



·粒子束及加速器技术·

粒子束团状态对测量束流发射度及能量的影响*

安超凡^{1,2}, 谢修瑾¹, 蒲越虎^{3,4}

(1. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 上海艾普强粒子设备有限公司, 上海 201800; 4. 中国科学院上海高等研究院, 上海 201210)

摘要: 为了验证国产质子注入器的参数是否满足需求, 注入器团队设计了束流测量系统用于测量国产质子直线注入器束流的流强、发射度、能量以及能散等关键指标。此测量系统包含了采用变聚焦法测量发散度、采用分析磁铁测量束流能量和能散的主要功能。利用束流输运线设计软件 Tracewin(版本 2.11.4.1) 进行了系统束线的物理设计, 对束测系统测量质子束流的发散度和能量的精度进行了模拟计算。由于经过 RFQ-(APF)DTL 加速后的粒子束团为“拖尾”的非理想粒子束团, 需要针对非理想束团对束测系统测量发射度和能量产生的影响进行分析。通过对模拟计算结果的分析, 发现相对于测量理想粒子束团的结果非理想粒子束团对束测系统测量发射度精度影响较大; 非理想粒子束团对束测系统测量能量精度影响较小。

关键词: 质子直线注入器; 理想粒子束团; 非理想粒子束团; 发射度测量; 能量测量

中图分类号: TL506

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB202133.210302

Effects of bunch state on measurement of beam emittance and energy

An Chaofan^{1,2}, Xie Xiucui¹, Pu Yuehu^{3,4}

(1. Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. Shanghai ATRACTON Particle Equipment Co, Ltd, Shanghai 201800, China;

4. Shanghai Institute of Advanced Studies, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201210, China)

Abstract: To verify whether the parameters of the domestic proton injector meet the requirements, a beam diagnostic system was designed to measure the current, emittance, energy and energy spread of the domestic proton linear injector beam. This beam diagnostic system has the main functions of measuring the emittance by variable focus method and measuring beam energy and energy spread by analyzing magnet. The beam transport line design software Tracewin (version 2.11.4.1) was used to design the physical system beam line, and the accuracy of the beam diagnostic system to measure the emittance and energy of the proton beam was simulated and calculated. Since the beam accelerated by RFQ-(APF)DTL is a “trailing” non-ideal bunch, it is necessary to analyze the influence of the non-ideal bunch on the emittance and energy measurement of the beam diagnostic system. The analysis of the simulation calculation results shows that compared with the ideal bunch, the non-ideal bunch has greater impact on emittance measurement accuracy and smaller impact on energy measurement accuracy of the beam diagnostic system.

Key words: proton linear injector; ideal particle bunch; non-ideal particle bunch; emittance measurement; energy measurement

质子治疗作为新型放疗手段, 相对于光子治疗具有布拉格峰的优势, 在赋予肿瘤靶区充分剂量的同时, 可以减少周围健康组织的剂量, 从而提高患者术后的生活质量。基于质子治疗的深度剂量分布特性, 在过去几十年中质子治疗被广泛应用于肿瘤治疗^[1]。为了加快质子治疗加速器产业的进程, 中国科学院上海应用物理研究所多年来致力于质子加速器技术以及质子放疗的基础科学和关键技术的研究。自 2016 年起中国科学院上海应用物理研究

* 收稿日期: 2021-07-20; 修订日期: 2021-10-20

基金项目: 国家重点研发计划项目(2016YFC0105408)

联系方式: 安超凡, anchaofan@sinap.ac.cn。

通信作者: 谢修瑾, xiexiucui@sinap.ac.cn。

所、上海艾普强粒子设备有限公司与上海市瑞金医院合作,在上海市瑞金北院建设了首台国产质子治疗装置——上海先进质子治疗示范装置^[2-3]。此质子治疗示范装置主要由注入器、输运线、同步加速环以及两个固定支架治疗室和两个旋转支架治疗室组成^[4]。这台装置选用同步加速器作为主体加速设备,需要采用直线注入器将能量预加速到 7 MeV 后注入到同步加速器^[5]。出于对项目进度的考虑,上海先进质子治疗示范装置采用了日立公司的 PL-7i 质子直线加速器作为注入器。为了确保产品供应链的多样性和可靠性,上海艾普强粒子设备有限公司,中国科学院上海应用物理研究所以及上海高等研究院在科技部研发计划的资助下开始了国产质子直线注入器的研制,研制的注入器采用 RFQ-(APF)DTL 结构。

根据同步加速器的注入参数的需求,采用 RFQ-(APF)DTL 结构的质子直线注入器输出的束流要达到一定标准。注入器项目团队为了验证国产质子直线注入器 RFQ-(APF)DTL 关键指标,设计了一套集测量流强、发射度、能量、能散一体化的束流测量系统。

利用 Tracewin 软件进行束线的物理设计及模拟计算。通过 APF 加速时,当选择的同步相位越接近 $\pm 90^\circ$ 时,中心粒子前侧和后侧的受力越不对称,由正弦高频相位引起的非线性越强烈^[6]。国产质子注入器 APF 设计的同步相位为 $\pm 76.5^\circ$,将有效传输效率作为优化目标,总的传输效率作为次要目标^[7],所以经过此 APF 加速后的粒子束团为有长长的“尾巴”非理想粒子束团,与理想粒子束团有一定的差别。在模拟过程中,通过相图观察到了此粒子束团的“尾巴”。本文针对“拖尾”粒子束团和理想粒子束团这两种状态对束流系统测量发射度和能量精度的影响进行了探究。采取限制相位和能散的方式得到理想粒子束团作为“拖尾”粒子束团的对照状态,计算两种状态下测量发射度和能量的结果。通过限制各粒子相位和同步相位差的方法,得到相位差与动能、模拟测得发射度的关系从而推断“尾巴”的长度,探究“尾巴”对测量发射度精度的影响。

