

用于散裂中子源直线加速器超导段 相速度设计分析

欧阳华甫 徐韬光 郁庆长 关遐令 罗紫华

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 对用于散裂中子源的质子直线加速器的超导加速段进行了初步设计,其中,包括加速腔腔形的设计和优化、超导加速段的结构布局。另外,对超导加速腔的加速单元数的选择及设计值 β_c 的确定、加速腔的优化原则及束流的动力学性质进行了讨论。

关键词 散裂中子源 质子直线加速器 超导腔 渡越时间因子 滑相

1 引言

利用中子与物质之间的相互作用,人们可以得到物质结构、动力学等方面的微观信息。加拿大的伯特伦·布罗克豪斯(B. Brockhouse)教授及美国的克利福德·沙尔(C. Shull)教授正是因为利用中子散射技术研究方面的突出的先驱贡献而荣膺 1994 年诺贝尔物理学奖,这也标志着中子散射技术的重要性已得到国际学术界的公认。利用中子散射技术,人们已在凝聚态物理、材料科学、生命科学等方面获得一大批科研成果。同时,中子还可广泛用于核物理与核技术、粒子物理、工业应用等方面的研究。目前,主要的中子源为核反应堆,但现有的核反应堆所能提供的中子通量比较小,远远不能满足 21 世纪材料科学、生命科学研究对中子源的迫切需要。因此,必须立即采取措施来改善目前中子源的短缺状况。加速器技术的飞速发展使建造束流功率为兆瓦量级同时运行优越可靠的质子加速器成为可能。用束流功率为 MW 量级的质子束打靶形成的短脉冲散裂中子源(PSNS)所产生的最大中子通量比劳埃朗之万(Laue Langevin)研究所 57MW 核反应堆所产生中子通量约高两个数量级。目前,美国散裂中子源(SNS)计划^[1]、欧洲散裂中子源(ESS)计划^[2]、日本中子科学计划(NSP)^[3]都正在实施当中。在中国,相关的科研人员也在开展这方面研究工作。散裂中子源只要求几兆瓦的束流功率,因此,以目前所拥有的加速器技术水平,建造用于散裂中子源的加速器相对容易而更加切实可行。同时,散裂中子源计划的开展也为今后建造束流功率更大的质子加速器奠定理论和实践基础。

由于近几年来在超导加速腔,尤其是在高 β (粒子速度与光速的比值)超导加速腔的

加工技术及工艺的日趋成熟,用于散裂中子源的质子加速器的高能加速段一般都由超导加速腔组成.与常温腔相比,超导腔具有孔径大、加速效率高的优点.至于从多大能量开始使用超导加速腔,各国的情况则不尽相同.SNS的超导加速段能量从185.7MeV始至1GeV止;ESS从100MeV开始使用超导加速腔直至1333MeV;NSP则在400MeV—600MeV能量范围内采用超导加速腔.基于我国在超导加速腔技术和工艺方面比较落后的事实,我们选择在330MeV—1GeV的能量范围使用超导加速腔并采用椭圆型超导腔.在此能量范围内,用单一的超导腔形就可以把粒子加速到所需能量.另一方面,高 β 超导加速腔的加工技术和工艺国外已非常成熟.强流质子加速器的低中能段一般采用常温加速腔组成,通常为射频四级加速器(RFQ)、漂移管直线加速器(DTL)、分离型漂移管直线加速器(SDTL)、腔耦合直线加速器(CCL)或RFQ,DTL,CCL.我们选择第一种结构布局.

2 超导腔的腔形设计研究

2.1 加速腔的几何设计值 β_c 及加速单元数的确定

在进行超导腔的设计时,必须首先确定超导腔的几何设计 β 值 β_c 及加速单元数.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.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,而是在较大能量范围内保持不变.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.在330MeV—1GeV这一能量范围,质子的速度 β 从0.678增加到0.875.根据文献[4]的讨论,在腔形设计时,加速腔的几何设计 β 值被选为 $\beta_c = 0.76$.

