

# 中国激光

## 激光驱动离子加速的研究进展及其重要应用综述

胡艳婷, 张昊, 邓宏祥, 邵福球, 余同普\*

国防科技大学文理学院物理系, 湖南 长沙 410073

**摘要** 随着激光技术的不断发展,特别是啁啾脉冲放大技术被提出以来,超强激光脉冲驱动的离子加速研究逐渐吸引了国内外科学家们的广泛关注,在离子能量提升、发散角控制和单能性提高等方面相继取得一系列重要进展。由激光与等离子体相互作用产生的离子束具有能量高、脉宽窄和方向性好等特点,具有许多潜在应用。本文通过回顾激光驱动离子加速的研究历程,对离子加速的主要作用机制、基本理论模型、数值模拟和实验研究等进行详细的阐述,同时对激光驱动离子加速的重要应用进行归纳总结。最后根据当前国内外大型激光装置的发展趋势,对极端光场中的离子加速进行展望。

**关键词** 超快光学; 光学器件; 超强激光; 等离子体; 离子加速; 单能质子束

中图分类号 O539; O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.0401006

### 1 引言

自 20 世纪 80 年代以来,啁啾脉冲放大(Chirped Pulse Amplification, CPA)技术<sup>[1]</sup>的出现、钛蓝宝石激光介质<sup>[2]</sup>的发现以及克尔透镜锁模技术<sup>[3-4]</sup>的应用,这些都为具有更高峰值功率(大于  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>)和超短脉宽(皮秒到几十飞秒)的激光脉冲的发展奠定了良好的基础。利用超短超强激光和等离子体相互作用获得高能电子和离子束的研究,逐渐引起了科学家们的广泛关注。新型激光等离子体加速器的加速介质为等离子体,因其不受材料损伤阈值的限制,则加速梯度相比传统加速器可以提高 2~3 个数量级,理论上在几厘米到几米的尺度内可以将电子和离子加速到极高的能量,使得实现台面型粒子加速器成为了可能。近年来,新型激光技术能够获得的激光峰值功率达到了拍瓦级(PW, 1 PW=10<sup>15</sup> W),这是 10 GW 发电厂的 100 万倍,远大于传统激光装置的功率。目前,正在建造或已经建成的峰值功率达数十拍瓦的大型飞秒激光装置有上海的 SULF(Superintense Ultrafast Laser Facility)<sup>[5]</sup>、卢瑟福实验室的 CLF(Central Laser

Facility)<sup>[6]</sup>、法国的 Apollon<sup>[7]</sup>、俄罗斯的 XCELS(Exawatt Center for Extreme Light Studies)<sup>[8]</sup>和欧盟的 ELI(Extreme Light Infrastructure)<sup>[9]</sup>等。

超高峰值功率激光脉冲的一个重要参数是激光强度,即功率密度。激光强度  $I_L$  可以用无量纲参数  $a_0 = eE_0/m_e c \omega_0 = \sqrt{I_0/I_L}$  来表示,即  $I_L = (a_0/\lambda_0)^2 \times 1.37 \times 10^{18}$ ,其中  $e$  和  $m_e$  分别为单位电荷和电子的静止质量, $c$  为真空中的光速, $I_0$ 、 $E_0$ 、 $\lambda_0$  和  $\omega_0$  分别为激光峰值强度(辐照度)、激光电场强度、激光波长以及激光的入射角频率, $\lambda_0$  的单位为  $\mu\text{m}$ , $I_L$  的单位为 W/cm<sup>2</sup>。 $I_L$  对应于线极化激光的情况,圆极化激光对应的激光强度是  $I_L$  的 2 倍。对于波长为 1  $\mu\text{m}$  的激光,当  $a_0 = 1$  时,电子在激光场中的振荡速度接近光速,此时对应的激光强度称为相对论激光强度,阈值为  $1.37 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,由此诞生了相对论光学或相对论激光等离子体物理学<sup>[10-11]</sup>。相对论等离子体具有许多独特的性质,如相对论等离子体基本上是无碰撞的。在高辐照度激光的作用下,电子的运动可由包含电场和磁场项的洛伦兹力来描述。虽然离子和电子一样能够在激光场中横向振荡,但对于离子来说,无量纲参数为  $a_i = eE_0/$

收稿日期: 2020-09-02; 修回日期: 2020-09-21; 录用日期: 2020-10-10

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFA0404802)、国家自然科学基金(11875319)、霍英东青年教育基金(161007)、国防科技大学科研计划重点项目(ZK18-02-02)、湖南省研究生科研创新项目(CX20190017, CX20200038)

\*E-mail: tongpu@nudt.edu.cn

( $m_i c \omega_0$ ), 其中  $m_i$  为离子质量, 当  $a_i = 1$  时,  $I_L \approx 5 \times 10^{24} \text{ W/cm}^2$ 。所以, 在现有的激光技术水平下, 离子还不能达到相对论速度, 因此质子甚至更重的离子并不能被激光直接加速。在相对论激光与等离子体的相互作用中, 离子的加速需要以电子为媒介。离子加速的简要过程: 激光通过各种加热机制将部分能量传递给电子以形成超热电子, 而超热电子在靶内传输并通过电磁的作用加速离子, 最终获得较高能量的离子。

基于等离子体的离子加速概念是由 Veksler<sup>[12]</sup> 于 1956 年提出的, 直到 20 多年后, Mako 等<sup>[13]</sup> 通过注入到等离子体中的电子束引发电场来验证这一想法的可行性。1975 年, Crow 等<sup>[14]</sup> 提出了基于等离子体在真空中的等温膨胀模型, 并使用该模型对静电分离电场进行了估算, 结果表明静电分离电场能够有效对离子进行加速。1980 年, 科学家们不断地补充和完善这一模型, 然而受到当时激光聚焦强度的限制, 即使可以建造建筑物大小的激光装置, 但最终被加速的质子或离子的能量仍然远低于 1 MeV。

1990 年, 在超短超强激光出现以后, 激光驱动高能离子的加速取得了显著进展。2000 年, 科学家们在实验室获得了能量峰值为 58 MeV 的高能质子束<sup>[15]</sup>, 这掀起了利用相对论激光驱动离子加速的新高潮。与此同时, 为了获得更高品质的质子/离子束, 科学家们提出了各种离子加速机制, 主要包括有靶背法向鞘层加速 (Target Normal Sheath Acceleration, TNSA)、无碰撞静电冲击波加速 (Collisionless Shockwave Acceleration, CSA)、库伦爆炸 (Coulomb Explosion) 加速和辐射压加速 (Radiation Pressure Acceleration, RPA) 等。超短超强激光与等离子体的相互作用中可能存在的加速机制及其应用如图 1 所示<sup>[16]</sup>。针对激光驱动离子加速中几种研究较为透彻的加速机制, 本文从理论模型、数值模拟和实验进展三个方面予以详细介绍。

## 2 激光驱动离子加速的主要机制

### 2.1 TNSA 机制

等离子体作为一种特殊的介质, 可以与激光相互作用进而吸收激光能量。由于激光脉冲主要与电子相互作用, 而离子受到集体等离子体场的影响, 所以等离子体波吸收激光能量的机制非常重要, 这也是离子能量的源泉。文献<sup>[17]</sup> 的研究结果表明, 共

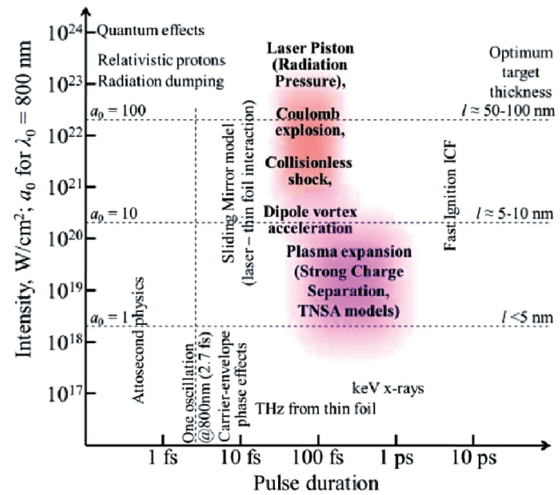


图 1 超短超强激光与等离子体的相互作用中可能存在的加速机制及其应用<sup>[16]</sup>

Fig. 1 Possible acceleration mechanism and its application in interaction of ultra-short and ultra-strong laser with plasma<sup>[16]</sup>

振吸收是高强度纳秒激光脉冲产生超热电子的最重要的吸收机制。对于在离子加速中经常使用的固体靶, 电子密度  $n_e$  等于临界密度 ( $n_{cr} = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ ) 的表面位置处, 共振吸收是非常有效的, 其中  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数。共振吸收的物理本质: 在临界密度梯度处共振激发电子等离子体波, 通过波的阻尼将能量传递到等离子体中。对于密度梯度非常陡峭的等离子体和 p 极化的激光脉冲来说, 真空加热<sup>[18]</sup> 则变得十分重要。而对于相对论辐射和相对平缓的等离子体梯度来说, 由激光有质动力的振荡分量引起  $J \times B$  加热<sup>[19]</sup> 是有效的, 其中  $J$  为电流密度,  $B$  为磁场强度。特别地, 假设 TNSA 机制中产生超热电子的温度处于有质动力势的量级, 便可以得到广泛使用的有质动力超热电子温度的定标关系式, 即

$$T_e = \varphi_{\text{pond}} = m_e c^2 \left[ \sqrt{1 + a_0^2} - 1 \right], \quad (1)$$

式中:  $\varphi_{\text{pond}}$  表示激光的有质动力势。更多关于激光能量吸收机制的描述参见文献<sup>[20]</sup>。

离子加速中比较容易实现的是质子加速, 这主要得益于质子的荷质比最大。研究人员在早期的实验中发现, 使用相对论激光轰击薄靶可以明显地观察到质子能谱中存在一个最大的截止能量  $\epsilon_{i, \text{max}}$ 。为了解释这一现象, 研究人员提出了各种理论模型, 其中 Mora<sup>[21]</sup> 提出的基于等离子体真空膨胀的理论模型得到了科学家们的广泛认可。基于等离子体真空膨胀的理论模型的主要思想: 激光脉冲在辐照靶的过程中, 将其能量传递给电子以形成超热电子, 而

超热电子穿透靶表面并在靶后形成超强的鞘层电场,该电场主要沿着靶表面的法线方向,其特征长度为德拜长度( $\lambda_D = \sqrt{T_e/4\pi n_e e^2}$ )量级,其中  $n_e$  为超热电子的密度。鞘层电场能够电离原子,且随之产生的离子将与电子一起扩散到靶后的真空环境中<sup>[22]</sup>。假设在这一模型中,离子最初处于静止状态并在真空环境中形成一个陡峭的边界;相反电子则重新排列以满足包含静电势  $\Phi$  的玻尔兹曼分布,表达式为

$$n_e = n_{e0} \exp(e\Phi/T_e), \quad (2)$$

式中: $n_{e0}$  表示初始电子的密度。静电势满足泊松方程,表达式为

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = 4\pi e (n_e - Z_i n_i), \quad (3)$$

式中: $n_i$  和  $Z_i$  分别表示离子的密度和电荷数; $x$  表示空间坐标(模型为一维模型)。在 TNSA 模型中,一般假设等离子体是呈电中性的(不包括鞘层区域)。电场的初始值可表示为

$$E_{sheath,0} = \sqrt{\frac{2}{e_N} \frac{T_e}{e\lambda_D}} = \left(\frac{8\pi n_e T_e}{e_N}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

式中: $e_N$  表示欧拉常数, $e_N \approx 2.71828$ 。至此,Mora<sup>[21]</sup> 利用一维模型得到了上述问题的一些近似解。尤其是在位于等离子体鞘层处,与时间  $t$  相关的离子能量可表示为

$$\epsilon_i = 2Z_i T_e \left\{ \ln \left[ \frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e_N}} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e_N}}\right)^2 + 1} \right] \right\}^2, \quad (5)$$

式中: $\omega_{pi}$  表示离子等离子体的频率, $\omega_{pi} = (4\pi Z_i n_0 e^2/m_i)^{1/2}$ ,其中  $n_0$  表示初始等离子体的密度。利用这些近似解,可以得到 TNSA 模型中的静电荷分离电场和离子能谱等信息。由(5)式可知,该模型中的  $\epsilon_{i,max}$  正比于  $T_e$ ,但这两个参数之间的系数取决于模型的具体参数。TNSA 模型中离子加速的原理如图 2 所示<sup>[23]</sup>。

早前,很多的实验结果都已经充分证实了 TNSA 机制的有效性<sup>[24-27]</sup>。2000 年,Snavely 等<sup>[24]</sup> 在使用楔形靶的研究中明确指出,在垂直于楔形靶的两个后表面方向上,有两束独立的质子束产生,这种类型的靶后加速方案在此后的 10 年里得到了广泛研究。2001 年,MacKinnon 等<sup>[25]</sup> 对超强激光与靶后表面带有或者不带有预等离子体的靶相互作用的过程进行了研究,实验结果表明质子束的平均峰值能量与靶后表面的等离子体密度标长紧密相关。

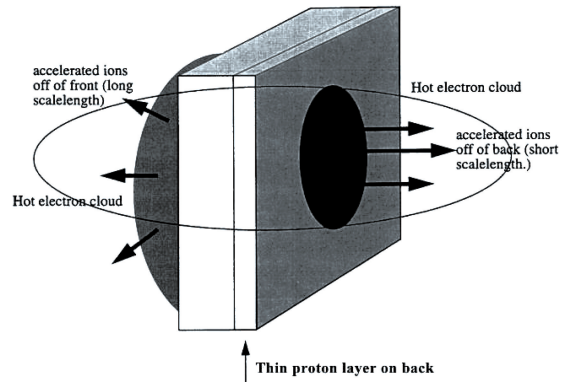


图 2 超短超强激光与薄靶相互作用的离子加速原理示意图<sup>[23]</sup>

Fig. 2 Schematic of ion acceleration principle of interaction of ultra-short and ultra-strong laser with thin target<sup>[23]</sup>

