

申请上海交通大学博士学位论文

激光加速质子的二维角分辨能谱研究

博士研究生：杨 骅

学 号：0110729032

导 师：张 杰 院士

：远晓辉 副研究员

申 请 学 位：理学博士

学 科：激光等离子体

所 在 单 位：物理与天文学院

答 辩 日 期：2017 年 10 月

授予学位单位：上海交通大学

Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University
for the degree of Doctor of Philosophy

**STUDY ON TWO-DIMENSIONAL
ENERGY SPECTRUM OF
LASER-DRIVEN PROTONS**

Candidate:	Su Yang
Student ID:	0110729032
Supervisor:	Prof.Jie Zhang Research Associate Xiaohui Yuan
Academic Degree Applied for:	Ph.D. of Science
Speciality:	Laser Plasma
Affiliation:	School of Physics and Astronomy
Date of Defence:	October, 2017
Degree-Conferring-Institution:	Shanghai Jiao Tong University

激光加速质子的二维角分辨能谱研究

摘要

近年来,随着惯性约束聚变以及“快点火”方案研究的不断深入,强场物理研究领域受到了广泛的关注。在此研究背景下,本文针对激光驱动质子束的二维角分辨能谱进行了相关的研究。本论文的主要内容包括以下四个部分:

第一部分包括第一章和第二章。第一章为绪论,介绍了超短超强激光的发展历程和与本文相关的研究热点,主要包括:惯性约束聚变及“快点火”方案、激光驱动超热电子的机制、激光驱动高能离子的机制、以及高品质质子束的应用。第二章介绍了与本文相关的实验室建设工作,主要包括四个部分:200TW 飞秒激光装置的介绍、腔体的真空度检测、小尺寸金属靶台的设计、以及实验室的辐射防护检测。在辐射防护检测方面,我们利用 RGD-3B 热释光剂量仪测量了高次谐波实验和近临界密度气体靶实验的辐射剂量。测量结果表明:高次谐波实验期间辐射剂量较小,满足《电离辐射防护与辐射源安全基本准则》的要求;而近临界密度气体靶实验的辐射剂量较大且辐射主要集中在激光传输方向上,在激光传输方向周围不满足《电离辐射防护与辐射源安全基本准则》的要求。因此在打靶期间,工作人员应避免位于激光传输方向上。

第二部分包括第三章和第四章。这部分内容主要从诊断设备出发,对电子和质子的现有诊断仪器做出改进。第三章介绍了基于实时探测的电子磁谱仪。该谱仪利用 PI200 塑料闪烁体将电子信号转换成光信号,并利用可形变的 PMMA 塑料光纤将光信号传递至 CMOS 相机,对电子信号进行实时采集。通过实验,我们测得了实时的电子能谱,证明了该谱仪具有实时探测的功能,特别适用于高重频激光系统。第

四章主要介绍了二维角分辨质子谱仪的设计原理与探测结果，也是本论文的研究重点。为了提高探测能力，我们在 Thomson 离子谱仪的基础上利用特殊加工的二维针孔阵列作为质子束入射孔。本章从模拟和实验验证两方面对该谱仪测得质子束能谱的可行性进行了分析。通过对质子能谱的解析，利用该谱仪可以得到质子束在二维空间不同方向上的能谱，为研究激光驱动质子加速的物理过程提供了全新的方法。

第三部分为第五章，主要介绍 200TW 飞秒激光装置开展的激光驱动质子加速实验。利用二维角分辨质子谱仪对质子束进行诊断，在实验中发现了两个重要的结果：第一，在高对比度激光与大尺寸靶（ $30\text{mm} \times 15\text{mm}$ ）相互作用的情况下，质子束的能谱发生弯曲，且弯曲的趋势和现有的研究结果并不吻合。我们从探测屏回溯质子束的径迹，发现在靶后存在一个虚的质子源。通过目前的分析，认为造成谱线弯曲的原因是由于质子之间的空间电荷效应，这部分内容还有待进一步的研究。第二，对于径迹呈直线的质子谱线，对能谱解析后发现通过 TNSA 获得的质子束并不沿靶后法线方向，而是偏向激光传输方向射出，且偏转角度与激光入射角呈正相关性。该实验结果在整体趋势上同模拟结果相符，但当激光入射角较大时质子束偏转角度较模拟结果偏大。从另一个方面验证了在 200TW 激光装置条件下，非对称且随时间演化的鞘层电场是导致的质子束指向性偏转的主要原因。

第四部分为第六章，对本文已有的研究工作做了总结，并对今后的研究工作做了展望。

关键词：强场物理、超短超强激光、实时探测的电子磁谱仪、二维角分辨质子谱仪、质子束能谱

STUDY ON TWO-DIMENSIONAL ENERGY SPECTRA OF LASER-DRIVEN PROTONS

ABSTRACT

In recent years, with the further research of inertial confinement fusion and fast ignition, strong-field physics has attracted numerous investigations. In this research background, this thesis focuses on the study of two-dimensional energy spectra on laser-driven protons. The main contents of this thesis are presented as the following four parts:

The first part includes Chapter I and Chapter II. Chapter I introduces the development history of ultraintense laser and the research focus related to this thesis. This chapter contents inertial confinement fusion and fast ignition scheme, laser driven hot electrons, laser-driven proton acceleration mechanisms and the application of high quality proton beams. Chapter II mainly discusses the construction of our laboratory, which is composed of four parts: the introduction of 200 TW femtosecond laser facility, the vacuum leak hunting of the chambers, the design and establishment of the platform for making metal tiny targets, as well as the laboratory radiation protection work. In the last part, we have detected the radiation dose in both High-harmonic generation experiment and near critical density gas targets experiment by using thermoluminescence dosimeter. For High-harmonic generation experiment, the radiation dose corresponds with the radiation safety standard '*Basic standards for protection against ionizing radiation and for the safety of radiation sources*'. While for gas targets experiment, the radiation dose doesn't satisfy the standard. Therefore, experimenters should avoid standing along the laser propagation direction during the experiment.

The second part is composed of Chapter III and Chapter IV. In this part, we mainly concern with the diagnostic techniques in two aspects: electron detection and proton detection. Chapter III describes a real-time electron spectrometer. The electron spectrometer can transform the

measured electron signals into optical ones by PI200 plastic scintillator, and transmit the real-time signals to CMOS camera by flexible plastic fibers. The experiment result shows that this design is applicable for high repetition laser system by the advantages of its real-time property and its flexibility. Chapter IV introduces the design and detection results of a two-dimensional proton wide-angle spectrometer (2D WASP), which is the key point of this thesis. The spectrometer is based on Thomson ion spectrometer. By applying a pinhole array in front of the magnets, the spectrometer is capable of measuring the energy spectra and spatial distributions of protons in two dimensions simultaneously, which is verified both theoretically and experimentally. This design provides a new way to study the physical process in laser-driven proton acceleration.

The third part is Chapter V. This part mainly focuses on the laser-driven proton acceleration experiments based on the 200 TW femtosecond laser facility. The 2D WASP is applied as the detector for measuring proton energy spectra. During the experiment, we have found two important phenomena. The first is the bending proton spectra detected by 2D WASP when high contrast laser pulse interacting with large foil target ($30\text{mm} \times 15\text{mm}$). By tracing back the proton traces from the detector, we found there existed a virtual proton source at the rear of the target. This is contrary to the results from published papers. According to the experimental results, we believe that the bending proton spectra are caused by the ‘space charge effect’ in the protons, which deserves further investigation. Besides, for those straight resolvable proton spectra, we investigated the effect of laser incidence angle on the directional deviation of proton beams. There is a positive correlation between the proton deviation angle and the laser incidence angle. The experimental results performed on the 200TW laser system obtains the same trend with the simulation result, but the proton deviation angle is much larger experimentally. Based on this work, for the 200TW laser system, the direction of proton beams were influenced by the electric field parallel to the target surface.

The forth part contents Chapter VI. This chapter gives a brief

summary of the researching work in this thesis as well as delivers an expectation on future researching works.

KEY WORDS: high field physics, ultraintense ultrashort laser, real-time electron spectrometer, two-dimensional proton wide-angle spectrometer, proton spectra

目录

激光加速质子的二维角分辨能谱研究	I
摘要	I
ABSTRACT	III
目录	VII
图录	XI
表录	XV
第一章 绪论	1
1.1 激光技术的发展与峰值功率密度	1
1.2 激光核聚变与快点火	3
1.2.1 激光驱动核聚变的研究背景	3
1.2.2 传统的惯性约束聚变研究	4
1.2.3 “快点火”惯性约束聚变的方案	5
1.3 激光驱动的超热电子	5
1.3.1 逆韧致辐射吸收	6
1.3.2 共振吸收	6
1.3.3 真空加热	6
1.3.4 $J \times B$ 加热	7
1.3.5 超热电子加速机制小结	7
1.4 激光驱动离子加速	8
1.4.1 TNSA 加速	8
1.4.2 光压加速	11
1.4.3 CSA 无碰撞静电激波加速	15
1.4.4 BOA 加速	16
1.4.5 其他加速机制	18
1.4.6 离子加速机制总结	18
1.5 高品质质子束的应用	19
1.5.1 “快点火”方案中的能量载流子	19
1.5.2 质子照相	19

1.5.3 医学肿瘤治疗	20
1.5.4 核物理中的应用	21
1.6 本章小结	21
第二章 实验室建设与辐射安全防护	23
2.1 200TW 飞秒激光装置	23
2.2 腔体的真空度检测	25
2.2.1 可能因素 1: 腔体密封性不好, 存在漏气现象	26
2.2.2 可能因素 2: sigma 真空连接线存在放气量	27
2.2.3 可能因素 3: 真空泵组的抽气速度过慢	27
2.3 小尺寸金属靶台	28
2.4 实验室的辐射与防护	29
2.4.1 吸收剂量	29
2.4.2 当量剂量和有效剂量	30
2.4.3 电离辐射防护与辐射源安全基本准则	31
2.4.4 辐射种类	32
2.4.5 辐射测量结果	34
2.4.6 辐射防护措施	39
2.5 本章小结	40
第三章 基于实时诊断的电子磁谱仪	41
3.1 电子磁谱仪的工作原理	41
3.2 基于实时诊断的电子磁谱仪的设计原理	42
3.2.1 谱仪参数设计	43
3.2.2 塑料闪烁体设计	47
3.2.3 PMMA 塑料光纤	48
3.2.4 瞄准系统	50
3.3 实验结果	50
3.4 实时电子磁谱仪与 IP 的兼容	52
3.5 本章小结与展望	52
第四章 二维角分辨质子谱仪	55
4.1 研究背景	55
4.2 实验装置及实验结果	58
4.2.1 设计结构	58

4.2.2 设计参数	60
4.2.3 粒子轨迹模拟	63
4.3 实验结果	66
4.4 提高空间分辨率的二维角分辨质子谱仪	70
4.5 小结和展望	75
4.5.1 增大质子接收角	75
4.5.2 在二维方向上提高空间分辨率	76
4.5.3 对高能质子的探测	76
4.5.4 对离子的探测	77
第五章 质子的二维角分辨能谱研究	79
5.1 实验与准备	79
5.2 实验结果	80
5.2.1 可能因素 1: 磁场不均匀	83
5.2.2 可能因素 2: 质子源在靶面的横向移动	83
5.2.3 可能因素 3: 质子的空间电荷效应	84
5.3 质子束指向性的偏转	87
5.3.1 低对比度激光以 54° 入射	90
5.3.2 高对比度激光以 54° 入射	91
5.3.3 高对比度激光以 9° 入射	91
5.3.4 实验结果讨论	92
5.4 总结与展望	94
第六章 结束语	97
6.1 工作总结	97
6.2 工作展望	98
参考文献	100
附录	110
一. 斜入射质子经过匀强磁场的偏移量计算	110
二. 关于针孔阵列偏转角的计算	111
致谢	113
攻读博士学位期间发表的论文与专利	116

图录

图 1-1 啁啾脉冲放大原理图	1
图 1-2 不同激光强度所对应的物理过程	2
图 1-3 2010 年 NIF 实验的示意图	4
图 1-4 “快点火” 方案原理图	5
图 1-5 靶后鞘层加速原理图	8
图 1-6 (a) 微结构靶示意图 (b) 实验中获得的质子能谱及相应的模拟结果 ..	10
图 1-7 空心圆柱聚焦质子束示意图	11
图 1-8 光压打孔阶段示意图	12
图 1-9 光压加速的稳相阶段	13
图 1-10 Jung 等人的实验结果	14
图 1-11 Haberberger 等人利用 CSA 加速获得 22MeV 的单能质子	16
图 1-12 Hegelich 等人在实验中获得能量高达 160MeV 的质子	17
图 1-13 Gonzalez-Izquierdo 等人的 BOA 实验结果	17
图 1-14 激光驱动的质子照相示意图	19
图 1-15 质子束对 150 μm 的玻璃球的成像结果	20
图 2-1 200TW 钛蓝宝石激光装置示意图	23
图 2-2 200TW 激光器的靶场实验平台示意图	24
图 2-3 固体靶室实物图	25
图 2-4 不同条件下, 固体靶室内压强随时间的变化关系图。其中, 蓝色曲线表示: 靶室内放了 15 根 σ 控制线, 分子泵位于靶室底部。红色曲线表示: 靶室内无 σ 控制线, 分子泵位于靶室底部。黑色曲线表示, 靶室内无 σ 控制线, 且 分子泵位于靶室侧壁。红色直线表示满足真空度要求的 $p=1\times 10^{-4}$ mbar 的压强阈值。	26
图 2-5 分子泵组位置图 (a) 分子泵位于靶室底部 (当时的接口) (b) 分子泵固定 于靶室侧壁	27
图 2-6 (a) 小尺寸金属靶台 (b) 电脑屏幕显示的小尺寸金属靶	29
图 2-7 质子在铝中的穿透深度	33
图 2-8 (a) 电子能谱曲线 (b) 电子在铝中的穿透深度	34
图 2-9 RGD-3B 型热释光剂量仪	35

图 2-10 辐射剂量测试结果。(a)(c) 两图表示高次谐波实验期间靶室周边的辐射剂量分布图, (b)(d) 两图表示近临界密度气体靶实验期间靶室周边的辐射剂量分布图。·····	37
图 2-11 激光传输方向附近的辐射剂量分布图。(a) 热释光计量片固定在靶室侧壁 (b) 辐射剂量分布图, 其中坐标 (0, 0) 对应激光传输方向。·····	38
图 2-12 检测辐射来源的设计图 ·····	39
图 3-1 郑志远博士设计的两款电子磁谱仪。(a) 磁场强度为 1000Gs, 探测范围为 100keV~2MeV (b) 磁场强度为 420Gs, 探测范围为 30keV~500keV ·····	41
图 3-2 (a) 磁场区域分布图 (b) 设计的实时电子磁谱仪实物图 ·····	44
图 3-3 (a) 电子磁谱仪的结构示意图, 电子进入入射孔之后在磁场中发生偏转, 在长条形入口处由闪烁体接收信号 (b) 闪烁体支撑框架实物图 ·····	46
图 3-4 不同能量电子在闪烁体上的位置关系图 ·····	46
图 3-5 DRZ—HIGH 和 PI200 的对比图 ·····	48
图 3-6 直径为 0.75mm 的 PMMA 塑料光纤 ·····	48
图 3-7 (a) 接收电子信号的光纤端面, 实际使用区域为 5mm × 140mm (b) 光纤端面转换后传输到 CMOS 相机的端面, 光纤发光区域为 40mm × 40mm ·····	49
图 3-8 瞄准器实物图 ·····	50
图 3-9 电子能谱的原始实验结果 ·····	51
图 3-10 电子能谱曲线, 其中黑点表示探测闪烁体的发光强度, 红线表示 IP 测得的电子分布 ·····	51
图 3-11 (a) 固定 IP 板的铝制框架实物图 (b) 铝制框架在谱仪内的示意图 ···	52
图 4-1 (a) 与 (b) 均表示 HD-810 型 RCF 在不同层数的截止能量 ·····	56
图 4-2 RCF 对质子束角分布的探测结果 ·····	57
图 4-3 (a) 一维宽角质子谱仪的结构图 (b) 一维针孔阵列获得的质子能谱信号 ·····	58
图 4-4 Zeil 等人在实验中测得的质子束呈现非对称的不均匀分布 ·····	58
图 4-5 (a) 二维角分辨质子谱仪的实物图, 谱仪尺寸: 长 18cm × 宽 13cm × 高 17cm ·····	59
图 4-6 二维角分辨质子谱仪工作原理图 ·····	60
图 4-7 (a-c) 分别表示 B_x 、 B_y 、 B_z 三个磁场分量的二维分布图 (d-f) 分别表示沿 x 轴、y 轴、z 轴的 B_x 分布函数。其中黑点为实测值, 红点表示 Radia 的模拟值。·····	62

图 4-8 11×11 针孔阵列示意图, 针孔阵列需围绕圆心旋转 15°	63
图 4-9 (a) GPT 模拟获得的质子信号结果示意图 (b) GPT 计算的质子—能量偏转关系	65
图 4-10 固体靶室的布局图	66
图 4-11 谱仪测得的质子束实验结果, 其中圈出的谱线表示沿法线方向的质子能谱	67
图 4-12 (a) 通过能散关系得到的质子束空间强度分布图 (b) RCF 堆栈示意图	68
图 4-13 质子束的最大能量分布图	69
图 4-14 质子束能量密度分布图 (MeV/msr)	70
图 4-15 (a) 提高空间分辨率后的谱仪示意图 (b) 针孔阵列示意图, 其中针孔阵列沿着 y 方向的孔间距 a 为 0.3mm , 沿 x 方向的孔间距 D 为 2mm	71
图 4-16 (a) 实验中使用的三角形镍靶, 靶的边长为 $500\mu\text{m}$, 厚度为 $5\mu\text{m}$ 。(b) 用 IP 测得的原始图像, θ_x 、 θ_y 分别表示质子的二维空间发散角, 并提高了沿 θ_y 方向的空间分辨率。(c)、(d) 两图分别表示 (b) 图所示的不同区域内质子束谱线, 其中四条等能线在图中标出, 能量范围从 1.0 MeV 到 4.0 MeV 。	72
图 4-17 (a) (b) 两图分别表示质子能量为 1MeV 和 1.5MeV 的分布图。每个方格中的颜色表示穿过该位置针孔的质子数目, 在计算质子数目时考虑了 BAS-SR2025 型 IP 成像板对不同能量下质子的响应。	73
图 4-18 (a) 表示质子能量随空间分布变化的关系图, 包含 19° 的质子束发散角, 沿 θ_y 的空间分辨率为 1.9° 。(b) 图表示质子束沿 θ_y 方向的空间分辨率提升至 0.285° 。	74
图 4-19 楔形磁铁的二维角分辨质子谱仪	75
图 4-20 19×19 个针孔阵列所测得的质子束结果	76
图 4-21 $1\text{ MeV}\sim 50\text{ MeV}$ 的质子在探测屏上的示意图	77
图 4-22 多种离子信号在探测屏上的示意图, 其中红色虚线表示质子信号, 蓝色和绿色的曲线分别表示 C^{5+} 、 C^{6+} 信号	78
图 5-1 靶场布局图	79
图 5-2 (a) 厚度为 $5\mu\text{m}$, 尺寸为 $1\text{mm}\times 1\text{mm}$ 镍靶 (b) 厚度为 $5\mu\text{m}$, 尺寸为 $30\text{mm}\times 15\text{mm}$ 的不锈钢靶	80
图 5-3 (a) 低对比度激光与 $1\text{mm}\times 1\text{mm}$ 的靶相互作用的质子束能谱 (b) 低对比度激光与 $30\text{mm}\times 15\text{mm}$ 的靶相互作用的质子束能谱	81

图 5-4 (a) 高对比度激光与 $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ 的靶相互作用的质子束能谱 (b) 高对比度激光与 $30\text{mm} \times 15\text{mm}$ 的靶相互作用的质子束能谱·····	82
图 5-5 (a) (c) 分别表示能谱的放大区域 (b) 谱线的整体结构图。·····	84
图 5-6 (a) Sokollik 等人测得的质子谱线 (b) 质子源示意图·····	85
图 5-7 (a) X 射线经过针孔阵列的示意图 (b) 1MeV 质子经过针孔阵列的示意图, 质子束交于虚点 ·····	86
图 5-8 空间电荷效应的示意图, 其中 E_1 表示横向电场 ·····	86
图 5-9 激光预脉冲导致靶后表面变形示意图 ·····	87
图 5-10 质子束的偏转与靶材料、靶厚度之间的关系 ·····	88
图 5-11 质子束的能量随偏转角的变化关系 (a) 未采用 “等离子体开关” (b) 采用 “等离子体开关” ·····	88
图 5-12 Zeil 等人的实验结果 ·····	89
图 5- 13 低对比度激光以 54° 斜入射 $5\mu\text{m}$ 不锈钢靶的能谱截面。(a) 为质子能谱的树状结构图 (b) 为截取其中 $1\text{MeV} \sim 2.2\text{MeV}$ 能量的质子束空间分布, colorbar 与 (a) 一致 ·····	90
图 5-14 高对比度激光以 54° 斜入射 $5\mu\text{m}$ 不锈钢靶的能谱截面。(a) 为质子能谱的树状结构图 (b) 为截取其中 $1\text{MeV} \sim 2.2\text{MeV}$ 能量的质子束空间分布, colorbar 与 (a) 一致 ·····	91
图 5-15 高对比度激光以 9° 斜入射 $5\mu\text{m}$ 不锈钢的三角形靶的能谱图。(a) 为质子能谱的树状结构图 (b) 为截取其中 $1\text{MeV} \sim 2.2\text{MeV}$ 能量的质子束空间分布, colorbar 与 (a) 一致 ·····	92
图 5- 16 质子束偏转与质子能量的关。其中黑色曲线为实验结果, 红色曲线为理论解析结果。 ·····	93
图 5- 17 (a) 在 $t=0$ 时刻沿靶面方向的电场分布 (b) 在 $t=44\text{fs}$ 时刻沿靶面方向的电场分布 ·····	94

表录

表 2-1 影响真空度的可能因素	25
表 2-2 辐射权重因数表	30
表 2-3 组织权重因数表	31
表 2-4 电离辐射防护与辐射源安全基本准则	32
表 2-5 高次谐波实验的辐射剂量（26 天）	36
表 2-6 近临界密度气体实验的辐射剂量（3 天）	36
表 3-1 光纤传光的特点	43
表 3-2 电子磁谱仪的尺寸参数	45
表 3-3 PI200 与 DRZ—HIGH 的性能比较	47
表 4-1 二维角分辨质子谱仪的参数	60
表 5-1 产生谱线弯曲的可能因素	83

第一章 绪论

自 Maiman 等人于 1960 年发明第一台红宝石激光器以来^[1], 激光科学技术在工业、军事、医学和科研等众多领域取得了重大的进步。在激光的发展过程中, 激光器朝着超短、超强的方向不断发展、不断改进。随着调 Q 技术^[2]、锁膜技术^[3]的发明, 激光的脉宽不断减小, 峰值功率不断提高, 为强场物理的前沿研究创造了有利条件。

1.1 激光技术的发展与峰值功率密度

激光技术的发展伴随着激光性能的不不断提升, 其中激光的峰值功率密度是衡量激光性能的一个重要参数。随着峰值功率密度的增大, 激光与物质相互作用的原理也有所不同, 大致可分为如下几个阶段:

当峰值功率密度 $I < 10^{14} \text{W/cm}^2$ 时, 激光内的电场小于原子核所产生的库伦场, 核外电子将受到激光场的影响作非简谐运动。当 I 为 10^{15}W/cm^2 量级时, 激光内部的电场和原子内的库伦场相近, 原子的外层电子将被电离成自由电子, 从而形成等离子体。1979 年, Tajima 和 Dawson 就曾提出利用超强激光脉冲在稀薄等离子体中激发的激光尾波场来加速电子的设想^[4]。不过在 1980 年前后, 受限于光学器件的损伤阈值, 激光的峰值功率密度一直在 10^{15}W/cm^2 这一量级徘徊, 尾波场加速电子在当时的激光条件下还无法实现。

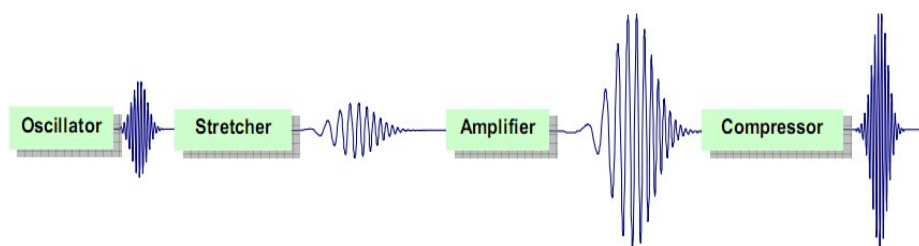


图 1-1 啁啾脉冲放大原理图

Fig.1-1 The principle of CPA (Chirped Pulsed Amplification)

1985 年, Mourou 等人提出了利用啁啾脉冲放大原理提高激光功率密度 (CPA, Chirped Pulsed Amplification)^[5]。CPA 技术的工作原理是将激光脉冲先展宽再放大, 最后利用光栅对激光脉冲进行压缩, 其原理如图 1-1 所示。CPA 技术的发现具有里程碑式的意义, 使激光功率密度获得 5 ~ 6 个数量级的提升, 为高功率密度激光的获得提供了有效的技术保障。

自 CPA 技术问世以来, 激光的峰值功率密度一举突破 10^{18}W/cm^2 。在此条件下, 激光场在一个波长的距离内对电子所做的功接近电子的静止能量 $E = m_e c^2$, 电子横向震荡速度已接近光速, 洛伦兹力的效应已不可忽略。此时, 物质将在一个激光周期内被电离成等离子体, 激光与物质相互作用进入了相对论光学领域。目前, 实验室最大可以获得 $10^{21} \sim 10^{22} \text{W/cm}^2$ 量级的激光脉冲。

高功率密度激光有着极为广泛的应用前景, 进一步提高激光的峰值功率密度也是大势所趋, 未来有可能实现峰值功率密度高达 10^{24}W/cm^2 量级的激光^[6]。在此条件下, 质子将在激光场内做相对论运动, 发生核裂变甚至核聚变, 质子能量将达到 GeV 甚至更高, 质子束性能将会有突破性的进展。当激光功率密度达到 10^{29}W/cm^2 量级时, 激光场在康普顿波长的距离内所做的功等于电子的静止能量 $E = m_e c^2$, 届时电子对将从狄拉克海当中产生^[6]。这片未知的物理海洋将产生精彩而丰富的物理现象, 等待着我们去探索和发现。

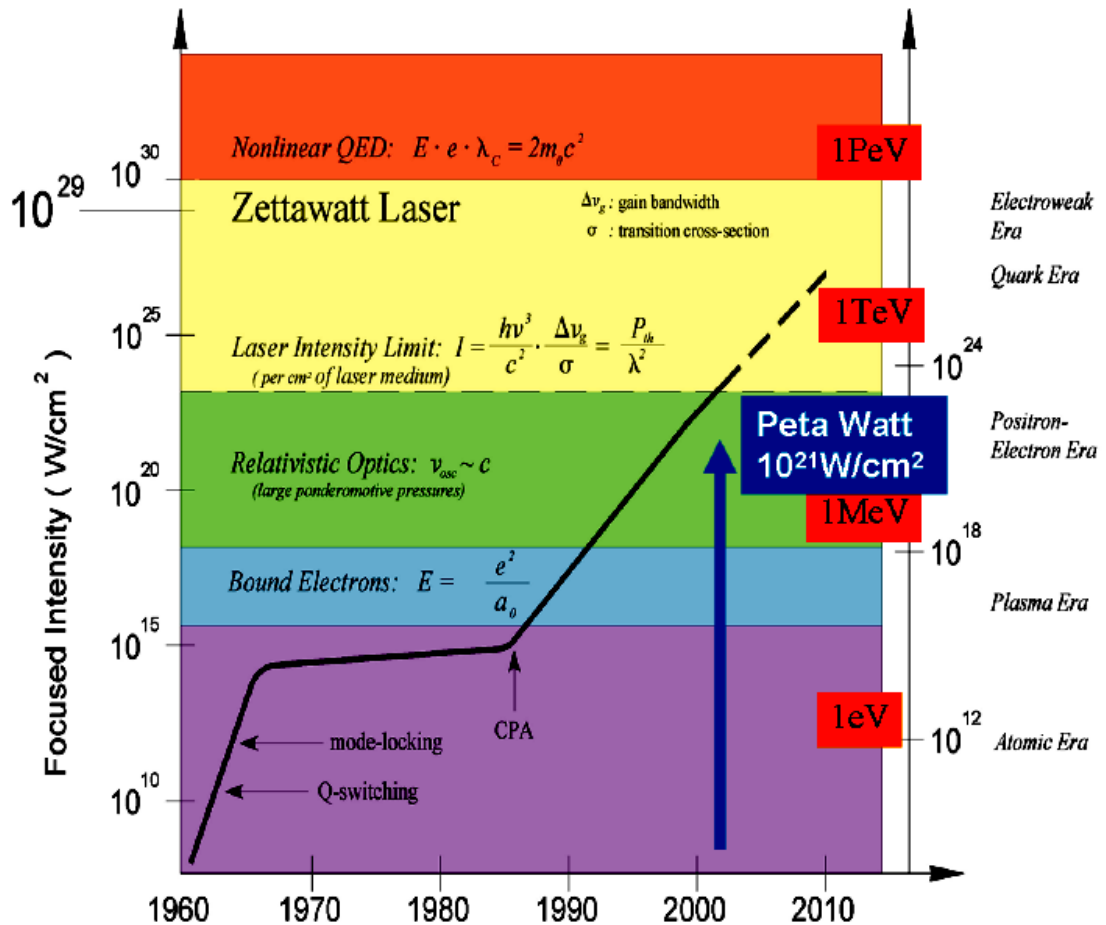


图 1-2 不同激光强度所对应的物理过程^[6]

Fig.1-2 The physical phenomena under different laser intensity

超短超强激光脉冲与物质相互作用是近年来研究非常广泛的物理课题，其研究成果将对人类产生极其深远的影响。例如，可控激光惯性约束聚变将解决人类能源问题；可控质子肿瘤治疗技术将对癌症患者带来不伤及其余组织的点对点质子疗法，从而解决癌症作为不治之症的局面。目前，激光等离子体物理的主要研究方向包括：惯性约束核聚变研究（鉴于整个项目庞大、研究难点众多，目前主要将其分成多个分解实验分别研究）、激光驱动的高能离子加速、强激光驱动的新型辐射源、飞秒激光在空气中的成丝传输、高次谐波与阿秒产生、强激光驱动超热电子的产生与应用、实验室天体物理等方面。

本文的研究内容主要围绕飞秒激光驱动质子加速的实验，第一章将对相关的研究热点进行介绍。

1.2 激光核聚变与快点火

1.2.1 激光驱动核聚变的研究背景

随着生活水平的提高，人类对于能源的需求与日俱增。目前，全球的能源主要来源于石油、煤矿等化石能源。以现有的开采速度，化石能源将在一两百年内消耗殆尽，因此开发新型能源迫在眉睫。目前，基于重核裂变的核电站在全球的数量越来越多，对能源供给的比重越来越大。相比其他新型能源，重核裂变能释放出巨大的能量，但同时也存在明显的弊端，例如核废料的辐射污染等等。此外，地球上的铀矿含量非常有限，无法长久地解决人类能源供给问题。

20 世纪 50 年代，苏联美国相继宣布氢弹试验成功，预示着拥有无限潜能的核聚变能量被人类所发现。轻核聚变的主要燃料是氘和氚，在海水中含量丰富，若能加以利用将会成为一种取之不尽的清洁能源。与重核裂变相比，轻核聚变所释放的能量要比重核裂变更多，且不存在核废料的辐射污染问题，是解决人类能源问题的理想选择。不过，达到可控核聚变极为困难，要满足两个近乎苛刻的条件：第一，要将氘氚靶丸加热到超高温高压状态，即满足劳森判据^[7]；第二，核聚变需要处于可控状态（氢弹属于不可控核聚变）。就目前而言，可控核聚变仍处于试验研究阶段，有众多的难题需要解决。

实施可控核聚变主要有两种方式：磁约束聚变(MCF)和惯性约束聚变(ICF)。磁约束聚变是指利用强磁场对低密度、高温度的等离子体进行约束，并利用强电流驱动自持燃烧的热核聚变过程。惯性约束聚变则利用高功率激光器照射氘氚等热核材料组成的靶丸，在靶丸周围产生等离子体。等离子体膨胀向外爆炸的反作

用力将氘氚等离子体压缩并加热到极高的温度和密度，从而达到热核聚变的条件。惯性约束聚变是激光等离子体物理研究的重要驱动力。

1.2.2 传统的惯性约束聚变研究

1972 年，Nuckolls 等人^[8]首次提出利用高功率激光驱动氘氚靶丸的内爆压缩来降低实现激光核聚变的能量要求。Brueckne 等人^[9]发现所需激光能量与聚变靶丸的密度平方成反比，即提高靶丸密度能减少对激光能量的要求，为惯性约束聚变的内爆压缩模式提供了理论上的支持。传统的惯性约束聚变主要分为压缩，点火和燃料自持燃烧三个过程。根据压缩驱动方式的不同，可分为直接驱动和间接驱动两种：

直接驱动的过程为：高功率激光脉冲直接均匀地辐照氘氚靶丸，将靶丸迅速压缩至高温高密度状态。在内爆压缩过程中，靶丸中心首先达到点火条件。随后周围燃料被点燃，实现自持燃烧，同时释放大量的能量。直接驱动的优势在于激光能量耦合效率高，但同时也对激光均匀性、靶丸表面均匀性提出了非常苛刻的要求，实现起来并不容易。

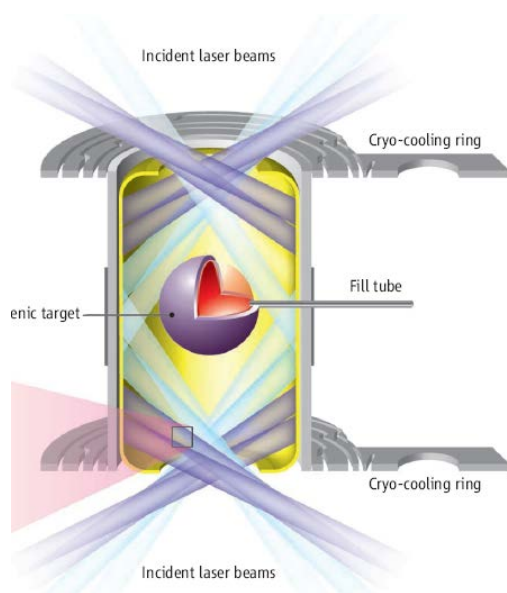


图 1-3 2010 年 NIF 实验的示意图^[10]

Fig.1-3 The schematic of NIF experiment in 2010

间接驱动的过程为：高功率激光照射黑体空腔内壁从而产生强烈的 X 射线，黑体中装有氘氚靶丸，受到强 X 射线照射而达到点火条件。与直接驱动方式相比，间接驱动的优势与劣势都很明显：优势在于 X 射线本身均匀性较高，因而对激光和靶丸表面的均匀性没有苛刻的要求；劣势在于驱动点火的 X 射线为次级过程，

激光能量利用率显著下降，因此对激光的能量要求更高（~MJ 量级）。美国国家点火装置 NIF（~1.8MJ）在 2010 年利用间接点火方式进行了试验^[10]，其实验示意图如图 1-3 所示。NIF 实验的进行为实现惯性约束聚变迈出了重要的一步。

1.2.3 “快点火”惯性约束聚变的方案

为了解决惯性约束聚变难以解决的问题，Tabak 提出了“快点火”激光核聚变方案^[11]。如图 1-4 所示，“快点火”方案共分为四步。第一步：利用强 X 射线将氘氚靶丸压缩至 300 ~ 400g/cc 的高密度状态。第二步：用一束相对论强度的激光入射靶丸，产生到达靶丸中心区域的等离子体通道。第三步：将另一束超短超强脉冲激光穿过该等离子体通道，同靶丸相互作用产高能电子束（或离子束）并将能量沉积到靶丸内部。第四步：靶丸内部上升到点火温度，实现自持燃烧。同传统的中心点火方式相比，“快点火”方案将压缩过程同点火过程分离，从而降低了对压缩对称性及激光驱动能量的要求。同间接驱动方案相比，“快点火”方案所需的点火能量可降低约两个数量级。

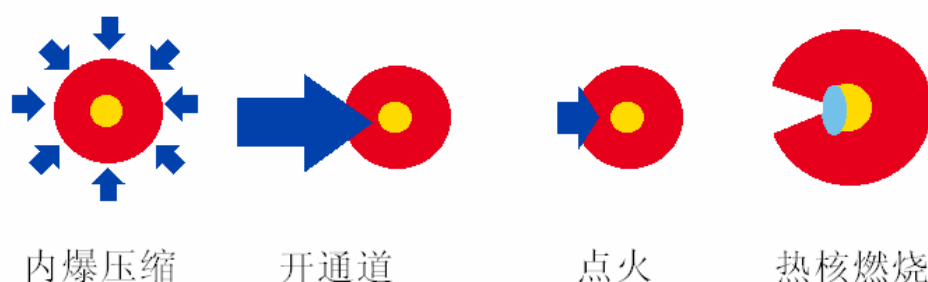


图 1-4 “快点火”方案原理图
Fig.1-4 The principle of ‘Fast Ignition’

“快点火”惯性约束聚变是一项庞大的工程，涉及到许多未知的物理问题，需要进行一系列的分解实验。主要研究热点有：激光在等离子体中的相对论自聚焦^[12,13]、等离子体通道的形成^[14]、激光驱动超热电子的产生^[15-17]、超热电子在等离子体中的输运^[18,19]、能量载流子在点火区域能量沉积过程等等。只有对每一个过程进行分解研究，才能确保点火实验的成功。

1.3 激光驱动的超热电子

超强脉冲激光与物质相互作用时，脉冲前沿将迅速地电离物质表面的原子，形成等离子体。后续的激光脉冲与等离子体相互作用后，将大部分的能量传递给电子。部分电子将获得很高的能量，这些高能电子称之为超热电子。超热电子的

产机制主要包括逆韧致辐射吸收、共振吸收、真空加热、 $J \times B$ 加热等。

1.3.1 逆韧致辐射吸收

逆韧致辐射吸收又称为碰撞吸收，主要发生在激光强度较低的情况下 ($I < 10^{16} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$)。发生逆韧致辐射吸收的基本过程为：电子在激光场的驱动下振荡，在振荡过程中电子受到周围正离子的库仑场作用，以库伦碰撞的形式将部分振荡能量转化为热能。从宏观尺度看，逆韧致辐射吸收表现为激光在等离子体中做阻尼传播并不断消耗能量。

1.3.2 共振吸收

与逆韧致辐射吸收不同，共振吸收对激光强度的要求要高很多，是超短超强激光与物质相互作用过程中经常出现的一种吸收机制^[20-24]。共振吸收发生在临界密度面上，当激光以 p 偏振的形式入射到等离子体时，激光的电场在等离子体密度梯度方向有一分量，通过隧穿效应，在等离子体临界区激发等离子体波。在等离子体临界密度面附近，激光频率与等离子体电子振荡频率相近，因而发生共振。在共振过程中激光能量被强烈吸收，通过等离子体波能转换为电子的动能。

研究表明，共振吸收的效率同等离子体密度标长和激光入射角均有关^[23]。当等离子体密度标长保持不变时，吸收效率最高所对应的激光入射角为：

$$\sin \theta = \frac{0.8}{(\omega L / c)^{1/3}} \quad (1-1)$$

式中 θ 为激光入射角， ω 表示激光频率。在共振吸收产生的超热电子温度与激光强度之间的定标关系为^[24]：

$$T_h(\text{keV}) \sim a \cdot (I \lambda^2 / 10^{17})^{1/3} \quad (1-2)$$

式中 T_h 表示超热电子的平均动能， a 为一个与激光脉宽有关的常数（长脉冲取 30，短脉冲取 100）， $I \lambda^2$ 的单位为 $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$ 。

1.3.3 真空加热

1987 年 Brunel 首次提出真空加热机制^[25]。真空加热是指当激光以 p 偏振的形式斜入射到密度很陡的等离子体中时，电子在其中的上半个周期内被拉到真空中，在下半个周期中以光波长中的震荡能注入等离子体，在这一过程中激光能量被沉积到高密度等离子体中。

真空加热和共振吸收类似，都是激光电场驱动电子穿过一个等离子体的密度梯度。两者的区别在于：在发生共振吸收时，激光电场将在临界密度面附近驱动等离子体波，因此只有当等离子体密度标长远大于激光波长时（ $L \gg \lambda$ ）才会发生共振吸收；当等离子体密度梯度小于激光波长时，共振吸收将不会发生，因为此时高能电子的振荡幅度已经大于等离子体密度标长，从而进入到真空中。半个激光周期后，激光电场反转，电子又被拉回等离子体中形成超热电子，这种机制便是真空加热。当等离子体的密度梯度十分陡峭时，真空加热将取代共振吸收成为主要的吸收机制。

1.3.4 J×B 加热

J×B 加热也是超强激光与等离子体相互作用的一个重要吸收机制^[26,27]，1985年由 Kruer 等人首次提出。J×B 加热是指，当线偏振激光垂直入射到稠密的等离子体时，在等离子体表面会产生电磁波渐逝区域，该区域内的电子受到有质动力的作用而获得能量。

研究表明：只有在激光达到相对论量级时 J×B 加热才比较显著。这是因为当激光强度达到相对论量级（ $I > 10^{18} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$ ）时，激光场内的磁场分量和电场分量已处在同一数量级上，电子在如此高强度的激光场作用下会受到巨大的纵向有质动力。而纵向有质动力的振荡项会驱动电子加速，使电子束以两倍激光频率，并且沿着激光传播方向发射。与真空加热相比，J×B 加热机制不需要入射光为 p 偏振就能起作用。

1.3.5 超热电子加速机制小结

除了上述几种加热机制外，还有参量不稳定性导致的吸收、随机加热^[28-30]、B-loop 加热^[31]等机制。由于这些吸收机制同激光参数、靶的参数均有关，很难在实验上严格区分。一般情况下，激光等离子体相互作用所产生的超热电子都是多种吸收机制共同作用的结果。

超热电子的产生是相对论强度激光与等离子体相互作用的特有现象。超热电子在靶内输运过程中，通过壳层激发、韧致辐射等方式产生高能 X 射线辐射；通过渡越辐射、切伦科夫辐射等机制激发太赫兹辐射；当电子束流到达靶后表面时，通过靶后鞘层加速机制产生高能离子束；通过离子碰撞、光核反应等机制产生中子。超热电子的产生是诸多次级物理过程的起因，也是强激光同等离子体相互作用产生物理现象的开始。因此，对于超热电子诊断与研究有着重要的意义。为了

更高效地诊断超热电子，本文第三章将介绍一款适用于 200TW 高重频激光装置的电子磁谱仪——基于实时探测的电子磁谱仪。

1.4 激光驱动离子加速

自 2000 年以来，激光驱动离子加速的研究进入了全新的阶段。与传统加速器相比，超短超强激光脉冲与物质相互作用可以产生更强的电磁场，为产生高品质离子束创造了有利条件。随着激光技术的发展和实验水平的不断提升，激光与等离子体相互作用产生的质子源走向实际应用也是大势所趋。因此，本节将顺着激光驱动质子加速的发展历程讨论几种主要的激光加速质子的机制：靶后法线鞘层加速、光压加速、CSA 加速、BOA 加速等近年来快速发展的加速机制。

1.4.1 TNSA 加速

TNSA (Target Normal Sheath Acceleration)，靶后法线鞘层加速，是研究最早、同时研究最为透彻的加速机制^[32-42]。2000 年，Hatchett 等人最早提出 TNSA 的概念^[32]，同一年，Snavely 等人在美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室 (LLNL) 通过 PW (10^{15} W) 强度的激光脉冲获得了能量高达 58MeV 的质子^[33]，并发现高能质子沿靶后法线方向加速。近年来，美国阿拉莫斯国家实验室 (LANL) 使用 80J 的拍瓦激光脉冲与固体铜靶相互作用，获得了能量为 67.5MeV 的高能质子^[34]，这一能量已经接近眼部肿瘤治疗所需要的质子能量 (60 ~ 70MeV)，但质子束的性能还无法满足实际应用的要求。

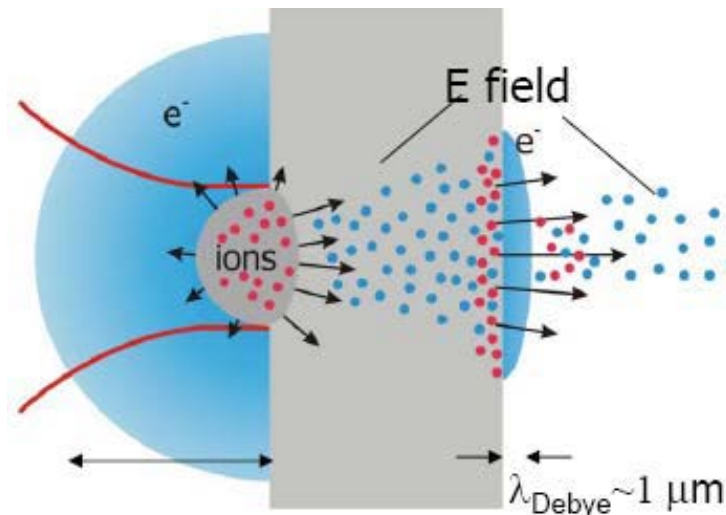


图 1-5 靶后鞘层加速原理图

Fig.1-5 The principle of Target Normal Sheath Acceleration

TNSA 加速机制的物理过程主要分为以下三个步骤：首先，在超短超强激光主脉冲到达薄靶之前，激光预脉冲先将靶的前表面离化成预等离子体。等离子体向外膨胀，形成高温低密度的电晕区。然后，主脉冲到达靶时与这部分等离子体相互作用，在临界密度面附近产生大量的超热电子。一部分超热电子从靶前表面溢出，另一部分超热电子在有质动力的作用下被排开，产生等离子体通道，穿透到靶的后表面。最后，靶内多余的正电荷和靶后的超热电子会产生一个鞘层电场，靶后表面的质子将在此鞘层电场中被加速。取一组典型的数据，鞘层电场大小为 $1 \times 10^{12} \text{V/m}$ 、尺度为 $d \sim 2 \mu\text{m}$ 时，质子通过该电场获得的能量 $E \sim 2 \text{MeV}$ 。下面给出 TNSA 加速机制的定量分析：

不考虑激光预脉冲对靶面的影响，超短超强激光脉冲与靶相互作用时，靶前的电子被加热后从靶的后表面离开时整体处于热平衡状态，满足玻尔兹曼分布：

$$N_{e,hot} \sim \exp(-\Phi / kT_{hot}) \quad (1-3)$$

其中 k 表示玻尔兹曼常数， T_{hot} 为电子温度。当激光强度大于 10^{18}W/cm^2 时，电子加热的主导机制是有质动力加热，因此其温度近似为有质动力势^[32]：

$$T_{hot} \approx U_{pond} \approx \left(\frac{I \lambda^2}{10^{19} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2} \right) \times 1 \text{MeV} \quad (1-4)$$

当超热电子向靶内传播时，在靶后表面形成的鞘层电场为：

$$E = \frac{kT_{hot}}{e\lambda_D} \quad (1-5)$$

其中， e 为质子电量， λ_D 为德拜长度。德拜长度在微米量级，可得鞘层电场 E 约为 10^{12}V/m 。与传统加速器 10^8V/m 的加速场相比，靶后鞘层电场强度要高 4 个数量级。

TNSA 加速中，靶的最佳厚度通常是实验关注的重点，因为最佳靶厚度能产生能量更大、数量更多、发散角更小的质子束。首先，靶需要足够薄，才能使足够多的超热电子得以穿透靶直至靶后表面，在靶后建立鞘层电场；同时，靶也不能太薄，否则激光预脉冲产生的等离子体将导致靶后表面变形，甚至穿透薄靶。因此当激光条件一定时，对于特定材料的薄靶，便存一个最佳靶厚度，使超热电子穿透靶并产生鞘层电场的效果最好。

大量的实验表明，对于不同的激光参数、不同的靶材料，会有不同的最佳靶厚度。2000 年，Maksimchuk 等人使用脉宽为 400fs、对比度为 $10^7:1$ 的激光与铝

膜相互作用,发现最佳靶厚度为 $10\mu\text{m}$ ^[36]。2002 年, Mackinnon 等人在美国劳伦斯利弗莫尔实验室 (LLNL) 上使用脉宽为 100fs、对比度为 10^8 : 1、峰值强度为 $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 的激光,得到了最大能量为 24MeV 的质子束,其最佳靶厚度为 $3\mu\text{m}$ ^[37]。徐妙华分析了激光对比度对最佳靶厚度的影响,发现最佳靶厚度随着激光对比度的提升而减小^[38]。当对比度提高到 10^{-10} 量级时,激光的预脉冲效应将大大降低,对靶背面的冲击效应将大大减小。此时最佳靶厚度等于激光的有效穿透深度,大约在几十纳米量级,与董全力的模拟结果相一致^[39]。

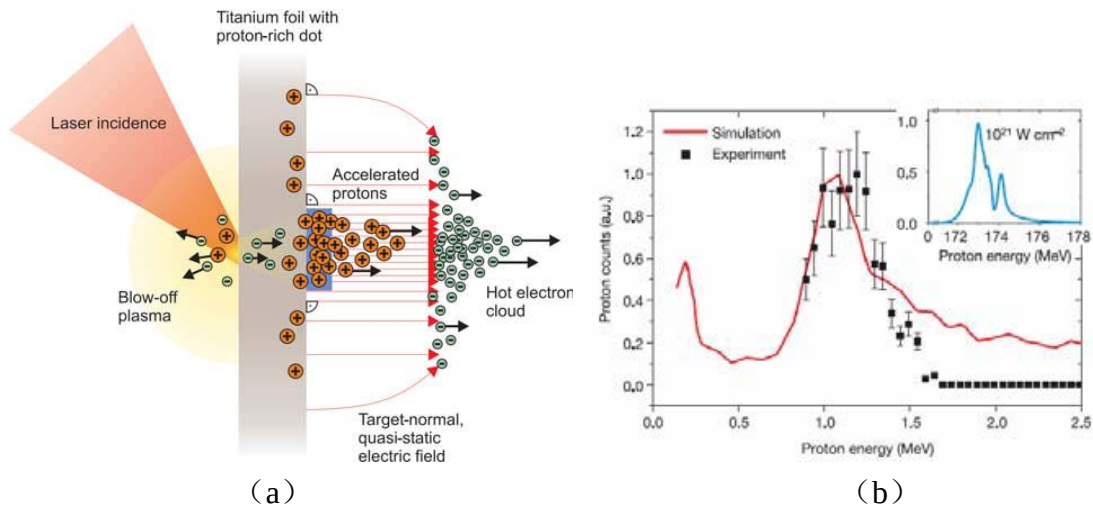


图 1-6 (a) 微结构靶示意图 (b) 实验中获得的质子能谱及相应的模拟结果^[41]

Fig.1-6 (a) The schematic of microstructure target (b) The comparison between experimental result and simulated result.

