

申请上海交通大学博士学位论文

超强激光驱动离子加速的理论和数值模拟研究

论文作者：刘 晋 陆

学 号：0080729022

所在院系：物 理 系

指导教师：盛政明 教授

专 业：光 学

上海交通大学

2013年5月

Ph.D. Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University

**The theoretical and numerical simulation research for
Ultra-intense Laser-driven ion acceleration**

Candidate: Jin-Lu Liu

Department: Physics

Supervisor: Prof. Zheng-Ming Sheng

Major: Optics

Shanghai Jiao Tong University

May 2013

上海交通大学

学位论文原创性声明

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

学位论文作者签名：刘晋陆

日期：2013年4月8日

上海交通大学

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权上海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

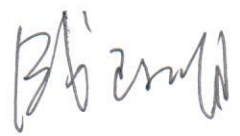
保密 ，在___年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密 。

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名：刘晋陆

指导教师签名：

日期：2013年4月8日

日期：2013年4月8日

摘要

随着激光技术的进步尤其是啁啾脉冲放大 (Chirped Pulse Amplification, CPA) 技术的发明, 使人类可以在实验室里获得前所未有的超强光场条件, 这极大地拓宽了光与物质相互作用的研究领域, 进入到强相对论非线性光学。这一领域有着十分丰富的研究内容, 诸如激光电子加速、激光离子加速、高次谐波与阿秒脉冲产生、激光核物理, 甚至非线性真空物理等等。研究的应用前景也十分广阔, 不仅能为人们提供高能粒子源, 高能辐射源, 还为人们探测超快物理现象打开了未知的大门。在激光物质相互作用众多的研究分支中, 激光离子加速最依赖于也最受惠于激光光强的迅速提高。由于离子的质量相比于电子要大得多, 因此对其的加速也比电子困难得多。迄今人们提出了激光驱动离子加速的一些机制, 如靶后法向鞘层加速 (TNSA)、辐射压加速 (RPA)、介于上述两者之间的所谓 BOA 机制、无碰撞静电冲击波加速等。但这些加速机制存在着最大离子能量低、单能性差, 加速所得离子能量转化效率低、或者对激光参数的要求极高以至于难以在实验室实现等问题, 与实际应用要求还存在着较大差距, 亟须提出实用的方案, 获得具有实用性的高品质离子束。基于这一背景, 本论文研究了激光离子加速的主要理论机制, 从激光直接加速离子、激光与固体密度等离子体靶相互作用、新型固体靶设计等角度提出了多种加速方案。主要工作如下:

1. 基于平面波角谱分析方法, 提出精确满足 Maxwell 方程组的矢量光场解析解。将这个解用于描述径向极化 Laguerre-Gaussian 激光场, 发现当激光束腰半径小于波长时, 我们的解所得到的纵向电场可以显著大于横向电场。结合我们的方法, 利用泰勒级数展开得到紧聚焦少周期径向极化激光脉冲在真空中传播的解析解。与先前已经大量研究的基于傍轴近似的解描述激光脉冲相比较, 无论光束束腰半径较小或者较大 (与波长相比较) 都有着显著的不同。利用我们的解对径向极化少周期激光脉冲的电子加速进行研究, 发现我们的解得到的电子能量显著大于采用傍轴近似解所得到的结果。

2. 利用上一章的方法得到紧聚焦径向极化啁啾激光脉冲的解析解，研究径向极化啁啾强激光脉冲对质子进行直接加速，发现在该种激光脉冲中加入合适的负啁啾可以有效地对质子进行直接加速。在激光强度约为 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ ，入射质子能量为 45MeV 时，经过激光加速获得的能量达到近 GeV 。
3. 目前大部分的离子加速实验都是基于 TNSA 机制。该机制的主要问题是加速效率低（目前最大的质子能量是 60MeV 左右），同时能谱大多是连续的。针对这些问题，本论文提出一种基于激光固体靶相互作用的两阶段质子加速方案，并提出了相应的实现此方案的靶设计。靶由三部分组成，前端是锥形内壁圆筒；中间是连接前后端的垂直平面靶；后端是中心呈锥状凹陷，周围呈斜坡状的特殊结构，用于粘附富含氢的材料，含氢材料也相应地分为两部分，即中心锥状部分和周围盘形部分。采用该靶设计，质子加速过程明显地分为两个阶段，在第一阶段，两部分含氢材料的质子都由于 TNSA 机制得到加速，中心部分质子沿激光传播轴方向运动，周围部分质子在沿轴加速的同时向轴中心汇聚。在第二阶段，向轴中心汇聚的周围部分质子对中心部分质子产生径向压缩和前向推动的作用，从而使中心部分质子的快速头部得到进一步的加速，并由此形成高品质的单能质子束。二维 PIC 模拟结果表明，用脉宽 80fs ，聚焦强度 $3.1 \times 10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 的激光脉冲可以产生最大能量 250MeV ，能散度 17% 的准单能质子束。三维 PIC 模拟表明，同等条件下，由于线偏振激光的电子各向异性加热效应，质子的最大能量降低为约 112MeV ，但同时能散度得到极大的改善，约为 3% 。论文给出了这种靶设计下质子能量与激光强度、靶密度关系的定标率。
4. 通常辐射压加速（RPA）机制所需激光强度在 $10^{23}\text{W}/\text{cm}^2$ 以上。同时 RPA 机制常常受制于加速过程中存在的类 Rayleigh-Taylor 不稳定性，后者使加速过程比较快地终止。针对这一问题，本论文提出一种基于 RPA 机制的获得高品质质子束的双抛物面靶设计 (Dual Parabola Target, DPT)。靶由内壁呈抛物面形的边沿靶 (Side Target, ST) 和前表面呈抛物面形的中间靶 (Middle Target, MT) 组成，且 MT 抛物面的焦点沿靶整体中心轴远离 ST 抛物面的焦点。在采用平面靶的情况下，类 Rayleigh-Taylor 不稳定性的横向分布呈高斯型，这不利于靶中间区域形成有效的光压加速。而在采用

DPT 靶的情况下，激光脉冲边缘部分被 ST 靶抛物面内壁反射聚焦斜入射到 MT 靶两翼区域，使两翼区域质子能量高于中间区域，这有效地保护了中间区域，使其形成有效的光压加速。且这一效应显著降低了对激光强度的要求。2D 和 3D PIC 模拟结果表明，采用脉宽 66fs，聚焦光强 $9.9 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的圆偏振激光脉冲可以产生峰值能量为 262MeV，能散~13%的准单能质子束。

5. 利用粒子模拟 (PIC)程序对线偏振强激光脉冲与固体靶相互作用的质子加速过程的高维效应进行了研究，通过一维 (1D)，二维 (2D)，三维 (3D) 模拟检验模拟中的空间几何效应。三维模拟表明，在使用较厚靶 (激光不能透过靶) 的情况下，电子在靶后两个横向上的扩散几乎相同，而在使用较薄靶 (激光能透过靶) 的情况下，电子在垂直于激光偏振方向上比沿激光偏振方向上扩散得更快。电子的横向扩散效应强烈地减小了靶后高能电子密度。这使得不同空间维度的模拟得到不同的电子温度。通常，简化的 1D 和 2D 模拟得到的电子温度比实际 3D 模拟高很多，由此 1D 和 2D 模拟得到的最大质子能量分别是 3D 模拟结果的 3 倍和 2 倍。这说明无论是采用厚靶的 TNSA 机制，还是采用薄靶的 RPA 机制和 BOA 机制，在与实验进行比较时需要考虑 3D 效应。

关键词： 啁啾脉冲放大 (CPA)，鞘层加速 (TNSA)，辐射压加速 (RPA)，粒子模拟 (PIC)，加速靶设计，准单能质子束

ABSTRACT

With the development of laser technology especially the invention of the chirped pulse amplification (CPA) technique, ultra-short and ultra-intense laser pulses with unprecedented intense field strength can be realized by a table-top facility in laboratory, which greatly broadens the research area of the interaction between light field and matter, entering the ultra-relativistic nonlinear optics. The contents included in this area is conspicuously rich, such as laser electron acceleration, laser ion acceleration, high harmonic and attosecond pulse generation, laser nuclear physics, and even nonlinear vacuum physics and so on. The corresponding application prospect is also very broad. It not only can provide high energy particle and high energy radiation sources, but also opens the door detecting the uncharted ultra-fast physical phenomenon. Among the numerous research subdisciplines of the relativistic laser matter interactions, the laser-driven ion acceleration is one of the most challenging issues, depending heavily on the enhancement of the laser intensity due to their large mass comparing with that of electron. There are a few mechanisms of ion acceleration proposed so far, such as target normal sheath acceleration (TNSA), radiation pressure acceleration (RPA), break-out afterburner (BOA), and collisionless shock wave acceleration, etc. However, there are a few problems related with these mechanisms such as the low maximum energy, poor energy spectra, low energy conversion efficiency, or excessively high requests on laser parameters. All these factors put significant limitation of these mechanisms for practical applications. Therefore, new and effective schemes are urgently demanded. Under this background, this thesis carries out theoretical and numerical investigation on the new mechanisms and schemes of laser-driven ion acceleration in direct laser interaction with ion beams and laser interaction with thin solid targets. Main results are given as follows.

1. We proposed an exact solution of the Maxwell equations based on the plane-wave angular

spectrum analysis. This solution is applied to calculate the fields of a radially polarized Laguerre-Gaussian laser beam. It shows that the strength of the longitudinal electric field near the focus obtained from our solution can be significantly larger than that of transverse electric field as the beam waist size is less than a laser wavelength. Based on the above method, a solution valid for tightly focused radially polarized few-cycle laser pulses propagating in vacuum is presented. The resulting field distribution is significantly different from that based on the paraxial approximation for pulses with either small or large beam diameters (comparing with laser wavelength). We compare the electron accelerations obtained with the two solutions and find that the energy gain obtained with our new solution is usually much larger than that with the paraxial approximation solution.

2. Based on the method proposed in the previous chapter, a solution for the field of a tightly focused radially polarized (RP) chirped laser pulse is presented. With this solution, direct laser acceleration of protons by this kind of RP laser pulses is investigated numerically. It is found that a RP laser pulse with proper negative frequency chirps can lead to efficient proton acceleration, reaching sub-GeV at the laser intensity of 10^{22} W/cm^2 from its injection energy of 45 MeV.
3. Currently, most laser ion acceleration experiments are based on the TNSA mechanism, while the main problem of this mechanism is its low efficiency (the maximum proton energy is about 60 MeV at present) and usually it can only obtain an exponentially decreasing energy spectrum. To solve the above problem, we proposed a two-stage proton acceleration scheme using present-day intense lasers and a unique target design. The target system consists of a hollow cylinder with conical inner wall, which is followed by the main target with a flat front and a dish-like flared rear surface. At the center of the latter is a tapered proton layer, which is surrounded by side proton layers at an angle to it. In the first acceleration stage, protons in both layers are accelerated by target normal sheath acceleration. The center-layer protons are accelerated forward along the axis while the side protons are accelerated and focused towards them. As a result, the side-layer protons radially compress as well as axially further accelerates the front part of the center-layer protons in the second stage. 2D PIC simulation show that a quasi-monoenergetic proton

bunch with the maximum energy over 250 MeV and energy spread $\sim 17\%$ can be generated when such a target is irradiated with an 80fs laser pulse with focused intensity $3.1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$. 3D PIC simulation gives the reduced maximum energy $\sim 112 \text{ MeV}$ but even smaller energy spread $\sim 3\%$ under the same laser conditions due to anisotropic electron acceleration with linearly polarized lasers.

4. The realizing of the radiation pressure acceleration (RPA) usually needs laser intensity larger than 10^{23} W/cm^2 which is beyond the currently available one. Meanwhile, this ion acceleration mechanism is subject to the Rayleigh-Taylor like instability which prematurely terminates the acceleration process. To solve the above problem, we proposed a new target design named as Dual Parabola Target (DPT) consisting of a side target (ST) with parabolic inner surface and a middle target (MT) with parabolic front surface to generate high quality quasi-monoenergetic proton bunch. In the case of using a plane target, the transverse distribution of the Rayleigh-Taylor instability appears a Gaussian shape which is harmful to the formation of a light sail in the central part of the target. While in the case of using the DPT target, the lateral part of the laser pulse is reflected and focused by the parabolic inner wall of the ST target and then obliquely incident at the surrounding area of the MT target that causes the proton kinetic energy thus the surface instability growth rate of the wing region of the MT target is higher than that of its central region which protects this central part and enable it effectively to be a light sail. Furthermore, this effect significantly reduces the requirement of the peak laser intensity. 2D and 3D PIC simulation results indicate that a quasi-monoenergetic proton bunch with peak energy 262 MeV and energy spread $\sim 13\%$ can be generated when such a target is irradiated by a 66fs circularly polarized laser pulse with focused intensity $I_L \sim 9.9 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$.
5. Multi-dimensional effects on proton acceleration by linearly polarized intense laser pulse interacting with a thin solid target have been investigated numerically. We checked the simulation geometry effects by running one, two, and three dimensional (1D, 2D, 3D) particle-in-cell (PIC) simulations. 3D simulation results show that, electrons spread almost uniformly along two transverse directions in the case of using a relatively thick target (in the opaque regime). While electrons spread more quickly along the direction orthogonal to

the laser polarization direction in the case of using an ultra-thin target (in the transparent regime) especially at the early stage. The transverse spreading of electrons strongly decreases the electron density at the rear side of the target. Such effect makes different estimation of electron temperatures in different simulation geometries. Usually 1D and 2D simulations overestimate the temperature and as a result, the maximum proton energy observed in 1D or 2D simulation is about 3 or 2 times of that observed in 3D simulations. Therefore, it appears that 3D simulation is necessary if one wants to compare simulation and experimental results no matter thin or thick targets are adopted.

Keywords: Chirped pulse amplification (CPA), Target normal sheath acceleration (TNSA), Radiation pressure acceleration (RPA), Particle-in-cell simulation (PIC), Target design for ion acceleration, Quasi-monoenergetic proton bunch

目 录

摘 要	I
ABSTRACT.....	IV
第一章 绪 论.....	1
1.1 引言.....	1
1.2 激光技术的发展.....	2
1.3 激光等离子体物理研究领域.....	4
1.3.1 受控惯性约束热核聚变.....	6
1.3.2 激光驱动高能粒子加速器和辐射源.....	9
1.4 激光等离子体物理研究方法.....	15
1.5 电子动力学与激光有质动力.....	19
1.6 激光与等离子体相互作用的基本物理结论.....	25
1.6.1 德拜长度.....	25
1.6.2 电子等离子体波与离子声波.....	25
1.6.3 激光等离子体相互作用基本方程.....	26
1.6.4 激光与稠密等离子体相互作用的自诱导透明阈值.....	27
1.6.5 等离子体不稳定性.....	30
1.6.6 激光等离子体相互作用电子加热.....	31
1.7 激光离子加速机制概述.....	33
1.7.1 靶后法线鞘层场加速 (TNSA).....	35
1.7.2 辐射压加速(RPA).....	41
1.8 论文内容安排.....	49
1.9 参考文献.....	51
第二章 基于平面波角谱分析的矢量光场精确解及其在电子加速中的应用.....	61
2.1 引言.....	61
2.2 获得矢量光场解的可选方法.....	62
2.3 径向极化 LAGUERRE-GAUSSIAN 场.....	65
2.4 径向极化超短激光脉冲的非傍轴近似解.....	68
2.5 径向极化激光脉冲的轴向电场.....	71

2.6 径向极化激光电子加速	74
2.7 亚周期径向极化激光脉冲的电子加速	75
2.8 小结	79
2.9 参考文献	79
第三章 径向极化啁啾激光脉冲的质子加速	82
3.1 引言	82
3.2 径向极化啁啾激光脉冲	82
3.3 径向极化啁啾激光脉冲的质子加速	87
3.4 小结	94
3.5 参考文献	94
第四章 强激光与固体靶相互作用的两阶段质子加速方案	95
4.1 引言	95
4.2 靶设计及两阶段加速原理	96
4.3 PIC 粒子模拟结果及分析	97
4.3.1 二维 PIC 粒子模拟结果	97
4.3.2 三维 PIC 粒子模拟结果	103
4.4 小结	106
4.5 参考文献	107
第五章 强圆偏振激光与双抛物面靶相互作用质子加速	110
5.1 引言	110
5.2 双抛物面靶设计及其加速原理	111
5.3 PIC 粒子模拟结果及分析	112
5.3.1 PIC 粒子模拟的参数设置	112
5.3.2 二维 PIC 粒子模拟结果	113
5.3.3 三维 PIC 粒子模拟结果	117
5.4 分析与讨论	118
5.5 小结	120
5.6 参考文献	121
第六章 强激光与固体靶相互作用质子加速的三维效应	122
6.1 引言	122
6.2 PIC 粒子模拟结果及分析	123
6.2.1 PIC 粒子模拟的参数设置	123
6.2.2 激光不透明区的厚靶质子加速	124
6.2.3 相对论透明区的超薄靶质子加速	131

6.3 小结.....	136
6.4 参考文献.....	137
第七章 总结与展望.....	141
攻读博士学位期间发表学术论文、专利申请、荣誉.....	145
致 谢	147

第一章 绪论

1.1 引言

从热力学相变的角度看，物质被分为固态、液态、气态三态，而从物质的电离程度看，还存在着物质的第四态——等离子体态。等离子体态可以理解为整体呈准电中性的表现出集体运动行为的一团电离物质。准电中性意味着电离物质中所包含的电子和离子数量在较大的空间范围内是近似相等的。这个较大的空间范围是指“德拜屏蔽”范围。这一概念的定义将在下文 1.6.1 节给出。集体行为是指长程电磁力同时作用在大量的带电粒子上，因此带电粒子的动力学行为不仅取决于与局域相邻带电粒子的碰撞相互作用，而且受等离子体区域整体平均电磁场情况的影响。平均电磁场来源于所有的带电粒子及外加场。事实上，本论文中更感兴趣的是“无碰撞”等离子体，即长程电磁力作用的影响远大于局域粒子碰撞作用的影响，以至于后者可以忽略不计。

激光技术的进步使人类可以在实验室里获得前所未有的超强光场条件。这样的强光其电场远大于原子的内部电场，其与物质相互作用时，物质将被迅即电离为等离子体，这极大地拓宽了光与物质相互作用的研究领域，进入到强相对论非线性光学。这一领域有着十分丰富的研究内容，诸如激光电子加速、激光离子加速、高次谐波与阿秒脉冲产生、激光核物理，甚至非线性真空物理等等。研究的应用前景也十分广阔，不仅能为人们提供高能粒子源，高能辐射源，还为人们探测超快物理现象打开了未知的大门。目前，对激光与等离子体相互作用的研究已成为等离子体学科中最引人注目的分支学科。而其中激光离子加速最依赖于也最受惠于激光光强的迅速提高，由于离子的质量相比于电子要大得多，因此对其的加速也比电子困难得多。迄今人们提出了激光驱动离子加速的一些机制，如靶后法向鞘层加速 (Target Normal Sheath Acceleration, TNSA)、辐射压加速 (Radiation Pressure Acceleration, RPA)、介于上述两者之间的所谓 BOA 机制、无碰撞静电冲击波加速等。但这些加速机制存在着最大离子能量低、单能性差，加速所得离子能

量转化效率低、或者对激光参数的要求极高以至于难以在实验室实现等问题，与实际应用要求还存在着较大差距，亟须提出实用的方案，获得具有实用性的高品质离子束。基于这一背景，本论文研究了激光离子加速的主要理论机制，从激光直接加速、激光与固体密度等离子体靶相互作用、新型固体靶设计等角度提出了多种加速方案。本章首先简述激光技术的发展现状，激光等离子体物理的研究领域及主要研究方法，给出本学科的基本物理结论，接着介绍本论文所关注的激光离子加速的主要理论模型及实验结果，最后给出本论文的内容安排。

1.2 激光技术的发展

激光是二十世纪人类最重要的发明之一。1960年 Mainman 研制成功第一台红宝石激光器[1]，此后激光技术不断进步，激光强度也不断得到提高[2,3]。Q调制技术[4]及锁模技术[5,6]的发明使得人们能够将激光能量存储在短脉冲中。然而由于光学器件及增益介质的损伤阈值限制光强的进一步提高，激光的聚焦强度在1970s达到极限值 $10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ 。

啁啾脉冲放大技术(Chirped Pulse Amplification, CPA)的发明突破性地解决了上述难题。该技术的核心理念是在放大激光前先在时间上而非在空间上延展激光。1985年法国科学家 Mourou 和他领导的研究小组成功地将该技术运用到激光领域[7]并与1988年首次成功实现 CPA 激光输出[8]。这一技术使人们能够建造紧凑台面型 TW 级甚至 PW 级超强超短激光脉冲装置，激光强度已达到 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ [9]。

图 1-1 是 CPA 激光系统的工作原理示意图。该系统包括如下主要组成部分：飞秒振荡器，延展器，放大器，压缩器及聚焦系统。首先，具有强色散功能的延展器（如一对光栅）对超短脉冲的脉宽进行显著延展。光栅对的作用是使激光脉冲的低频分量比高频分量经过更短的路程，使脉冲变成频率正啁啾的（啁啾分为正啁啾和负啁啾，正啁啾意为低频分量在时间上位于高频分量的前面，而负啁啾则相反），从而使脉冲在时间上展宽为原来的几个数量级（ 10^3 - 10^5 倍）而不损失其带宽。由于经过延展的激光脉冲其频率随时间变化，因此称为“啁啾”(chirped)脉冲。啁啾脉冲具有长脉宽，因而大幅降低了

其峰值能量密度。低峰值能量密度使啁啾脉冲能够安全地输入到增益介质中并被放大 10^6 倍甚至更高。随后被放大的啁啾脉冲被输入到压缩器。压缩器提供负啁啾以补偿由延展器引入的正啁啾，激光脉冲被重新压缩到与未被放大前一样的脉宽。至此，CPA 系统完成了对弱飞秒激光的放大过程。

目前，最先进的 CPA 激光器是基于 Ti:sapphire 和 Nd:glass 系统的。固态 Ti:sapphire 与早期用得较多的染料介质相比有很多优势。例如较宽的激发带宽，更好的导热性及机械加工性质。由于本学位论文不涉及超强超短激光系统的搭建研究，因此不再详述技术细节，相关内容可参看文献[10,11,12]。

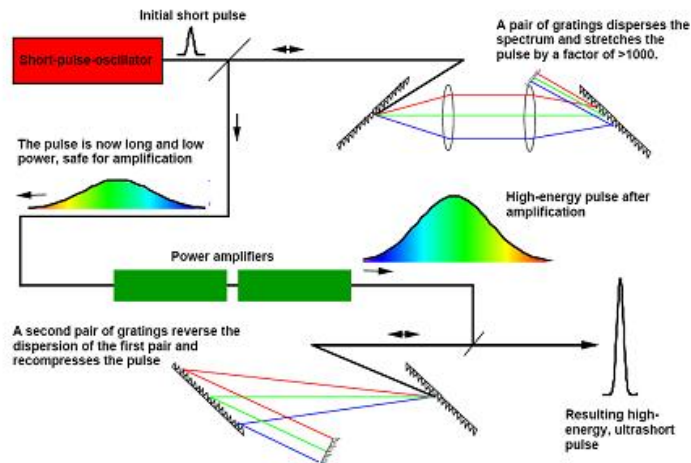


图1-1 CPA 激光系统示意图^[8]

Fig.1-1 Schematic diagram of a CPA laser

CPA 技术的发明使得各国纷纷运用该技术升级其原有的激光装置或者新建高功率激光装置。例如美国的 Texas Petawatt Laser(TPL, 186J, 167fs, ~1PW)，英国的 Vulcan(500J, 500fs, ~1PW)等属于超短激光脉冲装置，而美国 Rochester 的 OMEGA EP(1KJ, 1ps)，NIF(2MJ, 3~10ns, 192 beams)，法国的 LMJ(1.8MJ, 0.2~25ns, 240 beams)则属于长脉冲的超大能量激光装置，另外在建的 ELI 和 HiPER 则属于超强激光装置($10^{25} \sim 10^{26} \text{ W/cm}^2$)。大功率激光装置的发展现状可以参看文献[13]。

1.3 激光等离子体物理研究领域

顾名思义，激光等离子体相互作用物理的理论基础是等离子体物理。图 1-2 显示了等离子体物理相关研究领域所涉及的等离子体密度和温度的参数空间分布。

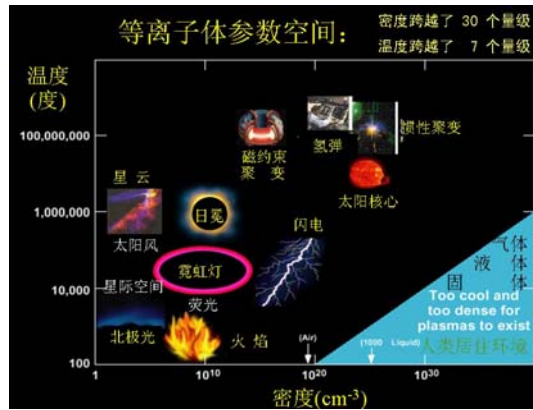


图1-2 等离子体存在的温度和密度及其对应的研究领域

Fig.1-2 The temperature and density of plasmas and their corresponding research area

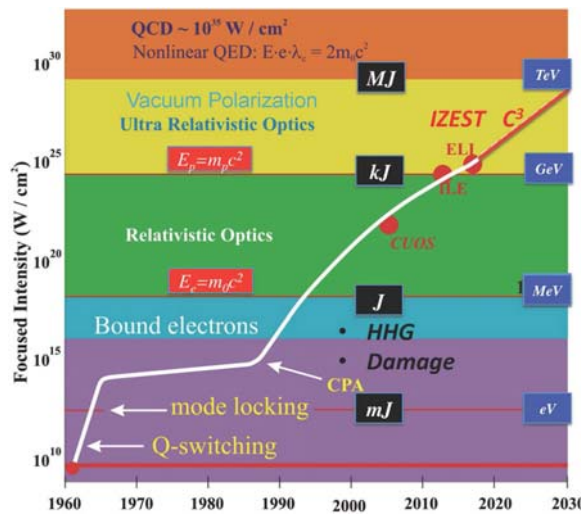


图1-3 激光强度的提升及其对应的物理研究领域的发展^[19]

Fig.1-3 Laser focused intensity vs years and the corresponding physics research area

如引言所述，激光等离子体物理研究的兴起和发展都源于激光技术的进步，尤其是激光强度的不断提高极大地拓宽了激光等离子体物理的研究领域。图 1-3 显示了激光聚焦功率密度的增长与其对应的物理学研究领域。可以看出，当激光强度低于 10^{14} W/cm^2

时，激光电场小于物质原子中的束缚电子所受到的原子核库伦场作用，电子在内外场作用下作非简谐振动，此时物质对激光作用的响应属于低强度激光下的线性响应。当激光强度达到 $10^{14} \text{ W/cm}^2 - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时，物质对激光作用的响应属于非线性光学微扰响应[14,15]。当激光强度大于 10^{16} W/cm^2 时，激光电场强度已超过原子内电场强度，强大的激光电场在短于一个激光周期的时间内就能将电子从原子中剥离出来，形成由电子、离子组成的等离子体。即物质对激光作用的响应属于强激光作用下的物质电离响应。此时激光与物质的相互作用就进入了激光与等离子体相互作用的新领域。当激光强度达到 10^{18} W/cm^2 的相对论强度时，电子在激光场中的振荡速度接近光速，必须考虑电子的相对论运动效应[16]。此时，相对论强激光在等离子体中的传播产生强非线性效应，如自聚焦、自调制、谐波产生等等。当激光强度达到 10^{24} W/cm^2 时，等离子体中的离子也开始进行相对论运动，此时离子的相对论效应也必须予以考虑[17]。具有相对论能量的离子相互碰撞将发生核反应，如核裂变、核聚变，并产生介子、中子等核反应产物，对应的研究领域就是激光等离子体核物理。当激光强度达到 10^{29} W/cm^2 的 Schwinger 条件时[18]，将出现正负电子对产生及 γ 光子产生等量子电动力学效应，此时所涉及到的物理学规律已深入原子核内部，如强相互作用、弱相互作用。

目前激光与等离子体相互作用学科的研究热点主要有：激光驱动惯性约束核聚变相关研究[20]、激光驱动高能粒子加速器的物理机制与设计相关研究、激光与等离子体相互作用新型辐射源产生相关研究[21-24]，相对论受激拉曼散射，有质动力和相对论激光自聚焦，激光脉冲传播偏轴现象研究，慢变自生磁场产生相关研究及其对激光脉冲在等离子体中的传播、高能电子在等离子体中的运输的影响，超短超强激光与等离子体相互作用产生的各种不稳定性等等。此外超短脉冲激光与等离子体相互作用可以产生飞秒甚至阿秒量级的超短电子脉冲，其可用来进行超快电子衍射研究。另外，超短脉冲激光在大气中传输形成的超长等离子体通道可用来进行激光雷达、激光引雷、激光推进等方面的研究。目前，利用激光等离子体相互作用来模拟实现天体物理现象的实验室天体物理研究也逐渐引起研究者的兴趣。下面简要介绍受控热核聚变、高能粒子加速器和辐射源的主要内容和研究现状。

1.3.1 受控惯性约束热核聚变

受控热核聚变是等离子体物理最重要的一个研究领域。随着人类文明的进步和社会的发展，人类对能源的需求越来越大。然而传统能源属于不可再生的化石能源。这些化石能源有的开采难度已越来越大，有的实际可利用量已面临枯竭。且其在利用过程中所产生的大量污染废弃物会给生态环境造成极大的损害从而威胁到人类自身的生存发展。新型能源如风能、水能、太阳能等一方面受自然地理条件的限制，另一方面普遍开发成本高，利用效率低，很难真正完全替代传统能源。核裂变能经过半个多世纪的发展，在很多国家已成为常规能源的重要补充。然而，由于地球上天然存在的可供利用的裂变燃料如铀、钚等重金属储量有限且开采提纯难度较大，且裂变反应废弃物的处理非常困难，废弃物放射出来的长期和高水平的核辐射易对环境造成极难恢复的破坏作用，因此核裂变能也不可能成为人类可以长期依赖的能源供给。因此，找到一种清洁、利用效率高、储量丰富的能源就成了全人类的迫切需求。

在上述背景下，核聚变逐渐成为最有希望的候选者。核聚变的主要燃料是氢的同位素——氘 (2_1D) 和氚 (3_1T)，这些元素在海水中储量极为丰富，据测算，每升海水中含有 0.03 克氘，所以地球上仅海水中就有 45 万亿吨氘。1 升海水中所含的氘，经过核聚变可提供相当于 300 升汽油燃烧后释放的能量。地球上蕴藏的核聚变能约为蕴藏的可进行裂变元素所能释放的全部裂变能的 1000 万倍。至于氚，虽然自然界中不存在，但可利用中子与锂作用制得，而海水中也含有大量的锂元素。核聚变反应还有清洁安全的优点。核聚变不会产生污染环境的放射性废弃物，因此是清洁的。同时受控核聚变反应可以在稀薄的气体中持续稳定地进行，因此是安全的。

为了实现核聚变，必须把一定密度、一定温度的核燃料约束住一段足够长的时间，即满足劳森判据 (Lawson Criterion, $n\tau T \geq 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s} \cdot \text{keV}$)。通常将能否达到劳森判据视为某一受控核聚变方案是否可行的标准。目前，核聚变有三种实现方式，一种是引力约束聚变，如恒星就是依靠其巨大的引力作用约束其组成物质实现聚变并放出大量的辐射。另外两种是人工实现可控核聚变的最有希望的备选方案，即磁约束聚变 (Magnetic Confinement Fusion, MCF) [25] 和惯性约束聚变 (Inertial Confinement Fusion, ICF) [20]。

磁约束聚变是利用强大的电流驱动产生的磁场对等离子体 ($\sim 4 \times 10^{-10} \text{gcm}^{-3}$) 进行约束 (10s), 使之满足聚变条件而实现聚变反应。磁约束聚变的典型装置是托卡马克 (Tokamak)。惯性约束聚变是利用高能驱动源, 包括强激光、粒子束、Z-pinch 等在极短的时间内将热核燃料压缩、加热到极高的温度 (10KeV) 和密度 ($300 \sim 1000 \text{gcm}^{-3}$), 使燃料靶丸中心满足点火条件而发生点火进而实现聚变反应。

惯性约束聚变的主要过程分为压缩、点火、燃烧和自持燃烧三个阶段。根据驱动源作用于靶丸的方式的不同分为直接驱动和间接驱动两种。直接驱动的主要过程为: (1) 激光辐照, 即多路激光束直接均匀辐照装有氘氚燃料的靶丸, 并将靶壳物质迅速电离形成高温等离子体; (2) 内爆压缩, 即靶壳电离形成的高温等离子体向外膨胀喷射, 其反作用力对靶丸进行向心压缩, 在极短的时间内 ($\leq 10^{-10} \text{s}$) 将其压缩到高温高密度状态; (3) 聚变点火, 即通过上述内爆压缩过程, 氘氚燃料的高温高密度足以使其满足劳森判据并实现聚变反应; (4) 聚变自持燃烧, 即整个靶丸由于聚变反应本身提供能量而自持燃烧, 从而实现能量增益[20]。图 1-4 显示了直接驱动方式的激光惯性约束聚变的过程。

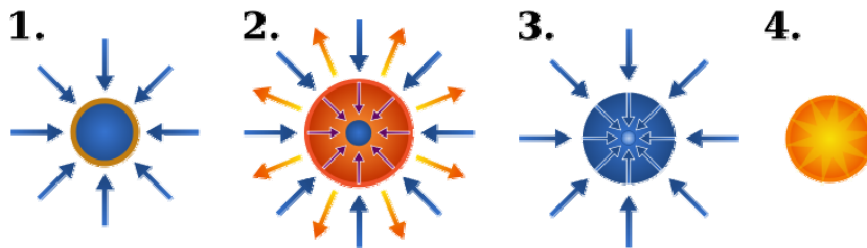


图1-4 直接驱动方式的激光惯性约束聚变过程^[20]

Fig.1-4 The process of the direct drive laser inertial confinement fusion

直接驱动方式的技术难点在于驱动源对聚变靶丸的均匀压缩, 这种压缩过程可以类比典型的两种不同密度流体之间存在加速作用时的情况, 此时流体界面上会发生所谓 Rayleigh-Taylor 不稳定性 (Rayleigh-Taylor instability, RTI) [26], 这种不稳定性会指数式放大在压缩过程中所发生的任何微小不均匀性, 使压缩过程失败, 进而无法达到聚变条件。因此利用直接驱动方式进行的聚变反应必须精确保证靶丸的均匀性和激光辐照的均匀性, 以限制 RTI 对聚变实现的影响。间接驱动正是为解决上述直接驱动的 RTI 影响而提出的[27]。在该方案中, 激光先辐照具有高原子序数的黑腔, 激光与黑腔壁作用产生

X 射线， X 射线在腔壁内反射多次最终辐照在靶丸上，由于黑腔的封闭性，因此 X 射线的辐照将是均匀的，因而其对靶丸的压缩也将是均匀的。

无论是直接驱动还是间接驱动，内爆压缩之后都必须实现点火，才能引发聚变反应。点火的方式也分为两种，即中心点火和快点火。中心点火是指靶丸被向心压缩、加热后在其中心形成高温高密度的热斑，热斑的核燃料首先实现聚变反应，而后实现燃料的自持燃烧。这种点火方案对激光辐照的均匀性和靶丸的球对称性均提出了苛刻的要求，且为了实现正能量增益，所用激光总能量需达到 MJ 量级。为了降低实现点火的技术条件，Tabak 等人在 1994 年提出了如图 1-5 所示的“快点火”（Fast Ignition, FI）方案[28]。

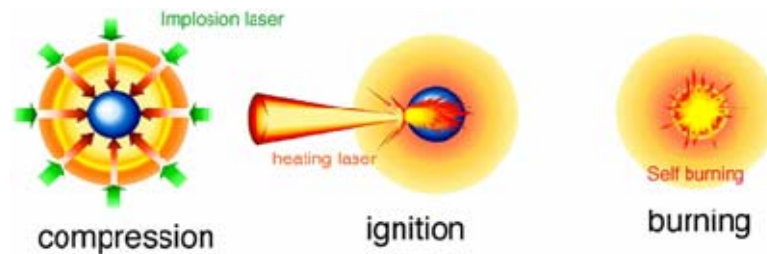


图1-5 快点火激光聚变过程^[28]

Fig.1-5 The process of laser fast ignition

快点火方案可以分为三个阶段：(1)多路中等强度 ns 级长脉冲激光束对靶丸进行内爆压缩，形成高密度中心区域，但其温度不足以引起聚变反应。该阶段只需 100KJ 的激光能量；(2)用一束脉宽 100ps，聚焦光强 $\sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 的激光脉冲照射在压缩后的靶丸表面，其有质动力将穿过等离子体冕区，在靶丸上钻出一个通向中心压缩区的通道；(3)用一束聚焦光强达 $\sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 的 ps 级激光沿通道入射到靶丸中心压缩区，强激光与固体密度等离子体作用，产生大量 MeV 超热电子 (1MeV, 100~1000MA, 10ps)，这些超热电子穿过中心压缩区直达密度最高的靶芯并将大部分能量沉积于此，从而将靶芯温度瞬间升高至点火温度，引发聚变反应，并最终实现整个靶丸的自持燃烧[28]。快点火方案相比中心点火方案在内爆压缩阶段只需将靶丸压缩到高密度，而无需高温，大幅降低了对辐照均匀性及靶丸本身对称性的要求，且在该方案中最终促使点火成功的是强激光与固体密度中心压缩区相互作用产生的超热电子在靶芯的能量沉积，而非内爆压缩阶段产生足以引发聚变的高温，因此大大降低了对驱动激光能量的要求。

然而快点火方案的点火激光束需要经过一段长的等离子体区才能在临界密度处将其能量转化给超热电子，在传输过程中，点火激光与等离子体相互作用，发生散射、自聚焦、分裂、成丝等现象，使得激光能量不能有效地转化为热电子能量，最终造成热电子沉积在靶芯的能量不足，致使点火失败。2001年，Kodama等人提出了空心锥引导快点火方案[29]，即将一个空心的金属锥插在聚变靶丸上。点火激光通过金属锥传播并与锥壁作用产生超热电子，这部分额外的超热电子沿锥面传输到位于锥顶的靶芯，也将能量沉积在此用于点火。由于点火激光是在锥内传播，其避免了与低密度冕区等离子体的相互作用，从而能有效地将能量传递给超热电子。2001年Roth等人还提出了采用离子作为快点火的驱动源[30]，离子相比电子有更为优良的能量沉积效率，能进一步降低对点火激光脉冲在强度上的要求，当然，离子点火方案对离子源提出了较高的要求，这也是激光等离子体离子加速越来越受到关注的原因之一。本学位论文的主要创新及贡献就在于提供了多种离子加速方案，尤其是第四章和第五章提出的新型靶设计方案，有希望运用到离子快点火的研究当中。

目前，包括我国在内的很多国家都在积极地探索研究激光惯性约束核聚变方案的可行性，如美国国家点火装置（National Ignition Facility, ICF），法国兆焦耳激光 LMJ 装置等。我国在四川绵阳的中国工程物理研究院也在开展相关实验研究，取得了许多国际领先的成果。惯性约束核聚变方案正逐步展露希望之光。

1.3.2 激光驱动高能粒子加速器和辐射源

1.3.2.1 电子加速

自从阴极射线，即电子被发现之后，获得高能带电粒子就成为人们孜孜不倦的追求。目前获得高能带电粒子的方法主要是使用直线加速器或回旋加速器对带电粒子进行多级加速。然而，传统加速器的加速梯度受限于材料自身的破坏阈值，即其加速梯度被限制在 100MVm^{-1} 左右，因此要提高粒子能量就不得不扩大加速器的规模，致使大型加速器的造价高昂，普通实验室难以承受。目前，传统加速器的发展已几乎达到极限，因此人们迫切期待新型台面化粒子加速技术的出现。

超强激光技术的发展为此带来了希望。自激光诞生之日起, 就有人提出利用激光对电子进行加速。很多研究致力于讨论激光在真空中直接加速电子的可行性[31,32]。该方法可分为两种方案, 一是利用激光电场直接对带电粒子进行加速, 该方法虽可得到较高的粒子能量, 然而其有效加速区域较小, 很难同时加速大量带电粒子。另外, 为了对电子进行有效加速, 必须将超短脉宽的电子束事先注入到激光电场的特定相位空间, 这极大地提升了实验操作难度。另一种是利用激光有质动力对带电粒子进行加速[33-35], 但由于相对论性有质动力 $F_p \propto (1/\bar{\gamma})\nabla E^2$, 其中 $\bar{\gamma}$ 是电子的周期平均洛伦兹因子, 该因子在电子的加速过程中一般较大, 这极大地限制了有质动力的作用。

1979 年, Tajima 和 Dawson 首次基于等离子体尾波场加速概念(Laser wakefield acceleration, LWFA)[36], 提出了激光尾波场加速。在该方案中, 不是激光电场直接对电子进行加速, 而是采用等离子体作为加速介质, 利用激光有质动力在等离子体中产生的加速静电场间接加速带电粒子。相比之下传统加速器, 这一电子加速方案有着较强的优势, 首先, 等离子体作为介质而言, 其已被完全电离, 不存在被击穿的问题。其次, 该方案可以产生极强的加速梯度, 如非相对论性冷等离子体波破场强度可简单估算为:

$E(\text{V/m}) = m_e c \omega_p / e \approx 96\sqrt{n_e (\text{cm}^{-3})}$, 其中 m_e 是电子静止质量, n_e 是电子密度, e 是电子电荷, c 是真空光速, $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ 是电子等离子体频率。在大气密度 ($n_e \sim 10^{18} \text{cm}^{-3}$) 等离子体中可得到 $E \approx 96 \text{GV/m}$ 的电场。另外与激光直接加速方案相比, 在该方案中, 有质动力不受 $1/\bar{\gamma}$ 因子的限制, 因为在等离子体中电子的 $\bar{\gamma} \sim 1$ 。因此, 基于激光等离子体相互作用的电子加速成为激光等离子体学科中最为热门的研究内容之一。

目前, 研究者们主要针对激光尾波场电子加速方案中的强尾波场激发、电子注入和延长有效加速距离等三个方面开展优化研究。对于强尾波场激发, 根据不同时期激光技术的发展情况, 人们提出了不同的尾波场激发方案, 如拍频波激发[37]、自调制激发[38]、脉冲链激发[39]。目前, 随着超短超强激光技术的发展, 单个激光脉冲激发强尾波场已成为可能, 2002 年, Pukhov 等人用三维 PIC 粒子模拟发现当激光场足够强时, 激光横向有质动力将排空激光传播轴上的电子, 在激光尾部形成一个仅有离子存在的所谓电子空泡区, 部分电子在空泡后端自注入进入空泡, 并被空泡电场捕获加速到很高的能量,

这就是所谓的空泡加速机制 (Bubble regime acceleration) [40]。2006 年, 美国 UCLA 的鲁巍等人提出了描述三维空间中空泡形成及其对电子加速的定标律的动力学理论, 并在理论上提出可将电子加速到 TeV [41]。对于电子注入, 这是能够产生单能电子束非常关键的步骤, 必须保证大多数电子在尾波场的相同相位、时刻以相近的能量注入, 且电子的加速长度应大于其失相长度。对此, 人们提出了多种方案, 诸如等离子体波破自注入、激光横向注入、轴向多光束注入、等离子体密度调制注入、光束对撞注入、高阶离化注入等等[42]。各方案均有其适用的激光和等离子体参数范围。对于延长有效加速距离, 等离子体通道、激光自聚焦自通道、毛细管等多种导引方案都得到了广泛研究。

在实验验证方面, 具有里程碑意义的实验结果是发表于 2004 年 9 月 30 日的《Nature》杂志上的美国、英国、法国三个研究团队的实验研究结果。其中美国的 Geddes 小组利用预等离子体通道导引超强超短激光脉冲以延长激光的有效传距离, 他们得到了能量超过 80MeV, 能散 $\pm 1.8\text{MeV}$, 发散角 3mrad 的准单能电子束[43]; 英国的 Mangles 小组通过改变等离子体密度以改变电子的失相长度, 他们得到了能量在 70MeV, 能散小于 6% 的准单能电子束[44]; 法国的 Faure 小组利用脉宽与等离子体波长相当的超强激光实现了空泡加速, 他们得到了最大能量达 170MeV 的准单能电子束[45]。此后很多研究小组也进行了相关的实验, 并报道了单能电子束产生的结果。2009 年 Davoine 等人提出用两束圆偏振激光脉冲实现冷光学注入电子的方案[46]。在这一方案中, 向右传播的主激光脉冲在等离子体中激发起尾波场, 但此时没有电子注入到尾波场中, 随后向左传播的次激光脉冲与主脉冲交叠形成驻波场, 驻波场中的电子受驻波场有质动力调制注入尾波场并被加速, 这种注入方式为有序注入, 极大地提高了加速所得电子的单能性。且通过改变主次激光脉冲偏振面的相对位置可控制对注入电子电量。同年, Rechatin 等人进行了冷光学注入电子方案的实验, 得到了总电荷量 11pC, 能量 $178 \pm 2.4\text{MeV}$, 能散度仅 1.3%, 发散角 $3 \pm 1\text{mrad}$ 的准单能电子束[47]。这些实验结果都预示着小型化台面电子加速装置的出现将在不久的将来得到实现, 且产生的高品质电子束将极大地推动超快电子衍射、飞秒 X 射线辐射、自由电子激光等应用领域的发展。

1.3.2.2 离子加速

基于激光等离子体相互作用方案在电子加速方面所取得的优异效果，人们开始探讨运用该方案进行离子加速的可能性。但是激光等离子体离子加速的研究进展比起电子加速则要慢得多。简单计算表明，只有当激光强度提高到 10^{24} W/cm^2 时，离子才能由于激光场的直接作用而有显著的运动。这超出了现有的激光强度条件。另外，离子也很难像电子那样被激光与等离子体相互作用过程中所激发的尾波场加速，因为尾波场的相速度 $v_p \sim c$ ，而离子不能在短时间内被加速到接近光速，从而不能被尾波场捕获。因此，目前相关研究所提出的激光等离子体离子加速方案都是间接加速方案，即通过由等离子体中的电子被加速后与离子间形成的电荷分离场来加速离子。离子加速主要通过激光脉冲与固体靶相互作用来实现，这与电子加速中多使用气体靶不同，因为气体靶密度较低，激光在气体靶内传输时与等离子体作用所产生的超热电子在空间弥散大，不能形成长时间的局域的强静电场。利用激光与团簇相互作用也能产生高能离子，加速机制是库伦爆炸，即激光与团簇作用后首先将电子加速使之飞离团簇，此时团簇中只有离子存在，离子之间的库伦排斥作用使一部分离子得到加速。但是这种方案加速得到的离子的方向性较差。激光与固体靶相互作用的离子加速机制根据离子来源的不同，主要有靶后加速和靶前加速，其中靶后加速机制主要是靶后法向鞘层加速(TNSA)，而靶前加速机制则主要是辐射压加速(RPA)。本章的 1.7 节将详细介绍这两种激光离子加速机制的加速原理。

1.3.2.3 激光驱动的新型辐射源

激光驱动的新型辐射源的研究主要集中在高次谐波、阿秒脉冲及 THz 辐射。下面简要介绍相关物理原理及研究进展。

人们之所以寻求阿秒(10^{-18}s)脉冲辐射源，是因为阿秒是原子核尺度上的电子动力学时间单位，只有利用阿秒量级的激光脉冲才能精确观测和控制原子尺度或亚原子尺度的电子运动过程，如精确控制化学反应。要获得阿秒量级的激光脉冲，首先要解决的问题就是要设计出获得短波辐射(极紫外和软 X 射线波段)的方案。因为激光脉冲至少含有一个光周期，所以激光本身的波长就是限制其脉冲长度的主要因素。鉴于此，要获得短波辐射，一个有效的方法就是使大于激励激光的光子能量在短于激励激光周期的时间

内发射出来, 这样就能提高辐射光子频率从而缩短光子波长, 这种方案被称为高次谐波。

激光与等离子体相互作用产生高次谐波的方案在早期主要是利用超短超强激光与惰性气体作用。其过程大致为: 气体原子中的束缚电子在激光电场振荡的前半个周期被激光电场拉出而得到加速, 在后半个周期又被往回拉, 在与原子的复合过程中辐射出高次谐波[48,49]。通过上述机制产生的高次谐波波谱具有如下特征: 谐波强度随阶数在低阶区域迅速下降, 在中间阶数区域呈平台状, 整个波谱在某个阶数处截止, 截止能量 $U_c = I_p + 3.17U_p$ [50], 其中 I_p 和 U_p 分别是原子的电离势能和激光的有质动力势能。目前在实验上已经观测到的波长最短的高次谐波能量为 500eV, 对应的波长和谐波阶数分别为 2.48nm 和 300[51]。2001 年, Hentschel 等人的实验采用不同的气体种类以提高电离阈值 I_p , 观测到了能量为 90eV, 脉宽为 650as 的单个激光脉冲[22]。

除了采用激光与气体靶作用的方案外, 超强激光脉冲与高密度等离子体靶相互作用也能产生高强度高次谐波。1996 年, Lichters 等人提出等离子体镜面振荡模型(Oscillating plasmas mirror model) 来解释这一现象[52]。该模型认为, 当激光入射到具有锐的过临界密度等离子体真空边界时, 激光有质动力对电子进行压缩形成高密度电子压缩层, 电子压缩层在有质动力振荡项的作用下做接近于光速的剧烈振荡。随后的入射激光被这个振荡的镜面反射, 由于多普勒频移效应而产生高次谐波。振荡镜机制能产生的最高辐射频率为 $\Omega_{\max} \approx 4\gamma_{\max}^2 \omega$, 其中 γ_{\max} 和 ω 分别为振荡镜最快振荡速度的洛伦兹因子和入射激光频率, 其所产生的高次谐波强度随频率的增加呈幂指数式衰减。2006 年, Dromey 等人的实验表明上述等离子体镜面振荡机制能产生能量高达 KeV 量级的高次谐波光子[53]。2003 年, Bulanov 等人提出利用以光速飞行的镜面来反射相向传播的激光脉冲也可以得到高频辐射[54], 具体方案是激光在稀薄等离子体激发尾波场, 在尾波场末端出现电子高密度区域, 这些电子高密度区可以看作以近光速沿激光脉冲传播方向运动的凹面镜, 同时相向入射另一束激光, 该激光束被此镜面反射并聚焦就能得到高强度的高频辐射。2009 年, Esirkepov 等人基于激光辐射压加速的概念, 提出通过 RPA 机制将超薄等离子体靶加速到接近光速, 利用这个超薄靶来反射相向入射的另一束激光脉冲, 同样可以得到强高频辐射[55]。

激光驱动的新型辐射源中, 还有一种频率较低, 以往并未引起太多关注的辐射——THz 辐射。THz(10^{12} Hz), 其所对应的波长约为 $300 \mu\text{m}$ 。THz 辐射频率的范围在 $0.37\text{THz}\sim 10\text{THz}$ 之间, 其波长介于毫米波到红外线之间。THz 辐射之所在早期并未引起人们太多的关注, 是因为这种辐射的产生受限于光子学和电子学和技术限制而缺乏有效的产生和检测方案, 因而其发展一直处于停滞状态, 即存在“THz 空隙”。由于气体密度等离子体的等离子体频率往往就落在 THz 波段内, 因此利用激光等离子体相互作用的方法就成了产生 THz 辐射的可行性方案之一。1993 年, H.Hamster 等人利用强度 $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$, 脉宽 120fs 的激光脉冲分别作用于气体和固体密度等离子体, 观测到了相干 THz 辐射产生[56]。随后, 多个研究小组利用强度相对较低的双色激光, 即基频和二倍频光, 在空气中传播并电离空气分子产生稀薄等离子体, 双色激光在等离子体中聚焦成丝并产生了电场强度达 KV/cm 的单周期 THz 辐射[57,58]。对于激光等离子体相互作用 THz 产生的物理原理, 2004 年, M.Kress 等人首先提出是激光电离空气分子产生等离子体, 随后激光与等离子体相互作用产生了 THz 辐射, 而非此前认为的非线性四波混频机制[59]。最近的相关实验也发现, 超强超短激光脉冲在空气中传播形成等离子体通道, 这一过程能产生呈锥状分布的、前向发射的 THz 辐射, 其产生机制可由电子的渡越-切伦科夫发射、有质动力驱动电子振荡、电离电流等模型来解释[60-62]。2005 年, 中科院物理所的盛政明教授提出了一种基于线性模式转化产生 THz 辐射的方案[24]。该方案的基本原理是: 当激光脉冲斜入射到具有一定密度梯度分布的非均匀等离子体上时, 由于不同密度处对应的等离子体频率不同, 使等离子体波矢 k 随时间和空间发生变化, 某些时刻 $k=0$, 此时等离子体静电波的色散关系 $\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2v_e^2$ 和电磁波在等离子体中的色散关系 $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2c^2$ 相同, 其中 v_e 是电子的热速度, 即 $\omega = \omega_p$, 等离子体静电波就可能转化成电磁波。但波矢为 0 还不是线性模式转换的唯一条件。由于等离子体静电波是纵波, 而电磁波是横波, 显然, 当两者的传播方向相同时, 它们的电场方向就是相互垂直的, 因而不能产生线性模式转换。因此, 只有当激光的入射方向与等离子体密度梯度之间有夹角时, 激光电场和等离子体波电场才有相互平行的分量, 线性模式转换机制才能发生。理论计算表明, 采用强度为 $\sim 10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$ 的入射激光, 可以产生电场强度达 GV/m,

瞬时功率达 MW 量级的 THz 辐射。

1.4 激光等离子体物理研究方法

本节讨论激光等离子体物理的研究方法。与其他基础自然学科一样，该学科的研究方法包含实验研究、理论解析研究和计算机数值模拟研究三大类。这三类方法是循着人类认识事物由浅入深，由表及里的层次轨迹逐步发展起来的。简单地说，实验研究提供需要认识的物理现象，理论解析研究是人们对现象背后所隐藏的物理本质规律进行理解并得出结论或提出应用建议的过程，而计算机数值模拟研究则是实验研究和理论解析研究相结合的一种折中的方案，当实验研究的探测手段不足、重复实验代价昂贵或者没有人工条件进行实验，且理论解析过于繁复时，数值模拟为人们提供观察数值实验过程，分析主要物理因素的补救途径。

具体到激光等离子体物理研究而言，实验研究方法方面，由于激光等离子体实验需要探测各种频段电磁波，各种高能粒子发射，因此各种常见的等离子体及光学诊断方法都有运用。既使用各种接收电子、离子、光子等被动成像仪器，也运用如探针光法、电子离子束成像法等主动探测方法。随着超短激光脉冲技术的发展，如今人们可以在实验中运用泵浦探测技术、超快时间分辨技术等探测高空间高时间分辨的激光等离子体相互作用过程。

理论解析研究方法方面，由于其能为人们理解激光等离子体相互作用的各种非线性效应提供清晰的物理图像和直观的解释，因此也是不可或缺的。然而由于激光等离子体相互作用非线性效应的复杂性，解析理论往往只能做很多的近似处理，如舍去非线性小项、简化激光脉冲参数和等离子体状态参数、降低变量依赖的空间维度等等。然而在激光强度较大的情况下，此时激光与等离子体相互作用过程是一个涉及波与波、粒子与粒子、波与粒子等多种相互作用模式的强非线性体系，非线性项已经足够重要而不能舍弃，如磁场对带电粒子的作用项 $\vec{v} \times \vec{B}$ ，电子的相对论性质量修正，流体的漂移项 $\vec{v} \cdot \nabla \vec{v}$ 等等。这些非线性项的出现使得很难对物理过程进行解析理论处理。简化的物理参数及限制空间维度同样可能引入很多非物理的效应，使得简化模型很难真实反应物理过程的实质从

而无助于认识物理过程。

计算机数值模拟研究方法在激光等离子体相互作用过程研究中已发挥着越来越重要的作用。数值模拟的过程大致为：根据已知的物理定律，针对所要研究的问题甄别主要影响因素和可忽略次要因素，由此建立相应的物理过程模型，构建其动力学方程和状态方程，编写数值计算程序，通过计算机对模型进行数值求解并最终得到所需的物理结果，且无需顾忌物理方程是否存在解析解。这看起来就像是在计算机上进行虚拟实验，且这样的实验成本低廉，易重复，时空分辨率高，可以得到一些真正的实验很难测量的物理量，所得结果对实验和解析理论具有一定的参考指导价值。激光等离子体数值模拟主要分为动力学模拟和流体力学模拟两大类，其中动力学模拟又分为解场和粒子分布函数的 Fokker-Planck 或 Vlasov 方程的模拟方法及基于解场和粒子运动方程的粒子模拟。近年来还发展了一些将粒子模拟与磁流体力学模拟相结合的混合模拟程序。下面简要介绍一下动力学模拟和 Particle-in-cell 粒子模拟的物理模型。

基于对每一种粒子 a 的分布函数 $f_k = f_k(\vec{r}, \vec{p}, t)$ 的描述是对经典无碰撞等离子体最完备的描述，该函数给出粒子 k 在六维空间-动量相空间中某时刻 t 在某点 (\vec{r}, \vec{p}) 的密度分布。 f_k 满足如下动力学方程：

$$\partial_t f_a + \nabla_{\vec{r}} \cdot (\vec{v} f_a) + \nabla_{\vec{p}} \cdot (\vec{F}_a f_a) = 0 \quad (1-1)$$

