

逆契仑柯夫聚焦激光电子加速器

庄 杰 佳

(中国科学院高能物理研究所)

1983年9月1日收到

提 要

本文提出逆契仑柯夫聚焦激光加速电子的基本原理. 由粒子动力学分析表明, 在满足契仑柯夫辐射条件下, 可以对电子进行持续稳定的加速, 而无需外加粒子聚焦系统. 由于聚焦轴上激光电场就是加速电场, 因此, 它比已提出的逆契仑柯夫激光加速方案具有更高的加速场强. 文中还指出这类加速机理的局限性.

一、引 言

逆契仑柯夫激光加速是在七十年代初提出^[1]的, 它属于介质中的激光加速方案, 是目前被认为较成熟的方案之一^[2]. 我们曾经在文献[3]提出, 若采用聚焦激光电磁场, 则可以不用外加粒子聚焦系统, 就可实现稳定加速. 本文将对此问题进行理论分析, 并进一步指出利用聚焦场, 具有比一般逆契仑柯夫加速更高的加速场强, 它比目前加速器的加速场强约高两个数量级. 因此, 它是一种小型化的加速器. 由于激光波长较目前加速器的高频波长短4—5个数量级以上, 可获得 10^{-14} — 10^{-16} 秒的超短脉冲粒子束团, 它特别适合于物质的各种超短弛豫过程的研究工作. 此原理还可用于自由电子激光, 光速调管等^[4]. 文中对逆契仑柯夫激光加速的局限性作了初步的讨论, 指出用它来实现超高能加速是困难的. 实现逆契仑柯夫聚焦激光加速的关键之一, 是径向偏振激光场的获得, 及其能否在自由空间稳定传播. 我们对此问题进行了理论分析, 表明由通常激光器输出的 TEM_{00} 模式, 经适当的改造是可获得的, 并可在自由空间中稳定传播. 实验结果已证实了上述分析是正确的¹⁾. 这将另文介绍.

二、工 作 原 理

当荷电粒子以大于光在介质中的速度, 在介质中运动时, 就有电磁辐射发生, 这种辐射就是契仑柯夫辐射. 辐射是以一定角度 θ_c 发出的, θ_c 为辐射波矢与粒子运动方向的夹角, 称为契仑柯夫辐射角, 它由契仑柯夫辐射条件确定.

$$\cos \theta_c = n^{-1} \beta^{-1}. \quad (1)$$

1) 内部资料.

式中 n 为介质的折射率, β 为以真空光速为单位的粒子速度. 由 (1) 式可见, 只有当粒子的速度 $\beta > \beta_c = n^{-1}$ 时, 才能产生契伦柯夫辐射, β_c 称为阈值速度. 契伦柯夫辐射实际上是荷电粒子的动能转换为光频电磁能的过程. 逆契伦柯夫激光加速可视为上述过程的逆过程, 即把激光电磁能转换为粒子的动能.

考虑沿 z 轴运动的荷电粒子, 其速度为 β , 如果被加速的粒子的能量足够高, 则粒子的坐标可近似为 $x = 0, y = 0, z = z_0 + c\beta_0 t$. 其中 β_0 为粒子注入时的速度, z_0 为粒子注入处的坐标, c 为真空光速. 聚焦激光场可视为激光波矢 $\mathbf{k}$ 与 β 夹角为 θ 的各向平面波的叠加. 图 1 为其示意图.

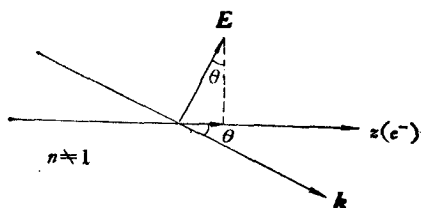


图 1

其中

$$k_x = k \sin \theta \cos \varphi, \quad k_y = k \sin \theta \sin \varphi, \quad k_{//} = k \cos \theta, \quad k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2,$$

$$k_{\perp}^2 + k_{//}^2 = k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2, \quad x^2 + y^2 = r^2,$$

ω, ϕ 分别为激光的角频率和初位相, $J_0(u)$ 为零阶贝塞耳函数. 容易证明, 下列电磁场满足麦克斯威方程组

$$E_z = \text{Re} J_0(k_{\perp} r) e^{ik_{//} z - i\omega t + i\phi} \cdot E_0,$$

$$E_r = \text{Re} \frac{ik_{//}}{k_{\perp}} J_1(k_{\perp} r) e^{ik_{//} z - i\omega t + i\phi} \cdot E_0,$$

$$cB_{\varphi} = \text{Re} \frac{ikn}{k_{\perp}} J_1(k_{\perp} r) e^{ik_{//} z - i\omega t + i\phi} \cdot E_0,$$

$$B_r = B_z = E_{\varphi} = 0.$$

(2)

其中 E_0 为轴上聚焦激光电场的振幅.

