

文章编号: 0258-7025(2009)11-2859-06

不同等离子体密度绝热减稀模式加速电子

刘 玲¹ 孙洪超¹ 曹泽新² 张桥丽¹ 施义晋³

(¹ 沈阳师范大学物理科学与技术学院, 辽宁 沈阳 110034; ² 沈阳航空工业学院理学院, 辽宁 沈阳 110136;
³ 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要 就密度减稀等离子体中激光驱动尾场加速电子方案, 尝试不同的等离子体密度减稀模式进行模拟计算, 考察不同的密度减稀模式对电子加速的影响。模拟结果表明密度减稀尾场加速机制的存在和优越性, 也表明适当设计密度减稀尾场加速电子方案可以得到能量高、电荷量大、能散度低的高品质电子束; 模拟结果也说明密度减稀尾场加速电子机制的充分发挥并不要求很高的激光强度, 方便从实验上进行验证。

关键词 激光驱动尾场电子加速; 等离子体; 密度绝热减稀; 数值模拟

中图分类号 O539; O437; O572.21⁺1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093611.2859

Laser Electron Accelerator in Plasma with Adiabatically Attenuating Density of Different Modes

Liu Ling¹ Sun Hongchao¹ Chao Zexin² Zhang Qiaoli¹ Shi Yijin³

(¹ College of Physics Science and Technology, Shenyang Normal University, Shenyang, Liaoning 110034, China;
² Faculty of Science, Shenyang Institute of Aeronautical Engineering, Shenyang, Liaoning 110136, China
³ China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract The electron acceleration mechanism in a wake of the plasma with a variety of adiabatically attenuating density modes is checked by numerical simulation. The simulation results prove that the new electron acceleration mechanism owing to the density attenuating is operated well, and the properly choice of the density attenuating mode can greatly improve the quality of accelerated electrons beam. And the results indicate that the efficiency of the electron acceleration mechanism in a wake of the plasma with a variety of adiabatically attenuating density modes is not dependent on the very high intensity of the laser. Experimental verification is convenient.

Key words electron acceleration in a wake; plasma; adiabatically attenuating density; numerical simulation

1 引 言

获得高能带电粒子束, 利用它们来探索物质的微观结构和物质的起源, 这一目标一直促使加速器技术的发展。虽然当今的加速技术在研究和探索基本粒子的本质和核物质的行为等方面取得了一些重要发现, 但目前的加速器无论是采用常规或超导腔的微波加速由于击穿场强与加速梯度的限制很可能已经接近技术和经济可行性的极限。当今正在建设的最大的粒子加速器是欧洲核子研究中心的大型强子对撞

机, 其周长达 27 km, 所以寻求新的粒子加速器原理是必然的选择^[1]。随着激光技术在超短超强方向的发展^[2~4], 激光场强超过原子库仑场强已很平常^[5]。这一现象的一个重要结果是在穿越等离子体时产生的极强的纵向电场(等离子体波)可用来加速电子。由于该等离子体波位于驱动激光脉冲的后方, 因此人们称之为尾场。1979 年 T. Tajima 等^[6]提出激光尾场加速电子方案, 由于其比传统加速器高几千倍的巨大的加速梯度(可达 100 GeV/m)而引起人们的广泛

收稿日期: 2008-10-16; 收到修改稿日期: 2009-03-04

基金项目: 国家自然科学基金(10547127, 10647139)和沈阳师范大学博士启动基金(054-554401-01-013)资助课题。

作者简介: 刘 玲(1973—), 女, 副教授, 硕士生导师, 博士, 主要从事激光理论、重核融合与裂变动力学及核多体理论等方面的研究。E-mail: lling216@163.com

关注^[7],人们希望激光尾场加速器能够成为一种新型的台面型的小型加速器,但激光驱动尾场加速最终能否产生高能物理和其它领域实际所需要的高质量电子束(低能散度、低发射度、高流强),仍然是个疑问。经过 20 多年的理论和实验研究,人们在激光尾场加速方面已经取得了重大进步^[7~9],相继在电子束能量、能散度、发射度等束流性能上取得重大突破。特别是在 2004 年对电子束的单色性研究取得重大突破,英美德法 4 国科学家的 3 组实验^[10~12],实现了尾场电子加速领域的重大突破。2006 年 J. Faure 等^[13]采用了碰撞激光束自捕获注入,不仅得到了最高能量达 200 MeV,能散度小于 10%,横向发散不大于 5 mrad 的高品质电子束,而且具有很好的稳定性,实现尾场电子加速领域的第二个重大突破,上述实验观测进一步肯定了激光尾场加速电子——设计台面型电子加速器的可行性。