其中 $\vec{v}_a = \vec{p}_a c / (m_a^2 c^2 + \vec{p}_a^2)^{1/2}$ ， \vec{F}_a 是粒子所受力，该方程可认为是粒子 a 在相空间中的连续性方程。等离子体的 Vlasov 理论假设 \vec{F}_a 是洛伦兹力 $\vec{F}_a = \vec{F}_L = q_a (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} / c)$ ，且电磁场有 Maxwell 方程组自洽地得到。电磁场源项是电荷密度 $\rho(\vec{r}, t) = \sum_a q_a n_a$ 和电流密度 $\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum_a q_a n_a \vec{v}_a$ ，其中 $n_a = \int f_a d^3 p$ ， $\vec{v}_a = n_a^{-1} \int \vec{v} f_a d^3 p$ 。将洛伦兹力带入(1-1)式就得到如下标准 Vlasov 方程： $\partial_t f_a + \vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f_a + q_a (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} / c) \cdot \nabla_{\vec{p}} f_a = 0$ 。该方程已假定 $\nabla_{\vec{p}} \cdot (\vec{F}_a f_a) = \vec{F}_a \cdot \nabla_{\vec{p}} f_a$ ，即力项与粒子动量无关，然而如果有额外的力项使这一假设不成立，如辐射阻尼力，则必须使用更一般的(1-1)式。Vlasov-Maxwell 方程虽然可以较为精确地描述等离子体的动理学性质，然而粒子分布函数所在的相空间包含三维空间，三

维动量和一维时间，即粒子分布函数是一个七变量的函数，求解起来十分复杂，对计算机的存储量也提出了较高的要求，因此其所能研究的模拟尺度和时间范围都十分有限，且粒子分布函数的求解要在相空间中进行离散处理，易引入非物理的多束流失真，这也影响了该方法的有效性和应用范围。

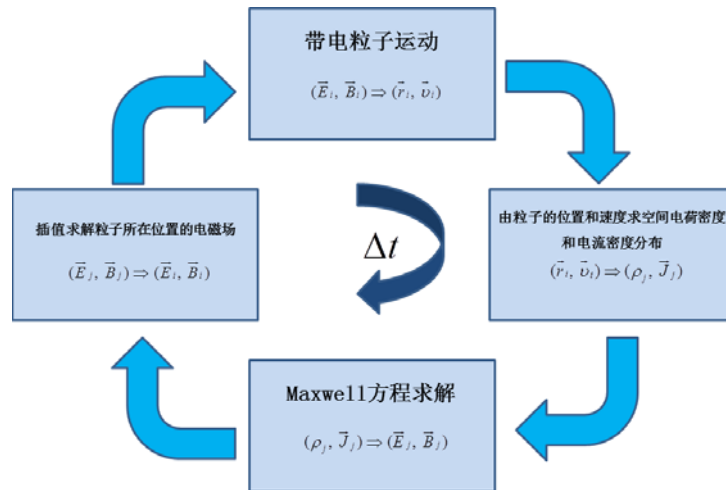


图1-6 Particle-in-cell 粒子模拟计算循环示意图

Fig.1-6 The schematic diagram of Particle-in-cell simulation process

相比之下，等离子体粒子模拟方法，即著名的 Particle-in-cell 模拟方法[63-65]，是一种第一性原理的方法，其通过跟踪等离子体中的电子离子在外加电磁场作用及粒子间电磁相互作用下的运动来研究激光等离子体相互作用过程。其大致求解循环如图 1-6 所示：首先给定激光与等离子体的初始状态参数，包括激光强度，脉宽，等离子体形状，密度等；然后数值积分粒子在电磁场作用下的运动方程得到粒子下一步的运动状态，如位置、速度等；根据粒子的位置、速度信息通过插值的方法将电荷、速度等分散到模拟邻近网格得出网格上的电荷密度、电流密度信息；根据电荷电流信息由 Maxwell 方程组得到电磁场信息，至此一轮循环完毕，利用电磁场信息继续求解下一步粒子的运动，依次循环，直至运算到给定的时间。由此可见，粒子模拟方法的计算主要由三部分组成，即通过求解相对论性的粒子运动方程得到粒子在电磁场作用下的运动情况；通过 FFT 方法或空间网格差分法求解空间电磁场分布，并插值求算粒子所在位置处的电磁场；有粒子运动情况求得空间电荷和电流密度分布。

PIC 粒子模拟方法有其处理问题上的独特之处，这里对两个重要的概念，即有限大小粒子模型及网格离散化处理进行简要说明。首先是有限大小粒子模型的概念，这是为了减小模拟所用的粒子数目而引入的概念。实际等离子体包含着大量的带电粒子，如临界密度等离子体所包含的粒子数目量级为 $1.1 \times 10^{21} \text{cm}^{-3} / \lambda^2 \mu\text{m}$ ，要想使用真实量级的粒子数目进行模拟几乎是不可能的，注意到相邻带电粒子和电磁场的相互作用情况十分类似，且研究中通常只对大于德拜长度尺度内的无碰撞等离子体集体效应感兴趣，因此完全可以将相邻的 N 个带电粒子用一个巨粒子来代表。然而粒子数的减小增加了粒子间近程碰撞所带来的短波长噪声，且点粒子的模型也不能模拟实际粒子团之间的相互作用，而如果将点粒子改为电荷在空间中有一定分布形状的粒子云，则可以很好地模拟实际粒子团的相互作用。如在一维模拟中，粒子云的形状可以取为三角形或钟形。其次是网格离散化处理，即将计算空间分成和粒子大小相近的网格，用分离的空间网格点坐标上的电磁场来代替本应在空间上连续取值的电磁场，这大大减少了所需计算的电磁场值，但同时也忽略了小于网格间距的作用细节，尤其在模拟中所使用的有限大小粒子数目过少时有可能引入误差。

PIC 粒子模拟可以自治求解等离子体粒子运动和电磁场变化情况，很好地描述等离子体中的波-波，波-粒子，粒子-粒子等微观动力学效应，且在概念上，算法上都很简单明白，如今已成为研究激光尤其是强激光与等离子体相互作用的有力工具。目前国际上各相关研究团队都已发展或正在开发 PIC 粒子模拟程序。美国加州大学洛杉矶分校 (UCLA) 开发的 OSIRIS 程序是一个三维、全相对论，并行，隐式格式，包含场离化及碰撞离化的大型粒子模拟程序[66]。该程序主要用于激光尾波场加速的研究，也可用于激光等离子体相互作用研究的其他领域。德国马普光量子研究所的 Pukhov 开发了 VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) 程序也非常著名[67]，pukhov 本人及其合作者运用该程序在激光尾波场电子加速、激光自聚焦、等离子体通道中的 Betatron 振荡加速等方面取得了丰硕的研究成果。另外该研究所的 Lichters 开发了 1D3V 的粒子模拟程序 LPIC++ [68]，这是目前使用较为广泛的源代码公开的 PIC 粒子模拟程序。中科院物理所的盛政明教授也是国内最早编写和使用 PIC 粒子模拟程序的研究者之一[69]，他领导发展了多维并行

程序 KLAP(Kinetic Laser Plasmas), 并使用该程序取得了很多研究成果。

本学位论文的第四章对线偏振强激光脉冲与固体靶相互作用的离子加速过程的 PIC 粒子模拟的高维效应进行了研究。而第四章和第五章是运用 PIC 模拟研究激光等离子体相互作用的离子加速及其优化设计。

1.5 电子动力学与激光有质动力

研究超短超强激光与物质相互作用一般先从研究激光与单个电子相互作用入手, 得到单个电子的运动规律, 并推广至考虑等离子体的集体运动情形。

首先讨论在非相对论极限的情况下, 电子在单色平面波作用下的运动。此时忽略所有的非线性效应, 将沿 \vec{x} 轴传播的平面波的电磁场表示为复振幅的形式是方便的:

$\vec{E} = \vec{E}(x, t) = E_0 \hat{\varepsilon} e^{ikx - i\omega t}$, $\vec{B} = \vec{B}(x, t) = \vec{x} \times \vec{E}$, 即真实的场是复振幅表示的实部。其中 $k = \omega/c$ 是波矢, $\hat{\varepsilon}$ 是复偏振态矢量, 即对于沿 y 轴或 z 轴偏振的线偏振波, 有 $\hat{\varepsilon} = \vec{y}$ or \vec{z} ; 而对于圆偏振波, 则有 $\hat{\varepsilon} = (\vec{y} \pm i\vec{z})/\sqrt{2}$, “ \pm ” 分别表示电场矢量在偏振面内沿逆时针旋转和沿顺时针旋转。

电子的运动方程为: $m_e d\vec{v}/dt = -e[\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v} \times \vec{B}/c]$, 其中 $\vec{v} = d\vec{r}/dt$ 。在线性和非相对论的情况下, $|\vec{v}| \ll c$, 可忽略 $\vec{v} \times \vec{B}$ 项, 解得: $\vec{v} = -ie\vec{E}/m_e\omega$, $\vec{r} = e\vec{E}/m_e\omega^2$, 即有此时电子振荡速度的振幅 $v_0 = eE_0/m_e\omega \ll c$, 这对于较弱的电场强度和较高的振荡频率是比较普遍的。

如果电子的振荡速度并非远小于真空光速, 那么就on应该考虑磁场力的作用了。采用迭代法将电子速度写为: $\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$, 其中 \vec{v}_1 就是振荡速度项, 而 \vec{v}_2 是与 v_0/c 成正比的一阶项, 则电子的运动方程分拆为: $m_e d\vec{v}_1/dt = -e\vec{E}(\vec{r}, t)$ 和 $m_e d\vec{v}_2/dt = -e\vec{v}_1 \times \vec{B}/c$ 。在电场沿 $\hat{\varepsilon} = \vec{y}$ 的情况下, 电子位于 $x=0$ 处, 令 $a_0 = v_0/c = eE_0/m_e\omega c$, 有 $\vec{v}_1 = -a_0 c \vec{y} \sin(\omega t)$, 则电子沿 \vec{y} 方向的振荡运动轨迹为 $y = -a_0 c \cos(\omega t)/\omega$ 。带入 \vec{v}_2 的运动方程有: $m_e d\vec{v}_2/dt = e^2 E_0^2 \vec{x} \sin(\omega t) \cos(\omega t)/m_e \omega c$, 解得电子沿 \vec{x} 方向的运动速度为

$v_2 = -a_0^2 c \cos(2\omega t) / 4$ ，运动轨迹为 $x = -a_0^2 c \sin(2\omega t) / 8\omega$ ，两个方向的运动叠加起来就是“8”字形运动轨迹，即当考虑一阶项时，电子在垂直于电场振荡方向上有位移。而上述定义 $a_0 = eE_0 / m_e \omega c$ 与 1 的比较关系是电子在单色平面电磁波作用下做非相对论性运动和相对论性运动的临界点。

由 Poynting 矢量的模在振荡周期的平均值定义电磁场强度：

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \langle c |\vec{E} \times \vec{B}| / 4\pi \rangle = c |E_0|^2 / 8\pi = c(m_e \omega c a_0 / e)^2 / 8\pi \quad (1-2)$$

则无量纲化的电场振幅为：

$$a_0^2 = 7.3 \times 10^{-19} [\lambda(\mu\text{m})]^2 I(\text{W}/\text{cm}^2) \quad (1-3)$$

在圆偏振的情况下，这个表达式左边的 a_0 则应改为 $a_0 / \sqrt{2}$ 。 a_0 在激光等离子体物理研究中是经常用到的表示无量纲化激光强度的物理量。

现在再来看电子在相对论性强平面电磁波作用下的运动。此时应使用相对论性的电子运动方程： $d\vec{p}/dt = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}/c)$ ， $\vec{v} = d\vec{r}/dt = \vec{p}/m_e \gamma$ ， $d(m_e c^2 \gamma)/dt = -e\vec{v} \cdot \vec{E}$ 。引入矢势 $\vec{A}(x,t)$ 描述电磁场，且 $\vec{A} \cdot \vec{x} = 0$ ，即 $\vec{A} = \vec{A}_\perp$ ，其中“ \perp ”表示相应物理量在垂直于 \vec{x} 传播轴的平面上的分量，则有 $\vec{E} = -\partial_t \vec{A}/c$ ， $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ 。注意到 $(\vec{v} \times \vec{B})_\perp = -v_x \partial_x \vec{A}$ ，可得： $d\vec{p}_\perp/dt = e(\partial_t \vec{A} + v_x \partial_x \vec{A})/c = (e/c)(d\vec{A}/dt)$ ，即有 $d(\vec{p}_\perp - \frac{e}{c}\vec{A})/dt = 0$ ，得到第一个守恒关系 $\vec{p}_\perp - e\vec{A}/c = \vec{p}_\perp|_{t=0}$ 。

另外，在沿平面波传播方向上，有： $dp_x/dt = -e(v_y \partial_x A_y + v_z \partial_x A_z)/c$ ， $d(m_e c^2 \gamma)/dt = e(v_y \partial_t A_y + v_z \partial_t A_z)$ ，此两式相减，得：

$$\frac{d(p_x - m_e \gamma c)}{dt} = -\frac{e}{c} [v_y (\partial_x + \frac{1}{c} \partial_t) A_y + v_z (\partial_x + \frac{1}{c} \partial_t) A_z] \quad (1-4)$$

若矢势 \vec{A} 是沿 \vec{x} 轴正方向传播的行波 $\vec{A}(x-ct)$ ，则有 $d(p_x - m_e \gamma c)/dt = 0$ ，由此可得第二个守恒关系 $p_x - m_e \gamma c = \alpha$ 。当电磁波尚未作用于电子，且电子初始静止时，显然有 $\vec{p}_\perp|_{t=0} = 0$ ， $\alpha = -m_e c$ ，即 $p_x = m_e c(\gamma - 1)$ 。利用 $\vec{p}^2 + m_e^2 c^2 = (m_e \gamma c)^2$ 及 $\vec{p}^2 = p_x^2 + \vec{p}_\perp^2$ ，可得： $p_x = (e\vec{A}/c)^2 / 2m_e c$ 。值得注意的是，在单色平面电磁场与电子作用前后有 $\vec{A} = 0$ ，可得

$p_x = \bar{p}_\perp = 0$ ，即平面波不能对加速带电粒子，这一结论称为 Lawson-Woodward 定律。

为求解电子在单色平面波中的运动轨迹，我们将矢势 \vec{A} 写做如下形式：

$$\vec{A} = A_0[\delta \cos \phi \vec{y} + (1 - \delta^2)^{1/2} \sin \phi \vec{z}] \quad (1-5)$$

其中 $\phi = kx - \omega t$ ， $k = \omega/c$ ， $\delta \leq 1$ 用来定义偏振状态： $\delta = 1$ or 0 对应于沿 \vec{y} or \vec{z} 的线偏振， $\delta = 1/\sqrt{2}$ 对应圆偏振，其它值则表示椭圆偏振。可知 $d\phi/dt = -\omega/\gamma$ ， $\vec{p} = -m_e \omega d\vec{r}/d\phi$ 。且有：

$$\vec{p}_\perp = (p_y, p_z) = \frac{eA_0}{c} (\delta \cos \phi, (1 - \delta^2)^{1/2} \sin \phi) \quad (1-6)$$

$$p_x = \frac{1}{4m_e c} \left(\frac{eA_0}{c}\right)^2 [1 + (2\delta^2 - 1) \cos 2\phi] \quad (1-7)$$

对 p_x 在振荡周期内求平均，可得 $\langle p_x \rangle = (eA_0/c)^2 / 4m_e c$ ，即电子在沿电磁波传播方向上有一个常数的漂移。对于圆偏振，有 $2\delta^2 - 1 = 0$ ，即此时 $p_x = \langle p_x \rangle$ ，电子在沿电磁波传播方向上没有高频振荡项。且 $\bar{p}_\perp^2 = (eA_0/c)/2$ ， $\bar{p}^2 = p_x^2 + \bar{p}_\perp^2$ 及 γ 均为常数，这一结论对讨论圆偏振电磁波在等离子体中的传输时是很有意义的。 \bar{p}_\perp 和 p_x 对 ϕ 积分可得电子运动轨迹：

$$x(\phi) = -\frac{c}{\omega} \left(\frac{eA_0}{2m_e c}\right)^2 \left[\phi + \left(\delta^2 - \frac{1}{2}\right) \sin 2\phi\right] \quad (1-8)$$

$$y(\phi) = -\frac{c}{\omega} \frac{eA_0}{m_e c} \delta \sin \phi \quad (1-9)$$

$$z(\phi) = \frac{c}{\omega} \frac{eA_0}{m_e c} (1 - \delta^2)^{1/2} \cos \phi \quad (1-10)$$

在上式中，空间长度和时间分别以 $1/k = \lambda/2\pi$ 和 $1/\omega = T/2\pi$ 归一化，则有 $\hat{r} = k\vec{r}$ ， $\hat{t} = \omega t$ ， $\phi = \hat{x} - \hat{t}$ ，定义 $a_0 = eA_0/m_e c$ ，则可得如下形式：

$$\hat{x} = -\frac{1}{4} a_0^2 \left[\phi + \left(\delta^2 - \frac{1}{2}\right) \sin 2\phi\right] \quad (1-11)$$

$$\hat{y} = -\delta \sin \phi \quad (1-12)$$

$$\hat{z} = a_0 (1 - \delta^2)^{1/2} \cos \phi \quad (1-13)$$

可以看出，电子在平面电磁波作用下的运动轨迹具有只与 a_0 有关的普适形式，即 $(\hat{x}/a_0^2, \hat{y}/a_0, \hat{z}/a_0)$ 具有不变的形式，如图 1-7 是电场沿 \vec{y} 方向偏振 ($\delta = 1$) 的电子轨迹。

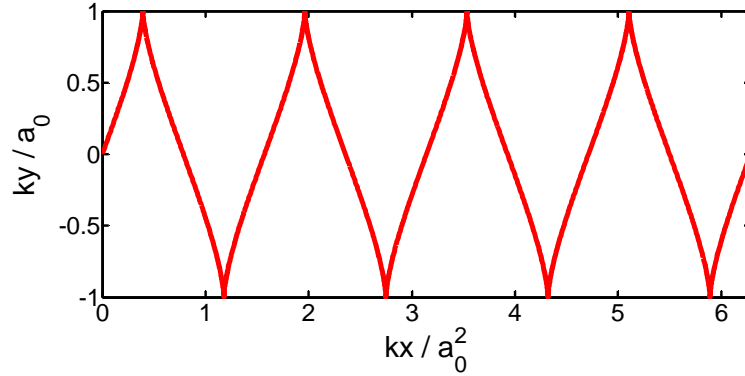


图1-7 电子在任意强度线偏振平面单色电磁波作用下的运动轨迹

Fig.1-7 The trajectory of an electron in a monochromatic plane wave of dimensionless amplitude a_0

然而真实的电磁场，如激光脉冲并非是平面波，而是具有有限的空间尺寸和时间宽度。一般地，激光脉冲可以写成包络函数与振荡项的乘积，其中包络函数用于描述脉冲的横向和纵向强度分布，即：

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\tilde{E}(\vec{r}, t)e^{-i\omega t}) = \frac{1}{2}\tilde{E}(\vec{r}, t)e^{-i\omega t} + c.c., \quad (1-14)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\tilde{B}(\vec{r}, t)e^{-i\omega t}) = \frac{1}{2}\tilde{B}(\vec{r}, t)e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1-15)$$

其中假设包络函数随时间的变化相对于电磁场振荡周期 $T = 2\pi / \omega$ 而言是慢变的。一般地，假设场在一个振荡周期内的时间平均值为 0，即 $\langle \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle = 0$ ，然而，对于包络函数则有 $\langle \tilde{E}(\vec{r}, t) \rangle \neq 0$ 。电磁场的快变与电磁场包络的慢变提示我们可以将电子运动分解为快变振荡项与慢变项的叠加： $\vec{r}(t) = \vec{r}_s(t) + \vec{r}_o(t)$ ， $\langle \vec{r}_s(t) \rangle = 0$ ， $\langle \vec{r}_o(t) \rangle = \vec{r}_s(t)$ 。这也引出了描述电子慢变运动所受到的有质动力。

下面推导在非相对论极限的情况下有质动力的表达式，即只保留到 $\sim v/c \ll 1$ 的项。假设在场的空间包络在一个振荡周期内的变化可以忽略。将电场展开如下：

$$\vec{E}(\vec{r}(t), t) = \vec{E}(\vec{r}_s(t) + \vec{r}_o(t), t) \simeq \vec{E}(\vec{r}_s(t), t) + (\vec{r}_o(t) \cdot \nabla) \vec{E}(\vec{r}_s(t), t) \quad (1-16)$$

对于最低阶项，即描述振荡运动的电子运动方程为：

$$\ddot{\vec{v}}_o(t) = \frac{d^2 \vec{r}_o(t)}{dt^2} \simeq -\frac{e}{m_e} \vec{E}(\vec{r}_s(t), t) = -\frac{e}{2m_e} \tilde{E}(\vec{r}_s(t), t) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1-17)$$

解得 $\vec{r}_o(t) = \text{Re}(\tilde{r}_o(t)e^{-i\omega t})$ ， $\vec{v}_o(t) = \text{Re}(\tilde{v}_o(t)e^{-i\omega t})$ ，其中 $\tilde{r}_o(t) = e\tilde{E}(\vec{r}_s(t))/m_e\omega^2$ ， $\tilde{v}_o(t) = -ie\tilde{E}(\vec{r}_s(t))/m_e\omega$ 。对电子慢变运动在振荡周期内求时间平均可得：

$$m_e \frac{d\tilde{v}_s(t)}{dt} = -e \langle \vec{E}(\vec{r}(t), t) \rangle - \frac{e}{c} \langle \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}(t), t) \rangle \quad (1-18)$$

其中对电场的时间平均项可作如下展开：

$$\begin{aligned} \langle \vec{E}(\vec{r}(t), t) \rangle &\simeq \langle \vec{E}(\vec{r}_s(t), t) + (\vec{r}_o(t) \cdot \nabla) \vec{E}(\vec{r}_s(t), t) \rangle \\ &= \frac{1}{4} (\tilde{r}_o^*(t) \cdot \nabla) \tilde{E}(\vec{r}_s(t), t) + c.c. \\ &= \frac{e}{4m_e\omega^2} (\tilde{E}^*(\vec{r}_s(t), t) \cdot \nabla) \tilde{E}(\vec{r}_s(t), t) + c.c. \end{aligned} \quad (1-19)$$

由 $c\nabla \times \vec{E} = -\partial_t \vec{B}$ ，即 $c\nabla \times \tilde{E} = i\omega \tilde{B}$ ，对磁场力作用项的时间平均亦可作如下展开：

$$\begin{aligned} \langle \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}(t), t) \rangle &\simeq -\frac{ec}{4m_e\omega^2} \tilde{E}^*(\vec{r}_s(t), t) \times (\nabla \times \tilde{E}(\vec{r}_s(t), t)) + c.c. \\ &(1-20) \end{aligned}$$

综合上述电场力及磁场力的时间平均可得电子慢变运动方程为：

$$\begin{aligned} m_e \frac{d\tilde{v}_s}{dt} &\simeq -\frac{e^2}{4m_e\omega^2} (\tilde{E}^*(\vec{r}_s(t), t) \cdot \nabla) \tilde{E}(\vec{r}_s(t), t) - \tilde{E}^*(\vec{r}_s(t), t) \times \nabla \times \tilde{E}(\vec{r}_s(t), t)) + c.c. \\ &= -\frac{e^2}{2m_e\omega^2} \nabla \langle \tilde{E}^2(\vec{r}_s(t), t) \rangle = \vec{f}_p \end{aligned} \quad (1-21)$$

这给出了有质动力的定义，其描述了电子振荡运动中心的时间平均运动，即有：

$$m_e \frac{d^2 \langle \vec{r} \rangle}{dt^2} = \vec{f}_p = -\nabla \Phi_p \quad (1-22)$$

其中 Φ_p 称为有质动力势。上式表明，电子在与激光脉冲相互作用时，其将从电场较强处被排斥到电场较弱处，由于 \vec{f}_p 与电荷量的平方有关，因此这对于带正电荷的离子也同样成立。然而由于 \vec{f}_p 同时也与带电粒子的质量成反比，因此离子所受到的有质动力作用相较于电子而言经常可以忽略不计。另外，可以看出，有质动力来源于带电粒子沿

电场的的振荡运动和磁场之间的耦合，因此也被称为“ $\vec{J} \times \vec{B}$ force”。

有质动力模型在描述强激光与等离子体相互作用过程中十分有用。可以简单地理解为，有质动力 \vec{f}_p 是电磁场振荡能量时间平均的负梯度。对于相对论情况下的有质动力，假设等离子体是冷流体，则对于某等离子体成分而言有如下流体运动方程：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla\right) \vec{p} = q \left[-\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \phi + \frac{\vec{v}}{c} \times (\nabla \times \vec{A}) \right] \quad (1-23)$$

其中电场和磁场由矢势 \vec{A} 和标势 ϕ 表示， $\vec{E} = -\nabla \phi - \partial_t \vec{A} / c$ ， $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ 。对上述方程进行无量纲化： $\vec{v} = \vec{v} / c$ ， $\vec{p} = \vec{p} / mc$ ， $\vec{a} = q\vec{A} / mc^2$ ， $\phi = q\phi / mc^2$ ，可得：

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{p} - \vec{a}) - \vec{v} \times [\nabla \times (\vec{p} - \vec{a})] = \nabla \phi - \nabla(\gamma - 1) \quad (1-24)$$

如果初始时刻等离子体流体静止且没有电磁场作用，则对横向动量有 $\vec{p}_\perp = \vec{a}$ ，对纵向动量有 $\partial_t \vec{p}_\parallel / c = \nabla \phi - \nabla(\gamma - 1)$ ，其中 $\gamma = \sqrt{1 + |\vec{p}_\parallel|^2 + |\vec{a}|^2} \approx \sqrt{1 + |\vec{a}|^2}$ 。则由后一项的周期平均可得相对论性等离子体有质动力为 $\vec{f}_p = -mc^2 \nabla(\sqrt{1 + \langle \vec{a}^2 \rangle} - 1)$ 。这里有质动力是作用在流体上的密度力，且可看做压力项。对于将有质动力解释为辐射压可以用来理解激光包络对等离子体密度的调制作用，如在RPA加速机制中对电子的推动。

注意到有质动力的具体形式与激光电场 $\langle \vec{E} \rangle^2$ 的具体形式有关，即不同的电场偏振状态将得到不同的有质动力形式。如线偏振平面电磁波写为 $E = E_0(x) \sin(\omega_0 t) \vec{y}$ ，圆偏振平面电磁波写为 $E = E_0(x) [\sin(\omega_0 t) \vec{y} / \sqrt{2} + \cos(\omega_0 t) \vec{z} / \sqrt{2}]$ ，带入有质动力的表达式可得，线偏振激光有质动力： $f_{p,linear} = -e^2 \nabla E_0(x) [1 - \cos(2\omega_0 t)] / 8m_e \omega_0$ ；圆偏振激光有质动力： $f_{p,circular} = -e^2 \nabla E_0^2(x) / 4m_e \omega_0^2$ 。可以看出，线偏振激光有质动力分为两部分，即与脉冲包络相关的缓变部分及频率为两倍激光频率的高频振荡部分，而圆偏振激光的有质动力没有高频振荡项。有质动力的这一性质对激光离子加速很重要，将在1.7节详述。

1.6 激光与等离子体相互作用的基本物理结论

上节所介绍的只是激光与单个电子相互作用的物理过程，然而等离子体是由大量电子和离子构成的准中性宏观体系，带电粒子之间的电磁相互作用使其具有一定的运动关联性，即具有集体效应。本节介绍一些激光与等离子体相互作用的基本物理结论。

1.6.1 德拜长度

德拜长度(Debye length)给出的是考虑等离子体集体运动效应的空间尺度。在等离子体中引入外加电场会引起等离子体内部电荷的重新分布，并减弱外加电场对等离子体的影响范围，这称为等离子体屏蔽。 $\lambda_D = \sqrt{k_B T_e / 4\pi e^2 n_0}$ 是电子德拜长度，且德拜球内的电子数目 $N_D = 4\pi n_e \lambda_D^3 / 3$ 远大于 1 是有效屏蔽的必要条件。

1.6.2 电子等离子体波与离子声波

激光与等离子体相互作用涉及的波主要有两种，即电子等离子体波和离子声波。电子等离子体波又称为郎缪尔波(Langmuir wave)，其是等离子体内部电荷分离引起的集体振荡的传播。等离子体的本征振荡频率是 $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ ，其中 m_e 和 n_e 分别是电子密度和质量， e 是电子电荷量。这种静电振荡模式局限在扰动的局域位置，其能量在空间不能传播，当电子具有热压力时，电子振荡才能传递给附近的等离子体，其色散关系为 $\omega^2 = \omega_{pe}^2 (1 + k\lambda_D^2)$ 。电子等离子体波在等离子体中引起纵向电荷分离场，可用来加速带电粒子。

离子声波也是由热压力驱动的，色散关系为 $\omega/k = (\gamma_i k_B T_i + \gamma_e k_B T_e / m_i) = c_s$ ，其中 γ_i 和 T_i 是离子比热比和离子温度， γ_e 和 T_e 是电子比热比和电子温度， c_s 是离子声波的相速度。由于电子温度一般远大于离子，可得 $c_s \sim \sqrt{k_B T_e / m_i}$ ，即电子温度越高，离子声速越大。

1.6.3 激光等离子体相互作用基本方程

激光与等离子体中的带电粒子的相互作用过程可以用 Maxwell 方程组和洛伦兹方程来描述，这在上节讨论单电子与激光场相互作用时就已述及。在讨论激光与等离子体相互作用时，仍然使用这些方程，然而不同于单电子的是，由于等离子体中包含大量电子离子，因此必须考虑集体效应，例如电流，电荷密度的作用。此时，在高斯单位制(cgs)下，Maxwell 方程组及洛伦兹方程可写为：

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1-25)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1-26)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \quad (1-27)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\frac{d(m\gamma\vec{v})}{dt} = -e(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}) \quad (1-28)$$

其中相对论因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-(\vec{v}/c)^2}$ ， e 是电子电荷量。引入矢势 \vec{A} 和标势 ϕ 来描述电磁场，有 $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ ， $\vec{E} = -(1/c)\partial\vec{A}/\partial t - \nabla\phi$ ，带入洛伦兹方程可得：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma\vec{v}) + (\vec{v} \cdot \nabla)(\gamma\vec{v}) = \frac{e}{mc} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{e}{m} \nabla\phi - \frac{e}{mc} \vec{v} \times (\nabla \times \vec{A}) \quad (1-29)$$

对上式中的物理量做无量纲化处理： $\vec{a} = e\vec{A}/mc^2$ ， $\varphi = e\phi/mc^2$ ， $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ ， $\vec{p} = \gamma\vec{\beta}$ ， $t = \omega t$ ， $\vec{r} = \omega\vec{r}/c$ ，则上式可化为：

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}(\vec{p}) + (\vec{\beta} \cdot \nabla)(\vec{p}) = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{a}}{\partial t} + \nabla\varphi - \vec{\beta} \times (\nabla \times \vec{a}) \quad (1-30)$$

将上式进一步化简可得： $\partial_t(\vec{p} - \vec{a}) - \vec{\beta} \times [\nabla \times (\vec{p} - \vec{a})] = \nabla(\varphi - \gamma)$ 。若激光作用前，电子无旋，即 $\nabla \times (\vec{p} - \vec{a}) = 0$ ，则有 $\partial_t(\vec{p} - \vec{a}) = \nabla(\varphi - \gamma)$ ，式中 $\vec{P} = \vec{p} - \vec{a}$ 是电子的无量纲正则动量。不考虑激光脉冲的色散效应和等离子体的粘滞性，有横向正则动量 \vec{P}_\perp 守恒，因此若电子初始静止，就有 $\vec{p}_\perp = \vec{a}$ ，并得到：

$$\frac{\partial \bar{p}_{\parallel}}{\partial t} = \nabla(\phi - \gamma) \quad (1-31)$$

其中 \bar{p}_{\parallel} 是电子无量纲化纵向动量。将矢势 \bar{A} 和标势 ϕ 带入(1-26)式可得激光在等离子体中的传播方程:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) \bar{A} = \frac{4\pi}{c} \bar{J} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \phi \quad (1-32)$$

将 Poisson 方程 $\nabla \phi^2 = -4\pi\rho$ 对时间求偏导, 并将电荷守恒方程 $\partial_t \rho + \nabla \cdot \bar{J} = 0$ 带入可得: $\partial_t \nabla \phi = 4\pi \bar{J}_{\parallel}$, 其中 $\bar{J} = \bar{J}_{\parallel} + \bar{J}_{\perp}$, 且 $\nabla \cdot \bar{J}_{\perp} = 0$, 则(8)式可化为:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) \bar{A} = \frac{4\pi}{c} \bar{J}_{\perp} \quad (1-33)$$

且电荷守恒方程可写为:

$$\partial_t n_e + \nabla_{\parallel} \cdot (n_e \bar{v}_{\parallel}) = 0 \quad (1-34)$$

将(1-33)式归一化, 并带入 $\bar{p}_{\perp} = \bar{a}$ 可得:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) \bar{a} = \frac{4\pi n_e e^2}{\gamma m c^2} \bar{a} \quad (1-35)$$

其中 n_e 是电子密度。另外, Poisson 方程也可以无量纲化为如下形式:

$$\nabla^2 \phi = \frac{4\pi e^2}{m c^2} (N_e - N_0) \quad (1-36)$$

其中 N_0 是背景等离子体密度。(1-35)式和(1-36)式及 \bar{p}_{\parallel} 和 \bar{p}_{\perp} 的表达式联合起来, 就提供了描述激光与等离子体相互作用的基本方程。

1.6.4 激光与稠密等离子体相互作用的自诱导透明阈值

在非相对论极限下, 即激光强度 $I \ll 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 或无量纲化激光矢势 $a_0 \ll 1$, 对于横向电磁场有 $\nabla \cdot \tilde{E} = 0$, 可得色散关系: $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$ 。显然, 电磁波要在等离子体中传播, 其波矢 $k = |\vec{k}|$ 必须为实数, 因此必须有 $\omega > \omega_p$, 即等离子体电子频率是能够传播的电磁横波的截止频率。对于一个给定的频率 ω , 这一条件给出等离子体的临界密度:

$$n_c = \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2} = 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} (\lambda / \mu\text{m})^{-2} \quad (1-37)$$

对于某一特定波长的电磁横波，当等离子体的电子密度 $n_e < n_c$ 时，其可以在等离子体中传播，这称为 **underdense** 的；而当 $n_e > n_c$ 时，折射率和波矢是虚数，电磁波无法在等离子体中传播，这称为 **overdense** 的。

如果激光强度增加到相对论强度，即激光强度 $I \geq 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ，或无量纲化激光矢势 $a_0 \geq 1$ ，电子运动的相对论效应必须考虑。此时，由于磁场力的作用及电子动量与其速度的非线性关系 $\vec{p} = m_e \gamma \vec{v}$ ，从而使得电子速度与激光电场的关系变得非线性，激光在等离子体中的传输及相应的色散关系与其强度有关。

对于圆偏振平面电磁波而言，可得非线性折射率及色散关系如下：

$$\epsilon_{NL}(\omega) = n_{NL}^2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \gamma} \quad (1-38)$$

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2}{\gamma} + k^2 c^2 \quad (1-39)$$

由于非线性色散关系与电磁场本身的强度有关，且实际的激光脉冲在时间和空间上都是有限的，因此非线性的传输及色散也将会对其时间和空间形状进行调制。另外，如果电磁场的偏振是线偏振的，结论也与上述有很大的不同，比如在线偏振光作用下，电子的 γ 不再是常数，而是随时间变化的函数，其 Fourier 分量中包含着无数的高次谐波成分，这也就意味着相对论性的线偏振光在等离子体中的传播将会产生高次谐波。然而，其主要成分，即与原激光频率相同的分量的传播，仍可以将 γ 替换为其周期平均值的 $\langle \gamma \rangle$ 来进行合理的描述。在低密度等离子体中，上述非线性光学效应将引起一些新的效应，如激光诱导透明，相对论自聚焦，有质动力自聚焦及激光包络的相对论自变陡等等。而在高密度等离子体中则会发生钻孔效应，激光能量的加强吸收，高能电子产生，强自生磁场产生等效应。

很多文献解析研究或采用 Particle-in-cell 粒子模拟研究对激光透明与不透明密度或激光强度阈值问题[70-73]。在离子固定不动的情况下，Kaw 和 Dawson 得出对于线偏光，

阈值为 $a_{lim} = 4n_e / (\pi n_c)$ ，对于圆偏光，阈值为 $a_{circ}^2 = (n_e / n_c)^2 - 1$ [70]。然而在一般的推导中没有考虑激光有质动力对等离子体密度的调制。这里考虑超强圆偏振电磁波正入射到陡上升密度冷等离子体的结果，且假设所用的物理量都是只是纵坐标 x 的函数[74]。

由于只考虑短时间作用，这里假设离子是不动的正电荷背景。由激光与等离子体相互作用的基本方程，并令圆偏振电磁场矢势为：

$$\vec{A} = A(x, t) \text{Re}[(\vec{y} + i\vec{z}) \exp(i\omega t)] / \sqrt{2}$$

则在静态解方程组为：

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{d\gamma}{dx} \quad (1-40)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = n_0(n_e - 1) \quad (1-41)$$

$$\frac{d^2a}{dt^2} + (1 - n_e \frac{n_0}{\gamma})a = 0 \quad (1-42)$$

其中 $a = eA(x) / mc^2$ ， $\gamma = \sqrt{1 + a^2}$ ， $n_e = N_e / N_0$ ， $n_0 = N_0 / n_c$ ， n_c 是等离子体临界密度。

(1-40)式表示在电子密度不为 0 的区域内，有质动力应能与电荷分离产生的纵向电场相平衡。假设有质动力将电子推入等离子体内部至 $x_d \neq 0$ ，在 $0 < x < x_d$ 区域中，电子密度 $n_e = 0$ 。在 $x = x_d$ 处有 $d(x_d) / dx = -n_0 x_d$ ，由此可得：

$$x_d = - \frac{1}{n_0} \frac{d\sqrt{1+a^2}}{dx} \Big|_{x=x_d} \quad (1-43)$$

对于 $x > x_d$ 的区域，(3)式可写为：

$$\frac{d^2a}{dx^2} - \frac{a}{1+a^2} \left(\frac{da}{dx}\right)^2 + (1+a^2 - n_0\sqrt{1+a^2})a = 0 \quad (1-44)$$

解上述方程，可得激光能够穿透靶的临界强度：

$$a_p = \frac{1}{4} [2n_e(1+a_d^2)(\sqrt{1+a_d^2} - 1) - a_d^4] \quad (1-45)$$

其中 $a_d^2 = n_e \left(\frac{9}{8} n_e - 1 + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{9}{16} n_e^2 - n_e + 1} \right)$ ，如图 1-8 所示。

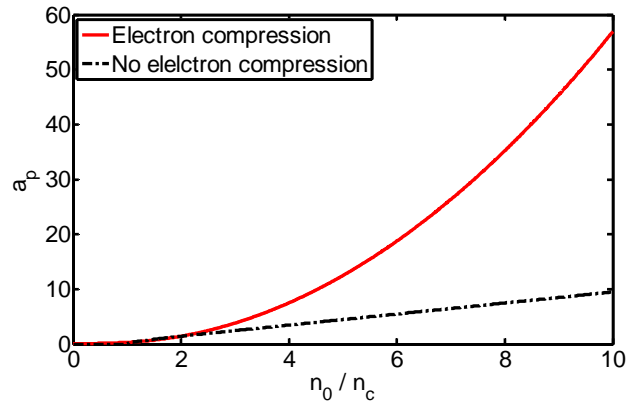


图1-8 考虑电子堆积效应（红色实线）与不考虑电子堆积效应（黑色点划线）的情况下激光自透明阈值强度与相应的等离子体密度^[74]

Fig.1-8 The threshold of induced transparency of considering electron compression (red solid line) and not considering electron compression (black dotted line)

基于以上结论，Robinson 的 1D^[75]和 2D^[76]PIC 模拟表明在密度远小于相对论修正的临界密度 $a_0 n_c$ 的等离子体中也能发生 HB-RPA 离子加速过程，并产生高能离子。因为 HB-RPA 的最大能量定标率为 $\varepsilon_p \propto I/n_p$ ，其中 I 是光强， n_p 是离子密度。正是因为电子的堆积使激光不能透过等离子体，从而其有质动力作用于电子，并将能量传递给离子。

对于超薄靶而言，即靶的厚度接近于或小于一倍激光波长时，激光能否透过靶就不仅取决于靶的等离子体密度，还取决于靶的厚度，通过将亚波长厚度的靶用 Dirac-delta-like 密度形状模拟，可得透明阈值为： $a_0 > \pi(n_e/n_c)(l/\lambda) \equiv \zeta$ ^[77,78]。其中 l 是靶厚度。这一结论对于讨论超薄靶离子加速十分有用。

1.6.5 等离子体不稳定性

强激光脉冲与等离子体相互作用产生多种不稳定性，总的来说，不稳定性由波的模式被系统的自由能指数式驱动起来，且其不处于热力学平衡状态。不稳定性减少系统的自由能，其以某一增长率 γ_i 进行增长，且超过对其的衰减，如碰撞或朗道阻尼等等。

Rayleigh-Taylor 不稳定性是由于低密度流体推动或加速高密度流体或相反过程中产生的。两种流体的界面受到 RT 不稳定性的影响，低密度流体最终通过形成空泡渗透到高密度流体中，高密度流体则通过形成密度尖峰渗入低密度流体。在激光离子加速的光

压加速机制中，可将激光场看做轻流体，将固体靶看做重流体，因此在光压对靶的推动加速过程中也将发生 RT 不稳定性，其发展将破坏光帆结构的完整性，从而使光加速过程提前结束，因此抑制其发展也非常关键。

束流不稳定性是指粒子束或束流被驱动进入等离子体，不同的粒子有着不同的漂移速度，漂移能量产生了不稳定性。如 Buneman 不稳定性，其激发波动模式并将能量传递给振荡。这种不稳定性被认为是 Break-Out Afterburner 加速机制的能量传递机制[79]。

1.6.6 激光等离子体相互作用电子加热

如 1.2.2 节所述，目前的激光离子加速机制主要是通过电子的中介作用，将激光的能量转化给离子，因此电子对激光能量的吸收过程对激光离子加速有着重要作用。并且在激光与固体靶相互作用过程中，电子的温度可以达到 MeV 量级，由于电子-离子的碰撞频率与库伦散射截面成正比，而库伦散射截面随着电子能量的增大而减小，因此电子-离子的碰撞吸收机制作用可以忽略，其主要的能量吸收机制是无碰撞吸收机制。

1.6.6.1 共振吸收(resonant absorption)

共振吸收是激光与稠密等离子体相互作用过程中激光能量吸收的最经典的机制[80,81]。如图 1-9 所示，假设等离子体密度沿 x 分布为 $n_e = n_e(x/L)$ ，P 偏振激光以入射角 θ 斜入射到等离子体区域。

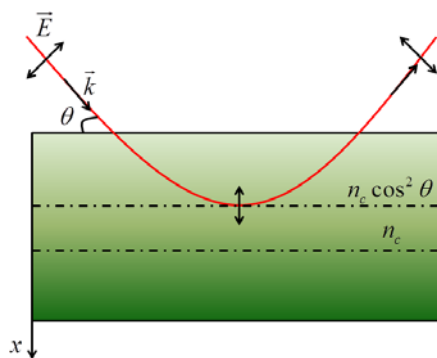


图1-9 共振吸收示意图

Fig.1-9 The schematic diagram of the resonance absorption

可以看出，此时激光电场有平行于等离子体密度梯度的分量，该电场分量隧穿到等

离子体临界密度面并激发起电子等离子体波。等离子体波通过碰撞或无碰撞过程衰减，并由此产生高能热电子。数值模拟结果表明，共振吸收导致在电子能谱高能尾部呈 Maxwellian 分布的热电子，且其温度随激光强度的增长大致 $\propto (I\lambda^2)^{1/3}$ [80,81]。等离子体密度分布函数中的 L 称为等离子体标长(scale length)， L 的大小取决于激光脉冲的对比度。激光的自发放大辐射(amplified spontaneous emission, ASE)或激光预脉冲(pre-pulse)与固体靶相互作用产生等离子体。高对比度激光产生的等离子体标长较小。图 1-9 中激光在 $x = L\cos^2\theta$ 处被反射。电子对激光的能量吸收对激光入射角非常敏感。

1.6.6.2 真空加热(vacuum heating)

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 $x_p \approx eE_L / m_e\omega_L^2$ 大于等离子体标长时，等离子体波不能有效激发，共振吸收机制将不再有效。F. Brunel 提出了这种情况下的另一种非碰撞吸收机制——真空加热[82,83]，基本过程为：靠近等离子体与真空边界的电子在激光电场作用下有半个振荡周期是被加速拉出到真空中的。激光电场反向后，电子又被加速拉回等离子体中。然而激光不能穿透等离子体，即拉回的电子不再受激光场的作用，因此，这些电子获得了能量，并将能量传递给等离子体。

1.6.6.3 $\vec{J} \times \vec{B}$ 加热

激光与电子相互作用的 $\vec{v} \times \vec{B}$ 项使得电子在激光传播方向上有两倍于激光频率的振荡运动。与真空加热类似，在陡上升密度面的电子在被拉出后返回等离子体中，由于激光不能穿透等离子体，电子因此获得了能量[84]。将平面椭圆偏振光的矢势写为：

$$\vec{A}(x,t) = \frac{A(x)}{\sqrt{1+\varepsilon^2}} [\cos(\omega t)\vec{y} + \varepsilon \sin(\omega t)\vec{z}] \quad (1-46)$$

$$\text{则磁场力 } f_B = -e(\vec{v} \times \vec{B} / c) \text{ 可写为: } f_B = -\frac{e^2}{4m_e\gamma c^2} \frac{\partial A^2(x)}{\partial x} \left[1 + \frac{1-\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2} \cos(2\omega t)\right] \vec{x} \quad (1-47)$$

这个力包含了两项，频率为 0 的项表示有质动力，而频率为 2ω 的项则是电子加热的来源。与真空加热不同，该机制在激光正入射时最有效。通常假设热电子的分布呈 Maxwellian 分布，且电子温度满足[85]：

$$k_B T_h = m_e c^2 (\gamma - 1) = m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2 / 2} - 1) \quad (1-48)$$

即真空中电子在激光电场中周期平均的振荡能量，称为有质动力能(“ponderomotive” energy)。然而当 $\varepsilon = 1$ 即圆偏振的情况下， f_B 中的振荡项为 0，电子加热被显著抑制。这一效应在 RPA 离子加速机制中十分重要，正是由于相较于线偏振光，采用圆偏振光可以显著地减弱对电子的加热效应，从而在相对较小的光强下，使光压对电子的推动效应占主导，因而使 RPA 离子加速机制更容易发生。

除了上述一维电子加热机制以外，高维效应在电子能量吸收过程中也十分重要。2D 粒子模拟表明，由于辐射压对等离子体表面的钻孔效应(“hole-boring” effect)，使得等离子体表面形成漏斗状凹陷，这改变了激光的入射角度，因而加强了电子能量吸收，并使电子沿漏斗边缘汇聚。同样的过程也发生在为加强电子能量吸收而设计的锥靶中。

1.7 激光离子加速机制概述

早先的理论研究提出，等离子体在真空中膨胀的过程中，电子的热运动产生的自持静电场能对离子进行加速[86]。CPA 技术的发明极大地提高了所能获得的激光强度，其能将电子在 fs 时间尺度内加热到相对论性温度，从而能有效地加速离子。2000 年以前，人们在超强激光与固体靶或气体靶相互作用的实验中得到了几个 MeV 能量的离子[87,88]，但是这些离子的低亮度和大发射度使得其对实际应用没有吸引力。在 2000 年，激光驱动的离子加速开始引起人们的关注，这源于三个独立实验得到了高质量的 MeV 量级的质子[89-91]。在这三个实验中，研究人员利用聚焦峰值强度高于 10^{18} W/cm^2 的激光作用于 mm 厚度的固体靶，在靶的前向得到了低发射度，短脉宽(~ps)，高密度(大于 10^{13}) 的质子束。这些特征表明激光驱动的离子加速器有希望成为传统加速器的替代方案，因为其能为多种应用提供更小规模、更经济的离子源，如肿瘤治疗[92-94]，正电子成像术[95]，同位素产生[96]，惯性约束快点火聚变点火源[30,97,98]，质子照相[99,100]等等。

在理论上，目前人们提出了多种激光离子加速机制，如靶后法线鞘层场加速，无碰撞静电激波加速，库伦爆炸加速，辐射压加速等等。总的来说，激光离子加速机制可大致分为靶后加速和靶前加速两大类。其中，靶后加速就是 TNSA，其主要过程是激光与

靶前表面作用产生大量热电子，热电子穿过靶体后，由于电荷分离，在靶后表面与真空界面处产生方向垂直于靶后表面的强度达 TV/m 的鞘层电场，电场强度可估算为 $E_s \sim k_B T_h / e \lambda_D$ ，其中 T_h 是热电子温度， λ_D 是 Debye 长度。鞘层电场能吸引住大部分的热电子，并电离靶后表面的原子，尤其是核质比最小的 H 原子，并对电离后的离子进行加速。由于 $T_h \sim (I \lambda^2)^{1/2}$ ，因此 TNSA 加速得到的离子能量也与激光强度有类似的定标关系。靶前加速则主要是激光光压对靶前表面的钻孔作用(Hole-boring RPA)，其将靶前表面推入等离子体内，使靶前表面弯曲且密度变陡。由动量守恒可得靶前表面的后退速度与光压的定标关系有 $v_b \propto \sqrt{I/c}$ ，因此离子能量 $\varepsilon_i \propto I$ ，这表明提高相同量级的激光能量，靶前加速得到的离子能量快于 TNSA 机制。另外，光压对热电子的作用产生无碰撞静电激波，其马赫数 M 可以很高，因此能有效地反射位于激波前面的离子，得到速度约为 $v_i = 2Mc_s$ 的高能离子。而当所采用的靶足够薄时，靶将被光压整体推出加速，称为光帆加速(Light sail RPA, LS-RPA)。如果采用极端薄的靶(厚度仅几个 nm)，激光脉冲将穿透靶体，使 LS-RPA 加速过程结束，但是这将加强对电子的加热，进入 Break-Out Afterburner(BOA)的加速过程。

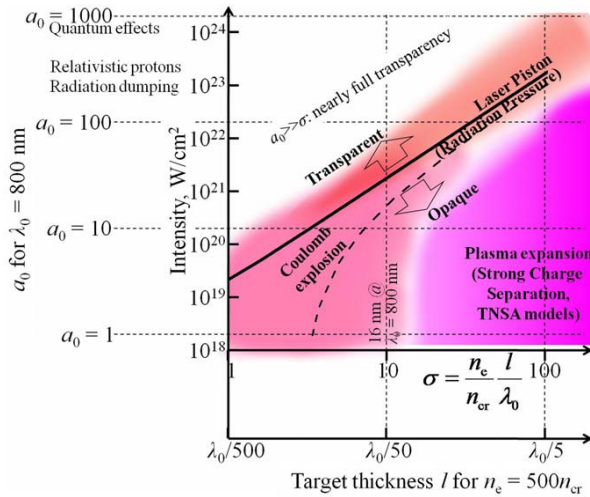


图1-10 激光等离子体相互作用离子加速机制在激光强度 a_0 与靶厚度 σ 平面的分布^[101]

Fig.1-10 Several regimes of laser-driven ion acceleration employing thin foil targets on the (intensity (amplitude a_0), target thickness (dimensionless areal density σ)) plane

图 1-10 给出激光等离子体相互作用离子加速机制在激光强度与靶厚度平面上的分

布。需要注意的是不同机制之间并没有分明的界限，在实验或粒子模拟中，包含着多种参数，尤其在实验中，等离子体的参数很难准确测定，因此单一的作用机制在解释相关结果时的效果比较有限，往往需要采用两种或以上的机制来解释结果的不同性质，如在激光与薄靶相互作用过程中，靶后质子发射可能同时来源于靶前加速和靶后加速，而能谱最大能量的质子来源于靶后加速。因此，在理论研究中主要区分不同参数设置下的占主导作用的加速机制。下面两小节主要介绍 TNSA 和 RPA 这两种目前研究得较多的激光离子加速机制。

1.7.1 靶后法线鞘层场加速 (TNSA)

TNSA 是目前研究得最为成熟的激光离子加速机制，也是目前最有希望用于实际应用的激光离子加速方案。该机制所产生的离子束相较于传统加速器所产生的离子束而言有其自身的优势，特别是其有高亮度（在 ps 脉冲中约含 10^{12} 个离子），低发射度（约 $0.005\pi\text{mm.mrd}$ ）及小空间尺寸（约 $100\mu\text{m}$ ）。同时，加速的过程几乎发生在瞬间，因而不需要对离子束产生采用校正稳定措施。其基本过程见于图 1-11，相对论性强激光照射在靶后附有碳氢污物层的固体靶上。预脉冲与靶前表面相互作用，产生大量的等离子体。当主脉冲到达靶前时，产生了能量~10MeV 的热电子云，电子云在靶前和靶后脱离离子扩散开来，电子云的一部分被有质动力推入靶内继而在靶后穿出靶体，形成靶后热电子云。电子与离子的分离产生了空间电荷分离场，电场的方向垂直于靶后表面。这一电场足以将靶后污物层中所含的较轻的质子电离并沿靶后法向加速。随后的靶前电子云在靶后被这一电场反射又重新后流入到靶后表面。靶后电场的加速梯度可达 TeV/m，这远大于射频加速器的~20MeV/m，因此可以把质子和离子在几个激光波长内加速到 MeV。在激光与靶的直接作用面处，离子向外扩散，前沿呈球状。类似于靶后鞘层电场，但强度弱得多的电场在此处建立起来并加速离子，然而相较于靶后加速得到的离子，这里的离子能量要小得多，空间发射度也大得多。

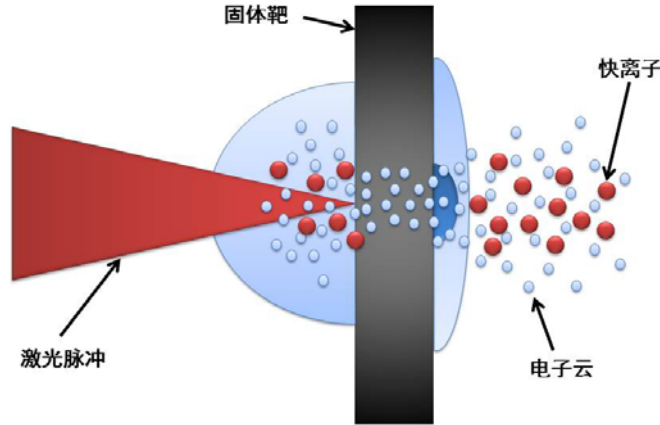


图1-11 靶后法向鞘层加速 (TNSA) 机制示意图

Fig.1-11 The schematic diagram of the TNSA mechanism

1.7.1.2 TNSA 动力学模型

研究者们提出了多种有关 TNSA 的动力学模型[102-110],总的来说可分为流体模型、准静态模型和混合模型。不同的模型在预测不同的实验参数时,如最大离子能量,能量转化效率等有各自的优缺点。下面只介绍 Mora 提出的等离子体膨胀模型(plasma expansion model),这一模型已为多个实验所证实。

该模型属于流体模型,即所关注的时间尺度远大于电子等离子体周期, $t \gg \omega_{pe}^{-1}$, 因此可忽略动力学效应而将电子看做处于关于静电势的热平衡状态。在 $t=0$ 时,假设等离子体分布于 $x < 0$ 的半无限空间。离子是冷的且初始静止,电子密度初始服从 Boltzmann 分布,则从 Poisson 方程可推导出如下方程组:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = e(n_e - Zn_i) \quad (1-49)$$

$$\phi(-\infty) = 0 \quad (1-50)$$

$$n_e = n_{e0} \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \quad (1-51)$$

$$n_i = n_{i0}, \quad x \in (-\infty, 0); \quad n_i = 0, \quad x \in (0, \infty) \quad (1-52)$$

$$n_{e0} = Zn_{i0} \quad (1-53)$$

其中 n_{e0} 和 n_{i0} 表示 $t = 0$ 时未受扰动的等离子体的电子密度和离子密度, ϕ 表示静电势, T_e 表示电子温度, Z 表示离子荷电数, k_B 是 Boltzmann 常数。模型中假定 T_e 是常数, 因此该系统是等温的(isothermal)。

当 $t > 0$ 时, 离子开始运动, 而电子依然保持 Boltzmann 分布。因此, 方程(1-49)-(1-53) 仍然有效, 离子的运动则由连续性方程和动力学方程描述如下:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right)n_i = -n_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \quad (1-54)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right)v_i = -\frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1-55)$$

其中 v_i 表示离子速度。假设等离子体膨胀过程中其呈电中性且是等温膨胀, 引入自相似解 (self-similar solution), 最后可得最大离子能量为:

$$\varepsilon_{\max}(t) = 2Zk_B T_h \left[\ln\left(\frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e}} + \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_{pi}}{\sqrt{2e}}\right)^2}\right) \right]^2 \approx 2Zk_B T_h \left[\ln\left(\frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e}}\right) \right]^2 \quad (1-56)$$

$$T_h = m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1) \quad (1-57)$$

其中 $\omega_{pi} = \sqrt{n_{i0} Z^2 e^2 / m_i \varepsilon_0}$ 表示离子等离子体频率, T_h 表示热电子温度。可以看出, 离子最大能量由热电子的温度和密度决定, 且与 $(I\lambda^2)^{1/2}$ 成正比。这一模型很好地解释了早期一些实验的结果并被后来的 PIC 模拟和实验所证实。需要注意的是(1-56)式在 $t \rightarrow \infty$ 时趋向于无穷大, 然而实际上加速时间 t_{acc} 是有限大小的, 经验值是 $t_{acc} \approx 1.3\tau_0$, 其中 τ_0 是激光脉宽。需要注意的是 TNSA 的理论模型虽然有助于对相关实验结果的理解, 然而还很难得出能与实验结果进行对比的结果, 因为实际实验中影响加速效果的因素很多, 很难定量控制, 下面的 TNSA 相关实验结果介绍中将说明这一点。

