

质子直线加速器的能量调变研究

徐建铭 周清一 王书鸿

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文提出了用能量调节腔调变质子直线加速器输出能量的原理。研究了有效、连续地调变能量,对于调节腔的要求。并以北京高能物理研究所 35 MeV 质子直线加速器为例,计算了束流能量的调变范围及相应的束流能谱。讨论了束流能谱对于调节腔电参数的依赖关系。对能量调节腔的功率供给,提出了一种经济、有效的方案。

一、引 言

将质子能量由 0.5 MeV 加速到 150 MeV 左右的质子直线加速器,通常采用阿瓦莱兹(Alvarez)加速腔结构^[1]。这是一种同步谐振加速结构,在圆柱型谐振腔的轴线上,安置一系列长度逐渐增加的漂移管。给定高频场的振幅,设计各漂移管长度及它们的相对位置,以确保设计粒子从一个加速间隙中心到达下一个加速间隙中心时,高频电场的相位变化正好在某一个设计值上(如 $\leq 2\pi$)。从而使设计粒子每通过一次加速间隙所得的能量增益是唯一确定的。因此,通常质子直线加速器的输出能量是不可调的。有的实验室(如美国 Fermi 实验室),曾试图在不增加任何设备的情况下,通过改变加速腔高频电场的振幅及相位的办法,使加速器出口的质子束能量连续可变^[2]。但实验结果表明,质子束的能谱极差,以致没有任何应用的价值。我们研究了调变质子直线加速器能量的可调方案,研究表明,在质子直线加速器(以下简称主加速腔)的后面,设置一个或若干个“能量调节腔”(只有几个加速单元组成的漂移管型短腔),改变这些腔中的高频电场振幅与相位,就能调节输出的质子能量。利用我们提出的调能原理、计算方法及相应的程序,设计了北京高能物理研究所建造中的质子直线加速器的调能方案,可得到能量调节范围为 30—40 MeV,动量散度为 $\Delta p/p \leq 0.15\%$,平均流强达 $10\mu\text{A}$ 左右的质子束,以提供核物理实验及某些应用研究的需要。

二、能量调变原理及能量调节腔

设主加速腔的正常输出动能为 W_{nf} 。在加速器的下游通道上,设置一个(或若干个)

能量调节

$E_x(\varphi) >$

相反,若

设计粒子

振荡稳定

应满足

引起束流



若能

为 W_{nf}

元的长度

速单元的

由于

到达每一

动;减速

为了

“LECGE

迭代法计

及各单元

在调

不同的渡

其中

式中 $E_x(($

$c)$, β_s 为

35 MeV 以

似。例如

能量调节腔, 如图 1 所示. 若设计粒子通过这个腔的每个间隙时, 都处在高频场的正向 $E_x(\varphi) > 0$ (即 $-\frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{\pi}{2}$), 见图 2, 则调节腔出口处设计粒子的能量 $W_{cf} > W_{nf}$; 相反, 若都处在高频场的反向 $E_x(\varphi) < 0$. (即 $-\frac{3\pi}{2} < \varphi < -\frac{\pi}{2}$), 则在调节腔出口处设计粒子的能量 $W_{cf} < W_{nf}$. 束团中的其它粒子, 将围绕着设计粒子作相振荡. 为使相振荡稳定, 设计粒子通过每个间隙时所处的高频相位应满足 $-\pi < \varphi_{c,n} < 0$. 以免由于相运动的“发散”, 引起束流能散度的急剧增大.

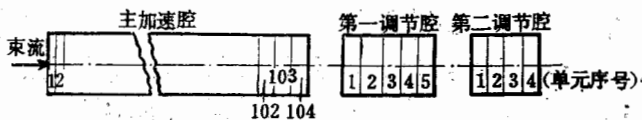


图 1 主加速腔与能量调节腔的布局示意图

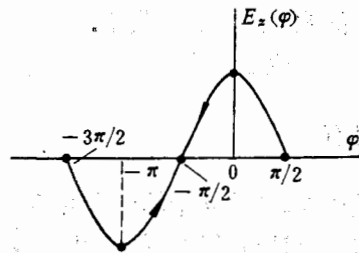


图 2 调节腔内的电场 $E_x(\varphi)$

若能量调节腔出口, 设计粒子能量的调变范围为 $W_{c,\min} \leq W_{cf} \leq W_{c,\max}$, 其中间值约为 W_{nf} . 既然调节腔用于加速(或减速)不同能量的设计粒子, 显然, 选择调节腔中所有单元的长度都相等, 且与能量的中间值 W_{nf} “同步”, 也就是说, 等于主加速腔中最后一个加速单元的长度, 较为适宜.

