

申请上海交通大学博士学位论文

相对论强度激光驱动的质子加速研究

论文作者 _____ 方 远 _____

学 号 _____ 0100729031 _____

导 师 _____ 张杰教授 _____

副 导 师 _____ 远晓辉副研究员 _____

专 业 _____ 物理学 _____

答辩日期 _____ 2017 年 9 月 12 日 _____

Submitted in total fulfillment of the requirements for the degree of Doctor
in Plasma Physics

Studies on Proton Beam Accelerated by Relativistic Laser-Solid Interaction

YUAN FANG

Advisor

Prof. JIE ZHANG

Co-advisor

Dr. XIAOHUI YUAN

SCHOOL OF PHYSICS AND ASTRONOMY
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY
SHANGHAI, P.R.CHINA

Spet 12th, 2017

摘要

随着激光技术的发展,利用超短超强激光与等离子体相互作用产生高能粒子和辐射已经成为激光等离子体领域的研究热点,其中相对论强度激光($I > 10^{18} \text{W/cm}^2$)驱动的高能质子束在等离子体状态诊断、温稠密物质产生、快点火核聚变和放射性肿瘤治疗等方面有着广泛的应用前景。而在产生质子束的实际过程中,由于靶前预等离子体形成、靶面变形、靶后预等离子体激发等原因,预脉冲成为影响质子加速的重要影响因素。研究预脉冲在激光质子加速中的作用,发展调控质子束品质的方法,对于激光加速质子应用来说是十分有意义的。

本论文介绍了利用超短超强激光脉冲与固体密度薄膜靶相互作用,加速产生高能质子方面的研究工作。论文的主要内容是上海交通大学 200TW 激光装置上开展的质子加速实验研究,通过激光和靶参数调控优化飞秒激光驱动质子束的能谱分布和空间强度分布,具体如下:

我们在低对比度激光条件下观测到了稳定的平台结构质子能谱。研究表明,无碰撞冲击波加速(CSA)与靶后法线鞘层加速(TNSA)两种机制的复合作用是平台结构产生的主要原因。通过解析计算和二维粒子模拟(2D-PIC)发现,当靶前表面预等离子体尺度较大时,前表面的质子首先通过 CSA 机制加速,然后穿过靶达到后表面,并被靶后鞘层场进一步加速和能谱展宽。平台能谱结构的测量不仅可以用于激光固体靶相互作用中的等离子体状态诊断,也可以用于判断离子加速的机制。

激光预脉冲也会影响电子的横向输运,进而改变质子束的品质。我们研究了激光对比度对两种不同横向尺寸靶质子加速的影响,发现质子束的能谱形状和空间分布存在固有的关联性。在低对比度激光下,毫米级横向尺寸平面靶(F-target)和百微米横向尺寸靶(S-target)产生的质子束都具有较大的发散角和平台的能谱结构;在高对比度激光下,F-target 的质子束发散角显著减小,能谱形状变成指数型;而 S-target 质子的发散角和能谱形状保持原状。实验结果可以用热电子的横向输运和回流进行解释,并得到了二维流体模拟和 PIC 数值模拟的支持。在 S-target 加速产生的质子空间分布中,还观测到了多条线状结构,在低对比度激光条件下尤为显著。这些线状结构来自小尺寸靶的边缘以及靶杆。线状发射质子束反映了小尺寸靶中超热电子横向输运的特征和靶后磁场演化的信息。

论文的实验工作依托于作者作为主要负责人的上海交通大学 200TW 激光固体密度等离子体相互作用实验平台。在博士期间,作者完成了上海交通大学 200TW 激光固体靶场区域的设计和建设工作,研制了针对高重复频率打靶的离

子诊断设备，搭建了一套用于研究等离子体动力学演化的飞秒探针光系统；协助设计和组建了一套等离子体镜系统并对系统进行了表征，可以将 200TW 激光预脉冲和 ASE 的强度降低两个数量级。

关键词：激光离子加速，高品质质子束，靶后法线鞘层加速，无碰撞冲击波加速，激光对比度，小尺寸靶

Abstract

With the rapid development of laser technology, high energy particle and radiation from ultra-short ultra-intense laser plasma interaction have attracted broad interests. The high-energy proton beams driven by relativistic lasers ($I > 10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$) have a wide range of potential applications, such as plasma state diagnostics, warm dense matter production, fast ignition of ICF and radiative therapy. In practical experiments, laser prepulse plays a key role in the acceleration process due to preplasma formation at front surface, target deformation and preplasma excitation at target rear side. Therefore, It is key important to study the prepulse's effects on laser proton acceleration and develop approaches to control the proton beam quality.

This thesis reports on study of proton acceleration via ultra-short ultra-intense laser interacting with solid-density foil targets, aiming at optimizing and controlling the spectrum and spatial distribution of laser driven protons through laser pulse shaping and target manipulations. The results presented in this thesis are mainly focused on experimental study of proton acceleration conducted on the 200TW laser system established at Shanghai Jiao Tong University. The main work is listed as below.

Stable plateau structures are observed in proton spectrum in low laser contrast condition. It is proposed that such proton spectra are attributed to the combined effect of laser driven collisionless shock acceleration (CSA) and target normal sheath acceleration (TNSA). Simple analytic estimation and two-dimensional particle-in-cell simulations are performed, showing that protons from target front surface are accelerated via CSA mechanism and transport to target rear surface, where sheath field could further accelerate the beam and broaden the spectrum. The obtained plateau-shape spectrum may also serve as an effective tool to diagnose the plasma state and verify the ion acceleration mechanisms in laser-solid interactions.

Laser prepulse could also affect the lateral transportation of hot electrons, which in turn change the performance of proton acceleration. The effects of laser contrast on protons emitted from targets of two different lateral sizes are comprehensively studied. Intrinsic correlation between the proton beam spatial profile and spectral shape is identified. When the laser pulse contrast is low, large beam divergence and near-plateau shape energy spectrum are observed for both the millimeter-sized foil targets (F-target) and the hundred-micrometer-sized targets (S-target). With high

contrast laser irradiation, proton beam divergence is remarkably reduced and the energy spectral shape is changed to exponential for F-targets. In comparison, a similar large divergence and the near-plateau spectral shape remain for S-targets. The results could be explained by the hot electron refluxing and the modified accelerating sheath field evolution in S-target, which were supported by the 2D hydrodynamic and PIC simulations. Results of proton beam spatial distribution from laser irradiated S-targets are also presented. Multiple line structures, which are more profound in low contrast case, are observed in the spatial profile of proton beam from S-targets. The line structures are TNSA protons emitting from S-target edges and mounting stalks. The line emissions represent the feature of lateral transportation and propagation of hot electrons and provide information of magnetic field evolution at the target rear surface.

The thesis depends on the SJTU experimental platform for laser solid-density plasma interaction, which is mainly established by the author. The author designed and built up the SJTU 200TW solid target area. Ion diagnostics specialized for high-repetition shots have been developed, and a femtosecond probe beam for diagnosing the dynamics of plasma has been set up. The author also contributed to the design, set up and characterizing of a plasma mirror system, which reduces the intensity of prepulses and ASE pedestals of 200TW laser by 2 orders of magnitude.

Key words: laser ion acceleration, high-quality proton beams, target normal sheath acceleration, collisionless shockwave acceleration, laser contrast, mass-limit target

目录

第一章 绪论.....	1
1.1.激光技术的发展.....	1
1.2.基础等离子体理论.....	2
1.2.1 德拜长度	2
1.2.2 等离子体振荡	3
1.2.3 电磁波在等离子体中的传输	3
1.2.4 等离子体流体方程	4
1.3.激光与电子的相互作用.....	4
1.3.1 离化	4
1.3.2 单电子模型	5
1.3.3 有质动力	6
1.3.4 电子加热机制	7
1.3.5 电子输运	9
1.4.离子加速.....	10
1.4.1 靶后法线鞘层场加速 (TNSA)	11
1.4.2 辐射压加速 (RPA)	15
1.4.3 冲击波加速 (CSA)	16
1.4.4 BOA (Break-out afterburner) 加速机制	17
1.5.激光预脉冲.....	18
1.6.激光驱动离子束的应用领域.....	21
1.6.1 质子照相	21
1.6.2 温稠密物质产生	23
1.6.3 快点火惯性约束热核聚变	23
1.6.4 放射肿瘤治疗	24
第二章 实验与诊断方法.....	26
2.1.引言.....	26
2.1.1 上海交通大学 200TW 激光装置	26
2.2.激光对比度.....	28
2.3.固体靶场区域建设.....	29
2.3.1 靶场建设	29

2.3.2 等离子体镜	32
2.3.3 可控预脉冲	35
2.4. 诊断	36
2.4.1 离子在探测器中的能量沉积	36
2.4.2 离子能谱诊断：汤姆逊谱仪	38
2.4.3 离子空间分布：RCF 堆栈	42
2.4.4 横向探针光	47
2.4.5 可控预脉冲	49
2.5. 小结	49
第三章 强激光驱动离子加速的优化研究	50
3.1. 引言	50
3.2. TNSA 模型	50
3.3. 实验方法	52
3.4. 激光离焦对离子加速的影响	54
3.5. 激光脉宽对离子加速的影响	56
3.6. 靶厚度对离子加速的影响	58
3.7 小结	60
第四章 混合质子加速机制：激光预脉冲在质子加速中的影响	61
4.1. 引言	61
4.2. 实验方法	61
4.3. 实验结果与讨论	62
4.3.1 能谱中的平台结构	62
4.3.2 激光与靶参数对平台结构的影响	63
4.3.3 TNSA 与 CSA 混合加速机制	66
4.4. 数值模拟	68
4.5. 小结	72
第五章 激光预脉冲与靶尺寸的复合作用：小尺寸靶的离子加速研究	73
5.1. 引言	73
5.2. 小尺寸靶	73
5.3. 实验方法	75
5.3.1 靶	75
5.3.2 激光和诊断	76
5.4. 实验结果与讨论	76
5.4.1 发散角	76
5.4.2 质子能谱	78

5.5.解析模型与数值模拟.....	79
5.5.1 ASE 与质子束发散角.....	79
5.5.2 预等离子体的流体动力学模拟.....	81
5.5.3 PIC 模拟.....	83
5.6.小结.....	84
第六章 小尺寸靶的边沿辐射和靶杆辐射：横向电子输运的特征.....	85
6.1.引言.....	85
6.2.实验方法.....	87
6.3.结果分析与讨论.....	88
6.3.1 边缘辐射.....	88
6.3.2 靶杆辐射.....	91
6.4.小结.....	93
第七章 总结和展望.....	94
7.1.总结.....	94
7.2.展望.....	95
参考文献.....	99
攻读博士学位期间发表的论文目录.....	116
致谢.....	118

第一章 绪论

1.1. 激光技术的发展

自从 1960 年 Maiman 研制出第一台红宝石激光器[1]，激光技术不断发展，已经成为当代科学发展最快的领域之一。随着调 Q 技术[2]、锁模技术[3, 4]以及啾啾脉冲放大技术（Chirped Pulse Amplification, CPA）[5-7]等技术的发明和应用，激光功率和聚焦强度在过去的 50 年里有了多个数量级的提高，激光与物质相互作用涵盖的物理学领域也更加丰富，应用前景更加广阔。图 1-1 显示了激光聚焦功率密度的发展速度以及其对应的物理现象的关系。当激光强度大于 10^{10}W/cm^2 时，物质对激光的响应从线性光学进入到非线性光学[8, 9]；当激光强度大于 10^{16}W/cm^2 时，激光电场强度已经超过原子内的库伦场，足以直接将电子电离形成等离子体；当激光强度大于 10^{18}W/cm^2 时，电子将被激发到相对论温度，进入相对论光学的新领域[10]。目前的激光聚焦功率已经达到 10^{22}W/cm^2 。若激光强度进一步提高，达到 10^{24}W/cm^2 时，离子也将开始进行相对论运动[11]；达到 10^{29}W/cm^2 时，激光场在康普顿波长距离内做功大于电子的静止质量，可以从狄拉克海中产生正负电子对，必须考虑量子电动力学的效应[12]。

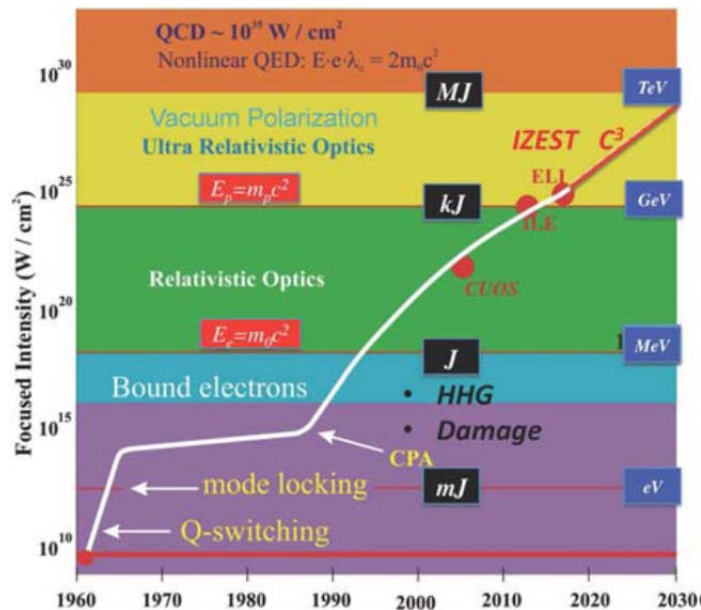


图 1-1 激光聚焦强度的发展以及对应的物理研究领域[13]。

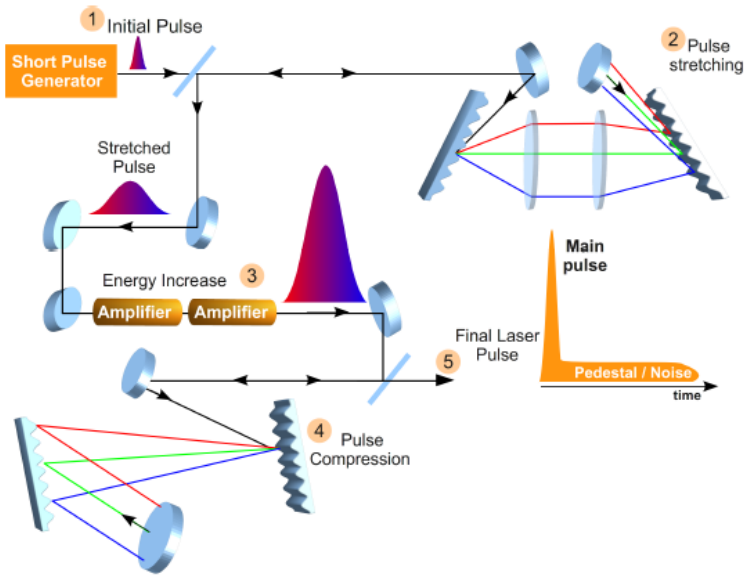


图 1-2 啁啾脉冲放大技术[14]。

本文的主要研究内容在激光强度大于 $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ 的激光等离子体相互作用区域。激光等离子体物理是最近 20-30 年内形成的新兴分支学科，是激光热核聚变[15]、激光驱动高能粒子加速[16-19]、激光驱动新型电磁辐射源[20-23]等重大应用的学科基础。

1.2. 基础等离子体理论

等离子体是由大量电子和离子构成的，通过长程库伦力而集中的准中性宏观体系。“plasma（等离子体）”这个术语最早由 Tonks 和 Langmuir 提出[24]，用于描述带电粒子集体。等离子体作为固态、液态和气态以外的第四种物质形态，是宇宙中最普遍的一种物质形态。可控热核聚变和空间物理作为近年来科学研究的热点，极大推进了人们对等离子体的认识。本节主要介绍等离子体的一些基本参数和理论。

1.2.1 德拜长度

对等离子体外加静电场会影响电荷分布。达到平衡时，电场就会在改变分布后的电荷影响下急剧衰减。因此，一团足够大的等离子体是“准中性”的。电场衰减的标长被称为德拜长度(Debye length)。德拜长度一方面定义了静电作用的屏蔽范围，另一方面也是给出了等离子体内集体运动的空间尺度。德拜长度定义为

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{ne^2}\right)^{1/2} \quad (1.1)$$

其中 ϵ_0 为介电常数, $k_B T_e$ 为电子温度, e 为电子电量。等离子体的静电屏蔽效果需要两个前提条件: 1) $\lambda_D \ll L$; 2) $N_D \gg 1$ [25]。其中 L 为等离子体的空间尺度, N_D 为一个半径为德拜长度的球体中的粒子数量。

1.2.2 等离子体振荡

假设一团等离子体处于平衡态, 之后整体电子突然受到扰动, 离开平衡位置 x , 则产生的电场就可以写成 $E = enx/\epsilon_0$ 。根据牛顿第二定律, 最后形成的振荡运动可以通过下式描述

$$\ddot{x} + \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right) x = \ddot{x} + \omega_{pe}^2 x = 0 \quad (1.2)$$

因此可以给出等离子体的本征振荡频率 ω_{pe} 是

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.3)$$

其中 m_e 和 n_e 分别是电子密度和质量, e 是电子电荷量。等离子体频率是等离子体的基础参数, 表征了等离子体内电子的谐振频率。

1.2.3 电磁波在等离子体中的传输

电磁波(例如激光)在等离子体中的传输对于激光驱动离子加速有着重要的意义。角频率为 ω 的电磁波在等离子体中的色散关系为

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2 \quad (1.4)$$

其中 c 为光速, k 为等离子体内电磁波的波数。因此

$$k = \frac{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^{1/2}}{c} \quad (1.5)$$

所以只有频率 ω 大于等离子体本征频率 ω_{pe} 的电磁波可以在等离子体内部传输。

那么对于一束给定频率的入射光来说, 其穿透深度极限处的等离子体密度, 也称为临界密度为

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (1.6)$$

当 $\omega < \omega_{pe}$ 时, 波数 k 为虚数, 只有迅速衰减的倏逝波可以穿透到过密的等离子体区域, 趋肤深度为

$$\delta = |k|^{-1} = \frac{c}{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^{1/2}} \quad (1.7)$$

1.2.4 等离子体流体方程

由于激光等离子体内部包含着数量巨大的电子和离子,对每一个粒子在电磁场中的运动进行计算需要消耗非常大的计算资源。但是使用双流体近似,我们可以利用流体力学的原理解释相当一部分等离子体现象。等离子体可以被描述为带电离子流体和电子流体的混合。在双流体模型中,离子和电子的动量方程如下

$$m_i n_i \left[\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i \right] = q_i n_i (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) - \nabla p_i + \mathbf{P}_{ie} \quad (1.8)$$

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e \right] = q_e n_e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla p_e + \mathbf{P}_{ei} \quad (1.9)$$

其中 m , n , \mathbf{u} , q 以及 $p = nkT$ 分别为粒子的质量、数密度、速度、电量和热压力,下标*i*与*e*分别对应离子和电子。 \mathbf{P}_{ie} 代表了等离子体电子通过碰撞传递给离子的动量密度, \mathbf{P}_{ei} 则正好相反。在简化计算中,方程左边的第二项可以被忽略。方程(1.8)(1.9)描述了离子和电子流体在电磁场、热压力以及等离子体碰撞影响下的演化。

1.3. 激光与电子的相互作用

1.3.1 离化

在激光辐照下,固态材料向等离子体演化的过程需要吸收能量。吸收的能量首先应足以克服固体晶格的束缚能,其次应大于分子内的束缚能以及电子与原子核之间的束缚能。若要求更高的电离度,则需要更多的能量来激发内层轨道的电子。

原子电离有两种主要机制:碰撞电离和光场电离。在长脉冲激光与物质的相互作用中,激光的光强较弱 ($< 5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$),脉宽远远大于电子离子碰撞的时间,主要的电离机制是电子和离子的碰撞电离。对于超短超强激光脉冲,其电磁场可以直接使原子发生电离,称为光场电离。无量纲常数 K 可以帮助我们定量地判定强激光离化过程中起作用的机制[26]。

$$K = \frac{\text{ Tunneling Time }}{\tau_L} = \omega_L \sqrt{\frac{2U}{I_L}} \quad [\text{Atomic Units}] \quad (1.10)$$

其中 τ_L 为激光脉宽, ω_L 为激光频率, U 为电子束缚能, I_L 为激光光强。

当 $K \gg 1$ 时,主要的电离机制为多光子吸收 (multi-photon absorption) [27,

28]。激光场辐照下,原子“同时”(例如在一个光周期内)吸收 n 个光子而电离,并发射出能量为 $n\hbar\omega_L - U$ 的光电子,如图 1-3 (b) 所示。以基态氢原子为例,需要在 0.5fs 内吸收 10 个 800nm 光子(单光子能量 $\hbar\omega_L = 1.5\text{eV}$) 才能电离。这种电离机制主要在超短脉冲激光主峰到来之前的纳秒预脉冲平台期间起作用。

当 $K \ll 1$, 主要的电离机制为隧道电离(tunneling)和势垒抑制(barrier suppression) [26, 29]。此时,激光的强电场抑制原子核与电子间的库伦场。电势形变比较小时,电子可以通过量子效应从势垒中隧穿而出,产生隧道电离(如图 1-3 (c))。当激光电场大于临界值

$$E_k = \frac{U^2 \epsilon_0 \pi}{e^3 Z} = 1.73 \times 10^8 \frac{V}{m} \cdot \frac{U^2 / \text{eV}}{Z} \quad (1.11)$$

电子可以直接跨越被抑制后的库伦势垒(图 1-3 (d)),其中 Z 是离子的电荷数。显然,相对论超短超强激光与物质的相互作用过程中,束缚电子的电离过程主要由隧道电离和势垒抑制决定。

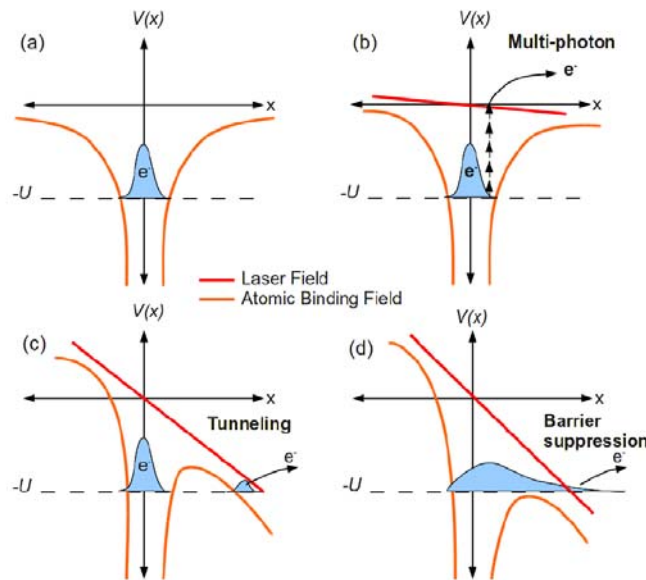


图 1-3 激光场无碰撞电离的几种机制示意图[14]。(a) 原子内初始状态, 势井内的波包为一个束缚电子。在外加激光电场(红线)下, 电子可以通过以下方式脱离:(b) 多光子吸收 (c) 隧道电离 (d) 势垒抑制。

1.3.2 单电子模型

激光的电磁场可以与等离子体内部的自由带电粒子发生相互作用。由于电子的质量远小于离子, 电子在光场中获得的加速也就远大于离子。单个自由电子在电磁场中的运动由洛伦兹力 \mathbf{F}_L 决定[25]

$$\mathbf{F}_L = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.12)$$

其中 $\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$ 为电子动量， \mathbf{v} 是电子速度， γ 是相对论因子。

以及能量方程

$$\frac{d(\gamma m c^2)}{dt} = -e(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) \quad (1.13)$$

考虑激光的横向电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{B} ，电子会在横向受到电场加速 $F_\perp = eE_0 \cos(\omega_L t)$ ，因此电子横向的颤动速度（quiver velocity）为

$$v_\perp = \frac{eE_0}{m\omega_L} \quad (1.14)$$

颤动的频率为激光频率 ω_L 。同时电子在纵向（激光传输方向）受到磁场力的往返作用 $F_\parallel = ev_\perp B_0 = ev_\perp E_0 \sin(\omega_L t) / c$ 。当电场强度 $E_0 > 3.2 \times 10^{12} \text{V/m}$ 时，电子的颤动速度接近光速，其动能接近静止质量，进入相对论区域。对应的激光光强为

$$I_L \lambda_L^2 > 1.37 \times 10^{18} \text{W} \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2 \quad (1.15)$$

也即所谓的相对论光强。相对论光强下磁场的作用不可忽略，因为纵向的 F_\parallel 与横向 F_\perp 已经在同一个数量级。电子所受到的纵向力与横向力的比值可以用于描述相对论效应的强度，因此被定义为激光的归一化光强

$$a_0 = \frac{F_\parallel}{F_\perp} = \frac{eE_0}{m_e c \omega_L} = \sqrt{\frac{I_L \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right] \lambda_L^2 [\mu\text{m}^2]}{1.37 \times 10^{18}}} \quad (1.16)$$

对于线偏振激光，时间平均的洛伦兹因子 $\bar{\gamma} = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} = \sqrt{1 + a_0^2/2}$ ，而圆偏振激光 $\bar{\gamma} = \sqrt{1 + a_0^2}$ 。电子的质量随着动能的增加而增大，因此等离子体临界密度也相应增大，使激光可以穿透入更深层的等离子体，这种效应被称为相对论透明。

1.3.3 有质动力

在一束理想平面波的激光中，电子并不会获得加速。当激光离开时电子就会回到原位。在相对论条件下，由于 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 一项对振荡周期积分并不为 0，电子会有漂移。然而对于实际的紧聚焦的激光来说，横向和纵向的光强分布都不是均匀的。当电子被前半周期的激光驱赶离开高光强的区域时，在后半周期受到的回位影响就会减弱。因此，时间平均来看，电子会被驱赶出高激光强度的区域。这个作用被称为有质动力（ponderomotive force）。对单个电子的有质动力

$$\mathbf{F}_p = -\frac{e^2}{4m_e \omega_L^2} \nabla E^2 \quad (1.17)$$

在相对论条件下，电子的横向速度 v_{\perp} 接近光速 c 。因此对时间平均得到的有质动力表述为

$$F_p = -mc^2 \nabla \bar{\gamma} = -mc^2 \nabla \sqrt{1 + a_0^2/2} \quad (1.18)$$

在相对论光强下，有质动力中的磁场分量开始起主导作用，可以将电子送出激光场区域，进入过密等离子体区域，此时电子保留了部分的能量，也就是所谓的 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 加热机制。下一个小节将具体介绍这些将电子加热到相对论能量的机制。

1.3.4 电子加热机制

由于目前实验上激光的光强尚未达到直接加速离子的要求，因此实验中离子加速机制主要是通过电子来间接加速。激光首先通过各种加热机制将一部分能量耦合到电子中，电子再通过电磁相互作用驱动离子。因此电子对激光能量的吸收过程对离子加速有着非常重要的意义。电子从激光场中获得净能量的机制主要有两种：碰撞吸收和无碰撞吸收。

碰撞吸收是指电子与等离子体中的离子碰撞，从而失去了与激光场的相干性，离开激光的相互作用区域时仍然保留一部分动能。逆韧致辐射加热（Inverse Bremsstrahlung heating）就是典型的碰撞加热机制。无碰撞吸收是指激光场驱动电子振荡跨过了临界密度，电子不再受到回复力的作用，保留了动能。

在激光与固体靶相互作用过程中，电子的玻尔兹曼温度可以达到兆电子伏特量级。此时电子的平均自由程大于等离子体的趋肤深度。由于电子-离子的碰撞频率与库伦散射截面成正比 $\propto k_B T_e^{-3/2}$ ，即使在固体密度下，碰撞频率也远小于激光频率。因此在相对论激光条件下，电子从激光场中获得能量的主要机制是无碰撞吸收机制，而电子-离子的碰撞吸收机制可以忽略。

共振吸收

共振吸收（resonance absorption）[30, 31]主要在激光与长密度标长（scale length）等离子体的相互作用中起主导作用，即 $L_S > \lambda_L$ 。在 p 偏振激光斜入射的情况下，激光电场有平行于等离子体密度梯度的分量。考虑到倾斜入射时的色散关系，激光会在等离子体密度 $n_c \cos\theta$ 处被反射（如图1-4）。但是部分电场分量仍然可以隧穿到等离子体临界密度面引起共振，激发起电子等离子体波。电子等离子体波衰减时会将超热电子沿密度梯度方向（比如靶法线方向）发射入等离子体。增大入射角可以增加激光电场在密度梯度方向的投影，但是也衰减了倏逝波抵达临界面时的强度。因此电子对激光的能量吸收对激光入射角非常敏感。对于给定的密度分布，存在共振吸收的最佳入射角为：

$$\theta_R = \sin^{-1}\left(\frac{c}{2\omega_L L_S}\right)^{1/3} \quad (1.19)$$

当等离子体密度分布变陡时，共振吸收的效果减弱。此时等离子体振荡的幅度大于等离子体标长，真空加热机制将起主导作用。

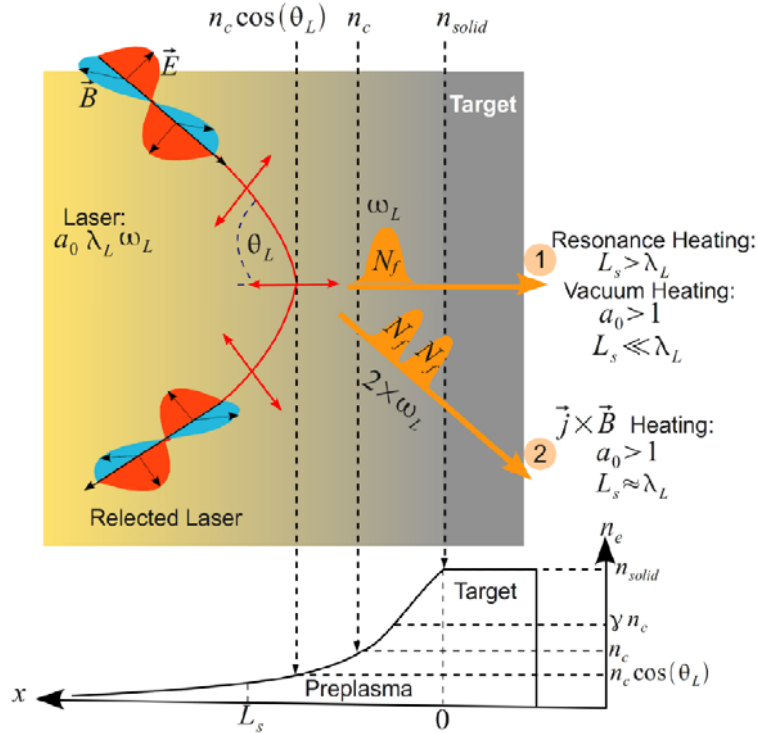


图 1-4 电子加热的几种机制。激光以 θ_L 入射角入射到靶面，其最大穿透深度为密度 $n_c \cos\theta$ 处。1) 共振吸收和真空加热沿靶密度梯度方向，加热频率为激光频率；2) $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 加热沿激光传输方向，加热频率为两倍激光频率。

真空加热

如上节所述，当电子在激光电场中沿等离子体密度梯度方向的振荡幅值 $x_p = eE_L / m_e \omega_L^2$ 大于等离子体标长 L_S 时，等离子体波不能有效激发，共振吸收机制将不再有效。激光可以被认为直接与固体密度的等离子体相互作用。此时电子的加热机制为真空加热，也被称为 Brunel 加热[32]。真空加热同样要求 p 偏振激光倾斜入射。前半个激光电场中，亚临界密度区域的电子被加速拉出到真空中，方向垂直靶面。在后半个激光周期中，电场反向将电子加速拉回等离子体中。由于等离子体密度梯度非常陡，电子直接进入激光不能穿透的过密等离子体区域，不再受激光电磁场的影响，保留了动能。Gibbon[33]指出靶表面的自生场会阻碍电子回到靶，因此电子在最终回到靶之前可以被多个激光周期加热，这个过程被称为真空加热（vacuum heating）。

J×B 加热

在更高的激光强度下，来自于洛伦兹力 $e(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ 项的电子纵向运动不可忽略。当 $I_L \lambda_L^2 > 10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时，激光与电子相互作用的相对论有质动力使得电子在激光传播方向上被加热[34]。对于线偏振电磁场来说，纵向的有质动力为[35]

$$F_p = -\frac{m_e}{4} \frac{d}{dx} v_{\perp}^2 (1 - \cos(2\omega_L t)) \quad (1.20)$$

等式右边的第二项驱动电子在激光传输方向以 $2\omega_L$ 振动。与真空加热类似，靠近陡上升密度面的电子在前半激光周期被洛伦兹力拉出，在后半周期从真空返回等离子体中，进入激光不能穿透的过密等离子体区域，从而保留了净能量。这种加热方式因此被称为 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 加热，其中 $\mathbf{j} = en_e \mathbf{v}$ 。

$\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 加热与真空加热的方向并不一致。 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 加热方向为激光传输方向，而真空加热沿等离子体密度梯度方向，一般来说就是指靶的法线方向（见图 1-3）。真空加热要求激光斜入射以保证电场在等离子体密度梯度方向的投影不为 0，而 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 加热在正入射和斜入射时都可以起作用。两者的加热频率也不同，前者为两倍激光频率[35, 36]，后者为一倍激光频率。

需要注意的是在圆偏振激光的情况下，振荡项为 0， $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 等电子加热机制被显著抑制。这一效应在离子的辐射压加速机制中十分重要。理论和数值模拟指出，使用圆偏振激光代替线偏振，可以显著降低热电子的产生，使辐射压加速机制取代 TNSA 成为主导机制，后期的风帆加速结构也更加稳定，能提供更长的加速时间。关于辐射压加速的介绍详见 1.4.2 节。

1.3.5 电子输运

在强激光与固体靶相互作用中，焦斑区域的电子被加热到相对论能量量级。这些超热电子进入过密等离子体区域后脱离了激光场的影响。超热电子在靶内的输运过程无论对于可控核聚变快点火方案还是离子加速来说都是至关重要的。超热电子的传输过程会产生大量效应，而这些效应最终都会反馈影响超热电子输运本身的过程。

电流回流

激光加速产生的超热电子相比于传统加速器，有着数量多的特点。当大量热电子离开激光焦斑区域，背景离子的正电性会产生 $\sim 10^{15} \text{ V/m}$ 的静电场，驱使周围冷电子回流保证电中性。另一方面，超热电子电流的自生磁场强度可以达到 10^6 T ，足以使电子反向。自生磁场对电流大小的限制被称为阿尔芬极限（Alfven limit）[37, 38]

$$I_A \simeq \frac{\beta\gamma m_e c^2}{e} = \beta\gamma 1.7 \times 10^4 \text{ A} \quad (1.21)$$

为了解释超热电子的输运，必须存在一个回流电流来中和快电子电流密度[39, 40]。回流电流的电子主要来自靶材料中的低能电子。方向相反的超热电子流与低能电子回流会导致等离子体不稳定性（Weibel instability）发生，并破坏超热电子束的输运过程。

自生磁场

当回流电流没有完全中和超热电子电流时，会产生环形磁场，将电子推向电流密度更高以及等离子体电阻率更高的区域[41]。考虑激光加速产生的超热电子束，其中心轴附近电流密度更高而边缘处电流密度低，因此其自生磁场会箍缩电子束，减小发散角，这种效应被称为 Z 箍缩（Z-pinch）[42]。Z 箍缩具有磁约束核聚变、X 射线产生和磁透镜等多方面的应用。

超热电子回流

由于电子的速度远大于背景离子，因此有部分电子会逃逸出靶，使靶边界呈现正电性。这个电荷分离场的标长为德拜长度，因此也被称为德拜鞘层（Debye sheath）。随着逃逸电子的增加，德拜鞘层会增强并反射电子，并达到最终平衡。大部分超热电子抵达靶边界后会被德拜鞘层反射回来，继续在靶内输运。

纵向超热电子回流被称为 hot electron recirculation。当靶厚度 $L \ll c\tau_L$ 时，电子在靶内来回反射，会增加逃逸电子的数量。在靶后法线鞘层加速机制中，可以增加靶后鞘层场的电子密度，增大加速离子的能量[43]。横向超热电子回流被称作 hot electron transverse reflux。在靶横向尺寸有限的情况下，从靶侧边界反射回来的超热电子可以增加靶后鞘层中的电子密度和温度，同时使鞘层场的分布更均匀[44]。关于小尺寸靶中的超热电子横向回流将在第五章和第六章中详细讨论。

1.4. 离子加速

在 2000 年，Snarvely 等三个组先后使用 10^{18} W/cm^2 的超短脉冲激光聚焦固体靶，在靶后测得了高质量的 MeV 量级质子[45-47]。激光驱动离子加速研究很快引起了研究者的广泛兴趣。激光驱动的离子束有着高亮度，低发射度等特征，在某些方面有希望成为传统加速器的替代方案。激光驱动离子加速有可能在桌面尺寸内提供媲美大型传统加速器的离子源，有着非常广泛的应用前景，如惯性约束快点火聚变 [48-50]、肿瘤治疗[51-53]、质子照相[54, 55]、正电子成像术[56]、同位素产生[57]，等等。

在过去的十多年内，激光驱动离子加速的实验取得了很大的进展。离子与电子一样，会在激光场中横向振荡，然而其速度远小于电子。以质量最小的质子为例，使其获得相对论速度（动能达到静质量量级）要求激光光强

$$I_L \lambda_L^2 \sim 4.6 \times 10^{24} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2 \quad (1.22)$$

即使到今天，正在建设的最强激光装置 ELI 也尚未达到这个标准。目前的激光技术还远不足以直接加速质子乃至更重的离子。因此，在当前激光技术条件下，离子的加速需要以电子为媒介。激光通过多种加热机制将部分能量传递给电子，超热电子在靶内传输，再通过电磁作用加速离子。为了获得更优质的质子源，人们不断探索和研究激光驱动离子加速机制。实验和数值模拟中被广泛研究的几种离子加速机制包括：靶后法线鞘层场加速（Target Normal Sheath Acceleration, TNSA）[16, 58-61]，无碰撞静电冲击波加速（Collisionless Shockwave Acceleration, CSA）[62-64]，辐射压加速（Radiation Pressure Acceleration, RPA）[65, 66]，BOA（Break-out afterburner）机制，库伦爆炸加速（Coulomb explosion）[67-69]，等等。图 1-5 为几种离子加速机制在激光光强和靶厚度平面上的分布。下面的小节将分别对上述几种离子加速机制做简单的介绍。

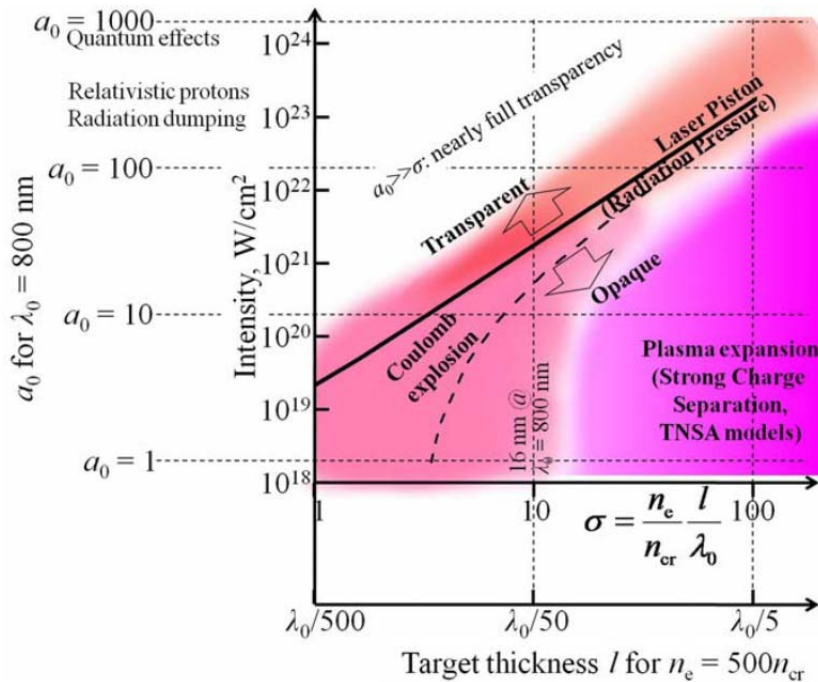


图 1-5 几种离子加速机制在靶厚度-激光光强平面上的分布[70]。

1.4.1 靶后法线鞘层场加速（TNSA）

在激光驱动离子加速最早期的实验研究中，高能质子被认为是从靶的前表面被加速，穿过靶后被探测到。Hatchett 等人通过使用楔形靶，证明这些靶后测量到的 MeV 质子主要来自于靶后表面，并且也是在后表面被加速的[71]。这种靶

后加速方案在接下来的十年内得到了广泛的研究，是目前最为成熟的激光离子加速机制。2016年 Wagner 等人使用 $\sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 的 500fs 脉宽激光与亚微米厚度的塑料靶相互作用，获得了最大能量 85MeV 的质子[72]。

TNSA 的加速机制可以描述如下（如图 1-6）：激光将部分能量（10%-50%）[47, 71, 73-77]耦合到电子中。根据靶前预等离子体的尺度以及激光的光强，超热电子主要沿着密度梯度方向或激光传输方向被加速。接下来超热电子束在数个微米厚度的靶内向靶后传输。由于有质动力会使等离子体临界面变形，超热电子束存在 10° - 30° 的发散角[77]。这些超热电子可能被靶内的冷电子或原子核散射，产生 X 射线等各类辐射。由于阿尔芬极限的限制，靶内冷电子回流向超热电子相反的方向。在这个过程中，Weibel 不稳定性可能会导致超热电子束成丝。

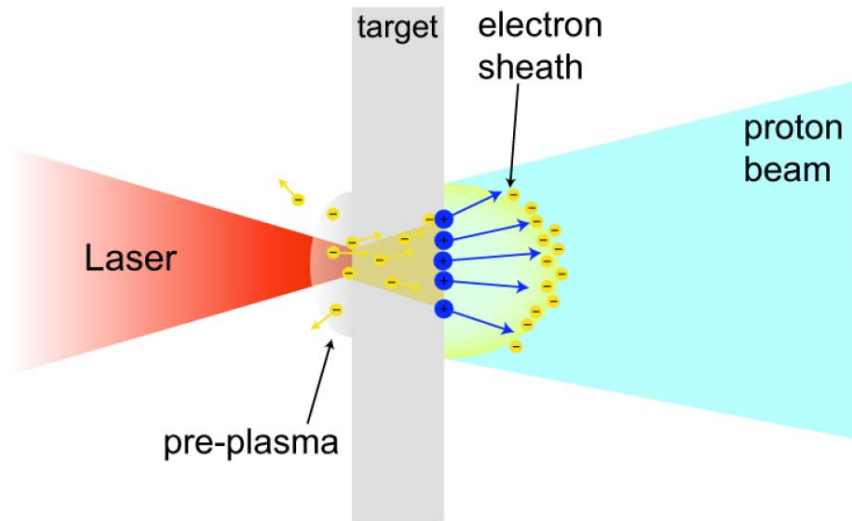


图 1-6 TNSA 加速机制示意图。激光聚焦在靶前表面加热电子，超热电子穿过靶在后表面形成鞘层场。质子（蓝色圆点）被靶后鞘层场加速获得能量。

当超热电子到达靶后表面时，只有最快的电子（也是最靠前的电子）可以逃逸出靶。后面的电子被电荷分离场所束缚，反射回靶内，并开始在靶的前后表面之间振荡[43, 78]。逃逸入真空的电子会形成一个鞘层，鞘层电子与靶后表面之间产生了很强的电荷分离场，电场强度可以达到 10^{12} V/m ，足以电离并加速靶后表面的离子。一般来说，靶后表面总是覆盖着一层由碳氢化合物和水组成的污染层，厚度大约在几十纳米到百纳米。显然，离子的荷质比越大，越容易被鞘层分离场加速。因此污染层中的氢原子是 TNSA 加速机制中最优先被加速的离子。之后随着鞘层电子的扩散，鞘层电场也逐渐减弱。

TNSA 机制产生的离子束品质特征是其能否获得广泛应用的关键参考标准，也是国内外实验研究[47, 79-85]和理论模拟[58, 81, 82, 86]的热点。下面简单介绍

下常规 TNSA 得到离子束的基本特征。

离子来源

当人们首次通过强激光与超薄固体靶相互作用,在靶后获得兆电子伏特的离子束时,第一个问题就是这些离子的来源。在这之前,激光固体相互作用中选取的靶非常厚,探测到的离子主要是在靶前法线方向,离子的来源自然是靶前。而在靶后离子束的来源问题上,人们有不同的看法。一部分报导指出离子来源于靶后表面[47, 71, 87],另一些则说明是前表面[45, 79, 88]。Allen 等人通过使用离子枪分别清理靶的前后表面,证明激光驱动的靶后离子束实际上同时包含来自靶前表面和后表面的离子[89]。Fuchs 等人之后证实了这个结论,并通过实验指出,相对于前表面离子来说,靶后离子占据主导[90]。

