



北京大学

硕士研究生学位论文

题目： 快中子 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应实验研究

姓 名： 张家国

学 号： 10604025

院 系： 物理学院

专 业： 粒子物理与原子核物理

研究方向： 中子物理

导师姓名： 张国辉

二 零 零 九 年 五 月

版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经本论文作者同意，不得将本论文转借他人，亦不得随意复制、抄录、拍照或以任何方式传播。否则，引起有碍作者著作权之问题，将可能承担法律责任。

快中子 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应实验研究

摘 要

^{10}B 材料广泛应用于核物理基础研究以及核工程应用中。中子与 ^{10}B 发生核反应的主要反应道是 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$, 该反应的实验研究对核反应理论的完善、原子核基本性质的研究以及核工程应用都十分重要。目前, 1 MeV 以下中子能区的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面已经成为标准截面; 1 MeV 以上中子能区, 由于实验结果少、数据分歧大, 是目前研究的重点区域, 需要更多的实验工作在该能区开展。

本论文提出了一种基于背靠背双屏栅电离室和薄 ^{10}B 样品的符合测量方法, 并对这种方法进行了初步的尝试与应用。具体工作包括三方面: 1) 利用数据采集卡(Waveform Digitizer)的主从控制功能, 实现了两块数据采集卡对四路输入信号的同步采集。2) 设计制作了 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应实验测量中所需薄衬底的薄 ^{10}B 样品, 并利用热中子核反应相对比较法完成了样品中 ^{10}B 核数的测量工作。3) 在上述工作基础上, 利用本文所提出的漂移时间符合和能量开窗符合的方法测量了 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 三个能点的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面和出射 α 粒子角分布。

将测量得到的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面和出射 α 粒子角分布与现有结果进行了比较: 反应截面值与 Davis 的实验结果在误差范围内保持一致, 初步澄清了 $4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 三个能点的数据分歧; 角分布与本实验室在 2002 年的测量结果保持一致的趋势, 间接验证了这种方法的可靠性。

本文还对数字信号处理方法进行了概述、对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应已有测量方法进行了概括, 最后对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面与角分布的实验结果进行了简要的评价。

关键词: $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应; 截面; 角分布; 双屏栅电离室; 数据采集卡; 符合法

Experimental Study of the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ Reaction

Induced by Fast Neutrons

ZHANG Jiaguo

Directed by Dr. ZHANG Guohui

Abstract

^{10}B is widely used in the basic research of nuclear physics as well as in the application of nuclear engineering. $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction is the most important reaction channel for neutron reaction with ^{10}B . Study of this reaction is important for the research of nuclear reaction mechanism of light nucleus, fundamentals of nucleus and application of nuclear engineering. Up to now, the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction cross sections have already been adopted as standard data below 1 MeV, but large discrepancies still exist in the neutron energy region above 1 MeV because of the scanty of measurement data in this region. Therefore, more efforts are needed in order to clarify the discrepancies in the above energy region.

This paper presents a novel coincidence method based on a twin gridded ionization chamber (GIC) and a thin ^{10}B sample with thin backing. Main works of the present thesis include: 1) achievement of master/slave function of two waveform digitizers, which can record four signals simultaneously; 2) design of the thin ^{10}B sample and determination of the ^{10}B atom number through comparing α yield with a known ^{10}B sample under the bombard of thermal neutrons; 3) measurement of cross sections and α particle angular distributions for the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction at $E_n=4.0, 5.0$ and 6.0 MeV by using digital processing coincidence method.

Comparisons have been made between present results and existing ones. We conclude that present cross sections are consistent with those of Davis' at the fore-mentioned neutron energy points, and our differential cross sections keep the same tendency as our results in 2002, which indirectly proved the accuracy of the present method.

In addition, methods of digital signal processing (DSP) are introduced and methods for $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction cross section measurement are also summarized in this paper. An evaluation is made for all existing results of $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction.

Key Words: $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction; Cross section; Angular distribution; Twin gridded ionization chamber (GIC); Waveform digitizer (WFD); Coincidence method

目 录

摘要	I
Abstract	II
第一章 引言	1
1.1 研究工作的意义	1
1.2 国内外实验测量概况	1
1.3 测量方法与内容	4
第二章 仪器与信号原理	7
2.1 综述	7
2.2 仪器	7
2.2.1 高速数据采集卡(WFD)	7
2.2.2 电离室构造	8
2.2.3 电离室各极板的脉冲形状	9
2.2.4 信号中包含的物理量分析	11
2.3 数字信号处理	14
第三章 薄 ^{10}B 样品设计及核数测量	17
3.1 相对测量法原理	18
3.2 实验装置	19
3.3 测量过程与结果分析	21
3.3.1 已知核数样品测量	21
3.3.2 未知核数样品测量	23
3.3.3 结果与分析	27
第四章 快中子 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应实验测量	29
4.1 实验装置与电子学	29
4.1.1 实验装置安排	29
4.1.2 电子学线路	30
4.2 实验过程	31
4.2.1 能量刻度与角分辨率	31
4.2.2 事件加本底测量	34
4.2.3 绝对中子通量测量	36

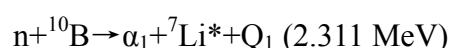
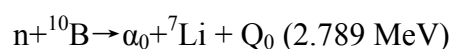
4.3 核反应事件统计	36
4.3.1 符合事件	38
4.3.2 leaking 事件	45
4.4 实验结果	46
4.4.1 反应截面	46
4.4.2 微分截面	48
4.5 结果讨论	52
第五章 结论	58
参考文献	59
致谢	62
附录	63

第一章 引言

1.1 研究工作的意义

中子核反应的研究和相关数据的实验测量对原子核理论的完善、原子核基本性质的研究以及核工程应用十分重要。

天然硼中, ^{10}B 的丰度为 19.9%。 ^{10}B 元素是核工程与国防科研中的常用材料, 广泛应用于中子的屏蔽与防护和中子探测。 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应是中子与 ^{10}B 最主要的反应道之一:



上述反应是轻核反应, 轻核内包含很少的核子, 反应机制不能用建立在以统计模型为基础的核反应模型描述, 目前还没有能够用于计算轻核反应截面的通用模型, 特别是在快中子能区。因此无法从理论上准确预言轻核反应截面、反应产物出射角分布以及能谱等信息。产生这种困难的主要原因在于: 1) 在 MeV 中子能区, 中子源强度小、 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面小、实验测量过程中本底干扰严重, 从而导致实验结果非常少, 没有足够多的实验测量数据来评价已有的核反应理论模型; 2) 在很少的实验数据中, 各家测量结果存在很大的分歧、可信度不高, 不利于理论工作者对核反应模型进行改进。

因此, 为了澄清数据分歧, 并为理论工作的改进提供可靠的依据, 需要在 MeV 中子能区对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面、角分布进行系统的实验测量。

1.2 国内外实验测量概况

对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应的研究已有几十年的历史, 在 1 MeV 以下中子能区有大量的实验数据^[1-12], 这些结果之间的分歧很小, 且在 200 keV 以下, 反应截面遵循 $1/v$ 定律, 已经作为一级标准截面推荐给使用者; 而在几个 MeV 中子能区, 除本课题组的研究成果^[13-16]外, 仅有三家实验数据^[17-19], 不同的实验以及评价结果分歧较大, 如图 1.1 所示。国际原子能机构(IAEA)期望有更多的实验工作在 MeV 中子能区展开, 尽早实现这一能区 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面的标准化。

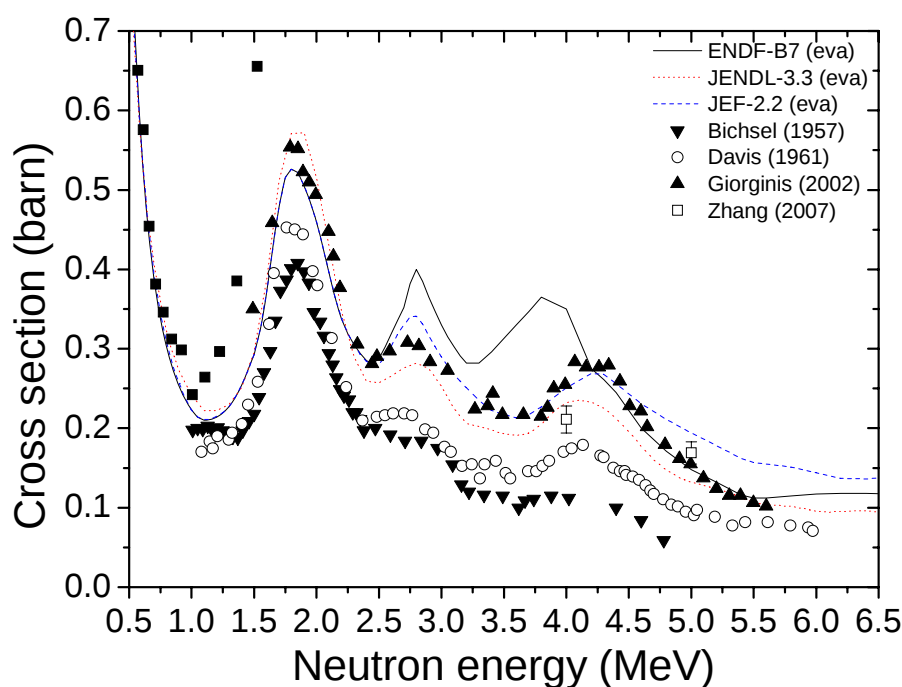


图 1.1 MeV 中子能区 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应总截面实验结果

迄今, 主要有 4 种 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面的测量方法, 分别为:

- (1) 双金硅面垒探测器符合法: 将 ^{10}B 样品蒸镀到一块金硅面垒探测器的表面, 另一块金硅面垒探测器与附有 ^{10}B 样品的探测器面对面放置。 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 和 ^7Li 粒子可分别被两块探测器探测到, 利用两块探测器输出信号的符合脉冲触发采集系统, 可有效的扣除本底事件、得到较为准确的核反应事件数。这种方法的缺点是: 不能获得出射带电粒子角分布的相关信息、只能得到核反应截面; 探测器在 MeV 能量中子的照射下极易损坏; 随着中子能量的增大, α 和 ^7Li 粒子同时前向出射事件增多, 从而导致符合测量丢失部分核反应事件、使最终得到的反应截面值偏低。
- (2) BF_3 正比计数管探测法: BF_3 气体在计数管中既提供 ^{10}B 样品、又作为工作气体。中子与 ^{10}B 发生反应后, 产生的 α 和 ^7Li 粒子的能量损失于工作气体中, 阳极输出脉冲幅度正比于 α 和 ^7Li 粒子的能量之和。对于单能中子入射, $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α_0 和 ^7Li 、 α_1 和 $^7\text{Li}^*$ 的能量之和均为定值, 在脉冲幅度分布谱中位于确定的区域内、全能峰受本底事件干扰很

小。这种方法的缺点是：不能获得出射带电粒子角分布的相关信息；计数管体积有限，存在一定的壁效应，随着中子能量的增大，其余反应道逐渐开道、本底噪声干扰增多、壁效应逐渐严重，导致发生壁效应的事件不能与其余反应道及本底事件有效分开、难以获得核反应事件的准确数目。

(3) 屏栅电离室气体靶探测法：相当于对方法(2)的改进，将 BF_3 计数管更换为当时较为流行的电离室，电离室中同样充有含 BF_3 的工作气体，在阴极和阳极之间引入栅极，使阳极脉冲幅度不再与电离发生的位置相关，从而提高脉冲幅度谱的分辨率。这种方法的缺点是：仍存在壁效应问题；同样不能获得出射带电粒子角分布的相关信息。2008 年 G. Giorginis 和 V. Khryachkov 率先提出了通过选取电子在工作气体中的漂移时间来消除壁效应的新方法^[20]，虽然这种方法解决了壁效应问题，但仍不能用以测量角分布。

(4) 屏栅电离室固体靶探测法： ^{10}B 样品置于屏栅电离室前向阴极靶位处，测量电离室前向（相对于入射中子（ $0^\circ\sim 90^\circ$ ））的阴极-阳极脉冲幅度双维谱，统计前向 α 、 ^7Li 和 leaking 事件数目^[19]（将在本文 4.3 节详述）得到核反应事件总数，从而计算出反应截面值，并得到前向出射 α 粒子角分布的信息。这种方法的缺点是：其余反应道（如 $\text{n}+^{10}\text{B}\rightarrow\text{t}+\alpha+\alpha$ 三体反应）产生的事件淹没于 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 ^7Li 事件中，无法分开。为了消除其余反应道对前向 ^7Li 事件的影响，可通过测量 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的后向 α 事件数代替前向 ^7Li 事件数，以达到消除其余反应道本底干扰的目的。

方法(1)和(2)更多应用于 1 MeV 以下中子能区的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面测量；在几个 MeV 中子能区，现有的三家实验数据分别通过方法(2), (3), (4)测量得到。

最近的一组实验结果由 Giorginis 在 2002 年得到，使用的方法为(4)。Giorginis 等没有测量后向的 α 事件，仅测量了前向的 α 、 ^7Li 和 leaking 事件。考虑到 ^{10}B 其余反应道事件淹没于 ^7Li 事件中无法分开，Giorginis 在统计前向总事件数时并未使用 ^7Li 事件。通过测量中子能量在 2.5 MeV 到 5.5 MeV 之间六个能点的

$^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应实验室系后向 α 事件数与前向 α 事件数的比值 $N_b(\alpha)/N_f(\alpha)$, Giorginis 得出中子能量在 2.5 MeV 到 5.5 MeV 之间时 $N_b(\alpha)/N_f(\alpha)=1$ 的结论^[21]。

$^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 事件总数等于前向 α 事件数、后向 α 事件数与 leaking 事件数三者之和, 因此, Giorginis 认为 α 事件总数也就等于前向 α 事件数的二倍加上 leaking 事件数。这种做法的依据很不充分, 无论从理论上还是从我们的实验结果中都未观察到实验室系前、后向 α 事件的对称性。

总的来说, 各种方法都有明显的优缺点: 能够通过符合有效扣除本底的方法不能得到出射粒子角分布, 能够测量角分布的方法不能有效地扣除本底。

1.3 测量方法与内容

为了既能利用符合方法有效扣除本底事件、同时又能测量出射粒子角分布, 本课题组提出了一种基于背靠背双屏栅电离室和薄样品的符合测量方法——开窗符合法。

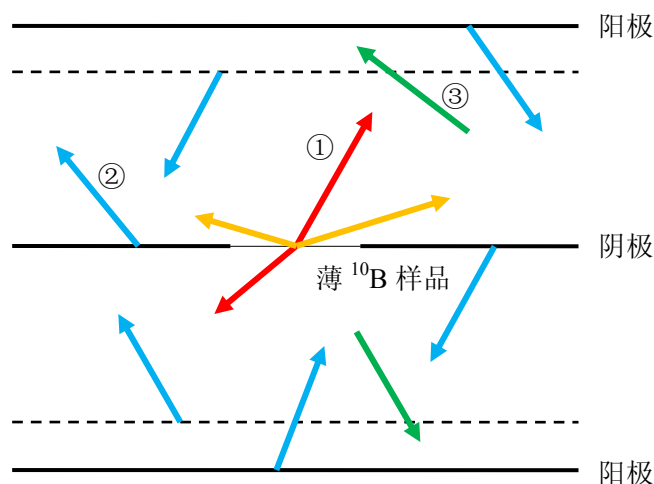


图 1.2 基于背靠背双屏栅电离室和薄样品的符合方法示意图

如图 1.2 所示, 阴极靶位处放置一块衬底很薄的 ^{10}B 薄样品, $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 和 ^7Li 粒子能同时穿出样品和衬底被气体探测器探测到。按照反应发生的位置划分, 中子引发的核反应事件可以分为三类: ①中子引发薄衬底及 ^{10}B 样品发生反应产生的事件; ②中子与阴极、栅极和阳极极板发生反应产生的事件; ③中子与工作气体中的部分核素发生反应产生的事件。只有中子与薄衬底及 ^{10}B

样品发生反应产生的事件才能在双屏栅电离室的前向和后向同时产生信号，因此，通过电离室前后向符合的方法可有效地扣除本底事件，再通过前向与后向事件的能量和即可确认 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应。有少部分快中子引起的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 和 ^7Li 粒子会同时前向出射，不能通过符合方法得到，但由于这部分事件引起的阳极脉冲幅度相对较大，本底干扰小，所以这部分事件可通过单独求解二维谱得到。

这种方法继承了普通屏栅电离室对带电粒子具有角度分辨能力的优点，可以用来计算出射带电粒子的角分布。

本论文对上述测量 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面的新方法进行了初步探索。工作内容包含以下几个方面：第一，实现了两块数据采集卡的主从控制，使两块数据卡可同步采集四路信号；第二，设计了薄衬底的 ^{10}B 薄样品，并利用热中子核反应相对比较法完成了样品中 ^{10}B 核数的测量工作；第三，在上述工作的基础上，测量了 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 三个能点的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面和出射带电粒子角分布，利用时间以及能量开窗符合方法选择事件并扣除本底。将测量得到的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面和出射带电粒子角分布与现有结果进行了比较，并得到如下结论：反应截面值与 Davis 的实验结果在误差范围内保持一致；角分布与本实验室在 2002 年的测量结果保持一致的趋势。结果表明，本文所提出的符合法确实可以有效地扣除本底事件、用来测量反应截面及角分布。

下面是各章内容的简要介绍：

第一章 引言。

第二章 仪器与信号原理：介绍数据采集卡以及电离室极板信号产生与形成的过程，分析脉冲信号携带的物理信息，最后介绍常用的数字信号处理方法：卷积与移动平均线(Moving Average)。

第三章 薄 ^{10}B 样品设计及核数测量：介绍特制薄 ^{10}B 样品的结构、核反应相对法测量核数的原理。利用符合法确定了热中子引发 $^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 事件数，并得到了样品中 ^{10}B 的核数。

第四章 快中子 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应实验测量：总结了一种消除电离室栅极非屏

蔽效应的方法——坐标变换法；利用电离室前后向事件的漂移时间符合和能量开窗符合有效地扣除了本底事件、得到了较为精确的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面和角分布；利用核反应法对中子能谱测量进行了尝试。

第五章 结论：对本论文的全部工作做了简短的总结，并对今后的工作提出了建议。

第二章 仪器与信号原理

2.1 综述

实验仪器主要包括两个部分：屏栅电离室和高速数据采集卡^[22](Waveform Digitizer, 简称 WFD)。屏栅电离室用来探测核反应产生的带电粒子；高速数据采集卡用来记录电离室各个极板的信号波形（感应信号的大小随时间的变化）。

近几年，利用屏栅电离室并结合高速数据采集卡开展的研究工作逐渐增多，主要包括：

- (1) V.A. Khryachkov 等利用高速数据采集卡对电离室栅极非屏蔽因子^[23]进行了直接测量^[24]；
- (2) V.A. Khryachkov 等利用高速数据采集卡对电离室内电子的漂移性质进行了系统的研究^[25]；
- (3) S. Zeinalov 和 F.J. Hambsch 等对电离室极板感应信号进行了概述，对 WFD 获取的数字波形处理方法进行了详细的说明^[26]；
- (4) G. Giorginis 和 V.A. Khryachkov 将屏栅电离室与高速数据采集卡结合，对 1.5~5.6 MeV 能区的快中子引发的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面进行了测量^[27,28]。与此同时，V.A. Khryachkov 提出了一种使用 WFD 采集到的信号波形的时间信息消除本底的新方法^[29]；
- (5) V.A. Khryachkov 等利用 WFD 与电离室对快中子引起 ^{232}Th 的三裂变进行了初步研究^[30]。

除此之外，基于高速数据采集卡的中子能谱测量以及 n/γ 分辨的研究工作在近些年正逐渐兴起^[31-33]。

下面对本实验工作中所使用的屏栅电离室和高速数据采集卡进行详细介绍。

2.2 仪器

2.2.1 高速数据采集卡

数据采集卡(WFD)的作用是将输入模拟信号转化为数字信号并进行记录。本实验室购置的数据采集卡由 Signatec 公司生产，型号为 PDA14。该数据采集卡

具有两路输入，最高采样频率达到 100 MHz，采样精度为 14 bit，可测量的电压范围分为六档，最大测量电压为 3.0 V。图 2.1 为高速数据采集卡的实物图。

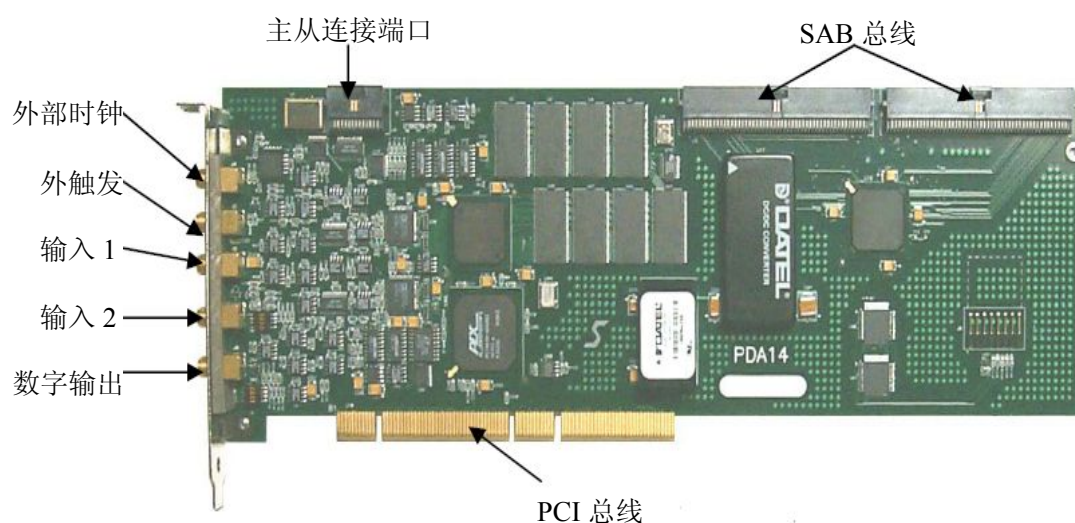


图 2.1 高速数据采集卡(WFD)实物图

数据采集卡具有主从符合测量功能，该功能可使两块数据采集卡以相同的采样率同时对它们的输入端信号进行采集，实现四路信号的同步测量。使用两块数据卡进行主从符合测量时，只需用传输线将两块数据采集卡的“主从连接端口”相连，并通过自带的采集软件 *Maestro* 对两块数据采集卡进行主从设置即可。设置完毕后，当有输入信号超过阈值触发“主”采集卡进行数据采集时，“主”采集卡通过“主从连接端口”向“从”采集卡发送指令，“从”采集卡同时也对其输入端的信号进行采集。该功能将用于同步测量电离室前、后向栅极和阳极共四路信号。

2.2.2 电离室构造

实验中使用的电离室由俄罗斯杜布纳联合核子所设计加工，是背靠背的双屏栅电离室^[34,35]，可以认为是两个孤立的屏栅电离室背靠背地放置在一起、并且共用同一个阴极。图 2.2 为屏栅电离室构造图。

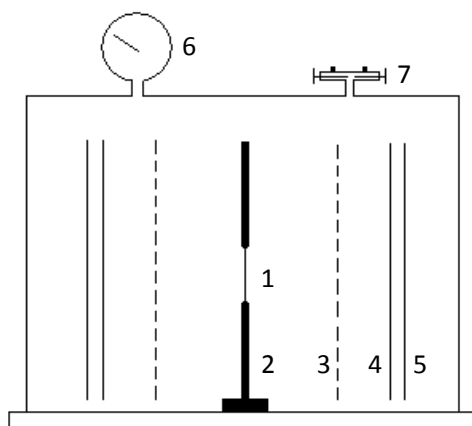


图 2.2 电离室构造图

1-靶位；2-阴极；3-栅极；4-阳极；
5-屏蔽极；6-气压表；7-充放气口。

电离室由不锈钢材料制成，其外壁直径为 28.2 cm、高度为 27.2 cm、厚度为 0.2 cm，能够承受的最大气压是 15 atm。电离室内的各极板均为正方形，边长为 11.0 cm，栅丝为直径 0.05 mm 的镀金钨丝，平行分布的栅丝之间的距离为 2.0 cm。

