

中国原子能科学研究院

博士研究生学位论文

题目：⁶Li 第二激发态晕结构的实验研究

姓名 李志宏
导师 白希祥 研究员
副导师 柳卫平 研究员
专业 粒子物理与原子核物理
研究方向 放射性核束物理

二〇〇二年七月

论文内容简介

晕核是当前核物理研究的热点之一。人们已从实验上确认了轻核区中子滴线附近的若干中子晕核， ${}^6\text{He}$ 是其中之一。有的微观理论模型预言 ${}^6\text{He}$ 的同位旋相似态，即稳定核 ${}^6\text{Li}$ 的第二激发态具有中子—质子晕结构，但迄今还没有实验证据。本论文旨在通过测量 ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应的角分布和对实验结果的理论分析检验该预言。

全文共分五章。第一章简要回顾了晕核研究的背景，介绍了国际上关于 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态中子-质子晕的理论和实验研究的现状，继而阐明了我们的研究方案及其可行性分析。第二章概述了 HI-13 串列加速器次级束流线的原理、结构及其所产生束流的种类和品质，以及利用该装置所获得的研究成果。第三章详细地描述了利用 ${}^6\text{He}$ 次级束进行的测量 ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应角分布的实验，数据处理方法和实验结果。第四章阐述了对实验结果的理论分析。第五章是论文工作的总结。

本论文工作的核心内容已在国内外物理刊物上发表：

- 1) Zhihong Li, Weiping Liu, Xixiang Bai et al., First Observation of Neutron-Proton Halo Structure for the 3.563 MeV 0^+ State in ${}^6\text{Li}$ via ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ Reaction, Phys. Lett. B 527 (2002) 50
- 2) Zhihong Li, Weiping Liu, Xixiang Bai et al., Search for the halo effect in the ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ Reaction, Chin. Phys. Lett. 19 (2002) 306

目录

中文摘要	1
英文摘要	2
第一章 引言	4
第一节 放射性离子束	4
第二节 晕核研究概况	5
第三节 出现晕核的基本条件	10
第四节 国际上对 ⁶ Li 第二激发态晕结构的理论和实验研究	12
第五节 我们的研究方案	15
第六节 本工作的意义	16
第二章 HI-13 串列加速器次级束实验装置简介	17
第一节 装置的概貌	17
第二节 次级束的种类和品质	20
第三节 本次级束流线上的研究成果	21
第三章 ¹ H(⁶ He, ⁶ Li)n 反应角分布的测量	27
第一节 实验方案的设计	27
第二节 ⁶ He 的产生	28
第三节 次级束流的优化	29
第四节 实验设置	31
第五节 数据获取	37
第六节 数据处理	40
第四章 实验结果的理论分析	47
第一节 光学势理论概述	47
第二节 微观光学势的计算	48
第三节 ¹ H(⁶ He, ⁶ Li)n 反应角分布的计算	51
第四节 不同密度分布计算结果的比较	52
第五章 论文总结	55
本人在攻读博士期间发表的论文	56
致谢	58
参考文献	59
附录 1	62
附录 2	64
附录 3	77

⁶Li 第二激发态晕结构的实验研究

中文摘要

自 80 年代中期 ¹¹Li 等中子滴线附近轻核的中子晕（或中子皮）被发现以来，晕核一直是核物理研究的一个热点。通过实验和理论上的不断开拓，不仅发现了一系列丰中子轻核的中子晕结构，还观察到若干丰质子轻核具有质子晕的迹象。这些研究成果使人们对晕核的结构特性、形成条件、反应机制和激发模式有了比较深入的了解。除滴线附近轻核的基态外，九十年代有人预言稳定核的高同位旋激发态也可能具有晕结构，¹³C 第一激发态和 ⁶Li 第二激发态被列为首选的研究对象。前者的中子晕结构已为实验所证实，后者是中子晕核 ⁶He（基态）的同位旋相似态，其中子-质子晕结构至今尚未被实验证实。

法国 GANIL 和美国 MSU 实验室曾分别用能量为 41.6 A MeV 和 93 A MeV 的 ⁶He 次级束测量过 ¹H(⁶He, ⁶Li)n 反应在 0°附近的微分截面，试图通过 ⁶He 基态到 ⁶Li 第二激发态 (⁰+) 的 Fermi 跃迁与到 ⁶Li 基态 (¹+) 的 GT 跃迁的强度之比来研究 ⁶Li 第二激发态的晕结构。在他们的实验中没有观察到预期的 ⁶Li 第二激发态的中子-质子晕效应。有的微观理论分析表明，0°附近的该跃迁强度比对是否存在晕结构不敏感，要想揭示 ⁶Li 第二激发态的晕结构，应该测量 ¹H(⁶He, ⁶Li)n 反应完整的角分布。

我们在 HI-13 串列加速器次级束流线上，用能量为 4.17 A MeV 的 ⁶He 次级束打 (CH₂)_n 靶，测量了 ¹H(⁶He, ⁶Li)n 反应布居 ⁶Li 基态和第二激发态的角分布及截面。实验测出的截面分别为 35±11 mb 和 117±10 mb。

我们用假定的 ⁶He 基态和 ⁶Li 第二激发态有晕和无晕的各种核子密度分布的组合分别计算了入射道和出射道的微观光学势并将其输入通用的 DWBA 核反应程序计算了 ¹H(⁶He, ⁶Li)n 反应布居 ⁶Li 第二激发态的角分布。比较各种核子密度分布组合的计算结果可以看出，有无晕结构对该角分布有显著的影响，只有假定 ⁶He 基态和 ⁶Li 第二激发态均具有三体模型预言的晕结构才能得到与实验相符的角分布。相应的核子密度分布的均方根半径分别为 2.53 和 2.73 fm。

本论文第一次从实验上证实了 ⁶Li 第二激发态是一个以α为核芯的中子-质子晕态的理论预言。

关键词：放射性次级离子束，逆运动学反应，角分布，微观光学势，核子密度分布，中子-质子晕结构。

PACS: 21.10.-k, 21.10.Ft, 21.10.Gv, 25.60.Lg

Experimental Studies for the halo Structure in the second excited state of ${}^6\text{Li}$

Abstract

Halo nuclei have been the hot point in the studies of nuclear physics since the discovery of the neutron halo (or neutron skin) in the light nuclei, such as ${}^{11}\text{Li}$, near the neutron drip line in the middle of 1980's. A lot of experimental and theoretical efforts have been devoted to study this phenomenon, and not only the neutron halo structure in a series of light neutron-rich nuclei was discovered, but also the evidence of proton halo in some light proton-rich nuclei was observed. Those investigations have improved one's understanding of the structure, formation conditions, reaction mechanisms, and excitation modes of halo nuclei.

In 1990's it was predicted that besides the ground state of the light nuclei near the drip line, the high isospin excited states may also have halo structure. The neutron halo structure of the first excited state of ${}^{13}\text{C}$ and the neutron-proton halo structure of the second excited state of ${}^6\text{Li}$, which is the isobaric analog state of the ground state of ${}^6\text{He}$, were considered the most probable candidates to search for. The former has been observed, while the latter has not been found so far.

In an attempt to investigate the halo structure of the second excited state of ${}^6\text{Li}$ by comparing the branching ratio of the Fermi transition to the second excited state (0^+) and the GT transition to the ground state (1^+) of ${}^6\text{Li}$ from the ground state of ${}^6\text{He}$, scientists at GANIL and MSU measured the differential cross sections near the zero degree for the ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ reaction using the ${}^6\text{He}$ secondary beams of 41.6 AMeV and 93A MeV, respectively. The expected neutron–proton halo effect of the second excited state of ${}^6\text{Li}$ was not observed in their experiments. Some microscopic theoretical analysis indicates the branching ratio of the transitions near zero degree is not sensitive to the halo structure. The complete angular distribution of the ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ reaction has to be measured to reveal the halo structure of the second excited state of ${}^6\text{Li}$.

We have measured the angular distributions and the cross sections of the ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ reactions populating the ground state and the second excited state of ${}^6\text{Li}$, with a 4.17AMeV ${}^6\text{He}$ secondary beam on $(\text{CH}_2)_n$ target at the secondary beam line of the HI-13 tandem accelerator. The cross sections of 35 ± 11 mb and 117 ± 10 mb are obtained for the reactions populating the ground state and the second excited state, respectively.

Using different combinations of the nucleon density distributions of the ground state of ${}^6\text{He}$ and the second excited state of ${}^6\text{Li}$ with and without the halo, we have calculated the microscopic optical potentials of the input and output channels, and, with these potentials, calculated the angular distribution of the ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ reaction populating the second excited states of ${}^6\text{Li}$ by using a DWBA code.

Comparing the results calculated with different nucleon density combinations, one can see that the existence of the halo structure has obvious effect on the angular distribution. Only assuming that both the ground state of ${}^6\text{He}$ and the second excited state of ${}^6\text{Li}$ have the halo structure as the three-body model predicted, can the calculated angular distribution conform to the experimental results. The root mean square radius of the corresponding nucleon densities are 2.53fm and 2.73fm for the ground state of ${}^6\text{He}$ and the second excited state of ${}^6\text{Li}$, respectively.

The present work provides the first experimental evidence for the theoretical prediction that the second excited state of ${}^6\text{Li}$ is a neutron-proton halo state with an α cluster at its center.

Key words: Radioactive secondary ion beam; Inverse kinematics reaction; Angular distribution; Microscopic optical potential; Nucleon density distribution; Neutron-proton halo structure.

PACS: 21.10.-k, 21.10.Ft, 21.10.Gv, 25.60.Lg

第一章、引言

本章将简要回顾近 20 年国内外放射性离子束装置和晕核研究的进展，介绍关于 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态 (3.563 MeV 0^+ 态) 中子-质子晕的理论和实验研究，最后论述我们的研究方案及其可行性。

第一节、放射性离子束

放射性离子束物理是近二十年来发展起来的核物理前沿领域之一^[1-3]。70 年代后期美国 LBL 实验室最早开展放射性离子束的研究工作。他们利用 SUPER HILAC(重离子直线加速器) 和 BEVATRON(同步加速器) 组合产生 9–2100 A MeV 的重离子束打薄靶，通过弹核碎裂(Projectile Fragmentation, 简称 PF) 法，首次产生了放射性离子束。随后其它国家也相继建成了放射性离子束装置，如法国GANIL 的 LISE，日本RIKEN 的 RIPS，德国 GSI 的 FRS，美国 MSU 的 A1200 和我国兰州近代物理所的 RIBLL 等。从图 1.1 所示的核素图可以看出，自然界中稳定核素的数目不到 300 个，而放射性核素的数目则数以千计。放射性离子束的产生，大大扩展了弹核的同位旋($(N-Z)/A$) 自由度和弹靶组合的多样性，为核物理和核天体物理研究创造了新的机遇。八十年代中期以来，利用放射性离子束进行的实验取得了一些重要的物理成果，例如 ${}^{11}\text{Li}$ 等中子晕核和与之相关的新型集体运动和激发模式的发现，若干爆发性核燃烧关键热核反应截面的测量等。这些成果展现了放射性离子束的科学价值。目前国际上主要发达国家正在或计划建造新一代放射性离子束装置，以便在本世纪继续保持领先地位，例如日本理化所的放射性离子束工厂、德国 GSI 的冷却储存环和慕尼黑高通量反应堆上的裂变产物加速器，加拿大 TRIUMF 的 ISAC 装置和美国的稀有同位素加速器等。

我国政府对放射性离子束科学的发展相当重视。中国原子能院于 1993 年在 HI-13 串列加速器上建成了一个有特色的低能放射性次级束实验装置 (GIRAFFE)，产生了品质良好的 ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{C}$ 和 ${}^{17}\text{F}$ 等次级束，率先在国内利用放射性离子束开展了物理实验并取得了重要成果。兰州重离子加速器国家实验室于 1997 年建成了具有国际先进水平的中能放射性次级束流线 (RIBLL)，随后进行了若干重要实验。目前国家投资近 3 亿元的兰州重离子加速器冷却储存环 (HIRFL-CSR) 重大科学工程正在兴建中。北京串列加速器升级装置也开始立项，它可以提供与 HIRFL-CSR 在能区和品种方面互补的放射性离子束。

2000年底科技部投资2000万通过973项目支持放射性核束物理与核天体物理的研究工作^[4]。

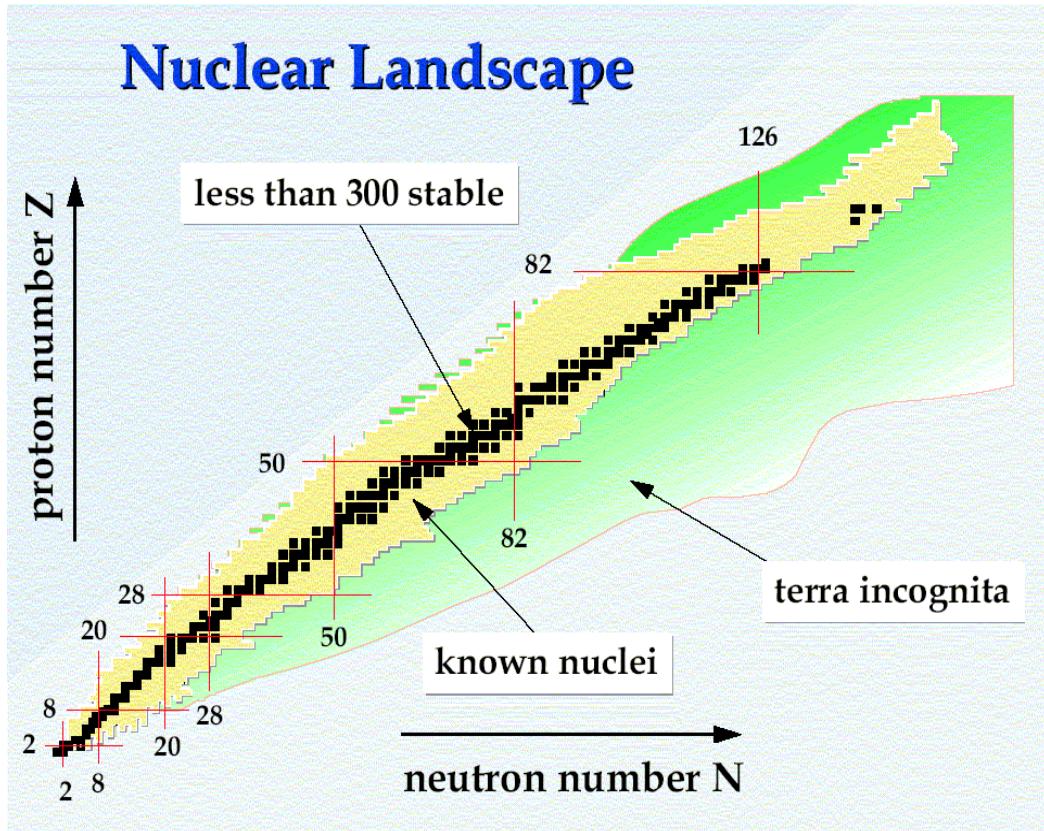


图 1.1 核素图

第二节、晕核研究概况

1985年Tanihata研究小组在测量790 A MeV的⁶⁻¹¹Li和³⁻⁸He与Be、C和Al等靶核的相互作用截面实验中发现的中子晕和中子皮现象及其后续研究^[5-6]是迄今利用放射性离子束获得的最重要的成果之一。这些实验的目的在于研究弹核的核物质半径。稳定核的电荷密度分布和物质密度分布可以通过高能电子散射和核反应截面测量得到。核电荷半径和核物质半径的系统学服从半经验公式

$$R_{\text{电}} = 1.18A^{1/3} - 0.48 \text{ (fm)}, R_{\text{物}} = 1.21A^{1/3} \text{ (fm)} \quad (1.1)$$

在几百 A MeV以上的能区，弹核半径与靶核半径可分离的几何模型成立，相互作用截面可以表示为

$$\sigma_I = \pi [R_I(\text{弹}) + R_I(\text{靶})]^2 \quad (1.2)$$

由于靶核是稳定的，靶核相互作用半径 $R_I(\text{靶})$ 可以由(1.1)式给出。用弹核相同而靶核不同的碰撞体系测出的弹核相互作用半径 $R_I(\text{弹})$ 的一致性表明该模型是适用的。因此，可以通过测定相互作用截面 σ_I 由(1.2)式导出 $R_I(\text{弹})$ 。图 1.2 显示了实验测出的若干轻核的相互作用半径。

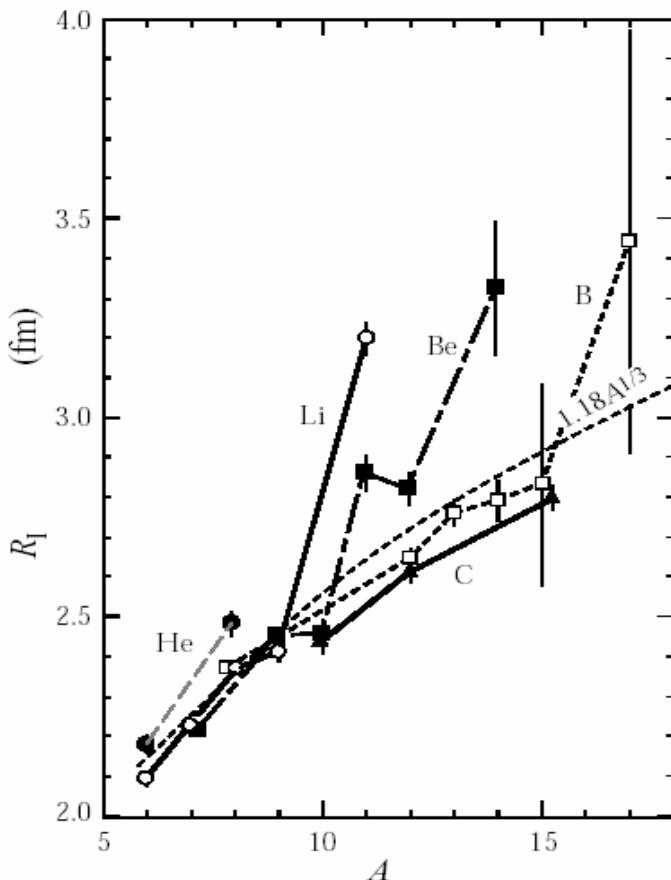


图 1.2 若干轻核的核物质分布均方根半径

从图 1.2 可见，稳定核的半径较好地符合 (1.1) 式所表示的质量数相依关系，但 ${}^6\text{He}$ 和 ${}^8\text{He}$ 的半径明显偏大，而 ${}^{11}\text{Li}$ 、 ${}^{11}\text{Be}$ 、 ${}^{14}\text{Be}$ 和 ${}^{17}\text{B}$ 的半径则大得更多。有人用核芯和与核芯松散地结合在一起的价核子的图象来描述这些奇异核^[7]。从实验导出的 ${}^{11}\text{Li}$ 的核子密度分布可以看出： ${}^{11}\text{Li}$ 的 ${}^9\text{Li}$ 核芯的密度同自由 ${}^9\text{Li}$ 的基本一致，而价中子的密度分布却存在较大的空间弥散，拖有很长的尾巴，均方根半径很大，与 ${}^{208}\text{Pb}$ 的核半径接近。这种价核子密度分布呈现出长尾巴的核，被称为晕核。根据其核芯外的价核子的类型可以分成中子晕核、质子晕核和中子-质子晕（有人叫同位旋晕）核。依据晕中包含

核子的数目，晕核可分为单核子晕核、双核子晕核和多核子晕核。按照海森堡测不准关系，空间分布很广的量子体系应具有很窄的动量分布。因此，价核子具有较小的分离能（通常小于 1 MeV）、很广的空间弥散、很大的均方根半径和很窄的动量分布成为晕核的主要特征和判据。在晕核发现之前，人们认为原子核具有一种十分紧凑的强束缚的结构：核的半径正比于其质量数的 $1/3$ 次幂，核表面的厚度基本一样，中子与质子的密度分布具有相同的形状。晕核的发现打破了这一传统的观念并激起了人们研究的兴趣。寻找更多的晕核并对其结构特性、激发模式及反应机制进行更深入和更系统的探讨成为目前国际上核物理研究的前沿课题之一。

到目前为止，实验上研究晕核的方法主要有以下几种：

1、相互作用截面

测量相互作用截面是 Tanihata 等发现第一例晕核所使用的方法，至今仍是寻找晕核常用的方法之一。通过测量某一种束流的原始强度和穿过靶后的强度之比，可以得到相互作用截面 σ_I 。它们之间满足如下关系式：

$$\sigma_I = (I/N_t) \log(\gamma_0/\gamma) \quad (1.3)$$

式中， σ_I 为相互作用截面， N_t 为单位面积的靶核数， γ 为没有与靶核发生相互作用（核子的组成没有变化）而透射的弹核数与入射弹核数的比值， γ_0 为空靶时的该比值。

由测得的 σ_I 定出的 R_I (弹)给出了弹核大小的直观信息，借助 Glauber 模型可导出它与核物质密度分布和均方根半径的关系^[8]。

2、碎裂产物的动量分布

中、高能重离子碎裂反应产物的动量分布有如下特征：(1) 在弹核坐标系中，动量在束流方向的分量 p_{\parallel} 和垂直束流方向的分量 p_t 都服从高斯分布；(2) 动量分布的宽度（或标准偏差）基本上与弹核的能量和靶核的质量数无关，而由弹核和碎块的质量数决定，即：

$$\sigma(p_t) \approx \sigma(p_{\parallel}) \approx \sigma_0 \sqrt{A_{\text{碎块}}(A_{\text{弹}} - A_{\text{碎块}})/(A_{\text{弹}} - 1)} \quad (1.4)$$

式中 $\sigma_0 = \sqrt{p_F^2/5} \approx 90 \text{ MeV}/c$ (p_F 为费米动量)。

Hüfner 和 Nemes^[9]研究了核内核子运动与碎块动量分布之间的关系并作出了可以通过测量碎块动量分布得到核子内部运动动量分布的结论。

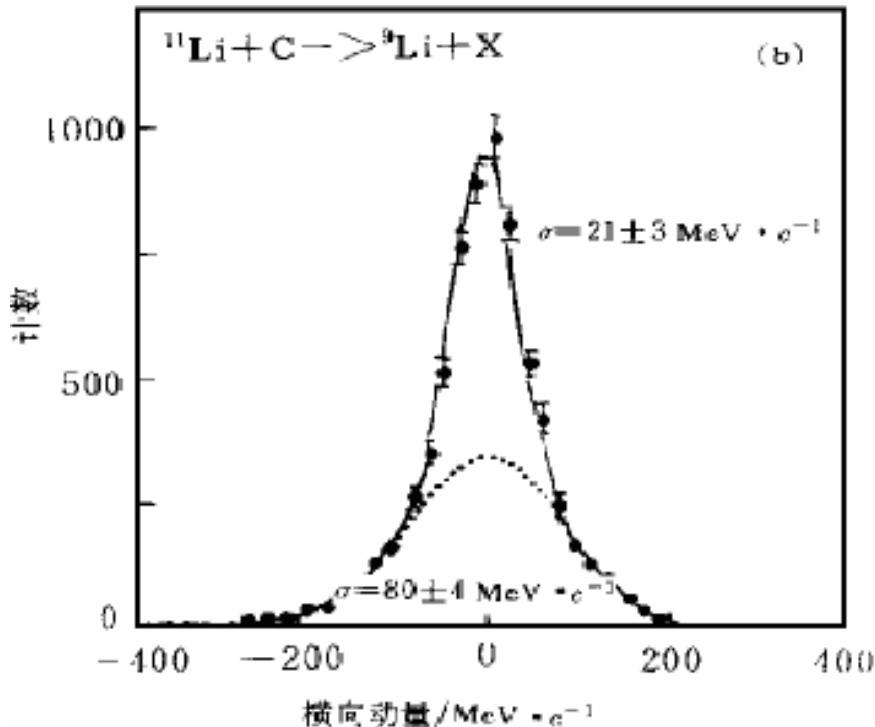


图 1.3 ^{11}Li 弹核碎块 ^9Li 的横向动量分布

近年来，有好几个测量 ^{11}Li , ^{11}Be 和 ^{14}Be 碎裂反应碎块 p_{\parallel} 分布的实验^[10]，测到的 $\sigma(p_{\parallel})$ 都在 $20 \text{ MeV}/c$ 左右，远窄于稳定核实验中测到的 p_{\parallel} 分布宽度。图 1.3 显示了 790 A MeV 的 ^{11}Li 在 C 靶上碎裂产生的 ^9Li 的横向动量分布。该动量谱可以分解为宽度不同的两个分布，窄峰的宽度为 $21 \pm 3 \text{ MeV}/c$ ，宽峰的宽度为 $80 \pm 4 \text{ MeV}/c$ 。 ^9Li 碎块动量分布的宽度很窄意味着从 ^{11}Li 中分离出去的两个中子具有很小的动量涨落。这一实验结果与从相互作用截面实验得出的结论 (^{11}Li 中两个弱束缚价中子的密度分布具有很大的空间弥散) 一致。

3、电四极矩

仅凭核子密度分布均方根半径的反常增大还不能确切地判断晕的存在，因为大形变也可能使均方根半径增大。形变会导致电四极矩的增大，为了排除形变效应，测量核的电四极矩是非常必要的。有人在 CERN 的 ISOLDE 装置上用 β -NMR 谱学方法测量了 ^{11}Li 的电四极矩^[11]，测量值只有 ^9Li 电四极矩的 1.14 倍，从而排除了 ^{11}Li 有大形变的可能，进一步确认了 ^{11}Li 的中子晕结构。

4、弹性散射与反应角分布

测量弹性散射与反应角分布是研究晕核另一重要手段。GSI 和 RIKEN 用 ^{11}Li 束打氢靶，测量了质子与 ^{11}Li 弹性散射的角分布^[12,13]，通过各种理论模型与实验结果的比较，确认了 ^{11}Li 的晕结构^[14]。Lewis 等^[15]仔细考察了 $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$ 反应的角分布，通过与 DWBA 计算的角分布相比较，抽取出 ^{17}F 价质子的密度分布，得出了 ^{17}F 第一激发态为质子晕态的结论。该结论与 Morlock 等^[16]通过 $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$ 反应的实验及理论分析得出的结论相符合。上述工作表明，弹性散射与转移反应是研究晕结构的有效方法。

