



# 激光加速及其他

黄宏嘉

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 引言

从加速器的发展来看,从直流、交流低频直到超高频(微波)都成功地获得了应用。激光是电磁波谱的更高频段。从频率不断提高的观点来看,利用激光来实现加速,是一个很自然的发展。在已提出的若干激光加速原理中,虽然有些原理是常规微波加速器原理的模拟,但也有一些新的激光加速原理和微波加速器原理截然不同。这是因为,光频比微波频率高好几个量级,从量变而发生质变。

微波加速器的发展已有几十年的历史,无论从理论上或从技术上讲,都已经比较成熟。近年来,在提高能量和流强等方面,微波加速器又有很大进展;超导新技术将被采用;“集团加速”的新原理可能有前途。不过,由于对能量、流强等的要求不断提高,微波加速器(不论圆的或直的)都变得越来越庞大;这使人们感到需要寻求其它的新途径。激光加速器的设想是否有可能成为这种新途径之一,是一个很有兴趣和具有很大实际意义的问题。

### 一、激光谐振腔加速器

这是模拟常规微波加速器的一种方案<sup>[1,2]</sup>。

激光的极高亮度和辐射密度意味着极强的光频电场;在它的许多可能应用中,用光频电场来加速带电粒子,是一个重要的方面。

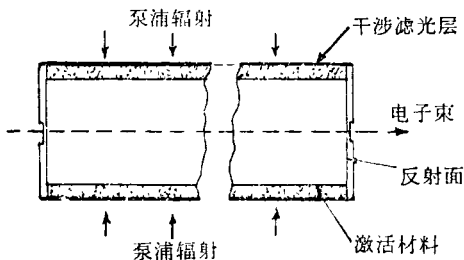


图1 激光谐振腔加速器结构

图1是文献[2]中提出的一种结构。工作物质作为谐振腔的侧面外壳,其外表面为干涉滤光层,它允许泵浦光照入,但对谐振腔内的激光驻波则起反射作用。

和常规微波加速器一样,谐振腔工作在  $TM_{0,N,M}$  模式(对于激光腔来讲,这里的右下角符号  $N$  和  $M$  都是很大的数)。

利用微波模式理论,很容易求出谐振腔轴线上的电场强度。设径向模数  $N = 10^4$ ,干涉滤光层的功率反射系数  $R = 1 - 5 \times 10^{-3}$ ,光频峰值功率密度  $\approx 10$  千瓦/米<sup>2</sup>,算出轴向电场  $E_0 \approx 1.2 \times 10^7$  伏/厘米。故加速电子能量  $\approx 1$  GeV/米。

谐振腔中的光频驻波可以分解为朝正反方向运动的行波。反向波的相速和运动电子的速度差别很大,因而在电磁场和运动电子之间的能量转移很小;至于正向波,则要求其相速和运动电子的速度相匹配,以获得最大的能量转移。

关于速度匹配问题,由于激光波长小到微米量级,常规方法不能适用。例如,假设用介质管作为慢波结构,那么管径应在波长的量级,而这在光频段是实际上不能考虑的。又如,假设用介质膜片作为周期性结构,那么在  $\lambda_0 \approx 10^{-4}$  厘米情况下,计算结果为:膜片间距  $\approx 1$  毫米,膜厚  $\approx 10^{-4}$  厘米;这样薄的膜片当然也不现实。因此,提出了采用充气腔作为慢波结构的建议。计算表明,设充有氢气的谐振腔折射率为  $n = 1 + 2 \times 10^{-4}$ ,则 300 MeV 的电子,其散射大于  $10^{-4}$  弧度的几率  $\approx 2\%$ /米。电子在一米路程上的碰撞数大致等于常规同步加速器中粒子在  $10^{-3}$  毫米真空中绕行  $10^7$  米的碰撞数。这说明了电子在充气腔中获得加速的可能性。