虽然在未受到扰动的后表面上获得了高能质子束,但当靶后表面的离子密度标长较大时,却未记录到高能质子,这与加速场对密度标长  $L_s$  的依赖关系相一致,关系式为

$$eE_s \sim \frac{T_e}{L_s}, \quad (6)$$

式中: $E_s$  表示鞘层电场。文献[28-49]的研究结果表明,通过改变激光脉冲及靶的参数可以控制和优化 TNSA 过程,如改变靶的厚度<sup>[30]</sup>、组成成分<sup>[31-35]</sup>和几何形状<sup>[36-41]</sup>,以及调节激光的对比度<sup>[42-44]</sup>或者增加激光脉冲的数量<sup>[45-49]</sup>等。2014 年,Zou 等<sup>[28]</sup> 通过理论分析和模拟发现,基于线极化激光自聚焦效应的增强型 TNSA 机制可以获得能量高达 68.8 MeV 的质子束,远高于非聚焦的情况,原因在于稀薄的等离子体可作为相对论等离子体透镜来聚焦相对论激光脉冲,聚焦后的激光脉冲的焦斑半径约为初始的 1/5,强度约为初始的 4 倍。伴随着相对论自聚焦,共振吸收可以使超热电子从激光中获得更多的能量,导致温度升高,从而形成了更强的静电荷分离电场,进而将离子加速到更高的能量。随后,Bin 等<sup>[29]</sup> 通过实验证明了这一结果,即在靶的前表面设置近临界密度的预等离子体,其能够增强质子的能量,还可以调整预等离子体的密度和长度来提升质子束的品质。

此外,文献[30]的研究结果表明,减小靶的厚度可以提高质子的截止能量,但并不是靶越薄越好。当靶的厚度薄到一定程度时,质子束的截止能量不再随着靶厚度的减小而增大。2002 年,Esirkepov 等<sup>[31]</sup> 从理论上指出加速质子的能谱分布取决于靶

后表面质子的空间分布。同时, Esirkepov 等<sup>[31]</sup>对由金属层和氢薄膜层构成的双层靶进行了数值模拟, 获得了单能性较好(能散度小于 5%)的质子束。2006 年, Schworer 等<sup>[32]</sup>在实验中利用强度为  $3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  的激光辐照由钛层和聚甲基丙烯酸甲酯层构成的双层微结构靶, 这证实了 Esirkepov 等<sup>[31]</sup>的模拟结果。同时, Schworer 等<sup>[32]</sup>将激光强度提升到  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  并通过模拟获得了准单能的质子束(峰值能量为 173 MeV 的质子, 能散度约为 1%), 如图 3 所示。在多离子成分靶<sup>[34]</sup>中, 不同的离子具有不同的荷质比, 导致质子或离子与其他重离子分离, 从而使临近靶表面的质子或离子优先获得加速, 最终利用重离子作为缓冲层获得准单能的质子或离子束。在复合靶(即在双层靶前加一个薄片)<sup>[35]</sup>中, 将激光最强的部分作用于整个薄靶, 这使得更多的电子被拉出来并沿着激光传播的方向运动, 最终在靶后形成强度特别大的静电场, 从而非常有效地加速质子, 在提高质子束能量的同时降低了其能散度(约为 5%)。对于非微结构的平面靶, 鞘层电子的不均匀分布会导致加速场的横向不均匀性, 进而使加速离子的横向尺寸大于激光的焦斑尺寸, 最终导致离子的能谱较宽, 可以通过改变靶的几何构造来改善离子束的品质。在过去的十年内, 研究者们陆续对微结构靶进行了研究, 将靶的几何结构改造为孔洞型<sup>[36]</sup>、伞型<sup>[37]</sup>、锥型<sup>[38]</sup>和通道(丝阵)型<sup>[39-41]</sup>等特殊形状。在调节靶的几何参数的过程中, 可以获得数目多或截止能量高的质子/重离子束。与平板靶相比, 离子束的准直性得到了很大程度的提升。2019 年, Zou 等<sup>[41]</sup>利用强度约为  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  的激光与多通道靶(由一排金线和一个后置塑料靶组成)相互作用, 获得了峰值能量为 85 MeV 的质子束和峰值能量为 31 MeV 的碳离

子束。

除了改变靶的构造以外, 研究人员发现激光的对比度对质子/离子的加速也会产生重要的影响。2005 年, Lindau 等<sup>[42]</sup>发现在低对比度激光的作用下, 高能质子的发散方向会朝着激光的传播方向偏移。后来, 方远<sup>[43]</sup>通过模拟表明: 激光的对比度不仅在纵向上对质子的加速机制有影响, 而且对电子的横向输运也有着重要影响; 在提升激光对比度后, 电子的横向输运有所减弱, 最终改变了离子束的发散角。2016 年, Wagner 等<sup>[44]</sup>通过实验证明了高对比度的激光(强度约为  $10^{20} \text{ W/cm}^2$ )与亚微米厚的  $\text{CH}_2$  靶相互作用, 能够获得截止能量高(85 MeV)和粒子数目多( $10^9$ )的质子束, 这是目前在实验上根据纯粹的 TNSA 机制获得质子能量最高的纪录。值得注意的是, 与传统的单脉冲 TNSA 机制相比, 多束激光脉冲的引入可以提高质子能量的最大值, 且激光与质子的能量转换效率非常高, 这一机制已有相应的实验研究<sup>[45-48]</sup>。但是, 在实验操作过程中需要准确把握主脉冲的分解过程, 即准确把控两束脉冲的时间间隔及能量大小, 以确保靶前后表面电子扩张的平衡情况。实验过程中, 参数的调节范围存在一定的局限性, 进而能量的增强也将会受到相应的限制。可喜的是, 2019 年, Ferri 等<sup>[49]</sup>利用了多束激光脉冲与固体靶相互作用, 可以将质子加速到几十 MeV, 该过程主要通过将激光主脉冲分成两束能量相等的脉冲, 以沿着  $x$  方向对称的入射角同时辐照薄固体靶的表面来实现。粒子模拟结果表明, 多束脉冲会在靶的前表面形成驻波, 进而增强电场并产生大量的超热电子, 最终获得能量倍增且数目增加 5 倍的质子束。该机制通过调整脉冲注入的角度来增强 TNSA 过程, 具有灵活性, 有利于实验操作。

在实际应用中, 质子或者离子的能谱结构、截止能量以及束流产额都很重要。例如, 用于医学肿瘤治疗的质子束的能散度需要尽可能小(能散度约为 1%), 以保证肿瘤以外的正常细胞不受伤害, 且对于大多数恶性肿瘤的治疗来说, 质子的能量需要大于 100 MeV, 以确保肿瘤完全剔除<sup>[50-51]</sup>。在实际的实验中, 获得这种品质的质子源是有很难度的。2018 年, Nakatsutsumi 等<sup>[52]</sup>通过实验和数值模拟的结果表明, 强度约为  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  的激光可产生磁感应强度为  $10^5 \text{ T}$  的静磁场, 该磁场能够磁化鞘层内的电子, 并将质子驱逐出加速区域, 进而抑制激光驱动鞘层加速, 最终导致无法获得高能质子。

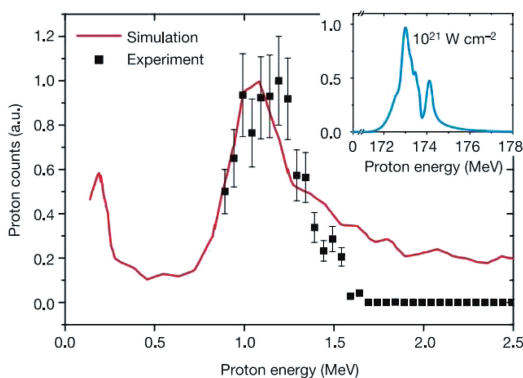


图 3 单能质子束的模拟结果<sup>[32]</sup>

Fig. 3 Simulation results of single energy proton beam<sup>[32]</sup>

除了激光强度以外,这也是至今阻碍 TNSA 机制获得能量超过 100 MeV 的质子/离子束的一个重要因素。围绕 TNSA 机制,如何获得满足应用需求且可以与传统加速器束流品质相媲美的高品质离子束,特别是如何得到单能质子束和超高截止能量的质子束,仍然是科学家们不懈追求的目标之一。

### 2.2 RPA 机制

随着激光技术的发展,国内外相继建成了先进的激光系统<sup>[53-54]</sup>,该系统可产生超短超强的激光脉冲。在超强激光与等离子体的相互作用中,激光主要通过其有质动力与粒子的耦合使辐射压占主导地位,故 RPA 机制<sup>[55]</sup>应运而生。辐射压(光压)是电磁辐射对所有暴露在其下的物体表面所施加的压力。从广义上来讲,RPA 机制也可以称为激光活塞(laser piston)加速机制<sup>[56]</sup>、打洞(hole boring)加速机制<sup>[57-58]</sup>、光帆(light sail)加速机制<sup>[59-60]</sup>或稳相加速(phase stable acceleration)机制<sup>[61]</sup>。根据靶的厚度<sup>[62]</sup>可以将 RPA 机制分为三类:一是当激光的无量纲参数  $a_0 < \pi n_e l_0 / (n_{cr} \lambda_0)$  时,激光在靶(厚度为半无限大)表面钻孔,从而离子得到加速,即打洞加速机制,其中  $l_0$  为靶的厚度;二是当  $a_0$  值约为  $\pi n_e l_0 / (n_{cr} \lambda_0)$  时,整个靶(厚度约为  $\mu\text{m}$  量级)被整体加速,即光帆加速机制,其细致的动力学过程可以用稳相加速的物理图像来描述;三是当  $a_0 > \pi n_e l_0 / (n_{cr} \lambda_0)$  时,靶(厚度为 nm 量级)中的激光场不会明显减退,因此所有电子在透射激光场的作用下获得加速。同时,由于激光场强度不为零,所以靠近靶背面的电子将渗透到真空中去,这会打破打洞加速机

制或光帆加速机制中所描述的平衡态,进而形成一种新的加速机制,即漏光帆加速(leaky light sail)机制。

RPA 机制的基本概念起源于 Marx<sup>[63]</sup> 在 1966 年提出由激光束推动星际空间运载工具的提议。2004 年,Esirkepov 等<sup>[56]</sup>在超强激光与薄靶的相互作用中,发现 RPA 机制同样适合于超强激光驱动超薄靶中的离子加速,这主要得益于超强激光脉冲的超高辐射压  $P = I/c$ ,如果激光被完全反射,辐射压将会加倍增加,即  $P = 2I/c$ ,其中  $I$  为峰值强度,如图 4 所示。若  $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ,其辐射压为  $3.3 \times 10^{14} \text{ Pa}$ ,这足以驱动微小物体或者面元达到相对论速度。在一维理论分析中,假设激光的入射角频率和反射角频率分别为  $\omega_0$  和  $\omega_1$ ,则  $\omega_1/\omega_0 = (1-\beta)/(1+\beta) \simeq 1/(4\gamma^2)$ ,其中  $\beta = v/c$ , $v$  为薄靶的速度, $\gamma$  为相对论因子。当薄靶被加速到接近光速时,激光能量被有效转化为薄靶的动能,能量转换效率为  $\eta = 2\beta/(1+\beta) \simeq 1 - 1/(4\gamma^2) \approx 1$ 。薄靶的运动方程可表示为

$$\rho \frac{d(\gamma\beta)}{dt} = \frac{E_L^2}{2\pi c} \frac{1-\beta}{1+\beta}, \quad (7)$$

式中: $\rho$  为靶的面密度; $E_L$  为激光电场。利用双曲线方程并定义  $\beta = \tanh \theta$ ,则  $\gamma = \cosh \theta$ , $\gamma\beta = p = \sinh \theta$ ,其中  $\theta$  为中间变量。对于  $p \ll 1$  或者  $\beta \ll \sqrt{2}/2$ , $p \approx At$ ,其中  $A = E_L^2/(2\pi c\rho)$ 。当靶的速度接近光速( $\beta \rightarrow 1$ )时, $p \approx [(3/4)At]^{1/3}$ ,这意味着离子的能量在初始情况下以  $(It/\rho)^2$  的比率增加,然后以  $(It/\rho)^{1/3}$  的比率降低。

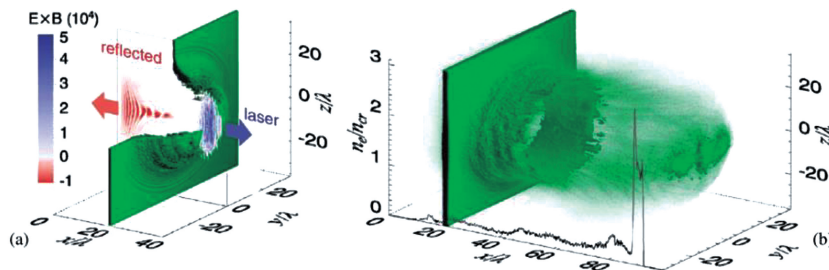


图 4 不同情况下离子密度的分布<sup>[56]</sup>。(a)  $t = 40 \times 2\pi/\omega$ ,  $n = 8n_{cr}$ ; (b)  $t = 100 \times 2\pi/\omega$ ,  $n = 2n_{cr}$

