

深海反电子中微子源定向和探测的模拟研究*

周研 司大伟 许俊怀 陈新 肖志刚†

(清华大学物理系, 北京 100084)

(2026 年 1 月 25 日收到; 2026 年 3 月 25 日收到修改稿)

切伦科夫探测器在确定高能粒子的反应顶点与入射方向方面优势显著, 具备识别信号发射源的潜力. 本研究针对水下中微子探测, 提出一种新方法: 在深海环境下, 以纯水或掺钋水作为敏感介质, 采用光电倍增管 (PMT) 阵列测量中微子源的方向信息. 研究通过 Geant4 模拟, 完整重建了弹性散射与逆 β 衰变 (IBD) 两类反应事例. 在模拟过程中, 充分考虑了切伦科夫光子的产生和传输情况, 并应用霍夫变换方法进行方向重建. 针对 IBD 反应, 采用时间窗口符合信号方法进行鉴别, 且当使用掺钋水方案时, 该方法的鉴别效率可显著提升. 本文创新性地提出在高噪声水平下应用霍夫变换定向中微子发射源的方法, 并引入基于事件夹角关联与负权重判选的信号优化策略. 模拟结果表明, 探测阵列能够达成每日对 1 km 外 1 GW 反应堆定向 1 次的任务, 且有望实现对 10 km 范围内反应堆的监测. 该研究为未来的水下中微子探测系统提供了理论基础与设计参考.

关键词: 中微子, Geant4, 方向重建, 霍夫变换**DOI:** 10.7498/aps.75.20260136**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260136

1 引言

中微子作为核反应进程中的关键产物, 其能量范围横跨几 MeV 至几十 MeV. 依据其不同特性, 正电子味中微子 (ν_e) 主要源自核聚变反应, 广泛存在于太阳等天体的内核反应中; 而反电子味中微子 ($\bar{\nu}_e$) 则多产生于放射性核素的衰变以及核裂变反应. 鉴于当前人类对核能的应用主要聚焦于核裂变领域, $\bar{\nu}_e$ 大量存在于地球上的核反应堆及各类人造核设施中.

从应用层面来看, 探测来自太阳的电子中微子具有重大意义, 它不仅能够验证标准太阳模型, 还为中微子振荡的发现提供了关键依据 [1-4]. 而探测反电子中微子, 一方面可以辅助监测核反应堆的运行状态 [5-14], 另一方面对于精确测量中微子振荡中的角度参数 θ_{13} 也发挥着重要作用 [15-18]. 然而, 从实际操作角度而言, 中微子仅通过弱相互作用参与

反应, 导致其反应截面极小, 探测难度极高.

在本研究中, 为了针对海上应用场景下对反中微子源探测及定向的潜在需求, 我们提出了利用水作为灵敏介质的切伦科夫探测器, 通过中微子与电子弹性散射反应进行定向探测的想法 [1]. $\bar{\nu}_e$ -e⁻ 弹性散射具有独特优势, 散射电子的方向与入射中微子的方向高度接近, 其具体分布形式与 $\bar{\nu}_e$ 的能量密切相关 [19,20]. 当产物电子获得动能且运动速度超过水中的光速时, 会在特定角度发出切伦科夫光, 并传播至光电倍增管 (PMT). 这些光电倍增管具备极高的灵敏度和时间分辨率, 能够迅速响应并产生信号, 人们能够重建反冲电子的起点和运动轨迹, 进而推断出入射中微子的方向 [21].

目前, 人类已经实现了利用海底清洁水或南极大体积冰作为探测介质的设想 [22,23], 这类方案能够显著增大探测器体积, 有效提高探测事例率, 但主要应用于探测来自宇宙的极高能量中微子 [24-29]. 然而, 在海洋环境中, 当探测目标变为低能域的反

* 国家重点研发计划 (批准号: 2023YFC3107401) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xiaozg@tsinghua.edu.cn

电子中微子时, 仍面临诸多额外的挑战. 由于低能特性, 反应产生的切伦科夫光较少且传播距离有限, 同时, 海水中自然辐射源 (如 ^{40}K 和 ^{208}Tl)^[30] 产生的背景噪声足以带来极大干扰. 在粒子性质层面, $\bar{\nu}_e\text{-e}^-$ 弹性散射的散射电子与入射中微子之间的同向性弱于电子中微子, 并且反电子中微子还存在另一种本底中微子反应, 即 $\bar{\nu}_e + \text{p} \rightarrow \text{e}^+ + \text{n}$ (IBD), 在水中该反应的事例率约为弹性散射反应的 50 倍. IBD 反应产生的正电子, 能量与弹性散射反应道中的电子相近, 且正电子与反电子辐射切伦科夫光的特征一致, 无法通过切伦科夫探测器直接区分. 此外, IBD 中的正电子方向与中微子方向无明显相关性, 使得该反应对于定向任务成为了本底, 大幅提高了源定向时的本底水平. 面对这些难题, 有必要针对反中微子源的定向策略展开细致研究.

本文在之前研究的深海电子中微子探测的基础上^[1], 同样基于蒙特卡罗模拟, 深入探讨了在深海环境探测反电子中微子的策略. 针对其粒子特性带来的新挑战, 我们选择使用纯水或掺钆 (Gd) 水作为探测介质, 并着重研究了 IBD 本底的针对性去除方法, 以及利用信号之间关联量在强背景下提高重建能力的策略. 本文结构安排如下: 第 2 节详细介绍探测阵列构建和整个模拟和重建的流程, 包括针对 IBD 事件的鉴别策略; 第 3 节给出了不同反应道和不同探测介质的方案; 第 4 节解释了如何从零散事例中提取中微子源方向, 以及在此过程中用关联法提取纯化信号的方法; 第 5 节对本文提出的探测方式对反中微子源的定向能力进行了综合讨论; 第 6 节为总结.

2 模拟和重建流程

本文的模拟均在 WCSim 框架内进行^[31], 该框架是超级神冈实验中使用的、基于 Geant4 软件包开发的完整分析框架, 包括探测器构建、水中中微子诱发反应产物的传输、切伦科夫光的生成与传播以及 PMT 的响应. 本节将完整介绍探测器构型设计、不同反应道的事例重建和鉴别的全部策略.

2.1 探测器布局与软件介绍

在深海环境中, 直接采用海水作为探测介质是最方便的探测手段. 然而, 由于反中微子的信号极其微弱, 海水中的强辐射背景会导致无法识别 IBD

反应, 故而我们选择退而求其次, 使用纯水进行探测. PMT 按照特定的几何构型分布在水中, 其作用是吸收由中微子诱发反应中产生的高速电子所发出的切伦科夫光. 鉴于我们的探测目标是反中微子 (可来源于反应堆), 不大可能在探测器的正上方或正下方出现, 因此对探测器仅需保证水平方向的对称性即可. 所以, 本文采用的是圆柱形探测器构型, 而且相较于球体^[1], 圆柱体更加便于实际生产和装配. 该圆柱体的直径和高度均为 10 m, 这里选用敏感区域直径为 8 in (约 20.32 cm) 的 PMT, 相邻 PMT 之间的距离约为 40 cm. 在柱体的侧面, PMT 沿轴向等间距排列成 25 层, 每层环向等距分布 80 个 PMT, 整个侧面布置的 PMT 总数为 2000 个, 每个 PMT 的对称轴垂直指向圆柱中心轴. 在柱体的上下表面, PMT 以 40 cm 间距呈网格状排布, 对称轴均垂直于上下平面. 两个表面分别布置有 432 个 PMT, 即整个探测器所用的 PMT 总数为 2864 支.

探测器外围区域的表面被黑色薄膜覆盖, 即柱体表面的吸收率设置为 95%, 以减少探测器内部的反射对重建结果的影响. 同时, 为了避免 PMT 及其周边支架材料带来的残余辐射, 灵敏探测体积与外层保持 0.5 m 的间距, 即定义的灵敏探测体积为半径、直径和高度均为 9 m 的圆柱体. 具体的探测器结构如图 1 所示.

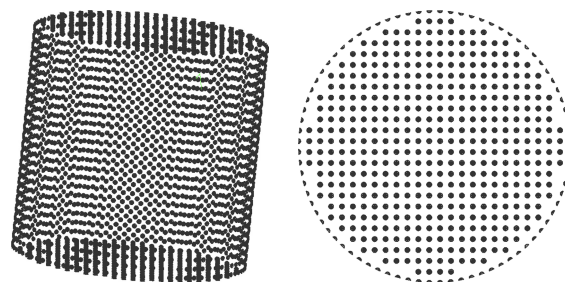


图 1 探测器结构图. 左: 圆柱体侧面 PMT 分布; 右: 圆柱体端面 PMT 分布

Fig. 1. Detector configuration. Left: Side surface PMT distribution; Right: End-cap PMT distribution.