电离室阴极处的样品转换器共有五个靶位，一次可预置多个样品，具体需要使用哪块样品时，只需通过转动旋钮将该样品转至阴极靶位处即可。测量 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面使用的薄衬底 ^{10}B 样品、一块已知核数的厚衬 ^{10}B 样品以及一块混合 α 源已分别置于阴极的不同靶位，用于下面的实验工作。

2.2.3 电离室各极板的脉冲形状

如图 2.3 所示， α 源或 (n,α) 、 (n,p) 等反应产生的带电粒子从屏栅电离室的阴极靶位处出射，使电离室内的工作气体电离，产生大量的电子-离子对。在电场力的作用下，电子和正离子分别向阳极和阴极运动，它们在阴极、栅极和阳极上产生的感应电荷随着电子和正离子的运动而发生变化。通常来说，正离子的速率远小于电子的速率（相差约 1000 倍^[36]），对于电子脉冲电离室来说，各极板感应信号的变化可以近似认为是由于电子运动引起的。

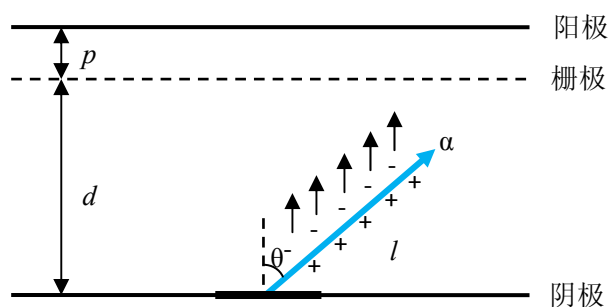


图 2.3 电子运动在电离室各极板产生信号

图 2.4 为利用 WFD 测量到的由 α 源引起的屏栅电离室阴极、栅极和阳极的感应信号波形。规定阴极、栅极和阳极信号幅度的最小值为零。

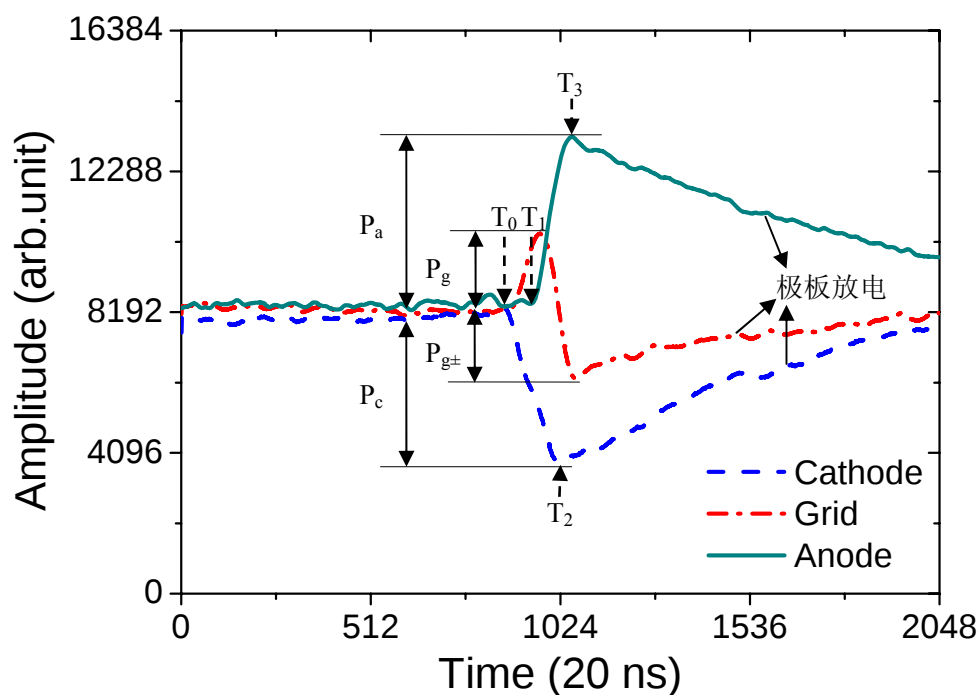


图 2.4 阴极、栅极和阳极的信号波形

当电子由阴极向栅极运动时（对应 T_0 时刻），阴极感应电荷逐渐减少、栅极感应电荷逐渐增多；当有电子穿过栅极时（对应 T_1 时刻），阳极开始产生感应电荷，阴极感应电荷继续减少；当最后一个电子穿过栅极时（对应 T_2 时刻），阴极感应电荷最少（为零），随后开始放电；随着电子逐渐向阳极运动，栅极的感应

电荷逐渐减少、阳极的感应电荷逐渐增多；当电子全部到达并被阳极收集时（对应 T_3 时刻），阳极的感应电荷达到最多、栅极的感应电荷最少（为零），随后栅极和阳极板开始放电。理论上，任意时刻阴极、栅极和阳极上产生的感应电荷之和都等于电子的总电荷。

电子从开始运动（ T_0 时刻）到被阳极全部收集（ T_3 时刻）的时间为电子在电离室内的漂移时间。电子在电离室内的漂移时间与电离径迹上距阳极最远的电子到阳极的距离、以及电子的运动速率有关。当电离室工作条件确定时，电子在电离室内的漂移时间仅与电离径迹上距阳极最远的电子到阳极的距离有关（以图 2.3 为例，电离径迹上距阳极最远的电子到阳极的距离为 $s=d+p$ ）。通常来说，从阴极和阴极附近的工作气体出射的带电粒子，电离产生的电子在电离室内的漂移时间相对较长；从栅极、阳极以及距阴极较远的工作气体出射的带电粒子，电离产生的电子在电离室内的漂移时间相对较短。

2.2.4 信号中包含的物理量分析

阴极、栅极和阳极的信号波形中包含了出射粒子能量和角度的信息，下面将对这些有用的信息进行分析。

考虑一个由阴极靶位出射、能量为 E 的带电粒子。如图 2.3 所示，假设带电粒子出射角度为 θ （与阴极板法线的夹角），在工作气体中的射程为 l ，在运动径迹上产生的电子离子对数目为 n （ $n \propto E$ ），阴极到栅极的距离为 d ，栅极到阳极的距离为 p 。

阳极：电子在阴极和栅极之间运动时，假设栅极对电子完全屏蔽，阳极在初始时刻的感应信号为零，电子的全部电荷 ne 最终将全部被阳极收集，阳极感应信号的幅度为

$$P_a = G_a \cdot ne \quad (2.1)$$

阴极：当带电粒子使工作气体电离并产生电子时，阴极在初始时刻产生一个感应信号，感应信号的大小与带电粒子的能量和出射角度有关，为

$$P_c = G_c \cdot ne \left(1 - \frac{\bar{X}}{d} \cos \theta\right) \quad (2.2)$$

其中 $\bar{X}$ 为电子的电荷密度重心与阴极出射点的距离, $\bar{X} = \frac{\int_0^l \rho(x)x dx}{\int_0^l \rho(x) dx}$ 。 $\rho(x)$ 是电

离径迹上 x 处的电离密度, x 的坐标原点是离子在样品中的出射点。

当最后一个电子穿过栅极时, 阴极的感应信号最小为零, 因此阴极感应信号的幅度值等于阴极初始时刻的感应信号大小 P_c 。

栅极: 与阴极信号类似, 栅极在初始时刻产生的感应信号大小为

$$P_{g\pm} = G_g \cdot ne \frac{\bar{X}}{d} \cos \theta \quad (2.3)$$

当最后一个电子到达阳极时, 栅极的感应信号最小为零, 因此栅极感应信号初末态的差值等于栅极初始时刻的感应信号大小 $P_{g\pm}$ 。

式(2.1)-(2.3)中的 G_a , G_c 和 G_g 分别阳极、阴极和栅极的 G 因子。

有人提出, 栅极感应信号上升沿幅度 (图 2.4 中 P_g) 与阴极感应信号幅度类似, 仍是带电粒子能量和出射角度的函数^[37,38], 可以表示成

$$P_g = G_g \cdot ne(1 - \frac{R^*}{d} \cos \theta) \quad (2.4)$$

其中 R^* 是带电粒子射程 l 的函数。

我们并没有能够从理论上证明, 但是通过 Monte Carlo 模拟的方法得出大角度出射事件的栅极上升沿幅度同余弦角并非简单的线性关系的结论。图 2.5 为模拟得到的栅极上升沿幅度、阴极脉冲幅度同粒子出射角余弦值的关系曲线。

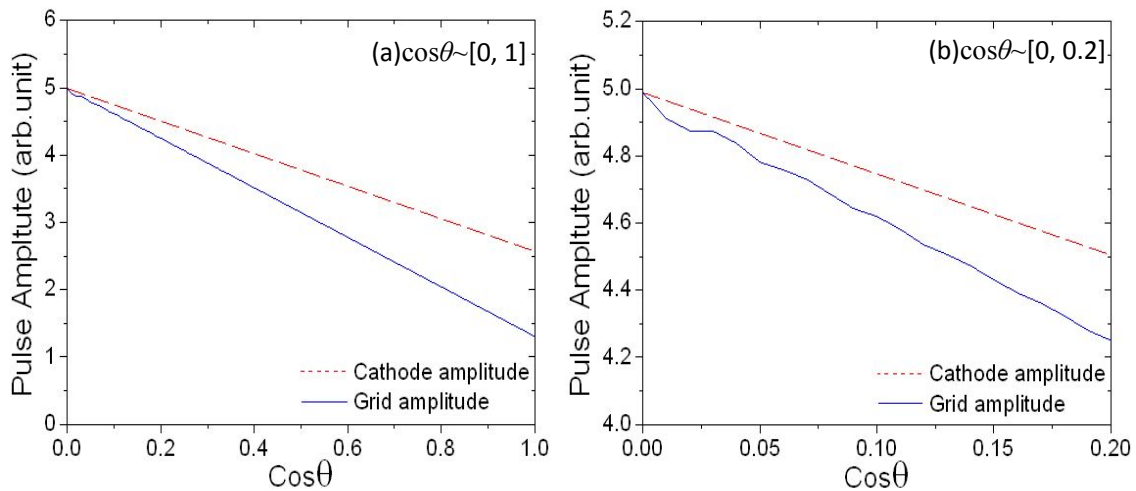


图 2.5 模拟得到的栅极上升沿幅度、阴极脉冲幅度同出射角余弦值的关系曲线

可以看出：栅极上升沿幅度与余弦角在整体上（如图 2.5(a)）保持很好的线性关系，但在局部（大角度区域，如图 2.5(b)）具有非线性效应。这种非线性效应，可能会对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应出射 α 粒子角分布的分析产生影响。

在下面的薄样品 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应测量工作中，每次核反应产生的 α 和 ^7Li 粒子在阴极上引起的感应信号会相互叠加，阴极信号不再使用，因此不能测量到我们所熟悉的阴极脉冲幅度-阳极脉冲幅度双维谱。鉴于栅极上升沿幅度和阴极脉冲幅度同粒子出射角余弦值之间的关系在整体上具有相似性，在 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面的测量过程中，将给出栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱，代替我们所熟悉的阴极脉冲幅度-阳极脉冲幅度双维谱，用于观察。栅极前后沿幅度差具有明确的物理意义，可以用来表示粒子出射角度的余弦值，我们将给出栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱，用来计算微分截面、统计出射粒子角分布。

除此之外，信号的时间特性中也包含了带电粒子出射角度的信息。

电子从开始运动（ T_0 时刻）到第一个电子穿出栅极（ T_1 时刻）的这段时间等于

$$T_1 - T_0 = \frac{d - l \cdot \cos \theta}{v} \quad (2.5)$$

其中， $d - l \cdot \cos \theta$ 表示电离径迹末端的电子到栅极的距离， v 为电子在阴极和栅极之间运动的速率。

从第一个电子穿出栅极（ T_1 时刻）到最后一个电子穿出栅极（ T_2 时刻）的这段时间等于

$$T_2 - T_1 = \frac{l \cdot \cos \theta}{v} \quad (2.6)$$

其中， $l \cdot \cos \theta$ 表示电离径迹在极板法线方向的投影长度。

从最后一个电子穿出栅极（ T_2 时刻）到最后一个电子被阳极收集（ T_3 时刻）的这段时间等于

$$T_3 - T_2 = \frac{p}{v'} \quad (2.7)$$

其中， p 为栅极和阳极之间的距离， v' 为电子在栅极和阳极之间运动的速率。

因此，得到电子从开始运动（ T_0 时刻）到全部被阳极收集（ T_3 时刻）的时间等于

$$T_3 - T_0 = \frac{p}{v'} + \frac{d}{v} \quad (2.8)$$

由(2.1)-(2.8)式可见, 1) 阳极脉冲幅度正比于带电粒子能量; 2) 阴极脉冲幅度和栅极前后沿幅度差是带电粒子出射角度余弦值的线性函数; 3) 由阴极出射的带电粒子电离产生的电子, 从开始运动到被阳极全部收集的时间($T_3 - T_0$)是恒定值。

2.3 数字信号处理

数据采集卡实际采集到的数字波形中常包含噪声干扰, 需要经过一定的数字信号处理才能得到有效的物理信息。

在低能核物理领域, 常使用卷积^[26]和移动平均线^[39] (Moving Average) 两种方法对信号进行滤波后, 再提取信号幅度和时间信息。设 $x[t_i]$ 为原始的数字信号, $y[n]$ 为处理后的数字信号, 上述两种方法可分别用如下计算公式表示。

(1) 卷积:

$$\text{连续卷积:} \quad y[t] = \int_0^{\infty} x(\xi) \cdot K(t - \xi) d\xi \quad (2.9)$$

$$\text{离散卷积:} \quad y[n] = \sum_{i=0}^{N-1} x[t_i] \times K(n - t_i) \quad (2.10)$$

其中 $K(m)$ 函数是积分核。最常用的积分核为直角积分核, 可表示成如下形式

$$K(m) = \begin{cases} 1 & \text{当 } t_1 \leq m \leq t_2 \text{ 时} \\ 0 & \text{当 } t_2 < m < t_3 \text{ 或 } m < t_1 \text{ 或 } m > t_4 \text{ 时} \\ -1 & \text{当 } t_3 \leq m \leq t_4 \text{ 时} \end{cases}$$

积分核中的宽度 $t_2 - t_1$ 、 $t_3 - t_2$ 和 $t_4 - t_3$ 均为可调参数, 参数的选取视实际情况而定。通常来说, 选取使输出信号幅度分布的分辨率以及线性达到最佳的一组参数。此外, 还有高斯积分核与正弦积分核。

$$(2) \text{ Moving Average:} \quad y[n] = \frac{\sum_{i=n}^{n+N-1} x[t_i]}{N} \quad (2.11)$$

这种方法继承了多点平均的思想, 将某一点附近一定范围内的值取平均作为该点

的值；同时这种方法避免了因采取多点平均致使输出波形数据点减少的问题。本质上来说，Moving Average 是一种退化的直角积分核卷积方法，它的积分核可以表示成如下简单形式

$$K(m) = \begin{cases} \frac{1}{t_2 - t_1} = \frac{1}{\Delta t} & \text{当 } t_1 < m < t_2 \text{ 时} \\ 0 & \text{其它} \end{cases}$$

下图为不同积分核 $K(m)$ 的示意图，积分核中的参数已标于图中。

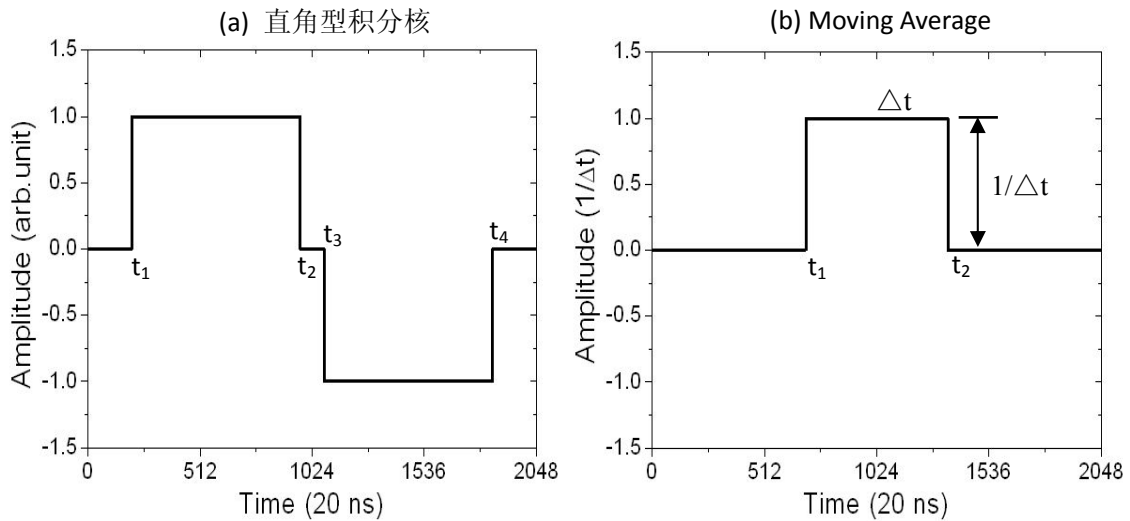


图 2.6 不同积分核示意图

通常来说，卷积方法与 Moving Average 方法都可起到滤波并获得脉冲幅度的作用，两种方法只要参数选择得当，得到的脉冲幅度分布的分辨率相差不多。其中，Moving Average 方法最为简单，对大量数字信号处理的速度最快，并且由于这种方法仅含有一个参数（平均点数 N ），对参数的选择与调试最为便利，因此在下面的工作中，均采用这种方法对数字信号进行处理。

图 2.7 为利用 Moving Average 方法对图 2.4 中的波形进行处理后的结果，平均点数 N 分别选取为 100 和 300。阴极、栅极和阳极信号在脉冲幅度最大和最小值附近不再受高频振荡和噪声的干扰，此时信号幅度的相对值更为准确。

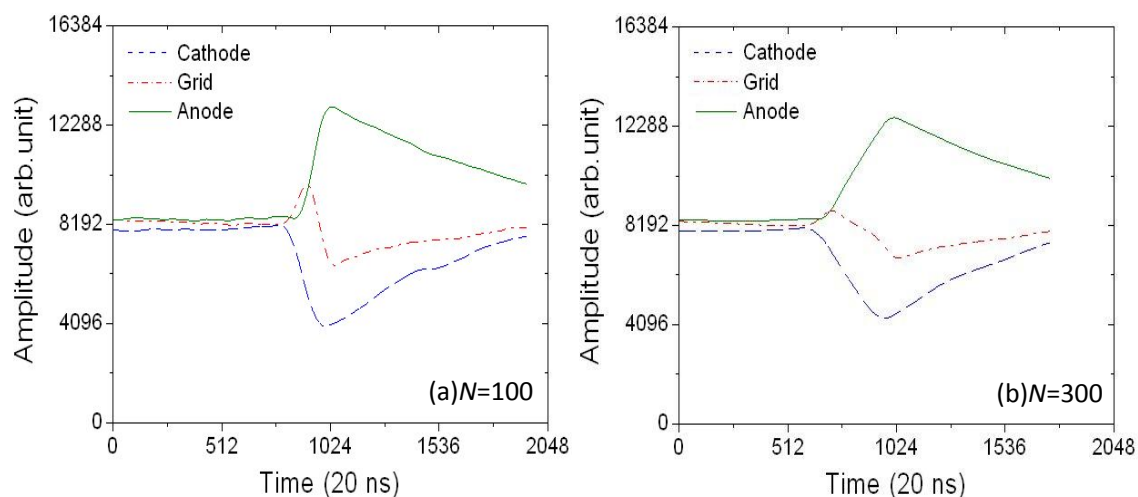


图 2.7 用 Moving Average 方法处理后的波形

这里需要说明的是：①使用 Moving Average 方法处理信号时，选取的平均点数 N 越大，输出波形的时间信息丢失越严重（见图 2.7）。因此，需要提取信号的时间信息时，应选取较小的平均点数 N ；②栅极信号变化较快，提取栅极上升沿幅度时，不宜选取较大的平均点数 N ；③需要提取信号的幅度信息时，应根据分辨率以及线性的好坏选取平均点数。

第三章 薄 ^{10}B 样品设计及核数测量

为了利用电离室前、后向信号符合的方法测量快中子引起的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应微分截面与截面, 需要设计制作很薄的 ^{10}B 样品, 从而使每次核反应产生的 α 和 ^7Li 粒子均能穿出样品被电离室探测到。 ^{10}B 样品难以做到无衬, 必须有一层很薄的金属衬底起到导电和对 ^{10}B 样品支撑的作用。我们选用铝(^{27}Al 的丰度为 100%) 作为 ^{10}B 样品的薄衬底, 快中子与 ^{27}Al 发生(n,p), (n, α), (n,d)和(n,t)反应的反应能分别为 $Q=-1.828$, -3.158 , -6.047 和 -10.883 MeV, 激发曲线如图 3.1 所示, 数据取自 ENDF/B-VII 库。在 4.0, 5.0 和 6.0 MeV 三个中子能点, $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{d})^{26}\text{Mg}$ 和 $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{t})^{25}\text{Mg}$ 反应道还没有打开, $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{27}\text{Mg}$ 和 $^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$ 反应道虽已打开, 但反应截面较小, 而且 $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{27}\text{Mg}$ 以及 $^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$ 反应与 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应 ($Q=2.789$ MeV) 的 Q 值相差较多, 中子与 ^{27}Al 反应产生的事件对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应事件的干扰可以被扣除。

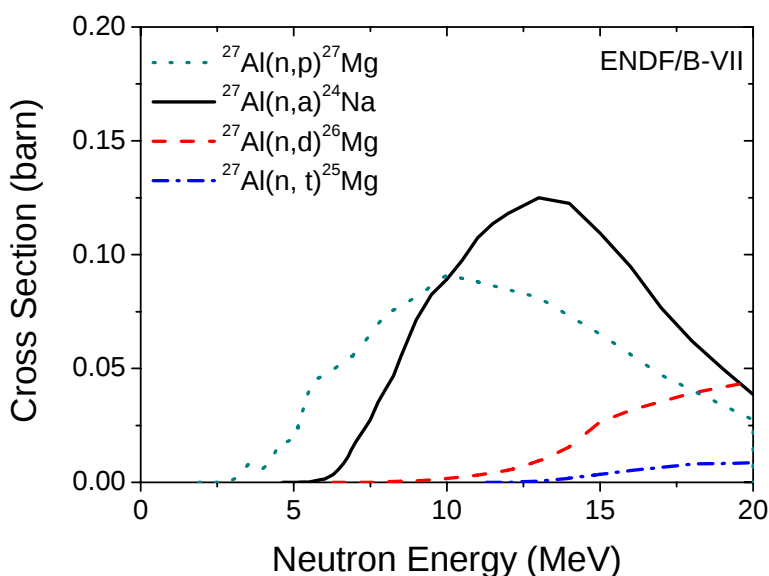
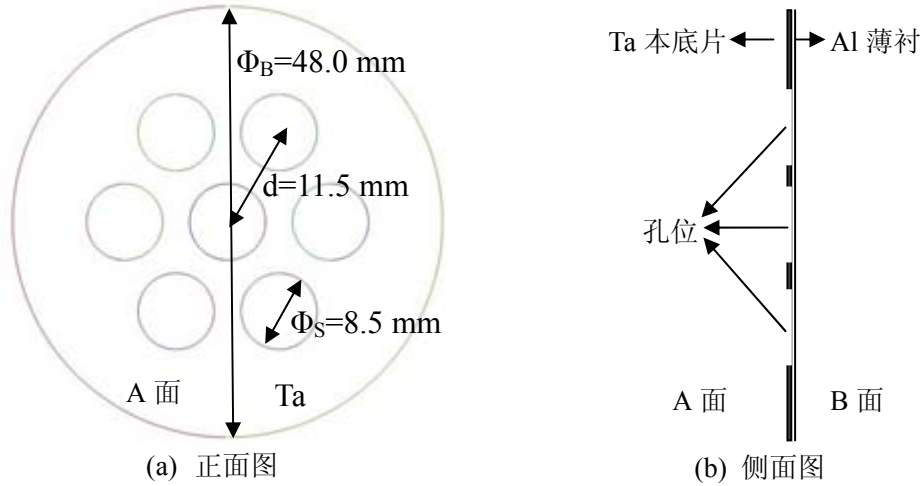