Fig. 4 Distribution of ion density under different conditions<sup>[56]</sup>. (a)  $t = 40 \times 2\pi/\omega$ ,  $n = 8n_{cr}$ ; (b)  $t = 100 \times 2\pi/\omega$ ,  $n = 2n_{cr}$

在理论研究方面,Macchi 等<sup>[64]</sup>和 Zhang 等<sup>[65]</sup>将圆极化的激光脉冲与线极化的激光脉冲相比,发现圆极化的激光脉冲可以更显著地抑制电子加热,并降低光帆加速机制所需要的激光强度。值得一提的是,2008 年,Yan 等<sup>[61]</sup>将传统加速器中稳相加速的概念引入到辐射压加速中,通过研究发现在一定

的条件下,利用圆极化的激光脉冲可以在相空间中获得呈“螺旋”结构的质子束,这从电子动力学的微观角度成功地解释了单能质子束的形成原因,为此后的实验研究提供了可行的途径。自此,辐射压加速以其超高的能量转化效率和准单能的质子加速特性获得科学家们的青睐,国内外学者在此基础上提

出了进一步提升离子束的品质及能量转换效率的方案,例如调节靶的参数<sup>[66-69]</sup>或激光的参数<sup>[70-73]</sup>。

2009年,RPA机制的实验验证是在德国马克斯-普朗克研究所(Max-Planck-Institute)完成的。Henig等<sup>[74]</sup>采用能量为0.7J且峰值强度为 $5 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>的高对比度激光脉冲对超薄类金刚石碳(Diamond Like Carbon, DLC)靶进行辐照。实验结果表明,当激光脉冲从线极化变为圆极化时,可明显观察到超热电子数目的减少,且当靶厚度为5.3 nm时,观察到C<sup>6+</sup>离子的峰值能量为30 MeV,该实验是迈向众多实际应用所需的准直且高能质子/离子束的重要一步。2010年,Qiao等<sup>[62]</sup>研究了氢纳米靶和碳氢纳米靶的“漏光帆加速”机制,并证明在多离子成分的靶中,该加速机制比正常的光帆加速机制有效。同时,Qiao等<sup>[62]</sup>利用强度约为 $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>的圆极化激光辐照碳氢纳米靶,获得了能量为100 MeV的单能质子束。除了圆极化的激光之外,线极化的激光同样可以实现辐射压离子加速。2012年,Qiao等<sup>[75]</sup>利用强度为 $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>的线极化激光脉冲辐照80 nm厚的碳靶,从理论上获得了粒子数量为 $10^{11}$ 、峰值能量达1.26 GeV和发散角小于5°的C<sup>6+</sup>离子束。该模拟结果表明,采用线极化的激光且选用足够长的激光脉冲或者充分薄的靶,便可以实现RPA机制占主导的离子加速。然而,在当前能达到的激光强度的条件下,RPA机制所面临的挑战主要是激光反射后加速场的迅速衰减以及加速过程的过早终止,这主要是受到等离子体横向不稳定性影响<sup>[66,75]</sup>,因此如何克服辐射压加速过程中的不稳定性,便成为了提升质子加速品质的关键问题之一。众多的研究表明,等离子体横向不稳定性是造成RPA机制在实验与理论之间存在偏差的重要因素之一,这种横向不稳定性一般认为是类瑞利-泰勒不稳定性(Rayleigh-Taylor-

like Instability)<sup>[76]</sup>和类韦伯不稳定性(Weibel-like Instability)<sup>[77]</sup>。2016年,Wan等<sup>[78]</sup>在对RPA机制中横向不稳定性研究中发现,靶等离子体的密度分布呈波状,继而通过理论模型和粒子模拟对该现象进行了解释,结果均表明横向振荡的电子和准静态的离子之间的耦合是造成这一现象的主要原因之一。

自RPA机制被用于离子加速以来,国内外学者<sup>[68-69, 79-84]</sup>对如何抑制横向不稳定性进行了很多尝试。例如,Yu等<sup>[68-69, 80]</sup>使用多离子成分的薄靶,利用碳离子和氢离子的瞬间分层,以牺牲碳离子层的加速来缓冲不稳定性,这在理论上实现了质子层的稳定加速。多离子成分的薄靶如图5(a)所示。随后,Chen等<sup>[79]</sup>和Wang等<sup>[81]</sup>利用表面波纹调制靶来抑制横向不稳定性,该方案主要是利用靶表面产生周期性的纵向准静态磁场来增强电子的横向扩散,使得电子朝着一个方向(波谷)扩散,进而抑制横向不稳定性。此外,Wu等<sup>[83]</sup>利用椭圆极化的激光来抑制类瑞利-泰勒不稳定性,这一方法的主要机理在于导致离子横向扩散的电子受到椭圆偏振激光的 $J \times B$ 加热的影响,从而使类瑞利-泰勒不稳定性的短波扰动得到有效抑制。需要特别指出的是,2017年,Shen等<sup>[84]</sup>利用了高Z靶在理论上实现了重离子的稳定辐射压加速,认为高Z材料扮演了一个移动电子储存器的角色,为光帆加速阶段持续补给电子,使得被加速的重离子与电子一起运动,这主要归功于高Z材料的连续电离。虽然,国内外学者针对类瑞利-泰勒不稳定性的问题提出了一些解决方案,但是由于RPA机制中的横向不稳定性问题非常复杂,发展时间尺度短且增长迅速,所以不稳定性问题依然没有得到彻底解决。

在过去的十几年内,研究人员采用了多种方法继续提升RPA机制产生的质子/离子束的品质,例

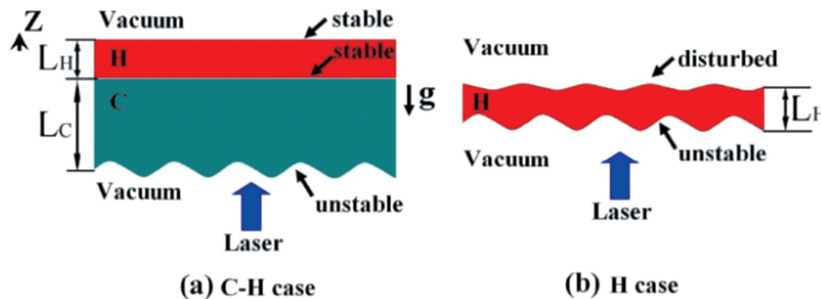


图 5 激光与薄靶相互作用的示意图<sup>[68]</sup>。(a)碳氢靶;(b)氢靶

Fig. 5 Schematic of laser interaction with thin target<sup>[68]</sup>. (a) C-H case; (b) H case

如调制激光脉冲<sup>[85]</sup>,或者采用锥靶<sup>[86]</sup>、双层靶<sup>[87]</sup>、通道靶<sup>[88]</sup>和双组分离子靶<sup>[89]</sup>,甚至利用相对论透明的特性增强加速电场<sup>[90]</sup>等。虽然,RPA 机制比 TNSA 机制在理论上具有一定的优势,但也有比较遗憾的方面。一方面,目前在实验上通过 RPA 机制获得质子/离子束的能量远低于理论/模拟预测的结果,这主要受限于激光装置及激光对比度;另一方面,当激光峰值功率达到 10 PW 量级(聚焦强度可达  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup>)时,激光和等离子体相互作用中会产生新的非线性过程<sup>[91]</sup>,如辐射阻尼效应<sup>[92]</sup>、伽马光子<sup>[93]</sup>及正负电子对<sup>[94]</sup>的产生等,上述非线性过程将会显著影响离子的加速过程,这将是下一阶段基于拍瓦激光辐射压驱动离子加速研究的新问题之一。

### 2.3 CSA 机制

无碰撞冲击波加速机制简称为激波加速机制。1963 年,研究人员给出了无磁场情况下的静电冲击波理论模型<sup>[95]</sup>,并在实验上产生了低马赫数( $x_{Ma} = v_D/c_s < 2$ )的激波,其中  $v_D$  为激波速度, $c_s$  为声速, $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ 。随后的几年内,Forsslund 等<sup>[96-97]</sup>对稳定且高马赫数( $x_{Ma}$  约为 4)的无碰撞静电冲击波的形成与构造进行了深入的模拟研究。虽然激波加速粒子在宇宙中广泛存在,而且是宇宙高能粒子的一种重要来源,但在激光等离子体实验中却不容易被观察到。直到 2004 年,Silva 等<sup>[98]</sup>在实验中利用超强激光辐照稠密等离子体平板靶,可以观察到了高马赫数强冲击波的形成与稳定传输过程,这一发现为实验室研究空间和天体等离子体提供了可能。2007 年,Chen 等<sup>[99]</sup>通过数值模拟发现了激波的产生明显依赖于靶的参数,例如密度、离子质量以及厚度等,同时也取决于激光强度和靶前后预等离子体

的情况,因此可以在较宽的参数范围内实现激波加速,即使激光强度约为  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,只要其他参数选择恰当就能发生激波加速,这些结果对于相关的实验研究是相当有益的。

近十余年来,激波加速已经取得了显著进展<sup>[100-104]</sup>。2011 年,文献[100]证明了激波加速获得的质子束能量可达几十 MeV,且具有超级小的能散度(约为 1%)和低发射角,美中不足的是,高能质子的产额较低。2012 年,Fiuza 等<sup>[101]</sup>利用中等马赫数的激波加速获得了准单能的离子束。具体加速过程可简要描述为激光加热电子等离子体,并使其密度分布在临界密度处变陡,进而产生激波,激波以相当快的速度在等离子体中传播,同时反射并加速上游膨胀的离子。后来,Zhang 等<sup>[104]</sup>通过理论和数值模拟研究发现,在强度约为  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光作用下,通过阶段性的激波加速可以获得峰值能量为 168 MeV 和粒子数为  $10^{11}$  的准单能 C<sup>6+</sup> 离子束,以及能散度为 30% 和峰值能量为 250 MeV 的 Al<sup>10+</sup> 离子束,该加速过程如图 6 所示。自此以后,研究人员进行了一系列优化激波加速的研究<sup>[105-110]</sup>,例如通过优化等离子体密度分布<sup>[105-108]</sup>、利用相对论透明效应<sup>[109]</sup>或外加磁场<sup>[110]</sup>等方法获得高通量、低能散和截止能量高的单能质子束。近年来,Bhadoria 等<sup>[111]</sup>发现当激光强度达到相对论强度时,激波加速会受到非线性效应的影响,例如辐射阻尼力和正负电子对的产生,尽管能够延长加速时间,但却降低了激波速度并减少了被加速的离子束的能量。由此可见,相对论非线性效应是高能离子加速过程中不可逾越的障碍,如何研究极端相对论条件下的激波加速,且如何协调量子电动力学效应和激波加速等问题将变得尤为重要。

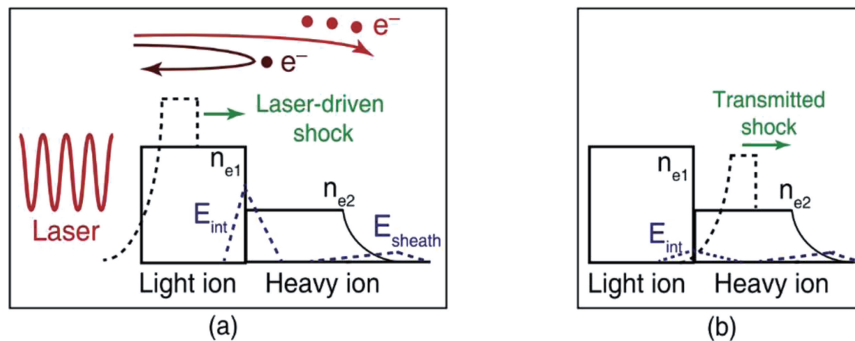


图 6 激波加速的动力学示意图<sup>[104]</sup>。(a)激光驱动激波到达界面区域之前;(b)透射激波完全形成之后

Fig. 6 Schematic of shock acceleration dynamics<sup>[104]</sup>. (a) Before laser-driven shock waves reach interface region; (b) after transmission shock wave is completely formed

## 2.4 其他加速机制

由于激光驱动离子加速是一个非常复杂的物理过程,该过程伴随着丰富的物理现象。除了 2.1~2.3 节介绍的三种加速机制外,近年来国内外学者也提出并深入研究了一些新的机制,以期继续提升离子束的束流品质,包括能谱结构、产额和发散角等。

### 2.4.1 靶破烧蚀加速机制

Yin 等<sup>[112-113]</sup>采用超高对比度的激光和纳米靶相互作用中发现了一种新的离子加速机制,即靶破烧蚀加速(BOA)机制。该机制主要包含两个过程:首先是普通的 TNSA 加速过程,激光有质动力作用在靶的前表面以产生超热电子,电子穿过靶后形成鞘层电场以加速离子;其次是离子增强加速过程,该过程又分为两个阶段。第一阶段是增强 TNSA 阶段,激光有质动力作用在靶内,将靶内的冷电子快速加热成为超热电子,且将回流电子再次加热到更高的温度,由于鞘层电场与电子温度的平方根成正比关系,所以将诱导产生增强的靶后鞘层电场。第二个阶段是 BOA 阶段,等离子体因膨胀导致密度下降,当满足  $n_e \simeq \gamma n_{cr}$  时,等离子体靶处于相对论透明状态,因此激光穿透靶并于离子层一起运动,靶离子在该激光电场峰值的作用下被迅速加速。Yin 等<sup>[112-113]</sup>先后通过一维和二维模拟发现了 BOA 机制的存在,同时推测在该过程中,激光有质动力将电子加速到相对论速度,从而引发相对论布尼曼不稳定性(Buneman Instability),该不稳定性的增长能够将电子能量有效地传输给离子,使得离子加速更显著。