由于加速单元的长度相等, 而设计粒子通过每一单元后能量都有变化, 因此设计粒子到达每一个间隙中心时所处的高频相位是变化的. 加速时相位减小, 并逐渐向 $-\frac{\pi}{2}$ 滑动; 减速时相位增大, 也逐渐向 $-\frac{\pi}{2}$ 滑动, 如图 2 中箭头所示.

为了进行能量调节原理和调节腔参数选择的研究, 我们编写了计算机程序“LECGEN”. 在该程序中, 给定调节腔的电场 E_0 , 入口设计相位 $\varphi_{c,1}$, 单元长度 L , 利用迭代法计算设计粒子到达各间隙中心时的相位, 设计粒子在各单元中的渡越时间因子以及各单元出口处粒子的能量.

在调节腔中, 质子能量是可调的, 而不同能量的质子通过一定尺寸的调节腔单元, 有不同的渡越时间因子 T . 在质子束能量调变不太大的情况下, 可有

$$T \approx T_s - 2\pi \left(\frac{\beta - \beta_s}{\beta_s} \right) T'_s \quad (1)$$

其中

$$T_s = \frac{1}{E_0 L} \int_{-L/2}^{L/2} E_x(0, z) \cos \left(\frac{2\pi z}{\beta_s \lambda} \right) dz \quad (2)$$

$$T'_s = \frac{1}{E_0 L^2} \int_{-L/2}^{L/2} E_x(0, z) \cos \left(\frac{2\pi z}{\beta_s \lambda} \right) dz \quad (3)$$

式中 $E_x(0, z)$ 为轴上 ($r = 0$) 电场的分布, β 为设计粒子到达间隙中心时的速度 ($\beta = v/c$), β_s 为单元长度 L 对应的同步速度. T_s, T'_s 可由计算加速腔场分布的程序算得^[3]. 在 35 MeV 以后, 质子速度的变化与对应的能量变化相比要小得多, 因此, 式 (1) 是很好的近似. 例如能量范围为 30—40 MeV, 相对 35 MeV 的能量变化是 15%, 速度变化约 5—6%.

有
质
束
一种

可瓦莱兹
安置一
对位置
相位变化
能量增益
(如美国
内振幅及
内能谱极
研究结
调节腔
就能调
北京高能
40 MeV,
俭及某些

若干个)

对应的渡越时间因子变化只有3%左右。

为了最有效地实现能量的调变,扩大能量的调变范围,总希望在调节腔的所有单元内,设计粒子的能量改变具有相同的符号,均大于0或均小于0,也就是说用于加速时,希望 $-\frac{\pi}{2} < \varphi_{c,n} < 0$; 减速时,希望 $-\pi < \varphi_{c,n} < -\frac{\pi}{2}$. 于是,就存在一个较佳调节单元数的选择问题. 显然,较佳单元数主要决定于相位的滑动速度. 也就是说,决定于相邻单元间粒子速度的变化率. 设粒子在调节腔的第 n 个单元内的能量改变量为 ΔW_n , 则对应的速度改变量为

$$\Delta\beta_n = \Delta W_n / \beta_n \gamma_n^3 \quad (4)$$

且有

$$\Delta W_n = c E_0 T_n L \cos \varphi_{c,n} \quad (5)$$

其中 T_n 为第 n 个单元上的渡越时间因子. 由(4),(5)式可见,相位的滑动速度实际上依赖于设计粒子的初始能量 (β_n, γ_n); 它进入调节腔时所处的初始高频相位 $\varphi_{1,n}$; 腔中高频场的振幅 E_0 . 显然, E_0 值越大,或 $\varphi_{c,n}$ 越接近于 $0, -\pi$, 相位滑动速度越快. 与主加速腔一样, E_0 值的选择,主要受漂移管间高频电压击穿的限制 (Kilpatrick 条件)^[4], 在频率为 200 MHz 左右的谐振腔内, E_0 值通常选在 1.6—2.6 MV/m 范围内.