图 3.1 快中子引发 ^{27}Al 产生带电粒子的激发曲线

图 3.2 为本工作设计、使用的薄 ^{10}B 样品结构示意图。

图 3.2 薄 ^{10}B 样品结构示意图

Ta 本底片的外径为 48.0 mm 厚度为 0.1 mm，内部有七个大小相同均匀排列的圆孔，圆孔的直径为 8.5 mm，相邻圆孔圆心之间的距离为 11.5 mm。在 Ta 衬底的一侧附有一层厚度为 $29 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 Al 薄膜（图 3.2 (b) B 面）。通过真空蒸镀的方法，将 ^{10}B 样品均匀蒸镀到孔位处的 Al 薄膜上和非孔位处的 Ta 衬底上（图 3.2 (b) A 面）。由于蒸镀过程中保护不当，另一侧的 Al 薄膜上（图 3.2 (b) B 面）也附有部分 ^{10}B 样品。只有蒸镀在孔位处的 ^{10}B 样品，通过 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 和 ^7Li 粒子才有可能在电离室前向和后向同时产生感应信号、进行符合测量，因此需要精确知道孔位处的 ^{10}B 核数。

本实验使用的 ^{10}B 样品厚度 $\sim 38.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ，一方面用称重法测量得到的样品质量具有较大的误差（约为 8%），另一方面制靶过程中由于真空度不够高，会造成部分 ^{10}B 被氧化。因此，本论文的一部分工作是采用相对测量法^[40]，根据已知核数的厚衬 ^{10}B 样品，确定薄样品 7 个孔位处的 ^{10}B 核总数。

3.1 相对测量法原理

利用 4.5 MV 静电加速器通过 $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ 反应产生快中子，用石蜡对快中子进行慢化。分别测量慢化后的热中子与已知核数 ^{10}B 样品以及未知核数 ^{10}B 样品的 $^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 粒子数，通过比较两块样品的 α 产额，即可得到未知 ^{10}B 样品的核数。

在中子通量密度相同的条件下，已知核数与待测核数 ^{10}B 样品的 $^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha)^7\text{Li}$

反应产生的 α 粒子数之比等于 ^{10}B 核数之比:

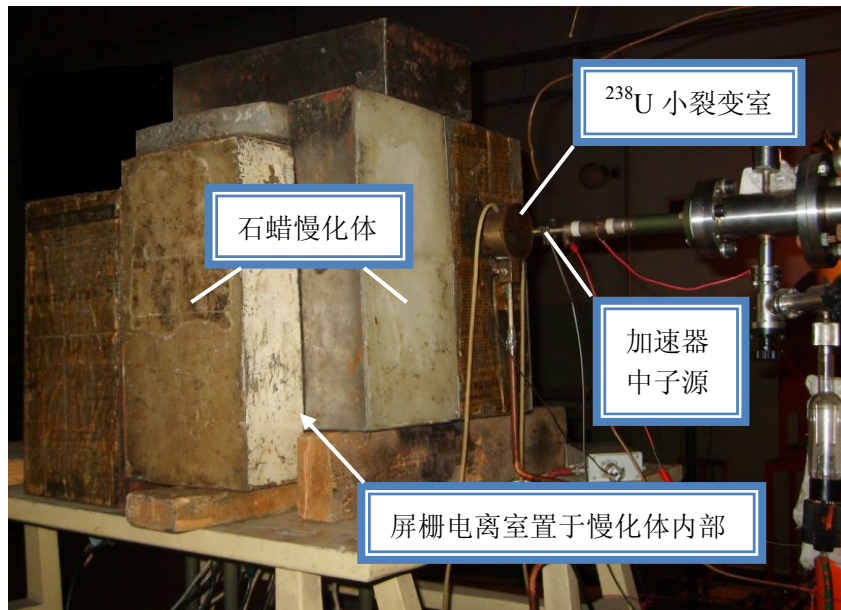
$$N_v(\text{unknown}) = \frac{Y_\alpha(\text{unknown})}{Y_\alpha(\text{known})} \cdot N_v(\text{known}) \quad (3.1)$$

其中, $N_v(\text{unknown})$ 和 $Y_\alpha(\text{unknown})$ 分别为待测样品的 ^{10}B 核数以及 $(\text{n}_{\text{th}},\alpha)$ 反应产生的 α 粒子数; $N_v(\text{known})$ 和 $Y_\alpha(\text{known})$ 分别为已知样品的 ^{10}B 核数以及 $(\text{n}_{\text{th}},\alpha)$ 反应产生的 α 粒子数。

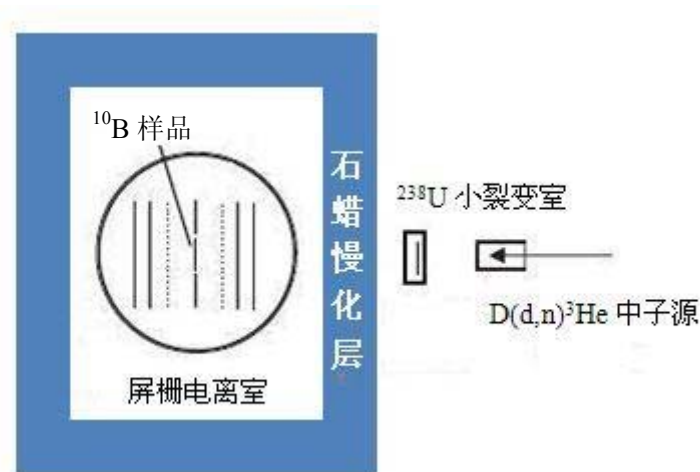
上述原理虽然很简单,但在实验测量过程中仍需注意以下几点: 1) 待测样品构造较为特殊,为了得出孔位处的核数,不能与已知样品进行背靠背同时测量,需要分两轮实验分别进行测量,因此测量已知样品和未知样品时的实验条件应保持一致。2) 已知与待测 ^{10}B 样品虽然很薄,接近 90° 出射的带电粒子仍会被样品吸收而不能被探测到。因此,在进行数据处理时,需要对实验测量得到的带电粒子数目进行相应的自吸收修正。

3.2 实验装置

实验装置如图 3.3 所示。主要由加速器中子源、石蜡慢化体、屏栅电离室和 ^{238}U 小裂变室 4 部分组成。



(a) 实物照片



(b) 示意图

图 3.3 实验装置实物图和示意图

加速器中子源:利用北京大学 4.5 MV 静电加速器产生能量为 1.79 MeV 的氘离子,氘离子经真空管道后穿过 5 μm 厚的 Mo 膜进入到气体靶内部与氘气体发生 $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ 反应,产生准单能中子。气体靶气柱长度为 2.0 cm,内部充有 3 atm 的氘气。计算得到产生的中子能量为 4.0 MeV、能散为 0.23 MeV。

屏栅电离室:用于测量中子引起 $^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 和 ^7Li 粒子。待测薄 ^{10}B 样品和已知核数的 ^{10}B 样品分别置于阴极板内部转靶装置不同靶位上,需要对某块样品测量时只需调节样品转换器旋钮,将其转动至阴极靶位处即可。已知核数的 ^{10}B 样品均匀蒸镀到厚度为 0.1 mm、直径为 48 mm 的 Ta 衬底, ^{10}B 样品的质量为 583 μg ,厚度为 38.4 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$,含氧量为 11.9%, ^{10}B 丰度为 94%, ^{10}B 核数为 $2.87\times 10^{19}(1\pm 1.6\%)^{[40]}$ 。屏栅电离室前向阴极到栅极、栅极到阳极、阳极到屏蔽极的距离分别为 4.4 cm、2.2 cm、1.1 cm;后向阴极到栅极、栅极到阳极、阳极到屏蔽极的距离分别为 1.8 cm、0.9 cm、1.1 cm。前向及后向阳极、栅极和阴极的电位分别为 +900 V、0 V、-1100 V。电离室内部的工作气体为 1.10 atm 的 $\text{Kr}+2.89\%\text{CO}_2$,确保 α 事件被阻止在阴极和栅极之间。

石蜡慢化体:将屏栅电离室的四周和上表面用石蜡块包围,慢化层的厚度约为 20 cm,单侧石蜡慢化体的面积约为 40 cm $\times$ 40 cm。靠近中子源一端的石蜡慢化层对中子的慢化起主要作用。

^{238}U 小裂变室:为流气式平行板电离室,呈圆柱形($\phi=7.7\text{ cm}$, $h=3.0\text{ cm}$),工

作气体为 $\text{Ar}+3.73\% \text{CO}_2$; ^{238}U 样品的直径为 2.0 cm, 丰度为 99.997%, 质量为 $(547.2\pm 7.1) \mu\text{g}$ 。通过测量快中子引起的 ^{238}U 裂变碎片对快中子通量进行归一。

图 3.3 中, 小裂变室内的 ^{238}U 样品、靠近中子源的石蜡慢化体表面以及屏栅电离室阴极靶位到气体靶中心的距离分别约为 30 mm、70 mm 和 430 mm。

实验过程中, 首先同时测量已知核数的 ^{10}B 样品 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应的前向 α 产额和 ^{238}U 小裂变室的裂变产额; 然后转动靶位再同时测量未知核数的 ^{10}B 样品 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应的前向 α 产额和 ^{238}U 小裂变室的裂变产额; 最后, 将两次测量的裂变产额进行归一, 利用(3.1)式求出未知薄 ^{10}B 样品的核数。已知核数样品的测量时间约为 39 分钟; 待定核数样品的测量时间约为 87 分钟。

3.3 测量过程与结果分析

已知核数和未知核数的 ^{10}B 样品具有不同的构造和特点, 在实验测量过程中应采取不同的测量方法、使用不同的电子学系统。

3.3.1 已知核数样品测量

已知核数的 ^{10}B 样品具有 0.1 mm 厚的 Ta 衬底, 热中子核反应产生的 α 和 ^7Li 只有一个粒子能够穿出样品, 此时电离室阳极和阴极脉冲幅度分别与粒子的能量和出射角度有关。因此, 在测量已知核数的厚衬底 ^{10}B 样品时, 对电离室前向的阴极和阳极脉冲幅度进行符合测量。电子学线路连接如图 3.4 所示, 双参数数据获取系统直接读取两路输入信号的幅度, 并在电脑上实时显示幅度双维谱。

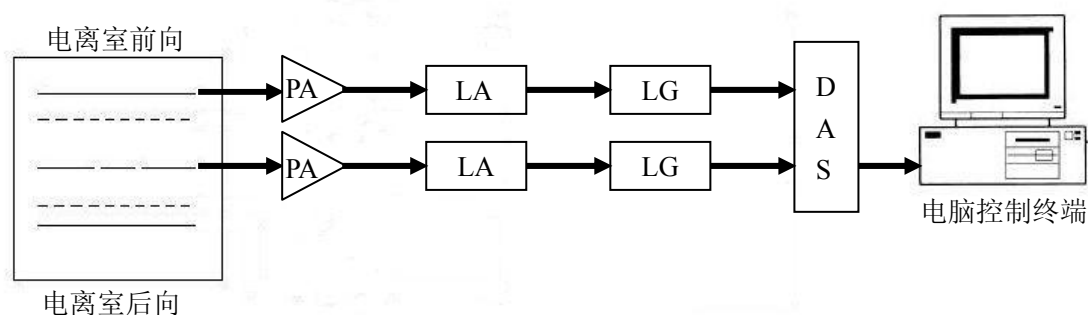


图 3.4 测量已知核数样品时的电子学线路连接图（基于 NIM 插件）

PA-电荷灵敏前置放大器; LA-线性放大器; LG-线性门; DAS-双参数数据获取系统

图 3.5 为测量得到的已知核数 ^{10}B 样品 $^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha)^7\text{Li}$ 反应的前向阴极脉冲幅度-阳极脉冲幅度双维谱, α_0 、 α_1 和 ^7Li 事件在双维谱中清晰可见。将双维谱分别向横轴和纵轴投影后得到的阴极和阳极脉冲幅度分布均不能将 α 和 ^7Li 事件有效地分开。为了将 α 和 ^7Li 事件有效地分开, 将双维谱向一个新引入的坐标轴投影, 新的坐标轴与原坐标轴的横轴夹角为 54° , 投影后的幅度分布如图 3.6 所示。

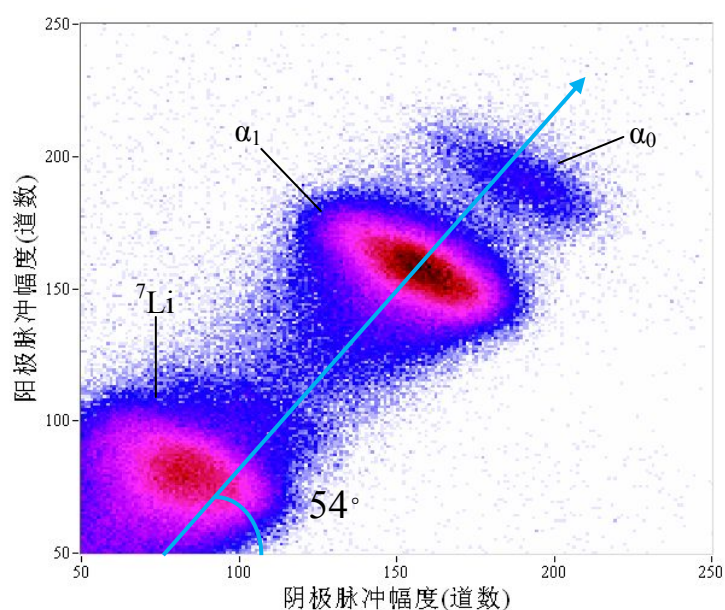


图 3.5 已知核数样品的前向阴极脉冲幅度-阳极脉冲幅度谱

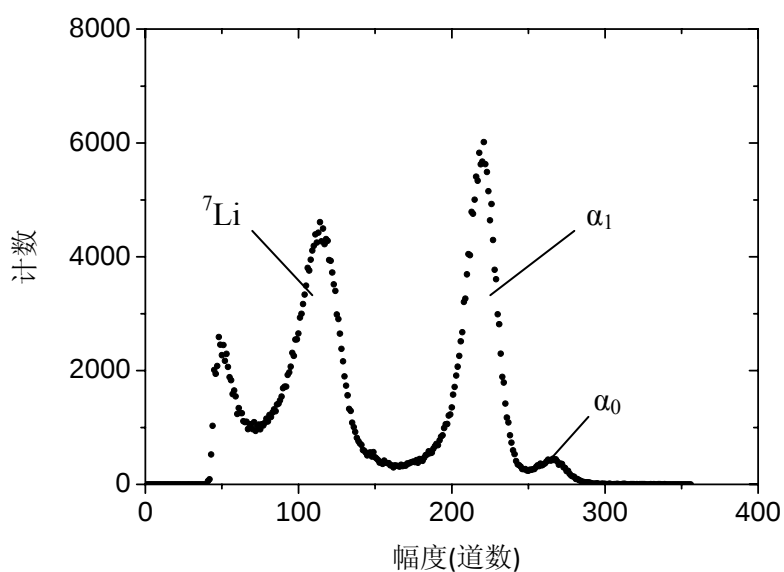


图 3.6 向新坐标轴投影后的幅度分布

α 和 ^7Li 事件已经很好地分开,将前向 α_0 和 α_1 事件相加,并进行自吸收修正,即可得到前向 α 事件总数。

定义穿出样品的粒子数占总粒子数的比例为自吸收修正因子 ε , 当 α 粒子在样品材料中的射程远大于样品厚度时, ε 可通过下式求得^[40],

$$\varepsilon = 1 - \frac{h}{2l} \quad (3.2)$$

其中 h 为样品厚度, l 为 α 粒子在样品材料中的射程。

对于已知核数的 ^{10}B 样品, 其厚度 $h=138.1 \text{ nm}$, $\alpha_0(1.775 \text{ MeV})$ 在样品中的射程 $l_0=4360 \text{ nm}$ 、 $\alpha_1(1.513 \text{ MeV})$ 在样品中的射程 $l_1=3650 \text{ nm}$, 代入(3.2)式得到前向 α_0 和 α_1 事件数的自吸收修正因子分别为 $\varepsilon_0=0.984$ 和 $\varepsilon_1=0.981$ 。考虑到分支比 $N_\alpha(^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha_0)^7\text{Li})/N_\alpha(^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha_1)^7\text{Li})=6.3\%/93.7\%$, α 事件总数的自吸收修正因子应为 $\varepsilon=6.3\%\cdot\varepsilon_0+93.7\%\cdot\varepsilon_1\approx 0.981$ 。进行自吸收修正后, 得到已知核数 ^{10}B 样品产生的前向 α 事件总数为 187600。

图 3.7 为小裂变室测量得到的 ^{238}U 裂变谱, ^{238}U 自发衰变产生的 α 事件与裂变事件能够很好地分开。外推裂变事件低能端分布至能量零点, 并进行自吸收修正后, 得到 ^{238}U 裂变产额为 9271。

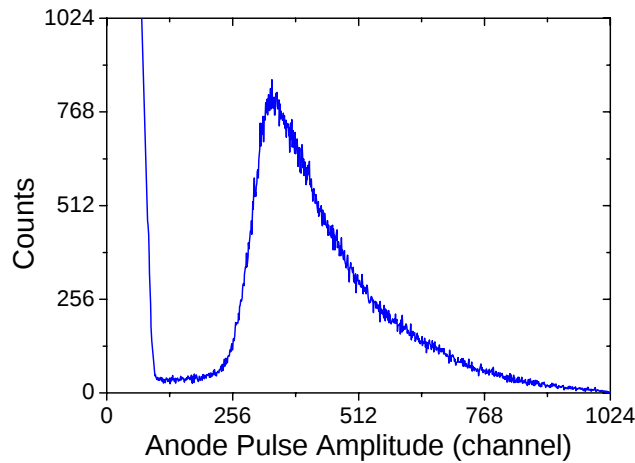


图 3.7 $^{238}\text{U}(\text{n},\text{f})$ 裂变谱

3.3.2 未知核数样品测量

待定核数 ^{10}B 样品的孔位处有一层厚度仅为 $29 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 Al 衬底, 前后向出射的 α 和 ^7Li 粒子均可以同时穿出样品, 在阴极上产生感应信号。此时的阴极信

号是 α 与 ^7Li 两个粒子在阴极上产生的感应信号的叠加，不能反映出单个粒子的有效信息。因此，在测量待定核数的 ^{10}B 样品时，用两块数据采集卡同时采集前后向栅极和阳极的信号波形，不对阴极信号进行采集。

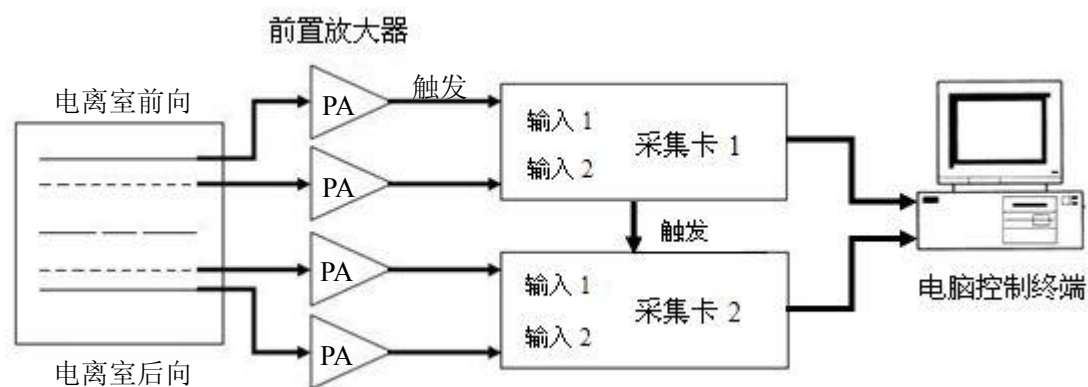


图 3.8 测量未知核数 ^{10}B 样品时的电子学线路连接图（基于 WFD）

如图 3.8 为电子学线路连接图。在阴极靶位处，附有 Al 薄膜的一侧置于电离室前向。屏栅电离室前、后向的阳极和栅极信号各自通过电荷灵敏前置放大器后，分别接到两块数据采集卡的输入端。将前向阳极信号作为数据采集卡 1 的触发信号，利用数据采集卡的主从模式，使数据采集卡 1 在被前向阳极信号触发时，向数据采集卡 2 发送采集指令，从而使两块数据采集卡对前、后向的栅极和阳极四路信号同步进行采集。在这种情况下，电离室前向每产生一个事件，数据采集卡就对电离室前、后向的栅极和阳极信号波形进行一次采集。图 3.9 为实际测量得到的一组前向和后向的栅极、阳极信号波形。

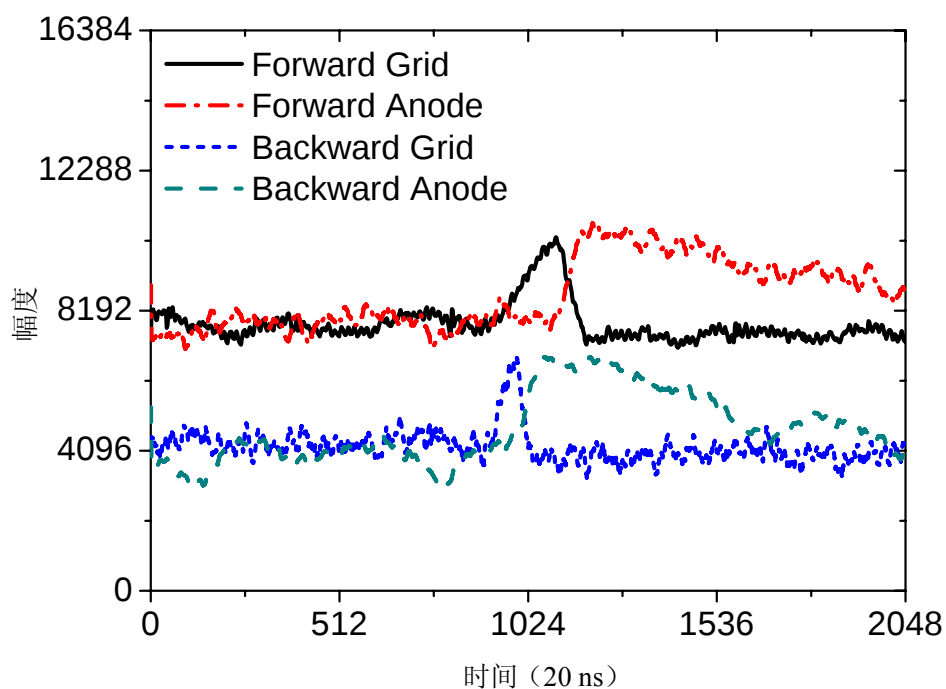


图 3.9 实际测量到的前后向栅极和阳极信号

每个信号波形取前 700 点的平均值作为该信号基线的幅度。进行多次尝试后，对栅极和阳极信号分别进行 80 点和 1000 点的 Moving Average 处理，得到未知核数样品前、后向栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱如图 3.10 所示。

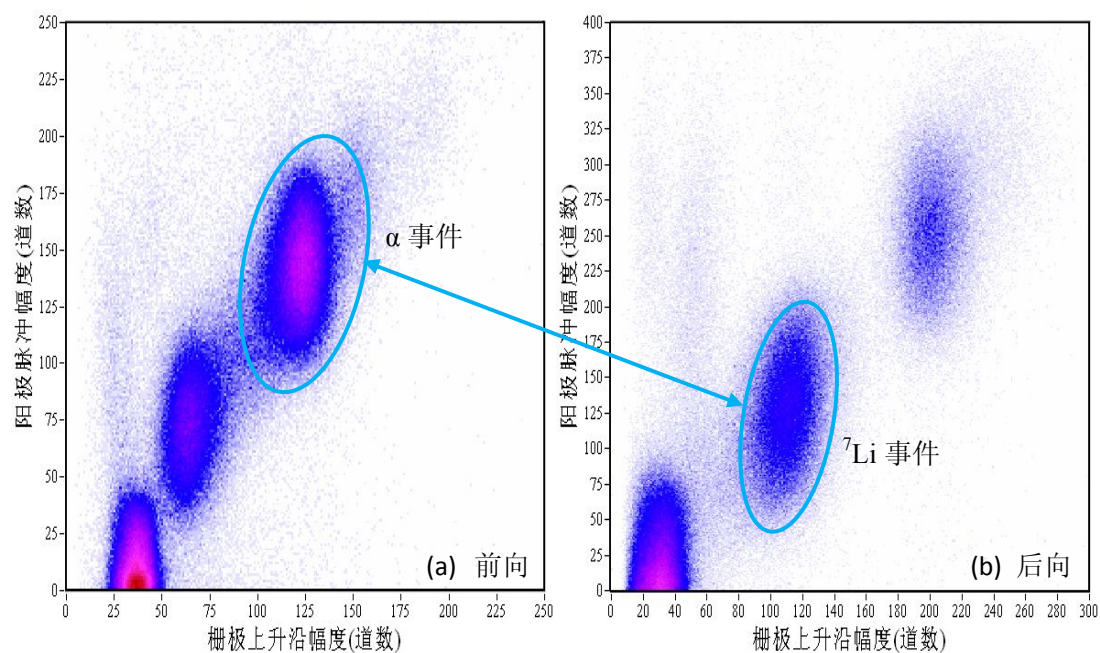


图 3.10 未知核数样品的栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱

由上图可见，双维谱中掺杂很多本底噪声，这是数据采集卡与基于 NIM 插件的数据采集系统的一大差异：NIM 电子学插件对输入信号均有不同程度的滤波和降噪作用，获取系统给出的双维谱中包含很少的噪声干扰；数据采集卡直接接收来自电荷灵敏前置放大器的信号，其本身并不能起到滤波降噪的作用，采集到的信号中包含大量的噪声信号，导致双维谱中包含大量的噪声，从而对 $^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 事件有很强的干扰。除此之外，非孔位处的 ^{10}B 样品和孔位处的 ^{10}B 样品发生 $^{10}\text{B}(\text{n}_{\text{th}},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 事件在前向双维谱中位于相同区域内、无法分开。因此，不能通过上述求解幅度分布谱的方法得出精确的 α 事件数。