TNSA 加速的离子种类中,最主要的离子种类是质子[47]。这是由于质子有着最高的荷质比,同时氢原子的电离阈值也是最低的。当激光加热的高能电子抵达靶后表面时,质子首先被电离出来,并且是最优先被靶后的准静态鞘层电场加速的。而当质子被加速后,它们就会屏蔽鞘层场,进而降低更重的离子的电离和加速效率。碳离子的电离势也较低,因此实验上也经常被观测到。即使靶本体的材料并非碳氢,碳离子和质子依然会在被加速的离子束中发现,并常常是占主要部分。这是由于靶后通常附着着一层由水和碳氢化合物组成的污染物。一般认为靶后加速得到的质子和碳离子都来自这层纳米污染物层[91]。只有通过加热靶[91, 92]、离子束烧蚀[89]以及激光烧蚀[93]等办法在主激光到来之前将后表面的污染层移除,才能加速更重的离子。

能谱分布

TNSA 机制得到的高能离子束的能谱一般为麦克斯韦分布,并在最大能量处有一个陡峭的截止。通过拟合方程

$$N_i(\varepsilon) = N_{i0} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T_i}\right) \quad (1.23)$$

可以得到离子束的温度,其中 N_{i0} 为拟合参数, ε 为质子能量。

最大离子能量与激光强度 I_L 和脉宽 τ_L 都密切相关。Borghesi 等人在综述文章[85]中统计了来自许多不同激光装置的实验结果,给出了最大离子能量与激光光强的关系,如图 1-7 所示:

- 对于激光脉宽 $\tau_L < 150\text{fs}$, $E_{proton} \propto \sqrt{I_L \lambda_L^2}$
- 对于激光脉宽 $300\text{fs} < \tau_L < 1\text{ps}$, $E_{proton} \propto I_L \lambda_L^2$

对于实际应用而言,一般会要求特定的离子能谱,例如肿瘤放射治疗要求准单能

能谱以减小对健康组织的杀伤。调制 TNSA 离子束的能谱分布一直是激光固体靶相互作用的研究重点之一。

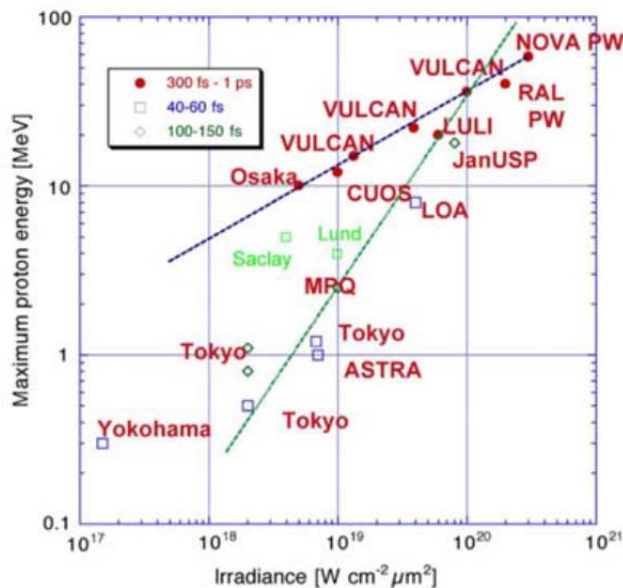


图 1-7 当前世界主流大型激光装置的光强、脉宽以及产生的最大质子能量分布图。其中蓝线为 $E_{proton} \propto \sqrt{I_L \lambda_L^2}$ 的拟合；绿线为 $E_{proton} \propto I_L \lambda_L^2$ 的拟合[85]。

发散角

靶后鞘层加速场的横向分布一般接近二维高斯分布或抛物线分布。Romagnani 使用激光驱动的质子束作为探针，测量了另一束激光激发的靶后加速场的形状[55]。在一个平整的靶后表面上，离子都是沿靶的法线方向被加速的。由于高斯型鞘层场的中心场强大于周围，中心区域的离子加速更快，于是整体的离子波前不再是平直的，而是高斯型的。之后离子的加速方向垂直于离子波前的方向[94]，因此最终的离子束有着较大的发散角（40~60°）。考虑到离子波前为高斯型分布，中心区域的离子对应的发散角更小。而考虑到鞘层场的强度分布一般同样为高斯型，高能离子只能在中心区域被加速。因此典型 TNSA 离子束的发散角随着离子能量的增加而减小。

平面靶的离子束通常是圆形的，证明靶后鞘层场为柱对称分布。鞘层场的形状分布直接影响最终离子束的空间分布。例如 Roth 改变激光焦斑形状获得不同形状的离子束斑[95]，以及本文第五章中激光对比度的变化改变了离子束的发散角。靶的构型同样会影响离子束的空间分布。使用细丝靶可以获得线状的离子分布，而本文第六章中来自小尺寸靶边沿和靶杆处的质子辐射也是线状分布的。

1.4.2 辐射压加速 (RPA)

在 TNSA 加速机制中, 由于最终离子的加速过程中激光并没有参与, 离子主要由电荷分离场驱动, 因此激光到离子的能量转化效率较低, 最终离子束的最大能量也有限。另外, TNSA 加速所得离子一般都有着非常宽的能谱分布。这是由于 TNSA 机制中, 线偏振激光场的有质动力加热得到的超热电子能谱较宽, 空间分布并不均匀, 其在靶后形成的鞘层空间电场也非均匀分布, 不同区域的离子感受的加速场不同, 最终获得的离子能谱不可能是单能的。

当激光光强继续增加时, 通过辐射压加速超薄靶离子也成为了可能, 这就是所谓的激光光压加速机制, 也称为激光活塞加速机制。2004 年, Esirkepov 等人指出, 当激光光强 $I_L \lambda_L^2 > 1.2 \times 10^{23} \text{ W} \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时, 离子加速将由激光辐射压主导[65]。此后, Macchi 等人指出使用正入射的圆偏振激光取代线偏振激光, 可以产生稳定的有质动力推动, 显著降低热电子的产生, 使 RPA 机制可以在更低的光强 ($\sim 10^{21} \text{ W}/\text{cm}^2$) 下起主导作用 [63, 96], 并被实验所证实[97]。此外激光横向光强的分布[96, 98]、激光打洞阶段和光帆阶段的顺利过渡[99]也对 RPA 加速的有效性起着至关重要的作用。

宏观地来看, 可以将激光简化为半无限不透明的流体, 在靶前表面以反射率 R 被反射回来。这个过程中激光单位时间单位面积的动量变化表现为激光对靶面的辐射光压 P_{rad}

$$P_{rad} = (1 + R) \frac{I_L}{c} \quad (1.24)$$

而从微观角度分析, 此处的辐射光压 P_{rad} 来自于洛伦兹力的 $\mathbf{e}(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ 项中的直流部分, 也就是纵向上的 (单位体积的) 有质动力 F_p 。由于有质动力与粒子质量成反比, 因此被首先驱动的是电子。电子与离子错位, 形成电荷分离场驱动离子加速, 因此这部分动量也传递到离子上。如果作用在电子上的有质动力 F_p 与其余力

(主要是离子与电子间的电场力) 相等, 那么电子就处在机械平衡态, 因此有

$$Zen_i \mathbf{E}_{es} = en_e \mathbf{E}_{es} = \mathbf{F}_p \quad (1.25)$$

其中 Z 为离子电荷量, n_i 和 n_e 分别为离子和电子的密度, 此时于是有 $P_{rad} = P_{es}$, 因此宏观上我们可以简化认为离子由光压驱动。

当激光脉冲强度足够大时, 其辐射压可以将超薄靶内的所有电子都被加速起来。电子被推出靶, 形成所谓的相对论电子片 (relativistic electron sheet)。离子层与电子片之间的电荷分离场就可以对靶内离子进行有效加速。之后激光驱动光帆 (超薄电子片) 加速离子的结构就可以继续加速离子。由于多普勒效应, 光帆阶段的激光反射率降低为 $1/4\gamma^2$, 大部分能量都传递到靶上。而最终加速结构稳定时电子离子速度接近, 因此其中离子占据大部分能量, 整体来说激光-离子的

能量转换效率非常高, $\eta = 2\beta/(1 + \beta)$, 在电子片速度 $\beta \rightarrow 1$ 时效率 $\eta \rightarrow 1$ 。同时, 由于初始的靶厚度非常小, 最终的电子飞镜、离子层的厚度也非常小, 均匀的电场分布下加速的离子束有较好的单能性。如果合理抑制电子加热, 保证加速结构的形状, 那么离子束的发散角也会远小于 TNSA 机制得到的离子束。

对 RPA 机制所需要的光强可以做一个简单的估算, 激光的光强应能保证克服静电力, 将所有电子推出靶, 因此

$$a_0 > 2\pi \frac{d}{\lambda_L} \frac{n_0}{n_c} \quad (1.26)$$

其中 d 为靶厚度, n_c 为相对论临界密度, n_0 为初始离子密度。对于一个厚度为 5nm 的类金刚石靶 (Diamond-like Carbon, DLC, $n_0=470n_c$) 需要的激光光强高达 $I_L > 10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$, 因此目前对 RPA 机制的研究主要集中在理论和数值模拟上[11, 65, 100-102]。

近来, 随着激光技术的快速发展, 拍瓦级激光的光强已经向 $10^{23}\text{W}/\text{cm}^2$ 发展, 与此同时, 通过使用 XPW、等离子体镜等技术, 激光 ASE 前沿的对比度也得到了极大地提高 (可达到 10^{-14}), 激光光压加速成为可能。一些初步的实验已经验证了 RPA 机制的可行性[97]。2012 年 S. Kar 等人使用 250TW 的亚皮秒激光与金属薄靶相互作用, 在激光传输方向上获得了准单能的碳离子和质子[103]; 2013 年 S. Steinke 等人使用圆偏振激光与塑料靶相互作用获得了能谱和空间上都分离的单能质子和离子束[104]。

1.4.3 冲击波加速 (CSA)

无碰撞冲击波 (Collisionless Shockwave) 广泛存在于超新星爆发、太阳风与地球磁场的碰撞等天体现象中, 是宇宙高能粒子加速的可能原因之一。1992 年 Denavit 等人利用数值模拟首次提出在激光与固体靶相互作用中可能形成冲击波结构, 可以加速靶内的离子[105]。冲击波加速主要在激光光强 I 介于 $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ 到 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ 之间时起主要作用。在超短超强激光与固体密度等离子体相互作用时, 等离子体来不及膨胀, 激光就会在靶内打洞, 推动电子和离子一起前进, 形成一个活塞结构。这个打洞阶段可以在瞬时静止参考系中应用动量守恒定理

$$2m_i n_i v_{HB}^2 = \frac{(1 + \eta)I\xi_p}{c} \quad (1.27)$$

得到等离子体前表面的速度 v_{HB} , 即打洞速度。其中 m_i 和 n_i 是离子质量和密度, η 是反射率, ξ_p 是激光到离子动量的转化效率。通常可以将动量转化效率 $\xi_p \approx 1$, 于是得到归一化的打洞速度

$$\beta_{HB} = \frac{v_{HB}}{c} = \sqrt{\frac{(1 + \eta)I}{2\rho c^3}} = \sqrt{\Xi} \quad (1.28)$$

其中 ρ 是靶密度。当马赫数 $M > 1$ 且靶厚度 $L > (2\sim 10) \times (v_{HB}/c)\sqrt{m_i/n_i}$ 时, 冲击波结构可以在靶内形成, 速度基本与活塞速度相当。

变换回实验室坐标系, 来自上游的离子可以被冲击波波前反射, 达到两倍的冲击波速度

$$v_{shock\ ions} = 2v_{shock} \quad (1.29)$$

无关于离子的质量和电荷。离子的能量为

$$E_{shock\ ions} = 2m_i c^2 \Xi = m_i \frac{(1 + \eta)I}{\rho c} \quad (1.30)$$

在相对论情况下需要注意, 由于多普勒效应瞬时静止坐标系内的光强需要经过修正

$$I' = \frac{1 - \beta_{HB}}{1 + \beta_{HB}} I \quad (1.31)$$

因此最终的打洞速度为

$$\beta_{HB} = \frac{\sqrt{\Xi}}{1 + \sqrt{\Xi}} \quad (1.32)$$

相对论坐标变换后最终离子能量为

$$E_{shock\ ions} = m_i c^2 \frac{2\sqrt{\Xi}}{1 + 2\sqrt{\Xi}} \quad (1.33)$$

Silva 等人[62]通过数值模拟研究了靶厚度对于冲击波加速的影响, 并指出在靶厚度较薄的情况下冲击波加速的离子可能在靶后鞘层场中被进一步加速, 能谱形状由准单能演化为平台结构。Sorasio 等人提出了使用不同温度、密度等离子体对撞产生稳定高马赫数的无碰撞冲击波的方法, 使冲击波加速离子的能量得到进一步的提高[106]。实验上, Palmer 等人[107]在 2011 年使用 CO_2 红外激光 ($\lambda_L = 10\mu\text{m}$) 与氢气相互作用, 加速获得了约 1MeV 的准单能质子。Haberberger 等人[108]之后同样用 CO_2 激光, 将质子能量提高到了 22MeV。随着实验和激光技术的发展, 光强大于 $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 的超短超强激光得到普遍的应用, 与固体密度等离子体相互作用产生离子加速也成为可能。2009 年 Henig [64]报导了激光与固体小球通过冲击波加速离子的实验结果。H. Zhang 等人[109]报导了 800nm 线偏振激光辐照 DLC 薄膜靶获得冲击波加速的碳离子的实验结果。

1.4.4 BOA (Break-out afterburner) 加速机制

2006 年, Yin L 等人提出了一种超强激光 ($\sim 10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$) 与超薄靶相互作用中的离子加速机制: BOA 加速机制[110]。当超薄靶被强激光辐照时, 靶的膨胀可能会导致电子密度的下降, 导致靶变透明。这种效应会限制 RPA 机制中离

子能量的提高，但是却能通过 BOA 机制增强离子加速。当靶厚度与激光的趋肤深度相当，或靶密度降低到临界密度附近时，激光电场能够穿透靶，反复加热并最终排开所有的热电子。相对论电子与质子等离子体间有较大的漂移，产生的 Buneman 不稳定性将电子能量转移给质子[111]。BOA 加速机制产生的质子能谱分布为热分布。

理论分析[112, 113]和三维 PIC 模拟[114]指出 BOA 机制可以产生比 TNSA 机制更高能量的离子。实验上，2013 年 Hegelich 等人使用 150TW 的 TRIDENT 激光与纳米 DLC 靶相互作用，获得了 44 MeV/nucleon 的高能碳离子，是之前报导的激光驱动碳离子能量的十倍[115]。2013 年 Roth 等人在使用光强 $1 \times 10^{21} \text{W/cm}^2$ 的 600fs 激光聚焦到 0.2~3.2 μm 厚度的 CH₂ 和 CD₂ 塑料靶上，得到了超过 135MeV 的质子和 180MeV 的氘离子，并与铍核反应后得到了峰值在 70MeV，最大能量 150MeV 的中子束[116, 117]。

1.5. 激光预脉冲

激光等离子体相互作用实验中的激光脉冲并不是单一一个脉冲。在主峰之前的激光可以统称为预脉冲。预脉冲与峰值强度的比值称为激光的对比度。对比度是高功率激光器光束质量的性能指标之一，在激光与固体靶的相互作用中有着非常重要的影响。激光的预脉冲会电离靶表面，形成一定程度的预等离子体。预等离子体的纵向密度分布和尺寸直接决定电子的加热机制，进而影响靶后的鞘层场强度和分布。预等离子体的纵向尺寸也会影响高次谐波的产生机制。预等离子体的横向扩散可能会绕过靶边缘，到达靶后表面，破坏靶后可能形成的电荷分离场[118, 119]。当激光预脉冲强度继续增强时，形成的冲击波可能会在主脉冲到来之前穿过靶到达后表面，电离后表面的污染层形成靶后预等离子体[120, 121]。更强的预脉冲会导致靶面变形，直接影响产生离子的发散角[122]。对于 RPA 等加速机制，由于使用了纳米量级的超薄靶，对激光对比度的要求也更加苛刻。脉冲激光的高对比度是研究激光与物质作用的重要条件。

一般激光的时间结构如图 1-8 所示。取主脉冲为时间零点，主要的预脉冲类型包括：1.replica，位于主峰前几到几十个纳秒的位置，是相干的飞秒短脉冲，可能存在多个。通常是由于多通放大中的散射光引起的。由于普克尔盒消光响应速度有限，导致主脉冲前后有几个散射激光脉冲从再生腔输出。使用超快普克尔盒可以有效地减弱其强度。2.ASE，即自发放大辐射（Amplified Spontaneous Emission）。即使没有种子光的激发，被泵浦导致粒子数布居反转的增益介质仍然会有少量的非相干自发辐射，并在放大链中得到放大而形成脉冲平台。辐射的时间受泵浦光的脉宽和普克尔盒的截取影响，一般为几个纳秒。通过等离子体

镜等方法可以提高 ASE 的对比度。3.由于光栅的不完全压缩,会导致主峰的上升沿不够陡峭。这一部分很难消除,实验上可以通过预等离子体吸收、推迟等离子体镜的触发时间点等方法进行一定程度的优化。

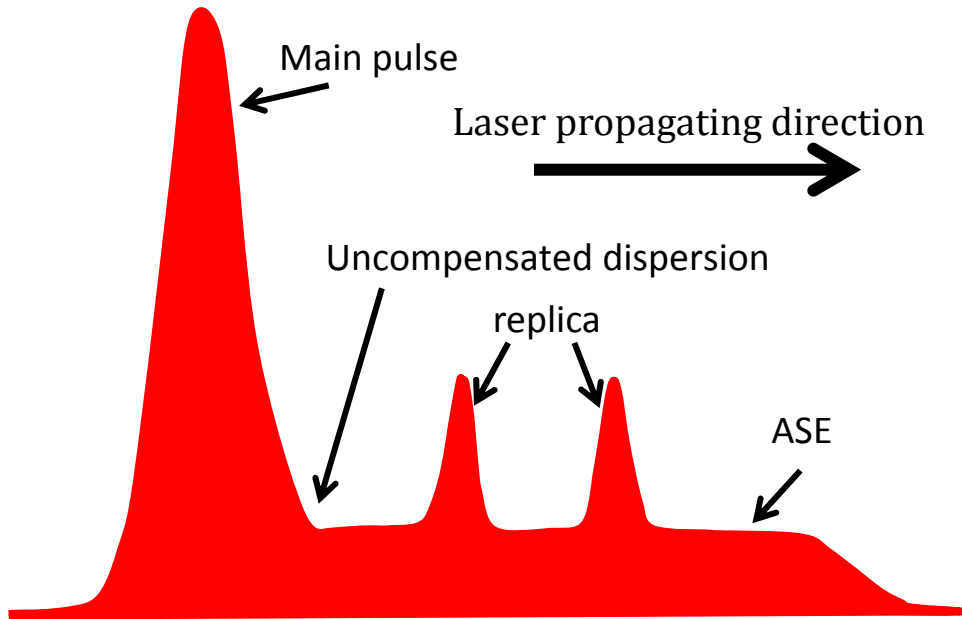


图 1-8 激光预脉冲示意图。

激光预脉冲与离子加速

实验结果[123, 124] 和理论预测[125, 126]指出,减小靶厚度有利于提高 TNSA 机制产生的最大质子能量。在靶厚度 $l \ll c\tau_L$ 时,电子可以在靶前后边界反射,从而增大靶后鞘层场内的电子密度和温度。

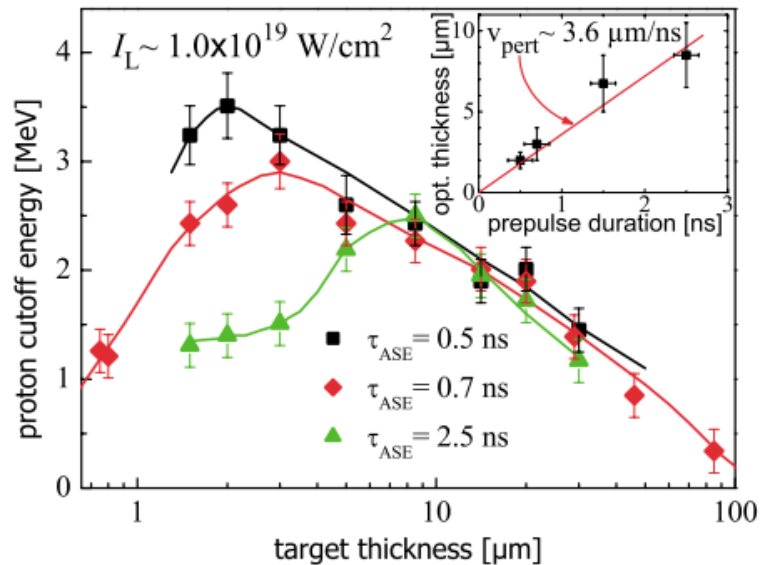


图 1-9 不同 ASE 脉宽下,最大质子能量随靶厚度的变化关系。内置图为最优靶厚度与 ASE 宽度的关系[83]。

但是当靶厚度减小到一定程度时,激光预脉冲就会阻碍靶后鞘层场的形成和演化,进而降低最大质子能量[83, 123]。如图 1-9 所示,最大质子能量和最优靶厚度受到预脉冲的宽度影响。激光预脉冲对离子加速的主要影响包括[127]:

1. 预脉冲冲击波:激光预脉冲(主要是 ASE 平台)与靶前表面相互作用时,会向靶内激发一个冲击波。虽然冲击波速度较慢,但是长达几个纳秒的 ASE 脉宽使预脉冲冲击波可能有足够时间抵达靶后表面,对靶后鞘层加速产生影响。在薄靶和强预脉冲的情形下,强冲击波在激光主峰到来前穿过靶,导致靶后表面蒸发,形成大尺度的靶后预等离子体,破坏靶后鞘层场的建立;即使在冲击波较弱的情况下,靶后表面未被蒸发,冲击波也会使靶面变形,改变加速离子的指向和发散角。

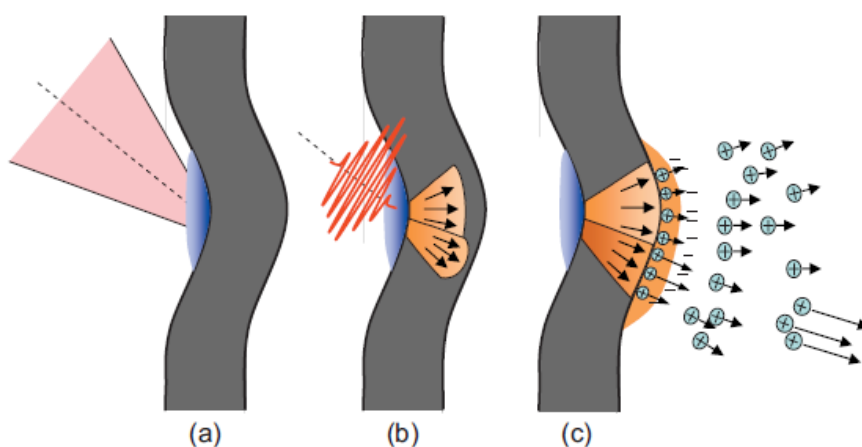


图 1-10 超热电子在两种激光吸收机制下有着不同的指向[127]。

2. 预等离子体:如 1.3 节描述,预等离子体尺度会严重影响激光能量的吸收和超热电子的产生机制,从而影响离子加速。在大尺度预等离子体条件下,共振吸收机制会起主导作用,电子主要在靶法线方向被加热;当预等离子体尺度较小时,真空加热和 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 可能共同作用,前者沿靶法线方向加热电子,后者沿激光传输方向加热电子,如图 1-10 所示。当入射激光与靶面不垂直时,质子的方向也可能会偏离靶的法线方向。图 1-11 展示了 F. Lindau 的实验结果[128]。在低对比度下高能与低能质子的指向都沿靶法线方向。而高对比度下高能质子会逐渐偏向激光传输方向[129]。
3. 如果靶材料是高 Z 材料,靶前的热预等离子体辐射的 X 射线可能在主脉冲到来之前预加热靶,破坏靶后表面的陡峭密度梯度分布。这一作用与预脉冲冲击波导致靶后电离很类似。

此外,靶前预等离子体还可能导致激光主脉冲的自聚焦或成丝。

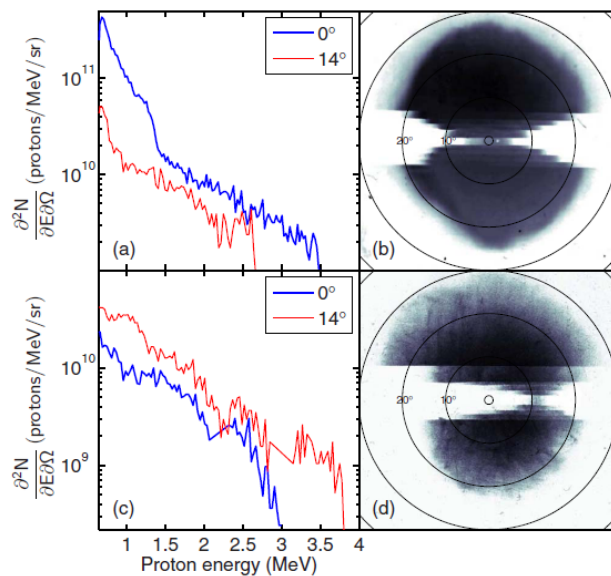


图 1-11 不同对比度下的质子能谱和指向。(a) 低对比度下靶法线方向与激光传输方向的质子能谱；(b) 低对比度下不同能量质子的指向；(c) 高对比度下靶法线方向与激光传输方向的质子能谱；(d) 高对比度下不同能量质子的指向[128]。

因此，对于激光固体靶相互作用加速离子来说，激光对比度是一个非常敏感而重要的参数。本篇论文将在第 4 章和第 5 章中重点讨论激光对比度对于质子加速的影响。

1.6. 激光驱动离子束的应用领域

随着激光技术的发展和进步，激光等离子体相互作用的应用领域不断拓展。相较于传统加速器，激光驱动的高能离子束有着高亮度、宽能谱、设备紧凑等特点。本节将简要介绍与本论文相关的激光驱动高能质子源的应用。

1.6.1 质子照相

高能离子在物质中传播时，会不断电离原子而沉积能量。离子与核外电子的反应截面随着离子能量衰减而增加，单位距离损失（沉积）下的能量反比于离子速度的平方。因此，离子会把大部分能量沉积在停止前的较短距离内。在离子的能量沉积曲线上，最大沉积距离附近会出现一个峰，被称为布拉格峰。图 1-12 展示了 250MeV 单能质子束在水中的能量沉积曲线。

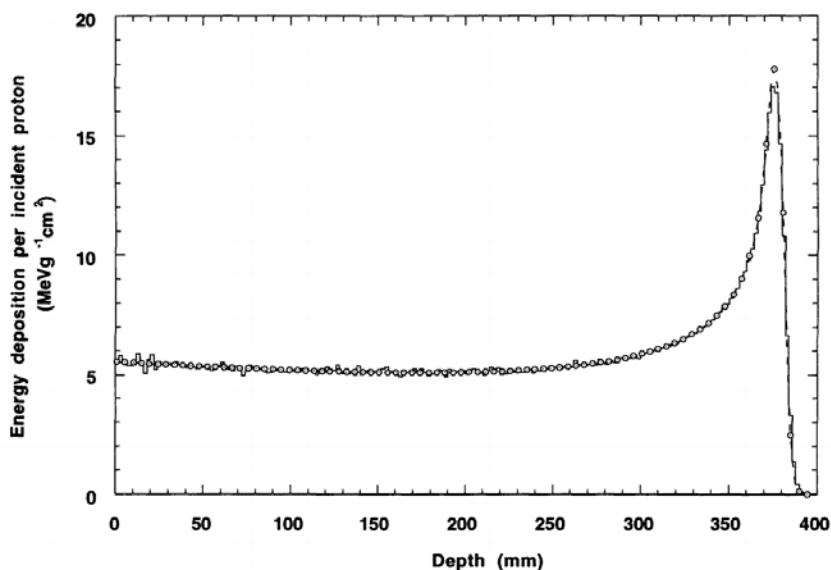


图 1-12 使用蒙特卡罗程序 PETRA 计算的 250MeV 单能质子束在水中的能量沉积曲线[130]。

由于布拉格峰的特性，质子束可以被用于透射成像。使用离子束，尤其是质子束来成像的方案最早由 Koehler 在 1968 年提出[131]。激光驱动的质子束有着非常适用于成像的特性。质子束带电因此对电场和磁场都非常敏感，测量质子束的偏折可以诊断等离子体内的电磁场信息[132]；激光驱动质子束有着较小的横向发散度，可以认为来自于一个靶前的虚点源[133]，因此天然获得了放大成像的能力和高分辨能力；激光驱动质子束有着较小的纵向发散度，所有质子可以认为是在 1-2ps 内被加速的；激光驱动质子束的能谱一般较宽，配合时间飞行和有能谱分辨能力的探测器（如 RCF 堆栈），可以提供时间分辨能力。

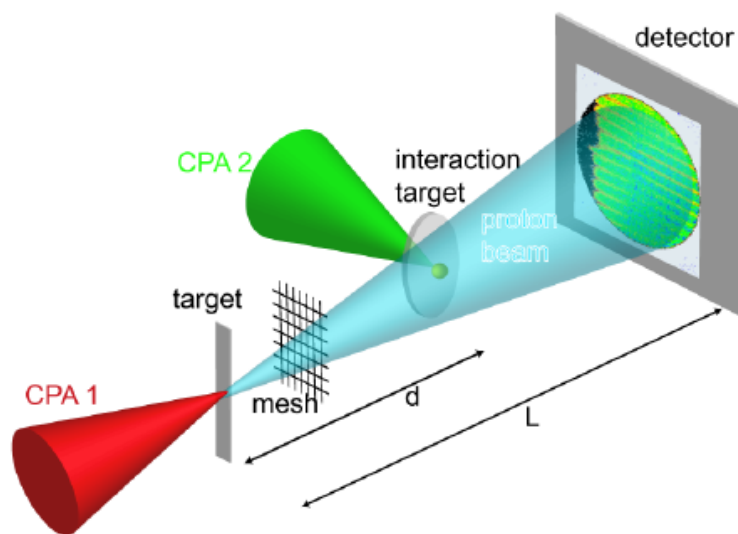


图 1-13 质子照相实验示意图[134]。

因此质子照相可以用于不同的对象。它可以用于探测物质密度梯度，例如受冲击的物质[135, 136]；也可以探测激光物质相互作用中产生的电磁场（质子偏折成像，proton deflectometry）[54, 137]。质子束甚至可以用于诊断离子加速过程本身[54, 55]。离子加速中的静电场、扩散离子波前形成的电场、环形自生磁场都可以被质子束成像[138-140]。

激光驱动质子束有超快时间分辨的能力。TNSA 机制获得的质子束通常具有较宽的连续能谱，但是这些质子都是在 1-2ps 内被加速起来的。不同能量的质子几乎同时离开靶后表面，到达探测区域所需要的飞行时间不同。使用 RCF 堆栈这样的具有能谱分辨能力的探测器时，不同能量质子的分布反映了探测区域不同时刻的信息。表层的 RCF 对应着低能量质子与较晚时刻的电磁场分布，深层的 RCF 对应着高能量质子与较早时刻的电磁场分布。多通道板/闪烁体配合 CCD 相机也可以用于探测质子信号，但是就需要超短快门来筛选出特定飞行时间范围的信号。

1.6.2 温稠密物质产生

基础物质特性的实验研究（如物质不透明度和状态方程）是建立等离子体理论模型的基础。这样的实验理想上需要均匀加热的、单一密度、单一温度的等离子体状态。但是这样的等离子体产生相当困难，因为均匀等离子体需要整个加热或能量沉积过程极度均匀和迅速，在等离子体膨胀前就完成了加热，即等容加热（isochoric heating）。常用的加热手段如激光驱动冲击波加热[141]，X 射线加热[142, 143]和传统离子源加热[144]的时间尺度（ 10^{-9} - 10^{-6} 秒）相对于典型的流体膨胀时间尺度（ 10^{-12} - 10^{-11} 秒）仍然太长。若使用亚皮秒激光直接加热，由于激光加热被局域在物质表面很浅的趋肤深度（ $<100\text{nm}$ ）内[145]，会导致温度分布高度不均匀。

使用强激光驱动的离子束加热产生温稠密物质有着两个优势[146]：1）激光驱动质子束有着较小的纵向发散度，可以在短时间（ $<50\text{ps}$ ）内加热靶物质，实现等容加热；2）离子束能在靶内传输，可以将其动能沉积到靶物质深处（ ~ 100 微米）。通过调节激光或离子靶参数，从而获得调制过的离子能谱，可以将物质均匀加热到数个电子伏特的温度[147]。此外，激光驱动质子束有着高亮度和较好的定向性，使用半球形靶等方法可以进一步提高质子束加热的效率[146]。

1.6.3 快点火惯性约束热核聚变

为了获取清洁、高利用效率的可持续能源，可控轻核聚变是当前等离子体物理科学最主要的研究方向之一。为了维持聚变反应中的能量平衡，必须把一定密

度、一定温度的核燃料约束住一定时间，也就是所谓的劳森判据（Lawson criterion）。例如对于氘氚反应，

$$nT\tau_E \geq 3 \times 10^{21} \text{ keV} \cdot \text{s}/\text{m}^3 \quad (1.34)$$

其中 T 是等离子体温度， n 是等离子体密度， τ_E 是约束时间。目前满足劳森判据，实现人工可控聚变的方法主要有两种：

- 1) 通过强电流驱动的磁场将低密度等离子体 ($\sim 4 \times 10^{-10} \text{ g}/\text{cm}^{-3}$) 约束较长的时间，即磁约束聚变 (MCF)；
- 2) 利用激光器、离子束或 Z-pinch 等高能驱动器将等离子体压缩到超高密度 ($\sim 1000 \text{ g}/\text{cm}^{-3}$)，在反应物飞散之前 (10^{-10} s)，发生核反应，即惯性约束聚变 (ICF)。根据压缩方式的不同，可以分为直接驱动和间接驱动两种。

1994 年 Tabak et al 提出了一种将压缩和点火步骤分离，从而降低点火技术条件的惯性约束聚变方案[148]，即快点火方案。快点火方案采用直接或间接驱动的方式压缩靶丸，形成高密度的中心区域，之后通过外源加热靶心达到核反应条件，实现点火。2001 年 Roth et al 提出了采用离子作为快点火的驱动源，可以进一步降低对压缩激光脉冲的要求[50]，如图 1-14 所示。快点火方案的主要优势在于降低了对靶丸压缩均匀性和密度的要求 ($\sim 300 \text{ g}/\text{cm}^{-3}$ ，相比直接或间接驱动的 $\sim 1000 \text{ g}/\text{cm}^{-3}$)，相应所需的压缩激光能量也大大降低了 (300kJ，相比于 1MJ)。因此快点火方案可以使用更大的靶丸，获得更大的能量收益。

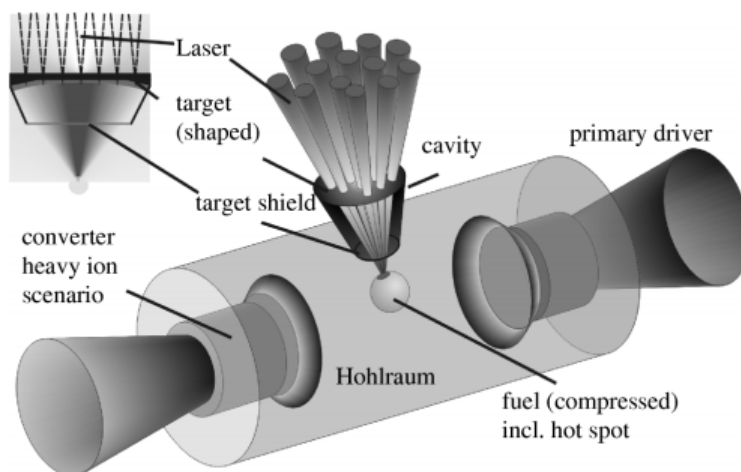


图 1-14 快点火方案示意图[50]。

1.6.4 放射肿瘤治疗

放射肿瘤治疗是当前恶性肿瘤治疗的主要手段之一。目前常用的放射线主要是电子和 X 射线。相比于电子和 X 射线随距离 e 指数下降的沉积曲线，离子束的沉积曲线具有布拉格峰的特点，在肿瘤治疗方面有着天然的优势[149]。通过合适选取离子束的能量，“离子刀”可以精确地将杀伤体内的癌细胞，同时最小化

对正常人体组织的影响。图 1-15 展示了不同能量质子在水中的穿透深度。

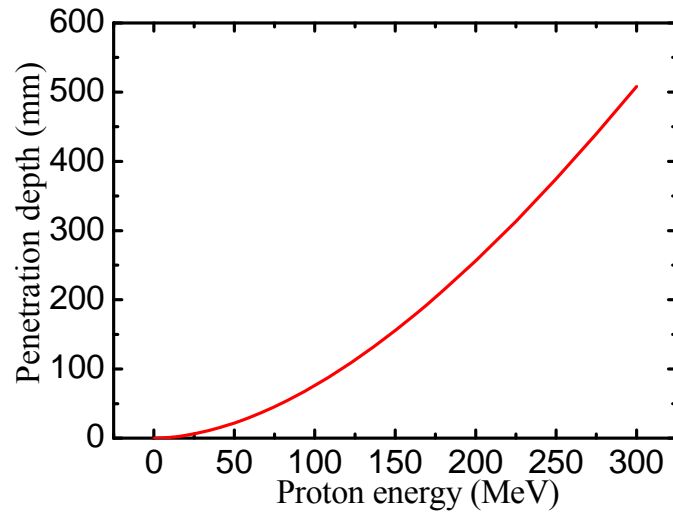


图 1-15 不同能量质子在水中的穿透深度。

激光加速离子可以作为未来放射肿瘤治疗的备选方案，主要优势在于其较低的造价和相对紧凑的设备尺寸。人们提出了多种方案，从使用激光加速离子作为传统加速器的粒子源[150]，到直接将激光传输到治疗房间后再进行离子加速（这种情况下离子的磁铁引导系统可以最小化）[51]。当前的激光离子源距离放射肿瘤治疗的标准仍然有非常远的距离。激光离子束需要在最大能量、能谱、重复频率、稳定性和可控性等多个方面突破，才能成为放射肿瘤治疗的有竞争力的方案之一。

第二章 实验与诊断方法

2.1. 引言

作者博士期间的一部分工作，在于搭建上海交通大学 200TW 激光激光与固体靶相互作用的实验平台。作者全程参与了固体靶场的设计和搭建过程，从最初的全局光路布局，真空腔体设计和定制，真空泵组系统的购买和调试、激光器安装，到后期靶场的精密机械和控制系统、探测器诊断设计和安装、等离子体镜系统的搭建和表征。本论文第 3-6 章中的质子加速实验都是依托于该实验平台进行的。

本章首先将简单介绍在上海交通大学 200TW 激光装置的参数以及调节激光对比度的等离子体镜系统。然后将介绍作者在实验中发展的质子束品质和等离子体状态的诊断设备。

2.1.1 上海交通大学 200TW 激光装置

本论文涉及的实验中使用的相对论激光脉冲来自上海交通大学 200TW 激光装置。该激光装置位于上海交大的激光等离子体教育部重点实验室，是由法国 Amplitude Technology 制造的商用掺钛蓝宝石飞秒激光器，利用啁啾脉冲放大技术获得超短超短超强的 800nm 中心波长激光脉冲。图 2-1 是该激光装置的示意图。

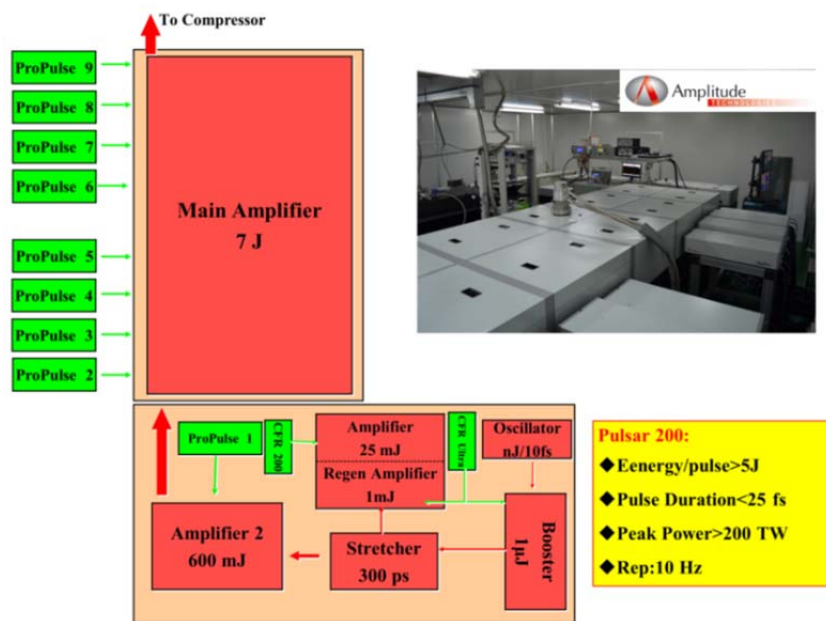


图 2-1 上海交通 200TW 激光装置布局示意图。

啁啾脉冲放大技术[5]的基本思路如图 2-2 所示。将振荡器产生的超短脉冲通过光栅对在时域上展宽来安全地放大脉冲能量。这样展宽后的脉冲就是一个啁啾脉冲，之后经过增益介质尽可能放大。最后再用光栅对将脉冲在时域上压缩到尽量短，尽可能接近初始脉冲的脉宽，从而在激光功率上获得数量级的提升

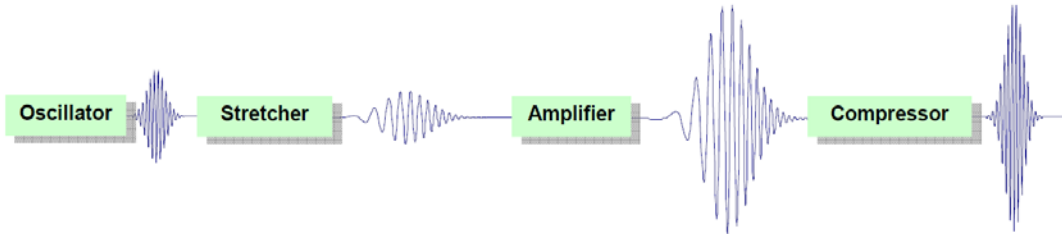


图 2-2 啁啾脉冲放大技术示意图[151]。

上海交通大学 200TW 激光器在振荡器 (oscillator) 和展宽器 (stretcher) 之间还添加了对比度提升器 (booster)。在 booster 箱体中，来自于振荡器的种子光被初步放大，重复频率从 75MHz 斩成 10Hz。放大光路中使用了一块饱和吸收体来提高激光的 ASE 对比度。随后展宽器将激光脉冲展宽到 300ps，再通过再生放大和两级多通放大，获得 7J 左右的脉冲能量。在再生腔体内，一个声光调制模块 MAZZLER 被用于实时光谱增益调控。在各级放大之前，激光都被扩束以保护增益介质。最终的激光光斑直径约为 105mm。200TW 激光器的压缩室采用了四块光栅，将 300ps 的长脉冲压缩到 25fs，同时可以保证不低于 70% 的能量转化效率。图 2-3 给出了 200TW 激光器的光谱和脉宽，图 2-4 给出了激光能量稳定性和光束分布等主要输出参数。

