

第三讲 激光在真空中加速电子*

王平晓 孔青 霍裕昆[†]

(复旦大学现代物理研究所应用粒子束物理实验室 上海 200433)

摘要 文章简要回顾了真空中激光加速电子的研究进展,着重介绍了真空俘获加速电子的动力学特点和物理机制. 出现俘获加速(capture and acceleration scenario, CAS)的经典物理机制是聚焦激光束的衍射效应导致光波沿俘获电子轨迹的有效相速度减慢,以致电子有可能被长时间俘获在加速相位中并从激光场获得足够多的能量. CAS 出现需要的入射动量的相空间不小,而且在实验上可以达到. 此外,最佳入射动能对激光强度并不敏感,在小角入射时大约在 10—20 MeV. 研究发现, CAS 出现需要的激光场强相当高,电子获得的能量在电子进入 CAS 通道时急剧上升. 此外文章还介绍了有质动力加速模型的特点和机制、附加磁场的加速机制.

关键词 激光加速, 强激光, 有质动力

Laser-induced electron acceleration in vacuum

WANG Ping-Xiao KONG Qing HUO Yu-Kun[†]

(Applied Ion Beam Physics Laboratory, Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract We briefly review the progress in laser-driven electron acceleration in vacuum. The dynamical characteristics and physical mechanisms of the laser-induced capture and acceleration scenario (CAS) are introduced. The physical mechanism is that the diffraction effect of the focused laser beam leads to slowing down of the effective wave phase velocity along the captured electron trajectory, such that the electron can be trapped in the acceleration phase of the wave for a longer time and thus gain significant energy from the field. The phase space of the incident electron momenta required by CAS is not small and is readily achievable in experiments. Furthermore, the optimum incident momentum is not very sensitive to the laser intensity, which is around 10—20 MeV. Our study also shows that the required laser intensity for CAS to emerge is extremely high. The electron energy gain increases sharply after entering the CAS regime. In addition, the vacuum ponderomotive laser acceleration and vacuum acceleration by the laser plus stationary magnetic field are addressed.

Keywords laser acceleration, intense laser beam, ponderomotive

1 引言

自从 20 世纪 30 年代第一台整流倍压加速器在英国问世以来,各种类型的加速器先后投入运行,加速器的最大输出能量几乎以每十年一个数量级的速度呈指数增长. 然而,随着加速器能量的提高,加速器建造的规模和费用也飞速增长. 另一方面,高能物理的发展要求越来越高的加速器能量,因此仅采用

现有的加速器技术难以满足实验的要求,而探索新的加速机制以解决这个问题便日益受到人们的关注^[1]. 到目前为止,人们提出的新机制有很多种,其中最引人注目的是利用强激光束代替目前的高频或微波束实现加速^[2]. 因为当激光功率密度 I 达到 $\sim 10^{22} \text{ W/cm}^2$ 时,相应的光电场强度 E 高达 $\sim 3 \times$

* 国家自然科学基金(批准号:10335030 和 10475018)资助项目
2006-08-21 收到初稿,2006-10-11 收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: hoyk@fudan.edu.cn

10^7 MV/m. 较通常加速器中的加速电场强度($E \sim 20$ MV/m)高出百万倍,而且激光聚焦强度 I 为 $\sim 10^{22}$ W/cm² 或者更高的激光器可望在不久的将来实现^[3]. 因此,近20年来,激光加速器的研究得到人们广泛的重视.

利用激光加速粒子(主要是电子),早在第一台激光器出现后两年即1962年就有人提出^[4],但其迅速发展却是在80年代后,特别是CPA技术出现后.到目前为止,人们已经提出了大量的加速方案.虽然这些方案五花八门,但按激光场与媒介的关系大致可以分为三类(1)远场加速,即采用远离介质的激光场,例如在真空中不受约束的激光光束对自由电子的加速(2)近场加速,即采用靠近介质的激光场,加速电场主要是利用激光场的纵向分量,类似于在波导管中的微波束对电子的加速(3)媒介加速,即采用在介质中的激光场,例如在等离子体或气体中的激光束对电子的加速.即使如此,也很难区分这些方法,比如锥形光场加速有真空的也有加气体的,拍波加速有真空拍波加速和等离子体加速,交叉光束加速有采用拍波的也有不采用拍波的.