激光驱动尾场电子加速是基于捕获电子在激光等离子体尾场中的同步相振荡加速。尽管尾场场强很高,但由于在加速时电子与尾场的相位同步失配现象与激光聚焦长度的限制,尾场电子加速长度原理上限于毫米量级。因此最大的电子加速能量限于吉电子伏以下,只有百兆电子伏。随着等离子体通道技术的发展^[14],极大地延长了激光的聚焦长度(相互作用长度),所以现在的问题是如何提高加速长度,如何排除同步相失配现象的限制。在考虑同步相失配问题时,中国原子能科学研究院核物理所施义晋研究员提出了等离子体密度减稀加速电子^[15]的方案,不仅在同步相振荡加速外还附加了捕获电子与尾场同步的绝热加速,而且消除了相位失配对加速长度的限制。使整个相互作用长度都变为加速长度,这种加速机制为将捕获电子在长度为厘米量级的距离内加速到吉电子伏甚至更高能量提供了可能。这就为单级吉电子伏量级的桌面加速器制造消除了原理性障碍。如果应用等离子体密度减稀加速原理实现实验上高能电子的成功观测,不仅在激光尾场加速电子领域可以赶上世界的步伐,制作出有巨大应用前景的吉电子伏量级的单级桌面加速器,而且在原理创新上有所建树。本文将针对此加速机制做一些讨论。

2 等离子体密度减稀加速电子原理

等离子体密度减稀^[15],是想制备一种等离子体,使它的密度 n_e 随深度 z 或 $\zeta = k_0 z = \omega_0 t$ 绝热地变稀薄,那么等离子体频率 $\omega_p \propto n_e^{1/2}$ 也将随深度 ζ 变小,相速度 $\beta_p = \beta_0 = (1 - \omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2} = (1 - n_e/n_{crit})^{1/2}$ 将随

深度变大($\beta_0 = d\omega_0/dk_0$ 为驱动激光的群速度, ω_0, k_0 分别为激光频率和波数),就是说尾场相速度不再是匀速的,而是绝热地加速。这样捕获电子在尾场的势阱中的运动是由两种非匀速运动合成的,一种是由于被尾场势阱捕获与尾场同步的绝热加速运动,另一种仍然是通常的围绕势阱中心的同步相振荡变速运动。绝热条件^[12]是相对于同步相振荡而言的,即指等离子体密度 $n_e(z)$ 的变化率远小于驱动激光相位的变化

$$\frac{1}{k_p} \left| \frac{d \ln [n_e(z)/n_{crit}]}{dz} \right| < 1, \quad (1)$$

其中 $k_p = \omega_p/c\beta_p$ 为尾场波数, n_e 和 n_{crit} 分别为等离子体的局部密度和临界密度。为说明问题,暂且略去尾场被驱动激光激发与尾场捕获电子的一系列非线性过程,假设尾场已经形成,不失一般性,假设尾场是一个频率为 ω_p ,以相速度 $\beta_p = (1 - \omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2}$ 沿 z 方向行进的纵单色行波,也就是说假设为正弦行波。捕获电子以某种方式实现,那么捕获电子的运动方程可写为

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\zeta} &= -a_p \sin \phi, \\ \frac{d\phi}{d\zeta} &= \frac{1}{\gamma_p} \left(\frac{p}{\beta_p \sqrt{p^2 + 1}} - 1 \right), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $p = \beta\gamma$ 为电子的约化动量, $a_p = eE_p/mc\omega_0$ 为无量纲尾场电场场强, E_p 为尾场电场场强, $\phi = k_p z - \omega_p t + \phi_0$ 为时刻 t 位于 z 的电子所感受到的尾场相位,简称电子相位。 ϕ_0 为初始相位。 $\zeta = k_0 z = \omega_0 t$ 为无量纲位置时间变量,或激光场相位。出于简化的目的,假定场强 a_p 在整个传播过程中是一定值(实际上 a_p 伴随 ζ 缓慢变化,取决于驱动激光与等离子体的相互作用及电子与尾场之间的能量交换,是一个能量自洽的问题)。