此外,如何获得准单能的质子束也是 TNSA 的一大研究热点。由于 TNSA 加速的特性,质子的能散度几乎为 100%。Esirkepov 等人通过 PIC 模拟发现,构造双层靶(高 Z 材料和低 Z 材料组成)加速的质子性能比普通靶更为有效^[40]。通过激光与高 Z 材料诱导大量的超热电子产生稳定的靶后鞘层场,控制 C、H 层的横向尺寸可以有效减小质子束的能散度(加速的质子主要来源于这一区域),从而获得准单能的质子束。2006 年 Schwoerer 等人通过实验验证了高 Z 低 Z 双层靶对质子束能散度提升的有效性。他们在高 Z 薄膜背后加一个富含氢的 $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m}$ 的微结构靶,获得了能量超过 1.0 MeV,能散度仅为 20%的质子束^[41],如图 1-6 所示。Tonician 等人在 LULI 的 100TW 激光装置上采用了等离子体透镜技术。他们利用一个空心微柱体在受到亚皮秒强激光(CPA2)辐照时在柱体内部诱生的瞬态径向电场,对强激光束(CPA1)产生的能量为 MeV 的质子进行了聚焦,从而获得了准单能的质子束,如图 1-7 所示^[42]。

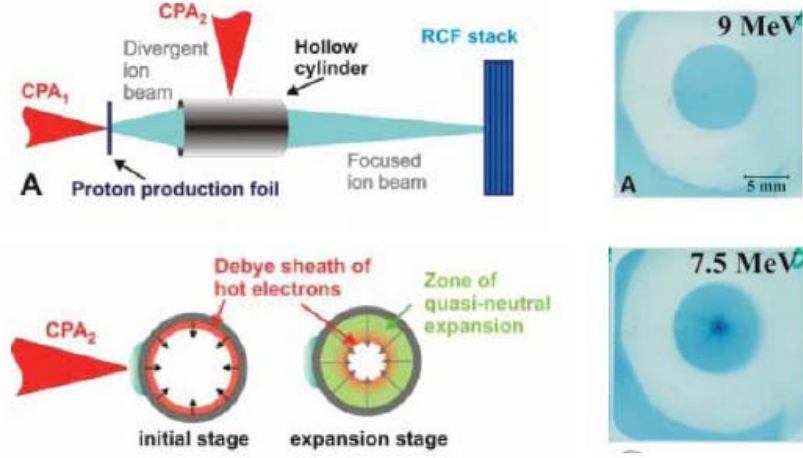
图 1-7 空心圆柱聚焦质子束示意图^[42]

Fig.1-7 The schematic of focusing protons by using a hollow cylinder

自 2000 年 LLNL 获得了 58MeV 的质子以来, TNSA 已经发展成最为成熟的质子加速机制, 但质子能量的提高却十分缓慢。目前为止, 只有为数不多的大能量激光器能够产生几十 MeV 的质子, 大多数实验室产生的质子能量都在几个 MeV 量级。究其原因, 主要是因为由超热电子产生靶后鞘层场的尺度太小。虽然鞘层电场强度高达 10^{12}V/m , 但质子加速区间仅微米量级, 从而限制了质子能量的进一步提高。

1.4.2 光压加速

光压加速(Light-pressure acceleration, LPA), 即辐射压加速, 是近年来与质子加速相关的一个研究热点^[43-56]。激光与等离子体相互作用时将同时受到热压和光压的影响。当激光强度远小于相对论强度时, 以热压为主; 而当脉冲激光的峰值功率大于等于 10^{18}W/cm^2 时, 则以光压为主。此时的激光主要通过有质动力与粒子相互作用, 并直接推动等离子体向靶内运动。激光的有质动力同激光的偏振性之间有着重要的关系。从偏振态来看, 激光场有线偏振激光和圆偏振激光两种不同的平面波表述形式:

$$\text{线偏振激光: } E = E(x)\sin(\omega t)\vec{y} \quad (1-6)$$

$$\text{圆偏振激光: } E = E(x)[\sin(\omega t)\vec{x} + \cos(\omega t)\vec{y}] \quad (1-7)$$

将 (1-6, 1-7) 两式带入有质动力的表达式, 可以分别得到线偏振激光和圆偏振激光的有质动力表达式:

$$\text{线偏振激光: } f = -\frac{e^2}{8m_e\omega_0^2}\nabla E^2(x)[1-\cos(2\omega_0 t)] \quad (1-8)$$

$$\text{圆偏振激光: } f = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\nabla E^2(x) \quad (1-9)$$

式（1-8）表明，线偏振激光产生的有质动力由两部分组成：与脉冲包络相关的缓变部分（稳定项）和两倍于激光频率的高频部分（振荡项）；而圆偏振激光只包含稳定项。这表明，当圆偏振激光与靶相互作用时，激光产生的有质动力不随时间振荡，这表明光压是稳定的。

和线偏振激光相比，圆偏振激光的优势在于：由于没有振荡激光产生热电子，靶的电子加热效应减小，光压效应占据主导地位。激光光压首先将质量较小的电子向靶内推进，与停留在原位的离子形成稳定的电荷分离场。离子在此电场的作用下获得稳定的加速，这种加速机制便称为光压加速。对于光压加速，前后可分为 2 个阶段：打孔阶段、光帆阶段。

（1）光压加速的打孔阶段

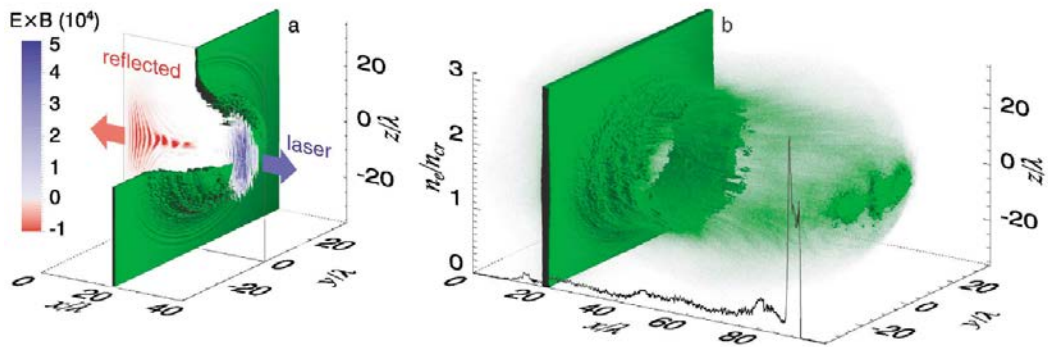


图 1-8 光压打孔阶段示意图^[44]
Fig.1-8 The schematic of hole boring

2005 年，Macchi 等人给出了光压加速一个简单而又直观的平面模型^[43]：相对论强度的圆偏振激光作用在等离子体靶上时，有质动力将推动电子向靶内运动，与停留在原来位置的质子形成静电场。这一静电场产生的效果是：对高速电子产生阻力作用，而对停留在原位的离子产生向前加速的推力。当光压与静电力平衡时，便会形成稳定的加速场。然而，这种相互制约的状态只发生在一定范围内，即激光的趋肤深度内。从宏观上看，激光照射的靶面向靶的内部不断推进（靶的背面不受影响），就好比一束激光在靶上打孔，如图 1-8 所示^[44]。因此形象地将此现象称为激光的打孔阶段（hole boring）。Macchi 等人的模拟结果表明，采用圆偏

振光时靶前产生了稳定的静电场并加速离子，形成稳定的高能离子束；而用线偏振光时却没有这种现象，从而验证圆偏振激光对光压加速的独特性。

(2) 光压加速的光帆阶段

如上节所述，圆偏振激光的光压效应更加明显。当圆偏振激光的功率密度足够高时，可以利用光压快速地推动靶内所有的电子向靶内移动，使光压打孔在非常短的时间内完成。电子被加速后就会迅速在靶内形成电荷分离场，较重的离子在静电场的作用下快速获得能量。在光压的驱动下，靶内的电子和离子通过静电场的相互制约而整体被加速。在这里，有质动力类似于海风，而电子类似于拉动船上的帆，在海风的作用下被拖拽向前加速；而较重的离子就好比船，和帆作为一个整体获得速度，因此这一过程被形象地称为打孔的光帆阶段^[45-51]，其实质就是电子层与离子层所组成的准中性层整体被加速。光帆阶段完成的时间同靶的厚度有着密切的关系，如果靶足够薄，加速时间就会大大缩短，激光能量的转换率也将大幅提高，从而获得更高能量的离子。同时，假如激光能量足够强，可以使单次加速的时间大幅缩短，快速多次的打孔将过度为薄靶的整体加速。Zhang 等人通过模拟发现，在这种模式下的激光能量转换率可以高达 50%。2008 年 Yan 等人发现，当圆偏振激光光压与静电分离场达到平衡态时，离子将整体加速进入稳相阶段^[52]。

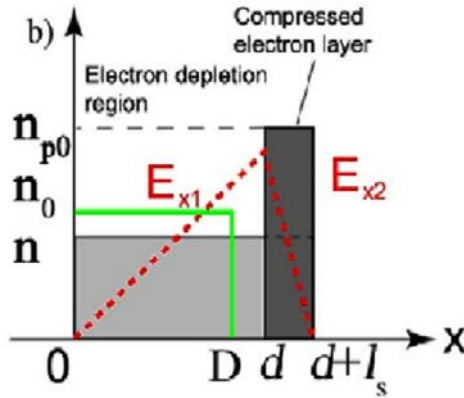


图 1-9 光压加速的稳相阶段^[52]

Fig.1-9 The schematic of phase-stable acceleration in RPA regime

如图 1-9 所示，激光与靶作用时，在有质动力作用下电子被堆积在趋肤深度内。假设电子堆积层的电子密度均匀分布，则静电场可以表示为：

$$E = E_0 \cdot \frac{x}{d} \quad (0 < x < d) \quad (1-10)$$

$$E = E_0 \cdot \left[1 - \frac{x-d}{l_s}\right] \quad (d < x < d + l_s) \quad (1-11)$$

其中, d 为电子被推出的厚度, l_s 表示趋肤深度。因此, 被压缩的电子层左边的电场最大, 处于这一区域的离子将获得最大程度的加速; 而电子层右边的电场近似为零, 离子将不被加速, 左边的离子将逐渐赶上右边的离子。到下一时刻, 被追上的离子又将回落到电子层的左边, 在较强的场强下获得更强的加速并追赶之前的离子, 并不断重复这一过程。位于压缩电子层的质子将始终被束缚在电子层内, 与电子相位保持一致, 因此这一过程称之为稳相加速。由于稳相加速大大减少了多次加速的时间间隔, 加速效果非常好。Yan 等人在模拟中发现, 利用脉宽为 330fs, a 仅为 5 的圆偏振激光, 即可获得中心能量高达 300MeV 的单能质子束, 能散度小于 4%, 激光能量转化率大于 20%。

光压加速的实验对激光条件、靶厚度等因素有着严格的要求 (一般要求高对比度激光和超薄靶), 近来光压加速已经在实验上取得了重大进展。2009 年 Henig 等人首次在实验上实现了圆偏振激光驱动的光压加速实验^[53]。他们将能量为 0.7J, 对比度为 10^{-11} , 峰值功率为 $5 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ 的圆偏振激光作用在纳米量级的金刚石碳靶上, 产生最高能量为 30MeV 的碳离子, 其能散度为 50%。2011 年, Palmer 等人利用强度为 10^{16}W/cm^2 的圆偏振激光与气体靶相互作用, 获得了 MeV 量级的质子束, 且能散度仅为 4%^[54]。他们在实验中发现, 质子能量 E 正比于激光功率密度与等离子体密度的比值 (I/n)。

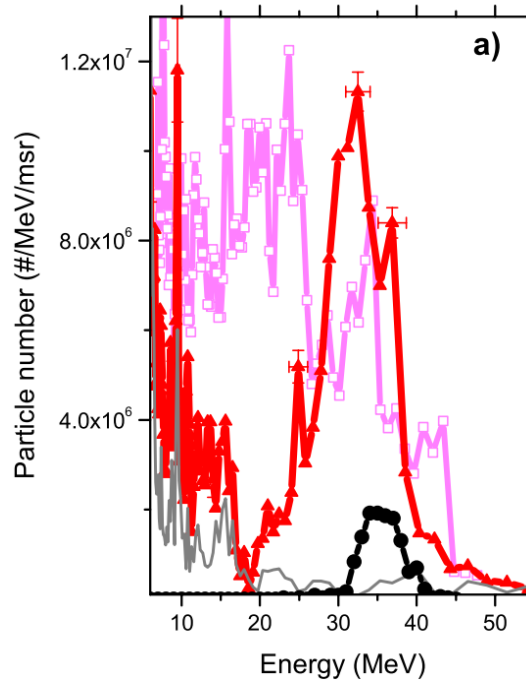


图 1-10 Jung 等人的实验结果^[55]

Fig.1-10 The experimental result by Jung et al

2011 年, Jung 等人利用 $2 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ 的圆偏振光实验中获得了能量为 35 MeV, 能散度小于 15% 的碳离子束^[55], 如 1-10 所示。2012 年, Kar 等人利用 VULCUN 激光器产生的 $3 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ 的激光作用在 100 nm 的金属靶上, 获得能量更高的准单能离子束和质子束, 能量高达 $5 \sim 10 \text{ MeV/nucleon}$ ^[56]。他们通过激光和靶的参数标定, 表明这一实验结果已经过度到了光压加速的光帆阶段。从实验角度看, 目前光压加速仍处于发展阶段, 有待于激光技术和制靶技术进一步的提升。

1.4.3 CSA 无碰撞静电激波加速

天文学家为了解释宇宙中大量高能离子的产生, 最早提出无碰撞静电激波加速机制。静电激波加速的主要过程为: 线偏振激光与靶相互作用产生大量热电子, 热电子向靶内运动时激发静电波和离子声波。同时, 离子被静电激波反射加速, 其速度为激波速度的两倍。当线偏振激光与靶相互作用时, 激光有质动力包含两部分: 稳定项和振荡项。其中, 振荡项有明显的电子加热效应, 而稳定项更容易产生稳定的光压。因此, 光压加速选用圆偏振激光; 而静电激波加速需要更多的热电子参与, 需要选用线偏振激光。

Denavit 等人研究了线偏振激光脉冲作用于固体靶的情形^[57]。通过模拟发现, 当激光强度较低时, 激光能量主要以碰撞的方式传递给电子, 导致电子温度相对较高, 马赫数小于临界马赫数 ($\text{Ma}=1.6$), 只能产生孤子波, 不能使离子反射捕获加速。而当激光强度较高时, 静电激波的马赫数大于 1.6, 激光能量主要传递给离子而不是电子。这样, 波前大部分离子将被激波反射捕获从而实现加速。

这种静电激波加速机制的激波速度近似为激光光压作用在等离子体上时推动等离子体前表面的速度, 即打孔速度。由动量守恒关系可得激波速度近似为:

$$\frac{u}{c} = \left(\frac{n_c}{2n_i} \frac{Zm_e}{M_i} \frac{I\lambda^2}{1.37 \times 10^{18}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-12)$$

从而被激波反射加速的离子速度可以表示为:

$$\frac{v_i}{c} = 2 \frac{u}{c} = 2 \left(\frac{n_c}{2n_i} \frac{Zm_e}{M_i} \frac{I\lambda^2}{1.37 \times 10^{18}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-13)$$

不少研究者从靶的参数、离子质量、激光强度等参数对静电激波的产生极其对离子加速的影响作了较为系统的实验研究^[58-60]。激光从靶面推动产生静电激波, 在传播过程中不断加速离子。实验中, Henig 和方远等人发现了 TNSA 加速机制

和静电激波加速机制共同调制质子束的现象，并对激波加速的质子束平台能谱做了相应的研究工作^[61,62]。2012 年，Haberberger 等人通过 $6.5 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$ 的线偏振 CO_2 激光器与气体靶相互作用，通过使用脉冲链增加超热电子的方法，获得了能散度约为 1%，能量高达 22MeV 的质子束^[63]，如图 1-11 所示。在这一激光功率下能够获得如此高能量、低能散的质子束，充分证明了无碰撞静电激波加速的优势。模拟结果表明，利用此方法，凭借目前的激光条件可以获得 200MeV 的质子束，能散度相比 TNSA 加速机制也有较大优势。

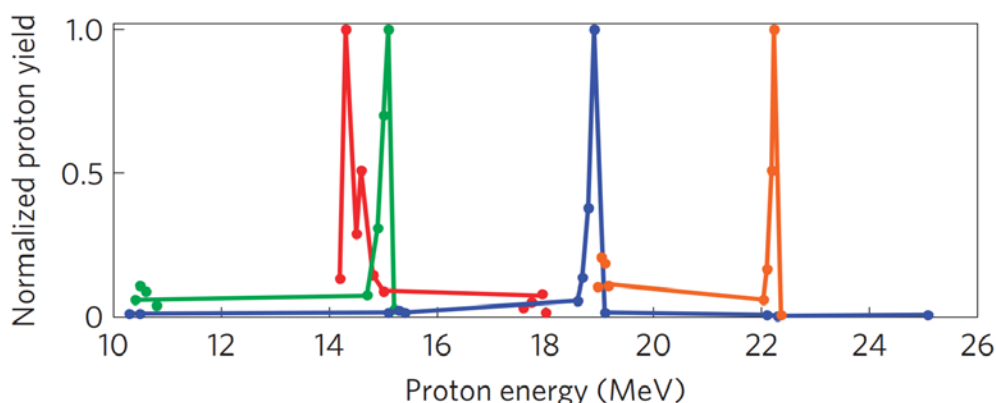


图 1-11 Haberberger 等人利用 CSA 加速获得 22MeV 的单能质子^[63]

Fig.1-10 The monoenergetic protons with energy of 22 MeV were detected by Haberberger et al

1.4.4 BOA 加速

Yin 等人曾于 2006 年提出 BOA (laser-breakout-afterburner) 加速机制^[64-70]。与 TNSA 相比，BOA 无论在离子能量还是能散度方面都有明显的改进。BOA 加速机制主要分为三个阶段：第一阶段是普通的靶后鞘层加速过程，激光与靶相互作用在靶的前表面产生大量电子并产生大量的回流电子。第二阶段是增强的靶后鞘层加速过程，主要表现为回流电子重新吸收激光能量转变为热电子，激光将回流电子加热到更高的温度，这些高能电子穿透至靶后表面，导致靶后鞘层场的增强。同时，电子的多次加热导致激光能量的转换效率大幅提高。最后阶段是激光穿透薄靶时的 BOA 过程，此时等离子体靶相对激光而言是透明的，激光穿透靶时，离子通过 Buneman 不稳定性效应产生的纵向加速场获得加速。

一般地，TNSA 机制的质子能量转化率一般在 1% 左右，而 BOA 机制的能量转化率可高达 5%。2013 年 Hegelich 等人利用能量为 80J、功率为 150TW 的激光与尺寸为 240nm 的 CH_2 微结构靶相互作用，获得了能量高达 160MeV 的质子，如图 1-12 所示^[69]。这一结果直接验证了 BOA 机制的可行性。

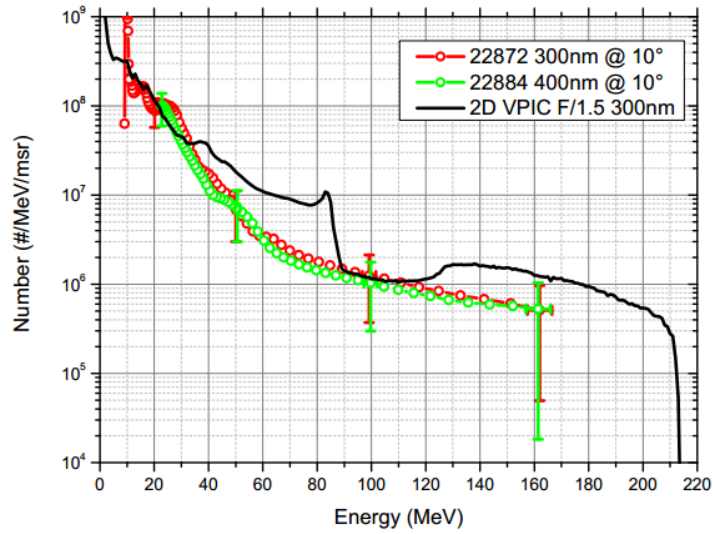


图 1-12 Hegelich 等人在实验中获得能量高达 160MeV 的质子^[69]
Fig.1-12 Protons with energy as high as 160 MeV were obtained by Hegelich et al

2016 年, Gonzalez-Izquierdo 等人研究了利用不同偏振态的激光与靶相互作用产生的质子束^[70], 如图 1-13 所示。结果表明, BOA 加速产生的质子束与激光偏振态具有密切的关系。他们发现, 通过 BOA 机制产生的质子束空间分布存在明显的调制结构, 表现为空间分布的不均匀性。

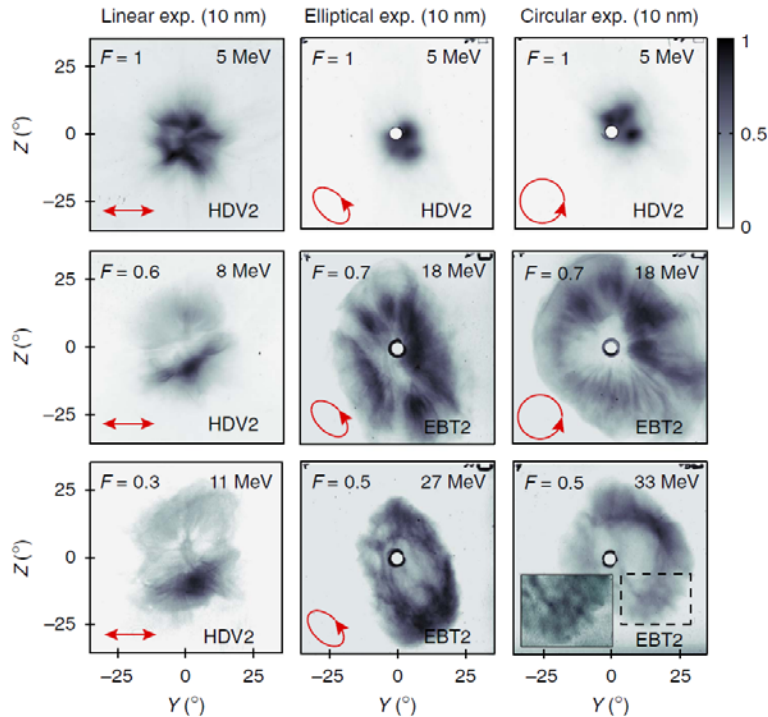


图 1-13 Gonzalez-Izquierdo 等人的 BOA 实验结果^[70]
Fig.1-13 The experimental results in BOA regime by Gonzalez-Izquierdo et al

1.4.5 其他加速机制

(1) 活塞加速机制。2004 年, Esirkepov 等人选用超强的线偏振激光 ($a=316$) 与固体薄膜靶相互作用。模拟结果表明, 如果激光的上升沿非常陡峭, 激光能量的转换效率可以达到 40%, 离子可以获得 GeV 的能量^[71]。这种机制被称为活塞加速机制 (Laser-piston)。活塞加速机制有点类似于光压加速, 区别在于活塞加速机制是利用超强的线偏振激光对薄膜靶的整体加速。

(2) 光压空泡联合加速机制。这种加速机制主要分为两个步骤: 首先利用光压加速的方法使离子达到一定的速度, 并注入激光驱动低密度等离子体形成的尾场中。然后, 离子在尾场形成的空泡中被捕获, 并随空泡一起获得稳定的加速, 类似于电子的空泡加速机制。沈百飞等人发现, 当激光和等离子体满足一定条件, 电子的空泡加速机制同样适用于质子^[72,73]。模拟结果表明, 利用 $I=10^{23}\text{W/cm}^2$ 的超强激光和稀薄等离子体作用, 空泡内的捕获的离子能够获得充分的加速, 最高能量可以达到几十个 GeV。由于激光技术的局限性, 这种加速机制目前仍停留在理论模拟阶段, 有待于进一步的实验验证。

1.4.6 离子加速机制总结

综上所述, TNSA 加速经过多年的研究已成为实验中最成熟的加速机制。然而, 受到激光能量转换效率、加速电场尺度等因素的限制, TNSA 加速产生的离子能量已很难取得重大的突破。随着研究工作的推进, 激光驱动离子加速正由 TNSA 的一枝独秀向多种机制并存的局面发展, 新的加速机制如光压加速、CSA 加速、BOA 加速在实验中不断取得新的突破。当然, 这些新的加速机制对激光条件、制靶技术也提出了更高的要求。从量的角度来考虑, 若要产生 MeV 量级的离子束, 目前的 TNSA 加速机制已相对成熟; 若要产生上百 MeV 量级的离子束, 可以利用光压加速或 BOA 加速; 而若想获得 GeV 甚至 TeV 的质子, 理论上可以采用光压联合空泡机制, 目前仍有众多的难题需要攻克。

激光驱动离子加速是一项迅速发展的研究领域, 对于高能离子束的诊断也有着重要的意义。然而, 不同加速机制产生的质子或离子有着不同的特点: 光压加速机制和 CSA 无碰撞静电激波加速机制在实验上测得准单能的离子束和质子束; BOA 加速获得的质子束在空间分布上有着明显的调制结构。在现有的诊断基础上, 为了更准确更高效地诊断激光驱动产生的质子束, 本文第四章将介绍一种改进的质子谱仪——二维角分辨质子谱仪。

1.5 高品质质子束的应用

质子具有独特的能量沉积特性。当质子穿透靶物质时，将能量沉积在接近其射程末端，形成尖锐的布拉格峰（Bragg Peak）。凭借这种特性，高品质质子束在众多领域有着广泛的应用前景。随着激光技术的发展和实验水平的提升，激光驱动的质子源走向实际应用也是大势所趋。本节将介绍几种主要的质子束应用，包括“快点火”方案中的能量载流子^[74-77]、质子成像^[78-80]、质子医学治疗肿瘤^[81-83]，以及质子在核物理方面的应用。这些广阔的应用前景正是我们深入研究激光驱动质子加速的意义之所在。

1.5.1 “快点火”方案中的能量载流子

在 1.2 节所述的“快点火”方案中，能量载流子在点火区域的能量沉积是其中一个重要课题。高能粒子束通过碰撞等物理过程，将能量沉积到芯区的等离子体中，从而达到点火温度，形成点火热斑。因此，高能粒子束的能量转换为点火热斑的能量沉积率对于点火效率起着至关重要的作用。

近年来，激光加速产生的质子束作为能量载流子驱动“快点火”正越来越多地受到人们的关注^[74-77]。质子束具有独特的能量沉积特性，在冕区传播时基本不损失，最终方便将能量沉积在射程末端。因此，控制好质子的能量大小可以将能量沉积在热斑区域，把握点火位置，从而大大提高能量沉积的效率。质子束“快点火”方案要求每核子能量高达 25~40MeV 的离子束，其难点是提高激光对离子束的能量转换效率以及提高离子束的单能性，这也是激光前驱质子加速研究中需要面对和解决的问题。

1.5.2 质子照相

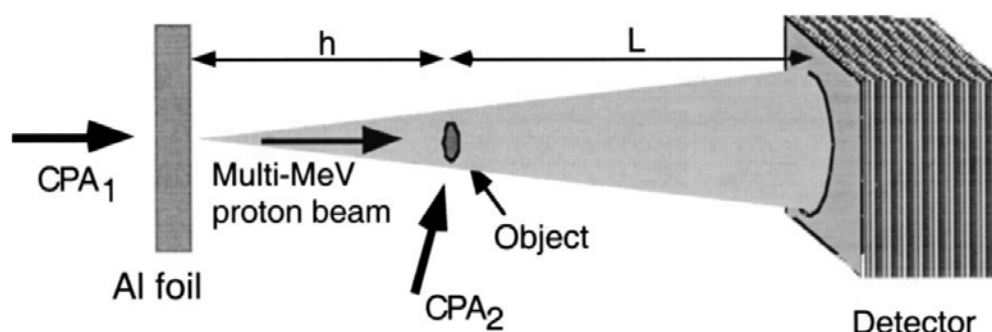


图 1-14 激光驱动的质子照相示意图^[81]

Fig.1-14 The schematic of proton imaging driven by laser pulses

质子照相早在 1968 年首次被提出^[78],是以质子束作为探针的一种检测技术^[78-84]。同 X 光照相相比,质子照相技术在面密度分辨、材料分辨等方面提高了流体动力学的诊断能力,因而有着广泛的应用。在激光等离子体研究领域,典型的质子成像过程可以表示为:利用质子束辐照被测物体,再利用探测器记录质子径迹,通过分析质子束经过被测物体的变化来反映物体的形状和结构,如图 1-14 所示。

Borghesi 等人利用质子照相技术对 150 μm 的靶成像产生的等离子体进行了探测,通过调节两路激光的延时,对不同时刻的等离子体进行探测,获得了清晰的结果^[80],如图 1-15 所示。此外,质子成像还被用于诊断等离子体密度^[82],以及等离子体内的电磁场分布^[83,84]。

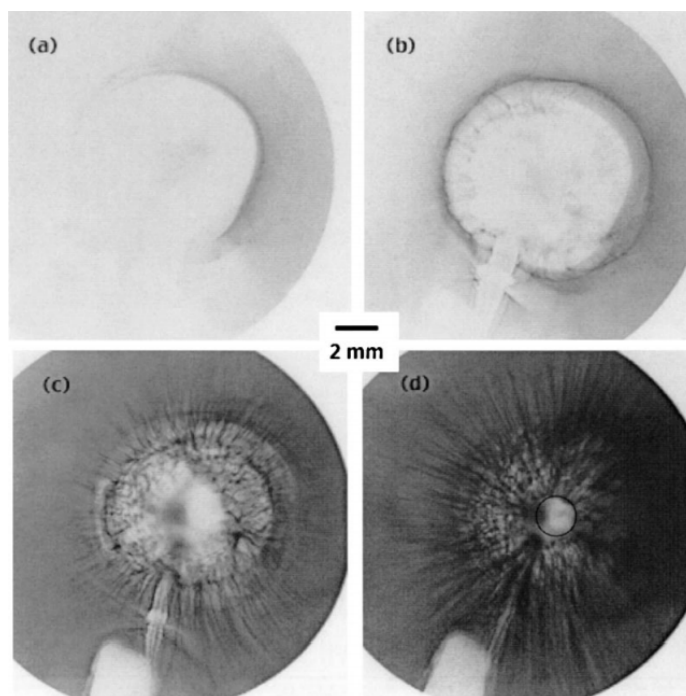


图 1-15 质子束对 150 μm 的玻璃球的成像结果^[80]

Fig.1-15 The result of 150 μm glass microballoon by proton imaging

1.5.3 医学肿瘤治疗

质子肿瘤治疗是当前医学物理界的一大前沿热点^[85-87],在二十世纪电子直线加速器肿瘤放疗的基础上对放疗方法的一个质的飞跃。肿瘤的位置确定后,利用单能性较好的质子束可将能量集中地沉积在肿瘤位置,杀死癌细胞而不伤及周围其他的组织,这是质子束相比于现有的利用 X 射线肿瘤治疗的一大优点。

不过，现阶段的质子束在能量、单能性、发散角度等各项性能指标距实际应用还有一定的差距。一般的，质子穿透人体厚度所需的能量为 $220\text{MeV} \sim 250\text{MeV}$ ，因此质子肿瘤治疗需要能量高达 250MeV 单能质子束，同时保证一定的束流密度（每秒 1×10^{10} 个粒子）和良好的定向性。传统的直线加速器的确能够产生上百 MeV 的质子束，但质子束的单能性成为制约应用的首要因素。此外，加速器需要花费巨资制作巨大的磁铁，走向实际应用也是困难重重。相比之下，超短超强激光脉冲与等离子体相互作用可产生高达 10^{12}V/m 超强电场，为产生高能、高定向性的质子创造了有利条件。

1.5.4 核物理中的应用

高能离子束与物质相互作用将促进多种核反应的发生。例如，利用激光驱动的高 Z 离子束和第二个靶相互作用将形成处于激发态的复合核^[88]，该复合核将辐射出质子、中子以及 α 粒子。此外，质子束同低 Z 材料相互作用还可以产生同位素^[89,90]。同位素衰变时将辐射出正电子，可用于正电子发射型计算机断层现象诊断。此外，激光驱动的离子束在核反应过程中将产生中子束。中子束在材料辐射损伤研究、核废料的嬗变处理等方面均有相当的研究价值。

1.6 本章小结

本章对强激光与等离子体相互作用的研究方向和已取得的研究成果进行了简要的介绍。首先介绍了强激光研究的一个非常重要的研究领域：惯性约束聚变及快点火。随后，对激光驱动超热电子和激光驱动离子加速的机制做了介绍，最后介绍了高品质质子束的应用。相应的研究内容将在以下各章节作进一步的阐述。

第二章 实验室建设与辐射安全防护

物理的发展既需要理论的推演，也需要实验的佐证，两者相辅相成、缺一不可。本文所述的研究工作主要基于上海交通大学激光等离子体实验室的 200TW 飞秒激光装置。本章将从 200TW 飞秒激光装置、腔体的真空度检测、小尺寸金属靶台、实验室的辐射与防护这四个方面介绍实验室的建设工作。

2.1 200TW 飞秒激光装置

上海交通大学激光等离子体实验室引进了 Amplitude Technologies 公司的 200TW 钛蓝宝石激光装置,如图 2-1 所示。该激光器采用啁啾脉冲放大技术(CPA),输出激光光谱的中心波长为 800nm,重复频率为 10Hz,最小脉冲宽度为 25fs,单发最大输出能量可以达到 5J,最大功率为 200TW,激光对比度(ASE)为 10^{-8} 。凭借如此优良的性能,200TW 飞秒激光装置为我们提供了国际先进的实验平台。



图 2-1 200TW 钛蓝宝石激光装置示意图

Fig.2-1 The schematic of 200TW Ti-Sapphire laser system

激光脉冲在压缩室经光栅压缩后进入靶场部分,靶场部分将激光脉冲在真空环境下引导至打靶点。200TW 激光装置的靶场结构示意图如图 2-2 所示,主要由

自适应光学及分光室、等离子体镜室、固体靶室、聚焦镜室和气体靶室组成。与激光驱动质子加速实验相关的腔体分别为：自适应光学及分光室、等离子体镜室和固体靶室。下文将这三个真空腔体作相应的介绍：

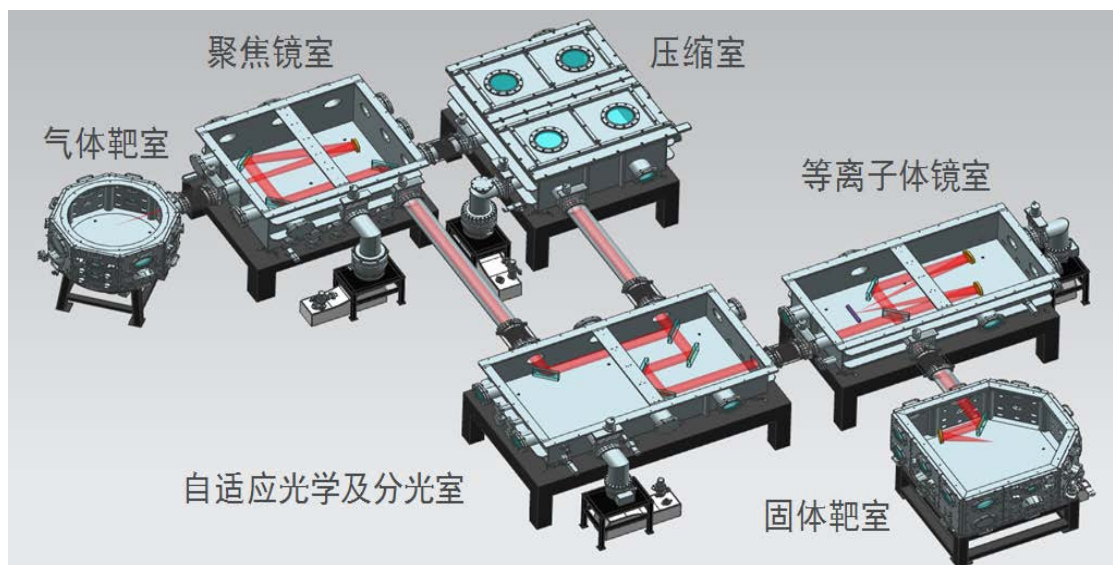


图 2-2 200TW 激光器的靶场实验平台示意图

Fig.2-2 The schematic of experiment platform for 200TW laser system

自适应光学及分光室：激光经压缩室压缩后即进入自适应光学及分光室。为便于不同的实验团队共同使用 200TW 激光装置，激光光路在分光室内可分为两路：其中一路进入聚焦镜室和气体靶室，主要用于激光驱动电子加速的相关实验；另一路激光进入等离子体镜室和固体靶室，用于离子加速、太赫兹及高次谐波产生等相关实验。分光室内设有切换激光光路的移动电控镜架，便于切换光路。

等离子体镜室：对于激光驱动质子加速以及高次谐波产生实验而言，激光对比度是一个重要的参数，较高的对比度意味着较小的激光预脉冲。激光预脉冲将造成靶表面的等离子体膨胀，对实验结果具有重要的影响。为了减小激光预脉冲，激光在进入固体靶室前将预先通过等离子体镜室。经等离子体镜反射后，激光对比度可提高两个数量级，由原先的 10^{-8} 提高到 10^{-10} 。经等离子体镜反射后，激光能量约为反射前的 70% 左右。

固体靶室：激光进入固体靶室后，在固体靶室内由 $f/4$ 的离轴抛物面镜(OAP)聚焦，最后形成脉宽小于 25fs，焦斑直径小于 $6\mu\text{m}$ ，最大峰值功率密度达到 $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 量级的超短超强激光脉冲。OAP 和靶台均通过 5 维 sigma 真空平移台进行微调，引导激光脉冲打到预设打靶点，固体靶室实物图如图 2-3 所示。



图 2-3 固体靶室实物图

Fig.2-3 The photograph of the target chamber

2.2 腔体的真空度检测

超短超强激光脉冲直接在空气中传播会击穿空气，因此传播需要在真空环境下进行。对于 200TW 飞秒激光装置而言，传输激光要求的真空度达到 10^{-4} mbar 量级。为了提升真空度，每一个真空腔体都需要配备一组机械泵与分子泵。机械泵为前级泵，当腔体内部的压强抽到小于 6mbar 后，再打开分子泵进一步提高真空度。

为了提高实验效率，需要在尽量短的时间内确保腔体内的压强到达 10^{-4} mbar 量级。在实验室建设期间，我们发现压缩室、分光室、等离子体镜室这几个腔室的真空度都存在一定程度的问题，其中固体靶室的问题尤为明显，无法满足实验要求。我们根据靶室的实际情况作了相应的分析，列出了可能影响真空度的因素，如表 2-1 所示。为了确定具体原因，需要对这三个因素逐一排查。

表 2-1 影响真空度的可能因素

Table 2-1 The diagram for possible factors that influence the vacuum degree

	可能因素	状态
1	腔体密封性不好，存在漏气现象	已排除
2	sigma 真空连接线存在放气量	有部分影响
3	真空泵组的抽气速度过慢	有重要影响

2.2.1 可能因素 1: 腔体密封性不好, 存在漏气现象

检测方法: 对疑似漏气的部位喷氦气, 利用氦质谱检漏仪进行检测。如果某处的确存在漏孔, 氦气将被迅速吸入真空腔体。氦质谱检漏仪的机组泵与真空腔体相连, 可以在第一时间探测到腔体内部的氦气含量变动。如果氦气含量明显上升, 便可确定漏孔的位置。鉴于实验需要, 我们对压缩室、分光室、等离子体镜室以及固体靶室这四个真空腔体进行了全面的真空检漏。在检漏过程中发现这四个腔体出现了不同程度的漏气现象。其中, 压缩室、分光室、等离子体镜室出现漏气的主要原因是腔体顶部的盖板存在微量形变。因此, 通过更换腔体顶部的螺丝将盖板压紧, 这三个腔体可以满足真空度要求。然而, 在排除了漏气可能性后, 固体靶室的真空度最低仍然只能达到 2.2×10^{-3} mbar (为模拟实验情况, 测量真空度时靶室内有 15 根 sigma 控制线)。固体靶室的真空度随抽气时间的关系如图 2-4 蓝色曲线所示。

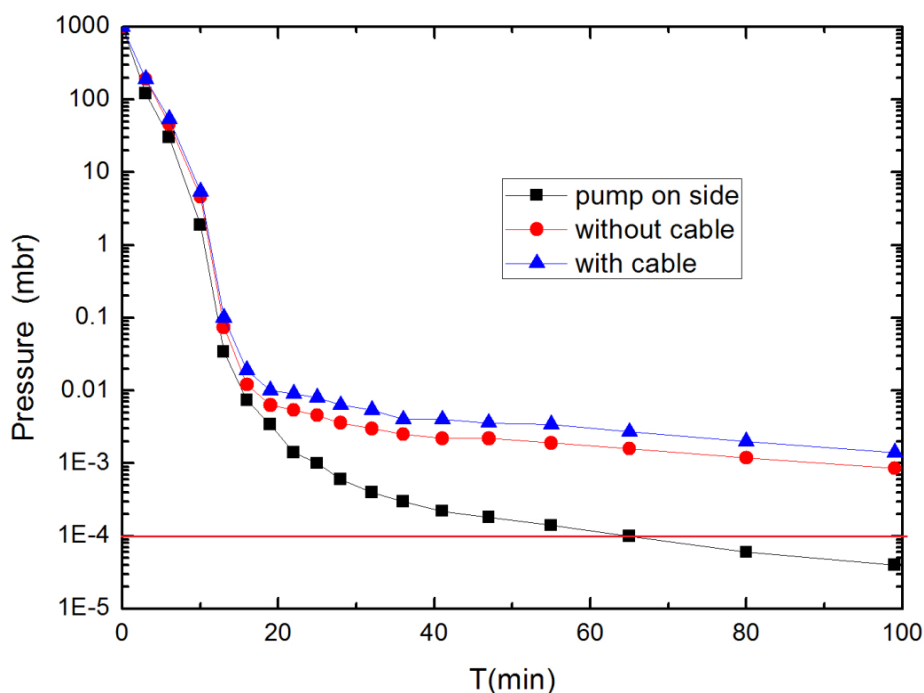


图 2-4 不同条件下, 固体靶室内压强随时间的变化关系图。其中, 蓝色曲线表示: 靶室内放有 15 根 sigma 控制线, 分子泵位于靶室底部。红色曲线表示: 靶室内无 sigma 控制线, 分子泵位于靶室底部。黑色曲线表示, 靶室内无 sigma 控制线, 分子泵位于靶室侧壁。红色水平线表示满足真空度要求的 $p=1 \times 10^{-4}$ mbar 的压强阈值。

Fig.2-4 The vacuum degree of the target chamber under different conditions. Here, the blue curve corresponds to the situation that the molecular pump was installed under the chamber with 15 sigma cables put inside the chamber. The red curve corresponds to the situation that the molecular pump was installed under the chamber with no cable put inside the chamber. The black curve corresponds to the situation that the molecular pump was installed at the side of the chamber with no cable put inside the chamber. The red line shows the vacuum standard for experiment, $p=1 \times 10^{-4}$ mbar.

