

微波老炼去气也是提高功率的关键步骤。将真空处理后的吸收体装入负载壳体内，接入高功率测试系统^[2]中，进行老炼去气，逐步升到最大功率。

经过改进后的干负载，电压驻波比小于 1.1，吸收衰减大于 40 dB，在平均功率不大于 500 W 的情况下，最高脉冲功率达 7 MW，可以长期稳定工作于 5.5 MW 的脉冲功率下，真空度零功率时为 2×10^{-7} mmHg，满功率时不劣于 6×10^{-7} mmHg。当冷却水流量为每小时 300 升时，负载外壳温升不大于 20°C。以上参数是在 2856 ± 1 MHz 情况下测试的。实际上，此负载在 2700~3000 MHz 带宽内均有良好的驻波特性及吸收衰减性能。

吸收体的真空处理是陈文奎、吴翠兰同志进行的，水冷安装是刘忠孝同志完成的。这里特向提供吸收体的宜宾 799 厂致谢。

参 考 文 献

- [1] R. B. Neal, The Stanford Two Mile Accelerator, W. A. Benjamin Inc., 1968, p. 376.
 [2] 倪兆符等, S 波段大功率测试系统, 内部资料, 1979.

(编辑部收到日期: 1980年5月5日)

HI-13 串列加速器的部分管道光学计算

閻 辰

如图 1 所示，由 HI-13 引出的束流聚焦在第一狭缝 S_1 处，通过 90° 偏转磁铁 M_1 又重新聚焦于 S_2 处。 S_1 与 S_2 分别为 M_1 的两侧焦点，距磁铁出入口为 $2R$ 距离， R 为 M_1 的中心偏转半径。通过 S_2 后经 4.27 m 的漂移空间进入第一对双四极透镜 Q_1 与 Q_2 ，再经 0.3 m 的短漂移空间进入单聚焦开关磁铁 M_2 ，这即是分管道前加速器束流传输安排。表 1 列出偏转磁铁 M_1 与开关磁铁 M_2 的指标。

计算诸管道光学时重点考虑 70° 的飞行时间管道。由于该管道用于中子飞行时间测量，要求由初始的动量差而造成的到达时间差尽量小，即同时发出的粒子仍同时打到靶上——等时性束流 (Isochronous)。为达到此要求，唯一方法是借助 M_1 与 M_2 产生极性相反的色散互相抵消从而在靶上实现 $(x/\delta) \equiv 0$ ，如图 2 所示。

表 1(a) 90° 双聚焦偏转磁铁指标
(型号 90-50-C)

质能积 ME/Z^2	200
偏转角	90°
入口与出口角	26.5°
半径	50 英寸
场强	16kG
气隙	1.12 英寸
磁极宽度	9 英寸

表 1(b) 单聚焦圆形开关磁铁性能
(型号 53)

偏 转 角	曲率半径, 英寸	质能积 ME/Z^2 (16kG时)
10°	208.53	3438
20°	103.47	846
30°	68.10	366
40°	50.13	200
50°	39.12	121
60°	31.60	79
70°	26.06	53

最大场强 16 KG, 气隙 1.5 英寸; 入出口端面均为 Rogowski 型。

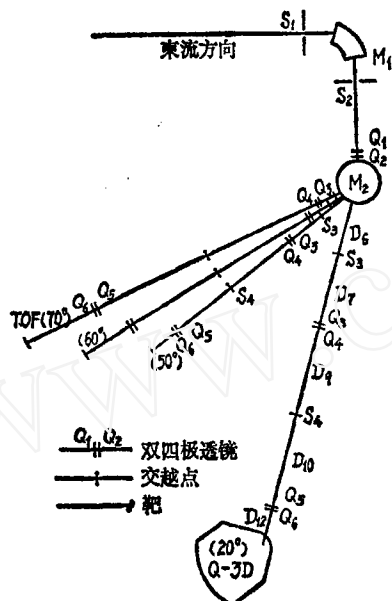


图 1 HI-13 串列加速器部分束线布局

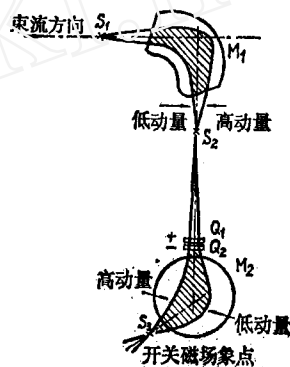


图 2 用开关磁铁进行色散补偿
要在偏转平面得到零色散束, 只能使 M_1 与 M_2 包络面积相等, 即 KBI (布朗积分) 总值为 0.

