

超导质子直线加速器的分段研究

欧阳华甫 郁庆长

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 对超导直线加速器的分段进行了详细的研究,包括超导加速器的分段原则的讨论,对称性分段和非对称性分段的讨论.超导加速腔的加速单元数及设计值 β_c 的确定,加速器的能量增益的确定.

关键词 超导直线加速器 超导腔 渡越时间因子 分段

1 引言

高能、强流质子直线加速器因可用于核废物的嬗变(ATW)、氙的生产(APT)、钷的转换(ABC),散裂中子源(SNS)以及生产洁净核能(ADS)而受到普遍重视并有可能成为 21 世纪加速器物理及技术发展的一个主要方向^[1].目前,许多国家都在进行这类加速器的设计及研制.在这类加速器的高能段,普遍考虑使用超导加速腔.与常温腔相比,超导腔具有孔径大、加速效率高的优点.孔径大的这一优点对强流加速器来说显得尤为明显.这是因为在强流质子加速器中,束流损失主要由束晕所引起^[2](束晕是存在于束流中心周围,半径很大的一个低密度束流弥散区),而高能、强流质子加速器要求束流损失必须控制在每米几个纳安以下,以保证加速器元件的使用寿命和加速腔的即时人工维修.正如大家所知,用于质子直线加速器的超导加速腔,如椭圆型腔和轮辐型腔(Spoke type cavity),其工作模式为 π 模,即超导腔的每个加速单元长度为 $L = \beta_c \lambda / 2$.这里 λ 为电磁波的波长, β_c 是超导腔的几何设计 β 值(β 是粒子速度与光速的比值).与常温加速腔所不同的是,超导加速腔的腔形并非随粒子的速度 β 变化而即时变化,而是从较小的 β 值开始,便在较大能量范围内保持不变,即超导加速腔的腔形是分段变化的.之所以这样做,一方面是因为超导加速腔一般用于直线加速器的高能段,粒子在加速过程中,虽然其能量可能变化很大,但粒子的速度变化并不是特别的明显,同时,超导加速腔运行时所采用的独立调相的方法也使腔形不变切实可行;另一方面,保持加速腔的腔形不变,在建造加速腔时便可以批量生产,因而节省了建造费用.那么,将超导加速器分为多少段及这么分则是需要研究的课题.

2 超导加速腔的渡越时间因子

由文献[3]可知,一个由 N 个完全相同的加速单元组成的加速腔,如果忽略粒子速度在该加速腔中的变化,加速腔的渡越时间因子 T 可表示为加速间隙因子 T_c 和同步因子 T_s 的乘积,即

$$T = T_c T_s.$$

式中加速间隙因子

$$T_c = \frac{\sin\left(\frac{\pi g}{\beta\lambda}\right)}{\frac{\pi g}{\beta\lambda}}$$

为只有单个加速单元的加速腔的渡越时间因子^[4]. 这里 g 为加速单元加速间隙的有效长度, β 是粒子在该加速单元中心的速度与光速的比值. 显然, g, λ 一定时,粒子的 β 值越大, T_c 的值也越大. 同步因子 T_s 由粒子在加速腔中的滑相所引起. 所谓滑相是指参考粒子在加速腔各个加速单元中心的加速相位所发生的变化,它是由粒子在加速腔中的实际 β 值与加速腔的几何设计值 β_c 不同所引起的. T_s 可表达为

$$T_s = \begin{cases} (-1)^{\frac{N-1}{2}} \cos(N\pi\beta_c/2\beta) / N\cos(\pi\beta_c/2\beta) & N \text{ 为奇数,} \\ (-1)^{\frac{N+2}{2}} \sin(N\pi\beta_c/2\beta) / N\cos(\pi\beta_c/2\beta) & N \text{ 为偶数.} \end{cases} \quad (3)$$

由(3)式可知,当 $\beta = \beta_c$ 时, T_s 的值最大且等于 1. β 值与几何设计值 β_c 的差异越大, T_s 的值就越小. 综合(1)—(3)式可知,渡越时间因子 T 的极大值出现在 β 比 β_c 稍大的地方.