电子束(注入能量估计为 25—36 MeV)在沿谐振腔轴线的方向被激光电场加速,在输出端速度接近于光速。电子束的直径受模式场结构的限制; $\lambda \approx 10^{-4}$  厘米时,其直径约为  $10^{-3}$  厘米。为了维持速度变化的电子在整个加速过程中都和激光场的相速匹配,从原理上讲,可以改变谐振腔截面或使充气气压沿轴线变化,但这些方法都不切实际。于是,提出了一种在谐振腔中附加变截面介质管的方法,其示意图绘于图2;管径约 1 毫米,管壁厚度的变化为几分之一毫米。为了抑制由于变截面而引起的杂模,可在激活物质内表面或变截面介质管内壁再附加周期性印刷吸收层或其它形式的模式过滤。

在已提出的各种激光加速原理(或设想)中,对于

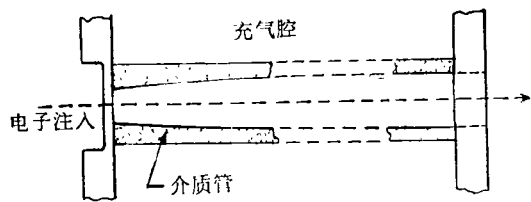


图2 变截面介质管(速度匹配器)

上述系统较多地考虑了用于器件的实际设计问题。这种方案早在激光问世(1960)不久,就已提出(1961—1962);从模拟微波加速器的观点来看,最先提出这样的方案是很自然的。不过,自从这种方案提出以后,迄今未见有实验方面的报导或理论方面的进一步研究。

从现实性看来,上述方案的困难较多,例如:

1. 所采用的谐振腔  $Q$  值很高,一般会发生弛豫振荡;而作为加速器用,这种振荡是必须排除的。

2. 激光开放式或半开放式谐振腔,和用于加速器的微波腔不同,是可以同时有许多模式存在的多模腔。关于模式分离,是不易解决的问题,特别是考虑到热膨胀问题时,这个问题就更难解决。

3. 关于电子束负荷的影响以及聚焦问题(这些在微波加速器中已经解决),对于激光场来讲,是极为复杂的和远远没有解决的理论和实际问题。

4. 材料和工艺问题,特别是变截面介质管的制造以及模式过滤结构,这些在微波技术中虽然都是很成熟的东西,在光频段却带来新困难。工艺公差要求比微波严格得多。

看来,为了实现和微波加速器相模拟的上述或类似方案,首先需要改进和提高现有的激光器件水平,以适应激光加速器的要求;对于激光传输以及电子束和激光场相互作用的动力学等基本问题,需要进行更多的工作。

## 二、光栅加速结构

这是和常规微波加速器相模拟的另一种方法。和微波加速器对比,“激光谐振腔加速器”对应于驻波加速器,而“光栅加速结构”则对应于行波加速器。

在光栅加速结构中<sup>[5]</sup>,电子束平行地射入光栅。照射到光栅上的激光用偏振光。和常规加速器一样,如果电子和激光同步,那么电子沿光栅运动时就从激光电场不断取得能量,从而被加速。同步条件可从普塞尔(Purcell)和史密斯(Smith)所给出的公式,即激光波长、光栅常数、电子速度三者之间的关系式<sup>[6]</sup>得到。为了使电子在整个加速过程中维持与激光同步,可以使光栅常数沿电子运动轨迹作连续变化,或者连续地改变入射光方向。

电子所能获得的能量增益决定于激光电场强度。

设功率密度为每平方米  $3 \times 10^7$  瓦,则所能获得的增益为每厘米  $5 \times 10^4$  eV。电子轨迹的横向稳定性可用外加恒定磁场来实现,所需的磁场为 170 高斯。

关于上述的激光加速系统,未见有更多的理论或实验方面的详细报导。在这种设想的系统中,最大的激光电场强度受到光栅所能承受的入射光功率密度的限制。此外,变常数光栅或控制入射光方向都涉及复杂的工艺技术问题。

## 三、聚焦激光场中的单周期电子加速

由于微微秒( $\mu$ s)激光巨脉冲技术的发展,以及在光频段易于采用聚焦方法获得高度集中的电磁能量,因而,很自然地会设想:是否有可能利用这种高度集中的激光电场对带电粒子进行加速<sup>[7,8]</sup>?