1. 加速条件和同步条件

考察轴上被加速粒子, 其受电磁场作用力为

$$F_z(r=0) = eE_z(r=0) = eE_0 \cos(k_{//} z - \omega t + \phi).$$

取 $t \cong t_0 + c^{-1}\beta^{-1}z$, t_0 为粒子的注入时刻, 则上式改写为

$$F_z = eE_0 \cos[k(\cos \theta - n^{-1}\beta^{-1})z - \omega t_0 + \phi] = eE_0 \cos \Delta. \quad (3)$$

$\Delta = k(\cos \theta - n^{-1}\beta^{-1})z - \omega t_0 + \phi$, e 为粒子电荷. 因此加速条件为

$$e \cos \Delta > 0. \quad (4)$$

对于电子, 要求 Δ 处于第二、三象限.

同步条件, 要求聚焦激光沿轴传播的相速度的变化规律与轴上的电子在加速过程中速度的变化规律一致, 且数值相等. 由 (3) 式可见, 当 $\cos \theta = n^{-1}\beta^{-1} = 0$ 时, 粒子所处的电场相位始终不变, 即此时粒子运动速度与聚焦激光电场的相速度同步. 因此, 同步条件为

$$\cos \theta = n^{-1}\beta^{-1}. \quad (5)$$

这实际上就是契伦柯夫辐射条件. 合适地选择电子的注入时刻 t_0 , 或激光的初位相 ϕ ,

使加速条件(4)式得以满足,同时通过沿轴改变激光的入射角 θ ,或者介质的折射率 n ,使在整个加速过程中(5)式始终得到满足,则电子就可以不断地从激光场获得能量,即得到持续地加速。

2. 聚焦条件

轴上满足同步加速条件的粒子通常称为理想粒子。粒子的聚焦条件或稳定条件系指被加速粒子束团中,速度和位置偏离理想粒子的粒子被会聚进行加速的条件。它包括两个方面,纵向偏离的群聚条件和横向偏离的会聚条件。

纵向群聚条件,要求速度大于理想粒子的受到较小的加速作用,速度小的受到较大的加速作用;或者比理想粒子晚注入的粒子受到较大的加速力,早注入的受到较小的加速力。即

$$\frac{\partial}{\partial \beta_0} F_z < 0, \text{ 或 } \frac{\partial}{\partial t_0} F_z > 0.$$

因此,纵向群聚条件为

$$e \sin \Delta < 0. \quad (6)$$

即在加速场强处于上外区时注入粒子,这样,晚注入的电子就受到较强的电场作用,而赶上理想粒子,早注入的受到较理想粒子弱的电场作用,亦向理想粒子靠拢,即发生群聚。

横向会聚条件,要求偏离理想粒子的轴附近的粒子受到会聚力的作用,而向理想粒子靠拢。考察轴附近粒子的运动方程:

$$F_{\perp} = e(E_r + \beta \times H_{\varphi}) \cong -\frac{r}{2} k(\cos \theta - \beta n) \sin \Delta. \quad (7)$$

会聚力即 $F_{\perp} < 0$ 。由于 $(\cos \theta - \beta n) < 0$, 因此,横向会聚条件为

$$e \sin \Delta < 0. \quad (8)$$

这是由于横向磁场的聚焦力大于电场的散焦力的结果。这种交变电磁场的聚焦效果比通常的四极磁透镜优越,因它的聚焦作用是在水平和垂直两个方位同时实现的。

由(6)和(8)式可见,采用聚焦场加速荷电粒子,粒子的纵向群聚和横向会聚条件是一致的,即同时得到满足。因此,这种加速机理不必外加粒子聚焦系统就可以实现稳定加速。

由讨论(4)一(8)式可见,逆契仑柯夫聚焦激光电子加速器,电子的稳定持续加速区处于第二象限。在满足同步条件下,只要合适地选择电子的注入时刻,或激光初位相,使电子所经受的电场相位处于第二象限内,就可实现对电子的持续稳定加速。