由于超导腔的腔耗与束流功率相比非常地小,馈送到加速腔的高频功率 P_c 几乎全部都由束流吸收,因此馈送到加速腔的高频功率可近似认为和束流功率相等,而后者等于束流强度与粒子在加速腔中能量增益的乘积,即

$$P_c = I\Delta W/q = IE_0 T\cos(\phi_0) N\beta_c \lambda/2 \propto \begin{cases} \cos(N\pi\beta_c/2\beta) / \cos(\pi\beta_c/2\beta) & N \text{ 为奇数,} \\ \sin(N\pi\beta_c/2\beta) / \cos(\pi\beta_c/2\beta) & N \text{ 为偶数.} \end{cases} \quad (4)$$

式中 I 为束流强度, E_0 是加速腔轴上电场的平均值, ϕ_0 是束团中心通过加速腔中心时高频电场的相位. 从(4)式可以看出,尽管束流功率随加速腔的加速单元数增加而增大,但并非线性增大,尤其当 β 和 β_c 相差比较大时,增加的趋势变得更加缓慢. 此外,加速腔加速单元数的多少还受束调管最大输出功率及加速腔加速单元之间的耦合强度的限制. 同时,加速腔的加速单元越多,制造一个加速腔的难度和费用也越大. 因此加速单元数 N 过大会得不偿失. 加速腔加速单元数 N 过小则会给功率的馈送与加速腔的独立调相带来不便. 实际中,加速单元数 N 满足 $4 \leq N \leq 8$.

3 理想椭圆超导腔的分段

所谓理想椭圆超导腔,这里指束流孔径大、无鼻锥的多单元 π 模超导腔. 如果不考虑加速腔端部加速单元束流孔径对加速腔的场渗漏的影响,同时假定加速电场在加速单元轴上的分布具有 $E_c \cos(\pi z/L)$ 这种形式,这里 E_c 为常数. 这时,加速腔的加速间隙因子 $T_c(g/\beta_c \lambda) = \pi/4$, 与 β_c, λ 及加速腔的束流孔径的大小无关^[4]. 这样,从公式(2)出发就可以把加速间隙的有效长度 g 表示为 $\beta_c \lambda$ 的函数,可近似为 $g = 0.3739 \beta_c \lambda$. 在加速单元数 N 已经确定的情况下,加速腔的渡越时间因子 T 就仅仅与 β_c/β 有关. 对超导直线加速器的分段可采用对称性分段或非对称性分段两种方法,两种方法各有利弊. 对称性分段满足关系式

$$T(\beta_c/\beta_{\min}) = T(\beta_c/\beta_{\max}) = k T_{\max}(\beta_c/\beta_\tau),$$

式中 k 为比例常数, $\beta_{\min}, \beta_{\max}$ 是该加速段 β 的起始值和终了值, T_{\max} 是该加速段加速腔的渡越时间因子 T 的最大值, β_τ 则是和 T_{\max} 对应的 β 值. 通常 k 的取值不能小于 80%. 显然,如果采用的是等增益的加速模式,那么,处于该加速段首尾的加速腔其轴上平均电场 E_0 和加速腔的表面峰值电场 E_p 的值最大. 采用对称性分段则确保了该加速段中各加速腔 T, E_0, E_p 的分布以 β_c 为中心对称分布.

非对称性分段满足

$$T(\beta_c/\beta_{\min}) = k_1 T_{\max}(\beta_c/\beta_\tau), T(\beta_c/\beta_{\max}) = k_2 T_{\max}(\beta_c/\beta_\tau),$$

式中 k_1, k_2 为比例常数,且 $k_1 < k < k_2$. 相对于对称性分段,非对称性分段可以使加速器的每一段的 β_c 增大一些. 从(4)式可以看出,在 P_c 不变的情况下, β_c 增大可使 E_0 变小. 这就是说,尽管 β_c 的增大会使该加速段低能端的加速腔的 E_0, E_p 变大,即 β_c 的增大会加重加速段低能端的加速腔的负担,但能使大多数加速腔的负担减轻. 在实际加速腔生产过程中,加速腔的质量并非完全相同. 这样,在加速器的运行时,可以把好的加速腔放在加速段的前端.

在下面的计算中,我们将能量从 100MeV 到约 1GeV 的超导加速器进行分段. 计算表明:当 $N = 5$ 时,采用对称性分段时,取 $k = 0.865$; 采用非对称性分段时,取 $k_1 = 0.72, k_2 = 0.95$. 这时,加速器分三段正好覆盖 100MeV 到约 1GeV 的能量范围. 图 1,图 2 分别给出了对称性分段与非对称性分段时理想椭圆超导腔的渡越时间因子 T 随 β 的变化曲线; 分段结果则在表 1 和表 2 中给出.

