

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院研究生院 博士学位论文

超短超强激光脉冲与等离子体相互作用中离子加速的理
论模拟和实验研究

刘必成

指导教师

陈佳洱 院士 李玉同 研究员

中国科学院研究生院本部

申请学位级别 博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2011 年 5 月 1 日 论文答辩日期 2011 年 5 月 15 日

培养单位 中国科学院研究生院本部

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 _____

Simulation and Experiment Study on Ion Acceleration in Ultrashort Ultraintense Laser-Plasma Interactions

Bicheng Liu

Supervisor:

Prof. Jiaer Chen and Prof. Yutong Li

Graduate University of the Chinese Academy of Sciences

May 2011

Submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Ph. D.
in Particles Physics and Nuclear Physic

摘要

本论文的工作主要是围绕超短超强激光与固体薄膜靶相互作用中离子加速的课题展开。论文包括三个主要部分：二维 Particle-In-Cell (PIC) 串行粒子模拟程序扩展为并行粒子模拟程序，稳相加速机制下离子能量定标率和偏振性质的影响，超强激光与固体薄膜靶相互作用中离子加速的实验研究。

第一部分主要介绍了激光等离子体相互作用的粒子模拟方法。包括用 FDTD 方法求解麦克斯韦方程组，求解相对论粒子运动方程，以及电流密度、初始条件、边界条件处理方法等。

第二部分利用 1 维 PIC 模拟程序获得了圆偏振稳相加速模型的能量定标率，发现其与光压作用下的能量相当。然后利用 2 维 PIC 程序对稳相加速在实验应用中出现的偏振变化的情况进行讨论，发现当其中一维的电场分量的衰减系数 θ 大于 0.3 的情况下均能获得低能散的质子束。

第三部分主要介绍和分析了在中国科学院物理研究所 20TW 钛宝石激光系统 (XL-II) 上进行的激光与固体等离子相互作用中离子加速的实验内容。实验最高获得了 3.5MeV 的质子束和 16MeV 碳离子束，这个实验结果略优于相似条件的国际上其他工作组的实验。实验的结果可以分为三个部分：首先我们研究了 fs 预脉冲的作用，在 fs 预脉冲过大的情况下，由于冲击波破坏了靶材的后表面，在靶后形成大密度标长的等离子体，难以有效的建立鞘层加速，无法获得高能质子。因此要获得高能量的质子，需要降低 fs 预脉冲的强度，压制 fs 预脉冲的作用。其次，我们还对 TNSA 机制下质子能量随靶厚靶材的变化进行了分析。发现在对比度确定的情况下，靶的厚度存在一个能够获得最高能量的最佳值，并且发现利用质子的截止能量还可以确定热电子入射进靶内的张角。最后讨论了激光传输方向质子束的问题，分析发现这束质子来源于靶前表面的加速，并且只有在对比度合适的情况下才能观察到。

关键词：超短超强激光与等离子体相互作用，PIC 模拟，离子加速，激光预脉冲，超薄薄膜

Abstract

The thesis is focused on the acceleration of energetic ion beams in laser-foil interactions. It's composed of three parts: the programming scheme of a parallelized two-dimensional (2D) particle-in-cell (PIC) code, the energy scaling law of Phase Stable Acceleration(PSA) and the influence of laser's polarization in PSA, the experiment of ion acceleration in ultrahigh intensity laser-foil interactions.

The first part is devoted to the development of a parallelized 2D PIC code. The scheme of this code is presented, including the method to solve the Maxwell equations by the Finite Difference Time Domain (FDTD) method, the exact charge conservation scheme for the current densities, the way to solve particle relativistic motion, and the treatment of the boundary conditions.

In the second part, the energy scaling law of Phase Stable Acceleration is gained by 1D PIC simulation, which is similar to the light pressure acceleration. Furthermore, the effect of laser's polarization in Phase Stable Acceleration is studied by 2D PIC code. When the attenuation coefficient of electric field component is higher than 0.3, the proton energy spectrum would has small energy spread structure.

The third part shows the experiment result of laser foil interaction on the Xtreme Light II (XL-II) Ti: sapphire laser system at the Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences. In experiment, we have gained 3.5MeV proton and 16MeV carbon ion, which is higher than other groups in international on similar laser conditions. The experiment could be divided by three parts: first, we demonstrated the fs prepluses can depress proton energy by causing shock wave, which perturbed the back side of targets and generated large scaling length structure. Second, we compared proton energies in different thick foils by TNSA mechanism, which showed that there was a optimum thickness for proton acceleration. Finally, we analyzed the proton beam in the laser direction and concluded that this proton beam came from front side acceleration and could only be observed in suitable laser contrast ratio condition.

Keywords: ultrashot ultraintense laser plasma interactions, ion acceleration, prepulse, ultra-thin foil

目录

摘要.....	I
Abstract.....	III
第一章 绪论.....	I
1.1 引言.....	1
1.2 等离子体数值模拟研究方法.....	2
1.3 激光的吸收机制.....	4
1.4 激光与等离子体相互作用中高能粒子的产生.....	8
1.4.1 尾波场电子加速.....	8
1.4.2 离子加速.....	11
1.4.2.1 离子加速机制.....	11
1.4.2.2 离子束的优化与控制.....	13
1.5 小结.....	15
第二章 粒子模拟方法.....	21
2.1 引言-数值模拟简介.....	21
2.2 粒子模拟概述.....	23
2.3 等离子体粒子模拟方法的基本过程.....	26
2.4 粒子模拟具体方案.....	26
2.5 粒子模拟程序的并行化.....	34
2.6 粒子模拟程序的检验.....	36
2.7 小结.....	38
第三章 稳相加速中 PIC 粒子模拟程序的应用.....	41
3.1 引言.....	41
3.2 稳相加速模型的能量定标率.....	42
3.2 椭圆偏振对稳相加速的影响.....	48
3.3 小结.....	50
第四章 薄膜靶离子加速实验.....	53
4.1 引言.....	53

4.2 实验布局.....	54
4.3 实验结果与分析讨论.....	59
4.3.1 预脉冲对质子能谱的影响的研究.....	59
4.3.1.1 实验结果.....	59
4.3.1.2 分析与讨论.....	62
4.3.2 靶材密度与厚度对质子加速影响的研究.....	66
4.3.2.1 实验结果.....	66
4.3.2.2 分析与讨论.....	66
4.3.3 激光方向的质子束的研究.....	72
4.3.3.1 实验结果.....	72
4.3.3.2 分析与讨论.....	74
4.4 小结.....	77
第五章 总结.....	85
致谢.....	87

第一章 绪论

1.1 引言

现在已知的物质形态一共有四种，包括固态，液态，气态和等离子体态。虽然日常中所见的多是固体、液体和气体，但是在宇宙中 99% 的物质都是以等离子态存在的。等离子体是由 W. 克鲁克斯在 1879 年发现的，在 1928 年美国科学家欧文·朗缪尔（Irving Langmuir）和汤克斯（Tonks）首次将“等离子体”（plasma）一词引入物理学，用来描述气体放电管里的物质形态。由此开创了一个崭新的物理学领域。

在 1985 年，Mourou 等人提出了超短脉冲的啁啾放大技术后（CPA）[1]，激光的功率密度大幅度提高（如图 1.1），非线性光学开始起主要作用。当功率密度大于 10^{14} W/cm^2 时，绝大多数物质将被电离，形成等离子体，因此激光成了一种新型的生产等离子体的技术手段，同时激光与等离子体相互作用成为现实可能。随着激光功率密度的提高，也由此诞生了许多新领域，如强激光原子物理，相对论激光等离子体物理，激光核物理等，图 1.2 给出了不同强度的光强对应的物理现象。在 20 世纪 90 年代，实验上观察到激光与物质作用时产生的 MeV 量级离子[2, 3]，给加速器物理带来了新的活力。

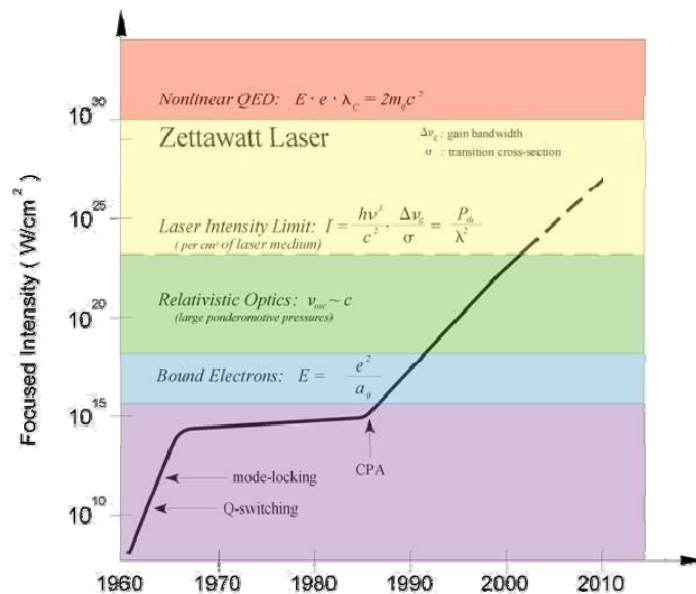


图 1.1 发明 CPA 技术后激光的飞速发展

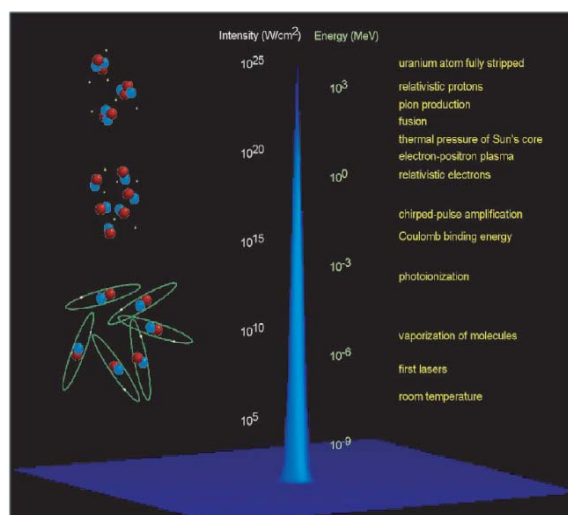


图1.2 不同强度的光强对应的物理现象

1.2 等离子体数值模拟研究方法

等离子体实际上是由大量带电粒子组成的电离气体，其动力学行为受到电磁力的支配。由于电磁力是长程相互作用力，等离子体的运动规律呈现集体运动特性。这种多自由度的关联相互作用系统使用实验研究或理论解析都是十分困难的，而最近几十年高速度大容量的计算机得到飞速发展，使得计算机数值模拟方法成为了研究等离子体的一种新型有效可靠的工具。

目前，等离子体物理中常用的基本描述方法有以下三种：单粒子理论；流体理论；动力学理论。动力学理论中常见的有符拉索夫方程和福克—普朗克方程以及等离子体粒子模拟方法等。

(1) 单粒子轨道描述方法

当等离子体碰撞的平均自由程大大超过等离子体本身的空间尺度时，粒子间的碰撞对等离子体的行为几乎没有影响，因此可以忽略带电粒子的自洽场，仅仅分析外部电磁场对带电粒子的作用。粒子的轨道描述常常能对一些观测结果给出定性上合理的描述，但在更多的情况下，轨道描述的目的并不是给出等离子体的行为，而是作为进一步讨论粒子间相互作用对等离子体行为影响时的零级近似，也即作为在理论上进一步分析和讨论实际问题的出发点。

(2) Vlasov模拟和Fokker-Planck模拟方法

Vlasov模拟和Fokker-Planck模拟是以粒子分布函数为基础，求解分布函数的演化方程，最后根据分布函数和宏观量之间的关系来研究等离子体性质。根据

碰撞相互作用的重要性，可以把动力学方程模拟分成Vlasov模拟和Fokker-Planck模拟。

当碰撞效应可以忽略时，采用Vlasov模拟，其中a粒子的分布函数满足：

$$\frac{\partial f^a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f^a + \frac{q_a}{m_a} (\mathbf{E} + \frac{1}{v} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f^a = 0 \quad (1.1)$$

当碰撞效应不可以忽略时，采用Fokker-Planck模拟，其中a粒子的分布函数满足：

$$\frac{\partial f^a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f^a + \frac{q_a}{m_a} (\mathbf{E} + \frac{1}{v} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f^a = \left(\frac{\partial f^a}{\partial t} \right)_{collision} \quad (1.2)$$

(3) 流体力学模拟方法

等离子体密度很高时，由于达到局部热动平衡的弛豫时间很短，在皮秒量级，对等离子体状态可作局域热动平衡近似，激光等离子体相互作用就可用多温流体力学描述，其中电子、离子的输运系数及辐射可由其它方法给出，或用唯象的方法给出。

(4) 粒子模拟方法

等离子体粒子模拟方法(Particle In Cell, PIC)是通过追踪大量的在自洽和外加电磁场作用下的带电粒子的运动来研究等离子体集体运动性质的动力学模拟方法。

虽然计算机的发展，使得我们跟踪几千个甚至百万个粒子的运动轨道成为可能，但这对想用轨道描述来研究一个实际的等离子体体系仍是不够的，例如典型的实验室等离子体(聚变装置中的等离子体)中总粒子数大约是 $10^{19}/\text{m}^3$ 。实际等离子体粒子数虽然比计算机所能模拟的粒子数远大的多，但在等离子体分布函数的相空间中的一点 (\mathbf{x}, \mathbf{v}) 的周围，每个带电粒子对电磁场的贡献和电磁场对粒子的作用力都基本相同，故周围这些大量带电粒子的运动规律基本相同，因而Buneman[4]和Dawson[5]提出只用一个“超粒子”代表这些粒子的就可以了。这与我们常常只对大于Debye长度的无碰撞等离子体的集体效应感兴趣是一致的，而且我们也并不对所有这些模拟粒子中的两两相互作用进行计算，而是直接计算空间中的场对模拟粒子的作用。“超粒子”的引入使得计算机对等离子体做统计计算成为可能。但是由于点粒子间的库仑碰撞力，静电噪声太大。随后, Birdsall

和Langdon提出了有限大小粒子模型，解决了粒子间库仑碰撞的问题。它的基本思路是将模拟粒子看成一定大小的粒子云，云中的电荷是连续分布的，粒子云之间可以穿越和重叠，因此当粒子云分离时，遵循库仑力相互作用，重叠时遵循线性力。在模拟计算时，通过统计平均求出等离子空间的电荷和电流密度分布，再通过Maxwell方程组求解电场和磁场。利用电磁场获得每个粒子所受的洛伦兹力，再由运动方程求每个粒子下一个时刻的位置和速度。在第二章中我们将对模拟方法做详细的讨论。

1.3 激光的吸收机制

当激光经过一个自由电子时，在一个周期内电子所吸收的能量为零。当激光在等离子体中时，由于各种机制，其能量会部分地被等离子体吸收，激光强度逐渐衰减。因此，在激光等离子相互作用时吸收机制需要被首先考虑。激光在等离子体中的吸收机制主要分为正常吸收和反常吸收两种。正常吸收也可称为逆韧致吸收，是由于粒子之间的碰撞引起的吸收。对于短波长，小角度入射的情况下，逆韧致吸收是重要的激光吸收机制。反常吸收是指激光能量通过非碰撞机制部分地转化为等离子体其他形式的波的能量。反常吸收又可以分为共振吸收、真空加热、JxB加热、参量衰败不稳定性、双等离子体衰变、Raman散射、Brillouin散射等机制。下面将简单介绍几种主要的吸收机制，而在本文在第四章将对利用质子束能量来诊断热电子性质的方法做详细介绍。

(1) 逆韧致吸收

逆韧致吸收主要是由于粒子间的碰撞引起的。在激光场中，电子在横向电场的作用下进行高频振动，当电子和其他粒子发生碰撞，离开等离子体波，电子的动能便被转换成等离子体的热能，激光的能量即被等离子体吸收。

若忽略集体效应和量子效应，当 $\hbar\omega \ll k_B T_e$ 时，对于激光的线性吸收系数 K_{ib} 可简化为

$$A_{ib} \propto \frac{Zn_e^2}{T_e^{3/2}(1 - n_e/n_{cr})^{1/2}} \quad (1.3)$$

其中Z为原子序数， n_e 为电子密度， n_{cr} 为等离子体临界密度， T_e 为电子温度。但随着激光强度增加，等离子体的温度上升很快，电子与离子间的碰撞频率逐渐降

低，逆韧致吸收的作用越来越弱，(1.3)式需要进一步的修正。同时，非碰撞吸收机制开始增强，使得电子不再是Maxwell分布。一部分是由逆韧致吸收产生的热电子，温度低于keV；另一部分是有其他吸收机制产生的能量更高的超热电子。

(2) 共振吸收

共振吸收由Forslund[6]和Estabrook[7]等人最早报道。它是在超短超强激光与物质相互作用过程中经常出现的一种吸收机制。共振吸收发生在临界密度面上，当P偏振的激光以 θ 角斜入射到密度分布非均匀的等离子体中时，在临界密度面($n = n_{cr} \cos(\theta)$)发生反射，此时激光脉冲的电场在临界密度面附近沿密度梯度方向有一分量，使电子在等离子体密度梯度方向来回振荡，激发一个很强的电子等离子体波，最后通过各种阻尼机制如朗道阻尼、波破等将能量交给电子。

共振吸收基本上是一种线性吸收，在给定的临界密度面附近等离子体密度标长($L = (1/n \times dn/dx)^{-1}$)的情况下，等离子体的密度振荡和激发的静电波的振幅都与激光电场成正比。共振吸收系数与密度标长和激光入射角都有关系[8]，在密度标长不变的情况下，最大吸收对应的角度满足

$$\sin(\theta) = 0.8(\omega L / c)^{-1/3} \quad (1.4)$$

其中 ω 为激光频率。

在共振吸收的情况下，其产生的超热电子的温度与激光强度之间有经验上的定标率[6]

$$T_{hot} \approx 14(I\lambda^2)^{1/3} T_b^{1/3} \quad (1.5)$$

其中 I 是以 10^{16} W/cm^2 为单位的激光强度， λ 是激光波长，以 μm 为单位， T_b 是以keV为背景电子温度。

(3) 真空加热

真空加热[9-11]又称为“Not-so-resonant, resonant absorption”，由Brunel于1987年首次提出[12]。它是一种与经典共振吸收有关的效应，两者都是在吸收过程中激光电场驱动电子穿过一个密度梯度。而它们的差别在于，在经典共振吸收当中，激光被认为是入射在一种慢变的等离子体梯度上(如等离子体密度标长是几个激光波长)。激光电场能够在临界密度面附近驱动一个大的等离子

体波。而在真空加热当中，激光入射在陡峭的等离子体梯度上，等离子体密度标长小于一个激光波长，不存在经典共振吸收的共振情况，激光是非共振地耦合到静电等离子体波中。因为超短超强激光的电场相当大，等离子体中的电子能够获得极大的能量。如果电子的振荡幅度大于等离子体密度标长，等离子体中的电子被拉到真空中；当电场相位反转，电子又被拉回等离子体中形成超热电子，或与离子场作用辐射出x射线光子。

做简单的估计，考虑平面电磁场波以 θ 角入射到密度梯度十分“陡峭”的等离子体上，在电磁波的反射面上产生 $E = 2E_0 \sin \theta$ 的驱动电场。根据泊松方程，单位面积上被拉到真空中的电子数目为 $\frac{2E_0 \sin \theta}{4\pi e}$ ，根据电子所吸收的能量，真空加热造成的能量损失率与电子的最大振荡速度($v_{osc} = eE_0 / m\omega$)和入射角 θ 的关系为

$$f_{vh} \propto v_{osc} \sin^3 \theta \quad (1.6)$$

因此真空加热与激光强度成线性正比关系，而且增大入射角也可增加能量的吸收。

(4) JxB加热

JxB加热是1985年由Kruer 和Estabrook提出的[13]，它是由激光的有质动力的振荡部分产生。由于在第三章将要提到的稳相加速机制(Phase Stable Acceleration)中，JxB加热机制扮演了重要的角色，所以这里将会较为详细的介绍这种机制。在等离子与真空的交界面上，由于趋肤效应，激光的电场和磁场将在趋肤深度的范围内进入到高密等离子体中，因此JxB加热机制依赖于真空等离子体界面附近的激光光强的梯度。为了更好的说明这种机制，我们对有质动力势进行简单的推导。首先考虑在真空等离子体交界面附近的电子流体元，其运动方程可写为[14]

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{p} = -e \left[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right] \quad (1.7)$$

其中

$$\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\bar{p}^2}{\gamma^2}}}$$

$$\bar{p}^2 = p_{osc}^2 / m_e^2 c^2$$

因此，在圆偏振光下 $\gamma = \sqrt{1 + \bar{p}^2}$ ，线偏振光下 $\gamma = \sqrt{1 + \bar{p}^2 / 2}$ 。利用 \bar{p} 和矢势 \mathbf{A} ，重写 (1.7)，可以获得电子流体元的动量的纵向分量

$$\frac{\partial \mathbf{p}_L}{\partial t} = e \nabla \phi - m_0 c^2 \nabla (\gamma - 1) \quad (1.8)$$

式中第一项是静电力引起的，第二项是相对论有质动力项。由此，有质动力势可得

$$U_p = m_0 c^2 (\gamma - 1) \quad (1.9)$$

取非相对论近似，则 (1.9) 式就是有质动力势的标准表达形式。

如果在激光与等离子体相互作用的过程中，电子受到这个势场的作用，电子的能量从势场中获得，那么热电子的温度定标律为 [15]

$$T_{hot} \approx \left(\sqrt{1 + \frac{I \lambda_\mu^2}{2.8 \times 10^{18}}} - 1 \right) \cdot 551 \text{ keV} \quad (1.10)$$

为了验证电子的温度，Malka 和 Miquel 在文章中 [15]，使用脉宽在 300–500 fs，波长为 1.056 μm 的激光垂直入射到固体靶，靶面激光功率密度为 $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。在靶后 0° 和 22° 的位置，他们分别测量了热电子温度，发现在 0° 方向电子温度满足 (1.10) 式，而在其他方向热电子温度与 I^a 成比例，例如在 22° 方向， $a \approx 0.28$ 。

为了得到这个机制的物理图像，考虑非相对论形式的 JxB 加热。电子受到的力由下式给出：

$$f_p = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{m v_{osc}^2}{2} \frac{4 \omega_0^2}{\omega_{pe}^2} e^{-2 \omega_{pe} x / c} \left[\frac{1 + \cos 2 \omega_0 t}{2} \right] \right) \quad (1.11)$$

这是等离子体内深度为 x 处的电子受到的力 (从真空与等离子体交界面开始测量)。电子加热是由于有质动力中的时间振荡项，使得电子以两倍激光频率在界面处振荡。如果振荡项足够大，交界面上所有的电子都会在这种非共振波中振荡。

其中一部分电子所处的位相使得它们能从振荡中获得能量,例如通过非绝热的碰撞进入密度更高的等离子体中。这些电子的比例由振荡力的大小所决定。

应该指出的是,当驱动电场(即界面法线方向的电场的分量)远大于 $J \times B$ 驱动项的大小时,真空加热的作用将会大于 $J \times B$ 加热。例如,Denavit在文章[16]中所讨论的情形: $2E_L \sin \theta > v_{osc} B_L$ 或 $\sin \theta > (v_{osc} / c)(\omega_0 / \omega_{pe})$ 。

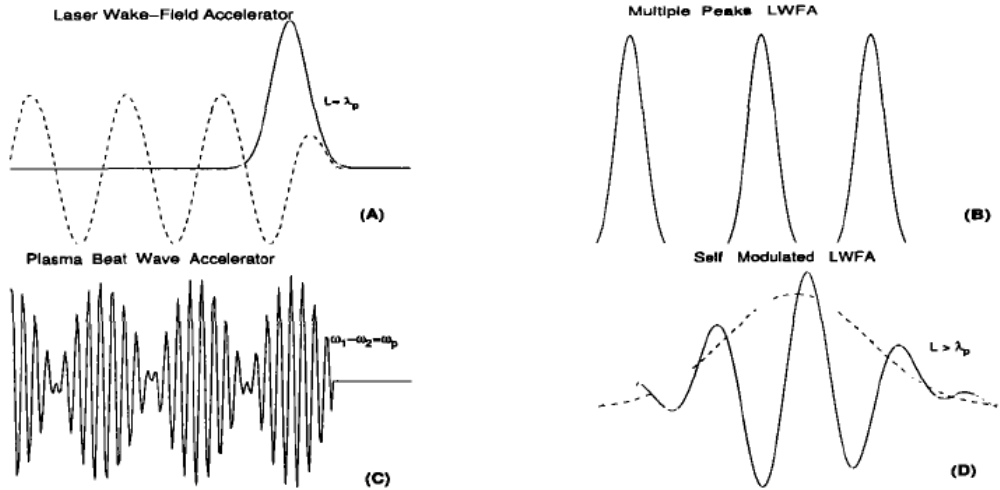
1.4 激光与等离子体相互作用中高能粒子的产生

1.4.1 尾波场电子加速

利用尾波场加速电子主要分为由电子束引起的尾波场加速和由强激光引起的尾波场加速。1956年Fainberg就提出了利用电子束激发等离子体尾波场的方案,相应的粒子加速称为等离子体尾波场加速[17]。1990年Nakajima采用相同的方法利用能量为500MeV、脉宽10ps、电量为10nC的多电子束激发密度为 $(2-8) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 长度为1m长的等离子体,获得的电子最大能量增益为30MeV[18]。2005年,美国科学家在斯坦福的SLAC实验室利用其线性加速器产生的能量为28.5GeV、20um长、10um宽、电量为2.88nC的电子束,穿过10cm长的密度为 $2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 锂蒸汽,得到了能量高达2.7GeV的增益,相应的加速梯度为27GeV/m。2007年,他们用同样的方法使得能量为42GeV的电子束在其自身的尾波场中被加速到 $85 \pm 7 \text{ GeV}$,这是迄今为止利用电子束尾波场加速所得到的最大电子能量增益。

最早提出利用激光在等离子体中形成电子等离子波并加速电子的方案的是Tajima等人,他们在1979年分析利用纵向的激光尾波场作为电子加速场的可能性,并依照当时的激光技术,提出了利用激光拍频波激发激光尾波场的方案[19]。当激光脉冲在小于临界密度的等离子体中传播时,在光脉冲的纵向有质动力作用下等离子体中的电子向前运动,偏离原来位置;等离子体中的离子由于质量大,将几乎保持不动。由于等离子密度小于临界密度,激光将会穿过电子继续向前传播,而正负电荷分离而产生的静电力会将电子往平衡位置拉,造成电子在空间的纵向振荡,形成电子等离子体波。该等离子波是由激光脉冲激发且存在于激光脉冲后方,被称为激光尾波,它的相速度与激光脉冲在等离子体中传播的群

速度相同；电荷分离所形成的场称为激光尾波场，该纵向电场以同样的相速度向前传播。由于等离子体本身是离化的离子与电子的集合体，不会因为强的尾波场而崩溃，因此激光尾波场的强度不会受通常材料破坏阈值的限制，仅受尾波场本身波破极限的限制，其幅度可以比通常的射频场加速器高三个量级。当等离子体的密度达到 $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时，尾波场的强度可以达到 $E \approx 100 \text{ GV/m}$ 。电子在尾波场中的加速过程类似于冲浪运动员的冲浪加速过程：当运动员处于迎浪面且满足一定的速度条件时，会被波浪加速；同样，在尾波场中运动的电子，当其处于电子密度梯度为正值区域（此时静电分离场为负值）且满足一定的速度条件时，电子也会被尾波场加速。对应于不同的激光技术条件，人们提出了多种激光尾波场加速的方案（图1.3）：激光拍频波加速 (PBWA) [19, 20]、脉冲链尾波场加速 (RLPA) [21]、激光尾波场加速 (LWFA) [22-25]，自调制激光尾波场加速 (SM-LWFA) [26, 27]。



(A) LWFA, 脉冲长度小于等离子体波长的激光 $L_p \simeq \lambda_p$, 激发的尾流场如虚线所示。(B) 分别相距约 λ_p 激光脉冲序列依次加强前一个脉冲激发的尾流场。(C) 两束长脉冲激光, 它们的频率相差 $\omega_1 - \omega_2 = \omega_p$, 在空间形成拍频波, 激发等离子体尾流场。(D) 当脉冲长度 $L_p \geq \lambda_p$, 激光功率 $P > P_c$ 时, 起初的长脉冲激光受“自调制”和“自聚焦”的作用, 在空间裂成间隔约为 λ_p 的脉冲片段, 再由这些脉冲片段激发尾流场加速电子。

图1.3 四种激光尾波场电子加速方案

激光尾波场加速电子在近年来不断获得发展和突破。在2002年, 利用激光尾波场加速, 已经可以获得200MeV的电子[22]。但是其能谱却相当宽, 在50MeV至200MeV区域内, 还出现了一个平台区。2004年是尾波场加速丰收的一年。美、英、法三国的研究小组同时在Nature上发表了获得利用激光尾波场高质量电子束

