

CSR 60°二极 C 型铁磁场特性的研究*

何源^{1,2} 熊慧^{1,2} 刘维军^{1,2} 韩少斐¹ 袁平¹ 马力祯^{1,2}
张斌^{1,2} 王文进¹ 王玥¹ 夏佳文¹

1(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2(中国科学院研究生院 北京 100039)

摘要 兰州重离子加速器冷却储存环主环注入线二极 C 型磁铁首次采用了磁极头中埋置垫补线圈调整磁场均匀度的设计. 在其磁场测量中, 使用了点测和积分测量的方法对其各方面特性参数进行了测量, 并对积分场的测量结果以及内置垫补线圈对均匀场的垫补效果进行了详细的非线性分析.

关键词 C 型二极磁铁 垫补线圈 磁场测量 非线性

1 引言

兰州重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR)系统^[1,2]由两个储存环:主环(CSRm)、实验环(CSRe)和两条传输线:CSRm 注入线及连接两个环的谱仪线(RIBLL2)构成,是兰州重离子加速器研究装置(HIR-FL)的后续工程. CSR 不仅是一个储存环系统,而且是一个同步加速器系统,整个系统需要有较好的动态特性,因此所有磁铁均采用叠片铁,其中二极 C 型磁铁的设计制造难度最大. 整个 CSR 系统中, CSRm 注入线中的部分二极铁和 RIBLL2, CSRe 中的所有二极铁由于物理实验的需要均采用 C 型铁. 其中 CSRm 注入线上两块偏转角度 60°、偏转半径 2m 的二极 C 型磁铁在 CSR 整个 C 型二极磁铁系统中,偏转角度最大而偏转半径又最小,是所有二极 C 型磁铁中难度最大的,对这两块铁的原型制造和磁场数据分析有着重要的工程意义和理论意义.

2 60°二极 C 型磁铁的参数和特殊结构

这两台磁铁的主要参数指标见表 1. 可以看出,相对于铁芯宽度来说,所要求的径向磁场均匀度为

$\pm 50\text{mm}$ 内的相对偏差小于 $\pm 1.0 \times 10^{-3}$, 这个好场区的范围是很宽的,要达到这一指标仅靠常规的边缘垫补和极头削斜并不能达到,须对磁铁结构进行特殊设计.

表 1 60°二极 C 型磁铁参数

参数名称	数值
最大电流	1250A
最高磁场	1.53T
偏转半径	2.0m
偏转角度	60°
铁芯长度	1.972m
铁芯宽度	260.0mm
有效弧长	2.094m
有效孔径	100mm × 55mm
气 隙	65.0mm
磁场均匀度	$\pm 1.0 \times 10^{-3}$

图 1 是二极 C 型磁铁两个方向的视图. 该 C 型磁铁在设计上采用了最早由 K. Halbach 在 H 型二极磁铁设计中提出的思路^[3]——在磁极头中内置垫补电流. 如图 1(a)所示,在磁铁的极头靠近极面的位置开有两个狭缝,将导线(垫补线圈)从中间穿过. 如果磁感应强度向上则所有导线中电流的方向垂直纸面向内,则内、外两组线圈的垫补电流产生的磁场刚好可以补偿磁铁外侧磁场、抵消内侧磁场. 调节内、

2002-06-05 收稿

* 国家大科学工程——兰州重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR)资助

外线圈的电流就可以将磁场分布的均匀性按设计的要求进行调整. 该思路提出后, 这是第一次被用于实践, 其合理性和有效性将在下面的磁场测量结果中得到验证.

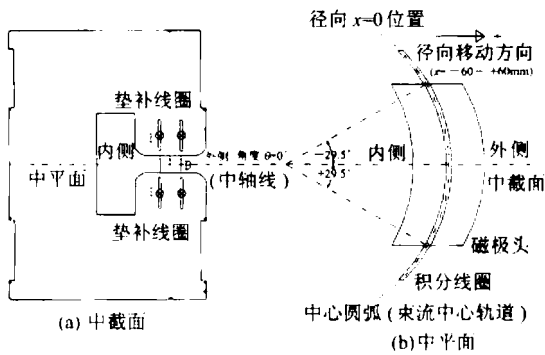


图 1 二极 C 型磁铁样机视图

3 磁场测量及磁场特性分析

用霍尔探头点测对该磁铁的一般特性的测试表明: 激磁效率、等效长度在励磁电流为 500A 时与计算结果的差别约为 0.2%, 1250A 时的差别约为 1.5%; 边缘垫补得到的优化场(960A)在磁铁中截面处径向相对分布的测量结果与 TOSCA 软件的计算结果差别约为 1×10^{-5} . 以上指标均达到了设计要求. 对于 C 型磁铁积分磁场分布的特性以及垫补线圈的效果, 建立了专门的积分长线圈磁场测量系统进行详细的测量和分析.