1 束流测量系统测量原理

注入器团队设计的束流测量系统为了测量国产质子直线注入器的流强、发射度、能量和能散,分别采用了交变电流变压器 (ACCT) 测量束流流强^[8],变聚焦法测量束流发射度,分析磁铁法测量束流能量的手段。本文主要针对非理想粒子束团和理想粒子束团对测量束流发射度和能量精度的影响进行讨论。

1.1 变聚焦法测量束流发射度的原理^[9-10]

在束流传输线上任选两点 A 和 B , A 和 B 之间设置一个四极磁铁。 A 到 B 的传输矩阵 M , A 点处的束流特性矩阵为 σ_A , 则根据束流传输理论, B 点处的特性矩阵可表示为

$$\sigma_B = M\sigma_A M^T \quad (1)$$

式中: $\sigma_B = \begin{pmatrix} \sigma_{B(11)} & \sigma_{B(12)} \\ \sigma_{B(21)} & \sigma_{B(22)} \end{pmatrix}$, $\sigma_A = \begin{pmatrix} \sigma_{A(11)} & \sigma_{A(12)} \\ \sigma_{A(21)} & \sigma_{A(22)} \end{pmatrix}$, $M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}$, M^T 为 M 的转置矩阵。

如果 B 点处束流剖面半宽(束流半包络)为 r_p , 则由式 (1) 可得到

$$r_p^2 = m_{11}^2 \sigma_{A(11)} + 2m_{11}m_{12} \sigma_{A(12)} + m_{12}^2 \sigma_{A(22)} \quad (2)$$

由式 (2) 可以看出,若改变四极磁铁梯度三次,产生三个不同的传输矩阵,对应 B 点处有三个不同的剖面半宽,组成方程组。若能测知 B 点处的束流剖面半宽和 A 到 B 之间的传输矩阵,从此方程组中即可得到 $\sigma_{A(11)}$, $\sigma_{A(12)}$, $\sigma_{A(22)}$, 根据以下公式可计算发射度^[11]

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\sigma_{A(11)}\sigma_{A(22)} - \sigma_{A(12)}^2} \quad (3)$$

在实际测量中, A 到 B 之间的传输矩阵可以获得。 B 点处的束流剖面半宽可通过设置在 B 点处的荧光靶测量。

本设计中,变聚焦法测量发射度的系统由 3 块四极磁铁和 1 个荧光靶组成。3 块四极磁铁组成 1 个四极磁铁系统,此处的 3 块四极磁铁有两个作用:(1)用作变聚焦法测量发射度;(2)通过聚焦和散焦组合的方式改变束流包络形状,使束流可以顺利通过束流测量系统,传输过程中束流损失更小。在变聚焦测量发射度过程中,只需要改变其中 1 块四极磁铁的磁铁梯度即等效于改变组合磁铁系统的磁铁梯度。

在本设计中将 A 点设置在束流测量系统的入口处, B 点设置在荧光靶处。此时,传输矩阵 M 为从束流测量系统入口处到荧光靶处的传输矩阵。

1.2 分析磁铁法测量束流能量的原理

分析磁铁法的测量束流能量的基本原理如图 1 所示^[12]。由于洛伦兹力的存在,导致从注入器引出的质子束流

沿垂直磁场的方向进入二极磁铁时其运动轨迹会发生偏转，束流能量和二极磁铁的磁感应强度决定了偏转半径的大小，从而可以跟据二极磁铁磁感应强度和质子束流的偏转半径计算得出束流能量。

质子束在通过二极磁铁时发生偏转，偏转半径 R 与磁场 B 的关系为

$$Bqv = mv^2/R \quad (4)$$

式中： B 为磁感应强度， v 为质子的运动速度， q 为质子的电荷量， R 为偏转半径， m 为质子的质量。

根据相对论效应，质子能量与动量关系为

$$E^2 = m_0^2c^4 + p^2c^2 \quad (5)$$

式中： E 为质子束能量， m_0 为质子的静止质量， c 为光速， p 为质子的动量。

综合式 (4), (5), 可以得到能量 E 与磁场 B 的关系为

$$E = \sqrt{(BqRc)^2 + m_0^2c^4} \quad (6)$$

从式 (6) 中可以看出，二极磁铁的磁感应强度、质子束流的偏转半径与束流能量的关系。

由于质子束团的动量分散，质子束通过二极磁铁后会因为色散效应而展宽。先用狭缝 1 对质子束进行准直，质子束经过磁场的偏转后，由于色散特性，不同能量的质子束将在不同位置通过狭缝 2。在确定偏转半径 R 的过程中，可以通过沿 X 方向平行移动狭缝 2 让不同位置的束流依次通过狭缝 2，利用法拉第杯接收通过狭缝 2 的束流，得到流强分布。将接收到的最大流强处的狭缝 2 的位置确定为束流的中心位置，得到偏转半径，从而计算出束流能量^[13]。

为了简化系统，考虑物距 l 与像距 l' 相等，物距为从狭缝 1 到分析磁铁入口处的距离，像距为分析磁铁出口到狭缝 2 处的距离。为了简化系统 l 和 l' 都设置为图 1 中 L ，利用漂移空间以及均匀磁场的传输矩阵进行计算^[14]，可以得到质子位置的表达式为

$$\delta x = L \tan \theta \quad (7)$$

式中： δx 是像平面上质子与标准能量质子的位置偏离， L 为狭缝 2 移动平面到分析磁铁出口的垂直距离， θ 为分析磁铁出射束流与垂直方向的夹角。

能谱宽度的表达式为^[15]