正如Katsouleas指出^[5],并非所有的方案都有潜力将粒子加速到超高能.自从激光加速的思想提出以来,有关的理论研究就没停止过,近年来,人们对激光场与带电粒子相互作用的理论研究已取得很大进展,无论是量子理论^[6]还是经典理论^[7-9].然而,目前的工作还仍处在理论探索和实验尝试阶段,最好的实验记录是利用激光等离子体加速将电子加速到GeV量级^[10],与传统加速器相比仍存在很大的差距.运用激光加速粒子碰到一个主要困难是激光场的周期性和它的传播相速度使得电子与光场之间出现的相滑移,从而很难使电子俘获在加速相位.解决这个困难一般有两种方法:一是引入介质或利用近场效应降低光场的相速度,使光场传播与粒子运动同步,例如激光等离子体加速方案;二是把光场截断,使电子只在有限范围内与光场发生作用^[11],还有如前面提到的锥形光场加速方案.但是,引入介质会大大降低加速效率,特别是等离子体的不稳定性难以控制.激光波长很短,激光波导管极难加工,而且采用近场效应和截断光场都不能应用超过介质的破坏阈值的光场,否则会烧蚀有关材料^[12].能否用远场加速呢?“在真空中自由电子与光束间能否有净的能量交换”这样一个基本问题曾在学术界长期有争论^[13].根据Lawson-Woodward定理,电子不可能在真空中从不受限制的自由传播的激光束获得

净的能量交换^[14].随着近年的理论工作和实验工作的进展,人们已逐步明确,这一未经严格证明的“定理”绝非普适的,仅对一些低场特定情况可应用.例如,1996年法国的Malka G等人已从实验上观测到电子被加速到MeV量级^[15].早些时候,人们从实验上报道了在较低激光强度下将电子加速到几分之一eV^[16]和几个keV^[17]的能量,后来在较高激光强度下观测到电子获得100keV的能量加速^[18].理论上,人们提出了真空中有质动力加速机制^[19,20]、俘获加速机制^[21]、逆自由电子加速机制^[22]、半波加速机制^[23]、亚周期脉冲加速机制^[24]、啁啾脉冲加速机制^[25]、外加电场或磁场加速机制^[26]等.

近年来,国内很多研究小组展开了激光加速粒子的研究,取得了很多成果.其中有中国科学院物理研究所的张杰院士、盛政明研究员小组^[27],中国科学院上海光学精密机械研究所徐至展院士、余伟研究员小组^[28],此外还有其他一些小组的成果报道^[29,30]等等.我们所在的复旦大学研究组也开展了相关工作,特别是对真空俘获加速机制进行了系统研究并取得一些成果.本文将详细介绍一些真空加速方案.

2 真空激光俘获加速

我们采用如图1所示模拟模型.模拟结果发现,电子与强激光场作用表现为两种典型的动力学轨道:非弹性散射(inelastic scattering, IS)轨道和电子俘获加速(capture and acceleration scenario, CAS)轨道^[21].电子不仅可以通过这两种作用机制与激光场发生动量交换,而且可以发生能量交换.在超强场条件下($a_0 \equiv eE_0/m_e c \omega \approx 100$),加速梯度能高达几十GeV/cm,电子能被加速到GeV量级^[31],而注入电子的能量只需要10MeV左右.这种新机理如若能被实验证实,可望成为发展小型台式GeV电子激光加速器的新加速原理,并且大大降低同量级加速器的建造成本.

图2显示了两种典型动力学轨道:CAS(实线)和IS(虚线).在 $x-z$ 平面的轨迹如图2(a)所示,图中明显显示出电子是俘获还是反弹.在图2(b)中呈现了电子的能量 γ 在整个相互作用过程中随时间 t 的变化,插入图是箭头所指部分的放大.图2(c)呈现了电子在相互作用过程中实际感受到的激光相位 φ 随时间 t 的变化.图2(c)的突出特点是,CAS和IS电子在进入激光场的初始阶段感受到的位相变化都

非常快,但是 CAS 电子一旦进入俘获阶段,它感受的位相变化相当慢,电子能被剧烈加速到 GeV. IS 电子却自始至终感受到的相位变化都很快,从图 2(b)的插图可以看出,它的能量经过振荡后出射时获得的净能量并不多.