所谓“单周期加速”<sup>[9]</sup>正是基于上述的思想。然而,由于光频的特点,这种加速机制虽然同样是利用电场对带电粒子进行加速,却不同于常规加速器(或模拟常规加速器的两种激光加速器;第一、二节)。它是一种新的加速原理。

为了分析的方便,我们将聚焦区的复杂的电磁场结构用平面电磁波来近似描述,它的纵向范围为  $4F^2\lambda$ ,而横向为  $F\lambda$ ( $F$ 是透镜的标称焦距比,或简称  $f$ 数),如图3所示。

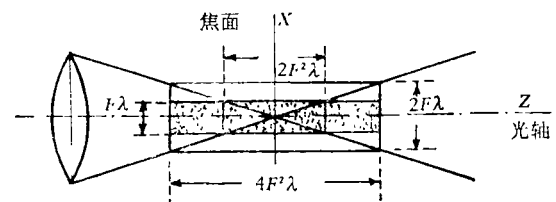


图3 透镜聚焦区的几何

当电子穿过聚焦的高度强场时,电子在光频周期的很小一部分时间内就被电场横向地加速到相对论性电子;在这种情况下,必须考虑聚焦强场中磁场的作用。磁场对高速电子所产生的力,在单个周期的一小部分时间内将电子扭转到向前方向。这就是这种原理所以称为“单周期加速”的理由。

设激光功率为  $10^{11}$  瓦(这是已经达到的量级),并取  $\lambda = 1 \mu$ ,则由衍射极限所限制的聚焦场强度级为  $3 \times 10^{11}$  伏/厘米;电子单次通过聚焦场所获得的能量是在 30 MeV 的量级。

关于带电粒子在平面波电磁场中的运动,这是经典的电动力学问题。在文献[5]中采用了新的方法求解运动方程,这种方法的基本思想是将交变电磁场中带电粒子的运动问题通过洛仑兹(Lorentz)变换化为静场中带电粒子的运动问题来求解。利用这种方法易

于求出(对于图3所示的简单模型),在不同的电子束注入情况下,最佳能量增益和 $F$ 数的最佳值。一个重要的结果是,对于给定的功率水平,能量增益不能超过某一最大值。这一结果很容易从物理的直观来理解:电磁波的磁场并不起加速带电粒子的作用,它只改变粒子的运动方向;电磁波的电场对粒子加速,但仅在横过聚焦区域的范围内。因而,能量增益由聚焦区域的宽度所限制。理论结果还表明,粒子最好在和向前方向略成斜角的方向注入;从直观来看,这是因为,对于向前方向运动的相对论性电子,电场作用力 $eE$ 和磁场作用力 $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 几乎互相平衡,因而所产生的加速作用很小。但如果电子略偏一个角度注入,那么在向前方向就有显著的磁力的分量。

在目前,或者在近期,利用上述原理进行激光加速,从实用观点来看,还不能和常规加速器相提并论。然而,利用聚焦的大功率超短激光脉冲将大量能量转移给带电粒子,这显然是一种值得注意的新方法。这种方法简而易行,很有可能适用于某些特殊应用。由于激光脉冲的峰值功率不断提高,这种加速方法可能会在将来显示其优越性。

上述的加速原理对于天体物理有很大意义,因为宇宙射线有可能是由于同样的机制所产生。门泽尔(Menzel)和索尔兹伯里(Salisbury)<sup>[6]</sup>等都曾提出过宇宙射线的产生来源于日冕,它就是电磁波源。冈恩(Gunn)和奥斯特里克(Ostriker)<sup>[7]</sup>提出,宇宙线是由脉冲星产生,其基本机制相同。

