

激光等离子体加速器的兴起与发展

周美林 颜学庆[†]

(北京大学物理学院 北京 100871)

2015-03-24收到

[†] email: x.yan@pku.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20150501

The development of a laser plasma accelerator

ZHOU Mei-Lin YAN Xue-Qing[†]

(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

摘要 激光等离子体加速器是近几十年来在世界范围内兴起的一种新型粒子加速器,它在科学研究和日常生活中都有着广泛的应用前景。文章分别从激光电子加速与激光离子加速两方面介绍了它的基本原理与实验发展历程。作为一个新生事物,它取得许多振奋人心的结果,同时也面临着一系列挑战。文章最后对激光等离子体加速器的发展和应用进行了归纳和展望。

关键词 激光, 等离子体, 加速器

Abstract A laser plasma accelerator is a new kind of particle accelerator which has been developed in recent decades worldwide. It has a broad range of potential applications both in scientific research and in our everyday life. This paper describes the basic principles and experimental developments of both laser electron acceleration and laser ion acceleration. As a newly emerging field, laser accelerator research has seen many exciting achievements but is also confronted with many challenges. The prospects for the development and application of laser accelerators are reviewed in the conclusion.

Keywords laser, plasma, accelerator

1 引言

上帝粒子“希格斯”的发现成就了2013年诺贝尔物理学奖的归属,作为高能粒子加速器的欧洲大型强子对撞机(LHC,见图1)又一次成为了人们视线的焦点。粒子加速器不仅是高能粒子物理和核物理等物理研究的基础工具,利用加速器产生的各种高能粒子和多波段辐射也在材料科学、化学、生物学和医疗等领域有着广泛的应用。

传统粒子加速器受到材料电离击穿阈值的限制,其加速梯度通常低于100 MV/m。若用传统的加速器把粒子加速到PeV量级,费米预言加速器的周长需绕地球一周!巨大的占地面积和昂贵

的造价成为了目前传统加速器向更高能量发展的巨大瓶颈,找到突破传统加速梯度限制的新加速机制迫在眉睫。激光等离子体加速方法(laser plasma acceleration, LPA)是1979年由Tajima和Dawson提出的一种新加速机制^[1],近年来相关的

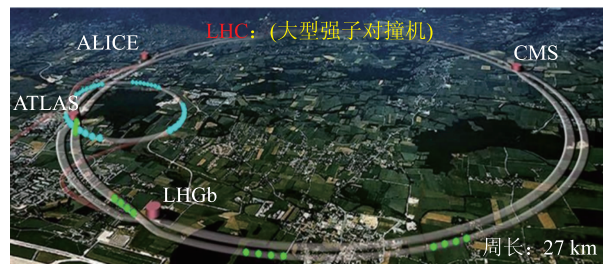


图1 欧洲大型强子对撞机

理论和实验研究取得了迅猛发展,建造超小型激光等离子体加速器也成为许多实验室的重要目标。作为下一代新型高梯度加速器,激光等离子体加速器为什么能够提高加速梯度上千倍?其主要工作原理是什么?目前发展到了哪个阶段?面临着什么样的挑战?下面将逐一介绍。

2 激光等离子体加速简介

2.1 高功率激光器的发展

激光加速器依赖于激光与等离子体的相互作用,毫无疑问,作为驱动源的高功率激光器的发展在其中有着举足轻重的作用。自从1960年Maiman发明激光以来^[2],激光以其单色性好、相干性好和方向性好等特点成为现代人类生活和科学研究中有巨大价值的光源。在过去的50年里,人们一直追求更强的激光强度。1985年,Mourou等人提出的超短脉冲啁啾放大技术(CPA)^[3]是激光技术发展历史上的一个重大突破,CPA技术克服了激光器中放大介质的损伤阈值限制,把激光的光强提高了6个量级以上,超强激光的迅猛发展为科学研究提供了前所未有的研究手段和全新的发展机遇。

通常我们用功率密度(单位面积单位时间内的能量)表征激光强度 I ,通用单位为 W/cm^2 ($\text{J}/\text{s}\cdot\text{cm}^2$)。目前,世界范围内超短超强激光器产生的激光,焦斑可达 μm 量级,脉冲宽度可被压缩至fs量级,而激光强度可达 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ 。当前正在进行的欧洲极端光装置(extreme light infrastructure, ELI)工程计划更致力于将激光强度提高至 $10^{24}\text{W}/\text{cm}^2$ ^[4]。



图2 传统加速器与“手掌上的加速器”

2.2 等离子体

等离子体是由处在非束缚态的带电粒子组成的多粒子体系,与固态、液态、气态一起构成自然界物质的四种基本形态。虽然日常中所见的多是固体、液体和气体,但是在宇宙中99%的物质都是以等离子态存在的。当激光强度大于 $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 时,绝大多数物质都被激光瞬时电离,形成等离子体,并表现出等离子体的集体效应,此时激光与物质相互作用可以看成是激光与等离子体的相互作用。