1.7.1.3 TNSA 机制相关实验研究及优化

在 TNSA 机制有效性的证明过程中, 有三个典型的实验值得一提: 2000 年, Snavely 等人采用聚焦峰值强度达 10^{20} W/cm^2 的 PW 级激光与楔形 CH 靶(厚度 $\sim 100 \mu\text{m}$)作用, 得到了截止能量为 58MeV 的指数衰减式质子能谱, 并证明了质子的发射垂直于靶面[91]; 2001 年, Mackinnon 等人用探针光在靶后表面产生并控制等离子体, 证明了靶后表面的

长标长等离子体对 TNSA 加速机制的不利作用[111]; 2002 年, Hegelich 等人采用电阻加热的方法去除靶后表面污物层, 并附上 C, CaF₂ 薄层, 实验中得到了 C, F 离子能谱, 直接证明了前向加速离子来自于靶后表面[112]。此后各研究团队纷纷开展 TNSA 离子加速的优化研究。

实验中所使用的 CPA 激光能量一般在几百 mJ 到 KJ 量级, 脉宽一般为 fs/ps 量级, 因而功率在几个 TW 到 PW 量级。所采用的固体激光系统一般有两类: 一类是高能量, 低重复频率的 Nd:glass 系统, 其带宽能提供 0.3-1ps 的脉冲宽度; 另一类是桌面型高重复频率的 Ti:sapphire 系统, 其脉宽一般在 30-300fs。激光一般聚焦到 5-10 μm 焦斑尺寸, 强度达到 $10^{18} - 10^{21} \text{W/cm}^2$ 。所采用的靶则一般为平面金属靶或绝缘体靶, 靶厚一般在几个到几百个 μm 。靶一般放置在激光焦点位置, 以得到最强的光强辐照。如果不经过特殊处理, 靶后表面一般附着有极薄(几十 nm)的含有水和碳氢化合物的污物层。为了得到更高的能量, 实验中也可采用除平面薄靶以外的其他靶型设计, 例如小微靶结构(reduced mass targets), 层叠靶(stacked targets), 锥靶(cone targets)或者靶后呈各异结构设计的靶以提高激光能量与粒子的耦合效率。

TNSA 加速机制所产生的离子束质量与实验中所采用的激光参数密切相关, 大量的实验发现固定激光脉宽及焦斑尺寸, 如果采用 ps 量级脉宽, 几个 J 能量的单脉冲激光, 则得到 $\propto \sqrt{I}$ 的离子最大能量, 能量转化效率约为 1~10%[108,113-115], 而如果采用 fs 量级的高重复频率的超短脉冲, 则得到 $\propto I$ 的离子最大能量, 且能量转化效率 $< 1\%$ [116-118]。图 1-12 总结了有关实验结果, 表明基本符合上述规律。这可能是因为长脉冲激光产生长标长的预等离子体, 增强了对激光能量的吸收, 因此有较高的能量转化效率。短脉冲激光则只能产生较短标长的预等离子体, 因此能量转化效率较低, 然而, 高重复频率激光脉冲的作用多次产生高能电子, 对离子进行多次 TNSA 加速, 因此得到较好的能量定标率。另外, 相关实验也证明, 激光聚焦尺寸[119], 入射角度及激光偏振态[120-123]等因素也对 TNSA 机制的结果有着重要影响。最近有实验采用平面靶前附加金属锥形结构的靶设计[124,125], 得到了最大能量为 67.5MeV 的质子束, 高于只采用平面靶的结果, 证实了斜入射对 TNSA 加速的影响。这一设计在本论文第四章的“两阶段

离子加速方案靶设计”中也被采用。

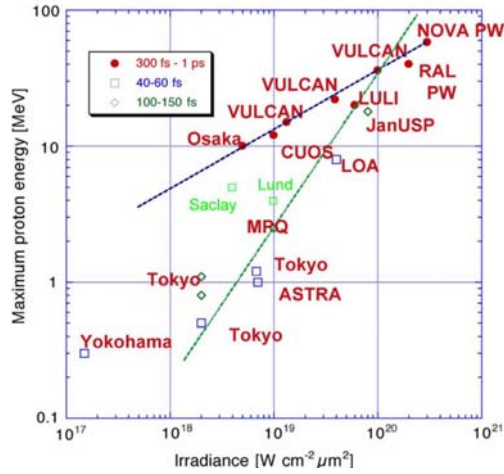


图1-12 质子最大能量与激光强度的关系，蓝线表示 $E_{\max} \propto (I\lambda^2)^{1/2}$ ，绿线表示 $E_{\max} \propto I\lambda^2$ [116]

Fig.1-12 Maximum proton energy from laser-irradiated solid targets as a function of the laser irradiance and for three ranges of pulse durations. Two trendlines are overlaid, the shallower one corresponding to a $E_{\max} \propto (I\lambda^2)^{1/2}$ dependence, and the steeper one to a scaling $E_{\max} \propto I\lambda^2$

另外，实验中所采用的靶本身的情况也极大地影响着 TNSA 加速实验的结果。如激光预脉冲在靶前表面所产生的预等离子体加强了对激光能量的吸收效率，因而使对靶电子的加热更加有效，但也可能造成激光的自聚焦和成丝不稳定性[126,127]。因此一些实验在靶前添加泡沫结构以提高能量吸收效率[128]。预等离子体也可能发射 X 射线加热靶体或产生激波对靶后表面的密度形状[129]及取向[130]产生影响，从而破坏前向离子发射。2004 年，Kaluza 等人的实验采用不同的预脉冲长度和不同的靶厚度，研究预脉冲与靶厚对质子最大能量的影响，发现最佳靶厚与激光预脉冲长度几乎呈线性关系。这个实验提示靶厚度对实验结果有着显著的影响[129]。大量的实验发现，在预脉冲作用被基本消除后，较大的靶厚度降低了离子截止能量[89,111,113,118,129,131]，这可理解为，靶后鞘层电场能约束住大部分的热电子并使其回流到靶体，往复运动[111,132]，这意味着减小靶厚度将增大鞘层中的热电子密度，从而增强加速电场强度。因此，提高激光对比度并使用薄靶进行 TNSA 加速将能优化质子最大能量。有的实验室已将其激光对比度提高到 10^{10} [121,133]，使其可以与 sub- μm 厚度的靶作用而不受预脉冲的影响。另外，有关实验也表明，减小靶的横向尺寸做成小尺寸靶（平面靶或小球，称为 Mass Limited

Targets, MLTs), 也有利于增大热电子密度, 从而增强加速电场强度。很多数值模拟和实验结果都表明, 采用 MLTs 可以显著地改善 TNSA 的能量转化效率及其最大离子能量 [134-138]。值得一提的是, 当靶的厚度减小到趋肤深度时, 激光将穿透靶体, 对靶体电子进行整体的有效加热, 并由于 Buneman 不稳定性使得电子将能量有效地转移给离子, 这就是 Break-Out Afterburner(BOA)加速机制。2009 年, Hening 等人采用 100TW, 聚焦峰值强度 $7 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 的激光与超薄 (10,30,50nm) 的 DLC 靶作用, 得到了 185MeV(15MeV/u)的 C^{6+} 离子发射, 部分地证实了这一机制的有效性[139]。

除了研究实验参数对优化 TNSA 的作用以外, 还有很多靶设计的相关理论和实验也得到了很多很好的结果。2002 年, Esirkepov 等人提出采用双层靶结构, 即用一层质量数较小的离子薄靶粘附于一层质量数较大的离子薄靶上, 重离子所提供的大量热电子在靶后产生较强的鞘层加速场, 轻离子先于重离子得到鞘层场的加速, 且由于靶的空间尺度较小, 离子感受到的加速场几乎相同, 因而得到的离子束单能性较好[140]。基于这一方案, 2006 年, Hegelich 等人采用钽靶上附着碳离子层的靶设计, 20TW、0.8ps 激光脉冲, 得到了准单能 C^{+5} 离子束, 离子能量为 3MeV、u, 能散度约为 17%[141]。2002 年, Bulanov 等人提出, 激光束横向强度分布的不均匀性导致靶后鞘层电子横向分布不均匀, 因而鞘层电场强度横向不均匀, 这样加速得到的离子束横向尺寸大于激光焦斑尺寸, 且离子束能谱变宽[142]。针对这一问题, 2006 年, Schwoerer 等人采用微结构双层靶, 即在高质量数的薄靶后附着富含 H 的微小尺寸靶, 使得 H 所感受到的加速场局限在小区域而基本相同, 得到了能散 20%, MeV 量级的质子束[143]。另外, Tocian 等人采用在加速靶后面放置选择性透镜的方法, 将加速靶产生的质子束中能量相近的部分选择出来, 从而得到单能性较好的质子束, 实验中采用 $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 得激光脉冲, 获得了峰值能量 6.25MeV, 能散 0.2MeV 的高品质质子束[144]。

尽管一些实验成功证明了 TNSA 加速机制, 且实验的设置相对而言简单易行, 然而所产生的质子和离子束的质量还是远低于传统加速器产生的质子和离子束, 因而还不足以运用于实际应用中, 例如肿瘤治疗, 质子照相和快点火。大部分的实际应用都要求使用高质量的质子和离子束, 即要求离子束有高能量及低能散度。如癌症治疗中要求所用

的离子束有窄的能量分布以保证离子能量只沉积在人体组织的一个小范围内。对于直接用于肿瘤治疗的质子束，质子能量应在 $E=235-250\text{MeV}$ ，能散度 $\Delta E/E \sim 1\%$ ，粒子通量 $N=10^{12}$ ，剂量 $5 \times 10^{10} \text{pr/s}$ [145]。如果用碳离子束，则要求能量在 $E=120-400\text{MeV/u}$ ，剂量 $4 \times 10^8 \text{pr/s}$ [146]，只有满足以上条件的质子和离子束才能利用其 Bragg-peak 来消除靠近脆弱和重要器官的癌组织。在激光驱动离子快点火方案中，能够控制离子能谱则意味着能极大地降低点火所需的质子束能量。然而在目前的 TNSA 实验中，所能得到的最大质子能量只有 67.5MeV ，重离子能量只有 10MeV/u ，能谱为近似热分布。在最近的实验中得到的最小的能散约为 17%，其能量转化效率只有约 10%。显然，这远远不能满足医疗应用的要求。随着 OPCPA 技术的快速发展，大型激光装置如 ELI、NIF 的建成，使得人们有可能得到超强、超短、超净 (ultra-intense ultra-short ultra-clean, 3U) 激光脉冲，并以之实现辐射压加速(RPA)，这是目前理论上最有可能得到高质量离子束的理论方案，下节将详述之。

1.7.2 辐射压加速(RPA)

TNSA 加速机制的低能量、低效率和宽能谱是由于其加速仅仅由空间电荷效应起作用。TNSA 加速所得离子的最终能量由热电子密度和温度决定，而线偏振激光场的有质动力中含有高频振荡项，其有利于产生大量用于 TNSA 加速的热电子。然而，这些热电子在靶后呈非均匀分布，因而其所产生的空间电场也呈非均匀分布，进而由空间电子加速得到的 TNSA 离子就不是单能的。

近来，随着 CPA 技术及等离子体镜技术的快速发展，激光强度（超过 10^{22}W/cm^2 ）及其对比度 ($\sim 10^{-12}$) 都得到了极大地提高。一种激光直接加速机制——激光光压加速，或称激光活塞加速，光帆加速被重新提及。这一加速机制的基本理念源自 Marx 于 1966 年提出的用地球上的激光束来推动加速星际飞船[147]。这样地球上的激光束或太阳光可以为太空飞船提供不竭的动力。2004 年，Esirkepov 等人将这一概念引入超强激光与靶相互作用的高效离子加速中[148]。此后，Macchi 等人提出利用圆偏振激光脉冲来抑制电子加热效应以此来降低实现辐射压加速所需的激光强度[149]。接着，张晓梅和颜学庆

等人观察到 PIC 粒子模拟中使用圆偏振激光使质子在其相空间中的涡旋结构[150-152]。自此，辐射压加速成为激光驱动离子加速中十分活跃的研究热点[153-162]。许多研究致力于进一步提高离子束质量，可操控性及改善其能量转化效率。

该加速机制的基本过程是这样的：当激光脉冲强度及其聚焦腰斑半径足够大时，其辐射压将向前推动，理想情况下，所有电子都被加速起来。离子对辐射压的反应则要慢得多，因而形成电荷分离场，该电荷分离场对激光照射的靶区域的离子进行有效加速。如果电荷分离场足够强，能很快将离子加速到接近光速，则电子与离子之间的距离就能保持在较小的范围，此时不稳定性就没有足够的时间发展[148]。这一加速机制的发生条件恰位于 Coulomb 爆炸的最佳条件边界。随后，离子和电子一起运动，形成一个随激光脉冲运动的相对论性反射镜，就像一个光帆(Light sail)。即使在早期，由于相对论自透明效应，靶对激光是部分透明的，在后期，靶的速度接近于光速，由于激光频率在随动坐标系的频率下移，因此激光仍被很好地反射。反射光的频率为 $\omega_r \approx \omega_0 / 4\gamma^2$ ，其中 $\gamma \gg 1$ 是加速起来的靶的 gamma 因子，因而反射光的能量大大地减小了，大部分的激光能量转化给了靶。在加速的最后阶段，离子被加速到与电子几乎相同的速度，而由于离子的质量远大于电子，因此离子携带了大部分的能量。

下面介绍辐射压加速机制的一维模型，根据靶的厚度，RPA 加速过程分为两种，一是钻孔效应离子加速 (Hole-Boring RPA)，二是光帆加速 (Light sail RPA)，并给出模型得到的离子能量，速度及动量的表达式。

1.7.2.1 钻孔效应离子加速(Hole-Boring RPA)

在钻孔效应 (Hole-Boring RPA, or HB-RPA) 中，激光照射在靶前表面，激光有质动力将靶前电子推向靶内，形成靶前的电子耗尽层和靶内的电子压缩层，这两层之间建立起电荷分离场，或称无碰撞静电激波 (collisionless electrostatic shock)，此静电场加速靶前离子并一层一层地向靶内推进，从而不断加速靶内离子，但此阶段中靶后表面几乎不受影响。然在光帆加速阶段 (Light sail stage)，不断被加速的双层结构到达靶后，被激光照射的部分被有质动力推出靶体并被继续加速，这一阶段将在下一小节详述。

钻孔效应的动力学行为可在非相对论和相对论两种情况下进行讨论，首先推导非相

对论情况下的离子速度表达式。考虑光强为常量 I 的激光照射在均匀密度的等离子体上，并被等离子体前表面完美反射。令等离子体前表面在实验室参考系中的速度为 v_b ，则在瞬时静止参考系(IRF)中，在实验室参考系中静止的离子以速度 $-v_b$ 靠近被激光推动的等离子体前表面。为满足粒子数守恒，则必有速度为 $+v_b$ 的离子远离等离子体前表面，IRF 中的动量守恒有：

$$\frac{2I}{c} = 2n_i m_i v_b^2 \quad (1-58)$$

其中 n_i 是离子密度， m_i 是离子质量。定义无量纲常数 $\Xi = I / m_i n_i c^3 = I / \rho c^3$ ，其中 ρ 是等离子体质量密度。由(1-58)式可知：

$$v_b = \sqrt{\frac{I}{n_i m_i c}} = \sqrt{c^2 \Xi} \quad (1-59)$$

由 Gallilean 坐标系变换回到实验室参考系，加速所得离子的速度为 $v_i = 2v_b$ ，则离子能量为 $\varepsilon = m_i (2v_b)^2 / 2 = 2m_i c^2 \Xi$ 。

在相对论情况下，IRF 中的光强并不等于实验室参考系中的光强，由相对论 Doppler 频移及光子数守恒可得：

$$\frac{I_{IRF}}{I} = \frac{1 - (v_b / c)}{1 + (v_b / c)} \quad (1-60)$$

在 IRF 中等离子体前表面的动量守恒表达式为：

$$\frac{2I}{c} \left(\frac{1 - v_b / c}{1 + v_b / c} \right) = 2\gamma_b^2 m_i n_i v_b^2 \quad (1-61)$$

令 $\beta_b = v_b / c$ ，则上式可化为： $(\Xi - 1)\beta_b^2 - 2\Xi\beta_b + \Xi = 0$ ，则得：

$$\beta_b = \frac{\sqrt{\Xi}}{1 + \sqrt{\Xi}} \quad (1-62)$$

由相对论坐标系变换可得离子能量为： $\varepsilon = m_i c^2 \left(\frac{1 + \beta_b^2}{1 - \beta_b^2} - 1 \right) = m_i c^2 \left(\frac{2\Xi}{1 + 2\sqrt{\Xi}} \right)$ 。

可以看出，HB-RPA 加速机制得到的离子能量取决于等离子体质量密度 ρ 和激光强度 I ，而与激光脉冲宽度 t_L 无关，脉宽主要影响的是加速所得离子的数目，约为 $n_i v_b t_L$ 。

这表明，要在不提高激光强度的条件下提高离子能量，可以通过降低等离子体质量密度达到目的。而要想实现 HB-RPA，所采用的靶一定不能被激光透过，否则激光的动量无法有效地传递给电子，进而无法对离子产生加速。如在非相对论情况下，如果等离子体密度低于临界密度 n_c ，则无法实现 HB-RPA。在相对论情况下，一般认为等离子体密度应高于相对论性临界密度 $n_{rc} \approx a_0 n_c$ 。然而正如在 1.6.4 节“激光与稠密等离子体相互作用的自透明阈值”中所提到的，由于激光有质动力推动电子形成在激光与等离子体作用面处形成高密度电子密度峰，这将对激光的透过产生阻碍作用，因此极大地降低了相对论性临界密度。另外，需要说明的是，这一过程也被认为是无碰撞静电激波加速。该加速机制认为当马赫数 $M = u_b / c_s$ 介于 1-1.6 时，等离子体中将产生孤立波，孤立波反射离子，耗散其能量，进而演化为激波，其中 u_b 就是扰动面的传播速度。由于圆偏振光的有质动力中不包含高频振荡项，不对电子进行加热，因此，该加速机制宜采用圆偏振激光作为驱动源。近年来，HB-RPA 的相关实验得到了很多的关注。2011 年，Palmer 等人采用低强度 ($\sim 6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$)，长波长 (CO_2 激光) 与低密度靶 (几个临界密度，气体靶) 作用得到的窄能谱结果初步证实了 RPA 机制的有效性[163]。2012 年，Haberberger 等人同样采用 CO_2 激光与气体靶作用，得到了峰值能量 22MeV，能散~1%的质子发射，然而能量转化效率较低，只有 $\sim 10^{-8}$ [164]。

HB-RPA 加速过程稳定连续，能产生密度高、强度大的高能离子束流，且可被多级加速，即当靶中所有的离子都被加速完后，激光脉冲持续作用在等离子体上，靶前所形成的静电场仍可对第一次加速的离子进行二次加速，如果靶的厚度足够薄，则第一次加速和第二次加速的时间间隔可以忽略，此时，靶中的离子被循环加速，形成稳相加速过程，薄靶作为一个整体被光压推出靶体，这就是下面要描述的光帆加速(LS-RPA)[165]。

1.7.2.2 光帆加速 (Light sail RPA)

当激光强度到达一定程度后，其作用于超薄固体密度靶时，能将相互作用的部分推出靶体成为光帆。此时，大部分的激光能量转化为光帆的动能，只有一小部分被反射激光带走。图 1-13 为辐射压加速的示意图。假设入射激光脉冲与反射光的频率分别为 ω_{inc}

和 ω_{Ref} ，则有 $\omega_{\text{Inc}} / \omega_{\text{Ref}} = (1 - \beta) / (1 + \beta) \sim 1 / 4\gamma^2$ ，这是频率红移的结果，其中 β 是用真空光速 c 归一化的薄靶速度， γ 是相应的洛伦兹因子。当薄靶被加速到接近于光速时，激光能量越来越有效地传递给薄靶，能量转化效率为 $\eta = 1 - \omega_{\text{Inc}} / \omega_{\text{Ref}} \sim 1 - 1 / 4\gamma^2$ ，显然当 γ 相当大时， $\eta \rightarrow 1$ 。

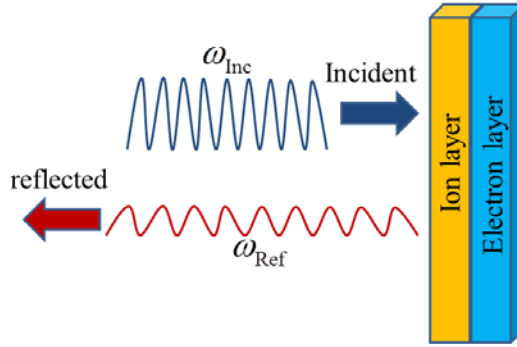


图1-13 光帆加速机制示意图

Fig.1-13 The schematic diagram of the light sail acceleration mechanism

假设激光是一束平面波，其照射在平面薄靶上，整个靶被推动向前加速，设想薄靶是一个完美的反射镜，其上的面积元为 $d\sigma$ ，则该面积元在实验室坐标系（Laboratory reference frame, LF）下的运动方程为：

$$\frac{dp}{dt} = Pd\sigma \quad (1-63)$$

其中 p 是该面积元的动量， P 是辐射压强。设在靶的静止参考系中反射系数和透射系数分别为 ζ 和 ρ ，则由能量守恒有 $|\zeta|^2 + |\rho|^2 = 1$ 。辐射压强 $P = (E_M^2 / 4\pi)(1 + |\zeta|^2 - |\rho|^2)$ ，其中 $E_M = E_L \omega_M / \omega$ ， $\omega_M = \omega_L \sqrt{(1 - \beta) / (1 + \beta)}$ 是在薄靶移动坐标系下的激光电场强度及频率， E_L 和 ω_L 则是在实验室坐标系下的的激光电场强度及频率。对于完美反射镜有 $|\zeta|^2 = 1$ ，因而 $P = (E_L^2 / 2\pi)[(1 - \beta) / (1 + \beta)]$ 。注意光压是洛伦兹不变量，其在不同惯性参考系中不变。代入(1-63)式可得：

$$\frac{dp}{dt} = \frac{E_L^2}{2\pi n_i l} \frac{\sqrt{p^2 + m_i^2 c^2} - p}{\sqrt{p^2 + m_i^2 c^2} + p} \quad (1-64)$$

其中 $p = \gamma m_i v_i$, m_i , v_i , n_i , l 分别为离子的质量, 速度, 密度及薄靶厚度。将 p 的表达式带入(1-64)式可得关于速度的微分方程如下:

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{E_L^2}{2\pi m_i n_i l c} \frac{1}{\gamma^3} \frac{1-\beta}{1+\beta} \quad (1-65)$$

上式不易由积分直接得解, 应用双曲函数定义 $\beta = \tanh \theta$, 则有 $\gamma = \cosh \theta$, $p = \gamma\beta = \sinh \theta$, 令 $Q = E_L^2 / 2\pi c m_i n_i l$, 则可将(3)式写为: $(\cosh \theta + \sinh \theta)^2 d(\sinh \theta) = Q dt$, 又有初始条件 $\beta(t=0) = 0$, 由双曲函数的性质积分可得:

$$p + \frac{2}{3}(p^3 + \gamma^3 - 1) = Qt \quad (1-66)$$

上式描述了在 LS-RPA 加速机制中离子动量与能量的关系。可以看出, 当 $p \ll 1$ 时, 有 $p \approx Qt$ 。而当光帆的速度接近于真空光速时, 有 $p \approx [(3/4)Qt]^{1/3}$, 即离子能量增加变慢。(1-65)式的精确解为:

$$\beta = 1 - [A(t) + B(t)]^{1/3} - [A(t) - B(t)]^{1/3}, \quad \gamma = 1 + \frac{[C(t) - 1]^2}{2C(t)} \quad (1-67)$$

其中 $A(t) = 1/[1 + D(t)^2]$, $B(t) = D(t)/[1 + D(t)]^{3/2}$, $C(t) = \sqrt{(1 + \beta)/(1 - \beta)}$, $D(t) = 3Qt + 2$ 。使用这一模型, 可以得到 LS-RPA 加速过程的离子能量, 速度及动量。当然, 该模型没有考虑多维效应, 所得到结果只是理想的最佳情况。

注意到上述模型假定光帆已被激光整体推出靶体, 且假设激光被完美反射, 即描述的是加速过程的后半阶段, 或者离子获得能量的主要阶段。要得到这样的光帆, 靶厚需要满足一定的条件, 这在一维情况下, 可以进行简单估算。即光压将靶的所有电子都推入电子压缩层(Compressed electron layer), 且光压与靶中的电荷分离场静电力相平衡。则在电子压缩层内的离子获得稳相加速(Phase-stable acceleration, PSA), 如图 1-14 所示。

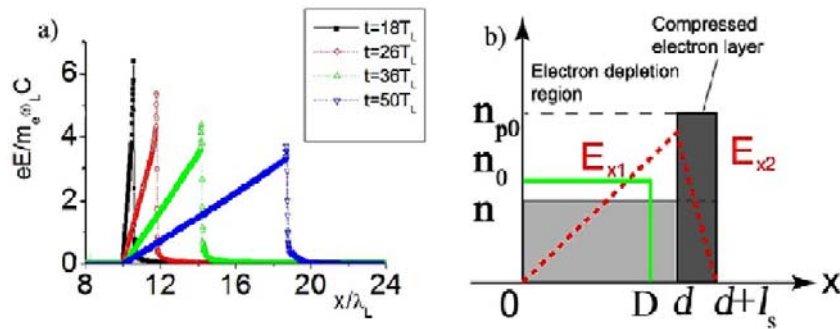
图1-14 稳相加速机制示意图^[152]

Fig.1-14 The schematic diagram of the phase stable acceleration mechanism

光压与静电力的平衡给出： $a_L(1+\eta)^{1/2} \sim (n_0/n_c)(D/\lambda)$ ，其中 D 和 η 分别是靶的厚度及激光反射率。另外，光压不能大于靶的所有电子产生的电荷分离场，即不能将电子全部推出靶体而是 RPA 不能发生，有 $a_L < (n_0/n_c)(2\pi D/\lambda)$ 。电子压缩层被光压向前推动，其中的离子则被静电场加速。可以看出，电子压缩层内的静电场从左向右呈线性下降，即后面的离子追赶前面的离子，这样就对所有的离子往复加速，在相空间中呈现出绕圈结构，离子与电子始终保持在一起而被稳定加速，如图 1-15 所示。

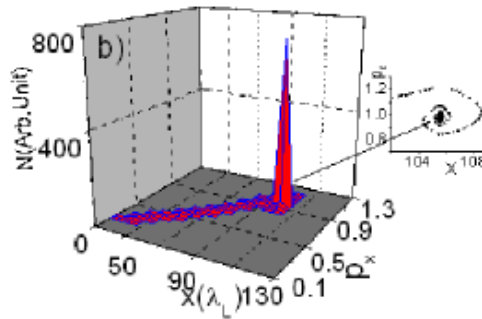
图1-15 PSA 加速中离子在相空间中的分布^[152]

Fig.1-15 The phase space distribution during the PSA process.

2004 年，Esirkepov 等人最早提出光压加速概念的时候使用的是强度非常高的线偏振激光作用于超薄靶，强度达到 $I = 1.37 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2 \times (1 \mu\text{m}/\lambda)^2$ (无量纲化矢势 $a = 316$)，且激光前沿是从 $a = 100$ 都上升到强度最大值。LS-RPA 的效果图如图 1-16 所示。

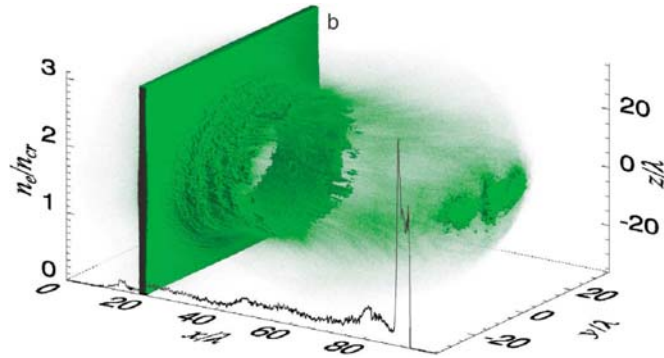
图1-16 光帆加速过程密度图^[148]

Fig.1-16 The density distribution during the light sail acceleration

之所以采用超高强度的激光，是因为在如此强的光场中，离子也被迅速加速到接近于光速，而激光对电子的加热效应几乎来不及得到体现，因此主要是光压加速占主导作用。光压加速机制是目前最有希望将离子加速到 GeV 量级的加速机制，其相对于 TNSA 加速机制而言，能量转化效率高，得到的能谱单能性好，对于实际应用更有价值。然而要在实验上实现这一加速机制，还面临着许多困难，首先，由于靶厚条件的约束，使得必须采用 nm 厚度的超薄靶，这就对制靶工艺，尤其对激光对比度提出了很高的要求，一般要求达到 10^{-10} ，因为过高的预脉冲将很快破坏超薄靶，使 LS-RPA 不能发生。另外，LS-RPA 机制受表明不稳定性，如 Rayleigh-Taylor 不稳定性，Weibel 不稳定性等的影响，即使采用圆偏振激光能很好地抑制热电子产生对靶的破坏作用，这些流体不稳定性的增长也破坏靶的密度结构，从而使加速过程提前结束，且对离子束的单能性也造成极大的破坏。

很多文献在如何抑制不稳定性发展，或讨论激光强度、脉冲宽度、靶厚度及密度的匹配条件，例如陈民等人提出了一种称为 Shaped foil target(SFT)^[157]的靶设计，其厚度在横向上与激光的横向强度分布匹配，以使靶面上每点的加速过程相同，从而减缓不稳定性的发展对靶的破坏作用。余同普等人^[162]提出一种设计理念上与 SFT 相似的靶设计，其横向等离子体密度与激光的横向强度分布匹配。乔斌等人提出 LS-RPA 的稳定加速机制概念^[158]，该机制加速靶体与激光相互作用区域的所有离子，其要求采用的激光强度满足 $I_0 \approx 0.25m_e n_e c^3$ ，使钻孔速度(hole boring velocity)近似等于钻孔阶段末期的最大

离子速度，该速度约为光速，其中 m_i 和 n_i 分别是离子质量和靶的离子密度。另外乔斌还提出了一个在采用线偏振激光的情况下，RPA 超越 TNSA 而占主导作用的条件[160]:

$$\frac{1}{\pi} \frac{n_c}{n_0} a < \frac{l_0}{\lambda} < \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_c}{\gamma n_0}} a \exp\left[\sqrt{\frac{Z n_c}{n_0}} \frac{a}{\sqrt{\gamma-1}} \left(\frac{n_0}{\gamma n_c}\right)^{1/4} + \frac{1-\ln 2}{2}\right] \quad (1-68)$$

采用该条件在粒子模拟中得到了很好的加速效果。颜学庆等人[154]发现了一个自组织，准稳定的加速区域，采用强度为 $7 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的激光可产生能量为 1GeV，电量为 nC 的质子束。在该区域的加速过程中，薄膜平面靶等离子体的两边被激光脉冲打穿，而中间部分被两边的电磁场包围，并被推动向前加速。

虽然 RPA 加速机制的实现需要较高的实验条件，然而随着激光技术的进步，尤其是等离子体镜(Plasma mirror)等技术的出现使得激光对比度得到极大的提高，近年来已有实验初步验证了该加速机制的有效性。2009 年，A.Hening 等人采用能量 0.7J，聚焦峰值强度为 $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 激光与 DLC 碳靶相互作用，证实了当激光偏振态由线偏振改为圆偏振时，电子加热效应被显著抑制。当靶厚约为 5.3nm 时得到了峰值能量在 30MeV 的 C^{6+} 离子束[166]。2012 年，S.Kar 等人采用 250TW，亚皮秒量级，聚焦峰值强度达 $3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 的超强激光脉冲，得到了峰值能量 5~10MeV/u 的质子束和碳离子束[167]。2013 年，S. Steinke 等人采用聚焦峰值强度为 $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 的高对比度超强圆偏振激光脉冲与厚度为 10nm 的塑料靶相互作用，得到了空间上和能谱上相分离的质子束和碳离子束，峰值能量约为 2MeV/u，大约有 6.5% 的激光能量转移给了离子[168]。

1.8 论文内容安排

本论文的主要工作和论文内容安排如下：

第一章绪论部分主要介绍了激光与等离子体相互作用的研究领域，研究方法，基本物理结论，尤其重点介绍了与本论文相关的主要的激光离子加速机制——靶后法向鞘层加速机制(TNSA)和辐射压加速机制(RPA)，并简要介绍了本论文的主要工作。

第二章基于文献[J. Opt. Soc. Am. A **18**, 1678 (2001)]定义的 Closest Solution，运用平面波角谱分析方法，即通过将 Closest Solution 的各分量定义为真实光场在 $z=0$ 处的平面

波谱，提出精确满足 Maxwell 方程组的矢量光场解析解。将这个解用于描述径向极化 Laguerre-Gaussian 激光场，发现当激光束腰半径小于波长时，我们的解所得到的纵向电场显著大于上述文献给出的解。结合我们的方法，利用泰勒级数展开得到紧聚焦少周期径向极化激光脉冲在真空中传播的解析解。与基于傍轴近似的解描述激光脉冲相比较，无论光束束腰半径较小或者较大（与波长相比较）都有着显著的不同。将我们的解和傍轴近似解对径向极化少周期激光脉冲的电子加速进行研究，发现我们的解得到的电子能量获得显著大于采用傍轴近似解所得到的结果。

第三章对径向极化啁啾激光脉冲的质子加速进行了研究。利用上一章的方法得到紧聚焦径向极化啁啾激光脉冲的解析解对质子进行直接加速，发现在脉冲中加入合适的负啁啾可以有效地对质子进行加速，在激光强度为 10^{22}W/cm^2 ，入射质子能量为 45MeV 时，能量获得达到 sub-GeV。

第四章提出一种基于激光固体靶相互作用的两阶段质子加速方案，并提出了相应的实现此方案的靶设计。靶由三部分组成，前端是锥形内壁圆筒；中间是连接前后端的竖直平面靶；后端是中心呈锥状凹陷，周围呈斜坡状的特殊结构，用于粘附富含氢的材料，含氢材料也相应的分为两部分，即中心锥状部分和周围盘形部分。采用该靶设计，质子加速过程明显地分为两个阶段，在第一阶段，两部分含氢材料的质子都由于 TNSA 机制得到加速，中心部分质子沿激光传播轴方向运动，周围部分质子在沿轴加速的同时向轴中心汇聚。在第二阶段，向轴中心汇聚的周围部分质子对中心部分质子产生径向压缩和轴向推动的作用，从而使中心部分质子的快速头部得到进一步的加速，并由此形成高品质的单能质子束。二维 PIC 模拟结果表明，用脉宽 80fs ，聚焦强度 $3.1 \times 10^{20}\text{W/cm}^2$ 的激光脉冲可以产生最大能量 250MeV ，能散度 17% 的准单能质子束。三维 PIC 模拟表明，同等条件下，由于线偏振激光的电子各向异性加热效应，质子的最大能量降低为约 112MeV ，但同时能散度得到极大的改善，约为 3% 。本章给出了这种靶设计下质子能量与激光强度、靶密度关系的定标率。

第五章提出一种基于 RPA 机制的获得高品质质子束的双抛物面靶设计 (Dual Parabola Target, DPT)。靶由内壁呈抛物面形的边沿靶 (Side Target, ST) 和前表面呈抛物

面形的中间靶 (Middle Target, MT) 组成, 且 MT 抛物面的焦点沿靶整体中心轴远离 ST 抛物面的焦点。在采用平面靶的情况下, 类 Rayleigh-Taylor 不稳定性的横向分布呈高斯型, 这不利于靶中间区域形成有效的光压加速。而在采用 DPT 靶的情况下, 激光脉冲边缘部分被 ST 靶抛物面内壁反射聚焦斜入射到 MT 靶两翼区域, 使两翼区域质子能量高于中间区域, 这有效地保护了中间区域, 使其形成有效的光压加速。且这一效应显著降低了对激光强度的要求。2D 和 3D PIC 模拟结果表明, 采用脉宽 66fs, 聚焦光强 $9.9 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的圆偏振激光脉冲可以产生峰值能量为 262MeV, 能散~13%的准单能质子束。

第六章对 Particle-in-cell (PIC) 粒子模拟线偏振强激光脉冲与固体靶相互作用的质子加速过程的高维效应进行了研究。通过一维 (1D), 二维 (2D), 三维 (3D) 模拟检验模拟中的空间几何效应。三维模拟表明, 在使用较厚靶 (激光不能透过靶) 的情况下, 电子在靶后两个横向上的扩散几乎相同, 而在使用较薄靶 (激光能透过靶) 的情况下, 电子在垂直于激光偏振方向上比沿激光偏振方向上扩散得更快。电子的横向扩散效应强烈地减小了靶后电子密度。这使得不同空间维度的模拟得到不同的电子温度。通常, 简化的 1D 和 2D 模拟得到的电子温度比实际 3D 模拟高很多, 由此 1D 和 2D 模拟得到的最大质子能量是 3D 模拟结果的 3 倍和 2 倍。

第七章是对本论文工作的总结及对今后工作的展望。

1.9 参考文献

- [1] T. H. Mainman. Stimulated Optics Radiation in Ruby. *Nature*, **187**, 493-494 (1960).
- [2] T. Tajima and G. Mourou. Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, **5**(3), 031301 (2002)
- [3] G. A. Mourou, T. Tajima and S. V. Bualnov. Optics in the relativistic regime. *Reviews of Modern Physics*, **78**(2), 309 (2006).
- [4] F. J. McClung and R. W. Hellwarth. Giant Optical Pulsations from Ruby. *Journal of Applied Physics*, **33**(3), 828-829 (1962).
- [5] L. E. Hargrove, R. L. Fork and M. A. Pollack. Locking of He-Ne Laser Modes Induced by

- Synchronous Intracavity Modulation. *Applied Physics Letters*, 5(1), 4-5 (1964).
- [6] J. M. DiDomenico. Small-Signal Analysis of Internal (Coupling-Type) Modulation of Lasers. *Journal of Applied Physics*, 35(10), 2870-2876 (1964).
- [7] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, **56**(3), 219-221 (1985).
- [8] P. Maine, D. Strickland, P. Bado *et al.*, Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24**, 398–403 (1988).
- [9] V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko *et al.*, Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate, *Optics Express*, **16**, 2109-2114 (2008).
- [10] P. Maine, D. Strickland, M. Pessot *et al.*, Chirped pulse amplification: Present and future, NASA STI/Recon Technical Report N **89**, 14434 (1988).
- [11] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane *et al.*, High power ultrafast lasers, *Review of Scientific Instruments* **69**, 1207–1223 (1998).
- [12] G. Chériaux and J.-P. Chambaret, Ultra-short high-intensity laser pulse generation and amplification, *Measurement Science and Technology* **12**, 1769–1776 (2001).
- [13] A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan *et al.*, Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1177–1228 (2012).
- [14] E. J. Woodbury, and W. K. Ng, Ruby Laser Operation in the Near IR. *Proc. IRE*, **50**, 2367 (1962).
- [15] R. Y. Chiao, E. Carmire, and C. H. Townes, Self-trapping of optical beams, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479-482 (1964).
- [16] A. Macchi, An Introduction to Ultra-intense Laser Plasma Interactions.
- [17] M Tamburini, F Pegoraro, A Di Piazza *et al.*, Radiation reaction effects on radiation pressure acceleration, *New J. Phys.* **12**, 123005 (2010).
- [18] J. Schwinger, On gauge invariance and vacuum polarization, *Phys. Rev.* **82**, 664 (1951).
- [19] G. A. Mourou, N. J. Fisch, V. M. Malkin *et al.*, Exawatt-Zettawatt pulse generation and applications, *Optics Communications* **285**, 720–724 (2012).
- [20] S. Atzeni and J. Meyer-ter Vehn, *The Physics of inertial fusion*, Clarendon Press-Oxford, 2004.
- [21] D. Kuhlke, U. Herpes, and D. Von der Linde, Soft X-ray emission from subpicosecond laser-produced plasmas, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1785 (1987).
- [22] M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann *et al.*, Attosecond metrology, *Nature* **414**, 509-513 (2001).
- [23] C. Spielmann, N. H. Burnett, S. Sartania *et al.*, Generation of Coherent X-rays in the Water Window Using 5-Femtosecond Laser Pulses, *Nature*, **278**, 661 (1997).
- [24] Z. M. Sheng, K. Mima, J. Zhang *et al.*, Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 095003 (2005).
- [25] F. L. Ribe, Fusion reactor systems, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 7 (1975).
- [26] S. E. Bonder, Rayleigh-Taylor instability and laser-pellet fusion, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 761

- (1974).
- [27] J. D. Lindl, Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain, *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
- [28] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky *et al.*, Ignition and high gain with ultrapowerful lasers, *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
- [29] R. Kodama, P. A. Norreys, Y. Sentoku *et al.*, Fast heating of high-density plasmas with a reentrant cone concept, *Fusion Science and Technology*, **49**, 316 (2006).
- [30] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key *et al.*, Fast ignition by intense Laser-accelerated proton beams, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 436–439 (2001).
- [31] Q. Kong, Y. K. Ho, J. X. Wang *et al.*, Conditions for electron capture by an ultra-intense stationary laser beam, *Phys. Rev. E* **61**, 1981-1984 (2000).
- [32] Y. I. Salamin and C. H. Heitel, Subcycle high electron acceleration by crossed laser beams, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1082-1084 (2000).
- [33] F. V. Hartemman, S. N. Fochs, G. P. Le Sage *et al.*, Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus, *Phys. Rev. E* **51**, 4833-4842 (1995).
- [34] B. Quesnel, and P. Mora, Theory and simulation of the interaction of the ultraintense laser pulses with electrons in vacuum, *Phys. Rev. E* **58**, 3719 (1998).
- [35] G. Malka, E. Lefebvre, and J. L. Miquel, Experimental observation of electrons accelerated in vacuum to relativistic energies by a high-intensity laser, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3314-3317 (1997).
- [36] T. Tajima and J. M. Dawson, Laser electron accelerator, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267-270 (1979).
- [37] C. M. Tang, P. Sprangle, and R. N. Sudan, Excitation of the plasma waves in the laser beat-wave accelerator, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 375 (1984).
- [38] J. Krall, A. Ting, E. Esarey *et al.*, Enhanced acceleration in a self-modulated wakefield accelerator, *Phys. Rev. E* **48**, 2157 (1993).
- [39] D. Umstadter, E. Esarey, and J. Kim, Nonlinear plasma waves resonantly driven by optimized laser pulse trains, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1224 (1994).
- [40] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Laser wakefield acceleration: the highly nonlinear broken-wave regime, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **74**, 355 (2002).
- [41] W. Lu, C. Huang, M. Zhou *et al.*, A nonlinear theory for multidimensional relativistic plasma wave wakefields, *Phys. Plasmas* **13**, 056709 (2006).
- [42] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229 (2009).
- [43] C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg *et al.*, High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding, *Nature* **431**, 538-541 (2004).
- [44] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin *et al.*, Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions, *Nature* **431**, 535-538 (2004).

- [45] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov *et al.*, A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams, *Nature* **431**, 541-544 (2004).
- [46] X. Davoine, E. Lefebvre, C. Rechatin *et al.*, Multi-GeV Electron Bunches, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 065001 (2009)
- [47] C. Rechatin, J. Faure, A. Ben-Ismaïl *et al.*, Controlling the Phase-Space Volume of Injected Electrons in a Laser-Plasma Accelerator, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 164801 (2009).
- [48] B. W. Shore and P. L. Knight, Enhancement of high optical harmonics by excess-photon ionization, *J. Phys. B* **20**, 413-423 (1987).
- [49] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara *et al.*, Studies of multiphoton production of vacuum ultraviolet-radiation in the rare gases, *J. Op. Soc. Am. B*, **4**, 595-601 (1987).
- [50] J. L. Krause, K. J. Schafer, and K. C. Kulander, High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3535-3538 (1992).
- [51] M. Schnürer, Ch. Spielmann, P. Wobrauschek *et al.*, Coherent 0.5-keV X-Ray Emission from Helium Driven by a Sub-10-fs Laser, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3236-3239 (1998).
- [52] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, Short - pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity, *Phys. Plasmas* **3**, 3425 (1996).
- [53] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal *et al.*, High harmonic generation in the relativistic limit, *Nature Physics* **2**, 456 - 459 (2006).
- [54] S. V. Bulanov, T. Esirkepov, and T. Tajima, Light Intensification towards the Schwinger Limit, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 085001 (2003).
- [55] T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, M. Kando *et al.*, Boosted High-Harmonics Pulse from a Double-Sided Relativistic Mirror, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 025002 (2009).
- [56] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon *et al.*, Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2725-2728 (1993).
- [57] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air, *Opt. Lett.* **25**, 1210 (2000).
- [58] X. Xie, J. M. Dai, and X. C. Zhang, Coherent Control of THz Wave Generation in Ambient Air, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 075005 (2006).
- [59] M. Kress, T. Löffler, S. Eden *et al.*, Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves, *Opt. Lett.* **29**, 1120 (2004).
- [60] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco *et al.*, Conical Forward THz Emission from Femtosecond Laser Beam Filamentation in Air, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002 (2007).
- [61] S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano *et al.*, Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air, *Opt. Lett.* **27**, 1944-1946 (2002).
- [62] P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi *et al.*, Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces, *Phys. Rev. E* **69**, 066415 (2004).
- [63] J. M. Dawson, Particle simulation of plasmas, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 403-447 (1983).
- [64] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics via computer simulation*, CRC press, Boca Raton, 2004.

- [65] R. W. Hockney and J. W. Eastwood, *Computer simulation using particles*, McGraw-Hill, New York, 1981.
- [66] R. A. Fonseca, L. O. Silva, F. S. Tsung *et al.*, OSIRIS: A Three-Dimensional, Fully Relativistic Particle in Cell Code for Modeling Plasma Based Accelerators, P.M.A. Sliot *et al.* (Eds.): ICCS 2002, LNCS 2331, 342–351 (2002).
- [67] A. Pukhov, *J. Plasma Phys.* **61**, 425 (1999).
- [68] R. E. W. Pfund, R. Lichters, and J. Meyer-ter-Vehn, LPIC++ a parallel one-dimensional relativistic electromagnetic Particle-In-Cell code for simulating laser-plasma-interaction, *AIP Conf. Proc.* **426**, 141 (1998).
- [69] M. Chen, Z. M. Sheng, J. Zheng *et al.*, *Comput. Phys.* **25**, 43 (2008) (in Chinese).
- [70] P. Kaw and J. Dawson, *Phys. Fluids*, **13**, 472 (1970).
- [71] C. Max and F. Perkins, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1342 (1971).
- [72] V. V. Goloviznin and T. J. Schep, *JETP Lett.* **70**, 450 (1999); *Phys. Plasmas*, **7**, 1564 (2000).
- [73] B. F. Shen and Z. Z. Xu, Transparency of an overdense plasma layer, *Phys. Rev. E* **64**, 056406 (2001).
- [74] F. Cattani, A. Kim, D. Anderson *et al.*, Threshold of induced transparency in the relativistic interaction of an electromagnetic wave with overdense plasmas, *Phys. Rev. E* **62**, 1234-1237 (2000).
- [75] A. P. L. Robinson, Production of high energy protons with hole-boring radiation pressure acceleration, *Phys. Plasmas* **18**, 056701 (2011).
- [76] A P L Robinson, R M G M Trines, N P Dover *et al.*, Hole-boring radiation pressure acceleration as a basis for producing high-energy proton bunches, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 115001 (2012).
- [77] V. A. Vshivkov, N. M. Naumova, F. Pegoraro *et al.*, Nonlinear electrodynamics of the interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil, *Phys. Plasmas* **5**, 2727 (1998).
- [78] X. Q. Yan, T. Tajima, M. Hegelich *et al.*, Theory of laser ion acceleration from a foil target of nanometers, *Appl. Phys. B* **98**, 711-712 (2010).
- [79] B. Albright, L. Yin, K. J. Bowers *et al.*, Relativistic Buneman instability in the laser breakout afterburner, *Phys. Plasmas* **14**, 094502 (2007).
- [80] D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee, Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 284-288 (1977).
- [81] Kent Estabrook and W. L. Kruer, Properties of Resonantly Heated Electron Distributions, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 42-45 (1978).
- [82] F. Brunel, Not-so-resonant, resonant absorption, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52-55 (1987).
- [83] P. Mulser, H. Ruhl, and J. Steinmetz, Routes to irreversibility in collective laser-matter interaction, *Laser Part. Beams*, **19**, 23-28 (2001).
- [84] W. L. Kruer and K. Estabrook, $\vec{J} \times \vec{B}$ heating by very intense laser light, *Phys. Fluids*, **28**, 430-432 (1985).

- [85] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak *et al.*, Absorption of ultra-intense laser pulses, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383-1386 (1992).
- [86] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii. Self-similar motion of rarefied plasma, *J. Exp. Theor. Phys.*, **49**, 647 (1965).
- [87] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor *et al.*, A study of picosecond laser-solid interactions up to $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$, *Phys. Plasmas*, **4**, 447-457 (1997).
- [88] K. Krushelnick, E. L. Clark, Z. Najmudin *et al.*, Multi-MeV Ion Production from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasmas, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 737–740 (1999).
- [89] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo *et al.*, Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4108–4111 (2000).
- [90] E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies *et al.*, Measurements of Energetic Proton Transport through Magnetized Plasma from Intense Laser Interactions with Solids, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 670–673 (2000).
- [91] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett *et al.*, Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945–2948 (2000).
- [92] S. V Bulanov, T. Z. Esirkepov, V. S Khoroshkov *et al.*, Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators, *Phys. Lett. A* **299**, 240-247 (2002).
- [93] E. Fourkal, B. Shahine, M. Ding *et al.*, Particle in cell simulation of laser-accelerated proton beams for radiation therapy, *Med. Phys.* **29**, 2788 (2002).
- [94] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre *et al.*, Practicability of protontherapy using compact laser systems, *Med. Phys.* **31**, 1587 (2004).
- [95] M. I. K. Santala, M. Zepf, F. N. Beg *et al.*, Production of radioactive nuclides by energetic protons generated from intense laser-plasma interactions, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 19 (2001).
- [96] S. Fritzler, V. Malka, G. Grillon *et al.*, Proton beams generated with high-intensity lasers: Applications to medical isotope production, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3039 (2003).
- [97] V. Y. Bychenkov, W. Rozmus, A. Maksimchuk *et al.*, Fast Ignitor Concept with Light Ions, *Plasma Phys. Rep.* **27**, 1017-1020 (2001).
- [98] M. Temporal, J. J. Honrubia, and S. Atzeni, Numerical study of fast ignition of ablatively imploded deuterium–tritium fusion capsules by ultra-intense proton beams, *Phys. Plasmas* **9**, 3098 (2002).
- [99] M. Borghesi, D. H. Campbell, A. Schiavi *et al.*, Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique, *Phys. Plasmas* **9**, 2214 (2002).
- [100] L. Romagnani, J. Fuchs, M. Borghesi *et al.*, Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 195001 (2005).
- [101] H. Daido, M. Nishiuchi, and A. S Pirozhkov, Review of laser-driven ion sources and their applications, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 056401 (2012).
- [102] P. Mora, Plasma Expansion into a Vacuum, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185002 (2003).

- [103] P. Mora, Thin-foil expansion into a vacuum, *Phys. Rev. E* **72**, 056401 (2005).
- [104] J. Schreiber, F. Bell, F. Grüner *et al.*, Analytical Model for Ion Acceleration by High-Intensity Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 045005 (2006).
- [105] B. J. Albright, L. Yin, B. M. Hegelich *et al.*, Theory of Laser Acceleration of Light-Ion Beams from Interaction of Ultrahigh-Intensity Lasers with Layered Targets, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 115002 (2006).
- [106] A. P. L. Robinson, A. R. Bell, and R. J. Kingham, Effect of Target Composition on Proton Energy Spectra in Ultraintense Laser-Solid Interactions, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 035005 (2006).
- [107] M. Passoni and M. Lontano, Theory of Light-Ion Acceleration Driven by a Strong Charge Separation, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 115001 (2008).
- [108] L. Robson, P. T. Simpson, R. J. Clarke *et al.*, Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser-plasma interactions, *Nature Physics* **3**, 58-62 (2007)
- [109] A. Andreev, A. Lévy, T. Ceccotti *et al.*, Fast-Ion Energy-Flux Enhancement from Ultrathin Foils Irradiated by Intense and High-Contrast Short Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 155002 (2008).
- [110] P. Mora and T. Grismayer, Rarefaction Acceleration and Kinetic Effects in Thin-Foil Expansion into a Vacuum, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 145001 (2009).
- [111] A. J. Mackinnon, M. Borghesi, S. Hatchett *et al.*, Effect of Plasma Scale Length on Multi-MeV Proton Production by Intense Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1769-1772 (2001).
- [112] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler *et al.*, MeV Ion Jets from Short-Pulse-Laser Interaction with Thin Foils, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 085002 (2002).
- [113] J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières *et al.*, Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase, *Nature Physics* **2**, 48-54 (2006).
- [114] E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf *et al.*, Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1654-1657 (2000).
- [115] M. Allen, Y. Sentoku, P. Audebert *et al.*, Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1654-1657 (2000).
- [116] K. Zeil, S. D. Kraft, S. Bock *et al.*, The scaling of proton energies in ultrashort pulse laser plasma acceleration, *New J. Phys.* **12**, 045015 (2010)
- [117] Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii *et al.*, Dependence on laser intensity and pulse duration in proton acceleration by irradiation of ultrashort laser pulses on a Cu foil target, *Phys. Plasmas* **12**, 073102 (2005).
- [118] 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, *Phys. Rev. E* **67**, 046402 (2003).
- [119] J. S. Green, D. C. Carroll, C. Brenner *et al.*, Enhanced proton flux in the MeV range by

- defocused laser irradiation, *New J. Phys.* **12**, 085012 (2010).
- [120] P. Mulser and D. Bauer, *High power laser-matter interaction*, Springer, Berlin Heidelberg, 2010.
- [121] T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu *et al.*, Proton Acceleration with High-Intensity Ultrahigh-Contrast Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 185002 (2007).
- [122] A. Fukumi, M. Nishiuchi, H. Daido *et al.*, Laser polarization dependence of proton emission from a thin foil target irradiated by a 70 fs, intense laser pulse, *Phys. Plasmas* **12**, 100701 (2005).
- [123] D. C. Carroll, O. Tresca, R. Prasad *et al.*, Carbon ion acceleration from thin foil targets irradiated by ultrahigh-contrast, ultraintense laser pulses, *New J. Phys.* **12**, 045020 (2010).
- [124] K. A. Flippo, E. d’Humières, S. A. Gaillard *et al.*, Increased efficiency of short-pulse laser-generated proton beams from novel flat-top cone targets, *Phys. Plasmas* **15**, 056709 (2008).
- [125] S. A. Gaillard, T. Kluge, K. A. Flippo, M. Bussmann, B. Gall, T. Lockard, M. Geissel, D. T. Offermann, M. Schollmeier, Y. Sentoku, and T. E. Cowan, Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets, *Phys. Plasmas* **18**, 056710 (2011).
- [126] A. Yogo, H. Daido, A. Fukumi *et al.*, Laser prepulse dependency of proton-energy distributions in ultraintense laser-foil interactions with an online time-of-flight technique, *Phys. Plasmas* **14**, 043104 (2007).
- [127] D. Batani, R. Jafer, M. Veltcheva *et al.*, Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation, *New J. Phys.* **12**, 045018 (2010).
- [128] A. Sgattoni, P. Londrillo, A. Macchi *et al.*, Laser ion acceleration using a solid target coupled with a low-density layer, *Phys. Rev. E* **85**, 036405 (2012).
- [129] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala *et al.*, Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 045003 (2004).
- [130] F. Lindau, O. Lundh, A. Persson *et al.*, Laser-Accelerated Protons with Energy-Dependent Beam Direction, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 175002 (2005).
- [131] D. Neely, P. Foster, A. Robinson *et al.*, Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 021502 (2006).
- [132] Y. Sentoku, T. E. Cowan, A. Kemp *et al.*, High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target, *Phys. Plasmas* **10**, 2009 (2003).
- [133] A. Lévy, T. Ceccotti, P. D’Oliveira *et al.*, Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses, *Opt. Lett.*, **32**, 310-312 (2007).
- [134] J. Pšikal, J. Limpouch, S. Kawata *et al.*, Pic simulations of femtosecond interactions with mass-limited targets, *Czech. J. Phys.* **56**, B515-B521 (2006).
- [135] J. Limpoucha, J. Psikala, A.A. Andreeva *et al.*, Enhanced laser ion acceleration from mass-limited targets, *Laser Part. Beams*, **26**, 225-234 (2008).
- [136] A. A. Andreev, J. Limpouch, J. Psikal *et al.*, Laser ion acceleration in a mass limited

- targets, *Eur. Phys. J. Special Topics* **175**, 123–126 (2009).
- [137] T. Kluge, W. Enghardt, S. D. Kraft *et al.*, Enhanced laser ion acceleration from mass-limited foils, *Phys. Plasmas* **17**, 123103 (2010).
- [138] A. Henig, D. Kiefer, M. Geissler *et al.*, Laser-Driven Shock Acceleration of Ion Beams from Spherical Mass-Limited Targets, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 095002 (2009).
- [139] A. Henig, D. Kiefer, K. Markey *et al.*, Enhanced Laser-Driven Ion Acceleration in the Relativistic Transparency Regime, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 045002 (2009).
- [140] T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, K. Nishihara *et al.*, Proposed Double Layer Target for the Generation of High Quality Laser Accelerated Ion Beams, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 175003 (2002).
- [141] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble *et al.*, Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams, *Nature* **439**, 441-444 (2006).
- [142] S. V Bulanov, T. Esirkepov, V. S Khoroshkov *et al.*, Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators, *Phys. Lett. A* **299**, 240-247 (2002).
- [143] H. Schworer, S. Pfotenhauer, O. Jäckel *et al.*, Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets, *Nature* **439**, 445-448 (2006).
- [144] T. Toncian, M. Borghesi, J. Fuchs *et al.*, Ultrafast Laser-Driven Microlens to Focus and Energy-Select Mega-Electron Volt Protons, *Science*, **312**, 410 (2006).
- [145] S. V. Bulanov and V. S. Khoroshkov, Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy, *Plasma Phys. Rep.* **28**, 453-456 (2002).
- [146] A Brahma, R Lewensohna, U Ringborg *et al.*, Design of a centre for biologically optimised light ion therapy in Stockholm, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A* **184**, 569-588 (2001).
- [147] G. Marx, Interstellar vehicle propelled by terrestrial laser beam, *Nature*, **211** (1966).
- [148] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov *et al.*, Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 175003 (2004).
- [149] A. Macchi, F. Cattani, T. V. Liseykina *et al.*, Laser Acceleration of Ion Bunches at the Front Surface of Overdense Plasmas, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 165003 (2005).
- [150] X. M. Zhang, B. F. Shen, X. M. Li *et al.*, Multistaged acceleration of ions by circularly polarized laser pulse: Monoenergetic ion beam generation, *Phys. Plasmas* **14**, 073101 (2007).
- [151] X. M. Zhang, B. F. Shen, X. M. Li *et al.*, Efficient GeV ion generation by ultraintense circularly polarized laser pulse, *Phys. Plasmas* **14**, 123108 (2007).
- [152] X. Q. Yan, C. Lin, Z. M. Sheng *et al.*, Generating High-Current Monoenergetic Proton Beams by a Circularly Polarized Laser Pulse in the Phase-Stable Acceleration Regime, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 135003 (2008).
- [153] A. Macchi, S. Veghini, and F. Pegoraro, “Light Sail” Acceleration Reexamined, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 085003 (2009).
- [154] X. Q. Yan, H. C. Wu, Z. M. Sheng *et al.*, Self-Organizing GeV, Nanocoulomb, Collimated Proton Beam from Laser Foil Interaction at 7×10^{21} W/cm², *Phys. Rev. Lett.*

- 103**, 135001 (2009).
- [155] T. P. Yu, A. Pukhov, G. Shvets *et al.*, Stable Laser-Driven Proton Beam Acceleration from a Two-Ion-Species Ultrathin Foil, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 065002 (2010).
- [156] A. P. L. Robinson, M. Zepf, S. Kar *et al.*, Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses, *New J. Phys.* **10**, 013021 (2008).
- [157] M. Chen, A. Pukhov, T. P. Yu *et al.*, Enhanced Collimated GeV Monoenergetic Ion Acceleration from a Shaped Foil Target Irradiated by a Circularly Polarized Laser Pulse, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 024801 (2009).
- [158] B. Qiao, M. Zepf, M. Borghesi *et al.*, Stable GeV Ion-Beam Acceleration from Thin Foils by Circularly Polarized Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 145002 (2009).
- [159] B. Qiao, M. Zepf, M. Borghesi *et al.*, Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams from Nanofoil Targets: The Leaky Light-Sail Regime, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 155002 (2010).
- [160] B. Qiao, S. Kar, M. Geissler *et al.*, and M. Borghesi, Dominance of Radiation Pressure in Ion Acceleration with Linearly Polarized Pulses at Intensities of 10^{21} Wcm⁻², *Phys. Rev. Lett.* **108**, 115002 (2012).
- [161] H. B. Zhuo, Z. L. Chen, W. Yu *et al.*, Quasimonoenergetic Proton Bunch Generation by Dual-Peaked Electrostatic-Field Acceleration in Foils Irradiated by an Intense Linearly Polarized Laser, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 065003 (2010).
- [162] T. P. Yu, M. Chen, and A. Pukhov, High quality GeV proton beams from a density-modulated foil target, *Laser and particle beams*, **27**, 611-617 (2009).
- [163] C. A. J. Palmer, N. P. Dover, I. Pogorelsky *et al.*, Monoenergetic Proton Beams Accelerated by a Radiation Pressure Driven Shock, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 014801 (2011).
- [164] D. Haberberger, S. Tochitsky, F. Fiuza *et al.*, Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams, *Nature Physics* **8**, 95-99 (2012).
- [165] T. P. Yu, A. Pukhov, G. Shvets *et al.*, Simulations of stable compact proton beam acceleration from a two-ion-species ultrathin foil, *Phys. Plasmas* **18**, 043110 (2011).
- [166] A. Henig, S. Steinke, M. Schnürer *et al.*, Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 245003 (2009).
- [167] S. Kar, K. F. Kakolee, B. Qiao *et al.*, Ion Acceleration in Multispecies Targets Driven by Intense Laser Radiation Pressure, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 185006 (2012).
- [168] S. Steinke, P. Hilz, M. Schnürer *et al.*, Stable laser-ion acceleration in the light sail regime, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16**, 011303 (2013).