在后期的研究中<sup>[114-115]</sup>,研究人员通过理论分析和模拟验证了相对论布尼曼不稳定性与 BOA 机制的关系,指出加速离子所能获得的能量最大值受制于 BOA 作用的有限加速区域和时间。2011 年, Hegelich 等<sup>[116]</sup>在实验上对 BOA 机制进行了研究,表明在增强离子加速的初期,固体密度靶经历了相对论透明阶段。紧接着, Yin 等<sup>[117]</sup>通过三维动力学模拟给出了离子束的空间分布,如图 7 所示。2013 年, Jung 等<sup>[118]</sup>利用了峰值强度为  $5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$  的激光,从实验和模拟方面研究了 BOA 机制中靶的厚度对  $\text{C}^{6+}$  离子加速过程的影响,结果表明使用 200 nm 厚的靶可以将能量处于 33~700 MeV 的  $\text{C}^{6+}$  离子数增加到  $5 \times 10^{11}$ ,比使用  $\mu\text{m}$  厚的靶得到的粒子数目提高了 5 倍。随后, Hegelich 等<sup>[119]</sup>利用了纳米厚的类金刚石靶(DLC)和塑料靶( $\text{CH}_2$ )分

别在 Texas Petawatt 和 Trident 实验装置上进行了 BOA 机制的研究,该实验结果完全证实了 Yin 等<sup>[115]</sup>的理论及模拟结果。近年来, Rahman 等<sup>[120]</sup>利用双束激光与薄靶相互作用,有效提高了质子的峰值能量、总数目和截止能量。

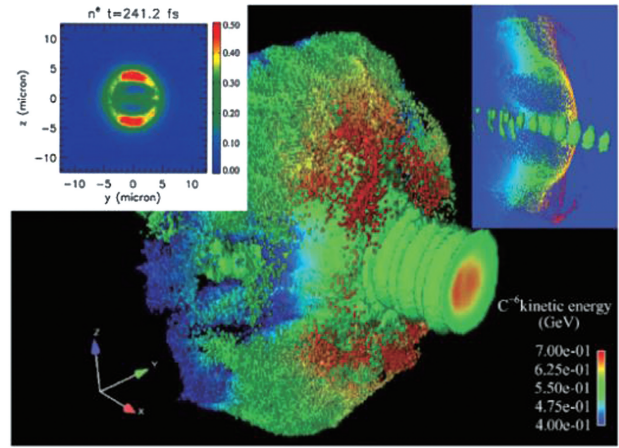


图 7 BOA 机制的三维模拟示意图<sup>[117]</sup>

Fig. 7 3D simulation schematic of BOA mechanism<sup>[117]</sup>

BOA 机制及其实验研究已经取得了显著进展,然而与其他加速机制相同,如何进一步提高束流品质,特别是截止能量、单能性和发散角,仍然面临着诸多挑战。

### 2.4.2 库伦爆炸加速机制

超强飞秒激光在与团簇靶相互作用的过程中,可以在很短的时间内将电子从靶中“剥离”出来,而靶内剩余的离子相互排斥并迅速膨胀,该膨胀过程可以称为库伦爆炸。在团簇靶中,这种膨胀是各向同性的。2001 年, Nishihara 等<sup>[121]</sup>采用理论和模拟的方法对不同激光强度下的库伦爆炸过程进行了研究,并详细描述了团簇大小及密度对离子能谱的影响。随着激光强度的不断增强,激光可在很短的时间内将团簇靶中的电子排开,从而形成非电中性的等离子体,进而在库伦膨胀过程中获得能量高达几百 MeV 的离子。若团簇靶的半径为  $R_0$ ,将团簇靶中的电子完全剥离所需要的激光幅值为

$$a > (8\pi e^2 n_0 / 3m_e c^2)^{1/2} R_0 \approx 34R_0 (n_0 / 5 \times 10^{22})^{1/2}. \quad (8)$$

若离子密度分布均匀,则位于  $r_0$  处的电荷  $Q = 4\pi r_0^3 n_0 / 3$ 。当团簇靶膨胀时,则离子的库伦势能转化为动能,即  $E_{ik} = 4\pi e^2 r_0^3 n_0 / 3$ ,因此离子所获得的动能主要取决于其所在团簇靶中的位置,处于最外层的离子将获得最大的离子能量,表达式为

$$E_{\max} = 4\pi e^2 r_0^3 n_0 / 3 \simeq 300Z_i \times (n_0 / 5 \times 10^{22})^{1/2} r_0. \quad (9)$$



若在  $r_0 \sim r_0 + dr_0$  区间内的离子数目  $dN = 4\pi n_0 r_0^2 dr_0$ , 则可得到离子的能量分布函数为

$$\frac{dN}{dE} = \frac{3}{4Z_i e^2} \sqrt{\frac{3E}{\pi n_0}}, \quad (10)$$

式中:  $E$  表示电子能量。由(10)式可见, 库伦爆炸得到的离子能量正比于能量的平方根。为了获得更高质量的离子束, Esirkepov 等<sup>[122]</sup>于 2002 年采用了双层靶进行三维模拟, 该双层靶的第一层为高  $Z$  材料, 第二层为涂有低荷质比元素的薄层。当激光辐照在第一层靶上时, 重离子被部分电离且电子被排出靶外, 从而形成一个准静态电荷分离场。该电场可以同时加速重离子和轻离子, 但如果轻离子的核质比与重离子的核质比之比足够大, 那么轻离子可以比重离子获得更有效的加速, 即将轻离子作为一个独立整体以一个较小的立体角被加速向前运动。2008 年, Bulanov 等<sup>[123]</sup>研究了激光形状对质子加速的影响, 发现聚焦且超高斯平顶分布的激光脉冲会产生很强的纵向电场, 从而产生更有效的质子加速。2015 年, Braenzel 等<sup>[124]</sup>在实验及粒子模拟中采用了一束强度约为  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光脉冲辐照厚度为 nm 级的金靶, 当采用能量为 1.3 J 的激光时, 可以获得谱宽有限且每核子的能量达 1 MeV 的高电荷金离子束, 此外通过实验预测, 若获得的每核子能量达到 7 MeV 的高电荷重离子束, 则激光的能量为该实验所用激光能量的 50 倍。2017 年, Wang 等<sup>[125]</sup>利用了弓形靶的几何特点使库伦场的径向分布呈各向同性, 从而在模拟中实现了质子束的有效聚焦和加速。2018 年, Hilz 等<sup>[126]</sup>在实验中采用一束脉宽为 500 fs、强度为  $7 \times 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光与直径为 1  $\mu$ m、壁厚为 100 nm 的中空塑料球相互作用, 得到了峰值能量为 20~40 MeV 且能散度低于 25% 的质子束。

综上所述, 尽管科学家们深入分析了激光及靶参数对库伦爆炸的影响, 并通过优化靶参数使离子加速取得了较好的结果, 但遗憾的是, 碍于当下有限的激光脉冲对比度, 目前还未在实验上通过库伦爆炸来获得高品质的离子/质子束。

#### 2.4.3 混合加速/级联加速

2.4.1 节 2.4.2 节介绍的每种离子加速机制都具有各自的优缺点, 作用的区间也不尽相同, 但如何充分发挥各自机制的优越性, 继而提升离子束流的品质还是一个亟待解决的问题。近 10 年来, 科学家们提出了一种新的加速理念, 即级联加速机制<sup>[127-136]</sup>, 这种加速机制有望将多个不同的加速机

制集合在一起, 以连续递进的方式对离子进行加速, 最终获得能量高、单能性好且准直度高的质子/离子束。

级联加速机制通常包含辐射压-尾波场加速机制<sup>[128-131]</sup>和辐射压-靶背鞘层加速机制<sup>[132-133]</sup>等。2010 年, Zhang 等<sup>[128]</sup>提出了辐射压-尾波场加速的混合加速方案, 其基本原理为在低密度背景等离子体中放入一块固体薄靶, 当圆极化的激光照射在固体薄靶上时, 通过辐射压加速机制将质子加速到较高的能量。同时, 强激光在背景等离子体中产生尾场 Bubble 结构, 且 Bubble 的头部具有一个较强的正电场, 在一定条件下该场可以捕获由辐射压加速得到的较高能量的质子束, 进而使得质子束在 Bubble 的尾场中得以继续加速。该模拟结果表明, 与采用高斯横向分布的激光脉冲相比, 选用超高斯横向分布且峰值强度为  $2.14 \times 10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光脉冲与密度为  $1.5 \times 10^{20}$  cm<sup>-3</sup> 的氩等离子体相互作用, 可获得峰值能量达 76 GeV, 且发散角度仅为  $1.6 \times 10^{-2} \pi$  的质子束。2018 年, Higginson 等<sup>[133]</sup>利用线极化的激光与超薄靶相互作用, 获得了能量近 100 MeV 的质子, 数值模拟结果证明该加速过程是由 RPA-TNSA 混合加速机制生成的双峰静电场引起的。通过调控相对论透明发生的时间, 不仅可以提高质子的截止能量, 而且能够对超热电子进行磁化约束, 最终获得低发散角(小于 5°)的高能质子束。此外, 通过调节靶的厚度还可对质子束的能散度进行调节。在当前实验上缺乏改变驱动激光偏振特性的方法的情况下, 该方案提供了一种调控质子束能谱及空间分布的途径。

2019 年, Ma 等<sup>[135]</sup>采用 RPA-TNSA 级联加速的方式每核子在实验上获得了能量为 48 MeV 的碳离子束, 取得了重离子加速的新突破, 如图 8 所示。使用峰值强度为  $5.5 \times 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光辐照位于双层靶前端的平板靶, 电子在激光场的作用下被同相加速至远超有质动力阈值的能量。当激光脉冲到达第二层超薄固体靶时, 靶中的离子受到辐射压的作用被加速, 然后在一段很长的超有质动力电子流占主导的鞘层场中被再次加速。该级联加速方案的优势: 初始 RPA 阶段产生非常有效的电离, 从而形成高度电离的离子; 增强 TNSA 阶段确保一个足够长的加速时间。后来, He 等<sup>[136]</sup>利用多束激光和分段纳米管实现了全光学的级联加速, 指出在脉宽为 100 fs、强度为  $8.8 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光作用下, 离子经过第一段纳米

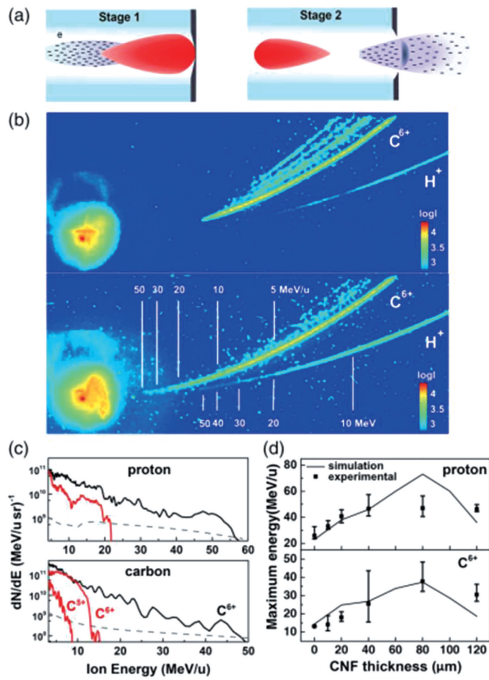


图 8 RPA-TNSA 级联加速方案<sup>[135]</sup>。(a)级联离子加速过程示意图；(b)实验中观察到的例子能谱图；(c)数值模拟得到的离子能谱图；(d)质子/碳离子能量最大值与靶厚度的关系

Fig. 8 RPA-TNSA cascade acceleration scheme<sup>[135]</sup>. (a) Schematic of cascade ion acceleration process; (b) ion energy spectra observed in experiment; (c) ion energy spectrum obtained by numerical simulation; (d) relationship between maximum proton/carbon ion energy and target thickness

管中的无碰撞冲击波加速和后续的磁涡旋加速后,能量可增大到 181 MeV,且单能性也得到改善。通过控制飞秒激光的持续时长以及纳米管之间的距离,不仅可以提高离子束的能量最大值,而且单能性也得到提升。这些加速方案将为未来的实验研究提供更多的可能。

值得一提的是,Shen 等<sup>[137]</sup>提出了一种新型的离子加速方案,即静电电容式加速机制,通过少周期强激光辐照多组分纳米靶可以获得高品质的离子束。该机制的主要机理:在加速过程中,被激光排开的电子扮演电容器阴极的角色,而位于后面的重离子则充当阳极的作用,由此形成类电容器式的静电场。该机制克服了在其他加速机制中存在的固有障碍,如 TNSA 机制的不可控性和 RPA 机制的不稳定性等。理论研究结果表明,利用能量小于 10 J 的激光可获得 100 MeV 单能质子束,其能散小于 10%。

### 3 离子加速的应用

等离子体由于其损伤阈值比传统光学元件高三个数量级,并且可以与先进的激光技术相结合,从而克服传统加速器和辐射源及光学器件的技术瓶颈和挑战。特别是,超强激光驱动的离子源为众多科学研究和潜在应用提供了全新的机会。

