突破纳安培极限：^{11}B(p,α)2α 反应中超低能共振的厚靶方法

arXiv:2611.30439v1 [nucl-ex] 23 Nov 2026

Xu-Yang Luo[1], Wen-Qing Wei[1], Shi-zheng Zhang[1], 姜文[1], Bu-Bo Ma[1], Zi-Qian Zhao[1], Zhao Wang[2],王国栋[2], Lu-Lin Shi[2], Rui Cheng[2], 张彦石[2], Di Luo[3], Xiao Xiao[3], 赵冠超[3],Bing Liu[3], Dieter H.H. Hoffmann[1,3], Jie-Ru Ren[1], 和赵永涛[1]

[l]教育部凝聚态物质非平衡合成与调控重点实验室，陕西省量子信息与量子光电器件重点实验室，西安交通大学物理学院，中国陕西西安 710049[2]中国科学院近代物理研究所，中国甘肃兰州 730000[3]北京新奥聚变能源科技有限公司，中国北京 101111

摘要

精确测量 ^{11}B(p,α)2α 反应的低能截面对核天体物理学和聚变能源研究至关重要，但由于该反应的截面极小，此类测量在实验上极具挑战性。传统薄靶实验在根本上受限于纳安束流强度，导致在超低质子能量下计数率低至难以实际应用。为克服这一限制，我们提出了一种无需校正的厚靶方法，可在 20–60 微安的束流强度下运行，相当于提高了三个数量级以上。通过对完整反应运动学进行蒙特卡罗模拟，确定绝对反应产额，从而无需经验归一化因子。在众所周知的 148 keV（质心系）共振峰处，我们提取的共振能量（$E_{\mathrm{r}} = 148.0$ keV）和能级宽度（$\Gamma_{\mathrm{cm}} = 5.3$ keV）与已发表数据吻合良好。此外，我们提出了一种通过将测得的反应概率与理论外推结果进行比较来探测 100 keV 以下低能共振的方法。在质子能量为 75 keV 和 100 keV 时开展的初步测量未发现额外低能共振的证据。本工作为测量 p^{11}B 反应的截面和共振参数提供了一种稳健的新方法，并为在超低能区系统开展共振搜索提供了高效工具。

关键词：厚靶法， ^{11}B(p,α)2α 反应，蒙特卡罗模拟，共振参数，低能截面，质子-硼聚变

1. 引言

^{11}B(p,α)2α 反应因其无中子产物、较高的能量释放（每次反应 8.7 MeV）和丰富的硼资源[18]，在先进聚变能源[1–8]、激光核物理[9–14]以及质子-硼俘获疗法（PBCT）[15–17]等癌症治疗领域引起了广泛关注。该反应的总截面和共振行为对于评估磁约束和惯性约束等离子体[19]中的聚变反应率至关重要。它们也为理解复合核 ^{12}C[20,21]，的激发态结构、核反应机制[22,23], 以及轻元素的起源提供了关键信息天体物理学[24]。因此，在低能下精确测量 ^{11}B(p,α)2α截面，尤其是第一共振峰的共振参数，始终是核物理实验[25]中的重要课题。然而，由于库仑斥力，截面在低能区会随着能量降低而呈指数下降，使得直接测量极其困难[26]。

除了截面本身受到抑制之外，实验测定 ^{11}B(p,α)2α 截面的一项关键挑战，是绝对反应产额的归一化。p-^{11}B 反应通过两个主要道进行：基态道（α_0）和第一激发态道（α_1）。每个道都涉及初级二体反应 ^{11}B(p,α)^{8}Be，随后 ^{8}Be 瞬发衰变

通信请联系：W. Q. Wei 和 Y. T. Zhao，西安交通大学物理学院，陕西省西安市 710049，中国。电子邮箱：wen- qingwzx@xjtu.edu.cn（W. Q. Wei）；zhaoyongtao@xjtu.edu.cn（Y. T. Zhao）

为两个 α 粒子。这种三体末态使 α 粒子的运动学和探测变得复杂。由于不会出现理想的离散 α 能量，三个 α 粒子会分配可用能量，因此产生的整体能谱呈连续分布，其形状由粒子间的运动学关联决定。与二体核反应相比，这使粒子鉴别、能谱展开和绝对产额提取都复杂得多。尽管 20 世纪 30 至 60 年代的早期测量确立了该反应的基本特征[27–30]，但在随后开展的系统研究中，归一化问题逐渐显现。Davidson 等人（1979）[31]将总 α 粒子产额除以 3，假定每个反应事件产生的三个 α 粒子都被探测到。Becker 等人（1987）[32] 则认为，他们的探测配置只能捕获三个粒子中的两个，因此除以 2，造成了 1.5 倍的差异。Munch 和 Fynbo[33] 后来使用双面硅条探测器（DSSD）重建完整运动学，消除了这一歧义，并证明除以 3 是正确的。然而，所有这些方法都依赖经验分割因子来归一化产额。此外，DSSD 测量需要复杂的多探测器阵列，使得在宽能区进行系统扫描十分繁琐。在低质子能量下，这些挑战会更加突出。当质子能量降至 100 keV 以下时，反应截面急剧下降，原本就很低的计数率会低于实验上可行的探测阈值。

为克服微小截面导致的此类低计数率限制，低能反应研究也在深地下实验室中开展，例如中国锦屏地下实验室的 JUNA[34] 和格兰萨索的 LUNA[35]，，这些实验室借助数千米厚的岩石屏蔽抑制宇宙线本底。这些设施已将若干关键反应的直接测量扩展到前所未有的低能区。在如此低的能量下，薄靶测量面临一个根本限制：极小的截面要求较高的束流强度才能获得足够的统计量，但传统薄靶受热负荷限制，只能承受纳安级束流。相比之下，厚靶能够承受数十微安的束流，从而直接补偿低截面带来的影响。靶制备简单，无需精确控制厚度，同时该方法对束流能量涨落不太敏感。这些特性使厚靶实验特别适合系统开展低能截面测量。然而，要从厚靶产额数据中提取准确的截面和共振参数，需要可靠的反演方法。

