SinEXO 中氡子体本底的模拟与抑制

M. P. Watts[a], B. T. Foust[a], G. Richardson[a,1], E. T. Chambers[c], R. Saldanha[b], D. C. Moore[a], A. Amy[a,e], A. Anker[f], I. J. Arnquist[b], E. Atencio[c], V. Belov[g], A. Bolotnikov[h], J. Breslin[i], P. A. Breuer[f], J. P. Brodsky[j], E. Brown[i], T. Brunner[k,l], B. Burnell[c], E. Caden[m,n,k], D. Cesmecioglu[e], D. Chernyak[o,3], M. Chiu[h], B. Cleveland[n,m,4], R. Collister[p], L. Darroch[a], M. L. di Vacri[b], M. J. Dolinski[a], B. Eckert[c], A. Emara[q], W. Fairbank[r], N. Fatemighomi[m], D. Gallacher[k], A. Gaur[p], W. Gillis[e,5], F. Girard[k], R. Gornea[p,l], G. Gratta[s], C. A. Hardy[a,6], M. Heffner[j], E. Hein[t], A. Iverson[r], A. Karelin[g], D. Keblbeck[u], P. Knauss[v], A. Kuchenkov[g], K. S. Kumar[d], A. Larson[w], M. B. Latif[c], S. Lavoie[k], B. G. Lenardo[f], D. S. Leonard[x], H. Lewis[l], R. Li[l], Z. Li[y], C. Licciardi[q], R. Lindsay[z], R. MacLellan[aa], S. Majidi[k], M. Marquis[ab,l], J. Masbou[d], M. Medina-Peregrina[v], S. Mngonyama[z], B. Mong[f], X. E. Ngwadla[z], K. Ni[v], I. Nitu[k], A. Nolan[e], J. C. Nzobadila Ondze[z,8], A. Odian[f], J. L. Orrell[b], G. S. Ortega[b], C. T. Overman[b], L. Pagani[b], H. Peltz Smalley[e], A. Piepke[o], A. Pocar[e], R. Rai[k], H. Rasiwala[k], D. Ray[k,l], S. Rescia[h], F. Retière[l], R. Ross[k], P. C. Rowson[f], G. Sangiorgio[j], T. Shetty[q], L. Si[s], V. Stekhanov[g], Tanmay[q], M. Todd[r], T. Totev[k], S. Triambak[b], O. A. Tyuka[z], E. van Bruggen[e], S. Viel[p], M. Wehrfritz[t], S. Wilde[9], H. Xu[v], L. Yang[v], M. Yu[f], O. Zeldovich[g,a]

[a] *Wright Laboratory, Department of Physics, Yale University, New Haven, CT 06511, USA*
[b] *Pacific Northwest National Laboratory, Richland, WA 99352, USA*
[c] *Department of Physics, Drexel University, Philadelphia, PA 19104, USA*
[d] *SUBATECH, Nantes Université, IMT Atlantique, CNRS/IN2P3, Nantes 44307, France*
[e] *Amherst Center for Fundamental Interactions and Physics Department, University of Massachusetts, Amherst, MA 01003, USA*
[f] *SLAC National Accelerator Laboratory, Menlo Park, CA 94025, USA*
[g] *National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182, Russia*
[h] *Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973, USA*
[i] *Department of Physics, Applied Physics, and Astronomy, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY 12180, USA*
[j] *Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, USA*
[k] *Physics Department, McGill University, Montréal, QC H3A 2T8, Canada*
[l] *TRIUMF, Vancouver, BC V6T 2A3, Canada*
[m] *SNOLAB, Lively, ON P3Y 1N2, Canada*
[n] *School of Natural Sciences, Laurentian University, Sudbury, ON P3E 2C6, Canada*
[o] *Department of Physics and Astronomy, University of Alabama, Tuscaloosa, AL 35405, USA*
[p] *Department of Physics, Carleton University, Ottawa, ON K1S 5B6, Canada*
[q] *Department of Physics, University of Windsor, Windsor, ON N9B 3P4, Canada*
[r] *Physics Department, Colorado State University, Fort Collins, CO 80523, USA*
[s] *Physics Department, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA*
[t] *Skyline College, San Bruno, CA 94066, USA*
[u] *Department of Physics, Colorado School of Mines, Golden, CO 80401, USA*
[v] *Physics Department, University of California San Diego, La Jolla, CA 92093, USA*
[w] *Department of Physics, University of South Dakota, Vermillion, SD 57069, USA*
[x] *IBS Center for Underground Physics, Daejeon, 34126, South Korea*
[y] *Department of Physics and Astronomy, University of Hawaii at Manoa, Honolulu, HI 96822, USA*
[z] *Department of Physics and Astronomy, University of the Western Cape, P/B X17 Bellville 7535, South Africa*
[aa] *Department of Physics and Astronomy, University of Kentucky, Lexington, KY 40506, USA*
[ab] *Department of Physics and Astronomy, McMaster University, Hamilton, ON L8S 4M1, Canada*

arXiv:2611.29172v1 [physics.ins-det] 22 Nov 2026

[1]现就职于稀有同位素束流设施、密歇根州立大学，美国密歇根州东兰辛，邮编48824[2]现就职于夏威夷大学马诺阿分校，美国夏威夷州檀香山，邮编96822[3]现就职于中微子科学研究中心、东北大学，日本仙台，邮编980-8578[4]已故[5]现就职于贝茨学院，美国缅因州刘易斯顿，邮编04240[6]现就职于耶鲁大学，美国康涅狄格州纽黑文，邮编06511[7]同时任职于能源研究与发展中心、奥巴费米·阿沃洛沃大学，尼日利亚伊莱伊费，邮编220005[8]现就职于iThemba加速器科学实验室，南非萨默塞特韦斯特，邮编7129[9]现就职于太平洋西北国家实验室，美国华盛顿州里奇兰，邮编99352

摘要

来自 ^{214}Bi衰变的氡诱发本底，仍是搜寻无中微子双贝塔衰变（$0\nu\beta\beta$）的液氙（LXe）探测器面临的一项重大挑战。我们展示了对 nEXO 中 ^{214}Bi 本底的一项基于模拟的研究，其中采用了一个基于物理机制的模型，描述氡子体向探测器阴极的输运与注入。我们表明，对于通过标准能量、事件拓扑和 fiducial 体积筛选条件的事件，闪烁光的空间分布可提供一种额外的本底甄别方法。基于阴极下方探测到的闪烁光构建的简单判别器，可剔除剩余 ^{214}Bi 本底的 41%，同时保留 95% 的 $0\nu\beta\beta$信号事件；卷积神经网络分类器则在相同信号效率下将剔除率提高至 57%。更新后的光学模型比以往研究中使用的模型更准确地估算阴极下方的光收集效率，使底部表面 ^{214}Bi 衰变对应的预期 ^{214}Bi-^{214}Po（铋-钋）符合标记效率从不足 1% 提高至约 50%。综合来看，这些结果表明，对注入阴极的^{214}Bi b

ack背景 ds in nEXO th rough complement$^{\text{ary promp}}$ t scintillation-based discriminati$^{\text{on an}}$ d delayed coincidence 标记。

1. 引言

宇宙中物质与反物质之间观测到的不对称性，仍是基础物理学中最深刻的未解问题之一。在轻子生成情景中，物质—反物质不对称可能源于早期宇宙中的轻子数破坏相互作用 [1, 2]。无中微子双贝塔衰变（$0\nu\beta\beta$）是一种假设的核过程，其中两个中子衰变为两个质子，并释放两个电子而不伴随反中微子 [3, 4], ，从而使轻子数守恒被破坏两个单位（$\Delta L = 2$）。只有当中微子是马约拉纳费米子，即与其自身的反粒子相同 [5]时，这种过程才可能发生。因此，寻找 $0\nu\beta\beta$是探测标准模型之外物理学的关键实验手段，对理解重子不对称的起源以及中微子绝对质量标度均具有重要意义 [6, 7, 8]。

目前正在开展一项互补的实验计划，利用多种同位素搜寻 $0\nu\beta\beta$。其中， ^{136}Xe尤其适用于采用液氙（LXe）时间投影室（TPC）的大型探测器。LXe TPC提供了一种可扩展的探测技术，具备对外部本底的有效自屏蔽能力、三维事例重建能力，以及整体几何结构，使源和探测器构成单一的均匀体积。这些探测器已广泛用于稀有事例搜寻，并在暗物质搜寻中给出了领先的限制 [9, 10, 11]和 $0\nu\beta\beta$ [12]。

nEXO 设计将这一方法扩展至吨级探测器，目标是达到 $0\nu\beta\beta$ $T^{0\nu}_{1/2} > 10^{28}$ 年的半衰期灵敏度 [13]。要实现这一灵敏度，必须严格控制并表征放射性本底。在内部本底中， ^{222}Rn 及其子体是液氙探测器中尤其棘手的污染源 [14, 15]。最新 nEXO 灵敏度研究的估算表明，在围绕 ^{136}Xe 的感兴趣区域内，氡诱发本底是本底预算中的主要贡献。