的文章。美国的Geddes小组[23]利用预等离子体通道导引一束相对论强度的超短激光脉冲，增加了激光的有效传播距离，结果产生了能量超过 $80\text{MeV} \pm 1.8\text{MeV}$ ，发散角仅 3mrad 的准单能电子束。英国的Mangles等人[24]，通过改变等离子体密度，发现在适当的情形下，可以产生能散度小于6%的中心能量为 70MeV 的单能电子束；法国的Faure等人[25]，利用更高强度的激光脉冲，在基本实现了激光脉宽与尾波长度相当的条件，宣称实现了空泡加速，得到了能量高达 170MeV 的准单能电子束。2006年，激光尾波场加速电子在能量和稳定性上又取得了进一步的突破。Leemans等人利用毛细管对激光进行引导，获得了 1GeV 的准单能电子束[28]，如图1.4。在实验中他们利用了长度为 33mm 、直径 $310\mu\text{m}$ 的放电毛细管进行光导引，入射激光功率为 40TW ，脉宽 38fs ，等离子体密度为 $4.3 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 。Faure等人[29]将两束激光同轴反向传输，一束为低强度的注入脉冲，另一束为主脉冲。利用主脉冲激光产生强的尾波场，而在两光束重叠区，形成驻波场，电子在驻波场有质动力的加速下，部分电子得到合适的初速度被尾波场捕获并加速，如图1.5。在20发的实验结果中，电子束十分稳定，能量保持在 $117 \pm 7\text{MeV}$ ，能散度 $11 \pm 2\%$ ，发散角 $5.8 \pm 2\text{mrad}$ 。

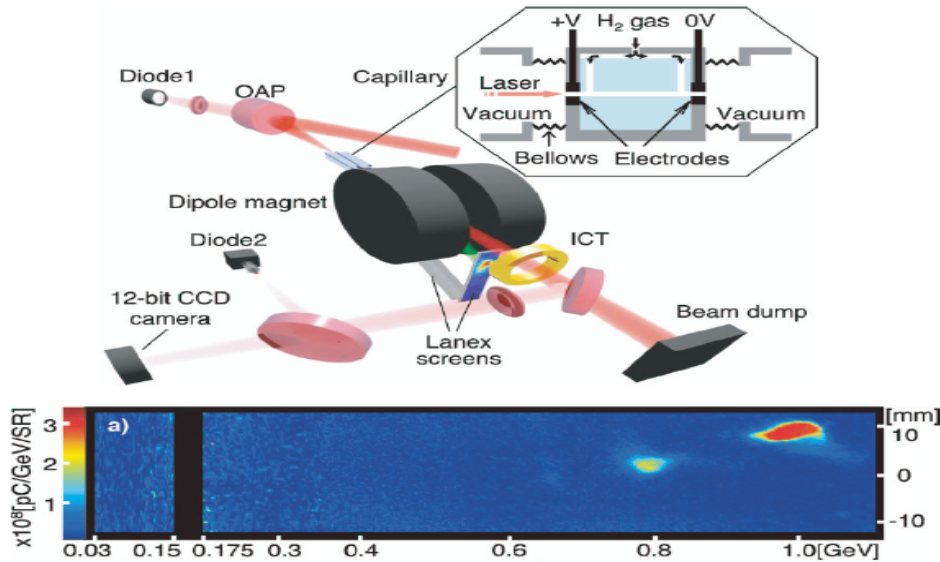


图1.4 激光尾波场加速获得1GeV电子

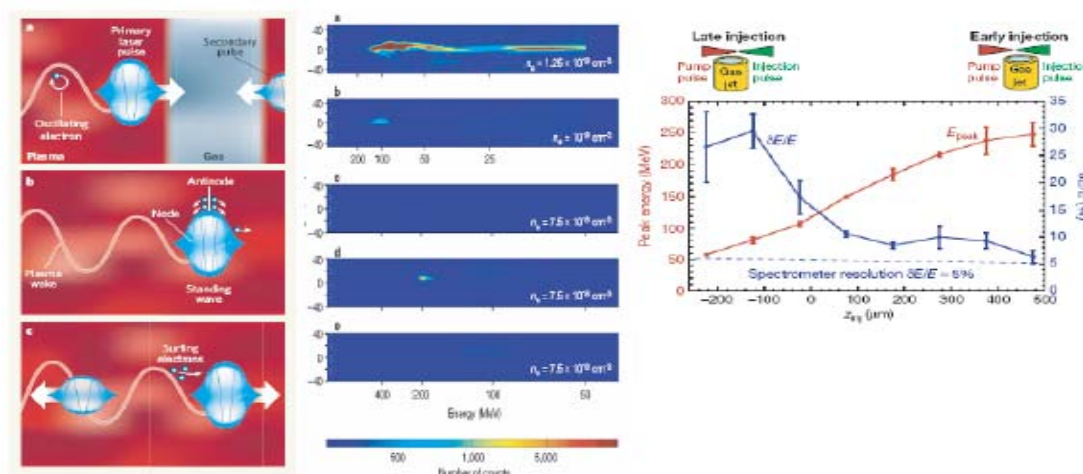


图1.5 对撞激光尾波场加速电子的稳定性

1.4.2 离子加速

1.4.2.1 离子加速机制

在激光等离子体相互作用中，等离子体中的离子的质量相对于电子来说大的多。因此，在现在典型的激光强度下 ($\ll 10^{24} \text{ W/cm}^2$)，离子加速主要依靠电子作为中间传递者来实现。一个最基本的模型就是鞘层加速，它是激光与等离子体相互作用后电子与离子分离，形成静电鞘层，从而加速离子的过程。早期，人们对于鞘层加速中起主要作用的是靶前还是靶后进行过讨论。

最初，Maksimchuk等人[30]认为质子产生于靶前，产生机制是激光脉冲的有质动力在靶的前表面建立的电荷分离场对质子进行初始的加速。质子在靶内继续传输并得到加速直至射出靶外，最后在靶背后被探测到。而R.A.Snavely等人发现高能质子束是垂直于靶背表面方向发射的[31]，如图1.6。他们将激光以 45° 角入射到一个角度为 30° 楔形靶上时，发现了两个分离的质子束沿楔形靶的两个直角边背面的垂直方向发射。他们认为质子束产生的机制是：由于超热电子在靶背面形成了一个动态的电子Debye鞘层，鞘层的静电场实现离子加速。他们推断，观察到的离子不可能由靶前面的焦斑区的光压效应所产生，因为质子垂直于靶背面发射已明确地证明了这一点；其次，质子的发射区域远大于激光的焦斑；第三，从金靶产生的质子不可能来源于前表面，因为观察到的质子流超过了焦斑区中单

层吸收所产生的质子总数而且预脉冲会在任何情况下清除靶的前表面。2001年, A.Pukhov等人[32]利用3DPIC程序模拟了在 $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ 光强下, 激光与16nc等离子的相互作用, 并与实验结果相比较。他们发现从靶前面产生的离子的能量较低而且发射立体角较大, 而在靶背面由空间电荷势加速的离子具有高度的方向性, 同时能量也与实验相符, 从而认为实验上观察到了离子来自于靶后。而M.Zepf等人[33]讨论了几种机制沿着靶背发射质子束的加速机制, 包括1)靶前表面在临界密度面处电荷分离对离子的加速; 2)在固体密度区, 当激光功率密度达到 $10^{19}\text{W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时, 由于超热电子的传播形成的快电子电流 j_f 和其相应的回流 j_b 产生的电场对离子的加速, 这个加速梯度可以达到 $10^{11}\text{V}/\text{m}$; 3)在靶背面, 由于超热电子离开靶背面而建立起的强大的空间电荷场对质子的加速。这个加速场估算为 $E = T_{hot}/(eL_i)$, 其中 T_{hot} 为超热电子的温度, L_i 为离子密度标长。他们认为, 问题的关键在于是哪种机制起支配作用。2003年, Y.Sentoku等人[34]超短超强激光与稠密等离子体相互作用时靶前靶后产生的两群高能质子进行了进一步的讨论:

1)靶前面的离子加速。由激光有质动力推动的电子在激光波前堆积而形成的清扫势(sweeping potential)加速的。离子能量由清扫势的加速时间决定。清扫势的最大加速时间 τ_{sw} 为 $\tau_{sw} \approx \sqrt{\frac{M}{Zm\gamma_{os}}} \frac{\lambda_D}{c} \approx \sqrt{\frac{M}{Zm\gamma_{os}}} \tau$, 其中 $M(Z)$ 是离子质量(电荷), m 是电子质量, c 为光速, τ 是激光振荡周期, $\gamma_{os} = \sqrt{1 + \langle a \rangle^2}$ 是时间平均的相对论因子, $a = eE/mc\omega$ 是归一化振幅。如果激光脉冲长度 $\tau_{Laser} > \tau_{sw}$, 清扫势加速的离子速度为

$$\frac{u_{sw}}{c} = \sqrt{\frac{2m}{M} \left(\left(1 + \frac{I\lambda^2}{1.37 \times 10^{18}} \right)^{1/2} - 1 \right)} \quad (1.11)$$

当激光脉冲长度 $\tau_{Laser} < \tau_{sw}$, 时, 离子不能被加速到最大速度, 离子速度将降低为 $u_{sw}(\tau_{Laser}/\tau_{sw})$ 。

2)靶背鞘层加速。靶前形成的热电子束穿过靶体, 在靶背面形成自生鞘场,

在自生鞘场的作用下热电子又被拉回靶体乃至靶前，然后又在激光的作用下向靶后输运。当靶的厚度大于激光脉冲长度的一半时，电子在靶背面的边沿局部地重叠，这时热电子的密度并不明显地增加。相反，当靶的厚度小于激光脉冲长度的一半时，电子的环流将有效地增加靶背面的电子密度，使鞘电场极大的增加，最终极大地提高鞘的加速。

到了2005年Fuchs等人通过注入氖离子的方法，同时获得了靶前和靶后加速下离子的能谱[35]。

此外，人们还陆续提出了多种加速机制，如：库仑爆炸加速（Coulomb explosion）[36, 37]、活塞加速[38]、爆燃加速（Breakout afterburner）[39, 40]和稳相加速[41]等，在此不再对其做一一介绍。

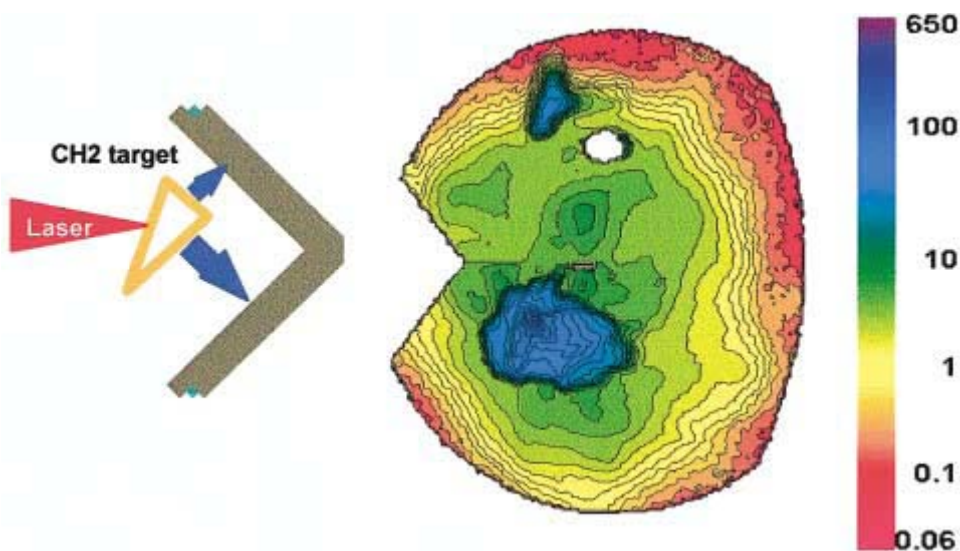


图1.6 激光与楔形靶相互作用下离子角分布

1.4.2.2 离子束的优化与控制

在获得离子束后，对于离子束的优化和控制成为人们研究的又一个方向。其中包括对离子能量的提高和能散的优化。

目前为止，激光加速所获得的最高质子能量是Robson等人[42]在英国卢瑟福实验室的Vulcan激光装置上进行的实验中获得的，他们依靠 $6 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ 的聚焦光强，得到的55MeV能量的质子。为了获得高能量的质子，除了提高光强外，激光的对比度也很重要。Kaluza等人[43]对激光主脉冲前ns量级的ASE平台进行了研究，发现在质子加速时存在最优厚度值。当ASE平台变窄，最优厚度值减小，同时最高质子能量增加，在最好情况下他们获得了4MeV的质子。在本文的第三章中

将提出一种利用入射角度而实现的简单有效的提高离子能量的方法。

降低离子束的能散，获得准单能的离子束也是激光离子加速中的重要研究课题。2002年，Esirkepov等人[44]在三维PIC模拟中提出通过双层靶（分别由高Z材料和低Z的富含H元素的材料构成），控制靶后CH层的纵向尺寸和横向尺寸，可以显著减小质子束的能量发散，获得准单色的质子束。类似的，2006年Hegelich等人也利用复合靶得到了能散在17%，能量在3MeV每核子的准单能离子束[45]。他们将钽靶加热到大于1100K的温度，使钽靶上附着的碳氢杂质中的氢基本脱离钽基底，而且C元素在钽基底的后表面形成很薄的石墨层，构成铅—石墨复合靶。在同一期Nature杂志上，Schwoerer等人[46]通过在5 μm 钛靶上构造出宽度为20 μm ×20 μm 、厚度为0.5 μm 的PMMA（聚甲基丙烯酸甲酯）微结构靶的方法，获得了中心能量为1.2MeV，能散度为25% 的准单能质子束。实验中激光聚焦功率密度为 $3 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$ ，脉宽80fs，如图1.7所示。其后，颜学庆等人[41]提出了利用

当圆偏振激光光强与靶材满足条件 $(1+\eta)^{1/2} a \approx \frac{n}{n_c} \frac{D}{\lambda}$ 时，被加速的质子束实现稳

相条件，从而降低了能散。2009年，Henig等人在实验上验证了稳相加速机制，观察到了能峰20–40MeV的 C^{6+} 离子[47]。

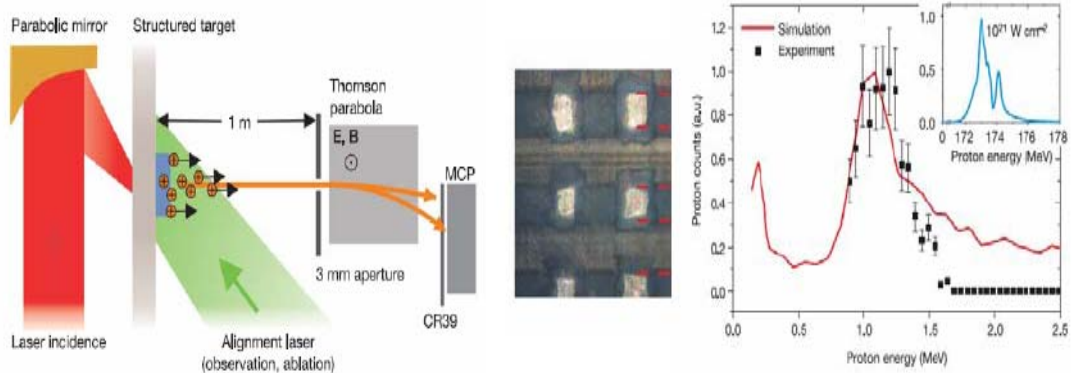


图1.7 微结构靶的实验示意图和质子能谱

除了上述通过靶材和激光的控制实现单能离子的方法外，还有在靶后加能量选择仪器从而获得单能束的方法。2006年，Toncian 等人向人们展示了一种超快的等离子体聚焦镜技术，这种技术可以对超短脉冲激光产生的离子束进行聚焦并起到选能的作用，从而得到单能电子束[48]，如图1.8。实验中等离子体镜是由一束激光电离圆筒，并造成等离子体向筒轴处膨胀，而形成非完全电中性等离子体，其电场方向从筒内壁指向筒轴。由于不同能量的离子束到达该筒的时间不同，

对应不同的静电场强，相应的不同离子聚焦的焦点也就不同，在不同焦点处就可以得到不同能量的聚焦的单能离子束。与此类似，2008年Schollmeier等人利用一对永磁四极透镜对 $14 \pm 1 \text{ MeV}$ 的质子束进行选择并聚焦，获得了 $286 \times 173 \mu\text{m}$ 的准单能束斑[49]，如图1.9所示。

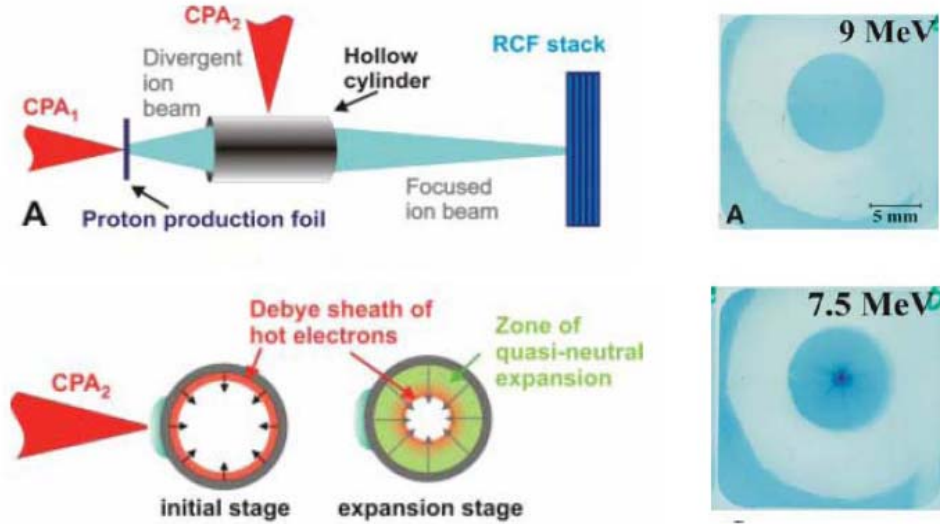


图 1.8 利用等离子体透镜选择聚焦单能离子束

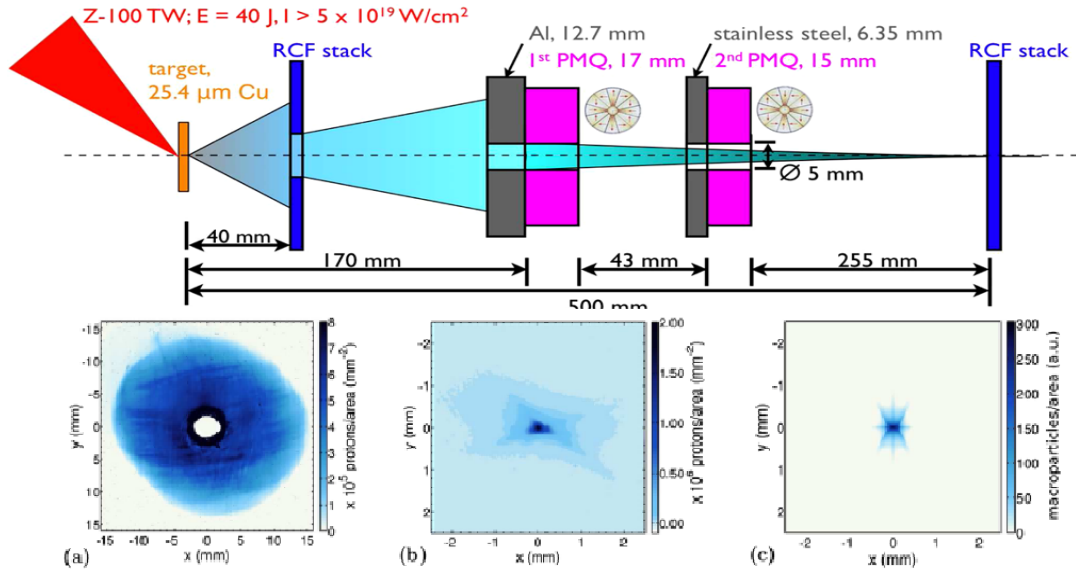


图1.9 永磁四极透镜聚焦质子束

1.5 小结

本章中我们对激光等离子体科学的研究内容和研究方法做了一个初步介绍，其中对超热电子和高能电子、离子加速做了详细的阐述，在下面的章节中将根据

相关的工作内容做进一步的论述。整体的内容安排为：第二章是关于粒子模拟方法的介绍和并行程序的编写，第三章是利用程序对稳相加速进行模拟研究，第四章是离子加速实验的相关内容。

参考文献:

1. Strickland, D. and G. Mourou, *COMPRESSION OF AMPLIFIED CHIRPED OPTICAL PULSES*. Optics Communications, 1985. **55**(6): p. 447-449.
2. Fews, A.P., et al., *PLASMA ION EMISSION FROM HIGH-INTENSITY PICOSECOND LASER-PULSE INTERACTIONS WITH SOLID TARGETS*. Physical Review Letters, 1994. **73**(13): p. 1801-1804.
3. Zhidkov, A.G., et al., *Direct spectroscopic observation of multiple-charged-ion acceleration by an intense femtosecond-pulse laser*. Physical Review E, 1999. **60**(3): p. 3273-3278.
4. Buneman, O., *DISSIPATION OF CURRENTS IN IONIZED MEDIA*. Physical Review, 1959. **115**(3): p. 503-517.
5. Dawson, J., *ONE-DIMENSIONAL PLASMA MODEL*. Physics of Fluids, 1962. **5**(4): p. 445-459.
6. Forslund, D.W., J.M. Kindel, and K. Lee, *Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity*. Physical Review Letters, 1977. **39**(5): p. 284.
7. Estabrook, K. and W.L. Kruer, *PROPERTIES OF RESONANTLY HEATED ELECTRON DISTRIBUTIONS*. Physical Review Letters, 1978. **40**(1): p. 42-45.
8. Kruer, W.L., *The Physics of Laser Plasma Interaction*. 1988.
9. Bulanov, S.V., N.M. Naumova, and F. Pegoraro, *INTERACTION OF AN ULTRASHORT, RELATIVISTICALLY STRONG LASER-PULSE WITH AN OVERDENSE PLASMA*. Physics of Plasmas, 1994. **1**(3): p. 745-757.
10. Gibbon, P. and A.R. Bell, *Collisionless Absorption in Sharp-Edged Plasmas*. Physical Review Letters, 1992. **68**(10): p. 1535-1538.
11. Cai, H.B., et al., *Short-pulse laser absorption in very steep plasma density gradients*. Physics of Plasmas, 2006. **13**(9): p. 4.
12. Brunel, F., *Not-so-resonant, resonant absorption*. Physical Review Letters, 1987. **59**(1): p. 52.
13. Kruer, W.L. and K. Estabrook, *$J \times B$ heating by very intense laser light*.

- Physics of Fluids, 1985. **28**(1): p. 430-432.
14. Wilks, S.C. and W.L. Kruer, *Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas*. Ieee Journal of Quantum Electronics, 1997. **33**(11): p. 1954-1968.
 15. Malka, G. and J.L. Miquel, *Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target*. Physical Review Letters, 1996. **77**(1): p. 75-78.
 16. Ruhl, H. and P. Mulser, *RELATIVISTIC VLASOV SIMULATION OF INTENSE FS LASER PULSE-MATTER INTERACTION*. Physics Letters A, 1995. **205**(5-6): p. 388-392.
 17. Esarey, E., et al., *Overview of plasma-based accelerator concepts*. Ieee Transactions on Plasma Science, 1996. **24**(2): p. 252-288.
 18. Nakajima, K., et al., *PLASMA WAKE-FIELD ACCELERATOR EXPERIMENTS AT KEK*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, 1990. **292**(1): p. 12-20.
 19. Tajima, T. and J.M. Dawson, *Laser Electron Accelerator*. Physical Review Letters, 1979. **43**(4): p. 267.
 20. Tang, C.M., P. Sprangle, and R.N. Sudan, *DYNAMICS OF SPACE-CHARGE WAVES IN THE LASER BEAT WAVE ACCELERATOR*. Physics of Fluids, 1985. **28**(6): p. 1974-1983.
 21. Umstadter, D., E. Esarey, and J. Kim, *NONLINEAR PLASMA-WAVES RESONANTLY DRIVEN BY OPTIMIZED LASER-PULSE TRAINS*. Physical Review Letters, 1994. **72**(8): p. 1224-1227.
 22. Malka, V., et al., *Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse*. Science, 2002. **298**(5598): p. 1596-1600.
 23. Geddes, C.G.R., et al., *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*. Nature, 2004. **431**(7008): p. 538-541.
 24. Mangles, S.P.D., et al., *Monoenergetic beams of relativistic electrons from*

- intense laser-plasma interactions*. Nature, 2004. **431**(7008): p. 535-538.
25. Faure, J., et al., *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*. Nature, 2004. **431**(7008): p. 541-544.
26. Sprangle, P., et al., *PROPAGATION AND GUIDING OF INTENSE LASER-PULSES IN PLASMAS*. Physical Review Letters, 1992. **69**(15): p. 2200-2203.
27. Modena, A., et al., *ELECTRON ACCELERATION FROM THE BREAKING OF RELATIVISTIC PLASMA-WAVES*. Nature, 1995. **377**(6550): p. 606-608.
28. Leemans, W.P., et al., *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*. Nature Physics, 2006. **2**(10): p. 696-699.
29. Faure, J., et al., *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*. Nature, 2006. **444**(7120): p. 737-739.
30. Maksimchuk, A., et al., *Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser*. Physical Review Letters, 2000. **84**(18): p. 4108-4111.
31. Snavely, R.A., et al., *Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids*. Physical Review Letters, 2000. **85**(14): p. 2945-2948.
32. Pukhov, A., *Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser*. Physical Review Letters, 2001. **86**(16): p. 3562-3565.
33. Zepf, M., et al., *Fast particle generation and energy transport in laser-solid interactions*. Physics of Plasmas, 2001. **8**(5): p. 2323-2330.
34. Sentoku, Y., et al., *High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target*. Physics of Plasmas, 2003. **10**(5): p. 2009-2015.
35. Fuchs, J., et al., *Comparison of laser ion acceleration from the front and rear surfaces of thin foils*. Physical Review Letters, 2005. **94**(4): p. 4.
36. Bulanov, S.V., et al., *Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators*. Physics Letters A, 2002. **299**(2-3): p. 240-247.
37. Fourkal, E., I. Velchev, and C.M. Ma, *Coulomb explosion effect and the maximum energy of protons accelerated by high-power lasers*. Physical

- Review E, 2005. **71**(3): p. 11.
38. Esirkepov, T., et al., *Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime*. Physical Review Letters, 2004. **92**(17): p. 175003.
39. Yin, L., et al., *Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets*. Physics of Plasmas, 2007. **14**(5): p. 8.
40. Yin, L., et al., *GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner*. Laser and Particle Beams, 2006. **24**(2): p. 291-298.
41. Yan, X.Q., et al., *Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime*. Physical Review Letters, 2008. **100**(13).
42. Robson, L., et al., *Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser-plasma interactions*. Nature Physics, 2007. **3**(1): p. 58-62.
43. Kaluza, M., et al., *Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments*. Physical Review Letters, 2004. **93**(4): p. -.
44. Esirkepov, T.Z., et al., *Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams*. Physical Review Letters, 2002. **89**(17): p. 175003.
45. Hegelich, B.M., et al., *Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams*. Nature, 2006. **439**(7075): p. 441-444.
46. Schwoerer, H., et al., *Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets*. Nature, 2006. **439**(7075): p. 445-448.
47. Henig, A., et al., *Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses*. Physical Review Letters, 2009. **103**(24): p. 245003.
48. Toncian, T., et al., *Ultrafast laser-driven microlens to focus and energy-select mega-electron volt protons*. Science, 2006. **312**(5772): p. 410-413.
49. Schollmeier, M., et al., *Controlled transport and focusing of laser-accelerated protons with miniature magnetic devices*. Physical Review Letters, 2008. **101**(5): p. 055004.

