

强流质子直线加速器横向屏蔽的估算

郭文¹, 赵志祥¹, 王伟²

(1. 中国原子能科学研究院 放射性计量测试部, 北京 102413; 2. 西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘要:叙述了估算强流质子直线加速器横向屏蔽的方法。束流能量处在 GeV 能区时, 使用 Moyer 模型进行计算; 在 1 GeV 以下, 使用基于点源视线法的 Tesch 公式。在 1 W/m 的束流损失情况下, 对 50~3 000 MeV 束流能量范围内的横向屏蔽厚度进行了计算, 并给出推荐值。

关键词:强流质子直线加速器; 横向屏蔽; Moyer 模型; 视线法

中图分类号: TL508 文献标识码: A 文章编号: 1000-6931(2007)05-0610-04

Estimation of Transverse Shielding for Intense-Beam Proton Linac

GUO Wen¹, ZHAO Zhi-xiang¹, WANG Wei²

(1. China Institute of Atomic Energy, P.O. Box 275-20, Beijing 102413, China;

2. Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

Abstract: A simple method for the estimation of the transverse shielding for intense-beam proton linac was described briefly. For beam energy at GeV range, Moyer model was used for calculation, below 1 GeV, Tesch' equation was used. In the case of 1 W/m beam loss, transverse shielding thicknesses were calculated in the beam energy range 50 to 3 000 MeV, and the recommended values were given.

Key words: intense-beam proton linac; transverse shielding; Moyer model; line-of-sight

新一代强流质子直线加速器的设计能量一般在 GeV 量级(如 SPL^[1] 末端能量高达 3.5 GeV), 流强高达几十毫安到几百毫安。强流质子直线加速器具有几百米甚至上千米长的加速管道, 不可避免地存在束流损失现象, 在加速管道周围产生瞬发辐射, 这需要足够的横向屏蔽以将辐射水平降至可接受程度。

质子束流能量在 GeV 量级时, 横向屏蔽厚度通常用蒙特卡罗方法计算得到。当质子能量为几百 MeV 时, 为获得横向屏蔽厚度, 以各种方法(如离散纵标方法、球谐函数法、蒙特卡罗

方法等)求解波尔兹曼输运方程得到不同程度的应用。这些计算通常可由非常简单的半经验估算方法替代。

1 GeV 能区

1.1 Moyer 模型

Moyer 于 1961 年提出一种质子加速器屏蔽的半经验方法, Moyer 模型^[2-5], 在质子加速器的屏蔽设计中得到了广泛地应用。

考虑由质子束与薄靶相互作用的有效点源情况(图 1)。假定中子是惟一考虑的屏蔽层外表

面的次级粒子,则屏蔽层外表面的粒子注量为:

$$\Phi = \frac{N}{r^2} \int B(E, \theta) \times \exp[-d \csc \theta / \lambda(E)] \frac{d^2 n(E, \theta)}{dE d\Omega} dE \quad (1)$$

式中: N 为相互作用质子数; r 是考察点到源的距离; d 为屏蔽层厚度; E 为中子能量; λ 为中子有效消除自由程; $B(E, \theta)$ 为累积因子, θ 为出射粒子与束流夹角; $d^2 n/(dE d\Omega)$ 为在立体角 Ω 处和能量为 E 时,单位立体角和单位能量区间的中子产额。

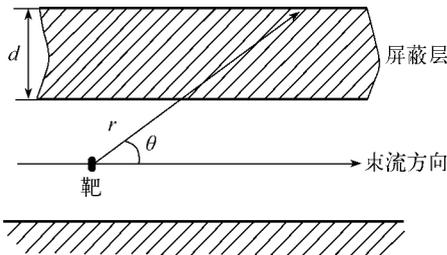


图1 加速器束流通道屏蔽几何示意图

Fig.1 Schematic diagram

of accelerator beam tunnel shielding geometry

在初始相互作用中,将产生能量大于150 MeV的高能次级粒子,同时伴随大量低能粒子。高能次级粒子在屏蔽体中产生强子级联,其衰减长度与能量无关,而低能部分在通过屏蔽体时,其强度则按指数规律迅速衰减。因此,在屏蔽层表面观察到的辐射场由级联中子组成,伴随着很多低能粒子,主要是在界面附近产生的中子。