3. 加速场强

逆契仑柯夫聚焦激光加速的最高加速场强受介质击穿的限制。但由于光频电磁场的波长比高频场的短得多(击穿场强与电磁场频率成比例),其击穿场强估计可达 10^4 MV/m 。对于一般逆契仑柯夫激光加速,若激光注入角 $\theta \approx 15 \text{ mrad}$,则其加速场强约为 15 MV/m 。聚焦型逆契仑柯夫激光加速,由(2)式可见,其轴上最高场强就是加速场强。因此,其最高加速场强比一般非聚焦的高得多,估计可达 10^3 MV/m 。它比目前微波直线加速器约高

两个数量级,是一种小型化的加速装置。

三、局 限 性

逆契伦柯夫激光加速是一种介质中的粒子加速器。它利用介质来实现同步加速,粒子与介质的相互作用是必须考虑的因素。这些相互作用,使这种加速机理存在一定的局限性。

高能电子在介质中运动,与介质发生相互作用,将产生契伦柯夫辐射、电离激发、韧致辐射及库仑散射等。它们将使电子能量受到损失,运动方向发生偏离等。

1) 契伦柯夫辐射 高能电子在介质中产生的契伦柯夫辐射是十分微弱的,以致利用这种辐射来探测粒子的契伦柯夫探测器可以认为是无损耗的粒子探测器。在逆契伦柯夫激光加速中,介质一般采用气体介质,损耗就更小。如一大气压的氢气,对于 $\beta \simeq 1$ 的粒子,其辐射引起的能量损失,每米约 200eV。

但如前所述,这种相互作用只有在粒子速度超过光在介质中的传播速度才发生。逆契伦柯夫加速,由同步条件(5)式可知,它只能加速能量大于 Y_c 的粒子, Y_c 由下式确定:

$$Y_c = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (9)$$

Y_c 为以粒子静止能量为单位的粒子能量,称为临界能量,对于一大气压的氢气, $Y_c \approx 60$ 。

2) 库仑散射 粒子在介质中运动受到介质原子库仑场的多次散射,使电子偏离原来的运动方向。其散射几率为

$$p = \frac{\pi N e^4 Z^2}{p_e^2 v_e^2} \csc^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (10)$$

式中 N 为介质的原子密度, Z 为介质的原子序数, e 为电子电荷, p_e, v_e 为电子的动量和速度。对于能量为 300MeV 的电子,在一大气压氢气中通过一米路程,其散射角 α 大于 0.1mrad 的几率约为 2%。若不考虑电磁场的聚焦作用,最大的加速距离约为五十米,可把电子能量加速到 $Y \simeq 10^5$ 。

3) 电离激发和韧致辐射 电子在介质中的能量损失主要是由于电离激发和韧致辐射。当电子能量大于介质的阈值能量时,韧致辐射损失为主;低于阈值能量时,则以电离损失为主。

电子在介质中的电离损失由 Bothe-Bloch 公式表示

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N_0 Z}{m_e v_e^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m_e v_e^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right]. \quad (11)$$

式中 I 为介质的平均等效电离电位, $I \approx 10Z$ (eV), N_0 为阿伏伽德罗常数, m_e 为电子的静止质量, A 为介质原子质量数。对于 100MeV 能量的电子,通过一大气压的氦气一米,其电离损失约为 6.2keV。

高能电子在介质的核场中,受到核场的减速作用而产生韧致辐射。电子的平均辐射损失为

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4r_e^2 N Z^2}{137A} \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{18} \right] E_0. \quad (12)$$

其中 r_e 为电子的经典半径, E_0 为电子的初始能量. 电子穿过厚度为 $x(\text{g}/\text{cm}^2)$ 的介质, 其平均能量为

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-x/x_0}. \quad (13)$$

x_0 称为介质的辐射长度. 当注入电子能量 $E_0 = 600 \text{ MeV}$ 时, 其通过一米的氢气介质(一大气压)辐射的能量损失约为 80 keV .

上述讨论表明, 高能电子在气体介质中的能量损失, 与其由激光电磁场获得的能量相比是可以忽略不计的. 电子与介质相互作用对逆契仑柯夫激光加速带来的主要影响是由于库仑散射, 使这种加速机理不可能把电子加速到 $Y > 10^5$ 以上. 采用聚焦加速场, 由于对粒子有横向会聚和纵向群聚的能力, 可把粒子加速到更高的能量, 其上限可由计算机模拟加速加以确定.