在本研究中，我们针对 $p^{11}B$ 反应开发了这种方法，用于测量截面和共振参- 数。我们对完整的反应运动学进行了蒙特卡罗模拟，直接确定反应产额，而不依赖经验分配因子。这种方法被用于第一共振峰的验证：通过将提取的共振参数与已确立的数值进行比较，结果显示二者吻合良好。我们进一步将该方法拓展至超低能区（< 100keV），在此范围内，厚靶法的高束流强度可以弥补极小的截面。通过将测得的厚靶反应概率与假设不存在额外共振的外推结果进行比较，任何系统性超额都将表明存在低能共振，从而为快速开展系统性搜索提供一种高效手段。

本文的组织结构如下：第2节介绍实验装置以及靶和探测器参数；第3节介绍主要结果与讨论，包括用于截面提取的蒙特卡罗方法、共振参数的提取，以及应用该方法探测低能共振；最后，第4节总结全文。

2. 实验装置

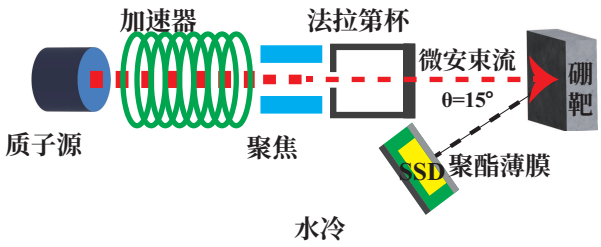


图 1. 实验装置示意图。加速质子束照射厚固体硼靶，在真空室中引发 $p\text{-}^{11}B$ 反应。发射出的 α 粒子由硅表面势垒探测器（硅条探测器）探测；探测器沿相对于靶法线方向的 165° 方向，距靶前表面 45 cm。探测器前方放置了一层 $4\,\mu$m 聚酯薄膜，并在束流线末端使用法拉第杯监测束流强度。探测器装置中集成了水冷系统，以减轻环境温度波动对探测器的影响。

实验在兰州近代物理研究所的高功率质子直线加速器设施上进行。该加速器可提供能量为 40 至 240 keV、束斑半径小于 10 mm 的质子束，并支持直流（DC）和脉冲模式 [36]。脉冲模式下，束流的重复频率为 1 Hz，脉冲宽度为 500 ms。该模式能够降低束流平均功率并防止靶加热，同时确保每个脉冲内获得足够的统计量。实验装置示意图如图 1 所示。离子源产生的质子束经一根长 150 mm 的加速管加速至指定能量，再由四极磁铁聚焦，最终进入真空室进行质子-硼反应实验。束流强度由束流线末端的阻止型法拉第杯测量

。与束流强度受限于纳安范围的传统薄靶实验不同，本实验装置采用厚靶构型，可在数十微安的束流强度下运行。

实验使用了天然同位素丰度的厚固体硼靶（^{11}B ≈ 80.1%）。靶厚为 3.3 mm，标称密度为 1.113 g/cm^3, , 足以完全阻止入射质子。由于靶表面暴露在空气中，两个侧表面均容易形成碳和氧污染层。采用 5.7 MeV ^{4}He 束进行卢瑟福背散射能谱法（RBS）测量，以表征这些表面层的成分和面密度。在最外层（面密度为 700×10^{15} atoms/cm^2）中，RBS 分析测得碳含量为 ~3.4 at.%、氧含量为 ~3 at.%，以及一种质量数接近 Mg（但未确认是 Mg）的重杂质元素，含量为 ~27 at.%。该层中的 ^{11}B 含量相应降低至 ~67at.%。在此层之下，^{11}B 含量升至 82-89 at.%，与块体靶的天然同位素丰度一致。根据 RBS 测得的面密度，利用 SRIM阻止截面计算入射质子在表面层中的能量损失[37], , 得到的修正范围为 8 keV 至 15 keV，具体取决于入射能量。后续数据分析中应用了这一修正。

由于采用厚靶构型，沿束流前向发射的反应产物α粒子会被阻挡在靶材料内部。因此，使用硅表面势垒探测器，在相对于靶法线方向的束流后向角 165° 处探测 α 粒子。探测器直径为 2 cm，距靶前表面约 45 cm，立体角为 $\Delta\Omega \approx 1.55 \times 10^{-3}$ sr（半角≈ 1.3°）。在探测器前方放置了一片厚度为 4 μm 的聚酯薄膜，以阻挡低能杂散粒子、次级电子以及束流与靶相互作用产生的散射光。该探测器厚度为 300 μm，具有足够的阻止本领，可完全阻止 α 粒子并实现完整探测。使用三组分标准 α 放射源对探测器进行标定，得到线性标定函数 $E = 0.00185c + 0.98849$，其中 c 表示探测器的道址，E 为 α 粒子的能量[36]。测量在 156 至 220 keV 的质子能量范围内进行；在共振区（156- 170 keV）采用约 2 keV 的细步长，在更高能量处采用较大的步长。此外，为进行低能共振搜索，还在 75 keV 和 100 keV 下进行了补充测量。

3. 结果与讨论

3.1. 厚靶产额与截面提取

典型的 α粒子能谱如图2所示。约5.4 MeV处的显著峰对应于 α 粒子这些粒子源于 ^{12}C的16.1 MeV激发态经由 ^{8}Be基态（GS）发生的级联衰变，记为 α_{0}。较低能量处的宽广连续分布源于α_1 粒子，它们由 ^{8}Be第一激发态的衰变以及相关的次级 α 组分产生。 α_0 和α_1 特征可以清晰区分，其中 α_1 峰位于约3 MeV处， α_0 峰位于约5.4 MeV处。由于 α 粒子在聚酯薄膜中的能量损失，整个能谱向较低能量方向移动。考虑到探测器在低能量范围内噪声较高，分析中剔除了低于1.2 MeV的数据。

