



中国原子能科学研究院

硕士研究生毕业论文

# ${}^8\text{Li}$ 次级束的产生及 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})\text{n}$ 反应截面的测量

姓 名： 曾 晟

指导教师： 柳卫平 研究员

专 业： 粒子物理与原子核物理

研究方向： 放射性核束物理与核天体物理

学位级别： 硕 士

二零零二年七月



## 摘 要

在天体演化和宇宙演化的过程中，核反应起了并继续起着极为重要的作用。核天体物理是一门新兴的交叉学科，其感兴趣的反应入射道多包含不稳定核。放射性次级束的产生扩展了弹核的同位旋自由度和弹靶组合的多样性，为合成和研究远离 $\beta$ 稳定线的新核素，创造了新的机遇。同时为核天体物理带来了新的活力。

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一些桥梁反应跨越过去，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。

本文主要分为两个部分，

第一部分简要论述了放射性束的重要意义以及产生放射性束的方法。介绍了 HI—13 串列加速器上放射性次级束装置的原理、概貌、以及已产生的几种放射性次级束。

第二部分介绍了 ${}^8\text{Li}$ 次级束的产生及 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})n$ 反应截面的测量。利用 44 MeV 的 ${}^7\text{Li}$ 初级束轰击气压为  $1.6 \times 10^5 \text{ Pa}$  的氖气靶，通过 ${}^2\text{H}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^1\text{H}$ 逆运动学反应产生 ${}^8\text{Li}$ 束，经次级束装置分离、聚焦后打 $(\text{CD}_2)_n$ 靶，测量质心系能量为 $E_{\text{c.m.}}=8.1 \text{ MeV}$ 时 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})n$ 反应的截面。并导出总截面为  $9.0 \pm 2.8 \text{ mb}$ ，得出该反应的天体物理S因子为  $272 \pm 85 \text{ keV b}$ 。由此可以看出 ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$ (基态) 确实是原初核合成中消灭 ${}^8\text{Li}$ 的重要途径。

本文还介绍了一些关于正在研制的多环半导体探测器的信息。

# Production of $^8\text{Li}$ Secondary Beam and Cross Section of $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$ Reaction

## Abstract

In a large variety of astrophysical objects, nuclear reactions play a pivotal role for both energy production and nucleosynthesis. Reactions involving short-lived radioactive nuclear beams (RNB) are of particular interest in nuclear physics and nuclear astrophysics because they can involve unusual isospin, spin and energy transfer.

The standard model (SM) is known to produce fairly good agreement with primordial abundances of nuclides up to mass 7 amu, and to produce very tiny abundances of elements heavier than those. The recently developed inhomogeneous models (IMs) predict considerably higher abundances for  $^7\text{Li}$  and heavier nuclides can be produced through some reactions that involve short-lived radioactive nuclides.  $^8\text{Li}(d, n)^9\text{Be}$  reaction is potentially important in determining the abundances of the light nuclides from the IMs, because it can both produce  $^9\text{Be}$  and destroy  $^8\text{Li}$ .

This dissertation has two primary parts,

One part discussed the significance and production of RNB, and introduced HI-13 Tandem accelerator of China Institute of Atomic Energy (CIAE).

The other part introduced the production of  $^8\text{Li}$  secondary beam by the  $^2\text{H}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^1\text{H}$  reaction in inverse kinematics using the secondary beam line of the HI-13 tandem accelerator at CIAE. The purity of the collimated  $^8\text{Li}$  beam was better than 88%, the intensity about  $30 \text{ s}^{-1}\text{pA}^{-1}$   $^7\text{Li}$  for 44 MeV  $^7\text{Li}$  beam. Cross section of  $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be}_{\text{G.S.}})n$  reaction at  $E_{\text{c.m.}}=8.1 \text{ MeV}$  measured by using this beam is  $9.0 \pm 2.8 \text{ mb}$ . And the astrophysical S factor was deduced to be  $272 \pm 85 \text{ keV b}$ . From this result we can get the conclusion that  $^8\text{Li}(d, n)^9\text{Be}_{\text{G.S.}}$  reaction is really an important path for destroying  $^8\text{Li}$  in primordial nucleosynthesis.

This dissertation also introduced some information on the research of multi-section annular semiconductor detectors.

*Dedicate to my parent.*  
*Without their encouragement and support,*  
*I could not finish - - or even attempt - - this thesis.*

# 目录

中文摘要.....	1
英文摘要.....	2
第一章 引言.....	6
§ 1.1 天体核物理概述.....	6
1.1.1 概述.....	6
1.1.2 重子密度不均匀模型的原初核合成.....	6
1.1.3 天体环境中带电粒子热核反应的一般特点.....	8
1.1.4 天体和反应速率和 S 因子.....	9
§ 1.2 放射性核束.....	10
1.2.1 放射性核束的研究意义.....	10
1.2.2 产生 RNB 的方法和装置.....	12
§ 1.3 本论文的内容.....	14
第二章 HI-13 串列加速器上的次级束实验装置.....	15
§ 2.1 装置概况.....	15
2.1.1 装置简介.....	15
2.1.2 磁分离聚焦系统.....	16
2.1.3 已产生的次级束流.....	17
§ 2.2 在本次级束流线上所做的工作.....	19
2.2.1 ${}^7\text{Be}(\text{d}, \text{n}){}^8\text{B}$ 反应截面及角分布的测量.....	19
2.2.2 ${}^7\text{Be}$ 注入玉米种子的深度分布及生物学效应研究.....	20
2.2.3 ${}^{11}\text{C}(\text{p}, \gamma){}^{12}\text{N}$ 反应的研究.....	21
2.2.4 ${}^6\text{Li}$ 第二激发态中子-质子晕结构的实验研究.....	22
§ 2.3 北京串列加速器升级计划.....	23
第三章 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})\text{n}$ 反应截面的测量.....	25
§ 3.1 ${}^8\text{Li}$ 反应在原初核合成中的意义.....	25
§ 3.2 ${}^8\text{Li}$ 次级束的产生和优化.....	25
3.2.1 利用逆运动学反应产生次级束.....	25
3.2.2 ${}^8\text{Li}$ 次级束的产生和纯化.....	27
§ 3.3 $\Delta\text{E-E}$ 望远镜的鉴别原理.....	30
3.3.1 基于 Bethe-Block 公式的粒子鉴别方法.....	30
3.3.2 基于能量-射程经验关系的粒子鉴别方法.....	31

3.3.3 双维谱法.....	31
§ 3.4 环形半导体探测器的研制.....	32
3.4.1 多环型探测器的优点.....	32
3.4.2 环形半导体主要工艺和基本参数.....	33
3.4.3 能量分辨率的测量.....	34
§ 3.5 实验安排和数据获取.....	36
3.5.1 实验安排.....	36
3.5.2 电子学线路.....	38
3.5.3 数据获取系统.....	39
<b>第四章 数据分析与处理.....</b>	<b>41</b>
§ 4.1 能量刻度.....	41
§ 4.2 数据处理初步.....	44
§ 4.3 反应截面和角分布.....	48
§ 4.4 理论分析.....	50
4.4.1 光学势的理论概述.....	50
4.4.2 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})\text{n}$ 反应角分布的计算.....	51
4.4.3 S 因子的计算.....	53
4.4.4 结果讨论与比较.....	54
<b>第五章 论文总结.....</b>	<b>55</b>
攻读硕士期间完成的论文.....	57
致谢.....	58
参考文献.....	59

# 第一章 引言

从 1896 年贝克勒尔发现天然放射性开始,人类对原子核的研究已经有了 100 多年的历史,形成了许多新的学科和领域,核天体物理就是其中之一。80 年代以来,放射性核束(Radioactive Nuclear Beam, 简称 RNB, 以下同)的问世推动了核物理研究的进一步发展,它的产生及其在核物理、核天体物理和其它相关学科中的应用是今后一个较长的时期内核物理研究最重要的前沿领域之一。

## § 1.1 核天体物理

### 1.1.1 概述

在天体宇宙演化的过程中,核反应起了极为重要的作用。它不仅是恒星和超新星爆发的主要能源,而且导致了各种化学元素和同位素的产生。因此,从宇宙起源、天体演化,到现在存在的各种核素和粒子的丰度,以及宇宙间许多奇特的天体现象的解释都必须以核物理为基本依据之一。这就使研究宏观世界的天体物理和研究微观世界的核物理发生了密切的关系,形成了一门交叉学科——核天体物理。核天体物理的主要研究目标之一在于确定各种元素及其同位素的核合成机制、时间、物理环境和宇宙场所。从实验角度而言,主要任务是测定宇宙和天体中发生的大量热核反应的截面及其随能量的变化。

一般来说,在早期宇宙和高温高密度天体环境中,核反应通常是沿着偏离稳定线的路径进行的。在能量产生和核合成过程中,放射性核扮演了非常重要的角色。如果没有放射性核作为反应路径,大多数元素是无法合成的。

就核反应而言,由于天体物理感兴趣的能区一般远低于库仑势垒,反应截面很小,直接测量截面是非常困难的。常用的方法是借助核理论把在较高能区测到的激发曲线外推至天体核反应发生的能区(在无共振情况下往往通过天体物理  $S(E)$  因子外推)。这种方法的缺点是误差较大。

天体核过程涉及的放射性核绝大部分是半衰期较短的核(短于 $\sim 1$  小时),要测量它们参与的核反应的截面用稳定核束轰击放射性靶的方法是不适用的,RNB 的产生解决了这一难题。在一定意义上可以说,实验核天体物理正进入一个以研究放射性核束引起的有关热核反应为重点任务的新的发展阶段。

### 1.1.2 重子密度不均匀模型的原初核合成

热大爆炸宇宙演化理论认为, 宇宙是由距今 100 多亿年前一个具有极高温度和无限密度的原始火球的爆炸而产生的。爆炸后各种基本粒子发生强烈的相互作用, 当温度降至  $10^{10}$ — $10^8\text{K}$  ( $E=1$ — $0.01\text{MeV}$ ), 宇宙处于原初核合成时期, 相继发生各种核聚变反应<sup>[1]</sup>。由于质量数  $A=5$  和  $8$  处不存在对发射核子稳定的核, 只能产生少量的 ${}^7\text{Li}$ 和更少量的 $A\geq 9$ 的核。宇宙温度降至  $10^8\text{K}$ 以后, 由于反应截面太小, 核反应停止。在标准大爆炸模型的原初核合成过程中, 短寿命核引起的反应不起重要作用。

近年来, 核天体物理学界相继提出了多种重子数密度不均匀的原初核合成模型<sup>[2], [3], [4], [5], [6], [7], [8]</sup>, 统称为非标准模型。爆炸后 $\sim 10^5$ 秒发生的夸克—强子相变导致了 $\sim 1$ 秒时宇宙中重子数密度分布的不均匀状态。由于中子在光子和电子等离子体介质中的扩散长度比质子的长得多, 因而中子比质子更快地从高密度区向外扩散, 造成相对丰质子的高密度区和相对丰中子的低密度区。与标准模型相比, 核合成的物理环境激烈改变, 使许多入射道包括放射性核的反应变得非常重要。不均匀模型原初核合成反应网络的一部分示于图 1.1<sup>[1]</sup>。

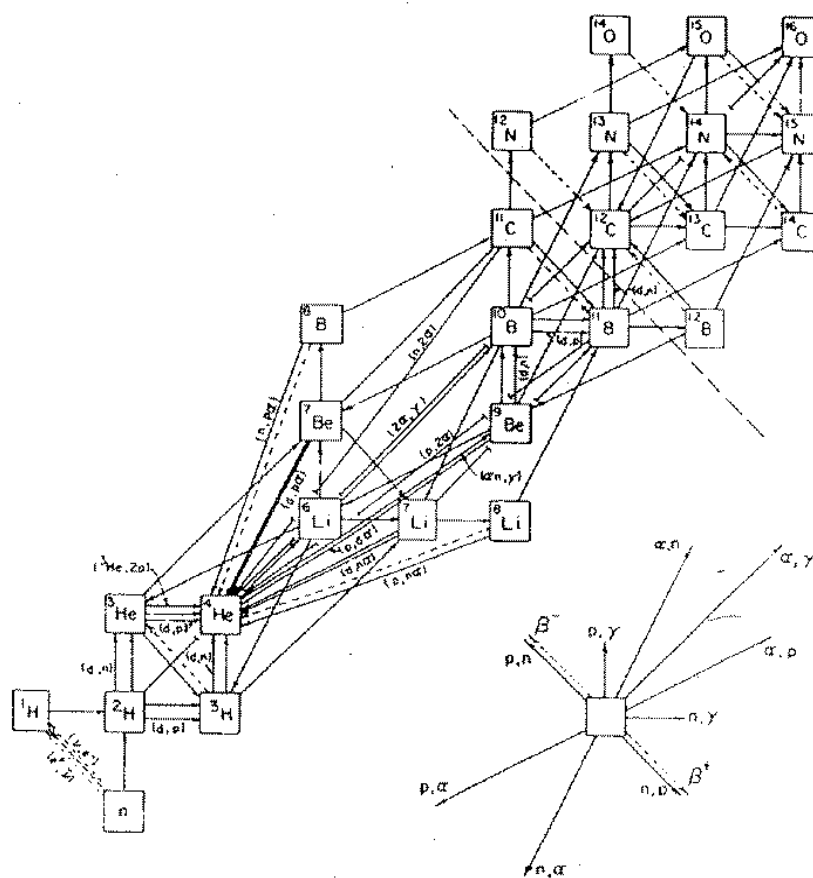


图 1.1 不均匀模型原初核合成反应网络的一部分



在标准模型中难以逾越的  $A=8$  处的质隙，可以通过一些作为桥梁的放射性核的反应跨越过去，

重子密度不均匀模型的原初核合成主要发生在丰中子的低密度区。需要研究的关键反应是  ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ ,  ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$ ,  ${}^8\text{Li}(d, t){}^7\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ 。  
 ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{Be}(p, \alpha){}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ ,  ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$ ,  ${}^8\text{B}(\alpha, p){}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{C}(n, \gamma){}^{15}\text{C}$ ,  
 ${}^{14}\text{C}(p, \gamma){}^{15}\text{N}$ , 和  ${}^{14}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{O}$ 等。此外，N以上的一系列丰中子放射性核的  $(n, \gamma)$  反应截面也很重要。

### 1.1.3 天体环境中带电粒子热核反应的一般特点

热大爆炸宇宙演化理论认为，宇宙是由距今约  $1.3 \times 10^{10}$  年前一个具有极高温度和密度的原始火球的爆炸产生的。恒星的形成是从大爆炸后弥漫在宇宙中的气体和尘埃局部地失去平衡，在引力作用下向中心塌缩过程中，物质密度不断增加，同时引力势能部分地转化为热能，温度和压强急剧上升。恒星在形成时其主要成分是氢。而氢是点火温度最低 ( $\sim 4 \times 10^6 \text{ K}$ ) 的核燃料。当恒星中心区达到氢核聚变的点火温度时，氢燃烧开始。氢核聚变所放出的巨大能量阻止恒星的进一步塌缩，使之保持相当长时期的稳定。处于氢燃烧阶段的恒星称为主序星，它是恒星演化的第一阶段。恒星的核燃烧模式与其初始质量有关。初始质量较大的恒星在经历氢燃烧阶段后还将经历氦、碳、氧、硅等燃烧阶段。

在一定的天体温度下，带电粒子的相对运动动能服从麦克斯韦—玻尔兹曼分布，正比于  $\exp(-E/KT)$ 。该分布在  $E=KT$  处呈现极大值。由于库仑势垒的存在，发生热核反应的最可几率正比于  $\exp(-\sqrt{E_G/E})$ 。式中  $E_G = Z_1^2 Z_2^2 \mu$ ， $\mu$  为入射道的折合质量， $E$  为相对运动动能 ( $E_G$  和  $E$  的量纲均为  $\text{MeV}$ )。麦克斯韦—玻尔兹曼分布和库仑势垒穿透几率两个函数的卷积导致在  $E_0$  为给定天体温度下发生热核反应的有效平均能量， $\Delta E_0$  是 Gamov 峰的宽度，见图 1.2。它们可分别表示为<sup>[9]</sup>

$$E_0 = 1.22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} \text{ keV} \quad (1.1)$$

$$\Delta E_0 = 0.749 (Z_1 Z_2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{ keV} \quad (1.2)$$

上式中， $Z_1$ 、 $Z_2$  分别为发生热核反应的两个带电粒子的原子序数， $\mu$  为折合质量， $T_6$  是以  $10^6 \text{ K}$  为单位的无量纲的温度。对于我们感兴趣的天体温度范围  $T_6 \approx 200 \sim 2000$ 。由(3.1)式可得出： $T_6=1000$  时， $E_0=391.3 \text{ KeV}$ ； $T_6=2000$

时,  $E_0 = 621.2 \text{ keV}$ , 相应的库仑势垒

$$V_c \approx \frac{1.44 Z_1 Z_2}{1.12 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \text{ MeV} \approx 1.2 \text{ MeV} \quad (1.3)$$

由此可见, 即使对于高温天体环境中的热核反应, 感兴趣的能量也明显地低于库仑势垒。由于库仑势垒穿透几率很小, 因此截面很低, 通常直接测量很难达到有效平均能量  $E_0$  附近。

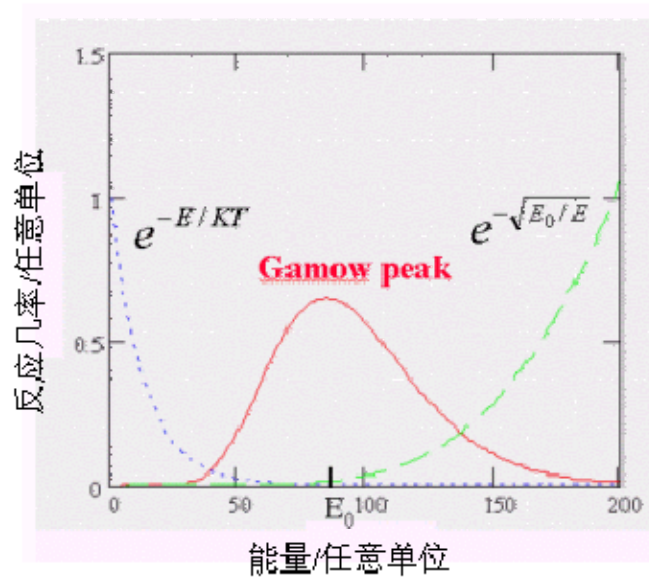


图 1.2 Gamow 峰

#### 1.1.4 天体和反应速率和 S 因子

设天体环境中入射粒子和靶核的密度为  $n_1$  和  $n_2$ , 它们之间的相对运动速度为  $v$ , 反应截面为  $\sigma$ , 则反应速率为

$$P = (n_1 n_2) (1 + \delta_{12})^{-1} \langle \sigma v \rangle \quad (1.4)$$

$\langle \sigma v \rangle$  为  $\sigma v$  的平均值。当能量很低时有

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta) \quad (1.5)$$

$$\sigma(E) \propto \pi \tilde{\lambda}^2 \propto \frac{1}{E} \quad (1.6)$$

其中 $\eta$ 为索莫菲参数,  $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ ,  $\lambda$  德布罗意波长, 则 $\sigma(E)$ 可以写成<sup>[10]</sup>