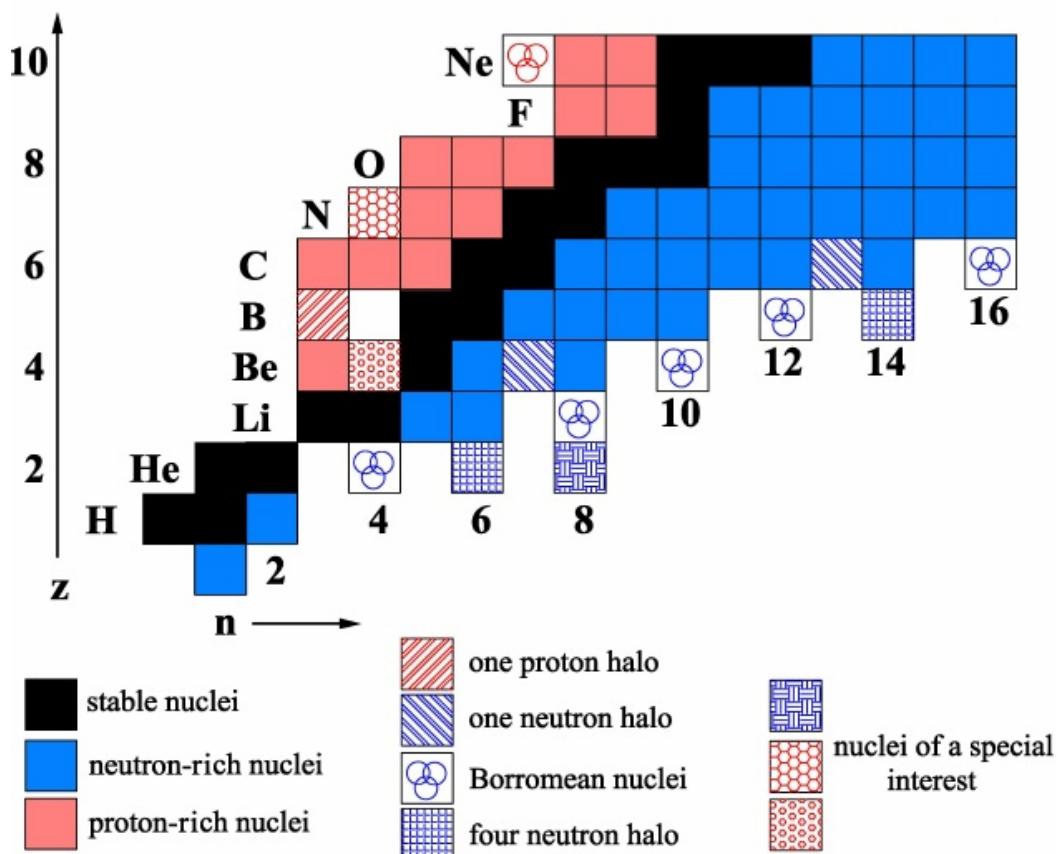


图 1.4 部分轻核的核素图

图 1.4 中给出了迄今为止实验上发现的晕核，其中有单中子晕核(^{11}Be ^[17] 和 ^{19}C ^[18])、双中子晕核 (^6He , ^{11}Li ^[5,6,19], ^{14}Be ^{[20,21], ^{17}B ^[21])、四中子晕核 (^8He ^[5,6,22])、质子晕核 (^8B ^[23,24,25], ^{17}F , ^{17}Ne ^[26]) 等。人们对中子晕的研究比较深入，相互作用截面，碎裂产物的动量分布，电四极矩，弹性散射、转移反应和电磁离解过程等多方面的实验和理论分析给出了一致的结论。最外层轨道上的质子除了受到离心势垒的阻碍外还受到库仑势垒的影响，使得质子晕比}

中子晕更难于形成。有些实验观察到了质子晕的效应，但对于实验结果的理论分析不无摸棱两可之处。由于证据尚不够充分，目前人们对是否存在质子晕还有某些争议。

第三节、出现晕核的基本条件

为了根据原子核的原子序数，质量数，结合能等基本参数判断出现晕核的可能性，Fedorov 等对晕核作了定义^[27,28]：价核子处于核芯势阱以外的概率大于 50%。对于由核芯和价核子构成的两体系统，其相对运动可以由体系的定态薛定谔方程描述。通过求解结合能为 B 及半径为 R 的球形方势阱，可以得到图 1.5 所示的关系曲线^[29]。

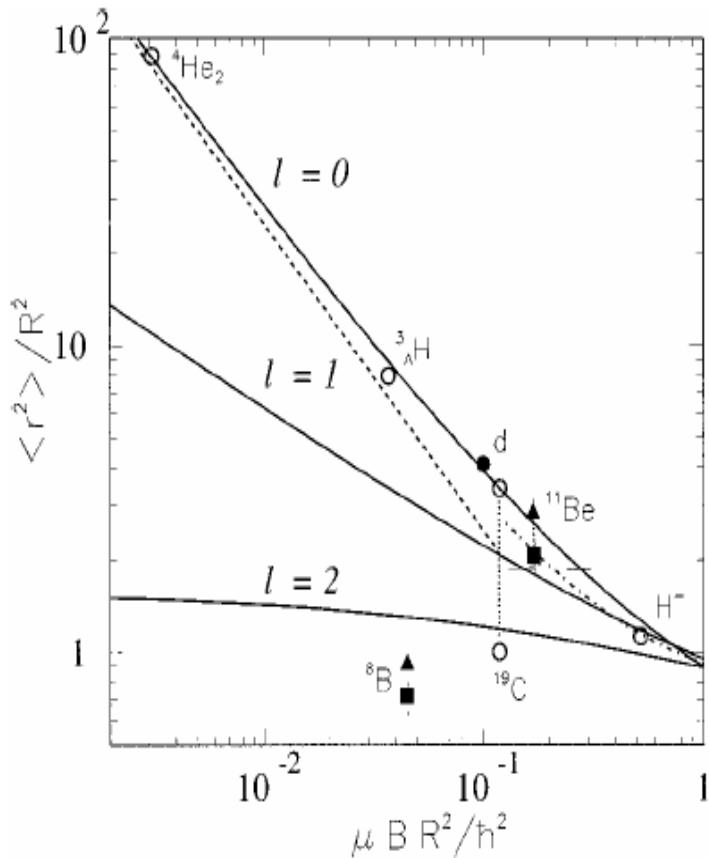


图 1.5 价核子的均方根半径与结合能之间的关系曲线。纵坐标是价核子的均方根半径的平方与球形方势阱半径的平方之比；横坐标为 $\mu BR^2/\hbar^2$ ，其中 μ 为折合质量， B 为结合能， R 为势阱半径， \hbar 为普朗克常数； $l=0,1,2$ 分别对应价核子处于 s, p, d 态。

由图可见，价核子的均方根半径随着结合能的降低而增大。也就是说，价核子与核芯之间的结合能越小，越有利于晕核的形成。另外，由于离心势垒的影响，晕核的价核子只能处于轨道角动量较小的 $l=0,1$ (s, p) 态，而不能出现在 $l=2$ 的 d 态。依据晕核的上述定义，Jensen 等^[28]得到出现晕核的具体条件：

$$B < 0.27 \text{ MeV } A^2/Z^2 \quad \text{for s- states,} \quad (1.5)$$

$$Z < 0.44 A^{4/3} \quad \text{for p- states,} \quad (1.6)$$

$$B < 2 \text{ MeV } A^{-2/3} \quad \text{for both s- and p- states,} \quad (1.7)$$

以上条件虽然是由两体晕（核芯+一个晕核子）得到的，对于三体晕，如果两个晕核子具有同样的量子态，也是适用的。此时，(1.5) 与 (1.7) 式中的结合能应该是双核子结合能。对于两个晕中子处于 s 态的晕核 ^{11}Li , ^{17}B , 两个晕核子结合能的实验值分别为 300 keV 和 500 keV, 符合 (1.5) 式给出的判据。对于已知的晕中子处于 p 态的双中子晕核 ^6He 与 ^{14}Be , 其 $Z A^{-4/3}$ 值分别为 0.18 与 0.12, 满足 (1.6) 式给出的判据。

为了检验(1.5)-(1.7)式所列判据的严格程度，我们通过求解薛定谔方程给出了 ^6He , ^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B , ^{19}B , ^6Li 第二激发态和 ^{17}Ne 中价核子的均方根半径及价核子处在势阱以外的概率（见表 1.1）。经过比较可以看出，(1.5) 和 (1.6) 式给出的判据比较宽松，而 (1.7) 式稍显苛刻。

表 1.1 理论计算的价核子的均方根半径和价核子处在势阱以外的概率

Nucleus	B (keV)	Configu- ration	$\langle r^2 \rangle_c^{1/2}$ (fm)	R_{cn} (fm)	$\langle r^2 \rangle$ (fm ²)	$\langle r^2 \rangle / R_{cn}^2$	P_{out} (%)	$\langle r^2 \rangle_{tot}^{1/2}$ (fm)
^6He	973	$^4\text{He} + n + n$	1.59	3.35	23.3	2.08	49	2.36
^{11}Li	250	$^9\text{Li} + n + n$	2.32	4.00	76.2	4.76	60	3.37
^{14}Be	1120	$^{12}\text{Be} + n + n$	2.58	4.25	42.8	2.37	42	2.96
^{17}B	1520	$^{15}\text{B} + n + n$	2.40	4.07	36.3	2.19	39	2.69
^{19}B	500	$^{17}\text{B} + n + n$	2.65	4.33	63.0	3.36	52	3.10
$^6\text{Li}^*$	136	$^4\text{He} + n + p$	1.59	3.35	24.5	2.18	50	2.40
^{17}Ne	950	$^{15}\text{O} + p + p$	2.72	4.40	23.6	1.22	20	2.81

表中 B: 双价核子分离能, $\langle r^2 \rangle_c^{1/2}$: 核芯的均方根半径, R_{cn} : 势阱半径, $\langle r^2 \rangle$: 价核子均方半径, P_{out} : 价核子在势阱外的几率, $\langle r^2 \rangle_{tot}^{1/2}$: 核的总均方根半径。 $^6\text{Li}^*$: ^6Li 的第二激发态 (3.563 MeV, 0^+)

林承键等^[30]利用更加符合实际情况的 Woods-Saxon 势，并考虑了库仑势和自旋—轨道耦合势的影响对一些具体的核态进行了计算。根据均方根半径随价核子变化的规律，给出了比采用球形方势阱宽松的条件：

$$S_n R_{An}^2 \leq \begin{cases} 17.6 \text{MeVfm}^2 & l = 0 \\ 5.79 \text{MeVfm}^2 & l = 1 \\ 0.153 \text{MeVfm}^2 & l = 2 \end{cases} \quad (1.8)$$

式中 S_n 表示价核子的分离能， R_{An} 代表核芯与价核子相互作用的力程。

目前为止，上述判断晕结构的标准还没有得到公认。人们仍然根据结合能、均方根半径、价核子的密度分布及动量分布等综合指标来确认晕核。尽管如此，上述判断晕核的标准对晕核的研究还是很有帮助的。

第四节、国际上对⁶Li 第二激发态晕结构的理论和实验研究

到目前为止，实验揭示的晕核大多在滴线附近。高同位旋是这些核态的共同特点。1991 年 Suzuki^[31]等提出一个问题：稳定核的高同位旋激发态是否也具有晕结构？如果答案是肯定的，晕核的同位旋相似态也应该具有晕结构。

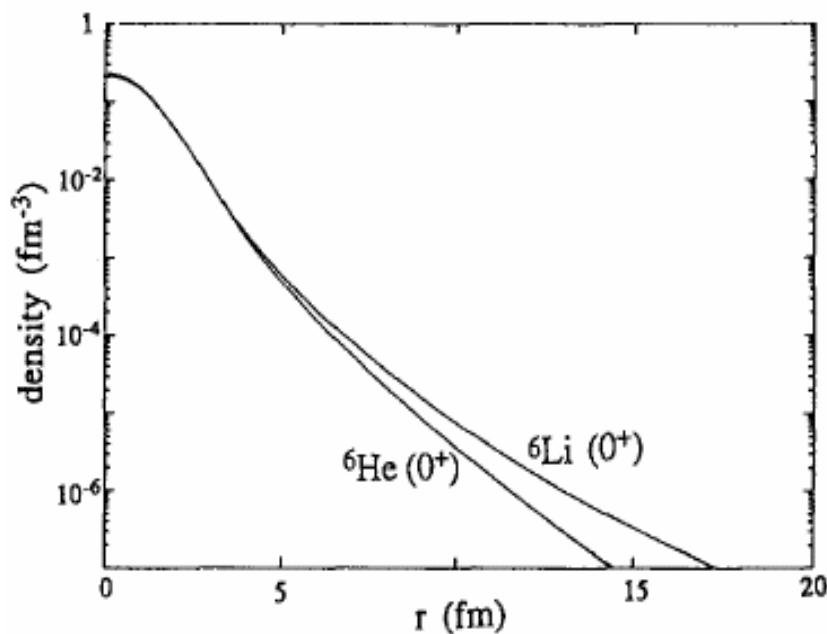


图 1.6 理论计算的⁶He 基态及⁶Li 第二激发态的核子密度分布

^6He 的晕结构已经被许多实验证实^[32,33,34]。它的同位旋相似态 (^6Li 的第二激发态) 由 α 核芯与外部的中子和质子组成。由于两个价核子的分离能只有 136 keV, 比 ^6He 的双中子分离能还要小, 该核态很可能具有晕结构。把 ^6Li 第二激发态的参数代入上一节所介绍的形成晕核的判据, 可以看出 (1.5) – (1.8) 式都能得到满足, 采用不同势阱算出的价核子处于阱外的概率都在 50% 以上。

Arai 等^[35] 利用微观三体模型计算了 ^6He 基态及 ^6Li 第二激发态的物质密度分布和均方根半径, 从图 1.6 可以看出后者的晕比前者更显著。各种理论分析都表明, ^6Li 的第二激发态很可能是中子-质子晕态。

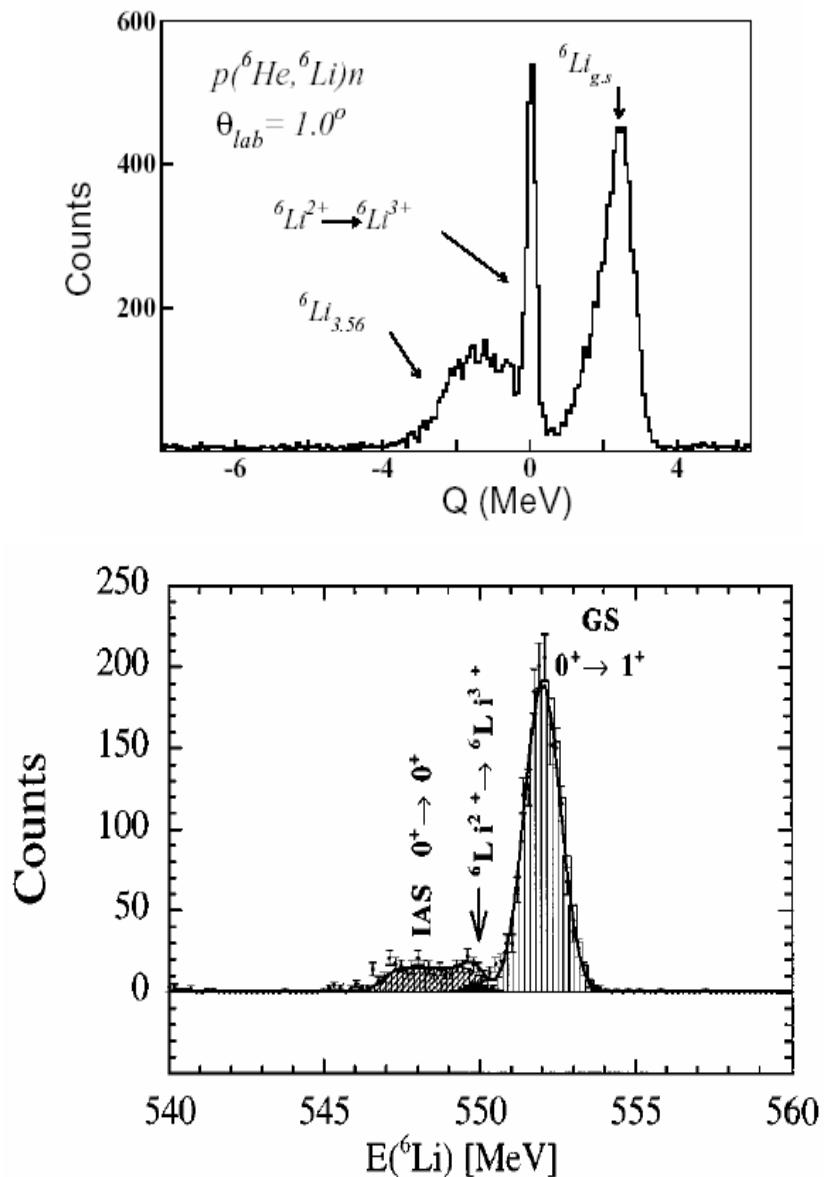


图 1.7 两个实验 ^6Li 能谱的比较。上图为 GANIL 的实验结果 ($E(^6\text{He})=41.6 \text{ A MeV}$), 下图为 MSU 的实验结果 ($E(^6\text{He})=93 \text{ A MeV}$)。

美国 MSU 和法国 GANIL 实验室分别用能量为 93 A MeV 和 41.6 A MeV 的 ${}^6\text{He}$ 束测量过 ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应布居 ${}^6\text{Li}$ 基态和第二激发态在 0° 附近的微分截面，试图通过 ${}^6\text{He}$ 基态到 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的 Fermi 跃迁与到 ${}^6\text{Li}$ 基态的 GT 跃迁强度之比寻找 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的晕效应^[36-39]。通过两种跃迁效应比值的分析，没有发现预想的中子-质子晕效应。但对比图 1.7 所示的两个不同入射能量的 ${}^6\text{Li}$ 能谱可以看出， ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的相对布居强度有随能量下降而升高的趋势。如果用低能 ${}^6\text{He}$ 束研究该反应，可以显著提升布居 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的概率，从而有利于观测到中子-质子晕效应。

对 41.6 A MeV 的 ${}^6\text{He}$ 与氢电荷交换反应的微观分析表明^[38,39]：布居 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态在 0° 附近的微分截面对晕的存在与否并不敏感。图 1.8 给出了相应不同均方根半径的 ${}^6\text{He}$ 密度分布对布居 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的角分布的影响。从中可以看出，晕效应很可能在大角度区表现出来。要揭示该反应中的晕效应，测量完整的角分布是十分必要的。

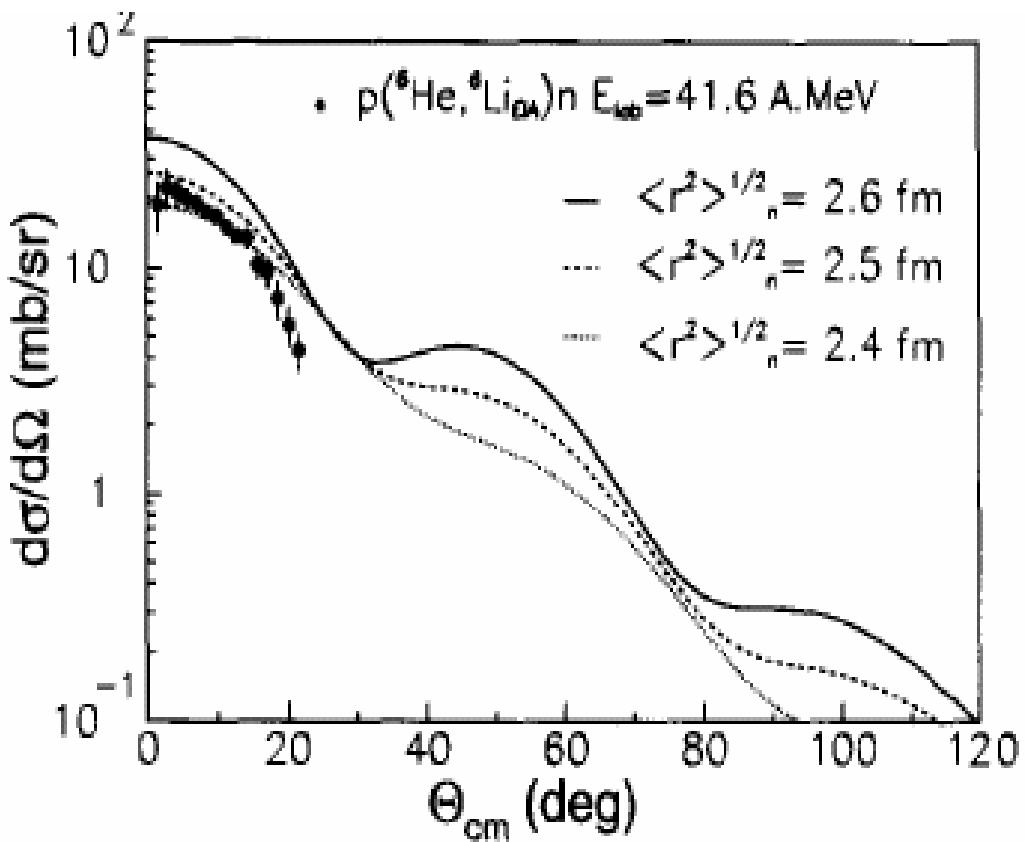


图 1.8 ${}^6\text{He}$ 核子密度分布的均方根半径对角分布的影响

第五节、我们的研究方案

上一节的分析表明,想要通过 $^1\text{H} (^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应揭示 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的晕效应,最好利用低能的 ${}^6\text{He}$ 次级束,测量 $^1\text{H} (^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应完整的角分布。我们在HI-13串列加速器上建立的次级束实验装置^[40](下一章将作详细介绍)能提供品质较好的低能 ${}^6\text{He}$ 束流,很适合于用来开展这项工作。测出角分布后,拟通过图1.9所示的流程来该研究反应中的晕效应。

晕核的光学势是未知的,它与传统的稳定核唯象光学势可能有较大的差别,因而进行DWBA计算时很难通过调节参数来符合实验结果。利用微观光学势方法有利于克服这种困难,同时也使理论计算与模型无关。具体的做法是:首先,用各种理论模型计算的或实验已知的核子密度分布,通过定域密度近似计算入射道和出射道的微观光学势。然后,将计算出来的微观光学势代入DWBA核反应程序计算反应的角分布。比较理论计算与实验得到的角分布,可以看出哪一种核子密度分布与实验结果相符合,从而判断有无晕结构效应。



图1.9 研究 $^1\text{H} (^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应中晕效应的分析方法

次级束实验装置产生的 ${}^6\text{He}$ 束流经过 $\phi 3\text{ mm}$ 的准直孔后的强度大约为500离子/秒左右,纯度可达80%以上。若使用 1.5 mg/cm^2 的 $(\text{CH}_2)_n$ 材料作为次级靶,假定反应布居 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的截面为50 mb左右,经过100小时的数据获取,可以得到大约700个效应计数,截面能够达到4%左右的统计精度。因

此，在我们的次级束装置上测量 $^1\text{H} ({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应的角分布，寻找 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的晕效应是可行的。

第六节、本工作的意义

本工作主要有以下几个方面的意义：

- (1)、提供稳定核的高同位旋激发态具有晕结构的新例证。
- (2)、证实晕核的同位旋相似态也具有晕结构的理论预言。
- (3)、寻找首例中子-质子晕的实验证据。

第二章、HI-13 串列加速器次级束实验装置简介

第一节、装置的概貌

放射性次级离子束的产生和应用，是当前核物理最重要的发展方向之一。它扩展了核物理研究的同位旋自由度，为合成远离 β 稳定线的新核素，系统研究它们的奇异性，揭示核结构和核反应动力学的新现象和新规律，检验和发展现有的核理论模型提供了前所未有的机遇。同时，在宇宙和天体演化的过程中，有大量不稳定的核素卷入核燃烧过程，它们的反应和衰变数据对于揭示演化的进程、能量的产生以及元素的合成是必不可少的。放射性离子束在凝聚态物理、原子物理、材料科学和生命科学等领域，也有着广泛的应用前景。

为了填补我国放射性离子束领域的空白，充分利用HI-13串列加速器和已有的技术及设备条件，尽快开展放射性核束这一前沿领域的研究工作，在国际上争得一席之地，1993年7月，我们在HI-13串列加速器第三实验厅的左50°束流管道上建成了国内第一条放射性次级束流线。整个装置的概貌示于图2.1。

