 60$ m/s），但具体动力学取决于杂质的有效质量以及复杂的流体动力学效应。大多数原子和负离子会在氦 II 中造成较大的（纳米级）缺陷，并引起流体动力学回流，从而产生较大的有效质量（$m^* > 50\, m_{^4\mathrm{He}}$，其中$m_{^4\mathrm{He}}$是 ^{4}He 的原子质量 [59, 45]）。对于离子，随之产生的涡旋成核等流体动力学效应会将氦 II 中的有效速度限制在 $v_{\max} < 1$m/s；在饱和蒸气压下 [45]，这一速度将使 Mu原子无法在其寿命内逸出氦 II。另一方面，预计Mu原子造成的缺陷要小得多，约为 $m^*_{\mathrm{Mu}} \approx 2.5\, m_{^4\mathrm{He}}$，这是根据氢和氦同位素的计算和测量性质得出的 [40, 60]。这一数值更接近氦 II 中 ^{3}He 的有效质量（$m^*_{^3\mathrm{He}} \approx 1.5 m_{^4\mathrm{He}}$）；已知该粒子会发生快速（弹道）扩散，且只与热激发的声子发生散射 [46]。在 $T < 0.3$ K 下的热化也可能强烈依赖相关长度尺度，且无法预测速度分布。我们没有对其进行建模，而是假设 Mu 存在一个速度上限，在该速度以下会发生近似弹道传播。因此，氦 II 中每个 Mu原子的速度均从均匀分布中抽样 $[0, 2 \cdot v_{\mathrm{diff}}]$，并以各向同性方式从由$\mu^+$ stop 所定义的起点发射。考虑到在 $T < 200$ mK 下声子稀少（$\rho_{\mathrm{ph}} \propto T^3$） [46]，且纯化液体中的 ^{3}He 杂质含量很低，在观测到的 μs 扩散时间内发生碰撞的可能性很小，因此假设原子沿弹道轨迹运动至表面。该原子系综的平均扩散速度v_{diff} 是模拟中的一个可变参数。

通过在扩散速度 $\vec{v}_{\mathrm{diff}}$ 上添加额外的速度分量 $\vec{v}$，对 μ子素向真空中的发射进行建模。我们考虑了多种情形，并在本文中展示其中两种。（1）超热束：沿表面法线方向添加一个恒定的 $\vec{v}$，其依据是这样的假设：μ子素离开氦 II 的平坦表面时，会从正化学势中获得（单能的）动能。（2）热束：我们选择了最符合整体实验数据的 Maxwell-Boltzmann 速度分布（$T \approx 50$ K），并根据 $\cos\theta$ 角分布随机取样确定其方向，其中 θ 为相对于表面法线的发射角。随后，我们对表面上方的 μ子素轨迹进行传播，并利用后续衰变正电子轨迹的探测器响应生成模拟时间谱，再将其与测量结果进行比较。

定向束模型包含两个自由参数：平均扩散速度 v_{diff} 和表面逸出时获得的纵向速度 v。我们进行了二维参数扫描，对于每一组参数，计算了相应的 p值，用于 χ^2 检验，比较模拟时间谱与测量时间谱 [50]。最佳拟合值对应于最大的 p值，而不确定度则确定为 p值 = 0.05 的区域，该区域代表 90%置信区域。由此得到平均扩散速度为 $v_{\mathrm{diff}} = (26^{+6}_{-4})$m/s，纵向速度为 $v = (2180^{+160}_{-130})$ m/s，如图7所示。

超越热贡献的速度分布估算

为评估可能的表面相互作用对逸出μ子素速度分布的影响，我们独立模拟了Mu发射过程。为进行一般性描述，假设速度分布为高斯分布，其中心速度为2180 m/s，各向同性速度展宽可变，范围为 σ_v。较大的速度展宽会导致原子云扩散，并表现为连续探测器层上升沿的变化。对于每个 σ_v，我们通过计算第2至第4层相对于第1层上升沿陡峭程度的 χ^2，将模拟时间谱与实测时间谱进行比较。结果发现，$\sigma_v \approx$80至150 m/s范围内的速度展宽仍与数据相符，置信水平为90%（见图8），其中 $\sigma_v \approx 100$ m/s为最佳拟合值。为评估束流品质，我们选取保守的上限 $\sigma_v < 150$ m/s，并假设各方向的速度展宽均为各向同性。

干涉测量的灵敏度计算

灵敏度的初步估算基于对三光栅干涉仪中相位测量的简单分析，参见例如文献 [31]。除衰变损失外，可探测原子的数量 N 还会因几何因子$N = N_0 \alpha \vartheta_G^3 \eta_D \cdot e^{-2t_i/\tau_\mu}$ 而进一步减少。干涉仪的接收度（α）表示能够通过第一和第三块光栅的 1 cm^2 孔径的原子比例。利用简单的蒙特卡罗模型可知，具有 $\sim \cos\theta$ 角分布的热（Maxwell-Boltzmann）束流在此处会遭受较大损失；当飞行时间长度为$v_{\mathrm{th}} \approx 6600$ m/s、$L_{\mathrm{th}} \approx 29$ mm时，在 4.5 μs 的最佳飞行时间下，损失为 $\alpha_{\mathrm{th}} \approx 0.07$。相比之下，预计新型超热束具有 $\alpha \approx 0.95$接收度。单块光栅的透射率（$\vartheta_G \approx 0.35$）和探测效率（$\eta_D \approx 0.75$）会进一步降低测得的 N；上述估算基于光栅的几何结构以及探测器的立体角覆盖范围。

干涉图样的强度最小值（$I_{\min}$）和最大值（$I_{\max}$）所定义的预期对比度（$C = \frac{I_{\max}-I_{\min}}{I_{\max}+I_{\min}}$），是利用部分相干波动光学的互强度函数以及粒子束的高斯壳层模型 [53] 计算得出的。原子的德布罗意波长为 $\lambda_{\mathrm{Mu}} \approx 1.5$ nm，对应的塔尔博特长度为 $L_{\mathrm{T}} = \frac{2d^2}{\lambda_{\mathrm{Mu}}} \approx 14$μm。这意味着最佳光栅间距将处于远场区域（$L \gg L_{\mathrm{T}}$）。另一方面，较大的孔径尺寸使得主衍射级次无法在距离 L 处分离，这意味着第二光栅仍位于孔径近场。