#### 3.1 离子束快点火

1990 年,研究人员提出了一种新型的惯性约束聚变点火方法<sup>[138-140]</sup>,即快点火(Fast Ignition),该方法可以将内爆压缩和点火过程分开进行。与传统的中心点火方法相比,快点火方法具有点火阈值低、能量增益高和压缩对称性要求低等优点。特别是,由激光驱动的离子束快点火方法<sup>[141-144]</sup>成功地解决了电子束快点火存在的发散度大等问题,与电子束快点火方法相比,质子束快点火方法具有更高效的能量沉积效率,且对靶型的要求也更为灵活。2001 年,Roth 等<sup>[141]</sup>提出了质子束驱动快点火方法,该方法的核心为将锥引导方案和 TNSA 机制相结合,通过靶背鞘层场加速产生高能质子束,并在压缩靶丸中的沉积能量至最终实现点火。此外,Roth 等<sup>[141]</sup>和 Atzeni 等<sup>[140, 142]</sup>在彼此研究结果的基础上,给出了点火所需要的激光参数,如束流能量  $E_p$ 、脉冲宽度  $t_p$  及聚焦半径  $r_p$  的最优值与预压缩靶丸的密度  $\rho_p$  之间的关系,表达式为

$$E_p = E_{opt} = 140/\hat{\rho}^{1.85}, \quad (11)$$

$$t_p = t_{opt} = 54/\hat{\rho}^{0.85}, \quad (12)$$

$$r_p = r_{opt} = 60/\hat{\rho}^{0.97}, \quad (13)$$

式中: $\hat{\rho} = \rho_p/100$ 。(11)~(13)式代表强度分布为平顶式激光脉冲的情况,且理想的功率和强度分别为  $P_{opt} = E_{opt}/t_{opt}$  和  $I_{opt} = P_{opt}/\pi r_{opt}^2$ 。特别的,Atzeni 等<sup>[140]</sup>指出了当靶丸密度  $\rho_p = 300 \text{ g/cm}^3$  时,点火所需能量的最小值为 14 kJ,且能量最优值  $E_{opt}$  与密度  $\rho_p$  之间满足  $E_{opt} \propto \rho_p^{-1.85}$ 。此外,无论是哪种离子,点火所需的条件都是类似的<sup>[145]</sup>,即将强度约为  $10^{22} \text{ W/cm}^2$  的激光辐照氘氚(DT)靶丸,则靶丸压缩后的密度约为  $400 \text{ g/cm}^3$ ,面密度约为  $2 \text{ g/cm}^2$ 。尽管,基于不同离子种类和不同离子加速机制所获得的离子束参数有所不同,但是用于快点火方法的离子束通常要求其能量大于 10 kJ,能散度不超过 12.5%,且按照 10% 的能量转换效率,最少需要 100 kJ 的激光能量。

2011 年,Liu 等<sup>[146]</sup>利用了激光加速的氙离子束

进行锥引导的快点火方案,该方案充分利用了非热核反应产生的  $\alpha$  粒子的沉积能量,如图 9 所示。与质子束和碳离子束<sup>[147]</sup>的快点火方案相比,该方案可节省约 4.5% 的离子束能量。2019 年,研究者们<sup>[148]</sup>利用二维圆柱形氘氚靶对重离子驱动快点火的点火阶段进行了数值评估,假设预压缩氘氚靶丸的温度处于 0.1~1.0 keV,面密度  $\rho_{DT}$  约大于 0.45 g/cm<sup>2</sup>,对点火所需能量的最小值进行了模拟,结果表明燃料的初始能量和面密度对于成功实现快

点火来说是至关重要的,且当点火能量降低时,燃烧波传播到燃料层的过程受到阻碍,快点火过程将对燃料的初始能量变得更敏感。若在惯性约束聚变中实现充分燃烧,则离子束的能量须为 400 kJ。此外,固定燃料面密度,则点火能量阈值对燃料半径的依赖性会变弱(一定范围内),且当增大燃料的初始半径时,点火所需的阈值能量也将随之增大。总而言之,经济且高效的快点火方法的实现很大程度上取决于当前激光技术水平与制靶工艺。

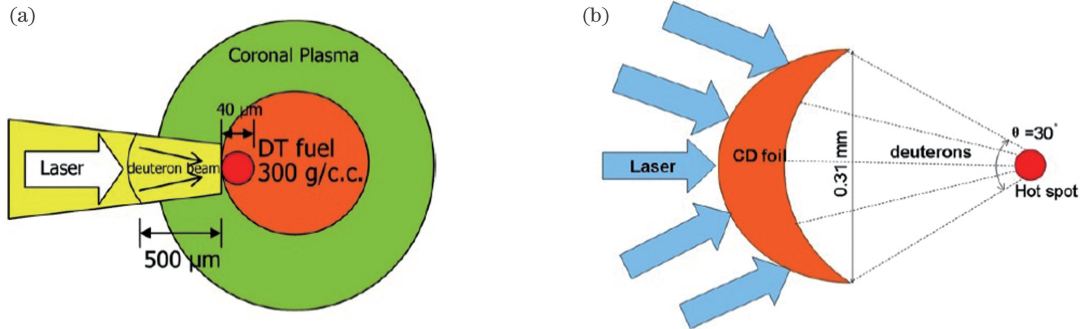


图 9 氘离子束快点火方案<sup>[146]</sup>。(a) 氘离子束驱动快点火的过程;(b) 激光辐照圆弧聚焦型碳氘薄靶产生氘离子源的过程

Fig. 9 Deuterium ion beam fast ignition scheme<sup>[146]</sup>. (a) Deuterium ion beam drives rapid ignition process; (b) process of producing deuterium ion source by laser irradiation of arc focused thin carbon deuterium target

### 3.2 质子束探测或成像

超强激光驱动固体靶产生的质子束具有较高的空间质量和较短的脉冲宽度,这大大拓展了在探测或成像等领域的应用。2006 年,美国卢瑟福·阿贡国家实验室利用多束激光驱动的质子束对空心碳氢壳层的密度进行测试,获得了各个阶段压缩靶丸的影像<sup>[149]</sup>。2008 年,Rygg 等<sup>[150]</sup>利用单能且各向同性的质子束对惯性约束聚变内爆舱中两种不同类型的电磁场结构,以及内爆舱的尺寸和面密度与时间的关系等进行了量化表征,结果表明这两个场分别是磁场强度大小为 60 T 的磁场(场内布满复杂条纹和径向细丝)和电场强度为 10<sup>9</sup> V/m 的相干电场(靠近内爆舱表面且径向定向聚焦)。虽然尚未厘清这些场的产生机制,但其对内爆动力学还是存在潜在影响的。后来,Li 等<sup>[151]</sup>利用单能质子束成像技术对惯性约束聚变内爆动力学进行了探测,得到的图像显示了加速、滑行、减速和停滞期间的球形内爆的全貌。从这些图像推断出的关键信息表征了自生场和等离子体密度的空间结构和时间演化,同时也观测到了内爆舱的径向电场的分布。2016 年,Teng 等<sup>[152]</sup>提出了一种新的理论来探测惯性约束聚变中的内爆过程,这一新理论的关键在于对永久性磁 4

级透镜的利用。2017 年,Hua 等<sup>[153]</sup>在实验中利用宽能带的质子束对低密度的气体靶中产生的电场进行探测,发现在激波前表面存在电势为 300 V 的自生电场。后来,Hua 等<sup>[154]</sup>使用双角质子束成像技术对低密度氢气中传播的激波进行了探测,证实了在马赫数约为 6 的激波前表面存在自生磁场,如图 10 所示,同时对磁场进行定量测量。

除了上述应用以外,激光质子束也可对生物进行透射成像。2015 年,Wang 等<sup>[155]</sup>利用了质子束成像技术对蜻蜓进行透射成像,得到蜻蜓的头、翅膀和腿,甚至内部组织结构细致且清晰的图像。实验结果表明,由多次库伦散射造成的图像模糊现象可被尽可能的降低,且可以通过多层辐射变色薄膜来提升空间分辨率。2017 年,王昌军等<sup>[156]</sup>基于质子束成像技术对蚂蚁进行了透射成像,可以获取二维蚂蚁透视图像,这为肿瘤细胞分析的应用提供了可能。

目前,质子束诊断或成像技术是等离子体物理诊断技术的前沿技术之一,其对强场物理和激光驱动的核聚变研究,以及生命物质的探测都具有非常重要的意义和巨大的应用前景。更多关于质子束成像技术的具体研究可参见文献<sup>[157-158]</sup>。

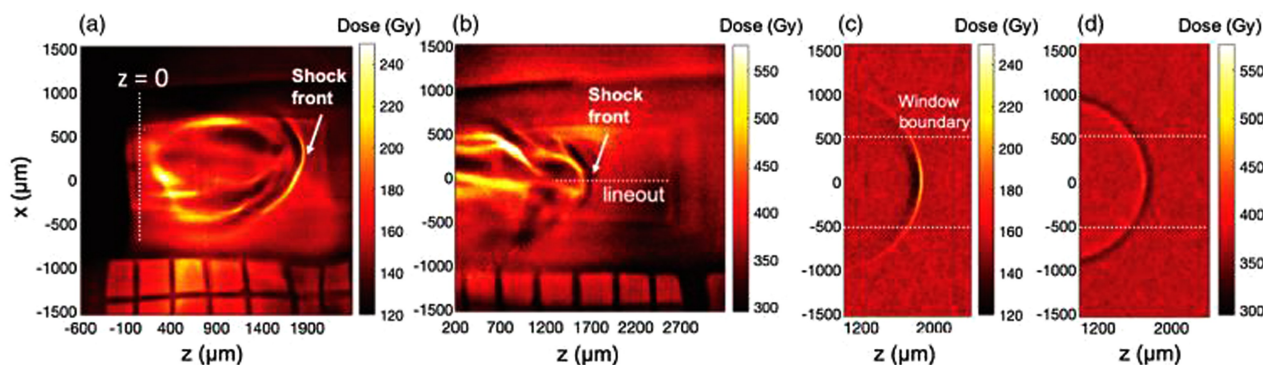


图 10 质子源探测图像<sup>[154]</sup>。(a)质子源 1 的辐射变色薄膜;(b)质子源 2 的辐射变色薄膜;(c)质子源 1 的模拟图像;(d)质子源 2 的模拟图像

Fig. 10 Proton source detection images<sup>[154]</sup>. (a) radiation discoloration film of proton source 1; (b) radiation discoloration film of proton source 2; (c) simulated image of proton source 1; (d) simulated image of proton source 2

### 3.3 重离子肿瘤治疗

原子序数大于 2 的重离子,由于其在射程末端 Bragg 峰处具有较高的能量沉积,能够在有限的体积内释放几乎全部的能量,所以在治疗癌症方面具有明显优势。此外,与 X 和  $\gamma$  射线放射治疗相比,重离子束放射疗法更准确,能够对治疗过程进行实时监测,放射剂量相对集中,照射治疗时间短,对健康组织的损伤小。因此,重离子被认为是 21 世纪最理想的放疗射线之一,特别适用于外科手术、化疗、常规放疗无效或易复发的难治病例。目前,美、日和德等发达国家已经以此治疗各种癌症几千例,中国是世界上第 4 个开展重离子肿瘤治疗临床实验研究的国家。2012 年,重离子肿瘤治疗中心在甘肃省武威市开工建设<sup>[159]</sup>,武威重离子加速器如图 11 所示,这意味着中国科学院近代物理研究所的“重离子治癌”从基础研究向民生应用迈出了实质性的一步。

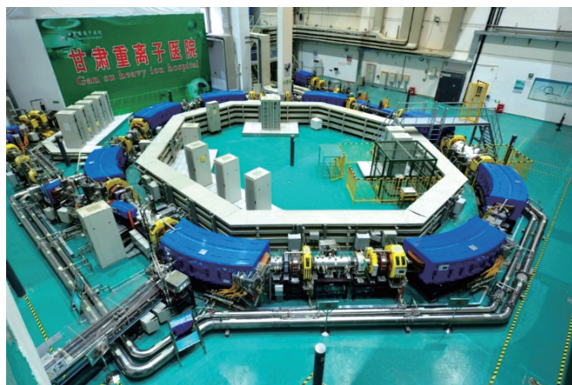


图 11 武威重离子加速器<sup>[159]</sup>

Fig. 11 Heavy ion accelerator in the city of Wuwei<sup>[159]</sup>

随着激光技术的发展,研究人员认为激光加速获得的离子束可以为癌症的放射治疗提供一个重要

的途径,这种方案将紧凑且成本效益高的激光治疗装置与带电离子束剂量传递的物理优势相结合具有巨大的应用前景。2006 年, Hegelich 等<sup>[33]</sup>利用每 1 ps 传输能量为 20 TW 的激光与固体靶相互作用,在实验中通过 TNSA 机制获得了能散为 17% 的  $C^{5+}$  离子束,每核子的能量为 3 MeV。但遗憾的是,该实验结果的重叠率只有 50%,且获得的碳离子能量远不能满足肿瘤治疗的需求。后来, Henig 等<sup>[74]</sup>利用 RPA 机制获得了峰值能量为 30 MeV 的  $C^{6+}$  离子束,这在迈向实际应用的道路上前进重要的一步。2012 年, Qiao 等<sup>[75]</sup>通过模拟获得了粒子数量为  $10^{11}$ 、峰值能量约为 1.26 GeV 和发散角小于  $5^\circ$  的  $C^{6+}$  离子束。2019 年, Ma 等<sup>[135]</sup>利用级联加速每核子以较高的重复率获得能量为 48 MeV 的碳离子束,取得了重离子加速的新突破。

由重离子束治疗肿瘤的临床计量研究<sup>[160]</sup>可知,重离子有很强的细胞杀死效应,在有效杀死病变细胞的同时也将给正常细胞带来更大的畸变风险。因此,在实际医学应用中,需要重离子束的准直性尽可能达到最佳水平。此外,在恶性肿瘤的治疗过程中,癌细胞的复发率是一个极其重要的问题。为了降低癌变细胞的再生率,往往需要稳定且较高能量的重离子束进行治疗,例如中国科学院近代物理研究所的重离子研究装置深部治疗终端采用每核子的能量为 80~400 MeV 的  $C^{6+}$  离子束<sup>[161-162]</sup>。然而,从上述激光驱动碳离子加速的进展来看,目前由激光驱动的重离子束还未能达到这样的要求。尽管如此,考虑到超强激光技术在近年来的发展,我们有理由期待这些问题被最终解决,以及激光驱动的准单能重离子加速器在不远的将来投入应用。

