

# 驻波电子直线加速器中的 RF 相位聚焦\*

孙翔 杨越 林郁正

(清华大学工程物理系, 北京, 100084)

分析了驻波电子直线加速器中电子受 RF 场的横向作用与其所处相位的关系, 探讨了驻波直线加速器中的 RF 相位聚焦以及不对称场幅值分布对粒子横向动力学的影响, 并给出利用相位聚焦和不对称场幅值分布技术设计的两只加速管实例。

关键词 驻波 RF 相位聚焦 横向粒子动力学 场型 不对称腔型

中图法分类号 TL 53

用于医疗或无损探伤的低能驻波电子直线加速器要求束流有较小的靶点, 为了保持其体积小和重量轻的优点, 希望不使用聚焦线圈, 仅利用驻波 RF 场获得较小的靶点。

在非光速段, 电子受 RF 场横向力的积分效果和电子与标准粒子之间的相位关系有关。适当选择各腔  $\beta_p$  (相对腔长) 值、各腔中加速电场幅值分布和注入电压, 调整束团和标准粒子之间的相位关系, 可同时获得较好的横向聚焦和纵向稳定性, 这就是 RF 相位聚焦。在腔中采用不对称场幅值分布使得 RF 相位聚焦更有效。在动力学设计中, RF 相位聚焦和不对称场幅值分布技术被证明是有效的。特别在束流强度较大或加速管较长的情况下, 该方法更有意义。本工作给出利用 RF 相位聚焦和不对称场幅值分布技术设计的两根驻波加速管的动力学设计结果及相应的热测结果。

## 1 驻波加速管中 RF 相位聚焦原理

在 1 个腔长为  $D$  的腔中, 标准同步粒子所处高频相位由 0 滑到  $\pi$  (只讨论双周期  $\pi/2$  模结构), 示于图 1(a) 中的 A。在标准粒子之前和之后注入的粒子, 其高频相位滑动情形分别示于图 1(a) 中的 B 和 C。设  $\theta$  为束团的高频相位  $\Phi$  与标准粒子在同一位置的高频相位的差:

$$\theta = \Phi - \Phi_0$$

其中: 标准粒子相位

$$\Phi_0 = \frac{\pi}{D} \cdot z$$

$z$  为标准粒子在该腔中的纵向位置;  $\Phi$  为电子感受到的高频场的相位。

\* 国家自然科学基金资助项目

孙翔: 男, 34 岁, 加速器物理及应用专业, 在读博士

收稿日期: 1997-12-10 收到修改稿日期: 1998-03-03

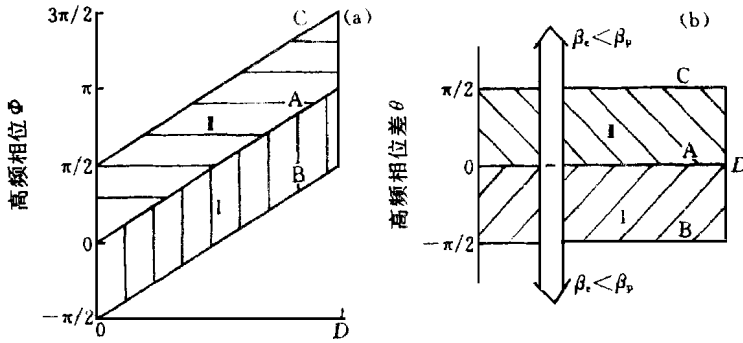


图1 单腔内高频相位及高频相位差示意图

Fig 1 Layout of the RF phase and relative RF phase in one cavity

(a)——高频相位示意图; (b)——高频相位差示意图

相应于图1(a)中3种情形的  $\theta_z$  曲线示于图1(b)。

在直线加速器中, 设轴上轴向电场为  $E(z, t) = E_z(r=0, z, t)$ , 据麦克斯韦方程<sup>[1]</sup>:

$$\nabla \cdot E = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rE_r) + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \text{ 和 } (\nabla \cdot B)_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_\varphi) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t}$$

有

$$E_r = - \left[ \frac{J_1(k_c r)}{k_c} \right] \frac{\partial E(z, t)}{\partial z} \text{ 及 } B_\varphi = - \left[ \frac{J_1(k_c r)}{k_c} \right] \frac{1}{c^2} \frac{\partial E(z, t)}{\partial t}$$