$0\nu\beta\beta$ Q值， $Q_{\beta\beta} = 2458$keV [13]。预计氡子体本底仍将是未来吨级液氙探测器需要重点考虑的问题，包括 XLZD 等拟议实验 [16]。

氡是一种惰性气体，可从探测器材料中逸出并均匀溶解于有源液氙体积中。其衰变链包含 ^{214}Bi；在少数情况下，该核素的 β 衰变会伴随发射能量与 $Q_{\beta\beta}$相差不到10 keV的 γ ，因此成为 $0\nu\beta\beta$ 搜寻中尤为棘手的本底。然而，与真正的 $0\nu\beta\beta$事例不同， ^{214}Bi衰变还会伴随其他相关特征；若有源区域中沉积了足够的能量，这些特征可用于本底抑制。特别是，与衰变同时产生的 β 粒子，以及其子体 ^{214}Po原子核随后发生的 α 衰变（半衰期为164μs），都可分别提供独立的标记特征。

此前对 nEXO [13] 中氡引起本底的灵敏度预测，依赖于对氡子体本底的简化且保守的估计，尤其是在预期表面活度的建模方面。在本研究中，我们实现了具有物理动机的 ^{214}Bi 注入及其在 nEXO 阴极中的深度分布模拟，并对衰变过程中在阴极及周围液氙中产生的能量沉积进行了详细模拟。基于这一改进的建模方法，以及 nEXO 桶部安装的硅光电倍增管（SiPM）阵列所提供的高像素化闪烁光读出，我们展示了相较于此前 nEXO 灵敏度预测更强的 ^{214} Bi 本底抑制能力 [13]: 通过对 γ 和 β 沉积进行基于光的判别，以及对延迟的 ^{214}Bi-^{214}Po（Bi-Po）进行符合标记。

2. nEXO 探测器

nEXO 是一项拟议中的 $0\nu\beta\beta$ 实验，计划在低本底液氙时间投影室 [17]中部署 5 吨富集至 90% 的 ^{136}氙。探测器如图1所示，其设计目标是测量有源液氙体积中能量沉积产生的电离电荷和闪烁光。175 nm 真空紫外

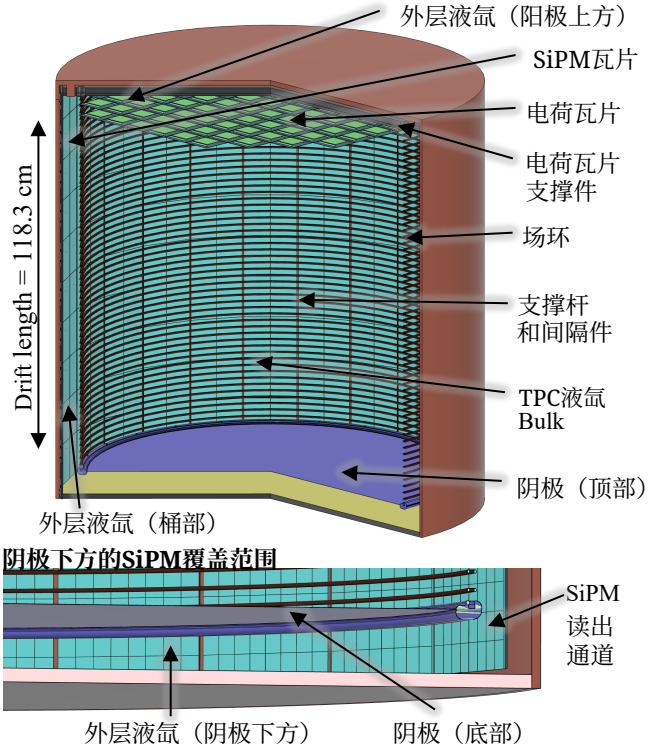


图1：探测器几何结构示意图。上图：探测器全景图，展示了圆柱形场笼、电荷读出瓦片以及沿桶部排列的SiPM瓦片。下图：阴极区域的局部放大图，展示了SiPM读出通道向阴极下方延伸的情况。

波段的光由 7,680 个硅光电倍增管读出通道探测，每个通道为 3×2 cm^2，这些通道被分组为 480 个SiPM瓦片，沿探测器桶部分布 [18, 19]。

活性区域由采用低放射性材料构成的圆柱形场笼界定。通过在底部的薄型连续铜阴极平面上施加 -50kV，并将顶部的电荷灵敏阳极平面保持在接地电势，产生400 V/cm的漂移电场。通过使用由电阻器连接的同心铜场整形环，使阴极与阳极 [17]之间的电势降逐级变化，从而维持漂移场的均匀性。液氙主体中产生的电离电子在该电场作用下向阳极漂移，并由分布在120个电荷瓦片上的3,840个电荷读出通道收集 [20, 21, 22]。能量沉积的z位置根据电子漂移时间重建，即从即时闪烁信号产生到电离电子抵达阳极之间的时间间隔；而横向（x,y）位置则根据电荷在各电荷瓦片上的分布重建。

场笼周围环绕着一层液氙缓冲皮层区域。在该区域产生的电离信号不会被电荷读出系统收集，从而限制了重建能力。然而，场笼在光学上是开放的[23], , 探测器桶部排列着SiPM瓦片，并如图1下图所示向阴极下方延伸6 cm。因此，可以从场笼体积的内外两侧探测到闪烁光。

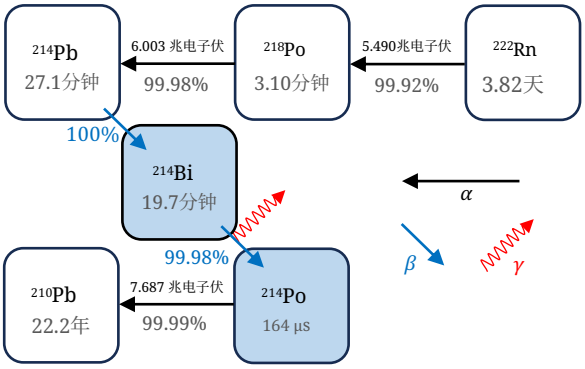


图 2： ^{238}U 系列中 ^{222}Rn 部分的衰变纲图。每种同位素 [26]均标出了分支比和半衰期。用于符合标记的同位素（^{214}Bi-^{214}Po）以蓝色突出显示。图中仅显示了 2448 keV 的 γ near $Q_{\beta\beta}$；为清晰起见，省略了其他 γ 发射。

在场笼体积内外均受到保护。

光子输运和收集在识别闪烁信号方面发挥着关键作用；对于发生在活性体积之外、电荷收集受限的事件，这一点尤为重要。在此前的灵敏度研究中 [13], , 假设在阴极和场形环上涂覆 +Al_2 MgF [24, 25] 涂层，以提高光子反射率和光收集效率（LCE），并采用保守的 80% 反射率 [24, 25]。在本研究中，我们还假设将涂层延伸至探测器容器的底部表面，从而增强阴极下方的光子收集；该处无法获得电离信号。这一改动提高了对与阴极附近表面本底相关的闪烁特征的灵敏度，并直接纳入用于本底抑制的模拟框架。

3. 氡本底特性

尽管低本底稀有事件探测器所用材料均经过筛选，以确保本征放射性较低，但仍会残留铀和钍衰变链中的污染物。尤其是 ^{222}Rn，这种放射性惰性气体属于 ^{238}U 衰变链，其半衰期为 3.8 天，构成了一项重大挑战。其寿命足以使气体从周围材料中析出，并在衰变前扩散至整个探测器体积。其后续衰变链如图2所示。

尤其需要关注的是 ^{214}Bi的衰变。 ^{214}Bi通过 β 发射衰变为 ^{214}Po，其基态到基态Q值为3269 keV。少量衰变（分支比为1.5%）会产生能量为2448 keV的 γ射线 [27]。这一能量与 ^{136}Xe的$Q_{\beta\beta}$ 相差不到10 keV，因此在液氙时间投影室中，仅凭能量分辨率无法将其与a0$\nu\beta\beta$ 信号区分开来。在时间投影室的fiducial 体积内，液氙的自屏蔽以及对多重散射相互作用的剔除，可显著减少^{214}Bi γ 本底。

尽管如此，能够未经衰减进入fiducial 体积，并通过单次光电相互作用沉积全部能量的2448 keV ^{214}Bi γ射线率虽低，却是 $0\nu\beta\beta$ 搜索的主要本底来源。

目前已经制定了多种缓解策略，以降低液氙探测器中的氡本底，包括通过材料筛选和选择来抑制固有放射性并限制氡析出 [28, 29, 30, 31, 32, 33]„ 以及低温蒸馏和吸附过滤等主动去除技术 [14, 15, 34]。在本文中，我们重点研究软件分析筛选，通过探测符合能量沉积来识别 ^{214}Bi γ射线背景事件。