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad (1.7)$$

$S(E)$  称为天体物理  $S$  因子。

只要实验上测定了 $\sigma(E)$ 就可以计算反应速率, 但是实际上, 由于直接测量很难达到天体物理感兴趣的能量, 所以一般是在核理论指导下从实验测定的较高能量处的 $\sigma(E)$ 向下外推。对于无共振情况,  $S(E)$  因子随能量变化比 $\sigma(E)$ 的变化要缓慢的多, 如图 1.3, 在不考虑一些因素的影响下, 由于除掉了库仑穿透因子,  $S$  因子的变化基本与能量无关, 所以通常外推  $S(E)$  比外推 $\sigma(E)$ 更方便可靠。

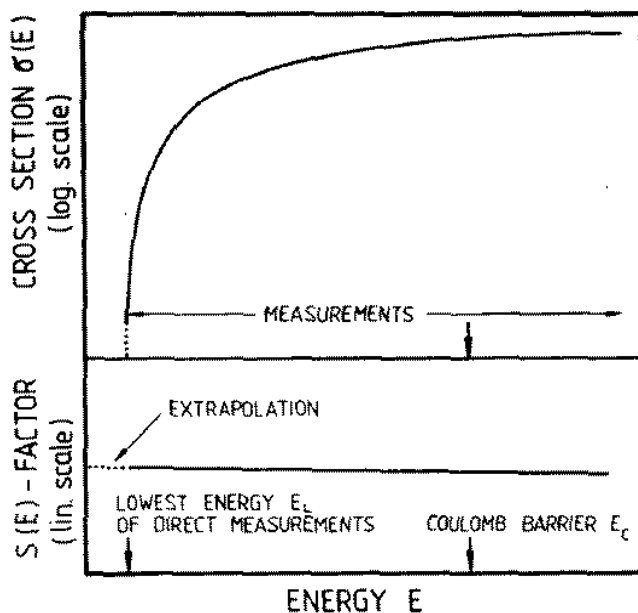


图 1.3  $\sigma(E)$ 和  $S(E)$  随能量  $E$  的变化

## § 1.2 放射性核束

### 1.2.1 放射性核束的研究意义

原子核的同位旋 ((中子数  $N$ —质子数  $Z$ ) / 质量数  $A$ ) 对核的性质、核反应和核结构的规律起着重要作用。从图 1.4 可以看出自然界中存在的稳定核素不到 300 种, 核理论预言还应有 6000 多种寿命长于  $\mu s$  量级的不稳定核素, 迄

今合成并鉴别了 2400 多种，现有的核物理知识基本上是通过研究少数的稳定核之间的反应以及这 2400 多种核素的性质和结构建立起来的，对大量远离稳定线的核素存在着一定的局限性。放射性核束（RNB）的主要优势在于它大大扩展了弹核的同位旋自由度和弹靶组合的多样性，为合成远离 $\beta$ 稳定线的新核素，系统研究它们的奇异性质，检验和发展核理论模型，揭示核反应和核结构的新规律创造了新的机遇。

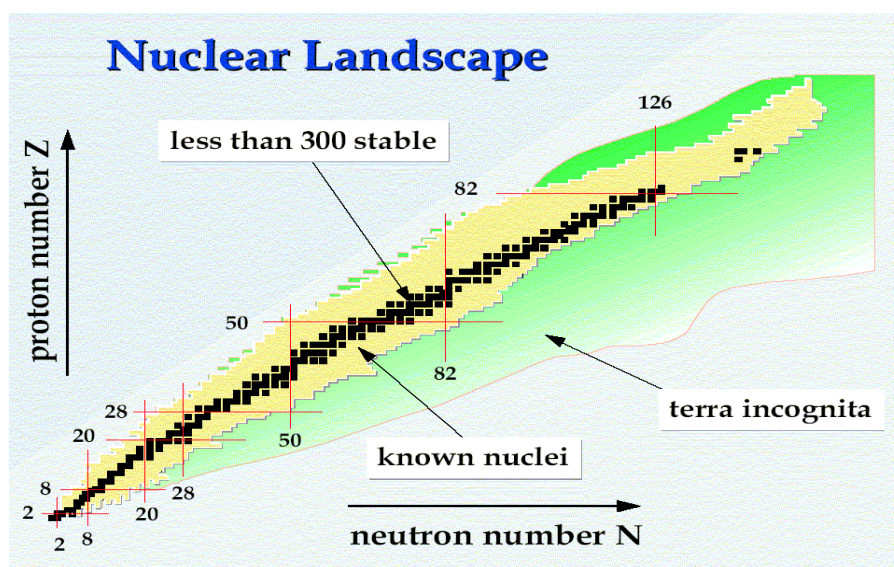


图 1.4 核素图

RNB 对天体物理研究的进一步发展同样有极为重要的意义。在热大爆炸以后的宇宙和天体演化过程中，即在重子密度不均匀模型的原初核合成、高温 p-p 链、NeNa—MgAl 链、rp-过程、r-过程所涉及的大量重要反应的入射道中都包含放射性核，它们的核反应和衰变的实验数据对于揭示演化的进程、能量的产生以及元素的合成和丰度分布是必不可少的。但这些反应的截面迄今只有很少的实验数据，核天体物理研究的迫切需要使 RNB 成为核天体物理和核物理的主要研究手段。RNB 的产生和应用使核天体物理进入了一个崭新的阶段。

目前国际上主要发达国家已纷纷起步，计划或正在建造若干大型放射性束装置，以便在本世纪继续保持领先地位。如日本理化所 RI 工厂、德国 GSI 的储存环装置，美国的 RIA 装置等。

我国政府对放射性束物理的研究相当重视，中国原子能科学研究院于 1994 年建成了我国第一条低能放射性束流线（GIRAFFE），通过国际水平的工作开拓了我国核天体物理研究的新领域。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和特殊结构的放射性束流线 (RIBLL)。2000 年投资 2.935 亿元,在兰州HIRFL的基础上兴建重离子冷却储存环(HIRFL-CSR)重大科学工程。北京串列加速器升级工程也开始立项,它可以提供与兰州装置互补的实验条件。

### 1.2.2 产生 RNB 的方法和装置

70 年代后期美国 LBL(Berkeley)实验室最早开展放射性核束物理的研究工作。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,通过弹核碎裂(Projectile Fragmentation, 简称 PF)法,首次产生了放射性离子束

近年来,国际上许多实验室已经或正在着手开展放射性核束的工作。按发展阶段和技术水平,产生放射性核束的装置可分为两代。第一代是次级束装置。它直接利用中、高能重离子弹核在靶上的碎裂反应的产物或低能重离子核反应的反冲产物获得放射性核束。目前使用的主要是这类装置。虽然它提供的放射性核束的品种、流强和品质有明显的局限性,但仍可用来开展一些有重要意义的工作。第二代是正在建立或准备建立的先进放射性核束装置。它有产生、分离和加速(或存储)三部分组成。

就产生放射性核束的原理上划分为两类:一种是弹核碎裂(Projectile Fragmentation)型装置,见图 1.5;另一种是在线同位素分离(Isotope Separation On line)型装置,见图 1.6。

PF 型是利用中能或高能重离子束轰击薄靶引起弹核碎裂,用电磁装置收集放射性碎片并加以纯化,形成放射性束。它的主要优点是可以提供寿命较短的放射性核束和不需要后加速,缺点是束流强度较低,纯度较差和动量分散大。PF 方法适用于中高能极端远离  $\beta$  稳定线的放射性核束物理的研究。新一代的 PF 型装置将产生的束流注入冷却储存环,改善了束流的能散度和发射度,经加速或减速得到适当的束流能量,并采用循环打内靶的方法提高亮度,正在建设的兰州冷却储存环装置就属于此类。

ISOL 型是利用中能的强流轻粒子轰击厚靶引起靶核散裂、裂变或碎裂,用在线同位素分离器选出所需放射性核束。它的主要优点是束流强度大、纯度高和能量分辨好,而且能量由后加速器决定,与产生放射性束的初始能量无关,在核结构( $\sim 10\text{MeV/u}$ )和核天体物理( $< 1\text{MeV/u}$ )感兴趣的能区的研究方面

## Projectile Fragmentation

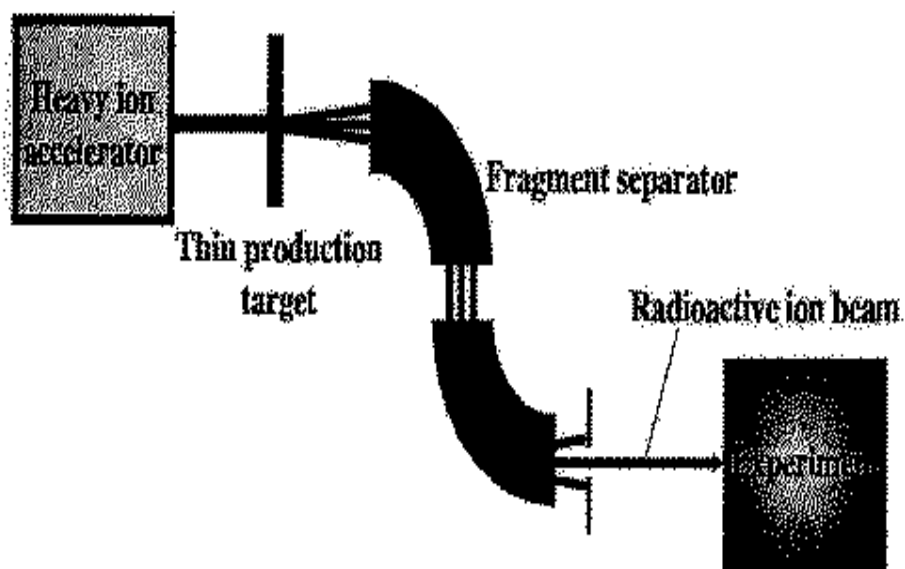


图 1.5 弹核碎裂 PF 型放射性束流产生装置示意图

## ISOL

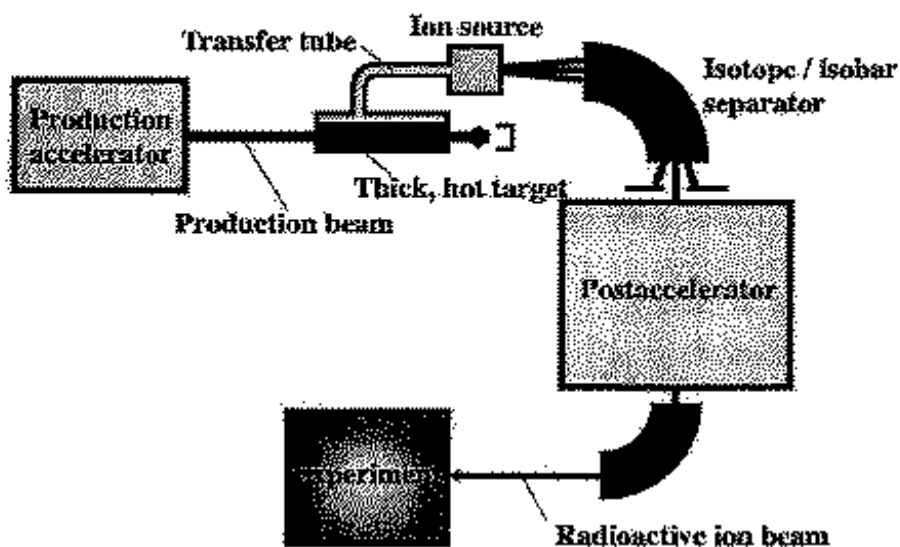


图 1.6 弹核碎裂 ISOL 型放射性束流产生装置示意图

有着重要作用。缺点是分离时间长，因而不能提供较短（秒级以下）的放射性核束且必须有后加速。加拿大的 TRIUMF 国家实验室，比利时的鲁汶大学是典型的 ISOL 型的放射性束流装置。

中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器上的次级放射性核束装置 GIRAFFE<sup>[11]</sup> 利用逆运动学的电荷交换和少数粒子转移反应，如 (p, n)、(d, n)、(d, p) 等反应获得放射性核，用磁系统将产物分离、纯化和聚焦，形成放射性核束，用于次级核反应实验。

### § 1.3 本论文的内容

九十年代初就有人从理论上估算了  ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$  反应的反应率，并希望在试验上进行测量，因其截面很小，而且目前  ${}^8\text{Li}$  次级束的强度较低，直接测量面临较大的困难。到目前为止虽有个别实验室做过  ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ <sup>[12-14]</sup>， ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ <sup>[15]</sup>， ${}^8\text{Li}(d, t){}^7\text{Li}$ <sup>[15]</sup>， ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$ <sup>[15]</sup> 和  ${}^8\text{Li}(p, \alpha){}^5\text{He}$ <sup>[16]</sup> 等反应的初步测量，但实验结果有相当大的不确定性。为深入研究这些反应不仅要改进实验方案，还须提供纯度较高、能散较小的低能  ${}^8\text{Li}$  次级束。对上述反应进行更加精确可靠的测量。

本论文是在中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器上的次级放射性核束装置 GIRAFFE 上完成的，通过  ${}^2\text{H}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^1\text{H}$  逆运动学反应产生了用于核天体物理研究的、强度和纯度较高的  ${}^8\text{Li}$  次级束。并测量了质心系能量  $E_{\text{c.m.}}=8.1\text{MeV}$  时  ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$ （基态）反应的截面和角分布。

论文第二章介绍了 HI-13 串列加速器上的次级束实验装置；第三章介绍实验布局、探测器系统及数据获取；第四章描述数据处理的方法，给出  ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$  反应的截面和角分布；第五章进行总结和讨论。

## 第二章 HI-13串列加速器上的次级束实验装置

### § 2.1 装置概况

#### 2.1.1 装置简介

由于在核物理和核天体物理研究中的重要作用，放射性核次级束流的产生和应用已经成为当前核物理最重要的发展方向之一。同时，在凝聚态物理、原子物理、材料科学和生命科学等领域，放射性核次级束也有着广泛的应用前景。

为了填补我国放射性核次级束领域的空白，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，中国原子能科学研究院次级束流线小组在北京HI-13串列加速器国家实验室三厅的左50°的地方建成了我国第一条放射性次级束流线<sup>[17]</sup>。整个次级束流线的概貌见图2.1。

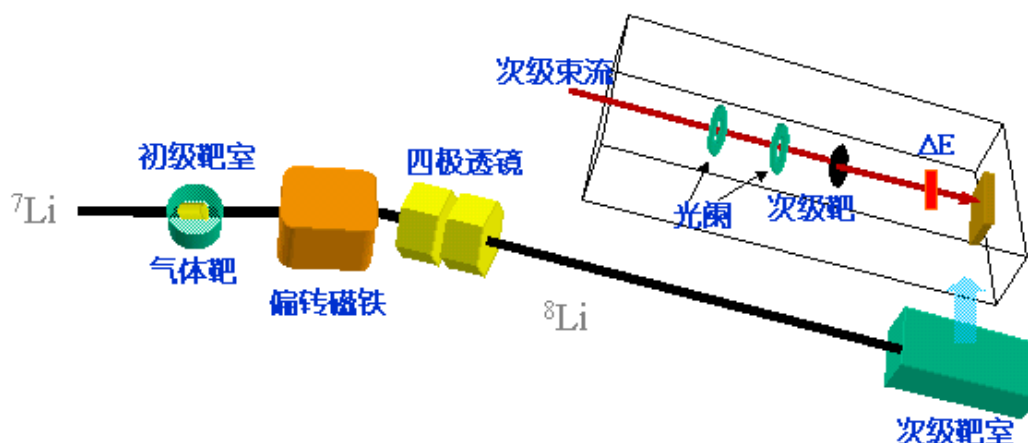


图2.1 次级束流线的概貌

整个装置主要由初级反应靶室、一个偶极磁铁和一对四级透镜组成的D-Q-Q束流磁分离、聚焦传输系统以及次级反应靶室三个部分组成。

初级反应室中的气体靶采用厚度为 $1.9 \text{ mg/cm}^2$ 的Havar膜作为靶窗材料，可承受的压差大于 $1.5 \text{ atm}$ 。靶室的密封性良好，束流强度为 $300 \text{ enA}$ 时照射五十小时不漏气。由串列加速器提供的 $\text{Li}$ 、 $^{11}\text{B}$ 、 $^{12}\text{C}$ 、 $^{14}\text{N}$ 和 $^{16}\text{O}$ 等稳定核的束流来轰击氢气或氘气的初级反应靶，通过逆运动学反应生成不稳定核。由于运动学效应，这些不稳定核被压缩到一个向前的很小



的角锥中，通过D-Q-Q系统将它们分离出来，聚焦到次级靶上。次级反应靶室位于整个次级束流线的最下游，可以放置准直光阑、吸收片、次级靶和探测器，对次级束进行监测和应用测量。

### 2.1.2 磁分离聚焦系统

为获得强度和纯度较高，能散度、角散度和束斑均较小的放射性核束，除选择截面大、运动学压缩效应强的产生反应外，还需要一个有效的电磁系统对放射性核束进行分离、纯化和聚焦。通常采用的电磁分离系统有以下几种：

(1) 通过一定曲率半径的磁偏转：

$$\left(\frac{M}{q}\right) \cdot \left(\frac{E}{q}\right) = \frac{1}{2}(B\rho)^2 \quad (2.1)$$

(2) 通过一定曲率半径的电偏转：

$$\left(\frac{E}{q}\right) = \frac{1}{2}(\varepsilon\rho) \quad (2.2)$$

(3) 速度选择器（包括飞行时间法）：

$$\left(\frac{M}{q}\right) / \left(\frac{E}{q}\right) = \frac{2}{v^2} \quad (2.3)$$

式中  $E$ 、 $M$ 、 $q$  分别为离子的动能、质量和电荷态； $B$  为磁场强度， $\varepsilon$  为电场强度， $\rho$  为离子运动轨道曲率半径， $v$  为离子的速度。以上各式均为非相对论近似。

本装置采用的是磁分离和聚焦（D-Q-Q）方案，与初级束的方向呈  $3^\circ$  的夹角。即利用感兴趣的放射性次级离子与初级离子和其散射效应以及其它反应产物磁刚度的差别，将所需要的离子从散射的初级束及其它反应产物中分离出来，聚焦成次级束。采用  $3^\circ$  接收角与  $0^\circ$  相比，既可以基本保证次级束的产额，又可以大大降低初级束的散射干扰。在偏转磁铁的后面用一对四极透镜实现对次级放射性离子的水平和垂直聚焦。偏转磁铁的磁刚度与粒子的能量、质量和有效电荷之间的关系为：

$$B\rho = \frac{\sqrt{2ME}}{q} \quad (2.4)$$

作为例子，图 2.2 给出了放射性束和散射的  $^7\text{Li}$  初级束的磁刚度的角分布，可以看出在接收角为  $3^\circ$  时， $^7\text{Be}$  与干扰产物的磁刚度有显著差别，通过磁刚

