

分类号_____

密级_____

UDC_____

编号_____

中国科学院高能物理研究所 博士后研究工作报告

BES III CsI 晶体量能器的 蒙特卡罗模拟研究

刘春秀

工作完成日期 2001 年 6 月 - 2003 年 3 月

报告提交日期 2003 年 3 月

中国科学院高能物理研究所(北京)
2003 年 3 月

BES III CsI 晶体量能器的
蒙特卡罗模拟研究

Monte Carlo Study of
BES III CsI Crystal Calorimeter

博士后姓名	刘春秀
流动站（一级学科）名称	物理学
专业（二级学科）名称	粒子物理与原子核物理

研究工作起始时间	2001 年 6 月
研究工作满期时间	2003 年 3 月

中国科学院高能物理研究所（北京）
2002 年 3 月

目 录

摘要	ix
1 引言	1
1.1 量能器的原理	6
1.2 晶体量能器	7
1.2.1 能量分辨	7
1.2.2 位置分辨	7
1.2.3 探测效率	8
1.3 文章的结构	8
2 BES III CsI 晶体量能器设计中的优化	11
2.1 晶体量能器性能的主要参数	11
2.2 晶体量能器性能的优化	11
2.2.1 建立模拟程序	12
2.2.2 桶部晶体排列方向和晶体小单元隔墙对能量分辨的影响	12
2.2.3 晶体横向尺寸的优化	16
2.2.4 其它因素对能量分辨的影响	17
3 BES III CsI晶体量能器性能的蒙特卡罗研究	21
3.1 能量分辨	21
3.1.1 能量分辨对能量阈的依赖	22
3.1.2 能量线性	27
3.1.3 能量分辨对位置的依赖	27
3.1.4 光输出不均匀性的影响	27
3.1.5 位置分辨	31
3.2 总结	31
4 BES III CsI晶体量能器事例重建的蒙特卡罗研究	35
4.1 Clustering	36
4.2 能量和位置修正	37

4.2.1	一般的考虑	37
4.2.2	位置修正	39
4.2.3	能量修正	42
4.2.4	修正方法的检验	43
4.3	量能器的性能	45
4.3.1	能量分辨和空间分辨	45
4.3.2	光子和 π^0 的探测效率	47
4.4	小结	47
5	结论	49
	参考文献	50
	致谢	52
	博士生和博士后期间发表的论文	53
	个人简历	54
	永久通讯地址	54

图 目 录

1.1	不同能量 π^0 衰变产生的两 γ 张角的分布。	2
1.2	两光子最小张角的能量依赖。	3
1.3	在不同质心系能量下 $e^+e^- \rightarrow \pi^0 + X$ 单举过程中产生 π^0 的能量分布。	4
1.4	不同能量 π^0 衰变产生的两 γ 的张角对其中一光子能量的依赖。	5
2.1	单光子入射方向偏离晶体轴线的角度分别为 3° 、 1.5° 、 0.5° 、 0° 时, 能量分辨随 Z 的变化, 其中晶体间采用 $500\mu\text{m}$ 的Al隔墙或空气缝隙。左图是单光子入射的示意图。	13
2.2	能量分布的最可几位置和能量分辨随 Y 或 Z 的变化。	14
2.3	单光子扫描左边示意图所示六个不同区域时的能量分辨。	14
2.4	CsI晶体前端截面为 $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ 、晶体长度分别为24 cm和28 cm时的能量分辨。	15
2.5	晶体后端四根铁螺钉对能量分辨的影响。	15
2.6	晶体长28 cm时不同前端横截面对能量分辨的影响。	17
2.7	晶体采用不同横截面时, 光子的平均位置分辨随光子能量的变化。	18
2.8	晶体采用不同横截面时, 单光子探测效率对能量的依赖。	18
2.9	单层或双层TOF闪烁体对能量分辨的影响。	19
2.10	对于四种不同厚度的MDC Al 外桶和TOF 闪烁体, 单光子能量分辨随能量的变化。	19
2.11	对于四种不同厚度的MDC Al 外桶和TOF 闪烁体, 单光子的探测效率。	20
3.1	能量沉积大于能量阈值的计数的最可几值随入射单光子能量的变化。	22
3.2	能量分辨对参与能量求和的晶体数的依赖。	23
3.3	不同能量单光子的能量分辨对能量阈值的依赖, 叠加0.3 MeV, 0.5 MeV 和0.7 MeV 的噪声信号。其中横坐标是噪声信号标准偏差的倍数。	24
3.4	单光子能量分辨随能量的变化。	25

3.5	能量阈值为1 MeV 时 3×3 和 5×5 能量求和得到的能量分辨的比较, 其中实线分别是(3.5)和(3.6)式的拟合结果。	26
3.6	考虑到1%的刻度不确定性, 能量阈值为1 MeV 时 3×3 和 5×5 能量求和得到的能量分辨的比较, 其中实线分别是(3.7)和(3.8)式的拟合结果。	26
3.7	能量阈值为1 MeV时, 能量线性 E_{CSI}/E_{in} 随单光子能量的变化。	28
3.8	$E_{\gamma} = 800$ MeV 单光子在CsI晶体中的能量沉积对位置的依赖。	29
3.9	$E_{\gamma} = 800$ MeV单光子能量分辨对位置的依赖。	29
3.10	晶体纵向光输出的不均匀性对能量分辨的影响。	30
3.11	(a)修正前和(b)修正后 X_{in} 和 X_{cg} 的散点图, 其中垂直实现标记晶体间隙。	32
3.12	800 MeV单光子的空间分辨对位置的依赖。	33
3.13	平均位置分辨对能量的依赖。	33
4.1	能量漂移和角关联变形, 这是"clustering" 过程直接得到的结果。(a), (b) 和(c) 分别是修正前bump 能谱、角 θ 关联和角 ϕ 关联; (d), (e) 和(f) 分别是修正后相应的结果。	37
4.2	修正的 x 、 y 依赖, 其中 x 和 y 分别是 x_{bump} 和 y_{bump} 。	39
4.3	Δx 的 x 依赖(upper)和 Δy 的 y 依赖(lower), 数字表示 θ bin数, 其中 x 和 y 分别是 x_{bump} 和 y_{bump} 。	41
4.4	Δx 和 Δy 的能量依赖, 其中 x 和 y 分别是 x_{bump} 和 y_{bump} 。 . .	41
4.5	能量修正的 x 和 y 依赖, 其中 x 和 y 分别是 x_{bump} 和 y_{bump} 。 . .	42
4.6	能量修正的能量依赖。	43
4.7	修正前后1 GeV 单光子分布的比较: (a) 'bump'的能量分布; (b) 'bump'的 $\Delta\theta$ 分布; (c) 'bump'的 $\Delta\phi$ 分布。 . . .	44
4.8	修正前后1 GeV π^0 分布的比较: Comparisons of the distributions before correction (a) 重建 π^0 的动量分布; (b) π^0 的 $\Delta\theta$ 分布; (c) π^0 的 $\Delta\phi$ 分布; (d) 两 γ 的不变质量分布。	44
4.9	加0.4 MeV噪声信号时空分辨和能量分辨的能量依赖。 . .	45
4.10	π^0 质量分辨对动量的依赖。	46
4.11	单光子和 π^0 探测效率随动量的变化。	46

BES III CsI晶体量能器的蒙特卡罗模拟研究

摘 要

在BES III 晶体量能器的设计、研制过程中,对其性能进行蒙特卡罗研究,从而优化设计方案。模拟结果显示,为了减小晶体间簇射能量的泄漏,BESIII晶体量能器桶部的晶体在 θ 、 ϕ 方向指向中心线有 $1^\circ \sim 3^\circ$ 的偏移;不采用小单元隔墙做晶体支撑,而用四根直径3mm,长2cm的铁螺钉从晶体后端加固;晶体的典型尺寸采用28 cm长,前端截面 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 后端截面 $6.5 \times 6.5 \text{ cm}^2$,可以减小晶体后端的簇射泄漏。对于1 GeV 单光子,能量分辨约为2.07%,位置分辨约为6 mm。

封装晶体的反射膜材料对能量分辨的影响不大,考虑到晶体闪烁光的收集,应尽可能减小反射膜厚度;在不影响主漂移室和TOF性能的前提下适当减小主漂移室外桶厚度(不同厚度的材料进行比较时以辐射长度为单位)以及TOF闪烁体厚度,都可以不同程度地改善电磁量能器的能量分辨,同时也能提高低能光子的探测效率。

利用简单的BES III探测器模拟程序,对BES III晶体量能器(EMC)的事例重建做了方法性研究,对其性能,如单光子的能量分辨、空间分辨, π^0 的质量分辨,以及光子、探测效率等进行了初步的研究。

关键词 CsI晶体量能器, 能量分辨, 空间分辨, 探测效率, 簇射泄漏, 蒙特卡罗模拟

Monte Carlo Study of BES III CsI Crystal Calorimeter

Abstract

In R&D of BES III crystal calorimeter its performances are simulated by Monte Carlo method and then the optimum scheme is confirmed. Those results show that all crystals should point to the collision point with a small tilt of $1^\circ \sim 3^\circ$ in the θ or ϕ direction in order to avoid photons through the gap between crystals, and that the crystals are fixed with four iron screws of Φ 3 mm and depth 2cm at the outer end of crystal instead of the small cell Al-wall. In order to decrease the shower leakage from the outer end of crystal, all crystals are 28cm long. They have similar size with tower-like shape typically, $5 \times 5 \text{ cm}^2$ cross section at the inner end, and $6.5 \times 6.5 \text{ cm}^2$ at the outer end. For 1 GeV photon the energy resolution is $\sim 2.07\%$ and the spatial resolution is $\sim 6 \text{ mm}$.

The method of event reconstruction and the performance of BES III EMC was studied using GEANT 3.21. The energy of the bump found by the clustering is slightly shifted and the angle correlation is completely deformed. Those effects can be corrected by using parameterized functions which have been extracted from single photon GEANT simulation with BES III electromagnetic calorimeter.

Key words

CsI crystal calorimeter, energy resolution, spatial resolution, detection efficiency, shower leakage, Monte Carlo simulation

第 1 章 引言

BES III 电磁量能器的主要作用是测量 γ 射线和电子的能量和位置，在包含 π^0 (π^0 衰变成两个 γ) 衰变的 J/ψ 、 $\psi(2s)$ 和 D 介子的重建中 γ 的精确测量是非常重要的。还有一些其它包含直生 γ 的衰变，例如 $\chi_{c0,c1,c2}(1P) \rightarrow \gamma J/\psi$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma \eta_c(1S)$ 。若要求MDC中测量的动量与CsI晶体量能器中测量的能量基本相等，可以将 $e^\pm$ 和 $\pi^\pm$ 分开。这是因为电子的能量几乎100%被电磁量能器吸收，而 $\pi^\pm$ 只有一部分能量沉积在量能器中。电子的分辨对于研究 D 介子的半轻子衰变道是很重要的。

由于一些末态包含许多光子和带电粒子，在多粒子环境中由两 γ 重建 π^0 不是一件容易的事。由两 γ 重建 π^0 时， π^0 的质量可以表示为：

$$M_{\pi^0}^2 = 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos \theta_{12}), \quad (1.1)$$

其中 $E_{\gamma 1}$ 、 $E_{\gamma 2}$ 是 γ 的能量， θ_{12} 是两 γ 在实验室系的张角。两光子张角 θ_{12} 与 π^0 速度 β 和 π^0 静止系衰变角 θ_1^* (相对于 π^0 运动方向)的关系可以表示为：

$$\cos \theta_{12} = \frac{2\beta^2 - 1 - \beta^2 \cos^2(\theta_1^*)}{1 - \beta^2 \cos^2(\theta_1^*)}, \quad (1.2)$$

其中 $\beta = P_{\pi^0}/E_{\pi^0}$ ， P_{π^0} 和 E_{π^0} 分别是 π^0 的动量和能量。

在实验室系两光子有最小张角 θ_{12}^{min} ，对应 π^0 静止系 $\theta_1^* = 90^\circ$ ，它可以表示为：

$$\theta_{12}^{min} = \cos^{-1}(2\beta^2 - 1) = \cos^{-1}\left(1 - \frac{2m_{\pi^0}^2}{E_{\pi^0}^2}\right). \quad (1.3)$$

图1.1显示了不同能量 π^0 衰变产生的两光子张角 θ_{12} 的分布，最小张角 θ_{12}^{min} 随 π^0 能量的变化如图1.2所示，随 π^0 能量增加 θ_{12}^{min} 变小。

