

评激光加速器的几种设想

J. D. 劳 逊

(英国 卢瑟福实验室)

摘 要

为了在激光的强电场中加速粒子,曾经提出过许多建议。本文研究那些利用粒子与真空中的激光场直接作用的建议(相对于在等离子体介质中的加速而言),并对它们的基本限度进行了讨论。考察了三种方案:第一种利用表面附近的慢电磁波;第二种依靠“相位跳变”的快电磁波;第三种利用在被调制的轨道上运动的粒子与激光场间的参量作用。

一、引 言

近二十年来,对于利用由现代激光得到的极强电场加速荷电粒子的可能性问题,曾不断地进行了探讨^[1-11]。尽管已观察到激光与电子束在许多个波长的范围内发生的相互作用^[12],这个问题仍然是一探索性的课题。迄今尚未提出令人信服的实际结构。

已提出的建议可分为两大类。第一类建议着眼于适当的、能在真空中许多个波长的范围内相干地加速粒子的场。第二类建议中,在加速区内存在气体(用以产生有限的折射指数)或等离子体,其中的电荷分离增强了加速的电场。这后一类建议可看作是“集团式加速器”。本文只对第一类建议进行探讨,并将指明某些基本的限制。

在考虑激光加速器时,我们必须记住这样一个事实,即已经有了大量的可加速粒子到很高能量的加速器。为了有用起见,一个激光加速器必须比性能相同的现有各类加速器更便宜或显示出现有加速器设计所不可能具备的特性。

激光加速器的发展方向,可能以更高能量最为适宜。因为这样可充分地发挥非常高的电场的优越性。在这样的能量下束流的发散度变得很小,从而可以指望,在存在极高电场的小区间里,直径很小的束能够承载高的流强。

研究这样一种系统时,必须考虑到二类限制。第一类涉及能够存在的场的结构类型(由马克士威方程所规定);第二类限制则与技术上所能达到的极限场强有关。为了产生所需的场分布,往往要使用透镜、光栅或反射镜,而这些器件必须工作在击穿极限之下。如果进一步需要用到精密的(准直)或相控器件,那么还必须限制或补偿热膨胀的效应。本文集中讨论对于加速场型的基本约束,并限于研究速度基本上等于光速的高度相对论性的粒子。这里将不讨论激光器本身,不过最适用的激光器可能是较便宜的、波长为 10.6 微

米的 CO₂ 激光器。

二、加速场的类型

为了连续地进行加速,曾提出三种基本的场结构,下面将依次进行讨论。这三种场型可列表如下:

- (i) 慢电磁波,如在常规加速器中所用的那样;
- (ii) $\frac{\omega}{k_x} > c$ 的快电磁波,滑相由适当间距上的跳相来校正;

(iii) 圆偏振的平面电磁波,它与在被调制的轨道上运动的较慢粒子相互作用,如在自由电子激光器中所用的那样。

除了加速电场外,还必须确保能提供足够的聚焦场。

在讨论这些要求之前引入下列符号。假定粒子速度 βc 是高度相对论性的,故 $\beta = \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$ 。波的规一化的相速度以 β_w 表示,相应的 γ_w 定义为 $(1 - \beta_w^2)^{-\frac{1}{2}}$, 故 $\beta_w \approx 1 - \frac{1}{2\gamma_w^2}$ 。文中使用 MKS 制, Z_0 为自由空间的阻抗, $Z_0 = 120\pi$ 欧姆。

三、慢电磁波

如被加速的粒子沿直线运动 (Z 方向),则为了能连续地加速,必须使波的相速, $\beta_w = \beta < 1$ 。这样的波只能在某种结构的邻近才能存在:例如作为介质外表面上的衰减波(介质的内表面发生着全反射),或作为某种周期结构(如衍射光栅,或轴对称的情况下,一系列电隙)的‘空间谐波’。我们从考虑一个简单的平面波入手。更复杂的系统可表述成轴向相速度相同的各种平面波的总和。轴对称的情况下,这些平面波组合成的场结构,可用贝塞尔函数来表述。

在 xz 平面中的一个表面上产生的,沿 Z 轴运动的单个衰减型的偏振波(这里是沿轴具有 E_z 分量的偏振波)具有下述场分量:

$$\begin{aligned} E_y &= \frac{E_0}{\beta_w} \exp\left(-\frac{y}{\beta_w \gamma_w \lambda_0}\right) \cos\left(\omega t - \frac{z}{\beta_w \lambda_0}\right), \\ E_x &= \frac{-E_0}{\beta_w \gamma_w} \exp\left(-\frac{y}{\beta_w \gamma_w \lambda_0}\right) \sin\left(\omega t - \frac{z}{\beta_w \lambda_0}\right), \\ Z_0 H_x &= -E_0 \exp\left(-\frac{y}{\beta_w \gamma_w \lambda_0}\right) \cos\left(\omega t - \frac{z}{\beta_w \lambda_0}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