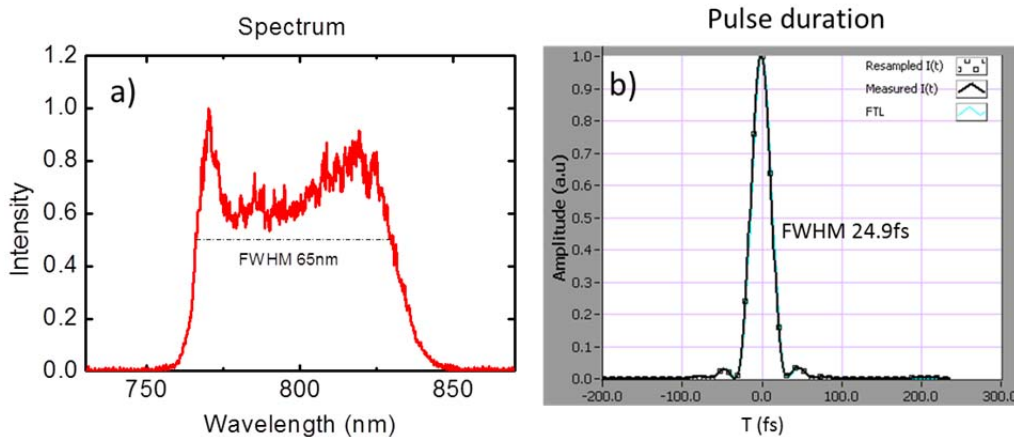


图 2-3 上海交通大学 200TW 激光器的主要输出参数。(a) 激光压缩前后的光谱；(b) 激光脉宽。

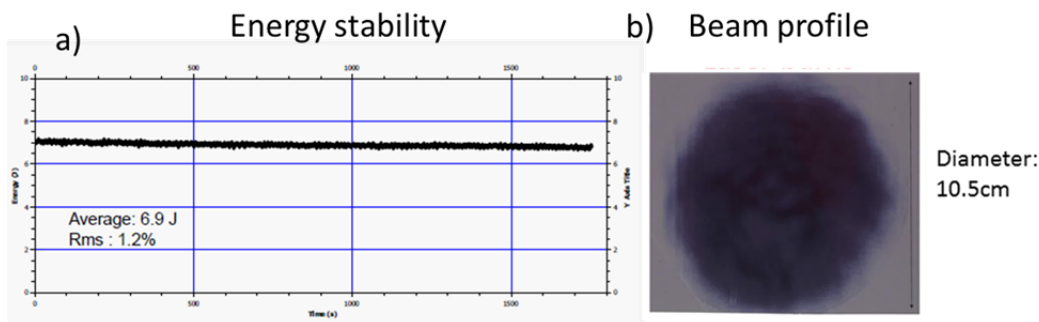


图 2-4 (a) 压缩之前的能量稳定性; (b) 压缩之前的光斑直径和强度分布。

2.2. 激光对比度

我们在纳秒和亚纳秒量级分别测量了上海交通大学 200TW 激光装置输出的激光脉冲的对比度。在纳秒量级，将一束激光脉冲分束，一束直接导入到超快光电二极管，测量预脉冲的强度；另一束通过一组标定过的中性衰减片后进入同一个光电二极管，给出主脉冲的强度。光电二极管耦合到 1GHz 示波器，保证纳秒量级的时间分辨能力。通过比较预脉冲、衰减后主脉冲的强度，以及中性衰减片的衰减倍数，可以测得纳秒尺度上 ASE 的对比度优于 10^{-7} ，同时在 -20.9ns 和 -9.7ns 分别存在 2.0×10^{-6} 和 6.9×10^{-6} 的两个飞秒预脉冲，如图 2-5 所示。图中 -30 纳秒附近的峰为通过衰减片后的激光主峰。需要指出的是，由于测量阈值的限制，实际 ASE 的对比度可能优于 (10^{-7})，而衰减主峰和两个飞秒预脉冲引起的二极管反向恢复过程也干扰了对准确 ASE 强度的判断。

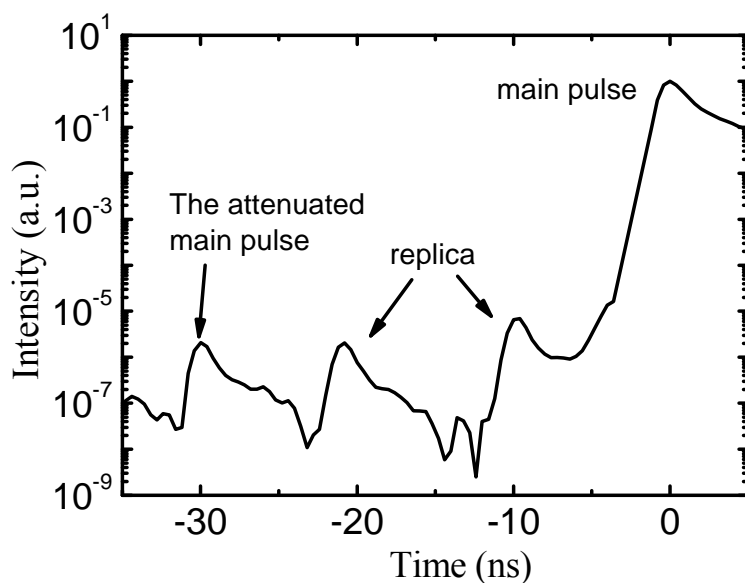


图 2-5 测量的纳秒对比度。

在亚纳秒量级，我们使用由 Amplitude Technology 生产的三阶自相关仪 Sequioa 来测量激光的对比度。Sequioa 的最大测量范围是-500ps，图 2-6 展示了多发连续扫描获得的激光时域波形。可以看到，在-15 皮秒之前，激光 ASE 的对比度好于 10^{-8} 。

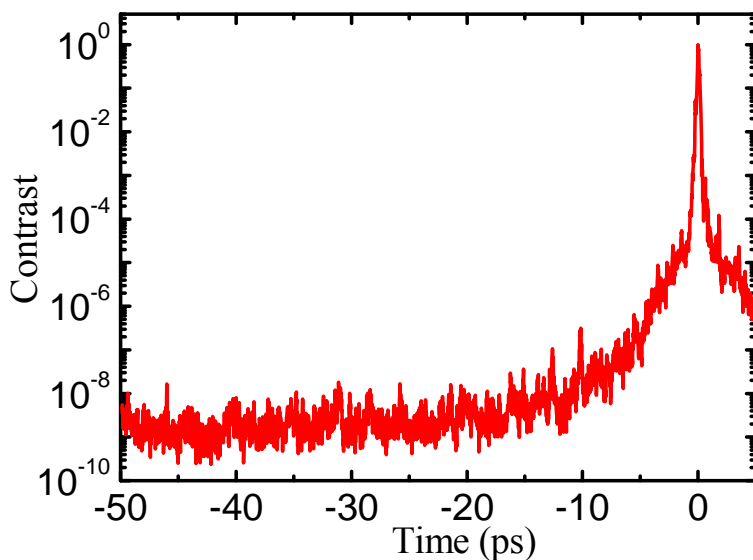


图 2-6 测量的皮秒对比度。

2.3. 固体靶场区域建设

目前高功率脉冲激光聚焦后的峰值功率可以达到 $10^{21} W/cm^2$ ，强度远远大于空气的电离阈值 $10^{15} W/cm^2$ 。即使在没有聚焦的情况下，压缩后的激光在空气中传播也会导致剧烈的非线性效应，严重影响光束指向和光斑质量。因此，压缩后激光必须在真空中传播。另一方面，靶场内许多诊断设备需要数百至数千的高电压（如汤姆逊谱仪、多通道板等），为了避免击穿短路事故的发生，这些诊断设备也要求真空环境。真空靶场是高功率激光等离子体相互作用实验的基础。

2.3.1 靶场建设

作者参与了整个 200TW 气体靶场区域、固体靶场区域、压缩室的光路布局和靶室设计，以及真空系统的设计和选购。图 2-7 是上海交通大学 200TW 激光装置的真空靶室分布。利用一个位于长程平移台的反射镜，激光在压缩后可以被导向不同的靶场区域。气体靶室使用 $f/20$ 的长焦离轴抛物面镜（Off-Axis Parabolic Mirror, OAP），主要研究激光尾场加速、正电子产生、betatron 辐射等方向。固

体靶室使用 $f/4$ 的短焦 OAP，可以使用等离子体镜优化激光对比度，主要进行激光驱动离子加速、固体表面高次谐波产生、近临界密度等离子体、太赫兹辐射等方向的实验研究。

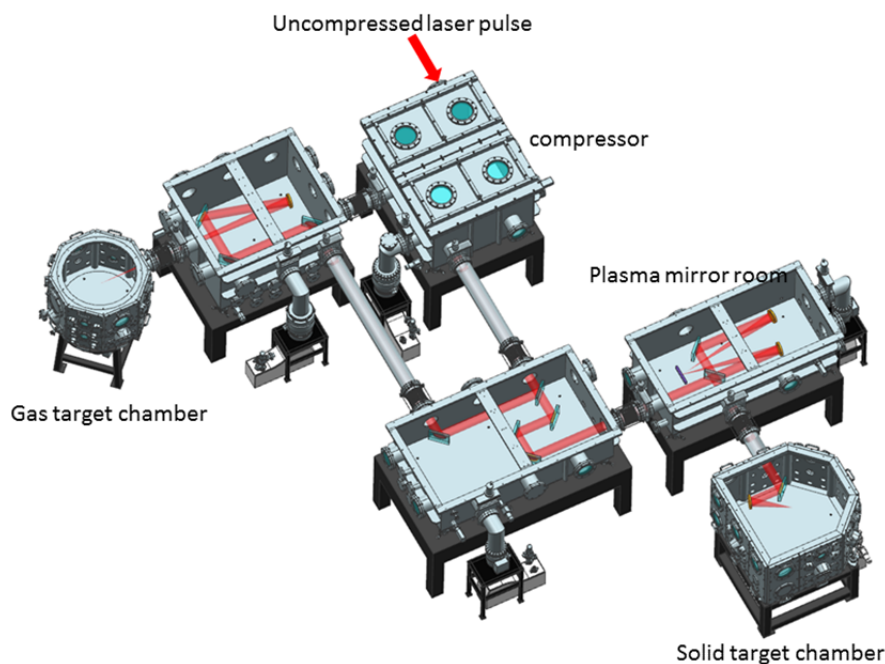


图 2-7 上海交通大学 200TW 激光装置的真空腔体分布图。

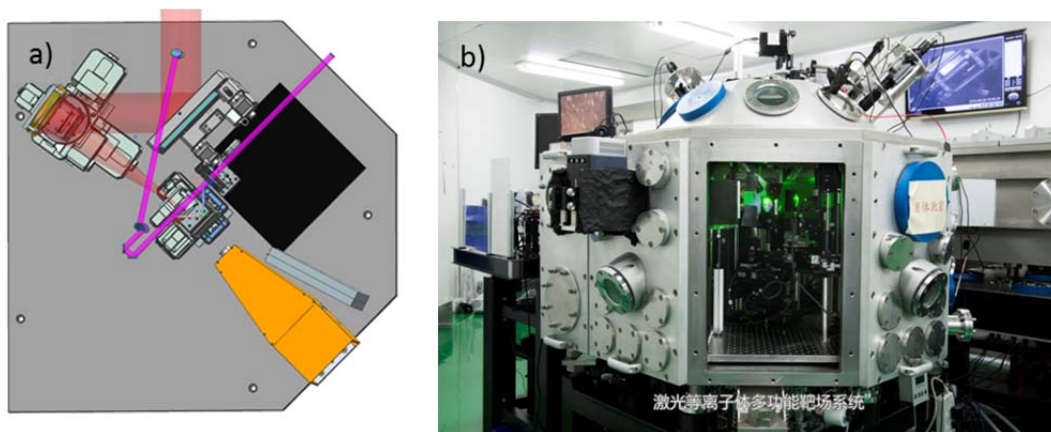


图 2-8 a) 固体靶室内主要元件布局图（激光入射角 54° ）；b) 固体靶室实物图。

我们设计搭建了多维电动平台来调整 OAP 的姿态和靶的位置。如图 2-8(a) 所示，为 OAP 组建了 5 维电控平台。其中绕 OAP 旋转的一轴，对于短焦距 OAP 来说精度要求不高，所以只需要在安装时手动调节即可。实验中使用的 OAP 直径为 150mm，焦距为 400mm，反射角为 36 度，切割方向为角平分线方向。OAP 表面镀有 750nm-850nm 的宽带高反介质膜，其有效直径为 140mm，可以达到高于 99% 的反射率。激光的光束口径 $\sim 100\text{mm}$ ，因此根据瑞利衍射极限，800nm 的高斯分布激光通过 $f/4$ 的 OAP 聚焦的理论上的最小焦斑直径为

$$D = 1.22\lambda_L \cdot f = 3.9\mu m \tag{2.1}$$

其中 λ_L 是激光波长， $f = 4$ 。图 2-9 (a) 给出了实验中测的激光焦斑分布，其半高宽 (Full-Width-Half-Maximum, FWHM) 为 $5.0 \mu m$ 。

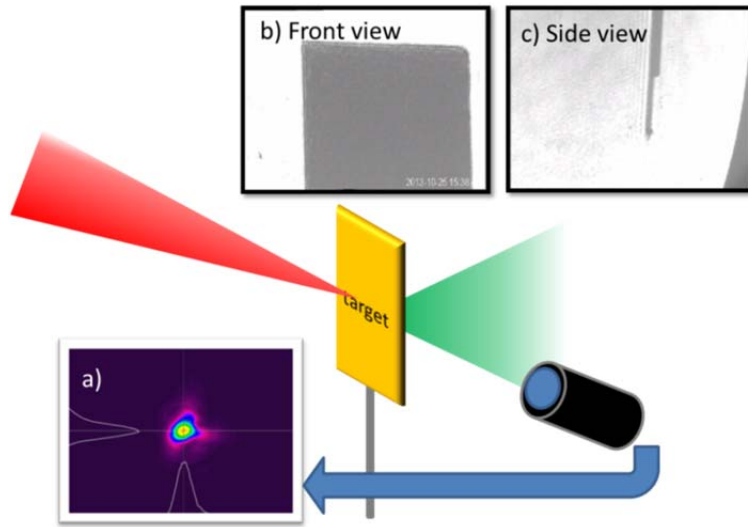


图 2-9 靶的瞄准定位和激光焦斑测量。

图 2-10 (b) 展示了 5 维靶台的设计组装图。通过添加靶轮的设计和使用真空电动旋转台，使每一轮靶室抽真空，都能够打多发、多种类的靶。整个靶轮被安装在一个高复位精度的磁性表座上，可以方便靶的安装和提高放气阶段换靶的效率。我们使用了靶前成像、横向探针光定位、topview、远心成像镜头等多种放大倍数不同的光学成像方法，将靶面精确定位到激光焦斑的位置。图 2-9 (b) 和(c)分别展示了一个横向尺寸 $500\mu m$ 的靶在靶前 ccd 和横向探针光中成的像。

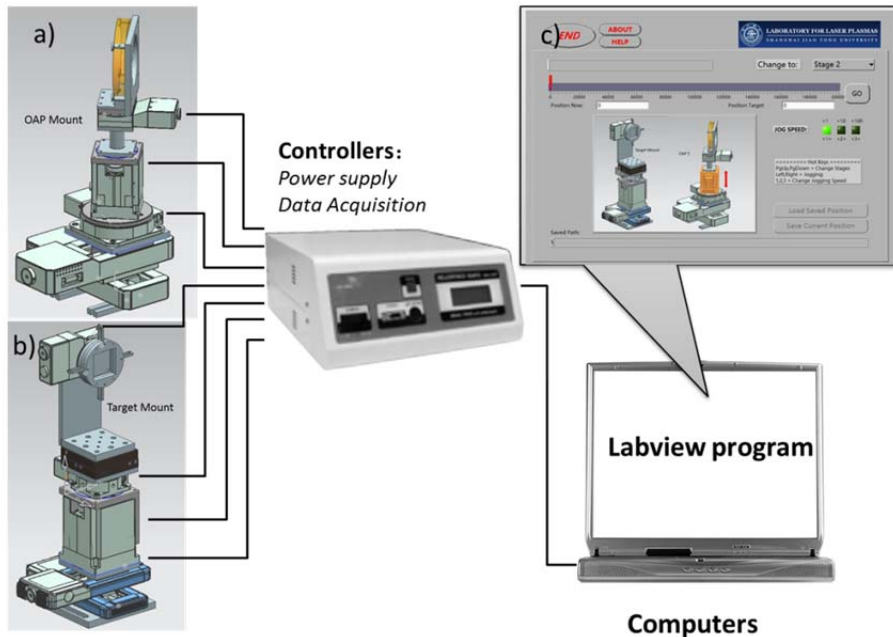


图 2-10 平移台控制系统。a) OAP 五维调整台 b) 五维靶台 c) labview 控制程序。

通过自主编写的 labview 控制软件（如图 2-10 (c)），我们可以方便地在电脑上远程控制这些电动平移台。靶场电控系统给予了我们在真空环境下优化激光聚焦参数的能力，也使我们在一轮真空抽放气之间可以进行复数的打靶实验。

2.3.2 等离子体镜

等离子体镜可以以牺牲一部分激光能量为代价来提高脉冲的对比度[152, 153]。等离子体镜的概念图如图 2-11 所示。当激光聚焦到光学平整的玻璃表面，聚焦强度超过 $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 时，玻璃表面的原子会被迅速电离，形成一层非常薄的固体密度的等离子体，进而反射后续的激光脉冲。通过调整激光在等离子体镜表面的光束口径，可以使 ASE 和飞秒预脉冲的聚焦强度低于形成等离子体的阈值，而主脉冲的上升沿能够触发等离子体镜。于是预脉冲基本透过等离子体镜，而高对比度的主脉冲被反射。最终反射的脉冲对比度提升水平由未触发和触发后的等离子体镜的反射率决定。

$$\frac{C_R}{C} = \frac{R_{untrigger}}{R_{trigger}} \quad (2.2)$$

主脉冲触发等离子体镜的时间应该尽量靠后（主要的方法就是增大等离子体镜表面的光束口径），以减少预等离子体的膨胀和不稳定性的增长[154]。但另一方面，提高激光聚焦强度可以提高等离子体镜触发后的反射率[155]，因此需要综合考虑反射光的能量和光束质量来寻找最优的聚焦强度。

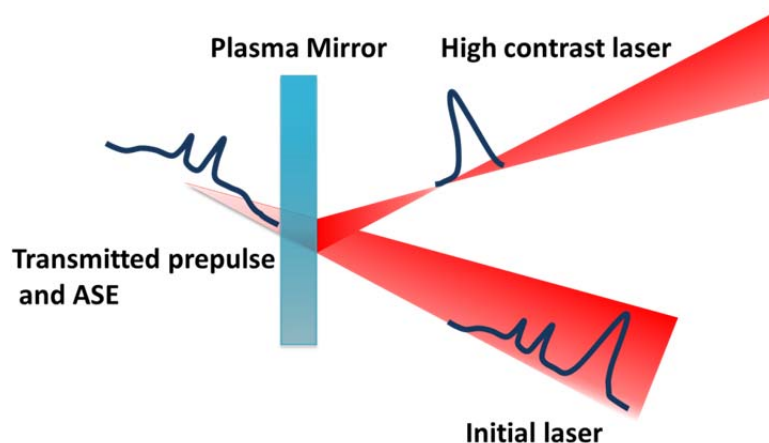


图 2-11 等离子体镜提高激光对比度的原理示意图。

常见的优化等离子体镜效率的方法主要有：1) 通过给玻璃表面镀增透膜，降低预脉冲的反射强度；2) 使用 P 偏振激光，选取布儒斯特角为入射角，增加预脉冲的透过率[156]；3) 使用双等离子体镜，以牺牲到达靶面激光能量的代价获得平方倍数的对比度提升效果[157]。

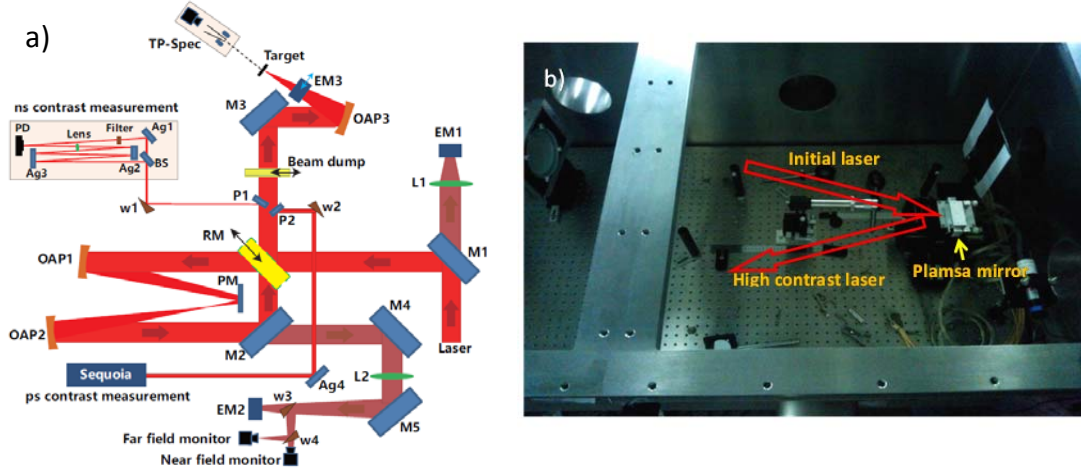


图 2-12 上海交通大学 200TW 激光装置等离子体镜系统。a) 等离子体镜表征布局图；b) 实际等离子体镜靶室。

在上海交通大学 200TW 激光装置固体靶场之前，我们搭建了一套单等离子体镜系统。如图 2-12 (a) 所示，激光被 $f/10$ 长焦 OAP 聚焦到等离子体镜表面，再由相同参数的 OAP 收集准直。使用的等离子镜是光学平整度 $\lambda/4$ 的熔融石英玻璃，表面大部分区域镀了 800nm 的宽带增透膜，一小部分则镀银以方便调整光路以及优化靶室内的焦斑。通过一个安置于长程电控平移台上的反射镜，我们可以在高对比和低对比度激光之间切换。等离子体镜安装在三维电动平移台和二维手动镜架上。手动镜架帮助我们更换等离子体镜时能最大程度复位镜面方向；运动方向平行镜面的两轴电动平移台提供了在一次真空抽放气中多次打靶的能力。OAP2 同样置于长程平移台上，与等离子体镜法线方向的平移台一起，可以调节激光在等离子体镜表面的光斑大小，而不改变反射光的指向和发散度。

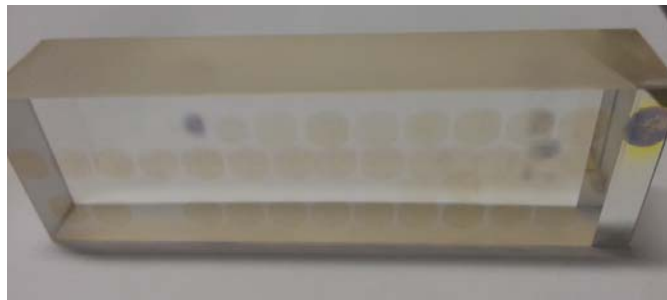


图 2-13 使用后的等离子体镜，其中右侧为镀银全反部分。

图 2-12 (b) 展示了我们表征等离子体镜参数时所用的实物图。图 2-13 展示了一块使用后的等离子体镜。可以看到等离子体镜表面的镀膜已经被打坏。右侧为镀银区域，方便弱能量激光下的调节工作。

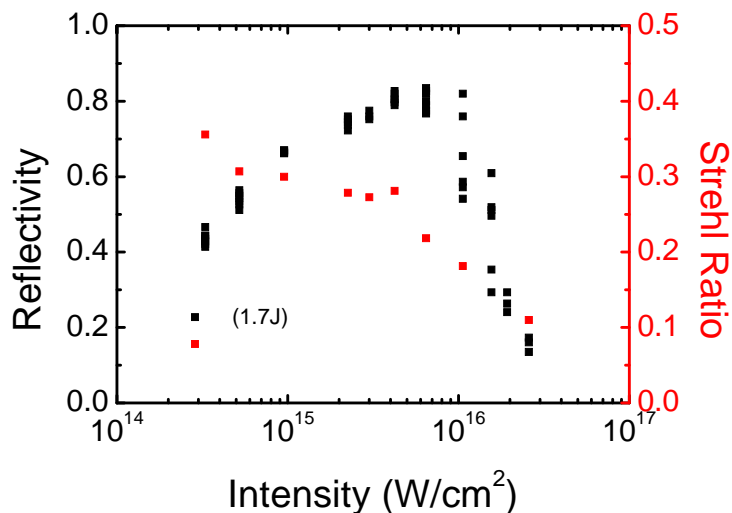


图 2-14 等离子体镜反射率和反射光斯特列尔比随等离子体表面光强的变化。

我们对经过等离子体镜后的反射光参数进行了表征。图 2-14 为实验测量的等离子体镜反射率和光束品质与激光聚焦强度之间的关系。可以看到，当等离子体镜表面光强增大时，反射率从 45% 上升到 80%，反射光的斯特列尔比(Strehl ratio)也好于 0.3。当聚焦光强大于 $5.6 \times 10^{15} W/cm^2$ 时，由于高强度聚焦下大尺度预等离子体的形成和不稳定性的增长，反射率与斯特列尔比迅速下降。在本论文 3-6 章涉及使用高对比度激光的实验中，我们选择了 $5.6 \times 10^{15} W/cm^2$ 作为等离子体镜面的聚焦光强。

图 2-15 (a) 和 (b) 分别展示了经过等离子体镜前后，反射光在纳秒和皮秒区域的时间波形。可以看到经过等离子体镜之后，位于 -21ns 和 -10ns 的两个飞秒预脉冲强度已经减弱到低于噪声水平 ($< 10^{-7}$)，而 ASE 的对比度从 10^{-8} 提升到 10^{-10} 。

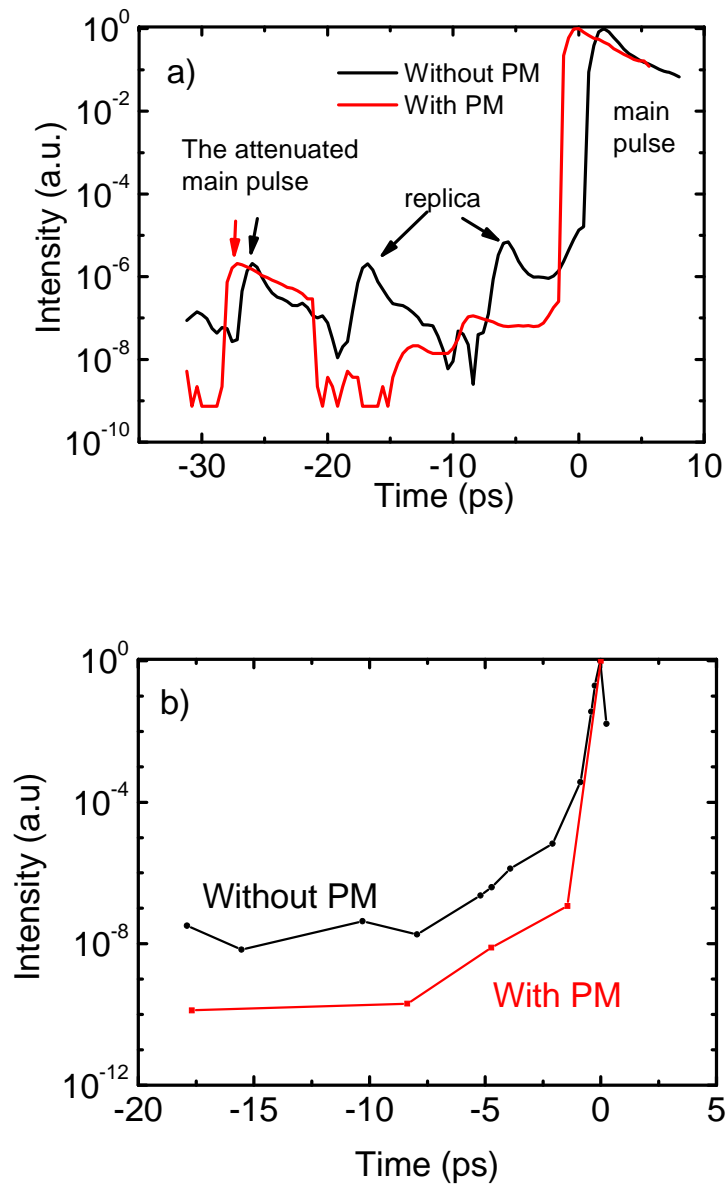


图 2-15 a) 等离子体镜之前和之后的激光纳秒对比度; b) 等离子体镜之前和之后的激光皮秒对比度。在使用等离子体镜之后, 激光飞秒预脉冲强度降低到 10^{-7} 以下, ASE 平台的强度降低了两个数量级。

2.3.3 可控预脉冲

等离子体镜技术能够有效稳定地提高激光的对比度, 但是研究预等离子体在激光等离子体相互作用中的影响要求我们能够主动控制预等离子体的参数。因此在使用等离子体镜移除激光器自生的预脉冲之后, 我们可以人为引入一个可控的预脉冲来产生不同参数的预等离子体。

这个预脉冲是从激光器主放之后分束出的少部分能量, 通过一个小型的压缩

室压缩到 100fs，最后用透镜聚焦到靶前表面。通过电控平移台和中性衰减片，我们可以调节预脉冲相对于主脉冲的延时和对比度。在光路中引入 BBO 晶体也提供了使用 400nm 预脉冲的可能性。

2.4. 诊断

为了测量激光加速的离子参数和等离子体状态，我们发展了相应的诊断设备，具体包括测量离子能谱的 Thomson 谱仪、测量离子空间强度分布的 RCF 堆栈、同时测量能谱和空间分布的宽角离子谱仪，以及测量等离子体电子密度分布的横向光学探针等。

2.4.1 离子在探测器中的能量沉积

离子在被动探测器（RCF，IP，闪烁体等）中的响应一般都正相关于其在探测器中沉积的能量。在实验标定响应曲线的基础上，利用 SRIM[158]可以计算屏蔽层和厚度对探测器响应曲线的影响。图 2-16 显示了实验标定的 BAS-TR 型号 IP 对质子的能量响应曲线[159]。注意到 IP 的敏感层材料为 BaF[Br_{0.85}I_{0.15}]，厚度为 52 μ m，对应能阻挡质子的最大能量为 1.6MeV，与响应曲线峰值处的质子能量是一致的。

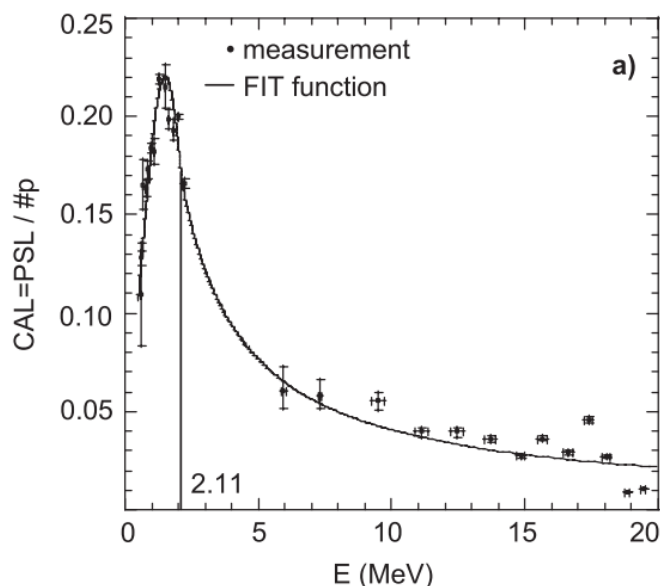


图 2-16 TR 型号 IP 对质子的响应曲线。图中的点为 IP 扫描仪读取的 psl 值除以 CR39 探测器上读出的质子数目。曲线为拟合的响应曲线，包括两个部分：质子能量 $E < 2.11\text{MeV}$ 时， $\text{FIT1}(E) = 0.22039\exp[-(E - 1.5049)^2/1.1842^2]$ ；质子能量 $2.11\text{MeV} < E < 20\text{MeV}$ 时， $\text{FIT2}(E) = 0.33357E^{-0.91377}$ [159]。

以本文第 3-6 章实验中所用的塑料闪烁体 EJ-264 为例，其基底材料为聚乙烯基甲苯 (Polyvinyltoluene, PVT)，中心发光波长为 580nm。按照 Birks 提出的闪烁体发光模型，光子产额与电离粒子的能量损失关系为

$$\frac{dL_B}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.3)$$

其中 S 是闪烁效率， kB 描述了闪烁体的 quenching 效应。Craun 根据实验数据提出的更进一步的模型，增加了 $\frac{dE}{dx}$ 的二次项，

$$\frac{dL_B}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx} + c \left(\frac{dE}{dx}\right)^2} \quad (2.4)$$

J. S. Green 等人在线性加速器上标定了塑料闪烁体 EJ264 对质子的响应曲线，如图 2-17 所示[160]。EJ-264 闪烁体的光子产额正比于 $E_p^{1.5 \pm 0.04}$ ，其中 E_p 是质子能量。

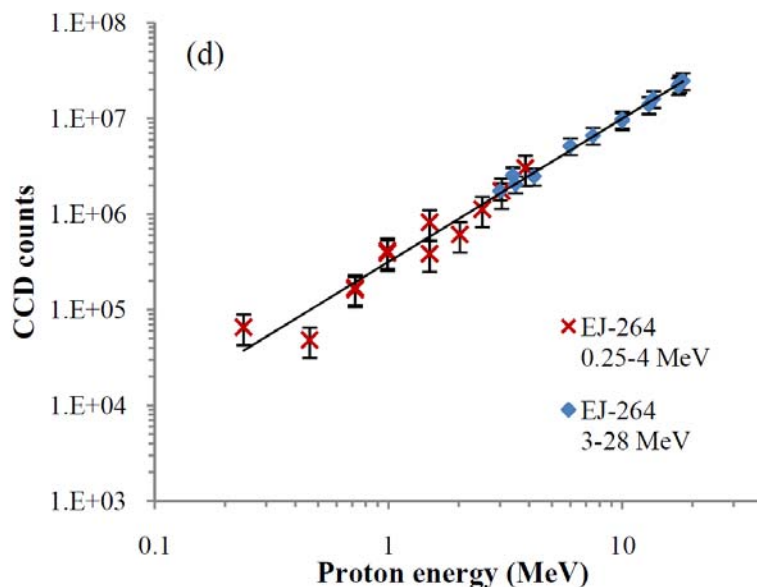


图 2-17 塑料闪烁体 EJ-264 对不同能量质子的响应曲线[160]。

在上海交大 200TW 激光装置上进行的实验中，我们使用了 300 μ m 厚的闪烁体。为了防止可见光和重离子的影响，在闪烁体之前还覆盖了一层 2 μ m 厚的塑料薄膜，上面镀了 200nm 厚的铝。使用 SRIM[158]，我们可以计算得到不同能量的质子在闪烁体中沉积的能量。注意到高于 4.6MeV 能量的质子最终能够穿透闪烁体，因此能量更高时光子产额反而会下降。图 2-18 给出了实验中所用的 EJ-264 闪烁体中质子的能量沉积和对应的质子响应曲线。

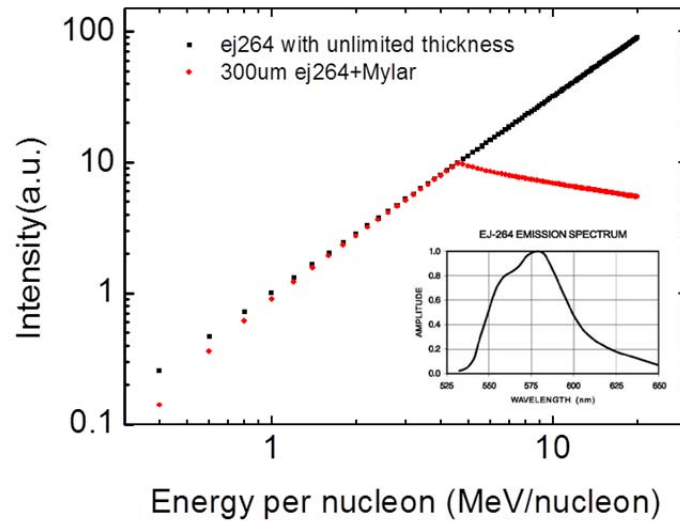


图 2-18 300 μm 厚的塑料闪烁体 EJ-264 覆盖 2 μm 镀铝 Mylar 后对质子的响应曲线。内置图为 EJ-264 闪烁体的归一化发光光谱。

2.4.2 离子能谱诊断：汤姆逊谱仪

汤姆逊谱仪 (Thomson parabola ion spectrometer) 可以用于测量不同种类离子的能谱。谱仪内的磁场和电场可以偏折进入针孔的离子, 将它们的荷质比 (q/m) 和速度 (v) 转化为探测器上的空间位置。由于前端使用了针孔, 汤姆逊谱仪只能测量很小空间立体角内的离子能谱。激光等离子体相互作用中可能加速的多种类型的离子, 因此汤姆逊谱仪区分不同荷质比离子的能力非常有价值。

汤姆逊谱仪的基本设置使由一对平行放置的电极板和一对同样方向放置的永磁铁组成。磁场和电场的方向相同, 都垂直于离子初始入射的速度方向。电场和磁场导致的粒子偏转方向相互垂直。假设磁场和电场是均匀的, 根据洛伦兹力方程(1.12)可以计算得到离子在最终探测平面上相对于原点 (即没有收到电磁场影响的中性粒子在探测平面上的位置) 的偏移量:

$$D_B = \frac{qB_0L_B}{mv_z} \left(\frac{1}{2}L_B + d_B \right) \quad (2.5)$$

$$D_E = \frac{qE_0L_E}{mv_z^2} \left(\frac{1}{2}L_E + d_E \right) \quad (2.6)$$

其中 D_B 和 D_E 分别是由于磁场 B_0 和电场 E_0 导致的偏转距离, q , m , v_z 分别是入射离子的电荷, 质量和速度, L_E 和 L_B 分别是电极板和磁铁的长度, d_E 和 d_B 分别是电极板后沿和磁铁后沿到探测平面的距离。由于在激光等离子体实验中, 质子的最大能量一般小于 60MeV, 因此相对论效应不需要考虑在内。可以看到, 不同荷质比的离子相互分离, 根据能量的不同落在各自的抛物线轨迹上, 如图 2-19

所示。

汤姆逊谱仪常用的探测器包括成像板 (IP)、核径迹探测器 (如 CR39)、微通道板 (Microchannel Plate, MCP) 和闪烁体等。其中核径迹探测器是消耗品, 可以实现单粒子计数, 但是刻蚀和读取需要数小时的时间; 成像板对离子也比较敏感, 通过高清扫描仪可以获得较高的空间分辨率 (对于汤姆逊谱仪来说就是能量分辨率), 而且在曝光擦除后可以重复利用。而微通道板和闪烁体可以通过耦合科学级 CCD 实现实时探测, 对于高重复频率的激光装置来说更有效率。多通道板更灵敏, 空间分辨能力也较高, 但是需要外接高压, 要求高真空环境; 闪烁体的分辨能力较差, 但是对真空环境没有要求, 使用也更方便。

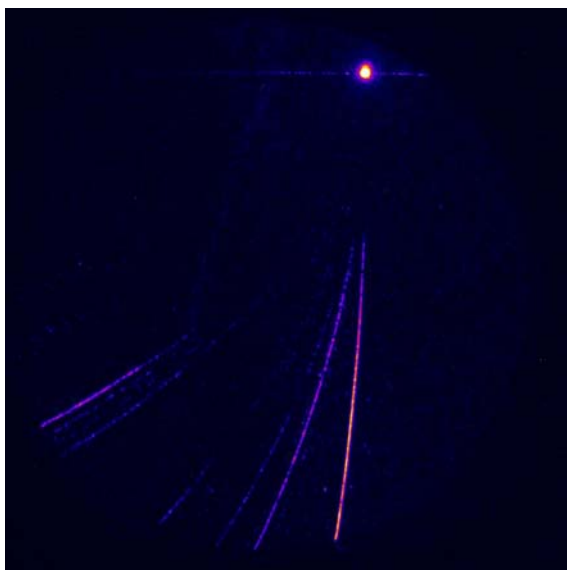


图 2-19 典型汤姆逊谱仪采集到的离子抛物线轨迹。这里使用的探测器为 MCP, 可以看到来自质子、不同电荷态的碳离子等多种离子信号。

在使用 MCP 作为汤姆逊谱仪的探测器时, 为了防止加载在 MCP 上的高压击穿, 我们使用了独立的真空腔体来安放谱仪和 MCP 以保证 10^{-7} mbar 的真空度。通过 labview 程序可以即时读取并计算离子的能谱信息。

倾斜电极板设计的汤姆逊谱仪

为了提高谱仪的能量分辨率、动态范围和离子分辨能力, 需要提高电场和磁场的强度。虽然磁场导致的偏转方向与磁铁和电极板平行, 但是电场导致的偏转可能使离子撞到电极板上。因此, 电极板的末端开口距离决定了可以探测的离子能量范围。另外, 离子撞击电极板还可能导致电压不稳, 离子在探测平面上的轨迹也会有扰动。

在保持谱仪大小基本不变的前提下, 我们使用了倾斜电极板的设计, 如图 2-20 所示。

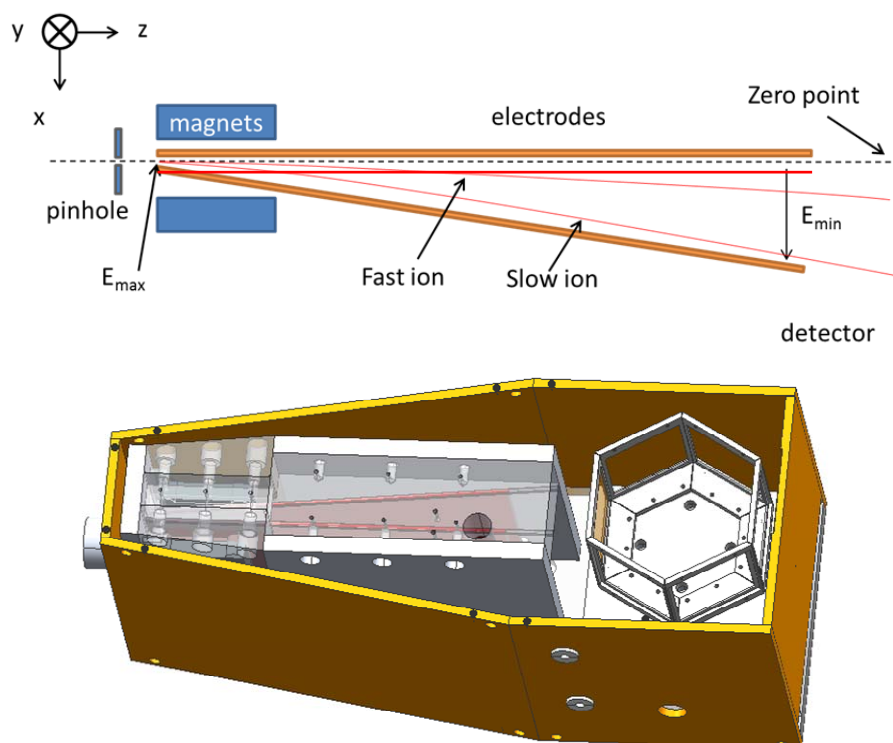


图 2-20 倾斜电极板设计的汤姆逊谱仪设计图。

在本文四至六章中使用的汤姆逊谱仪中，安装的是 $50\text{mm} \times 50\text{mm} \times 10\text{mm}$ 的两块钕铁硼磁铁，中间间距为 25.4mm ，中心磁场 $B_0 = 0.351\text{T}$ 。使用霍尔计测量磁铁间的磁场分布，拟合后沿 x 方向的磁场分量 B_x 的空间分布可以描述为

$$B_x(x, y, z) = B_0 B(x) B(y) B(z) \quad (2.7)$$

$$B(x) = 1.73 \times 10^{-3} x^2 + 1 \quad (2.8)$$

$$B(y) = e^{-\frac{y^4}{44000}} \quad (2.9)$$

$$B(z) = e^{-\frac{z^4}{44000}} \quad (2.10)$$

倾斜电极板之间的电场分布可以近似描述为

$$E(x, y, z) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{zV}{(x^2 + z^2)\theta_0} \\ 0 \\ -\frac{xV}{(x^2 + z^2)\theta_0} \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

其中 V 是加载在电极板上的电压， θ_0 为两块电极板之间的夹角，原点定义为两块电极板延长线的交界处。需要注意，由于倾斜电极板设计中电极板之间的最小距离仅 2mm ，远小于一般平行电极板设计的汤姆逊谱仪，所以倾斜电极板上可以耐受的电压也要小于同等真空环境下的传统谱仪。由于倾斜电极板的开口角度很小 ($\theta_0 \sim 0.1$)，所以 z 方向的电场强度 E_z 比 x 方向小一个数量级。

我们使用 Matlab 程序模拟离子在倾斜电极板设计的汤姆逊谱仪中的偏转距

离。图 2-21 展示了质子（1MeV-10MeV）、碳离子（3-30MeV，电离度 3~6）在探测平面上的分布，其中零点对应于探测平面的原点。

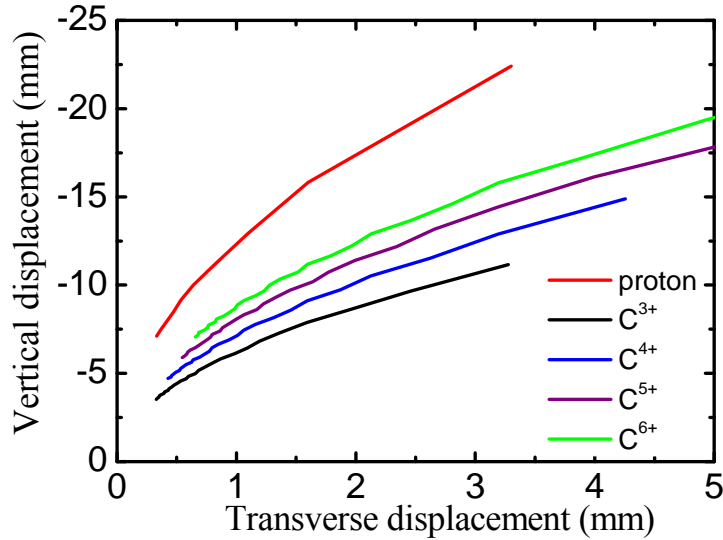


图 2-21 离子在探测平面上的偏转轨迹。计算用的参数为 $B_0 = 0.351\text{T}$ ， $V=1500\text{V}$ 。

本论文实验中，倾斜电极板设计的汤姆逊谱仪使用的探测器为闪烁体和成像板，通过安装在谱仪后端的电控旋转台进行切换。其中闪烁体提供了高重复频率的实时能谱读取能力，而 IP 则能给出高敏感度高精度的精细能谱分布。闪烁体的能量沉积和响应曲线的计算详见上一小节。