由方程(1.1)得到 π^0 的质量分辨为

$$\left(\frac{\delta M_{\pi^0}}{M_{\pi^0}}\right)^2 = \left(\frac{\delta E_{\gamma 1}}{2E_{\gamma 1}}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_{\gamma 2}}{2E_{\gamma 2}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \theta_{12}}{2 \tan(\theta_{12}/2)}\right)^2 \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{\delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \theta_{12}^{min}}{\theta_{12}^{min}}\right)^2. \quad (1.4)$$

其中假设 $E_\gamma = E_{\gamma_1} \simeq E_{\gamma_2}$ 。由上式可以看到要得到好的 π^0 质量分辨, γ 的能量分辨非常关键, 对于高能 π^0 也需要好的角分辨。

:2/12/25 17.35

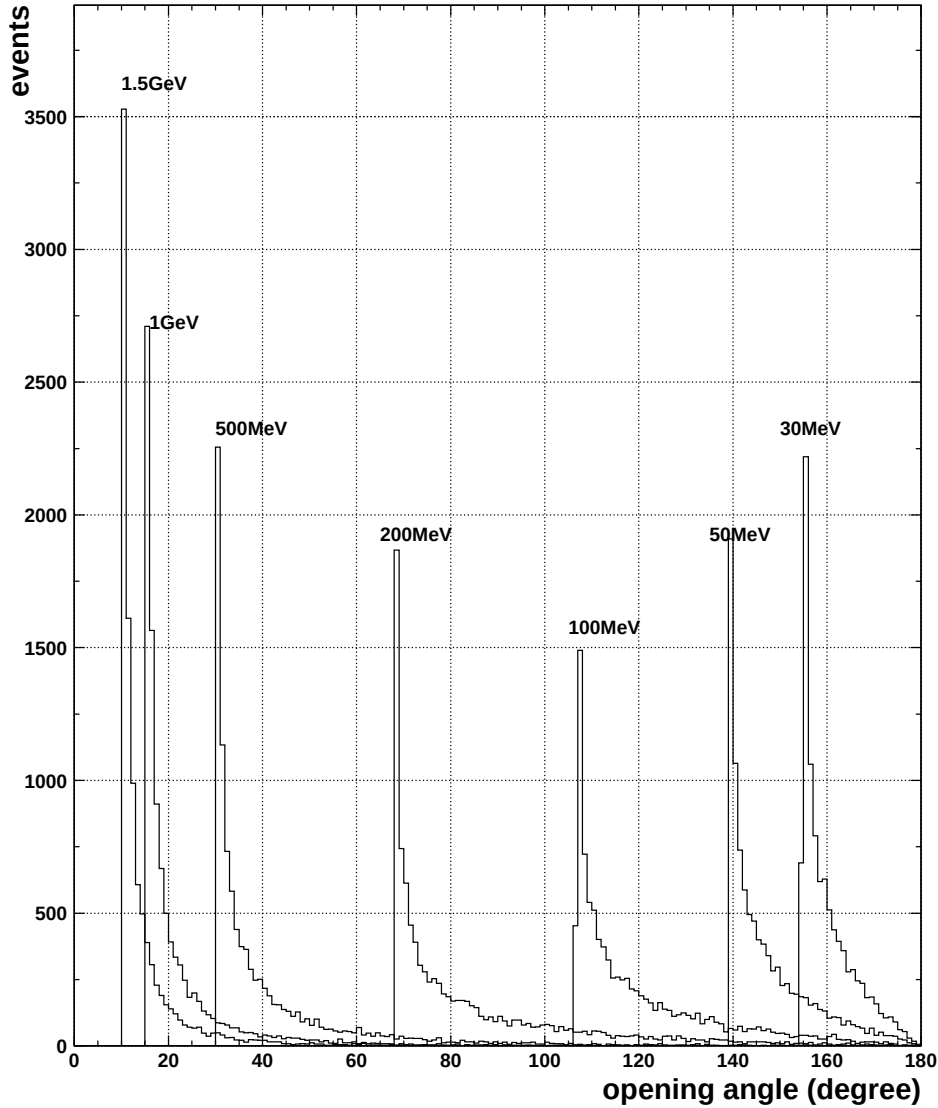


图 1.1: 不同能量 π^0 衰变产生的两 γ 张角的分布。

BESIII 要求电磁量能器测量的能量范围从 20 MeV 到 2 GeV。在几个不同的 e^+e^- 质心系能量 (BESIII 主要的能量点) 下, π^0 的能量分布如图 1.3 所示。由图 1.3 可见大多数 π^0 的能量小于 1.5 GeV。1.5 GeV π^0 衰变产生的两 γ 的张角大于 10° (如图 1.4 所示)。

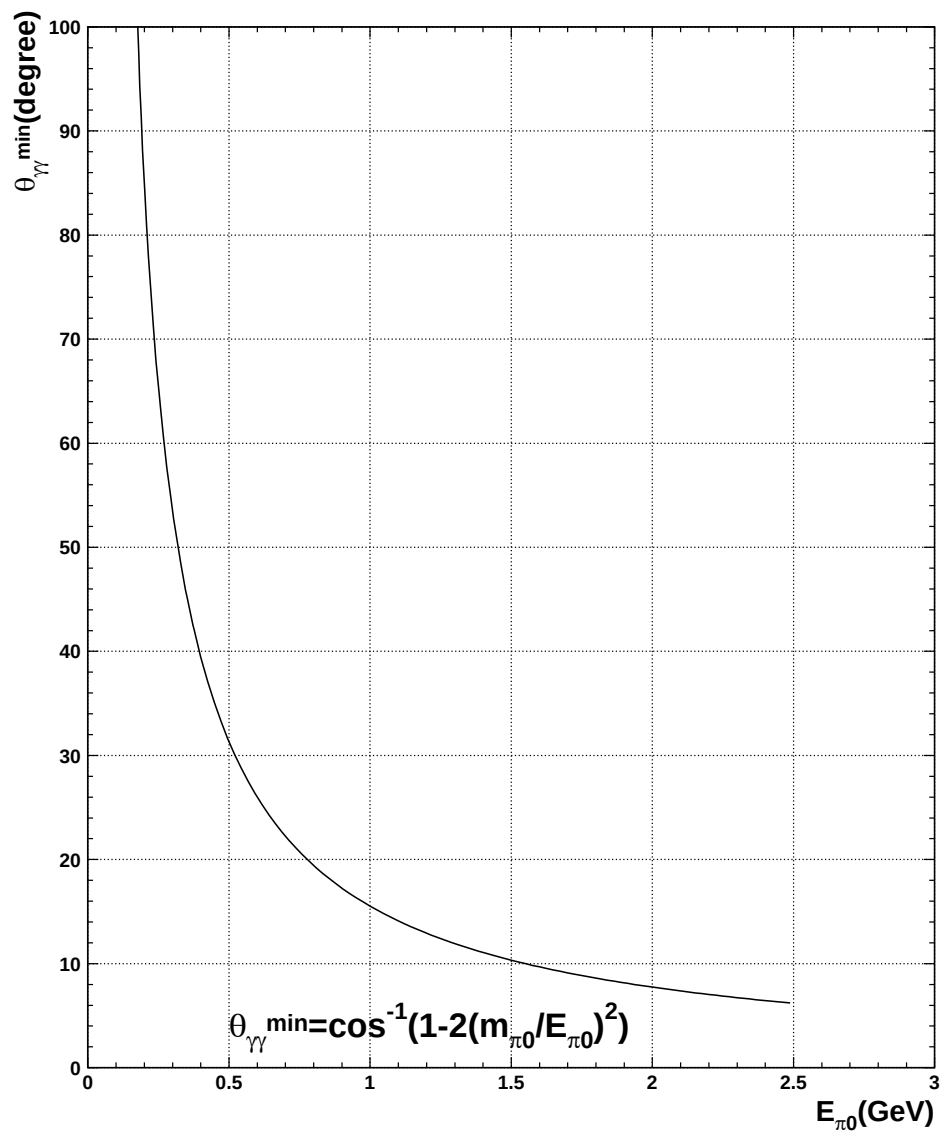


图 1.2 : 两光子最小张角的能量依赖。

$e^+e^- \rightarrow n\pi^0 + X$ Jetset7.4.1 generator(default parameters)