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\max} = \pm \frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{|x| + b/2}{2R} \quad (8)$$

式中： b 是准直狭缝宽度； γ 是相对论因子； $|x|$ 是质子在像平面相对于标准能量质子的位置偏离的最大值； J 点为狭缝 2 接收到标准能量的位置， J 点与 x 方向一致。

束流的能散度计算，能散度可表示为^[16]

$$\delta \epsilon = \frac{\Delta \epsilon_{1/2}}{\epsilon_0} \quad (9)$$

式中： $\Delta \epsilon_{1/2}$ 为质子束流强随能量的分布曲线中，流强为最大值一半处的能量宽度，即半高宽 FWHM，称为能量分散；为流强峰值所对应的能量。

2 束流测量系统的物理结构设计

根 K.Yamamoto 等^[17] 的研究，结合瑞金北院项目的实际运行结果，此束流测量系统集成测量束流流强、发射度、能量以及能散一体化的功能。此束流测量系统由 ACCT、3 块四极磁铁、荧光靶、狭缝、分析磁铁以及法拉第杯组成。从注入器输出的束流先经过 ACCT 测量束流的流强，通过 3 块四极磁铁及荧光靶测量束流的发射度，通过狭缝和分析磁铁测量束流的能量，最后用法拉第杯测量束流的流强分布并且接收通过束流测量系统的质子束。此束流测量系统针对国产质子直线注入器的参数设计，更适用于国产质子直线注入器束流的测量。结构设计如

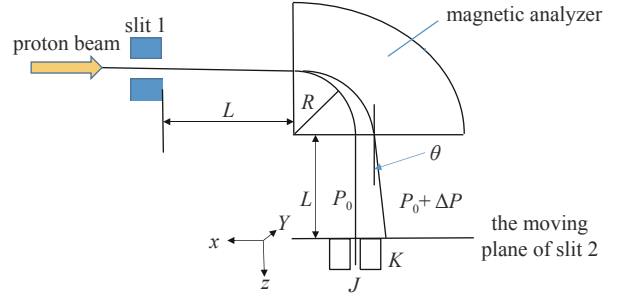


Fig. 1 Schematic diagram of the beam energy measurement system
图 1 束流能量测量系统的示意图

图 2 所示。

3 束线设计及模拟

此束流测量系统采用 Tracewin 软件进行束线设计及模拟。由于课题项目和加工过程时间紧凑,在注入器设计完成进行加工的阶段进行束流测量系统的物理设计,所使用的束团参数为注入器设计模拟所得束团。束流测量系统物理设计中采用的四极磁铁为首台国产质子治疗装置 Gantry 中使用的四极磁铁的参数。3 块四极磁铁均为有效长度 200 mm,孔径 70 mm,每块磁铁均独立供电。分析磁铁选用有效偏转半径为 833.4 mm,磁场强度设置为 0.459 T,磁铁偏角设定为 55°,孔径为 30 mm 的二极磁铁。

将质子注入器输出束流参数输入 Tracewin 软件中进行束流测量系统的束线设计并且进行模拟研究。模拟得到注入器输出束流的结果如图 3 所示。图 3(a)为从注入器输入束流测量系统的粒子相图。图 3(b)为束流通过整