表 1 理想椭圆超导腔的对称性分段

分段序号	$g/\beta_c \lambda$	$T_c(g/\beta_c)$	β_{\min}	β_c	β_{\max}
1	0.3739	0.7854	0.4282	0.4683	0.5450
2	0.3739	0.7854	0.5450	0.5960	0.6936
3	0.3739	0.7854	0.6936	0.7585	0.8827

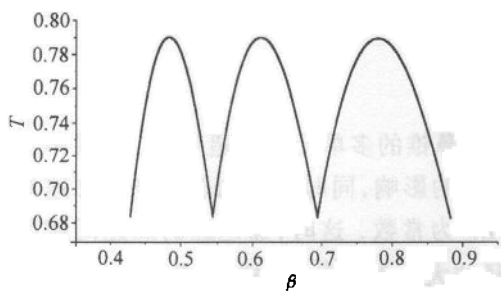


图 1 对称性分段时,理想椭圆超导腔的渡越时间因子 T 随 β 的变化曲线

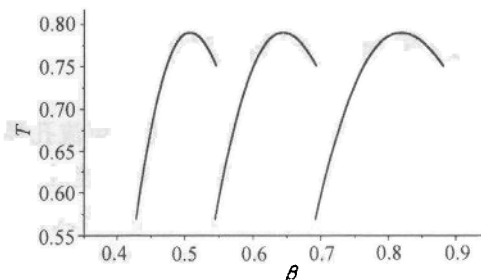


图 2 非对称性分段时,理想椭圆超导腔的渡越时间因子 T 随 β 的变化曲线

表 2 理想椭圆超导腔的非对称性分段

分段序号	$g/\beta_c\lambda$	$T_c(g/\beta_c)$	β_{\min}	β_c	β_{\max}
1	0.3739	0.7854	0.4282	0.4930	0.5446
2	0.3739	0.7854	0.5446	0.6269	0.6926
3	0.3739	0.7854	0.6926	0.7973	0.8808

前面已提到,相对于对称性分段,非对称性分段可以使大多数加速腔的表面峰值电场 E_p 减少,从而减轻了大多数加速腔的负担。为进一步量化非对称性分布这一特点,图 3 给出了相同条件下(加速的能量范围,加速腔的总数,加速腔的能量增益, E_p 与 E_0 的比值等均相同),对称性分段与分对称性分段时表面峰值场强为 E_p 的加速腔数占整个加速腔数的比例随 E_p 的分布图。从图 3 可以看出,相对于对称性分段,非对称性分段虽然使极少部分加速腔的表面峰值场强 E_p 的值变大了,却使占整个加速腔数 70%—80% 的加速腔的表面峰值场强 E_p 减小了,从而使绝大多数加速腔的负担减轻了。

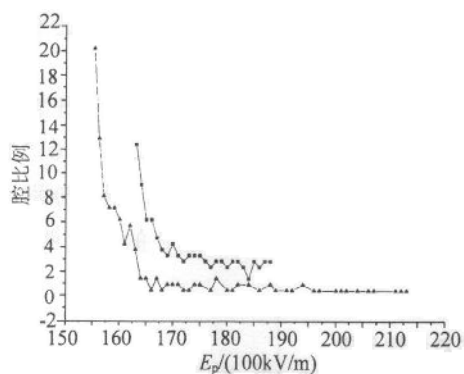


图 3 表面峰值场强为 E_p 的加速腔数占整个加速腔数的比例随 E_p 的分布曲线
■ 对称性分段, ▲ 非对称性分段。

以上是加速腔加速单元数为 $N=5$ 时的分段结果。计算表明,如果采用加速单元数 $N=4$ 的超导加速腔,那么将超导加速器分成 2 段就能把质子从能量 100MeV 加速到约 1GeV。不过,这时如果采用对称性分段时, $k=0.815$; 如果采用非对称性分段时, $k_1=0.72$, $k_2=0.88$, 加速腔的加速效率变差了。

4 非理想椭圆加速腔的分段

上一节讨论了理想椭圆加速腔的分段情况。但对于实际的加速腔,其场分布总是受束流孔径场渗透的影响,而加速腔的束流孔径的大小又与加速器的流强大小相关。对强流加速器来说,相对于加速单元的尺寸,加速腔的

束流孔径非常大,束流孔径的场泄漏是一个不可忽略的因素.为便于高频功率的馈送,加速腔的端部加速单元的束流孔径一般做得比内部加速单元的孔径还要大,这就进一步加大了场泄漏的影响.显然,从束孔渗出的电磁场会使加速腔的渡越时间因子变小,而且 β_c 越小,束孔的影响越大,渡越时间因子越小.在以下的加速器分段计算中,我们以加速腔的束流孔径为 5cm, λ 为 42.6cm(即加速腔的谐振频率为 704MHz)为例. $T_c(g/\beta_c)$ 的值由 SUPERFISH 计算得到.与理想椭圆加速腔的分段类似,当 $N = 5$ 时,采用对称性分段时,取 $k = 0.865$;采用非对称性分段时,取 $k_1 = 0.72$, $k_2 = 0.95$.这时,加速器分三段正好覆盖 100MeV 到约 1GeV 的能量范围.图 4,图 5 分别给出了对称性分段与非对称性分段时非理想椭圆超导腔的渡越时间因子 T 随 β 的变化曲线;表 3 和表 4 则给出了超导加速器的分段结果.从表 3 和表 4 的分段结果可以看出,非理想椭圆超导腔的分段与理想椭圆超导腔的分段基本一样,但由于各段的 $T_c(g/\beta_c)$ 值都比相应的理想椭圆超导腔各段 $T_c(g/\beta_c)$ 小,加速腔的加速效率变小了,因此需要的加速腔数目必定变多了.

