

透射镜式调相聚焦激光加速器和自由电子激光器*

尹元昭

(中国科学院电子学研究所)

(一) 引言 自六十年代初第一台激光器问世以来,人们就期望用高功率激光的强电场加速带电粒子,提出了各种不同的设想^[1-5],但迄今没有成功.最近,彭桓武等^[6]提出用聚焦在轴上的快波加速电子的新方案,但这个方案要用一个光栅进行调相,一个光栅产生一级衍射波使电子加速,在工艺结构上相当复杂困难.本文,根据几何光学原理,在直线聚焦镜^[7]的基础上,结合快波加速的概念提出一种新型的调相聚焦激光加速器方案.在电子受到减速作用时,有可能成为自由电子激光器.

(二) 相位补偿原理 设平行线偏振环状激光束 P 入射到非球面聚焦透镜 L 上(见图1).环状光束的内、外半径分别为 R_1 和 R_2 .透镜 L 的入射面 S_1 为平面与光线垂直,其出射面 S_2 为连续曲面.光线经这曲面折射后聚焦在 x 轴上的 JI 段上.设电子沿 x 轴行进,速度等于光速,当下列相位补偿条件成立时:

$$n \cdot BD + DH = AJ \quad (1)$$

$$HI = JI \quad (2)$$

若在 J 点光的相位能使电子加速,则在 I 点光的相位也能使电子加速,即达到持续加速的目的.然而,事实上电子的速度小于光速 c ,更小于沿 x 轴传播的快波的相速 $c/\cos\theta$,因此在电子前进的过程中,光的相位逐渐变化而不与电子完全同步.电子前进过程中光相位的变化为:

$$\delta\phi = d[k \cos\theta(x - x_0) - \omega t] = -\frac{2\pi}{\lambda} \left[(x - x_0) \sin\theta d + \left(\frac{1}{\beta} - \cos\theta \right) dx \right] \quad (3)$$

其中, k , ω 和 λ 分别为光的传播常数,角频率和波长; $\beta = \frac{v}{c}$, v 为电子速度; θ 为折射光线与 x 轴的夹角.

考虑到加速的稳定性^[6],设相位改变 $\frac{\pi}{2}$ 时加速作用停止,则电子能够加速的最大距离 $\delta L = x_N - x_0$ 由(4)式决定:

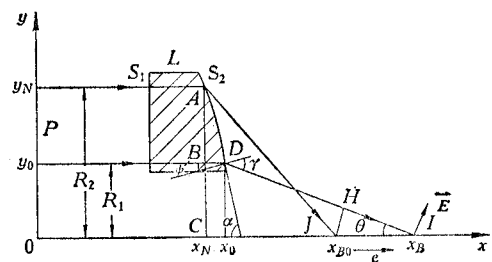


图1 透射聚焦镜相位补偿原理图
Fig. 1 The principle of phase compensation by a focusing lens

* 1980年5月4日收到.

$$\frac{\lambda}{4} = \int_{x_0}^{x_N} \left[(x - x_0) \sin \theta d\theta + \left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \right) dx \right] \quad (4)$$

其中, x_N 为电子离开加速区的终端位置坐标. 如果 θ 不随电子前进而变, 则(4)式简化为

$$\delta L = \frac{\lambda}{4} \left/ \left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \right) \right. \quad (5)$$

这样, 对光的电场 \mathbf{E} 沿轴向的分量必须进行不能完全同步的修正, 即电场的轴向分量应为:

$$E \sin \theta \cos(\delta\phi) \quad (6)$$

其中, E 为光的电场强度. 显然, 如果电子经过加速区域时 $\delta\phi$ 很小, 这个修正可忽略不计.

(三) 曲面 S_2 的剖面曲线方程及其数值计算 下面推导满足相位补偿条件(1)和(2)式的曲面 S_2 的剖面曲线方程.

从图 1 可得下述角度关系:

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \alpha \quad (7)$$

$$\theta = \gamma - \phi \quad (8)$$

$$n \sin \phi = \sin r \quad (9)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{dy}{dx} \quad (10)$$

其中, ϕ 和 r 分别为光线的入射角和折射角, α 为曲线的切线与 x 轴的夹角, n 为透射介质的折射率.