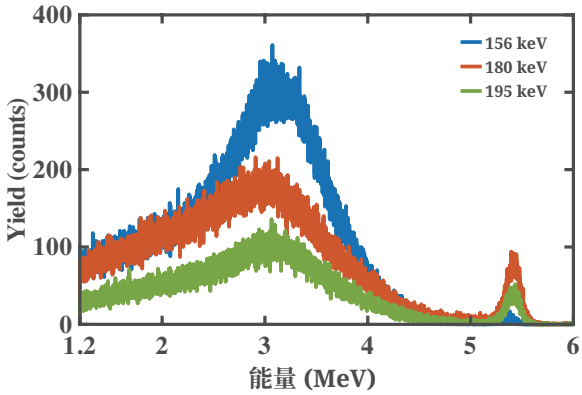


图2. 在入射质子能量分别为156 keV（蓝色）、180 keV（红色）和195 keV（绿色）时测得的典型 α粒子能谱。约5.4 MeV处的 α_0 峰以及低能区的 α_1 连续分布清晰可见。由于在 4 μm厚的聚酯薄膜中发生能量损失，整个能谱均向低能方向偏移。

对于从厚硼靶测得的 α粒子能谱， α_1 粒子与相应的次级 α 成分在宽广的连续分布中相互重叠，因此无法通过直接进行峰积分来精确确定 α_1产额。先前研究通过多种方式应对这一困难。早期测量对总 α 产额采用经验分割因子，但正如引言部分[31,32]所述，在选用2或3的分割因子时会导致归一化差异。Sikora和Weller[19] 采用Stave等人提出的解析 α能谱模型[23] ，在积分前将测得的能谱外推至零能量。然而，该解析模型只能给出能谱形状，因此仍需将总积分产额除以3，才能获得绝对截面。Munch和Fynbo[33] 通过基于DSSD的运动学重建直接确定了 α粒子的多重性，但该技术需要复杂的多探测器阵列，不适合系统性能量扫描。

鉴于这些限制，我们采用蒙特卡罗方法模拟完整的反应运动学。由于模拟会追踪每个独立的反应事件及其后续探测，因此会逐个事件考虑靶-探测器构型。它可以给出

三个在运动学上相关的 α 粒子中有多少落在探测器接受度范围内，从而能够将测得的能谱分解为事件前 α_0 和 α_1 分量。因此，这种方法消除了经验分割因子，所得能谱反映的是每个事件的探测响应，而不仅仅是能谱形状。此外，通过模拟一直延伸至零能量的完整 α能谱，这种方法能够自然地恢复低于实验探测阈值的低能 α 粒子。将模拟能谱与截止能量以上连续区域内的实验能谱对齐后，即可直接获得真实的 α_1 产额。

在模拟中，质子能量被离散为n 个区间，分别对应厚靶内不同的反应深度。根据 Nevins截面参数化 [38]，对每个能量处的相对反应概率进行加权：

$$P_i = \frac{\sigma(E_i)}{\sum_{j=1}^{n}\sigma(E_j)}, \quad N_i = N_{\text{total}} \times P_i, \tag{1}$$

其中， $\sigma(E_i)$ 是在质子能量 E_i 处使用 Nevins参数化计算得到的截面， P_i 是反应发生在第 i 个能量区间内的相对概率， N_i 是分配给该区间的蒙特卡罗事件数， N_{total} 是模拟事件总数。这里仅与 $\sigma(E)$ 的相对能量依赖性有关，因为通过 $P_i \propto \sigma(E_i)$ 对 P_i 进行归一化，使得任何整体归一化因子都会相互抵消。绝对 α_1 产额则通过将模拟能谱与实验数据相匹配来单独确定。因此，基于 Becker 等人[32],测量结果的 Nevins参数化仅提供能谱形状。

在质心系中，反应Q值和能级宽度取自 NACRE汇编[39] ，并从高斯分布中进行抽样。对于每个模拟事件，根据 ^{8}Be从基态（α_0）到第一激发态（α_1）的分支比随机选择反应道。随后， ^{8}Be原子核无论处于基态还是第一激发态，均模拟为瞬发二体衰变。在 ^{8}Be原子的静止系中，两个次级 α 粒子各向同性地发射。随后，利用由动量守恒得到的反冲 ^{8}Be原子的速度，将它们的四动量通过洛伦兹变换转换到实验室系。

计算出全部三个 α 粒子后，在模拟中应用严格的几何接受度筛选。计算每个粒子的极角和方位角，但只保留极角落在探测器接受范围内的粒子。对于这些被接受的粒子，使用SRIM阻止本领[37]逐事件计算其穿过 4 μ m聚酯薄膜时的能量损失。随后将粒子的能量填入直方图，得到最终的模拟能谱。

模拟能谱本质上是相对量，表示给定模拟反应事件数时预期的能谱形状。为获得绝对 α_1 产额，将模拟能谱与1.2 MeV阈值以上连续谱占主导区域内的实验能谱进行缩放，使二者匹配，如图3所示。匹配前，使用五点移动平均对实验能谱进行平滑，以降低探测器噪声。通过最大化模拟能谱与平滑后的实验能谱之间的决定系数，确定归一化因子。随后，将归一化后的模拟能谱从零能量开始积分，得到 α_1 事件的绝对计数（N_{α_1}），从而补回实验阈值以下损失的所有事件。通过直接积分5.3MeV附近的实验峰，得到 α_0 产额。反应总数随后为 $N_{\text{reaction}} = N_{\alpha_1} + N_{\alpha_0}$。

