

快点火中质子的能量沉积和神光 II 升级装置上的质子束的产生*

何民卿^{1)†} 张华^{2)‡} 李明强³⁾ 彭力³⁾ 周沧涛²⁾³⁾

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (深圳技术大学, 先进材料测试技术研究中心, 深圳 518118)

3) (深圳技术大学工程物理学院, 深圳 518118)

(2022 年 10 月 20 日收到; 2023 年 2 月 23 日收到修改稿)

基于神光 II 升级装置激光条件, 利用流体程序、粒子模拟程序和 Fokker-Planck 程序, 模拟研究质子快点火中所需质子束的品质以及产生所需质子束的激光条件. 首先根据快点火靶的条件, 利用 Fokker-Planck 方程模拟快点火所需的质子束的能量范围, 模拟表明当背景等离子体密度为 300 g/cm^3 时, 能量为 7—12 MeV 的质子束适合点火; 当背景等离子体密度为 400 g/cm^3 时, 能量为 8—18 MeV 的质子束适合点火. 再根据神光 II 升级装置实验条件研究质子束所需的激光参数, 通过利用粒子模拟程序, 结合流体程序给出的预等离子体, 分别模拟研究了加预等离子体和不加预等离子体两种情况下的质子加速, 在有预等离子体时得到的质子束最大能量约为 22 MeV, 没有预等离子体时得到的质子束最大能量为 17.5 MeV, 具体分析了两种情况下质子加速的物理机制, 其结果跟等离子体自由膨胀模型结果符合得很好.

关键词: 质子束快点火, 能量沉积, 质子加速

PACS: 52.57.-z, 52.38.Kd, 52.38.Ph, 52.59.-f

DOI: 10.7498/aps.72.20222005

1 引言

在过去的二三十年中, 快点火作为惯性约束聚变中的一个很重要的方法, 吸引了很多科学家的兴趣^[1]. 在快点火中, 首先用纳秒激光将氘氚燃料靶丸等容压缩, 再用激光传递足够高功率密度点燃聚变靶丸, 等容加热热斑到约 10 keV 点燃热斑实现点火^[2–4]. 快点火相对于传统的惯性聚变来说, 它的最大优势是高产额、高增益, 并且可以降低靶的对称性要求, 放宽对流体力学界面不稳定性限制. 激光强度低于约 10^{24} W/cm^2 , 激光耦合到电子

的能量占绝对优势, 并且实验上已经证明吸收效率约为 25%—50%^[5,6]. 在早期的快点火设计中, 激光燃料相互作用产生的快电子直接传输到靶丸实现点火^[7–10]. 出于对短脉冲激光到超密等离子体传输能量以及快电子到燃料传输能量的困难考虑, 靶丸带锥的设计使得能量可以通过锥尽可能近地传递到压缩氘氚芯区^[11].

除采用电子进行快点火外, 在 Nova PW 激光器上做的实验证实了可以通过后鞘场加速 (target normal sheath acceleration, TNSA) 机制把激光能量有效地转化到质子束^[12–15], 开创了相对论激光等离子体相互作用的新的科学可能性. 基于后鞘场

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401100)、国家自然科学基金 (批准号: 12075033, 11975055) 和科学挑战专题 (批准号: TZ2018005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: he_minqing@iapcm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhanghua@sztu.edu.cn

加速的激光驱动质子束快点火方案被提出^[16–19], 也就是利用高强度激光 ($>10^{20}$ W/cm²) 辐照薄靶来产生质子或者离子束, 这个薄靶和靶丸分离, 并且在靶丸外面, 离子束聚焦到靶丸来实现点火. 由于用这种方法产生的质子能谱比较宽, 因此, 离子束不能产生在离靶丸太远的地方, 否则飞行中的离子束在空间和时间上的展宽将降低功率密度到点火阈值以下. 为了避免发生此情况, 质子产生的靶必须非常接近靶丸, 比如约 0.5 mm, 有可能在初始半径内部. 因此, 内爆时质子束的产生和离子束的产生必须在凹角锥里.

质子束快点火相对于电子束点火的优点是: 由于质子远比电子质量大, 受其他粒子和场的作用小, 因此不易改变传输路径, 更容易聚焦, 并且质子束能量的沉积更局域化.

随着重离子束产生取得的重大进展, 人们也开始探索用 TNSA 机制加速重离子束来实现点火^[20–24]的可能性. 但是目前为止, 重离子点火所需的离子能量要远远高于质子, 所以要加速重离子所需要的激光能量要比 TNSA 加速质子所需的能量要高得多, 并且附加的技术复杂度也是使用此类离子点火的潜在缺点. 考虑到我国神光 II 升级装置尚难以实现重离子点火, 因此, 本文研究用神光 II 升级装置实现质子束点火的可能性和参数空间.

