

编者的话 用激光加速带电粒子这个设想早在激光发明的初期就已经提出来了. 由于激光场是横场, 这个电场不能在激光传播方向充分地加速带电粒子. 如果在波的传播方向有一个强电场, 同时这个波具有接近真空中光速的相速度, 那么有可能直接用来加速电子至极高的能量. 在等离子体中存在这样的波, 就是电子等离子体波. 用电子等离子体波来加速电子的设想是在 1979 年由 Tajima T 和 Dawson J M 提出的. 由于等离子体波的电场强度可以达到 100GV/m , 因此将具有一定初始能量的电子注入到等离子体波后, 有可能把电子加速到很高的能量. 随后有很多实验研究, 基本证实了存在这种加速机制. 在十多年前, 采用啁啾脉冲放大技术获得超短强激光脉冲后, 人们发现产生大振幅等离子体波变得更容易, 实验上获得的加速电子能量也逐渐增大. 早期实验发现这些加速电子通常有很宽的能谱, 不适合于实际应用. 2004 年, 有 3 个实验室独立实现用等离子体波加速产生准单能的能量在 100MeV 左右的电子束, 使得激光等离子体加速成为非常热门的研究课题. 产生超过 GeV 能量的电子束正是目前很多实验室在尝试的工作.

在这个背景下, 2006 年 8 月 7—11 日, 在中国科学院物理研究所举办了首届“亚洲激光等离子体加速和辐射源暑期学校”. 本次暑期学校邀请了来自美国、欧洲、亚洲的在本领域 15 位科学家就这个领域的物理问题、研究进展、以及相关课题研究进行系列演讲. 这些科学家在这个领域都取得过重要成就(有关本次暑期学校的更多信息可以从下面网页获得 <http://highfield.iphy.ac.cn/SummerSchool.htm>).

为了进一步让更多的人了解这个领域的发展, 我们邀请国内从事这个领域研究的有关专家撰写 4 篇评述文章, 系统介绍国内外在这个领域的研究进展. 文章题目分别为 (1) 台面型电子加速器——激光尾波场加速器 (2) 激光尾波场加速中的准单能电子束的产生 (3) 激光在真空中加速电子 (4) 超强激光脉冲与等离子体相互作用中高能离子的产生. 本期先刊登第一、二篇, 下期刊登第三、四篇. 希望通过这些文章介绍使读者对激光加速粒子有一个较全面的认识.

(中国科学院物理研究所 盛政明)

第一讲 台面型电子加速器——激光尾波场加速器*

陈民 盛政明[†] 马燕云 张杰

(中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室 北京 100080)

摘要 近年来, 随着超短超强激光脉冲技术的发展, 利用超短超强激光在等离子体中激发出的高强度尾波场来实现电子加速的方案也取得了巨大进展. 相对于传统的射频腔加速器, 这种新型的加速器由于以等离子体为介质, 可以突破传统加速器中加速梯度小于 100MV/m 的限制, 其加速梯度可以达到 100GV/m . 电子在这样的加速场下, 在厘米量级的距离内就可以获得 GeV 的能量. 随着台面型超短超强激光器的发展, 新一代实用化的台面型电子加速器有望在不远的将来得以实现. 文章将从理论和实验上对激光尾波场加速中的尾波激发、电子注入、距离延长三个方面加以介绍, 同时给出国内在这些方面的一些研究进展.

关键词 等离子体, 激光尾波场, 电子注入, 电子加速, 等离子体通道

A tabletop accelerator——the laser wakefield accelerator

CHEN Min SHENG Zheng-Ming[†] MA Yan-Yun ZHANG Jie

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Beijing 100080, China)

Abstracts With the development of chirped pulse technology in recent years significant progress has also been achieved in laser wakefield accelerators. Compared with traditional rf-cavity schemes its acceleration gradient is three orders of magnitude larger, as high as 100GeV/m . Under such conditions electrons can be accelerated to o-

* 国家自然科学基金(批准号:10335020)、国家杰出青年科学基金(批准号:10425416)、国家高技术研究发展计划和中国科学院知识创新工程资助项目

2006-07-21 收到初稿, 2006-09-18 收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: zmsheng@aphy.iphy.ac.cn

ver 1 GeV within 1 cm. We present an overview of this new scheme, concentrating on the wakefield generation, electron injection and increase of the acceleration distance.

Keywords plasma, laser wakefield, electron injection, electron acceleration, plasma channel

1 引言

当激光脉冲在亚临界密度的等离子体中传播时,光脉冲的纵向有质动力会推动等离子体中的电子向前运动,使其偏离原来位置,等离子体中的离子由于质量大,将几乎保持不动.当激光脉冲超越电子后,由于正负电荷分离而产生的静电力会将电子往平衡位置拉,造成电子在空间的纵向振荡,形成电子等离子体波(见图1).由于该等离子体波是由激光脉冲激发且存在于激光脉冲后方,被称为激光尾波,它的相速度与激光脉冲在等离子体中传播的群速度相同,电荷分离所形成的场称为激光尾波场,该纵向电场以同样的相速度向前传播.由于等离子体本身是离化的离子与电子的集合体,不会因为强的尾波场而崩溃,因此激光尾波场的强度不会受通常材料破坏阈值的限制,仅受尾波场本身波破极限的限制,其幅度可以比通常的射频场加速器高3个量级^[1].理论和实验都表明,当等离子体的密度达到 $n_0 = 10^{18} / \text{cm}^3$ 时,尾波场的强度可以达到 $E \approx 100 \text{GV/m}$.电子在尾波场中的加速过程类似于冲浪运动员的冲浪加速过程:当运动员处于迎浪面且满足一定的速度条件时,会被波浪加速;同样,在尾波场中运动的电子,当其处于电子密度梯度为正值区域(此时静电分离场为负值)且满足一定的速度条件时,电子也会被尾波场加速.早在1979年,Tajima等人就详细分析了利用这种纵向的激光尾波场作为电子加速场的可能性,并依照当时的激光技术,提出了利用激光拍频波激发大幅度激光尾波场的方案^[2].此后的二十多年,伴随着每一次激光技术的进步,激光尾波场加速都取得了巨大的进展.目前,在实验室里,人们已经用这种新型的加速器得到了能量为几十至几百 MeV 的超短单能电子束^[3-7],能量达到 GeV 的单能电子束也望在近期得到突破^[8,11].

利用激光尾波场加速,通常需要解决3个问题.首先,要利用激光脉冲在等离子体中激发出足够强的尾波场.由于激光脉冲条件和等离子体条件的限制,为了得到强的尾波场,相应地也要用不同的尾波激发方式.目前针对激光脉冲长度的不同人们提出了拍频波激发、自调制激发、互调制激发、脉冲列激

发以及单个超短脉冲激发尾波场的加速方式^[1].其次,在有了强的尾波场之后,还要有足够数量的电子满足加速条件^[1,9].这是因为在通常的尾波场中,电子本身并不满足被尾波场持续加速的条件,电子在尾波场中的相位总是变化的,所以它经历的电场方向也是变化的.只有当电子的运动速度与尾波场的相速度相近时,它在尾波场中的相位才恒定,感受到的电场方向才不变.当电子处于加速相时,便可以得到持续的加速.但是通常尾波场中的电子总是不满足这样的加速条件,只有当尾波场的强度达到波破极限时,尾波场中的部分本底电子(参与尾波振荡的电子)才会达到一定的速度,而可能被尾波场捕获,得到持续加速.第三,为了得到高能量的带电粒子,必须产生可以控制的足够长的加速距离^[10].通常为了获得高的激光强度,激光脉冲总是被聚焦到很小的尺度,以便在等离子体中激发出强的尾波场.小尺度的聚焦必然带来大的自然散焦,尾波场的存在长度通常也就只有激光瑞利长度的距离,为了得到高能量的电子,就必须克服自然散焦.为了得到高质量的电子束,电子的加速距离和电子加速的失相长度(见下文)必须相匹配,这也要求人们必须很好地控制可加速尾波场的长度.此外研究激光脉冲在等离子体中传播时的演化,包括各种自聚焦、不稳定性激发,对于激光尾波场的产生也是至关重要的.可以说整个一个激光尾波场加速过程就是激光脉冲、等离子体、被加速电子三者间的耦合过程.下面我们将围绕这3个方面对激光尾波场加速器加以介绍,给出理论上已有的解决方案及近两年来实验上取得的一些成果.