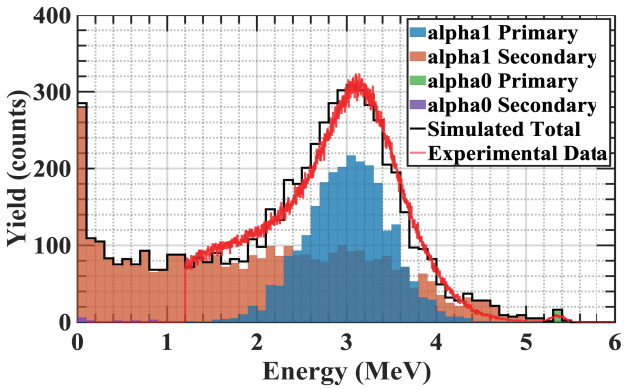


图3。对于156 keV质子，将蒙特卡罗模拟能谱与实验 α粒子能谱进行比较。模拟的绝对α_1 产额已根据实验数据进行归一化，且在整个能量范围内均具有良好的一致性，从而验证了我们的模拟方法。

确定 N_{reaction} 后，每个入射质子能量 E_0 对应的厚靶反应概率定义为：

$$P_{\text{thick,exp}}(E_0) = \frac{N_{\text{reaction}}}{N_{\text{p}}}, \tag{2}$$

其中， N_{p} 是通过法拉第杯测得的入射质子总数。

测得的反应概率与反应截面的关系为：

$$P_{\text{thick,exp}}(E_0) = n_{\text{B}}\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\int_0^{E_0}\frac{\mathrm{d}\Omega_{\text{c.m.}}}{\mathrm{d}\Omega_{\text{lab}}} \times W(E,\theta)\sigma(E)\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^{-1}\mathrm{d}E. \tag{3}$$

其中， $\Delta\Omega$ 为探测器立体角， n_{B} 为 ^{11}B靶的数密度，$\sigma(E)$为质子能量为 E时的截面，$(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)^{-1}$ 为质子在 ^{11}B中的逆阻止本领，而 $W(E,\theta)$为角分布

取自 Davidson 等人的函数[31]。

为从厚靶测得产额中提取截面，我们对相邻能量点之间的产额进行微分，以消除累积积分效应。由统计涨落导致导数为非物理负值的数据点也被剔除。根据式（3），两个相邻入射能量之差分离出了能量区间 $[E_0 - \Delta E, E_0]$的贡献。薄靶等效产额 $P_{\mathrm{thin}}(E_{\mathrm{eff}}) = P_{\mathrm{thick}}(E_0) - P_{\mathrm{thick}}(E_0 - \Delta E)$与截面的关系为：

$$P_{\mathrm{thin}}(E_{\mathrm{eff}}) = n_{\mathrm{B}} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{c.m.}}}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{lab}}} \int_{E_0-\Delta E}^{E_0} \times W(E,\theta)\,\sigma(E_{\mathrm{eff}}) \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^{-1} \mathrm{d}E, \tag{4}$$

其中，E_{eff}为有效质子能量，取 E_0 和 $E_0 - \Delta E$的平均值。截面 $\sigma(E_{\mathrm{eff}})$在较窄的区间内视为常数。

所得截面如图 4 所示，并与其他研究团队的测量结果[32,40–44]一同给出。Becker 等人[32] 报告的截面显著高于其他团队[31,33,40,42–44]报告的结果。这一差异源于他们对 α_1 计数采用了除以 2 的处理。我们的结果在未采用任何经验修正因子的情况下获得，与 Munch 等人[33]的测量结果吻合良好。这一结果独立证实了他们的结论，即除以 3 才是正确的归一化方法。此外，这种一致性表明，我们工作中发展的厚靶法能够有效提取共振区的截面数据。

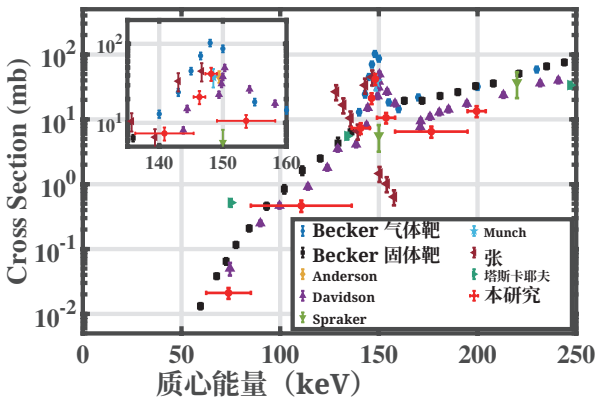


图4. 不同研究团队在第一共振附近测得的截面。我们的厚靶结果与 Munch 等人的数据一致，且低于 Becker 等人的数值，证实对 α_1 采用除以 3 的归一化是正确的。

3.2. 共振参数提取

截面提取的厚靶法已在第 3.1 节中得到验证。除截面外，共振参数作为重要的物理量，对于评估反应率同样不可或缺，并可用于表征 ^{12}C 的激发态。这些参数同样可以从厚靶测量产额数据中获得。在质心系中，厚靶反应概率可用布赖特-维格纳公式[33] 描述如下：

$$P(E_0) = \left[\tan^{-1}\left(\frac{E_0 - E_{\mathrm{r}}}{\Gamma_{\mathrm{cm}}/2}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{E_0 - E_{\mathrm{r}} - \Delta E}{\Gamma_{\mathrm{cm}}/2}\right)\right] \times \frac{2\pi\Gamma_{\mathrm{cm}}\sigma_{\mathrm{BW}}n_{\mathrm{B}}}{N_{\mathrm{p}}\Delta\Omega\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^{-1}}, \tag{5}$$