聚焦缪子束的典型束腰尺寸决定了初始束宽为 $A_0 = 10$ mm。横向相

干宽度 ℓ_0 由超热源的角发散上限 $\alpha \approx \Delta v/v \approx 70$ mrad 保守估算，使用了范西特-泽尼克定理 $\ell_0 \approx \lambda/\alpha = 22$ nm。由于氦 II 的表面平坦，假定超热源的波前曲率 r_0 远大于干涉仪的长度。所得对比度还取决于光栅的开口率 ν，其中 $C = 0.5$ 适用于 $\nu = 0.45$。值得注意的是，由于光源主要为非相干光（$\ell_0 \approx d/4$），超热束的真正优势在于沿光轴方向可接受的高对比度区域相对较宽（$>$ 1μm）。这使得光栅在纵向上可以存在失准（俯仰-偏转），而 G2 和 G3 的旋转对准则是唯一的关键点。考虑到尺寸较小（$L \approx 10$mm），因此采用整体式 Si 器件。

上述对比计算是保守的，因为该定向束的有效孔径（$A_{\text{eff}} < 1$ mm，即 G1 中粒子能够到达 G3 的区域）显著小于源尺寸，后者应视为进一步的准直。另一个明显优势是该束流几乎具有单一能量，这预示着其在引力作用下的相互作用时间和相位移几乎均匀。

用于激光光谱学的各种 Mu 束流比较

为了比较不同 Mu源对 1S-2S 激光光谱学的适用性，我们根据各自的束流特性，模拟了三种源的 Mu发射。绝对真空Mu速率（见表 1）计算为 $R_{\text{Mu}} = \eta_{\text{Mu}} \cdot R_\mu$，其中转换效率 η_{Mu} 取决于 μ^+ 动量。为估算 R_μ（即输送至 10×10mm^2 靶的最大可用 μ^+ 速率），我们考察了 PSI 的两条束线。对于亚表面缪子，πE5 束线以 $p_\mu = 28$ MeV/c 的能量向 $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 10$mm 束斑 [61]输送 $R_\mu = 1.5 \times 10^8$ μ^+/s 的通量。在这里，μ子速率遵循 $R_\mu \propto p_\mu^{3.5}$ [62]的幂律。对于低能缪子，LEM束线以 E_μ^{kin} =5 keV（p_μ = 1 MeV/c）的能量向 $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 7$ mm 束斑[63]输送 $R_\mu = 3 \times 10^3$ μ^+/s 的通量。为估算连续波激光器能够探测的原子数，我们将 $\phi_{\text{Mu}}^{\text{laser}}$定义为：穿过相距 1 mm、且位于距靶表面不同距离处的两个 1×1 mm^2 平面的 Mu原子通量。与所提出的低温 Si O_2 源相比，氦 II 源使激光能够探测的原子数增加了 ≈ 800倍。

数据和代码可用性

如有需要，可向通讯作者索取数据集和分析代码。

致谢

作者谨此感谢 E. Krotschek 就超流氦中氢同位素的化学势所进行的讨论。我们非常感谢 P. McClintock 和 D. Zmeev 提供同位素纯氦，并就杂质迁移率进行了宝贵的讨论。我们感谢本科生 R. Hamp 和 R. Koch 在束流时间期间给予的热情支持，也感谢 HIPA 和 PSI 的支持团队提供稳定的束流，并感谢 PSI 和 ETHZ 的工坊及时、精确地制造机械部件。最后但同样重要的是，Ben van der Brandt 已无法再接受我们的感谢，这令我们深感悲痛。他曾在早期可行性研究中为低温工程提供了宝贵指导，却遗憾地未能看到这一成果。

本研究由 SNSF Ambizione资助（编号：PZ00P2185975）和 SNSF 项目基金 200441 资助。

作者贡献

A.S. 提出了实验方法，该方法基于 D.T. 关于缪子减速的构想，以及 K.K.、A.A. 和 A.K. 早先开展的工作。A.S. 设计了低温靶及其连接硬件。J.Z. 使用蒙特卡罗模拟优化了探测器配置。A.S.、J.Z. 和 D.G. 开发了低温探测器和电子学系统。M.B. 提供了稀释单元和慢控制支持，A.S.、J.Z. 和 P.W. 则针对本实验对其进行了改造。A.S.、J.Z. 和 A.A. 设计并建造了用于 μ子的弯曲束线。A.A. 设计了薄箔入口探测器。D.G. 和 A.S. 开发了可伸缩的束流剖面探测器。D.G. 使用 F.W. 和 A.K. 提供的前端代码和数字化仪编写了数据采集程序。J.Z. 进行了蒙特卡罗分析，A.S. 和 R.W. 完成了光学计算。A.S. 和 J.Z. 撰写了论文。所有作者均参与了数据采集和论文的最终定稿。

参考文献

1. Einstein, A. 广义相对论基础。《物理年鉴》**354**。doi：10.1002/andp.19163540702 (1916)。2. Albers, H., Herbst, A., Richardson, L. L., Heine, H., Nath, D., Hartwig, J., Schubert, C., Vogt, C., Woltmann, M., Lämmerzahl, C., Herrmann, S., Ertmer, W., Rasel, E. M. 和 Schlippert, D. 使用铷和钾对自由落体普适性进行量子检验。《欧洲物理学杂志*D*辑》**74**。doi：10.1140/epjd/e2020-10132-6 (2020)。3. Asenbaum, P., Overstreet, C., Kim, M., Curti, J. 和 Kasevich, M. A. 在 级进行原子干涉等效原理检验。级。《物理评论快报》**125**。doi：10.1103/PhysRevLett.125.191101(2020)。4. Schmiedmayer, J. 中子的引力质量与惯性质量等效性。《核仪器与方法*A*辑》**284**。doi：10.1016/0168-9002(89)90248-9(1989)。5. Anderson, E. K., Baker, C. J., Bertsche, W., Bhatt, N. M. , Bonomi, G., Capra, A., Carli, I., Cesar, C. L., Charlton, M., Christensen, A., Collister, R., Cridland Mathad, A., Duque Quiceno, D., Eriksson, S., Evans, A., Evetts, N., Fabbri, S., Fajans, J., Ferwerda, A., Friesen, T., Fuji- wara,M. C., Gill, D.R.,Golino, L.M.,Gomes Gonçalve s, M.B.、Grandemange, P.、Granum, P.、Hangst, J. S.、Hayden, M. E.、Hodgkinson, D.、Hunter, E. D.、Isaac, C. A.、

