

# 强流加速器中子源高能束流传输线的束流均匀化研究

苏浩泉<sup>1,2</sup>, 孔国庆<sup>1,2</sup>, 李竞伦<sup>1,2</sup>, 潘文龙<sup>1,2</sup>, 陈勇奇<sup>1,2</sup>, 胡耀程<sup>1,2</sup>, 姜泉旭<sup>1,2</sup>, 杨京鹤<sup>4</sup>, 李海鹏<sup>1,2</sup>, 王 盛<sup>1,2,3</sup>

(1. 西安交通大学核科学与技术学院, 710049, 西安; 2. 西安交通大学湖州中子科学实验室, 313000, 浙江湖州; 3. 华硼中子科技(杭州)有限公司, 310000, 杭州; 4. 中国原子能科学研究院, 北京, 102413)

**摘要:**为满足强流连续波运行模式下加速器中子源对高传输效率与束流均匀度的双重要求, 本文开展了高能束流传输线(HEBT)的束流动力学设计与均匀化研究, 提出了一种兼顾双靶供束与末端均匀展宽的HEBT结构优化方案。设计通过磁铁布局优化, 实现了质子能量 2.8 MeV、束流强度 20 mA, 束流占空比 100% 的质子束从加速器出口至靶终端的高效传输, 传输效率超过 99.90%。在终端段前引入 1 台双向偏转 2 极磁铁, 实现对 2 个靶站的独立供束, 显著提升了束流利用率。针对终端段空间紧凑的问题, 在偏转磁铁后设计了由 2 组双单元 4 极磁铁和 2 台连续布置的 8 极磁铁构成的组合磁铁布局, 在 3.2 m 空间内实现了  $x, y$  方向的均匀展宽, 并在靶面上形成了边长约 110 mm, 均匀度超过 90% 的方形束斑, 从而兼顾了高传输效率与高均匀度需求。通过调节终端段 4 极与 8 极磁铁参数, 实现在 50 mm~130 mm 范围内灵活调控束斑尺寸, 均匀度保持在 86% 以上。采用 TraceWin 进行多粒子追踪模拟, 系统评估了该方案在非理想入射束流和磁铁误差条件下的稳定性。进一步引入束流位置监测器与校正磁铁的联合控制机制, 建立反馈回路, 实现束流轨道的有效校正, 降低误差对传输性能的影响。1 000 次随机误差模拟结果表明: 该设计在多种工况下均能保持传输效率大于 99.84%, 均匀度大于 80%, 验证了其良好的误差容忍性与工程可实现性。

**关键词:** 加速器中子源; 高能束流传输线; 束流动力学; 束流均匀化; 8 极磁铁

中图分类号: TL501+.5

文献标志码: A

文章编号: xxxx-xxxx(XXXX)XX-0001-15

## Beam Uniformization Study of the High-Energy Beam Transport in a High-Current Accelerator-Driven Neutron Source

SU Haoquan<sup>1,2</sup>, KONG Guoqing<sup>1,2</sup>, LI Jinglun<sup>1,2</sup>, PAN Wenlong<sup>1,2</sup>, CHEN Yongqi<sup>1,2</sup>, HU Yaocheng<sup>1,2</sup>, JIANG Quanxu<sup>1,2</sup>, YANG Jinghe<sup>4</sup>, LI Haipeng<sup>1,2</sup>, WANG Sheng<sup>1,2,3</sup>

(1. School of Nuclear Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China; 2. Huzhou Neutron Science Laboratory, Xi'an Jiaotong University, Huzhou, Zhejiang 313000, China; 3. Hua Boron Neutron Technology(Hangzhou) Co., Ltd., Hangzhou 310000, China; 4. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

**Abstract:** To meet the dual requirements of high transmission efficiency and beam uniformity for accelerator-based neutron sources operating in continuous wave (CW) high-current mode, this study presents the beam dynamics design and uniformization optimization of the High Energy Beam Transport (HEBT) line. An optimized HEBT layout is proposed, enabling both dual-target beam delivery and terminal beam uniformity. Through magnetic lattice optimization, a 2.8 MeV, 20 mA, 100% duty cycle proton beam is efficiently transported from the RFQ exit to the target station, achieving a transmission efficiency exceeding 99.90%. A dual-direction bending dipole magnet is introduced before the terminal section to realize independent beam delivery to two target stations, significantly improving beam utilization. To address the limited space in the terminal section, a compact magnetic structure—consisting of two doublet quadrupole pairs and two consecutively placed octupoles—is implemented, enabling uniform beam expansion in both  $x$  and  $y$  directions within a 3.2 m space. A square beam spot of approximately 110 mm in size with over 90% uniformity is formed on the target surface, satisfying the combined demands for efficiency and uniformity. Moreover, by adjusting the parameters of the terminal quadrupoles and octupoles, the beam spot size can be flexibly tuned within the 50 - 130 mm range while maintaining uniformity above 86%. Multi-particle tracking simulations using TraceWin were conducted to evaluate the robustness of the design under non-ideal input beams and magnetic field errors. A feedback correction mechanism, integrating beam position monitors and steering magnets, was established to effectively correct beam trajectory deviations. Results from 1,000 random error simulations demonstrate that the design consistently maintains transmission efficiency above 99.84% and beam uniformity above 80% under various conditions, confirming its strong error tolerance and engineering feasibility.

**Key words:** Accelerator-based Neutron Source; High Energy Beam Transport; Beam Dynamic; Beam uniformization; Octupole Magnet

基于锂靶的加速器中子源是一种重要的中子产生装置,其工作原理是通过质子加速器将质子能量提升至 1.8 MeV 以上,随后使质子束流轰击锂靶,诱发  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  核反应从而产生中子。中子经过慢化和准直处理后,可广泛应用于材料辐照研究、中子成像技术、放射医疗等多个重要领域。加速器中子源因其可控性强、运行安全可靠等特点,已成为核技术应用研究中不可或缺的实验平台<sup>[1-3]</sup>。

高能束流传输线(HEBT)是加速器中子源中连接主加速器与靶站的重要组成部分,主要功能是高效、稳定地将高能质子束传输至靶站,实现中子产额的最大化。HEBT不仅要满足束流的空间分布、发散角及能量扩展等参数要求,还需兼顾束流损失控制与辐射安全。其动力学设计直接影响束流品质、靶站效率及整个中子源装置的运行可靠性<sup>[4-5]</sup>。

加速器出口的束流为类高斯分布,束斑中间功率密度较高,四周功率密度较低,高斯束斑轰击在靶上造成靶中心温度较高。由于锂的熔点较低,因此中心束斑的功率密度限制了锂靶可接受的束流功率上限<sup>[6-7]</sup>。为了提高束流功率,可以对束斑进行均匀化处理,使束流功率均匀地分布在束斑区域内,在相同的束流功率下,均匀化后的束斑可以降低峰值功率密度,提高锂靶可承受的功率上限。

束流均匀化的方法包括扩束准直法、扫描法和非线性磁铁<sup>[8-9]</sup>。扩束法是用4极磁铁将束流尺寸扩大,通过准直器刮除外围束斑,留下中心部分束斑,从而提高束斑均匀度,在美国散裂中子源SNS和欧洲散裂中子源的束线上也采用扩束法对束斑进行均匀化<sup>[10-11]</sup>。扩束法的缺点在于会刮去一部分束流,对束流的利用率较低。扫描法是将束斑聚焦到较小尺寸,通过扫描磁铁使得束斑沿一定路径在靶上移动,实现时间积分分布上的束流均匀分布<sup>[12]</sup>。扫描法的束流能量利用率高,可以灵活调整辐照区域,从而实现较高的平均束流均匀度。然而,扫描法会产生较高的瞬时功率,用在锂靶上容易导致锂瞬间融化。扫描磁铁对磁铁电源的谐波分量、电源稳定度等参数都提出了更高的要求,使得电源成本增加,同时当磁铁电源扫描频率较高时,容易在束流管道上产生涡流,造成设备上额外的发热<sup>[13-15]</sup>。非线性法是采用非线性磁铁(如8极磁铁<sup>[8,16]</sup>、阶梯磁铁<sup>[17-18]</sup>等)对束流进行非线性传输,利用非线性磁铁对高阶像差的校正作用,将高斯分布的束流校正成均匀分布<sup>[19]</sup>。非线性法无机械运动部件,对设备要求低且可靠性高,适用于连续束流;但非线性磁铁对束流品质要求高,对误差敏感,因而束流动力学设计难度较大。