3.1 积分测量原理

采用如图 1(b) 中所示位置的积分测量线圈沿中轴线平行移动测量积分磁场分布. 近似认为在线圈宽度范围内磁场的平均值等于线圈中心圆弧处的磁场值, 且磁感应强度方向与线圈平面垂直, 则穿过线圈平面的磁通量 Φ 随线圈所处的位置 x (见图 1(b)) 改变, 可用以下公式表示

$$\Phi(x) = N \iint \mathbf{B}(x, l) \cdot d\mathbf{S} = NW \int_{-L/2}^{L/2} \overline{\mathbf{B}(x, l)} \cdot dl, \quad (1)$$

简写为

$$\Phi(x) = NW \int B(x, l) dl,$$

其中 NW 为线圈常数 (N 是线圈匝数, W 是线圈宽度), L 为积分线圈的弧长. 由于导线的有限尺寸、机械加工的公差、引线端的杂散面积等原因的影响, NW 的设计值和真实值之间总是存在误差. 而该线

圈半径为 2m, 弦长为 3.2m, 很难找到相应大小的均匀二极磁场对 NW 真值进行标定. 因此也就无法得到 $\Phi(x)$ 的绝对值. 我们采用了相对测量的方法来解决这个问题.

维持励磁电流不变, 测量线圈从 $x = 0$ 位置移动到 x 处时, 线圈中所感应到通量的变化就是测量位置 x 处磁通量 $\Phi(x)$ 与 $x = 0$ 处磁通量 $\Phi(0)$ 的差. 用该差值除以线圈在 $x = 0$ 位置时磁场从 0 变化到待测场水平后磁通量的变化量 $\Phi(0)$, 就可以得到不同半径 x 处积分磁场相对于束流中心轨道 $x = 0$ 处积分磁场的相对误差 $E(x)$. 如以下公式所示:

$$E(x) = \frac{\int B(x, l) dl - \int B(0, l) dl}{\int B(0, l) dl} = \frac{\Phi(x) - \Phi(0)}{\Phi(0)}, \quad (2)$$

简写为

$$E(x) = E(\Delta B L / B_0 L),$$

式中线圈常数 NW 被约去, 成为与 $E(x)$ 无关的量.

另外, 由于相对测量方法直接测量的是两个位置间磁通量的差值, 所以比起分别测量两个位置的磁通量然后再相减的方法来说, 也容易达到更高的测量精度.

3.2 磁场非线性多极量的定义

加速器理论中常用磁铁中平面上磁场关于中心轨道 ($x = 0$) 的泰勒展开来研究粒子运动. 由于二极铁内磁场关于中平面上下对称, 在中平面 ($y = 0$) 上垂直分量 $B_y(x)$ 在 $x = 0$ 处的泰勒展开式^[4]为

$$B_y(x) = \sum_{m=1}^{\infty} b_m \cdot B_{ref} \cdot \left[\frac{x}{r_{ref}} \right]^{m-1}, \quad (3)$$

其中 b_m 就是磁场的 $2m$ 极系数,

$$b_1 = 1, \quad b_m = \frac{r_{ref}^{m-1}}{B_{ref}} \frac{1}{(m-1)!} \left[\frac{d^{m-1} B_y}{dx^{m-1}} \right]_{x=y=0} \quad (m \geq 1, \text{整数}). \quad (4)$$

式中的 B_{ref} 和 r_{ref} 分别是参考磁场和参考半径, 在数学上是可以任意选取的. 这里选择 $B_{ref} = B_y(0)$, r_{ref} 为 x 的最大值(测量范围边界). 则根据(3)式和(4)式, 磁场沿测量线圈弧长方向积分量的泰勒展开式为

$$\int B_y(x, l) dl = \int \sum_{m=1}^{\infty} b_m \cdot B(0, l) \cdot \left[\frac{x}{r_{ref}} \right]^{m-1} dl = \sum_{m=1}^{\infty} b_m \cdot \int B(0, l) dl \cdot \left[\frac{x}{r_{ref}} \right]^{m-1}, \quad (5)$$