式(1)可用能量高于150 MeV的单能中子组近似, $\lambda(E)$ 在 E 大于150 MeV时为常数,小于150 MeV时为零。在实际的屏蔽结构中,横向屏蔽厚度主要受在 $60^\circ \sim 120^\circ$ 出射的强子影响,可假设在此有限角度范围内强子谱基本上不变,因此, $B(E, \theta)$ 失去了其角度依赖性,可近似为 $B(E)$ 。又因只考虑150 MeV以上粒子的注量,可用 $m(E_p)$ 代替 $B(E)$,对给定的靶材料和初始质子能量 E_p , $m(E_p)$ 可看作常数。因此,式(1)可简化为:

$$\Phi(E > 150 \text{ MeV}) = Nr^{-2} g(\theta) m(E_p) \exp\left(-\frac{d \csc \theta}{\lambda}\right) \quad (2)$$

式中: $g(\theta)$ 为能量大于150 MeV的强子的角分布,有:

$$g(\theta) = \int_{E > 150 \text{ MeV}} \frac{d^2 n(E, \theta)}{dE d\Omega} dE \quad (3)$$

对于处在平衡状态的级联反应,总剂量当量正比于能量大于150 MeV的强子注量:

$$H = k\Phi(E > 150 \text{ MeV}) \quad (4)$$

在 $\theta = 60^\circ \sim 120^\circ$ 范围内, $g(\theta)$ 可近似为指数形式:

$$g(\theta) = C \exp(-\beta \theta) \quad (5)$$

式中: C, β 为常数。

由式(1)~(5)可得:

$$H = kNCm(E_p)r^{-2} \cdot \exp(-\beta \theta) \exp(-d \csc \theta / \lambda) \quad (6)$$

将式(6)中的常数 $k, C, m(E_p)$ 合并为一实验确定的常数 $H_0(E_p)$,上式变为:

$$H = NH_0(E_p)r^{-2} \cdot \exp(-\beta \theta) \exp(-d \csc \theta / \lambda) \quad (7)$$

式(7)即为Moyer模型的数学表达式。

Moyer模型的3个参数 H_0, β, λ 必须由实验确定。 H_0 和 β 取决于入射质子能量和初始靶材料, λ 取决于屏蔽材料。 β 和 λ 在感兴趣的范围内不依赖于能量。Thomas等^[3]总结了各种实验拟合结果,给出的推荐值如下:

$$H_0(E_p) = H_0 E_p^m, H_0 = (2.84 \pm 0.14) \times 10^{-13} \text{ Sv} \cdot \text{m}^2, m = 0.80 \pm 0.10, \beta = (2.3 \pm 0.1) \text{ rad}^{-1}$$

普通混凝土和土壤的 λ 值为117 g/cm², λ 值的经验公式为 $\lambda = (A/A_E)^{1/3} \lambda_E$, A_E 为土壤的有效质量数($A_E = 20.4$)。

1.2 点源损失的计算

由于 $\theta = 90^\circ$ (横向屏蔽)是最常见情况,式(7)可进一步简化为:

$$H = NH_{\pi/2}(E_p)r^{-2} \exp(-d/\lambda) \quad (8)$$

式中: $H_{\pi/2}(E_p)$ 是距靶单位距离处的剂量当量。

与式(7)比较得到:

$$H_{\pi/2}(E_p) = H_0(E_p) \exp(-\beta \pi/2) \quad (9)$$

将 $\beta = 2.3$ 代入式(9),得到:

$$H_{\pi/2}(E_p) = 2.70 \times 10^{-2} H_0(E_p) \quad (10)$$

即:

$$H = NH_{\pi/2}(E_p)r^{-2} \exp(-d/\lambda) = 7.66 \times 10^{-15} NE_p^{0.8} r^{-2} \exp(-d/\lambda) \quad (11)$$

式(11)为点源模型估算屏蔽层外剂量当量

的公式。

1.3 无限均匀线源的计算

质子直线加速器通常认为具有均匀的束流损失, 可视无限均匀线源。假定 S 为无限均匀线源的强度(每米每秒损失的质子数), 则屏蔽层外表面的剂量当量率 \dot{H}_L 由下式给出:

$$\dot{H}_L = \frac{H_0(E_p)S}{r} \times \int_0^\pi \exp(-\beta\theta) \exp(-d \csc \theta / \lambda) d\theta \quad (12)$$