度的设置可以得到比较纯的次级放射性束。

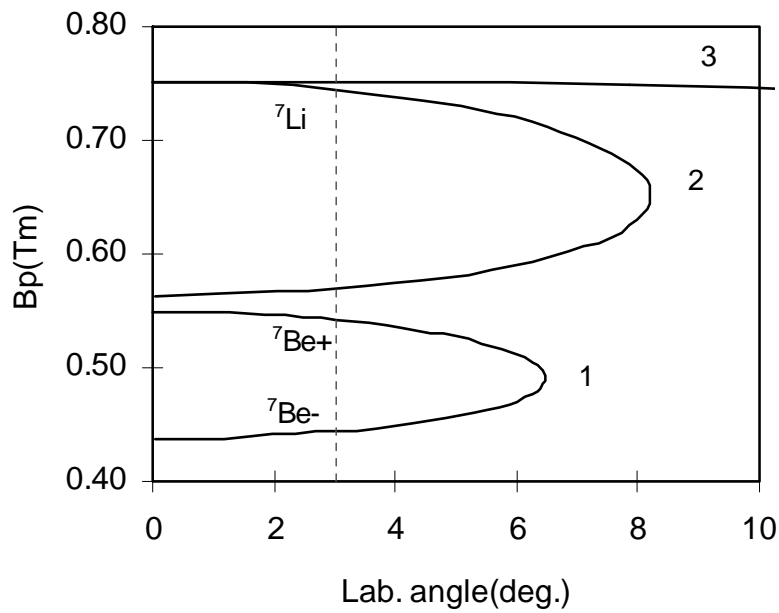


图 2.2  $E(^7\text{Li})=35\text{ MeV}$ 时 $^7\text{Be}$ 束和散射的 $^7\text{Li}$ 束的磁刚度的角分布，  
1— $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$ ，2— $^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^1\text{H}$ ，3—初级靶窗上散射出来的 $^7\text{Li}$

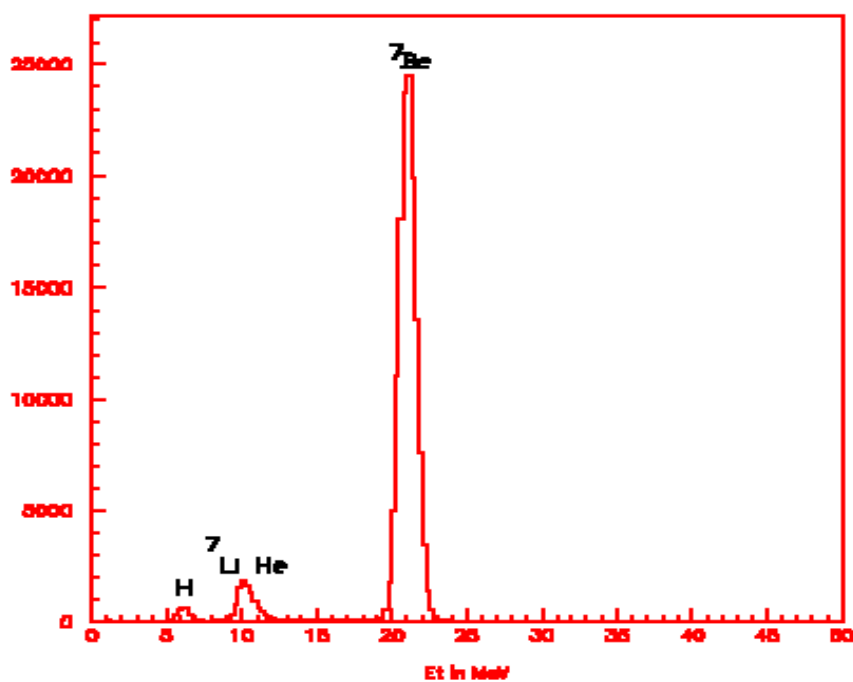
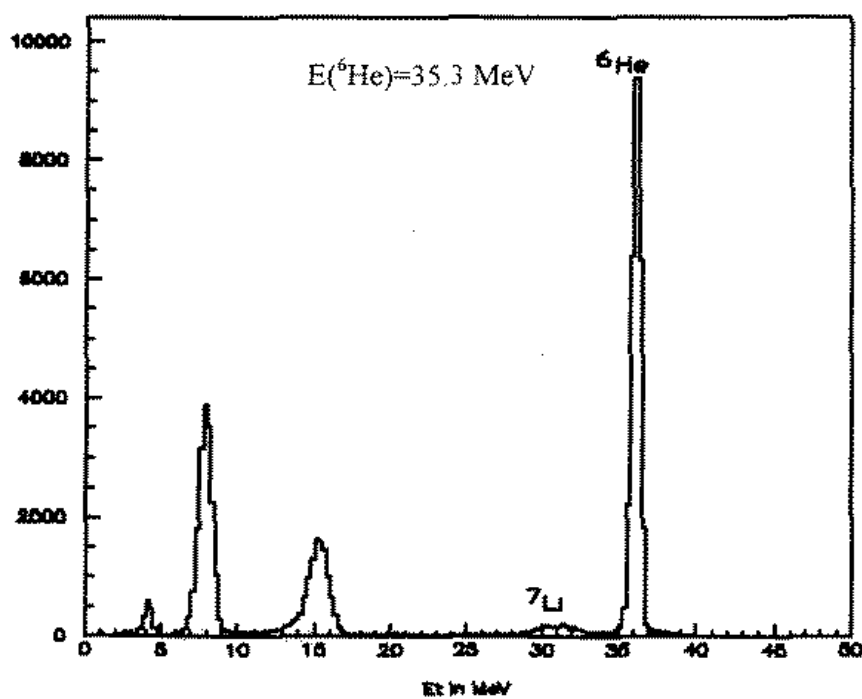
2.1.3 已产生的次级束流

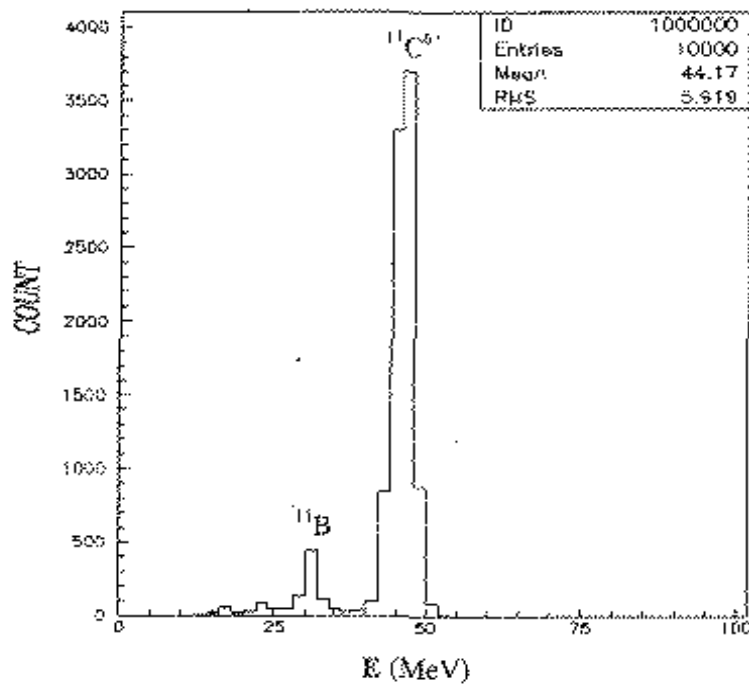
93 年 7 月至今，在该装置上已产生出 $^6\text{He}$ ， $^7\text{Be}$ ， $^8\text{Li}$ ， $^{11}\text{C}$ ， $^{13}\text{N}$ 和 $^{17}\text{F}$ 等六种次级束流，这些束流的性能指标列于表 2.1。其中， $^7\text{Be}$ 、 $^6\text{He}$ 、 $^{11}\text{C}$ 次级束的能谱分别见图 2.3、图 2.4 及图 2.5。

表 2.1 已产生的放射性核束的性能指标

次级束流	产生反应	能量( MeV )	纯度( % )	初次级束转换比
$^6\text{He}$	$^2\text{H}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^3\text{He}$	$35.3\pm0.4$	43	$3.4\times10^{-8}$
$^7\text{Be}$	$^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{n}$	$23.0\pm0.6$	92	$2.1\times10^{-7}$
$^8\text{Li}$	$^2\text{H}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^1\text{H}$	$40.38\pm0.6$	82	$2.2\times10^{-7}$
$^{11}\text{C}$	$^1\text{H}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{C})\text{n}$	$38.2\pm0.7$	90	$6.8\times10^{-8}$
$^{13}\text{N}$	$^2\text{H}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{N})\text{n}$	$65.7\pm0.6$	6	$6.0\times10^{-8}$
$^{17}\text{F}$	$^2\text{H}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{F})\text{n}$	$74.9\pm0.6$	24	$6.6\times10^{-7}$

角 散 度:  $\pm0.8^\circ$ .      束 斑:  $\pm0.5\text{ cm}$ .

图 2.3  ${}^7\text{Be}$ 次级束流的能谱图 2.4  ${}^6\text{He}$ 次级束流的能谱

图 2.5  $^{11}\text{C}$ 次级束流的能谱

可以看出，产生的次级束流的性能指标已达到设计要求。其中， $^{11}\text{C}$ 低能次级束是世界上同类装置上首次产生， $^7\text{Be}$ 、 $^6\text{He}$ 次级束在国际同类装置上纯度最高。由转换比可以看出，在HI-13 串列加速器上，我们可以获得  $10^5-10^7$  离子/秒的次级束流，可以应用于核物理，核天体物理研究及材料科学、生命科学的放射性示踪研究。

## § 2.2 在本次级束流线上所做的工作

### 2.2.1 $^7\text{Be}(\text{d},\text{n})^8\text{B}$ 反应截面及角分布的测量

该工作是我国第一项利用放射性核束开展的核物理及核天体物理的研究工作，这次实验首次测量了 $^7\text{Be}(\text{d},\text{n})^8\text{B}$ 反应的角分布。

太阳中微子的丢失问题是目前核天体物理界最关心的几个问题之一，解决这个问题地关键是准确地测量极低能量(0-20 keV)下的 $^7\text{Be}(\text{p},\gamma)^8\text{B}$ 反应截面。而直接测量 $^7\text{Be}(\text{p},\gamma)^8\text{B}$ 反应截面是十分困难的，所以要采用间接测量的方法。从 $^7\text{Be}(\text{d},\text{n})^8\text{B}$ 反应的截面和角分布可以导出 $^7\text{Be}(\text{p},\gamma)^8\text{B}$ 反应的天体物理S因子。实验测得的 $E_{\text{c.m.}}=5.8$ 时 $^7\text{Be}(\text{d},\text{n})^8\text{B}$ 角分布示于图 2.6，导出的天体物理S因子为  $27.4 \pm 4.4$  eV b。

该项实验成果在国际上得到充分肯定，论文已发表在 *Physical Review Letter* 杂志上。

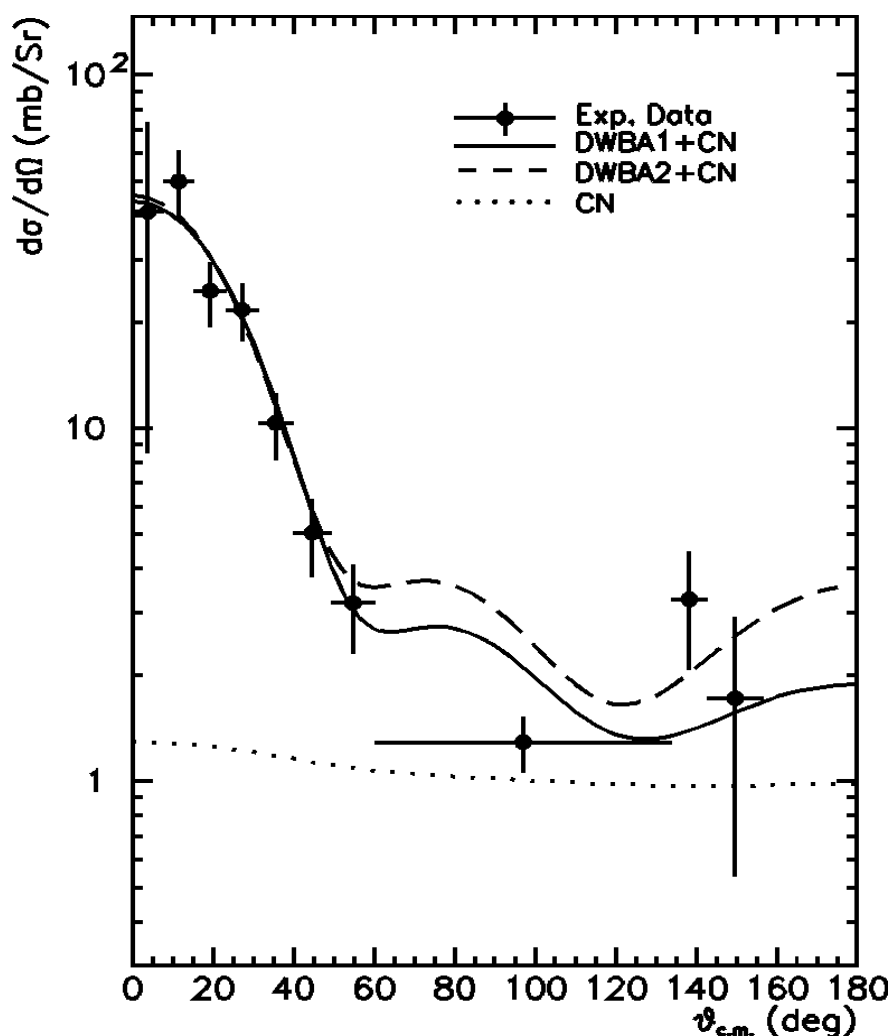


图 2.6  ${}^7\text{Be}(d,n){}^8\text{B}$  反应的角分布

### 2.2.2 ${}^7\text{Be}$ 注入玉米种子的深度分布及生物学效应研究

由于  ${}^7\text{Be}$  束具有合适的半衰期及易于探测的  $\gamma$  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。它提供了离子在物质中沉积深度分布的灵敏和定量的新探测手段。

我们与农科院原子能利用所合作，开展了我国首次放射性束用于离子注入生物学的研究。用不同能量、不同剂量的  ${}^7\text{Be}$  束流注入玉米种子，通过探测剥皮前后的  $\gamma$  射线强度，定出了  ${}^7\text{Be}$  的注入深度分布，并研究了  ${}^7\text{Be}$  离子注入玉米种子后诱发的生物效应。4 粒剥皮玉米种子中的  $\gamma$  射线能谱示于图 2.7。

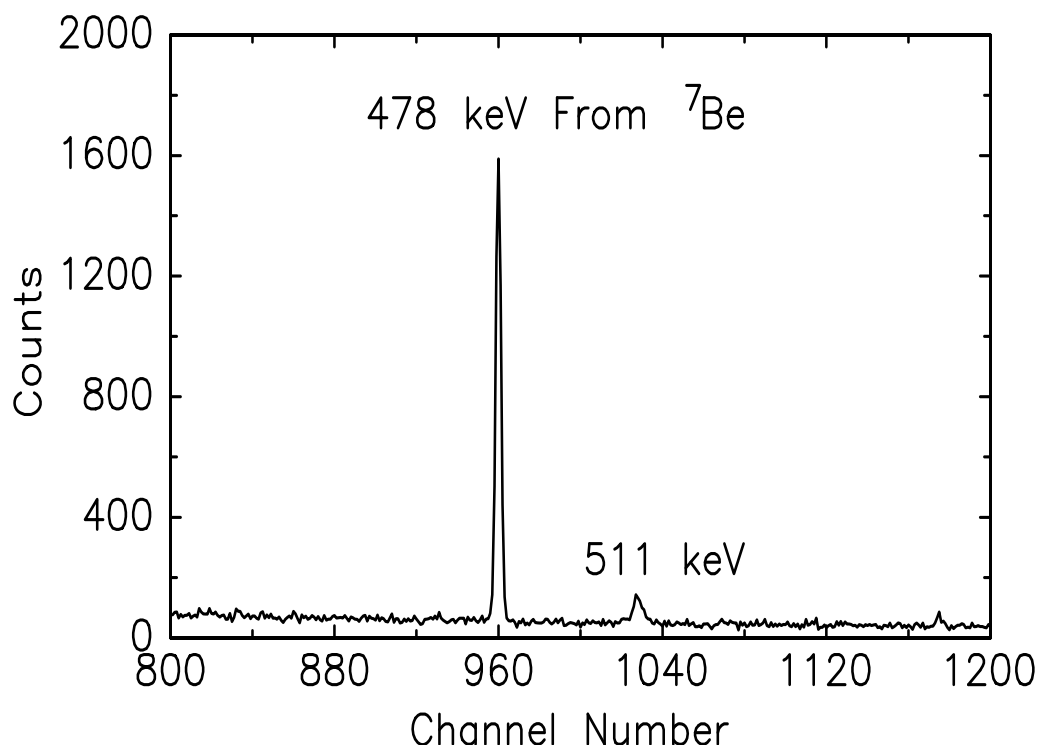
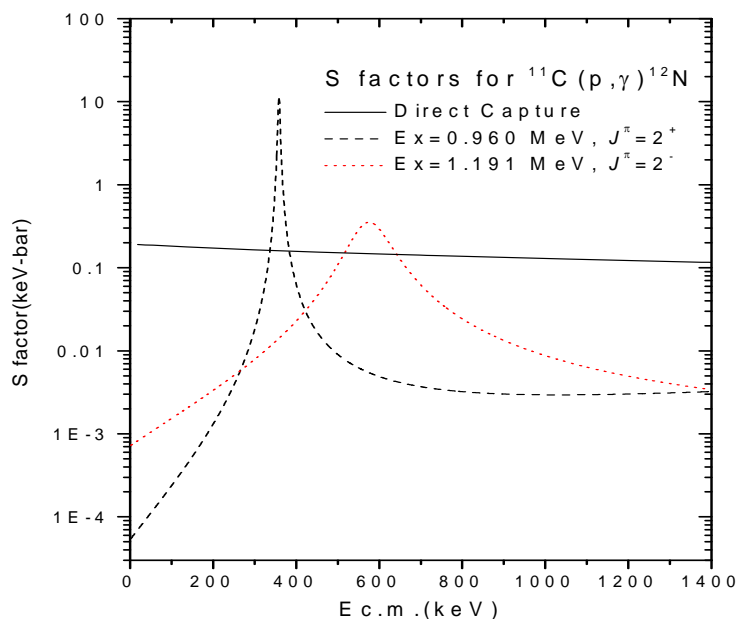