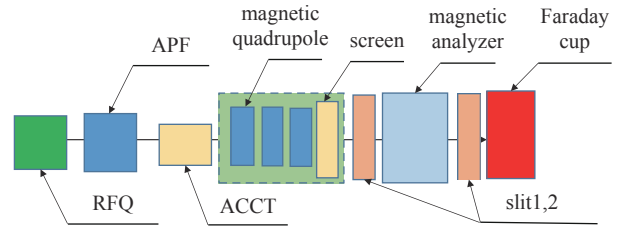
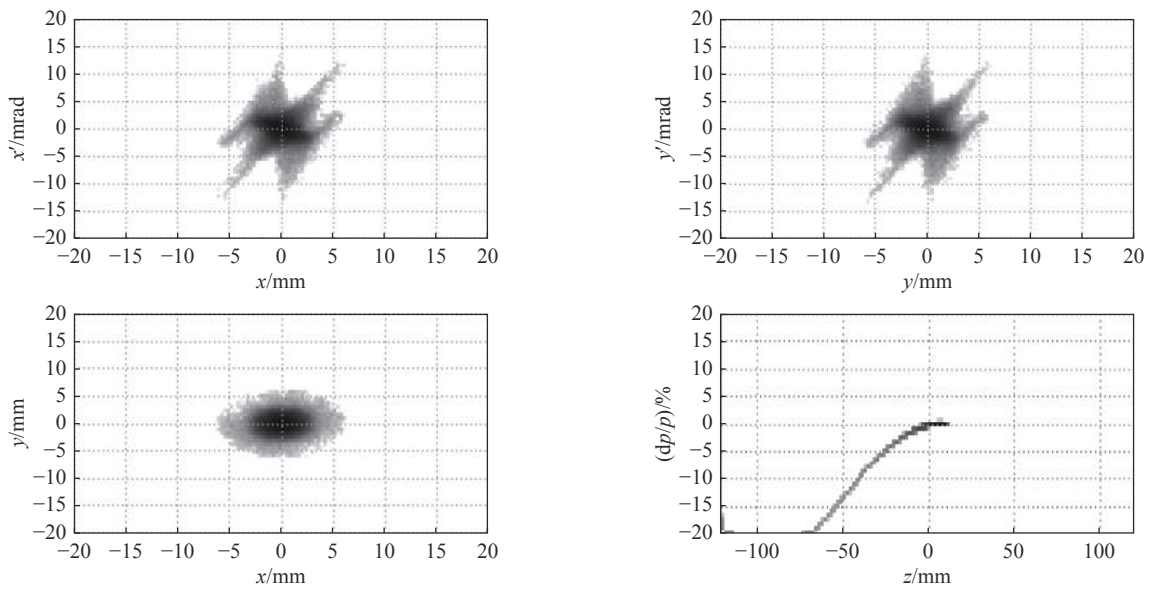
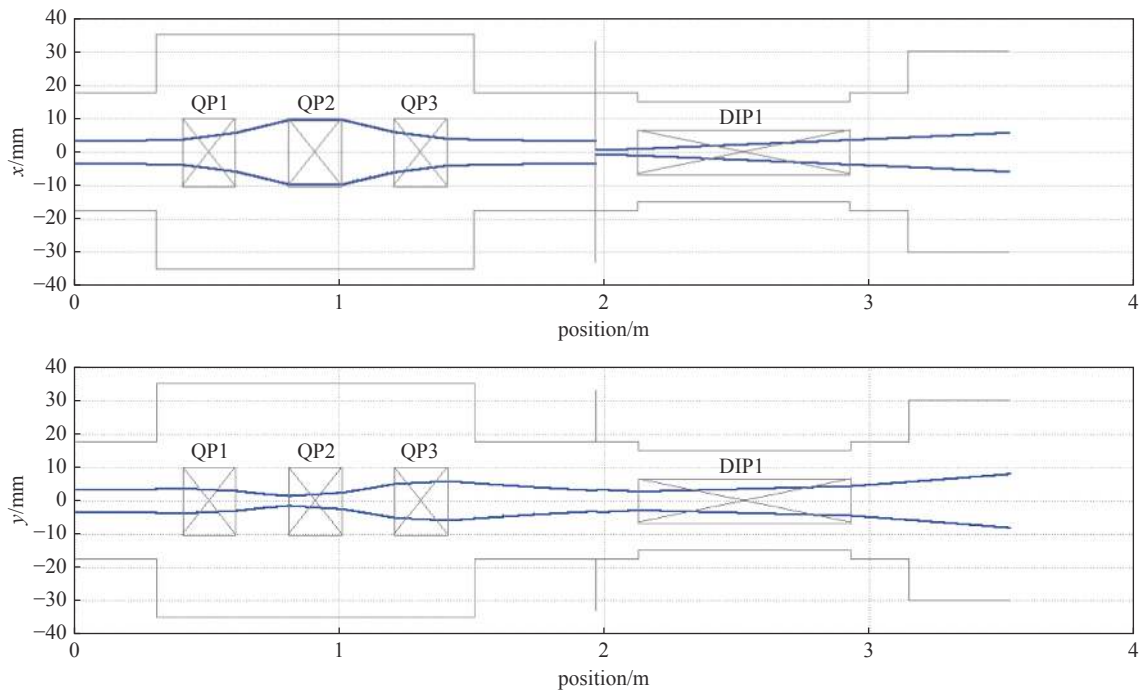


Fig. 2 The beam measurement system design structure diagram

图 2 束流测量系统设计结构框图



(a) phase diagram of the particles entering the entrance of the beam diagnostic system



(b) envelope diagram of the beam passing through the entire beam diagnostic system

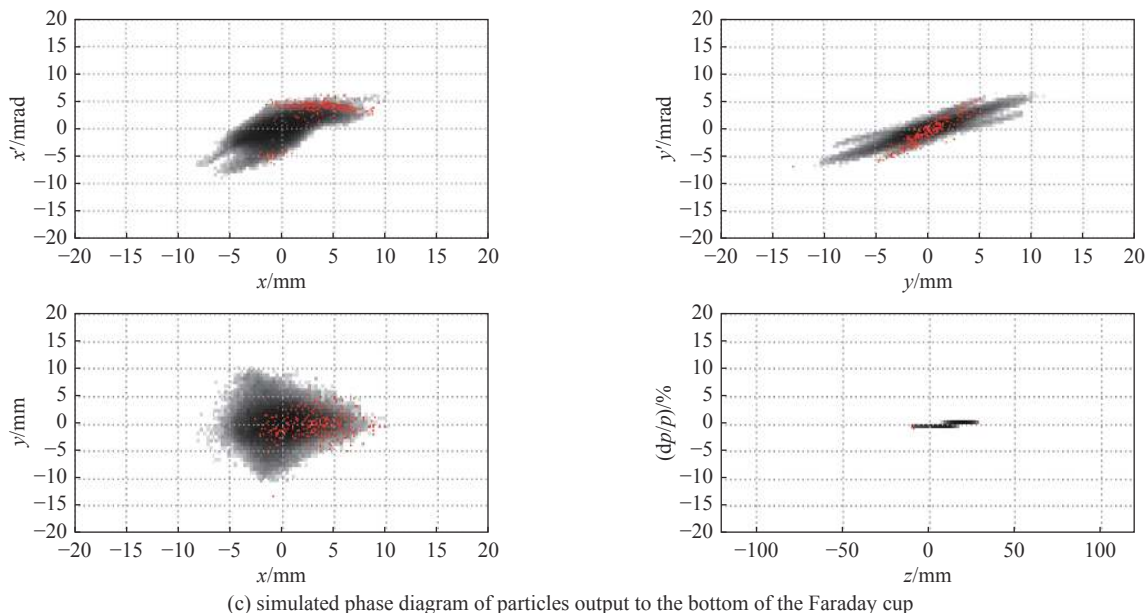


Fig. 3 The results of simulated measurement of the APF output beam

图3 模拟测量 APF 输出束流的结果图

个束流测量系统的包络图,此时的3块四极磁铁的磁场梯度分别为 $-5.6, 6.6, -5.5$ T/m。开始的0 m处为束流测量系统入口处,最后的3.53 m处为法拉第杯底部。图3(c)为模拟得到的输出到法拉第杯底部的粒子相图。图3(a)对应图3(b)中0 m处,图3(c)对应图3(b)中3.53 m处。在图3(a)和(c)的第四幅图中 dp/p 均为动量分散。