2.2.2 可能因素 2: sigma 真空连接线存在放气量

检测方法: 将靶室内的所有的 sigma 控制线移除并抽气检测。检测结果为: 打开泵组一个小时后, 靶室内的真空度由 2.2×10^{-3} mbar 减小为 1.4×10^{-3} mbar, 如图 2-4 的红色曲线所示。这一结果表明, 橡胶质的 sigma 线缆对真空度产生一定的影响。但移除线缆后真空度仍达不到 10^{-4} mbar 的标准, 说明还有其余影响真空度的因素, 需要进一步排查。同时, 为了避免橡胶线缆的放气量对真空度产生影响, 我们重新做了一批放气量更小的真空 sigma 连接线。

2.2.3 可能因素 3: 真空泵组的抽气速度过慢

检测方法: 鉴于靶场周围空间有限, 最开始固体靶室的分子泵固定在靶室底部, 如图 2-5 (a)。为了测试真空泵组的抽气效率, 现将分子泵由靶室底部更换至靶室侧壁, 如图 2-5 (b)。检测结果为: 当分子泵位于靶室侧壁时, 打开泵组一个小时后靶室内的真空度达到 1×10^{-4} mbar 的标准, 靶室压强随时间变化的关系如图 2-4 的黑色曲线所示。这一结果表明, 更换位置后的分子泵抽气效率明显提高, 满足实验的真空度要求。



图 2-5 分子泵组位置图 (a) 分子泵位于靶室底部 (当时的接口) (b) 分子泵固定于靶室侧壁
Fig.2-5 The schematic of molecular pump (a) The connection of the molecular pump was under the target chamber (b) Now the pump is installed at the side of the target chamber.

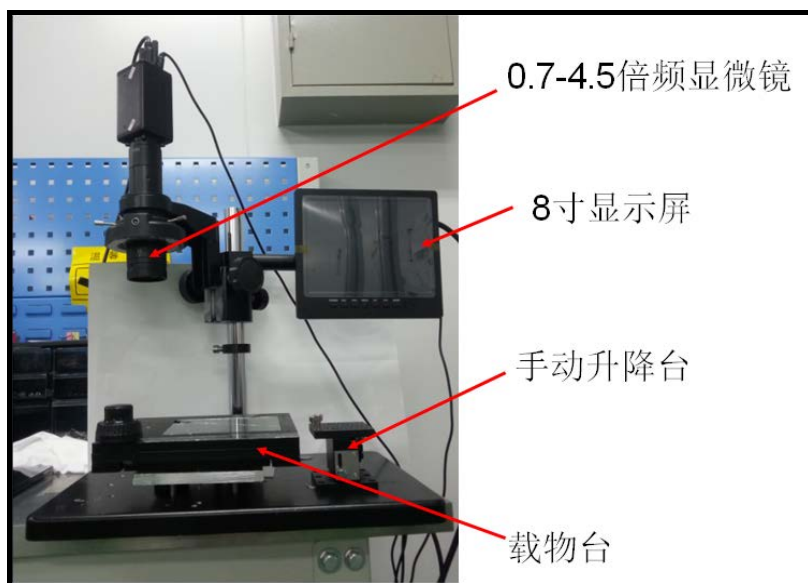
参考固体靶室的布局, 造成这一现象的主要原因是靶室底部的面包板对抽气通道存在着阻碍作用。当分子泵位于靶室底部时, 抽气气流需要经过底部面包板的过滤才能进入抽气口。面包板距离抽气口很近, 对气体的流通有很大的阻碍作

用，从而影响了分子泵的抽气效率，将分子泵移到靶室侧壁之后大大提高了泵组的抽气效率。这也为今后设计及安装真空泵组提供了值得借鉴的经验。

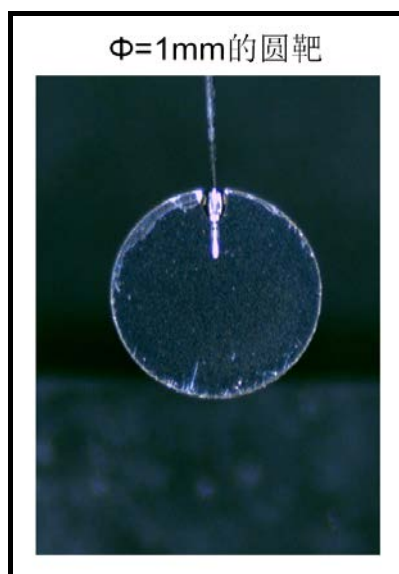
2.3 小尺寸金属靶台

质子加速实验中使用的小尺寸金属靶通常小于 1mm，厚度在微米量级。手动粘制如此小尺寸的靶很不方便，容易将多余的胶水涂到靶面，对实验结果产生巨大的影响。为了方便粘制小尺寸金属靶，我们设计了一套小尺寸金属靶台，如图 2-6（a）所示。靶台总共由四个部分组成：倍频显微镜、手动升降台、载物台以及显示屏。其中，载物台可以在二维水平方向上调节，手动升降台可以在高低这一维度上调节，因此载物台和手动升降台相互之间可在三维方向上自由移动。通过这个靶台，粘靶的过程就相对容易很多。

粘靶时需要准备好三件物品：小尺寸金属靶、紫外凝固胶、靶杆（直径为 $7\mu\text{m}$ 或 $25\mu\text{m}$ ）。粘制金属靶时，需要在靶杆顶端涂一些紫外胶并固定在手动升降台上；同时将金属靶固定在载物台的玻璃片上。通过调节载物台的水平位置和升降台的高低，将金属靶杆移动到靶面中心位置并粘住金属靶。粘靶时需要注意的是，在靶杆上的紫外胶不能过量，如果胶水过量就像当于金属靶的厚度大大增加，直接影响到质子束的性能。当靶杆粘住金属靶后，用紫外灯照射胶水使其迅速凝固。粘制金属靶的效果可以通过显示屏看清。目前，我们已将显微镜通过 USB 接口和电脑相连。小尺寸金属靶的粘制效果可以从电脑屏幕上看清，方便截屏和保存数据，如图 2-6（b）所示。



(a)



(b)

图 2-6 (a) 小尺寸金属靶台 (b) 电脑屏幕显示的小尺寸金属靶

Fig.2-6 (a) The photograph of the target-making platform (b) The screenshot of a metal target by computer display

2.4 实验室的辐射与防护

激光与等离子体相互作用时,会产生超热电子、质子等粒子辐射以及 X 射线、 γ 射线等电磁波辐射。辐射可分为两大类: 电离辐射和非电离辐射。其中, 与物质相互作用直接或间接引起物质电离的辐射称为电离辐射, 例如电子、质子、 α 粒子、X 射线和 γ 射线等均属于电离辐射, 这类辐射将对人体产生明显的危害。不能引起物质电离的辐射称为非电离辐射, 其危害性相比电离辐射要小得多。当人体受到电离辐射的照射时, 细胞组织中的原子会受到电离和激发, 造成生物体细胞、组织和器官的损伤, 并引起病理反应。

当辐射剂量非常微弱时(例如宇宙背景辐射), 人体借助于细胞的新陈代谢可自行恢复。当辐射剂量较大时(例如发生核泄漏事故), 人体无法自行修复辐射带来的损伤, 便会患上放射病及其他病变, 严重时甚至死亡。因此在实验过程中对不同种粒子或射线进行定量的分析, 以确保实验人员不受辐射的影响尤为重要。本节将讨论实验室辐射防护的相关问题。

2.4.1 吸收剂量

当射线照射物体时, 可以将能量通过辐射的方式传递给物体。在相同照射条件下, 不同物质吸收射线能量的性质并不相同。吸收剂量 D 就是表征物体吸收电

离辐射能量程度的物理量，具体可以表示为：

$$D = \frac{d\xi}{dm} \quad (2-1)$$

式中： $d\xi$ 表示电离辐射授予某一体积元中的物质的平均能量； dm 表示在这个体积元中物质的质量。吸收剂量的标准单位是戈瑞（Gy），即 $1\text{Gy} = 1\text{J/kg}$ 。另外一个较为常用的单位是拉德（rad）， $1\text{rad} = 0.01\text{Gy}$ 。

2.4.2 当量剂量和有效剂量

辐射的生物效应不仅依赖于吸收剂量的大小，同样的吸收剂量，不同类型的射线对于机体产生的生物效应也不同。例如，对于相同的辐射剂量， α 粒子产生的生物效应要远大于电子或电磁波。因此，为了描述生物效应的差异，通常用辐射权重因数 W_R 对不同辐射种类和射线能量产生的生物效应进行修正，如表 2-2 所示。这里，当量剂量 H_{TR} 表示吸收剂量 D_R 与辐射权重因数 W_R 的乘积：

$$H_{TR} = D_R \cdot W_R \quad (2-2)$$

当量剂量的单位是 1J/kg ，称为希沃弗（Sv）。希沃弗是一个非常大的单位，平时使用较多的单位是毫西弗（mSv）或微西弗（ μSv ）。

表 2-2 辐射权重因数表
Table 2-2 The diagram for radiation weighting factor

辐射的类型及能量范围	辐射权重因数 W_R
光子，所有能量	1
电子，所有能量	1
质子能量 $> 2\text{MeV}$	5
α 粒子	20
中子能量 $< 10\text{keV}$	5
10keV~100keV	10
100keV~2MeV	20
2MeV~20MeV	10
$> 20\text{MeV}$	5

辐射权重因数是以辐射防护为目的，对吸收剂量乘以不同的因数。对于光子或电子，吸收剂量与当量剂量相等。而对于中子或 α 粒子，当量剂量则远大于吸

收剂量，这表明中子或 α 粒子产生的生物危害效应更大。

在吸收了相同的当量剂量辐射后，不同的人体组织发生随机效应的几率也有所差异。也就是说，同样强度的辐射，对不同器官产生的生物效应也有所差异，因此需要引入另一个因子对当量剂量进行进一步的修正，这个因子称为组织权重因数 W_T ，主要考虑了不同器官或组织对于辐射效应的不同敏感性。经过修正之后的当量剂量称为有效剂量 E ，能够更好地反映出不同的组织或器官吸收射线后的危害程度：

$$E = \sum_T W_T \cdot D_R \cdot W_R \quad (2-3)$$

有效剂量的单位同当量剂量一样，也是希沃弗（Sv）。

表 2-3 组织权重因数表
Table 2-3 The diagram for apparatus weighting factor

组织或器官	组织权重因数 W_T	组织或器官	组织权重因数 W_T
性腺	0.2	肝	0.05
骨髓	0.12	食道	0.05
结肠	0.12	甲状腺	0.05
肺	0.12	皮肤	0.01
胃	0.12	骨表面	0.01
膀胱	0.05	其余组织	0.05
乳腺	0.05		

2.4.3 电离辐射防护与辐射源安全基本准则

2002 年，根据国际组织的标准，我国批准发布《电离辐射防护与辐射源安全基本准则》^[91]（以下简称《安全基本准则》），作为我国辐射防护的强制性标准，规定了人体接受辐射照射的限值，主要分为职业照射剂量限值和公众照射剂量限值。其中，公众照射剂量限值对于辐射剂量的控制要求较高；而职业照射剂量则针对从事与辐射相关的工作人员，辐射要求相对放宽不少。

作为激光等离子体的实验人员，我们应当归为职业类。为了安全起见，如果实验人员的辐射剂量限值能满足公众照射剂量的要求将更安全。因此，在考虑辐射防护时，我们以公众照射剂量限值作为参考目标，后文的辐射剂量测试结果也将与公众剂量限值做对比。

表 2-4 电离辐射防护与辐射源安全基本准则^[91]

Table 2-4 Diagram for 'Basic standards for protection against ionizing radiation and for the safety of radiation sources

职业照射剂量限值	公众照射剂量限值
连续 5 年的平均有效剂量: < 20mSv	年有效剂量: 1mSv
任何一年的有效剂量: < 50mSv	特殊情况下, 如果 5 个连续年的年平均剂量不超过 1mSv, 则某一单一年份的有效剂量可以提高到 5mSv。
眼晶体的年当量剂量: < 150mSv	眼晶体的年当量剂量: < 15mSv
四肢或皮肤的年当量剂量: < 500mSv	四肢或皮肤的年当量剂量: < 50mSv

2.4.4 辐射种类

如果不考虑特别的防护装置, 最常见的两种辐射防护方式是时间防护和距离防护。时间防护是指: 当工作场所的辐射剂量率一定时, 尽可能地减少操作时间以减少人体受到的辐射剂量; 距离防护是指: 尽可能地增大同辐射源之间的距离以减少辐射剂量。在激光驱动质子加速实验中, 激光聚焦的打靶点的大小一般小于毫米量级, 与实验室空间相比可以看作是一个点源辐射场, 其辐射强度满足如下关系式:

$$\frac{\dot{D}_1}{\dot{D}_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2} \quad (2-4)$$

其中, $\dot{D}$ 表示某位置的辐射剂量率, 即单位时间内收到的辐射剂量。(2-4) 式表明, 辐射强度满足距离平方反比关系。如果与辐射源的距离增大一倍, 辐射剂量率降至原先的 1/4。因此, 增加人员与辐射源的距离便可以有效地降低辐射剂量。实验操作过程中, 由于实验室的时间安排与空间所限, 实验人员往往无法改变与辐射源之间的距离以及操作时间, 唯有通过计算辐射剂量采取相应的屏蔽措施来保护实验人员的安全。

固体靶室腔体的靶室壁由厚度为 30mm 的铝板组成, 选用铝板是因为铝材料可以有效地抑制与高能电子相互作用而产生的韧致辐射和高能电磁波。因此, 在计算时首先需要考虑靶室壁对各种粒子的屏蔽效应。本节将对主要的电离辐射, 即质子、电子、以及高能电磁波辐射进行相应的计算。为方便起见, 计算时仅考虑粒子垂直入射的情况。

(1) 质子。质子的辐射权重因数为 5, 直接穿透人体的辐射损伤较大。在

200TW 激光装置加速质子的实验中，质子能量一般在几个 MeV 到十几个 MeV，最大不超过 20MeV^[62,92]。根据 SRIM^[93]的计算结果可知，30mm 厚的铝板可以拦截能量高达 88MeV 的质子，如图 2-7 所示。因此，就目前的 200TW 激光器加速获得的质子能量而言，30mm 厚的铝板能够将质子信号完全拦截，质子信号引起的辐射可以忽略。

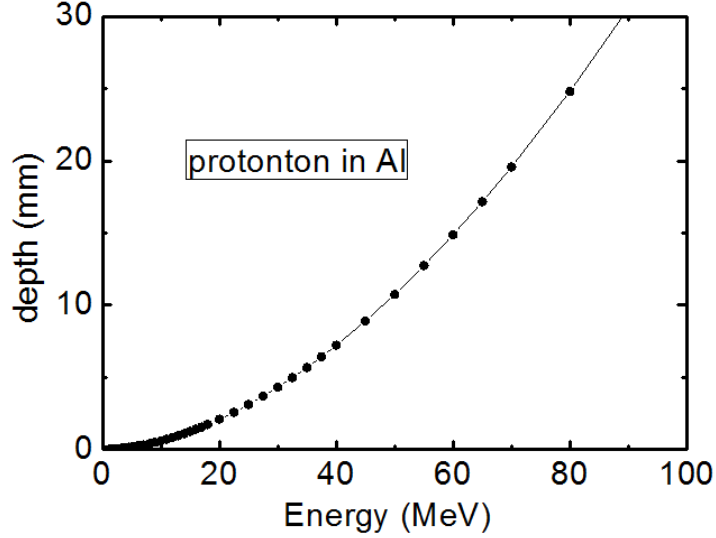


图 2-7 质子在铝中的穿透深度

Fig.2-7 The proton penetration death in Aluminum

(2) 电子。电子的辐射权重因数为 1，穿透能力要强于质子。在 200TW 激光器加速质子的实验中，由于激光的峰值功率密度在 $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 量级，电子加热的主导机制是有质动力加热，其能谱可表示为：

$$\frac{dN(E_e)}{dE_e} = \eta \frac{E}{(kT_e)^2} \exp\left(-\frac{E_e}{kT_e}\right) \quad (2-5)$$

其中， E 表示激光脉冲能量，实验中一般取 2J。 η 表示热电子的能量转换效率，一般在 10%至 30%之间，这里取 20%。 E_e 和 kT_e 分别表示电子的能量和温度。对于线偏振激光，电子温度可表示为：

$$kT_e = 0.511 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{I\lambda^2}{2 \times 1.37 \times 10^{18}}} - 1 \right) (\text{MeV}) \quad (2-6)$$

以实验时典型的功率密度 $I = 4 \times 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ 带入(5)式，可得电子温度 kT_e 为 1.51MeV。将此结果带入 (2-5) 式，便可得到电子能谱曲线，如图 2-8 (a) 所示。

电子不具有质子的能量沉积特性，即使能量相同的电子穿透深度也会有一定

的涨落。因此，我们通过基于蒙特卡洛算法的 CSDA range 计算电子的穿透深度，其中 CSDA (continuous slowing down approximation) range 是对电子穿过材料的平均长度的近似值^[94]。结果表明，30mm 厚的铝板可以拦截能量不超过 14.2 MeV 的电子，如图 2-8 (b) 所示。这表明，实验中产生的部分能量大于 14.2 MeV 的超热电子将会穿透铝板。此外，超热电子与靶室壁的原子相互作用时将产生高能电磁波，在计算辐射剂量时需要将其考虑在内^[95]。

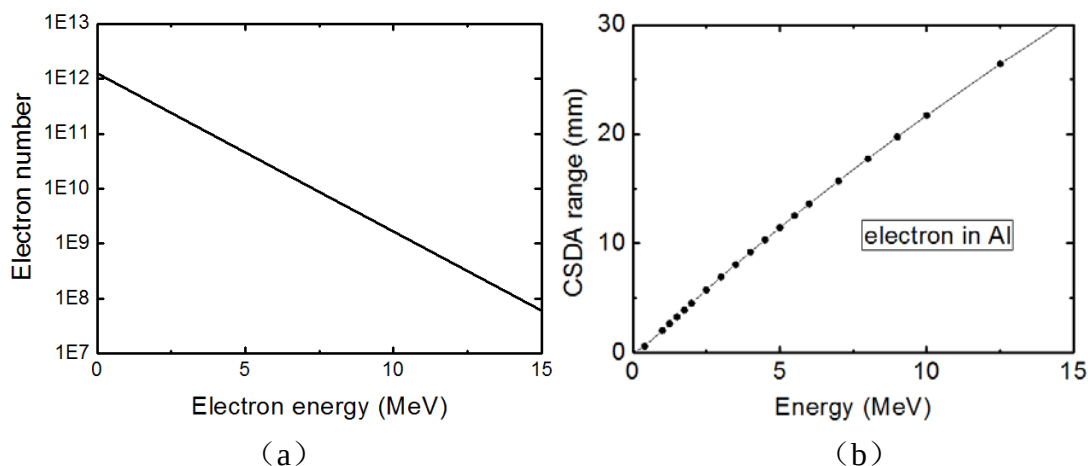


图 2-8 (a) 电子能谱曲线 (b) 电子在铝中的穿透深度
Fig.2-8 (a) The energy spectrum of electrons (b) The electron penetration death in Aluminum

(3) 高能电磁波 (γ 射线)。高能电磁波的辐射权重因数为 1，对材料的穿透性非常强，密度较小的材料对高能电磁波而言几乎是透明的。实验中产生的高能电磁波主要由两部分组成：一部分由强激光同固体靶相互作用直接产生；另一部分是高能电子同靶室壁相互作用间接产生次级辐射。这两部分高能电磁波向外辐射，在辐射剂量中占有较大的比重。

2.4.5 辐射测量结果

电子、 γ 射线的辐射强度同激光参数、靶的参数密切相关。为了定量地测量辐射强度，我们用 RGD-3B 热释光剂量仪来探测一段时间内的辐射剂量，如图 2-9 所示。热释光剂量仪的工作原理是：利用一些晶体存在结构上的缺陷（如 LiF），当射线照射后产生自由电子和空穴。然后，电子和空穴又被俘获（自由电子被导带俘获，空穴被激发能级俘获）。将这些晶体加热后，被俘获的电子获得足够多的能量逃逸出来与空穴结合，同时多余的能量以光辐射的形式释放出来。因此，在热释光剂量仪中将计量片加热，并用光电倍增管测量热释光的输出值，即可读出辐射剂量值。在个人和环境的电磁波累计辐射剂量的检测方法中，热释光剂量测

定法以其灵敏、精确的优点占有重要地位。需要指出的是，热释光剂量仪所测的结果为吸收剂量，单位为 μGy ，换算到当量剂量时需要乘上辐射权重因数 W_R 。考虑到辐射的主要来源是电子和高能电磁波，这两者的辐射权重因数 W_R 均等于 1。因此，热释光剂量仪所测得的吸收剂量等于当量剂量，即 $1\mu\text{Gy} = 1\mu\text{Sv}$ 。



图 2-9 RGD-3B 型热释光剂量仪

Fig.2-9 The photograph of thermoluminescence dosimeter (Type RGD-3B)

为了探测不同方向的辐射剂量值，我们在靶室周边的不同位置放置热释光剂量片，这些位置距离靶点的距离均为 0.6m。此外，在实验人员常坐的靶场操作台（距离靶点约 4m）也放置了热释光剂量片。我们在两次不同类型的实验期间检测了辐射剂量，结果如表 2-5 和表 2-6 所示。表格的第一列表示测量方位，其中 0° 表示激光传输方向，第二列表示热释光剂量片的读取结果，第三列表示将测得的剂量换算成年辐射剂量 (mGy/y)。

高次谐波实验的结果如表 2-5 所示。在 26 天的测试期内，不同位置的辐射剂量在 $1\mu\text{Gy} \sim 4\mu\text{Gy}$ 的范围内。其中，辐射剂量的最大值在靶室顶部，最小值在偏离激光传输 135° 方向上，其辐射剂量分布图如图 2-10 (a)、(c) 所示。值得一提的是，在激光传输方向上测得的辐射剂量值为 $1.99\mu\text{Gy}$ ，和其他方向相比差别并不大。实验期间，大多数实验人员都在靶场操作台工作，若以 26 天内操作台的辐射剂量 $1.43\mu\text{Gy}$ 为例，靶场操作台换算成年当量剂量为 0.02mSv/y 。这一数值远小于公众照射剂量限值 1mSv/y 。计算结果表明，高次谐波实验期间所有方向上的辐射剂量均足《安全基本准则》。

表 2-5 高次谐波实验的辐射剂量 (26 天)

Table 2-5 The radiation dose throughout the experiment of High Harmonic Generation (in 26 days)

方位	测量值 (μGy)	换算成年当量剂量(mSv/y)
0° (360°)	1.99	0.028
45°	2.51	0.035
90°	1.95	0.027
135°	1.07	0.015
180°	1.84	0.026
225°	1.21	0.017
270°	1.94	0.027
315°	1.61	0.023
靶室顶部	3.59	0.050
靶室操作台	1.43	0.020

表 2-6 近临界密度气体实验的辐射剂量 (3 天)

Table 2-6 The radiation dose throughout the experiment of critical density gas (in 3 days)

方位	测量值(μGy)	换算成年当量剂量(mSv/y)
0° (360°)	101.3	12.325
22.5°	39.4	4.794
45°	2.95	0.359
67.5°	0.96	0.117
90°	0.63	0.077
112.5°	0.78	0.095
135°	0.36	0.043
157.5°	0.38	0.046
180°	0.65	0.079
202.5°	0.33	0.04
225°	0.23	0.028
247.5°	0.2	0.024
270°	0.69	0.084
292.5°	2.02	0.246
315°	5.9	0.718
337.5°	28.3	3.443
靶场操作台	0.68	0.081

近临界密度气体靶实验的测试结果如表 2-6 所示。同高次谐波实验的辐射探测结果相比,本次实验的结果完全不同,主要表现在以下两个方面:

第一,近临界密度气体靶实验的辐射剂量整体高于高次谐波实验的测量值,特别表现在偏离激光传输方向 45° 以内 ($0^\circ\sim 45^\circ$ 和 $315^\circ\sim 360^\circ$)。在测试时间更短的情况下,近临界密度气体靶实验的辐射剂量高了近两个数量级。

第二,近临界密度气体靶实验的辐射存在明显的定向性。在激光传输方向上 ($0^\circ/360^\circ$),辐射量达到最大值 $101.3\mu\text{Gy}$ 。而偏离激光传输方向时,辐射剂量迅速减小。当偏离激光传输方向大于 45° 时,年当量剂量小于 1mSv 。其辐射剂量分布图如图 2-10 (b)、(d) 所示。

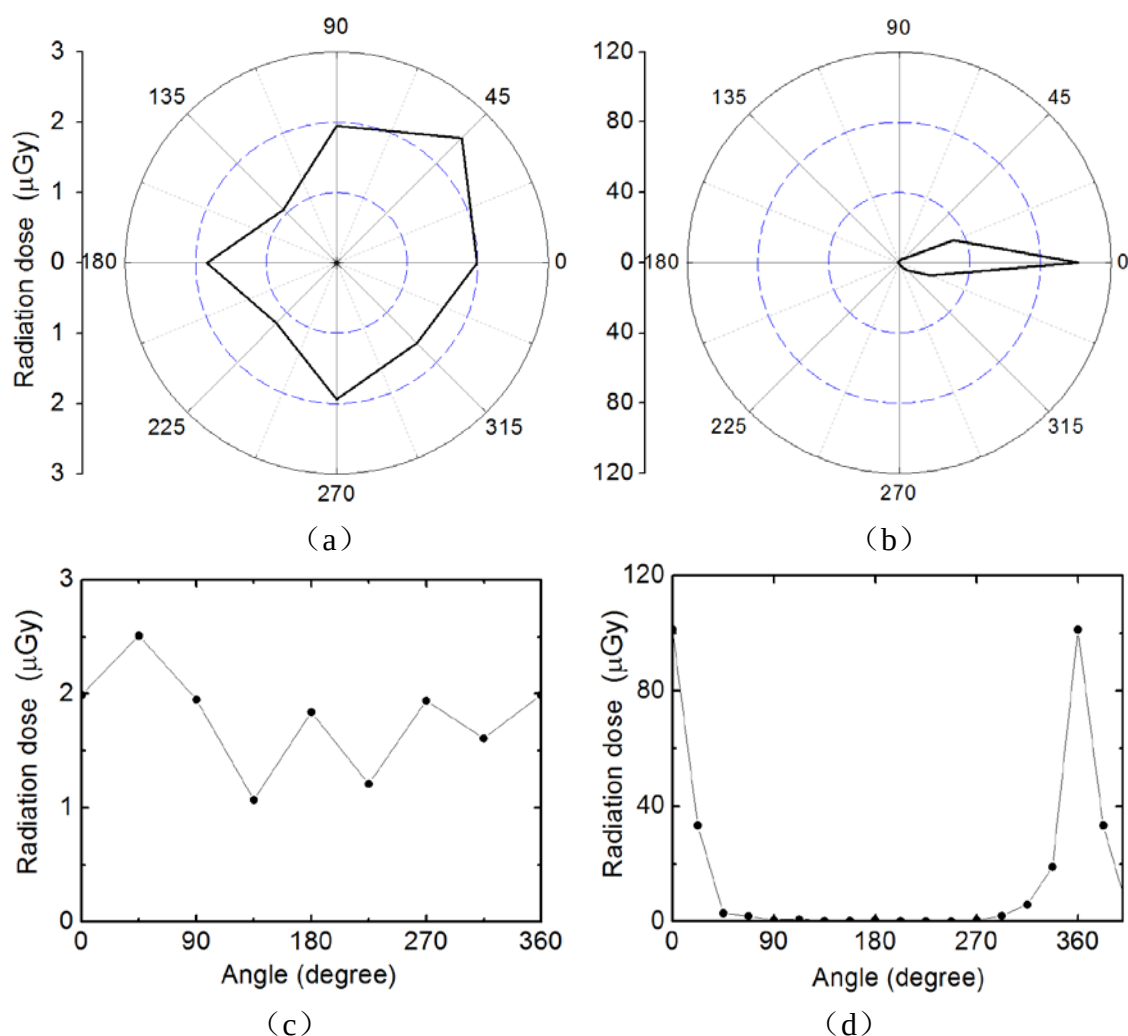


图 2-10 辐射剂量测试结果。(a) (c) 两图表示高次谐波实验期间靶室周边的辐射剂量分布图, (b) (d) 两图表示近临界密度气体实验期间靶室周边的辐射剂量分布图。

Fig.2-10 The result of radiation dose. (a) and (c) show the radiation dose throughout the experiment of High Harmonic Generation (HHG). (b) and (d) show the radiation dose throughout the experiment of laser interacting with critical density gas.

考虑到近临界密度气体靶实验的辐射存在着明显的定向性，在靠近激光传输方向附近需要提高空间探测的精度。因此，我们将辐射计量片密集地固定在对应于激光传输方向的靶室侧壁，如图如图 2-11 (a) 所示。每个盒子分为 6 小格，每个小格内放有 3 片计量片，采平均值作为一个数据点。在正对激光传输方向处装有探测设备（图中右上方显示由黑铝膜包裹），因此只能探测传输方向周围的辐射分布。测试结果选取了一天实验的辐射剂量，辐射剂量分布如图 2-11 (b) 所示。辐射主要集中在以 (0,0) 为中心，发散角为 20° 的区域内，最大值在靠近激光传输方向 (0,0) 处。由于实际的激光传输方向放有探测器，我们对探测的数据做了线性插值处理。结果显示最大值的位置与实际的激光传输方向 (0,0) 非常接近，反映了辐射分布的整体趋势。

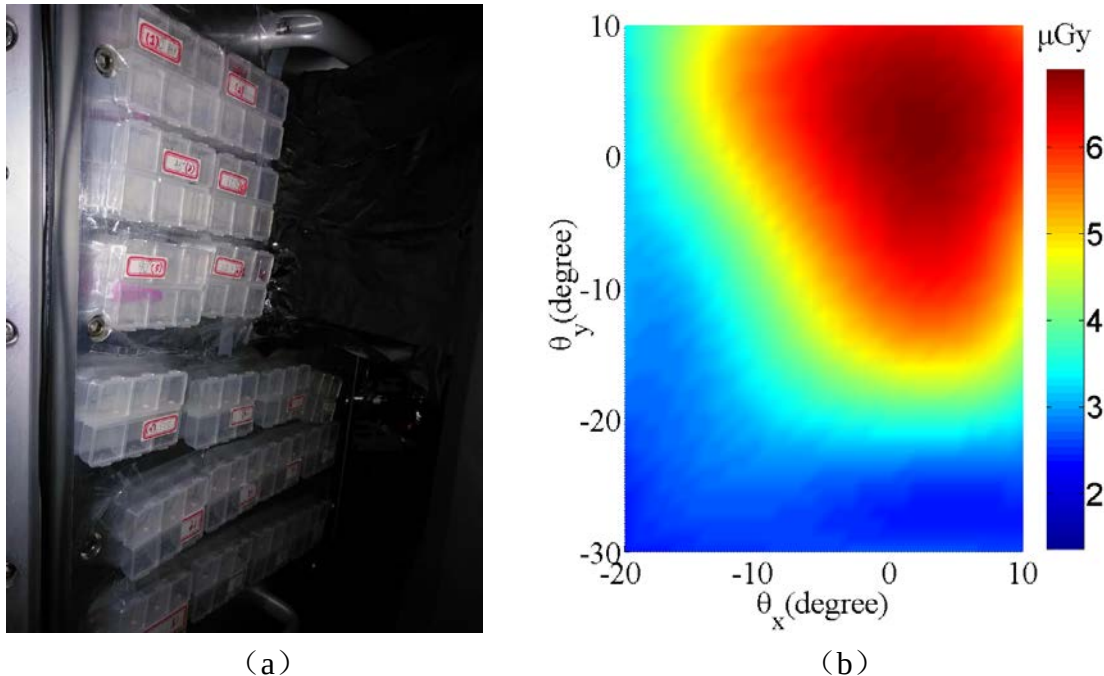


图 2-11 激光传输方向附近的辐射剂量分布图。(a) 热释光计量片固定在靶室侧壁 (b) 辐射剂量分布图，其中坐标 (0,0) 对应激光传输方向。

Fig.2-11 The distribution of radiation dose near the laser propagation direction (a) The photo of thermoluminescence meter fixed on the side wall of target chamber. (b) The distribution of radiation dose, here (0,0) corresponds to the laser propagation direction.

穿透靶室壁的高剂量辐射的可能来源有两个，其一是高能电磁波，其二是高能电子。为了确定产生辐射的成分，我们在部分热释光计量片之前加上磁铁，如图 2-12 所示。这样设计的目的是：由于高能电子将被磁场偏转，位于磁铁后方的热释光计量片示数将完全来自于不带电的高能电磁波；而其余位置的计量片能同时采集高能电磁波与高能电子所产生的辐射。如果磁铁后方的计量片示数明显变

小，则表明电子对辐射具有较大的贡献，需要对电子作针对性的防护。

测试的结果是：位于磁铁后方的计量片示数较高，即没有电子贡献的区域测得的辐射反而较大。这表明：高能电子对辐射的影响较小，还不如探测方向的变化对辐射量所产生的影响。因此，可以认为辐射的主要贡献来源于高能电磁波。



图 2-12 检测辐射来源的设计图

Fig.2-12 The photo of distinguishing the origin of radiation dose.

2.4.6 辐射防护措施

高次谐波实验、近临界密度气体靶实验辐射的特点大不相同，对应的防护措施也不一样。高次谐波实验产生的辐射总体呈各项同性，且辐射剂量值较低（远小于 1mSv/y ），靶室周围区域满足《安全基本准则》的公众照射剂量要求。靶场操作台距离靶点 4m ，打靶时实验人员在靶场操作台是安全的。

近临界密度气体靶实验产生的辐射具有明显的定向性，主要沿激光传输方向。辐射剂量（ 12.35mSv/y ）虽满足《安全基本准则》的职业照射剂量要求（ 20mSv/y ），却远高于公众剂量要求（ 1mSv/y ）。为确保实验人员的安全，在近临界密度气体实验期间，打靶时实验人员应禁止靠近激光传输方向。考虑到靶场操作台正好处在激光传输方向上，实验人员在打靶期间不应位于靶场操作台附近。如表 2-6 所示，当偏离激光传输方向的夹角在 $90^\circ\sim 270^\circ$ 之间时，年当量剂量均小于 0.1mSv ，满足

公众剂量要求。因此，在近临界密度气体靶实验期间，实验人员应避免激光传输方向。当偏离激光传输方向的夹角在 $90^{\circ}\sim 270^{\circ}$ 之间时，能确保实验人员的安全。

2.5 本章小结

本章介绍了 200TW 实验装置的主要组成部分，从腔体的真空检漏、小尺寸金属靶台的制作、以及实验室的辐射与防护等方面介绍了实验室建设的相关工作。首先，通过改变真空分子泵在靶室的位置，提高了泵组的抽气效率，从而解决了腔体的真空问题。其次，为了更便捷地制作小尺寸金属靶，搭建了小尺寸金属靶台。最后，对不同种类的电离辐射做了相应的计算，并且在不同类型的实验期间做了辐射剂量测试。测试结果表明：高次谐波实验辐射剂量较小且各项同性，满足《安全基本准则》的要求；气体实验辐射剂量较大且主要集中在激光传输方向。在激光传输方向周围不满足《安全基本准则》的公众照射剂量限值，实验人员应避免位于激光传输方向上。

第三章 基于实时诊断的电子磁谱仪

超短超强激光与物质相互作用时，激光预脉冲首先和物质表面相互作用形成预等离子体。后续的主脉冲同等离子体作用时，将能量沉积到等离子体内并通过各种机制传递给电子，形成大量的超热电子。这些超热电子的产生机制、能谱分布、空间分布间接反映了等离子体的状态，为研究激光与物质作用提供丰富的信息，因而一直以来都是研究的热点。目前研究较为成熟的 TNSA 加速，其基本过程可以表述为：激光将能量传递给超热电子，电子穿透靶层在靶后形成鞘层电场，质子或离子在鞘层场中获得能量。通过超热电子可以获得鞘层电场的尺寸、强度等信息，对了解激光与物质相互作用的微观机理有着极其重要的作用。因此，对超热电子准确而有效的探测很有必要。为了适应高重频的 200TW 激光系统、提高探测电子的效率，本章在已有电子磁谱仪的基础上介绍一种改进的电子磁谱仪——基于实时诊断的电子磁谱仪。

3.1 电子磁谱仪的工作原理



图 3-1 郑志远博士设计的两款电子磁谱仪。(a) 磁场强度为 1000Gs，探测范围为 100keV~2MeV (b) 磁场强度为 420Gs，探测范围为 30keV~500keV^[96]

Fig.3-1 Two electron spectrometers designed by Dr Zheng. (a) The magnetic field is 1000Gs with electron energy detection ranges from 100keV to 2MeV (b) The magnetic field is 420Gs with electron energy detection ranges from 30keV to 500keV.