2 尾波场的产生

早在激光发明之前,1956年Fainberg就提出了利用电子束激发等离子体中的尾波场的方案,相应的粒子加速称为等离子体尾波场加速^[1,11].在20世纪80年代及90年代初期,这个方案在理论和实验上都取得了一定进展.例如,1990年日本科学家利

1) 在本文撰写过程中,美、英、日科学家已经利用功率为40TW的超短脉冲激光在3.3cm长的毛细管中加速得到中心能量为1GeV的准单能电子束 Jeemans W P *et al.* Nature Physics 2006 2 696

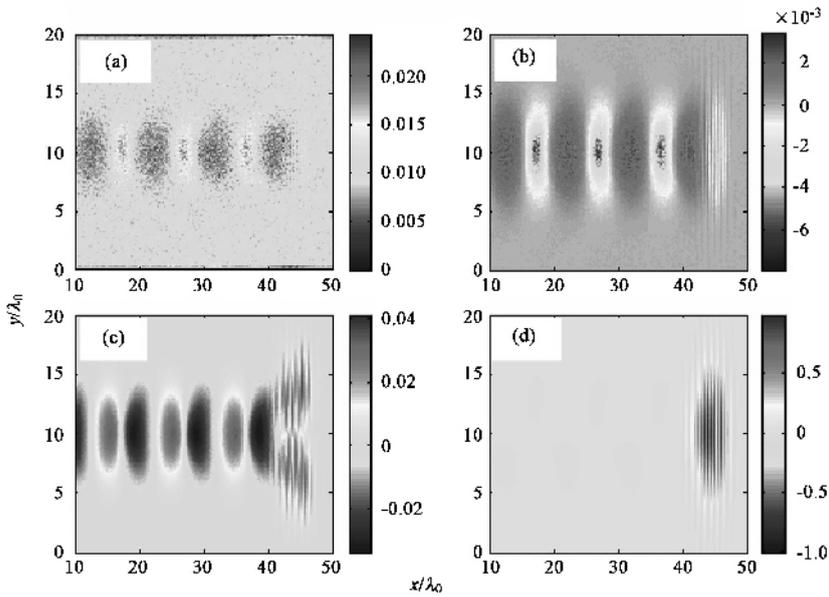


图1 (a)激光尾波场中电子密度的空间分布 (b)纵向电流 j_x (c)纵向电场 E_x , 其中前面高频振荡为入射激光的纵向电场, 后面为激光尾波场 (d)入射激光脉冲的横向电场. 所有值都为归一化的(见正文, 但这里的空间和时间分别用激光波长和周期做归一化因子)

用能量为 500MeV、脉宽为 10ps ($1\text{ps} = 10^{-12}\text{s}$)、电量为 10nC 的多电子束激发密度为 $(2-8) \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ 、长度为 1m 长的等离子体, 获得的电子最大能量增益为 30MeV^[12]. 此后这方面工作的报道比较少. 相对而言, 新兴的超短超强激光脉冲技术更容易在等离子体中激发出强的等离子体波, 而且可以避免等离子体尾波场加速器中驱动电子束的平衡和稳定性问题. 但电子束驱动的尾波场具有长的加速距离, 这是它相对于激光尾波场加速具有优势的一面. 2005 年, 美国科学家在斯坦福的 SLAC 实验室利用其线性加速器产生的能量为 28.5GeV、长 20 μm 、宽 10 μm 、电量为 2.88nC 的电子束, 穿过 10cm 长的密度为 $2.8 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ 的锂蒸汽, 得到了能量高达 2.7GeV 的增益, 相应的加速梯度为 27GeV/m^[13]. 这项工作为电子束驱动的尾波场加速带来了新的活力. 本文主要介绍用激光束驱动等离子体尾波场加速, 作为粒子的初级加速, 由于不需要高能粒子源, 激光尾波场加速更胜一筹.

自从 1979 年 Tajima 和 Dawson 提出激光尾波场加速的方案以后, 二十多年来, 对应不同时期的激光技术人们提出了多种激发高强度激光尾波场的方法, 相应地形成了多种激光尾波场加速方案, 如: 激光拍频波加速 (PBWA)、脉冲链尾波场加速 (RLPA)、激光尾波场加速 (LWFA)、自调制激光尾波场加速 (SM-LWFA) 以及互调制激光尾波场加速

(XM-LWFA) 等, 现分别介绍如下.

我们先从激光尾波场激发的一般方程组出发. 迄今为止, 激发尾波场的抽运激光的光强 I 一般低于 $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$. 对于等离子体中的离子来说, 只有当 $I \geq 10^{24}\text{W}/\text{cm}^2$ 时, 其运动的影响才需要考虑, 所以在现行的激光尾波场的理论中, 离子只是被看成静止的背景. 对于通常的等离子体条件, 电子的热运动速度远小于它在光场中的横向振动速度, 在这种情况下, 可以忽略掉热运动对尾波场的影响, 而将等离子体作为冷流体处理. 做了以上两点假定后, 从描述场运动的麦克斯韦方程组 (库仑规范, 高斯制), 粒子运动的相对论运动方程和电荷守恒方程出发, 就可以得到光场、尾波场、电子流体耦合的基本方程组:

$$\nabla^2 A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \Phi + \frac{4\pi e N_e \mathbf{P}}{m_e c \gamma}, \nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi e (N_e - N_{e0}), \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{P} = -e \left[-\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \Phi + \frac{\mathbf{v}}{c} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{N_e \mathbf{P}}{\gamma m_e} \right) = 0, \quad (4)$$

其中等离子体初始密度为 N_{e0} (相应的等离子体频率 $\omega_p^2 = 4\pi N_{e0} e^2 / m_e$). 为了求解方便, 通常对上述方程做坐标变换 $\xi = z - \beta_v t, \tau = t$, 其中 Z 方向为激光

传播方向 $\beta_p = v_p/c$, ν_p 为等离子体波的相速度. 再做归一化处理: 矢势 $\mathbf{a} = eA/m_e c^2$, 标势 $\varphi = e\Phi/m_e c^2$, 等离子体密度 $n_e = N_e/N_{e0}$, 粒子动量 $\mathbf{p} = \mathbf{P}/m_e c$, 空间和时间分别用 $k_p = \omega_p/c$ 和 $1/\omega_p$ 做归一化处理(注意以下仍用 ξ 和 τ 标记归一化后的纵向空间坐标和时间坐标). 经过简单的运算可以得到常用的激光等离子体耦合方程组:

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + (1 - \beta_p^2) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right] \mathbf{a} - \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial \tau^2} + 2\beta_p \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial \tau \partial \xi} = \frac{n_e \mathbf{p}}{\gamma} + \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \beta_p \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \hat{e}_{\xi} + \nabla_{\perp} \varphi \right), \quad (5)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \varphi + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = n_e - 1, \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\mathbf{p} - \mathbf{a})}{\partial \xi} - \frac{\partial(\mathbf{p} - \mathbf{a})}{\beta_p \partial \tau} = \frac{\nabla(\gamma - \varphi)}{\beta_p}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial \tau} - \beta_p \frac{\partial n_e}{\partial \xi} + \nabla_{\perp} \frac{n_e \mathbf{p}_{\perp}}{\gamma} + \frac{\partial(n_e \mathbf{p}_{\parallel} / \gamma)}{\partial \xi} = 0. \quad (8)$$

当激光的横向尺度 r_{\perp} 满足 $r_{\perp}/\lambda_p \gg 1$ 时, 可以采用一维近似 $\nabla_{\perp} \approx 0$, 其中 $\lambda_p = 2\pi/k_p$. 此外如果我们假定在光脉冲通过等离子体这段时间内, 光脉冲变化很小, 我们可以采用准静态近似^[1,14], 认为在粒子运动方程及电荷守恒方程中的 $\partial/\partial \tau \approx 0$. 这样, 我们可以得到只包含场量的方程组:

$$\left(\frac{1}{\gamma_p^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + 2\beta_p \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \xi} - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) \mathbf{a} = \frac{1}{1 + \varphi} \left(1 + \frac{1}{\gamma_p^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right) \mathbf{a}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = \gamma_p^2 \left\{ \beta_p \left[1 - \frac{(1 + a^2)}{\gamma_p^2 (1 + \varphi)^2} \right]^{-1/2} - 1 \right\}, \quad (10)$$

其中(10)式描述了一维情形的相对论尾波场的激发,(9)式则反应了尾波场对光脉冲的影响. 下面我们先从(10)式分析各种尾波场的激发方法.