本文针对双终端的强流加速器中子源的高能传输线系统进行束流动力学设计,以提高束流传输效率和提高靶上束斑均匀度为目标,优化磁铁布局和磁铁参数,控制束流包络并提高HEBT传输效率;分析8极磁铁对束流的均匀化作用,提高靶上束斑均匀度;在束流传输中引入误差,模拟在实际工况下的束流传输情况,并引入校正磁铁和束流位置探测器联合控制策略,提高HEBT的误差冗余度,通过多次带随机误差的束流传输模拟,验证HEBT设计方案的误差冗余度和工程可靠性。

## 1 束流传输模型

粒子束流分布可以描述为六维坐标,即 $(x, x', y, y', \delta_l, \delta_p)$ 。其中: $x, y$ 表示 $x$ 方向和 $y$ 方向的位置; $x', y'$ 表示 $x$ 方向和 $y$ 方向的散角; $\delta_l$ 为纵向长度分散; $\delta_p$ 为粒子的动量相对于同步粒子的变化量。通过六维坐标,可以将束流密度分布描述为六维函数 $f(x, x', y, y', \delta_l, \delta_p)$ 其中函数 $f$ 满足如下限制条件<sup>[20]</sup>:

$$\int f(x, x', y, y', \delta_l, \delta_p) dx dx' dy dy' d\delta_l d\delta_p = N_0 \quad (1)$$

其中 $N_0$ 是总粒子数。对于高斯分布的束流,以 $x$ 平面为例,可以用 $\sigma$ 矩阵描述束流在 $xx'$ 相空间的分布, $\sigma$ 矩阵表示为

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix} \quad (2)$$

高斯分布的束流在束流传输线上从 $i$ 位置传输到 $j$ 位置,其束流参数的变化可以用传输矩阵表示为:

$$\mathbf{X}_j = \mathbf{R}_{ij} \mathbf{X}_i \quad (3)$$

式中: $\mathbf{X}_i$ 和 $\mathbf{X}_j$ 是 $i$ 位置和 $j$ 位置的束流坐标矩阵,包括束流坐标参数 $(x, x', y, y', \delta_l, \delta_p)$ ;  $\mathbf{R}_{ij}$ 为从 $i$ 位置到 $j$ 位置的一阶传输矩阵。对于高斯分布的粒子束,在经过线性传播之后仍然满足高斯分布。要实现束流均匀化,需要更高阶的磁铁。8极磁铁是一种三阶磁铁,其对束流的坐标变化效果可以表达为

$$x_i = \mathbf{R}_{ij} x_j + \mathbf{T}_{ijk} x_j x_k + \mathbf{T}_{ijkl} x_j x_k x_l \quad (4)$$

式中, $\mathbf{T}_{ijk}$ 和 $\mathbf{T}_{ijkl}$ 分别为二阶和三阶泰勒展开系数矩阵。为简化计算,通常采用“薄磁铁近似”来计算8极磁铁的作用。在薄磁铁近似下,8极磁铁对 $x$ 方向的包络作用可以表示为

$$x \approx l\theta + k\theta^3 \quad (5)$$

式中： $\theta$ 为粒子偏离水平方向的角度； $l$ 和 $k$ 为自由参数，与8极磁铁的孔径、磁场强度、有效长度等有关；第一项为发散项， $l>0$ ；第二项为收敛项， $k<0$ ，8极磁铁产生的磁场作用在束流上，表现为将 $\theta$ 较小的束流向外拉，将 $\theta$ 比较大的束流往里推。在束流动力学设计中，选择合适的8极磁铁参数，可以将高斯分布的束流展开成均匀分布，从而实现束流的均匀化，开8极磁铁后束流的分布如图1所示。

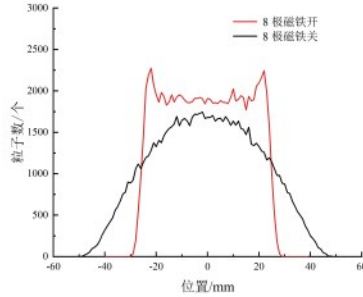


图1 带8极磁铁和不带8极磁铁时的束流分布对比

Fig. 1 Comparison of beam distribution with and without the presence of the octupole magnet.

为减小束流在 $x$ 方向和 $y$ 方向上的耦合，束流在8极磁铁位置处应该是一个扁平束，扁平束的长短比例应该大于等于5:1。

## 2 HEBT 动力学设计

### 2.1 动力学设计目标

HEBT的动力学设计目标是将加速器出口束流无损的输运到2个靶站终端，在动力学设计中应满足：

- (1) 控制束流包络，减少束晕粒子的产生，降低束流损失，提高靶上可利用束流的比例；
- (2) 实现双终端供束，每个终端靶站均实现束斑均匀化，靶上束斑尺寸为110 mm×110 mm(半高宽)，120 mm范围外的粒子比例小于0.1%，束斑核心区域(90%边界)均匀度大于80%；
- (3) 减少HEBT使用磁铁的种类，降低成本；
- (4) 尽可能减小2极磁铁的 $y$ 方向孔径；
- (5) 设置合理的束流位置监测和校正磁铁，实现束流中心位置监测和束流轨道校正。

### 2.2 入口束流

强流加速器中子源入口质子能量2.8 MeV，束流强度20 mA，束流占空比100%，HEBT入口束流Twiss参数和发射度如表1所示。其中： $\alpha$ 和 $\beta$ 表示束流的Twiss参数； $\epsilon_{norm-rms}$ 表示束流相空间的归一化均方根发射度； $z$ 表示 $z$ 方向的位置； $z'$ 表示 $z$ 方向的散角。

表1 HEBT入口束流参数

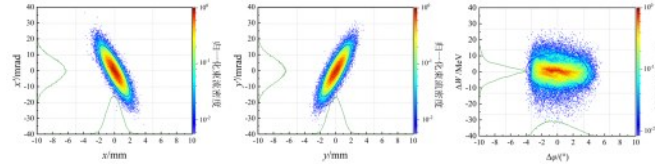
Table 1 Parameters of HEBT entrance beam

| 相平面    | $\alpha$ | $\beta$<br>/mm•mrad <sup>-1</sup> | $\epsilon_{norm-rms}$<br>/mm•mrad |
|--------|----------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| $x-x'$ | 1.514    | 0.219                             | 0.273                             |
| $y-y'$ | -1.542   | 0.214                             | 0.270                             |
| $z-z'$ | -0.068   | 3.025                             | 0.443                             |

入口束流相图分布如图2所示， $\Delta\phi$ 表示粒子相对于同步粒子的相位差； $\Delta W$ 表示相对于同步粒子的能量差，相图的颜色表示归一化束流密度，将最大功率密度为作为1，用颜色深浅表示束流密度的分布情况。

### 2.3 空间布局

HEBT空间布局如图3所示，以2极磁铁为界，将HEBT分为4段，分别为公共段1、公共段2、终端段1和终端段2。HEBT入口至第一个偏转磁铁D-1为公共段1；2极磁铁D-1和D-2之间的部分为公共段2；D-2