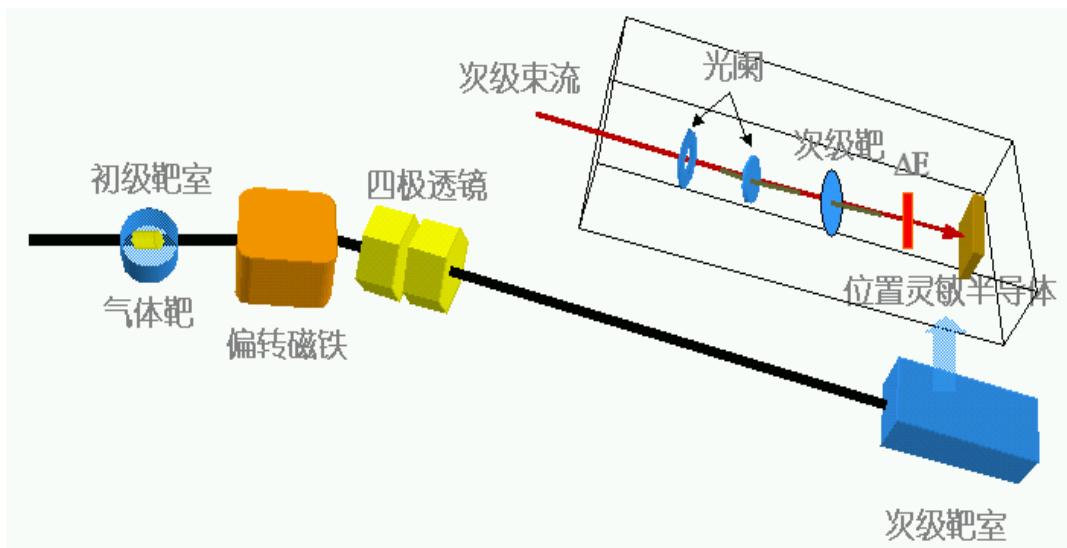


图2.1 次级束装置的概貌

该装置主要包括三个组成部分：

(1)、初级反应室

我们利用串列加速器提供的离子束打初级反应室中的气体靶，通过逆运动学的电荷交换或转移反应产生感兴趣的不稳定核。气体靶的前后窗采用厚度为 1.9 mg/cm^2 的Havar膜，可承受至少 1.8 atm 的压差。靶室的密封性良好，束流强度为 300 enA 时照射二百小时靶中的气压变化不超过4%。由于入射离子比靶核的质量数大，感兴趣的产物被运动学压缩到一个向前的锥角内，自然形成一种便于收集、分离、聚焦和传输的离子束。目标离子的最大实验室系发射角度为

$$\theta_{L,m} = \sin^{-1}\left(\frac{1}{\gamma}\right) \quad (2.1)$$

式中

$$\gamma = \left(\frac{A_a A_b}{A_A A_B} \cdot \frac{E'}{E' + Q}\right)^{1/2} \quad (2.2)$$

A_a 、 A_b 、 A_A 、 A_B 分别表示入射粒子、出射粒子、靶核、剩余核的质量数； E' 是入射粒子的相对运动动能， Q 为反应能。

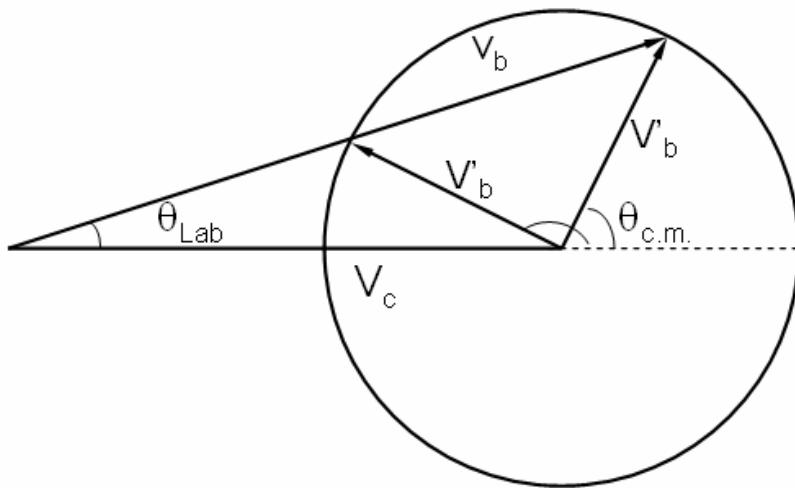


图2.2 $\gamma > 1$ 时，发射角在实验室系与质心系中的转换。图中， v_b 为出射离子在实验室系中的速度， v'_b 为其在质心系中的速度， v_c 代表质心在实验室系中的速度， θ_{Lab} 和 $\theta_{c.m.}$ 分别表示实验室系和质心系的发射角。

在 $A_a > A_A$, $A_b > A_B$, 即 $\gamma > 1$ 的逆运动学情况下, 对于某一确定的 θ_{Lab} , 对应两个 $\theta_{\text{c.m.}}$, 其转换关系如图2.2所示^[42]。此类反应存在高、低能量的两组出射离子, 高能组对应于小的 $\theta_{\text{c.m.}}$ 值, 低能组对应于大的 $\theta_{\text{c.m.}}$ 值, E_b vs. θ_{Lab} 二维谱呈现“型”分布。

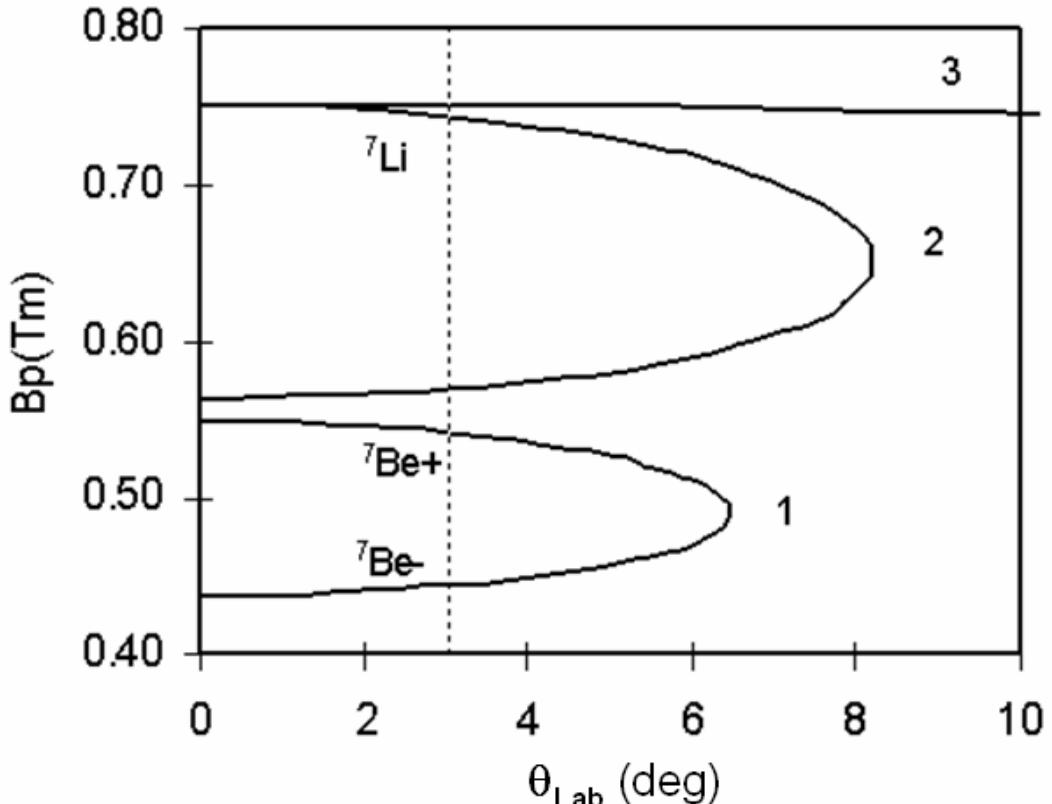


图2.3 $E(^7\text{Li})=35$ MeV时, $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$ 反应产生的 ^7Be 和散射 ^7Li 磁刚度的角分布, 1— $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$, 2— $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^1\text{H}$, 3—初级靶窗上散射出来的 ^7Li 。

(2)、反应产物的分离和聚焦系统

反应产物的分离和聚焦由一个二极偏转磁铁和一对四极透镜实现。该D-Q-Q系统在相对于初级束3°的方向接收反应产物, 有效地降低了初级束卢瑟福散射对次级束的影响, 提高了次级束的纯度。这一举措是我们有特色的.设计, 使如此简单的装置能产生纯度相当高的次级束。根据磁刚度的不同, 利用偏转磁铁将目标离子从散射的初级束和其它反应产物中分离出来, 经过四极透镜聚焦到次级反应靶室中的焦平面上。离子的磁刚度可表示为

$$B\rho = \frac{\sqrt{2ME}}{q} \quad (2.3)$$

式中, $B\rho$ 为磁刚度, M, E 和 q 分别带电粒子的质量, 能量和有效电荷。

作为例子, 图2.3给出了 $E(^7\text{Li})=35$ MeV时, $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$ 反应产生的 ^7Be 和散射 ^7Li 磁刚度的角分布。可以看出, 将接收角设置在 3° , 通过磁刚度选择可以得到比较纯的 ^7Be 次级束。

(3)、次级反应室

次级反应室位于整个次级束装置的最下游, 其中可以放置准直光阑、吸收片、次级靶和探测器, 实现对次级束的监测和反应产物的测量和鉴别。

第二节、次级束的种类和品质

93年7月至今, 在该装置上已产生出 ^6He , ^7Be , ^8Li , ^{11}C , ^{13}N , ^{17}F 六种次级束流, 它们性能指标列于表2.1。作为有代表性的结果, 图2.4和图2.5分别展示了 ^7Be 次级束的能谱及位置分布。

表 2.1 次级束流的性能指标

次级束流	产生反应	能量(MeV)	纯度(%)	初次级束转换系数
^6He	$^2\text{H}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^3\text{He}$	35.6 ± 0.4	80	1.2×10^{-7}
^7Be	$^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$	23.0 ± 0.6	92	2.1×10^{-7}
^8Li	$^2\text{H}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^1\text{H}$	40.38 ± 0.6	82	2.2×10^{-7}
^{11}C	$^1\text{H}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{C})\text{n}$	38.2 ± 0.7	90	6.8×10^{-8}
^{13}N	$^2\text{H}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{N})\text{n}$	65.7 ± 0.6	6	6.0×10^{-8}
^{17}F	$^2\text{H}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{F})\text{n}$	74.9 ± 0.6	24	6.6×10^{-7}

角散度: $\pm 0.8^\circ$. 束斑: ± 0.5 cm.

可以看出, 本次级束流线产生的放射性束的性能指标良好。由转换比可以看出, 在 HI-13 串列加速器上, 能够获得 10^4 — 10^6 离子/秒的次级束流, 可以用于核物理, 核天体物理研究以及材料科学和生命科学的放射性示踪研究。

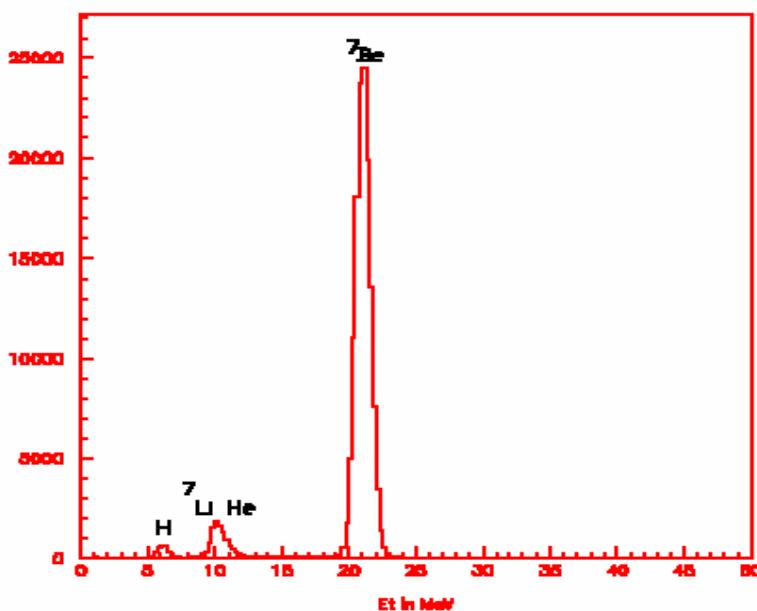


图 2.4 ${}^7\text{Be}$ 次级束的能谱

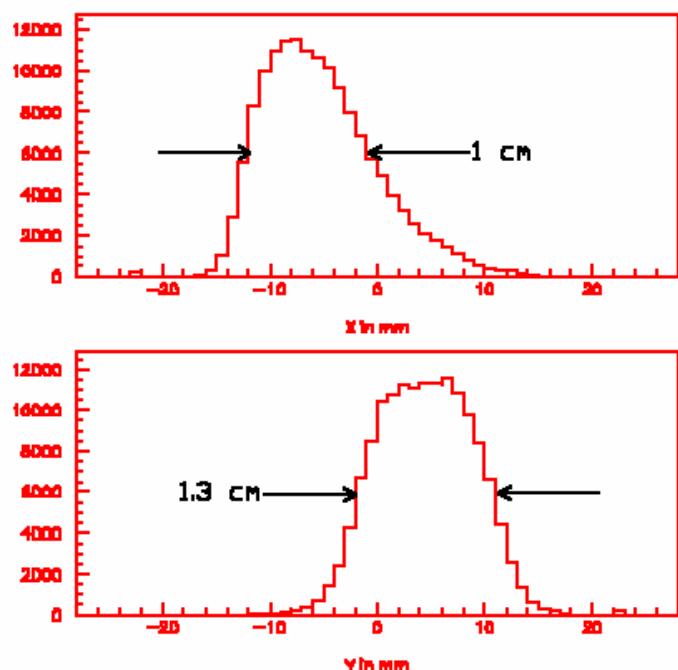


图 2.5 ${}^7\text{Be}$ 次级束位置分布剖面

第三节、本次级束流线上的研究成果

自 1994 年装置建成以来, 我们开展的实验工作和取得的成果可归纳如下:

一、 ${}^7\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^8\text{B}$ 反应截面及角分布的测量

该工作于 95 年 8 月完成，它是我国利用放射性离子束开展的第一个物理实验，也是国际上对 ${}^7\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^8\text{B}$ 反应角分布的首次测量。

太阳中微子丢失问题一直是困扰国际核天体物理界的难题之一。极低能区 ($\leq 20 \text{ keV}$) 的 ${}^7\text{Be}(\text{p},\gamma){}^8\text{B}$ 反应截面或天体物理 S 因子直接关系到太阳中心区高能中微子（来自 ${}^8\text{B}$ 的 β^+ 衰变）的产生率，因而是澄清太阳中微子问题的关键核物理输入量之一。人们利用质子打放射性 ${}^7\text{Be}$ 靶对该因子作过长达数十年的直接测量，向感兴趣低能区外推的结果存在相当大的分歧。利用 ANC 方法可以从 ${}^7\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^8\text{B}$ 等单质子转移反应的截面及角分布间接导出零能量下 ${}^7\text{Be}(\text{p},\gamma){}^8\text{B}$ 反应的天体物理 S 因子。这是一种能对上述直接测量进行交叉检验的独立的方法。我们分别测量了 $E_{\text{c.m.}}=5.8$ 和 8.3 MeV 的 ${}^7\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^8\text{B}$ 反应的角分布^[43,44]， $E_{\text{c.m.}}=5.8 \text{ MeV}$ 的结果示于图 2.6。从两次测量导出的天体物理 S 因子分别为 27.4 ± 4.4 与 $24 \pm 5 \text{ eV b}$ ，两者在误差范围内相符合，表明所采用的间接确定该因子的方法与能量无关。

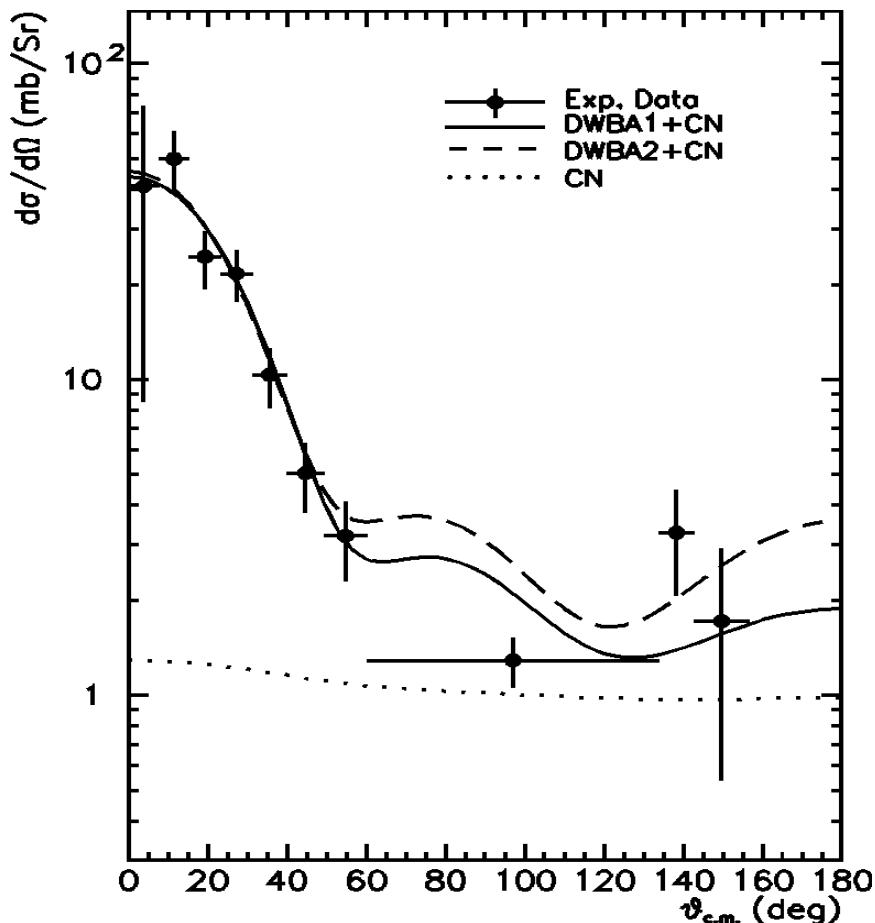


图 2.6 ${}^7\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^8\text{B}$ 反应的角分布

二、 ^{7}Be 注入玉米种子的深度分布及生物学效应研究

由于 ^{7}Be 离子具有合适的半衰期及易于探测的 γ 射线，它是极好的放射性示踪剂，可用于材料科学及生命科学的示踪研究。它提供了探测离子在物质中沉积深度分布的灵敏和定量的新手段。

我们与农科院原子能利用研究所合作，在国内率先开展了放射性离子束用于离子注入生物学的研究。用不同能量、不同剂量的 ^{7}Be 束流注入玉米种子，通过探测剥皮前后的 γ 射线强度，定出了 ^{7}Be 的注入深度分布，并研究了 ^{7}Be 离子注入玉米种子后诱发的生物学效应^[45,46]。4 粒剥皮玉米种子中的 γ 射线能谱示于图 2.7。

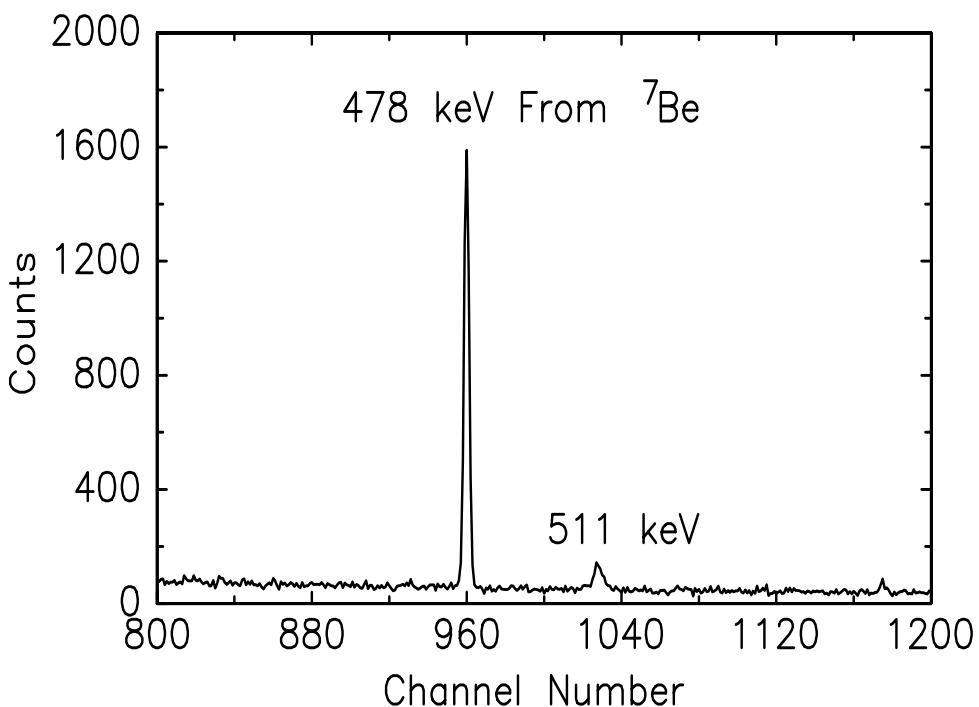


图 2.7 ^{7}Be 束在玉米种子中产生的 γ 射线能谱

三、 $^{11}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的研究

$^{11}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{N}$ 是高温 pp 反应链的关键反应之一。在温度和密度足够高的天体物理环境中，该反应链对将物质从正常 pp 反应链转化为 CNO 核有很大贡献，可与 3α 过程竞争甚至起决定性作用。作为正常 pp 反应链和 CNO 核之间的连接反应，高温 pp 反应链对大质量、贫金属恒星的演化进程可能有重要影响。

有的理论工作认为, ^{12}N 的 $E_x=0.96$ 和 1.19 MeV 两个共振能级对反应率有决定性的贡献, 直接辐射俘获过程的贡献可以忽略。迄今为止还没有 $^{11}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的直接测量, 只有一个小组通过库仑离解实验间接测量过直接辐射俘获过程的贡献, 由于库仑离解过程在物理上的复杂性, 该结果有很大的不确定性。为了确定直接辐射俘获过程相对于共振辐射俘获过程的贡献, 需要用独立的测量方法进行检验。

我们测量了 $^{11}\text{C}(\text{d}, \text{n})^{12}\text{N}$ 反应的截面(47 ± 15 mb), 用 DWBA 和渐进归一化常数分析方法导出了 $(\text{ANC})^2 = 3.5\pm1.5$ 。通过理论模型计算间接导出了天体物理感兴趣能区 $^{11}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接过程的截面和天体物理 S 因子(图 2.8)。结果表明, 在 $T_9 \leqslant 0.3$ 的天体物理环境中 $^{11}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应率主要由直接辐射俘获过程决定, 其贡献明显超过共振过程; 即使在 $T_9 > 0.3$ 的天体物理环境中, 除了与 ^{12}N 的 $E_x=0.96$ 和 1.19 MeV ($E_{c.m.}=0.36$ 和 0.59 MeV) 两个共振能级相对应的狭窄能区外, 直接辐射俘获过程的贡献都是很重要的。

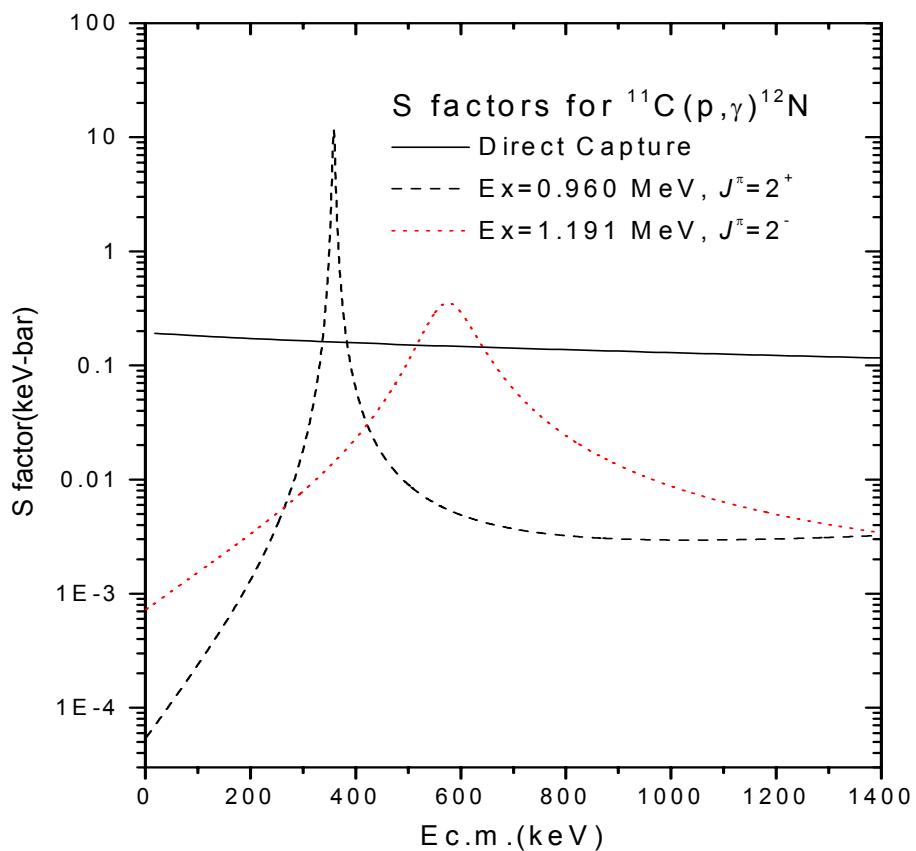


图 2.8 $^{11}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的天体物理 S 因子

四、 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}_{\text{g.s.}})\text{n}$ 反应的实验测量

大爆炸原初核合成的标准模型假定重子密度均匀分布，由于没有 $A=8$ 的稳定核，核合成的反应流在该处终止。在重子密度不均匀的非标准原初核合成模型中，该稳定核空隙可通过 ${}^4\text{He}({}^3\text{H}, \gamma){}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}(n, \gamma){}^{12}\text{B}(e^- n){}^{12}\text{C} \dots$, ${}^4\text{He}({}^3\text{H}, \gamma){}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Be}(n, \gamma){}^{10}\text{Be}(e^- n){}^{10}\text{B}(n, \gamma){}^{11}\text{B}(n, \gamma){}^{12}\text{B}(e^- n){}^{12}\text{C} \dots$, ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma)$ (或 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}(\alpha, p){}^{11}\text{C}(e^+ n){}^{11}\text{B}(p, \gamma){}^{12}\text{C} \dots$ 等反应链跨越过去，从而使核合成的反应流延伸到更重的核区。在上述反应链中，入射道包含不稳核 ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ 和 ${}^8\text{B}$ 的反应 ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$ 和 ${}^8\text{B}(\alpha, p){}^{11}\text{C}$ 起关键的桥梁作用，后续核的产量决定于原初核合成时刻 ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ 和 ${}^8\text{B}$ 的丰度，因而涉及所有产生或消灭它们的反应。就 ${}^8\text{Li}$ 而言，其产生反应为 ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ ，消灭反应是 ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$, ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$, ${}^8\text{Li}(d, t){}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$ 和 ${}^8\text{Li}(p, \alpha){}^5\text{He}$ 等。这些消灭反应用于原初核合成模型的研究具有特别重要的意义。其中除 ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ 反应作为主要桥梁外， ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 和 ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$ (基态) 反应也会对后续核素的合成有一定的贡献。