实际上，孔位处产生的前向 α 事件同非孔位处产生的前向 α 事件以及噪声的最大差别在于：孔位处产生的前向 α 事件对应的后向事件一定是 ^7Li 事件，一定位于后向双维谱 ^7Li 所在区域内。因此，统计前向事件位于前向双维谱 α 事件区域内、且与之对应的后向事件位于后向双维谱 ^7Li 事件区域内的符合事件数，即为孔位处产生的前向 α 符合事件数。此外，需要对孔位处产生的前向符合 α 事件阈值以下部分进行修正（修正因子 $\epsilon_{\text{threshold}}$ ），还要进行自吸收修正（修正因子 $\epsilon_{\text{absorption}}$ ）后才可得到孔位处产生的前向 α 事件总数。

符合后的前、后向栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱如图 3.11 所示。

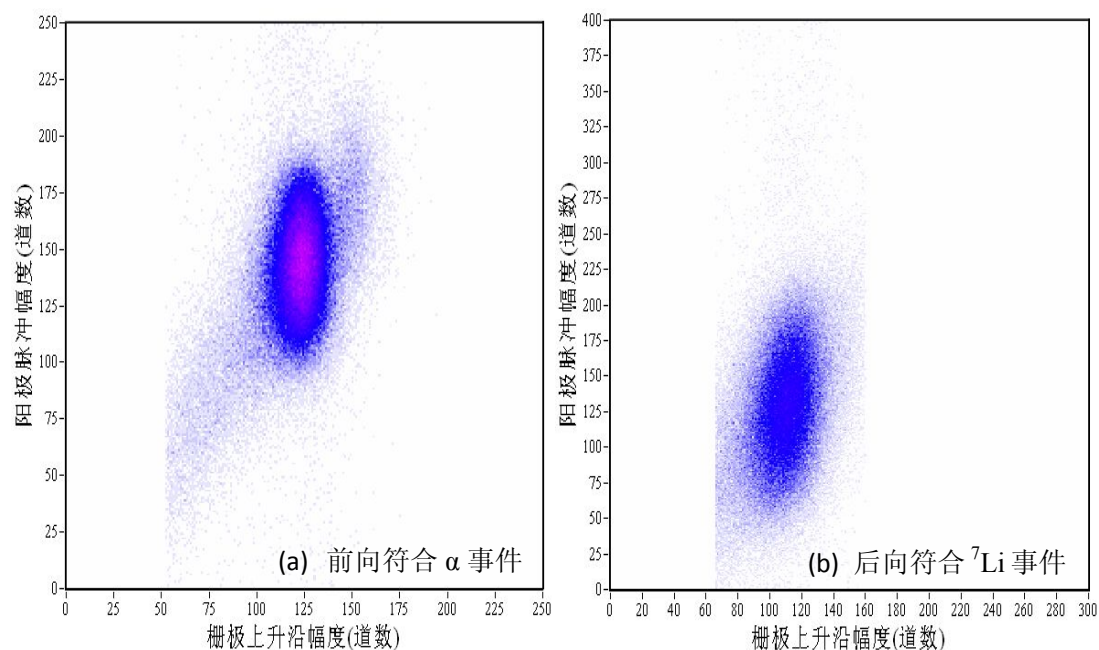


图 3.11 符合后的栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱

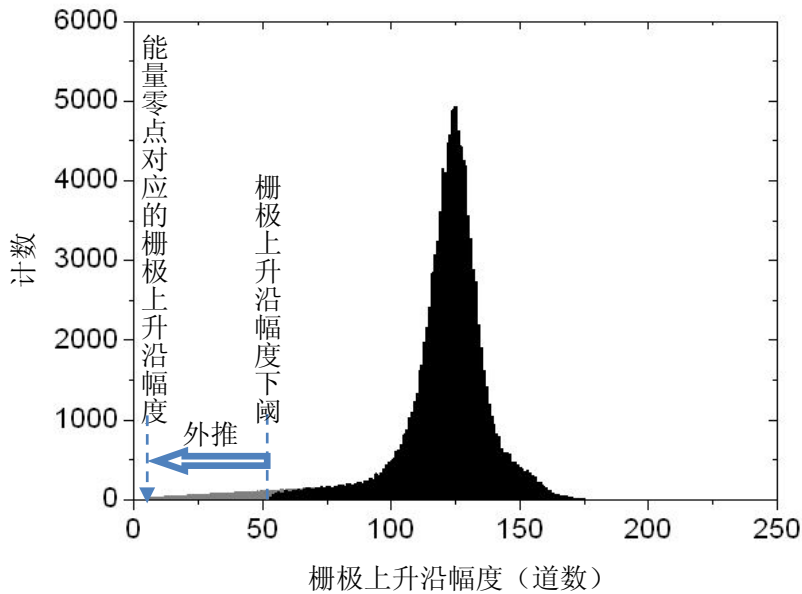
图 3.12 前向 α 符合事件栅极上升沿幅度分布

图 3.12 为图 3.11(a)向横轴投影得到的前向 α 事件的栅极上升沿幅度分布图。幅度谱外推至能量零点对应的栅极上升沿幅度处,得到因栅极上升沿幅度卡阈对前向符合 α 事件的修正为: $\varepsilon_{\text{threshold}}=0.951$ 。

前向 α 粒子需要穿过 ^{10}B 和 Al 两层材料,因此 α 的自吸收修正因子不能简单地通过(3.2)式计算得到。带电粒子在多层材料中的自吸收修正因子由自编的蒙特卡罗模拟程序 CPTS 计算得到,该程序通过随机抽取带电粒子在材料中产生的位置与出射方向,判断带电粒子能否穿过所有材料层,在进行用户指定次数的模拟后最终给出穿出所有材料层的粒子数及其在总模拟次数中所占比例。利用 CPTS 程序进行 10^6 次模拟后,得到 α 在 ^{10}B 样品和 Al 衬底中的自吸收修正因子, $\varepsilon_{\text{absorption}}=0.955$ 。

因此,总的修正系数 $\varepsilon_{\text{tot}}=\varepsilon_{\text{threshold}}\cdot\varepsilon_{\text{absorption}}=0.908$ 。

进行完上述修正后,得到未知核数 ^{10}B 样品孔位处产生的前向 α 事件总数为 124083,对应的 ^{238}U 裂变产额为 19768。

3.3.3 结果与分析

将已知核数与未知核数样品测量得到的前向 α 事件总数对 ^{238}U 裂变产额归一后,代入(3.1)式,得到未知核数样品孔位处 ^{10}B 的原子核数为: $N_{\text{v}}=8.90\times 10^{18}$,

转换成 ^{10}B 的质量为 148 μg 。与样品制备人提供的参考值(142–168) μg 相符。

实验中的误差来源主要有：已知样品 ^{10}B 核数的相对误差 1.6%；已知样品前向 α 事件数的误差 0.5%；待测样品孔位处产生的前向 α 事件总数的误差约为 0.6%； ^{238}U 裂变产额归一引起的误差 1.3%。综合考虑上述因素，得到孔位处 ^{10}B 样品原子核数的总误差约为 2.2%。

本 ^{10}B 样品将用于接下来的 MeV 快中子 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应微分截面与截面的实验测量工作中，本章得到的孔位处 ^{10}B 样品核数 $N_v=8.90\times 10^{18}(1\pm 2.2\%)$ 将作为已知条件。

第四章 快中子 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应实验测量

4.1 实验装置与电子学

在 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 三个能点, 对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应微分截面与截面进行了实验测量, 测量工作在北京大学重离子物理研究所 4.5 MV 静电加速器中子大厅进行。

4.1.1 实验装置安排

如图 4.1 所示, 实验装置主要由加速器中子源、屏栅电离室、 ^{238}U 小裂变室和 BF_3 长计数管 4 部分组成, 它们的中心在一条直线上。

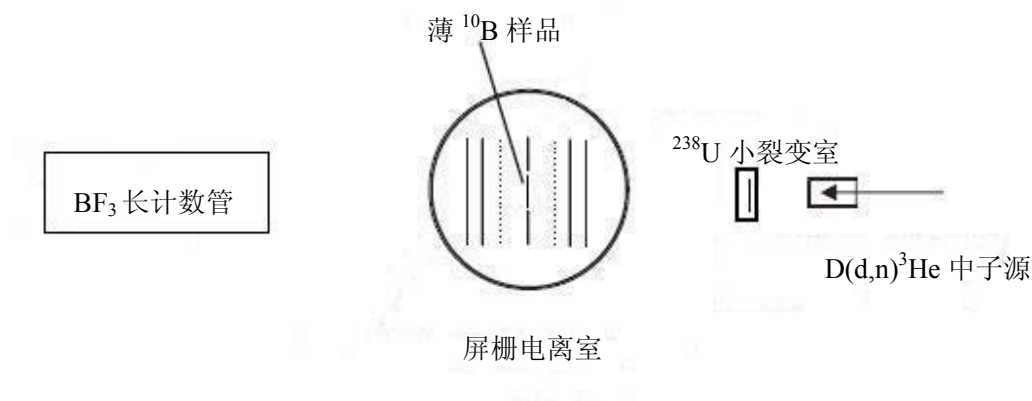


图 4.1 实验装置图

中子由 $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ 反应产生。氘离子经过静电加速器加速后, 与氘气体靶内的氘核发生反应, 产生准单能中子。气体靶内氘气柱长度为 2.0 cm, 内部充有 3 atm 的氘气, 气体靶通过 $5\ \mu\text{m}$ 厚的 Mo 膜与加速器真空管道隔离。

屏栅电离室前向阴极到栅极、栅极到阳极、阳极到屏蔽极的距离分别为 4.4 cm、 2.2 cm、 1.1 cm; 后向阴极到栅极、栅极到阳极、阳极到屏蔽极的距离分别为 1.8 cm、 0.9 cm、 1.1 cm。前后向阳极、栅极和阴极的电位分别为 $+900$ V、 0 V、 -1100 V。选择 1.10 atm 的 $\text{Kr}+2.89\%$ CO_2 作为屏栅电离室的工作气体, 以满足电子饱和收集条件与非俘获条件。在本实验测量的三个能点 $E_n=4.0\pm 0.23, 5.0\pm 0.16$

和 $6.0\pm 0.12\text{ MeV}$ ，已使 $^{10}\text{B}(\text{n},\text{p})^{10}\text{Be}$ 反应产生的大部分质子穿出栅极，从而降低了该反应道产生的本底影响。上一章已经确定薄 ^{10}B 样品的质量厚度为 $37.2\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ，孔位处的 ^{10}B 核数为 $N_v=8.90\times 10^{18}(1\pm 2.2\%)$ ； ^{27}Al 衬底的质量厚度为 $29.0\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。

^{238}U 小裂变室为流气式电离室，工作气体为 $\text{Ar}+3.73\%\text{ CO}_2$ ； ^{238}U 样品质量为 $547.2\pm 7.1\text{ }\mu\text{g}$ 、直径为 2.0 cm 。 BF_3 长计数管与 ^{238}U 小裂变室分别对相对中子通量与绝对中子通量进行监测与测量。

^{238}U 小裂变室中 ^{238}U 样品、屏栅电离室阴极以及 BF_3 长计数管前表面到氦气体靶中心的距离分别为 3.2 cm 、 22.2 cm 、 310 cm 。

4.1.2 电子学线路

快中子与薄 ^{10}B 样品发生反应产生的两个带电粒子均在阴极产生感应信号，阴极输出信号为两个带电粒子分别在阴极上产生的感应信号之和，这样的阴极信号很难直接反映粒子的角度信息。第二章已介绍过，栅极感应信号上升沿幅度与前后沿幅度差均包含出射带电粒子的角度信息^[37,38,41,42]，阳极脉冲幅度包含粒子能量信息，实验过程中使用两块数据采集卡同时对前后向栅极信号以及阳极信号进行采集，再通过分析栅极和阳极信号得到粒子能量以及出射角度的信息。

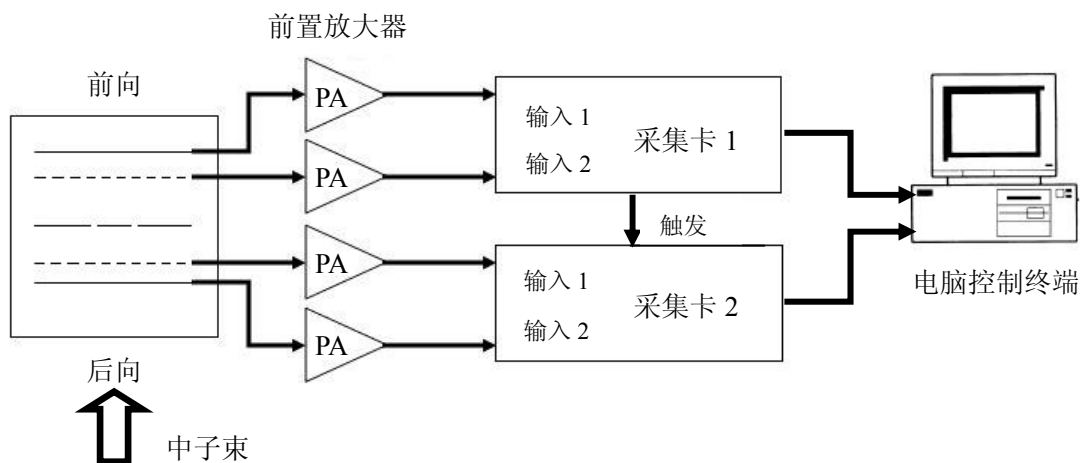


图 4.2 电子学线路连接图

图 4.2 为电子学线路连接图。屏栅电离室前、后向的阳极和栅极信号通过电荷灵敏前置放大器放大后，分别接到两块数据采集卡的输入端。对于 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$

反应来说,至少会有一个反应产物向前出射,用前向阳极信号触发数据采集卡 1 对前向阳极和栅极信号波形进行记录;再利用数据采集卡的主从模式,数据采集卡 1 在被前向阳极信号触发的同时,数据采集卡 2 也被触发,对后向阳极和栅极脉冲波形进行记录。

4.2 实验过程

4.2.1 能量刻度与角分辨率

理论上,通过测量电离室阴极放置的不同能量的 ^{239}Pu 、 ^{234}U 、 ^{238}Pu 、 ^{244}Cm 混合 α 源的阳极脉冲幅度分布,对峰位道址进行线性拟合,即可得到前、后向的能量刻度。但是, α 粒子从靶内部出射会有一定的能量损失,而且电离出的电子在阴极与栅极之间运动时由于栅极的非屏蔽效应使阳极幅度不能准确反映出电子数目。因此,测量得到的阳极脉冲幅度必须经过靶内能量损失修正和非屏蔽修正才能与 α 粒子的原始能量相对应。

能量损失修正:对于薄样品来说,带电粒子在样品内的能量损失可近似认为是阻止本领与粒子在样品内运动距离的乘积。考虑一个厚度为 d 的薄样品,带电粒子初始能量为 E_0 ,以 θ 角出射,从样品表面射出时的能量为 E' 。假设带电粒子全部由样品中心厚度出射,则带电粒子在样品内的能量损失修正为

$$\Delta E = E_0 - E' = \frac{d}{2 \cos \theta} \overline{\left(-\frac{dE}{dx}\right)}_{E_0} \quad (4.1)$$

非屏蔽修正:第二章的(2.1)式并没有考虑栅极的非屏蔽效应。带电粒子从样品表面出射后,使工作气体电离,电离出的电子在电场力的作用下由阴极向栅极运动,实际上由于栅极不能将电子完全屏蔽,电子在阴极和栅极之间运动时仍可在阳极上感应出一定的电荷^[22,43],导致阳极脉冲幅度不能直接反映电子数目,而是表示成如下形式:

$$P_a = G_a \cdot ne(1 - \sigma \frac{\bar{X}}{d} \cos \theta) \quad (4.2)$$

其中 σ 为非屏蔽因子。

由(4.2)式可以看出,栅极非屏蔽效应使小角度出射的 α 粒子在阳极产生的脉冲幅度减小。当带电粒子分别以 0° 和 90° 出射时,阳极脉冲幅度分别为

$$P_a(0^\circ) = G_a \cdot ne(1 - \sigma \frac{\bar{X}}{d})$$

$$P_a(90^\circ) = G_a \cdot ne$$

当带电粒子分别以 0° 和 90° 出射时, 栅极前后沿幅度差 (参见公式(2.3)) 分别为

$$P_{g\pm}(0^\circ) = G_g \cdot ne \frac{\bar{X}}{d}$$

$$P_{g\pm}(90^\circ) = 0$$

所以, 非屏蔽因子 σ 可表示为

$$\sigma = \frac{G_g}{G_a} \frac{P_a(90^\circ) - P_a(0^\circ)}{P_{g\pm}(0^\circ) - P_{g\pm}(90^\circ)}$$

设 $\tan \alpha = \frac{P_a(90^\circ) - P_a(0^\circ)}{P_{g\pm}(0^\circ) - P_{g\pm}(90^\circ)}$, 则

$$\sigma = \frac{G_g}{G_a} \tan \alpha \quad (4.3)$$

通过测量混合 α 源的栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱, 计算得到 $\tan \alpha$ 的值为 0.118; 通过非屏蔽因子的理论公式^[44], 计算得到 σ 的值为 0.0510。由(4.3)式, 得到栅极和阳极的 G 因子之比为 0.432。与传统测量系统不同, 这里的 G 因子不仅与电子学系统有关, 还与信号的处理方法有关。阳极和栅极的信号均采用 400 点 Moving Average 的方法处理。

为了消除栅极的非屏蔽效应, 对阳极脉冲幅度 P_a 和栅极前后沿幅度差 $P_{g\pm}$ 进行如下形式的坐标变换,

$$P_a' = P_a \cos \alpha + P_{g\pm} \sin \alpha$$

$$P_{g\pm}' = P_{g\pm} \cos \alpha - P_a \sin \alpha$$

变换后的阳极脉冲幅度 P_a' 和栅极前后沿幅度差 $P_{g\pm}'$ 表示为

$$P_a' = G_a \cdot ne \cos \alpha \quad (4.4)$$

$$P_{g\pm}' = ne \left(\frac{G_g}{\cos \alpha} \frac{\bar{X}}{d} \cos \theta - G_a \sin \alpha \right) \quad (4.5)$$

坐标变换后, 阳极脉冲幅度与粒子出射角度无关, 栅极前后沿幅度差仍保持与角度余弦值的线性关系。因此, 对实验测量得到的栅极前后沿幅度差和阳极脉冲幅度进行上述形式的坐标变换, 即可消除栅极非屏蔽效应对阳极脉冲幅度的影响。变换前、后的混合 α 源栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱如图 4.3 所示:

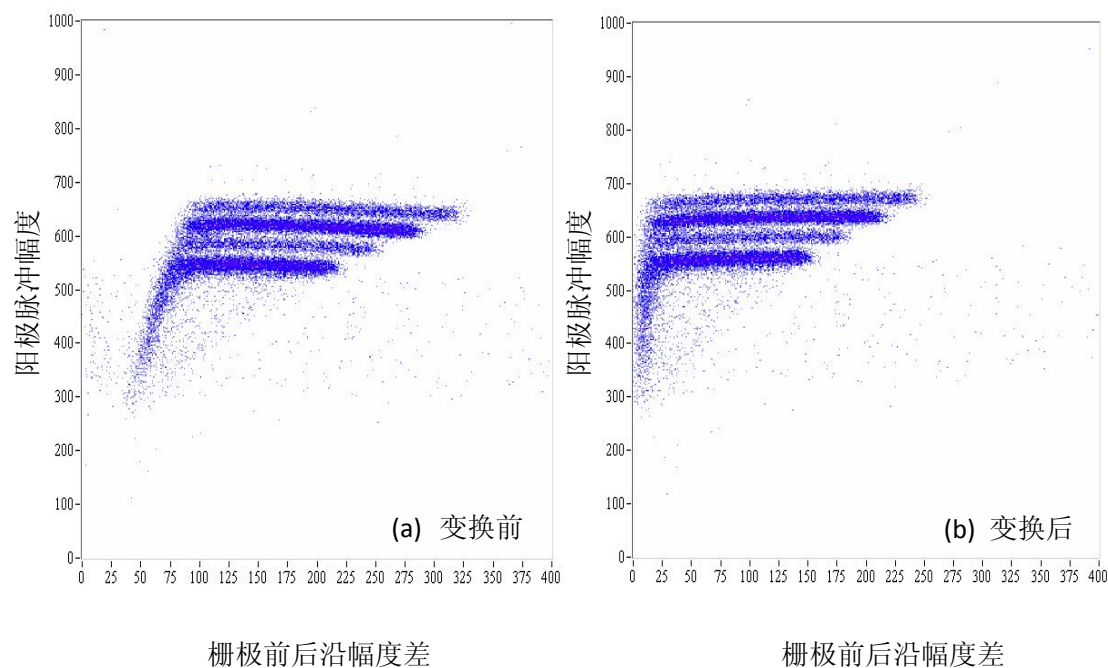


图 4.3 变换前、后混合 α 源栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱

变换后的阳极脉冲幅度分辨相比变换前也有很大的提高, 见表 4.1。

表 4.1 变换前后混合 α 源阳极脉冲幅度分辨率

能量 E_{α} (MeV)	4.775	5.155	5.499	5.805
变换前的分辨率	4.63%	3.94%	3.91%	4.19%
变换后的分辨率	4.13%	3.43%	3.02%	2.67%

进行上述能量损失修正和非屏蔽修正后, 即可得到系统的能量刻度:

$$E(\text{keV}) = 3.62 \cdot P'_a + 60.5 \quad (4.6)$$

将双维谱中不同能量的 α 事件组分别向横轴投影, 得到栅极前后沿幅度差的分布, 进而得出 0° 和 90° 事件所对应的道数。对不同能量 α 源的 0° 和 90° 事

件所对应的道数分别进行多项式拟合和线性拟合,即可完成对 0° 和 90° 线的确定。将双维谱上 5.499 MeV 的 α 事件向横轴投影,得到的分布如图 4.4 所示,