第二章 基于平面波角谱分析的矢量光场精确解及其在电子加速中的应用

2.1 引言

近年来, 径向极化 Laguerre-Gaussian 激光束引起了越来越多的研究兴趣[1-9]。这种激光束可以被聚焦到小于激光波长的小区域, 从而在其焦点附近得到相当强的轴向电场。该种激光束有着广泛的应用领域, 包括高次谐波产生, 带电粒子高效加速[10-15] 等等。得到该种电磁场的精确解是在理论上研究该种激光束相关应用的基本前提, 因为当激光强度足够高时, 被其加速的电子的运动轨迹显著地依赖于所采用的电磁场结构。目前有两种描述径向极化激光场的方法, 一种基于 Lax series 展开法, 该方法将电磁场展开为相应的衍射角 $\varepsilon = w/z_r$ 的项, 其中 w 是光束腰斑半径, $z_r = \pi w^2 / \lambda$ 是光束 Rayleigh 长度。另一种则基于平面波角谱分析法(Plane-wave Angular Apectrum Analysis, ASA)。前一种方法只在激光束的聚焦焦斑不是特别小的情况下才是正确的, 而后一种方法则是严格满足 Maxwell 方程组的解法。Martínez-Herrero 等人提出基于后一种方法的描述径向极化激光场的解, 该解在柱坐标系下定义角谱 $\vec{f}(p, q, \gamma) = (f_1, f_2, f_3)$ [1-3], 命名为“closest solution”。他们通过定义 \vec{f} 在 $z=0$ 处的任意矢量场分布得到了正确的解, 但是所定义的矢量场分布 \vec{f} 并不与真实电磁场相联系。

本章基于“closest solution”的定义提出一种获得满足 Maxwell 方程组的精确解的方法, 该方法定义 \vec{f} 的各分量是真实电磁场在 $z=0$ 处的平面波谱各分量。应用本章所提出的解, 研究了一阶径向极化 Laguerre-Gaussian 激光场的性质。结合我们的方法, 利用泰勒级数展开得到紧聚焦少周期径向极化激光脉冲在真空中传播的解析解。将我们的解和傍轴近似解对径向极化少周期激光脉冲的电子加速进行了研究。

2.2 获得矢量光场解的可选方法

在文献[1]中，作者定义在平面 $z=0$ 处的电场为：

$$\vec{E}(x, y, 0) = \vec{f}(x, y) = \int_0^1 \int_0^{2\pi} \tilde{f}(\rho, \phi) \exp[ik(xp + yq)] \rho d\rho d\phi, \text{ 其中 } \tilde{f}(\rho, \phi) \text{ 是在 } z=0 \text{ 平面}$$

上的任意矢量场分布，则任意位置处的电场可以写为：

$$\vec{E}(\vec{r}) = \int_0^1 \int_0^{2\pi} [(\tilde{f} \cdot \vec{e}_1) \vec{e}_1 + (\tilde{f} \cdot \vec{e}_2) \vec{e}_2] \exp[ikm] \rho d\rho d\phi, \text{ 其中:}$$

$$\vec{e}_1 = \frac{1}{\rho} (-q\vec{e}_x + p\vec{e}_y) = (-\sin\phi, \cos\phi, 0) \quad (2-1)$$

$$\vec{e}_2 = \frac{\gamma}{\rho} (p\vec{e}_x + q\vec{e}_y - \frac{\rho^2}{\gamma} \vec{e}_z) = (\sqrt{1-\rho^2} \cos\phi, \sqrt{1-\rho^2} \sin\phi, -\rho) \quad (2-2)$$

分别是电场 TE 模和 TM 模的偏振方向， $p = \rho \cos\phi$ ， $q = \rho \sin\phi$ ， $\gamma = \sqrt{1-\rho^2}$ ， $m = xp + yq + z\gamma$ 。这一方案是获得电磁场解的正确方法。作为可选方案，要求 \vec{f} 的分量是在 $z=0$ 平面上的真实电磁场的平面波谱分量也能得到正确的解，下面详细讨论之。

根据文献[4]，电磁场在柱坐标系下可以写为如下形式：

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} \{ & \tilde{E}_x(p, q) \vec{e}_x + \tilde{E}_y(p, q) \vec{e}_y \\ & - \frac{1}{\gamma} [p\tilde{E}_x(p, q) + q\tilde{E}_y(p, q)] \vec{e}_z \} \exp(ikm) dpdq \end{aligned} \quad (2-3)$$

可以看出，只有当场的解采用式(2-3)的形式时，才能满足 Maxwell 方程组的 $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ ，因此可以定义：

$$\begin{aligned} & \tilde{E}_x(p, q) \vec{e}_x + \tilde{E}_y(p, q) \vec{e}_y - \frac{1}{\gamma} [p\tilde{E}_x(p, q) + q\tilde{E}_y(p, q)] \vec{e}_z \\ & = A\vec{e}_1 + B\vec{e}_2 = A \frac{1}{\rho} (-q\vec{e}_x + p\vec{e}_y) + B \frac{\gamma}{\rho} (p\vec{e}_x + q\vec{e}_y - \frac{\rho^2}{\gamma} \vec{e}_z) \end{aligned} \quad (2-4)$$

可得：

$$A = \frac{\tilde{E}_y(p, q)p - \tilde{E}_x(p, q)q}{\rho} \quad (2-5)$$

$$B = \frac{\widetilde{E}_x(p, q)p + \widetilde{E}_y(p, q)q}{\rho\gamma} \quad (2-6)$$

其中 A 和 B 分别描述激光场的 TE 分量和 TM 分量。可以看出， $A = \vec{f} \cdot \vec{e}_1$ ， $B = \vec{f} \cdot \vec{e}_2$ 。从这一观点出发，可以定义在 $z=0$ 平面的任意矢量场分布 \vec{f} ，且其与真实电磁场相关联：

$$\begin{aligned} \vec{f}(x, y) = \int_0^1 \int_0^{2\pi} [(\vec{f} \cdot \vec{e}_1)\vec{e}_1 + (\vec{f} \cdot \vec{e}_2)\vec{e}_2 \\ + (\vec{f} \cdot \vec{s})\vec{s}] \exp[ik(x\rho \cos \phi + y\rho \sin \phi)] \rho d\rho d\phi \end{aligned} \quad (2-7)$$

其中 $\vec{f}(p, q) = (f_1, f_2, f_3)$ 只有 \vec{e}_1 ， \vec{e}_2 分量， $\vec{s} = (\rho \cos \phi, \rho \sin \phi, \gamma)$ 是激光束传播方向且满足 $\vec{e}_1 \cdot \vec{s} = 0$ ， $\vec{e}_2 \cdot \vec{s} = 0$ ， $\vec{s} \cdot \vec{s} = 1$ ，即 \vec{e}_1 ， \vec{e}_2 ， \vec{s} 是相互垂直的基矢。也即 $\vec{f}(p, q)$ 一般地应满足以下三个方程：

$$\vec{f} \cdot \vec{e}_1 = A = -\frac{q}{\rho} f_1 + \frac{p}{\rho} f_2 = \frac{\widetilde{E}_y(p, q)p - \widetilde{E}_x(p, q)q}{\rho} \quad (2-8)$$

$$\vec{f} \cdot \vec{e}_2 = B = \frac{\gamma p}{\rho} f_1 + \frac{\gamma q}{\rho} f_2 - \rho f_3 = \frac{\widetilde{E}_x(p, q)p + \widetilde{E}_y(p, q)q}{\rho\gamma} \quad (2-9)$$

$$\vec{f} \cdot \vec{s} = pf_1 + qf_2 + \gamma f_3 = 0 \quad (2-10)$$

为简便起见，下文中记 $\widetilde{E}_x = \widetilde{E}_x(p, q)$ ， $\widetilde{E}_y = \widetilde{E}_y(p, q)$ ， $\vec{f} = \vec{f}(p, q)$ 。由(2-8)-(2-10)式可得 $f_1 = \widetilde{E}_x$ ， $f_2 = \widetilde{E}_y$ ， $f_3 = -(\widetilde{E}_x p + \widetilde{E}_y q) / \gamma$ ，且可知 $\vec{f} = (f_1, 0, 0)$ ， $(0, f_2, 0)$ ， $(0, 0, f_3)$ ， $(f_1, f_2, 0)$ ， $(0, f_2, f_3)$ ， $(f_1, 0, f_3)$ 均不能满足(2-8)-(2-10)式。要注意上述方案是基于 \vec{f} 的各分量是真实电磁场在 $z=0$ 平面上的分量的观点，与文献[1-3]中的 \vec{f} 不与真实电磁场相关联的观点不同。下文将会给出两种方案所得结果的差异，当然这两种方案得到的解都是满足 Maxwell 方程组的有效解。

对于线偏振 Gaussian 激光场，定义 $f_1 = \widetilde{E}_x = C(1-p^2)\exp(-\rho^2/\sigma^2)$ ， $f_2 = \widetilde{E}_y = -Cpq\exp(-\rho^2/\sigma^2)$ ， $f_3 = -Cp\gamma\exp(-\rho^2/\sigma^2)$ ，可得：

$$\begin{aligned} (\vec{E}_{TE})_G(\vec{r}) &= \int_0^1 \int_0^{2\pi} (\vec{f} \cdot \vec{e}_1)\vec{e}_1 \exp(ikm) dpdq \\ &= -C \int_0^1 \int_0^{2\pi} \sin \phi \exp(-\frac{\rho^2}{\sigma^2}) \vec{e}_1 \exp(ik\vec{r} \cdot \vec{s}) \rho d\rho d\phi \end{aligned} \quad (2-11)$$

$$\begin{aligned}
(\vec{E}_{TM})_G(\vec{r}) &= \int_0^1 \int_0^{2\pi} (\tilde{f} \cdot \vec{e}_2) \vec{e}_2 \exp(ikm) dpdq \\
&= C \int_0^1 \int_0^{2\pi} \cos \phi \gamma \exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma^2}\right) \vec{e}_2 \exp(ik\vec{r} \cdot \vec{s}) \rho d\rho d\phi
\end{aligned} \tag{2-12}$$

$$\begin{aligned}
\vec{f}_G(x, y) &= C \int_0^1 \int_0^{2\pi} [(\tilde{f} \cdot \vec{e}_1) \vec{e}_1 + (\tilde{f} \cdot \vec{e}_2) \vec{e}_2] \exp[ik(xp + yq)] \rho d\rho d\phi \\
&= C \int_0^1 \int_0^{2\pi} [(1 - \rho^2 \cos^2 \phi) \vec{i} - \rho^2 \sin \phi \cos \phi \vec{j}] \exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma^2}\right) \exp[ik(xp + yq)] \rho d\rho d\phi
\end{aligned} \tag{2-13}$$

显见, (2-13)式与文献[1]中(20)式定义的 $\vec{f}_G(x, y)$ 不同。

对于径向极化激光电场, 式(2-8)应替之以 $\tilde{f} \cdot \vec{e}_1 = 0$ 。联立该式及式(2-9), 式(2-10)得:

$$f_1 = (\tilde{E}_x p + \tilde{E}_x q) p / \rho^2, \quad f_2 = (\tilde{E}_x p + \tilde{E}_x q) q / \rho^2, \quad f_3 = -(\tilde{E}_x p + \tilde{E}_x q) p / \gamma。$$

对于径向极化 Laguerre-Gaussian 电磁场[4,5]有:

$$\begin{aligned}
\tilde{E}_x &= \frac{\sqrt{2}}{8\pi\sigma^3} i^{2n-1} \rho \cos \phi L_n^1\left(\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\sigma^2}\right) \\
&= \frac{i^{2n-1} \sqrt{2}}{8\pi\sigma^3} L_n^1\left(\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\sigma^2}\right) p
\end{aligned} \tag{2-14}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{E}_y &= \frac{\sqrt{2}}{8\pi\sigma^3} i^{2n-1} \rho \sin \phi L_n^1\left(\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\sigma^2}\right) \\
&= \frac{i^{2n-1} \sqrt{2}}{8\pi\sigma^3} L_n^1\left(\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\sigma^2}\right) q
\end{aligned} \tag{2-15}$$

$$\text{定义 } f_1 = \frac{(\tilde{E}_x p + \tilde{E}_x q) p}{\rho^2}, \quad f_2 = \frac{(\tilde{E}_x p + \tilde{E}_x q) q}{\rho^2}, \quad f_3 = -\frac{\tilde{E}_x p + \tilde{E}_x q}{\gamma}, \quad \text{可得:}$$

$$(\vec{E}_{TE})_R(\vec{r}) = 0 \tag{2-16}$$

$$\begin{aligned}
(\vec{E}_{TM})_R(\vec{r}) &= \int_0^1 \int_0^{2\pi} (\tilde{f} \cdot \vec{e}_2) \vec{e}_2 \exp(ikm) dpdq \\
&= \frac{i\sqrt{2}}{8\pi\sigma^3} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \frac{\rho}{\gamma} L_n^1\left(\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\sigma^2}\right) \vec{e}_2 \exp(ik\vec{r} \cdot \vec{s}) \rho d\rho d\phi
\end{aligned} \tag{2-17}$$

显见, 上述定义与文献[2]式(14)定义的 $\vec{f}(x, y)$ 不同。如在(2-16)式和(2-17)式中令 $n=1$, 则可得径向和轴向电场分量如下:

$$E_r = 2\pi i \int_0^1 b(\rho) \sqrt{1-\rho^2} J_1(kR\rho) \exp(ikz \sqrt{1-\rho^2}) \rho d\rho \tag{2-18}$$

$$E_z = -2\pi \int_0^1 b(\rho) \rho J_0(kR\rho) \exp(ikz\sqrt{1-\rho^2}) \rho d\rho \quad (2-19)$$

及相应的环向磁场分量为:

$$\bar{B}_\theta = 2\pi i \int_0^1 b(\rho) J_1(kR\rho) \exp(ikz\sqrt{1-\rho^2}) \rho d\rho \quad (2-20)$$

其中 $b(\rho) = (-1)^{n+1} \frac{i\sqrt{2}E_0}{8\pi\sigma^3} \frac{\rho}{\gamma} L_n^1\left(\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\sigma^2}\right)$, R 是到 z 轴的径向距离。

2.3 径向极化 Laguerre-Gaussian 场

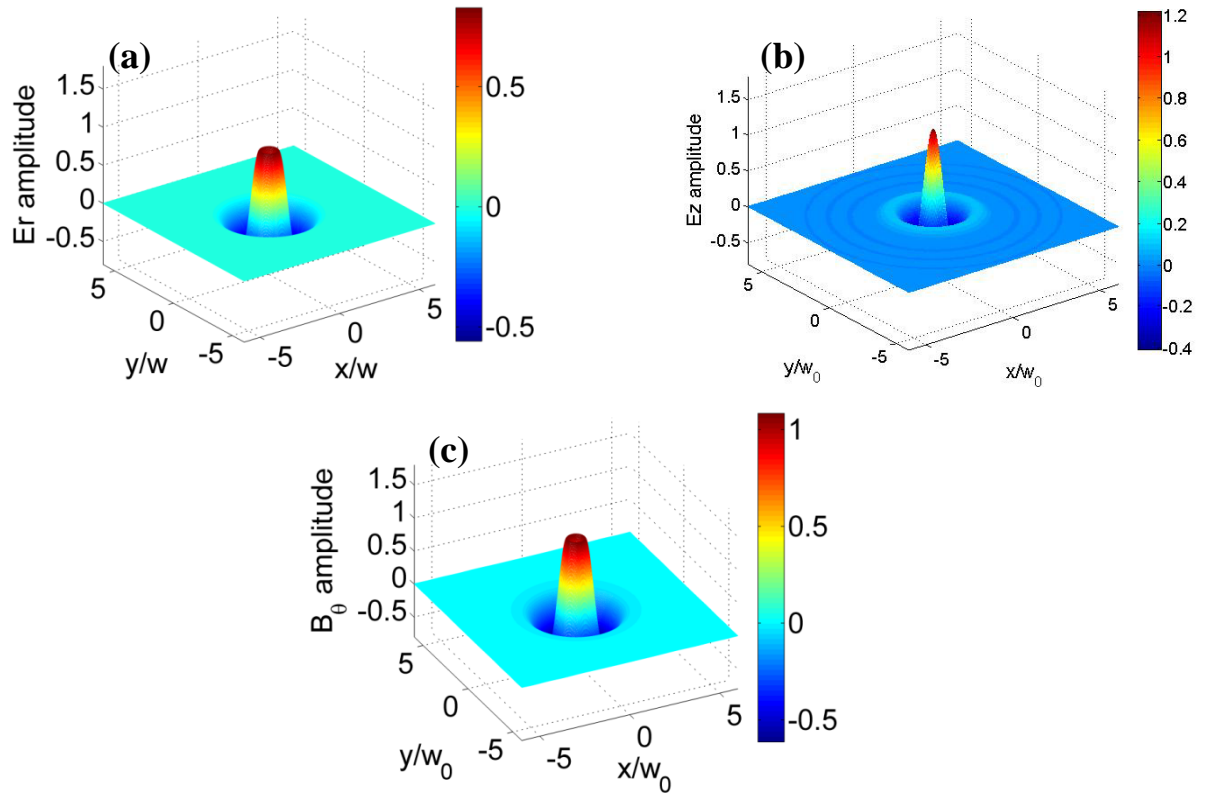


图2-1 (a) E_r , (b) E_z , (c) B_θ 在 $z=0$ 平面上的强度分布, 其中 $w=\lambda$

Fig.2-1 Surface plots of the dimensionless amplitude of (a) E_r , (b) E_z , (c) B_θ , respectively at the plane $z=0$ for $w=\lambda$.

图 2-1 给出了 E_r , E_z , B_θ 在 $z=0$ 平面上的强度分布, 其中 $w=\lambda$, w 是光束的束腰半径, λ 是光波波长。可以看出, 径向电场分量 E_r 和环向磁场分量 B_θ 在传播轴 (z 轴)

上均有明显的空心结构，而轴向电场分量 E_z 则在 z 轴上达到最大值。

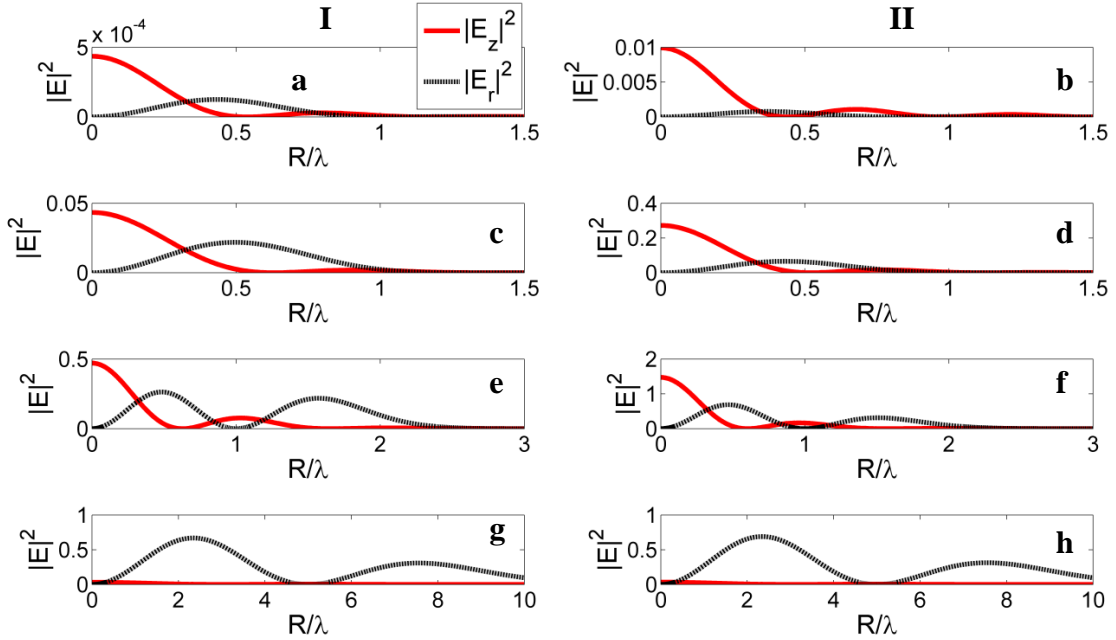


图2-2 $|E_r|^2$, $|E_z|^2$ 在 $z=0$ 平面上随径向距离 R 的变化。第一列图[column I: (a),(c),(e),(g)]是基于文献[2]的“closest solution”的解，第二列图[column II: (b),(d),(f),(h)]是基于本章给出的解式(2-18)-(2-20)。

光束腰斑半径为：(a),(b) $w=0.1\lambda$ ；(c),(d) $w=0.3\lambda$ ；(e),(f) $w=\lambda$ ；(g),(h) $w=5\lambda$ 。

Fig.2-2 Comparison of the distribution of $|E_r|^2$ and $|E_z|^2$ in arbitrary units with radial distance R at the plane $z=0$ between the field form given in Ref. [2] (column I) and our fixed form (column II). The waist spot size are (a),(b) $w=0.1\lambda$ ；(c),(d) $w=0.3\lambda$ ；(e),(f) $w=\lambda$ and (g),(h) $w=5\lambda$.

图 2-2 显示，当光束腰半径小于光波波长时，基于文献[2]的“closest solution”的解给出的轴向电场相较于基于本章给出的解(2-18)-(2-20)式小一个量级。基于本章给出的解得到的结果更集中于 z 轴附近。当 w 取较大值时，如 $w=5\lambda$ ，则两种形式的解给出的结果几乎相同，此时径向电场分量远大于轴向电场分量。

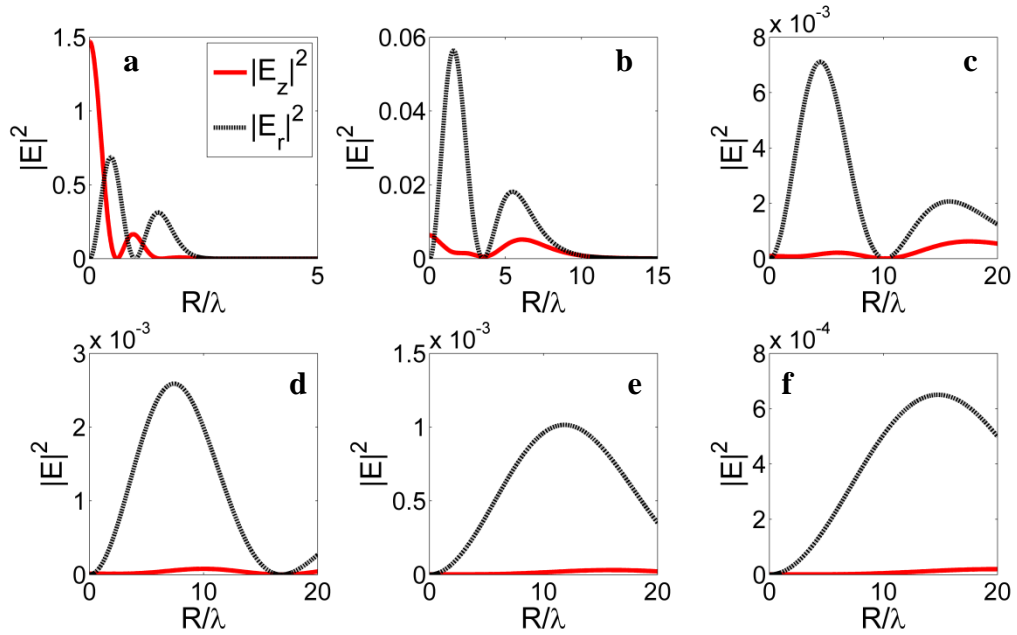


图2-3 $|E_r|^2$, $|E_z|^2$ 在不同纵向距离 z 处随径向距离 R 的变化, $w = \lambda$ 。 z 的取值为: (a) $z = 0$; (b) $z = 10\lambda$; (c) $z = 30\lambda$; (d) $z = 50\lambda$; (e) $z = 80\lambda$; (f) $z = 100\lambda$ 。

Fig.2-3 The distributions of $|E_z|^2$ and $|E_r|^2$ in arbitrary units with radial distance R from our fixed form when $w = \lambda$ at different longitudinal distance Z . The Z are (a) $z=0$, (b) $z = 10\lambda$, (c) $z = 30\lambda$, (d) $z = 50\lambda$, (e) $z = 80\lambda$ and (f) $z = 100\lambda$.

图 2-3 显示, 径向电场在 z 轴处严格为 0, 其强度沿 z 轴逐渐减小。随着径向场能量沿径向方向逐渐扩散, 其强度峰值也逐渐远离 z 轴。轴向电场只在焦点于 z 轴处取最大值, 且其也沿径向方向逐渐扩散。轴向电场比径向电场衰减得要快得多, 这与傍轴近似在远场极限情况下基本正确是相符的。

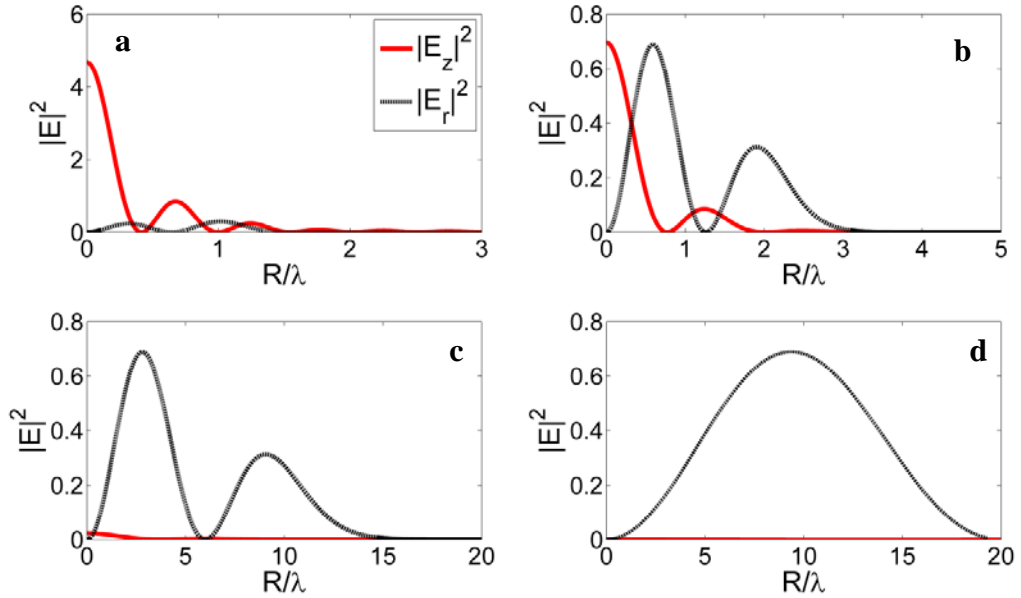


图2-4 基于本章方法给出的解, $|E_r|^2$, $|E_z|^2$ 在 $z=0$ 平面随径向距离 R 的变化。光束腰斑半径为: (a) $w=0.6\lambda$; (b) $w=1.26\lambda$; (c) $w=6\lambda$; (d) $w=20\lambda$ 。

Fig.2-4 The distributions of $|E_z|^2$ and $|E_r|^2$ in arbitrary units with radial distance R at the plane $z=0$ obtained from our fixed form. The waist spot size are (a) $w=0.6\lambda$, (b) 1.26λ , (c) 6λ and (d) 20λ .

图 2-4 显示, 当光束腰斑半径相对较小时, 轴向电场的强度比径向电场小得多。轴向和径向电场随着光束腰斑半径的减小而向 z 轴聚拢, 轴向电场的强度在 z 轴附近显著变大。在 $w=1.26\lambda$ 时, 轴向电场的强度最大值开始大于径向电场的强度最大值, 这一光束腰斑半径大于由傍轴近似得到的值 $w=0.7422\lambda$ [14]。

2.4 径向极化超短激光脉冲的非傍轴近似解

本节基于式(2-18)-(2-20)给出的描述径向极化光场的解析解, 给出径向极化激光脉冲在真空中传播的非傍轴近似解。对于时间包络, 计算到二阶 $O[1/(\omega_0 t_0)^2]$, 其中 ω_0 是光场中心角频率, t_0 是脉冲宽度。在平面波角谱分析方法(ASA)的框架下[16-18,26], 径向极化激光的电磁场描述如下[2-4]:

$$E_r(R, \theta, z, \omega) = 2\pi i \int_0^1 b(\omega, \rho) \sqrt{1-\rho^2} J_1\left(\frac{\omega}{c} R \rho\right) \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \sqrt{1-\rho^2}\right) \rho d\rho \quad (2-21)$$

$$E_z(R, \theta, z, \omega) = -2\pi \int_0^1 b(\omega, \rho) \rho J_0\left(\frac{\omega}{c} R \rho\right) \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \sqrt{1-\rho^2}\right) \rho d\rho \quad (2-22)$$

$$B_\theta(R, \theta, z, \omega) = 2\pi i \int_0^1 b(\omega, \rho) J_1\left(\frac{\omega}{c} R \rho\right) \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \sqrt{1-\rho^2}\right) \rho d\rho \quad (2-23)$$

其中 $b(\omega, \rho) = A\rho \exp(-\rho^2/4\sigma^2) L_n^1(\rho^2/2\sigma^2) / \sqrt{1-\rho^2}$, $A = (-1)^{n+1} \sqrt{2iE_0} / (8\pi\sigma^3)$, $\sigma = 1/(kw) = c/(\omega w)$, L_n^1 表示径向模式数为 n , 角向模式数为 1 的连带 Laguerre 多项式, 在本章中均设 $n=0$ 。 J_0 和 J_1 分别表示 0 阶和 1 阶第一类 Bessel 函数。 E_0 表示任意幅值常数。 w 表示光束腰斑半径, ω 表示平面波谱分量频率, ρ 表示文献[2]和文献[3]所定义的与 Cartesian Fourier 变换相联系的平面极坐标。 径向极化激光脉冲的精确表达式可写为:

$$F(R, \theta, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\omega - \omega_0) \hat{F}(R, \theta, z, \omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega \quad (2-24)$$

其中 $\tau = t - z/c$, ω_0 是中心角频率, $\hat{F} = \hat{E}_r, \hat{E}_z, \hat{B}_\theta$ 。 $\hat{F}(R, \theta, z, \omega)$ 的相应分量为:

$$\hat{E}_r(R, \theta, z, \omega) = 2\pi i \int_0^1 b(\omega, \rho) \sqrt{1-\rho^2} J_1\left(\frac{\omega}{c} R \rho\right) \exp\left[i \frac{\omega}{c} z (\sqrt{1-\rho^2} - 1)\right] \rho d\rho \quad (2-25)$$

$$\hat{E}_z(R, \theta, z, \omega) = -2\pi \int_0^1 b(\omega, \rho) \rho J_0\left(\frac{\omega}{c} R \rho\right) \exp\left[i \frac{\omega}{c} z (\sqrt{1-\rho^2} - 1)\right] \rho d\rho \quad (2-26)$$

$$\hat{B}_\theta(R, \theta, z, \omega) = 2\pi i \int_0^1 b(\omega, \rho) J_1\left(\frac{\omega}{c} R \rho\right) \exp\left[i \frac{\omega}{c} z (\sqrt{1-\rho^2} - 1)\right] \rho d\rho \quad (2-27)$$

由文献[15], [18-21], 假设 $\hat{F}(R, \theta, z, \omega)$ 关于 ω 是缓变函数, 即相较于快变项 $e^{-i\omega\tau}$ 是缓变的, $\tilde{f}(\omega - \omega_0)$ 在 $\omega = \omega_0$ 处取极大值, 且变化剧烈。 采用泰勒级数展开:

$$F(R, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n \hat{F}(R, \theta, z, \omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \exp(-i\omega_0\tau) \times \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\omega - \omega_0) (\omega - \omega_0)^n \exp[-i(\omega - \omega_0)\tau] d\omega \quad (2-28)$$

可对(2-25)-(2-27)式进行近似求解。

采用高斯谱分布: $\tilde{f}(\omega - \omega_0) = t_0 \exp[-(\omega - \omega_0)^2 t_0^2 / 2] / \sqrt{2\pi}$, 其中 t_0 是激光脉冲宽度, 且假设脉冲的所有谱成份的腰斑半径均相同 $w = w_0$, 则可得:

$$\begin{aligned}
F(R, \theta, z, t) &= \widehat{F}(R, \theta, z, \omega_0) \exp(-i\omega_0\tau) \exp(-\tau^2 / 2t_0^2) \\
&+ \frac{\partial \widehat{F}(R, \theta, z, \omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \exp(-i\omega_0\tau) (-i\tau / t_0^2) \exp(-\tau^2 / 2t_0^2) \\
&+ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \widehat{F}(R, \theta, z, \omega)}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \exp(-i\omega_0\tau) (1/t_0^2)(1-\tau^2 / t_0^2) \exp(-\tau^2 / 2t_0^2) + \dots
\end{aligned} \tag{2-29}$$

注意(2-28)式的 n 阶项与 $1/(\omega_0 t_0)^n$ 成正比，且只要 $t_0 \gg 1/\omega_0$ ，其就是小量。又由：

$$\frac{\partial b(\omega, \rho)}{\partial \omega} = \frac{(-1)^{n+1} \sqrt{2i} E_0}{8\pi c^3} \frac{\rho}{\sqrt{1-\rho^2}} (3\omega^2 w_0^3 - \frac{\rho^2}{2c^2} \omega^4 w_0^5) \exp(-\frac{\rho^2}{4\sigma^2}) \tag{2-30}$$

$$\frac{\partial^2 b(\omega, \rho)}{\partial \omega^2} = \frac{(-1)^{n+1} \sqrt{2i} E_0}{8\pi c^3} \frac{\rho}{\sqrt{1-\rho^2}} (6\omega w_0^3 - \frac{7\rho^2}{2c^2} \omega^3 w_0^5 + \frac{\rho^4}{4c^4} \omega^5 w_0^7) \exp(-\frac{\rho^2}{4\sigma^2}) \tag{2-31}$$

可得时间上精确到二阶的表达式：

$$\begin{aligned}
E_r(R, \theta, z, t) &= 2\pi i \left[\int_0^1 \sqrt{1-\rho^2} b(\omega, \rho) J_1(Q) \exp(T) \rho d\rho \right. \\
&+ \int_0^1 \sqrt{1-\rho^2} G_1 \exp(T) \rho d\rho (-i\tau / t_0^2) + \frac{1}{2} \int_0^1 \sqrt{1-\rho^2} G_2 \exp(T) \rho d\rho \\
&\left. \times (1/t_0^2)(1-\tau^2 / t_0^2) \right] \exp(-\tau^2 / 2t_0^2),
\end{aligned} \tag{2-32}$$

$$\begin{aligned}
E_z(R, \theta, z, t) &= -2\pi \left[\int_0^1 \rho b(\omega, \rho) J_0(Q) \exp(T) \rho d\rho \right. \\
&+ \int_0^1 \rho G_3 \exp(T) \rho d\rho (-i\tau / t_0^2) + \frac{1}{2} \int_0^1 \rho G_4 \exp(T) \rho d\rho \\
&\left. \times (1/t_0^2)(1-\tau^2 / t_0^2) \right] \exp(-\tau^2 / 2t_0^2),
\end{aligned} \tag{2-33}$$

$$\begin{aligned}
B_\theta(R, \theta, z, t) &= 2\pi i \left[\int_0^1 b(\omega, \rho) J_1(Q) \exp(T) \rho d\rho \right. \\
&+ \int_0^1 G_1 \exp(T) \rho d\rho (-i\tau / t_0^2) + \frac{1}{2} \int_0^1 G_2 \exp(T) \rho d\rho \\
&\left. \times (1/t_0^2)(1-\tau^2 / t_0^2) \right] \exp(-\tau^2 / 2t_0^2),
\end{aligned} \tag{2-34}$$

其中

$$\begin{aligned}
G_1 &= \frac{\partial b(\omega, \rho)}{\partial \omega} J_1(Q) + b(\omega, \rho) \left[\frac{\partial J_1(Q)}{\partial \omega} + J_1(Q) A \right], \\
G_2 &= \frac{\partial^2 b(\omega, \rho)}{\partial \omega^2} J_1(Q) + 2 \frac{\partial b(\omega, \rho)}{\partial \omega} \frac{\partial J_1(Q)}{\partial \omega} + 2 J_1(Q) \frac{\partial b(\omega, \rho)}{\partial \omega} A \\
&+ b(\omega, \rho) \left[\frac{\partial^2 J_1(Q)}{\partial \omega^2} + 2 \frac{\partial J_1(Q)}{\partial \omega} A + J_1(Q) A^2 \right],
\end{aligned}$$

$$G_3 = \frac{\partial b(\omega, \rho)}{\partial \omega} J_0(Q) + b(\omega, \rho) \left[\frac{\partial J_0(Q)}{\partial \omega} + J_0(Q) A \right],$$

$$G_4 = \frac{\partial^2 b(\omega, \rho)}{\partial \omega^2} J_0(Q) + 2 \frac{\partial b(\omega, \rho)}{\partial \omega} \frac{\partial J_0(Q)}{\partial \omega} + 2 J_0(Q) \frac{\partial b(\omega, \rho)}{\partial \omega} A$$

$$+ b(\omega, \rho) \left[\frac{\partial^2 J_0(Q)}{\partial \omega^2} + 2 \frac{\partial J_0(Q)}{\partial \omega} A + J_0(Q) A^2 \right],$$

其中 $\omega = \omega_0$, $Q = \omega_0 R \rho / c$, $T = i \omega_0 (z \sqrt{1 - \rho^2} / c - t) + \phi_0$, $A = iz(\sqrt{1 - \rho^2} - 1) / c$ 。

在以往的研究中, 一般采用简单的径向极化激光脉冲的傍轴近似解 (Paraxial approximation, PA)[13,14], 即 $\vec{E} = \hat{r}E_r + \hat{z}E_z$ 的形式, 其中:

$$E_r = E_0 \frac{r}{w_0 f^2} \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2 f^2}\right) \cos(\varphi) \exp\left(-\frac{\tau^2}{2t_0^2}\right) \quad (2-35)$$

$$E_z = E_0 \frac{2}{w_0 r_0 f^2} \left[\left(1 - \frac{r^2}{w_0^2 f^2}\right) \sin(\varphi) - \frac{z}{z_R} \frac{r^2}{w_0^2 f^2} \cos(\varphi) \right]$$

$$\times \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2 f^2}\right) \exp\left(-\frac{\tau^2}{2t_0^2}\right), \quad (2-36)$$

其中 $\varphi = \omega t - kz + 2 \tan^{-1}(z / z_R) - (zr^2) / (z_R w_0^2 f^2) - \phi_0$, $f^2 = 1 + (z / z_R)^2$, $z_R = k_0 w_0^2 / 2$ 。

在下文中, 将比较 PA 解和本章提出的 ASA 解得到的激光场的性质和电子加速结果。

在计算中, 长度 l , 时间 t , 速度 \vec{v} , 动量 \vec{p} , 能量 G , 电场 \vec{E} , 磁场 \vec{B} 分别以 λ_0 , $T_0 = 2\pi / \omega_0$, c , mc , mc^2 , $m\omega_0 c / e$, $m\omega_0 c / e$ 无量纲化。

2.5 径向极化激光脉冲的轴向电场

傍轴近似 (PA) 解是由 $\varepsilon = \lambda / \pi w_0$ 的各阶项求和得到的[22, 23]。在径向极化激光场的情况, E_z 是 ε 的偶数阶项的和, E_r 和 B_θ 则是 ε 的奇数阶项的和。这一方法在 $\varepsilon \geq 1$, $w_0 \leq 0.3183\lambda$ 的情况下是不适用的, 因为 series expansion 的方法在 $\varepsilon \geq 1$ 时就不正确了[15,24]。即使当 $\varepsilon < 1$ 时, 高阶项相对较小, 也必须注意在计算强激光场的作用下电子运动的强非线性效应。

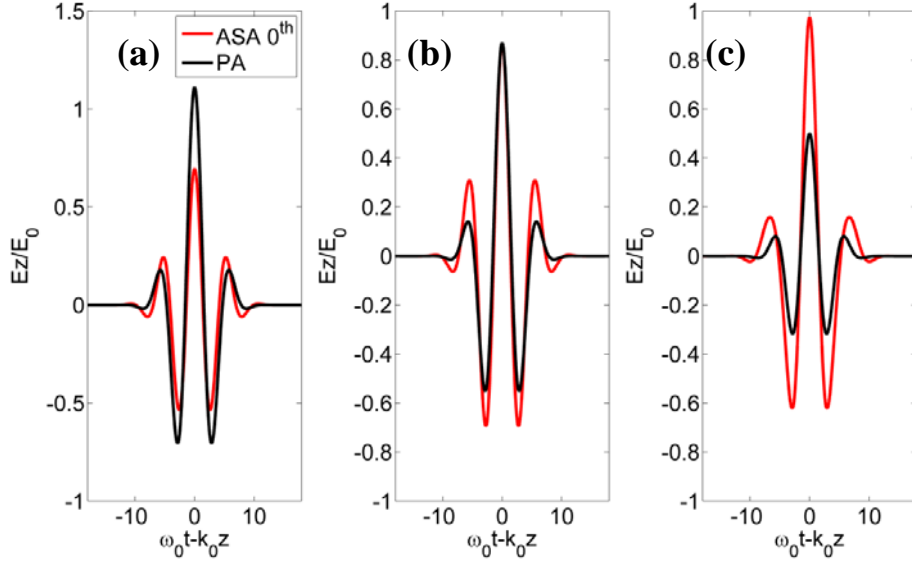


图2-5 ($t_0 = 0.5T_0$, $T_0 = 2\pi/\omega_0$) 径向极化亚周期激光脉冲 (Gaussian 频谱) 的轴向电场 E_z 在光束焦平面 ($z = 0$) 的时间包络。激光腰斑半径为: (a) $w_0 = 0.9\lambda_0/\pi$; (b) $w_0 = 1.15\lambda_0/\pi$; (c) $w_0 = 2\lambda_0/\pi$ 。激光场初始相位为 $\phi_0 = 0.5\pi$ 。ASA 0^{th} 表示舍去所有高阶时间修正项的基于角谱分析的 ASA 解。PA 表示傍轴近似解。

Fig.2-5 Temporal profiles of the axial electric field E_z of ($t_0 = 0.5T_0$, $T_0 = 2\pi/\omega_0$) radially polarized sub-cycle laser pulses each with a Gaussian frequency spectrum at the beam focus ($z = 0$). The waist spot sizes are $w_0 = 0.9\lambda_0/\pi$ (a), $w_0 = 1.15\lambda_0/\pi$ (b), and $w_0 = 2\lambda_0/\pi$ (c). The initial phase of laser field is $\phi_0 = 0.5\pi$. ASA 0^{th} represents the ASA solution from angular spectrum analysis without higher-order temporal correction. PA represents the paraxial approximation solution.

图 2-5 显示由 ASA 解和 PA 解给出的沿激光传播轴的轴向电场的比较。可以看出，当取 $w_0 < \lambda_0/\pi$ 时，PA 解得出非物理的较大值，这是因为在该情况下， ε 各阶项求和的 series expansion 的方法已不再适用了；当取 $w_0 = 1.15\lambda_0/\pi$ 时，ASA 解和 PA 解得出的峰值几乎相同；当取 $w_0 = 2\lambda_0/\pi$ 时，ASA 解给出较之 PA 解更大的轴向电场。

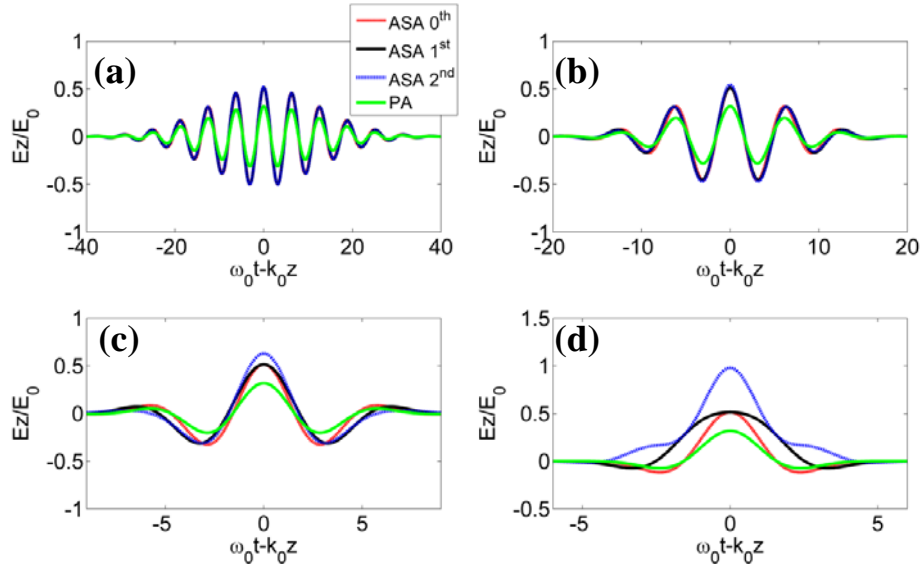


图2-6 紧聚焦 ($w_0 = \lambda_0 = 1\mu m$) 径向极化超短激光脉冲 (Gaussian 频谱) 的轴向电场 E_z 在光束焦平面 ($z = 0$) 的时间包络。激光脉冲宽度为: (a) $t_0 = 2T_0$; (b) $t_0 = T_0$; (c) $t_0 = 0.5T_0$; (d) $t_0 = 0.25T_0$ 。激光场初始相位为 $\phi_0 = 0.5\pi$ 。ASA 0^{th} , ASA 1^{st} 和 ASA 2^{nd} 分别表示有 0 阶项, 一阶项和二阶项的 ASA 解。

Fig.2-6 Temporal profiles of the axial electric field E_z of tightly focused ($w_0 = \lambda_0 = 1\mu m$) radially polarized ultra-short laser with a Gaussian frequency spectrum at the waist ($z = 0$). The corresponding laser pulse durations are $t_0 = 2T_0$ (a), $t_0 = T_0$ (b), $t_0 = 0.5T_0$ (c), and $t_0 = 0.25T_0$ (d). The initial phase of the field is $\phi_0 = 0.5\pi$. ASA 0^{th} , ASA 1^{st} and ASA 2^{nd} represent the ASA solutions with temporal correction to the 0-th order, first order, and second order, respectively.

图 2-6 表示不同激光脉冲宽度的紧聚焦 ($w_0 = \lambda_0 = 1\mu m$) 径向极化超短激光脉冲的轴向电场 E_z 在光束焦平面 ($z = 0$) 的时间包络。ASA 解给出较之 PA 解大的值。当 $t_0 > 2T_0$ 时, 由(2-36)式给出的高阶时间修正项足够小, 可以忽略, 而当 $t_0 < 2T_0$ 时, 高阶时间修正项变得显著得大。这也是显然的, 因为修正项与 $1/t_0$ 成正比。

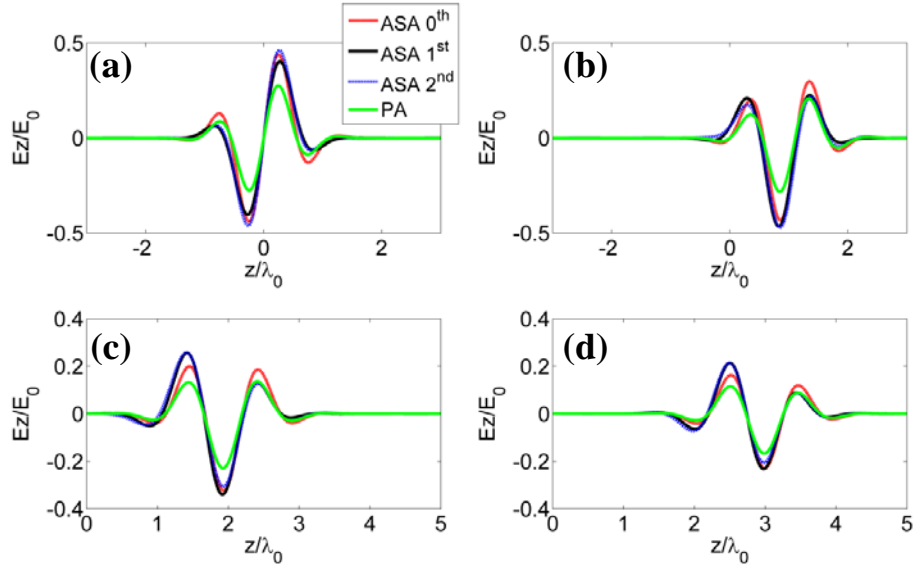


图2-7 紧聚焦 ($w_0 = \lambda_0 = 1\mu\text{m}$) 径向极化超短激光脉冲 (Gaussian 频谱) 的轴向电场 E_z 沿激光传播方向在(a) $t = 0$; (b) $t = T_0$; (c) $t = 2T_0$; (d) $t = 3T_0$ 的分布。激光场初始相位为 $\phi_0 = 0.5\pi$ 。

Fig.2-7 Distributions of the axial electric field E_z of tightly focused ($w_0 = \lambda_0 = 1\mu\text{m}$) radially polarized ultra-short laser each with a Gaussian frequency spectrum at $t = 0$ (a), $t = T_0$ (b), $t = 2T_0$ (c) and $t = 3T_0$ (d). The initial phase is $\phi_0 = 0.5\pi$ and the laser pulse duration $t_0 = 0.5T_0$.

图 2-7 显示紧聚焦 ($w_0 = \lambda_0 = 1\mu\text{m}$) 径向极化超短激光脉冲的轴向电场 E_z 沿激光传播方向在不同时间的分布。ASA 解的峰值电场较之 PA 解的结果大。从两种解都可看出, 轴向电场随着激光脉冲的传播而逐渐减小。保留不同阶时间修正项的 ASA 解的差异随时间变大。这也证明了亚周期激光脉冲的空间和时间包络的强耦合效应。

2.6 径向极化激光电子加速

如引言所述, 近年来, 研究者提出采用径向极化强激光束在真空中加速电子[10-15], 较之采用普通的 Gaussian 激光束有若干优点, 原因在于其具有很强的纵向电场。大部分现有的研究是基于傍轴近似方法, 其只在相对较大的光束腰斑半径的情况下才是正确的。同时, 因为超短激光脉冲, 尤其是少周期或亚周期激光脉冲在传播过程中, 其空间和时间包络有强烈的耦合作用, 因此在计算由这样的激光脉冲加速电子所得到的电子能量时, 必须考虑上述效应的影响[22,23,25]。下面采用 2.4 节给出的 ASA 解, 数值求解真空中径向极化激光脉冲的电子加速, 并将结果与相应的 PA 解的结果进行了比较。

2.7 亚周期径向极化激光脉冲的电子加速

试探电子的运动方程为： $d\vec{p}/dt = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}/c)$ 。无量纲化为： $d\vec{p}/dt = -2\pi(\vec{E} + \vec{p} \times \vec{B}/\gamma)$ ，其中 $\gamma = \sqrt{1+p_z^2}$ 。描述电子能量演化的方程为： $d\gamma/dt = -2\pi(\vec{v} \cdot \vec{E})$ 。在柱坐标系下，上述方程可写为：

$$dp_r/dt = -2\pi(E_r - v_z B_\phi) \quad (2-37)$$

$$dp_z/dt = -2\pi(E_z + v_r B_\phi) \quad (2-38)$$

$$p_z = \gamma v_z, \quad p_r = \gamma v_r \quad (2-39)$$

$$dr/dt = p_r/\gamma, \quad dz/dt = p_z/\gamma \quad (2-40)$$

$$d\gamma/dt = -2\pi\vec{v} \cdot \vec{E} = -2\pi(v_r E_r + v_z E_z) \quad (2-41)$$

下文将讨论各种激光参数和试探电子的初始位置对电子加速的影响。在一些数值模拟研究中[11-15]，试探电子初始静止于坐标系原点，在原点处横向电场为 0，纵向电场则达到极大值，而该试探电子则可能是通过高 Z 元素原子的场致电离方式运动到这一位置的。

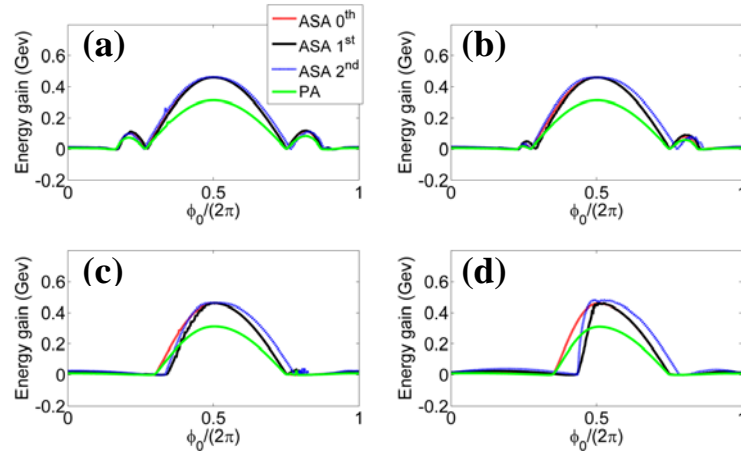


图2-8 在不同脉宽的激光脉冲作用下，电子的能量获得随初始相位 ϕ_0 的变化。激光脉宽为：(a) $t_0 = 2T_0$ ；(b) $t_0 = T_0$ ；(c) $t_0 = 0.5T_0$ ；(d) $t_0 = 0.25T_0$ 。

Fig.2-8 Electron energy gains each as a function of the initial phase ϕ_0 for different pulse durations: $t_0 = 2T_0$ (a), $t_0 = T_0$ (b), $t_0 = 0.5T_0$ (c) and $t_0 = 0.25T_0$ (d).

