

e, π 试验束和初级束线分叉延长

The Test Beam of e/ π and The Branch Line of Electron Beam

—— 技术设计报告

物理一室 试验束组

2001/2/9

I. 引言

北京正负电子对撞机 (BEPC)，由电子直线加速器、正负电子储存环和北京谱仪组成。正常运行时，电子直线工作 1 小时向储存环提供束流，等待约 3 小时。一个附设的装置—试验束装置，就是基于充分利用这段空闲的时间和直线加速器的束流，达到可提供多种用途的束流试验站。利用直线加速器全能量的电子束团，打不同的靶，产生一定能量分布的 e^- 、 π^- 、 p^- ，通过不同角度上的窗口选择，磁场偏转，真空传输，探测器测量，即可以选择得到确定粒子类型、动量、空间位置的单粒子试验束。

目前，BES 改进已启动，各子探测器的 R & D 相继投入工作，对试验束的要求是急迫的，可以说试验束的建立是 BES 改进的配套工程。对于能量器和高时间分辨率的探测器研究，用试验束来测试是必需的。从近目标说是配合 BES 改进，而远目标是建立起国内在 1.55GeV 电子直线加速上的第一个粒子试验束站，它可以扩展国内高能物理探测器研究的能力和与国外合作研究的势力。

寄生在 BEPC 上现有的试验束装置始建于 1985 年，具有 19 米长的初级束线和一些简单的次级粒子束设备。经过早些年的初步试验，积累一些经验和得到初步试验结果。同时认识到，因条件所限、设备不足、粒子本底大，很难达到一个稳定的单粒子输出状态。后期的工作只开展了强束团的辐照实验。目前，国内尽管大小加速器不少，但没有一台能提供单粒子试验束。主要原因，无论从窄脉冲展宽还是打靶以后的粒子收集、选择，都需要一定的投入，而目前起动的高能所试验束装置将充分利用一定规模的现有初级束条件，以及 7 块从 DESY 退役的主磁铁。新的设计方案，首先是延长电子束输运，在 10 号厅形成多个打靶站点，适用于不同的实验要求。在共用靶区里，有次级粒子产生靶和强流慢正电子产生靶，高能电子束与靶介质相互作用产生次级粒子。在实验室系由固定产生角上引出这些粒子。粒子束经过 2 块四极磁铁，2 块能量分析磁铁，将这些粒子有效运输至离靶区更远的位置，这样可以大大降低本底。基于此方案，采用较低的投入扩充设备，完成试验束的建造和调试，提供探测器的性能试验用束。根据目前直线加速器的参数，试验束单粒子计数率为几个赫兹，在将来的 BEPC II 成功改进后，试验束单粒子计数率将获得提高。

II. 总体

BEPC 电子直线加速器末端的试验束始建于 1984 年^[1]，目前除已有 19 米长的全能量电子束线外，还有七块 DESY 的大功率磁铁和 10 号厅 360 m²可扩展利用空间（原面积 540 m²）。根据目前应用发展需要和已有基础，对 10 号厅电子束线进行改造和扩充，并建立可应用于高能探测器性能测试的试验束。

试验束课题启动阶段，在加速器中心和所工厂的协助下，对 DESY 磁铁进行了检修和主要参数测量，证明了这些磁铁能满足试验束应用。试验束的总体安排根据目前的应用课题（探测器试验束，慢正电子强束流）要求和应用发展来考虑，主要分为：初级电子束分叉延长线；共用靶区和剩余束流 DUMP 区；次级试验束线。

因为探测器试验束和慢正电子强束流线打靶都要求一定的初级束流强，所以，引入 10 号厅的初级束流要分时使用。另外，原打靶区狭窄，需要把初级电子束分

叉，在两条电子束线上分别打靶。从结构和面积上考虑，电子线分叉从原束线的 Q_4 上游开始，插入 2 块偏转磁铁使电子束偏转 18.6 度，经 3 块 Q 铁聚焦后，送到次级束产生靶。原电子束线提供慢正电子强束流打靶。从总体布局上考虑，2 个打靶站共用一个靶区。慢正电子强束流靶站和引出，以及剩余束流 DUMP 的考虑，在技术上与核分析实验室正电子组进行了多次讨论，达成一致意见，具体见附录 1。

原初级电子线的分叉延长线从偏转磁铁 B_3 开始，延长 8 米，电子束出口设在共用靶区，次级试验束在 15.4 度产生角引出。剩余束流在离开靶 20 米的地方停止在 DUMP 里。为了减少剩余束流散射，需要较空旷的束流飞行区间。并且考虑了可应用发展的预留空间。这个考虑的另一个理由是为了安排与北京大学合作的 2000 年度国家自然科学基金项目^[2]：《高能正电子在周期弯曲晶体沟道内的辐射实验研究》。该项目已获得批准，高能所将得到 12 万元的国家自然科学基金支持。具体实施安排正在磋商中。

降低实验区的辐射和各种散射本底是试验束的关键技术之一，为此必需做详细的模拟计算和仔细的屏蔽结构设计。由于 10 号厅的原屏蔽结构要做彻底改动，屏蔽砌块材料也要增加 1 倍多，工作量较大，还有结构的安全设计等。因此，必需请所里来协调完成。在这个报告里我们提出结构的平面设计。

参考：

[1] 周永参 郑林生编,《北京正负电子对撞机试验束研制报告》,中科院高能物理研究所,1999.4 北京

[2] 姚淑德, 国家自然科学基金申请书,《高能正电子在周期弯曲晶体沟道内的辐射实验研究》2000.3

第一部分 e、 π 试验束流

1.1 e、 π 试验束物理设计

目标：由来自 LINAC 的束流打靶产生用于高能探测器试验的 e、 π 束流。

较早（1995 年）的时候，参考日本 KEK TRISTAN ACCUMULATION RING 上内靶引出方案^[1]，曾提出在 BEPC 环上建立为探测器应用的试验束（单脉冲正负电子束）方案设想，加速器方面也有可行性报告^[2]。1996 年也曾提出过在 10 号厅建立单电子束线^[3]。由于种种原因，这些方案没有再进一步研究实施。根据 BES 探测器改进要求和目前的设备条件，必需进行电子束线改造扩充，建立起可应用于高能探测器的试验束。该报告是在以前 2 个报告^{[4][5]}的基础上，做进一步的扩充设计。

这里的物理设计主要是：说明 e、 π 的产生机制以及 π 产额的估计；靶选择与本底方面的考虑；试验束线与动量选择等。有关单粒子控制和测量将在第四章详细介绍。

1.1.1 e、 π 的产生和 π 产额的估计

来自电子直线加速器的束流引入 10 号厅后打固定靶，产生次级粒子(e, π , μ , p ……)。从多大的产生角引出这些粒子？不同的应用有不同的选择。我们选择从 15 度左右的固定产生角引出，主要考虑是：靠近前向角更容易获得高动量粒子；有较高的 π 产生截面；提高粒子产额的同时，可降低入射电子流强，从而降低本底；避开前向角的剩余电子。

(1) 电子

高能电子穿过介质时，它们与介质中的电子碰撞而损失能量。这部分能量传递给介质电子，引起介质的激发和电离。因此，它们将产生大量的低能电子从作用介质（或靶）中射出。另一方面，高能电子穿过介质时，它们中的部分与介质中的原子核发生电磁相互作用的碰撞，因而有入射电子的单次和多次的碰撞散射（库仑散射）。高能电子在介质原子核场中要辐射 γ 光子（韧致辐射）；光子和介质作用；电子—光子簇射等。这些相互作用产生了一、二代电子和更多的次级电子。库仑散射以及光子—电子散射在我们感性趣的角度（10-20 度）上几乎可以忽略¹，大部分

¹[注 1]^[6]：介质中一个原子核使入射粒子由库仑散射到角度 θ 、立体角 $d\Omega$ 的微分截面如下（即 Rutherford 公式）

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{ze^2}{pv} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

式中 p 、 ze 、 v 分别是入射粒子的动量、电荷和速度， Z 是介质原子的原子序数。这是单次散射情况。从式中看到在前向角微分截面很大。因此电子穿过厚靶时，在较大出射角是由多次小角度累加而成。

多次散射偏转角分布函数近似为高斯分布，投影在平面上的分布为^[8]：

$$g(\theta_{\text{平面}}) d\theta_{\text{平面}} \cong \frac{1}{\sqrt{\pi}\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta_{\text{平面}}^2}{\theta_0^2}\right) d\theta_{\text{平面}}, \quad \theta_0 = \frac{20\text{MeV}/c}{p\beta} z \sqrt{\frac{L}{x_0}} \left[1 + \frac{1}{9} \log_{10} \frac{L}{x_0} \right]$$

的次级电子是通过电子—光子簇射产生。下面将给出电子—光子簇射的一些主要参数。

电子—光子簇射：高能电子和光子（电子在介质原子核场中辐射的 γ 光子，即韧致辐射）在介质中发生电子—光子簇射。文献[7]给出了厚靶（ $t \geq 0.01$ ）的 γ 光子和代电子产额的计算公式和数值结果，如表 I、II。另外，韧致辐射的第一代光子谱，如图 2^[6]。

表 I. 一代和二代电子产额相对 E/E_0 的数值^[7].

E/E_0	$E_0 \times I_e^{(1)}$	$E_0 \times I_e^{(2)}$	$E_0 \times I_e^{(1)}$	$E_0 \times I_e^{(2)}$	$E_0 \times I_e^{(1)}$	$E_0 \times I_e^{(2)}$	$E_0 \times I_e^{(1)}$	$E_0 \times I_e^{(2)}$
	$t=0.2$		$t=0.4$		$t=0.6$		$t=0.8$	
0.50	03863	0.0288	0.7128	0.0849	0.9243	0.1424	1.0106	0.1902
0.55	0.4306	0.0231	0.7638	0.0666	0.9520	0.1094	1.0006	0.1434
0.60	0.4832	0.0184	0.8219	0.0518	0.9824	0.0833	0.9902	0.1071
0.65	0.5475	0.0144	0.8900	0.0397	1.0165	0.0625	0.9790	0.0786
0.70	0.6289	0.0112	0.9719	0.0299	1.0556	0.0458	0.9668	0.0562
0.75	0.7362	0.0084	1.0745	0.0217	1.1020	0.0324	0.9530	0.0388
0.80	0.8870	0.0060	1.2097	0.0151	1.1594	0.0217	0.9370	0.0252
0.85	1.1191	0.0040	1.4026	0.0097	1.2353	0.0134	0.9175	0.0150
0.90	1.5379	0.0024	1.7171	0.0053	1.3472	0.0070	0.8913	0.0075
0.95	2.6072	0.0010	2.4026	0.0020	1.5558	0.0025	0.8496	0.0025

表 II. 二代与一代光子强度比率^[7]

k/E_0	$t=0.2$	$t=0.4$	$t=0.6$	$t=0.8$	$t=1.0$	$t=1.2$	$t=1.4$	$t=1.6$	$t=1.8$
0.50	0.002	0.007	0.015	0.023	0.032	0.041	0.050	0.059	0.069
0.55	0.002	0.006	0.011	0.017	0.024	0.031	0.038	0.045	0.053
0.60	0.001	0.004	0.008	0.013	0.018	0.023	0.029	0.034	0.040
0.65	0.001	0.003	0.006	0.009	0.013	0.017	0.021	0.025	0.029
0.70	0.001	0.002	0.004	0.007	0.009	0.012	0.015	0.018	0.021
0.75	0.000	0.001	0.003	0.004	0.006	0.008	0.010	0.012	0.014
0.80	0.000	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.009
0.85	0.000	0.000	0.001	0.001	0.002	0.003	0.003	0.004	0.005
0.90	0.000	0.000	0.000	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002	0.002

θ_0 单位为弧度， p 、 β 、 z 是入射粒子的动量（MeV/c）、速度和电荷， L/x_0 是厚度。在高斯近似中有 $\theta_0 = \sqrt{2} \theta_{\text{平面}}^{\text{rms}}$ 。例如，动量为 1.33 GeV 的电子穿过 0.287 x_0 的厚度的铜靶后，多次散射角的均方根值 $\theta_0 = 0.007$ 弧度 (0.43 度)。这个近似计算说明，在较大散射角上将没有（或极少）库仑散射电子。

高能光子和介质作用：主要过程有光子—电子散射和产生电子对。 γ 光子和自由电子间的弹性散射（康普顿散射），电子向前散射时获得的最大能量是： $E_{e, \text{Max}} = 2E_\gamma^2 (m_e c^2 + 2E_\gamma)^{-1}$ 。电子对产生的截面为^[8]

$$\frac{d\sigma(E, E')}{dE'} = \frac{4}{E} Z^2 \alpha r_e^2 f(v) \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

从能谱上看，当光子能量小于 100 兆电子伏，能谱的形状接近平台分布，即各种能量的正电子几率相同。另外，正负电子对中任一个的发射方向对入射光子方向的平均夹角近似为 $\theta \cong m_e c^2 E^{-1}$ 。因此，在电子对产生中，对于不太厚的靶，在较高产生角上，较高能量的正负电子将较少。

根据以上数值,例如靶厚选择 $t = 0.287-0.585$,在次级电子中主要是第一代电子。在高能段电子产额相对较大。在中间较大能区范围内,各能量的电子产额大致相等。而大部分的低能电子主要来自入射电子引起靶原子的激发和电离,以及电子簇射等。

总的来说,在较高能段次级电子主要来自电子-光子簇射。当靶厚 $t \leq 0.6$,在较高产生角上(10-20度),我们可获得较干净和较高能量的次级电子束。如果需要较低能量($\sim 100\text{MeV}$)的电子,必须选用相对厚的和较重的靶材料。但是本底的问题将更突出。

为了获得高能电子打靶产生的正负电子能谱,将通过模拟计算给出。

(2) π 介子

高能电子进入靶物质时的 γ 光子辐射,是光生次级粒子必要条件。从图 2 光子谱知道,最大的辐射光子能量 k 也接近入射电子的能量。这些高能光子与靶核子(N)相互作用产生次级强子(π 、 κ 、 p 、 n ...),即所谓的光生。如果 $E_0 = 1.33\text{GeV}$ 的电子束打靶,第一代光子能谱宽度从低能端一直延伸并接近入射电子能量。在 $0.3X_0$ 靶厚情况下,低能量光子(133MeV)到高能光子(1300MeV)的产额比例为 2.3:1。这个能区中光生 π 的 2 个主要反应是核子上的直接光生和重子共振态衰变,如:



它们的光生阈能分别为 148MeV 和 345MeV ^{[注]²}。由此而来产生大量的正负 π 介子和核子。在这个能区中还有一些截面较小的光生 $\pi\pi$ 、 κ 、 Λ 等粒子。它们各自的光生阈能,见光生强子阈能示意图,如图 3。在我们的应用中,这些粒子都是本底。尤其是双 π 产生,将降低用于探测器刻度的单粒子计数率。