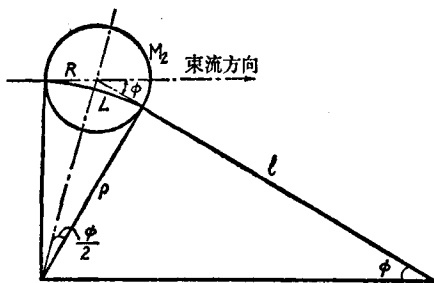


图 3 Barber 定则示意图

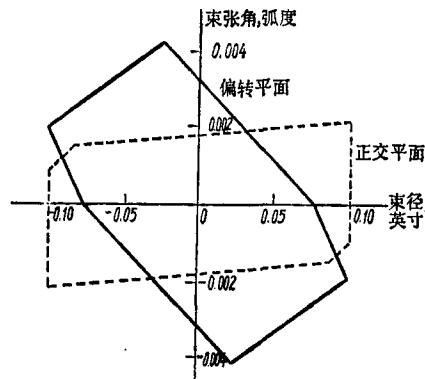


图 4 端电压为 8 MV, 电荷态为 4^+ 的氯离子束在第一狭缝 S_1 处正交平面与偏转平面束流相图

根据 Barber 定则^[1], 可以计算圆形开关磁铁的诸光学参数(如图 3)。这里, ρ 为粒子迴转半径(m); R 为开关磁铁半径(m); L 为粒子在开关磁铁内的路程长度(m); f 为开关磁铁焦长(m)。

由图 3 可见, $l = \rho / \tan \phi$, $\rho = R / \tan(\frac{\phi}{2})$ 。故有 $l = R / [\tan \phi \cdot \tan(\frac{\phi}{2})]$, 其结果列在表 2 中。当 $\phi = 70^\circ$ 时, M_2 焦长很短, 是强聚焦磁铁。这种情况有利于在贯穿磁铁前后的不长离子路径上完成色散补偿。因此用圆形单聚焦开关磁铁, 把等时性管道安排在 70° 位置是合理的。

$\phi = 20^\circ$ 是北京 Q-3D 磁谱仪的管道。在迴旋加速器实验室中如 KVI 与 HMI, 由于束流

表 2 开关磁铁 M_2 的参数

偏转角 ϕ , 度	l , m	焦距 $f = l + \frac{R}{2}$, m	迴转半径 ρ , m	路径长 L , m
20°	7.230	7.462	2.628	0.917
40°	1.519	1.751	1.273	0.889
50°	0.835	1.061	0.994	0.867
60°	0.464	0.696	0.803	0.841
70°	0.241	0.473	0.662	0.809