从图3(b)中可以基本看出整个束流测量系统的完整布局。束流包络线与除狭缝外各部分组件的孔径内壁线具有足够的余量,即使真空管管壁厚度为几 mm,束流包络仍在管壁以内,从而推断出束流几乎无损失,束流可以顺利通过此束流测量系统,因此可以用此束流测量系统来测量质子注入器束流的流强、发射度、能量以及能散。

4 束流测量系统的精度

从图3(a)的粒子相图中可以看到,粒子的纵向运动 Z 方向带有“尾巴”。在 APF 设计过程中利用速度快、在环上求解闭合解时有明显优势的方法,此方法没有实际粒子,只有统计上的粒子分布和结构参数。利用装配矩阵式(1)对 Twiss 参数进行传递,其有3个步骤:(1)传输中心粒子,(2)根据中心粒子的相对论速度和洛伦兹因子,得到每一个 gap 的装配矩阵;(3)利用装配矩阵进行逐级传递。所以在模拟过程中采用与设计注入器时比较接近的粒子束团作为理想粒子束团^[6]。通过限制“拖尾”粒子束团的能散在 $\pm 5\%$,相位在 $\pm 60^\circ$ 范围以内的粒子束团作为理想粒子束团。理想粒子束团和“拖尾”的粒子束团的初始束团参数,如表1所示其中: α_x, β_x 为 x 方向的 Twiss 参数; α_y, β_y 为 y 方向的 Twiss 参数; α_z, β_z 为 z 方向的 Twiss 参数; $x-x', y-y'$ 为 x 和 y 方向的归一化发射度。

表1 理想粒子束团和非理想粒子束团的初始参数

Table 1 Initial parameters of ideal and non-ideal bunch

particle bunch	α_x	$\beta_x/(\text{mm}/(\pi \cdot \text{mrad}))$	α_y	$\beta_y/(\text{mm}/(\pi \cdot \text{mrad}))$	α_z	$\beta_z/(\text{mm}/(\pi \cdot \text{mrad}))$	$x-x'/(\text{mm}/(\pi \cdot \text{mrad}))$	$y-y'/(\text{mm}/(\pi \cdot \text{mrad}))$	E_K/MeV
ideal bunch	0.115	0.785	0.121	0.760	-1.861	2.781	0.314	0.315	6.98
non-ideal bunch	0.020	0.640	0.027	0.617	-3.308	1.697	0.376	0.377	6.79

将理想粒子束团和“拖尾”的粒子束团分别进行模拟,得到两者的结果后进行比较,从而探究“拖尾”的非理想粒子束团对束流测量系统精度的影响。

采取最小二乘法对多次改变第3块四极磁铁的梯度得到的荧光靶处的剖面半宽和对应传输矩阵的数据进行处理,得到了入口处束流的发射度;根据分析磁铁法模拟测量能量,利用法拉第杯与狭缝组成的流强分布测量装置,根据模拟所得结果计算分析磁铁法测量束流能量的精度。以下列出模拟测量发射度及能量的结果及对应的精度。

4.1 模拟变聚焦法测量束流发射度的结果及精度

从变聚焦法测量发射度的测量原理中可知,只需要改变四极磁铁梯度3次,即可从方程组中计算出发射度。

但是为了减少测量误差,可多次改变四极磁铁的梯度进行测量,最后经过最小二乘法处理数据以得到发射度^[18]。

令 $W = m_{11}/m_{12}$, 则公式 (2) 简化为

$$(r_p/m_{12})^2 = \sigma_{A(11)}W^2 + 2\sigma_{A(12)}W + \sigma_{A(22)} \quad (10)$$

式中: m_{11}, m_{12} 可由 Tracewin 软件直接得到; r_p^2 对应荧光靶截面处的束流状态矩阵中的 $\sigma_{B(11)}$, 也可通过 Tracewin 软件直接得到。

本文通过多次改变第 3 块四极磁铁的磁场梯度进行发射度测量, 分别模拟测量了理想粒子束团和“拖尾”的粒子束团的发射度。记录第 3 块磁铁的磁场梯度变化及对应的荧光靶截面的 $\sigma_{B(11)}$, 得到两者的关系如图 4 所示。采用最小二乘法的处理数据, 为了使得误差计算结果更加可靠尽量选取多个数据进行计算, 利用多点拟合, 根据许珊珊等^[19]的研究拟合点数宜为 10~15 个。在模拟发射度测量过程中对理想束团和“拖尾”粒子束团采取对应相同的 13 个梯度进行模拟。