2 质子束的能量沉积

目前国际上研究带电粒子在等离子体中能量沉积的方法, 主要包括阻止本领 (stopping power) 模型^[25]、含碰撞的粒子模拟 (particle-in-cell, PIC)^[26]、混合粒子-流体模拟^[27]、蒙特卡罗 (Monte Carlo, MC)^[28] 以及直接求解动理学方程. 其中, 阻止本领模型是通过计算单位长度内粒子的能量损失来估计能量沉积率和沉积的尺寸, 可以快速估算单能带电粒子的穿透深度和沉积距离, 但是由于物理模型简单, 难以反映质子束能量沉积细节; 含碰撞的 PIC 模拟, 是通过模拟粒子随机排列并进行两两配对碰撞来模拟局域动量和能量交换过程, 物理建模较为直观, 但是对于高密度等离子体区域, 由于碰撞频率增加会导致计算时间和计算规模增加, 同时由于忽略了网格间粒子的碰撞以及其他类型的碰撞, 往往需要进一步的置信度分析^[26]; 混合模拟是将入射粒子束采用 PIC 计算, 背景电子和离子

作为流体来计算的方式, 增加计算效率, 粒子-流体间的能量、动量交换则根据阻止本领公式、散射截面等进行相关的统计获得的; MC 模拟, 是通过跟踪一定数目粒子在等离子体中的运动和能量交换过程, 然后利用统计方法来获取能量沉积信息.

不同于以上方法, 本文利用更为精细的动理学模型开展能量沉积研究. 采用相对论 FOKKER-PLANCK 方程来计算单能质子束在各项均匀背景等离子体中的能量沉积规律^[29]. 考虑到对于快点火靶, 点火芯区的密度约为 300 g/cm³, 并且入射粒子和背景粒子数密度的比也很小 (<0.001), 因此入射粒子和背景粒子主要通过碰撞传递能量^[30,31]. 此时, FOKKER-PLANCK 方程就可以简化成如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \sum_b C_b(f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), f_b(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)), \quad (1)$$

式中 t 为时间, \mathbf{r}, \mathbf{p} 分别为位置和动量, $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 为入射粒子在相空间 \mathbf{r}, \mathbf{p} 上的分布函数, $f_b(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 为背景等离子体分布函数, C_b 为入射粒子与背景粒子 b 的碰撞项, 其一般形式为

$$C_b(f, f_b) = \nabla_p \cdot \int Q_b [f_b \nabla_p f - f \nabla_{p'} f_b] d^3 p'. \quad (2)$$

这里 ∇_p 为动量 \mathbf{p} 方向的梯度算符, Q 为碰撞核函数, 可写为

$$Q_b = Q_{b,0} \frac{w^2 \mathbf{I} - \mathbf{w} \mathbf{w}}{w^3}, \quad \mathbf{w} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_b, \quad (3)$$

其中 \mathbf{v} 和 \mathbf{v}_b 分别为入射粒子和背景粒子 b 的速度, $w = |\mathbf{v} - \mathbf{v}_b|$ 为两种粒子的相对速度, \mathbf{I} 为 2 阶单位张量. $Q_{b,0}$ 可以写为带电粒子能量损失形式为^[29–31]

$$Q_{b,0} = -\frac{m_b v}{n_b} \left(\frac{d\varepsilon}{ds} \right)_b, \quad (4)$$

其中 m_b 为背景粒子质量, n_b 为背景粒子 b 所对应的电子数密度数目, ε 为入射粒子能量, s 为粒子在靶中穿透长度,

$$\left(\frac{d\varepsilon}{ds} \right)_b = -4\pi \frac{n_b Z_b^2 e^4}{m_b v^2} \ln A_b \quad (5)$$

为带电粒子碰撞损失函数, $\ln A_b = \ln A_b^{\text{coul}} + \ln A_b^{\text{coll}}$ 为库仑对数, 用于描述两体碰撞和背景等离子体集体效应导致的能量损失. 对于电子与等离子体内自由电子的短程两体碰撞, 库仑对数可写为^[25]

$$\ln A_b^{\text{coul}} = \max \{2, \ln (b_{\text{max}}/b_{\text{min}})\}, \quad (6)$$

式中 $b_{\text{max}} = \max \{ \lambda_{\text{Debye}}, [3/(4\pi n_b)]^{1/3} \}$ 为最大碰撞

阶段参数, λ_{Debye} 为等离子体德拜长度, $b_{\min} = \hbar / (2mc\sqrt{(\gamma-1)/2})$ 为最小碰撞参数, 其中 m 为入射粒子质量, c 为光速, $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 为相对论因子. 对于等离子体集体效应, 库仑对数为^[31,32]

$$\ln A_b^{\text{coll}} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{c\sqrt{\gamma^2-1}/\gamma}{\omega_{p,e} \max \left\{ \lambda_{\text{Debye}}, [3/(4\pi n_b)]^{1/3} \right\}} \right) \frac{v^2}{2c^2}, \quad (7)$$

这里 $\omega_{p,e}$ 背景等离子体振荡频率. 为便于计算, FOKKER-PLANCK 方程, 即 (1) 式可写为对流-扩散方程形式为

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial v} \cdot \left[A f - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \cdot (D f) \right], \quad (8)$$