为了解释电子在 CAS 中获得巨大能量的机制,观察电子在激光场中感受到的相位的变化将是很有帮助的. 我们知道,电子在真空中的平面波电磁场里的相位滑移速度可以近似估计为 $c/(2\gamma_{\parallel}^2)$, 这里, $\gamma_{\parallel} = \sqrt{1 - v_{\parallel}^2/c^2}$, 而 v_{\parallel} 是电子沿波传播方向的速度. 因此可以预料,加速的初始阶段 γ_{\parallel} 不是很大时将有明显的相滑移. 我们注意到,我们现在采用的激光场并不是平面波而是 Gauss 光束. Gauss 光束的波阵面的曲率半径将因为光束的衍射效应而改变. Gauss 光束激光场的相位为

$$\varphi = kz - \omega t - \phi(z) - \phi_0 + \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)}, \quad (1)$$

其中 $\phi(z) = \tan^{-1}(z/Z_R)$ 是 Gouy 相移, $R(z) = z(1 + Z_R^2/z^2)$ 是波阵面的曲率半径. 从 $z=0$ 到 Z_R , $R(z)$ 首先减小, 然后从 Z_R 到无穷远, $R(z)$ 一直增大. 沿粒子轨迹的相速度可以通过下式计算得到^[31,32]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + (V_{\varphi})_j (\nabla \varphi)_j = 0 \quad (2)$$

其中 $(V_{\varphi})_j$ 是沿粒子轨迹的相速度, $(\nabla \varphi)_j$ 是沿粒子轨迹的相场梯度. 沿电子轨迹的相速度可以表示为

$$(V_{\varphi})_j = \frac{ck}{e_e \cdot \nabla \varphi} = ck \left(\frac{v_r}{v_0} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{v_z}{v_0} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^{-1}. \quad (3)$$

上述给出了沿电子轨迹的相速度是电子速度 (v_r, v_z) 和位置 (r, z) 的函数. 可见,最小的相速度轨迹应是沿着梯度方向,即 $(V_{\varphi})_{j, \min} = ck/|\nabla \varphi|$. 对光场研究

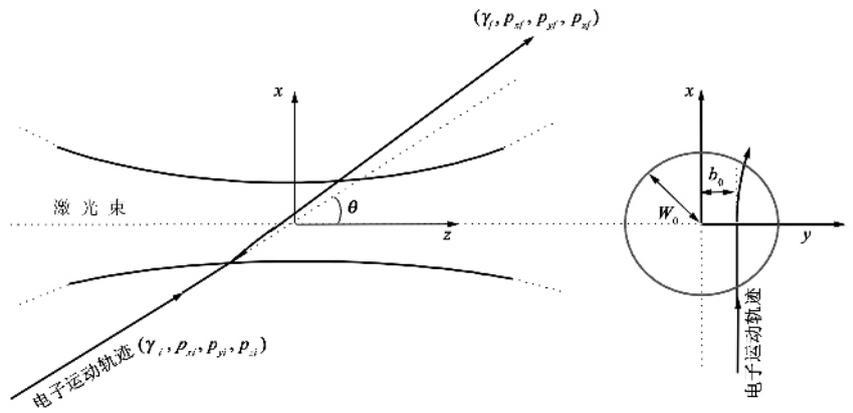


图 1 电子-激光散射位形示意图 (w_0 是激光束的腰宽, b_0 是电子入射的瞄准距离. 电子入射的初态为 $(\gamma_i, p_{xi}, p_{yi}, p_{zi})$ ($\gamma_f, p_{xf}, p_{yf}, p_{zf}$ 是电子出射状态. θ 是电子入射角, ϕ 是 $x-z$ 平面偏转角)