捕获电子的运动可分为两部分,引进 $\theta = \phi - \phi_{res}$, $\Delta p = p - p_{res}$, ϕ_{res} 称为共振相位, p_{res} 称为共振动量, ϕ_{res} 与 $p_{res} = p_p$ 描述与尾场同步的绝热加速运动,它由等离子体通道的设计方案,也即由等离子体密度 $n_e(z)$ 的变化方式确定。它们的定义式为

$$\begin{aligned} \sin \phi_{res} &\equiv -\frac{1}{a_p} \frac{dp_p(\zeta)}{d\zeta}, \\ \gamma_{res} &\equiv \gamma_p(\zeta) = \left[\frac{n_{crit}}{n_e(\zeta)} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (3)$$

因此,不同于均匀等离子体情况, $\phi_{res} \neq 0$ 。捕获电子的同步相运动方程(2)可写为

$$\frac{d\Delta p}{d\zeta} = -a_p [\sin(\theta + \phi_{res}) - \sin \phi_{res}], \quad (4a)$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{1}{\gamma_p} \left(\frac{p}{\beta_p \sqrt{p^2 + 1}} - 1 \right) - \frac{d\phi_{res}}{d\zeta}. \quad (4b)$$

同步相运动方程对应的哈密顿量为

$$H(\Delta p, \theta; \zeta) = V(\theta; \zeta) + \frac{1}{\gamma_p} \left(\frac{\sqrt{p^2 + 1}}{\beta_p} - p \right) - \left(\frac{1}{\beta_p} + \beta_p \right) - \frac{d\phi_{\text{res}}}{d\zeta} p, \quad (5)$$

其中 $V(\theta; \zeta)$ 为“绝热势”,可表示为

$$V(\theta; \zeta) = -a_p [\cos(\theta + \phi_{\text{res}}) + \theta \sin \phi_{\text{res}}]. \quad (6)$$

由 4(b) 式可以看到,当捕获电子与尾场绝热加速运动同步的同时,它的相运动将由于共振相位运动的抵消而变慢,因而延拓了同步相运动的加速长度。只要调节合适的等离子体密度减稀方式,使相位失配不发生,加速长度可不受相位失配的限制。因此捕获电子的同步相加速运动也将得益极大,进一步提高了捕获电子可达到的能量。这种尾场加速机制为在单一级装置中实现吉电子伏以上量级的高能提供了原理上的可行性。

从共振相定义(3)式可得出:这样的共振相条件意味着等离子体密度随 ζ 的减稀方式为

$$\frac{n_e(\zeta)}{n_{\text{crit}}} = \gamma_p^{-2}(\zeta) = [p_p^2(\zeta) + 1]^{-1}, \quad (7)$$

其中 $p_p(\zeta)$ 由(3)式给出,对于定义的 ϕ_{res} 值,文献[15]中选择 $\phi_{\text{res}} = -30.0^\circ$,数值模拟结果显示,在等离子体密度随 ζ 减稀导致的等离子体波相速度 β_p 的加速减缓了电子相位失配的发生,延伸了有效加速长度。只要调节合适,由于相位失配而来的对加速长度的限制是可以消除的。加速长度将转为受制于尾场本身在等离子体内的存活长度,即取决于尾场本身的不稳定性与尾场能量的损耗。

3 不同的密度减稀方案对电子加速的影响

共振相位取定值的方案方便证明此机制的存在,而不同的方案会对被加速电子束的质量有极大的影响。本文从捕获电子数和电子的单能性两方面考虑对密度减稀方式进行改进:1)共振相位取定值势必在加速开始时甩出一部分电子,因此我们考虑使共振相位从加速开始时较低或者为零逐渐过渡到高相位,从而把电子聚束^[16]到小的相位范围内不会被甩出,实现捕获更多电子的目的;2)在实现 1)的同时考虑把电子聚束到合适的相位,从而实现电子束具有更好的单能性。而且考虑激光在传播过程中会衰减,也为保证能够把电子加速到更高的能量,所以采用分段设计。实际上入口的背景电子密度等很多因素也直接影响捕获电子的多少,本文采用外部