注: (a)  $x-x'$  相平面 (b)  $y-y'$  相平面 (c)  $\Delta\phi-\Delta E$  相平面

图 2 HEBT入口束流相图

Fig. 2 Phase space distribution of the beam at the HEBT entrance

至终端 1 为终端段 1, D-2 至终端 2 为终端段 2, 终端 1 和终端 2 长度相等。D-1 和 D-2 偏转角度均为  $45^\circ$ 。

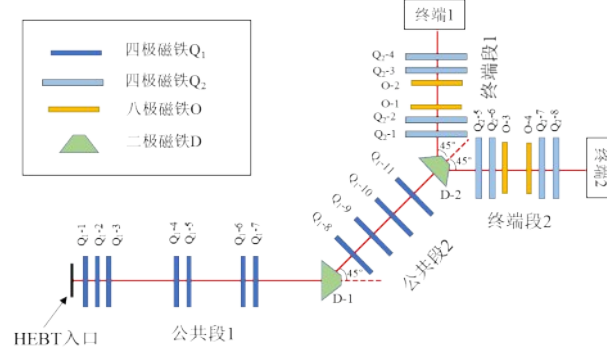


图 3 HEBT 布局示意图

Fig. 3 Schematic layout of the HEBT line

## 2.4 束流动力学设计与模拟

### (1) 公共段 1 和公共段 2

公共段 1 和公共段 2 束流动力学设计目标为控制束流包络, 避免束流损失。在公共段 1 和公共段 2 采用相同型号的 4 极磁铁  $Q_1$ ,  $Q_1$  有效长度为 200 mm, 孔径为 80 mm。

在公共段 1 采用了 1 组 3 单元 4 极磁铁和 2 组双单元 4 极磁铁, 共 7 台  $Q_1$  磁铁来控制束流包络。

在束流动力学中我们采用全体束流位置的整数倍均方根值来表征束流的边界和包络, 即均方根包络。对于高斯分布的束流, 3 倍均方根包络可以包含 95% 以上的粒子。公共段 1 的 3 倍均方根包络控制在 20 mm 以内, 距真空管道边界 12 mm, 有较大余量。

在公共段 2 采用了 FODO 结构, 采用 4 台 4 极磁铁交替聚焦, 对束流包络进行控制, 在实现束流无损传输的同时, 减小 2 极磁铁 D-2 处的包络。经过优化的公共段 1 和公共段 2 的横向 3 倍均方根包络沿纵向位置的分布如图 4 所示。最大 3 倍均方根包络约为 27 mm, 相较于束流管道半径 36 mm, 还有 9 mm 的余量。2 个 2 极磁铁处  $y$  方向的 3 倍均方根包络均小于 10 mm。

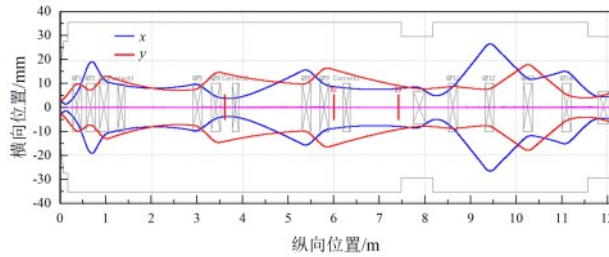


图 4 公共段 1 和公共段 2 的 3 倍均方根包络

Fig. 4 3-rms beam envelopes in Common Section 1 and Common Section 2.

### (2) 终端段 1 和终端段 2

终端段 1 和终端段 2 的长度和布局完全一致, 终端长约 5.08 m, 但由于靶站的屏蔽需求, 仅有前 3.2 m 范围能放置磁铁。终端段的束流动力学设计需要考虑包络控制、束流均匀化以及束斑尺寸调节。

束流均匀化要求束斑在 8 极磁铁位置呈现扁平束,因此常规的带 8 极磁铁的束流动力学设计会在每个 8 极磁铁之前放置 1-2 台 4 极磁铁,用于调节 8 极磁铁处的束斑纵横比,即交错型均匀化方案<sup>[8]</sup>。但由于空间限制,交错型均匀化布局方案难以满足要求。经过优化磁铁,本研究的 HEBT 布局采用了 Doublet+O+O+Doublet 的布局方式。其中,Doublet 表示 4 极磁铁,O 表示 8 极磁铁。该布局先用一组 2 单元 4 极磁铁对束流进行控制,在 8 极磁铁  $O_1$  处产生  $y$  方向大, $x$  方向小的扁平束,后经由束流自身的聚焦和发散作用,在  $O_2$  的位置处产生  $x$  方向大, $y$  方向小的扁平束, $O_1$  和  $O_2$  处的束斑如图 5 所示。

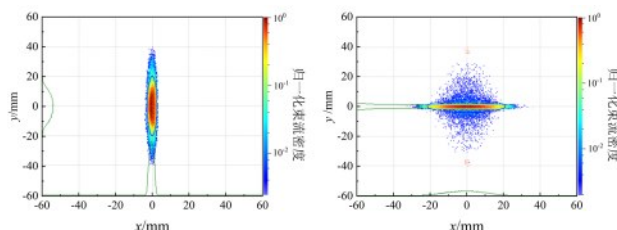


图 5 8 极磁铁处的束斑形状

Fig. 5 Beam spot distributions at the locations of octupole magnets

(a) 8 极磁铁 1

(b) 8 极磁铁 2

通过一组双单元 4 极磁铁,同时满足了 2 个 8 极磁铁对束斑纵横比的需求,极大地节省了束流均匀化所需的束线长度。在 O-2 之后用一组 Doublet 控制束流包络,在靶上产生  $110\text{ mm} \times 110\text{ mm}$  的束斑,得到终端 1 束流包络如图 6 所示:

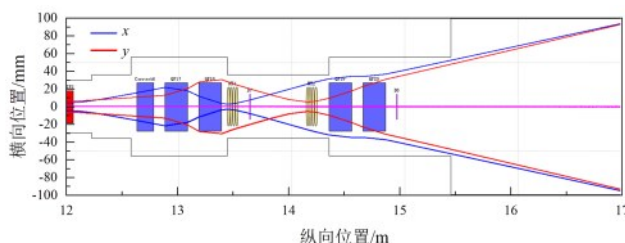
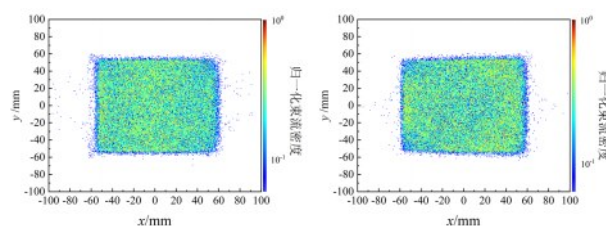


图 6 终端 1 的 3 倍均方根包络

Fig. 6 3-rms beam envelopes at Terminal 1

终端段 2 的布局与终端段 1 完全相同,但由于偏转方向不同,在色散函数和 8 极磁铁高阶场的影响下,终端 1 和终端 2 的束斑有明显区别:终端 1 经过 2 次向左偏转,导致束流偏向左侧,最终的束斑左侧密度大于右侧;终端 2 先经过向左偏转,再向右偏转,最终束斑右侧密度大于左侧<sup>[21]</sup>。终端 1 和终端 2 的  $x$ - $y$  相平面束流分布情况如图 7 和图 8 所示。