第二章 粒子模拟方法

2.1 引言-数值模拟简介

激光技术的发展使科学家能够设计和进行更好的激光等离子体相互作用的整体和分解实验，研究相应的物理规律。但是相对于理论和计算机模拟而言，实验成本很高，并且也受到实验仪器与测量手段的限制。所以，理论和数值模拟研究一直起着非常重要的作用，它既可以解释、验证实验，也对实验有着指导性的作用。由于激光等离子体相互作用牵涉到波-波、波-粒子、粒子-粒子的相互作用，是一个多模、多粒子系统的强非线性相互作用过程。解析研究只能对其中的线性发展进行分析。非线性过程的研究就只能借助于计算机进行数值模拟。

对这个呈现集体运动特性的带电粒子的复杂系统（等离子体）的数值模拟研究，一般用流体力学模拟或动理学模拟方法（见图2.1）。

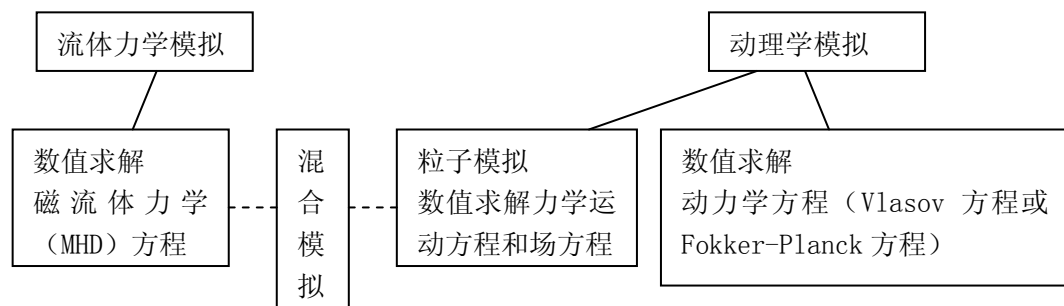


图 2.1 等离子体数值模拟分类

2.1.1 流体力学模拟

流体力学模拟方法从宏观角度研究等离子体大范围（例如几百微米），长时间（例如几个纳秒）性质，将微观得到的吸收系数或输运系数的作为已知条件，数值求解磁流体力学（MHD）方程。这种方法将粒子分布函数对速度求积分，只能给出关于分布函数，比如平均粒子速度（即流体速度）和温度（速度均方分布），而无法给出等离子体的动力学信息。

完整的流体力学方程组，可以通过取 Vlasov 方程的不同的速度矩得到：

(a) 粒子密度 n_j 的连续性方程: $\frac{\partial n_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{x}}(n_j \vec{u}_j) = 0$, 下标 j 代表粒子种类。

(b) 粒子平均速度 u_j 的力方程 (或称为运动方程):

$$n_j \frac{\partial \vec{u}_j}{\partial t} + n_j \vec{u}_j \cdot \frac{\partial \vec{u}_j}{\partial \vec{x}} = \frac{n_j q_j}{m_j} (\vec{E} + \frac{\vec{u}_j \times \vec{B}}{c}) - \frac{1}{m_j} \frac{\partial p_j}{\partial \vec{x}}$$

(c) 等温状态方程 ($\omega/k \ll v_j$, 即热传递很快): $p_j = n_j T_j$, 这里的温度 T_j 是一个常数, 热速度 $v_j = (T_j/m_j)^{1/2}$ 。 P_j 为压力 (能量密度)。

(d) 或绝热状态方程 ($\omega/k \gg v_j$, 即忽略热流): $\frac{p_j}{n_j^\gamma} = \text{const}$, 其中 $\gamma = (2+N)/N$,

N 是自由度个数。当 $\omega/k \approx v_j$ 时, 电荷的速度分布的细节很重要, 流体描述不再合适, 必须用 Vlasov 方程。

如果等离子体由电子和一类离子组成, 即 $j=i, e$, 则 (a-d) 中的四个方程就构成双流体模型 (电子、离子各作为一种流体)。加上 Maxwell 方程组, 就构成等离子体的完备的描述。

2.1.2 动理学模拟

动理学模拟是考虑粒子在电磁场作用下更细致的等离子体模型, 适用于研究等离子体的微观性质, 他所研究的等离子体的空间范围和时间尺度都有限。主要包括两种方法:

(1) 求解动力学方程:

Vlasov 方程:

j 类粒子在相空间 (\vec{x}, \vec{v}) 中的配置随时间变化的函数 $f_j(\vec{x}, \vec{v}, t)$ 满足

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{x}} + \frac{q_j}{m_j} (\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{v}} = 0, \text{ 它描述高温无碰撞等离子体, 如受控热核}$$

反应和激光等离子体相互作用。

Fokker-Plank 方程:

描述弛豫扩散等非平衡状态的等离子体, 在 Vlasov 方程中, 加了碰撞项

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{x}} + \frac{q_j}{m_j} (\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collisions}}.$$

利用流体力学方程或动力学方程求解问题时, 由于存在一个多维相空间的分布函数, 数值求解时要进行离散化处理, 容易产生非物理的多束流失真。因此无论是流体力学方程还是动力学方程, 都需要对作为统计系统的等离子体做了光滑化的近似, 抹去了他们固有的统计起伏, 然而这些起伏效应在一定条件下可以发展成湍流这样的重要物理现象。

(2) 粒子模拟是数值求解力学运动方程(Lorentz 力方程)和场方程(Maxwell 方程组)。等离子体粒子模拟方法和磁流体力学模拟方法相结合, 构成混合模拟。

另外还有一种研究等离子体的理论方法——单粒子理论。当等离子体密度很稀薄时, 粒子的轨道描述常常能对一些观测结果给出定性上合理的解释。它可以作为在理论上进一步分析和讨论实际问题的出发点。

2.2 粒子模拟概述

等离子体的粒子模拟方法创立于 1960 年左右, 是一种基本的、容易在计算机上实现的等离子体数值模拟方法。即用计算机模拟跟踪计算大量微观粒子在它们的自洽场和外加电磁场中的运动, 再对组成物体(包括气态, 液态, 固态和等离子体态)的大量微观粒子进行统计平均, 得到宏观物体的物质特性和运动规律。随着新算法的发展和计算能力更强大的计算机的出现, 这种模拟方法已经从只可以模拟简单的、一维的、静电问题, 发展到可以模拟更复杂的、多维的、电磁场作用下的真实情况。有关粒子模拟方法的书籍文献很多[1-15]。

粒子模拟方法是从微观角度研究等离子体的某一小区域(例如几百电子 Debye 波长)和较短的时间范围(几百电子等离子体频率)。实际等离子体粒子数(一个德拜球内的粒子数几千到几万个)虽然比计算机所能模拟的粒子数(一个德拜球内的粒子数几个到几十个)远大的多, 但在等离子体分布函数的相空间中的一点(\mathbf{x}, \mathbf{v})的周围, 每个带电粒子对电磁场的贡献和电磁场对粒子的作用力都基本相同, 故周围这些大量带电粒子的运动规律基本相同, 因而只用一个粒子——“超粒子”代表这些粒子的就可以了。这与我们常常只对大于 Debye 长度的无碰撞等离子体的集体效应感兴趣是一致的, 而且我们也并不对所有这些模拟粒子中的两两相互作用进行计算, 而是直接计算空间中的场对模拟粒子的作用。

“超粒子”的引入使得计算机对等离子体做统计计算成为可能。对等离子体做整

体量纲分析，可看出，超粒子体系除了 Debye 球内的粒子数目 N_d 缩小 N 倍外，所有基本物理量都不变：

真实等离子体中电子质量、电荷、温度和密度分别为： m, e, kT, n ；

“超粒子”体系中一个点电子（代表 N 个电子）的质量、电荷、温度和密度分别为： $m' = Nm, e' = Ne, (kT)' = NkT, n' = n/N$ 。所以，

$$(kT)' = m' v'^2 = Nm v^2 = NkT$$

$$\lambda_D' = \sqrt{(kT)/(4\pi n' e'^2)} = \sqrt{NkT/[4\pi (n/N)(Ne)^2]} = \sqrt{kT/(4\pi n e^2)} = \lambda_D$$

$$N_d = 4\pi n' \lambda_D'^3 / 3 = 4\pi (n/N) \lambda_D^3 / 3 = N_d / N$$

但是 N_d 是反映等离子体近碰撞程度的物理量，所以超粒子的引入基本上不改变等离子体的性质，只是增加了粒子间近碰撞效应，引入了短波长噪声。为了解决这些问题，引入了有限大小粒子。以电荷在空间有一定分布、一定形状的粒子代替点状粒子，称为粒子云。其电荷在空间的分布 $S(r)$ 称为形状因子。粒子云在距离近时，可以相互穿透甚至重合。这样空间两个粒子的相互作用更接近于实际粒子团的相互作用。粒子云的电荷分布应满足 $\int_{-\infty}^{\infty} S(r) dr = 1$ ，其中 r 是距此粒子中心的距离。经常采用的是三角形分布（如图 2.2）：

$$\begin{aligned} S(r) &= (1-r/a)/a & \text{当 } r \leq a \text{ 时} \\ &= 0 & \text{当 } r > a \text{ 时} \end{aligned}$$

其中 a 是粒子半径，它选取受到所模拟波长的限制， $a \ll \lambda$ ，所以不能取得太大，一般是 λ_D 的量级。

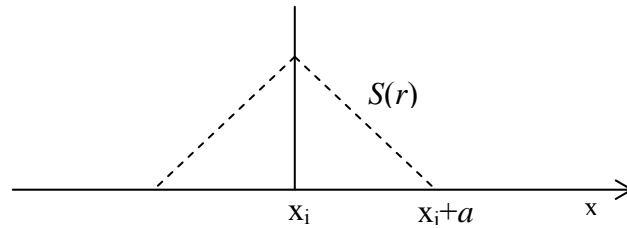


图 2.2 有限大小粒子的三角形电荷分布 $S(r)$ 。 x_i 是粒子中心， a 是粒子半径。

在采用粒子云形状后，在 $1 < a$ 的空间尺度中，静电力以及相应的电磁场的取值就是不准确的，而且准确取值也是不必要的。所以一般将计算空间分成和粒子大小相近的网格，即格点距离 $\Delta \approx a$ 。用分离的空间格点坐标上的电磁场来代替本

应在连续坐标上取值的电磁场。

图 2.3 示意了物理量在二维空间网格上的分配情况。场格点化大大减少了所需计算和存储的电磁场数量，同时也抹平了小于格子长度 Δ 的波场和相应的对粒子作用力的细节，这种细节在用较少粒子作模拟时往往是误差很大的。

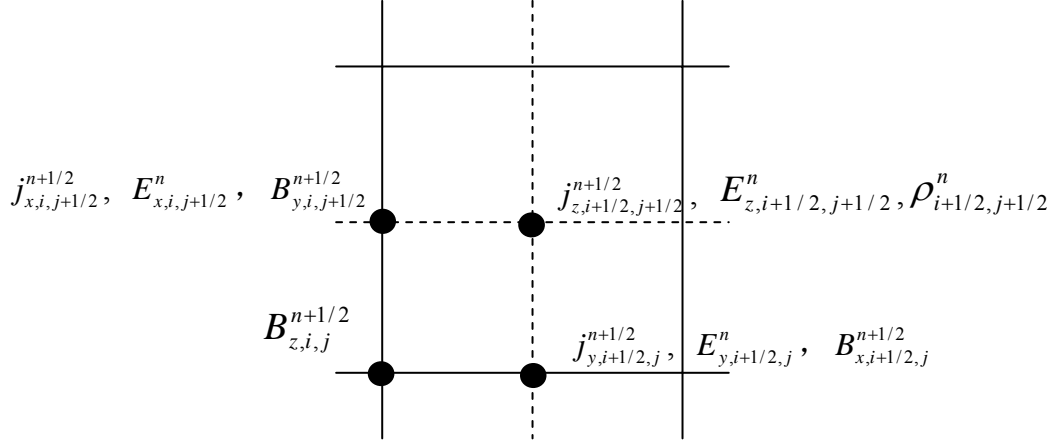


图 2.3 物理量在二维空间网格上的分配。上角标代表时刻，下角标代表分立的网格。

要在计算机上很好的实现等离子体粒子模拟，还应该有很多精细的考虑和处理技巧，根据问题的性质，尽量简化计算。从模拟的维数上说，有一维、二维、三维，还有 1D2V（一个空间分量，两个速度分量）、1D3V（一个空间分量，三个速度分量）和 2D3V（两个空间分量，三个速度分量）。从研究等离子体问题的性质上可以分为：

1. 静电模：要研究的等离子体的运动主要由于电荷分离产生静电场引起。如，Langmuir 波，离子声波，双流不稳定性。只求解波松方程

$$(\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho)。$$

其特征时间为 ω_{pe}^{-1} , ω_{pe} 是静电振荡频率。

2. 静磁模：研究磁约束、磁流体 (MHD)、阿尔芬波等。求解 Maxwell 方程，但略去了位移电流。其特征时间为静电振荡 ω_{pe}^{-1} 或电子回旋时间 ω_{ce}^{-1} 。

3. 电磁模：求解完整的 Maxwell 方程组。其特征时间为 λ_D/C 。

另外，还可以采用多时标法[14]，把等离子体中具有不同运动特征频率的部分分离来研究。甚至可以在保证 $m_i \gg m_e$ 的前提下，人为降低 m_i/m_e 的值，比如

取到 30。也可以在保证光速度和热速度满足 $c \gg v_{th}$ 的前提下，人为减小 c 的值。

2.3 等离子体粒子模拟方法的基本过程

等离子体粒子模拟方法的基本过程是这样：(1)粒子的初始位置和速度分布，求出电荷密度和电流密度分布。(2)数值求解 Maxwell 方程组（用 FFT 方法或空间网格差分法）得到电磁场分布。(3)由 Lorentz 力公式求出新的粒子位置和速度分布。如此循环下去（如图 2.4 所示），就可知道电磁场和每个粒子的运动变化情况。所有关于场和粒子的基本量都可以用计算机储存起来，宏观量和统计量都可以通过这些基本量求出。

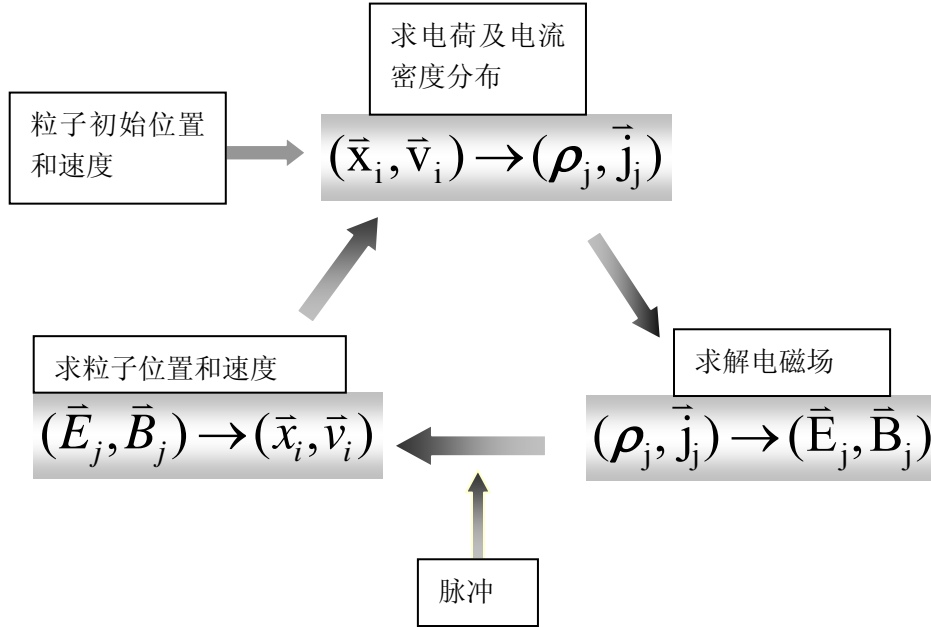


图 2.4 等离子体粒子模拟方法基本过程

由以上过程可以看出，粒子模拟主要包含两大部分：(1) 各个时刻空间电磁场的分布（即求解 Maxwell 方程组）；(2) 粒子在电磁场作用下的运动情况（即求解相对论粒子运动方程）以及由此形成的电流。

2.4 粒子模拟具体方案

下面具体介绍在电磁模模拟中, 数值求解 Maxwell 方程组、相对论粒子运动方程，求解电流，以及模拟过程中需要用到的其他内容。

1. 无量纲化

计算机模拟过程中，有些物理量非常小，如电子质量、电量、波长等，而有些量却很大，如光速等，用计算机直接进行这些量之间的加减乘除等计算，非常不方便，而且很有可能在计算中因变量太大而导致数值溢出或变量太小而导致有效数字的损失。所以在数值计算中各物理量均采用无量纲量形式。

在我们的程序中，长度以入射光波长 λ_L 为单位，时间以入射光周期 τ_L 为单位，质量以单个电子质量 m_e 为单位，电荷以电子电荷 e 为单位，速度以光速为单位，等离子体密度以对于入射激光的临界密度 $n_c = m_e \omega_L^2 / 4\pi e^2$ 为单位，若用带“ $'$ ”的量代表无量纲量，则各无量纲化的物理量分别为：

$$\begin{aligned}
 \text{长度: } \vec{x}' &= \frac{\vec{x}}{\lambda_L} & \text{时间: } t' &= \frac{t}{\tau_L} \\
 \text{电场: } \vec{E}' &= \frac{\vec{E}e}{m_e \omega_L c} & \text{磁场: } \vec{B}' &= \frac{\vec{B}e}{m_e \omega_L} \\
 \text{粒子数密度: } n' &= \frac{n}{n_c} & \text{电流密度: } \vec{j}' &= \frac{\vec{j}}{n_c e c} \\
 \text{电荷密度: } \rho' &= \frac{\rho}{n_c e}
 \end{aligned}$$

采用无量纲化方案后等离子体粒子模拟中所需求解的基本方程组（电磁场演化满足的 Maxwell 方程组和粒子运动方程）保持形式不变。

2. 求解 Maxwell 方程组

用时域有限差分法（FDTD: Finite Difference Time Domain）求解（无量纲化）Maxwell 方程组的基本原理：用二阶精度的中心差分近似把旋度方程中的微分转换成差分形式。

真空中的 Maxwell 方程组为

$$\begin{cases} \partial_t \vec{E} = \nabla \times \vec{B} - 2\pi \vec{j} \\ \partial_t \vec{B} = -\nabla \times \vec{E} \\ \nabla \cdot \vec{E} = 2\pi \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \end{cases}$$

对于 TM 模，Maxwell 方程组的二维中心差分形式是（上角标代表时刻，下角标代表分立的网格。）：

$$\begin{aligned}\frac{E_{x,i,j+1/2}^{n+1} - E_{x,i,j+1/2}^n}{\Delta t} &= \frac{B_{z,i,j+1}^{n+1/2} - B_{z,i,j}^{n+1/2}}{\Delta y} - 2\pi j_{x,i,j+1/2}^{n+1/2} \\ \frac{E_{y,i+1/2,j}^{n+1} - E_{y,i+1/2,j}^n}{\Delta t} &= \frac{B_{z,i+1,j}^{n+1/2} - B_{z,i,j}^{n+1/2}}{\Delta x} - 2\pi j_{y,i+1/2,j}^{n+1/2} \\ \frac{B_{z,i,j}^{n+1/2} - B_{z,i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} &= -\frac{E_{y,i+1/2,j}^n - E_{y,i-1/2,j}^n}{\Delta x} + \frac{E_{x,i,j+1/2}^n - E_{x,i,j-1/2}^n}{\Delta y}\end{aligned}$$

对于 TE 模，Maxwell 方程组的二维中心差分形式是：

$$\begin{aligned}\frac{E_{z,i+1/2,j+1/2}^{n+1} - E_{z,i+1/2,j+1/2}^n}{\Delta t} &= \frac{B_{y,i+1,j+1/2}^{n+1/2} - B_{y,i,j+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{B_{x,i+1/2,j+1}^{n+1/2} - B_{x,i+1/2,j}^{n+1/2}}{\Delta y} - 2\pi j_{z,i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} \\ \frac{B_{x,i+1/2,j}^{n+1/2} - B_{x,i+1/2,j}^{n-1/2}}{\Delta t} &= -\frac{E_{z,i+1/2,j+1/2}^n - E_{z,i+1/2,j-1/2}^n}{\Delta y} \\ \frac{B_{y,i,j+1/2}^{n+1/2} - B_{y,i,j+1/2}^{n-1/2}}{\Delta t} &= \frac{E_{z,i+1/2,j+1/2}^n - E_{z,i+1/2,j-1/2}^n}{\Delta x}\end{aligned}$$

其中空间步长 $\Delta x = \Delta y = \Delta$ ，时间步长 $\Delta t = \Delta/2$ ，时间步长和空间步长应满足 courant 条件： $(c\Delta t)^2[1/(\Delta x)^2 + 1/(\Delta y)^2] < 1$ 。电流密度 \vec{j} 的求法会在下面作详细介绍。

可见，每个电磁分量的值只和它自己上个时刻的值，以及和它最近邻点上的电磁分量的上半个时刻的值有关系（参见示意图 2.5）。这有利于实现程序的并行化。

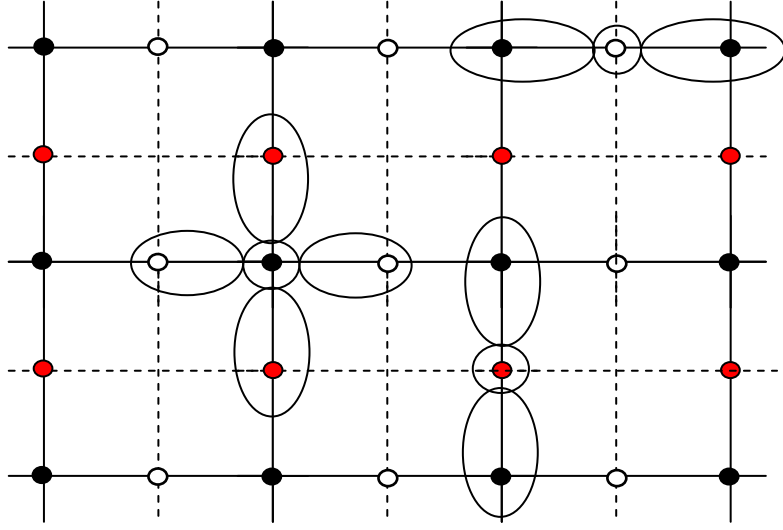


图 2.5 电磁场的 TM 模 (B_z 实心黑点, E_y 空心圆圈, E_x 红点,) 在空间网格点上的分配, 以及数值求解它们时需要用的其他电磁场分量。

3. 用半加速-旋转-半加速方法解 (无量纲化) 相对论粒子运动方程:

$$m \frac{d\vec{u}}{dt} = 2\pi q (\vec{E} + \frac{\vec{u}}{\gamma} \times \vec{B})$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$$

其中 $\vec{u} = \gamma \vec{v} = \vec{v} / \sqrt{1 + \vec{v}^2}$, γ 是粒子的相对论因子。其差分形式 (上角标代表时刻,

\vec{E}, \vec{B} 分别是粒子所在位置的电磁场, 其求法会在下面作详细介绍):

$$\frac{\vec{u}^{n+1/2} - \vec{u}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{2\pi q}{m} (\vec{E}^n + \frac{\vec{u}^{n+1/2} + \vec{u}^{n-1/2}}{2\gamma^n} \times \vec{B}^n)$$

$$\frac{\vec{r}^n - \vec{r}^{n-1}}{\Delta t} = \vec{v}^{n+1/2}$$

可以用半加速-旋转-半加速方法求解第一个式子。

$$\text{令} \begin{cases} \vec{u}^{n-1/2} = \vec{u}^- - \frac{\pi q}{m} \vec{E}^n \Delta t \\ \vec{u}^{n+1/2} = \vec{u}^+ + \frac{\pi q}{m} \vec{E}^n \Delta t \end{cases}, \text{上式转化为}$$

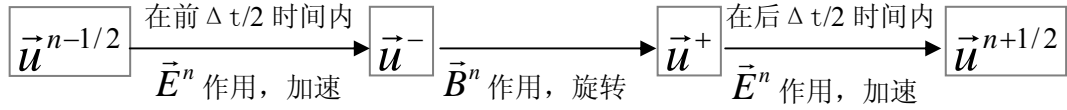
$$\vec{u}^+ - \vec{u}^- = \frac{2\pi q}{m} \frac{\Delta t}{2\gamma^n} (\vec{u}^+ + \vec{u}^-) \times \vec{B}^n$$

$$\text{令 } \vec{t} = \frac{2\pi q}{m} \frac{\Delta t}{2\gamma^n} \vec{B}^n, \quad \vec{s} = \frac{2\vec{t}}{1+t^2},$$

可得

$$\begin{cases} \vec{u}' = \vec{u}^- + \vec{u}^- \times \vec{t} \\ \vec{u}^+ = \vec{u}^- + \vec{u}' \times \vec{s} \end{cases}$$

对半加速-旋转-半加速方法作一个总结:



需要注意的是, 求粒子运动方程时, 要用电磁场的整点时刻的值。

4. 电流密度的求法。

求解电磁场时, 要知道空间电流密度的分布。我们采用 Esirkepov[8]的方法----Density Decomposition。他假设模拟粒子在一个时间步长内的运动轨迹是一条直线, 并且粒子的运动不会超过一个网格。这种方法对任意形状因子的粒子都适合。设粒子上一时刻处的电荷在空间上的分布为 $s=s_x \times s_y$, 下一时刻运动到新的位置, 电荷在空间上的分布为 $s'=s'_x \times s'_y$ 。我们求由此运动产生的电流 $\vec{j} = \vec{j}(s', s)$ 。由连续性方程 $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0$ 可推导出求各个网格点 (i, j) 上的电流密度的公式 (二维):

$$\begin{aligned} j_{x,i+1,j} - j_{x,i,j} &= -Q \frac{dx}{dt} \cdot w_{x,i,j} \\ j_{y,i,j+1} - j_{y,i,j} &= -Q \frac{dy}{dt} \cdot w_{y,i,j} \\ j_{z,i,j} &= Q v_z \cdot w_{z,i,j} \end{aligned}$$

其中 Q 是一个模拟粒子的总的电量, 各个网格点上 w 的表达式是

$$\begin{aligned} w_{x,i,j} &= (s'_{x,i} - s_{x,i}) \cdot \frac{1}{2} (s'_{y,j} + s_{y,j}) \\ w_{y,i,j} &= (s'_{y,j} - s_{y,j}) \cdot \frac{1}{2} (s'_{x,i} + s_{x,i}) \end{aligned}$$

$$w_{z,i,j} = s_{x,i}s_{y,j} + \frac{1}{2}(s'_{x,i} - s_{x,i})s_{y,j} + \frac{1}{2}(s'_{y,j} - s_{y,j})s_{x,i} + \frac{1}{3}(s'_{x,i} - s_{x,i})(s'_{y,j} - s_{y,j})$$

还有其它求解电流的方法可以参考文献[4, 9]。

5. 某点处的电磁场的求法。

求解粒子运动方程时，要用到粒子所在位置的电磁场。我们用和此位置最近临四个网格点上的电磁场在此处的面积加权的分配方法。如图 2.6，某网格点 1 上的电磁场 \vec{F}_1 对离子所处位置（p 点）的电磁场 \vec{F}_p 的贡献正比于该点对应的对角面积 A_1 的值，即 $\vec{F}_p = \vec{F}_1 \times A_1 + \vec{F}_2 \times A_2 + \vec{F}_3 \times A_3 + \vec{F}_4 \times A_4$ 。

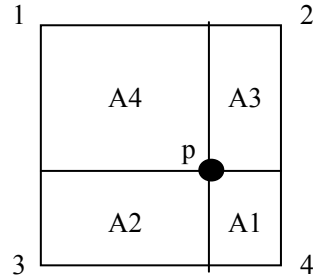


图 2.6 电磁场分配方法示意图

6. 各网格点上的电荷密度

利用粒子的形状因子 $S(\vec{r}) = S(x)S(y)S(z)$ 可以求出空间各网格点上的电荷密度 $\rho(\vec{r}) = \rho_e + \rho_i = \sum_{a=1}^N S(\vec{r} - \vec{r}_a)Q_e + \sum_{b=1}^N S(\vec{r} - \vec{r}_b)Q_i$ ，其中 a, b 分别是电子和离子的编号，其中心位置分别为 \vec{r}_a, \vec{r}_b ， Q_e, Q_i 分别是电子和离子的电量。

7. 初始条件。

初始时刻，令电磁场的各个分量都为零，即忽略等离子体内部的电磁噪声。

粒子位置的初始位置，则根据要研究的对象本身的密度分布来分配。粒子的初始速度分布在 x, y, z 三个方向上都满足 Maxwell 分布，粒子速度分布由粒

子温度决定。粒子速度的取值在速度 \vec{v} 处，速度体元 $d\mathbf{v}_x d\mathbf{v}_y d\mathbf{v}_z$ 中的概率为 $d\mathbf{w} = (m / 2\pi kT)^{3/2} e^{-m\mathbf{v}^2 / (2kT)} d\mathbf{v}_x d\mathbf{v}_y d\mathbf{v}_z$ 。

8. 边界条件。

计算机的计算和存储能力有限，所以我们所能模拟的真实物理空间是极其有限的。在模拟中就要根据要模拟的具体情况，采用恰当的边界条件（周期边界条件或非周期边界条件），把真实地物理空间截断为有限的计算机模拟空间。

目前，在我们的模拟中，y 方向上不管是对电磁场还是粒子，采用的都是周期边界条件。

x 方向是入射激光的传播方向。电磁场在 x 方向上用的是吸收边界条件[10, 11]。电磁场分量 $F(x)=f(x)F(x)$,其中

$$\begin{aligned} f(x) &= 1-(1-x/d)^2 & (0 \leq x < d) \\ &= 1 & (d \leq x \leq L-d) \\ &= 1-[1-(L-x)/d]^2 & (L-d < x \leq L) \end{aligned}$$

$f(x)$ 的空间取值如图 2.7。在模拟盒子的左右两端的区域($0 \leq x < d$)和($L-d < x \leq L$)电磁场分量 $F(x)$ 逐渐降低。函数 $f(x)$ 只作用到垂直入射到盒子左右两端的电场分量或是磁场分量上。