这里, A 为动力学摩擦系数,

$$A(v) = -2 \sum_b \frac{Q_{b,0}}{m^2} \left(1 + \frac{m}{m_b} \right) \int \frac{\mathbf{w}}{w^3} f_b(v') d^3v', \quad (9)$$

D 为扩散张量, 其形式为

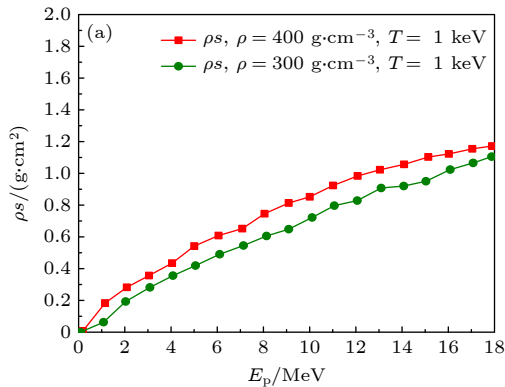
$$D(v) = 2 \sum_b \frac{Q_{b,0}}{m^2} \int \left(\frac{\mathbf{I}}{w} - \frac{\mathbf{w}\mathbf{w}}{w^3} \right) f_b(v') d^3v'. \quad (10)$$

考虑背景等离子体满足平衡态分布, 即速度分布仅有径向速度描述时, 摩擦系数和扩散张量呈标量形式为

$$A = \frac{Q_{b,0} m^2}{m_b} \int_0^v f_b(v') v'^2 dv', \quad (11)$$

$$D = \frac{Q_{b,0} 8\pi}{3m^2} \left[\frac{1}{v} \int_0^v f_b(v') v'^4 dv' + v^2 \int_v^\infty f_b(v') v' dv' \right], \quad (12)$$

式中 $f_b(v) \frac{n_b}{\sqrt{2\pi T}} \exp(-v^2/2T_b)$ 满足麦氏分布, 其中



T_b 为背景等离子体温度. (12) 式中的积分可通过数值高斯积分计算并代入 (8) 式对流扩散方程, 通过 Chang-Copper 算法^[33] 进行数值求解.

图 1 给出了动能为 10.0 MeV 的单能质子束, 入射到密度为 300 g/cm³ 的氖氟等离子体时能量沉积距离与能量损失之间的关系. 从图 1 可以看出, 这里质子束主要通过背景等离体集体碰撞效应将能量沉积在等离子体, 两体库仑碰撞在整个能量沉积过程所占比例不超过 10%, 且能量有一个布拉格峰, 意味着其中约 30%—40% 的能量沉积在 3—4 μm 内.

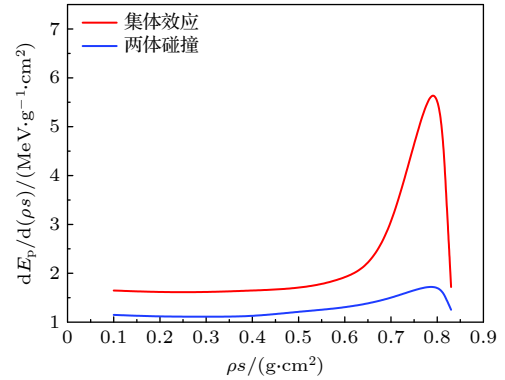


图 1 能量损失随沉积距离的关系图 (E_p 为质子能量, ρs 为面密度)

Fig. 1. Stopping power plotted as a function of the proton penetration.

图 2(a) 分别给出了背景等离子体密度 ρ 为 300 和 400 g/cm³, 背景等离子体温度为 1 keV 时不同入射粒子能量的沉积距离图, 红色点线代表背景离子密度为 400 g/cm³ 时的变化图, 绿色点线代表背景离子密度为 300 g/cm³ 时的变化图. 从图 2(a)

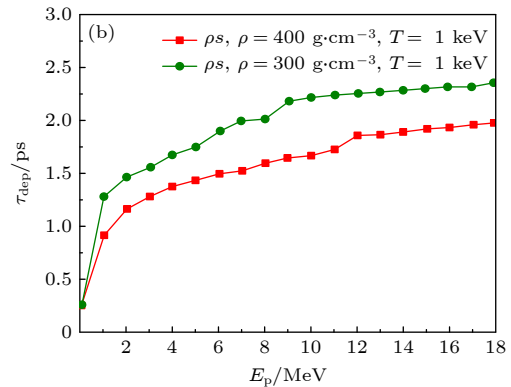


图 2 (a) 不同能量的质子束沉积距离; (b) 不同能量的质子束的沉积时间 (E_p 为入射质子能量, τ_{dep} 为质子沉积时间)

Fig. 2. (a) Stopping range vs. proton energy; (b) the stopping time vs. proton energy (E_p is the proton energy and τ_{dep} is the proton deposition time).