图 2-8 给出在不同脉宽的激光脉冲作用下，初始位于 $z = 0$ 的试探电子能量随初始相

位 ϕ_0 的变化。电场的无量纲化强度为 $E_0 = 100$ ，光束腰斑半径为 $w_0 = \lambda_0 = 1\mu m$ 。可以看出，初始相位在 $2\pi/3$ 到 $3\pi/2$ 之间时，电子获得较大的能量。无论采用 ASA 解还是 PA 解，电子均在 $\phi_0 = \pi$ 时获得的能量最大。且无论是否精确到高阶时间修正项，ASA 解在该处得到的结果都相同。这与以前的研究是相符的，如文献[13]和文献[14]。当 $t_0 \leq T_0$ 时，高阶时间修正项对电子的能量获得有一定的影响。这可解释为空间和时间包络的耦合效应在激光脉冲传播过程中对脉冲形状的改变。当脉冲宽度足够小时，例如 $t_0 = 0.25T_0$ ，包含不同高阶修正项的 ASA 解得到的电子能量差异变得非常显著。另外，ASA 解的结果大于 PA 解的结果。这可从图 2-5-图 2-8 得到理解，即只要光束腰斑半径不是特别小，则 ASA 解的纵向电场大于 PA 解的纵向电场。

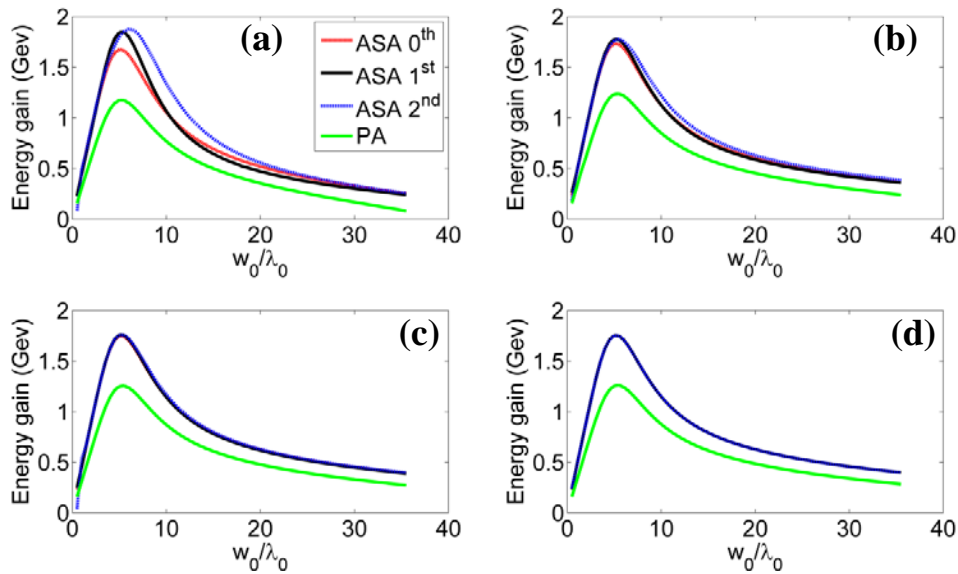


图2-9 在不同脉宽的激光脉冲作用下，电子的能量获得随光束腰斑半径 w_0 的变化。激光脉宽为：(a) $t_0 = 0.25T_0$ ；(b) $t_0 = 0.5T_0$ ；(c) $t_0 = T_0$ ；(d) $t_0 = 10T_0$ 。电场的无量纲化强度为 $E_0 = 100$ ，初始相位为 $\phi_0 = \pi$ ，光束腰斑半径为 $w_0 = \lambda_0 = 1\mu m$ 。

Fig.2-9 Electron energy gains each as a function of the waist spot size radius w_0 for different pulse durations: $t_0 = 0.25T_0$ (a), $t_0 = 0.5T_0$ (b), $t_0 = T_0$ (c) and $t_0 = 10T_0$ (d). The dimensionless electric field intensity is $E_0 = 100$ and the initial phase of the laser field is $\phi_0 = \pi$.

图 2-9 给出在不同脉宽的激光脉冲作用下，电子能量随光束腰斑半径 w_0 的变化。可以看出，电子的能量获得随着光束腰斑半径 w_0 的增大而增大，直至达到最大值（约为 $w_0 \approx 5\lambda_0$ ）。接着其随着 w_0 的进一步增大而减小。这一结果在不同的脉宽条件下均成立。

这一结果源于两个相互竞争的因素：大的腰斑半径能提供更长的加速距离，因其有更长的 Rayleigh 长度，而同时这又会减小用于加速的纵向电场。因此存在一个最佳的光束腰斑半径来平衡上述两个矛盾的因素，并在该值处取得最大的电子能量获得。注意到当 $t_0 \leq T_0$ 时，高阶时间修正项也能对电子的能量获得产生影响，且精确到较多高阶项的最佳光束腰斑半径略大于精确到较少高阶项的结果。这可从图 2-6 和图 2-7 得到理解，从这两幅图可以看出，当 $t_0 \leq T_0$ 时，高阶项提高了轴向电场的强度，这对电子加速是有利的。当 $t_0 > T_0$ 时，高阶修正项变得很小，几乎可以忽略，此时采用精确到不同数量高阶项的 ASA 解得到的电子能量获得几乎相同。还可以看出，即使在光束腰斑半径相对较大的情况下，ASA 解得到的电子能量获得也显著大于 PA 解得到的结果，尤其是 w_0 介于 $3\lambda_0$ 到 $20\lambda_0$ 之间时。这也可从图 2-5-图 2-8 得到理解，可以看出，只要光束腰斑半径不是特别小，ASA 解的轴向电场强度总是大于 PA 解的结果。

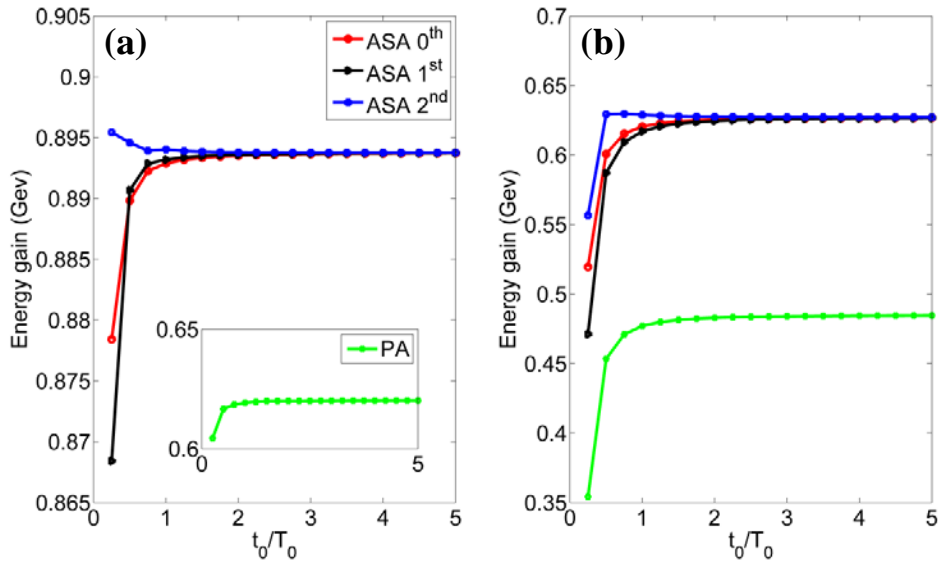


图2-10 电子的能量获得随激光脉冲宽度 t_0 的变化。电场的无量纲化强度为 $E_0 = 100$ ，初始相位为 $\phi_0 = \pi$ ，光束腰斑半径为：(a) $w_0 = 2\lambda_0 = 2\mu m$ ；(b) $w_0 = 20\lambda_0 = 20\mu m$ 。试探电子初始位于 $z = 0$ 。
Fig.2-10 Electron energy gains each as a function of the pulse duration t_0 . The dimensionless electric field intensity is $E_0 = 100$, the field initial phase is $\phi_0 = \pi$ and the spot sizes are $w_0 = 2\lambda_0 = 2\mu m$ (a) and $w_0 = 20\lambda_0 = 20\mu m$ (b). The initial position of the test electron is at $z = 0$.

图 2-10 给出电子的能量获得随激光脉冲宽度 t_0 的变化，并比较了两种不同光束腰斑

半径的情况，即 $w_0 = 2\lambda_0 = 2\mu\text{m}$ 和 $w_0 = 20\lambda_0 = 20\mu\text{m}$ 。可以看出，当 $t_0 \geq 2T_0$ 时，采用精确到不同数量高阶项的 ASA 解得到的电子能量获得几乎相同。而只要 $t_0 < 2T_0$ ，则精确到不同数量高阶项的 ASA 解得到的结果就有显著的不同，尤其在亚周期 (sub-cycle) 的情况下。通常，电子的能量获得随着激光脉冲宽度的增加而增加。然而，对于精确到二阶项的解，电子的能量获得在脉宽 $t_0 < 2T_0$ 的情况与 $t_0 \geq 2T_0$ 的情况差异不大。这表明当激光脉宽 $t_0 < 2T_0$ 时，高阶项的效应将变得很重要。进一步地，比较图 2-10(a)和图 2-10(b)可知，过大的光束腰斑半径对电子加速不利，这与图 2-9 的结论相符。

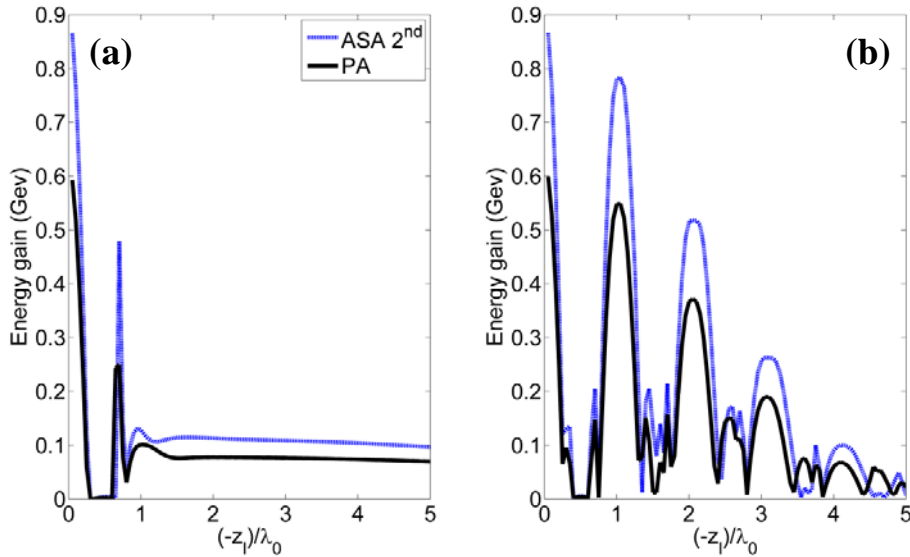


图2-11 电子的能量获得随初始激光脉冲距离其焦平面 $z = 0$ 的位置的变化。试探电子初始位于 $z = 0$ 。电场的无量纲化强度为 $E_0 = 100$ ，初始相位为 $\phi_0 = \pi$ ，光束腰斑半径为 $w_0 = 2\lambda_0 = 2\mu\text{m}$ 。激光脉冲宽度为：(a) $t_0 = 0.5T_0$ ；(b) $t_0 = 2T_0$ 。

Fig.2-11 Electron energy gains each as a function of the initial position of the laser pulse away from its focus at $z = 0$, where the test electron is located. The dimensionless electric field intensity is $E_0 = 100$, the field initial phase is $\phi_0 = \pi$ and the spot size is $w_0 = \lambda_0 = 2\mu\text{m}$. The laser pulse durations are $t_0 = 0.5T_0$ (a) and $t_0 = 2T_0$ (b).

图 2-11 给出电子能量获得随激光脉冲初始位置 z_i 的变化。试探电子初始位于 $z = 0$ 。此时，式(2-36)中的 τ 应改为 $\tau = t - (z - z_i)/c$ ，且 z_i 应为负值，即激光脉冲在捕获电子之前传播了一定的距离。图 2-11(a)显示，当脉宽是亚周期时，电子的能量获得随着激光脉冲初始距 $z = 0$ 的距离的增加而迅速减小。这是因为轴向电场随着激光脉冲的传播而快速

衰减, 如图 2-7 所示。当激光脉冲的初始位置距离电子足够远时, 电子的能量获得就几乎不变了。这是由激光轴向电场时间包络的不对称性引起的, 或者说是由初始相位效应引起的, 即 $G \sim -e \int E_z dz \propto E \sin(\varphi)$, 电子的能量获得等于电子在其运动路径上所经历的电场的空间积分, 这与文献[17]所讨论的亚周期线偏振激光脉冲的有质动力加速相似。因此, 电子的能量获得随着激光电场幅值的增加而线性增加, 这也与本章的数值计算结果相符。对于相对较长的激光脉宽, 电子的能量获得随着激光脉冲的初始位置呈周期性变化, 如图 2-11(b)所示。当电子初始位于脉冲以外时, 则其能量获得就将减小为 0。改变激光脉冲初始位置在物理上等效于改变电子初始感受到的电场相位。当电子初始位于激光脉冲以外时, 对于多周期激光脉冲而言, 积分 $G \sim -e \int E_z dz = 0$ 。因此, 实验上采用多周期激光脉冲很难直接加速得到高能电子, 因为很难将电子初始放置在激光焦点上。

2.8 小结

本章基于文献[J. Opt. Soc. Am. A 18, 1678 (2001)] , 运用平面波角谱分析方法, 即通过将 Closest Solution 的各分量定义为真实光场在 $z=0$ 处的平面波谱, 提出精确满足 Maxwell 方程组的矢量光场解析解。将这一精确解用于计算径向极化 Laguerre-Gaussian 激光束的电磁场, 发现当激光束的束腰半径小于激光波长时, 用本章所给出的解得到的靠近激光束腰的激光纵向电场显著大于上述文献给出的解所得到的结果。

结合矢量光场精确解, 利用泰勒级数展开的方法提出了紧聚焦少周期径向极化激光脉冲在真空中传播的解析解。这个解与基于傍轴近似的解在描述激光脉冲时, 无论其束腰半径较小或者较大都有着显著的不同。将本章给出的解和傍轴近似解用于电子加速, 发现采用本章给出的解得到的电子能量获得显著大于采用傍轴近似解所得到的结果。还发现激光脉冲的空间和时间包络的强耦合效应对电子的能量获得有着显著的影响。

2.9 参考文献

- [1] R. Martínez-Herrero, P. M. Mejías, S. Bosch *et al.*, Vectorial structure of nonparaxial

- electromagnetic beams, *J.Opt.Soc.Am.A* **18**, 1678 (2001).
- [2] R. Martínez-Herreroa, P. M. Mejías, and S. Bosch, On the vectorial structure of non-paraxial radially polarized light fields, *Opt.Commun.* **281**, 3046 (2008).
- [3] R. Martínez-Herrero, P. M. Mejías, and A. Manjavacas, On the longitudinal polarization of non-paraxial electromagnetic fields, *Appl. Phys.B* **99**, 579 (2010).
- [4] D. M. Deng and Q. Guo, Analytical vectorial structure of radially polarized light beams, *Opt. Lett.* **32**, 2711 (2007).
- [5] G. Q. Zhou, Y. Z. Ni, and Z. W. Zhang, Analytical vectorial structure of non-paraxial nonsymmetrical vector Gaussian beam in the far field, *Opt. Commun.* **272**, 32 (2007).
- [6] P. Paakkonen, J. Tervo, P. Vahimaa *et al.*, General vectorial decomposition of electromagnetic fields with application to propagation-invariant and rotating fields, *Opt. Express* **10**, 949 (2002).
- [7] Y. I. Salamin, Fields of a radially polarized Gaussian laser beam beyond the paraxial approximation, *Opt. Lett.* **31**, 2619 (2006).
- [8] D. M. Deng, Analytical vectorial structure of radially polarized light beams, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 2619(2006)
- [9] D. Deng, Q. Guo, L. J. Wu *et al.*, Propagation of radially polarized elegant light beams, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 636 (2007).
- [10] C. Varin and M. Piche, Acceleration of ultra-relativistic electrons using high-intensity TM_{01} laser beams, *Appl. Phys. B* **74**, S83 (2002).
- [11] Y. I. Salamin, Mono-energetic GeV electrons from ionization in a radially polarized laser beam, *Opt. Lett.* **32**, 90 (2007).
- [12] D. N. Gupta, N. Kant, D. E. Kim *et al.*, Electron acceleration to GeV energy by a radially polarized laser, *Phys. Lett. A* **368**, 402 (2007).
- [13] K. P. Singh and M. Kumar, Electron acceleration by a radially polarized laser pulse during ionization of low density gases, *Phys.Rev.ST Accel. Beams* **14**, 030401 (2011).
- [14] Y. I. Salamin, Electron acceleration from rest in vacuum by an axicon Gaussian laser beam, *Phys. Rev. A* **73**, 043402 (2006).
- [15] M. P. Liu, H. C. Wu, B. S. Xie *et al.*, Electron acceleration in vacuum by subcycle laser pulse, *Phys. Plasmas* **15**, 023108 (2008).
- [16] G. P. Agrawal and D. N. Pattanayak, Gaussian beam propagation beyond the paraxial approximation, *J. Opt. Soc. Am.* **69** 575 (1979).

- [17] B. Rau, T. Tajima, and H. Hojo, Coherent Electron Acceleration by Subcycle Laser Pulses Phys. Rev. Lett. **78**, 3310 (1997).
- [18] B. Quesnel and P. Mora, Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum, Phys. Rev. E **58**, 3719 (1998).
- [19] J. F. Hua, Y. K. Ho, Y. Z. Lin *et al.*, High-order corrected fields of ultrashort, tightly focused laser pulses, Appl. Phys. Lett. **85** 3705 (2004).
- [20] Y. J. Xie, Y. K. Ho, Q. Kong, *et al.*, High-Order Temporal Corrected Fields of Ultra-Short Laser Pulses and Laser-Driven Acceleration, Chin. Phys. Lett. **23**, 599 (2006).
- [21] J. T. Zhang, P.X. Wang, Q. Kong *et al.*, A high-order corrected description of ultra-short and tightly focused laser pulses, and their electron acceleration in vacuum, Nucl. Instrum. Meth. A **580**, 1169 (2007).
- [22] L. W. Davis, Theory of electromagnetic beams, Phys. Rev. A **19**, 1177 (1979).
- [23] M. Lax, W. H. Louisell and W. B. Mcknight, From Maxwell to paraxial wave optics, Phys. Rev. A **11**, 1365 (1975).
- [24] Y. I. Salamin, Accurate fields of a radially polarized Gaussian laser beam, New J. Phys. **8** 133 (2006).
- [25] Q. Lin, J. Zheng, and W. Becker, Phys. Rev. Lett **97**, Subcycle Pulsed Focused Vector Beams253902 (2006).
- [26] J. L. Liu, Z. M. Sheng, and J. Zheng, Exact solution of the vectorial field structure of a light beam, Opt. Commun. **284**, 4646 (2011).

第三章 径向极化啁啾激光脉冲的质子加速

3.1 引言

如上一章所述,近年来,人们提出采用径向极化强激光光束(Radially Polarized intense laser beams, RP)来加速带电粒子,尤其是电子。这种激光光束的强轴向电场能沿轴向加速电子,同时其径向电场和环向磁场能约束被加速的电子。RP激光光束的腰斑半径可以被聚焦到激光波长量级,这将极大地提高焦点处的轴向电场强度[1,2]。进一步地,有研究还表明适当的频率啁啾可以改善加速激光场与被加速电子的同步性进而延长有效加速距离[3,4]。大部分现有的文献中都采用了RP激光场的傍轴近似解(Paraxial Approximation),而脉冲的有限长度效应则只是简单地用乘以一个时间包络函数来表示,这种激光场的表达方式在研究极端强激光的加速问题时往往就不再足够准确了。

本章采用与上一章相同的基于平面波角谱分析方法(Plane-wave Angular Spectrum Analysis, ASA)和泰勒级数展开的方法,提出了紧聚焦啁啾径向极化激光脉冲电磁场的解析解。利用该解,研究了峰值强度约为 10^{22} W/cm²的该种RP激光脉冲的质子加速。发现在径向极化激光脉冲中加入合适的负啁啾可以有效地对质子进行加速。

3.2 径向极化啁啾激光脉冲

首先给出紧聚焦径向极化啁啾激光脉冲的电磁场结构的解析解。激光脉冲电磁场可写为[5-7]:

$$F(r, \theta, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\omega(\xi) - \omega_0(\xi)) \hat{F}(r, \theta, z, \omega(\xi)) \exp(i\omega(\xi)\xi) d[\omega(\xi)] \quad (3-1)$$

其中 r , z , θ 分别标记柱坐标系下的径向,轴向和环向坐标。 $\tilde{f}[\omega(\xi) - \omega_0(\xi)]$ 是无量纲化的谱分布函数, $\xi = z/c - t$, ω_0 是中心频率。设激光沿 z 轴传播。对于径向极化激光脉冲,表示电磁场分量 \hat{E}_r , \hat{E}_z , \hat{B}_θ 的 $\hat{F}(r, \theta, z, \omega(\xi))$ 的ASA解为[8,11,12]:

$$\begin{aligned}\widehat{E}_r(r, \theta, z, \omega(\xi)) &= 2\pi i \int_0^1 b(\omega(\xi), \rho) \sqrt{1-\rho^2} J_1\left(\frac{\omega(\xi)}{c} r \rho\right) \\ &\times \exp\left[i \frac{\omega(\xi)}{c} z(\sqrt{1-\rho^2}-1)\right] \rho d\rho\end{aligned}\quad (3-2)$$

$$\begin{aligned}\widehat{E}_z(r, \theta, z, \omega(\xi)) &= -2\pi \int_0^1 b(\omega(\xi), \rho) \rho J_0\left(\frac{\omega(\xi)}{c} r \rho\right) \\ &\times \exp\left[i \frac{\omega(\xi)}{c} z(\sqrt{1-\rho^2}-1)\right] \rho d\rho\end{aligned}\quad (3-3)$$

$$\begin{aligned}\widehat{B}_\theta(r, \theta, z, \omega(\xi)) &= 2\pi i \int_0^1 b(\omega(\xi), \rho) J_1\left(\frac{\omega(\xi)}{c} r \rho\right) \\ &\times \exp\left[i \frac{\omega(\xi)}{c} z(\sqrt{1-\rho^2}-1)\right] \rho d\rho\end{aligned}\quad (3-4)$$

其中

$$\begin{aligned}b(\omega(\xi), \rho) &= A(\xi) \rho \exp(-\rho^2 / 4\sigma(\xi)^2) L_n^1(\rho^2 / 2\sigma(\xi)^2) / \sqrt{1-\rho^2} \\ A(\xi) &= (-1)^{n+1} \sqrt{2i} E_0 / (8\pi\sigma(\xi)^3), \quad \sigma(\xi) = 1 / (k(\xi)w_0) = c / (\omega(\xi)w_0)\end{aligned}$$

L_n^1 表示径向模式数为 n ，角向模式数为 1 的连带 Laguerre 多项式（本章设 $n=0$ ）， J_0 和 J_1 分别表示第一类 0 阶和 1 阶 Bessel 函数， E_0 表示任意的激光电场幅值常量， ρ 表示文献[8]所定义的和 Cartesian Fourier 变换相联系的平面极坐标。 w_0 表示光束腰斑半径，且设激光脉冲的所有谱分量的腰斑半径都相同。 $\omega(\xi) = \omega \pm g\xi$ 是线性啁啾频率[4,9,10]，其中 ω 是当 $\xi=0$ 时的频率， $g = C\omega^2$ ， C 是啁啾参数。设 $\widehat{F}(r, \theta, z, \omega(\xi))$ 相对 $e^{-i\omega(\xi)t}$ 项是 $\omega(\xi)$ 的慢变函数，则 $\widetilde{f}[\omega(\xi) - \omega_0(\xi)]$ 在 $\omega_0(\xi)$ 处取极大值，且变化剧烈。对式(3-1)采用 Taylor expansion[5,7]可得：

$$\begin{aligned}F(r, \theta, z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n \widehat{F}(r, \theta, z, \omega(\xi))}{\partial \omega(\xi)^n} \right|_{\omega(\xi) = \omega_0(\xi)} \exp(i\omega_0(\xi)t) \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{f}(\omega(\xi) - \omega_0(\xi)) (\omega(\xi) - \omega_0(\xi))^n \exp[i(\omega(\xi) - \omega_0(\xi))\xi] d[\omega(\xi)]\end{aligned}\quad (3-5)$$

采用高斯谱分布： $\widetilde{f}[\omega(\xi) - \omega_0(\xi)] = t_0 \exp\{-[\omega(\xi) - \omega_0(\xi)]^2 t_0^2 / 2\} / \sqrt{2\pi}$ ，其中 t_0 是激光脉冲宽度，则可得精确到二阶时间修正项的表达式：

$$\begin{aligned}
F(r, \theta, z, t) = & \widehat{F}(r, \theta, z, \omega_0) \exp(-i\omega_0 \xi) \exp(-\xi^2 / 2t_0^2) \\
& + \frac{\partial \widehat{F}(r, \theta, z, \omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \exp(-i\omega_0 \xi) (-i\xi / t_0^2) \exp(-\xi^2 / 2t_0^2) \\
& + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \widehat{F}(r, \theta, z, \omega)}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \exp(-i\omega_0 \xi) (1/t_0^2) (1 - \xi^2 / t_0^2) \exp(-\xi^2 / 2t_0^2) + \dots
\end{aligned} \quad (3-6)$$

注意到(3-6)式的 n 阶项与 $\varepsilon^n = 1/(\omega_0 t_0)^n$ 成正比, 而只要满足 $t_0 \gg 1/\omega_0$, 则 $\varepsilon = 1/(\omega_0 t_0)$ 就是一个可忽略的小量, 又由:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)} &= \frac{(-1)^{n+1} \sqrt{2i} E_0}{8\pi c^3} \frac{\rho}{\sqrt{1-\rho^2}} (3\omega(\xi)^2 w_0^3 - \frac{\rho^2}{2c^2} \omega(\xi)^4 w_0^5) \exp(-\frac{\rho^2}{4\sigma(\xi)^2}) \\
\frac{\partial^2 b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)^2} &= \frac{(-1)^{n+1} \sqrt{2i} E_0}{8\pi c^3} \frac{\rho}{\sqrt{1-\rho^2}} (6\omega(\xi) w_0^3 - \frac{7\rho^2}{2c^2} \omega(\xi)^3 w_0^5 + \frac{\rho^4}{4c^4} \omega(\xi)^5 w_0^7) \exp(-\frac{\rho^2}{4\sigma(\xi)^2}), \text{ 可得精}
\end{aligned}$$

确到二阶时间修正项的径向极化啁啾激光脉冲的电磁场表达式为:

$$\begin{aligned}
E_r(r, \theta, z, t) = & 2\pi i \left[\int_0^1 \sqrt{1-\rho^2} b(\omega, \rho) J_1(Q) \exp(T) \rho d\rho \right. \\
& + \int_0^1 \sqrt{1-\rho^2} G_1 \exp(T) \rho d\rho (-i\xi / t_0^2) \\
& \left. + \frac{1}{2} \int_0^1 \sqrt{1-\rho^2} G_2 \exp(T) \rho d\rho \times (1/t_0^2) (1 - \xi^2 / t_0^2) \right] \exp(-\xi^2 / 2t_0^2)
\end{aligned} \quad (3-7)$$

$$\begin{aligned}
E_z(r, \theta, z, t) = & -2\pi \left[\int_0^1 \rho b(\omega, \rho) J_0(Q) \exp(T) \rho d\rho \right. \\
& + \int_0^1 \rho G_3 \exp(T) \rho d\rho (-i\xi / t_0^2) \\
& \left. + \frac{1}{2} \int_0^1 \rho G_4 \exp(T) \rho d\rho \times (1/t_0^2) (1 - \xi^2 / t_0^2) \right] \exp(-\xi^2 / 2t_0^2)
\end{aligned} \quad (3-8)$$

$$\begin{aligned}
B_\theta(r, \theta, z, t) = & 2\pi i \left[\int_0^1 b(\omega, \rho) J_1(Q) \exp(T) \rho d\rho \right. \\
& + \int_0^1 G_1 \exp(T) \rho d\rho (-i\xi / t_0^2) \\
& \left. + \frac{1}{2} \int_0^1 G_2 \exp(T) \rho d\rho \times (1/t_0^2) (1 - \xi^2 / t_0^2) \right] \exp(-\xi^2 / 2t_0^2)
\end{aligned} \quad (3-9)$$

(3-7)-(3-9)式中的三项表示 0 阶, 一阶和二阶泰勒展开项, 变量 G_1, G_2, G_3, G_4, Q, T , 和 R 为:

$$G_1 = \frac{\partial b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)} J_1(Q) + b(\omega(\xi), \rho) \left[\frac{\partial J_1(Q)}{\partial \omega(\xi)} + J_1(Q) R \right]$$

$$\begin{aligned}
G_2 &= \frac{\partial^2 b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)^2} J_1(Q) + 2 \frac{\partial b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)} \frac{\partial J_1(Q)}{\partial \omega(\xi)} + 2 J_1(Q) \frac{\partial b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)} R \\
&\quad + b(\omega(\xi), \rho) \left[\frac{\partial^2 J_1(Q)}{\partial \omega(\xi)^2} + 2 \frac{\partial J_1(Q)}{\partial \omega(\xi)} R + J_1(Q) R^2 \right] \\
G_3 &= \frac{\partial b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)} J_0(Q) + b(\omega(\xi), \rho) \left[\frac{\partial J_0(Q)}{\partial \omega(\xi)} + J_0(Q) R \right] \\
G_4 &= \frac{\partial^2 b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)^2} J_0(Q) + 2 \frac{\partial b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)} \frac{\partial J_0(Q)}{\partial \omega(\xi)} + 2 J_0(Q) \frac{\partial b(\omega(\xi), \rho)}{\partial \omega(\xi)} R \\
&\quad + b(\omega(\xi), \rho) \left[\frac{\partial^2 J_0(Q)}{\partial \omega(\xi)^2} + 2 \frac{\partial J_0(Q)}{\partial \omega(\xi)} R + J_0(Q) R^2 \right]
\end{aligned}$$

其中 $\omega(\xi) = \omega_0(\xi)$, $Q = \omega_0(\xi)r\rho/c$, $T = i\omega_0(\xi)(z\sqrt{1-\rho^2}/c - t) + \phi_0$, $R = iz(\sqrt{1-\rho^2} - 1)/c$ 。注意激光场相位的频率啁啾是通过变量 T 表达的。变量 G_1 , G_2 , G_3 , G_4 , Q , T , 和 R 的引入只是为了简化(3-7)-(3-9)式的书写, 并没有实际的物理含义。

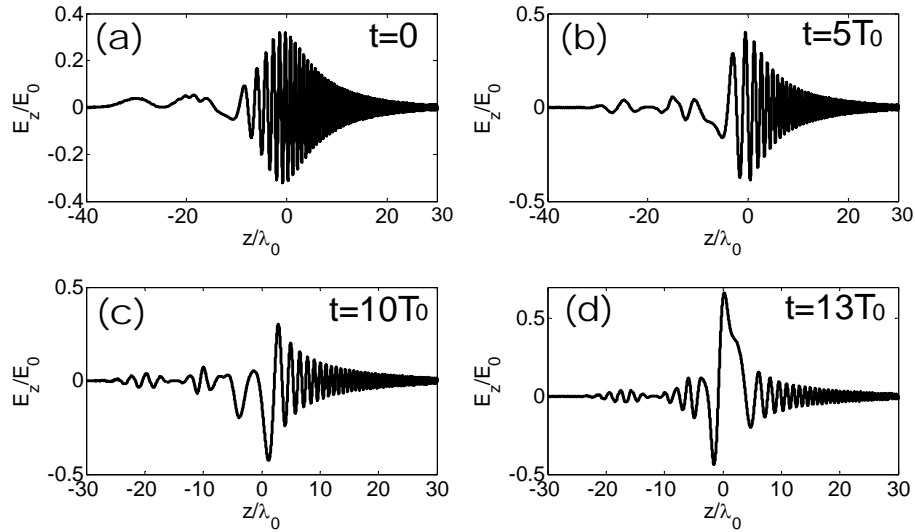


图3-1 轴向电场 E_z/E_0 沿 z 轴在不同时间的分布。(a) $t=0$; (b) $t=5T_0$; (c) $t=10T_0$; (d) $t=13T_0$ 。
激光脉冲参数为: 腰斑半径 $w_0 = 1.5\lambda_0$, 脉冲宽度 $t_0 = 20T_0$, 初始相位 $\phi_0 = 0$, $C = 0.00642$ 。
Fig.3-1 The normalized axial electric field E_z/E_0 along the z -axis at different times $t=0$ (a), $t=5T_0$ (b), $t=10T_0$ (c) and $t=13T_0$ (d). The laser parameters are with laser waist radius $w_0 = 1.5\lambda_0$, the laser pulse duration $t_0 = 20T_0$, the initial phase $\phi_0 = 0$, and the chirp parameter $C = 0.00642$.

图 3-1 给出轴向电场 E_z/E_0 沿 z 轴 (即 $r=0$) 在时间 $t=0, 5T_0, 10T_0, 13T_0$ 的分布。

激光脉冲的参数为：腰斑半径 $w_0 = 1.5\lambda_0$ ，脉冲宽度 $t_0 = 20T_0$ ，初始相位 $\phi_0 = 0$ ，啁啾参数 $C = 0.00642$ 。其中 $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ 是中心波长， $T_0 = 2\pi / \omega_0$ 是中心激光周期。可以看出，轴向电场的低频区域随时间沿 z 轴正方向不断地向前推进。低频区域的正值部分可以加速质子。本章的主要想法就是：当加入适当的啁啾后，强径向极化啁啾激光脉冲可以在真空中对质子进行有效加速。适当的啁啾能改善加速激光场与被加速质子的同步性而延长有效加速距离。

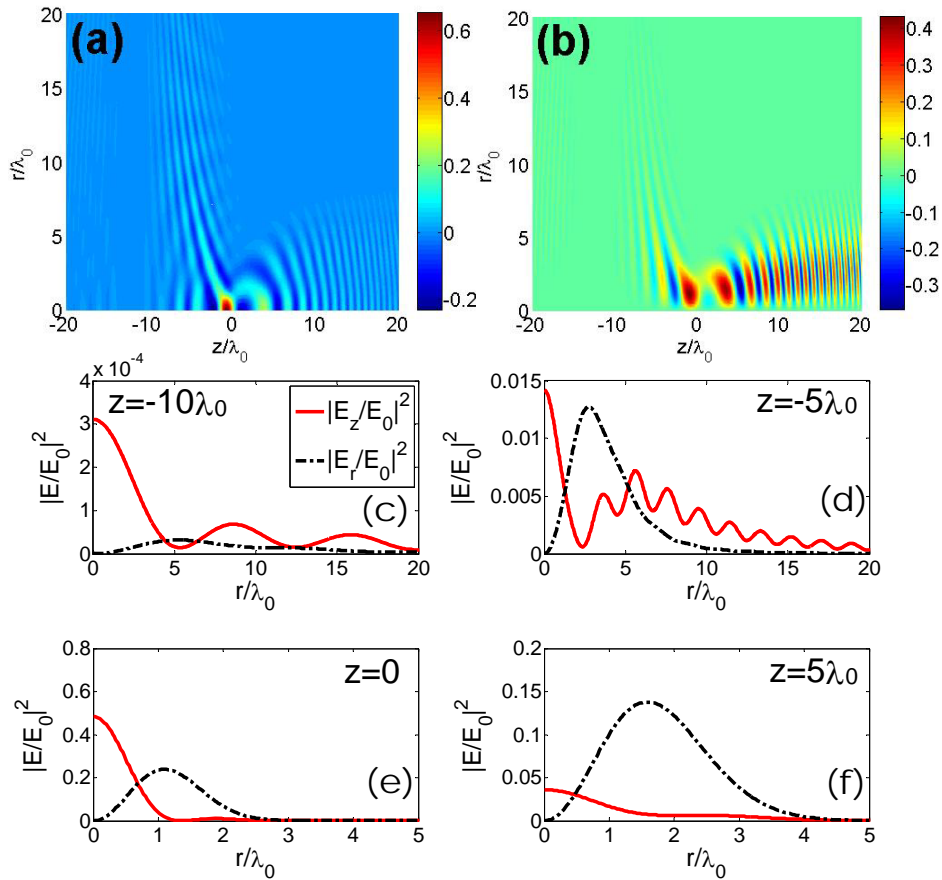


图3-2 (a) 径向电场 E_r / E_0 和(b) 轴向电场 E_z / E_0 在时刻 $t = 13T_0$ 的强度空间分布。 $|E_r / E_0|^2$ 和 $|E_z / E_0|^2$ 在不同 z 平面上的径向分布：(c) $z = -10\lambda_0$ ；(d) $z = -5\lambda_0$ ；(e) $z = 0$ ；(f) $z = 5\lambda_0$ 。激光脉冲参数与图 3-1 相同。

Fig.3-2 The surface plots of the dimensionless amplitude of the radial field E_r / E_0 (a) and the axial field E_z / E_0 (b), respectively, on the plane $z = 0$ and the radial distribution of the normalized intensity of $|E_r / E_0|^2$ and $|E_z / E_0|^2$ on different z -planes at $z = -4\lambda_0$ (c), $z = -2\lambda_0$ (d), $z = 0$ (e) and $z = 2\lambda_0$ (f). All the laser parameters are the same as in figure 3-1.

图 3-2(a)和图 3-2(b)分别给出径向电场 E_r / E_0 和轴向电场 E_z / E_0 于时刻 $t = 13T_0$ 在

$r-z$ 平面上的强度空间分布。图 3-2(c)-图 3-2(f) 分别给出 $|E_r / E_0|^2$ 和 $|E_z / E_0|^2$ 在不同 z 平面 $z = -10\lambda_0, -5\lambda_0, 0, 5\lambda_0$ 上的径向分布。激光脉冲参数与图 3-1 相同。可以看出, 径向电场强度在 z 轴上严格为 0, 而轴向电场强度则在 z 轴上取极大值。注意到径向电场强度和轴向电场强度均沿着 r 轴迅速衰减, 且轴向电场比径向电场衰减得更快。如上所述, 轴向电场在 z 轴达到极大值, 而径向电场的峰值则随着与 $z=0$ 的距离的增大而逐渐远离 z 轴, 即径向电场能量逐渐沿径向扩散。上述结论与现有的文献[1,4,7,11]所指出的径向极化激光场的基本特征相符。这表明频率啁啾并不改变径向极化激光场径向电场和轴向电场的径向分布的主要特征。

3.3 径向极化啁啾激光脉冲的质子加速

本节讨论径向极化啁啾激光脉冲的质子加速。质子加速的动力学方程为： $d\vec{p}/dt = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}/c)$, 其中 e 是质子荷电量, \vec{p} 和 \vec{v} 是质子的动量和速度, \vec{E} 和 \vec{B} 是式(3-7)-(3-9)给出的径向极化啁啾激光脉冲电磁场。在下文中, 长度、时间、速度、动量、质子能量、电场强度、磁场强度分别以 λ_0 、 $T_0 = 2\pi/\omega_0$ 、 c 、 $m_e c$ 、 $m_e c^2$ 、 $m_e \omega_0 c/e$ 、 $m_e \omega_0 c/e$ 进行无量纲化, 其中 m_e 是电子静止质量。则无量纲化的质子加速的动力学方程为:

$$d\vec{p}/dt = 2\pi(\vec{E} + \vec{p} \times \vec{B}/\gamma)/M_p \quad (3-10)$$

这里取 $M_p = 1836$, 即质子与电子的质量比。质子能量则由方程 $d\gamma/dt = 2\pi(\vec{v} \cdot \vec{E})/M_p$ 决定, 其中 $\gamma = \sqrt{1 + p_r^2 + p_z^2}$ 。

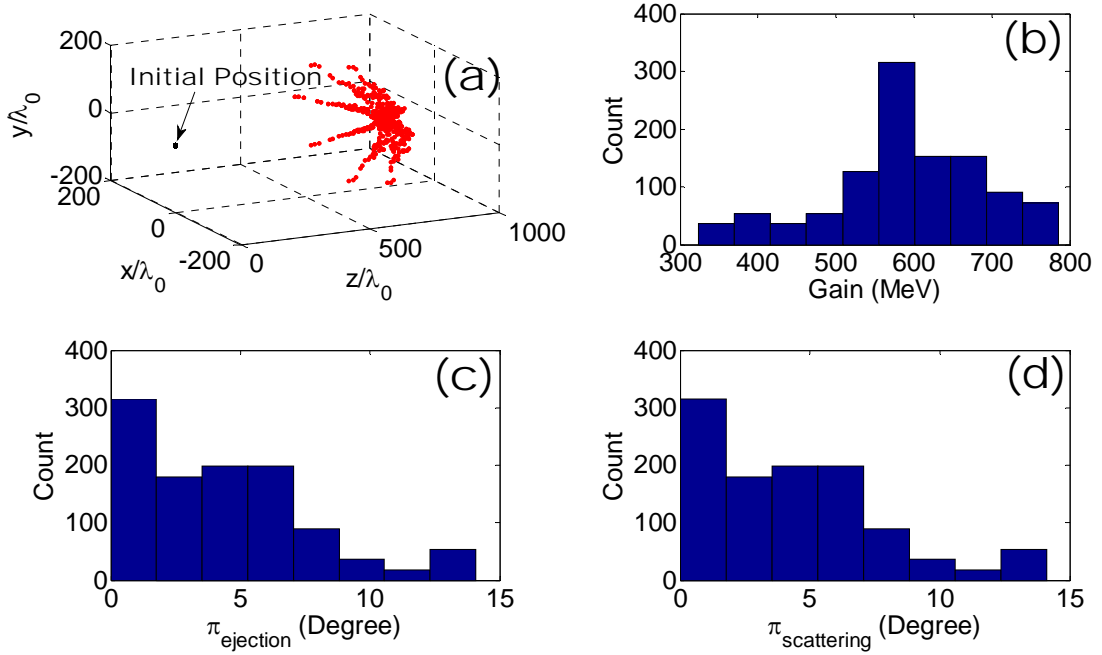
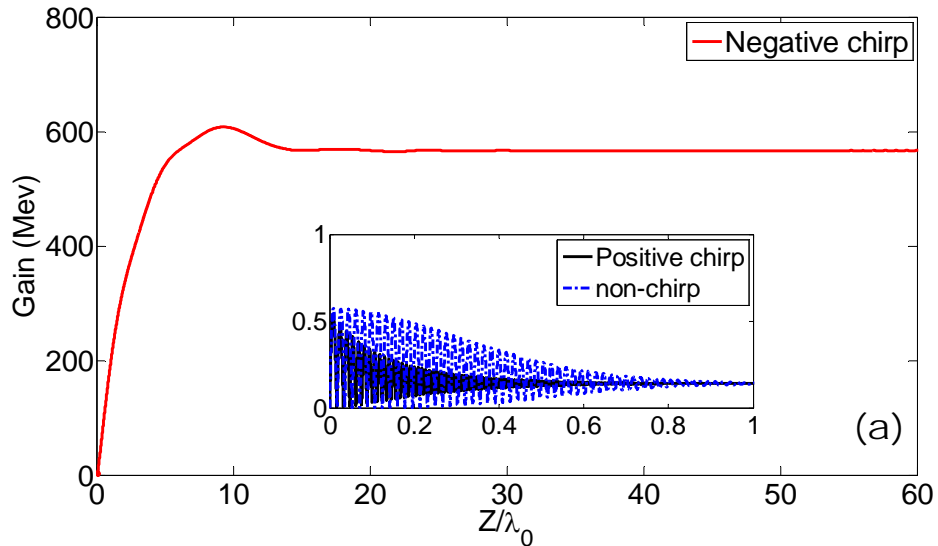


图3-3 (a) 红点表示质子的空间分布；(b) 质子能量统计分布；(c) 发射角 ϕ_{ejection} 统计分布；(d) 散射角 $\phi_{\text{scattering}}$ 统计分布。模拟 1000 个质子，初始均匀分布于长度 $L = 0.6\mu\text{m}$ ，半径 $R = 0.3\mu\text{m}$ 的圆柱体内[图(a)中黑点所示]，计算时间为 $1000 T_0$ 。激光脉冲的焦点初始位于柱坐标系的原点 $(r, \theta, z) = (0, 0, 0)$ 。质子圆柱体的中心初始位于 $(r, \theta, z) = (0, 0, -3.7\lambda_0)$ ，初始速度为 $(v_r, v_\theta, v_z) = (0, 0, 0.3c)$ 。激光脉冲参数为： $a_0 = eE_0 / m\omega_0 c = 100$ ，腰斑半径 $w_0 = 1.5\lambda_0$ ，脉冲宽度 $t_0 = 20T_0$ ，初始相位 $\phi_0 = 0$ ，啁啾参数 $C = 0.00642$ 。

Fig.3-3 Spatial distribution shown by the red dots in (a) as well as energy gain (b), ejection angle ϕ_{ejection} (c) and scattering angle $\phi_{\text{scattering}}$ (d) of 1000 protons initially uniformly distributed within a cylinder of length $L = 0.6\mu\text{m}$ and radius $R = 0.3\mu\text{m}$ [shown by the black dots in (a)] after $1000 T_0$. The laser pulse focus is initially located at the origin of coordinate system $(r, \theta, z) = (0, 0, 0)$. The center of the ensemble of protons is initially located at $(r, \theta, z) = (0, 0, -\lambda_0)$ with the initial velocity $(v_r, v_\theta, v_z) = (0, 0, 0.3c)$. The laser parameters are with $a_0 = eE_0 / m\omega_0 c = 100$, laser waist radius $w_0 = 1.5\lambda_0$, the laser pulse duration $t_0 = 20T_0$, the initial phase $\phi_0 = 0$, and the chirp parameter $C = 0.00642$.

图 3-3 给出初始位于靠近激光脉冲焦点的一个质子圆柱体在激光脉冲作用下经过 $1000 T_0$ 后的空间分布，发射角及散射角统计分布。质子圆柱体包含 1000 个质子，长度为 $L = 0.6\mu\text{m}$ ，半径为 $R = 0.3\mu\text{m}$ 。质子圆柱体的中心初始位于 $(r, \theta, z) = (0, 0, -3.7\lambda_0)$ ，初始速度为 $(v_r, v_\theta, v_z) = (0, 0, 0.3c)$ ，即质子入射动能为 45MeV 。质子体系中没有放置电子。激光脉冲参数为： $a_0 = eE_0 / m\omega_0 c = 100$ ，即激光强度 $I \sim 1.38 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ ，激光功率 $P \approx 1.32\text{PW}$ ，波长 $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$ ，腰斑半径 $w_0 = 1.5\lambda_0$ ，脉冲宽度 $t_0 = 20T_0$ ，初始相位 $\phi_0 = 0$ ，

啁啾参数 $C = 0.00642$ 。注意到 $a_p = eE_0 / M_p \omega_0 c \approx 0.05$ ，其中 $M_p (=1836 m_e)$ 。激光脉冲的焦点初始位于柱坐标系的原点 $(r, \theta, z) = (0, 0, 0)$ 。在计算中忽略质子与质子之间的相互作用。发射角与散射角分别定义为 $\phi_{\text{ejection}} = a \tan^{-1}(p_{rf} / p_{zf})$ 和 $\phi_{\text{scattering}} = a \tan^{-1}(r_f / z_f)$ ，其中 p_{rf} 和 r_f 分别为质子的最径向终动量和径向位置， p_{zf} 和 z_f 分别为质子的最终轴向动量和轴向位置。图 3-3(b)显示，质子的能量获得大部分大于 300MeV，有大约 43%的质子能量获得大于 600MeV。图 3-3(c)和图 3-3(d)显示，质子发射角 ϕ_{ejection} 与散射角 $\phi_{\text{scattering}}$ 均很小，有大约 59%的质子的 ϕ_{ejection} 和 $\phi_{\text{scattering}}$ 小于 5° 。这一结果显示，即使质子放置在有限大小的空间，径向极化啁啾激光脉冲的加速效应也很显著。下面对可以忽略粒子集体效应的最大质子数目进行估算，以证明上述计算的正确性。首先，估计可以忽略多体效应的最大质子密度 n_p 。由 $\partial E_p / \partial z \sim en_p / \epsilon_0$ ，可得 $E_p \sim en_p \lambda_0 / \epsilon_0$ ，其中 E_p 是质子之间的静电场。其次，上述计算例的激光峰值电场强度为 $E_L \sim 10^{14} \text{ V/m}$ ，其中 E_L 是激光的轴向电场强度。且 E_L 的最大值与轴向电场可比。要使集体效应电场 E_p 较之 E_L 可以忽略，则 n_p 应比 $\sim 6 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 小得多。因此，如令 $n_p = 6 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ ，圆柱体半径 $R = 1 \mu\text{m}$ ，长度 $L = 1 \mu\text{m}$ ，可得质子圆柱体包含的最大质子数为 $N = n_p \pi R^2 L \sim 2 \times 10^9$ 。



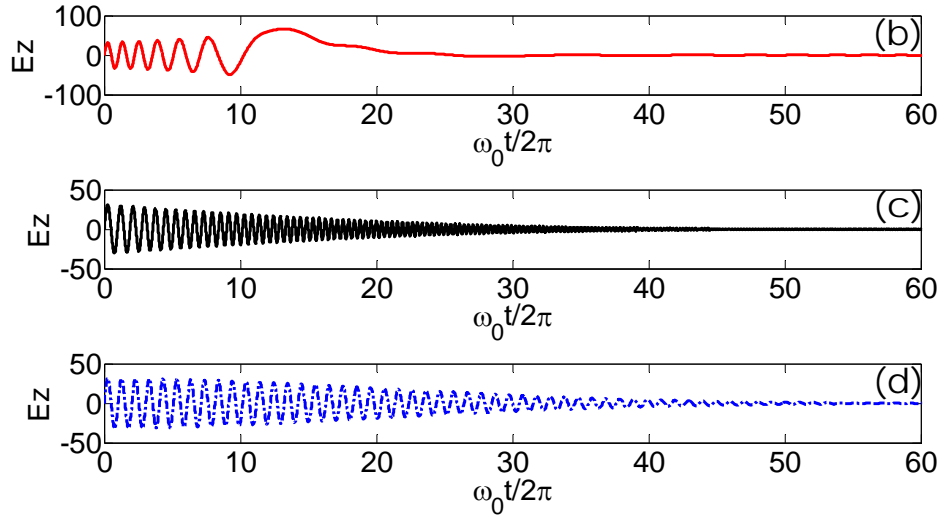


图3-4 (a) 单个试探质子的能量在负频率啁啾，正频率啁啾和无啁啾情况下获得随加速距离的变化。试探质子初始静止于柱坐标系的原点 $(r, \theta, z) = (0, 0, 0)$ 。激光脉冲参数与图 3-3 相同。图(b)-(d)显示试探质子在三种情况下所经历的轴向电场随时间的变化（以 $m_e \omega_0 c / e$ 无量纲化）。

Fig.3-4 (a) Energy gain of a test single proton as a function of acceleration distance for the laser pulse with different frequency chirp parameters. The initial coordinates of the test proton is $(r, \theta, z) = (0, 0, 0)$ and it starts from rest. The laser parameters are the same as in Fig. 3. Plots (b), (c) and (d) show the longitudinal electric fields experienced by the test proton when the laser pulse is either negatively, positively chirped, or not chirped, respectively.

为探究质子能量获得与各激光脉冲参数的定标关系，先计算初始位于激光传播轴上的单个试探质子的加速机制。首先，为理解径向极化激光加入适当的负啁啾有利于质子加速的原因，必须知道质子加速的过程。图 3-4(a)给出单个试探质子的能量在负频率啁啾，正频率啁啾和无啁啾情况下获得随加速距离的变化。可以看出，质子在 前 20 个激光波长内获得显著的能量增加。图 3-4(b)-图 3-4(d)给出试探质子在三种情况下所经历的轴向电场随时间的变化。图 3-4(b)显示在加入适当的负啁啾的情况下，质子经历了几个周期的振荡和一段长时间的正加速电场。图 3-4(c)和图 3-4(d)则显示在加入正啁啾或无啁啾的情况下，质子所经历的加速和减速电场几乎对称相消，因而只获得可忽略的能量。可以简单地估算三种情况下，质子在纵向有质动力和轴向电场作用下所能得到的能量。在有质动力势模型中，质子所受到的时间平均力为 $F_{\text{pond}}(t) = -\nabla V_{\text{pond}}(r, \theta, z, t)$ ，其中

$V_{\text{pond}} = (\sqrt{1 + |\bar{A}(r, \theta, z, t)|^2} / 2 - 1) M_p c^2$ ， $|\bar{A}(r, \theta, z, t)| / 2$ 是激光强度包络的时间平均。简单

选取 $|\vec{A}(r, \theta, z, t)|$ 为 $a_p / 2 \approx 0.025$ ，则可得有质动力势能为 $V_{\text{pond}} \approx 0.146 \text{ MeV}$ ，这与在正啁啾和无啁啾情况下得到的结果是相符的。同时，对于负啁啾脉冲的情况，质子的能量获得可以用时间平均加速电场与加速距离的乘积来简单估算。根据图 3-4(a)和图 3-4(b)，简单取加速距离为 $D \approx 6\lambda_0$ ，时间平均加速电场为 $\bar{E} \approx 0.3E_0 = 30m_e\omega_0c/e$ 来进行估算，可得质子能量获得为 $G \approx 578\text{MeV}$ ，这与上述数值计算结果大致相符。

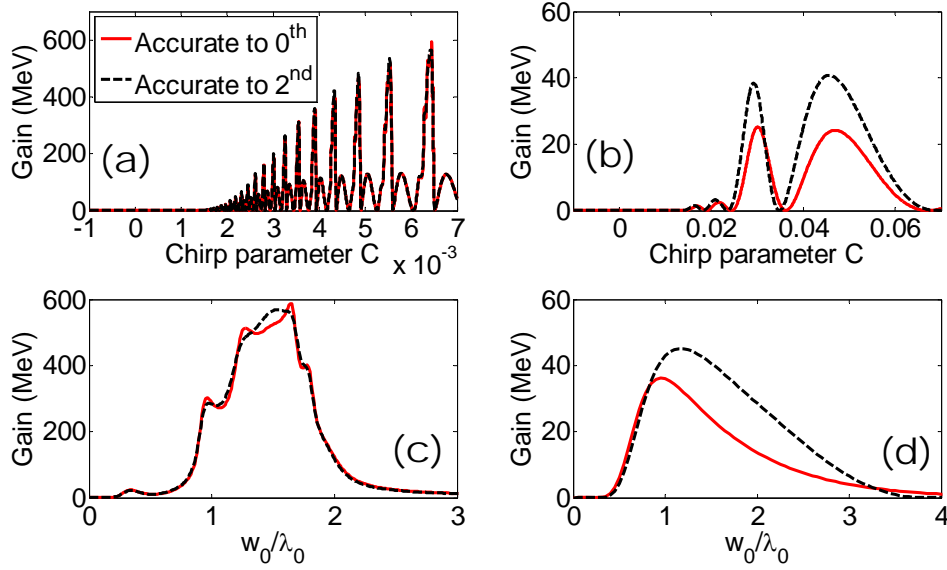


图3-5 单个试探质子的能量获得随激光啁啾系数 C 的变化。激光脉冲宽度为：(a) $t_0 = 20T_0$ ；(b) $t_0 = 2T_0$ 。单个试探质子的能量获得随激光腰斑半径 w_0 的变化。激光脉冲宽度为：(c) $t_0 = 20T_0$ ($C = 0.00642$)；(d) $t_0 = 2T_0$ ($C = 0.046$)。红线和黑线分别代表激光场精确到 0 阶和二阶时间修正项。其余的参数与图 3-4 相同。

Fig.3-5 Energy gain of a test single proton as a function of the chirp parameter C for the pulse duration $t_0 = 20T_0$ (a) and $t_0 = 2T_0$ (b). The energy gain of a test proton as a function of the laser beam waist w_0 is plotted in (c) and (d) for $t_0 = 20T_0$ ($C = 0.00642$) and $t_0 = 2T_0$ ($C = 0.046$), respectively. The red line and black line represent results obtained by adopting laser field accurate to 0th order and 2nd order, respectively. Other parameters are the same as in Fig. 3-4.