其中:  $c$  为光速;  $k_c^2 = k^2 - k_z^2, k = \frac{2\pi f}{c}, k_z = \frac{2\pi f}{v}$ ,  $f$  为RF场频率,  $v$  为RF场相速。将横向电磁场作线性化近似

$$E_r = - \left[ \frac{J_1(k_c r)}{k_c} \right] \frac{\partial E(z, t)}{\partial z} - \frac{1}{2} r \frac{\partial E(z, t)}{\partial z}$$

$$B_\varphi = - \left[ \frac{J_1(k_c r)}{k_c} \right] \frac{1}{c^2} \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} - \frac{1}{2} r \frac{1}{c^2} \frac{\partial E(z, t)}{\partial t}$$

注意到  $\dot{z} = \beta c$ , 则电子受到的横向电磁场力为

$$F_r = e(E_r - \dot{z} B_\varphi) = - \frac{1}{2} e r \left[ \frac{\partial E(z, t)}{\partial z} + \beta \frac{1}{c} \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} \right]$$

由全微分  $dE(z, t) = \frac{\partial E(z, t)}{\partial z} dz + \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} dt$  及  $\Phi = kct + \Phi_0$ , 则有

$$F_r = - \frac{1}{2} e r \left[ \frac{d}{dz} - \frac{k}{\beta \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \Phi} \right] E(z, \Phi) \tag{1}$$

对式(1)分析如下。

1) 等效聚焦薄透镜 式(1)的第1项  $F_{r,z} = - \frac{1}{2} e r \frac{dE(z, \Phi)}{dz}$  正比于  $E(z, \Phi)$  沿粒子运动路径的全微分。一般驻波腔轴向加速场幅值的空间分布示于图2(a)。当电子处于加速相位时, 腔的前半部分聚焦, 后半部分散焦, 当电子处于减速相位时, 情况相反。在加速管中, 电子一般处于加速场中。由于电子能量和速度的变化, 该项的作用相当于聚焦静电透镜, 其等效聚焦力为<sup>[1, 2]</sup>

$$F_{r,z} = - \frac{e^2 r}{4\beta\gamma m c^2} (E^2 - E_z^2) \tag{2}$$

其中:  $\langle \dots \rangle$  表示在 1 个腔内对  $z$  的平均;  $\beta$  是电子的相对速度  $u/c$ 。注意到该等效聚焦力  $F_{r,z}$  与  $(\beta\gamma)^{-1}$  成正比, 相应的等效磁场为  $B_{req} = \frac{1}{\beta} \frac{1}{c} (E^2 - E_z^2)^{1/2}$ 。

2) RF 相位聚焦 式(1)的第 2 项  $F_{r,\Phi} = \frac{1}{2} er \frac{k}{\beta\gamma^2} \frac{\partial E(z, \Phi)}{\partial \Phi}$  是起 RF 相位聚焦作用的项。在驻波场中  $E(z, \Phi) = E_{z,a}(z) \cdot \sin\Phi$ , 有:

$$F_{r,\Phi} = \frac{1}{2} er \frac{k}{\beta\gamma^2} E_{z,a}(z) \cos\Phi \tag{3}$$

当  $\Phi \in (-\pi/2, \pi/2)$  时, 该力为散焦力; 当  $\Phi \in (\pi/2, 3\pi/2)$  时, 该力为聚焦力。注意到该项与  $(\beta\gamma)^{-1}$  成正比, 因此当  $\beta$  较小时, 该项作用较大。由图 1(a) 可见, 对同步粒子,  $\Phi \in (0, \pi/2)$  时, 受到散焦力;  $\Phi \in (\pi/2, \pi)$  时, 受到聚焦力。对超前于同步粒子的粒子, 即图 1(a) 中 (I) 部分中的粒子, 其相位处于  $(0, \pi/2)$  内的时间多于处于  $(\pi/2, \pi)$  内的时间, 总的受到散焦力作用。对滞后于同步粒子的粒子, 即图 1(a) 中 (II) 部分中的粒子, 其相位处于  $(0, \pi/2)$  内的时间少于处于  $(\pi/2, \pi)$  内的时间, 总的受到聚焦力作用。因此, 出于横向聚焦的目的, 希望粒子更多地处于滞后的位置, 即处于图 1(a)、(b) 中 (II) 区内。未考虑  $|\theta| > \pi/2$  的粒子, 它们一般将会丢失。

3) 不对称首腔<sup>[3]</sup> 为进一步加强相位聚焦效果, 可设计腔内加速电场幅值分布不对称, 示于图 2(b)。即使散焦相位上的电场幅值较小, 聚焦相位上的电场幅值较大, 从而横向聚焦效果更好。腔内加速电场幅值分布的不对称一般可通过腔型的不对称得到。因  $F_{r,\Phi}$  与  $(\beta\gamma)^{-1}$  成正比, 在设计加速管时一般将首腔腔型设计成不对称形状。在设计的 X-波段 2 MeV<sup>[4]</sup>、S-波段 3 MeV 驻波加速管中均采用不对称首腔设计, 在横向聚焦上取得了明显的效果。