:2/11/11 21.57

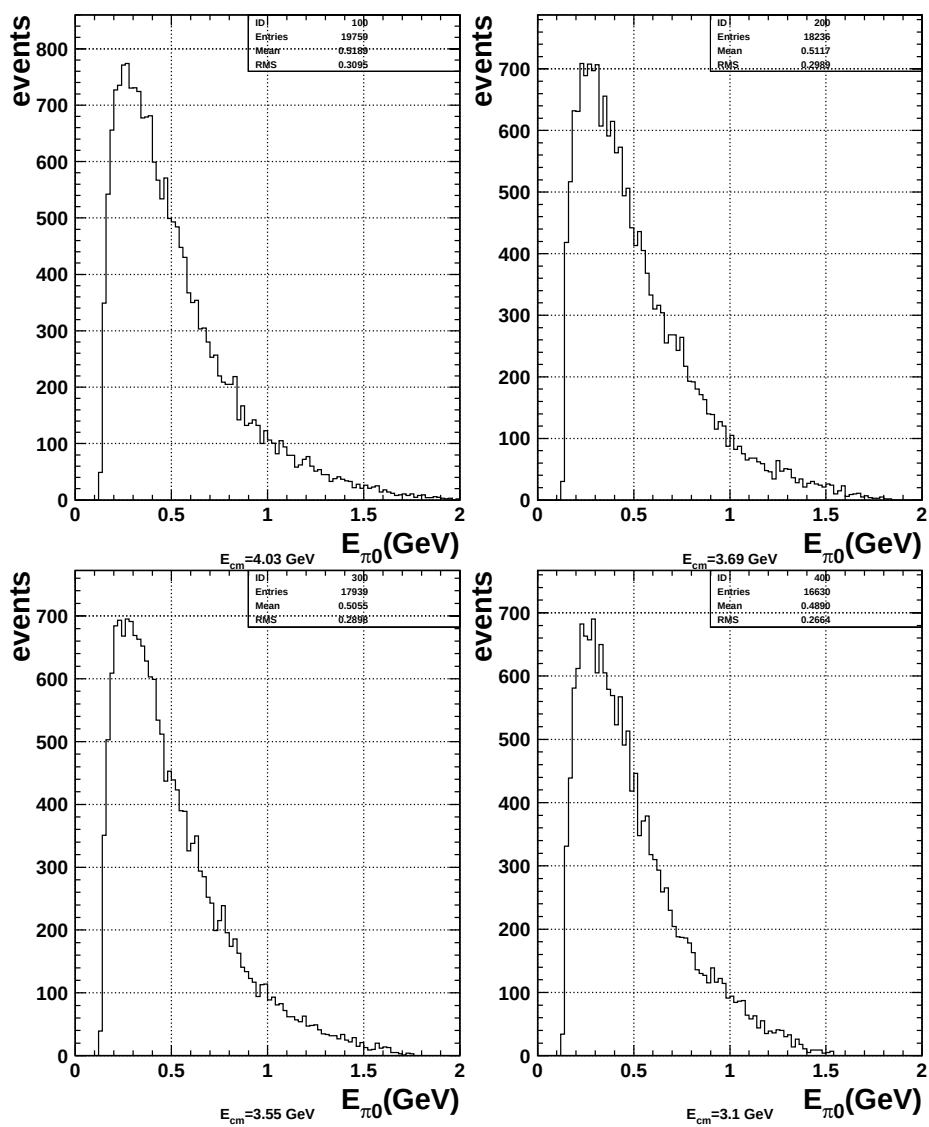


图 1.3: 在不同质心系能量下 $e^+e^- \rightarrow \pi^0 + X$ 单举过程中产生 π^0 的能量分布。

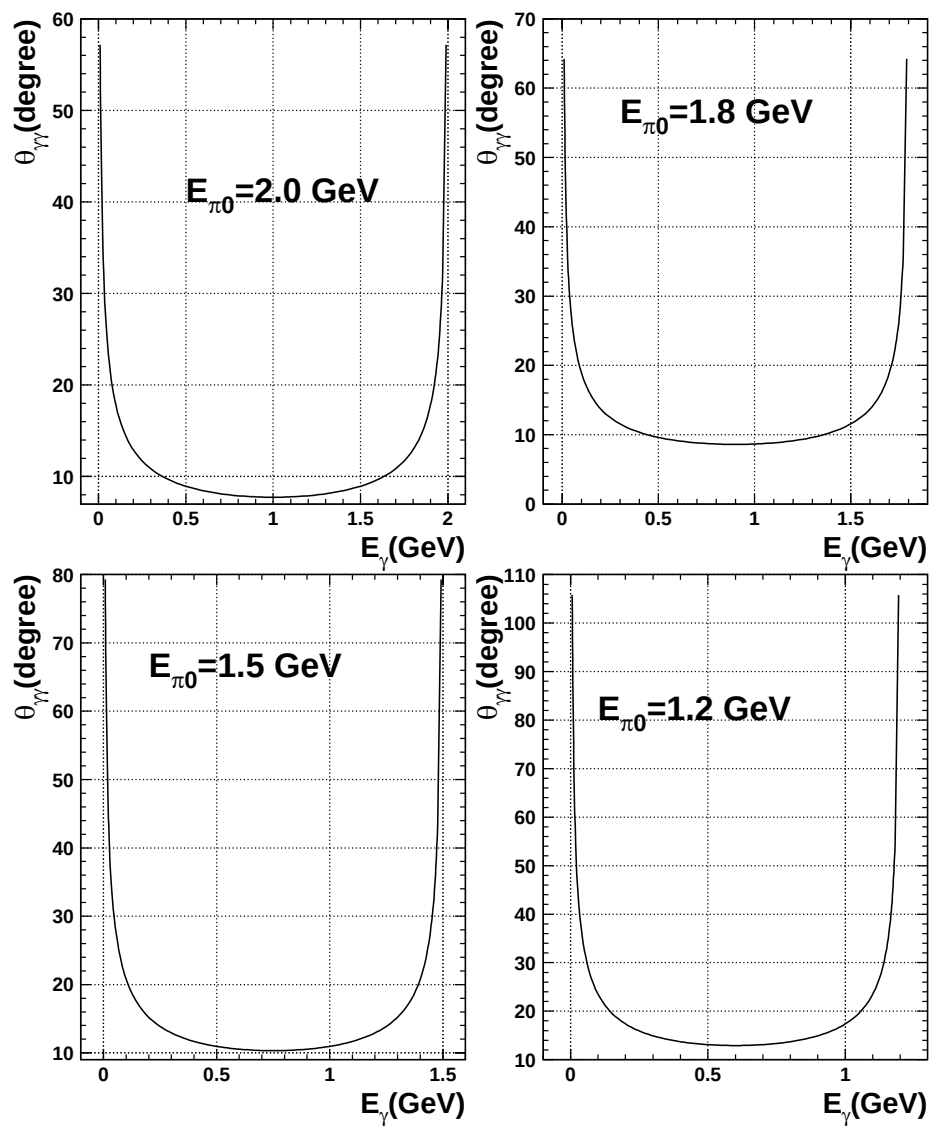


图 1.4: 不同能量 π^0 衰变产生的两 γ 的张角对其中一光子能量的依赖。

1.1 量能器的原理

在高能物理实验中测量粒子总能量的探测器称为量能器。高能电子或光子入射进入具有一定厚度的物质层中，与物质作用产生电子和光子的级联簇射。如果吸收物质的尺寸足够大，粒子的所有能量都沉积到物质层中。

电磁级联簇射的发展是，电子和正电子通过轫致辐射产生光子，光子在物质中又产生正负电子对。一般情况下，每一个过程都是经过一个辐射长度的距离之后发生。辐射长度 X_0 定义为

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} [gcm^{-2}], \quad (1.5)$$

其中 Z 是原子序数， A 是原子的质量（以 $gmol^{-1}$ 为单位）。一个辐射长度等于电子能量经过辐射损失，减少到 $\frac{1}{e}$ 所通过的距离。量能器的深度通常用辐射长度定义，这是因为对于所有不同的材料每经过一个 X_0 相互作用平均数均为1。

经过几次轫致辐射和对产生之后，粒子的能量降低，紧接着其它的过程发生。对于光子，引发康普敦散射或者光电效应。低于临界能量 E_c （ $\sim 800/(Z+1.2)$ MeV）的电子和正电子通过电离损失大部分能量。这里临界能量 E_c 定义为每一个辐射长度的电离能量损失等于轫致辐射能量损失。级联簇射过程结束之后，入射电子或正电子大部分都以能量低于 E_c 的电子和正电子能量损失的方式，将其所有能量损失在物质中。

电磁量能器可分为两种类型：一类是取样型量能器，它包括吸收体和灵敏材料，灵敏材料多为有机闪烁体，如闪烁塑料光纤-铅夹层量能器[1]，在簇射过程中，由于有机闪烁体密度很小，约有 $\sim 10\%$ 的能量被闪烁体吸收，其中的一部分能转化为闪烁光而被探测；另一类是全吸收型量能器，它的能量吸收体全部为探测灵敏材料，如闪烁晶体量能器[2-5]，一部分沉积能量转化为闪烁光，其光强正比于入射粒子的能量。显然，全吸收型的输出信号与能量沉积有最直接、最逼真的对应关系。在高能区，全吸收型量能器的能量分辨至少比取样型量能器好3倍，在低能量区，全吸收型量能器的能量分辨与能量的关系近似为 $E^{-1/4}$ ，而取样型则为 $E^{-1/2}$ 。

1.2 晶体量能器

1.2.1 能量分辨

能量分辨是电磁量能器最重要的参数。决定无机闪烁体量能器能量分辨的因素很多。簇射涨落是一个重要因素。如果晶体闪烁体没有足够的深度或者横向尺寸的限制，簇射能量会从晶体的边缘和后端泄漏。这一泄漏涨落使晶体内的总能量损失有不确定性，泄漏越大涨落越大。由于簇射最大值随能量呈对数增加，所以能量越高后端泄漏越严重。低能时簇射的横向尺度大，以边缘泄漏为主。量能器的构造，例如晶体的交错排列以及晶体间隙都会增加簇射泄漏。

晶体不同部位的光输出是不完全均匀的，它依赖于纵向、横向位置。不均匀性可以源于搀杂的密度涨落引起的不同的光闪烁效率，也可以源于由晶体的透明度引起的不同的光收集效率。光输出除与以上两个条件有关外，还与晶体光输出面的几何尺寸、光反射的表面性质等等有关。由于耦合硅光二极管的剩余面仍有反射层，光输出不是成比例的关系。光输出的不均匀性对能量分辨没有明显地影响，但是它对能量线性有影响。

在低能以电子学噪声的影响为主（如图3.4所示）。影响能量分辨的其它因素，例如电子学的稳定性、非线性，高本底条件下计数器的刻度等等。

上述一些对能量分辨不利的影响可以通过合适的刻度方法、好的寻迹软件消除。

1.2.2 位置分辨

位置分辨主要由电磁簇射的横截面大小决定。电磁簇射横截面的轮廓尺寸用Molière半径 R_M 表示，它和纵向尺寸一样用辐射长度 X_0 标度， R_M 定义为：

$$R_M = \frac{E_S}{E_c} X_0, \quad (1.6)$$

其中 $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} = 21.2 \text{ MeV}$ 。小截面尺寸的CsI(Tl)晶体对位置分辨有好处，但若远小于 R_M ，一个电磁簇射将分配到很多的晶体上，使能

量泄漏在众多晶体之间的吸收增多，电子学噪声由于众多电子学通道数增加，因而能量分辨率变差。

1.2.3 探测效率

影响探测效率的主要因素是量能器内部的物质。所有寻迹和粒子鉴别子探测器(MDC, TOF)都安装在对撞点和量能器之间，它们是光子对产生的来源。光子对产生的正负电子将被磁场分开，由此重建光子是困难的，实际上这样的光子丢失了。如果光子转换成正负电子对的作用点距离量能器越远，效率损失越高。虽然内部探测器的物质质量尽可能的少，但是仍然对量能器的探测效率造成一定的限制。

如果晶体的长度太短，由于后端簇射泄漏，重建的能量会有一个低能尾巴。由于簇射泄漏的涨落比较大，这样的尾巴一般会长。长尾巴上的事例经常给出一个较低的 π^0 质量，重建时这样的事例将被丢弃。所以建造物质层更厚的晶体量能器是更有利的，但是晶体总体积的迅速增加又使得建造如此大的一个量能器是不现实的。

当重建的簇射与带电径迹重叠时， γ 误判为带电径迹，因而被舍弃。这也造成无效率。

1.3 文章的结构

BES III 晶体量能器的设计、研制中，在诸多因素的约束下设计方案是否优化是一个必须认真研究的问题。对该问题的回答有两个途径，一个是做相关的实验，即对不同的设计方案建立不同的实验，这样做不仅耗资大，而且完成实验花费的时间也很长，这是设计过程中所不允许的。另一个途径就是利用蒙特卡罗方法对不同设计方案进行模拟研究，这样可以在最短的时间内证实设计方案的优劣。本文就是利用这种方法研究BES III 晶体量能器性能的优化。

第二章将研究BES III CsI晶体量能器设计中的优化。详细研究了量能器桶部晶体排列方向、晶体小单元隔墙对能量分辨的影响，晶体横向尺寸的优化以及其它因素如主漂移室外桶、TOF的闪烁体、量能器内桶以及封装晶体的反射膜材料等对能量分辨的影响。

第三章研究了晶体量能器能量分辨对能量域值的依赖、能量线性、能量分辨对位置的依赖、光输出不均匀性的影响以及位置分辨。

第四章是晶体量能器事例重建的蒙特卡罗研究。给出clustering方法，以及能量和位置修正的初步研究。

第 2 章 BES III CsI 晶体量能器设计中的优化

2.1 晶体量能器性能的主要参数

描写量能器性能的主要参数是能量分辨和位置分辨。BES III 采用 CsI (Tl) 晶体构造电磁量能器，它的能量分辨率的主要因素可以用公式

$$\sigma/E = \sqrt{\sigma_{EC}^2 + \sigma_{rl}^2 + \sigma_{noise}^2 + \sigma_{PD}^2 + \sigma_{Cal}^2} \quad (2.1)$$

表示。其中， σ_{EC}^2 为量能器本征的能量误差，主要依赖于入射粒子能量沉积的涨落，及信号产生或转换过程的涨落； σ_{rl}^2 为簇射过程中的能量泄漏误差，包括能量在量能器之前和内部‘死区’的物质层中吸收和闪烁晶体之后的能量泄漏涨落、系统的非均匀性等； σ_{noise}^2 为量能器读出电子学的等效能量噪声及高亮度下沉积能量堆积的误差等； σ_{PD}^2 为闪烁晶体之后的簇射泄漏粒子在光电读出器件上产生的等效能量信号的误差； σ_{Cal}^2 为刻度误差。本文对量能器能量分辨的优化主要考虑簇射过程中的能量泄漏误差。

如引言中所述，位置分辨主要由电磁簇射的横截面大小决定。BES III 选择梯形长方体 CsI(Tl) 晶体，当晶体的典型尺寸为：小端截面 $4 \times 4 \text{ cm}^2$ ，大端截面 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ，长为 24 cm 时，GEANT^[6] 的模拟结果显示，1 GeV γ 射线从晶体单元中心入射时，约有 80% 的入射能量沉积在一个晶体单元内。

光子、电子的探测效率也是电磁量能器的一个重要指标之一，它由电磁量能器对光子、电子能量和位置的测量决定。

2.2 晶体量能器性能的优化

BES III 晶体量能器设计中，能量分辨的优化主要是尽可能减少簇射能量泄漏的误差。簇射能量的泄漏主要与晶体的长度选择有关，晶体之间的

能量损失由反射材料的选材控制，影响较小。晶体之间若存在支撑结构，支撑结构的选材及其厚度直接影响簇射能量的泄漏程度。为此我们做了如下的模拟研究。

2.2.1 建立模拟程序

为了完成晶体量能器性能的蒙特卡罗模拟，首先利用GEANT3.21模拟 7×7 CsI晶体阵列的探测单元，阵列中每块晶体包装 $200\mu\text{m}$ 厚的聚四氟乙烯(Teflon)漫反射层和 $25\mu\text{m}$ 的铝(Al)膜，在其后端放置 $300\mu\text{m}$ 厚、截面为 $2 \times 2\text{cm}^2$ 的硅片(模拟硅光二级管)。按距离CsI晶体探测单元由近及远的顺序放置的物质层为： 2mm Al (模拟量能器内桶) $\rightarrow$ 2cm 的空气 $\rightarrow$ 10cm 塑料闪烁体 (模拟飞行时间计数器TOF) $\rightarrow$ 1cm Al $\rightarrow$ (模拟主漂移室MDC外桶) $\rightarrow$ 80cm 空气 (模拟漂移室)。每块CsI晶体的尺寸为 24cm 长，前端截面为 $4 \times 4\text{cm}^2$ 、后端截面为 $5 \times 5\text{cm}^2$ 。为了适应量能器设计方案中参数的调整 (例如晶体尺寸，包装CsI晶体的材料等)，模拟程序中涉及的参数都可以在GEANT输入卡中设置。于是，基于此模拟程序对各种不同因素如何影响BES III CsI晶体量能器的性能做了细致地模拟研究，从而优化设计方案。