对于 $W_{n1} = 35.51$ MeV 的质子束,用 LECGEN 程序进行了计算. 计算表明,在一个调节腔内,能量单调变化所希望的较佳单元数为 6—8 之间; 对应的能量调变范围约为 30—40 MeV, 如表 1 所示. 表中 N 是能量单调变化结束时的单元序数.

显然,采用两个单独可调的调节腔,能量的调变范围将会增宽. 但每个调节腔内的单元数应小于 6—8, 以利最有效地调变能量.

计算表明,给定轴上平均电场 E_0 , 连续地改变调节腔的高频相位 ($\varphi_{c,i}$), 可以得到能

表 1 一个调节腔内的较佳单元数及能量调变范围

E_0 (MV/m)	N	φ_1	φ_N	W_N (MeV)
2.6	7	0°	-84.79°	39.86
2.6	6	-60°	-92.07°	36.91
2.6	7	-120°	-91.74°	33.53
2.6	7	-180°	-104.26°	30.81
2.4	7	0°	-80.06°	39.67
2.4	6	-60°	-91.67°	36.82
2.4	7	-120°	-94.21°	33.58
2.4	7	-180°	-110.69°	31.00
2.2	7	0°	-75.22°	39.46
2.2	6	-60°	-89.21°	36.76
2.2	7	-120°	-96.78°	33.65
2.2	5	-180°	-152.07°	32.05
2.0	8	0°	-88.40°	39.24
2.0	6	-60°	-87.68°	36.69
2.0	8	-120°	-92.42°	33.70
2.0	8	-180°	-92.31°	32.42

量连续变
出口束流

$\varphi_{c,i}$

$W_{c,i}$ (MeV)

质子
键问题,
显然
方面,因
值 W_{n1} 上
高频功率
振荡频率

使纵向运
空间的数
致附加的
尽管
可能的,
显著. 束
 $W \leq \pm C$
子的横向
性导致的

其三,对
为了
“LECLOI

其中, ΔW

量连续变化的质子束. 表 2 中, 以 $E_0 = 2.6\text{MV/m}$ 为例, 给出了由 7 个单元组成的调节腔出口束流的能量随高频相位的变化情况.

表 2 调节腔出口能量随高频相位的变化

$\varphi_{c,i}$	-180°	-150°	-120°	-90°	-60°	-30°	0°
$W_{c,i}(\text{MeV})$	30.81	32.07	33.53	35.09	36.73	38.37	39.86

三、束流能谱及调节腔参数的选择

质子束经调节腔的作用后, 其能谱如何, 是质子直线加速器能量可调研究中的一个关键问题, 它直接影响着可调能量质子直线加速器的应用价值.

显然, 用调节腔改变质子束的能量, 其能谱总要比不变能量的质子直线加速器差. 一方面, 因为前者(在调节腔内)运行在非同步条件下, 而后者只运行在一个特定的同步能量值 $W_{c,i}$ 上(当然, 这个特定同步能量值及其好能谱仍然可由前者得到, 只要关掉调节腔的高功率源输出, 让束流漂移过调节腔). 设计粒子在调节腔内的迅速滑相, 导致纵向相振荡频率 ω_φ 的快变化:

$$\omega_\varphi^2 = \frac{2\pi c E_0 T \lambda \sin |\varphi_c|}{m_0 c^2 \beta \gamma^3} \quad (6)$$

使纵向运动的绝热性受到严重影响. 另一方面, 由于增设了调节腔, 从而增加了腔间漂移空间的数目, 导致腔间纵向运动的本匹配加剧. 显然, 腔间漂移段引起的附加相散, 会导致附加的束流能散.

尽管如此, 本文所提出的能量可调原理对于获得一个有应用价值的束流能谱仍然是可能的. 首先, 当束流由很低能量(如 0.75MeV) 加速到 35MeV 时, 其相振荡衰减已相当显著. 束流的相宽 $\Delta\varphi$ 及能散度 $\Delta W/W$ 已被压缩到一个较小值(如 $\Delta\varphi \leq \pm 25^\circ$, $\Delta W/W \leq \pm 0.3\%$). 因此, 进入调节腔前的束流已具有很好的纵向性能. 其二, 到 35MeV , 粒子的横向运动对于纵向运动的耦合已可以忽略. 这个耦合是由高频场的径向分布的非线性导致的:

$$E_z(r, z) = E_z(0, z) \left[1 + \left(\frac{\pi r}{\beta \gamma \lambda} \right)^2 \right] \approx E_z(0, z) [1 + 0.5\%]_{35\text{MeV}} \quad (7)$$

其三, 对于 35MeV 的质子束, 纵向空间电荷排斥力所导致的能散增加, 完全可以忽略.