事件的模拟是从中微子诱发产生带电粒子的反应开始的, 这一过程由软件强制启动. 产物带电粒子刚生成时, 在水中的运动速度超过阈值, 会发出切伦科夫光, 并且在粒子运动过程中还会发生散射, 进而产生次级粒子并损失能量. 模拟程序会跟踪每个次级粒子的运动, 直到它们全部停止运动或

被吸收. 切伦科夫光子在水中会根据设置的光学参数经历散射和吸收过程. 如果光子最终到达 PMT 表面, 将根据 PMT 的响应参数设置, 产生一定数量的光电子 (PEs), 并输出信号. 在本文的工作中, 所使用的 PMT 响应和光学参数设置均与超级神冈实验的设置一致. 信号的触发条件设定为在 50 ns 内超过 10 个 PMT 产生响应, 仅通过触发的事件才会进行数据存储, 以便后续分析.

图 2 展示了一个由 6 MeV 反电子中微子诱发的弹性散射反应过程的演示图. 入射方向是在 4π 立体角范围随机选取的, 事件的顶点则固定在中心. 图中红色线条表示切伦科夫光子的轨迹, 虚线箭头表示反冲电子的方向.

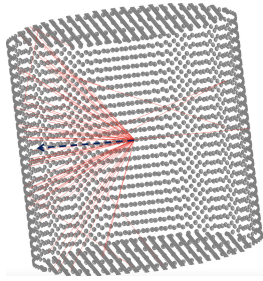


图 2 单事例模拟的事件显示示意图. 红线代表出射的切伦科夫光子

Fig. 2. Display for one single neutrino event. The red lines denote the Cherenkov light.

2.2 事例重建算法

事例级别的重建是针对反应后产物的带电粒子而言的. 通过触发的光电倍增管 (PMT) 的时间和位置信息, 可以推测出产物带电粒子的产生顶点和运动方向 [32–36].

其中顶点重建主要依赖于触发 PMT 的时间信息. 对于 MeV 能区的中微子, 可忽略反冲电子的轨迹长度, 认为所有的切伦科夫光子都来自同一点 (x_0, y_0, z_0, t_0) , 则对于每个 PMT 位置 (x_i, y_i, z_i) , 可计算光子到达该 PMT 的理论时间 t_i^{exp} 为

$$t_i^{\text{exp}} = t_0 + \frac{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2}}{c/n}. \quad (1)$$

当选取的顶点参数与真实值一致时, 所有被触发 PMT 的实际响应时间与计算出的预期时间之间的差异应达到最小, 具体来说, 我们最大化了如 (2) 式所示的函数 [37]:

$$f = \sum \exp(-\zeta_i^2 / \sigma_t^2), \quad (2)$$

其中 $\zeta_i = t_i - t_i^{\text{exp}}$ 表示实际时间与预期时间之差, $\sigma_t^2 = 50$ 表示 PMT 的时间分辨率. 式中使用了指数项, 是因为可能存在多次反射后到达 PMT 的光子, 使得实际触发时间与理论时间差异较大, 而指数项的引入可以减小方程对这些异常数据的敏感度, 从而使重建结果更加合理.

方向重建则主要依赖 PMT 的位置, 由于切伦科夫光沿锥形发射的性质, 发射角度 $\theta \approx \arccos(n^{-1})$, 其中 n 是介质的折射率. 因此可以利用计算机视觉中常用的霍夫变换方法 [20,38–41], 提取该锥形的特征并得到锥形中心轴, 也就是带电粒子的运动方向, 此方法的详细阐释可参考文献 [1]. 此处, 图 3 是以粒子运动方向为中心, 与该方向夹角 θ 为极轴, 方位角 ϕ 为极角的一系列极坐标图, 演示了一事件进行霍夫变换的过程, 图 3(a) 中方块表示产生响应的 PMT 所处的方向. 为了示例, 红色交叉符号处的 PMT 信号, 转化为了 θ - ϕ 平面上对

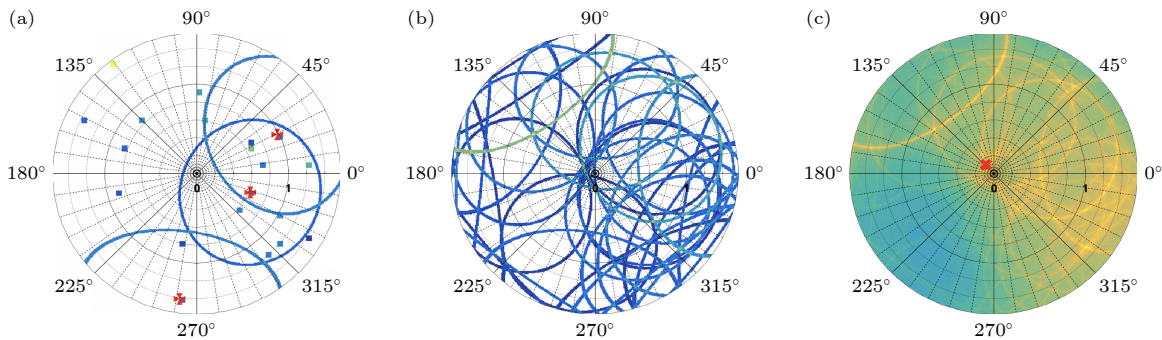


图 3 霍夫变换法示意图 (a) 单个 PMT 信号的转化结果, 以红色交叉符号代表的击中所产生的几率圆也标记在图中; (b) 全部 PMT 信号的几率圆累加; (c) 连续几率分布下霍夫变换结果

Fig. 3. Schematic diagram of Hough transform method: (a) The conversion result of a single PMT signal, with the probability circle generated by the hit (represented by a red cross) marked in the figure; (b) accumulation of probability circles of all PMT signals; (c) Hough transform result under continuous probability distribution.

应固定的切伦科夫发射角 θ_c 的几率圆, 也画在图中. 图 3(b) 展示了全部 PMT 信号以自身光电子 (PE) 数为权重转化为几率圆之后累加得到的总结果. 图 3(c) 则表示在单一信号的转化时将几率圆替换为实际使用的连续几率分布后得到的 θ - ϕ 平面上总的几率分布, 其中, 红色星号标记了平面中的最可几位置, 并将其作为重建得到的粒子运动方向.

2.3 IBD 事件鉴别策略

反中微子入射到水中引入的 IBD 反应 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$), 事例率约为弹性散射反应的 50 倍, 但其产物方向与中微子方向无显著相关性, 因此对于定向中微子源, 它反而会成为本底之一. IBD 反应产生的正电子, 能量与弹性散射反应道中的电子相近, 且正电子与反电子辐射切伦科夫光的能力一致, 因此无法通过切伦科夫探测器直接区分. 幸运的是, IBD 反应的产物中子, 同样有机会发生俘获反应并释放 γ 射线, 从而被探测器接收到. 也就是说, 单个 IBD 事件有机会在短时间内两次触发探测器响应^[42-44]. 因此, 我们利用这一特征针对性地鉴别 IBD 事件.

在纯水中, 俘获中子的物质主要是氢核, 该俘获过程会释放 2.2 MeV 的 γ 射线. 在模拟 IBD 反应时, 由已知的反应堆 IBD 反应中微子能量-正电子发射角二维分布中直接抽样, 并计算两产物四动量, 将其作为初级信号. 随机抽样后获得的中子能谱、正电子能谱以及发生中子俘获的时间如图 4 所示.

这些结果也表明, 产物正电子与弹性散射反应道的反冲电子的能谱十分相似. 而产物中子的初动

能基本可忽略不计, 经过 0.5 ms 左右的慢化过程后, 中子将被质子俘获, 从而产生次级信号. 次级信号的 γ 射线仅 2.2 MeV, 在探测器中产生的总光电子数将显著低于中微子信号, 因此, 需要降低探测阈值以高效地识别中子信号. 文献 [1] 中提到, 为了抑制海水中大量的 ^{40}K 本底, 需要对所测得事件的点火 PMT 的多重性 M_{pmt} 设置阈值条件 $M_{\text{pmt}} > 20$. 结合这一条件, 我们制定了如下的 IBD 鉴别策略. 由图 4(c) 中的时间分布, 可大致确定时间长度为 0.5 ms 的符合时间窗口, 当探测器在某时刻获得一个满足 $M_{\text{pmt}} > 20$ 的疑似信号后, 在 0.5 ms 窗口范围内, 下调探测器触发条件为 20 ns 内有 4 支及以上 PMT 响应, 若此时间内探测到了关联触发, 则所测得的疑似信号被识别为 IBD 反应信号; 若没有出现关联触发, 则所测得的疑似信号被识别为弹性散射信号. 值得一提的是, $M_{\text{pmt}} > 20$ 的疑似信号本身既可能来自弹性散射的反冲电子, 也可能来自 IBD 反应的正电子, 还可能是与中微子无关的其他本底, 这导致该策略可能会将 IBD 识别为弹性散射, 也可能将弹性散射识别为 IBD. 需要说明的是, 由于水下宇宙射线很大程度被屏蔽, 且根据其穿透性和长径迹等特征总能通过其他反符合方法压制, 因此在本文的模拟中, 暂不考虑宇宙射线本底.