式(12)中的积分可用 $M(\beta, d/\lambda)$ 表示, 称为 Moyer 积分。对高能屏蔽最感兴趣的是 $\beta = 2.3$ 的 Moyer 积分 $M(2.3, d/\lambda)$ [2-4]。Tesch [6] 提出, 当 $d/\lambda = 2 \sim 15$ 时, $M(2.3, d/\lambda)$ 可较准确的近似为:

$$M(2.3, d/\lambda) = 0.065 \exp(-1.09d/\lambda) \quad (13)$$

代入式(12)得到:

$$\dot{H}_L = \frac{0.065 H_0(E_p) S}{r} \exp(-1.09d/\lambda) \quad (14)$$

式(14)为线源模型估算屏蔽层外剂量当量公式。

2 50~1 000 MeV 能区

2.1 点源视线法

对于点源的屏蔽, 在相当宽的屏蔽厚度范围内, 用式(15)即可估计屏蔽厚度:

$$H(d, \theta) = \frac{H_\theta}{r^2} \exp(-d \csc \theta / \lambda_{\text{eff}}) \quad (15)$$

式中: $H(d, \theta)$ 为屏蔽厚度为 d 、角度为 θ 处的屏蔽层外表面剂量当量; H_θ 为一常数, 指离源单位距离角度为 θ 处外推到 0 深度的剂量当量; r 为源到屏蔽层外表面(或屏蔽外其它关心的点)的距离; λ_{eff} 为屏蔽层的剂量当量有效衰减长度。

此即视线法, 其实质是屏蔽层外某点处剂量当量是由点源到该点连线上的输运粒子贡献的。式(15)在屏蔽厚度小于约 100 g/cm^2 和 λ_{eff} 随屏蔽中深度 d 增加而变化时不适用。但在实际所关心的范围($200 \sim 1\,000 \text{ g/cm}^2$)内, 单一 λ_{eff} 值是可以满足的。

对于横向屏蔽, 式(15)变为:

$$H = \frac{H_{\pi/2}}{r^2} \exp(-d/\lambda_{\text{eff}}) \quad (16)$$

式中: $H_{\pi/2}$ 为常数, 指离源 1 m 、角度为 90° 处外推到 0 深度的剂量当量。

Thomas 等 [3] 对质子打铜靶(薄靶和厚靶)在距靶 1 m 处、 90° 方向的混凝土屏蔽体 ($\rho = 2.4 \text{ g/cm}^3$) 中的剂量当量衰减进行了计算, 给出了 $H_{\pi/2}$ 和 λ_{eff} 的推荐值, 质子能量在 400 MeV 以下的值是由相关实验资料拟合计算得到的, 400 MeV 以上则是根据由 Moyer 模型描述的高能情况下的参数进行粗略外推得出的。

2.2 线源

Tesch [7] 比较质子能量在 $50 \sim 1\,000 \text{ MeV}$ 时, 穿透中子的各向同性分布的 H_p (点源) 和 H_L (线源) 的表达式与指数角分布的 H_p 和 H_L 的表达式, 发现不同角分布引起的差别小, 且不显著。因而, 对于质子能量低于 1 GeV , 计算线源的表达式如下:

$$\dot{H}_L = S \frac{2H_{\pi/2}}{r} \exp[-d/(0.89\lambda_{\text{eff}})] \quad (17)$$

式中: S 为单位长度的质子损失率。

3 估算结果与讨论

利用式(14)或(17)可计算强流质子直线加速器横向屏蔽厚度, 为此, 将式(14)或(17)改为:

对于 $E_p > 1 \text{ GeV}$,

$$d = 0.92\lambda \ln \left[\frac{0.065 H_0(E_p) S}{r \dot{H}_L} \right] \quad (18)$$

对于 $E_p \leq 1 \text{ GeV}$,

$$d = 0.89\lambda_{\text{eff}} \ln \left[\frac{2H_{\pi/2} S}{r \dot{H}_L} \right] \quad (19)$$

就强流质子直线加速器而言, 通常采用的理想的、可忍受的束流损失的典型数据是 1 W/m [8], 不同质子能量对应的单位长度的质子损失率 S 列于表 1。横向屏蔽设计就是要将束流损失在屏蔽层外引起的剂量率降到有关国家标准要求的限值之下。GB 18871—2002《电离辐射防护与辐射源安全基本标准》对工作场所及公众场所的周围剂量率限值分别为 10 和 $0.1 \mu\text{Sv/h}$ 。

在均匀束流损失为 1 W/m 的情况下, 对质子能量 E_p 分别为 $50, 100, 200, 300, 400, 600, 800, 1\,000, 2\,000, 3\,000 \text{ MeV}$ 时的束流损失情况进行计算, $H_{\pi/2}$ 、 λ_{eff} 取自文献 [3], 结果列于表 1。

