

第二讲 激光尾波场加速中的 准单能电子束的产生*

马燕云^{1,2} 盛政明^{1,†} 陈民¹ 张杰¹

(1 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)

(2 国防科技大学理学院物理系 长沙 410073)

摘要 自从激光尾波场加速电子方案提出以来,经过二十多年的理论和实验研究,人们在激光尾波场加速方面已经取得了重大进步,相继在电子束能量、电子单色性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,国际上几个著名实验室相继报道了准单能电子束产生的实验观测,掀起了激光尾波场研究的新高潮.对于准单能电子束的产生机制,虽然尚未达成统一认识,但普遍认为空泡加速可能是其中非常重要的机制之一.文章介绍了激光尾波场的基本概念,着重介绍了单能电子束产生的空泡加速模式里的两个关键物理过程:波破和电子的自捕获,同时介绍国际上相关的一些重要实验结果和理论进展.

关键词 激光尾波场加速器 粒子模拟 准单能电子束

Quasi-monoenergetic electron bunches generated from laser wakefield acceleration

MA Yan-Yun^{1,2} SHENG Zheng-Ming^{1,†} CHEN Min¹ ZHANG Jie¹

(1 Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(2 Department of Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract Significant progress has been achieved in enhancing the energy and quality of electron beams since the proposal of laser wakefield acceleration by Tajima and Dawson more than 20 years ago. Breakthroughs in the generation of quasi-monoenergetic electron beams in several laboratories in 2004 spurred new interest in this type of compact accelerator. Even though its mechanism is not yet completely understood, it is believed that the so-called bubble acceleration is one of the main mechanisms. The basic principle of the laser wakefield accelerator will be explained briefly and wavebreaking and self-injection in the bubble regime described, including recent experimental and theoretical progress.

Keywords laser wake field acceleration, particle simulation, quasi-monoenergetic electron beam

1 引言

高能物理学家发明粒子加速器的初衷是把带电粒子加速到接近光速,然后利用它们和其他物质之间的碰撞产物来探索物质的微观结构和宇宙的起源.但令人遗憾的是,物理学家越接近他们的研究目标,所需的粒子加速器的功率也越大,费用也越高.目前的粒子加速器都是庞然大物,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公里.在过去的大半个世纪里,这些加速器在研究和探索基本粒子的本质以及核物

* 国家高技术研究发展计划和国家自然科学基金(批准号:10505031,10335020,10425416,10374115,10505030)资助项目,中国博士后基金和王宽城博士后奖励基金资助项目
2006-07-21 收到初稿,2006-09-18 收到修改稿

† 通讯联系人. Email: zmsheg@aphy.iphy.ac.cn

质的行为等方面取得了许多重要的发现,但是有迹象表明,这种传统的加速器,很可能已接近技术和经济可行性的极限。在这个关头,新的粒子加速器原理应运而生,这种加速器原理是利用在等离子体中产生的极强的电场(等离子体波)来加速粒子。由于该等离子体波位于驱动源的后方,因此人们称之为尾波。按照等离子体波的驱动方式的不同,尾波场加速器可以分为由带电粒子束驱动的等离子体尾波场加速器(PWFA)^[1]、由激光拍频波激发的激光拍频波加速器(PBWA)和激光驱动的激光尾波场加速器。随着激光技术的发展,目前人们研究最多的是激光尾波场加速器。在激光尾波场加速器方面,美国科学家 Dawson 及其日本学生 Tajima 做出了开创性的工作,他们在 1979 年首先提出激光尾波场加速电子方案^[2],由于其比传统加速器高几千倍的巨大的加速梯度(可达 100GeV/m)而引起人们的广泛关注,人们希望激光尾波场加速器能够成为一种新型的小型加速器。经过几十年的努力,人们在加速电子的能量上已经取得了巨大的进步。在 2002 年, Malka 等人在实验中观测到能量高达 200MeV 的准直的高能电子束^[3]。然而,对于一个好的加速器来说,只有大的加速梯度是不够的,粒子束中粒子的数目、发散角和能谱宽度都是很重要的指标。而此前所有激光尾波场加速的实验(包括 Malka 等人的实验)观测到的电子束的能谱是 100% 发散的,这对于实际应用是很不利的。尽管有科学家提出了用多个激光束或者外部电子束注入到等离子体波的特定相位来获得单能(电子能谱发散度较小)电子束的方案^[4-8],但是目前还没有成功实现的报道。