注入电子的方式,假设尾场在整个传播过程中的场强 a_p 是一定值的简单的一维加速模型对上述问题进行研究。

我们采取 3 种密度减稀方案:1)初始阶段 $\phi_{\text{res}} = k\zeta$,之后共振相位固定;2)初始阶段 $\phi_{\text{res}} = k\zeta^{1/2}$,之后相位固定;3)初始阶段 $\phi_{\text{res}} = k\zeta^2$ (k 为常量),之后相位固定。图 1 是上述 3 种减稀方案模拟计算时,共振相位随 ζ 的演化($0 < \zeta < 100$)。通过这 3 种方案可以较全面地了解密度减稀方式(共振相位变化方式)对被加速电子束质量的影响,并以此来找出减稀方案设计的方法。

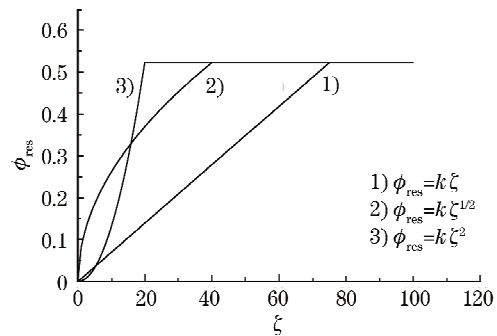


图 1 3 种方案,在 $0 < \zeta < 100$ 时, ϕ_{res} 随 ζ 的演化
Fig. 1 Three modes, at $0 < \zeta < 100$, the variety of ϕ_{res} along with ζ

在下面的模拟中采用 $I_a^2 = 0.1$ (和 1.0), $n(0)/n_{\text{crit}} = 0.5$,初始注入能量约 $\gamma_{\text{in}} \sim 1.3$,能散度 $\Delta\gamma/\gamma \sim 0.04$,为方便比较都采用相同的入口和出口密度,模拟结果如图 2 所示。从图 2(d1), (d2) 和 (d3) 可看到,3 种方案都加速电子达到最大能量 $\gamma_{\text{max}} \approx 120$,这与文献[15]的结论相符,延长了有效加速长度,且加速电子达到的最大能量是均匀密度等离子体情况的 60 倍。另外,从模拟 3 种方案得到的等离子体通道出口的能谱图 2(b1), (b2) 和 (b3) 可以看到,在最大能量 $\gamma_{\text{max}} \approx 120^\circ$ 附近,存在能散度小于 10% 的峰,且相较文献[15]采用的方案得到的能谱图 3(a),我们得到峰值更大(几倍到十几倍)。上述结果也表明密度减稀加速机制的存在和优越性。

另一方面,3 种方案模拟的结果之间也存在差异,从图 2 可以看到,第 2,3 种方案(初始分别为逆抛物线型和抛物线型变化)相较第 1 种方案(初始是线性变化),得到的能谱的峰值更大。在图 2(c1) 中可以看到,电子聚束在相位 $\phi \approx -1$ 处,而在图 2(c2) 和 (c3) 中看到,电子聚束在 $\phi \approx -2$ 处。实际上相位处在 $-\pi < \phi < 0$ 电子才能从尾场中获得加速,

而且电子的相位越接近 $-\pi$, 则获得的加速梯度也越高。因此只有把更多的电子更长时间地聚束在相位更接近 $-\pi$ 时, 才能在等离子体通道出口获得更多的高能电子, 并且聚束得越密集, 得到的电子束能散度越小。第 2, 3 种方案(初始分别为逆抛物线型和抛物线型变化)恰恰做到了这点, 从图 2(a2)和图 2(c2)可以清楚看到。而且从图 1 可看到它们的共振相位变化在初始阶段都是加速的, 这将决定尾场