2.3 激光等离子体加速

传统粒子加速器是利用外加射频电磁场对带电粒子进行加速、聚束和聚焦;而激光等离子体加速(LPA)以等离子体本身作为加速媒介。若看单电子在电磁场中的运动,其运动方程可简单写为 $\frac{dp}{dt} = -e\left(E + \frac{1}{c}v \times B\right)$,其中 p , e , v 分别代表电子的动量、电荷量、速度, c 为光速, E , B 分别为电场强度和磁场强度。将激光强度 I_0 归一化为 $a_0 = [I_0/(1.37 \times 10^{18}\text{W}\cdot\text{cm}^{-2})]^{1/2} \left(\frac{\lambda}{\mu\text{m}}\right)$,则电子在横向和纵向(纵向为激光的传播方向)动量的增长与激光强度的关系分别为 $p_{\perp} \sim a_0$, $p_{\parallel} \sim a_0^2/2$,即激光强度 $a_0 \gg 1$ 后,电子纵向动量的增长占主导^[5]。

在激光等离子体加速中,由于等离子体本身就是一种击穿状态,其加速梯度取决于激光功率和等离子体状态,等离子体可以支持的最大加速电场强度是 $E_0 = m_e \omega_p c / e$,或者写为 $E_0(\text{V}/\text{m}) \approx 96 \sqrt{n_0(\text{cm}^{-3})}$,其中 n_0 是等离子体的电子密度, $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m_e)^{1/2}$ 为等离子体波的频率。所以当 $n_0 = 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 时,LPA的加速梯度可以达到 $96\text{GV}/\text{m}$,超过传统射频加速器3个量级以上(见图2),可在 μm 量级的距离内将电子加速至MeV。这为未来建造低造价、紧凑型加速器和辐射源提供了广阔前景。按照被加速粒子的分类,通常我们将激光等离子体加速分为激光电子加速

与激光离子(质子和重离子)加速。

3 激光电子加速

3.1 激光电子加速基本原理

获得有效的激光电子加速, 首先需要考虑一个基本问题: 激光振荡电场和传播速度与电子的运动速度不匹配时, 电子与激光加速电场之间出现相位滑移, 因此很难使电子一直被俘获在加速相位, 从而得到持续有效加速。要解决这个基本问题, 存在两种可能的加速机制。

Tajima 和 Dawson 在 1979 年首先提出激光尾波场加速(laser wakefield acceleration, LWFA)的概念。其基本原理如图 3 所示, 一束强激光聚焦入射到等离子体中, 将等离子体背景电子排开, 形成跟随在光脉冲之后的低密度电子区域。而离子因为质量较重, 在激光振荡时间尺度内的运动可以忽略。激光传播过后, 由于电荷分离形成的库仑力再次将电子拉回, 从而形成振荡等离子体波。等离子体波的相速度等于激光的群速度, 都接近于光速。具有一定初始动量的背景电子被等离子体波俘获后获得加速, 尾波场加速要求激光的脉冲宽度与等离子体波长 λ_p 相匹配, 激光脉冲长度一般在几十飞秒左右。

当激光的光强较高时, 沿传播轴上的等离子体电子基本被全部排开, 形成空泡区域, 这时候的尾波场加速一般称作空泡加速(bubble regime)或者 blow out regime)^[6, 7] (见图 4)。

激光尾波场电子加速是目前最常见的电子加速机制, 这种机制产生的电子束通常密度较低, 电子数目较少(~ 10 pC)。利用激光电场直接加速电子也是一种很有效的电子加速机制, 即激光直接加速(direct laser acceleration, DLA)。当超强激光在近临界密度等离子体中传播时, 会产生高达 100 MG

的准静态轴向磁场(圆偏振激光还会产生纵向磁场), 在激光通道中心会俘获高密度的电子束。这些被俘获的电子, 在激光的驱动下会不断地调整自身的回旋频率和相位。一旦回旋频率和相位与激光匹配, 就可以持续地被激光电场直接加速, 进而可以产生具有临界密度和螺旋结构以及平台能谱特性的准直电子束。这些共振电子的加速过程非常类似于最早提出的逆自由电子激光加速机制。虽然直接加速产生的电子束能量低, 能散大, 但在加速中可以产生大电量(10 nC)的电子束, 在加速过程中产生的高能伽马辐射也具有许多潜在的应用前景^[8]。

3.2 激光电子加速实验发展

这里提到的激光电子加速实验发展主要集中在尾波场加速(靶通常为气体靶)。随着激光技术的发展, 激光电子加速实验的发展可以大致分为三个阶段: 等离子体拍波加速(plasma beat wave acceleration, PBWA); 自调制尾波场加速(self-modulated laser wakefield acceleration, SMLWFA); 激光尾波场加速(laser wakefield acceleration, LWFA)。表 1 为激光电子加速代表性实验一览表。激光电