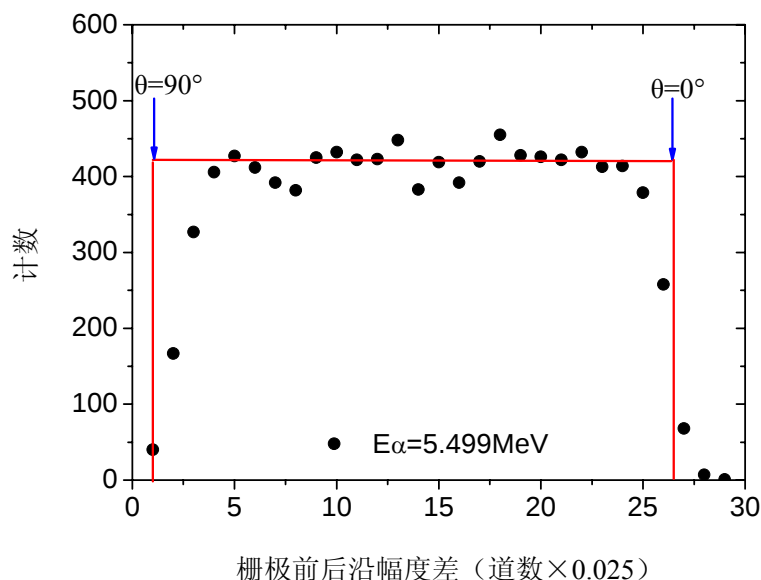
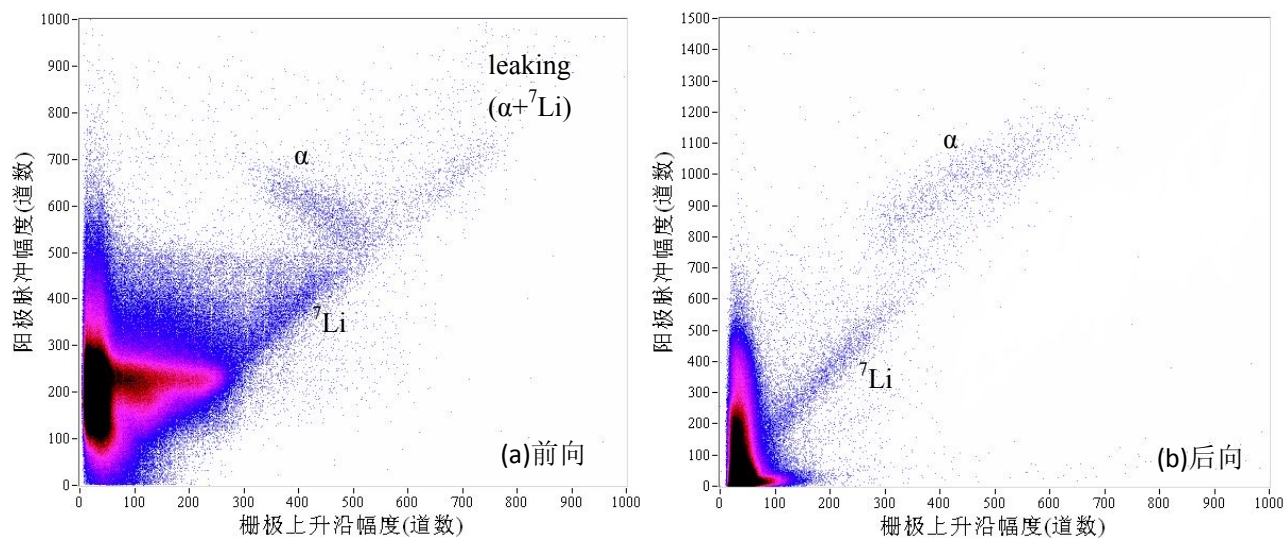
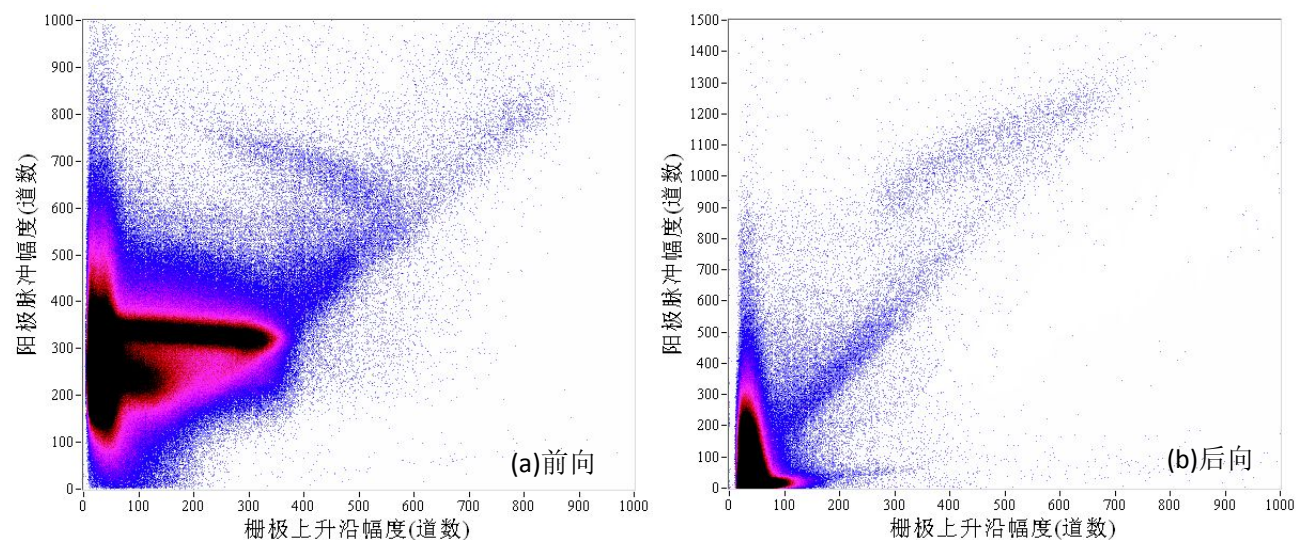
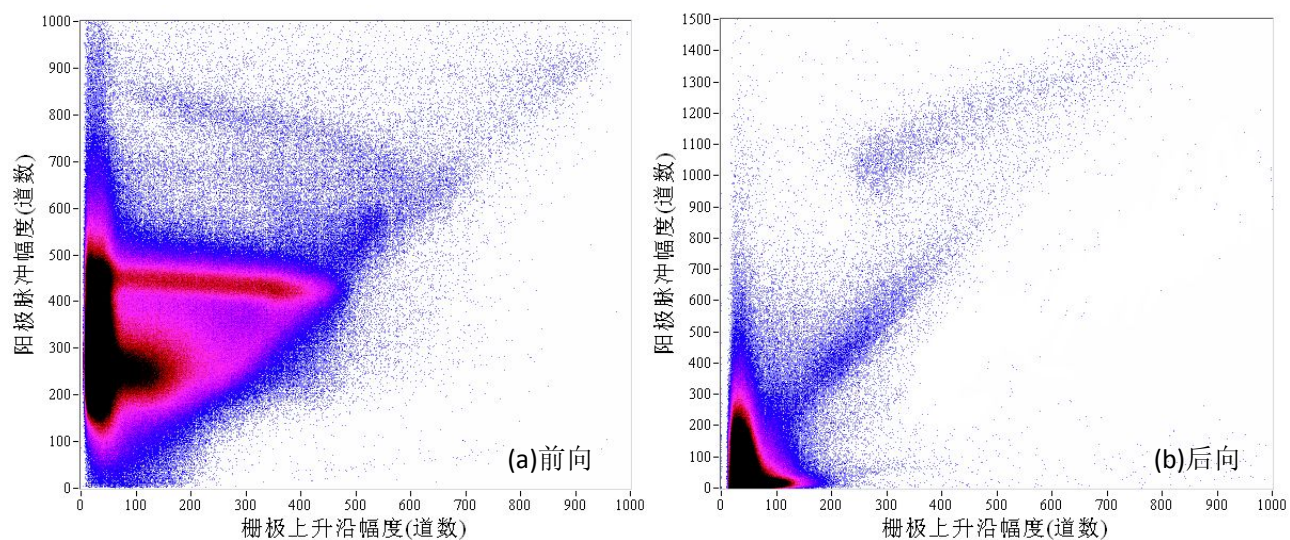


图 4.4 栅极前后沿幅度差分布

“栅极前后沿幅度差”分布均匀,证明了经过变换后的栅极前后沿幅度差与粒子出射角度余弦值仍保持很好的线性关系,由于 α 计数较少,图中统计涨落较大。由上图可以看出系统的角分辨比较好,为后面计算微分截面提供了保障。

4.2.2 事件加本底测量

同时测量前后向核反应事件加本底事件,实验中不再测量前后向本底谱,而是在数据处理过程中通过一定的符合方法扣除本底。三个能点前后向的核反应事件含本底均测量 14 个小时左右,氘束流强度为 $\sim 3.5 \mu\text{A}$,使待测 α 事件总数目的统计误差降低至 1% 左右。图 4.5-4.7 分别为入射中子能量 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 时, $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应前向事件加本底的栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱。阳极脉冲幅度和栅极上升沿幅度分别通过对阳极和栅极信号进行 400 点和 50 点 Moving Average 处理后得到。

图 4.5 $E_n=4.0$ MeV 栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱图 4.6 $E_n=5.0$ MeV 栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱图 4.7 $E_n=6.0$ MeV 栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱

如图所示, $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 和 ^7Li 事件清晰可见, 但事件区受到大量的本底干扰, 而且随着入射中子能量增加, 本底增强。与传统的数据获取系统不同, 除了电离室内部结构材料、工作气体产生的本底外, 高速数据卡对电子学噪声的记录、以及后续数据处理系统对噪声信号的不当处理, 直接导致了本底干扰较大。但是, 下面将会看到, 除极少数的偶然符合外, 大量本底均可通过符合方法扣除。

4.2.3 绝对中子通量测量

实验测量快中子 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应过程中, 同时利用 BF_3 长计数管和 ^{238}U 小裂变室对相对中子通量和绝对中子通量进行测量。利用几何关系以及 $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ 反应出射中子角分布, 可根据小裂变室 ^{238}U 样品处的中子通量密度反推出电离室阴极 ^{10}B 样品处的中子通量密度。

小裂变室测量得到的 ^{238}U 裂变谱形状可参见第三章中的图 3.6。外推裂变事件分布至能量零点, 并进行自吸收修正后, 得到 ^{238}U 裂变产额, 进而可计算出小裂变室中 ^{238}U 样品处的中子通量密度, 最后根据小裂变室 ^{238}U 样品处的中子通量密度计算出电离室阴极 ^{10}B 样品处的中子通量密度。计算方法将在 4.4.1 节中详述。

4.3 核反应事件统计

快中子引起的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应, α 和 ^7Li 粒子的出射方向有三种不同的组合方式: 1) α 前向出射同时 ^7Li 后向出射; 2) α 后向出射同时 ^7Li 前向出射; 3) α 和 ^7Li 都同时前向出射。这里的“前向”和“后向”是相对入射中子方向来说的。 α 和 ^7Li 都前向出射时, 电离室不能区分两个粒子, 而是当作一个事件记录, 这类事件称为 leaking 事件。这类事件过去并没有引起人们的注意, 2005 年由 G. Giorginis 和 V.A. Khriatchkov 正式提出^[27], 电离室和半导体探测器的测量结果中均有此问题, 此前没有引起大家的重视。

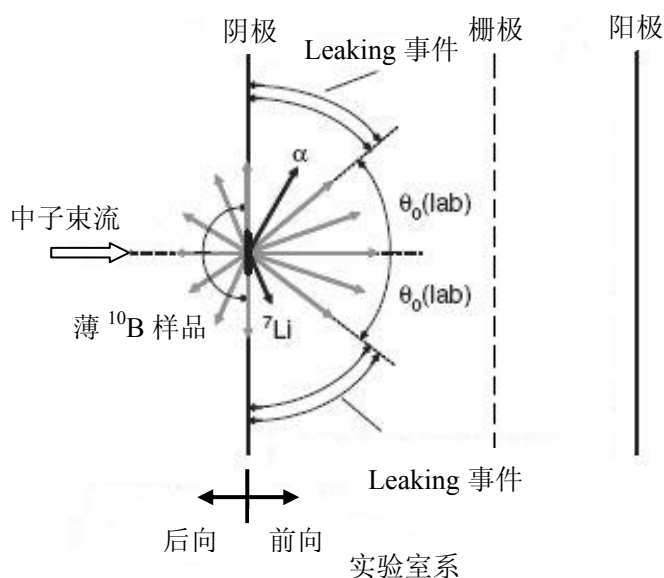
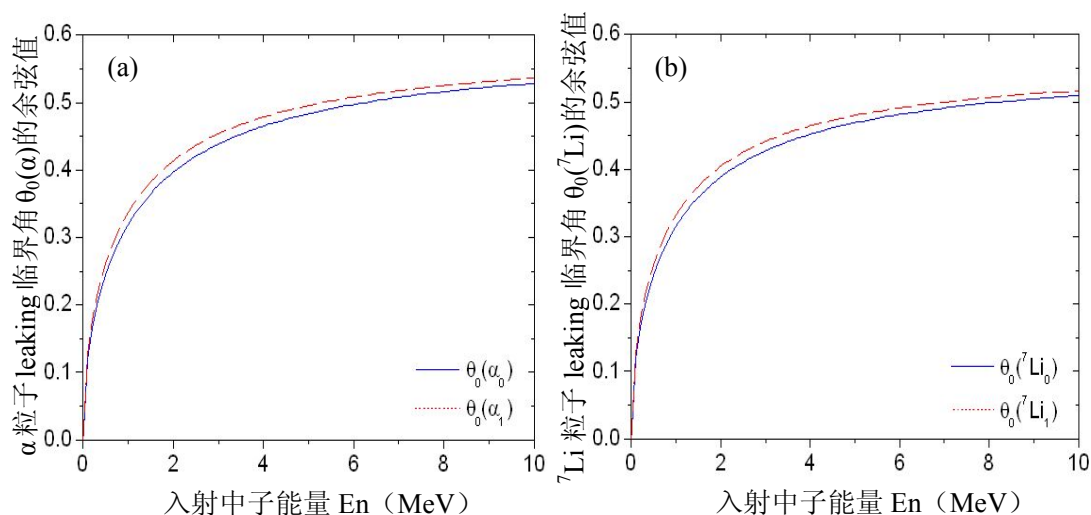


图 4.8 leaking 事件示意图

如图 4.8 所示，实验室系中 ^7Li 以 90° 出射时，前向 α 的出射角 $\theta_0(\alpha)$ 称为 α 粒子的 leaking 临界角；当 α 以 90° 出射时，前向 ^7Li 的出射角 $\theta_0(^7\text{Li})$ 称为 ^7Li 粒子的 leaking 临界角。 $\theta_0(\alpha)$ 和 $\theta_0(^7\text{Li})$ 随入射中子能量的变化可以通过核反应动力学计算得到，如图 4.9 所示，随着入射中子能量的增大， $\theta_0(\alpha)$ 和 $\theta_0(^7\text{Li})$ 均逐渐趋于恒定。

图 4.9 leaking 临界角余弦值随入射中子能量 E_n 的变化

(a) α_0 和 α_1 的 leaking 临界角 $\theta_0(\alpha_0)$ 和 $\theta_0(\alpha_1)$ 的余弦值随入射中子能量 E_n 的变化

(b) ^7Li 和 $^7\text{Li}^*$ 的 leaking 临界角 $\theta_0(^7\text{Li})$ 和 $\theta_0(^7\text{Li}^*)$ 的余弦值随入射中子能量 E_n 的变化

一般地, $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的事件总数应等于上述三类事件数之和。如果将 α 前向出射同时 ^7Li 后向出射以及 α 后向出射同时 ^7Li 前向出射这两类能够进行前后向符合的事件归为一类, 则核反应产生的 α 事件总数就等于电离室前后向的符合事件数与 *leaking* 事件数之和。

下面将会看到, 前后向符合事件可通过符合方法挑选出来, *leaking* 事件则通过解谱方法得到。

4.3.1 符合事件

$^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 和 ^7Li 粒子均由阴极靶位处出射, 而且在薄样品情况下, 它们的能量之和等于反应 Q 值与入射中子能量 E_n 之和。根据这两个特点, 可以通过漂移时间符合和能量开窗符合选取前后向符合的 α 和 ^7Li 事件。

(1) 漂移时间符合

第二章已介绍, 从阴极出射的带电粒子, 电离产生的电子在电离室内的漂移时间较长。图 4.10 为测量得到的混合 α 源的阳极脉冲幅度-漂移时间谱, 由阴极靶位出射的 α 事件均分布在一个狭长的范围内。

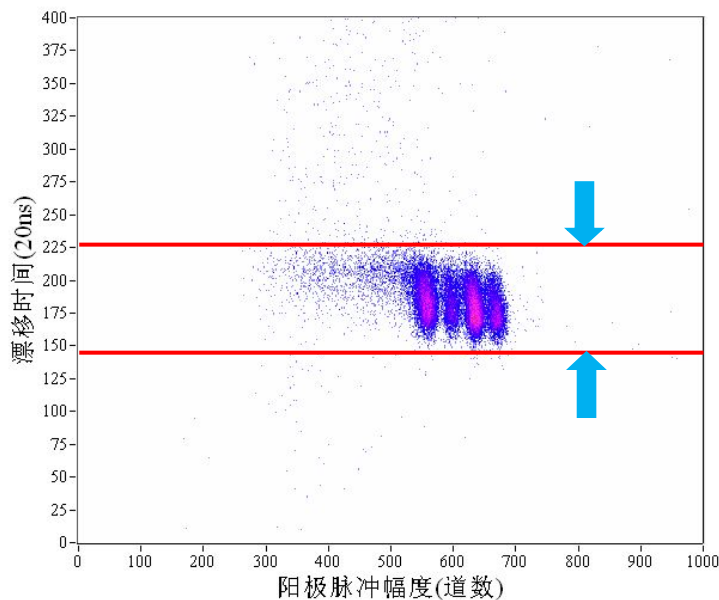
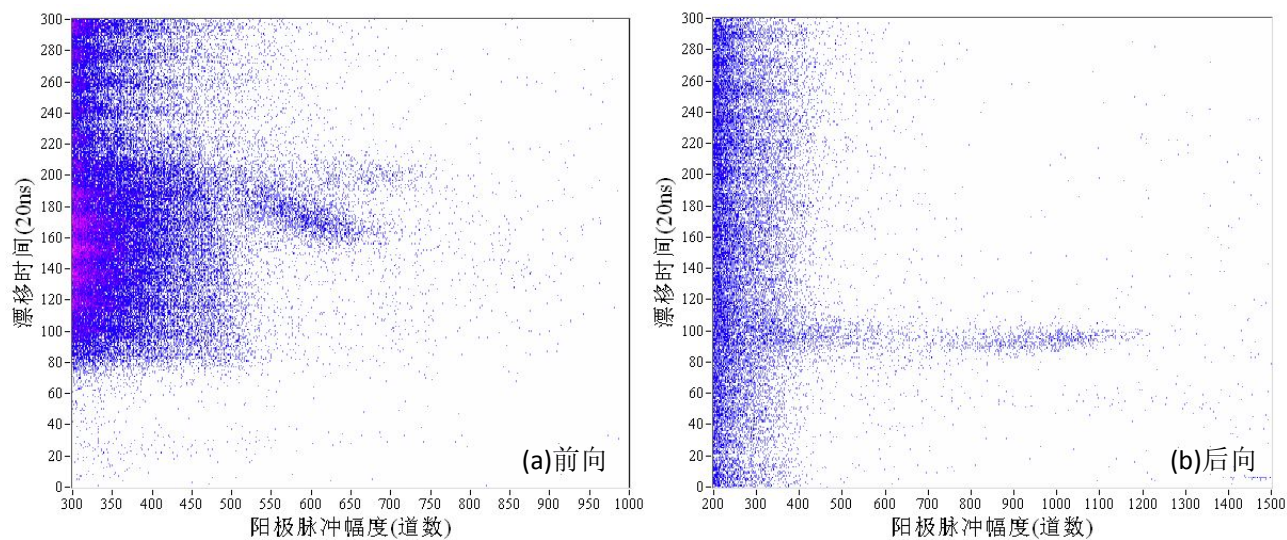
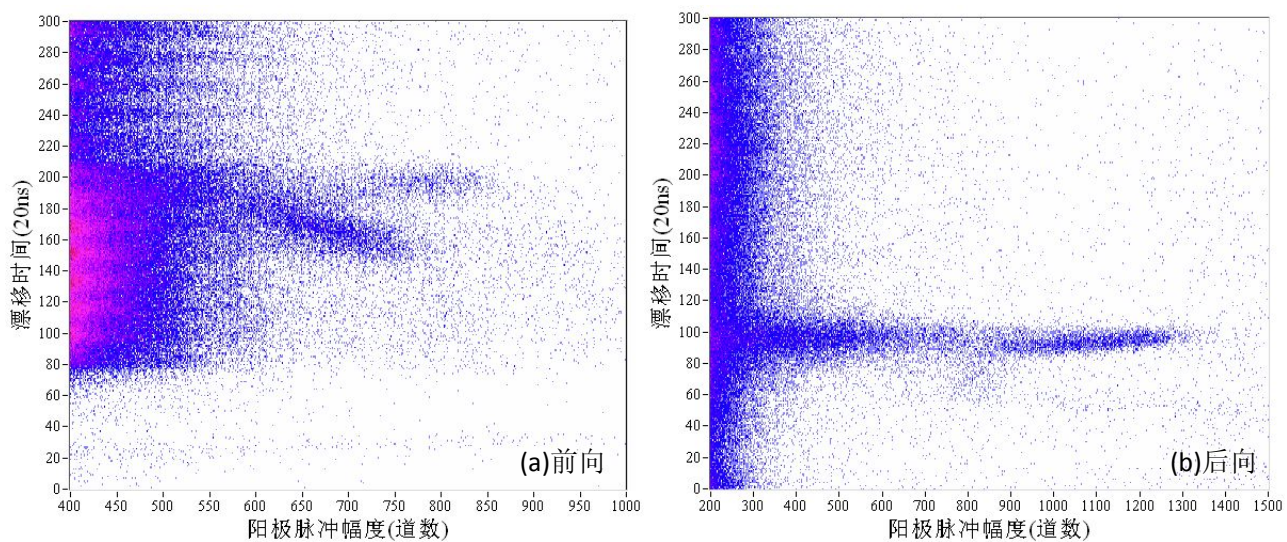
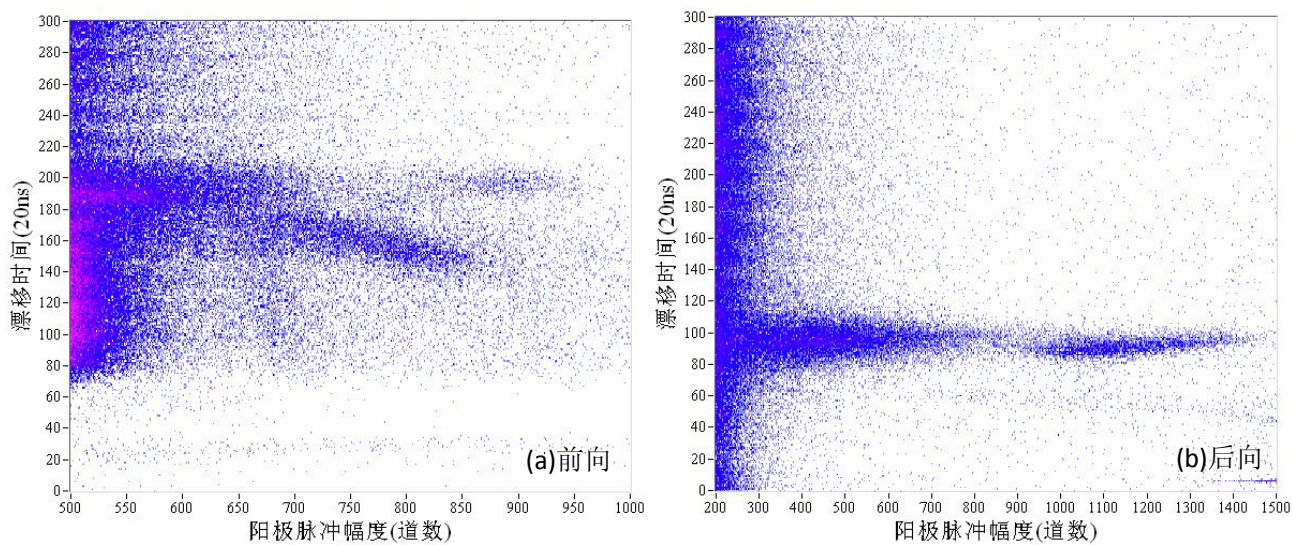


图 4.10 混合 α 源阳极脉冲幅度-漂移时间谱

对于 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应来说, 阴极靶位处产生的前向以及后向的核反应事件的

漂移时间分别是确定的, 均分布在一个很窄的区间内。图 4.11-4.13 为 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应前后向的阳极脉冲幅度-漂移时间谱。