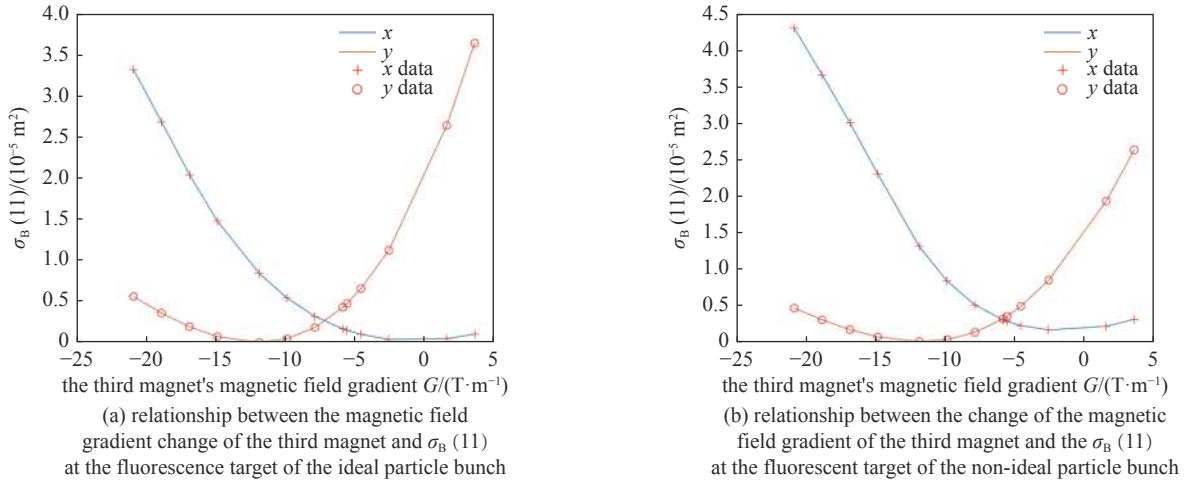


Fig. 4 Relationship between the magnetic field gradient of the third magnet and the position of the screen $\sigma_{B(11)}$

图 4 第 3 块磁铁磁场梯度变化与荧光靶处 $\sigma_{B(11)}$ 的关系

根据式 (10) 编写最小二乘法误差计算代码, 利用最小二乘法处理数据后得到理想粒子束团和“拖尾”的粒子束团在入口处的发射度。将理想粒子束团和“拖尾”的粒子束团的初始粒子参数输入到 Tracewin 软件中, 软件自动计算得到入口处的发射度。将两者进行相对误差计算, 确定变聚焦法测量束流发射度的精度, 结果如表 2 所示。

表 2 两种方式得到的入口处发射度的结果及其相对误差

Table 2 The results of the emittance at the entrance obtained by the two methods and their relative errors

name	emittance of ideal bunch (normalized RMS)/($\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$)		emittance of non-ideal bunch (normalized RMS)/($\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$)	
	x	y	x	y
direction				
emittance at entrance obtained by the least square method	0.302	0.302	0.821	0.433
calculated input emittance of the software	0.288	0.302	0.376	0.377
relative error/%	4.64	0	118.35	14.85

根据表 2 中的结果可以看出“拖尾”粒子束团的“尾巴”对束流发射度的测量的影响很大, 为了后续能够更好的操控束团降低“尾巴”对束流测量的影响。采取了限制各粒子相位和同步相位差值的方法来探究“尾巴”的长度、“尾巴”对动能的影响以及“尾巴”对发射度测量精度的影响。

通过改变限制同步相位 j_0 和各粒子相位 j 采集其对应束团的动能数据, 得到 j_0-j 和束团动能的关系, 如图 5 所示。从图 5 中可以看出, j_0-j 越小越接近 7 MeV, 在 j_0-j 为 500° 之前, 束团动能随 j_0-j 的增大逐渐减小, 在 j_0-j 为 1080° 时动能减小到与不加限制的“拖尾”束团相同的动能 6.7880021 MeV。此后动能不改变, 由此初步断定 1080° 以外的离散粒子对束团动能不再影响, 至于“尾巴”长度的判定还不能确定。

采取改变限制 j_0-j 在 1080° 之后的相位, 观察 X 方向 $\sigma_{B(11)}$ 的尺寸变化, 设置第 3 块四极磁铁的磁场梯度为 3.6 T/m, 增加 j_0-j 直到 X 方向的 $\sigma_{B(11)}$ 尺寸不再变化, 得到 $\sigma_{B(11)}$ 和 j_0-j 之间的关系, 如图 6 所示。可以看出, $\sigma_{B(11)}$ 在 j_0-j

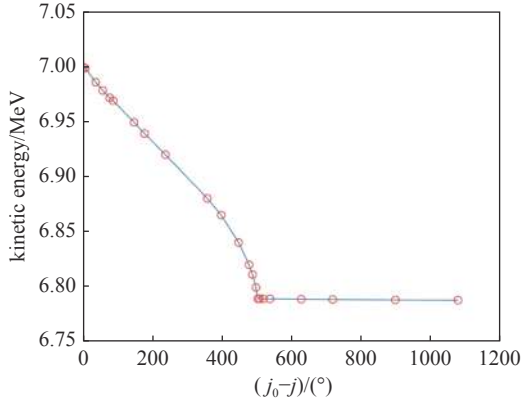


Fig. 5 The relation between j_0-j and kinetic energy

图 5 j_0-j 和束团动能之间的关系

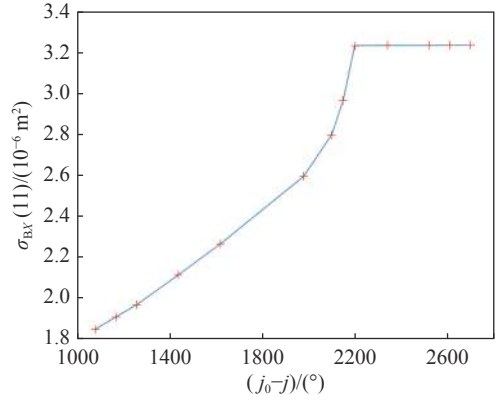


Fig. 6 The relation between j_0-j and $\sigma_{BX(11)}$

图 6 j_0-j 和 $\sigma_{BX(11)}$ 的关系

2200° 以后基本不变。结合“尾巴”对动能和 $\sigma_{BX(11)}$ 的影响，推断出“尾巴”的长度可达 j_0-j 为 2200° 处。

对 j_0-j 在 1080° 后的部分进行分析，从 1080° 逐渐增加 j_0-j 直到 2340°，设置相同的梯度和相同的传输矩阵，改变 j_0-j ，得到 $\sigma_{B(11)}$ 和 j_0-j 的关系。利用最小二乘法对各相位限制后所得数据进行拟合，得到 j_0-j 变化对 X 和 Y 发射度测量精度的影响结果，如表 3。可以看出，当 j_0-j 达成 2340° 时 X 方向拟合后的发射度接近表 2 中“拖尾”粒子束团拟合后发射度，由此可推断“尾巴”长度可到 j_0-j 为 2340° 处。