在表 1 的计算中, $H_{\pi/2}$ 、 λ_{eff} 使用了薄靶的数据, 计算的屏蔽厚度是偏于保守的。比较文献 [3] 中的数据, 薄靶的有效衰减长度大于厚靶的

值,即薄靶模型需要更大的屏蔽厚度。另外,距离参数表征了控制区域的界限,距离参数的变动也影响屏蔽厚度的值。

在很多情况下,单独的简单估算是可用的,这是因为在几乎所有的屏蔽计算中,最大的误差不是由使用的计算方法或数据引起的,而是

由对辐射损失发生在某一特定部位和某一运行期间的假定引起的^[7]。当几何简单并且初级粒子的能量在一个有很好的实验数据区间时,估算屏蔽外辐射场强度的经验模型与各种数值方法(包括蒙特卡罗方法)都可以在两倍因子或更好的精度内来预计辐射场强度^[4]。

表 1 不同能量质子横向屏蔽混凝土厚度计算参数及推荐值

Table 2 Calculation parameters and recommended values of transverse shielding thickness at various proton energy

E_p/MeV	$S/(\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1})$	$H_{\pi/2}, H_0(E_p)/(\text{Sv} \cdot \text{m}^2)$	$\lambda_{\text{eff}}, \lambda/\text{cm}$	r/m	d/cm	
					$H_L=0.1 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$	$H_L=10 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
50	1.25×10^{11}	6.6×10^{-15}	13.3	5	210(192)	160(138)
100	6.24×10^{10}	7.6×10^{-15}	19.2	5	290(269)	210(190)
200	3.12×10^{10}	8.6×10^{-15}	30.0	5	440(405)	320(282)
300	2.08×10^{10}	9.3×10^{-15}	36.3	6	510(474)	370(325)
400	1.56×10^{10}	9.8×10^{-15}	39.6	6	550(508)	390(346)
600	1.04×10^{10}	1.0×10^{-14}	44.2	8	590(541)	410(360)
800	7.80×10^9	1.1×10^{-14}	46.7	8	610(564)	420(372)
1 000	6.24×10^9	1.2×10^{-14}	47.9	10	610(563)	420(366)
2 000	3.12×10^9	4.9×10^{-13}	49.2	10	630(579)	420(370)
3 000	2.08×10^9	6.8×10^{-13}	49.2	10	630(575)	420(367)

注:括号内的数据为满足剂量率限值的最小值;括号前的值是考虑 2 倍的安全系数而增加一个衰减长度后的推荐值

4 结论

横向屏蔽是强流质子直线加速器屏蔽设计的重要基本参数,在对加速器的设计或修改初期,可进行估算;当加速器参数最终确定后,通常使用包括更完善的数学方法计算屏蔽中电磁和强子级联现象,对这些计算进行验证和修改。这种经验方法给出的屏蔽现象中的物理图象,即使在更完善的数学方法中也不是很明显^[4],其估算值可为数值计算和蒙特卡罗方法计算的结果提供参考。

参考文献:

[1] MAGISTRIS M, SILARI M. Shielding requirements and induced radioactivity in the 3.5 GeV SPL, CERN-SC-2005-067-RP-TN [R]. Geneva; CERN,2005.

[2] PATTERSON H W, THOMAS R H, DEWERD L A. Accelerator health physics[M]. New York: Academia Press,1973.

[3] THOMAS R H, STEVENSON G R. Radiological safety aspects of the operation of proton accelerators[R]. Vienna: IAEA, 1988.

[4] STEVENSON G R, LIU Kueilin, THOMAS R H. Determination of transverse shielding for proton accelerators using the Moyer model[J]. Health Physics,1982,43(1):13-29.

[5] 朱连芳,苏有武,陈学兵. 估算高能加速器横向屏蔽的 Moyer 模式[J]. 核物理动态,1996,13(4): 35-38.

ZHU Lianfang, SU Youwu, CHEN Xuebing. Moyer model for evaluation of transverse shielding of high energy accelerators[J]. Trends in Nuclear Physics, 1996, 13(4): 35-38 (in Chinese).

[6] TESCH K. Comments on the transverse shielding of accelerators[J]. Health Physics,1983,44(1):79-82.

[7] TESCH K. A simple estimation of the lateral shielding for proton accelerators in the energy range 50 to 1 000 MeV[J]. Radiat Prot Dosim, 1985,11(3):165-172.

[8] SILARI M, STEVENSON G R. Radiation shielding and safety criteria for high-intensity linac, CERN-TIS-99-016-RP-CF[R]. Geneva; CERN, 1999.