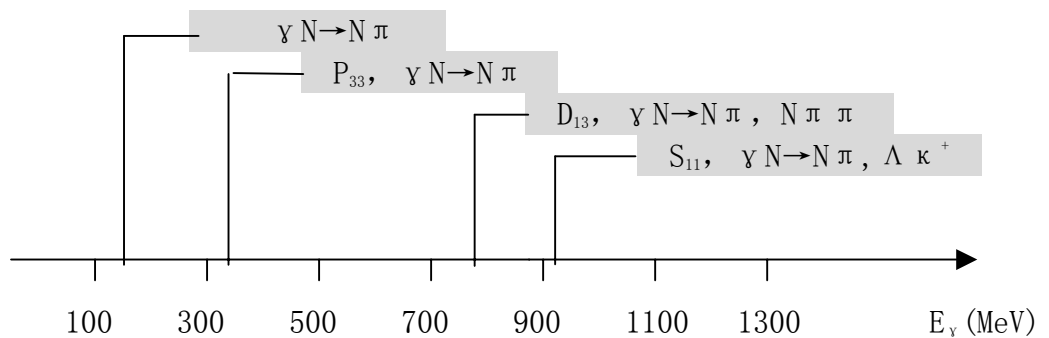


图 3 光生强子阈能示意图

² 例如光生 π^- 反应,分别在 s、u、t 道是: $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$; $\gamma p \rightarrow \pi^- p$; $\gamma n \rightarrow \pi^- p$. 根据反应阈值条件^[8] $k > [(2m+m_i)^2 - m_i^2]/2m_i$

当不考虑轻子对时,可改写为 (m_f : 末态粒子质量; m_i : 初态粒子质量; k : 光子能量)

$$k > (m_f^2 - m_i^2)/2m_i \quad (3)$$

根据(3)式计算(1)、(2)式的光生阈能分别为 148MeV 和 345MeV 。进一步计算 $\gamma p \rightarrow \Lambda K^+$ 的光生阈能为 917MeV 。

从图 4^[9]中看到, 光生 π 的截面在 300 兆电子伏 (E_γ) 附近最大, 主要贡献如前面所说, 是核子上的直接光生和核子共振态 $\Delta(1232)$ 衰变。

因为我们使用 1.33GeV 高能电子打靶, 产生 π 介子, 这里有光生 (实光子过程) 还有虚光子产生。文献[7]也给出了使用电子束产生 π 粒子的产额计算公式和虚光子产生的估计: $Y_{\text{virtual}}/Y_{\text{real}} = 7t_{\text{eq}}/9(t_{\text{eq}} \sim 0.017)$ ^[11], 该估计表明虚光子所占份额很少。为了简化计算, 直接利用文章[10]中介绍的产生 π 介子的截面测量值, 和产额的近似计算公式^[11]来估计 π 介子的产额。

π 介子的截面测量值: $d^2\sigma/d\Omega dp = 2 \text{ and } 0.6 \mu b \text{ (sr} \cdot \text{MeV/c)}^{-1}$.
(铜靶, 产生角 28.4 度, 平均 $E_\gamma=570\text{MeV}$, $P_\pi = 500\text{MeV/c}$)

近似计算公式: $Y_\pi = I_e N \cdot (d^2\sigma/d\Omega dp) \cdot \Delta p \cdot \Delta \Omega \cdot D_{\pi \rightarrow \mu}$,

(I_e : 入射电子束流强, N : 靶核子数, Δp : 动量宽度, $\Delta \Omega$: 接收立体角, $D_{\pi \rightarrow \mu}$: 飞行衰变因子)。

作为保守估计, 微分截面取 $d^2\sigma/d\Omega dp = 0.6$ 微巴, 由微分截面角分布^[9], 并在 28.4 度归一化, 计算 π 粒子在固定产生角 15.4 度处的微分截面值:

$(d^2\sigma/d\Omega dp)_{15.4 \text{ 度}, p=500\text{MeV}} \sim 1$ 微巴

根据已知条件^{3[注 3]} 计算得到: $Y_\pi \cong 1.6$ 个/每脉冲

图 4 光生 π 介子的截面^[9]

如果采用相同辐射长度 (0.287X₀, 5.4 cm, $N=6.12 \times 10^{23}$) 的碳靶计算得到

³ [注 3]: 入射电子流强 400 毫安每脉冲 (脉冲宽度 2.5ns): $I_e = 6.24 \times 10^9$; 靶核子数 (0.287X₀, 4.1 毫米铜靶):

$N = 3.4 \times 10^{22}$; 动量宽度: $\Delta p = 25$ 兆电子伏; 接受立体角: $\Delta \Omega = \pi R^2/r^2 = \pi (3.5/250)^2 = 0.6 \times 10^{-3}$ 弧度;

飞行衰变因子: $D_{\pi \rightarrow \mu} = \exp(-L/L_d) = \exp(-18/28) \cong 0.526$;

$Y_\pi = 6.24 \times 10^9 \times 3.4 \times 10^{22} \times 10^{-30} \times 25 \times 0.6 \times 10^{-3} \times 0.526 \cong 1.6$ 。

$$Y_{\pi} \cong 30 \text{ 个/每脉冲}$$

同样, 我们可利用该方法估计更多不同的靶材料和不同靶厚的 π 产额。

参考电子束打靶产生的次级 π 介子能谱^[12], 如图 5。估计不同能段的 π 介子强度, 如表 III。

表 III 不同能量段的平均 π 介子强度 (铜靶和碳靶)

入射电子束参数	靶材料	π^{\pm} 介子强度/每脉冲; (能量区间)
能量 : $E_0 = 1.33\text{GeV}$ 脉冲流强: $I_0 = 400$ 毫安 脉冲宽度: $\tau_0 = 2.5$ 纳秒	铜	1/pulse (<250MeV)
	(0.287r. l.)	1.6/pulse (250MeV-750MeV)
	4.1mm	0.5/pulse (>750MeV)
	碳 (0.287r. l.)	18/pulse (< 250MeV)
	5.5cm	30/pulse (250MeV-750MeV)
		9/pulse (>750MeV)

以上计算是按光生来考虑的, 是一个保守的估计。在电子加速器上利用电子束直接打靶产生次级粒子, 即所谓的直接电生作用, 呼声仍然有, 但没有看到数据支持。作为一个物理问题, 或是一个物理测量课题, 在一定误差范围内, 有兴趣可以一试。

作为一种估计, 如果直线加速器脉冲加宽到 2 微秒, 脉冲流强 25 毫安, 每脉冲 π 产额可增加到 0.45×10^4 (0.86X₀ 碳靶)。脉冲频率 50 赫兹将有产额: $Y_{\pi} = 2 \times 10^5 \pi / \text{s}$ 。

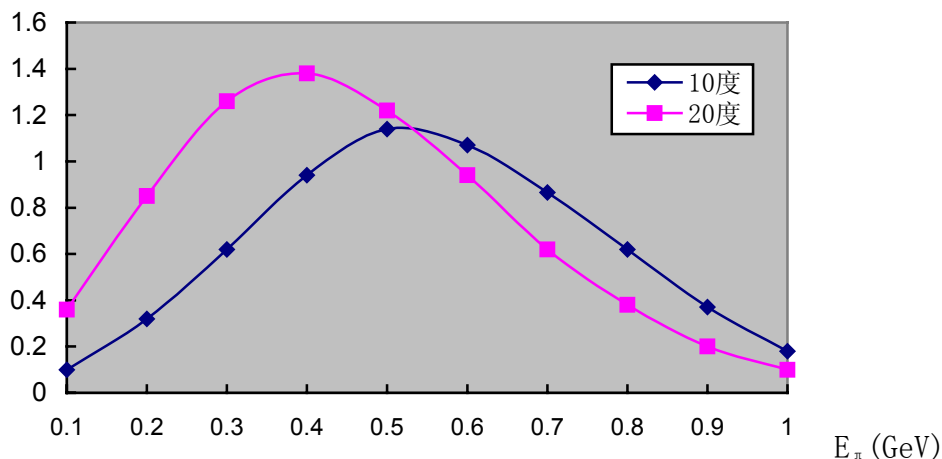


图 5 1. 2GeV 电子束打 Be 靶 (靶厚 1.0r. l.) 产生的次级 π^+ 介子能谱 (郑林生提供)

1.1.2 靶选择与本底

靶的选择 (靶材料、靶厚度) 至关重要。不同的次级粒子需要不同的产生靶。以上计算表明, 相同辐射长度的铜靶与碳靶, 碳靶 π 产额要高, 近 20 倍。所以, 在需要高产额 π 的情况下, 选择低 Z 靶材料是合适的^[6]。从本底方面考虑, 不同的产生靶, 带来不同的测量本底。不论是单能电子还是 π 介子, 剩余电子的污染都是非常严重的。电子污染的主要来源有:

○ 靶上的电子散射、簇射和光生;

○ 空间散射；

○ π^0 衰变 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow e^+ e^+ e^- e^- \dots$)。

由 π^0 到 2γ 衰变产生的电子本底，在 200 兆电子伏以上降低非常快，所以在 200 兆电子伏以上 π 粒子中 2γ 衰变产生的电子本底很低。对于电子散射和簇射我们做了认真的分析和估计。因为利用电子束打靶产生次级粒子，要排除所有的电子本底是不实际的，在次级粒子中存在很强的电子谱。为了避免次级电子的爆发有 2 个途径：避开前向角附近的散射，并使用较薄的靶抑制多级散射电子的角向发展；使用高 Z 材料靶，吸收慢化高能电子。高能电子分量，即电子束打靶产生的第一代电子分量估计式^[7]如

$$\left[I_{\gamma}^{(1)}(t, k) \right]_{approx} = \frac{1}{k} \frac{(1 - k/E_0)^{(4/3)t} - e^{-(7/9)t}}{\left[(7/9) + \frac{4}{3} \ln(1 - k/E_0) \right]}.$$

第一代电子分量与靶厚的关系，由数值计算结果^[7]作图，如图 6。

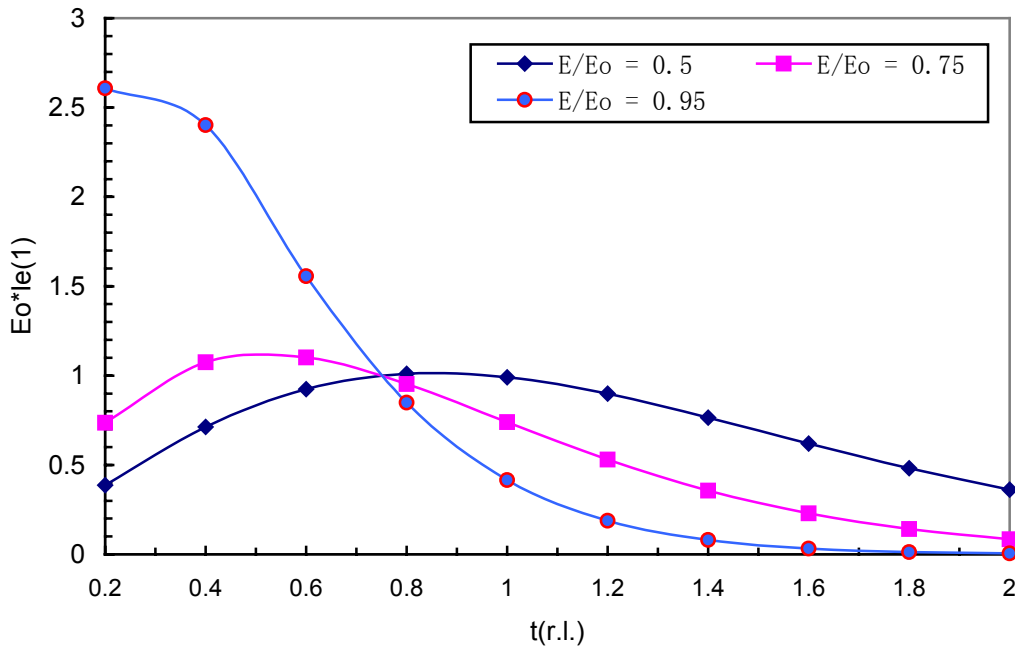


图 6 第一代电子产额与靶厚的关系

另外，作为对高能电子分量的一种方便的估计，有：

当，靶厚 $t \leq 0.75X_0$ ，有 $I_e^{(1)}(t, E_0) = \infty$ ，或当， $t > 0.75X_0$ ，有 $I_e^{(1)}(t, E_0) = 0$

以上是一个定性判断，在实际应用中，根据不同粒子和不同能量的要求来选择靶。例如，选择较高能量的单能电子，较薄的靶是合适的；选择较低能量的单能 π 介子，应选择较厚的低 Z 材料靶。当次级粒子束应用于探测器刻度时，需要不同能量和种类的单能粒子。因此，不同厚度和不同材料的产生靶应在探测器刻度实验过程中方便变换。有关自动转换靶的设计将在后面详细说明。

另外，降低各种散射造成的测量本底，一个有效途径是加强屏蔽。有关本底的模拟计算和屏蔽的考虑将在以后章节做详细说明。

1.1.3 试验束线与动量选分

从产生靶上引出试验束流到探测器的实验点，需要一个有效的束流输运系统。合适的束流斑点大小和能量（或动量）分辨率，是如何选择这一系统的出发点。根据应用要求，希望 $\Delta P/P \leq \pm 2.5\%$ 。另外，现有的安装场地，已有设备的利用等，都必需统筹考虑。这条试验束将从靶上 15 度的产生角（水平方向前向角）引出，这样不仅避免前向剩余的电子污染，也能够获得较高的次级粒子产额。束线上采用 2 级磁分析磁铁，它相对于单级磁分析具有更高的动量分辨能力。双透镜聚焦结构，使用 2 块 Q 铁在 XY 方向对束流聚焦。2 块 D 铁将束流偏转 28.6 度。靶到束流塞的距离 10 米，并安装真空管道。到实验点的距离 18 米，这一段束流的中心轨道上安装一些粒子探测器，不配备真空管道。具体结构如图 7

为了满足正负电荷粒子的引出要求，这条试验束线上的磁铁供电电源应具有万分之 5 的稳定性和电源极性转换功能。在试验束线的设计方面我们参考了 KEK 12GeV PS 加速器上 T1 试验束，T1 试验束线结构和参数见图 8。有关试验束线和动量分析方法见附录 2。

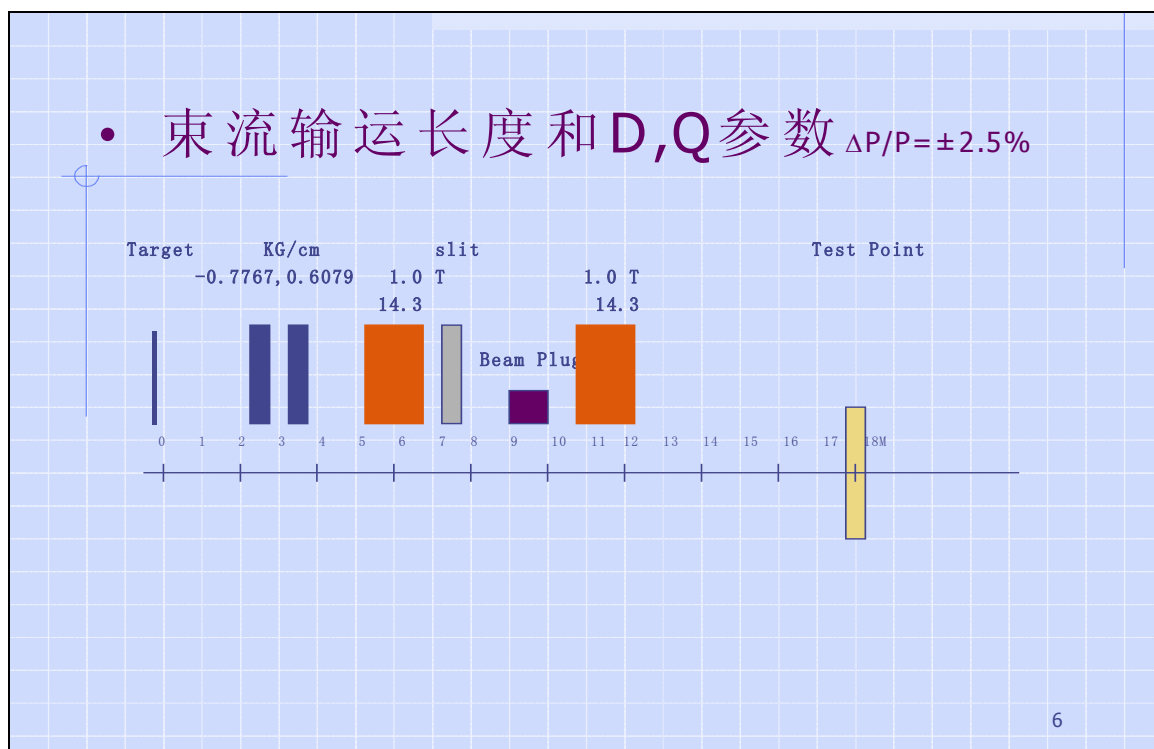


图 7 试验束结构示意图

图 8 KEK T1 试验束线结构^[13]

参考

- [1] K. OGAWA, K. HAYASHI, et al., INTERNAL TARGET BEAM LINES FOR ELECTRON/POSITRON IN TRISTAN ACCUMULATION RING, KEK Internal 85-2 May 1985.
- [2] C. Zhang, Technical Memorandum, IHEP-KEK/IT/ME-01, august 1996.
- [3] 张良生, 《国家自然科学基金申请书》, 1997. 2.
- [4] 李家才, 《高能所试验束的发展与应用》, 内部报告 1999.12.12.