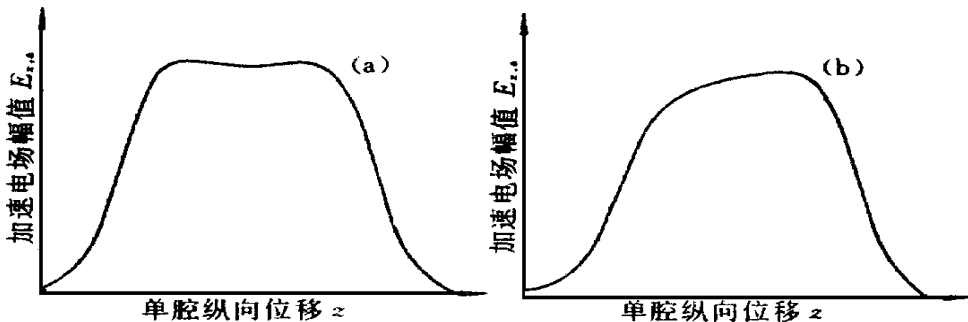


图 2 单腔内加速电场幅值分布示意图

Fig 2 Layout of the accelerating electric field amplitude distribution on axis in one cavity

(a) —— 对称腔中; (b) —— 非对称腔中

4) 光速段中的横向聚焦 由式(2)、(3), 进入光速段后, 有  $F_{r,z} \propto \frac{1}{\gamma}$  及  $F_{r,\Phi} \propto \frac{1}{\gamma}$ , 此时横向力可只考虑  $F_{r,z}$ 。相应的等效磁场为<sup>[1]</sup>:  $B_{req} = \frac{1}{c} (E^2 - E_z^2)^{1/2} \approx 0.7 \frac{1}{c} E$ 。对设计的 X-波段 2 MeV 加速管,  $E = 16.2 \text{ MV/m}$ ,  $B_{req} = 3.7 \times 10^{-2} \text{ T}$ ; 对设计的 S-波段 3 MeV 加速管,  $E = 17.7 \text{ MV/m}$ ,  $B_{req} = 4.1 \times 10^{-2} \text{ T}$ 。这已是不可忽略的聚焦磁场。当然其作用还与这

个磁场的作用时间长短有关,它在较长加速管中的作用更显著一些。但该聚焦力的作用也将随粒子能量的增高而减小。

由以上分析可知:在驻波加速管中,高频场对电子横向运动的作用同电子与标准粒子的相对位置相关。当电子位于标准粒子之前时,高频场对电子的聚焦作用减弱或散焦作用增强;当电子位于标准粒子之后时,高频场对电子的聚焦作用增强或散焦作用减弱。高频场对电子横向运动的作用对电子与标准粒子相对位置的依赖关系,在聚束段电子相对速度  $\beta$  较小时十分明显;随着  $\beta$  增大接近光速时,这一依赖关系逐渐减弱、消失。

被加速电子和标准粒子之间相对相位  $\theta$  的改变主要取决于电子相对速度  $\beta_e$  ( $\beta_e = u/c$ ) 和加速腔的相对长度或高频场的相速  $\beta_p$  ( $\beta_p = D/(\lambda/2)$ ) 之间的相对大小。 $\beta_e < \beta_p$  时,电子趋向标准粒子之后; $\beta_e > \beta_p$  时,电子趋向标准粒子之前。这些趋势示于图 1(b)。这样就可通过适当选择各腔中  $\beta_p$  值、各腔间场幅值分布及注入电压来改变在不同纵向位置上  $\beta_e$  和  $\beta_p$  之间的大小关系,从而改变被加速电子和标准粒子之间相对相位  $\theta$  以达到所需要的高频场对电子横向聚焦的要求,亦即 RF 相位聚焦。首腔内的不对称场幅值分布使得 RF 相位聚焦更加有效。