对于超热电子，最常用的诊断仪器是电子磁谱仪，典型的电子磁谱仪如图 3-1 所示。一般地，电子磁谱仪由入射孔、平行磁场和电子探测器组成。谱仪通常选用均匀性较好的永磁铁以确保内部磁场的均匀性与稳定性。实验中，可以根据需

要调整磁感应强度的大小，有针对性地探测某一能量区域的电子。电子磁谱仪的工作原理基于洛伦兹方程，即带电粒子在磁场中会发生偏转，旋转半径同带电粒子的质量、速度、以及磁场强度有关。激光驱动的超热电子动能和静质量相当，需要考虑相对论效应，因此电子在磁场中的偏转半径可表述为：

$$R = \frac{\gamma m v}{B q} \quad (3-1)$$

其中 m , v 和 q 分别表示电子的质量、速度和电量。 γ 表示相对论因子， B 为磁感应强度。不同能量的电子经过磁场时具有不同的偏转半径 R ，经过磁场时会有不同的运动轨迹。磁场确定后，对于特定能量的电子，其偏转半径也就确定了。由于谱仪仅能对一定能量范围的电子进行测量，因此在设计时需要对所测的电子能量作好预估。

电子磁谱仪的入射孔一般为毫米量级的圆孔。为了确保足够数量的电子进入谱仪，圆孔直径不能太小，大约在1~3mm左右。圆孔直径对靶点所张的立体角为 α ，当 α 较小时相同能量、相同发散角的电子经过磁场会聚焦到相同的位置，称之为聚焦原理。利用这一原理，将电子磁谱仪的探测器放置在聚焦位置，可以有效地增强电子信号。

3.2 基于实时诊断的电子磁谱仪的设计原理

目前，大多数电子磁谱仪的探测方法是IP（Image Plate）成像板^[97,98]切成长条（例如1cm×20cm），固定在谱仪内部，成像板上不同的位置对应于不同能量的电子。实验完成后，将IP放入读出仪获取实验结果。实际操作时，利用IP读取电子能谱信号有着明显的不便之处：每打完一发就需要将靶室放气，重新安装IP后才能进行下一发实验。重复抽放真空既费时又费力，大大影响实验效率。为了确保电子磁谱仪同其他探测器能够同时使用，一个折中的方法是在电子磁谱仪的入射孔前固定一块挡板，挡板与真空旋转台相连。实验时先采集其余探测器（Thomson离子谱仪、光谱仪、针孔相机等等）的信号，最后将电子磁谱仪入射孔前的挡板移开，采集电子能谱信号。这么做虽然可以使电子磁谱仪和其余探测器同时工作，但每抽一次真空电子磁谱仪依旧只能收集一发次的信号。因此，同Thomson离子谱仪采用实时诊断方法类似，发展一款能够实时采集信号电子磁谱仪能够极大地提高实验效率，意义重大。

对于实时诊断的Thomson离子谱仪，利用5cm×5cm的塑料闪烁体可以对离

子信号进行实时采集,通过科学级的 CCD 对闪烁体发光区域进行实时采集,即可获得较为清晰的质子能谱信号。但相同的方法却不适用于电子磁谱仪,因为电子质量比质子或离子小很多,在磁场中更容易发生偏转。例如,对于典型的电子磁谱仪^[89],所需的成像板尺寸是 $1\text{cm} \times 20\text{cm}$ 的长方形,其中电子的能谱在 20cm 这一维上展宽。由于长宽比过大,若对这一区域直接成像会造成能谱这一维的空间分辨率不足。另一方面,如果直接对闪烁体成像,为了屏蔽打靶产生的 X 射线和杂散光,需要屏蔽闪烁体和 CCD 之间的所有空间,这会占用大量的靶室空间。

为了解决这一问题,我们设计通过塑料闪烁体、塑料光纤、CMOS 相机三者组合的方法对电子实时探测。首先,将长条状的塑料闪烁体代替 IP,当超热电子打到闪烁体上时将发出荧光。然后,通过塑料光纤将荧光信号传导至 CMOS 相机,进行实时采集。如果已知闪烁体对电子的发光效率和光纤的传导效率,便可根据 CMOS 相机记录的发光强度反推电子数目和能谱分布。通过光纤传光的特点如表 3-1 所示:

表 3-1 光纤传光的特点

Table 3-2 The advantages of transmission optical signal by fibers

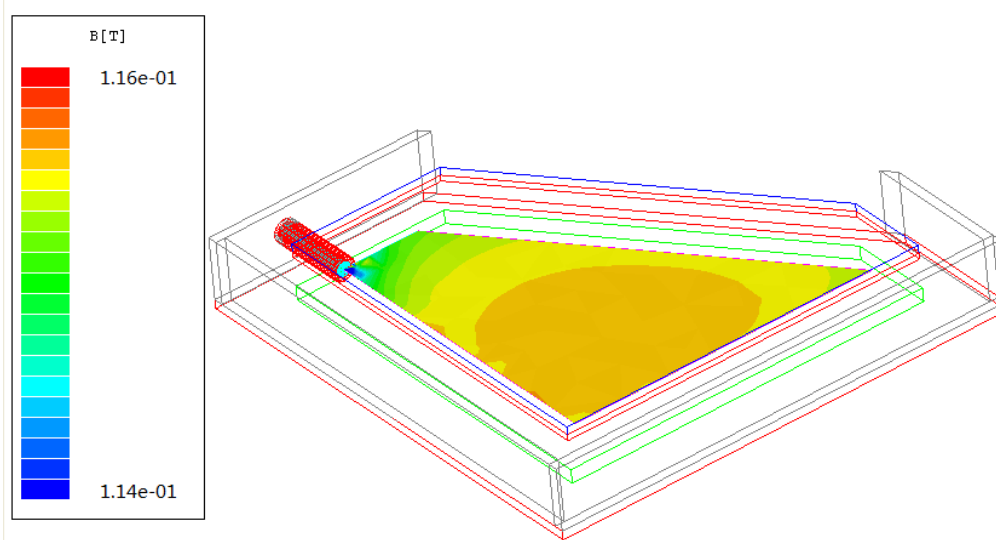
1	将长条状的电子信号通过光纤转化为长宽相近的矩形区域,从而提高相机的成像质量。
2	光纤传光不受 X 射线以及靶室杂散光的干扰,无需屏蔽靶室内部的导光区域,不占用靶室空间。
3	光纤比较柔软,摆放比较灵活,方便靶室内的电子磁谱仪改变测量位置。

因此,基于实时诊断的电子磁谱仪在采集数据时将更为便捷,不少实验小组发展了基于光纤与闪烁体的电子磁谱仪^[99-102],并且取得了丰富的研究成果^[103-105]。对于我们实验室的高重频 200TW 激光装置,设计一套摆放灵活、可供实时探测的电子磁谱仪也相当有必要。下文将对电子磁谱仪的参数设计、塑料闪烁体、光纤、瞄准器等几个重要部分做相应的介绍。

3.2.1 谱仪参数设计

电子磁谱仪对磁场均匀度的要求非常高。为了使磁场尽可能地均匀,制作时需要将磁铁分成小磁块分别磁化,最后拼接而成。磁化时可以根据所需的磁场强度调整磁化率。鉴于我们主要测量 200TW 激光装置下的飞秒激光与等离子体相互

作用产生的超热电子，预计超热电子的最大能量不超过 5MeV。因此，我们设计谱仪的电子能量探测范围在 0.3MeV ~ 5MeV（实际使用的探测区域为 0.7MeV ~ 4.5MeV），中心磁场强度为 1150Gs。下图为电子磁谱仪的设计参数以及磁场的模拟结果。工作区域的磁场在 0.114T ~ 0.116T 之间，电子偏转区域的磁场不均匀度小于 1%。



(a)



(b)

图 3-2 (a) 磁场区域的分布图 (b) 设计的实时电子磁谱仪实物图

Fig.3-1 (a) The distribution of the magnetic field (b) The photograph of the designed electron spectrometer

如图 3-2 (a) 所示，红色圆柱体为电子入射管道。理想状态下，电子在穿过入射管道内不受磁场力的作用，穿过管道后直接进入匀强磁场。不过磁场强度不可能突变，因此电子在穿过管道后将经过一个磁场渐变区，在这一区域内磁场强

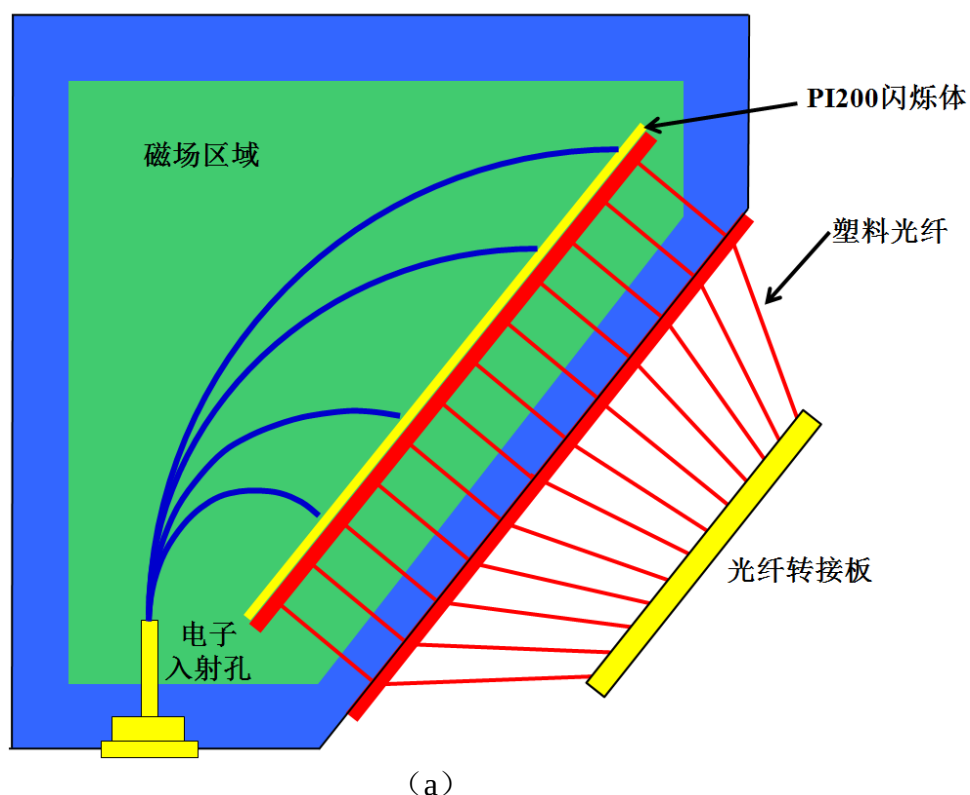
度介于零和中心磁场强度之间。为了尽可能地减小渐变磁场对电子能谱测量的影响，在谱仪加工时选用特制的不锈钢圆孔作为电子的入射管道，如图 3-2 (b) 所示。电子磁谱仪的结构参数如表 3-2 所示。

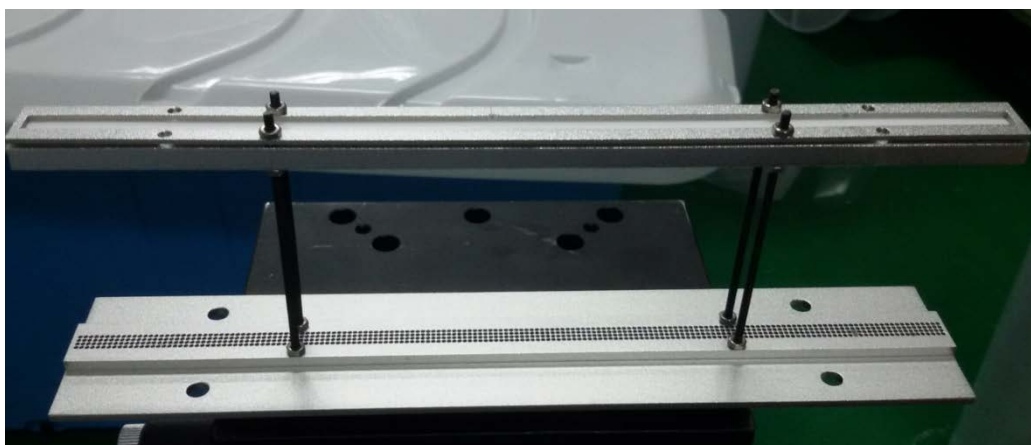
表 3-2 电子磁谱仪的尺寸参数

Table 3-1 The parameters of the time-real electron spectrometer

工作区域磁场强度	0.115T
磁场区域面积	160mm × 160mm
PI200 长度	200mm
电子入射孔直径	3mm
磁场间隔	14mm

进入磁场区域后，电子将做圆周运动，最终到达探测器（PI200 闪烁体）。电子磁谱仪内部的结构示意图如 3-3 (a) 所示，PI200 闪烁体固定在支撑框架上（图中红色粗框部分），支撑框架的实物图如 3-3 (b) 所示。整个框架固定在磁铁内部，通过螺丝固定在谱仪的外壁上。光信号通过光纤传导至光纤转接板，利用 CMOS 相机对光纤转接板成像，从而获得电子能谱信号。





(b)

图 3-3 (a) 电子磁谱仪的结构示意图, 电子进入入射孔之后在磁场中发生偏转, 在长条形入口处由 PI200 闪烁体接收信号 (b) 闪烁体支撑框架实物图

Fig.3-3 The schematic of the electron spectrometer, electrons are supposed to get deflection in the magnetic field and detected by the PI200 scintillator. (b) The photograph of frame for scintillator.

为了确定探测器上的位置和电子能量的对应关系, 我们计算了不同能量电子经过磁场后, 在探测器上的偏转位置, 如图 3-4 所示。鉴于谱仪内部的磁场均匀度非常好, 计算电子的偏转位置时选用匀强磁场 ($B = 1150\text{Gs}$)。值得一提的是, 实时电子磁谱仪最初设计的能量范围是 $0.3\text{MeV} \sim 5\text{MeV}$ 。然而, 在实验过程中出现意外, 谱仪需要返修。维修时为了加固谱仪内部的磁铁, 在磁场区域加了支撑柱, 占据了一部分原本放置光纤的空间。返修后探测范围减小为 $0.7\text{MeV} \sim 4.5\text{MeV}$ 。

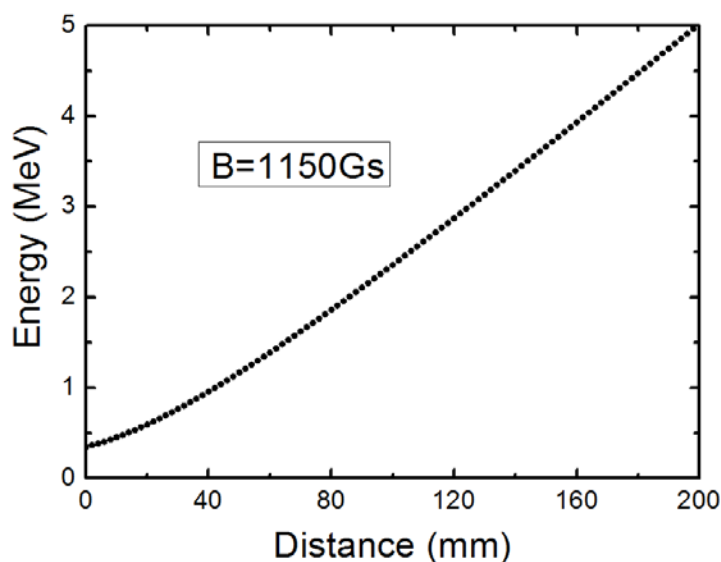


图 3-4 不同能量电子在闪烁体上的位置关系图

Fig.3-4 The correlation between proton energy and the corresponding position on the scintillator.

3.2.2 塑料闪烁体设计

DRZ—HIGH 和 PI200 都是三菱化学公司生产的 X 射线闪烁体。这类闪烁体主要由三层材料组成：塑料保护层、荧光层、塑料支持层。荧光层的主要成分是 $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ （硫氧化钆，简称 GOS），是一种高性能的绿色荧光粉，发光波段为 546nm。这种荧光粉不仅能探测 X 射线，对高能电子也十分敏感，因而在电子探测方面有着广泛的应用。

在 PI200 以前，众多电子加速小组都用 DRZ—HIGH 作为诊断电子的闪烁体。为了进一步提高发光效率，三菱公司又研制出了一种新型的闪烁体 PI200。作为 DRZ—HIGH 的升级版，PI200 采用超厚荧光层，对电子和 X 射线的响应能力进一步提高。通过 300KeV 的 X-ray 作为辐射源定标，可得 PI200 的发光效率是 DRZ—HIGH 的 122%，表 3-3 给出了 PI200 与 DRZ—HIGH 之间的性能对比。

表 3-3 PI200 与 DRZ—HIGH 的性能比较

Table 3-3 The comparison between PI200 and DRZ—HIGH

名称	组成		相对亮度(以 DRZ—HIGH 作为标准)
PI200	保护层	PET 6 μm	122%
	荧光层	436 μm , 200mg/cm ²	
	支持层	塑料基底 188 μm	
	总计	630 μm	
DRZ HIGH	保护层	PET 9 μm	100%
	荧光层	310 μm , 145mg/cm ²	
	支持层	塑料基底 188 μm	
	总计	507 μm	

Wu 等人对 DRZ—HIGH、Lanex 和 PI200 等几种闪烁体做了研究和对比，发现闪烁体的发光效率与荧光封层的厚度呈线性相关^[106]，如图 3-5 所示，这一研究成果同表 3-3 的结果相吻合。实时电子磁谱仪对电子信号的敏感度要求很高，为了增强对电子信号的响应，我们选用发光效率更高的 PI200 作为探测闪烁体。

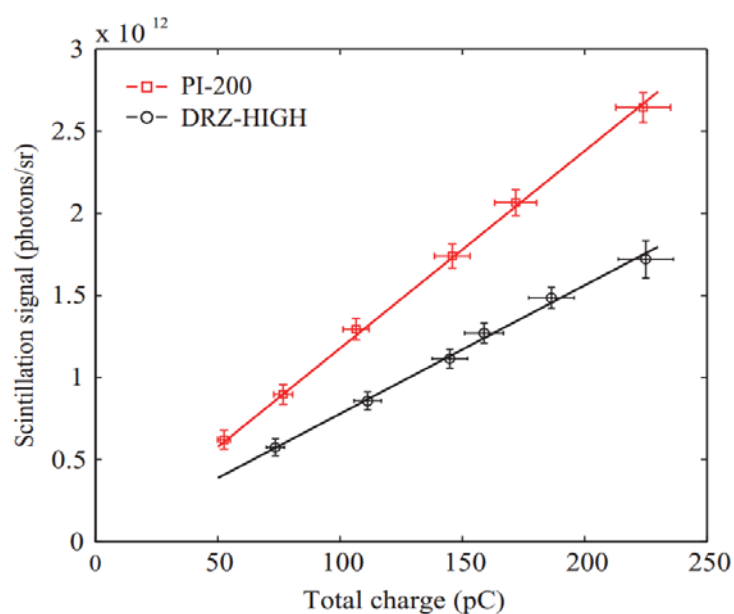
图 3-5 DRZ—HIGH 和 PI200 的对比图^[106]

Fig.3-5 The comparison between DRZ—HIGH and PI200

3.2.3 PMMA 塑料光纤

超热电子与闪烁体接触时将发出绿色荧光。为了将荧光传导至 CMOS 相机，并且尽可能高地获取图像分辨率，我们选用 PMMA 塑料光纤，其实物如图 3-6 所示。该光纤的特点是对可见光的损耗非常小，且传导率非常高，满足我们对谱仪设计的要求。



图 3-6 直径为 0.75mm 的 PMMA 塑料光纤

Fig.3-6 The photograph of PMMA plastic scintillator with the diameter of 0.75mm

光纤的直径决定了电子磁谱仪的能量分辨率，而能量分辨率是谱仪设计的重要参数之一。为了提高谱仪的能量分辨率，需要选用尽可能细的塑料光纤，同时使光纤之间紧密地排列。考虑到针孔加工和光纤排布等因素，我们选用的光纤直径为 0.75mm，内部有效传导区域的直径为 0.73mm，实物图如图 3-6 所示。

正如前文所述，为了解决探测区域长宽比过大导致成像分辨率下降这一问题，我们采用光纤线面转换的方法，即将长条形的光纤端面接收闪烁光源，通过光纤的排布转换成近似正方形的光纤端面用于成像，如图 3-7 示。长条形的小孔阵列紧贴闪烁体。小孔直径为 0.8mm，孔间距为 1mm，每排 4 个针孔。每个小孔端口固定一根光纤，加工时需要尽可能地保证光纤端口平整，确保不同的光纤端口对光的传输效率保持一致。

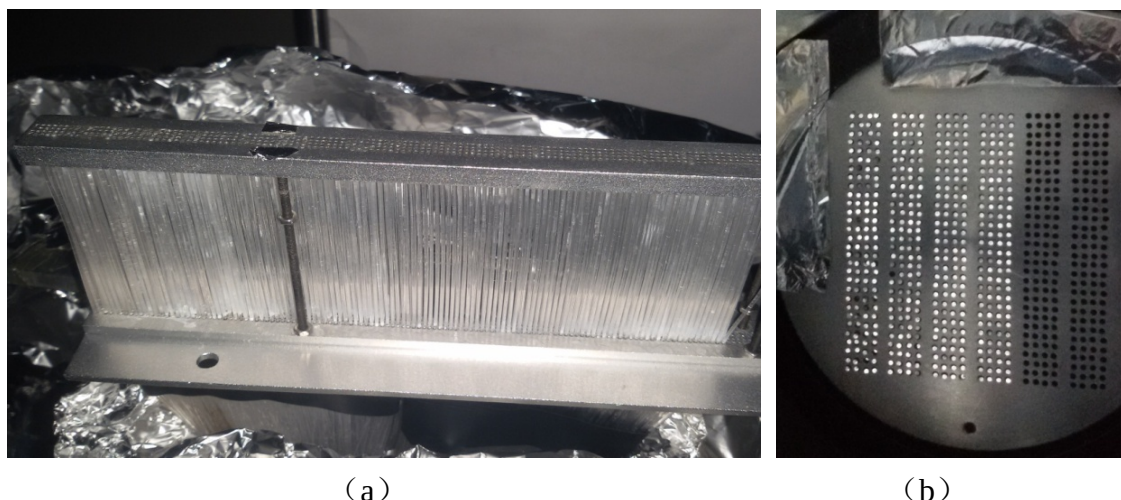


图 3-7 (a) 接收电子信号的光纤端面，实际使用区域为 $5\text{mm} \times 200\text{mm}$ (b) 光纤线面转换后传输到 CMOS 相机的端面，光纤发光区域为 $40\text{mm} \times 40\text{mm}$

Fig.3-7 (a) The fibre section for detecting electrons, with an area of $5\text{mm} \times 200\text{mm}$ (b) The fibre section connected to the CMOS camera, with an area of $40\text{mm} \times 40\text{mm}$

在光纤的另一端，针孔阵列刻在一个圆盘上。原来 $5\text{mm} \times 200\text{mm}$ 闪烁体发光区域经过光纤的排布整合成为 $40\text{mm} \times 40\text{mm}$ 的区域。经过线面转换后的针孔阵列共有 6 排，每排 35×4 个针孔。由于探测范围缩小，目前仅仅用了 6 排当中的 4 排。这里的每个光纤端口与荧光接收端口呈一一对应的关系。需要指出的是，每排 4 个针孔在磁场中对应于同一电子能量，计算时将 4 个小孔产生的光通量取平均值，可以减小光纤端面不平整带来的探测误差。

3.2.4 瞄准系统

此外，为了方便调节电子磁谱仪的准直性，我们加工了谱仪的瞄准系统，如图 3-8 所示。圆柱壳用来固定激光头，周围的螺丝可以微调激光的方向。当瞄准激光同时穿过瞄准孔、电子入射孔并照亮打靶点的针尖时，就表明打靶点、电子入射口和准直孔这三者位于同一直线，谱仪就瞄准完毕。依靠这套瞄准系统可以更快捷地调节谱仪的准直。

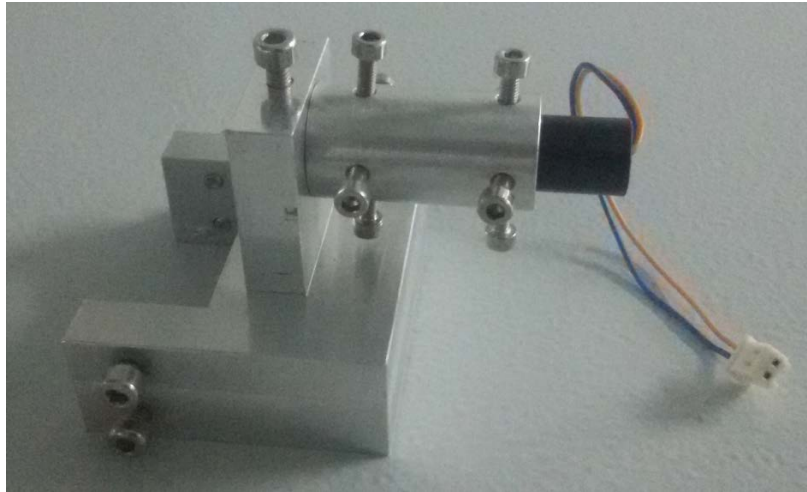


图 3-8 瞄准器实物图

Fig.3-8 The photograph of aiming device

3.3 实验结果

利用该谱仪，我们在上海交通大学的 200TW 激光装置对超热电子进行了实时探测，采集的信号如图 3-9 所示。四排探测信号所对应的电子能量从左往右依次增大；对于每一排信号，探测信号的能量从上往下依次增大。从整体上看，左边的信号强于右边，表明低能电子的信号强度大于高能电子。通过具体地解析电子信号，便可得到本次测量的电子能谱分布^[107]，如图 3-10 所示。其中左侧坐标表示闪烁体的发光强度，右侧坐标表示电子能谱分布。在解析时，我们利用了闪烁体发光强度对于电子信号的标定结果^[97]。

作为谱仪的交叉检验方式，我们用标定过的 BAS-SR2025 型 IP 探测了该方向的电子信号，如图红线所示（本电子磁谱仪可兼容 IP 探测，详见 3.4 节）。结果表明，虽然闪烁体信号具有一定的抖动性，但能反映出电子能谱的整体变化趋势。本次探测的信号抖动程度比较明显，造成抖动的原因是每根光纤对光的传导效率不一致，即相同强度的光源经光纤传导后在光纤另一端的光强会有所不同，其主

要原因是光纤的端面切口不平。后续实验中，我们对光纤端面进行了更进一步的加工，使光纤端面的平整度有了显著的提高。该电子磁谱谱仪目前已在 200TW 激光装置上得到了广泛的应用。

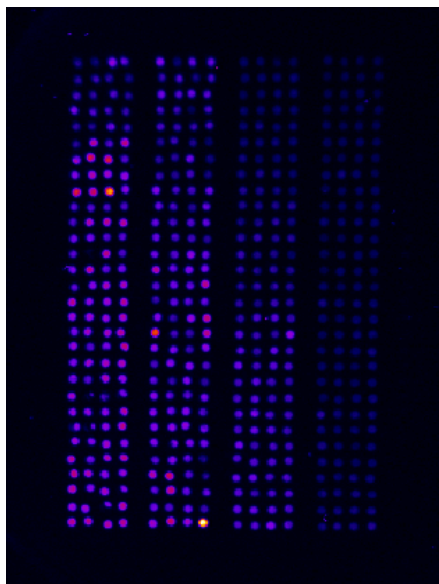


图 3-9 电子能谱的原始实验结果

Fig.3-9 The raw experimental result measured by the electron spectrometer.

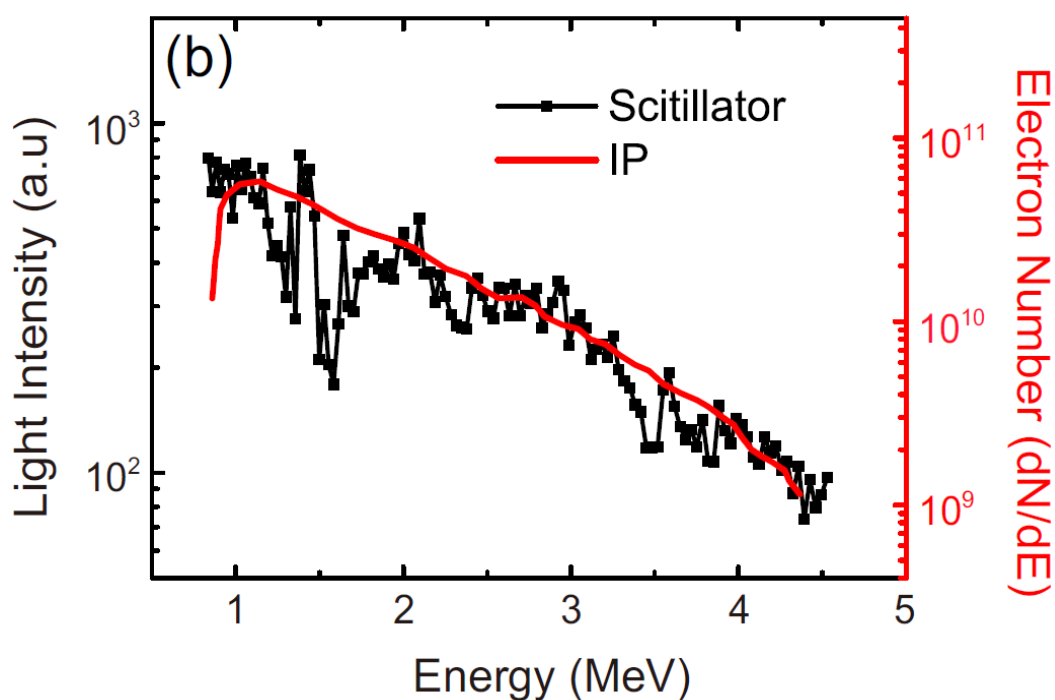


图 3-10 电子能谱曲线，其中黑点表示探测闪烁体的发光强度，红线表示 IP 测得的电子分布^[107]

Fig.3-10 The measured light intensities (black line) of the scintillator-based detector and the electron spectrum (red line) easured by means of IPs

3.4 实时电子磁谱仪与 IP 的兼容

在一些高功率激光器上（如上海光机所的神光二号系统），激光发次与发次之间的时间间隔较长（约 1 ~ 2 小时）。在大型激光器的实验期间，不同发次之间均需要打开靶室壁，谱仪实时诊断的优势无法发挥。在这种情况下，采用能谱分辨能力高的 IP 成像板作为探测器更合适。此外，高功率激光器产生的超热电子能量更高，而实时诊断的探测范围仅为 $0.7\text{MeV} \sim 4.5\text{MeV}$ ，无法诊断全能量范围的超热电子。因此，为了实现对高功率激光器的兼容探测，我们设计了用于固定 IP 的框架，如图 3-11（a）所示。

IP 框架共分成两条，其中横向的框架所对应的电子测量范围在 $0.3\text{MeV} \sim 4.5\text{MeV}$ （对应于闪烁体测量的能量范围）；另一条所对应的电子测量范围在 $4.5\text{MeV} \sim \infty$ ，用以测量高能电子。装有 IP 探测器的电子磁谱仪在神光二号升级装置的实验中作为超热电子探测的主要诊断，验证了其可靠性与实用性。在 200TW 激光装置上，我们也用 IP 作为验证实时探测方式可靠性的交叉检验方法，其测试结果如图 3-10 所示。

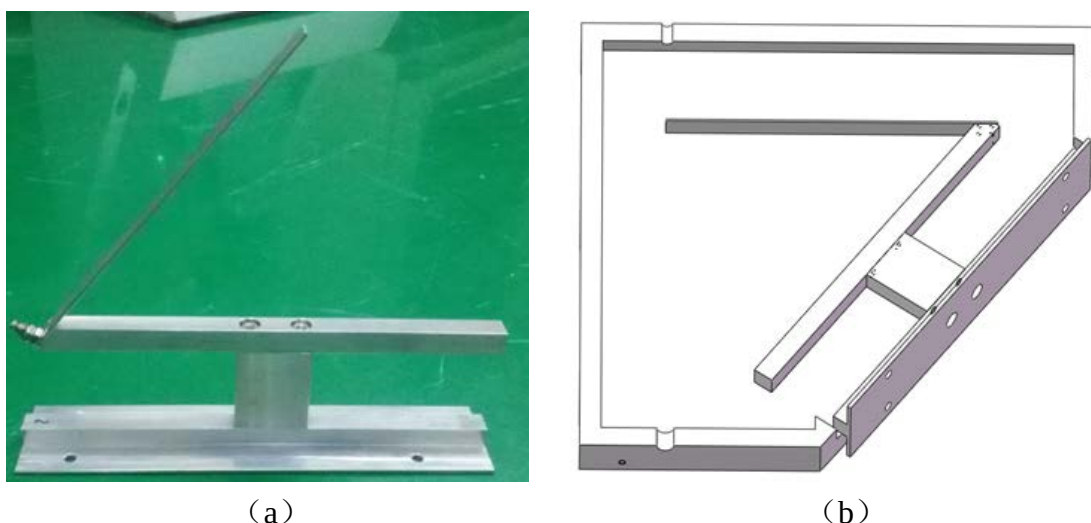


图 3-11 (a) 固定 IP 板的铝制框架实物图 (b) 铝制框架在谱仪内的示意图

Fig.3-11 The photograph of Al frame for fixing IP (b) The schematic of Al frame inside the electron spectrometer

3.5 本章小结与展望

本章介绍了基于实时诊断的电子磁谱仪。利用 PI200 塑料闪烁体捕捉电子信号，通过塑料光纤将测得的光信号传导至 CMOS 相机，获得了实时的电子能谱信号，大大提升实验效率。设计时将长条形的能谱信号通过光纤转化成近似正方形

的阵面，提高了采集信号的能量分辨率，实验结果也证明了本方案的可行性。此外，为了适用于高功率激光器，我们设计了用于固定 IP 的框架，使得该谱仪同样可以采用 IP 作为探测器。从谱仪发展的角度来看，基于实时诊断的电子磁谱仪仍有较大的改进空间，主要可从三个方面进行：

第一：光纤端面的平整度需要提高。光纤端面的平整度影响光信号的传递效率，引起信号失真。本谱仪处理数据时虽然将四根光纤信号取平均，但数据的抖动性依然很明显。接下来需要对光纤端面作平滑处理，减小谱仪本身带来的信号抖动性。

第二，谱仪的能量分辨率也需要提高。决定能量分辨率的主要因素是光纤的针孔间隔。初次设计谱仪时考虑到光纤的通光量，选用的 PMMA 塑料光纤直径为 0.75mm，光纤针孔的间距为 1mm。从目前的实验结果看，闪烁体的发光效率较高，光纤直径具有进一步缩小的余地。因此，下一步的设计可以选用更细的光纤，通过设计更为密集的光纤阵列来提高谱仪的能量分辨率。

第三：谱仪的实时探测范围需要增大。根据神光二号实验 IP 板的诊断结果，大型激光器产生的超热电子能量可达 30MeV 甚至更高，而谱仪的实时探测范围仅为 0.7MeV ~ 4.5MeV，不满足探测高能电子的要求。后续的改进工作可以参考图 3-11 的方式，在两个方向上插入两条光纤阵列，从而将光纤的探测范围覆盖到全能量段。与此同时，在高能电子探测区间 (4.5MeV ~ ∞)，相邻针孔的能量间隔也大幅增加，对能量分辨率也提出了更高的要求。因此，对于探测范围的改进需要建立在能量分辨率提高的基础上进行

第四章 二维角分辨质子谱仪

物理学的发展离不开诊断技术的改进，同时诊断技术也伴随着物理学的发展不断地进步。在强场物理领域，激光驱动质子加速是一个重要的研究方向，从最初的 TNSA 加速机制，发展到现如今光压加速、CSA 无碰撞静电激波加速、BOA 加速等多种加速机制共同发展的局面，这些新型加速机制产生的质子束或离子束表现出与 TNSA 不同的特性。为了提高对质子束的诊断能力，我们发展了一款新型的诊断仪器——二维角分辨质子谱仪。该谱仪以 Thomson 离子谱仪和一维宽角质子谱仪为基础，能够在探测质子能谱的同时探测质子的二维空间分布。二维角分辨质子谱仪丰富了质子诊断的手段，为今后的高能质子束的诊断提供了一种简洁而有效的探测方法。

4.1 研究背景

1897 年，英国物理学家汤姆逊将阴极射线穿过相互垂直的电场和磁场，发现阴极射线的本质是带负电的粒子，并称之为电子。这一划时代的发现证明原子是可分的，打开了原子物理的大门。他在实验中利用电磁场偏转带电粒子，这一重要的诊断方法也以其名字保留下来，命名为汤姆逊谱仪（Thomson Spectrometer）。目前，汤姆逊谱仪已成为测量离子能谱的重要诊断仪器。

传统的汤姆逊离子谱仪（Thomson ion Spectrometer）主要由三部分组成：离子收集部分（直径为百微米量级的针孔）、电磁场部分（电磁场方向与入射离子运动方向相互垂直）以及离子探测部分（通常是 IP、CR39 或塑料闪烁体）。传统汤姆逊离子谱仪的离子收集部分是单个小针孔，针孔对靶点所张的立体角大约在 $10^{-7}\text{sr} \sim 10^{-8}\text{sr}$ 量级。带电离子从小孔进入谱仪后，在电磁场的作用下发生偏转，最后由离子探测部分接受信号。对于理想的汤姆逊离子谱仪，带电离子经过电磁场后的运动轨迹满足：

$$y = \frac{q}{m} \frac{E}{lDB^2} x^2 \quad (4-1)$$

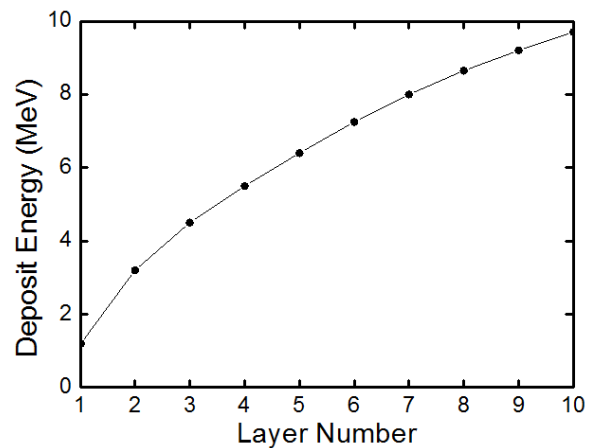
其中， E 和 B 分别代表电场强度和磁感应强度， m 、 q 分别表示离子的质量和电荷。 l 表示离子穿过电场和磁场区域的长度， D 为场中心到探测屏的垂直距离； x 和 y 分别表示离子在电场力和磁场力作用下的偏移量。（4-1）式表明，离子的径迹是

一条抛物线，不同荷质比的离子对应于不同的抛物线方程，通过分析离子径迹的强度便可以得到相应的离子能谱。特别地，对仅有磁场没有电场的谱仪而言，离子仅受到洛伦兹力的作用发生偏转，其径迹是一条直线。

作为探测离子能谱的重要诊断方式，汤姆逊离子谱仪对于质子束的研究有着重要意义，谱仪本身也在不断地发展。对于离子探测部分的改进，徐妙华等人^[109]将塑料闪烁体作为探测屏，实现了对质子信号的实时探测；朱亚永等人^[110]将电子倍增相原件（EMCCD）和塑料闪烁体组合使用，将微弱的闪烁体发光信号放大，从而增强了信号探测强度。对于电磁场部分，Carroll 等人将平行电场改造成楔形电场，增加了电场强度，从而提高了离子谱仪的能量分辨率^[111]。

除了能谱之外，空间分布也是衡量质子束性能的重要参数，目前大多采用 RCF 堆栈（Radiochromic film）作为诊断质子束空间分布的主要方式。RCF 是一种辐射变色薄膜，以聚乙烯醇缩聚物为基质^[112]。当高能质子穿过 RCF 并沉积在薄膜内，其颜色会变深，颜色变化量与沉积量成正比，通过扫描 RCF 即可确定 RCF 内沉积的质子束分布。

Al foil	12.5 μm
Layer 1	1.2 MeV
Layer 2	3.2 MeV
Layer 3	4.5 MeV
Layer 4	5.5 MeV
Layer 5	6.4 MeV



(a)

(b)

图 4-1 (a) 与 (b) 均表示 HD-810 型 RCF 在不同层数的截止能量^[113]

Fig.4-1 (a) and (b) show the cut-off energy of RCF stacks (type HD-810) for detecting proton beam.

实验时，通常将数层 RCF 相叠（层数视最大质子能量而定），置于打靶点后 4~6cm 处，测量质子在某一能量范围内的空间分布，并根据 RCF 的层数粗略计算出的质子的最大能量。RCF 的层数与其对应的截止能量如图 4-1 所示。正是利用 RCF 堆栈，不少研究小组发现对于典型的 TNSA 加速机制，质子束的发散角与能量之间存在着负相关关系：即质子能量越高其发散角越小^[114-116]，典型的实验结果如图 4-2 所示。

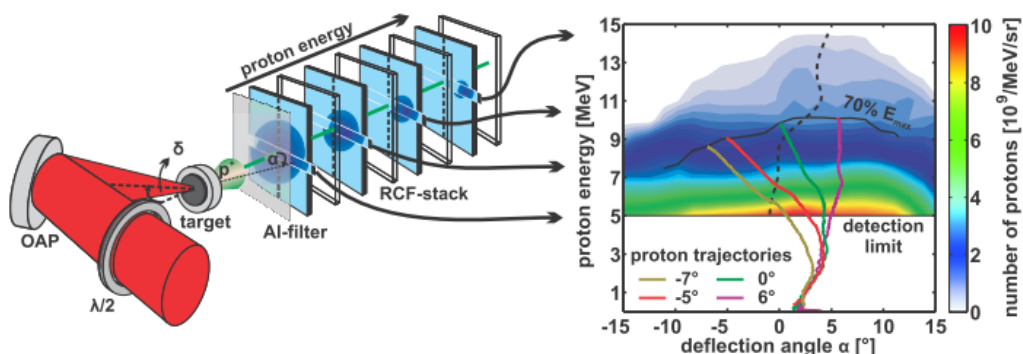
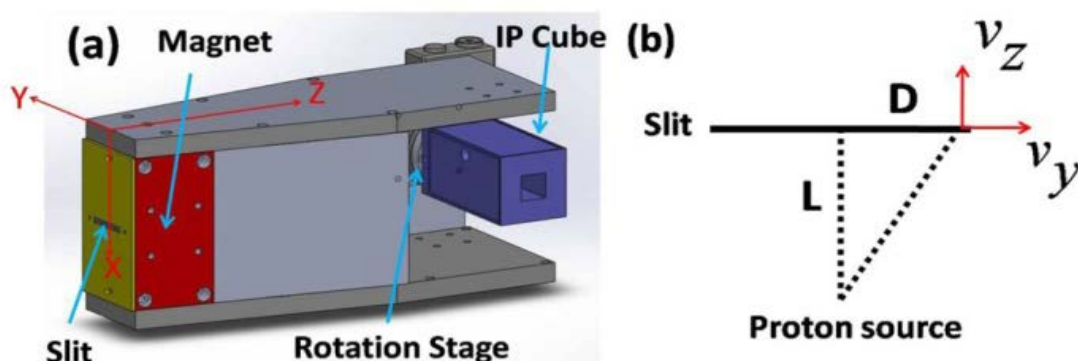
图 4-2 RCF 对质子束角分布的探测结果^[107]

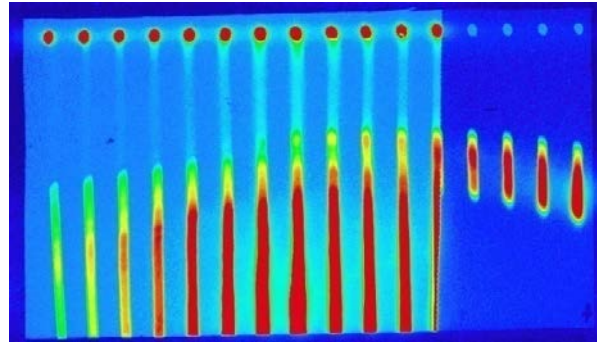
Fig.4-2 The experimental result of proton beams using RCF stacks

随着激光驱动质子加速的不断发展，新型的加速机制（如光压加速、CSA 无碰撞静电激波加速、BOA 加速等）从理论和实验两方面不断发展。实验中测得的质子束性能同 TNSA 产生的质子束相比也有较大的改善。例如，利用圆偏振激光的光压加速获得的质子束和离子束具有准单能特性^[55,56]，利用 CSA 无碰撞静电激波加速也测得了具有准单能的质子束^[63]。从探测器的角度来看，单能质子对探测器的能量分辨率提出了更高的要求。就 RCF 堆栈而言，由于 RCF 本身具有一定的厚度（例如 HD-810 型 RCF 厚度为 108 μm ），对质子的截止能量相差较大，如图 4-1（a）所示。特别在低能部分，RCF 的截止能量间隔就高达 2MeV，对诊断光压加速或 CSA 加速产生的准单能质子束将受到限制。

为了提高探测器的能谱探测能力，同时保留探测质子束空间分布的能力，改进 Thomson 离子谱仪使之具备空间探测能力是个不错的选择。不少研究者已经做了相关的工作并取得了进展。2008 ~ 2012 年，不少研究者相继提出将单个入射孔改成狭缝或一排针孔的设想，设计了一维宽角质子谱仪^[117-122]。他们对穿过狭缝的质子进行了相关的分析和研究，获得了具有一维发散角的质子能谱，其示意图如 4-3 所示。



(a)



(b)

图 4-3 (a) 一维宽角质子谱仪的结构图 (b) 一维针孔阵列获得的质子能谱信号^[122]

Fig.4-3 (a) The schematic of one-dimensional wide-angle proton spectrometer (b) The proton signal measured by the wide-angle proton spectrometer.

然而，一维宽角质子谱仪仍有局限性。由于激光本身存在着不稳定性 and 指向性漂移，实验中获得质子束并不对称。如图 4-4 所示，激光驱动的质子束具有特定的空间分布。此外，最近的实验结果表明，BOA 加速获得的质子束在空间分布上具有明显的调制结构（参见 1.4.4 节，如图 1-13 所示）。这些质子束的空间分布间接反映了激光与等离子体相互作用的物理过程，而一维宽角质子谱仪无法完全测得质子束在二维方向上的空间分布。因此，将宽角谱仪的空间探测能力从一维拓展到二维很有必要。

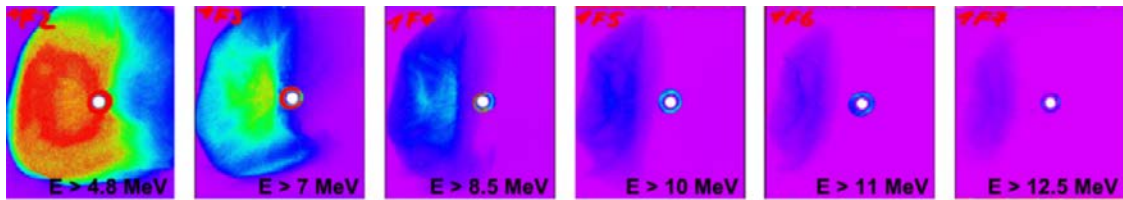
图 4-4 Zeil 等人在实验中测得的质子束呈现非对称的不均匀分布^[123]

Fig.4-4 The asymmetric nonuniform proton beam measured by Zeil et al.