- [5] 李家才,《试验束次级束流和初级束分叉延长》,内部报告 2001.01.08.
- [6] 唐孝威 主编,《粒子物理实验方法》,高等教育出版社,1982. 2.
- [7] Y. S. Tsai and Van Whitis, Phys. Rev. vol.149 No.4(1966) 1248-1257.
- [8] Yung-Su Tsai, Rev. of Mod. Phys. Vol. 46,No.4 Oct.1974, 815-851.
- [9] T. Fujii et al.,Nucl. Phys. B120(1977) 395-422.
- [10] 韩 纓 阮同泽, 高能物理与核物理, Vol.8, No.3(1981)267-271.
- [11] T.A. SHIBATA, T.KOBAYASHI, et al., Nucl. Instr. & Meth. 179(1981) 67-76.
- [12] 郑林生提供.
- [13] 李 金提供.

1.2 模拟计算

1.2.1 电子散射能谱

从 BEPC 直线加速器引出的电子束（或正电子束）打一个固定的产生靶，从靶上得到次级粒子（光子/正负电子/正负 π ，以及质子等），通过狭缝，磁铁和探测装置在固定的产生角上引出次级粒子束。所谓次级单电子束，指在待测探测器的分辨时间间隔内，一次接受到一个次级电子，以便测定探测器对于单个电子的响应特性。为此，我们利用蒙特卡罗模拟程序，计算了电子散射的微分截面和能谱。在模拟计算过程中，我们着重讨论如下几种主要的有关相互作用。

(1) 多次小角度弹性散射：

电子或正电子与物质的分子或原子发生多次小角度弹性散射，然后穿出物质，其出射角 θ 的分布近似为高斯型，对于一维的情况，其分布的均方根值为

$$\theta_{\text{平面}}^{\text{rms}} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right],$$

实际出射角 θ 是二维的高斯分布，其分布的均方根值为 $\theta_0 = \sqrt{2} \times \theta_{\text{平面}}^{\text{rms}}$ 。

(2) 单次大角度弹性散射：

电子或正电子与原电子核或核子发生一次大角度弹性散射。如果把核或核子看成点粒子，基本的散射公式就是卢瑟福公式。但是核子或原子核是有一定的体积和形状的，这就必须引入‘形状因子’，通常是在莫特公式的基础上加以必要的修正。电子或正电子发生一次性大角度弹性散射后的动量为

$$P_1 = \frac{E_0 M}{E_0 + M - P_0 \cos \theta},$$

这里 M 是靶粒子的质量，它可以是指上述核子或原子核，也可以是原子核内的某个核子集团； E_0 、 P_0 为入射粒子的能量和动量。

(3) 强子过程：包括非弹性散射和深度非弹性散射。

非弹性散射：电子或正电子通过韧致辐射发出光子，高能光子又可能与核子发生作用（或者是电子或正电子通过虚光子传递它与核子的相互作用）形成共振态，如 Δ Δ (1232)， N (1400) 等。形成的共振态又很快衰变成 π （光生 π ）与核子，而电子或正电子本身受到反冲。

除此之外，电子或正电子在物质中还有正负电子淹没，韧致辐射，康普顿散射， δ 电子产生，粒子在飞行中衰变，带电粒子的电离与辐射能损， μ 子与核的相互作用，光子转变成电子对，光电效应，瑞利散射和裂变过程等等相互作用。

GEANT 是国际上通用的模拟粒子通过物质（探测器）时相互作用的程序。我们采用已在高能所计算机上移植了的 3.21 版本，并且计入了上述所有可能的相互作用，而能量切割采用了缺省值。

图 1 为五千万个 1.33 GeV 电子打半径 1 毫米厚 4.1 毫米的铜靶 ($0.41/1.43 = 0.287$ 辐射长度)，得到出射的角度 θ 在 10 到 20 度之间 (ϕ 角回转 360 度，以下同)

的次级正电子与电子的角分布 $\cos(\theta_{e^+}), \cos(\theta_{e^-})$ 和能量分布 E_{e^+}, E_{e^-} 。

θ 从 10 至 20 度共占 0.283 立体角。以电子为例, 在能量分布的最低处, 每 25MeV 能量间隔(bin)内有大约 120 个出射电子(在 10 至 20 度)。在产生角大约 15 度处, 电子出射的微分截面 $d^2\sigma/d\Omega dp = 120/5E7*0.283 = 8.5E-6$ (每单位立体角*每 25MeV 能量间隔)。正电子同样计算, 但截面要小得多。

图 2 表示 5 千万个 1.33GeV 的入射电子, 打半径 1 厘米厚 11 厘米的碳靶 ($11/18.8 = 0.585X_0$), 出射角 θ 在 10 至 20 度的次级正电子与电子的角分布及能量分布。以电子为例, 在分布的最低处, 每 25MeV 能量间隔内有大约 350 个电子, 平均地说, 在产生角大约 15 度处, 电子的微分截面为:

$d^2\sigma/d\Omega dp = 350/5E7*0.283 = 2.46E-5$ (每单位立体角*每 25MeV 能量间隔)。

1.2.2 屏蔽与环境本底模拟

图 3 为屏蔽的俯视图, 图 4 为屏蔽的立体图。对屏蔽结构的考虑: 1, 首先是靶周围的屏蔽, 它在图 3 的左面。因为靶的散射造成大量的本底, 所以要把靶严密地屏蔽起来, 只让需要的次级束和穿过靶的尾束通过, 但同时还要遵循靶的周围环境干干净净的原则。因为靶附近的物质造成的散射粒子很容易混入次级束而难以阻挡, 所以这一道屏蔽还得离开靶一定的距离。2, 分析铁与四极铁周围的屏蔽。这是为了阻挡掉被分析磁铁甩掉的以及被散射出来的无用粒子。3, 束流垃圾筒周围的屏蔽。因为尾束在束流垃圾筒中造成大量的散射粒子, 形成很大的本底, 所以要严格屏蔽掉。除此之外, 还应在待测组件周围加强屏蔽, 从本底的模拟结果可知应该在哪个方向加强屏蔽。

图 5 与图 6 表示本底的模拟结果。靶是半径 2 厘米厚 11 厘米的碳, 在靶后约 22 米处有一个高 0.8 米宽 0.8 米厚 0.9 米的铁质束流垃圾筒(图 3 右边的中间小方块)。束流垃圾筒周围的屏蔽材料都是比重约 2.3 的水泥(主要成分为 $CaSiO_3$)。为了了解本底的情况, 在 GEANT3 上进行了模拟计算。模拟探测器位置安排是: 在束流垃圾筒后面放了第一块闪烁体(CsI-1); 在中间屏蔽层的后面, 大体在次级束要经过的路径上, 放了第二块闪烁体(CsI-2)。由一千万个 1.33GeV 电子打上述碳靶, 图 5 表示第一块闪烁体(CsI-1)接收到的光子与电子的角分布与能量分布, 图 6 表示第二块闪烁体(CsI-2)接收到的光子与电子的角分布与能量分布。值得注意的是, 这些粒子的能量都在 20MeV 以下。

结尾

根据我们在 1990 年用 1.1GeV 的电子束打靶得到的实验结果, 在较大的产生角(约 24 度), 在得到较高动量的次级电子(正电子)束的同时, 也得到了较高动量的次级 π 束和质子。所以次级 π 束应该是可以与次级电子束同时得到的。最终, 我们可以提供动量范围为 0.15GeV/c 至 1.3GeV 的电子(或正电子), 也应该可以提供同样动量范围的 π 。动量精度为 $\pm 2.5\%$, 强度为每秒数个。但由于具体条件的限制, 两个两个以上粒子的脉冲占的比例会比较大(从另一方面讲, 空脉冲的比例也比较大)。

1.3 在线数据获取系统设计

1.3.1 在线系统结构

触发和数据读取系统的逻辑框图如附图(3-1), 其中多丝正比室用于粒子坐标定位、多重击中事例的去除(要求每脉冲一个粒子)以及辐射本底(主要是对电子的韧致辐射本底)的排除, 为得到粒子径迹和降低本底, 需采用至少三个丝室的符合。利用丝室的三重符合输出作为 ADC 的开门信号, 从而读取丝室各电子学道的输出电荷, 同时它参与在线事例的触发。三重闪烁计数器符合将控制整个束流截面半径在 15mm 左右, 从而使动量分散尽可能小(使动量测量误差控制在磁铁的动量分辨 $\Delta p/p = 2.5\%$ 附近), 同时通过二闪烁计数器间粒子的飞行时间可测量 350MeV/c 以下的粒子动量, 从而可用低能粒子检验分析磁铁给出的动量值, 三重闪烁计数器符合输出除用于作 TDC 的公共 start 信号记录各闪烁计数器输出的时间信息外, 还参与在线非本底事例读取的逻辑触发。 \check{C} erenkov 计数器用于 1.5GeV 能量以下的试验束中电子的选择。利用前面所述两个三重符合与 \check{C} erenkov 计数器符合作为试验束中电子选择的触发信号, 而如果前面两个三重符合与 \check{C} erenkov 计数器反符合则可选择束流中的 π (包括衰变 μ) 粒子。

除上述外, 在线系统还要读取磁铁的磁场强度, 即读 Hall 探头的数据, 并计算出粒子的动量(束线安排好后, 粒子轨迹的曲率半径将是常数参量)。

三个丝室+三个闪烁计数器+ \check{C} erenkov 计数器的七重符合给出被测量探测器接收粒子的触发信号。

各种触发选择逻辑综合在表(3-1)中。

表(3-1) 用于不同粒子选择时各探测器间的符合组合方式

选择粒子	探测器间的符合方式
(+/-) e	$S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \check{C}$
(+/-) π	$S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \bar{C}$
(+/-) e	$S2 \cdot S3 \cdot S4 \cdot M1 \cdot M2 \cdot M3 \cdot \check{C}$
(+/-) π	$S2 \cdot S3 \cdot S4 \cdot M1 \cdot M2 \cdot M3 \cdot \bar{C}$
(+/-) e , (+/-) π	$S2 \cdot S3 \cdot S4 \cdot M1 \cdot M2 \cdot M3$

註: 表中 Si, Mi, \check{C} (或 \bar{C}) 分别代表闪烁计数器, 多丝正比室和 \check{C} erenkov 计数器, \bar{C} 表示反符合。

(1) 逻辑线路中各部分简介

各子探测器的详细设计和物理指标在第四章中叙述, 这里只对其使用作一简单介绍。

①, 多丝正比室将采用阴极感应信号重心读出法确定粒子坐标, 三个室的平面坐标经拟合后给出粒子运动径迹, 从而在被测量的探测器上给出被探测粒子的入射方向和位置。如果有多次同时击中, 则可通过设置甄别器高阈去除, 或利用计算机对总电荷量的判别(软件选择)去除, 即计算机判别后利用 DAC 给出事例清除信号。不同于闪烁计数器, 丝室对电荷中性粒子不灵敏(除非它们在阳极上打出 δ 电子), 因此丝室对辐射本底的偶然符合率是非常低的, 它们参与触发便可有效去除辐射本底。

②, 四个闪烁计数器可用来控制束流截面大小在 $30 \times 40 \text{mm}^2$, 这可有效排除动量

分散较大的粒子, 闪烁计数器除通过飞行时间测量可检验粒子动量外, 还可用它们在线检验 Čerenkov 计数器和丝室的探测效率。

③, Čerenkov 计数器是专用于电子选择的气体阈式 Čerenkov 计数器, 详细设计见节 2。

多丝正比室及其 NIM 电子学、CAMAC 标准的 ADC 将与科技大学协作完成, 闪烁计数器请一室协助制做, Čerenkov 计数器的桶子加工在京找外协工厂帮助, 反射镜镀膜拟请长春光机所协助。

在线计算机除读取数据、多重击中判别外, 还控制改变磁铁电流以便选择不同动量粒子。

(2) 电子学及在线计算机

A, NIM 标准的低噪声放大器 4 个, 3 个恒比定时甄别器, 1 个低噪声甄别器, 2 个三重符合逻辑单元, 2 个二重符合逻辑单元及 1 个反符合单元, 定标器 3 个, 高压电源 4 台 (2500V~3000V), 带电源 NIM 机箱 3~4 台。

B, CAMAC 标准设备: 4 路以上 TDC 插件一个, DAC 插件一个, CAMAC 机箱控制器 2 个, CAMAC 机箱 2 台。

C, 在线控制及数据读取 PC 计算机一台。

D, 用于电子学插件测试及逻辑电路调试的其它设备。

以上所列设备中, 一部分我们实验室已有, 一部分则需外购。

1.3.2 带电粒子能损, 触发效率及多次散射影响的估计

各子探测器在次级束线上的安排如图 (3-2)。

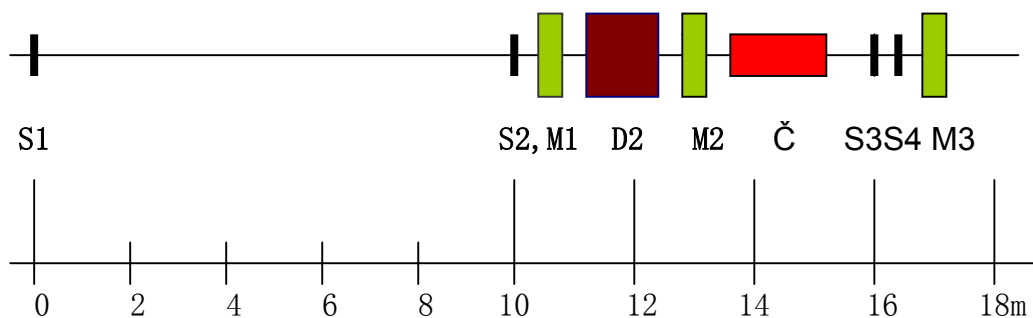


图 (3-2) 各子探测器在束线上的安排

(1) 电子在介质中的能损

①, 当电子能量 $E_e > 100 \text{ MeV}$ 后, 由于电离而使电子损失能量趋于常数, 即 $dE/dx \cong 2 \text{ MeV/g/cm}^2$, 每单位 g/cm^2 厚度内能损 $\approx 2 \text{ MeV}$. 这是电离能损, 对 π 等带电粒子也一样。

②, 高能电子在介质中的辐射损失

对电子来说, 当能量较高, 如超过某一临界能量 $E_c \cong \frac{600}{Z} \text{ MeV}$ 时, 则产生韧致辐射光子而损失能量, 单位路程能损可计算如下^[1]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4r_e^2 N_0 Z^2 E}{137A} \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{18} \right] \cong \frac{E}{X_0}$$

即有

$$dE \cong \frac{dx}{X_0} E$$

这里 X_0 为介质的辐射长度, 考虑到介质中核外电子的影响, 式中 Z^2 应改为 $Z(Z+1)$.