又从图 1 可得

$$BD = x_0 - x \quad (11)$$

$$HI = y \cot \theta - (x_0 - x) - y_0 \cot \theta_0 \quad (12)$$

$$AJ = y / \sin \theta - y \cot \theta - (x_0 - x) + y_0 \cot \theta_0 \quad (13)$$

$$z = \operatorname{tg} \alpha \quad (14)$$

其中, θ_0 是 θ 的初始值, 于是可得满足相位补偿条件的剖面曲线方程为

$$y = \frac{1 - n + z^2 - z \sqrt{1 - n^2 + z^2}}{nz - \sqrt{1 - n^2 + z^2}} - (n - 1)(x_0 - x) - y_0 \left(\frac{1 - \cos \theta_0}{\sin \theta_0} \right) = 0 \quad (15)$$

为了能从(15)式解出透射聚焦镜剖面曲线 $y = f(x)$, 可将(15)式变换成两个联立的微分方程:

$$\frac{dz}{dy} = \frac{P_x/z - P_y}{P_z} \quad (16)$$

$$\frac{dx}{dy} = -\frac{1}{z} \quad (17)$$

其中,

$$P_x = n - 1 \quad (18)$$

$$P_y = \frac{1 - n + z^2 - z\sqrt{1 - n^2 + z^2}}{nz - \sqrt{1 - n^2 + z^2}} \quad (19)$$

$$P_z = y \left[\frac{2z - \sqrt{1 - n^2 + z^2} - \frac{z^2}{\sqrt{1 - n^2 + z^2}}}{nz - \sqrt{1 - n^2 + z^2}} \right] - \frac{(1 - n + z^2 - z\sqrt{1 - n^2 + z^2}) \left(n - \frac{z}{\sqrt{1 - n^2 + z^2}} \right)}{(nz - \sqrt{1 - n^2 + z^2})^2} \quad (20)$$

初始条件为当 $y = y_0$ 时

$$x = x_0, z = z_0 = \operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{n - \cos \theta_0}{\sin \theta_0} \quad (21)$$

其中, z_0 和 α_0 是 z 和 α 的初始值。

在电子计算机上用变步长龙格—库达法对(16)和(17)式进行数值求解, 计算结果表明透射聚焦镜曲面为凸面, 它们与介质折射率 n , 折射光线与 x 轴的初始夹角 θ_0 和环状平行光束的内半径 R_1 有关, 而与初始位置 x_0 和环状平行光束的外半径 R_2 无关。典型的曲线如图 2 所示, 其中 $n = 4.0$, $\theta_0 = 70^\circ$, $R_1 = 2\text{cm}$ 。

(四) 加速效果 当光通过用介质制成的透射聚焦镜时, 光的强度增强, 从而光的电场的振幅亦增大。对于入射面 S_1 如用增透膜可近似认为光无损耗地通过, 可不予修正。对于出射面 S_2 必须按 Frenel 公式对电场振幅进行修正。对于垂直入射面偏振的线偏振光修正系数 η 为:

$$\eta = \frac{2 \cos(\alpha - \theta) \sin \alpha}{\cos \theta \sin(2\alpha - \theta)} \quad (22)$$

还需要考虑聚焦镜的聚焦作用。我们引入一个平均聚焦因子 f , 它等于环状入射光束的截面积与聚焦在轴上的光柱的侧面积之比的平方根。计算时用钽玻璃激光 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, 并设该光柱能聚焦到半径等于一个激光波长的程度。

再考虑到如(6)式所示的因不能完全同步而引进的修正, 最后电子沿 x 轴从 X_{B_0} 进行到 x_B 所获得的能量增量 δW 为

$$\delta W = eEf \int_{x_{B_0}}^{x_B} \eta \sin \theta \cos(\delta\phi) dx \quad (23)$$

其中, e 是电子电荷。

在计算中设入射电子束初始能量为 $1 \times 10^7 \text{eV}$, 激光功率密度为 $1 \times 10^{10} \text{W/cm}^2$, 光束内半径 $R_1 = 2\text{cm}$ 。图 3 表示 δW , $\delta\phi$ 和 f 与折射光线与 x 轴的初始夹角 θ_0 的关系,

