

利用超短脉冲光束实现在真空中 加速电子的方案

程 亚 徐至展

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

提要 研究了一种利用超短强激光脉冲实现在真空中加速自由电子的方案,并讨论了其具体实施的可行性。同时给出了实现该方案的计算机模拟结果,与理论分析很好地符合。结果表明该方案简单易行,具有很高的实用价值。

关键词 光加速器,超短脉冲激光,强场激光

1 引 言

近年来,由于强光技术的迅速进展,产生峰值强度为 $10^{18} \sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 的短脉冲激光束在技术上已不太困难。由此引起了许多学者对研制由强激光作为动力源的加速器的强烈兴趣。如利用超短脉冲强激光与等离子体相互作用产生的尾波场加速电子^[1],或是在等离子体介质中直接利用光脉冲加速电子^[2],以及各种强光与静电磁场共同作用加速电子^[3]的方案。但上述这些方案均需在强光之外引入其它的介质或装置。本文提出了一种在真空中利用超短激光脉冲直接加速电子的设想,可以省去激光器以外的辅助设施,达到简化装置的作用。

早于 70 年代, Sarachik 和 Schappert 就指出^[4],对于实验室系中静止的自由电子,当一束平面波激光束经过它时,一旦上升沿穿过电子,电子就被加速,直到光强达到最大值。然后在光强的下降沿电子被减速,直至光脉冲离开,电子又静止在实验室系中。因此,长期来人们希望利用强光的这种有质动力来加速电子^[5],却缺少办法在电子达到最大速度的时候将电子从激光场中取出,或是在取出电子时不能进行很好的控制。

克服这一弊端的一个方法是设法减缓光脉冲的群速度,例如将光脉冲注入等离子体介质中^[2]。但是这种方法在实际应用中会产生许多问题,最主要的是等离子体中的电子会对激光场响应从而密度重新分布,并产生静电场以抵消激光场的有质动力^[6]。这将直接影响到该加速方案的可实行性。如果能不用等离子体介质,而在真空中实现该方案,就可大大简化装置。同时也可减少由等离子体中流体响应对光场和被加速电子的干扰。

2 理论分析

事实上,对于非平面波,其群速度本身就可以小于光速^[7]。因此,我们提出一种真空中实现

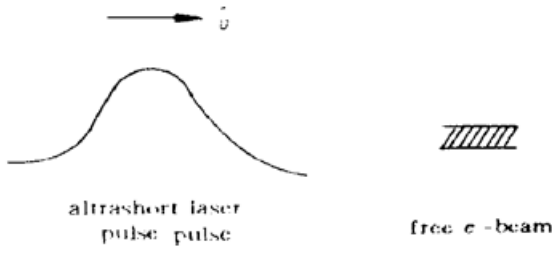


图 1 利用超短强激光脉冲实现真空中电子加速方案示意图

Fig. 1 Schematic of accelerating electrons in vacuum by using an ultrashort laser pulse

电子加速的方案,如图 1 所示。即将聚焦后的强激光超短脉冲光直接对电子加速。对于高斯光束,在近轴近似下,当它未传输很远时(远小于瑞利长度),其群速度^[9]近似为(见文献[8]中的公式(7))

$$\frac{v_g}{c} = 1 - \frac{2}{(k_0 r_0)^2} \quad (1)$$

这里, v_g, c, k_0 分别为光束波包群速度、真空中的光速和激光空间频率。对波长为 $1 \mu\text{m}$ 的激光,若焦斑半径 $r_0 = 30 \mu\text{m}$, 则

$$\gamma_g = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_g/c)^2}} \approx 94 \quad (2)$$

γ_g 为激光束的相对论因子。根据文献[2]的讨论,若一圆偏振激光束用来加速初始动量及能量分别为 u_e, γ_e 的电子,其归一化的矢势($a = eA_{\perp} / (m_e c^2)$) 必须超过一临界值

$$a_c^2 \geq 2[(\gamma_g \gamma_e - u_g u_e)^2 - 1] \quad (3)$$

其中 $u_g = \sqrt{\gamma_g^2 - 1}$ 。相应的电子的能量变化为

$$\Delta\gamma = 2(u_g^2 \gamma_e - \gamma_g u_g u_e) \quad (4)$$

假定电子初始能量为 $\gamma_e = 10$, 则 $a_c \geq 6.6, \Delta\gamma = 876$ 。这是相当可观的数值。进一步增大电子的初始能量有助于降低激光的临界矢势,从而降低激光的功率,这对具体实验有益。但同时也将降低电子获取的能量值。如取 $\gamma_e = 20$, 则有 $a_c \geq 1.6, \Delta\gamma = 211$ 。