2.1 激光拍频波加速

在激光尾波场加速的早期, 由于那时啁啾脉冲放大技术还没有发明, 超短激光脉冲还无法获得, Tajima 和 Dawson 提出了利用两束长脉冲激光的拍频波来激发电子等离子体波的方案^[1,2]. 在这个方案中, 要保证两束激光的频率差约为等离子体频率, 即 $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \approx \omega_p$. 在 $\omega_p/\omega_1 \ll 1$ 时, 激发的等离子体波的相速度为 $\nu_p = \Delta\omega/\Delta k \approx 1 - \omega_p^2/2\omega_1^2$ (这里 $\Delta k = k_1 - k_2$), 即近似等于主脉冲的群速度. 在两个主脉冲作用下, 光强中形成一个共振耦合项 $(a)_{\text{res}}^2 = a_1 a_2 \cos(\Delta k z - \Delta \omega t)$. 在线性阶段 ($|a_1 a_2| \ll 1$), 由式(10)式可得 $\varphi = -a_1 a_2 k_p |\xi| \sin(\Delta k z - \Delta \omega t)/4$,

相应的归一化的最大纵向尾波场强度满足 $\hat{E}_{\text{max}} = E_{\text{max}}/E_0 = a_1 a_2 |\xi|/4$, 其中 $E_0 = m_e \omega_p c/e$ 为冷等离子体非相对论波破裂时的极限值. 在实际情况中, 拍频波中包含许多小的波包, 每一个波包都对尾波场有贡献. 随着等离子体波振幅的增大, 相对论效应会使得相应的等离子体波的波长变长, 等离子体波的振荡频率下降, 因而偏离了上述共振条件. 当等离子体波与激光拍频波的相位失谐达到 $\pi/2$ 时, 等离子体波的振幅不再增长. 考虑相对论效应后, Tang 等人的计算表明, 拍频波中的两束波的频率差在满足条件 $\Delta\omega_{\text{opt}} = \omega_p [1 - (9a_1 a_2)^{2/3}/8]$ 时, 可以使得尾波场的最大值 $\hat{E}_{\text{max}} = 4(a_1 a_2/3)^{1/3}$ ^[15]. 除了共振失谐的影响外, 拍频波加速器中的等离子体振幅也受到激光与等离子体相互作用中产生的各种不稳定性的限制, 特别是由于在拍频波中光脉冲的脉宽较长, 各种参量不稳定性容易增长起来. 拍频波加速器的研究在 20 世纪 80 年代中期至 90 年代早期得到相当多的关注, 有不少实验和理论研究工作发表^[1]. 这是因为在那个时候激光脉冲的宽度一般都大于等离子体波的长度, 激光场的强度又低于相对论自聚焦阈值, 既没有达到 LWFA 的要求, 也没有达到 SM-LWFA 的要求. 但随着超短超强激光脉冲技术的发展, 人们的研究重心逐步转向单个激光脉冲激发尾波场.

2.2 脉冲链尾波场加速

在拍频波加速中, 我们知道拍频波中的每一段波包都会对尾波场有贡献. 由于拍频波的波包间是连续的, 且每一个波包的宽度都是固定的, 这就使得随着尾波场强度的增加, 尾波与拍频波间的共振会消失, 尾波场最终会饱和, 甚至被后续拍频波波包所损耗. 为了克服这些缺点, 1994 年 Umstadter 等人提出了用短脉冲激光列激发尾波场的方法^[1,16]. 对于方脉冲, 通过求解(10)式, 他们给出了第 n 个脉冲的最佳脉宽为 $L_n = (2/k_p) x_n^{1/2} E_2(\rho_n)$, 其中 $x_n = \gamma_{\perp 1}^2 \gamma_{\perp 2}^2 \dots \gamma_{\perp n}^2$, $\gamma_{\perp n}^2 = 1 + a_n^2$, a_n 为第 n 个脉冲的强度, E_2 为第二类椭圆积分, $\rho_n^2 = 1 - \gamma_{\perp n}^2 x_n^{-1/2}$; 第 n 与 $n+1$ 个脉冲间的间隔应为 $(2l+1)\lambda_{N_n}/2$, 其中 l 为整数, $\lambda_{N_n} = (4/k_p) x_n^{1/2} E_2(\hat{\rho}_n)$, $\hat{\rho}_n^2 = 1 - x_n^{-1/2}$. 通过这些调节, 可以得到第 n 个脉冲后的尾波场的强度满足: $E_{zn}/E_0 = x_n^{1/2} - x_n^{-1/2}$. 这种方法比较适合于短脉冲低强度的脉冲激光列. 由于它涉及到多束激光脉冲, 且对脉冲宽度及脉冲间的间隔的要求都比较高, 所以

这种方法在应用起来比较困难. 随着超短超强激光脉冲技术的发展, 人们更倾向于用简单得多的单个激光尾波场加速.

2.3 激光尾波场加速

单个超短激光脉冲尾波场加速, 是理论和实验上最简单, 也是最有可能得到高质量电子束的加速方法. 它要求激光脉冲的宽度小于等离子体波的波长, 这样激光场的有质动力会在激光脉冲经过的区域激发出一个大振幅的等离子体波. 由于激光尾波场加速器(LWFA)中的驱动光脉冲很短, 光脉冲传播过程中存在的各种不稳定性受到极大的限制. 这使得它比激光拍频波加速器有更好的稳定性. 在理论上, 对于一维的结构, 由(10)式可以给出尾波场的波长在 $\gamma_p = (1 - \beta^2)^{-1/2} \gg 1$ 时满足如下关系式:

$$\lambda_{Np} = \lambda_p \begin{cases} 1, & \hat{E}_{\max} \ll 1, \\ (2/\pi) \hat{E}_{\max}, & \hat{E}_{\max} \gg 1. \end{cases}$$

可见尾波场的波长是随着尾波场强度的增加而增加的, 这也正是拍频波加速时, 最后尾波场会与拍频波失谐的原因. 对典型的轴对称激光脉冲(譬如 Gauss 形)理论计算表明, 尾波场振幅在激光脉宽 $L \approx \lambda_p/2$ 时最大^[11]. 使等离子体波振幅最大化的光脉冲长度取决于光脉冲的具体形状. LWFA 的理论在目前是最完善的, 在实验上由于早期的激光技术无法产生短到与等离子体波长相当的短脉冲激光, 或是与之匹配的等离子体密度太低, 造成尾波场强度太小, 使得人们往往采用可以运行在高密度情形的 PBWA 加速. 但是这些年来, 脉宽 30fs (1fs = 10^{-15} s), 聚焦光强达到 10^{18} W/cm² 的激光脉冲在许多实验室里都得到了应用, LWFA 的研究如火如荼. 一系列的惊人结果相继被报道. 如 2002 年报道的法国和英国的联合实验^[17]. 在这个实验中, 他们用 30fs、1J 能量的激光脉冲注入到由气体喷嘴产生的密度为 $(2-6) \times 10^{19}$ cm⁻³ 氦气中. 实验观察到的最大电子能量在 200MeV 左右. 电子束有非常小的发散度, 但有 100% 的能散度. 2004 年, 英国、美国、法国的三个独立小组报道了用激光尾波场加速的方法得到了高准直的准单能电子束, 其中心能量分别为 70MeV、86MeV、170MeV. 尽管他们各自采用了不同的优化方法(如大焦斑、预等离子体通道), 但所有激光脉冲的长度都约为等离子体波的波长, 脉冲长度与波长比分别为: 1.6 2.2 0.7. 通常对于这类尾波场加速方案, 目前的主要问题是使得光脉冲的传播

距离足够长, 以便使得电子得到充分的加速. 英国的小组采用大的聚焦焦斑以增加瑞利长度的方法^[31], 而美国的小组则采用预等离子体通道光导引的方法^[41]. 法国的小组其脉冲宽度(33fs, 1J, 820nm)与等离子体密度(6×10^{18} /cm³)都是最小的, 理论分析表明, 这种情形的尾波场加速已经运行在高度非线性的空泡加速阶段(见下文)^[51].