Jimenez, A. J. U., Johnson, M. A., Jones, J. M., Jones, S. A., Jonsell, S., Khramov, A., Madsen, N., Martin, L., Massacret, N., Maxwell, D., McKenna, J. T. K., Menary, S., Momose, T., Mostamand, M., Mullan, P. S., Nauta, J., Olchanski, K., Oliveira, A. N., Peszka, J., Powell, A., Rasmussen, C. Ø, Robicheaux, F., Sacra- mento, R. L., Sameed, M., Sarid, E., Schoonwater, J., Silveira, D. M., Singh, J., Smith, G., So, C., Stracka, S., Stutter, G., Tharp, T. D., Thompson, K. A., Thompson, R. I., Thorpe-Woods, E., Torkzaban, C., Urioni, M., Woosaree, P. & Wurtele, J. S. 观测引力对反物质运动的影响。《自然》 **621.**doi:10.1038/s41586-023-06527-1 (2023年). 6. Karshenboim, S. G. 简单原子的精密物理：量子电动力学检验、核结构和基本常数。《物理报告》 **422.** doi:10.1016/j.physrep.2005.08.008 (2005). 7. Meyer, V., Bagayev, S. N., Baird, P. E. G., Bakule, P., Boshier, M. G., Breitrück, A., Cornish, S. L., Dychkov, S., Eaton, G. H., Grossmann, A., Hübl, D., Hughes, V. W., Jungmann, K., Lane, I. C., Liu, Y.-W., Lucas, D., Matyugin, Y., Merkel, J., Zu Putlitz, G., Reinhard, I., Sandars, P. G. H., Santra, R., Schmidt, P. V., Scott, C. A., Toner, W. T., Towrie, M., Träger, K., Willmann, L. & Yakhontov, V. μ子素中1 s - 2 s能级间隔的测量。《物理评论快报》 **84.** doi:10.1103/PhysRevLett.84.1136 (2000). 8. Liu, W., Boshier, M. G., Dhawan, S., Van Dyck, O., Egan, P., Fei, X., Grosse Perdekamp, M., Hughes, V. W., Janousch, M., Jungmann, K., Kawall, D., Mariam,F. G., Pillai, C., Prigl, R., Zu Putlitz, G., Reinhard, I., Schwarz, W., Thompson, P. A. & Woodle, K. A. μ子素基态超精细结构间隔及μ子磁矩的高精度测量。《物理评论快报》 **82.**doi:10.1103/PhysRevLett.82.711 (1999). 9. Willmann, L., Schmidt, P. V., Wirtz, H. P., Abela, R., Baranov, V., Bagaturia, J., Bertl, W., Engfer, R., Groß- mann, A., Hughes, V. W., Jungmann, K., Karpuchin, V., Kisel, I., Korenchenko, A., Korenchenko, S., Kravchuk, N., Kuchinsky, N., Leuschner, A., Meyer, V., Merkel, J., Moiseenko, A., Mzavia, D., Zu Putlitz, G., Reichart, W., Reinhard, I., Renker, D., Sakhelashvilli, T., Träger, K. & Walter, H. K. μ子素向反μ子素转化搜索的新限制。《物理评论快报》**82.** doi:10.1103/PhysRevLett.82.49(1999). 10. Crivelli, P. μ-MASS（μ子素激光光谱学）实验。《超精细相互作用》 **239.** doi:10.1007/s10751-018-1525-z (2018). 11. Ohayon, B., Janka, G., Cortinovis, I., Burkley, Z., Borges, L. D. S., Depero, E., Golovizin, A., Ni, X., Salman, Z., Suter, A., Vigo, C., Prokscha, T., Crivelli, P. & μ-MASS Collaboration. μ子素兰姆位移的精密测量。《物理评论快报》 **128.** doi:10.1103/PhysRevLett.128.011802 (2022年). 12. Strasser, P., Abe, M., Asai, K., Fukumura, S., Fushi- hara, M., Goto, Y., Ino, T., Iwai, R., Kanda, S., Kawa- mura, S., 等。在J-PARC对μ子素和μ介子氦超精细结构的精密测量。《欧洲物理学杂志》《物理学杂志*D*》**79**，20. doi:10.1140/epjd/s10053-025-00959-2 （2025年）。