为了保证能谱的信号强度和稳定性，离子在探测器平面上的轨迹宽度一般远大于探测器的空间分辨率。因此在给定电磁场和谱仪架构的前提下，谱仪能量分辨率主要决定于质子的轨迹宽度，即谱仪入口处针孔对应的空间立体角。减小针孔或增大谱仪与靶点的间距可以减小离子轨迹的宽度进而提高能量分辨率。需要注意的是，这种情况下离子的通量会显著降低，对探测器的敏感性会有更高的要求。

从图 2-20 可以看到，对于质子和碳离子等荷质比较高的离子来说，在磁场方向上的偏转距离大于电场方向，因此在磁场方向上可以得到相对更高的能量分辨率。因此，一般使用磁场方向的偏转来计算离子的能谱，而电场方向用于区分不同荷质比的离子。倾斜磁场的设计允许离子在电场方向上有更大的偏转距离，不仅增大了离子能量探测范围，也提高了谱仪在高能量区间对离子种类的分辨能力。

2.4.3 离子空间分布：RCF 堆栈

Ashland 公司(前 International Specialty Products)生产的 RCF (Radiochromic film) 是一种可以测量放射剂量的塑料胶片。RCF 被广泛用于测量放射肿瘤疗法中的辐射剂量分布, 以及工业上的品控过程。RCF 的敏感层材料为明胶, 内含有有机染料 (PCDA) 微晶, 在受到电离辐射时会变色。受到的辐射剂量越大, 变色的光学密度 (optical density, OD) 越高。本文实验中使用的主要是 HD-V2 型 RCF, 由 $8\mu\text{m}$ 的敏感层和 $97\mu\text{m}$ 的聚酯塑料基底组成 (如图 2-22 (a) 所示), 响应的辐射剂量的动态范围为 10-1000Gy。除了 HD-V2 以外, 常用的 RCF 还有 MD、MD-V2、EBT 等类型, 对应的敏感层和基底的层数及厚度各有不同, 可以分别应用于高能光子 (X 射线、gamma 射线等) 或中子、电子和离子等多种辐射类型。表 2-1 给出了常见几种 RCF 的辐射剂量范围和敏感层化学成分。

实验中使用的 RCF 堆栈设计如图 2-22 (a) 所示, 由多层 RCF 排列组成。RCF 堆栈前面覆盖了一层 $13\mu\text{m}$ 的铝膜, 用以阻挡可见光和来自靶的溅射烧蚀。低能量的质子会停止于前面几层 RCF, 而高能量的质子可以穿透到更深的层数。RCF 的敏感层只有 $8\mu\text{m}$, 对应的质子能量间隔很小。由于质子会将大量能量沉积在其停止前的较小距离内, 因此可以粗略认为一层 RCF 上的信号主要都是由对应能量的质子布拉格峰产生。

Film model	Dose Range (Gy)	Sensitive layer element composition by atomic%									
		H	Li	C	N	O	Na	Al	S	Cl	Bi
HD-V2	10-100	58.2	0.6	27.7	0.4	11.7	0.5	0.3	0.1	0.6	
MD-V3	1-100	58.2	0.6	27.7	0.4	11.7	0.5	0.3	0.1	0.6	
EBT-XD	0.04-40	57	0.6	28.5	0.4	11.7	0.1	1.5	0.1	0.1	
EBT2	0.01-30	56.5	0.6	27.4	0.3	13.3	0.1	1.6	0.1	0.1	
EBT3	0.01-30	56.5	0.6	27.4	0.3	13.3	0.1	1.6	0.1	0.1	
XR-QA2	0.1-20	56.2	1	27.6	1.6	11.7				0.1	1.7

表 2-1 多种 RCF 的辐射剂量范围和敏感层组分。

RCF 堆栈中, 质子的减速曲线以及不同层数 RCF 对应的质子能量可以通过 SRIM[158]进行计算。图 2-23 显示了不同层数 RCF 对应的质子能量上下限。当质子能量进一步提高时, 相邻两层 RCF 之间的能量间隔也会下降, 每一发次需要使用的 RCF 层数显著上升。在高能质子区域, 不需要精细能量分辨率的情况下, 会在堆栈中插入塑料或金属薄片, 快速降低质子能量, 提高 RCF 的利用效率[84]。

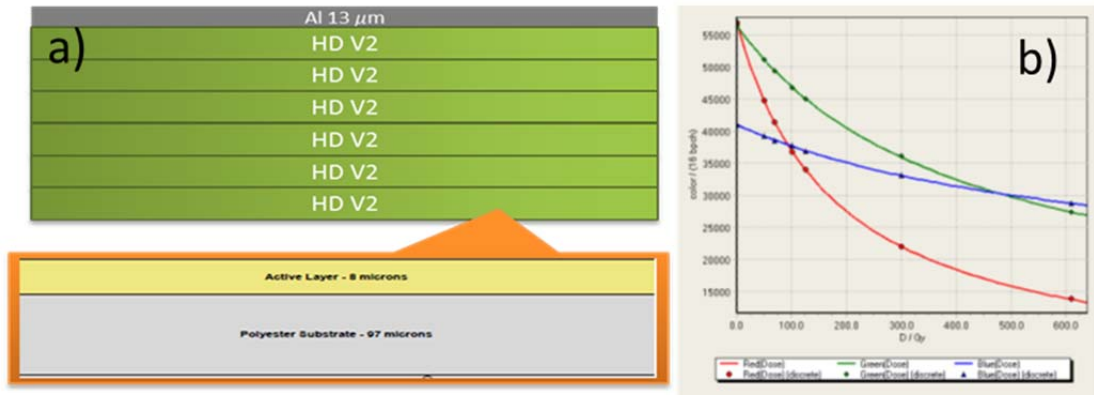


图 2-22 a) HD-V2 堆栈及其分层结构; b) HD-V2 三通道与 OD 值辐射剂量曲线。

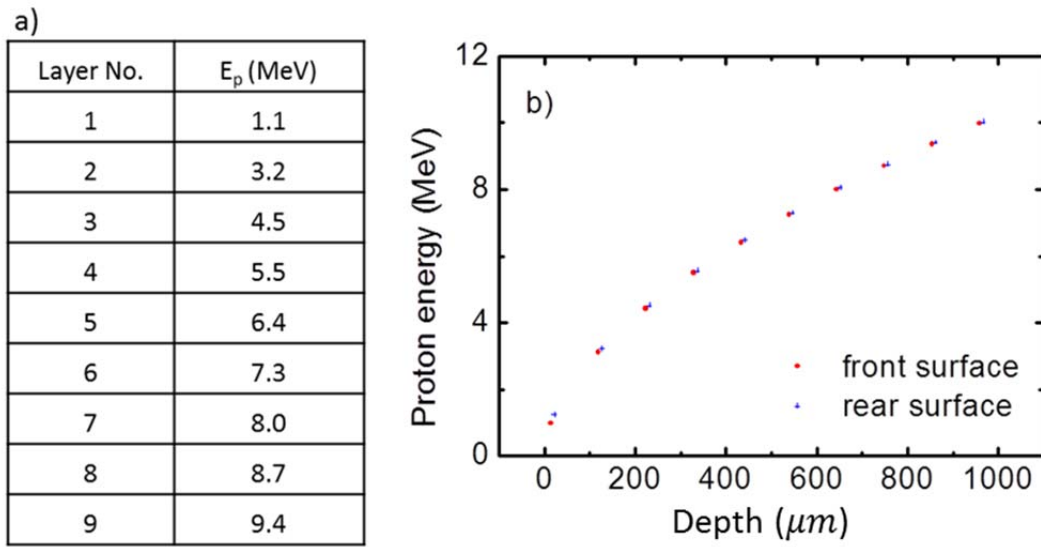


图 2-23 a) RCF 层数与层内平均质子能量的关系; b) 质子在 RCF 堆栈中穿透深度。

RCF 上的信号分布可以反映质子束的空间分布，通过处理后可以进一步还原质子的能谱分布。使用高清扫描仪获得彩色图像，然后将图像分解为红、绿、蓝三色通道（RGB）。依据标定过的质子剂量在三色通道中的响应曲线，任一通道的光学密度值 $OD = -\lg\left(\frac{Dose}{2^{bit}}\right)$ ，可以转化为对应的质子电离辐射剂量 Dose。图 2-22 (b) 展示了由生产厂商 Ashland 标定的 RCF 三色通道 OD 值与辐射剂量的关系曲线。一般来说，使用透射式的胶片扫描仪可以增加扫描结果的动态范围，而分解后选择红色通道可以提供最高的剂量分辨能力。我们在实验中使用了由 Ashland 公司推荐的 Epson V700 扫描仪。

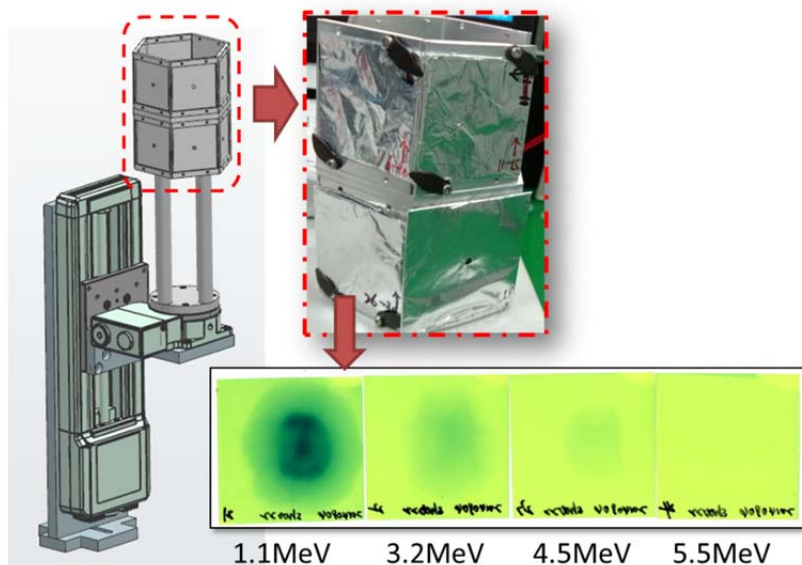


图 2-24 RCF 堆栈安装架以及电控平台。

为了配合 200TW 激光器的高重复频率，我们使用电动旋转台配合升降台，保证在单轮真空腔体抽放气之间，能够采集 10 发 RCF 堆栈的数据。实验中 RCF 堆栈的安装架、平移台如图 2-24 所示。

质子束的空间分布

从 RCF 上最直观可以读取的信息就是质子束的发散角。通过测量每一层 RCF 上的质子束斑半径，以及 RCF 堆栈与靶面的距离，可以很容易地获得质子束发散角随质子能量的变化关系。一般来说，质子的发散角随着能量的增加而减小[47, 161, 162]。根据 TNSA 理论[16]，质子是被靶后的准静态鞘层电场加速的，质子的加速方向垂直于鞘层内离子密度等高线。因此质子束的空间分布对鞘层场的形状非常敏感。一般来说，鞘层场的形状以及离子波前是高斯型分布[55, 163]。中心区域电子密度较高，加速质子能量更大；同时高斯型鞘层场中心区域对应的发散角较小，因此质子能量越高，其发散角越小[85, 161]。通过测量质子束发散角随质子能量的变化关系，可以帮助我们反推鞘层电场的形状。

RCF 堆栈也可以测量质子束的指向。通过对某一层 RCF 质子束斑拟合做圆，圆心的位置可以认为是相应质子束的中心方向。在 TNSA 机制下，质子束的中心发射方向为靶的法线方向。但是 Lundh 通过实验指出，激光斜入射时，不同能量的质子束指向有一定偏差。低能质子主要沿靶法线方向；随着质子能量的增加，高能质子会逐渐偏向激光传输方向。激光对比度和靶的厚度都会影响高能质子的偏离角度。多种电子加热机制叠加引起的靶后鞘层场变形被认为是质子指向变化的原因[129]。

除了发散角，质子束内部的微结构同样能帮助我们理解激光与固体密度等离子体相互作用中的物理过程。例如低能质子束中经常可以观察到环结构，可能是来自于高斯型电子鞘层的边沿或靶后表面变形；质子束中也经常有成丝结构，这一点与靶材料的电导率特性密切相关。

质子能谱

将质子剂量倒推回质子数目是一个相对更复杂的处理过程。一种简化的处理方法，是认为满足条件的质子，会将其全部能量沉积于对应层数的 RCF 中。因此该层 RCF 上的信号，可以认为全部是由对应能量的质子产生。因此从 RCF 上解出的质子能谱为

$$\frac{dN}{dE} = \frac{Dose}{E_{peak} \cdot \delta E} \quad (2.12)$$

其中 E_{peak} 是该层 RCF 对应的质子布拉格峰的平均能量， δE 是该层 RCF 敏感层前后沿对应的质子能量差。

更进一步地考虑，由于实验中使用的 HD-V2 型 RCF 的敏感层仅仅 $8\mu\text{m}$ ，而 MeV 质子的在其中的穿透深度达到毫米量级，布拉格峰的宽度也接近 $\sim 100\mu\text{m}$ ，因此质子并不能将全部能量沉积其中。假设敏感层中的信号，主要是由布拉格峰值附近的质子产生，则根据质子在 RCF 中的能量沉积曲线可以计算得到敏感层内沉积的能量。

$$\frac{dN}{dE} = \frac{Dose}{E_{average} \cdot \delta E} \quad (2.13)$$

$$E_{average} = \int_{E_{P1}}^{E_{P2}} \int_{x_{peak}-4\mu\text{m}}^{x_{peak}+4\mu\text{m}} \frac{S(x, E_p)}{E_{P2} - E_{P1}} dx dE_p \quad (2.14)$$

其中 x_{peak} 是 E_p 能量的质子布拉格峰的深度， E_{P1} 和 E_{P2} 是布拉格峰半高宽刚好落在敏感层前表面和后表面时的质子能量， $S(x, E_p)$ 是入射能量为 E_p 的质子在 x 深度时的能量损耗速率。 $E_{average}$ 可以等效计算为

$$E_{average} = \int_{E_1}^{E_2} \frac{R(E_p)}{E_2 - E_1} dE_p \quad (2.15)$$

其中 $R(E_p)$ 为实时能量为 E_p 的质子的能量损耗速率， E_1 和 E_2 为 $R(E_p) = R_{peak}/2$ 时对应的实时质子能量。从公式可以看到 $E_{average}$ 对于不同层数的 RCF 是一个常量。更精确的质子能谱需要考虑所有质子（包括那些穿透了敏感层的高能质子）的能

量沉积。第 k 层 RCF 敏感层中沉积的总能量 ε_k 可以描述为对所有能量质子的积分

$$\varepsilon_k = \int_0^{\infty} R(E_p, z_k) d_{z_k} N_p(E_p, T, N_{pi}) dE_p \quad (2.16)$$

其中 $R(E_p, z_k)$ 同公式可以由 SRIM[158]计算得到, $d_{z_k} = 8\mu\text{m}$ 为敏感层厚度, $N_p(E_p, T, N_{pi})$ 是质子的能谱, 能谱形状一般事先假设好(例如指数衰减的能谱)。这里假设相邻两层 RCF 之间的质子能谱是线性的, 假设最后一层有信号的 RCF 上的质子数量为 ΔN_1 , 那么第 0 层(即第一层没有信号的 RCF)上的质子数量 ΔN_0 为 0。假设两者之间的质子能谱是线性的, 我们可以得到

$$\frac{dN(E')}{dE} = m(E' - E_1) + \Delta N_1 \quad (2.17)$$

$$m = \frac{\Delta N_2 - \Delta N_1}{E_2 - E_1} \quad (2.18)$$

其中 E_1 和 E_0 分别是对应于倒数第一层和第零层的入射质子能量。

由(2.16)和(2.17)可以得到

$$\begin{aligned} \Delta N_1 &= \frac{\text{Dose} - \Delta N_2 \int_{E_1}^{E_2} R_1(E') \frac{E' - E_1}{E_2 - E_1} dE'}{\int_{E_1}^{E_2} R_1(E') dE' - \int_{E_1}^{E_2} R_1(E') \frac{E' - E_1}{E_2 - E_1} dE'} \\ &= \frac{D - \Delta N_2 I_E}{I - I_E} \end{aligned} \quad (2.19)$$

对于倒数第 i 层 RCF 而言, 如果已经知道了 $\Delta N_1 \sim \Delta N_{i-1}$, 那么第 i 层的辐射剂量可以表述为

$$\text{Dose} = \int_{E_1}^{E_2} R_1(E') \frac{dN_{1 \rightarrow 2}(E')}{dE} dE' + \sum_{i=2}^{n-1} \int_{E_i}^{E_{i+1}} R_1(E') \frac{dN_{i \rightarrow i+1}(E')}{dE} dE' \quad (2.20)$$

那么第 i 层的质子数目为

$$\Delta N_1 = \frac{\text{Dose} - \text{Dose}_{rest} - \Delta N_2 \int_{E_1}^{E_2} R_1(E') \frac{E' - E_1}{E_2 - E_1} dE'}{\int_{E_1}^{E_2} R_1(E') [1 - \frac{E' - E_1}{E_2 - E_1}] dE'} \quad (2.21)$$

其中

$$\text{Dose}_{rest} = \sum_{i=2}^{n-1} \int_{E_i}^{E_{i+1}} R_1(E') \frac{dN_{i \rightarrow i+1}(E')}{dE} dE' \quad (2.22)$$

这样, 可以从最后一层开始, 层层推进, 解出整个质子能谱。

2.4.4 横向探针光

横向探针光是一种广泛用于激光等离子体相互作用实验中的，具有高时间分辨、高空间分辨能力的等离子体状态诊断方法，可以用于测量等离子体密度、磁场强度等信息。探针光的基本原理如图 2-25 所示。穿过一定密度 n_0 的等离子体后，探针光的相位会变化

$$\Delta\Phi = \frac{nl}{\lambda} \quad (2.23)$$

其中 $n = f(n_0)$ 为等离子体的折射率， l 为穿过的等离子体宽度， λ 为探针光波长。因此在干涉图案中，等离子体电子密度的变化会导致干涉条纹产生对应的弯曲。探针光常用的干涉光路有 Normarski 干涉、双棱镜干涉、迈克尔逊干涉等。以 Normarski 干涉仪为例（图图 2-25 (a)）所示，通过沃拉斯顿棱镜将透镜所成的像分解成偏振方向垂直的两个像。之后再用偏振片将两个偏振方向统一投影到一个方向，使两个像之间可以发生干涉。此时，两个像的重叠部分就出现了干涉条纹。如果使用双棱镜代替沃拉斯顿棱镜，也可以起到类似的效果，此时就不需要偏振片检偏，分离的两个像可以直接干涉（图 2-25 (b)）。

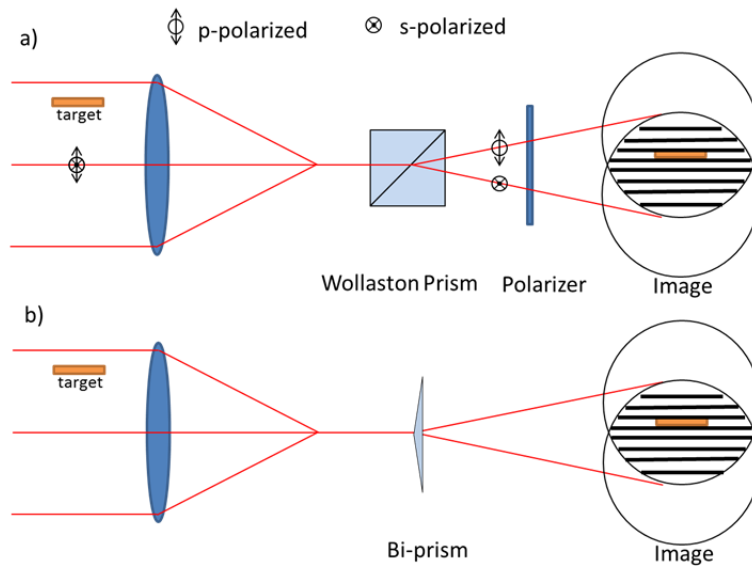


图 2-25 a) Normarski 干涉仪原理图；b) 双棱镜干涉原理图。

上海交通大学 200TW 激光装置固体靶场所使用的探针光是在主光束中插入一面小尺寸反射镜截取出来，光束口径~15mm，能量~50mJ（与主光能量有关）。通过探针光路上的一个 200mm 的长程平移台，可以提供最大 1.33 ns 的时间延时。图 2-26 展示了上海交通大学 200TW 激光装置固体靶场探针光的布局示意图，

图 2-27 展示了实验中测得的等离子体阴影和干涉图。

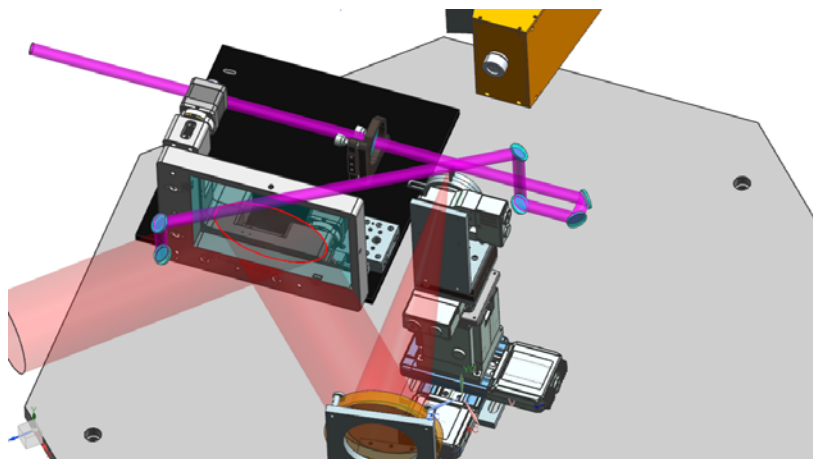


图 2-26 上海交大 200TW 固体靶场探针光取光以及延时光路。

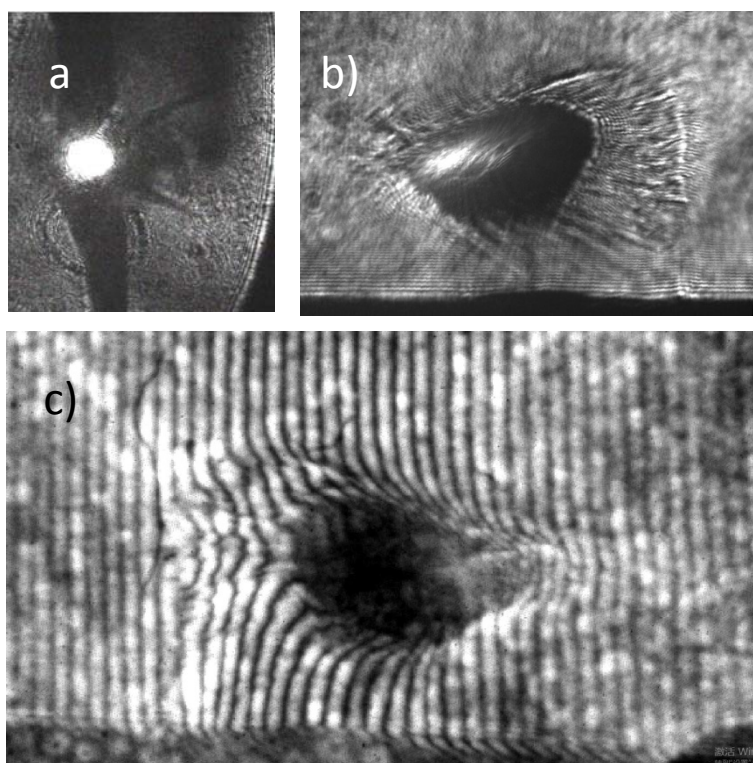


图 2-27 激光等离子体相互作用的探针光阴影和干涉图。a) 小尺寸靶的探针光阴影；b) 临界密度气体的探针光阴影；c) 临界密度气体的探针光干涉图。

在飞秒激光上使用横向干涉探针光时，需要特别注意激光的时间相干性。以我们实验中使用的 800nm, 25fs 的激光来说，为了保证能将其压缩到飞秒脉宽，其光谱半高宽 $\Delta\lambda$ 可以达到 65nm（见图 2-3 (a)）。根据时间相干性的定义我们可以知道，为了保证相干性，

$$\frac{l \cdot \Delta\lambda}{\lambda^2} \ll 1 \quad (2.24)$$

由此我们可以得到，光程差超过 12λ 时，干涉条纹就会模糊消失。这意味着 ccd 屏幕上只能观测到 ± 12 级，共 24 条干涉条纹。通常来说这不能满足探针光干涉

对空间分辨率的要求。因此，需要加入窄带滤光片，控制成像处探针光的带宽，才能保证时间相干性不会限制最终的干涉条纹分布。

2.4.5 可控预脉冲

等离子体镜技术能够有效稳定地提高激光的对比度，但是研究预等离子体在激光等离子体相互作用中的影响要求我们能够主动控制预等离子体的参数。因此在使用等离子体镜移除激光器自生的预脉冲之后，我们可以人为引入一个可控的预脉冲来产生不同参数的预等离子体。

这个预脉冲是从激光器主放之后分束出的少部分能量，通过一个小型的压缩室压缩到 100fs，最后用透镜聚焦到靶前表面。通过电控平移台和中性衰减片，我们可以调节预脉冲相对于主脉冲的延时和对比度。在光路中引入 BBO 晶体也提供了使用 400nm 预脉冲的可能性。图 2-28 展示了预脉冲取光光路示意图。

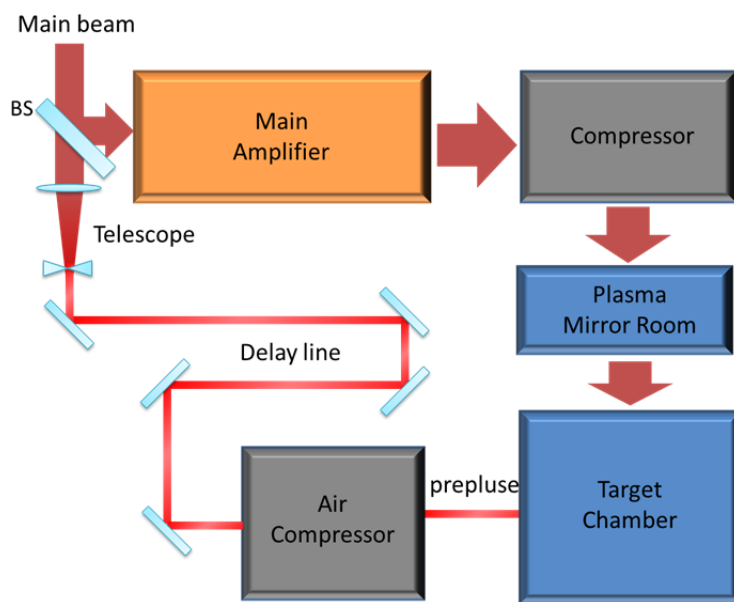


图 2-28 预脉冲取光光路示意图。

2.5.小结

本章主要展示了作者在上海交通大学 200TW 激光装置固体靶场搭建方面的工作，包括靶场区域的设计加工、激光预脉冲调节系统的搭建、实验诊断设备的设计等。其中激光参数、诊断原理、数据处理方法等部分也是后续 3-6 章中实验中经常需要涉及的内容，而激光预脉冲调节系统的搭建和表征为研究激光对比度对离子加速影响提供了可能。这些工作为后续激光驱动离子加速实验开展提供了可能。

第三章 强激光驱动离子加速的优化研究

3.1. 引言

上一章详细介绍了上海交通大学 200TW 激光固体靶场，以及离子加速实验中主要的一些诊断方法。上海交通大学 200TW 激光系统于 2012 年 12 月初步安装完成。2013 年上半年，我们基本完成了固体靶场的搭建和调试工作，并于 2013 年 9 月开展了首次激光固体靶实验，成功获得了兆电子伏特能量的质子束。本章主要介绍了通过激光离焦、脉宽和靶厚度等参数的优化，获得稳定激光驱动离子源的研究工作。

3.2. TNSA 模型

激光与固体密度等离子体相互作用时，根据激光光强和预等离子体尺度的不同，电子通过共振吸收、真空加热、 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 等机制加热到兆电子伏特能量。被加热的电子穿过靶到达后表面。这一部分的过程在 1.3.4 以及 1.3.5 中已经介绍过。超热电子随后穿过靶与真空的界面，电荷分离效应在靶后形成了一个强静电分离场。静电场的厚度可以超过超热电子的德拜长度 $\lambda_D \propto (k_B T_e / n_h)^{1/2}$ ，强度可以达到 TV/m，足以电离靶后表面，并将离子加速到兆电子伏特的能量。

Scaling	Type	$I_L \lambda_L^2$	L_s / λ_L	θ_L	$k_B T_e$ [keV]
Resonance Absorption [30]	S	$< 10^{17}$	> 1	θ_R	$14[k_B T_e I_{16} \lambda_{\mu m}^2]^{1/3}$
Brunel Heating[32]	T	$> 10^{17}$	< 1	73°	$3.7[I_{16} \lambda_{\mu m}^2]$
Gibbon[33]	S	$< 10^{17}$	≤ 0.1	45°	$7[I_{16} \lambda_{\mu m}^2]^{1/3}$
Beg[164]	E	$< 10^{19}$	> 1	30°	$215[I_{18} \lambda_{\mu m}^2]^{1/3}$
Haines[165]	T	$> 10^{18}$	-	-	$511[(1 + (I_{18} \lambda_{\mu m}^2)^{1/2})^{1/2} - 1]$
Wilks $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ [36]	S	$> 10^{18}$	~ 1	0°	$511[(1 + 0.73 I_{18} \lambda_{\mu m}^2)^{1/2} - 1]$

表 3-1 热电子温度 $k_B T_e$ 与激光强度的几种模型。类型中 S 指模拟 simulation，T 指解析理论 theory，E 指实验拟合 experiment。各种模型适用的激光照度 $I_L \lambda_L^2$ [$\text{W } \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$]、入射角以及等离子体标长 L_s 也包括在表中。其中 $I_{18} \lambda_{\mu m}^2$ 指 $I_L \lambda_L^2 / 10^{18} \text{W } \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 。

对于温度为 $k_B T_e$ 的玻尔兹曼分布热电子,鞘层电场的强度可以通过解泊松方程得到

$$E_{x=0} = \sqrt{\frac{2}{e_E} \cdot \frac{n_e k_B T_e}{\epsilon_0}} \approx \frac{k_B T_e}{e \lambda_D} \quad (3.1)$$

其中电子的玻尔兹曼温度由激光光强决定。表 3-1 给出几种加热机制下超热电子温度与激光光强的标度关系。

另一方面,激光到电子的能量转换率可以估计为[75, 120, 166]

$$\eta = \frac{E_a}{E_L} \approx a (I_L \lambda_L^2)^{\frac{3}{4}} \approx 1.68 \times 10^{-15} \cdot (I_L \lambda_{\mu m}^2)^{\frac{3}{4}} [\text{W}/\text{cm}^2] \quad (3.2)$$

Davies 收集和研究了已发表的实验和模拟结果后,也给出了激光电子能量转换效率的范围[167]

$$\eta = (0.297 I_{20} \lambda_{\mu m}^2)^{0.1958} \sim (0.023 I_{20} \lambda_{\mu m}^2)^{0.2661} \quad (3.3)$$

因此超热电子的数量约为

$$N_e \approx \frac{\eta E_L}{k_B T_e} \quad (3.4)$$

靶后鞘层场中超热电子的密度分布可以由此简单进行估算:将上式中数量的超热电子填充在一个厚度为激光脉宽的圆柱内。圆柱的半径 B 为电子束在靶后表面处的半径,可以通过激光焦斑半径 r_L 、靶厚度 d 以及超热电子束的发散角 θ 进行估算 $B = r_L + d \tan \theta$ 。据此估算得到鞘层场的电子密度为

$$n_e \approx \frac{N_e}{c \tau_L \pi B^2} \quad (3.5)$$

Mora 首先尝试解析描述 TNSA 机制中离子被加速的过程[59],下面将简单介绍这个等离子体膨胀模型(plasma expansion model)。该模型包含了一个半无限的等温(isothermal)的电子分布。 $t=0$ 时刻,冷离子静止并分布于 $x < 0$ 的区域内;电子密度则为连续分布,可以用玻尔兹曼分布描述

$$n_e = n_{e0} \exp(e\Phi/k_B T_e) \quad (3.6)$$

其中 T_e 在等温条件下为常数, n_{e0} 为未受扰动时的等离子体内电子密度, Φ 为静电势,满足泊松方程

$$\epsilon_0 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = e(n_e - Z n_i) \quad (3.7)$$

因此等离子体界面 $x=0$ 处的电场可以通过对方程(3.7)从 $x=0$ 到 $x=\infty$ 积分得到。假设加速时间尺度远大于电子等离子体波周期,那么电子分布可以认为总是处在静电势 Φ 对应的平衡态下,离子膨胀进入真空的过程可以被简化描述为一个流体动力学过程,可以用连续性方程和动力学方程描述,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x} \right) n_i = -n_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \quad (3.8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) v_i = -\frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (3.9)$$

假设等离子体膨胀过程中仍然是电中性的 ($n_e = Zn_i$)，则可以找到一个自相似解来描述膨胀过程。Mora 模型预测离子的能谱分布为

$$\frac{dN}{dE} = \frac{n_{i0} c_s t}{\sqrt{2EE_0}} e^{-\sqrt{2E/E_0}} \quad (3.10)$$

其中 E 为离子能量， $E_0 = Zk_B T_e$ 。因此 TNSA 加速机制产生的离子束的能谱分布为近玻尔兹曼形状，同时在最大能量处有一个阶梯式的快速截止。以质子为例，其在鞘层场中绝热膨胀的最大能量为

$$E_{proton} \approx 2k_B T_e (\ln(\tau + \sqrt{1 + \tau^2}))^2 \quad (3.11)$$

其中 $\tau = \frac{\omega_{pi} t_{acc}}{\sqrt{2eN}}$ ， t_{acc} 为加速时间， $\omega_{pi} = \sqrt{n_i Z e^2 / m_i \epsilon_0}$ 为离子等离子体频率。

t_{acc} 在实验中一般取经验值，对于长脉冲的皮秒激光，一般取 $t_{acc} \approx 1.3\tau_L$ [120]；而对于飞秒激光[168]，

$$t_{acc} = \begin{cases} (-6.07 \times 10^{-20} \times (I_L - 2 \times 10^{18}) + 3) \times (\tau_L + t_{min}) & 2 \times 10^{18} < I_L < 3 \times 10^{19} \\ 1.3 \times (\tau_L + t_{min}) & I_L > 3 \times 10^{19} \end{cases} \quad (3.12)$$

其中 $t_{min} = 60\text{fs}$ 为电子将能量转移到离子所需要的最短时间， I_L 的单位为 W/cm^2 。需要指出的是，这些对 TNSA 最大质子能量的估计都是非常粗糙的，仅能保证数量级的精度。若想要更好地理解 and 更精确地预测加速离子束的参数，需要采用流体动力学模型和 PIC 模拟[58-60, 169, 170]。

3.3. 实验方法

激光加速质子的实验基本布局如图 3-1 所示。驱动激光脉宽为 25fs，波长为 800nm，偏振方向为 P 偏振。压缩后激光能量为 1~2 J，由 $f/4$ 的 OAP 以 9 度入射角聚焦到金属靶面上。在不开启激光器主放大器的条件下，我们用一个长工作距离的复消色差物镜头将激光焦斑成像到靶室外，使用一台光束分析仪 (Beamgate, Spiricon OPHIR Photonics) 测量了真空下激光焦斑的分布，如图 3-2 所示。焦点处焦斑基本成圆形，焦斑半高宽为 $5\mu\text{m}$ ，包含了约 35% 的激光能量，对应于 $0.7 \sim 1.4 \times 10^{20} \text{W}/\text{cm}^2$ 的峰值光强。使用等离子镜系统时，靶面上的光强还需要乘以等离子体镜的反射率 (70%)。

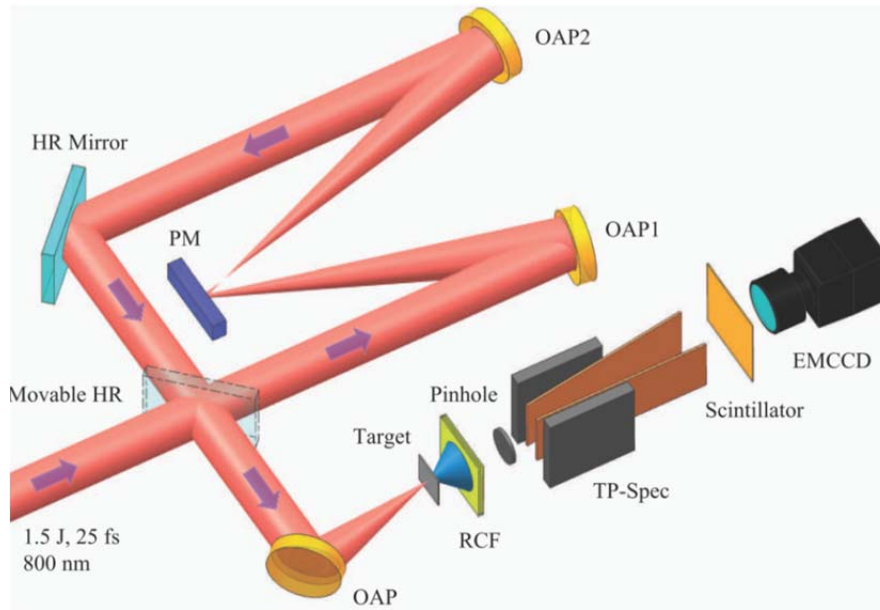


图 3-1 实验布局示意图。

在激光主脉冲到来 15ps 前，ASE 平台相对于主峰的对比如好于 10^{-8} 。我们将这样的激光条件称为低对比度激光，简称为 LC。通过插入切换反射镜（图 3-1 中的 Movable HR），可以把等离子体镜系统引入光路中，将 ASE 的对比如改善两个数量级。使用等离子体镜时的激光条件被称为高对比度激光，简称为 HC。使用等离子体镜前后的激光对比度都通过三阶自相关仪 Sequioa 测量得到。关于上海交通大学 200TW 激光装置上的等离子体镜系统的详细介绍见 2.3.2 节

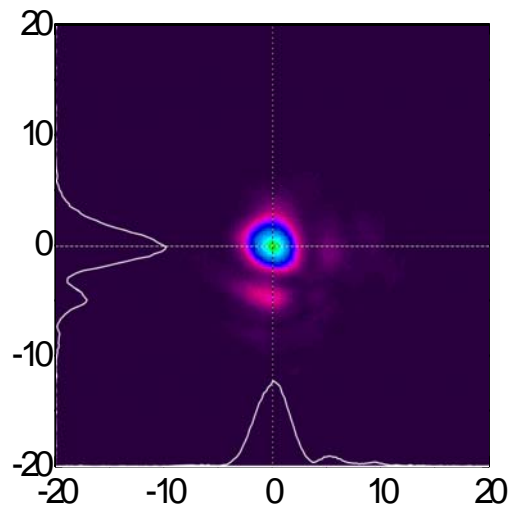


图 3-2 弱光条件下的激光焦斑，横轴和纵轴的单位为微米。

实验中使用的主要诊断是靶后法线方向的汤姆逊谱仪和 RCF 堆栈，分别用于测量质子的能谱和空间强度分布。汤姆逊谱仪置于靶后 200mm 处，针孔对应的收集立体角为 5×10^{-6} Sr。考虑到对激光、靶参数的优化过程中，可能涉及到的大量参数扫描过程，我们在汤姆逊谱仪上使用的探测器主要为两种：1) EJ-264 闪烁体；2) 微通道板 (MCP)。探测器产生的信号由 CCD 采集并在控制端电脑上实时分析，一方面提供了高重复频率的数据采集能力，另一方面在线分析得到的初步结果能指导下一步参数优化的方向，提高实验效率。

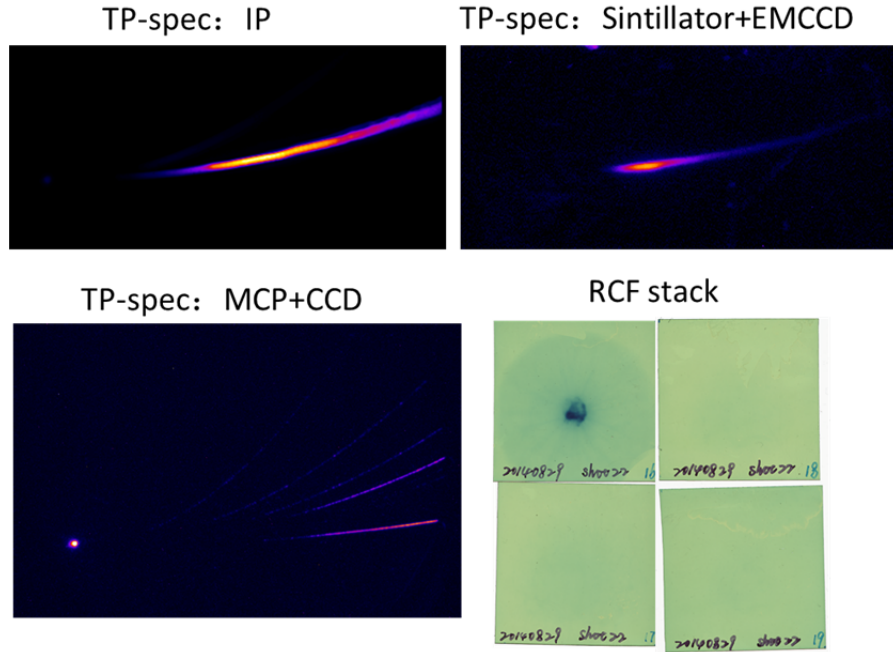


图 3-3 典型的实验结果原始数据图。

质子的空间分布由 HD-V2 型 RCF 组成的堆栈测量。RCF 堆栈置于靶后法线方向 40mm 处，其能量和层数的关系见 2.4.3 节。

3.4. 激光离焦对离子加速的影响

激光聚焦光斑的尺寸直接影响靶面光强的大小，同时也会影响靶后鞘层场的横向尺寸，对离子的加速效率有着非常重要的影响。实验上通过离焦 OAP 可以很方便地调节靶面上的光斑尺寸，同时保持到达靶面的激光能量不变。理想高斯光束的光束半径 $w(z)$ 可以描述为

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.13)$$

其中 w_0 为高斯光束束腰半径， z_R 为高斯光束的瑞利长度 (Rayleigh length)。对于

实验中所用的 $5\mu\text{m}$ 半高宽激光焦斑，可以计算得到其束腰半径 w_0 为 $3.0\mu\text{m}$ ，因此瑞利长度为 $35\mu\text{m}$ ，即在 $\pm 35\mu\text{m}$ 范围内，激光焦斑尺寸不会有太大的变化。

图 3-4 显示了激光离焦不同距离时，激光焦斑的二维分布。图下方标识的离焦距离单位为微米，其中正方向意味着 OAP 远离靶面，焦点在靶前；负方向离焦时焦点在靶后。零点为焦斑成像系统给出最小焦斑时 OAP 的位置。注意到激光离焦 100 微米以上后，空间分布不再适合用高斯分布描述，反而更接近于平顶式分布。因此实验中离焦后激光焦斑半高宽内所包含的激光能量要大于紧聚焦时，激光光强计算也需要相应调整。