漂移时间符合事件选取: 首先选取漂移时间在 $[120,220]$ 道范围内的前向事件, 判断与其对应的后向事件的漂移时间是否在 $[60,120]$ 道范围内。如果后向事件的漂移时间不在此时间间隔内, 则认为这对事件不是由靶位产生的符合事件; 如果后向事件的漂移时间在此时间间隔内, 则将此类符合条件的事件对挑选出来, 再通过能量开窗符合进一步验证此类事件是否符合事件。

图 4.11 $E_n=4.0$ MeV 阳极脉冲幅度-漂移时间谱图 4.12 $E_n=5.0$ MeV 阳极脉冲幅度-漂移时间谱图 4.13 $E_n=6.0$ MeV 阳极脉冲幅度-漂移时间谱

(2) 能量开窗符合

通过漂移时间符合可以消除大量本底事件，即便如此，仍然无法除去快中子引起 $^{10}\text{B}(\text{n},\text{p})^{10}\text{Be}$ 、 $^{10}\text{B}(\text{n},\text{t})2\alpha$ 、 $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{27}\text{Mg}$ 和 $^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$ 等反应产生的事件以及偶然符合事件。

为了消除上述干扰事件对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应的影响，需要进一步对漂移时间符合后的剩余事件进行挑选。与上述干扰事件相比， $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的符合事件在双维谱中具有如下特点：当前向粒子位于 α 事件区域内时，后向粒子一定位于 ^7Li 事件区域内；当前向粒子位于 ^7Li 事件区域内时，后向粒子一定位于 α 事件区域内。而上述两类本底事件不具有这个特点。因此，可以通过对前后向事件的能量进行特定的选择，达到消除本底的目的。这种方法可以形象地形容为能量开窗符合。

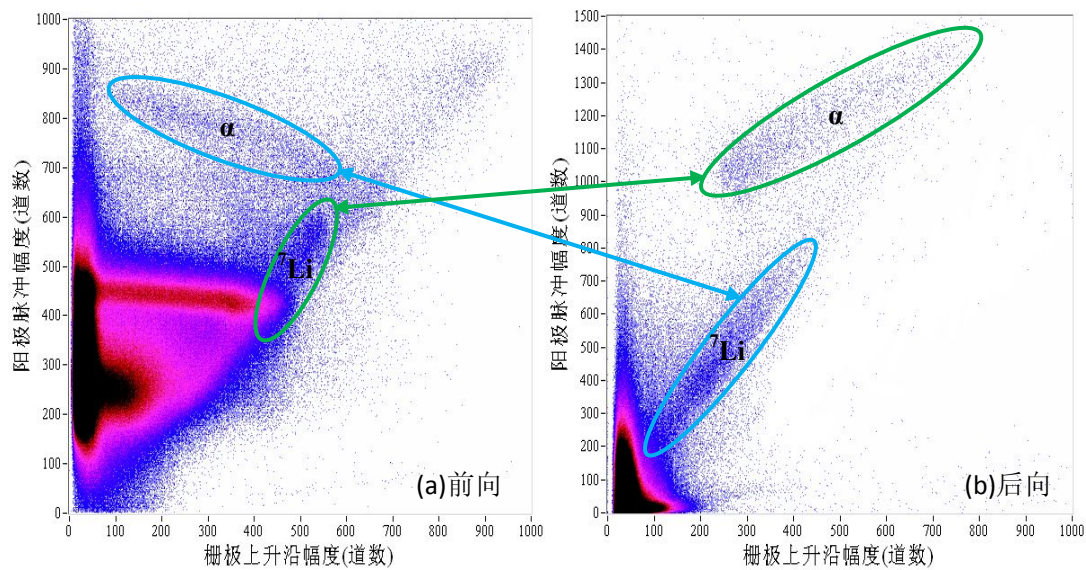


图 4.14 能量开窗符合方法示例

如图 4.14，以 $E_n=6.0\text{ MeV}$ 的栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱为例，具体采用的能量开窗符合方法为：1) 首先通过核反应动力学从理论上计算出前向 α 粒子的能量分布区间 $[E_\alpha(\theta_0(\alpha)), E_\alpha(0^\circ)]$ 和 ^7Li 粒子的能量分布区间 $[E_{\text{Li}}(\theta_0(\text{Li})), E_{\text{Li}}(0^\circ)]$ ；后向 α 粒子的能量分布区间 $[E_\alpha(180^\circ), E_\alpha(90^\circ)]$ 和 ^7Li 粒子的能量分布区间 $[E_{\text{Li}}(180^\circ), E_{\text{Li}}(90^\circ)]$ （考虑到粒子在样品内的能损和仪器分辨率后，将理论计算的能量分布区间扩大一定的范围，以保证扩大后的区间包含尽可能多的反应事

件)。2) 判断前向事件的能量 E_f 是否分布在扩大后的前向 α 或 ^7Li 能量区间内, 如果前向事件不在这两个能量区间内, 则认为这个事件不是 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的事件; 如果前向事件在这两个能量区间内, 继续判断与之对应的后向事件的能量 E_b 是否分布在扩大后的后向 ^7Li 或 α 能量区间内, 若后向事件不在这两个能量区间内, 则认为这个事件不是 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的事件, 若后向事件在相应的能量区间内, 则认为这个后向事件和与之对应的前向事件是 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的事件。图 4.15 为能量开窗符合方法简明流程图, 其中 σ 用来表示能量区间扩大的范围。

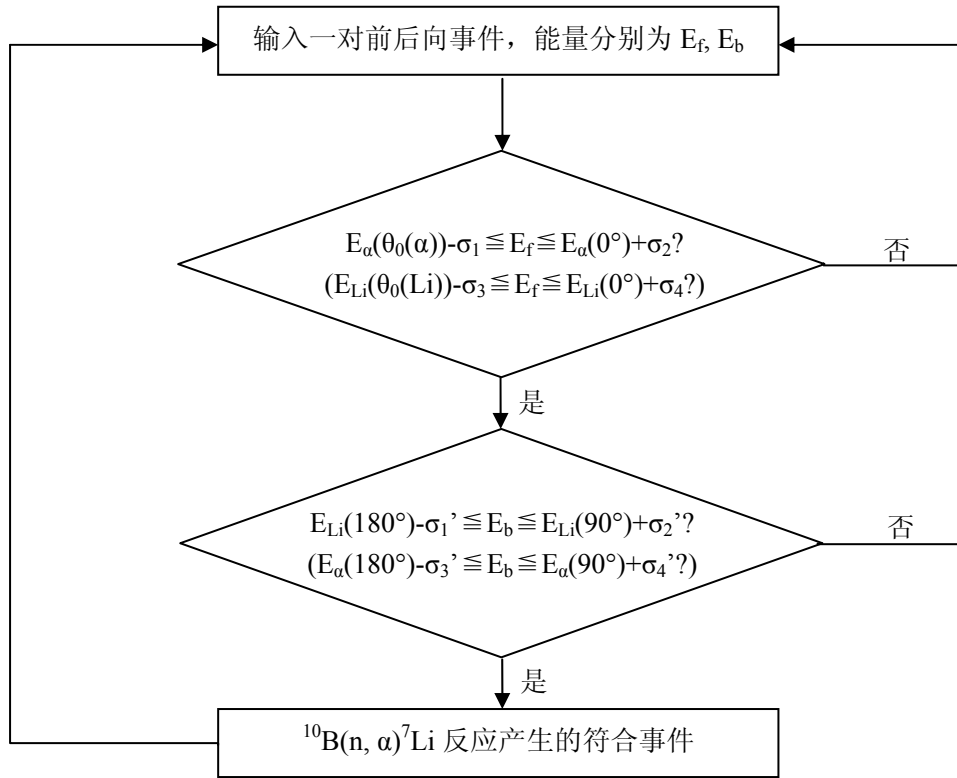
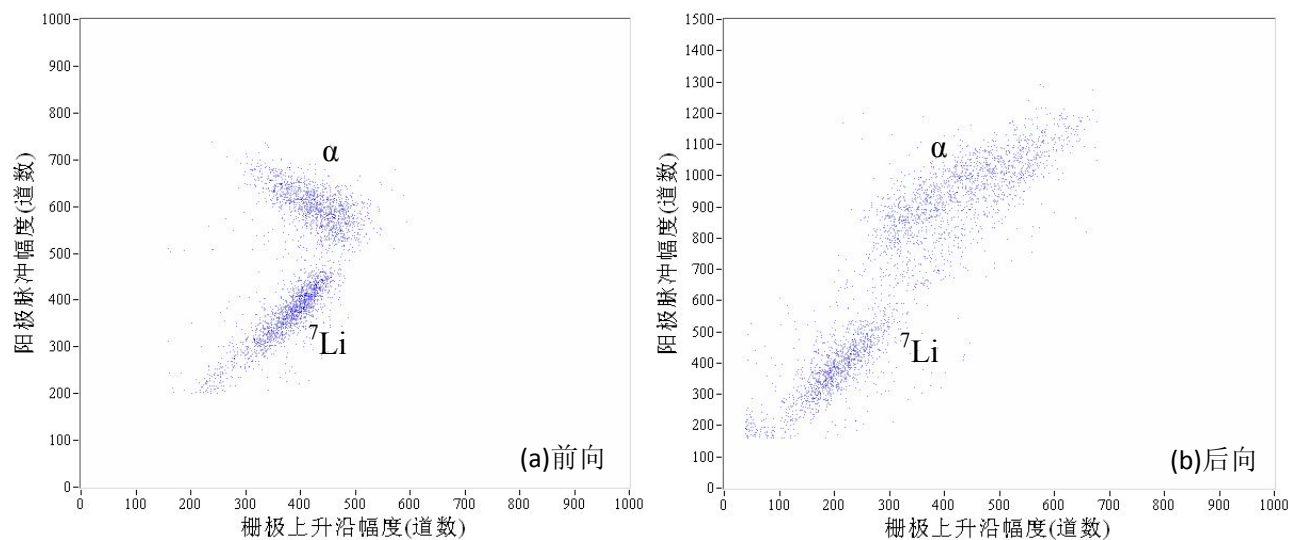
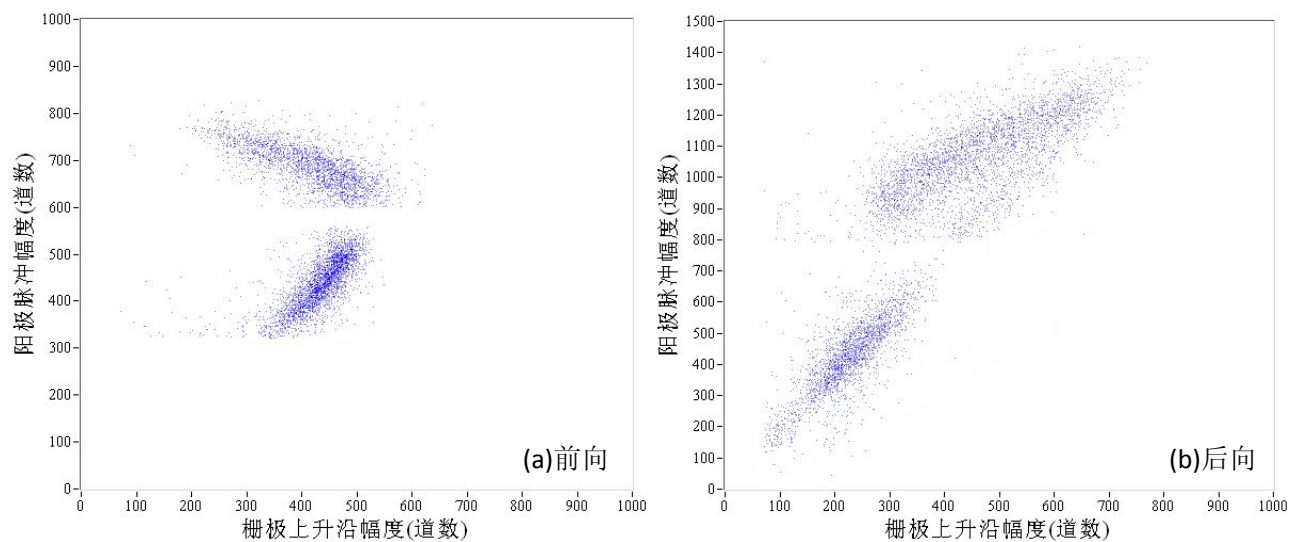
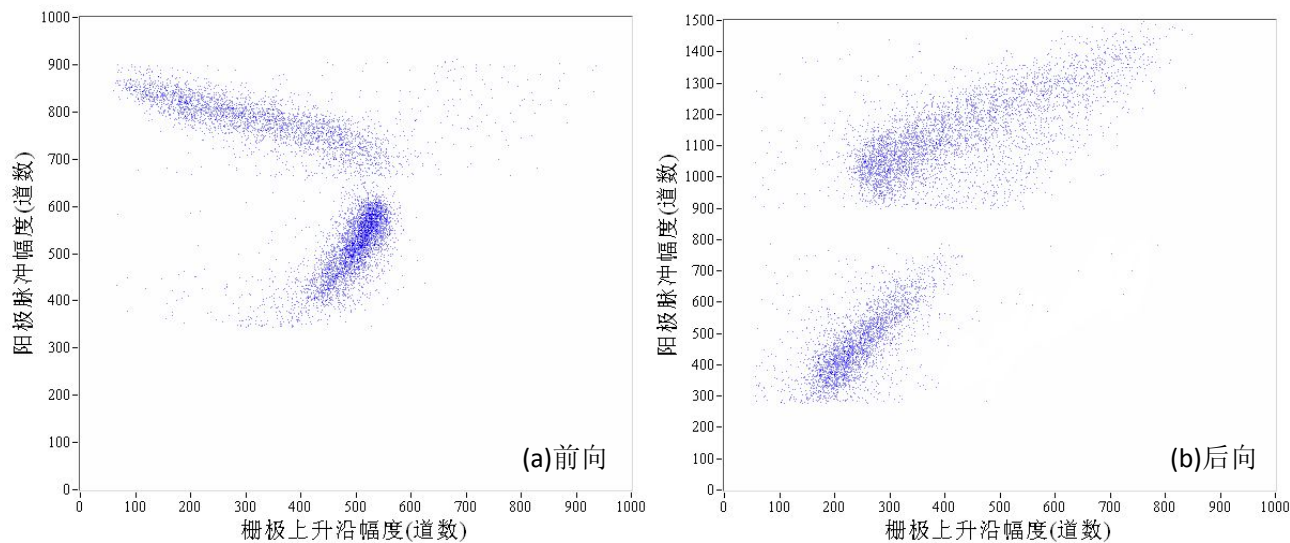
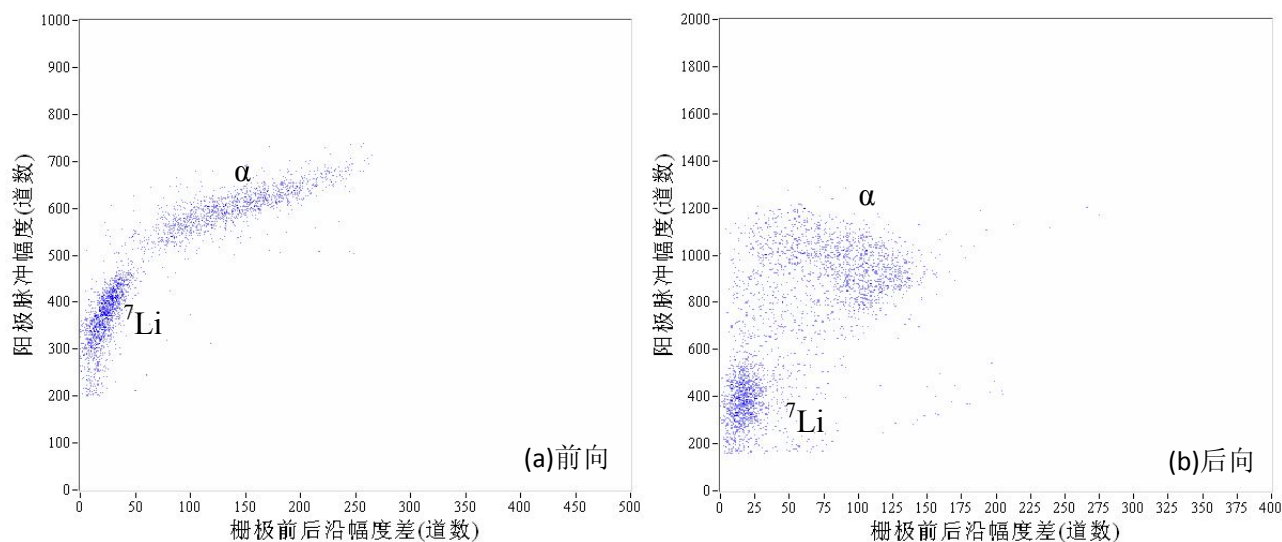
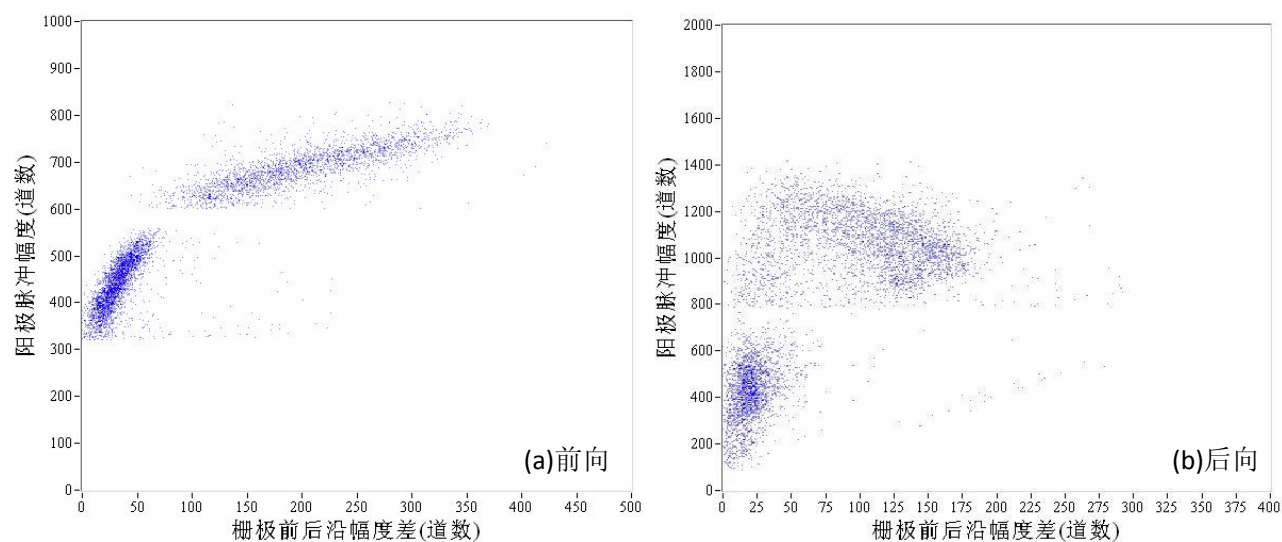
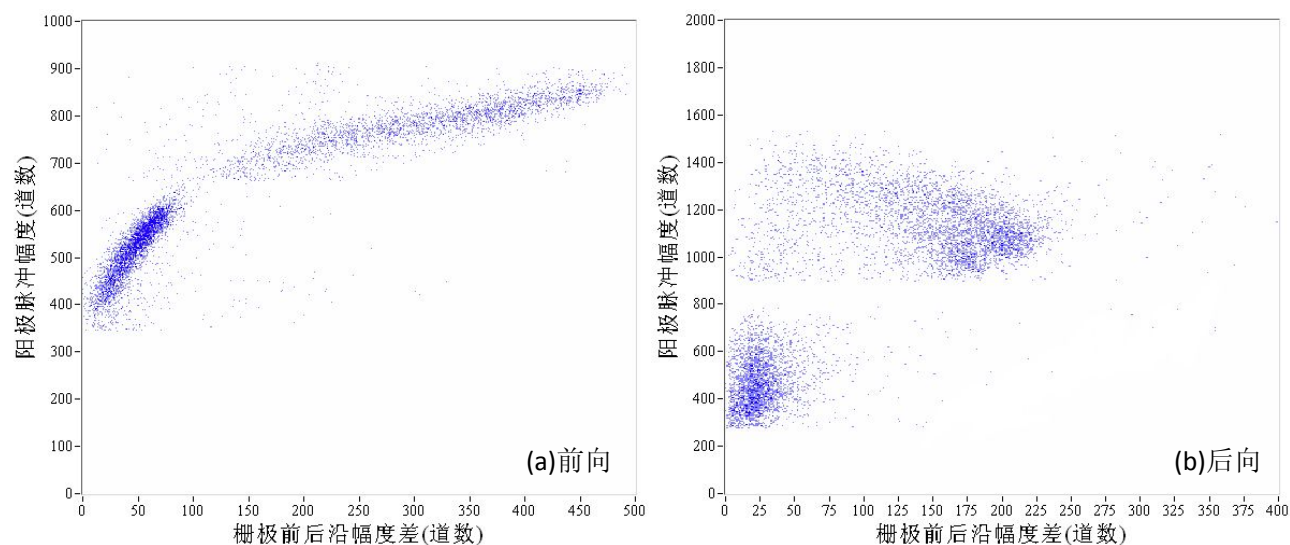


图 4.15 能量开窗符合方法简明流程图

图 4.16-4.18 和图 4.19-4.21 分别为经过漂移时间符合和能量开窗符合选择后的栅极上升沿幅度-阳极脉冲幅度谱与栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱, $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 和 ^7Li 前后向符合事件在双维谱中清晰可见, 来自气体、极板、噪声、偶然符合和其余反应道本底事件的干扰已全部消除。由于中子源能散较大、分辨率较差, 所以 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α_0 和 α_1 不能有效分开。

图 4.16 $E_n=4.0$ MeV 符合后的栅极上升沿-阳极脉冲幅度谱图 4.17 $E_n=5.0$ MeV 符合后的栅极上升沿-阳极脉冲幅度谱图 4.18 $E_n=6.0$ MeV 符合后的栅极上升沿-阳极脉冲幅度谱

图 4.19 $E_n=4.0$ MeV 符合后的栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱图 4.20 $E_n=5.0$ MeV 符合后的栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱图 4.21 $E_n=6.0$ MeV 符合后的栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱

符合方法能得到 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的大部分符合事件,但仍需进行修正才能得到全部的符合事件数。对于漂移时间符合来说,所有的前、后向符合事件均位于特定的时间范围内,只要时间范围选取得当,则无需进行修正;对于能量开窗符合来说,需要对前向 α 后向 ^7Li 符合事件数进行 ^7Li 自吸收修正和阈值以下部分修正、对后向 α 前向 ^7Li 符合事件数进行 α 自吸收修正和阈值以下部分修正。经过上述修正后,便可得到全部符合事件数 $Y_{\text{coincidence}}(\alpha)$ 。

4.3.2 leaking 事件

如图 4.22 所示,leaking 事件通过对阳极脉冲幅度-漂移时间谱解谱得到: 1) 首先选取 leaking+本底事件在双维谱中所占据的一块矩形区域,并选取与 leaking+本底事件所在区域面积相等且阳极脉冲幅度区间相同的一块矩形本底区域; 2) 将两个区域分别向横轴投影,得到 leaking+本底事件、本底事件的阳极脉冲幅度分布,两个分布相减,得到 leaking 事件在选定阳极脉冲幅度区间内的分布; 3) 将 leaking 事件阳极脉冲幅度分布向低能端外推至 $E_{\text{Li}}(\theta_0(\text{Li}))$,并进行 α 和 ^7Li 自吸收修正,得到 leaking 全部事件数 $Y_{\text{leaking}}(\alpha+^7\text{Li})$ 。