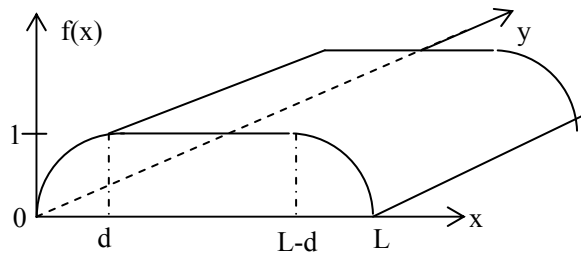


图 2.7 $f(x)$ 的空间取值[10]

粒子在 x 方向的右端采用的是等离子体高密度边界条件“热化回流边界条件”，即当一个粒子的位置超出某个模拟区边界时，忽略此粒子，同时在此位置关于此边界的镜像位置处，产生一个和原来粒子速度反向的新的同种粒子。左端留出很大的空间，使粒子在计算过程中不会运动到左边界。

9. 光源

Gauss 型激光脉冲[16, 17]可以从模拟盒子的左右两端入射。时间包络取方形、高斯形或 $\sin^2(t-x)$ 。

模拟中采用的高斯光束（见示意图 2.8）是空间精确到发散角 $\varepsilon = w_0 / x_R$ 的 1 次方的电磁场表达式[16]（ w_0 是束腰半径， $x_R = kw_0^2 / 2$ 是瑞利长度）。

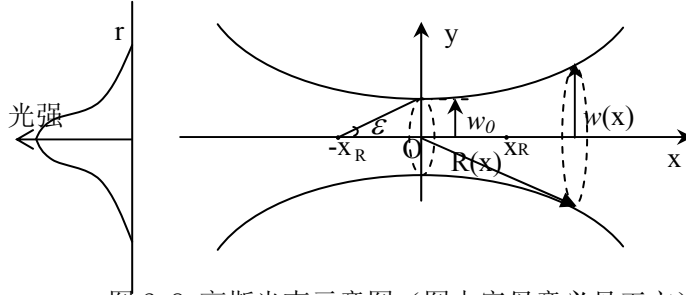


图 2.8 高斯光束示意图（图中字母意义见正文）

$$E_y = E_0 \frac{w_0}{w} e^{-r^2/w^2} \sin(\phi_G)$$

$$E_x = E_0 \varepsilon \frac{yw_0}{w^2} e^{-r^2/w^2} \cos(\phi_G^{(1)})$$

$$E_z = B_y = 0$$

$$B_x = E_0 \varepsilon \frac{zw_0}{w^2} e^{-r^2/w^2} \cos(\phi_G^{(1)})$$

$$B_z = E_y$$

其中 $\phi_G = \omega_L t - k_L x + \tan^{-1}(x/x_R) - xr^2/x_R w^2 - \phi_0$, $\phi_G^{(1)} = \phi_G + \tan^{-1}(x/x_R)$,

$w = w_0 \sqrt{1 + x^2/x_R^2}$ 是在 x 处的光斑半径。 $r^2 = y^2 + z^2$ 。 二维的 PIC 模拟中取 $z=0$ 。

10. 诊断

诊断就是从计算中提取信息，从而使激光等离子体相互作用所产生的各种现象和物理规律显现出来。 我们的程序中主要记录了两大部分的计算结果。

(1) 粒子运动的诊断

粒子的运动图像对于了解粒子的加速情况,分析粒子和波的相互作用有重要的参考价值。因此本程序的粒子诊断包括,在某些特定时刻,某些粒子的位置和速度、粒子的动量和能量分布以及各种粒子的空间密度分布图。所谓的“某些粒子”是因为如果模拟粒子数目很大,我们就不可能,也没必要,把全部粒子的位置、速度记录下来,只要有选择的记录所有高能粒子和部分低能粒子就可以了。同时在程序里要对所有粒子的动量和能量进行统计。如果我们对某几个粒子感兴趣,还可以跟踪记录这几个粒子在所有时刻的位置、动量。粒子密度图是等离子体波的直接体现,它和电磁场的时空结构及演化对于了解波和粒子的相互作用有着重要意义。

(2) 电磁场

程序记录了某些时刻,电磁场各分量的空间分布图。也可以记录某些点所有时刻的电磁场值,从而可以进一步对它做频谱分析。

得到了这些“原始数据”后,再用 MATLAB 对它们做进一步的数据分析和作图。

2.5 粒子模拟程序的并行化

粒子模拟程序的发展有两个趋势,一是多维化,可以使我们的模拟结果更加符合真实情况;二是并行化,即高性能计算[18-21]。由于多维粒子模拟程序的巨大的计算量和存储量,使得我们必须实现程序的并行化,这样才能用多维程序算出有意义的结果。

高性能计算技术在国内外受到高度的重视。21 世纪人类所面临的重要科技问题,如人类基因、全球气候准确预报、海洋环流循环、军事上的核爆炸模拟必须使用万亿次以上的高性能计算机。

下面简单介绍一下并行计算。根据能够同时执行的指令与处理数据的多少可以把计算机系统分为单指令单数据流(SISD)、多指令单数据流(MISD)、单指令多数据流(SIMD)、多指令多数据流(MIMD)。并行计算机系统除了少量专用的

SIMD 系统外，绝大部分为 MIMD 系统，它可以在同一时间内执行多条指令，处理多个数据。比如对于算术表达式

$$A=B+C+D-E+F*G,$$

可以转换为

$$A=(B+C)+(D-E)+(F*G)。$$

如果有相应的直接执行部件则这三个不同的计算可以同时进行。这就是并行计算。

并行程序是通过并行语言来表达的，并行语言的产生主要有三种方式：(1) 设计全新的并行语言；(2) 扩展原来的串行语言的语法成分，使它支持并行特征；(3) 不改变串行语言仅为串行语言提供可调用的并行库。目前最常使用的是第二种和第三种方法，特别是第三种方法，即仅提供并行库。MPI 并行程序设计就属于这种方式。目前国内外在高性能计算机系统中最广泛使用的并行编程环境是就是 MPI，它也成为国际上的一种并行程序的标准。

MPI 的定义： MPI 是一种消息传递编程模型。它的最终目的是服务于进程间通信这一目标。

MPI 系统支持两种并行编程模式：

1. 单程序多数据流模式 (SPMD)：MPI 程序编译形成一个可执行代码后，运行此程序可以同时启动 N 个完全独力的进程，它们执行的是同一个 MPI 程序，但是根据各自进程号的不同而执行不同的指令。各进程进入 MPI 系统后，就可以调用 MPI 系统提供的函数来完成进程间消息传递。
2. 多程序多数据流模式 (MPMD)：具有多个 MPI 程序，各个进程编译后形成不同的可执行代码。

我用单程序多数据流模式的 MPI 并行编程环境编译二维 PIC 粒子模拟程序，将场和粒子同时并行计算。

处理时将整个模拟区域按实际情况分成几个子区域，每个进程分别计算一个子区域中的电磁场和粒子运动。在每个进程中的计算区域的最外层多加一层网格（如图 2.9 中的灰色区域），用以进行进程间有关粒子和场的信息的传递。

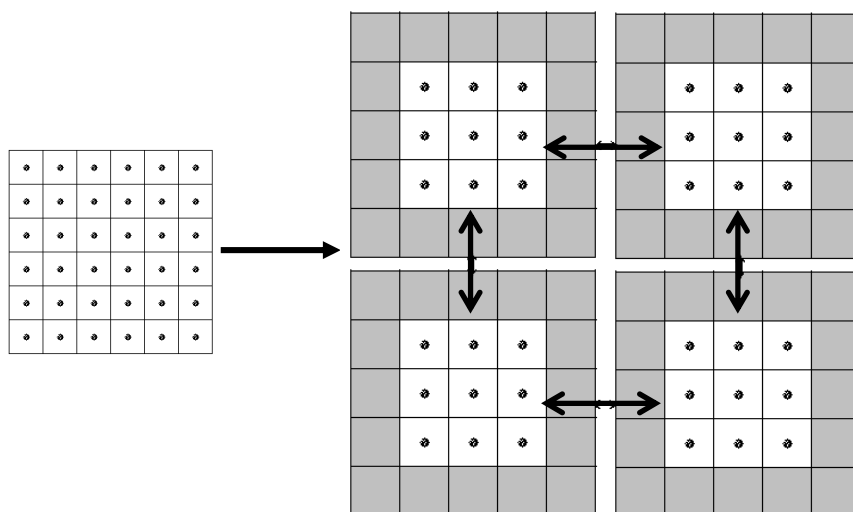


图 2.9 粒子运动和电磁场并行计算示意图。

箭头两端指向的网格线实际上是相同的一条

而无论那种并行方法，并行过程中都应该注意尽量减少进程间的通讯次数和通讯量，并且尽量保证各个进程的负载平衡。诊断过程中，各个进程分别输出计算结果，然后用 MATLAB 进行数据的后处理。

2.6 粒子模拟程序的检验

程序编完后，要通过各种方法来检验程序的正确性。大体来说，要检查这几个部分：（1）电磁场的求解是否正确。将模拟区域设为真空，让激光入射进来，检验光在真空中的传播是否正确。（2）电流的求解是否正确。强制让粒子匀速运动，以检查电流。（3）粒子运动的求解是否正确。没有激光入射，给电子初始速度，正离子不动，检查电子以后的运动是否符合正负电荷相互作用的运动规律。

然后可以用简单、明确的激光等离子体相互作用会产生的现象来检查程序。而有的程序中的错误是通过较长计算时间的累计，才会体现出来的。所以，验证程序时，应适当的延长计算时间，看有没有不合理的现象出现。

下图是用并行程序模拟激光在真空中传播的情形。网格在 y 轴方向分为两个子区域。激光光强 $a = 10$ ，每个波长 100 个网格。

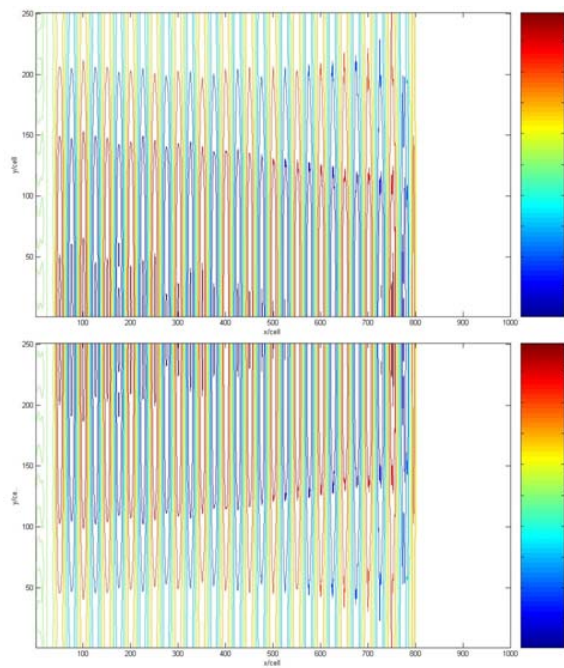


图 2.10 激光在真空中传播

下图是用并程序模拟激光与薄膜靶的相互作用，图中是 20 个周期时的质子密度分布。

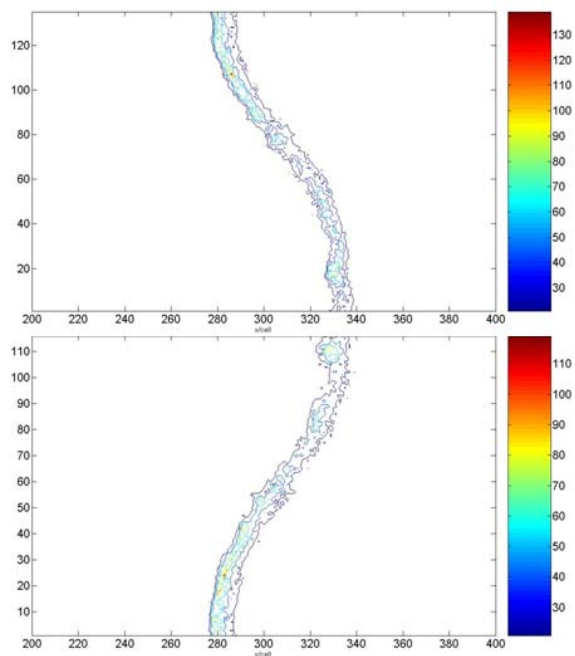


图 2.11 激光与固体薄膜靶相互作用

2.7 小结

本章详细讨论了二维 PIC 粒子模拟的方法，及其并行化。着重分析了粒子模拟的具体方案，包括用 FDTD 法求解 Maxwell 方程组，用半加速-旋转-半加速法求解粒子相对论运动方程，以及求电流密度和电荷密度方法，以及初始条件和边界条件处理方法等问题。

参考文献:

1. Birdsall, C.K. and D. Fuss, *Clouds-in-clouds, clouds-in-cells physics for many-body plasma simulation*. Journal of Computational Physics|Journal of Computational Physics, 1969. **3**(4): p. 494-511.
2. Langdon, A.B. and C.K. Birdsall, *THEORY OF PLASMA SIMULATION USING FINITE-SIZE PARTICLES*. Physics of Fluids, 1970. **13**(8): p. 2115-&.
3. Eastwood, J.W., *ORTHOVEC - VERSION 2 OF THE REDUCE PROGRAM FOR 3-D VECTOR ANALYSIS IN ORTHOGONAL CURVILINEAR COORDINATES*. Computer Physics Communications, 1991. **64**(1): p. 121-122.
4. Villasenor, J. and O. Buneman, *RIGOROUS CHARGE CONSERVATION FOR LOCAL ELECTROMAGNETIC-FIELD SOLVERS*. Computer Physics Communications, 1992. **69**(2-3): p. 306-316.
5. Pukhov, A., *Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab)*. Journal of Plasma Physics, 1999. **61**: p. 425-433.
6. Zhang, J.T., B. He, and N.E. Andreev, *Particle simulation of the fast ignition mechanism for laser fusion*. Chinese Physics Letters, 2001. **18**(6): p. 799-801.
7. Birdsall, C.K. and A.B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*. 1985.
8. Esirkepov, T.Z., *Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor*. Computer Physics Communications, 2001. **135**(2): p. 144-153.
9. Umeda, T., et al., *A new charge conservation method in electromagnetic particle-in-cell simulations*. Computer Physics Communications, 2003. **156**(1): p. 73-85.
10. Tajima, T. and Y.C. Lee, *Absorbing boundary condition and budden turning point technique for electromagnetic plasma simulations*. Journal of Computational Physics, 1981. **42**(2): p. 406-412.

11. 徐涵, 常文蔚, and 银燕, *时域有限差分法中电磁场的吸收边界条件*. 计算物理, 2003(04): p. 326-330.
12. 马燕云, et al., *激光等离子体相互作用的 $2(1/2)$ 维粒子模拟程序*. 计算物理, 2002(04): p. 311-316.
13. 聂小波, 张家泰, and 许林宝, *等离子体粒子模拟双时标算法*. 计算物理, 1991(03): p. 230-234.
14. 陈民, et al., *粒子模拟程序的发展及其在激光等离子体相互作用研究中的应用*. 计算物理, 2008(01): p. 43-50.
15. 陈民, *超短超强激光脉冲与等离子体相互作用中高能粒子发射和加速的理论模拟研究*. 2007.
16. Quesnel, B. and P. Mora, *Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum*. Physical Review E, 1998. **58**(3): p. 3719-3732.
17. Hartemann, F.V., et al., *NONLINEAR PONDEROMOTIVE SCATTERING OF RELATIVISTIC ELECTRONS BY AN INTENSE LASER FIELD AT FOCUS*. Physical Review E, 1995. **51**(5): p. 4833-4843.
18. 都志辉, *高性能计算并行编程技术-MPI 并行程序设计*.
19. 李晓梅, et al., *可扩展并行算法的设计与分析*. 2001.
20. 徐涵, et al., *$2(1/2)$ 维等离子体粒子模拟分布式并行程序设计*. 计算物理, 2002(04): p. 305-310.
21. 莫则尧, et al., *二维等离子体模拟粒子云网格方法的并行计算与性能分析*. 计算物理, 1999(05): p. 496-504.

第三章 稳相加速中 PIC 粒子模拟程序的应用

3.1 引言

高能离子在热核聚变的快点火[1]，质子治癌[2]等许多领域都有重要的应用，但是激光加速的质子束要想获得广泛应用，就必须能够产生与传统加速器相当能量的质子，并且质子束团的品质要足够好，即能散要足够小，发散角要足够小。因此目前在激光加速质子的研究中，最重要难题是：如何提高质子束团的品质。这里质子束团的品质包括最大能量、能散和发散度两个性质。

提高质子束流品质的方法一般有两种：器件方法和机制改善。器件方法指使用特型的靶材在局部形成有利于产生高品质束团的条件[3]，或在束流产生后利用束流控制器件对束流进行选择[4]。但是器件方法不能从根本上改善鞘层加速（TNSA）导致的 100%能散，且能量的提高十分有限或能量完全没有增加，这使得束流后续的应用前景有限。因此发现新型有效的加速机制是从根本上提高离子束团的品质的方法。近年来，根据实验和理论计算的结果，提出了许多的加速模型，库仑爆炸加速（Coulomb explosion）[2, 5]、活塞加速[6]、爆燃加速（Breakout afterburner）[7, 8]和冲击波加速[9]等。但是这些模型与 TNSA 相比，或者对激光能量要求很高，不容易实现，或者得到的离子束流品质没有突出的优势。为了在现有的技术条件下，获得高品质的束流，颜学庆等人[10]提出利用圆偏振激光加速薄膜靶的加速模型，当归一化靶材面密度与归一化激光光强相等时，离子束在相空间形成稳相结构，被加速的粒子围绕中心粒子做振荡，在相空间中形成聚团，从而使得相互作用时间延长，相应地提高了粒子的能量，同时很好地减小了能散。这与其他机制的~100%的能散有很大的不同[11]，是改善束流品质的一个有效方法

本章的内容将着眼于改善束流品质的工作，利用 PIC 模拟程序对其中的物理过程进行分析研究。主要内容分为两部分，一部分内容是讨论稳相加速模型的物理过程和能量定标率，以期对实验工作提供指导。另一部分内容是在稳相加速的基础上，研究椭圆偏振态对离子束流的影响。

3.2 稳相加速模型的能量定标率

根据激光等离子体的知识, 我们知道在激光光强梯度的方向上, 由于洛伦兹力的二阶非线性项, 等离子体将会感受到有质动力的作用, 因此电子将在光强梯度的方向受到有质动力的驱动。为了研究不同偏振的激光对电子作用的区别, 我们将圆偏振光与线偏振光的有质动力进行比较。激光与等离子体相互作用时, 有质动力可写为

$$\frac{d\bar{\mathbf{p}}}{dt} = -\nabla\Phi_p = -\frac{e^2}{2m\omega^2}\nabla|\bar{\mathbf{E}}|^2 \quad (3.1)$$

其中 Φ_p 为有质动力势, $\bar{\mathbf{E}}$ 是电场强度。对于圆偏振光, 电场强度写为 $\bar{\mathbf{E}} = E_0(\mathbf{x})(\cos\omega t\mathbf{e}_x + \sin\omega t\mathbf{e}_y)$, 而对于线偏振光, 电场强度为 $\bar{\mathbf{E}} = E_0(\mathbf{x})\sin\omega t\mathbf{e}_y$, 其中 $E_0(\mathbf{x})$ 为电场强度振幅, 可近似看成不随时间变化。将两种偏振光的电场强度带入有质动力表达式, 得

$$\frac{d\bar{\mathbf{p}}}{dt} = -\frac{e^2}{2m\omega^2}\nabla E_0(\mathbf{x})^2 \quad (3.2)$$

$$\frac{d\bar{\mathbf{p}}}{dt} = -\frac{e^2}{4m\omega^2}\nabla E_0^2(\mathbf{x})(1 - \cos 2\omega_L t) \quad (3.3)$$

对比表达式容易发现圆偏振光的有质动力中没有与时间相关的振荡项, 因此圆偏振光对电子的加热效果远不及线偏振光[12], 这对于稳相加速模型具有十分重要的意义。当 $I \sim 10^{18} \frac{W}{cm^2} \left(\frac{1\mu m}{\lambda}\right)^2$ 时, 被热电子吸收的激光能量减少了 $\sim 10\%$ [12]。当圆偏振激光入射到靶面的时候, 由于质子的质量远大于电子, 受到的有质动力很弱, 而电子却会在激光有质动力的作用下向靶内运动, 被堆积在波前。此时的等离子体将形成两层结构——电子压缩层和电子耗尽层。一层是由缺少电子的正离子组成, 而另一层是由从第一层被压缩的电子和原来处在该位置的电子离子组成, 相当于负电荷层[13], 如图 3.1 所示。

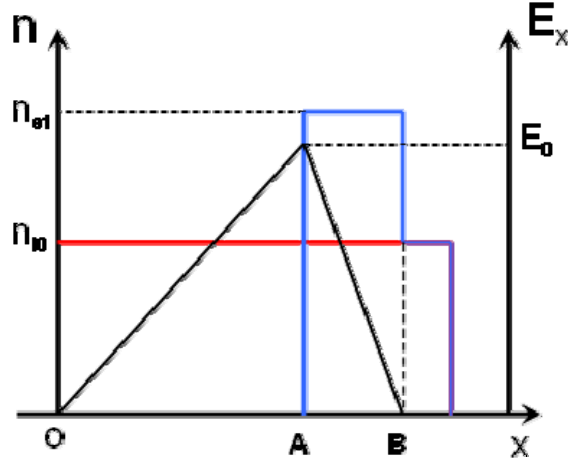


图 3.1: 电子（蓝线）和质子（红线）的密度分布，以及 E_x （黑线）分布。此时电子被压至靶的后沿，有质动力和静电力相互平衡。其中 $OA = d$ ， $AB = l_s$ ， $OB = D$ 为靶后

此时压缩层的电子同时受到激光有质动力和电荷分离产生的静电力的作用。当这两种力相互平衡时，即有质动力不足以克服分离静电场将电子排出靶区，而离子又受到分离静电场向前的作用力，那么电子在有质动力的作用下形成前向运动时，离子在分离静电场的作用下也将随着电子一起被加速。在电子压缩层内，电子受到的静电力可以写为 $eE_0 n_{e1} l_s / 2 \approx eE_0 n_{i0} d / 2$ ，而激光的对电子的作用力可以通过所有电子感受到的有质动力积分获得 [14]，表示为

$$F = \int_0^\infty f_p n_0 dz = n_0 m c^2 a_0^2 \frac{\omega^2}{\omega_p^2} = 2I / c, \text{ 这与经典的光压公式相同。}$$

因此当激光强度 $\left(I \lambda^2 = 2.74 \times 10^{18} \frac{W}{cm^2} \mu m^2 \times a^2 \right)$ ，等离子体密度 n 和靶的厚度 D 三者之间满足下式时 [10]

$$(1 + \eta)^{1/2} a \approx \frac{n_0}{n_c} \frac{D}{\lambda} \quad (3.4)$$

有质动力将与静电力平衡（图 1），即 $E_0 n_{e1} d / 2 \approx (1 + \eta) I / c$ 。其中 η 为激光反射系数， n_c 为等离子体临界密度， $n_{i0} d \approx n_0 D$ 为等离子体初始密度。此时从粒子相图中可以发现，离子在相空间中形成了涡旋状的分布如图 3.3 (a)，这与加速器中稳相加速时粒子的运动相似。根据加速器理论可知，在这种加速模式下，粒

子的能散将得到很好的控制，同时由于激光与粒子相互作用的时间延长，粒子的能量也相应得到提高。

为验证上述的唯象分析，我们采用 1D PIC 程序进行模拟来获得更加准确的物理图像。假设采用 $a=10$ 方波入射，入射方向为 x 正方向靶材密度为 $n_0=10n_c$ ，由 H^+ 离子和电子组成。我们首先改变的厚度，发现随着厚度的变化靶材的厚度存在最优值 0.4λ ，如图 3.2。当靶厚等于 0.4λ 时，质子能谱有低能散的单峰结构，而且可以获得 250MeV 的质子。随着靶厚从 0.4λ 开始增加，由于靶材过厚，激光难以高效率地将电子离子整体驱动，导致质子的能量呈递减趋势。而当靶厚小于 0.4λ 时，由于激光击穿靶材，能量迅速下降，能谱不再具有低能散的单峰结构。图 3.3 是在 $D=0.4\lambda$ 时，对有质动力和静电力的比较。图中蓝点为电子密度，紫点为质子密度，黑色实线为静电力，红色实线为有质动力。质子的初始分布在 1000-1040 格点中，每 100 个格点对应 1λ 。在激光作用了 2 个周期后，靶中大部分的电子都被压缩在靶背 0.1λ 的厚度内。此时可以发现质动力与静电力基本持平，这与我们之前的讨论分析的稳相加速的条件一致。再进一步地，我们对此时的质子相图和电子能量等进行分析。

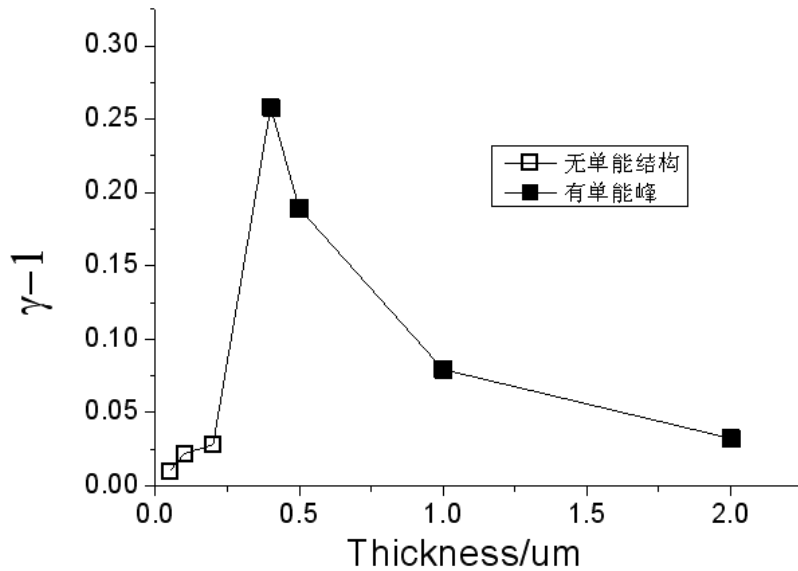


图 3.2 在 $t=60T$ 时，利用圆偏振激光加速获得的质子能量与靶厚的关系。

$$a=10, \quad n_0=10n_c$$

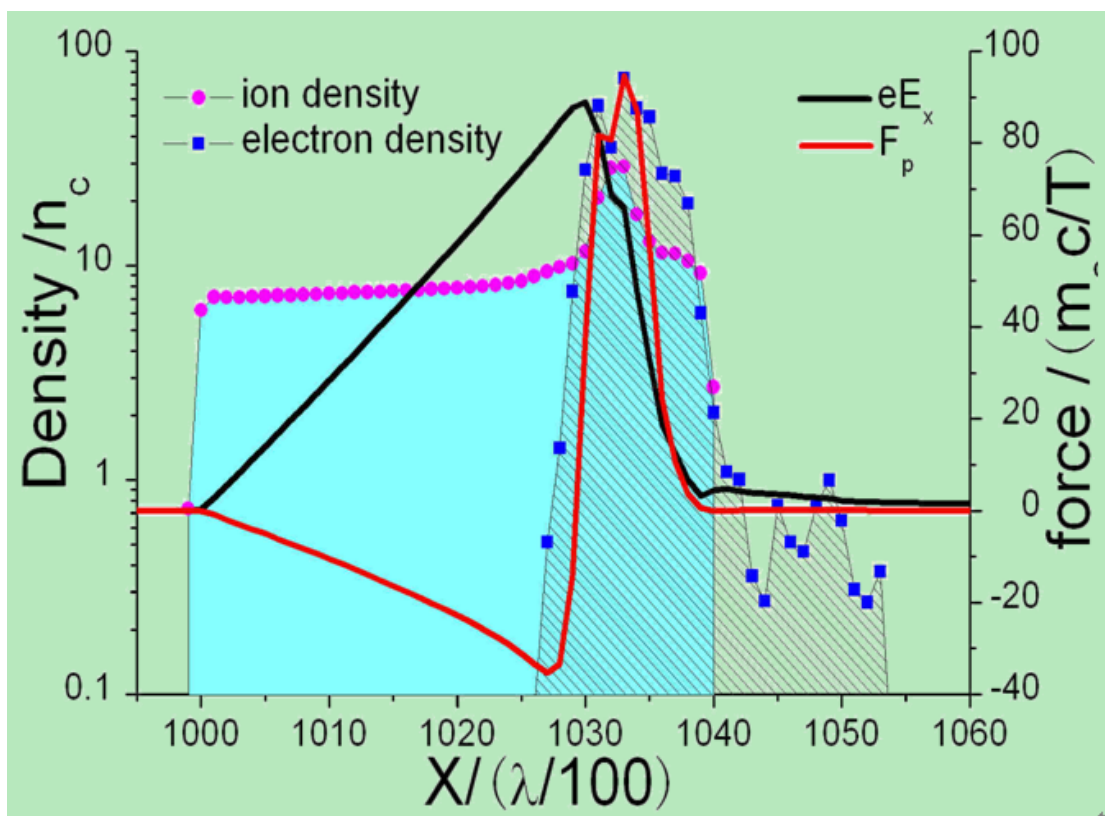
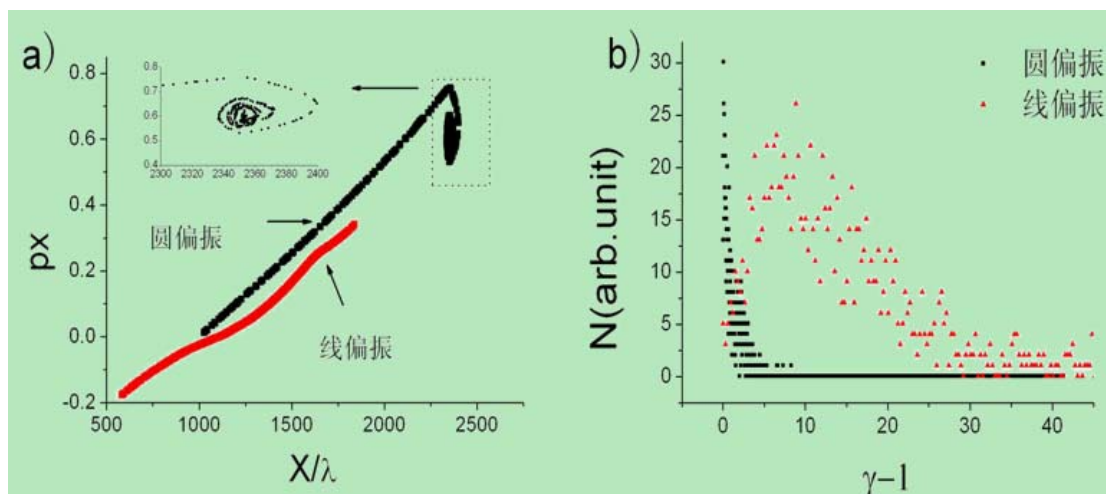