每个超导加速腔究竟包含多少个加速单元合适,不仅与使用加速腔的能量范围有关,还受加速单元之间的耦合系数、滑相因素及速调管的最大输出功率的限制.同时,必须综合加速腔的制造费用和加速腔的运行费用全面考虑.SNS的超导加速腔所包含的单元数为6,ESS和NSP的加速腔则包含5个单元.为进一步量化以上讨论,必须从理论上得到加速腔的渡越时间因子 T 对超导腔的加速单元数 N 的依赖关系.由文献[4]可知,对一个由 N 个完全相同的加速单元组成的加速腔,并且忽略粒子速度在每个加速腔中的变化,加速腔的渡越时间因子可表达为加速间隙因子 T_c 和同步因子 T_s 的乘积,即

$$T = T_c T_s, \quad (1)$$

式中加速间隙因子

$$T_c = \frac{\sin\left(\frac{\pi g}{\beta \lambda}\right)}{\left(\frac{\pi g}{\beta \lambda}\right)}, \quad (2)$$

为只有单个加速单元的加速腔的渡越时间因子^[5]. 这里 g 为加速腔的有效长度, β 是粒子在该加速单元中心的速度与光速的比值. 同步因子 T_s 是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 的表达式为

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

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 几乎全部由束流吸收, 因此馈送到加速腔的高频功率可近似为束流功率, 而后者等于束流强度 I 与粒子在加速腔中能量增益的乘积, 即

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

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(在设计中, 取 $\phi_0 = 30^\circ$). 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, 增加趋势会变得更加缓慢. 另一方面, 加速腔加速单元数越多, 制造一个加速腔的难度和费用就越大. 因此加速单元数 N 过大会得不偿失. 设计时, 我们选择加速腔的加速单元数 $N = 5$.

2.2 加速单元的几何参数及场分布

确定了加速腔的几何设计值 β_c 之后, 就可以用 SUPER-FISH 对加速单元进行设计和优化. 在设计时, 加速腔的工作频率选为 704MHz, 加速腔的工作温度为 2K. 图 1 给出了椭圆形超导腔加速单元的几何形状, 表 1 中则列出了优化后加速单元的几何参数及场性质. 表中 E_p 为加速单元的峰值

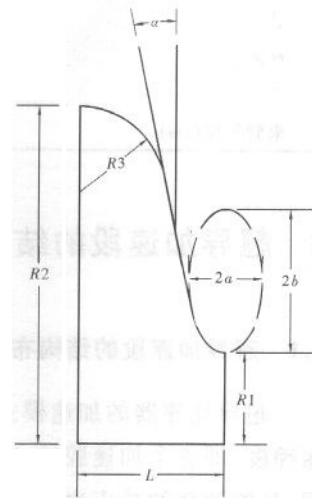


图 1 椭圆形超导腔加速单元的几何形状(仅给出了整个加速单元的 1/4)

电场, $E_s = E_0 T$, B_p 为峰值磁场, Q 为加速单元的品质因素, r 为半个加速单元的有效分路阻抗. 与常规加速腔优化时尽量使腔的有效分路阻抗最大这一优化目标所不同的是, 在超导加速腔的优化时, 则是在加速腔不失超的前提下, 使 E_p/E_{acc} 尽可能的小. 超导腔要不失超, B_p/E_{acc} 必须不超过一定值, 在日本 KEK 试验室, $\beta_c = 0.5$ 的超导腔 B_p/E_{acc} 的测试值达到 9.48mT/(MV/m), $\beta_c = 0.886$ 的超导腔 B_p/E_{acc} 的测试值也达到 4.74mT/(MV/m)^[6], 这里已取 $B_p/E_{acc} = 4.749$. 另外, 根据文献[7]的讨论, 要保证超导腔的机械强度, 倾角 α 不能太小, 但倾角 α 的增大又会导致 E_p/E_{acc} 的增大. 对 $\beta_c = 0.76$ 的加速腔, 选倾角 $\alpha = 10^\circ$ 比较合适. 端部加速单元由于和功率耦合器相连, 必须另加一定长度的束管(安装功率耦合器), 这里取束管的长度为 20cm. 同时, 为了便于功率馈送, 其束孔半径也选择比内部加速单元的束孔半径大一些.