为了适应光压加速、激波加速、BOA 加速等新型的加速机制，更好地反映质子的二维空间分布，并且不失汤姆逊离子谱仪解析能谱的特性，我们在原有的基础上设计了二维角分辨质子谱仪。二维角分辨质子谱仪能够测量质子束在二维空间分布上的能谱，给出更为丰富的质子束信息。

4.2 实验装置及实验结果

4.2.1 设计结构

同 Thomson 离子谱仪一样，二维角分辨质子谱仪由质子收集部分、电磁场部

分以及探测部分组成，其实物图如图 4-5 (a) 所示。区别在于，二维角分辨质子谱仪的收集部分不是单个针孔，而是特殊加工的二维针孔阵列。鉴于本谱仪为初次设计使用，因此采用简化的平行磁铁模式，不加电场。相比其它正离子，质子质量最小最容易被加速，且数量远大于其它离子，因此实验中主要以测量质子为主。4.3 节将会提到，高 Z 离子的信号将被铝膜完全屏蔽，实验中测得的信号完全来自于质子。

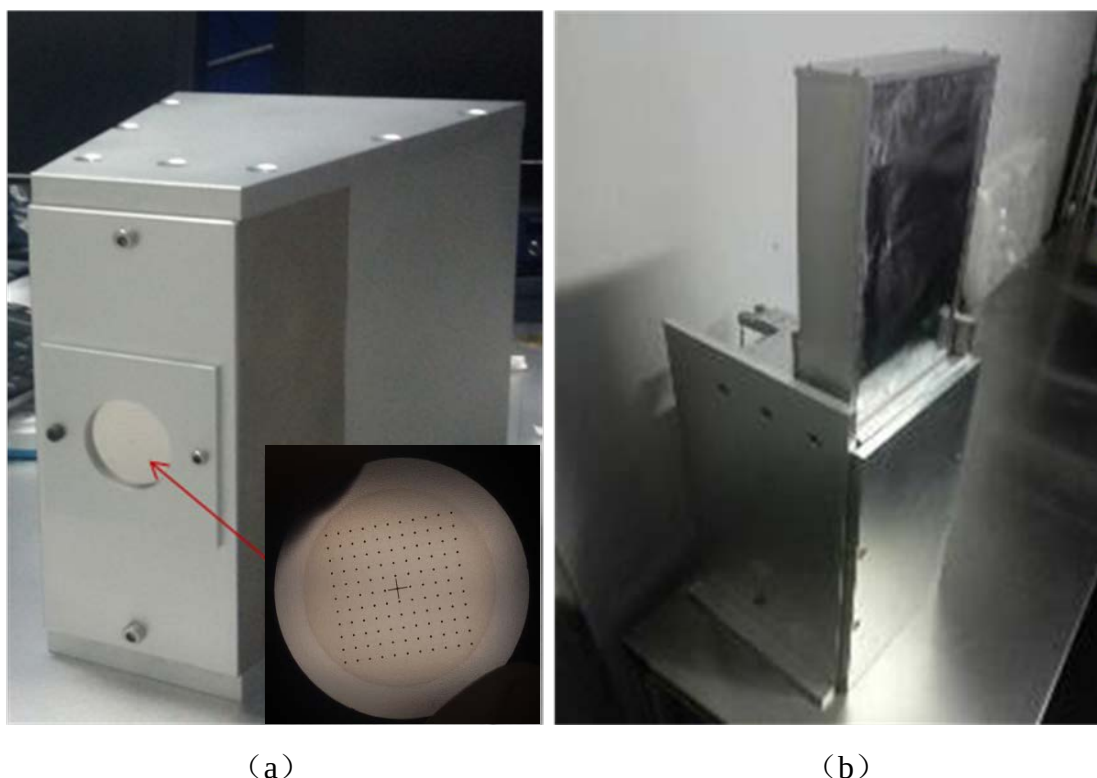


图 4-5 (a) 二维角分辨质子谱仪的实物图，谱仪尺寸：长 18cm × 宽 13cm × 高 17cm
(b) IP 成像板的传动装置

Fig.4-5 The photograph of two-dimensional angular-resolved proton spectrometer, with a size of (Length) 18cm × (Width) 13cm × (Height) 17cm. (b) The gearing for image plates.

由于 IP 成像板对质子信号非常敏感，我们选用 IP (BAS-SR2025 型) 作为探测部分。为了提高实验效率，我们设计了 IP 板的真空传动装置，如图 4-5 (b) 所示。12 片 IP 板固定在一个可以前后滑动的金属框架上，框架前方开了一个宽约 4mm 的卡槽，IP 板可以从卡槽里面掉落。采集到质子信号后，IP 板在电控平移台的推动下从前方的卡槽落下，进入 IP 搜集腔。搜集腔的周围是厚度为 1cm 的铝板，用来屏蔽高能电子或其他杂散光对 IP 板的信号干扰。当前一片 IP 掉落后，后一片 IP 就刚好到达之前 IP 所处的位置，方便采集下一发质子信号的数据，直到所有的 IP 都从卡槽内掉落为止。这样，抽一次真空最多可以打 12 发次，大大提高

实验效率。

4.2.2 设计参数

谱仪的磁场部分由两块平行的 $50\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ 钕铁硼磁铁组成, 磁场方向垂直于质子入射方向。因此, 为了尽可能地增大质子接收角, 同时又保证足够的磁场区域强度, 我们将二维角分辨质子谱仪的质子接收角设计为 20° 。谱仪的示意图如图4-6所示, 定义x轴为磁铁N级指向S级方向, y轴为垂直纸面向里, z轴为质子垂直进入磁场的方向。

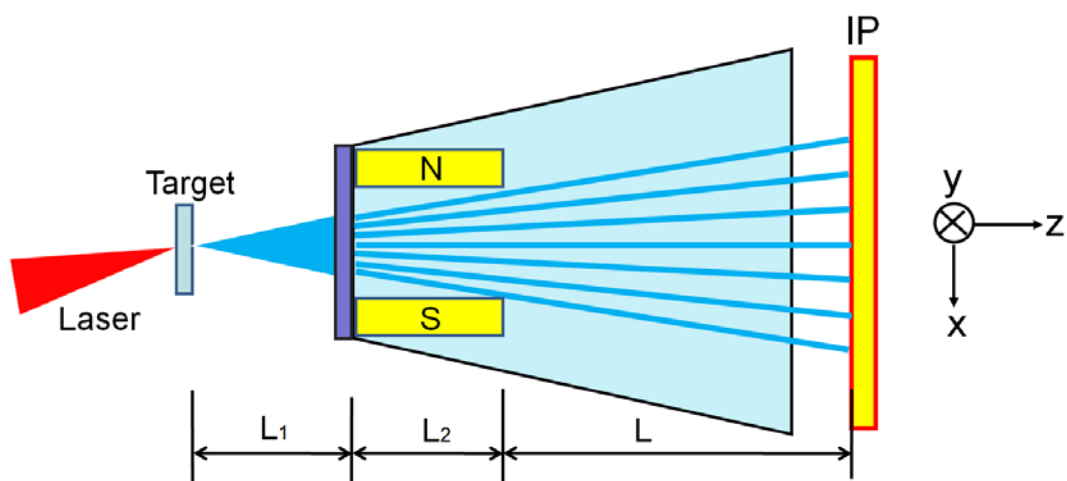


图 4-6 二维角分辨质子谱仪工作原理图

Fig.4-6 The schematic of the two-dimensional angular-resolved proton spectrometer

限制质子接收角度的主要因素是平行磁铁之间的间隔。考虑到谱仪距离打靶点存在一定的距离 ($\sim 60\text{ mm}$), 当质子接收角为 20° 时磁铁间距为 40 mm , 对应的磁场中心区域的磁场强度为 0.26 T 。质子穿过针孔之后进入磁场区域, 受到洛伦兹力的作用发生偏转, 最终到达IP成像板。

表 4-1 二维角分辨质子谱仪的参数

Table 4-1 The parameters of the two-dimensional angular-resolved proton spectrometer

中心磁场强度	B	0.26 T
针孔阵列距离靶点	L_1	60 mm
磁场长度	L_2	50 mm
磁场边缘距离 IP	L	225 mm
磁场间隔	d	40 mm

要获得质子能谱需要综合考虑以下两点：磁场的空间分布和质子的偏移量。在此，我们定义针孔阵列所在的平面为xy平面，探测屏所在的平面为XY平面，y轴和z轴形成的平面为yz平面。

首先，我们先考虑仅存在x方向的匀强磁场 B_x 的理想情况。质子以一定角度斜入射匀强磁场后将作等距螺旋运动（沿X轴方向上做匀速直线运动、在yz平面内做圆周运动）。假设质子进入的针孔在xy平面内的坐标为（x, y），而X和Y分别表示离子在探测屏上的位置坐标，可以得到质子在探测屏上的位置（X, Y）：

$$X = \frac{x}{\sqrt{y^2 + L_1^2}} \left[L_1 \cdot \sec \phi_1 + L \cdot \sec \phi_2 + \frac{mv}{B_x q} (\phi_2 - \phi_1) \right] \quad (4-2)$$

$$Y = L_1 \cdot \tan \phi_1 + L \cdot \tan \phi_2 + \frac{mv}{B_x q} [\cos \phi_1 - \cos \phi_2] \quad (4-3)$$

这是质子以某一角度斜入射匀强磁场的模型。为了行文叙述，这里不作详细的推导，4-2, 4-3 两式的推导过程及参数解释可参考附录一。

对于某个确定的针孔，（x, y）是确定的，质子的偏移量仅仅由其速度 v 所决定，4-2, 4-3 两式可以对质子在探测屏上的位置给出计算结果。特别地，对于 Thomson 离子谱仪而言，针孔正好处于中心位置， $x = y = 0$ 。由于质子偏转半径远远大于磁场尺寸，偏转量 ϕ_2 可以当作小角度处理。代入 4-2, 4-3，可得：

$$X = 0 \quad (4-4)$$

$$Y = \frac{BqL}{mv} \left(L + \frac{1}{2} L_2 \right) \quad (4-5)$$

式子 4-4 与 4-5 正是不加电场的 Thomson 离子谱仪的偏转量结果。需要说明的是，式子 4-2 ~ 4-5 的运算结果都是基于匀强磁场的计算。

然而，由于磁铁的间距较大，谱仪内部的磁场并非严格的匀强磁场，需要考虑磁场的边缘效应。这是因为，当质子斜入射磁场时除了 x 方向的磁场之外，y 分量和 z 分量的磁场也会对质子施加洛伦兹力。因此，确定质子的径迹需要对磁场空间内每个点的三维的磁场分量分别进行测量，而实验室目前并没有测量三维磁场的设备。因此我们选用测量和模拟相结合的方法，即先测量在 x、y、z 三条坐标轴上磁场分布曲线 B_x 。然后，利用三维电磁场模拟程序 Radia 给出三维磁场的模拟结果^[124]，通过调整参数使其在 x、y、z 三条坐标轴上符合实际测量的 B_x 分布。如果模拟的磁场值和实际测量的值相吻合，就能用模拟磁场来代替实际磁

场进行质子径迹的运算，从而取代对磁场空间内每个点进行三维测量。磁场模拟结果如图 4-7 (d-f) 所示，黑点表示实测数据，红点表示模拟结果，两者的误差小于 1%。因此在后续的质子能谱计算中，我们用 Radia 的模拟结果表示磁场的三维分布。

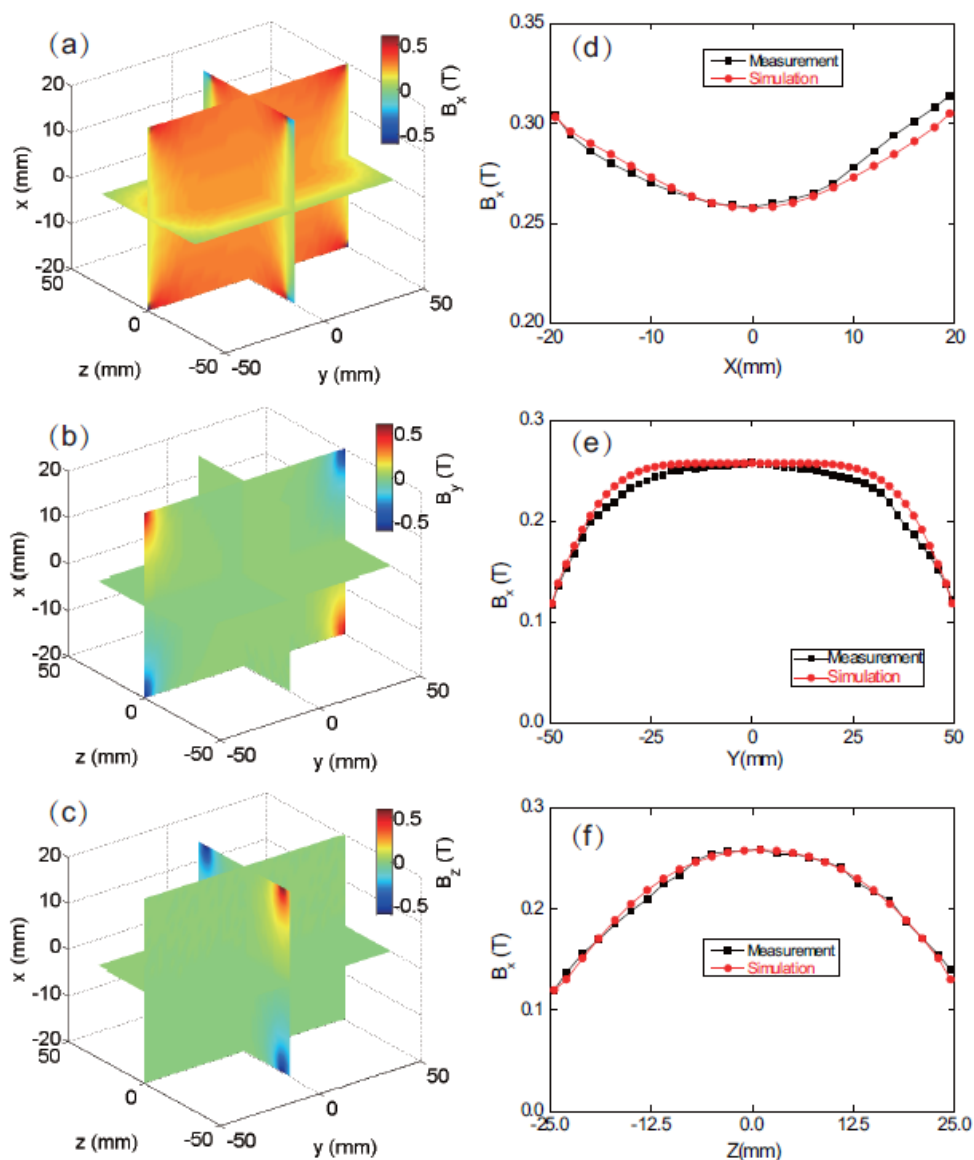


图 4-7 (a-c) 分别表示 B_x 、 B_y 、 B_z 三个磁场分量的二维分布图 (d-f) 分别表示沿 x 轴、 y 轴、 z 轴的 B_x 分布函数。其中黑点为实测值，红点表示 Radia 的模拟值。

Fig.4-7 (a-c) respectively show the slice images of spatial distributions of the three components of the magnetic field (B_x 、 B_y and B_z). (d-f) show the distribution of B_x , here black dots are measured results, red dots are simulated by Radia code.

一般的，Thomson 离子谱仪得到的实验结果是一个零点和一条谱线。因此，

二维角分辨质子谱仪的结果是点阵结构的一系列零点和谱线。不同针孔得到的谱线会有所差异，反映的是这个空间不同位置处的质子能谱。根据靶室空间布局，谱仪针孔到打靶点的距离为 60 mm，针孔阵列对质子的接收角度为 20° ，对应于针孔阵列的面积为 $20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ 。

相邻两个针孔之间的距离越小，空间分辨能力就越高。然而，过小的孔间距容易造成相邻谱线相互干扰，造成数据无法取用。因此，初次设计的二维角分辨质子谱仪将相邻两个针孔之间的距离为 2 mm，针孔阵列为 11×11 ，每个针孔的设计直径为 $250\mu\text{m}$ ，如图 4-5 (a) 的插图所示。针孔阵列的圆片材质为不锈钢，厚度为 $200\mu\text{m}$ 。为保证针孔尺寸相对一致，我们采用化学刻蚀的方法，针孔直径的相对误差小于千分之一。针孔的直径决定了谱仪的能谱分辨能力，该质子谱仪的能量分辨能力为 $E/\Delta E = 10$ （在 1.0 MeV 处）。

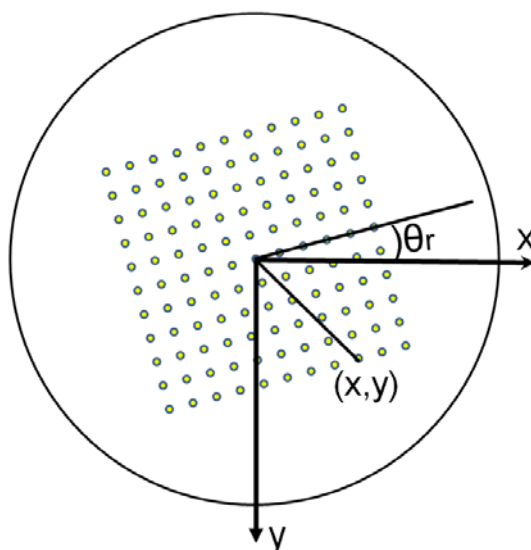


图 4-8 11×11 针孔阵列示意图，针孔阵列需围绕圆心旋转 15°
Fig.4-8 The schematic of 11×11 pinhole array with a rotated angle $\theta_r = 15^\circ$

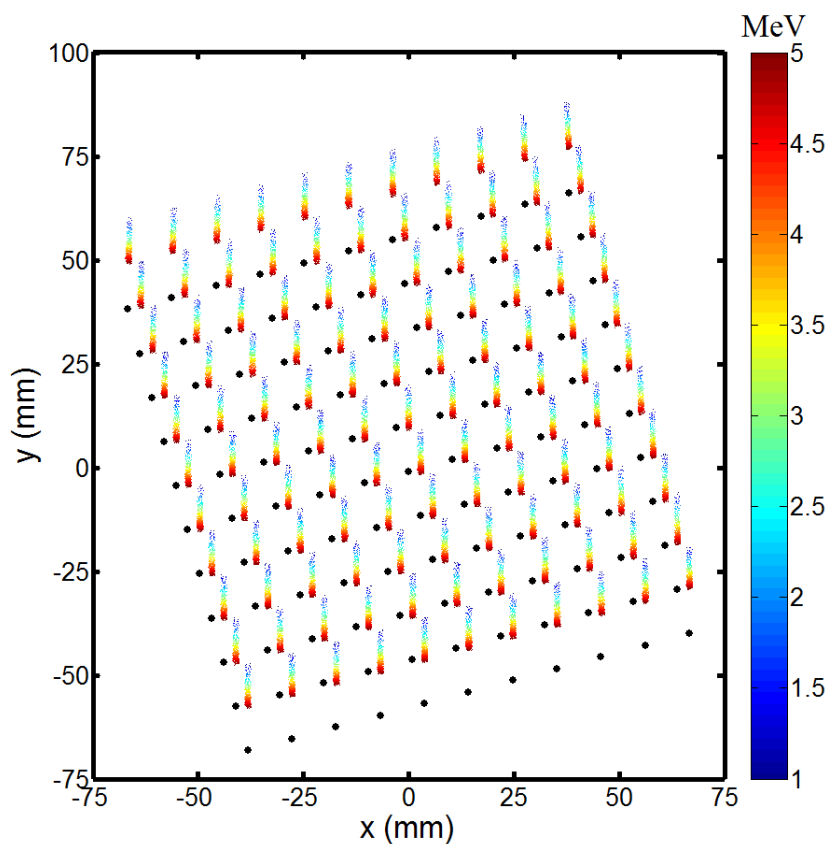
谱仪设计的核心是获取不同针孔所得的质子能谱。如果将针孔阵列竖直放置，不同的谱线将在竖直方向上相互重叠。为了显示每个针孔所展开的能谱，针孔阵列需要绕圆心旋转一个合适的角度，如图 4-8 所示。本次设计中，旋转角 θ_r 度设为 15° ，计算针孔旋转角的详细过程可参考附录二。

4.2.3 粒子轨迹模拟

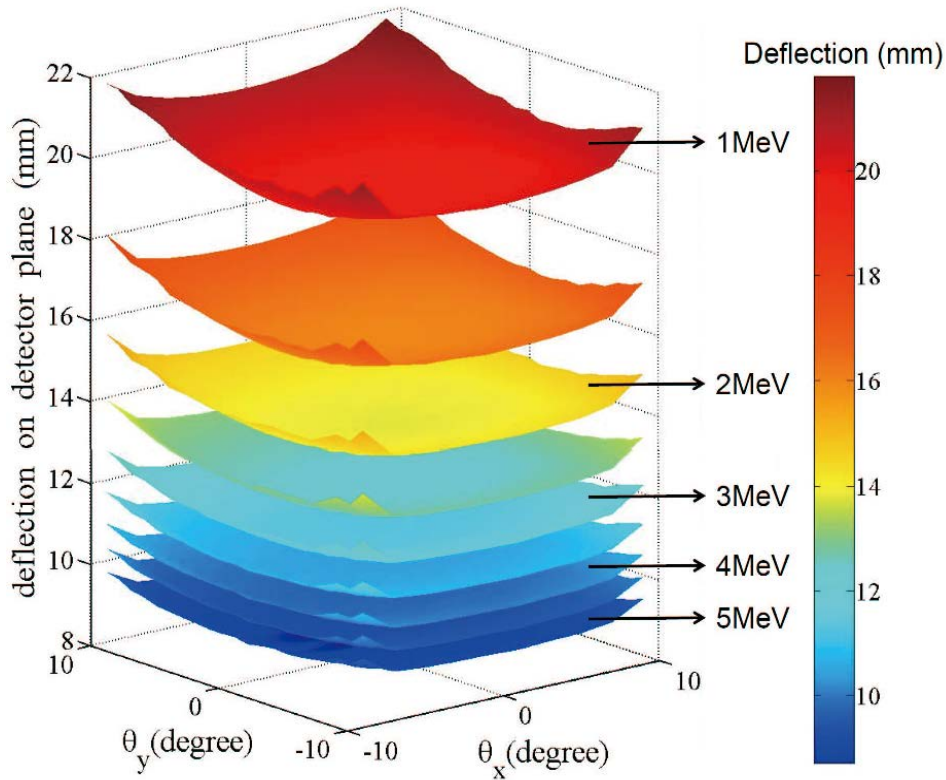
由于两块磁铁的间隔较大（40mm），需要考虑磁场的边缘效应，质子在 IP 上的径迹无法直接确定。此外，之前的针孔阵列参数、偏转角的选取是否合理均需

要验证。因此，我们选用 GPT (General particle Tracers) 模拟程序对穿过针孔及磁场的粒子进行了模拟。GPT 是一款基于龙格库塔算法的粒子追踪模拟程序^[125]，能够有效地计算粒子斜入射三维磁场后的运行轨迹。激光等离子体相互作用产生的质子发散角与能量的对应关系十分复杂，同激光对比度、靶的尺寸、厚度等参数均有关系，而 GPT 模拟还无法做到精确考虑这一效应。因此，模拟中不考虑质子发散角同能量之间的关系，设定质子束为点状辐射，在 20° 的发散角内均匀分布，即确保所有的针孔都有 $1.0\text{MeV}\sim 5.0\text{MeV}$ 的质子穿过。具体的模拟参数为：

1. 质子束： 1×10^7 个质子，在 $1.0\text{ MeV} \sim 5.0\text{ MeV}$ 之间呈麦克斯韦分布，在 20° 的发散角内呈均匀分布。
2. 中性粒子数目： 1×10^6 个光子。强激光与金属靶相互作用时会产生大量的 X 射线，由于不受洛伦兹力的作用，X 射线穿过磁场时沿着直线传播，在探测屏上产生零点信号。设置光子的目的是用来确定零点的位置。
3. 针孔参数：针孔阵列位于靶后 60mm 处，针孔直径 $250\mu\text{m}$ ，针孔之间的间距为 2mm ，整个针孔阵列逆时针旋转 15° ，如图 4-8 所示。
4. 磁场：运用上文介绍的磁场模拟软件 Radia 给出的三维磁场分布。



(a)



(b)

图 4-9 (a) GPT 模拟获得的质子信号结果示意图 (b) GPT 计算的质子—能量偏转关系
Fig.4-9 (a) The schematic of measured proton signal run by GPT code (b) The correlation between proton energy and the corresponding deflection.

图 4-9 (a) 所示的是通过 GPT 的模拟结果绘制的测试结果。结果表明：当针孔阵列旋转 15° 之后，每个针孔都会对应于一个原点和一条谱线，不同的谱线完全可以错开，谱线和相邻的零点也不会相互重叠。整个质子谱线信号形成相对整齐的阵列结构。因此，将针孔阵列旋转 15° ，获取清晰的质子信号是可行的。

确定能够探测谱线之后，为了解析能谱需要计算特定能量的质子经过磁场的偏转量。通过 GPT 程序，我们可以得到一个四维数组 (E 、 θ_x 、 θ_y 、deflection)。其中， E 表示质子能量， θ_x 和 θ_y 分别表示质子的二维空间发散角，deflection 表示经过磁场的偏转量（相对于零点）。在数组 (E 、 θ_x 、 θ_y 、deflection) 中，对于某个确定的质子能量 E ，我们可以得到一个三维数组 (θ_x 、 θ_y 、deflection)。如图 4-9 (b) 所示，图中每一个曲面表示一个特定的质子能量穿过磁场后的偏转量。质子能量范围为 $1.0\text{MeV} \sim 5.0\text{MeV}$ ，能量间隔为 0.5MeV 。曲面的颜色变化反映的是质子经过磁场区域后的偏转量大小。对于某个特定的质子能量，四周的偏转距离大于中心部分。这一结果是合理的，因为周围的质子是斜入射进入磁场的，经过的

磁场区域更靠近磁铁，而靠近磁场区域的磁感应强度会略高于磁铁中间区域（如图 4-7（d）所示），最终表现为较大偏转量。通过质子偏转量的计算，我们就能以此为标定，分析每个针孔所测得的质子信号。

4.3 实验结果

本实验在上海交通大学的 200TW 激光器上进行。激光中心波长为 800nm，脉冲宽度为 25fs。主激光通过单等离子体镜过滤后，对比度提升为 10^{-10} 。单发能量为 1.5J 的激光脉冲由 $f/4$ 的离轴抛物反射镜聚焦后入射到不锈钢靶上，入射角为 9° ，焦斑尺寸为 $6\mu\text{m}$ ，峰值功率约为 $I=5\times 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ ，靶室布局图如 4-10 所示。

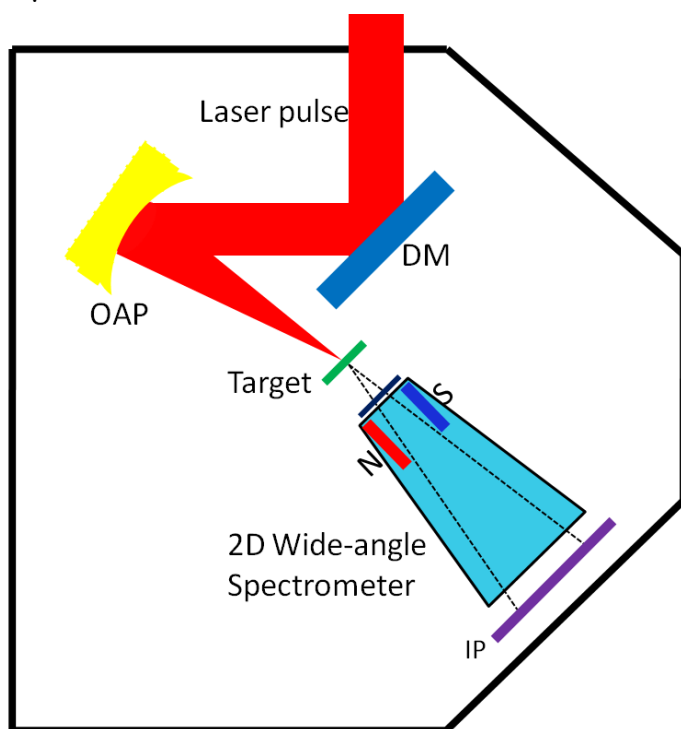


图 4-10 固体靶室的布局图
Fig.4-10 The layout in the target chamber

实验时，二维角分辨质子谱仪放置于靶后法线方向 60mm 处，探测器为 $20\text{cm} \times 12.5\text{cm}$ 的 SR 型 IP 成像板。IP 外包裹一层 $15\mu\text{m}$ 的铝膜，这层铝膜能够拦截低能质子以及散射光等噪音信号。通过 IP 读出仪扫描得出的探测数据如图 4-11 所示，每个针孔的信号均由一个零点和一条谱线组成。其中，零点信号对应于 X 射线或其他不带电粒子，这些粒子穿过针孔后以直线传播，因此零点相当于针孔在 IP 板上的投影成像。谱线信号由质子组成，质子拥有一定的能量分布，在谱线最上方的质子对应的能量为 1MeV，能量小于 1MeV 的质子将被铝膜屏蔽。

需要说明的是，本次设计的二维角分辨质子谱仪仅有磁场没有电场，无法区分质子和其他正离子的信号。SRIM 的计算结果表明^[86]，15 μm 的铝膜将拦截能量低于 1MeV 的质子以及能量低于 17.5MeV 的碳离子。为了确定信号的组成部分，我们在靶室内安装了基于 MCP 的 Thomson 离子谱仪。根据离子谱仪的诊断结果，这一发次的碳离子最大能量为 6.9MeV，远小于铝箔的截止能量 17.5MeV。因此，IP 上测得的信号完全来自于质子。

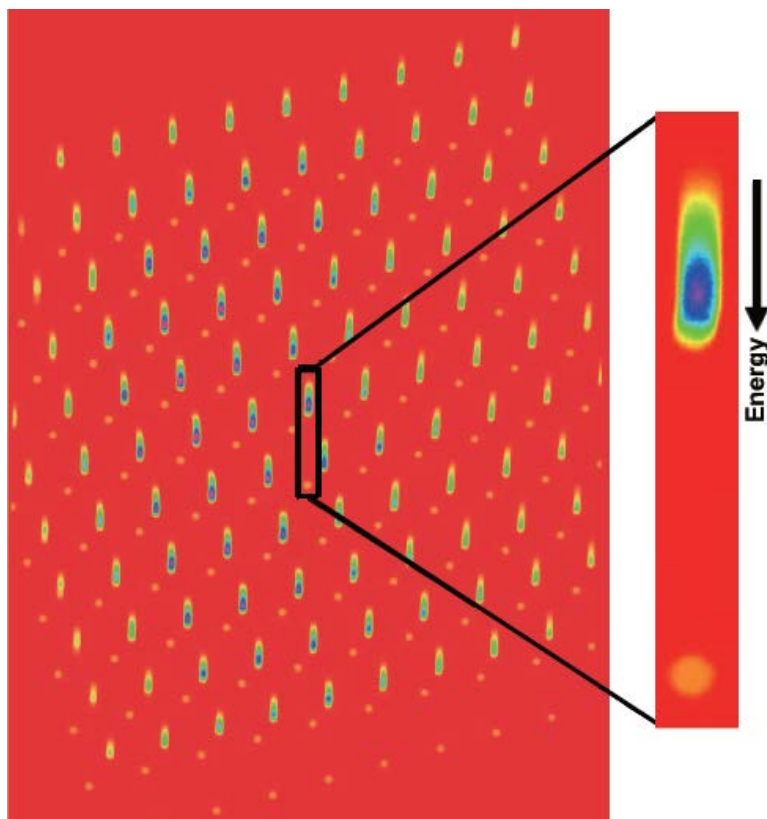


图 4-11 谱仪测得的质子束实验结果，其中圈出的谱线表示沿法线方向的质子能谱
Fig.4-11 A raw image of proton beam measured with the designed proton spectrometer. A selective enlarged part corresponds to a proton track along the target normal direction

高能质子对应的偏转量较小，距离相应的零点较近。因此，IP 上质子谱线的长度能够直观地反映出质子能量的大小，谱线越长质子能量越高。如图 4-11 所示，位于中心的谱线正是典型的不加电场的 Thomson 离子谱仪的探测结果。从原始图像上看，质子谱线总体表现为四周的谱线较短而中心的谱线较长，表明中心部分的质子能量高于周围。此外，从谱线的亮度上看，中心部分的谱线相对边缘处的谱线要亮，说明中心部分的质子束密度也高于四周。

为了定量地确定质子数目，可以利用 Bonnet 等人标定的 SR 型 IP 对不同能量下质子的响应曲线作为基准进行解谱，我们可以获得同时反映质子束能量分布和

空间分布的树状结构图，如图 4-12 (a) 所示。其中， θ_x 、 θ_y 分别表示质子的二维空间发散角，竖直方向表示质子的能量，colorbar 的数值代表质子束穿过单个针孔的数目，每一截层表示处于采样能量下的质子束空间分布，截层之间的能量间隔为 0.2 MeV。由于原始数据为 11×11 个点，这里做了线性插值处理。其中，能量为 1MeV 的质子数量最多，质子的发散角也最大。这是一发典型的 TNSA 结果图，随着能量的升高，质子的数目逐渐减弱，发散角逐渐减小。

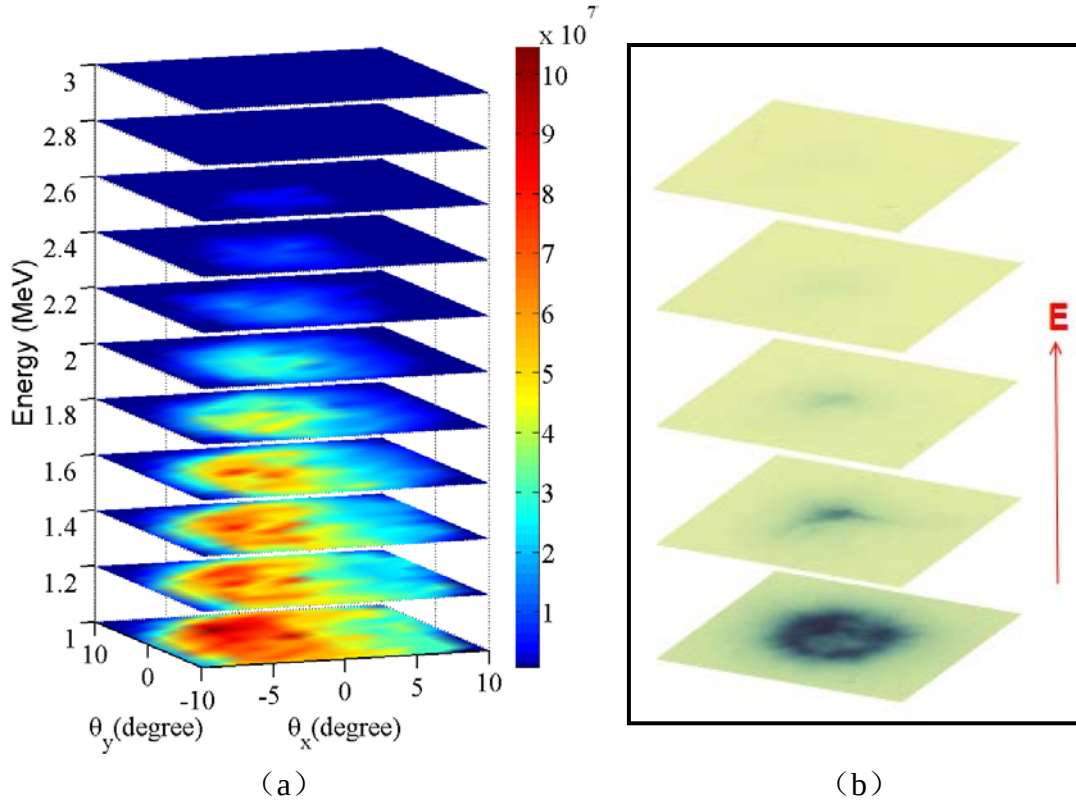


图 4-12 (a) 通过能散关系得到的质子束空间强度分布图 (b) RCF 堆栈的示意图
Fig.4-12 (a) Slice plot of the reconstructed energy dependent proton spatial-intensity distribution (b)
The schematic of result by RCF stacks.

作为对照，图 4-12 (b) 所示的是 RCF 堆栈的典型结果（但不是同一发次）。谱仪解析得到的图和 RCF 的探测结果十分相似，两者均可以给出采样能量下的质子束空间分布信息。同 RCF 堆栈相比，二维角分辨质子谱仪对于低能质子具有更高的能量分辨能力。RCF 堆栈的能量分辨能力主要由其厚度所决定，例如常用的 HD-810 型 RCF 厚度为 $108\mu\text{m}$ ，第一层和第二层的能量间隔达到 $2\text{MeV}^{[106]}$ （第一层为 1.2MeV ，第二层为 3.2MeV ）。以本实验结果为例，质子的最高能量为 2.7MeV ，如果用 RCF 进行诊断将只有一层信号；而二维角分辨质子谱仪却得到了不同能量下质子束的空间分布结果。随着质子能量的提高，RCF 堆栈的能量间隔不断减小，

能量分辨能力相应提高；而谱仪的能量分辨率随着质子能量的升高而减小，因而对于高能质子的探测，采用 RCF 堆栈更为合适。因此，二维角分辨质子谱仪和 RCF 在探测方面各有特点，实验中可以根据具体情况选用。

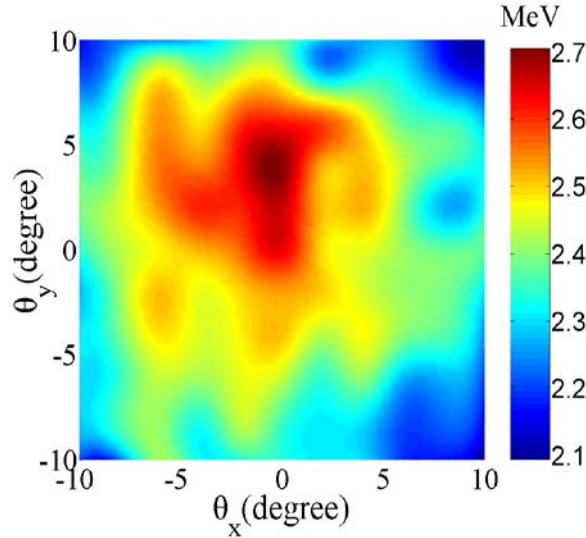


图 4-13 质子束的最大能量分布图

Fig.4-13 The angular distribution of maximum proton energy

如图 4-13 所示，将树状结构图的最外层包络截取出来，便可得到质子束的最大能量分布图。在这一发次中质子束的最大能量为 2.7MeV，而随着发散角的增大最大能量有所下降。这一变化趋势与 TNSA 加速机制下离子能量越高发散角越小的规律相符。需要指出的是，在理想情况下高能质子位于靶后法线方向的中心位置，而本实验中测得最大能量的质子则位于中心位置偏上方。产生这一现象的主要是因为靶表面的平整度不够，激光和金属靶相互作用时，靶后法线方向并不严格水平，而是微微向上偏一个小角度所致。

对每个针孔测得的质子束按不同的能量进行积分，可以得到质子能量密度分布图，如图 4-14 所示。从整体看，质子束能量密度分布表现为中间高四周低、左边高右边低。其中，colobar 的数值表示单位立体角内的质子束能量沉积 (MeV/msr)，原始数据是 11×11 个离散的点，此图也做了二维线性插值处理。将质子能量密度分布图沿着空间二维角度 θ_x 、 θ_y 积分（考虑了针孔的尺寸大小），就可得到这一发次中质子的总数目以及质子的总能量（能量范围在 1MeV ~ 2.7MeV 之间，发散角不大于 20° ）。在这一发次中，测得的质子总动能为 7.5×10^{10} MeV。通过质子动能与激光脉冲能量的比值，可以推算出激光—质子能量转换效率。这一发次中，激光脉冲能量为 1.5J，可以计算出这一发次的能量转换率为 0.8%。考虑到该谱仪的接收角仅为 20° ，仍有部分能量较低的质子束没被探测到，因此这

一发次能量转换效率应大于 0.8%^[126]。

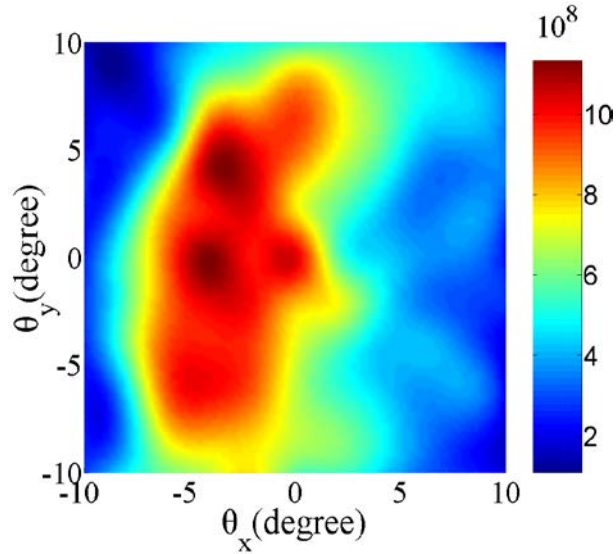


图 4-14 质子束能量密度分布图 (MeV/msr)

Fig.4-14 The integrated proton energy distribution (MeV/msr)

一个比较有意思的现象是，按经典的 TNSA 加速模型，质子束应沿靶后法线方向被加速，且集中在一定的发散角内。然而，图 4-14 给出的质子束分布并不完全位于谱仪探测的中心部分，而是略微偏左（即偏向激光传输方向）。相关研究部分内容将在第五章进一步论述。

4.4 提高空间分辨率的二维角分辨质子谱仪

二维角分辨质子谱仪能够同时探测质子束的能谱分布和空间分布，相比原先的一维宽角谱仪有所改进。从仪器发展的角度看，该谱仪仍有较大的发展潜力。其中，空间分辨率是一项重要指标，决定了谱仪对质子束的空间诊断能力。Fuchs 的模拟结果表明，理想情况下 TNSA 加速产生的质子束呈现圆环的高斯分布^[128]，高能质子集中在中心部分，低能质子分布在圆环边缘处。然而，质子束的空间分布会受到许多物理参数的影响，例如激光光斑的不均匀性、靶面的不平整性、激光脉冲的指向性漂移均会对质子束分布产生影响。K. Zeil 和 O. Tresca 等人用辐射变色片 (RCF) 探测到了具有空间不均匀性的质子束^[122,129]。这些不均匀的质子束通常伴有细微结构，细微结构的尺度很小，对应的质子束发散角通常小于 1° ，这就要求谱仪的空间分辨角也要小于 1° 。

对于二维角分辨质子谱仪，决定空间分辨率的主要因素是针孔间距。如上节所述，初次设计选用的针孔间距为 2mm，当针孔阵列距离靶点 60mm 时对应的空

间分辨角为 1.9° 。这样虽然能够给出质子束在空间分布的整体变化趋势，但不足以探测质子束更细微的空间分布结构。为了提高谱仪的空间分辨率，我们对原先谱仪的针孔阵列进行了改进，将针孔在一维方向上加密，使质子束信号在这一维上的空间分辨角由之前的 1.9° 提高到 0.285° ^[130]。

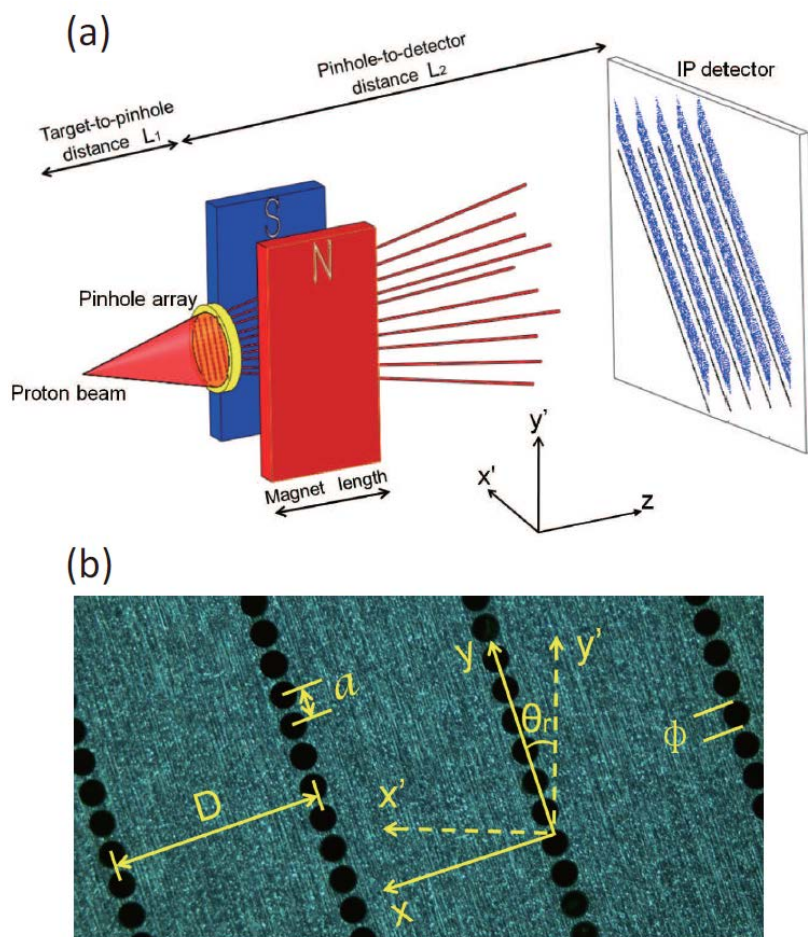


图 4-15 (a) 提高空间分辨率后的谱仪示意图 (b) 针孔阵列示意图，其中针孔阵列沿着 y 方向的孔间距 a 为 0.3mm ，沿 x 方向的孔间距 D 为 2mm

Fig.4-15 (a) The schematic of the angular-resolution improved proton spectrometer (b) The schematic of the pinhole array. The distance between two adjacent pinholes $a = 0.3\text{mm}$ along y -axis. The distance along x -axis $D = 2\text{mm}$.