可看出, 入射粒子能量越高, 粒子沉积所经历的面密度越大, 因此在同样背景密度的等离子体中沉积距离 s 越大. 根据快点火靶参数, 可假定压缩芯区直径范围之内沉积下来的质子将能量全部交给背景等离子体, 则背景密度 ρ 为 300 g/cm^3 时对应 $20\text{--}30 \text{ }\mu\text{m}$ 直径的 ρs 值为 $0.54\text{--}0.81 \text{ g/cm}^2$. 而背景密度 ρ 为 400 g/cm^3 时对应 $20\text{--}30 \text{ }\mu\text{m}$ 直径的 ρs 值为 $0.72\text{--}1.15 \text{ g/cm}^2$. 综合两种背景密度下的能量沉积距离, 可知最大能量为 $8\text{--}18 \text{ MeV}$ 的质子束适合点火. 图 2(b) 为不同背景等离子体密度时不同质子能量的沉积时间. 可以看出, 背景等离子体密度越高, 沉积时间越短, 最大的沉积时间约为 2.2 ps , 这个时间在快点火所需要的激光靶相互作用时间范围内. 利用上述质子能量沉积过程, 可用于研究快点火需要的质子束能区范围来研究快点火质子束能量品质要求以及对应的激光产生条件.

3 质子束的产生

为获得可用于质子快点火的质子束, 进一步研究激光驱动质子束能量. 质子束的产生机制有很多种, 包括 TNSA 加速机制 [14,34,35]、BOA 加速机制 [36]、无碰撞静电激波加速 [37–40]、辐射压加速 [41]. 目前可以在神光 II 升级装置上实现用于快点火的质子束的产生方法主要是 TNSA 加速机制, TNSA 加速机制对激光的强度要求没有那么多高, 而且可以产生用于快点火的能量范围的质子束 [42].

对于皮秒拍瓦激光通常需要考虑激光预脉冲和预等离子体影响, 目前神光 II 升级装置的激光对比度通常约为 $10^{-6}\text{--}10^{-8}$. 为考虑预等离子体条件对质子束品质的影响, 采用流体模拟计算预等离

子体密度和温度分布. 当激光对比度为 10^{-6} , 分别模拟了有预等离子体情况 and 无预等离子体情况下的质子束产生, 等离子体密度分布图如图 3 所示.

TNSA 加速机制可以得到的最高能量为 [43]

$$E_{p,\max} = Zk_b T_h \left[\varphi^* - 1 + \frac{\beta(\varphi^*)}{I(\varphi^*)e^\zeta + \varphi^*} \right], \quad (13)$$

其中 $\varphi^* = 4.8 + 0.8 \log(E_L)$, E_L 是激光脉冲能,

$$\zeta = m_e c^2 / k_b T_h,$$

$$\beta(\varphi) = \sqrt{(\varphi + \zeta)^2 - \zeta^2},$$

$$I(\varphi) = \int_0^{\beta(\varphi)} e^{-\sqrt{\zeta^2 + p^2}} dp. \quad (14)$$

这里 m_e 是电子质量, k_b 是玻尔兹曼常数, T_h 是热电子温度, φ 是无量纲化的电势.

通过将流体计算的预等离子体分布作为粒子模拟的初始条件, 可获得主脉冲激光加速质子过程. 根据神光 II 升级装置参数, 在二维粒子模拟设定激光能量为 350 J , 激光为高斯脉冲, 脉宽为 3 ps , 焦斑半径为 $10 \text{ }\mu\text{m}$, 激光功率密度峰值约为 $I = 5.4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 有预脉冲时其持续时间为 2 ps . 靶为 $10 \text{ }\mu\text{m}$ 厚的铜, 后面镀一层 $1 \text{ }\mu\text{m}$ 的氢等离子体, 靶的曲率半径是 $500 \text{ }\mu\text{m}$. 模拟结果在有预等离子体时得到的质子束最大能量约为 22 MeV , 没有预等离子体时得到的质子束最大能量为 17.5 MeV , 如图 4(a) 能谱所示. 由此可看出, 一定的预等离子体对提高质子的能量和加速数目是有利的. 根据最高能公式 (13) 和本文的二维粒子模拟给出图 4(b), 可以看出模拟结果和最高能估算公式 (13) 基本相符.