(注: $\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$; λ 和 λ 二者都在文中用到)

由上式可见,场延伸至距表面约 $\beta_w \gamma_w \lambda_0$ 处。 γ_w 愈大延伸的距离也愈长。不幸的是 $|E_x|/|E_y|$ 随 γ_w^{-1} 而减小,因而这样的波将导致一个效率不高的加速器。为了克服这一困难,我们可在 $y = \pm a$ 的二平面间形成二个波;让它们叠加在一起,并使二波的 E_y 和

H_x 相互抵消, 而所需的 E_x 分量则相互叠加。容易证明, 在距对称平面 y 处

$$E_y/E_x = \gamma_w \sin h(y/\beta_w \gamma_w \lambda_0) / \cos h(y/\beta_w \gamma_w \lambda_0) \approx \frac{y}{\lambda_0} \quad (2)$$

($y \ll r\lambda_0$ 时)

可见, 为了不让横向场过大的超过加速场, 形成波的这二个平面间的距离, 必须小于一个波长。轴对称的情况下, 场由贝塞尔函数表述。此时束孔的直径必须小于一个波长。上述系统实际上是一个小型化的直线加速器。器壁可以是‘介质加载’、‘盘状加载’或由一系列的间隙所构成。器的容纳度是很小的, 尽管在极高的能量下, 可能刚够容纳适当的束流。这样的加速器的加工是很困难的。加速的电场将为器壁的击穿所限制。

如同在所有的直线加速器中那样, 加速场中的相位聚焦总是意味着径向的散焦。不过这里相振荡的频率很低, 以致有可能在对横向聚焦的、不稳定的位相下加速。尽管如此, 径向聚焦是很弱的。所以需要进行具体的计算来判定它是否足够强。

可以设计另一种基于衰减波的场结构。此时, 让衰减波的运动与传播方向形成一定的角度。由式(1), γ 小时 $|E_x|/|E_y|$ 并不小; 例如 $\gamma = \sqrt{2}$ 时, $|E_x|/|E_y| = \frac{1}{\sqrt{2}}$ 。这种波的振幅在离表面约 $\sqrt{2} \lambda_0$ 量级的距离内衰减下来。波的相速为 $c/\gamma = c/\sqrt{2}$ 。如能设计一个可形成二个这样的波的边界, 使二个波的法线在 $x-z$ 平面内, 分别与 z 轴成 $\pm \alpha$ 角, 那么 z 向的相速度为 $c/\gamma \cos \alpha$, 当 $\gamma = \sec \alpha$ 时相速为 c ($\gamma = \sqrt{2}$ 时, $\alpha = \frac{\pi}{4}$)。对于这样的双波系统, $\alpha = \frac{\pi}{4}$ 时 $|E_x|/|E_y| = \cos \alpha / \gamma = \frac{1}{2}$ 。在 x 方向 (即在表面上, 垂直于传播的方向) E_x 按波长 $\frac{\lambda_0}{\sin \alpha}$ 正弦地变化。原则上这样的双波可在一个介质的表面形成。这种系统只有一个边界。然而, 有用的场仍限于离表面一个波长处。因此只能容纳发散度极低的束流。还有一个问题, 现在束流不再位于对称平面之中, 因而场的横向成分趋于将束偏开。为此需有某种外界的聚焦系统来抵消这样的横向场。

Palmer^[11] 曾提出产生这种波的一种方法。他建议以某种角度对沿 x 向刻线的光栅表面斜射激光。一对波法线与光栅表面具有相同夹角, 但与 yz 面具有相反、相等夹角的人射波, 产生出各级反射波和如上所述的那种表面波对。这样的波对 (wave pair) 在 x 方向的电场满足 $|E_x|/|E_y| = \cos \alpha / \sin \alpha$ 。同时, 为了满足光栅上的边界条件, 所有波的 E_x 场在光栅面上的总和必须为零。这意味着存在另一对具有相同波矢量但偏振相反的波对, 它所具有的振幅和位相恰好使 E_x 成分相消。

容易证明, 波向量与束轴成 ξ 角的圆锥上的一切入射波, 都产生相速为 $\beta_w c$ 的波对。其中 $\cos \xi = \frac{1}{\beta_w} - \frac{n\lambda_0}{s}$ 。