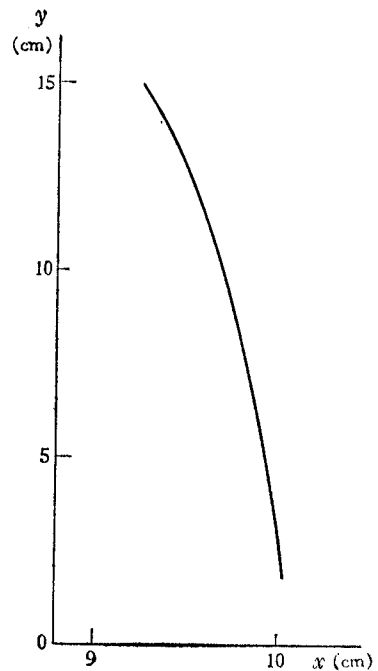


图 2 满足相位补偿条件的透射聚焦镜剖面曲线

Fig. 2 The profile of non-spherical surface which satisfies the condition of phase compensation

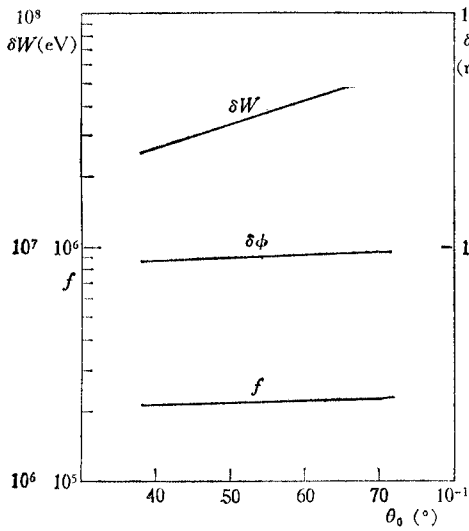


图 3 δW , $\delta\phi$ 和 f 与 θ_0 之间的关系
Fig. 3 δW , $\delta\phi$ and f as a function of θ_0

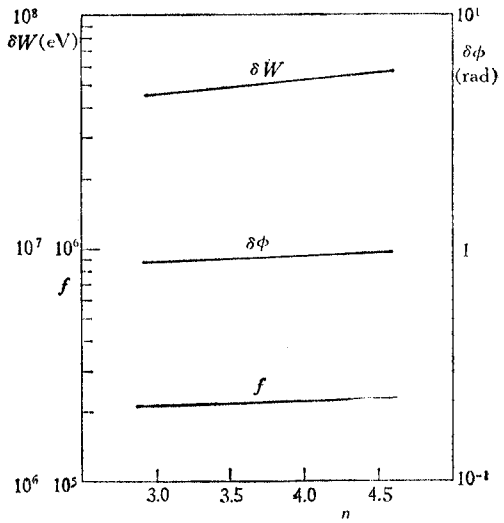


图 4 δW , $\delta\phi$ 和 f 与 n 之间的关系
Fig. 4 δW , $\delta\phi$ and f as a function of n

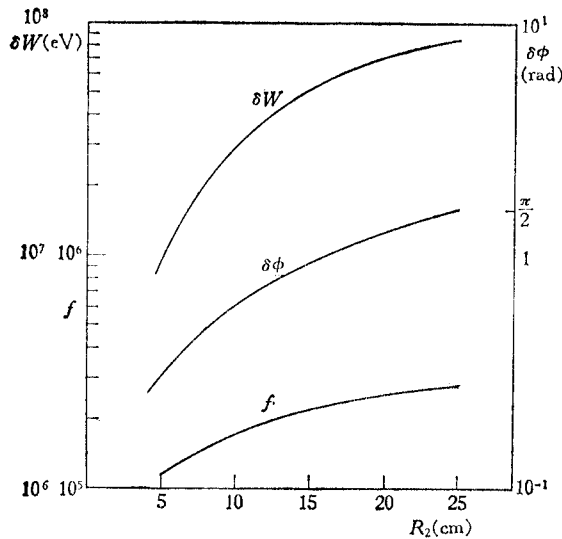


图 5 δW , $\delta\phi$ 和 f 与 R_2 之间的关系
Fig. 5 δW , $\delta\phi$ and f as a function of R_2