由(2)式和(5)式得到

$$E(x) = \sum_{m=2}^{\infty} b_m \left[\frac{x}{r_{ref}} \right]^{m-1} \quad (6)$$

对实测量 $E(x)$ 使用 Gram-Schmidt 正交化方法^[5] 进行多项式拟合可得到

$$E(x) = a_1 + a_2 \left(\frac{x}{r_{ref}} \right) + a_3 \left(\frac{x}{r_{ref}} \right)^2 + \dots + a_m \left(\frac{x}{r_{ref}} \right)^{m-1} + \dots \quad (m \geq 1) \quad (7)$$

比较(6),(7)两式可以得到磁场在参考半径 r_{ref} 处的 b_m 与 $E(x)$ 多项式拟合系数 a_m 之间的关系:

$$a_1 = 0, \quad b_m = a_m \quad (m \geq 2). \quad (8)$$

3.3 垫补电流对径向磁场均匀度的作用

图 2 显示的霍尔探头点测中截面处, 磁场水平为 $B_0 = 0.14\text{T}$ 时, 垫补电流对中轴线上磁场均匀度的改善情况. 未加垫补电流时, 磁铁气隙内磁场内侧高、外侧低, 与预想的情况一致, $x = \pm 50\text{mm}$ 内均匀度为 $-1.3 \times 10^{-4} \sim +6.6 \times 10^{-4}$. 给内垫补线圈加 2A 电流、外垫补线圈加 7A 电流后, 主磁场在略

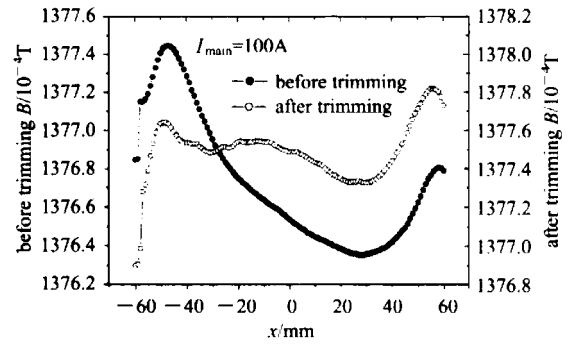


图 2 垫补电流对中截面处径向磁场分布的垫补效果

微升高的同时磁铁外侧的磁场增加较多, 均匀度变为 $-1.2 \times 10^{-4} \sim +1.6 \times 10^{-4}$.

图 3(a) 是不同励磁电流状态下积分磁场的相对分布 $E(\Delta BL/B_0 L)$. 表 2 是对图 3(a) 数据的非线性多极量分析结果. 可以看到, 电流在 1000A 以上时, 积分磁场的六极量比 200A 和 700A 时变得很大, 而四极量却增加不多. 可见电流大于 1000A 时, 磁铁趋于均匀饱和, 这时由于磁铁边缘端部尖角引起