虽然人们在实验上已证实,等离子体波所产生的加速梯度可以比常规大型加速器高几千倍,但激光尾波场加速器最终能否产生高能物理和其他领域实际所需要的高质量电子束,仍然是个疑问。2002 年, Pukhov 和 Meyer-ter-Vehn^[9]首先用三维粒子模拟程序发现,在合适的参数条件下,激光尾波场破裂后,在激光脉冲后面形成一个稳定的随激光脉冲传播的电子空泡(空泡内部的电子被激光排开),在其中能够捕获和加速一定数量的电子,产生能量单色性很好的电子束。2004 年,通过激光尾波场加速来获得单能电子的实验取得了重大突破^[10-12],打消了人们对这种新型加速器的疑虑,掀起了激光尾波场加速器研究的新高潮。

要利用尾波加速产生单能电子束,有两个关键问题需要解决:一个是电子的捕获(或注入);另一

个是要有稳定的加速场(它包括稳定而合适的加速场结构)。所谓的空泡加速之所以可以产生准单能电子束,关键在于这两个条件都能满足。本文首先介绍一下空泡加速模式里的两个关键物理过程:波破和电子的自捕获,其次介绍目前国际上取得的一些主要的实验结果以及准单能电子产生的理论模型,最后展望激光尾波场加速器的未来。

2 空泡加速模式中的波破和电子捕获

由于等离子体可以支撑以接近光速传播的大振幅静电波(等离子体波),人们通过激发这样的等离子体波来加速电子。在振幅不太大的时候,等离子体波的电场的形式为 $E_x = E_{\max} \sin \omega_p (x/v_p - t)$, 这里 $v_p \approx c$ 是等离子体波的相速度。可以用泊松方程 $\nabla \cdot E = 4\pi e (n_0 - n_e)$ 来估计等离子体波的峰值 E_{\max} , 这里 n_0 是未扰动的等离子体电子密度。假设所有的电子都发生振动,可以估计出电场的最大值约为 $E_{\max} = 4\pi e n_0 c / \omega_p = c m_e \omega_p / e$, 这里 $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m_e)^{1/2}$ 是电子等离子体频率。

对于小振幅的电子等离子体波,它的波形是正弦形的。但随着振幅的增大,其波形偏离正弦形状而变得像锯齿形。虽然等离子体本身没有破坏的限制,但等离子体波有一个能够承载的最大振幅。这个振幅取决于等离子体波的相速度。如果其相速度远小于真空中光速,其非相对论的破裂阈值振幅是^[1] $E_0 = E_{\max} = c m_e \omega_p / e$, 即

$$E_0 [\text{V/cm}] \approx 0.96 n_0^{1/2} [\text{cm}^{-3}] \quad (1)$$

如果等离子体密度 $n_0 = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 则 $E_0 \approx 100 \text{GV/m}$ 。

但当等离子体波的相速度 v_p 接近真空中光速 c 时,其破裂振幅可以远超过(1)式给出的值。对冷等离子体, $E_{\text{wb}} = \sqrt{2} (\gamma_p - 1)^{1/2} E_0$, 其中 $\gamma_p = (1 - v_p^2/c^2)^{-1/2}$ 是与等离子体波的相速度有关的相对论因子。譬如在激光驱动的尾波场加速器中,等离子体波的相速度接近于光脉冲的群速度 $V_g = c(1 - \omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2}$, 因此 $\gamma_p \approx \omega_0/\omega_p$, 这里 ω_0 是光的频率。设光波长为 $1 \mu\text{m}$, 等离子体密度 $n_0 = 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 则 $\gamma_p \approx 330$, $E_{\text{wb}} \approx 26 E_0 = \text{GV/m}$ 。通常电子的温度效应可以导致波破裂振幅的下降^[13]。考虑到有限温度下的等离子体波破裂振幅形式为 $E_{\text{th}} = (m_e c^2 / 3T)^{1/4} f_{\text{th}}(\gamma_p, T) E_0$, 这里 $f_{\text{th}}(\gamma_p, T) \sim 1$, 它是 γ_p 和电子温度 T 的慢变函数。例如当电子温度 $T = 10 \text{eV}$ 时, $E_{\text{th}} \approx 10 E_0$, 这比冷等离子体下波破裂振

幅的一半还小.