### 3.4 核物理与粒子物理

自激光器发明以来,使激光产生足以影响原子核的功率是科学家们一直以来的愿望。当激光器的能量被聚焦到几  $\mu\text{m}$  时,就会引发激光驱动核反应,例如产生重离子束、中子、同位素及其异构体等,这些核反应将有可能改变核能水平和衰变寿命,这对于解决核废料问题来说是一个重要的转机<sup>[163]</sup>。中子作为核反应的重要产物之一,在治疗癌症、物质无损检测和处理核废料等方面具有潜在的应用价值,且激光驱动获得的中子源具有造价低、亮度高和脉宽短等特点,所以相对于传统加速器和反应堆更具优势。早先,研究人员利用强度约为  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  的 p 极化激光与固体靶相互作用<sup>[164]</sup>,在实验上首先得到了几十 MeV 的质子束,然后利用该质子束引发核反应,最终获得产额达  $10^9 \text{ Sr}^{-1}$  的中子束。2009 年, Lu 等<sup>[165]</sup>在实验上对激光与  $(\text{CD}_4)_N$  团簇的相互作用进行了研究,结果发现利用强度约为  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  的单发激光可以获得产额为  $5.5 \times 10^6$  的中子束,该工作可能会促进高通量台面型中子源的产生。2013 年, Roth 等<sup>[166]</sup>提出了基于相对论透明的激光驱动离子加速机制,采用这一新的机制产生了能量为 170 MeV 的氙离子,氙离子直接进入转换器,最终获得产额高达  $10^{10} \text{ Sr}^{-1}$  的中子束。2020 年, Jiang 等<sup>[167]</sup>采用三束强度约为  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  的激光同时辐照氙靶,生成了能量为 MeV 量级的氙离子并引发氙-氙聚变反应,最终在理论上获得的中子产额远高于单束激光作用的情况。随着高功率大型激光装置的建立,未来有望获得能量高达 GeV 量级的质子/离子束,这将为核物理研究领域提供更理想的驱动源。但是,强激光辐射作为核反应发生器的真正价值可能只有在严格控制参数的实验中才能实现,其中激光脉冲参数包括脉宽长度、时空分布和对比度,靶参数包括材料厚度、纯度和几何构型等,这些都需要通过实验和粒子模拟<sup>[168]</sup>,像传统核物理实验一样对其进行仔细表征<sup>[169]</sup>。

## 4 总结与展望

几十年前,研究人员提出了激光驱动离子加速机制,与传统加速机制相比,该加速机制有两个重要的特征:一个是离子激发的有效光源尺寸非常小,比较典型的尺寸约为  $10 \mu\text{m}$ ;另外一个是在皮秒量级的离子束光源具有超短脉宽的特点。除此之外,激光离子加速具备每  $\text{MeV}/\mu\text{m}$  量级的加速梯度,而基于射频波的加速器梯度仅  $\text{MeV/m}$  量级,因此激光

驱动离子加速技术可广泛应用在快点火、辐射医疗、质子束成像、无损检测和天体物理等多个研究领域。尽管从许多独特的应用前景来看,激光驱动技术从根本上具有明显的优势,但是仍然有许多问题需要解决,例如离子能量的提升、离子束谱宽、发散角的控制、激光到离子束的能量转换效率和加速参数的稳定性及可重复性等。

近 20 年来,我国在激光粒子加速领域持续不断的资金投入与人才培养,使得我国在该领域内取得了令国内外瞩目的成绩。例如,北京大学于 2019 年采用基于 4 级电磁透镜和分析磁铁等高流强离子束传输和分析系统,获得了稳定且能散为 1% 的质子束<sup>[170]</sup>。此外,神光系列<sup>[171-172]</sup>大装置的建立,也推动我国在一些核心问题和技术方面取得原创性的成果。例如,研究人员<sup>[173]</sup>于 2017 年在“神光 II”升级装置上,开展了激光加速质子对间接驱动快点火靶内爆过程的照相实验研究,获得能量高于 18 MeV 的空间辐照均匀的质子束。通过静态客体的照相,获得优于  $20 \mu\text{m}$  的高空间分辨网格图像,这为开展时间分辨的啁啾质子束照相奠定了基础。

目前,随着强激光技术的发展以及靶制造工艺的提升,一方面可以获得强度高、脉宽短、对比度高和时空分布特殊的激光,另一方面可以通过调节靶参数,例如厚度、几何结构和组成材料等,使入射激光与靶相互作用过程变得稳定高效且重复率高,进而获得相对高能且准直的质子/离子束。然而,激光技术的飞速发展可以使激光等离子体相互作用进入新的极端物理环境。当入射激光强度达到  $10^{23} \text{ W/cm}^2$  时,量子电动力学效应开始显现,诸如量子辐射阻尼和光子及正负电子对的产生等,这些非线性效应势必会影响离子加速的过程。当前,国内外正在兴建十/百拍瓦的激光装置便可以实现这样强度的激光场,一些新的研究领域正在悄然打开。

### 参 考 文 献

- [1] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses [J]. Optics Communications, 1985, 56(3): 219-221.
- [2] Moulton P F. Spectroscopic and laser characteristics of  $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$  [J]. Journal of the Optical Society of America B, 1986, 3(1): 125-133.
- [3] Sarukura N, Ishida Y, Nakano H. Generation of 50-fsec pulses from a pulse-compressed, CW, passively mode-locked  $\text{Ti} : \text{sapphire}$  laser [J]. Optics Letters, 1991, 16(3): 153-155.

- [4] Spence D E, Kean P N, Sibbett W. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti : sapphire laser[J]. Optics Letters, 1991, 16(1): 42-44.
- [5] Li S, Wang C, Liu Y Q, et al. High-order dispersion control of 10-petawatt Ti : sapphire laser facility[J]. Optics Express, 2017, 25(15): 17488-17498.
- [6] Central laser facility. Facilities [EB/OL]. [2020-09-01]. <https://www.clf.stfc.ac.uk/Pages/Artemis.aspx>.
- [7] Papadopoulos D N, Ramirez P, Genevrier K, et al. High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains[J]. Optics Letters, 2017, 42(18): 3530-3533.
- [8] Exawatt center for extreme light studies. Project summary [EB/OL]. [2020-09-01]. <https://xcels.iapras.ru/news.html>.
- [9] Extreme light infrastructure. The ELI project [EB/OL]. [2020-09-01]. <https://xcels.iapras.ru/news.html>.
- [10] Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V. Optics in the relativistic regime[J]. Reviews of Modern Physics, 2006, 78(2): 309-371.
- [11] Sheng Z M. Advances in high field laser physics[M]. Shanghai: Shanghai Jiaotong University Press, 2014. 盛政明. 强场激光物理研究前沿[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 2014.
- [12] Veksler V I. Coherent principle of acceleration of charged particles [C]//Proceedings 1st International Conference on High-Energy Accelerators, June 11-23, 1956, CERN, Geneva, Switzerland. [S.l.: s.n.], 1956: 80-83.
- [13] Mako F, Tajima T. Collective ion acceleration by a reflexing electron beam: model and scaling [J]. Physics of Fluids, 1984, 27(7): 1815-1820.
- [14] Crow J E, Auer P L, Allen J E. The expansion of a plasma into a vacuum[J]. Journal of Plasma Physics, 1975, 14(1): 65-76.
- [15] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids [J]. Physical Review Letters, 2000, 85(14): 2945-2948.
- [16] Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S. Review of laser-driven ion sources and their applications [J]. Reports on Progress in Physics, 2012, 75(5): 056401.
- [17] Wilks S C, Kruer W L. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(11): 1954-1968.
- [18] Brunel F. Not-so-resonant, resonant absorption [J]. Physical Review Letters, 1987, 59(1): 52-55.
- [19] Kruer W L, Estabrook K.  $J \times B$  heating by very intense laser light [J]. Physics of Fluids, 1985, 28(1): 430-432.
- [20] Davies J R. Laser absorption by overdense plasmas in the relativistic regime [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2009, 51(1): 014006.
- [21] Mora P. Plasma expansion into a vacuum [J]. Physical Review Letters, 2003, 90(18): 185002.
- [22] Pukhov A. Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser[J]. Physical Review Letters, 2001, 86(16): 3562-3565.
- [23] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions [J]. Physics of Plasmas, 2001, 8(2): 542-549.
- [24] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids [J]. Physical Review Letters, 2000, 85(14): 2945-2948.
- [25] MacKinnon A J, Borghesi M, Hatchett S, et al. Effect of plasma scale length on multi-MeV proton production by intense laser pulses [J]. Physical Review Letters, 2001, 86(9): 1769-1772.
- [26] Hegelich M, Karsch S, Pretzler G, et al. MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils [J]. Physical Review Letters, 2002, 89(8): 085002.
- [27] Allen M, Patel P K, MacKinnon A, et al. Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils [J]. Physical Review Letters, 2004, 93(26): 265004.
- [28] Zou D B, Zhuo H B, Yang X H, et al. Enhanced target normal sheath acceleration based on the laser relativistic self-focusing [J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(6): 063103.
- [29] Bin J H, Ma W J, Wang H Y, et al. Ion acceleration using relativistic pulse shaping in near-critical-density plasmas[J]. Physical Review Letters, 2015, 115(6): 064801.
- [30] Kaluza M, Schreiber J, Santala M I K, et al. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(4): 045003.
- [31] Esirkepov T Z, Bulanov S V, Nishihara K, et al. Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(17): 175003.
- [32] Schwoerer H, Pfothner S, Jäckel O, et al. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets[J]. Nature, 2006, 439(7075): 445-448.

- [33] Hegelich B M, Albright B J, Cobble J, et al. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams [J]. *Nature*, 2006, 439(7075): 441-444.
- [34] Brantov A V, Tikhonchuk V T, Klimo O, et al. Quasi-mono-energetic ion acceleration from a homogeneous composite target by an intense laser pulse [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, 13 (12): 122705.
- [35] Wang F C, Shen B F, Zhang X M, et al. High-energy monoenergetic proton bunch from laser interaction with a complex target [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(9): 093112.
- [36] Yu T P, Ma Y Y, Chen M, et al. Quasimonoenergetic proton beam from ultraintense-laser irradiation of a target with holed backside [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(3): 033112.
- [37] Ma Y Y, Sheng Z M, Gu Y Q, et al. High-quality MeV protons from laser interaction with umbrella-like cavity target [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(3): 034502.
- [38] Zou D B, Zhuo H B, Yang X H, et al. Control of target-normal-sheath-accelerated protons from a guiding cone [J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(6): 063103.
- [39] Zou D B, Pukhov A, Yi L Q, et al. Laser-driven ion acceleration from plasma micro-channel targets [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 42666.
- [40] Feng B, Ji L L, Shen B F, et al. Effects of microstructures on laser-proton acceleration [J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(10): 103109.
- [41] Zou D B, Yu D Y, Jiang X R, et al. Enhancement of target normal sheath acceleration in laser multi-channel target interaction [J]. *Physics of Plasmas*, 2019, 26(12): 123105.
- [42] Lindau F, Lundh O, Persson A, et al. Laser-accelerated protons with energy-dependent beam direction [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95 (17): 175002.
- [43] Fang Y. Studies on proton beam accelerated by relativistic laser-solid interaction [D]. Shanghai: Shanghai Jiaotong University, 2017: 73-75.  
方远. 相对论强度激光驱动的质子加速研究 [D]. 上海: 上海交通大学, 2017: 73-75.
- [44] Wagner F, Deppert O, Brabetz C, et al. Maximum proton energy above 85 MeV from the relativistic interaction of laser pulses with micrometer thick CH<sub>2</sub> targets [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(20): 205002.
- [45] Markey K, McKenna P, Brenner C M, et al. Spectral enhancement in the double pulse regime of laser proton acceleration [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(19): 195008.
- [46] Bin J H, Ma W J, Wang H Y, et al. Ion acceleration using relativistic pulse shaping in near-critical-density plasmas [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(6): 064801.
- [47] Brenner C M, Robinson A P L, Markey K, et al. High energy conversion efficiency in laser-proton acceleration by controlling laser-energy deposition onto thin foil targets [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(8): 081123.
- [48] Ferri J, Senje L, Dalui M, et al. Proton acceleration by a pair of successive ultraintense femtosecond laser pulses [J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25 (4): 043115.
- [49] Ferri J, Siminos E, Fülöp T. Enhanced target normal sheath acceleration using colliding laser pulses [J]. *Communications Physics*, 2019, 2: 40.
- [50] Obcemea C. Potential clinical impact of laser-accelerated beams in cancer ion therapy [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2016, 829: 149-152.
- [51] Linz U, Alonso J. Laser-driven ion accelerators for tumor therapy revisited [J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2016, 19(12): 124802.
- [52] Nakatsutsumi M, Sentoku Y, Korzhimanov A, et al. Self-generated surface magnetic fields inhibit laser-driven sheath acceleration of high-energy protons [J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 280.
- [53] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide [J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, 7 (3): 172-225.
- [54] Zhang X M, Wei X F. Review of new generation of huge-scale high peak power laser facility in China [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(1): 0100003.  
张小民, 魏晓峰. 中国新一代巨型高峰值功率激光装置发展回顾 [J]. *中国激光*, 2019, 46(1): 0100003.
- [55] Pegoraro F, Bulanov S V. Photon bubbles and ion acceleration in a plasma dominated by the radiation pressure of an electromagnetic pulse [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(6): 065002.
- [56] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92 (17): 175003.
- [57] Robinson A L, Gibbon P, Zepf M, et al. Relativistically correct hole-boring and ion acceleration by circularly polarized laser pulses [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51(2): 024004.