需要指出,增强高频场的横向聚焦将降低束流的纵向稳定性,特别在首腔会引起粒子纵向丢失。因此在应用 RF 相位聚焦技术时需在横向和纵向稳定性之间采取折衷的方法。

## 2 设计应用

设计了两只加速管,在未加任何聚焦元器件的条件下,利用 RF 相位聚焦和首腔内的不对称场幅值分布技术,均取得了理想的横向聚焦效果。

### 2.1 S-波段 3MeV 驻波电子直线加速管

该加速管的不同注入相位粒子的相运动曲线和束包络曲线示于图 3。该加速管要求束流峰值流强 250 mA,靶点直径不超过 2 mm。采用加长首腔(提高  $\beta_{pi}$ )、降低注入电压的方法,使电子束团的相位在聚束段尽量位于标准粒子之后,横向聚焦效果明显。由图 3(a)可见,在 30 mm 以前,束团落在峰值后边,相应地在图 3(b)中,聚焦效果非常明显。中国原子能科学研

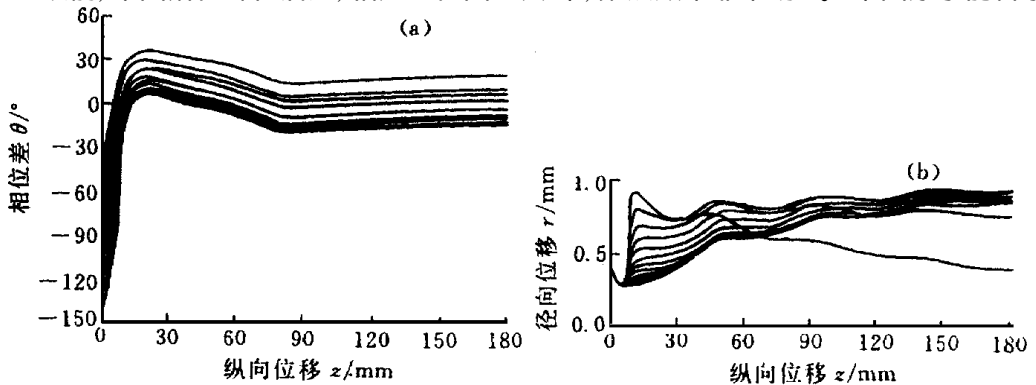


图 3 3 MeV S-波段加速管各初始相位纵向运动曲线和横向包络曲线

Fig 3 Longitudinal and transverse orbits for various input phases in 3 MeV S-band SW linac  
(a): 纵向运动曲线初始相位从上至下依次为:  $-40^\circ$ ;  $-150^\circ$ ;  $-140^\circ$ ;  $-80^\circ$ ;  $-90^\circ$ ;  $-100^\circ$ ;  $-50^\circ$ ;  $-60^\circ$ ;  $-70^\circ$ ;  $-130^\circ$ ;  $-120^\circ$ ;  $-110^\circ$  (b): 横向包络中曲线初始相位从上至下依次为:  $-120^\circ$ ;  $-100^\circ$ ;  $-90^\circ$ ;  $-70^\circ$ ;  $-50^\circ$ ;  $-140^\circ$ ;  $-110^\circ$ ;  $-130^\circ$ ;  $-80^\circ$ ;  $-60^\circ$ ;  $-40^\circ$ ;  $-150^\circ$

究院提供的实测靶点分布图示于图 4, 束斑直径(半高宽)为 1.44 mm, 和图 3(b)所示的横向动力学结果基本相符。

### 2.2 X-波段 2MeV 驻波电子直线加速管<sup>[4]</sup>

该加速管的不同注入相位粒子的相运动曲线和束包络曲线示于图 5。X-波段或更高频段加速管的加速腔数较多, 动力学设计时可调节的自由度增多。但 X-波段功率源一般峰值功率较小, 难以激励起较高的加速场强, 不能在较短的距离上使粒子加速到相对论能区, 粒子动力学设计比 S-波段复杂。由图 4(a)可见, 在 40 mm 以前, 束团落在峰值后边, 相应地在图 4(b)中, 聚焦效果非常明显。热测实验得到束斑直径小于 1.4 mm, 与图 4(b)所示的横向动力学结果基本相符。