对电子聚束的效果。为说明这点, 针对共振相位线性变化方案, 我们也做了不同分段点的模拟计算, 结果不论如何选择分段点, 都不能把电子聚束到更接近 $-\pi$, 图 4 是 $\zeta = 30$ 时的第 1 种方案的模拟结果, 并不能把电子聚束到接近 $-\pi$ 。因此, 在设计方案时要在初始阶段使得相位变化是加速的。上述讨论表明, 通过巧妙地设计, 能够得到能量更高、电荷量更大和单能性更好的电子束。

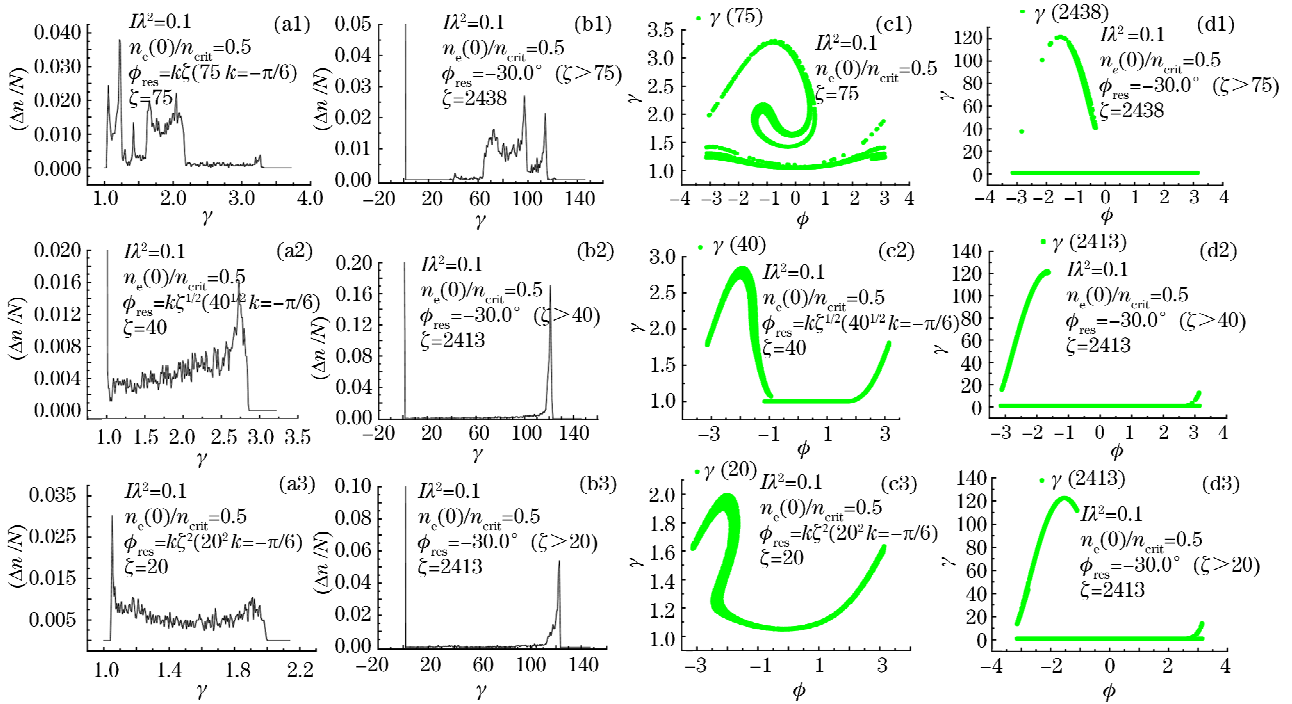


图 2 $\zeta = 75$ [(a1), (c1)], $\zeta = 40$ [(a2), (c2)], $\zeta = 20$ [(a3), (c3)]时捕获电子的能谱和相图; (b1)~(b3)和(d1)~(d3)是在等离子体通道出口捕获电子的能谱和相图

Fig. 2 Portion of trapped electrons number with respect to the total injection number, at $\zeta = 75$ (a1), $\zeta = 40$ (a2), $\zeta = 20$ (a3), phase diagram of electrons, at $\zeta = 75$ (c1), $\zeta = 40$ (c2), $\zeta = 20$ (c3); or tion of trapped electrons number with respect to the total injection number, at the exit of acceleration [(b1)~(b3)], the phase diagram of electrons, at the exit of acceleration [(d1)~(d3)]