图 3.3 $D=0.4\lambda$ 稳相加速是有质动力与静电力的比较, $t=2T$ 。图中蓝点为电子密度, 紫点为质子密度, 黑色实线为静电力, 红色实线为有质动力。



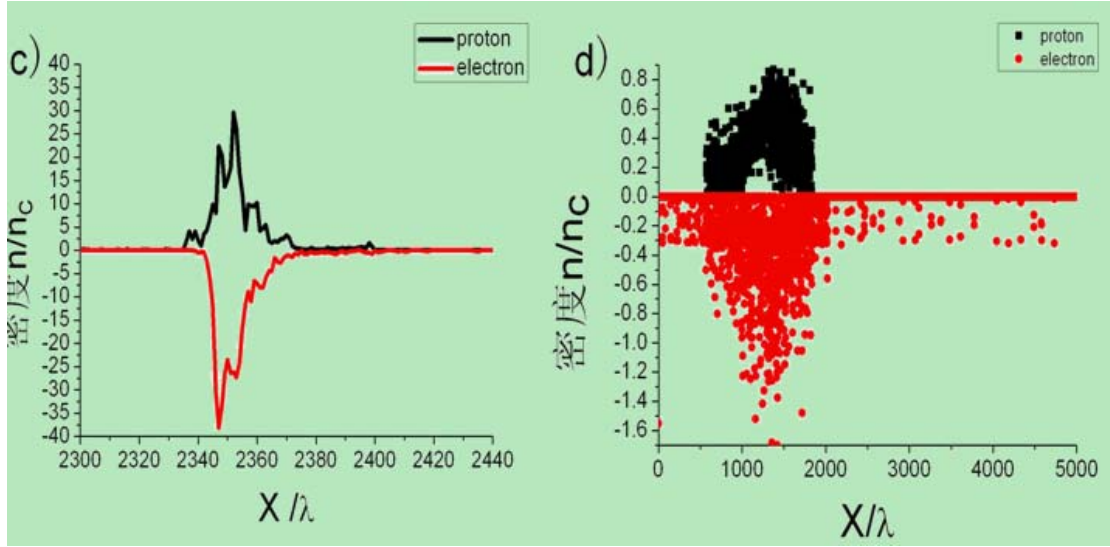
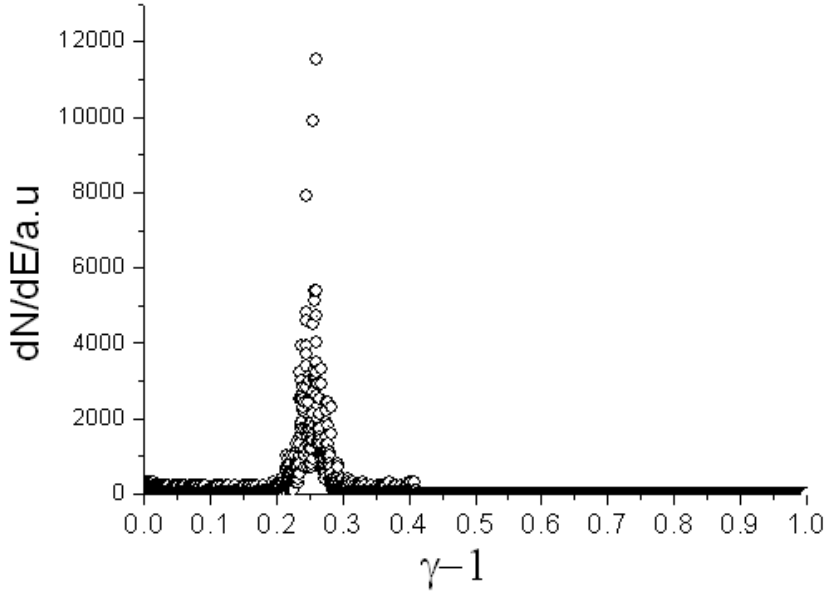


图 3.4. (a) 圆偏振光和线偏振光分别入射时，质子的 x - p_x 相图；(b) 圆偏振光（黑）和线偏振光（红）下，电子的能谱；(c) 圆偏振光入射时，电子（红）和质子（黑）的密度分布图，其中为了清晰起见，取电子的密度为负数；(d) 线偏振光入射时，电子（红）和质子（黑）的密度分布图，以上各图均取在 $t=50T$ 。

图 3.4 (a) 展示了 $t=50T$ 时质子相空间的分布。当入射光是圆偏振时，质子在相图的右上角聚团，并获得较高的速度，束团中的粒子围绕着标准粒子做振荡运动；而入射光是线偏振光时，粒子完全没有聚团现象，速度也比圆偏振时低，并存在沿激光逆向发射的质子。在图 3.3 (b) 中看出圆偏振下电子的温度明显低于线偏振的情况，这吻合了前面所述的 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热效果与激光偏振态有关的结论 [12]。图 3.3 (c) 和 (d) 是粒子的密度分布（取电子的密度为负数），可以很明显的看出在圆偏振光的情况下粒子被压缩到大小 $\sim 20\lambda$ 的区域内，而线偏振光时，粒子完全弥散到了整个空间中。从图 3.5 的质子能谱中我们看到，质子的能量 $\sim 250\text{MeV}$ ，能散 $< 5\%$ 。

图 3.5 ， 质子能谱图， $t=60T$

为了进一步分析靶在圆偏振激光下的运动，我们将其与经典的光压下的运动相比较。从电磁场辐射压的相关理论，我们可以得到薄靶受到辐射压力后的运动方程为[6]

$$\frac{dp}{dt} = \frac{E_L^2[t - x(t)/c]}{2\pi n_e l} |\rho(\omega)|^2 \frac{\sqrt{m_i^2 c^2 + p^2} - p}{\sqrt{m_i^2 c^2 + p^2} + p} \quad (3.5)$$

其中 E_L 为电场振幅， n_e 为电子密度， l 为靶的厚度， m_i 为离子质量， ρ 为反射波的相对振幅， p 是薄靶中标准离子的动量。若假设 E_L 为常数， $|\rho|^2 = 1$ ，根据初始条件 $p(t=0) = 0$ ，可以从 (4) 式中解出

$$p = m_i c [\sinh(u) - \frac{1}{4} \csc h(u)] \quad (3.6)$$

其中 $u = \frac{1}{3} \operatorname{arcsinh}(\Omega t + 2)$ ， $\Omega = \frac{3E_L^2}{2\pi n_e l m_i c}$ 。当激光脉冲持续时间无限长时，

我们根据 (5) 式做出 $p=p(t)$ 曲线，将其与数值模拟的结果比较发现 (见图 3.6)：在 $t=150T$ 之前两者吻合的很好 (T 为激光周期)。对于 $t > 150T$ ，我们没有做相应的数值模拟，不过可以预计依然会得到良好的结果。因此可以利用经典的光压推动靶面的过程来对在稳相加速的模型下质子的能量进行估计。

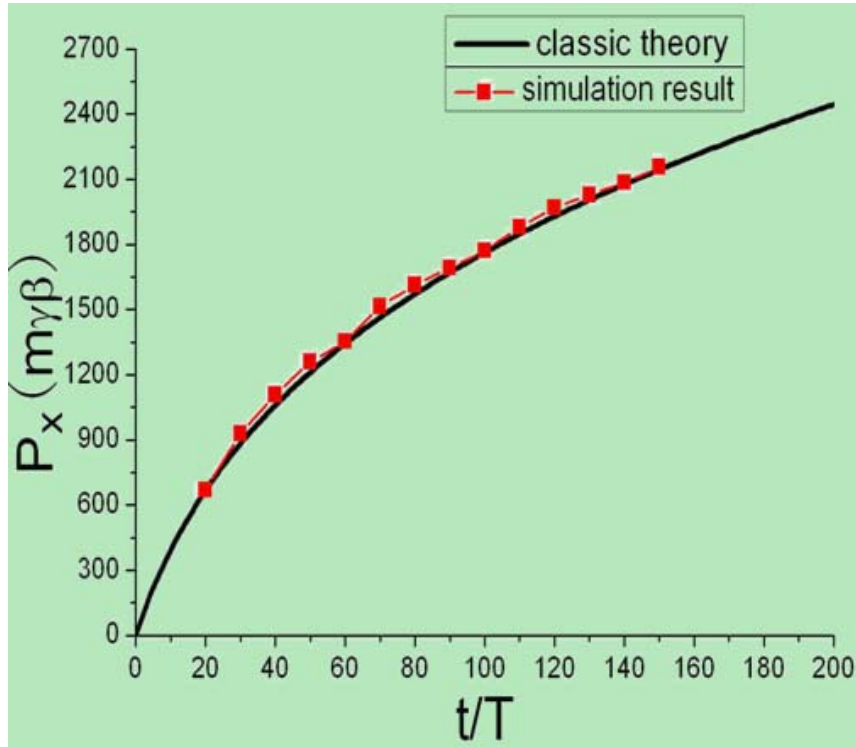


图 3.6, 薄靶中标准离子的动量和时间的关系图。其中黑线是 (5) 式的结果, 红点是模拟的数值 (设激光与靶面相互作用的初始时刻为 $t=0$)。

本节利用 1DPIC 程序计算了超短超强激光与极薄靶相互作用的物理过程, 发现由于在圆偏振激光情况下电子的温度远低于线偏振激光, 当圆偏振激光光强, 等离子体密度和靶的厚度三者满足一定关系时, 能够利用分离静电场同步地对离子束进行加速和纵向聚束 (稳相加速), 在这种条件下, 轻易获得能散很低的高能离子束流。进一步地, 我们还对比了稳相加速模型与经典的光压模型, 发现两者高度的吻合。

3.2 椭圆偏振对稳相加速的影响

在上面节讨论的激光与固体等离子体的实验中, 特别是在薄靶加速的实验中, 为了提高对比度而使用等离子体镜是十分普遍的做法, 但是由于激光 p 分量与 s 分量的吸收效率不同, 将导致激光偏振态发生变化, 出现椭圆偏振[15]。根据上节讨论的内容激光的偏振态起到了至关重要的作用, 不同的偏振态将导致离

子束流品质的巨大变化，本节将利用 2DPIC 程序在稳相加速的基础上讨论从圆偏振态到椭圆偏振态的变化对质子能量的影响。

假设电场两个分量间的相位差为 2π ，那么椭圆偏振的电场强度可以写为 $\vec{E} = E_0(\theta \cos \omega t \vec{e}_x + \sin \omega t \vec{e}_y)$ ，这里 θ 代表 x 方向上电场被吸收，因此 $\theta \in [0,1]$ ，特别地 $\theta = 0$ 时为线偏振， $\theta = 1$ 时为圆偏振。根据椭圆偏振的电场强度，其有质动力可以写为 $\frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla E_0^2 (1 + \theta^2 - (1 - \theta^2) \cos 2\omega t)$ 。式子中也有随时间的振荡

项，可见椭圆偏振对电子也有一定的加热作用，这对于稳相加速是不利的。同时由于激光被部分吸收，导致整体光强下降，获得的质子能量也会受到影响。

图 3.6 和图 3.7 是不同 θ 值在 $t=40T$ 时所对应的质子能谱和电子能谱。模拟时激光光强为 $a = 5$ ，等离子体密度为 $n = 100n_c$ ，靶厚 $d = 0.1\lambda$ ，模拟的空间尺寸为 $50\mu m \times 20\mu m$ 。从质子能谱可以看出随着 θ 值变小，质子的能峰位置的能量和最大能量都在逐渐下降。 $\theta = 0.3$ 是能够维持低能散束流的临界值。同时由于部分激光能量被吸收，导致质子的最大能量在 θ 值大于 0.7 之前不断减小。电子能谱的变化与质子能谱并不相同，在 θ 值大于 0.5 的情况下，由于激光能量的减少，热电子随着 θ 值减小，但当 θ 值小于 0.5，热电子数目增多，导致稳相加速的条件不再存在，束流的能散被大大的提高了。

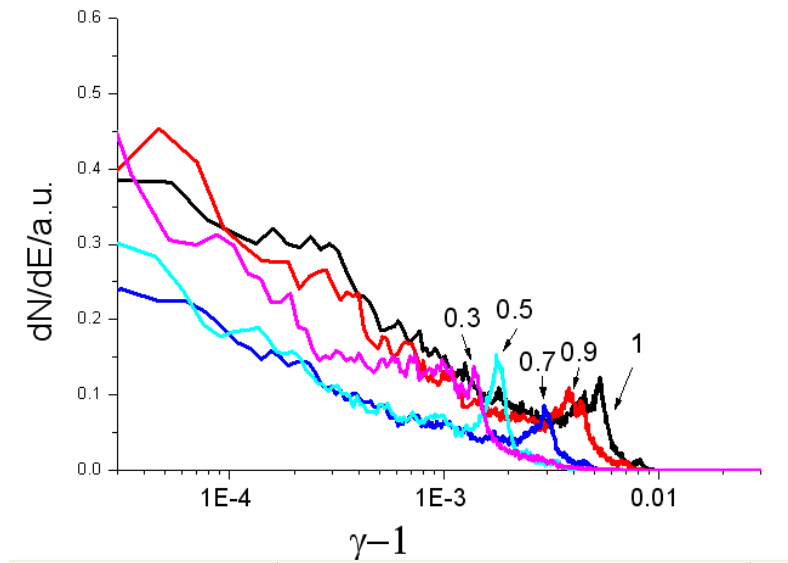
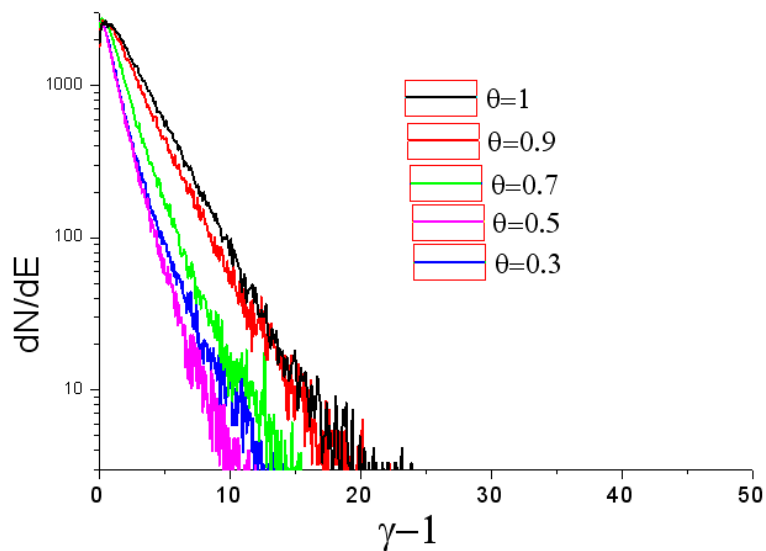


图 3.6 质子能谱 $t=40T$

图 3.7 电子能谱 $t=40T$

3.3 小结

本章首先利用 1 维 PIC 模拟程序获得了圆偏振稳相加速模型的能量定标率，然后利用 2 维 PIC 程序对稳相加速在实验应用中出现的偏振变化的情况进行讨论，发现在电场分量比值 θ 大于 0.3 的情况下均能获得低能散的质子束。

参考文献

1. Roth, M., et al., *Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams*. Physical Review Letters, 2001. **86**(3): p. 436-439.
2. Bulanov, S.V., et al., *Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators*. Physics Letters A, 2002. **299**(2-3): p. 240-247.
3. Schwoerer, H., et al., *Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets*. Nature, 2006. **439**(7075): p. 445-448.
4. Toncian, T., et al., *Ultrafast laser-driven microlens to focus and energy-select mega-electron volt protons*. Science, 2006. **312**(5772): p. 410-413.
5. Fourkal, E., I. Velchev, and C.M. Ma, *Coulomb explosion effect and the maximum energy of protons accelerated by high-power lasers*. Physical Review E, 2005. **71**(3): p. 11.
6. Esirkepov, T., et al., *Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime*. Physical Review Letters, 2004. **92**(17): p. 175003.
7. Yin, L., et al., *Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets*. Physics of Plasmas, 2007. **14**(5): p. 8.
8. Yin, L., et al., *GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner*. Laser and Particle Beams, 2006. **24**(2): p. 291-298.
9. Silva, L.O., et al., *Proton shock acceleration in laser-plasma interactions*. Physical Review Letters, 2004. **92**(1): p. 015002.
10. Yan, X.Q., et al., *Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime*. Physical Review Letters, 2008. **100**(13).
11. 李玉同, 徐妙华, and 张杰, *超强激光脉冲与等离子体相互作用中高能离子的产生*. 物理, 2007. **36**(1): p. 39-45.
12. Kruer, W.L. and K. Estabrook, *$J \times B$ heating by very intense laser light*. Physics of Fluids, 1985. **28**(1): p. 430-432.
13. Macchi, A., et al., *Laser acceleration of ion bunches at the front surface of*

- overdense plasmas*. Physical Review Letters, 2005. **94**(16): p. 165003.
14. Liu, C.S., V.K. Tripathi, and X. Shao. *Laser Acceleration of Monoenergetic Protons Trapped in Moving Double Layer*. in *ICTP International Workshop on the Frontiers of Modern Plasma Physics*. 2008. Trieste, ITALY: Amer Inst Physics.
15. Rykovanov, S.G., et al., *Ion acceleration with ultra-thin foils using elliptically polarized laser pulses*. New Journal of Physics, 2008. **10**: p. 10.

第四章 薄膜靶离子加速实验

4.1 引言

近年来, 激光驱动的粒子加速已经获得了广泛的研究, 由早期的研究靶后高能质子束的来源[1-5], 发展到为了获得更好的质子和离子束, 研究各个参数在加速过程中的作用。其中对激光条件的研究主要集中在激光偏振态[6-9], 激光光强[10, 11]和激光对比度[12-14]等方面。颜学庆等人提出在圆偏振下当激光

光强 a , 等离子体密度 n_0 与靶厚 D 满足 $a(1+\eta)^{1/2} \approx \frac{n_0}{n_c} \frac{D}{\lambda_L}$ 时, 激光将推动电子-

离子的双层结构整体向前运动, 形成稳相结构, 可以有效的降低束流的能散度[7]。2009年, Henig等人在实验上成功的观察到了 C^{6+} 的稳相加速[8]。与此相应的是, 卓红斌等人提出了线偏振的情况下靶前和靶后的双层静电场的稳态加速,

当激光条件满足 $\frac{a}{\sqrt{2\pi n_0}} < D < \frac{1}{\pi} \left(\frac{a}{n_0} \right)^{3/2}$ [9], 将形成有别于文献[7]的另一种稳

态结构。为了研究激光光强与质子最高能量的关系, Borghesi等人通过对比众多实验的结果, 总结出当激光脉宽在40-60fs或100-150fs时, 质子或离子的最高能量 $\propto I$, 而当激光脉宽在300fs-1ps时, 质子或离子的最高能量 $\propto I^{0.5}$ [11]。

Lindau[13]和Lundh[14]等人研究了预脉冲对质子加速的影响, 由于预脉冲产生的冲击波使得靶面弯曲, 导致质子束的指向沿激光方向偏移。对于等离子体本身性质的研究则主要集中在等离子体温度[15], 等离子体厚度[8, 16, 17], 等离子体密度[18-20]等方面。张晓梅等人在文献[15]中讨论了圆偏振激光与不同初始温度等离子体的相互作用, 发现较低的温度比冷等离子体更适合冲击波加速。文献[8, 16, 17]则是分别讨论了在冲击波加速, 光压加速和靶后鞘层加速机制下等离子体厚度与能量的关系。而Holkundkar[19]给出了讨论了低于临界密度下质子能量与等离子体密度满足: $E \propto n_e^{0.70 \pm 0.05}$, Wei[20]等人则分析了在高于临界密度下, 由于冲击波的作用, 质子能量与等离子体密度之间存在最优厚度。

本章在基于如何优化激光等离子体相互作用中离子加速的思想上, 介绍和分析了在中国科学院物理研究所20TW钛宝石激光系统(XL-II)上进行的激光与固体

靶相互作用的实验内容。进行重点讨论和分析的结果有三个：1) fs预脉冲对离子最高能量的影响；2) 靶后鞘层对离子加速的影响，以及利用离子诊断热电子发射角的简单方法；3) 激光方向准单能质子束的研究与讨论。

4.2 实验布局

实验是在20TW钛宝石激光系统（XL-II）上进行的。该激光系统采用啁啾脉冲放大（CPA）技术，其输出波长为800nm，最佳脉宽为30fs，激光能量输出最大为650mJ，重复频率为10Hz。整个系统如图4.1所示包括一个25fs的振荡器输出的脉冲作为放大系统的种子。种子脉冲在反射式的由1200线光栅组成的平凹望远镜系统中展宽至300ps。展宽后的脉冲注入再生放大器中通过普克尔盒选单产生10Hz脉冲链，并与泵浦的绿光同步，可将激光脉冲放大到4~5mJ。从再生腔输出的激光脉冲又通过两个普克尔盒进行倒空以及去除预脉，提高脉冲的信噪比。将这种高信噪比的激光脉冲放大后送入主放大器中。主放大器是4程放大系统泵浦光用两台Pro-350 (Spectra-Physics, Inc.) 绿光激光器。总的泵浦能量约3.0J，最后放大输出的能量为920mJ。放大后的脉冲将进入由用两块1500线的光栅组成标准Treacy结构的真空压缩器中，并被压缩至最小脉宽为33.1fs，宽度压缩后的激光能量为644mJ 对应的峰值功率密度可达到20TW[21]。

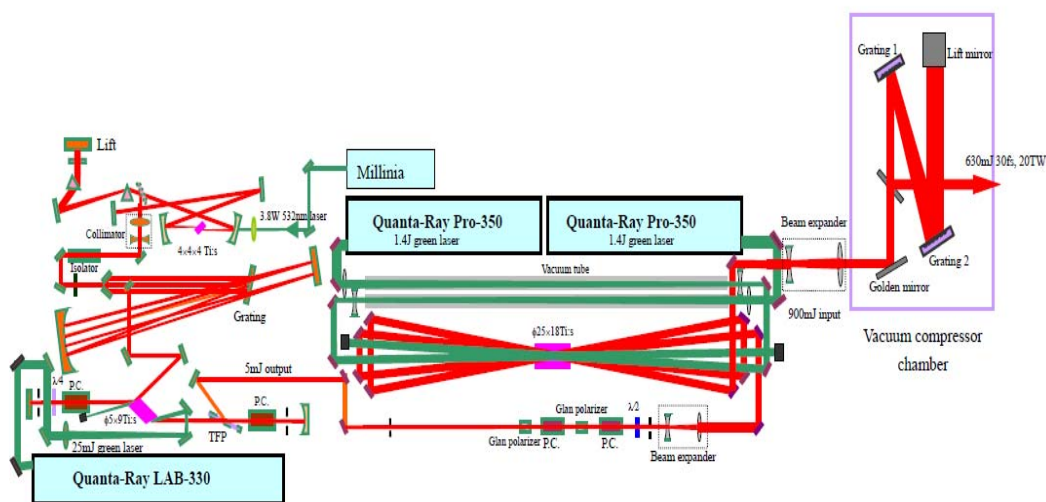


图4.1 20TW钛宝石激光系统（XL-II）

实际上，在实验中激光脉冲并不是只有一个主脉冲，其时间结构如图4.2所示。在峰值强度之前的激光可以统称为预脉冲，从前到后依次是：1、Replica：位于主脉冲前7ns到十几ns的位置，是相干的短脉冲，也可称为fs预脉冲。2、ASE（自发放大辐射）：位于主脉冲之前几个ns的位置，时间宽度为ns量级。ASE是非相干的光。3、Pedestal：位于主脉冲前100ps内。从产生原因来看：fs预脉冲是再生放大器在选单或倒空的过程中，由于高压电脉冲的上升沿不够陡峭，或者普克尔盒对高压电脉冲的响应不够快，响应时间太长，造成普克尔盒消光比不够高，在主脉冲的前后有几个间隔为7ns左右（由再生腔长决定）的激光脉冲从再生腔中输出并在后面的主放大器中得到进一步的放大，并在经过压缩器压缩后成为脉宽与主激光基本相同的fs脉冲。ASE（自发放大辐射）主要来源于预放大器和主放大器晶体内的自发辐射。由于钛宝石晶体的增益较高，增益介质中产生的自发辐射会在放大链中也得到放大，从而形成放大的自发辐射。它位于主脉冲前几个ns的位置，持续时间为ns量级。最后由于振荡器内的杂散光或者漏光，以及压缩光栅对光脉冲的不完全压缩，会在主脉冲前100ps内形成一个平台区Pedestal。这一平台区相对来说克服起来比较困难。

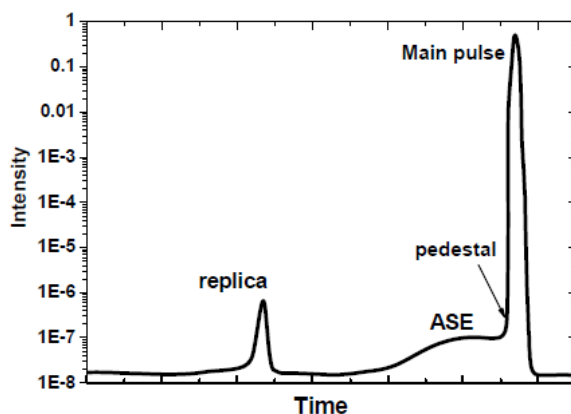


图4.2 飞秒激光的时间结构

实验布局如图4.3所示。P偏振的主激光进入靶室经过两块45°，800nm全反射镜后，被f/3.5的离轴抛物镜聚焦到靶面。在靶后利用可移动的25倍物镜头对焦斑进行监视，焦斑的像在经过物镜头后被反射至靶室顶部并被CCD接收。该CCD是Watec公司的WAT-902B型，拥有811x508个像素每个像素的大小是8.4x9.8um，

通过计算放大倍数可以获得焦斑的大小。通过与CCD相连的监视器，我们可以实时调整OAP姿态，以获得最佳的焦斑形状。本次实验中焦点的典型图像如图4.4所示，焦点的半高宽为 $10 \times 5 \mu\text{m}$ 。在靶面正斜上方是靶前监视系统，如图4.5，该系统由日本Sigma公司的长工作距离显微镜、同轴照明装置以及WAT-902B型CCD组合而成，系统的工作距离为34mm，放大倍数为20倍，焦深 $3.5 \mu\text{m}$ 。靶前监视系统的物点与OAP的焦点相同，其主要作用是监视靶面与焦点的相对位置，以保证实验条件的重复性和可靠性。当靶点处在焦点上时，能够看到清晰的靶面图像，反之，只能获得模糊的图像，因此焦深的大小决定了靶点位置的精确度，与普通的光学系统相反，靶前监视系统中需要较小的焦深。