综合以上论述, 对电子通过物质后的能损为

$$\Delta E = dx \times 2\text{MeV/g/cm}^2 + \frac{dx}{X_0} E$$

这里 dx 应以 g/cm^2 单位 (物质厚度), E 为入射电子能量.

但在气体中可不考虑韧致辐射能损.

下面的计算针对在动量分析磁铁(D 铁)后面的各种物质由于电离和辐射造成的带电粒子的能量损失.

造成能量损失的物质包括:

三个厚度为 $d = 0.2\text{cm}$ 的闪烁体, 六层 0.01cm 的铝和 0.02cm 黑胶带, 六层 0.005cm 的钨丝(折合厚度 0.0045cm , 占空比 6%), $6 \times 0.01\text{cm} + 2 \times 0.02\text{cm}$ 的 Mylar 膜, 0.3cm 硼硅酸盐玻璃, 0.48cm 的 90%Ar+10%CO₂ 气体层, 130cm 厚 CO₂ 气和大约 200cm 空气层.

下面的能损计算以探测器为单位, 即三个尺寸为 $3 \times 4 \times 2\text{cm}^3$ 的闪烁计数器; 三个尺寸为 $7.5 \times 7.5 \times 1.6\text{cm}^3$ 多丝正比室和一个 Čerenkov 计数器.

对能量为 500MeV 电子的能损结果列于表(3-2)中.

表(3-2) 500MeV 电子在分析磁铁之后各种物质中的能损

物体名称	电离能损	辐射能损	总能损
闪烁计数器	1.8MeV	11.75MeV	13.6MeV
多丝正比室	0.16MeV	2.0MeV	2.2MeV
Cherenkov 计数器	1.93MeV	12.1MeV	14.0MeV
200cm 厚的空气层	0.52MeV		0.52MeV
合计	4.41MeV	25.85MeV	30.32MeV

合计对 500MeV 能量电子总能损约 30.3MeV , 即相对能损为: 6%.

对 π^\pm 粒子只考虑电离能损, 对 500MeV 能量 π^\pm 介子能损约为 4.4MeV , 即相对能损为: 0.9%.

(2) 触发电路的符合效率的估计

电子学逻辑如附图(3-1)。调整电子学甄别阈及信号延迟时间和信号宽度, 可使电子学线路的符合效率达到 100%, 这样我们可只考虑探测器计数效率的影响.

①, 三个闪烁计数器的符合效率

我们的试验束中有四个闪烁计数器, 即 SC1, SC2, SC3 和 SC4, 根据测量要求和不同种类束流粒子的选择, 可选用不同三重符合触发。以前试验束中对三个闪烁计数器宇宙线测量的结果^[2], 三个闪烁计数器的计数效率分别为 81%, 92%和 90%。假如我们的闪烁计数器每个可做到探测效率在 90%以上 (闪烁体尺寸分别为 SC1= $16 \times 40 \times 3\text{mm}^3$, 和 SC2 = $30 \times 40 \times 2\text{mm}^3$; , SC3, SC4 = $15 \times 25 \times 2\text{mm}^3$), 则三重符合效率将是

[3]

$$\varepsilon_{sc} = 0.9 \times 0.9 \times 0.9 = 73\%$$

②, 多丝正比室(MWPC)的符合效率。

实验测量表明多丝正比室的计数效率都在 99.5%以上^[1], 但考虑到阴极丝 (50 μm 镀金钨丝) 对带电入射粒子的散射, 计数效率会被降低, 当电子动量为 200MeV/c 时, 阴极等效厚度为 40 μm , 散射几率为 35%, 但钨丝有效面积只占丝室阴极面积的 4.1%, 故散射几率为 1.4%, 此时丝室记录效率为

$$(1-1.4\%) \times 99.5\% = 98.1\%,$$

如果认为三个多丝正比室效率一样大, 则有多丝正比室的重符合效率为

$$\varepsilon_{MWPC} = 0.981 \times 0.981 \times 0.981 = 94.4\%,$$

③, 三重 SC 符合与三重 MWPC 符合之间的二重符合应是

$$\varepsilon_{SM} = \varepsilon_{SC} \times \varepsilon_{MWPC} = 73\% \times 94.4\% = 69\%,$$

④, 上述符合 ε_{SM} 再与 Čerenkov 计数器符合

按照我们的设计, Čerenkov 计数器的计数效率可达 99.99%, 假设实际达到 99%, 则 ε_{SM} 与 Čerenkov 计数器计数效率的符合效率为

$$\varepsilon = 69\% \times 99\% = 68\%,$$

这就是数据读取系统的触发效率。

(3) 多次散射(multiple scattering)对束流电子探测效率的影响的粗略估计

在次级束中, 电子由于通过各种物质时受到多次库仑散射而部分丢失。要严格的计算散射几率是困难的, 可以用多次小角度的平均散射角及其分布公式跟踪模拟粒子在束线上的传播 (Monte Carlo 模拟) 来得到由于多次散射而使粒子丢失的几率, 但由于时间关系目前未能作 Monte Carlo 模拟计算, 这里仅作粗略估算。下边散射几率的计算以张良生对钨的电子散射的 Monte Carlo 计算结果为依据^[4], 如附录(3-2)中的附图(3-2), 计算是用 10^8 个 200MeV 能量电子打半径 $r=1\text{mm}$, 厚 50 μm 的钨靶, 得到散射粒子数随 $\cos \theta$, (θ 为散射角) 的分布。利用这一结果, 我们对散射几率 P_s 作相对估算, 此处定义的 P_s 的意义不等同于散射截面, 它不代表散射产生的大小, 而是表示由于散射造成粒子丢失的几率。它的大小与散射截面有关, 也与其后的物体的接收度有关。已知单次散射截面 $\sigma \propto Z^{[1]}$, 故可近似认为有关系 $P_s \propto Z^2$, 又知散射与散射物质的厚度和辐射长度有关, 厚度增大和辐射长度减小都将增大散射角, 从而会使 P_s 变大, 它们之间的具体关系我们不清楚, 我们简单的近似认为不同物质间的相对散射率值与它们以辐射长度为单位的质量厚度比以及原子序数之间有如下关系:

$$\frac{P_{s1}}{P_{s2}} = \left(\frac{Z_1}{Z_2} \right)^2 \frac{\rho_1 d_1 / x_{01}}{\rho_2 d_2 / x_{02}} \quad (3-1)$$

这样我们就可利用已知的对钨的计算结果来计算束线中各种物质的散射几率。束线中各种物质的散射角可用下式计算^[1]

$$\theta_{rms} = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{21}{p\beta} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

再求所有 θ_{rms} 的方均根平均值, 即 $\bar{\theta} = 0.43^\circ$, 由附录 (3-2) 中的附图 (3-2) 可得对 200MeV 电子 $P_s = 65\%$, 又已知钨的原子序数为 74, 密度为 19.3g/cm^3 , 辐射长度为 6.76g/cm^2 , 厚度为 0.005cm , 再利用各种物质的相关量, 则可计算出它们的 P_s 值。对于散射体和其后距离较近的接收体, 还须作接收度(如图(3-3)中小圆阴影区, 大圆代表接收体)和部分散射接收(如图(3-3)中的虚线圆在大圆内的弧长部分)的校正。

计算分为三个阶段:

从打靶以后整个次级束线上各部件的安排如图 (3-2) 。

第一段, 从靶后到真空管第二个窗. 只要发生散射电子便将丢失。

第二段, 从真空管第二个窗到第二个 D 铁后约 1m 处的第二个多丝正比室 (包括 3m 空气层). 发生散射也要丢失。

第三段, 从第二个闪烁计数器到最后被探测物体, 这段中包括的各探测器间的相对距离较近, 故对散射几率应作有效接收面积的修正。

对 200MeV 电子散射的详细计算请见附录 (3-2)。

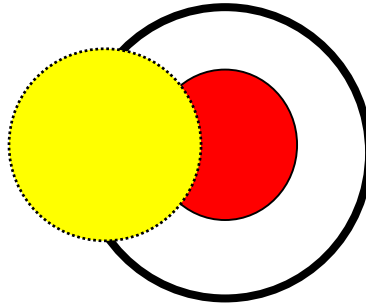


图 (3-3) 示意图, 大圆代表接收体, 小圆代表散射全部被接收部分, 虚线圆则表示散射中的部分被接收。

综合起来, 在次级束上对 200MeV 能量电子的散射率约为 33%。又由散射截面与粒子动量间关系 $\sigma \propto 1/p^2$, 则对能量为 500MeV 和 1GeV 的电子散射几率分别为 5.3% 和 1.3%。可见对低动量电子的多次散射对计数率的影响是不可忽视的。

(4) 结论

结合以上给出的触发效率和多次散射几率, 我们得到数据获取系统的记录效率大约为

$$68\% \times (1 - 33\%) = 46\%,$$

即由于触发效率和多次散射系统对粒子的记录效率将损失大约 50%。

1.4 探测器设计

本章给出次级束线上各子探测器的设计以及它们的性能指标。这些探测器包括多丝正比室、Čerenkov 计数器和闪烁计数器。

1.4.1 多丝正比室

通常多丝正比室的信号读出有两种方式,即阳极雪崩信号的直接读出和阴极感应信号的读出。在我们的应用中,由于试验束的流强很低,使用的是对单粒子的测量,故对室的时间分辨要求较低,主要关心的是位置分辨,对单个粒子的空间定位精度要达到 $\leq 300 \mu\text{m}$,另一方面希望信号读出电子学系统的造价不要太高,为此我们调研比较了多丝正比室信号读出的几种主要方案。

(1) 阳极丝信号直接读出方法

这是最间单直接的方法,即利用有雪崩信号读出的阳极丝的坐标确定入射粒子在丝平面中的位置。这一方法虽简单易行,但存在以下缺点。

①,如果要确定在丝平面中粒子位置的 x 和 y 坐标,则需要两个阳极平面(它们的丝相互垂直安放),即定一个入射粒子坐标则要做两个多丝室,我们要给出粒子空间径迹需要至少三个坐标点,为此要做六个多丝室。

②,定位精度不高。通常小型多丝室阳极丝距取 2mm ,此时位置分辨只能达到 $\sigma = \frac{2}{\sqrt{12}} \approx 600 \mu\text{m}$,而只有当丝距为 1mm 时才能使 $\sigma = 300 \mu\text{m}$ 。

③,信号读出电子学造价高。每根阳极丝须连接一套`高压隔直电容-前放-主放-甄别等`电子学电路,如果室的有效工作面积为 $10 \times 10\text{cm}^2$,则对 2mm 丝距的丝室,总的读出电子学就要 $6 \times 50 = 300$ 套。

(2) 阴极感应信号读出方法

即利用阳极雪崩电荷在阴极丝或条上感应出的电荷信号,作为入射粒坐标(x 、 y)定位的信息。这一方法目前在世界上用得比较普遍,它具有以下优点。

①,一个丝室中,对应一个阳极丝平面,两侧可各安放一个阴极丝平面,并使二阴极丝平面的丝取向互相垂直,从而可在一个多丝室中定出粒子的 x 、 y 二维坐标。

②,可采用空间-时间信息,或阴极丝多丝并联(或用金属条)等方法,大大减少电子学读出的路数,这样既方便读出(不需要高压隔直电容),又节省费用。

③,可得到较好的空间分辨率,一般空间分辨可做到 $150 \sim 200 \mu\text{m}$,总之可使空间分辨不大于 $300 \mu\text{m}$ 。

方法的缺点是,感应信号分布很宽,每路输出信号要比阳极雪崩信号弱得多,因此要求室本体和电子学系统具有低的噪声,同时由于感应电荷分布较宽,一般为阳极与阴极平面间距的二倍,从记录效率和定位精度考虑,平面间距都不能太小,而间距越大则感应信号越小。

鉴于阴极感应信号读出方法所具有的优点和我们经费条件的限制,我们的多丝正比室采用这一信号读出方法是有利的。

(3) 不同阴极感应信号读出方案的比较和方案的确定

阴极感应信号读出有多种方法, 如: 延迟线阴极感应信号读出法、感应信号分布重心读出法、中心 (感应电荷分布的) 确定法等等. 我们重点调研了延迟线信号读出法和重心读出法。关于这两种方法的工作原理以及优缺点在附录(3-1)中进行了研究讨论。

基于对这两种方法的研究, 经与科技大学协作人员的讨论, 我们决定采用阴极感应信号重心读出法设计试验束使用的多丝室。三个多丝室将由科技大学协助完成制做和性能测试, 具体设计指标是与科大参与协作的教师共同讨论确定的。

每个丝室中间为一阳极丝平面, 每根丝为 $\Phi 20 \sim 25 \mu\text{m}$ 的镀金钨丝, 丝距 2mm, 阳极丝平面的两侧各为一阴极丝平面, 用于平面间绝缘和固定丝的框架采用 G-10 板, 二阴极丝平面中丝方向相互垂直, 以使用一个室可同时确定粒子的 x、y 坐标。阴极丝直径 $50 \mu\text{m}$, 间距 $700 \mu\text{m}$, 每个平面中 96 根丝, 每 6 根丝并联成一信号感应“条”, 故每个阴极丝平面输出 16 路感应信号, 三个室共 96 路信号读出。每个室的有效工作面积为 $75 \times 75 \text{mm}^2$, 阴极丝平面与阳极丝平面间距为 8mm。室内工作气体拟采用 90%Ar+10%CO₂ 混合气, 预期位置分辨率可达到 $\leq 300 \mu\text{m}$ 。丝室结构示意图如图 (4-1-1)。

多丝正比室读出电子学。阴极感应信号经电荷灵敏、低噪声前置放大器和主放大器放大后, 通过线性门送入 ADC 插件的电荷输入道, 线性门的开门信号采用阳极丝读出信号以减少阴极输出噪声等本底信号, 阳极丝平面中的全部丝并联, 输出信号经 32 路扇出提供每路线性门的开门信号。

要求前置放大器灵敏度 250mv/pc, 线性 $\leq 1\%$, 噪声水平 $4 \sim 5 \times 10^{-15} \text{C}$ 。

三个丝室的阳极丝读出信号放大后除用一路送入扇出外, 另一路经整形后送入三重符合单元, 如附图 (3-1), 符合输出作为触发信号之一。

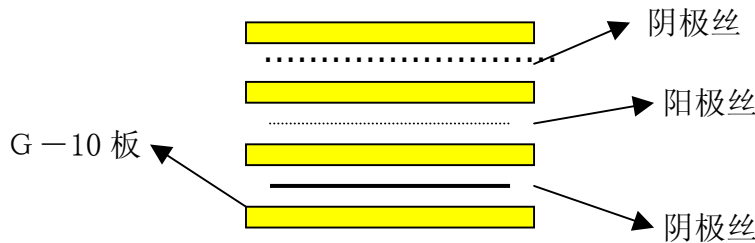


图 (4-1-1) 丝室结构示意图

1.4.2 Čerenkov 计数器

(1) 试验束中为什么要用气体阈式 Čerenkov 计数器?