根据文献[7]中给出的公式,粒子能量按 $m^{1/2}\lambda^{2/3}E^{2/3}$ 增加;用这个天体物理的结果,算出单周期激光加速能量是在10 MeV量级。这个结果和求解聚焦电磁场中电子运动方程的结果在量级上相符合,因而可以作为激光单周期加速原理的旁证。反过来,也可以尝试利用激光单周期加速原理和实验结果(这种实验尚未见于报导)来解释某些天体物理现象。

#### 四、用激光光压产生高能粒子

在上述三种激光加速原理中,虽然所采用的方法不一样(或者用谐振腔、光栅,或者用聚焦透镜),但在物理概念上都具有共同的加速机制,即利用激光电场对带电粒子进行加速(只不过在第三种方法中电磁波磁场起着扭转粒子方向的作用)。

激光还具有其它的独特性能,其中某些性能也可用来产生高能粒子。用激光光压产生高能粒子就是其中一例。

关于光照射到目标上能够产生压力,早在牛顿(Newton)的微粒说中就蕴含了这个概念。在麦克斯韦(Maxwell)的经典电磁理论中,严格地计算了这种辐射压力的大小;以后的实验证实了这个预见。不过,对

于普通的无线电波(包括微波在内)以及普通的光源来讲,这种辐射压力非常之小,以致人们不大注意。激光光源的出现,不仅重新验证了这种辐射压力,而且发现它是一种很强的效应。

利用光压的力来推动各种介质中的微小粒子,使之加速,这是实现激光加速的可能途径之一<sup>[9]</sup>。将激光束作用在处于高真空中的粒子上,会发生两种力的作用。一种是横向力,它将粒子拉向光束中心(或粒子被光束“横向俘获”。这里,考虑小球折射率高于周围折射率的情形)。为了说明这种现象,考虑一个偏离光束中心轴线的小球;光束在横方向可认为是高斯分布或“钟形”分布,中心轴上的光线最强,离轴的光线则很快减弱;当各条光线透过小球时,由于折射而发生弯曲,近轴光线朝内折向光束中央,而远轴光线则朝外折向偏离轴线的方向;由于近轴光线比远轴光线强,所以将产生一个朝内的横向合力,把小球拉向强度最大的光束中央。第二种力是光束对粒子的纵向压力。在粒子被光束横向俘获的同时,它受到光束的纵向压力,从而沿着光束轴线被加速。

限制粒子最终速度的一个因素是粒子吸收大功率激光后会被熔化而蒸发。目前最好的光学玻璃,吸收系数 $\approx 3 \times 10^{-3}$ /厘米,根据这个数据,对直径为0.5微米的粒子,所得到的最终速度 $\approx 3 \times 10^8$ 厘米/秒。对于宏观粒子来说,这是一个很大的量级。以这样的粒子撞击同样尺寸和速度的目标或另一粒子,作用功率约为 $10^{11}$ 瓦,持续期约为 $10^{-3}$ 秒。粒子将气化并形成等离子体,其温度相当于氘的热核反应所需温度的50倍。这对于热核研究或其它领域可能是一条重要途径。遗憾的是,由于需要保持足够低的激光强度以避免粒子的非线性吸收(即在强光作用下吸收不是和光强成正比,而是随光强急剧上升),利用上述原理来建立加速器,其长度差不多和几公里的直线加速器一样长。

那么,利用激光光压,有没有可能一下子获得高能粒子,而无需很长的加速结构?这里,很自然地会想到利用聚焦大功率激光脉冲的集中能量产生巨大光压的问题。实际上,这种设想早在1965年就已提出(文献[10])。

理论分析指出,将聚焦的大功率激光脉冲照射到粒子团上(粒子团或者是金属或气体等离子体,或者是电子云),在激光被反射的同时,可能产生高于10 GeV的粒子。

粒子加速过程的主要特点可以从动量与能量守恒的关系式得到。当激光被全反射时,在激光与带电粒子之间发生最大的能量转移。

对粒子团的要求是它必须有够大的密度,才能有效地反射可见或红外的电磁辐射。根据经典电磁理论,有效反射要求带电粒子团的等离子体频率高于激

光频率, 否则辐射能量将被吸收。对于红宝石激光, 频率为  $4.35 \times 10^{14}$ /秒, 等离子体频率  $\nu_p = 8.9 \times 10^3 \sqrt{n_e}$  ( $n_e$  是电子密度)。在极限情况下, 令这两个频率相等, 就得到对粒子团电子密度的最低要求, 即  $n_e$  必须大于  $2.4 \times 10^{21}$ /厘米<sup>3</sup>。