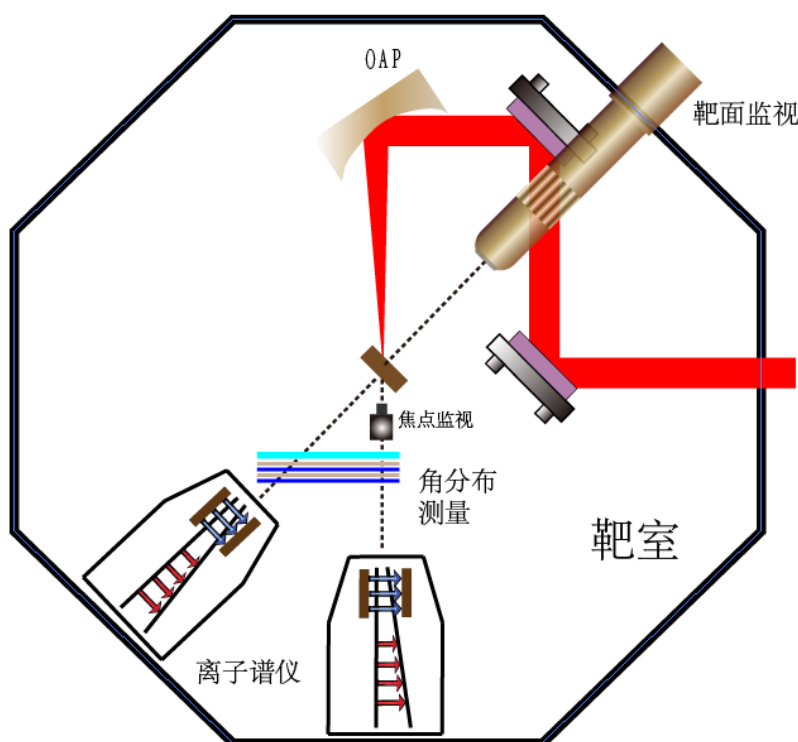


图4.3 实验布局示意图

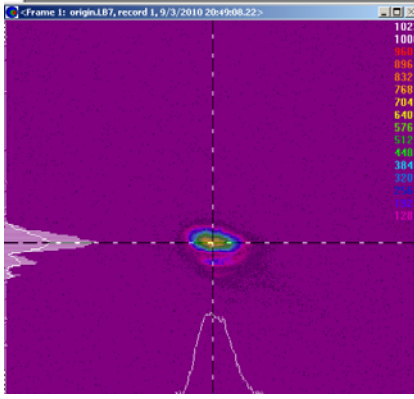


图4.4 实验焦斑典型图

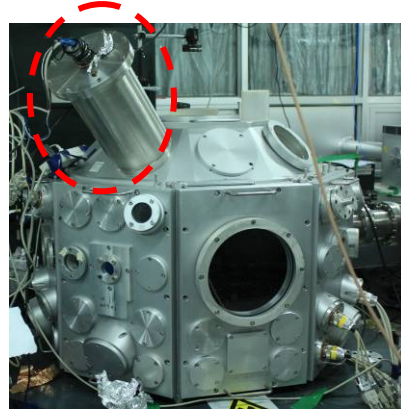


图4.5 靶前监视系统

实验中每发激光的能量测量利用在压缩光栅前的一束分束镜将很少部分的激光导入Coherent公司FieldMaxII能量卡计收集测量，再根据激光的传输效率计算出到达靶点的能量。激光ns对比度的条件，利用Electro-Optics Technology公司生产的ET4000超快响应GaAs-PIN光电二极管和超快示波器（Tektronix DPO70804，带宽为8GHz，采样频率为25Gs/s）进行监测。实验光路示意图如图4.7,将激光分为两束，通过两个不同延时的光路先后入射到超快二极管中，利用衰减片将其中光程短的一束激光的主脉冲衰减至ASE的量级，根据示波器中的电压幅值就可以测量出ns量级的对比度。但是由于ET4000超快二极管的带宽为10GHz，其上升时间<30ps，超快示波器的上升时间<50ps，这与我们的fs脉冲的上升时间相差太多，脉冲信号在测量时被展宽。这种对测量fs预脉冲的对比度影响不大，因为预脉冲和衰减的主脉冲的脉宽接近，被展宽的效果相同，在计算比率的时候没有影响。但是对于宽度为ns的ASE时，ASE的信号幅值是准确的，而衰减的主脉冲被展宽，信号的电压低于真实值，因此在计算ASE对比度时需要修正。根据文献[22]的计算结果，在60fs脉冲作用后，载流子数目在0.8 ps时达到浓度最大值，0.8-3 ps时迅速下降，在50 ps处载流子仅为峰值时的0.1倍，如图4.6。由于在实验中实际测量的激光脉宽典型值在65-75fs，因此ASE对比度要比示波器所获得的数据低一个量级。图4.8是实验中的典型测量结果，ASE对比度大约在 10^{-6} 量级，7ns处的预脉冲为 10^{-5} 量级。60ps内的对比度需要三阶相关仪测量，如图4.9所示，测量结果在 10^{-4} 量级。激光脉宽的测量使用的是MiniOptics公司的

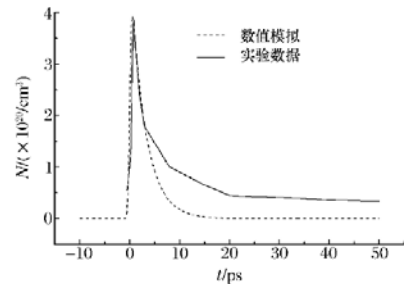


图 4.6 60fs 激光信号作用下，载流子的浓度变化

比度影响不大，因为预脉冲和衰减的主脉冲的脉宽接近，被展宽的效果相同，在计算比率的时候没有影响。但是对于宽度为ns的ASE时，ASE的信号幅值是准确的，而衰减的主脉冲被展宽，信号的电压低于真实值，因此在计算ASE对比度时需要修正。根据文献[22]的计算结果，在60fs脉冲作用后，载流子数目在0.8 ps时达到浓度最大值，0.8-3 ps时迅速下降，在50 ps处载流子仅为峰值时的0.1倍，如图4.6。由于在实验中实际测量的激光脉宽典型值在65-75fs，因此ASE对比度要比示波器所获得的数据低一个量级。图4.8是实验中的典型测量结果，ASE对比度大约在 10^{-6} 量级，7ns处的预脉冲为 10^{-5} 量级。60ps内的对比度需要三阶相关仪测量，如图4.9所示，测量结果在 10^{-4} 量级。激光脉宽的测量使用的是MiniOptics公司的

单次自相关仪，测量得激光脉宽为65-75fs，如图4.10。

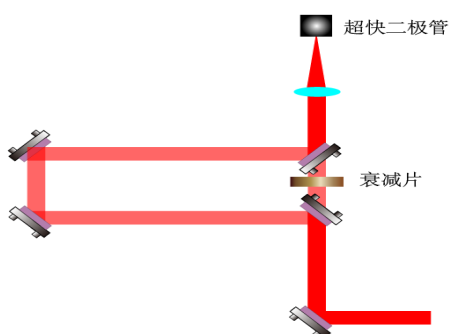


图4.7 ns对比度测量光路示意图

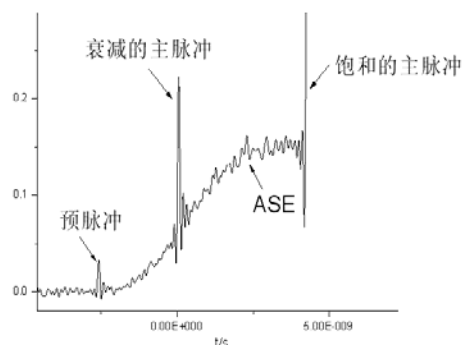


图4.8 ns对比度测量典型结果

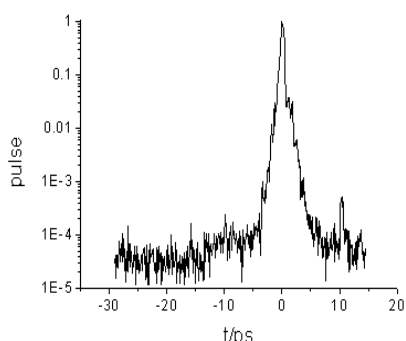


图4.9 ps对比度测量典型结果

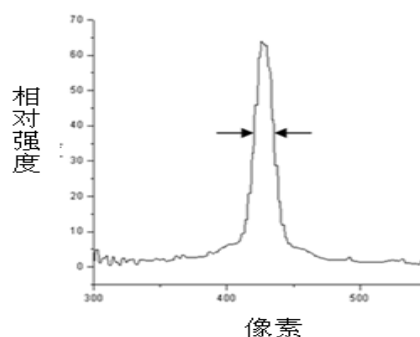


图4.10 脉宽测量典型结果

实验中对离子的诊断设备主要是Thomson谱仪和角分布探测层。其中两台Thomson谱仪分别摆放在靶背法向方向和激光传播方向。在靶背垂直法向的位置摆放的Thomson谱仪，磁场为2250Gs和电场为1250V，谱仪的收集角为 $1.96 \times 10^{-4} \text{sr}$ ，最低探测能量为200keV。另一台在激光传播方向放的Thomson谱仪，磁场为650Gs和电场为500V，谱仪的收集角为 $1.96 \times 10^{-4} \text{sr}$ ，最低探测能量为50keV。在靶后4cm处，两块 $49 \times 49 \times 1 \text{mm}$ 的CR39片并列而成，利用CR39对电子和光子不敏感的特性，可以有效的获得靶后质子的角分布情况，在CR39片后面又顺序叠放了2-4层SR IP板，对电子的角分布进行测量。整个探测屏可以探测靶后约 70° 角内的质子和电子的角分布信号。

实验中使用的CR39核径迹探测器是一种固体的碳氢氧聚合物制作的无色透明的探测片。其聚合物的分子式为： $(\text{C}_{12}\text{O}_7\text{H}_{18})_n$ ，分子量为272，密度为 $1.31 \sim 1.32 \text{g/cm}^3$ ，由液状单体二甘醇双烯丙基碳酸酯聚合而成。CR39对带电离子非常敏感，而对电子、X射线、 γ 射线等不敏感，因此很适合于在多种辐射混合

场中探测离子。入射离子会对其入射轨迹附近的材料的化学键进行破坏，形成潜径迹，潜径迹的尺寸仅为纳米量级。通过在碱溶液中进行刻蚀，可以将纳米量级的径迹放大到微米量级，从而可以在光学显微镜下进行观察和计数，读取系统如图4.11。利用固体核径迹读出系统可以对径迹的数目和尺寸参数进行测量和统计，从而可以得到入射离子的数目（强度）和离子能量的信息。刻蚀时使用恒温65摄氏度、浓度为6.25mol/L的NaOH溶液。

实验中使用的靶材只有Al和Cu两种，Al靶厚度分为：0.65 μm 、1.2 μm 、2.5 μm 、4 μm 和12.5 μm ，Cu靶厚度为2 μm 、5 μm 和10 μm 。



图4.11 固体核径迹读出系统

4.3 实验结果与分析讨论

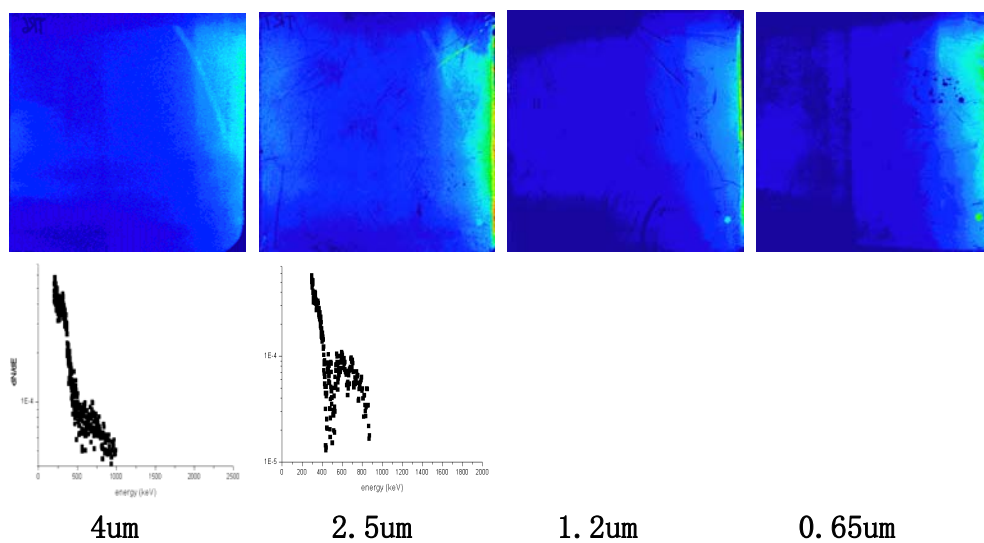
4.3.1 预脉冲对质子能谱的影响的研究

4.3.1.1 实验结果

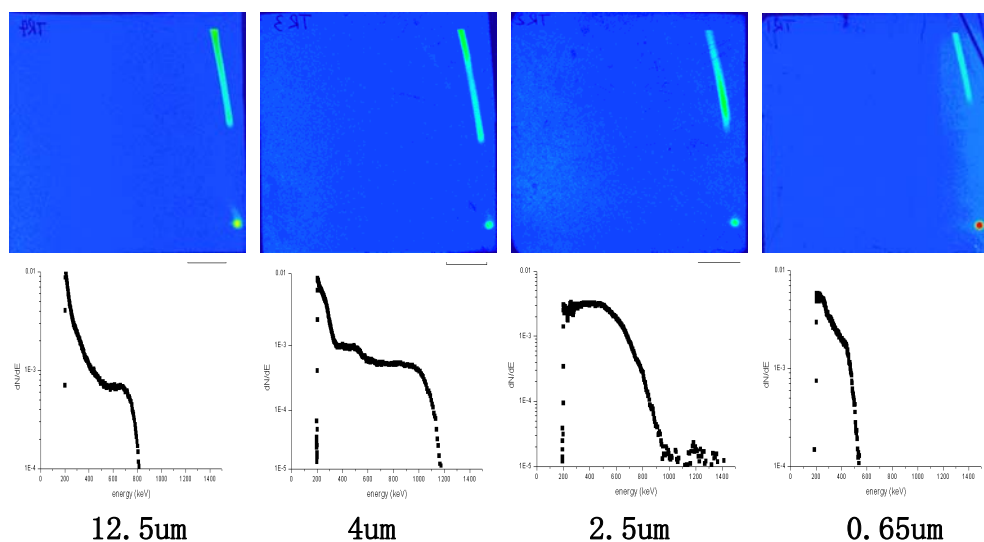
图4.12是在Al靶靶背法线方向Thomoson谱仪探测到的质子能谱，测量时使用了TR IP作为记录介质，其中前两组数据采集时使用的是磁场为2250Gs和电场为1250V的Thomoson谱仪，第三组数据使用的是磁场为650Gs和电场为500V。对应激光功率密度为 $2.4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 。实验结果一共分为三组，每组对应的ns量级的激光对比度不同。第一组的对应的对比度为：ASE： 1.7×10^{-6} ，prepluse： 4×10^{-5} ；第二组为：ASE： 1.7×10^{-6} ，prepluse： 1.794×10^{-5} ；第三组为：ASE：

1.507×10^{-6} , prepluse: 0.174×10^{-5} 。每组的ASE水平基本相当,但预脉冲相差较大。ASE在主脉冲前5ns处开始逐渐增长,最后稳定在上述各组的强度,而fs预脉冲位置均在主脉冲前7ns,如图4.8。三组实验所获得的离子截止能量与靶厚的曲线如图4.13所示,质子的能谱与预脉冲的关系很大。在预脉冲最大的第一组中,仅当靶厚为4 μm 和2.5 μm 时Thomoson谱仪才有质子信号,在更薄的靶材时基本观察不到质子束,而且噪声较大。从第一组的质子最高能量来看,2.5 μm 的靶能获得最高0.8MeV的质子,而4 μm 靶的最高质子能量是1MeV,质子的截止能量随靶厚增加而增加,说明最佳靶厚要大于4 μm 。需要说明的是由于测量2.5 μm 靶材时TRIP中有一条划痕导致谱线中间有一段数值偏低。第二组的预脉冲比第一组要低一倍,明显可以看出实验获得的质子束要比第一组好,不仅从0.65 μm 到12.5 μm 的Al靶均获得质子信号,且质子的截止能量要高于第一组中同样厚度的靶材。从能量曲线来看,在这组实验中4 μm 是最优靶厚,能够获得质子的最高能量为1.2MeV。第三组数据采集时所使用的Thomoson谱仪与前两组不同,而且由于预脉冲远好于前两组,在测量时质子束信号过强,导致中低能的质子信号在横向上有一定的弥散,导致谱线形状发生一定的变化,但是在高能段,由于质子数目不多,没有发生弥散的现象,所以质子的截止能量是准确的。从图4.13中可以看出,在第三组的对比度条件下,质子能量随靶厚减小而增加,因此最佳靶厚要小于0.65 μm 。从上述的实验结果可以发现,最佳厚度值与fs预脉冲的对比度有直接关系。我们获得的最佳厚度与文献[1]相当,但明显高于超高对比度(10^{-10})的实验[17]。此外,第三组的IP上有两种离子的信号,除了质子,还有 C^{6+} 的信号。对应于12.5 μm 、4 μm 和2.5 μm 的Al靶, C^{6+} 离子的截止能量分别为8MeV、10MeV和15MeV,相应的每核子能量为0.67MeV、0.83MeV和1.25MeV,这比相同厚度下质子的能量要低,说明轻原子能获得更高的加速效率。

第一组: ASE : 3.4×10^{-6} prepulse: 4×10^{-5}



第二组: ASE : 3.4×10^{-6} prepulse: 1.794×10^{-5}



第三组: ASE : 3.14×10^{-6} prepulse: 0.174×10^{-5}

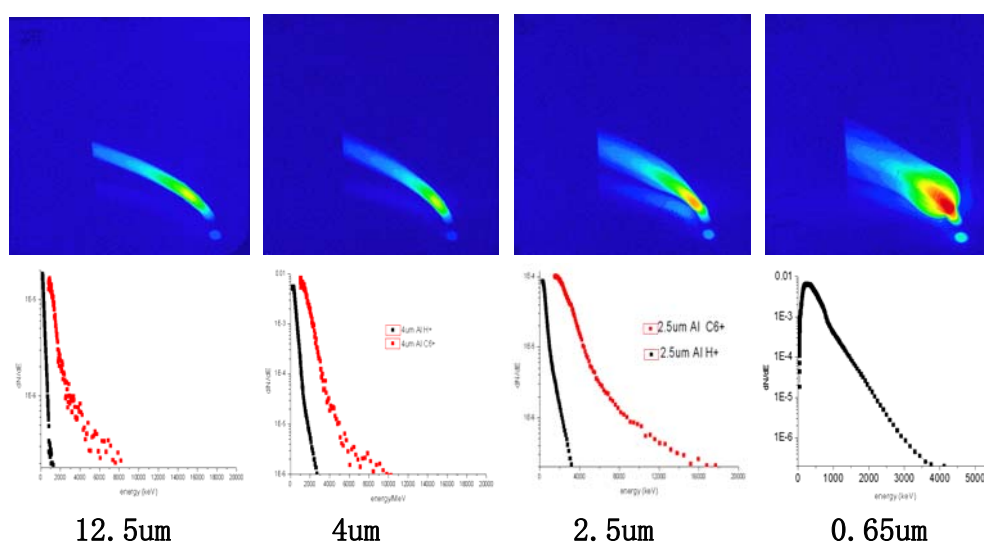


图4.12 不同对比度下, Al靶靶背法线方向的离子能谱, 红色为 C^{6+} 离子, 黑色为质子

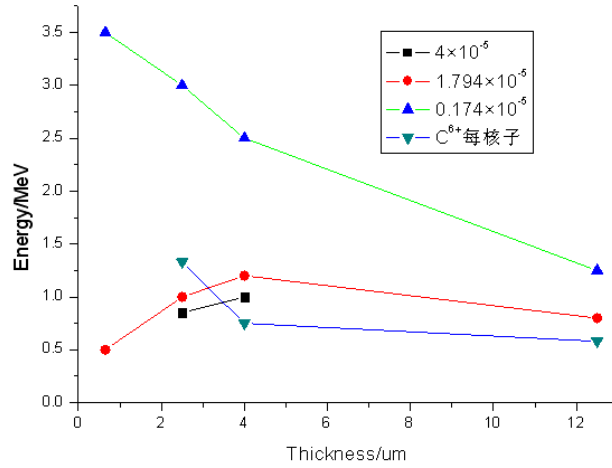


图4.13 不同对比度下, A1靶靶背法线方向的离子截止能量能谱

4.3.1.2 分析与讨论

从上述的实验结果中可以明显发现, 离子的能量和最佳靶厚都与主脉冲前7ns的预脉冲相关。预脉冲减弱后, 最佳靶厚向薄靶区移动, 离子的能量也获得提高。根据激光功率密度为 $2.4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 三组的预脉冲的功率密度为: 第一组: $9.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; 第二组: $4.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$; 第三组: $4.18 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ 。因此, 在主脉冲入射到靶面之前有如下物理图像: 在主脉冲之前, ASE和预脉冲已经把靶材前表面加热电离, 形成等离子体。前表面的等离子体向真空膨胀, 在靶前形成预等离子体。与此同时, 激光在靶面产生Mbar量级的压强, 形成冲击波向靶内传输。如果靶材较薄, 在主脉冲到来前冲击波传播到靶的后表面, 将后表面破坏造成其向真空膨胀, 靶后与真空不再有锐利的分界面, 形成密度标长较长的区域, 降低加速效率, 但是厚靶又不利于TNSA鞘层加速。因此靶材厚度存在一个最佳值, 既能获得较高的鞘层加速效率, 又将冲击波的影响降到最低。显然, 这个最佳值将随冲击波的强度变化, 从我们的实验中就可以看出, 第一组的预脉冲最强, 因此其最佳厚度大于4μm, 第三组的预脉冲最弱, 其最佳厚度小于0.65μm, 而第二组的预脉冲强度处于中间位置, 得到的最佳厚度值为4μm。在TNSA模型下离子能量随厚度的变化将在下节中讨论, 在此我们将对冲击波对离子加速的影响进行分析。

在我们的实验中预脉冲和ASE同时存在, 两者均能在靶前产生预等离子体并

在靶内形成冲击波，fs预脉冲只在飞秒的脉冲时间与等离子相互作用，ASE却在ns的时间内持续作用，但是三组的ASE强度相当且远低于fs预脉冲，并且fs预脉冲在ASE达到最大值前的几个ns就与靶相互作用，因此fs预脉冲对靶的破坏作用远大于ASE。由于耗时和计算量的关系，PIC程序无法对上述ns量级的物理过程进行模拟，所以我们先对ASE和fs预脉冲产生的作用进行估算。

首先是靶材的前表面被离化后，等离子体向真空自由膨胀的过程。根据Mora等人的工作[23, 24]，假设等离子体的自由膨胀是等温过程后，通过解析计算得到等离子体的波前速度公式为： $v_{\max} \simeq 2c_s \ln(\tau + (\sqrt{\tau^2 + 1}))$ ，其中 $c_s = (Zk_B T_e / m_i)^{1/2}$

为离子声速， $T_e = m_e c^2 \sqrt{1 + \frac{I \lambda^2}{1.37 \times 10^{18} \text{ W / cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2}}$ 是电子能量[25]，

$\tau = \omega_{pi} t_{acc} / (2e)^{1/2}$ 为归一化加速时间， $\omega_{pi} = [(Z_i e^2 n_e) / (m_i \epsilon_0)]^{1/2}$ 。根据三组实验数据，fs预脉冲引起的靶前预等离子体尺度之比为：

$$(L_{1,fs}^{front} - L_{3,fs}^{front}) : (L_{2,fs}^{front} - L_{3,fs}^{front}) : L_{3,fs}^{front} = 1.07 \times 10^{-5} : 4.5 \times 10^{-6} : 1$$

由此可见三组预脉冲在靶前产生的预等离子体几乎相同，而三组ASE的强度更加相近，因此靶前预等离子体的尺度可以认为是相同的。

其次需要计算预脉冲和ASE所产生的冲击波对靶后表面的影响。由于ASE是从7ns逐渐增长至最大值（即所列数值），且其强度比fs预脉冲低一个量级，对靶后的破坏远不如fs预脉冲，所以下面的主要讨论fs预脉冲的作用。由激光脉冲所引起的冲击波压强为[26]：

$$P = \zeta I^{2/3} \quad (4.1)$$

其中 P 是压强，以Pa为单位； I 是激光光强，以 W/m^2 为单位； ζ 是材料常数，对于波长为0.8 μm 的激光，Al靶和Cu靶可分别近似为 $1 \text{ J}^{1/3} \text{ s}^{2/3} \text{ m}^{-5/3}$ 和 $0.75 \text{ J}^{1/3} \text{ s}^{2/3} \text{ m}^{-5/3}$ [27]。对于受到冲击波作用的靶材，因为初始时处于静止状态，所以根据质量和动量守恒定律，冲击波波前的传播速度 v_s 和离子的速度 v_p 满足

$$\rho_0 v_s = \rho(v_s - v_p), \quad (4.2)$$

$$P = \rho_0 v_s v_p, \quad (4.4)$$

$$v_s = c_0 + \alpha v_p, \quad (4.5)$$

其中 ρ_0 和 ρ 分别是靶材初始密度和被压缩后的密度, c_0 是声速, α 与材料有关的经验常数。Al 靶 $c_0 = 5.24 \mu\text{m}/\text{ns}$, $\alpha = 1.40$, Cu 靶 $c_0 = 3.94 \mu\text{m}/\text{ns}$,

$\alpha = 1.49$ [14]。利用 (4.2) - (4.5) 求解 v_s 、 v_p 得

$$v_s = \frac{c_0}{2}(\sqrt{1+x}+1), \quad (4.6)$$

$$v_p = \frac{c_0}{2\alpha}(\sqrt{1+x}-1), \quad (4.8)$$

其中 $x = (4\alpha / \rho_0 c_0^2)P$ 。当冲击波到达靶后与真空的交界面后, 冲击波压强变为零, 被压缩的靶的后表面开始以 $2v_p$ 速度向真空膨胀, 同时形成松弛波

(relaxation wave) 以离子声速向靶内传播。当靶内压力下降到零之后, 根据靶后的最终物质状态可以分为两种情况。第一种情况是冲击波压强小于 1.2 Mbar

(相应的预脉冲强度为 $5 \times 10^{12} \text{W}/\text{cm}^2$), 靶后物质低于气相点, 靶与真空之间还有明显的分界面; 第二种情况是当冲击波压强大于 2 Mbar (相应的预脉冲强度为 $10^{13} \text{W}/\text{cm}^2$), 靶后被完全气化, 形成大密度标长的等离子体, 导致难以有效的建立鞘层场[28]。

根据我们的 fs 预脉冲和 ASE 的功率密度, 可知第一、二组的靶材后表面在主脉冲到来时以处于完全气化的状态, 第三组则处于气化的临界点。这也很好地说明了第三组实验中质子能量大的原因。利用 (4.1)、(4.6) 和 (4.8), 可以计算 P 、 v_s 和 v_p 。三组实验中预脉冲导致的靶后膨胀速度比为

$v_{p1} : v_{p2} : v_{p3} = 17 : 12.5 : 4.7$, 即预脉冲越大, 靶后表面变形或者膨胀越厉害。当

密度标长 L_n 大于德拜长度 λ_D 后, 加速场将由 $E_D = k_B T_e / (e\lambda_D)$ 变为

$E_D = k_B T_e / (eL_n)$ [29], 质子能量将随密度标长增加而下降, 这也是实验上观察到

的现象[30]。

为了进一步说明实验结果, 我们采用1DPIC程序进行模拟。模拟参数如下: 靶材密度 $n = 4n_c$, 由 H^+ 和电子构成, 靶材厚度 $d = 1.5\lambda$, 每个波长内取400个cell, 靶材前表面有指数分布的预等离子体, 宽度为 2λ , 密度标长 $L_n = 0.54\lambda$ 。冲击波的作用用靶材后表面的预等离子体来描述, 根据三组实验靶后膨胀的速度, 我们将靶后预等离子体的宽度分为三种情况, 分别为 4λ , 12λ 和 17λ , 如图4.14 (a) 所示, 密度标长分别为 $L_n = 1.08\lambda, 3.25\lambda, 4.6\lambda$ 。激光从左边入射, 归一化的激光功率密度为 $a = 3$, 脉宽为 $65 fs$, 波长 $\lambda = 1 \mu m$, 在 $t = 10$ 时激光前沿达到前表面的预等离子体。

图4.14 (b) 是激光与靶材相互作用70个周期后的靶后质子能谱。黑色、红色和蓝色实线分别对应靶后的等离子体宽度为 4λ , 12λ 和 17λ 。从模拟结果可以看出, 三组密度标长 $L_n = 1.08\lambda, 3.25\lambda$ 和 4.6λ 对应的最高质子能量为 $3.25 MeV$, $1.25 MeV$ 和 $1.1 MeV$, 质子的最高能量随密度标长的增加而减少。然后, 质子最高能量的变化率与密度标长并不对应, 在我们的结果中就可以发现, $L_n = 3.25\lambda$ 和 4.6λ 所对应的质子最高能量的变化远小于 $L_n = 1.08\lambda$ 和 3.25λ 之间的差异。这种现象是由于波破导致的[31]。在存在密度梯度的区域, 当波前的质子感受到加速场要小于后面的质子, 而且波前的等离子体密度小于后面时, 会发生波破。波破发生后会在质子膨胀的波前形成一块瞬时的高密度的区域, 可以在短时间内增加加速场强。