其中，Γ_{cm} 为共振能级宽度，E_0 为入射束流能量，E_{r} 为共振能量，ΔE 为质子在厚靶中的能量损失（此处为 $\Delta E = E_0$），σ_{BW} 为共振布赖特-维格纳截面。将方括号外的因子视为归一化常数，最佳拟合得到 $E_{\mathrm{r}} = 148.0$ keV（质心系）和 $\Gamma_{\mathrm{cm}} = 5.3$ keV。实验产额数据和布赖特-维格纳拟合曲线见图5。结果表明，布赖特-维格纳形式在实验不确定度范围内再现了数据。所得共振参数与薄靶测量得到的数值一致，汇总见表1。

表1。不同研究团队获得的共振参数。本研究的数值由测得产额的布赖特-维格纳拟合获得。

研究团队	E_{r}（keV，质心系）	Γ_{cm}（keV，质心系）
本研究	148.0	5.3
Munch 等人[33]	149.05	5.28
Becker 等人[32]	148.3	5.3
Davidson 等人[31]	149.8	5.2

3.3. 低能共振搜索

在经过验证的厚靶法基础上，我们将该方法扩展到低能共振的搜索，其中较高的束流强度弥补了超低能区中极小的截面。该搜索通过将测得的厚靶产额与假设不存在其他共振的理论外推数据进行比较来开展。具体而言，使用以下参数化对第一共振峰的截面数据进行拟合：

$$\sigma(E) = A\,\frac{S(E)}{E}\exp\left(-\sqrt{\frac{E_{\mathrm{G}}}{E}}\right), \tag{6}$$

其中，$E_{\mathrm{G}} = 22.589$ MeV 是 $\mathrm{p}^{11}\mathrm{B}$ 反应的伽莫夫能量，$S(E)$ 是根据 Nevins

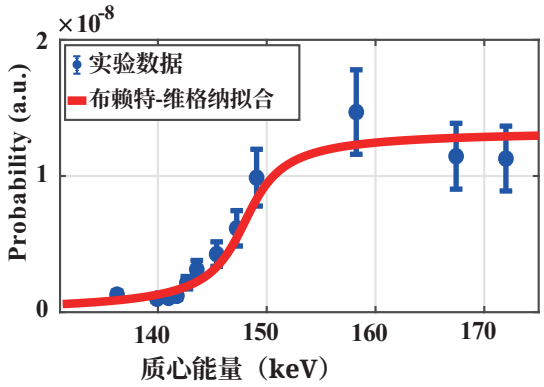


图5. 共振区内实验厚靶 α粒子产额及最佳拟合布赖特-维格纳曲线，给出 $E_{\mathrm{r}} = 148.0$ keV 和 $\Gamma_{\mathrm{cm}} = 5.3$ keV（质心系）。

和 Swain 得出的 S因子，[38], 而 A 是一个经调整以拟合实验数据的归一化系数。随后使用拟合参数向更低能量外推截面，假设不存在额外的低能共振，从而得到 $\sigma_{\mathrm{theory}}(E)$。因此，通过对 $\sigma_{\mathrm{theory}}(E)$ 积分，得到预期的厚靶反应概率 $P_{\mathrm{theory}}(E)$。与此同时，在一系列选定的低能点测量实验厚靶反应概率 $P_{\mathrm{exp}}(E)$。若 $P_{\mathrm{exp}}(E)$ 系统性地高于 $P_{\mathrm{theory}}(E)$，则表明可能存在低能共振；若两者一致，则意味着在所探测的能区内不存在显著的共振结构。

图6展示了通过厚靶法获得的反应概率曲线，右下角有两个放大的插图。上方插图聚焦于已知的148.0 keV共振附近区域，可以清楚地看到概率急剧上升。这种陡升是厚靶产额中共振的典型特征，可作为识别低能区共振结构的灵敏标志。下方插图显示的是非共振区，在75 keV和100 keV质子能量下的测量结果与无共振外推理论在不确定度范围内一致，未显示出突出的谱特征。

这种方法可作为一种高效的扫描工具。通过扫描宽广的低能范围，可以识别可能出现截面增强的能区，为后续高分辨率薄靶测量或间接能谱实验提供指导。如果检测到偏差，则可直接应用本研究开发的蒙特卡罗反演和布赖特-维格纳拟合方法，提取共振能量、宽度和截面。这种方法还可扩展用于搜索其他低能截面数据稀缺的核反应中的低能共振。

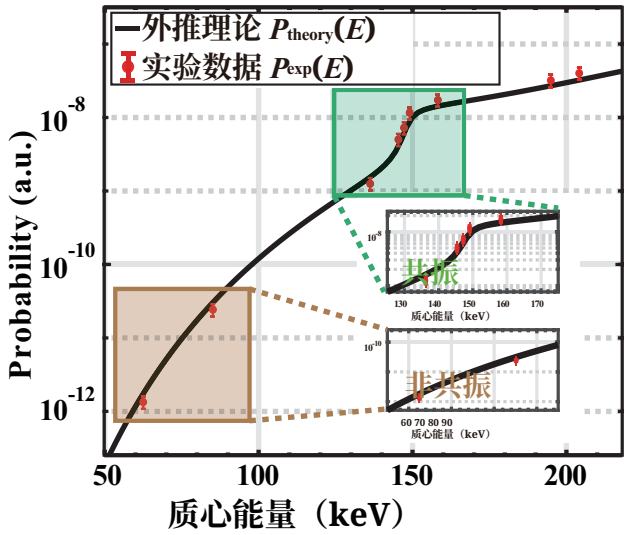


图6. 厚靶法得到的反应概率曲线，附有两个放大插图。上方插图显示了148.0 keV附近的共振区，其中陡峭的上升沿是共振的特征。下方插图显示了非共振区内质子能量为75 keV和100 keV时的测量结果，与无共振外推一致。