3 事件重建结果

本节是本文的核心内容, 详细呈现了 $\bar{\nu}_e$ 在介质中反应模拟后, 事件重建以及鉴别的全部结果. 基于这些结果, 可以初步得出结论: 无论是纯水还是掺 Gd 水, 均能够实现弹性散射与 IBD 反应的鉴别.

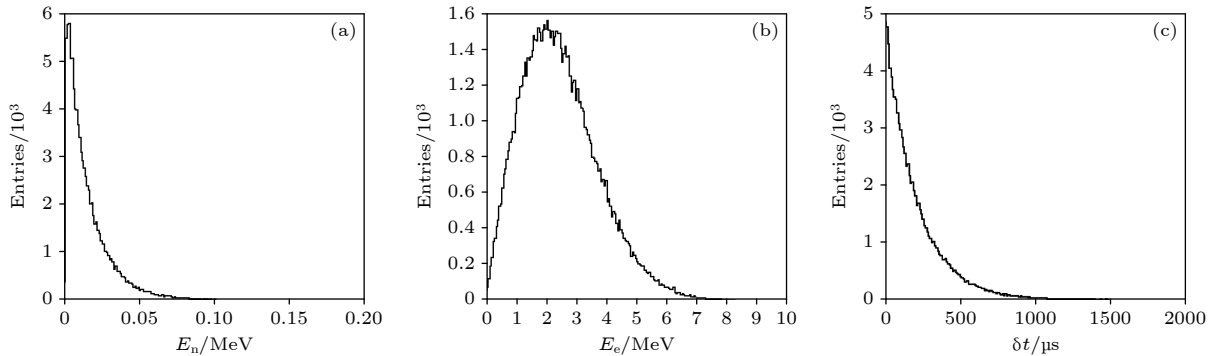


图 4 IBD 模拟初级事件图 (a) 中子能谱; (b) 正电子能谱; (c) 中子俘获时间分布

Fig. 4. IBD simulation primary event diagram: (a) Positron energy spectrum; (b) neutron energy spectrum; (c) neutron capture time distribution.

3.1 弹性散射反应道结果

在进行反中微子弹性散射反应道模拟时, 利用中微子与电子弹性散射的微分散射截面公式^[45] ((3) 式) 对反冲电子的分布进行采样. 同时, 让电子的产生位置在探测器的有效体积内呈随机分布.

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{4\sigma_0 E_\nu^2 M^2 \cos\theta}{(M^2 - E_\nu^2 \cos^2\theta)^2} \times \left[g_1^2 + g_2^2 \left(1 - \frac{2m_e E_\nu \cos^2\theta}{M^2 - E_\nu^2 \cos^2\theta} \right) - 2g_1 g_2 \frac{m_e^2 \cos^2\theta}{M^2 - E_\nu^2 \cos^2\theta} \right], \quad (3)$$

其中 g_1, g_2 是与中微子味道相关的因子, $M = m_e + E_\nu$ 表示系统的总能量. 对于反应堆中微子 $\bar{\nu}_e$, 该函数分布如图 5 所示.

从图 5 可以观察到, 在同方向出射 ($\cos\theta = 1$) 的位置, 反电子中微子出现的概率反而下降了. 这也就意味着, $\bar{\nu}_e$ 在初级反应时引入了额外的角度弥散, 这会使重建中微子源的难度显著增大. 另外, 根据相对论两体碰撞问题的解可以轻易得到, 在相同入射能量的情况下, 散射角越大, 电子获得的动能越低. 这表明 $\bar{\nu}_e$ 的反冲电子动能会更低, 导致重建误差更大, 效率更低. 这相当于变相提高了重建难度.

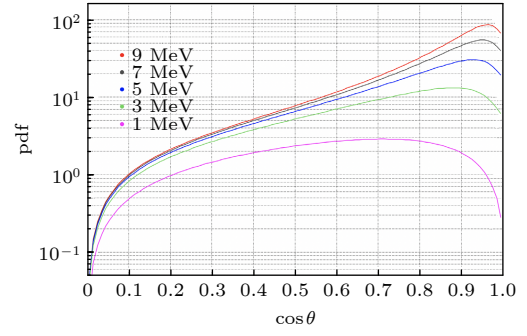


图 5 $\bar{\nu}_e$ - e^- 弹散过程中的反冲电子角分布

Fig. 5. Angular distribution of recoil electrons in $\bar{\nu}_e$ - e^- elastic scattering.

最终不同能量下的重建结果如图 6 所示. 在每个能量点上, 我们都模拟了 10^5 个事件. 图 6(a) 展示了重建方向与反冲电子真实方向之间夹角 α 的余弦分布; 图 6(b) 展示了均值 $\langle \cos\alpha \rangle$ 随入射中微子能量的变化情况; 图 6(c) 展示了真实反应顶点与重建顶点之间的平均距离 ΔR . 图中 η 为重建后的探测效率, 可以看到, 重建成功的事件数和精度随入射中微子能量的增加而提高. 与文献 [1] 中正中微子的结果相比, 反中微子重建时的不利因素体现在效率和角度重建精度整体上的显著下降. 而在 $E_\nu = 10$ MeV 时, 重建效率为 37.56%, 均值 $\langle \cos\alpha \rangle = 0.65$, 表明在 6—10 MeV 的偏高能区, 电子方向的重建精度依然是可以接受的.

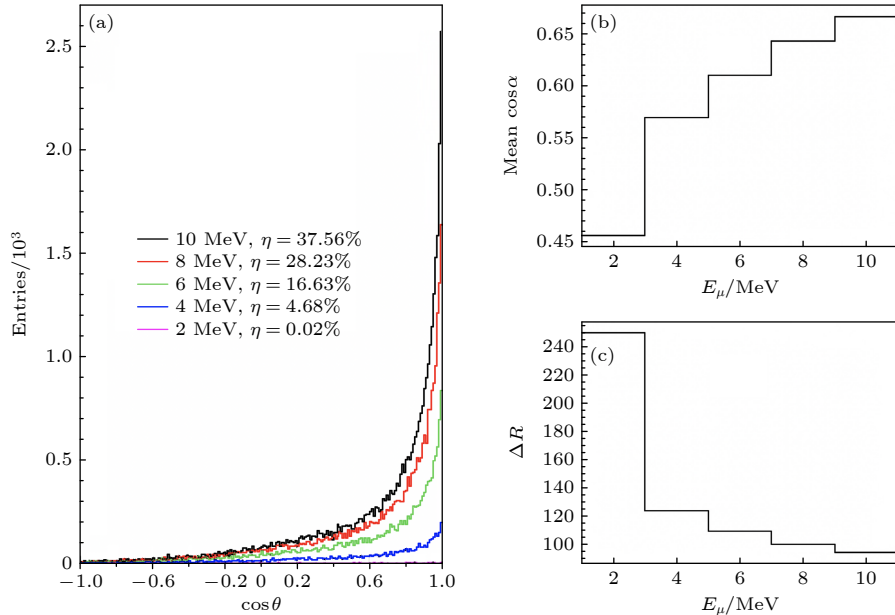


图 6 $\bar{\nu}_e + e^-$ 事例模拟结果图 (a) 重建方向与真实方向夹角 α 的余弦分布; (b) 均值 $\langle \cos\alpha \rangle$ 随能量变化; (c) 重建顶点与实际顶点平均偏移距离 ΔR (cm)

Fig. 6. Results of the reconstruction of $\bar{\nu}_e + e^-$ elastic scattering: (a) Distribution of angles between the reconstructed direction and the true direction; (b) the mean $\langle \cos\alpha \rangle$ varies with energy; (c) vertex reconstruction average displacement ΔR (cm).