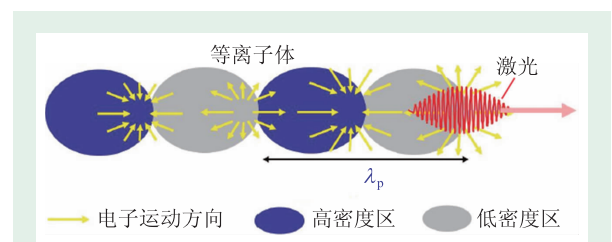


图3 激光等离子体尾波场示意图

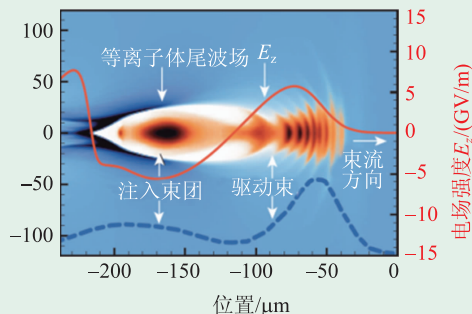
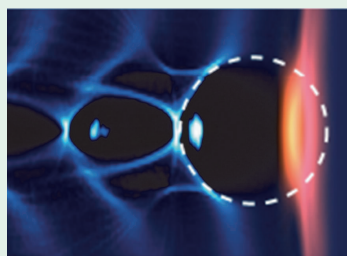


图4 空泡加速示意图

表1 激光电子加速代表性实验一览表

| 文章 | 激光能量/J | 功率密度/(W/cm ²) | 靶材和密度/cm ⁻³ | 电子能量/MeV |
|--|--------|---------------------------|---|-----------|
| Kitagawa <i>et al</i> (PRL, 1992) | 150 | 2×10^{13} | H ₂ 1.1×10^{17} | 21 |
| D. Gordon <i>et al</i> (PRL, 1998) | 20 | 6×10^{18} | He ₂ 1.4×10^{19} | 94 |
| V. Malka <i>et al</i> (Science, 2002) | 1 | 3×10^{18} | He ₂ 4.7×10^{19} | 200 |
| S. P. D. Mangles <i>et al</i> (Nature, 2004) | 0.5 | 2.5×10^{18} | He ₂ 3×10^{18} | 80(准单能) |
| C. G. R. Geddes <i>et al</i> (Nature, 2004) | 0.15 | 7×10^{18} | H ₂ 4.5×10^{19} | 86(准单能) |
| J. Faure <i>et al</i> (Nature, 2004) | 1 | 3.2×10^{18} | He ₂ 2×10^{19} | 170(准单能) |
| S. Kneip <i>et al</i> (PRL, 2009) | 10 | 1.9×10^{19} | He ₂ 5.5×10^{18} | 800(准单能) |
| C. E. Clayton <i>et al</i> (PRL, 2010) | 6.6 | 3×10^{19} | He ₂ (97%)+CO ₂ (3%) 1.3×10^{18} | 1450 |
| Xiaoming Wang <i>et al</i> (Nature Communications, 2012) | 100 | 8×10^{19} | He ₂ 4.8×10^{17} | 2000(准单能) |
| W. P. Leemans <i>et al</i> (PRL, 2014) | 16 | 5.5×10^{18} | H ₂ 7×10^{17} | 4250(准单能) |

子加速实验装置如图5所示。

3.2.1 等离子体拍波加速(20世纪90年代初期)

90年代初期之前,超短超强激光技术尚不存在,所以这一阶段的实验几乎全部利用波长为十几微米的CO₂激光器。它的脉冲长度在ns量级,聚焦强度在 10^{14} W/cm²以下。这样的长脉冲、低功率激光脉冲很难直接激发起有效的等离子体波,在当时的背景下,人们提出了等离子体拍波加速器(PBWA)的概念。PBWA的基本原理是,让两束频率为 ω_1 和 ω_2 的长脉冲激光同时在等离子体中同向传播,如果它们的频率满足 $\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega \approx \omega_p$,就可以共振激发起大振幅的等离子体波。当满足 $\omega_1 \approx \omega_2 \gg \omega_p$ 时,等离子体波的相速度近似等于光速 c ,可以有效地对电子进行加速。

1985年,美国UCLA的Clayton等人首次通过汤姆逊散射证明了激光激发共振拍频波的存在,并实现了最高1GV/m的加速场^[9]。1992年,日本大阪大学的Kitagawa等人第一次在实验中证

明了拍波加速的可行性^[10]。他们利用两束长度在1ns(FWHM)的CO₂激光注入到氢气中,经过7mm的加速距离获得能量在10MeV以上的电子束,对应加速电场为1.5GV/m。随后在1993年,Clayton等人将射频直线加速器产生的2.1MeV的电子注入到两束CO₂激光聚焦产生的拍波结构中,经过16mm的加速距离,成功地将电子能量提高至28MeV,加速电场被提高到2.8GV/m^[11]。

等离子体拍波加速利用较低强度的激光就可以激发起大振幅等离子体波,对激光的脉冲长度也没有苛刻的要求。但其加速场强电场只有几个GV/m,电子束能量不高,伴随着激光技术的发展,越来越多的加速实验室转向激光尾波场加速。

3.2.2 自调制尾波场加速(1990—2000年)