注:(a)终端 1 (b)终端 2

图 7 两个终端的束斑在  $x$ - $y$  平面的分布情况对比

Fig. 7 Comparison of beam spot distribution of two terminals

### (3) HEBT 全长模拟

设定入口粒子数为 99 515,采用 TraceWin 的多粒子追踪模式对 HEBT 全长进行模拟,得到束流全长的 3 倍均方根包络和归一化束流密度分布如图 9 所示。束流在公共段 1 和公共段 2 的密度边界到束流管道均保留有 5 mm 以上的空间,可以保证束流不会丢失在管道上。在终端段 8 极磁铁的位置处,由于管道尺寸缩小,

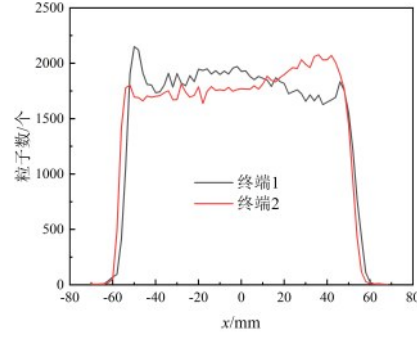
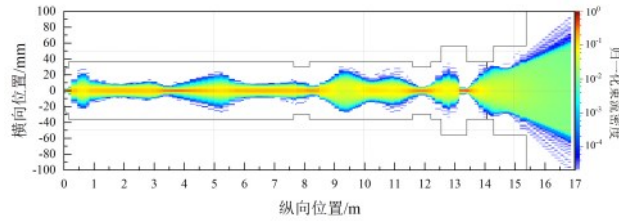


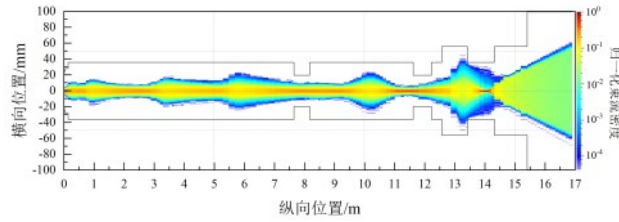
图 8 终端1和终端2束斑在x方向的密度分布对比

Fig. 8 Comparison of beam density distributions in the x-direction at Terminal 1 and Terminal 2.

束流边缘贴近了管道,造成了少量粒子丢失,可在8极磁铁前设置刮束器,刮除多余粒子,从而保护管道。



(a)x方向束流密度分布



(b)y方向束流密度分布

图 9 HEBT全长归一化束流密度分布

Fig. 9 Normalized beam density distribution along the full length of the HEBT line.

出口束斑x方向和y方向半高宽约为 $\pm 55$  mm,束斑成规则的方形,具有较好的均匀化效果,且传输效率大于99.96%。同时 $x-x'$ 和 $y-y'$ 相平面的相图在8极磁铁的非线性作用下产生畸变,呈现了“S化”的效果,如图10所示。

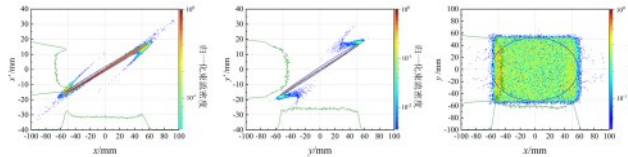
注:(a)  $x-x'$ 相平面 (b)  $y-y'$ 相平面 (c)  $x-y$ 相平面

图 10 HEBT出口束流相图

Fig. 10 Beam phase space diagrams at the HEBT exit

#### (4)HEBT 磁铁参数

2极磁铁 $D_1$ 和 $D_2$ 参数完全相同,为适应空间布局,2极磁铁的偏转半径设置为328 mm。为简化2极磁铁结构,缩小磁铁体积,设置2极磁铁的边缘角为 $0^\circ$ 。通过束流动力学模拟可知,束流在2极磁铁内主要分布在中心 $\pm 15$  mm范围内,因此规定2极磁铁束流清晰区为32 mm,按照束流清晰区为磁间隙的80%计算,则2

极磁铁磁间隙确定为 40 mm,该数值在满足束流动力学要求的同时,可以尽可能缩小磁铁体积。2 极磁铁设计参数如表 2 所示。

表 2 2 极磁铁参数

Table 2 The parameters of Diopole Magnet

| 2 极磁铁参数  | 数值    |
|----------|-------|
| 偏转半径/mm  | 328   |
| 偏转角度/(°) | ± 45  |
| 边缘角/(°)  | 0     |
| 磁间隙/mm   | 40    |
| 孔径/mm    | 60    |
| 磁场强度/T   | 0.242 |
| 束流清晰区/mm | 32    |

HEBT 共采用了 2 种 4 极磁铁,分别为 4 极磁铁  $Q_1$  和 4 极磁铁  $Q_2$ ,孔径分别为 80 mm 和 120 mm。公共段 1 和公共段 2 处束流包络较小,可以选择小孔径  $Q_1$ 。终端包络较大,因此选择孔径较大的  $Q_2$ 。由于空间限制,8 极磁铁 O 的有效长度为 100 mm,为保证磁场均匀度,O 的孔径不能过大,也不能过小,否则会造成束流丢失。综合考虑后确定 O 的孔径为 80 mm。4 极磁铁和 8 极磁铁的具体参数如表 3 所示。

表 3 4 极磁铁和 8 极磁铁参数

Table 3 Parameters of Quadrupole and Octupole magnets

|         | $Q_1$ | $Q_2$ | O   |
|---------|-------|-------|-----|
| 有效长度/mm | 200   | 200   | 100 |
| 孔径/mm   | 80    | 120   | 80  |
| 数量      | 11    | 8     | 4   |

## 2.5 束斑均匀度计算

在束斑区域内均匀地划分网格,统计每个网格中地粒子数,将所有网格粒子数的均方根值与平均值的比值定义为束斑的不均匀度。束斑均匀度  $F$  计算表达式为

$$F = (1 - 2 \times \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n (N_i - N_{ave})^2}}{N_{ave}}) \times 100\% \quad (6)$$

其中: $N_i$  为第  $i$  个网格的粒子数; $N_{ave}$  为网格中粒子数的平均值; $n$  为网格数。

束斑均匀度的计算结果与网格宽度、网格边界的选取有关。束斑均匀度随网格宽度的变化如图 11 所示。当网格宽度过小时,网格中粒子数较少,统计误差较大,导致均匀度偏低。

束斑均匀度随网格边界的变化如图 12 所示。当边界过大时,外围网格中的粒子数较少,导致计算的均

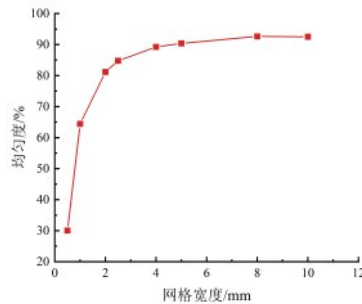


图 11 束斑均匀度随网格宽度的变化

Fig. 11 Dependence of beam spot uniformity on grid boundary and grid width.

匀度显著偏低;当网格边界超过 55 mm 时,均匀度明显降低。

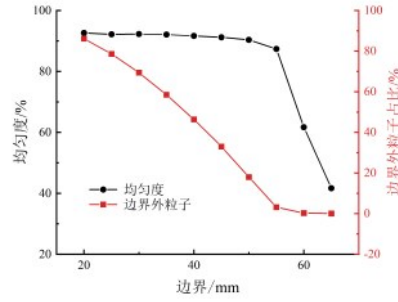


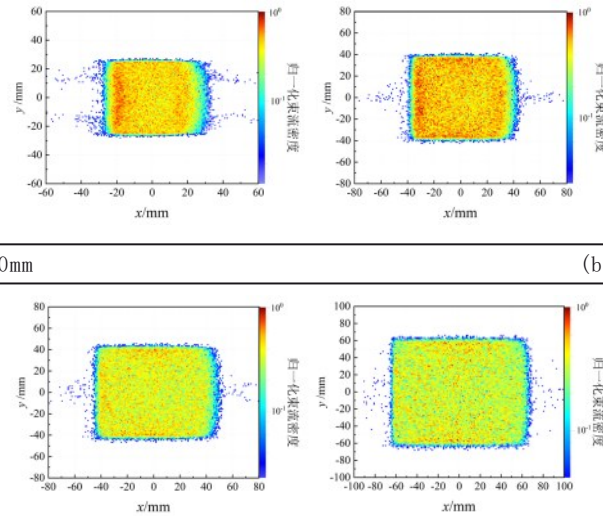
图 12 束斑均匀度随网格边界的变化

Fig. 12 Dependence of beam spot uniformity on grid boundary and grid width.