3.2 纯水介质下 IBD 鉴别结果

对于通过阈值 $M_{\text{pmt}} > 20$ 的疑似信号, 探测器周围海水环境中的天然放射性本底已经被压制到较低水平, 但在低阈值触发窗内, 海水中 ^{40}K 本底产生的 1.4 MeV γ 射线^[46], 依然与 2.2 MeV 的中子信号难以区分, 这会对关联中子信号的探测产生巨大干扰. ^{40}K 的事件率由下式给出:

$$n = \frac{\eta_{40}\rho_K N_A}{M_K \tau} = 12.03 \text{ L}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (4)$$

其中 $\rho_K = 380 \text{ mg/L}$ 是海水中钾元素的质量分数, $\eta_{40} = 0.0117\%$ 是 ^{40}K 的同位素丰度, $\tau = 5.692 \times 10^{16} \text{ s}$ 是 ^{40}K 的衰变寿命, N_A 是阿伏伽德罗常数, M_K 是钾元素的摩尔质量. 考虑 γ 射线的穿透性, 在模拟时, 设定在直径高度均为 12 m, 即距离探测器外壳 1 m 范围内的区域生成 ^{40}K 本底. 代入此区域的体积可计算得出, 在该区域内 ^{40}K 事例率为 $6.878/\mu\text{s}$, 即在 0.5 ms 时间窗内, 将产生共约 3439 个 ^{40}K 本底事例. 而实际想要观测到的中子信号只有 1 个. 因此, 依然需要仔细判别信号与本底之间的能量差异, 以更高效地识别 IBD. ^{40}K 与中子信号的触发 PMT 多重数分布如图 7(a) 所示, 其中 ^{40}K 在探测器周围区域产生, 模拟了 10^8 个事件, 中子信号模拟了 10^5 个事件. 图 7(a) 展示 PMT 多重数的分布; 图 7(b) 展示的则是在不同 PMT 多重数判选条件下剩余的信号探测效率; 图 7(c) 则是在不同 PMT 多重数判选条件下, 在 0.5 ms 的时间范围内能探测到至少 1 个符合信号的概率, 将俘获到 ^{40}K 和中子的概率分别用 P_K, P_n 表示, 则 $P_K = 1 - e^{-\eta_K N}$, $P_n = \eta_n \eta_t$, 其中 η_K, η_n 为图 7(b) 中判选后的剩余信号效率, $\eta_t = 91.43\%$ 为中子俘

获信号在 0.5 ms 之内生成的比例, N 为时间窗口内预期出现的全部 ^{40}K 事例个数.

基于前文给出的鉴别逻辑, 在 0.5 ms 符合时间窗内一旦探测到 1 个符合信号, 则整个时间窗将被鉴别为 IBD 事例, 即作为弹性散射反应道的本底, 不进入源定向时使用的事例集. 在此情形下, P_K 表示由于存在大量本底, 会将来自 ^{40}K 的信号误认为是 IBD 反应的中子信号, 从而对信号的种类发生误鉴别的概率. 而 P_n 则表示 IBD 反应实际已产生的中子信号被成功识别, IBD 反应被正确鉴别的概率. 用 n_i 表示反应道 i 贡献的满足 $M_{\text{pmt}} > 20$ 的事例率, 则可以得到如表 1 所列的事例鉴别结果. 其中识别 IBD 中 e^+ 事例时, 即使是测到被误认为中子信号的 ^{40}K 信号, 同样可以正确地鉴别 IBD 反应. 因此, 此项在表格中的计算结果存在两概率的耦合.

表 1 各类事例鉴别结果
Table 1. Table of identification results for various cases.

	被识别为弹性散射信号	被识别为IBD信号
弹性散射事例	$(1 - P_K)n_{\text{es}}$	$P_K n_{\text{es}}$
IBD e^+ 事例	$(1 - P_n)(1 - P_K)n_{\text{IBD}}$	$(P_n + P_K - P_n P_K)n_{\text{IBD}}$
其他高能本底	$(1 - P_K)n_{\text{bkg}}$	$P_K n_{\text{bkg}}$

经过简单的整理可以得到, 最终结果事例集中, 实际的弹性散射信号的事例率为 $(1 - P_K)n_{\text{es}}$, 而信噪比可以由 (5) 式给出:

$$\begin{aligned} r_{\text{es}} &= \frac{(1 - P_K)n_{\text{es}}}{(1 - P_n)(1 - P_K)n_{\text{IBD}} + (1 - P_K)n_{\text{bkg}}} \\ &= \frac{n_{\text{es}}}{(1 - P_n)n_{\text{IBD}} + n_{\text{bkg}}}. \end{aligned} \quad (5)$$

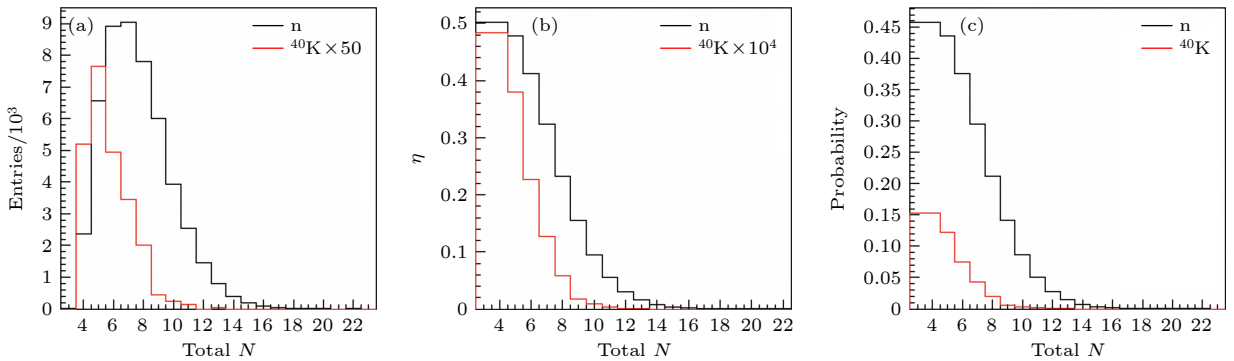


图 7 ^{40}K 与 n 信号点火 PMT 分布图 (a) PMT 多重数分布; (b) 判选效率随 PMT 多重数判选条件的变化关系; (c) 符合探测概率随 PMT 多重数判选条件的变化关系

Fig. 7. Distribution diagram of PMTs triggered by neutron signal: (a) PMT multiplicity distribution; (b) selection efficiency as a function of PMT multiplicity cut condition; (c) coincidence detection probability as a function of PMT multiplicity cut condition.

第4节将介绍源重建的方法, 这里先直接使用后面的结论: 达到相同重建源能力的条件下, 事件集当中的实际信号数量和其信噪比满足反比例关系. 因此为了使搜索能力达到最优, 应该最大化此二者的乘积, 即

$$f(M_{\text{pmt}}) = \frac{(1 - P_K)n_{\text{es}}^2}{(1 - P_n)n_{\text{IBD}} + n_{\text{bkg}}}.$$

将表达式 $f(M_{\text{pmt}})$ 进行变形,

$$\frac{(1 - P_K)n_{\text{es}}^2}{(1 - P_n)n_{\text{IBD}} + n_{\text{bkg}}} = \frac{(1 - P_K)n_{\text{es}}^2}{(1 + r_b - P_n)n_{\text{IBD}}},$$

其中, $r_b = n_{\text{bkg}}/n_{\text{IBD}}$, 则 $f(M_{\text{pmt}})$ 的最大值点即为 $(1 - P_K)/(1 + r_b - P_n)$ 的最大值点. 图8展示了在不同 n_{bkg} 的强度下, $(1 - P_K)/(1 + r_b - P_n)$ 随 M_{pmt} 取值大小的变化关系, 每种 r_b 取值下获得的最大值应为实际鉴别 IBD 反应的判选条件取值. 由结果可以得出, 随着 r_b 取值增大, 对应的最优 M_{pmt} 判选取值逐渐增大, 且 r_b 在 0—1 范围内时 (预期状态下 n_{bkg} 的实际强度即应在此范围), 判选位置取值范围为 4—6.

以 $M_{\text{pmt}} = 5$ 为例, 此时的 $P_n = 43.7\%$, $P_K = 12.2\%$, 有比较可观的概率成功鉴别 IBD 本底. 回到表1中的数值, 还可以给出探测 IBD 的信噪比, 见 (6) 式:

$$\begin{aligned} r_{\text{IBD}} &= \frac{P_K n_{\text{es}} + (P_n + P_K - P_n P_K) n_{\text{IBD}}}{P_K n_{\text{bkg}}} \\ &= \frac{n_{\text{es}} + n_{\text{IBD}}}{n_{\text{bkg}}} + \frac{P_n n_{\text{IBD}}}{n_{\text{bkg}}} \left(\frac{1}{P_K} - 1 \right). \end{aligned} \quad (6)$$

预期状态下 n_{bkg} 的实际强度应在 $n_{\text{bkg}} < n_{\text{IBD}}$ 的范围内, 因此 r_{IBD} 将是大于 1 的数值, 即在目标存在时, 引起的 IBD 的计数率变化幅度超过 1 倍,

已足够满足识别需求. 这意味着, 成功鉴别 IBD 事例, 可以赋予 IBD 事例触发的功能. 即探测器工作时同时统计弹性散射重建事例的方向谱和 IBD 事例的计数率, IBD 计数率作为搜索的触发信号, 仅当计数率达到预期涨幅的时候, 才启动源的搜索策略. 在此逻辑下, IBD 反应则不再只是作为本底干扰搜索过程, 而是作为另外的信号, 解决探测器需要持续搜索的缺点.

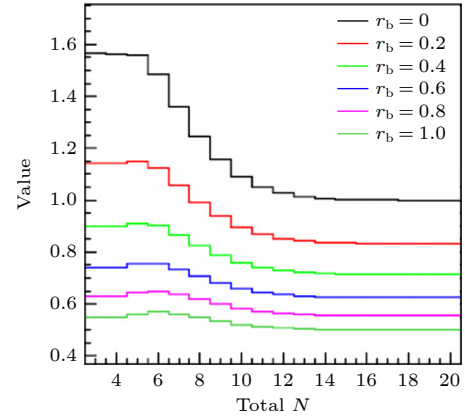


图8 不同 r_b 值下 $(1 - P_K)/(1 + r_b - P_n)$ 的变化曲线 (表征判选效果的评价指标)

Fig. 8. Variation curve of $(1 - P_K)/(1 + r_b - P_n)$ as a function of r_b (A figure-of-merit for evaluating the selection performance).