2001 年我们做了 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}_{\text{g.s.}})\text{n}$ 反应的实验测量，质心系能量为 8.0 MeV。得到的角分布示于图 2.9。通过 DWBA 计算导出了该反应的截面 (3.3 ± 0.9 mb) 和天体物理 S 因子 (180 ± 94 keV b)。

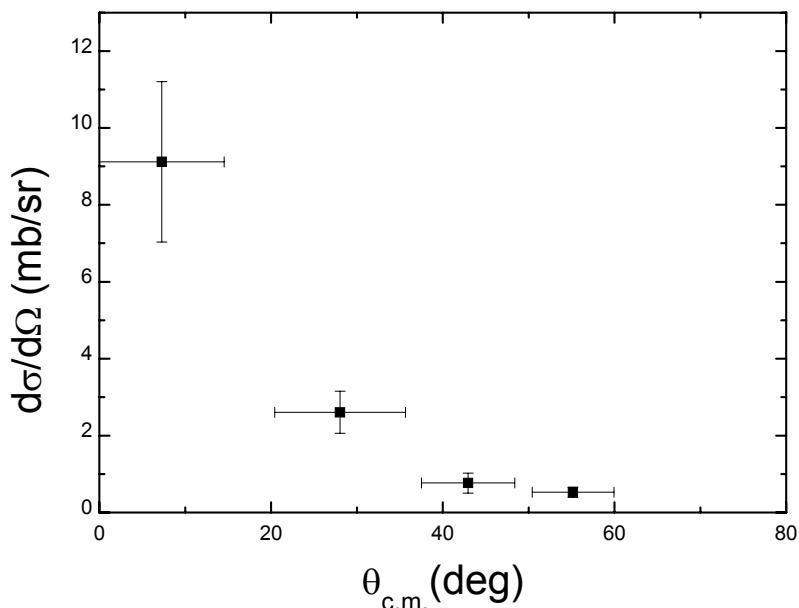


图 2.9 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be}_{\text{g.s.}})\text{n}$ 反应的角分布

五、⁶Li 第二激发态中子-质子晕结构的实验研究（本论文工作）

自 1993 年以来，本次级束装置上的研究成果已有 16 篇论文在国内外刊物上发表（见附录 1），在国际学术会议上报告了 8 次，得到了国际同行学者的肯定。

第三章、 $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应角分布的测量

为了利用 $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应揭示 ^6Li 第二激发态的中子-质子晕结构，我们分析了该反应的机制，制定了切实可行的实验方案并于 2001 年 1 月按预定方案完成了实验。

第一节、实验方案的设计

对于我们的低能 ^6He 次级束， $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应运动学能够达到的 ^6Li 能级示于图 3.1。其第一激发态的能级宽度为 24 keV，基本上是 $d+\alpha$ 的粒子宽度， γ 辐射宽度只占不到 2×10^{-8} ，第二激发态的 γ 辐射宽度为 8.2 eV，第三、四、五激发态均为粒子不稳定态。因此，实验能够探测到的 ^6Li 只有其基态和从第二激发态退激到基态的事件。

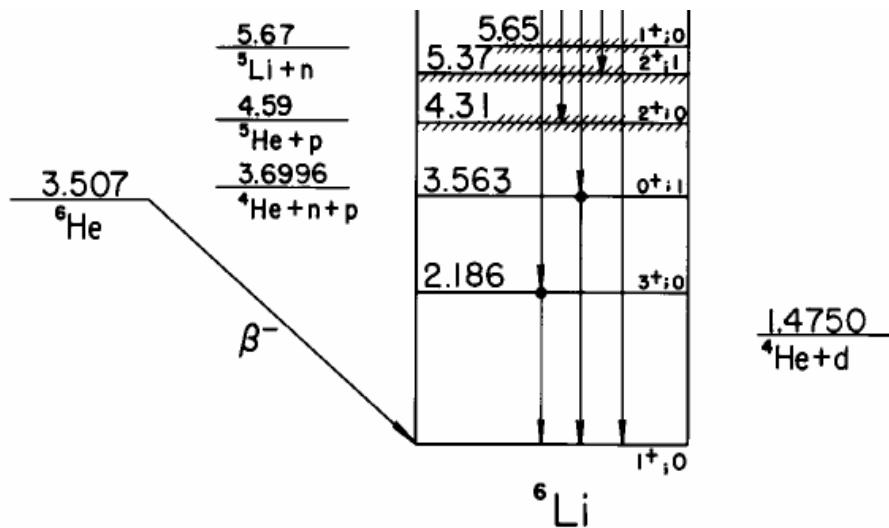


图 3.1 ^6Li 的能级结构

实验方案设计的要点是：

1. $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应产生的 ^6Li 基态和 ^6Li 第二激发态退激到基态的事件能够被鉴别开来。
2. 为了获得较好的统计结果，在保证能测全角分布的基础上，采用尽可能低的束流能量。

3. 为了避免对反应产物 ${}^6\text{Li}$ 的探测和鉴别造成干扰，必须彻底消除束流中的 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 杂质（尽管 ${}^6\text{Li}$ 杂质的含量极低）。

为了达到上述条件，我们将初级束能量、气体靶窗的厚度、气体靶的压强、DQQ 的束流光学、准直器的孔径、吸收片、次级靶及 ΔE 探测器的厚度、探测器的几何安排等要素编入了一个专用的次级束实验模拟程序（附录 2），用该程序对上述各要素进行反复的选择和优化，确定了最佳的实验方案：初级束 ${}^7\text{Li}$ 的能量 44 MeV，准直器的孔径 $\phi 3$ mm，Al 吸收片的厚度 45.9 mg/cm^2 ，次级靶的厚度 1.5 mg/cm^2 ， ΔE 半导体探测器的厚度 $19.3 \mu\text{m}$ 。

第二节、 ${}^6\text{He}$ 的产生

我们用 HI-13 串联加速器提供的 44 MeV 的 ${}^7\text{Li}$ 束打气压 $1.6 \pm 10^5 \text{ Pa}$ ，长度 48 mm，前后由 1.9 mg/cm^2 厚的 Havar 膜密封的氘气靶，通过 ${}^2\text{H}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^3\text{He}$ 反应产生 ${}^6\text{He}$ 次级束。由于反应是逆运动学的，出射的 ${}^6\text{He}$ 离子集中在 ${}^7\text{Li}$ 初级束方向一个 $16-$ 的角锥中。次级束流线的接收角为 $3.0 - 0.8-$ 。根据 ${}^7\text{Li}(d, {}^6\text{He}){}^6\text{He}$ 反应的实验数据^[47]，我们对 ${}^6\text{He}$ 次级束的强度进行了估算。图 3.2 给出了 ${}^6\text{He}$ 的角分布，在 $3.0 - 0.8-$ 的接收角内，生成 ${}^6\text{He}$ 的截面约为 0.65 mb 。由此可以计算出初-次级束流的转换系数约为 1.25 ± 10^{-7} 。若 ${}^7\text{Li}$ 初级束的流强为 100 pnA ，每秒钟可以产生 1.56 ± 10^5 个 ${}^6\text{He}$ 离子，满足实验对束流强度的要求。

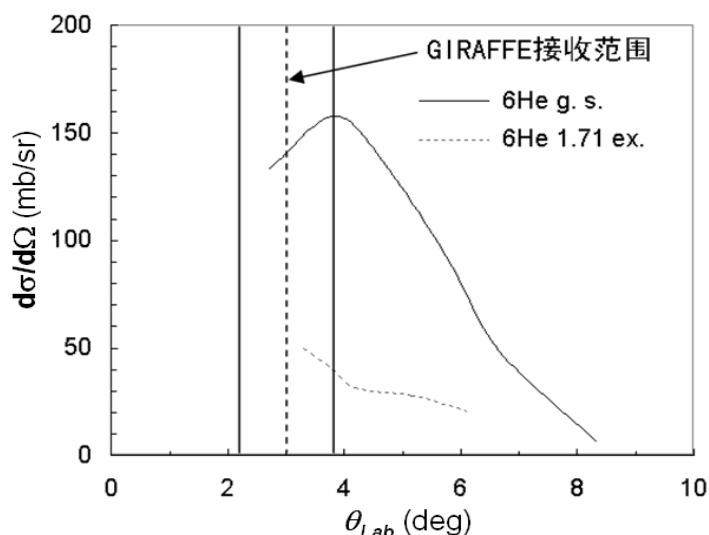


图 3.2 ${}^2\text{H}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^3\text{He}$ 反应产生 ${}^6\text{He}$ 的角分布

由于气体靶具有一定的厚度，随着反应点深度和出射角度的不同，束流线接收的⁶He离子的能谱是一个 FWHM 为 0.6 MeV 的高斯分布，如图 3.3 所示。

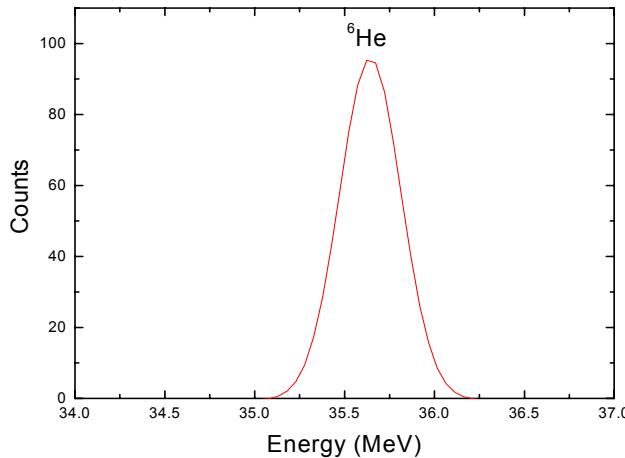


图 3.3 ⁶He 离子的能谱

第三节、次级束流的纯化

在⁷Li + d 反应中伴随目标核⁶He 出现的产物有⁶Li、⁷Li、⁸Li、⁴He、³He、³H、²H 及¹H 等。按照磁刚度选择目标核是分离、纯化次级束的主要手段。离子的磁刚度与其质量、能量和电荷态的关系为

$$B \rho = \frac{0.0033356}{q} \sqrt{2 M c^2 E_k + E_k^2} \quad (3.1)$$

式中 B ρ 为离子的磁刚度（单位是 Tm）；q 为电荷态；M c^2 和 E_k 分别表示质量和动能（单位：MeV）。

对于设置在 3° 的接收角，⁶He 的平均能量为 35.66 MeV，⁶He²⁺ 的磁刚度为 1.0563 Tm。表 3.1 列出了进入次级束流线的各种离子的能量、质量、电荷态及其与⁶He²⁺ 的磁刚度相匹配的能量。

可以看出，⁸Li³⁺、⁷Li³⁺、⁶Li³⁺、³He²⁺ 和 ¹H¹⁺ 的匹配能量明显高于其实际能量，次级束中不会出现这些离子。⁸Li²⁺、⁷Li²⁺、⁶Li²⁺、³He¹⁺、³H¹⁺ 和 ²H¹⁺ 的实际能量显著高于匹配能量，因而绝大部分被排除；但它们的低能尾巴会部分地与⁶He²⁺ 的磁刚度相匹配，成为少量杂质。⁸Li¹⁺、⁷Li¹⁺、⁶He¹⁺ 和 ⁴He¹⁺ 的匹配能量与实际能量相去甚远，进入次级束的几率更小。⁴He²⁺ 的实际能量与匹

配能量相差不大，是杂质的主要成分。另外，由于初级束在靶窗上卢瑟福散射的截面远大于其它反应道的截面，从靶窗上散射出来的 ${}^7\text{Li}^{2+}$ 在次级束中也会占有一定的比例。以上的分析表明，通过磁刚度的选择能有效地排除各种干扰离子，获得纯度较好的 ${}^6\text{He}^{2+}$ 次级束。

表 3.1 ${}^7\text{Li} + \text{d}$ 反应中各种产物的能量和与 ${}^6\text{He}^{2+}$ 磁刚度相匹配的能量

离子	质量(MeV)	能量(MeV)	电荷态	匹配能量(MeV)
${}^8\text{Li}$	7472.96	40.38	3+	60.20
${}^8\text{Li}$	7472.96	40.38	2+	26.75
${}^8\text{Li}$	7472.96	40.38	1+	6.69
${}^7\text{Li}$	6535.42	41.82	3+	68.83
${}^7\text{Li}$	6535.42	41.82	2+	30.59
${}^7\text{Li}$	6535.42	41.82	1+	7.65
${}^6\text{Li}$	5603.10	40.10	3+	80.29
${}^6\text{Li}$	5603.10	40.10	2+	35.68
${}^6\text{Li}$	5603.10	40.10	1+	8.92
${}^6\text{He}$	5606.60	35.66	2+	35.66
${}^6\text{He}$	5606.60	35.66	1+	8.92
${}^4\text{He}$	3728.43	55.84	2+	53.62
${}^4\text{He}$	3728.43	55.84	1+	13.41
${}^3\text{He}$	2809.44	26.58	2+	71.17
${}^3\text{He}$	2809.44	26.58	1+	17.79
${}^3\text{H}$	2809.45	32.79	1+	17.79
${}^2\text{H}$	1876.14	29.76	1+	26.64
${}^1\text{H}$	938.79	23.23	1+	53.24

初级反应产生的几种离子的磁刚度与实验室系的出射角之间的关系如图 3.4 所示。很明显，按照我们的设置(3° ， 1.0563 Tm)，可以获得纯度较高的 ${}^6\text{He}^{2+}$ 次级束。

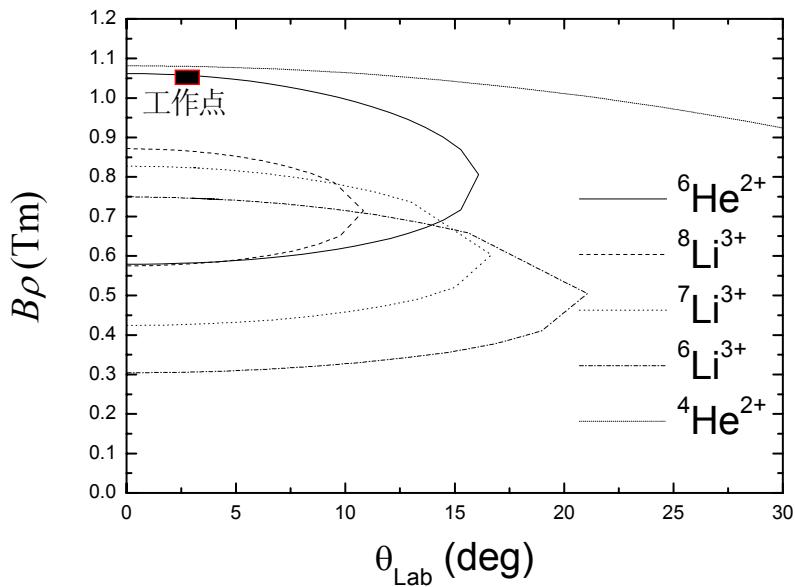


图 3.4 ${}^7\text{Li} + \text{d}$ 反应产生的几种离子磁刚度的角分布

为了提高次级束的强度和纯度,不仅要精细调节偏转磁铁和四极透镜的工作电流,还须精细调节初级束在产生靶处的聚焦和束斑的位置。

在正式测量开始之前,需要对产生的次级束进行确认。首先看运动学计算的峰位与测量的峰位是否一致,峰的强度是否合理。其次,观察抽去初级靶中的工作气体后能谱中的目标离子特征峰是否消失。

第四节、实验设置

实验设置示于图 3.5,主要包括准直器,吸收片,次级靶以及由 $\Delta E - E$ 望远镜。

一、准直器

针对次级反应实验对角分辨的要求,在次级靶的上游设置了两个孔径分别为 5 mm 和 3 mm 的准直光阑,其间距为 200 mm。它可以阻断与束流方向偏角较大的入射粒子,减小入射束流的角散度。通过准直光阑后 ${}^6\text{He}$ 束的强度显著降低,大约为 500 离子/秒。

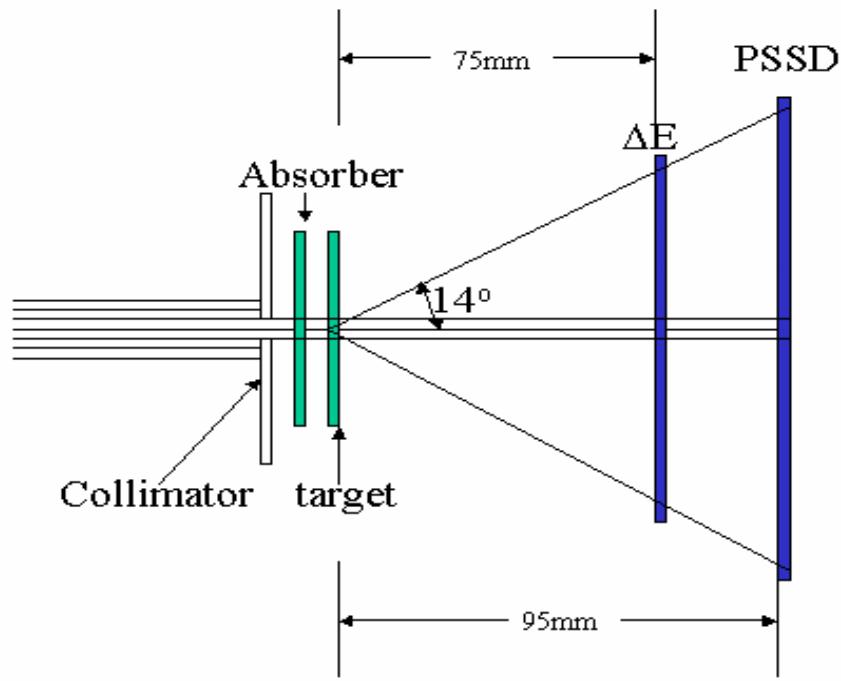


图 3.5 实验设置

二、吸收片

次级束中的⁶Li杂质虽然甚少，但由于待测的反应产物相同，该杂质对反应产物的探测和鉴别干扰很大。此外，束流中的⁷Li杂质也会对测量有一定的影响。为了阻止掉次级束中的⁷Li 和⁶Li杂质，在次级靶前放置了一厚度为 45.9 mg/cm² 的 Al 吸收片。

带电粒子在介质中的能量损失可以用式 3.2 表示：

$$\Delta E = \int_0^t (-dE/dx) dx \quad (3.2)$$

式中 t 为介质的厚度，(-dE/dx) 为介质对带电粒子的阻止本领，由 Bethe-Bloch 公式给出。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 V^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 + \delta - \frac{2C}{Z} \right] \quad (3.3)$$

式中 $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ ，z 和 Z 分别为入射离子和介质的原子序数，ρ 为介质密度，v 为入射离子的速度，I 表示介质的平均激发和电离电

位（实验测定的参数）， δ 是密度修正参数， C 为壳修正参数， W_{\max} 是入射离子与核外电子的最大能量转移， $\beta=v/c$ ， $\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$ 。

带电粒子在介质中的能量损失是由于它与介质中的电子和原子核发生多次碰撞造成的。对于任何一个特定的入射粒子来说，它在行进的过程中所经受的碰撞次数及每次碰撞所转移的能量都是随机变化的。对一束具有相同能量的入射粒子，由于它们在介质中碰撞的过程存在统计涨落，能量损失可以用高斯分布来描述^[48,49]。其均方偏差表示为：

$$\sigma^2 = 4\pi z^2 Z^2 e^4 \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 Nt \quad (3.4)$$

式中 m_1 和 m_2 分别为入射粒子和介质的原子质量。N 为单位面积的靶核数，t 为介质厚度。能量歧离与入射粒子的能量无关，与靶核的密度成正比。

由于碰撞次数的统计涨落，原来平行的粒子束，在穿过介质时会发散开来，这就是所谓的角度歧离现象。相对于束流方向，出射粒子的角度服从高斯分布^[50,51]，其宽度为：

$$\sigma_\theta = \frac{13.6 MeV}{\beta c p} z \sqrt{t/X_0} [1 + 0.038 \ln(t/X_0)] \quad (3.5)$$

式中，p， βc 和 z 分别为入射粒子的动量，速度及核电荷数；t 为介质厚度， X_0 为入射粒子在介质中的辐射长度。

根据计算，使用 45.9 mg/cm² 的铝吸收片刚好能把束流中最高能量的⁶Li 和⁷Li 杂质全部阻止。通过吸收片后⁶He 束能量降为 25 MeV，吸收片所造成的附加的能量与角度弥散的标准偏差分别为 0.28 MeV 与 0.85°。

三、 次级靶

采用我院制靶组提供的厚度为 1.5 mg/cm² 的聚乙烯(CH₂)_n 作为次级靶，其单位面积的靶分子数为：

$$N_s = \frac{N_A \cdot D}{A} \quad (3.6)$$

式中 N_A 为阿伏加德罗常数，D 为靶的厚度(g/cm²)，A 为靶物质的分子量(g)。

该靶单位面积的氢核数为 $1.29 \pm 10^{20} / \text{cm}^2$ 。

次级产物的能量随反应发生点距靶的前表面深度的不同而变化。由于反应产物 ${}^6\text{Li}$ 的原子序数比入射离子 ${}^6\text{He}$ 的大，两者在靶中的阻止本领不同。反应点越靠近靶的前表面，出射 ${}^6\text{Li}$ 的能量越低。对 0-的出射的 ${}^6\text{Li}$ ，靶厚引起的最大能差为 0.8 MeV。

靶上束斑的大小会对角度的测量造成一定的误差，如图 3.6 所示。对某一个出射角 θ_{Lab} ，由于反应点在束斑上位置的不同，出射粒子投射在位置灵敏探测器上的位置是以 p 点为中心，与束斑半径相同的圆区内的某一点 p' 。实际出射角应由 o, p' 之间的距离 r 来计算，如果用 r_0 代替 r ，会造成角度测量的附加误差。

由于次级靶紧靠 $\phi 3$ 的准直孔，束斑的半径与准直孔的半径相同 (1.5 mm)。对于靶与位置灵敏探测器的距离 $d = 95$ mm 具体设置，蒙特卡罗模拟给出的束斑大小所引起的角度测量的标准偏差为 0.35-。

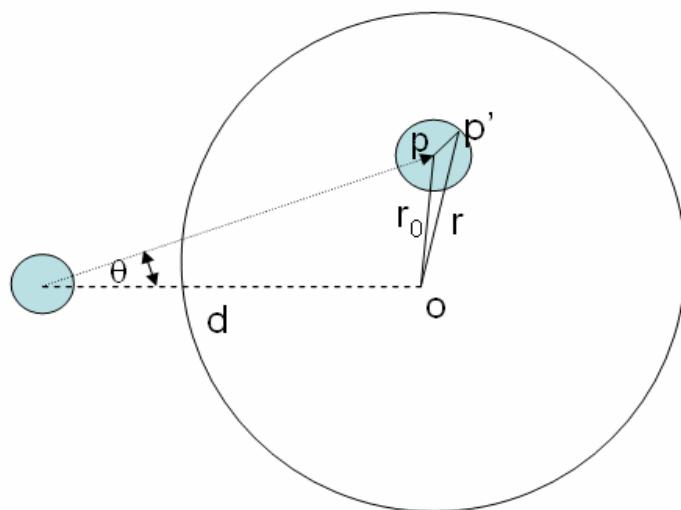


图 3.6 束斑的大小对角度测量的影响

四、 $\Delta E - E$ 望远镜

我们用 ΔE 和 X-Y 位置灵敏探测器组成的望远镜探测未发生反应的 ${}^6\text{He}$ 及反应产物。

ΔE 探测器是 ORTEC 公司生产的厚度为 $19.3 \mu\text{m}$ 的穿透型半导体，它的各项数据指标列于表 3.2。

表 3.2 ΔE 探测器的各项参数

型号	TD-090-450-25-S
Serial No.	37-174C
面积 (mm^2)	450
厚度 (μm)	19.3
成形时间 (μs)	0.5
暗电流 (μA)	0.13
偏压 (V)	11
噪声 (keV)	79
电阻 (欧姆)	300
金膜厚度 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	40.4
铝膜厚度 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	40.3

E 探测器选用的是日本 Hamamatsu 公司生产的厚度 $325 \pm 15 \mu\text{m}$ ，有效面积 $45 \text{ mm} \times 45 \text{ mm}$ 的二维位置灵敏 n 型硅半导体 (PSSD)，其结构示于图 3.7。该探测器全耗尽电压为 80 V ，最大可以用到 100 V ，全耗尽时电容为 780 pF ，暗电流大约 100 nA 。在电阻性阳极的四个角上，用蒸发法在离子注入层上形成标称厚度为 $1 \mu\text{m}$ 的铝接点，用作位置信号引出。在探测器背面，蒸有标称厚度为 $200 \pm 10^{-8} \text{ cm}$ 的金层，用作能量信号的输出电极。该探测器可以同时给出离子的剩余能量及位置信息。

E 探测器与 $(\text{CH}_2)_n$ 靶的距离为 95 mm ，能够覆盖实验室系 $0\text{--}14^\circ$ 的出射角度范围，可保证对 ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应产生的 ${}^6\text{Li}$ (最大出射角为 12.8°) 进行全立体角探测。