提高空间分辨率的二维角分辨质子谱仪示意图如 4-15 (a) 所示。质子束中心沿 z 轴被加速，经过磁场后沿着 y' 方向发生偏转，被探测屏 (BAS-SR2025 型 IP 成像板) 所接收。如图 4-15 (b) 所示，针孔阵列在 x 方向上针孔间隔 D 为 2mm ，与之前设计的针孔间距保持一致。在 y 方向上，针孔间距 a 缩小至 0.3mm 。同 4.3 节介绍的设计原理相同，为了保证所有的质子谱线能够在 IP 上分辨清晰，针孔阵列需要绕着针孔阵列中心旋转一个合适的角度 θ_r 。由于针孔间距减小，分离不同

质子谱线的旋转角度增大。计算可得当旋转角 θ_r 为 21° 时，质子谱线在 IP 上能够相互分离，满足设计要求。

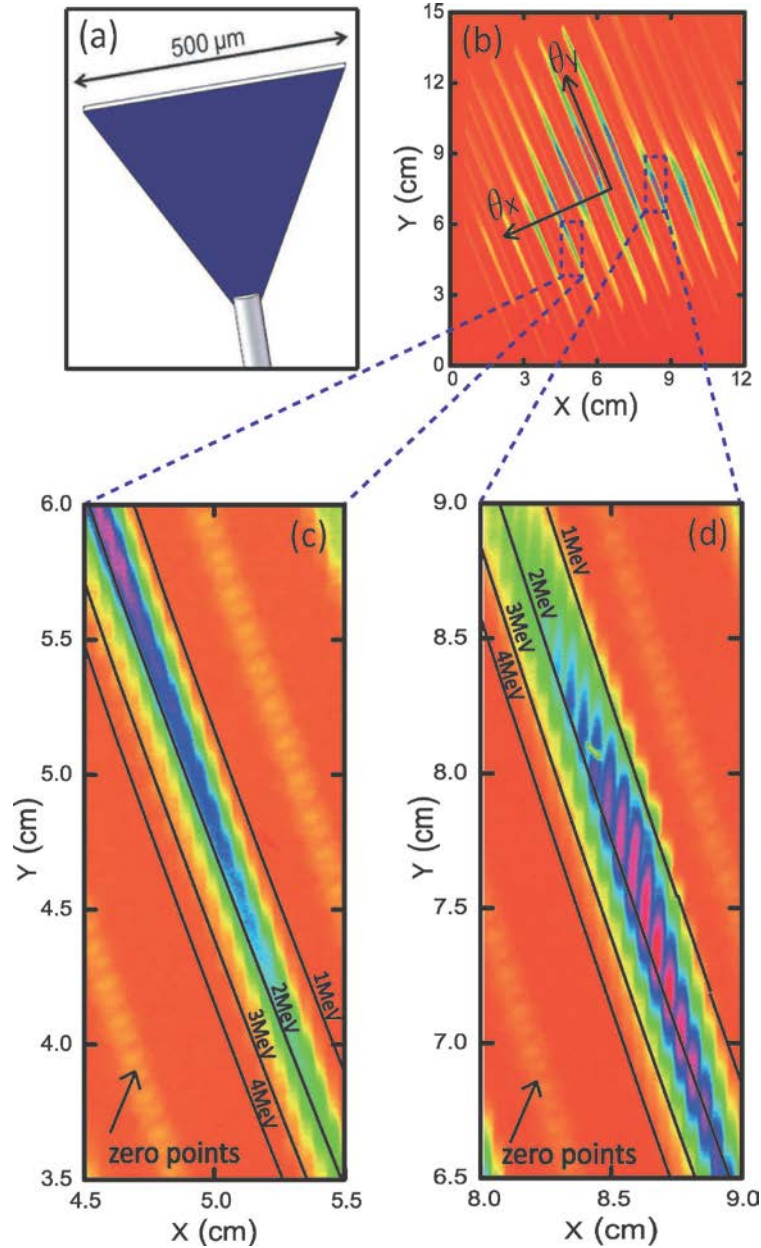


图 4-16 (a) 实验中使用的三角形镍靶，靶的边长为 $500\mu\text{m}$ ，厚度为 $5\mu\text{m}$ 。(b) 用 IP 测得的原始图像， θ_x 、 θ_y 分别表示质子的二维空间发散角，并提高了沿 θ_y 方向的空间分辨率。(c)、(d) 两图分别表示 (b) 图所示的不同区域内质子束谱线，其中四条等能线在图中标出，能量范围从 1.0 MeV 到 4.0 MeV。

Fig.4-16 (a) Schematic of a triangular-shaped Ni foil target with the thickness of $5\mu\text{m}$ and the side length of $500\mu\text{m}$ used in the experiment (b) The raw image recorded by IP, with two angular coordinates labeled as θ_x and θ_y . The angular resolution was improved along the y-axis. (c) and (d) are two zoom-in areas as shown in (b), each with four isoenergy contours from 1.0 MeV to 4.0 MeV, with the same color scale as (b).

如图 4-16 (a) 为实验时所用的三角形镍靶, 激光与靶相互作用产生的质子束经过磁场区域后向上偏转, (b) 图所示的是 IP 测得的质子谱线图。(c)、(d) 两图分别表示图 (b) 中不同区域的质子能谱信号。其中, 颜色较淡的黄色线条为针孔的零点信号, 上方颜色较深的是质子信号。虽然这两个区域的质子能谱来自同一发次的的数据, 但这两个区域的能谱却有着完全不同的性质。首先, 图 (c) 中质子的能量集中在 2.0MeV 左右, 表现为准单能性; 而图 (d) 中质子的能量范围从 1.0MeV 到 3.5MeV 之间均有所分布, 表现为能谱的连续性。其次, 图 (c) 中质子谱线相互重叠, 而图 (d) 中质子谱线相互分离。这表明不同区域内的谱线宽度有所差异, 原因可能是由于质子源在不同方向上具有不同的横向尺寸, 具体原因有待于进一步的研究和论证。图 (c) 与图 (d) 的差别表明: 即使是同一发次的结果, 不同方向上的质子能谱性质也完全不同。因此, 利用高空间分辨率的谱仪对质子能谱进行探测非常有必要。

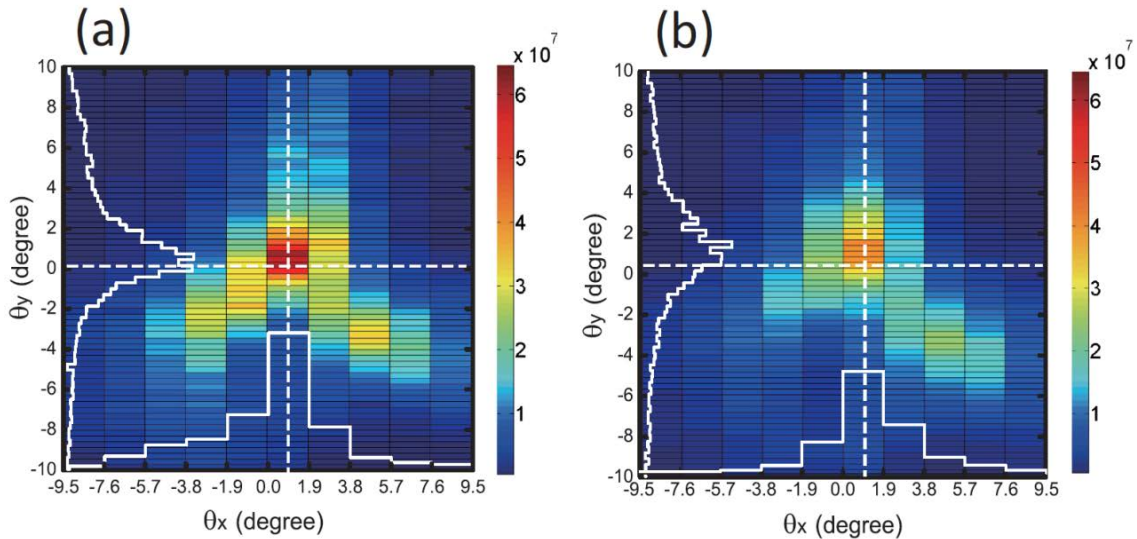


图 4-17 (a) (b) 两图分别表示质子能量为 1MeV 和 1.5MeV 的分布图。每个方格中的颜色表示穿过该位置针孔的质子数目, 在计算质子数目时考虑了 BAS-SR2025 型 IP 成像板对不同能量下质子的响应。

Fig.4-17 (a) and (b) respectively show the proton distribution with energy of 1.0 MeV and 1.5 MeV . The colorbars correspond to the number of protons passing through each pinhole. We have considered the response of IP (type BAS-SR2025) to protons with different energies.

根据 GPT 给出的能量——偏转量关系, 我们可以解析这一发的质子能谱。如图 4-17 (a)、(b) 分别表示能量为 1MeV 和 1.5MeV 的质子空间分布。其中, 白色的阶梯曲线表示穿过针孔的质子数目分别随 θ_x 和 θ_y 的变化关系。沿 θ_x 方向的针孔间距为 2mm (对应于没有提高空间分辨率的情况); 沿 θ_y 方向的针孔间距为 0.3mm (对应于提高空间分辨率之后的情况)。图中可以看出, 提高空间分辨率之

后，沿 θ_y 方向的阶梯曲线更精细，对于质子束的计算也更为准确。更能够更好地反映质子束的空间分布结构。

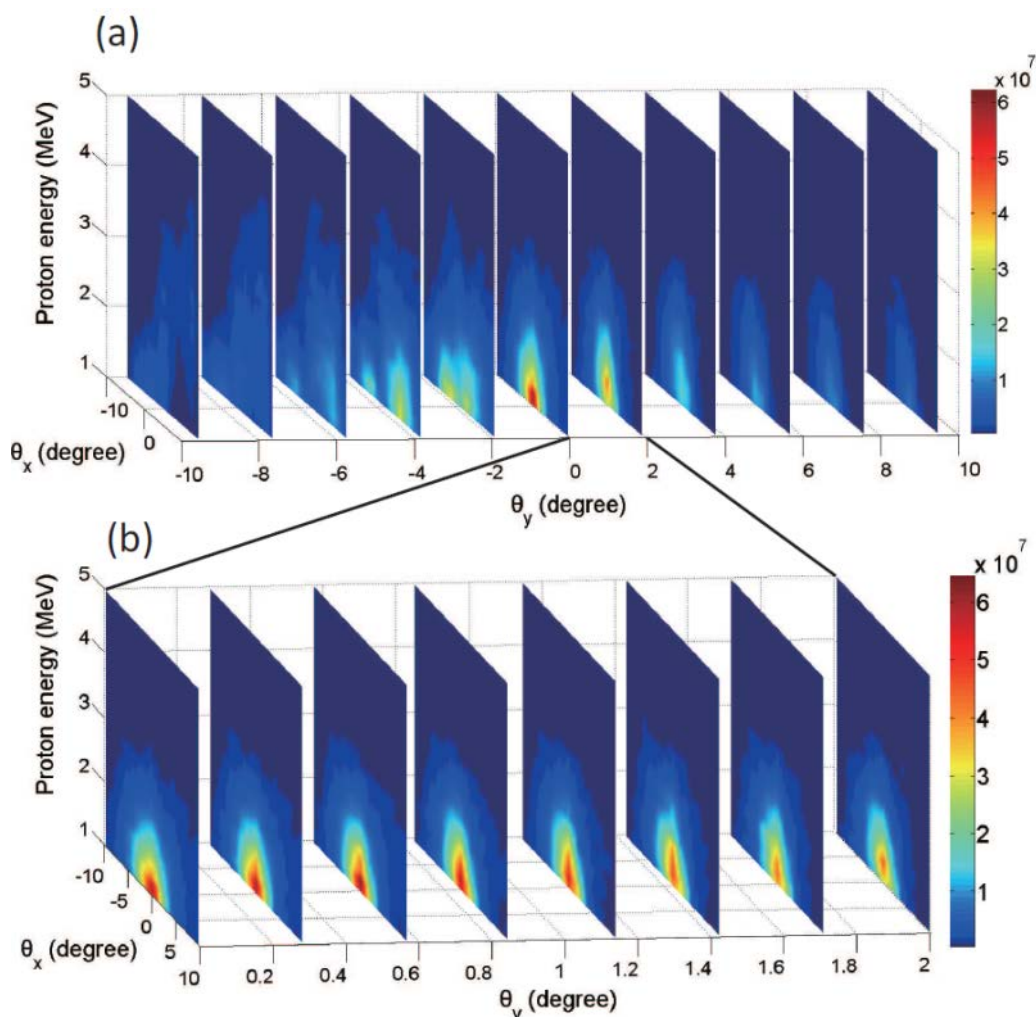


图 4-18 (a) 表示质子能量随空间分布变化的关系图，包含 19° 的质子束发散角，沿 θ_y 的空间分辨率为 1.9° 。(b) 图表示质子束沿 θ_y 方向的空间分辨率提升至 0.285° 。

Fig.4-18 (a) Slices of reconstructed energy-dispersion for protons from 1.0 MeV to 5.0 MeV. The overall slices are presented within the divergence angle of 19° , with an angular step of 1.9° along θ_y axis. (b) More continuous slices are obtained by improving the angular resolution, with angular step along θ_y decreased to 0.285° .

如图4-18所示，(a)、(b) 两图表示质子能量随空间位置变化的分布图，其中图 (b) 为图 (a) 中 θ_x 在 $0^\circ \sim 2^\circ$ 的展开，纵坐标的颜色深浅反映穿过单个针孔的质子数量大小。图 (a) 对应的空间角分辨率为 1.9° ，当 $\theta_y = 0^\circ$ 时存在最大值，约为 5.0×10^7 个/pinhole。当 θ_x 由 0° 上升到 1.9° 时，质子数目发生了明显的变化，减小为 3.4×10^7 个/pinhole，这表明质子数目随空间的变化十分敏感。图 (b) 所示的是 θ_y 由 0° 至 1.9° 的展开截图，对应的空间角分辨率为 0.285° 。从 (b) 图可得，当 $\theta_y =$

0.57° 时，质子数目具有最大值 6.0×10^7 个/pinhole。因此，通过减小针孔间距后该谱仪的空间分辨率取得了明显的提高，可以得到更为精确的质子束分布图。

4.5 小结和展望

本章主要介绍了二维角分辨质子谱仪的设计背景和工作原理，并展示了利用二维角分辨质子谱仪测量质子束的典型结果，实现了对质子束二维空间不同方向上的能谱探测。在实际测量中，考虑到在不同条件下测量的质子束具有不同的特点，谱仪也有较大的改进空间，本节将对谱仪已经完成和有待完成的几点改进作一个总结。

4.5.1 增大质子接收角

本次设计中，二维角分辨质子谱仪对质子束的空间接收角为20°，而空间接收角则主要受制于两块平行磁铁之间的间隙，如图4-6（a）所示。然而，不少情况下质子束的发散角将大于20°（在对比度较低的激光系统上，质子的发散角会达到30° 甚至更多）。为了尽可能全面地探测质子束，增大谱仪的接收角很有必要。因此，我们用楔形磁铁代替平行磁铁，设计了接收角可高达40° 的二维角分辨质子谱仪。本改进已完成，其实物图如4-19所示。

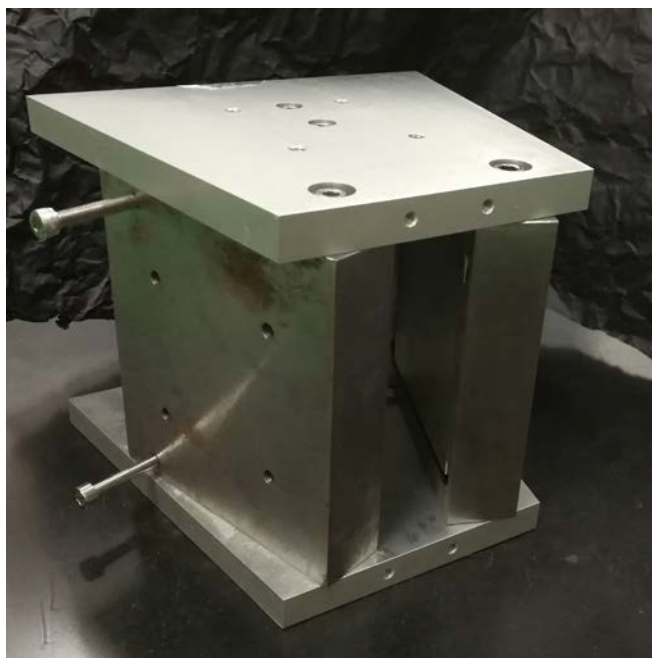


图 4-19 楔形磁铁的二维角分辨质子谱仪

Fig.4-19 The photograph of the angular-resolved proton spectrometer with wedge magnets.

4.5.2 在二维方向上提高空间分辨率

谱仪初步设计的针孔阵列 11×11 个。考虑到质子束空间分布的不均匀性，提高谱仪的空间分辨率有着重要的意义。除了在一维方向上提高分辨率之外，还能将二维方向的空间分辨率整体提高，由原先的 11×11 个针孔阵列改进为 19×19 ，典型结果如4-20所示。与 11×11 的针孔阵列相比， 19×19 的针孔阵列具有更高的空间分辨率。在后续的实验_中，质子束均采用 19×19 的针孔阵列进行探测。

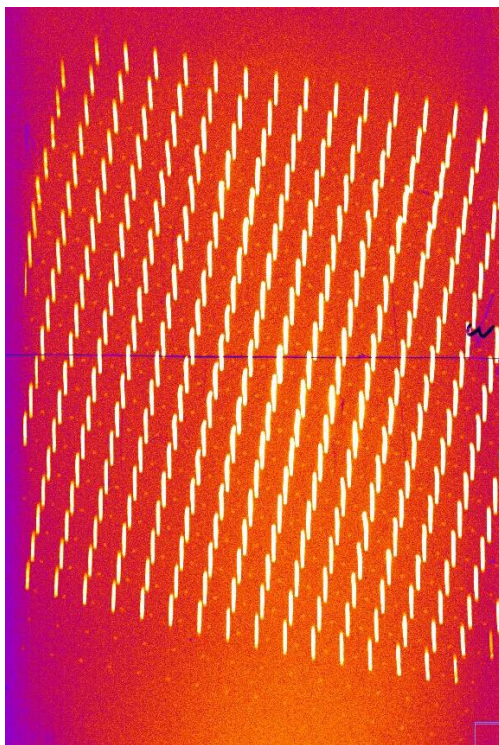


图 4-20 19×19 个针孔阵列所测得的质子束结果
Fig.4-20 Raw images of proton beam measured by 19×19 pinhole array

4.5.3 对高能质子的探测

本章的实验结果表明，二维角分辨质子谱仪对于能量较低的质子束（ $1.0\text{ MeV} \sim 5.0\text{ MeV}$ ）具有良好的诊断能力，但对于能量更高的质子没有实验验证。通过MATLAB程序，我们计算了高能质子谱线（能量范围在 $1\text{ MeV} \sim 50\text{ MeV}$ ）在探测屏上的结果，如图4-21所示。结果表明，只要针孔阵列偏转一个合适的角度，该谱仪用来探测高能质子也是可行的，不过高能部分的能量分辨率将大大减小。例如，对于本次设计的谱仪，当质子能量达到 50 MeV 时能量分辨率 (dE/E) 降为100%。因此，若要对高能质子的探测，需要提高谱仪的能量分辨率。这个改进还有

待于完成，可以通过以下三个方法对谱仪作改进：

1. 增大磁场强度。
2. 减小针孔直径。
3. 增大质子在磁场中的飞行距离。

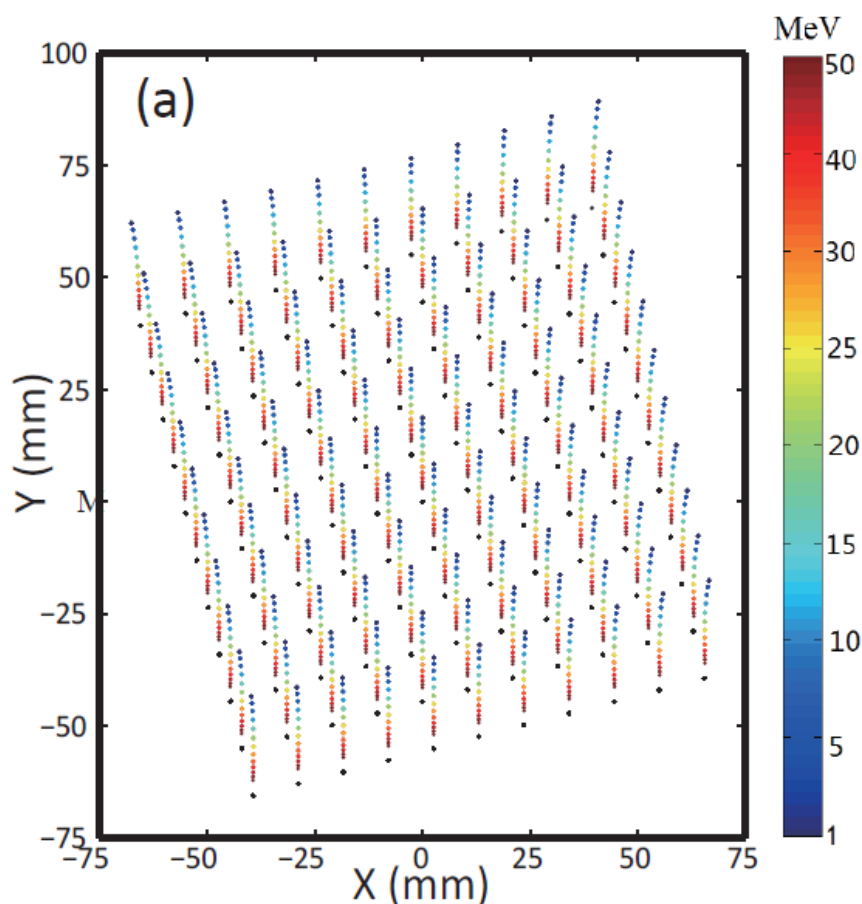


图 4-21 1 MeV~50 MeV 的质子在探测屏上的示意图

Fig.4-21 The schematic of proton signal on IP with energy ranges from 1 MeV to 50 MeV.

4.5.4 对离子的探测

二维角分辨质子谱仪主要的研究对象是质子，但离子也是激光等离子体相互作用的主要产物，因此发展具有离子探测能力的谱仪具有重要的意义。在设计过程中，我们通过MATLAB程序计算了通过加电场对不同荷质比的离子进行分离的可行性。如图4-22所示的是谱仪内加了电场之后，质子和离子信号在探测屏上的图像，不同荷质比的离子可以相互分离。因此，理论上增加电场后该谱仪可以同时测量不同种离子的二维空间分布。这个改进还有待于完成，实际应用时可以通过以下两个方法对谱仪作改进：

1. 为了分离不同荷质比的离子，需要加较高的电压。根据计算可得，为了分离质子信号和碳离子 C^{6+} 信号，电压需要大于20keV。如果需要分离 C^{5+} 和 C^{6+} 信号，电压需要更大（~100keV）。

2. 为了分离质子信号及不同种荷质比的离子信号，针孔直径需要进一步减小。例如，为了区分质子信号和 C^{5+} 和 C^{6+} 信号，针孔直径不宜大于50 μm 。

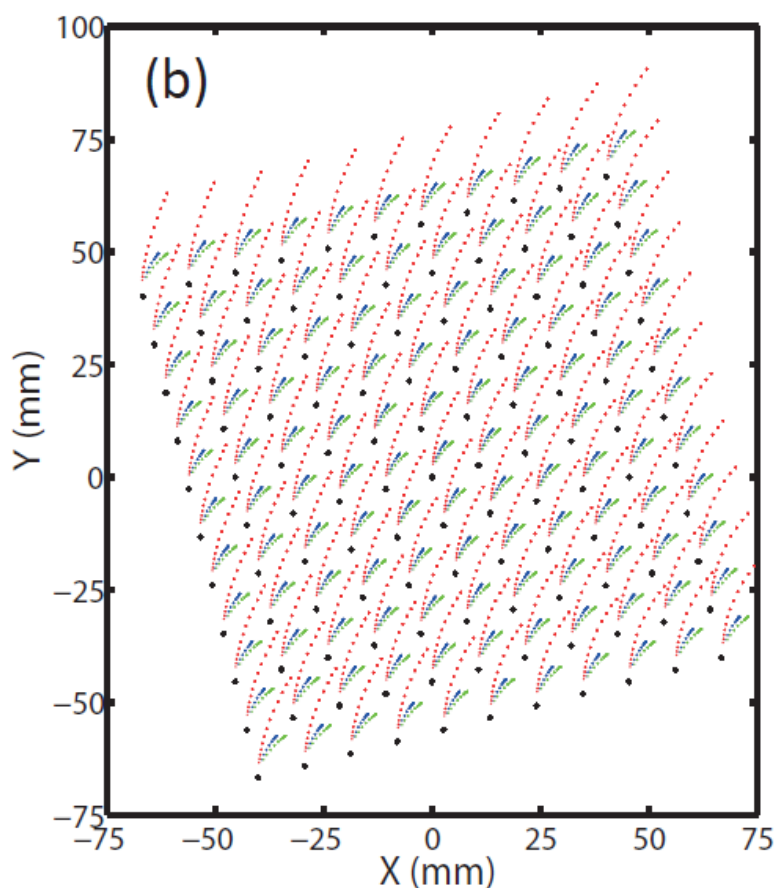


图 4-22 多种离子信号在探测屏上的示意图，其中红色虚线表示质子信号，蓝色和绿色的曲线分别表示 C^{5+} 、 C^{6+} 信号

Fig.4-22 The schematic of measured signals from several ions, here red dotted line is proton signal, blue and green lines respectively correspond to C^{5+} and C^{6+} singals

第五章 质子的二维角分辨能谱研究

自 2000 年以来, 激光驱动质子加速的研究受到了广泛的关注。质子束的特性反映了激光等离子体相互作用所产生电磁场的性质, 具有重要的研究意义。本章的研究内容以上一章为基础, 利用二维角分辨质子谱仪特殊的诊断能力, 研究了不同激光条件与不同类型的金属靶相互作用时产生的质子束能谱。

5.1 实验与准备

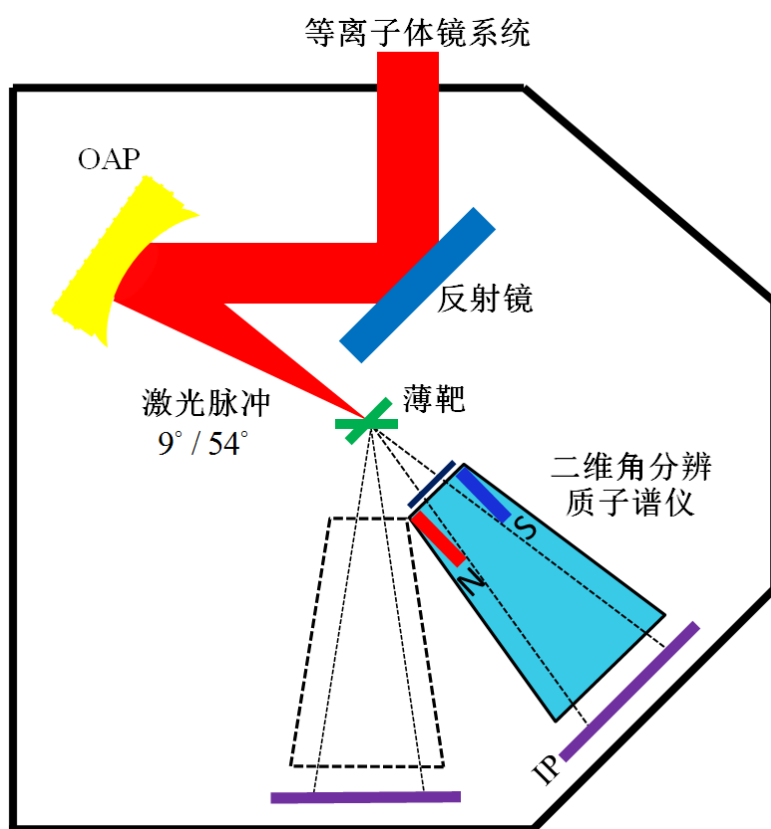


图 5-1 靶场布局图

Fig.5-1 The experimental layout in the target chamber

激光驱动质子加速的实验在上海交通大学 200TW 激光装置上展开。靶场的布局如图 5-1 所示, 单发能量为 1.5J、脉冲宽度为 25fs 的激光脉冲由 $f/4$ 的离轴抛物面反射镜 (OAP) 聚焦于不锈钢靶, 焦斑的半高全宽 (FWHM) 为 $6\text{ }\mu\text{m}$, 到达靶面的峰值功率为 $I = 5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。激光进入靶场前将预先经过等离子体镜系统, 对比度可由原先的 10^{-8} 提升至 10^{-10} 。

由于固体靶室中反射镜和 OAP 的位置已经固定，激光光路就此确定。因此，实验中通过改变靶面的方向来调节激光入射角。考虑到靶场的布局，实验中共选用两个激光入射角：当靶斜向放置时，激光入射角为 9° ；当靶水平放置时，激光入射角为 54° ，如图 5-1 所示。在薄靶的法线正后方，利用二维角分辨质子谱仪探测质子束。IP 外包裹一层 $15\mu\text{m}$ 的铝膜，能够屏蔽杂散光以及能量小于 1 MeV 的低能质子。

5.2 实验结果

我们探测了不同对比度的激光与不同尺寸的金属靶相互作用产生的质子束能谱。为了行文叙述，现作如下定义：

1. 将主激光不经过等离子体镜系统时定义为低对比度 (Low Contrast, $\text{LC} \sim 10^{-8}$)；经过等离子体镜时定义为高对比度 (High Contrast, $\text{HC} \sim 10^{-10}$)。低对比度激光打靶的实验先进行，采用 11×11 的针孔阵列收集质子束；高对比度激光打靶的实验后期进行，采用 19×19 的针孔阵列收集质子束。

2. 将由小尺寸金属靶台粘贴的 $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ 靶定义为小尺寸靶 (Mass Limited Target)；将由靶架固定的 $30\text{mm} \times 15\text{mm}$ 不锈钢薄片定义为大尺寸靶，示意图如图 5-2 所示。

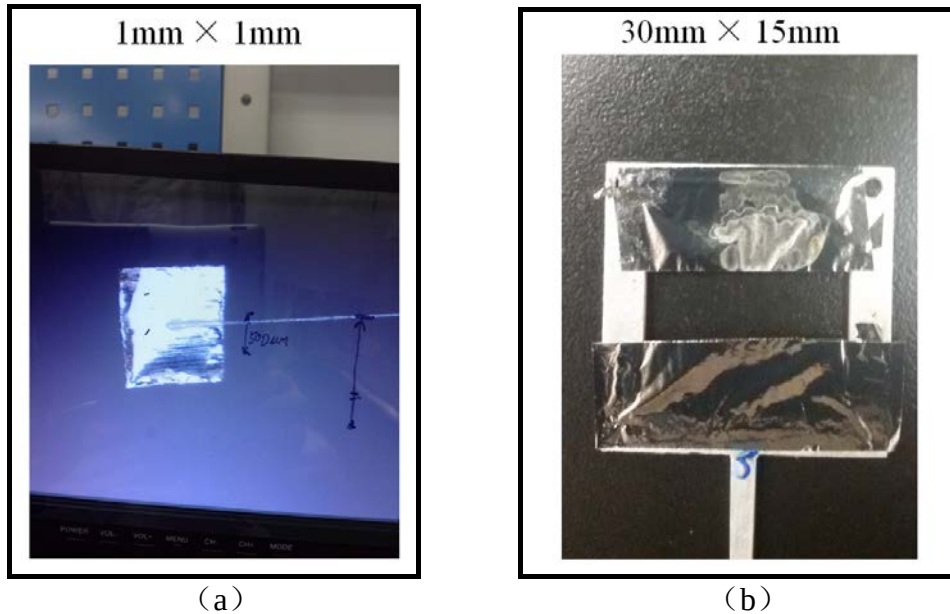


图 5-2 (a) 厚度为 $5\mu\text{m}$ ，尺寸为 $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ 镍靶 (b) 厚度为 $5\mu\text{m}$ ，尺寸为 $30\text{mm} \times 15\text{mm}$ 的不锈钢靶

Fig.5-2 (a) The $5\mu\text{m}$ Ni target with the size of $1\text{mm} \times 1\text{mm}$. (b) The $5\mu\text{m}$ stainless-steel target with the size of $30\text{mm} \times 15\text{mm}$.

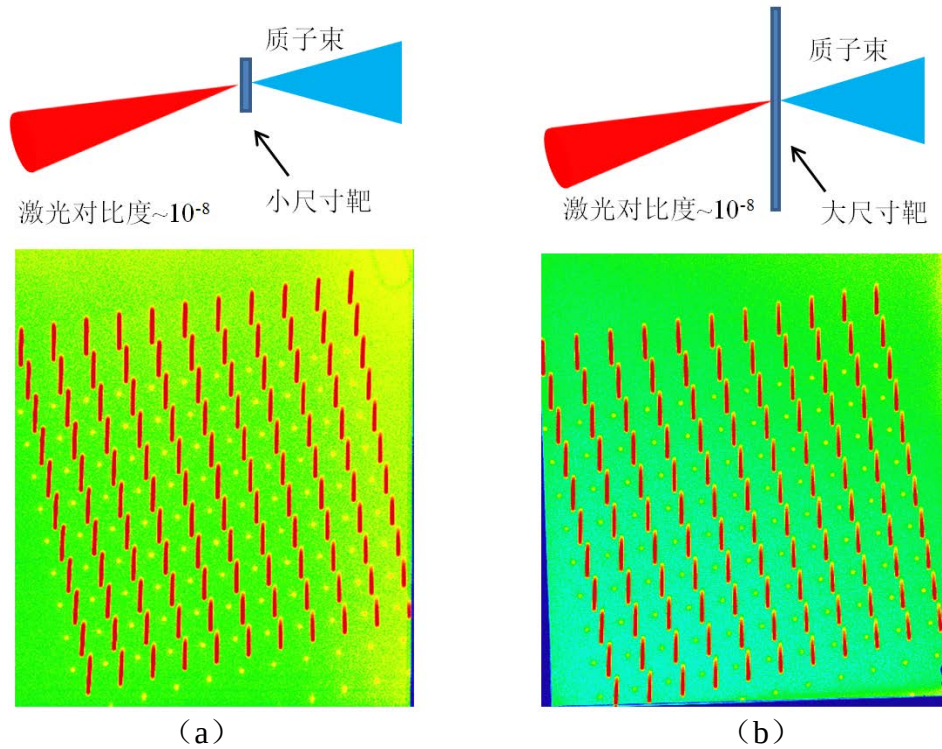


图 5-3 (a) 低对比度激光与 $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ 的靶相互作用的质子束能谱 (b) 低对比度激光与 $30\text{mm} \times 15\text{mm}$ 的靶相互作用的质子束能谱

Fig.5-3 (a) The proton spectra of low contrast laser pulse interacting with $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ target. (b) The proton spectra of low contrast laser pulse interacting with $30\text{mm} \times 15\text{mm}$ target.

如第四章所述，理想情况下，点状辐射的质子束经过匀强磁场偏转后，在探测屏幕上的位置可以表示为：

$$X = 0 \quad (5-1)$$

$$Y = \frac{BqL}{mv} \left(L + \frac{1}{2} L_2 \right) \quad (5-2)$$

式中 (X, Y) 表示探测屏上的坐标， m ， q 与 v 分别表示质子的质量、电荷与速度， B, L 与 L_2 分别表示磁感应强度，磁场区域长度以及针孔阵列距离 IP 的距离。上两式表明，质子仅在 Y 方向受到洛伦兹力的作用而发生偏移，偏移量与质子的速度（即能量）有关。因此，理想情况下穿过单个针孔的质子径迹是一条直线。这一结果与 GPT 的模拟结果（图 4-9 (a)）相符。

低对比度激光与靶相互作用的结果如图 5-3 所示。其中，图 (a) 与图 (b) 分别表示激光与小尺寸靶 ($1\text{mm} \times 1\text{mm}$) 和大尺寸靶 ($15\text{mm} \times 30\text{mm}$) 相互作用的结果。结果表明，这两种情况下质子能谱均为直线，谱线的长度反映了质子束的最大能量。因此可以通过第四章所述的方法解析质子能谱，从而获得质子束

的空间分布与能谱结构。

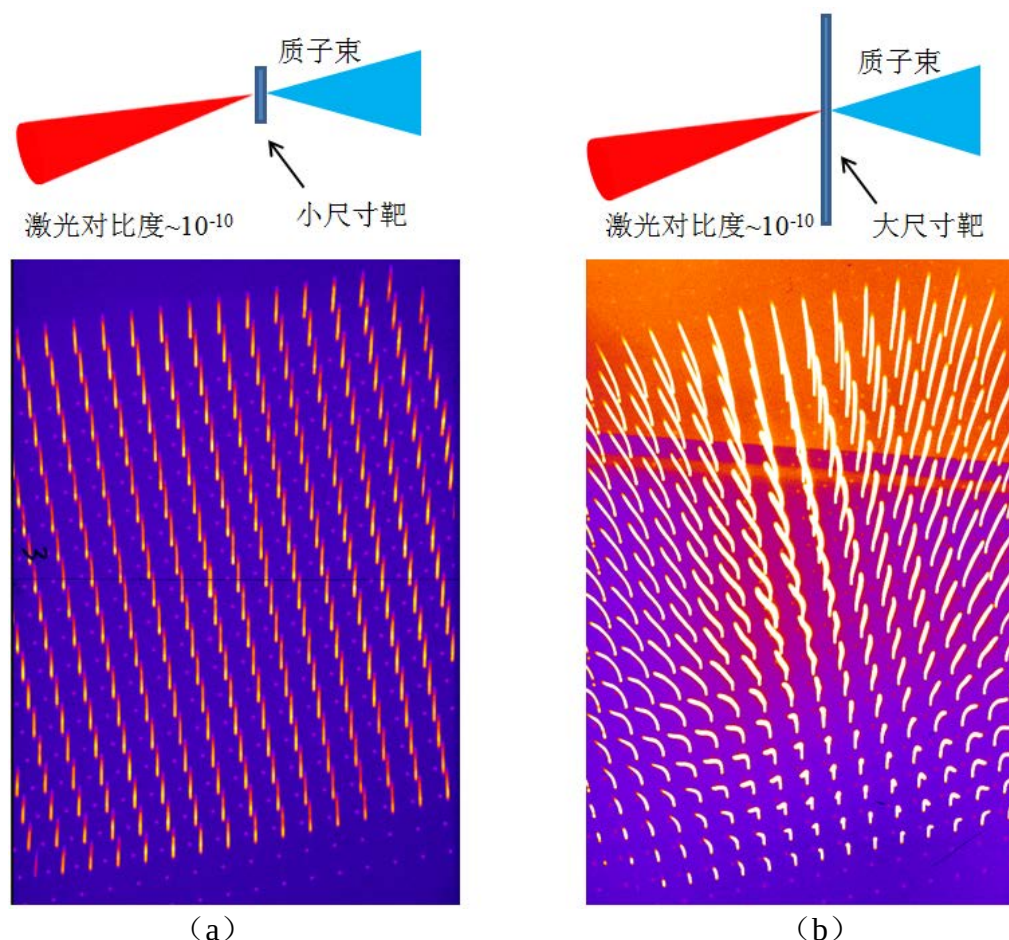


图 5-4 (a) 高对比度激光与 $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ 的靶相互作用的质子束能谱 (b) 高对比度激光与 $30\text{mm} \times 15\text{mm}$ 的靶相互作用的质子束能谱

Fig.5-4 (a) The proton spectra of high contrast laser pulse interacting with $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ target. (b) The proton spectra of high contrast laser pulse interacting with $30\text{mm} \times 15\text{mm}$ target.

当高对比度激光与不锈钢靶相互作用时产生的质子束能谱图如图 5-4 所示。为了提高空间分辨率，本轮实验选用了 19×19 的针孔阵列。其中，5-4 (a) 的质子能谱也呈直线，但 5-4 (b) 的质子能谱存在明显的弯曲现象。由于谱线形状与 GPT 的模拟结果有较大出入，因此无法利用 GPT 定标的偏转量来求解这一发次的质子能谱。唯一能确定的是铝膜截止能量 (1MeV) 的质子位置，即每条谱线对应的偏转量最大的质子。

根据结果，5-3 (a)、5-3 (b)、5-4 (a) 这三种情况下质子能谱均呈直线状，与 GPT 的模拟结果相吻合。而 5-4 (b) 中质子束能谱发生了明显的弯曲。在谱线弯曲的情况下，无法将打靶点看成质子点源，需要考虑激光物质相互作用时产生的电磁场。为了确定质子谱线弯曲的原因，我们考虑了如下可能的因素，如表 5-1

所示:

表 5-1 产生谱线弯曲的可能因素
Table 5-4 The diagram for possible factors that influence the bending spectra

	可能因素	状态
1	磁场不均匀	可排除
2	质子源在靶面的横向移动	可排除
3	质子的空间电荷效应	有待研究

5.2.1 可能因素 1: 磁场不均匀

在诊断过程中谱仪内部的磁场是保持不变的。如果谱线的弯曲由磁场引起,那每一发的结果应当具有相同的整体弯曲趋势。而实验结果表明,不同发次的质子能谱形状各不相同。因此,可以排除磁场不均匀对谱线形状的影响。

5.2.2 可能因素 2: 质子源在靶面的横向移动

对于图 5-4 (b) 所示的弯曲谱线,质子束的偏转特性与方位有着明显的关系:位于左右两边的谱线分别向两侧发生弯曲,位于正上方的谱线被拉长,而位于底部的谱线被压缩。通过放大 5-4 (b) 所示的能谱,我们可以得到谱线更为细致的结构。如图 5-5 (a) 所示,高能质子在水平方向上基本没有偏移,而低能部分的质子在水平方向上表现出明显的横向偏移。通过研究这一发次的质子束谱线,我们发现了如下两个重要的特点:

第一:通过测量 IP 成像板上相邻两个针孔所对应的铝膜截止能量 (1MeV 质子) 的信号位置,我们发现质子信号之间的间距为 7.7mm;而相邻两个零点 (由不带电的 X 射线产生) 的间距为 7.0mm。这表明,与零点信号相比,低能质子信号在 IP 上具有更大的放大倍数。第二:从单条谱线看,能量较低的质子信号要略宽于高能部分的信号,如图 5-5 (c) 所示。综合这两个特点,我们发现低能质子信号比高能质子信号具有更大的放大倍数。

理想状态下,点状辐射的质子束穿过某个针孔后谱线的宽度应和零点信号的直径保持一致。零点信号相对于针孔的放大倍数 M 可由下式决定:

$$M = \frac{L + L_1 + L_2}{L_1} \quad (5-3)$$

其中, L_1 , L_2 , 以及 L 分别表示靶点到针孔距离、磁场长度以及磁场边缘到 IP 的距离。这表明, 放大倍数仅仅和谱仪的参数结构有关。

质子源在靶面的横向移动意味着质子源具有一定的横向尺寸。这一横向尺寸将造成谱线的整体展宽, 也就是说谱线都应该比点状辐射质子束获得的谱线要宽一些。此外, 当源的尺寸一定时, 谱线宽度应保持一致, 这是由放大倍数 M 确定的。因此, 如果弯曲的质子谱线是由质子源在靶面上的横向移动产生, 那能谱应该是整体变宽且上下宽度一致的谱线。而目前测得的谱线表现为上粗下细, 与质子源在靶面的横向移动的结果不符。

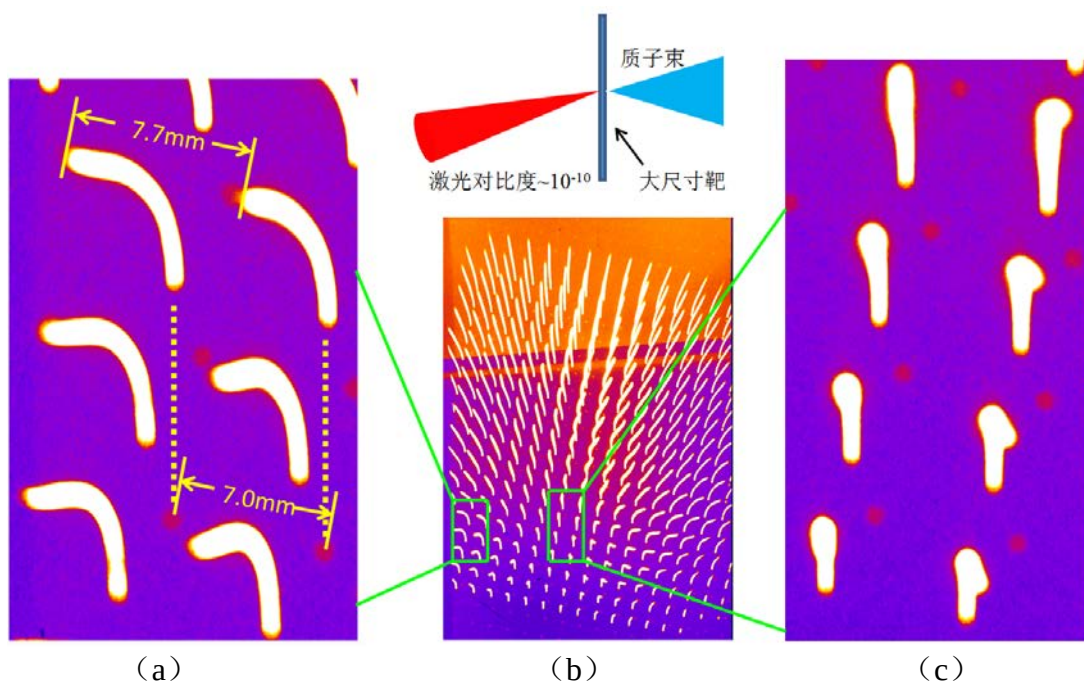


图 5-5 (a) (c) 分别表示能谱的放大区域 (b) 谱线的整体结构图。

Fig.5-5 (a) and (c) are two zoom-in areas as shown in (b). (b) The whole proton spectra.