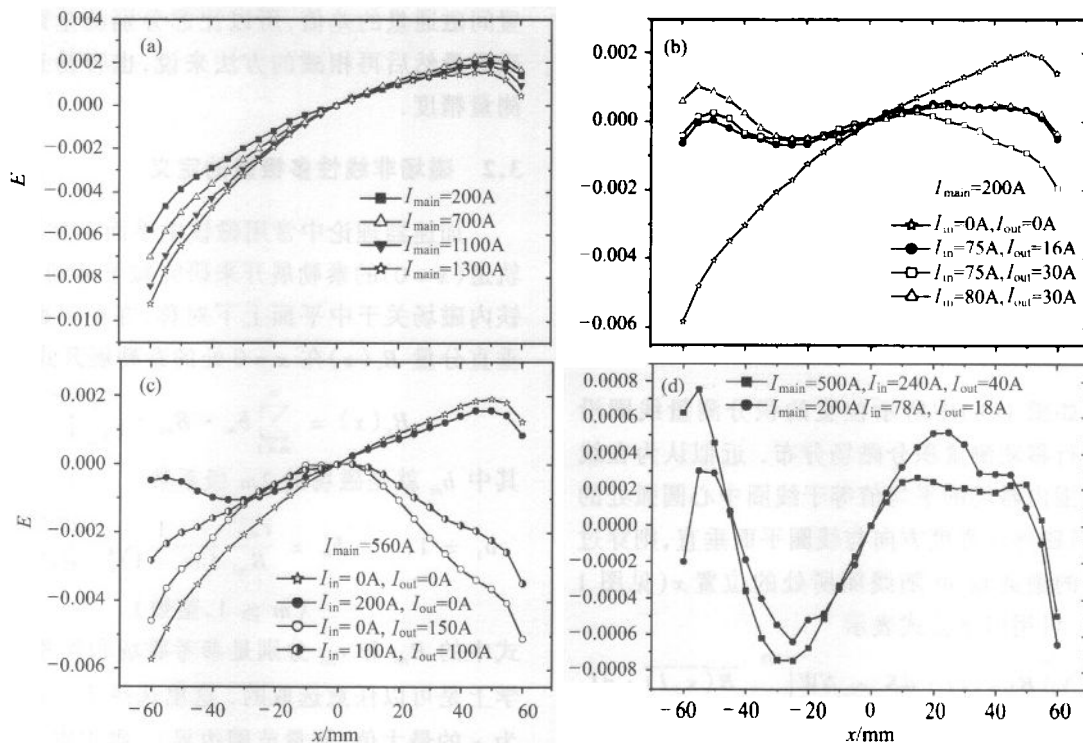


图 3 垫补电流对径向积分磁场均匀度的垫补效果

的饱和不对称程度随之降低, 导致积分磁场外侧与内侧的差别减小.

图 3(b) 和 (c) 分别显示的是主电流为 200A 和 560A 时内外垫补线圈电流对积分磁场分布所表现的不同调节作用: 内垫补线圈电流可在显著抬高

内侧磁场同时略微压低外侧; 外垫补线圈能在显著压低外侧磁场同时少许抬高内侧, 并且两个线圈同时作用时其效果是单独作用的叠加. 因此, 选择相配合的内、外垫补电流就可以得到需要的积分场分布的均匀度.

图 3(d)给出了磁铁在 200A 和 500A 两个电流状态下,优化内、外垫补电流匹配后的积分磁场分布,在 ±50mm 范围内,均匀度都达到 $\pm 6.0 \times 10^{-4}$,满足 $\pm 1.0 \times 10^{-3}$ 的设计要求. 表 3 是对图 3(d)数据的非线性多极量分析的结果:电流垫补在很大程度上压低了磁场的四极和六极分量,但八极和十二极量却有明显增加. 可见在日前垫补线圈所处位置的情况下,仅靠调节内外垫补电流的大小很难同时兼顾磁场均匀度和非线性多极量两方面的要求,这说明在设计时还必须对垫补线圈的位置进行进一步优化.

表 2 不同电流状态多极量对照

极数	多极量系数 $b_m (10^{-4}) (r_{ref} = 60\text{mm})$			
	200A	700A	1100A	1300A
(2m)				
4	35	43		47
6	-19	-24		-40
8	3.3	3.4		4.3
10	-16	-17		-12
12	-7.2	-6.5	-7.0	-5.2

表 3 垫补电流优化前后多极量对照

极数	多极量系数 $b_m (10^{-4}) (r_{ref} = 60\text{mm})$			
	200A		500A	
(2m)	优化前	优化后	优化前	优化后
4	35	1.8	42	0.5
6	-19	-0.6	-30	4.3
8	3.3	-18	-11	-21
10	-16	-10		3.4
12	-7.2	29	-18	14

4 两种测量结果与计算结果的比较

在点测时,使用了与测量等效角度相同的方法,测量了与中心轨道平行(半径相等、圆心在 x 方向上移动)的弧线上的磁场点分布,并按(2)式求出积分磁场相对分布 $E(\Delta BL/B_0 L)$,与积分线圈的测量值和 TOSCA 计算值比较. 由图 4 中可以看到不同的两种测量方法得到的测量值非常接近,但都和计算

值相差很大. 这是因为在用 TOSCA 三维磁场程序处理计算弯曲磁铁时存在问题,网格划分形成的弧与后处理计算时积分路径所采用的弧并不重合. 以磁铁中心为角度零点,角度越大两条弧相差越大. 对于这两台 2m 半径 60°的铁,在磁铁端部边缘位置,两条弧线之间的距离大约为 10mm,这就造成了计算值和测量值之间较大的差异. 由于两条弧线在小角度位置相差不大,所以对于偏转角度较小的磁铁,计算值应该能较好地符合测量值.