图 2.7  $^7\text{Be}$ 束在玉米种子中产生的 $\gamma$ 射线能谱

### 2.2.3 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的研究

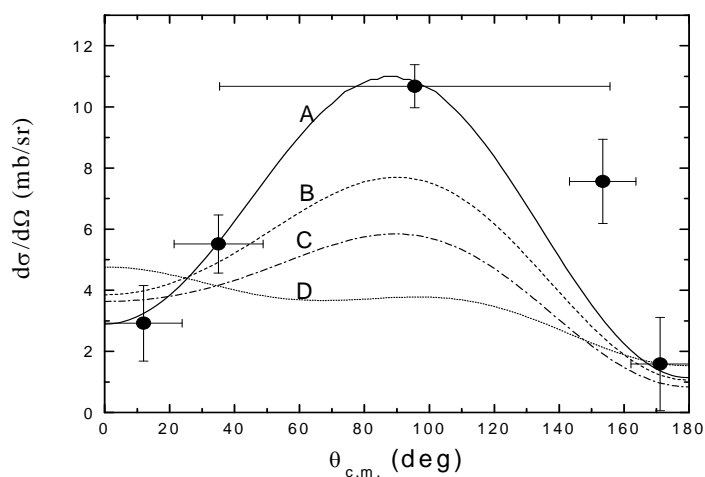
$^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 是高温pp反应链的关键反应之一。在温度和密度足够高的天体物理环境中，该反应链对将物质从正常pp反应链转化为CNO核有很大贡献，可与  $3\alpha$  过程竞争甚至起决定性作用。作为正常pp反应链和CNO核之间的连接反应，高温pp反应链对大质量、贫金属恒星的演化进程可能有重要影响。有的理论工作认为， $^{12}\text{N}$ 的 $E_x=0.96$ 和 $1.19$  MeV两个共振能级对反应率有决定性的贡献，直接辐射俘获过程的贡献可以忽略。迄今没有 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的直接测量。目前，人们在进行天体物理网络计算时，对这类反应只能使用理论计算的结果，其偏差有时达到1—2个数量级，在此情况下，人们无法对反应路径的走向进行有效的判断。因此，直接过程的截面急需实验测量。

从本组测量的 $^{11}\text{C}(d, n)^{12}\text{N}$ 反应全截面( $47 \pm 15 \text{mb}$ )，由DWBA和渐进归一化常数理论分析导出 $(\text{ANC})^2 = 3.5 \pm 1.5$ 。通过微观模型计算，我们导出了天体物理感兴趣能区 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接辐射俘获过程的截面和天体物理S因子（图2.8）。结果表明，直接辐射俘获过程对 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应有重要贡献。

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

#### 2.2.4 $^6\text{Li}$ 第二激发态中子-质子晕结构的实验研究

实验是在 HI-13 串列加速器的次级束流线上, 通过  $^2\text{H}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^3\text{He}$  逆运动学反应产生  $^6\text{He}$ , 利用  $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$  电荷交换反应, 通过测量在大的质心系角度范围内  $^6\text{Li}$  的角分布, 引入  $^6\text{He}$  和  $^6\text{Li}$  第二激发态的晕结构密度分布, 从而在实验上首次证实了  $^6\text{Li}$  第二激发态具有晕结构 (见图 2.9)。

图 2.9 不同核子密度分布的 DWBA 计算出的  
布居  $^6\text{Li}$  第二激发态的角分布

## § 2.3 北京串列加速器升级计划

### 升级装置的总体方案

升级工程以现有的 HI-13 串列式静电加速器为基础,在其前端新建一台能量为 100 MeV、流强为  $200\ \mu\text{A}$  的质子回旋加速器、一套在线同位素分离器系统,在其后面新建一套由四级超导谐振腔组成的重离子后加速段(见图 2.10)。

### 装置的功能和主要用途

本装置是多功能多用途的加速器复合系统。装置的各部分可单独使用,也可联接成不同的组合使用。

强流质子回旋加速器提供的质子束可用于辐射物理研究,将质子单粒子效应的研究由 30MeV 扩展到 100MeV 这一重要能区;还可用于开发新型医用同位素产品、进行质子治癌的研究、中能质子引起的核反应研究以及材料科学的研究等。用作加速器中子源时,可产生  $8\times 10^{14}$  快中子/秒,进行中子辐照效应研究、核数据测量和中子治癌的研究。质子束轰击厚靶产生的放射性核素由在线同位素分离器系统分离,用于核武器改进所需的不稳定核的结构及衰变性质测量、同位素提纯、材料科学、核天体物理研究等。经分离的核素注入到 HI-13 串列式静电加速器中进行加速,可使  $A\leq 40$  的核的能量达到库仑位垒,开展不稳定核数据测量、核物理及交叉学科研究等。辐射物理要求重离子在硅中的 LET 值从  $2\ \text{MeV/mg/cm}^2$  直做到单粒子效应翻转截面的饱和处  $100\ \text{MeV/mg/cm}^2$ 。单独使用串列加速器时,重离子在硅中的 LET 值最高只能做到  $40\ \text{MeV/mg/cm}^2$  (Br)。为扩展重离子单粒子效应研究的能力,需提高重离子的能量,这是由在串列加速器后面的超导直线加速段实现的。考虑到经费问题,本工程中的后加速段由四级超导谐振腔组成,重离子的能量增益为 2MeV/电荷态。这样,LET 值可达到  $81\ \text{MeV/mg/cm}^2$  (Au);核物理及交叉学科研究能力也将得到提高。在本装置上可产生 40 余种丰质子核束及 80 余种丰中子核束。



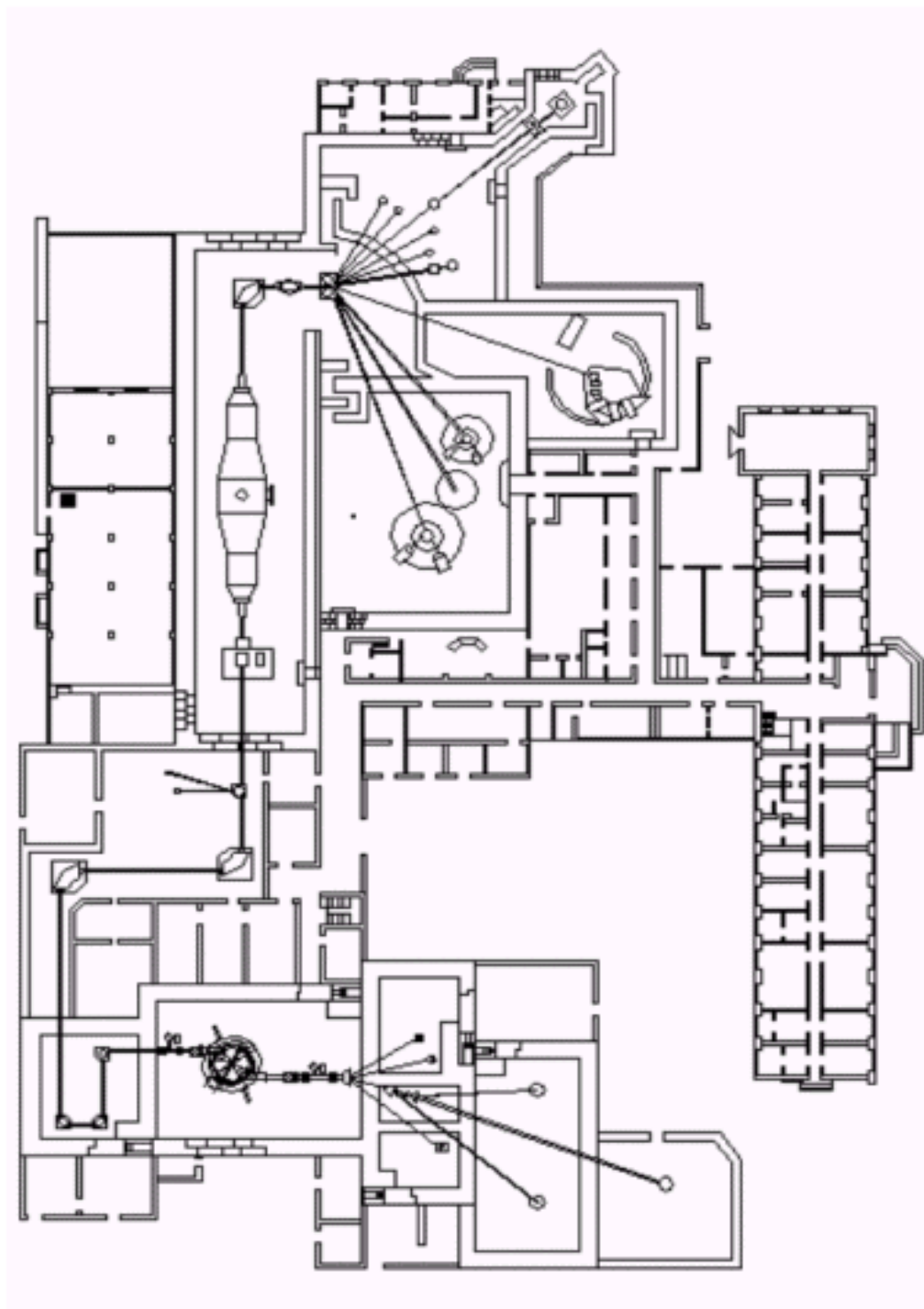


图 2.10 北京放射性束流线装置设计图

### 第三章 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})\text{n}$ 反应截面的测量

#### § 3.1 ${}^8\text{Li}$ 反应在原初核合成中的意义

${}^8\text{Li}$  是丰中子不稳定核素，半衰期为 838 毫秒，中子分离能为 2.033 MeV。

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<sup>[18]</sup>，该稳定核空隙可通过  ${}^4\text{He}({}^3\text{H}, \gamma){}^7\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^8\text{Li}(\alpha, \text{n}){}^{11}\text{B}(\text{n}, \gamma){}^{12}\text{B}(\text{e}^-\nu){}^{12}\text{C}\dots$ ， ${}^4\text{He}({}^3\text{H}, \gamma){}^7\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^8\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^9\text{Li}(\text{e}^-\nu){}^9\text{Be}(\text{n}, \gamma){}^{10}\text{Be}(\text{e}^-\nu){}^{10}\text{B}(\text{n}, \gamma){}^{11}\text{B}(\text{n}, \gamma){}^{12}\text{B}(\text{e}^-\nu){}^{12}\text{C}\dots$ ， ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma)\{\text{或}{}^7\text{Be}(\text{p}, \gamma){}^8\text{B}(\alpha, \text{p})\}{}^{11}\text{C}(\text{e}^+\nu){}^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma){}^{12}\text{C}\dots$  等反应链跨越过去，从而使核合成的反应流延伸到较重的核区。在上述反应链中，入射道包含不稳定核  ${}^8\text{Li}$ ， ${}^7\text{Be}$  和  ${}^8\text{B}$  的反应  ${}^8\text{Li}(\alpha, \text{n}){}^{11}\text{B}$ ， ${}^8\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^9\text{Li}$ ， ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$  和  ${}^8\text{B}(\alpha, \text{p}){}^{11}\text{C}$  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  ${}^7\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^8\text{Li}$  和  ${}^7\text{Li}(\text{d}, \text{p}){}^8\text{Li}$ ，消灭反应是  ${}^8\text{Li}(\alpha, \text{n}){}^{11}\text{B}$ ， ${}^8\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^9\text{Li}$ ， ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{p}){}^9\text{Li}$ ， ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{t}){}^7\text{Li}$ ， ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{n}){}^9\text{Be}$  和  ${}^8\text{Li}(\text{p}, \alpha){}^5\text{He}$ <sup>[15][16]</sup> 等。这些消灭反应对原初核合成模型的研究具有特别重要的意义。其中除  ${}^8\text{Li}(\alpha, \text{n}){}^{11}\text{B}$ ， ${}^8\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^9\text{Li}$  反应作为主要桥梁外， ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{p}){}^9\text{Li}$  和  ${}^8\text{Li}(\text{d}, \text{n}){}^9\text{Be}$ （基态）反应也会对后续核素的合成有一定的贡献。

丰中子不稳定核  ${}^8\text{Li}$ ， ${}^9\text{Li}$  原初核合成产生的较重核素的丰度取决于在这两个反应链中起桥梁作用的  ${}^8\text{Li}(\alpha, \text{n}){}^{11}\text{B}$  和  ${}^8\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^9\text{Li}$  的反应率，因而与当时  ${}^8\text{Li}$  的丰度成比例。原初核合成时刻  ${}^8\text{Li}$  的丰度涉及所有产生或消灭  ${}^8\text{Li}$  的反应。 ${}^8\text{Li}$  束流近来被用来研究天体物理原初核合成的重要反应，如  ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^1\text{H}$ <sup>[19]</sup>，以及通过  ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^1\text{H}$  反应研究  ${}^8\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^9\text{Li}$  直接俘获截面<sup>[19]</sup>， ${}^8\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^9\text{Li}$  反应是重子密度不均匀模型原初核合成涉及四个主要的合成  $A \geq 12$  核素的反应链<sup>[20]</sup>中，唯一入射道包含不稳定核的反应。

#### § 3.2 ${}^8\text{Li}$ 次级束的产生和优化

##### 3.2.1 利用逆运动学反应产生次级束

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。

对于两体反应  $a(A, B)b$ ,

$$\gamma \equiv \frac{v_c}{v_B} = \left[ \frac{A_A}{A_a} \frac{A_B}{A_b} \cdot \frac{E'}{E' + Q} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

是一个很重要的运动学因子, 式中  $A_i$  表示质量数,  $E'$  为入射道的相对运动动能,  $Q$  为反应能。当  $\gamma > 1$  时, 两粒子质心运动的实验室系速度  $v_c$  大于出射粒子  $B$  的质心系速度  $v_B'$ 。这时有所谓的圆锥效应, 即出射粒子  $B$  被运动学限制在束流入射方向的一个角锥中, 如图 3.1 所示, 最大的实验室系出射角

$\theta_{L,m} = \sin^{-1} \left( \frac{1}{\gamma} \right)$ 。对于某一确定的  $\theta_L$ , 对应有两个  $\theta_c$  和  $v_B$ , 相应于高能、低

能两组出射粒子。对于放能反应, 只有入射粒子比靶核重的情况下才会出现  $\gamma > 1$ ; 对于吸热反应,  $A_A > A_a$  时则一定有圆锥效应。这一效应使感兴趣的产物相对集中, 便于用一个适当的电磁系统分离和传输, 形成反冲次级束。

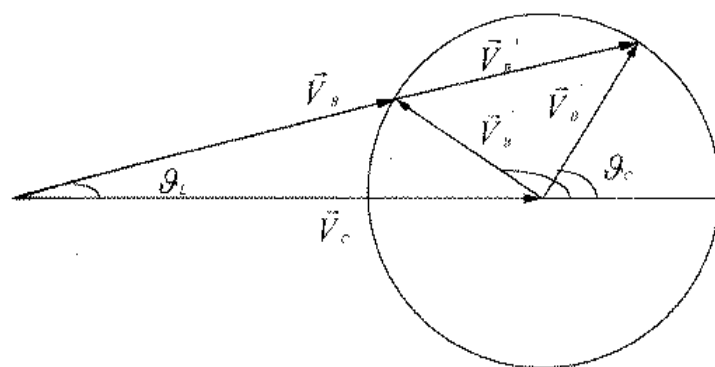


图 3.1  $\gamma > 1$  时,  $v_B$ ,  $v_c$ ,  $v_B'$  之间的关系

用次级放射性核束开展核反应实验对次级束的强度和纯度有一定的要求。强度主要由产生反应的截面和靶的厚度决定。本装置实际采用的是氢或氘气体靶, 其优点是便于达到适当的厚度, 同时又有很强的运动学压缩效应。没有使用技术上比较复杂的固体靶 (散热问题) 和氟气靶 (放射性问题)。我们选择了若干截面较大的  $(p, n)$ 、 $(d, n)$ 、 $(d, p)$  等产生反应。由上面的讨论可知, 逆运动学反应的微分截面可以通过已有的正常运动学反应微分截面导出。

作为一个例子, 从  ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Li}$  反应的实验数据<sup>[21]</sup>得出的  $d({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})n$  反应

实验室系的微分截面示于图 3.2。该 ${}^7\text{Li}(\text{d}, \text{n}){}^8\text{Li}$ 反应实验中所用的入射质子的能量为 5.03MeV，与之相匹配的 ${}^7\text{Li}$ 的能量为 3.92MeV。

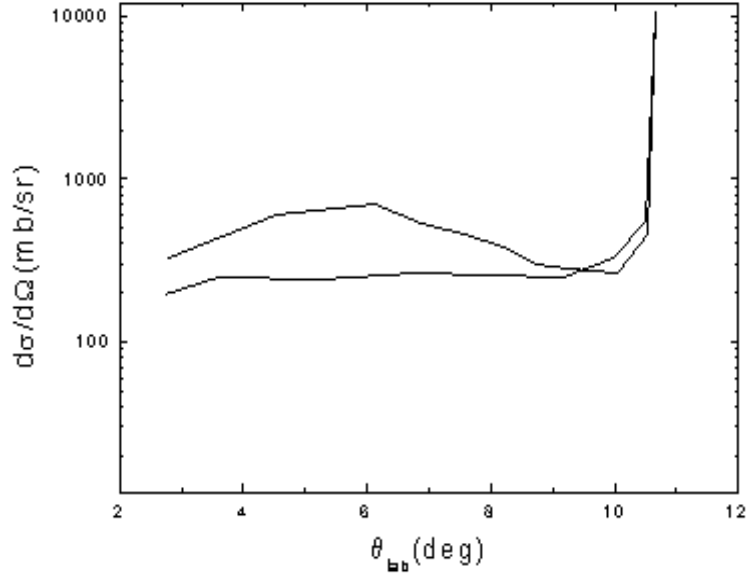


图 3.2  ${}^8\text{Li}$ 实验室系角分布

### 3.2.2 ${}^8\text{Li}$ 次级束的产生和纯化

在HI-13 串列加速器次级束流线<sup>[8]</sup>上利用 ${}^2\text{H}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^1\text{H}$ 反应产生 ${}^8\text{Li}$ 离子束。次级束流线的概貌示于图 2.1。

由于产生反应是逆运动学的， ${}^8\text{Li}$ 离子集中出射在 ${}^7\text{Li}$ 初级束方向的一个很小的角锥中，便于收集、分离和传输。考虑到核反应实验对 ${}^8\text{Li}$ 次级束能量的要求，选用 44 MeV的 ${}^7\text{Li}$ 初级束轰击气压为  $1.6 \times 10^5$  Pa的氖气靶，其前后窗均为厚度 1.9 mg / cm<sup>2</sup>的Havar膜。在 ${}^7\text{Li} + \text{d}$ 反应中伴随目标核 ${}^8\text{Li}$ 出现的产物可能有 ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$ 、 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^3\text{H}$ 、 ${}^2\text{H}$  及  ${}^1\text{H}$ 等。对于设置在 3°的接收角，进入次级束流线的各种离子的能量列于表 3.1。表中还列出了它们的质量、电荷态和与目标核 ${}^8\text{Li}^{3+}$ 的磁刚度相匹配的能量。离子的磁刚度与其质量、能量和电荷态的关系为：

$$B\rho = \frac{0.0033356}{q} \sqrt{2Mc^2E_k + E_k^2} \quad (3.2)$$

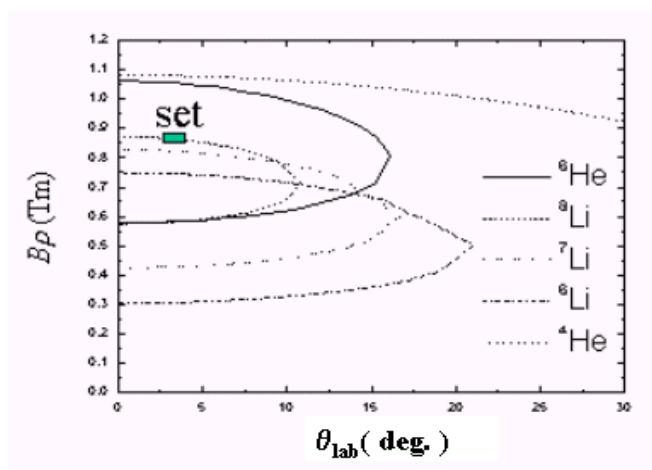
式中： $B\rho$  为离子的磁刚度，Tm； $q$  为电荷态； $Mc^2$  和  $E_k$  分别表示质量和能量，MeV。 ${}^8\text{Li}^{3+}$ 的磁刚度为 0.86493 Tm。