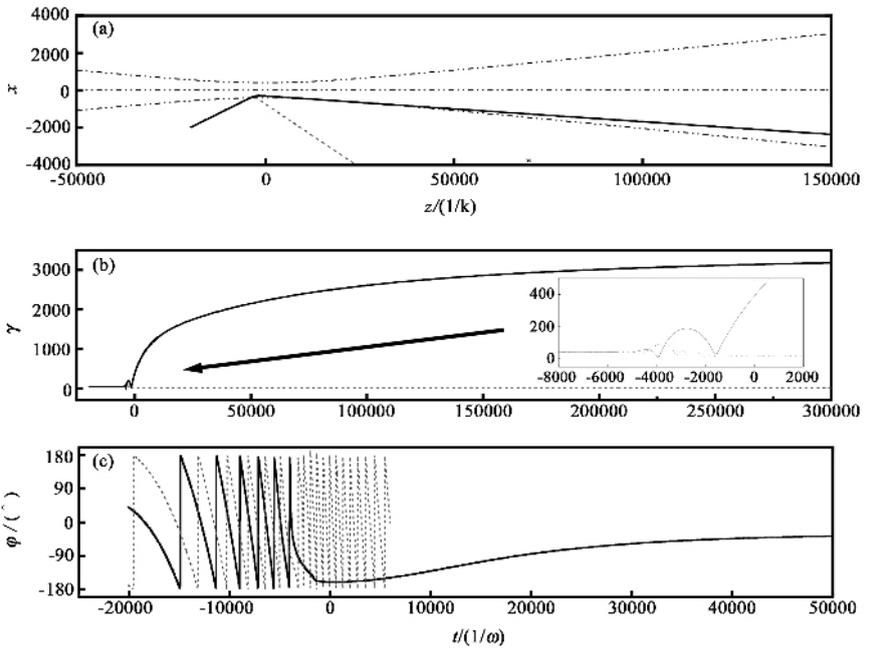


图 2 两典型的电子动力学轨道:俘获加速(CAS)和非弹性散射(IS).其他计算参数与图 3(b)相同 (a)在 $x-z$ 平面的电子轨迹,点划线表示聚焦的激光束的侧面轮廓 (b)电子的能量 γ 随时间变化,插图是图中箭头所指部分的放大 (c)电子感受的激光相位随时间的变化]

发现,聚焦的激光场存在低相速度区,即其最小相速度小于真空中的光速,这为光场中存在 CAS 通道提供了可能. 进一步研究发现^[33] 相速度和振幅分布是密切关联的,对于单频波,只要获得波的振幅分布即可获得相速度分布的信息,并证明低相速度区分布是一个普遍现象,同时这个关系提出了通过构造振幅分布以实现所设计的相速度分布的新方法.

对一个沿 z 轴 ($r=0$) 以接近光速 ($v_z \approx c$) 运动的电子,相速度为

$$(V_{\varphi})_{j\beta} \cong c \left[1 + \frac{1}{kZ_R(1+z^2/Z_R^2)} \right]. \quad (4)$$

结果,电子相对激光场相转移半个波长 $\lambda/2$ 需要的距离为 $z \cong Z_R$,正是源于 Gouy 相移因子 $\phi(z) = \tan^{-1}(z/Z_R)$.此外,这构成了 Lawson - Woodward 定理的基础,应用于沿直线以近光速运动的电子只感受到线性加速度(正比于激光场电场强度).沿这个直线轨迹 $-\infty < z < +\infty$ 积分将导致电子获得净能为零.这是因为相速度 $(V_{\varphi})_{j\beta} > c$ 和相转移的结果.

对一个非直线、弯曲的轨迹运行的电子,情况并非如此,相速度不是为常数.由于激光场作用在电子上的力改变电子的速度方向, Lorentz 力的 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 项变得很重要.更何况沿电子轨迹电子感受到的有效相速度可以比真空中的光速还小.于是使得电子和激光场在相当远的距离保持相同步成为可能,最终导致电子获得巨大的净能量.