2.4 自调制激光尾波场加速

针对激光强度足够高, 但脉冲长度相对于等离子体波波长来说又比较大的激光脉冲与等离子体, 人们在标准的激光尾波场加速器的基础上, 又提出了一种自调制尾波场加速器(SM-LWFA)^[18-20]的概念. 自调制尾波场加速器采用较长的光脉冲(< 1 ps), 并且通常运行在密度较高一点的等离子体中($L > \lambda_p$). 同时激光的功率大于激光自聚焦的临界功率 $P > P_c(1 - \Delta n/\Delta n_c)$, 其中 $P_c = 17\omega^2/\omega_p^2$ (GW), Δn 是预生成的等离子体通道的密度差(如果存在), $\Delta n_c = 1/\pi r_e r_0^2$ 是等离子体通道半径决定的临界密度差, r_e 是经典电子半径, r_0 是光脉冲横向半径. 自调制尾波场的产生是由于超强激光产生的相对论非线性效应, 使长的光脉冲在传播过程中产生自调制, 最后使得脉冲分裂成多个短的脉冲. 它通常与前向拉曼散射不稳定耦合在一起.

与标准的尾波场加速器相比, 自调制尾波场加速器的优势是其相对简单性及更高的加速性能. 简单性表现在它不需要激光脉宽 $L \sim \lambda_p$ 的匹配或脉冲形状的剪裁, 也不需要预先先生成的传播通道. 更高的加速性能在于它可以运行在高密度范围, 相应的尾波场加速梯度也更大. 因此, 在 2003 年前, 大部分的激光尾波场加速实验是采用这个方案. 自调制尾波场的缺点是: (1) 由于运行在较高的等离子体密度, 产生的尾波场的相速度较小, 电子的失相长度也小, 电子容易离开尾波场加速相位区, 因而限制了加速距离, 且电子能谱的能散度较大; (2) 被调制的光脉冲结构很容易产生衍射发散; (3) 自调制尾波场是由自调制不稳定激发起来的, 它使实验结果很依赖于初始等离子体状态.

激光自调制尾波场加速器的最早实验是在 1995 年由英国、美国、法国一个联合研究小组做的^[19]. 在给定激光脉冲的条件下, 他们通过提高等离子体密度, 观察到电子束在能量和数量上的突然增大, 最大电子能量是 44MeV. 同时观测到与激光自调制不稳定相关的拉曼前向散射信号.

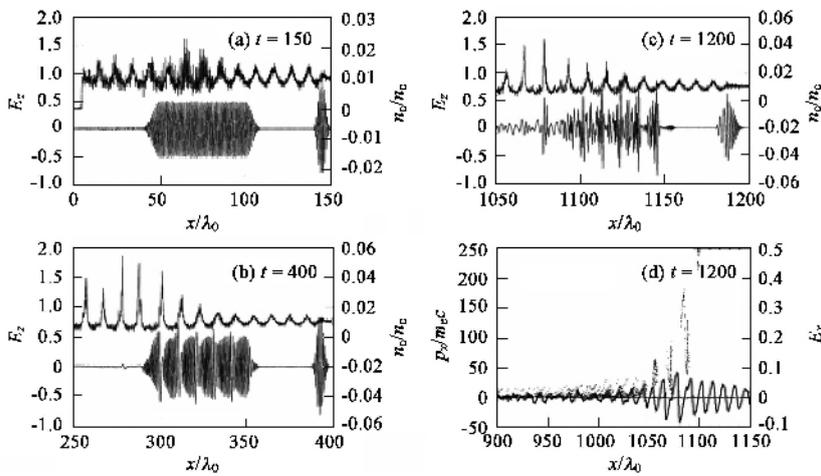


图2 互调制激光尾波场激发的一维粒子模拟^[9] (a),(b)(c)给出了不同时刻的电子密度分布(上面曲线)和入射激光场(下面曲线)的演化,其中电场归一化到 $m_e \omega_0 c/e$ 。(d)给出了某时刻的等离子体波电场分布和被等离子体波加速的电子动量分布

2.5 互调制激光尾波场加速

为克服自调制尾波场的一些缺点,人们提出了一些控制自调制尾波场激发的方案,其中有我们提出的互调制尾波场加速器(XM-LFWA)的设想^[21]。在这个设想中,用一个超短脉冲产生一个较弱的等离子体波尾波场,随后同向注入一个较长的光脉冲(如图2所示)。通过预先生成的较弱的等离子体波对后面光脉冲调制,调制的光脉冲就能对较弱的等离子体波放大。与自调制尾波场加速方案相比,互调制尾波场方案具有以下几个优点(1)可以利用相对强度较低的激光脉冲(2)等离子体波的激发具有可控性(3)光脉冲的能量可以非常快而有效地转换成等离子体波的能量(4)它可以运行在较低密度的等离子体中,因此有较长的加速距离,以获得更高的电子能量。此外,两个激光脉冲的间距是比较随意的,实验比较容易实现。

2004年,中国台湾的中央研究院、国立台湾大学等科学家报道了他们通过实验初步证实了互调制尾波场加速方案^[22]。在实验上由于入射激光脉冲存在预脉冲,所以自调制过程和互调制过程同时存在,获得的电子加速与前后两光脉冲的间距有关系。

3 电子注入、捕获及加速

有了高强度的激光尾波场以后,对于一个实用的激光尾波场加速器来说,首先需要解决的是被加速电子源的问题。激光尾波场并不是真正的静电场,它实际上是以一定的相速度向前传播的,其传播速度与其激励脉冲的群速度接近。被加速的电子必须

满足一定的初速度条件,使得电子在滑移出加速相位之前,必须被加速到尾波场的相速度,否则它将继续移出加速相而进入尾波场的减速相被减速,得不到有效加速。早在1995年,美国科学家 Esarey 等人就利用尾波场方程(10)式与单电子在尾波场中的运动方程,详细分析了电子在尾波场中的捕获阈值、最大加速能量等问题^[1,23]。对于一维尾波场结构,他们得到电子被捕获的最小能量和在尾波场中能够得到的最大能量满足关系式: $\gamma_m = \gamma_p(1 + \gamma_p \Delta\varphi) \pm \gamma_p \beta_p [(1 + \gamma_p \Delta\varphi)^2 - 1]^{1/2}$, 其中 $\Delta\varphi = 2\beta_p [(1 + \hat{E}_{\max}^2/2)^2 - 1]^{1/2}$ 为尾波场的最大电势与最小电势的差。在两种极限情形下,得到电子可以获得的最大能量满足:

$$\gamma_{\max} \approx 2\gamma_p^2 \begin{cases} \hat{E}_{\max}^2, & \hat{E}_{\max}^2 \gg 2, \\ 2\hat{E}_{\max}^2, & 2 \gg \hat{E}_{\max}^2 \gg 1/4\gamma_p^2. \end{cases}$$

尾波场所能承受的最大值 \hat{E}_{\max} 也可以由(10)式导出:当 $1 + \varphi \rightarrow 1/\gamma_p$ 时,可知 $n_e \propto \partial^2 \varphi / \partial \xi^2 \rightarrow \infty$, 即此时密度出现奇点,尾波将发生破裂。相应的尾波场强度 $\hat{E}_{\max} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}$, 粒子的捕获能量阈值 $\gamma_{\min} = \gamma_p$, 值得注意的是,此时相应的最小捕获速度为 $v_{\min} = -v_p$, 与激光传播方向是相反的,可见此时尾波场中的本底电子也将被尾波场本身捕获,尾波随之破裂。在激光尾波场加速中,尾波破裂有时会产生部分高能电子,这些电子有可能被破裂处之前的尾波场捕获而被加速。除了一维效应使得尾波破裂外,高维效应更容易造成尾波破裂。1997年,俄国科学家 Bulanov 等就仔细研究了横向尾波破裂^[24]。他指出,由

于激光场强度及等离子密度在横向空间的不均匀性或者由于横向磁场的存在,都会造成尾波场的频率在横向的不均匀,由此造成尾波的波长在光轴处最大,而在外围较小,尾波的相位面在空间上是弯曲的.当这种弯曲面的曲率半径与电子在尾波场中的振荡距离相当时,会造成这些电子在空间的交叉,产生尾波破裂.研究表明,横向尾波破裂的阈值低于一维理论给出的波破阈值.在考虑了电子的热效应后,尾波场的破裂阈值进一步降低^[25].利用尾波破裂注入电子,其缺点是难以控制,并且注入电子的能量空间性质均不单一,被加速电子的质量差.这些年来,人们提出了多种可以人为控制的电子注入方法,在理论和实验上都取得了一定的进展.