二维粒子模拟得到的能量转换效率分别为: 有预等离子体时为 5.12% , 没有预等离子体时为 4.25% . 因此, 有预等离子体时比没有预等离子体时能量转

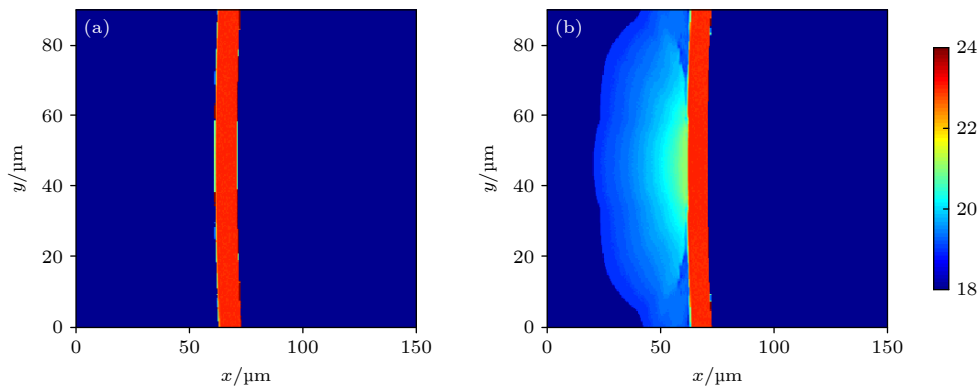


图 3 初始等离子体密度分布示意图 (靶的曲率半径为 $500 \text{ }\mu\text{m}$) (a) 没有预等离子体情况; (b) 有预等离子体情况

Fig. 3. Initial plasma density distribution: (a) Without preplasma; (b) with preplasma.

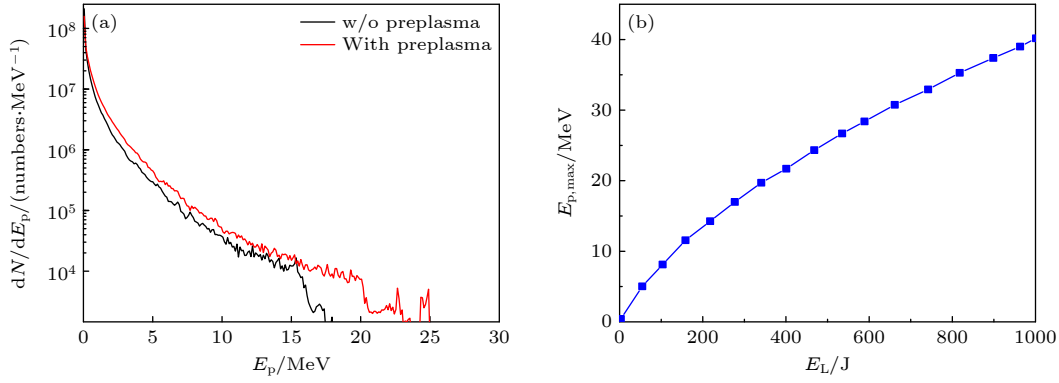


图 4 (a) 二维粒子模拟得到的质子能谱图 (E_p 为质子能量, dN/dE_p 为单位能量粒子数); (b) 最高质子能随激光能量分布图 (E_L 为入射激光能量, $E_{p,max}$ 为最大质子能量)

Fig. 4. (a) Proton energy spectrum from PIC simulation (E_p is the proton energy, dN/dE is the number of protons per unit energy); (b) the maximum proton energy vs. laser energy (E_L is the laser energy, $E_{p,max}$ is the maximum proton energy).

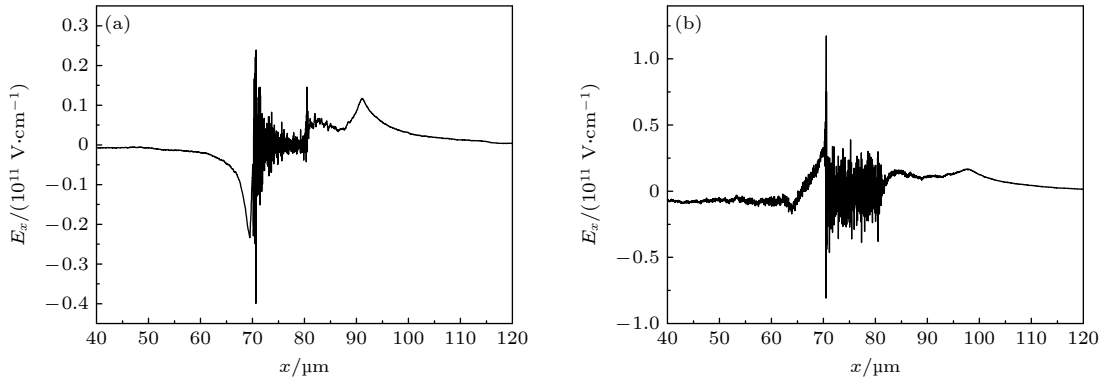


图 5 二维粒子模拟得到的 $t = 500$ fs 时纵向电场在 x 方向的分布 (a) 无预等离子体情况; (b) 有预等离子体情况

Fig. 5. Longitudinal electrical field distribution in x direction at $t = 500$ fs from 2D PIC simulation: (a) Without preplasma; (b) with preplasma.