首先看一下对动量在 200MeV/c 到 1GeV/c 的粒子用飞行时间鉴别存在的问题。

①, 飞行时间测量的时间分辨。

由于束流有 2.5ns 的宽度, 故两粒子飞行时间差小于 2.5ns 将不可分辨。当粒子动量 $p > 100 \text{MeV}/c$, 则 $(m_e/p)^2 \cong 0$, 于是 e^- 、 π^- 飞行时间差 Δt 与动量 p 的关系可表为

$$p = \frac{m_{\pi}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta t \times c}{L} + 1\right)^2 - 1}}$$

式中 L 为两闪烁计数器间距离, 最大案 10m, $m_{\pi}=140\text{MeV}/c^2$, $c=3 \times 10^8\text{m/s}$, 则当 $\Delta t = 2.5\text{ns}$ 时, $p = 355\text{MeV}/c$, 可见动量 $>355\text{MeV}/c$ 时, e^- 、 π 将无法分辨。

② 误判率不可太高

束流中所要的粒子必需较纯, 不能容许像 BES 中的 TOF 那样有较多的误判。

(2) 现有的 Čerenkov 计数器不宜采用

现有的计数器是针对使用 Isobutan(C_4H_{10})气体做为辐射体而设计的, 折射率 $n = 1.00124$, 故取的辐射体长度只有 $60\text{cm}^{[6]}$, 而且这种气体很不安全, 又昂贵, 所以不宜采用。

实际上, 在实验中是使用了加压的 CO_2 气体, 气压 $P > 4\text{atm}$, 这样就要用耐压的计数器窗(用了有一定厚度的不锈钢窗), 它对电子的散射和能损都严重, 而用常压或低压气体做辐射体, 如常用的 H_2 、 He 、 N_2 、 CH_4 、 CO_2 等气体就必需加长辐射体长度以保证有足够的效率。在以前的应用中, 是用 Čerenkov 计数器去掉电子而保留 π , 故不在乎窗的厚度。

对 π 束的实验测量表明, 它对电子的记录效率很低 ($\leq 97\%$), 从测得的时间分布谱中可看出, 电子的排除很不干净^[5]。

基于上述理由, 我们需要重新设计一个用于电子选择的阈式 Čerenkov 计数器。

(3) 用于电子选择的阈式 Čerenkov 计数器的设计

① 辐射体的选择

对于动量为 $1.5\text{GeV}/c$ 的电子和 μ , 要产生 Čerenkov 辐射则折射率范围分别是

对于 μ , 折射率 $n_1 > 1/\beta_{\mu} = 1.00245$, $\beta_{\mu} = 0.9975$

对于 e , 折射率 $n_2 > 1/\beta_e = 1.000000058$, $\beta_e = 0.999999942$

故欲选电子, 则应选择 n 在 $1.000000058 < n < 1.00245$ 范围内。只能选择气体作辐射体, 并要求:

- A, 光学透明性好, 特别对 $2000\text{\AA} \sim 4000\text{\AA}$ 的短波长光吸收系数要小。
- B, 尽可能小的电离能损(它造成粒子减速, 引起辐射角改变)。
- C, 无荧光或尽可能小的荧光发射。
- D, 辐射体的光学色散(即 n 随光波长 λ 的改变)系数小。
- E, 辐射体对电子的多次散射要小。

满足这些要求的常用气体有: He , Ne , H_2 , N_2 , CH_4 , CO_2 , SF_6 等^[7], 比较起来 CO_2 即便便宜又安全, 折射率也比 He , H_2 , N_2 大, 其折射率范围在 $n = 1.000421(6000\text{\AA}) \sim 1.000491(1800\text{\AA})$ (在 1atm , 20°C 下), 它满足 $n_2 < n < n_1$ 的要求。 CH_4 的光学色散和多次散射都比 CO_2 小, 二者折射率相近, 但它易燃, 故也不便使用。

取 CO_2 作为辐射体, 粒子在其中产生 Čerenkov 光的阈速度如下:

Čerenkov 辐射角可表为^[7]

$$\cos \theta = \frac{V_v}{V_p} = \frac{c/n}{V_p} = \frac{1}{n\beta} \quad (3-1)$$

产生 Čerenkov 光的条件是 $\cos \theta < 1$, 当 $\cos \theta = 1$ 时可确定临界速度(阈速度) β

$$\beta = \frac{1}{n} = \frac{1}{1.00041} = 0.99959 \quad (3-2)$$

故对不同类型粒子产生 Čerenkov 光的阈动量要求如下:

对 e, 则要求动量 $p > 17.8 \text{ MeV/c}$;

对 μ , 则要求动量 $p > 3.67 \text{ GeV/c}$;

对 π , 则要求动量 $p > 4.9 \text{ GeV/c}$.

我们分析的最大粒子动量为本 1.5 GeV/c, 故对于 μ 和 π 都不会直接在标准条件下的 CO_2 中产生 Čerenkov 光。

② 最大辐射角和辐射体长度的确定

由关系式^[8]

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (3-3)$$

取 n , β 最大值, 当电子的 $p=1.5 \text{ GeV/c}$, 则 $\beta = 0.999999942$, 利用公式和部分实验数据可得到 n 的最大值为 1.000491 ($\lambda = 180 \text{ nm}$ 时)⁴, 于是最大 Čerenkov 辐射角

$$\theta \cong 31 = 1.8^\circ$$

它远小于 μ 子产生 Čerenkov 光的辐射角

$$\theta_\mu \geq \sqrt{\frac{m_\mu^2 - m_e^2}{p^2}} = 70 \text{ mr} \quad (3-6)$$

由 Tamm - Frank 理论^[9], Čerenkov 辐射光子数可表为

$$\frac{dN_v}{dL} = 2\pi\alpha Z^2 \left[1 - \frac{1}{n(\lambda)^2 \beta^2} \right] \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3-7)$$

⁴註解[1]: 由科西公式

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

近似取前两项, 则对 CO_2 近似有

$$n = 1.000414 + \frac{2.5}{\lambda^2}$$

λ 以 nm 为单位。

若把 $n(\lambda)$ 看成常数, 则辐射光子数与 λ^2 成反比, 即 Čerenkov 辐射光成分以短波为主, 积分有

$$N_v = 2\pi\alpha Z^2 \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] L \sin^2 \theta \quad (3-8)$$

取 $\lambda_1=600\text{nm}$, $\lambda_2=200\text{nm}$, 则有: $N_v = 1529L \sin^2 \theta$, 假定光学系统的光收集效率为 70%, 光电倍增管取 XP2020Q, 为石英窗双硷金属光阴极(Sb-K-Cs), 对紫光 $\lambda=400\text{nm}$, 阴极灵敏度 $N_k=80\text{mA/W}$, 由量子效率

$$Q = N_k \frac{12.4}{\lambda} 100(\%) \cong 25\%$$

则可得到 $N_v = 267L \sin^2 \theta = AL \sin^2 \theta$, 这里 A 是一个表征光学系统光收集效率和光电倍增管光电转换效率的参数, 单位为光电子数/cm。实验测量表明^[9], 对一般玻璃窗的光电倍增管 $A=50 \sim 60$, 而对紫外光灵敏的光电倍增管则 $A=100 \sim 150$, 我们取 $A=100$ 。对光电倍增管光阴极产生的光电子数的要求由 Čerenkov 计数器的效率确定, 即

$$\varepsilon = 1 - e^{-N_e}$$

选择探测效率 $\varepsilon \geq 99.99\%$, 则要求 $N_e \geq 9.2$, 取 $N_e=10$, 对应 $\lambda=400\text{nm}$ 波长的光, 折射率 $n=1.00043$, 辐射角取为 $\theta = 1.7^\circ$, 于是辐射体长度为

$$L = \frac{N_e}{A \sin^2 \theta} = \frac{10}{100 \sin^2 1.7^\circ} = 114\text{cm} \quad (3-9)$$

它完全满足 $L \geq (N_e/A) \left[p^2 / (m_v^2 - m_e^2) \right]$ 的要求。我们选取 $L = 120\text{cm}$ 。取辐射体长一些, 以增大 N_e 值, 可减小光电子发射涨落的影响, 但太长会增加对 Čerenkov 光的吸收, 以及 δ 电子和多次散射对 Čerenkov 光探测的影响。

③ 反射镜, 以及光电倍增管到反射镜距离的确定

为了节省费用, 利用现有的反射镜, 其几何数据是焦距 $f = 26\text{cm}$, 直径 $D = 15\text{cm}$, 按照我们的束流半径 $b = 1.5\text{cm}$, 以及 L 和 θ 的大小(θ 取最大值), 则要求 $D = 2(b + L \theta) = 10.4\text{cm}$ 即可。镜子用硼硅酸盐材料制成, 中间部分为减小粒子的散射变薄为约 2cm , 表面镀铝反射层和 MgF_2 增反膜^[10]。

反射镜到聚集平面距离的计算。

关于反射镜平面与桶子轴垂直情况下的距离的计算已有文章给出⁵。但因反射镜

⁵註解[4]: 如图(4-2-4)^[11], 若反射镜与镜子主轴垂直, 则成象平面中心到镜子中心距离

$$h = R - f \times \cos \theta$$

式中 $R = 2f$ 为曲率半径, θ 为辐射角, 而平面半径

$$R = f \times \tan \theta = f \theta \quad \text{当 } \theta \text{ 很小时}$$

由于 Čerenkov 光十分微弱, 为提高信噪比以便有效记录到信号, 要求光电倍增管和甄别器系统具有高灵敏度和低噪声, 能记录单个光电子信号, 为此我们采用 XP2020Q 光电倍增管和性能良好的甄别器。

⑤ Čerenkov 计数器的其它性能估计

A, 速度分辨

我们的 Čerenkov 计数器的速度分辨率可达到^[7]

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{N_e}{2AL} = 4.2 \times 10^{-4}$$

而动量为 1.5GeV/c 的 μ 和 e 之间的速度差为 $\Delta\beta/\beta = 2.5 \times 10^{-3}$, 可见速度分辨满足要求。实际上, 在我们所测束流粒子能量范围内 μ 和 π 都不会产生 Čerenkov 光。

B, δ 电子的影响

当 π 的动量 $\geq 600\text{MeV}/c$ 时, 则可产生能被记录的 Čerenkov 光的 δ 电子, 利用下边两个公式^[12]

$$N(E_\delta/E_0) \cong 0.154 \frac{Z}{A} \frac{\rho X}{\beta} \frac{1}{E_0}$$

和

$$\cos^2 \theta \approx E_\delta/E_m$$

进行计算, 将 $E_0=17.8\text{MeV}$ 和入射粒子的最大能量传递 E_m 值^[9]代入式中, 则得到 π 产生可被记录的 δ 电子的几率为 0.1%。

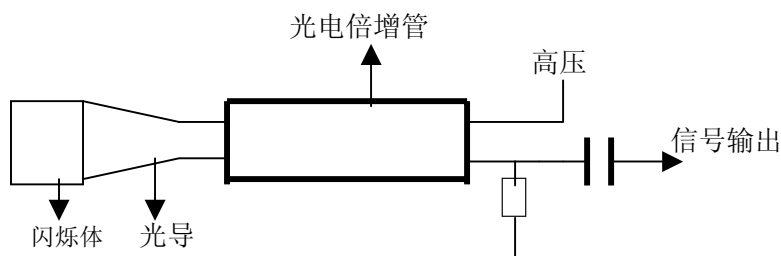
C, 荧光的影响可通过在桶内沿 Čerenkov 光锥方向加若干光栏的办法加以限制。

此外计算了光学色散, 多次散射, 动量分散以及电离能损对辐射角的影响, 它们对速度分辨 $\Delta\beta/\beta$ 的影响都在 $\sim 10^{-5}$, 此处不在论述。

1.4.3 闪烁计数器

基于对次级束的限制以及尽可能减小由探测器造成的粒子能损和散射, 闪烁体的面积不可太大且厚度要薄, 参考日本 KEK 在 PS 上 T1 束中使用的闪烁计数器安排, 我们将采用 NE110 有机塑料闪烁体, 但在靶后面的第一个闪烁计数器则用 $16 \times 40 \times 3\text{mm}^3$ 闪烁体, 这是基于对次级束粒子的接收度和效率的考虑。D₂ 磁铁后面的第二个闪烁体尺寸为 $30 \times 40 \times 3\text{mm}^3$, 而第三和第四个闪烁计数器则都采用了 $1.5 \times 2.5 \times 2\text{mm}^3$ 大小的闪烁体, 用于闪烁光传输的光导采用鱼尾形或楔形, 一端用透明硅胶与闪烁体胶接, 另一端做成圆柱形用硅油与光电倍增管耦合, 闪烁体和光导外面包以 0.1mm 的铝箔用于反射光, 它的外面用黑胶带缠起来以达到光密封, 闪烁体和光导表面都要经过仔细的抛光。光电倍增管则使用 Philip 公司的 XP2020 型光电倍增管, 其外面用涂黑的不锈钢外壳密封, 打拿极的分压电阻要调节到使阳极输出信号具有最佳分辨率和输出幅度。高压选择在坪曲线中膝点以上约 100V 处(根据以前的经验其值约在 2000V 左右)^[13], 闪烁计数器结构如图(4-3-1)所示。

用宇宙线测试其效率应在 90%以上, 若达不到则要增大闪烁体厚度。由于要测量时间信息, 故信号在送入 TDC 前要经过恒比定时甄别器甄别, 它可限制噪声和减小时间晃动, 预期可使时间分辨达到 0.3ns 左右^[15], 即比束流脉冲宽度 2.5ns 要小得多, 以便可用于较快粒子飞行时间测量。



图(4-3-1) 闪烁计数器结构示意图

参考文献:

- [1] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chamber CERN 77-09 (1977).
- [2] 谭益平, BEPC 试验束中正电子本底的抑制, 硕士论文 (1992)。
- [3] 原子核物理实验方法, 上册, 复旦大学等合编, 1985, 原子能出版社。
- [4] Monte Carlo 计算, 高能所一室试验束组, 张良生。
- [5] 刘念宗 等, 高能物理与核物理(High Energy Physics and Nuclear Physics), 16, No 11 (1992) 965—977。
- [6] 徐浩伟, 硕士论文, 1987.
- [7] J. Litt & R. Meunier, Annual R of N.S. Vol23(1973)1—40.
- [8] 古 玥, 李衡芝编, 物理学, 第三册, 化学工业出版社, 1985 年 6 月。
- [9] R. L. Anderson and J. A. Grant, N. I. M. 135(1976)267—283.
- [10] S. P. Denisov et al, N. I. M. 85(1970)101—107
- [11] 徐克尊等, 粒子探测技术, 上海, 1981 年 11 月。
- [12] 唐孝威主编, 粒子物理实验方法, 科学出版社, 1982 年。
- [13] 徐建国, TOF 方法测量试验束中次级正电荷粒子, 硕士论文, 1990。

1.5 e、 π 试验束单粒子控制与测量

1.5.1 自动转换产生靶

束流条件:

能量 $E_{\max}=1.55\text{GeV}$ 、流强 $I_{\max}=500\text{mA}$ 、周期 $T=12.5$ 赫芝的电子束打靶产生次级粒子。束流参数:

脉冲周期 $T=12.5\text{Hz}$

脉冲宽度 2.5ns

功率 $P=30\text{W}$

若 BEPC 运行条件改进后 (50mA , $2\mu\text{s}$, 25Hz) 束流功率增至 4.1kW , 按 20% 沉积来计算, 发热为 800W , 靶体在空气中自然冷却即可。

机械结构:

用涡轮蜗杆减速机构来满足大减速比、小尺度范围的要求; 由涡轮、蜗杆、轴承、支架、平台、脚轮、步进电机、螺旋千斤顶、靶套等构成。换靶时由步进电机带动蜗杆, 再推动涡轮, 完成换靶。涡轮用 80 齿, 蜗杆选择单头, 靶芯为 10 毫米直径。由此依据, 蜗杆角度分辨率为 0.125° 。自动转换产生靶如图 9

步进电机与束流中心线距离约 1000mm , 所受辐射影响预计较小。

图 9 自动转换产生靶

1.5.2 控制与测量

用于探测器检验和刻度的试验束，通常是单粒子束。例如量能器刻度，要确定入射粒子产生簇射的总脉冲幅度与入射粒子能量的比例关系，以及能量线性和能量分辨率等性能。此外，量能器还应具有确定粒子入射方位的能力以及分辨粒子的能力。所以要求试验束有较高的位置分辨和能量分辨；它也应有较大的能量跨度；还要求试验束能够引出不同的粒子。在探测器计数率允许情况下，试验束应有较高的流强。

(1) 单粒子控制

为了获得不同能区的单粒子，入射电子束的流强必需加以控制。一个较方便的措施是在初级束线上安装一台刮束器。这台刮束器将取代目前的 T_1 狭缝靶 (B_2 磁铁的下游)。由以前运行时对狭缝靶观测知道， T_1 靶处的束流光斑水平宽度通常大于 4-5 cm (束流能散小的时候 3-4 cm)。如果刮束器水平方向上的 2 个挡块从两边向中心移动，束流通过的狭缝宽度可减小到 1 mm 附近，通过的流强可降低 10 倍左右。这样，次级粒子强度也将下降相同量级。所以，通过刮束器的窗口大小调节，将能实现次级粒子强度的可控性。

(2) 单粒子测量

在 Online 和数据获取系统设计中，对各子探测器的设计和测量应用方面都做了详细介绍。本节重点是针对单粒子测量所要考虑的问题做一些说明介绍。

如图 10 所示，来自于靶上的次级荷电粒子被 1.5GeV/c 谱仪系统接收，有效接收角 $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ 近似等于 $2/3 \Delta\Omega$ 。4 个触发计数器 S1-S4 用于较低动量粒子的 TOF 测量，并参与粒子的符合测量。3 个小型多丝室 M1-M3 用于粒子径迹重建，并给出粒子入射方向和位置（相对于被测探测器）。阈式气体 Čerenkov 计数器参与符合测量和 π 引出时的电子排除。当试验束线对入射粒子束满足成像条件时，探测点可获得较小的单能束流斑点。S3 和 S4 可采用较小探测面积 ($\sim 1.5 \text{ 高} \times 2.5 \text{ 宽 cm}^2$)。同时，也可以用于实验过程中的粒子定位。多丝室的位置分辨要求小于 300 微米，利用它进行双粒子鉴别。同时到达的粒子，只要在空间位置上大于或等于 300 微米，它将给出双粒子（或多粒子）击重信号，并在符合技术中排除这些粒子。

前一章已经计算出电子飞行过程中在探测器介质内的韧致辐射和电离能损， $E_{\text{损}} \cong 30\text{MeV}$ (平均能损)。我们知道，相对于平均能损还有一些不确定性 $\pm \Delta E_{\text{损}}$ ，所以有 $E_{\text{损}} \cong 30\text{MeV} \pm \Delta E_{\text{损}}$ 。D2 磁铁的出口，我们给出了 $\pm 2.5\%$ 动量分辨 (包括分析磁铁的 $\pm 0.1\%$ 误差)，对于确定的 30MeV 损失可以通过分析磁铁进行补偿，但还有 $\pm \Delta E_{\text{损}}$ 是不确定的。由于粒子测量中的符合效率 (68%) 和能量小于 200 兆电子伏的电子大量散射，将引起粒子计数率下降。通过对入射电子流强的调节，可获得部分补偿。

试验束上狭缝和束流塞的是单粒子实验中必不可少的束流控制装置之一。它们分别位于试验束 D1 磁铁下游和 10 米真空盒的末端。具体安装位置如图 7。测量试验中，为了检验环境本底，束流塞应能满足开/闭控制，应用于环境本底水平的重复测量。狭缝是为了阻挡非选择粒子。束流塞和可调狭缝都在控制室进行自动控制。

单粒子束应用于探测器性能试验和刻度，除满足一定的试验空间外，还配备一台满足自动控制的 2 维调节平台 (按承载重量 1 吨考虑)。探测器性能试验和刻度初步要求见附录 (4-1)。

(3) 单粒子与本底

由于单粒子的计数率很低（~3 赫兹），压低本底水平显得非常重要。主要措施之一是采用了多重符合技术。前面的 M. C. 模拟计算表明， 6.24×10^9 个入射电子（400mA/脉冲）与 11 厘米的碳靶作用，剩余电子在前方 22 米远处 DUMP，实验区内 4 m^2 的 CsI 探测器（本底探测器）接收到本底电子总数为 3120 个， γ 总数为 1248 个（能量小于 25 兆电子伏）。单位本底计数 $n_{\text{Be}\gamma} = 0.11$ (个/平方厘米)。以试验束 TOF 系统的闪烁计数器为例，接收面积 12 cm^2 ，每脉冲本底数 $N_{\text{Be}\gamma} = 0.11 \times 12 = 1.32$ 。占引出电子的 3.3%。引出 π^+ 测量时，与本底比率是 15%，这时的本底可以通过 Čerenkov 计数器排除。关于实验区中被测量探测器的屏蔽问题，将同有关方面的人员继续讨论。

1.5.3 e, π 试验束性能

首先估计单粒子⁷产额。根据前面电子能谱的 MC 模拟计算结果和 e/π 试验束线接收立体角，计算⁸不同能量段平均每脉冲电子产额，如表 IV⁹。

表 IV 每脉冲 400 毫安的入射电子在不同能量段的平均电子产额				
靶材料	强度(个)/每脉冲		能量区间	
	电子	正电子	(MeV)	
铜 (0.287r. l.) 4.1mm	211	53	< 250	
	39	5	250 – 750	
	47	0.2	> 750	
碳 (2×0.287r. l.) 11cm	529	0.2	< 250	
	45	<0.2	250 – 750	
	32	<0.2	> 750	

表 V 不同能区次级粒子产额（铜靶和碳靶）					
入射电子束参数： (能量: $E_0 = 1.33\text{GeV}$, 脉冲宽度: $\tau_0 = 2.5$ 纳秒) 脉冲流强: 400 毫安)	靶材料	强度 (个) / 每脉冲			能量区间 (MeV)
		e^-	e^+	π^+	
	铜 (0.287r. l.) 4.1mm	211	53	1	< 250
		39	5	1.6	250 – 750
		47	0.2	0.5	> 750
	碳 (0.287r. l.) 5.5cm	265	0.2	18	< 250
		23	30	<0.2	250 – 750
		16	9	<0.2	> 750

根据 1.1.1 节表 III 和 IV, 计算不同能区次级粒子流强¹⁰，计算结果列入表 V。

⁷[注 4]: 根据电子直线加速器固有的时间结构 (脉冲宽度: $\tau = 2.5\text{ns}$)，以及被测探测器的时间分辨，平均单粒子产生只能考虑每脉冲 1 个粒子。

⁸[注 5]: MC 模拟计算给出, 5×10^7 入射电子, $E_0=1.33\text{GeV}$, 在 0.1-0.25GeV 能量段, 平均每 25MeV 间隔有: $N_e/N_{e^+} = 800/200$. 在 0.25-0.75GeV 能量段, 平均每 25MeV 间隔有: $N_e/N_{e^+} = 150/20$. 在能量 $>0.75\text{GeV}$ 平均每 25MeV 间隔有: $N_e/N_{e^+} = 180/ \sim 1$. 以上是 4.1mm(0.287r.l.)的铜靶上的出射粒子. 同样的电子强度打 11cm(2×0.287r.l.)碳靶, 在相同能量段, 平均每 25MeV 间隔, 分别有 2000/170/120 个电子 (正电子产额很低). 出射立体角为 0.283 弧度. 产额 $y = N/(5 \times 10^7 \times 0.283)$ (每 1 个入射电子, 每单位立体角)。

⁹[注 6]: 根据不同能量段的粒子产额 y , 计算 400 毫安入射电子 $I_0 = 6.24 \times 10^9$, $= 6.24 \times 10^9$ 在接收立体角为 $\Delta \Omega = 0.6 \times 10^{-3}$ 弧度时每脉冲次级电子/正电子产额 (Y_e)。 $Y_e = I_0 \times y \times \Delta \Omega$ 。

¹⁰ [注 7]: 计算过程中考虑取统一靶厚, 即铜靶和碳靶的厚度为 0.287r.l. 11cm 碳靶的 MC 模拟计算给出的电子产额除以 2. 根据文献[13], 在光生作用下 π^-/π^+ 的比例约等于 1.

需要单粒子(每脉冲一个粒子)可通过调节入射电子流强得到。根据表 V 数据知道:

选择单电子 使用铜靶, e^-/π^- 的比例为 25:1 (最小比例);
 选择 π^+ 使用碳靶, π^+/e^+ 的比例为 90:1 (最小比例);
 选择混合粒子 使用铜靶, π^+/e^+ 的比例为 1:3 (250MeV-750MeV)。

这样获得的单粒子纯度为: 电子 96%; π^+ 98%。单粒子试验束的流强(即每秒钟记数), 受直线加速器窄脉冲(脉冲宽度: $\tau = 2.5\text{ns}$), 低重复频率(12.5pps)的条件限制。所以, 按平均估计, 产额为每秒钟 12.5 个单粒子。我们把产生空脉冲, 单脉冲(单粒子脉冲)和叠加脉冲(2 个以上粒子)看作为事件序列。在一个测量时间区间内, 实际的单粒子产生有一个近似的正态分布。利用 MC 模拟计算可以给出单粒子计数率的估计, 这部分工作以后再考虑。按事件平均占有率考虑, 各占三分之一。我们期待的单粒子记数为每秒钟 4 个左右。考虑实际测量到的单粒子计数的统计分布, 在近似的正态分布和一倍标准偏差情况下, 将获得 2-3 赫芝的单粒子计数率。

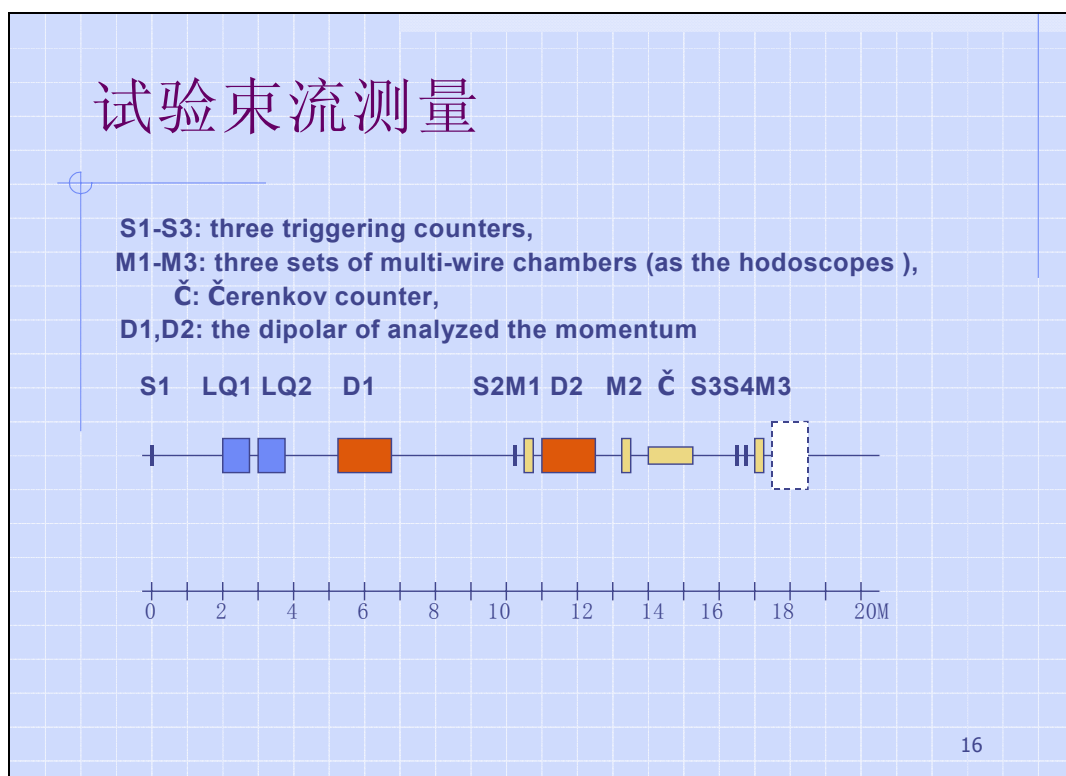


图 10 单粒子测量谱仪的探测器位置安排

第二部分 束流输运线

2.1 初级电子束线分叉延长

目标：将原来的初级电子束线分叉延长, 形成 3 个打靶站点. 满足《试验束》与《慢正电子强束流打靶》和《高能正电子在周期弯曲晶体沟道内的辐射实验研究》等应用需要。

2.1.1 初级束线运行状态

从电子直线加速器末端引入 10 号厅的 19 米初级电子束线建成于 1988 年, 已运行 10 年有余。利用每年的运行经费对束线上的设备做了部分更新改造, 并增加了正电子引入功能。满足了近 2 年的应用需要。这条初级电子束线的性能参数如表 2-1。

表 2-1 初级电子束线的性能参数

参数	运行值
电子/正电子能量(GeV)	1.1-1.55
脉冲流强(mA)	600/6
能散度($\Delta E/E$)%	± 0.6
束流脉冲宽度(ns)	2.5
重复频率(Hz)	12.5
束斑截面(cm^2)	≤ 1
束线长度(m)	~ 19

目前, 这条初级电子束线上还有一些设备需要检修、更新和改造。如: 分子泵机组; 真空闸板阀; 束流荧光靶; 50TB 磁铁电源; 束线磁铁电源控制系统等。为了配合束线结构调整, 这些设备的更新和改造已在相应章节给出了设计方案。

2.1.2 束线结构调整和设备改进

为了满足试验束应用改造的需要, 初级电子束线现有的结构要进行调整。原束线结构如图 11。其束流方向与大厅南面墙成 18.6 度角, 束流出口到南面墙大约 6 米。所以, 应用空间较小, 不能安排‘慢正电子强束流’和‘高能探测器性能测试束’的打靶空间。电子束应用发展也受空间限制。为此, 我们利用 DESY 的 2 块偏转磁铁(已通过磁场测量), 从束线 Q4 的上游开始, 使束流偏转 18.6 度, 再用 3 块 50TQ(BEPC 输运线四极铁)改善束流输运性能。这样一来, 不仅扩展了靶室空间, 也为电子束的应用发展提供了灵活的空间。新的初级电子束线将提供给‘高能探测器性能测试束’的产生靶, 原束线将为‘慢正电子强束流’产生靶应用。这就是报告题目中的‘初级束线分叉延长’。

初级束线分叉延长后, 电子束中心线与南墙面平行, 垂直距离 3 米左右。具体的电子束线和靶区结构如图 12。新形成的 2 条电子束线的束流光学计算, 有一定的工作量。我们已把具体要求和结构参数(附录 2-1)提供给加速器中心物理组, 请他们计算束流光学参数。

延长线从 B2 磁铁开始到靶的距离 8 米。真空盒与原束线连通，真空度 10^{-7} 托。束流光斑测量利用原束线上的 T2 靶，目前 T2 靶真空密封存在问题，需要改进密封后才能安装，安装位置见图 12。另外，还要新增束流变压器（DCCT）一台。