1988年美国罗切斯特大学的Mourou等人提出啁啾脉冲放大技术(CPA),使激光器功率大为提高,也为激光等离子体加速打开了另外一扇大门:自调制尾波场加速。

自调制尾波场加速的原理首先由Esary在1990年提出^[12]。CPA发明初期,激光功率虽然获得大幅提高,但其几百个飞秒级脉冲长度仍是通常状态下等离子体波长 λ_p 的十倍以上。在自调制尾波场加速中,激光通过一系列作用分解为很多波长与 λ_p 一致的短脉冲。这些短脉冲与等离子体波发生共振,使其振幅增大,最终导致背景电子被等离子体波俘获而加速。

1995年,美国Livermore国家实验室第一次

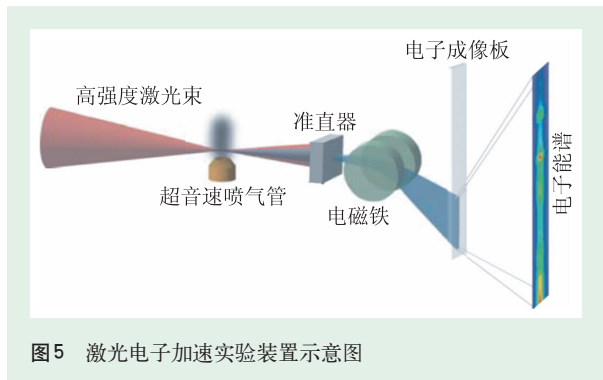


图5 激光电子加速实验装置示意图

证实了自调制尾波场的存在^[13]。同年,伦敦的帝国理工大学Modena等人利用长度0.8 ps,功率20 TW,聚焦强度 5×10^{18} W/cm²的激光,经过4 mm的相互作用距离,获得能量 ≥ 44 MeV的电子束^[14]。这次实验首次证明了激光加速梯度可到100 GV/m。1998年,UCLA的Gordon利用 $a_0 \approx 2$ 的激光和4 mm长的等离子体,将电子束能量提高到94 MeV,加速梯度达到150 GV/m^[15]。这个接近百MeV的实验是当时加速能量的一个跨越。

自调制尾波场的优点在于等离子体波是共振激发的,对激光没有特殊要求;但其加速过程不稳定,且电子束的能谱分布连续。

3.2.3 激光尾波场加速(2000年之后)

在90年代末期,高功率钛蓝宝石激光的出现使激光的功率显著提高,脉冲长度也缩短到了25 fs到50 fs($L \geq \lambda_p$),LPA随之进入到激光尾波场加速(LWFA)阶段。2002年,巴黎综合理工学院LOA实验室的Malka等人将脉冲长度为35 fs,强度为 3×10^{18} W/cm²的激光脉冲聚焦到3 mm的喷嘴气体上,将加速电子能量提高到了200 MeV^[16],这个实验标志着LPA电子的能量正式进入到百MeV领域。

从2004年至今,大多数的LPA实验采用空泡加速机制,而产生准单能高能电子的结果更是层出不穷。2004年,法国的LOA、英国的RAL和美国的LOASIS分别在各自的激光系统上进行了空泡加速实验,其结果同时发表在当年9月的*Nature*杂志上^[17-19]。这项工作最重要的意义是得到了准单能和准直的电子束,为LWFA电子束的应用打开了希望之门。2009年帝国理工大学的Kneip等人利用200 TW激光脉冲(55 fs, $a \approx 3.9$)自引导通过密度为 5.7×10^{18} cm⁻³、长度为10 mm的等离子体,加速出准单能的800 MeV电子束^[20]。2010年,UCLA的Clayton等人将110 TW激光脉冲(60 fs, $a \approx 3.8$)聚焦到1.3 cm的气体腔中(1.5×10^{18} cm⁻³),利用电离注入机制,将加速电子的最高能量再次提高到1.45 GeV^[21],但缺点是能谱具有连续性。2013年,美国Austin的王晓明等人在大于100 J的PW级的激光器系统上,通过自注入机制得到了能量超过2 GeV的准单能电子束(高能部分能散为5%)^[22]。

最近LBNL实验室进一步获得了4.25 GeV准单能电子束(6%)^[23],这是激光加速历程上的又一突破。

激光电子加速在几十年的发展过程中理论趋于成熟,实验也已成功地在厘米量级的距离内将电子束加速到GeV。对于电子加速而言,在空泡加速中如何更好地控制电子的注入与加速过程,对电子束的能量、电量和发射度有重要的影响。未来如果进一步提高电子束的能量和束流品质,激光等离子体加速器有可能用于X射线自由电子激光和高能电子加速器对撞机。

4 激光离子加速

近十几年来,随着大量高功率TW和PW激光装置的建立,基于超强激光与等离子体相互作用产生的高能离子束也吸引了人们的广泛关注。然而与电子相比,由于离子要重得多(约2000倍以上),在现有激光强度下($< 10^{24}$ W/cm²),离子无法从激光场中通过直接加速获得能量。目前的实验条件下,离子能量一般来源于电子被推出后形成的电荷分离场,这里电子作为媒介从激光场中获得能量之后再再将能量转移给离子。