4. 结论

我们为 ^{11}B(p,α)2α反应开发了一种厚靶方法，用于测量截面和共振参数。该方法采用数十微安的束流强度，比传统薄靶测量的纳安极限高出几个数量级，从而弥补了超低能区截面极低的问题。我们通过匹配模拟与实验的 α 粒子能谱，利用反应运动学的蒙特卡罗模拟确定反应产额，无需依赖经验分配因子。对厚靶产额曲线进行布赖特-维格纳拟合，得到共振能量为 $E_{\mathrm{r}} = 148.0$ keV（质心系）、能级宽度为$\Gamma_{\mathrm{cm}} = 5.3$ keV，与已发表的薄靶测量结果吻合良好。这表明厚靶方法能够提取截面和共振参数。

基于这些结果，我们提出了一种探测超低能区低能共振的方案。该方案将测得的厚靶反应概率与在不存在其他低能共振这一假设下、由第一共振峰进行理论外推所得的结果进行比较。在质子能量为 75 keV 和 100 keV 时进行的初步测量，未发现低能共振的证据。该方案为在超低能区开展系统搜索提供了一种高效的扫描工具，也可推广至其他低能截面数据匮乏的核反应。未来的工作将把测量扩展至更低

能量，并采用更精细的步长，旨在考察 100 keV 以下的整个低能区。

致谢
我们衷心感谢中国科学院近代物理研究所高功率质子直线加速器装置的工作人员对离子束系统的运行支持。本工作得到国家重点研发计划（项目编号：2022YFA1603302）、中国科学挑战计划（项目编号：TZ2025012）、国家自然科学基金（项目编号：12105218、12422512、U2541245、12595365和12120101005）、中国博士后科学基金（项目编号：2020M673367）、ENN氢硼聚变研究基金（项目编号：2025ENNHB01-004）、陕西省重点研发计划（项目编号：2024PT-ZCK-83）以及中国核工业集团有限公司创新科学计划的资助。

参考文献

1. D.C. Moreau。质子-硼燃料用于受控热核聚变的潜力。《核聚变》，17(1)：13，1977年2月。URL https://doi.org/10.1088/0029-5515/ 17/1/002。2. Daniele Margarone、Julien Bonvalet、Lorenzo Giuffrida、Alessio Morace、Vasiliki Kantarelou、Marco Tosca、Didier Raffestin、Philippe Nicolai、Antonino Picciotto、Yuki Abe、Yasunobu Arikawa、Shinsuke Fujioka、Yuji Fukuda、Yasuhiro Kura mitsu、Hideaki Habara 和 Dimitri Batani。利用拍瓦级激光器在靶内实现质子–硼核聚变。《应用科学》，12(3)，2022年。ISSN 2076-3417。URL https://www.mdpi.com/ 2076-3417/12/3/1444。3. Valeria Istokskaia、Marco Tosca、L. Giuffrida、J. Psikal、Vasiliki Kantarelou、Filip Grepl、Stanislav Stancek、Sabrina Di Siena、Arsenios Hadjikyriacou、Aodhan McIlvenny、Yoann Levy、Jaroslav Huynh、Martin Cim- rman、Pavel Pleskunov、Daniil Nikitin、A. Choukourov、Fabio Belloni、Antonino Picciotto、Satyabrata Kar、Marco Borghesi、Antonio Lucianetti、Tomas Mocek 和 Daniele Margarone。利用10吉瓦桌面激光器驱动的质子-硼聚变产生多兆电子伏特阿尔法粒子源。《通信物理》，6，2023年2月。ISSN 2399-3650。4. Dimitri Batani、Daniele Margarone 和 Fabio Belloni。激光驱动质子-硼聚变研究进展。《激光与粒子束》，2023:e5，2023年。5. Ian E. Ochs、Elijah J. Kolmes、Mikhail E. Mlodik、Tal Rubin 和 Nathaniel J. Fisch。通过采用快质子与热质子混合方案的阿尔法粒子通道化，提高经济型质子-硼-11聚变的可行性。《物理评论E》，106:055215，2022年11月。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.106.055215。

6. K. Ogawa, R.M. Magee, T. Tajima, H. Gota, P. McCarroll, I. Allfrey, H. Nuga, M. Isobe, 和 M. Osakabe. 磁约束装置中无中子 p-11B 反应的演示。《核聚变》，64(9):096028，2024年8月。URL https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad6615。7. R. M. Magee, K. Ogawa, T. Tajima, I. Allfrey, H. Gota, P. McCarroll, S. Ohdachi, M. Isobe, S. Kamio, V. Klumper, H. Nuga, M. Shoji, S. Ziaei, M. W. Binderbauer, 和 M. Osakabe. 磁约束等离子体中 p11B 聚变的首次测量。《自然通讯》，14(1):1–6，2023年12月。URL https://ideas.repec.org/a/nat/natco m/ v14y2023i1d10.1038 s41467-023-36655-1.html。8. Zhi Li, Zhao Wang, Guanchao Zhao, Bing Liu, Huasheng Xie, Muzhi Tan, Hairong Huang, Minsheng Liu, Dieter HH Hoffmann, Rui Cheng 等. 氢掺杂硼靶中的质子—硼聚变。《激光与粒子束》，42:e5，2024年。9. Christine Labaune, C. Baccou, S. Depierreux, Clement Goyon, G P Loisel, Vincent Yahia, 和 Johann Rafelski. 激光产生的等离子体中由激光加速粒子束引发的聚变反应。《自然通讯》，4，2013年。URL https://api.semanticscholar.org/CorpusID:7802026。10. L. Giuffrida, D. Margarone, 等. 激光驱动质子-硼聚变产生的高电流高能 α 粒子流。《自然通讯》，16(11):1–10，2020年11月。ISSN 2041-1723。11. J. Bonvalet, 等. 高能高强度激光束通过质子—硼反应产生的高能 α粒子源。《等离子体物理学》，29(12):123101，2021年12月。ISSN 1070-664X。12. A. Picciotto, D. Margarone, 等. 飞秒激光等离子体中硼掺杂靶诱导的硼—质子核聚变增强。《物理评论E》，72:046402，2014年。13. Xu-Yang Luo, Wen-Qing Wei, Jie-Ru Ren, Shi-Zheng Zhang, Bu-Bo Ma, Bo-Wei Zheng, Zi-Qian Zhao, Bo Cui, Wei Qi, Zhi-Gang Deng, Lu-Lin Shi, Rui Cheng, Kui-Nian Li, Ping Chen, Dieter H.H. Hoffmann, 和 Yong-Tao Zhao. 一种用于激光驱动质子—硼聚变反应的门控α粒子飞行时间谱仪。《科学仪器评论》，97(7):073504，2026年7月。doi: 10.1063/5.0341327。14. M. Scisci`o, G. Petringa, Z. Zhu, M. R. D. Rodrigues, M. Alonzo, P. L. Andreoli, F. Filippi, Fe. Consoli, M. Huault, D. Raffestin, D. Molloy, H. Larreur, D. Singappuli, T. Carriere, C. Verona, P. Nicolai, A. McNamee, M. Ehret, E. Filippov, R. Lera, J. A. P´erez-Hern´andez, S. Agarwal, M. Krupka, S. Singh, V. Istokskaia, D. Lattuada, M. La Cognata, G. L. Guardo, S. Palmerini, G. Rapisarda, K. Batani, M. Cipri-ani, G. Cristofari, E. Di Ferdinando, G. Di Giorgio,