表 3.1  ${}^7\text{Li} + \text{d}$ 反应中各种产物的能量和与 ${}^8\text{Li}^{3+}$ 的磁刚度相匹配的能量

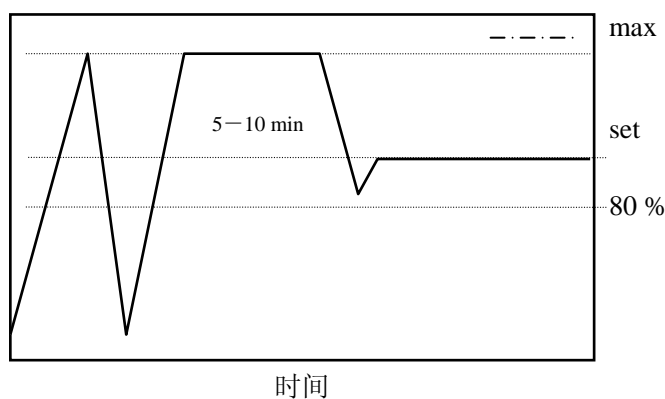
离子	质量/MeV	能量/MeV	电荷态	匹配能量/MeV
$^8\text{Li}$	7472.96	40.38	3+	40.38
$^8\text{Li}$	7472.96	40.38	2+	17.97
$^7\text{Li}$	6535.42	41.82	3+	46.13
$^7\text{Li}$	6535.42	41.82	2+	20.54
$^6\text{Li}$	5603.10	40.10	3+	53.74
$^6\text{Li}$	5603.10	40.10	2+	23.95
$^6\text{He}$	5606.60	35.66	2+	23.93
$^6\text{He}$	5606.60	35.66	1+	5.99
$^4\text{He}$	3728.43	55.84	2+	35.90
$^4\text{He}$	3728.43	55.84	1+	9.01
$^3\text{He}$	2809.44	26.58	2+	47.47
$^3\text{He}$	2809.44	26.58	1+	11.94
$^3\text{H}$	2809.45	32.79	1+	11.94
$^2\text{H}$	1876.14	29.76	1+	17.83
$^1\text{H}$	938.79	23.23	1+	35.15

从表 3.1 可以看出,  $^7\text{Li}^{3+}$ 、 $^6\text{Li}^{3+}$ 、 $^3\text{He}^{2+}$ 和 $^1\text{H}^{1+}$ 的匹配能量明显高于实际能量, 次级束中不应出现这些离子。 $^8\text{Li}^{2+}$ 、 $^7\text{Li}^{2+}$ 、 $^6\text{Li}^{2+}$ 、 $^6\text{He}^{2+}$ 、 $^4\text{He}^{2+}$ 、 $^3\text{He}^{1+}$ 、 $^3\text{H}^{1+}$ 和 $^2\text{H}^{1+}$ 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 $^8\text{Li}^{3+}$ 的磁刚度相匹配, 成为少量杂质。 $^6\text{He}^{1+}$ 和 $^4\text{He}^{1+}$ 的匹配能量与实际能量相去甚远, 进入次级束的几率更小。实际上, 由于初级束在靶窗上卢瑟福散射的截面远大于表 3.1 中所列各反应道的截面, 次级束的主要杂质是从靶窗上散射出来的 $^7\text{Li}^{2+}$ 和 $^7\text{Li}^{3+}$ 。次级束中有 $^7\text{Li}^{3+}$ 杂质的原因在于从靶窗上散射出来的 $^7\text{Li}^{3+}$ 的能量比从氘上散射出来的更接近匹配能量和磁刚度窗口有一定的宽度。以上分析表明, 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 $^8\text{Li}$ 次级束。

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 3.3 所示。可以看出, 按照我们的设置 ( $3^\circ$ ,  $0.86493\text{ Tm}$ ), 可以获得较高纯度的 $^8\text{Li}^{3+}$ 次级束。

图 3.3  $^8\text{Li}+\text{d}$ 反应产生的几种离子磁钢度的角分布

根据已知的二极磁铁曲率半径和  $^8\text{Li}^{3+}$  离子的磁刚度，计算出了二极磁铁的工作电流。用两个四极透镜对经过磁刚度选择的  $^8\text{Li}$  次级束进行聚焦。为了提高次级束的强度和纯度，不仅精细调节了二极磁铁和四极透镜的工作电流，还精细调节了初级束在产生靶处的聚焦和束斑的位置。二极磁铁和四极透镜励磁过程见图 3.4，首先将磁铁的电流逐渐加到最大值，然后降至 0，再加入到最大值并保持 5-10 分钟，既而降至设置值的 80%，最后调到设置值。



$$D_{\max}=2.6 \text{ V}, Q_{1\max}=112.5 \text{ mV}, Q_{2\max}=75 \text{ A}$$

图 3.4 D-Q-Q 励磁曲线

针对次级反应实验对角分辨的要求，在次级靶预定位置的前面设置了两个孔径分别为 5 mm 和 3 mm 的准直光阑。用一套  $\Delta E$ -E 计数器望远镜鉴别次级束。 $\Delta E$  探测器为厚度 19.3  $\mu\text{m}$  的圆形半导体，E 探测器是中孔多环半导体探测器 (CPSD)，中心孔径为 5 mm，最大探测半径为 19.2 mm，能同时给出离子的剩余能量及角度信息，为了更好的监测束流和方便计数，在环形探测器后面（紧

靠环形探测器) 放置一个 $E_r$ 探测器。

本次实验获得了能量为 40.38 MeV、纯度约 88%、能散约 520 keV (FWHM) 的 $^8\text{Li}$ 次级束, 调试结果表明, 最优化的磁场设置与计算值完全一致, 从而证实了计算的可靠性。产生反应 $^2\text{H}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^1\text{H}$ 不仅布居 $^8\text{Li}$ 的基态, 还布居 $^8\text{Li}$ 的第一激发态( $0.98\text{ MeV}, 1^+$ ), 所以次级束中包括直接产生的基态 $^8\text{Li}$ 和从第一激发态退激到基态的 $^8\text{Li}$ 。两组 $^8\text{Li}$ 的能量相差约 0.7 MeV, 强度之比约为 9:1, 难以从能谱上清楚地分开。在 $^7\text{Li}$ 初级束强度为 40 enA 的条件下, 经过孔径 3 mm 光阑准直后的 $^8\text{Li}$ 束的强度约  $400\text{ s}^{-1}$ 。 $^7\text{Li}$ 初级束的强度能提高到 400 enA 以上, 相应的 $^8\text{Li}$ 次级束强度超过  $4000\text{ s}^{-1}$ , 可以达到逆几何的转移反应实验对束流强度的要求。

### § 3.3 $\Delta E$ - $E$ 望远镜的鉴别原理

探测器望远镜是指由两个或更多的探测器组成的测量系统。该系统只接受一定方向一定立体角内入射的带电粒子, 如同用望远镜观测某个方向的物体, 故称探测器望远镜。它包括一个或多个透射探测器(transmission detector)给出粒子穿行过程中损失的能量 $\Delta E$ , 以及一个停阻探测器(stopping detector)给出粒子剩余能量 $E_R$ 。

探测器望远镜方法(即 $\Delta E$ - $E_R$ 方法)由 F.S. Goulding<sup>[22]</sup>于 1964 年提出, 能够根据粒子不同 $MZ^2$ 值实现鉴别, 迄今仍是最常用的粒子鉴别方法之一。本探测器望远镜 $\Delta E$ 探测器采用的是厚度 19.3  $\mu\text{m}$  的圆形半导体,  $E_R$ 探测器采用的是中孔多环半导体探测器 (CPSD)。

#### 3.3.1 基于 Bethe-Block 公式的粒子鉴别方法

当离子穿过物质时, 由于电离作用造成的能量损失率可以用 Bethe-Block 公式描述<sup>[23]</sup>。在非相对论能区, 可写成如下形式:

$$-\frac{dE}{dx} = C \left( \frac{Z_e}{v} \right)^2 \ln \left( \frac{2mv^2}{I} \right) \quad (3.3)$$

式中,  $dE/dx$  为能量损失率,  $C$  是与离子无关的常数,  $Z_e$  是离子有效电荷,  $v$  为离子速度,  $m$  为电子质量,  $I$  为吸收体平均电离电位( $\sim 12Z_A\text{eV}$ ,  $Z_A$  为吸收体原子序数)。由于  $E = (1/2)mv^2$ , 上式可化为:

$$-\frac{dE}{dx} = B \left( \frac{Z_e^2 M}{E} \right) \ln \left( \frac{bE}{M} \right) \quad (3.4)$$

其中,  $B$ 、 $b$ 为常数,  $M$ 、 $Z$ 、 $E$ 分别为离子质量、电荷与能量。假定能量为 $E$ 的离子, 穿过透射探测器损失的能量 $\Delta E \ll E$ , 再假定离子全剥离,  $Z_e=Z$ , 忽略变化慢的对数项, 我们可得到:

$$E \bullet \Delta E = KMZ^2 \quad (3.5)$$

这里,  $K$ 为比例常数, 仅与粒子种类有关。由式中可见, 测量离子的 $\Delta E$ 和 $E(E=\Delta E+E_R)$ , 可确定其 $MZ^2$ 值, 从而达到鉴别粒子的目的。

### 3.3.2 基于能量-射程经验关系的粒子鉴别方法

在一定能量范围内, 离子射程 $R$ 与能量 $E$ 有如下经验关系<sup>[24]</sup>:

$$R = aE^b \quad (3.6)$$

其中,  $a$ 是与离子类型有关的参量,  $a \approx 1/(MZ_e^2)$ ,  $b$ 为常数, 约等于 1.7。设 $\Delta E$ 探测器厚度为 $t$ , 则有:

$$R + t = a(E + \Delta E)^b$$

将(3.6)式代入, 有:

$$t = a(E + \Delta E)^b - aE^b \quad (3.7)$$

假定离子全剥离( $Z_e=Z$ ),  $a=1/(MZ^2)$ 代入上式有:

$$t \bullet MZ^2 = (E + \Delta E)^b - E^b \quad (3.8)$$

因此, 同样可根据离子的 $\Delta E$ 和 $E$ 确定其 $MZ^2$ 值, 达到离子的鉴别。

### 3.3.3 双维谱法

公式(3.5)和(3.8)是粒子鉴别的原理性方法。公式(3.5)的使用, 必须要求 $\Delta E \ll E$ , 一般情况下这点不能得到满足, 对于公式(3.8), 其中的常数 $b$ 靠经验得出, 使用中发现离子能量和种类对它都有些影响。因此, 在实际应用中, 我们采用简捷的双维谱法, 即在 $\Delta E$ - $E_R$ 双维谱上, 根据一定条件的计算确定不同



粒子 $MZ^2$ 值, 达到鉴别目的。

不论(3.5)或(3.8)式, 我们可知: 在 $\Delta E-E_R$ 双维谱上, 不同 $MZ^2$ 值的粒子将分成不同的带群, 且相邻 $Z$ 值比相邻 $M$ 值分得更开。因此, 可根据理论计算不同 $MZ^2$ 值离子在双维谱上的曲线, 并以弹性散射线为基准, 确定不同 $Z$ 值的带群以及各个带群中不同 $M$ 值的同位素线。

### § 3.4 环形半导体探测器的研制

HI-13 串列加速器上的次级束流线主要用于研究 $^6\text{He}$ 、 $^7\text{Be}$ 、 $^{11}\text{C}$ 和 $^{17}\text{F}$ 等不稳定核在质子、氘、 $^3\text{He}$ 和 $^4\text{He}$ 靶上的反应, 特别是天体物理感兴趣的反应。对于入射离子比靶核重的逆运动学两体反应, 较重的反应产物集中出射在束流方向的一个角锥中, 用面积足够大的二维位置灵敏半导体探测器可实现角分布的完全测量。本组以前使用日本滨松公司生产的  $45\text{mm} \times 45\text{mm}$  X—Y位置灵敏型硅探测器<sup>[25]</sup>进行全立体角测量。由于实验过程中该探测器既探测反应产物, 又探测入射离子, 出现了两个比较棘手的问题: 一是入射离子束的辐照损伤效应导致其位置响应不断畸变, 从而使测量的角分布失真; 二是入射离子脉冲的堆积效应严重干扰反应事件的分析<sup>[26]</sup>。为此, 我们研制了空心的多环型半导体探测器, 用来取代X—Y位置灵敏型半导体探测器。

#### 3.4.1 多环型探测器的优点

在测量逆运动学核反应角分布的实验中, 要求位置灵敏 E 探测器给出反应产物的剩余能量和出射角度两个关键的实验信息。在确保入射离子束瞄准探测器中心的前提下, 采用由同一片半导体上的一系列独立环形单元构成的多环型探测器比采用 X/Y 位置灵敏型探测器有明显的优越性。首先, 多环型探测器各独立的环形单元所测到反应事件的出射角度是由每单元的平均半径和多环探测器与反应靶的距离从几何上直接确定的; 而 X/Y 位置灵敏型探测器须利用 4 路位置信号脉冲幅度的数学运算间接地定出事件的二维坐标, 其位置响应因离子辐照损伤或 4 路位置信号的电子学处理、获取及校准过程中的固有偏差而发生程度不同的畸变。其次, 当总有效面积相当时, 多环型探测器各单环的能量分辨会明显地高于 X/Y 位置灵敏型探测器的能量分辨。如将多环探测器做成中心有孔的, 令其孔径与入射束斑的大小相匹配, 则绝大部分入射离子会从孔中穿过, 从而可基本上消除采用 X/Y 位置灵敏型探测器时发生的脉冲

堆积效应和入射离子对探测器的辐照损伤。中心孔丢失的实验信息可通过在多环探测器后另加一个常规的小面积中心探测器得到。当该中心探测器的性能因入射离子的辐照损伤效应而蜕变时，更换起来既方便，又经济。综上所述，用空心的多环型探测器取代 X/Y 位置灵敏型探测器可以显著改善低能次级离子束引起的逆运动学核反应角分布的测量。

### 3.4.2 环形半导体主要工艺和基本参数

主要工艺：硅片经清洗、氧化、光刻、离子注入、表面蒸铝、光刻成型等步骤后进行封装，完成三环的半导体探测器（见图 3.5）。其平面示意图见图 3.6。



图 3.5 环状半导体探测器主要工艺步骤

三环探测器基本参数:

材 料: Si  
 类 型: 离子注入型 (注入 B, P)  
 厚 度:  $300\ \mu\text{m}$   
 工作电压: 30V  
 电 阻 率:  $\sim 10000\ \Omega\cdot\text{cm}$   
 结 构: 分三环, 中空 (零度角附近混有次  
 级束为避免脉冲堆积和辐照损伤)

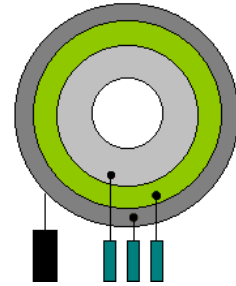


图 3.6 三环探测器示意

几何参数:

如表 3.2 所示,  $R$  和  $R'$  分别为每一环所对应的内径和外径, 环间距为  $0.6\text{mm}$ ,  $\theta_1$  和  $\theta_2$  为探测器距离靶  $120\text{mm}$  时每环内径外径所对应的实验室系角度,  $\Delta\theta$  为每单元所固有的角度误差。探测器总有效面积  $900\text{mm}^2$ 。

表 3.2 三环探测器几何参数

Distance	120mm					
No.	R	R'	AREA	$\theta_1$	$\theta_2$	$\Delta\theta$
0	0	7	153.938	0	2.3859	2.3859
1	7	12.02	299.998	3.3385	5.7203	2.3818
2	12.62	15.96	299.998	6.0038	7.5766	1.5728
3	16.56	19.23	300.004	7.8579	9.1041	1.2462

由表中可以看到三环探测器所固有的角度的误差最大为实验室系  $2.4$  度左右, 实际应用中, 采用每环的平均半径 (内径和外径的平均值), 则引起的最大的角度误差为实验室系  $1.2$  度左右。

### 3.4.3 能量分辨率的测量

用能量 5156.59keV的 $\alpha$ 源( $^{239}\text{Pu}$ )对探测器的三环分别进行了能量分辨率的测量，其中内环的能谱如图 3.7 所示。

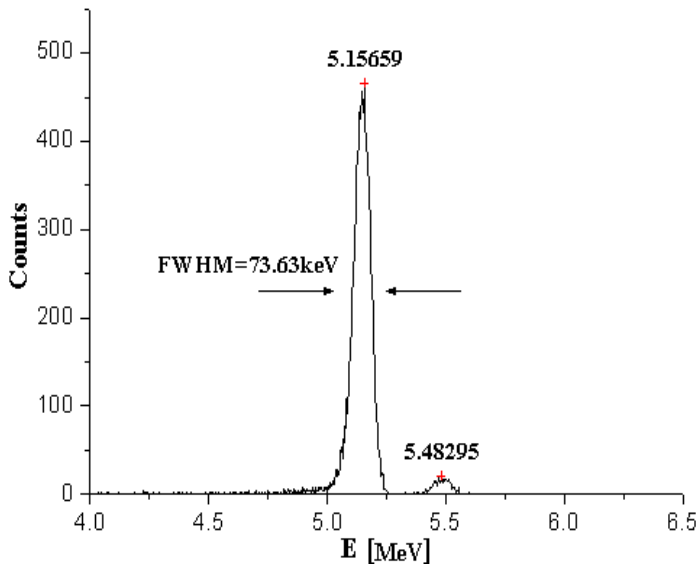


图 3.7 探测器内环的能谱

在能谱上可以看到两个峰，第二个峰能量刻度后为 5482.95keV，与 $^{241}\text{Am}$ 的 $\alpha$ 能量相吻合(5485keV)可能是所用的 $\alpha$ 源 $^{239}\text{Pu}$ 中混有少量的 $^{241}\text{Am}$ 所致。而通过探测器对两个能量相近峰的分辨，也可看到探测器有较好的能量分辨率。

能量分辨率测量结果：

如表 3.3 所示，是对探器三环能量分辨率分别测量的结果，其中能量分辨率是根据第一个峰的峰位和半高宽给出的。从表中可以看到所完成的三环探测器的能量分辨率好于 1.43%。

表 3.3 能量分辨率测量结果

No.		内环	中环	外环
1	峰位	1302. 28	1294. 19	1289. 25
	能量(keV)	5156. 59	5124. 56	5105. 00
	半高宽(keV)	73. 63	73. 52	62. 19
2	峰位	1384. 70	1376. 98	1372. 06
	能量(keV)	5482. 95	5452. 38	5432. 90
	能量分辨率	1. 43%	1. 43%	1. 22%