换效率提高 20%。根据电子和离子密度演化也可以看到, 有预等离子体时电子和离子的加速更有效。

为进一步研究质子加速过程, 采用等离子体自由膨胀模型^[14,44]计算膨胀的离子的密度和速度, 利用连续性方程和运动方程:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -C_s \frac{dn_i}{dx}, \quad (15)$$

其中 n_i 为离子密度, v_i 为离子速度, C_s 为等离子体声速。假定离子密度和速度只依赖于 $\xi = x/t$ 得到一般解:

$$n_i = n_0 e^{-(1+x/C_s t)}, \quad v_i = C_s + x/t, \quad (16)$$

其中 x 为电子位置。加速离子最前端的电子运动方程为

$$n_e e E = -\frac{\partial p_e}{\partial x}, \quad (17)$$

其中 n_e 为电子密度, e 为电子电量, p_e 为电子压力。这个加速电场为

$$E = \frac{T_e}{e C_s t}, \quad (18)$$

这里电子温度 T_e 根据激光的有质动力求出。

根据 (18) 式计算得到在激光功率密度 $I = 5.4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 激光能量 $E_L = 350 \text{ J}$ 时, 时间为 500 fs 时的电场强度约为 $0.34 \times 10^{11} \text{ V/cm}$ 。而模拟得到的在 $t = 500 \text{ fs}$ 时的电场分布如图 5(a) 所示, 可以看到模拟得到的结果比等离子体自由膨胀模型得到的电场强度要小, 这是因为在这个时刻, 等离子体已经膨胀, 小部分离子开始加速, 已经消耗部分电场, 所以模拟电场比碰撞模型计算结果偏小。

还比较了有预等离子体时和无预等离子体时的电场, 如图 5 所示, 有预等离子体时的加速电场强度是没有预等离子体时的 3 倍还多, 这也揭示了为什么有预等离子体时得到的质子能量很高, 加速的质子数目更高的原因。

综上所述, 无论是转化效率、最高质子能还是

加速的质子数,有预等离子体都比无预等离子体时要高,如表1所列.

表1 二维粒子模拟得到的无预等离子体和有预等离子体时质子束品质比较.

Table 1. Proton qualities with preplasma or without preplasma by 2D PIC simulations.

	转化效率/%	最高质子能 /MeV	质子数/个 (7—18 MeV)
无预等离子体	4.25	17	7.81×10^{12}
有预等离子体	5.12	25	1.01×10^{13}

4 结 论

本文利用 Fokker-Planck 动理学模拟快点火中质子束的能量沉积,得到在芯区密度为 300—400 g/cm³ 时,可沉积到芯区的能量为 7—18 MeV. 整体而言,粒子能量越大,沉积距离越大;背景等离子体密度越高,沉积时间越短,这个能量范围内的质子束的沉积时间最长约为 2 ps,此时间在快点火所需要的激光靶相互作用时间范围内. 再利用粒子模拟程序模拟研究了在神光 II 升级装置激光的参数下,有预等离子体和没有预等离子体两种情况下激光和靶相互作用产生质子的物理过程和物理机制,最终可以得到 7—18 MeV 这个能量范围的质子束. 利用神光 II 升级装置参数模拟计算质子束产生:有预等离子体时得到的质子能量更高,质子数目更多.