在激光驱动的尾波场加速中,当激光脉冲达到所谓的相对论强度阈值,即 $I\lambda^2 = 1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2 (\mu\text{m}/\lambda_0)^2$ 时,产生的尾波场结构已经不能用线性理论来描述,通常可以用粒子模拟程序来研究.此时,激光脉冲长度是一个特别重要的激光参数.脉冲长度大于等离子体波长和小于等离子体波长的激光脉冲所激发的尾波场的模式是完全不同的.对于脉冲长度大于等离子体波长的等离子体来说,激光由于其相对论效应和有质动力的非线性作用,使得长的光脉冲在传播过程中发生自调制,最后使脉冲分裂成多个短的脉冲.自调制和等离子体频率的共振能够有效地激发尾波场,相应的电子加速称为自调制激光尾波场加速^[14].对于脉冲长度小于等离子体波长的等离子体来说,在高强度条件下的尾波场结构可以和以前的完全不同,其激发的等离子体波在第一次振动后就可以破裂.前面提到的波破电场强度 $E_{wb} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}E_0$ 是针对一维平面的冷等离子体中的结果.由于相对论效应,等离子体波长随振幅而增大.这在多维几何中产生新的非线性效应,即在二维和三维情况下,激光轴上的等离子体波振幅大,相应波长长,使等离子体波的相位面逐渐发生弯曲,由此出现等离子体波的横向波破裂现象.二维的数值模拟研究结果表明^[15],这种弯曲尾波波前会在远低于前面所说的一维平面等离子体波的波破阈值的条件下发生破裂.目前的三维粒子模拟表明,波破在 $E_{\text{max}}/E_{wb} \approx 0.3$ 时就已经发生.

Pukhov 和 Meyer-ter-Vehn 通过数值模拟发现^[9],当激光强度足够大且激光的脉宽足够短(通常是几个激光周期)时,在激光脉冲后面产生一个电子被完全排空的结构,称为等离子体密度空泡(bubble),我们也简称为电子空泡.它跟着激光脉冲以接近光速向前传播,在它后面是完全破裂的等离子体波.这种激光尾波场被称为空泡模式.也有人将这种完全波破裂后产生的结构称为 blow-out 模式^[16].空泡模式的主要特征是(1)在激光脉冲后形成了一个几乎没有背景冷电子的空泡,而不是周期性的等离子体波(2)产生了一束密集的相对论准单能电子束(3)激光束可以在均匀等离子体中传播多个瑞利长度而不发生明显的发散.

为了弄清空泡加速的内在物理,我们也对单能电子的产生进行了研究.为了扩大可计算的空间和时间尺度,我们在三维并行粒子模拟程序 PLASIM3D^[17]中,采用随激光脉冲以光速移动

的窗口来研究该模式的产生和演化,可以清楚地看到空泡的形成过程和电子的捕获过程(图1).由于空泡内部几乎没有电子,因此在空泡内部没有电子被捕获.数值模拟发现,电子只能在空泡的尾部被捕获,而且这个空泡结构非常稳定,可以随激光传播很长的距离.在空泡加速模式中,稳定的加速场结构使得这些电子在相位失谐前可以一直被加速,同时,空间分布呈类 M 型的电荷分离场^[18]使得速度慢的电子加速大,速度快的电子加速小.这两个关键特性使得空泡模式可以产生准单能的高能电子束.