3.3 掺 Gd 水介质下 IBD 鉴别结果

^{157}Gd 是实验中常用的中子俘获剂, 若内部密封的纯水探测器的各项功能可以实现, 可在其中掺入 0.06% 的天然 Gd 作为探测介质, 这将极大程度上提高探测中子的灵敏度. ^{157}Gd 的中子俘获截面远高于氢原子, 仅少量掺杂即可在俘获中占据主导地位, 并会放出共计 8 MeV 的 γ 射线, 掺 Gd 情形下的信号点火 PMT 分布如图 9(a) 所示.

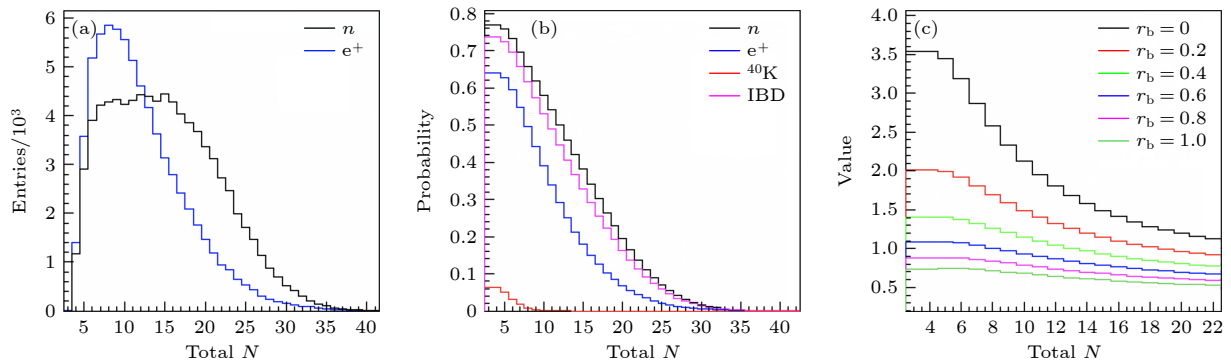


图9 纯水掺 Gd 后 IBD 信号点火 PMT 分布图 (a) PMT 多重数分布; (b) 判选效率曲线; (c) 优化函数曲线

Fig. 9. Distribution of PMT for IBD signal ignition after Gd doping: (a) PMT multiplicity distribution; (b) selection efficiency curve; (c) optimize function curve.

可以注意到,此时中子信号的强度甚至已经强过正电子信号,也就是说,中子响应也可能成为通过阈值 $M_{\text{pmt}} > 20$ 的疑似信号. 因此,在进行符合鉴别时,应在信号前后向均设置时间窗进行鉴别,从而更准确地识别 IBD 信号. 所幸的是,在掺 Gd 的情形,发生中子俘获的时间也有大幅缩短,如图 10 所示,仅取 0.1 ms 时间范围,即可实现俘获信号生成比例 $\eta_t = 91.25\%$,这也使得 ^{40}K 引起的误符合概率进一步降低. 仍在距离探测器外壳 1 m 范围生成 ^{40}K 本底,在 0.2 ms 双向时间窗内,将产生约 1376 个 ^{40}K 本底事例. 图 9(b) 展示了不同位置判选条件下,在 0.2 ms 的时间范围内能探测到至少 1 个符合信号的概率. 由于双向符合引入正电子信号的额外符合效率,IBD 事例鉴别的结果也将更正为表 2 所列.

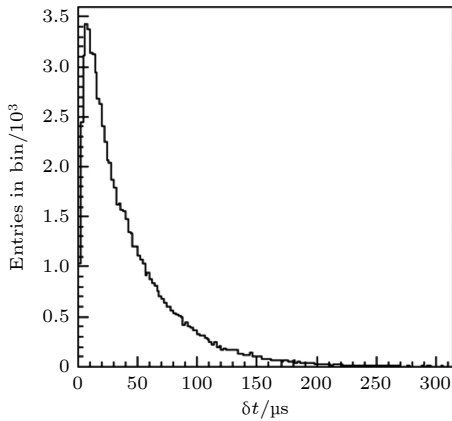


图 10 掺 Gd 水中子俘获时间分布

Fig. 10. Distribution of neutron capture time in Gd doped water.

表 2 掺 Gd 情形 IBD 事例鉴别结果

Table 2. Identification results table of IBD cases with Gd doping.

被识别为弹性散射信号	被识别为 IBD 信号
$(1 - \varepsilon_e P_n - \varepsilon_n P_e)(1 - P_K)n_{\text{IBD}}$	$(P_{\text{IBD}} + P_K - P_{\text{IBD}}P_K)n_{\text{IBD}}$

其中, $\varepsilon_e, \varepsilon_n$ 分别为识别到 IBD 中 $M_{\text{pmt}} > 20$ 的疑似信号时,该信号实际是来自正电子或中子的条件概率. 应用 $M_{\text{pmt}} > 20$ 判选条件后的剩余信号效率 $\eta_n = 21.441\%$, $\eta_e = 7.434\%$,可得到 $\varepsilon_n = 74.25\%$, $\varepsilon_e = 25.75\%$. 将两概率的加权平均定义为 $P_{\text{IBD}} = \varepsilon_e P_n + \varepsilon_n P_e$,则可得到与表 1 中相似的结果. 图 9(c) 则表示了在不同 $r_b = \frac{n_{\text{bkg}}}{n_{\text{IBD}}}$ 取值的情况下,待优化表达式 $\frac{1 - P_K}{1 + r_b - P_{\text{IBD}}}$ 随判选条件取值的函数关系. 与纯水情形类似,随着 r_b 取值增大,

对应的最优 M_{pmt} 判选位置逐渐增大,且 r_b 在 0—1 范围内时,判选位置取值范围为 4—6. 仍以取 $M_{\text{pmt}} = 5$ 为例,此时的 $P_{\text{IBD}} = 72.44\%$, $P_K = 5.08\%$,与纯水相比,成功鉴别 IBD 本底的概率几乎翻倍,且已相当高. 可见掺 Gd 对于探测器搜索能力有着显著的提升效果.

由于在掺 Gd 情形中,中子信号强度的大幅提高,使得其也能够进行事例级别的顶点和方向重建. 有一附加方案可将成功符合的两个 IBD 关联信号之间的顶点连线方向定义为 IBD 方向,则此方向应与中子慢化的飞行方向正相关,可以间接地辅助提取出中微子源的方向. 但目前的初步研究结果表明,在水切伦科夫探测器中,由于中子俘获的 γ 信号产生位置仍无法有效探测,导致重建得到的顶点位置与实际中子信号顶点偏离较大,因此该方法在当前统计量下无法给出有效结果.

从目前的研究结果来看,纯水和掺 Gd 水的方案均已可以相对有效地实现 IBD 鉴别,相比于直接利用海水进行探测,可以有效提高单个探测模块的探测能力.

4 中微子源的重建

积累了一定数量的 $\bar{\nu}_e\text{-e}^-$ 散射事件之后,鉴于中微子的入射方向与产生切伦科夫光子的反冲电子同样存在一定的角度分布,我们可再次进行 Hough 变换,从而从独立的事件方向当中重建出中微子源的方向. 此处的重建与反冲电子方向重建时的原理是一致的,详细示例可参考文献 [1].

4.1 关联法纯化信号

在正式进行重建工作之前,由于 $\bar{\nu}_e$ 在初级反应时的角度弥散更大,这导致弹性散射反应道事例重建时,其效率和角度重建精度相较于正中微子均显著下降. 这一情况进而使得最终总事例集中的信噪比相比正中微子有所降低,因此,我们额外引入关联法,提前进行一轮本底和信号“鉴别”工作,以提高实际用于源重建过程的事例集中的信噪比.

关联法的核心思路是利用两两信号之间的相关性信息,从本底中筛选出信号,进而提高最终事例集中的信噪比,提升源识别的准确性. 在搜索中微子源(假设静止)的问题中,由于信号均是由来自同一方向的中微子诱发的弹性散射,若随机挑

选 2 个信号事件, 那么这两个事件的夹角应趋向于小角度分布. 而若随机挑选 2 个本底事例, 或 1 个本底和 1 个信号的组合, 根据本底的球对称性可以推导出, 事件之间的夹角余弦值应呈均匀分布. 因此, 两两事件间的夹角可定义为关联量, 用于找出组分为 2 个信号的事例对. 首先, 对模拟后重建得到的全部中微子信号进行两两组对, 计算夹角并进行累谱, 将结果整理为中微子事例两两关联的归一化概率分布函数, 如图 11 所示.