位置灵敏半导体探测器的位置分辨大约为 2.0 mm ，根据蒙特卡罗模拟，对角度测量造成的误差为 1.2° 。加上入射束流的角分散及束斑大小引起的不确定性等因素，角度测量的总误差约为 2.1° 。图 3.8 给出了用蒙特卡罗方法模拟上述实验设置和反应运动学得到的 ${}^6\text{Li}$ 的 E_t vs. θ_{Lab} 二维谱。可以看出，这样的实验设置能确保 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态完整角分布的测量，并基本上可以将第二激发态与基态事件鉴别开来。

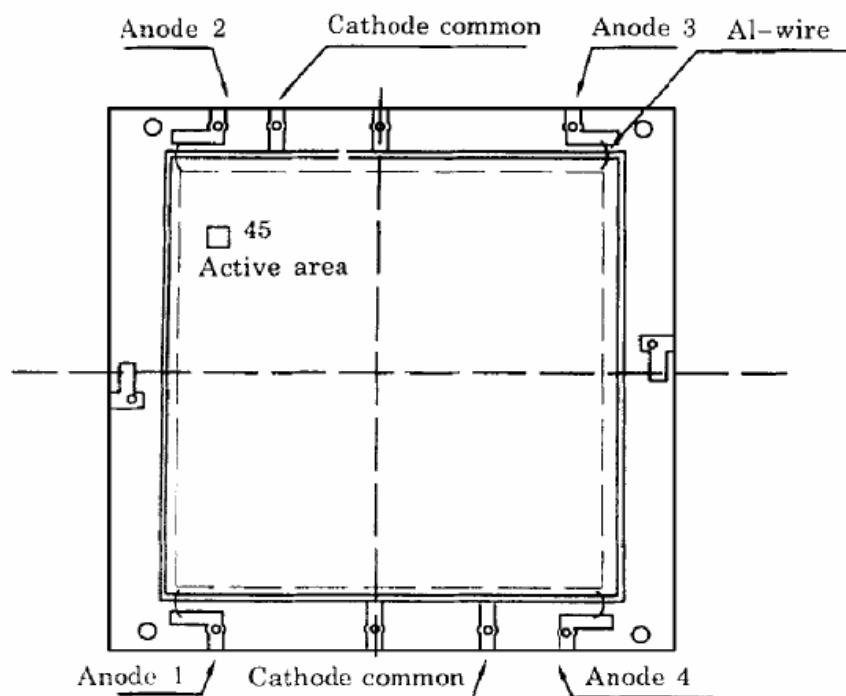


图 3.7 二维位置灵敏硅探测器的结构

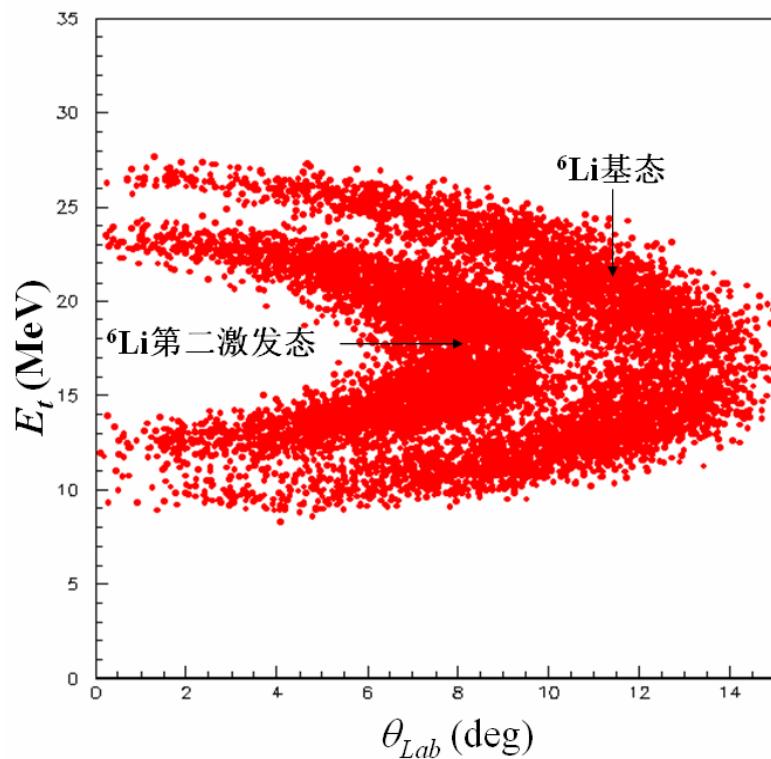


图 3.8 根据实验设置模拟的 E_t vs. θ_{Lab} 二维谱

第五节、数据获取

探测系统共有六路输出信号，即： ΔE 探测器给出的能量损失信号、E 探测器给出的位置信号 P_1 , P_2 , P_3 , P_4 和剩余能量信号 E_R 。这些数据由串列加速器实验室的多参数在线数据获取系统 XSYS 逐事件 (event by event) 地记录下来。该数据获取系统是 1983 年从美国三角大学引进的，是一个集 CAMMAC、MBD、VAX-11/780 于一体的在线数据获取系统。从探测器引出的物理模拟信号经过放大、成形之后，通过 CAMMAC 系统中的 ADC 转换成数字信号，嵌入 MBD (Micro-process Branch Driver)，该驱动器将收集到的数据送到 VAX 进行储存或简单的分析处理。

数据获取的电子学线路示于图 3.9。142C、A250 代表前置放大器，710—为半导体探测器提供偏压的电源，672—主放大器，542—线性门展宽器，前置放大器的电源可以由 672 放大器提供。图中除 A250 是 AMPTEK 公司的产品外，其余均为 ORTEC 公司的产品。

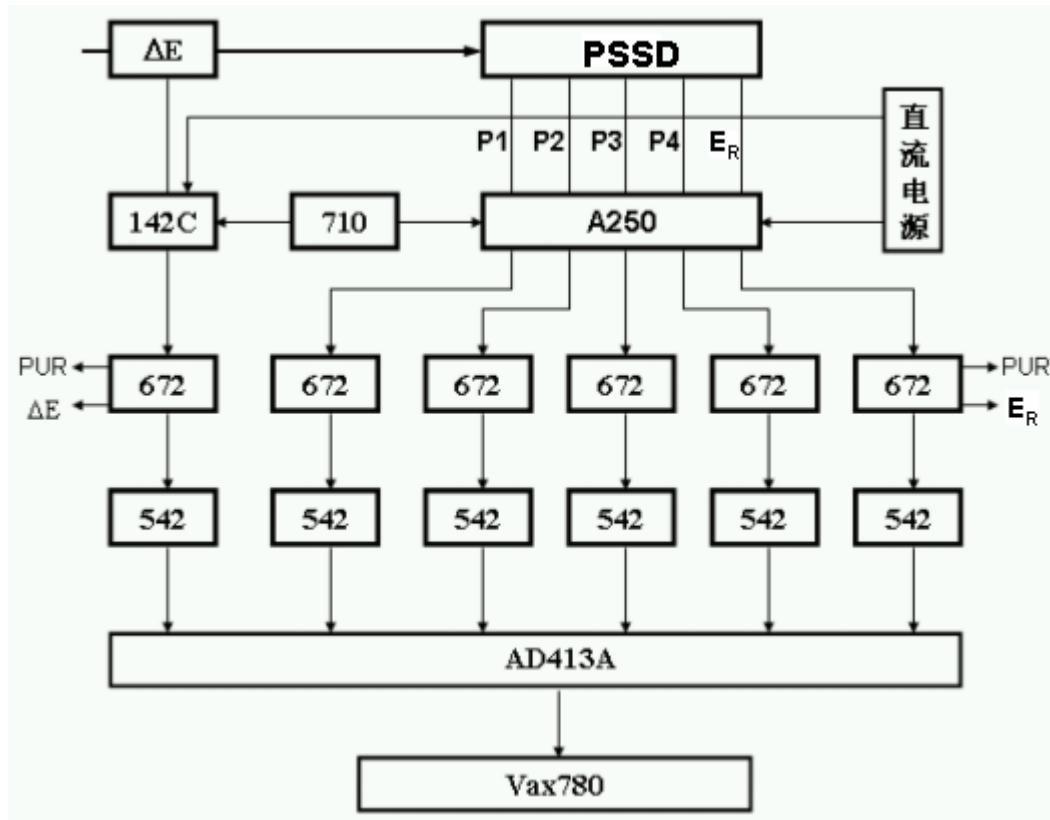


图 3.9 数据获取的电子学方框图。

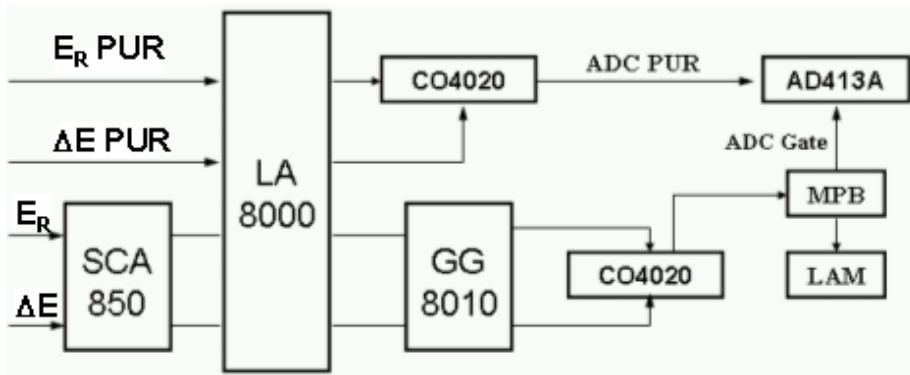


图 3.10 AD413A 的触发电路

用来触发 AD413A 的逻辑电路示于图 3.10。该电路以 ΔE 和 E_R 符合信号作为 Trigger，既可以排除部分乱散射的干扰信号，也能减轻数据记录和离线分析的多余负担。Trigger 信号的宽度设置为 $10 \mu s$ ，在该时间间隔内进入 ADC 的信号能够按数据获取程序，被记录到磁带上。

考虑到 672 主放大器的成形时间对能量分辨、位置分辨及位置响应线性的影响^[52]，能量信号与位置信号的成形时间被分别设置在 $3 \mu s$ 和 $1 \mu s$ 。

由于入射束流和核反应产物被同时探测，导致峰-峰堆累信号的相对增多，该信号将对 ΔE vs. E_R 二维谱上反应产物的鉴别造成一定的干扰。为了减少这种干扰，我们采用了抗脉冲堆累技术：将 672 主放大器给出 ΔE 和 E_R 探测器的堆累信号输入与/或逻辑电路，再将该电路的输出加到 AD413A 后面板的抗对垒输入端。当该信号到来时，ADC 不进行模拟信号—数字信号的转换，从而有效地减少了峰-峰堆累对反应事件鉴别的影响。

为了跟踪实验装置和数据获取系统的工作状况，我们用定标器监测 ΔE 、P1、P2、P3、P4、 E_R 各道及 $\Delta E * E_R$ 、 $P1 * P2 * P3 * P4$ 的计数率，在获取终端上通过 BOX 显示出来。同时用另一终端给出六路信号的单谱和二维谱，通过谱处理（寻峰、本底拟合、面积计算等^[53]）及时掌握入射束流及探测系统的状态。

数据获取总共使用了 150 小时。其中 100 小时用于累积 ${}^6\text{He}$ 在 $(\text{CH}_2)_n$ 靶上的引起的核反应事例，另外 50 小时用于测量入射束流与次级靶中 C 核相互作用造成的本底。为了使 ${}^6\text{He}$ 在 $(\text{CH}_2)_n$ 和 C 靶中的能量损失相同，C 靶的厚度选为 1.8 mg/cm^2 。整个实验用于反应产物和本底测量的入射 ${}^6\text{He}$ 离子总数分别为 1.38 ± 10^8 和 6.53 ± 10^7 。图 3.11–3.13 显示了部分谱数据。

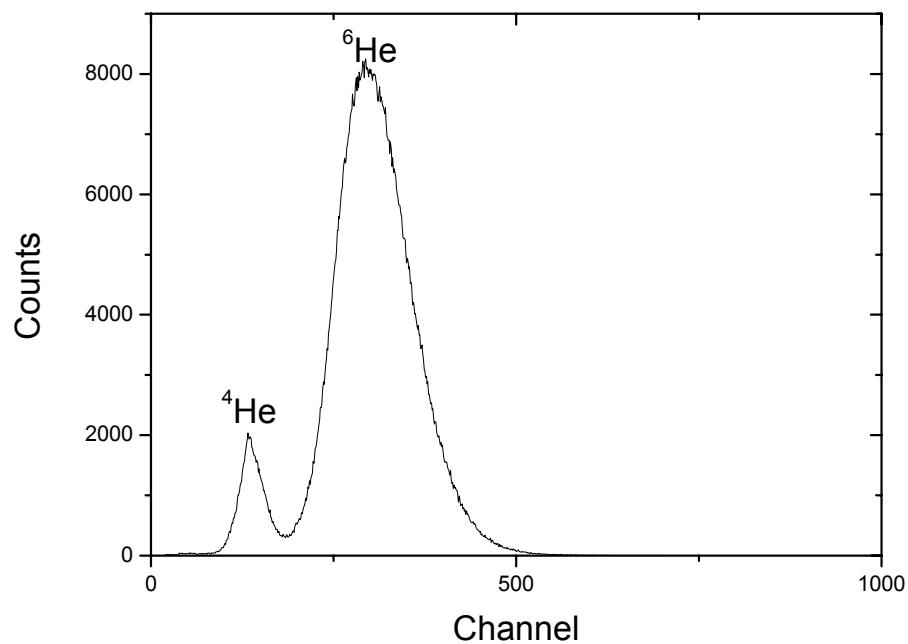


图 3.11 位置信号的单维谱

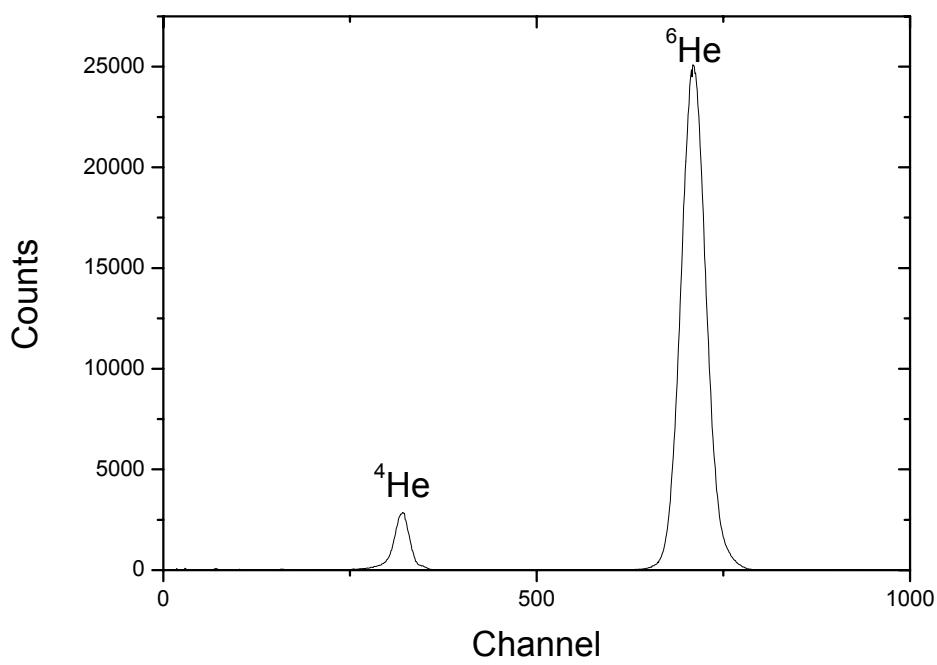
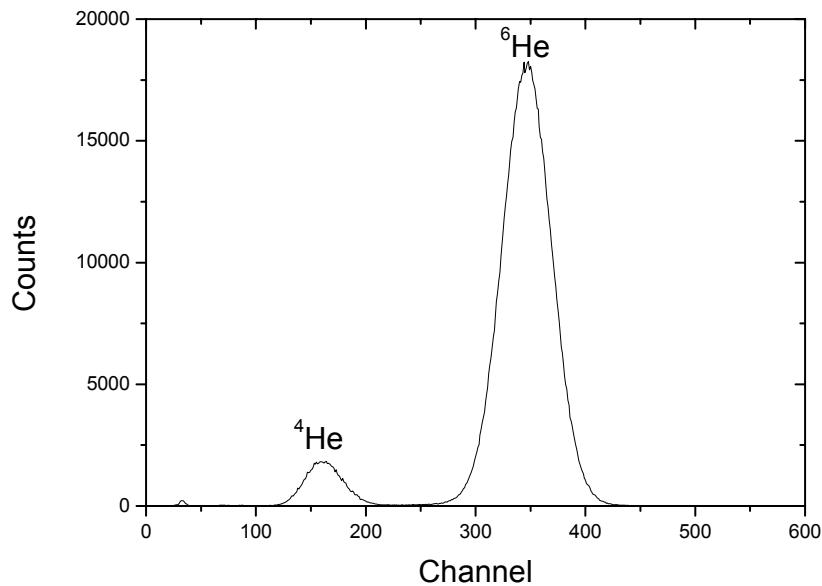


图3.12 ΔE 信号的能谱

图 3.13 E_R 信号的能谱

第六节、数据处理

实验数据的离线分析是用西欧核子中心开发的 PAW (Physics Analysis Workstation) 软件包完成的。我们把数据获取系统记录下来的事例文件用 Fortran 程序 (见附录 3) 转换成 Ntuple 文件, 然后再使用 PAW 的一些应用程序进行处理、分析。

一、能量信号的处理

在进行离线数据处理之前, 必须对能量信号进行刻度。我们采用精密脉冲发生器以及 α 放射源对各路探测器进行刻度。首先使用 Am-Pu 混合 α 源对精密脉冲发生器进行刻度, 在获取终端确定其输出脉冲对应该 α 源两个能量的电荷量。接着用精密脉冲发生器向前置放大器的输入端馈入一定的电荷量, 测定该电荷量经过后续电子学到达获取终端的能谱。通过改变输入电荷量的大小, 得到探测器的刻度曲线。利用最小二乘法拟合出能量-道数之间的线性关系, 进而将测量谱的道数转换成能量, 实现对测量谱的能量刻度。

刻度后的能谱示于图3.14。 ${}^6\text{He}$ 束的纯度为 92%, 杂质的主要成分为

${}^4\text{He}^{2+}$, 与本章第三节中的估计相符。

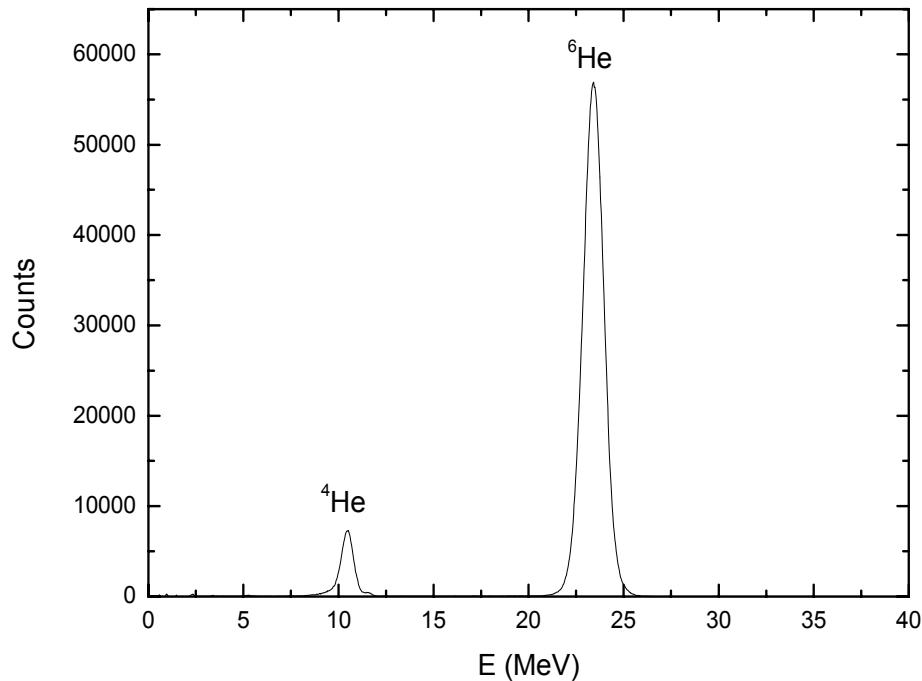


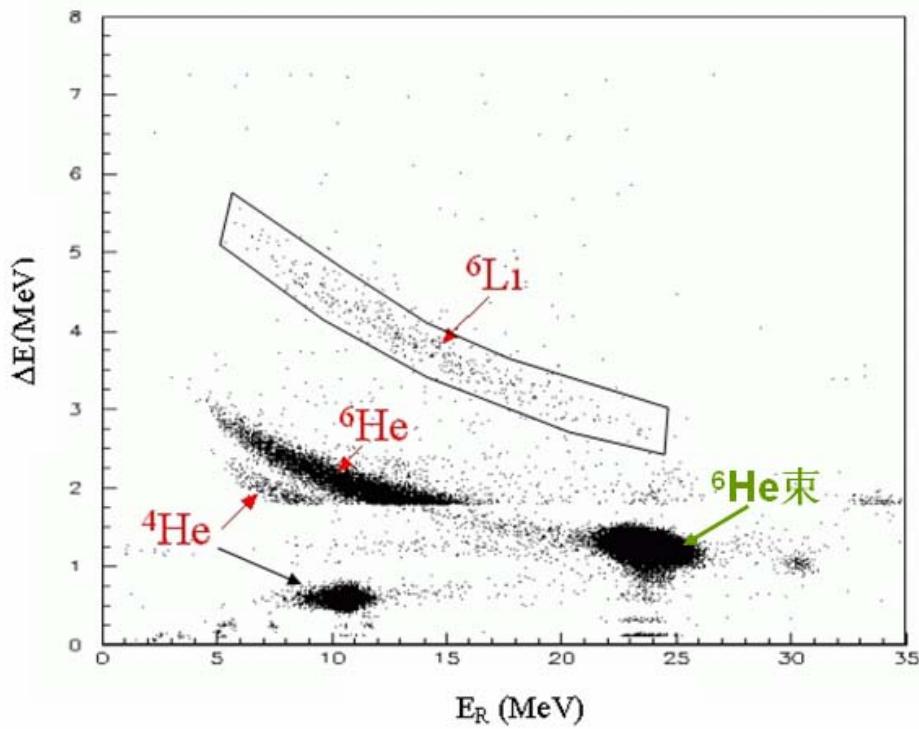
图 3.14 通过吸收片和 ΔE 探测器后的 ${}^6\text{He}$ 能谱

根据 3.3 式, 非相对论性的入射粒子在介质中的阻止本领与其速度的平方成反比, 与其所带电荷的平方成正比, 即

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{v^2} = \frac{MZ^2}{2E} \quad (3.7)$$

对于确定厚度的 ΔE 探测器, 由 (3.7) 式可以导出在 ΔE vs. E_R 二维谱上鉴别粒子的关系式 $E_R \Delta E^2 MZ^2$ 。用 $(\text{CH}_2)_n$ 靶测到的二维谱示于图 3.15, 从中可以看出, ${}^6\text{He}$, ${}^4\text{He}$ 和 ${}^6\text{Li}$ 等离子可以被很好地鉴别开来。

在实际处理数据时, 我们在对应入射 ${}^6\text{He}$ ΔE 能量的上缘 (1.8 MeV) 处设置了一条分隔线, 该线以下的事例被随机除了 100。这样的处理既不影响对反应产物 ${}^6\text{Li}$ 事例的统计又节省了数据处理占用的 CPU 时间, 加快数据分析的速度。

图 3.15 ΔE vs. E_R 二维谱

二、位置信号的处理

二维位置灵敏半导体探测器输出 4 路位置信号，入射粒子的坐标由下列两式给出^[54,55]：

$$X = \frac{(C + D) - (A + B)}{A + B + C + D} \cdot \frac{L}{2} \quad (3.8)$$

$$Y = \frac{(A + C) - (B + D)}{A + B + C + D} \cdot \frac{L}{2} \quad (3.9)$$

式中 A、B、C 和 D 是探测器四路位置信号的脉冲幅度，L 是探测器的边长。

在利用 (3.8) 和 (3.9) 式确定事件的位置前，需要对各路位置信号进行刻度。为此，我们在距离探测器入射面 4 mm 处平行放置了一片孔径为 0.5 mm，孔距为 5 mm 的 9±9 方阵型多孔准直器，其上游放置了一个 α 源。通过该方阵中心（即探测器的中心）的事件的四路位置信号的幅度应该相等，可以据此对它们进行刻度和归一。将经过归一的四路信号的幅度代入 (3.8) 及 (3.9) 式，

得到了图 3.16 所示的事件位置分布。从中可以看出，除两个对角线的端点处外，该探测器位置响应的线性是相当好的。我们在数据获取开始前和实验结束后都做了这样的刻度，没有看出因离子辐照损伤而引起的位置响应畸变。