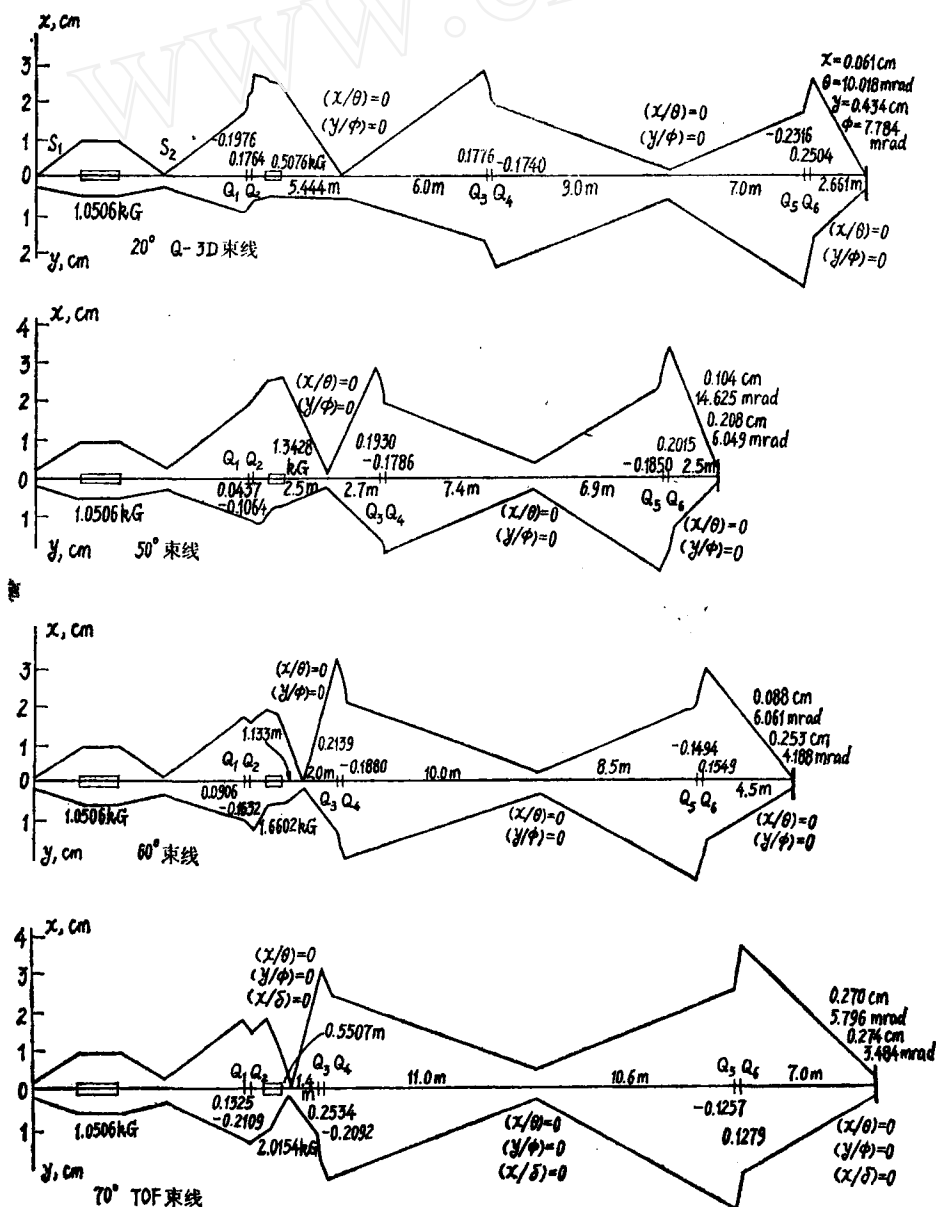


图 5 20°, 50°, 60°, 70°四根管通用“TRANSPORT”计算的相图

能散为 10^{-3} 量级就得严格考虑束流与谱仪的色散匹配, 但 HI-13 一般给出 10^{-4} 数量级的能散, 在靶上引起的束截面展宽不超过 0.1 mm, 故无需专门考虑色散匹配。但为与谱仪在迴转平面的位置分辨适合, 要求水平方向束径具有小线度, 即束截面为长方形。

计算选用束流初始相图如图 4 所示, 设电荷态为 4^+ 的氯离子束, 质量为 35, 端电压为 8 MV, 初始束流动量散度 2×10^{-4} , x, y 两方向发射度分别为 $4.06 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 与 $2.03 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 。对 $20^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ 四条束线计算结果如图 5 所示。

在静磁场中的直流计算中, “TRANSPORT”是成熟的工具^[2]。由于该程序具有自动拟合功能, 只要束线的物理构图无原则性错误, 总可能求出待调的参数值。但是否能得到最佳拟合结果既有赖于实际经验又赖于熟悉程序特点。下面仅对计算方法作简单讨论。

(1) 经验证明, 四极透镜的有效长度约 10 m, 可以此为据粗略估给定长度束线上四极透镜的最低数目。

(2) 四极场强在拟合计算中是重要的自调参量。初值的估计来自经验或根据透镜公式。如初值距期待值很远, 由于程序中拟合次数有限, 可能给出不收敛的结果。

(3) 四极透镜的极性应由束流品质与邻近透镜元件(如开关磁铁)光学作用来定。例在大偏转角的束线上, 由于开关磁铁焦长短象距亦短, 过 S_3 后束流发射角大, 在偏转平面显然应压缩束流, 故两对四极透镜的极性均为正-负。而对小角度束流则无此问题, 一般用正负相间。