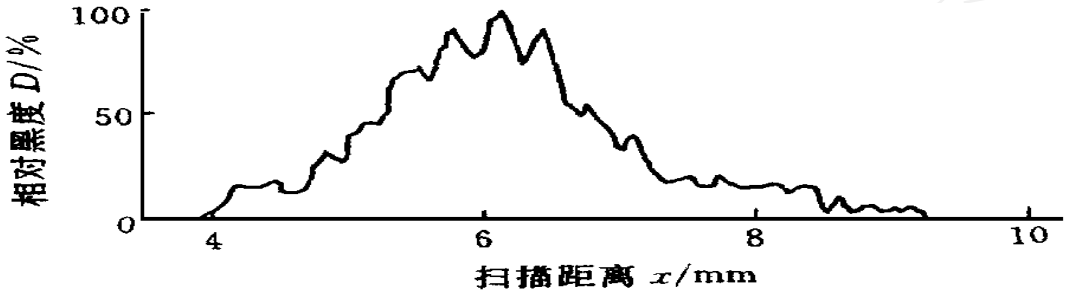


图 4 3M eV S-波段加速管靶点测量黑度分布曲线

Fig 4 Density distribution curve in 3M eV S-band SW linac

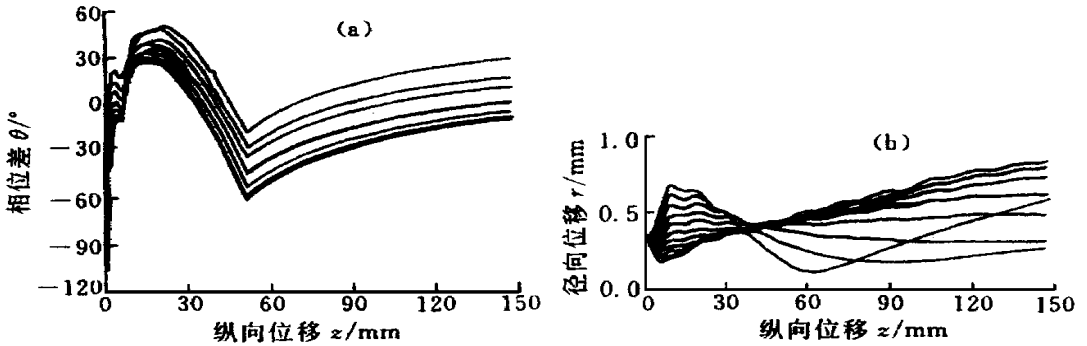


图 5 2M eV X-波段加速管各初始相位纵向运动曲线和横向包络曲线

Fig 5 Longitudinal and transverse orbits for various input phases in 2M eV X-band SW linac

(a): 纵向运动曲线初始相位从上至下依次为:  $-120^\circ$ ,  $-110^\circ$ ,  $-100^\circ$ ,  $-40^\circ$ ,  $-50^\circ$ ,  $-60^\circ$ ,  $-20^\circ$ ,  $-30^\circ$ ,  $-90^\circ$ ,  $-80^\circ$ ,  $-70^\circ$ ; (b): 横向包络曲线初始相位从上至下依次为:  $-40^\circ$ ,  $-60^\circ$ ,  $-70^\circ$ ,  $-20^\circ$ ,  $-90^\circ$ ,  $-110^\circ$ ,  $-50^\circ$ ,  $-30^\circ$ ,  $-80^\circ$ ,  $-120^\circ$ ,  $-100^\circ$

### 3 结论

驻波电子直线加速器中的相位聚焦是利用 RF 场自身对电子束进行横向聚焦的行之有效的方法。适当地把 RF 相位聚焦、不对称首腔和束流负角注入等方法结合使用, 可以在保证一定俘获范围的前提下不使用外加聚焦磁场而获得较好的横向聚焦。

## 参 考 文 献

- 1 Lapostolle PM, Septier AL. Linear Accelerator. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1970  
128
- 2 Miller RH, Deruyter H, Fowkes WR, et al. RF Phase Focusing in Portable X-band, Linear Accelerator. IEEE Transactions, 1985, 32(5): 3231
- 3 孙翔. 首腔场型及注入条件对驻波加速管束流横向运动的影响[硕士学位论文]. 北京: 清华大学工程物理系, 1989
- 4 孙翔, 林郁正, 童德春. X-波段轴耦合驻波电子直线加速管物理设计与研究. 原子能科学技术, 1998, 32(4): 294

## RF ALTERNATE PHASE FOCUSING IN STANDING-WAVE ELECTRON LINACS

Sun Xiang Yang Yue Lin Yuzheng

(Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing, 100084)

### ABSTRACT

In order to minimize the size and weight of the low energy standing-wave linacs and to improve the beam spot as well as the transmission, the RF fields are used for radial focusing without external magnetic focusing devices. By choosing the right phase velocity distribution and by varying the magnitude of the buncher field levels from cavity to cavity, the RF field in the buncher region provides transverse focusing as well as longitudinal bunching and acceleration. The RF phase focusing is more effective by proper choice of an asymmetrical cell geometry in the first cavity. Two linac accelerating structures have been developed by using the RF phase focusing theory and optimizing the shape of the first cavity.

**Key words** Standing-wave RF phase focusing Transverse dynamics Shape of the field A symmetrical cell geometry