图 3 显示了两种典型动力学轨道情况下激光沿电子轨迹的相速度随时间变化情况.从图 3(c)可见,激光沿 IS 电子轨迹的相速度远远大于电子的实际速度,因此电子的相转移将非常快.结果电子不能从激光场获得相当大的净能量.作为对比,在如图 3(b)所示 CAS 情况下,激光沿电子轨迹的相速度在 $0-Z_R$ 间甚至小于电子的速度,此后的相速度与电子速度非常接近,这就是相转移非常小的原因.由此电子有可能长时间被俘获在加速相位而获得巨大的能量增益.

电子俘获加速现象的发生与许多参数直接相关,包括激光强度、光束的宽度、电子的入射能量、电子的入射角度等等.一系列的模拟研究表明,电子俘获加速现象发生的条件及其结果如下: CAS 发生存在一个激光强度的阈值效应.只有当激光强度超过这个阈值时才能发生俘获加速的现象. CAS 所要求的电子入射能量有一定要求,既不能太高也不能太低,典型值为十几 MeV.要求电子小角度入射,典型值为 $\theta_i \approx \tan^{-1}(0.1)$.

起初模拟采用的光场描述是近轴近似,如果激光束的腰宽很小时,其精度难以保证.我们采用高阶修正稳态光场描述研究发现, CAS 依然有效^[34],后来 Salamin 的模拟也得到相同结果^[35].实际强激光场径向分布往往不是我们起初采用的纯高斯型,而是接近平顶型分布.我们的研究发现,在平顶型分布的光场中, CAS 依然有效^[36].通过采用高阶修正的超短脉冲光场描述,我们研究发现,超短脉冲激光场中 CAS 依然有效^[37].此外,我们研究还发现,圆偏

振光场中也存在 CAS 加速通道^[38].

3 有质动力加速

有质动力的概念来自凝聚态媒质电动力学^[39],是指带电粒子在非均匀场中感受到的、起源于媒质或者场的非均匀分布的一种力.真空中的电子在强激光场中的运动,可以近似地分解为随光场的震荡而发生快速的“抖动”和一个复合电子沿“抖动”的时间平均中心的运动.如果光场分布不均匀,电子在两个“半周期”中的运动就不能抵消,表现为在一种力(即有质动力)作用下的加速运动.有质动力使带电粒子将由强场区向弱场区运动,并获得一定的能量.人们发展了一种有质动力势模型,将电子在强激光场中的运动(随激光周期的平均)看成是在一个势场中的运动,而有质动力是该势的空间梯度:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}_{\text{pond}} = -\nabla U_{\text{pond}}(\mathbf{r}, t); \quad (5)$$

$$U_{\text{pond}} = (\sqrt{1 + |\alpha(\mathbf{r}, z, t)|^2/2} - 1)m_e c^2. \quad (6)$$

这个式子给出的有质动力只是一个非相对论条件下的经典解.随着激光强度的提高,人们也给出了一些相对论的有质动力的求解方法,这里就不详细介绍了.

电子在一个理想的平面波光场中运动时,由于任何一个周期中加速和减速阶段都完全对称,电子无法获得净能量增益.对于一个平面波脉冲,电子在有质动力的作用下,在脉冲前沿将经历一个加速阶段,在下降沿经历一个减速阶段,由于上升沿和下降沿的完全对称,最终加速和减速相互抵消,光脉冲和电子分离后,电子也无法获得能量增益.当激光是一个聚焦脉冲时,由于衍射效应,在激光中心的光强远远大于外围区域的光强,在聚焦平面附近的光强远大于远离焦平面区域的光强.例如对于基模高斯型激光来说,可以得到横向和纵向的有质动力为

$$F_r = \frac{a^2 r}{w_z^2 \sqrt{1 + a^2/2}}, \quad (7)$$

$$F_z = \frac{a^2}{\sqrt{1 + a^2/2}} \left[\frac{2z}{w_0^2 w_z^2} \left(1 - \frac{2r^2}{w_z^2} \right) + \frac{\eta}{\tau^2} \right]. \quad (8)$$

其中 $a = \frac{E_0}{mc\omega} \frac{w_0}{w_z} \exp\left(-\frac{r^2}{w_z^2}\right) \exp\left(-\frac{\eta}{\tau^2}\right)$ 表示激光的强度分布.