为了具体计算调节腔出口质子束的能谱, 研究能谱与调节腔参数的关系, 我们编写了“LECLON”程序. 该程序用龙格-库塔法数值积分, 求解非线性的纵向运动方程组

$$\frac{d(\Delta W)}{dz} = c E_0 T \cos(\varphi - \varphi_c) \quad (8)$$

$$\frac{d(\Delta\varphi)}{dz} = -\frac{2\pi(\Delta W)}{m_0 c^2 \beta^3 \gamma^3 \lambda} \quad (9)$$

其中, $\Delta W = W - W_{c,i}$, $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{c,i}$, 分别表示任一粒子的动能及相位, 相对于设计粒子

的偏离。给定束流在主加速腔出口的纵向相空间分布,给定调节腔的电参数及几何尺寸,计算束流在调节腔入口及各单元出口端的束流纵向相空间分布,以得到相应各轴向位置上的束流能谱。

在 35 MeV 主加速腔出口端,束流的相振荡已有显著衰减,因此可假设束流在该位置上的相空间分布,近似为一个被该位置上的纵向接受度所紧裹的椭圆,如图 3 所示。并假定有 200 个代表性粒子均匀分布在该椭圆内。椭圆在能散方向上的半轴长为 ± 0.1 MeV (对应的最大能散为 $\pm 0.3\%$);椭圆在相位方向上的半轴长为 $\pm 25^\circ$ 。利用程序 LECLON,逐个计算这 200 个粒子的纵向运动。鉴于前述理由,在程序中略去了空间电荷效应、横向对纵向的非线性耦合效应等。此外,对于研究可调能量束流的性能来说,其横向运动的研究计算是不必要的,因为束流的横向性能及其匹配,完全可由调节腔漂移管中的磁四极透镜给予保证。

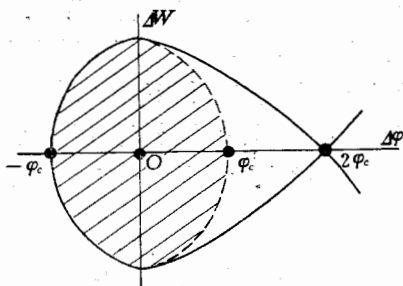


图 3 质子束在主加速腔出口处的相平面分布示意图

为使研究和计算结果既具有普遍性,又有实际应用的价值,我们选用高能所在直线加速器预制研究中留下的两个模型腔体,作为能量调节腔。第一调节腔与主加速腔之间以及两调节腔之间均相距 60 厘米,便于安装某些束流测量装置及腔体的实际安装。它由五个尺寸完全相同的单元腔组成,每单元长约 42 厘米,对应的渡越时间因子的同步值为 0.81038。第二调节腔由四个尺寸完全相同的单元组成,每单元长约 40 厘米,对应的渡越时间因子的同步值为 0.83952,如图 1 所示。

表 3 和图 4 列举了一些典型参数下的计算结果。表 3 中, $\varphi_{c1,1}$ 及 $\varphi_{c1,5}$ 分别表示设计粒子到达第一个调节腔的第一、第五个间隙中心时所处的高频相位。 W_{1f} 表示第一调节腔末端设计粒子的动能。 $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{FWHM}$ 表示动量谱半高度的全宽度,在图 4 中用虚线表示,它比较完整地描述了动量谱(或能谱)的质量,旁边括号内的百分数,表示落在该全宽度内的粒子数占粒子总数的百分比。 N_0/N 及 I_0 分别表示动量散度小于 $\pm 0.15\%$ 的粒子百分数及相应的平均流强。图 4 为能谱,横坐标为能散,纵轴为粒子数。计算结果表明:

1) 适应选择 E_0 、 φ_c , 可使 $\left(\frac{\Delta p}{p}\right) \leq 0.15\%$ 的粒子数占粒子总数的 20% 左右。设质子束的总平均流强为 $60 \mu A$, 则经磁偏转分离后可得 $\left(\frac{\Delta p}{p}\right) \leq 0.15\%$ 的平均流强达 $10 \mu A$ 左右,提供物理实验及应用研究。

2) 束流能谱对可调参数 E_0 、 φ_c 有较明显的依赖关系。由表 3 中第一调节腔末端的

几何尺寸，
各轴向位置

在该位置
示，并假
±0.1 MeV
LECLON，
效应、横向
运动的研
匀磁四极透

所在直线加
束腔之间以
装。它由
同步值为
对应的渡越

别表示设计
示第一调节

虚线表示

该全宽度内
的粒子百分
表明：

±0.1 MeV

强达 10 μA

节腔末端的

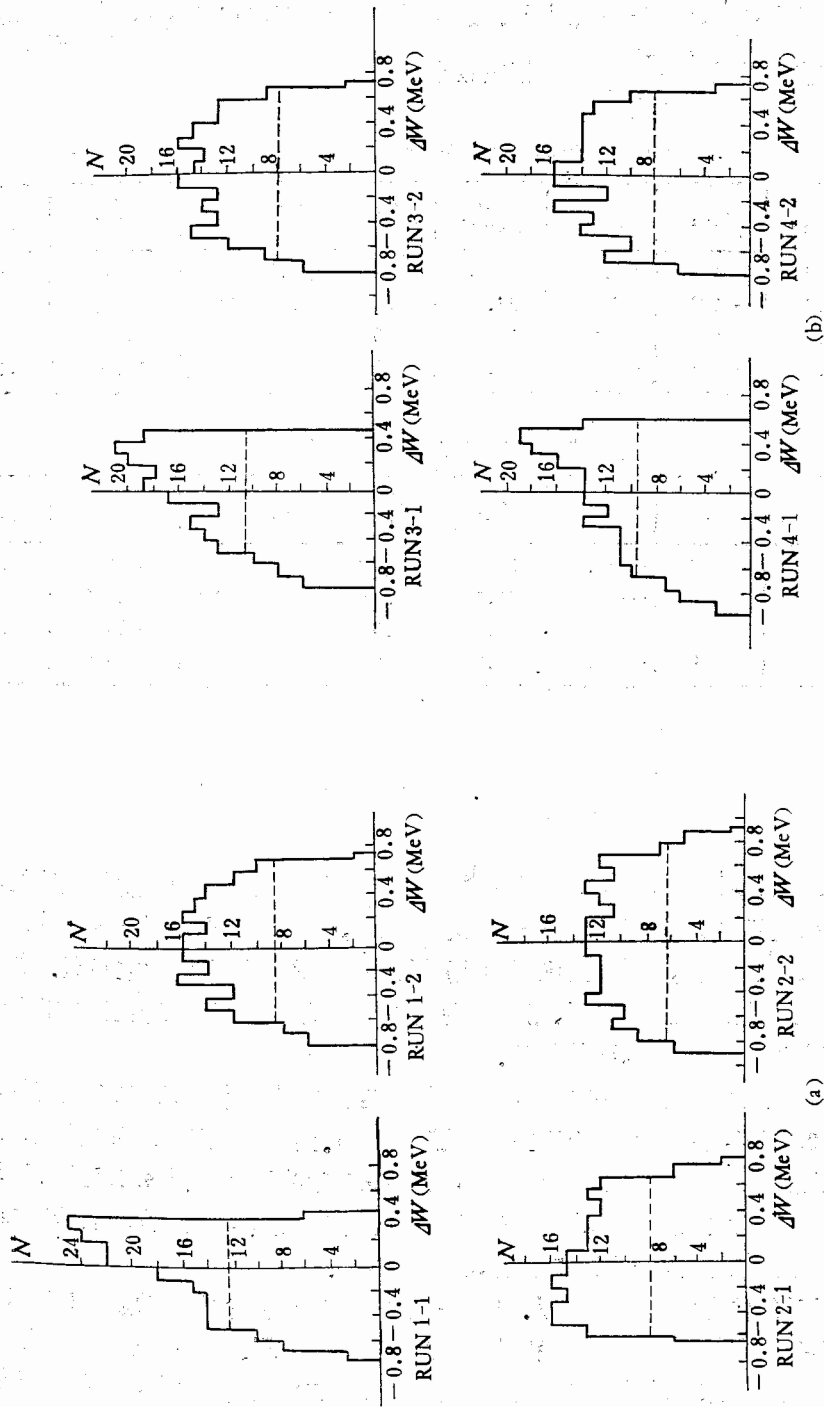


图 4(a) 调节腔出口处质子束的能量谱
(b) 调节腔出口处质子束的能量谱

动量谱值可见,取较低的 E_0 值,有利于改善能谱,因为 $\Delta p/p \propto E_0^{1/4}$; 同样,选择初始高频相位 $\varphi_{c1,1}$, 使设计粒子到达第一调节腔最后一个间隙中心时的相位绝对值 $|\varphi_{c1,5}|$ 越小,束流的能谱越好,因为 $\frac{\Delta p}{p} \propto (\sin |\varphi_{c1,5}|)^{1/4}$. 通常,第一调节腔出口处的 $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{FWHM}$ 较小,可使第二调节腔出口处的 $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{FWHM}$ 也相应较小.

表 3-1 第一调节腔出口端束流的纵向性能

RUN No.	E_{01} (MV/m)	$\varphi_{c1,1}$	$\varphi_{c1,5}$	W_{1f} (MeV)	$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{max}$	$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{FWHM}$	$\frac{N_0}{N}$	I_0 (μA)