## § 3.5 实验安排和数据获取

### 3.5.1 实验安排

实验中探测器和靶的安排如图 3.8

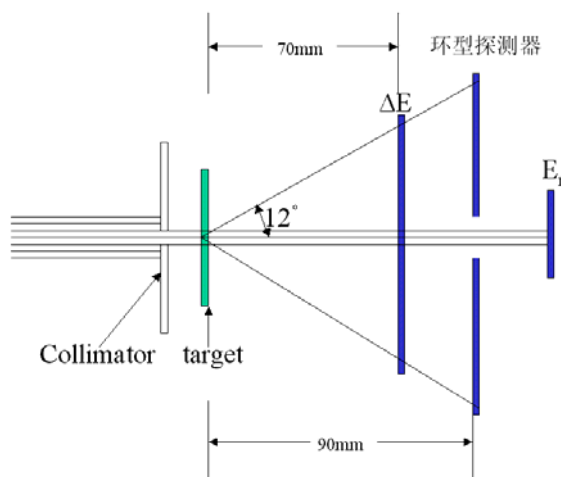
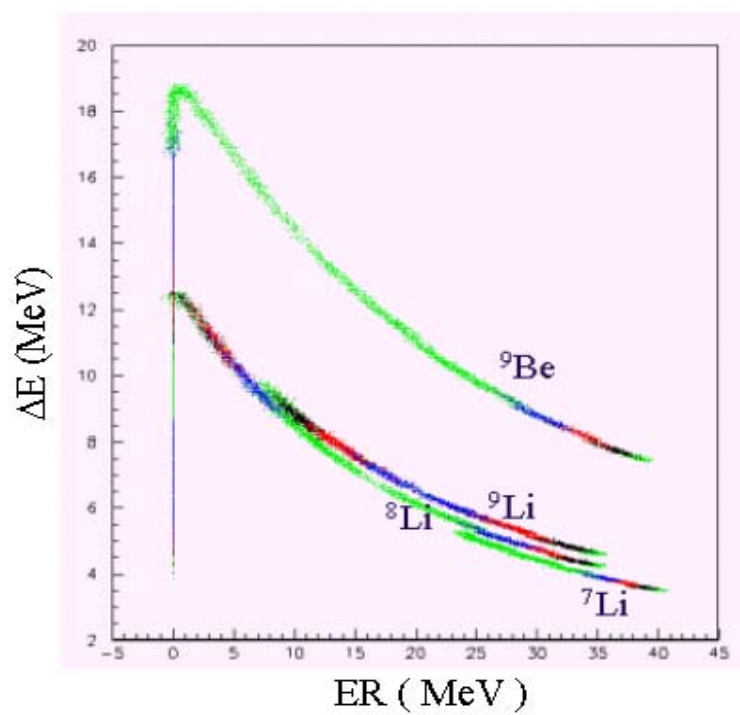


图 3.8 实验安排

经过次级束流线分离、纯化、聚焦的 $^8\text{Li}$ 次级束经过 $\phi 3\text{mm}$ 的准直孔后，打到厚度为 $1.5\text{ mg/cm}^2$ 的 $(\text{CD}_2)_n$ 次级反应靶上。用于测量 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$ 反应的截面，厚度为 $1.8\text{ mg/cm}^2$ 的C靶用于测量本底。用一套 $\Delta E$ -E计数器望远镜鉴别次级束及 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$ 反应产物。 $\Delta E$ 探测器使用ORTEC公司生产的厚度为 $19.3\text{ }\mu\text{m}$ 、面积为 $450\text{ mm}^2$ 的圆形硅探测器，它的各项数据指标列于表 3.4。E探测器由 $300\text{ }\mu\text{m}$ 、面积为 $450\text{ mm}^2$ 的圆形硅探测器与厚度为 $300\text{ }\mu\text{m}$ 的3环位置灵敏半导体探测器构成。这一组合使我们不仅可以由测到的 $\Delta E$ -E二维谱来鉴别反应的出射离子，也可以由测到的 $E_t$ - $\theta$ 谱来计算反应的角分布。 $^8\text{Li}$ 束被 $\Delta E$ -E望远镜同时记录，便于对入射的 $^8\text{Li}$ 粒子数进行统计。图 3.9 给出了根据实验设计用蒙特卡罗方法模拟的 $^7\text{Li}$ 、 $^8\text{Li}$ 、 $^9\text{Li}$ 、 $^9\text{Be}$ 的 $\Delta E$ -E二维谱。

表 3.4  $\Delta E$  探测器的各项参数

型号	TD-090-450-25-S
Serial No.	37-174C
面积 ( $\text{mm}^2$ )	450
厚度 ( $\mu\text{m}$ )	19.3
成形时间 ( $\mu\text{s}$ )	0.5
电流 ( $\mu\text{A}$ )	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

图 3.9 模拟的  $\Delta E$ -E 二维谱

3.5.2 电子学线路

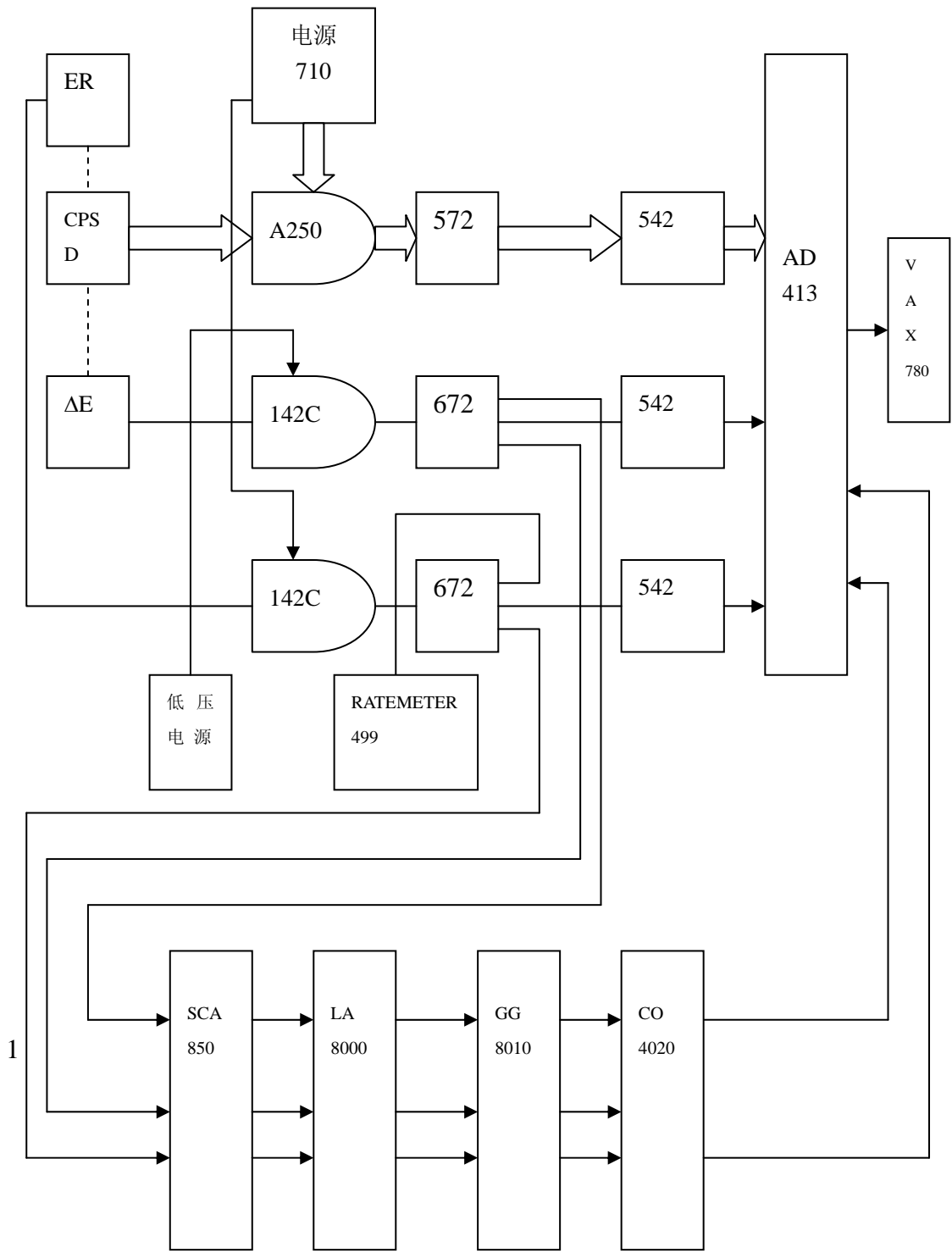


图 3.10 电子学线路框图

本实验数据获取的电子学方框图见图 3.10。图中方框中的标号为 ORTEC 的 NIM 插件的产品型号。其中, 142B 代表前置放大器, 710 是为前置放大器提供偏压的高压电源, 572、672 为主放大器, 542 是线性门拉长器, 直流电源可以使用 672 后面板上的直流输出代替。

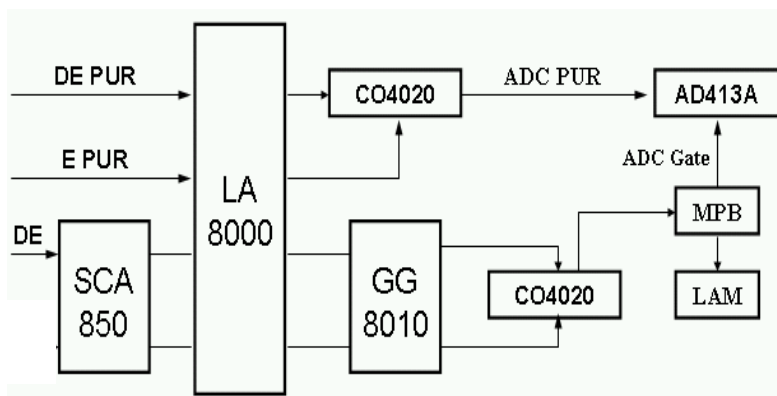


图 3.11 AD413 的触发电路

本实验共有五路数据信号, 即:  $\Delta E$  探测器给出的能量损失信号 DE、环形探测器给出的三路能量信号  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  和 Er 探测器给出的能量信号 Er。

图 3.11 给出了 AD413A 的触发电路方框图。本触发电路以  $\Delta E$  和 E 的符合信号作为 Trigger 信号, 只有  $\Delta E$  和 E 探测器同时有信号时才能触发 Trigger 信号。这样可以排除部分乱散射信号的干扰, 也能减轻数据记录和离线分析时不必要的负担。Trigger 信号的宽度为  $10\ \mu\text{s}$ , 在这个时间间隔内进入 ADC 的信号可以被记录下来, 经过模拟信号到数字信号的转换, 按照数据获取程序的要求, 由计算机记录并保存下来, 供离线分析时使用。

另外, 由于次级束流与核反应产物同时被探测, 导致产生大量堆垒信号, 堆垒信号与反应产物的重叠会干扰  $\Delta E$  vs. E 二维谱上反应产物的鉴别。为此, 我们采用了抗脉冲堆垒技术。堆垒信号由 ORTEC 公司的 672 主放大器给出,  $\Delta E$  与 E 的堆垒信号经反符合后加入 AD413A 的抗堆垒插孔, 当堆垒信号来时, ADC 不进行记录, 这样可以有效地减小堆垒信号的干扰。

### 3.5.3 数据获取系统

在线获取系统是一个 CAMAC--MBD--VAX780 的系统, 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。由探测器来的物理模拟信号经过放大、成形之后，通过 CAMMAC 中的 ADC 转换成数字信号后，送到 MBD (Micro-process Branch Driver)，MBD 则将收集到的数据送到 VAX，由 VAX 进行分析处理。数据获取程序采用 DAP(Data Acquisition Program)语言编写，事件分析处理程序采用 EVL(Event Analysis Language)语言编写，实现初步的事件分析和处理，在文本终端的 Box 中显示事件信息和在图形终端上显示各个参数谱，用以监视实验进程。获取死时间由计算机实际记录的事件数与 CAMAC 定标器计数比较得到，在 Box 中显示死时间值。本实验共有五路数据信号，这些数据由串行加速器上的多参数器谱和 Box 信息存于磁盘中。

## 第四章 数据分析与处理

实验数据的离线分析是用西欧核子中心的 PAW(Physics Analysis Workstation)软件包完成的,具有方便、快捷等特点。我们把数据获取系统记录下来事例文件先用 Fortran 程序转换成 Ntuple 文件,然后再用 PAW 的一些应用程序进行处理、分析。

### § 4.1 能量刻度

在实验过程中,由于各路的电子学系统的参数的不同,即使粒子在探测器中能量沉积一样,经过电子学系统后,得到的信号幅度也会有很大的差别。因此,在进行离线数据处理之前,必须对每路信号进行能量刻度。我们采用精密脉冲发生器以及 $\alpha$ 放射源对各路探测器进行刻度。首先使用 Am-Pu 混合 $\alpha$ 源对精密脉冲发生器进行刻度,确定其输出脉冲对应的电荷量。接着用精密脉冲发生器的电荷端子向探测器的前置放大器输入端送入一定的电荷量,测定该电荷量经过后续电子学线路后的能谱。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,按此关系把能谱中的道数转换成能量值,实现对能谱的刻度。各个探测器刻度能谱及刻度系数见图4.1。

图 4.2 和图 4.3 分别给出了刻度后的 $^8\text{Li}$ 能谱和 $\Delta E-E_t$ 二维谱。 $^8\text{Li}$ 的能量与实验设计时的模拟结果符合。 $^8\text{Li}$ 束的纯度为 88%,杂质部分为 $^7\text{Li}^{2+}$ 和 $^7\text{Li}^{3+}$ 离子束,它的存在对 $^9\text{Be}$ 测量的影响很小,可忽略不计。从图中可以看出 $^8\text{Li}^{3+}$ 、 $^7\text{Li}^{2+}$ 和 $^7\text{Li}^{3+}$ 离子被很好的分辨出来。这种高纯度,高强度的 $^8\text{Li}$ 束流对于我们今后的实验有很大的帮助。

根据 3.3 式,非相对论的入射粒子在介质中阻止本领与入射粒子速度的平方成反比,与粒子所带电荷的平方成正比。所以有:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{v^2} = \frac{2MZ^2}{E} \quad (4.1)$$

基于上述原理,由一个厚度为 $\Delta x$ 的穿透型薄片探测器和一个全阻止探测

器分别给出 $\Delta E$ 和剩余能量 $E$ ，就可以对进入探测器的离子进行鉴别。其鉴别关系式为  $E \cdot \Delta E \propto AZ^2$ ，这种粒子鉴别方法对于鉴别 $Z < 16$ 的粒子还是比较适合的。在实际操作中，通常使用刻度好的 $\Delta E$ ， $E$ 信号的二维谱来鉴别离子。在 $\Delta E$ - $E$ 二维谱上，离坐标轴轴心越远，其 $AZ^2$ 越大。图 4.3 给出了本次实验所得到的 $^8\text{Li}$ 的

$\Delta E$ - $E$ 二维谱，图中， $^7\text{Li}$ 和 $^8\text{Li}$ 可以被很好地鉴别出来。在画 $\Delta E$ - $E_t$ 二维谱时将计数除以 100，由于 $^8\text{Li}$ 的计数高于  $10^7$ ，这样做既不会改变图形的形状和位置，也不会影响我们对 $^8\text{Li}$ 束流的统计，又可以节约处理数据的时间，加快数据分析的速度。

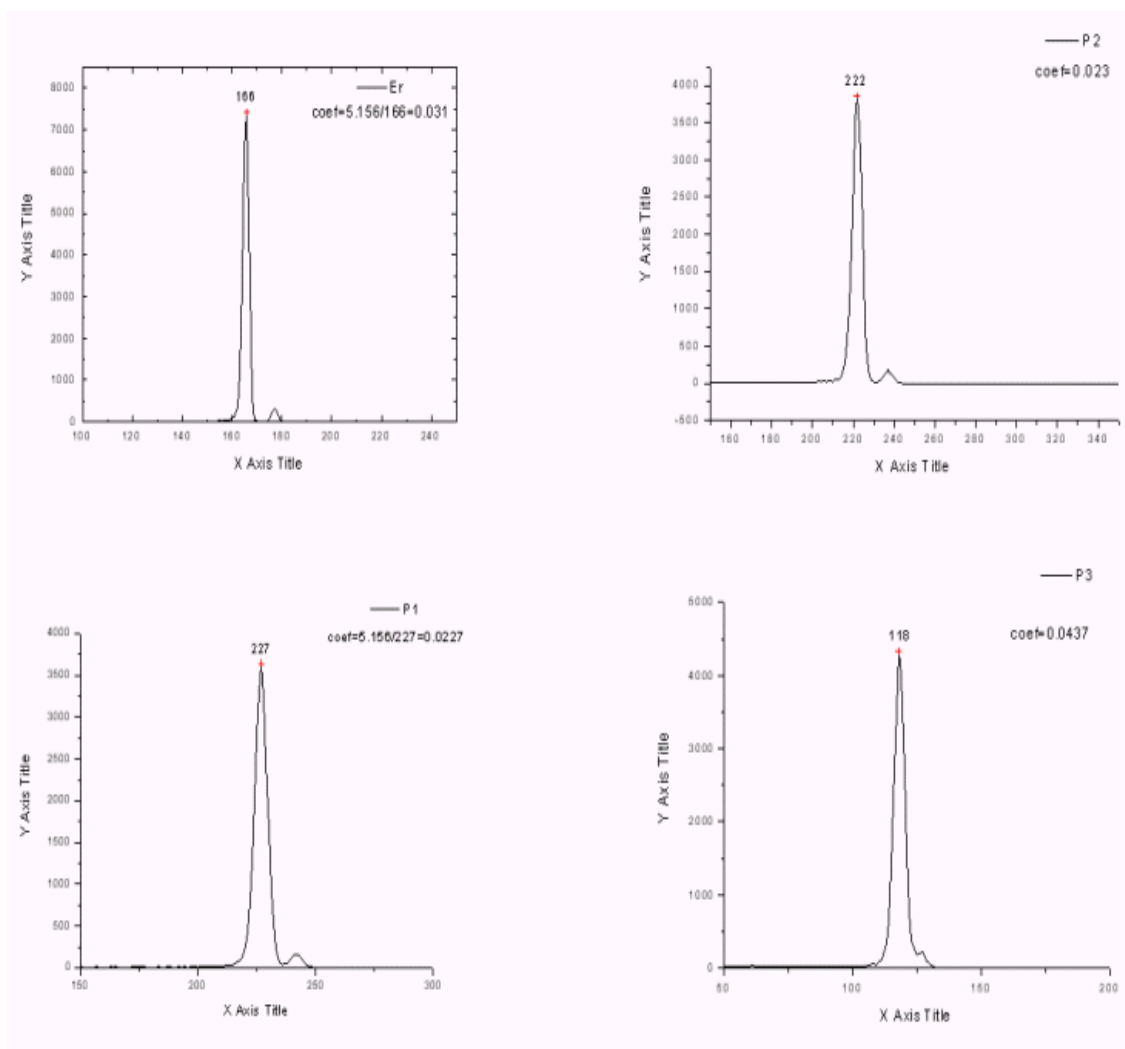
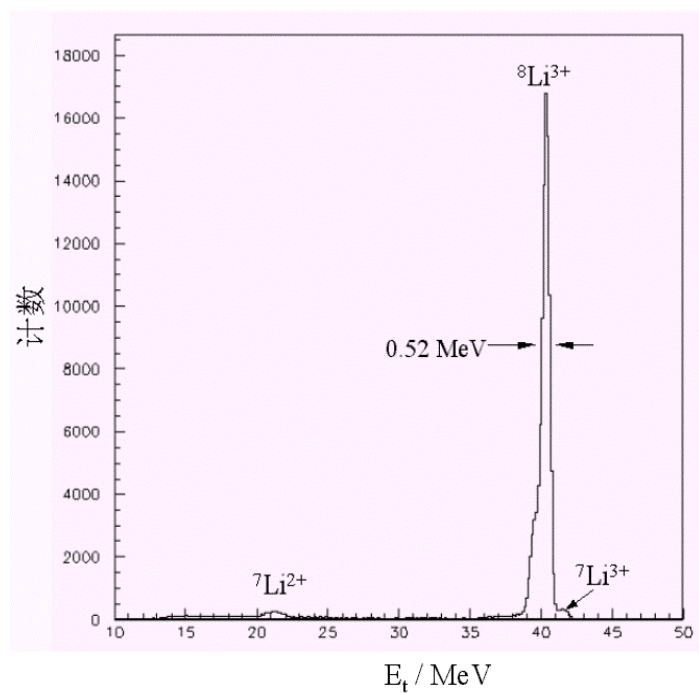
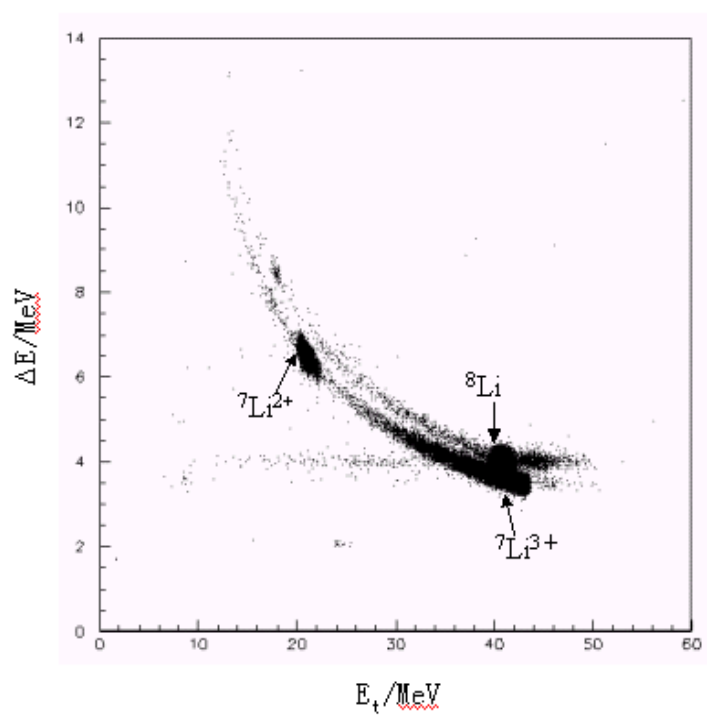