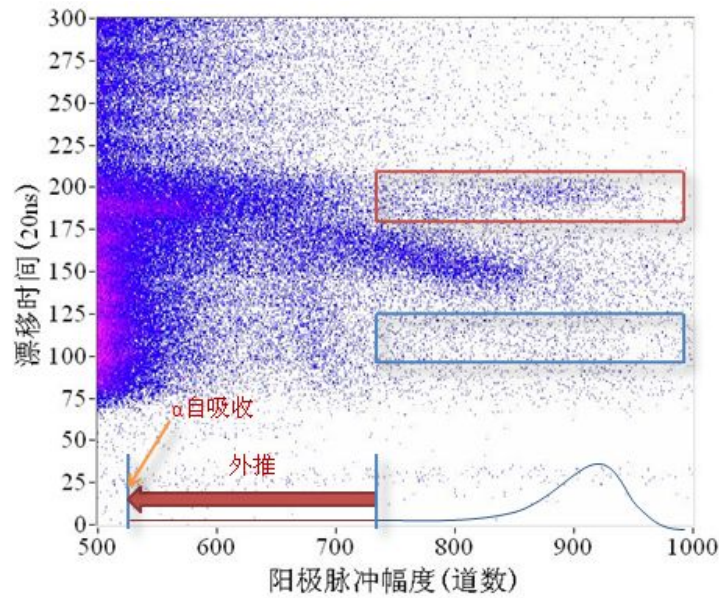


图 4.22 解谱求得 leaking 事件示意图

利用符合的方法得到前后向 α 和 ^7Li 符合事件数,利用解谱的方法得到

leaking 事件数，两部分之和就是 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的全部 α 事件数。

4.4 实验结果

4.4.1 反应截面

反应截面 σ 的物理意义是表示一个粒子入射到单位面积内只含有一个靶核的靶子上所发生的反应概率；或者说，表示一个入射粒子同单位面积上一个靶核发生反应的概率^[45]：

$$\sigma = \frac{Y}{I \cdot N_s} = \frac{\text{单位时间内发生的核反应数}}{\text{单位时间入射粒子数} \times \text{单位面积靶核数}} \quad (4.6)$$

$$= \frac{Y}{\phi \cdot N_v} = \frac{\text{单位时间内发生的核反应数}}{\text{单位时间内单位面积上入射粒子数} \times \text{靶核总数}} \quad (4.7)$$

(4.7)式仅适用于中子引起薄样品核反应的截面计算。反应截面 σ 的单位为 cm^2 ，常用单位还有靶 (b)、毫靶 (mb) 和微靶 (μb)， $1 \text{ b} = 10^3 \text{ mb} = 10^6 \mu\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 。

对于本工作所关注的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应，反应截面 σ 等于核反应产生的 α 事件总数除以 ^{10}B 样品核数、再除以打到有效靶面积上的平均中子通量密度。

核反应产生的 α 事件总数 $Y_{\text{tot}}(\alpha)$ 等于能够进行前后向符合的 α 事件数 $Y_{\text{coincidence}}(\alpha)$ 加上 leaking 事件数 $Y_{\text{leaking}}(\alpha + ^7\text{Li})$ ：

$$Y_{\text{tot}}(\alpha) = Y_{\text{coincidence}}(\alpha) + Y_{\text{leaking}}(\alpha + ^7\text{Li}) \quad (4.8)$$

如图 4.1 所示，由于 ^{10}B 与 ^{238}U 样品对中子源所张的立体角不同、到中子源的距离也不同，所以 ^{10}B 与 ^{238}U 的中子通量密度并不相等，而是满足一定的倍数关系，

$$\phi_U = K \cdot \phi_B \quad (4.9)$$

K 为 ^{238}U 与 ^{10}B 样品中子通量密度的比例系数，可通过 Monte Carlo 模拟计算得到：1) 首先对氙气体靶内产生中子的位置进行均匀抽样；2) 再对中子出射角度的余弦值按 $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ 反应中子出射角分布^[46]的归一化函数进行抽样；3) 判断中子源产生的中子是否可以入射到 ^{10}B 或 ^{238}U 样品上，如果入射到某个样品上，则这个样品的入射中子计数加一；4) 重复 1.0×10^6 次，并分别统计入射到 ^{10}B 与

^{238}U 样品上的中子数；5) 根据 ^{10}B 与 ^{238}U 样品面积的大小，分别计算出它们的中子通量密度，最后求得比例系数 K 。

当 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 时，模拟计算得到的中子通量密度比例系数分别为 $K=41.8, 39.0$ 和 36.6 ，相对误差均为 4.3% ，误差主要来自于 ^{238}U 与 ^{10}B 样品到氙气体靶中心位置处的距离的不确定度。

小裂变室内 ^{238}U 样品的中子通量密度可通过 ^{238}U 快中子裂变截面（取自 ENDF/B-VII 库）、 ^{238}U 样品核数和裂变产额计算得到：

$$\phi_U = \frac{Y_{fis}(^{238}\text{U})}{N_v(^{238}\text{U}) \cdot \sigma_{fis}} \quad (4.10)$$

综合(4.7)-(4.10)式， $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面 σ 可以表示为：

$$\sigma = K \cdot \frac{N_v(^{238}\text{U})}{N_v(^{10}\text{B})} \cdot \frac{Y_\alpha(^{10}\text{B})}{Y_{fis}(^{238}\text{U})} \cdot \sigma_{fis} \quad (4.11)$$

当 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 时， $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面 $\sigma_\alpha = \sigma_{\alpha 0} + \sigma_{\alpha 1}$ 由(4.11)式计算得到：

表 4.2 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面

En (MeV)	4.0	5.0	6.0
反应截面(mb)	172±9	77±4	71±4

误差来源： K 因子的相对误差为 4.3% ， ^{10}B 样品核数的相对误差为 2.2% ， ^{238}U 样品核数的相对误差为 1.3% ， ^{238}U 裂变产额 $Y_{fis}(^{238}\text{U})$ 的相对误差~ 0.5% 、 ^{238}U 裂变标准截面 σ_{fis} 的相对误差~ 0.8% ，在 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 三个能点 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应 α 产额 $Y_\alpha(^{10}\text{B})$ 的相对误差分别为 1.6% 、 1.2% 和 1.1% 。三个能点反应截面的误差分别为 9.14 、 4.00 和 3.69 。

在实验室系中，前向 α 事件、后向 α 事件、leaking 事件占全部 α 事件的百分数为：

表 4.3 各类事件的百分数

En (MeV)	4.0	5.0	6.0
前向 α 比例 (%)	36.9 $\pm$ 1.2	38.3 $\pm$ 0.9	38.7 $\pm$ 0.8
后向 α 比例 (%)	45.0 $\pm$ 1.3	51.1 $\pm$ 1.0	52.9 $\pm$ 1.0
leaking 比例 (%)	18.1 $\pm$ 0.8	10.6 $\pm$ 0.4	8.4 $\pm$ 0.3

实验室系后向与前向 α 事件的比值列于表 4.4。可见，在实验室系中，后向 α 事件数明显多于前向 α 事件数。

表 4.4 实验室系后向与前向 α 事件比

En (MeV)	4.0	5.0	6.0
后、前向 α 事件比	1.22 $\pm$ 0.04	1.34 $\pm$ 0.03	1.37 $\pm$ 0.03

4.4.2 微分截面

微分截面是反应截面对立体角的微分，表示一个入射粒子同单位面积上一个靶核发生反应后出射粒子向某一方向单位立体角内发射的概率。对(4.11)式微分即可得到实验室系微分截面的表达式：

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} = K \cdot \sigma_{fis} \cdot \frac{N_v(^{238}\text{U})}{N_v(^{10}\text{B})} \cdot \frac{1}{Y_{fis}(^{238}\text{U})} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{dY_\alpha(^{10}\text{B})}{d(\cos\theta_L)} \quad (4.12)$$

利用图 4.19-4.21 的栅极前后沿幅度差-阳极脉冲幅度谱，统计各个方向上一定立体角范围内的 α 事件数，即可通过(4.12)式计算得到 En=4.0, 5.0 和 6.0 MeV 实验室系中不同出射角度的微分截面值，如图 4.23-4.25 所示。

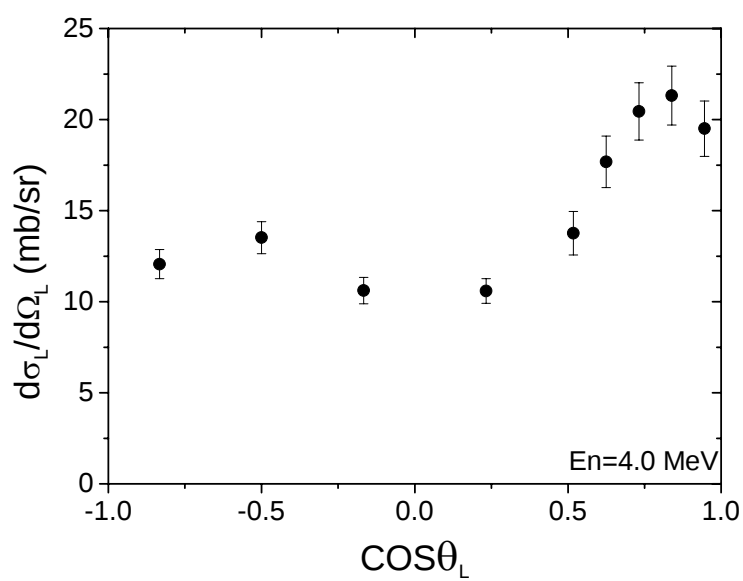


图 4.23 $E_n=4.0$ MeV $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应出射 α 粒子在实验室系中的角分布

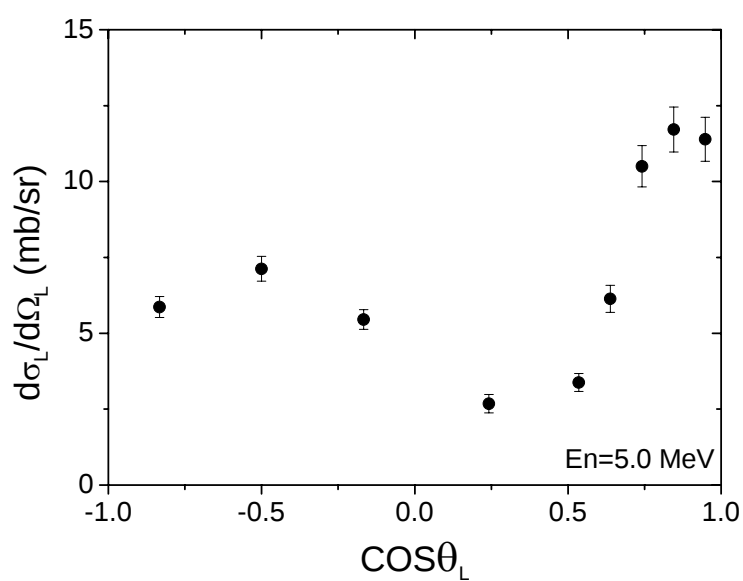


图 4.24 $E_n=5.0$ MeV $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应出射 α 粒子在实验室系中的角分布

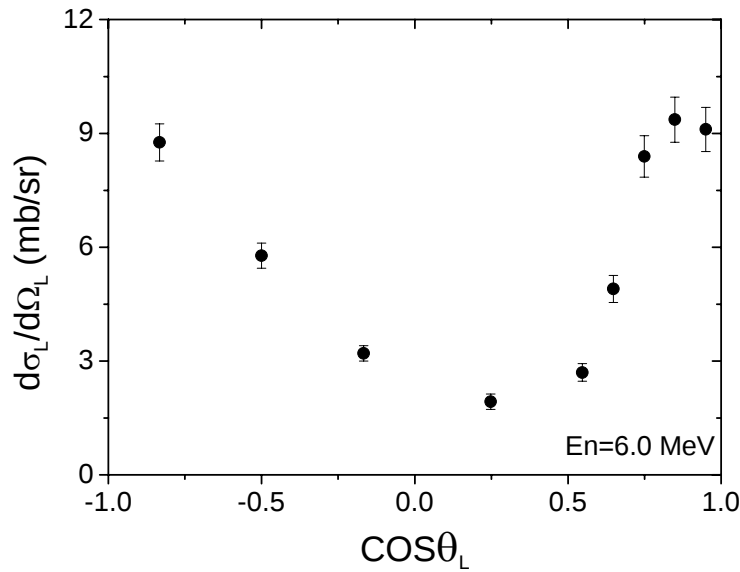


图 4.25 $E_n=6.0$ MeV $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应出射 α 粒子在实验室系中的角分布

需要说明的是：

1. 为了验证 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应出射 α 粒子在实验室系中前、后向角分布的连续性，将 leaking 事件计算得到的微分截面也标于图中。leaking 事件的微分截面按照如下方法得到：1) 计算各中子能点 leaking 事件的立体角范围；2) 将解谱得到的 leaking 事件数及 leaking 事件的立体角代入(4.12)式中，得到 leaking 事件的微分截面；3) 认为 leaking 事件的微分截面是 α 粒子 leaking 立体角范围内的平均微分截面值。由图 4.23-4.25 可以看出，前、后向角分布通过 leaking 事件微分截面值可平滑衔接。

2. 由于实验测量得到的后向能量分辨率和角分辨率较差，为了减小误差，后向微分截面计算仅取三个区间。

3. 0° 线是通过曲线拟合的方法得到，拟合曲线附近的数据点误差较大，因此，小角度附近计算得到的微分截面误差较大。

为了便于将实验结果同理论计算进行比较，需要将上述实验室系中的角分布转化为质心系中的角分布。根据核反应动力学，实验室系同质心系的角度和微分截面满足如下关系：

$$\cos\theta_L = \frac{\gamma + \cos\theta_C}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma\cos\theta_C)^{1/2}} \quad (4.13)$$

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} = \frac{(1 + \gamma^2 + 2\gamma\cos\theta_C)^{3/2}}{1 + \gamma\cos\theta_C} \cdot \frac{d\sigma_C}{d\Omega_C} \quad (4.14)$$

$$\gamma = \left(\frac{m_a m_b}{m_A m_B} \cdot \frac{E'}{E' + Q} \right)^{1/2} \quad (4.15)$$

$$E' = \frac{m_A}{m_a + m_A} E_a \quad (4.16)$$

其中, E_a ——入射中子能量;

m_a 、 m_A 、 m_b 、 m_B ——入射中子、 ^{10}B 、 α 粒子和 ^7Li 的质量;

Q ——反应能, 剩余核处于基态时 $Q=2.789\text{ MeV}$, 剩余核处于第一激发态时 $Q=2.311\text{ MeV}$;

$d\sigma_L/d\Omega_L$ 、 $d\sigma_C/d\Omega_C$ ——实验室系、质心系微分截面。

利用上述公式进行转换后, 得到质心系中的角分布如下。

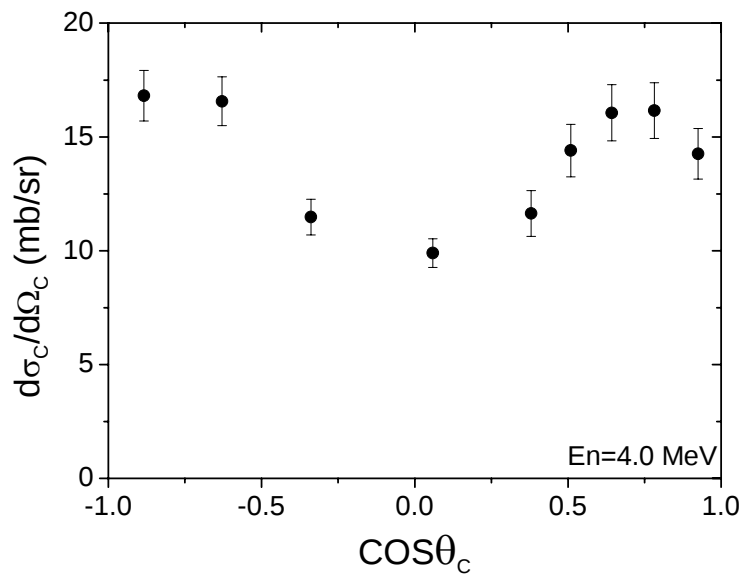
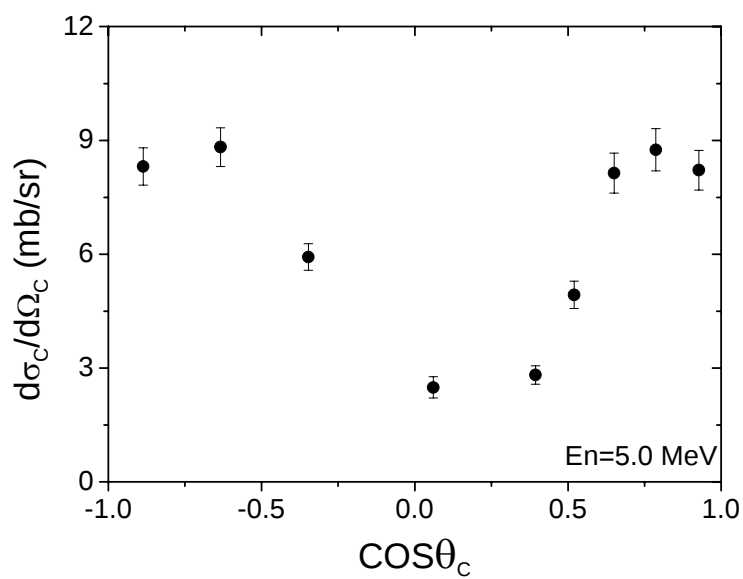
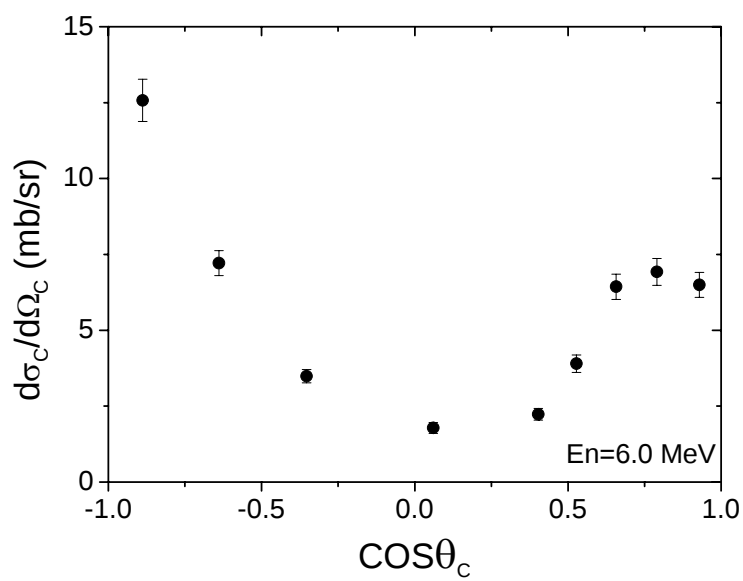


图 4.26 $E_n=4.0\text{ MeV}$ $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应出射 α 粒子在质心系中的角分布

图 4.27 $En=5.0\text{ MeV}$ $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应出射 α 粒子在质心系中的角分布图 4.28 $En=6.0\text{ MeV}$ $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应出射 α 粒子在质心系中的角分布

实验室系和质心系 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应微分截面的具体数据请参考附录。

4.5 结果讨论

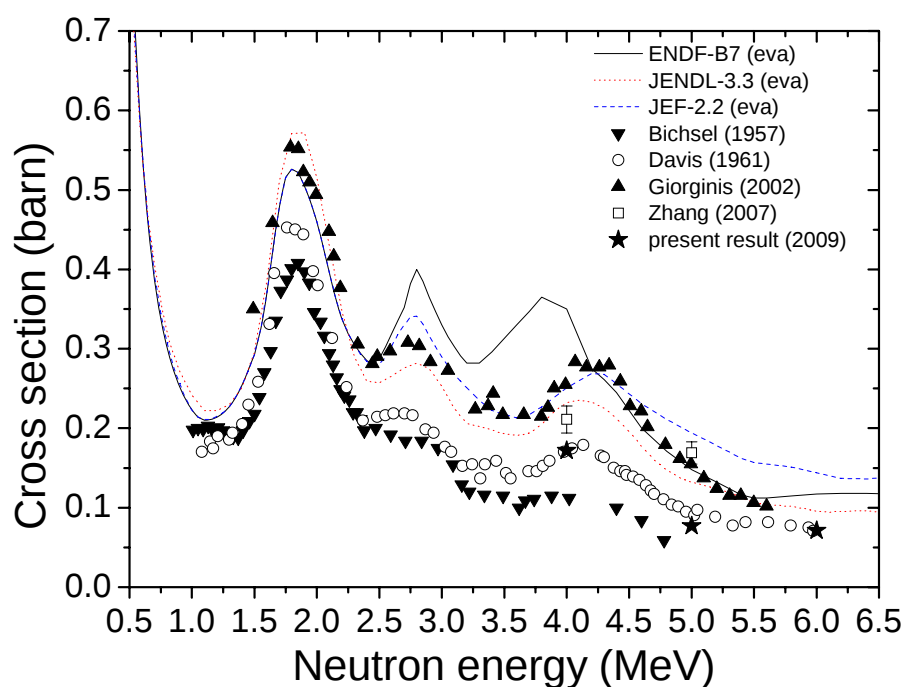


图 4.29 测量结果同已有结果之间的比较

图 4.29 显示了本工作测得的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面同其它测量及评价结果的比较。在 4.0、5.0 和 6.0 MeV 三个中子能点，本测量结果同 1961 年 Davis 的实验结果在误差范围内一致，并介于 1957 年 Bichsel 和 2003 年 Giorginis 的实验结果之间。

中子能量在 2.5 MeV 以下时，Bichsel 的实验结果同 Davis 的实验结果比较接近；中子能量在 2.5 MeV 以上时，两家实验结果逐渐出现偏差，且差异随着中子能量的增大呈增大的趋势。之所以出现这种现象，可能是由于 Bichsel 实验测量中使用的 BF_3 计数管存在壁效应：中子能量较低时，壁效应并不明显，但是随着中子能量的增大，壁效应增大，发生壁效应的事件淹没于 ^{10}B 其余反应道和大量本底事件中、很难分开，最终导致 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的事件数统计不全、截面偏低。

Davis 与 Bichsel 同在一个工作单位，对 Bichsel 的研究工作较为熟悉。Davis 在考虑到 Bichsel 实验中可能存在的问题后，对探测器进行了改进，使用有栅的电离室重新对 MeV 中子能区的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面进行了测量，结果应更为可信。

2002 年 Giorginis 通过测量电离室前向 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 核反应事件+本底事件的阴极-阳极双维谱, 统计前向出射的 α 、 ^7Li 和 leaking 事件, 求得 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面。我们预测可能存在 $\text{n}+^{10}\text{B}\rightarrow\text{t}+\alpha+\alpha$ 三体反应及部分 $^{10}\text{B}(\text{n},\text{p})^{10}\text{Be}$ 反应的产物淹没在 ^7Li 事件中, 致使其反应截面结果偏高。

理论上, 核反应产生的所有带电粒子的能量和 ΣE_i , 等于电离室前、后向阳极脉冲幅度所对应的能量 (E_f 和 E_b) 之和, 等于入射中子能量 E_n 与反应 Q 值之和, 写成表达式的形式为:

$$\Sigma E_i = E_f + E_b = E_n + Q \quad (4.17)$$

其中, E_f 和 E_b 分别为电离室前、后向阳极脉冲幅度所对应的能量。上式成立的条件是: 反应产物必须全部是带电粒子、且全部阻止在电离室阴极和栅极之间。

可以看出, 电离室前、后向能量满足线性关系 $E_f = -E_b + (E_n + Q)$ 。不同反应道的 Q 值不同, 在入射中子能量 E_n 一定的情况下, 不同反应道产生的事件前、后向的能量关系的截距 ($E_n + Q$) 不同。因此, 绘制电离室前后向阳极幅度谱, 通过判断截距即可得到反应 Q 值, 从而推测反应类型。

如图 4.30-4.32 分别为 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 符合消除低栅极脉冲幅度后的后向阳极脉冲幅度-前向阳极脉冲幅度谱。 $\text{n}+^{10}\text{B}\rightarrow\text{t}+\alpha+\alpha$ 三体反应清晰可见, 且随入射中子能量提高而增多。在 $E_n=5.0$ 和 6.0 MeV 时, 三体反应与 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应事件数相当。