表 1 加速单元的几何参数及场性质

	内部加速单元	端部加速单元
β_c	0.76	0.76
粒子 β 值	0.76	0.76
半个加速单元长度 L/cm	8.091	8.091
束孔半径 $R1/cm$	5	6.5
倾角 $\alpha(^{\circ})$	10	6.316
加速腔半径 $R2/cm$	18.866	18.866
圆顶半径 $R3/cm$	5	5
a/b	0.5	0.5
单元与单元耦合系数 $k(\%)$	1.12	
E_p/E_{acc}	2.078	1.919
$B_p/E_{acc} [mT/(MV/m)]$	4.749	4.439
Q	$1.394 E 10$	$1.381 E 10$
r/Q	39.212	92.152
T	0.769	0.698
束管长度 (cm)		20

3 超导加速段的结构布局及束流动力学性质

3.1 超导加速段的结构布局

超导加速器的加速模式通常有 3 种,第一种是等梯度模式,每个腔采用相同的最佳加速梯度,即各个加速腔的 E_0 相同,且尽可能大. 这时,由于各个腔的渡越时间因子 T 不同,各腔消耗的功率也就不尽相同. 第二种是等增益模式,质子通过每一个加速腔时获得相同的能量增益. 由于超导腔的腔耗很小,等增益就意味着每个腔消耗的功率相同,这给高频功率源的安排和运行带来了方便. 这种模式要求各腔的渡越时间因子 T 变化不能太大,一般在 20% 以内. 第三种是前两者的混合形式. 当加速单元数 $N = 5$ 时,在采用超导腔的能量范围(330MeV—1GeV)内,加速腔的渡越时间因子 T 的变化并不大,因此我们采用等增益模式进行超导加速段的结构布局.

根据散裂中子源对流强的要求,选择加速器的运行方式为脉冲式束流运行方式,且脉冲流强为 50mA. 这时,质子在每个加速腔的能量增益大小首先受速调管最大脉冲输出功率的限制. 其次,由于采用的是等增益模式,而各加速腔的渡越时间因子 T 又不一样,因而加速腔的 E_0 和 E_p 也不相同. 显然,超导加速段两端的加速腔的 E_0 和 E_p 要比中间的加速腔大. 这就是说,加速腔的能量增益还受端部加速腔的 E_p 的限制. 综合以上两方面的因素,选择加速腔的能量增益为 5MeV,这时束流的脉冲功率为 250kW. 在聚焦结构上,我们采取 FDO 周期性聚焦结构. 图 2 给出的是一个聚焦周期的结构布局,表 2 则列出了超导加速段的主要参数.

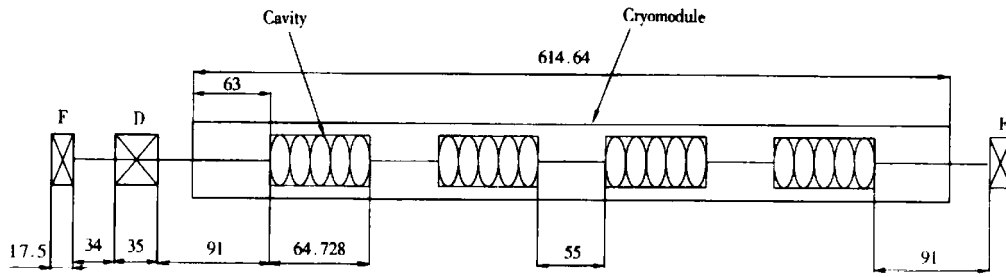


图 2 一个聚焦周期的元件布局

表 2 $\beta_c = 0.76$ 超导加速段主要参数

能量范围(MeV)	330—1010	加速高频相位($^{\circ}$)	-30
聚焦类型	FDO	单腔加速单元数	5
聚焦周期长度(m)	7.746	加速腔有效长度(m)	0.8091
单腔能量增益(MeV)	5.0	单个冷冻柜的加速腔数	4
四级铁磁场梯度 B' (T/m)	5.5	冷冻柜数	34
四级铁长度(m)	0.35	加速单元总数	680
最大峰值电场 E_p (MV/m)	21.863	超导加速段长度(m)	263.364
最大峰值磁场 B_p (mT)	49.966		

3.2 超导加速段的束流动力学性质

首先让我们来考察一下各加速腔轴上平均电场 E_0 及峰值场强 E_p 的分布情况. 图 3 给出了 E_0, E_p 随 β 的变化情况. 正如上一节所提到的那样, 位于超导加速段两端的加速腔的 E_0, E_p 确实比加速段中间的加速腔的 E_0, E_p 要大. 从图 3 可以看出, 对于我们的设计方案, E_0, E_p 的极大值出现在超导加速段的起始加速腔, 它们的值约分别为 13.67MeV/m 和