表 3 改变相位差后模拟测量发射度所得结果

Table 3 Simulated emittance measurement results after changing phase difference

$j_0-j/(\circ)$	initial beam emittance (normalized RMS)/($\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$)		fitting the emittance of beam (normalized RMS)/($\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$)		relative error/%		
	direction	x	y	x	y	x	y
1080		0.376	0.377	0.337	0.357	10.37	5.3
1260		0.376	0.377	0.363	0.364	3.46	3.45
1440		0.376	0.377	0.402	0.370	6.91	1.86
1620		0.376	0.377	0.457	0.376	21.54	0.27
1800		0.376	0.377	0.515	0.383	36.97	1.59
2160		0.376	0.377	0.774	0.410	105.85	3.3
2340		0.376	0.377	0.819	0.432	117.82	14.59

将 j_0-j 在 1080° 到 2340° 之间的离散粒子看作不改变束团动能的“尾巴”，计算出“尾巴”对 X 方向测量发射度的相对误差在 107.45%，对 Y 方向测量发射度的相对误差在 9.28%。

4.2 模拟分析磁铁法测量束流能量结果

根据公式 (6) 将所用二极磁铁的参数代入计算，将束流偏转半径设置为 833.4 mm，磁场强度设置为 0.459 T，计算得出标准动能 $E = 6.994$ MeV，即狭缝 2 中心位置对应的束流能为 6.994 MeV。

根据 Tracewin 软件模拟得到的理想粒子束团 $|x| = 8.296$ mm 代入式 (8) 得出能谱宽度为 $(\Delta E/E)_{\max} = \pm 1\%$ 。“拖尾”的粒子束团输出截面 $|x| = 24.499$ mm 代入式 (8) 得出能谱宽度为 $(\Delta E/E)_{\max} = \pm 3\%$

通过 Tracewin 软件限制狭缝 2 全宽度为 0.5 mm，沿 x 方向移动狭缝 2 位置模拟法拉第杯接收流强，得到流强分布利用高斯曲线进行拟合，结果如图 7 所示。

图 7 中实心点为“拖尾”粒子束团的流强分布结果，利用高斯拟合曲线拟合实心点结果得到图 7 中左边高斯曲线。空心点为理想粒子束团的流强分布结果，利用高斯拟合曲线拟

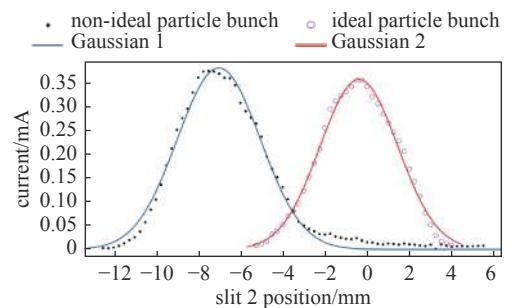


Fig. 7 Tracewin simulated beam current distribution using the Faraday cup

图 7 Tracewin 软件模拟法拉第杯得到流强分布结果

合空心点结果得到图7中右边高斯曲线。通过流强分布结果模拟计算得出分析磁铁法测量束流能量的精度以及束流的能散、能散度,结果如表4所示。

表 4 模拟分析磁铁法测量束流能量部分的结果

Table 4 Simulation results of beam energy measured by analyzing magnet

particle bunch	the highest point where the current through slit2 deviates from point J/mm	energy spread/MeV	degree of energy spread/%	relative error with standard energy /%
ideal bunch	-0.375	0.07444	1.2	0.09
non-ideal bunch	-7.5	0.0796	1.15	1.77

结合图7和表4中通过狭缝2的“拖尾”的粒子束团相对于理想粒子束团流强的高斯分布整体偏离标准束流能量中心点(即为图7中坐标0点处)更多。两种状态的粒子束团能散、能散度几乎一致。利用分析磁铁法测得的两种状态下粒子束团能量的相对误差都小于2%。由此推断出,“拖尾”粒子束团的“尾巴”对此束流测量系统测量能量的精度影响很小。

5 结 论

根据模拟变聚焦法测量束流发射度的结果可以看出:(1)理想粒子束团的发射度小于“拖尾”的非理想粒子束团的发射度;(2)模拟测量理想粒子束团的发射度得到的相对误差小于测量带“拖尾”的粒子束团的发射度的相对误差;(3)“尾巴”在 j_0-j 为 1080° 到 2340° 之间时,不改变粒子束团的动能,此“尾巴”对 X 方向测量发射度的相对误差在107.45%,对 Y 方向测量发射度的相对误差在9.28%。

根据分析磁铁法模拟束流能量的结果中可以看到:(1)“拖尾”的粒子束团相对于理想粒子束团的流强的高斯分布整体有更大的偏离;(2)模拟得到的理想粒子束团相对于“拖尾”的粒子束团的动能更大;(3)模拟得到理想粒子束团能量的相对误差小于带“尾巴”的粒子束团动能的相对误差;(4)模拟得到理想粒子束团和“拖尾”的粒子束团两者的能散和能散度的结果几乎一致。

由变聚焦法测量束流发射度和分析磁铁法测量束流能量的结果可以看出,束流测量系统测量理想粒子束团和“拖尾”的粒子束团的精度存在一定的差异,“拖尾”的粒子束团所带有的这个“尾巴”造成模拟得到的入口处束流发射度偏大,模拟得到的束流的动能偏低,但是几乎不改变束流的能散。由于这个“尾巴”的存在,使得束流测量系统测量发射度和能量的精度相对于理想粒子束团更低。