一方面在横向有质动力的作用下,电子将横向散射离开激光中心并获得一定的净能量加速,即1995

年 Hartemann 提出的采用聚焦高斯光束中的非线性有质动力来加速电子的思路^[19] ,另一方面,电子在纵向有质动力作用下也可以获得加速. 一个方案是 2000 年余玮等人提出的^[28] ,让电子以一定的初速度在光脉冲前运动,电子在聚焦面附近经历脉冲上升沿的加速阶段,获得猛烈加速,这样当电子越过脉冲中心进入减速阶段时已经远离焦平面,场强大大降低. 这样,由于加速阶段与减速阶段的强烈不对称性,电子能保留大部分的震荡能量,如图 4 所示.

近年来,人们又陆续提出了利用高阶模激光场中横向有质动力来解决电子束横向散射问题^[40] 和利用超短脉冲中的有质动力加速过程来获得超快的高能电子脉冲^[41] 等思想.

在实验方面,1995 年,Moore^[42] 采用激光打稀薄气体使其电离产生电子的方法,并利用真空有质动力加速原理,实现了电子净能量增益. 1995 年, Malka^[15] 采用预制激光打薄靶,产生 10keV 左右的电子,并用另外一束激光加速这些电子. 在强度为 $a_0 \equiv eE_0/m_e c\omega = 2.3$ 的激光作用下,电子被加速,极少电子能量到达并超过 1MeV. 这些实验证明了真空中激光确实能够加速电子,鼓舞了人们对激光加速的进一步探索.

有质动力加速机制利用激光场分布的非均匀性,是一种梯度力加速,加速能量与激光强度 a_0 的平方成正比,而且出射电子的角度与加速能量有比较清晰的对应关系,比较利于实验观察. 但是,对于不同的电子来说,其加速效果和电子与激光的相对位形密切相关,这直接导致了加速电子的能量分布弥散,高能部分的产额低等问题,需要我们进一步研究改进.

4 附加磁场的加速机制

真空中激光加速电子的另外一个思路是,通过添加静磁场作为一个附加因素,来破坏一个激光振荡周期中加速和减速阶段的对称性,从而获得净能

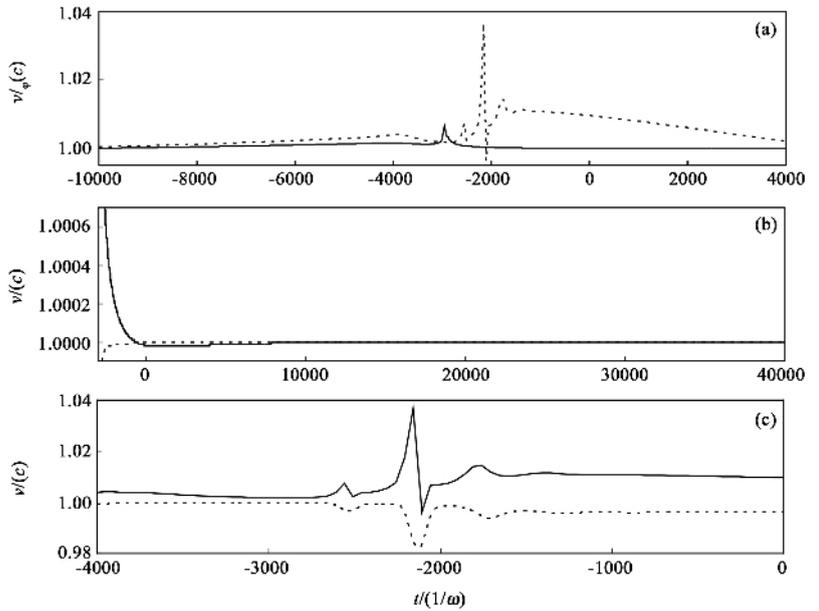


图3 (a)CAS(实线)和IS(虚线)情况下 Gaussian 光束沿电子轨迹的相速度变化;(b)在 CAS 情况下激光沿电子轨迹的相速度(实线)与电子的速度(虚线)比较;(c)在 IS 情况下激光沿电子轨迹的相速度(实线)与电子的速度(虚线)比较