参考文献

- [1] Meyer-terVehn J 2001 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **43** A113
- [2] Shlyaptsev V, Tatchyn R O 2004 *Proc. SPIE* **5194** 30
- [3] Hu S X, Goncharov V N, Skupsky S 2012 *Phys. Plasmas* **19** 072703
- [4] Lee J G, Robinson A P L, Pasley J 2020 *Phys. Plasmas* **27** 042711
- [5] Davies J R 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 014006
- [6] Ping Y, Shepherd R, Lasinski B F, Tabak M, Chen H, Chung H K, Fournier K B, Hansen S B, Kemp A, Liedahl D A, Widmann K, Wilks S C, Rozmus W, and Sherlock M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 085004
- [7] Tabak M, Hammer J, Glinesky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [8] Wilks S C, Kruer W L, Tabak M, Langdon A B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [9] Beg F N, Bell A R, Dangor A E, Danson C N, Fews A P, Glinesky M E, Hammel B A, Lee P, Norreys P A, Tatarakis M 1997 *Phys. Plasmas* **4** 447
- [10] Kluge T, Cowan T, Debus A, Schramm U, Zeil K, Bussmann M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 205003
- [11] Kodama R, Norreys P A, Mima K, Dangor A E, Evans R G, Fujita H, Kitagawa Y, Krushelnick K, Miyakoshi T, Miyanaga N, Norimatsu T, S J, Shozaki T, Shigemori K, Sunahara A, Tampo M, Tanaka K A, Toyama Y, Yamanaka T, Zepf M 2001 *Nature* **412** 798
- [12] Snavely R, Key M H, Hatchett S P, Cowan T E, Roth M, Phillips T W, Stoyer M A, Henry E A, Sangster T C, Singh M S, Wilks S C, MacKinnon A, Offenberger A, Pennington D M, Yasuike K, Langdon A B, Lasinski B F, Johnson J, Perry M D, Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [13] Hatchett S P, Brown C G, Cowan T E, Henry E A, Johnson J S, Key M H, Koch J A, Langdon A B, Lasinski B F, Lee R W, Machinnon A J, Pennington D M, Perry M D, Phillips T W, Roth M, Sangster T C, Singh M S, Snavely R A, Stoyer M A, Wilks S C, Yasuike K 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2076
- [14] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
- [15] Ruhl H, Bulanov S V, Cowan T E, Liseikina T V, Nickles P, Pegoraro F, Roth M, Sandner W 2001 *Plasma Phys. Rep.* **27** 363
- [16] Roth M, Cowan T E, Key M H, Hatchett S P, Brown C, Fountain W, Johnson J, Pennington D M, Snavely R A, Wilks S C, Yasuike K, Ruhl H, Pegoraro F, Bulanov S V, Campbell E M, Perry M D, Powell H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 436
- [17] Atzeni S, Temporal M, Honrubia J J 2002 *Nucl. Fusion* **42** L1
- [18] Key M H 2007 *Phys. Plasmas* **14** 055502
- [19] Key M, Freeman R R, Hatchett S P, MacKinnon A J, Patel P K, Snavely R A, Stephens R B 2006 *Fusion Sci. Technol.* **49** 440
- [20] Temporal M, Honrubia J J, Atzeni S 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3098
- [21] Bychenkov V Y, Rozmus W, Maksimchuk A, Umstadter D, Capjack C E 2001 *Plasma Phys. Rep.* **27** 1017
- [22] Shmatov M L 2003 *Fusion Sci. Technol.* **43** 456
- [23] Shmatov M L 2008 *J. Phys.: Conf. Ser.* **112** 022061
- [24] Hegelich B M, Albright B J, Cobble J, Flippo K, Letzring S, Paffett M, Ruhl H, Schreiber J, Schulze R K, Fernandez J C 2006 *Nature* **439** 441
- [25] Atzeni S, Schiavi A, Davies J R 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 015016
- [26] Nanbu K and Yonemura S 1998 *J. Comput. Phys.* **145** 639
- [27] Xu H, Zhuo H B, Yang X H, Huo Y, Yin Y, Liu J 2017 *Chin. J. Comput. Phys.* **34** 505 (in Chinese) [徐涵, 卓红斌, 杨晓虎, 侯永, 银燕, 刘杰 2017 计算物理 **34** 505]
- [28] Davies J R 2002 *Phys. Rev. E* **65** 026407
- [29] Wu S Z, Zhou C T, Zhu S P, Zhang H, He X T 2011 *Phys. Plasmas* **18** 022703
- [30] Ren C, Tzoufras M, Tonge J, Mori W B, Tsung F S, Fiore M, Fonseca R A, Silva L O, Adam J C, Heron A 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056308
- [31] Li C K, Petrasso R D 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056314
- [32] Fano U 1963 *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **13** 1
- [33] Chang J S, Copper G 1970 *J. Comput. Phys.* **6** 1
- [34] Huang H, Zhang Z M, Zhang B, Hong W, He S K, Meng L B, Qi W, Cui B, Zhou W M 2021 *Matter Radiat. Extremes* **6** 044401
- [35] Raffestin D, Lecherbourg L, Lantuéjoul I, Vauzour B, Masson-Laborde P. E, Davoine X, Blanchot N, Dubois J L,

- Vaisseau X, d'Humières E, Gremillet L, Duval A, Reverdin Ch, Rosse B, Boutoux G, Ducret J E, Rousseaux Ch, Tikhonchuk V, Batani D 2021 *Matter Radiat. Extremes* **6** 056901
- [36] Jung D, Yin L, Albright B J, Gautier D C, Horlein R, Kiefer D, Henig A, Johnson R, Letzring S, Palaniyappan S, Shah R, Shimada T, Yan X Q, Bowers K J, Tajima T, Fernandez J C, Habs D, Heglich B M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 115002
- [37] He M Q, Dong Q L, Sheng Z M, Weng S M, Chen M, Wu H C, Zhang J 2007 *Phys. Rev. E* **76** 035402(R)
- [38] He M Q, Dong Q L, Sheng Z M, Weng S M, Chen M, Wu H C, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 363 (in Chinese) [何民卿, 董全力, 盛政明, 翁苏明, 陈民, 武慧春, 张杰 2009 物理学报 **58** 363]
- [39] He M Q, Dong Q L, Sheng Z M, Zhang J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 105202 (in Chinese) [何民卿, 董全力, 盛政明, 张杰 2015 物理学报 **64** 105202]
- [40] Yao W, Fazzini A, Chen S N, Burdonov K, Antici P, Béard J, Bolaños S, Ciardi A, Diab R, Filippov E D, Kisiov S, Lelasseux V, Miceli M, Moreno Q, Nastasa V, Orlando S, Pikuz S, Popescu D C, Revet G, Ribeyre X, d'Humières E, Fuchs J 2022 *Matter Radiat. Extremes* **7** 014402
- [41] Habara H, Lancaster K L, Karsch S, Murphy C D, Norreys P A, Evans R G, Borgomagnesi M, Romagnani L, Zepf M, Norimastu T, Toyama Y, Kodama R, King J A, Snavely R, Akli K, Zhang B, Freeman R, Hatchett S, MacKinnon A J, Patel P, Key M H, Stoeckl C, Stephens R B, Fonseca R A, Silva L O 2004 *Phys. Rev. E* **70** 046414
- [42] Borghesi M, Bigongiari A, Kar S, Macchi A, Romagnani L, Audebert P, Fuchs J, Toncian T, Willi O, Bulanov S V 2008 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **50** 124040
- [43] Passoni M, Perego C, Sattoni A, Batani D 2013 *Phys. Plasmas* **20** 060701
- [44] Denavit J 1979 *Phys. Fluids* **22** 1384