R. De Angelis, D. Giulietti, J. Xu, L. Volpe, M. D. Rodr´ıguez-Fr´ıas, L. Giuffrida, D. Margarone, D. Batani, G. A. P. Cirrone, A. Bonasera, 和 Fa. Consoli. 拍瓦级高重复频率激光装置中的激光诱发 p–11B 聚变反应。《极端条件下的物质与辐射》，10(3):037402，2025年4月。doi: 10.1063/5. 0241993。15. Anna Jel´ınek Michaelidesov´a, Pavel Kundr´at, Old˘rich Zahradn´ı˘cek, Irina Danilov´a, Kate˘rina Pachnerov´a Brabcov´a, Jana Vachelov´a, Jan Vilimovsk`y, Miroslav David, Vladim´ır Vondr´a˘cek, 和 Marie Dav´ıdkov´a. 首次独立验证质子—硼俘获疗法概念。《科学报告》，14 (1):19264，2024年。16. Do-Kun Yoon, Joo-Young Jung, 和 Tae Suk Suh. 质子硼聚变反应在放射治疗中的应用：一项蒙特卡罗模拟研究。《应用物理快报》，105(22):223507，2014年12月。ISSN 0003-6951。URL https://doi.org/10.1063/1.4903345。17. Nhan Hau Tran, Tatiana A. Shtam, Yaroslav Marchenko, Andrey L. Konevega, 和 Dmitry V. Lebedev. 质子硼俘获疗法的现状与前景。《生物医学》，11，2023年。URL https://api.semanticscholar.org/CorpusID:259269306。18. Warren McKenzie, Dimitri Batani, Thomas A Mehlhorn, Daniele Margarone, Fabio Belloni, E Michael Campbell, Simon Woodruff, Jan Kirchhoff, Adrian Paterson, Sergey Pikuz 等. HB11——将氢硼聚变视为一种新的清洁能源来源。《聚变能期刊》，42(1):17，2023年。19. M. H. Sikora 和 H. R. Weller. 对^{11}B(p,α)$\alpha\alpha$ 反应率的新评估。《聚变能期刊》，35 (3):538–543，2016年6月。ISSN 0164-0313, 1572-9591。20. J. H. Kelley, J. E. Purcell, 和 C. G. Sheu. 轻核 A=12 的能级。《核物理A》，968:71–253，2017年12月。ISSN 03759474。21. {K. L.} Laursen, {H. O. U.} Fynbo, {O. S.} Kirsebom, {K. S.} Madsboll, 和 K. Riisager. 碳-12中16.11 MeV能态三α衰变的完整运动学研究。《欧洲物理杂志A：强子与原子核》，52(9)，2016年9月。ISSN 1434-6001。doi: 10.1140/epja/i2016-16271-2。22. W. Buck, F. Hoyler, A. Stabler, G. Staudt, H. V. Klapdor, 和 H. Oeschler. 轻核上的(p,α)反应中的α团簇破裂与反应机制。《核物理A》，398(2):189–202，1983年。23. S. Stave, M. W. Ahmed, R. H. France, S. S. Henshaw, B. Muller, B. A. Perdue, R. M. Prior, M. C. Spraker, 和 H. R. Weller. 理解0.675 MeV共振处的 ^{11}B(p,α)α 反应。《物理快报B》，696(1-2):26–29，2011年1月。ISSN 03702693。24. Ann Merchant Boesgaard, Constantine P. Deliyannis, 和 Aaron Steinhauer. F和G型矮星与铍硼相关性*。《天体物理学杂志》，621(2):991，2005年3月。网址：https://doi.org/10.1086/427687。25. Alessandro Tentori 和 Fabio Belloni。重新审视 p-11B 聚变截面和反应性及其解析近似。《核聚变》，63(8):086001，2023年。doi: 10.1088/1741-4326/acda4b。26. Christian Iliadis。《恒星核物理》。Wiley-VCH，魏因海姆，2007年。网址：https://api.semanticscholar.org/CorpusID:117506721。27. Marcus Laurence Elwin Oliphant 和 Ernest Rutherford。质子嬗变元素的实验。《伦敦皇家学会会刊》A辑：数学与物理学论文，141(843):259–281，1933年。28. Philip Ivor Dee、C. W. Gilbert 和 Ernest Rutherford。硼裂变为三个 α粒子。《伦敦皇家学会会刊》A辑：数学与物理科学，154(881):279–296，1936年。29. Olof Beckman、Torben Huus 和 Crtomir Zupancic。质子轰击 ^{11}B 所产生的 α 粒子的激发曲线。《物理评论》，91(3):606–609，1953年8月。ISSN 0031-899X。30. R. E. Segel、S. S. Hanna 和 R. G. Allas。 ^{12}C 中能量介于 16.4 至 19.6 MeV 的能态。《物理评论》，139(4B):B818–B830，1965年8月。ISSN 0031-899X。31. J. M. Davidson、H. L. Berg 和 M. M. Lowry。 ^{11}B(p,3α)的低能截面。《核物理》，A315:253–268，1979年。32. H. W. Becker、C. Rolfs 和 H. P. Trautvetter。 ^{11}B(p,3α)的低能截面。《物理学杂志A辑：强子与原子核》，327(3):341–355，1987年。33. Michael Munch 和 Hans Otto Uldall Fynbo。12C 中 16.1 MeV 2+ 共振的分宽度。《欧洲物理学杂志A》，54(8):138，2018年。doi: 10.1140/epja/i2018-12577-3。网址：https://api.semanticscholar.org/CorpusID:254109228。34. Liyong Zhang、Jianjun He、Richard J. DeBoer、Michael Wiescher、Alexander Heger、Daid Kahl、Jun Su、Daniel Odell、Yinji Chen、Xinyue Li 等。^{19}F(p,γ)^{20}Ne反应的测量表明第一代恒星中发生了CNO突破。《自然》，610(7933):656–660，2022年。35. C. Broggini、D. Bemmerer、A. Caciolli 和 D. Trezzi。LUNA：现状与展望。《粒子与核物理进展》，98:55–84，2018年。doi: 10.1016/j.ppnp.2017.09.002。36. Di Luo、Xiao Xiao、Guanchao Zhao、Guodong Wang、Junyu Dong、Lulin Shi、Yanshi Zhang、Rui Cheng、Bing Liu、Jiaqi Dong、Yuankai Peng、Dieter H.H. Hoffmann 和 Minsheng Liu。通过高电流束靶相互作用实现质子-硼聚变的等离子体增强。《激光与粒子束》，44:40004，2026年。doi: 10.3788/LPB.2026.40004。