4.1 激光离子加速基本原理

在不同的激光参数(强度、偏振、对比度)、靶材(固体、气体)、厚度(μm , nm)等条件下,激光离子加速机制可以分为:靶背壳层加速(target normal sheath acceleration, TNSA)^[24];激波加速(collisionless electrostatic shock, CES)^[25];相对论穿透加速(break-out afterburner, BOA)^[26];光压加速(radiation pressure acceleration, RPA)^[27]等机制,这里介绍最主要的两种机制(见图6):靶背壳层加速和光压加速。

靶背壳层加速是最常见的离子加速机制,其加速原理与高能电子产生和传输有关。激光脉冲首先与靶(μm 级的固体靶)表面作用产生高能电子向靶内传播,在到达薄膜靶的后表面时产生很强的鞘层电场 $E \approx kT_{\text{hot}}/e\lambda_D$,其中 k 为玻尔兹曼常

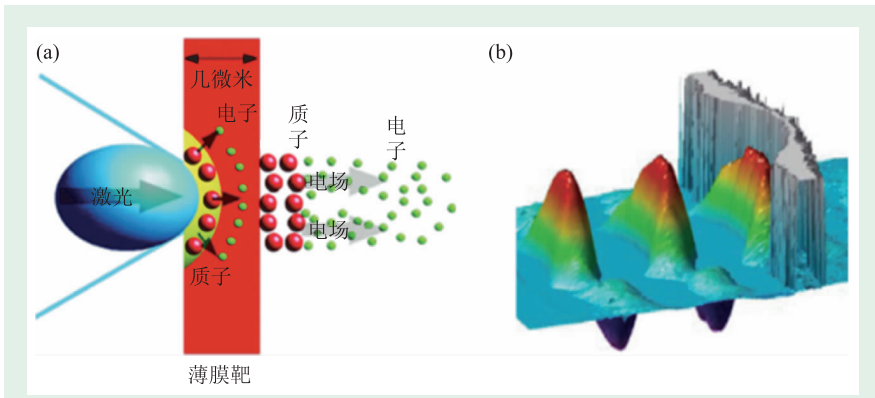


图6 加速机制示意图 (a)靶背壳层加速; (b)光压加速

数, T_{hot} 为热电子温度, λ_D 为德拜屏蔽长度, 这一鞘层电场的强度高达 10^{12} V/m, 能直接电离靶的后表面的氢原子, 并将质子沿着后表面的法线方向加速至 MeV 量级。被加速的质子主要来自于靶背表面的水汽和碳氢化合物。靶背壳层加速模型的能量定标率为 $E \propto I^{1/2}$ [28], 即离子得到的能量 E 是与激光能量的 1/2 次方成正比的。该机制下的激光能量转化率较低, 所得离子能量一般限制在几十 MeV/u, 而且离子能散度一般较大(约 100%)。

常规离子加速方法主要采用线偏振激光, 当激光入射到固体靶上时, 激光有质动力存在一个与时间有关的振荡分量, 所以可以有效地加热等离子体。产生的相对论电子将迅速穿过靶体, 在靶后表面形成一个“虚”阴极, 从而产生鞘层加速。

与线偏振光相比, 圆偏振激光的有质动力不随时间发生变化。当圆偏振光入射到固体靶表面时, 在激光的光压力作用下, 电子和离子将被整体向前加速。如果激光的归一化光强强度与靶的电子面密度相当(即 $a_0 \sim \sigma = n_0 d / n_c \lambda$, 其中 σ 为电子面密度, a_0 , d , λ 分别为归一化的激光场强、靶厚和波长), 则存在一种光压稳相加速区域(RPA—PSA) [27], 此时激光可以如常规加速器一样对离子进行加速和纵向聚束。在稳相加速过程中, 电子被激光推进的前向速度与质子几乎一致, 这就极大地减小了库仑场对质子束传输过程造成的相空间扩散, 有利于获得高质量强流质子束。

在光压加速中, 电子和离子形成的薄层随着

激光一起传播, 可以视为一个等离子体飞镜。考虑激光被等离子体飞镜反射, 反射前激光能量为 $\epsilon_L \propto E_L^2 L$, 其中 L 为激光的长度。则激光转换给等离子体镜的能量为 $(1 - 1/4\gamma^2)\epsilon_L$ 。在这个过程中, 电子和离子组成的等离子体可以看作是被激光的光压直接驱动向前加速。光压加速模型的能量定标率为 $E \propto I$ [28], 即离

子能量 E 与激光能量成正比, 其激光能量转换率明显优于靶背壳层加速机制, 且离子单能性好。

利用光压稳相加速方法理论上可以得到纳库量级的准单能质子束 [29]。然而这种加速机制对激光和固体靶都有严格的要求, 同时需要极高的激光聚焦功率和极高的信噪比 ($>10^{10}$ @10 ps)。理论研究表明, 在纳米薄膜靶之前放置“激光等离子体透镜” [30], 可以对激光脉冲实现很强的横向聚焦, 大幅度提高激光光强, 缩短脉冲上升时间和改善脉冲的对比度。如果这一新方法在近期的实验中得到证实, 将进一步提高离子加速效率 [31]。