3.1 拉曼背向散射注入

在激光与等离子体相互作用时,受激拉曼散射经常发生.它是指入射激光(ω_0, k_0)在与微扰形成的电子等离子体波相互作用时,被激发衰变为一个电子等离子体波(ω_p, k_p)和两个散射光($\omega_0 \pm \omega_p, k_0 \pm k_p$).在拉曼背向散射中,散射光为向后传播的($\omega_0 - \omega_p, k_0 - k_p$),其中 $k_p \approx 2k_0$,此时形成的等离子体波的相速度为 $v_p = \omega_p/2k_0 \ll c$.该等离子体波对于电子捕获的阈值较低,电子很容易被捕获并被它加速,加速后的电子有可能超过激光尾波场(相速接近光速)的捕获阈值而被捕获加速^[26].

3.2 激光脉冲注入法

1996年,Umstadter提出了利用两束互相垂直的激光束进行尾波加速和注入的方案^[27].其中第一束光作为抽运光在等离子体中激发出尾波场,第二束光(脉宽小于尾波场的周期 $\tau_{12} \leq \tau_p$)横向穿过第一束光的尾波场.第二束光的电场峰值与尾波场的交点应适逢尾波场的电势的最大值处.尾波场中的本底电子在第二束激光的横向有质动力作用下,其纵向动量会在 τ_{12} 的时间内得到一增量 Δp_0 ,这就使得这些电子有可能在相位上达到尾波的加速相,且其能量达到被尾波捕获的阈值.

1997年,Esarey等人提出了另一种光学注入的方法^[28].该方法利用三束激光脉冲:主脉冲(ω_0, k_0)用来产生激光尾波场,注入脉冲1($\omega_1 = \omega_0, k_1$)与主脉冲同向传输,但落后于主脉冲,注入脉冲2($\omega_2 = \omega_1 - \Delta\omega, k_2 \approx -k_0$)与它们同轴反向传输.注入脉冲2与注入脉冲1被用来做低级加速器,它们交会时会形成相速较慢的拍频波($v_{pb} = \Delta\omega/2k_0$),该波形成

一低捕获阈值的尾波场,利用它将低能电子加速到主脉冲的尾波场的捕获阈值而实现电子注入.理论计算表明,对于同样的主脉冲激光强度及等离子体密度,该方法所需的注入脉冲激光电场强度要比第一种方法低一个数量级.

2003年,张平、盛政明等人提出利用对撞光场的随机加速机制进行电子注入的方法,并且得到了实验的初步验证^[29].在他们的实验中,两束脉宽为400fs的激光垂直交叉入射到密度为 $4 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ 的等离子体中,抽运光的强度为 $4 \times 10^{17} \text{ W}/\text{cm}^2$,注入光的光强 $1.6 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$.实验显示,加入注入光脉冲后,被加速电子的数目增加了300%,高能电子的温度上升70%,达到390keV,电子束的发散角也减少了45%.实验中他们还发现,由于两束光交叉时产生电子密度光栅,增强了光散射,造成激光能量从注入光转移到了抽运光.但是理论模拟表明,由于抽运光能量增强而产生的电子注入及加速电子能量提高,远不及由于随机加速机制所产生的高能电子注入及加速电子能量提高.这种方案的缺点在于注入电子的能量及相位比较弥散,使得产生的加速电子的能散度大,要想获得高质量的单能电子束,这种注入方法还有待进一步改进.

2004年,Kotaki等提出了仅利用两束对撞激光进行电子注入的方法^[30].他们的方案相对于Esarey的方案,舍弃了注入脉冲1,且注入脉冲2的频率与主脉冲相同.这样当两束光交会时,形成驻波,电子在该驻波下得到初级加速,调节合适时,将超过主脉冲尾波场的捕获阈值而被捕获加速.该方法相对操作起来简单得多,但对于脉冲强度的选择比较苛刻.注入脉冲太强则会破坏主脉冲尾波或本身激发尾波,可能降低捕获效率;太弱又有可能使得电子初级加速太小而达不到捕获阈值.

目前对于光注入的实验研究比较少,以上方法都有赖于实验的进一步验证.

3.3 密度梯度注入法

为了实现电子注入,除了对电子进行操作,改变其动量,使其满足加速阈值外,也可以通过局部改变尾波场的方法,使得电子被尾波场捕获.2001年,Suk提出了利用等离子体密度梯度实现电子注入的方法^[31].他们利用在等离子体中引入两块密度不同的区域,如图3所示.图中区域1为高密度等离子体,区域2为低密度等离子体.当区域2的电子等离子体波振荡到区域1时,由于区域1为高密度等离

子体,其电子等离子体波振荡周期小于区域2相对于均匀等离子体情形,这些电子将在更短的时间内回到区域2,这样本底电子在相位上就与区域2内的等离子体波有差别,是有可能被区域2内的等离子体波捕获并加速的. Suk 他们本来的研究是用于电子束尾波场的空泡加速情形,后来这一方法在激光尾波场加速上也得到了应用,且最近已经被中国台湾的中央研究院、国立台湾大学等科学家用实验证实^[32]. 2005年,他们在实验中利用脉宽为55fs、能量为7mJ的激光预脉冲在主脉冲到来之前使中性气体电离,热电子和离子由于热膨胀在4ns的时间里在中性气体中形成一柱状的密度凹陷,此后主脉冲穿过该区域,电子在尾波场中的密度变化段得以注入. 实验结果显示约有 1.7×10^{18} 个电子被注入. 同时,他们还证实了由Kim等人提出的类似方案^[31],所不同的是,这里的密度凹陷直接来源于等离子体,而非中性气体. 实验中预脉冲能量增加到80mJ,使得电子被有质动力直接排开,随后离子发生库仑爆炸,向径向运动,在等离子体中形成密度凹陷;主脉冲在67ps后到达,形成尾波场. 实验结果显示该注入方法效率与前者相当.

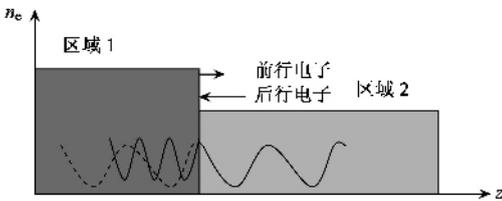


图3 等离子体密度梯度注入

3.4 高阶化注入法

除了通过改变本底电子的动量及对电子尾波场本身局部的改变使得电子注入外,我们还可以利用外来电子注入. 可是通常外来电子在横向尺度及电子束的脉冲宽度方面的缺陷,都限制了它在作为激光尾波场加速的电子源方面的应用. 此外,外来电子束与激光尾波场的同步问题在实验上也有一定难度. 这也是大部分电子注入方案采用全光注入的原因. 除了真正的外来电子外,也可以在尾波场中新生出“外来”的电子,基于此我们提出了利用原子的高阶化产生外来电子源注入的方案^[33]. 该方案融合了Umstadter等人的方案,与之不同的是,在我们的方案中,等离子体介质没有完全电离,而是由电子与尚未完全电离的高价离子组成. 在注入激光的作用下,除了部分本底电子的动量被局部改变,得到加

速,从而达到捕获阈值并被尾波场加速外,还有一部分背景离子在注入激光的作用下,迅速电离,使得在尾波场的局部产生大量新生自由电子,该部分电子有可能被尾波场捕获而得到加速. 我们利用一维带光离子程序的粒子模拟程序,研究了以氖气作为介质的电离注入的激光尾波场方案. 图4中(a)为一维粒子模拟显示的注入激光产生的新生电子在空间的分布(b)为部分电子被尾波场捕获(c)为有注入激光时所有电子在100个光周期时其纵向动量在空间的分布(d)为同时刻注入激光产生的新生电子的动量分布(e)为没有注入激光时,同样抽运激光条件下,电子在同时刻的纵向动量空间分布图. 由图4(d)(e)可知,尾波场中第一尾波段的电子都是新生的电子被捕获;由图4(c)(e)可知,后面尾波场中捕获的电子中除了新生电子外,还有一部分是由于注入激光场局部改变本底电子动量的纵向动量造成的注入. 对于这种方法,由于注入脉冲的强度一般较大,其纵向有质动力的影响不可以忽略,而我们现今的模拟局限在一维范围,所以其真实的注入效率还有待实验的进一步验证.