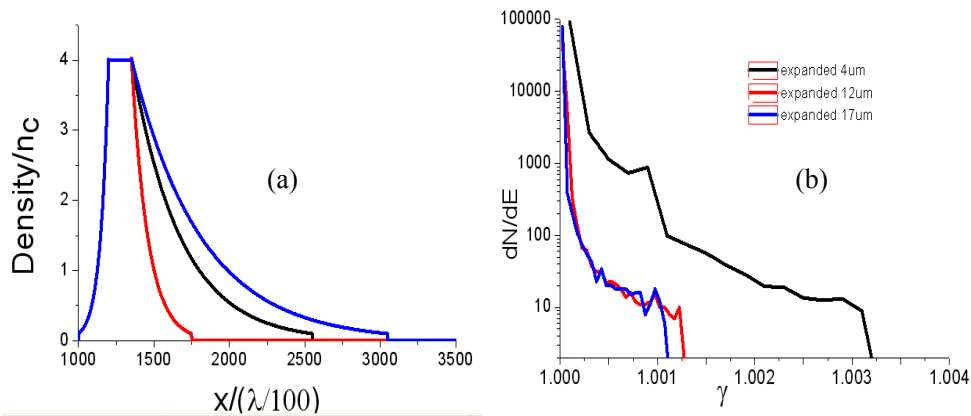


图4.14 1DPIC程序模拟靶后膨胀对质子能量的影响, (a) 靶材密度分布, 膨胀区

域的等离子体密度以指数形式下降；(b)相互作用70个激光周期后的能谱，黑线是靶后膨胀4 μm 的情况，红线是12 μm ，蓝线是17 μm ，最高能量分别为3.25MeV，1.25MeV和1.1MeV。

4.3.2 靶材密度与厚度对质子加速影响的研究

4.3.2.1 实验结果

在本次实验中还利用不同厚度的Cu靶，研究了靶材密度与厚度对质子加速的关系进行。图4.15是在5 μm 和2 μm 的Cu靶靶背法线方向Thomson谱仪探测到的质子能谱。激光功率密度为 $1.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ，对比度条件与图4.12的第三组相近，ASE和预脉冲水平分别为：ASE； 2.67×10^{-6} ；prepulse $< 0.1 \times 10^{-5}$ 。根据上面的讨论可知在这种对比度下，靶后不会被气化，密度标长较小。Cu靶最高质子能量随厚度的变化关系也与图4.12的第三组相似，最佳厚度值小于2 μm 。但由于密度不同，Cu靶的质子能量值要低于Al靶，最高只有1.5MeV的质子。

Cu靶的质子空间角分布如图4.16(c)、(d)所示。角分布是在靶后4cm处测量的，由于CR39对质子的最低响应能量为100keV，所以获得的角分布信号基本上能反映出所有能量离子的空间分布信息。图中红色虚直线表示靶背法线方向，红色实线表示激光传播方向，束斑用红色虚线圈出。根据实验条件，2 μm 的Cu靶所获得的质子束半张角为 13° ，2 μm 的Cu靶为 8.2° 。图4.16(a)和(b)是在图4.10第三组实验的条件下获得的Al靶空间角分布。为了说明问题，选取2.5 μm 和4 μm 的靶材做为对比，其离子束斑对应的半张角分别为 13.1° 和 18.3° 。通过对比可以看到厚度和材质影响着束斑大小。靶材厚度越大束斑越小，材质密度越大束斑也越小。同时，束斑中心往激光方向偏移，薄靶的偏移量大于厚靶。具体原因将在下面讨论。

4.3.2.2 分析与讨论

首先，质子能量变化可以通过TNSA模型进行解释。由于ASE和预脉冲的作用，在主脉冲之前靶面已经被电离，因此主脉冲作用下，靶材的前表面产生热电子并向靶内传输。热电子温度可以用激光场的有质动力势估算 $T_p \approx m_e c^2 (\sqrt{1+a^2} - 1)$ ，其

中 $a = I\lambda_{\mu m}^2 / 1.37 \times 10^{18}$ 为归一化激光功率密度, I 为激光光强, $\lambda_{\mu m}$ 为激光波长[32, 33]。根据激光损失的能量可以估算热电子的数目为 $N_e = fE/T_p$, 其中 E 为激光能量, f 为激光的能量吸收率, 参考文献[34]取 $f = 35\%$ 。热电子穿过靶体后, 在后表面形成鞘层场, 并将靶背电离。在考虑了到激光的脉宽的影响后, 靶后鞘层中电子的电荷面密度为 $n_e = N_e / (DS)$, 其中 $D = c\tau_{laser}$ 是电子鞘层的厚度[35],

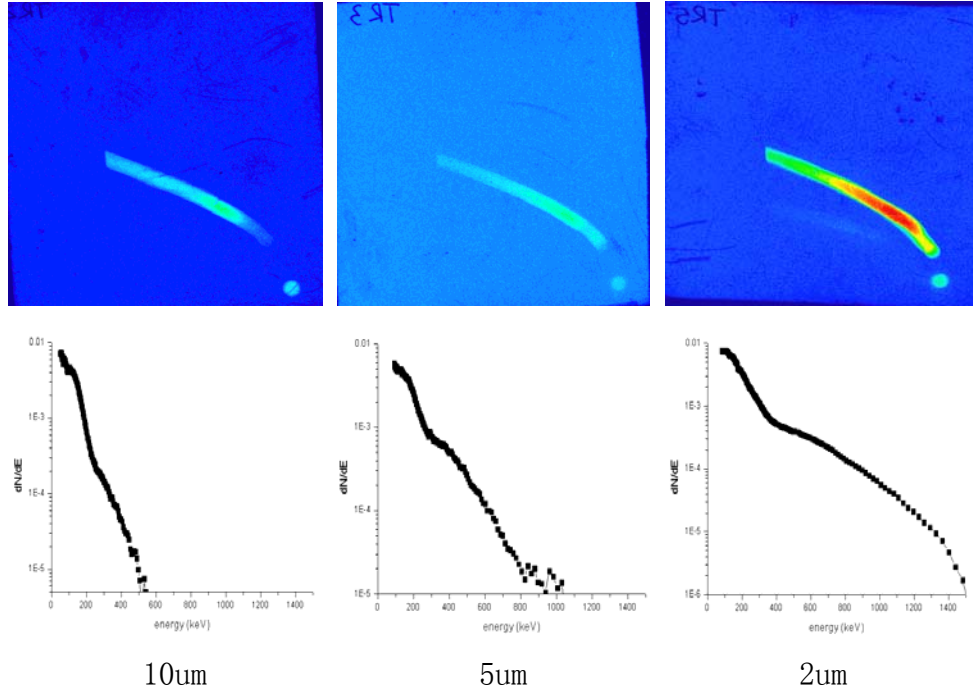


图4.15 ns对比度为: ASE : 2.67×10^{-6} , prepluse $< 0.1 \times 10^{-5}$, Cu靶靶背法线方向的离子能谱

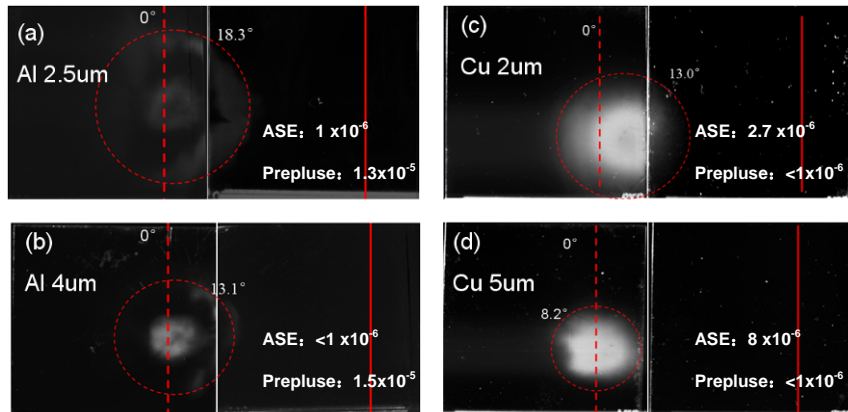


图4.16 离子空间角分布, 直虚线是靶背法线方向, 实线是激光传播方向 $S = \pi(r + d \tan \theta)^2$ 是电子鞘层的面积, 其中靶厚为 d , 焦斑半径为 r , θ 是电子鞘层对于焦斑位置的半张角。利用自相似等温膨胀的流体力学模型, Mora等人

给出了估算质子最高截止能量的表达式[24, 35]

$$E_{\max} = 2T_{\text{hot}} \left[\ln \left(t_p + (t_p^2 + 1)^{1/2} \right) \right]^2 \quad (4.9)$$

其中 T_{hot} 为热电子温度，可以以有质动力势估算； $t_p = \omega_{pi} t_{\text{acc}} / (2e)^{1/2}$ 为归一化加速时间， $t_{\text{acc}} \approx 1.3\tau_{\text{laser}}$ 是相互作用时间[35]， $\omega_{pi} = [(Z_i e^2 n_e) / (m_i \epsilon_0)]^{1/2}$ 是离子等离子体频率， Z_i, m_i 分别为离子的电荷数和质量。从上述模型可以看出，在确定的激光和实验条件下，只有电子鞘层对于焦斑位置的半张角 θ 是未知的。因此利用获得的质子能量可以很容易地计算出 θ 的数值。根据我们的实验结果，可知对应于Al靶和Cu靶的截止能量，鞘层面积的半张角如下表所列

表4.1 不同厚度靶材对应的鞘层张角

Cu靶	厚度	10um	5um	2um	
	截止能量	0.54MeV	1.03MeV	1.5MeV	
	鞘层张角	24°	15°	4°	
Al靶	厚度	12.5um	4um	2.5um	0.65um
	截止能量	1.25MeV	2.6MeV	2.9MeV	3.5MeV
	鞘层张角	6°	-13.5°	-26°	-67°

从表中可以发现，主要有两个特点，在厚度相近的情况下Cu靶的鞘层横向面积要大于Al靶，同时鞘层横向面积与靶厚成反比例关系，甚至于Al靶在小厚度的情况下，鞘层张角出现了小于0°的情况，也即靶后鞘层的面积要小于焦点面积，热电子束被箍缩了。这与文献[34]的结论相同，Honrubia等人发现热电子在Al靶中传播时，有三个阶段：首先在低密度的预等离子体中传播时由于激光依然在与热电子相互作用，电子束的横向面积逐渐变大；当到达高密度区，激光反射，电子束在自生磁场的作用下发生箍缩，但箍缩到一定程度，电子束又会发散开，如图4.17。由此也可以推断靶厚存在一个最佳值[12, 36]，即当电子束横向面积最小时，靶后鞘层对应的电场强度最大，获得的离子能量最高。在图4.12的第二组实验结果中看到了最佳厚度的现象。在我们的实验中对应该组实验的最佳厚度小于2um，这与之前讨论的由于过高的预脉冲所引起的冲击波导致的最佳厚度值是不

同的。Honrubia等人模拟还发现当靶材面密度大于1以后，靶后鞘层的横向面积与靶的面密度基本成线性关系，如图4.18，其中蓝色虚线是冷的未受扰动的理想等离子体的模拟结果，红色虚线是受到激光的ASE作用后，发生膨胀的等离子体。从图中可以看出，在固定热电子发射角的条件下，靶后鞘层的横向面积基本随靶的面密度线性增加，这在理想等离子体中尤为明显。这意味着如果我们已知靶后鞘层的横向尺寸与面密度之间，就可以确定热电子在进入靶体时的发射角。根据Al的密度 2.7g/cm^3 ，我们的实验中只有 $4\mu\text{m}$ 和 $12.5\mu\text{m}$ 的靶材的面密度大于 1mg/cm^2 ，在图中我们用蓝色的五角星标注了我们的结果，发现我们实验中的Al靶热电子初始发射角在 $20^\circ \sim 30^\circ$ 。反观Cu靶的实验结果，虽然暂无模拟数据，但是我们根据实验数据发现，Cu靶的鞘层横向面积与靶材厚度基本成线性关系，如图4.19，这一规律与Al靶在面密度大于 1mg/cm^2 时相同，即在热电子初始发射角相同的情况下，靶后鞘层横向面积正比于靶材面密度。由此可以断定Cu靶也可以利用质子的截止能量来诊断热电子入射到靶材时的发射角。这种判断热电子发射角的方法在激光功率密度在 $> 10^{20}\text{W/cm}^2$ ，激光脉宽 $> 1\text{ps}$ 和超薄靶时不再适用[37]。因为在这样的条件下激光前沿产生的热电子入射到靶内后将靶背加热破坏，使得靶背的等离子体密度标长 L_n 远大于德拜半径 λ_D ，加速电场变为 $E = k_B T_e / e L_n$ ，远小于平整靶背时的加速电场 $E = k_B T_e / e \lambda_D$ 。

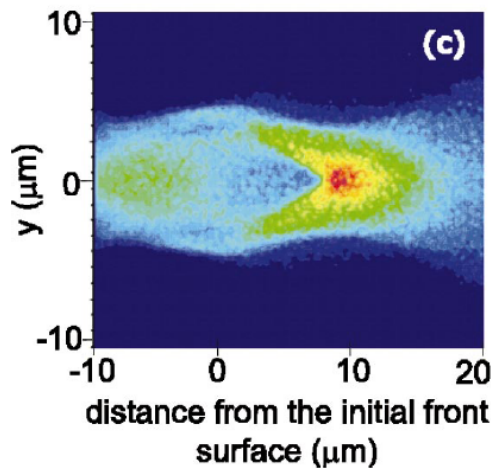


图4.17 热电子在Al靶中的传播（文献[38]中图7(c)）

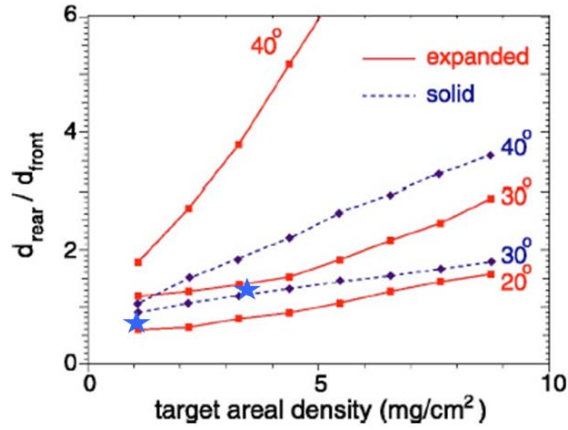


图4.18 不同发射角的热电子在等离子体中传播时，电子束横向尺寸与靶材面密度的曲线

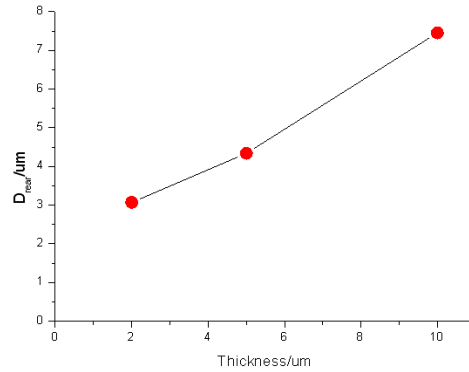


图4.19 根据实验中的Cu靶截止能量计算出的鞘层面积与靶厚的关系

靶后鞘层面积不仅影响离子的能量，也影响着离子的角分布。图4.16 (a) – (d) 是不同靶材下的离子角分布。图中四种厚度和材料的靶材可以分为厚度相近，材料不同的两组作为对比 ($2\mu\text{m}$ 和 $5\mu\text{m}$ 的Cu靶, $2.5\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$ 的Al靶)。图中标注了束斑对应的半张角。可以看到厚度和材质影响着束斑大小。靶材厚度越大束斑越小，材质密度越大束斑也越小。同时，束斑中心往激光方向偏移，薄靶的偏移量要大于厚靶。对于这种现象产生的原因，可以分为两点讨论。首先，对于束斑面积的变化利用上面论述过的靶后鞘层面积的变化就可以说明。根据之前的分析薄靶的鞘层面积小于厚靶，低密度靶的鞘层面积小于高密度靶。而离子是受到鞘层场的作用被加速，鞘层场的方向决定了离子的发射方向。根据电磁学知识，我们可以知道无限大平面电容中的电场是均匀场，而有限大的平面电容只有中心区域可以近似为均匀场，边缘的电场方向向电容外发生弯曲。因此，大面积的鞘层虽然加速场强低，但是电场分布较均匀，离子在被加速是发射角小，经过长距

离传输后束斑的面积反而更小。其次根据Lindau等人在文献[13, 14]中做的讨论, 由于在主脉冲前ns量级的自发辐射在靶前形成冲击波, 当冲击波传输到靶的后表面后会使靶背面在整体上呈现凸起状体。由于在鞘层电场加速机制下, 靶后离子束的方向与质子波前的形状紧密相关[39], 质子束总是沿着局部靶面的法线方向发射[40]。因此靶背面在冲击波作用下凸起变形的程度决定了质子束的发散角。图4. 20对此做了直观的描述。冲击波在靶内的传播速度可以表示为

$$v = \frac{c_0}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + \frac{4\alpha}{\rho_0 c_0^2} P} - 1 \right), \text{ 其中 } c_0 \text{ 是声速, } \alpha \text{ 是经验常数, } P = \eta I^{2/3} \text{ 是冲击波压强}$$

强, η 在激光波长为 $0.8\mu\text{m}$ 时近似为1, ρ_0 是初始密度。冲击波传输到靶背的时间与靶的密度和厚度有关, 对于密度较大的Cu靶, 冲击波到达靶背的时间要大于Al靶, 当主激光到达时, Cu靶的变形程度要弱于Al靶, 质子角分布也更加集中, 同样质子束指向的偏移也更小。因此为了获得低发散角的质子束, 需要提高激光对比度, 降低冲击波造成的影响。

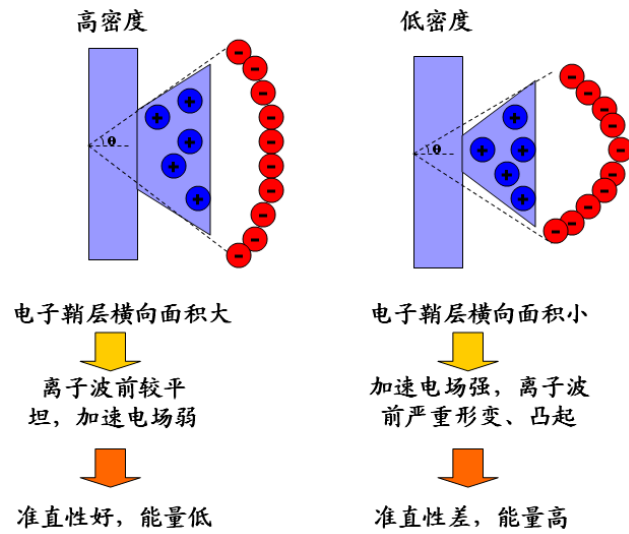
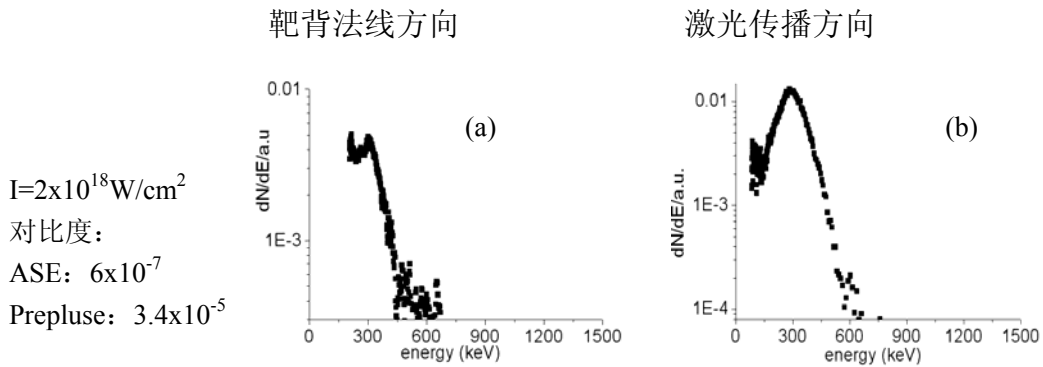


图4. 20 鞘层面积对离子发射角的影响

4.3.3 激光方向的质子束的研究

4.3.3.1 实验结果

实验中一个有趣的结果是在激光传播方向探测到准单能的质子束。依靠在靶背法线方向和激光传播方向的两台谱仪,我们发现当 Al 靶靶材厚度在 0.65 μm 和 2.5 μm 时,在两个方向都可以观察到质子束。特别地,在 2.5 μm 的情况下我们还观察到了准单能结构的质子能谱,如图 4.21(a)–(d) 所示。图 4.21(b) 峰值处的能量为 $E_{peak} = 230\text{keV}$, 最大能量为 578 keV ; 图 4.21(d) 峰值处的能量为 $E_{peak} = 290\text{keV}$, 最大能量为 622 keV 。0.65 μm 的 Al 靶在激光传输方向也有最大能量为 500 keV 的质子束被探测到,但是能谱没有能峰结构,如图 4.21(e)、(f) 所示。在离子空间角分布中也探测到沿激光方向传输的离子束,如图 4.22 所示。图 4.22 中 0.65 μm 的 Al 靶的离子角分布是用显微镜读取的,而 2.5 μm 的离子角分布是在均匀的被照光照明下用 CCD 采集的。CR39 与靶的距离为 4 cm ,由此可得在激光传播方向上的质子束的张角。对于 0.65 μm 靶,激光传播方向的质子束张角为 15.88° ; 对于 2.5 μm 靶,激光传播方向的质子束张角为 20.5° 。进一步地,为确定 CR39 上的径迹信号不是透射激光所产生的,我们将激光直接轰击在 CR39 上,再对 CR39 刻蚀,发现激光烧蚀所留下的痕迹与离子留下的径迹完全不同,如图 4.23 所示,激光烧蚀的痕迹呈无规则的片状,而离子的径迹为椭圆状,且比激光形成的片状痕迹小很多。



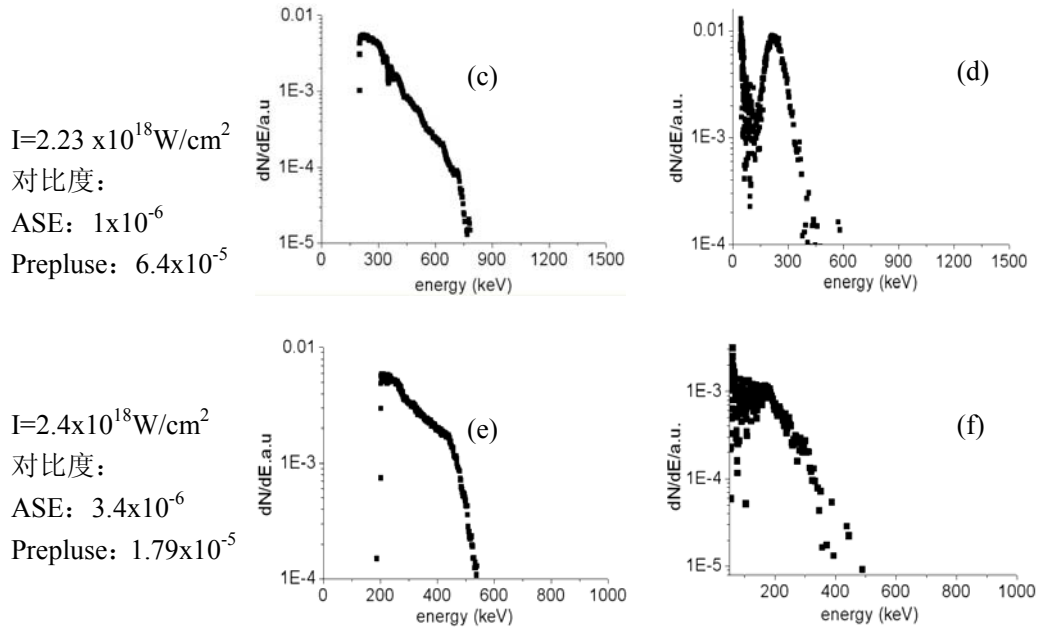


图 4.21 2.5um 靶材和 0.65um 靶材在靶背法线方向和激光传播方向的质子能谱

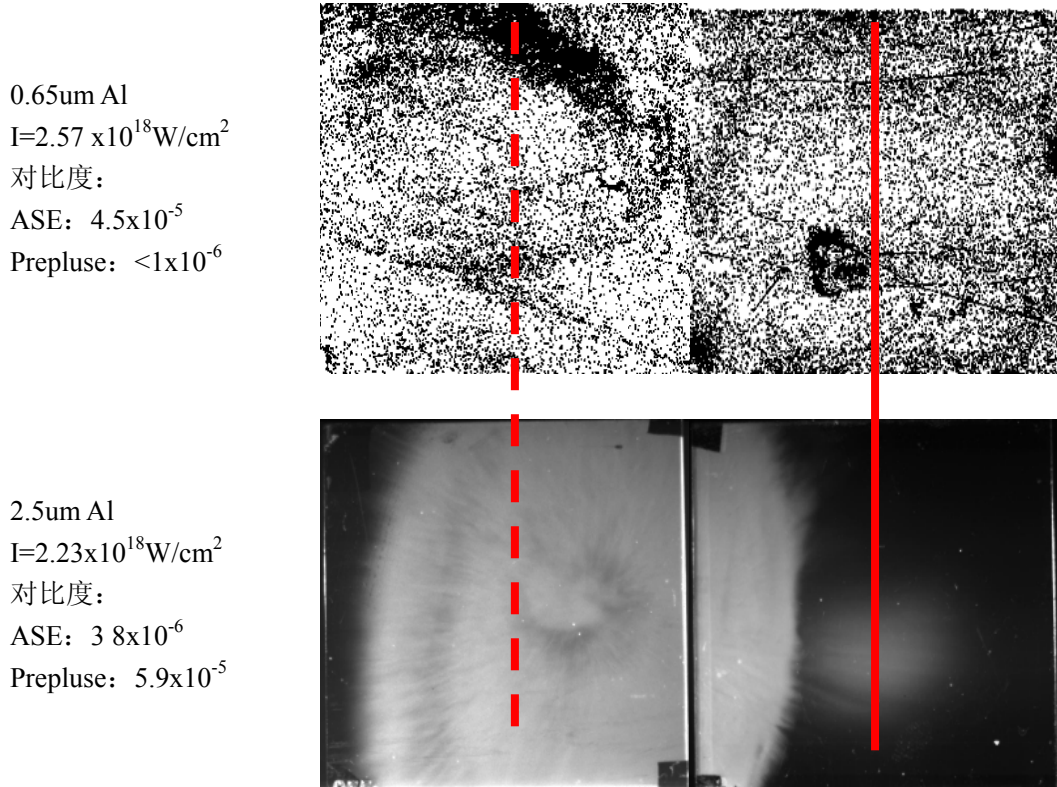


图 4.22 0.65um 和 2.5um 的 Al 靶的离子空间角分布,其中虚线是靶背法线方向,实线是激光传输方向。

4.3.3.2 分析与讨论

为了分析和讨论激光传播方向质子束，需要先确定其产生机制。以下为说明方便，在没有特别说明时，质子或质子束均指激光传播方向的质子或质子束。通过众多的实验和理论，我们知道激光与固体靶相互作用时同时存在靶前和靶后的加速机制[3, 41-49]。靶后加速主要是 TNSA 鞘层加速机制[2]，依靠热电子在后表面建立的静电分离场将靶电离，并沿靶背法线方向加速离子。在我们的离子角分布中可以明显观察到这群离子——靶背法向的离子束斑，这显然有别于激光传播方向质子束，而且激光传播方向束斑的张角与激光的锥角相当，因此激光传播方向质子束来源于靶前。加速至少有两种加速机制：冲击波加速[16, 50]和趋肤深度有质动力加速（skin-layer ponderomotive acceleration[45]，或 sweeping potential acceleration[5]）。冲击波加速要求冲击波的马赫数 $M = v_s / c_s$ 大于 2-3，其 v_s 是冲击波速度， $c_s = (Zk_B T_e / m_i)^{1/2}$ 是离子声速[51, 52]。根据我们的实验条件利用 (4.6) 式，可得 $v_s = 4.15 \times 10^3 \text{ um/ns}$ ， $c_s = 2.46 \times 10^3 \text{ um/ns}$ ，冲击波无法形成。因此，可以断定我们所获得的激光传播方向的质子束来源于趋肤深度有质动力加速。下面我们对质子束做进一步的分析，以论证其加速机制。

激光与固体靶相互作用时，激光波前可以穿过临界密度面，传播到相对论临界密度面。由于有质动力的作用，电子将堆积在波前，形成电荷分离场，如图 4.24 所示。当电子的数目稳定后，有质动力势 ϕ_p 与静电势 ϕ_s 相平衡， $\phi_p \approx \phi_s$ ，而离子则在静电场的作用下被加速至速度 u_{sw} 。同时，相对论临界密度面在光压的作用下往靶内运动，具有速度 u 。在综合了这两种加速作用后，Sentoku 等人[5]对此模型计算，得到离子能够获得的最大速度为

$$v_{\max} \cong u + 1.5u_{sw} \cong \left(\frac{n_c}{2n_{pe}} \frac{Zm}{M} \frac{I\lambda^2}{1.37 \times 10^{18}} \right)^{1/2} c + 1.5c \sqrt{\frac{2m}{M} \left(\left(1 + \frac{I\lambda^2}{1.37 \times 10^{18}} \right)^{1/2} - 1 \right)} \quad (4.10)$$