4.2 激光离子加速实验发展

近十几年来, 世界各地的实验室开展了大量激光驱动离子加速的实验研究, 其中以激光固体靶离子加速的实验为主导。关于固体靶离子加速的实验按照靶的厚度可以大致分为薄膜(μm 量级)离子加速和超薄靶(nm 量级)离子加速两大类。近几年, 临界密度($n_c \sim n_{cc} = 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} / \lambda_i (\mu\text{m})^2$)离子加速由于其较高的激光加速效率也引起了人们的关注。下面我们分别从这三个方面对离子加速实验进行介绍。

4.2.1 靶背壳层加速机制为主导的固体薄膜靶(μm 量级)加速实验

2000 年, 美国 Livermore 国家实验室 R. A. Snavely 等人将超强激光打在金属薄膜靶上, 在靶

背法线方向得到最高能量达 58 MeV 的质子束^[32], 引起了广泛关注。但一开始, 关于靶后观察到的最高能质子来源问题就引发了较大争议。几乎与 R.A.Snavely 同时, Clark 等人^[33]在使用辐射变色膜片(RCF)测量发射角中观测到环形的离子分布, 并认为这是由于来源于前表面的质子在穿过热等离子体时被内部的环形磁场偏转所导致。随后的 2001 年, Mackinnon 在实验研究中认为, 质子来自于靶的后表面^[34]; 而在 2004 年, Allen 等人^[35]使用 Ar 离子枪直接去除靶后表面污染层, 发现去除污染层以后未观察到高能质子, 认为高能质子来源于靶后。现在广泛接受的观点是靶背壳层加速机制。

正如前面所提到, 人们在实验中由靶背壳层加速机制得到的加速离子的能谱特性并不好, 基本呈现出指数下降谱的特征。降低离子束的能散度, 获得准单能的离子束成为激光离子加速的重要突破方向。2006 年, Schwoerer 等人在 $3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 的激光强度下, 利用双层靶 (5 μm 厚的钛膜, 附着 0.5 μm 厚的聚甲基丙烯酸甲脂(PMMA)), 获得了中心能量为 1.2 MeV、能散度为 25 % 的准单能质子束^[36](见图 7)。类似

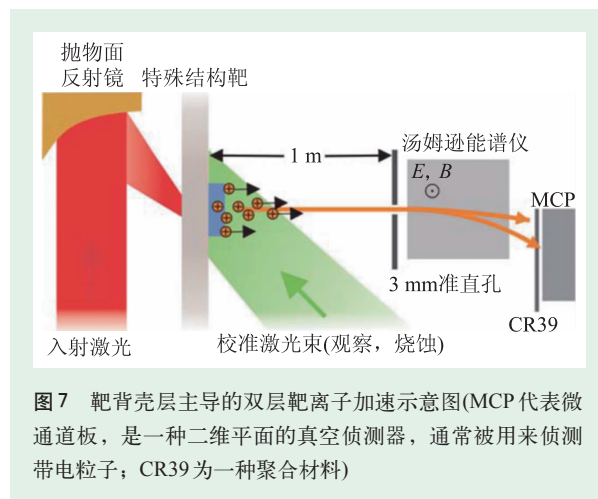


图 7 靶背壳层主导的双层靶离子加速示意图(MCP 代表微通道板, 是一种二维平面的真空探测器, 通常被用来探测带电粒子; CR39 为一种聚合材料)

地, Hegelich 等人也利用复合靶得到了能散为 17 %, 能量为 3 MeV/u 的准单能离子束^[37]。这两项研究结果同时发表于当年一月的 *Nature* 杂志上。除了上述通过靶材料和结构实现单能离子的方法外, 同年 *Science* 杂志上刊登了 Toncian 等人向人们展示的一种有关超快的等离子体聚焦透镜技术的文章, 这种技术可以对超短脉冲激光产生的离子束进行聚焦并起到选能的作用, 从而得到单能离子束^[38]。表 2 为固体薄膜靶激光离子加速实验一览表。