4 加速距离的延长与控制

在激光尾波场加速中有3个特征长度是必须关心的^[1,10]:第一个是激光自然散焦长度 L_{pd} ,它描述了聚焦激光所能保持聚焦强度的长度范围,通常与激光束的瑞利长度相当, $L_{pd} \approx \pi Z_R = \pi^2 w_0^2 / \lambda_0$,其中 w_0 为激光聚焦斑的大小,第二个是激光强度的保持长度 L_{pd} ,由于激光能量会转变为尾波场的能量,使得激光能量在传播一段时间后会衰减,定义 $E_z^2 L_{pd} \approx E_L^2 L$,其中 E_z^2 为尾波场强度, E_L^2 为抽运激光强度, L 为其脉冲宽度,由此可以得到:

$$L_{pd} = (\omega^2 / \omega_p^2) \lambda_p \begin{cases} a_0^{-2} & a_0^2 \ll 1 \\ a_0 / 3\pi & a_0^2 \gg 1 \end{cases},$$

其中 a_0 是抽运激光场的归一化的矢势强度,第三个是加速电子的失相长度 L_{deph} ,它描述的是由于电子速度与尾波场的相速度间差异而导致电子在尾波场中运动一段距离后,会产生相对于尾波场的相位滑移,当 $L_{deph} \approx \lambda_{Np} / 2$ 时电子将被减速. 理论分析表明:

$$L_{deph} = (\omega^2 / \omega_p^2) \lambda_p \begin{cases} 1 & a_0^2 \ll 1 \\ 2a_0^2 / \pi & a_0^2 \gg 1 \end{cases}$$

在不同的激光与等离子体参数下,这三个长度的相

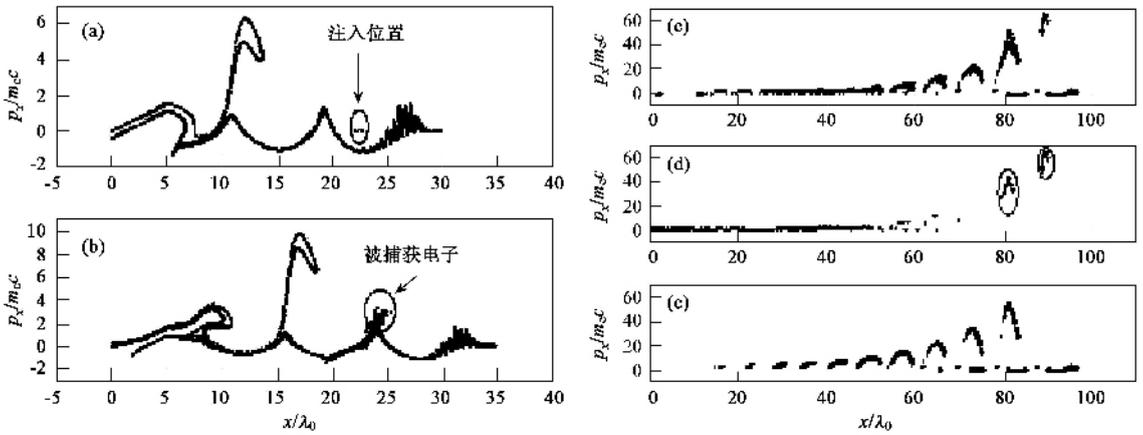


图4 高阶化注入

对大小是不一样的. 通常电子与尾波场的作用长度 $L_{inter} = \min(L_{vp}, L_{pd})$, 它与电子失相长度的相对大小直接决定了电子能谱的发散度. 当相互作用长度大于电子失相长度时, 超过捕获阈值的电子将在尾波场中减速, 造成整体电子束能量弥散度加大. 所以为了得到单能性比较好的电子, 总是使电子与尾波场的作用长度小于失相长度, 这样所有电子在加速距离相同的情况下, 能量的单一性也有比较好的保证^[31]. 通过一个简单的计算, 我们可以估计这三个量的基本大小. 取 $a_0 = 0.5$, $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, $\nu_0 = \lambda_p = 33 \mu\text{m}$, $P = 12 \text{TW}$, $n_0 = 10^{18}/\text{cm}^3$, 有 $Z_R = 0.34 \text{cm}$, $L_{deph} \approx 3.6 \text{cm}$, $L_{pd} \approx 14 \text{cm}$. 可见, 在通常的激光尾波场加速条件下, 制约加速长度的主要是激光场的自然散焦. 为了克服这一点, 人们想了很多种不同的方法来延长激光的传播距离: 有的利用光束本身的自聚焦性质; 有的利用预脉冲产生等离子体通道来导引主激光脉冲; 有的则用预先做好的毛细管导引. 以下分别做介绍.

4.1 相对论自聚焦

由激光在等离子体中的传播方程, 可以推出等离子体的相折射率为 $\eta_R(r) = 1 - n_e(r)/2n_c\gamma(r)$, 其中我们假定体系是以激光轴为中心柱对称的, $\gamma(r)$ 为电子的相对论因子, $n_c = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$ 为相对于激光场的等离子体临界密度. 可见等离子体的折射率是小于 1 的, 且在一定的条件下 ($\partial(n_e/\gamma)/\partial r > 0$), 有 $\partial\eta_R/\partial r < 0$, 即等离子体的中心轴处折射率最大, 轴外折射率渐小, 等离子体有如正透镜的效应, 会对激光产生聚焦的作用. 通常的高斯型激光脉冲在光轴处的光强最强, 这就造成光轴处的电子的相对论因子 $\gamma \approx \gamma_{\perp} = \sqrt{1 + a^2}$ 最大, 由此会导致相对

论自聚焦效应; 此外, 由于激光场的有质动力, 电子会向轴外排开, 造成等离子体密度在轴上最小 ($\delta n/n_0 = k_p^{-2} \nabla_{\perp}^2 (1 + a^2)^{1/2}$), 并由此导致有质动力自通道效应. 关于通道导引, 除了自通道外, 人们还想了利用预脉冲产生通道的方法, 将在下面介绍.

理论分析表明, 相对论自聚焦有一个阈值 $P_c [\text{GW}] \approx 17(\omega/\omega_p)^2$ ^[1, 34], 只有当激光的功率超过该值时, 激光脉冲才会被自聚焦导引, 激光焦斑将在一个有限尺寸内波动, 否则仍将发散, 只是比自然散焦慢一点. 1995 年, 法国科学家 Monot 等人用实验证实了功率为 10TW 的光脉冲在密度为 $2.5 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ ($P_c = 6.8 \text{TW}$) 的等离子体中传播长度大于 3mm, 超过了 10 倍的瑞利长度^[35].

尽管相对论自聚焦在延长激光传输距离方面有自适应和易操作的特点, 但是其时间尺度为等离子体波的周期, 所以对于超短脉冲激光 ($L < \gamma_p$), 自聚焦效应并不显著, 自聚焦也不能显著提高短脉冲的传播距离^[14, 18]. 为此, 对于超短脉冲激光的尾波场加速, 必须另谋它路. 如今人们已经想出了许多别的方法, 如利用预等离子体通道及毛细管做光导引的方法.