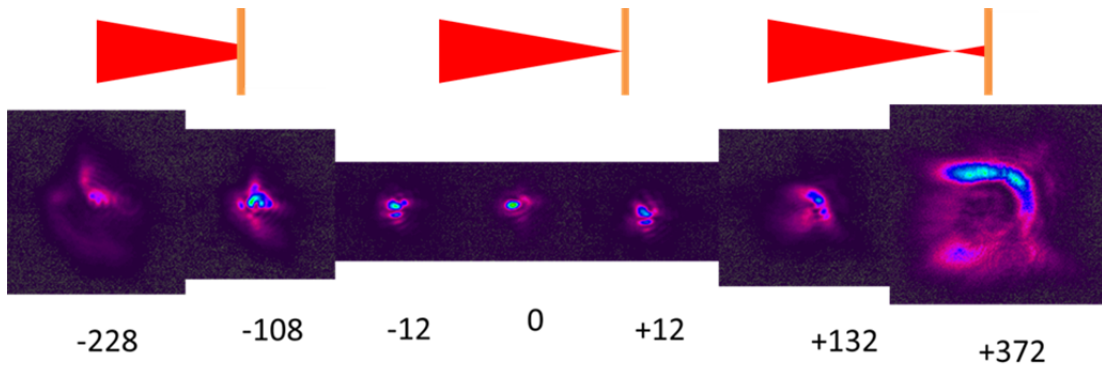


图 3-4 不同离焦距离下激光焦斑的分布。上方的示意图显示了正负离焦对应的焦点与靶的位置关系，下方的数字为离焦的距离，单位为微米。

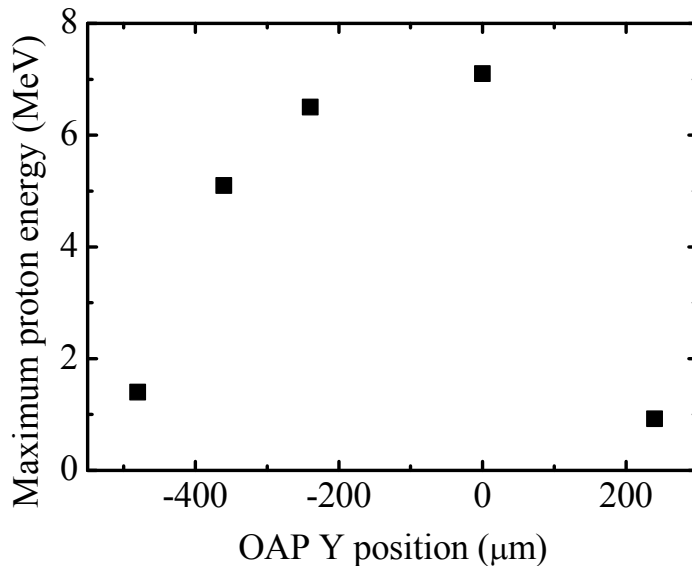


图 3-5 质子最大能量与激光离焦的关系。

在弱光条件下，我们获得了最优化的激光焦斑。但是在经过主放大器泵浦后，激光的光斑分布、指向、发散度等都可能有微小的变化。另一方面，当使用等离

子体镜系统时，等离子体镜本身也会对靶面上的焦斑分布产生影响。在实际实验中，我们仍然需要通过离焦 OAP 的方法寻找最佳的聚焦条件。我们使用 $8\mu\text{m}$ 的铝靶，扫描了高对比度激光离焦距离与最大质子能量的关系。图 3-5 给出了最大质子能量随激光离焦距离的变化趋势（未使用等离子体镜）。可以看到，最大质子能量对应的 OAP 位置与焦斑测量给出的最小焦斑位置基本一致。在后续的实验，都以最大质子能量对应的聚焦位置为紧聚焦位置。

3.5. 激光脉宽对离子加速的影响

在保持激光脉冲能量不变的前提下，激光脉宽越短，功率越高，靶面上的光强也越高。更高的光强能产生温度更热的超热电子，提高 TNSA 获得的最大离子能量。但另一方面，激光脉宽的减小会减少质子的加速时间，会相应减小 TNSA 的最大质子能量。根据式(3.11)和(3.12)可以计算光强增加和加速时间增加的综合结果。图 3-6 展示了固定激光能量 2J，改变激光脉宽（空心方块）和改变焦斑尺寸（十字）时，激光光强与最大质子能量的关系。改变激光脉宽时，焦斑直径固定为 $5\mu\text{m}$ ；改变焦斑尺寸时，激光脉宽固定为 25fs，能量集中度固定为 35%。可以看到当在保持激光能量不变时，增加脉宽降低靶面光强会导致最大质子能量下降，但是其下降速度远小于通过离焦降低靶面光强的情况。值得指出的是通过改变脉宽的方法来改变光强时，存在一个最佳脉宽，使质子能量最高；而改变焦斑尺寸时则没有这个限制。

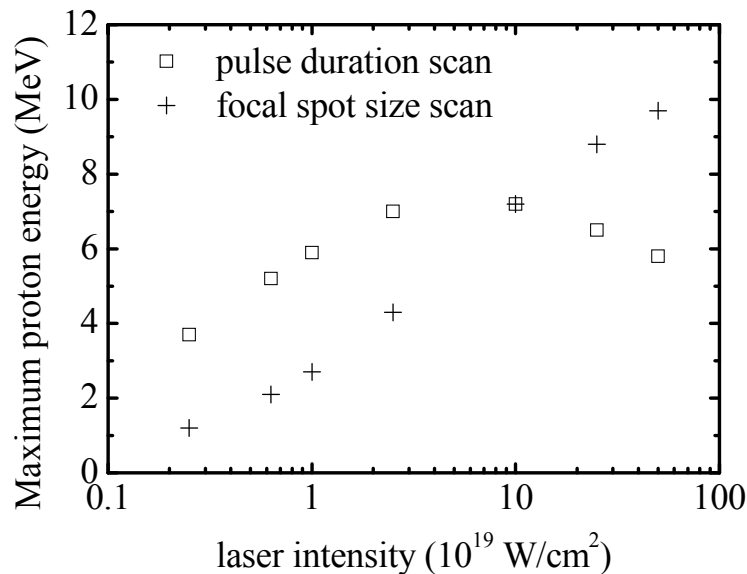


图 3-6 根据 Mora 模型计算得到的质子能量与激光光强的关系。激光能量保持 2J，空心方块为改变激光脉宽调节靶面光强；十字为通过离焦改变焦斑尺寸来调节靶面光强。

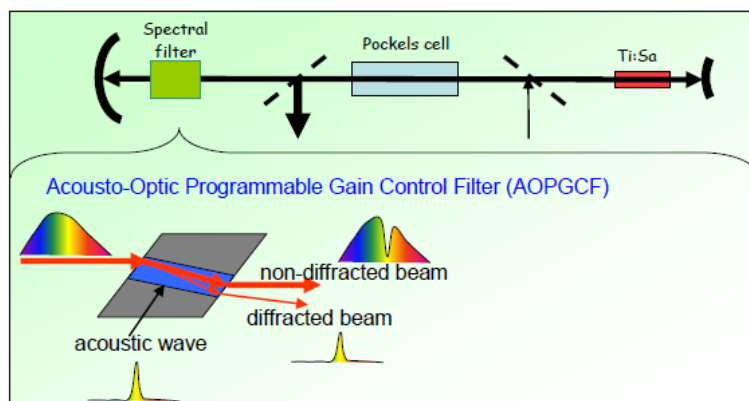


图 3-7 声光调制模块 MAZZLER 的原理示意图。

在上海交通大学 200TW 激光装置上，优化激光脉宽的方法主要是使用声光晶体调制模块 MAZZLER 调节激光色散和改变光栅姿态及距离来寻找最佳压缩。具体来说，是使用 WIZZLER 测量从压缩室出来的激光脉宽 t_0 ，调节压缩室光栅以及 MAZZLER 使 t_0 最小。然后根据材料色散系数计算压缩室出光口窗口的色散和激光传输到 WIZZLER 过程中空气的色散 ω_1 。最后在 MAZZLER 上加上 $-\omega_1$ 的色散补偿。这样我们认为，获得了真空下的最短脉宽。使用频率分辨光学快门（Frequency Resolved Optical Gating, FROG）测量靶室内的激光脉宽在 26fs 左右，非常接近傅里叶变换计算得到的极限脉宽 25fs。图 3-7 给出了激光再生腔内，声光调制模块 MAZZLER 的原理示意图。

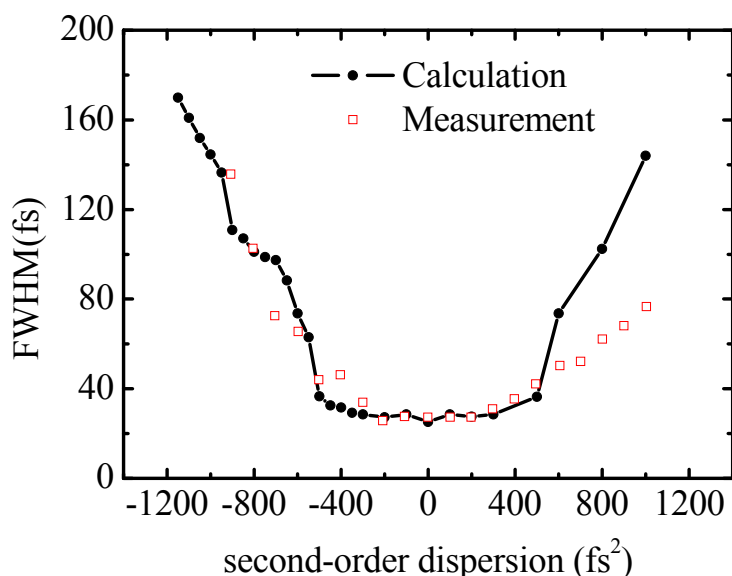


图 3-8 二阶色散与激光脉宽的关系。图中 0 点对应于最短脉宽时的二阶色散量，红色方框为 FROG 测量值；黑色点为计算值，基于对上海交通大学 200TW 激光光谱的傅里叶变换；

通过在 MAZZLER 上添加二阶色散，可以在不改变激光总能量的基础上增大脉宽。图 3-8 展示了二阶色散与激光脉宽（半高全宽）的关系。其中红色方框为压缩室处使用 FROG 测量的脉宽，黑色点为根据激光光谱，添加上二阶色散再傅里叶变换到时域谱后的脉宽。

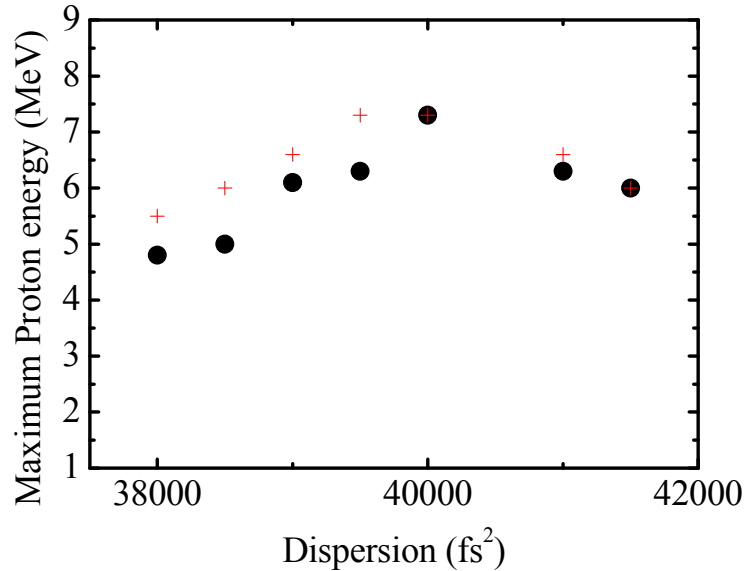


图 3-9 二阶色散与最大质子能量的关系。黑色圆点为实验结果，红色十字为理论计算值。

实验中我们使用高对比度激光与 $1\mu\text{m}$ 厚的不锈钢靶相互作用，测量了靶后法线方向的质子能量。靶面上的激光能量固定为约 2J。图 3-9 中的黑色圆点为 MAZZLER 上使用的二阶色散值与测得的最大质子能量的关系。可以看到，在 MAZZLER 上添加 40000 二阶色散值时，获得的质子能量最大。红色十字为以 40000 二阶色散为最短脉宽点，添加或减小二阶色散值变换计算出激光脉宽，再根据 Mora 模型估算的最大质子能量。可以看到，实验得到的最大质子能量的变化趋势与理论计算基本一致。在脉宽增大时，实验值都略低于理论计算值，这可能是由于通过色散改变脉宽后，激光的时域谱不再是高斯分布，而是出现了多峰等结构。这种情况下，激光的峰值功率会低于理论值，影响了质子加速的效果。

3.6. 靶厚度对离子加速的影响

在 TNSA 机制中，除了激光参数，靶的厚度 d 对质子加速同样有非常显著的影响。靶厚度的影响主要有三个方面：1) 靶厚度减小时，超热电子的纵向回流可以显著增加靶后鞘层场的电子密度，提高最大质子能量和激光转化效率。2) 由于聚焦激光并非平面波，加热的电子束也存在一定的发散角 θ ，一般认为在

10~30°。前表面的超热电子需要穿过靶，才能在后表面形成电荷分离场。显然靶的厚度越大，电子束在靶后表面的半径 B 就越大， $B = r_L + d \tan \theta$ ，其中 r_L 为激光焦斑半径。超热电子束在靶后的半径直接影响靶后电子密度，对加速鞘层场强起着决定性的作用。从这个角度来说减小靶厚度也可以提高加速质子的能量。3) 当靶厚度降低到一定程度时，对激光预脉冲的耐受性就会降低，可能会出现靶面变形、靶后表面电离等现象，此时离子加速的效率又会降低。当靶足够薄时，预脉冲使焦斑区域膨胀，密度降低，甚至导致主脉冲可以打穿靶，可能会破坏 TNSA 离子加速机制。

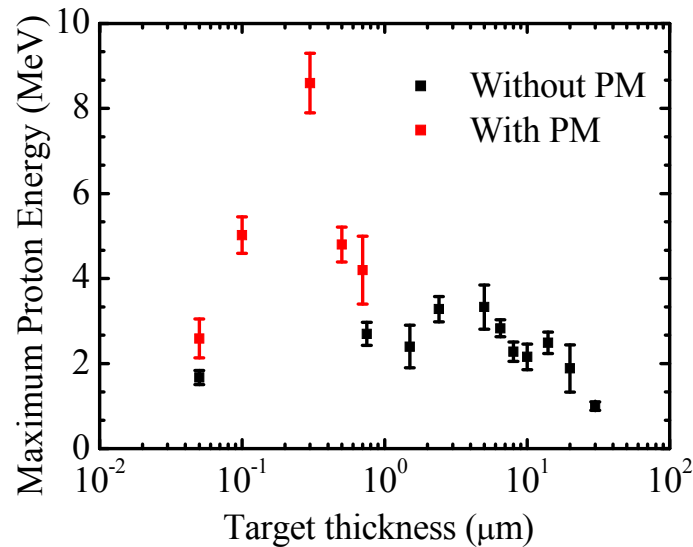


图 3-10 使用等离子体镜前后最大质子能量与靶厚度的关系。红色点为使用等离子体镜的情况，黑色点为不使用等离子体镜。误差条来自于多发数据取平均。

因此，离子加速的最优靶厚度与激光对比度密切相关。我们通过实验研究了不同激光对比度下，靶厚度对 TNSA 质子最大能量的影响。图 3-10 是高对比度和低对比度条件下，最大质子能量与靶厚度的依赖关系。可以看到，低对比度下，质子加速的最佳靶厚度大约在 5 μm 左右；高对比度时，最佳靶厚度大约在 0.3 μm 。可见等离子体镜显著降低了预脉冲水平，使超薄纳米靶的质子加速也成为可能。激光对比度的提高令最大质子能量增大了约 5 MeV。图 3-11 是固定靶厚度为 5 μm 时最大质子能量与等离子体镜表面光强的关系。等离子体镜表面光强增加可以提高等离子体镜的反射率，因此最大质子能量与等离子体镜表面光强正相关；当光强大于 $5.6 \times 10^{15} \text{W}/\text{cm}^2$ 时，反射光的光束质量开始下降（见图 2-14），靶面上的焦斑不能聚到最佳，产生的质子能量无法进一步提高。

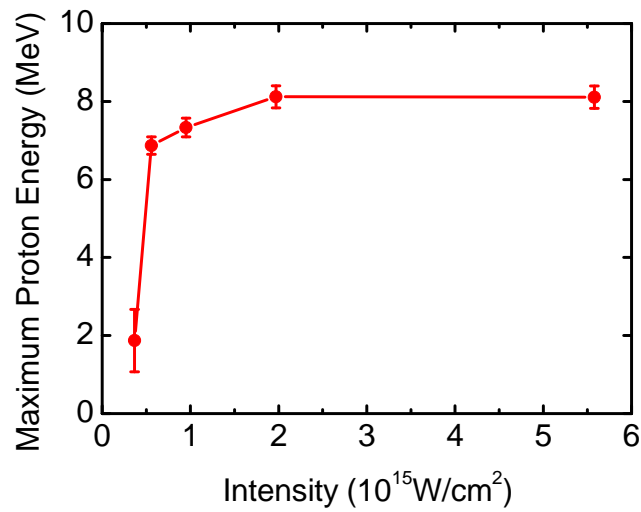


图 3-11 (a) 质子最大能量与等离子体镜表面激光强度的关系。

3.7 小结

本章中主要介绍了上海交通大学 200TW 激光装置投入运行后，在激光驱动质子加速方面的基础研究。通过相对论光强激光与超薄固体靶相互作用，我们获得了稳定的 MeV 质子束，并详细研究了最大质子能量与激光离焦、脉宽和靶厚度等参数的依赖关系，找到了质子加速的最优化参数设置。这部分实验工作为下一步研究激光质子加速实验中预脉冲的作用提供了条件。

第四章 混合质子加速机制： 激光预脉冲在质子加速中的影响

4.1. 引言

当激光光强大于 $10^{19}W/cm^2$ 时，无碰撞冲击波就可能在靶内形成。冲击波前沿会反射和加速离子，即无碰撞冲击波加速（CSA）机制。这种加速机制的典型特征就是在质子能谱的尾端会出现准单能的峰。对于冲击波加速的理论研究非常多，但是实验上的报导比较少。典型的一些归因于冲击波加速的报导包括：使用高功率 CO_2 远红外激光与氢气体靶加速获得质子[108, 171]；使用800nm高对比度激光斜入射到固体靶上获得准单能碳离子[109]。理论研究指出，当冲击波加速的离子与靶后的鞘层场相互作用时，离子的能谱会存在一个平台结构[62, 172]，但是对于基于这种混合加速机制的实验研究仍然有限。

在1.4节中，我们介绍了几种主要的离子加速机制。其中靶后鞘层加速(TNSA)机制是目前实验上最常见的加速机制，上一章节中对激光加速质子束的优化研究也都是基于TNSA机制模型的。离子加速机制的重要决定因素之一是激光对比度。例如RPA加速中，使用的纳米超薄靶很容易被过强的预脉冲破坏；另一方面，为了抑制不稳定性发展，RPA机制也需要提高激光对比度以减少电子加热。激光预脉冲直接影响靶前预等离子体的尺度，导致不同的电子加热和离子加速机制。在本章中，我们会从实验上研究激光对比度在纵向方向上的影响，展示一种基于CSA和TNSA混合加速机制获得平台结构质子能谱的方法。

4.2. 实验方法

实验在上海交通大学200TW激光装置上进行。实验中实际运行的激光能量为1-2J，脉冲宽度为25fs，以及在某些发次上展宽为200fs。激光的聚焦光斑半高宽为 $5.8\mu m$ ，包含了35%的激光能量。因此对应的靶上光强为 $6.6 \times 10^{18}W/cm^2 \sim 1.0 \times 10^{20}W/cm^2$ 。实验中激光对比度状态与第三章相同。不使用等离子体镜的激光脉冲称为低对比度状态，使用等离子体镜时为高对比度状态。

实验中使用了两种金属薄膜作为靶。一种是厚度从 $0.75\mu m$ 到 $14\mu m$ 的铝膜，另一种是厚度从 $5\mu m$ 到 $30\mu m$ 的304不锈钢薄膜。通过X射线荧光分析，不锈钢的组分如表4-1所示。两种薄膜靶的横向尺寸在3mm到30mm之间。与第三章一样，靶后法线方向安装了RCF堆栈测量质子束空间分布，以及汤姆逊谱仪测

量质子能谱分布。谱仪使用了闪烁体耦合 EMCCD 的方法来探测质子在磁场和电场方向的偏折距离。图 4-1 展示了实验诊断的布局示意图。

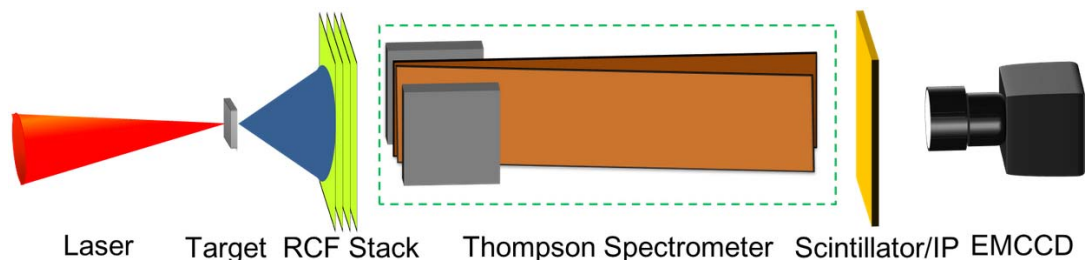


图 4-1 实验布局示意图。

检测机构	中国科学技术大学理化科学实验中心			
检测设备	X 射线荧光光谱仪(日本 SHIMADZU 公司 XRF-1800)			
样品 1	不锈钢钢片			
元素	结果 (%)	谱线	净值强度	背景强度
Fe	69.3467	FeKa	289.206	0.125
Cr	16.7144	CrKa	90.009	0.072
Ni	10.0927	NiKa	27.28	0.089
Mo	1.3609	MoKa	12.847	0.88
Mn	1.3298	MnKa	6.99	3.239
Si	0.591	SiKa	0.857	0.025
Cu	0.4274	CuKa	1.182	0.064
P	0.0704	P Ka	0.31	0.048
S	0.0667	S Ka	0.264	0.054

表 4-1 X 射线荧光分析测得的不锈钢靶的组分。

4.3. 实验结果与讨论

4.3.1 能谱中的平台结构

图 4-2 展示了汤姆逊谱仪在 6.5 μm 厚的铝靶的靶后法线方向测得的典型的低对比度条件下的质子能谱。激光没有经过等离子体镜，激光聚焦光强为 $6.6 \times 10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$ ，ASE 相对于主峰的强度为 10^{-8} 。可以看到，质子的能谱由两部分构成。在低能部分 ($E_p < 1\text{MeV}$)，质子数量随着能量以指数形式下降。对

低能部分能谱拟合可以得到 0.24MeV 的玻尔兹曼温度。在 高能部分质子能谱存在一个较宽的平台，宽度大约为 1.1MeV，并在最大能量处快速下降截止。

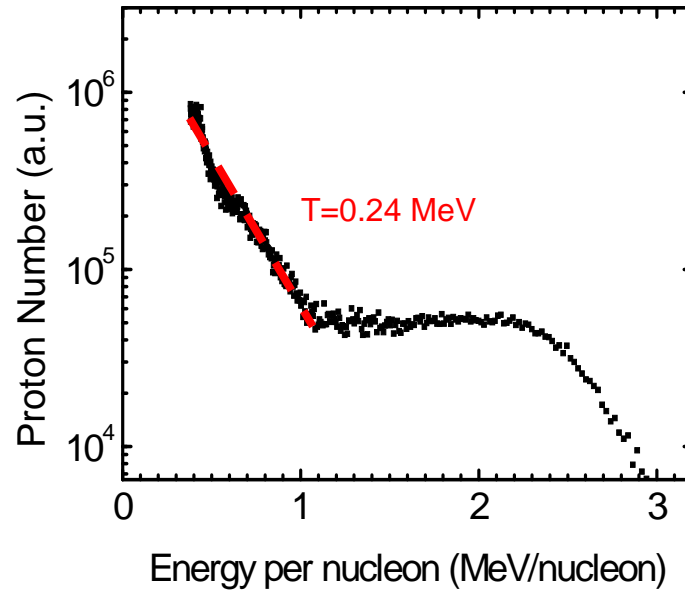


图 4-2 一个典型的平台质子能谱。激光能量 $I_L = 6.6 \times 10^{18} W/cm^2$ ，靶为 6.5 μm 厚的铝膜。

4.3.2 激光与靶参数对平台结构的影响

图 4-3 展示了平台结构随激光光强的依赖关系，其中黑线、蓝线、紫线分别对应于 5 μm 厚不锈钢靶在 $6.6 \times 10^{18} W/cm^2$ 、 $1.3 \times 10^{19} W/cm^2$ 、 $5.0 \times 10^{19} W/cm^2$ 三个激光光强下的测得的质子能谱，内置的图片是低对比度下使用成像板测量的原始质子偏转轨迹。随着激光能量增加，质子最大能量从 2.5 MeV 增大到 7.3MeV，平台的宽度也相应增大。可以看到，激光光强增加使平台结构变得更显著。

图 4-3 中的红线是高对比度激光辐照 5 μm 不锈钢靶得到的质子能谱。整个质子能谱为指数衰减分布，对应的拟合温度为 0.97MeV。从能谱形状上看，平台结构已经完全消失。可以说，激光对比度是能否观测到平台谱的决定性因素。高低对比度下质子能谱的区别不仅在于能谱形状，还在于质子的数量。高对比度下低能部分质子数目比对应低对比度的能谱大幅提高，最多可以达到 2 个数量级。考虑到高对比度激光下，质子束的发散角要显著小于低对比度激光产生质子束的发散角[173]，这个现象在低能量区域较为显著，对应的质子通量也会相应提高。由于汤姆逊谱仪仅仅取样整个质子能谱的一小部分，单位空间角内高对比度激光下测量到更高的质子通量也是合理的。

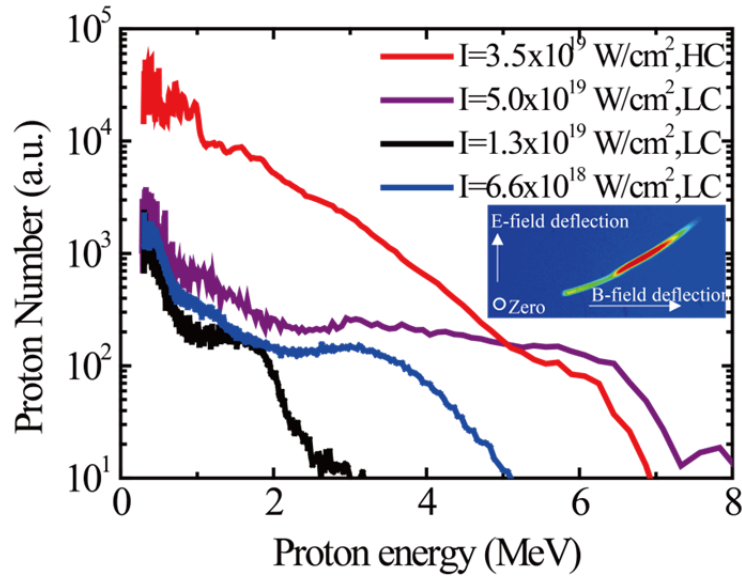


图 4-3 质子能谱与激光光强和对比度的关系。光强会影响平台结构的宽度，而对比度则影响了能谱的形状。

质子能谱中平台结构的宽度同样依赖于靶厚度。图 4-4 展示了铝靶厚度从 $0.75\mu\text{m}$ 增大到 $14\mu\text{m}$ 时，质子能谱形状的演化。图 4-5 给出了不锈钢靶厚度从 $5\mu\text{m}$ 增大到 $30\mu\text{m}$ 时质子能谱形状的变化。可以看到，在靶比较薄的时候，质子能谱基本是指数衰减的；随着靶厚度增加，低能部分质子的斜率下降（拟合温度升高），高能质子数目增加形成平台结构。当靶厚度继续增加时，能谱的低能区域变化不明显，而高能区域的平台变窄，质子数目下降。当平台结构消失后，整体能谱又蜕化回指数衰减谱。

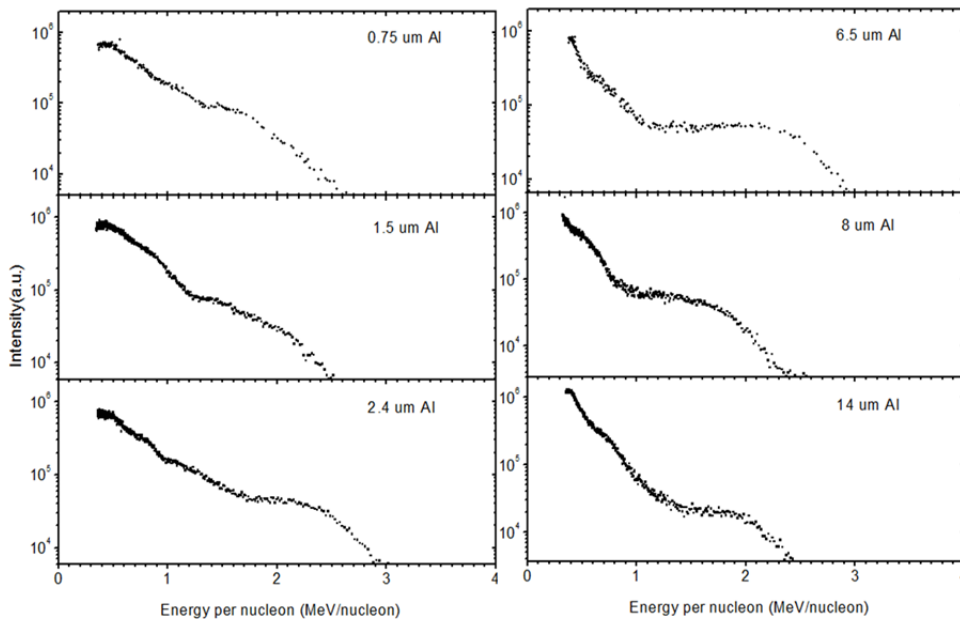


图 4-4 质子能谱随铝靶厚度的变化。

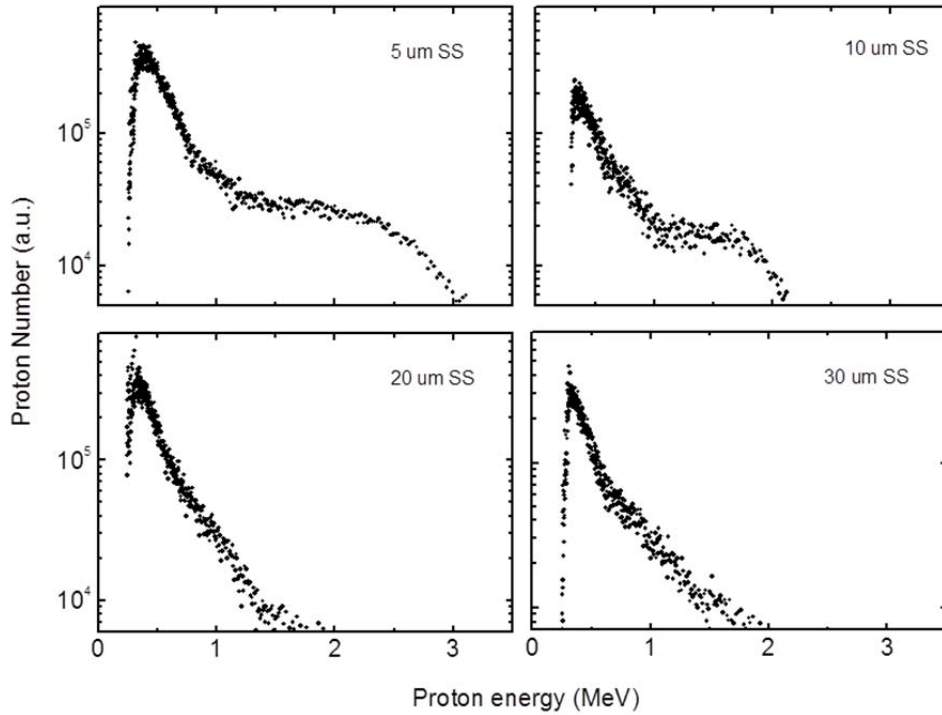


图 4-5 质子能谱随不锈钢靶厚度的变化。

图 4-6 给出了平台宽度随靶厚度的变化趋势。激光能量固定为 $6.6 \times 10^{18} W/cm^2$ ，图中黑色的点是平台的宽度，蓝色的点为平台宽度与平台的平均能量之间的比值，定义为平台的归一化宽度 $\Delta E/E$ 。点的形状对应于使用的靶材料，空心圆圈代表不锈钢靶，而实心方块代表铝靶。存在最优的靶厚度 $\sim 6.5 \mu m$ ，使平台结构最为显著，宽度最宽。值得注意的是，平台宽度的最优靶厚度与质子最大能量的最优厚度基本一致。

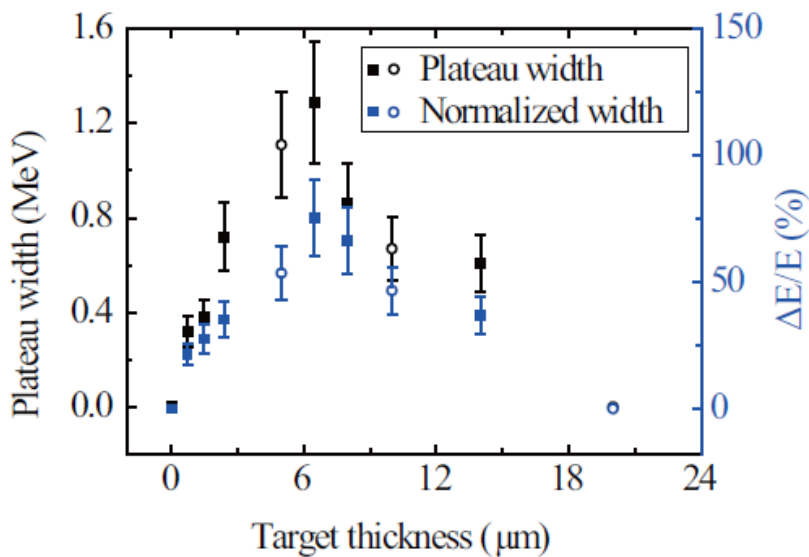


图 4-6 激光平台参数与靶厚度的依赖关系。

4.3.3 TNSA 与 CSA 混合加速机制

根据之前的报导,质子能谱的平台结构是存在冲击波加速的典型特征[62, 64, 174]。激光对比度较低时, ASE 会电离靶前表面, 形成预等离子体。在主峰到来之前的几个纳秒内, 预等离子体可以扩散到几十微米的尺寸。主脉冲在入射几倍临界密度的预等离子体时, 冲击波就有可能形成, 反射加速离子到两倍的冲击波速度。穿过靶后, 这些被加速的离子可能被靶后的 TNSA 电荷分离场进一步加速。本来准单能的离子在鞘层场的扩散加速中会被展宽, 形成最后汤姆逊谱仪测得质子能谱中高能部分的平台结构。

我们在这里引用一个简单的解析模型来评估实验中冲击波形成的可能性。激光在过密等离子体内的打洞传输的速度 v_s 可以由简化的动量守恒定理给出[175]

$$v_s = \sqrt{\frac{(1 + \eta)I_L}{m_i n_i c}} \quad (4.1)$$

其中 η 是激光反射率, I_L 是激光光强, m_i 和 n_i 分别是离子的质量和密度。激光的反射率 η 是光强的函数, 这里我们引用 Davies 的两个拟合结果[167],

$$\eta = 1 - f_{abs} \quad (4.2)$$

$$f_{abs} = (0.297I_{20}\lambda_{\mu m}^2)^{0.1958} \sim (0.023I_{20}\lambda_{\mu m}^2)^{0.2661} \quad (4.3)$$

其中 f_{abs} 是激光能量的吸收效率, I_{20} 是激光光强, 单位为 $10^{20}W/cm^2$; $\lambda_{\mu m}$ 是激光波长, 单位为微米。模型的误差由两个反射率拟合之间的差值给出。考虑到我们的激光脉宽仅 25fs, 因此使用 Haines 的经验公式[165] 估算超热电子温度

$$T_e = 511[(1 + (I_{18}\lambda_{\mu m}^2)^{1/2})^{1/2} - 1] \quad (4.4)$$

其中 $I_{18}\lambda_{\mu m}^2$ 的单位是 $10^{18} W \mu m^2/cm^2$, T_e 的温度是 keV。热等离子体内的离子声速为

$$\frac{\omega}{k} = \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0}\right)^{1/2} = \sqrt{\frac{\gamma k_B T_e}{m_i}} \equiv c_s \quad (4.5)$$

图 4-7 给出了不同光强下临界密度附近形成的冲击波马赫数 (蓝色方块) 与对应冲击波加速的质子能量 (黑色圆点)。从图中可以看到, 对于激光光强 $I_L > 1.5 \times 10^{20}W/cm^2$, 马赫数大于 1.6, 可以产生稳定的无碰撞冲击波结构; 对于实验中使用的较低的激光光强, 马赫数的计算值偏低。但是考虑到主脉冲在 ASE 激发的预等离子体中的自聚焦效应, 实际靶面上的激光光强可能会更强。这一点会在之后的二维 PIC 模拟中指出。图中的红色圆圈是实验中相应激光光强下, 质子能谱中平台的中心能量。可以看到, 冲击波加速质子能量的理论计算值

与实验测量结果吻合的很好。

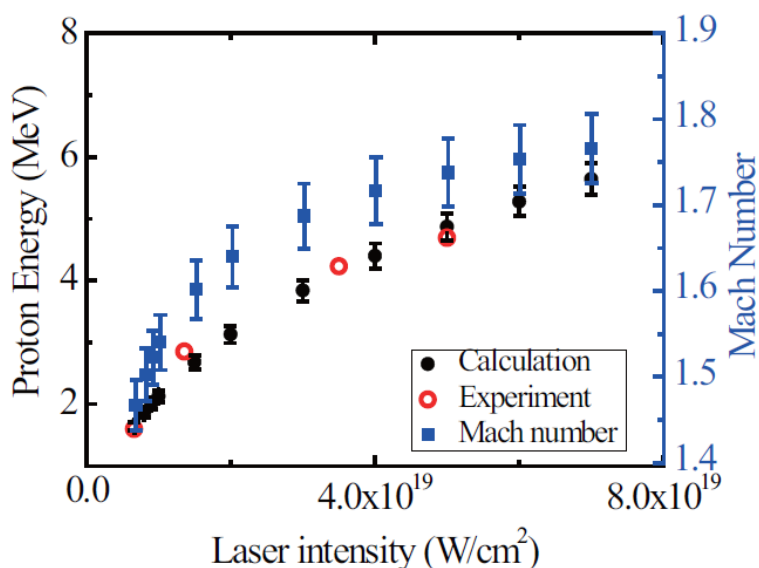


图 4-7 根据冲击波加速机制计算得到的质子能量（黑色点）以及离子波前马赫数（蓝色方块）与激光光强的关系。图中的误差条来自于 Danies 拟合的两条激光能量吸收率公式[167]。红色的空心环代表了实验上测得质子平台谱的中心能量。

使用混合加速机制能够很好地解释许多实验中的现象。第一，平台谱仅出现在低对比度条件下。为了形成一个有效的加速冲击波波前，超热电子必须被加热到足够高的温度。而合适标长的预等离子体可以促进冲击波的产生。另外，冲击波的速度与等离子体的密度有关，高对比度条件下，预等离子体的密度分布不支持高马赫数的冲击波的形成。因此在高对比度实验中，我们没有观测到平台谱结构。第二，对于平台宽度来说，存在一个最佳的靶厚度。根据理论模型[62, 64, 174]，存在一个临界靶厚度 $L_{threshold} = 4\lambda_D M^2/Z$ ，使冲击波加速起主导的作用，其中 λ_D 为靶后鞘层场的德拜长度， $Z=1$ 为质子核电荷数。在临界靶厚度时，靶前 CSA 质子抵达靶后时的能量与靶后 TNSA 加速质子能量相等。减小靶厚度可以使 CSA 质子与 TNSA 鞘层场的耦合时间更长，产生的平台结构也更显著。但另一方面使用薄靶时，激光 ASE 可能会导致靶变形（见第五章），不利于稳定的冲击波加速结构的形成；ASE 可能会破坏靶后表面的等离子体陡峭的密度分布，破坏鞘层场进而影响 TNSA 的加速效率，影响平台结构的形成。考虑到 TNSA 的后加速阶段对平台结构的形成影响很大。因此平台谱的最佳靶厚度与最大质子能量（与 TNSA 加速效率）的最佳靶厚度基本上是一致的。第三，平台结构随着激光光强增加而变得更显著。高激光光强可以更容易激发冲击波，CSA 质子能量更高，因此平台谱中心能量也对应提高；高能 CSA 质子穿过靶需要的时间更少，与 TNSA 鞘层场的耦合时间更长，形成的平台谱的宽度也会增大。

4.4. 数值模拟

为了进一步理解混合加速机制中的物理问题,我们采用数值模拟的方法来研究整个加速过程。首先,我们使用了一维流体动力学程序 MULTI-fs[176]模拟靶前表面的预等离子体密度分布,用以评估激光主峰前 ASE 激发的靶前预等离子体条件。不同强度 ASE 辐照 2 ns 后靶前预等离子体的电子密度分布如图 4-8 所示。可以看到,在低对比度条件下(图中黑线),靶前存在几十微米尺度的近临界密度的预等离子体。而当激光对比度提高时,近临界密度处的预等离子体尺度迅速减小。这种情况下,激光很快会进入高密度靶区域,冲击波速度也会减小,离子波前反射加速的离子能量相应降低,冲击波加速在这种情况下并不有效。

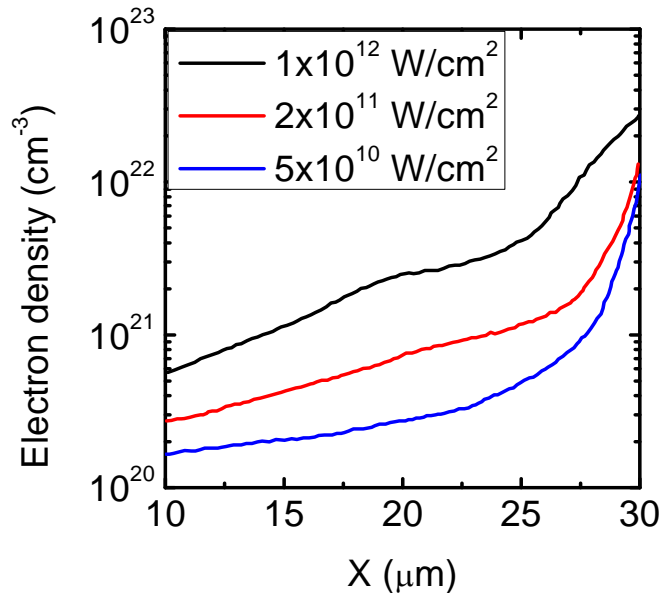


图 4-8 不同激光 ASE 强度照射下靶前预等离子体密度分布,靶的前表面位于 $35\mu\text{m}$ 处。

随后我们使用 VLPL 代码[177, 178]运行了二维 PIC 模拟。这里我们使用的模拟盒子大小为 $48\mu\text{m} \times 36\mu\text{m}$,划分为 2400×1800 个格子。模拟的时间步长为 $0.01T_0$,其中 $T_0 = \lambda_0/c = 2.67\text{ fs}$ 为激光周期, $\lambda_0 = 0.8\mu\text{m}$ 为激光波长。流体模拟中计算了临界密度附近的预等离子体标长,以此为参考在 PIC 模拟中我们设计了三层结构的靶。为了简化计算,第一层是纯粹的氢等离子体,分布于 $x=7\mu\text{m}$ 到 $x=15\mu\text{m}$ 。该层等离子体密度从 0 线性上升到 $5n_c$,模拟低对比度条件下,靶前表面的污染层形成的预等离子体。第二层靶是 $5\mu\text{m}$ 厚,密度为 $180n_c$ 的铁 (Fe^{15+}),模拟实验中使用的不锈钢薄膜靶。第三层靶位于 $x=20\mu\text{m}$ 到 $x=23.2\mu\text{m}$ 之间,为密度从 $5n_c$ 线性降低到 0 的氢等离子体,模拟靶后的碳氢污染层。其中, $n_c = 1.74 \times 10^{21}\text{ cm}^{-3}$,为 800 nm 波长激光对应的临界密度。入射激光从左侧入

射，为 p 偏振，其光强分布为

$$a = a_0 e^{-t^2/\tau_0^2} \cdot e^{-y^2/\sigma_0^2} \quad (4.6)$$

其中 $a_0 = 7$ 为无量纲的激光电场幅值， $\tau_0 = 10T_0$ ， $\sigma_0 = 4\lambda_0$ ，分别为入射激光的脉宽和直径。这对应于 $1.0 \times 10^{20} W/cm^2$ 的激光光强，与实验中靶面上的光强基本一致。

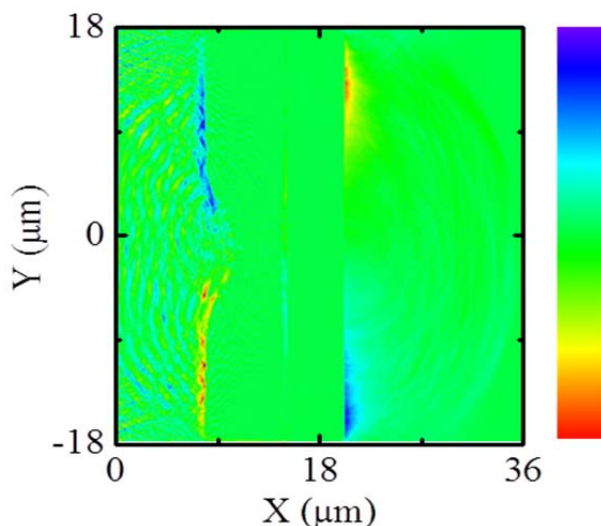


图 4-9 $t = 12T_0$ 时刻磁场分量 B_z 分布。

图 4-9 给出了垂直纸面的磁场分量 B_z 在 $t = 12T_0$ 时刻的二维分布。Robinson 等人曾报导过靶后自生磁场可以形成双环状结构，偏折并聚焦靶后加速的质子束，进而调制质子束能谱[179]。这个模型非常依赖于靶后表面磁场的演化。从我们的模拟结果来看，这样的磁场聚焦结构在我们的实验条件下并没有出现。