图 3-5(a)和图 3-5(b)给出在不同激光脉冲宽度情况下的单个试探质子的能量获得随激光啁啾系数 C 的变化。可以看出，质子的能量获得对啁啾参数很敏感。只能选取一些特殊的啁啾参数 C 才能使激光场的相位变化与质子的运动相匹配，才能使质子被有效加速。从解析分析的角度来看，质子的能量获得为 $G = (\sqrt{1 + (2\pi \int_0^t E_z dt')^2} - 1)Mc^2$ ，因为 E_z 的

主要部分是其 0 阶项，其与 $b(\omega(\xi), \rho) = -\sqrt{2}iE_0\rho \exp(-\rho^2 / 4\sigma(\xi)^2) / (8\pi\sigma(\xi)^3 \sqrt{1-\rho^2})$ 成正比，其中 $\sigma(\xi) = c / (\omega(\xi)w_0)$ ，则可得 $E_z \propto \omega(\xi)^3 \exp[-\omega(\xi)^2]$ 。因此 $\omega(\xi) = \omega + C\omega^2\xi$ 的细微变化就使 E_z 的变化很显著，进而其时间积分及质子的能量获得也变化显著。同时， C 的选取需要使频率变化 $C\omega^2\xi$ 在 $\xi \in [-t_0, t_0]$ 小于 ω ，否则激光频率将在脉冲内改变其正负号，这是非物理的。图 3-5(c)和图 3-5(d)给出单个试探质子的能量获得随激光腰斑半径 w_0 的变化。可以看出，在激光脉宽为 $t_0 = 20T_0$ ($C = 0.00642$) 的情况下，存在一个最佳值 $w_0 \approx 1.53\lambda_0$ ，而在激光脉宽为 $t_0 = 2T_0$ ($C = 0.046$) 的情况下，存在一个最佳值 $w_0 \approx 1.15\lambda_0$ 。这可理解为：大的光束腰斑半径因为有长的 Rayleigh 长度而能提供长的加速距离，然而大的光束腰斑半径也导致小的加速轴向电场。因此存在一个最佳的 w_0 来平衡这两个矛盾的因素而得到最大的质子能量获得。图 3-5(a)和图 3-5(c)显示，在激光脉宽为 $t_0 = 20T_0$ 的情况下，激光场精确到 0 阶和二阶时间修正项得到几乎相同的结果。而图 3-5(b)和图 3-5(d)显示，在激光脉宽为 $t_0 = 2T_0$ 的情况下，结果则差异很大。这可以理解为：式(3-7)-(3-9)的 n 阶项与 $1/(\omega_0 t_0)^n$ 成正比，只要满足 $t_0 \gg 1/\omega_0$ ，则 n 阶项就是可忽略的小量。注意到当加入适当的啁啾时，在 $t_0 = 20T_0$ 的情况下得到的质子能量获得显著大于在 $t_0 = 2T_0$ 的情况下得到的结果。这可理解为适当长的激光脉冲宽度能延长加速时间，如下图 3-6(b)所示。

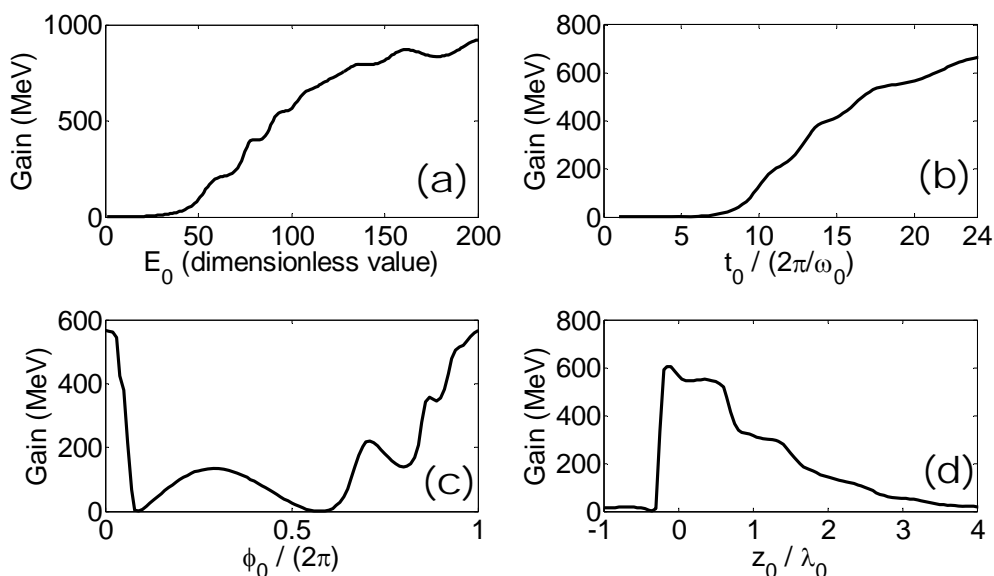


Fig.3-6 单个试探质子的能量获得随:(a) 激光峰值强度 E_0 ; (b) 激光脉冲宽度 t_0 ; (c) 激光场初始相位 ϕ_0 ; (d) 质子初始位置 z_0 。其余的参数与图 3-4 相同。

Fig.3-7 Energy gain of a test single proton as a function of the peak laser amplitude E_0 (a), laser pulse duration t_0 (b), initial phase of the laser field ϕ_0 (c), and its initial axial position z_0 (d). Other parameters are the same as in Fig.3-4.

图 3-6(a)给出单个试探质子的能量获得随着入射激光的峰值电场强度 E_0 的增加而增加。可以看出,通常,质子在更强的激光场中能获得更多的能量,然而当 $E_0 > 100$, 存在一些平台区域,在这些区域,质子的能量变化随 E_0 的变化很小。这可从轴向电场 E_z 的振荡形式得到理解。一方面,随着 E_0 的增加,质子的纵向动量得到提高。另一方面,快速运动的质子易引起相位滑移,使得质子从加速相滑移到减速相,从而结束了加速过程。图 3-6(b)显示适当的脉冲宽度能延长加速时间,就像图 3-5 所显示的。图 3-6(c)显示,质子的能量获得对激光场初始相位很敏感。 $0 \leq \phi_0 \leq 0.09\pi$ 和 $1.8\pi \leq \phi_0 \leq 2\pi$ 两个区域的值有利于加速。图 3-6(d)显示,质子的能量获得随着质子距激光焦点 $z_0 = 0$ 的距离的增加而迅速减小。质子的初始轴向位置的变化等价于激光电场峰值和相位的变化,这应该得到质子能量获得周期性变化的结果。然而,在啁啾激光场的情况下,并未出现周期性变化的结果,这与非啁啾激光场的情况不一样,可以理解为频率啁啾破坏了质子所感受到的激光场相位的周期性变化。

3.4 小结

本章提出质子能在真空中被强径向极化啁啾激光脉冲有效加速。只有加入适当的负频率啁啾才能显著地改善质子运动与加速激光场的同步性，进而延长加速距离。在激光强度为 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ ，入射质子能量为 45MeV 时，能量获得达到 sub-GeV 。由于径向极化激光场的特殊电磁场结构，加速所得质子束有很好准直性。

3.5 参考文献

- [1] R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs, Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 233901 (2003).
- [2] Y. I. Salamin, Fields of a tightly focused radially polarized laser beam: the truncated series versus the complex-source-point spherical wave representation *New J. Phys.* **11**, 033009 (2009).
- [3] K. P. Singh, Electron acceleration by a chirped short intense laser pulse in vacuum, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 254102 (2005).
- [4] J. X. Li, W. P. Zang, and J. G. Tian, Electron acceleration in vacuum induced by a tightly focused chirped laser pulse *Appl. Phys. Lett.* **96**, 031103 (2010).
- [5] M. P. Liu, H. C. Wu, B. S. Xie *et al.*, Electron acceleration in vacuum by subcycle laser pulse, *Phys. Plasmas* **15**, 023108 (2008).
- [6] B. Quesnel and P. Mora, Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum, *Phys. Rev. E* **58**, 3719 (1998).
- [7] J. F. Hua, Y. K. Ho, Y. Z. Lin *et al.*, High-order corrected fields of ultrashort, tightly focused laser pulses, *Appl. Phys. Lett.* **85** 3705 (2004).
- [8] R. Martinez-Herrero, P. M. Mejias, and S. Bosch, On the vectorial structure of non-paraxial radially polarized light fields, *Opt. Commun.* **281**, 3046 (2008).
- [9] D. N. Gupta, H. J. Jang, and H. Suk, Combined effect of tight-focusing and frequency-chirping on laser acceleration of an electron in vacuum *J. Appl. Phys.* **105**, 106110 (2009).
- [10] B. J. Galow, Y. I. Salamin, T. V. Liseykina *et al.*, Dense Monoenergetic Proton Beams from Chirped Laser-Plasma Interaction, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 185002 (2011).
- [11] J. L. Liu, Z. M. Sheng, and J. Zheng, Exact solution of the vectorial field structure of a light beam, *Opt. Commun.* **284**, 4646 (2011).
- [12] J. L. Liu, Zheng-Ming Sheng, and Jun Zheng, Electron acceleration by tightly focused radially polarized few-cycle laser pulses, *Chin. Phys. B*, **21**, 024101 (2012).

第四章 强激光与固体靶相互作用的两阶段质子加速方案

4.1 引言

迄今为止, TNSA 是在实验上验证最多的激光离子加速方案[1,2]。该加速机制的主要原理、结论以及实验结果已在绪论 1.7.1 节中详细谈及, 此处不再赘述。许多研究还致力于对靶进行结构设计以聚焦激光加速得到的电子, 从而增强靶后鞘层电场强度使由 TNSA 加速得到的质子束的能量和准直性得到提高, 并使这些质子有一个聚焦的过程[3-5]。然而, 聚焦的质子很快会发散开。近来的一些实验和理论研究指出, 可以通过在平面靶前放置中空的锥体来提高 TNSA 质子的能量, 因为锥体可以提供更多的聚焦的高能电子并能对激光本身进行聚焦以提高其强度[6-10]。然而, 只采用平面靶作为质子源仍然很难得到能量 $>100\text{MeV}$ 的质子束。Bulanov 等人提出采用双层靶设计以提高质子束能量[11]并在不同的参数范围内进行了理论和数值模拟上的研究[12,13]。虽然这类双层靶设计所得到的最大质子能量相较单层靶而言并没有显著的提高, 但也提供了获得准单能质子束的可能性方案。理论上, RPA 加速机制可以获得高能质子, 然而, 这一机制的实现需要制备非常薄的靶, 给激光技术尤其是提高超强激光对比度的技术提出了较高的要求。因此, 综合考虑上述情况, 非常有必要提出新的实用且有效的能在目前实验条件下实现的质子加速方案。

本章提出基于新型靶设计的质子加速方案, 这一方案能实现质子的两阶段加速。二维和三维 Particle-in-cell 粒子模拟都表明采用这一方案能产生高准直性、准单能的质子束。如采用聚焦强度 $\sim 3.1 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ 的激光脉冲可获得峰值能量超过 100MeV 的准单能质子束。

4.2 靶设计及两阶段加速原理

靶设计如图 4-1(a)所示。靶的前端是中空的金属圆筒，圆筒的内壁呈圆锥形，锥形内径与激光焦斑相当。圆筒后接前表面是平面，后表面呈凹陷盘状结构的厚度为几个微米的主靶体。主靶体后表面附着的质子源分为两部分，一部分是位于中心的锥状质子层（inner layer, “I” 质子），另一部分是环绕中心锥状层的外质子层（outer layer, “O” 质子）。当强激光正入射到靶上时，圆筒的圆锥形内壁与激光相互作用，产生大量的高能电子束（“C” 电子）[6-10,14-16]。激光有质动力沿锥面推动这些高能电子束，电子束穿过靶体在靶后建立起强静电场。另外，圆筒的外壁与激光相互作用产生了大量水平传输的电子束（“H” 电子）[17,18]，这部分电子束可以在横向上对“C” 电子束及激光与主靶体相互作用产生的电子起到约束作用，这样不仅能增强靶后鞘层电场强度，还能延长鞘层电场的有效存续时间。鞘层电场建立起来后，靶后的两部分质子源的质子就被鞘层电场加速起来，这一过程的加速机制是典型的 TNSA 加速机制，也是两阶段加速方案的第一加速阶段。

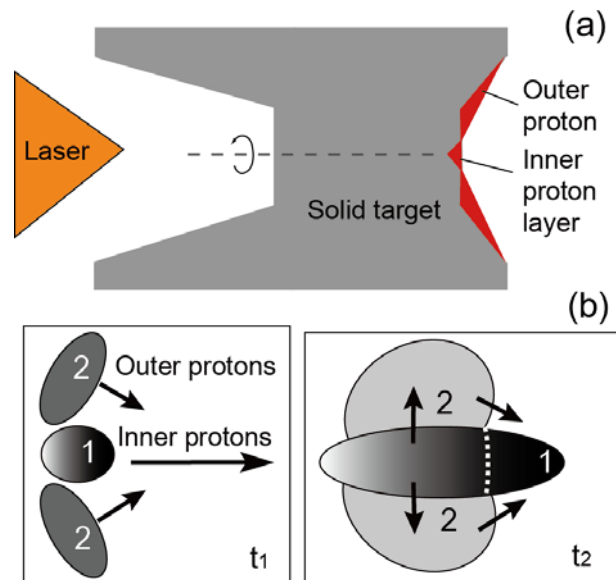


图4-1 (a)两阶段质子加速靶设计图；(b)加速过程示意图

Fig.4-1 Sketch of the two-stage acceleration target; (b) schematic diagrams of the acceleration process.

第二加速阶段如图 4-1(b)所示。在早期时刻如 $t = t_1$ ，“I” 质子（标记为“1”）沿激

光传输方向运动，“O”质子（标记为“2”）沿激光传输方向运动的同时，还向中心轴运动。“O”质子受到“I”质子的静电排斥而对其向中心轴运动有延缓的作用。“I”质子束由于其自身的库伦爆炸效应而延展开来，即“I”质子的快速部分得到进一步的加速，而其慢速部分则相应被减速。随着过程的发展如 $t=t_2$ ，“I”质子的边沿部分被斜向汇聚的“O”质子库伦压缩，即“I”质子在横向上被局域压缩，其前端的快速部分因为后面的其本身的慢速部分及“O”质子的库伦作用而获得了第二次的加速。正是由于二次加速过程的存在，“I”质子的快速部分能获得更多的能量，并最终脱离其余质子而成为准单能的质子束。

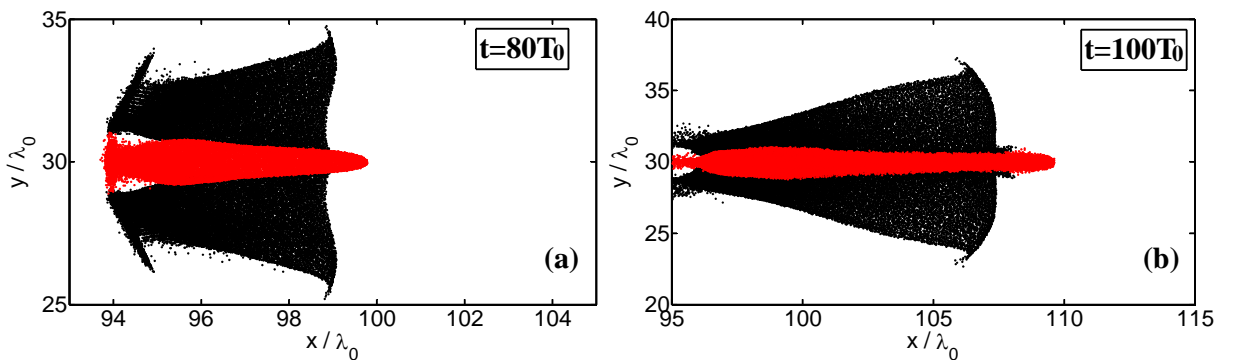
可以通过分析两个带相同正电荷的小球的库伦排斥过程来理解上述的第二次加速过程。设相距为 S 的两个带相同正电荷的小球 A 和 B 分别以初始速度 v_A 和 v_B （ $<v_A$ ）运动，A 球和 B 球的质量及带电量分别为 (m_A, q_A) 和 (m_B, q_B) 。经过了无限小时间 Δt ，A 球的速度增加小量和 B 球的速度减少小量分别为 $\Delta v_A = k(\Delta t / m_A S^2)$ 和 $\Delta v_B = (m_A \Delta v_A / m_B)$ ，其中 $k = q_A q_B / 4\pi\epsilon_0$ 。相应的 A 球和 B 球的动能变化量为 $\Delta \epsilon_A = k(v_A \Delta t / S^2)$ 和 $\Delta \epsilon_B = -k(v_B \Delta t / S^2)$ ，则上述二体系统的动能增加量为 $\Delta \epsilon_A + \Delta \epsilon_B = k[(v_A - v_B)\Delta t / S^2] = k\Delta S / S^2$ ，其恰为二体系统电势能的减少量。进一步地，A 球和 B 球的动能经过上述时间小量 Δt 后的差为 $\Delta \epsilon_A - \Delta \epsilon_B = k[(v_A + v_B)\Delta t / S^2]$ 。上述静电排斥机制发生在“I”质子和“O”质子之间，尤其在两者的交界面处，作用更为显著（如图 4-1(b)的白色虚线所示）。随着“O”质子和“I”质子的慢速尾部逐渐融合，“I”质子的快速头部与其的距离逐渐增大，两者之间的库伦排斥效应也逐渐减弱。上述两阶段加速机制得到了二维和三维 PIC 粒子模拟的证实。

4.3 PIC 粒子模拟结果及分析

4.3.1 二维 PIC 粒子模拟结果

首先详细分析二维 PIC 模拟的结果。所用的模拟程序是我们组所发展起来的 PIC 程

序 K LAP-2D。模拟中对粒子及场所采用的边界条件为：在纵向（ x 方向）上采用吸收边界条件，在横向（ y 方向）上采用周期性边界条件。模拟盒子的尺寸为 $240\lambda_0 \times 60\lambda_0$ ，其中 $\lambda_0 = 0.8\mu\text{m}$ 是激光波长。模拟盒子分为 14400×2400 个格子。在等离子体区域中的每个格子放有 100 个数值巨粒子。模拟的时间步长为 $\Delta t = 0.006T_0$ ，其中 $T_0 = 2\pi / \omega_0$ 是激光振荡周期。设一束 P 偏振，峰值强度为 $I_L \sim 3.1 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ [$a = eE_L / m_e \omega_0 c = 12$ ，其中 E_L ， e ， m_e ， ω_0 ， c 分别为激光峰值电场强度，电子电量，电子质量，激光频率，真空光速] 的激光脉冲从模拟盒子左边沿盒子的中心轴正入射到盒子里。激光的横向强度分布为高斯型，相应的半高全宽（FWHM）为 $w_0 = 8\lambda_0$ ，纵向包络也呈高斯分布，相应的 FWHM 脉宽为 $30T_0$ 。激光前沿初始位于 $x = 40\lambda_0$ 。设靶的前端空心圆筒和主靶体由部分电离的等离子体组成，其离子的有效核质比为 $q / m_i = 1/18360$ 。靶的前端位于 $x = 90\lambda_0$ ，圆筒内圆锥的顶角为 6° ，其外侧圆和内测圆的直径分别为 $6.1\lambda_0$ 和 $3\lambda_0$ 。圆筒的长度和直径分别为 $30\lambda_0$ 和 $7.7\lambda_0$ 。如图 4-1(a)所示，圆筒的右边是主靶体，其厚度为 $5\lambda_0$ 。主靶体后附着的圆锥形“I”质子层的厚度和直径分别为 $d = 0.1\lambda_0$ 和 $w = 2\lambda_0$ 。边缘“O”质子层的最大横向厚度和纵向长度分别为 $0.3\lambda_0$ 和 $0.9\lambda_0$ ，其相对于中心轴的倾角为 70° 。质子的核质比为 $q / m_p = 1836$ 。圆筒及主靶体的电子密度为 $n = 100n_c$ ，质子层的电子密度为 $n_p = 50n_c$ ，其中 $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$ 。在所有的模拟中均设定重离子，质子和电子的初始温度为 1KeV。



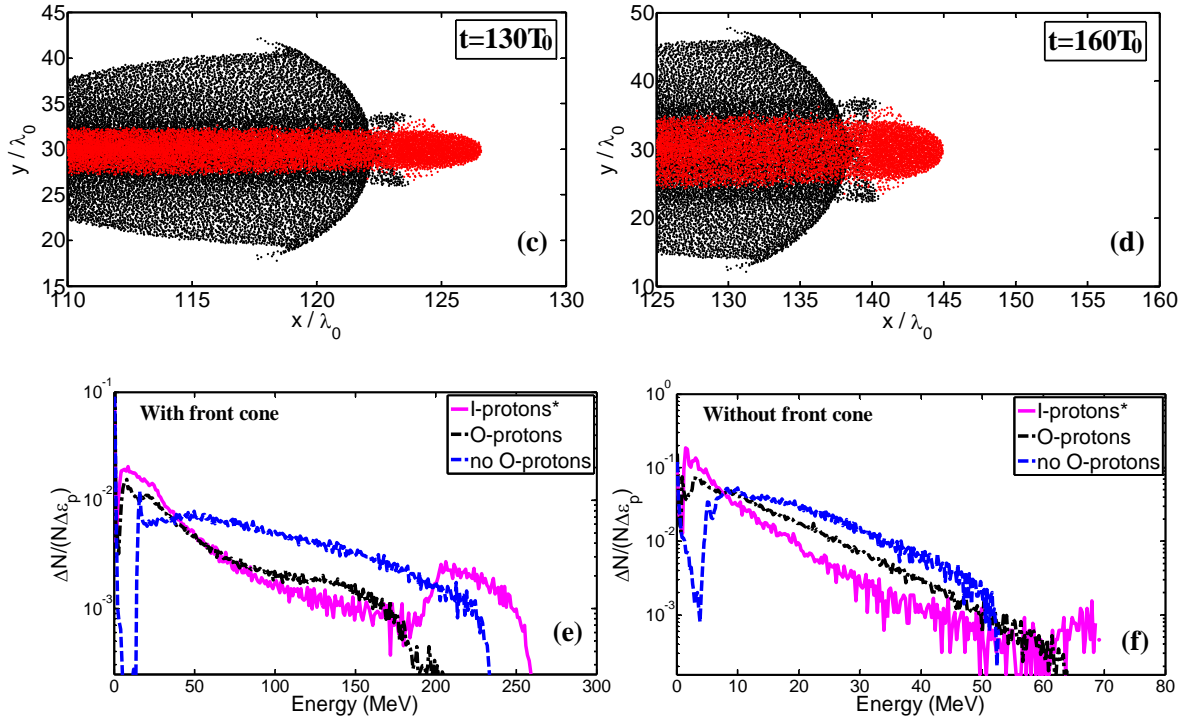


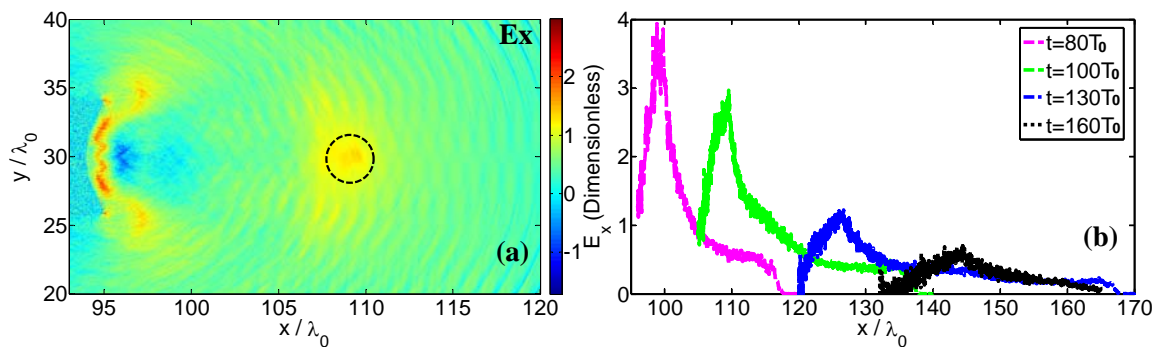
图4-2 二维 PIC 模拟结果。(a)-(d)分别为“I”质子(红色圆点)和“O”质子(黑色圆点)于时刻 $t = 80T_0$, $100T_0$, $130T_0$, $160T_0$ 在 $x-y$ 平面上的空间分布。(e)为“I”质子和“O”质子在 $t = 160T_0$ 时刻的能谱,其中“I-protons*”是不存在“O”质子的情况下的模拟结果, N 表示“I”质子或“O”质子的粒子总数。(f)为不存在靶前端的空心圆筒情况下的模拟结果。

Fig.4-2 2D PIC simulation results of the spatial distribution of the I-protons (red dots) and O-protons (black dots) in x-y plane at (a) $t = 80T_0$, (b) $t = 100T_0$, (c) $t = 130T_0$ and (d) $t = 160T_0$. The energy spectra for the I and O-protons at $t = 160T_0$ are plotted in (e), where a spectrum marked as “I-protons*” is also plotted for the I-protons using the target without the O-proton layer initially for comparison and N is the total number of I- or O-protons. The laser parameters are $a = 12$, $\tau = 30T_0$, and $w_0 = 8\lambda_0$. Plot (f) is obtained without the front cone.

图 4-2 表示“I”质子和“O”质子在不同时刻的空间分布演化情况。如图 4-2(a)所示,“I”质子沿着中心轴运动,其两侧是向中心轴汇聚的“O”质子。“I”质子的快速头部被进一步加速,其后部则被减速,同时“O”质子的汇聚被减慢下来。图 4-2(b)显示,“O”质子的上下两部分逐渐闭合并与“I”质子的后部融合在一起,“I”质子的快速头部则被进一步加速。由于“I”质子慢速后部的库伦排斥作用,“O”质子的中部实际上呈现出泡状结构。可以看出此时“O”质子前沿的中心部分仍然是向内凹陷的,即“O”质子此时仍在向中心轴汇聚,并对“I”质子快速头部进行挤压和加速。图 4-2(c)

显示,“O”质子前沿此时已展平,其对“I”质子的排斥作用使“I”质子的快速头部与后面的质子之间出现了明显的分隔。图 4-2(d)显示出上述分隔逐渐变宽,表明“I”质子的快速头部此时已脱离其余的质子了。这些快速质子形成了一个尺寸为 $6\mu\text{m}\times 8\mu\text{m}$ 的准单能质子束。图 4-2(e)显示的是在时刻 $t=160T_0$ “I”质子的能谱(红线)和“O”质子的能谱(黑线)。可以看出“I”质子能谱的高能端在约 220MeV 位置处有明显的准单能峰,“I”质子的最大动能达 $\sim 259\text{MeV}$,能散度约为 17%,且单能峰恰位于“O”质子的最大动能截止点处。图中还给出了不存在“O”质子的情况下的“I”质子(“I-protons*”)能谱的模拟结果以作比较。可以看出,在不存在“O”质子的情况下,“I”质子能谱的能散度很大,其最大质子动能更小,且没有出现准单能峰。这表明,“O”质子对“I”质子的纵向推动就是两阶段加速方案中的第二加速阶段,也是“I”质子高能端准单能峰形成的原因。存在“O”质子的情况下的“I”质子的最大动能相比于不存在“O”质子的情况提高了近 11%(不存在“O”质子的情况下的“I”质子的最大动能约为 234MeV)。

为了证实靶前端空心圆筒的作用,对去除圆筒代之以平面而其余不变的靶设计也进行了模拟。图 4-2(f)给出了模拟得到的“I”质子,“O”质子及不存在“O”质子情况下的“I”质子的能谱。可以看出,此情况下的“I”质子的最大能量急剧减小到小于 70MeV,这归因于靶前端空心圆筒能提供大量的“C”电子和“H”电子,这极大地提高了靶后的鞘层电场强度。还可以看出,仍有一些高能“I”质子位于“O”质子的最大动能截止点处,这表明两阶段加速方案在这一情况下依然有效,即两阶段加速方案主要依赖于靶后质子层结构的设计。然而,靶前端空心圆筒的确极大地提高了所得准单能质子束的能量、准直性及延长了对“I”质子快速头部的加速距离。



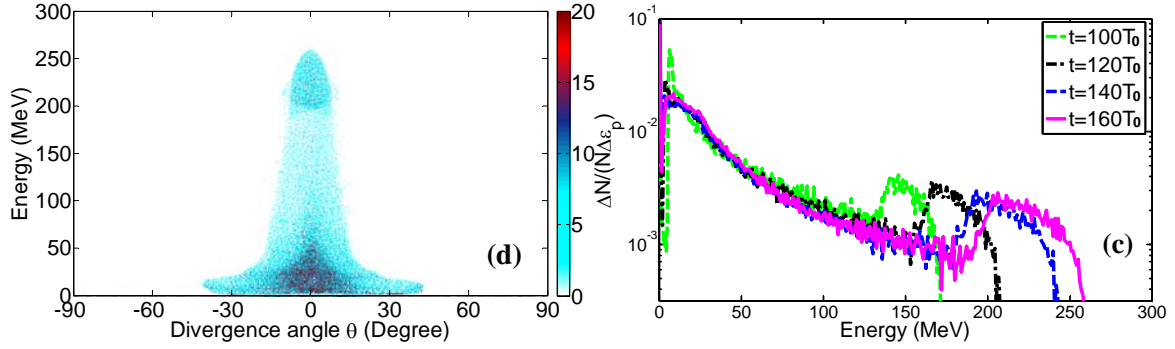


图4-3 二维 PIC 模拟结果。(a)纵向电场 E_x (已用 $m_e \omega_0 c / e$ 归一化) 在 $x-y$ 平面于时刻 $t = 100T_0$ 的空间分布。可以明显地看出在 $x = 108\lambda_0$ 处有极值点。(b) E_x 沿 x 轴的峰值的时间演化。图中除了 $t = 80T_0$ 时刻外, 其余时刻的 E_x 均乘以因子 2 以使线条高度差异缩小。(c) “I” 质子准单能峰的时间演化。(d) “I” 质子发散角及动能于时刻 $t = 160T_0$ 的数量统计分布。

Fig.4-3 2D PIC simulation results of (a) Spatial distribution of the axial electrostatic field E_x (normalized by $m_e \omega_0 c / e$) in $x-y$ plane at $t = 100T_0$. An enhancement of the field at $x = 108\lambda_0$ can clearly be observed. (b) Evolution of the peak of E_x on the axis near the interface between the front of the O-protons and the I-protons. Except for that for $t = 80T_0$, the E_x values have been multiplied by a factor of 2 for clarity. (c) Evolution of the quasi-monoenergetic I-proton peak. (d) Divergence angle and kinetic energy distribution of the I-protons at $t = 160T_0$; The laser parameters are the same as in Fig. 2.

为了进一步地揭示两阶段加速过程原理, 图 4-3(a)给出了纵向电场 E_x 在 $x-y$ 平面于相对早期时刻 $t = 100T_0$ 的空间分布。可以看到, 在 $x = 108\lambda_0$ 附近有一个强的正电场区域 (以黑色点线圆圈表示), 而这正是此时 “I” 质子快速头部与其后部及 “O” 质子融合体的接触面, 如图 4-2(b)所示。图 4-3(b)给出的是纵向空间电荷场沿 x 轴的峰值的时间演化。可以看出随着时间的推进, 峰逐渐向前移动, 这使得可以在较长距离给质子以加速, 就像 RPA 加速机制中的移动双层结构一样, 虽然其强度随着时间很快衰减。相应于这一移动峰值加速电场, “I” 质子准单能峰随时间逐渐向高能端推进。图 4-3(c)给出 “I” 质子在 $t = 100T_0$, $120T_0$, $140T_0$, $160T_0$ 的能谱。“I” 质子在以上时刻的最大动能分别为 $E_{\max} = 171\text{MeV}$, 207MeV , 243MeV , 259MeV 。可以看出, “I” 质子准单能峰的宽度随着质子最大动能的增大而增大, 然而 “I” 质子的低能部分能谱随时间几乎没有变化。这表明 “I” 质子的后部已经与 “O” 质子融合在一起。图 4-3(d)显示, “I” 质子快速头部的发散角分布在 $\theta_{\text{div}} \leq \pm 10^\circ$ 范围内, 其动能则分布在 $200\text{-}259\text{MeV}$ 范围内,

其中发散角的定义为 $\theta_{\text{div}} = \arctan(p_y / p_x)$ ， p_x 与 p_y 分别为质子的纵向和横向动量。定义平均发散角为 $\theta_{\text{ave}} = (\sum(\theta_{\text{div}}) / N)^{1/2}$ ，则“I”质子快速头部的平均发散角为 4.05° 。另外，“I”质子快速头部所含的高能质子数目约为 8.7×10^{11} （超过“I”质子总数的 $1/10$ ），这满足许多实际应用包括质子癌症治疗的要求。

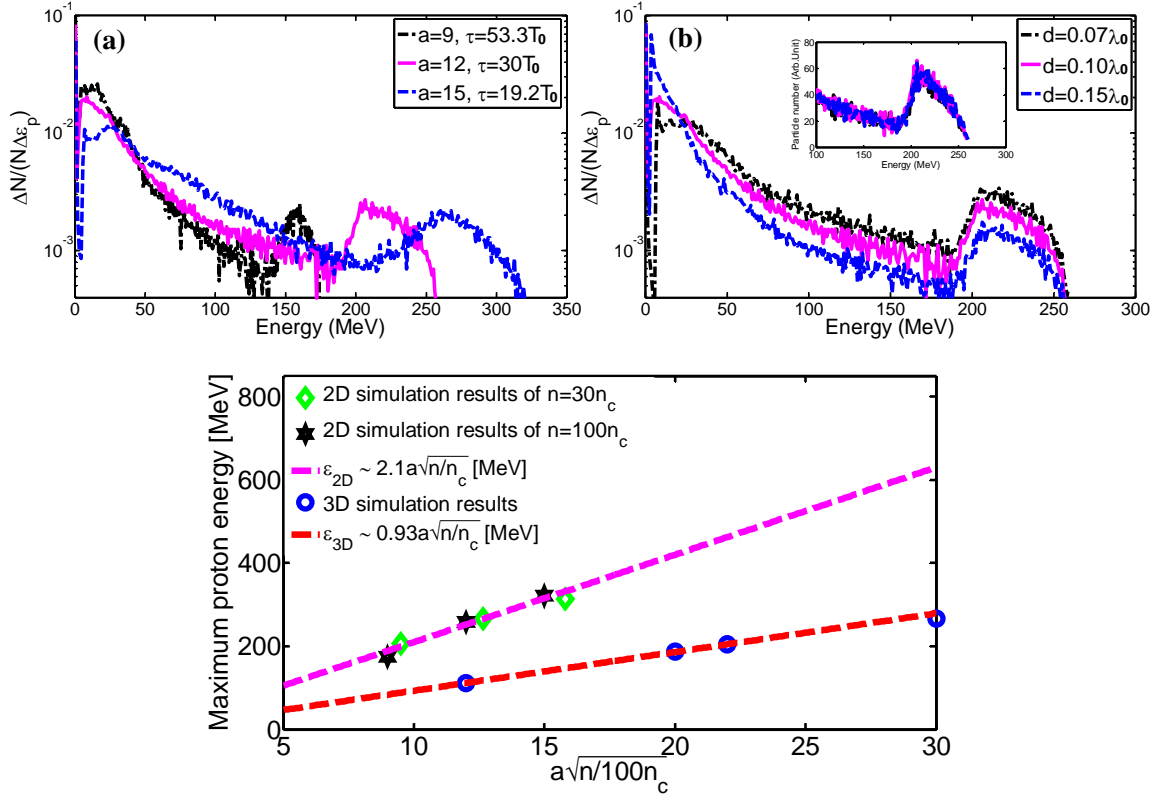


图4-4 (a), (b)是二维 PIC 模拟结果。(a)不同电场幅值 a 及脉冲宽度的激光脉冲作用下的“I”质子能谱。(b)不同中心锥状质子层厚度 d 情况下的“I”质子能谱。激光的能量固定为 9.6J，其他的激光参数与图 2 及图 3 的模拟例相同。(c)由二维及三维 PIC 模拟得到的式(1)及式(2)，分别表示二维和三维模拟的质子最大动能定标率。

Fig.4-4 2D PIC simulation results of variation of the energy spectrum with respect to the laser amplitude a and the laser pulse duration τ (a), and the thickness d of the center proton layer (b). The laser energy is fixed to be 9.6 J and other laser parameters are the same as in Fig. 2. Plot (c) shows the maximum proton energy scaling as given by Eqs. (1) and (2) obtained in 2D and 3D PIC simulations.

为了探究激光参数和中心锥状质子层的厚度对质子能谱的影响，对不同参数进行了 PIC 模拟。图 4-4(a)给出固定激光能量为 9.6J， $w = 8\lambda_0$ ，改变激光电场幅值 a 及脉冲宽

度的“I”质子能谱，其中红线表示 $a=12$ ， $\tau=30T_0$ 的情况（例 1. 即激光强度 $3\times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ，脉冲宽度 80fs），黑线表示 $a=9$ ， $\tau=53.3T_0$ 的情况（例 2. 即激光强度 $1.7\times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ，脉冲宽度 140fs），蓝线表示 $a=15$ ， $\tau=19.2T_0$ 的情况（例 3. 即激光强度 $4.8\times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ，脉冲宽度 50fs）。例 1，例 2，例 3 的最大质子能量分别为 259MeV，174MeV，322MeV。因此，最大质子能量与激光电场幅值的定标关系为：

$$E_{2D} \sim 2.1a\sqrt{n/n_c} \text{ [MeV]} \quad (4-1)$$

如图 4-4(c)所示，其中 n 是以临界密度 n_c 归一化的重离子靶电子密度。上述定标率符合电子能量与激光电场幅值呈线性关系的实验经验[14-18]，而不论电子是源于靶前空心圆筒的圆锥内壁还是源于主靶体。模拟结果还表明质子能量随着靶密度的增加而增加，这与 TNSA 加速机制相符，可归因于热电子的数目随着靶密度的增加而增加。在 $a=9$ ，12，15 三个例子中，“I”质子快速头部所包含的质子数目之比为 0.41:1.0:2.73，相应的能量转化效率之比为 0.29:1.0:1.44。如图 4-4(c)所示，重离子靶体电子密度为 $n=30n_c$ ，质子层电子密度为 $n_p=10n_c$ ，激光电场幅值分别为 $a=15$ ，20，25 的二维 PIC 模拟结果表明，所得的最大质子能量分别为 206MeV，267MeV，313MeV，这与式(4-1)的定标率也是符合的。

图 4-4(b)给出不同中心锥状质子层厚度 d 的“I”质子能谱。红线，黑线和蓝线分别表示 $d=0.10\lambda_0$ ， $d=0.07\lambda_0$ 和 $d=0.15\lambda_0$ 的情况。可以看出， d 的变化对质子最大能量几乎没有影响，准单能峰的宽度及其所包含的质子数目都没有明显变化。这是因为“I”质子快速头部所包含质子的数目主要取决于“O”质子对“I”质子的第二阶段加速过程而非“I”质子的总数目。这一新颖的特性使得可以用来控制应用中所需的质子的剂量。

4.3.2 三维 PIC 粒子模拟结果

为验证两阶段质子加速方案在真实的三维几何中仍是有效的，还利用 OSIRIS 2.0[19]进行了三维 PIC 模拟。模拟盒子的尺寸是 $x\times y\times z=180\lambda_0\times 60\lambda_0\times 60\lambda_0$ ，模拟盒子分为 $14400\times 480\times 480$ 个格子。在等离子体区域中的每个格子放有 64 个数值巨粒子。模拟的时间步长为 $\Delta t=0.02T_0$ 。每个格子中放置的巨粒子数目及每个激光波长所划分的格子数

所限于可以获得的计算资源，然而，这样的精确度已足以证实靶设计的两阶段质子加速方案的有效性。入射激光脉冲沿 x 轴传输，其偏振方向沿 y 方向。如无特殊说明，靶设计的所用几何参数与二维模拟例子相同。

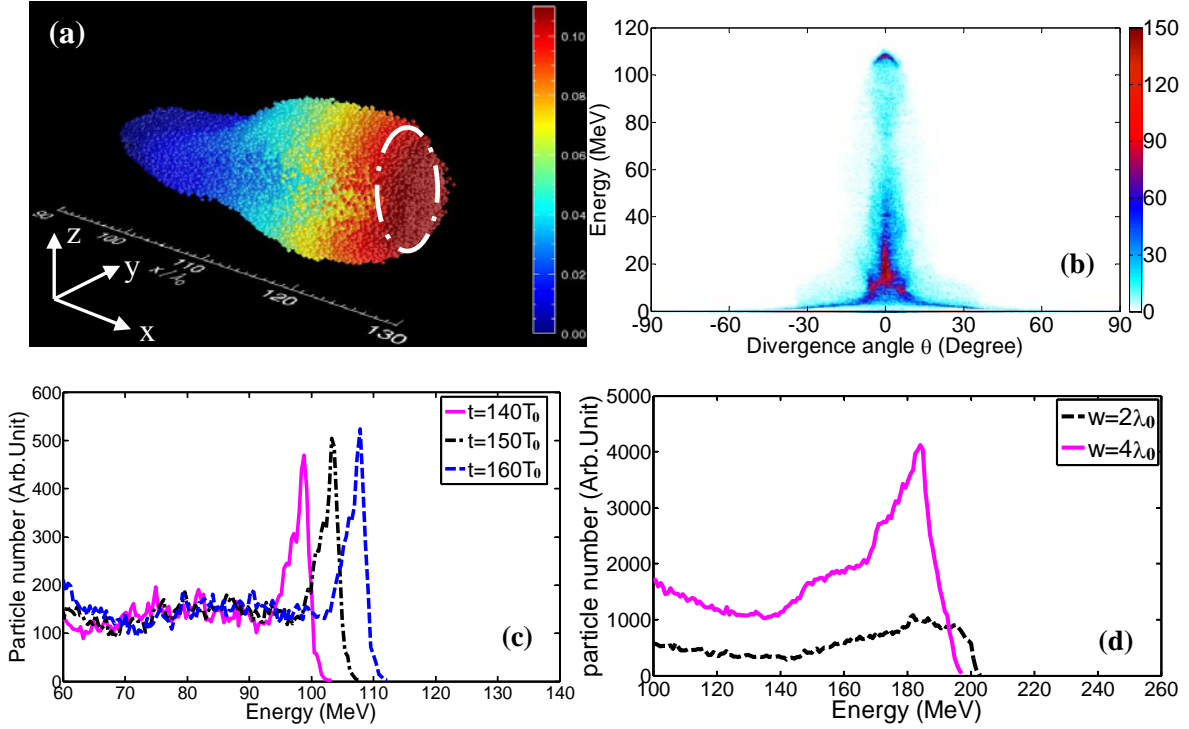


图4-5 三维模拟结果。(a) “I” 质子于时刻 $t=160T_0$ 的空间和动能（用 $m_p c^2$ 归一化）分布。(b) “I” 质子数目于时刻 $t=160T_0$ 的发散角和动能的统计分布。(c) “I” 质子能谱准单能峰随时间的演化（激光电场幅值为 $a=12$ ）。(d) 中心锥状质子层的横向直径 $w=2\lambda_0$ 和 $w=4\lambda_0$ 的 “I” 质子能谱单能峰于 $t=160T_0$ 的比较（激光电场峰值为 $a=22$ ）。

Fig.4-5 3D PIC simulation results. (a) Spatial and kinetic energy (normalized by $m_p c^2$) distribution of the I-protons at $t=160T_0$; (b) Divergence angle and kinetic energy distribution of the I-protons at $t=160T_0$; (c) Evolution of the energy spectra of the high energy I-proton peak for $a=12$. (d) Comparison of the energy spectra of the high energy part of the I-protons with its transverse size $w=2\lambda_0$ (black dashed line) and $w=4\lambda_0$ (pink solid line) obtained with the laser amplitude $a=22$ at $t=160T_0$.

图 4-5(a)给出了 “I” 质子于时刻 $t=160T_0$ 的空间和动能（用 $m_p c^2$ 归一化）分布。可以看出，“I” 质子的前端中心有一个明显的致密高能区（以白色圆圈标记），图中颜色表示 $\gamma-1$ ， γ 是 “I” 质子的 Lorentz 因子。图 4-5(b)给出了 “I” 质子数目于时刻 $t=160T_0$ 的发散角和动能的统计分布，图中颜色表示质子相对数目。可以看出，在顶端有一个非

常狭窄明亮的区域，这正是图 5-5(a)所显示的高能“I”质子头部。图 4-5(c)给出了“I”质子能谱准单能峰随时间的演化。最大质子能量和峰值质子能量均随时间缓慢增加，然而能散度随时间反而有所减小。可以看到“I”质子的高能端有一个非常窄的准单能峰，其峰值能量为 $E_{\text{peak}} = 107.8 \text{ MeV}$ ，最大能量为 $E_{\text{max}} = 112 \text{ MeV}$ ，能散度 $\Delta E_{FWHM} / E_{\text{peak}}$ 只有约 3%，动能大于 100 MeV 的质子数目约为 3.62×10^{11} 。而在不存在“O”质子的情况下，“I”质子的最大动能只有 76 MeV，能散度几乎为 100%，即质子最大能量在存在“O”质子的情况下比不存在“O”质子的情况提高了 47%。这表明“O”质子对“I”质子的推动作用显著地改善了“I”质子的加速过程并且是获得准单能质子束的直接成因。

注意到三维模拟得到的准单能质子束与二维模拟结果相比有两点不同，即三维模拟结果的最大质子能量与能散度均比二维模拟结果减小很多。最大质子能量的减小与线偏振激光对电子加速在三维几何情况下固有的空间各向异性有关。实际上，源于靶前端圆筒圆锥形内壁的电子主要在中心轴附近沿着激光偏振方向（ $x-y$ 平面）被加速，即热电子在激光偏振方向（ y 方向）上延展开来。正是因为热电子空间分布的各向异性，其由于空间电荷效应在另一个横向（ z 方向）上扩散，因而靶后鞘层静电场强度小于二维模拟结果。热电子的空间分布各向异性引起了质子加速的各向异性，尤其在加速的初始阶段，其时“I”质子的快速头部也沿 y 方向延展。这一不对称性与最近的在关于 BOA 加速机制的三维模拟中所发现的热电子在横向上分布的不对称性类似[20]，但是与 BOA 机制中电子的横向分布不对称是由激光横向有质动力对电子的横向排斥作用造成的不同（这部分内容在本论文第六章 6.2.3 节讨论相对论透明区质子加速时还会涉及），这里的不对称性是由于前端锥形圆筒内壁产生的热电子在沿激光电场偏振方向与垂直于激光偏振方向不同引起的。圆筒内壁的电子沿激光偏振方向被激光电场拉出，并被激光纵向有质动力推动沿圆筒内壁进入靶体，而在垂直激光偏振方向上则无此效应。

稍后，这些质子在 z 方向上扩散，如图 4-5(a)所示，很明显可以看出质子沿 z 方向的空间尺寸要大于沿 y 方向的尺寸。这导致了“I”质子沿 x 方向的分布变得更薄，因而能得到空间上更均匀的加速，也因而能得到更窄能谱宽度的准单能质子束。

为得出三维模拟中质子最大能量与激光强度的定标关系，还进行了激光电场幅值为

$a = 20, 22, 30$ 情况下的模拟。模拟中所得到的质子最大能量分别为 $E_{\max} = 187\text{MeV}$, 204MeV , 266MeV 。因此, 最大质子能量与激光电场幅值的定标关系为:

$$E_{3D} \sim 0.93a\sqrt{n/n_c} \text{ [MeV]} \quad (4-2)$$

如图 4-4(c)所示。上述定标率与二维模拟得到的定标率式(1)相似, 但是其常数系数要小, 这是由上面讨论的三维效应造成的。

由式(4-2)可知, 使用更高的激光强度可以获得更高的质子能量。图 4-5(d)给出了激光电场幅值 $a = 22$ 的“I”质子能谱准单能峰, 其最大质子能量在 $t = 160T_0$ 时达到 204MeV 。而这也符合式(4-2)的定标率。但也可以看出其能谱变得较宽。另外的模拟表明, 要降低能散度, 只需适当地增加中心锥状质子层的横向直径。当把这一直径改为 $w = 4\lambda_0$ 时, 即两倍于此前的尺寸, 如图 4-5(d)所示, 其能谱将有极显著的改善。实际上, 这一模拟例所得到的最大质子能量与前例相当, 动能大于 170MeV 的质子数目约为 5.69×10^{12} 。这可以这样理解: 大的中心锥状质子层横向直径在靶设计上也就意味着大的“O”质子内直径, 这将延缓“O”质子向中心轴汇聚融合的过程, 在此过程中, “I”质子的快速头部在“O”质子所形成的通道中横向上更长时间更均匀的扩散, 因而得到更均匀的加速。这正是得到更高质量的“I”质子准单能峰的原因。而更长时间的“O”质子通道闭合时间也意味着第二加速阶段更短的推动作用时间, 因而导致 $w = 4\lambda_0$ 情况下的最大质子能量略小于 $w = 2\lambda_0$ 的情况, 如图 4-5(d)所示。

4.4 小结

本章提出一种基于激光固体靶相互作用的两阶段质子加速方案, 并提出相应的实现此方案的靶设计。这种靶由三部分组成, 前端(激光作用端)是一个锥形内壁圆筒; 中间是连接前后端的竖直平面靶; 后端是一个中心呈锥状凹陷, 周围呈斜坡状的特殊结构, 这一结构用于粘附富含氢的材料, 因此含氢材料也相应的分为两部分, 即中心锥状部分和周围盘形部分。利用该靶设计, 质子加速过程分为两个阶段。在第一阶段, 两部分富含氢材料的质子都由于靶后鞘层加速机制(TNSA)得到加速, 此时中心部分质子沿激光传

播轴的方向运动，而周围部分质子在沿轴加速的同时向轴汇聚。在第二阶段，向轴汇聚的周围部分质子对中心部分质子产生径向压缩和轴向推动的作用，从而使中心部分质子的快速头部得到进一步的加速，并由此形成一个高品质的单能质子束。二维 PIC 粒子模拟结果表明，用脉宽 80fs，聚焦强度 $3.1 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ 的激光脉冲可以产生最大能量 250MeV，能散度 17% 的准单能质子束。三维 PIC 粒子模拟表明，同等条件下，由于线偏振激光的电子各向异性加热效应，质子的最大能量降低为约 112MeV，但同时能散度得到极大的改善，约为 3%。在固定激光能量的情况下，更高的激光强度有利于提高质子的最大动能及包含在准单能峰中的质子数目。

利用该方案，获得的包含在准单能峰中的质子数目超过 10^{11} protons/shot。且即使改变中心锥状质子层的厚度、激光强度和激光脉冲宽度，准单能峰的质子数目也保持相对稳定。这些特性也使得两阶段质子加速方案对实际应用极具吸引力。

4.5 参考文献

- [1] K. Zeil, S. D. Kraft, S. Bock *et al.*, The scaling of proton energies in ultrashort pulse laser plasma acceleration, *New J. Phys.* **12** 045015 (2010).
- [2] J. Fuchsa, P. Audeberta, M. Borghesib *et al.*, Laser acceleration of low emittance, high energy ions and applications, *Comptes Rendus Physique* **10**, 176 (2009).
- [3] T. Okada, A. A. Andreev, Y. Mikado *et al.*, Energetic proton acceleration and bunch generation by ultraintense laser pulses on the surface of thin plasma targets, *Phys. Rev. E* **74**, 026401 (2006).
- [4] M. P. Liu, H. C. Wu, B. S. Xie *et al.*, Energetic collimated ion bunch generation from an ultraintense laser interacting with thin concave targets, *Phys. of Plasmas* **15**, 063104 (2008).
- [5] Y. Y. Ma, Z. M. Sheng, Y. Q. Gu *et al.*, High-quality MeV protons from laser interaction with umbrellalike cavity target, *Phys. Plasmas* **16**, 034502 (2009).
- [6] S. A. Gaillard, T. Kluge, K. A. Flippo *et al.*, Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets,

- Phys. Plasmas **18**, 056710 (2011);
- [7] T. Kluge, S. A. Gaillard, K. A. Flippo *et al.*, High proton energies from cone targets: electron acceleration mechanisms, New J Phys. **14**, 023038 (2012).
- [8] Y. Nodera, S. Kawata, N. Onuma *et al.*, Improvement of energy-conversion efficiency from laser to proton beam in a laser-foil interaction, Phys. Rev. E **78**, 046401 (2008).
- [9] W. M. Zhou, Y. Q. Gao, W. Hong *et al.*, Enhancement of monoenergetic proton beams via cone substrate in high intensity laser pulse-double layer target interactions, Laser Part. Beams **28**, 585 (2010).
- [10] J. Zheng, Z. M. Sheng, J. L. Liu *et al.*, Energy enhancement of quasi-monoenergetic proton bunches using a slice-cone target, Physics of plasmas, **18**, 113103 (2011).
- [11] T. Esirkepov, S. V. Bulanov, K. Nishihara *et al.*, Proposed Double-Layer Target for the Generation of High-Quality Laser-Accelerated Ion Beams, Phys. Rev. Lett. **89**, 175003 (2002).
- [12] S. S. Bulanov, A. Brantov, V. Yu. Bychenkov *et al.*, Accelerating monoenergetic protons from ultrathin foils by flat-top laser pulses in the directed-Coulomb-explosion regime, Phys. Rev. E **78**, 026412 (2008).
- [13] A. V. Brantov, V. T. Tikhonchuk, V. Yu. Bychenkov *et al.*, Laser-triggered ion acceleration from a double-layer foil, Phys. Plasmas **16**, 043107 (2009).
- [14] Z. M. Sheng, Y. Sentoku, K. Mima *et al.*, Angular Distributions of Fast Electrons, Ions, and Bremsstrahlung x/ γ -Rays in Intense Laser Interaction with Solid Targets, Phys. Rev. Lett. **85**, 5340 (2000).
- [15] Y. T. Li, X. H. Yuan, M. H. Xu *et al.*, Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses, Phys. Rev. Lett. **96**, 165003 (2006).
- [16] M. Chen, Z. M. Sheng, J. Zheng *et al.*, Surface electron acceleration in relativistic laser-solid interactions, Opt. Express **14**, 3093 (2006).
- [17] Y. Y. Ma, Z. M. Sheng, Y. T. Li *et al.*, Dense quasi-monoenergetic attosecond electron bunches from laser interaction with wire and slice targets, Phys. Plasmas **13**,

110702 (2006).

- [18] F. C. Wang, B. F. Shen, X. M. Zhang *et al.*, High-energy monoenergetic proton bunch from laser interaction with a complex target, *Phys. Plasmas* **16**, 093112 (2009).
- [19] R. A. Fonseca *et al.*, *Lecture Notes in Computer Science* **2331**, 342-351 (Springer Berlin, Heidelberg, 2002).
- [20] 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, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 045003 (2011).

第五章 强圆偏振激光与双抛物面靶相互作用质子加速

5.1 引言

由绪论 1.7 节可知，现在的激光等离子体离子加速方案主要有靶后法向鞘层加速 (TNSA) 和辐射压加速 (RPA)。TNSA 方案得到的能谱一般很宽，不符合应用需求，上一章所提出的两阶段质子加速方案就是一种对 TNSA 机制的优化设计，采用该设计可期得到准单能的高质量质子束。而由绪论 1.7.2 节可知，理论上，RPA 机制在采用平面靶的情况下就能够得到准单能的离子束，然而由于 Rayleigh-Taylor 不稳定性 (RTI)，Weibel-like 不稳定性等对靶的破坏效应的存在，对实现 RPA 机制的实验条件提出了近乎苛刻的要求，如超薄靶（纳米量级），超高对比度（ $< 10^{-12}$ ）超高强度（ $> 10^{22} \text{ W/cm}^2$ ）激光。因此，为了抑制 RTI 对靶加速过程的影响，人们提出了很多靶的优化设计或加速区域，这在绪论 1.7.2 节也做了介绍。其中，颜学庆等人[1]发现了一个自组织，准稳定的加速区域，采用强度为 $7 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的激光可产生能量为 1 GeV，电量为 nC 的质子束。在该区域的加速过程中，薄膜平面靶等离子体的两边被激光脉冲打穿，而中间部分被两边的电磁场包围，并被推动向前加速。至于实现这一加速区域的条件，若定义因子 $F = a / (nD)$ ，其中 $a = eE / m_e c \omega_0$ 是无量纲化的激光电场强度， n 是以临界密度 n_c 无量纲化的等离子体密度， D 是以激光波长 λ_0 无量纲化的靶厚度。则由文献[1]中所采用的模拟参数可知平面靶的 F 值为 $F_{\text{plane}} = 50 / (80 \times 0.5) = 1.25$ 。注意到这个因子实际上描述的是激光电场强度与靶等离子体可建立的最大静电场之间的比值。理论上，RPA 的最佳靶厚为 $D_{\text{opt}} = a / (n\pi)$ ，其 F 值为 $F_{\text{opt}} = \pi$ 大于 F_{plane} 。我们认为实际应用中的靶设计的 F 值应该越小越好，以减小所需要的激光强度。

实现 LS-RPA 的关键问题是如何得到完整的光帆(light sail)并使其能被激光脉冲有效地长时间加速。文献[1]的发现是激光足够强时，光帆能够在激光与薄靶相互作用过程中

自组织地形成(self-organized), 即光帆的形成依赖于靶的两翼部分被激光穿透, 从而形成一个光子凹腔, 凹腔包裹着光帆并对其推动加速。我们认为这一方案有两点可以改善。第一是激光穿透靶的两翼部分的方式。在采用平面靶时, 靶首先要被激光有质动力弯曲形成口袋状, 激光斜入射靶的两翼部分, 同时横向不稳定性的发展使得靶的两翼部分密度降低, 对激光场变得透明, 而这一过程必须迅速发生, 否则, 光帆不能形成, 这使得激光强度必须足够大。我们认为如果靶一开始就被设计成弯曲的, 那么激光将更容易穿透靶, 从而降低对激光强度的要求。第二是平面靶要求整个靶在纵向上必须一样薄(纳米或百纳米量级), 以满足激光在两翼的透过和中间光帆的形成同步。这给靶的制备添加了不必要的高难度技术要求。我们认为光帆只来源于靶中心区域的极小的一部分, 这表明, 只需使靶的最薄的部分能满足实现 LS-RPA 的要求即可。

本章提出基于光帆加速机制的双抛物面靶设计, 这一方案能改善上述自组织光帆形成的两点不足并显著降低对光强的要求。二维和三维 Particle-in-cell 粒子模拟都表明采用这一方案能产生高准直性、准单能的质子束。如采用聚焦强度 $\sim 9.9 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的强圆偏振激光脉冲可获得峰值能量超过 250MeV 的准单能质子束。

5.2 双抛物面靶设计及其加速原理

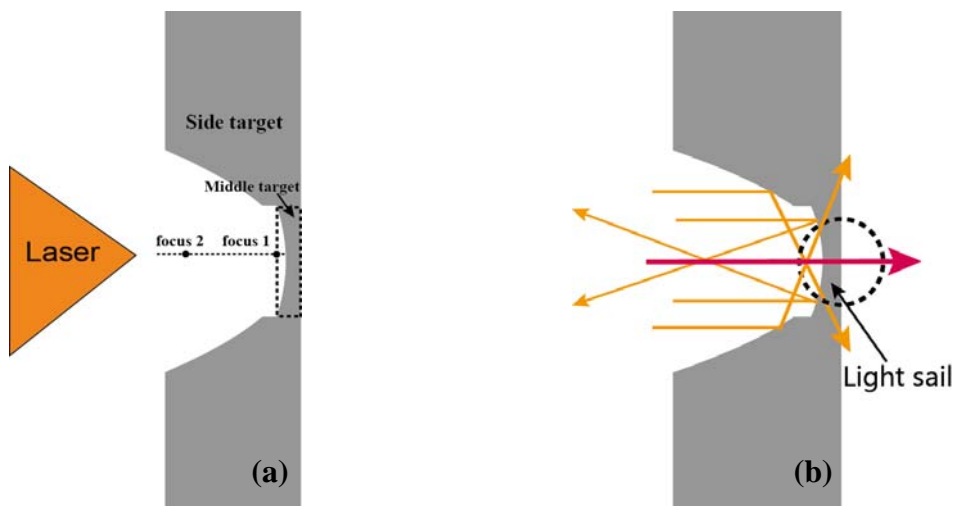


图5-1 (a) 双抛物面靶(DPT)设计示意图。 (b) 激光与 DPT 靶相互作用示意图。

Fig.5-1 (a) Schematic plot of the target design. (b) Schematic plot of laser pulse interacting with DPT target.