5.2.3 可能因素 3: 质子的空间电荷效应

2004 年, Borghesi 等人利用金属网格过滤激光驱动的质子束, 同时利用 RCF 堆栈探测质子束^[131]。通过分析质子束的图像与相对应的网格位置, 可以反推质子束的轨迹直至质子源。他们利用这个方法确定的质子源在靶面的尺寸为 $100\mu\text{m}\sim 200\mu\text{m}$, 而实验时激光的聚焦光斑仅 $3\mu\text{m}\sim 5\mu\text{m}$ 。此外, 他们发现这些质子束轨迹的延长线并不交于打靶点, 而是相交于靶前百微米处。因此, 他们认为靶前存在一个等效的质子虚源, 发散的质子束到达靶面时有 $100\mu\text{m}\sim 200\mu\text{m}$ 的尺寸。Sokollik 在他的博士论文里也提到了类似的实验结果^[132], 他们测得的质子能谱是向内弯曲

的，研究结果表明质子束的虚源也位于靶前，示意图如图 5-6 所示。

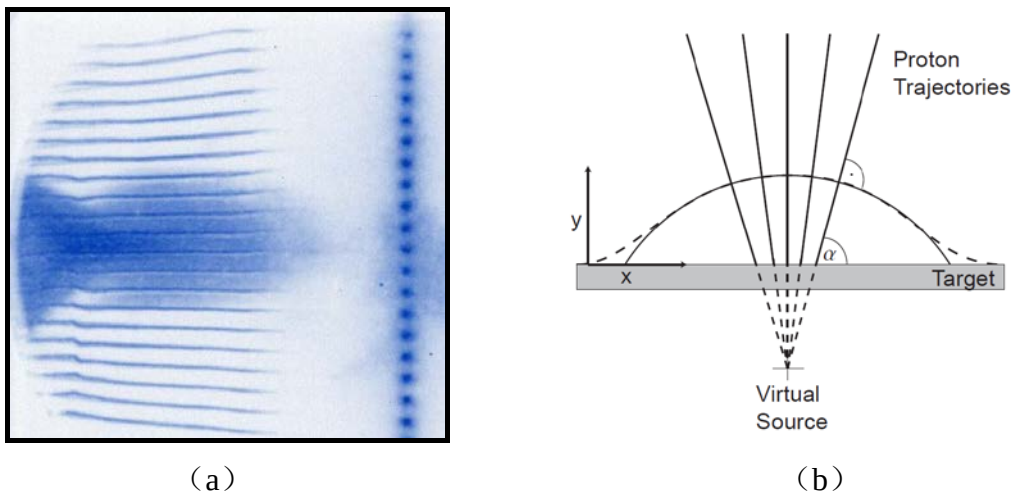
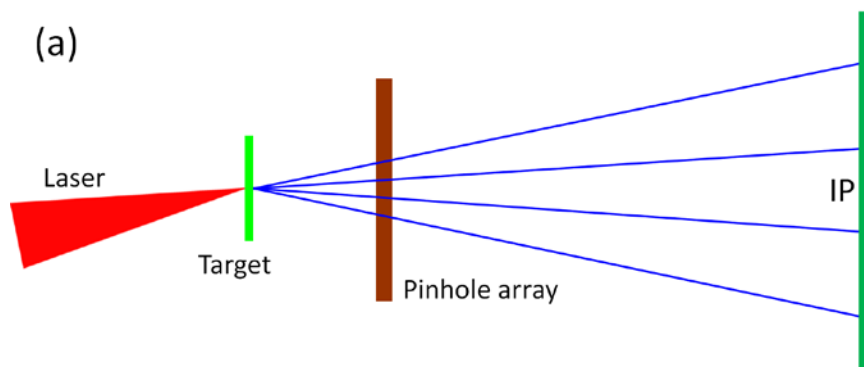


图 5-6 (a) Sokollik 等人测得的质子谱线 (b) 质子源示意图^[131]
Fig.5-6 (a) The proton spectra detected by Sokollik et al (b) The schematic of proton source.

利用回溯质子轨迹的方法^[131-134]，我们分别将零点信号及质子信号作反向延长线回溯质子源。由于 X 射线不带电，在磁场中不发生偏转，回溯零点的信号应位于打靶点，如图 5-7 (a) 所示。用同样的方法回溯某一能量的质子 (1MeV)，发现质子源并不在打靶点上，而是位于靶后 $\Delta x = 5\text{mm}$ 处的虚源 (Virtual Source)，如图 5-7 (b) 所示。综合所有能量的能谱信号，实验的结果可以看成是：不同能量的质子位于不同的虚源位置，且质子能量越低，虚源距离靶的距离就越远。其中，1MeV 的质子束虚源距离靶点为 5mm。

这一结果与 Borghesi、Sokollik 等人已有的实验结果并不相符：他们认为质子束虚源位于靶前，而我们的分析结果表明质子束虚源位于靶后。从实验结果上看也能得到直观的体现：Sokollik 等人测得的质子能谱向中间弯曲，表明质子在探测屏上的放大倍数小于零点信号，对应的虚源位于靶前；而我们测得的谱线向两侧弯曲，表明质子在探测屏上的放大倍数大于零点信号，对应的虚源位于靶后。



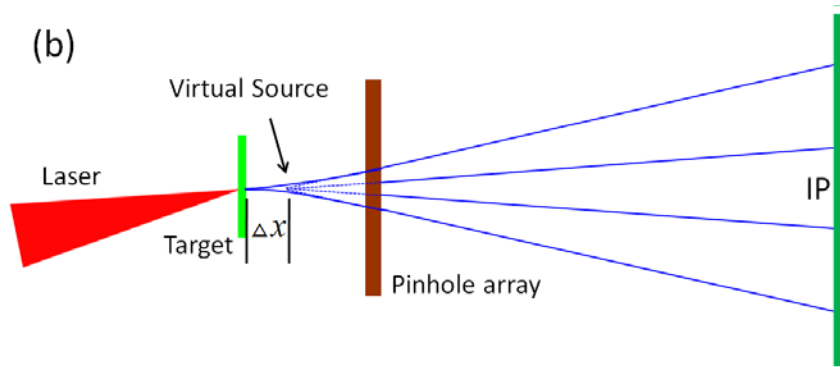


图 5-7 (a) X 射线经过针孔阵列的示意图 (b) 1MeV 质子经过针孔阵列的示意图，质子束交于虚点

Fig.5-7 (a) The schematic of proton X-ray passing through the pinhole array in this shot (b) The schematic of protons passing through the pinhole array in this shot, as if they were from the virtual source.

根据 200TW 激光装置上的实验结果表明：对于小尺寸靶，无论激光对比度如何质子束发散角均较大；对于大靶，在低对比度激光条件下质子束发散角较大，而在高对比度激光条件下质子束发散角较小^[62]。因此，在这几种情况中高对比度激光与大靶相互作用得到的质子产额最大，且质子相对集中。

基于目前的研究结果，空间电荷效应可以作为质子束弯曲的一个合理解释：打靶点后方除了鞘层电场之外，高度聚集的质子束同时向外产生一个横向的电场，质子束在此电场的作用下获得额外的横向速度，如图 5-8 所示。通过计算 1MeV 的质子，可以得出该横向电场的尺度约为 $10^7 \sim 10^8 \text{V/m}$ 。当然，目前这里仅仅给出了一个定性的解释，需要进一步的理论研究，通过建立理论模型将空间电荷效应对质子束能谱的影响量化。

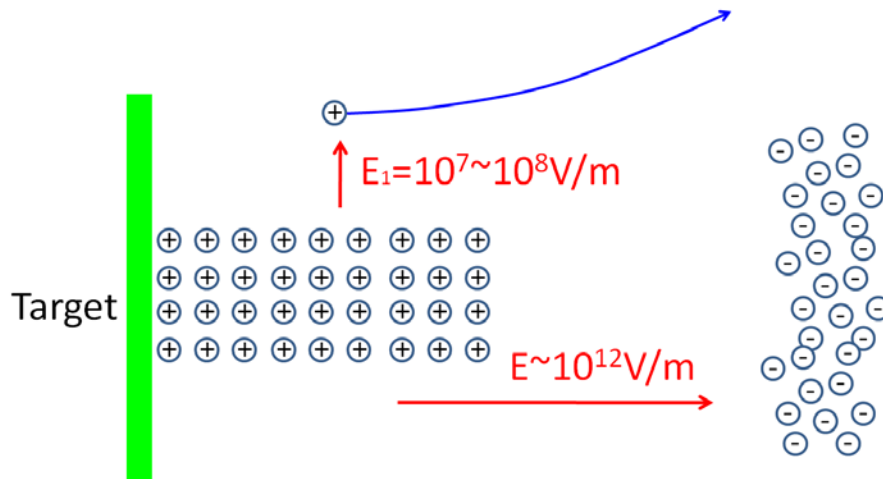


图 5-8 空间电荷效应的示意图，其中 E_1 表示横向电场

Fig.5-8 The schematic of space charge effect, here E_1 is the horizontal electric field.

5.3 质子束指向性的偏转

自 2000 年以来,靶后鞘层加速机制(Target Normal Sheath Acceleration)已成为实验上最成熟的质子加速机制。大量的研究表明:对于典型的 TNSA 加速,质子束将以一定的发散角沿靶后法线方向发射^[32,33,36,37,135]。靶后鞘层加速,顾名思义,就是指质子束的发射方向沿靶后法线,且与激光入射角的大小无关。因此,实验中为了防止反射的离子束溅射到 OAP 表面,激光一般都以一定的角度斜入射打靶。随着研究的深入,不少研究小组发现当激光斜入射打靶时,激光驱动的质子束并不严格地沿靶后法线方向,而是以一定的角度偏向激光传输方向^[114,115,123,136-139]。而且,对于不同的激光对比度,激光偏转的特性还有所区别。

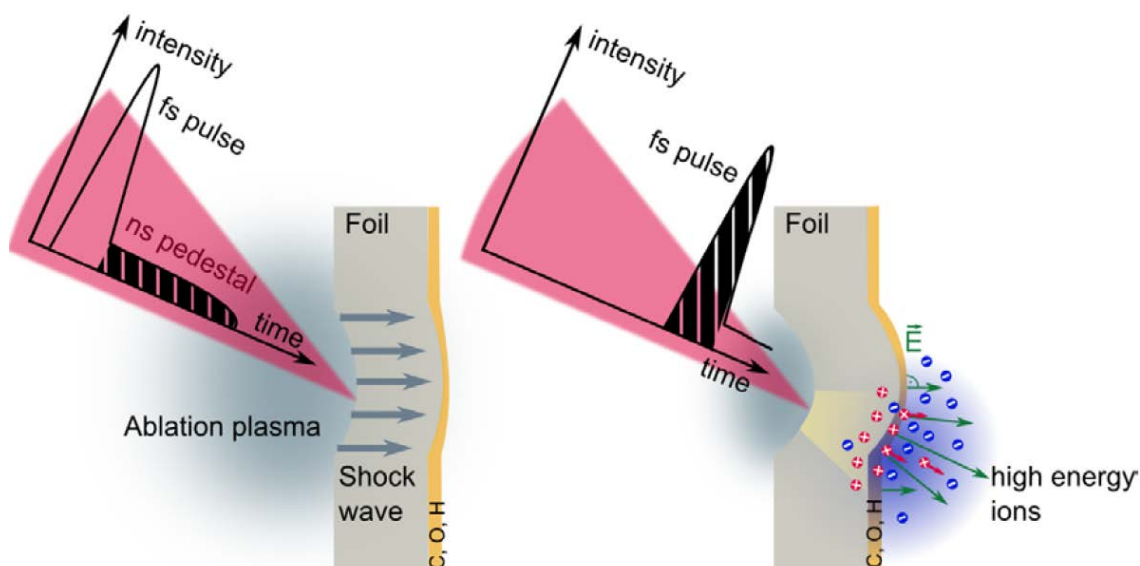


图 5-9 激光预脉冲导致靶后表面变形示意图^[123]

Fig.5-9 The deformation of target foil induced by laser prepulse.

2005 年, Lindau 等人将峰值功率为 10^{19}W/cm^2 的激光以 45° 入射薄靶,发现质子束偏离法线方向而指向激光传输方向^[115]。他们发现,当激光对比度为 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 时,激光预脉冲(ASE)在 10^{12}W/cm^2 量级,预脉冲产生的冲击波将导致靶后表面变形,从而导致质子束整体偏离法线方向,如图 5-9 所示。他们发现,当靶厚度越小、ASE 持续时间越长、ASE 强度越大,则质子束的偏离的程度越大。Lundh 等人在此基础上,对不同的靶厚度、靶材料及相应的质子束偏转程度作了进一步的研究^[137]。他们发现,冲击波在不同的靶材料具有不同的传播速度,因此不同的靶材料、不同的靶厚度都会对质子束的偏转角产生影响,如图 5-10 所示。这些结果均表明,ASE 产生的冲击波是引起质子束指向性偏转的主要原因。

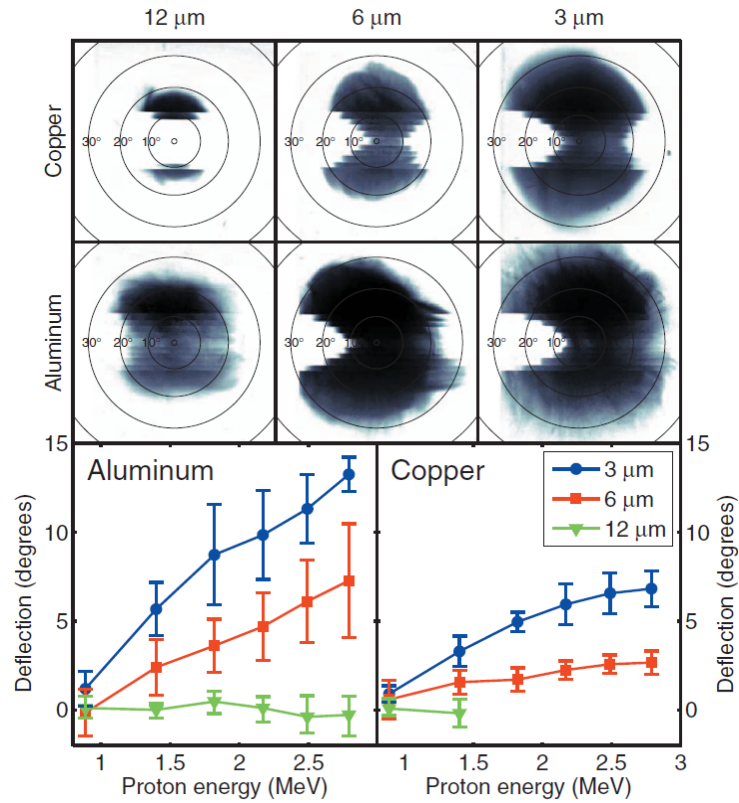
图 5-10 质子束的偏转与靶材料、靶厚度之间的关系^[136]

Fig.5-10 The relationship between proton deviation and target material and target thickness.

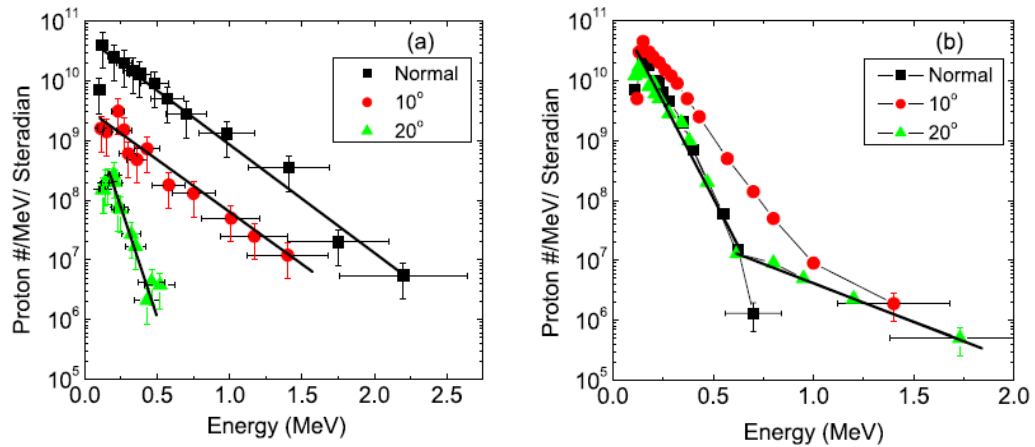


图 5-11 质子束的能量随偏转角的变化关系 (a) 未采用“等离子体开关” (b) 采用“等离子体开关”

Fig.5-11 The correlation between proton energy and deviation angle. (a) without "transmissive plasma shutter". (b) with "transmissive plasma shutter".

2009 年, Reed 等人利用超高对比度激光 ($\sim 10^{-11}$) 以 20° 入射薄靶, 也发现了质子束沿激光传输方向偏转的现象^[138]。为进一步提高激光对比度, 他们通过在靶前增加一个类似于等离子体开关 ‘transmissive plasma shutter’ 的薄片减少 ASE

强度。提高激光对比度后，激光预脉冲大约在 10^9W/cm^2 的量级。他们发现，当激光对比度较低时 ($\sim 10^{-11}$)，质子束偏转量较小；而进一步提高对比度后 ($\sim 10^{-13}$) 偏转量增大，如图 5-11 所示。当激光预脉冲为 10^9W/cm^2 的量级远小于靶的损伤阈值 (10^{12}W/cm^2)，预脉冲对靶面的作用可以忽略，对靶后的影响直接来自于主脉冲。由于主脉冲对薄靶的作用沿激光传输方向，因此质子束受到相应的调制而偏向激光传输方向。

Zeil 等人于 2012 年发现，鞘层场的非对称性是造成质子束指向性发生偏转的原因^[114]。如图 5-12 所示，他们保持激光的入射角不变，通过调节光栅的角啁啾改变激光聚焦光斑的分布。在其他条件相同的情况下，不同的激光光斑将造成不同的鞘层电场分布及相应的演化过程，从而影响质子束的整体指向性。

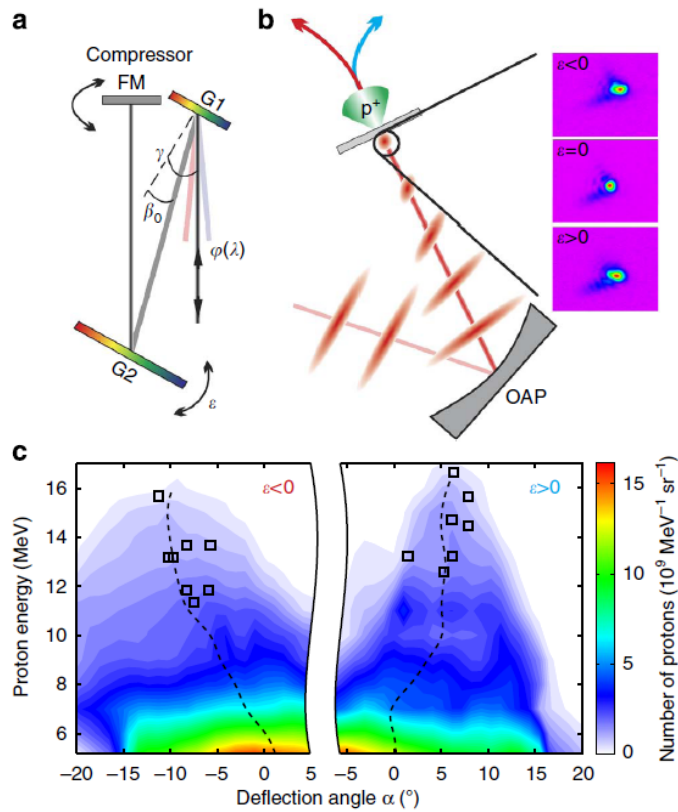


图 5-12 Zeil 等人的实验结果^[114]

Fig.5-12 The experimental result detected by Zeil et al

本论文第四章介绍了利用二维角分辨质子谱仪探测质子束的实验结果，发现利用该谱仪测得了质子束整体偏离靶后法线方向的结果（如图 4-14 所示）。在之后几次实验中，我们利用二维角分辨质子谱仪对不同激光条件下产生的质子束偏转情况进行了较为系统的测量。

5.3.1 低对比度激光以 54° 入射

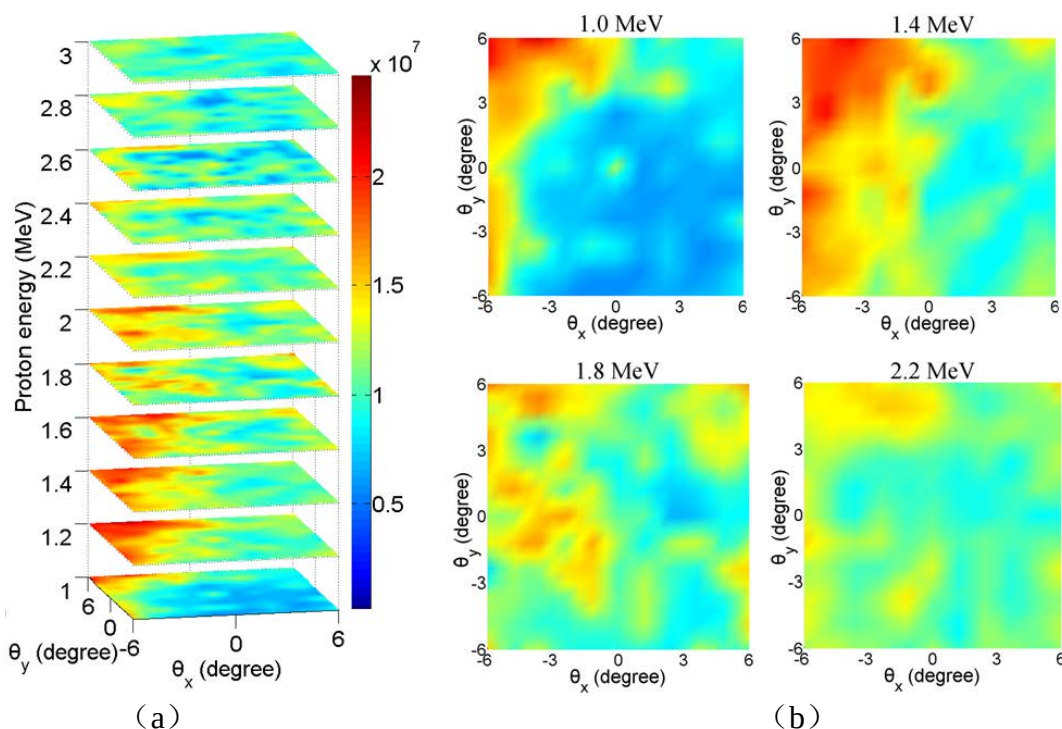


图 5-13 低对比度激光以 54° 斜入射 $5\mu\text{m}$ 不锈钢靶的能谱截面。(a) 为质子能谱的树状结构图 (b) 为截取其中 $1\text{MeV}\sim 2.2\text{MeV}$ 能量的质子束空间分布, colorbar 与 (a) 一致

Fig.5-13 Low contrast laser pulse interacts with $5\mu\text{m}$ stainless steel target with the incidence angle of 54° . Figure (b) shows the selected spatial distributions from figure (a) with energy from 1.0 MeV to 2.2MeV with the same colorbar.

当低对比度激光以 54° 的入射角打靶时,测得的质子空间分布图如图 5-13(a) 所示,图 (b) 的四幅图分别表示质子能量从 1.0 MeV 到 2.2 MeV 的截面,能量间隔为 0.4 MeV 。其中, $\theta_x = 0^\circ$ 对应于靶后法线方向, $\theta_x = -54^\circ$ 对应于激光传输方向。对于能量较低的区域 ($1.0\sim 1.6\text{ MeV}$), 质子束集中分布在左侧; 能量较高区域 ($>1.8\text{ MeV}$), 质子束的分布已不明显。从质子分布图上看, 质子束具有朝激光传输方向发生偏转的整体趋势, 不过这一发次的质子束轮廓并不清晰。本轮实验大多数的解析结果均与这一发次类似, 仅仅测得质子束角分布的其中一部分, 造成这一现象的主要原因有两个:

1. 本轮实验采用低对比度激光, 产生的质子束发散角较大;
2. 二维角分辨质子谱仪在本轮实验为首次使用, 在当时的靶室布局下谱仪的针孔距离打靶点 92 mm , 对质子束的接收角仅为 12° , 因此探测的质子束范围较小。正是基于本轮实验的经验总结, 后续实验中将谱仪到打靶点的距离调整为 60 mm , 接收角增大为 20° 。

5.3.2 高对比度激光以 54° 入射

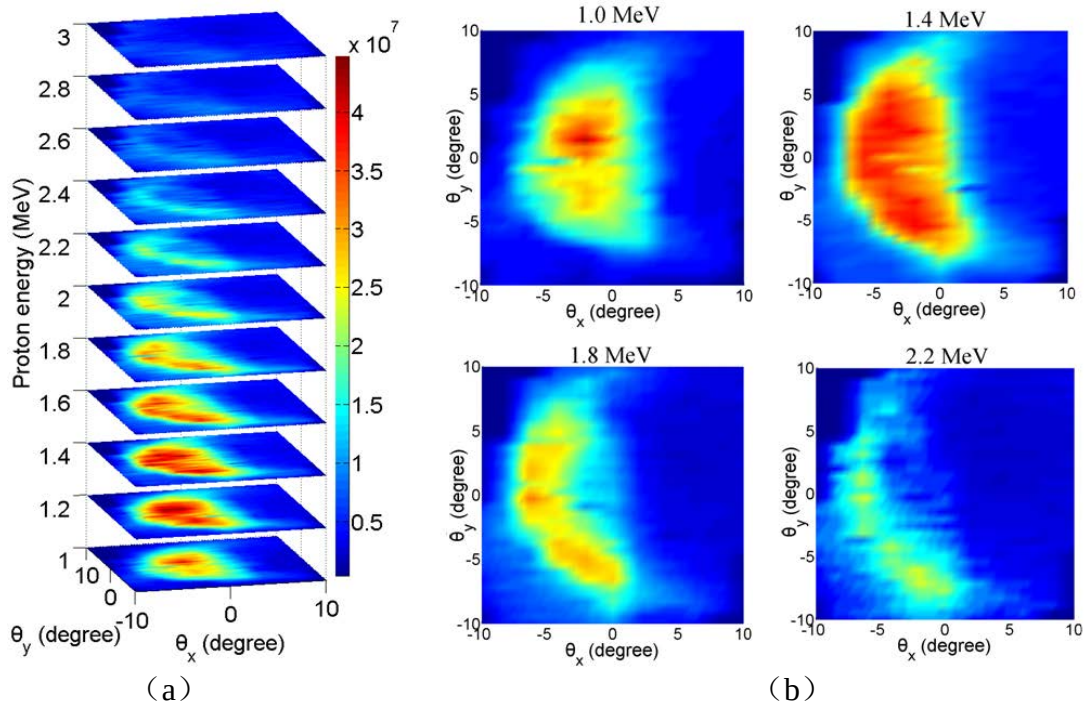


图 5-14 高对比度激光以 54° 斜入射 $5\mu\text{m}$ 不锈钢靶的能谱截面。(a) 为质子能谱的树状结构图 (b) 为截取其中 1MeV~2.2MeV 能量的质子束空间分布, colorbar 与 (a) 一致

Fig.5-14 High contrast laser pulse interacts with $5\mu\text{m}$ stainless steel target with the incidence angle of 54° . Figure (b) shows the selected spatial distributions from figure (a) with energy from 1.0 MeV to 2.2MeV with the same colorbar.

高对比度激光以 54° 入射的结果如图 5-14 所示。本轮实验谱仪距离靶点的距离为 60mm, 测得了完整的质子束空间分布图。同上一发次一样, $\theta_x = 0^\circ$ 和 $\theta_x = -54^\circ$ 分别对应于靶后法线方向和激光传输方向。这一发次的质子能量最高可达 3MeV, 质子束整体的指向性朝激光传输方向发生了偏转。当能量为 1.0 MeV 时, 质子束中心位置为 $\theta_x = -2.5^\circ$; 随着能量的升高, 质子束中心位置朝激光传输方向的偏转角也逐渐增大。当能量为 2.2 MeV 时, 偏转角达到了 $\theta_x = -6.5^\circ$ 。

5.3.3 高对比度激光以 9° 入射

当高对比度激光以 9° 入射时, 质子的空间分布图如图 5-15 所示, 对应的激光传输方向为 $\theta_x = -9^\circ$ 。同上一发相比, 激光对比度保持一致, 入射角变小, 质子束的偏转角也大大减小, 整体表现为沿法线方向发射, 同典型的 TNSA 加速机制给出的结果相符。这表明在相同激光对比度下, 质子束的偏转量同激光入射角呈正相关: 激光入射角越大, 质子束偏转量越大。

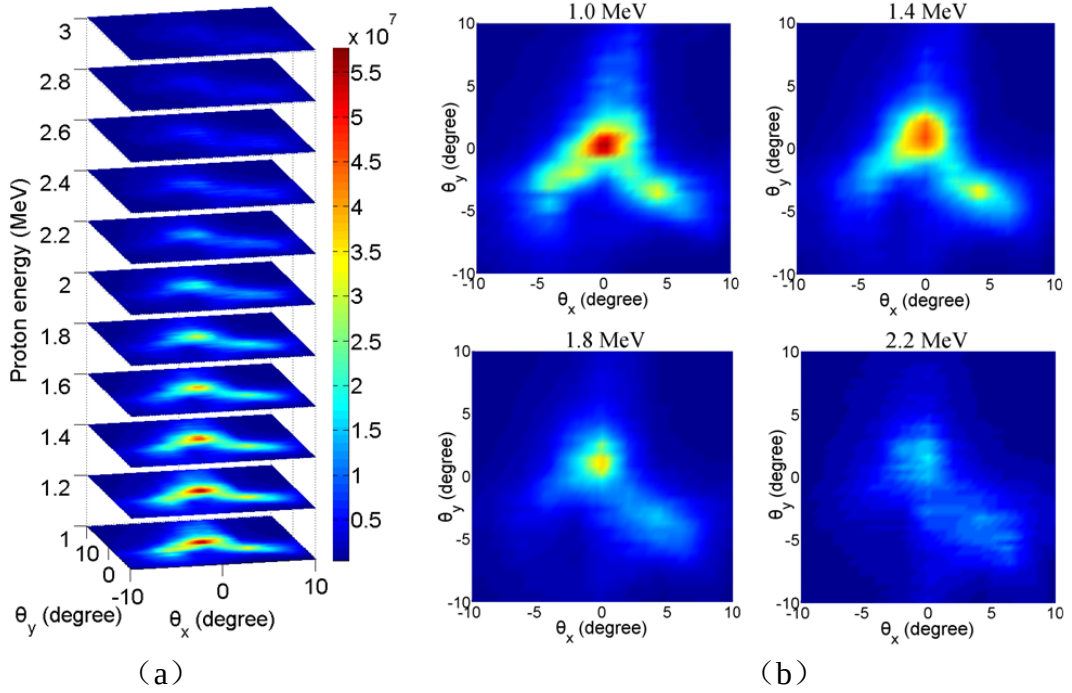


图 5-15 高对比度激光以 9° 斜入射 $5\mu\text{m}$ 不锈钢的三角形靶的能谱图。(a) 为质子能谱的树状结构图 (b) 为截取其中 $1\text{MeV}\sim 2.2\text{MeV}$ 能量的质子束空间分布, colorbar 与 (a) 一致

Fig.5-15 High contrast laser pulse interacts with $5\mu\text{m}$ stainless steel target with the incidence angle of 9° . Figure (b) shows the selected spatial distributions from figure (a) with energy from 1.0 MeV to 2.2MeV with the same colorbar.

5.3.4 实验结果讨论

在低对比度情况下 ($\sim 10^{-8}$), 二维角分辨质子谱仪仅仅测得的质子的一部分, 不足以展现整个质子束的空间分布及其偏转量, 因此下文对于实验结果的讨论仅限于高对比度情况 ($\sim 10^{-10}$)。

在不考虑库仑势、激光参数和靶面参数的理想情况下, 盛政明等人研究了激光与薄靶相互作用产生的粒子及其指向性^[140]。其解析结果表明, 高能激光驱动的质子束将偏离靶后法线方向一个角度, 该偏转角满足:

$$\tan(\theta_x) = \frac{\sqrt{\gamma-1}}{\sqrt{2+(\gamma+1)\cdot \tan^{-2}\alpha}} \quad (5-4)$$

式中 θ_x 表示质子束的偏转角, α 表示激光入射角, γ 表示质子的相对论因子。对于能量在 MeV 量级的质子, $\gamma \approx 1$, 代入 5-4 可以写成:

$$\tan(\theta_x) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\tan^{-2}\alpha)}} \cdot \sqrt{\frac{E}{m_p c^2}} \quad (5-5)$$

其中, E 表示质子动能, $m_p c^2$ 表示质子的静质量。上式表明, 质子束的偏转角随激光入射角增大而增大, 同时与质子的能量呈正相关性。

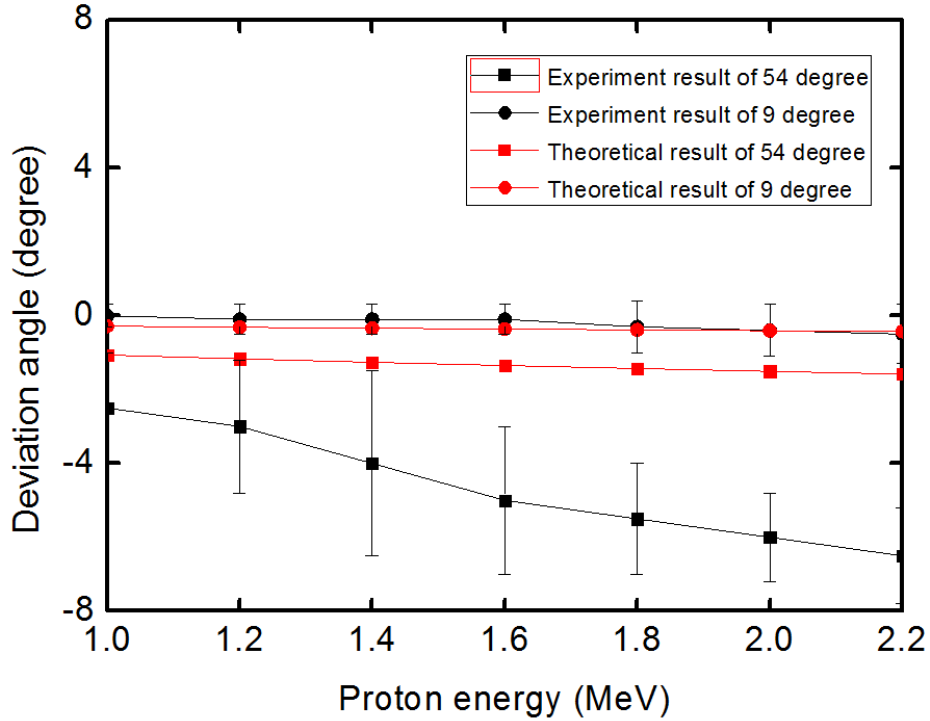


图 5-16 质子束偏转与质子能量的关。其中黑色曲线为实验结果, 红色曲线为理论解析结果。
Fig.5-16 The correlation between proton energy and the deviation angle. Here blacks curves are experimental results, red curves are theoretical results.

本轮实验中, 在相同的激光对比度 ($\sim 10^{-10}$) 下, 质子束偏离法线方向的程度随激光入射角的增大而增大; 对于每一发次, 质子能量越大则偏转角越大。如图 5-16 所示, 黑色曲线为实验结果, 红色曲线为理论解析的结果。当激光入射角为 9° 时, 实验结果与解析的结果相吻合; 而当入射角为 54° 时, 两者的整体变化趋势相同, 但实验中测得的偏转角度偏转角在 $2.8^\circ \sim 6.5^\circ$ 之间, 远大于解析结果 ($1^\circ \sim 1.8^\circ$)。这两者的差别主要取决于激光与固体靶相互作用的具体实验条件。在 200TW 激光器的实验条件下, 对于峰值功率为 $5 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ 的激光脉冲, 10^{-10} 的对比度所对应的 ASE 强度为 $5 \times 10^9 \text{W/cm}^2$, 小于冲击波的阈值 (10^{12}W/cm^2)。因此, 在这种情况下冲击波的强度不足以引起靶后表面变形, 不能用冲击波模型加以解释。

Zeil 等人发现, 导致质子束发生偏转的主要原因是具有平行于靶面的鞘层电场分量。当高强度激光的主脉冲斜入射靶面时, 大量的超热电子以 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 的形式沿激光传输方向被加速, 在靶后形成的鞘层电场在平行靶面的分量具有非对称性

^[114]，如图 5-18 (a) 所示。此时 ($t=0$)，部分质子最先被加速，获得最大的能量，这部分质子受到非对称鞘层场的影响而偏离靶后方向发射。鞘层电场随时间快速演化，在下一时刻 ($t=44\text{fs}$) 时电场在平行靶面的方向上已呈对称分布，如图 5-18 (b) 所示。稍后被加速的质子在这一壳层场中获得较低的能量，且整体沿靶后法线发射。因此，鞘层场随时间的快速演化造成不同时期加速的质子具有不同的能量分布

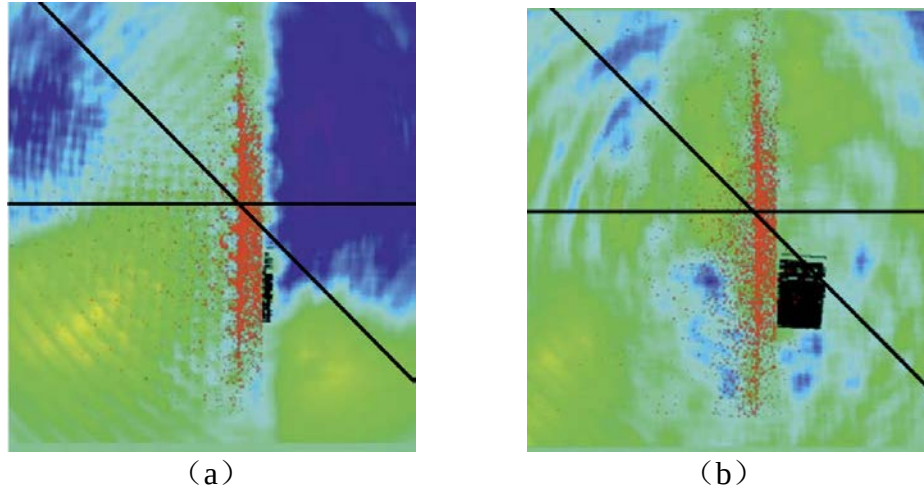


图 5-17 (a) 在 $t=0$ 时刻沿靶面方向的电场分布 (b) 在 $t=44\text{fs}$ 时刻沿靶面方向的电场分布^[114]
Fig.5-17 (a) The electric field along the target foil at $t=0$. (b) The electric field along the target foil at $t=44\text{fs}$.