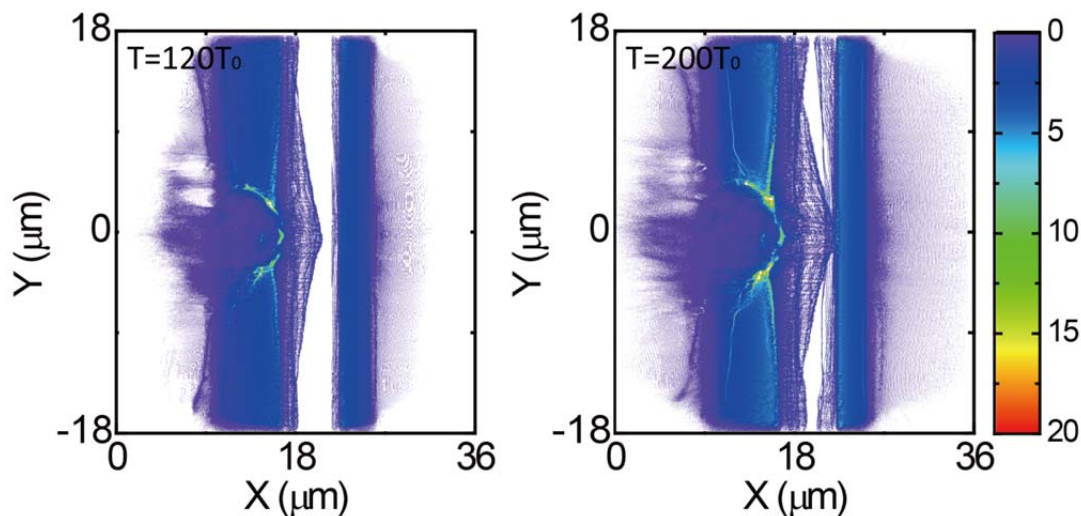


图 4-10 $t = 120T_0$ 和 $t = 200T_0$ 时刻，质子密度分布。

图 4-10 展示了在 $t = 120T_0$ 和 $200T_0$ 时刻的质子密度分布。一部分源于靶前的质子被加速进入中间的铁层，并抵达后表面。这部分质子的速度大约是预等离子体层中冲击波速度的两倍，因此可以认为是 CSA 机制加速的质子。在预等离子体中观测到了激光的自聚焦效应。初始的光束口径大约为 $5\mu\text{m}$ ，到达临界密度面时已经减小到 $3.5\mu\text{m}$ ，相应的激光光强可以提高到初始光强的两倍，符合了 4.3.3 节中解析模型中的要求。

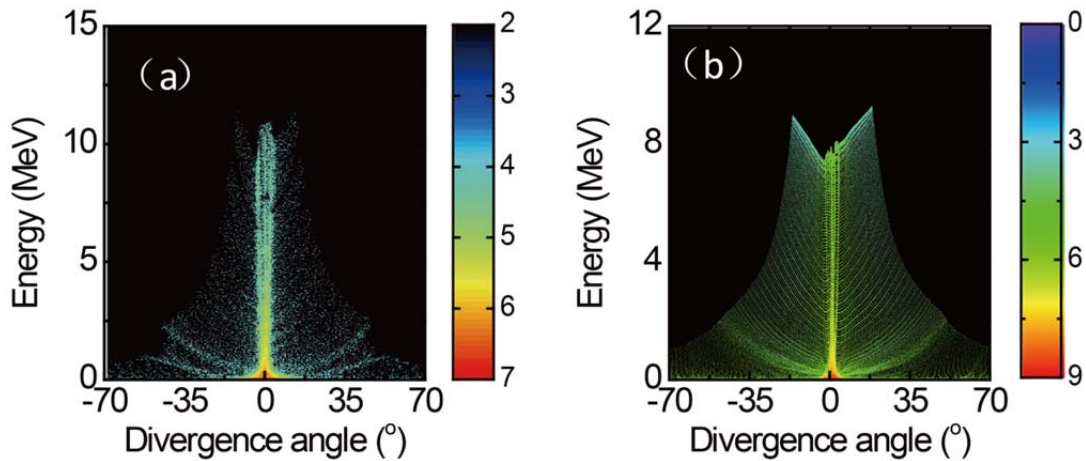


图 4-11 靶后高能质子的角分布与能量。(a) 靶密度 $n = 180n_c$; (b) 靶密度 $n = 300n_c$ 。

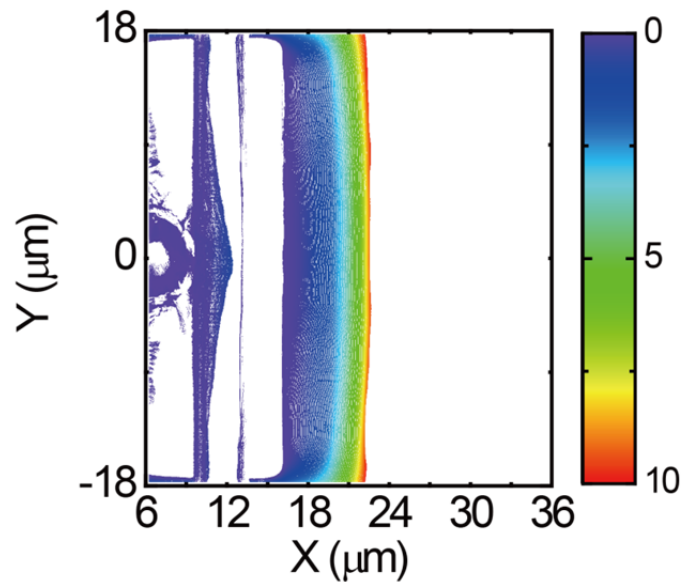


图 4-12 $t = 120T_0$ 时刻靶后层平均质子能量的分布。

图 4-11 (a) 展示了靶后高能质子的角分布与能量的关系。可以清晰地将图中的质子分为两组：由 TNSA 机制加速，发散角较大，源于靶后污染物层的质子；由 CSA 机制加速，准直性较好，源于靶前表面的质子。一般来说，由于靶后鞘层场的不均匀性，TNSA 质子会发射到较大的锥角中，其单位面积的通量相

对较低；而由 CSA 加速的质子，是由前表面预等离子体中冲击波波前反射而获得能量，有着较好的准直性。当这些质子穿过中间的金属靶，抵达后表面时，会进一步受到鞘层场的影响。这种情况下，CSA 质子的最大能量会增加，但是整体能谱也会被展宽。从图 4-10 中，可以看到从预等离子体中的质子进入靶内部之前有一个非常陡峭的密度峰，是典型的冲击波形成的标志。图 4-12 则给出了 $t = 120T_0$ 时刻靶后层平均质子能量的分布。

考虑实验中使用的汤姆逊谱仪，仅采样了靶后法线方向 5×10^{-6} Sr 立体角内的质子，我们在分析 PIC 模拟中的质子能谱时将整体能谱与靶后法线方向的能谱分别进行考虑。图 4-13 给出了靶后全空间的质子能谱以及沿靶后法线方向运动的质子能谱。与实验结果一致，沿着靶后法线方向的能谱可以被分为两个部分：一部分为低能区域的麦克斯韦分布的质子束，另一部分为高能端的平台结构。因此这部分能谱涉及到了 TNSA 和 CSA 两种加速机制，以及两者的共同作用。相对的，当考虑靶后所有的前向运动的质子时，质子的能谱基本为正常的麦克斯韦分布。由于焦斑区域之外，电子可以通过横向运动覆盖更大的区域，靶后鞘层场的尺寸也远大于激光焦斑，TNSA 机制仍然可以发挥作用；而冲击波加速受到驱动脉冲的限制，只能被限制在焦斑区域附近。因此当统计全部前向加速的质子时，TNSA 的能谱特征占到了优势。

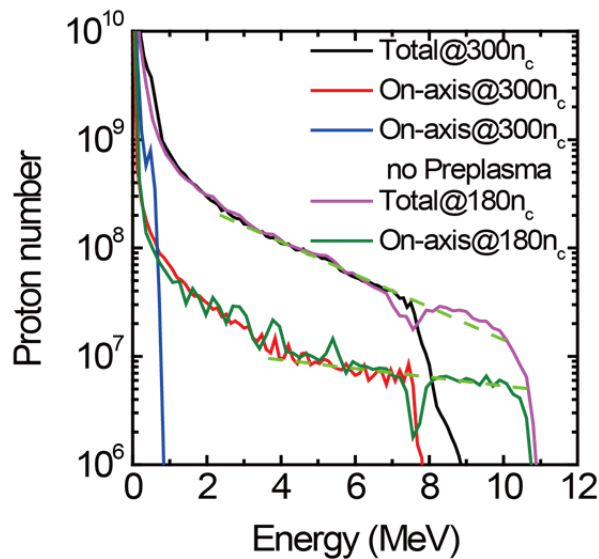


图 4-13 靶后质子能谱。黑线和红线分别为 $300n_c$ 靶密度下靶后全部质子与法线方向质子的能谱；紫线和绿线分别为 $180n_c$ 靶密度下靶后全部质子与法线方向质子的能谱；蓝线为 $300n_c$ 靶密度，同时去除靶前预等离子体层时靶后法线方向的质子能谱；绿色虚线为对质子能谱温度的拟合，可以看到，法线方向的质子能谱高能部分存在平台结构。

为了评估铁等离子体层电子密度对冲击波的形成和最终质子加速的影响,我们使用更接近固体密度的 $300n_c$ 作为中间铁层的密度再次进行了模拟。磁场结构与质子密度分布与 $180n_c$ 非常相似。图 4-11 (b) 展示了高密度下, 最终不同能量质子的角度分布。图 4-13 中同样列出了 $300n_c$ 靶后全部前向运动与轴上质子的能谱。可以看到两种靶密度下质子能谱的结构基本一致, 但是质子最大能量从 11MeV 降低到约 8MeV, 与实验得到的质子最大能量更加接近了。因此, 模拟中铁层等离子体的密度并不影响混合加速的物理机制。

若在 PIC 模拟中删去预等离子体层, 最终的质子加速会非常低效, 最大质子能量低于 1MeV (图 4-13 中的蓝线)。这种情况下电子没有有效地被激光加热, 激光耦合到等离子体内部的能量比例非常低。这说明实验中, 即使在我们高对比度条件下, 仍然有一定尺度的预等离子体分布。

4.5.小结

本章通过实验研究了激光预脉冲引起的混合离子加速机制。激光对比度对质子能谱形状有着显著影响, 高对比度激光条件下质子能谱为典型的麦克斯韦分布, 而在低对比度激光条件下观察到了较宽的平台结构质子能谱。解析计算和 2D PIC 模拟指出质子能谱中的平台结构是 CSA 和 TNSA 两种加速机制共同作用的结果。这种特征结构可以有效的帮助我们诊断等离子体状态和判断离子加速机制。

第五章 激光预脉冲与靶尺寸的复合作用： 小尺寸靶的离子加速研究

5.1. 引言

如 1.3.4 节所述，预等离子尺度对电子的加热机制有着决定性的作用，而不同机制的加热电子运动方向也有所不同。Lindau 观测到了低对比度激光下，高能质子发射方向会向激光传输方向偏移，证明激光对比度对电子加热乃至离子加速的重要作用[128]。在第四章中，我们讨论了激光对比度对质子加速机制的作用，这部分讨论主要是在纵向方向上的一维效应。激光对比度不仅在纵向上对质子加速机制有影响，而且对电子的横向输运起着重要的作用。远晓辉等人使用 HOPG 晶体成像谱仪[180]测量了不同对比度激光与铜镍合金靶（横向尺寸 2mm*2mm）后的 K 壳层 X 射线辐射[181]，如图 5-1 所示。低对比度下，来自焦斑以外区域的 X 射线辐射一直延伸到了几个毫米以外，说明大量电子横向输运并持续产生 X 射线，然后堆积到靶边界，最后被反射回来。

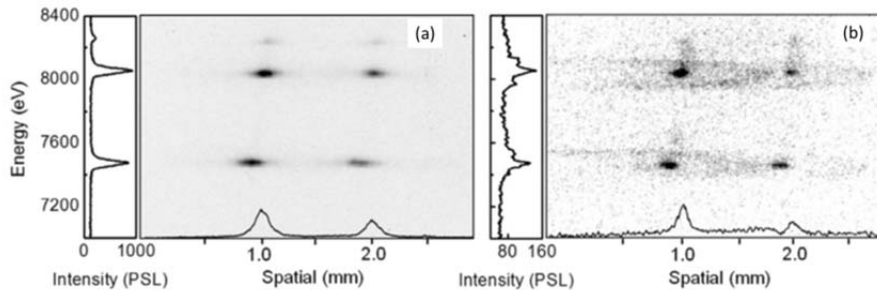


图 5-1 一维空间分辨的 X 射线能谱。(a) 高对比度激光 (b) 低对比度激光。

5.2. 小尺寸靶

由于靶表面的电流密度会随着距离焦斑的距离增加而衰减，限制靶尺寸可以增强电子横向输运的效果。理论和模拟指出，小尺寸靶(Mass Limit Target, MLT)可以使横向输运的电子被靶边界多次反射，在靶后表面形成一个更加平整、更高密度、更高温度的电子鞘层[182-184]。这种效应在靶尺寸小于激光脉宽对应的长度时变得尤为显著。图 5-2 (a) 展示了 TNSA 机制的基本原理。如 1.5.1 节中描述的，激光加热靶前表面的电子，一部分超热电子穿过靶到达后表面，而 TNSA

质子从这些超热电子形成的德拜鞘层电场中获得能量。然而电子并不仅仅在纵向上传输，更多数量的电子会横向运输。理想情况下，通过减小靶的横向尺寸，如图 5-2 (b) 所示，可以约束电子的横向扩散，并使热电子回流到鞘层场中。在有效加速时间内，热电子回流使靶后电子层的密度和温度都增加了。鞘层加速电场因此被增强了，最终提高了加速离子的动能。热电子的反复回流也可能使鞘层场的分布更加均匀，减小 TNSA 质子的发散角。根据这样的理论，科学家使用孤立小球靶[64, 118, 185, 186]和小尺寸金属薄膜[44, 119, 187]等多种类型的小尺寸靶研究了靶尺寸对质子加速的影响。

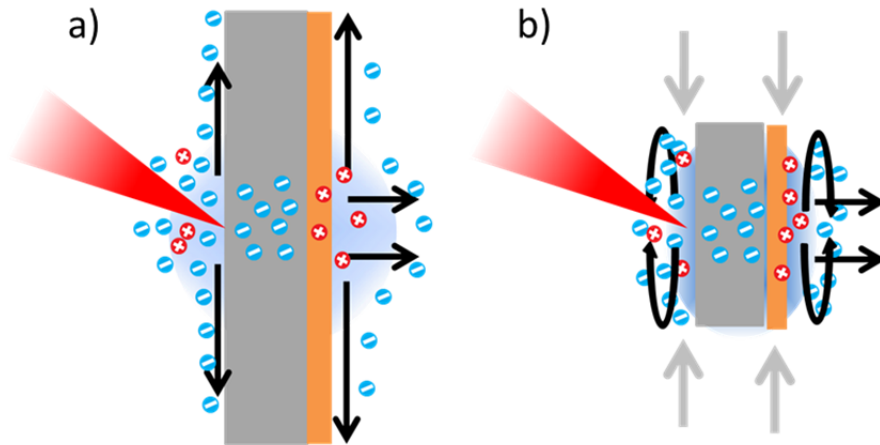


图 5-2 靶尺寸对质子加速的影响。

使用小尺寸平面靶的研究中, Buffechoux 等人在 100TW LULI 激光装置上进行的靶尺寸与质子加速的研究工作相当成功[44]。在最优靶尺寸 $65\mu\text{m} \times 65\mu\text{m}$ 的条件下, 可以获得相对于平面大靶接近 3 倍的质子能量增益, 对应的最大质子能量达到 14MeV, 如图 5-3 所示。实验中倍频了激光以获得干净的脉冲前沿, 抑制预等离子体的产生。然而, 在同样的激光装置上, 不使用倍频的普通平面金靶获得了超过 20MeV 的最大质子能量。因此, 对于小尺寸靶在质子能量方面的增益仍然需要更进一步的评估和研究。

虽然 PIC 数值模拟中, 横向尺寸接近激光焦斑直径的小尺寸靶能显著提高最大质子能量, 然而在目前所有的实验中, 将靶尺寸减小到激光焦斑尺寸并未能获得大幅度的质子能量提升。激光对比度导致的预等离子体被认为是主要原因。人们早已认识到, 对于普通的超薄靶, 如果预脉冲引起的冲击波足以电离靶后表面, 形成预等离子体, 那么最终靶后鞘层场的加速效果会被破坏, 导致最大质子能量降低[43, 83, 84, 87, 125, 169, 188]。超小尺寸靶面临着类似的问题。Sokollik 等人用流体动力学程序模拟了超小尺寸靶前预等离子体的演化, 指出在主脉冲来之前, 冷预等离子体就已经绕过靶边缘到达后表面[118]。因此, 激光对比度在小尺寸靶的离子加速中有着非常复杂的影响。

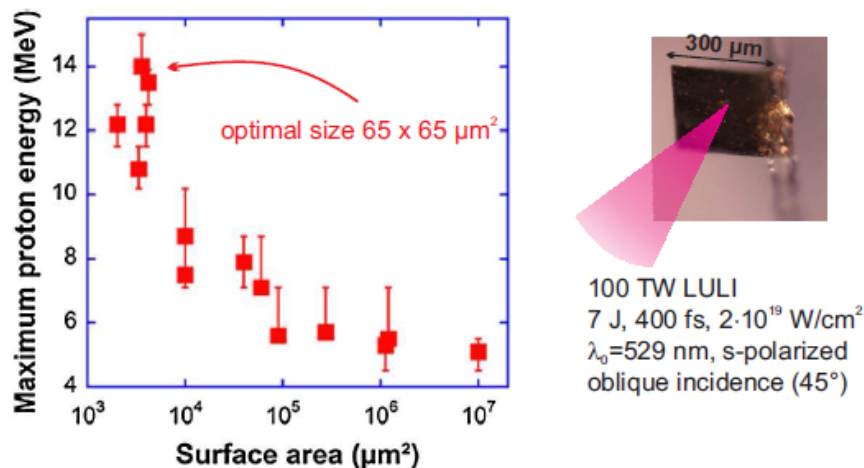


图 5-3 靶尺寸与最大质子能量的关系。

综合而言，对于小尺寸靶来说，激光对比度的提高，一方面意味着电子横向运输的减弱（也即使减弱了电子边界反射回流的效果），另一方面却也能抑制预等离子体对靶后鞘层场的影响。本章中，我们将比较不同对比度条件下小尺寸靶与平面靶加速得到的质子束，来研究激光预脉冲和靶横向尺寸对质子加速的复合影响。

5.3. 实验方法

5.3.1 靶

我们在本章实验中使用的小尺寸靶，是 $5\mu\text{m}$ 厚的镍靶，横向尺寸为 $500\mu\text{m}$ ，远大于激光脉宽 25fs ($7.5\mu\text{m}$)。我们准备了多种形状的小尺寸靶，有圆形、三角形、正方形、长方形等。对于小尺寸靶形状在质子加速中的作用，将在第六章中介绍。作为对照的平面靶，是 $5\mu\text{m}$ 厚的不锈钢靶，在第四章已经做了成份表征（表 4-1）。这些不锈钢靶的横向尺寸至少达到厘米量级。考虑到镍与铁的原子序数仅相差 1，而质子主要是从靶表面的碳氢污染物中加速，因此两种靶材料在质子加速上的差别可以被忽略。

小尺寸靶通过一根 $7\mu\text{m}$ 直径的碳丝独立支撑固定在靶轮上，通过光学成像的方法保证复位精度。5 维电动平台保证激光焦斑能精确定位在靶中心。图 5-4 显示了在光学显微镜下看到的小尺寸靶以及支持的碳丝。不锈钢靶则通过 $3 \times 4\text{cm}$ 的金属框架支撑。

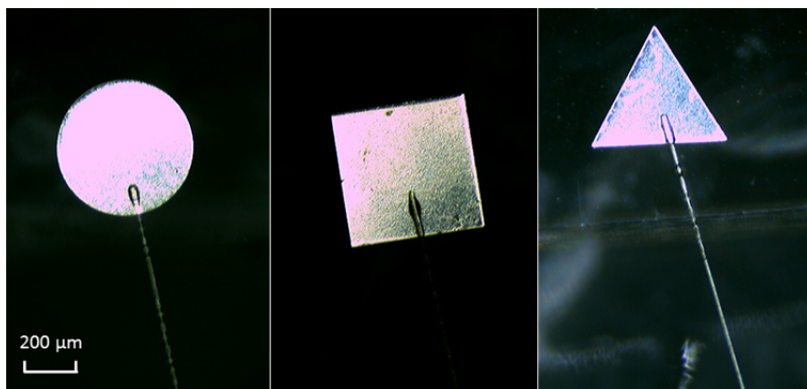


图 5-4 小尺寸靶放大图片。

5.3.2 激光和诊断

实验的基本布局与第三章相同。实验中使用的驱动激光脉宽为 25fs，压缩后激光能量固定为 1.5 ± 0.06 J，对应于 $1.0 \times 10^{20} \text{W}/\text{cm}^2$ 的峰值光强。部分发次使用了等离子体镜优化激光对比度，之后将未使用等离子体镜的激光条件称为低对比度激光，简称为 LC 条件；使用等离子体镜系统的情况称为 HC 条件。

质子的能谱空间分布分别由靶后法线方向的汤姆逊谱仪测量和 RCF 堆栈测量。汤姆逊谱仪使用的探测器主要为 EJ-264 闪烁体耦合 EMCCD；RCF 堆栈表面包裹了 $13\mu\text{m}$ 的铝膜以防止靶碎片的烧蚀和散射光。探测器的能量响应和数据处理方法详见第二章。

5.4. 实验结果与讨论

5.4.1 发散角

图 5-5 给出了靶横向尺寸和激光对比度对质子束发散角的影响。质子的发散角由每一层 RCF 上质子束拟合圆形边界得到。图中 S-Target 指小尺寸靶，F-Target 指大尺寸的平面不锈钢靶。可以看到，在所有激光对比度和靶的组合中，质子束的发散角随质子能量增加而减小，这与以前的文献报导是一致的[161]。在低对比度条件下，小尺寸靶质子的发散角在所有能量上都比不锈钢靶大约 10° 。当使用等离子体镜后，质子的发散角曲线有了两个显著的变化。首先，对于不锈钢大靶，高对比度条件下的质子发散角相对于低对比度减小了 1.3 – 1.6 倍；作为对比，高对比度条件下小尺寸靶仅在 1MeV 处发散角有所减小，高能处几乎与低对比度下的发散角相同。第二，对比度提升后，小尺寸靶质子的最大能量增加了，而不锈钢大靶的质子最大能量基本没有变化。这与之后我们将展示的汤姆逊谱仪的能谱结果是一致的。

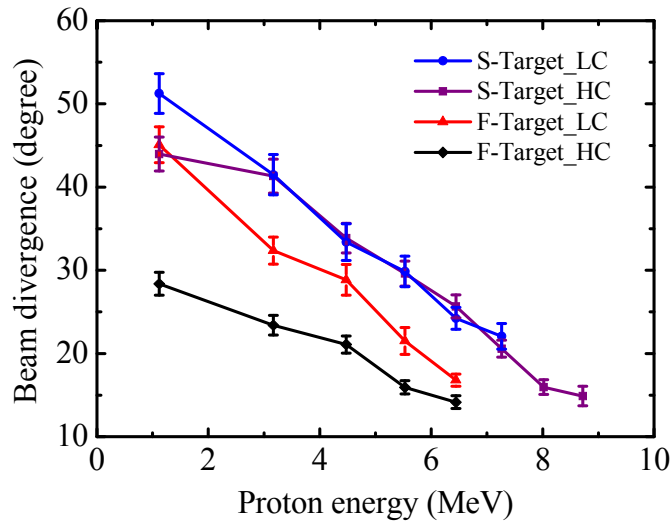


图 5-5 大靶和小靶在不同激光对比度条件下产生的质子束发散角与质子能量的依赖关系。紫色方块与蓝色点分别为高低对比度下小尺寸靶质子束的发散角；黑色菱形和红色三角分别为大靶质子束在高低对比度下的发散角。误差条来源于多发统计误差和对质子束半径拟合的误差。

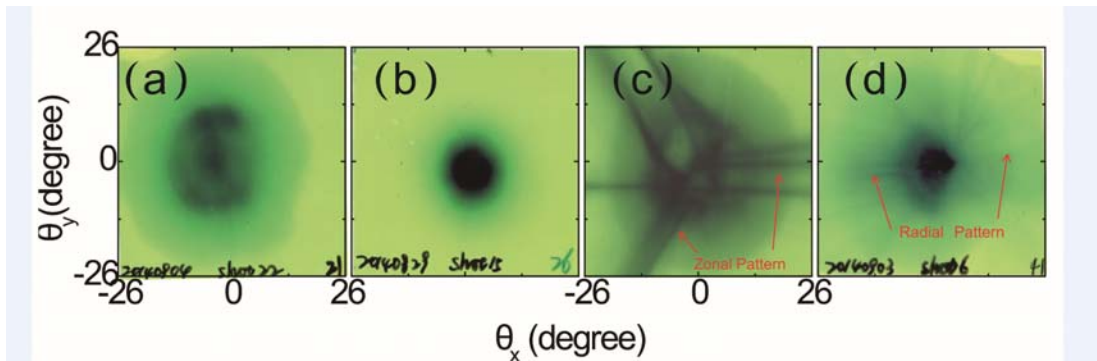


图 5-6 4 张典型的 RCF 原始图像，展示了能量为 1.1MeV 质子束的典型空间分布，分别来自 (b) 低对比度激光+大靶 (c) 高对比度激光+大靶 (d) 低对比度激光+小靶 (e) 高对比度激光+小靶。

图 5-6 (a) - (d) 分别展示了低对比度大靶、高对比度大靶、低对比度小靶以及高对比度小靶四种情况下，RCF 堆栈第一层的图像，即 1.1MeV 质子的空间强度分布。其中需要指出的是，图 5-6 (c) 中使用的靶是边长为 $500\mu\text{m}$ 的三角形靶，而 (d) 中是直径 $500\mu\text{m}$ 的圆盘靶。低对比度下图 5-6 (a) 和 (c) 的质子分布中央都存在环状结构，说明靶后表面可能有一定的形变；小尺寸靶 (c) 和 (d) 中都观测到了放射线状的结构 ((c) 中有三条明显的发射线，而 (d) 中有许多细小的发射线)。这些结构与小尺寸靶的边界垂直，因此被确认为来自靶边沿的鞘层场加速。这些线状结构将会在第六章中详细讨论。质子束空间分布中的

发射线证明激光等离子体相互作用时存在较强的电子横向输运过程。高对比度下不锈钢大靶的质子发散角明显小于其他三种情况，其中心分布也比较均匀，没有观察到环状或放射线状的精细结构。

5.4.2 质子能谱

图 5-7 给出了汤姆逊谱仪测量的质子能谱。激光参数与图 5-5 中对应的情况相同。可以看到，低对比度下大尺寸靶与小尺寸靶质子能谱中都出现了从 2MeV 到 6MeV 的平台结构。从第三章的分析，我们认为这是 CSA 机制和 TNSA 机制共同作用的结果。而当激光对比度提高后，不锈钢平面靶产生的质子能谱变成了指数衰减的形状，而小尺寸靶的能谱形状仍然为平台，并且平台横跨的范围反而增大了，从 2.6MeV 到 9.6MeV。与之前的报导一致，两种对比度条件下，小尺寸靶的最大质子能量都高于平面靶。值得一提的是对比度提高后，尽管靶面上的激光能量下降为低对比度下的 70%，小尺寸靶的最大质子能量提高了 33%，而不锈钢大靶的最大质子能量没有明显变化。

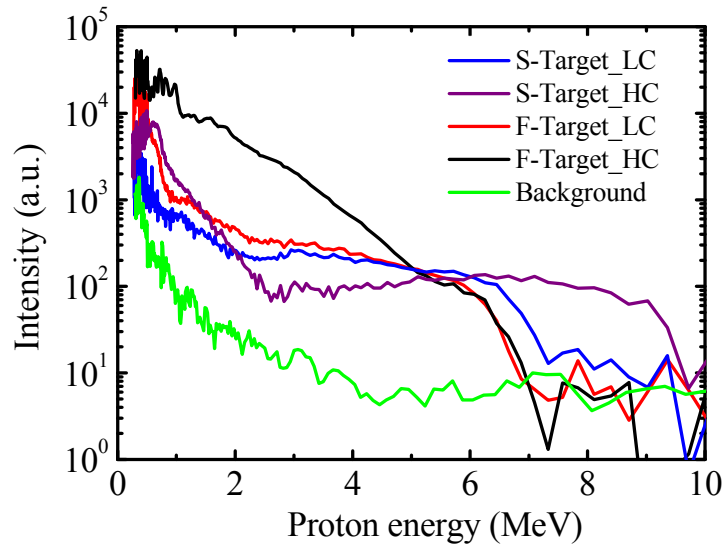


图 5-7 汤姆逊谱仪在靶后法线方向测得的质子能谱。紫线和蓝线分别为小尺寸靶在高低对比度激光条件下的质子能谱，黑线和红线分别为大靶在高低对比度条件下的质子能谱。所有能谱都已经扣除过背景。绿线为背景信号强度，采集于低对比度大靶质子（红线）谱线的旁边。

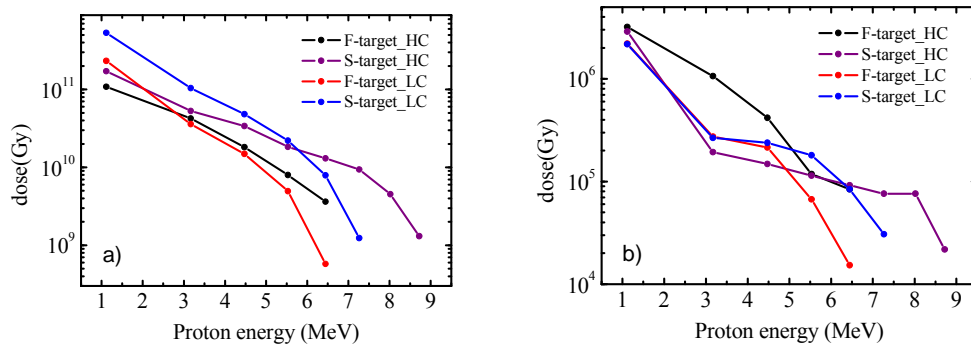


图 5-8 a) 从 RCF 堆栈中提取的全部质子能谱信息；b) 从 RCF 质子束中心 9 个像素点中提取出的质子能谱。RCF 堆栈对应的质子阻挡曲线通过 SRIM[158]程序计算得到。

考虑到汤姆逊谱仪仅仅采样了靶后质子束中的一小部分，而不同的发散角导致其采样能谱并不能全面反映质子束的全部信息，我们对每一层 RCF 上的辐射剂量积分，解出了整体的质子能谱。如图 5-8 (a) 所示，不同激光对比度、不同靶尺寸的积分质子能谱非常相似，呈现指数衰减的能谱形状。指数衰减的能谱形状说明在考虑整个发散角的质子时，TNSA 机制是其中占主导作用的加速机制。另外，低对比度下小尺寸靶的质子数目要高于同样激光条件下不锈钢大靶的质子数，这一特点与图 5-6 (a) 与 (c) 上的辐射剂量一致。由此说明小尺寸靶能够提高激光-质子的能量转换效率。类似的结果也曾经被报导过[79, 189]，但是在这些实验中，靶的横向尺寸可以达到 $100\mu\text{m}$ 以下，要远小于本文中的镍靶尺寸。为了与汤姆逊谱仪的质子能谱比较，我们选择 RCF 上质子束中心 9 个像素的辐射剂量求和，得到了中心取样能谱。可以看到，能谱的形状与汤姆逊谱仪的结果（图 5-7）基本一致。

5.5. 解析模型与数值模拟

5.5.1 ASE 与质子束发散角

综合考虑以上的实验结果，我们可以看到发散角与质子能谱形状之间存在内在的联系。当 RCF 堆栈上观测到质子束发散角较大时，汤姆逊谱仪测得的能谱中就有平台结构。相反的，准直质子束的能谱形状对应于指数衰减。我们认为激光的 ASE 平台 (10^{12} W/cm^2 , 2 ns) 是低对比度下质子束发散角较大的主要原因。首先，ASE 平台导致的预等离子体可以扩散到几十微米之外。预等离子体的尺度将决定主脉冲到来时电子的加热机制和向靶内的传输形式。最终质子束的空间分布会受到电子加热机制[173]和鞘层场包络形状[190, 191]的影响。第二，

高强度的 ASE 脉冲可以激发一个向靶内传播的冲击波，可导致靶后表面膨胀或变形[122, 128, 129]。图 5-6 (a) 和 (c) 中，质子束中心的环状结构说明在我们的实验中可能存在靶后表面变形。而在高对比度的情况下，前表面的等离子体密度分布陡峭，我们也预期靶后表面没有受到干扰。对于不锈钢大靶来说，尽管总的质子产额有所下降，但是准直的质子束意味着更高的质子通量。

为了定量评估激光 ASE 对靶后表面的影响，我们使用了 Lundh 提出的一维解析模型来计算后表面变形的程度[129]。当一束光强为 I_{ASE} 的激光聚焦的靶表面，被加热的前表面等离子体会迅速向真空膨胀。在这个过程中膨胀的等离子体向剩余部分靶施加了压强

$$P = \eta I_{ASE}^{2/3} \quad (5.1)$$

其中 P 的单位为 Pa, I_{ASE} 的单位为 W/m^2 。 η 是材料相关的因子，对于 800nm 激光来说，大部分材料 $\eta \sim 1$ 。由于这样的火箭效应，压强形成向靶内传播的冲击波。对于初始状态静止的材料，承受冲击之后的状态由质量守恒定律和动量守恒定律决定

$$P = \rho_0 v_s v_p \quad (5.2)$$

$$\rho_0 v_s = \rho (v_s - v_p) \quad (5.3)$$

其中 ρ_0 和 ρ 分别是靶的初始密度与压缩后的密度， v_s 和 v_p 分别为冲击波与粒子的速度。粒子速度 v_p 和冲击波速度 v_s 则满足如下的经验线性关系

$$v_s = c_0 + \alpha v_p \quad (5.4)$$

其中 c_0 为冷靶中的离子声速， α 为材料经验常数。表 5-1 给出了常见激光固体相互作用中靶材料的 c_0 和 α 的实验测量值[192]。

Element	Z	ρ_0 (g/cm ³)	c_0 ($\mu\text{m/ns}$)	α	P_m (GPa)	T_m (K)
Al	13	2.70	5.24	1.40	170	5700
Ti	22	4.53	4.91	1.02		
Fe	26	7.86	3.77	1.65	260	6100
Cu	29	8.93	3.94	1.49	270	5600
Pd	46	11.99	4.01	1.55	265	5800
Sn	50	7.26	2.59	1.49	49	1300
Au	79	19.30	3.08	1.56	280	
Mylar		0.92	2.76	1.59		

表 5-1 激光固体相互作用中几种常用靶材料的 Hugoniot 参数。

解方程 (5.5) - (5.6), 我们可以得到冲击波与粒子的速度

$$v_s = \frac{c_0}{2}(\sqrt{1+x} + 1) \quad (5.7)$$

$$v_p = \frac{c_0}{2\alpha}(\sqrt{1+x} - 1) \quad (5.8)$$

其中 $x = \frac{4\alpha}{\rho_0 c_0^2} P$ 。当冲击波穿过靶抵达后表面, 后表面等离子体以速度 v_{exp} 开始膨胀

$$v_{exp} \approx 2v_p = \frac{c_0}{\alpha}(\sqrt{1+x} - 1) \quad (5.9)$$

在低对比度情况下 ($I_{ASE} = 10^{12} \text{ W/cm}^2$), ASE 平台在铁靶中引起的冲击波速度为 $v_s = 5.5 \mu\text{m/ns}$, 而后表面的膨胀速度为 $2.16 \mu\text{m/ns}$ 。因此在 2ns 的 ASE 辐照下, 冲击波足以穿透 $5\mu\text{m}$ 厚的靶, 并且导致后表面等离子体的扩散到 $2.4 \mu\text{m}$ 的尺寸; 而在高对比度的情况下, $v_s = 3.89 \mu\text{m/ns}$, $v_{exp} = 0.14\mu\text{m/ns}$ 。在激光主峰到来之前, 靶后表面仅膨胀开 $0.1 \mu\text{m}$, 基本不会影响靶后质子加速。

5.5.2 预等离子体的流体动力学模拟

我们使用二维流体动力学程序 MULTI2D[193]分别对激光 ASE 平台辐照大靶和小尺寸靶表面时的等离子体状态演化进行了进一步的研究。对应于实验中 ASE 强度和脉宽的 800nm 激光从右侧入射在 $5\mu\text{m}$ 厚的靶面上, 2ns 后等离子体密度和温度的分布图如图 5-9 所示。模拟中使用了 $250\mu\text{m}$ 半径的靶来模拟实验中的小尺寸靶, 使用吸收边界来模拟大尺寸不锈钢靶。当 ASE 光强为 10^{12} W/cm^2 时靶后表面出现了严重的变形 (图 5-9 (a) 和 (c)), 等离子体被加热并迅速膨胀 (如图 5-9 (e) 和 (g))。这解释了低对比度下质子束的大发散角。而在模拟入射光强 10^{10} W/cm^2 (实验中高对比度 ASE 光强) 时, 两种尺寸靶的后表面都没有受到影响。流体模拟的结果与解析模型基本一致。比较图 5-9 中大尺寸靶和小尺寸靶的温度和密度分布图, 我们认为在同样的激光条件下, 实验中所使用的两种靶型在预等离子体分布上没有明显区别。需要指出的是, 根据图 5-9 (d) 的模拟结果, 在高对比度条件下预等离子体并不能绕过小尺寸靶的边缘到达后表面, 影响加速鞘层场的演化。

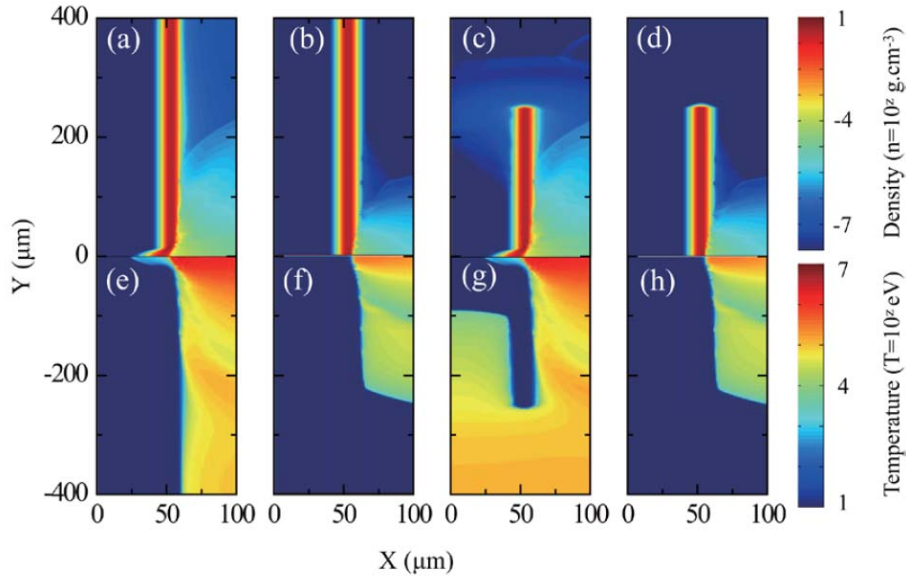


图 5-9 不同靶尺寸和激光对比度条件下靶前预等离子体的流体动力学 MULTI2D 模拟。时间为 ASE 平台到达靶面后 2ns，激光从右侧沿 x 轴入射，图中的密度和温度用对数坐标显示。其中 (a) (c) (e) 和 (g) 中激光平台光强为 $1.0 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ，对应实验中的低对比度激光 ASE；(b) (d) (f) 和 (h) 中光强为 $1.0 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ ，对应实验中的高对比度激光 ASE。图中 $y > 0$ 区域为靶密度分布， $y < 0$ 区域为温度分布。

但是目前的结果并不能解释为什么在不同对比度下，小尺寸靶的能谱形状和发散角大小没有显著区别。小尺寸靶质子束在对比度变化时的反应与大尺寸靶完全不同。图 5-6 (d) 质子空间分布中并没有观察到环状结构，而图 5-9 (b) 和 (d) 的流体模拟结果说明高对比度条件下冲击波导致的靶后表面变形和等离子体膨胀并不显著。流体模拟还对比了大尺寸靶和小尺寸靶前表面预等离子体的分布。可以说，实验中所使用的两种靶在超热电子产生和注入的过程中，不会有明显的区别。因此我们排除了不同靶尺寸下预等离子影响质子加速的可能性。

小尺寸靶的横向尺寸限制可能是高对比度下质子束发散角与能谱形状保持不变的候选原因。图 5-6 (c) 与 (d) 中存在的放射线结构说明激光与小尺寸靶相互作用时存在较强的电子横向输运和回流。回流的高能电子会增强加速鞘层场或延长加速时间。图 5-7 中，不同对比度下小尺寸靶质子的最大能量都大于大尺寸靶，这同样证明了实验中存在横向电子回流效应。在其他类似激光脉宽的实验报导中，测量到的质子源大小可以达到几百微米[189]。因此我们相信，在我们所使用的 $500\mu\text{m}$ 直径靶上，靶边界对加速鞘层场形状和最终获得质子束的空间和能谱分布同样存在不可忽视的影响。

5.5.3 PIC 模拟

为了研究实验中所用的靶尺寸对鞘层电场演化的影响，我们使用 K LAP-2D 程序[194]进行了二维 PIC 模拟。P 偏振（电场沿 y 轴方向）激光脉冲垂直从左侧入射等离子体。模拟盒子的大小为 $x \times y = 35 \lambda_0 \times 420 \lambda_0$ ，其中 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ 是真空中激光的波长。靶分布在 $y > 20 \lambda_0$ ，这 $20 \lambda_0$ 的真空间隔用于模拟靶的边沿。模拟使用了吸收边界。以正弦平方形状上升的激光脉冲的前沿持续 $8\tau_0$ ，之后在 $8\tau_0$ 内以正弦平方形式衰减为 0，其中 τ_0 为激光周期。激光的峰值强度为 $1.0 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ，焦斑分布为半高宽 $5\lambda_0$ 的高斯型分布。激光从模拟盒子左侧入射到 $y = 320 \lambda_0$ 。靶的初始密度为 $5n_c$ ，靶后表面设置了一层 $0.1 \lambda_0$ 厚度的氢作为质子源。

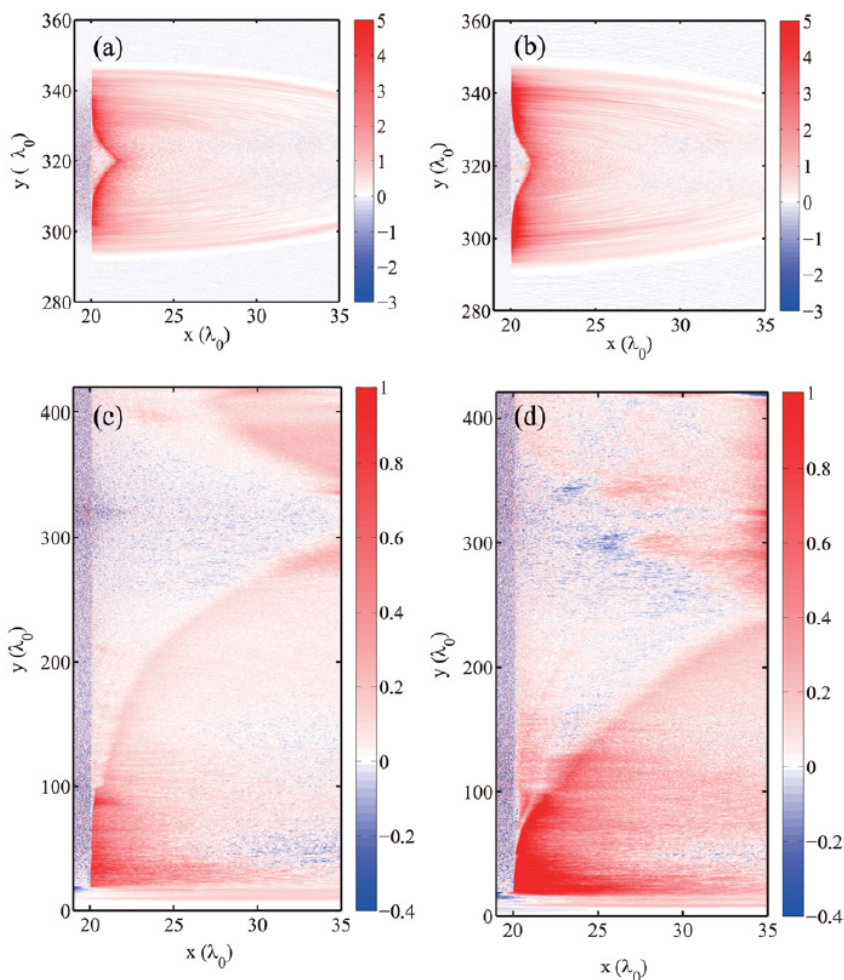


图 5-10 二维 PIC 程序 K LAP-2D 模拟的归一化靶后电场 E_x 的空间分布。(a) 与 (c) 分别为小尺寸预等离子体（高对比度激光）条件在 $t = 33\tau_0$ 和 $t = 318\tau_0$ 时刻的靶后电场分布；(b) 和 (d) 分别为大尺寸预等离子体（低对比度激光）条件下 $t = 33\tau_0$ 和 $t = 318\tau_0$ 时刻的靶后电场分布。激光沿 $y = 320\lambda_0$ 从左侧入射。