2.2.2 桶部晶体排列方向和晶体小单元隔墙对能量分辨的影响

当BES III电磁量能器选用的CsI(Tl)晶体的典型尺寸为：小端截面 $4 \times 4\text{cm}^2$ ，大端截面 $5 \times 5\text{cm}^2$ ，长为 24cm ($13X_0$) 时，研究了量能器桶部晶体的排列方向和晶体小单元隔墙对能量分辨的影响 (能量分辨的计算如第3.1节所示)。

- 晶体在 θ 、 ϕ 方向指向中心线的偏移

若桶部晶体的支撑结构采用模块式，即每八块晶体安装在有隔墙的小单元内。当隔墙材料选用 $400\mu\text{m}$ 碳纤维 (C) 或 $500\mu\text{m}$ 铝 (Al) 时，模拟能量分辨随入射单光子作用点的变化，结果表明当作用点远离晶体中心时能量分辨较差，这是由于当作用点靠近小单元隔墙时晶体间的能量泄漏增加。当选用不同材质的隔墙时能量分辨的差别不大。于是，选用 $500\mu\text{m}$ 的Al隔墙时，研究入射单光子方向偏离

晶体轴线的角度对能量分辨的影响。图2.1给出了单光子的入射方向偏离晶体轴线分别为 3° 、 1.5° 、 0.5° 、 0° 时，能量为500 MeV 或800 MeV 单光子的能量分辨随作用点到晶体中心距离 $Z(\text{cm})$ 的变化。由图2.1可见能量分辨随 Z 的增加而变差，光子入射方向偏离晶体轴线的角度不同得到的能量分辨不同， 3° 时能量分辨最好， 0° 时能量分辨较差。这是由于当偏移角度为 0° 时，晶体间的能量泄漏较大。因此，为了减少晶体间的簇射能量的泄漏，要求BESIII晶体量能器桶部的每块晶体在 θ 、 ϕ 方向指向中心线有 $1^\circ \sim 3^\circ$ 的偏移。

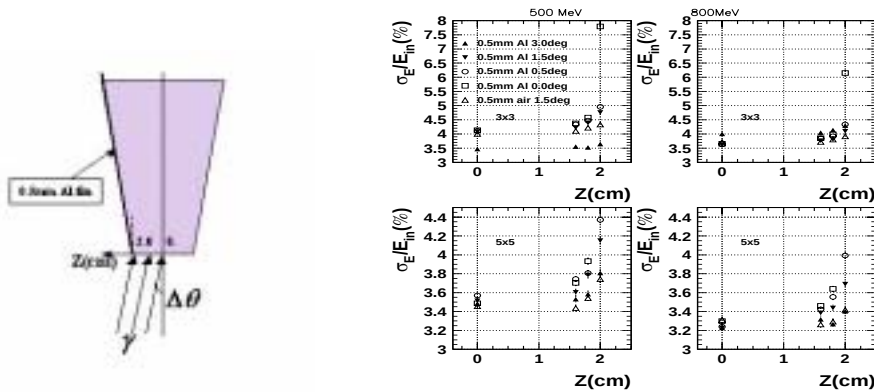


图 2.1: 单光子入射方向偏离晶体轴线的角度分别为 3° 、 1.5° 、 0.5° 、 0° 时，能量分辨随 Z 的变化，其中晶体间采用 $500\mu\text{m}$ 的Al隔墙或空气缝隙。左图是单光子入射的示意图。

● 晶体小单元隔墙对能量分辨的影响

在摆放晶体时一个方向每隔两块晶体放置 $500\mu\text{m}$ Al隔墙，另一方向每隔四块晶体放 $500\mu\text{m}$ Al隔墙，单光子入射方向在 θ 向偏离晶体中心轴线 3° 、 ϕ 向偏离 1.5° ，扫描 7×7 阵列中心的一块晶体，得到能量分辨随能量的变化如图2.2所示。在模拟中，每块晶体的能量沉积叠加 0.5MeV 高斯分布的非相干噪声信号，然后对大于阈值 0.5MeV 的沉积能量求和得到光子的能量。由图2.2可见，当光子的作用点在晶体边缘，且向晶体外侧入射时，能量泄漏比较严重，能量分辨较差，当晶体边缘有Al隔墙时，能量泄漏更加严重，能量分辨更差。图2.3对这一结论给出进一步的证实。入射单光子扫描图2.3所示六个等面积的不同区域，得到的能量分辨不同，将结果进行比较，表明当光子作用点落

在晶体缝隙附近时，能量分辨较差，当缝隙间有Al隔墙时能量分辨更差。

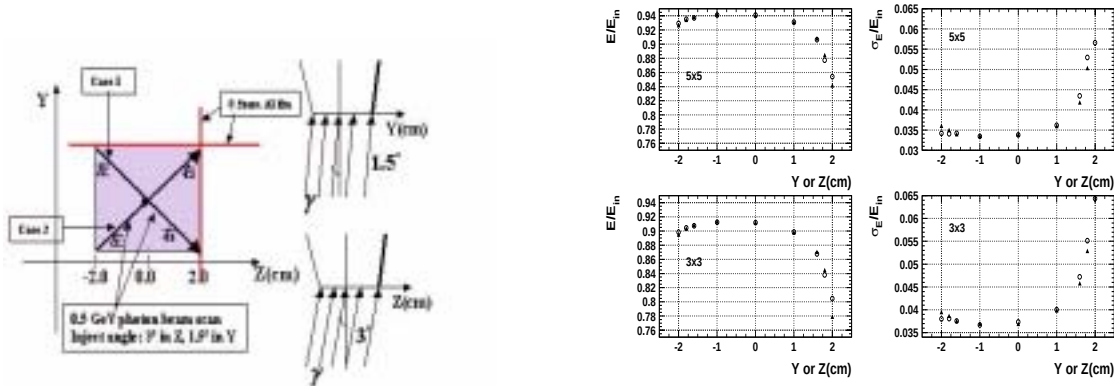


图 2.2：能量分布的最可几位置和能量分辨随 Y 或 Z 的变化。

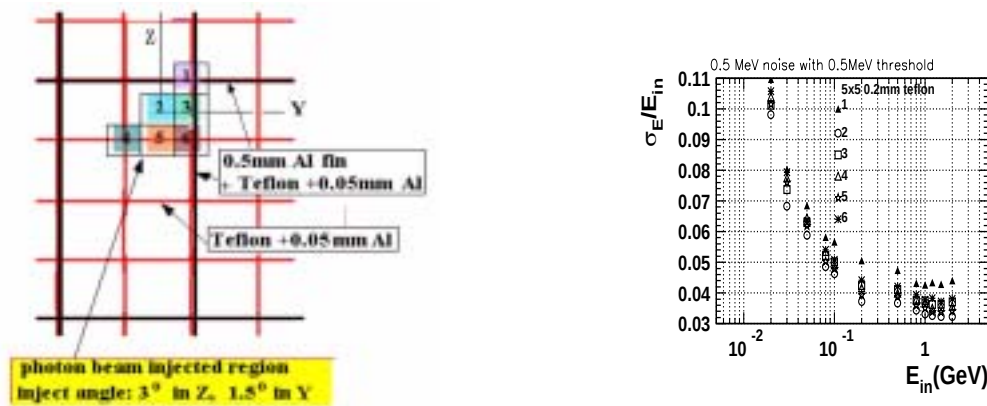


图 2.3：单光子扫描左边示意图所示六个不同区域时的能量分辨。

上述结果表明，采用晶体小单元隔墙做支撑时，当光子击中隔墙及其附近时能量分辨明显变差。鉴于此，去掉晶体小单元隔墙而采用四根直径3mm，长2cm的铁螺钉从晶体后端加固，同时为了提高量能器的能量分辨CsI晶体从24cm（约 $13X_0$ ）加长到28cm（约 $15X_0$ ）。由图2.4可见去掉晶体小单元隔墙，晶体长度增加到28cm时，1GeV单光子的能量分辨从原来的3.2%(24cm)，降低到2.3%（28cm）。图2.5也显示固定晶体的螺钉对能量分辨几乎没有影响。

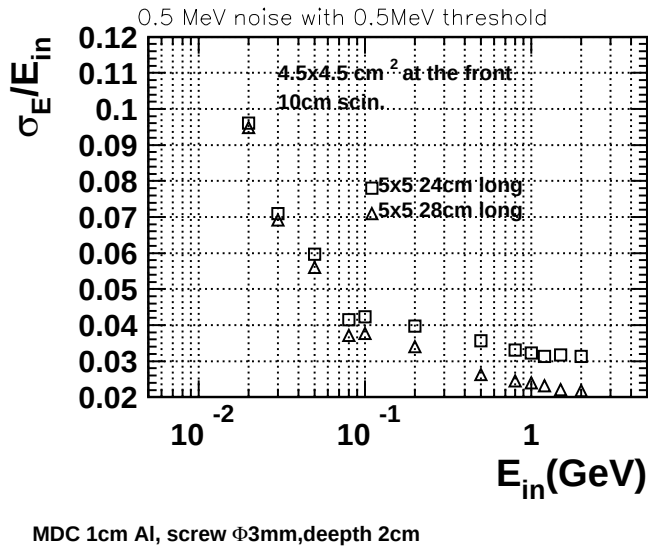


图 2.4: CsI晶体前端截面为 $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ 、晶体长度分别为24 cm 和28 cm 时的能量分辨。

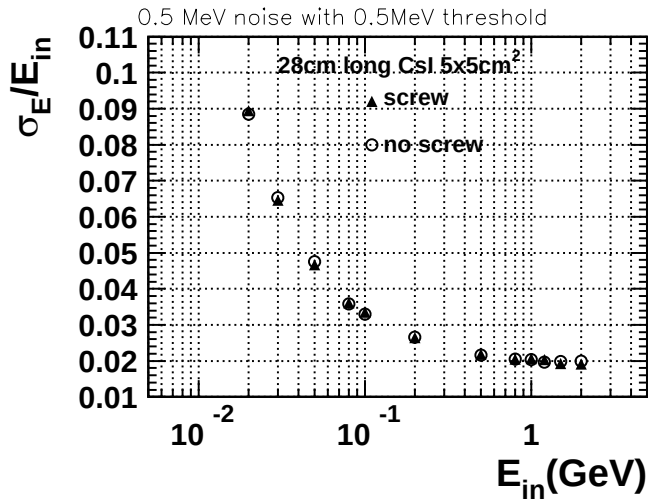


图 2.5: 晶体后端四根铁螺钉对能量分辨的影响。

2.2.3 晶体横向尺寸的优化

CsI晶体从24cm 加长到28cm，量能器的工程造价增加很多，加大晶体的横截面，可以减少电子学通道数，从而降低电子学的造价，同时也能提高量能器的能量分辨（横截面增大可以减小能量泄漏）。然而横截面的增加会降低位置分辨。于是，很自然就会提出这样的问题：为了适应BESIII的物理要求，CsI晶体的横截面采用多大尺寸更合适呢？

考虑各种因素的约束，我们研究了晶体前端截面尺寸分别为 $4 \times 4 \text{ cm}^2$ 、 $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ 、 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 时，晶体量能器的能量分辨、位置分辨以及不同能量单光子的探测效率。基于 7×7 的晶体阵列，用找重心的方法测量入射单光子的 θ 、 ϕ 方向，这样测得光子的方向与初始入射方向的关联有些变形，对位置做简单修正（参见第4.2.2节）得到位置分辨。同时给出不同情况下单光子的探测效率。若没有特殊说明探测效率定义为，

$$\epsilon = \frac{N_{(\pm 2\sigma_X, \pm 3\sigma_E)}}{N_{tot}} \quad (2.2)$$

其中 σ_X 、 σ_E 分别是单光子的位置分辨和能量分辨。

图2.6给出了CsI晶体横截面取三个不同尺寸时能量分辨随单光子能量的变化，结果表明晶体前端截面较大时，能量分辨会更好。对于1 GeV单光子，晶体前端截面是 $4 \times 4 \text{ cm}^2$ 、 $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ 和 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 时，能量分辨分别为2.29%、2.23% 和2.07%。但是晶体前端截面越大，量能器的位置分辨明显变差如图2.7所示。晶体前端截面为 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 时，位置分辨最差，1GeV单光子的位置分辨大约为6mm（ $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ 时位置分辨大约为5.5 mm； $4 \times 4 \text{ cm}^2$ 时位置分辨大约是4.8 mm）。图2.7中的 n 是能量沉积大于能量域值（1 MeV）的晶体的数目，当 n 大于1时，低能光子的位置分辨会变好，但探测效率很差（如图2.8所示）。由图2.8可见CsI晶体取三个不同尺寸时单光子的探测效率基本上一致。