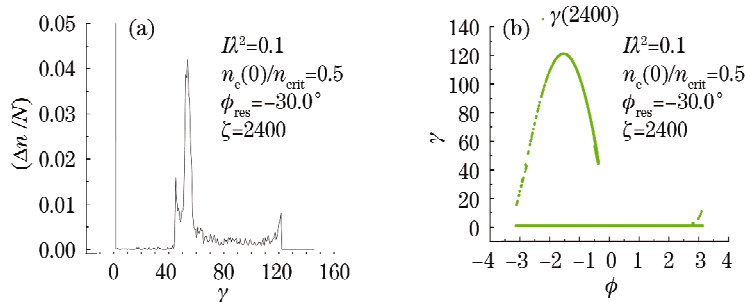


图 3 文献[11]中采用的密度减稀方式。在整个模拟过程中 $\phi_{res} = -\pi/6$ 。在等离子体通道出口捕获电子的能谱和相图
Fig. 3 (a)Portion of trapped electrons number with respect to the total injection number in the wake of attenuating density plasma^[11], $\phi_{res} = -\pi/6$; (b) the phase diagram of electrons in the wake of attenuating density plasma^[11], $\phi_{res} = -\pi/6$

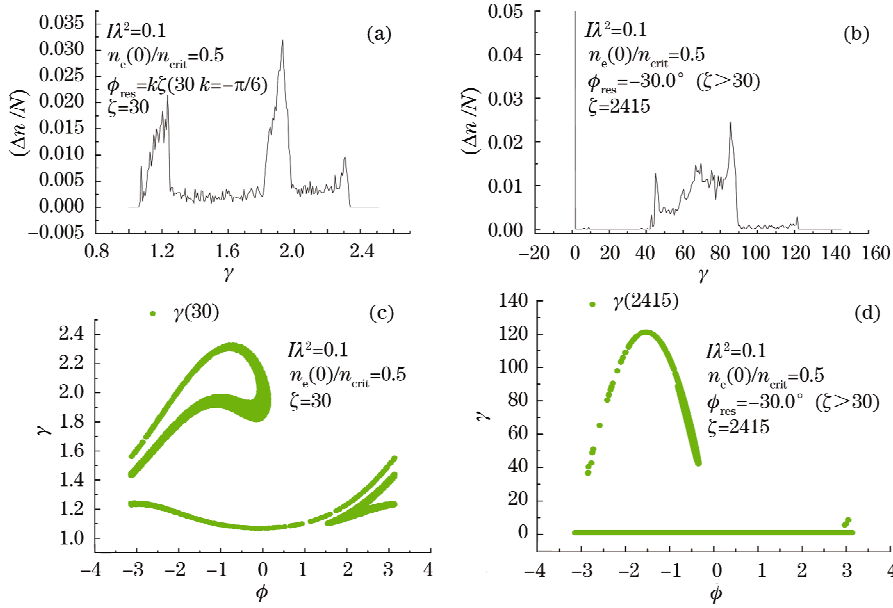


图 4 方案(1), (a)和(c)是在 $\zeta=30$ 时捕获电子的能谱和相图; (b)和(d)是在等离子体通道出口捕获电子的能谱和相图
 Fig. 4 Mode(1), (a), (c) at $\zeta=30$, the rest are the same as illustrated in Fig 2(a1), 2(b1), 2(c1), 2(d1)

同样,针对此 3 种方案,对 $\Lambda^2=1.0$ 的情况也进行模拟计算,其它参量与 $\Lambda^2=0.1$ 相同,结果如图 5。分别是在等离子体通道出口捕获电子的能谱,相较文献[11]中方案的模拟结果图 5(d)并没有明显的优化效果。图 6 是逆抛物线型和抛物线型两种方案在分段点变化时,出口的捕获电子能谱在最大能量附近的峰值。图 5 说明当激光的强度很高时,对电子束的品质的提高,我们所选的几种减稀方案相互间差异并不明显,由于电子束包涵极宽广的初始相位(这是外注入方式必然后果,初始相位在 $0\sim 2\pi$ 分布),电子束在