2448 keV 的 γ射线伴随着符合的 β粒子发射（$Q_\beta = 3269–2448 = 821$ keV），该粒子会在衰变位置附近沉积额外能量。^{214}Biβ 衰变随后会迅速发生 α 衰变，即 ^{214}Po 衰变为 ^{210}Pb（$Q_\alpha = 7833$ keV，$T_{1/2} = 164$ µs）。如果这些符合能量沉积发生在活性体积内且能够被探测到，则可利用它们标记并剔除 ^{214}Bi 本底事件。在以下各节中，我们将介绍如何准确模拟这些符合能量沉积及其相应的可探测光信号和电荷信号，从而估算总体本底剔除效率。

4. 氡子体追踪

与 ^{222}Rn 不同，其子体具有化学活性，且常以正电荷态 [35]产生。当这些衰变发生在氙活性体积内时，带电子体会沿电场线漂移，并可能沉积在探测器阴极表面上。在 nEXO 设计中，沉积在表面上的氡子体约占总本底预算的 50% [13]。

氡子体输运通过模拟 ^{222}Rn 衰变链中子核在探测器电场作用下的运动来建模。本研究假设初始的^{222}Rn 原子呈中性，并均匀分布于整个液氙中，但在混合受限的大型探测器中，这一假设未必成立 [36]。每次衰变后，根据 EXO-200 [35] 中氡子体电荷态的测量结果为子核赋予电荷态：即，假设发生 α 衰变后有 $50.3\pm3.0\%$ 的子核电离，发生 β衰变后有 $76.3\pm6.2\%$ 的子核电离。这些数值分别根据 ^{222}Rn α 和^{214}Pb β 衰变的测量结果得出，并按衰变类型应用于衰变链中的所有衰变；参考文献 [35] 中的结果支持了对 α 情形的这一外推。带电子体沿电场线漂移，而中性原子则保持静止并在原地衰变。假设电荷态在两次衰变之间保持不变，并使用高纯度离子迁移率 0.39 cm^2/(kV·s) 输运带电子体。忽略了漂移 [35] 过程中观察到的离子迁移率下降；这是保守的处理，因为迁移率下降会降低到达阴极的子体比例。如果带电粒子到达探测器表面，则假设其附着于表面 [37], ，并可能发生注入（见第 5 节）。模拟中纳入了离子迁移率和电离比例两者的不确定性。

衰变位置 ℓ	f_ℓ
阴极上表面	0.60
阴极下表面	0.06
场环表面	0.19
TPC液氙主体	0.13
皮层液氙圆筒	0.01
阳极上方皮层液氙	0.01
阴极下方皮层液氙	0.00

表1：氡子体输运模拟预测的 ^{214}Bi衰变空间分布，以各衰变位置 ℓ处的衰变分数 f_ℓ 表示。

实际上，氡子体输运还受液氙流体流动引起的平流影响。如果流体流速与外加电场中的离子漂移速度相当或更高，氡子体的轨迹可能会显著改变。在实验设计阶段，很难准确模拟液氙流体流动，但可以根据重建的快速符合事件同位素 [35, 36, 38]的位置，推断运行中时间投影室内的流动模式。此外，带电或中性子体在输运后附着于探测器表面的概率尚未得到实验充分约束，并且可能取决于探测器的局部条件。当前模型忽略了这些因素，而它们可能会影响探测器中氡子体分布的预测。

在不存在这些效应的情况下，^{222}Rn 子体的分布由放射性衰变与电场漂移共同决定。我们利用 nEXO 探测器几何结构的详细设计，评估由此产生的 ^{214}Bi 衰变空间分布。探测器表面的衰变率占比汇总于表 1，与先前的简化估算 [13] 高度吻合。阴极表面的计算结果略有差异：顶部表面的占比从 0.62 降至 0.60，底部表面的占比则从 0.04 增至 0.06。这些变化反映了 nEXO 设计中阴极位置的调整；与参考文献 [13] 所假设的配置相比，这一调整使阴极下方的液氙体积略有增加。

如表1所示，液氙中的氡衰变产生的 ^{214}Bi有很大一部分发生在带负电的阴极上，预计这些衰变将占nEXO实验总本底预算的约33% [13]。因此，以下各节将重点讨论阴极上的衰变，不过类似的方法也可应用于场环表面上的衰变。

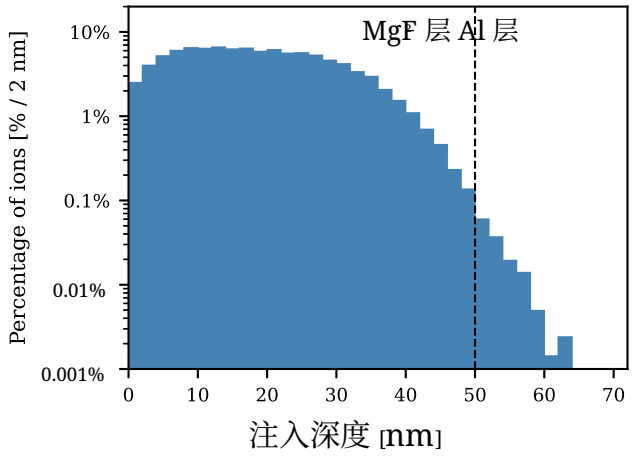


图3：注入后阴极层内 ^{214}铋原子的模拟分布。平均注入深度为19 nm。注入深度超过50 nm（位于反射铝层内）的原子不到0.14%。

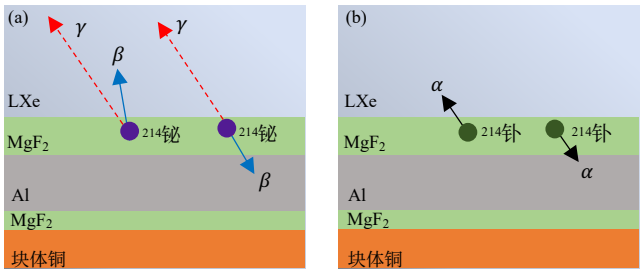


图4：示意图展示了阴极表层附近原子核的（a）^{214}Bi和（b）^{214}Po衰变。所示拓扑结构代表顶部和底部阴极表面的情况。每个分图中，左侧情形显示发射的带电粒子射向液氙，可产生可探测信号；右侧情形则显示其射向阴极材料。图中尺寸并非按比例绘制。

5. 注入

如图2所示，^{222}Rn衰变链先后经过 ^{218}Po和 ^{214}Pb，随后到达时间投影室（TPC）内主要的本底来源 ^{214}Bi。如果 ^{218}Po在衰变前沉积到某个表面上，其 α衰变产生的反冲可能会将原子核植入表面材料的一定深度处，也可能将其从表面弹出。为量化这些效应，研究使用了蒙特卡洛（MC）模拟软件包SRIM（离子在物质中的阻止与射程）[39]。

使用 SRIM 模拟注入深度，模型采用阴极表面结构，并纳入施加于铜两面的反射涂层和保护涂层。从最外层表面向内，每一面依次由 50 nm 的 MgF_2, 100nm 的 Al 和另一层 10 nm 的 MgF_2,组成，其后是厚度为 0.127 mm 的块体铜体积 [24]。

模拟从一个静置于 MgF_2 层最外表面的 ^{218}Po 原子开始。该原子发生 α衰变，生成^{214}Pb，核反冲能量为 112 keV。对反冲粒子穿过阴极层的过程进行追踪，并记录注入深度。在多个入射角下模拟反冲，并对结果加权以产生各向同性角分布；假设反冲进入液氙的离子会在电场 [37]作用下漂移回阴极。随后，该原子在相应深度发生 β 衰变，生成 ^{214}Bi，并将额外位移计入，以求得其在阴极内的最终注入深度，如图 3 所示。

不到 0.14% 的 ^{214}Bi 原子到达铝层，深度超过 60 nm 的不足 0.005%。 ^{214}Bi 原子的分布平均注入深度为 18.8 nm，且在 MgF_2 层的外表面附近密度较高。下一节将利用这一注入分布确定^{214}Bi 衰变在液氙中产生的能量沉积，并考虑在到达液氙之前离开阴极表面层时可能损失的能量。

6. 事件模拟

6.1. ^{214}Bi事件模拟

^{214}Bi的2448 keV γ射线在液氙中的衰减长度为8.7 cm，可在发生相互作用前传播相当长的距离；而同时发射的 β 粒子动能最高可达821 keV，其最大射程为0.19 cm，会在衰变顶点附近沉积能量（图4）。因此， ^{214}Bi衰变可能产生具有可测空间分离的相互作用，尤其是沿 z 方向的分离；这种分离可通过重建分开的电荷沉积，或根据各个SiPM通道上光子击中模式所编码的位置差异来观测。