Proton beam energy deposition in fast ignition and production of protons on Shengguang II upgraded device*

He Min-Qing^{1)†} Zhang Hua^{2)‡} Li Ming-Qiang³⁾
Peng Li³⁾ Zhou Cang-Tao²⁾³⁾

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

2) (*Center for Advanced Material Diagnostic Technology, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China*)

3) (*Engineering Physics College, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China*)

(Received 20 October 2022; revised manuscript received 23 February 2023)

Abstract

The proton beam energy deposition and the production of proton beams in proton fast ignition are investigated with the fluid program, particle-in-cell program and Fokker-Planck program based on the parameters of Shengguang II upgraded device. Firstly, according to the target parameters of fast ignition, the energy depositions of different energy protons are investigated. It is obtained that the higher the incident proton energy, the higher the surface density that the protons go through, accordingly the longer the proton deposition distance in the same background plasma density. On the assumption that the diameter of the compression core is 20–30 μm , and that the protons deposited in the core give the energy to the background plasma, the energy of the proton required by fast ignition is obtained by Fokker-Planck simulation. Protons with energy of 7–12 MeV are appropriate for ignition when the background plasma density is 300 g/cm³, while 8–18 MeV protons for 400 g/cm³. The background plasma temperatures are both 5 keV in the two cases. Secondly, we use particle-in-cell program to study the proton acceleration with or without preplasma which is given by fluid program with using the laser intensity $I = 5.4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ based on the parameters of Shengguang II upgraded device. The laser has 350 J of energy, 3 ps of Gaussian pulse width and 10 μm of spot radius. The curvature of the target which is 10 μm thick copper coated with 1 μm thick hydrogen plasma, is 500 μm . The maximum proton energy obtained with preplasma is 22 MeV, however the maximum proton energy obtained without preplasma is 17.5 MeV. The conversion efficiency from laser to protons is 5.12% with preplasma and 4.15% without preplasma. The conversion efficiency with preplasma is 20% higher than that without preplasma. We also study the mechanisms of the acceleration in the two situations. The freely expanding plasma model is used to explain the acceleration mechanism. The simulated electric field is smaller than that calculated by using the freely expanding plasma model, because some protons are accelerated at the time of plasma expansion, which consumes some electric field. The results of proton energy deposition show that the proton beams that are suitable for fast ignition can be obtained by the Shengguang II upgraded device.

Keywords: proton fast ignition, energy deposition, proton acceleration

PACS: 52.57.-z, 52.38.Kd, 52.38.Ph, 52.59.-f

DOI: 10.7498/aps.72.20222005

* Project supported by the National Key Programme for S&T Research and Development (Grant No. 2016YFA0401100), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12075033, 11975055), and the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2018005).

† Corresponding author. E-mail: he_minqing@iapcm.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zhanghua@sztu.edu.cn

快点火中质子的能量沉积和神光II升级装置上的质子束的产生

何民卿 张华 李明强 彭力 周沧涛

Proton beam energy deposition in fast ignition and production of protons on Shenguang II upgraded device

He Min-Qing Zhang Hua Li Ming-Qiang Peng Li Zhou Cang-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 095201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222005

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222005>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高能质子在散裂靶中的能量沉积计算与实验验证

Calculation and verification for energetic proton energy deposition in spallation target

物理学报. 2021, 70(5): 052401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201504>

烧蚀对强脉冲离子束在聚合物材料中能量沉积的影响

Influence of ablation on energy deposition in polymer material under irradiation of intense pulsed ion beam

物理学报. 2020, 69(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200212>

飞秒激光辐照二硫化钨的超快动态响应及时域整形调制

Ultrafast dynamic response and temporal shaping modulation of tungsten disulfide irradiated by femtosecond laser

物理学报. 2021, 70(20): 205201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210737>

激光加速高能质子实验研究进展及新加速方案

Experimental progress of laser-driven high-energy proton acceleration and new acceleration schemes

物理学报. 2021, 70(8): 084102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202115>

基于带电粒子活化法开展的SG II-U皮秒激光质子加速实验研究

Picosecond laser-driven proton acceleration study of SG II-U device based on charged particle activation method

物理学报. 2018, 67(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181504>

质子照相中基于能量损失的密度重建

Density reconstruction based on energy loss in proton radiography

物理学报. 2018, 67(20): 206101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181039>