4.2 等离子体通道光导引

我们知道, 当在等离子体中存在轴向密度小、周围密度高的区域时, 激光脉冲同样会被导引. 但是理论计算表明, 有质动力自通道效应通常比较弱, 难以胜任光束的自导引. 为了显著地导引低于相对论自聚焦阈值强度的激光脉冲或超短脉冲激光, 人们提出了预等离子体通道光导引的方法. 现在主要存在两种形成预等离子体通道的方法: 一种是将预脉冲

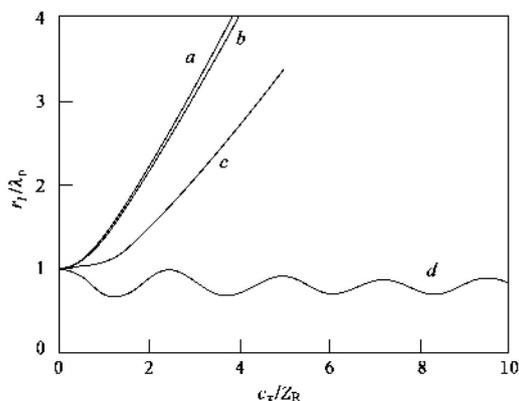


图5 等离子体通道导引光脉冲

激光线聚焦,在焦线处,等离子体由于热膨胀形成等离子体通道;另一种是事先用预脉冲穿过等离子体,利用它的有质动力将光轴处的电子排开,随后离子也随着电子向轴外运动,形成等离子体通道,如上文提到的等离子体密度梯度注入方法时所采用的通道形式。图5给出了一个模拟例子,其中激光脉冲的功率为 P_c ,波长为 $\lambda = 1\mu\text{m}$,焦斑半径 $w_0 = \lambda_p = 300\mu\text{m}$,等离子体密度 $n_0 = 1.2 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 。图5中,(a)为激光脉冲在真空中传播其横向半径随传播距离的变化;(b)为脉宽 $L = \lambda_p/4$ 的激光脉冲在等离子体中相对论自导引传播的情形;(c)为脉宽 $L = \lambda_p$ 时激光脉冲在等离子体中相对论自导引传播的情形;(d)为利用一抛物形等离子体通道导引光脉冲的情形。其中通道内电子密度满足 $n = n_0 + \Delta n(r^2/w_0^2)$, $\Delta n[\text{cm}^{-3}] = 1.1 \times 10^{20}/w_0^2[\mu\text{m}]$ 。可见对于超短脉冲激光,相对论自导引效果不显著,但是利用预先形成的等离子体通道效果就明显得多。在实验方面,除了早期的非相对论强度的激光等离子体导引研究外^[1,36],近些年来相对论强度的等离子体导引研究也取得了重要进展。2004年,美国科学家Geddes等人研究了利用热膨胀形成等离子体通道的方法,在他们的实验中,相对论强度($2P_c = 4\text{TW}$, $\mu > 1$)的超短激光脉冲在等离子体中的传输距离被延长到了10倍的衍射长度,且激光频谱及模式在整个通道长度内基本保持不变^[4,37]。正是利用等离子体通道,同年他们成功地导引了能量为500mJ、脉宽为55fs、强度为 $1.1 \times 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ 的激光脉冲,并且实现了尾波场加速,产生了脉宽为10fs、中心能量为80MeV的约包含 10^9 个电子的准单能电子束^[41]。这一实验的成功,为GeV能量增益的激光尾波场加速带来了曙光。

4.3 毛细管光导引

除了利用预脉冲产生等离子体通道外,人为地引进通道也是一个可行的办法,毛细管就是这样一种结构。通常的实验是在毛细管的一端装上一定倾角的金锥,将激光脉冲导入毛细管中。毛细管内事先充上气体或保持真空,依靠预脉冲离子化管壁产生等离子体。与激光等离子体通道相比较,毛细管具有操作简单、通道更均匀、距离更长的特点;其缺点是每次操作毛细管都被破坏,必须更换毛细管。在用毛细管做激光尾波场加速时,毛细管的长度和直径都是影响出射电子性质的参数。这方面的实验目前也比较多^[38]。例如,2004年,日本和美国的科学家利用直径为 $60\mu\text{m}$ 、长10mm的毛细管,成功地导引了脉宽为0.5ps、能量为10J、波长为 $1.053\mu\text{m}$ 的激光脉冲,并产生了加速梯度为 $10\text{GV}/\text{m}$ 的尾波场,加速电子的最大能量为100MeV。

5 激光尾波场加速中的其他问题

在激光尾波场加速中,除了以上三个基本的问题外,还有许多问题需要人们去研究、解决。首先在激光传输方面,高强度的激光脉冲在等离子体中传播时会有多种不稳定性存在并且会随时间发展。它们有的有利于激光尾波场的激发(如拉曼散射,自调制激光尾波场等),有的有利于电子注入(如拉曼背向散射),然而更多的是使得激光束不稳定,导致尾波场结构对称性被破坏,如软管调制不稳定性(hose instability,该不稳定性会使得激光中心在横向振荡,纵向尾波场在轴上峰值最低,在两侧呈反对称性)^[1,39]。再次,被加速电子本身的效应也必须考虑。它们会改变尾波场的局部结构,影响后续电子的注入及加速,这就是所谓的Beamloading效应^[40]。这个问题对于高质量电子束的产生尤其重要,也直接影响加速电子的总电量。此外,除了被动地去克服这些不良因素外,还可以积极地去研究何种形状的激光脉冲最有利于激光传输及尾波场的激发(所谓的激光剪裁技术);激光脉冲的频率啁啾及等离子体密度分布的控制也有可能大幅度提高尾波场的加速性能^[41,42]。

6 激光尾波场加速的进一步发展

2002年,Pukhov和Meyer-ter-Vehn利用粒子模拟程序研究了超短超强激光尾波场加速的高度非线性

性情形^[43]. 与电子束激发的等离子体尾波场加速形成空泡结构相似^[44], 他们发现当激光场的强度及横向尺寸与等离子体条件达到一定匹配条件时, 激光场的有质动力将把轴向电子完全排开, 在激光脉冲尾部形成一个仅由离子组成的空泡. 激光尾波场中只有第一个波段以空泡形式随光脉冲运动, 后续波段全部破裂, 电子会从空泡的末端被捕获加速. 这种加速机制的发现为激光尾波场加速提供了新的活力, 加速电子的单能性得到大幅度提高, 同时在理论和实验上也为人们提出了许多新的课题^[45, 46]. 2004年以来, 有关利用激光尾波场加速产生单能电子, 在各种激光与等离子体条件下都陆续得到报道^[3-7], 其中的单能的产生机制不尽相同, 有一部分就被归结为空泡加速^[5]. 关于这方面的最新进展, 我们将在后续文章中加以系统介绍.

另外, 为了突破单一密度尾波场加速的最高能量限制, 利用多密度段激光尾波场的电子分段加速也是未来激光尾波场加速的一个趋势. 美国的海军实验室已经开始了这样的研究^[47, 48], 他们成功地将第一个激光尾波场中加速的电子($< 1\text{MeV}$)注入到第二个激光尾波场加速器中, 并且得到了能量大于 20MeV 的电子束. 尽管这一实验在实现电子最大加速能量和单能电子束方面不尽理想, 但它为全光学式多阶段激光尾波场加速做了一次重要的尝试, 并带来了希望.

可以预见未来的激光尾波场加速将集中在以下几方面(1)高度非线性尾波场的激发(空泡结构); (2)长距离的等离子体通道光导引; (3)多阶段尾波场注入及加速.

7 结束语

激光尾波场加速从被提出的那天起, 就一直以其巨大的加速梯度吸引着大批激光物理、等离子体物理和加速器物理学家. 伴随着每一次激光技术的革新, 激光尾波场加速从理论到实验都得到了飞速发展. 从早期的几个 keV 的能量增益, 到如今上百 MeV 的单能电子束的出现, 激光尾波场加速越来越走向实用化. 如今 GeV 的单能电子束已曙光初现, TeV 的能量增益也被提上了研究日程. 有理由相信, 在不远的将来, 一种小型的、低廉的、台面型的高能电子加速器将进入普通大学或研究所的实验室. 它的出现也必将给高能物理、材料物理、医疗科学、超快电子显微科学、飞秒 X 射线激光等领域带来飞速

进步.