模拟中使用了两种不同的预等离子体分布来模拟实验中的高对比度和低对比度条件,图 5-10 展示了靶后电场分量 E_x 在 $t = 33\tau_0$ 和 $t = 318\tau_0$ 时刻的分布。图 5-10(a)和(c)中设置的预等离子体分布为 $3\lambda_0$ 厚度,最大密度为 $5n_c$, $0.5\lambda_0$ 标长的指数分布(模拟实验中的高对比度条件)。在模拟初期后表面的场分布是对称的。可以观测到由于电子横向输运导致的向正负 y 轴方向移动的电场。当 $t = 318\tau_0$ 时,电场的分布较为复杂,例如上下非对称性、靶边缘部分的场增强等,其中后者被认为是图 5-10(d)与(e)中放射线状结构的原因。图 5-10(b)和(d)中预等离子体的厚度为 $8\lambda_0$,密度标长为 $3\lambda_0$ 。(d)中观测到了类似的场移动现象和非对称性,说明靶后表面电子横向输运和回流同样对靶后场的演化有着重要的影响。因此,靶后质子加速场的调制以及靶边缘的电场增加并不是完全由激光对比度决定的。

在两种对比度条件下,小尺寸靶后鞘层场的形状都与无限大靶不同。同样,由电子横向输运和回流引起的场调制可能可以解释不同对比度下,小尺寸靶相似的质子能谱形状和发散角。注意到图 5-10(d)中靶边缘的电场要显著高于高对比度的情况(c),可能产生更强的靶边缘质子辐射。这与之前的报导,较大的预等离子体尺度会增强热电子在靶表面的横向扩散[181, 195],是一致的。由于有限的计算资源,我们不能使用更大的模拟盒子和更长的模拟时间来追踪质子束的分布,但是被调制的鞘层场形状和分布说明,即使靶的横向尺寸远大于激光脉宽,也会在质子加速过程中起到至关重要的影响。这将增进我们对于使用小尺寸靶质子加速的影响,对于发展优化和控制质子束品质的方法有一定意义。

5.6. 小结

本章主要研究了激光预脉冲和靶尺寸对质子加速的复合作用。质子束空间分布中的精细结构指出电子的横向输运随着激光对比度的提升有所减弱。但是与平面大靶相比,对比度提升没有对小尺寸靶产生的质子能谱形状和发散角产生显著的影响。二维 PIC 模拟证实即使在高对比度下,热电子的横向输运和回流仍然会显著改变靶后鞘层场的结构,改变质子加速的结果。在下一章中我们将进一步研究小尺寸靶产生质子束的空间分布,讨论电子横向输运在激光固体靶相互作用中的特征表现。

第六章 小尺寸靶的边沿辐射和靶杆辐射：

横向电子运输的特征

6.1. 引言

在上一章中,我们发现超热电子的横向运输在激光驱动离子加速中扮演着重要的角色。高强度脉冲激光与固体靶相互作用产生的相对论热电子在靶内的传输对于很多应用来说都有重要的影响。当超热电子从靶表面逃逸出时,形成的静态电荷分离场会加速靶后表面污染层中的质子到兆电子伏特量级(TNSA)。在这种机制下,产生的质子束斑通常是圆形的。超热电子同样可以沿着靶表面横向扩散,到达靶的边界。因此,在靶的边界处会形成增强的鞘层电场。基于这种机制,靶边沿处的质子会沿着局域鞘层场的方向被加速,形成特定的线状图案。另一方面,由于大量热电子逃逸出靶,靶整体呈正电性。由于接地效应,冷电子从靶杆流向靶以中和靶上的正电性。靶杆上的电流强度可以达到 100kA,持续数十个皮秒,并形成兆高斯量级的准静态环形强磁场。

2003年 Zepf 等人就观察到了方形靶加速质子束中的十字结构[196]。他们指出,这个十字结构依赖于靶的形状、横向尺寸和靶的安装角度。十字结构与方形靶的对称轴平行,并随着靶的旋转而旋转。随着靶尺寸的增大,十字图案的强度会下降至消失。他们判断这部分质子与高能质子并非同源,并给出了两种可能:1) 这部分质子来源于靶前,然后绕过了靶边沿到达靶后;2) 由于边界处的场增强效应,靶边界的鞘层场加速可能是十字结构的原因。2007年 Mckenna 等人利用汤姆逊谱仪观测到了质子能谱线的分裂现象和探测器原点附近的杂散点[197],并指出了这是来自 4mm 横向尺寸靶边界的质子。Mckenna 等人通过 PIC 模拟认为靶边界处电场足够强,可以电离形成等离子体并加速边界处的质子。

Yabuuchi 等人使用边长 3mm 的三角形铝靶时,注意到质子束中存在带状的结构(如图 6-1) [198]。这种带状结构的发射方向会随着靶支撑的方向而改变。这些带状结构被认为来自于靶边沿的鞘层场。通过 PIC 模拟,Yabuuchi 估计靶边沿处的电场强度可以达到 $1\text{MV}/\mu\text{m}$ 。

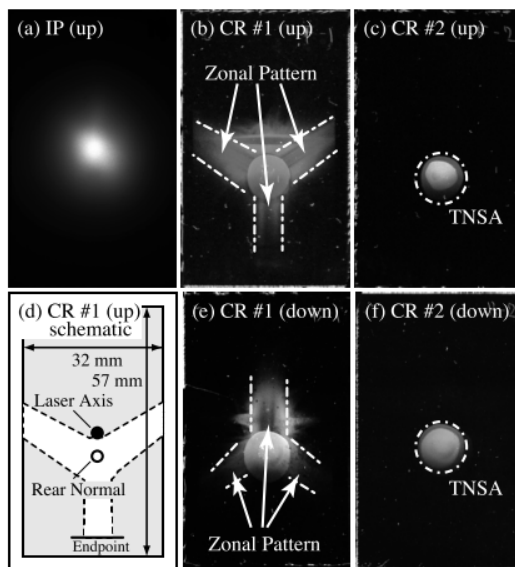


图 6-1 Yabuuchi 观察到小尺寸靶产生的质子束中存在带状结构[198]。

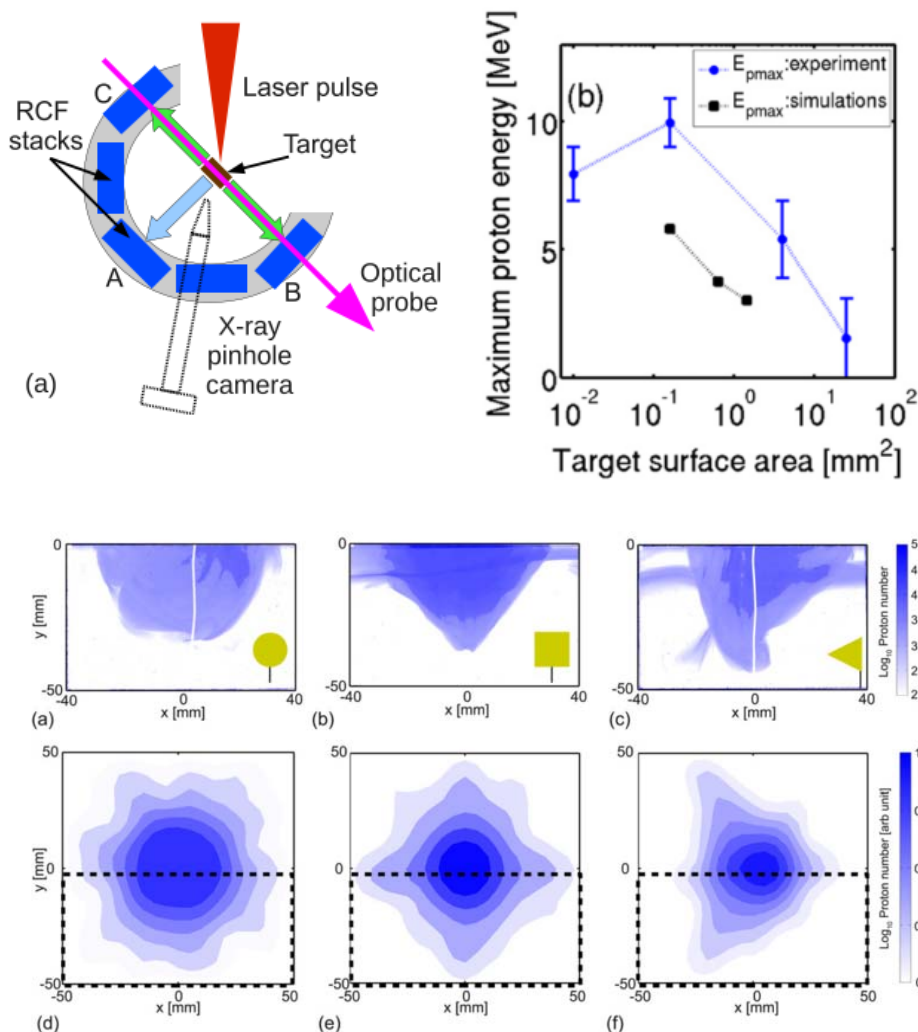


图 6-2 Tresca 的小尺寸靶质子加速实验。(a) 实验布局示意图 (b) 小尺寸靶产生的最大质子能量与靶尺寸的关系 (c) 靶形状与质子空间分布的关系[119]。

Tresca 等人研究了 $400\mu\text{m}$ 横向尺寸的小尺寸靶质子加速的特征[119]。图 6-2 (a) 为实验布局的示意图。图 6-2 (b) 展示了 RCF 堆栈收集的质子能谱。这部分质子被认为发射自靶边界。图 6-2 (c) 展示了 RCF 堆栈 A 收集到的质子空间分布 (仅下半部分)。图中的内置图案是靶形状和安装方式的示意图。可以看到质子分布的形状与小尺寸靶的形状密切相关。其中方形靶的质子束旋转了 90° ，而三角形靶的质子束与靶的形状是左右对称的。Tresca 认为超热电子横向输运后堆积在靶边沿，调制靶后鞘层场的空间分布，是这些质子束形状产生的主要原因。Tresca 指出加工不同形状的小尺寸靶，可以调制激光加速质子束的二维空间分布。

因此小尺寸靶质子束的空间分布，能够反映出超热电子横向运输的特点。本章将主要介绍在小尺寸靶质子束空间分布方面的实验结果。

6.2. 实验方法

实验中使用的激光能量为 0.5J 到 2.2J ，激光脉宽为 200fs 。激光入射角为 54° ，由 $f/4$ 离轴抛物面镜聚焦到靶面。焦斑直径为 $5.8\mu\text{m}$ (半高全宽)，包含了 35% 的激光能量。因此，靶面上的激光光强为 $3.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 到 $1.5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。实验中没有使用等离子体镜系统，因此 ASE 平台相对于激光主峰的对比度为 10^{-8} 。

实验中使用的小尺寸靶与第五章中相同，是横向尺寸小于 1mm ，厚度 $5\mu\text{m}$ 的镍靶，被制作作为圆形、方形或三角形的形状。图 6-3 给出了实验中一个 $300\mu\text{m}$ 边长的方形靶的正向与侧向阴影图。

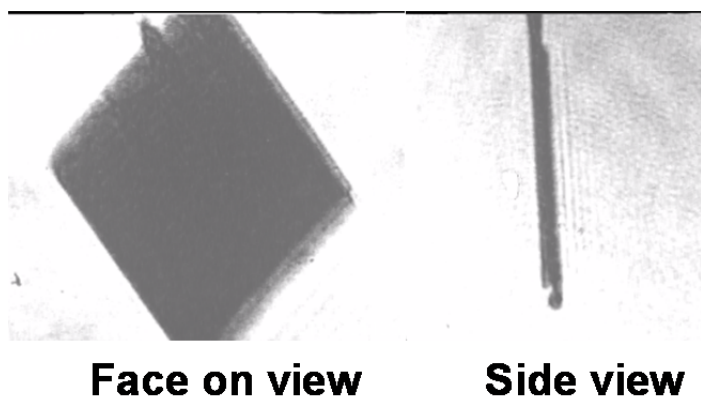


图 6-3 实验中菱形靶的正面、侧面阴影图。

对质子束的诊断包括 RCF 堆栈和汤姆逊谱仪，具体信息同 5.3 节。值得一提的是汤姆逊谱仪上选取了较小的针孔 (直径 $50\mu\text{m}$)，探测器选取了分辨能力较高的 IP 板，尽量提高空间分辨能力以区分来自不同源的质子能谱。

6.3. 结果分析与讨论

为了增强超热电子沿表面的横向运输,我们选择了低对比度的激光和较大的入射角度。图 6-4 展示了一个方形靶产生的质子束在第一层 RCF 上沉积图像的典型结果。在第一层 RCF (对应于质子能量 1.1MeV) 上,我们可以看到质子束由几个部分组成。首先,是基本呈现圆形分布的质子束。这部分显然是靶后 TNSA 机制产生的高能质子。其次,是从中心向边沿辐射的线状结构。这些线状结构的发射方向与靶的边界垂直,因此我们判定这部分质子来自于靶边界处的鞘层场加速。最后一部分是一条横向的线状分布,与小尺寸靶的支撑杆方向垂直,因此被认为是来自于靶杆表面的鞘层场加速。这两种线状发射的质子束,我们之后分别称为边沿辐射和靶杆辐射。

圆形分布的 TNSA 质子通常有较高的能量,可以穿透到达后几层 RCF。高能部分的质子基本仍然保持圆形分布,对应的发散角随质子能量增加而减小(见 5.4 节)。两种线状结构仅出现在第一层 RCF 上。与图 5-6 进行比较,可以发现高对比度条件下这些线状结构都明显减弱,靶杆辐射几乎消失,说明预脉冲会增强电子的横向运输。

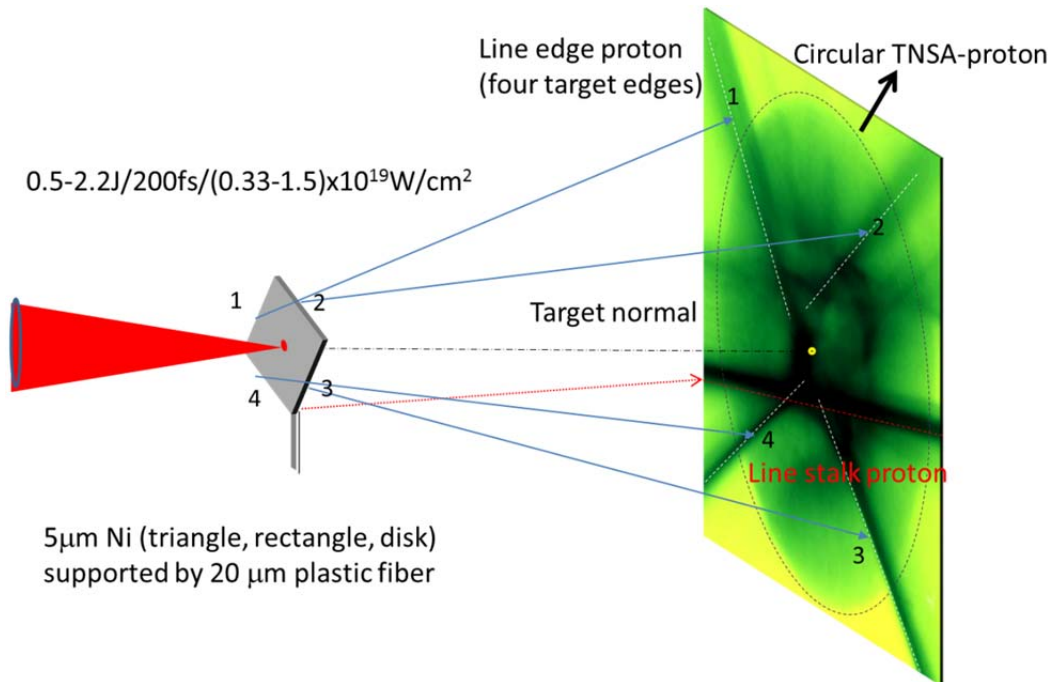


图 6-4 从菱形小尺寸靶上产生的质子束在第一层 RCF 上沉积的空间分布图。

6.3.1 边缘辐射

为了进一步明确我们对线状发射质子来源的判断,我们测量了不同形状、不同安装方式的小尺寸靶的质子束的空间分布。图 6-5 (a)、(c) 和 (d) 分别展示

了方形、三角形和圆形的小尺寸靶产生的质子束空间分布。内置的图片是从激光入射方向看起来，对应的靶的形状和安装方式的示意图。可以看到，这些线状结构与靶边界的方向是垂直的。与 Yabuuchi 等人的结果[198]相似，我们认为这些线状结构来自于靶的边界。与图 6-1 不同的是，我们实验中使用的小尺寸靶横向尺寸 ($500\mu\text{m}$) 要远小于 Yabuuchi 的靶 (4mm)，因此 RCF 上的边沿辐射在粗细和发射强度上也与他们观察到的带状结构有所不同。可以看到，实验中边沿辐射呈现线状，比 Yabuuchi 等人观测到的带状结构更细，辐射距离也更长，相对于中心的强度也更高。图 6-5 (b) 为方形靶 RCF 堆栈的第二层，对应的质子能量为 3.2MeV 。在上面只观测到了常见 TNSA 的圆形质子分布，没有看到边界辐射或靶杆辐射。这意味着这些线状辐射中的最大质子能量低于 3.2MeV 。

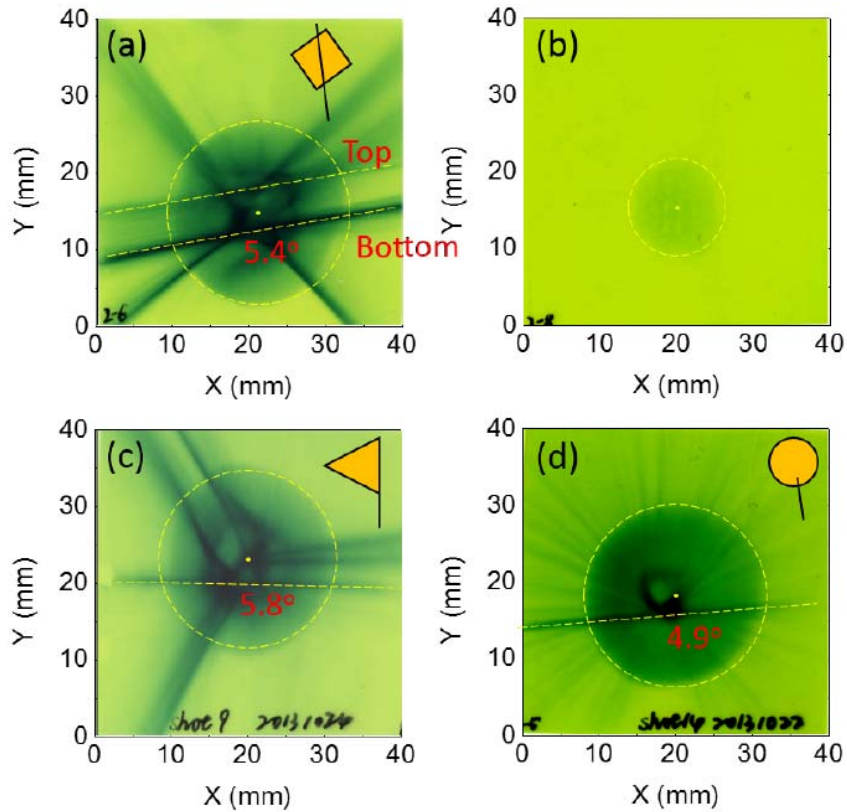


图 6-5 小尺寸靶的质子束空间分布 (a) 菱形靶，倾斜靶杆第一层 RCF (b) 菱形靶，倾斜靶杆第二层 RCF (c) 三角形靶，倾斜靶杆第一层 RCF (d) 圆形靶，倾斜靶杆第一层 RCF。图中的黄色虚线为对质子束边沿和靶杆辐射方向的拟合。红色的标注角度为水平线相对于束斑中心的偏离角度。内置图是从激光方向看小尺寸靶的形状和安装示意图。

由于边沿辐射在 RCF 堆栈中仅有一层结果，不能明确其最大质子能量和能谱分布，我们使用小针孔的汤姆逊谱仪对小尺寸靶的质子能谱进行了取样。实验中使用的靶如图 6-6 左侧内置图所示，是一个横向尺寸为 1mm 的三角形镍靶。

图 6-6 展示了其质子能谱的原始数据图。成像板上的三条抛物线是汤姆逊谱仪分别加载不同的电压，三发数据的结果。中间的抛物线为内置图小尺寸三角形靶的质子能谱结果。右侧内置图为对抛物线分裂微结构的放大图。

两条分裂的平行谱线之间的间距为 12 像素，而 IP 扫描中的分辨率为 $50 \mu\text{m}/\text{pixel}$ ，因此对应 $600 \mu\text{m}$ 的实际间距。汤姆逊谱仪的放大倍数为 1.87，因此两条平行谱线在靶后表面上的质子源间距为 $321 \mu\text{m}$ 。而实际 1mm 边长的三角形小尺寸靶，中心到边界的距离为 $333.3 \mu\text{m}$ ，与两条平行谱线的源间距吻合的非常好，因此可以认为，两条平行谱线分别是来自靶点和靶边界的质子束。

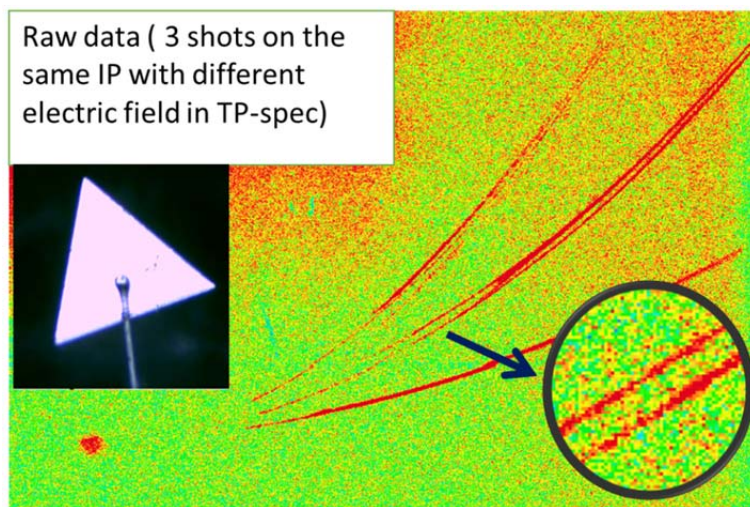


图 6-6 汤姆逊谱仪 IP 原始数据图。左侧内置图为使用的小尺寸靶图像，边长 1mm 的三角形镍靶。右侧内置图为对双线质子轨迹的放大。

由于两条谱线对应的质子源之间的空间距离 $d \ll l$ ， l 为谱仪针孔与靶的距离还是非常小，因此采样立体角带来的能谱修正可以忽略不计。对两条平行抛物线轨迹分别计算，可以得到各自的质子能谱分布，如图 6-7 所示。其中红线为上方轨迹的能谱，黑线为下方轨迹的能谱，蓝线为两者的合计能谱。上方轨迹对应的质子最大能量较高，达到了 4.2MeV ，而下方轨迹的最大质子能量仅 2.0MeV 。对比 RCF 的结果我们可以判断，上方轨迹来自于靶点，为靶后 TNSA 加速的质子束；下方轨迹来自于靶边界处的 TNSA，其质子最大能量没有达到第二层 RCF 的测量范围 (3.1MeV)。来自靶点的质子能谱中，存在明显的平台结构，而边沿辐射的质子能谱呈指数衰减分布。

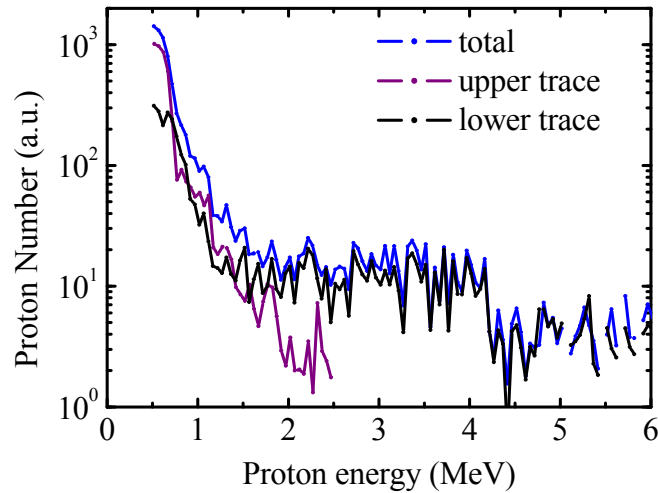


图 6-7 小尺寸靶的分裂质子能谱与整体质子能谱。黑线为图 6-6 中靠下侧的质子轨迹能谱，紫线为图 6-6 中靠上侧的质子轨迹能谱，蓝线为两条轨迹能谱统一计算得到。

6.3.2 靶杆辐射

图 6-7 中可以看到，不同形状小尺寸靶产生的质子束空间分布中，都存在一条水平线状结构。这是由于大量电子沿靶杆传输，使靶杆处电子密度增大，在靶杆表面形成了鞘层场。鞘层场在竖直方向基本平直，而在水平方向沿靶杆表面分布，因此加速的质子束在竖直方向发散角很小，在水平方向发散角较大，在 RCF 堆栈上呈现为水平的一条线状结构。线状结构的宽度受到鞘层场竖直方向的尺寸和发散角影响。从图 6-5 中线状结构的粗细可以推断，靶杆辐射发射源的竖直尺寸是非常小的。

为了证明这部分质子来源于靶杆，我们将靶杆倾斜了 10° ，靶的形状、安装方式和 RCF 结果为图 6-5 (a)。可以看到，图 6-5 (a) 中靶杆辐射线的角度同样倾斜了 10° ，仍然与靶杆的方向垂直。另外，可以观测到图 6-5 (a) 中主要存在两条靶杆辐射，分别位于 TNSA 辐射圆心的上方和下方（之后分别称为 TOP 和 BOTTOM）。在两条靶杆辐射中存在多条平行的线状结构。我们认为图 6-5 (a) 中，靶杆辐射结构与 (c) 和 (d) 显著不同的原因，是 (a) 中靶杆贯穿了整个靶，靶杆顶端超出了靶的上沿。

另外需要注意的是，图 6-5 (a) (c) (d) 中靶杆辐射都偏离了 TNSA 质子圆斑的中心。除了图 6-5 (a) 中的 TOP 以外，靶杆辐射的线状结构都位于 TNSA 圆心的下方。以图 6-5 (a) 为例，下方靶杆辐射偏离 TNSA 质子束中心的距离约为 3.6mm。考虑到激光焦斑与靶边界的距离 ($<300\mu\text{m}$) 远小于 RCF 上的偏离距离，说明靶杆辐射的方向与靶后法线方向存在偏折角度。通过测量 RCF 上

TNSA 圆心到靶杆辐射的实际距离，除以 RCF 堆栈到靶面的距离，可以得到靶杆辐射的偏折角大约在 3~7 度。图 6-5 中标出了每条靶杆辐射对应的偏折角度。

图 6-8 显示了靶杆辐射偏折角度与入射激光能量的关系。图中的误差来源于对靶后 TNSA 辐射圆心的选取和靶杆辐射的宽度。靶杆辐射偏折角度随激光能量增大而增加。靶杆附近的准静态磁场可能是靶杆辐射质子发生偏折的原因。当激光入射到固体靶前表面时，电子被加热到兆电子伏特能量。大部分超热电子会在靶边界被库仑场拉回，在靶内多次反射。少部分较高能的热电子可以挣脱背景离子的库仑场，逃逸到真空中，例如 TNSA 中的鞘层场电子。失去超热电子后，靶整体呈现正电性，电子就会从靶杆流向靶面，形成方向沿靶杆向下的电流。这种电流被称为回流电流 (return current)。回流电流的峰值可以达到 100kA~1MA 量级，持续时间在百皮秒量级，主要取决于靶-靶杆-地系统构成的 LC 回路的振荡周期。F.N.Beg 等人通过皮秒激光与细丝相互作用，观测到了这样的瞬态高电流。这样的回流电流甚至能电离相连的平行细丝上并形成等离子体[199]。

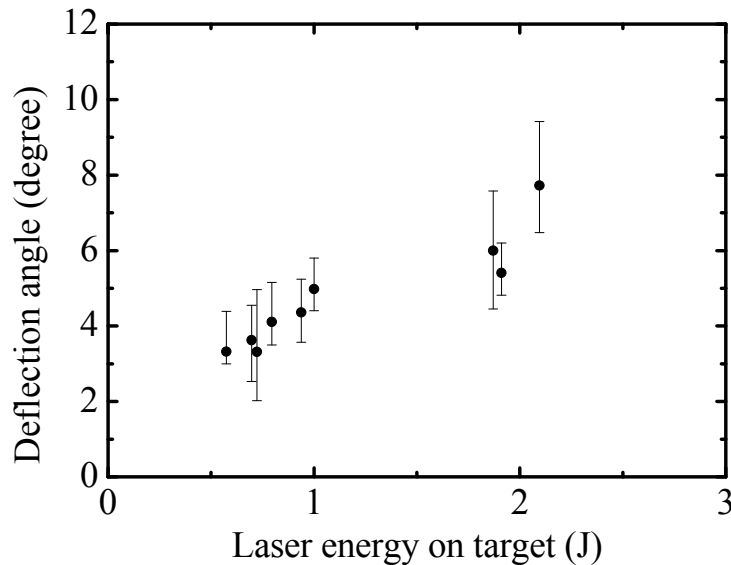


图 6-8 小尺寸靶靶杆辐射偏折角度与入射激光能量的关系。误差条来自于多发数据平均。

激光驱动电流回流形成强磁场在长脉冲激光中是比较常用的技术。Shinsuke Fujiok 通过纳秒激光与 U 形双层线圈靶相互作用，产生了 8.6MA 的电流回流，在 500 μm 直径的线圈中心获得了 1500T 的磁场[200]。在我们的实验中，电子回流同样会在靶杆周围激发一个环形磁场，在靶杆附近的数微米内（取决于德拜长度），磁场峰值场强可以达到 MT 量级，弛豫时间约在百皮秒量级，足以将从靶杆鞘层场中加速的 MeV 质子的方向偏折。激光的能量越高，逃逸出靶的超热电子数量越多，靶整体的正电性越强，回流越大，产生的偏折磁场也越强。这解释

了图 6-8 中偏折角度随激光能量增加而增大的现象。另外,靶的横向尺寸减小时,逃逸电子通过喷泉效应返回靶面的可能性也相应减小,同样能增大靶整体的正电性,增强靶杆处的偏折磁场。由于喷泉效应主要对应的区域在 100-300 μm 区域 [201], 实验中使用的 500 μm 量级的小尺寸靶并没有观测到相应的结果。

6.4.小结

本章主要研究了小尺寸靶的边沿辐射和靶杆辐射质子束。小尺寸靶超热电子的横向输运会激发靶边沿和靶杆上的鞘层场,形成线状质子发射结构。靶杆的质子辐射受到回流电流形成的磁场影响,偏离了靶后法线方向,偏折角度随激光光强增加而增大。这些精细结构反映了小尺寸靶中电子横向输运的特征和靶后磁场演化的信息。

第七章 总结和展望

7.1. 总结

通过高功率激光与物质相互作用获得的高能质子有着非常广泛的应用前景。这些应用对质子束的最大能量，能谱形状和空间分布都提出了具体的要求。而当前实验中获得的质子束，距离实际应用的要求，还有较大的距离。因此，更进一步地理解加速机制，优化获得的质子束品质，成为了目前激光质子加速实验的重要研究方向。

在搭建了上海交通大学 200TW 激光固体密度等离子体相互作用实验平台和等离子体镜系统后，作者主要以激光预脉冲度和靶尺寸为两个切入点，从纵向和横向分别对超短超强脉冲激光与固体靶相互作用产生高能质子束进行了实验研究，提出了对激光驱动质子束能谱和空间分布的调制方法。

激光预脉冲可以在靶前表面激发大尺度的预等离子体，从而在纵向方向上改变起主导作用的质子加速机制：低对比度飞秒强激光与固体靶相互作用产生的质子能谱中存在非常宽的平台结构。我们认为产生质子平台结构能谱的原因是冲击波加速和靶后鞘层法线加速复合作用的结果。在低对比度激光条件下，靶前低密度预等离子体中 CSA 加速的质子可以穿过靶抵达靶后，进入靶后的鞘层场后再次获得能量，同时能谱展宽。解析分析和二维 PIC 模拟都支持这一解释。

激光预脉冲会对电子的横向输运产生影响，因此小尺寸靶与平面靶在激光对比度改变时表现出了不一样的特性，得到的质子能谱和空间分布的变化趋势各不相同。流体动力学模拟和 PIC 数值模拟指出不同对比度下，超热电子的横向回流会改变靶后鞘层场的分布，影响最终加速的质子能谱和空间分布。小尺寸靶的质子束中观察到了线状结构，被认为是电子横向输运的特征，并且在低对比度激光条件下被强化。其中一部分穿过质子束中心并与靶边缘垂直的发射线状结构被认为是超热电子横向输运到达靶边界，堆积形成的边界鞘层场加速得到的质子；一条水平并低于质子束中心的直线结构被认为是来自小尺寸靶的支撑杆。来自靶杆的质子辐射受到靶后磁场的影响，偏离了靶后 TNSA 的质子中心，且其偏折角度随激光光强增加而增大。

7.2. 展望

准单能质子能谱：量子点靶

在第五章中，我们研究了靶尺寸对于质子能谱形状的影响。使用特殊构型的靶，调制能谱形状，是下一步实验的研究方向。本节简要介绍通过使用量子点靶，获得了稳定的准单能质子束的初步实验结果。

量子点 (quantum dot)，是指三维尺寸都达到纳米量级的准零维材料。电子在量子点内各个维度的运动都受到限制，必须考虑量子效应。因此，量子点具有很多独特的性质，例如荧光发射、局域场增强效应等。

量子点靶 (quantum dot target, QPT)，是指在表面悬涂一层超薄的量子点光刻胶溶液的平面金属靶。我们选择了直径为 6nm 的 ZnSe/Cd 量子点，其吸收光谱在 400-500nm 达到最强。因此在辐照 800nm 激光时，由于双光子吸收效应，也存在局域场增强效应。合适强度的预脉冲可能激发靶表面的量子点，增强局部的电离效果，改变预等离子体分布。考虑到悬涂的平整性要求，量子点溶液的基底是 5 μm 的不锈钢靶。

图 7-1 中给出了高对比度激光与量子点靶相互作用得到的准单能质子能谱和原始图像。质子在 2.4MeV 处达到其最大能量，单能峰半高宽为 1.3MeV。图 7-2 给出了几组参照靶获得的质子能谱。其中红色圆点表示低对比度激光辐照下量子点靶产生的质子能谱；黑色圆点表示高对比度下，无量子点涂层的 5 μm 不锈钢产生的质子能谱；蓝色圆点表示高对比度下，量子点涂层位于靶后产生的质子能谱。三组参考靶都没有产生类似 3.1 中的准单能结构。说明 1.靶前量子点是单能质子谱的关键产生原因；2.过强的激光预脉冲可能破坏靶前量子点的结构。

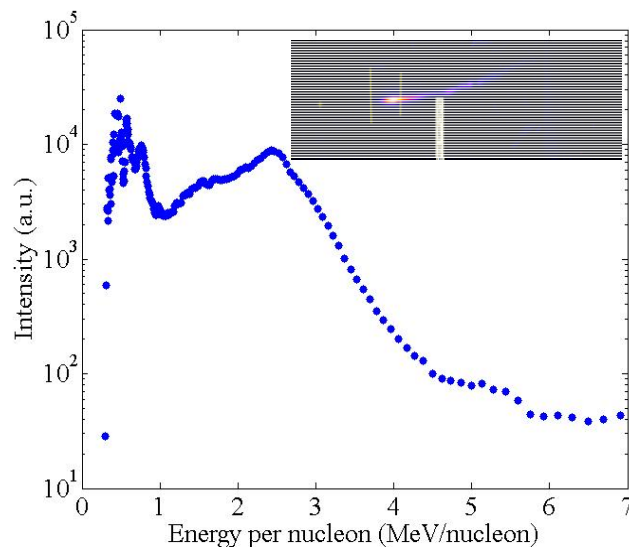


图 7-1 量子点靶产生的质子准单能能谱。内置图为质子在汤姆逊谱仪 IP 上的原始轨迹。

量子点靶产生准单能质子的具体物理机制还需要进一步深入研究,激光参数和靶参数也需要更多的实验来筛选和优化。我们认为这是一种相当有前景的获得准单能质子束的方法。

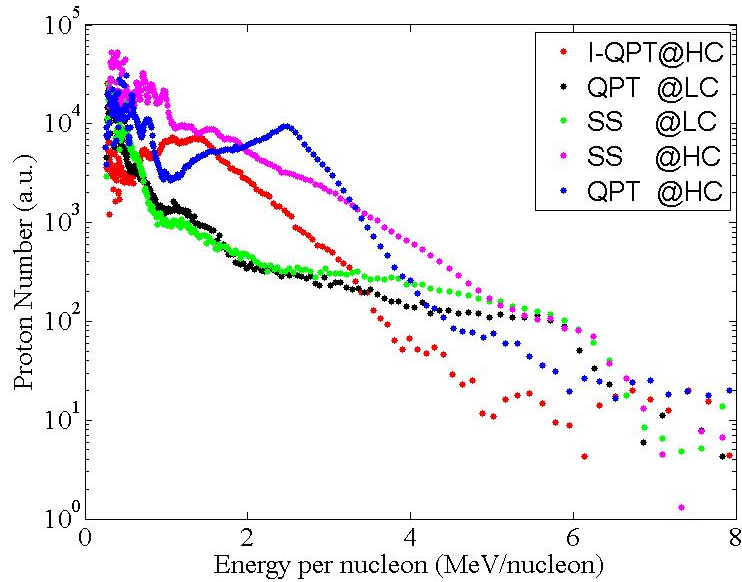


图 7-2 量子点靶与普通靶不同激光对比度条件下的能谱比较。蓝色为高对比度激光条件下,量子点靶的质子能谱;红色为高对比度条件下反向量子点靶的质子能谱;粉色为高对比度条件下普通靶的质子能谱;黑色为低对比度激光条件下量子点靶的能谱;绿色为低对比度下普通靶的质子能谱。

质子束品质的测量：多针孔阵列宽角质子谱仪

在第 3-6 章的实验中,用于测量质子能谱的汤姆逊谱仪是最重要的离子诊断设备。然而汤姆逊谱仪有其局限性,由于入口针孔对应的空间立体角非常小(对于本文中的实验 $\sim 10^{-6}\text{Sr}$),谱仪实际只采样了质子束中心的一小部分,不能反应质子能谱在空间上的变化趋势。而使用 RCF 堆栈时,虽然能获得特定几个能量下的质子空间分布,但是对于 MeV 量级的质子来说,获得的能谱点过于离散,不能反映出能谱中存在的精细结构。

使用针孔阵列的宽角质子能谱仪,可以一次获得质子的能谱、空间强度分布、发射度和相空间分布等信息。谱仪的结构示意如图 7-3 所示[202]。针孔阵列旋转一个小角度($\sim 10^\circ$)后可以避免质子能谱的重叠,从而允许更小的针孔间距和更高的空间分辨能力。使用 IP 作为探测器,并在 IP 前覆盖了一层 $13\mu\text{m}$ 厚的铝膜以阻挡杂散光的干扰和截止重离子,但是也将探测质子的最低能量限制到了 1MeV。我们测量了谱仪偏转磁场的三维空间分布,并用 matlab 积分计算了探测器平面内,不同能量质子的分布,如图 7-3 所示。其中 θ_r 是针孔阵列相对水平方

向旋转的角度。

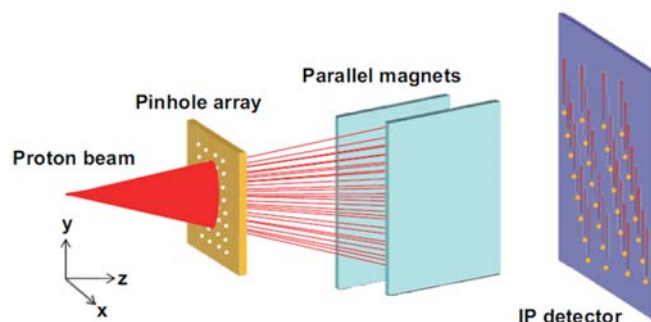


图 7-3 多针孔角分辨的质子谱仪结构示意图和计算得到的探测器平面上质子偏转轨迹[202]。

基于宽角离子谱仪的测试性实验已经运行，图 7-4 给出了成像板上的原始图像，求解每一条谱线的能谱，并通过二维线性拟合填充针孔没有采样到的区域内的能谱分布，就可以得到高能量分辨率的二维质子能谱分布。相对于传统的 RCF 堆栈，宽角离子谱仪在质子能谱的分辨率(尤其是低能区域)上有着显著的优势。

此外，二维角分辨谱仪使用了针孔阵列，因此可以使用胡椒瓶盖方法(pepper pot)，计算不同能量质子在相空间的一维分布，获得质子束发散度的信息。详细的数据分析和处理正在进行中。

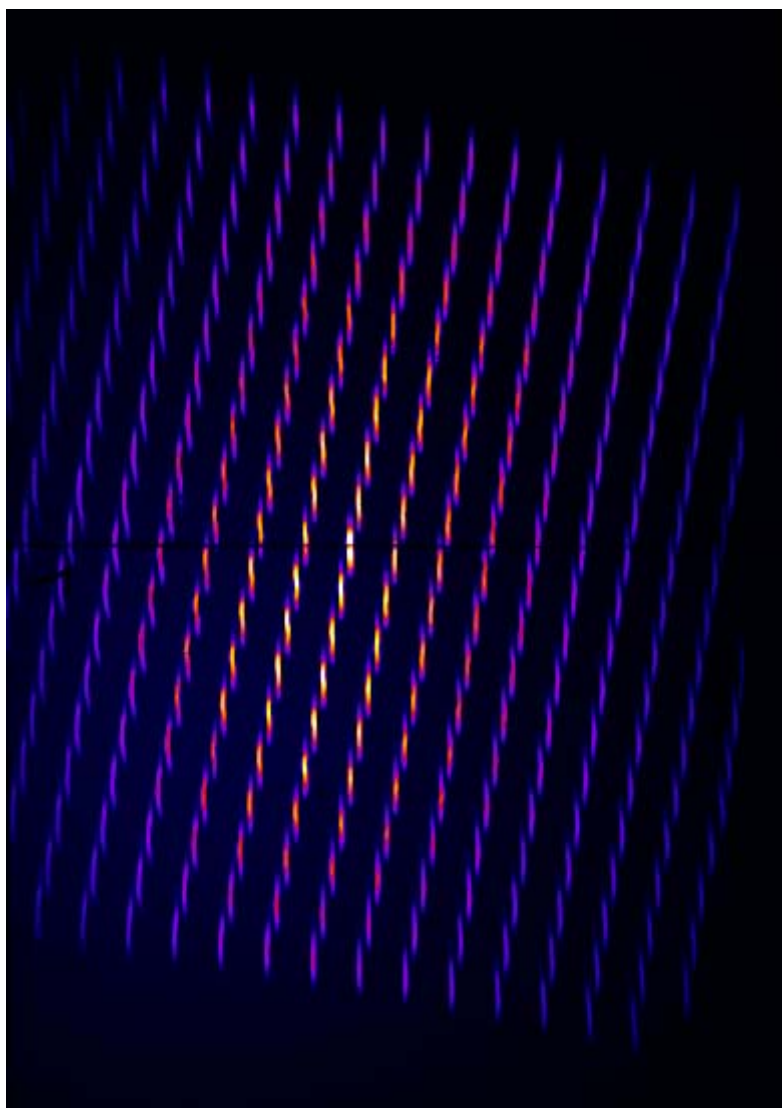


图 7-4 实验中得到的原始数据。

参考文献

- [1] T. H. MAIMAN. Stimulated Optical Radiation in Ruby [J]. nature, 1960, **187(2)**, 493.
- [2] F. J. MCCLUNG, R. W. HELLWARTH. Giant Optical Pulsations from Ruby [J]. Applied Optics, 1962, **1(S1)**, 103-5.
- [3] L. E. HARGROVE, R. L. FORK, M. A. POLLACK. LOCKING OF He-Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION [J]. Applied Physics Letters, 1964, **5(1)**, 4-5.
- [4] M. D. JR. Small - Signal Analysis of Internal (Coupling - Type) Modulation of Lasers [J]. Journal of Applied Physics, 1964, **35(10)**, 2870-6.
- [5] D. STRICKLAND, G. MOUROU. Compression of amplified chirped optical pulses [J]. Optics Communications, 1985, **55(6)**, 447-9.
- [6] P. MAINE, D. STRICKLAND, P. BADO, et al. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, **24(2)**, 398-403.
- [7] M. PESSOT, P. MAINE, G. MOUROU. 1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification [J]. Optics Communications, 1987, **62(6)**, 419-21.
- [8] E. J. WOODBURY, W. K. NG. Ruby laser operation in near IR [J]. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, 1962, **50(11)**,
- [9] R. Y. CHIAO, E. GARMIRE, C. H. TOWNES. Self-Trapping of Optical Beams [J]. Physical review letters, 1964, **13(15)**, 479-82.
- [10] A. MACCHI. An introduction to ultraintense laser-plasma interactions [J].
- [11] M. TAMBURINI, F. PEGORARO, A. D. PIAZZA, et al. Radiation reaction effects on radiation pressure acceleration [J]. New Journal of Physics, 2010, **12(12)**, 123005.
- [12] J. SCHWINGER. On Gauge Invariance and Vacuum Polarization [J]. Physical Review, 1951, **82(5)**, 664-79.
- [13] G. A. MOUROU, N. J. FISCH, V. M. MALKIN, et al. Exawatt-Zettawatt pulse generation and applications [J]. Optics Communications, 2012, **285(5)**, 720-4.
- [14] M. N. QUINN. Mark N. Quinn Investigations of Fast Electron Transport in Intense Laser-Solid Interactions p13 [D]; UNIVERSITY OF STRATHCLYDE,

2011.