获得最大速度所需的加速时间为 $t_{\max} \approx \sqrt{\frac{m_p}{m_e(1+a^2)^{1/2}}} \tau_{laser}$ ，其中 τ_{laser} 为激光周期。

根据实验参数， $t_{\max} \approx 70 \text{ fs}$ ，与脉宽相当。因此可以认为靶前加速是质子被加速

到了最大值，根据实验条件计算出在前表面受到加速的质子最大能量为 564keV ($I=2 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$)，与图 4.21(b)、(d) 和(f)的最大能量相符。由于质子在靶前表面产生，在靶后探测时，低能量在质子将会被阻止在靶内，利用 SRIM 程序，我们分别计算 2.5 μm 和 0.65 μm 的 Al 靶的阻止本领，每次计算的粒子数为 10000 个。当质子束能量为 290keV 时，97%的质子都可以穿透 2.5 μm 的 Al 靶；而 270keV 的质子束，只有 57%的质子可以穿透 2.5 μm 的 Al 靶，当质子束能量下降到 250keV 时，所有的质子都将沉积在靶内。这与图 4.21(b) 和(d)能谱出现峰值的位置相符，说明 2.5 μm 的 Al 靶能谱中的单能结构是由于靶材对低能离子的阻止作用形成的。0.65 μm 的 Al 的阻止本领比 2.5 μm 的 Al 靶弱很多，100keV 的质子就能完全穿透 0.65 μm 的 Al，只有 60keV 的质子才能被完全阻止在靶内。由于谱仪最低测量能量为 50keV，以及噪声的影响，在能谱中无法看到能峰结构。

同时我们注意到实验时激光在远场的锥角为 $\theta = \frac{2\lambda}{\pi\sigma} = 11.5^\circ$ ， σ 为焦斑半径。

这要小于质子束斑的张角（0.65 μm 的 Al 为 15.88° ，2.5 μm 的 Al 为 20.5° ）。Pukhov 在 2001 年就通过模拟指出在靶的前表面加速的离子由于激光在预等离子体中传播时的成丝不稳定性，导致离子在入射进靶材时发散角大于激光锥角[3]。质子束在靶中传播时还受到的库仑散射等作用，质子束在等离子体中传输的距离直接影响其横向尺寸。综合这些作用，导致质子束张角大于激光锥角，而且随着厚度的增加，束斑的张角也在变大。

在实验中，激光传播方向的质子束重复性并不好，究其原因是激光对比度造成的影响。图 4.22 和图 4.16 对比就可以发现，在对比度良好的情况下，靶后的质子空间角分布只有 TNSA 鞘层加速的束斑，而在低对比度下，才能探测到激光传播方向的束斑。根据激光的知识，我们知道有质动力的方向与激光场光强的梯度方向一致，因此静电场的方向与光强梯度方向相同，质子在静电场的作用下将沿着光强梯度的方向被加速，也即沿着临界密度面的法线方向被加速[43]，如图 4.25。当对比度高时，靶材前表面未被破坏，激光入射后，有质动力沿着前表面的法线方向，质子被加速后在后表面同样沿法线方向射出，与 TNSA 机制加速的粒子混合在一起，如图 4.26 (a)。此时，虽然可以获得靶后加速的高能量质子束的角分布，但是无法把靶前加速的质子与 TNSA 机制加速的低能端的质子区分开[46, 47]。当对比度较低时，靶前形成预等离子体，临界密度面与激光轴线垂直，

被加速的质子将沿着激光轴线向前发射，如图 4.26 (b)。然而如果对比度过低，靶材的后表面也将受到破坏，靶后加速的质子束准直性不好，会将靶前加速的质子束淹没。因此，对比度具有一个最佳值使得我们能够获得优良的激光传播方向的质子束流。

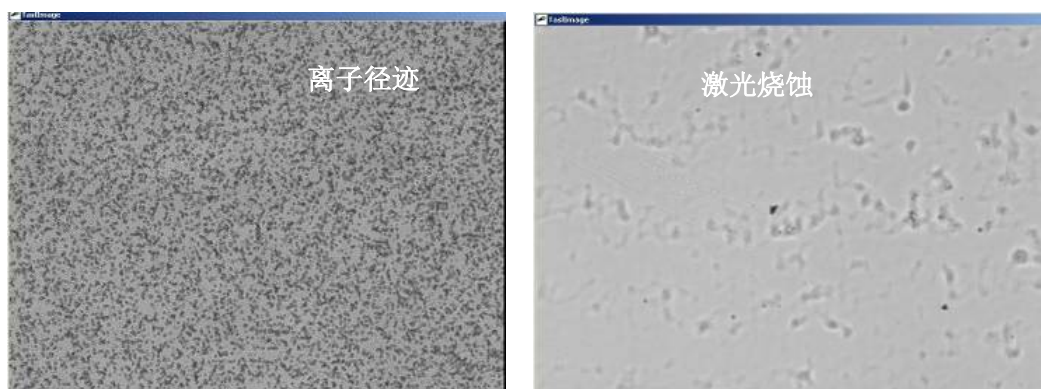


图 4.23 激光在 CR39 上烧蚀的痕迹与离子径迹对比

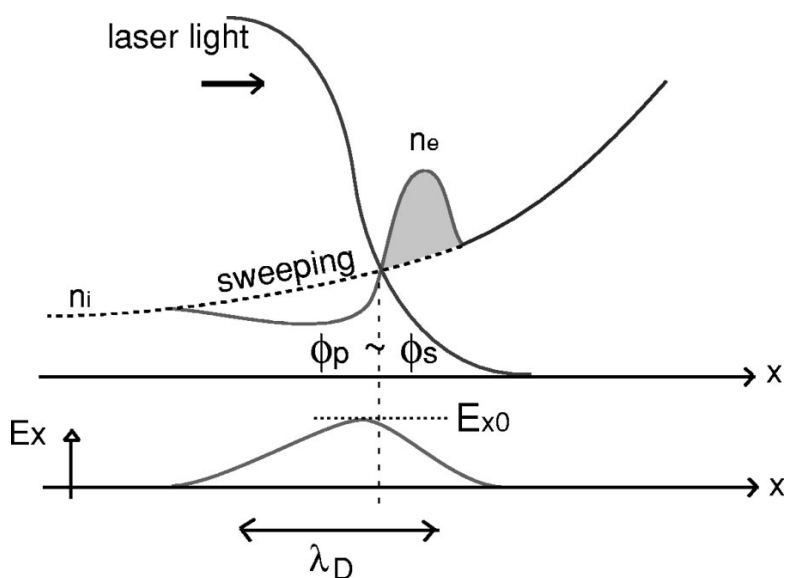


图 4.24 电子在波前堆积，及其形成的静电场[5]

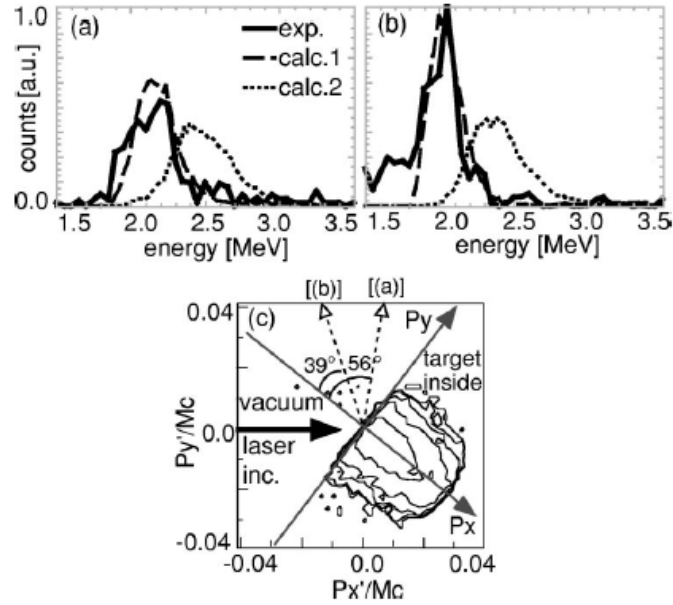


图 4.25 靶前表面加速的质子束沿前表面的法线方向发射[43]

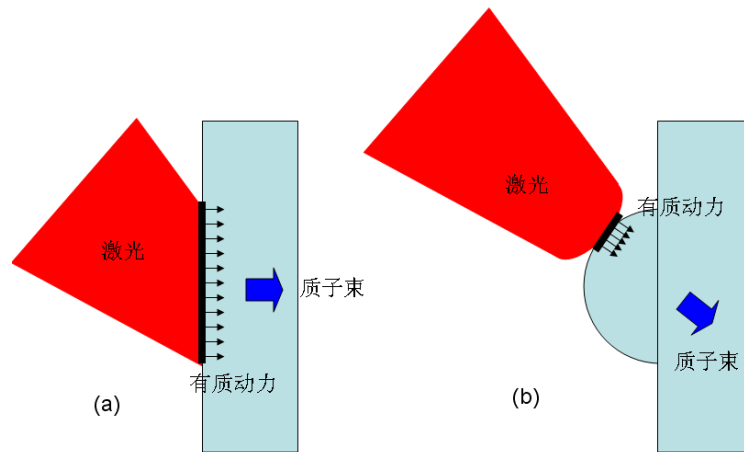


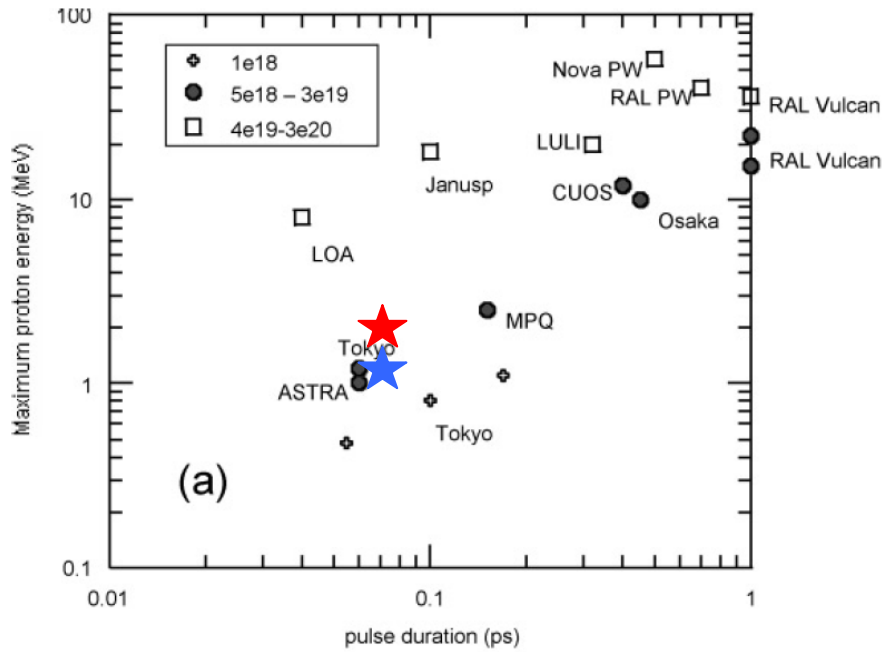
图 4.25 预等离子体对质子束方向的影响

4.4 小结

本章主要介绍和分析了在中国科学院物理研究所20TW钛宝石激光系统(XL-II)上进行的激光与固体等离子相互作用中离子加速的实验内容。实验发现,由于fs预脉冲形成的冲击波破坏了靶材的后表面,在靶后形成大密度标长的等离子体,难以有效的建立鞘层加速,无法获得高能质子。因此要获得高能量的质子,需要降低fs预脉冲的强度,抑制fs预脉冲的作用。我们还对TNSA机制下质子能量随靶厚靶材的变化进行了分析。发现在对比度确定的情况下,靶厚存在能

够获得最高能量的最佳值,并且发现利用质子的截止能量还可以确定热电子入射进靶内是的张角。最后一节的讨论围绕于激光传输方向质子束的问题,分析发现这束质子来源于靶前表面的加速,并且只有在对比度合适的情况下,临界密度面向真空中膨胀成半球形时,前表面的质子束才能沿激光传播方向发射,并被观察到。

此外,本次实验最高获得了 3.5MeV 的质子束和 16MeV 碳离子束。根据激光功率密度在 $1\sim 4\times 10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$,脉宽在 65fs 的激光条件,我们对比了国际上类似的实验,本次实验结果所处的位置如图4.26所示。图中所列实验除“Nova PW”和“RAL PW”外,均采用 $5\sim 10\mu\text{m}$ 的金属靶(A1或Cu),因此我们采用 $4\mu\text{m}$ A1靶(2.5MeV)和 $5\mu\text{m}$ Cu(1MeV)靶进行对比,A1靶和Cu靶的能力分别用红色和蓝色五角星在图中标出。可以看出我们的实验结果略优于相似条件的国际上其他工作组的实验。



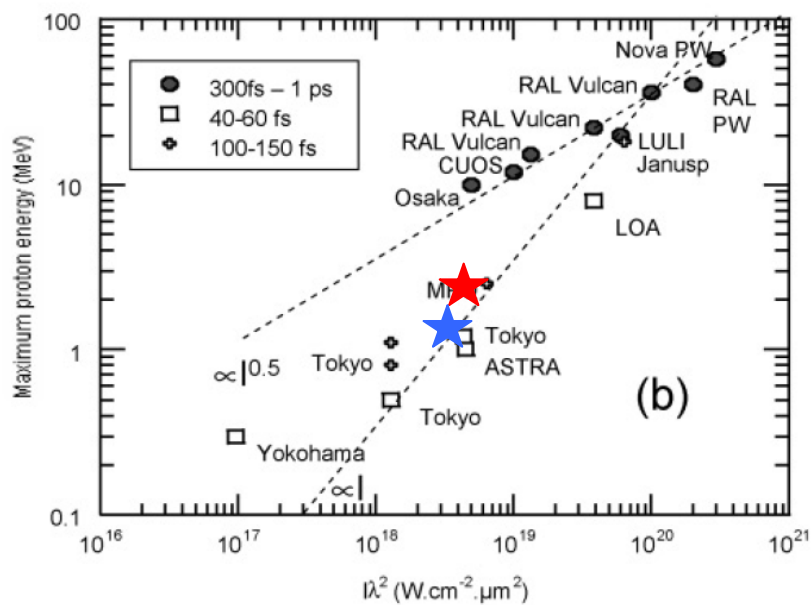


图4.26 (a) 不同实验获得的质子最高能量随脉宽的变化 (b) 质子最高能量随激光功率密度脉宽的变化[11]

参考文献

1. Maksimchuk, A., et al., *Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser*. Physical Review Letters, 2000. **84**(18): p. 4108-4111.
2. Snavely, R.A., et al., *Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids*. Physical Review Letters, 2000. **85**(14): p. 2945-2948.
3. Pukhov, A., *Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser*. Physical Review Letters, 2001. **86**(16): p. 3562-3565.
4. Zepf, M., et al., *Fast particle generation and energy transport in laser-solid interactions*. Physics of Plasmas, 2001. **8**(5): p. 2323-2330.
5. Sentoku, Y., et al., *High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target*. Physics of Plasmas, 2003. **10**(5): p. 2009-2015.
6. Zhang, X.M., et al., *Efficient GeV ion generation by ultraintense circularly polarized laser pulse*. Physics of Plasmas, 2007. **14**(12): p. -.
7. Yan, X.Q., et al., *Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime*. Physical Review Letters, 2008. **100**(13).
8. Henig, A., et al., *Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses*. Physical Review Letters, 2009. **103**(24): p. 245003.
9. Zhuo, H.B., et al., *Quasimonoenergetic Proton Bunch Generation by Dual-Peaked Electrostatic-Field Acceleration in Foils Irradiated by an Intense Linearly Polarized Laser*. Physical Review Letters, 2010. **105**(6).
10. Macchi, A., et al., *Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas*. Physical Review Letters, 2005. **94**(16): p. 165003.
11. Borghesi, M., et al., *Fast ion generation by high-intensity laser irradiation of solid targets and applications*. Fusion Science and Technology, 2006. **49**(3): p. 412-439.
12. Kaluza, M., et al., *Influence of the laser prepulse on proton acceleration in*

- thin-foil experiments*. Physical Review Letters, 2004. **93**(4): p. -.
13. Lindau, F., et al., *Laser-accelerated protons with energy-dependent beam direction*. Physical Review Letters, 2005. **95**(17): p. 4.
 14. Lundh, O., et al., *Influence of shock waves on laser-driven proton acceleration*. Physical Review E, 2007. **76**(2): p. 8.
 15. Zhang, X.M., et al., *Effect of plasma temperature on electrostatic shock generation and ion acceleration by laser*. Physics of Plasmas, 2007. **14**(11).
 16. Silva, L.O., et al., *Proton shock acceleration in laser-plasma interactions*. Physical Review Letters, 2004. **92**(1): p. 015002.
 17. Ceccotti, T., et al., *Proton acceleration with high-intensity ultrahigh-contrast laser pulses*. Physical Review Letters, 2007. **99**(18): p. -.
 18. Wang, X.F., et al., *Effect of plasma peak density on energetic proton emission in ultrashort high-intensity laser-foil interactions*. Physics of Plasmas, 2005. **12**(11): p. 6.
 19. Holkundkar, A.R. and N.K. Gupta, *Effect of initial plasma density on laser induced ion acceleration*. Physics of Plasmas, 2008. **15**(12): p. 10.
 20. Wei, M.S., et al., *Ion acceleration by collisionless shocks in high intensity laser underdense plasma interaction*. Physical Review Letters, 2004. **93**(15): p. 155003.
 21. 腾浩, *超热电子在高密度等离子体区域传输的实验研究和太瓦激光系统的设计与组建*. 2002.
 22. 江继军, et al., *飞秒激光作用下硅载流子浓度的超快变化过程数值模拟*. 高能量密度物理, 2009(2): p. 53-55.
 23. Mora, P. and R. Pellat, *Self-similar expansion of a plasma into a vacuum*. Physics of Fluids, 1979. **22**(12): p. 2300-2304.
 24. Mora, P., *Plasma expansion into a vacuum*. Physical Review Letters, 2003. **90**(18): p. -.
 25. Kruer, W.L. and K. Estabrook, *$J \times B$ heating by very intense laser light*. Physics of Fluids, 1985. **28**(1): p. 430-432.
 26. Lindl, J., *DEVELOPMENT OF THE INDIRECT-DRIVE APPROACH TO*

- INERTIAL CONFINEMENT FUSION AND THE TARGET PHYSICS BASIS FOR IGNITION AND GAIN*. Physics of Plasmas, 1995. **2**(11): p. 3933-4024.
27. Swift, D.C., et al., *Shock pressures induced in condensed matter by laser ablation*. Physical Review E, 2004. **69**(3): p. 9.
 28. Batani, D., et al., *Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation*. New Journal of Physics, 2010. **12**(4): p. 045018 (15 pp.)-045018 (15 pp.).
 29. Hatchett, S.P., et al., *Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets*. Physics of Plasmas, 2000. **7**(5): p. 2076-2082.
 30. Mackinnon, A.J., et al., *Effect of plasma scale length on multi-MeV proton production by intense laser pulses*. Physical Review Letters, 2001. **86**(9): p. 1769-1772.
 31. Grismayer, T. and P. Mora, *Influence of a finite initial ion density gradient on plasma expansion into a vacuum*. Physics of Plasmas, 2006. **13**(3): p. -.
 32. Malka, G. and J.L. Miquel, *Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target*. Physical Review Letters, 1996. **77**(1): p. 75-78.
 33. Wilks, S.C., et al., *Absorption of Ultra-Intense Laser-Pulses*. Physical Review Letters, 1992. **69**(9): p. 1383-1386.
 34. Santos, J.J., et al., *Fast-electron transport and induced heating in aluminum foils*. Physics of Plasmas, 2007. **14**(10): p. 18.
 35. Fuchs, J., et al., *Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase*. Nature Physics, 2006. **2**(1): p. 48-54.
 36. Flacco, A., et al., *Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration*. Physical Review E, 2010. **81**(3).
 37. Robson, L., et al., *Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser-plasma interactions*. Nature Physics, 2007. **3**(1): p. 58-62.
 38. Honrubia, J.J., et al., *Laser-driven fast-electron transport in preheated foil targets*. Physics of Plasmas, 2005. **12**(5): p. 052708.
 39. Brambrink, E., et al., *Modeling of the electrostatic sheath shape on the rear*

- target surface in short-pulse laser-driven proton acceleration*. Laser and Particle Beams, 2006. **24**(1): p. 163-168.
40. 徐妙华, et al., *Enhancement of ion generation in low-contrast laser-foil interactions by defocusing*. Acta Physica Sinica, 2011. **60**(4): p. 04000.
41. Clark, E.L., et al., *Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids*. Physical Review Letters, 2000. **84**(4): p. 670-673.
42. Sentoku, Y., et al., *High density collimated beams of relativistic ions produced by petawatt laser pulses in plasmas*. Physical Review E, 2000. **62**(5): p. 7271-7281.
43. Habara, H., et al., *Momentum distribution of accelerated ions in ultra-intense laser-plasma interactions via neutron spectroscopy*. Physics of Plasmas, 2003. **10**(9): p. 3712-3716.
44. Zepf, M., et al., *Proton acceleration from high-intensity laser interactions with thin foil targets*. Physical Review Letters, 2003. **90**(6): p. 4.
45. Badziak, J., et al., *Production of ultrahigh ion current densities at skin-layer subrelativistic laser-plasma interaction*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2004. **46**: p. B541-B555.
46. Fuchs, J., et al., *Comparison of laser ion acceleration from the front and rear surfaces of thin foils*. Physical Review Letters, 2005. **94**(4): p. 4.
47. Fuchs, J., et al., *Comparative spectra and efficiencies of ions laser-accelerated forward from the front and rear surfaces of thin solid foils*. Physics of Plasmas, 2007. **14**(5): p. 13.
48. Lee, K., et al., *Dominant front-side acceleration of energetic proton beams from plastic targets irradiated by an ultraintense laser pulse*. Physics of Plasmas, 2011. **18**(1): p. 013101.
49. Willingale, L., et al., *Front versus rear side light-ion acceleration from high-intensity laser-solid interactions*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2011. **53**(1): p. 014011.
50. Habara, H., et al., *Ion acceleration from the shock front induced by hole*

- boring in ultraintense laser-plasma interactions*. Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys, 2004. **70**(4 Pt 2): p. 046414.
51. Forslund, D.W. and J.P. Freidberg, *Theory of Laminar Collisionless Shocks*. Physical Review Letters, 1971. **27**(18): p. 1189.
52. He, M.Q., et al., *Ion acceleration by shock wave induced by laser plasma interaction*. Acta Physica Sinica, 2009. **58**(1): p. 363-372.

第五章 总结

本论文概括地可以分为两大部分，第一部分是与粒子模拟程序相关的工作，包括利用 PIC 粒子模拟程序对稳相加速模型的分析 and 讨论，以及对程序的并行化处理；第二部分为固体靶离子加速的实验研究工作，主要对影响离子能量的几个因素进行论述，并对实验中发现的激光传播方向的质子束进行分析。全文按照具体内容一共分为四章：

第一章为绪论，主要介绍了激光等离子体相互作用的特点、研究内容和研究工具。其中着重介绍了等离子体对激光能量的吸收机制，高能电子和离子的产生机制以及对离子束的优化和控制手段。

第二章主要介绍了激光—等离子体相互作用的粒子模拟方法。包括用 FDTD (Finite Difference Time Domain) 方法数值求解麦克斯韦方程组，用半加速—旋转—半加速法数值求解相对论粒子运动方程，对电流密度计算、初始条件、边界条件的处理方法，以及并行化的编程方法。

第三章首先利用 1 维 PIC 模拟程序获得了圆偏振稳相加速模型的能量定标率，然后利用 2 维 PIC 程序对稳相加速在实验应用中出现的偏振变化的情况进行讨论，发现在两个电场分量的振幅之比 θ 值大于 0.3 的情况下均能获得低能散的质子束。

第四章主要介绍和分析了在中国科学院物理研究所 20TW 钛宝石激光系统 (XL-II) 上进行的激光与固体等离子相互作用中离子加速的实验内容。实验最高获得了 3.5MeV 的质子束和 16MeV 碳离子束，这个实验结果略优于相似条件的国际上其他工作组的实验。实验发现，由于 fs 预脉冲形成的冲击波破坏了靶材的后表面，在靶后形成大密度标长的等离子体，难以有效的建立鞘层加速，无法获得高能质子。因此要获得高能量的质子，需要抑制 fs 预脉冲的作用。我们还对 TNSA 机制下质子能量随靶厚靶材的变化进行了分析。发现在对比度确定的情况下，靶的厚度存在一个能够获得最高能量的最佳值，并且发现利用质子的截止能量还可以估算热电子入射进靶内的张角。最后一节的讨论围绕于激光传输方向低能散的质子束。与其他实验相比不同的是，我们同时获得了靶背法向与激光传播方向的两束质子，并且激光传播方向的质子能谱具有低能散的性质。分析发

现激光传播方向的质子来源于靶前表面，由于靶材对质子的阻挡作用，低能的质子被阻止在靶内，高能部分穿过靶材，被探测器接受。由于前表面质子是沿前表面靶材的法线方向被加速，所以只有在对比度合适的情况下，临界密度面向真空中膨胀，才能将这束质子与靶背加速获得的质子分开，并在激光传播方向上观察到。

致谢

博士生涯如白驹过隙，转瞬之间已临近毕业。值此毕业论文即将完成的时刻，心中感慨万千。回想这五年内的点点滴滴，我能够顺利的克服学习生活上的磕磕绊绊，与老师们和周围同学的帮助和鼓励是密不可分的。在此，很高兴能向大家表示我由衷的感谢。

首先我要感谢我的导师陈佳洱院士，是他将我领进科学院的大门，让我能在这里学习工作，成为科研的一份子。陈先生身为老一辈的科学家，平时工作繁忙，但对我们年青学生却十分关心，经常在邮件或谈话时询问我在工作或生活上是否有困难，让我心里倍感温暖。在受到病痛折磨的日子里，曾有过放弃实验工作的想法，是陈先生的鼓励让我坚持了下来。在科研工作上，陈先生也一直是学习的榜样。长期以来，陈先生对科研工作的热忱、认真和严谨，都是我努力想要达到的目标。

我还要感谢北京大学的颜学庆副教授和陆元荣高级工程师。颜老师是我的入门师傅，在他的悉心指导之下，我学会了模拟程序的使用，以及对数据结果的处理。颜老师还为我争取了来物理所工作学习的机会，让我能够有机会在良好的氛围中接触和学习先进的实验技能。由于专业的关系，陆老师虽然在工作上没有给予我很多直接的指导，但是陆老师总是以身作则地教导我科研的方法和做人的道理。每每与陆老师长谈后总是让我受益颇多。

我在博士期间的实验工作还十分有幸获得了中科院物理所李玉同研究员和上海交通大学盛政明研究员的指导。李老师在激光等离子体领域的实验研究经验非常丰富，总是能一针见血地指出我在实验中的错误，让我在工作中少走了许多弯路。盛老师的专业理论知识十分深厚，每次与盛老师讨论，他总是能如数家珍一般列出最近的研究成果，并指出其中可以进一步发展的工作，鼓励我继续研究下去。感谢张杰院士在物理所为我们提供的优良的实验环境。

此外，在我的博士期间还有许多给过我无私的帮助和指导的老师们，在此我想向他们表示我谢意。他们是北京大学的郭之虞老师、彭士香老师、朱昆老师，

以及物理所的陈黎明老师、鲁欣老师、马景龙老师和董全力老师。老师们勤恳认真的工作态度和丰富的知识都令我敬佩，值得我好好学习。

我还要感谢与我一起在实验室中摸爬滚打了数年的兄弟们，他们这些可爱的人分别是：刘峰、林晓宣、小刘峰、周木林、刘勋、孟立民、张璐、刘晓龙、杜飞、郑轶、葛绪雷、苏鲁宁等。特别地我要感谢徐妙华师姐，她不仅牺牲假期时间帮我搭建等离子体镜设备，并在我的实验期间指导我的实验工作，帮助我分析实验数据，拟定实验计划。除此以外，还有北京大学的王智、林晨、康明磊、聂元存、任海涛和王鸿勇，以及物理所的张翼、董晓刚、王首钧、李春、冯柳宾、孙彦前、毛靖一、张蕾、郝彪、杨杰、丁文君、余露乐、袁大伟、闫文超等，我也要想他们表示感谢。在这个大家庭中，我体会过快乐，也体会过苦恼，所有的一切都将成为我生命中永远的记忆。

最后我还想感谢我父母和妻子，感谢他们为我付出的一切！

谨以此文，向所有帮助和教诲过我的人表达最真挚的谢意！