为了评估探测这些符合 β 沉积的能力，我们使用 Geant4 模拟工具包 [40, 41, 42]，结合定制版本的惰性元素模拟技术（NEST）软件包 [43, 44]，对 ^{214}Bi 衰变及相应的 nEXO 探测器响应进行了蒙特卡罗模拟，以计算电子和闪烁光子的产生。这些量及其产生位置被存储为独立的“击中”，随后通过探测器响应模型进行传播。有关 nEXO 探测器模型几何结构、构造及其响应的详细说明，请参阅文献 [13, 45]。为准确模拟植入阴极表面的 ^{214}Bi 原子，还在 Geant4 阴极体积模型的表面上实现了前文提到的 MgF_2和铝层。

由于验证需要大量统计数据，而类信号 ^{214}Bi 衰变的分支比很低，因此针对这些事件编写了一种定制粒子生成操作，专门模拟与一个 β粒子组合的 2448keV γ。 β 粒子的能量（见图5）通过从生成器级

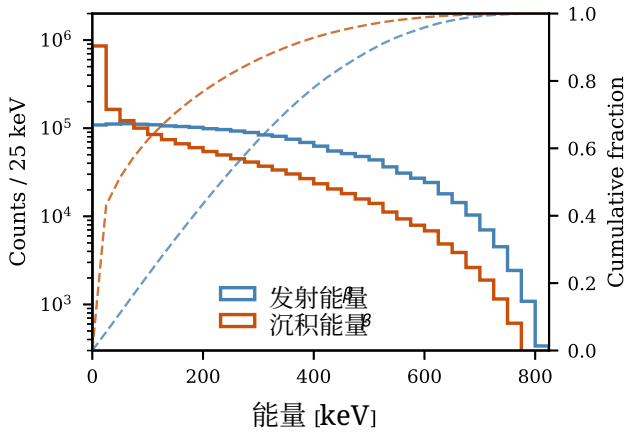


图 5：与 ^{214}Bi 的 2448 keV γ 分支同时发射的初级 β 粒子的动能谱（蓝色），以及这些粒子从注入阴极的 ^{214}Bi 出发时在液氙中沉积的能量（橙色）。虚线表示相应的累积分数（右轴）。

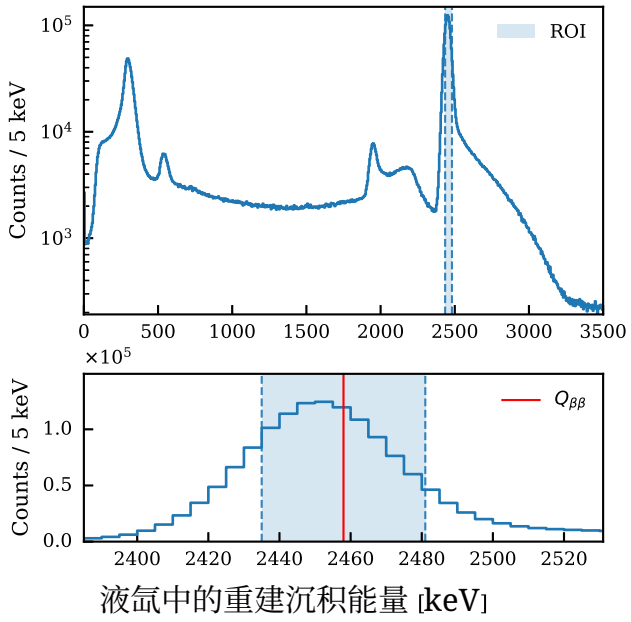


图 6：γ–β 事件对在液氙中的重建能谱。上图以对数刻度显示完整能谱，下图则以线性刻度放大图展示围绕 $Q_{\beta\beta}$ = 2458 keV 定义的感兴趣区（红线）。2448 keV 处的主峰来自 γ 相互作用，其能量全部沉积在液氙中；此外，与在液氙中沉积能量的 β 同时发生的事件表现为高能侧的拖尾，延伸至衰变的 Q 值 3269 keV。较低能量处，宽广的康普顿连续谱以及由电子对产生逃逸峰和湮灭光子相互作用形成的离散结构，均源自 γ 相互作用：这些相互作用在逃出探测器前仅沉积了部分能量。

分布中随机抽样确定，该分布包含通过对 ^{214}Bi 衰变进行单独专门模拟获得的初级 β 能量，并记录了所有与 2448 keV γ符合发射的β 粒子。这种方法纳入了 2448keV γ 属于级联的一小部分事件，从而减少了可供 β使用的能量。

根据图 3 所示的注入分布，在阴极表面内选取起始位置，共生成 5×10^6 γ-β 组事件对，每种配置（顶部和底部）生成2.5×10^6 个事件。粒子成对生成，每个粒子的角分布均独立且均匀。模拟它们在液氙中的相互作用，仅保留在液氙中总沉积能量至少为 700 keV 的事件；每种注入配置最终保留 2.1×10^6 个事件。

随后根据液氙内相互作用的能量，逐次击中计算电离和闪烁光产生，并使用相互作用发生区域的电场值 [13]。在 TPC 有源区内，漂移场为 400 V/cm，符合 nEXO 的标称运行条件。场笼外的电场因区域而异，阴极表面下方的电场值为 6.7 kV/cm。

随后将事件通过探测器响应 [13]进行传播，并利用基于电荷和光的标记方法评估鉴别性能。图 6 显示了每个事件的总重建能量沉积谱。感兴趣区（ROI）定义为以 $Q_{\beta\beta}$ 为中心的峰的半高全宽（FWHM）。根据 nEXO 在 $Q_{\beta\beta}$ [13]处的预期能量分辨率 $\sigma/E = 0.8\%$，感兴趣区宽度为[2435, 2481] keV。

6.2. ^{214}Po α 衰变模拟

现有的 nEXO 分析会对 7.7 MeV 的 α 衰变进行标记：^{214}Po [13, 45]，会在 ^{214}Bi 衰变后发生，后者的半衰期为 164微秒。 α 粒子沉积的能量很高，因此当这些衰变发生在活性液氙体积 [23]内时，很容易识别。通过在类似信号的事件之后搜索延迟的 α 信号，可以有效地对源自液氙主体的氡诱发本底实施反符合 veto。有限的反符合窗口为 1.5 ms，因此仅有 0.18% 的 ^{214}Po α 衰变因发生在反符合时段之外而未被标记。

对于发生在探测器表面的衰变，这种标记技术的有效性会降低。在这些情况下，发射出的 α 粒子可能射入探测器材料，而非液氙中（图4），因此在活性体积内几乎或完全不会产生可观测的能量沉积。在阴极表面的 ^{214}Po衰变蒙特卡罗模拟显示，液氙中的能量沉积分布呈明显的双峰特征：当 α 射入阴极时，事件集中在接近0 MeV处；当其射入液氙时，事件则集中在接近完整 α 动能处。对于顶部表面衰变，射向漂移区液氙的 α粒子已纳入现有的 nEXO 灵敏度分析 [13]。对于底部表面衰变，模拟得到的能在液氙中沉积能量的 α 衰

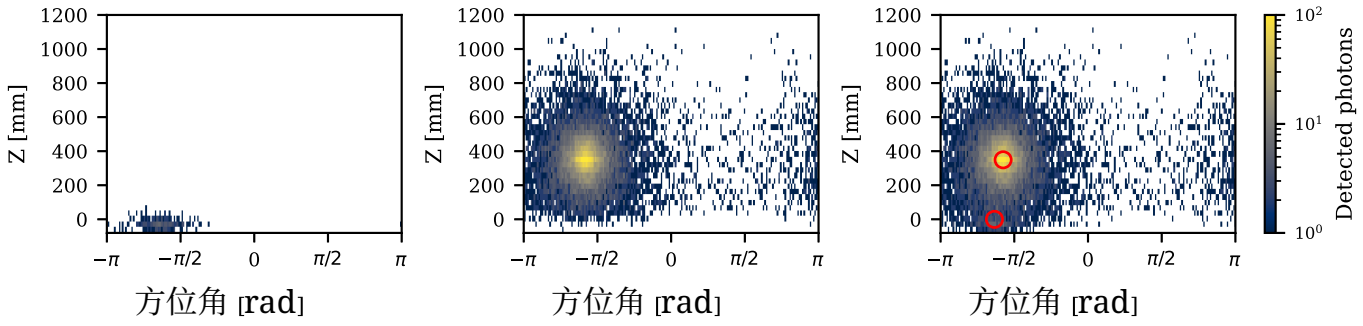


图7：模拟的硅光电倍增管光子击中模式，显示植入阴极底部且重建能量位于感兴趣区内的 ^{214}Bi 事件。在此情况下，一个 604 keV 的 β 即使通过了所有重建和深度神经网络筛选条件，也会在阴极附近发生相互作用，尽管事件的重建位置位于内部2吨 fiducial 体积内。探测器以展开圆柱投影显示，其中每个像素对应一个 $3 \times 2\ \mathrm{cm}^2$ 光读出通道。（左） β 诱发的簇，在阴极附近呈现局域化的光分布。（中） γ 诱发的簇，产生更弥散且偏移的击中模式。（右）组合后的簇，展示了 γ 与 β之间的空间分离。红色圆圈标出模拟中 γ 和 β 相互作用的投影坐标。