本轮实验中，在高比度 ($\sim 10^{10}$) 情况下，ASE 强度较低 ($\sim 5 \times 10^9 \text{W/cm}^2$)，不足以产生足够强的冲击波导致靶后表面变形。因此，实验中观测到的质子束偏转现象并非由 ASE 产生的冲击波所致，而主要来自于鞘层场的演化。当激光以 9° 入射时，电子受到 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 的作用力，而沿激光传输方向被加速，产生的电场沿靶面方向的分量较小。当激光入射角为 54° 时，超热电子在 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 的作用力下发射角度也随之增大，鞘层电场沿靶面方向的分量也随之增大、表现为非对称性。同时，实验中也观测到了质子能量越大则偏转角越大的现象。靶后鞘层电场的演化将导致最先被加速的质子具有较大的能量及较大的偏转角；稍后被加速的质子具有较低的能量及沿靶后法线发射的特点。这一结论与实验结果相吻合，也是高能质子偏转角大于低能电子的主要原因。

5.4 总结与展望

本章的研究工作是基于二维角分辨质子谱仪探测的延伸与拓展。利用该谱仪，我们在不同的激光条件与靶条件下获得了质子束能谱。实验中测得了与 GPT 模拟

结果不相符的弯曲结构的质子束能谱。根据目前的实验现象，暂时推断是由于质子束的空间电荷效应产生。文中仅仅给出了定性的解释，这部分的研究内容需要进一步的理论模拟加以佐证。对于与 GPT 模拟结果相符的结果，我们解析了这部分谱线，发现在 TNSA 加速条件下加速获得的质子并不严格沿靶后法线方向，而是偏向激光传输方向。偏离法线的程度与激光参数有关：对于相同的激光对比度，质子束的偏转角随激光入射角的增大而增大；在同一发次中，质子束的偏转量随质子能量的增大而增大。结果利用在 200TW 激光器，在高对比度情况下，引起质子束偏转的主要原因是非对称的鞘层电场导致的质子束指向性偏转。

第六章 结束语

6.1 工作总结

本文的研究主要围绕激光驱动质子加速展开，设计了全新的二维角分辨质子谱仪，并对质子束的二维角分辨能谱做了相应的诊断。研究工作主要分为以下几个部分：

1. 实验室相关的建设工作，对实验室辐射安全做了调研。在不同类型的实验期间（高次谐波实验和近临界密度气体靶实验）对辐射剂量做了定量的测试。测试结果表明：高次谐波实验期间的辐射剂量较小，满足我国批准发布的《电离辐射防护与辐射源安全基本准则》。而近临界密度气体靶实验的辐射剂量较大且主要集中在激光传输方向，该方向的辐射剂量超出公众安全标准范围。因此，需要在激光传输方向上作针对性的辐射防护措施，在实验打靶时工作人员应避免出现在该方向上。

2. 设计了基于实时探测的电子磁谱仪。该电子磁谱仪利用 PI200 闪烁体将电子信号转化为光信号，并将光信号通过 PMMA 塑料光纤传导至 CMOS 相机，从而实现对电子信号的实时采集，从而大大提高实验效率，特别适用于高重频的激光装置。此外，该谱仪和 CMOS 相机之间通过柔软的 PMMA 塑料光纤相连，使谱仪在靶室内的位置摆放更为灵活。

3. 在质子探测方面，设计了一套二维角分辨质子谱仪。该谱仪以 Thomson 离子谱仪为基础，通过特别加工的二维针孔阵列过滤质子束，实现了对质子束在二维空间不同方向上的能谱探测。与 RCF 堆栈相比，该谱仪在低能部分（1~5MeV）的能量分辨率远好于 RCF 堆栈。在初步设计的二维角分辨质子谱仪的基础上，为了提高空间分辨能力我们进一步设计了一维方向上加密的针孔阵列；为了增大质子束接收角，我们将谱仪的平行磁铁改进为楔形磁铁。目前，这些改进工作都已完成并投入实验使用。

4. 基于 200TW 激光装置的激光驱动质子加速实验，并利用二维角分辨质子谱仪对不同条件下产生的质子束进行测量。实验中测得了与 GPT 模拟结果不相符的弯曲结构的质子束能谱。根据目前的实验现象，推断质子能谱的弯曲现象的产生来源于质子的空间电荷效应，这部分内容还有待于进一步的理论模拟加以佐证。对于与模拟结果相符的直线形质子能谱，通过解析发现在 TNSA 加速条件下获得

的质子束并不严格沿靶后法线方向，而是偏向激光传输方向，偏转角随激光入射角的增大而增大。在同一发次中，偏转角随质子能量的增大而增大。这一结果同目前已有的理论模拟和实验结果相符，表明在 200TW 激光器的实验条件下，引起质子束偏转的主要原因是非对称且随时间演化的鞘层电场。

6.2 工作展望

本文的工作展望主要分为以下三部分：第一部分，对基于实时探测的电子磁谱仪的优化；第二部分，对二维角分辨离子谱仪的优化；第三部分，对质子束二维角分辨能谱的进一步研究。

1. 对基于实时探测的电子磁谱仪的优化，主要从以下两方面展开：提高能量分辨率和增大能量探测范围。首先，为了提高诊断的精确度，需要更高的能量分辨率。这部分工作可以通过减小光纤的直径和针孔的间距来实现。从目前的谱仪探测结果来看，直径为 0.75mm 的 PMMA 光纤可以测得足够清晰的电子信号。这表明目前的光纤能够收集足够多的光信号，光纤直径有进一步减小的余地。第二，为了增大能量探测范围，可以通过插入两片光纤阵列来实现，和图 3-11 的 IP 铝制框架的结构类似。这样可以将探测范围从目前的 ($0.7\text{MeV} \sim 4.5\text{MeV}$) 扩展至全能量段 ($0.7\text{MeV} \sim 4.5\text{MeV}$ 以及 $4.5\text{MeV} \sim \infty$)，从而实现对高能电子的实时探测。考虑到在高能电子探测区间 ($4.5\text{MeV} \sim \infty$)，相邻针孔的能量间隔也大幅增加，对能量分辨率也提出了更高的要求。因此，对于探测范围的改进需要建立在能量分辨率提高的基础上进行。

2. 二维角分辨质子谱仪的优化。现有的实验已经验证了二维角分布质子谱仪的实用性与可操作性，并且从提高谱仪的空间分辨率和增大空间接收角两方面对谱仪做了改进。后续的谱仪优化工作可以从以下三个方面入手：第一，提高谱仪的能量分辨率。这部分工作可以通过增大磁感应强度和增加质子的飞行距离来实现。第二，增大谱仪的能量探测范围，用来探测能量更高的质子。这部分工作以提高能量分辨率为基础，可以从减小针孔直径入手。第三，在谱仪中加入电场，用来探测不同荷质比的质子和离子。这部分工作可以从针孔阵列的进一步加工、高压源的选购方面入手。

3. 对质子束能谱的研究推进。第一，对能谱弯曲现象的研究，根据现有的实验现象，暂时推断产生能谱弯曲的原因是质子束的空间电荷效应。对于该项工作需要从理论和实验两方面着手研究。理论方面，需要建立相应的理论模型，量化地研究空间电荷效应对质子束在磁场中飞行轨迹的影响。实验方面，可以通过

在靶后固定金属网格等方法确定在 200TW 激光装置下质子束的虚源位置,验证作为研究谱线弯曲现象的另一个切入点。第二,对于指向性偏转的研究,目前测试了在高对比度激光下质子束的偏转量与激光入射角的关系。由于低对比度激光驱动的质子束发散角较大,已有的实验仅测得了质子束的一部分。后续的工作可以从低对比度激光入手进行实验诊断。考虑到低对比度激光驱动的质子束发散角比较大,可以利用基于楔形磁铁的二维角分辨质子谱仪对质子束进行测量。通过对比不同激光对比度下、不同激光入射角的实验结果,系统地研究激光对比度、激光入射角对质子束指向性偏转的影响。

参考文献

- [1] Maiman T H. Stimulated optical radiation in ruby[J]. Nature, 1960, 187(4736): 493-494.
- [2] Wentz J L. Novel laser Q-switching mechanism[J]. Proceedings of the IEEE, 1964, 52(6): 716-717.
- [3] Mocker H W, Collins R J. Mode competition and self-locking effects in Q-switched ruby laser[J]. Applied Physics Letters, 1965, 7(10): 270-273.
- [4] Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator[J]. Physical Review Letters, 1979, 43(4): 267.
- [5] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Optics Communications, 1985, 55(6): 447-449.
- [6] Tajima T, Mourou G. Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics[J]. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2002, 5(3): 031301.
- [7] Lawson J D. Power from nuclear fusion[J]. Nature, 1957, 180: 780-782.
- [8] Nuckolls J, Wood L, Thiessen A, Zimmerman G. Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications[J]. Nature, 1972, 239: 139-142.
- [9] Brueckner K A, Jorna S. Laser-driven fusion[J]. Reviews of Modern Physics, 1974, 46(2): 325-367.
- [10] Glenzer S H, MacGowan B J, Michel P, et al. Symmetric inertial confinement fusion implosions at ultra-high laser energies[J]. Science, 2010, 327(5970): 1228-1231.
- [11] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers[J]. Physics of Plasmas, 1994, 1(5): 1626-1634.
- [12] Pukhov A, Meyer-Ter-Vehn J. Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma: Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation[J]. Physical Review Letters, 1996, 76: 3975-3978.
- [13] Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J. Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations[J]. Physics of Plasmas, 1998, 5(5): 1880-1886.
- [14] Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J. Laser Hole Boring into Overdense Plasma and Relativistic Electron Currents for Fast Ignition of ICF Targets[J]. Physical Review Letters, 1997, 79(14): 2686-2689.

- [15] Forslund D W, Kindel J M, Lee K. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity[J]. Physical Review Letters, 1977, 39(5): 284-288.
- [16] Brunel F. Not-so-resonant, resonant absorption[J]. Physical Review Letters, 1987, 59(1): 52-55.
- [17] Kruer W L, Estabrook K. J x B heating by very intense laser light[J]. Physics of Fluids, 1985, 28(1): 430-432.
- [18] Sentoku Y, Mima K, Kaw P, et al. Anomalous resistivity resulting from MeV-electron transport in overdense plasma[J]. Physical Review Letters, 2003, 90(15): 155001.
- [19] Davies J R. Alfvén limit in fast ignition[J]. Physical Review E, 2004, 69(6): 065402.
- [20] Estabrook K G, Valeo E J, Kruer W L. Two-dimensional relativistic simulations of resonance absorption[J]. The Physics of Fluids, 1975, 18(9): 1151-1159.
- [21] Forslund D W, Kindel J M, Lee K. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity[J]. Physical Review Letters, 1977, 39(5): 284.
- [22] Ding W J, Sheng Z M, Zhang J, et al. Bulk resonance absorption induced by relativistic effects in laser-plasma interaction[J]. Physics of Plasmas, 2009, 16(4): 042315.
- [23] Kruer W L. The physics of laser plasma interactions[J]. 1988.
- [24] Beg F N, Bell A R, Dangor A E, et al. A study of picosecond laser-solid interactions up to 10^{19}W/cm^2 [J]. Physics of Plasmas, 1997, 4(2): 447-457.
- [25] Brunel F. Not-so-resonant, resonant absorption[J]. Physical Review Letters, 1987, 59(1): 52-55.
- [26] Kruer W L, Estabrook K. J x B heating by very intense laser light[J]. Physics of Fluids (1958-1988), 1985, 28(1): 430-432.
- [27] Wilks S C, Kruer W L, Tabak M, et al. Absorption of ultra-intense laser pulses[J]. Physical Review Letters, 1992, 69(9): 1383.
- [28] Mendonça J T. Threshold for electron heating by two electromagnetic waves[J]. Physical Review A, 1983, 28(6): 3592.
- [29] Rax J M. Compton harmonic resonances, stochastic instabilities, quasilinear diffusion, and collisionless damping with ultra - high - intensity laser waves[J]. Physics of Fluids B: Plasma Physics, 1992, 4(12): 3962-3972.
- [30] Sheng Z M, Mima K, Sentoku Y, et al. Stochastic heating and acceleration of electrons in colliding laser fields in plasma[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(5): 055004.
- [31] Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J. Relativistic laser-plasma interaction by

- multi-dimensional particle-in-cell simulations[J]. *Physics of Plasmas* (1994-present), 1998, 5(5): 1880-1886.
- [32] Hatchett S P, Brown C G, Cowan T E, et al. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2000, 7(5): 2076-2082.
- [33] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(14): 2945.
- [34] Gaillard S A, Kluge T, Flippo K A, et al. Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(5): 056710.
- [35] Hegelich B M. Ultra High intensity laser acceleration of ions to MeV/nucleon Energies[C]. 22nd Particle Accelerator Conference (PAC 07). 2007: 2581.
- [36] Maksimchuk A, Gu S, Flippo K, et al. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(18): 4108.
- [37] Mackinnon A J, Sentoku Y, Patel P K, et al. Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(21): 215006.
- [38] 徐妙华.超短超强激光脉冲与薄膜靶相互作用中的高能离子加速和超热电子输运的研究[博士论文].西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所, 2008.
- [39] 董全力.超强超短脉冲激光与等离子体相互作用的数值模拟研究[博士论文].北京: 中科院物理研究所, 2000.
- [40] Esirkepov T Z, Bulanov S V, Nishihara K, et al. Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(17): 175003.
- [41] Schwoerer H, Pfotenhauer S, Jäckel O, et al. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets[J]. *Nature*, 2006, 439(7075): 445-448.
- [42] Toncian T, Borghesi M, Fuchs J, et al. Ultrafast laser-driven microlens to focus and energy-select mega-electron volt protons[J]. *Science*, 2006, 312(5772): 410-413.
- [43] Macchi A, Cattani F, Liseykina T V, et al. Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(16): 165003.
- [44] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(17): 175003.
- [45] Esirkepov T, Yamagiwa M, Tajima T. Laser ion-acceleration scaling laws seen in

- multiparametric particle-in-cell simulations[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(10): 105001.
- [46] Kar S, Borghesi M, Bulanov S V, et al. Plasma jets driven by ultraintense-laser interaction with thin foils[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(22): 225004.
- [47] Macchi A, Veghini S, Pegoraro F. “Light Sail” Acceleration Reexamined[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(8): 085003.
- [48] Macchi A, Veghini S, Liseykina T V, et al. Radiation pressure acceleration of ultrathin foils[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(4): 045013.
- [49] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, et al. Stable GeV ion-beam acceleration from thin foils by circularly polarized laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(14): 145002.
- [50] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, et al. Radiation-pressure acceleration of ion beams from nanofoil targets: The leaky light-sail regime[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(15): 155002.
- [51] Zhang X, Shen B, Li X, et al. Efficient GeV ion generation by ultraintense circularly polarized laser pulse[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(12): 123108.
- [52] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, et al. Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(13): 135003.
- [53] Henig A, Steinke S, Schnürer M, et al. Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(24): 245003.
- [54] Najmudin Z, Palmer C A J, Dover N P, et al. Observation of impurity free monoenergetic proton beams from the interaction of a CO₂ laser with a gaseous target[J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(5): 056705.
- [55] Jung D, Yin L, Albright B J, et al. Monoenergetic ion beam generation by driving ion solitary waves with circularly polarized laser light[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(11): 115002.
- [56] Kar S, Kakolee K F, Qiao B, et al. Ion acceleration in multispecies targets driven by intense laser radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(18): 185006.
- [57] Denavit J. Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(21): 3052.
- [58] Silva L O, Marti M, Davies J R, et al. Proton shock acceleration in laser-plasma interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(1): 015002.
- [59] Chen M, Sheng Z M, Dong Q L, et al. Collisionless electrostatic shock generation and ion acceleration by ultraintense laser pulses in overdense plasmas[J]. *Physics of*

plasmas, 2007, 14(5): 053102.

[60] He M Q, Dong Q L, Sheng Z M, et al. Acceleration dynamics of ions in shocks and solitary waves driven by intense laser pulses[J]. Physical Review E, 2007, 76(3): 035402.

[61] Henig A, Kiefer D, Geissler M, et al. Laser-driven shock acceleration of ion beams from spherical mass-limited targets[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(9): 095002.

[62] Fang Y, Ge X L, Yang S, et al. Different effects of laser contrast on proton emission from normal large foils and transverse-size-reduced targets[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2016, 58(7): 075010.

[63] Haberberger D, Tochitsky S, Fiuza F, et al. Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams [J]. Nature Physics, 2012,8(1):95-99.

[64] Yin L, Albright B J, Hegelich B M, et al. Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets [J]. Physics of Plasmas, 2007,14(5):056706.

[65] Yin L, Albright B J, Hegelich B M, et al. GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner[J]. Laser and Particle Beams, 2006, 24(2): 291-298.

[66] Yin L, Albright B J, Bowers K J, et al. Three-dimensional dynamics of breakout afterburner ion acceleration using high-contrast short-pulse laser and nanoscale targets[J]. Physical Review Letters, 2011, 107(4): 045003.

[67] Roth M, Jung D, Falk K, et al. Bright laser-driven neutron source based on the relativistic transparency of solids[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(4): 044802.

[68] Jung D, Albright B J, Yin L, et al. Beam profiles of proton and carbon ions in the relativistic transparency regime[J]. New Journal of Physics, 2013, 15(12): 123035.

[69] Hegelich B M, Jung D, Albright B J, et al. 160 MeV laser-accelerated protons from CH₂ nano-targets for proton cancer therapy[J]. arXiv preprint arXiv:1310.8650, 2013.

[70] Gonzalez-Izquierdo B, King M, Gray R J, et al. Towards optical polarization control of laser-driven proton acceleration in foils undergoing relativistic transparency[J]. Nature Communications, 2016, 7: 12891.

[71] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(17): 175003.

[72] Shen B, Li Y, Yu M Y, et al. Bubble regime for ion acceleration in a laser-driven

- plasma[J]. *Physical Review E*, 2007, 76(5): 055402.
- [73] Shen B, Zhang X, Sheng Z, et al. High-quality monoenergetic proton generation by sequential radiation pressure and bubble acceleration[J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2009, 12(12): 121301.
- [74] Roth M, Cowan T E, Key M H, et al. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(3): 436.
- [75] Key M H, Freeman R R, Hatchett S P, et al. Proton fast ignition[J]. *Fusion Science and Technology*, 2006, 49(3): 440.
- [76] Key M H, Akli K, Beg F, et al. Study of electron and proton isochoric heating for fast ignition[C]//*Journal de Physique IV (Proceedings)*. EDP sciences, 2006, 133: 371.
- [77] Fernández J C, Albright B J, Flippo K A, et al. Progress on ion based fast ignition[C]. *Journal of Physics: Conference Series*. IOP Publishing, 2008, 112(2): 022051.
- [78] Koehler A M. Proton radiography[J]. *Science*, 1968, 160: 303-304.
- [79] Cobble J A, Johnson R P, Cowan T E, et al. High resolution laser-driven proton radiography[J]. *Journal of applied physics*, 2002, 92(4): 1775-1779.
- [80] Borghesi M, Campbell D H, Schiavi A, et al. Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique[J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(5): 2214-2220.
- [81] Borghesi M, Schiavi A, Campbell D H, et al. Proton imaging detection of transient electromagnetic fields in laser-plasma interactions[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2003, 74(3): 1688-1693.
- [82] Mackinnon A J, Patel P K, Borghesi M, et al. Proton radiography of a laser-driven implosion[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(4): 045001.
- [83] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, et al. Measuring E and B fields in laser-produced plasmas with monoenergetic proton radiography[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(13): 135003.
- [84] Macchi A, Borghesi M, Passoni M. Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85(2): 751.
- [85] Bulanov S V, Khoroshkov V S. Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy[J]. *Plasma Physics Reports*, 2002, 28(5): 453-456.
- [86] Malka V, Fritzler S, Lefebvre E, et al. Practicability of protontherapy using compact laser systems[J]. *Medical Physics*, 2004, 31(6): 1587-1592.
- [87] Salamin Y I, Harman Z, Keitel C H. Direct high-power laser acceleration of ions for medical applications[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(15): 155004.
- [88] McKenna P, Ledingham K W D, Yang J M, et al. Characterization of proton and

heavier ion acceleration in ultrahigh-intensity laser interactions with heated target foils[J]. Physical Review E, 2004, 70(3): 036405.

[89] Ogura K, Shizuma T, Hayakawa T, et al. Proton-induced nuclear reactions using compact high-contrast high-intensity laser[J]. Applied Physics Express, 2009, 2(6): 066001.

[90] Fujimoto M, Matsukado K, Takahashi H, et al. Diagnosis of laser-induced relativistic plasma by positron imaging technique[J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(25): 251101.

[91] 2002, GB18871. 电离辐射防护与辐射源安全基本标准 [S][D]., 2002.

[92] Fang Y, Yu T, Ge X, et al. Combined proton acceleration from foil targets by ultraintense short laser pulses[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2016, 58(4): 045025.

[93] Ziegler J F, Ziegler M D, Biersack J P. SRIM—The stopping and range of ions in matter (2010)[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, 2010, 268(11): 1818-1823

[94] The website from: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/method.html>

[95] E. D. Johnson et al. Methodology for Calculating Radiation Source Terms and Shielding Requirements, Appendix 9, Deep Ultra-Violet Free Electron Laser Safety Assessment Document (2004), Brookhaven National Laboratory, U.S.A.

[96] 郑志远. 激光等离子体推进技术和超短超强激光与靶相互作用研究[博士论文]. 北京: 中科院物理研究所, 2005.

[97] Tanaka K A, Yabuuchi T, Sato T, et al. Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer[J]. Review of Scientific Instruments, 2005, 76(1): 013507.

[98] Chen H, Back N L, Bartal T, et al. Absolute calibration of image plates for electrons at energy between 100 keV and 4 MeV[J]. Review of Scientific Instruments, 2008, 79(3): 033301.

[99] Gahn C, Tsakiris G D, Witte K J, et al. A novel 45-channel electron spectrometer for high intensity laser-plasma interaction studies[J]. Review of Scientific Instruments, 2000, 71(4): 1642.

[100] Chen H, Patel P K, Price D F, et al. A compact electron spectrometer for hot electron measurement in pulsed laser solid interaction[J]. Review of Scientific Instruments, 2003, 74(3): 1551.

[101] Glinec Y, Faure J, Guemnie-Tafo A, et al. Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer[J]. Review of Scientific Instruments, 2006, 77(10): 103301.

- [102] Sears C M S, Cuevas S B, Schramm U, et al. A high resolution, broad energy acceptance spectrometer for laser wakefield acceleration experiments[J]. Review of Scientific Instruments, 2010, 81(7): 073304.
- [103] Li Z, Nakamura S, Fukumi A, et al. Electron energy spectrometer for laser-driven energetic electron generation[J]. Japanese journal of applied physics, 2005, 44(9R): 6796.
- [104] Nakamura K, Nagler B, Tóth C, et al. GeV electron beams from a centimeter-scale channel guided laser wakefield accelerator a[J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(5): 056708.
- [105] Schmid K, Veisz L, Tavella F, et al. Few-cycle laser-driven electron acceleration[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(12): 124801.
- [106] Wu Y C, Zhu B, Dong K G, et al. Note: Absolute calibration of two DRZ phosphor screens using ultrashort electron bunch[J]. Review of Scientific Instruments, 2012, 83(2): 026101.
- [107] Ge X L, Yuan X H, Yang S, et al. A flexible, real-time magnetic spectrometer for ultra-intense laser produced fast electron measurement, Review of Scientific Instruments. (submitted in 2016)
- [108] Ter-Avetisyan S, Ramakrishna B, Doria D, et al. Complementary ion and extreme ultra-violet spectrometer for laser-plasma diagnosis[J]. Review of Scientific Instruments, 2009, 80(10): 103302.
- [109] 徐妙华, 李红伟, 刘峰等。实时离子探测器——塑料闪烁体性能的实验研究[J]. 物理学报, 2012, 61(10): 105202-105202.
- [110] 朱亚永, 李成钰, 耿易星等。实时单发测量的汤姆逊离子谱仪. 强激光与粒子束, 2015, 27(11).
- [111] Carroll D C, Brummitt P, Neely D, et al. A modified Thomson parabola spectrometer for high resolution multi-MeV ion measurements—Application to laser-driven ion acceleration[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2010, 620(1): 23.
- [112] Klassen N V, Van Der Zwan L, Cygler J. GafChromic MD - 55: Investigated as a precision dosimeter[J]. Medical Physics, 1997, 24(12): 1924.
- [113] Nürnberg F, Schollmeier M, Brambrink E, et al. Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams[J]. Review of Scientific Instruments, 2009, 80(3): 033301.
- [114] Zeil K, Metzkes J, Kluge T, et al. Direct observation of prompt pre-thermal laser ion sheath acceleration[J]. Nature Communications, 2012, 3: 874.
- [115] Lindau F, Lundh O, Persson A, et al. Laser-accelerated protons with

- energy-dependent beam direction[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(17): 175002.
- [116] Yuan X H, Robinson A P L, Quinn M N, et al. Effect of self-generated magnetic fields on fast-electron beam divergence in solid targets[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(6): 063018.
- [117] Ter-Avetisyan S, Schnürer M, Nickles P V, et al. The Thomson deflectometer: A novel use of the Thomson spectrometer as a transient field and plasma diagnostic[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(3): 033303.
- [118] Sokollik T, Schnürer M, Ter-Avetisyan S, et al. Transient electric fields in laser plasmas observed by proton streak deflectometry[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(9): 091503.
- [119] Chen H, Hazi A U, van Maren R, et al. An imaging proton spectrometer for short-pulse laser plasma experiments a[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2010, 81(10): 10D314.
- [120] Jung D, Hörlein R, Gautier D C, et al. A novel high resolution ion wide angle spectrometer[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2011, 82(4): 043301.
- [121] Zheng Y, Su L N, et al. Note: A new angle-resolved proton energy spectrometer[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(9): 096103.
- [122] 郑轶. 极光二号激光器性能提升及离子加速的实验研究[博士学位论文]. 北京: 中科院物理研究所, 2014.
- [123] Zeil K, Kraft S D, Bock S, et al. The scaling of proton energies in ultrashort pulse laser plasma acceleration[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(4): 045015.
- [124] Elleaume P, Chubar O, Chavanne J. *Proceedings of the Particle Accelerator Conference*, 1997, 3509-3511.
- [125] See more information in: <http://www.pulsar.nl/gpt>.
- [126] Bonnet T, Comet M, Denis-Petit D, et al. Response functions of imaging plates to photons, electrons and 4He particles[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(10): 103510.
- [127] Yang S, Yuan X H, Fang Y, et al. A two-dimensional angular-resolved proton spectrometer, *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87: 103301.
- [128] Fuchs J, Cowan T E, Audebert P, et al. Spatial uniformity of laser-accelerated ultrahigh-current MeV electron propagation in metals and insulators[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(25): 255002.
- [129] Tresca O, Carroll D C, Yuan X H, et al. Controlling the properties of ultraintense laser-proton sources using transverse refluxing of hot electrons in shaped mass-limited targets[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2011, 53(10): 105008.
- [130] Yang S, Deng Y, Ge X, et al. A two-dimensional wide-angle proton

spectrometer with improved angular resolution[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2017, 860: 29-34.

[131] Borghesi M, Mackinnon A J, Campbell D H, et al. Multi-MeV proton source investigations in ultraintense laser-foil interactions[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(5): 055003.

[132] Sokollik T, Investigations of Field Dynamics in Laser Plasmas with Proton Imaging[PHD Thesis], 2008.

[133] Offermann D T, Flippo K A, Cobble J, et al. Characterization and focusing of light ion beams generated by ultra-intensely irradiated thin foils at the kilojoule scale a[J]. Physics of Plasmas, 2011, 18(5): 05671

[134] Foord M E, Bartal T, Bellei C, et al. Proton trajectories and electric fields in a laser-accelerated focused proton beam[J]. Physics of Plasmas, 2012, 19(5): 056702.

[135] Pukhov A. Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser[J]. Physical Review Letters, 2001, 86(16): 3562.

[136] Zepf M, Clark E L, Krushelnick K, et al. Fast particle generation and energy transport in laser-solid interactions[J]. Physics of Plasmas, 2001, 8(5): 2323-2330.

[137] Lundh O, Lindau F, Persson A, et al. Influence of shock waves on laser-driven proton acceleration[J]. Physical Review E, 2007, 76(2): 026404.

[138] Reed S A, Matsuoka T, Bulanov S, et al. Relativistic plasma shutter for ultraintense laser pulses[J]. Applied physics letters, 2009, 94(20): 201117.

[139] Su L N, Hu Z D, Zheng Y, et al. Angle-dependent modulated spectral peaks of proton beams generated in ultrashort intense laser-solid interactions[J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(9): 093111.

[140] Sheng Z M, Sentoku Y, Mima K, Zhang J, Yu W, and Meyer-ter-Vehn J, Angular distributions of fast electrons, ions, and bremsstrahlung x/gamma-rays in intense laser interaction with solid targets. Physical Review Letters, 2000, 85: 5340.

附录

一. 斜入射质子经过匀强磁场的偏移量计算

这里的计算仅考虑x方向上的匀强磁场 B_x 。如图4-6 (a)，定义针孔阵列所在的平面为xy平面，z轴方向为质子传输方向，探测屏所在的平面为XY平面，y轴和z轴形成的平面为yz平面。质子斜入射磁场后，将在x方向上作匀速直线运动，在yz平面内在洛伦兹力的作用下作圆周运动，整个运动轨迹为等距螺旋。设针孔阵列中心的坐标为(0, 0)，质子穿入的某个针孔坐标为 (x, y)，投影到yz平面上，质子的速度方向与z轴之间的夹角为：

$$\phi_1 = \arctan(y / L_1) \quad (1)$$

其中， $L_1 = 60\text{mm}$ ，表示打靶点到针孔阵列的垂直距离。由于质子在 x 方向上不受洛伦兹力的影响，计算时只需要知道针孔阵列上 y 方向上的值即可。经过磁场后质子速度方向与 z 轴的夹角可以表示为：

$$\phi_2 = \arcsin(L_2 B_x q / m v_{yz} + \sin \phi_1) \quad (2)$$

$L_2 = 50\text{mm}$ ，表示穿过磁场区域的长度，q 和 m 分别表示质子的电量和质量， v_{yz} 表示质子在 yz 平面内的速度大小。(2) 式表明，经过磁场后质子的速度方向仅同 ϕ_1 、 v_{yz} 有关。而对于给定的某个针孔（即 ϕ_1 相同），质子的偏转量仅和速度大小 v_{yz} 均有关。质子的实际速度 v 和在 yz 平面内的速度 v_{yz} 满足：

$$v_{yz}^2 + v_x^2 = v^2 \quad (3)$$

由于质子斜入射磁场的角度很小，可得 $v_x \ll v$ ， $v \approx v_{yz}$ ，因此 (2) 式可表示为：

$$\phi_2 = \arcsin(L_2 B_x q / m v + \sin \phi_1) \quad (4)$$

从磁场后边缘出射后，质子将作匀速直线运动到达探测平面 XY。假设 (0, 0) 为 XY 平面的中心，X 和 Y 分别表示离子在平面内的位置坐标。将式子 (1) 和 (4) 的结果代入，可以得到探测屏上质子轨迹的坐标：

$$X = \frac{x}{\sqrt{y^2 + L_1^2}} \left[L_1 \cdot \sec \phi_1 + L \cdot \sec \phi_2 + \frac{mv}{B_x q} (\phi_2 - \phi_1) \right] \quad (5)$$

$$Y = L_1 \cdot \tan \phi_1 + L \cdot \tan \phi_2 + \frac{mv}{B_x q} [\cos \phi_1 - \cos \phi_2] \quad (6)$$

(5, 6)便是4.2.2节中给出的计算结果, 其中, L 表示磁场后边缘到探测屏的垂直距离。这是离子以某一发散角入射匀强磁场的简化模型。例如, 对于 11×11 个针孔阵列, 共有121对 (x, y) 。对于某个确定的针孔 (x, y) , 质子相对零点的偏移量可以表示为:

$$\Delta X = 0 \quad (7)$$

$$\Delta Y = \frac{mv}{B_x q} [(\cos \phi_1 - \cos \phi_2) - \sin \phi_1 (\phi_2 - \phi_1)] \quad (8)$$

上式中, 对于单个针孔的 ϕ_1 为定值, 磁感应强度 B_x 也是定值。 ϕ_2 是 ϕ_1 、 B_x 和速度 v 的函数, 由于 ϕ_1 和 B_x 对于某个确定的针孔 (x, y) 而言是确定的, 因此 ϕ_2 仅与速度 v 有关。(7, 8)两式表明, 在匀强磁场条件下, 质子的相对零点的偏移量仅仅由其速度大小 v 所决定。而对于不均匀的磁场区域, 除了考虑 v , 还需要考虑磁场的三维分量对质子轨迹的影响。当然, 在磁场边缘效应不明显的情况下, 这两式可以给出相近的计算结果。

二. 关于针孔阵列偏转角的计算

如前文所述, 如果针孔阵列竖直放置, 质子谱线信号将相互重合, 因此整个针孔阵列需要旋转一个合适的角度, 如图 4-8 所示。阵列的旋转角需要同时满足以下两个条件:

1. 为了确保谱线同斜上方零点不重合, 偏转角不能过大。
2. 为了确保相邻两条谱线错开, 偏转角亦不能太小。

由于中性粒子在磁场中沿直线传播, 探测器上的零点相当于针孔在探测器上的投影放大。用 s 表示IP上零点之间的距离, d 表示相邻两个针孔的间距, s 是 d 的等比例放大:

$$s = \frac{L + L_1 + L_2}{L_1} * d \quad (9)$$

上式中所有的字母定义同图 4-6 (a) 所示的参数均保持一致。针孔间距 d 为2mm,

计算可得探测屏幕上黑点间的距离为 $s = 10.8\text{mm}$ 。实验中，IP 板前需要包裹一层厚度为 $15\mu\text{m}$ 的铝膜，除了防止靶室内的杂散光影响 IP，还能够拦截能量小于 1.0 MeV 的质子。这是因为能量过小质子偏转量太大，容易造成谱线的重叠。能量最小的质子将会产生最大的偏转量，根据 GPT 模拟结果， 1.0 MeV 的质子在探测屏幕上的偏转量为 19.6mm 。首先，偏转角 θ_r 需要满足：

$$\tan \theta_r < \frac{10.8}{19.6} \Rightarrow \theta_r < 28.6^\circ \quad (10)$$

这是因为如果当 θ_r 大于这个数值时，谱线的低能部分将会与斜上方对的零点重合。与此同时，为了保证相邻两条质子谱线不重合，谱线间的距离需要大于谱线的宽度。假设谱线的宽度和针孔的直径一致，那么偏转角需要满足如下关系：

$$\tan \theta_r > \frac{a}{d} \Rightarrow \theta_r > 7.1^\circ \quad (11)$$

在我们实验条件下 $d = 2\text{mm}$ ， $a = 0.25\text{mm}$ ，计算可得 $\theta_r > 7.1^\circ$ 。综上所述，偏转角 θ_r 需要满足的关系为：

$$7.1^\circ < \theta_r < 28.6^\circ \quad (12)$$

综上所述，偏转角 θ_r 的适用范围在 7.1° 到 28.6° 之间。对于二维点阵的针孔阵列，选取 $\theta_r = 15^\circ$ 便可以获得清晰的谱线结果。(12) 式的计算结果表明，针孔阵列的偏转角在较大的范围内均满足要求，同时也说明针孔之间的间距可以进一步缩小，谱仪的空间分辨率还有提高的余地。正是基于这点，我们发展了高空间分辨率的二维角分辨质子谱仪（如 4.4 节所述）。

致谢

时光匆匆，博士生涯转瞬间即将结束。六年的读博时光看似不短，但真的走过也就弹指一挥间。梦终有醒的时候，宴席终有结束的时刻，博士生涯也终有画上句号的那一时刻。回首这段难忘而充满意义的时光，内心五味杂陈，有快乐，有痛苦，也有遗憾，但细细品味内心众多的感受，剩余最多的便是感激。

首先要感谢张杰校长。能成为校长的学生，心里感到无比自豪无比荣幸，与此同时身上也多了一份责任感与使命感。虽然张校长有太多的学校事务需要操劳，并没有亲自指导我们，但 LLP 实验室是张校长一手带起来的，200TW 激光装置也是张校长争取到的。正是因为有了这么一个绝佳的实验平台，才给了我们机会在实验中扬帆远航。此外，张校长本人就是强场物理方面的专家，中科院院士、皇家科学院院士、爱德华泰勒奖获得者等等.....张校长身上有着太多的头衔，他传递给我们的精神力量足以让我们不断前行。作为强场物理界的泰斗和标杆，我们从张校长身上领略到了一名物理学家的风范。

最多的就需要感谢远晓辉老师了。远老师物理实验功底深厚、经验丰富，有着广阔的物理视野，往往能够一针见血地把握物理的本质。远老师是真正带领我们进入激光等离子体领域的导师，从理论知识，到实验技能，到实验计划的具体实施，远老师都会一步一步地亲自教导我们该如何去做。实验的过程是艰辛的，有时需要通宵达旦，有时需要废寝忘食，而远老师都会与我们同甘共苦并肩作战，并在实验过程中为我们提供必要的指导和帮助。在实验过程中从远老师身上学到最有用的一点，就是化不可能为可能的信心。实验本是一条崎岖的荆棘路，有太多的未知因素，也有太多碰壁的可能。当我一筹莫展的时候，远老师则会迅速地找到突破口并解决问题，身体力行地诠释物理实验的一条真理：“无论遇到什么情况，办法肯定是有的。”这种科研精神也在潜移默化中影响着我们每个人。正是凭借远老师传授的实验技巧与信心，才带领我们质子加速实验团队走到今天。对于每篇论文，远老师会亲自一遍又一遍地仔细修改，提出许多中肯的修改建议。这种严谨的做人做事态度对我影响深远。不仅如此，在平时生中也会给予我们多方面的关心与帮助，双休日还会带我们去家里吃饭，一起野餐烧烤。

感谢方远师兄，方师兄虽然仅比我高一级，但在离子加速实验方面有着非常丰富的操作经验。在实验过程中，方远师兄思维活跃却又不失严谨，往往能够找

到实验的突破口，并解决许多看似棘手的问题。方师兄并对物理实验报以极大的热情，正是在方师兄的影响下我对实验有了更深入的理解。此外，方师兄对我的论文也提出了不少具有建设性的意见，每篇论文的撰写都离不开方师兄的鼎力帮助。

感谢葛绪雷。作为激光维护人员与实验人员的双重身份，葛绪雷比我们所有人都要辛苦。因为我们做完几周的实验可以稍加休息调整，而你却需要牺牲自己的休息时间为下一组实验继续保驾护航，没有你的辛勤付出就没有我们所有实验的顺利进行。此外，你凭借顽强的毅力搭建起了固体靶场的等离子体系统，为实验中打出高能质子做出了卓越的贡献。

此外，需要感谢魏文青师妹。实验过程非常辛苦，而作为我们质子加速实验组里唯一的一位女生，能够同我们一起熬夜一起完成实验，需要比我们更多的耐心与毅力。此外，魏文青师妹做事非常仔细，尤其在好几轮实验中粘制金属靶都是魏师妹做的。没有足够的耐心与细心是无法完成这项工作的。在此也恭喜你的双层靶实验获取了不错的结果。

不得不提的是，2014年9月去哈尔滨参加学术会议。会议期间我摔了一跤导致左腿缝针，因为发炎高烧不止。令我记忆犹新的是方远师兄、葛绪雷和陈龙师兄放弃休息时间带我去黑龙江中心医院挂号吊盐水。那个场景令我至今都非常感动，在此谢谢你们，我们的团队是一个有爱的大家庭，有幸认识了你们。

感谢邓彦卿、高健和岳东宁，你们的到来为我们团队注入了新的力量，有你们的加入我们的实验也变得更加充满生机。实验的过程是艰辛的，但回忆起来却又感到温暖与满足。鞠躬尽瘁、不留遗憾、把握当下，或许这就是物理实验的魅力之所在吧。

此外，我还要感谢LLP所有的全体老师和同学。感谢室友王尧五年以来的照顾与鼓励。感谢主任钱老师和盛老师为LLP实验室的付出，创造了如此良好的实验条件。感谢刘峰老师与陈民老师对我们实验组的帮助。感谢翁苏明老师与刘圣广老师给予我们的帮助。感谢秘书刘源和叶林在生活上给予我多方面的关心。感谢秘书黄芙蓉老师为我们财务的帮助。感谢陈龙师兄、李润泽师兄、朱鹏飞师兄、李鲁宁、张喆林、傅费超、曾明、李松、崔森、赵耀、陈龙、李润泽、黄崇源、张睿、穆洁、覃治鹏、葛维扬、刘源、许通、马杰、颜硕、王永志、吴婉阳、王永志、王军平、唐道龙、李志超、江舟亚、康小卫、陈荣、马金贵、黎飞宇、刘梦及所有LLP的同学，正是在你们的陪伴下，我度过了六年快乐而又充实的时光。感谢上海交通大学为我们提供良好的教育资源和科研环境，让我们可以接受良好

的教育，利用全球先进的激光装置专线地科研。我们也希望能够为国家的科学研究贡献一份自己微博的力量。

最后，需要感谢的是我的父母，还有我的女朋友孙艳娇。在我迷茫的时候你们鼓励我，在我动摇的时候你们支持我，在我懈怠的时候你们督促我，在我成功的时候有你们与我同乐。感谢你们，你们是我坚强的后盾。

谨以此文，向所有帮助和教诲过我的人表达最真挚的谢意！

杨骅

2017年6月5日，于上海交通大学 LLP 实验室

攻读博士学位期间发表的论文与专利

已发表文章:

- [1] **Su Yang**, Xiaohui Yuan, Yuan Fang, Xulei Ge, Yanqing Deng, Wenqing Wei, Jian Gao, Feichao Fu, Tao Jiang, Guoqian Liao, Feng Liu, Min Chen, Yutong Li, Li Zhao, Yanyun Ma, Zhengming Sheng, and Jie Zhang. “A two-dimensional angular-resolved proton spectrometer”, **Rev. Sci. Instrum.** **87**, 103301 (2016).
- [2] **Su Yang**, Yanqing Deng, Xulei Ge, Yuan Fang, Wenqing Wei, Jian Gao, Feng Liu, Min Chen, Guoqian Liao, Yutong Li, Li Zhao, Yanyun Ma, Zhengming Sheng, Xiaohui Yuan, and Jie Zhang. “A two-dimensional wide-angle proton spectrometer with improved angular resolution”, **Nucl. Instr. and Meth. A.** **860**, 29-34 (2017).
- [3] Xiaohui Yuan, **Su Yang**, Yuan Fang, Xulei Ge, Yanqing Deng, Wenqing Wei, Jian Gao, Feng Liu, Min Chen, Li Zhao, Yanyun Ma, Zhengming Sheng, and Jie Zhang. “Influence of laser incidence on deviation of laser-driven proton beams”. (To be submitted).
- [4] Yuan Fang, Xulei Ge, **Su Yang**, Wenqing Wei, Tongpu Yu, Feng Liu, Min Chen, Jingquan Liu, Xiaohui Yuan, Zhengming Sheng and Jie Zhang. “Different effects of laser contrast on proton emission from normal large foils and transverse-size-reduced targets.”, **Plasma Phys. Control. Fusion.** **58** 075010 (2016).
- [5] Xulei Ge, Xiaohui Yuan, **Su Yang**, Yanqing Deng, Wenqing Wei, Yuan Fang, Jian Gao, Feng Liu, Min Chen, Li Zhao, Zhengming Sheng, and Jie Zhang. “A flexible, real-time magnetic spectrometer for ultra-intense laser produced fast electron measurement”, **Rev. Sci. Instrum.** (submitted in 2016).
- [6] Xulei Ge, Yuan Fang, **Su Yang**, Wenqing Wei, Feng Liu, Peng Yuan, Jingui Ma, Li Zhao, Xiaohui Yuan, and Jie Zhang. “Characterization and application of plasma mirror for ultra-intense femtosecond lasers”. (To be submitted).
- [7] Yuan Fang, Tongpu Yu, Xulei Ge, **Su Yang**, Wenqing Wei, Tao Yuan, Feng Liu, Min Chen, Jingquan Liu, Yutong Li, Xiaohui Yuan, Zhengming Sheng and Jie

Zhang. “Combined proton acceleration from foil targets by ultraintense short laser pulses”, **Plasma Phys. Control. Fusion**. **58** 045025 (2016).

[8] Guo-Qian Liao, Yu-Tong Li, Yi-Hang Zhang, Hao Liu, Xu-Lei Ge, **Su Yang**, Wen-Qing Wei, Xiao-Hui Yuan, Yan-Qing Deng, Bao-Jun Zhu, Zhe Zhang, Wei-Min Wang, Zheng-Ming Sheng, Li-Ming Chen, Xin Lu, Jing-Long Ma, Xuan Wang, and Jie Zhang. “Demonstration of Coherent Terahertz Transition Radiation from Relativistic Laser-Solid Interactions”, **Phys. Rev. Lett.** **116**, 205003 (2016).

[9] Jian Gao, Feng Liu, Xulei Ge, Yanqing Deng, Yuan Fang, Wenqing Wei, **Su Yang**, Xiaohui Yuan, Min Chen, Zhengming Sheng, and Jie Zhang. “Influence of laser contrast on high-order harmonic generation from solid-density plasma surfaces”, **Chinese Optics Letters**. (submitted in 2016).

[10] Wenqing Wei, Xiaohui Yuan, Yuan Fang, Zhiyi Ge, Xulei Ge, **Su Yang**, Feiyu Li, Guoqian Liao, Feng Liu, Min Chen, Li Zhao, Hongbing Zhuo, Yutong Li, Zhengming Sheng, and Jie Zhang. “Self-generated plasma shutter in ultraintense laser-foil interaction”, **Applied Physics Letters**. (submitted in 2017).

[11] K. Zhang, J. Y. Zhong, J. Q. Wang, X. X. Pei, H. G. Wei, D. W. Yuan, Z. W. Yang, C. Wang, F. Li, B. Han, C. L. Yin, G. Q. Liao, Y. Fang, **S. Yang**, X. H. Yuan, Y. Sakawa, T. Morita, Z. R. Cao, S. E. Jiang, Y. K. Ding, Y. Kuramitsu, G. Y. Liang, F. L. Wang, Y. T. Li, J. Q. Zhu, J. Zhang, and G. Zhao. “Modeling the interaction of solar wind with a dipole magnetic field with Shenguang II intense lasers”. **High Energy Density Phys.** pp. 1–6 (2014).

[12] Chuanlei Yin, Yutong Li, Xin Lu, Dawei Yuan, Jiayong Zhong, Xiaohui Yuan, Huigang Wei, Kai Zhang, Yuan Fang, Guoqian Liao, Luning Su, Bo Han, Feilu Wang, Guiyun Liang, **Su Yang**, Jianqiang Zhu, Gang Zhao, and Jie Zhang. “Intense laser-generated plasma jets with potential applications to young stellar object jet simulations”. **High Power Laser & Particle Beams**, **27**(3): 260-266 (2015).

已发表专利：

- [1] **杨骥**，远晓辉，方远，葛绪雷，魏文青，邓彦卿，高健，刘峰，盛政明，张杰. 二维角分布质子谱仪. 201610329467.X.（发明专利）
- [2] **杨骥**，远晓辉，方远，葛绪雷，魏文青，邓彦卿，高健，刘峰，盛政明，张杰. 二维角分布质子谱仪. 201620449896.6.（实用新型专利）
- [3] **杨骥**，邓彦卿，远晓辉，方远，葛绪雷，魏文青，高健，刘峰，盛政明，张杰. 提高空间分辨率的二维角分辨质子谱仪. 201710283704.8.（发明专利）
- [4] **杨骥**，邓彦卿，远晓辉，方远，葛绪雷，魏文青，高健，刘峰，盛政明，张杰. 提高空间分辨率的二维角分辨质子谱仪. 201720449756.3.（实用新型专利）
- [5] 葛绪雷，远晓辉，**杨骥**，邓彦卿，魏文青，方远，高健，刘峰，陈民，盛政明，张杰. 基于薄膜闪烁体和光纤阵列的实时电子谱仪. 201710139151.9.（发明专利）