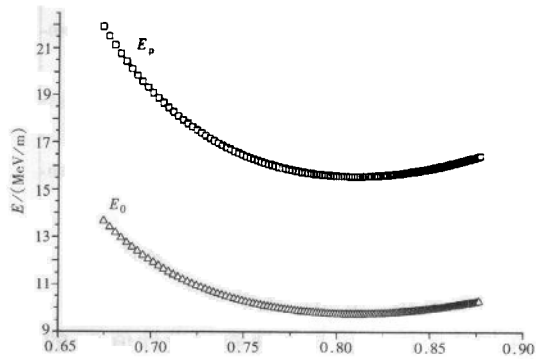


图 3 轴上平均电场 E_0 及峰值场强 E_p 随 β 的变化

21.86MeV/m. 加速腔的峰值场强 E_p 约为相同频率下的 Kilpatrick 场强 ($E_k = 24.6\text{MeV}$) 的 88.85%. 在日本 KEK 实验室, 当温度为 2.1K 时, $\beta_c = 0.886$, 谐振频率为 594.2MHz 的单一加速单元超导腔的 E_p 的测试值为 47.2MV/m. 温度为 4.2K 时, E_p 也达到 36MV/m^[6] 两者都远远高于这里的设计值 21.86MV/m.

由于采取的是等增益模式设计方案, 由公式(4)可以看出, 腔的渡越时间因子 T 随 β 的变化情况应与 E_0 随 β 的变化情况相反. 即位于超导加速段中间的加速腔的渡越时间因子 T 比位于超导加速段两端的加速腔的大. 这就是说, 超导加速段跨越的 β 范围越大, 超导加速段两端的加速腔的加速效率就越低. 图 4 中给出加速腔的渡越时间因子 T 的平

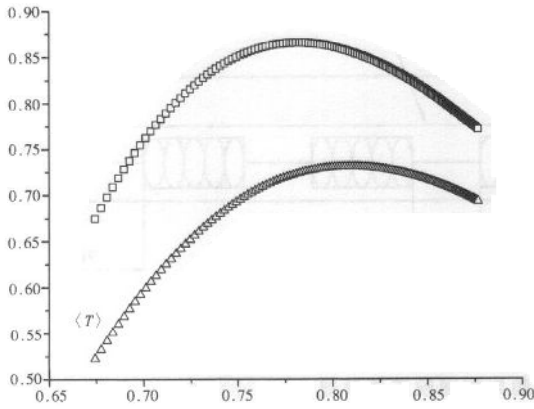


图 4 加速腔的渡越时间因子 T 的平均值及加速相位 $\cos \phi$ 的平均值随 β 的变化曲线

均值随 β 的变化曲线. 另外,图 4 还给出了加速相位 $\cos \phi$ 的平均值随 β 的变化曲线. 这里 T 的平均值及 $\cos \phi$ 的平均值都是对该加速腔的 5 个加速单元求平均.

公式(3)表明,同步因子 T_s 不但与加速腔的加速单元数有关,同时还与粒子在该加速腔的 β 和 β_c 的比值有关. 由于在设计中, β_c 的值保持不变,所以 β 的变化直接影响 T_s 的变化. 公式(3)是在假定加速腔的加速单元内外完全一致及粒子在加速腔内速度不变的前提条件下得到的,但实际的情况并非如此. 首先,

加速腔的端部加速单元的束流孔径比内部加速单元的孔径大,同时又有电磁波向外渗透的因素,其场分布与内部加速单元的场分布并不相同;其次,粒子在加速腔中不断加速,其 β 值在加速腔的各加速单元内也不同. 因此,从计算程序 SUPERFISH 得到的加速腔的同步因子(用 T'_s 表示)与从公式(3)得到同步因子 T_s 并不相同(图 5). 在图 5 中,当 $\beta < \beta_c$ 时, $T_s < T'_s$, 而当 $\beta > \beta_c$ 时, $T'_s > T_s$.