更多的数值模拟研究发现,可以在激光脉冲后

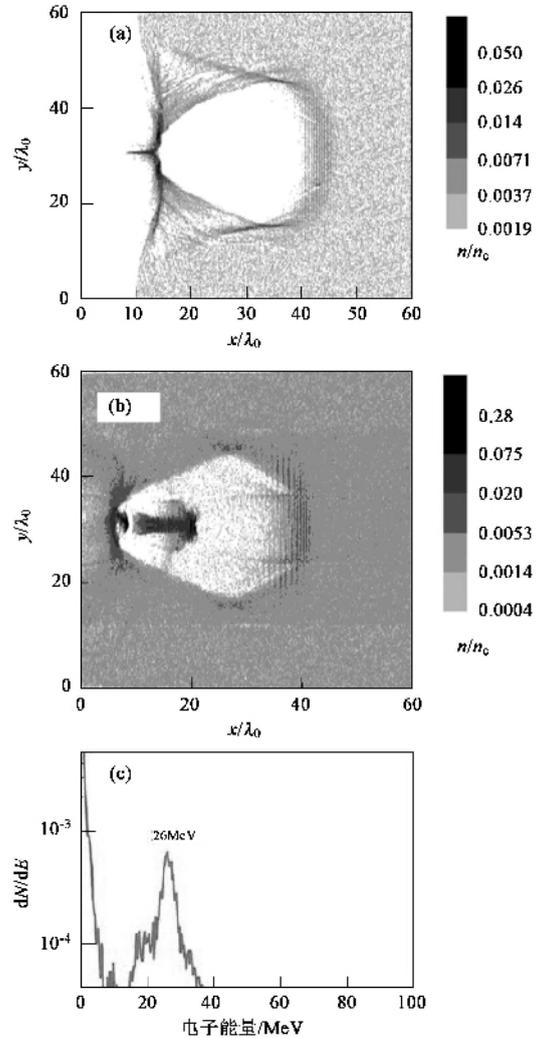


图1 激光尾波场中等离子体单能电子产生的三维粒子模拟结果 (a)激光前沿传播 50 个激光波长时电子密度在 $x-y$ 平面的剖面分布图 (b)激光前沿传播 300 个激光波长时电子密度在 $x-y$ 平面的剖面分布图 (c)激光前沿传播 300 个激光波长时电子的能谱分布图.激光波长 $0.8\mu\text{m}$,激光强度 1.37×10^{20} ,初始等离子体密度 $0.002n_c$ (n_c 为等离子体临界密度)

面形成多个空泡,但这时单能电子束仍然主要是在第一个空泡内形成^[19]. 三维粒子模拟研究结果表明,强的电子捕获只在第一个波包内发生. 被捕获的电子形成一个从等离子体空穴底部延伸出来的一个电子柱,并且在此后的传播过程中被一直加速直到相位失谐. 模拟结果表明,这个带一个电子柱的等离子体空泡具有令人惊异的稳定性,当激光的强度由于其能量转化为电子的能量而降低时,此空穴结构几乎不受影响.

电子注入一般是指把外部的电子束发射到尾波场的加速相中,而电子捕获则是指等离子体波把背景电子捕捉到加速相并带着这些电子一同前进,注入的电子不一定被捕获,必须满足一定的条件才可以被捕获. 在单能电子束的产生过程中,电子的注入是非常关键的. 因为只有背景等离子体中的电子进入到尾波场的加速相,才能被尾波场加速,也才可能得到单能电子束. 通常情况下,在等离子体波中振荡的背景电子由于相位失谐并不能被尾波场加速,电子只有在被尾波场捕获时才能被加速^[20],即它们必须以接近尾波相速度的速度运动并且留在加速相位. 目前的激光尾波场产生的单能电子根据电子的注入方式来分,主要有三种模式:波破模式、空泡模式(或blowout模式)及外部注入. 前两种模式区别在于脉冲长度和等离子体波长的比值. 当脉冲长度大于等离子体波的波长时,电子注入是波破模式;当脉冲长度小于等离子体波的波长时,电子注入是空泡模式.

波破注入可以发生在纵向波破^[13]和横向波破^[15]两种情况,从而实现电子的自捕获和等离子体波对电子的加速^[3, 21, 22]. 在实验和数值模拟中,即使没有外部电子注入,人们观察到等离子体中某些电子也能通过等离子体波破裂等方式自己注入到加速相位区,并被尾波场所捕获,从而被加速. 还有一些其他的电子注入方法,如Esarey等人提出了用辅助激光来实现在波包内电子的注入^[5],Amiranoff在实验中采用外部电子束的注入来实现电子加速^[23].

Kostyukov和Pukhov对于空泡模式中电子的捕获作了比较细致的理论研究^[24]. 他们发现,对于空泡模式来说,电子捕获发生在波破区域,波破区域位于空泡尾部,空泡壳层的回流电子在波破区域被捕获并被持续加速,并在此过程中被拉入空泡内部,形成一个柱状电子束. 他们发现电子捕获的条件可以表示为 $p_x \geq v_0 \gamma_0^2$,其中 v_0 为空泡的速度, $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$ 为空泡的相对论因子. 特别值得一提的

是,他们发现,如果空泡半径 $R > \gamma_0$,那么静止的电子也可以被空泡捕获.