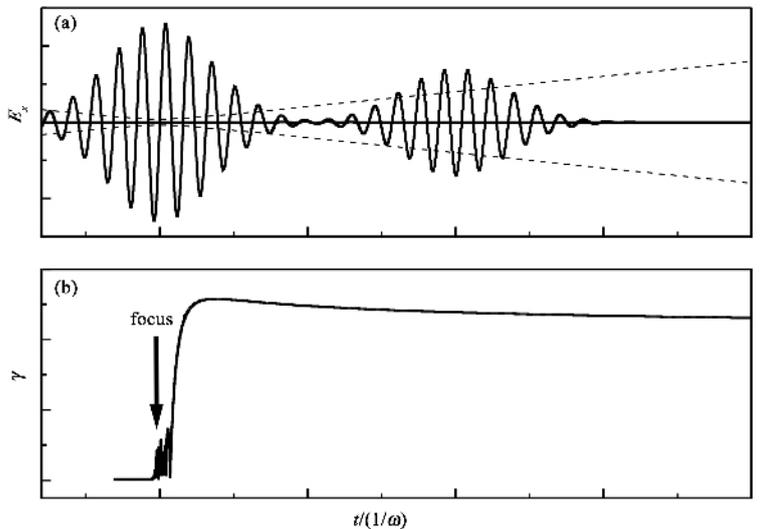


图4 纵向有质动力加速示意图

量交换. 此类加速机制中还有通过添加静磁场来加速电子的逆韧致辐射加速^[26] 和添加磁场阵列来加速电子的逆自由电子激光加速等. 逆自由电子激光 (inverse free electron laser acceleration, IFEL). 加速的原理如图 5 所示^[43] ,通过设置一组被称为扭摆器的磁铁,交替改变附加磁场的方向,在合适的共振条件下,使电子在横向的速度始终与电场方向相反,从而保持持续加速.

目前,逆自由电子激光加速机制的理论工作已经基本完成,人们主要关注其实验验证和应用前景

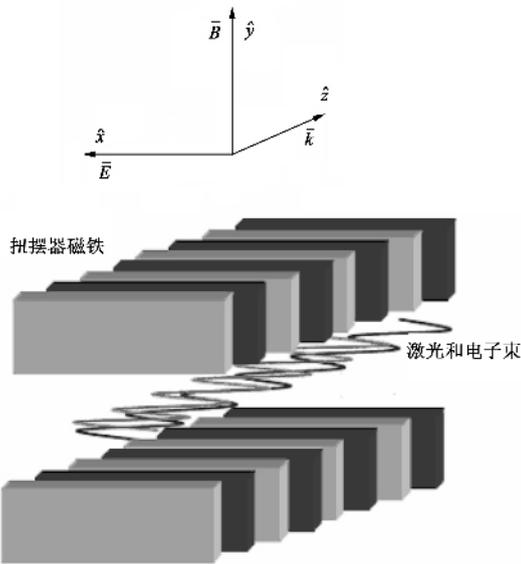


图5 逆自由电子激光加速示意图

上. 1992年, Wernick 和 Marshall^[44]完成了首个原理性验证实验, 将电子加速到 0.2 MeV. 1998年, 有人观察到了能量为 1 MeV 左右的微电子束^[45]. 2001年, Yoder, Marshall 和 Hirshfield^[46]首次实现加速所有电子, 加速能量为 0.35 MeV, 并验证了电子能量与位相的关系; 同年, Kimura^[47]等人完成了首次两级加速原理验证实验, 并将电子加速到 2 MeV. 2003年, 他们又获得了准单能电子束, 有 80% 的电子被加速, 加速后的能量散度小于 0.5% (FWHM)^[48]. 2005年, Musumeci^[49]等人首次将加速能量提高到了 20 MeV.