文献 [10] 中考虑将电子云预加速到 1.4 MeV, 并聚焦到面积为  $10^{-8}$  平方厘米的区域内, 从而在激光的焦斑体积内产生量级为  $N_e \approx 10^{21}$ /厘米<sup>3</sup> 的电子密度。从实验方面讲, 要获得所要求的高密度粒子团, 涉及很多技术上的困难, 这正是实现这种加速原理的关键问题所在。

上面所引 1965 年文献 [10] 的结果 ( $n_e > 2.4 \times 10^{21}$ /厘米<sup>3</sup>), 是基于经典电磁理论而得到的。近年来 (1969—) 反常吸收现象的理论和实验研究使人们注意到, 大功率激光与物质的相互作用, 包含有许多复杂的、目前还不能得到充分解释的物理过程。关于辐射能量的反射和吸收问题, 包括在电子等离子体频率附近激励等离子体这种情况<sup>[11]</sup>, 远远不是经典电磁理论所能描述。因而, 利用大功率激光光压效应以产生高能粒子的问题, 无论在理论上或在实验上都有必要进行更深入的研究。

## 五、用激光产生等离子体以 获得高能离子

将聚焦的激光超短脉冲打在薄箔靶上, 可能产生高能离子。这是利用激光超短脉冲产生超高密度等离子体的效应之一。

获得高能离子的可能性是基于下述的概念<sup>[12]</sup>: 由于脉冲持续时间很短, 因而, 采用合适的箔靶材料, 即使它只有少数数目的离子, 它也来不及变成对激光透明。脉冲宽度必须足够短; 否则, 由于等离子体的扩散很快, 当电子密度小于截止密度时, 就会对激光变得透明。箔靶的厚度要远小于热波的穿透深度, 这样, 它就被等温地加热; 和块状靶相比, 有可能获得更高的温度。在等离子体扩散过程中, 它的热能转移为离子的动能。

引用能量平衡关系, 可以导出核子所能获得最大能量和箔靶最小厚度的公式。上述文献 [12] 在推导这些公式时, 忽略了各种损耗机制, 其中最重要的是激光的反射 (其它损耗机制, 如韧致辐射和电子逃逸, 在这里所考虑的问题中可以忽略不计)。

根据已有的实验结果, 反射能量的分数是在 0.3 的量级。为了解释这种强吸收现象, 必须假定存在有一种反常性质的吸收<sup>[13, 14]</sup>, 因为, 在已有的实验中, 电子-离子的碰撞频率  $\nu$  不足以保证超高密度等离子体对激光的吸收。对于这里所考虑的问题, 情况应该一样, 因为被观察到的吸收现象, 可以用效率随光强增加

的机制来解释。

理论估算了平均离子能量  $\bar{E}_i$ 。在等温扩散中, 可以估计有能量 ( $E_i$ ) 高于平均值的离子。对于高斯密度分布的情况, 能量高于平均值的离子数比例于  $\exp(-E_i/\bar{E}_i)$ 。

计算结果指出: 对于高原子数的靶材料, 使用约  $10^3$  焦耳的激光脉冲, 脉宽  $\approx 10^{-11}$  秒, 可获得高达 0.1 GeV 的离子能量。

## 六、用激光产生核聚变

用激光引发核聚变, 其目的是为了最终实现受控热核聚变, 以解决人类未来的能源问题。这里, 在综述激光加速的若干原理时, 所以提到这个问题, 至少有两点理由: 第一, 上节所述用激光轰击固体箔靶以产生高能离子, 和激光在含氘材料中引发核聚变, 同样都属于加热超高密度等离子体的问题, 两者之间有密切联系。第二, 在加热等离子体问题中, 加热和加速过程是互相交织在一起的<sup>[15, 16]</sup>。