式中 s 是光栅的栅间距, n 是一个整数, 它使等式右边的值小于一。

Palmer 建议用柱形透镜或旋转棱镜使激光在光栅上聚成一线状焦点。他估计在一恰当设计的光栅上的加速场能超过无光栅时入射波的场。

如前例所述, 在不稳定的位相下运行时, 可以得到水平的聚焦。但同时需要一个强的

水平方向的磁场,来抵消将粒子推离表面的电场力。这个力的大小与粒子的相位有关,因而将产生难于处理的聚焦要求。对此,需考虑粒子束的具体参数,进行研究。本文将不再讨论。

至此,各种考虑表明,粒子束的尺寸是很小的,它将贴近介质或金属的表面。要产生一个发散度小的粒子束,并确保恰当的聚焦,显然是相当困难的事。此外,在结构的加工制造,保证公差要求以及使激光恰当聚焦等方面也都存在许多技术上的困难。

加速场的基本极限,由介质或光栅所能承受的场强所规定。结构中的场和加速场是同量级的,最高的功率密度取决于脉冲长度和所使用的表面的具体性能。如果设计得好,并要求系统的寿命长,则预期功率密度可达 10^9-10^{10} 瓦/平方厘米。 10^{10} 瓦/平方厘米的密度相当于 300 兆电子伏/米的场强。如果允许光栅只具有有限的寿命,以考虑更高的功率并加入估算的加速场与无光栅时激光入射场间的比例因子,Palmer 得到一个令人感兴趣的 2 京电子伏/米的加速率。如果使用每个脉冲后损毁的一次性光栅,那么这个数字还可更高。

四、带跳相的快电磁波

上节所述的结构,其缺点是粒子的运动得紧挨物体的表面;同时,加速场和物体内的场系同一量级。前面提到过,柱坐标系中的波动方程的解可用贝塞尔函数来表述。对于慢波,这些场随离轴的距离 r 迅速增高;然而对于 $\beta_w > 1$ 的快波,场则随 r 而减小。因而若以适当方式激发或照射一个半径足够大的、恰当设计的壁,原则上可在轴上产生比壁上强得多的电场。这样的场曾为 Czonka^[6] 和彭-庄^[10] 研究过。

由于 $\beta_w > 1$, 粒子相对于波将向后滑相。为此,必须沿 z 方向间断地引入“跳相”。我们必须确定这样的要求是否能与在轴附近没有导体或介质的系统相一致。对于轴上 $\beta_w > 1$ 的谐波场,径向无波节的轴对称场的解具有以下形式

$$E_r = \frac{E_0}{\beta_w} J_1 \left\{ \frac{(\beta_w^2 - 1)^{\frac{1}{2}} r}{\beta_w \lambda_0} \right\} \cos \left(\omega t - \frac{z}{\beta_w \lambda_0} \right), \quad (3)$$

$$E_z = \frac{E_0 (\beta_w^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{\beta_w} J_0 \left\{ \frac{(\beta_w^2 - 1)^{\frac{1}{2}} r}{\beta_w \lambda_0} \right\} \sin \left(\omega t - \frac{z}{\beta_w \lambda_0} \right),$$

$$H_\phi Z_0 = E_0 J_1 \left\{ \frac{(\beta_w^2 - 1)^{\frac{1}{2}} r}{\beta_w \lambda_0} \right\} \cos \left(\omega t - \frac{z}{\beta_w \lambda_0} \right). \quad (4)$$

对于一个 $(\beta_w - 1)$ 为小量的波来说,显然除了近轴处之外, E_z/E_r 是小量。此外,为了使轴上的 E_z 大大的超过壁附近的 E_z , 要求大的半径 r 。然而 $(\beta_w - 1)$ 大时,就需每相隔一定的间距跳一次相。可见必须找到恰当的折衷来确定 β_w 。在讨论下去之前有必要查问: 我们是否真能在近轴处没有导体或介质的条件下产生跳相?

如果不提供跳相,那么粒子将在 $\beta_w \lambda_0 / (\beta_w - \beta) \cdot c$ 的时间内滑相 2π 。在此时间内粒子的运行的距离为

$$z_a = \lambda_0 \beta_w \beta / (\beta_w - \beta) \approx \frac{\lambda_0}{\Delta \beta_w}. \quad (5)$$

其中 β 基本上取作 1, 而 $\Delta\beta_w = (\beta_w - \beta)$.