在BES III物理能区，末态产生的 π^0 以能量小于1.5 GeV 为主，大于1.5 GeV的 π^0 产生几率非常小。 π^0 衰变产生两光子的最小张角随 π^0 能量的增加而减小（如图1.2所示）。1.5 GeV π^0 衰变产生的两光子的张角大于 10° 。当BES III量能器采用前端截面 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 的CsI晶体时，桶部天顶处单块晶体覆盖张角最大，即 3.04° （桶部内径942 mm）。 π^0 衰变两光子在量能器桶部至少跨过3.3块晶体，即使加上光子位置分辨的模糊，量能器也能

分辨 π^0 产生的两光子。鉴于此，BES III量能器可以采用前端截面约为 $5 \times 5\text{cm}^2$ 的CsI晶体。

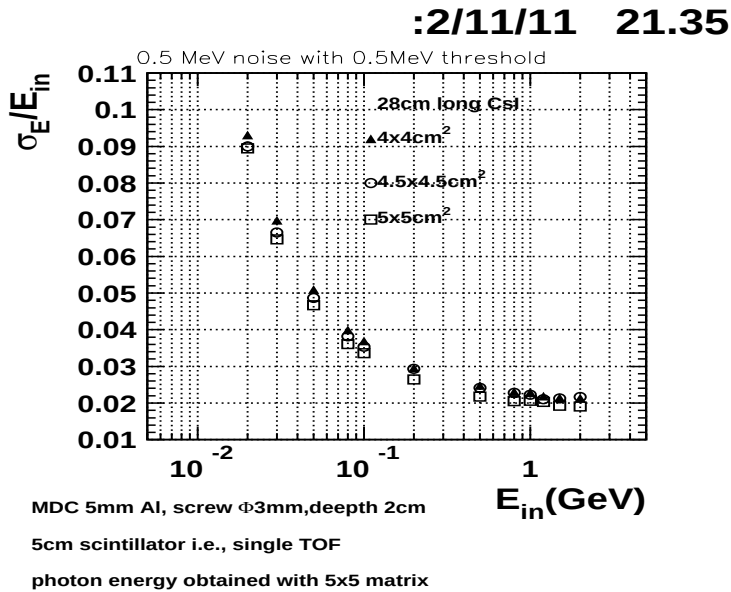


图 2.6：晶体长28 cm时不同前端横截面对能量分辨的影响。

2.2.4 其它因素对能量分辨的影响

主漂移室外桶、TOF的闪烁体、量能器内桶以及封装晶体的反射膜材料等都不同程度的造成电子或光子的簇射能量泄漏，从而影响能量分辨。蒙特卡罗模拟结果表明，量能器Al内桶厚度分别是2mm、4mm或6mm时，能量分辨的差别不大，而且若用铁螺钉支撑晶体也可以去掉量能器内桶；封装晶体的反射膜采用不同的材料时能量分辨基本一致，考虑到晶体闪烁光的收集，尽可能减小反射膜厚度对能量分辨比较有利。

图2.9对TOF闪烁体分别采用单层(5cm)和双层(10cm)时的能量分辨进行了比较，结果显示单层TOF对量能器的能量分辨更有利。图2.10给出了当主漂移室外桶厚度和TOF闪烁体厚度分别取不同值时CsI晶体量能器的能量分辨，结果表明在不影响主漂移室和TOF性能的前提下适当减小主漂移室外桶厚度(不同厚度的材料进行比较时以辐射长度为单位)以及TOF闪烁体厚度，都能不同程度地改善电磁量能器的能量分辨，同时也能提高低能光子的探测效率（如图2.11所示，这里探测效率定义为 $\epsilon = \frac{N_{(\pm 3\sigma_E)}}{N_{tot}}$ ）。

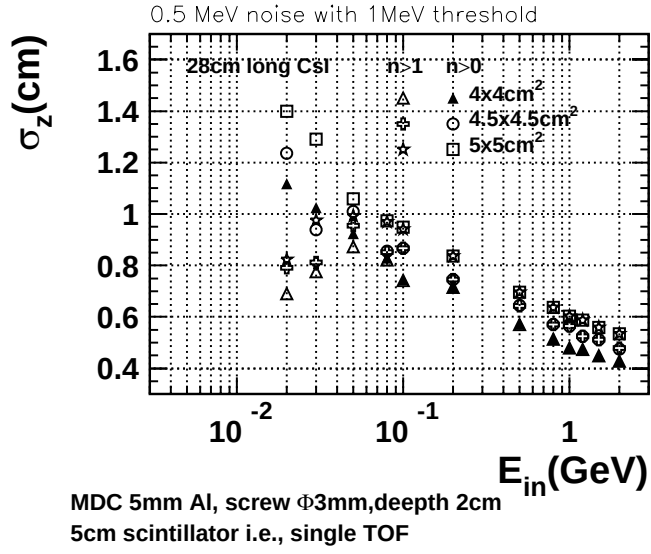


图 2.7: 晶体采用不同横截面时, 光子的平均位置分辨随光子能量的变化。

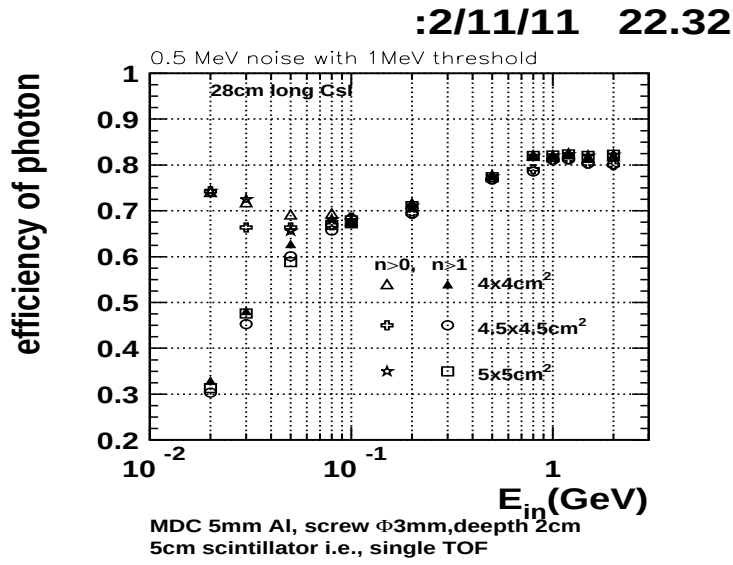


图 2.8: 晶体采用不同横截面时, 单光子探测效率对能量的依赖。

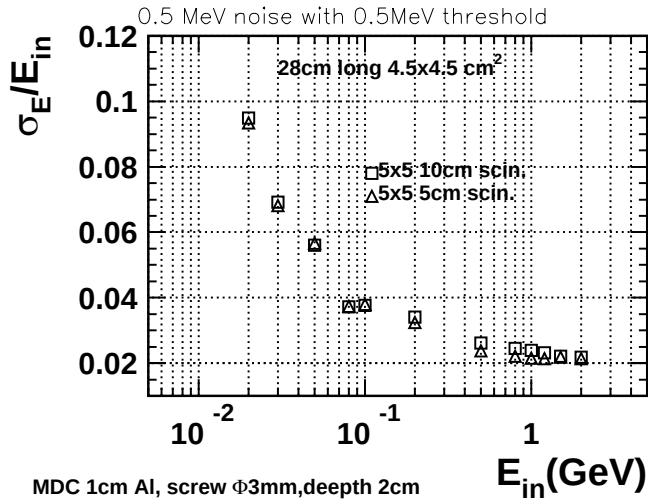


图 2.9：单层或双层TOF闪烁体对能量分辨的影响。

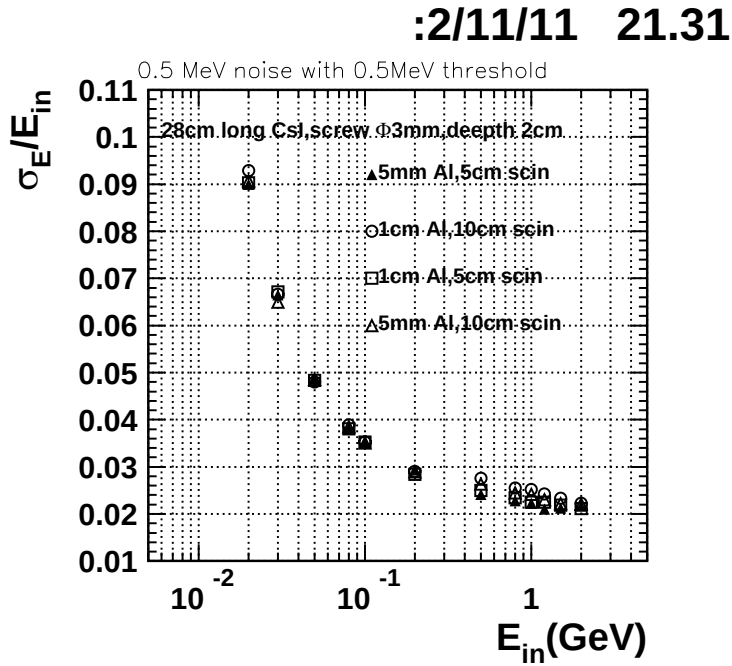


图 2.10：对于四种不同厚度的MDC Al 外桶和TOF 闪烁体，单光子能量分辨随能量的变化。

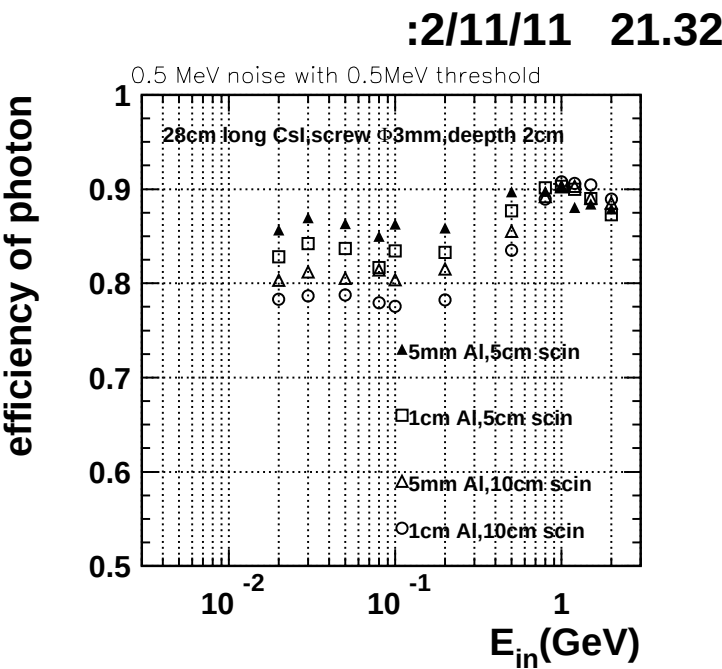


图 2.11 : 对于四种不同厚度的MDC Al 外桶和TOF 闪烁体，单光子的探测效率。

第 3 章 BES III CsI晶体量能器性能的蒙特卡罗研究

如上所述，当构造BES III 量能器的CsI晶体采用典型尺寸为28cm长，前端截面 $5 \times 5\text{cm}^2$ ，后端截面 $6.5 \times 6.5\text{cm}^2$ 时，量能器的性能较好。基于 7×7 的CsI晶体阵列的模拟程序，当每块晶体的沉积能量叠加0.5 MeV的高斯型非相干噪声时，研究CsI晶体量能器的能量分辨和位置分辨。

3.1 能量分辨

由于晶体量能器簇射能量的泄漏，重建的能量 E_{CsI} 分布有一个低能尾巴，分布的标准偏差对能量分布的宽度不能给出很好的估计，因此能量分辨（称为本征分辨）用拟合能量分布的函数的半高宽来计算。

E_{CsI}/E_γ 的分布有一个不对称的形式，它可以用正规的对数函数拟合，此函数为

$$f(\epsilon) = N \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_0^2} \ln^2\left(1 - \frac{\epsilon - \epsilon_p}{\sigma_E} \eta\right) - \frac{\sigma_0^2}{2}\right), \quad (3.1)$$

其中 ϵ 是沉积能量， ϵ_p 是最可几能量， η 是描写分布的不对称参数， N 是归一化因子。能量分辨 σ_E 用分布的半高宽定义为

$$\sigma_E = \frac{FWHM}{\xi}, \quad (3.2)$$

$$\xi = 2\sqrt{\ln 4} \simeq 2.355, \quad (3.3)$$

σ_0 用 η 表示为

$$\sigma_0 = \frac{2}{\xi} \sinh^{-1}\left(\frac{\eta\xi}{2}\right). \quad (3.4)$$