此时,取光束外半径 $R_2 = 15\text{cm}$, $n = 4.0$. 图 4 表示 δW , $\delta\phi$ 和 f 与材料折射率 n 的关系,此时,取光束外半径 $R_2 = 15\text{cm}$, $\theta_0 = 70^\circ$. 图 5 表示 δW , $\delta\phi$ 和 f 与光束外半径 R_2 的关系,此时,取 $\theta_0 = 70^\circ$, $n = 4.0$. 从图可见, δW , $\delta\phi$ 和 f 近似地随 θ_0 和 n 以指数规律增大,而当光束外半径增大时它们增大的趋势逐渐平缓. 在给定的参数下,光束外半径为 25cm 时, $\delta\phi = 1.5703 \approx \frac{\pi}{2}$, 可见 25cm 是给定情形下最大可用尺寸;当光束外半径超过 25cm 时,光束转而起减速作用. 当光束外半径为 25cm 时,激光加速区长度 $\delta L = 3.57 \times 10^{-5}\text{cm}$, 约为激光波长的 $1/3$, 经过加速区后能量增量为 $8.5 \times 10^7\text{eV}$ 即比初始能

量增大 8.5 倍。可见只要用 12 级这样的激光加速器串联即可将电子从 $1 \times 10^7 \text{eV}$ 加速到 $1 \times 10^9 \text{eV}$ 。而其每米加速长度的能量增量约为 $2 \times 10^{14} \text{eV/m}$ 。

(五) 激光加速器的实验方案 根据上述理论分析和计算结果,我们提出实施激光加速器的实验方案如图 6 所示。图 6 只画出了两级加速,推广到多级加速是没有困难的。

这里要强调指出为了有效地实现激光加速,要求入射的环状平行激光束有特殊的偏振特性,其电场强度在光束截面上有均匀的径向分布,如图 7 所示。这时在加速区域的激光聚焦线上,轴向电场分量相互加强,而与轴垂直的电场分量和磁场相互抵消,不致干扰加速作用。一个可能的途径是利用使偏振面旋转的法拉第效应,这样获得这种特定偏振

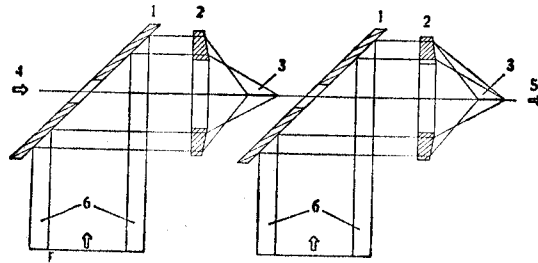


图 6 二级激光加速器结构原理图

- 1—全反射平面镜, 2—透射聚焦镜, 3—激光聚焦线即电子加速区,
4—高能电子束射入, 5—加速后高能电子束射出, 6—入射的环状平行激光束

Fig. 6 Schematic diagram of a two-stage laser accelerator

- 1—total reflecting plane mirror, 2—lens, 3—focusing line of laser rays or accelerating region of electrons, 4—entrance of high energy electron beam, 5—exit of high energy electron beam after acceleration, 6—incident parallel laser beam with ring-shaped cross section

特性激光束的问题转变为产生特定分布的磁场问题。这方面的问题还有待于进行理论和实验研究。

(六) 实现自由电子激光器的新途径 由于自由电子受激辐射有可能产生从毫米波段到 x 波段直至 r 激光的波长可连续调谐的高功率激光器^[8],因此,近年来受到人们普遍的重视。这里,提出一种实现自由电子激光器的新途径。当在聚焦线上的激光电场方向不是使电子加速而是减速时,则高能电子将能量交给激光,使激光增强。如果我们能设计出适当的光学系统,使增强了的发散激光束不仅变成平行光而且相位调整到一致,则上述的激光加速器就转而成为自由电子激光放大器。显然可进行类似的理论计算。