我们的研究发现,单能电子的产生与尾波场的空间分布有直接关系. 在空泡里,电荷分离场的分布是类M型,这就使得被捕获的电子能量高的获得的加速度小,能量低的获得的加速度大,结果是被捕获的电子的最终能量趋于一致,形成单能电子束.

3 准单能电子的实验

在Pukhov和Meyer-ter-Vehn刚提出空泡模式可以得到单能电子时,并没有引起足够的关注. 在2002年,Malka等人已经在实验中已经观测到200MeV的高能电子^[3],但是其能量是100%发散的,当时他们并没有意识到等离子体密度对电子的能谱有如此大的影响,而在2004年的实验^[11]中,Malka和他的同事Faure等人采用与2002年几乎完全一样的激光参数,只是把那时所用的较高的等离子体密度($2 \times 10^{19} - 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)降低到 $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,结果发现电子能谱出现了巨大的变化,出现了一个准单能的电子束. 在同一年(2004年),他们的同行在美国^[12]、英国^[10]等几个实验室也连续报道了在实验室通过激光尾波场加速获得几十乃至上百MeV的准单能的高能电子束,同时它们具有很小的发散角和相当大的电荷数^[12]. 这些实验是激光加速器物理上的一个里程碑,打消了人们对激光尾波场加速器的疑问,引起了粒子加速器界的广泛关注. 这些实验的共同点是,采用功率为10—30TW,脉宽为30—55fs的激光和密度为 10^{19} cm^{-3} 左右、空间长度为2mm的电离气体时,得到的电子束的能散度为2%—24%,能量大概在80—170MeV之间,每个电子束里有几十亿个电子. 这几个实验里的电子的能量密度比以前的实验高成百上千倍,和射频电子加速系统产生的电子束相比,其角分布要小10倍. 所产生的电子束脉宽只有10多个fs,这对某些应用具有重要价值. 尽管这3个实验有相似性,但是它们之间也有不同,例如3个研究组用了不同的方法控制产生单能电子束的关键因素——相互作用长度. 此后,日本产业综合研究所用功率为2TW、脉宽为50fs的激光作用于密度较高的等离子体(密度为 10^{20} cm^{-3})时,也观察到10MeV左右的准单能电子束^[25]. 最新的实验表明,80fs的“长脉冲”激光在和等离子体相互作用的过程中,所产生的尾波场也能够产生准单能电子^[26]. 三维粒子模拟结果表明,尽

管入射时激光的参数条件不能达到空泡加速的条件,但是激光在等离子体的传播过程中,受前向受激拉曼散射等不稳定性的诱发,会经历自调制和纵向能量聚束过程,使得原来的长脉冲破裂成为几个短的脉冲,这个幸存的脉冲的强度和长度都比较合适,因而可以产生单能电子束. 尽管激光尾波场中单能电子束的产生是在空泡模式中首先观察到的,但是进一步的研究表明,空泡模式并不是单能电子束产生的唯一模式. 例如一些实验观察到了单能电子束,但是该实验参数不在空泡模式的参数范围里. 从表面上看,很多实验的激光参数和等离子体参数各不相同,有的甚至差别很大,这很容易让人们对于激光尾波场产生单能电子的条件产生疑惑,但是这些实验所采用的激光均是相对论激光,在和等离子体相互作用时会产生很强的相对论效应和非线性效应,有些实验刚开始的条件可能并不满足单能电子的产生条件,但是经过一段时间的相互作用后,通过自聚焦^[11]、自调制^[26]等物理过程,产生了稳定的加速场,并且能够形成强的电子的自捕获,也就是说,在作用过程中具备了产生单能电子的条件,因此最后也能产生单能电子. 尽管产生准单能电子束的物理条件至今还没有完全清楚,但从目前的实验结果看,其主要条件是几十飞秒的激光脉冲宽度和合适的等离子体密度和长度.

也有人认为,单能电子产生过程中起主要作用的是加速长度和失相长度的匹配,他们认为电子加速长度是失相长度的倍数的时候,电子进入减速相,因此形成单能电子^[25]. 我们对此观点持怀疑态度,因为目前的粒子模拟^[9]和实验结果表明^[27],单能电子束一旦出现,将会逐步变强,能量逐步变大,而如果他们的观点正确,电子能谱中的峰应该时隐时现,这个推论和已有结果不相吻合.