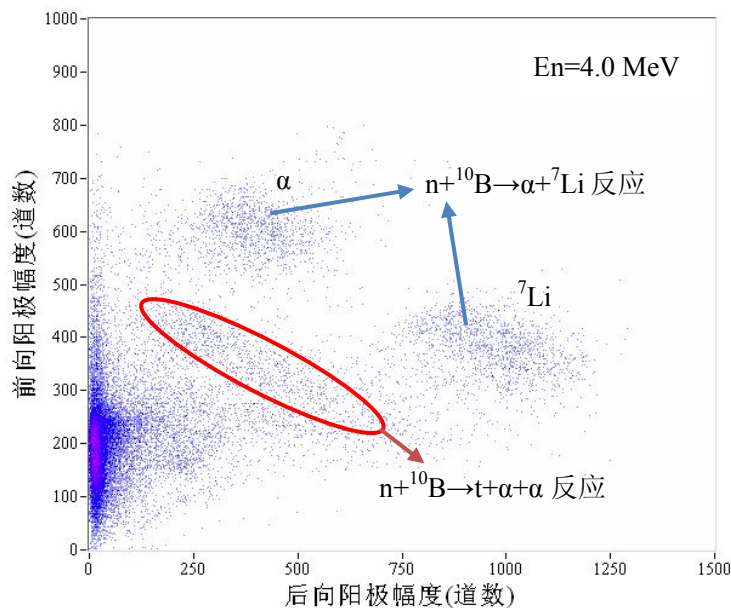
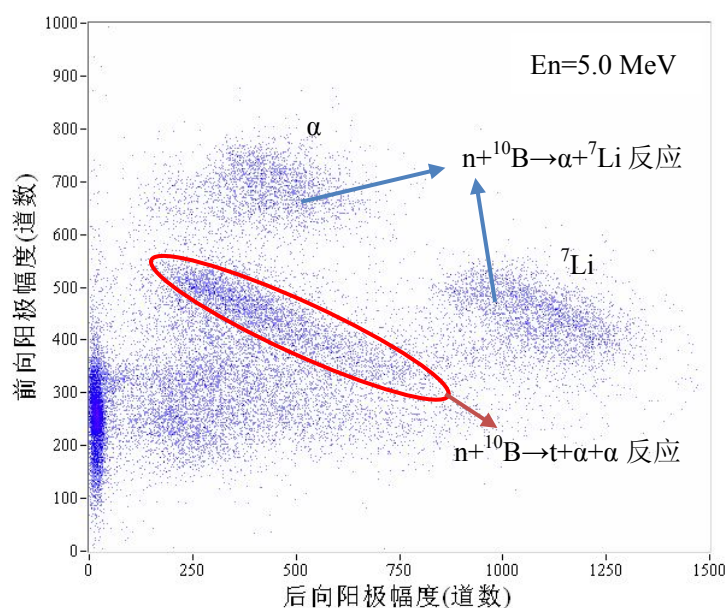
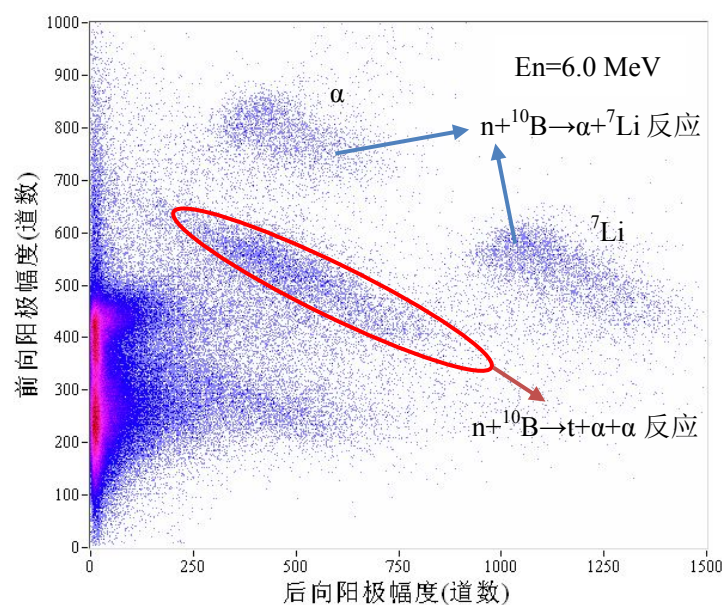


图 4.30 $E_n=4.0$ MeV 后向阳极脉冲幅度-前向阳极脉冲幅度谱

图 4.31 $E_n=5.0$ MeV 后向阳极脉冲幅度-前向阳极脉冲幅度谱图 4.32 $E_n=6.0$ MeV 后向阳极脉冲幅度-前向阳极脉冲幅度谱

将上述双维谱向纵轴投影即为前向阳极脉冲幅度分布, 三体反应事件的确淹没于 ^7Li 事件所处的能量区间内, 在 Giorganis 所使用的阴极阳极双维谱中根本无法消除 $\text{n}+^{10}\text{B}\rightarrow\text{t}+\alpha+\alpha$ 反应产生的事件对 ^7Li 事件的影响。至此我们欣然地以为 Giorganis 的实验结果偏高。但在与 Giorganis 讨论后^[47]得知, 其已经考虑到 $\text{n}+^{10}\text{B}$

$\rightarrow \text{t} + \alpha + \alpha$ 反应产生的事件对 ^7Li 事件的影响，所以在统计前向总事件数时并未使用 ^7Li 事件。Giorginis 通过测量 2.5 MeV 到 5.5 MeV 之间六个能点 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的实验室系后向 α 事件数 $N_b(\alpha)$ 与前向 α 事件数 $N_f(\alpha)$ 的比值，得出中子能量在 2.5 MeV 到 5.5 MeV 之间时 $N_b(\alpha)/N_f(\alpha)=1$ 的结论^[48]。因此， $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 α 事件总数等于前向 α 事件数、后向 α 事件数与 leaking 事件数三者之和，也就等于前向 α 事件数的二倍加上 leaking 事件数。这种做法很值得考究，我们的实验结果并未表现出类似的对称性，如表 4.4 所示，随着入射中子能量的增大，实验室系中后向 α 事件数与前向 α 事件数的比值逐渐增大，角分布逐渐趋于后倾。

将本次测量得到的质心系中的角分布与本实验室 2002 年测量的结果^[13,14]相比，整体趋势均保持一致，间接验证了角分布结果的正确性。

本实验所采用的符合方法也可以用于测量中子源的能谱，可以用符合事件的前后向能量和的幅度分布反映入射中子能谱。图 4.33 为 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 时，前向 α 后向 ^7Li 符合事件能量和的分布。

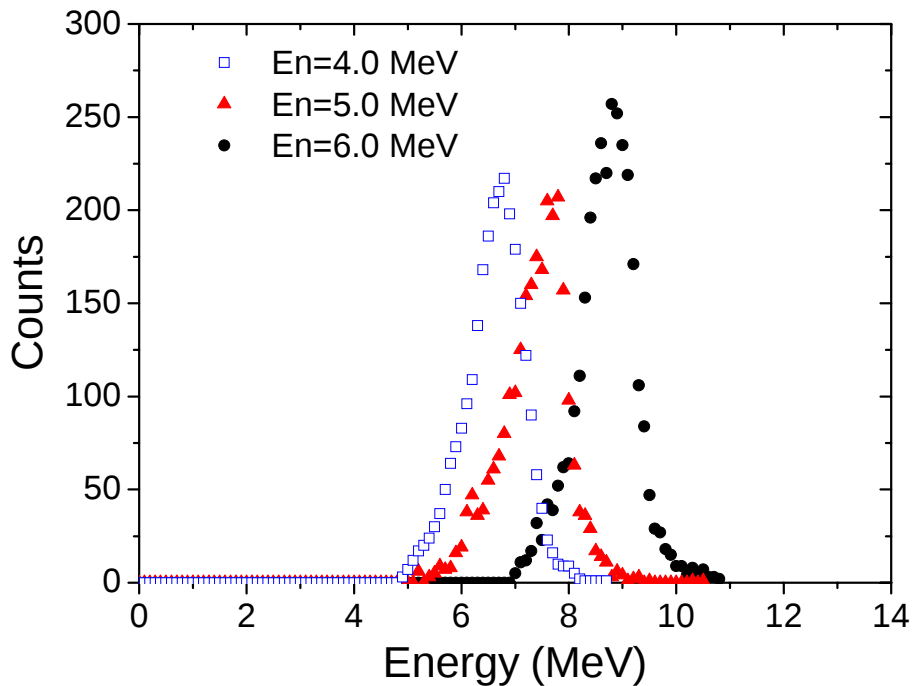


图 4.34 符合事件能量和的分布

符合事件能量之和分布的分辨率较差，主要由以下原因引起：1) $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ 反应产生的准单能中子的能量本身具有大约 300 keV 的不确定度；2) α 和 ^7Li 在靶内大约有~100keV 的能量损耗，且后向 ^7Li 出射角度越接近 90° ，靶内能损越大；3) α_0 和 α_1 无法分开，图 4.34 实际为中心能量很接近（相差为 478 keV）的两个分布的叠加；4) 后向阳极脉冲幅度在整个实验过程中分辨很差，是谱分辨率的最主要原因。改进实验，逐步消除上述影响因素后，这种方法可以用来测量高强度的快中子谱。

第五章 结论

本工作实现了两块数据采集卡的主从控制,使两块数据卡可同时采集四路脉冲信号波形。设计了专用的薄衬底的薄 ^{10}B 样品,利用热中子核反应相对比较法完成了 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应实验测量中所需薄样品 ^{10}B 核数的测量工作。在此基础上,利用漂移时间符合和能量开窗符合的方法测量了 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 三个能点的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面和出射 α 粒子角分布。利用这种方法测量 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面尚属首次。

开窗符合法测量得到的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面和出射 α 粒子角分布与已有结果进行了比较:反应截面值与 Davis 的实验结果在误差范围内保持一致,初步澄清了 $4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 三个能点的数据分歧;角分布与本实验室在 2002 年的测量结果保持一致的趋势;所有结果表明,这种基于背靠背双屏栅电离室和薄样品的开窗符合方法的确可以有效地扣除本底事件、用以准确测量反应截面与角分布。

虽然我们在 $E_n=4.0, 5.0$ 和 6.0 MeV 三个能点的结果与 1961 年 Davis 的实验结果在误差范围内相符,但是仍需要进一步验证结果的正确性。为此,提出如下建议作为今后实验研究的参考:

- (1) 向低能端开展实验,继续测量 $E_n=1-4$ MeV 能区的 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面与微分截面,并与现有的实验结果作进一步比较,为理论计算提供系统可靠的实验结果。
- (2) 在对 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应的测量过程中,同时考虑对 $\text{n}+^{10}\text{B}\rightarrow\text{t}+\alpha+\alpha$ 三体反应做进一步研究。通过测量得到的三体反应截面与其它实验结果之间的比较,间接验证 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应截面的准确性。
- (3) 发展基于高速数据采集卡的双维谱即时显示程序,用来实时显示采集到的信号幅度,并实时监测仪器分辨的好坏。

最后,这种实验方法可以进一步应用到中子与其余轻核发生带电粒子核反应(如 $^6\text{Li}(\text{n},\text{t})^4\text{He}$ 反应)截面及微分截面的测量工作中,并有望进一步发展成为一套规范的中子谱仪。

参考文献

- [1] R.L. Macklin and J.H. Gibbons. Study of $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$, $^7\text{Li}^*$ for $30 < E_n < 500$ keV. *Physical Review* **165**, 1147-1153 (1968).
- [2] M.D. Olson and R.W. Kavanagh. $^7\text{Li}(\alpha,\text{n})$ cross section from threshold to 5.67 MeV. *Physical Review C* **30**, 1375-1377 (1984).
- [3] F.J. Hambsch and H. Bax. The standard branching ratio $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha_0)$ to $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha_1)$. *Journal of Nuclear Science and Technology* **Supplement 2**, 1402-1405 (2002).
- [4] F.J. Hambsch and I. Ruskov. The $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha_0)/^{10}\text{B}(\text{n},\alpha_1\gamma)$ branching ratio. *Nuclear Science and Engineering* **156**, 103-104 (2007).
- [5] L.W. Weston and J.H. Todd. Measurement of the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha_0)/^{10}\text{B}(\text{n},\alpha_1\gamma)$ ratio versus neutron energy. *Nuclear Science and Engineering* **109**, 113-119 (1991).
- [6] D. Bogart and L.L. Nichols. Measurement of the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$, $^7\text{Li}^*$ relative cross sections in the keV region. *Nuclear Physics A* **125**, 463-476 (1969).
- [7] S.J. Friesenhahn, V.J. Orphan, A.D. Carlson, et al. Measurements of the ^6Li and ^{10}B partial cross sections from 1 to 1500 keV. *Conference on Nuclear Cross-Section and Technology* **1**, 232 (1975).
- [8] I. Szabo and J.L. Huet. Measurement of the cross section of the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$ cross section between 10 keV and 100 keV. *Report from CEC-Countries and CEC to NEANDC* **157**, 2 (1973).
- [9] Migneco and Theobald. The $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$ cross section. *Report from Euratom-Countries + Euratom to EANDC* **115**, 6903 (1969).
- [10] A. Prosdocimi, A.J. Deruytter, G. Debus, et al. A precise determination of the thermal neutron absorption cross-section of B-10 and natural boron by time-of-flight. *Journal of Nuclear Energy* **21**, 373 (1967).
- [11] S.A. Cox and F.R. Pontet. Measurement of the Li-6(n, absorption) and B-10(n, absorption) cross sections by the shell transmission method. *Journal of Nuclear Energy* **21**, 271 (1967).
- [12] E.G. Bilpuch, L.W. Weston and H.W. Weston. Neutron capture cross sections in the keV region. Part 1. Methods of measurement and analysis. *Annals of Physics* **10**, 455 (1960).
- [13] G. Zhang, G. Tang, J. Chen, et al. Differential Cross-Section Measurement for the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction. *Nuclear Science and Engineering* **142**, 203-206 (2002).
- [14] 唐国有, 张松柏, 张国辉等. *核技术*, 第 26 卷第 10 期, 804-808 (2003).
- [15] 张国辉, 陈金象, 唐国有等. *原子核物理评论*, 第 21 卷第 4 期, 400-403 (2004).
- [16] Guohui Zhang, Li'an Guo, Rongtai Cao, et al. Cross-section measurement for the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction at 4.0 and 5.0 MeV. *Applied Radiation and Isotopes* **66**, 1427-1430 (2008).
- [17] H. Bichsel and T.W. Bonner. Reactions $^7\text{Li}(\alpha,\text{n})^{10}\text{B}$, $^7\text{Li}(\alpha,\alpha)^7\text{Li}^*$, and $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$. *Physical Review* **108**, 1025-1027 (1957).
- [18] E.A. Davis, F. Gabbard, T.W. Bonner and R. Bass. The disintegration of ^{10}B and ^{19}F by fast neutrons. *Nuclear Physics* **27**, 448-466 (1961).
- [19] G. Giorginis and V. Khryachkov. The cross-section of the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction

- measured in the MeV energy range. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **562**, 737-740 (2006).
- [20] G. Giorginis, V. Khryachkov, V. Corcalciuc, et al. A new method for the investigation of (n, α) reactions based on gaseous targets and digital signal processing. *Report on XVI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei* **15**, 1-31 (2008).
- [21] G. Giorginis and V. Khriatchkov. Backward-to-forward symmetry of α -particle emission of the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction in the laboratory coordinate system and its application for the determination of the cross sections. *European Commission Scientific Report: Neutron Physics Unit*, 61-64 (2003).
- [22] 曹荣太. WFD 在低能核物理实验中的初步应用研究. 硕士研究生学位论文, 北京大学物理学院 (2007).
- [23] O. Bunemann, T.E. Cranshaw and J.A. Harvey. Design of grid ionization chambers. *Canadian Journal of Research A* **27**, 191-206 (1949).
- [24] V.A. Khryachkov, A.A. Goverdovski, V.V. Ketlerov, et al. Direct experimental determination of Frisch grid inefficiency in ionization chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **394**, 261-264 (1997).
- [25] V.A. Khryachkov, I.V. Dunaeva, M.V. Dunaev, et al. A method for rapid measurements of working-gas properties in a pulse ionization chamber. *Instruments and Experimental Techniques* **46**, 804-813 (2003).
- [26] S. Zeinalov, F.J. Hambsch and F. Tovesson. Digital signal processing application to charged particle spectroscopy with double ionization chamber. *Private Communication* (2007).
- [27] G. Giorginis and V.A. Khryachkov. The effect of particle leaking and its applications for measurements of the (n, α) reaction on light elements by using ionization chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **538**, 550-558 (2005).
- [28] G. Giorginis and V.A. Khryachkov. The cross-section of the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction measured in the MeV energy range. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **562**, 737-740 (2006).
- [29] V.A. Khryachkov, V.V. Ketlerov, V.F. Mitrofanov, et al. Low-background spectrometer for the study of fast neutron-induced (n, α) reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **444**, 614-621 (2000).
- [30] V.A. Khryachkov, et al. Measurement of ^{232}Th ternary fission probability by fast neutrons. *XI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Dubna (2003).
- [31] S.D. Jastaniah and P.J. Sellin. Digital techniques for n/ γ pulse shape discrimination of capture-gated neutron spectroscopy using liquid scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **517**, 202-210 (2004).
- [32] N.V. Kornilov, V.A. Khryachkov, M. Dunaev, et al. Neutron spectroscopy with fast waveform digitizer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **497**, 467-478 (2000).
- [33] S. Yousefi, L. Lucchese and M.D. Aspinall. Digital discrimination of neutrons and gamma-rays in liquid scintillators using wavelets. *Nuclear Instruments and*

- Methods in Physics Research A* **598**, 551-555 (2000).
- [34]唐国有, 曲德成, Yu Gledenov 等。用于快中子引起带电粒子核反应研究的屏栅电离室及双参数测量系统。*核电子学与探测技术*, 第 15 卷第 2 期, 72-78 (1995)。
- [35]唐国有, 张国辉, Yu Gledenov 等。高压屏栅电离室的调试和 $^{58}\text{Ni}(\text{n},\text{p})$ 反应双微分截面的试测。*核技术*, 第 22 卷第 1 期, 11-16 (1999)。
- [36]P.N.B. Neves, C.A.N. Conde and L.M.N. Tavora. A new experimental technique for positive ion drift velocity measurements in noble gases: results for xenon ions in xenon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **580**, 66-69 (2007)。
- [37]M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, et al. Back-to-back gridded ionization detector technique for the determination of fragment angle and its use for the measurement of neutron angular distributions in $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}},\text{f})$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **332**, 239-244 (1993)。
- [38]M.N. Rao, S.R.S. Murthy, and R.K. Choudhury. Determination of fission fragment angle by the methods of grid pulse height and the time difference between grid and collector pulses in a back-to-back gridded ionisation chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **313**, 227-232 (1992)。
- [39]S.W. Smith. *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing Second Edition*, 277-284 (1999). California: California Technical Publishing.
- [40]张国辉, 陈金象, 曹荣太, 薛志华。薄膜样品中 ^{10}B 原子核数的实验测量。*核技术*, 第 30 卷第 1 期, 45-49 (2007)。
- [41]C. Budtz-Jorgensen, H.-H. Knitter, et al. A twin ionization chamber for fission fragment detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **258**, 209-220 (1987)。
- [42]A. Gopfert, F.-J. Hambsch and H. Bax. A twin ionization chamber setup as detector for light charged particles with energies around 1 MeV applied to the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **441**, 438-451 (2000)。
- [43]V.A. Khryachkov, A.A. Goverdovski, V.V. Ketlerov, et al. Direct experimental determination of Frisch grid inefficiency in ionization chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **394**, 261-264 (1997)。
- [44]O. Bunemann, T.E. Cranshaw and J.A. Harvey. Design of grid ionization chambers. *Canadian Journal of Research* **27**, 191-206 (1949)。
- [45]卢希庭主编。*原子核物理*。北京: 原子能出版社, 238-245 (2001)。
- [46]马鸿昌, 李际周。*加速器单能中子源常用数据手册*。中国科学院原子能研究所快中子激发曲线组内部材料, 163-170 (1976)。
- [47]G. Giorginis. Letter communication: discussion on the cross sections for the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction. *Personal letter* (2009)。
- [48]G. Giorginis and V. Khriatchkov. Backward-to-forward symmetry of α -particle emission of the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction in the laboratory coordinate system and its application for the determination of the cross sections. *European Commission Scientific Report: Neutron Physics Unit*, 61-64 (2003)。

致 谢

本论文是在本人导师张国辉副教授的悉心指导下完成的。从样品的制备、实验工作的督导到论文的审阅与批改，他都花费了相当大的精力。张老师在科研和教学工作中表现出的严谨求实的作风以及一丝不苟的态度深深感染着我。他还言传身教、善于启发，与张老师的每一次谈话都使本人受益匪浅。在这里，非常感谢张老师三年来对本人学习、科研以及生活上的关心。

陈金象教授给予了许多帮助，为本工作提供了氦气体靶装置，他曾多次解答本人科研中的疑惑，并且对本人的工作也十分关心，使我尤为感动；唐国有教授对本文提供了宝贵的修改意见，由衷表示感谢。

感谢北京大学重离子物理研究所 4.5 MV 静电加速器组的全体工作人员，没有你们的留夜恪守，就没有本工作的顺利完成。另外还要感谢中国原子能科学研究院樊启文同志在制靶方面提供的帮助，感谢我的师弟吴浩与刘佳明同学在实验过程中所付出的辛勤劳动。

最后，感谢父母多年来对我工作和学习一如既往的支持。

张家国

2009 年 5 月 1 日于北京

附 录

实验室系 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应微分截面数据:

En=4.0 MeV		En=5.0 MeV		En=6.0 MeV	
$\cos\theta_L$	$\text{d}\sigma_L/\text{d}\Omega_L(\text{mb/sr})$	$\cos\theta_L$	$\text{d}\sigma_L/\text{d}\Omega_L(\text{mb/sr})$	$\cos\theta_L$	$\text{d}\sigma_L/\text{d}\Omega_L(\text{mb/sr})$
0.946	19.5 ± 1.5	0.948	11.4 ± 0.7	0.950	9.1 ± 0.6
0.839	21.3 ± 1.6	0.845	11.7 ± 0.7	0.849	9.4 ± 0.6
0.732	20.4 ± 1.6	0.742	10.5 ± 0.7	0.749	8.4 ± 0.5
0.625	17.7 ± 1.4	0.638	6.1 ± 0.4	0.648	4.9 ± 0.4
0.518	13.8 ± 1.2	0.535	3.4 ± 0.3	0.547	2.7 ± 0.2
0.233	10.6 ± 0.7	0.242	2.7 ± 0.3	0.248	1.9 ± 0.2
-0.167	10.6 ± 0.7	-0.167	5.5 ± 0.3	-0.167	3.2 ± 0.2
-0.500	13.5 ± 0.9	-0.500	7.1 ± 0.4	-0.500	5.8 ± 0.3
-0.833	12.1 ± 0.8	-0.833	5.9 ± 0.3	-0.833	8.8 ± 0.5

质心系 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应微分截面数据:

En=4.0 MeV		En=5.0 MeV		En=6.0 MeV	
$\cos\theta_C$	$\text{d}\sigma_C/\text{d}\Omega_C(\text{mb/sr})$	$\cos\theta_C$	$\text{d}\sigma_C/\text{d}\Omega_C(\text{mb/sr})$	$\cos\theta_C$	$\text{d}\sigma_C/\text{d}\Omega_C(\text{mb/sr})$
0.925	14.3 ± 1.1	0.927	8.2 ± 0.5	0.929	6.5 ± 0.4
0.782	16.2 ± 1.2	0.787	8.8 ± 0.6	0.790	6.9 ± 0.4
0.643	16.1 ± 1.2	0.651	8.1 ± 0.5	0.657	6.4 ± 0.4
0.509	14.4 ± 1.2	0.520	4.9 ± 0.4	0.528	3.9 ± 0.3
0.380	11.6 ± 1.0	0.394	2.8 ± 0.2	0.403	2.2 ± 0.2
0.059	9.9 ± 0.6	0.061	2.5 ± 0.3	0.061	1.8 ± 0.2
-0.339	11.5 ± 0.8	-0.347	5.9 ± 0.4	-0.353	3.5 ± 0.2
-0.629	16.6 ± 1.1	-0.634	8.8 ± 0.5	-0.639	7.2 ± 0.4
-0.884	16.9 ± 1.1	-0.886	8.3 ± 0.5	-0.888	12.6 ± 0.7

北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

本人郑重声明： 所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名： 张家国 日期： 2009 年 5 月 21 日

学位论文使用授权说明

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

- 按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本；
- 学校有权保存学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务，在校园网上提供服务；
- 学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 因某种特殊原因需要延迟发布学位论文电子版，授权学校 ☐ 一年/☐ 两年/☐ 三年以后，在校园网上全文发布。

（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名： 张家国 导师签名： 张国辉

日期： 2009 年 5 月 21 日