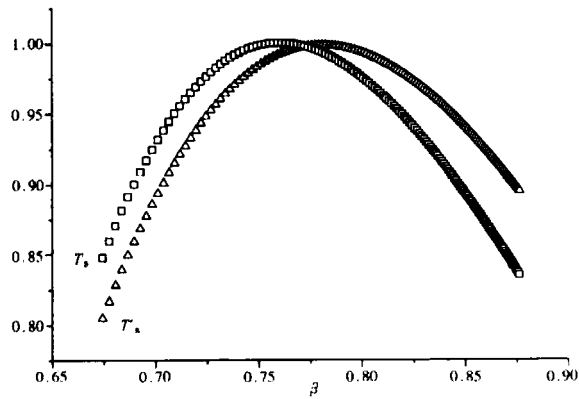


图 5 同步因子随 β 的变化曲线

超导加速腔的设计值 β_c 不变必然会引起滑相. 滑相产生的原因是粒子在加速腔的 β 值与加速腔的设计值 β_c 的不同. 粒子在某一加速腔的滑相大小 $\Delta \phi$ 正比于 $N(\beta - \beta_c)/\beta$. 滑相不但影响加速腔的加速效率,而且限制了加速腔加速单元数 N 的大小及同一加速腔所能使用的 β 范围,同时滑相过大还可能影响束流的品质. 图 6 给出了加速腔每一加速单元的加速相位随 β 的变化曲线.

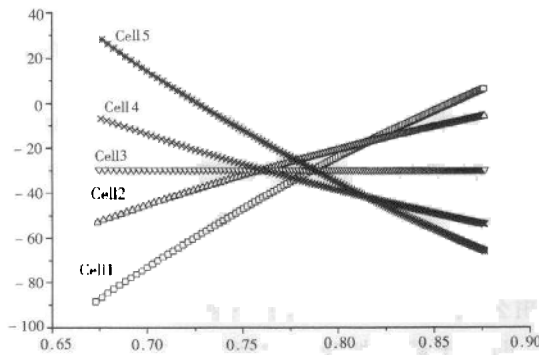


图 6 加速相位随 β 的变化曲线

图 6 显示,超导加速段的首尾加速腔的滑相比中间的加速腔的滑相要大,其中加速段的第一个加速腔的滑相最大,其加速相位从第一加速单元的 -88.59° 增加到第五加速单元的 28.06° ,加速腔

的滑相约为 100° 。很显然,第一个加速腔的第一加速单元的能量增益就远远小于加速腔的能量增益 5MeV 的五分之一。为保证加速腔的能量增益不变,加速腔中间的加速单元的能量增益就必须大于 1MeV ,这就加大了加速腔的负担。不过,PARMILA对粒子的跟踪模拟表明,在目前这么大的滑相条件下,粒子能全部通过加速段。

4 结论

对用于散裂中子源的质子直线加速器的超导加速段进行了初步设计,其中,包括加速腔形的设计和优化、超导加速段的结构布局。另外,对超导加速腔的加速单元数的选择及设计值 β_c 的确定、加速腔的优化原则进行了讨论。最后,对束流的动力学性质也作了较为详细的讨论。当然,这仅仅是初步的设计,进一步的研究仍在进行。

参考文献(References)

- 1 Superconducting Radio Frequency Linac for the Spallation Neutron Source. SNS Preliminary Design Report, SNS-SFR-99-101, 1999
- 2 Gardner I S K. Proc. Euro. Part. Accel. Conf., 1998, 98
- 3 Mizumoto M et al. Proc. Linac Conf., 1998, 349
- 4 Wangler T P et al. Proc. Part. Accel. Conf., 1999, 611
- 5 Wangler T P. Principles of RF Linear Accelerators, John Wiley & Sons, INC, 1998
- 6 Ouchi N et al. IEEE Trans. On Applied Superconductivity, 1999, 1030
- 7 Zaplatin F et al. Proc. Euro. Part. Accel. Conf., 2000, 2058

Analysis of Phase Velocity Designing on Superconducting Section of Proton Linac for Spallation Neutron Source

OUYANG Hua-Fu XU Tao-Guang YU Qing-Chang GUAN Xia-Ling LUO Zi-Hua

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

Abstract A preliminary design of superconducting section of proton linac for spallation neutron source is made, which includes the design and optimization of the cavity shape and the architecture design of the superconducting section. In addition, the choice of the cell number of the superconducting cavity, the value of the geometric β_c , the optimization principles of cavity and the beam dynamic properties are discussed in this paper.

Key words spallation neutron source, proton linac, superconducting cavity, transit time factor, phase slippage