尾场中运动(位置)极其复杂,不能通过设计的方案中一个参数的调节来完全掌控,需要对这一个参数的调控过程进行更细腻的分析。尽管如此,从图 5 中还是可以看到被加速电子束达到的最大能量 $\gamma_{\max}\approx 1070$, 远高于均匀密度等离子体的情况 $\gamma_{\max}\approx 5.0$ ^[15]。模拟结果表明,即使在较弱的激光强度条件下, $\Lambda^2=0.1$, 密度减稀机制功能已明显地超越了目前常密度实验与理论结果。另外,在激光强度不高的情况下,密度减稀尾场加速机制能够得到充分的发挥,方便从实验上对此机制进行进一步的验证。

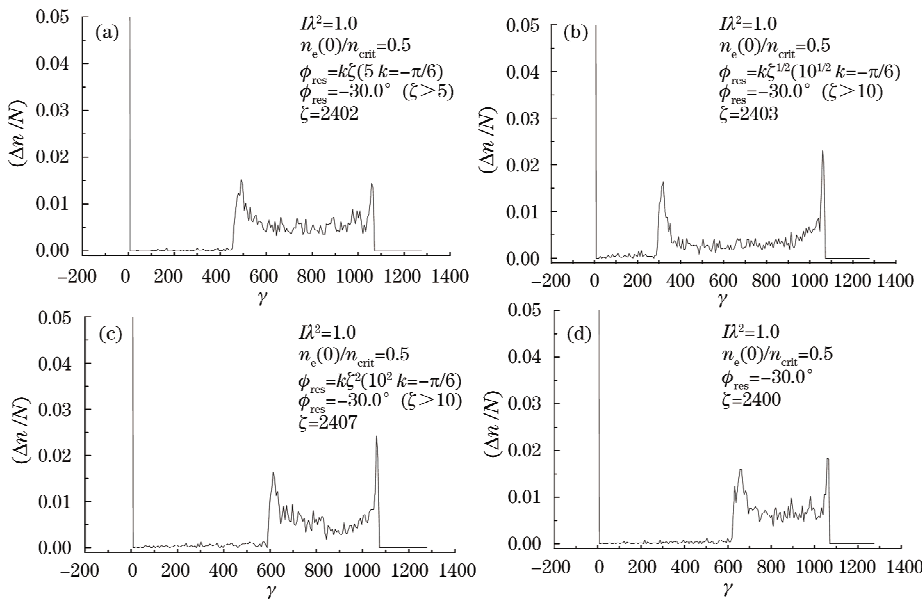


图 5 驱动激光强度 $\Lambda^2=1.0$, 每种方案在等离子体通道出口捕获电子的能谱

Fig. 5 For laser strength $\Lambda^2=1.0$, the portion of trapped electrons number with respect to the total injection number

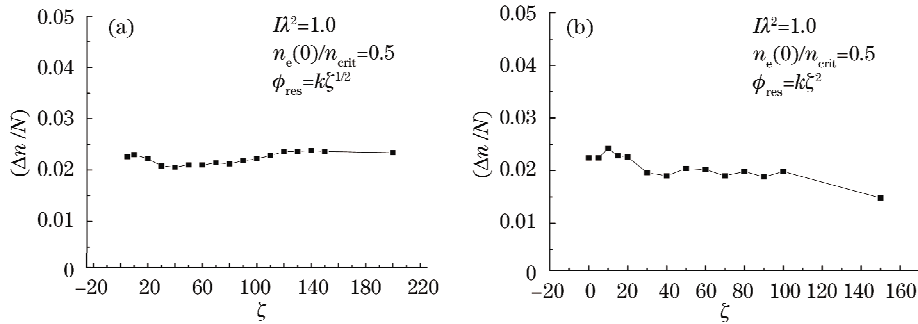


图 6 驱动激光强度 $I\lambda^2 = 1.0$, 出口的捕获电子能谱在最大能量附近的峰值随分段点 ζ 值的变化

Fig. 6 For laser strength $I\lambda^2 = 1.0$, mode(1,2), the variety of the max portion of trapped electrons number with respect to the total injection number along with different subsection, near the max energy