- [58] Robinson A P L, Kwon D H, Lancaster K. Hole-boring radiation pressure acceleration with two ion species[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51(9): 095006.
- [59] Simmons J F L, McInnes C R. Was Marx right? or How efficient are laser driven interstellar spacecraft? [J]. *American Journal of Physics*, 1993, 61(3): 205-207.
- [60] Macchi A, Veghini S, Pegoraro F. "Light sail" acceleration reexamined[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(8): 085003.
- [61] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, et al. Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(13): 135003.
- [62] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, et al. Radiation-pressure acceleration of ion beams from nanofoil targets: the leaky light-sail regime [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(15): 155002.
- [63] Marx G. Interstellar vehicle propelled by terrestrial laser beam[J]. *Nature*, 1966, 211(5044): 22-23.
- [64] Macchi A, Cattani F, Liseykina T V, et al. Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(16): 165003.
- [65] Zhang X M, Shen B F, Li X M, et al. Efficient GeV ion generation by ultraintense circularly polarized laser pulse[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(12): 123108.
- [66] Chen M, Pukhov A, Yu T P, et al. Enhanced collimated GeV monoenergetic ion acceleration from a shaped foil target irradiated by a circularly polarized laser pulse[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(2): 024801.
- [67] Chen M, Yu T P, Pukhov A, et al. Target shape effects on monoenergetic GeV proton acceleration[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(4): 045004.
- [68] Yu T P, Pukhov A, Shvets G, et al. Stable laser-driven proton beam acceleration from a two-ion-species ultrathin foil [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(6): 065002.
- [69] Yu T P, Pukhov A, Shvets G, et al. Simulations of stable compact proton beam acceleration from a two-ion-species ultrathin foil [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(4): 043110.
- [70] Robinson A L, Zepf M, Kar S, et al. Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses [J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(1): 013021.
- [71] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, et al. Stable GeV ion-beam acceleration from thin foils by circularly polarized laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(14): 145002.
- [72] Yan X Q, Wu H C, Sheng Z M, et al. Self-organizing GeV, nanocoulomb, collimated proton beam from laser foil interaction at  $7 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(13): 135001.
- [73] Bulanov S V, Echkina E Y, Esirkepov T Z, et al. Unlimited ion acceleration by radiation pressure [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(13): 135003.
- [74] Henig A, Steinke S, Schnürer M, et al. Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(24): 245003.
- [75] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, et al. Dominance of radiation pressure in ion acceleration with linearly polarized pulses at intensities of  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(11): 115002.
- [76] Kifonidis K, Plewa T, Janka H T, et al. Non-spherical core collapse supernovae [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2003, 408(2): 621-649.
- [77] Califano F, Cecchi T, Chiuderi C. Nonlinear kinetic regime of the weibel instability in an electron-ion plasma [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(2): 451-457.
- [78] Wan Y, Pai C H, Zhang C J, et al. Physical mechanism of the transverse instability in radiation pressure ion acceleration [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(23): 234801.
- [79] Chen M, Kumar N, Pukhov A, et al. Stabilized radiation pressure dominated ion acceleration from surface modulated thin-foil targets [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(7): 073106.
- [80] Yu T P, Yin Y, Zou D B, et al. Simultaneous generation of monoenergetic tunable protons and carbon ions from laser-driven nanofoils [J]. *Optics Express*, 2013, 21(19): 22558-22565.
- [81] Wang W Q, Yin Y, Yu T P, et al. Generation of energetic protons in the interaction of Gaussian laser pulses with surface modulated targets [J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(12): 123112.
- [82] Wang W Q, Yin Y, Yu T P, et al. Numerical investigation of the transverse instability on the radiation-pressure-driven foil [J]. *Physical Review E*, 2015, 92(6): 063111.
- [83] Wu D, Zheng C Y, Qiao B, et al. Suppression of transverse ablative Rayleigh-Taylor-like instability in the hole-boring radiation pressure acceleration by using elliptically polarized laser pulses [J]. *Physical Review E*, 2014, 90(2): 023101.



- [84] Shen X F, Qiao B, Zhang H, et al. Achieving stable radiation pressure acceleration of heavy ions via successive electron replenishment from ionization of a high-Z material coating[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(20): 204802.
- [85] Mackenroth F, Bulanov S S. Tailored laser pulse chirp to maintain optimum radiation pressure acceleration of ions[J]. *Physics of Plasmas*, 2019, 26(2): 023103.
- [86] Zou D B, Zhuo H B, Yu T P, et al. Enhanced laser-radiation-pressure-driven proton acceleration by moving focusing electric-fields in a foil-in-cone target [J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(2): 023109.
- [87] Xu Y X, Wang J X, Qi X, et al. Plasma block acceleration via double targets driven by an ultraintense circularly polarized laser pulse [J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(3): 033108.
- [88] Liu P, Qu J F, Liu X Y, et al. Beam quality improvement in the later stage of radiation pressure acceleration [J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2020, 23(1): 011303.
- [89] Pae K H, Kim C M, Nam C H. Generation of quasi-monoenergetic protons from a double-species target driven by the radiation pressure of an ultraintense laser pulse [J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23(3): 033117.
- [90] Gong Z, Shou Y R, Tang Y H, et al. Proton sheet crossing in thin relativistic plasma irradiated by a femtosecond petawatt laser pulse [J]. *Physical Review E*, 2020, 102(1): 013207.
- [91] Ritus V I. Quantum effects of the interaction of elementary particles with an intense electromagnetic field[J]. *Journal of Soviet Laser Research*, 1985, 6(5): 497-617.
- [92] Valenta P, Esirkepov T Z, Koga J K, et al. Recoil effects on reflection from relativistic mirrors in laser plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2020, 27(3): 032109.
- [93] Magnusson J, Gonoskov A, Marklund M, et al. Laser-particle collider for multi-GeV photon production[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(25): 254801.
- [94] Yu J Q, Lu H Y, Takahashi T, et al. Creation of electron-positron pairs in photon-photon collisions driven by 10-PW laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(1): 014802.
- [95] Moiseev S S, Sagdeev R Z. Collisionless shock waves in a plasma in a weak magnetic field[J]. *Journal of Nuclear Energy Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research*, 1963, 5(1): 43-47.
- [96] Forslund D W, Shonk C R. Formation and structure of electrostatic collisionless shocks [J]. *Physical Review Letters*, 1970, 25(25): 1699-1702.
- [97] Forslund D W, Freidberg J P. Theory of laminar collisionless shocks [J]. *Physical Review Letters*, 1971, 27(18): 1189-1192.
- [98] Silva L O, Marti M, Davies J R, et al. Proton shock acceleration in laser-plasma interactions [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(1): 015002.
- [99] Chen M, Sheng Z M, Dong Q L, et al. Collisionless electrostatic shock generation and ion acceleration by ultraintense laser pulses in overdense plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(5): 053102.
- [100] Haberberger D, Tochitsky S, Fiuza F, et al. Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams [J]. *Nature Physics*, 2012, 8(1): 95-99.
- [101] Fiuza F, Stockem A, Boella E, et al. Laser-driven shock acceleration of monoenergetic ion beams [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(21): 215001.
- [102] Ahmed H, Dieckmann M E, Romagnani L, et al. Time-resolved characterization of the formation of a collisionless shock [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(20): 205001.
- [103] Zhang W L, Qiao B, Huang T W, et al. Quasi-monoenergetic ion beam acceleration by laser-driven shock and solitary waves in near-critical plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23(7): 073118.
- [104] Zhang W L, Qiao B, Shen X F, et al. Generation of quasi-monoenergetic heavy ion beams via staged shock wave acceleration driven by intense laser pulses in near-critical plasmas [J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18(9): 093029.
- [105] Zhang H, Shen B F, Wang W P, et al. Collisionless shock acceleration of high-flux quasi-monoenergetic proton beams driven by circularly polarized laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(16): 164801.
- [106] Stockem Novo A, Kaluza M C, Fonseca R A, et al. Optimizing laser-driven proton acceleration from overdense targets [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 29402.
- [107] Boella E, Fiuza F, Stockem Novo A, et al. Ion acceleration in electrostatic collisionless shock: on the optimal density profile for quasi-monoenergetic beams [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60(3): 035010.
- [108] Pak A, Kerr S, Lemos N, et al. Collisionless shock acceleration of narrow energy spread ion beams from mixed species plasmas using 1  $\mu\text{m}$  lasers [J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2018, 21

- (10): 103401.
- [109] Matsui R, Fukuda Y, Kishimoto Y. Quasi-monoenergetic proton bunch acceleration driven by hemispherically converging collisionless shock in a hydrogen cluster coupled with relativistically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(1): 014804.
- [110] Zhang W S, Cai H B, Wei L L, et al. Enhanced ion acceleration in the ultra-intense laser driven magnetized collisionless shocks[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21(4): 043026.
- [111] Bhadoria S, Kumar N. Collisionless shock acceleration of quasi-monoenergetic ions in ultra-relativistic regime[J]. *Physical Review E*, 2019, 99(4): 043205.
- [112] Yin L, Albright B J, Hegelich B M, et al. GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: the laser break-out afterburner[J]. *Laser and Particle Beams*, 2006, 24(2): 291-298.
- [113] Yin L, Albright B J, Hegelich B M, et al. Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(5): 056706.
- [114] Albright B J, Yin L, Bowers K J, et al. Relativistic Buneman instability in the laser breakout afterburner[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(9): 094502.
- [115] Yin L, Albright B J, Jung D, et al. Break-out afterburner ion acceleration in the longer laser pulse length regime[J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(6): 063103.
- [116] Hegelich B M, Jung D, Albright B J, et al. Experimental demonstration of particle energy, conversion efficiency and spectral shape required for ion-based fast ignition[J]. *Nuclear Fusion*, 2011, 51(8): 083011.
- [117] Yin L, Albright B J, Bowers K J, et al. Three-dimensional dynamics of breakout afterburner ion acceleration using high-contrast short-pulse laser and nanoscale targets[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(4): 045003.
- [118] Jung D, Yin L, Albright B J, et al. Efficient carbon ion beam generation from laser-driven volume acceleration[J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(2): 023007.
- [119] Hegelich B M, Pomerantz I, Yin L, et al. Laser-driven ion acceleration from relativistically transparent nanotargets[J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(8): 085015.
- [120] Rahman O, Tong S F, Sheng Z M. Enhancement of proton acceleration and conversion efficiency by double laser pulses plasma interactions[J]. *Physics of Plasmas*, 2020, 27(3): 033107.
- [121] Nishihara K, Amitani H, Murakami M, et al. High energy ions generated by laser driven Coulomb explosion of cluster[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2001, 464(1/2/3): 98-102.
- [122] Esirkepov T Z, Bulanov S V, Nishihara K, et al. Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(17): 175003.
- [123] Bulanov S S, Brantov A, Brantov A, et al. Accelerating monoenergetic protons from ultrathin foils by flat-top laser pulses in the directed-Coulomb-explosion regime[J]. *Physical review E*, 2008, 78(2): 026412.
- [124] Braenzel J, Andreev A A, Platonov K, et al. Coulomb-driven energy boost of heavy ions for laser-plasma acceleration[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(12): 124801.
- [125] Wang W Q, Yin Y, Zou D B, et al. Proton focusing driven by laser triggered Coulomb explosion[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(3): 030703.
- [126] Hilz P, Ostermayr T M, Huebl A, et al. Isolated proton bunch acceleration by a petawatt laser pulse[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 423.
- [127] Fang Y, Yu T P, Ge X L, et al. Combined proton acceleration from foil targets by ultra-intense short laser pulses[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2016, 58(4): 045025.
- [128] Zhang X M, Shen B F, Ji L L, et al. Ultrahigh energy proton generation in sequential radiation pressure and bubble regime[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(12): 123102.
- [129] Yu L L, Xu H, Wang W M, et al. Generation of tens of GeV quasi-monoenergetic proton beams from a moving double layer formed by ultraintense lasers at intensity  $10^{21}$ - $10^{23}$  W · cm<sup>-2</sup>[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(4): 045021.
- [130] Zheng F L, Wu S Z, Zhou C T, et al. An ultra-short and TeV quasi-monoenergetic ion beam generation by laser Wakefield accelerator in the snowplow regime[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2011, 95(5): 55005.
- [131] Zheng F L, Wang H Y, Yan X Q, et al. Sub-TeV proton beam generation by ultra-intense laser irradiation of foil-and-gas target[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(2): 023111.
- [132] Zhuo H B, Chen Z L, Yu W, et al. Quasi-monoenergetic proton bunch generation by dual-peaked electrostatic-field acceleration in foils irradiated by an intense linearly polarized laser[J].