图 4.1 探测器刻度

图 4.2  $^8\text{Li}$ 次级束的能谱图4.3  $^8\text{Li}$ 次级束 $\Delta E$ - $E_t$ 二维谱

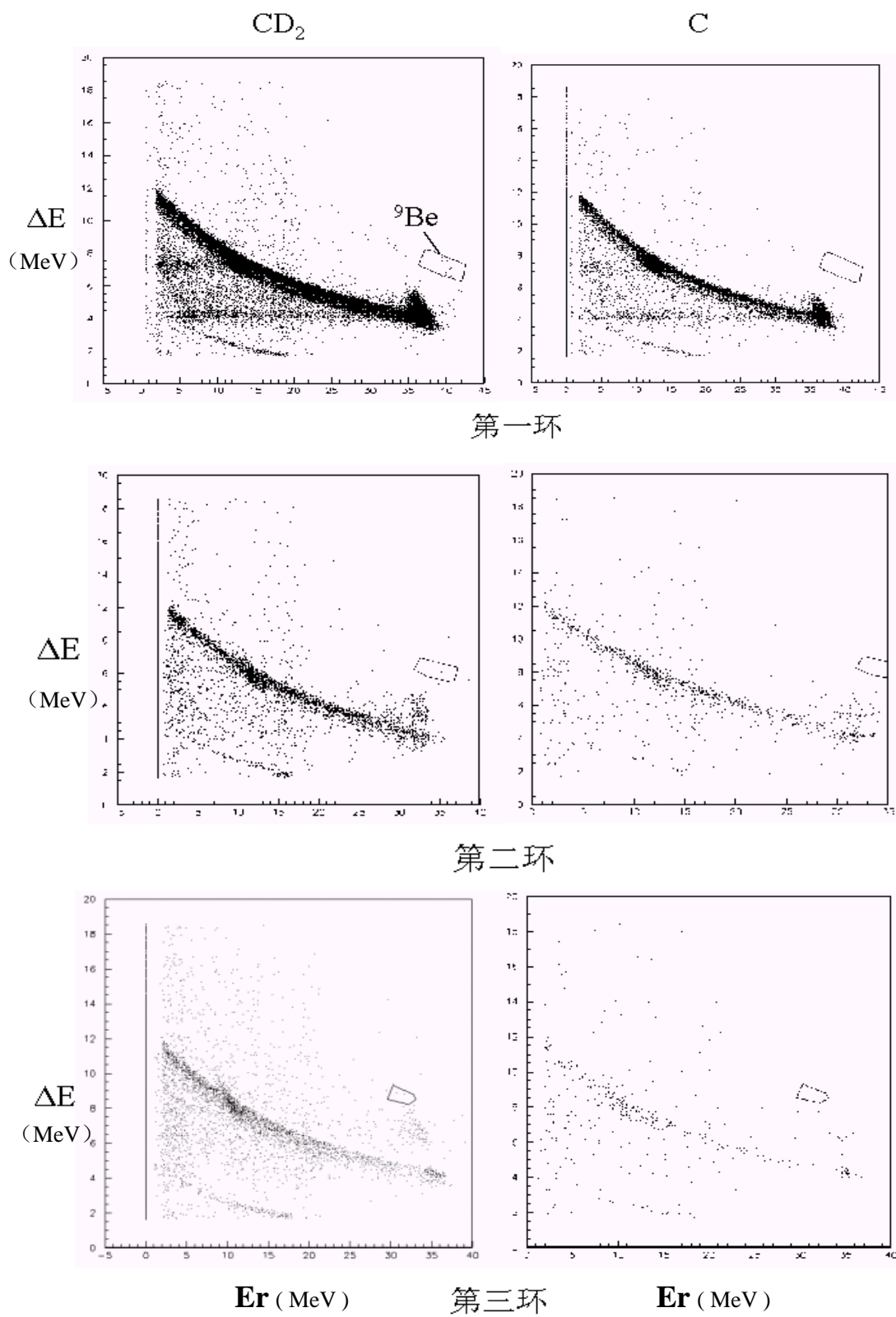
## § 4.2 数据处理初步

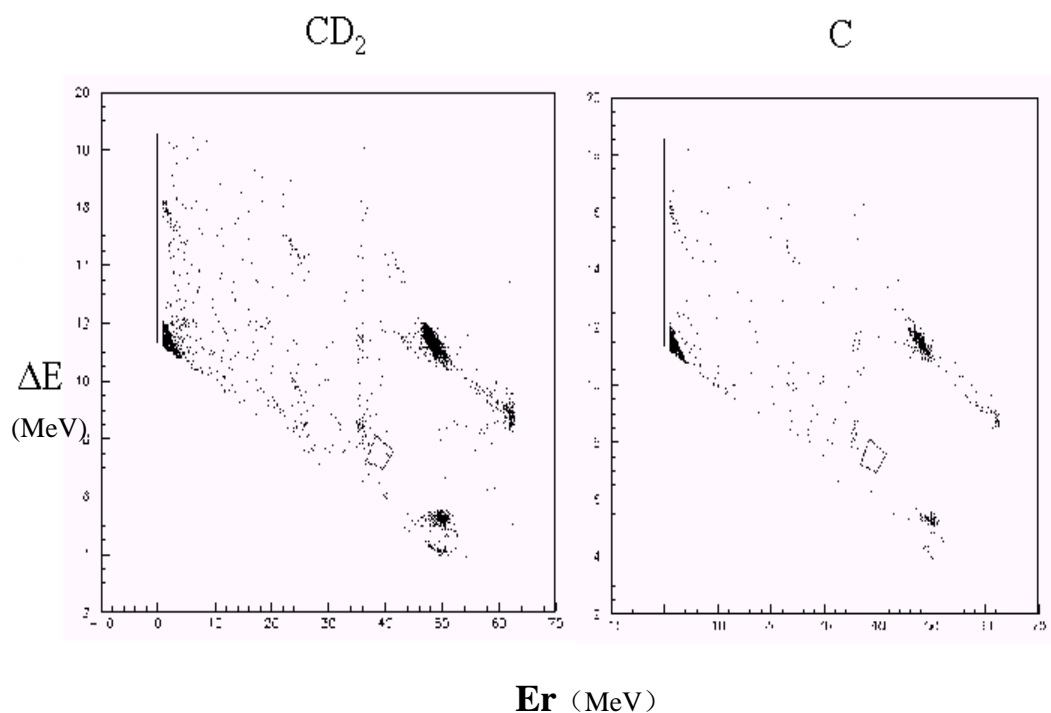
本次实验对于效应轮 ( $(\text{CD}_2)_n$ 靶), 我们累计记录了约  $7.9 \times 10^7$  个入射 $^8\text{Li}$ 离子的反应事件, 而对于本底轮 (C靶), 则记录了约  $2.4 \times 10^7$  个 $^8\text{Li}$ 的事件。虽然我们采用了抗脉冲堆垒技术, 但是脉冲堆垒仍然存在, 但在我们感兴趣的区域不明显。实验时为了记录方便将数据分成了若干组, 在数据的初步筛选时, 我们将各方面条件相近的组进行累加, 以保证各种粒子的峰位不会有很大的漂移, 不同轮数据之间的峰位误差示于表 4.1。由表 4.1 可以看出, 如果合并这些轮数据引起的峰位误差相当小, 可以忽略, 所以可以将数据进行合并。由表对于本次实验的束流强度和涉及的反应的截面较小, 应该不会出现两个探测器(三环和中心的半导体探测器中的任意两者) 同时有信号的现象, 所以在合并数据的时候去掉了两个探测器同时记录的事件, 这些事件的数目很少, 不会影响总的计数。

表 4.1 各轮间峰位误差

靶	$\Delta E$ 峰位最大误差	$\Delta E$ 峰位平均误差	Er 峰位最大误差	Er 峰位平均误差
$(\text{CD}_2)_n$	0.6%	0.1551%	0.5929%	0.272
C	0.5488%	0.2561%	0.4402%	0.2934%

图 4.4 和图 4.5 分别给出了本次实验各个不同探测器上对于不同靶( $(\text{CD}_2)_n$ 靶和C靶)的 $\Delta E$ —E二维谱, 其纵坐标为 $\Delta E$ , 横坐标为各个探测器的E信号。由于反应是逆运动学的, 可以看出, 小角度时事件数比较多, 随着角度的增大事件数逐渐减少, 角度最大的第三环探测器上的事件数最少。图中黑色方框为模拟 $^9\text{Be}$ 应处的位置。对比 $(\text{CD}_2)_n$ 靶和C靶, 可以看出 $^9\text{Be}$ 事件的存在, 但是因为 $^9\text{Be}$ 的截面很小, 所以不明显。为了节省数据处理时所用的CPU时间, 加快数据分析的速度, 我们在适当的地方设置了一条分隔线, 线以下的部分用程序除了 100 或者删去。这样的处理不影响我们对反应产物 $^9\text{Be}$ 统计。



图 4.5 Er 探测器的 $\Delta E$ —E 二维谱

为了更清楚的看到 ${}^9\text{Be}$ ，我们将二维谱拉直，再向 $\Delta E$ 方向投影，式 4.2 为拉直的公式，拉直后我们只画出我们感兴趣的 ${}^9\text{Be}$ 能量附近的单维谱（见图 4.6）。从图中能够清楚的看出 ${}^9\text{Be}$ 的存在和计数。

$$PI = (\Delta E + Er)^{1.73} - Er^{1.73} \quad (4.2)$$

由于靶厚和计数量的不同，在扣除本底的时候要对C靶进行归一，使其与 $(\text{CD}_2)_n$ 靶具有相同的条件，图中给出的C靶计数为归一后的计数。扣除本底后得到的即为 ${}^9\text{Be}$ 的事件数，根据 ${}^9\text{Be}$ 的事件数可以计算反应的截面和角分布。

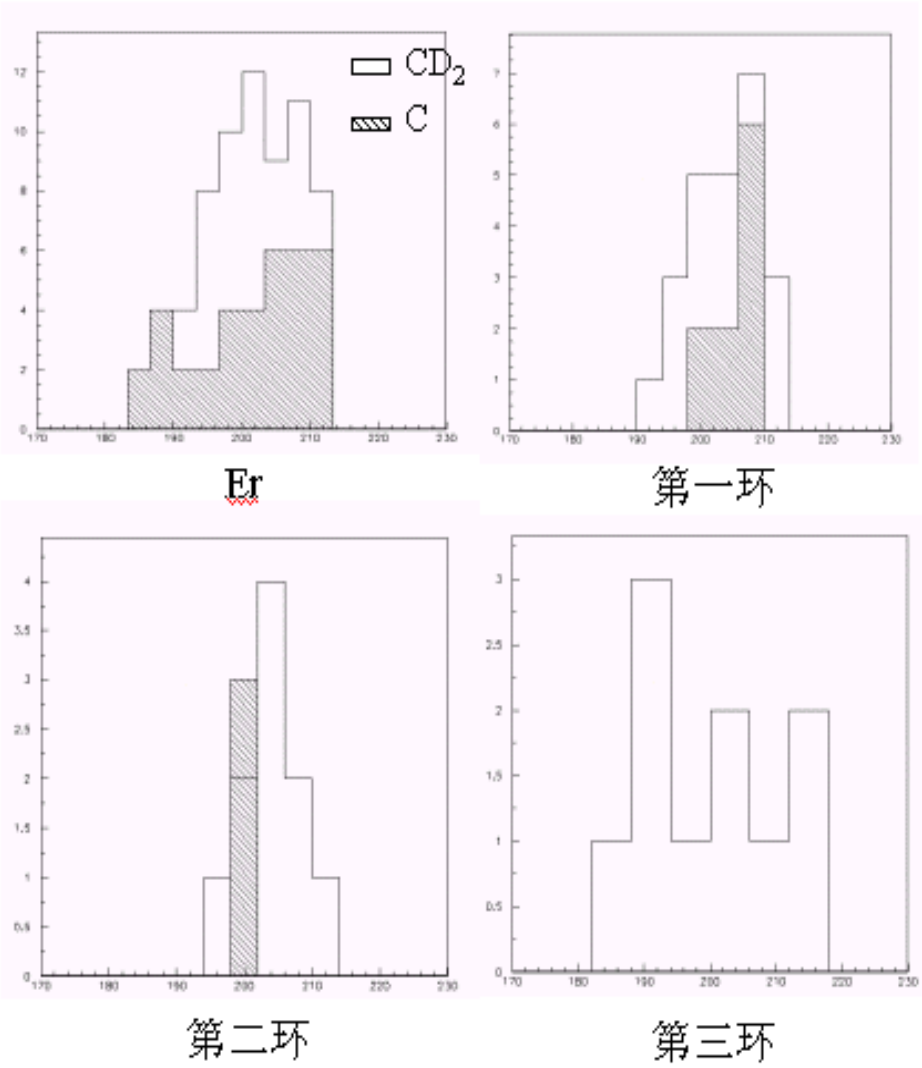


图 4.6 拉直后的单维谱投影



### § 4.3 反应截面和角分布

核反应的截面可以由下式计算出来：

$$\sigma = \frac{N'}{N_b \cdot N_s} \quad (4.3)$$

式中， $N'$ 为 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})\text{n}$ 反应生成的 ${}^9\text{Be}$ 粒子的数目， $N_b$ 代表入射的 ${}^8\text{Li}$ 事例数， $N_s$ 是单位面积的靶核数 ( $5.64 \times 10^{19} / \text{cm}^2$ )。

在我们的实验中，共积累了  $7.9 \times 10^7$  个 ${}^8\text{Li}$  事例，扣去本底后，获得了  $32 \pm 10$  个 ${}^9\text{Be}$ 事例，为了能清楚的看出实验中各探测器所获得的事件数，将图 4.6 相关的原始数据列于表 4.2。其角度值均取各探测器角度范围的中间值。由 4.3 式可以计算出 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})\text{n}$ 反应生成 ${}^9\text{Be}$ （基态）的截面为  $3.6 \pm 1.1$  mb。

表 4.2 各探测器计数

探测器	$\theta_{\text{lab}}(\text{deg})$	$(\text{CD}_2)_\text{n}$ 靶计数 (个)	C 靶计数 (个)	净计数 (个)
Er	1.6	13	2	$8.6 \pm 5.6$
第一环	6.0	16	0	$16.0 \pm 5.2$
第二环	9.0	6	1	$3.5 \pm 2.7$
第三环	11.2	4	0	$4.0 \pm 3.2$

表中净计数是由效应靶  $(\text{CD}_2)_\text{n}$  计数减去本底靶 (C) 计数，相减时考虑了靶归一和计数的归一。净计数中的误差主要是来自统计误差和窗口不确定性误差，其中统计误差约占 49%，窗口不确定性误差约占 51%。

把图 4.6 中的 ${}^9\text{Be}$ 事例按不同的探测器 (ER和三个环) 划分，将角度转换成质心系角度，再分别计算出微分截面 (见表 4.3)，即可得到 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Be})\text{n}$ 反应在质心系的角分布。根据运动学，由实验室系到质心系有：

$$\theta_c = \sin^{-1}(\gamma \sin \theta_L) + \theta_L \quad (4.4)$$

$$\sigma(\theta_c) = G(\gamma, \theta_L) \sigma(\theta_L) \quad (4.5)$$

其中

$$\gamma = \left( \frac{m_a m_b}{m_A m_B} \frac{E^{(C)}}{E^{(C)} + Q} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{4.6}$$

这里， $E^{(C)}$ 是入射粒子在质心系内的相对动能（MeV）； $Q$ 是核反应能（MeV）； $m_a$ 、 $m_b$ 、 $m_A$ 和 $m_B$ 分别是入射粒子、出射粒子、靶核及反应后剩余核的质量。而

$$G(\gamma, \theta_L) = \frac{(1 - \gamma^2 \sin^2 \theta_L)^{1/2}}{[\gamma \cos \theta_L + (1 - \gamma^2 \sin^2 \theta_L)^{1/2}]^2} \tag{4.7}$$