13. 缪子 g−2 合作组，Aguillard, D. P., Albahri, T., Allspach, D., Anisenkov, A., Badgley, K., Baeßler, S., Bailey, I., Bailey, L., Baranov, V. A., Barlas-Yucel, E., Barrett, T., Barzi, E., Bedeschi, F., Berz, M., Bhat- tacharya, M., Binney, H. P., Bloom, P., Bono, J., Bot- talico, E., Bowcock, T., Braun, S., Bressler, M., Can- tatore, G., Carey, R. M., Casey, B. C. K., Cauz, D., Chakraborty, R., Chapelain, A., Chappa, S., Charity, S., Chen, C., Cheng, M., Chislett, R., Chu, Z., Chupp, T. E., Claessens, C., Convery, M. E., Corrodi,S., Cotrozzi, L., Crnkovic, J. D., Dabagov, S., Debevec, P. T., Di Falco, S., Di Sciascio, G., Drendel, B., Driutti, A., Dug- inov, V. N., Eads, M., Edmonds, A., Esquivel, J., Fa- rooq, M., Fatemi, R., Ferrari, C., Fertl, M., Fienberg, A. T., Fioretti, A., Flay, D., Foster, S. B., Friedsam, H., Froemming, N. S., Gabbanini, C., Gaines, I., Galati, M. D., Ganguly, S., Garcia, A., George, J., Gibbons, L. K., Gioiosa, A., Giovanetti, K. L., Girotti, P., Gohn, W., Goodenough, L., Gorringe, T., Grange, J., Grant, S., Gray, F., Haciomeroglu, S., Halewood-Leagas, T., Hampai, D., Han, F., Hempstead, J., Hertzog, D. W., Hesketh, G., Hess, E., Hibbert, A., Hodge, Z., Hong, K. W., Hong, R., Hu, T., Hu, Y., Iacovacci, M., Incagli, M., Kammel, P., Kargiantoulakis, M., Karuza, M., Kas- par, J., Kawall, D., Kelton, L., Keshavarzi, A., Kessler, D. S., Khaw, K. S., Khechadoorian, Z., Khomutov, N. V., Kiburg, B., Kiburg, M., Kim, O., Kinnaird, N., Kraegeloh, E., Krylov, V. A., Kuchinskiy, N. A., Labe, K. R., LaBounty, J., Lancaster, M., Lee, S., Li, B., Li, D., Li, L., Lo- gashenko, I., Lorente Campos, A., Lu, Z., Lucà, A., Lu- kicov, G., Lusiani, A., Lyon, A. L., MacCoy, B., Madrak, R., Makino, K., Mastroianni, S., Miller, J. P., Miozzi, S., Mitra, B., Morgan, J. P., Morse, W. M., Mott, J., Nath, A., Ng, J. K., Nguyen, H., Oksuzian, Y., Omarov, Z., Osofsky, R., Park, S., Pauletta, G., Piacentino, G. M., Pilato, R. N., Pitts, K. T., Plaster, B., Po˘cani´c, D., Pohlman, N., Polly, C. C., Price, J., Quinn, B., Qureshi, M. U. H., Ramachandran, S., Ramberg, E., Reimann, R., Roberts, B. L., Rubin, D. L., Santi, L., Schlesier, C., Schrecken- berger, A., Semertzidis, Y. K., Shemyakin, D., Sorbara, M., Stöckinger, D., Stapleton, J., Still, D., Stoughton, C., Stratakis, D., Swanson, H. E., Sweetmore, G., Sweigart, D. A., Syphers, M. J., Tarazona, D. A., Teubner, T., Tewsley-Booth, A. E., Tishchenko, V., Tran, N. H., Turner, W., Valetov, E., Vasilkova, D., Venanzoni, G., Volnykh, V. P., Walton, T., Weisskopf, A., Welty-Rieger, L., Win- ter, P., Wu, Y., Yu, B., Yucel, M., Zeng, Y. & Zhang, C. 正缪子的反常磁矩测量，精度为0.20百万分率。《物理评论快报》**131**。doi:10.1103/PhysRevLett.131.161802 （2023年）。

14. Delaunay, C., Ohayon, B. & Soreq, Y. 从 μ子素光谱学独立测定 μ子 g−2 的方法。《物理评论快报》**127**。doi:10.1103/PhysRevLett.127.251801 (2021年)。