3 数值模拟

计算机模拟实验很好地验证了上述结论。为了与实验情况接近,采用随时间演化的真实波包。由近轴近似解^[8,9]给出的圆偏振光波演化公式在瑞利长度以内其表达式为

$$d^{\wedge} = \frac{a_0 r_0}{r_s} \cdot f(z) \cdot \exp\left[\frac{-r^2}{r_s^2}\right] \cdot (x^{\wedge} \sin \phi + y^{\wedge} \cos \phi) \quad (5)$$

$$\phi = k_0(z - ct) + a_z \cdot \frac{r^2}{r_s^2} - \tan^{-1} a_z \quad (6)$$

这里 a_0 为激光归一化矢势, $a_z = z/Z_R, r_s = r_0 \sqrt{1 + (a_z)^2}$, 其中 $Z_R = k_0 r_0^2 / 2$ 是瑞利衍射长度, 形状因子 $f(z) = \exp - \frac{(z - ct)^2}{L^2}$ 反映了脉冲包络的移动。由电动力学可知电场与磁场均可由(5), (6) 式导出

$$E^{\wedge} = - \frac{\partial d^{\wedge}}{\partial t}, \quad B^{\wedge} = \nabla \times d^{\wedge} \quad (7)$$

从而描述电子运动的洛伦兹力方程为

$$\frac{d(m_e \gamma v^{\wedge})}{dt} = q(E^{\wedge} + v^{\wedge} \times B^{\wedge}) \quad (8)$$

电子运动轨迹由 $r^{\wedge} = \int_0^t v^{\wedge} dt$ 决定。(5) ~ (8) 式给出的数值计算结果由图 2 ~ 图 4 给出。所选取的各项参数为: 激光波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$, 激光束脉宽 $L = 7.5\lambda$, 焦斑半径 $r_0 = 25\lambda$, 电子初始动量均

为零。图 2 中激光束中心的矢势峰值强度(归一化) 取为 $a_0 = 2$, 即小于临界值, 因此最终电子未被加速; 图 3 中矢势值取为 $a_0 = 6$, 电子最终被加速到 $\gamma \approx 300$, 并由横向能量与纵向能量之比可见电子的准直性较好。图 2, 图 3 中电子在初始时刻均位于 $r = 0, z = 2L$ 。即电子开始时远离脉冲并位于脉冲中轴。图 4 给出了在初始时刻如果电子偏离光轴中心最后的加速能量分布图, 从中可见远离中心的电子未受到加速。

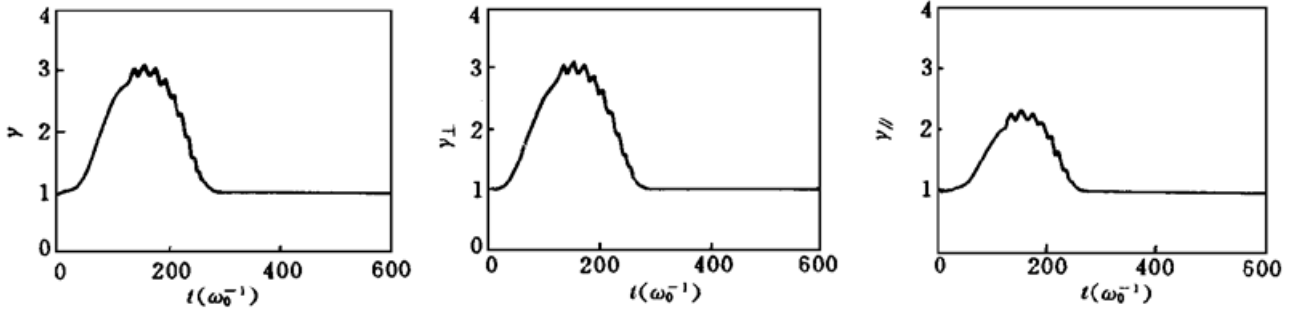


图 2 当 $a = 2$ 时, 电子最终未受到加速, 这里 $L = 7.5\lambda, r_0 = 25\lambda, \lambda$ 为波长($1 \mu\text{m}$)

Fig. 2 When $a = 2$, the electron acceleration fails. Here $L = 7.5\lambda, r_0 = 25\lambda, \lambda$ is the wavelength ($1 \mu\text{m}$)

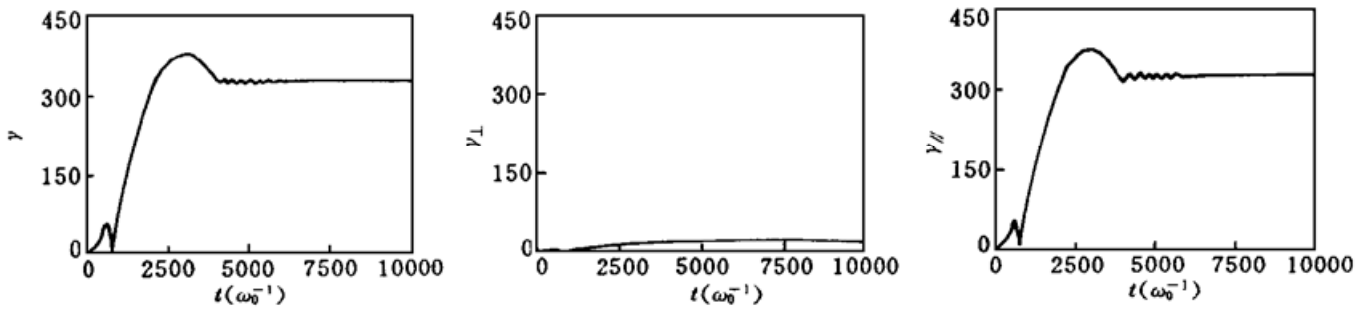


图 3 当 $a = 6$ 时, 电子加速能量 $\gamma \approx 300$, 且横向发散能 $\gamma_{\perp} \ll \gamma_{\parallel}$, 光束参数同图 2