1-1	2.0	-60°	-4.51°	38.26	0.99%	1.18%(89%)	22.2%	13.3
2-1	2.0	-180°	-72.93°	33.86	1.23%	1.9%(93%)	15.2%	9.1
3-1	2.2	-60°	-6.6°	38.52	1.0%	1.3%(88%)	19.7%	11.8
4-1	2.6	-60°	-10.72°	39.05	1.25%	1.66%(91%)	17.7%	10.6

表 3-2 第二调节腔出口端束流的纵向性能

RUN No.	E_{02} (MV/m)	$\varphi_{c2,1}$	$\varphi_{c2,4}$	W_{2f} (MeV)	$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{max}$	$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{FWHM}$	$\frac{N_0}{N}$	I_0 (μA)
1-2	2.6	0°	-134.71°	39.12	1.0%	1.66%(92%)	19.2%	11.5
2-2	2.6	-120°	-168°	31.31	1.45%	2.55%(93%)	12.1%	7.3
3-2	2.6	0°	-137.53°	39.32	1.0%	1.8%(95%)	18.7%	11.2
4-2	2.6	0°	-142.98°	39.72	1.0%	1.76%(95%)	19.2%	11.5

四、调节腔的高频功率供给

每个调节腔的高频功率供给,可采用单独的高频功率源. 它们与主加速腔的功率源相对独立,从相位稳定参考线耦合出一个低电平讯号,经逐级功放达到所要求的功率电平值后,馈入调节腔. 这样,每个调节腔中电场的振幅、相位和频率均独立可调. 并且同主加速腔一样,可设置调节腔的振幅、相位和频率的控制环,提高调节腔出口的束流性能. 但是,增设单独功率源的方法,比较昂贵.

事实上,在上述的能量调变方案中,每个调节腔的脉冲功率要求(包括腔壁损耗及束流负载)只需 0.5MW,相当于 35MeV 主加速腔的 10%. 鉴于高能所 35MeV 直线加速器高频功率源的正常输出可达脉冲 5MW^[6],而加速 60 mA 脉冲流强只需 4MW,尚有 1MW 的余量. 因此,设法从主控的高频功率源分出 1MW 的高频功率,再经分功器分功后,分别向每个调节腔馈送功率,是一个比较经济、现实的方案.