15. Stadnik, Y.V. 利用μ子素和μ子原子搜寻超轻标量暗物质。《物理评论快报》**131**。doi:10.1103/PhysRevLett.131.011001 （2023年）。

16. Gomes, A. H., Kostelecký, V. A. & Vargas, A. J. 利用μ子进行洛伦兹对称性和 CPT 对称性检验。《物理评论*D*》**90,** 076009。doi: 10.1103/PhysRevD.90.076009 （2014年）。17. Wagner, T. A., Schlamminger, S., Gundlach, J. H. & Adelberger, E. G. 弱等效原理的扭秤检验。《经典与量子引力》**29**。doi: 10.1088/0264-9381/29/18/184002 （2012年）。18. MICROSCOPE合作组、Touboul, P., Métris, G., Rodrigues, M., Bergé, J., Robert, A., Baghi, Q., An- dré, Y., Bedouet, J., Boulanger, D., Bremer, S., Carle, P., Chhun, R., Christophe, B., Cipolla, V., Damour, T., Danto, P., Demange, L., Dittus, H., Dhuicque, O., Fayet, P., Foulon, B., Guidotti, P.-Y., Hagedorn, D., Hardy, E., Huynh, P.-A., Kayser, P., Lala, S., Lämmerzahl, C., Lebat, V., Liorzou, F., List, M., Löffler, F., Panet, I., Pernot-Borràs, M., Perraud, L., Pires, S., Pouilloux, B., Prieur, P., Rebray, A., Reynaud, S., Rievers, B., Selig, H., Serron, L., Sumner, T., Tanguy, N., Torresi, P. & Visser, P. MICROSCOPE任务：等效原理检验的最终结果。《物理评论快报》**129**。doi: 10.1103/PhysRevLett.129.121102 （2022年）。19. Williams, J. G., Turyshev, S. G. & Boggs, D. H. 月球激光测距对等效原理的检验。《经典与量子引力》**29**。doi: 10.1088/0264-9381/29/18/184004 （2012年）。20. Hughes, R. J. & Holzscheiter, M. H. 由回旋频率测量得出的反质子和正电子引力性质的限制。《物理评论快报》**66**。doi: 10.1103/PhysRevLett.66.854 （1991年）。21. Borchert, M. J., Devlin, J. A., Erlewein, S. R., Fleck, M., Harrington, J. A., Higuchi, T., Latacz, B. M., Voelk- sen, F., Wursten, E. J., Abbass, F., Bohman, M. A., Mooser, A. H., Popper, D., Wiesinger, M., Will, C., Blaum, K., Matsuda, Y., Ospelkaus, C., Quint, W., Walz, J., Yamazaki, Y., Smorra, C. & Ulmer, S. 对反质子与质子的电荷质量比进行的16万亿分之一精度测量。《自然》**601**。doi: 10.1038/s41586-021-04203-w （2022年）。22. Karshenboim, S. G. 中性介子振荡以及粒子与反粒子的等效原理。《物理与原子核快报》**6**。doi: 10.1134/S15474771090（2009年）。23. Apostolakis, A, Aslanides, E, Backenstoss, G, Bargassa, P, Behnke, O, Benelli, A, Bertin, V, Blanc, F, Bloch, P, Carlson, P, Carroll, M, Cawley, E, Chardin, G, Cher- tok, M. B, Danielsson, M, Dejardin, M, Derre, J, Ealet, A, Eleftheriadis, C, Faravel, L, Fetscher, W, Fidecaro, M, Filipˇciˇc, A, Francis, D, Fry, J, Gabathuler, E, Ga- met, R, Gerber, H. J, Go, A, Haselden, A, Hayman, P. J, Henry-Couannier, F, Hollander, R. W, Jon-And, K, Kettle, P. R, Kokkas, P, Kreuger, R, Le Gac, R, Leim- gruber, F, Mandi´c,I,Manthos,N, Marel, G, Mikuž,M,Miller, J, Montanet, F, Muller, A, Nakada, T, Pagels,B,Papadopoulos, I,Pavlopoulos, P, Polivka,G,Ricken-bach, R,Roberts, B.L, Ruf, T,Sakeliou, L,Schäfer, M,Schaller,L. A, Schietinger,T,Schopper, A,Tauscher,L, Thibault,C, Touchard, F, Touramanis, C, Van Eijk, C. W. E, Vlachos, S, Weber, P, Wigger, O, Wolter, M, Zavrtanik, D, Zimmerman, D, Ellis, J., Mavromatos, N. E & Nanopoulos, D. V. 使用中性 K 介子检验等效原理。《物理快报*B*》**452**。doi: 10.1016/S0370-2693(99)00271-3 (1999).24. Pérez, P.,Banerjee, D., Biraben, F.,Brook-Roberge, D.,Charlton, M., Cladé, P., Comini, P., Crivelli,P., Dalka-rov, O., Debu,P., Douillet, A., Dufour,G.,Dupré, P.,Eriksson, S., Froelich, P., Grandemange,P., Guellati,S.,Guérout,R., Heinrich, J. M., Hervieux,P.-A., Hilico,L., Husson, A., Indelicato, P., Jonsell,S., Karr, J.-P.,Khabarova,K., Kolachevsky, N., Kuroda, N., Lambrecht A., Leite, A. M. M., Liszkay, L., Lunney, D., Madsen, N., Manfredi, G., Mansoulié, B., Matsuda, Y., Mohri, A., Mortensen, T., Nagashima, Y., Nesvizhevsky, V., Nez, F., Regenfus, C., Rey, J.-M., Reymond, J.-M., Rey- naud, S., Rubbia, A., Sacquin, Y., Schmidt-Kaler, F., Sillitoe, N., Staszczak, M., Szabo-Foster, C. I., Torii, H., Vallage, B., Valdes, M., Van der Werf, D. P., Voronin, A., Walz, J., Wolf, S., Wronka, S. & Yamazaki, Y. GBAR反物质引力实验。超精细相互作用。**233**。doi:10.1007/s10751-015-1154-8(2015)。25. Doser, M., Aghion, S., Amsler, C., Bonomi, G., Brusa, R. S., Caccia, M., Caravita, R., Castelli, F., Cerchiari, G., Comparat, D., Consolati, G., Demetrio, A., Di Noto, L., Evans, C., Fanì, M., Ferragut, R., Fesel, J., Fontana, A., Gerber, S., Giammarchi, M., Gligorova, A., Guatieri, F., Haider, S., Hinterberger, A., Holmestad, H., Keller- bauer, A., Khalidova, O., Krasnický, D., Lagomarsino, V., Lansonneur, P., Lebrun, P., Malbrunot, C., Mari- azzi, S., Marton, J., Matveev, V., Mazzotta, Z., Müller, S. R., Nebbia, G., Nedelec, P., Oberthaler, M., Paci- fico, N., Pagano, D., Penasa, L., Petracek, V., Prelz, F., Prevedelli, M., Rienaecker, B., Robert, J., Røhne, O. M., Rotondi, A., Sandaker, H., Santoro, R., Smestad, L., Sorrentino, F., Testera, G., Tietje, I. C., Widmann, E., Yzombard, P., Zimmer, C., Zmeskal, J. & Zurlo, N. AEgIS（ELENA上的反氢实验）：脉冲冷反氢束物理展望。《皇家学会哲学汇刊*A*辑》**376**。doi:10.1098/rsta.2017.0274 (2018)。26. Cassidy, D. B. & Hogan, S. D. 利用里德伯正电子素进行原子操控和引力测量。《国际现代物理学会议系列》**30**。doi:10.1142/S201019451(2014)。27. Yang, Y.-B., Liang, J., Bi, Y.-J., Chen, Y., Draper, T., Liu, K.-F. & Liu, Z. 基于量子色动力学能动张量的质子质量分解。《物理评论快报》**121**。doi:10.1103/PhysRevLett.121.212001(2018)。28. Nieto, M. M. & Goldman, T. 反对“反引力”及反物质重力加速度的论据。《物理学报告》**205**。doi:10.1016/0370-1573(91)90138-C (1991年)。29. Villata, M. 广义相对论中的CPT对称性与反物质引力。《*EPL*》**94**。doi:10.1209/0295-5075/94/20001 (2011)。