由图 11 和图 12 可知,网格边界为 50 mm(90%束流边界),网格宽度为 5 mm,每个网格中的粒子数约为 200~500 个时,可以获得稳定的均匀度计算结果,计算得到束斑均匀度为 90.10%,满足均匀度大于 80% 的设计目标。

### 2.5 束斑尺寸调节

通过调节最后 2 个 4 极磁铁,可以改变靶上束斑尺寸,微调 8 极磁铁参数,可以保证在不同的束斑尺寸下保持束斑的均匀分布。图 13 展示了束斑半高宽分别为 50 mm、70 mm、90 mm、130 mm 的束斑分布:



(a) 50mm

(b) 70mm

注:(c) 90mm (b) 130mm

图 13 不同束斑尺寸的束斑在  $x$ - $y$  平面的分布情况

Fig. 13 Beam distribution in  $x$ - $y$  plane for various beam spot sizes

靶上束斑尺寸可以在 50 mm~130 mm 范围内变化,通过调节 8 极磁铁的极面场强度,可以保证传输效率大于 99.9%,束斑 90% 范围内均匀度均大于 86%。通过调节 8 极磁铁磁场强度和最后 2 个 4 极磁铁的磁场梯度,可以保证不同束斑尺寸下 HEBT 传输效率均大于 99.9%,均匀度大于 86%,如图 14 所示。

## 3 误差分析

HEBT 的动力学误差来源可分为两类:第一类是入口束流参数的误差,即入口束流非理想;第二类是磁铁元件误差,包括磁铁的准直误差和磁场误差。误差不可消除,而且会造成 HEBT 在非理想情况下进行束流传输,造成传输结果偏离模拟结果,造成传输效率的降低及均匀度的下降。因此需要分析 HEBT 对各类误差的冗余,确保 HEBT 在带误差情况下的束流传输能力。

### 3.1 入口束流误差

入口束流误差是指入口束流参数偏离理想值,其中包括束流强度变化、束流相空间偏移,以及 Twiss 参

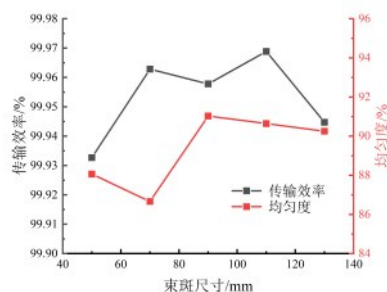


图 14 传输效率和束斑均匀度随束斑尺寸的变化

Fig. 14 Dependence of transmission efficiency and beam spot uniformity on beam spot size. 数不匹配度。

### (1) 束流强度误差

HEBT 传输效率和 网格边界 $\pm 50$  mm 内束斑均匀度随束流强度的变化如图 15 所示。由图可知,束流强度在 0~20 mA 范围内,可以保持超过 99.96% 的传输效率。当束流强度大于 20 mA 时,由于空间电荷效应增强,束流更容易发散,从而使得传输效率随束流强度的增大而减小。在 0~40 mA 束流强度范围内,HEBT 传输效率始终能保持大于 99.90%。束流均匀度在束流强度为 20 mA 时达到最高,在束流强度在 20 mA $\pm$ 5 mA 范围内可以保持在 80.00% 以上的均匀度,证明 HEBT 动力学方案对束流强度有较好的冗余度。

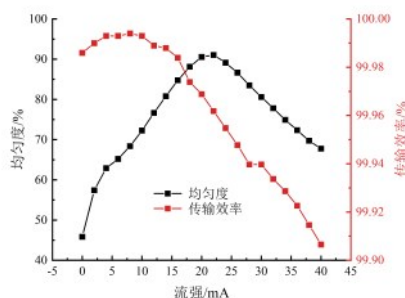
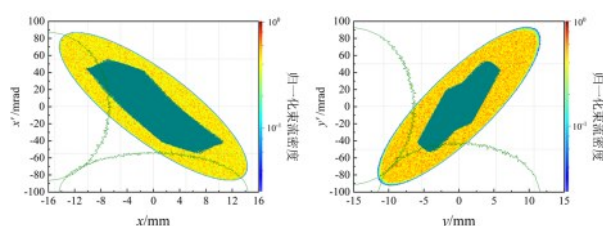


图 15 传输效率和均匀度随束流强度的变化

Fig. 15 Dependence of transmission efficiency and uniformity on beam current.

### (2) 横向接收度

HEBT 具有较宽的横向接收度,如图 16 所示,在  $x$  方向位置偏移 $\pm 10$  mm,散角偏移 $\pm 40$  mrad,  $y$  方向偏移 $\pm 5$  mm,散角偏移 $\pm 40$  mrad 范围内,都存在可接收区域。 $y$  方向的位置接收度小于  $x$  方向,是因为在 2 极磁铁的  $y$  方向间隙小于  $x$  方向间隙,当位置偏差超过 5 mm 时,粒子在 2 极磁铁位置发生了大量丢失。

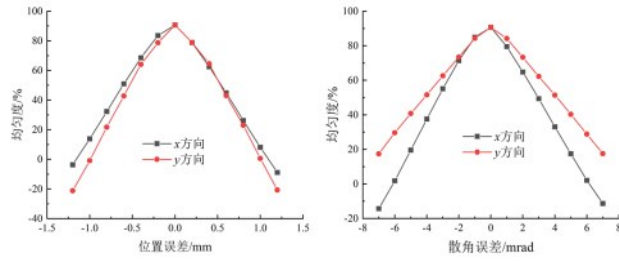


注:(a)  $x-x'$  相平面 (b)  $y-y'$  相平面

图 16 HEBT 入口束流横向接收度

Fig. 16 Transverse beam acceptance at the HEBT entrance

HEBT 在横向相空间有较大接收度,但束斑的均匀度对初始位置和散角较为敏感,如图 17 所示,当位置偏差大于 2 mm,散角偏差大于 5 mrad 时,均匀度低于 10%。原因是在 8 极磁铁处,如果束流偏心,8 极磁铁对束流的作用不对称,造成束流不能被很好地均匀化。要保证终端束斑均匀度大于 80%,则入口位置误差 $< \pm 0.2$  mm,散角误差 $< \pm 2$  mrad。



注: (a) 位置误差 (b) 散角误差影响

图 17 束流横向位置误差和横向散角误差对束斑均匀度的

Fig. 17 Impact of transverse displacement error and transverse angular error on beam spot uniformity.