Fig. 3 When $a = 6$, the energy gain of the electron is $\gamma \approx 300$. All parameters are as same as those in Fig. 2

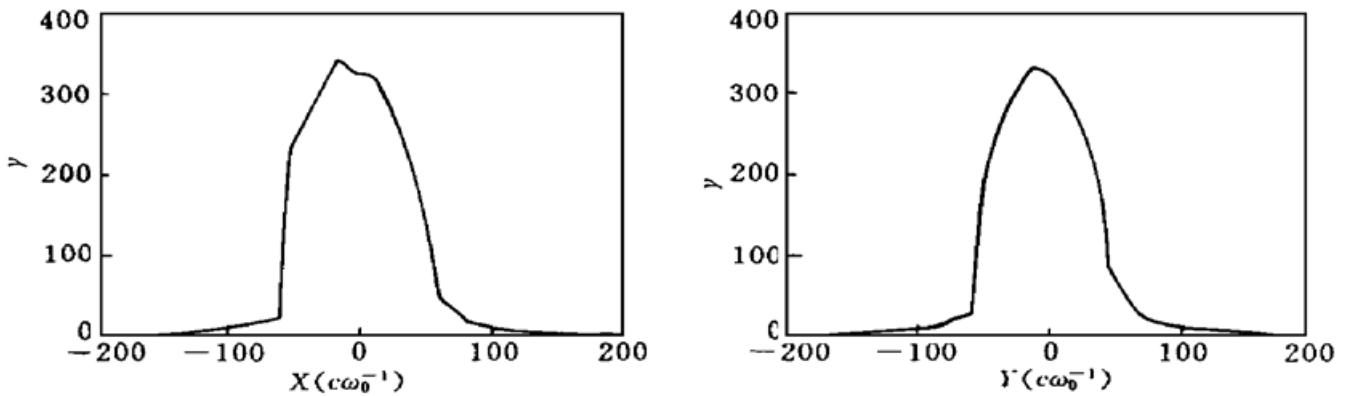


图 4 电子偏离光轴导致的最终加速能量的差异, 参数同图 2

Fig. 4 Different initial transverse positions give different energy gains

最后值得说明的是, 对以上参数的激光束而言, 数值结果图 2~ 图 4 表明, 所有加速过程都可以在瑞利长度以内完成。

4 结 论

以上分析表明,该方案具有良好的应用前景及可行性。对于具体实验的实施,两个主要因素需要考虑。一个是激光束在径向的不均匀分布将导致排斥性的有质动力;另一个是激光束的衍射将导致光束在传输过程中的改变。从技术上看,解决这两个问题的最佳途径是尽可能缩短光强上升的时间,即在光脉冲形成尽量陡的上升沿。这也相当于缩短脉冲宽度。同时,较大的焦斑半径也会对解决上述两问题有好处。但这样激光束的相对论因子会增加,从而要求较高的阈值功率或电子初始能量。

参 考 文 献

- 1 T. Tajima, J. M. Dawson. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **43**(4) : 267~ 270
- 2 C. J. McKinstrie, E. A. Startsev. Electron acceleration by a laser pulse in plasmas. *Phys. Rev. E*, 1996, **54**(2) : R1070~ R1073
- 3 R. B. Palmer. Interaction of relativistic particles and free electromagnetic waves in the presence of a static helical magnet. *J. Appl. Phys.*, 1972, **43**(7) : 3014~ 3023
- 4 E. S. Sarachik, G. T. Schappert. Classical theory of the scattering of intense laser radiation by free electrons. *Phys. Rev. D*, 1970, **1**(10) : 2738~ 2753
- 5 D. Umstadter, J. K. Kim, E. Dodd. Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **76**(12) : 2073~ 2076
- 6 P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting. Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas. *Phys. Rev. A*, 1990, **41**(8) : 4463~ 4469
- 7 J. Durnin, J. J. Miceli, J. H. Eberly. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(15) : 1499~ 1503
- 8 E. Esarey, P. Sprangle, M. Pilloff *et al.*. Theory and group velocity of ultrashort, tightly focused laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(9) : 1695~ 1703
- 9 A. Yariv. *Quantum Electronics*. 3rd ed. New York : Wiley, 1989, Chap. 6

A Proposal of Accelerating Electrons in Vacuum by Using an Ultrashort Laser Pulse

Cheng Ya Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract A proposal of accelerating electrons in vacuum by using an ultrashort laser pulse is given in this paper, and its feasibility is discussed in detail. It is shown that the numerical results are in good agreement with the theoretical analysis. This scheme is simple and feasible for practical applications.

Key words laser accelerator, ultrashort laser pulse, high intense laser