这种馈送系统的方案如图 5 所示. 35MeV 主加速腔由两个末级功放管(TH 116),分别输出 2.5 MW 的功率,经馈管及功率耦合环馈入加速腔体^[7]. 调节腔的功率馈送,可用两个分功器分别从每个末级功放管的输出端分出约 0.5 MW 的高频功率,送入功率合成器,然后经分功器分别向两个调节腔馈送. 这一布局有两个优点. 其一,虽然调节腔与主加速腔合用一台功率源,但向调节腔的功率馈送,不影响主加速腔的功率馈送,因为这种布

局可使
相位和
的输出
调节腔
0.3 MW
中高频
流负载
其方法
要求,
进马达
控制冷:

- [1] L.
- [2] C.
- [3] W.
- [4] W.
- [5] 北:

始高频相
成小,束流
较小,可

I_0 (μA)
13.3
9.1
11.8
10.6

I_0 (μA)
11.5
7.3
11.2
11.5

的功率源
功率电平
并且同主
流性能。

损耗及束
加速器高
1MW的
后,分别
(116),分
合,可用两
合成器,
腔与主加
为这种布

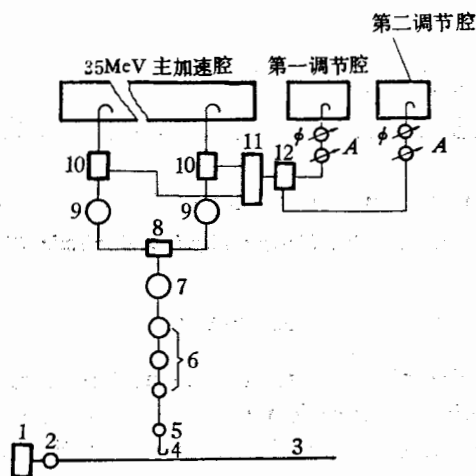


图 5 调节腔功率馈送系统示意图

1. 晶振源 2. 放大器 3. 相位稳定参考线 4. 定向耦合器 5. 低电平均放 6. 中间级功放 7. 末前级驱动器 8. 分功器 9. 末级功放管 10. 分功器 11. 功率合成器 12. 分功器
 ϕ 移相器 A 可控耦合器

局可使两个末级功放管向加速腔的馈送仍保持对称;且不影响主加速腔馈送系统的振幅、相位和频率控制(图 5 中未画出),确保主加速腔束流的高质量。其二,将两个末级功放管的输出端所分出的功率,先经合成器,再经分功器分别向两个调节腔馈送功率,可使两个调节腔的功率输入可调(例如,调节分功器,可向调节腔 1 输入 0.7 MW,向调节腔 2 输入 0.3 MW 等)。在每个调节腔的馈线上,均设置一个移相器及可调耦合器,使每个调节腔中高频场的幅度、相位均可调。当然,由于调节腔与主加速腔合用一台功率源,在不同束流负载下,要实现调节腔的幅度及相位的反馈控制是困难的。但仍可采用前馈控制。其方法是,先由计算机算出在不同调变能量及不同流强下,每个调节腔的电场幅值及相位要求,并将这些函数关系存入计算机内,借助计算机软件控制移相器及可调耦合器的步进马达驱动系统,实现对调节腔幅度及相位的前馈控制。对于调节腔的频率控制,可通过控制冷却腔体及漂移管的水温来实现。

参 考 文 献

- [1] L. W. Alvarez et al., *Rev. Sci. Instru.*, 26(1955), 111.
 [2] C. D. Curtis et al., 1972 Proton Linear Accelerator Conf. p. 17.
 [3] Wang Shu-Hung et al., 1979 Proton Linear Accelerator Conf., p. 5.
 [4] W. D. Kilpatrick UCRL-1321, 1953.
 [5] 北京五百亿电子伏质子同步加速器初步设计, 高能物理研究所, p. 32, 1980, 6.

THE STUDIES FOR ADJUSTABLE ENERGY OF PROTON BEAMS FROM PROTON LINEAR ACCELERATOR

XU JIAN-MING ZHOU QING-YI WANG SHU-BONG

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper, the principle of adjusting the proton energy from the linear accelerator with energy adjusting cavities is proposed. The requirements to energy adjusting cavities for tuning the proton energy efficiently and continually are studied. The energy range adjustable and the energy spread are calculated for 35 MeV proton linac which is in the course of construction at the Institute of High Energy Physics, as an example. The energy spread as a function of electric parameters of energy adjusting cavities are also discussed. A specific and economical method to supply rf power to energy adjusting cavities is presented.

和束

在现
电子束。
何光学中
样也适用
关系,有
但是
体性质
束的传输
上述
中粒子的
中地反映
间电荷效
xz 平面上

Newt

象的放大

式中 m_{11} ,
速度比 ($|$

本文 19