30. Benoit-Lévy, A. & Chardin, G. 引入狄拉克-米尔恩宇宙。《天文学与天体物理学》537。doi:10.1051/0004-6361/201016103 (2012年)。31. Oberthaler, M. K., Bernet, S., Rasel, E. M., Schmied- mayer, J. & Zeilinger, A. 利用经典原子束进行惯性传感。《物理评论A》54。doi:10. 1103 / PhysRevA.54.3165 (1996)。32. Soter, A. & Knecht, A. 为新一代原子物理学和引力实验开发冷原子偶素束。《SciPost物理会议录》5。doi:10.21468/SCIPOSTPHYSPROC.5.031 (2021年)。33. Antognini, A., Crivelli, P., Gerchow, L., Hume, T. D., Kirch, K., Knecht, A., Nuber, J., Papa, A., Ritjoho, N., Sakurai, M., Soter, A., Taqqu, D., Vogiatzi, S. M., Zhang, J. & Ziegler, L. μ子素从气凝胶和沸石靶中的室温发射。《物理评论A》106。doi:10.1103/PhysRevA.106.052809 (2022年)。34. Beare, J, Beer, G, Brewer, J. H., Iijima, T, Ishida, K, Iwasaki, M, Kamal, S, Kanamori, K, Kawamura, N, Ki- tamura, R, Li, S, Luke, G. M., Marshall, G. M., Mibe, T, Miyake, Y, Oishi, Y, Olchanski, K, Olin, A, Otani, M, Rehman, M. A., Saito, N, Sato, Y, Shimomura, K, Suzuki, K, Tabata, M & Yasuda, H. 研究激光烧蚀二氧化硅气凝胶发射μ子素。《理论与实验物理进展》2020。doi:10 . 1093 / ptep / ptaa145 (2020)。35. Zhang, C., Hiraki, T., Ishida, K., Kamal, S., Kamioka, S., Mibe, T., Olin, A., Saito, N., Suzuki, K., Uetake, S. & Mao, Y. 模拟μ子素在二氧化硅气凝胶中的扩散及其在热μ子产生多层靶新型设计中的应用。《核仪器与方法A辑》1042。doi:10.1016/j.nima. 2022.167443 (2022年)。36. Javary, E., Thorpe-Woods, E., Cortinovis, I., Mähring, M., de Sousa Borges, L. & Crivelli, P. 正电子素和μ子素的双光子光学Ramsey–Doppler光谱。《欧洲物理学杂志D辑》79。doi:10.1140/epjd/ s10053-025-00960-9 (2025年)。37. Antognini, A., Crivelli, P., Prokscha, T., Khaw, K. S., Barbiellini, B., Liszkay, L., Kirch, K., Kwuida, K., Moren- zoni, E., Piegsa, F. M., Salman, Z. & Suter, A. μ子素在低温下从介孔薄膜向真空发射。《物理评论快报》108。doi:10.1103/PhysRevLett.108.143401 (2012年)。38. Taqqu, D. 用于超高品质μ子束的超慢偶素。《物理学程序》17。doi:10.1016/ j.phpro.2011.06.039 (2011)。39. Sótér, A., Aghai-Khozani, H., Barna, D., Dax, A., Venturelli, L. & Hori, M. 超流体 ^{4}He中反质子氦的高分辨率激光共振。《自然》603。doi:10.1038/s41586-022-04440-7 (2022年)。40. Saarela, M. & Krotscheck, E. 液态 ^{4}He中的氢同位素和^{3}He杂质。《低温物理学杂志》90。doi:10.1007/BF00681890 (1993)。41. Reynolds, M. W., Hayden, M. E. & Hardy, W. N. 1 K下氘原子的超精细共振。《低温物理学杂志》84。doi:10.1007/BF00681618 (1991年)。

42. Abela, R., Herlach, D., Morenzoni, E., Solt, G., Zimmermann, U., Gygax, F., Schenck, A., Eshchenko, D., Krasnoperov, E. & Meilikhov, E. 液态氦同位素中的μ子素。《*JETP*快报》**57** (1993). 43. Krasnoperov, E., Meilikhov, E., Abela, R., Herlach, D., Morenzoni, E., Gygax, F. N., Schenck, A. & Eschenko, D. 超流氦中的μ子素。《物理评论快报》**69.**doi：10.1103/PhysRevLett.69.1560 (1992). 44. Eshchenko, D. G., Storchak, V. G., Brewer, J. H., Morris, G. D., Cottrell, S. P. & Cox, S. F. 凝聚态稀有气体中的过量电子输运与延迟μ子素形成。《物理评论*B*辑》**66.** doi：10.1103/PhysRevB.66.035105 (2002). 45. McClintock, P. V. E. 超流氦中的离子。《*Phys- ica B*》*+C* **127.** doi：10.1016/S0378-4363(84)80047-9 (1984). 46. Lamoreaux, S. K., Archibald, G, Barnes, P. D., Buttler, W. T., Clark, D. J., Cooper, M. D., Espy, M, Greene, G. L., Golub, R, Hayden, M. E., Lei, C & Marek, L. J. 测量超流 ^{3}He中的氦质量扩散系数 ^{4}，温度范围为0.45–0.95 K。《*EPL*》**58** (2002). 47. Zhang, J., Goeldi, D., Iwai, R., Sakurai, M. & Soter, A. 采用硅光电倍增管读出的闪烁探测器：在稀释制冷机中工作，温度低至0.2 K。《仪器杂志》**17.**doi：10.1088/1748-0221/17/06/P06024 (2022年). 48. Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., Asai, M., Axen, D., Banerjee, S., Barrand, G., Behner, F., Bellagamba, L., Boudreau, J., Broglia, L., Brunengo, A., Burkhardt, H., Chauvie, S., Chuma, J., Chytracek, R., Cooperman, G., Cosmo, G., Degtyarenko, P., Dell'Acqua, A., Depaola, G., Diet- rich, D., Enami, R., Feliciello, A., Ferguson, C., Fes- efeldt, H., Folger, G., Foppiano, F., Forti, A., Garelli, S., Giani, S., Giannitrapani, R., Gibin, D., Gómez Ca- denas, J. J., González, I., Gracia Abril, G., Greeniaus, G., Greiner, W., Grichine, V., Grossheim, A., Guatelli, S., Gumplinger, P., Hamatsu, R., Hashimoto, K., Ha- sui, H., Heikkinen, A., Howard, A., Ivanchenko, V., Johnson, A., Jones, F. W., Kallenbach, J., Kanaya, N., Kawabata, M., Kawabata, Y., Kawaguti, M., Kelner, S., Kent, P., Kimura, A., Kodama, T., Kokoulin, R., Kossov, M., Kurashige, H., Lamanna, E., Lampén, T., Lara, V., Lefebure, V., Lei, F., Liendl, M., Lockman, W., Longo, F., Magni, S., Maire, M., Medernach, E., Minamimoto, K., Mora de Freitas, P., Morita, Y., Mu- rakami, K., Nagamatu, M., Nartallo, R., Nieminen, P., Nishimura, T., Ohtsubo, K., Okamura, M., O'Neale, S., Oohata, Y., Paech, K., Perl, J., Pfeiffer, A., Pia, M. G., Ranjard, F., Rybin, A., Sadilov, S., Di Salvo, E., Santin, G., Sasaki, T., Savvas, N., Sawada, Y., Scherer, S., Sei, S., Sirotenko, V., Smith, D., Starkov, N., Stoecker, H., Sulkimo, J., Takahata, M., Tanaka, S., Tcherniaev, E., Safai Tehrani, E., Tropeano, M., Truscott, P., Uno, H., Urban, L., Urban, P., Verderi, M., Walkden, A., Wan- der, W., Weber, H., Wellisch, J. P., Wenaus, T., Williams, D. C., Wright, D., Yamada, T., Yoshida, H. & Zschi- esche, D. Geant4——一个模拟工具包。《核仪器与方法》