变所占比例用于估算第8.4节中的延迟α 标记效率。 α 粒子的闪烁产额直接根据 NEST [46]估算。由于 α 光产额在高于 ~100V/cm [47], 时基本不受电场影响，因此我们采用阴极下方区域中 7kV/cm 处的 NEST 产额。

7. 标记方法

在模拟中，每个发射的 ^{214}Bi β 粒子在液氙中的平均沉积能量约为 116 keV（见图5），产生平均 4,900 个闪烁光子和 5,300 个电离电子，位置在阴极上方 400 V/cm 的漂移区内 [43]。对于进入阴极下方外层液氙的 β 粒子，由于电荷无法收集，其平均闪烁信号约为 1,500 个光子，因为 6.7 kV/cm 的较强局部电场会显著抑制复合。延迟的 ^{214}Po α粒子在液氙中沉积 ~7.7MeV，在同一区域产生约 9×10^5 个光子 [46]。这些电荷和闪烁可观测量构成了以下各节所述本底鉴别技术的基础。对基于电荷的重建、基于闪烁的 β 标记以及延迟Bi-Po标记进行评估，需要采用针对各自方法的不同事件选择和重建流程。

7.1. ^{214}Bi 标记方法

7.1.1. 电荷信号重建

基于电荷的重建分析量化了标准 nEXO 重建框架对阴极 ^{214}Bi 本底的排斥能力。具体而言，该分析评估了具有类信号 ^{214}Bi 能量沉积的事件，有多大概率会因伴随 β 产生的重建电荷信号而被排除。首先，筛选感兴趣事件，要求其在 fiducial 体积内的真实沉积能量落在感兴趣区内。fiducial 体积定义为距所有探测器表面至少 2 cm 的活性液氙区域。符合条件的 β 沉积发生在阴极表面，位于该体积之外，因此不会计入总和。

随后，电荷重建遵循标准的 nEXO 框架 [13]。避让距离定义为重建的电荷簇与最近探测器表面之间的最小距离，可用于抑制源自探测器表面的本底。电子噪声通过为每个电荷波形设置噪声水平来建模，其中包含 $\sigma = 70$ 个电子 [13], ，该噪声水平进而决定了重建电荷沉积的最低阈值。该噪声水平约为 nEXO要求 [22], 的一半，代表了在电子学性能达到最优的情况下，最终探测器可能实现的乐观水平。

为单独研究重合 β 对电荷重建的影响，随后利用真值级 Geant4 发生器信息将 β 和 γ 的能量沉积分开。将 ^{214}Bi 发生器位置半径 5 mm 范围内的所有沉积归因于 β; 范围外的沉积则归因于 γ。需要注意的是，由于事例是根据fiducial 体积内沉积的 γ能量进行选择的，因此按构造而言， γ 在阴极附近的相互作用十分罕见。半径为 2–5 mm 时，推断的 β 能量均值彼此一致，差异在 1% 以内; 最终选择 5 mm，是因为其韧致辐射包含效果略好。该推断的 β 能量用于评估第 8.1 节中的避让距离效率。

7.1.2. 光信号重建

基于光的分析聚焦于通过所有标准重建切选的事例，包括能量、边界距离、光电荷比和基于深度神经网络的拓扑 [13]。这些事例构成了无法与信号区分的 ^{214}Bi 本底事例群体。应用筛选条件之前，这些事例的能量分布如图 6 下图所示。

使用 Geant4 生成的能量沉积按照上一节所述，通过 NEST 转换为闪烁光子产额。随后，将 NEST 能量沉积

划分为簇，采用单链接层次聚类方法，距离阈值为 3 mm，将相邻的沉积合并为不同的能量沉积位置。每个簇都作为各向同性点源传入 Chroma [48, 49], 这一 GPU 加速光学光子输运框架，其位置为该簇的能量加权质心位置，发射的光子数等于该簇的 NEST 光子计数总量。随后，Chroma 在 nEXO 探测器几何结构中输运这些光子，并对其输运、反射以及在 SiPM 平面上的探测进行建模。光学性质遵循文献 [13] ，并采用第 7.2 节所述的修改。

将事件内所有簇的光子贡献相加，得到最终模拟的 SiPM 响应，并以读出通道上探测到的光子计数空间击中模式表示。这些击中模式的示例见图 7 和图 8。探测器以展开圆柱投影表示，其中每个像素对应一个 $3 \times 2\,\mathrm{cm}^2$ 光读出通道。探测到的光子计数包含光子探测效率 (PDE) 和瓷砖之间非活动区域的影响。暗噪声可以忽略不计 [18], ，不会对本文所研究事件的分析产生显著影响。

本分析仅考察内层 2T fiducial 区域（活性液氙中心的 2000 kg），此前的 nEXO 灵敏度研究发现，在简化的基于切选的分析中，该区域对应于最佳的 fiducial 体积；与拟合完整事件分布相比，其灵敏度保留约 95% [13]。该区域的下方 z 边界距阴极表面 10.4 cm。尽管这一体积选择去除了大多数邻近表面的本底事件，但仍需采用额外的鉴别技术，进一步排除表面附近没有重建能量沉积的事件。经过完整探测器响应切选和内层 2T 切选后，初始模拟的 5×10^6 个事件中仅剩 926 个类 ROI 本底事件（630 个底部注入事件和 296 个顶部注入事件）。

为增强研究能够避开传统 nEXO 分析切选的罕见事件拓扑的统计能力，我们从通过内层2T切选之前的类信号背景事件中构建了一个增强样本，其中包含 4,903 个底部注入事件和 3,139 个顶部注入事件。对于每个事件，

γ 能量沉积沿 z 轴平移，其超出内层2T边界的距离按照指数分布进行采样。这近似于各向同性发射的 γ 射线的投影z分布，衰减常数设为 6。9 cm，以匹配该边界处的衰减曲线。事件拓扑、沉积能量以及相互作用位置之间的相对空间关联均得以保留。随后，使用 Chroma 对这个统计量更高的增强样本进行光学光子传播模拟。增强样本仅用于训练，而所有切选后剩余的 926 个原始模拟事件则用于评估第 8.2 节中

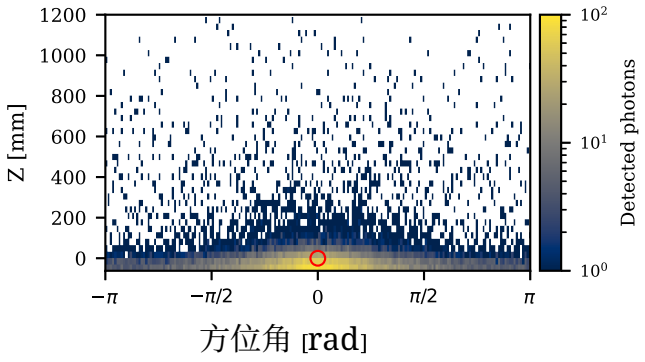


图 8：模拟得到的硅光电倍增管光子击中模式，展示了一个 α 粒子从^{214}Po 衰变产生，并在阴极下方的外层液氙中沉积 2 MeV 能量。探测器以展开的圆柱投影显示，包含 $3 \times 2\,\mathrm{cm}^2$ 个光读出通道。光分布高度集中于阴极附近，反映出该 α 粒子的短射程和高能特性。红色圆圈标示了模拟中 α 相互作用的投影坐标。

基于光的标记策略的性能。

*7.2. Bi-Po*标记方法

为评估延迟Bi-Po标记对阴极表面衰变的效率，我们对 ^{214}Po α 闪烁信号进行了模拟。衰变位置在整个阴极表面均匀抽样。利用 NEST [46] 估算阴极下方局部电场中的闪烁产额，并通过 Chroma 光学模拟框架将产生的光子传播至探测器中。由于 α 粒子几乎将全部能量沉积在液氙中亚毫米尺度的路径内，因此无需使用 Geant4 对单个相互作用进行详细追踪。

估算的标记效率在很大程度上取决于阴极下方的光收集效率（LCE）。LCE定义为光子传输效率（PTE）与光子被SiPM吸收后产生可探测雪崩的概率的乘积 [13]，后者根据对nEXO硅光电倍增器原型器件的光子探测效率（PDE）测量结果确定。此前的nEXO灵敏度研究假设该区域的LCE为较保守的0.1%，因此估算的阴极表面衰变标记效率低于1% [13, 23]。更新后的框架对光收集效率模型进行了若干改进。近期对nEXO硅光电倍增器原型器件的测量表明，在3 V过电压下，预期PDE为21% [18]。与此同时，对硅光电倍增器瓦片几何结构的改进提高了光探测器系统有源区域的有效填充因子 [50]。此外，使用Chroma进行的更新光学模拟（包括在探测器底部表面增加一层反射性Al+MgF_2 层）得出，阴极下方区域的平均PTE为10.5%。综合这些更新，阴极下方区域的LCE达到3.2%，比此前的假设高出一个数量级以上 [13, 23]。