### 3.2 磁铁误差

磁铁误差包括磁场均匀性误差和准直误差。磁场均匀性误差是由磁铁的高阶谐波分量及边缘场效应造成的实际磁场和理论值的偏差,该误差会造成非线性效应的增加。准直误差包括了 $x$ 、 $y$ 、 $z$ 方向的位移误差和元件绕 $x$ 轴、 $y$ 轴和 $z$ 轴的旋转误差,其大小由准直的精度决定。准直误差会引起束流偏心和束流轨道的畸变,带来束流横纵向的耦合,影响束流均匀化效果。以上误差又可以分为静态误差和动态误差:静态误差包括磁铁定位误差,磁场均匀度误差等,静态误差的值为常数,在磁铁生产和安装完成之后就固定了;动态误差包括地基的下沉、环境温湿度的变化等,动态误差的值会随时间而变化,常动态误差比静态误差小1~2个数量级<sup>[22-23]</sup>。

磁铁误差的大小由加工精度、准直精度、磁铁电源精度等因素决定,具有一定的随机性,并在一定幅值范围内随机分布。因此,在分析HEBT带磁铁误差情况下的束流传输能力时,在每个磁铁上添加在幅值范围内随机均匀分布的误差。

4极磁铁的磁场均匀度误差与极头形状、加工误差、电源精度等因素有关,同时也与磁铁的长径比有关,磁铁长径比越大,可以达到的磁场均匀度越高。本研究采用了两种不同尺寸的4极磁铁,根据工程经验, $Q_1$ 和 $Q_2$ 的磁场不均匀度幅值分别选择0.2%和0.5%。磁铁的定位精度与激光跟踪仪精度有关,通常激光准直仪的平移准直精度可以达到 $\pm 0.1$  mm,旋转精度可以达到 $0.1^\circ$ 。在计算中,精度范围在工程可达到的基础上乘以安全系数2。动态误差取静态误差的1/10。最终误差分析的误差幅值取值如表4所示。

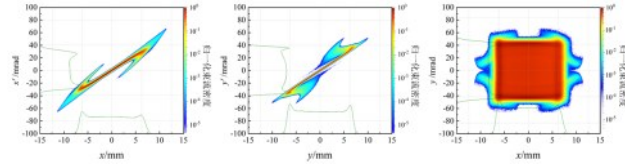
表 4 误差分析中的磁铁参数误差幅值

Table 4 Amplitudes of magnets parameters errors used for error studies

|                    | 4极磁铁 $Q_1$ |      | 4极磁铁 $Q_2$ |      | 8极磁铁<br>0 |      | 2极磁铁<br>D |      |
|--------------------|------------|------|------------|------|-----------|------|-----------|------|
|                    | 静态         | 动态   | 静态         | 动态   | 静态        | 动态   | 静态        | 动态   |
| $x$ 方向位移/mm        | 0.2        | 0.02 | 0.2        | 0.02 | 0.2       | 0.02 | 0.2       | 0.02 |
| $y$ 方向位移/mm        | 0.2        | 0.02 | 0.2        | 0.02 | 0.2       | 0.02 | 0.2       | 0.02 |
| $x$ 方向旋转/ $^\circ$ | 0.2        | 0.02 | 0.2        | 0.02 | 0.2       | 0.02 | 0.2       | 0.02 |
| $y$ 方向旋转/ $^\circ$ | 0.2        | 0.02 | 0.2        | 0.02 | 0.2       | 0.03 | 0.2       | 0.02 |
| $z$ 方向旋转/ $^\circ$ | 0.2        | 0.02 | 0.2        | 0.02 | 0.2       | 0.03 | 0.2       | 0.01 |
| 磁场不均匀度/%           | 0.2        | 0.02 | 0.5        | 0.05 | 0.5       | 0.05 | 0.2       | 0.01 |

取多组随机误差分别进行束流传输模拟,消除误差偶然性。经过1 000次的随机误差模拟,得到束斑出口束流相图和全长归一化束流密度分布如图18和图19所示。

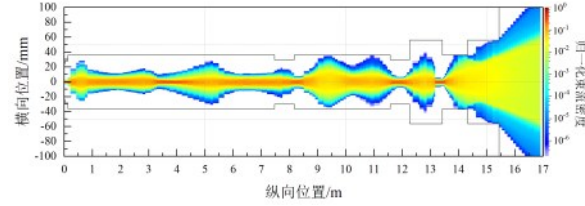
根据1 000次随机误差密度分布可知,在带误差情况下,束流横向尺寸大于理想情况,会有部分束晕粒子丢失在真空管道上。1 000次随机误差模拟中的束斑均匀度和传输效率统计如图20所示,在1 000次随机误差模拟中,传输效率均大于96.0%,其中传输效率大于99.9%的次数占总数的9.0%;而均匀度大于80%的次数仅占总数的7.5%,可见误差对束斑均匀度影响较大。



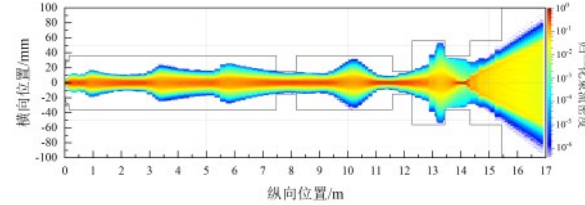
注: (a)  $x-x'$  相平面 (b)  $y-y'$  相平面 (c)  $x-y$  相平面

图 18 1 000 次随机误差叠加的出口束流相图

Fig. 18 Phase space distribution at the exit with the superposition of 1 000 random errors.



(a)  $x$  方向束流密度分布



(b)  $y$  方向束流密度分布

图 19 1 000 次随机误差叠加的归一化束流密度分布

Fig. 19 Normalized beam density distribution after the superposition of 1 000 random errors.

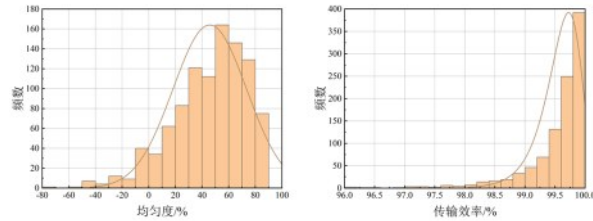


图 20 1 000 次随机误差模拟的均匀度和传输效率统计

Fig. 20 Statistical analysis of Uniformity and transmission efficiency based on 1 000 iterations of random error simulation

(a) 均匀度

(b) 传输效率

### 3.3 束流中心校正

入口束流参数偏移和磁铁误差引起了束流轨道中心偏离理想中心,造成磁铁对束流的作用不对称,并带来束流相空间畸变、束流均匀度降低及束流丢失。从3.2节误差分析可知,带误差情况下,束流传输效率和均匀度出现了明显的降低,因此需要对束流进行校正,以提高HEBT对误差的冗余度。

工程中常用束流位置探测器(BPM)和校正磁铁结合的方式来对束流轨道中心进行校正<sup>[24]</sup>。BPM用于测量束流中心位置,其内壁设置有上下左右四块极板。束流通过极板时,在极板中感应出电流,感应电流大小与束流中心到极板的距离正相关,通过比较相对两块极板的感应电流大小,即可推算束流中心位置<sup>[25-27]</sup>。校正磁铁可产生横向的校正磁场,束流通过校正磁场时产生方向的偏移,通过调节磁场强度来调节束流偏移角度,使束流中心回到理想中心<sup>[28]</sup>。

根据 HEBT 空间分布,在 HEBT 全长共布置了 8 台 BPM,主要位于入口、2 极磁铁出口及 4 极磁铁之后,用于探测束流经过磁铁的位置。相应的,布置了 7 台 2 向校正磁铁,2 向校正磁铁可产生  $x$  和  $y$  两个方向的校正磁场,两个方向的磁场由 2 台独立的电源控制,可分别调节磁场强度。校正磁铁有效长度 150 mm,孔径 120 mm。校正磁铁和 BPM 位置如图 21 所示。