双抛物面靶(Dual parabola target, DPT)的靶设计如图 5-1(a)所示。这一靶设计可看作由两部分组成：边沿靶(the side target)和中间靶(the middle target)。边沿靶有着挖去头部的抛物面形内壁，抛物面形内壁的焦点位置在 focus 1 (下文中简写作 f1)。中间靶恰好填充在边沿靶被挖空的头部，其有着抛物面形的前表面，抛物面形前表面的焦点位置在 focus 2 (下文中简写作 f2)。DPT 靶最薄的部分在中间靶的中心区域。实验中制备这种靶时，可以分别制备中间靶和边沿靶，之后再将两部分靶拼合在一起。

激光与 DPT 靶相互作用的过程如图 5-1(b)所示。当激光脉冲与 DPT 靶相互作用时，激光的边缘部分被边沿靶的抛物面内壁反射聚焦于 f1，之后散焦照射在中间靶的抛物面形前表面的边缘区域上。激光的斜入射对照射区域的电子进行强烈加热，同时激光的中心部分不断地推动中间靶前表面的中心区域。中间靶前表面本身的弯曲加速了中间靶边缘部分的瓦解过程。而在采用平面靶的情况下，靶的弯曲依赖于激光强度的横向不均匀性，这延长了形成光帆的时间且提高了对激光光强的要求。至于将中间靶前表面的焦点设置得远离边沿靶抛物面形内壁焦点的原因，是期望激光与中间靶前表面的作用时间能稍微提前一些使其在 Hole-Boring 阶段的密度增大从而减小 RTI 对中间区域的破坏作用。然而，中间靶前表面也不能设计成一个平面，因为前表面对激光的斜反射对于光帆的形成也是必须的。上述 DPT 靶设计只需使靶最薄部分的厚度足够薄以满足光帆的有效形成即可。二维和三维（为简便起见，下文中分别以 2D 和 3D 指代二维和三维）Particle-in-cell 粒子模拟结果均表明，采用 DPT 靶，可以在使用比采用平面靶所要求的光强小得多的激光条件下，得到高品质的准单能质子束。

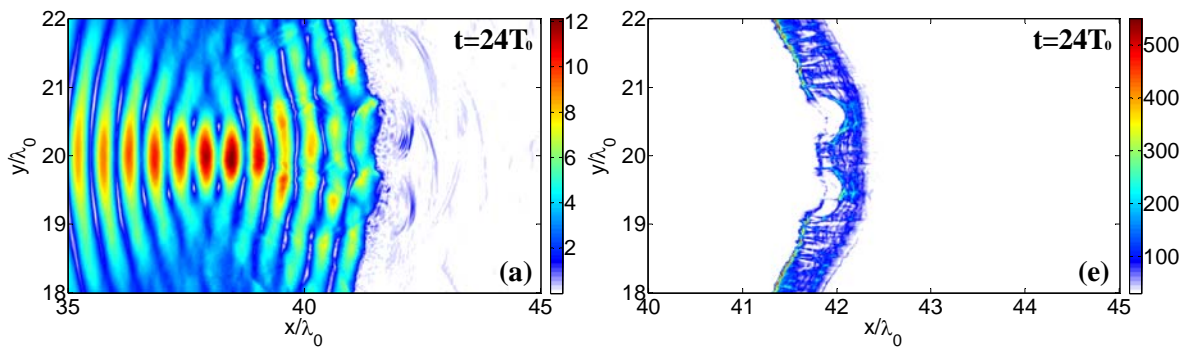
5.3 PIC 粒子模拟结果及分析

5.3.1 PIC 粒子模拟的参数设置

PIC 模拟参数设置如下：在 2D 模拟中，模拟盒子的尺寸为 $x \times y = 80\lambda_0 \times 40\lambda_0$ ，其中 $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$ 是激光波长，模拟盒子包含 8000×4000 个 cells，在等离子体区域中，每个 cell 中放置 64 个数值巨粒子。模拟时间步长是 $\Delta t = 0.007 T_0$ ，其中 $T_0 = \lambda_0/c$ 是激光周期。

如图 1 所示，靶的中心轴是 x 轴，其沿 $y = 20\lambda_0$ 。边沿靶的最前端位于 $x = 31\lambda_0$ ，f1 的坐标是 $(40\lambda_0, 20\lambda_0)$ 。边沿靶抛物形内壁所对应的抛物线方程是： $(y - 20)^2 = -6(x - 41.5)$ 。f2 的坐标是 $(35.5\lambda_0, 20\lambda_0)$ ，中间靶抛物形前表面所对应的的抛物线方程是： $(y - 20)^2 = -21(x - 41.7)$ 。中间靶沿 x 轴的厚度是 $D = 0.5\lambda_0$ 。为简便起见，设靶由电子和质子组成，密度为 $n = 80n_c$ 。质子对电子的质量比是 $m_p / m_e = 1836$ 。质子和电子的初始温度均取为 1KeV。无量纲化峰值电场强度为 $a = eE_L / m_e\omega_0 c = 23$ ($I_L \sim 1.45 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$) 的圆偏振激光脉冲从左边沿 x 轴正入射，其中 E_L 是实际的激光峰值电场强度。因此，该例的 F 值为 $F_{\text{DPT}} = 23 / (80 \times 0.5) = 0.575$ ，比平面靶的 F 值 $F_{\text{plane}} = 1.25$ 小得多。激光的横向强度分布为高斯型，其半高全宽(full width at half maximum)是 $w_0 = 6\mu\text{m}$ 。激光的时间包络呈中间 $20T_0$ 平顶，两边 $5T_0$ 斜坡的梯形。因此，激光脉冲的能量约为 54.54J。在 3D 模拟中，模拟盒子的尺寸为 $x \times y \times z = 80\lambda_0 \times 30\lambda_0 \times 30\lambda_0$ ，包含 $6400 \times 600 \times 600$ 个 cells。在等离子体区域中，每个 cell 放置 64 个数值巨粒子。模拟的时间步长为 $\Delta t = 0.009 T_0$ 。f1 的坐标是 $(40\lambda_0, 15\lambda_0, 15\lambda_0)$ ，f2 的坐标是 $(36.45\lambda_0, 15\lambda_0, 15\lambda_0)$ 。其余模拟参数与 2D 模拟相同。对粒子和场的边界条件为：沿激光传播方向 (x 轴) 采用吸收边界条件，横向 (y 轴和 z 轴) 采用周期性边界条件。

5.3.2 二维 PIC 粒子模拟结果



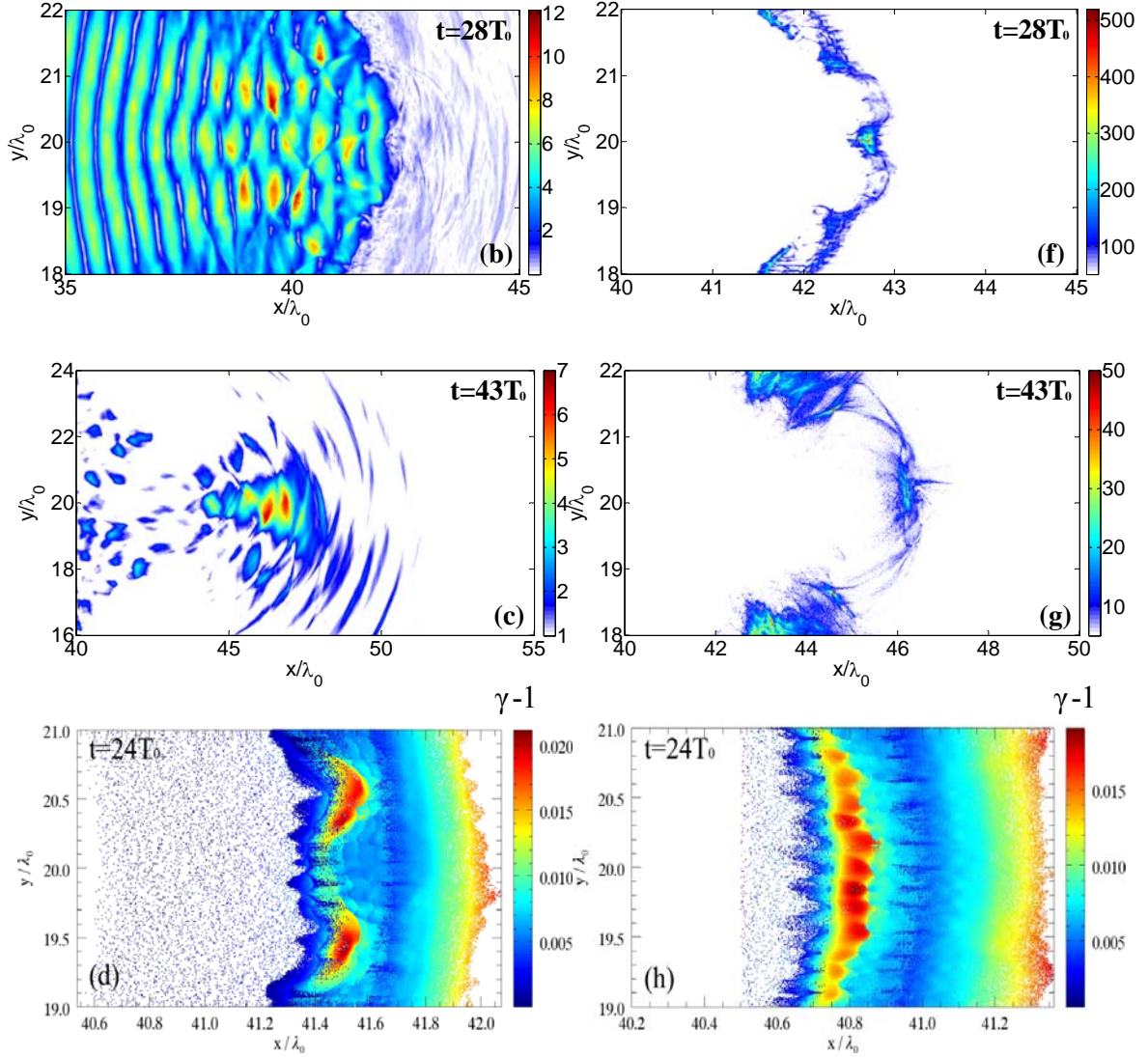
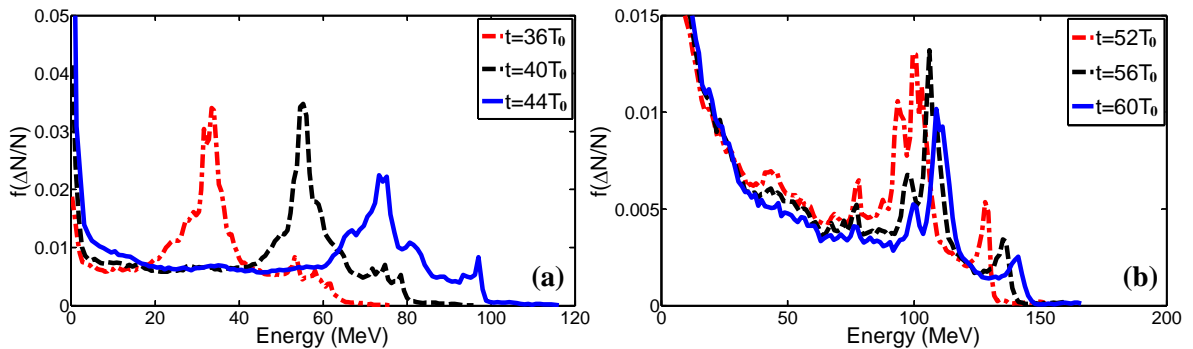


图5-2 2D 模拟结果。(a)-(c)给出无量纲化激光横向电场振幅 $\sqrt{E_y^2 + E_z^2}$ 的空间分布随时间的变化；(e)-(g) 给出在对应时刻的质子密度分布；(d)给出 DPT 靶中心区域 ($19\lambda_0 \leq y \leq 21\lambda_0$) 的无量纲化质子能量 $\gamma-1$ 在时刻 $t=24T_0$ 的空间分布；(h)给出对应的平面靶的结果。采用的无量纲化激光峰值电场强度 $a=23$ ，靶密度为 $n=80n_c$ 。

Fig.5-2 2D simulation results. (a)-(c) plot the time evolution of the spatial distribution of the normalized laser field amplitude $\sqrt{E_y^2 + E_z^2}$ at different time instants. (e)-(g) plot the spatial distribution of the normalized proton density at corresponding time instants as in Fig. 2(a)-2(c). (d) and (h) are the spatial distribution of the normalized proton kinetic energy $\gamma-1$ of the central region ($19\lambda_0 \leq y \leq 21\lambda_0$) of the DPT target [Fig. 2(d)] and the plane target [Fig. 2(h)] at $t=24T_0$, respectively. The normalized peak laser intensity is $a=23$ and the target density is $n=80n_c$.

首先给出 2D 模拟得到的结果。这里选取了 Hole-Boring 过程结束后 LS-RPA 加速阶

段的三个时刻，即靶体中间区域已经被整体加速起来。图 5-2(a)-图 5-2(c)给出无量纲化激光横向电场振幅 $\sqrt{E_y^2+E_z^2}$ 的空间分布随时间的变化。图 5-2(e)-图 5-2(g)给出在对应时刻的质子密度分布。为清楚起见，质子密度分布只记录大于一定值的密度，即图 5-2(e)-图 5-2(g)分别记录高于如下值的密度： $30n_c$ [5-2(e)], $50n_c$ [5-2(f)], $5n_c$ [5-2(g)]。图 5-2(a)和图 5-2(e)显示，在 $t=24T_0$ 时，激光前沿的凹陷区域恰好包裹住中间靶中心区域的凸起部分。注意到此时中间靶凸起部分的两边区域密度较大，这是由边沿靶抛物面形内壁反射的激光场边缘部分有质动力对上述区域的推压造成的，且激光场中心部分对该区域的倾斜入射也起到推压作用。如图 5-2(f)所示，中间靶凸起部分逐渐与其余部分相分离，形成一个光帆，被激光场前沿凹腔推动加速。光帆的形成是发生 LS-RPA 加速过程的前提条件，尤其在高维几何空间中。在采用平面靶的情况下，无量纲化质子能量 $\gamma-1$ （以 $m_p c^2$ 归一化）的横向分布与激光场强度的横向分布相类似，且靶的中间部分被弯曲成口袋状，如图 5-2(h)所示。这使得非相对论性 Rayleigh-Taylor 不稳定性（增长率可近似写为 $g=\sqrt{k_y v_p^2/3l_s}$ ）[2]在靶的中间部分增长得最快，其中 k_y 是不稳定模的波数， v_p 是质子速度， l_s 是无碰撞趋肤深度。而在采用 DPT 靶的情况下，在早期阶段（ $t=20T_0\sim 26T_0$ ），如图 5-2(d)所示，靶的两翼部分质子速度大于靶的中间部分质子速度，因而 Rayleigh-Taylor 不稳定性在靶的两翼的增长快于靶的中间部分。这一机制能有效地保护 DPT 靶的中间部分，使其成为光帆。在后期阶段，如图 5-2(c)和 5-2(h)所示，中间部分光帆被已透过靶体的激光场推动加速。



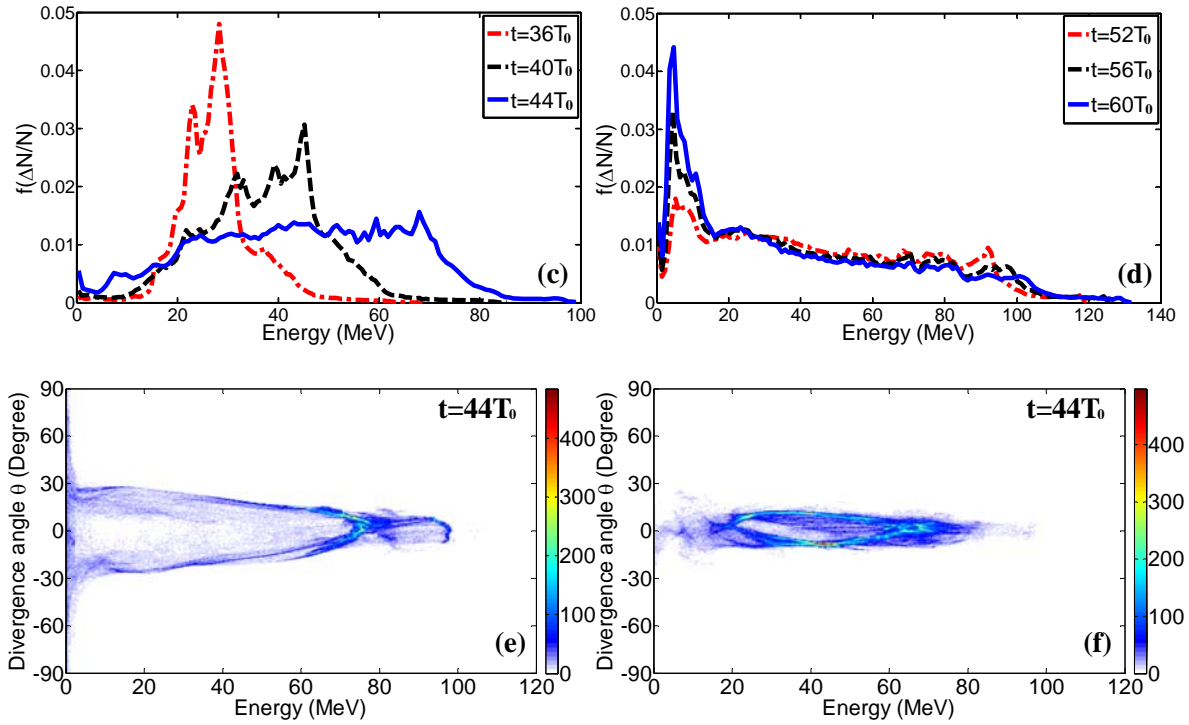


图5-3 2D 模拟结果。(a)和(b)分别给出早期阶段与后期阶段 DPT 靶中心区域 ($19\lambda_0 \leq y \leq 21\lambda_0$) 的质子能谱; (c)和(d)给出相应的平面靶的结果; (e)和(f)分别给出在 $t=44T_0$ 时刻, DPT 靶和平面靶中心区域 ($19\lambda_0 \leq y \leq 21\lambda_0$) 质子的散射角与能量分布。采用的无量纲化激光峰值电场强度 $a=23$, 靶密度为 $n=80n_c$ 。

Fig.5-3 2D simulation results. (a) and (b) show the proton energy spectrum of the central region of the DPT target at the early time instants and later time instants, respectively. (c) and (d) show the proton energy spectrum of the central region of the plane target at corresponding time instants as in 2(a) and 2(b), respectively. (e) and (f) show the divergence angle and kinetic energy distribution of the protons of the central region of the DPT target and the plane target at $t=44T_0$, respectively.

图 5-3(a)和图 5-3(b) 分别给出早期阶段与后期阶段 DPT 靶中心区域的质子能谱。图 5-3(c)和图 5-3(d)给出相应的平面靶的结果以作比较。图 5-3(a)显示, 一个准单能峰结构出现在质子能谱中, 其随时间逐渐向高能区域移动, 而能散则保持在 $\Delta E_{FWHM}/E_{peak} \sim 7\%$ 。图 5-3(b)显示, 在后期阶段, 虽然单能峰所包含的质子占有所有质子的比例随时间减小, 然而其能散始终保持在小于 10% 的范围内。图 5-3(c)和图 5-3(d)显示, 在采用平面靶的情况下, 质子能谱中没有准单能峰结构出现。图 5-3(e)和 5-3(f)分别给出在 $t=44T_0$ 时刻, DPT 靶和平面靶中心区域 ($19\lambda_0 \leq y \leq 21\lambda_0$) 质子的散射角与能量分布, 其中散射角定义

为 $\theta_{\text{div}} = \arctan(p_y/p_x)$, p_x 和 p_y 分别是质子的纵向动量和横向动量。可以看出, 在采用 DPT 靶的情况下, 质子的散射角与能量分布中存在一个致密的区域, 而在采用平面靶的情况下则不存在。定义平均散射角为 $\theta_{\text{ave}} = (\sum(\theta_{\text{div}})^2/N)^{1/2}$, 则在 $t=44T_0$ 时刻, 准单能峰 ($68\text{MeV} \leq E_k \leq 78\text{MeV}$) 的平均散射角约为 $\theta_{\text{ave}} \approx 6.95^\circ$, 在 $t=60T_0$ 时刻的准单能峰 ($103\text{MeV} \leq E_k \leq 118\text{MeV}$) 则约为 $\theta_{\text{ave}} \approx 3.11^\circ$ 。

5.3.3 三维 PIC 粒子模拟结果

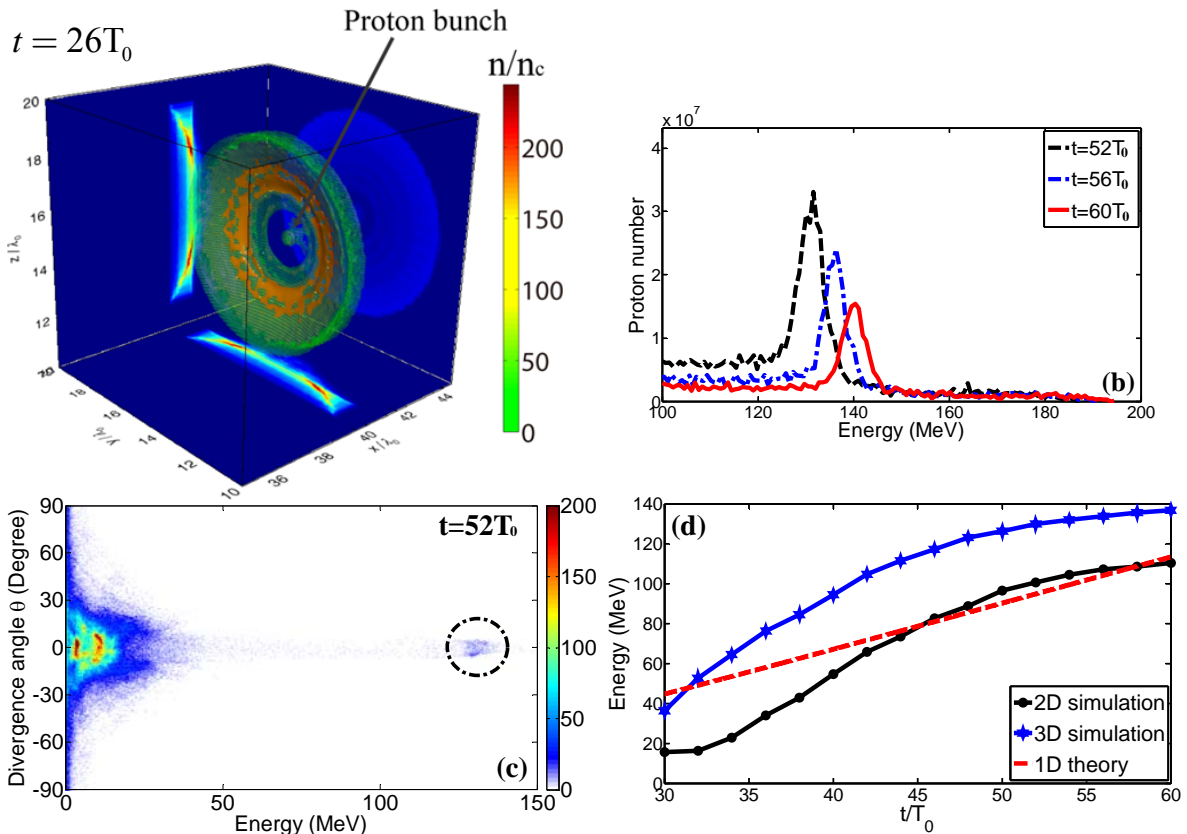


图5-4 3D 模拟结果 (DPT 靶)。(a)给出质子密度在 $t=26T_0$ 时刻的空间分布; (b)给出质子能谱在 $t=52T_0$, $56T_0$, $60T_0$ 时刻的准单能峰; (c)给出靶中心区域 ($0 \leq r \leq 1\lambda_0$) 在 $t=52T_0$ 时刻的散射角与能量分布; (d)比较 2D 模拟(黑线)、3D 模拟(蓝线)得到的准单能峰质子能量和 1D 模型(红线)得到的质子能量。

Fig.5-4 3D simulation results of the DPT target. (a) plots the spatial distribution of the proton density at $t=26T_0$.

(b) plots the monoenergetic peak of the proton energy spectrum at $t=52T_0$, $56T_0$, and $60T_0$. (c) shows the divergence angle and kinetic energy distribution of the protons of the target central region ($0 \leq r \leq 1\lambda_0$) at $t=52T_0$. (d) compares the kinetic energy of the monoenergetic peak observed in 2D (black line) and 3D (blue line) simulations and the results from the 1D (red line) theory.

图 5-4 给出在采用 DPT 靶的情况下, 3D 模拟得到的结果。图 5-4(a)显示, 靶中心区域的周围部分已被激光脉冲穿透, 中心部分被保留下来。图 5-4(b)显示, 质子能谱中存在一个准单能峰, 对应的质子能量在 $t=52T_0$, $56T_0$, $60T_0$ 时刻分别为 131MeV, 136MeV, 140MeV。包含在准单能峰中的质子数目在上述时刻分别为 2.03×10^8 , 1.12×10^8 , 8.81×10^7 。图 5-4(c)显示, 在 $t=52T_0$ 时刻, 质子散射角与能量分布中存在一个致密区域 (以黑点划线圆圈标记)。此时, 准单能峰 ($125\text{MeV} \leq E_k \leq 140\text{MeV}$) 的平均散射角约为 3.05° 。图 5-4(d) 比较了 2D 模拟(黑线)、3D 模拟(蓝线)得到的准单能峰质子能量和 1D 解析模型(红线)得到的质子能量。1D 解析模型基于光帆模型, 在绪论 1.7.2 节已有介绍, 其描述靶整体被辐射压推动的动力学行为[3]。在计算时, 代入 1D 解析模型的相关参数是在平面靶 2D 模拟中所用的参数。

图 5-4(d)显示, 在早期阶段, 1D 解析模型得到的质子能量大于 2D 模拟和 3D 模拟得到的结果。3D 模拟结果在 $t=31.4T_0$ 左右开始大于 1D 解析模型结果, 且这一比较关系此后一直保持。3D 模拟得到的质子最大能量约为 $E_{3D}=136.7\text{MeV}$ 。2D 模拟结果在 $t=45.2T_0$ 左右开始大于 1D 解析模型结果, 但之后增长得较 1D 解析结果慢, 最终 2D 模拟与 1D 解析模型得到的最大质子能量几乎相同 $E_{1D} \approx E_{2D}=110.4\text{MeV}$ 。这可作如下理解: 在早期阶段, 主要的质子加速机制是钻孔效应, 其时位于靶中间区域的质子被加速到几乎相同的速度 $v_b/c = \sqrt{Zm_e n_e a_0^2 / m_i n_e}$ [4,5], 其中 Z 是靶离子所带的电荷数, 这比 Light sail 模型得到的速度小。而在后期阶段, LS-RPA 成为主要的加速机制, 此时电子在三维空间中的横向扩散比在二维空间中快得多, 这使得激光更容易从靶中间区域的两翼部分穿过, 之后穿过两翼的激光场将中心区域的部分电子拉出, 后者在空间进一步扩散。这一多维效应降低了光帆中的质子密度, 因而使其得到更强的加速。

5.4 分析与讨论

我们采用同样的 DPT 靶在等离子体密度更高 $n=400n_c$ 的情况下进行了 2D 和 3D 模拟。所采用的激光无量纲化电场强度为 $a = eE_L / m_e \omega_0 c = 60$ (or $I_L \sim 9.9 \times 10^{21} \text{W/cm}^2$), 其余参数不变, 因而激光脉冲能量为 370.96J。此例的 F 值为 $F_{\text{DPT}} = 60 / (400 \times 0.5) = 0.3$ 。

图 5-5 是模拟得到的结果。

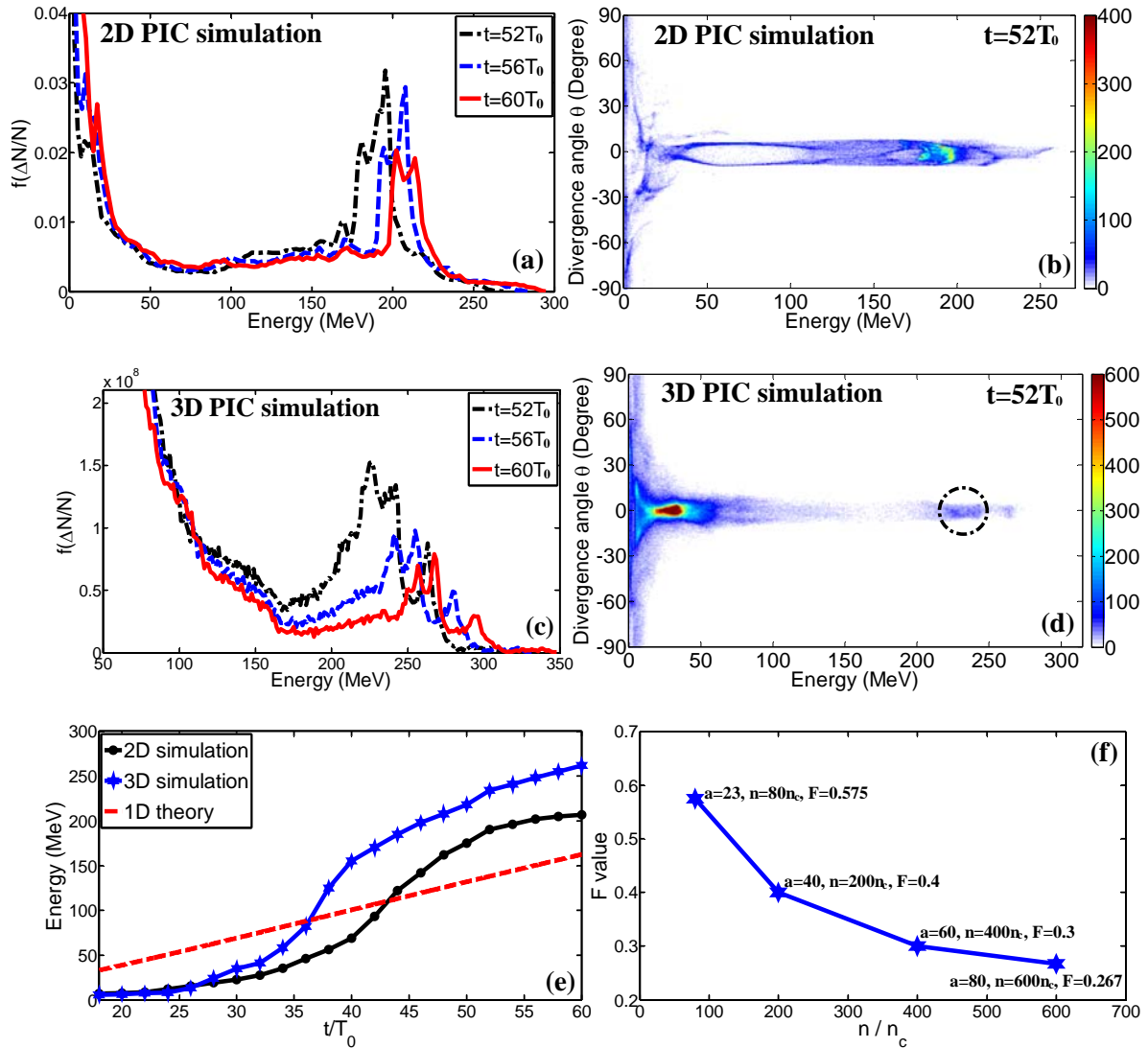


图5-5 2D 和 3D 模拟结果。(a)和(c)分别给出质子能谱在时刻 $t=52T_0$, $56T_0$, $60T_0$ 的准单能峰；(b)和(d)分别给出靶中心区域 ($0 \leq r \leq 1\lambda_0$) 在的 $t=52T_0$ 时刻的散射角与能量分布；(e)比较了 2D 模拟(黑线)、3D 模拟(蓝线)得到的准单能峰质子能量和 1D 解析模型(红线)得到的质子能量；(f)给出 F 值 [$F=a/(nD)$] 随无量纲化激光峰值电场强度 a 和靶初始密度 n 的变化。

Fig.5-5 2D and 3D simulation results of the DPT target. (a) and (c) show the monoenergetic peak of the proton energy spectrum at $t=52T_0$, $56T_0$, and $60T_0$ from 2D simulation and 3D simulation, respectively. (b) and (d) show the divergence angle and kinetic energy distribution of the protons of the target central region at $t=52T_0$ from 2D simulation and 3D simulation, respectively. (e) compares the kinetic energy of the monoenergetic peak observed in 2D (black line) and 3D (blue line) simulations and the results from the 1D (red line) analytic theory. (f) show the variation of the F value [$F=a/(nD)$] with different normalized peak laser intensity a and the target density n .

图 5-5(a)和图 5-5(b)给出 2D 模拟结果。图 5-5(a)显示，在质子能谱中存在一个准单

能峰, 对应的质子能量在 $t=52T_0$, $56T_0$, $60T_0$ 时刻分别为 190MeV, 204MeV, 207MeV。图 5-5(b)显示, 在 $t=52T_0$ 时刻, 质子散射角与能量分布中存在一个致密区域。此时, 准单能峰 ($175\text{MeV} \leq E_k \leq 210\text{MeV}$) 的平均散射角约为 3.79° 。能散在上述时刻保持为约 $\Delta E_{\text{FWHM}}/E_{\text{peak}} \sim 10.5\%$ 。图 5-5(c)和图 5-5(d)是对应的 3D 模拟结果。图 5-5(c)显示, 在质子能谱中存在一个准单能峰, 对应的质子能量在 $t=52T_0$, $56T_0$, $60T_0$ 时刻分别为 234MeV, 248MeV, 262MeV。包含在准单能峰中的质子数目在上述时刻分别为 5.19×10^9 , 2.85×10^9 , 1.29×10^9 。图 5-5(d)显示, 在 $t=52T_0$ 时刻, 质子散射角与能量分布中存在一个致密区域。此时, 准单能峰 ($220\text{MeV} \leq E_k \leq 250\text{MeV}$) 的平均散射角约为 2.79° 。能散在上述时刻保持为约 $\Delta E_{\text{FWHM}}/E_{\text{peak}} \sim 13\%$ 。图 5-5(e)比较了 2D 模拟(黑线)、3D 模拟(蓝线)得到的准单能峰质子能量和 1D 解析模型(红线)得到的质子能量。比较结果与图 5-4(d)得到的结果类似。

注意到上面讨论的两种情况所对应的 DPT 靶的 F 值不同。我们通过 PIC 粒子模拟试验选择能使光帆形成的最小激光强度。这表明, DPT 靶的 F 值随着靶密度的增加而减小。我们进行了更多的模拟, 选取靶密度为 $n=200n_c$ 和 $n=600n_c$, 模拟结果表明其对应的 F 值分别为 $F_{n=200n_c}=0.4$ and $F_{n=600n_c}=0.267$ 。上述结果记录在图 5-5(f)中, 其清楚地显示了 F 值随着靶密度的增加而减小。我们认为决定能使 LS-RPA 有效发生的最小激光强度的因素有两点: 第一, 光强应该足够大, 当激光被边沿靶的抛物形内壁聚焦到中间靶的两翼区域时, 其能迅速地瓦解两翼, 如图 5-2(d)所示。瓦解效应包括各种表面不稳定性及激光斜入射的电子加热效应等等; 第二, 较大的靶密度使得非相对论性 RTI 的增长率减小, 因而光帆能够在较长的时间内得到保持。进一步地, 电子的横向扩散效应在后期阶段显著地减小了中间靶两翼的电子密度, 而靶设计的聚焦效应加强了激光光强, 且光强增加所起到的效果强于靶密度增加所起到的效果, 因此对于更大的靶密度, 所需的光强要求相对降低了。

5.5 小结

本章提出了获得高品质质子束的双抛物面靶设计 (Dual Parabola Target, DPT)。针对

使用平面靶的情况下，质子能量的横向分布，因而 RTI 不稳定性的横向分布呈高斯型，这对在靶中间区域形成光帆是不利的。在采用 DPT 靶的情况下，激光脉冲的边缘部分被边沿靶的抛物面形内壁反射聚焦斜入射到中间靶的两翼区域，使得质子能量因而 RTI 不稳定性在两翼区域高于中间区域，有效地保护了中间区域，使其形成光帆。这一效应显著地降低了对激光强度的要求。如果定义因子 $F = a/(nD)$ ，则 DPT 靶的 F 值比平面靶小得多，且其随靶密度的增加而减小。

2D 和 3D Particle-in-cell 粒子模拟将结果表明采用 DPT 靶可以得到高质量质子束。脉宽 66fs，聚焦光强 $I_L \sim 9.9 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的圆偏振激光脉冲可以产生峰值能量为 262MeV，能散~13%的准单能质子束。这一靶设计可用于癌症治疗和许多其他应用领域。

5.6 参考文献

- [1] X. Q. Yan, H. C. Wu, Z. M. Sheng *et al.*, Self-Organizing GeV, Nanocoulomb, Collimated Proton Beam from Laser Foil Interaction at $7 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 135001 (2009).
- [2] O. Klimo, J. Psikal, and J. Limpouch, Monoenergetic ion beams from ultrathin foils irradiated by ultrahigh-contrast circularly polarized laser pulses, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **11**, 031301 (2008).
- [3] T. P. Yu, A. Pukhov, G. Shvets *et al.*, Simulations of stable compact proton beam acceleration from a two-ion-species ultrathin foil, *Phys. Plasmas* **18**, 043110 (2011).
- [4] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak *et al.*, Absorption of ultra-intense laser pulses, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
- [5] A. P. L. Robinson, P. Gibbon, M. Zepf *et al.*, Relativistically correct hole-boring and ion acceleration by circularly polarized laser pulses, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51**, 024004 (2009).

第六章 强激光与固体靶相互作用质子加速的三维效应

6.1 引言

在激光等离子体离子加速实验中, 可调的且能影响加速效果的实验参数有很多, 例如: 激光偏振、激光强度、激光脉冲宽度、腰斑半径、靶等离子体密度、靶厚度及靶形状等等。仅通过实验来扫描检验所有实验参数以期得到最优化的条件几乎是不可能完成的任务。而加速过程的非线性和复杂性也使得精确的理论分析难以奏效。因此, 正如绪论 1.4 节所提到的, 计算机数值模拟可以用来辅助理解激光与靶相互作用的动力学过程, 并可用来辅助进行靶设计。目前, 一维和二维 (1D, 2D) 数值模拟使用较为广泛, 因为低维模拟对计算资源和能力要求较低, 且其对获得主要的物理效应有一定程度的适用性。然而, 在实验中为了得到更高的激光强度, 需要将激光聚焦到波长量级, 这就使得强的高维效应不可避免地出现, 低维近似因其往往会忽略一些只能在三维 (3D) 模拟中出现的效应而变得不再适用。此时, 低维模拟可能会高估某些在三维模拟中并非如此重要的效应, 甚至可能给出一些在三维模拟中根本不存在的效应[1-3]。因此, 检验低维模拟的适用限制性是十分必要的。

为表述简洁起见, 这里做一符号约定, 即 1D、2D、3D 表示一维、二维、三维; 2D-P 表示二维模拟且激光为 P 偏振的; 2D-S 表示二维模拟且激光为 S 偏振的。

本章对利用 Particle-in-cell 粒子模拟研究线偏振强激光脉冲与固体靶相互作用质子加速过程的多维效应进行研究。3D 模拟结果显示, 在采用相对较厚的靶的情况下 (激光在与靶的整个作用过程中, 不能透过靶, Opaque regime), 此时离子加速机制是靶后法向鞘层加速(TNSA), 靶电子在靶后的两个相互垂直的横向上的扩散情况几乎相同。而在采用超薄靶的情况下 (激光在与靶的作用过程中能穿透靶, transparent regime), 此时离子加速机制是 Break-Out Afterburner (BOA), 靶电子在垂直于激光偏振方向的横向上相较于激光偏振方向扩散得更快, 尤其在相互作用的早期阶段。靶电子在靶后的横向扩

散强烈地减小了其在靶后的密度，因而极大地减弱了靶后鞘层静电场的强度。模拟结果表明，3D 模拟得到的最大质子能量比 1D 和 2D-P 模拟的结果小得多，这与紧聚焦激光与固体靶相互作用的实验结果符合得更好。

6.2 PIC 粒子模拟结果及分析

6.2.1 PIC 粒子模拟的参数设置

我们利用 UCLA 开发的全电磁，全相对论 PIC 粒子模拟程序 OSIRIS 2.0[4]进行了强激光脉冲与固体靶相互作用质子加速的 1D、2D、3D 模拟。激光脉冲参数和靶参数的初始设置在相同靶厚度的模拟中相同。在 1D 模拟中，模拟区域沿着 x 轴长为 $150\lambda_0$ ，其中 $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$ 是激光波长。整个模拟盒子包含 75000 个 cell，在等离子体区域中，每个 cell 里放置 400 个巨粒子。模拟的时间步长为 $\Delta t = 0.002T_0$ ，其中 T_0 是激光振荡周期。峰值强度为 $I_L \sim 1.37 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 或无量纲化的电场振幅为 $a = eE_L / (m_e \omega_0 c) = 10$ 的线偏振激光脉冲从左边沿 x 轴入射到固体靶上，其中 E_L ， e ， m_e ， ω_0 ， c 分别是激光电场振幅，电子电荷，电子质量，激光频率，真空中的光速。激光脉冲的时间包络形状为 $\sin^2(\pi t / \tau_L)$ ，其中 $\tau_L = 30T_0$ ，即脉冲宽度为 $\tau \approx 33\text{fs}$ 。在模拟开始时，激光脉冲的峰值位于 $x = 15\lambda_0$ 处，其在 $t = 25T_0$ 时到达靶的前表面。靶是均匀完全电离的 H 靶，其前表面初始位于 $x = 40\lambda_0$ 。靶的厚度有两种情况： $D = 2\lambda_0$ 和 $D = 0.1\lambda_0$ 。初始等离子体为 $n_e = 40n_c$ ，其中 $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2 = 1.1 \times 10^{21} / \text{cm}^3$ 是临界密度。在所有的模拟中，质子和电子的初始温度均为 1KeV。在 2D 模拟中，模拟盒子的尺寸是 $150\lambda_0 \times 60\lambda_0$ ，包含 15000×3000 个 cells。在等离子体区域中，每个 cell 包含 100 个巨粒子。模拟的时间步长为 $\Delta t = 0.008T_0$ 。激光脉冲的横向强度分布呈高斯型分布，其半高全宽 (Full Width at Half Maximum, FWHM) 为 $w_0 = 6\lambda_0$ 。对于 P 偏振而言，激光偏振方向在模拟区域平面中，对于 S 偏振而言，激光偏振方向则垂直于模拟区域平面。其余的参数与 1D 模拟相同。在 3D 模拟中，模拟盒

子的尺寸是 $150\lambda_0 \times 60\lambda_0 \times 60\lambda_0$ ，包含 $6000 \times 300 \times 300$ 个 cells。在等离子体区域中，每个 cell 包含 27 个巨粒子。模拟的时间步长为 $\Delta t = 0.02T_0$ 。激光偏振方向沿着 y 轴方向。靶是中心在 $(40\lambda_0, 30\lambda_0, 30\lambda_0)$ 的扁平圆盘，圆盘半径为 $r = 30\lambda_0$ 。其余的参数与 2D 模拟相同。对粒子和场的边界条件为：沿激光传播方向（ x 轴）采用吸收边界条件，横向（ y 轴和 z 轴）采用周期性边界条件。

在靶后法向鞘层场加速（TNSA）过程中，质子加速的效果主要取决于靶后的高能电子密度 n_e 和温度 T_e 。靶后鞘层电场强度（ E_{sheath} ）为[5]：

$$E_{\text{sheath}} = \sqrt{8\pi n_e T_e / e_N} \quad (6-1)$$

其中 $e_N \approx 2.71828$ 是 Euler's number。鞘层场强度取决于靶后电子密度和温度，因此在模拟中重点关注这两个参数与多维效应的联系。

6.2.2 激光不透明区的厚靶质子加速

我们首先给出采用较厚的靶的质子加速结果，即在该情况下，激光脉冲不能完全穿透靶体，其在与靶作用结束后被反射回与靶作用面一侧的空间中。由于相对论效应，电子在被激光电场加速时，其质量增加。这使得等离子体频率 $\omega_p \propto \sqrt{n_e / \langle \gamma \rangle}$ 降低，其中 $\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ 是电子等离子体频率， $\langle \gamma \rangle$ 是 Lorentz 因子在一个激光振荡周期内的时间平均值。同时，由于热电子的产生，靶体膨胀使电子密度 n_e 减小。以上两种效应使得相对论性的趋肤深度 $d \approx c / \omega_p$ 变得与靶厚度相当，使激光脉冲能完全穿透靶体，这一效应成为自诱导透明(self-induced transparency)[6]。激光脉冲能穿透高密度等离子体靶的临界强度必须满足以下条件[7]：

$$a_{\text{circ}} = \sqrt{(n_e / n_c)^2 - 1} \quad (6-2)$$

$$a_{\text{lin}} \approx 4n_e / \pi n_c \quad (6-3)$$

其中“circ”表示圆偏振，“lin”表示线偏振。在我们的模拟中，激光峰值强度 $a_0 = 10$ 比 $4n_e / \pi n_c \approx 50$ 小得多，且靶的厚度 $D = 2\lambda_0$ 足以使激光脉冲不能穿透靶体。

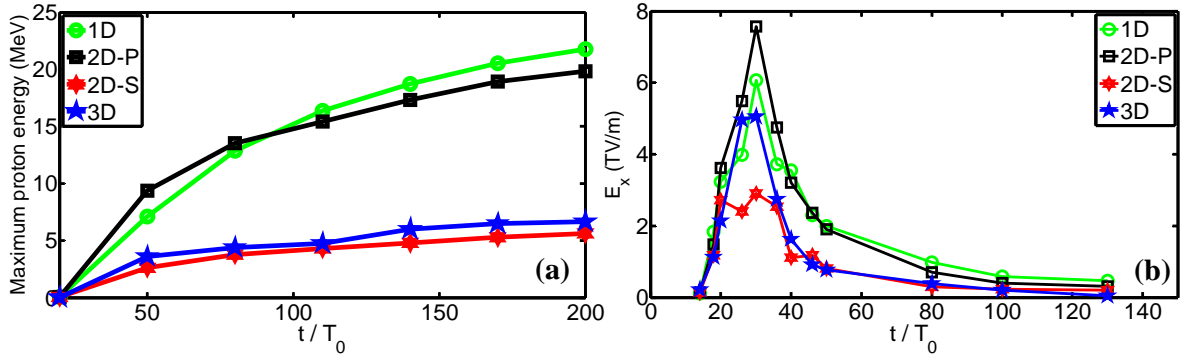


图6-1 (a)靶后最大质子能量($x \geq 42 \lambda_0$)随时间的变化; (b)靶后($x \geq 42 \lambda_0$)鞘层电场在激光传播轴(x 轴)上的峰值(E_x)随时间的变化。靶的初始厚度为 $D = 2 \lambda_0$ 。

Fig.6-1 (a) Temporal evolution of the maximum proton energy at the rear side of the target with $x \geq 42 \lambda_0$; (b) Intensity evolution of the peak electrostatic sheath field (E_x) at the target's back side with $x \geq 42 \lambda_0$ along the laser propagation direction (the x -axis). The initial target thickness is $D = 2 \lambda_0$.

图 6-1(a)显示 1D、2D、3D 模拟给出的靶后最大质子能量 ($x \geq 42 \lambda_0$) 随时间的变化, 其中 2D 包括两种情况, 即采用 P 偏振激光脉冲 (2D-P) 的情况和采用 S 偏振激光脉冲 (2D-S)。可以看出, 3D 模拟得到的最大质子能量 (6.64MeV) 只有 1D 模拟结果 (21.75MeV) 和 2D-P 模拟结果 (19.84MeV) 的 1/3, 然而 2D-S 模拟结果 (5.38MeV) 比 3D 模拟结果还稍微小一点。图 6-1(b)显示靶后 ($x \geq 42 \lambda_0$) 鞘层电场在激光传播轴 (x 轴) 上的峰值 (E_x) 随时间的变化。

注意到在早期阶段 ($0 < t < 40T_0$), 2D-P 模拟得到的最大电场强度和最大质子能量比 1D 模拟结果大。这可以这样理解: 由于激光强度的横向分布呈高斯型, 即其最大值在其中心区域, 由激光脉冲有质动力的表达式[8] $\vec{f}_p = -(e^2 / 4\gamma m_e \omega^2) \nabla \vec{E}_L^2(\vec{r})$ 可知, 其最大值在横向上与强度有相似的分布。有质动力对靶的钻孔速度 [9,10] 为 $v_b / c = \sqrt{Z m_e n_c a_0^2 / M_i n_e}$, 其中 Z 和 M_i 分别是靶离子的电荷数和质量。由 a_0 随 \vec{r} 的分布可知, 在激光与靶作用的早期阶段, 在靶前表面会形成一个锥形的洞。随后, 激光斜入射到锥形内壁, 其被引导至锥顶, 这将提高热电子的数目和温度。热电子穿过靶体到达靶后表面, 建立起更强的加速电场, 因而得到更高能的质子。还注意到在大部分相互作用时期, 2D-S 模拟中得到的最大质子能量和最大加速电场强度在所有模拟结果中是最小

的。这可理解为：虽然在 2D-S 的情况下，钻孔效应在靶的前表面也会发生，但是此时激光电场垂直于模拟平面，即没有倾斜入射于锥形内壁的分量，因此在这一情况下，电子没有如在 2D-P 模拟和 3D 模拟中得到有效加热。除了钻孔效应，电子的横向扩散是另一个重要的高维效应。这导致 3D 模拟和 2D 模拟得到的最大质子能量和最大纵向电场的不同。在 3D 模拟中，电子沿着 y 轴和 z 轴扩散，而在 2D 模拟中，电子只沿 y 轴扩散。这导致 3D 模拟的电子密度和温度更低，因此 3D 模拟中的质子加速也较 1D 模拟和 2D 模拟更弱。由图 6-1(a)可以看出，2D-S 模拟和 3D 模拟之间的差异比 2D-P 模拟和 3D 模拟之间的差异小得多，除了与激光电场偏振方向有关的电子加热效应之外，还需注意电子的横向扩散是否各项同性。我们将在下文予以讨论。

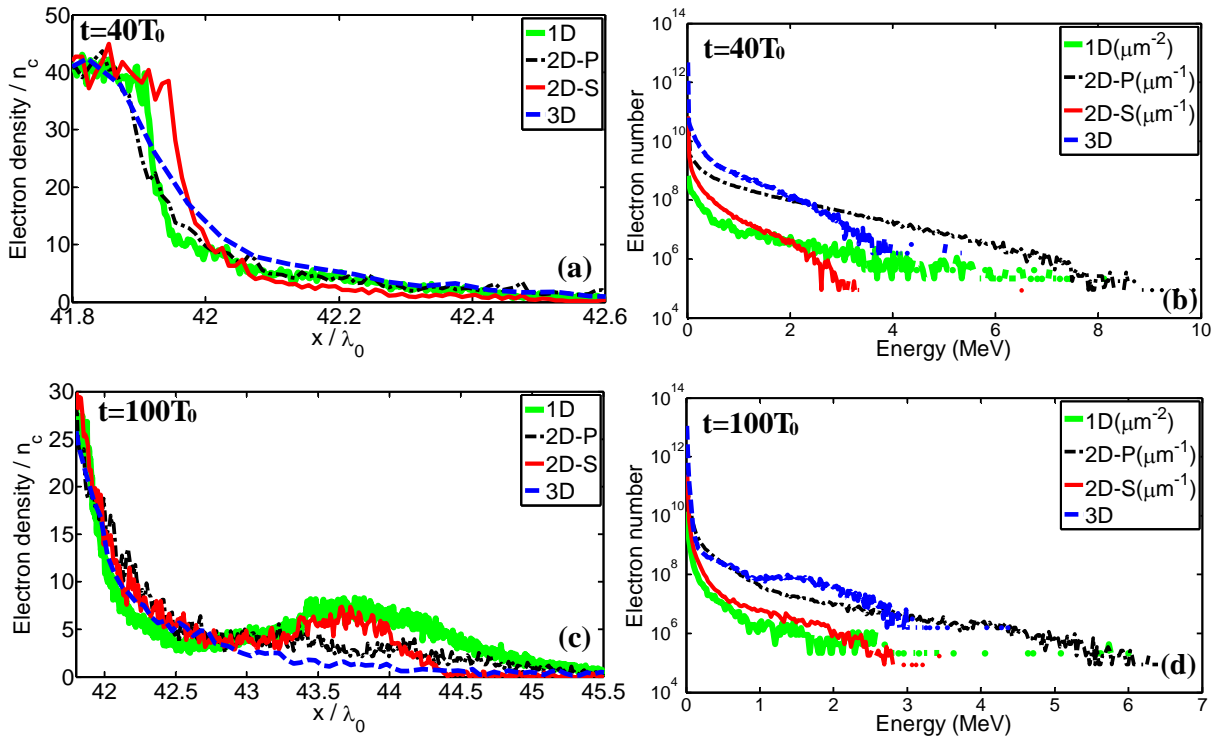
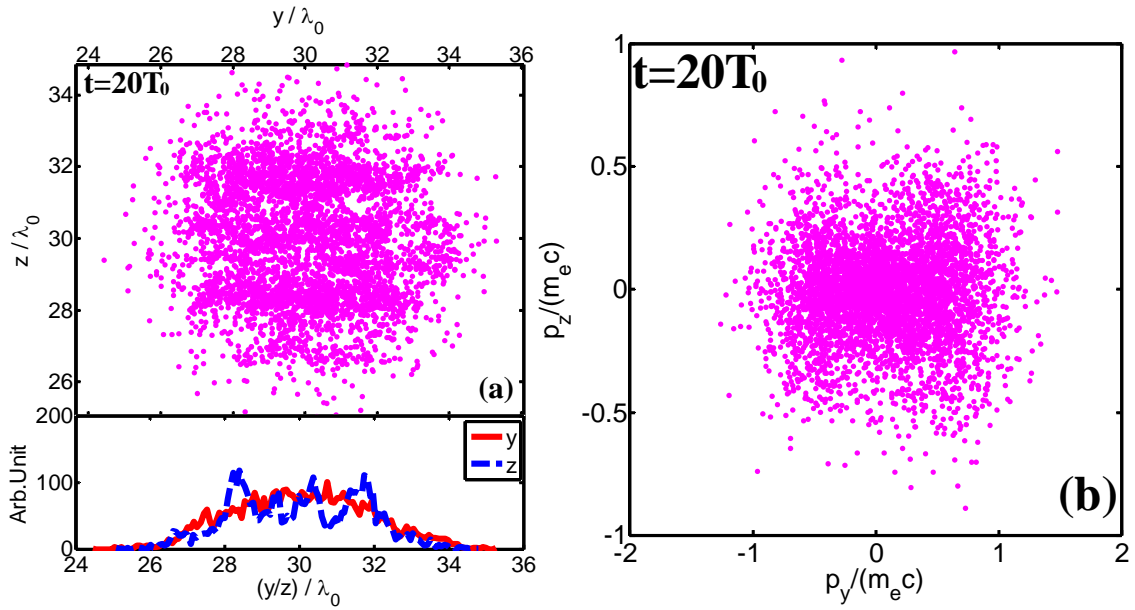


图6-2 电子密度沿激光传播轴(x 轴)在不同时间点(a) $t=40T_0$ 和(c) $t=100T_0$ 的空间分布; 靶后($x \geq 42 \lambda_0$)热电子在不同时间点(a) $t=40T_0$ 和(c) $t=100T_0$ 的能谱。

Fig.6-2 Spatial distribution of the electron density along the laser propagation direction at (a) $t=40T_0$ and (c) $t=100T_0$. Energy spectrum of electrons at the target back side with $x \geq 42 \lambda_0$ at (b) $t=40T_0$ and (d) $t=100T_0$.