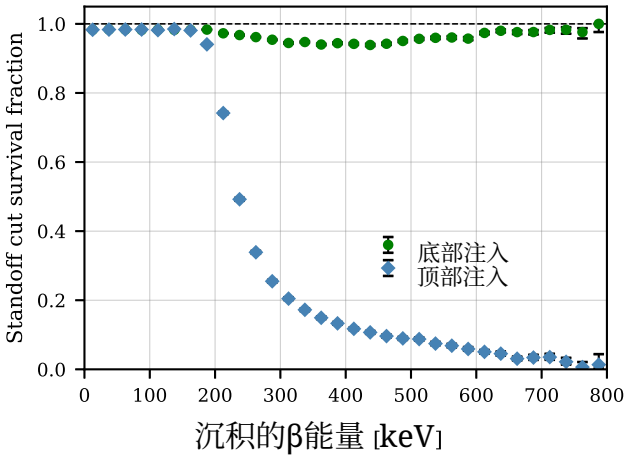


图9：对于模拟的 ^{214}Bi事件，当 γ 能量位于感兴趣区 [2435-2481keV] 时，底部（绿色）和顶部（蓝色）阴极注入事件的隔离距离切选存活比例随沉积的符合 β 能量的变化。

8. 标记性能

本节使用第7节所述的互补特征，评估注入阴极的 ^{214}Bi本底的剔除效率。为了解在引入额外的基于光的判别变量之前，由粒子能量沉积造成的基线电荷剔除情况 β，我们评估隔离距离切选随能量和注入位置的变化。对于内层2T中的类信号本底事件，闪烁光的空间分布可进一步用于本底判别。我们使用一种简单方法进行评估，即统计构成底排的SiPM读出通道中的光子数；这些通道位于阴极下方4至6 cm处（下文称为底排SiPM通道；图1），并使用基于卷积神经网络的分类器。最后，^{214}Po的延迟衰变产生的闪烁光可通过Bi-Po符合识别 ^{214}Bi衰变，而无需依赖 β和 γ 特征。

8.1. 基于电荷的 β-标记

隔离距离切选会剔除重建位置靠近阴极表面的事件，氡子体会注入该表面。为量化这一隔离切选的性能，我们在蒙特卡罗真实能量处于第 7.1.1 节所述感兴趣区内的样本上评估其剔除效果，不应用其他重建切选。如图9所示，该切选的效率强烈取决于注入位置；对于顶部注入事件，还取决于能量。

对于底部注入事件，β 的能量主要沉积在阴极本身或阴极下方的外层液氙中，而这些区域的电离电荷不会被收集。因此，在所有 β 能量下，存活比例均高于 ~94%。浅的极小值出现在约 400 keV 处，这是因为少量能量足够高的 β能够穿过 0.127 mm 厚的阴极，并在漂移侧、靠近阴极表面处沉积电荷。除这一极小值附近外，被排除的少量事件主要由探测器表面附近的 γ 相互作用构成，尤其是场笼壁附近的康普顿散射，这些散射会在距桶部 2.0 cm 范围内产生重建的电荷簇。这些事件满足 fiducial-volume 能量筛选条件，因为只有少部分 γ 能量沉积在表面附近，其余部分则沉积在探测器内部。

对于顶部注入事件，离开阴极的粒子会在有效漂移区沉积电荷。在低能量下，其存活比例与底部注入事件相近，且同样主要受氡诱发的表面相互作用影响。当能量超过 ~200 千电子伏时，存活比例急剧下降，因为阴极附近的沉积开始超过电荷重建阈值；在 400 千电子伏以上，92% 的事件被剔除。对整个沉积能谱积分（见图 5 ），约有 18% 的顶部注入事件被剔除。两种注入配置下仍存活的事件促使我们使用光通道，进一步剔除仅靠基于电荷的切选无法排除的背景事件。

我们指出，还可以采用其他电荷标记方法，以更有效地排除阴极顶部的低能 β 事件。这些事件的电荷信号总是在与之同时发生的 γ 相互作用所产生的光信号之后，间隔一个完整的TPC漂移时间出现。因此，对于感兴趣区内的每个潜在 $0\nu\beta\beta$ 信号，都可以在对应于阴极处事件的狭窄时间窗口内搜索电荷信号，从而探测低于典型噪声阈值的信号。如果能够确定此类同时发生的 β的潜在位置在x-y平面上的坐标，还可以进一步提高这种搜索的灵敏度。这可以通过寻找潜在 $0\nu\beta\beta$ 信号之前发生在阴极上的 α 衰变来实现。请记住，如果母体 ^{218}Po到达阴极，^{214}Bi就会沉积在阴极中；随后 α 衰变会使反冲原子核进入表面，同时 α 被发射到液氙中。来自 ^{218}Po α （6.00 MeV）的电荷和光信号应能轻易实现该事件的x-y位置重建。因此，对于每个潜在的 $0\nu\beta\beta$ 信号，都可以在信号之前搜索阴极上的 α 事件，并将重建得到的x-y位置用作候选位置，以进行灵敏度更高的同时发生的 ^{214}Bi β 搜索。鉴于 ^{214}Pb（27.1 min）和 ^{214}Bi（19.7 min）的半衰期，搜索此前3小时内的事件，效率可达97%。鉴于nEXO对液氙中 ^{222}Rn含量低于600个原子的目标，我们预计此期间阴极上约有8次$_{218}$Po α 衰变，这将大幅缩小潜在的x-y位置范围。计划采用放射性纯电沉积铜作为阴极材料，因此阴极本身放射性污染引起的偶然 α 衰变可以忽略不计 [33]。

8.2. 底行闪烁标记

我们利用原始模拟的 ^{214}Bi事件评估闪烁光的鉴别能力；这些事件在内层2T fiducial体积内通过了所有标准的nEXO重建切选（第7.1.2节）。如图7所示，靠近阴极发生的β 能量沉积会在底排SiPM通道上产生局域化的光信号，而 γ 相互作用产生的光信号分布更弥散、位置也有所偏移，可能会被误认为内层2T fiducial体积内的 $0\nu\beta\beta$ 信号。此前的nEXO模拟研究仅考察了总闪烁光信号与测得的电离信号之比 [13, 23]。

以底行SiPM光子计数作为判别观测量，通过比较内层2T内均匀分布的 $0\nu\beta\beta$ 信号群体与该体积内的类信号本底事件，评估基于光的判别性能。图10显示了 $0\nu\beta\beta$ 信号和加权合并的 ^{214}Bi本底的底行SiPM光子计数概率密度。底行SiPM光子计数包括来自 β 和 γ 相互作用的闪烁，因此反映了邻近阴极的 β 沉积所产生的贡献，以及由 z决定的、来自内层2T内 γ相互作用的集光。顶部植入衰变在输运模拟中所占比例显著更高（表1），因此尽管标准重建和fiducial筛选对其具有更高的排除效率，它们仍构成内层2T内加权类信号本底群体的82.5%。因此，合并判别器的性能主要由这一群体决定。合并本底对应的受试者工作特征（ROC）曲线显示在图10的插图中。

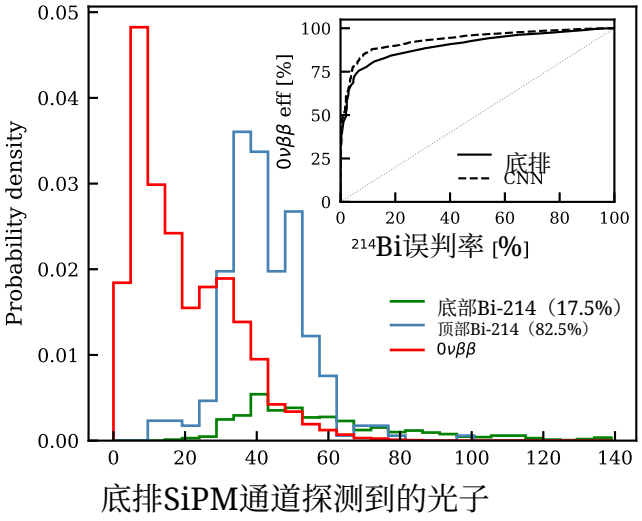


图10：内层2T中，^{214}Bi事件和 $0\nu\beta\beta$ 信号事件（红色）在底排SiPM通道上探测到的光子的概率密度。^{214}Bi顶部（蓝色）和底部（绿色）注入群体根据其对 ^{214}Bi本底模型的相对贡献进行缩放，使合并后的 ^{214}Bi本底分布积分为1；而 $0\nu\beta\beta$ 信号分布则单独归一化至面积为1。插图：加权合并的 ^{214}Bi本底的ROC曲线，分别对应底排光子计数判别器（实线）和CNN（虚线）。

nEXO采用多参数似然拟合，以最优方式结合重建事件的可观测量 [13]。为便于说明，我们转而评估对底排SiPM光子计数施加简单阈值切选的性能：在给定信号效率下选取阈值，并确定相应的本底抑制率。例如，在内层2T fiducial体积内保留95%的 $0\nu\beta\beta$ 信号事件，即可排除此前nEXO灵敏度评估中存在的阴极 ^{214}Bi本底中多达41%，而几乎不会损失信号。在接近最陡斜率处的工作点