表 3 非理想椭圆超导腔的对称性分段

分段序号	$g/\beta_c\lambda$	$T_c(g/\beta_c)$	β_{min}	β_c	β_{max}
1	0.4650	0.6804	0.4282	0.4613	0.5446
2	0.4450	0.7047	0.5446	0.5889	0.6929
3	0.4250	0.7283	0.6929	0.7519	0.8816

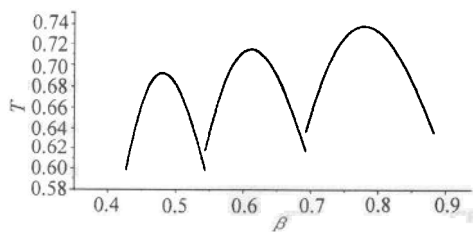


图 4 对称性分段时,非理想椭圆超导腔的渡越时间因子 T 随 β 的变化曲线

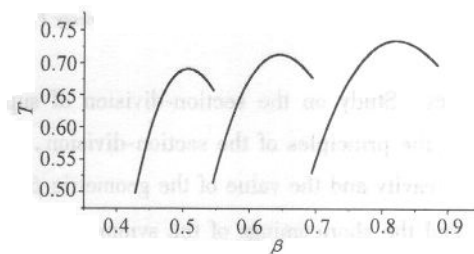


图 5 非对称性分段时,非理想椭圆超导腔的渡越时间因子 T 随 β 的变化曲线

表 4 非理想椭圆超导腔的非对称性分段

分段序号	$g/\beta_c\lambda$	$T_c(g/\beta_c)$	β_{min}	β_c	β_{max}
1	0.4650	0.6804	0.4282	0.4860	0.5450
2	0.4450	0.7047	0.5450	0.6208	0.6936
3	0.4250	0.7283	0.6936	0.7927	0.8827

5 讨论

从理论上说超导腔加速单元数 N 可以有较大的变化范围,超导加速器的分段也可以有多种结果.在实际中,由于受速调管的高频输出功率限制,超导腔加速单元数 N 大多

取为 5. 在高频输出功率一定的情况下, N 较大, 虽然能降低加速腔的轴上平均电场 E_0 和加速腔的表面峰值场强 E_p , 减轻加速腔的负担, 却会使低温柜变长和有效的加速梯度变小, 从而使加速器变长. 另外, 低温柜的加长也意味着聚焦周期的加长, 而聚焦周期的加大会使束流的横向尺寸变大. 实际加速腔的 $T_C(g/\beta_C)$ 值的降低主要由加速腔端部加速单元束流孔径的场渗漏引起, 因此, N 减小意味着加速腔的 $T_C(g/\beta_C)$ 值的减小. 也就是说加速腔的加速效率变小. 在实际的超导加速器的分段中, 必须综合加速器的流强、使用超导加速器的能量范围、速调管的最大输出功率等因素加以考虑.

参考文献 (References)

- 1 Prome M. Proc. Of the XV Int. Linear Accel. Conf., 26 - 30 August, 1996, Geneva, Switzerland, CERN 96 - 07, 9
- 2 OUYANG Hua-Fu, YU Qing-Chang. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1999, 23:65(in Chinese)
(欧阳华甫, 郁庆长. 高能物理与核物理, 1999, 23:65)
- 3 Wangler T P et al. Proc. Part. Accel. Conf., 1999, 611
- 4 Wangler T P. Principles of RF Linear Accelerators, John Willy & Sons, INC, 1998

Study on the Section-Division of Superconducting Proton Linac

OUYANG Hua-Fu YU Qing-Chang

(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

Abstract Study on the section-division of superconducting proton linac is carried out in detail. Firstly, the principles of the section-division, the determination of the cell number of the superconducting cavity and the value of the geometric β_C are introduced and discussed. Secondly, the advantages and the shortcomings of the symmetric division and non-symmetric division are examined, respectively. At last, an example for the section-division of a superconducting proton linac with an energy range from 100MeV to 1GeV is given for both cases of symmetric and non-symmetric divisions.

Key words superconducting proton linac, superconducting cavity, transit time factor, section-division