参 考 文 献

- [1] Esarey E *et al.* IEEE Trans. Plasma Sci. ,1996 ,24 :252
- [2] Tajima T , Dawson J M. Phys. Rev. Lett. ,1979 ,43 :267
- [3] Mangle S P D *et al.* Nature ,2004 ,431 :535 ; Mangle S P D *et al.* Phil. Trans. R. Soc. A ,2006 ,364 :663
- [4] Geddes C G R *et al.* Nature ,2004 ,431 :538 ; Geddes C G R *et al.* Phys. Plasmas ,2005 ,12 :056709
- [5] Faure J *et al.* Nature ,2004 ,431 :541 ; Malka V *et al.* Phys. Plasmas ,2005 ,12 :056702 ; Faure J *et al.* Phys. Plasmas ,2006 ,13 :056706
- [6] Miura Eisuke *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2005 ,86 :251501 ; Yamazaki A *et al.* Phys. Plasmas ,2005 ,12 :093101 ; Mori M *et al.* arXiv :physics/0605178 v1 20 May 2006 ; Hsieh C T *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2006 ,96 :095001 ; Hidding B *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2006 ,96 :105004
- [7] Hosokai T *et al.* Phys. Rev. E ,2006 ,73 :036407
- [8] Tsung F S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,93 :185002 ; Nakajima K. Recent progress and new outlook of Laser and Plasma Accelerators. Asian Summer School on Laser Plasma Acceleration and Radiations , August 7—11 , 2006
- [9] 盛政明, 张杰. 高能物理与核物理, 2006 ,30 :153 [Sheng Z M , Zhang J. High Energy Phys. Nucl. Phys. ,2006 ,30 :153 (in Chinese)]
- [10] Leemans W P *et al.* Phil. Trans. R. Soc. A ,2006 ,364 :585
- [11] Chen P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1985 ,54 :693
- [12] Nakajima K *et al.* Nucl. Instrum. Methods A ,1990 ,292 :12
- [13] Hogan M J , Barnes C D , Clayton C E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2005 ,95 :054802
- [14] Sprangle P , Esarey E , Ting A. Phys. Rev. Lett. ,1990 ,64 :2011
- [15] Tang C M , Sprangle P , Sudan R. Appl. Phys. Lett. ,1985 ,45 :375
- [16] Umstadter D , Esarey E , Kim J. Phys. Rev. Lett. ,1994 ,72 :1224
- [17] Malka V *et al.* Science ,2002 ,298 :1596
- [18] Sprangle P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1992 ,69 :2200
- [19] Modena A , Najmudin Z , Dangor A E *et al.* Nature ,1995 ,377 :606
- [20] Nakajima K *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,74 :4428
- [21] Sheng Z M *et al.* Phys. Plasmas ,2002 ,9 :3147
- [22] Chen W T , Chien T Y , Lee C H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 :075003
- [23] Esarey E , Pilloff M. Phys. Plasmas ,1995 ,2 :1432
- [24] Bulanov S V *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 ,78 :4205 ; Xu H *et al.* Phys. Plasmas ,2005 ,12 :013105
- [25] Sheng Z M , Meyer-ter-Vehn J. Phys. Plasmas ,1997 ,4 :493
- [26] Bertrand P *et al.* Phys. Rev. E ,1994 ,49 :5656
- [27] Umstadter D , Kim J K , Dodd E. Phys. Rev. Lett. ,1996 ,76 :2073 ; Dodd E S , Kim J K , Umstadter D. Phys. Rev. E ,2004 ,70 :056410
- [28] Esarey E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 ,79 :2682 ; Esarey E *et al.* Phys. Plasmas ,1999 ,6 :2262
- [29] Zhang P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91 :225001 ; Sheng Z M *et al.* Acceleration of electrons in the relativistic regime through multi-wave interactions. In :Proceedings of 31st EPS conf. plasma phys. London ,28 June—2 July 2004 ,ECA 28G O - 1. 29 ; Sheng Z M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88 :055004

- [30] Kotaki H *et al.* Phys. Plasmas ,2004 ,11 3296 ;Fubiani G *et al.* Phys. Rev. E ,2004 ,70 016402
- [31] Suk H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 :1011 ;Suk H J. Appl. Phys. ,2002 ,91 487 ;Kim J U *et al.* Phys. Rev. E , 2004 ,69 026409
- [32] Chien T Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2005 ,94 115003
- [33] Chen M *et al.* J. Appl. Phys. ,2006 ,96 056109
- [34] Sun G Z *et al.* Phys. Fluids ,1987 ,30 526
- [35] Monot P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,74 2953
- [36] Chen S Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 ,80 2610
- [37] Geddes C G R *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2005 ,95 145002
- [38] Zigler A *et al.* J. Opt. Soc. Amer. B ,1996 ,13 68 ;Kitagawa Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 205002
- [39] Joshi C ,Mori W B. Phil. Trans. R. Soc. A ,2006 ,364 577
- [40] Katsouleas T *et al.* Particle Accelerators ,1987 ,22 81
- [41] Leemans W P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,89 :174802 ; Schroeder C B *et al.* Phys. Plasmas ,2003 ,10 2039
- [42] Krall J *et al.* Phys Plasmas ,1994 ,1 :1738 ;Sprangle P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85 5110
- [43] Pukhov A *et al.* Appl. Phys. B ,2002 ,74 355
- [44] Rosenzweig J B *et al.* Phys. Rev. A ,1991 ,44 R6189
- [45] Lotov K V. Phys. Rev. E ,2004 ,69 046405 ;Kostyukov I ,Pukhov A ,Kiselev S. Phys. Plasmas ,2004 ,11 5256 ;Barov N Rosenzweig J B. Phys. Rev. ST Accel. Beams ,2004 ,7 061301
- [46] Lu W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2006 ,96 165002 ;Lu W *et al.* Phys. Plasmas ,2006 ,13 056709
- [47] Katsouleas T. Phys. Plasmas ,2006 ,13 055503
- [48] Kaganovich D *et al.* Phys. Plasmas ,2005 ,12 :100702

· 物理新闻和动态 ·

116 号元素和 118 号元素的合成

在俄罗斯 Dubna 的联合核研究所(JINR) 物理学家们(包括来自美国 Lawrence Livermore 国家实验室的合作者)用一束钙 -48 离子轰击钨 -249 原子产生了少量的 118 号元素. 这些元素原子核的质量为 294 个原子质量单位.

事实上 ,在一个实验中曾观察到过 3 个这种原子. 在用 2×10^{19} 个钙离子轰击靶核时 ,于 2002 年发现了一个 118 号元素的原子 ,2005 年又发现了 2 个. 研究人员在看到他们第一个样本后没有发表研究结果 ,为的是等待发现更多的事件.

任何要宣布发现新元素的科学家都会很小心 ,Lawrence Berkeley 国家实验室的一个研究组曾提供出 118 号元素的证据 ,但是后来发现其中的某些数据是伪造的.

在对 10^{19} 个碰撞事件进行搜索中 ,通过元素 α 粒子清楚和独特的衰变链来鉴别新元素. 118 号元素衰变成 116 号元素(116 号元素也是首次被发现) ,再衰变成 114 号元素 ,然后又衰变成 112 号元素. 112 号元素继而裂变成两个大小近似相等的原子核.

所观察到的 3 个 118 号元素原子的平均寿命仅仅为 1ms 左右 ,不能对其进行任何化学实验. 118 号元素在周期表中位于氡的下面 ,因此是一种惰性气体. 有关论文见 Phys. Rev. C 2006 74 044602.

(树华 编译自 Physics News Update Number 797 #1 , October 16 , 2006)

用喷洒法抑制癌细胞扩散

物理学家们发现用多个水喷枪来冲击固体表面时 ,凡未被水滴喷洒到的表面可以保持其完好的特性 ,这个现象可用一个简单的流体动力学方程来描述. 现在美国哈佛 - MIT 生物医学成像研究中心的 T. Deisboeck 博士与他在意大利 Turin 大学的同事们采用这个方程来研究对肿瘤生长的影响 ,他们对肿瘤在喷洒水滴与不洒水水滴两种条件下的生长情况进行对比研究. 结果显示 ,当肿瘤在不洒水水滴时会产生出致命的触须扩散到其周围的健康组织内 ,相反当肿瘤在经过喷洒后就能抑制住触须的扩散. 为此 Deisboeck 博士的研究组定义了一个新的“入侵参数”来定量地描述这个过程. 他们对流体动力学方程进行了修正. 模拟计算表明 ,入侵参数是三个变量的函数 ,第一是肿瘤块受到其周围健康组织压力的大小 ,第二是肿瘤块半径的大小 ,第三是肿瘤块的表面张力. 当压力较大并半径较长时 ,肿瘤触须的扩散效应就比较大 ,而当表面张力较大时 ,就可抑制住肿瘤触须的扩散.

为了能使“入侵参数”达到最小 ,Deisboeck 博士对肿瘤学家们在治疗癌细胞扩散方面提出了两点建议 ,一是建议他们利用药物增加癌细胞与肿瘤块表面的粘连 ,从而增加肿瘤的表面张力 ,另一个建议也是利用药物让周围组织对肿瘤的压力减小. Deisboeck 博士谈到 ,他们在从事“喷洒水滴与肿瘤生长的关系”这个课题研究时也非常犹豫 ,因为这种处理方法非常独特 ,但实验结果却很好地支持了这种多头喷洒技术.

(云中客 摘自 arXiv.org :physics/0610040)