3.1.1 能量分辨对能量阈的依赖

图3.1 给出了 7×7 CsI晶体阵列中能量沉积大于不同能量阈值的晶体计数随单光子能量的变化。显然这一计数依赖于入射单光子的能量，低能时有明显能量沉积的晶体数远小于25。如果把没有明显能量沉积的晶体去掉，预计低能光子的能量分辨能得到改进。将 7×7 阵列中所有的能量沉积按降序排列，前 n 个参与能量求和。研究不同能量单光子的能量分辨与求和晶体数目的关系，结果如图3.2所示。由图3.2可见低能光子的能量分辨随计数的增加开始变差，这是由于随着参与能量求和的晶体数的增加噪声的影响增大。大于100 MeV时噪声的贡献较小，当参与求和的晶体数小于10时，由于簇射泄漏能量分辨又变差。

为了决定最优的能量阈，图3.3给出了叠加0.3 MeV、0.5 MeV 和0.7 MeV 的噪声信号时能量分辨对能量阈值的依赖。结果表明阈值大约是 $2.5\sigma_{noise}$ 时，能量分辨最好。

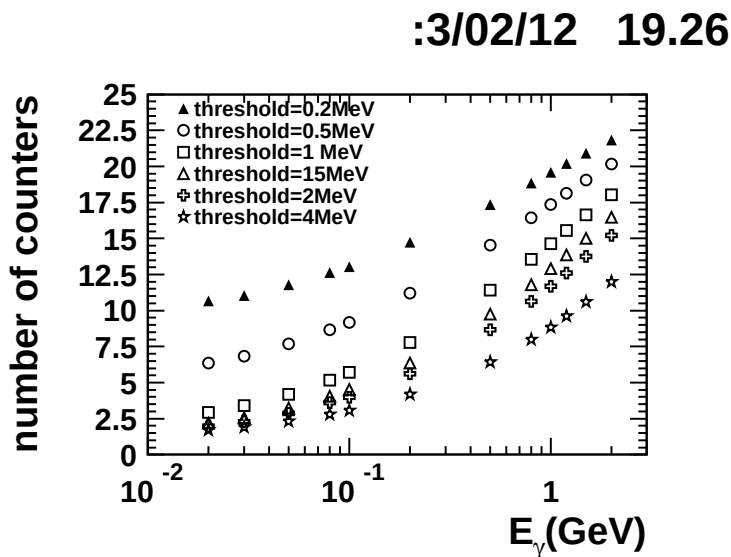


图 3.1：能量沉积大于能量阈值的计数的最可几值随入射单光子能量的变化。

下面分别用两种方法给出 3×3 和 5×5 矩阵确定能量时的能量分辨。一种是总能量和（不设置能量阈），第二种是只将大于能量阈值的能量求和。图3.4 给出了分析结果。空心圆点是能量阈值为1.25 MeV的能量分

:3/02/14 19.26

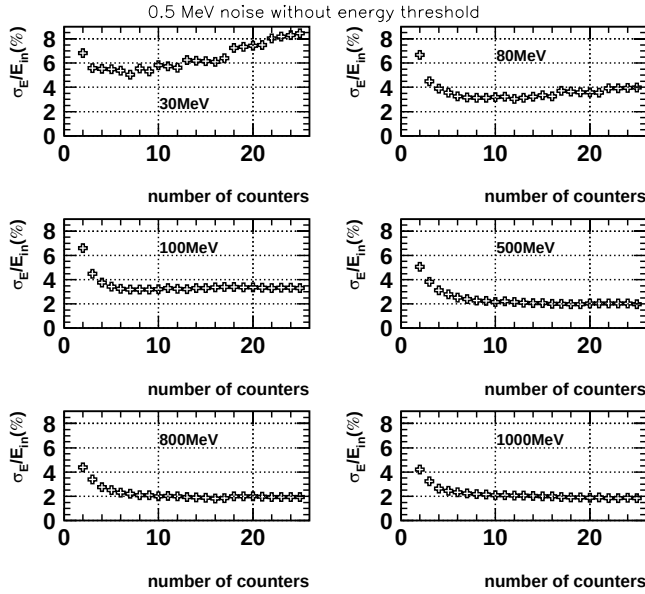


图 3.2：能量分辨对参与能量求和的晶体数的依赖。

辨。若不设置能量阈值，在能量大于200 MeV的较高能区， 5×5 的能量分辨比 3×3 的好，这是由于 5×5 尽可能多的包含了光子簇射能量；而在能量低于30 MeV能区 5×5 能量分辨反而较差，这是由于低能时噪声的贡献很大。低能区的这种情形可以用优化的能量阈值得到改善。由图3.3可以看到对于能量小于100 MeV的光子，能量阈值大于1.5 MeV时能量分辨变差。当光子能量大于200 MeV时，能量分辨对能量阈值不敏感。在BESIII的物理能区，即光子能量从20MeV 到2GeV的范围，如果有0.5 MeV 的噪声，1.25 MeV的能量阈值似乎是最优的。噪声影响、能量分辨如预期的一样降低了。

图3.5 给出了每块晶体叠加0.5 MeV的噪声，能量阈值取1.25 MeV时能量分辨随单光子能量的变化。图中的实线是如下函数的拟合，其中 $\oplus$ 表示平方求和。对于 3×3 矩阵，

$$\sigma_E/E = (0.018/E \oplus 0.814/\sqrt[4]{E} \oplus 1.340)\%; \quad (3.5)$$

:3/03/18 22.00

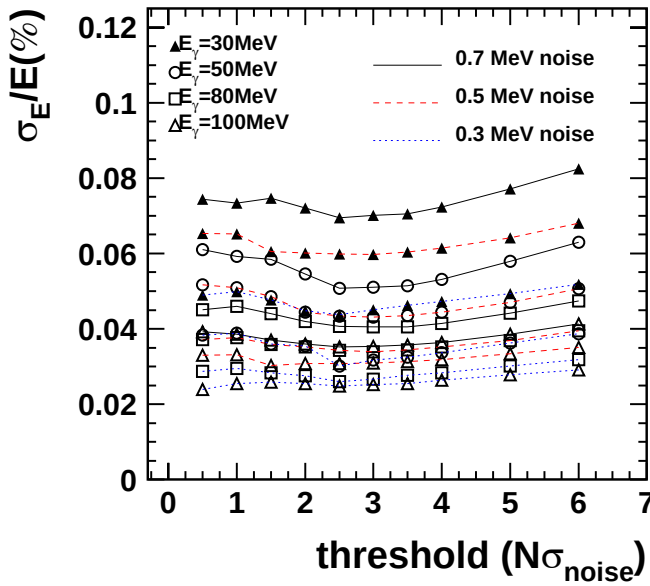


图 3.3: 不同能量单光子的能量分辨对能量阈值的依赖, 叠加0.3 MeV, 0.5 MeV 和0.7 MeV 的噪声信号。其中横坐标是噪声信号标准偏差的倍数。

对于5×5矩阵,

$$\sigma_E/E = (0.034/E \oplus 0.697/\sqrt[4]{E} \oplus 1.270)\%. \quad (3.6)$$

比较函数(3.5)与(3.6)表明拟合函数的第一项反应了电子学噪声的影响。

为了模拟能量刻度对能量分辨的影响, 引入1%的能量刻度不确定性, 得到能量分辨随单光子能量的变化如图3.6 所示。图中实线分别为, 对于3×3矩阵,

$$\sigma_E/E = (0.015/E \oplus 0.794/\sqrt[4]{E} \oplus 1.422)\%; \quad (3.7)$$

对于5×5矩阵,

$$\sigma_E/E = (0.032/E \oplus 0.696/\sqrt[4]{E} \oplus 1.343)\%. \quad (3.8)$$

比较函数(3.5)与(3.7)或(3.6)与(3.8), 我们看到能量刻度的不确定性包含在拟合函数的第三项中。

:3/02/14 09.36

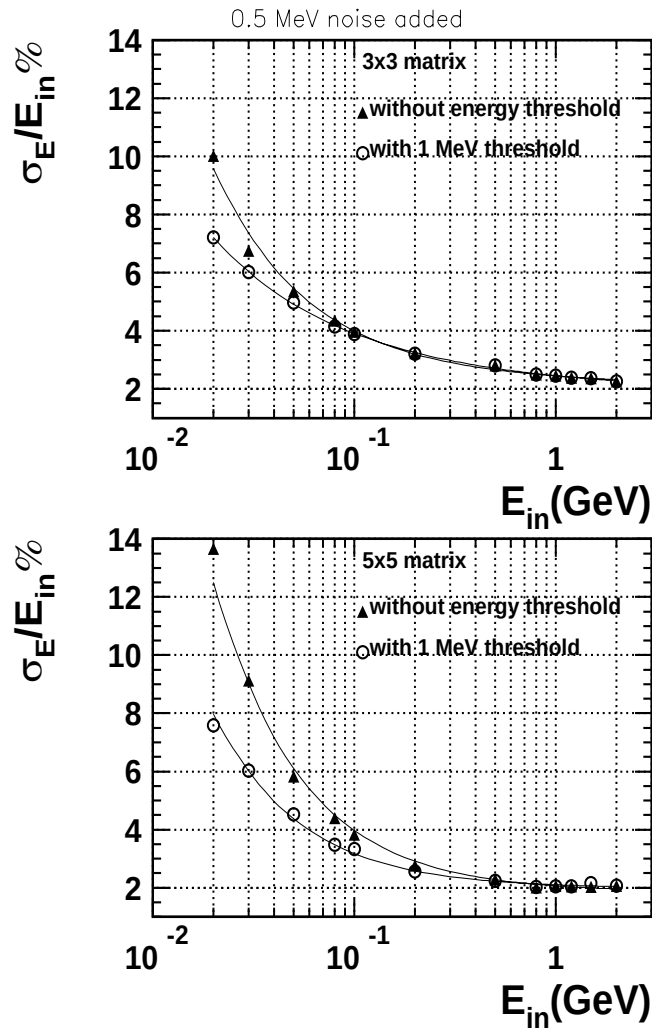


图 3.4：单光子能量分辨随能量的变化。

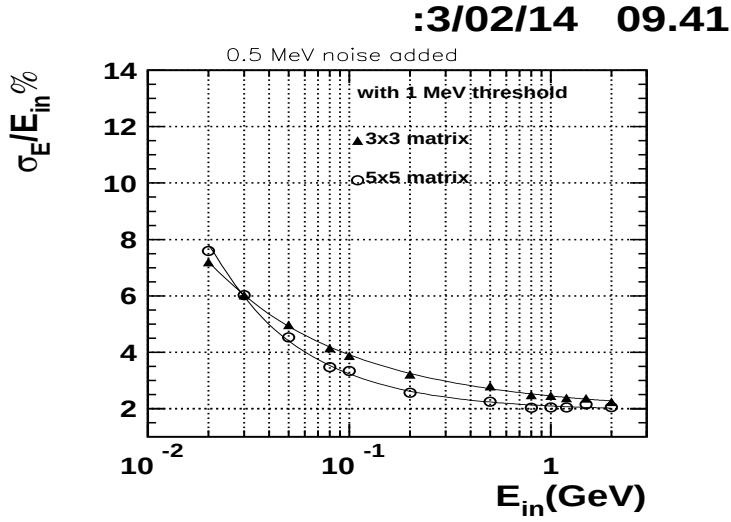


图 3.5: 能量阈值为1 MeV 时 3×3 和 5×5 能量求和得到的能量分辨的比较, 其中实线分别是(3.5)和(3.6)式的拟合结果。

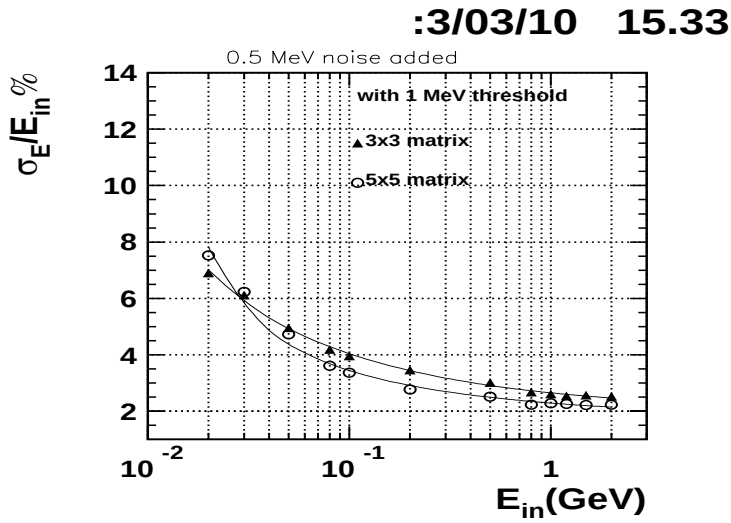


图 3.6: 考虑到1%的刻度不确定性, 能量阈值为1 MeV 时 3×3 和 5×5 能量求和得到的能量分辨的比较, 其中实线分别是(3.7)和(3.8)式的拟合结果。