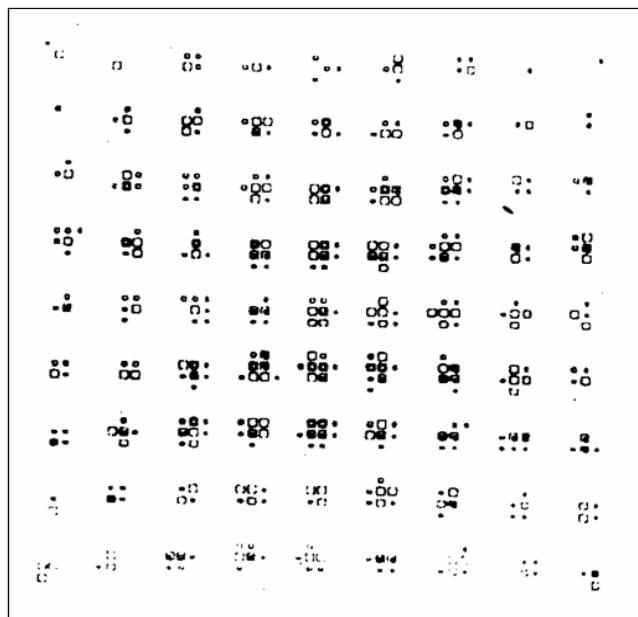


图 3.16 α 粒子通过方阵型多孔准直器后的二维位置分布

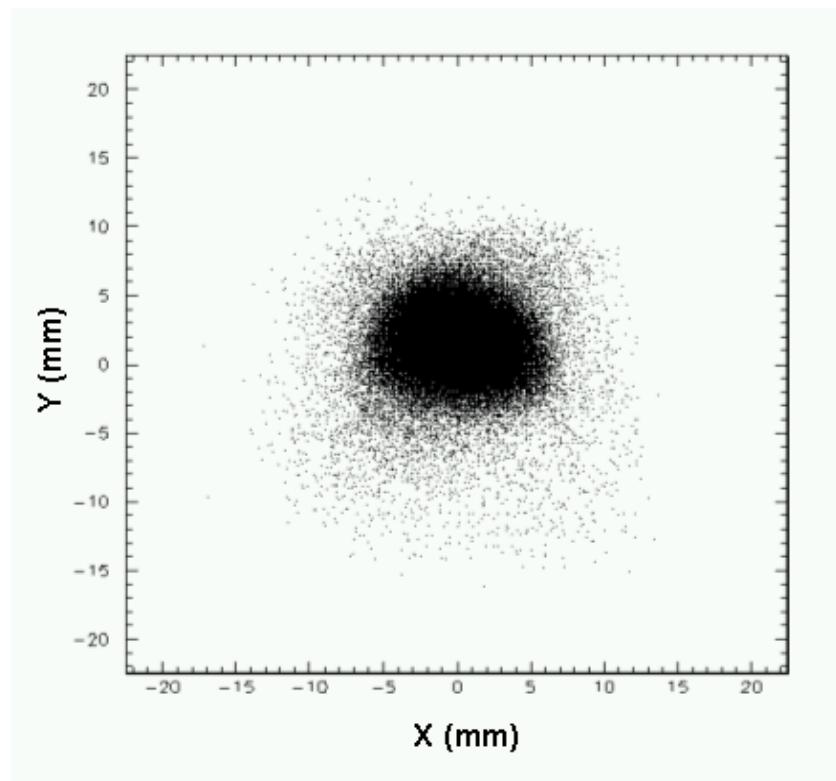


图 3.17 入射粒子的二维位置谱

实验测到的 Y vs. X 二维位置谱如图 3.17 所示。此图表明，入射束强度分布的中心坐标稍稍偏离了探测器的几何中心。次级反应产物在实验室系的出射角度可以按下式计算。

$$\theta_{Lab} = \arctan\left(\frac{\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}}{d}\right) \quad (3.10)$$

式中 (x, y) 和 (x₀, y₀) 分别表示事件和束流强度分布中心的坐标，d 为次级靶到位置灵敏探测器的距离。

图 3.15 中 ⁶Li 窗内的事件的 E_t vs. θ_{Lab} 二维谱示于图3.18，与根据实验设置和反应运动学蒙特卡罗模拟得到的结果基本一致。图中所画的鉴别区域是根据模拟结果设定的，靠里的部分为⁶Li 第二激发态的事件，外面的部分是⁶Li 基态的事件。事件的最大角度、能量范围与核反应运动学的计算结果相符。

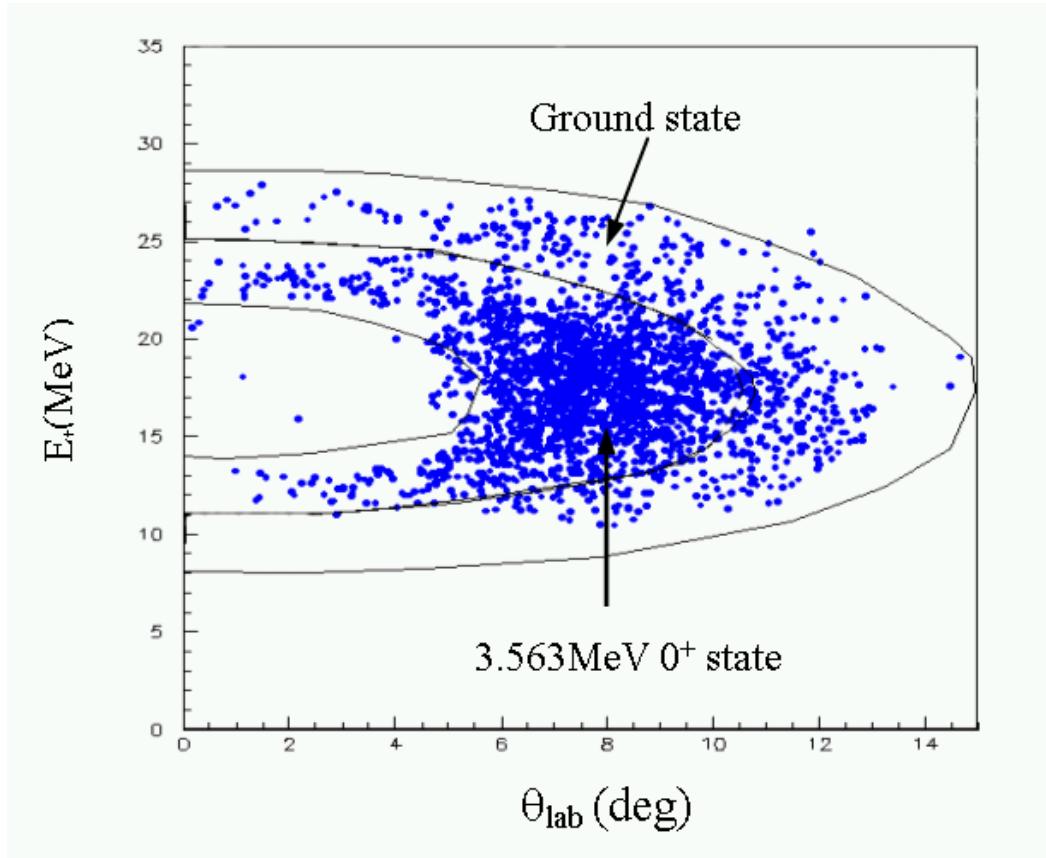
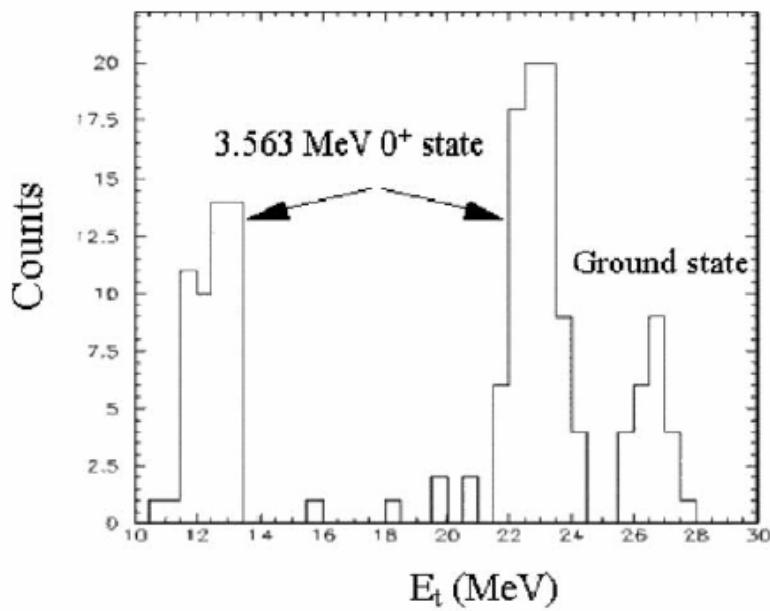


图 3.18 ⁶Li 的 E_t vs. θ_{lab} 二维谱

图 3.19 $\theta_{\text{Lab}} < 5^\circ$ 的 ${}^6\text{Li}$ 能谱

θ_{Lab} 小于 5° 的 ${}^6\text{Li}$ 能谱示于图 3.19，从中可以看出， ${}^6\text{Li}$ 基态和第二激发态的事件可以被较好地鉴别开来。由于入射束能量、反应靶和 ΔE 探测器厚度的限制，本实验设置具有一定的能阈， ${}^6\text{Li}$ 基态低能组的事件被卡掉了。

θ_{Lab} 大于 5° 的事件只能从 E_t vs. θ_{Lab} 二维谱上进行鉴别。

三、反应截面的计算

${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应的截面可以由下式得出

$$\sigma = \frac{N'}{N_b \cdot N_s} \quad (3.11)$$

式中 N' 为该反应产生的 ${}^6\text{Li}$ 数， N_b 代表入射 ${}^6\text{He}$ 离子数， N_s 是 $(\text{CH}_2)_n$ 靶单位面积的氢核数 ($1.29 \pm 10^{20} / \text{cm}^2$)。

本实验中，扣除本底后的 ${}^6\text{Li}$ 净效应为 2714 个事例，其统计误差为 159。由 (3.11) 式可以得出布居 ${}^6\text{Li}$ 基态的截面为 $35 \pm 11 \text{ mb}$ ，布居 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的截面为 $117 \pm 10 \text{ mb}$ 。所给误差包含了统计误差和鉴别 ${}^6\text{Li}$ 基态与第二激发态事例时的不确定性。

为了得到质心系的角分布，在考虑了角分辨的因素后，分别将图 3.18 中

${}^6\text{Li}$ 基态和第二激发态的事例按 θ_{Lab} 适当分组，高、低能组无法分辨的角区中的事例被划入一组。将各组角度的上、下限及中值按下式转换到质心系

$$\theta_{c.m.} = \sin^{-1}(\gamma \sin \theta_{\text{Lab}}) + \theta_{\text{Lab}} \quad (3.12)$$

图 3.20 给出了根据各组的 $d\sigma$ 值和对应的质心系立体角 $d\Omega$ 得出的各 $\theta_{c.m.}$ 中值处的微分截面。

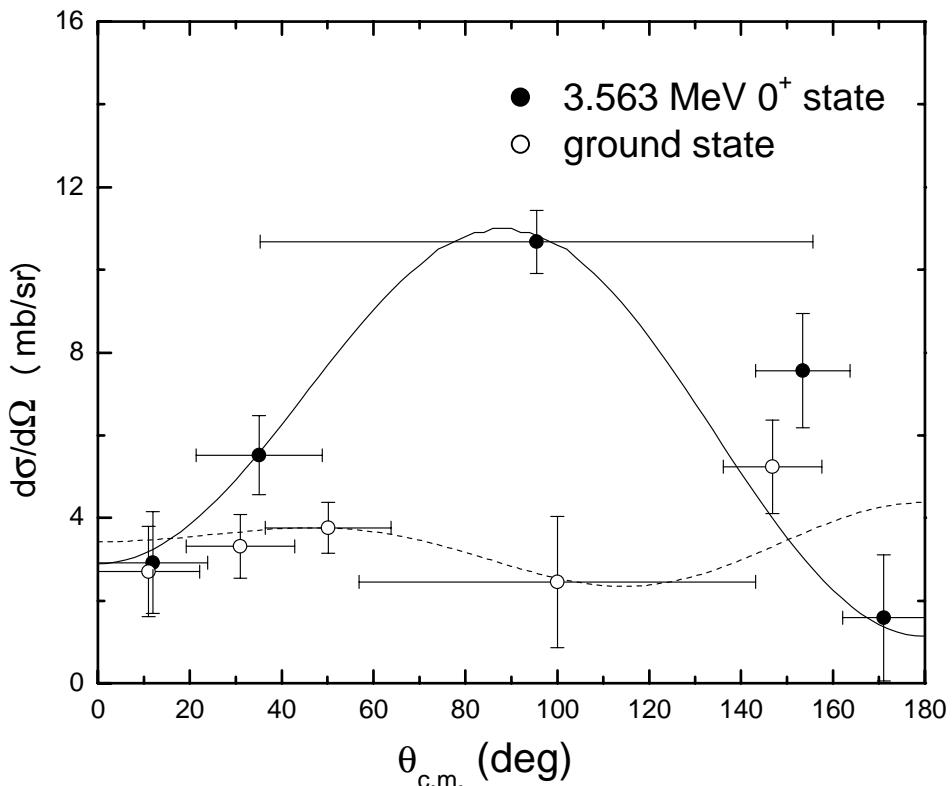


图 3.20 $E_{c.m.}=3.58$ MeV 的 ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应布居 ${}^6\text{Li}$ 基态和第二激发态的角分布。空心圆点代表 ${}^6\text{Li}$ 基态，实心圆点代表 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态。

角分布的误差主要来自统计误差并包含了鉴别 ${}^6\text{Li}$ 基态与第二激发态事例时的不确定性。角度误差包含了束流的角散度、靶点的不确定性、探测器位置的测量误差等因素。由于是逆运动学反应，角度误差在由实验室系向质心系转换时被放大，在图 3.20 的转弯处该放大力效最为明显。

第四章、实验结果的理论分析

第一节、光学势理论概述

近五十年来，光学模型被广泛地应用于弹性、非弹性散射及核反应的理论计算^[56-60]，取得了很大的成功，成为分析核反应实验数据的最基本的理论工具之一。

唯象光学势的一般形式为

$$U(r) = V_C(r) + V_r f(x_r) + iV_i \frac{df(x_i)}{dr} - \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 V_{so} \frac{1}{r} \frac{df(x_{so})}{dr} \frac{\vec{l} \cdot \vec{s}}{s} \quad (4.1)$$

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^x}, \quad x = \frac{r - r_j A^{1/3}}{a_j}, \quad j = r, i, so \quad (4.2)$$

式中 $V_C(r)$ 是库仑势， V_r ， V_i 和 V_{so} 分别是实部、虚部势和自旋-轨道耦合势， $f(x)$ 为势形状因子。可以看出，光学势是比较复杂的，除弹靶组合和入射能量外，还有 9-12 个待定参数。通过调节这些参数，通常可以得到与实验符合较好的理论计算结果。势参量往往有相当大的不确定性，也就是说常有好多组不同的势参量组合能同样好地符合实验数据。因此有人对光学模型提出质疑：采用这么多的可调参量，还有什么实验数据不能拟合？为了避免计算的随意性，入射道和出射道的光学势参数应尽可能地采用文献中已有的可靠数据。然而，能够找得到的与晕核有关的光学势参数相当少。消除上述随意性的另一个有效途径是利用微观理论来计算相互作用势。

既然相互作用势表征入射核子与靶核中所有核子之间的相互作用，那么它就可以通过核子-核子相互作用对靶核中核子密度分布的积分计算出来，即

$$V(r) = \sum_{i=1}^A v(|\vec{r} - \vec{r}_i|) \approx \int \rho(r') v(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}' \quad (4.3)$$

式中 $\rho(r')$ 代表靶核的核子密度分布, $v(|\vec{r}-\vec{r}'|)$ 为入射核子与靶核中核子的有效相互作用。当前常用的有效相互作用势有 Yukawa 势, M3Y 势, SBM 势和 Skyrme 势等。把有效相互作用势和靶核的核子密度分布代入 (4.3) 式, 就可以得出反应体系的相互作用势, 而不需要任何可调的自由参数。

我们研究的质心系能量为 3.58 MeV 的 $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应, 因入射道和出射道都涉及晕核, 文献中缺少唯象的光学势数据, 利用调节参数的方法拟合实验数据不仅运算量很大而且结果有很大的不确定性。因此, 利用微观理论计算光学势是较好的选择。

第二节、微观光学势的计算

申庆彪^[61,62,63]等提出了一种利用核物质密度计算微观光学势的方法: 利用 Skyrme 有效相互作用势计算一级和二级质量算符, 然后通过定域密度近似得到有限核的实部和虚部光学势。这种方法给出的微观光学势, 从势的深度、形状、体型势和面型势的相对大小以及它们随能量的变化规律等方面来看都和唯象势以及用 t-距阵计算的结果大体一致, 而且计算出的弹性散射和核反应的角度分布能较好地符合实验数据^[64]。

$^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应的入射道是 $\text{p}+^6\text{He}$, 出射道有两个: $\text{n}+^6\text{Li}$ 基态和 $\text{n}+^6\text{Li}$ 的第二激发态。根据 (4.3) 式, 要计算入射道和出射道的微观光学势, 需要知道 ^6He 基态、 ^6Li 基态和第二激发态的核子密度分布。图 4.1 给出了利用三体模型计算的 ^6He 基态和 ^6Li 第二激发态的核子密度分布^[35]。对于无晕结构的 ^6Li 基态, 我们假定其中子密度分布和质子密度分布形状相同, 与高能电子散射实验得到的电荷密度分布 (图 4.2)^[65]一致。

将图 4.1 和图 4.2 所示的密度分布代入微观光学势计算程序中得出的入射道和出射道的光学势示于图 4.3-4.4。

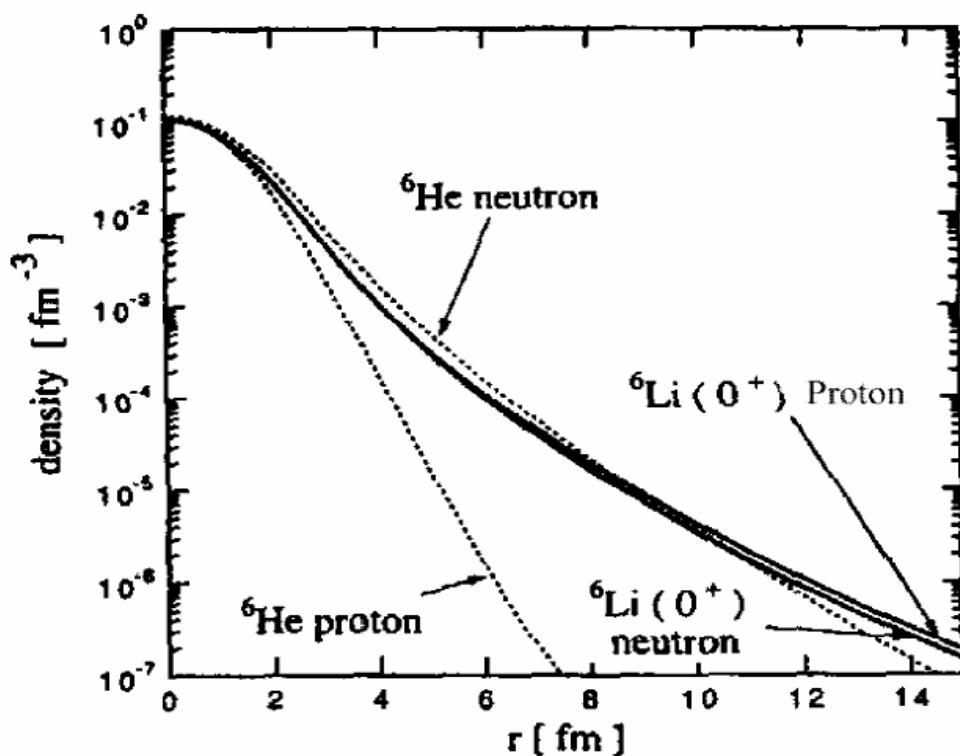


图 4.1 ${}^6\text{He}$ 基态和 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的核子密度分布

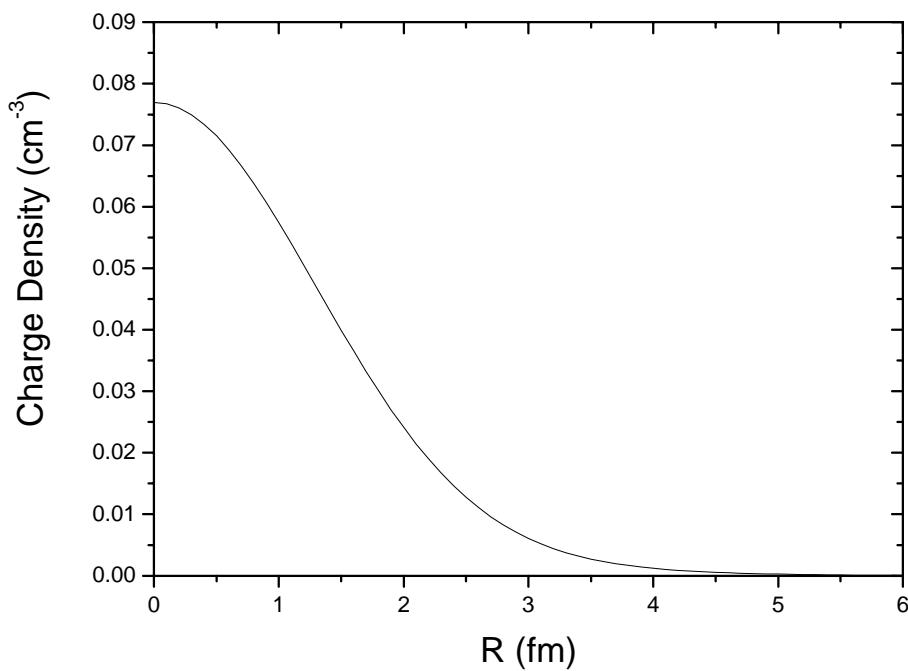
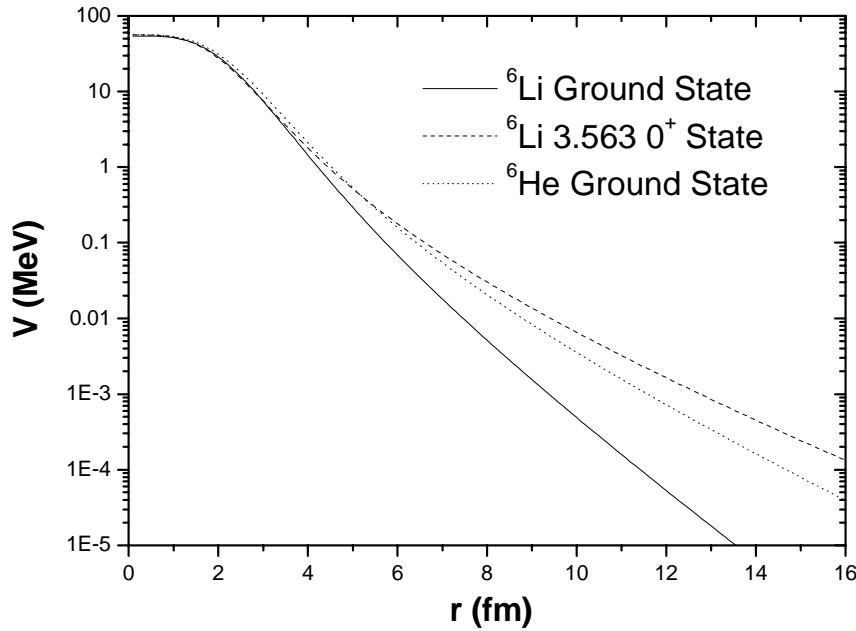
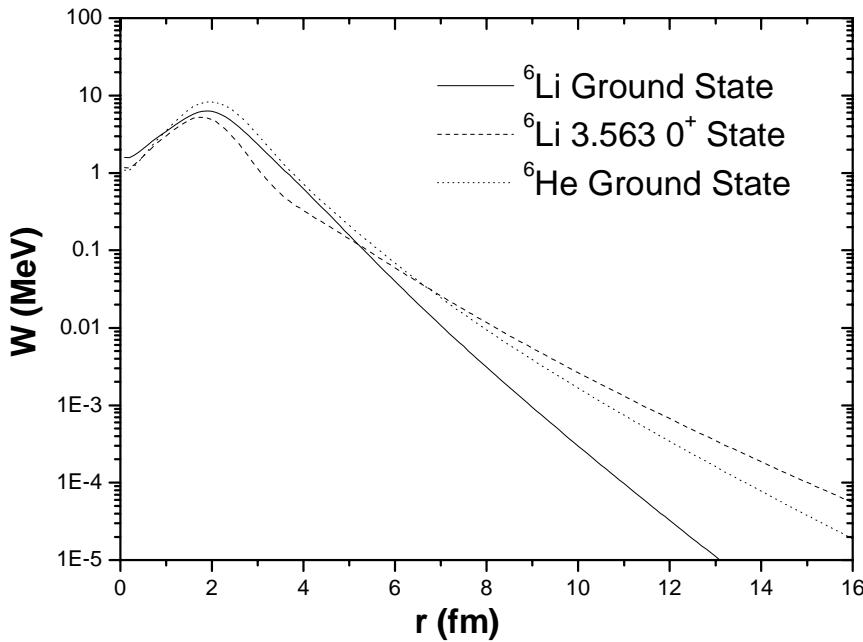


图 4.2 ${}^6\text{Li}$ 基态的电荷密度分布,

图 4.3 入射道和出射道实部势绝对值随 r 的变化图 4.4 入射道和出射道虚部势绝对值随 r 的变化

从图 4.3 和 4.4 可以看出：在 $r>4$ fm 的区域，随着 r 的增加， $n+^6\text{Li}$ 第二激发态的实部势和虚部势的绝对值与 $n+^6\text{Li}$ 基态的差别越来越大。 $p+^6\text{He}$ 的光学势与 $n+^6\text{Li}$ 第二激发态的走向类似。

第三节、 ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应角分布的计算

按惯例，两体反应写作 A(a, b)B ，式中 A 和 a 分别代表靶核和入射粒子， B 和 b 则分别代表剩余核和出射粒子。如果在实验中将 A 和 a 的角色互换，则变成逆运动学反应 a(A, b)B 。若同时 B 和 b 也互换，即 a(A, B)b ，则当炮弹 a 和 A 实验室系每核子动能相同（即质心系相对运动动能一样）时，反应 A(a, b)B 中出射粒子 b 的角分布与反应 a(A, B)b 中出射粒子 B 的角分布相同。因此， ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应生成 ${}^6\text{Li}$ 的角分布可以通过计算 ${}^6\text{He}(\text{p}, \text{n}){}^6\text{Li}$ 反应生成 n 的角分布得到。