四、逆契仑柯夫聚焦激光加速的关键——径向偏振激光场的产生及其稳定传播

为了使聚焦激光加速电场的矢量叠加达到最大值, 由图 1 可见, 要求投射到光学聚焦元件之前的激光场具有径向偏振分布, 所谓径向偏振分布的激光场, 系指光场中各点的偏振态取径向辐射对称形式, 各点的偏振态均为线偏振, 且具有相同的初位相. 图 2 是径向偏振分布激光场电矢量取向的示意图, 光束沿 z 向传播. 考虑到实际激光束为高斯分布, 径向偏振激光均可写为

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{E_0}{\omega_s} e^{-\frac{r^2}{\omega_s^2}} e^{i[k(z+\frac{r^2}{2R})+\phi]} r \cos \varphi, \\ E_y &= \frac{E_0}{\omega_s} e^{-\frac{r^2}{\omega_s^2}} e^{i[k(z+\frac{r^2}{2R})+\phi]} r \sin \varphi, \\ E_z &= 0, \\ \varphi &= \text{tg}^{-1} \frac{y}{x}. \end{aligned} \quad (14)$$

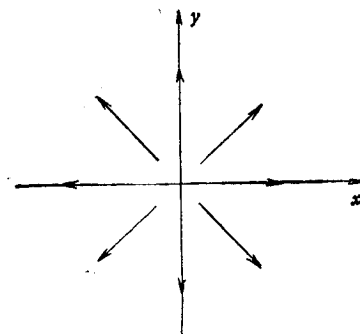


图 2

其中

$$\omega_s = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \frac{b^2 + 4z^2}{b}}, \quad R = \frac{b^2 + 4z^2}{4z},$$

$$\Phi = \frac{kb}{2} + \text{tg}^{-1} \frac{b + 2z}{b - 2z}, \quad r^2 = x^2 + y^2,$$

b 为等效其焦腔长, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为激光波长.

由波动光学进行的理论分析表明, 由普通的 TEM_{00} 线偏振激光场, 经适当的改造, 可以获得所需的径向偏振分布的激光场. 同时, 在一定的条件下, 这种场分布是可以在自由空间稳定传播的. 模拟实验采用在激光腔外作适当的改造, 表明上述的分析是正确的. 文献[5]介绍了在腔内插入双折射光学元件等, 在可见光区亦获得径向偏振分布的激光场. 由于腔外改造可以不用双折射光学元件, 这对于如采用 CO_2 激光器(波长为 $10.6 \mu\text{m}$) 作

功率源的是特别合适的。

五、结 束 语

逆契仑柯夫聚焦激光电子加速器,由于采用聚焦电磁场,它具有不用外加粒子聚焦系统即可实现对粒子的持续稳定加速。同时,它比已有逆契仑柯夫激光加速方案具有更高的加速场强,并可把粒子加速到更高的能量。它是小型化的加速器,是研究超短物理过程的有力工具。此原理同样可用于自由电子激光、光速调管等作为强度高、波长可调、时间结构优异的新型光源。

参 考 文 献

- [1] M. I. Dyakonov and D. A. Varshalovich, *Phys. Lett.*, **35** (1971), 277; J. A. Edighoffer, W. D. Kimura, R. H. Pantell, M. A. Piestrup, and D. Y. Wang, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1981), 1507.
- [2] CERN COURIER, **22** (10) (1982).
- [3] 庄杰佳,自然杂志, **3**(1980), 91.
- [4] J. E. Walsh, *Phys. Quantum Electron.*, **7** (1980), 255.
- [5] J. J. Wynne, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10** (1974), 125.

AN INVERSE CHERENKOV FOCUSING LASER ACCELERATOR

ZHUANG JIE-JIA

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The principle of the inverse cherenkov focusing laser accelerator is presented. It is readily shown, by studying the dynamics of the charged particles, that the particles are accelerated steadily and continuously when the condition of the cherenkov radiation is satisfied, and need no additional focusing systems since the laser field on the focusing axis is just the accelerating field, so that the intensity of the latter may be higher than that in the previously proposed inverse cherenkov laser accelerator. The limitations of this accelerating mechanism are also discussed.