如果现在为轴上的行波场寻找一个周期解, 那么 E_z 的表述式必定包含具有

$$E_0 \exp i \left(\omega t - \frac{2\pi z}{\beta_w \lambda_0} \right)$$

形式的周期项, 乘之以 z_n 为周期的函数. 在简单例子中, 可每隔 $1/2z_n$ 令相位跳变 π . 此时该函数是一个波长为 z_n 的方波. 任何情况下, 最终的场将包含下述谱波项 (省略了时间项)

$$E_{z,n} = E_0 \sum_n a_n \exp \left\{ -2\pi i z \left(\frac{1}{\beta_w \lambda_0} \pm \frac{n}{z_n} \right) \right\}. \quad (6)$$

其中, 指数的宗量, 由 (5) 可写成

$$\left(-\frac{2\pi i z}{\beta_w \lambda_0} \right) (1 \pm n \Delta\beta_w)$$

这代表一系列行波的波谱. 在长的距离上, 只有共振项才能与加速束流交换能量. 如前所述, 这只能是一个衰减型波, 它只能由邻近于轴的结构所提供.

有必要研究一下, 我们是否有可能避免得出上述结论. 首先什么是上面提到的所谓“长距离”? 或许我们可认为它是邻近于共振的谐波与粒子保持同相的距离. 然而这个距离小于 z_n . 它并不够长.

上述波谱分析是在恒定场的假定下进行的. 如果能产生一种脉冲场, 它只当粒子由一次跳相到下一次跳相所需的时间内存在, 之后可以立即关掉或屏蔽掉, 那么就可继续加速某些粒子. 但并不清楚怎样才能做到这一点? 尤其是必须要求场源远离轴线时, 更是如此. 场的建立和衰减都需要一定的时间, 并且由于能流主要沿着 z 向, 很难看出如何在近轴处无隔板的情况下使一段场区域化? 即使对于稳定的场, 也可以用一系列开有很小束孔的、独立激励的封闭腔实现屏蔽. 然而这样在轴附近就会有导体存在, 因此这样的方案也就成为第三节中所叙述的一般概念中的效率很差的加速器的变种. 在这一类建议中, 还存在着相当基本的困难.

五、参量相互作用

波与粒子之间还可有另一种形式的相互作用: 其中粒子的轨道是被调制的, 波比粒子运动得更快. 这样的一种相互作用已为自由电子激光器所利用, 也还曾建议作为加速粒子的一种机制^[3,9].

实现这一原理的最简单的装置中, 包含有一个扭转的静态磁场, 它具有如下形式

$$B_x = B_0 \cos(k_q z - \theta), \quad B_y = B_0 \sin(k_q z - \theta). \quad (7)$$

这样的场可借助于适当配置的螺旋形的磁绕组产生. 一个平均速度沿着 z 轴的粒子在一个半径为

$$r = \frac{\lambda_q^2 c |B|}{\gamma m_0 c} \quad (8)$$

的螺旋线上运动. 若 β 是粒子规一化的速度那么 z 向的分量由式

$$\beta_z = \beta / (1 + k_q^2 r^2)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

给出;其中 $\frac{2\pi}{k_q} = \lambda_q$ 是磁铁的波长.

现在我们考虑这个粒子与一个沿 z 方向运动的频率为 $\omega_r = c/\lambda_w$ 的圆偏振平面波的相互作用. 在实验室坐标系中看到的速度差是 $(1 - \beta_x)c$, 故粒子经受着一个以角速度 $(1 - \beta_x)\omega_r$ 旋转的横向力. 如这个频率与粒子在扭转磁场作用下感生的角频率相等, 那么波与粒子之间便发生共振. 共振的条件是

$$(1 - \beta_x)\omega_r = \beta_x k_q c, \quad (10)$$

或以波长来表述

$$\frac{\lambda_w}{\lambda_q} = \left(\frac{1}{\beta_x} - 1 \right). \quad (11)$$

以式 $r_z^2 = (1 - \beta_x^2)^{-1}$ 定义 r_x , 并引入速度 β 的横向分量, 便有下列关系式

$$\beta_x^2 + \beta_\perp^2 = \beta^2, \quad (12)$$

$$\frac{\beta_\perp}{\beta_x} = \frac{2\pi r}{\lambda_q} \quad (13)$$

像前面那样, 假定 $(1 - \beta)$ 的值很小, 可近似为 $\frac{1}{2\gamma^2}$, 并且 $\beta_\perp \ll \beta$ 则由式(10)–(13)

可得

$$\frac{\lambda_w}{\lambda_q} = \frac{1}{2\gamma_x^2 \beta_x} = \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{\gamma^2 r^2}{\lambda_q^2} \right). \quad (14)$$

以磁场来表述螺旋轨道的半径(式8)得

$$\frac{\lambda_w}{\lambda_q} = \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + (2\pi)^2 \frac{\lambda_q^2 e^2 B^2}{m_0^2 c^2} \right). \quad (15)$$

由此可见, r 大时, 对于大的 λ_q 值, 粒子可能与激光频率下的波发生共振作用. 例如上式括号因子的值等于 2, 那么结构的波长与辐射波长的比值为 r^2 . 对于波长为 10μ 的辐射和 10cm 的磁铁波长, r 的共振值为 100.