- Physical Review Letters, 2010, 105(6): 065003.
- [133] Higginson A, Gray R J, King M, et al. Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme [J]. Nature Communications, 2018, 9: 724.
- [134] Wang W P, Shen B F, Zhang H, et al. Multi-stage proton acceleration controlled by double beam image technique [J]. Physics of Plasmas, 2018, 25(6): 063116.
- [135] Ma W J, Kim I J, Yu J Q, et al. Laser acceleration of highly energetic carbon ions using a double-layer target composed of slightly underdense plasma and ultrathin foil [J]. Physical Review Letters, 2019, 122(1): 014803.
- [136] He H, Qiao B, Shen X F, et al. All-optical cascaded ion acceleration in segmented tubes driven by multiple independent laser pulses [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2019, 61(11): 115005.
- [137] Shen X F, Qiao B, Zhang H, et al. Electrostatic capacitance-type acceleration of ions with an intense few-cycle laser pulse [J]. Applied Physics Letters, 2019, 114(14): 144102.
- [138] Shen B F. The physics of inertial fusion [M]. Shen B F, Transl. Beijing: Science Press, 2008. 沈百飞. 惯性聚变物理 [M]. 沈百飞, 译. 北京: 科学出版社, 2008.
- [139] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers [J]. Physics of Plasmas, 1994, 1(5): 1626-1634.
- [140] Atzeni S. Inertial fusion fast ignitor: igniting pulse parameter window vs the penetration depth of the heating particles and the density of the precompressed fuel [J]. Physics of Plasmas, 1999, 6(8): 3316-3326.
- [141] Roth M, Cowan T E, Key M H, et al. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams [J]. Physical Review Letters, 2001, 86(3): 436-439.
- [142] Atzeni S, Temporal M, Honrubia J J. A first analysis of fast ignition of precompressed ICF fuel by laser-accelerated protons [J]. Nuclear Fusion, 2002, 42(3): L1-L4.
- [143] Ruhl H, Cowan T, Dahlburg J, et al. Super-intense quasi-neutral proton beams interacting with plasma: a numerical investigation [J]. Nuclear Fusion, 2004, 44(3): 438-442.
- [144] Key M H, Freeman R R, Hatchett S P, et al. Proton fast ignition [J]. Fusion Science and Technology, 2006, 49(3): 440-452.
- [145] Ruhl H, Cowan T, Dahlburg J, et al. Super-intense quasi-neutral proton beams interacting with plasma: A numerical investigation [J]. Nuclear Fusion, 2004, 44(3): 438-442.
- [146] Liu D X, Hong W, Shan L Q, et al. Fast ignition by a laser-accelerated deuteron beam [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2011, 53(3): 035022.
- [147] Regan C, Schlegel T, Tikhonchuk V T, et al. Cone-guided fast ignition with ponderomotively accelerated carbon ions [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2011, 53(4): 045014.
- [148] Rezaie-Chamani A, Ghasemizad A, Khoshbinfar S. Ignition threshold in cylindrical fast ignition targets [J]. Physics of Plasmas, 2019, 26(4): 042703.
- [149] Mackinnon A J, Patel P K, Borghesi M, et al. Proton radiography of a laser-driven implosion [J]. Physical Review Letters, 2006, 97(4): 045001.
- [150] Rygg J R, Séguin F H, Li C K, et al. Proton radiography of inertial fusion implosions [J]. Science, 2008, 319(5867): 1223-1225.
- [151] Li C K, Séguin F H, Rygg J R, et al. Monoenergetic-proton-radiography measurements of implosion dynamics in direct-drive inertial-confinement fusion [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(22): 225001.
- [152] Teng J, Gu Y Q, Chen J, et al. Magnetic quadrupoles lens for hot spot proton imaging in inertial confinement fusion [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2016, 826: 15-20.
- [153] Hua R, Sio H, Wilks S C, et al. Study of self-generated fields in strongly-shocked, low-density systems using broadband proton radiography [J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(3): 034102.
- [154] Hua R, Kim J, Sherlock M, et al. Self-generated magnetic and electric fields at a Mach-6 shock front in a low density helium gas by dual-angle proton radiography [J]. Physical Review Letters, 2019, 123(21): 215001.
- [155] Wang W P, Shen B F, Zhang H, et al. Large-scale proton radiography with micrometer spatial resolution using femtosecond petawatt laser system [J]. AIP Advances, 2015, 5(10): 107214.
- [156] Wang C J, Peng Y J, Liu Y L, et al. Study on use of intense laser proton beam in perspective imaging of tumor cells [J]. Chinese Journal of Laser Medicine & Surgery, 2017, 26(3): 117-120, 175. 王昌军, 彭永进, 刘玉玲, 等. 强激光质子束应用于生物组织透视成像的研究 [J]. 中国激光医学杂志, 2017, 26(3): 117-120, 175.
- [157] Li Y J, Yue D N, Deng Y Q, et al. Proton imaging

- of relativistic laser-produced near-critical-density plasma[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(15): 155201.
- 李曜均, 岳东宁, 邓彦卿, 等. 相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像[J]. *物理学报*, 2019, 68(15): 155201.
- [158] Würll M, Gianoli C, Englbrecht F S, et al. A Monte Carlo feasibility study on quantitative laser-driven proton radiography[M]//Schad L. *Zeitschrift für medizinische physik*. Amsterdam: Elsevier, 2020.
- [159] Gansu wuwei tumour hospital. Hospital news[EB/OL]. (2020-04-02) [2020-09-01]. [http://www.wwzlyy.com.cn/htm/20204/9\\_1539.htm](http://www.wwzlyy.com.cn/htm/20204/9_1539.htm).  
甘肃省武威肿瘤医院. 医院动态[EB/OL]. (2020-04-02) [2020-09-01]. [http://www.wwzlyy.com.cn/htm/20204/9\\_1539.htm](http://www.wwzlyy.com.cn/htm/20204/9_1539.htm).
- [160] Magro G, Dahle T J, Molinelli S, et al. The FLUKA Monte Carlo code coupled with the NIRS approach for clinical dose calculations in carbon ion therapy[J]. *Physics in Medicine and Biology*, 2017, 62(9): 3814-3827.
- [161] Li Q, Liu X G, D Z Y, et al. Progress in heavy ion cancer therapy at IMP [C]//AIP Conference Proceedings, 2013, 1533: 174.
- [162] Zhang Q N, Zhang H, Gao L Y, et al. Clinical report of heavy ion ( $^{12}\text{C}^{6+}$ ) beam in the treatment of deep tumors[C]//Compendium of papers of the 8th Chinese Oncology Academic Conference and the 13th Cross-strait Oncology Academic Conference, September 11, 2014. [S.l.: s.n.], 2014: 831-832.  
张秋宁, 张红, 高力英, 等. 重离子束( $^{12}\text{C}^{6+}$ )治疗深部肿瘤的临床研究报告[C]//第八届中国肿瘤学术大会暨第十三届海峡两岸肿瘤学术会议论文集, 2014-09-11. [出版地不详: 出版地不详], 2014: 831-832.
- [163] Ledingham K W, McKenna P, Singhal R P. Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers[J]. *Science*, 2003, 300(5622): 1107-1111.
- [164] Yang J M, McKenna P, Ledingham K W D, et al. Neutron production by fast protons from ultra-intense laser-plasma interactions [J]. *Journal of Applied Physics*, 2004, 96(11): 6912-6918.
- [165] Lu H Y, Liu J S, Wang C, et al. Efficient fusion neutron generation from heteronuclear clusters in intense femtosecond laser fields[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(5): 051201.
- [166] Roth M, Jung D, Falk K, et al. Bright laser-driven neutron source based on the relativistic transparency of solids [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(4): 044802.
- [167] Jiang X R, Shao F Q, Zou D B, et al. Energetic deuterium-ion beams and neutron source driven by multiple-laser interaction with pitcher-catcher target [J]. *Nuclear Fusion*, 2020, 60(7): 076019.
- [168] Shao F Q. The particle-in-cell simulation of plasmas [M]. Beijing: Science Press, 2002.  
邵福球. 等离子体粒子模拟[M]. 北京: 科学出版社, 2002.
- [169] Passoni M, Arioli F M, Cialfi L, et al. Advanced laser-driven ion sources and their applications in materials and nuclear science [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62(1): 014022.
- [170] Zhu J, Wu M, Liao Q, et al. Experimental demonstration of a laser proton accelerator with accurate beam control through image-relaying transport [J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2019, 22(6): 061302.
- [171] Zhu J Q, Chen S H, Zheng Y X, et al. Review on development of Shenguang-II laser facility [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(1): 0100002.  
朱健强, 陈绍和, 郑玉霞, 等. 神光 II 激光装置研制[J]. *中国激光*, 2019, 46(1): 0100002.
- [172] Deng X W. The development and performance of SG-III mainframe machines[C]//2017 Edition of the Annual Report of The Chinese Academy of Engineering Physics. [S.l.: s.n.], 2018: 137-147.  
邓学伟. “神光-III”主机装置研制及其性能[C]//2017年版中国工程物理研究院科技年报. [出版地不详: 出版地不详], 2018: 137-147.
- [173] Teng J, Hong W, He S K, et al. Proton radiography of indirect-driven implosion by high-intensity laser generated protons on SG II-U laser facility[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2017, 29(9): 58-63.  
滕建, 洪伟, 贺书凯, 等. 神光 II 升级装置激光加速质子照相初步实验研究[J]. *强激光与粒子束*, 2017, 29(9): 58-63.

# Review of Research Developments and Important Applications of Laser-Driven Ion Acceleration

Hu Yanting, Zhang Hao, Deng Hongxiang, Shao Fuqiu, Yu Tongpu\*

*Department of Physics, College of Liberal Arts and Sciences, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China*

## Abstract

**Significance** Thanks to the invention of the chirped pulse amplification technique and the Kerr lens mode-locking technique as well as the discovery of the titanium: sapphire laser medium, the current laser systems can provide picosecond or femtosecond laser pulse duration and simultaneously ultrahigh peak power of terawatt to petawatt levels. Recently, the peak power of multipetawatt (as 10 PW) has already been achieved in several laboratories, such as the extreme light infrastructure-nuclear physics and Shanghai superintense ultrafast laser facility. These laboratories have prompted significant progress on laser-plasma interaction. In the past decade, laser-driven ion sources and their applications have been extensively investigated. One of the significant features of laser-driven ion beams compared with conventional ion accelerators is the sufficiently small valid source size ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) and ultrashort duration (picoseconds) at the source of the ion bunch. This is attributed to the increased acceleration gradients of the order of  $\text{MeV}/\mu\text{m}$ , compared with  $\text{MeV}/\text{m}$  provided by the conventional ones, e. g., the radio frequency wave-based accelerators.

**Progress** Since the 1990s, the research on ion acceleration driven by ultraintense laser pulses has attracted significant attention from national and international professionals. Before 2000, the ion energy of several MeV had been achieved in laser-plasma experiments using different targets, such as thick solid foils, gas jets, and submicrometric clusters. However, these ion beams with a wide energy spectrum and large emission angle are unattractive as ion accelerators for many potential applications. In 2000, high-energy proton beams with a peak energy of 58 MeV are obtained in the Lawrence Livermore National Laboratory. The protons are detected at the rear side of the target and emitted as a collimated beam along the target normal direction. Since then, scientists have proposed a new upsurge of high-quality energetic ion beams driven by relativistic laser pulses. Several groups have demonstrated, over a broad range of laser and target parameters, the generation of multi-MeV proton or ion beams with unique properties, such as low transverse emittance, ultrashort duration, high-energy conversion efficiency, and narrow energy spectrum. To improve the beam quality, scientists have proposed various ion acceleration mechanisms, such as target normal sheath acceleration (TNSA), radiation pressure acceleration (RPA), collisionless shockwave acceleration (CSA), breakout afterburner (BOA), Coulomb explosion (CE), and cascaded acceleration (CA). Among them, some have been demonstrated in experiments, while some are being or will be tested in the future petawatt laser facilities.

The laser-accelerated proton and ion beams have a duration of the order of a few picoseconds, ultrahigh cut-off energy, and a narrow emittance, making them suitable for several applications, including several unique applications. In this study, we first review the historical background of laser-driven ion acceleration, such as laser technology development and laser energy absorption mechanisms in plasmas. Second, we introduce several implemented and proposed laser-driven ion acceleration mechanisms, such as TNSA, RPA, CSA, BOA, CE, and CA, based on three aspects: theoretical models, numerical simulations, and experiments. We also compare the experimental results with theoretical predictions and simulations. Furthermore, we discuss possible ways to manipulate the proton/ion beams by tailoring the target profile and changing the laser parameters, such as the laser intensity, laser contrast, focal size and duration, target thickness, and initial density.

The third part of this review involves the potential applications of laser-driven proton or heavy ion sources. Some of them have already been established, while others are yet to be demonstrated. We analyze their promising applications in fast ignition of precompressed inertial confinement fusion fuel by laser-accelerated protons, in medical therapy, and nuclear physics. The laser-driven ion sources complement the conventional accelerators in these applications, indicating remarkable different properties.

**Conclusion and Prospect** Laser-driven ion acceleration is a rapidly developing research area, attractive from the

fundamental science and applications perspectives. Several theoretical results, experiments, and simulations have been obtained. They contribute significantly to understand many phenomena, such as jet emission, shock formation, and flying mirror generation. As the laser ion accelerators progress, we observe that some of their applications have been successfully demonstrated, while some are being tested in experiments. Besides, with the increasing laser intensity ( $\gg 10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>) in the next years, the relativistic nonlinear effects, such as radiation reaction (RR) and pair production (PP) in the ultrarelativistic regime, become crucial. Thus, the roles of RR and PP in laser-driven ion acceleration should be investigated in detail. It will be one of the attractive topics in laser-based ion accelerators. We tend to see the transition from basic research and proof-of-principle experiments to systematic study and optimization of laser-driven ion sources through some advanced acceleration mechanisms and elaborated target designs. We believe the laser-driven ion beams will find many potential applications with high scientific, industrial, and social impacts in the near future.

**Key words** ultrafast optics; optical devices; ultra-intense laser; plasmas; ion acceleration; mono-energetic proton beam

**OCIS codes** 320.7110; 350.5400