表 2 固体薄膜靶激光离子加速实验一览表

| 文章 | 激光能量/J | 功率密度/(W/cm ²) | 对比度 | 靶材料和厚度/ μm | 质子能量/MeV |
|--|--------|---------------------------|--------------------|-----------------------|----------|
| Snavely <i>et al</i> (PRL, 2000) | 423 | 3×10^{20} | 1×10^4 | CH 100 | 58 |
| Clark <i>et al</i> (PRL, 2000) | 50 | 5×10^{19} | | Al 125 | 30 |
| Nemoto <i>et al</i> (APL, 2001) | 4 | 6×10^{18} | 5×10^5 | Mylar 6 | 10 |
| Mackinnon <i>et al</i> (PRL, 2002) | 10 | 1×10^{20} | 1×10^{10} | Al 3 | 24 |
| Patel <i>et al</i> (PRL, 2003) | 10 | 5×10^{18} | | Al 20 | 12 |
| McKenna <i>et al</i> (J.o.Phys., 2004) | 233 | 2×10^{20} | 1×10^7 | Fe 100 | 40 |
| Fuchs <i>et al</i> (Nature Phys., 2006) | 10 | 6×10^{19} | 1×10^7 | Al 20 | 20 |
| Schwoerer (Nature, 2006) | 0.6 | 3×10^{19} | | Ti 2+PMMA 0.5 | 1.2(能峰) |
| Robson <i>et al</i> (Nature Phys., 2007) | 310 | 6×10^{20} | 1×10^7 | Al 10 | 55 |
| Flippo <i>et al</i> (PoP, 2008) | 20 | 1.1×10^{19} | 1×10^6 | Flat-top cone Al 10 | 30 |
| Safronov <i>et al</i> (JETP Lett., 2008) | 6.5 | 1×10^{19} | | Al 2 | 8 |
| Henig (PRL, 2009) | 0.7 | 5×10^{19} | 1×10^{11} | DLC 0.0054 | 13(RPA) |
| Zeil <i>et al</i> (New J. Phys., 2010) | 3 | 1×10^{21} | 2×10^8 | Ti 2 | 17 |
| Gaillard <i>et al</i> (PoP, 2011) | 82 | 1.5×10^{20} | 1×10^9 | Flat-top cone Cu 12.5 | 67.5 |

4.2.2 光压加速机制主导的超薄靶(nm量级)加速实验

由于光压加速对激光和靶品质要求的苛刻性,在光压加速离子方面开展的实验工作还不是很广泛。2009年以来,德国 MBI 实验室 Steinke 和 Henig 等人在 10^{19} W/cm² 的激光强度下进行了相应的实验研究,并分别在激光线偏振和圆偏振情况下发现了靶的最佳厚度均是 5 nm^[39, 40]。Steinke 在线偏振情况下观察到最高质子能量达到 13 MeV,最高碳离子能量为 71 MeV,其激光能量转换效率达到 10%,远高于以往的薄靶离子加速实验结果(<1%)。Henig 等人在圆偏振最佳靶厚情况下观察到最高质子能量为 10 MeV,最高碳离子能量为 40 MeV。此外,在圆偏振情况下还观察到准单能的碳离子峰,这被认为是第一个光压加速的离子实验结果(见图 8)。随后, Henig 等人^[41]在更高的激光能量下发现靶的最佳厚度为 30 nm,在这个最佳厚度下得到了最高能量达 185 MeV 的碳离子,并认为其离子加速过程和激光相对论穿透靶有关系。2011年, Jung 用圆偏振激光得到了能散度为 15%、峰值能量为 35 MeV 的准单能碳离子,其激光能量转换效率和之前进行的薄靶离子实验相比提高了一个量级^[42]。2012年,英国的 S.Kar 等人分别用 3×10^{20} W/cm² 的线偏振激光与 100 nm 的铜靶作用, 1.25×10^{20} W/cm² 的圆偏振激光与 50 nm 的铜靶作用,在光压加速机制下得到峰值能量约 8.5 MeV/u、最高能量超过 10 MeV/u 的离子^[43]。2013年,德国 Jena 实验室的 B. Aurand 等人也用 6×10^{19} W/cm² 的激光与 100 nm 以下的

DLC 薄膜靶开展了关于光压加速离子的实验研究^[44],得到约 1 MeV/u 的离子。目前,光压加速离子的实验研究在很大程度上还受制于激光强度、对比度品质,靶的质量等因素,未来光压加速离子实验的进展仍有赖于激光与靶的品质的提高。

4.2.3 临界密度靶离子加速实验

2011年, Palmer 等人用能量为 3 J、输出功率为 0.5 TW 的 CO₂ 激光器产生的激光与氢气体靶作用,得到了能散度为 4% 的单能氢离子^[45]。其离子加速机制被认为是,激光在等离子体中激发的“无碰撞静电激波”反射离子的加速。类似地,2012年 Haberberger 等人^[46]在更高能量(60 J)的激光器上得到了能量为 20 MeV、能散度为 1% 的离子束,其离子发射度只有 5 mm·mrad。这是离子加速在实验上首次得到能散度在 1% 量级的单能离子束。

综上所述可以看出,激光离子加速的发展历史才十多年,人们对于不同参数的激光和不同种类的靶相互作用过程提出了多种不同的加速机制。对于实验方面,其发展相对来说还不是很成熟,虽然现在产生的离子束已应用于质子照相、正电子发射计算机断层扫描(PET)同位素生产、材料损伤探测等多方面;但是对于某些重要的应用,比如癌症治疗,目前的离子束品质还远远不够(癌症治疗需要能量在 200 MeV、能散小于 5% 的质子束)。如何得到高能量、高品质的离子束仍是目前阶段离子加速奋斗的方向。