在ROC曲线的该区域，可排除98%的本底，同时保持49%的信号效率。

8.3. 基于*CNN*的闪烁标记

为评估是否可以从完整的闪烁光分布中提取额外的判别信息，研究使用 SiPM击中模式训练了一个卷积神经网络（CNN），以区分信号事件和背景事件。该网络由三个卷积层组成，分别使用 16、32 和 64 个滤波器，并在对数缩放的击中模式上采用二元交叉熵损失进行训练。由于内层2T中类信号本底事件的增强样本数量有限（~7,000个独特事件），因此在 ϕ 训练过程中采用了旋转，利用硅光电倍增管阵列的方位角对称性。每个训练事件都以四种固定旋转角度纳入训练，并在加载事件时额外施加随机旋转。鉴于独特事件数量有限，研究采用了相对简单的卷积神经网络架构。所得 ROC 曲线也显示在图10的插图中。在 95% 的信号效率下，CNN 可排除原始内层2T样本中 57% 的 ^{214}Bi 本底，而底排光子计数判别量的排除率为 41%。这表明，纳入完整的空间信息能够在仅考虑描述光分布 z 依赖性的简单变量之外，提供额外的判别能力，尽管 z依赖的分量已捕获了大部分可实现的排除率。

8.4. 基于闪烁的*Bi-Po*标记

在液氙中，α 粒子的射程很短，能量沉积密集，因此会产生高度局域化的闪烁信号。这些 α 信号的可探测性可根据预期探测光子产额进行估算：$N_{\mathrm{det}} = N_{\mathrm{scint}} \times$ 光收集效率。对于在液氙中完全沉积能量的 7.7 MeV α，根据 NEST 得出的光产额，其平均闪烁光子数约为 9×10^5。采用估算的 3.2% 阴极下方光收集效率，对应于 $\sim 3 \times 10^4$ 个探测到的光子。作为保守基准，我们考虑这样一个模拟事件：α从注入原子核中发射，仅在液氙中沉积 2 MeV（图 8）。NEST 预测这种情况下约有 2.4×10^5 个闪烁光子，对应于

$\sim 8 \times 10^3$ 个探测到的光子。这些信号明显高于 SiPM 暗噪声预期的光子计数，因此很容易进行标记。

蒙特卡罗模拟表明，半数的 ^{214}Po α 衰变会在液氙中、而非阴极材料中沉积接近其全部能量。结合阴极下方光收集效率的估算，这意味着底部表面铋-钋标记效率为 $\sim$50%，显著高于此前 nEXO 灵敏度研究 [13]中采用的保守值 <1%。因此，底部表面衰变的预期标记性能可达到与顶部表面衰变相同的水平。

9. 讨论

尽管本文所述模拟较以往工作有所改进，但仍需指出本研究存在若干局限。由于类信号本底事件的样本量有限，我们采用了相对简单的网络架构；使用更大的模拟数据集和更先进的机器学习方法，或许能够进一步提升判别能力。我们假设电荷读出的噪声水平较为理想；噪声增大将降低阴极附近低能量 β 沉积事件的重建效率，但更有效的即时闪烁标记和阴极下方铋-钋标记，其效果在很大程度上不受电荷重建性能影响。最后，流体流动和氡子体表面附着方面的不确定性可能会影响对阴极上本底事件所占比例的假设；不过，本文所述的概念性标记机制仍然适用。

假设即时和延迟闪烁的标记方法彼此独立，则可将第 8 节报告的、在 95% 信号效率下测得的剔除效率直接合并。将这些效率应用于阴极贡献（约占总本底预算的 33 %）时，并按现有 Bi-Po veto 后顶部和底部表面的贡献对其加权，估计使用底排光子计数和 Bi-Po 标记可使总本底降低约 16%；使用卷积神经网络分类器时，降幅可增至约 21%。这些剔除效率是针对单个可观测量设定切选后评估的，并未纳入 nEXO 灵敏度分析所用的完整多参数似然框架。因此，其对最终 $0\nu\beta\beta$ 灵敏度的影响仍有待详细量化。

预计氡子体本底仍将是未来吨级液氙探测器需要重点考虑的问题。尽管我们重点研究了将这些标记技术应用于特定的单相nEXO TPC设计，但本文探索的排除技术依赖于Bi-Po衰变序列及相关闪烁信号空间分布的普遍特征，因此也可以在其他液氙TPC探测器中实现。双相液氙探测器可以通过气相中的电致发光放大实现显著更低的电荷探测阈值，从而达到对单个电离电子的探测灵敏度 [51, 52, 53]。探测从阴极顶部逸出的少量电荷的能力意味着，第8.1节所述的基于电荷的 β 标记方法可能会比在单相设计中有效得多。此外，在单相和双相探测器设计中，本文开发的基于光的标记技术都能为发生在电荷未被完全收集区域内的事件提供互补的判别能力。需要指出的是，本文使用的具体光标记算法针对nEXO的光学开放式场笼和桶壁安装的SiPM阵列所提供的高度像素化光子击中模式进行了优化，该阵列延伸至阴极下方。对于仅在漂移体积两端安装光传感器阵列、并配备光学开放式阴极栅格的液氙TPC设计，这些算法也需要进行类似的针对性调整。除本文探索的排除技术外，反冲植入研究还估算了氡子体在表面内部的深度分布。准确的植入剖面对于预测氡子体衰变产生的 α 粒子、 β 粒子和核反冲的逸出概率与探测概率是必需的，因此可能有助于未来研究惰性液体探测器中的氡诱发本底 [16]。

10. 结论

在本研究中，我们提出了通过探测关联能量沉积，对注入于液氙时间投影室探测器表面的氡子体所产生的 ^{214}Bi 衰变进行标记的新思路。通过引入基于物理机制的氡子体输运与植入模型，我们证明，可利用符合的 β 衰变或后续的 α 衰变所产生的电荷与光信号，区分 ^{214}Bi 的 2448 keV γ射线与潜在的 $0\nu\beta\beta$信号。

对符合的 β 粒子进行电荷重建，可以区分顶部表面衰变，但对于未能收集电离电荷的底部表面衰变，效果要差得多。应用所有标准 nEXO 重建筛选条件并要求位于内侧 2T fiducial 体积后，仍残留一部分类信号本底事件，而基于闪烁的可观测量可提供额外的区分能力。简单的底排光子计数可在信号效率为 95% 时剔除剩余 ^{214}Bi 本底的 41%，而基于CNN的分类器可将这一剔除率提高至 57%。

对阴极下方光收集效率的最新估算表明，对于底部表面衰变，预期的 Bi-Po 标记效率从先前假定的低于 1% 提高至约 50%，

现已与顶部表面衰变的标记效率相当。这些结果共同表明，可被排除的阴极植入的 ^{214}Bi 本底比例高于先前假设，并促使未来的灵敏度预测纳入基于闪烁的可观测量；这些可观测量已包含在 nEXO 探测器设计中。

11. 致谢

M.P.W. 获得美国国家科学基金会研究生研究奖学金资助（项目编号：DGE-2139841）。B.T.F. 和 R.S. 获得美国能源部科学办公室核物理办公室早期职业研究计划的资助。作者衷心感谢核物理办公室通过美国能源部科学办公室向 nEXO 提供支持，资助/合同编号为 DE-AC02-76SF00515、DE-FG02-01ER41166、DE-SC002305、DE-FG02-93ER40789、DE-SC0021388、DE-SC0012704、DE-AC52-07NA27344、DE-SC0017970、DE-AC05-76RL01830、DE-SC0012654、DE-SC0021383、DE-SC0014517、DE-SC0024666、DE-SC0020509 和 DE-SC0024677；同时感谢美国国家科学基金会提供的资助（项目编号：NSF PHY-2111213 和 NSF PHY-2011948）；加拿大自然科学与工程研究委员会（NSERC）项目 SAPPJ-2022-00021、加拿大创新基金会（CFI）项目 39881、魁北克自然与技术研究基金（FRQNT）项目 2019-NC-255821，以及加拿大的 CFREF Arthur B. McDonald 加拿大天体粒子物理研究所提供的支持；感谢韩国 IBS-R016-D1 项目的支持；以及中国科学院的支持。本研究还部分得到了布鲁克海文国家实验室（BNL）、劳伦斯利弗莫尔国家实验室（LLNL）、太平洋西北国家实验室（PNNL）和 SLAC 国家加速器实验室的实验室定向研究与发展（LDRD）计划的支持。