37. James F. Ziegler、M. D. Ziegler 和 J. P. Biersack。SRIM——离子在物质中的阻止与射程（2010）。《核仪器与方法物理研究B辑：束流与材料及原子相互作用》，268(11-12):1818–1823，2010年6月。ISSN 0168583X。38. W. M. Nevins 和 R. Swain。p^{11}B反应的热核聚变速率系数。《核聚变》，40(4):865–872，2000年4月。39. C. Angulo、M. Arnould、M. Rayet、P. Descouvemont、D. Baye、C. Leclercq-Willain、A. Coc、S. Barhoumi、P. Aguer、C. Rolfs、R. Kunz、J. W. Hammer、A. Mayer、T. Paradellis、S. Kossionides、C. Chronidou、K. Spyrou、S. Degl' Innocenti、G. Fiorentini、B. Ricci、S. Zavatarelli、C. Providencia、H. Wolters、J. Soares、C. Grama、J. Rahighi、A. Shotter 和 M. Lamehi Rachti。带电粒子诱发热核反应速率汇编。《核物理A》，第3–183页，1999年8月。40. M. C. Spraker、M. W. Ahmed、M. A. Blackston、N. Brown、R. H. France、S. S. Henshaw、B. A. Perdue、R. M. Prior、P.-N. Seo、S. Stave 和 H. R. Weller。低于 5.4 MeV 能量下的^{11}B(p,α_0)^{8}Be $\rightarrow \alpha + \alpha$ 以及 ^{11}B(α,α)^{11}B反应。《聚变能期刊》，31(4):357–367，2012年8月。41. D. Mazzucconi、E. S. Bellotti、D. Vavassori、D. Dellasega、S. Agosteo、M. Passoni、A. Pola 和 D. Bortot。通过硅望远镜测量 0.3–4.7 MeV 能区内的 p-^{11}B 反应截面。《欧洲物理学杂志A》，61(5):114，2025年5月。ISSN 1434-601X。42. 张世正、徐浩、徐星、魏文清、任杰茹、陈本正、马步波、胡中敏、李芳芳、刘丽蓉、杨明哲、赖泽宇、岳宏伟、熊杰、徐中锋、陈艳、Zhao Wang、周泽先、Lulin Shi 和赵永涛。第一共振能量附近 ^{11}B(p,α)2α 反应的截面测量。《激光与粒子束》，2023年，2023年2月。doi: 10.1155/2023/9697329。43. B. D. Anderson、M. R. Dwarakanath、J. S. Schweitzer 和 A. V. Nero。重新测定 ^{12}C中16.11 MeV能态的分宽度。《核物理A》，233(2):286–296，1974年11月。ISSN 03759474。44. 塔斯卡耶夫、Victor Bessmeltsev、Marina Bikchurina、Timofey Bykov、Dmitry Kasatov、Yaroslav Kolesnikov、Alexey Nikolaev、E. Oks、George Ostreinov、Sergey Savinov、Anna Shuklina、Evgeniia Sokolova 和 Georgy Yushkov。质子能量最高达2.2 MeV时11B(p,α_0)8Be和11B(p,α_1)8Be*反应的截面测量。《核仪器与方法物理研究B辑：束流与材料及原子相互作用》，555:165490，2024年10月。doi: 10.1016/j.nimb.2024.165490。