用激光产生核聚变的问题, 《物理》杂志上以前已有叙述, 本文从略<sup>1)</sup>。

## 七、用激光产生核裂变

关于用激光产生核裂变的问题, 也已经提出。将“向心爆炸”的方法 (这种方法使物质压缩到超高密度) 应用于 <sup>235</sup>U、<sup>239</sup>Pu 或 <sup>233</sup>U 这样的裂变材料, 有可能实现临界质量非常小的链式反应<sup>[17]</sup>。

裂变小球的临界半径  $R_0 = \frac{\pi}{B_m} - d$ , 式中  $B_m^2 \approx 3\sigma_t \sigma_f N^2 (\nu - 1)$  为材料曲率,  $d \approx 0.71/N\sigma_t$  为中子流变为零的外推长度,  $\sigma_t$  和  $\sigma_f$  分别为中子的散射截面和裂变截面,  $\nu$  为中子倍增系数,  $N$  为裂变材料的原子数密度。当裂变材料 (例如铀) 在激光向心爆炸所产生的  $10^{12}$  个大气压的压力作用下被压缩时,  $N$  将达到  $1.17 \times 10^{23}$ /厘米<sup>3</sup>, 因而能够发生链式反应的裂变小球半径  $R_0$  变得非常小。对于  $\sigma_t \approx \sigma_f \approx 2 \times 10^{-24}$ /厘米<sup>2</sup>,  $\nu \approx 2.9$ , 得到临界半径  $R_0 \approx 2.6 \times 10^{-7}$  厘米, 临界质量  $m_0 \approx 0.34$  克。

如果裂变小球用聚变材料 (例如氘氚混合物) 组成的中子反射层包围, 则临界质量还可大大减小。取反射层的临界厚度  $T$  等于小球半径  $R_0$ , 即  $R_0 \approx T = \frac{1}{B_m} \left( 3 \frac{D_r}{D_c} \right)^{1/2}$ , 式中  $D_c$  和  $D_r$  分别为裂变材料和反射层中的中子扩散系数。根据压缩后中子反射层中裂变材料的原子数密度 (约为  $5 \times 10^{24}$ /厘米<sup>3</sup>), 可算出  $D_r$ 。

1) 陈崇光, 《激光核聚变》, 《物理》杂志, 3-6 (1974), 348。

于是得到  $R_0 \approx 4.7 \times 10^{-3}$  厘米,  $m_0 \approx 1.9 \times 10^{-3}$  克。由于临界质量非常小, 就使微裂变爆炸成为可能。这种方法为核裂变成能量的利用开辟了一条新途径。

此外, 由于材料的密度非常高, 所以链式反应比原子弹爆炸时快得多。计算表明, 中子流增大  $e$  倍的时间  $\approx 2 \times 10^{-11}$  秒, 而小球的惯性约束时间为  $10^{-9}$  秒, 在惯性约束时间内中子流比初始值增大  $10^{22}$  倍, 因此大部分裂变材料已将能量释放。

在采用氘氚组成的中子反射层时, 裂变链式反应可以点燃聚变材料, 从而有可能实现热核能量的受控释放。由于这时只要求压缩而无需加热, 所以所需的激光能量较低, 而且在激光器的选择方面也有较大的灵活性。

## 八、用激光产生多电荷重离子源

近年来, 用激光产生多电荷重离子源的理论 and 实验研究<sup>[18-22]</sup>, 吸引了人们的注意。用激光产生重离子源可以达到高电荷态, 从而提高加速器效率。

用大功率激光辐照各种原子序数 ( $Z$ ) 高的固体靶 (例如, Be, C, Al, Fe, Cu, Mo, Ag, Pt, Au, Pb), 由于激光与物质相互作用, 所产生的等离子体, 在离子的电荷态、能量分布和方向性等方面, 适于作为重离子加速器的多电荷离子源。