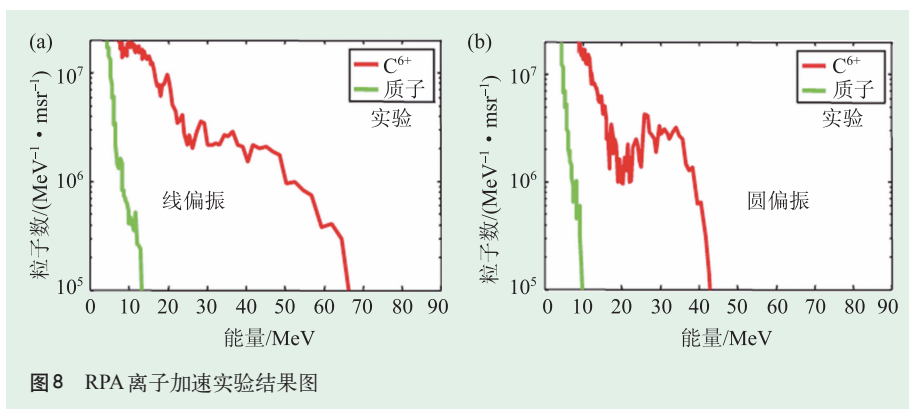
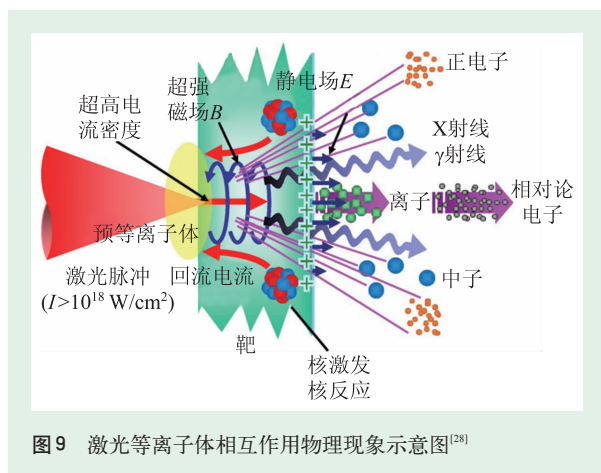


图8 RPA 离子加速实验结果图

5 结束语与展望

激光等离子体加速器是一个年轻而有活力的科学研究领域,近几十年来,其理论与实验的新成果一次又一次令人瞩目。但是我们还需要清醒地认识到,目前的激光加速



实验还处于发展的初级阶段，如何得到重复、稳定、高品质(高能量、低能散、小发散角等)

参考文献

- [1] Tajima T, Dawson J M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, 43:267
- [2] Maiman T H *et al.* Nature, 1960, 187:493
- [3] Mourou G *et al.* Optics Communications, 1985, 55:447
- [4] Habs D, Tajima T *et al.* Nuclear Physics News, 2011, 21:23
- [5] Gibbon P. Short Pulse Laser Interactions with Matter. Imperial College Press, 2005
- [6] Lu W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96:165002
- [7] Pukhov A, Meyer-ter-vehn J. Appl. Phys., 2002, B74:355
- [8] Liu B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 110:045002
- [9] Clayton C E *et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54:2343
- [10] Kitagawa Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 68:48
- [11] Clayton C E *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 70:37
- [12] Esary E *et al.* Phys. Rev. A, 1990, 42:3526
- [13] Coverdale C A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 74:4659
- [14] Modena A Z *et al.* Nature, 1995, 377:606
- [15] Gordon D *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 80:2133
- [16] Malka V *et al.* Science, 2002, 298:1596
- [17] Faure J *et al.* Nature, 2004, 431:541
- [18] Mangle S P D *et al.* Nature, 2004, 431:535
- [19] Geddes C G R *et al.* Nature, 2004, 431:538
- [20] Kneip S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103:035002
- [21] Clayton C E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 105:105003
- [22] Wang X M *et al.* Nature Communications, 2013, 4:1988
- [23] Leemans W P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2014, 113:245002
- [24] Mora P. Phys. Rev. Lett., 2003, 90:185002
- [25] Silva L O *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92:015002
- [26] Yin L *et al.* Laser and Particle Beams, 2006, 24:291
- [27] Yan X Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100:135003; Esirkepov T Z *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92:175003
- [28] Daido H *et al.* Rep. Prog. Phys., 2012, 75:056401
- [29] Yan X Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103:135001
- [30] Wang H Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107:265002
- [31] Wang H Y *et al.* Phys. Plasmas, 2013, 20:013101
- [32] Snavely R A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 85:2945
- [33] Clark E L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84:670
- [34] Mackinnon A J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2001, 86:1768
- [35] Allen M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 93:265004
- [36] Schwoerer H *et al.* Nature, 2006, 439:445
- [37] Hegelich B M *et al.* Nature, 2006, 439:441
- [38] Toncian T *et al.* Science, 2006, 312:410
- [39] Henig A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103:245003
- [40] Steinke S *et al.* Laser Part Beams, 2010, 28:215
- [41] Henig A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103:045002
- [42] Jung D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107:115002
- [43] Kar S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109:185006
- [44] Aurand B *et al.* New Journal of Physics, 2013, 15:033031
- [45] Palmer C A J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106:014801
- [46] Haberberger D *et al.* Nature Physics, 2012, 8:95
- [47] Bulanov S V *et al.* Phys. Plasmas, 1994, 1:745
- [48] Cowan T E *et al.* Laser Part Beams, 1999, 17:773
- [49] Schwoerer H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2001, 86:2317
- [50] Hamster H *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 71:2725