图 11 原电子束线结构图

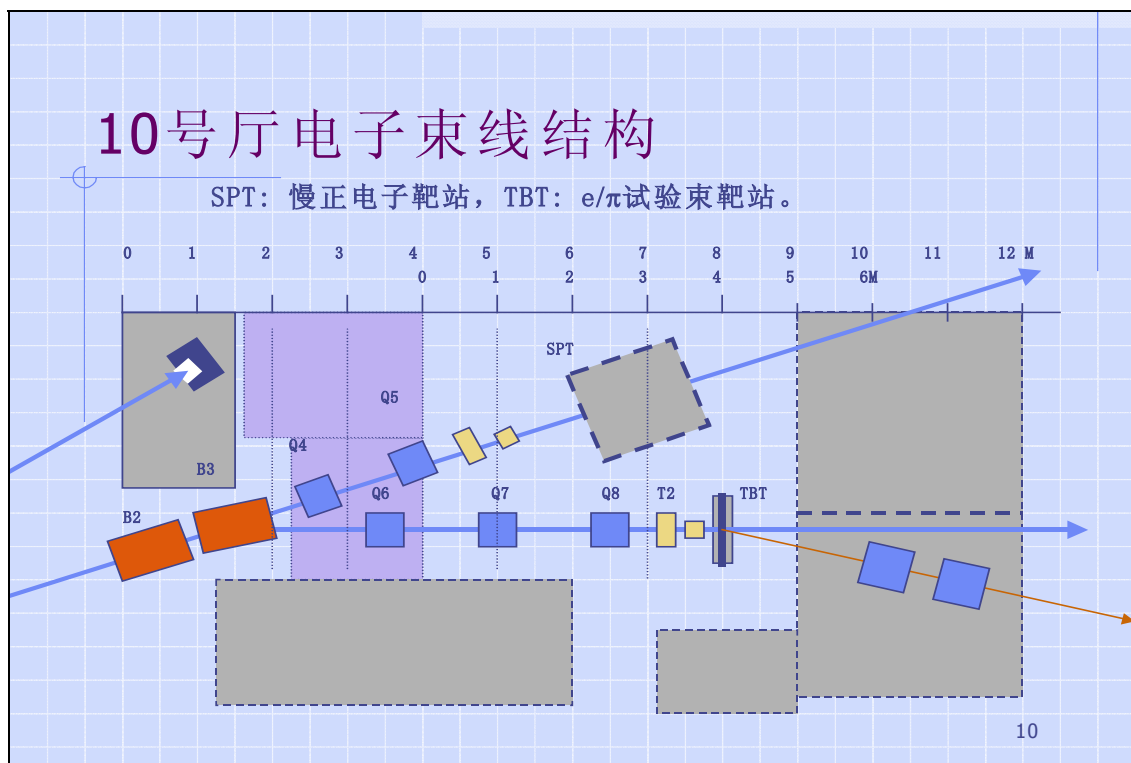


图 12 分叉延长线和靶室结构图

2.2 磁铁和稳流电源

2.2.1 概述

试验束分叉延长线上须要十几块磁铁，现在主要的磁铁都已具备，三块二极分析磁铁和五块四极聚焦磁铁都已具备，它们都使用 DESY 的磁铁。试验束各束线有多种规格多种类型的磁铁。因此，须要多种规格的稳流电源。现将各束线各种规格各种类型的磁铁和所须各种规格的稳流电源列表如下：

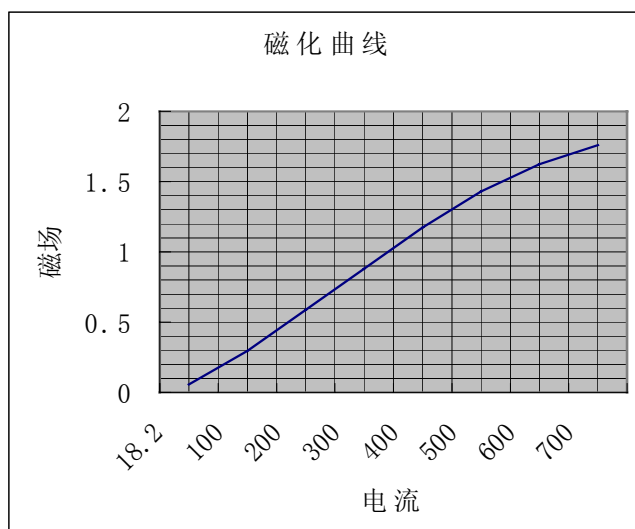
名称	数量	气 隙	场 强	电 压	电 流
B1	1	5 cm	1.3KGS	DC 12 V	±1200 A
B2	1	5cm d=30cm	12KGS	DC 43 V	±500 A
B3	1	5cm d=30cm	12KGS	DC 43 V	±500 A
LQ1	1	$\phi=150\text{mm}$	1.2KGS/cm	DC 112V	±1028 A
LQ2	1	$\phi=150\text{mm}$	1.2KGS/cm	DC 112V	±1028 A
D1	1	9cm d=30cm	12KGS	DC 77 V	±900 A
D2	1	12cm	1.0KFS	DC90 V	±480 A

2.2.2 磁铁检修和测磁

(1) DESY 二极磁铁

通过对 DESY 的一块二极分析磁铁初步的测试，它的性能指标还是令人满意的。请看下面 DESY 的一块二极分析磁铁磁场的特性曲线和技术指标：

电 流	磁 场
18.2	0.05726
100	0.2963
200	0.5883
300	0.8818
400	1.1746
500	1.4304
600	1.625
700	1.7601

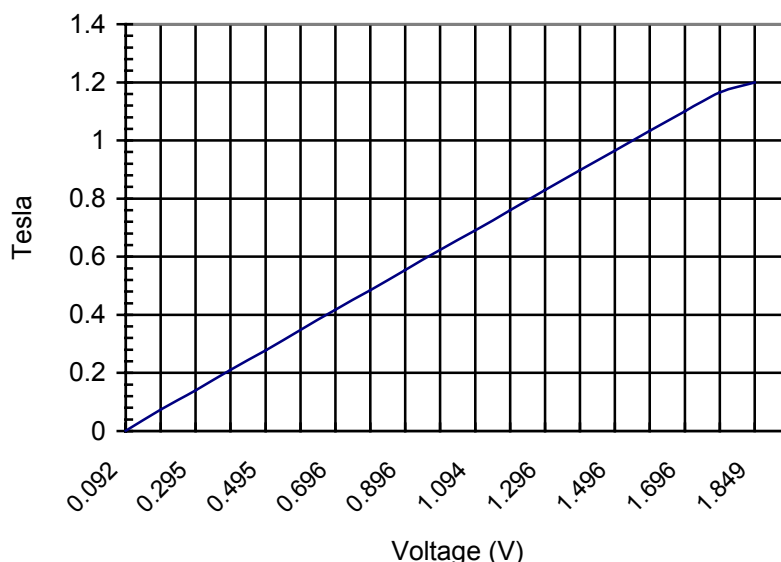


从特性曲线看来，DESY 的二极磁铁在使用范围内完全满足试验束束线偏转的要求。根据初步估算，最大磁场强度为 1.4 KGS，在 0-1.4KGS 这个范围内，磁场的线性度比较好。由此可见，另外两块规格相同的二极磁铁的磁场特性曲线也应相

同。对我们的使用也是没有问题的。这样一来，避免做新的二极磁铁。其他几块（DESY 的）四极磁铁有待测量。

(2) 对 D1 磁铁的测试

1999. 12 月份, 对 D1 磁铁进行了测试。现在将它的记录数据列出, 并画出曲线。



根据对 D1 型磁铁性能的初步估算, 要求它的最大场强为 1Tesla。从特性曲线看来, D1 型磁铁完全满足试验束束线偏转的要求。

2.2.3 试验束各束线的磁铁稳流电源

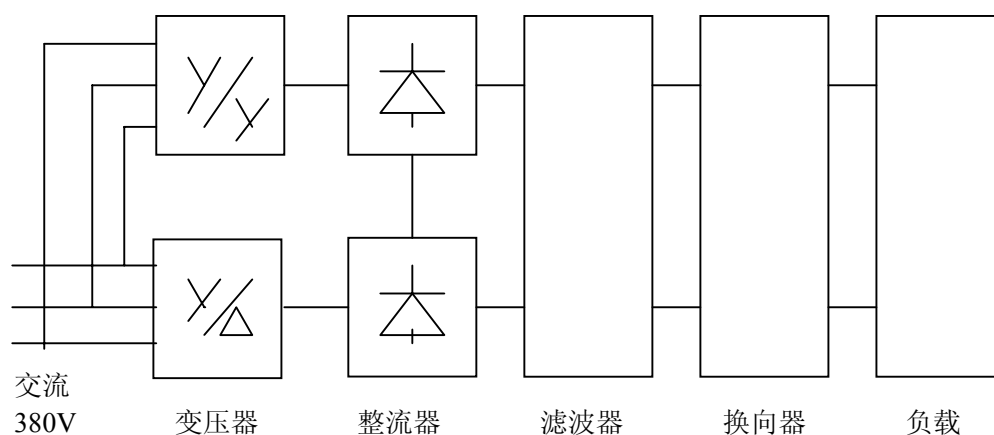
(1) 概述

由于试验束各束线要求较高的束流性能。因此, 要求各种磁铁稳流电源也要有较高的技术指标和多种规格。在前期的工作中我们已经研制了一台 1000A , 100V 的磁铁稳流电源。从交机验收所获取数据看来, 还是比较满意的。它为我们下一步要研制的磁铁稳流电源提供了设计依据和经验。根据这些依据和经验, 我们提出了待做的稳流电源主要技术指标和性能要求。

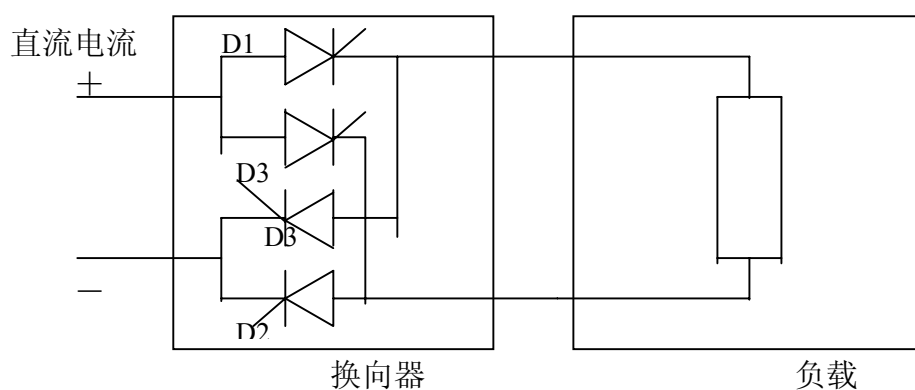
(2) 稳流电源的主要技术指标和性能要求。

- 1 三相交流输入电压 : 380V±5%
- 2 额定直流电流稳定度 : $S \leq 1 \times 10^{-4}/24/h$
- 3 纹波系数: <1/100
- 4 12 相整流。
- 5 同步 6 拍全数字触发, 每相相角为 30 度。
- 6 每台稳流电源具有正负两种极性输出。
- 7 具有本控和远方控制两种功能。(远方控制包括手控和计算机控制)
- 8 输出电流从零到额定值可调。

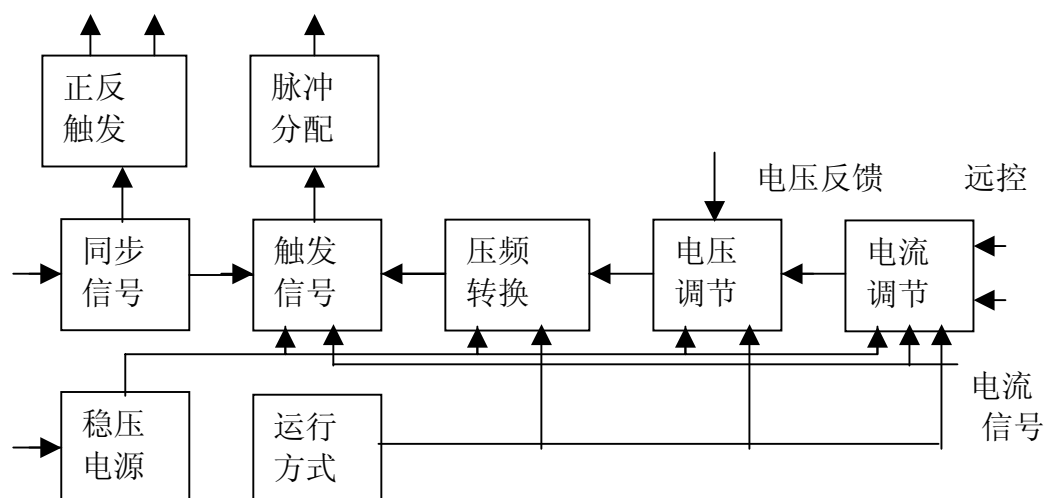
(3) 稳流电源基本电路方框图



稳流电源主电路中的换向部分是由四个可控硅和负载组成一个平衡电桥，负载连接在电桥的中间。主回路在零电流时，由一组换向触发信号同时触发对应的一组可控硅 D1 和 D2。当需要换向时 D1 和 D2 关闭，由另外一组换向触发信号同时触发另外一组对应的可控硅 D3 和 D4。这样使连接在桥中间的负载很容易地被换向。平衡电桥和负载的连接方法如下：



(4) 稳流电源控制电路方框图



控制方法有远地控制和本地控制。电流控制信号是由主回路的传感器提供。电压反馈信号是由主回路直接采样得到。同步信号采自 220V 交流回路。脉冲分配输出的十二向触发信号分别触发十二个整流可控硅。正反触发输出两路触发信号触发正反换向可控硅，使稳流电源达到换向的目的。

2.3 试验束各束线设备控制概述

从 BEPC 直线加速器末端引到十号厅的束流的能量是 1.55GeV, 流强 600 mA, 它具有很强的电离辐射性。所以对十号厅的各试验束束线以及各设备的控制必须是远地集中控制。同时为了使试验束各束线得到较好的束流性能, 为了使试验束各束线的各种设备工作得很好, 很协调, 并且调节方便。因此必须要有一个远地集中控制的控制设备, 即必须要有一个对系统进行控制的控制台。为此, 我对试验束分叉延长各束线进行了控制系统的设计。

(1) 由于试验束是按段来调试, 按模式运行。因此试验束各束线设备的系统控制初步决定也是按束线设备的束线段在控制台上来分块控制。在控制台上, 应能按段按模式来显示束流的运行状态。基于这种思想, 我们考虑了以下控制台方案。



(2) 最主要的控制是磁铁电源的控制。我们初步考虑采用现场总线互联控制系统。因为现场总线系统是全数字化, 串行, 双向与计算机互联的快速高效可靠的通信系统。它的主要设备是 I/O 接口电路, 计算机和与之相匹配的软件系统。目前, B1 铁电源由直线加速器控制室控制, 控制方案就是采用了基于以太网与现场总线互联的控制系统。具体方案见附录 (2-2)。