重离子加速器设计所遇到的主要困难在于, 从普通离子源获得的离子是在低电荷态。为了解决这个困难, 近年来提出了若干新方案, 其中包括利用受控热核聚变研究中发展起来的技术。对于产生多电荷离子来说, 所要求的条件要比受控聚变容易实现得多。这些条件是

$$10 < Z < 50,$$

$$10^{10} < n_e \tau < 10^{13}, (\text{电子数/厘米}^3) \cdot \text{秒}$$

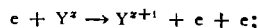
$$50 < T_e < 2000 \text{ eV}.$$

将后两个条件与受控聚变的要求相比, 要低几个量级。利用现有水平的激光器, 所产生的惯性约束等离子体已能满足这后两个条件的要求, 因而可能在等离子体中产生高电荷态离子。

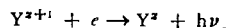
为了考查所产生的多电荷重离子, 是否适于作加速器的离子源, 还需要进一步研究有关的离子发射特性。

高电荷离子的产生来源于激光与物质的相互作用。固体靶吸收激光的辐射能量, 从而产生并加热等离子体, 发生从激光到物质的能量与动量转移, 这些过程和聚变燃料靶中的等离子体加热过程相类似。除此以外, 还发生其它的过程, 以形成多电荷离子; 对于激光所产生的等离子体, 这种形成多电荷离子的过程可以用日冕形成的模型来描述。在这种模型中, 离子  $Y$  发生下列过程:

通过碰撞而产生离化:



辐射复合:



这里需要考虑: 由于复合的过程, 当离子向固体靶外围真空膨胀时, 离子的电荷态是否会降低? 理论和实验都证明, 在离子膨胀过程中, 复合时间  $\tau_R$  极快地变得很大, 因而, 离子的电荷态可以保持下来。

关于离子的动能, 从理论和实验得到一致的结果: 当功率密度为  $2 \times 10^{12}$  瓦/厘米<sup>2</sup> 时, 离子的平均动能为 20 keV。

作为加速器的离子源, 等离子体的空间分布 (方向性) 是一个重要的特性。根据激光与物质相互作用的机制, 离子是在垂直于靶面的方向上获得动能。理论分析和实验结果表明, 最高电荷态的离子集中在靶的法线方向附近 ( $\theta < 10^\circ$ ); 不同的电荷态, 在空间是分离的。

核物理应用要求离子源的强度有每秒  $10^{11}$  个离子的量级。这就要求激光脉冲有够高的重复率。在目前的激光器件中, 固体钕玻璃激光器在功率水平方面超过了要求, 而在重复率方面则不够高。横向激励大气压 (TEA)  $\text{CO}_2$  激光器比较最合适。

$\text{CO}_2$  激光器的功率密度, 还不足以产生  $Z = 50$  的重离子。不过, 它的重复率可以高到 1 千赫的量级 (峰值功率  $2.5 \times 10^7$  瓦), 因而适于下列应用:

1. 在目前, 可能作成  $\text{Fe}^{6+}$  离子源, 强度每秒  $10^{11}$  个离子;

2. 在不远的将来, 可能作成  $\text{U}^{9+}$  离子源 (要求激光器  $10^8$ — $10^9$  瓦, 重复率 1 千赫);

利用  $\text{CO}_2$  激光器, 可以产生任何类型的离子, 其  $s = Z/A \approx 0.2$  ( $A$  是原子质量数); 这一点也是核物理所要求的。

此外,  $\text{CO}_2$  激光器已经可以接连给出  $10^6$ — $10^7$  次的脉冲输出, 相当于激光器几小时连续工作, 这对于将激光产生的重离子源用于加速器, 具有很大的实际意义。