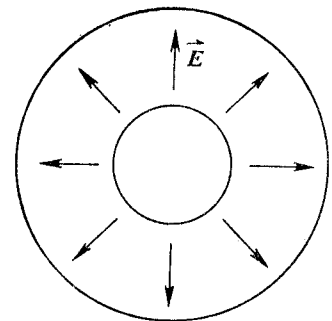


图 7 环状平行激光束的偏振特性

Fig. 7 The polarization of incident laser beam

(七) 反射聚焦镜不可能做成激光加速器的证明 如果反射聚焦镜可能做成激光加速器则应有图 8 所示的几何关系。其中,平行线偏振激光束 P 入射到非球面反射聚焦镜 R 上。光线 KC 和 LA 经反射后与 y 轴交于 F 与 G 点。自动调相要求:

$$GF = GE \tag{24}$$

$$JC + CF = AE \tag{25}$$

由图 8 可得如下的角度关系:

$$\phi = \alpha \quad (26)$$

$$\theta = \pi - 2\alpha \quad (27)$$

$$\gamma = 2\alpha - \frac{\pi}{2} \quad (28)$$

$$\frac{dy}{dx} = -\operatorname{tg} \alpha \quad (29)$$

其中, ϕ 为入射角, α 为反射镜剖面曲线 A 点的切线与 x 轴的夹角, θ 和 γ 分别为反射光线与 y 轴和 x 轴的夹角.

于是可得反射镜剖面曲线方程为

$$\left[(y - y_0) - \frac{x_0}{\sin 2\alpha_0} \right] \cos 2\alpha_0 = 2[(y - y_0) - x \cot 2\alpha + x_0 \cot 2\alpha_0] \cos^2 \alpha - (y - y_0) - x_0 \cot 2\alpha_0 \quad (30)$$

经简化后得

$$\frac{dy}{dx} = -\left(\frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{x_0} \right) x \quad (31)$$

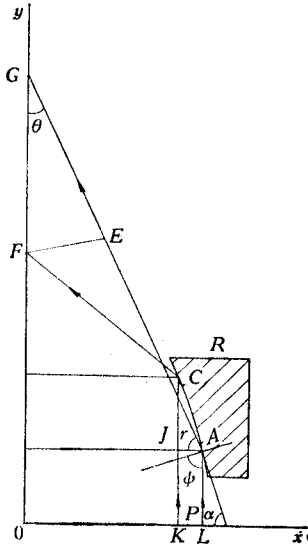


图 8 反射聚焦镜相位补偿原理图

Fig. 8 The principle of phase compensation by focusing mirror

可见剖面曲线为一抛物线, 则平行光束经抛物面镜反射后必然会聚到 y 轴上的一点即抛物面的焦点, 于是加速长度为零. 事实上可以证明 G, F 和 E 三点是重合的, 就是抛物面的焦点. 这样就证明了按几何光学原理反射聚焦镜不可能做成激光加速器.

(八) 结论 本文讨论了激光加速器和自由电子激光器的新方案, 其理论基础是根据几何光学原理达到相位的自动调整和补偿.

这里, 为具体起见, 带电粒子是电子, 不言而喻, 对带正电荷的粒子如质子也同样适用.

本方案不需要光栅, 但要加工精密的非球面镜, 并要选择吸收很小的光学材料.

实现这个方案的关键问题之一是产生偏振特性有如图 8 所示的环状平行激光束. 这个问题正在研究之中.

参 考 文 献

- [1] K. Simoda, Appl. Opt., 1 (1962), 33.
- [2] T. Takeda and I. Mutsui, Nucl. Instr. Meth., 62 (1968), 306.
- [3] P. L. Csonka, Particle Acc., 5 (1973), 129.
- [4] A. Kanofsky, Rev. Sci. Instrum., 48 (1977), 34.
- [5] R. Rossmanith, Nucl. Instr. Meth., 154 (1978), 29.
- [6] 彭桓武、庄杰佳, 中国科学, 1979年, 第10期, 第953页.
- [7] 尹元昭、叶桂木、陈远星, 激光, 7(1980), 51.
- [8] 尹元昭, 激光, 6(1979), 1.

LENS TYPE PHASE ADJUSTABLE FOCUSING LASER ACCELERATOR

Yin Yuan-zhao

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

This paper suggests a new a scheme for a laser accelerator according to the principle of geometric optics. A lens with special non-spherical surface is used to focus the laser rays onto the axis. The phase of these rays can be continuously adjusted as the electrons move forward along the axis, so that the constant acceleration of electrons is achieved. Because the focusing factor is very large, the electrons can obtain a very high energy gain on a very short length of travel. When the electrons are decelerated, it is possible to realize a free electron laser. Finally, we prove that it is impossible to use a focusing mirror in this scheme.