[15]S. ATZENI, J. MEYER-TER-VEHN. The Physics of Inertial Fusion: Beam-Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter [M]. Press on Demand. Oxford University. 2004.

[16]S. C. WILKS, A. B. LANGDON, T. E. COWAN, et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions [J]. Physics of Plasmas, 2001, **8(2)**, 542-9.

[17]S. P. D. MANGLES, C. D. MURPHY, Z. NAJMUDIN, et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions [J]. Nature, 2004, **431(7008)**, 535-8.

[18]C. G. R. GEDDES, C. TOTH, J. VAN TILBORG, et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding [J]. Nature, 2004, **431(7008)**, 538-41.

[19]J. FAURE, Y. GLINEC, A. PUKHOV, et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams [J]. Nature, 2004, **431(7008)**, 541-4.

[20]D. K. HLKE, U. HERPERS, D. V. D. LINDE. Soft x - ray emission from subpicosecond laser - produced plasmas [J]. Applied Physics Letters, 1987, **50(25)**, 1785-7.

[21]M. HENTSCHEL, R. KIENBERGER, C. SPIELMANN, et al. Attosecond metrology [J]. Nature, 2001, **414(6863)**, 509-13.

[22]C. SPIELMANN, N. H. BURNETT, S. SARTANIA, et al. Generation of Coherent X-rays in the Water Window Using 5-Femtosecond Laser Pulses [J]. Science, 1997, **278(5338)**, 4.

[23]Z.-M. SHENG, K. MIMA, J. ZHANG, et al. Emission of Electromagnetic Pulses from Laser Wakefields through Linear Mode Conversion [J]. Physical review letters, 2005, **94(9)**, 095003.

[24]L. TONKS, I. LANGMUIR. Oscillations in Ionized Gases [J]. Physical Review, 1929, **33(2)**, 195-210.

[25]F. F. CHEN. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion [M]. New York: Plenum Press, 1984.

[26]L. V. KELDYSH. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave [J]. Sov Phys JETP, 1965, **20(5)**, 8.

[27]K. BURNETT, V. C. REED, P. L. KNIGHT. Atoms in ultra-intense laser fields [J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1993, **26(4)**, 561.

[28]R. R. FREEMAN, P. H. BUCKSBAUM. Investigations of above-threshold

- ionization using subpicosecond laser pulses [J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1991, **24(2)**, 325.
- [29]M. V. AMMOSOV, N. B. DELONE, V. KRAINOV. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electric field [J]. Sov Phys JETP, 1986, **64(6)**,
- [30]D. W. FORSLUND, J. M. KINDEL, K. LEE. Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity [J]. Physical review letters, 1977, **39(5)**, 284-8.
- [31]K. ESTABROOK, W. L. KRUEER. Properties of Resonantly Heated Electron Distributions [J]. Physical review letters, 1978, **40(1)**, 42-5.
- [32]F. BRUNEL. Not-so-resonant, resonant absorption [J]. Physical review letters, 1987, **59(1)**, 52-5.
- [33]P. GIBBON. Efficient production of fast electrons from femtosecond laser interaction with solid targets [J]. Physical review letters, 1994, **73(5)**, 664-7.
- [34]G. MALKA, J. L. MIQUEL. Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target [J]. Physical review letters, 1996, **77(1)**, 75-8.
- [35]W. L. KRUEER, K. ESTABROOK. $J \times B$ heating by very intense laser light [J]. The Physics of Fluids, 1985, **28(1)**, 430-2.
- [36]S. C. WILKS, W. L. KRUEER. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, **33(11)**, 1954-68.
- [37]H. ALFV N. On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space [J]. Physical Review, 1939, **55(5)**, 425-9.
- [38]J. D. LAWSON. On the classification of electron streams [J]. Journal of Nuclear Energy Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research, 1959, **1(1)**, 31.
- [39]A. R. BELL, J. R. DAVIES, S. GUERIN, et al. Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser - solid experiments [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 1997, **39(5)**, 653.
- [40]D. A. HAMMER, N. ROSTOKER. Propagation of High Current Relativistic Electron Beams [J]. The Physics of Fluids, 1970, **13(7)**, 1831-50.
- [41]J. R. DAVIES, J. S. GREEN, P. A. NORREYS. Electron beam hollowing in laser–solid interactions [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2006, **48(8)**, 1181.
- [42]M. G. HAINES. A review of the dense Z -pinch [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2011, **53(9)**, 093001.

- [43] A. J. MACKINNON, Y. SENTOKU, P. K. PATEL, 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.
- [44] S. BUFFECHOUX, J. PSIKAL, M. NAKATSUTSUMI, et al. Hot Electrons Transverse Refluxing in Ultraintense Laser-Solid Interactions [J]. *Physical review letters*, 2010, **105(1)**, 015005.
- [45] A. MAKSIMCHUK, S. GU, K. FLIPPO, et al. Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser [J]. *Physical review letters*, 2000, **84(18)**, 4108-11.
- [46] E. L. CLARK, K. KRUSHELNICK, J. R. DAVIES, et al. Measurements of Energetic Proton Transport through Magnetized Plasma from Intense Laser Interactions with Solids [J]. *Physical review letters*, 2000, **84(4)**, 670-3.
- [47] R. A. SNAVELY, M. H. KEY, S. P. HATCHETT, et al. Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids [J]. *Physical review letters*, 2000, **85(14)**, 2945-8.
- [48] V. Y. BYCHENKOV, W. ROZMUS, A. MAKSIMCHUK, et al. Fast ignitor concept with light ions [J]. *Plasma Physics Reports*, 2001, **27(12)**, 1017-20.
- [49] M. TEMPORAL, J. J. HONRUBIA, S. ATZENI. Numerical study of fast ignition of ablatively imploded deuterium-tritium fusion capsules by ultra-intense proton beams [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, **9(7)**, 3098-107.
- [50] M. ROTH, T. E. COWAN, M. H. KEY, et al. Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams [J]. *Physical review letters*, 2001, **86(3)**, 436-9.
- [51] S. V. BULANOV, T. Z. ESIRKEPOV, V. S. KHOROSHKOV, et al. Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators [J]. *Physics Letters A*, 2002, **299(2-3)**, 240-7.
- [52] V. MALKA, S. FRITZLER, E. LEFEBVRE, et al. Practicability of protontherapy using compact laser systems [J]. *Medical physics*, 2004, **31(6)**, 1587-92.
- [53] E. FOURKAL, B. SHAHINE, M. DING, et al. Particle in cell simulation of laser - accelerated proton beams for radiation therapy [J]. *Medical physics*, 2002, **29(12)**, 2788-98.
- [54] M. BORGHESI, D. H. CAMPBELL, A. SCHIAVI, et al. Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, **9(5)**, 2214-20.
- [55] L. ROMAGNANI, J. FUCHS, M. BORGHESI, et al. Dynamics of electric fields driving the laser acceleration of multi-MeV protons [J]. *Physical review letters*, 2005,

95(19), 195001.

[56]M. SANTALA, M. ZEPF, F. BEG, et al. Production of radioactive nuclides by energetic protons generated from intense laser-plasma interactions [J]. Applied Physics Letters, 2001, **78(1)**, 19-21.

[57]S. FRITZLER, V. MALKA, G. GRILLON, et al. Proton beams generated with high-intensity lasers: Applications to medical isotope production [J]. Applied Physics Letters, 2003, **83(15)**, 3039-41.

[58]A. PUKHOV. Three-Dimensional Simulations of Ion Acceleration from a Foil Irradiated by a Short-Pulse Laser [J]. Physical review letters, 2001, **86(16)**, 3562-5.

[59]P. MORA. Plasma Expansion into a Vacuum [J]. Physical review letters, 2003, **90(18)**, 185002.

[60]P. MORA. Thin-foil expansion into a vacuum [J]. Physical Review E, 2005, **72(5)**, 056401.

[61]J. SCHREIBER, F. BELL, F. GRNER, et al. Analytical Model for Ion Acceleration by High-Intensity Laser Pulses [J]. Physical review letters, 2006, **97(4)**, 045005.

[62]L. O. SILVA, M. MARTI, J. R. DAVIES, et al. Proton Shock Acceleration in Laser-Plasma Interactions [J]. Physical review letters, 2004, **92(1)**, 015002.

[63]A. MACCHI, F. CATTANI, T. V. LISEYKINA, et al. Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas [J]. Physical review letters, 2005, **94(16)**, 165003.

[64]A. HENIG, D. KIEFER, M. GEISLER, et al. Laser-driven shock acceleration of ion beams from spherical mass-limited targets [J]. Physical review letters, 2009, **102(9)**, 095002.

[65]T. ESIRKEPOV, M. BORGHESI, S. V. BULANOV, et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime [J]. Physical review letters, 2004, **92(17)**, 175003.

[66]S. BULANOV, T. Z. ESIRKEPOV, J. KOGA, et al. Interaction of electromagnetic waves with plasma in the radiation-dominated regime [J]. Plasma Physics Reports, 2004, **30(3)**, 196-213.

[67]K. NISHIHARA, H. AMITANI, M. MURAKAMI, et al. High energy ions generated by laser driven Coulomb explosion of cluster [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2001, **464(1)**, 98-102.

[68]V. Y. BYCHENKOV, V. KOVALEV. Coulomb explosion in a cluster plasma [J].

- Plasma Physics Reports, 2005, **31(2)**, 178-83.
- [69] V. KOVALEV, V. Y. BYCHENKOV, K. MIMA. Quasimonoenergetic ion bunches from exploding microstructured targets [J]. Physics of Plasmas, 2007, **14(10)**, 103110.
- [70] H. DAIDO, M. NISHIUCHI, A. S. PIROZHKOVA. Review of laser-driven ion sources and their applications [J]. Reports on Progress in Physics, 2012, **75(5)**, 056401.
- [71] S. P. HATCHETT, C. G. BROWN, T. E. COWAN, 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)**, 2076-82.
- [72] F. WAGNER, O. DEPPERT, C. BRABETZ, et al. Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH_2 Targets [J]. Physical review letters, 2016, **116(20)**, 205002.
- [73] G. MALKA, J. FUCHS, F. AMIRANOFF, et al. Suprathermal electron generation and channel formation by an ultrarelativistic laser pulse in an underdense preformed plasma [J]. Physical review letters, 1997, **79(11)**, 2053.
- [74] A. FEWS, P. NORREYS, F. BEG, et al. Plasma ion emission from high intensity picosecond laser pulse interactions with solid targets [J]. Physical review letters, 1994, **73(13)**, 1801.
- [75] M. KEY, M. CABLE, T. COWAN, et al. Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research [J]. Physics of Plasmas, 1998, **5(5)**, 1966-72.
- [76] K. WHARTON, S. HATCHETT, S. WILKS, et al. Experimental measurements of hot electrons generated by ultraintense ($> 10^{19}$ W/cm²) laser-plasma interactions on solid-density targets [J]. Physical review letters, 1998, **81(4)**, 822.
- [77] F. AMIRANOFF. Fast electron production in ultra-short high-intensity laser-plasma interaction and its consequences [J]. Measurement Science and Technology, 2001, **12(11)**, 1795.
- [78] Y.-S. HUANG, X.-F. LAN, X.-J. DUAN, et al. Hot-electron recirculation in ultraintense laser pulse interactions with thin foils [J]. Physics of Plasmas, 2007, **14(10)**, 103106.
- [79] E. CLARK, K. KRUSHELNICK, J. DAVIES, et al. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids [J]. Physical review letters, 2000, **84(4)**, 670.
- [80] M. ZEPF, E. CLARK, K. KRUSHELNICK, et al. Fast particle generation and energy transport in laser-solid interactions [J]. Physics of Plasmas, 2001, **8(5)**,

2323-30.

[81]E. D'HUMI RES, E. LEFEBVRE, L. GREMILLET, et al. Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils [J]. *Physics of Plasmas*, 2005, **12(6)**, 062704.

[82]Y. MURAKAMI, Y. KITAGAWA, Y. SENTOKU, et al. Observation of proton rear emission and possible gigagauss scale magnetic fields from ultra-intense laser illuminated plastic target [J]. *Physics of Plasmas*, 2001, **8(9)**, 4138-43.

[83]M. KALUZA, J. SCHREIBER, M. I. SANTALA, et al. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments [J]. *Physical review letters*, 2004, **93(4)**, 045003.

[84]P. MCKENNA, K. W. D. LEDINGHAM, J. M. YANG, 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.

[85]M. BORGHESI, J. FUCHS, S. BULANOV, et al. Fast ion generation by high-intensity laser irradiation of solid targets and applications [J]. *Fusion Science and Technology*, 2006, **49(3)**, 412-39.

[86]Y. SENTOKU, T. COWAN, A. KEMP, et al. High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target [J]. *Physics of Plasmas*, 2003, **10(5)**, 2009-15.

[87]A. J. MACKINNON, M. BORGHESI, S. HATCHETT, et al. Effect of Plasma Scale Length on Multi-MeV Proton Production by Intense Laser Pulses [J]. *Physical review letters*, 2001, **86(9)**, 1769.

[88]K. NEMOTO, A. MAKSIMCHUK, S. BANERJEE, et al. Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production [J]. *Applied Physics Letters*, 2001, **78(5)**, 595-7.

[89]M. ALLEN, P. K. PATEL, A. MACKINNON, et al. Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils [J]. *Physical review letters*, 2004, **93(26)**, 265004.

[90]J. FUCHS, Y. SENTOKU, E. D'HUMI RES, et al. Comparative spectra and efficiencies of ions laser-accelerated forward from the front and rear surfaces of thin solid foils [J]. *Physics of Plasmas*, 2007, **14(5)**, 053105.

[91]M. HEGELICH, S. KARSCH, G. PRETZLER, et al. MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils [J]. *Physical review letters*, 2002, **89(8)**, 085002.

[92]B. M. HEGELICH, B. ALBRIGHT, J. COBBLE, et al. Laser acceleration of

- quasi-monoenergetic MeV ion beams [J]. *Nature*, 2006, **439(7075)**, 441-4.
- [93] S. PFOTENHAUER, O. JCKEL, A. SACHTLEBEN, et al. Spectral shaping of laser generated proton beams [J]. *New Journal of Physics*, 2008, **10(3)**, 033034.
- [94] M. SCHOLLMEIER, M. ROTH, A. BLAZEVIC, et al. Laser ion acceleration with micro-grooved targets [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2007, **577(1-2)**, 186-90.
- [95] M. ROTH, E. BRAMBRINK, P. AUDEBERT, et al. Laser accelerated ions and electron transport in ultra-intense laser matter interaction [J]. *Laser and Particle Beams*, 2005, **23(01)**, 95-100.
- [96] A. P. L. ROBINSON, M. ZEPF, S. KAR, et al. Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses [J]. *New Journal of Physics*, 2008, **10(1)**, 013021.
- [97] A. HENIG, S. STEINKE, M. SCHN RER, et al. Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses [J]. *Physical review letters*, 2009, **103(24)**, 245003.
- [98] A. MACCHI, S. VEGHINI, T. V. LISEYKINA, et al. Radiation pressure acceleration of ultrathin foils [J]. *New Journal of Physics*, 2010, **12(4)**, 045013.
- [99] B. QIAO, S. KAR, M. GEISSLER, et al. Dominance of Radiation Pressure in Ion Acceleration with Linearly Polarized Pulses at Intensities of 10^{21} W cm⁻² [J]. *Physical review letters*, 2012, **108(11)**, 115002.
- [100] F. PEGORARO, S. V. BULANOV. Photon Bubbles and Ion Acceleration in a Plasma Dominated by the Radiation Pressure of an Electromagnetic Pulse [J]. *Physical review letters*, 2007, **99(6)**, 065002.
- [101] S. V. BULANOV, E. Y. ECHKINA, T. Z. ESIRKEPOV, et al. Unlimited Ion Acceleration by Radiation Pressure [J]. *Physical review letters*, 2010, **104(13)**, 135003.
- [102] S. V. BULANOV, E. Y. ECHKINA, T. Z. ESIRKEPOV, et al. Unlimited energy gain in the laser-driven radiation pressure dominant acceleration of ions [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, **17(6)**, 063102.
- [103] S. KAR, K. F. KAKOLEE, B. QIAO, et al. Ion Acceleration in Multispecies Targets Driven by Intense Laser Radiation Pressure [J]. *Physical review letters*, 2012, **109(18)**, 185006.
- [104] S. STEINKE, P. HILZ, M. SCHN RER, et al. Stable laser-ion acceleration in the light sail regime [J]. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*,

2013, **16(1)**, 011303.

[105] J. DENAVIT. Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets [J]. Physical review letters, 1992, **69(21)**, 3052-5.

[106] G. SORASIO, M. MARTI, R. FONSECA, et al. Very High Mach-Number Electrostatic Shocks in Collisionless Plasmas [J]. Physical review letters, 2006, **96(4)**, 045005.

[107] C. A. J. PALMER, N. P. DOVER, I. POGORELSKY, et al. Monoenergetic Proton Beams Accelerated by a Radiation Pressure Driven Shock [J]. Physical review letters, 2011, **106(1)**, 014801.

[108] D. HABERBERGER, S. TOCHITSKY, F. FIUZA, et al. Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams [J]. Nat Phys, 2012, **8(1)**, 95-9.

[109] H. ZHANG, B. F. SHEN, W. P. WANG, et al. Collisionless shocks driven by 800 nm laser pulses generate high-energy carbon ions [J]. Physics of Plasmas, 2015, **22(1)**, 013113.

[110] L. YIN, B. ALBRIGHT, B. HEGELICH, et al. GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner [J]. Laser and Particle Beams, 2006, **24(02)**, 291-8.

[111] B. J. ALBRIGHT, L. YIN, K. J. BOWERS, et al. Relativistic Buneman instability in the laser breakout afterburner [J]. Physics of Plasmas, 2007, **14(9)**, 094502.

[112] B. J. ALBRIGHT, L. YIN, B. M. HEGELICH, et al. Ultraintense laser interaction with nanoscale targets: a simple model for layer expansion and ion acceleration [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2010, **244(4)**, 042022.

[113] X. Q. YAN, T. TAJIMA, M. HEGELICH, et al. Theory of laser ion acceleration from a foil target of nanometer thickness [J]. Applied Physics B, 2010, **98(4)**, 711-21.

[114] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, K. J. BOWERS, 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.

[115] B. M. HEGELICH, I. POMERANTZ, L. YIN, et al. Laser-driven ion acceleration from relativistically transparent nanotargets [J]. New Journal of Physics, 2013, **15(8)**, 085015.

[116] M. ROTH, D. JUNG, K. FALK, et al. Bright Laser-Driven Neutron Source Based on the Relativistic Transparency of Solids [J]. Physical review letters, 2013,

110(4), 044802.

[117] M. ROTH, D. JUNG, K. FALK, et al. A bright neutron source driven by relativistic transparency of solids [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, **688(1)**, 012094.

[118] T. SOKOLLIK, T. PAASCH-COLBERG, K. GORLING, et al. Laser-driven ion acceleration using isolated mass-limited spheres [J]. *New Journal of Physics*, 2010, **12(11)**, 113013.

[119] O. TRESCA, D. C. CARROLL, X. H. YUAN, 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.

[120] J. FUCHS, P. ANTICI, E. D'HUMIERES, et al. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase [J]. *Nat Phys*, 2006, **2(1)**, 48-54.

[121] I. SPENCER, K. W. D. LEDINGHAM, P. MCKENNA, et al. Experimental study of proton emission from 60-fs, 200-mJ high-repetition-rate tabletop-laser pulses interacting with solid targets [J]. *Physical Review E*, 2003, **67(4)**, 046402.

[122] M. H. XU, Y. T. LI, X. H. YUAN, et al. Effects of shock waves on spatial distribution of proton beams in ultrashort laser-foil interactions [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, **13(10)**, 104507.

[123] M. KALUZA, J. SCHREIBER, M. I. K. SANTALA, et al. Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments [J]. *Physical review letters*, 2004, **93(4)**, 045003.

[124] A. FLACCO, F. SYLLA, M. VELTCHEVA, et al. Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration [J]. *Physical Review E*, 2010, **81(3)**, 036405.

[125] Y. SENTOKU, T. E. COWAN, A. KEMP, et al. High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target [J]. *Physics of Plasmas*, 2003, **10(5)**, 2009-15.

[126] T. ESIRKEPOV, M. YAMAGIWA, T. TAJIMA. Laser Ion-Acceleration Scaling Laws Seen in Multiparametric Particle-in-Cell Simulations [J]. *Physical review letters*, 2006, **96(10)**, 105001.

[127] D. BATANI, R. JAFER, M. VELTCHEVA, et al. Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation [J]. *New Journal of Physics*, 2010, **12(4)**, 045018.

[128] F. LINDAU, O. LUNDH, A. PERSSON, et al. Laser-Accelerated Protons with Energy-Dependent Beam Direction [J]. *Physical review letters*, 2005, **95(17)**,

175002.

- [129] O. LUNDH, F. LINDAU, A. PERSSON, et al. Influence of shock waves on laser-driven proton acceleration [J]. *Physical Review E*, 2007, **76(2)**, 026404.
- [130] M. JOAKIM, A. PEDRO. Monte Carlo calculated stopping-power ratios, water/air, for clinical proton dosimetry (50 - 250 MeV) [J]. *Physics in Medicine and Biology*, 1997, **42(1)**, 89.
- [131] A. M. KOEHLER. Proton Radiography [J]. *Science*, 1968, **160(3825)**, 303-4.
- [132] C. W. MENDEL, J. N. OLSEN. Charge-Separation Electric Fields in Laser Plasmas [J]. *Physical review letters*, 1975, **34(14)**, 859-62.
- [133] M. BORGHESI, A. J. MACKINNON, D. H. CAMPBELL, et al. Multi-MeV Proton Source Investigations in Ultraintense Laser-Foil Interactions [J]. *Physical review letters*, 2004, **92(5)**, 055003.
- [134] P. V. NICKLES, M. SCHN RER, T. SOKOLLIK, et al. Ultrafast laser-driven proton sources and dynamic proton imaging [J]. *J Opt Soc Am B*, 2008, **25(7)**, B155-B60.
- [135] M. KOENIG, E. HENRY, G. HUSER, et al. High pressures generated by laser driven shocks: applications to planetary physics [J]. *Nuclear Fusion*, 2004, **44(12)**, S208.
- [136] A. J. MACKINNON, P. K. PATEL, R. P. TOWN, et al. Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic (invited) [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, **75(10)**, 3531-6.
- [137] M. BORGHESI, S. KAR, L. ROMAGNANI, et al. Impulsive electric fields driven by high-intensity laser matter interactions [J]. *Laser and Particle Beams*, 2007, **25(1)**, 161-7.
- [138] C. K. LI, F. H. S GUIN, J. A. FRENJE, et al. Measuring E_{\perp} and B_{\perp} Fields in Laser-Produced Plasmas with Monoenergetic Proton Radiography [J]. *Physical review letters*, 2006, **97(13)**, 135003.
- [139] C. K. LI, F. H. S GUIN, J. A. FRENJE, et al. Observation of the Decay Dynamics and Instabilities of Megagauss Field Structures in Laser-Produced Plasmas [J]. *Physical review letters*, 2007, **99(1)**, 015001.
- [140] S. LE PAPE, D. HEY, P. PATEL, et al. Proton Radiography of Megagauss Electromagnetic Fields Generated by the Irradiation of a Solid Target by an Ultraintense Laser Pulse [M]//LEBEDEV S V. *High Energy Density Laboratory Astrophysics*. Dordrecht; Springer Netherlands. 2007: 341-5.
- [141] L. B. DA SILVA, P. CELLIERS, G. W. COLLINS, et al. Absolute Equation

- of State Measurements on Shocked Liquid Deuterium up to 200 GPa (2 Mbar) [J]. Physical review letters, 1997, **78(3)**, 483-6.
- [142] T. S. PERRY, P. T. SPRINGER, D. F. FIELDS, et al. Absorption experiments on x-ray-heated mid-Z constrained samples [J]. Physical Review E, 1996, **54(5)**, 5617-31.
- [143] J. J. MACFARLANE, J. E. BAILEY, G. A. CHANDLER, et al. X-ray absorption spectroscopy measurements of thin foil heating by Z-pinch radiation [J]. Physical Review E, 2002, **66(4)**, 046416.
- [144] D. H. H. HOFFMANN, V. E. FORTOV, I. V. LOMONOSOV, et al. Unique capabilities of an intense heavy ion beam as a tool for equation-of-state studies [J]. Physics of Plasmas, 2002, **9(9)**, 3651-4.
- [145] P. AUDEBERT, R. SHEPHERD, K. B. FOURNIER, et al. Heating of Thin Foils with a Relativistic-Intensity Short-Pulse Laser [J]. Physical review letters, 2002, **89(26)**, 265001.
- [146] P. K. PATEL, A. J. MACKINNON, M. H. KEY, et al. Isochoric Heating of Solid-Density Matter with an Ultrafast Proton Beam [J]. Physical review letters, 2003, **91(12)**, 125004.
- [147] W. BANG, B. J. ALBRIGHT, P. A. BRADLEY, et al. Visualization of expanding warm dense gold and diamond heated rapidly by laser-generated ion beams [J]. Scientific Reports, 2015, **5(14318)**.
- [148] M. TABAK, J. HAMMER, M. E. GLINSKY, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers* [J]. Physics of Plasmas, 1994, **1(5)**, 1626-34.
- [149] R. R. R. U. O. F. P. R.-. WILSON. Radiological use of fast protons [J]. Radiology, 1946, **47(5)**, 4.
- [150] P. ANTICI, M. MIGLIORATI, A. MOSTACCI, et al. A compact post-acceleration scheme for laser-generated protons [J]. Physics of Plasmas, 2011, **18(7)**, 073103.
- [151] G. MOUROU, D. UMSTADTER. Extreme light. [J]. Scientific American 2002, **286(5)**, 8.
- [152] C. THAURY, F. QUERE, J. P. GEINDRE, et al. Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics [J]. Nat Phys, 2007, **3(6)**, 424-9.
- [153] P. ANTICI, J. FUCHS, E. D'HUMI RES, et al. Energetic protons generated by ultrahigh contrast laser pulses interacting with ultrathin targets [J]. Physics of Plasmas, 2007, **14(3)**, 030701.
- [154] B. DROMEY, S. KAR, M. ZEPF, et al. The plasma mirror—A subpicosecond

- optical switch for ultrahigh power lasers [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, **75(3)**, 645-9.
- [155] C. ZIENER, P. S. FOSTER, E. J. DIVALL, et al. Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence [J]. *Journal of Applied Physics*, 2003, **93(1)**, 768-70.
- [156] L. VEISZ, Y. NOMURA, K. SCHMID, et al. Plasma mirror with few-cycle laser pulses; proceedings of the CLEO/Europe 2005 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, 2005, F 12-17 June 2005, 2005 [C].
- [157] R. MARJORIBANKS, J. P. GEINDRE, P. AUDEBERT, et al. Practical Double Plasma-Mirror Pulse Cleaner for High-Intensity Femtosecond Laser-Plasma Harmonics; proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies, Baltimore, Maryland, F 2005/05/22, 2005 [C]. Optical Society of America.
- [158] J. F. ZIEGLER, M. D. ZIEGLER, J. P. BIRSACK. SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010) [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2010, **268(11–12)**, 1818-23.
- [159] A. MANČIĆ, J. FUCHS, P. ANTICI, et al. Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5–20MeV) high-energy proton detectors [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, **79(7)**, 073301.
- [160] J. S. GREEN, M. BORGHESIB, C. M. BRENNERA, et al. Scintillator-based ion beam profiler for diagnosing laser-accelerated ion beams [M]. *Proc SPIE*. 2011: 807919.
- [161] T. E. COWAN, J. FUCHS, H. RUHL, et al. Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator [J]. *Physical review letters*, 2004, **92(20)**, 204801.
- [162] E. BRAMBRINK, J. SCHREIBER, T. SCHLEGEL, et al. Transverse Characteristics of Short-Pulse Laser-Produced Ion Beams: A Study of the Acceleration Dynamics [J]. *Physical review letters*, 2006, **96(15)**, 154801.
- [163] J. FUCHS, T. E. COWAN, P. AUDEBERT, et al. Spatial Uniformity of Laser-Accelerated Ultrahigh-Current MeV Electron Propagation in Metals and Insulators [J]. *Physical review letters*, 2003, **91(25)**, 255002.
- [164] F. N. BEG, A. R. BELL, A. E. DANGOR, et al. A study of picosecond laser–solid interactions up to $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ [J]. *Physics of Plasmas*, 1997, **4(2)**, 447-57.
- [165] M. G. HAINES, M. S. WEI, F. N. BEG, et al. Hot-Electron Temperature and

- Laser-Light Absorption in Fast Ignition [J]. *Physical review letters*, 2009, **102(4)**, 045008.
- [166] T. FEURER, W. THEOBALD, R. SAUERBREY, et al. Onset of diffuse reflectivity and fast electron flux inhibition in 528-nm-laser-solid interactions at ultrahigh intensity [J]. *Physical Review E*, 1997, **56(4)**, 4608-14.
- [167] J. R. DAVIES. Laser absorption by overdense plasmas in the relativistic regime [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, **51(1)**, 014006.
- [168] P. MCKENNA, D. NEELY, R. BINGHAM, et al. laser-plasma interactions and applications [M]. Springer, 2013.
- [169] A. A. ANDREEV, R. SONOBE, S. KAWATA, et al. Effect of a laser prepulse on fast ion generation in the interaction of ultra-short intense laser pulses with a limited-mass foil target [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2006, **48(11)**, 1605.
- [170] H. RUHL, S. V. BULANOV, T. E. COWAN, et al. Computer Simulation of the Three-Dimensional Regime of Proton Acceleration in the Interaction of Laser Radiation with a Thin Spherical Target [J]. *Plasma Physics Reports*, 2001, **27(5)**, 363-71.
- [171] Z. NAJMUDIN, C. A. J. PALMER, N. P. DOVER, 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.
- [172] A. MACCHI, A. S. NINDRAYOG, F. PEGORARO. Solitary versus shock wave acceleration in laser-plasma interactions [J]. *Physical Review E*, 2012, **85(4)**, 046402.
- [173] J. S. GREEN, N. P. DOVER, M. BORGHESI, et al. Enhanced proton beam collimation in the ultra-intense short pulse regime [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2014, **56(8)**, 084001.
- [174] M.-Q. HE, Q.-L. DONG, Z.-M. SHENG, et al. Acceleration dynamics of ions in shocks and solitary waves driven by intense laser pulses [J]. *Physical Review E*, 2007, **76(3)**, 035402.
- [175] M. CHEN, Z.-M. SHENG, Q.-L. DONG, et al. Collisionless electrostatic shock generation and ion acceleration by ultraintense laser pulses in overdense plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2007, **14(5)**, 053102.
- [176] R. RAMIS, K. EIDMANN, J. MEYER-TER-VEHN, et al. MULTI-fs – A computer code for laser-plasma interaction in the femtosecond regime [J]. *Computer Physics Communications*, 2012, **183(3)**, 637-55.

- [177] A. PUKHOV. 3D electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL: Virtual Laser Plasma Lab [J]. *J Plasma Physics*, 1999, **61**(425).
- [178] T.-P. YU, L.-X. HU, Y. YIN, et al. Bright tunable femtosecond x-ray emission from laser irradiated micro-droplets [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, **105**(11), 114101.
- [179] A. P. L. ROBINSON, P. FOSTER, D. ADAMS, et al. Spectral modification of laser-accelerated proton beams by self-generated magnetic fields [J]. *New Journal of Physics*, 2009, **11**(8), 083018.
- [180] X. H. YUAN, D. C. CARROLL, M. COURY, et al. Spatially resolved X-ray spectroscopy using a flat HOPG crystal [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2011, **653**(1), 145-9.
- [181] X. H. YUAN, D. C. CARROLL, J. ZHENG, et al. The influence of preformed plasma on the surface-guided lateral transport of energetic electrons in ultraintense short laser-foil interactions [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2014, **56**(5), 055001.
- [182] J. PSIKAL, V. T. TIKHONCHUK, J. LIMPOUCH, et al. Ion acceleration by femtosecond laser pulses in small multispecies targets [J]. *Physics of Plasmas*, 2008, **15**(5), 053102.
- [183] T. KLUGE, W. ENGHARDT, S. D. KRAFT, et al. Enhanced laser ion acceleration from mass-limited foils [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, **17**(12), 123103.
- [184] J. LIMPOUCH, J. PSIKAL, A. ANDREEV, et al. Enhanced laser ion acceleration from mass-limited targets [J]. *Laser and Particle Beams*, 2008, **26**(02), 225-34.
- [185] S. TER-AVETISYAN, M. SCHN RER, P. V. NICKLES, et al. Quasimonoenergetic Deuteron Bursts Produced by Ultraintense Laser Pulses [J]. *Physical review letters*, 2006, **96**(14), 145006.
- [186] T. SOKOLLIK, M. SCHN RER, S. STEINKE, et al. Directional Laser-Driven Ion Acceleration from Microspheres [J]. *Physical review letters*, 2009, **103**(13), 135003.
- [187] T. TONCIAN, M. SWANTUSCH, M. TONCIAN, et al. Optimal proton acceleration from lateral limited foil sections and different laser pulse durations at relativistic intensity [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, **18**(4), 043105.
- [188] P. MCKENNA, F. LINDAU, O. LUNDH, et al. High-intensity laser-driven proton acceleration: influence of pulse contrast [J]. *Philosophical Transactions of the*

- Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2006, **364(1840)**, 711-23.
- [189] J. SCHREIBER, M. KALUZA, F. GRNER, et al. Source-size measurements and charge distributions of ions accelerated from thin foils irradiated by high-intensity laser pulses [J]. Applied Physics B, 2004, **79(8)**, 1041-5.
- [190] D. C. CARROLL, P. MCKENNA, O. LUNDH, et al. Active manipulation of the spatial energy distribution of laser-accelerated proton beams [J]. Physical Review E, 2007, **76(6)**, 065401.
- [191] T. YU, M. CHEN, A. PUKHOV. High quality GeV proton beams from a density-modulated foil target [J]. Laser and Particle Beams, 2009, **27(04)**, 611-7.
- [192] S. P. MARSH. LASL shock Hugoniot data [M]. Univ of California Press, 1980.
- [193] R. RAMIS, J. MEYER-TER-VEHN, J. RAM REZ. MULTI2D – a computer code for two-dimensional radiation hydrodynamics [J]. Computer Physics Communications, 2009, **180(6)**, 977-94.
- [194] M. CHEN, Z. SHENG, J. ZHENG, et al. Development and application of multi-dimensional particle-in-cell codes for investigation of laser plasma interactions [J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2008, **25(1)**, 50.
- [195] H. HABARA, K. ADUMI, T. YABUUCHI, et al. Surface Acceleration of Fast Electrons with Relativistic Self-Focusing in Preformed Plasma [J]. Physical review letters, 2006, **97(9)**, 095004.
- [196] M. ZEPF, E. L. CLARK, F. N. BEG, et al. Proton Acceleration from High-Intensity Laser Interactions with Thin Foil Targets [J]. Physical review letters, 2003, **90(6)**, 064801.
- [197] P. MCKENNA, D. C. CARROLL, R. J. CLARKE, et al. Lateral Electron Transport in High-Intensity Laser-Irradiated Foils Diagnosed by Ion Emission [J]. Physical review letters, 2007, **98(14)**, 145001.
- [198] T. YABUUCHI, H. HABARA, M. TAMPO, et al. Zonal proton generation from target edges using ultra-intense laser pulse [J]. Plasma and Fusion Research, 2007, **2(003)**-.
- [199] F. N. BEG, E. L. CLARK, M. S. WEI, et al. High-Intensity-Laser-Driven Z Pinches [J]. Physical review letters, 2004, **92(9)**, 095001.
- [200] S. FUJIOKA, Z. ZHANG, K. ISHIHARA, et al. Kilotesla Magnetic Field due to a Capacitor-Coil Target Driven by High Power Laser [J]. Scientific Reports, 2013, **3(1170)**.

[201] G. S. SARKISOV, P. LEBLANC, V. V. IVANOV, et al. Fountain effect of laser-driven relativistic electrons inside a solid dielectric [J]. Applied Physics Letters, 2011, **99(13)**, 131501.

[202] S. YANG, X. YUAN, Y. FANG, et al. A two-dimensional angular-resolved proton spectrometer [J]. Review of Scientific Instruments, 2016, **87(10)**, 103301.

攻读博士学位期间发表的论文目录

已发表的学术论文

- [1] **Y. Fang**, X. L. Ge, S. Yang, W. Q. Wei, T. P. Yu, F. Liu, M. Chen, J. Q. Liu, X. H. Yuan, Z. M. Sheng and J. Zhang. *Different effects of laser contrast on proton emission from normal large foils and transverse-size-reduced targets*, **Plasma Phys. Control. Fusion** 58 (2016) 045025
- [2] **Yuan Fang**, Tongpu Yu, Xulei Ge, Su Yang, Wenqing Wei, Tao Yuan, Feng Liu, Min Chen, Jingquan Liu, Yutong Li, Xiaohui Yuan^{1,2}, Zhengming Sheng and Jie Zhang(2016). *Combined proton acceleration from foil targets by ultraintense short laser pulses*, **Plasma Phys. Control. Fusion** 58 (2016) 075010
- [3] X. H. Yuan, **Y. Fang**, D. C. Carroll, D. a. MacLellan, F. Du, N. Booth, ...Z. M. Sheng (2014). *Effects of target pre-heating and expansion on terahertz radiation production from intense laser-solid interactions*. **High Power Laser Science and Engineering**, 2, e5.
- [4] S. YANG, X. YUAN, **Y. FANG**, et al. *A two-dimensional angular-resolved proton spectromete*. **Review of Scientific Instruments**, 2016, 87(10), 103301.
- [5] 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, Jie Zhang. *A two-dimensional wide-angle proton spectrometer with improved angular resolution*. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, 2017, 860(29-34).
- [6] Muhammad Noaman-ul-Haq, Hamad Ahmed, Thomas Sokollik, Lule Yu, Zezhou Liu, Xiaohui Yuan, **Fang Yuan**, Mohammad Mirzaie, Xulei Ge, Liming Chen, and Jie Zhang. *Statistical analysis of laser driven protons using a high-repetition-rate tape drive target syste*. **Physical Review Accelerators and Beams**, 2017, 20(4), 041301.
- [7] Xu-Lei Ge , Xiaohui Yuan , Su Yang , Yan Qing Deng , Wen-qing Wei , **Yuan Fang** , Jian Gao , Feng Liu , Min Chen , Li Zhao , Y. Y Ma , Zheng-Ming Sheng , Jie Zhang. *A flexible, on-line magnetic spectrometer for ultra-intense laser produced fast electron measurement* (submitted).
- [8] X. H. Yuan, D. C. Carroll, J. Zheng, J. L. Liu, R. J. Gray, C. M. Brenner, M. Coury, L. M. Chen, **Y. Fang**, O. Tresca, B. Zielbauer, T. Kühl, Y. T. Li, D. Neely, Z. M. Sheng and P. McKenna. *The influence of preformed plasma on the surface-guided*

lateral transport of energetic electrons in ultraintense short laser-foil interactions, **Plasma Phys. Control. Fusion** 56, 055001 (2014).

[9] 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.

[10] 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 and Particle Beams**, 201527.032035.

申请专利:

- [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布质子谱仪. 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布质子谱仪. 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)

致谢

时光如白驹过隙，从本科开始计算，我已经度过在上海交通大学的第十个年头。在这里，我挥洒了自己当前生命 $1/3$ 长度的时间，也留下了我十年青春的回忆。博士学位的攻读并非一帆风顺，挫折、压力常常出现在道路上，或叫人退缩，或令人迷惘。我很感谢身边的师长、家人和同学们，是他们的帮助和支持，让我来到今天这个地方，我成为现在的我。

首先我衷心地感谢我的导师张杰老师。张老师有着独特的人格魅力。他广博的学识，敏锐的思维，开阔的视野以及严谨的治学态度构筑了他作为顶尖物理学家的一面；幽默而智慧的谈吐，演讲和报告时的大家风范，以及时时刻刻都能感染旁人的充足信心和行动力，组成了他优秀管理者的一面。能够在短短时间内筑起一支一流科研团队，张老师各个方面的风采给我留下了深刻的映像。虽然张老师的工作繁忙，但是每一次与他的交流都能得到他的耐心指导和教诲。临近毕业，张老师还积极帮我推荐博士后位置，并给了很多未来科研道路的宝贵建议。我诚挚地感谢张老师，感谢有这样的机会跟随一位优秀的科研和人生导师学习，也希望在今后的各个方面能得到张老师继续的指点。

我还要感谢远晓辉老师对我无私的教导和帮助。远老师是我博士论文的直接指导者。刚刚来到 LLP，对激光等离子体实验一窍不通的我，就好像一楼空无一物的实验室。在远老师的指导下，我从零开始，踏上了第一步。当今天翻看手中的博士论文，看到实验室内的满满当当的设备和仪器，才意识到我们已经走了那么远。远老师在激光等离子实验方面有着丰富的经验、开阔的眼界和优秀的动手能力。他充沛的精力和平易近人的作风带领着整个团队奋战在实验第一线。许多次，他与我们一起工作到凌晨；许多次，他逐字逐句地修改论文。我还记得 2016 年春节大年夜，他帮助我修改文章，答复审稿人意见。在远老师的帮助下，有机会能到异国的实验室参加联合实验。在博士期间能遇见这样一位认真负责的好老师，是我最大的荣幸。

此外，我还要感谢实验组的刘峰老师、Thomas Sokollik 老师，他们给了我很多指导和建议，帮助我克服了实验上碰到的一个个难题。还要感谢理论组的盛政明老师，陈民老师，以及国防科大的余同普老师，他们在激光等离子体物理理论和数值模拟上的造诣和经验，对我的实验设计、数据分析和论文撰写助益良多。

我还要感谢实验室的葛绪雷、杨骥、魏文青、高健、邓彦卿、张喆林等同学。六年来我们一起在实验室摸爬滚打，经历成功采集到数据的喜悦；一起在办公室学习交流，分享苦恼和欢笑。有你们的陪伴，使我的科研生活不再是单调的灰度图案。我也想感谢已经毕业的李润泽、张睿、陈龙、曾明等师兄，在我刚进组时，

在生活和学习方面给了很多的帮助与关心,为我顺利度过这六年研究生的时光打下了良好的基础。

最后,我要感谢我的家人。感谢我的父母,感谢他们的养育之恩。特别要感谢我的妻子龚灵红,为了我,你放弃了许多。感谢你这七年来,一直支持我,鼓励我,伴我走过那些最艰难也最快乐的日子。因为有你,我的生涯一片无悔。

方远

2017年7月5日

于上海交通大学激光等离子体实验室