计算中使用了 (n, p) 或 (p, n) 反应的计算程序 KORP^[66]。它在中、低能区的应用表明，其计算结果与实验符合较好。该程序的物理图象中，靶核由核芯与外层核子组成，核反应过程是外层核子的直接交换，在交换过程中核芯的状态不变。就 ${}^6\text{He}(\text{p}, \text{n}){}^6\text{Li}$ 来说，核芯为 ${}^5\text{He}$ ，其自旋为 $3/2$ ，宇称为负。靶核的价中子的量子态为 $1\text{p}3/2$ ；余核（ ${}^6\text{Li}$ 的基态与第二激发态）中的价质子的量子态也应为 $1\text{p}3/2$ 。

把上节给出的微观光学势输入 KORP 程序得到的 ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应布居 ${}^6\text{Li}$ 基态和第二激发态的角分布示于图 4.5。

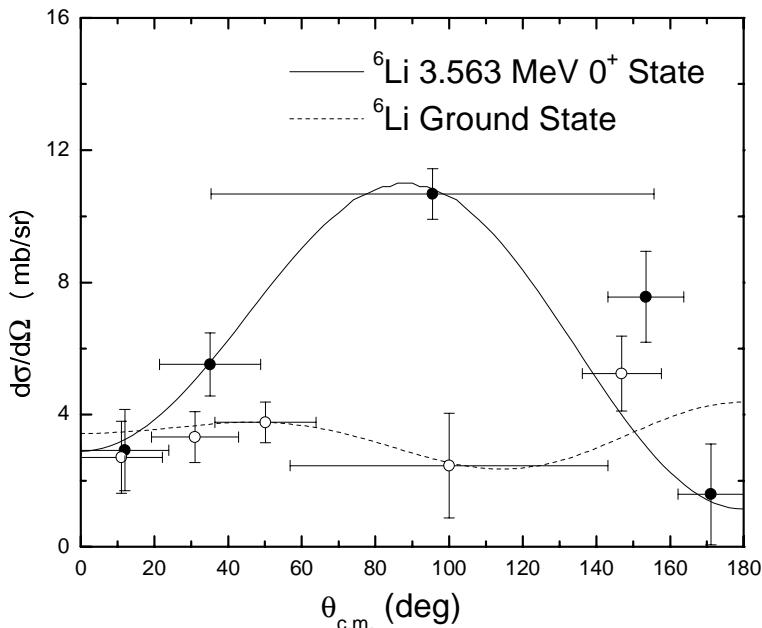


图 4.5 ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ 反应的角分布

可以看出，计算结果与实验符合较好。这说明我们的输入量，即⁶He基态、⁶Li基态和第二激发态的核子密度分布是符合实际的，也就是说⁶He基态和⁶Li第二激发都具有晕结构。

第四节、不同密度分布计算结果的比较

为了显示核子密度分布对计算结果的影响，我们利用不同核子密度分布的组合按上述程序计算了¹H(⁶He, ⁶Li)n反应布居⁶Li第二激发态的角分布。图4.7给出了⁶He基态的中子密度分布，实线为有晕的分布^[35]，虚线为无晕的分布（与图4.1所示的质子密度分布的形状相同，即 $\rho_n = (N/Z)\rho_p$ ）。

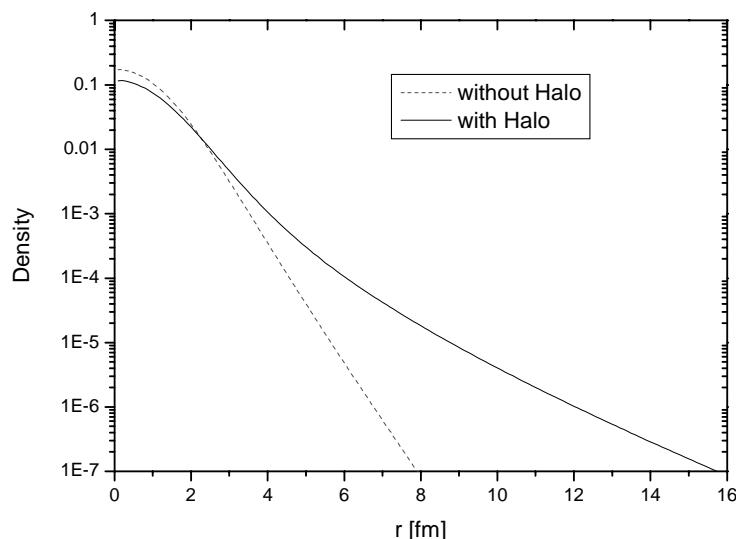


图4.7 ⁶He基态的中子密度分布。实线为有晕的分布，虚线为无晕的分布

图4.8是⁶Li第二激发态的核子密度分布。实线为是有晕的分布（图4.1中⁶Li第二激发态的中子密度分布与质子密度分布之和）；虚线为无晕的分布，取的是⁶Li基态的核子密度分布。

把上述有晕和无晕的核子密度分布的组合输入计算程序，得到了图4.9所示的¹H(⁶He, ⁶Li)n反应布居⁶Li第二激发态的角分布。图中的四条曲线分别对应于：A—⁶Li和⁶He都有晕结构；B—⁶Li有晕结构，⁶He无晕结构；C—⁶He有晕结构，⁶Li无晕结构；D—⁶Li和⁶He都没有晕结构。可以看出，只有假定

${}^6\text{Li}$ 的第二激发态和 ${}^6\text{He}$ 的基态都有 Arai 等根据三体模型预言的晕结构，才能得到与实验一致的结果。

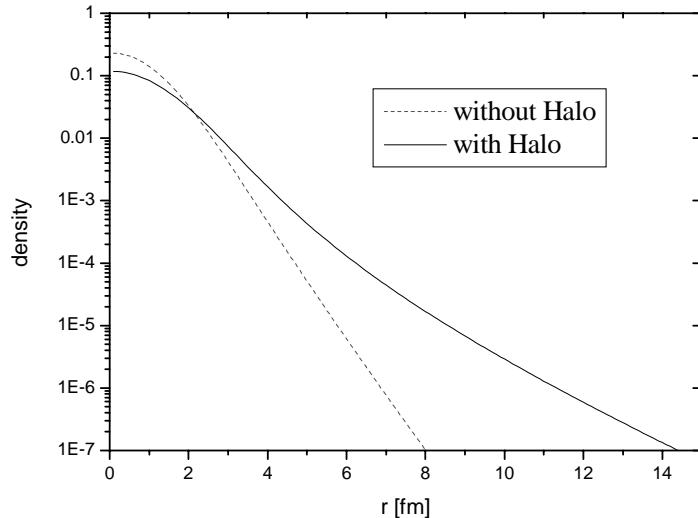


图 4.8 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的核子密度分布。实线为是有晕的分布，虚线为无晕的分布。

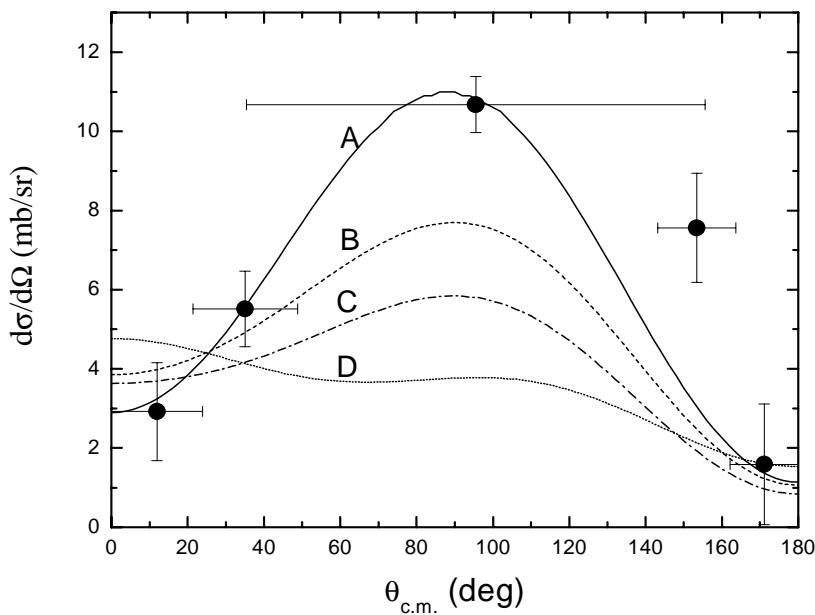


图 4.9 用不同核子密度分布组合计算出的布居 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态的角分布。A— ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^6\text{He}$ 都有晕结构，B— ${}^6\text{Li}$ 有晕结构， ${}^6\text{He}$ 无晕结构，C— ${}^6\text{He}$ 有晕结构， ${}^6\text{Li}$ 无晕结构，D— ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^6\text{He}$ 都没有晕结构。

从图 4.9 可以看出，在我们的入射能量下，角分布对核子密度分布十分敏感。密度分布的尾巴越长，90 度附近的微分截面越大。这是一个有趣的现象，它所蕴藏的机制有待进一步研究。

第五章、论文总结

自 80 年代中期 ^{11}Li 等中子滴线附近轻核的中子晕（或中子皮）被发现以来，晕核一直是核物理研究的一个热点。通过实验和理论上的不断开拓，不仅发现了一系列丰中子轻核的中子晕结构，还观察到若干丰质子轻核具有质子晕的迹象。这些研究成果使人们对晕核的结构特性、形成条件、反应机制和激发模式有了比较深入的了解。除滴线附近轻核的基态外，九十年代有人预言稳定核的高同位旋激发态也可能具有晕结构， ^{13}C 第一激发态和 ^6Li 第二激发态被列为首选的研究对象。前者的中子晕结构已为实验所证实，后者是中子晕核 ^6He （基态）的同位旋相似态，其中子-质子晕结构至今尚未被实验证实。

法国 GANIL 和美国 MSU 实验室曾分别用能量为 41.6 A MeV 和 93 A MeV 的 ^6He 次级束测量过 $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应在 0°附近的微分截面，试图通过 ^6He 基态到 ^6Li 第二激发态 (0^+) 的 Fermi 跃迁与到 ^6Li 基态 (1^+) 的 GT 跃迁的强度之比来研究 ^6Li 第二激发态的晕结构。在他们的实验中没有观察到预期的 ^6Li 第二激发态的中子-质子晕效应。有的微观理论分析表明，0°附近的该跃迁强度比对是否存在晕结构不敏感，要想揭示 ^6Li 第二激发态的晕结构，应该测量 $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应完整的角分布。

我们在 HI-13 串列加速器的次级束流线上利用能量为 44 MeV 的 ^7Li 束轰击氘气靶，通过 $^2\text{H}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^3\text{He}$ 反应产生 ^6He 。仔细调节次级束流线的 D-Q-Q 磁分离聚焦系统，得到能量为 35.7 MeV，纯度好于 90% 的 ^6He 次级束。为了完全排除束流中的 ^6Li 和 ^7Li 杂质对测量的干扰，在次级靶的上游放置了一厚度为 45.9 mg/cm² 的 Al 吸收片。通过吸收片后的 ^6He 束能量为 25 MeV，经Φ3mm 的准直孔后打到厚度为 1.5 mg/cm² 的 $(\text{CH}_2)_n$ 靶上，用ΔE 和 PSSD 望远镜对 $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应进行了完整的角分布测量。实验得到该反应布居 ^6Li 基态和第二激发态的截面分别为 35 ± 11 mb 和 117 ± 10 mb。

我们用 ^6He 基态和 ^6Li 第二激发态有晕和无晕的各种核子密度分布的组合分别计算了入射道和出射道的微观光学势并将其输入通用的 DWBA 核反应程序计算了 $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})\text{n}$ 反应布居 ^6Li 第二激发态的角分布。比较各种核子密度分布组合的计算结果可以看出，有无晕结构对该角分布有显著的影响，只有在 ^6He 基态和 ^6Li 第二激发态均具有三体模型预言的晕结构的情况下才能得到与实验相符的角分布。相应的核子密度分布的均方根半径分别为 2.53 和 2.73 fm。

本论文第一次从实验上证实了 ^6Li 第二激发态是一个以α为核芯的中子-质子晕态的理论预言。论文的核心内容已在 Physics Letters B 上发表。

本人在攻读博士期间发表的文章

1. **Zhihong Li**, Weiping Liu, Xixiang Bai et al., First Observation of Neutron-Proton Halo Structure for the 3.563 MeV 0^+ State in ${}^6\text{Li}$ via ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ Reaction, *Phys. Lett. B* 527 (2002) 50
2. **Zhihong Li**, Weiping Liu, Xixiang Bai et al., Search for the halo effect in the ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ Reaction, *Chin. Phys. Lett.* 19 (2002) 306
3. Shuhua Zhou, **Zhihong Li**, Xiaomei Li et al., Observation of Decay of ${}^{92}\text{Rh}$, *Chin. Phys. Lett.* 16 (1999) 18
4. Zeng Sheng, Weiping Liu, **Zhihong Li** et al., Production of ${}^8\text{Li}$ secondary beam, *Atomic Energy Science and Technology* 36 (2002) 227
5. Weiping Liu, Xixiang Bai, Youbao Wang, **Zhihong Li** et al., Study of Astrophysical Nuclear Reaction on Beijing Secondary Beam Line GIRAFFE, *High Energy Physics and Nuclear Physics* 24 supp. (2000) 8
6. K. Adcox, ..., **Z. Li** et al. Centrality Dependence of π , K , p , and \bar{p} Production from $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV Au + Au Collisions at RHIC, *Phys. Rev. Lett.* 88, 242301 (2002)
7. K. Adcox, ..., **Z. Li** et al. Measurement of Single Electrons and Implications for Charm Production in Au + Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV, *Phys. Rev. Lett.* 88, 192303 (2002)
8. K. Adcox, ..., **Z. Li** et al., Transverse-Mass Dependence of Two-Pion Correlations in Au + Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV, *Phys. Rev. Lett.* 88, 192302 (2002)
9. K. Adcox, ..., **Z. Li** et al., Suppression of Hadrons with Large Transverse Momentum in Central Au + Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV, *Phys. Rev. Lett.* 88, 022301 (2002)
10. K. Adcox, ..., **Z. Li** et al., Measurement of the Midrapidity Transverse Energy

Distribution from $\sqrt{S_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ Au + Au Collisions at RHIC, Phys. Rev. Lett. **87**, 052301 (2001)

11. K. Adcox, ..., **Z. Li et al.** Centrality Dependence of Charged Particle Multiplicity in Au-Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130 \text{ GeV}$, Phys. Rev. Lett. **86**, 3500 (2001)
12. K. Adcox, ..., **Z. Li et al.**, Overview of PHENIX results from the first RHIC run, Nucl. Phys. A 698 (2002) 39
13. K. Adcox, ..., **Z. Li et al.**, Measurement of the Λ and $\bar{\Lambda}$ particles in Au + Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130 \text{ GeV}$, (Accepted for publication in Phys. Rev. Lett.)
14. K. Adcox, ..., **Z. Li et al.**, Net Charge Fluctuations in $\sqrt{S_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ Au + Au Collisions, (Accepted for publication in Phys. Rev. Lett.)
15. K. Adcox, ..., **Z. Li et al.**, Event by Event Fluctuations in Mean p_T and Mean e_T in Au + Au Interactions at $\sqrt{S_{NN}} = 130 \text{ GeV}$, (Accepted for publication in Phys. Rev. C)

致谢

本论文工作是在白希祥导师的指导下完成的。他的悉心指导贯穿于从论文的选题、实验的设计和实施、实验结果的理论分析到论文的撰写等各个环节。他对科研工作的激情和进取精神、广博的知识、严谨的治学态度、勤奋的工作作风和积累知识的方法使我受益匪浅。

柳卫平研究员是论文工作的副导师，对本论文的完成有很大的贡献。他敏锐的物理思想、精湛的实验技术及数据处理技巧使我学到了很多东西。

周书华、刘祖华两位研究员也对论文工作给予了少关心和帮助。

在实验的过程中，得到了李志常、连钢、符长波、曾晟和 HI-13 串列加速器运行人员的大力帮助。

在理论分析过程中，申庆彪研究员和林承键博士提供了计算程序并给予了具体的帮助。

在论文的写作工程中，本组新来的颜胜权、王宝祥两位同志，分担了作者一些其它工作。

在作者攻读博士期间，夫人周翠莲给予了极大的关心、理解和支持。她承担了大量的家务劳动，使作者能够集中精力，按时完成博士论文。

作者对上述人员表示深深的感谢。

本论文工作得到了《国家重点基础研究发展规划》973 项目（G200077400），国家自然科学基金项目（19735010, 1993530, 10025524, 10045002）的资助。

参考文献

- [1] Nuclear Science: A long rang plan, DOE /NSF, USA, 1996
- [2] Nuclear Physics in Europe: Highlights and Opportunities, NUPECC Report, 1997
- [3] Overview of Research Opportunities with Radioactive Nuclear Beam, ISL Steering Committee, USA, 1995
- [4] 沈文庆等, 放射性核束与核天体物理, 原子核物理评论, Vol. 18 (2001) 206
- [5] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B 160 (1985) 380
- [6] I. Tanihata et al., Phys. Rev..Lett. 55 (1985) 2676
- [7] P. G. Hansen Europhys. Lett. 4 (1987) 409
- [8] J. S. Al-Khalili and J.A. Tostevin, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3903
- [9] D. Hufner Phys. Rev. C 23 (1981) 2538
- [10] N. A. Orr et al., Phys. Rev..Lett. 69 (1992) 2050
- [11] E. Arnold, J.Bonn, A. Klein et al., PLB 281 (1992) 16
- [12] G. D. Alkhazov et al., Phys. Rev. Lett., 78 (1998) 2313
- [13] C.B. Moon et al., Phys. Lett. B 297 (1992) 39
- [14] S. Karataglidis et al., Phys. Rev. C 61(2000)024319
- [15] R. Lewis and A.C. Hayes, PRC 59 (1999) 1211
- [16] R. Morlock et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3837
- [17] M. Fukuda et al., Phys. Lett. B 268 (1991) 339
- [18] D. Bazin et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3569
- [19] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B 287 (1992) 307
- [20] M. Labiche et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 600
- [21] T. Suzuki et al., Nucl. Phys. A 658 (1999) 313
- [22] M. V. Zhukov et al., Phys. Rev. C 50 (1994) R1
- [23] M. H. Smedberg et al., Phys. Lett. B 452 (1999) 1
- [24] M. Fukuda et al., Nucl. Phys. A 656(1999) 209
- [25] V. Guimaraes et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1862
- [26] A. Ozawa et al., Phys. Lett. B 334 (1994) 18

- [27] D. V. Fedorov et al., Phys. Rev. C 49 (1994) 201; Phys. Rev. C 50 (1994) 2372; Phys. Lett. B 312 (1993) 1
- [28] A. S. Jensen et al., Phys. Lett. B 480 (2000) 39
- [29] A. S. Jensen et al. RIKEN Review, No. 39 (2001) 3
- [30] C. J. Lin, Ph. D. Thesis of China Institute of Atomic Energy, 2002
- [31] Y. Suzuki et al., Phys. Lett. B 272 (1991) 173
- [32] Y. T. Oganessian et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4996
- [33] A. Lagoyannis et al. Phys. Lett. B 518 (2001) 27
- [34] A. de Vismes et al., Phys. Lett. B 505 (2001) 15
- [35] K. Arai et al., Phys. Rev. C 51 (1995) 2448
- [36] M. D. Cortina-Gil et al., Phys. Lett. B 371 (1996) 14
- [37] J. A. Brown et al., Phys. Rev. C 54 (1996) R2105
- [38] M. D. Cortina-Gil et al., Nucl. Phys. A 616 (1997) 215c
- [39] M. D. Cortina-Gil et al., Nucl. Phys. A 641 (1998) 263
- [40] X. X. Bai et al., Nucl. Phys. A 588 (1995) 273c
- [41] Q. B. Shen et al., Z. Phys. A 303 (1981) 69
- [42] 卢希庭等, 原子核物理, 原子能出版社, (2001) 237
- [43] W. P. Liu et al Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 611
- [44] Youbao Wang, Weiping Liu et al., Angular Distribution for the Be (d, n)⁸B Reaction at E_{c.m.}=8.3 MeV and the Astrophysical S₁₇(0) Factor for ⁷Be (p, γ) ⁸B Reaction, Chin. Phys. Lett. Vol.16 (1999) 873
- [45] 郑企成, 张维强等, 放射性 ⁷Be 离子束注入玉米种子的生物学效应研究, 核农业通报, 第 16 卷, 第 4 期 (1995) 151
- [46] 郑兴耘, 陈景坚等, ⁷Be 和 ⁷Li 注入玉米种子的示踪研究, 中国核科技报告, CNIC-00945/CSNAS-0088, 中国核情报中心, 原子能出版社, 1995.3
- [47] S. H. Levine et al., Phys. Rev. Vol. 97, No. 5, 1249(1955)
- [48] W. K. Chu et al., backscattering Spectrometry, Academic Press Inc., New York, 1978. 19
- [49] G. Deconninck, Introduction to Radioanalytical Physics, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1978
- [50] V. L. Highland, Nucl. Instrum. Methods 129 (1975) 497
- [51] G. R. Lynch and O. I. Dahl, Nucl. Instrum. Methods B 58 (1991) 6
- [52] 李安利等, 原子能科学技术, 28 (1994) 324
- [53] 刘铁夫等, VAX-11/780 计算机在线获取系统 XSYS 用户指南

- [54] T. Yanagimachi et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 275 (1989) 307
- [55] T. Kohno et al., Riken Accel. Prog. Rep. (1987) 21
- [56] D. Wilmore and P. E. Hodgson, Nucl. Phys. 55 (1964) 673
- [57] F. G. Perey, Phys. Rev. 131 (1963) 745
- [58] J. J. H. Ment, E. E. Gross et al., Phys. Rev. C 4 (1971) 1114
- [59] M. P. Fricke, E. E. Gross et al., Phys. Rev. 156 (1967) 1027
- [60] C. M. Perey et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables 17 (1976) 1
- [61] 申庆彪等, 高能物理与核物理, 6 (1982) 91
- [62] 申庆彪等, 高能物理与核物理, 6 (1982) 186
- [63] Q. B. Shen et al., Z. Phys. A 303 (1994) 69
- [64] Q. B. Shen et al., Phys. Rev. C 50 (1994) 2473
- [65] G. C. Li et al., Nucl. Phys. A 162 (1971) 583
- [66] Z. Yu and Y. Zuo, CNIC-00736, NKU-0002 (1993)

附录 1:

1993 年来在国内外发表的与本次级束流线相关的文章

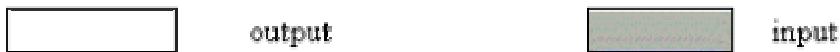
- 1) 白希祥, 柳卫平等, 在 HI-13 串列加速器上利用逆几何反应产生次级放射性核束的可行性研究, 原子能科学技术, Vol. 27, No. 5 (1993) 385
- 2) 柳卫平, 李志常等, HI-13 串列加速器次级束流线的设计, 原子能科学技术, Vol. 27, No. 5 (1993) 391
- 3) 李安利, 周书华等, 二维位置灵敏硅探测器性能测试, 原子能科学技术, Vol. 28, No. 4 (1994) 324
- 4) Xixiang Bai, Weiping Liu et al., The Production of ^{11}C and ^{17}F Secondary Radioactive Beams, Chinese Journal of Nuclear Physics, Vol.16, No. 2 (1994) 100
- 5) Xixiang Bai, Weiping Liu et al., A Facility for Production and Utilization of Radioactive Beams, Nucl. Phys. A 558 (1995) 273C
- 6) Xixiang Bai, Weiping Liu et al., Production and Use of RNBs at HI-13 Tandem Accelerator, 第二届兰州重离子物理及应用国际会议录, 1995
- 7) 郑企成, 张维强等, 放射性 ^7Be 离子束注入玉米种子的生物学效应研究, 核农业通报, 第 16 卷, 第 4 期 (1995) 151
- 8) 郑兴耘, 陈景坚等, ^7Be 和 ^7Li 注入玉米种子的示踪研究, 中国核科技报告, CNIC-00945/CSNAS-0088, 中国核情报中心, 原子能出版社, 1995.3
- 9) Weiping Liu, Xixiang Bai et al., Angular Distribution for $^7\text{Be}(\text{d}, \text{n})^8\text{B}$ Reaction at $E_{\text{c.m.}}=5.8 \text{ MeV}$, Phys. Rev. Lett., Vol.77 (1996) 611
- 10) Weiping Liu, Xixiang Bai et al., Measurement of the Angular distribution for the $^7\text{Be}(\text{d}, \text{n})^8\text{B}$ Reaction and Determination of the Astrophysical S Factor for the $^7\text{Be}(\text{p}, \gamma)^8\text{B}$ Reaction, Nucl. Phys. A 616 (1997) 131c
- 11) 王友宝, 白希祥等, 低能次级束核反应实验中的几个问题, 原子能科学技术, Vol. 33 (1998) 201
- 12) Youbao Wang, Weiping Liu et al., Angular Distribution for the $\text{Be}(\text{d}, \text{n})^8\text{B}$

- Reaction at $E_{c.m.}=8.3$ MeV and the Astrophysical $S_{17}(0)$ Factor for ${}^7\text{Be}(\text{p}, \gamma) {}^8\text{B}$ Reaction, Chin. Phys. Lett. Vol.16 (1999) 873
- 13) Weiping Liu, Xixiang Bai, Youbao Wang, Zhihong Li et al., Study of Astrophysical Nuclear Reaction on Beijing Secondary Beam Line GIRAFFE, High Energy Physics and Nuclear Physics 24 supp. (2000) 8
- 14) Zhihong Li, Weiping Liu, Xixiang Bai et al., First Observation of Neutron-Proton Halo Structure for the 3.563 MeV 0^+ State in ${}^6\text{Li}$ via ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ Reaction, Phys. Lett. B 527 (2002) 50
- 15) Zhihong Li, Weiping Liu, Xixiang Bai et al., Search for the halo effect in the ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})\text{n}$ Reaction, Chin. Phys. Lett. 19 (2002) 306
- 16) 曾晟, 柳卫平, 李志宏等, ${}^8\text{Li}$ 次级束的产生, 原子能科学技术, Vol. 36 (2002) 227