值得一提的是,中国台湾的科学家用 X 射线断层摄影术第一次给出了激光尾波场加速中不同加速距离的电子能谱^[27],或者也可以等效地看作时间分辨的电子能谱,该实验非常有利于实验结果和数值模拟的直接对照,对于研究单能电子的产生过程具有重要的意义.

4 单能电子产生的理论模型

在波破注入的情况下,如果在进一步波破和失相发生前的某个时候把电子从等离子体波中排出,就可以形成单能电子. Reitsma 等人用光子动力学理

论^[28]的一维模型研究了激光尾波场加速中的电子获得能量的效率和能谱宽度与激光和电子束参数的关系,发现当激光能量相同时,短脉冲激光的加速效率比长脉冲的要高,还发现,通过优化电子束的长度和电荷可以抑止电子能谱的展宽,同时发现,激光和注入电子束之间的时间间隔对电子能谱宽度和效率有很大的关系,因为它们对于注入的相位非常敏感. 但是,他们的研究结果主要对电子束有外部注入的情形有参考价值,对于空泡加速中的电子的自注入就无能为力了.

鲁巍等人通过研究入射电子束激发的等离子体尾波场中的 blowout 模式得到了一些定标率^[29],通过对麦克斯韦方程和粒子的运动方程进行坐标变换,得到了基本的控制方程,并根据空泡边界电子受力平衡条件,得到了电子空泡的边界所满足的方程,通过对该方程直接求积分,可以得到空泡的大小,并且发现,对于强相对论参数情况,空泡的横截面是一个圆,空泡的结构除了尾部外是一个球. 并且通过模拟发现,当激光的焦斑和 blowout 模式的电子空泡的半径 r_b 相当时,产生的壳层最好,这样有利于电子的捕获. 但是这种简单壳层模型不能描述焦斑与 blowout 模式空泡半径不匹配的情况,此时,可以通过研究激光的在真空中有质动力和离子柱对壳层电子的平衡来估计空泡半径^[24]. 对于给定的激光功率来说,激光的焦斑大小和 blowout 半径 r_b 有一个匹配值,它和 r_b 近似相等,即 $k_p \sigma_0 \approx k_p R_b$, 这里波数 $k_p = 2\pi/\lambda_p = \omega_p/c$, 等离子体频率 $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2/m_e$. 利用激光在真空中有质动力和离子柱对壳层电子的平衡,可以近似得到参数匹配条件下的空泡半径和激光的焦斑半径以及激光无量纲强度之间的关系:

$$k_p r_b \approx k_p \sigma_0 \approx 2 \sqrt{a_0}, \quad (2)$$

其中 $a_0 \approx 2(p/p_c)^{1/3}$, 这里 p_c 是激光的自聚焦的临界功率密度^[30], $p_c [\text{GW}] \approx 17.4 (\lambda_0/\lambda_p)^2$. 激光损耗长度为

$$L_{pd} \approx 2(c\tau/R_b) (k_0/k_p)^3 \sqrt{a_0} k_0^{-1}. \quad (3)$$

电子的相位失谐长度为

$$L_{dp} \approx \frac{2}{3} (k_0/k_p) \frac{1}{\sqrt{a_0}} Z_R, \quad (4)$$

其中 $Z_R = \pi w_0^2/\lambda_0$ 为瑞利长度. 电子的能量增益为

$$\Delta E \approx \frac{2}{3} mc^2 \left(\frac{k_0}{k_p} \right) a_0. \quad (5)$$

所得的单能电子束的电子数目为

$$N_b \approx \frac{2}{3} \frac{mc^2}{e^2} a_0^{3/2} k_p^{-1}. \quad (6)$$

另外,鲁巍等人同时还导出了其他一些定标率,感兴趣的读者可以参阅文献[31]。在此之前,Gordienko和Pukhov用相似性理论得到激光脉冲的最佳参数^[32]:最佳的聚焦半径 $k_p R \approx \sqrt{a_0}$,最佳的脉冲长度 $\tau \leq R/c$ 。他们也得到了电子能量增益等一系列定标率。鲁巍和Pukhov等人的模型的出发点不同,都经过粒子模拟的校验得到了一些定标率,但是鲁巍的简单壳层模型比较容易理解,而Pukhov等人的理论基础——自相似理论则比较难理解,他们的结果也有较大的差别,但值得指出的是,它们有一个交集,即在該区域里所得到的值两种模型是一致的。总的说来,这两种模型都可以给出单能电子产生的一些定标率,但仍然需要实验进一步验证。