(4) 多种拟合变码中, 四极场强最灵活, 距离变码仅在四极均变码后才起作用。

(5) 在确定有解情况下, 可使用束径的线度限制为拟合条件而定出透镜后象距, 省去反复调整运算。

表 3 部 分 管 道 计 算 结 果

	70°(TOF)	60°	50°	20°(Q-3D)
M_1 磁场	1.0506	1.0506	1.0506	1.0506
Q_1Q_2	0.1325 -0.2109	0.0906 -0.1632	0.0437 -0.1064	-0.1976 0.1764
M_2 磁场	2.0154	1.6602	1.3428	0.5076
Q_3Q_4	0.2534 -0.2092	0.2139 -0.1880	0.1930 -0.1780	0.1776 -0.1740
Q_5Q_6	-0.1257 0.1279	-0.1494 0.1549	-0.1850 0.2015	-0.2316 0.2504
M_2 后象距	0.5507	1.1333	2.500	5.444
M_2 焦长	0.473	0.696	1.061	7.462
靶点束流 发射度				
x, cm	0.270	0.088	0.104	0.061
θ, mrad	5.796	6.061	14.625	10.018
y, cm	0.274	0.253	0.208	0.434
γ, mrad	3.484	4.188	6.049	7.784

(6) 在多种光学设计方案中要以能否适于实际操作调整为依据。如把 $x-y$ 两方向的交越点分开虽利于拟合, 但管道按装上需把两个方向的限缝仪放在一起, 所以这种拟合方案是不能采用的。又如在较长漂移距离下可考虑点-平行-点聚焦方案, 但这种光学结构实际调

整较难,且聚焦处于临界状态,故最好不用。除非特殊情况,一般总是采用透镜-交越-透镜的传统光学程式。

本文计算结果如表3所列。本工作于1980年5月在美国麻省理工学院完成。感谢H. A. Enge教授与S. B. Kowalski的帮助。

参 考 文 献

- [1] H. A. Enge, Focusing of Charged Particles, Vol. 2, Ch. 4.2, p. 218, Academic Press, 1967.
- [2] K. Brown et al., SLAC-75, SLAC-91.

(编辑部收到日期:1981年3月5日)

DF-VI-(1) 堆 中 心 小 样 品 反 应 性 系 数 实 验 研 究

叶长源 閻鳳文 林生活 金以嘉

一、引 言

反应堆中心小样品反应性系数是一个重要的物理参数,它可用以校核材料的平均多群截面的准确性,评价核数据,并为反应堆的安全运行提供有用的知识,诸如堆芯引入任何一种新的材料引起的反应性效应的估价,或者堆芯成份有所变化可能引起的反应性变化等。因此,堆中心不同样品的反应性系数的测量,就成了绝大多数快堆实验的常规测量^[1-10]。自从1946年在Los-Alamos实验室建立了第一个快装置以来,一直有人从事这方面的研究工作^[11]。

1966年在Argonne实验室召开了快堆临界实验物理会,研究实验测量和理论计算之间的矛盾^[12,13]。这个矛盾在中心反应性系数方面至今仍然存在^[14,15]。

我们在DF-VI-(1)快零功率堆上,对六种小样品中心反应性系数进行了初步的测量,同时给出这些样品的一阶微扰少群扩散计算结果。

二、测量方法与结果

实验测量是在DF-VI-(1)堆上进行的,用周期法测量反应性,使用人们熟知的倒时公式:

$$\rho = \frac{l}{kT} + \sum_{i=1}^N \frac{r_i \beta_i}{1 + \lambda_i T} \quad (1)$$

式中 r_i 为考虑到缓发中子和瞬发中子产生裂变相对效率的差别而引入的因子。通常这一差别可不予考虑。

关于DF-VI-(1)装置的详细情形见文献[16]。实验样品放置在堆物理中心处,其径向和轴向的布置见图1。当实验样品为四块时,则在中心放置一块,其余三块放置在距离中心元件最近的对称的三根元件管的中心处。