附录 2:

次级束流线模拟程序介绍

本次级束流线模拟程序由 EXCEL2000 编制，程序共有 3 大部分，即：初级反应、次级束流的产生与优化、次级反应及其测量。由 9 个表格和 1 个应用函数库组成，表格与表格之间，表格与函数库之间可以相互调用，节约了重复的输入，而且直观、易用。在进行模拟计算时，只须把标有颜色的 input 部分输入，其它部分的计算可以迅速完成。9 表格和应用函数库列于如下：



1. 初级反应表

用于计算初级反应及目标核穿过初级靶进入选择磁铁时的能量。



2. DQQ 设置表

用于计算偏转磁铁与四极透镜的设置参数及在该设置下各种粒子的匹配能量。

磁分析方法与组合粒子的鉴别					
鉴别公式为: $(\frac{M}{Z_e})(\frac{E}{Z_e}) = \frac{1}{2}(B\rho)^2$					
粒子	质量	能量	有效电荷	$1/2(B\rho)^2$	$(B\rho)$
${}^6\text{He}$	6.018888	35.661	2	53.65989	1.05632

ρ	2.2	Q1	Q2
B(Gs)	4801.45	403.36	336.89
电流(内)	13.87A	67.36A	56.26A
电流(外)	9.77A	66.35A	55.42A
取样值	1.89V	101.04mV	84.39mV

在此设置下其余粒子的匹配能量:				
粒子	质量	有效电荷	匹配能量	$\pm \Delta E$
${}^7\text{Li}$	7.016004	3	68.83391	2.739008
${}^7\text{Li}$	7.016004	2	30.59285	1.220863

3. 飞行时间表

用于次级束流中各种粒子的飞行时间的计算。

公式: $E = \frac{(7.1987 \cdot L)^2 M}{t^2}$					
飞行距离 2.74m					
粒子	质量	能量	飞行时间	道数	
${}^6\text{He}$	6.018888	35.661	81.03376	1010.214	
${}^7\text{Li}$	7.016004	68.83391	62.97212	1195.165	
${}^7\text{Li}$	7.016004	30.59285	94.45818	872.7482	
${}^6\text{Li}$	6.015122	80.28748	53.98871	1287.156	
${}^6\text{Li}$	6.015122	35.68332	80.98307	1010.733	
${}^6\text{He}$	6.018888	35.661	81.03376	1010.214	
${}^6\text{He}$	6.018888	8.91525	162.0675	180.4285	
${}^4\text{He}$	4.002603	53.62499	53.88803	1288.187	
${}^4\text{He}$	4.002603	13.40625	107.7761	736.3732	
${}^3\text{He}$	3.016029	71.16627	40.60554	1424.199	
${}^3\text{He}$	3.016029	17.79157	81.21108	1008.399	
${}^3\text{H}$	3.016049	17.79145	81.21162	1008.393	
${}^2\text{H}$	2.014102	26.6421	54.23269	1284.657	
${}^1\text{H}$	1.007825	53.24326	27.13719	1562.115	

4. 吸收片

用于计算次级束经过吸收片时的能量损失。表中吸收片的材料和厚度是可以通过调节 Weight 参数来设定，如果是单一材料，该核素的 Weight 栏中的数值应该为 1。

	Symbol	Mass	Atomic Number	Density	Weight	Percentum
Element 1	59Co	58.9332	27	8.9	0	0
Element 2	56Fe	55.9349	26	7.8658	0	0
Element 3	52Cr	51.9405	24	7.2	0	0
Element 4	59Ni	58.9344	28	8.8955	0	0
Element 5	184W	183.9509	74	19.35	0	0
Element 6	27Al	26.9815	13	2.7	1	1
Element 7	197Au	196.9666	79	19.31	0	0

等效电荷	13	
等效质量	26.98153859	
等效密度	2.7	
厚度	170um	45.9mg/cm ²
Beam Energy	经Degrader	剩余能
35.66	10.45Mev	25.21Mev

5. 次级靶

用于计算次级束流在次级靶上的能量损失，提供次级靶的各种参数，在进行蒙特卡罗计算时调用。

	Symbol	Mass	Atomic Number	Density	Weight	Percentum
Element 1	12C	12.0000	6	2.7	36	0.75
Element 2	2H	2.0141	1	0.0715	12	0.25
Element 3	16O	15.9949	8	7.2	0	0

等效电荷	2.674482553	
等效质量	5.358344171	
等效密度	1	
厚度	15.00um	1.50mg/cm ²
Beam Energy	经Target	剩余能
25.21Mev	0.55Mev	24.66Mev

6. 次级反应表

给出次级反应参与核的各种参数及次级反应的反应能、 γ 值、入射粒子的相对动能和次级产物的最大出射角。

入射粒子	Symbol	Mass	Atomic Number	Mass number	Energy(Mev)
	${}^6\text{He}$	6.01889	2	6	24.94

靶核	Symbol	Mass	Atomic Number	Mass number
	${}^1\text{H}$	1.0078	1	1

出射粒子	Symbol	Mass	Atomic Number	Mass number	Excited Energy
	${}^6\text{Li}$	6.01512	3	6	0

剩余核	Symbol	Mass	Atomic Number	Mass number
	n	1.00866	0	1

反应前的质子数之和:	3	前后质子数差	
反应后的质子数之和:	3	0	Check ok!
反应前的质量数之和:	7	前后质量数差	
反应后的质量数之和:	7	0	Check ok!

反应能	2.73	(Mev)
相对动能	3.58	(Mev)
Gama	4.49	
θ_{Lm}	12.85	

7. ΔE 探测器

给定 ΔE 探测器的厚度、材料等参数，供模拟程序调用。同时给出次级束的在 ΔE 探测器中的能量损失

	Symbol	Mass	Atomic Number	Density	Weight	Percentum
Element 1	${}^{28}\text{Si}$	27.9769	14	2.33	1	1
Element 2	${}^1\text{H}$	1.0078	1	0.0715	0	0
Element 3	${}^{16}\text{O}$	15.9949	8	7.2	0	0

等效电荷	14	
等效质量	27.97692672	
等效密度	2.33	
厚度	19.30um	4.50mg/cm ²
Beam Energy	经De	剩余能
24.66Mev	1.24Mev	23.42Mev

8. PSSD 探测器

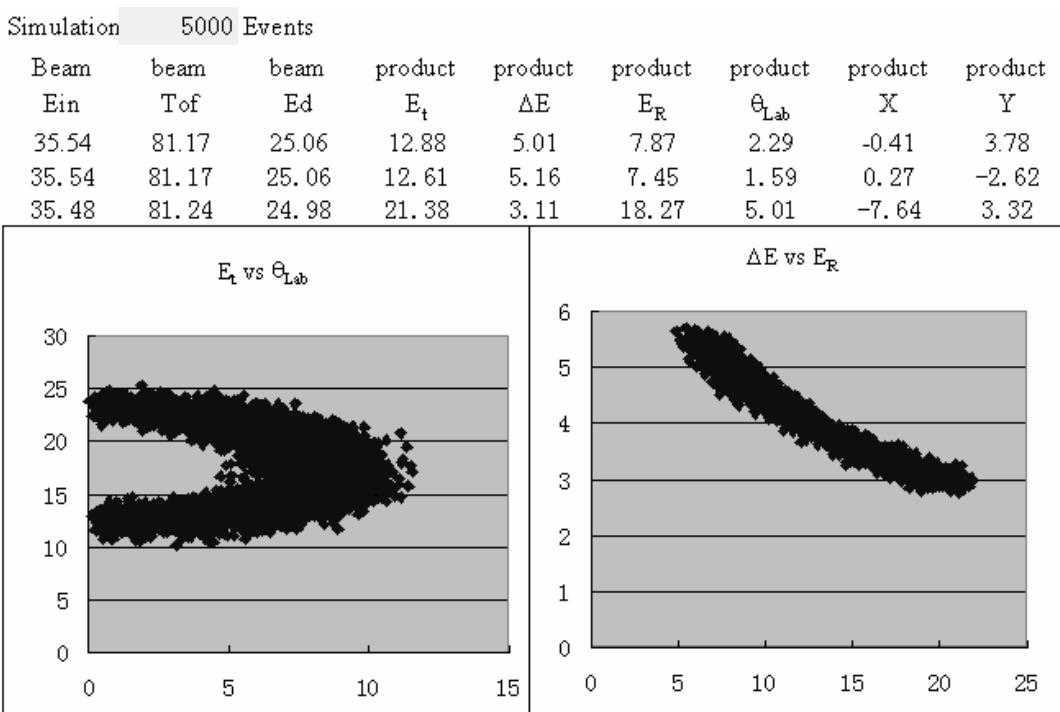
给定 PSSD 探测器的各项参数，供模拟程序调用。同时给出次级束的在 PSSD 探测器中的能量损失

	Symbol	Mass	Atomic Number	Density	Weight	Percentum
Element 1	28Si	27.9769	14	2.33	1	1
Element 2	1H	1.0078	1	0.0715	0	0
Element 3	16O	15.9949	8	7.2	0	0

等效电荷	14	
等效质量	27.98	
等效密度	2.33	
厚度	300.00μm	
Beam Energy	经PSSD	剩余能
23.42Mev	23.42Mev	0.00Mev

9. 模拟反应

模拟程序调用上面各表格中的参数，模拟各探测器的测量结果。Ein 为次级束的能量，Tof 为次级束的飞行时间，Ed 为次级束经过吸收片后的能量，Et 为次级反出射核的能量， ΔE 、 E_R 、 θ_{Lab} 、X 和 Y 分别代表出射核在 ΔE 探测器、PSSD 探测器中的能量损失、出射角度及打在 PSSD 上的坐标。只须输入要模拟的事例数，按下 Ctrl+s 组合键，上面所列的各项参数的模拟计算会自动完成并给出 E_t vs. θ_{Lab} 及 ΔE vs. E_R 二维谱。



程序使用的应用函数库为：

```
Public Function gama(ma, mb, mc, md, Ein, ex)
ep = mb / (ma + mb) * Ein
q = (ma + mb - mc - md) * 931.5016 - ex
gama = Sqr(ma * mc / mb / md * ((mc + md) / (ma + mb)) * ep / (ep + q))
End Function
```

```
Public Function getz(particle)
Dim pname As String
Open "f:\nuclear\ndata\masstab.dat" For Input As #1
For i = 1 To 2900
Input #1, nn, nz, nmass, exmass, coeff, pname
If pname = UCASE(particle) Then
getz = nz
Close #1
Exit Function
End If
Next i
getz = 0
Close #1
End Function
```

```
Public Function getexmass(particle)
Dim pname As String
Open "f:\nuclear\ndata\masstab.dat" For Input As #1
For i = 1 To 2900
Input #1, nn, nz, nmass, exmass, coeff, pname
If pname = UCASE(particle) Then
getexmass = exmass
Close #1
Exit Function
End If
Next i
getexmass = 0#
Close #1
End Function
```

```
Public Function getmass(particle)
Dim pname As String
Open "f:\nuclear\ndata\masstab.dat" For Input As #1
For i = 1 To 2900
Input #1, nn, nz, nmass, exmass, coeff, pname
If pname = UCASE(particle) Then
```

```

getmass = nmass + exmass / 931501.6
Close #1
Exit Function
End If
Next i
getmass = 0
Close #1
End Function

Public Function getn(particle)
Dim pname As String
Open "f:\nuclear\ndata\masstab.dat" For Input As #1
For i = 1 To 2900
Input #1, nn, nz, nmass, exmass, coeff, pname
If pname = UCase(particle) Then
getn = nn
Close #1
Exit Function
End If
Next i
getn = 0
Close #1
End Function

```

```

Function eloss(EINC, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG, d)
If d <= 0 Then
eloss = 0#
Exit Function
End If
E = EINC
x = 0
n = Int(d / 0.1 + 0.5)
For i = 1 To n
dex = DEDX(E, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG)
x = x + dex * 0.1
E = EINC - x
Next
eloss = x
End Function

```

```

Function DEDX(EINC, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG)
AMU = 931.504
RPIBY2 = 1.253314

```

```

If EINC <= 0# Then GoTo 3
If AMINC <= 0# Then GoTo 3
If ZINC <= 0# Then GoTo 3
If AMTARG <= 0# Then GoTo 3
If ZTARG <= 0# Then GoTo 3
GRUN = AMINC * AMU + EINC
BETA = (Sqr(GRUN ^ 2 - (AMINC * AMU) ^ 2)) / GRUN
BET2 = BETA ^ 2
TH = 137.0388 * RPIBY2 * BETA / ZINC
TTT = (Exp(TH) - Exp(-TH)) / (Exp(TH) + Exp(-TH))
zin = ZINC * (TTT)
QPA = 1835# * AMINC
QPB = QPA / (1# + QPA)
QMAX = (1.022 * BET2) / (1# - BET2) * QPB * QPB
QMAX = QMAX / (1# + (2# * QPB * EINC / (QPA * AMINC * AMU)))
AI = ZTARG ^ (-0.6666667) - 8.33 / (ZTARG ^ 2) + 26.04 / (ZTARG ^ 3) - 18.384 /
(ZTARG ^ 4)
AI = Exp(AI)
GLUB = -100# / EINC
If GLUB <= -20# Then GoTo 1
AI = AI * 0.0000118 * ZTARG * (1# - 0.25 * Exp(GLUB))
GoTo 2
1: AI = AI * 0.0000118 * ZTARG
2: RHO = 1# + 0.035 * (zin ^ 1.5 + Sqr(ZTARG))
AE = Sqr(1.022 * BET2 * QMAX / (1# - BET2)) / AI
GLUB = -((AE) ^ (1# / RHO))
If GLUB < -20 Then GoTo 4
DEDX = Log(AE / ((1# - Exp(GLUB)) ^ RHO))
DEDX = DEDX - BET2
GoTo 5
4: DEDX = Log(AE) - BET2
5: DEDX = 0.30711 * ZTARG * (zin ^ 2) * DEDX / (AMTARG * BET2)
DEDX = DEDX / 1000
Exit Function
3: DEDX = 0#
Exit Function
End Function

```

```

Function dxdE(EINC, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG)
dxdE = DEDX(EINC, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG)
dxdE = 1 / dxdE
Exit Function
End Function

```

```

Function Range(EINC, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG, EPS As Double)
A = 0.05
B = EINC
If B <= A Then
    Range = 0#
    Exit Function
End If
FA = dxd(A, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG)
FB = dxd(B, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG)
n = 1
H = B - A
T1 = H * (FA + FB) / 2#
5: s = 0#
For k = 0 To n - 1
    x = A + (k + 0.5) * H
    s = s + dxd(x, AMINC, ZINC, AMTARG, ZTARG)
    Next
    t = (T1 + H * s) / 2#
    If Abs(T1 - t) >= EPS Then
        T1 = t
        n = n + n
        H = H / 2#
        GoTo 5
    End If
    Range = t
    Exit Function
End Function

```

```

Function ReacEout(Ein, m1, m2, m3, m4, q, ex, t, nt)
E1 = Ein
SITA = t
EC = m2 * E1 / (m1 + m2)
QX = q - ex
g = Sqr(m1 * m3 * (m3 + m4) * EC / (m2 * m4 * (m1 + m2) * (EC + QX)))

```

```

If g > 1# Then
    SLM = Atn(1 / g / Sqr(1 - (1 / g) ^ 2))
    If SITA <= SLM Then
        EEU = Sqr(m1 * m3 * E1) * Cos(SLM) / (m4 + m3)
        EU = EEU ^ 2
        EEU = Sqr(Abs(m1 * m3 * E1)) * Cos(SITA) / (m4 + m3)

```

```

EED = E1 * (m4 - m1) / (m4 + m3) + E1 * m1 * m3 * (Cos(SITA)) ^ 2 /
(m4 + m3) ^ 2 + m4 * QX / (m4 + m3)
If nt = 1 Then
    ReacEout = (EEU + Sqr(Abs(EED))) ^ 2
Else
    ReacEout = (EEU - Sqr(Abs(EED))) ^ 2
End If
Else
    ReacEout = -10#
End If

Else
    EEU = Sqr(m1 * m3 * E1) * Cos(SITA) / (m4 + m3)
    EED = E1 * (m4 - m1) / (m4 + m3) + E1 * m1 * m3 * (Cos(SITA)) ^ 2 / (m4 + m3) ^
2 + m4 * QX / (m4 + m3)
    ReacEout = (EEU + Sqr(EED)) ^ 2
End If

End Function

Function Tmax(Ein, m1, m2, m3, m4, q, ex)
    E1 = Ein
    EC = m2 * E1 / (m1 + m2)
    QX = q - ex
    g = Sqr(m1 * m3 * (m3 + m4) * EC / (m2 * m4 * (m1 + m2) * (EC + QX)))
    If g > 1# Then
        SLM = Atn(1 / g / Sqr(1 - (1 / g) ^ 2))
    Else
        SLM = 3.1415926
    End If
    Tmax = SLM
End Function

```

```

Public Sub Simulation()
    m1 = Worksheets("核反应表").Range("$C$3")
    z1 = Worksheets("核反应表").Range("$D$3")
    m2 = Worksheets("核反应表").Range("$C$6")
    m3 = Worksheets("核反应表").Range("$C$9")
    z3 = Worksheets("核反应表").Range("$D$9")
    m4 = Worksheets("核反应表").Range("$C$12")
    ddegrader = Worksheets("degrader").Range("E15")
    adegrader = Worksheets("degrader").Range("D13")

```

```

zdegrader = Worksheets("degrader").Range("D12")
'Dt--Thickness of Target in mg/cm^2
dttarget = Worksheets("target").Range("E11")
atarget = Worksheets("target").Range("D9")
zttarget = Worksheets("target").Range("D8")
'Dm--Thickness of Mylar in mg/cm^2
dde = Worksheets("De").Range("E12")
ade = Worksheets("De").Range("D10")
zde = Worksheets("De").Range("D9")
dpssd = Worksheets("PssD").Range("E12")
apssd = Worksheets("PssD").Range("D10")
zpssd = Worksheets("PssD").Range("D9")
Distance = Worksheets("PssD").Range("D2")
'Qv--Q value in Mev
qv = (m1 + m2 - m3 - m4) * 931.5016
'Ex--Excite Energy of Remain Nuclear in Mev
ex = Worksheets("核反应表").Range("F9")
mein = Worksheets("degrader").Range("B17")
sigma = Worksheets("degrader").Range("B19")
n = Worksheets("results").Range("B1")
Worksheets("results").Range("A4:I5004").Select
Selection.ClearContents
Worksheets("results").Range("A4").Select
For i = 1 To n
    Ein = Gaussian(mein, sigma)
    'temp = Gaussian(0#, 1#)
    'the0 = temp / 180# * 3.1415926
    the0 = 0#
    x = Rnd * 3# - 1.5
    y = Rnd * 3# - 1.5
    Ed = Ein - eloss(Ein, m1, z1, adegrader, zdegrader, ddegrader)
    posit = dttarget * Rnd
    Er = Ed - eloss(Ed, m1, z1, atarget, zttarget, posit)
    anglemax = Tmax(Er, m1, m2, m3, m4, qv, ex) * 180 / 3.1415926
    If dttarget < 0.01 Then
        Angle = the0
        GoTo 13
    Else
        End If
    If anglemax > 20 Then
        anglemax = 20
    Else
        End If

```

```

rn1 = Rnd
aRate = (rn1 * anglemax) / anglemax
12 rn2 = Rnd
If rn2 > Sqr(aRate) Then
rn3 = rn2
GoTo 11
Else
End If
GoTo 12
11 Angle = (anglemax * rn3 * rn3) * 3.1415926 / 180#
nn = Int(Rnd + 0.5)
Er = ReacEout(Er, m1, m2, m3, m4, qv, ex, Angle, nn)
13 et = Er - eloss(Er, m3, z3, atarget, ztarget, (dtarget - posit) / Cos(Angle))
de = eloss(et, m3, z3, ade, zde, dde / Cos(Angle))
Er = et - de
Er = Gaussian(Er, 0.6)
de = Gaussian(de, 0.09)
et = de + Er
Ev = eloss(Er, m3, z3, apssd, zpssd, dpssd / Cos(Angle))
fh = 1#
If Rnd < 0# Then
fh = -1#
Else
End If
r = Distance * Tan(Angle + fh * the0)
phi = 2# * 3.1415926 * Rnd
x = x + r * Cos(phi) + 2# * Rnd - 1#
y = y + r * Sin(phi) + 2# * Rnd - 1#
the = Atn(Sqr(x ^ 2 + y ^ 2) / Distance) * 180# / 3.1415926
Tof = 7.1987 * 27.4 * Sqr(m1 / Ein)
ActiveCell.Value = Format(Ein, "###0.00")
ActiveCell.Offset(0, 1).Select
ActiveCell.Value = Format(Tof, "###0.00")
ActiveCell.Offset(0, 1).Select
ActiveCell.Value = Format(Ed, "###0.00")
ActiveCell.Offset(0, 1).Select
ActiveCell.Value = Format(et, "###0.00")
ActiveCell.Offset(0, 1).Select
ActiveCell.Value = Format(de, "###0.00")
ActiveCell.Offset(0, 1).Select
ActiveCell.Value = Format(Er, "###0.00")
ActiveCell.Offset(0, 1).Select
ActiveCell.Value = Format(the, "###0.00")

```

```

ActiveCell.Offset(0, 1).Select
ActiveCell.Value = Format(x, "###0.00")
ActiveCell.Offset(0, 1).Select
ActiveCell.Value = Format(y, "###0.00")
ActiveCell.Offset(0, -8).Select
ActiveCell.Offset(1, 0).Select
Next i
Worksheets("results").Range("A1").Select
End Sub

Function Gaussian(mean, sigma)
temp = 0#
For i = 1 To 12
temp = temp + Rnd
Next i
Gaussian = mean + sigma * (temp - 6)
End Function

Public Function getqvalue(Pin, Pb, pout, pr)
m1 = getmass(Pin)
m2 = getmass(Pb)
m3 = getmass(pout)
m4 = getmass(pr)
getqvalue = (m1 + m2 - m3 - m4) * 931.5016
End Function

Public Function energyloss(Ein, Pin, ptarg, d)
ain = getmass(Pin)
zin = getz(Pin)
atarg = getmass(ptarg)
ZTARG = getz(ptarg)
energyloss = eloss(Ein, ain, zin, atarg, ZTARG, d)
End Function

Public Function maxangle(Ein, Pin, Pb, pout, pr, ex)
m1 = getmass(Pin)
m2 = getmass(Pb)
m3 = getmass(pout)
m4 = getmass(pr)
q = (m1 + m2 - m3 - m4) * 931.5016
maxangle = Tmax(Ein, m1, m2, m3, m4, q, ex) * 180 / 3.1415926
End Function

```

附录 3:

事例文件的转换程序

```

C
C THIS PROGAM IS USED TO TRANSFER EVN FILE TO NTUPLE FILE
C Written by Zhihong Li
C Dec. 2000
C

PARAMETER (NPAWC=80000,NBUF=900,NVIA=9)
COMMON /PAWC/H(NPAWC)
INTEGER*2 BUF(NBUF),IA(NVIA)
DIMENSION RSP(11),TA(11),PDATA(NVIA,2048)
CHARACTER PAWFILE*12,FILENAME*12,RSP*3,DATANAME*12
DATA RSP/'P1 ','P2 ','P3 ','P4 ','De ','Pe ','Er ','TOF'
$,'X ','Y ','PS '
WRITE(6,*)"INPUT EVN FILE NAME:"
READ(5,100)FILENAME
WRITE(*,*)FILENAME
pawfile(1:8)=filename(1:8)
pawfile(9:12)='HBK'
DATANAME(1:8)=FILENAME(1:8)
DATANAME(9:12)='.DAT'
WRITE(*,*)PAWFILE
CALL HLIMIT(NPAWC)

100 FORMAT(A12)
EVENTS=0.0
CALL HOPEN(1,'HELI',PAWFILE,'N',1024,ISTAT)
CALL HBOOKN(20,'PARAMETER',11,'//HELI',10000,RSP)
OPEN(UNIT=9,FILE=FILENAME,FORM='UNFORMATTED',ACCESS='SEQUENTIAL',
1 ORGANIZATION='SEQUENTIAL',STATUS='OLD')
111 READ(9,END=222)BUF
C
DO 666 J=0,NBUF/NVIA-1
DO 6666 IK=1,NVIA
IA(IK)=BUF(NVIA*j+IK)/4
6666 TA(IK)=REAL(IA(IK))
PS=TA(1)+TA(2)+TA(3)+TA(4)
IF(PS.LT.10.) GOTO 666
TA(9)=(TA(1)+TA(2)-TA(3)-TA(4))/PS*22.5
TA(10)=(TA(1)+TA(4)-TA(2)-TA(3))/PS*22.5
TA(11)=PS/4.0
EVENTS=EVENTS+1.0
CALL HFN(20,TA)

```

```
DO IS=1,NVIA-1
NCH=INT(TA(IS)+0.5)
IF(NCH.GE.1.AND.NCH.LE.2048) PDATA(IS,NCH)=PDATA(IS,NCH)+1.0
END DO
666 CONTINUE
GOTO 111
222 WRITE(6,*)
OPEN(2,FILE=DATANAME,FORM='FORMATTED',STATUS='NEW')
DO J=1,2048
WRITE(2,200)(PDATA(i,j),i=1,8)
ENDDO
WRITE(6,*)
WRITE(6,*)
WRITE(6,*)'TOTAL EVENTS :,EVENTS'
WRITE(6,*)
WRITE(6,*)
200 FORMAT(1X,8F8.1)
CALL HROUT(0,ICYCLE,'')
CALL HREND('HELI')
CLOSE(1)
CLOSE(9)
CLOSE(2)
STOP
END
```