图 6-2(a)和 6-2(c)分别给出电子密度沿激光传播轴 (x 轴) 在 $t=40T_0$ 和 $t=100T_0$ 的空

间分布。在 $t=40T_0$ 左右，激光脉冲已经结束与靶前表面的作用并离开靶面。随后，如图 6-2(c) 所示，2D 模拟和 3D 模拟中的靶后电子密度变得小于 1D 模拟的结果。这表明，1D 模拟中电子在靶后的扩散慢于 2D 模拟和 3D 模拟的情况。图 6-2(b) 和 6-2(d) 显示电子能量分布近似服从 Boltzmann 分布 $n_e=n_0\exp(-E_e/k_B T_e)$ ，其中 k_B 是 Boltzmann 常数， E_e 和 T_e 分别是电子能量和温度。注意 3D 模拟和 2D-S 模拟中在这些时刻的最大电子能量小于 1D 模拟和 2D-P 模拟的结果。这表明对提高电子温度很重要的热电子回流效应 [11,12] 在 3D 模拟中因为电子的大发射角度减弱了，在 2D-S 模拟中也因为电子缺少沿 z 方向的扩散而减弱了。如图 6-2(c) 所示，2D-S 模拟中，在 $t=100T_0$ 时，靶后电子密度大于 3D 模拟和 2D-P 模拟的结果，这很好地补偿了在 2D-S 情况下缺少激光电场斜入射引起的增强加热效应。



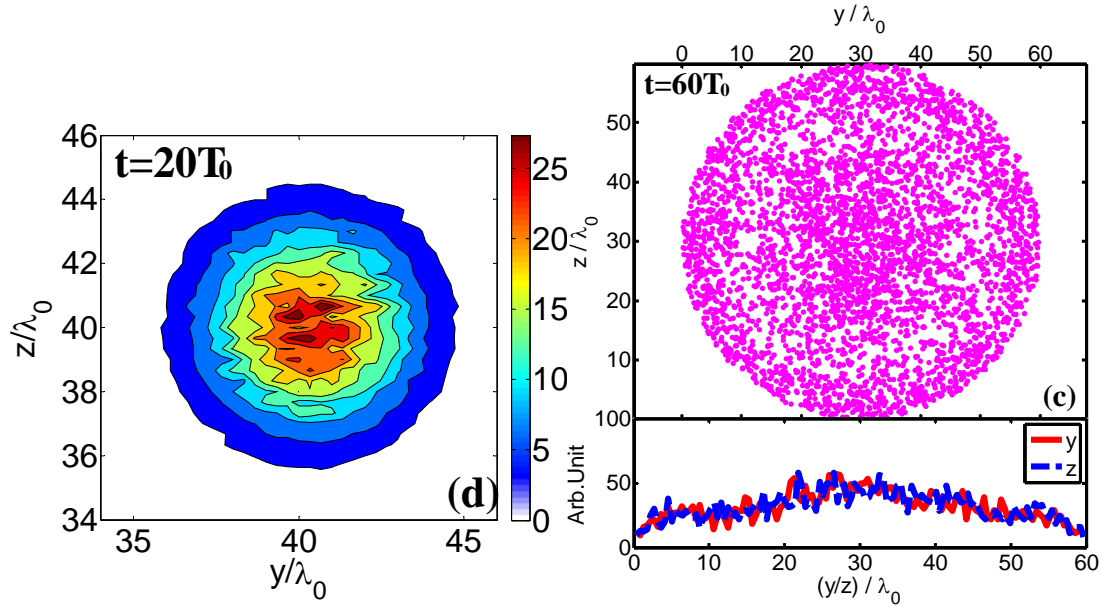


图6-3 3D 模拟得到的靶后($x \geq 42 \lambda_0$)电子空间分布在 $y-z$ 平面上的投影, 其中(a) $t=20T_0$ ($E_e > 0.05\text{MeV}$), (c) $t=60T_0$ ($E_e > 1.5\text{MeV}$); (b) $t=20T_0$ 时刻靶后电子在 p_y-p_z 相空间的分布; (d)激光电场强度在 $x=40 \lambda_0$, $t=20T_0$ 在 $y-z$ 平面的分布。其中粉色实心点表示模拟中的巨粒子。红色和蓝色线分别表示电子沿 y 轴和 z 轴的数量统计分布。

Fig.6-3 Spatial distribution of high energy electrons at the target's back side with $x > 42 \lambda_0$ projected on to the $y-z$ plane obtained from a 3D simulation at (a) $t=20T_0$ ($E_e > 0.05\text{MeV}$) and (c) $t=60T_0$ ($E_e > 1.5\text{MeV}$). (b) Electron distribution in the p_y-p_z phase space at $t=20T_0$. (d) Intensity distribution of the laser electric field at $x=40 \lambda_0$ at $t=20T_0$ in the $y-z$ plane. Each pink dot represents a macro particle in the simulation. The red and blue lines present the electron distribution along the y -direction and the z -direction, respectively.

为观察电子在横向上的扩散情况, 图 6-3(a)和 6-3(c)给出靶后 ($x \geq 42\lambda_0$) 电子空间分布在 $y-z$ 平面上的投影。图 6-3(b)给出靶后电子在 p_y-p_z 相空间的分布, 其中 p_y 和 p_z 分别是电子动量沿 y 和 z 方向的分量。粉色实心点表示模拟中的巨粒子。红色和蓝色线分别表示电子沿 y 轴和 z 轴的数量统计分布。图 6-3(a)清楚地显示出热电子在沿激光电场偏振方向和其垂直方向的横向扩散情况。在沿激光电场偏振方向上, 早期阶段($t=20T_0$)出现了成团结构, 这使得沿 y 轴的数量统计分布出现了多个峰。激光脉冲作用结束后, 成团结构由于电子的各项同性扩散而消失。这一结构是由 Rayleigh-Taylor like 不稳定性 (RTI)造成的[13], 如图 6-3(d)所示, RTI 引起激光在横向上成丝。这种激光成丝结构与激光在近临界密度等离子体中的各向异性成丝有关, 这一现象首先在 Nishihara 等人的

3D PIC 模拟中被观察到[14,15,16]。图 6-3(d)的轮廓线图给出激光电场强度在 $x = 40\lambda_0$, $t=20T_0$ 在 y - z 平面的分布。在激光与靶相互作用期间,靶中心区域的电子更易被激光电场加热,这使得在靶后中心区域的热电子密度较高。如图 6-3(b)所示,电子初始主要沿激光电场偏振方向被加热。当激光脉冲离开靶前表面后,激光与等离子体相互作用过程结束,而电子则在横向上继续扩散。图 6-3(c)显示,此时电子在两个横向方向上的扩散情况几乎完全相同。电子的成团结构很快就消失了。显然,上述所有情况只能在 3D 模拟中才能被正确地观察到。在 1D 模拟或 2D 模拟中,电子的横向扩散被完全或部分地限制了,这导致了在靶后中心区域堆积出更高的电子密度,且电子被加热的时间更长。继而,更高的电子密度和温度产生出更强的加速电场和更长的加速距离,导致对质子最大能量的过高估计。在 2D-S 模拟中,电子的横向扩散效应小于 3D 模拟。由于其较低电子温度(参见图 6-2(b),其显示 2D-S 模拟得到的电子温度小于 2D-P 模拟的结果),2D-S 模拟中电子沿纵向的扩散也小于 2D-P 模拟的结果。因此,如图 6-2(c)所示,相较于 3D 模拟和 2D-P 模拟,2D-S 模拟的靶后电子有更高的密度和更短的纵向分布。这些效应联合起来,如图 6-1 及下文中图 6-5 所示,使得 2D-S 模拟得到最小的最大质子能量。

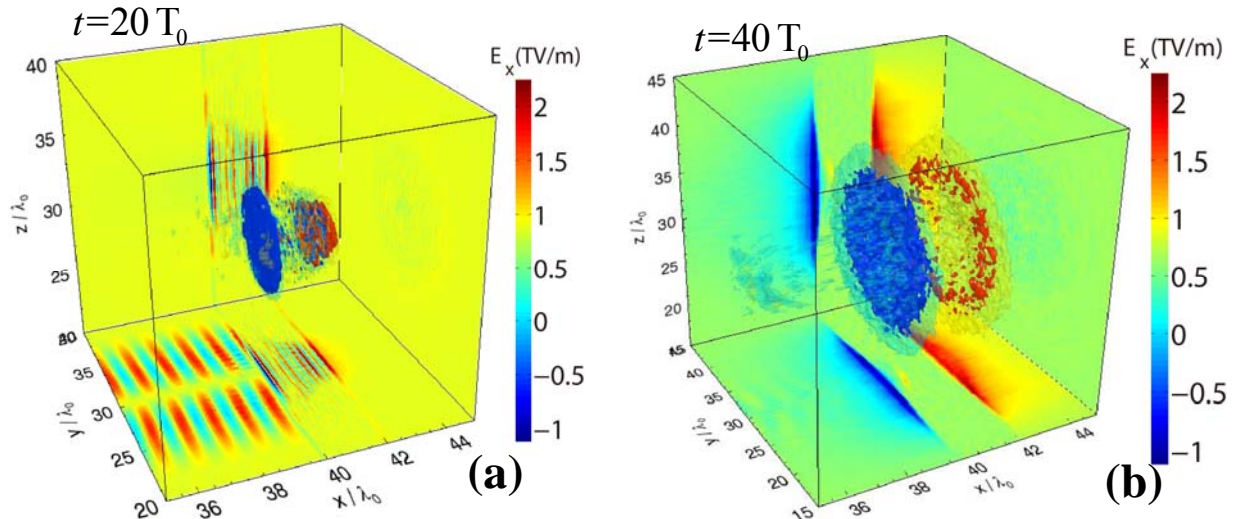


图6-4 3D 模拟得到的纵向电场(E_x)在(a) $t=20T_0$ 和(b) $t=40T_0$ 时刻的空间分布。

Fig.6-4 Spatial distribution of the longitudinal electrostatic sheath field (E_x) obtained from the 3D simulation at (a) $t=20T_0$ and (b) $t=40T_0$.

图 6-4(a)和 6-4(b)给出纵向电场的三维空间结构。可以看出,在早期阶段($t=20T_0$),

E_x 集中分布于靶后中心区域。随后, E_x 逐渐向外围区域扩散而显示出环状结构。纵向场空间分布的变化对应于如图 6-1(a)所示的质子加速过程。3D 模拟中的主要加速阶段是激光与靶的相互作用期间, 相互作用结束后, 加速过程由于电子在横向上的迅速扩散而急剧减弱。而这与 2D-P 和 1D 模拟的情况是不同的。

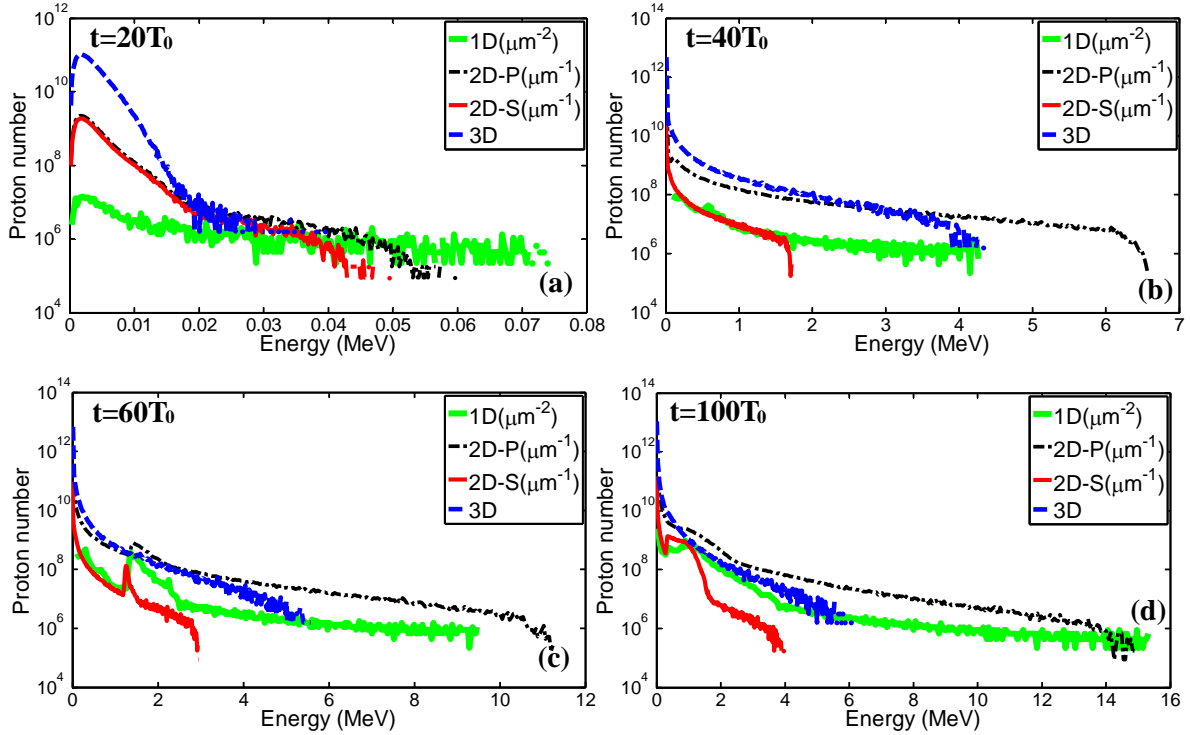


图6-5 靶后($x \geq 42\lambda_0$)质子能谱在时刻(a) $t=20T_0$, (b) $t=40T_0$, (c) $t=60T_0$, (d) $t=100T_0$ 的分布情况。
Fig.6-5 Energy spectrum of protons at the target's back side with $x \geq 42\lambda_0$ at (a) $t=20T_0$, (b) $t=40T_0$, (c) $t=60T_0$, and (d) $t=100T_0$.

图 6-5 给出了靶后 ($x \geq 42\lambda_0$) 质子能谱在时刻 $t=20T_0$, $t=40T_0$, $t=60T_0$, $t=100T_0$ 的分布情况。在 $t=20T_0$ 时, 1D 模拟得到的最大质子能量较 2D 模拟和 3D 模拟得到的结果略大。其中 3D 模拟的结果最小。随后在 $t=40T_0$ 和 $t=60T_0$ 时, 1D 模拟得到的最大质子能量小于 2D-P 模拟得到的结果, 而 2D-S 模拟得到的结果最小。这与图 6-1 和图 6-2 是相符的。3D 模拟得到的最大质子能量总是小于 1D 模拟和 2D-P 模拟得到的结果。这可以从图 6-1(b)得到解释, 其显示 3D 模拟得到的最大纵向电场强度 E_x 总是小于 1D 模拟和 2D-P 模拟得到的结果, 这正是由于电子在 y - z 平面的横向扩散引起的。一个很有趣

的观察是，1D 模拟和 2D 模拟得到的质子能谱存在平台结构，而在 3D 模拟中则并不存在。这表明，热电子横向扩散导致的靶后鞘层场减弱使得这一结构不能形成。因而更说明，在激光腰斑半径聚焦到波长量级时，需要多维粒子模拟才能得到正确的能谱。

6.2.3 相对论透明区的超薄靶质子加速

当靶厚足够薄，由于相对论自诱导透明 (Relativistic-induced transparency, RIT)，与其相互作用的激光脉冲最终能够穿透靶体，此时电子的体加热效应产生了峰值随被加速离子一起运动的纵向电场。这能显著改善离子的能量获得，且加速过程直到靶后电子密度峰值降低到 $n_e/n_c=1$ 时才结束。Dong[17]和 Weng[18,19]等人研究了在一维空间，不同激光电场偏振情况下的这一加速机制。Yin 等人将在二维和三维空间的同一加速机制称为 Break-out Afterburner(BOA)。BOA 加速过程可以明显地区分为两个阶段，即电子加热阶段和离子加速阶段。第一个阶段与 TNSA 加速机制几乎相同。在这一阶段，趋肤深度 $d \approx c/\omega_p$ 由于相对论效应和自诱导透明效应而增大。因此，激光场逐渐透入靶体而进一步增强热电子产生。对于足够薄的靶，激光场可将所有的靶电子转化为热电子，此时，不考虑相对论效应下的稠密等离子体成为相对论性低密度等离子体，有 $1 < n_e/n_c < \gamma$ 。在这一阶段，靶的热电子和离子之间的相对运动产生 Buneman 不稳定性，将电子的部分能量转移给离子。然而，这一阶段并不是主要的加速阶段，在这一阶段离子只获得了其最终能量的 10%。主要的离子加速发生在第二阶段，此时，在第一阶段建立起来的与离子一起运动的纵向电场持续地对离子进行加速，使其获得远高于 TNSA 加速机制所能获得的能量。

BOA 加速机制或相对论自诱导透明加速区域与线偏振激光作用下的 RPA (linear RPA)机制[20-25]的根本不同在于：前者的主要加速阶段在靶对激光场变成相对论透明的 ($1 < n_e/n_c < \gamma$)之后，因此激光脉冲能透过靶体从而对靶电子进行体加热。在这种情况下，靶对激光场是透明的，电子能重新获得其失去的能量用于加速离子，因此能对离子进行持续加速。电子在相空间中分布范围较广较混乱[2,17]。而在 linear RPA 加速区域，激

光并未透过靶体 ($n_e/n_c > \gamma$) [21]。在这种情况下，电子和离子组成一个移动的双层结构，从而使离子得到加速，热电子主要分布在激光脉冲前沿，并沿着激光传播轴运动。

为了研究这一加速机制的多维效应，我们进行了一系列的 PIC 粒子模拟，在这些模拟中取靶厚度为 $D = 0.1\lambda_0$ 。由于靶的趋肤深度为 $l_s \approx c/\omega_p = 0.025\lambda_0$ ，这大约是靶厚度的 1/4。因此初始时刻，靶对入射激光脉冲是不透明的。当靶电子密度降低得足够小时，靶对激光脉冲变得相对论透明。

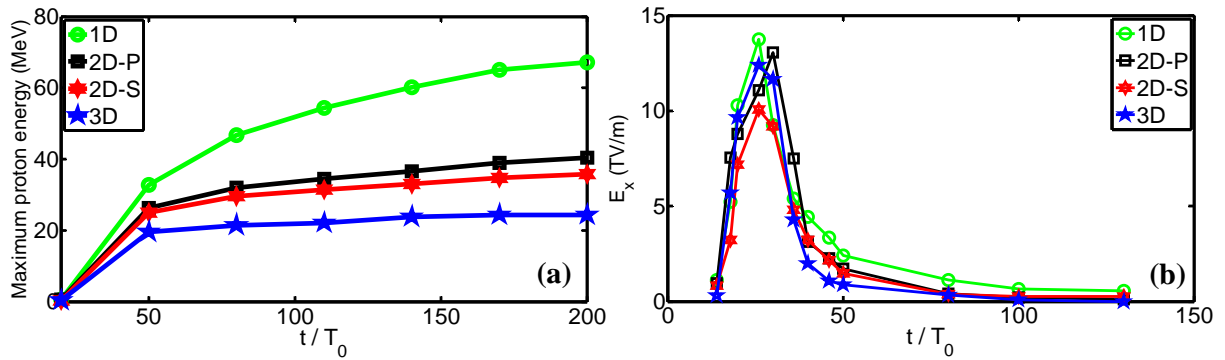


图6-6 (a)靶后最大质子能量($x \geq 40.1\lambda_0$)随时间的变化; (b)靶后($x \geq 40.1\lambda_0$)鞘层电场在激光传播轴(x 轴)上的峰值(E_x)随时间的变化。靶的初始厚度为 $D = 0.1\lambda_0$ 。

Fig.6-6 (a) Temporal evolution of the maximum proton energy at the target's back side with $x \geq 40.1\lambda_0$; (b) Intensity evolution of the peak electrostatic sheath field (E_x) at the target's back side with $x \geq 40.1\lambda_0$ along the laser propagation direction. The target thickness here is $D = 0.1\lambda_0$.

图 6-6 (a)显示 1D、2D、3D 模拟给出的靶后最大质子能量 ($x \geq 40.1\lambda_0$) 随时间的变化。可以看出，3D 模拟得到的最大质子能量 (21.36MeV) 只有 1D 模拟结果(67.10MeV) 的 1/3 或 2D-P 模拟结果 (40.45MeV) 的 1/2。注意到 2D-P 模拟得到的最大质子能量只比 2D-S 模拟结果 (35.79MeV) 略大一些，这与在 4.2.2 节中讨论的情况不一样。这可以理解为：虽然 2D-S 模拟中的靶后鞘层电场在早期时刻是最小的，如图 6-6(b)所示，当激光穿透靶，BOA 机制成为主要的质子加速机制时，即在 $t=36T_0$ 左右，2D-S 模拟得到的鞘层电场强度就与 2D-P 模拟结果几乎相同了。3D 模拟得到的最大质子能量及靶后鞘层电场峰值总是最小的。这仍可归因于强的电子横向扩散效应，如图 6-7 所示。

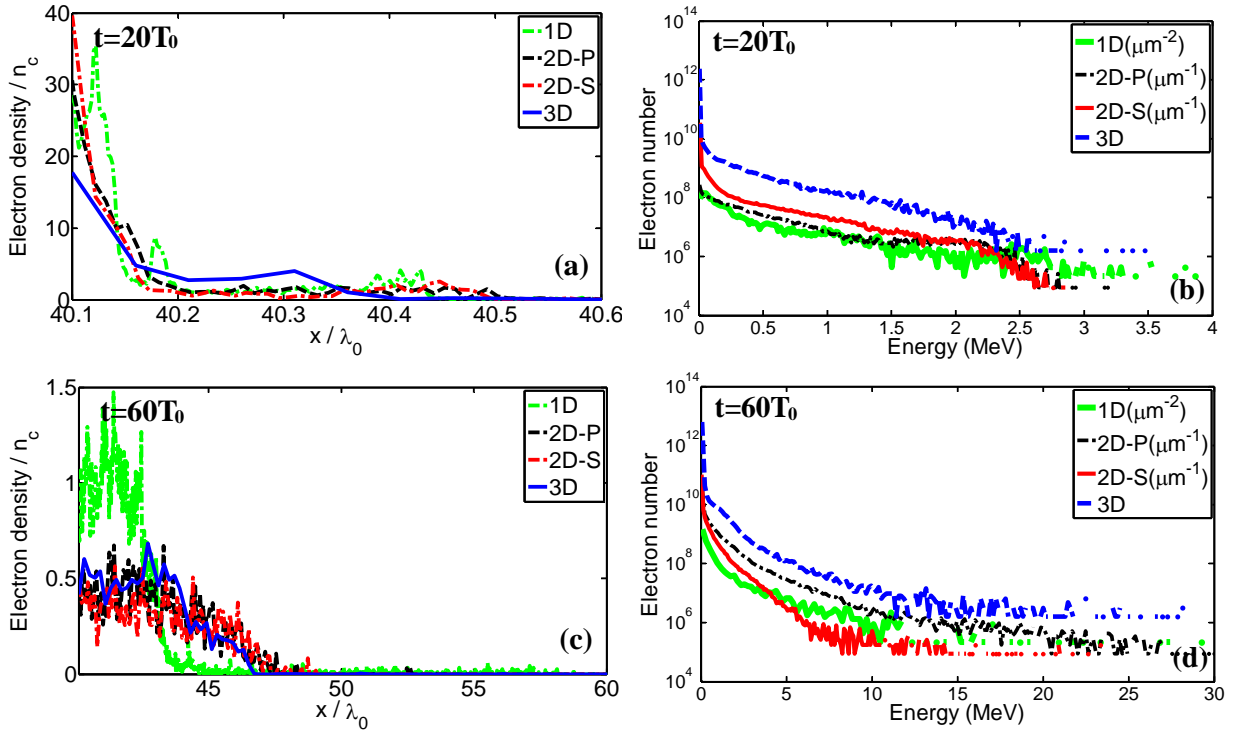


图6-7 电子密度沿激光传播轴(x 轴)在不同时间点(a) $t=20T_0$ 和(c) $t=60T_0$ 的空间分布; 靶后($x \geq 40.1 \lambda_0$) 热电子在不同时间点(b) $t=20T_0$ 和(d) $t=60T_0$ 的能谱。

Fig.6-7 Spatial distribution of the electron density along the laser propagation direction at (a) $t=20T_0$, (c) $t=60T_0$. Energy spectrum of electrons at the target's back side with $x \geq 40.1 \lambda_0$ at (b) $t=20T_0$ and (d) $t=60T_0$.

图 6-7(a)和 6-7(c)分别给出电子密度沿激光传播轴 (x 轴) 在 $t=20T_0$ 和 $t=60T_0$ 的空间分布。可以看出, 3D 模拟得到的高能电子密度或其占比总是小于 1D 模拟和 2D 模拟得到的结果。图 6-7(c)给出在 $t=60T_0$ 时, 2D 模拟和 3D 模拟的电子密度已经小于经典临界密度 n_c , 这表明 BOA 加速机制此时已经结束。而 1D 模拟得到的电子密度仍大于 n_c 。显然, 这导致在 1D 模拟中人为地引入了更长的加速时间。图 6-7(b)和 6-7(d)给出靶后 ($x \geq 40.1 \lambda_0$) 热电子在不同时间点(a) $t=20T_0$ 和(c) $t=60T_0$ 的能谱。注意到在所有的模拟中, 热电子都获得了几乎相同的最大能量, 然而 2D-S 模拟和 3D 模拟得到的电子温度小于 1D 模拟和 2D-P 模拟得到的结果。这可理解为: 激光穿透靶体后, 激光有质动力加速效应在所有模拟中几乎相同。然而, 3D 模拟的电子横向扩散效应和 2D-S 模拟缺少激光斜入射电场分量使得产生的高能电子较少。能量最高的那部分电子只占有所有电子的几乎可

忽略的份额，因此质子的最大能量主要取决于能量相对较低的电子。这使得 2D-P 模拟得到的最大质子能量只稍大于 2D-S 模拟得到的结果。

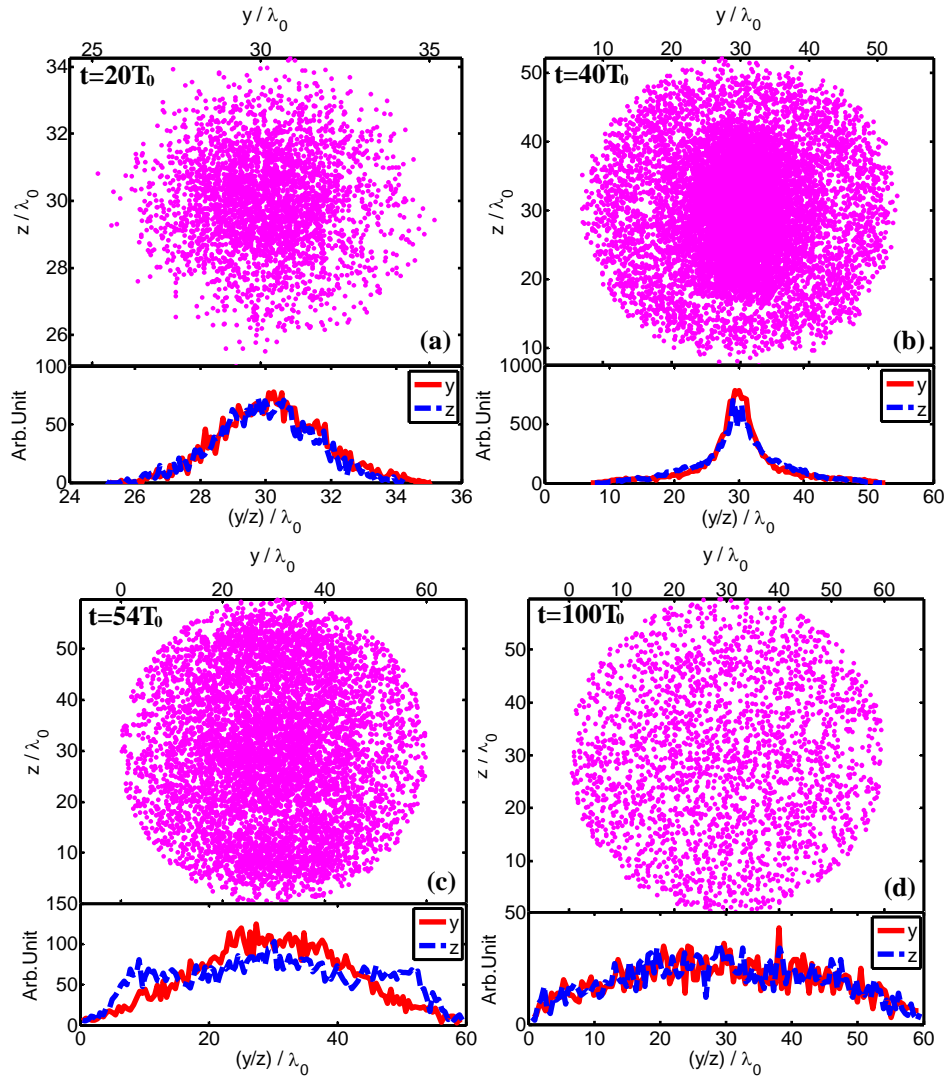


图6-8 3D 模拟得到的靶后 ($x \geq 40.1 \lambda_0$) 电子空间分布在 $y-z$ 平面上的投影，其中(a) $t=20T_0$ ($E_e > 1\text{MeV}$)，(b) $t=40T_0$ ($E_e > 1.5\text{MeV}$)，(c) $t=54T_0$ ($E_e > 2\text{MeV}$)，(d) $t=100T_0$ ($E_e > 2\text{MeV}$)；其中粉色实心点表示模拟中的巨粒子。红色和蓝色线分别表示电子沿 y 轴和 z 轴的数量统计分布。

Fig.6-8 Spatial distribution of high energy electrons at the target's back side with $x \geq 40.1 \lambda_0$ projected into the $y-z$ plane, obtained from 3D simulation at (a) $t=20T_0$ ($E_e > 1\text{MeV}$), (b) $t=40T_0$ ($E_e > 1.5\text{MeV}$), (c) $t=54T_0$ ($E_e > 2\text{MeV}$), and (d) $t=100T_0$ ($E_e > 2\text{MeV}$). The target thickness is $D = 0.1 \lambda_0$. Each pink dot represents a macro particle in the simulation. The red and blue lines present the electron distribution along the y -direction and the z -direction, respectively.

图 6-8 给出不同时刻靶后 ($x \geq 40.1 \lambda_0$) 电子空间分布在 $y-z$ 平面上的投影。可以看出，

在早期阶段 ($t=20T_0$), 热电子在 y/z 方向上几乎相同程度地进行扩散, 然而与在图 6-3 中所讨论的情况不同的是, 在稍后时期, 靶变得相对论透明, 如 $t=40T_0$ 及以后, 电子在垂直于激光电场偏振方向的方向上扩散得更快, 这是因为激光穿透靶之后, 激光有质动力在径向上对电子进行推动, 其中在激光电场偏振方向上由于电子还受到快速振荡的激光电场的作用而在激光场中心区域运动, 而在垂直于激光电场垂直方向的方向上, 电子只受有质动力的径向排斥而更快地扩散开来。最近 Yin 等人发表的讨论 BOA 加速机制的三维模拟文章中也观察到了上述现象并建立了简单的二维动力学模型进行描述[2]。图 6-8(d)显示, 在后期阶段, 高能电子数目显著减少, 表明此时热电子因在膨胀过程中建立鞘层电场而被“冷却”下来, 其部分能量转移给了质子及鞘层电场。

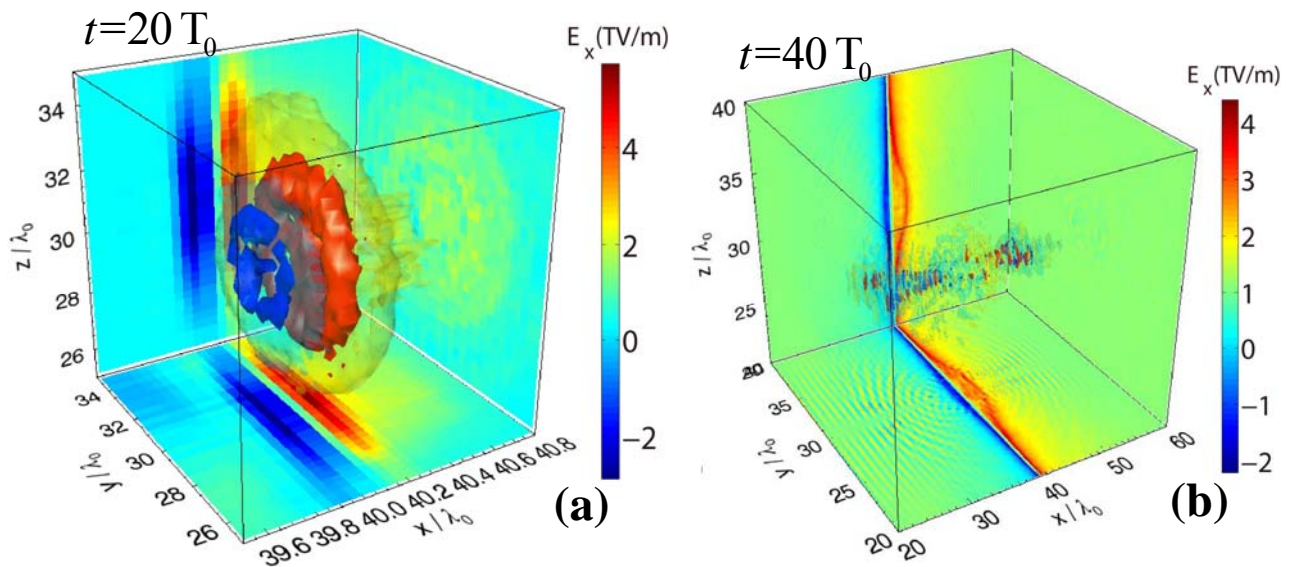


图6-9 3D 模拟得到的纵向电场(E_x)在(a) $t=20T_0$ 和(b) $t=40T_0$ 时刻的空间分布。

Fig.6-9 Spatial distribution of the longitudinal electrostatic sheath field (E_x) obtained from a 3D simulation at (a) $t=20T_0$ and (b) $t=40T_0$.

图 6-9 给出纵向电场 E_x 在 $t=20T_0$ 和 $t=40T_0$ 时刻的空间分布。在 $t=20T_0$ 时, 靶对激光脉冲仍是不透明的, 此时靶后鞘层电场在中心区域有最大值。在 $t=40T_0$ 时, 此时靶对激光变得相对论透明, 纵向电场已经离开靶后表面, 其随激光一起向前运动, 在激光传播轴上发散。这些结构与厚靶情况很不相同。

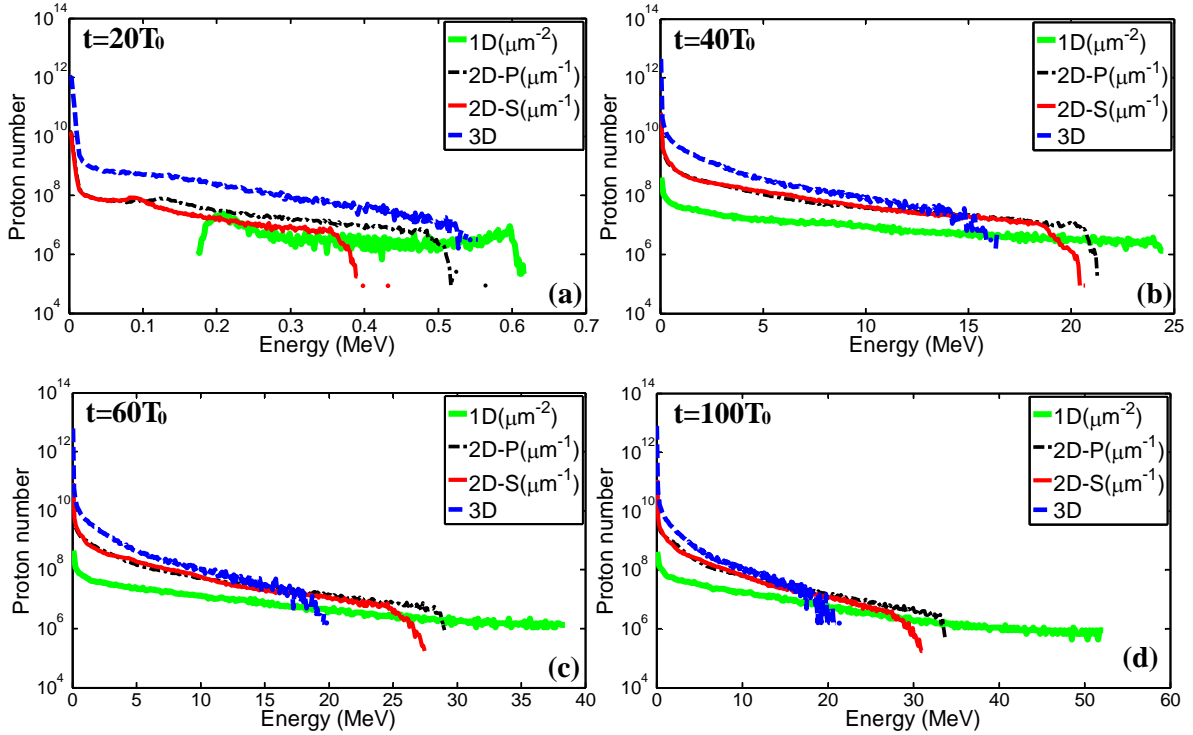


图6-10 靶后($x \geq 40.1\lambda_0$)质子能谱在时刻(a) $t=20T_0$, (b) $t=40T_0$, (c) $t=60T_0$, (d) $t=100T_0$ 的分布情况。
Fig.6-10 Energy spectrum of protons at the target's back side with $x \geq 40.1\lambda_0$ at (a) $t=20T_0$, (b) $t=40T_0$, (c) $t=60T_0$ and (d) $t=100T_0$.

图 6-10 给出靶后($x \geq 40.1\lambda_0$)质子能谱在不同时刻的分布情况。可以看出, 3D 模拟得到的质子能量和高能质子占比小于 1D 模拟和 2D 模拟得到的结果。2D-S 模拟得到的总是稍小于 2D-P 模拟得到的结果, 这在图 6-6 中已经讨论过。图 6-10(c)和 6-10(d)也显示 3D 模拟得到质子能谱在 $t=60T_0$ 和 $t=100T_0$ 时几乎相同, 然而在 1D 模拟和 2D 模拟中最大质子能量仍有显著地增加, 这在图 6-6(a)中也可以看出。图 6-6(a)还显示 3D 模拟得到的最大质子能量在 $t=50T_0$ 后就几乎不变了。这表明, 忽略电子的横向扩散效应将人为地高估加速强度及加速距离, 最终得到高估的质子能量。

6.3 小结

本章采用 Particle-in-cell 粒子模拟的方法研究了线偏振激光脉冲与固体靶相互作用的 1D、2D、3D 模拟中的多维效应。模拟结果表明, 当靶较厚(激光脉冲不能穿透靶体)

时，电子在横向沿激光电场偏振方向和其垂直方向上几乎均匀地扩散，而在超薄靶（激光能穿透靶）时，在早期阶段，电子在沿垂直于激光电场偏振方向的方向上扩散得更快。电子的横向扩散显著地降低了靶后的热电子密度，因而显著地减弱了靶后鞘层电场强度。

在 2D 模拟中，2D-S 模拟不能正确地描述钻孔效应 (hole-boring effect) 发生时的电子加热过程，只能得到相对较低的电子温度，这导致了更短的加速距离。其得到的最大质子能量小于 2D-P 模拟得到的结果。相较于 3D 模拟，1D 模拟和 2D 模拟减弱了电子的横向扩散，这导致更高的沿激光传播轴的靶后热电子密度和温度，在厚靶和超薄靶的情况下都如此。因而，1D 模拟和 2D 模拟得到的最大质子能量被人为地高估了。在我们的模拟参数下 ($w_0 = 6\mu\text{m}$)，无论不透明区域 (TNSA 加速机制占优) 还是透明区域 (BOA 机制占优)，三维模拟都能够更准确地估算加速质子能量。比较 TNSA 机制和 BOA 机制，在采用相同的激光参数的条件下，超薄靶的情况给出了更高的最大质子能量 (21.36MeV)，这是厚靶情况 (6.64MeV) 的三倍多。更高的质子能量是由于相较于不透明区域 (5TV/m)，在透明区域有着更强的加速电场 (12.5TV/m)。这两个区域的质子加速时间几乎相同 ($t_{\text{FWHM}}=17T_0$)，约等于激光脉冲长度。

6.4 参考文献

- [1] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma: Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3975 (1996).
- [2] 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, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 045003 (2011).
- [3] F. Fiuza, R. A. Fonseca, L. O. Silva *et al.*, Three-dimensional simulations of laser-plasma interactions at ultrahigh intensities, *IEEE T PLASMA SCI* **39**, 2618 (2012). E. d'Humières, A. Brantov, V. Yu. Bychenkov *et al.*, Optimization of

- laser-target interaction for proton acceleration, *Phys. Plasmas* **20**, 023103 (2013).
- [4] R.A.Fonseca, L.O.Silva, F.S.Tsung *et al.*, OSIRIS: A Three-Dimensional, Fully Relativistic Particle in Cell Code for Modeling Plasma Based Accelerators, *Lect. Notes Comput. Sci.* **2331** 342 (2002).
- [5] H. Daido, M. Nishiuchi, A. S. Pirozhkov, Review of laser-driven ion sources and their applications, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 056401(2012).
- [6] E. Lefebvre and G. Bonnaud, Transparency/Opacity of a Solid Target Illuminated by an Ultrahigh-Intensity Laser Pulse, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2002 (1995).
- [7] S. Guérin, P. Mora, J. C. Adam *et al.*, Propagation of ultraintense laser pulses through overdense plasma layers, *Phys. Plasmas* **3**, 2693 (1996).
- [8] P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter* (Imperial College, London, (2005).
- [9] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak *et al.*, Absorption of ultra-intense laser pulses, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
- [10] A. P. L. Robinson, P. Gibbon, M. Zepf *et al.*, Relativistically correct hole-boring and ion acceleration by circularly polarized laser pulses, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51**, 024004 (2009).
- [11] 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, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 215006 (2002).
- [12] Y. Sentoku, T. E. Cowan, A. Kemp *et al.*, High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target, *Phys. Plasmas* **10**, 2009 (2003).
- [13] M. Chen, A. Pukhov, Z. M. Sheng *et al.*, Laser mode effects on the ion acceleration during circularly polarized laser pulse interaction with foil targets, *Phys. Plasmas* **15**, 113103 (2008).

- [14] K. Nishihara, T. Honda, S. V. Bulanov *et al.*, High Power Lasers in Energy Engineering, Proc. SPIE **3886**, 90 (2000).
- [15] K. Nishihara, T. Honda, S. V. Bulanov *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **138**, 684 (2000).
- [16] Z. M. Sheng, K. Nishihara, T. Honda *et al.*, Anisotropic filamentation instability of intense laser beams in plasmas near the critical density, Phys. Rev. E **64**, 066409 (2001).
- [17] Q. L. Dong, Z. M. Sheng, M. Y. Yu *et al.*, Optimization of ion acceleration in the interaction of intense femtosecond laser pulses with ultrathin foils, Phys. Rev. E, **68**, 026408 (2003).
- [18] S. M. Weng, P. Mulser, and Z. M. Sheng, Relativistic critical density increase and relaxation and high - power pulse propagation, Phys. Plasmas **19**, 022705 (2012).
- [19] S. M. Weng, M. Murakami, P. Mulser *et al.*, Ultra-intense laser pulse propagation in plasmas: from classic hole-boring to incomplete hole-boring with relativistic transparency, New J. Phys. **14** 063026 (2012).
- [20] D. Jung, L. Yin, B. J. Albright *et al.*, Monoenergetic Ion Beam Generation by Driving Ion Solitary Waves with Circularly Polarized Laser Light, Phys. Rev. Lett. **107**, 115002 (2011).
- [21] M. Tamburini, T. V. Liseykina, F. Pegoraro *et al.*, Radiation-pressure-dominant acceleration: Polarization and radiation reaction effects and energy increase in three-dimensional simulations, Phys. Rev. E **85**, 016407 (2012).
- [22] 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} , Phys. Rev. Lett. **108**, 115002 (2012).
- [23] S. Kar, K. F. Kakolee, B. Qiao *et al.*, Ion Acceleration in Multispecies Targets Driven by Intense Laser Radiation Pressure, Phys. Rev. Lett. **109**, 185006 (2012).

- [24] X. Q. Yan, T. Tajima, M. Hegelich *et al.*, Theory of laser ion acceleration from a foil target of nanometer thickness, *Appl. Phys. B* **98**, 711 (2010).
- [25] H. B. Zhuo, Z. L. Chen, W. Yu *et al.*, Quasimonoenergetic Proton Bunch Generation by Dual-Peaked Electrostatic-Field Acceleration in Foils Irradiated by an Intense Linearly Polarized Laser, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 065003 (2010).

第七章 总结与展望

随着激光技术的不断进步，激光的能量 ($\geq \text{PW}$ 量级) 和强度 ($\geq 10^{22} \text{ W/cm}^2$) 不断得到提高，为人们开拓出丰富的研究领域，并显现出诱人的应用前景。激光离子加速自激光诞生以来就备受人们的关注，不仅由于其丰富的物理现象，更因为其极有可能作为台面型高能离子源成为大型传统加速器的替代者，这将对相关研究与应用产生深远影响，如同位素产生，惯性约束聚变中的快点火驱动源，质子照相，肿瘤治疗等等。然而，目前的实验结果表明，激光驱动离子束在最大能量，单能性，准直性，能量转化效率等方面都还与实际应用要求有较大的差距。这使得在理论和实验研究上寻求新的突破显得格外迫切。本文主要从激光直接加速和激光等离子体加速两个方面，通过理论和 Particle-in-cell 粒子模拟方法，提出了新的加速方法和理念，包括运用平面波角谱分析方法得到矢量光场的精确解；结合矢量光场精确解，利用泰勒级数展开方法得到紧聚焦少周期径向极化激光脉冲在真空中传播的解析解；研究了径向极化啁啾激光脉冲对质子的加速；研究了在运用 Particle-in-cell 粒子模拟对线偏振光与厚靶和薄靶相互作用加速质子的数值实验中，高维空间几何效应对模拟结果的显著影响；提出了基于激光固体靶相互作用靶后法线鞘层加速(TNSA)的两阶段质子加速方案，并提出了相应的实现此方案的靶设计；提出了基于辐射压光帆加速机制(LS-RPA)的可获得高品质质子束的双抛物面靶设计。

本论文的创新性成果可以分为两个部分，第一部分研究了激光直接加速方案，具体内容总结如下：

- 1、运用平面波角谱分析方法(angular plane wave angular analysis)，提出了基于由 Martinez-Herrero 等人提出的“closest solution”[J. Opt. Soc. Am. A 18, 1678 (2001)]的获得电磁场解得可选方法。该方法通过将“closest solution”的各分量定义为在 $z=0$ 处的真实电磁场的平面波谱，得到满足 Maxwell 方程组的电磁场精确解。将这一精确解用于计算径向极化 Laguerre-Gaussian 激光束的电磁场，发现虽然 Martinez-Herrero 等人的方法

和本论文所提出的方法都是得到电磁场解的正确方法，但是当激光束的束腰半径小于激光波长时，用本章所提方法得到的靠近激光束腰的激光纵向电场显著大于 Martinez-Herrero 等人的方法所得到的结果。结合上述矢量光场精确解，并利用泰勒级数展开的方法提出了紧聚焦少周期径向极化激光脉冲在真空中传播的解析解。这个解与基于傍轴近似 (paraxial approximation) 的解在描述激光脉冲时，无论其束腰半径较小或者较大都有着显著的不同。将解析解和傍轴近似解用于电子加速，发现在精确解的情况下，电子的能量获得显著大于采用傍轴近似解所得到的结果。还发现激光脉冲的空间和时间包络的强耦合效应对电子的能量获得有着显著的影响。

2、基于本论文所提出的径向极化激光脉冲在真空中传播的解析解，提出质子能在真空中被强径向极化啁啾激光脉冲有效加速。研究发现，只有加入适当的负频率啁啾才能显著地改善质子运动与加速激光场的同步性，进而延长加速距离。在激光强度为 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ ，入射质子能量为 45MeV 时，能量获得达到 sub-GeV。由于径向极化激光场的特殊电磁场结构，加速所得质子束有很好准直性。

第二部分研究了激光等离子体加速方案，具体内容总结如下：

1、提出基于激光固体靶相互作用靶后法向鞘层加速机制的两阶段质子加速方案，并提出相应的实现此方案的靶设计。这种靶由三部分组成，前端（激光作用端）是一个锥形内壁圆筒；中间是连接前后端的竖直平面靶；后端是一个中心呈锥状凹陷，周围呈斜坡状的特殊结构，这一结构用于粘附富含氢的材料，因此含氢材料也相应的分为两部分，即中心锥状部分和周围盘形部分。利用该靶设计，质子加速过程分为两个阶段。在第一阶段，两部分富含氢材料的质子都由于靶后鞘层加速机制得到加速，此时中心部分质子沿激光传播轴的方向运动，而周围部分质子在沿轴加速的同时向轴中心汇聚。在第二阶段，向轴中心汇聚的周围部分质子对中心部分质子产生径向压缩和轴向推动的作用，从而使中心部分质子的快速头部得到进一步的加速，并由此形成一个高品质的单能质子束。

2、提出基于辐射压光帆加速机制的可获得高品质质子束的双抛物面靶设计。针对使用平面靶的情况下，质子能量的横向分布，因而 RTI 不稳定性的横向分布呈高斯型，

这对在靶中间区域形成有效的光压加速是不利的。在采用双抛物面靶的情况下，激光脉冲的边缘部分被边沿靶的抛物面形内壁反射聚焦斜入射到中间靶的两翼区域，使得质子能量因而 RTI 不稳定性在两翼区域高于中间区域，有效地保护了中间区域，使其形成有效的光压加速。这一效应显著地降低了对激光强度的要求。如果定义因子 $F=a/nD$ ，其中 a 是无量纲化的激光电场峰值强度， n 是靶的等离子体密度， D 是靶厚度，则 DPT 靶的 F 值比平面靶小得多，且其随靶密度的增加而减小。

3、研究了在采用 Particle-in-cell 粒子模拟方法对线偏振激光脉冲与固体靶相互作用质子加速进行数值实验时的高维空间几何效应。模拟结果表明，当靶较厚（激光脉冲不能穿透靶体）时，电子在横向沿激光电场偏振方向和其垂直方向上几乎均匀地扩散，而在超薄靶（激光能穿透靶）时，在早期阶段，电子在沿垂直于激光电场偏振方向的方向上扩散得更快。电子的横向扩散显著地降低了靶后的热电子密度，因而显著地减弱了靶后鞘层电场强度。在二维模拟中，S 偏振模拟不能正确地描述钻孔效应发生时的电子加热过程，只能得到相对较低的电子温度，这导致了更短的加速距离。其得到的最大质子能量小于 P 偏振模拟得到的结果。相较于三维模拟，一维和二维模拟减弱了电子的横向扩散，这导致更高的沿激光传播轴的靶后热电子密度和温度，在厚靶和超薄靶的情况下都如此。因而，一维模拟和二维模拟得到的最大质子能量被人为地高估了。

在本论文研究工作的基础上，结合当前激光离子加速方案的主要难点，将来可以在以下几个方面做进一步的研究：

1、进一步研究两阶段离子加速方案的实现过程，研究在第二阶段加速过程中边缘离子对中心离子快速部分和慢速部分的分离作用及推动作用对激光参数及靶参数的依赖或优化关系，以继续改善高能质子的品质，并提高激光能量转化到单能质子束的效率。

2、进一步研究现今靶后法线鞘层加速机制的相关实验结果和理论模型，结合本论文所提出的两阶段离子加速方案，研究包括预等离子体、预脉冲、靶厚等实验中的实际情况对该加速机制有效性的影响，以期获得能用于实际试验的优化参数。

3、进一步研究双抛物面靶设计对靶表面不稳定性发展的抑制过程，研究激光参数及靶的成分，如多种离子成分对双抛物面靶产生稳定光帆结构的影响，进一步优化靶的几

何结构，包括边缘抛物面和中间抛物面焦距的选取及两个抛物面焦点位置的关系对光帆形成过程的影响，并进一步提高质子束的单能性及能量转化效率。

4、 进一步研究将双抛物面靶所产生的高能离子束作为前端注入源，在靶后放置适当密度、长度的气体靶，对穿透靶体的激光束进行聚束以延长光帆加速时间，获得更高能的离子束。

攻读博士学位期间发表学术论文、专利申请、荣誉

- [1] **Jin-Lu Liu**, Zheng-Ming Sheng, and Jun Zheng, Exact solution of the vectorial field structure of a light beam, **Optics Communications**, **284**, 4646 (2011).
- [2] **Jin-Lu Liu**, Zheng-Ming Sheng, and Jun Zheng, Electron acceleration by tightly focused radially polarized few-cycle laser pulses, **Chinese Physics B**, **21**, 024101 (2012).
- [3] **Jin-Lu Liu**, Zheng-Ming Sheng, Jun Zheng, Chuan-Sheng Liu, and Jie Zhang, Proton acceleration by radially polarized chirped laser pulses, **Physics Review Special Topics-Accelerators and Beams**, **15**, 041301 (2012).
- [4] **Jin-Lu Liu**, Zheng-Ming Sheng, Jun Zheng, Wei-Ming Wang, Ming-Yang Yu, Chuan-Sheng Liu, W. B. Mori, and Jie Zhang, Two-stage acceleration of protons from relativistic laser-solid interaction, **Physics Review Special Topics-Accelerators and Beams**, **15**, 101301 (2012).
- [5] **Jin-Lu Liu**, Min Chen, Jun Zheng, Zheng-Ming Sheng, and Chuan-Sheng Liu, Three dimensional effects on proton acceleration by intense laser solid target interaction, *Physics of plasmas* (2013) (已接收)
- [6] Jin-Lu Liu, Zheng-Ming Sheng, and Min Chen, Proton acceleration of intense circularly polarized laser pulses interacting with dual parabola target. (工作已完成)
- [7] Jun Zheng, Zheng-Ming Sheng, **Jin-Lu Liu**, Wei-Min Zhou, Han Xu, and Jie Zhang, Energy enhancement of quasi-monoenergetic proton bunches using a slice-cone target, **Physics of Plasmas**, **18**, 113103 (2011).
- [8] Jun Zheng, Zheng-Ming Sheng, **Jin-Lu Liu**, Wei-Min Zhou, Han Xu, and Jie Zhang, Efficient generation of proton bunches by intense laser pulse with a double-slice-foil target, **Journal of Plasma Physics**, **78**, 491 (2012).
- [9] 盛政明、刘晋陆、郑君、张杰, 国家发明专利, 《用于产生离子加速的激光靶》, 申

请号：201110458487.4

[10] 获得的荣誉：2012 年上海交通大学 AMD 高性能计算奖学金

致 谢

时光荏苒，如白驹过隙，转眼间，五年的博士学习和研究生活将要结束了。在博士论文完稿之际，欣喜之余，感慨良多，挑灯苦读之夜，薄衾不耐五更寒；孜孜以求之路，披肝沥胆未嫌愁。一朝朝，一暮暮，仿佛昨日。有诗云：潮平两岸阔，风正一帆悬。海日生残夜，江春入旧年。在即将踏上新的人生征程之际，我要向所有帮助过我的人表达最诚挚的谢意，并向他们献上最美好的祝愿。

首先要感谢的是我的博士生导师盛政明老师。我非常有幸能够师从盛老师进行博士研究。盛老师具有渊博的学识，他熟知激光等离子体相互作用学科的几乎所有领域，每当我在研究中感到困惑的时候，盛老师总是能一语道破问题的症结所在，并告诉我目前相关研究的最新进展，给我最关键的文献资料。盛老师时常告诉我，在研究中遇到问题是一件好事，这说明相关研究还有潜力值得挖掘，同时也是做出重大发现的必经之路，这一对待问题严谨求实的态度正是作学问者自当秉持的底气和精神，让我真正感受到原来大师就是这样炼成的。盛老师鼓励我大胆假设，小心求证，不要放过自己的每一个想法，一旦觉得可行，就要努力尝试论证。我的很多工作都是去求证不经意间的一些想法，尤其是对于新颖靶设计的想法，有时真是需要天马行空地去进行想象，但是求证的过程又是充满艰辛的。大概唯有如此不懈地迸发新的想法，满布荆棘的科学之路上才会架设起高桥坦途吧。盛老师对待学生的态度永远是和蔼可亲的，让人感觉如沐春风，就像亲密的朋友一样。他总是尽力为学生们营造良好的科研氛围和舒适的科研环境，让我们可以安心专注地做自己的科研工作。他还鼓励学生多参加国内外的学术会议，多与国内国际同行进行交流切磋，这些无疑开阔了我们的眼界，并更快更好地了解到怎样才能做出漂亮的科研工作来。古语云：君子之泽，润物无声。盛老师本人对待工作的热情更是真正表达了“为人师表”一语无声胜有声的含义。他总是最早来到实验室，也总是很晚离开，作为在本领域已作出蜚声中外的成就的著名学者，仍然保持着对待工作一丝不苟、兢兢业业的态度，堪称楷模。总之，盛老师无论在为人，为学，处世，处事等方面都教会了

我太多太多，感谢之情无以言表，唯有往后多努力，多出成绩，方可答谢！

我还要感谢实验室的郑君老师，她在我刚入学的时候担任我们理论组几个学生的主管教师，管理繁杂的实验室日常事务，为我们撰写最基本的学习资料，教会我们如何使用计算机集群，并积极分享她的科研工作经验，为我们顺利走入自己的课题提供了很多有益的帮助。还要感谢实验室的特别研究员何峰老师，何峰老师同样是一个治学严谨，对物理研究有着如痴如醉的热情的学者，他在刚来实验室的时候，接替郑君老师担任我们理论组的主管教师，他热情地组织我们的组会讨论，传授他看问题、找问题的方法，十分系统认真地整理每一次的组会资料，指出我们工作中存在的问题，给了我们很多有益的启发和指导。还要感谢我们理论组的特别研究员陈民老师，陈老师是一位年轻但已做出突出科研成果的优秀学者，他对科研工作热情投入总是给人极强的感染力。每次跟陈老师讨教问题，陈老师总会引经据典，挥洒自如，真是一种很饱满的享受。还要感谢实验室的黄芙蓉秘书，她总是可以把一切繁复枯燥的诸如报销、填表等事宜办理得妥妥帖帖，为我们解决了很多后顾之忧，为实验室的运转和发展做出了很多贡献。

此外，还要感谢实验组的远晓辉老师，刘圣广老师，Hafz 特别研究员，他们都很热情地与我讨论问题，给我提供研究思路。还要感谢实验室里所有的同学，包括已经毕业的杜海伟，张凯云，同一个办公室的刘越，穆洁，黎飞宇，曾明，崔森，同一届的李润泽，还有激光器组的杨楠，张睿，马杰，王世伟等等，感谢大家在学习上，在生活上对我的帮助，让我可以快快乐乐地度过这五年的美好时光。

最后我要把我最深切的谢意献给我的家人，我的父亲，我的母亲，还有我的弟弟，正是由于父母对我无微不至的照顾把我抚养长大，他们给了我最大的关爱的宽慰，让我可以安心学习，并时常鼓励我要勇于面对困难和挫折，要有永不气馁的顽强和毅力。这些都将成为我人生最宝贵的财富。

千言万语总苍白，一声珍重满情怀。谨以此文，向所有帮助过我的人道一声珍重，并献上我最真最浓的祝福！