在这一类相互作用中, 不再要求束流导体表面引距离小于一个光波波长, 因此对于束流发散度的限制以及对物体耐击穿的要求等都大大的放松了.

如在其他行波装置中那样, 粒子按照他们的相对于波的相位而被加速或减速. 粒子的能量增长率由电场向量与速度向量的横向分量间的夹角所决定. 对于向量间平行或反平行的那些粒子, 它们得到最大的加速或减速. 当向量正交时, 就没有加速. 必须注意: 由于 $\beta_\perp \ll \beta_x$, 平行于粒子速度的场分量是很小的, 因此加速过程的效率是很低的. 确实, 这一类加速方式可以看作是一种二级的过程. 可用粒子在一个光滑的螺旋管中的运动来作为这一过程的机械模拟. 这里径向的力可以分解为一个垂直于螺旋线的成分和一个平行于它的成分; 横向的力产生 z 方向的加速.

在上述数例中, 假定括号中的项等于 2, 因而 $r/\lambda_q = 1/\gamma$, 这是一个很小的量. 要使这类加速真正有用的话, 很清楚, 必须增大 r/λ_q . 为此假定 $r/\lambda_q \gg 1$, 于是式(14)变为

$$\frac{\lambda_w}{\lambda_q} = \frac{r^2}{2\lambda_q^2}. \quad (16)$$

由此, 磁铁波长必须大大地超过辐射的波长的条件仍意味着 r/λ_q 是一个小量. 这是一个相当基本的关系式, 它说明这样的机制对于需有高加速率的高能加速器是不适宜的.

六、结 论

本文回顾了**在强激光的电场中直接加速粒子的各种机制**,研究了这些机制的某些基本缺陷。在利用慢波直接加速粒子的方案中,需让束流紧挨介质或金属的表面。这样就严重地限制了束流的发散度,同时最高的加速场直接受结构中的击穿所限制。聚焦的问题还需仔细地加以研究。对于利用具有周期跳相的快波加速的设想,如果要求加速区总是远离介质或光栅的话(这是实现场的浓集所要求的),看来,就会出现基本的困难。自由电子激光器中所用的参量作用机制看来是可以避免这些困难的。不幸的是,它基本上是一种二级的机制,因而加速率是不高的。

参 考 文 献

- [1] K. Shimoda. *Applied Optics*, 1(1962), 33.
- [2] A. Lohmann, "Electron Acceleration by Light Waves" unpublished IBM Technical Note TN5, St José, October 1962.
- [3] Y. Takeda and J. Matsui, *Nuclear Instruments and Methods*, 62(1968), 306.
- [4] S. A. Kheifets, 8th Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, p. 597, (1971).
- [5] R. B. Palmer, *Journal of Applied Physics*, 43(1972), 3014.
- [6] P. L. Czonka, *Particle Accelerators*, 5(1973), 129.
- [7] K. Mizuno, S. Ono and O. Shimoe, *Nature* 253(1975), 184.
- [8] R. Rossmanith, *Nuclear Instruments and Methods*, 154(1978), 29.
- [9] H. Motz, *Contemporary Physics*, 20(1979), 547.
- [10] H. Peng and J. Zhuang, *Scientia Sinica*, 23(1980), 159.
- [11] R. B. Palmer, To be published in *Particle Accelerators*, 11(1980), 275.
- [12] M. A. Piestrup, G. B. Rothbart, R. N. Fleming, R. H. Pantell, *Journal of Applied Physics*, 46(1975), 132.

A SURVEY OF SOME IDEAS FOR ACCELERATORS USING LASER LIGHT

J. D. LAWSON

(Rutherford Laboratory, Chilton, Oxon, England)

ABSTRACT

Many Suggestions have been made for accelerating particles in the intense fields associated with laser light. Those which rely on direct interaction with the laser field in vacuo (as opposed to acceleration in a plasma medium) are examined and their fundamental limitations discussed. Three schemes are considered, the first of these utilizes slow electromagnetic waves near a surface, the second relies on a fast electromagnetic wave with "phase jumps" and the third used parametric interaction with particles moving on a modulated orbit.