*A*辑 **506.** doi：10.1016/S0168-9002(03)01368-8 (2003).49. Roberts,T. J. & Kaplan, D. M. 适用于物质主导型束线的 *G4beamline* 模拟程序，载于 *2007* 年 *IEEE* 粒子加速器会议（*PAC*）(2007). doi：10.1109/PAC.2007.4440461。50. Gagunashvili, N. D. 用于比较加权直方图的卡方检验。《核仪器与方法*A*辑》**614.** doi：10.1016/j.nima.2009.12.037 (2010). 51. Zhao, S. & Tang, J. 穿孔二氧化硅气凝胶中真 μ子素产额的优化。《物理评论*D*》**109.** doi:10.1103/PhysRevD.109.072012 (2024). 52. Savas, T. A., Shah, S. N., Schattenburg, M. L., Carter, J. M. & Smith, H. I. 用于100纳米周期光栅和网格的消色差干涉光刻。*J. Vac.Sci. Technol. B* **13.** doi:10.1116/1.588255 (1995). 53. McMorran, B. & Cronin, A. D. 光栅干涉仪中部分相干性与波前曲率的模型。《物理评论*A*》**78.** doi:10.1103/PhysRevA.78.013601 (2008). 54. πE1 束线。https://www.psi.ch/en/smus/pie1。访问日期：06.12.2025。55. COMSOL Multiphysics® v. 5.5。https://www.comsol.com。COMSOL AB，瑞典斯德哥尔摩。56. van den Brandt, B., Konter, J. A. & Mango, S. 一种紧凑、多用途且具备顶部装载能力的稀释制冷机。《核仪器与方法*A*辑》**289.** doi:10.1016/0168-9002(90)91526-H (1990)。57. Yaouanc, A., Réotier, P. D. d., Yaouanc, A. & Réotier, P. D. d. *μ*子自旋旋转、弛豫与共振：在凝聚态物质中的应用 ISBN：978- 0-19-959647-8（牛津大学出版社，牛津、纽约，2010）。58. Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Arce, P., Asai, M., Aso, T., Bagli, E., Bagulya, A., Banerjee, S., Barrand, G., Beck, B. R., Bogdanov, A. G., Brandt, D., Brown, J. M. C., Burkhardt, H., Canal, Ph., Cano-Ott, D., Chauvie, S., Cho, K., Cirrone, G. A. P., Cooperman, G., Cortés-Giraldo, M. A., Cosmo, G., Cuttone, G., Depaola, G., Desorgher, L., Dong, X., Dotti, A., Elvira, V. D., Folger, G., Francis, Z., Galoyan, A., Garnier, L., Gayer, M., Genser, K. L., Grichine, V. M., Guatelli, S., Guèye, P., Gumplinger, P., Howard, A. S., Hřivnáčová, I., Hwang, S., Incerti, S., Ivanchenko, A., Ivanchenko, V. N., Jones, F. W., Jun, S. Y., Kaitaniemi, P., Karakatsanis, N., Karamitros, M., Kelsey, M., Kimura, A., Koi, T., Kurashige, H., Lechner, A., Lee, S. B., Longo, F., Maire, M., Mancusi, D., Mantero, A., Mendoza, E., Morgan, B., Murakami, K., Nikitina, T., Pandola, L., Paprocki, P., Perl, J., Petrović, I., Pia, M. G., Pokorski, W., Quesada, J. M., Raine, M., Reis, M. A., Ribon, A., Ristić Fira, A., Romano, F., Russo, G., Santin, G., Sasaki, T., Sawkey, D., Shin, J. I., Strakovsky, I. I., Taborda, A., Tanaka, S., Tomé, B., Toshito, T., Tran, H. N., Truscott, P. R., Urban, L., Uzhinsky, V., Verbeke, J. M., Verderi, M., Wendt, B. L., Wenzel, H., Wright, D. H., Wright, D. M., Yamashita, T., Yarba, J. & Yoshida, H. Geant4 的最新进展。*Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **835.** doi:10.1016/j.nima.2016.06.125 (2016). 59. Toennies, J. P. & Vilesov, A. F. 液氦中原子与分子的光谱学。《物理化学年度评论》**49.** doi:10.1146/annurev.physchem.49.1.1(1998). 60. Hayden, M. & Hardy, W. 1 开尔文下的氢氘原子混合物：复合速率、自旋交换截面及溶剂化能。《低温物理学杂志》**99,**787–849. doi:10.1007/BF00753562 (1995).61. Dal Maso, G. *MEG II*、*Mu3e* 和 *HIMB* 高强度缪子束线的优化博士论文（苏黎世联邦理工学院，2024年）。https://doi.org/10.3929/ethz-b-000683726。62. Pifer, A. E., Bowen, T. & Kendall, K. R. 高停止密度 μ+束流。《核仪器与方法》**135.**doi:10.1016/0029-554X(76)90823-5 (1976). 63. Janka, G., Mendes Martins, M., Ni, X., Salman, Z., Suter, A. & Prokscha. 提升保罗·谢errer研究所低能缪子束线束流品质：超薄碳箔的表征。*Phys. Rev. Accel.Beams* **27.** doi:10.1103/PhysRevAccelB 27.054501 (2024)。

扩展图表

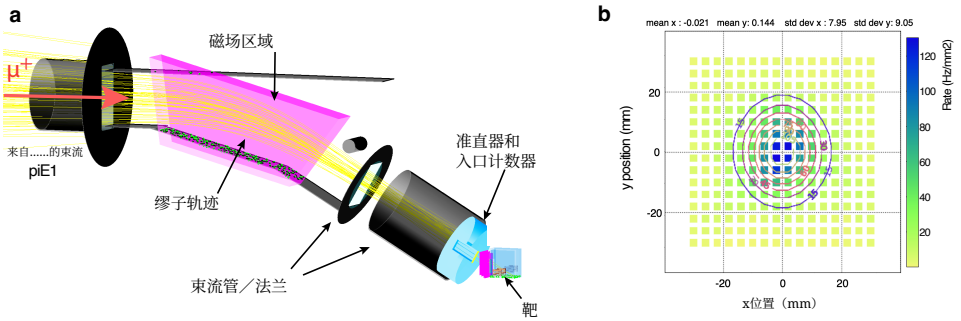

图 5：新束流线段的模拟及测得的束流剖面(a) 使用有限元模拟得到的磁场图，对 μ子束流线进行蒙特卡洛模拟。(b) 使用配备闪烁体片和硅光电倍增器的可伸缩束流扫描仪，在入口计数器位置测得的束流剖面。