参考文献

[1] V. A. Kuzmin、V. A. Rubakov 和 M. E. Shaposhnikov。早期宇宙中电弱相互作用的反常重子数不守恒。 *Phys. Lett. B*，155:36，1985。[2] M. Fukugita 和 T. Yanagida。无需大统一的重子生成。 *Phys. Lett. B*，174:45–47，1986。[3] E. Majorana。电子与正电子的对称理论。*Nuovo Cim.*，14:171–184，1937。[4] W. H. Furry。关于双贝塔衰变中的跃迁概率。 *Phys. Rev.*，56:1184–1193，1939。[5] J. Schechter 和 J. W. F. Valle。SU(2) x U(1) 理论中的无中微子双贝塔衰变。 *Phys. Rev. D*，25:2951，1982。[6] M. J. Dolinski、A. W. P. Poon 和 W. Rodejohann。无中微子双贝塔衰变：现状与展望。 *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 69 219 251，2019。[7] M. Agostini、G. Benato、J. A. Detwiler、J. Men´endez 和 F. Vissani。借助无中微子 $\beta\beta$ 衰变探索物质生成。 *Rev. Mod. Phys.*，95:025002，2023。[8] C. Adams 等。无中微子双贝塔衰变。2022年。arXiv:2212.11099 [nucl-ex]。[9] Z. Bo 等。基于 PandaX-4T 1.54 吨·年曝光量的暗物质搜索结果。 *Phys. Rev. Lett.*，134:011805，2025年。[10] J. Aalbers 等。LUX-ZEPLIN（LZ）实验基于 4.2 吨–年曝光量的暗物质搜索结果。 *Phys. Rev. Lett.*，135:011802，2025年。[11] E. Aprile 等。利用 XENONnT 实验 3.1 吨年曝光量搜索弱相互作用大质量粒子暗物质。 *Phys. Rev. Lett.*，135 22( ):221003，2025年。[12] G. Anton 等。利用完整的 EXO-200 数据集搜索无中微子双贝塔β 衰变 161802，2019 123。 *Phys. Rev. Lett.*，:。[13] G. Adhikari 等。nEXO：突破 10^{28} *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 49 015104, 2021 衰期灵敏度的无中微子双贝塔衰变搜索。，:。[14] X. Cui 等。PandaX-4T低温蒸馏系统氡去除的调试。 *JINST*，19(07):P07010，2024年。[15] E. Aprile 等。XENONnT 将氡去除至太阳中微子水平。 *Phys. Rev. X*，15:031079，2025年。[16] J. Aalbers 等。XLZD稀有事件观测站的无中微子双贝塔衰变灵敏度。 *J. Phys. G*，52 045102，2025 4( ):。[17] S. Al Kharusi 等。nEXO预概念设计报告。2018年。arXiv:1805.11142 [physics.ins-det]。[18] G. Gallina 等。用于 nEXO 的新型真空紫外敏感硅光电倍增器的性能。 *Eur. Phys. J. C*，82:1125，2022年。[19] M. P. Watts。nEXO光子探测系统及读出电子学。 *JINST*，20:C06009，2025年。[20] M. Jewell 等。nEXO电离读出瓦片的表征。 *JINST*，13:P01006，2018年。[21] Z. Li 等。nEXO中采用分段瓦片的电荷读出模拟。 *JINST*，14:P09020，2019年。[22] Z. Li 等。nEXO实验电荷读出的CRYO专用集成电路表征。2025年。arXiv:2512.11116 [physics.ins- det]。[23] T. Stiegler 等。使用光学开放式场笼的液氙时间投影室中的事件重建。 *Nucl. Instrum. Meth. A* 1000 165239，2021年。[24] C. Liu、Q. Guo、G. Cao、W. Ai 和 Y. Guan。用于贵液时间投影室的铜基底真空紫外高反射率铝镜。 *Vacuum*，197:110806，2022年。[25] D. Bajpai、A. Best、I. Ostrovskiy、D. Poitras 和 W. Wang。下一代液氙探测器真空紫外反射涂层的验证。 *JINST*，19(06):P06008，2024年。[26] 国家核数据中心。评估核结构数据文件（ENSDF）。网址：https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/（访问于2026年4月7日）。[27] S. Zhu 和 E. A. McCutchan。A=214的《核数据表》。*Nucl. Data Sheets*，175:1–149，2021年。[28] E. W. Hoppe 等。降低超高灵敏度辐射探测器用电解成形铜中的放射性本底。*Nucl. Instrum. Meth. A*，764:116–121，2014年。[29] J. B. Albert 等。对 EXO-200 中放射性诱发本底的研究。 *Phys. Rev. C*，92(1):015503，2015年。[30] D. S. Akerib 等。LUX-ZEPLIN（LZ）的放射性与洁净度控制计划。 *Eur. Phys. J. C*，80 1044，2020 11 2022 ( ):。 [勘误：Eur.Phys.J.C 82, 221 ( )]。[31] E. Aprile 等。XENONnT实验中的材料放射性纯度控制。 *Eur. Phys. J. C*，82(7):599，2022年。[32] A. Anker 等。在循环系统中使用静电室进行超高灵敏度氡测定。 *Nucl. Instrum. Meth. A*，1081:170876，2026年。[33] R. MacLellan 等。nEXO放射性测定计划。2026年。arXiv:2604.15406 [physics.ins-det]。[34] K. Pushkin 等。稀有事件搜索实验中气体氡去除研究。 *Nucl. Instrum. Meth. A*，903:267–276，2018年。[35] J. B. Albert 等。使用 EXO-200 探测器测量液氙中 α-和 β-衰变产物的离子比例与迁移率。 *Phys. Rev. C*，92:045504，2015年。[36] J. Aalbers 等。LZ暗物质探测器中 ^{214}Pb衰变的流量依赖标记。2025年。arXiv:2508.19117 [physics.ins- det]。

[37] E. T. Chambers。nEXO 阴极中的氡子体离子注入。硕士论文，德雷塞尔大学，2023年6月。https://doi.org/10.17918/00001756。[38] E. Aprile 等。XENON1T中氡诱发本底的离线标记及其对其他液氙时间投影室的适用性。 *Phys. Rev. D*，110:012011，2024年。[39] J. F. Ziegler、M. D. Ziegler 和 J. P. Biersack。SRIM——离子在物质中的阻止与射程（ 2010 *Nucl. Instrum.* ）。, : – *Meth. B* 268 1818 1823，2010年。[40] S. Agostinelli 等。Geant 4 *Nucl. In-* ——一个 *strum. Meth. A* 506 250 模拟工具包。, : –303，2003年。[41] J. Allison 等。Geant 4 *IEEE* 的发展与 *Trans. Nucl. Sci.* 53 270 278, 2006 应用。, : –。[42] J. Allison 等。Geant 4 *Nucl. Instrum.* 的最新进 *Meth. A* 835 186 展。, : –225，2016年。[43] M. Szydagis 等。NEST：液氙闪烁产额的综合模型。 *JINST*，6:P10002，2011年。[44] M. Szydagis 等。NEST 2.0.1，2019年。Zenodo，doi:10.5281/zenodo.3357973。[45] J. B. Albert 等。拟议中的 nEXO 实验对无中微子双贝塔 β *Phys.* 衰变的灵 *Rev. C* 97 敏度和发现潜力。, :065503，2018年。[46] S. Farrell 等。NEST合作组/ nestpy，2026年。Zenodo，doi:10.5281/zenodo.1345595。[47] E. Aprile 和 T. Doke。用于粒子物理和天体物理学的液氙探测器。 *Rev. Mod. Phys.*，82 2097，2010 2053: –。[48] S. Seibert 和 A. Latorre。使用基于表面的几何结构进行快速光学蒙特卡罗模拟（Chroma），2011年。https://api.semanticscholar.org/CorpusID:14140948。[49] Chroma：使用基于表面的几何结构进行快速光学蒙特卡罗模拟。网址：https://github.com/BenLand100/chroma。[50] T. Tsang 等。熔融石英片上大面积 TSV硅光电倍增管阵列的性能。载于 *Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging* ，页码 –。 *Conf. (NSS/MIC)* 1 2, 2022 [51] B. Edwards 等。双相氙中的单电子发射测量。 *Astropart. Phys.*，30:54–57，2008年。[52] E. Aprile 等。利用 XENONnT 的低能电离信号搜索轻暗物质。 *Phys. Rev. Lett.*，134 161004，2025 16( ):。[53] D. S. Akerib 等。LUX-ZEPLIN探测器中少电子本底的研究。 *Phys. Rev. D*，113(7):072018，2026年。