参 考 文 献:

- [1] Han Rongcheng, Li Yongjiang, Pu Yuehu. Collection efficiency of a monitor parallel plate ionization chamber for pencil beam scanning proton therapy[J]. Nuclear Science and Techniques, 2020, 31(13): 3-12.
- [2] Fang Shouxian, Guan Xialing, Tang Jingyu, et al. ATPF – a dedicated proton therapy facility[J]. Chinese Physics C, 2010, 34(3): 383-388.
- [3] 乔舰, 谢修理, 李德明, 等. APTR 质子同步加速器 RFQ 直线注入器的优化设计[J]. 强激光与粒子束, 2020, 32:(064004). (Qiao Jian, Xie Xiucui, Li Deming, et al. Optimized design of RFQ linear injector of APTR proton synchrotron[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2020, 32:(064004))
- [4] 汤启升, 王志山, 李雪军. 上海质子治疗装置同步环真空布局及真空室设计[J]. 原子能科学技术, 2015, 49(S2): 529-532. (Tang Qisheng, Wang Zhishan, Li Xuejun. Synchronous ring vacuum layout and vacuum chamber design of Shanghai proton therapy device[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2015, 49(S2): 529-532)
- [5] 段雪非, 张满洲, 李浩虎. 上海质子治疗装置束流运输系统物理设计[J]. 核技术, 2011, 34(5): 381-385. (Duan Xuefei, Zhang Manzhou, Li Haohu. Physical design of beam transport system of Shanghai proton therapy device[J]. Nuclear Techniques, 2011, 34(5): 381-385)
- [6] 姜培勇. APF IH-DTL注入器的研究与设计[D]. 兰州: 中国科学院近代物理研究所, 2015: 55-56 (Jiang Peiyong. Research and design of APF IH-DTL Injector [D]. Lanzhou: Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, 2015: 55-56)
- [7] Xie Xiucui, Pu Yuehu, Yang Fan, et al. Design of a 7-MeV APF DTL with robust considerations[J]. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A, 2018, 908: 49-59.
- [8] Kwon H J, Cho Y S, Kim H S, et al. Beam current and energy measurement of the PEPF 20MeV accelerator[J]. Researchgate, 2007, 56: 4129-4131.
- [9] Weng W T, Cheng I H, Smith GA, et al. The multiwire secondary emission monitor and the emittance measurement of the AGS beam[J]. IEEE Trans on Nucl Sci, 1983, 30(40): 2331-2333.
- [10] Aune B, Corveller P, Jablonka M, et al. A device for electron GUN emittance measurement[J]. IEEE Trans on Nucl Sci, 1985, 32(5): 1896-1898.
- [11] 赵籍九, 尹兆升. 粒子加速器技术[M]. 北京: 高等教育出版, 2006: 365 (Zhao Jijiu, Yin Zhaosheng. Particle Accelerator Technology[M]. Beijing: Higher Education Press, 2006: 365)
- [12] 邓建军, 何国荣, 丁伯南, 等. 强流脉冲电子束能谱测量技术研究[J]. 强激光与粒子束, 1993, 5(3): 353-358. (Deng Jianjun, He Guorong, Ding Bonan, et al.

- Research on energy spectrum measurement technology of high current pulsed electron beam[J]. High Power Laser and Particle Beams, 1993, 5(3): 353-358)
- [13] 冉朝晖. 兰州高能电子成像实验平台束流发射度测量及成像实验研究[D]. 兰州: 中国科学院近代物理研究所, 2020: 27 (Ran Zhaohui. Lanzhou high-energy electronic imaging experimental platform beam emittance measurement and imaging experimental research[D]. Lanzhou: Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, 2020: 27)
- [14] 杨国君, 李成刚, 张卓, 等. 用于LIA强流脉冲电子束能谱测量的磁分析器设计[J]. 信息与电子工程, 2010, 8(1): 101-104. (Yang Guojun, Li Chenggang, Zhang Zhuo, et al. Design of magnetic analyzer for LIA high current pulsed electron beam energy spectrum measurement[J]. Information and Electronic Engineering, 2010, 8(1): 101-104)
- [15] 邓建军, 陈思富, 李劲, 等. 2 MeV注入器脉冲电子束时间分辨能谱诊断研究[J]. 强激光与粒子, 2003, 15(7): 705-707. (Deng Jianjun, Chen Sifu, Li Jing, et al. 2 MeV injector pulsed electron beam time-resolved energy spectrum diagnosis research[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(7): 705-707)
- [16] 陈佳洱. 加速器物理基础[M]. 北京: 北京大学出版社, 2016: 15 (Chen Jiaer. Accelerator physics foundation. Beijing: Peking University Press, 2016: 15)
- [17] Yamamoto K, Tanaka H, Harada H. Experimental verification of an APF linac for a proton therapy facility[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2011, 269: 2875-2878.
- [18] 赵红卫, 沈志清, 魏宝文. 梯度法对HIRFL束流发射度的测量[J]. 原子能科学技术, 1994, 28(1): 50-55. (Zhao Hongwei, Shen Zhiqing, Wei Baowen. Measurement of HIRFL beam emittance by gradient method[J]. Atomic Energy Science and Technology, 1994, 28(1): 50-55)
- [19] 许珊珊, 叶恺容, 陈永忠. SSRF直线加速器束流发射度测量[J]. 核技术, 2008, 31(3): 174-177. (Xu Shanshan, Ye Kairong, Chen Yongzhong. Beam emittance measurement of SSRF linear accelerator[J]. Nuclear Techniques, 2008, 31(3): 174-177)