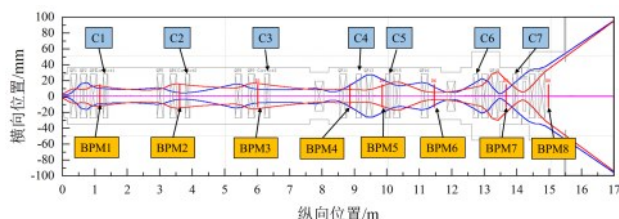
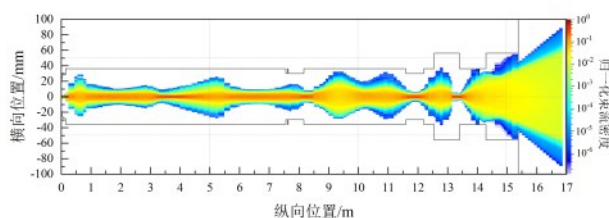


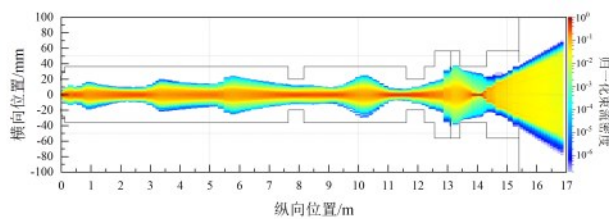
图 21 BPM 和校正磁铁位置示意图

Fig. 21 Schematic diagram of the positions of BPM and correction magnets.

应用 TraceWin 的 Diagnostics 功能对带校正的束流传输进行模拟。Diagnostics 的校正策略为:每台校正磁铁调节其前方 1 台 BPM 处的束流中心位置,允许误差范围为  $\pm 0.05$  mm。在与 3.2 节相同的误差条件下,进行 1 000 次随机误差模拟,得到带校正情况下的全长归一化束流密度分布和出口束流相图如图 22 和图 23 所示:



(a)  $x$  方向束流密度分布



(b)  $y$  方向束流密度分布

图 22 带束流中心校正下的 1 000 次随机误差叠加的全长归一化束流密度分布

Fig. 22 Normalized beam density distribution after the superposition of 1 000 random errors, with beam center correction applied.

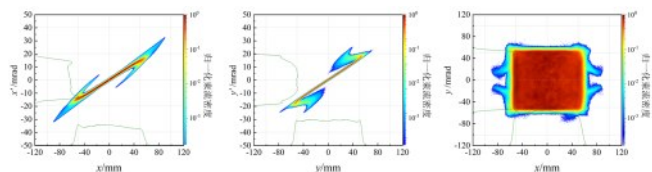


图 23 带束流中心校正下 1 000 次随机误差模拟叠加的束流出口相图

Fig. 23 Beam phase space distribution at the exit, with the superposition of 1 000 random errors and beam center correction applied.

(a)  $x-x'$  相平面

(b)  $y-y'$  相平面

(c)  $x-y$  相平面

带校正和不带校正的 1 000 次随机误差的平均束流中心位置如图 24 所示。不带校正时,束流  $y$  方向束流中心最大偏移达到了 0.4 mm; $x$  方向受到 2 极磁铁的影响,偏移量大于  $y$  方向,在 8 极磁铁之前达到了 1.0

mm。偏离中心的束斑经过8极磁铁时,在非线性力的作用下束斑变得不对成,加大了束流中心的偏移,最大偏移达到了2.5 mm。经过校正后,y方向偏移量在 $\pm 0.1$  mm之内,x方向的偏移量在 $\pm 0.5$  mm以内,可见校正磁铁明显减小了束流中心的偏移。

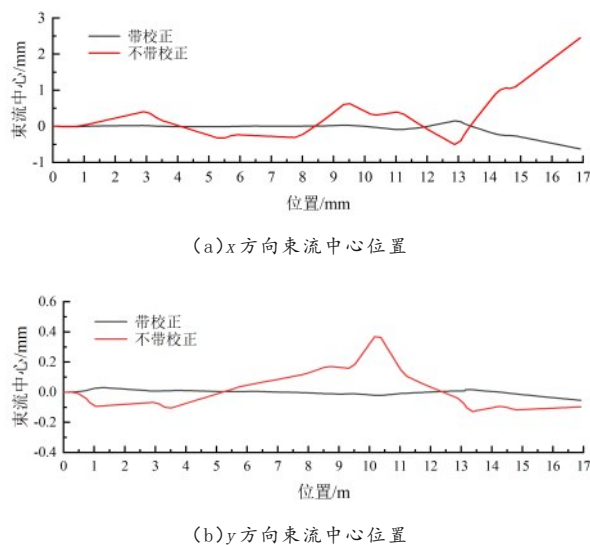
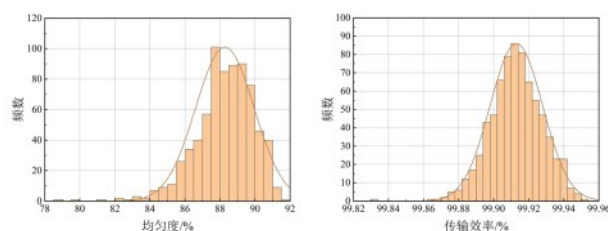


图 24 带校正磁铁和不带校正磁铁的束流中心位置对比

Fig. 24 Comparison of beam center positions with and without the application of correction magnets.

带校正的1 000次随机误差模拟中HEBT的传输效率和束斑均匀度的分布情况统计如图25所示。带校正磁铁后,1 000次误差运算的传输效率均大于99.84%,其中大于99.90%的次数占总运行次数的82%;1 000误差运算的均匀度始终大于78%,其中均匀度超过80%的次数占比超过99%。相比于不带校正情况下,传输效率和均匀度都有了明显提升。



注:(a) 均匀度分布统计 (b) 传输效率分布统计

图 25 带校正的1 000次随机误差模拟中均匀度和传输效率分布统计。

Fig. 25 Distribution profiles of uniformity and transmission efficiency in 1 000 Random error simulations with calibration

每个校正磁铁磁场强度的最大值统计如图26所示。其中,横坐标表示校正磁铁编号,x方向编号为奇数,y方向编号为偶数;纵坐标表示校正磁铁磁场强度与有效长度的乘积,表示对束流的校正强度,用 $B_L$ 表示。在1 000次随机误差中,x方向和y方向的最大校正强度分别为0.000 6 T m和0.001 5 T m,对应校正磁铁的磁场强度为0.004 T和0.010 T。

## 4 结论

本文针对双终端强流加速器中子源进行了束流动力学分析及均匀化研究,并基于8极磁铁进行了束流均匀化分析,得到如下结论:

(1)完成了双终端的强流加速器中子源HEBT动力学设计,利用双向偏转2极磁铁实现对双终端的供

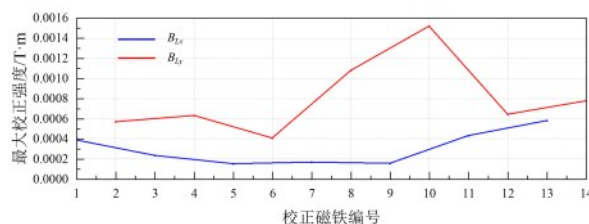


图 26 1 000次随机误差的校正磁铁最大校正强度

Fig. 26 Average magnetic field strength of the correction magnets after 1 000 random errors

束,实现将质子能量 2.8 MeV、束流强度 20 mA 的连续波质子束从加速器出口传输到终端靶站,且传输效率大于 99.90%。

(2)采用 2 台 8 极磁铁对双终端束斑进行均匀化处理。为适应空间布局需求,提出 Doublet+O+O+Doublet 的磁铁布局,在终端段 3.2 m 的空间内完成对束流包络的控制使其满足束流均匀化的要求,实现靶上束斑尺寸 110 mm×110 mm,90% 边界内均匀度大于 90%。