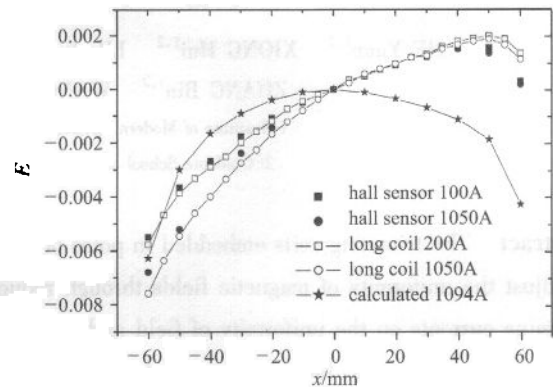


图 4 两种测量结果与计算结果的比较

5 结论

C 型二极铁设计中采用的磁极头内置垫补线圈的新技术被证明是可行的,它们在调节积分磁场的均匀度方面发挥了作用,成功地压低了磁场的四极量及六极量,将径向均匀度调整到了 $\pm 1.0 \times 10^{-3}$ 以内. 不足的是,优化后的磁场八极、十二极量增大太多. 这说明使用内置垫补线圈时,不仅是内、外垫补电流值的匹配,而且线圈在极头中的位置都会对径向积分磁场的分布产生影响. 因此,在二极 C 型磁铁的设计中,如果采用内置垫补线圈结构,必须用三维磁场计算程序对内置垫补线圈在极头中所处的位置进行优化.

感谢德国重离子研究中心(GSI)同事 F. Klos, G. Moritz 和 B. Langenbeck 教授关于积分磁场测量系统优化所进行的有益讨论.

参考文献 (References)

- 1 XIA J W et al. NIMA, 2002, **488**:11—25
- 2 XIA Jia-Wen et al. Nuclear Physics Review, 2001, **18**(1): 35—36 (in Chinese)
(夏佳文等. 原子核物理评论, 2001, **18**(1): 35—36)
- 3 Halbach K. NIM, 1973, **107**:515—528
- 4 Bryant P J. CAS, CERN 92—05, Geneva: 1992
- 5 JIANG C J. Scientific Calculation and C Program Library, Beijing: University of Science and Technology of China Press, 1998, 198—204 (in Chinese)
(蒋长锦. 科学计算和 C 程序集, 北京: 中国科技大学出版社, 1998, 198—204)

Characteristic of the 60° C-Dipole for CSR *

HE Yuan^{1,2} XIONG Hui^{1,2} LIU Wei-Jun^{1,2} HAN Shao-Fei¹ YUAN Ping¹ MA Li-Zhen^{1,2}

ZHANG Bin^{1,2} WANG Wen-Jin¹ WANG Yue¹ XIA Jia-Wen¹

1(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 73000, China)

2(Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 1000390, China)

Abstract The trimming coils embedded in poles of magnet are applied in the C-dipole prototypes of CSR. They are used to adjust the uniformity of magnetic fields through reducing outside magnetic field and augmenting inside. The impact of trimming currents on the uniformity of field and multipole components is carefully investigated by using the two kinds of magnetic measurements, hall sensor and long coil, respectively. It is proved that the uniformity which is better than $\pm 1.0 \times 10^{-3}$ can be reached easily. At the same time, the quadrupole and sextupole components of fields have decreased to a low level through optimizing the trimming currents, but, unfortunately, the octupole and dodecapole will increase correspondingly. Finally, the two measured and calculated results are compared. There is very small difference between the results of the two measuring methods. However, all of the measured results are alien to the calculated one because of the insufficiency of the TOSCA calculation.

Key words C-dipole, trimming coils, magnetic measurement, nonlinearity

Received 5 June 2002

* Supported by National Scientific Mage-Project: Heavy Ion Researching Facility in Lanzhou-Cooler Storage Ring