## 结 束 语

从长远的观点看问题, 激光加速器是具有很大实际意义的新领域。然而, 就目前的现状讲 (考虑到高能量、高流强和稳定性等等要求), 微波加速器在今后若干年内还将继续是占有绝对优势的加速器类型。微波加速器本身的研究还在发展, 而激光加速器这种设想的实现则要走更长的路程。要占领这一领域, 和占领科学技术其它领域一样, 必然要付出巨大的代价。

资本主义国家的腐朽制度常常限制了新原理的发展和采用。它们是有庞大的加速器, 但这也成为负担。

我们的社会主义制度具有无比优越性。我们没有负担,好画最新最美的图画,这就为新原理的发展和采用开辟了广阔的道路。

### 参 考 文 献

- [1] Shimoda, K., *JOSA* 51-4 (1961), 472.  
[2] Shimoda, K., *Appl. Opt.*, 1-1 (1962), 33.  
[3] Daneu, V., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 12-5 (1967), 668.  
[4] Smith, S. J. & Purcell, E. M., *Phys. Rev.*, 92-4 (1953), 1069.  
[5] Feldman, M. J., & Chiao, R. Y., *Phys. Rev.*, A4 (1971), 352.  
[6] Menzel, D. H. & Salisbury, W. W., *Nucleonics*, 2-4 (1948), 67.  
[7] Gunn, J. E., & Ostricker, J. P., *Phys. Rev. Lett.*, 22-14 (1969), 728.  
[8] Kaw, P. K. & Kulsrud, R. M., *The Phys. of Fluids*, 16-2 (1973), 321.  
[9] Ashkin, A., *Scientific American*, 226-2 (1972), 63.  
[10] Vali, W. & Vali, V., *Proc. IEEE* 55-5 (1965), 517.  
[11] Krueer, W. I. & Dawson, J. M., *The Phys. of Fluids*, 15-3 (1972), 446.  
[12] Caruso, A. & Gratton, R., *Phys. Lett.*, 36A-4 (1971), 275.  
[13] Basov, N. G., Kriukov, P. G., Zakharov, S. D., Senatsky, Yu. V. & Tchekalin, S. V., *IEEE J. Quantum Electro.*, QE-4 (1968), 864.  
[14] Caruso, A., Angelis, A. de., Gatti, G., Gratton, R. & Martellucci, S., *Phys. Lett.*, 29A (1969), 316.  
[15] Floux, F., *Nuclear Fusion*, 11-6 (1971), 614.  
[16] Boyer, K., *Astronautics and Aeronautics*, 11-1 (1973), 28.  
[17] Winterberg, F., *Laser*, -1 (1973), 18.  
[18] Bobin, J. L. & Tonon, G., *BIST*, -160 (1971), 23.  
[19] Perez, A., *ibid.*, 39.  
[20] Faure, C., *ibid.*, 51.  
[21] Tonon, G. F., *ibid.*, 59.

(上接 370 页)

不是什么可怕的灾难,决不会引起地球大的震撼,更不会象汽车急刹车一样把人从地球上甩出去。要不是有了石英钟和原子钟,我们根本无法察觉这种变化。人们知道,1924年才制造出石英钟,1955年才正式使用原子钟,在此以前这种事件不知发生了多少次,人类不是照样在发展么。

\* \* \*

天不会倾塌,地球不会停止转动。预言1982年九大行星运行到太阳一侧会使地球遇到一系列“摧毁性”事件,是毫无科学根据的,这不过是资产阶级的末日感和危机感在科学上的反映。这同《红楼梦》中贾政、王

熙凤一样,在他们眼中,到处是“盛筵必散”、“大厦将倾”的“异兆悲音”。事实上,行将灭亡的不是地球和人类,而是病入膏肓的资本主义制度。无产阶级是人类历史上最伟大的一个革命阶级,它不但能够摧毁旧世界,而且能够创造一个新世界。“共产主义的思想体系和社会制度,正以排山倒海之势,雷霆万钧之力,磅礴于全世界,而葆其美妙之青春。”<sup>1)</sup>未来是属于我们的。

1) 毛泽东,《新民主主义论》,《毛泽东选集》,人民出版社,(1969), 647。