IFEL 一般采用的是 CO₂ 激光器, 目前使用的激光功率在 GW 到数百 GW. 能量增益与 undulator 设定的共振能量相关, 加速出来的电子束在能量的单一性、空间散度方面会有比较好的特性, 并可以实现多级加速, 是一种有效的将激光能量转移到电子束的方案. 同时, 它依赖于激光和磁场技术, 并且需要考虑高能电子的同步辐射损失, 其加速梯度与电子能量相关, 目前实验上的结果在 MV/m 的量级. 近年来, 实验上的进展使 IFEL 的应用化带来了比较大的希望.

5 讨论与展望

自从 20 世纪 60 年代提出激光加速电子至今已有四十多年, 但是引起人们普遍关注并获得迅速发展的是近二十年. 最近几年的喜人进展打消了人们最初的疑虑, 许多国家的著名实验室和大学都相继

投入相关的实验和理论研究. 但是, 从实验室的一个成功的实验到它的商业应用有相当长的一段路要走, 更何况目前实验达到的综合指标和传统的加速器技术相比还没有竞争力. 虽然研究电子与真空中的强激光相互作用的规律和特点采用的条件往往过于理想, 与实验的实际条件相差甚远, 但是基于得到的这些规律和特点有望设计出更加简洁、合理和高效的激光真空加速电子的新方案. 此外, 这些研究也是一个很好的基础研究课题, 例如相关深入研究已加深了人们对相速度的理解. 需要指出的是, 与真空中的有质动力加速机制相比, 在光场还不是特别强, 例如 $a_0 < 10$ 时, 俘获加速机制并没有特别的优势, 但是当光场特别强, 例如 $a_0 > 50$ 时, 俘获加速机制在获得高能电子方面表现出明显的优势. 随着对俘获加速机制研究的深入, 人们对原理性检验实验表现出浓厚的兴趣. 我们所在的复旦大学小组与美国加州大学洛杉矶分校的小组合作提出在布鲁克海文实验室进行原理性检验实验方案已被美国能源部正式立项. 此外, 国内的中国科学院上海光学精密机械研究所、中国工程物理研究院等单位对真空俘获加速实验也表现出了浓厚兴趣, 并开展了一些具体的实验工作. 虽然真空中激光加速电子目前进展还不如激光等离子体加速方案, 但是与激光等离子体方案相比, 真空方案可以避免等离子体的不稳定性、复杂性等困难. 总之, 真空中激光加速方案是值得进一步探讨新加速机制的一条途径.

参考文献

- [1] Tigner M. Imperative for future high energy accelerators. In : Edited by Wurtele J S. *Advanced acceleration Concepts*, AIP Conference Proceedings. No. 279, New York : AIP, 1992. 1
- [2] Wurtele J S. *Physics Today*, 1994, (7) : 33 ; Joshi C, Katsouleas T. *Physics Today*, 2003, (6) : 47
- [3] Salamin Y I, Hu S X, Hatsagortsyan K Z *et al.* *Phys. Rep.*, 2006, 427 : 41
- [4] Shimoda K. *Appl. Opt.*, 1962, 1 : 33
- [5] Katsouleas T C. *Laser acceleration of particles*. In : SPIE Conference on High Intensity Laser Processes. Bellingham : SPIE, No. 664, 1986. 2
- [6] Pardy M. *Phys. Lett. A*, 1998, 243 : 223 ; Fedorov M V, Goreslavsky S P, Letokhov V S. *Phys. Rev. E*, 1997, 55 : 1015
- [7] Hartemann F V, Kerman A. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76 : 624
- [8] Quesnel B, Mora P. *Phys. Rev. E*, 1998, 58 : 3719
- [9] Hafizi B, Ganguly A K, Ting A *et al.* *Phys. Rev. E*, 1999, 60 : 4779
- [10] Leemans W P *et al.* *Nature physics*, 2006, 2 : 696 ; Mangles S P D *et al.* *Nature*, 2004, 431 : 535 ; Geddes C G R *et al.* *Nature*, 2004, 431 : 538 ; Faure J *et al.* *Nature*, 2004, 431 : 541
- [11] Plettner T, Byer R L, Colby E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95 : 134801
- [12] Huang Y C, Byer R L. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, 69 : 2175
- [13] McDonald K T. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80 : 1350