3.1.2 能量线性

在BES III 的整个物理能区，若假设对所有能量的响应均是一致的，那么CsI晶体量能器的能量线性是非常重要的。下面在20 MeV 到2 GeV的能量范围内研究CsI量能器的能量响应的线性。能量线性定义为 E_{CSI}/E_{in} ，它随单光子能量 E_{in} 的变化如图3.7所示。其中 E_{25} 和 E_9 分别是1.25 MeV能量阈值时 5×5 和 3×3 矩阵的能量和。由于簇射能量泄漏，在整个的能量范围 E_{25} 小于 E_{in} ， E_9 比 E_{25} 小2%。在较高能区以晶体后端的簇射泄漏为主，造成 E_{CSI} 与 E_{in} 有较大的偏离。

3.1.3 能量分辨对位置的依赖

纵向垂直位置 Y_{in} 固定在晶体的中心，用800 MeV的单光子扫描横向水平位置的21个作用点。对于21个不同位置，沉积能量的峰值如图3.8所示。结果表明大约97%的光子能量包含在 5×5 的晶体矩阵中，对于21个不同位置，能量沉积的差值大约在1%以内，这一差别对于 3×3 是一样的。两晶体间隙的效应，即能量沉积降低的效应比较明显。图3.9给出了能量分辨对单光子作用点横向水平位置的依赖，很显然能量分辨在晶体间隙附近变差。

3.1.4 光输出不均匀性的影响

为了估计沿晶体长轴（ z 轴）的光输出不均匀性对能量分辨的影响，我们假设光输出不均匀性 U 为5%、10% 或15%。光输出不均匀性定义为

$$U = \frac{\text{maximum} - \text{minimum}}{\text{average}}. \quad (3.9)$$

在蒙特卡罗模拟中，第 i 块晶体的沉积能量 E_i 表示为

$$E_i = \sum_{\text{all hits}} E_{hit}(z)(1.0 + U/L_{CsI} \times z), \quad (3.10)$$

其中 L_{CsI} 是晶体的纵向长度， $E_{hit}(z)$ 簇射击中点在晶体纵向位置 z 处的沉积能量，晶体的前端位置定为 $z = 0$ cm。光输出的不均匀性对能量分辨的影响如图3.10所示。结果表明光输出不均匀性对能量分辨的影响不

大。模拟中簇射产生的光子、电子寻迹的最小能量为0.5 MeV (GEANT参数CUTGAM = CUTELE = 0.5 MeV)。每一步寻迹的能量沉积都以不均匀性作权重，然后求和得到每块晶体的能量沉积，最后叠加0.5 MeV的非相干噪声。

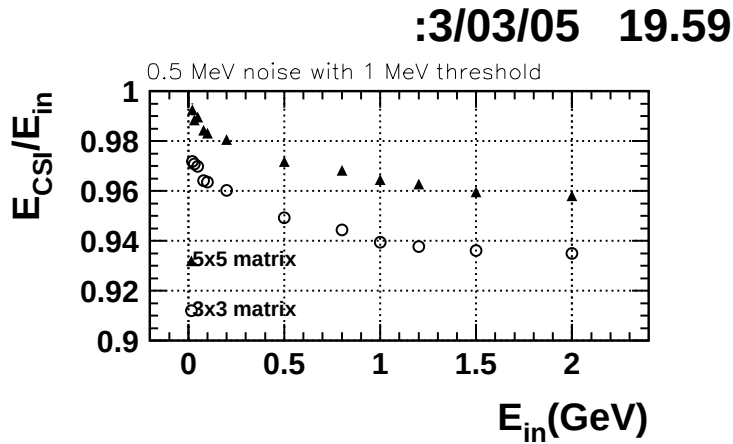
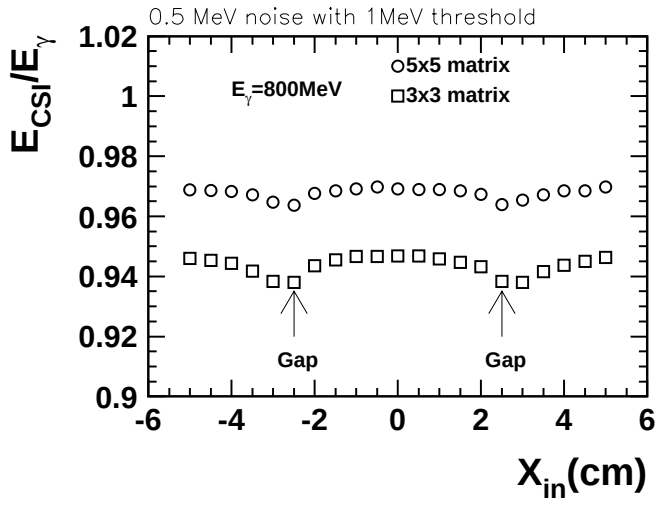
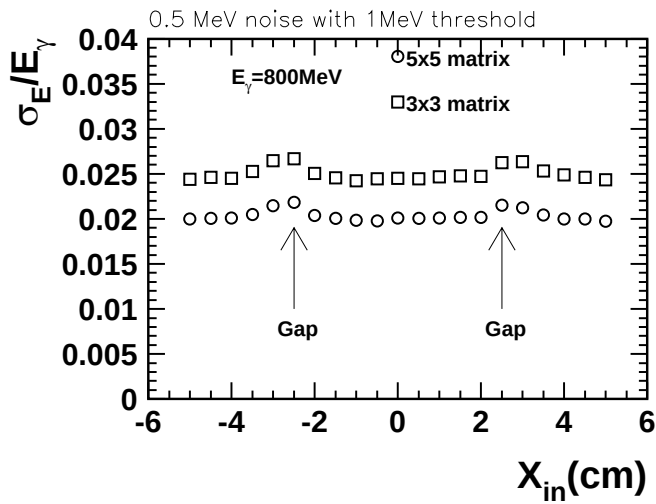


图 3.7: 能量阈值为1 MeV时, 能量线性 E_{CSI}/E_{in} 随单光子能量的变化。

:3/02/12 23.26

图 3.8 : $E_{\gamma} = 800 \text{ MeV}$ 单光子在CsI晶体中的能量沉积对位置的依赖。

:3/02/12 23.26

图 3.9 : $E_{\gamma} = 800 \text{ MeV}$ 单光子能量分辨对位置的依赖。

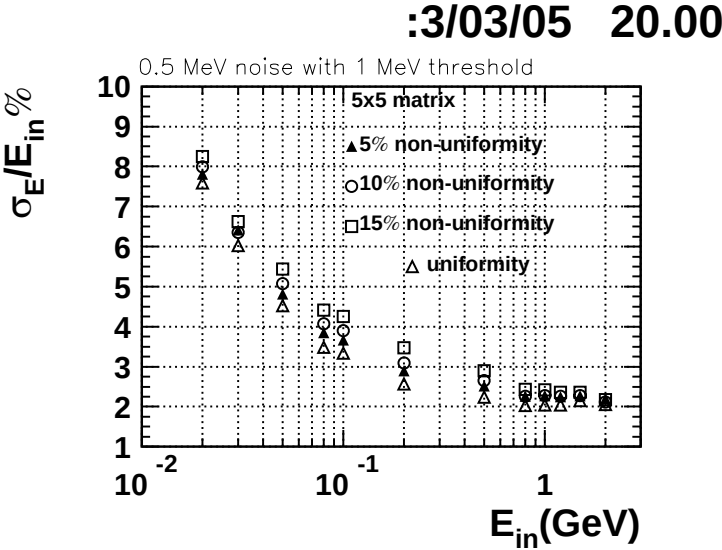


图 3.10：晶体纵向光输出的不均匀性对能量分辨的影响。

3.1.5 位置分辨

单光子的位置用簇射的重心 X_{cg} 计算,

$$X_{cg} = \sum_i^{all} x_i E_i / \sum_i^{all} E_i, \quad (3.11)$$

其中 x_i 和 E_i 分别是晶体中心的位置和能量沉积。簇射的重心 X_{cg} 对单光子作用点 X_{in} 的散点图如图3.11(a)所示, 这里取 3×3 矩阵计算单光子的位置。在晶体的中心和两晶体的间隙 X_{cg} 给出了正确的位置, 但是在其它位置显示出了系统漂移。为了修正这一系统效应, 用描写 X_{in} 和 X_{cg} 关联的简单的经验公式

$$X_{in} = X_{cg} - [C_1 \arctg(C_2 X_{cg}) + C_3 X_{cg}], \quad (3.12)$$

其中 C_1 、 C_2 和 C_3 是拟合参数。修正后 X_{in} 和 $X_{cor.}$ 的散点图如图3.11(b)所示, 图3.11(a)中的系统漂移基本被消除。用双高斯函数拟合 $X_{cor.} - X_{in}$ 分布, 由拟合函数半高宽得到修正后的位置分辨。图3.12给出了800 MeV光子的位置分辨随入射光子作用点位置 X_{in} 的变化, 结果表明两晶体间隙附近的位置分辨得到改善。对不同的击中位置求平均得到位置分辨大约为6.4mm。

图3.13给出了平均位置分辨随单光子能量的变化。其中实线是如下函数的拟合, 拟合函数为

$$\sigma_X(mm) = 1.718 + 0.057/\sqrt{E} + 4.279/\sqrt[4]{E} \quad (3.13)$$

其中 E 的单位是GeV。

3.2 总结

基于 7×7 CsI晶体阵列探测单元的模拟程序, 利用能量范围从20 MeV到2 GeV的单光子研究了BES III 晶体量能器的性能。当用 5×5 矩阵对沉积能量求和时, 1 GeV 单光子的能量分辨约为2.1%。而且蒙特卡罗的模拟研究还表明对能量求和时采用能量阈值约为噪声信号的2.5倍时, 低能光子的能量分辨会变好。当800 MeV光子入射作用点在两晶体间隙时能量沉积降低约1%, 能量分辨约降低0.3%。800 MeV光子的平均位置分辨约为6.4 mm。