(3)通过调节终端段的 4 极磁铁和 8 极磁铁参数,可以调节靶上束斑尺寸,实现束斑边长在 50 mm~130 mm 范围内的束斑调节,并且通过调节 8 极磁铁极面场强度,保证不同尺寸的束斑均匀度均大于 86%。

(4)通过误差分析,研究了 HEBT 在非理想条件下的束流传输能力。通过校正磁铁对束流中心的校正,可以保证 HEBT 在非理想条件下仍然有大于 99.84% 的传输效率,均匀度大于 80% 的概率达到 99%。证明 HEBT 在工程允许的误差范围内具有足够的误差冗余,验证了束流动力学设计的可靠性。

#### 参考文献:

- [1] IAEA. Compact Accelerator Based Neutron Sources[M]. 1st ed. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2021.
- [2] UESAKA M, KOBAYASHI H. Compact Neutron Sources for Energy and Security[J]. Rev Accel Sci Technol, 2015, 08: 181-207.
- [3] HU N, TANAKA H, AKITA K, et al. Accelerator based epithermal neutron source for clinical boron neutron capture therapy [J]. J Neutron Res, 2023, 24(3-4): 359-366.
- [4] LI XN, YUAN YJ, XIAO C, et al. Beam dynamics simulation of HEBT for the SSC-linac injector[J]. Chin Phys C, 2012, 36(11): 1126-1131.
- [5] HUA-FU O, HUA-CHANG L, SHI-NIAN F. Study of the design of CSNS MEBT[J]. Chin Phys C, 2009, 33(7): 583-589.
- [6] 胡耀程,范晶晶,谢宇鹏,等. 脉冲束流下车载加速器中子源靶传热特性[J]. 西安交通大学学报, 2024, 58(7): 84-93.
- HU Y, FAN J, XIE Y, et al. Heat transfer characteristics of target in vehicle-mounted accelerator neutron source under pulsed beam [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2024, 58(7): 84-93.
- [7] 李晓博,胡耀程,范晶晶,等. 用于车载加速器中子源的边缘冷却靶结构研究[J]. 西安交通大学学报, 2023, 57(6): 160-171.
- LI X, HU Y, FAN J, et al. Study on edge-cooled target structure for vehicle-mounted accelerator neutron source [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2023, 57(6): 160-171.
- [8] 杨新宇,郭刚,彭朝华. 基于 8 极磁铁的束流均匀化设计方法[J]. 现代应用物理, 2022, 13(3): 66-71+126.
- YANG X, GUO G, PENG C. Beam uniformization design method based on octupole magnets [J]. Modern Applied Physics, 2022, 13(3): 66-71+126.
- [9] 王常强,向益淮,李金海,等. 地面模拟空间电子环境束流均匀化设计[J]. 核技术, 2020, 43(12): 27-34.
- WANG C, XIANG Y, LI J, et al. Beam uniformization design for ground simulation of space electron environment [J]. Nuclear Techniques, 2020, 43(12): 27-34.
- [10] HOLM AIS, MØLLER SP, Thomsen HD. The High Energy Beam Transport System for the European Spallation Source [J]. 2011.

- [11] CATALAN-LASHERAS N, RAPARIA D. The collimation system of the SNS transfer lines[C]. PACS2001. Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference (Cat. No. 01CH37268): Vol. 5. Chicago, IL, USA: IEEE, 2001: 3263-3265.
- [12] 李金海, 张立锋, 曾自强. 电子辐照加速器束流扫描均匀化研究[J]. 原子能科学技术, 2015, 49(S2): 564-568.  
LI J, ZHANG L, ZENG Z. Study on beam scanning uniformization for electron irradiation accelerator [J]. Atomic Energy Science and Technology, 2015, 49(S2): 564-568.
- [13] 贾波磊. 质子治疗多极扫描磁铁的研究[D]. 中国科学院大学(中国科学院上海应用物理研究所), 2019.  
JIA B. Research on multipole scanning magnet for proton therapy [D]. University of Chinese Academy of Sciences (Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences), 2019.
- [14] 陈威. 用于质子治疗的8极扫描磁铁研究[D]. 华中科技大学, 2021.  
CHEN W. Research on octupole scanning magnet for proton therapy [D]. Huazhong University of Science and Technology, 2021.
- [15] FURUKAWA T, SHIRAI T, INANIWA T, et al. Development of Fast Scanning Magnets and Their Power Supply for Particle Therapy[J]. IEEE Trans Appl Supercond, 2014, 24(3): 1-4.
- [16] 冯光耀, 王琳, 李永军, 等. 合肥光源储存环8极磁铁研制[J]. 中国科学技术大学学报, 2007(Z1): 514-517.  
FENG G, WANG L, LI Y, et al. Development of octupole magnets for Hefei Light Source storage ring [J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2007(Z1): 514-517.
- [17] 任秀艳, 李金海. 加速器用束流均匀化用非线性磁铁设计[J]. 中国原子能科学研究院年报, 2009, 0(1): P. 208-209.  
REN X, LI J. Design of nonlinear magnets for beam uniformization in accelerators [J]. Annual Report of China Institute of Atomic Energy, 2009, 0(1): 208-209.
- [18] GUO Z, TANG JY, YANG Z, et al. A novel structure of multipole field magnets and their applications in uniformizing beam spot at target[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res Sect Accel Spectrometers Detect Assoc Equip, 2012, 691: 97-108.
- [19] TSOU PAS N, AHRENS L, BELLAVIA S, et al. Uniform beam distributions at the target of the NASA Space Radiation Laboratory's beam line[J]. Phys Rev Spec Top - Accel Beams, 2007, 10(2): 024701.
- [20] TSOU PAS N, MCDANIEL FD, DOYLE BL. Uniform Beam Distributions Of Charged Particle Beams[C]. Application Of Accelerators in Research and Industry: Twenty-First International Conference. Fort Worth, Texas, (USA), 2011: 11-15.
- [21] YURI Y, MIYAWAKI N, KAMIYA T, et al. Uniformization of the transverse beam profile by means of nonlinear focusing method[J]. Phys Rev Spec Top - Accel Beams, 2007, 10(10): 104001.
- [22] 贾欢, 何源, 原有进, 等. ADS注入器II的5MeV高能传输线的设计与搭建[J]. 原子核物理评论, 2016, 33(3): 286-290.  
JIA H, HE Y, YUAN Y, et al. Design and construction of 5MeV high energy beam transport line for ADS injector II [J]. Nuclear Physics Review, 2016, 33(3): 286-290.
- [23] MENG C, LI ZH, TANG JY. Error analysis and lattice improvement for the C-ADS Injector- I[J]. Chin Phys C, 2014, 38(6): 067008.
- [24] YANG X, CHEN Y, WANG J, et al. Online beam orbit correction of MEBT in CiADS based on multi-agent reinforcement learning algorithm[J]. Ann Nucl Energy, 2022, 179: 109346.
- [25] 徐铁铮, 王华岑, 谢宇彤, 等. 用钮扣电极测量强流直线感应加速器束流位置[J]. 强激光与粒子束, 2004(1): 91-94.  
XU T, WANG H, XIE Y, et al. Beam position measurement in high-current linear induction accelerator using button electrodes [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2004(1): 91-94.
- [26] TEJIMA M. Beam Based Calibration for Beam Position Monitors[C]. Proceedings of IBIC2015. Melbourne Australia, 2015: 266-272.
- [27] HE J, SUI Y, LIANG C, et al. Preliminary Analysis of Beam Position Monitor Accuracy[J]. Symmetry, 2024, 16(5): 566.
- [28] ZHOU J, KANG W, LI S, et al. Study on integral field uniformity measurement of CSNS correction magnets [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2019, 31(11): 127-132.