以上方案是在以前运行经验的基础上, 采纳最新技术而行成的方案, 它应是切实可行的, 经济实用的方案。在方案实施阶段我们还要进一步充实提高, 逐步完善。

2.4 真空与机械系统

2.4.1 真空系统

根据验试束物理设计的要求,初级束线要求真空度 10^{-7} τ 以上,次级束线要求真空度 10^{-5} τ 以上。在初级束线上增加两块 B 铁,原真空管道需要改动,溅射离子泵的位置及真空测量装置需要重新考虑。分叉延长 6 米的真空管道为 $\phi 45\text{mm}$ 通过 Q 铁的管道采用无磁不锈钢 0Cr18Ni9,材质要满足低导磁率 $\mu < 0.102$ 。在不安装任何真空设备的真空管道选用国产 1Cr18Ni9ti $\phi 45 \times 1.5$ (壁厚 1.5mm) 在安装真空设备的真空管道,如 50 l/s 溅射离子泵(重 19kg) 如果采用壁厚 1.5mm,那么焊接的强度就会不够而会失去平衡,因此采用壁厚 3mm 不锈钢。焊接要求变形小平整光滑无漏孔,而且要求自熔焊。

整条初级束线共 19 米和分叉延长部分 6 米的真空管道是相通的。考虑到日后运行维护方便,想用气动插板阀隔开,具体实使方案以后详定。

经过理论计算,在分叉延长部分 6 米的真空管道内需增加一台 50 l/s 溅射离子泵。(详细的理论计算在后)

假设 q 为真空盒内表面放气率 (毛·升 / 秒·厘米²)

l 为真空盒截面的周长 (cm), U 是长度为 L 真空盒的流导 (升/ 秒), S 为泵口处的有效抽速。均匀出气条件下细长真空室内的压强分布:

$$P_x = q l [\frac{2L}{S} + \frac{x}{U} - \frac{x^2}{2UL}]$$

在 $x = 0$ $x = 2L$ 处

$$P_0 = P_{\min} = ql \frac{2L}{S}$$

在 $x = L$

$$P_L = P_{\max} = P_0 (1 + S / 4U)$$

真空盒的平均压强为:

$$P_{\text{平均}} = P_{\text{极限}} + P_0 (1 + S / 12U)$$

分别取:

$$q_1 = 1 \times 10^{-10} \text{ 毛·升 / 秒·厘米}^2$$

$$q_2 = 5 \times 10^{-11} \text{ 毛·升 / 秒·厘米}^2$$

真空盒的内径 $d = 4.5 \text{ cm}$ 周长 $l = 2\pi R$,

当 $L > 20d$ 温度为 20°C 时对空气的流导: $U = 12.1 d^3 / L$ 。

取长度 L (cm) 为 250、500、750、1000 四个值。有效抽速为 S 升/秒 取 20、30、40、50 四个值。离子泵极限真空值 (不烘烤), 取 $P_{\text{极限}} = 1 \times 10^{-8}$ 毛, 根据 $1/S = 1/U + 1/S_p$ 关系, $U = 12.1 d^3 / L' \alpha$, L' 为泵口至真空盒的距离, α 为系数。作出初级束线离子泵有效抽速 S 与泵的额定抽速 S_p 之间的关系。

可以看到

当:

$$S_p = 150 \text{ 升/秒} \quad S = 50 \text{ 升/秒}$$

$$S_p = 100 \text{ 升/秒} \quad S = 42 \text{ 升/秒}$$

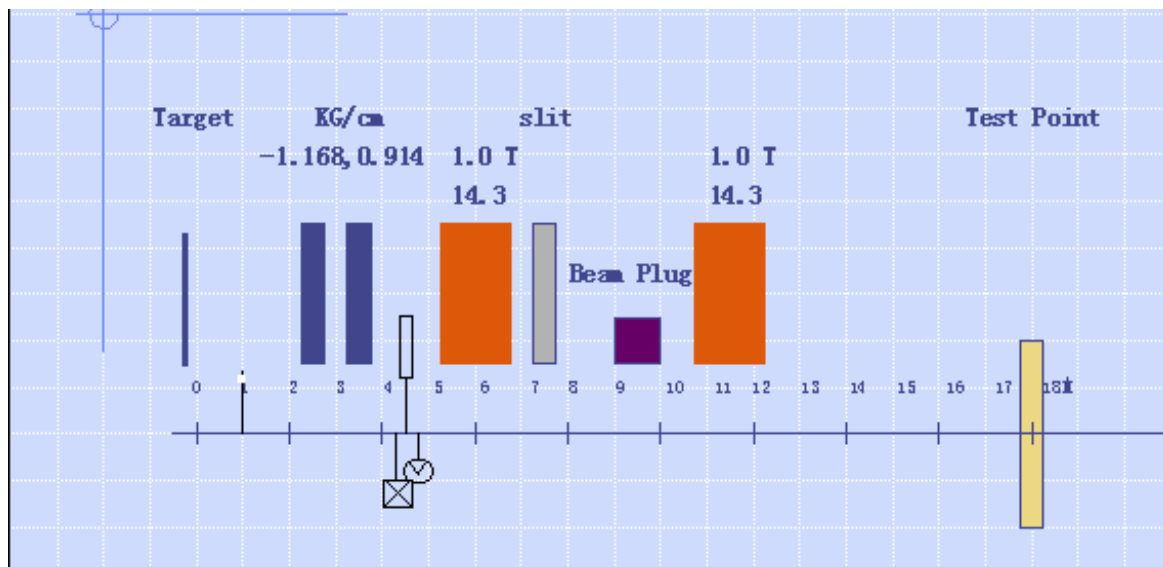
$$S_p = 50 \text{ 升/秒} \quad S = 30 \text{ 升/秒}$$

根据上述的关系: 离子泵的压强随着初级束线真空盒长度而变化,不同抽速的四

条曲线在 L 处真空值都是比较接近。泵的额定抽速随着离子泵的有效抽速减少而急剧地减小。若选取抽速大的离子泵 P_L 值也好不了多少。设计中还要考虑到连接管道及波纹管和其它设备的表面放气，以及焊缝和连接之间泄漏。而且每个泵的抽速也有差异。用抽速为 50 升/秒 离子泵，可保持 10^{-7} 托 真空度。

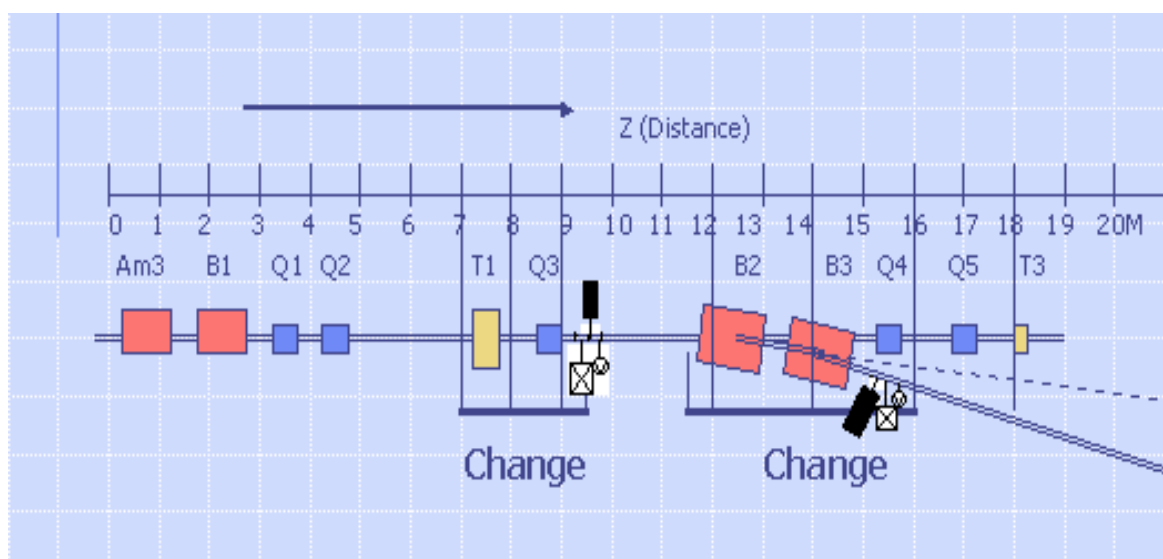
次级束线真空管道总长 10 米，用 $\phi 75$ 不锈钢管，而通过磁铁的管道采用无磁不锈钢。

次级束线真空设备位置图



次级束线真空管道与初级束线分叉延长部分隔开的。中间是靶体，次级束线真空管道两端用 2.5 丝米厚的不锈钢薄膜封口，使次级束线能通过。

初级束线和分叉延长线真空设备布置图



2.4.2 机械系统

磁铁支架的改进及加工：

德国进口的三块 B 型磁铁及支架磁铁中心离地面 680mm，支架离地面 622mm，而初级束和次级束的中心离地面要求是 1200mm，为保证准直中心的准确安装，要求磁铁中心面下降 80mm，所以支架高度应降低 100mm。

经过反复论证，最后决定将磁铁支架下面的三个腿截短约 100mm，截短 B 铁支架 100mm，同时恢复液压系统和一套液压装置（磁铁每块重 8 吨）。三块 Q 铁（50TQ）是新加工的，支架按原设计加工。两块小型 Q 铁也用德国磁铁，由于没用液压系统，比较简单，只须把原支架割断重焊就可以了。刮束器和荧光靶装置，与加速器中心有关同志讨论过，原荧光靶装置的设计基本能满足要求（日本的产品购买周期长），所以基本按原设计制造。真空密封进行改进，采用钢丝密封。

第三部分 公共环境（条件）

3.1 屏蔽结构初步设计

如图 12 所示，靶室结构已考虑了利用水泥砌块屏蔽。为了留出电子束的应用空间（已确定的应用是‘弯曲晶体沟道辐射’），从 TBT 靶开始，剩余束流将穿过近 20 米的空气到达铁吸收体（DUMP），并停止在 DUMP 区。沿途的空气散射和辐射，带来非常高的各种本底。严格的屏蔽是降低本底的主要措施之一。除 DUMP 体用 3 米厚的水泥砌块包裹外，垂直于束流方向还有 2 道屏蔽水泥墙。实验区与辐射区有 2-3 米厚的水泥墙隔离。整个辐射区的顶部使用 1.5 米厚的水泥块覆盖。在束流经过的路径上，水泥墙预留开孔。

结构安全设计和施工设计，我们希望由所里基建科负责。屏蔽结构的平面设计如图 13。

现有铁吸收体的体积是 $0.8 \times 0.8 \times 0.9$ 立方米，满足应用。原有水泥块：墙面 162 立方米，顶盖 95 立方米。估计增加水泥块：墙面 176 立方米，顶盖 110 立方米。

3.2 辐射防护和人身安全

辐射防护和人身安全标准参照 BEPC 相关设计。希望加速器中心防护组负责，试验束组配合。

3.3 所内协作项目

试验束课题在技术上涉及范围很宽，有实验物理（各种探测器，数据获取）；加速器技术（束流光学计算，磁铁和电源，机械和真空，准直测量，束流测量，辐射防护等）；还有设备安装，屏蔽施工等。目前试验束组岗位设置有限，因此有一些工作需要所内不同单位协作和承担。

加速器中心协助项目：50TQ 设计加工和测磁；真空检漏；机械准直；辐射防护设计和监督等。

运行室协助项目：设备运输和安装。

国有资产处：屏蔽结构施工设计和施工监督。

3.4 经费预算

经费预算已按《北京正负电子对撞机改进项目设备明细单》要求填写。根据《BEPC 国家实验室通知》（文号：（2000）专字第 020 号），详细经费预算包括：材料费比率 1%；科研业务费比率 3%；管理费比率 17%。共需经费：312.7 万元人民币。分项目经费是：

e/π 试验束 —— $157.2 \times (1+17\%+1\%+3\%) = 190.212$ 万元人民币；
原初级电子束线改造 —— $33 \times (1+17\%+1\%+3\%) = 39.93$ 万元人民币；
初级束流线分叉延长 —— $68.2 \times (1+17\%+1\%+3\%) = 82.522$ 万元人民币。

由于各阶段完成工作量的时间安排, 预算经费也应安时间分批到位, 具体安排：

年月：				
2000/09	2001/02	2001/07	2001/09	2001/12
经费(万元)				
30(已到)	50	110	60	62.7
阶段目标：				
前期准备	订货	大部分到货	部分结算	到货结算

3.5 计划安排

详细计划附后。

感 谢

从试验束课题的提出到技术设计，得到所和室领导的支持，以及许多单位和同事们的帮助。在关键技术的考虑中李金、李卫国、赵政国、吕军光等教授曾提出了一些有益的建议。在此表示衷心感谢。

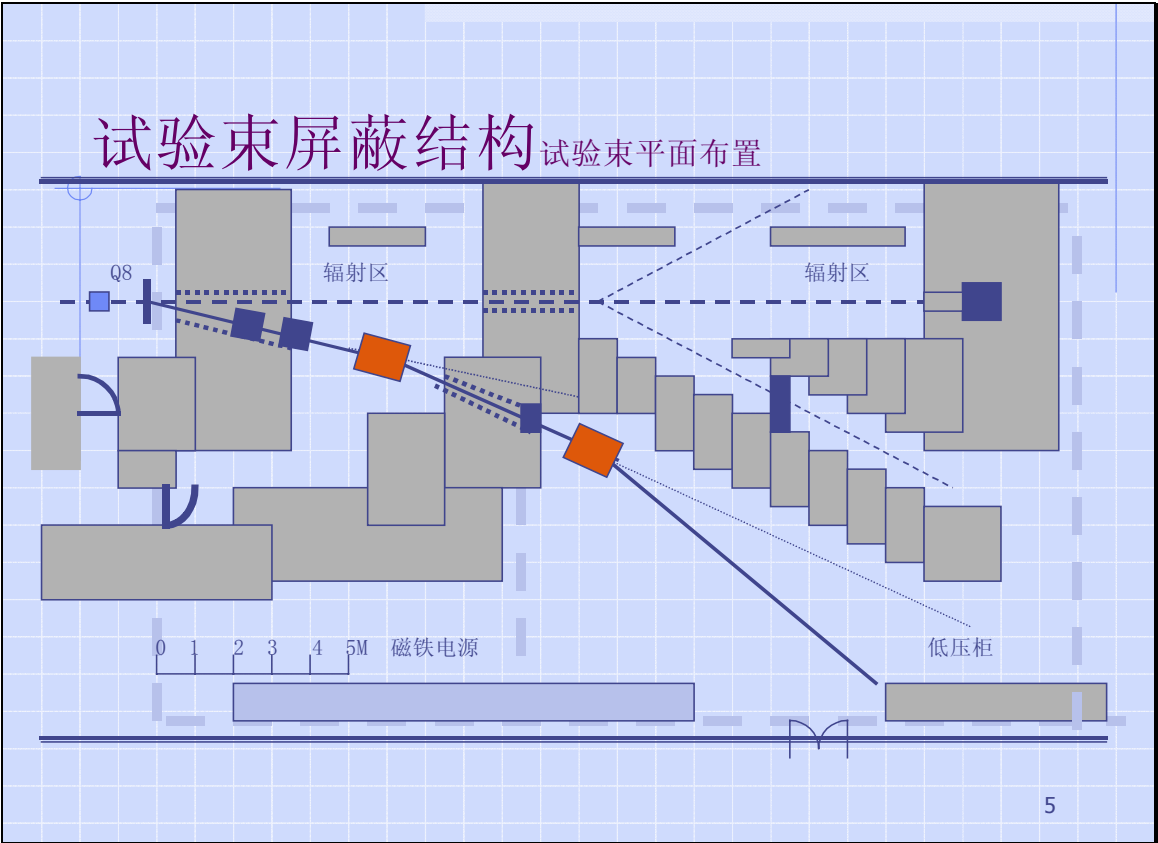


图 13 试验束屏蔽结构示意图