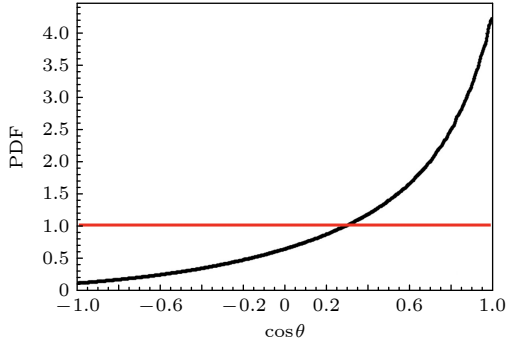


图 11 中微子事例两两关联夹角概率分布函数. 图中红线表示本底事件对计算的理论分布

Fig. 11. Probability distribution function of the pairwise correlation angles of neutrino events. The red line in the figure represents the theoretical distribution calculated for background event pairs.

在全部 n 个事件中两两组对, 则会产生共约 n^2 个事例对, 对事例对应用夹角判选条件, 令判选效率为 η , 则共保留 ηn^2 个事例对. 以这些事例对中的 $2\eta n^2$ 个事例作为新的数据集用于最终源的搜索, 其中大概率会存在重复事例. 对于这些重复事例, 我们以权重的形式加以考虑, 若一个事件被重复统计了 m 次, 则将权重设置为 m , 并代入到最终的搜索过程中. 以上过程即为使用关联法的基础思路. 在信噪比较低的情况下, 分别考虑判选条件对信号-信号对和本底-本底对的影响, 可得到在新生成的数据集中剩余 $2\eta_s n_s^2$ 个信号和 $2\eta_b n_b^2$ 个本底, 其中 η_s, η_b 分别为判选条件对信号和本底的效率; n_s, n_b 分别为总谱中信号和本底的数量. 由于事例对数与事例数平方成正比, 导致新的数据集的信噪比 $\frac{\eta_s n_s^2}{\eta_b n_b^2} > \frac{n_s}{n_b}$ 仅在 $\frac{\eta_s}{\eta_b} > \frac{n_b}{n_s}$ 条件下成立. 从图 11 中的结果可以看出, η_s/η_b 的最大值仅为 4.5 左右, 无法满足高背景条件下的应用需求.

为了处理这一问题, 我们对关联法进行了针对性改进, 思路出发点在于若能令 $\eta_b = 0$, 则将在任

意信噪比之下均能够产生纯化效果. 为实现此目标, 设置了如 (7) 式所示的判选条件:

$$w = \begin{cases} 0.875, & \cos \theta \geq 0.75, \\ -0.125, & \cos \theta < 0.75. \end{cases} \quad (7)$$

即在事例对夹角较大时, 为其赋予负的权重. 在此条件下, n_b^2 个本底对将在判选后, 拆解出的本底事例权重的统计平均值为 0, 从而有效压制本底事例数, 提高新数据集中的信噪比. 由于在事例对层面上引入了负权重, 在判选后的新数据集中, 也会存在大量负权重事例. 我们采取的做法是直接保留负权重参与源的搜索过程, 即源倾向于远离负事例点出现的位置.

4.2 源方向重建结果

本节展示了使用关联法进行信号纯化前后, 成功重建中微子源方向与信号数和信噪比之间的关系. 为获取 4.1 节提到的总事例集, 我们先从大量中微子信号重建的结果中, 随机抽取一定数量的信号, 再依据设置的本底率, 随机抽取相应数量的本底, 将二者加以混合, 作为赝数据进行源的重建尝试. 针对每种参数点, 构建包含 10000 次重建的统计系综, 并将重建成功的条件定义为: 真实源方向与重建方向之间的角度余弦值大于 0.8 的概率高于 90%. 通过这样的操作, 得到了满足成功条件的信噪比与所需积累的最小信号数之间的关系, 结果如图 12 所示.

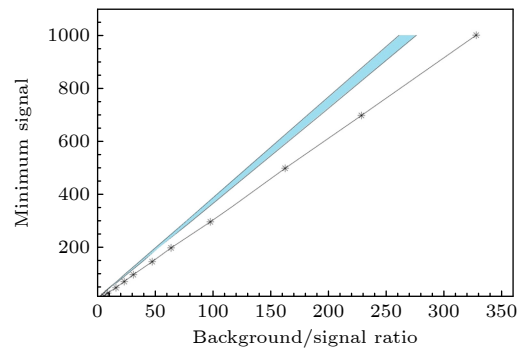


图 12 关联优化法结果图. 蓝色区域为原始方法 99% 置信区间, 黑色星号为优化后结果

Fig. 12. Result graph of correlation optimization method. The blue area represents the 99% confidence interval of the original method, and the black asterisk represents the optimized result.

图 12 中蓝色区域为使用关联法优化之前达成定义的成功条件的 99% 置信区间, 黑色星号为关

联法优化后成功条件的结果点, 图中用平滑的曲线将这些数据点连接起来. 由结果可以看出, 最小信号数与背景信号比大致呈线性关系. 该关系预示着无论信噪比多低, 都可以通过增加探测器模块的数量来实现相同的搜索能力. 这里对此结果给出一个半定量的解释. 识别真实源成功的条件是霍夫变换概率平面上的信号峰高于背景波动, 信号峰的高度应与总信号事件数 N_s 成正比, 而背景波动可近似从泊松分布获得, 即与 $\sqrt{N_b}$ 成正比, 则有 $N_s \propto \sqrt{N_b}$. 适当将表达式变形, 可得到 (8) 式:

$$N_s = k \frac{N_b}{N_s}, \quad (8)$$

其中, k 是与成功条件正相关的因子. 所定义的源搜索的成功条件越苛刻, 对应越大的斜率 k 值. 而关联法的使用, 使 k 值降低了 1/6 左右, 这意味着在同样搜索能力的条件下, 可使所需的探测器模块数减少 1/6, 较为有效地提高了搜索的能力.

值得一提的是, 使用关联法的效果, 应与来自源信号本身的弥散程度有关, 后续还将对关联法的实现细节以及针对不同弥散程度的源的结果进行更多的研究和讨论.

5 定向能力综合讨论

从模拟层面来看, 已经得出了用于定向目标所需的全部结论. 其中, 单事件层面的重建结果明确了最终的探测效率; 同时, 把获得的重建信号事例集作为重建源的样本空间, 进而成功找到源所需的最小信号数与信噪比之间的线性关系. 而 IBD 的鉴别结果, 也进一步明确了实际应用场景中的信噪比. 因此, 此处只需再分析实际应用时的本底强度和来自目标的信号强度, 便可以定量地得到探测器定向源的能力.

5.1 放射性本底讨论

进行定向探测时, 潜在的本底主要为宇宙线本底和天然放射性本底. 其中, 在深海环境下, 宇宙线本底的能区会远高于待测中微子. 并且, 由于最终布放的将是大规模的探测器阵列, 高能宇宙线会在多个探测模块中产生响应, 因而比较容易通过模块间的信号符合来鉴别出宇宙线事件. 因此, 本文实际主要讨论的是海水中的天然放射性本底. 首先明确, 由于探测器内部是纯净介质, 其放射性本底均来自探测器周围的海水, 所以仅需关注产生 γ 射

线的衰变道, 因为 α 与 β 粒子很容易被探测器器壁遮挡. 其中, γ 射线产物高于 ^{40}K 的 1.4 MeV 的仅有 ^{208}Tl 和 ^{157}Bi . ^{208}Tl 来自 Th 系衰变链, 在海水中的放射性活度为 0.041 mBq/L^[47], 几乎以 100% 分支比释放能量为 2.6 MeV 的 γ 射线^[48]; ^{157}Bi 来自 U 系衰变链, 在海水中的放射性活度为 41 mBq/L^[49], 以 15.31% 的分支比释放能量为 1.76 MeV 的 γ 射线, 以 4.91% 的分支比释放能量为 2.2 MeV 的 γ 射线^[50]. 与先前情况一致, 如考虑本底在距离探测器外壳 1 m 范围内的区域产生, 该部分本底区域体积为 $V = 572 \text{ m}^3$, 则 ^{208}Tl 和 ^{157}Bi 的本底事例率分别为 23/s 和 23/ms.

在模拟本底事例时, 仅采用事件顶点在本底区域内产生, 且入射方向朝向探测器的一半相空间的情况. 对 ^{208}Tl 模拟了 10^7 个事件, 对 ^{157}Bi 模拟了 10^8 个事件. 将 2.2 节阐述的事例重建算法完全应用于本底示例的重建上, 可以得到两本底分别对应的探测效率, 同时将探测效率与事例率相乘, 可得到最终在探测器模块中的触发率. 其中, ^{208}Tl 的效率为 2×10^{-7} , 触发率为 0.41/day, ^{157}Bi 的效率为 2.3×10^{-9} , 触发率为 4.6/day.