表 4.3 质心系角分布计算

	$\theta_c$	$\Delta\Omega$	$\Delta\sigma$	$\delta\sigma/\delta\Omega$	误差	
					$\Delta\theta_c$	$\Delta(\delta\sigma/\delta\Omega)$
中心 Er	7	0.20	1.2	4.8	7	3.1
第一环	28	0.78	1.8	2.3	8	0.75
第二环	42	0.81	0.39	0.49	5	0.38
第三环	55	0.86	0.45	0.52	5	0.42

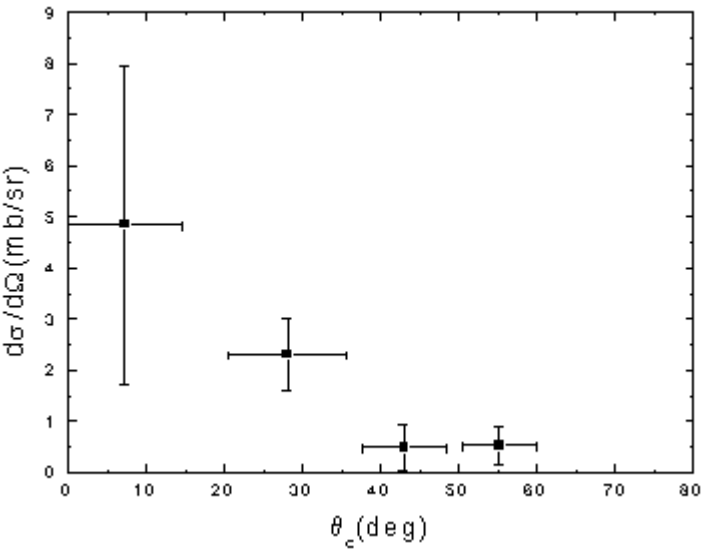


图 4.7  $^9\text{Be}$ 基态角分布

图 4.7 给出了 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})\text{n}$ 反应在质心系能量 $E_{\text{c.m.}}=8.10\text{ MeV}$ 时生成 $^9\text{Be}$ 的角分布。角分布的误差主要来自统计误差，考虑到不同的开门对结果的影响，我们对误差进行了合理地放大，使其包含了鉴别区域的选取对角分布的计算带来的不确定因素。水平误差主要是来自探测器的位置信号不确定性，由于探测器不能给出位置信号，我们只能用每个探测器的中间位置作为一个坐标点，这样就引入了很大的角度误差。由于是逆运动学反应，角度误差在由实验室系到质心系转换时被放大了很多。

## § 4.4 理论分析

### 4.4.1 光学势的理论概述

在最近五十年里，核的光学模型取得了很大的成功并且被广泛地应用于核子的弹性散射、非弹性散射及核反应的理论计算，是分析核实验数据的最基本的理论工具之一。

唯象光学模型的一般形式为：

$$U(r) = V_C(r) + V_r f(x_r) + iV_i \frac{df(x_i)}{dr} - \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 V_{so} \frac{1}{r} \frac{df(x_{so})}{dr} \frac{\vec{l} \cdot \vec{s}}{s} \quad (4.8)$$

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^x}, \quad x = \frac{r - r_j A^{1/3}}{a_j}, \quad j = r, i, so \quad (4.9)$$

其中 $V_C(r)$ 是库仑势，取库仑半径参数 $r_{0C}=1.30\text{ fm}$ ； $V_r$ 、 $V_i$ 和 $V_{so}$ 分别是实、虚势和自旋-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，对于给定的核和入射粒子能量，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结果。但势参量则往往还有相当大的不确定性，也就是说常有好多组势参量能同样好地符合实验数据。有人因此对光学模型提出批判：这么多的可调参量，无论什么样的数据都能拟合。为了避免计算的任意性，入射道和出射道两个散射态的光学势参数必须使用文献中已有的可靠数据。但能够找得到的光学势数据不多。还有一种消除这种不确定性的途径，就是利用微观理论来计算光学势。

既然光学势代表入射粒子与靶核之间所有核子-核子相互作用, 那么光学势就可以由核子-核子相互作用在核密度分布上的积分来计算, 既有:

$$V(r) = \sum_{i=1}^A v(|\vec{r} - \vec{r}_i|) \approx \int \rho(r') v(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}' \quad (4.10)$$

其中,  $\rho(r')$ 代表核的物质密度分布,  $v(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ 入射核子与靶核中的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核物质的密度分布代入 4.10 式, 就可以求得体系得微观光学势, 而不需要任何可以调节的自由参数。

#### 4.4.2 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$ 反应角分布的计算

扭曲波波恩近似方法 (Distorted Wave Born Approximation, 简称 DWBA) 是国际上应用最广泛的一种应用于散射和两体反应的计算方法, 是 DWUK4 中的一种。这种方法适用于 0 区域附近的相互作用, 一般来说, 这种约束对于非弹性散射不是很重要, 它是一种粒子转移反应的近似计算。粒子的自旋被合并为 0, 1/2 和 1。

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,  $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$  反应生成  $^9\text{Be}$  的角分布可以通过计算  $^8\text{Li}(d, n)^9\text{Be}$  反应生成  $n$  的角分布得到。

分别采用两套光学势来导出总截面, 一套为系统学光学势, 另一条为近似粒子的光学势, 它们的光学势参数示于表 4.4。利用 DWBA 计算的  $^8\text{Li}(d, n)^9\text{Be}$  反应的总截面为分别约为 9mb 和 21mb (未考虑谱因子), 得到的角分布如图 4.8 所示。这两套光学势只是依据系统学的规律和接近粒子的近似, 都不能反应出本实验系统的真实情况, 因此与实验数据有较大的差别。

表 4.4  $E_{c.m.}=8.1$  MeV时 ${}^8\text{Li}(\text{d},\text{n}){}^9\text{Be}$ (基态)光学势参数

序号	反应道	实部			体积项虚部			表面项虚部			自旋轨道耦合			$r_c$
		V	r	a	W	$r_w$	$a_w$	$W_D$	$r_D$	$a_D$	$V_{SO}$	$r_{SO}$	$A_{SO}$	
1	入射	131.3	1.0	0.85	22.5	1.64	0.29	15.9	1.31	0.76	7.0	1.31	0.76	1.05
	出射	50.6	1.1	0.72				0.97	1.43	0.66	6.2	1.43	0.16	
2	入射	118.0	1.0	0.94	12.5	1.35	0.54	6.87	1.98	0.59	8.0	1.98	0.59	1.30
	出射	40.7	1.4	0.62				22.2	1.40	0.39	5.0	1.40	0.39	

注：1. 关于上表中各参数的意义请参照参考文献[27].

2. V 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm.。

通过对理论计算角分布的数值积分我们得出两套光学势导出的  $0\sim 60^\circ$  截面分别占总截面的 39% 和 40%，可以看出不同的光学势对  $0\sim 60^\circ$  截面与总截面的比值影响不大，所以我们近似的认为实验所测得的  $0\sim 60^\circ$  截面占总截面的 40%，由此可以导出总截面

$$\sigma(E) = 3.6 / 0.4 = 9.0 \pm 2.8 \text{ mb}$$

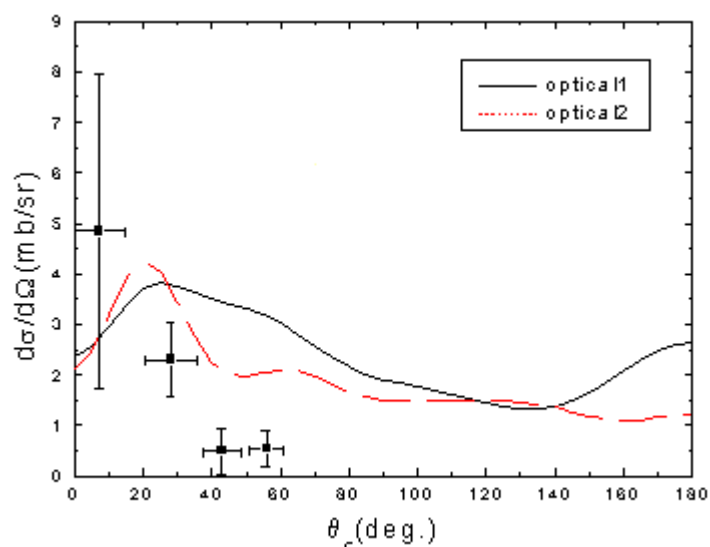


图 4.8 DWBA 计算的角分布与实验点的比较，理论计算的绝对强度根据实验点进行了调整

#### 4.4.3 S 因子的计算

已知实验测得的截面和理论外推的总截面就可以计算天体物理的 S 因子了，S 因子的作用和优点在第一章已经讲过，在此不再赘述。由 DWBA 计算出的总截面计算 S 因子（见式 4.11）。

$$S(E) = E\sigma(E)\exp(2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v) \quad (4.11)$$

其中  $\sigma(E)$  为我们导出的反应的总截面， $\sigma(E) = 9.0 \pm 2.8 \text{ mb}$ ，带入计算得到

$$S(E) \approx 272 \pm 85 \text{ keV b}$$

#### 4.4.4 结果讨论与比较

通过实验和DWBA理论计算我们得到了质心系能量 $E_{c.m.}=8.1 \text{ MeV}$ 时反应 ${}^8\text{Li}(d,n){}^9\text{Be}$ (基态)的总截面和S因子,与参考文献[15]中的结果的比较见表 4.5。

表 4.5 实验结果比较

$E_{c.m.}(\text{MeV})$	$\sigma_{\text{tot}}$	S 因子 (keV b)	数据来源
$1.5 \pm 0.1$	$6.9 \pm 1.9$	$220 \pm 61$	文献[15]
$2.0 \pm 0.1$	$4.6 \pm 1.7$	$132 \pm 49$	
$2.4 \pm 0.1$	$6.2 \pm 2.4$	$168 \pm 65$	
$2.8 \pm 0.1$	$8.9 \pm 1.9$	$236 \pm 50$	
$8.1 \pm 0.5$	$9.0 \pm 2.8$	$272 \pm 85$	本论文

应该说明的是文献[15]仅测了质心系  $30^\circ \sim 60^\circ$  的截面,通过勒让德多项式拟合得出全截面,而本论文的工作是根据质心系  $0^\circ \sim 60^\circ$  的截面通过与DWBA理论计算的比较得出反应全截面,因而我们认为结果应该更为可靠。

由此可以看出 ${}^8\text{Li}(d,n){}^9\text{Be}$ (基态) 确实是原初核合成中消灭 ${}^8\text{Li}$ 的重要途径。

## 第五章 论文总结

天体核过程涉及的放射性核绝大部分是半衰期较短的核（短于~1 小时），要测量它们参与的核反应的截面用稳定核束轰击放射性靶的方法是不适用的，RNB 的产生解决了这一难题。放射性核束（RNB）的主要优势在于它大大扩展了弹核的同位旋自由度和弹靶组合的多样性，为合成远离 $\beta$ 稳定线的新核素，系统研究它们的奇异性质，检验和发展核理论模型，揭示核反应和核结构的新规律创造了新的机遇。

我们在 HI-13 串列加速器次级束流线上利用 $^2\text{H}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^1\text{H}$ 反应产生了能量为 40.38 MeV、纯度约 88%、强度约  $400\text{ s}^{-1}$ 、能散约 520 keV (FWHM) 的 $^8\text{Li}$ 次级束，调试结果表明，最优化的磁场设置与计算值完全一致，从而证实了计算的可靠性。产生反应 $^2\text{H}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^1\text{H}$ 不仅布居 $^8\text{Li}$ 的基态，还布居 $^8\text{Li}$ 的第一激发态（0.98 MeV,  $1^+$ ），所以次级束中包括直接产生的基态 $^8\text{Li}$ 和从第一激发态退激到基态的 $^8\text{Li}$ 。两组 $^8\text{Li}$ 的能量相差约 0.7 MeV，强度之比约为 9:1，难以从能谱上清楚地分开。

经过次级束流线分离、纯化、聚焦的 $^8\text{Li}$ 次级束经过  $\Phi 3\text{mm}$  的准直孔后，打到厚度为  $1.5\text{ mg/cm}^2$  的  $(\text{CD}_2)_n$  次级反应靶上。用于测量 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$ 反应的截面，厚度为  $1.8\text{ mg/cm}^2$  的 C 靶用于测量本底。用一套  $\Delta E$ -E 计数器望远镜鉴别次级束及 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$ 反应产物。 $\Delta E$ 探测器使用 ORTEC 公司生产的厚度为  $19.3\text{ }\mu\text{m}$ 、面积为  $450\text{ mm}^2$  的圆形硅探测器，它的各项数据指标列于表 3.4。E 探测器由  $300\text{ }\mu\text{m}$ 、面积为  $450\text{ mm}^2$  的圆形硅探测器与厚度为  $300\text{ }\mu\text{m}$  的 3 环位置灵敏半导体探测器构成。这一组合使我们不仅可以由测到的  $\Delta E$ -E 二维谱来鉴别反应的出射离子，也可以由测到的  $E_t$ - $\theta$  谱来计算反应的角分布。 $^8\text{Li}$ 束被  $\Delta E$ -E 望远镜同时记录，便于对入射的 $^8\text{Li}$ 粒子数进行统计。根据实验测出的质心系能量  $E_{\text{c.m.}}=8.1\text{ MeV}$  时 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$ 反应截面利用 DWBA 导出总截面为  $9.0 \pm 2.8\text{ mb}$ ，并计算出天体物理的 S 因子为  $272 \pm 85\text{ keV b}$ 。由此可以看出 $^8\text{Li}(d, n)^9\text{Be}$ (基态) 确实是原初核合成中消灭 $^8\text{Li}$ 的重要途径。

在常规实验中，脉冲堆垒引起的主要问题是造成计数丢失。在本论文所采用的逆运动学实验方案中，感兴趣的反应产物出射在前方一个很小的角锥内。为了不损失立体角，只能同时探测反应产物和入射次级束，这样就必然导致脉冲堆垒，虽然我们采取了一些相应的措施（堆累信号由 ORTEC 公司的 672 主放大器给出， $\Delta E$  与 E 的堆累信号经反符合后加入 AD413A 的抗对垒插孔，当堆累



信号来时, ADC 不进行记录, 这样可以有效地减小堆累信号的干扰), 但是由于反应截面很小, 脉冲堆垒的影响相对的还是很大, 所以如何解决堆垒问题是我们进一步要探讨的重要问题。

在实验过程中, 探测器起着非常关键的作用, 它记录整个实验过程, 是我们数据获取的来源, 而探测器的水平直接影响到实验的水平, 先进的, 高分辨的探测器可以实现我们更多的实验方案。目前我们的探测器水平还很低, 分辨率达不到更精密的实验的要求。因此, 针对于各个实验研制高分辨的, 先进的探测器成为我们迫切需要解决的问题。我们正在研制的环形半导体探测器是一个很好的开端, 但是要达到实验的要求还差的很远, 有待进一步的研究。

## 攻读硕士期间发表的文章

1. **Zeng Sheng**, Weiping Liu Zhihong Li et al., Production of  $^8\text{Li}$  secondary beam, Atomic Energy Science and Technology 36 (2002) 227
2. Zhihong Li, ..., **Sheng Zeng**,..., et al., First Observation of Neutron-Proton Halo Structure for the 3.563 MeV  $0^+$  State in  $^6\text{Li}$  via  $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$  Reaction, Phys. Lett. B 527 (2002) 50
3. Zhihong Li, ..., **Zeng Sheng**,..., et al., Search for the halo effect in the  $^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$  Reaction, Chin. Phys. Lett. 19 (2002) 306

## 致 谢

本论文工作是在柳卫平、白希祥研究员的指导下完成的。在工作期间，他们孜孜不倦的教导、深入浅出的探讨、解决难题的方法都使我受益匪浅。他们广博的科学知识、严谨的科学态度、积累知识的方法、勤奋的工作作风和刚正不阿的处世态度深深地影响着我，对我在以后的工作、生活中很有帮助。

李志宏副研究员是本项研究工作的主要负责人，对本论文的完成有很大的贡献。他熟练的实验技术、深刻的物理思想和数据处理的方法使我学到了很多的东西。

在论文实验和数据处理过程中，得到了李志常、林承建、连钢、符长波、颜胜权、王宝祥和 HI-13 串列加速器运行人员的大力帮助。

作者对上述人员以及每一个曾经给予作者帮助的人员表示深深的感谢。

## 参考文献

- [1] Schramm D N, Wagoner R V. *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **27**, 37(1977)
- [2] Alcock C, Fuller G M, Mathews G J, *Astrophys J*, **320**, 439(1987)
- [3] Applegate J H, Hogan C J, Scherrer R J, *Astrophys J*, **329**, 572(1988)
- [4] Terasawa N, Sato K, *Prog Theor Phys*, **81**, 254, (1989)
- [5] Mathews G J, Alcock C, Fuller G M, *Astrophys J*, **349**, 449(1990)
- [6] Mathews G J, et al, *Astrophys J*, **358**, 36, (1990)
- [7] Kajino T, Boyd R N, *Astrophys J*, **359**, 267(1990)
- [8] Kajino T, Mathews G J, Fuller G M, *Astrophys J*, **364**, 7(1990)
- [9] Claus E. Rolfs, William S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, pp.159-161(1988)
- [10] Claus E. Rolfs, William S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, pp.156-157(1988)
- [11] Bai Xixiang, Liu Weiping, Qin Jiuchang , et al. *Nucl Phys*, **A588**, :273c(1995)
- [12] Boyd RN, Tanihata I, Inabe N, et al., *Phys Rev Lett*, **68**, 1283(1992)
- [13] Gu X, Boyd RN, Farrell MM, et al., *Phys Lett*, **B343**, 31(1995)
- [14] Mizoi Y, Fukuda T, Matsuyama Y, et al., *Phys Rev*, **C62**, 065801:1~9(2000)
- [15] Balbes MJ, Farrell MM, Boyd RN, et al., *Nucl Phys*, **A584**, 315(1995)
- [16] Becchetti FD, Brown JA, Liu WZ, et al., *Nucl Phys*, **A550**, 507 (1992)
- [17] Bai X.X., et al., *Chinese Journal of Nuclear Physics*, **16**, No.2, 100(1994)
- [18] Kajino T., *Nucl Phys*, **A588**, 339c(1995)

- [19] Z. Mao *et al.*, Nucl. Phys., **A522**, 568(1991).
- [20] J. P. Schiffer *et al.*, Phys. Rev., **164**, 1274(1967)
- [21] 毛振麟 等, 低能核物理资料汇编, **3**, 35 (1994)
- [22] F.S. Goulding *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **31**, 1(1964).
- [23] F.S. Goulding *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **162**, 609(1979).
- [24] 复旦大学等编, 原子核物理实验方法(下册), 原子能出版社, P.128-133.
- [25] 李安利, 周书华, 柳卫平, 等.. 原子能科学技术, **28**. 324(1994)
- [26] 王友保, 白希祥, 李志常, 等.. 原子能科学技术, **33**, 199(1999)
- [27] C. M. Perey *et al.*, Atom Data and Nucl. Data Tables, **17** , No. 1, pp 10. ,