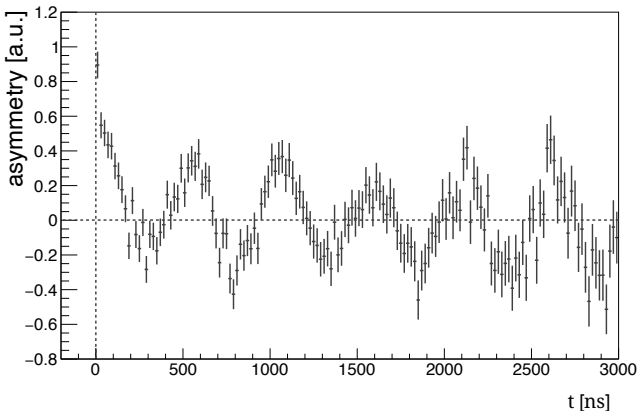

图 6：靶中的 Muonium 三重态进动C1∧F4 符合事件的左右不对称谱，用于监测超流氦中的自旋依赖衰变。拉莫尔进动信号表明，μ^+ 在氦 II 中停止后形成了 Mu原子；振幅早期出现则意味着其形成时间尺度为 100 ns。

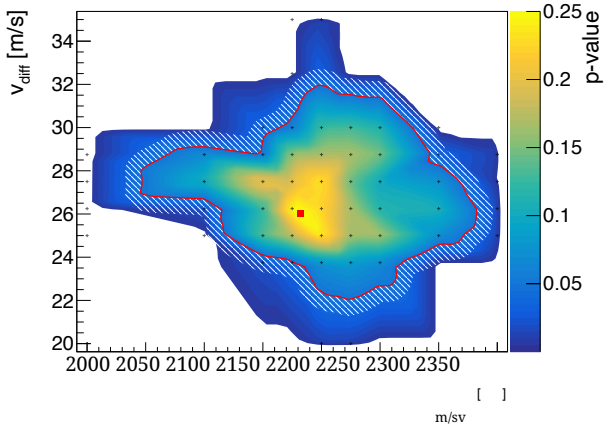

图 7：定向束流情景的参数扫描。对两个参数 v_{diff} 和 v进行变化（模拟值以黑色叉号表示），并绘制测量时间谱与模拟时间谱之间均匀性检验的 χ^2 检验所得 p值。红色方块标示最佳拟合，红线标示对应于双侧 90% 置信区间的 p值 = 0.05 边界。

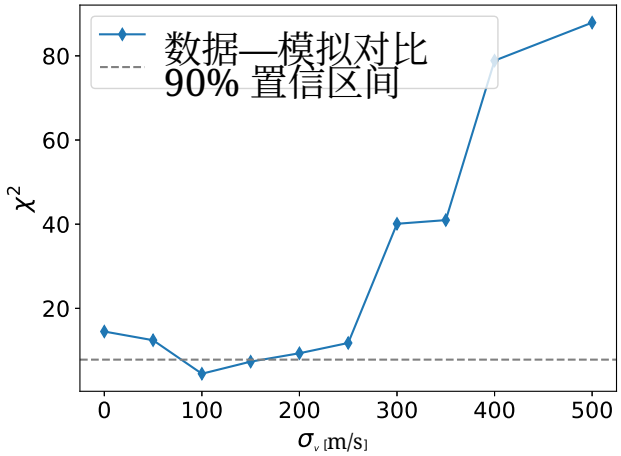

图 8：速度分布的估算。 χ^2 通过比较模拟 Mu 束流（具有已知速度展宽 σ_v）的时间谱形状与测量结果得到。80 - 150 m/s 的速度展宽处于 90% 置信区间内。

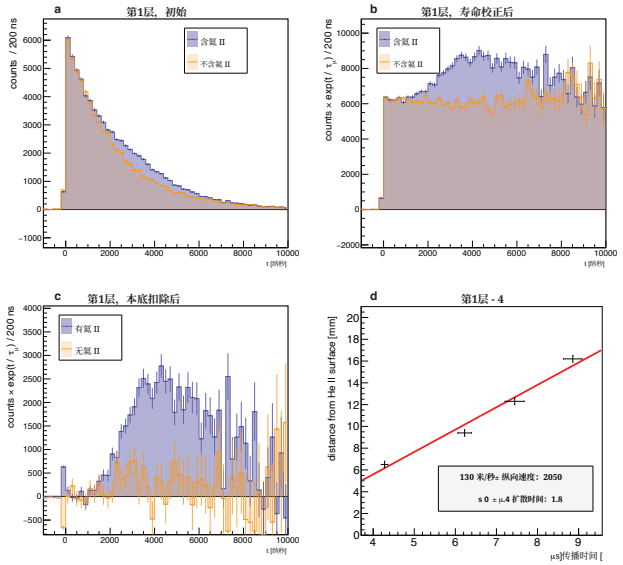

图9：模型无关的时间谱分析。(a) 数字化仪 $N_{\mathrm{raw}}(t)$采集的原始时间谱（重新分箱），主要呈现指数 μ^+ 衰减。(b) 寿命校正谱 $N_{\mathrm{lt}}(t)$，呈现平坦背景，其峰值源于μ子素的动力学过程。(c) 背景扣除谱 $N_{\mathrm{final}}(t)$，偏离零值的部分表明μ子素向真空发射。所有谱均显示了使用氦 II（蓝色）和空腔室（橙色）进行测量时的第1层符合事件。(d) 将探测器到氦II表面的距离与提取出的平均到达时间进行线性拟合，以确定μ子素的传播速度和扩散时间。