5.2 对实际反应堆的定向讨论

对于实际应用中核反应堆产生的中微子能谱, 已有诸多实验结果和理论计算成果. 其中实验测量通常利用 IBD 反应道进行计数, 该反应道的能谱已经达到很高的实验精度, 能谱曲线如图 13 中的黑线所示 (未进行归一处理). 进一步而言, 由于 IBD 和弹性散射反应道的散射截面均已知, 可以通过简单的换算得到弹性散射反应道的能谱. 其中,

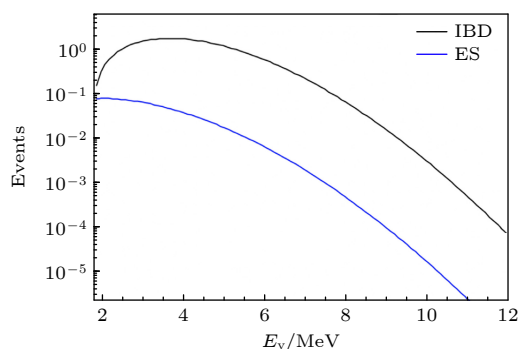


图 13 反应堆中微子能谱: 黑线为 IBD 反应道, 蓝线为弹性散射反应道

Fig. 13. Reactor neutrino energy spectrum: The black line represents the IBD reaction pathway, and the blue line represents the elastic scattering reaction pathway.

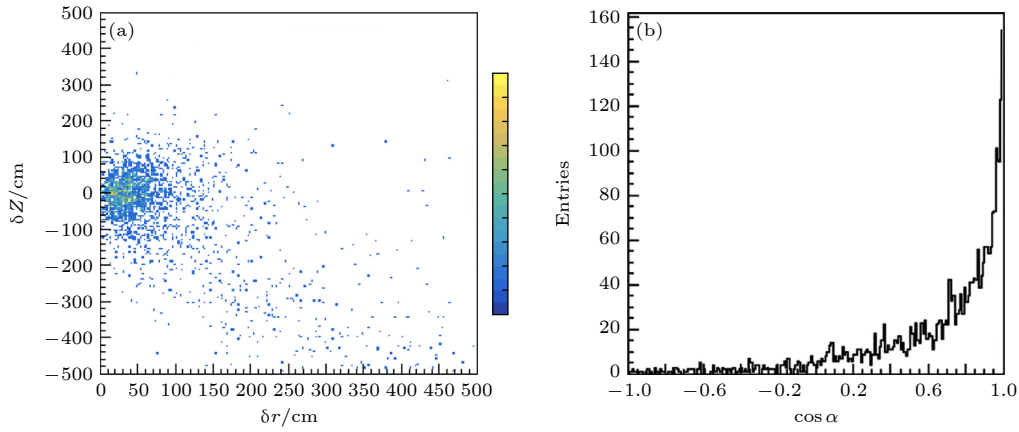


图 14 反应堆中微子重建误差分布 (a) 顶点误差分布, 其中 z 方向是电子飞行方向; (b) 方向误差分布

Fig. 14. Reconstruction error distributions of reactor neutrinos: (a) Vertex error distribution, where the z -direction is the electron's flight direction; (b) directional error distribution.

弹性散射反应道的微分散射截面已由 (3) 式给出, IBD 反应道的截面则由下面的 (9) 式给出 [45]:

$$\sigma = \frac{2\pi^2}{\tau_n m_e^5 f} E_e p_e \approx 9.56 \times 10^{-44} \left(\frac{E_e p_e}{\text{MeV}^2} \right) \left(\frac{886s}{\tau_n} \right), \quad (9)$$

其中 τ_n 是中子寿命; m_e 是电子质量; E_e , p_e 分别是产物电子的能量和动量; $f = 1.71465$ 是剩余维度反应像空间积分的结果. 按照两个反应道的截面比进行换算之后, 即可得到弹性散射道的能谱曲线, 如图 13 中的蓝线所示. 对 2—10 MeV 的范围进行积分, 可以得到两反应道的事例率之比为 33.4.

2.1 节的重建结果是针对不同单能中微子的结果, 而这里针对具体的反应堆场景, 可将反应堆弹性散射道的能谱代入模拟过程, 从能谱中随机抽样中微子入射. 在模拟 10^5 个事件, 并经过 2.3 节的重建之后, 得到总探测效率为 2.65%, 顶点和角度重建误差分布如图 14 所示. 针对给定的反应堆功率, 有 IBD 反应事例率的经验公式 [51]:

$$n_{\text{IBD}}/\text{day} \approx \frac{\eta \cdot (V/\text{m}^3) \cdot (P/\text{GW})}{(d/\text{km})^2}. \quad (10)$$

换算到 2—10 MeV 范围内的弹性散射反应道, 应额外乘上截面比约 3%, 在考虑了 IBD 鉴别过程的损失之后, 探测效率 $\eta \approx 2\%$. 本装置的有效探测体积 $V = 572 \text{ m}^3$, 因此, 在反应堆功率 $P = 1 \text{ GW}$, 与探测器距离 $d = 1 \text{ km}$ 时, 单个模块可达到 0.35 计数/天, 若有 100 个模块, 则可对 1 km 远的 1 GW 中微子源达到 35 计数/天, 对应的本底信号比为 13. 与图 12 中的结果进行对比, 可以看出此条件在使用关联法之后的成功条件曲线之上, 表明此条件已经可以实现在前文所定义的探测条

件之下, 探测成功率高于 90%.

6 结 论

本文基于 Geant4 模拟, 深入讨论了在深海环境使用水切伦科夫探测器定位反电子中微子源 (反应堆) 的方案及其可行性. 针对反中微子源可能所处的位置特点, 选用了探测器尺度为 10 m、内部填充纯水的圆柱体探测器构型, 并使用间距 40 cm 的 8 in 光电倍增管对其进行覆盖. 全程模拟了 $\bar{\nu}_e e^-$ 弹性散射反应和 IBD 反应 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, 并运用时间残差拟合和霍夫变换重建了反应产物的顶点和方向. 为了降低 IBD 反应对方向搜索的干扰, 专门探讨了通过时间窗口符合信号的 IBD 鉴别策略. 经过对相关参数的研究, 能够实现 IBD 的有效鉴别. 此外, 还额外提出了内部填充掺 Gd 水的方案, 该方案同样能够相对有效地提高 IBD 的鉴别成功率. 同时, IBD 事例可以额外用于计数, 并作为搜索源的触发条件. 在后续积累一定数量中微子事件以搜索源的过程中, 我们提出了使用事件之间夹角作为关联量来提高信噪比的策略, 并创新性地尝试了负权重的判选方式, 这使得达到同等探测能力时所需的探测器模块数减少了 1/6. 在具体分析了反应堆信号和潜在本底事例率之后, 初步论证了在深海中探测反电子中微子是可行的, 100 个探测模块即可探测 1 km 远的 1 GW 中微子源. 后续实际应用时, 可根据具体重建精度和累积时长等要求, 针对性地优化探测时的参数选择, 从而有机会实现 10 km 的中微子源定向任务.