5 展望

由于最近两年人们在实验上不断取得进展,人们对于激光尾波场加速器充满信心。目前已经在实验上观测到500MeV以上的单能电子,预计在不久的将来就会实现GeV的单能电子束。目前研究的重点是彻底弄清楚单能电子的产生机理和产生条件,如何在实验上获得稳定的单能电子以及如何提高实验的重复率。相信通过国内外科学家的努力,一定会在不久的将来造出实用的激光尾波场加速器。

参 考 文 献

- [1] Esarey E , Sprangle P , Krall J *et al.* IEEE Tran. Plasma Sci. , 1996 , 24 : 252
- [2] Tajima T , Dawson J M. Phys. Rev. Lett. , 1979 , 43 : 267
- [3] Malka V , Fritzier S , Lefebvre E *et al.* Science , 2002 , 298 : 1596
- [4] Umstadter D , Kim J K , Dodd E. Phys. Rev. Lett. , 1996 , 76 : 2073
- [5] Esarey E , Hubbard R F , Leemans W P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1997 , 79 : 2682
- [6] Sheng Z M , Mima K , Sentoku Y *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 , 88 : 055004
- [7] Zhang P , Saleh N , Chen S *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 , 91 : 225001
- [8] Moore C I , Ting A , McNaught S J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1999 , 82 : 1688
- [9] Pukhov A , Meyer-ter-Vehn J. Appl. Phys. B , 2002 , 74 : 355
- [10] Mangles S P D , Murphy C D , Najmudin Z *et al.* Nature , 2004 , 431 : 535
- [11] Faure J , Glinec Y , Pukhov A *et al.* Nature , 2004 , 431 : 541
- [12] Geddes C G R , Toth C , van Tilborg J *et al.* Nature , 2004 , 431 : 538
- [13] Sheng Z M , Meyerter V J. Phys. Plasmas , 1997 , 4 : 493
- [14] Najmudin Z , Krushelnick K , Clark E L *et al.* Phys. Plasmas , 2003 , 10 : 2071
- [15] Bulanov S V , Pegoraro F , Pukhov A M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1997 , 78 : 4205
- [16] Rosenzweig J B , Breizman B , Katsouleas T *et al.* Phys. Rev. A , 1991 , 44 : R6189
- [17] 马燕云 , 常文蔚 , 银燕等. 计算物理 , 2004 , 21 : 305 [Ma Y Y , Chang W W , Yin Y *et al.* Jisuan Wuli(Chinese Journal of Computational Physics) , 2004 , 21 : 305(in Chinese)]
- [18] Pukhov A , Gordienko S , Kiselev S *et al.* Plasma Phys. Contr. F. , 2004 , 46 : B179
- [19] Tsung F S , Narang R , Mori W B *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 93 : 185002
- [20] Esarey E , Pilloff M. Phys. Plasmas , 1995 , 2 : 1432
- [21] Modena A , Najmudin Z , Dangor A E *et al.* Nature , 1995 , 377 : 606
- [22] Najmudin Z , Tatarakis M , Pukhov A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2001 , 87 : 215004
- [23] Amiranoff F , Bernard D , Cros B *et al.* Nucl Instrum. Methods , 1998 , 410 : 364
- [24] Kostyukov I , Pukhov A , Kiselev S. Phys. Plasmas , 2004 , 11 : 5256
- [25] Miura E , Koyama K , Kato S *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2005 , 86 : 251501
- [26] Hidding B , Amthor K U , Liesfeld B *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006 , 96 : 105004
- [27] Hsieh C T , Huang C M , Chang C L *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006 , 96 : 095001
- [28] Reitsma A J W , Cairns R A , Bingham R *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 : 085004
- [29] Lu W , Huang C , Zhou M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006 , 96 : 165002
- [30] Esarey E , Sprangle P , Krall J *et al.* IEEE J. Quantum Elect. , 1997 , 33 : 1879
- [31] Lu W , Huang C , Zhou M *et al.* Phys. Plasmas , 2006 , 13 : 056709
- [32] Gordienko S , Pukhov A. Phys. Plasmas , 2005 , 12 : 043109