4 结 论

等离子体密度减稀加速原理,为实现单一级吉电子伏以上量级的高能提供了可能性。本文针对这一原理进行一些讨论,模拟结果表明,采用密度梯度变化分段的设计,可以优化被加速电子的束流品质,设计在初始阶段使共振相位变化是从零开始的加速,实现把更多的电子更长时间地聚束到共振相位更接近 $-\pi$,从而得到能量高、电荷量大、能散度低的电子束;另一方面, $I\lambda^2 = 1.0$ 时的模拟结果说明,当激光的强度很高时,对电子束的品质的提高,我们所选的几种减稀方案相互间差异并不明显;第三,在激光强度不高的情况下,密度减稀尾场加速机制能够得到充分的发挥,方便从实验上对此机制进行进一步的验证而实际实验中实现等离子体密度减稀加速机制对构造密度随 ζ 减稀等离子体通道的关键装置——气体喷嘴^[17]的设计与制备工艺提出了挑战。

参 考 文 献

- 1 M. Tigner. Imperative for future high energy accelerators[C]. *Advanced Acceleration Concepts, AIP Conference Proceedings*, 1992, **279**: 1~15
- 2 Deng Qinghua, Peng Hiansheng, Li Mingzhong *et al.*. Chirped-pulse spectrum shaping using the over-saturating course in optical parametric chirped pulse amplification[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(11): 1527~1531
邓青华,彭翰生,李明中等. 光参量啁啾脉冲过饱和和放大实现超短脉冲的频谱整形[J]. *中国激光*, 2006, **33**(11): 1527~1531
- 3 Song Fang, Xu Wencheng, Shen Minchang *et al.*. Actively mode-locked femtosecond pulse fiber laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3): 347~350
宋方,徐文成,申民常等. 主动锁模飞秒光纤激光器[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3): 347~350
- 4 He Fei, Cheng Ya. Femtosecond laser micromachining: frontier in laser precision micromachining[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(5): 595~622
何飞,程亚. 飞秒激光微加工:激光精密加工领域的新前沿[J]. *中国激光*, 2007, **34**(5): 595~622
- 5 N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev *et al.*. Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(5): 567~569
- 6 T. Tajima, J. Dawson. Laser electron accelerator[J]. *Phys. Rev. Lett.* 1979, **43**: 267~270
- 7 V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre *et al.*. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse[J]. *Science*, 2002, **298**(5598): 1596~1600
- 8 M. I. K. Santala, Z. Najmudin, E. L. Clark *et al.*. Observation of a hot high-current electron beam from a self-modulated laser wakefield accelerator[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**: 1227
- 9 A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime[J]. *Appl. Phys. B*, 2002, **74**(4): 355~361
- 10 S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin *et al.*. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions[J]. *Nature*, 2004, **431**: 535~538
- 11 C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg *et al.*. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding[J]. *Nature*, 2004, **431**: 538~541
- 12 J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov *et al.*. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams[J]. *Nature*, 2004, **431**: 541~544
- 13 J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin *et al.*. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses[J]. *Nature*, 2006, **444**: 737~739
- 14 C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg *et al.*. Production of high-quality electron bunches by dephasing and beam loading in channeled and unchanneled laser plasma accelerators[J]. *Phys. Plasmas*, 2005, **12**: 056709
- 15 Shi Yijin. Laser electron accelerator in plasma with adiabatically attenuating density[J]. *Laser and Particle Beams*, 2007, **25**(2): 259~265
- 16 Yao Chongguo. Electron Linear Accelerator[M]. 北京: 科学出版社, 1986. 119~128
姚充国. 电子直线加速器[M]. 北京: 科学出版社, 1986. 119~128
- 17 Wu Yuchi, Zhang Baohan, Gu Yuqiu *et al.*. Application of laser interferogram technique in characterizing supersonic gas jet[J]. *J. Applied Optics*, 2007, **28**(5): 603~607
吴玉迟,张保汉,谷渝秋等. 激光干涉技术在超声速气体喷嘴特性研究中的应用[J]. *应用光学*, 2007, **28**(5): 603~607