参考文献

- [1] Zhou Y, Si D W, Xiao S, et al. 2026 *Nucl. Sci. Tech.* **37** 121
- [2] Fukuda Y, Kobayashi K, Sakamoto Y, et al. 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1158
- [3] Ahmad Q R, Allen R C, Anderson T C, et al. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301
- [4] Chen W, Ma L, Chen J H, et al. 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 135
- [5] Furuta H, Hirabayashi T, Yamaguchi Y, et al. 2012 *Nucl. Instrum. Methods A* **662** 90
- [6] Ashenfelter J, Sweeney D, Green M, et al. 2019 *Nucl. Instrum. Methods A* **922** 287
- [7] Consolati G, Bertin A, Lanza M, et al. 2015 *Nucl. Instrum. Methods A* **795** 364
- [8] Battaglieri M, Lippi F, Rossetti G, et al. 2010 *Nucl. Instrum. Methods A* **617** 209
- [9] Bowden N S, Smith J, Johnson A, et al. 2007 *Nucl. Instrum. Methods A* **572** 985
- [10] Classen T, Müller J, Schmidt K, et al. 2015 *Nucl. Instrum. Methods A* **771** 139
- [11] Kandemir M, Cakir A 2020 *Nucl. Instrum. Methods A* **953** 163251
- [12] Liao M H, Huang K K, Zhang Y M, et al. 2025 *Nucl. Sci. Tech.* **36** 39
- [13] Zeng Y D, Wang J, Zhao R, et al. 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 79
- [14] Allega A, Anderson M R, Andringa S 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 091801
- [15] An F P, Zhang X, Liu Y, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 171803
- [16] Cao J 2013 *Nucl. Instrum. Methods A* **732** 9
- [17] An F P, Bai D, Cai H J, et al. 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 110102
- [18] Wang G J, Song X K, Ye L, Wang D 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 070301 (in Chinese) [王光杰, 宋学科, 叶柳, 王栋 2025 物理学报 **74** 070301]
- [19] Hellfeld D, Müller J, Schmidt A, et al. 2017 *Nucl. Instrum. Methods A* **841** 130
- [20] Si D W, Zhou Y, Xiao S, et al. 2024 *Nucl. Sci. Tech.* **35** 24
- [21] Kasuga S, Hayakawa T, Joukou S, et al. 1996 *Phys. Lett. B* **379** 241
- [22] Clark K, Smith M, Johnson A, et al. 2012 *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **233** 123
- [23] Ye Z P, Liu Y, Zhang X, et al. 2023 *Nat. Astron.* **7** 1497
- [24] Ageron M, Martin J J, Charpak P D, et al. 2011 *Nucl. Instrum. Methods A* **656** 11
- [25] Sestayo Y 2011 *Nucl. Instrum. Methods A* **626–627** S196
- [26] Avrorin A, Shabelski A, Karpov N S, et al. 2011 *Nucl. Instrum. Methods A* **626–627** S13
- [27] Katz U F 2011 *Nucl. Instrum. Methods A* **626–627** S57
- [28] Brunner J 2011 *Nucl. Instrum. Methods A* **626–627** S19
- [29] Lahmann R 2013 *Nucl. Instrum. Methods A* **725** 32
- [30] Riccobene G 2009 *Nucl. Instrum. Methods A* **604** 266
- [31] *The Water Cherenkov Simulator (WCSim)*. Repository: <https://github.com/WCSim>.
- [32] Hellfeld D, Bernstein A, Dazeley S, et al. 2017 *Nucl. Instrum. Methods A* **847** 104
- [33] Ball A E, Braem A, Camilleri L, et al. 2007 *Eur. Phys. J. C* **50** 267
- [34] Caravaca J, Descamps F B, Land B J, et al. 2017 *Phys. Rev. C* **95** 055801
- [35] Blondel A, Campanelli M, Fechner M 2003 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **29** 1907
- [36] Zhang S Y, Huang Y B, He M, et al. 2025 *Nucl. Sci. Tech.* **36** 84
- [37] Shiozawa M 1999 *Nucl. Instrum. Methods A* **433** 240
- [38] Davies E R 2005 *Machine Vision: Theory, Algorithms, Practicalities* (3rd Ed.) (Amsterdam: Morgan Kaufmann) pp315–337
- [39] Cozza D, Di Bari D, Di Mauro A, et al. 2002 *Nucl. Instrum. Methods A* **485** 700
- [40] Alexopoulos T, Iakovidis G, Leontsinis S, et al. 2014 *Nucl. Instrum. Methods A* **749** 28
- [41] Twogood R E, Sommer F G 1982 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **29** 1275
- [42] Seo J H, Atif Z, Shin C D, Joo K K 2020 *Nucl. Instrum. Methods A* **969** 164001
- [43] Mulmule D, Behera S P, Netrakanti P K, et al. 2018 *Nucl. Instrum. Methods A* **911** 104
- [44] Abe S, Asami S, Eizuka M, et al. 2022 *Astropart. Phys.* **143** 102758
- [45] Giunti C, Kim C W 2007 *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (Oxford: Oxford University Press) pp140–142, 434
- [46] Bé M, Chisté V, Dulieu C, et al. 2010 *Table of Radionuclides* (Vol. 5, $A = 22$ to 244) (Sèvres: Bureau International des Poids et Mesures) pp7–12
- [47] Bacon M P, Anderson R F 1982 *J. Geophys. Res.* **87** 2045
- [48] Bé M, Chisté V, Dulieu C, et al. 2010 *Table of Radionuclides* (Vol. 2, $A = 152$ to 242) (Sèvres: Bureau International des Poids et Mesures) pp147–154
- [49] Chen J H, Edwards R L, Wasserburg G J 1986 *Earth Planet. Sci. Lett.* **80** 241
- [50] Bé M, Chisté V, Dulieu C, et al. 2010 *Table of Radionuclides* (Vol. 4, $A = 133$ to 252) (Sèvres: Bureau International des Poids et Mesures) pp83–110
- [51] Eguchi K, Enomoto S, Furuno K, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802

Simulation study on the directionality and detection of deep-sea antineutrino sources^{*}

ZHOU Yan SI Dawei XU Junhuai CHEN Xin XIAO Zhigang[†]

(*Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(Received 25 January 2026; revised manuscript received 25 March 2026)

Abstract

This study presents a comprehensive simulation-based investigation into the detection and directional localization of reactor antineutrinos ($\bar{\nu}_e$) in deep-sea environments using a water Cherenkov detector. The work addresses the significant challenges posed by the low energy of reactor antineutrinos (2–10 MeV), their tiny weak-interaction cross-sections, and the presence of intense natural radioactivity in seawater. A cylindrical detector (10 m diameter $\times$ 10 m height) filled with pure or gadolinium-doped water and instrumented with 8-inch photomultiplier tubes (PMTs) spaced 40 cm apart is modeled within the WCSim/Geant4 framework. The simulation fully reconstructs both elastic scattering ($\bar{\nu}_e e^-$) and inverse-beta-decay (IBD, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) events, accounting for Cherenkov-photon production, propagation, and PMT response.

Vertex reconstruction is performed by maximizing a likelihood based on time residuals, while the direction of the recoil electron is extracted via a Hough-transform technique that identifies the Cherenkov cone axis. To suppress the dominant IBD background, which lacks directional correlation with the incident neutrino, a coincidence-based identification strategy is developed: a primary signal satisfying a PMT-multiplicity threshold ($M_{\text{pmt}} > 20$) is followed by a secondary neutron-capture signal within a 0.5 ms (pure water) or 0.2 ms (Gd-doped water) window. The neutron-capture signal is discriminated from the ubiquitous ^{40}K background by applying an optimal PMT-multiplicity cut ($M_{\text{pmt}} \approx 5$). With 0.06% natural Gd doping, the IBD identification efficiency rises to $\sim 72\%$, nearly doubling that of pure water. Furthermore, a novel correlation-based purification method is introduced to enhance the signal-to-background ratio during source reconstruction. By pairing events and assigning positive weights to small-angle pairs (cosine > 0.75) and negative weights to large-angle pairs, the background is effectively suppressed without sacrificing signal statistics, reducing the required number of detector modules by about one-sixth for the same localization confidence.

Simulation results show that the reconstruction efficiency for reactor-spectrum antineutrinos (2–10 MeV) is 2.65%, with vertex and angular resolutions suitable for directional analysis. Under realistic seawater-radioactivity conditions, the expected elastic-scattering rate from a 1 GW reactor at 1 km distance is 0.35 counts/day per module, while the total radioactive background (dominated by ^{208}Tl and ^{214}Bi) amounts to ~ 5 counts/day per module. With an array of 100 identical modules, the cumulative signal reaches 35 counts/day, yielding a background-to-signal ratio of 13. Applying the correlation-based purification and Hough-transform source reconstruction, the array can localize the reactor direction with $> 90\%$ confidence (angular cosine > 0.8) within one day. The study demonstrates the feasibility of deep-sea water Cherenkov detectors for kilometer-scale monitoring of reactor antineutrinos and outlines a path toward extending the monitoring range to 10 km through further optimization of detector parameters and array size.

Keywords: neutrino, Geant4, direction reconstruction, Hough transform

DOI: [10.7498/aps.75.20260136](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260136)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260136](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260136)

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2023YFC3107401).

[†] Corresponding author. E-mail: xiaozg@tsinghua.edu.cn

深海反电子中微子源定向和探测的模拟研究

周研 司大伟 许俊怀 陈新 肖志刚

Simulation study on the directionality and detection of deep-sea antineutrino sources

ZHOU Yan SI Dawei XU Junhuai CHEN Xin XIAO Zhigang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 130102 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260136

CSTR: 32037.14.aps.75.20260136

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260136>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于霍夫变换的STCF主漂移室实时径迹识别与数据压缩算法

Real-time track identification and data compression algorithms for the STCF main drift chamber based on the Hough transform

物理学报. 2026, 75(12): 130102 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260130>

InP中子位移损伤效应的Geant4模拟

Geant4 simulation of neutron displacement damage effect in InP

物理学报. 2022, 71(8): 082401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211722>

碲镉汞红外焦平面阵列图像传感器空间质子位移损伤及电离总剂量效应Geant4仿真

Geant4 simulation of Hg_{1-x}Cd_xTe infrared focal plane array image sensor space proton displacement damage and total ionizing dose effects

物理学报. 2024, 73(23): 232402 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241246>

三味中微子振荡的量子资源特性研究

Review of quantum resource characteristics in three-flavor neutrino oscillations

物理学报. 2025, 74(7): 070301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250029>

事件顺序重建对康普顿相机成像分辨的影响

Influence of event sequence reconstruction on imaging resolution of Compton camera

物理学报. 2025, 74(10): 100701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241723>

秦始皇陵地宫宇宙射线缪子吸收成像模拟研究

Muon radiography simulation for underground palace of Qinshihuang Mausoleum

物理学报. 2022, 71(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211582>