:3/02/11 17.47

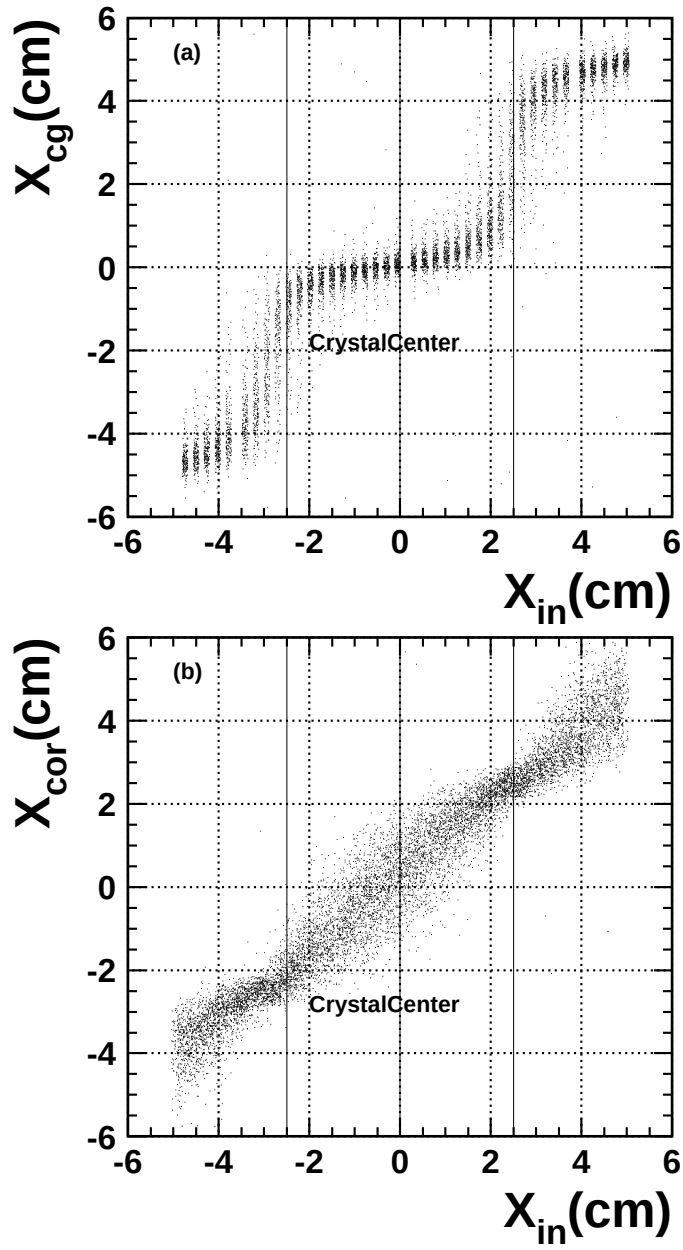


图 3.11 : (a)修正前和(b)修正后 X_{in} 和 X_{cg} 的散点图，其中垂直实现标记晶体间隙。

:3/02/12 23.45

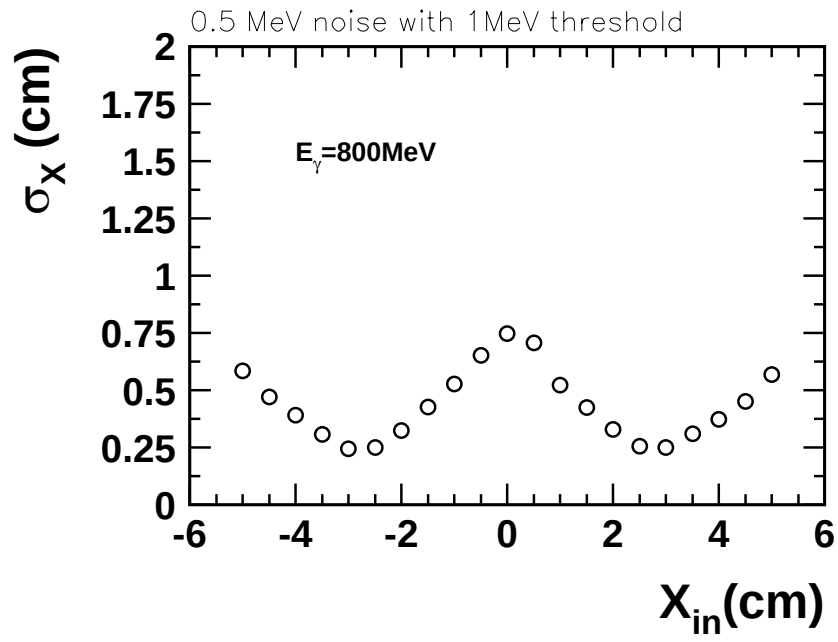


图 3.12 : 800 MeV 单光子的空间分辨对位置的依赖。

:3/02/11 10.39

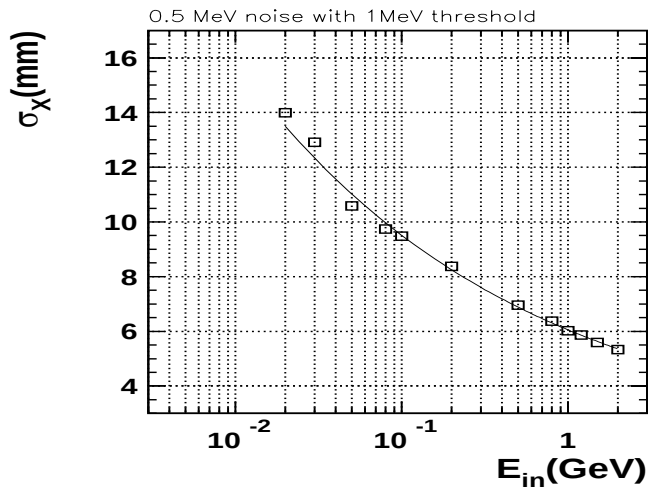


图 3.13 : 平均位置分辨对能量的依赖。

第4章 BES III CsI晶体量能器事例重建的蒙特卡罗研究

BES III电磁量能器包括一个桶部和两个端盖。当每块晶体典型尺寸为：长24cm，前端截面 $4 \times 4 \text{ cm}^2$ ，后端截面 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 时，桶部由8064块、端盖由1800块CsI晶体组成。为了解BES III EMC对光子、 π^0 等的探测能力，探测器的模拟以及EMC的事例重建是必须的。基于GEANT3.21[6]的简单的探测器模拟程序已经完成。下面主要研究量能器的事例重建。

利用晶体后端的光信号输出，我们只能记录电磁量能器每块晶体的能量沉积。电磁量能器上某一能量集中的区域意味着有一粒子射入，寻找该能量簇团的过程被称为“clustering”，它是量能器重建中必须首先完成的工作。

在“clustering”过程中，沉积能量大于某一阈值的相邻的晶体形成一个簇团。簇团中以较大能量的晶体为中心隆起的包成为bump，一个几何簇团中可能有多个bump，它们对应一个入射电子、光子、或 π 介子等。对每一个bump，我们计算能量和角度，与模拟时给定的初始值比较，我们注意到，除了簇射统计性和电子学噪声的影响以外，它们之间存在一个偏差，这将歪曲量能器的性能为了对这些效应进行修正，基于简单的BESIII探测器模拟程序，对单光子做了大量的模拟。将“clustering”的结果与初始能量、角度比较，获得能量漂移、角度变形的能量依赖和角度依赖，然后简化成一些参数化函数。

在如下的第4.1节首先给出“clustering”实现的基本方法，将bump能量、角度与入射光子的能量、角度作比较；在第4.2节给出一些修正的简单考虑和晶体 θ binning，以及角度修正和能量修正；然后在第4.2.4节用单光子和单 π^0 事例检验我们的修正方法；最后对BES III 电磁量能器的能量分辨、角分辨以及探测效率等性能给出粗略的估计。

4.1 Clustering

为了估计BES III电磁量能器的性能，首先做”clustering”。”clustering”的第一步是寻找簇团，它由沉积能量大于1 MeV域的相邻的晶体组成。簇团的寻找从第一个没有被安排到簇团的晶体开始。一旦找到该晶体，将与之相邻的晶体分配给这个簇团，同时寻找bump种子。要求作为bump种子的晶体的沉积能量大于15 MeV，而且大于与之相邻的其它晶体的能量沉积。最后能量小于15 MeV的簇团被忽略。

”clustering”的第二步是寻找bump。如果一个几何簇团只包含一个bump种子，该簇团内所有晶体属于该bump。如果几何簇团内没有bump种子，即没有能量沉积大于15MeV的晶体，则把最大能量的晶体作为bump种子。如果两个bump种子属于同一个几何簇团，我们分配簇团内的晶体归属较近的bump，与多个bump等距离的晶体，同时属于靠近的几个bump，能量简单地按bump种子的能量权重分配（对于同一簇团包含两个或两个以上的bump种子的情况，关于晶体的能量分配是一个比较复杂的问题，需要做细致的研究，这里仅仅做了一个比较简单地处理）。

”clustering”的第三步是计算bump能量、位置(θ, ϕ)。对每一个bump，定义能量和簇射重心。bump的能量 E_{bump} 和角度 θ_{bump} 、 ϕ_{bump} 要对属于bump的所有晶体求和，它们可以表示为，

$$E_{bump} = \sum_{i=1}^N E_i, \quad (4.1)$$

$$\theta_{bump} = \sum_{i=1}^N (E_i \times \theta_i) / \sum_{i=1}^N E_i, \quad (4.2)$$

$$\phi_{bump} = \sum_{i=1}^N (E_i \times \phi_i) / \sum_{i=1}^N E_i, \quad (4.3)$$

其中 N 是bump内包含的晶体总数， E_i 是第 i 块晶体上观测到的能量， θ_i 和 ϕ_i 是第 i 块晶体的方向角度。在研究中，晶体的方向角定义为晶体的中心到实验室原点(0,0,0)的矢量方向。

如果把bump的能量、角度与模拟时给定的初始值比较，我们注意到，除了簇射统计性和电子学噪声的影响以外，它们之间存在一个偏差。例如，图4.1给出了入射单光子事例的初始能量 E_{init} 、方向角 θ_{init} ， ϕ_{init} 与GEANT 模拟数据重建的结果的比较。由图4.1a可见 E_{bump}/E_{init} 有轻微地漂移，最可几能量位置大约是0.91。由图4.1b 和4.1c，可以看到角关联完全变形，它会歪曲量能器的角分辨。能量漂移是晶体前端、后端和边缘的簇射泄漏造成的，角关联变形则是由于晶体自身的几何尺度造成的。

:2/06/20 18.47

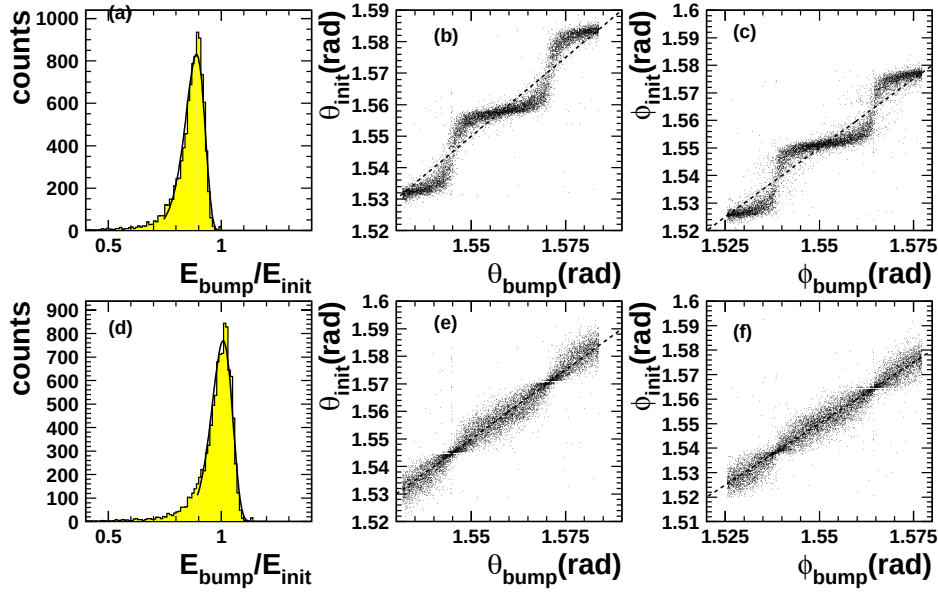


图 4.1：能量漂移和角关联变形，这是“clustering”过程直接得到的结果。(a), (b) 和(c) 分别是修正前bump 能谱、角 θ 关联和角 ϕ 关联；(d), (e) 和(f) 分别是修正后相应的结果。

为了从电磁量能器得到正确的信息，这些效应必须做修正，下面我们将对其做仔细地研究。假设bump是电磁的，我们可以用以bump种子为中心的 3×3 (5×5)矩阵决定bump的能量和位置。下面我们将使用 5×5 矩阵。

4.2 能量和位置修正

4.2.1 一般的考虑

表 4.1 : θ Binning, here $\Delta\theta_i = (\theta_{i+1} - \theta_i)/2$, θ_i is the θ angle of the i th crystal of the barrel.

bin	$\theta_1(i)$	$\theta_2(i)$
the 1st bin:	$\theta_1 - \Delta\theta_1$	$\theta_1 + \Delta\theta_1$
the 2nd bin:	$\theta_2 - \Delta\theta_2$	$\theta_2 + \Delta\theta_2$
...	...	...
the i th bin:	$\theta_i - \Delta\theta_i$	$\theta_i + \Delta\theta_i$
...	...	...
the 56th bin:	$\theta_{56} - \Delta\theta_{56}$	$\theta_{56} + \Delta\theta_{56}$

对于BES III EMC的桶部和端盖，事例的重建方法应该是相同的。本文只考虑了桶部的事例重建。BES III 电磁量能器的桶部覆盖区域从 $\theta = 33.5^\circ (\theta_{min})$ 到 $\theta = 146.5^\circ (\theta_{max})$ 。桶部沿 θ 方向有56圈，每圈由144块（ ϕ 方向）。每块晶体的 θ 、 ϕ 角是晶体前端中心相对实验室原点的方向。

一般地，对能量漂移和角变形的修正应该依赖于初始的能量和角度(θ 、 ϕ)，即

$$E_{bump}/E_{init} \propto f_E(E_{init}, \theta_{init}, \phi_{init})$$

$$\theta_{bump} - \theta_{init} \propto f_\theta(E_{init}, \theta_{init}, \phi_{init})$$

$$\phi_{bump} - \phi_{init} \propto f_\phi(E_{init}, \theta_{init}, \phi_{init})$$

考虑 θ 依赖时，首先将整个 θ 区域分成56份，如表1 所示。每一个区间从 $\theta_1(i)$ 开始到 $\theta_2(i)$ 结束。在每一个区间 θ 都归到 x :

$$x(i) = R_i \times (\theta - \theta_i), \quad (4.4)$$

其中 R_i 是第 i 块晶体前端中心到实验室原点(0,0,0)的距离。用同样的方法将 ϕ 角归到 y :

$$y(j) = R_i \times \sin(\theta_i) \times (\phi - \phi_j) \quad (4.5)$$

其中 $j = 1, \dots, N_{seg}(i)$, i 表示 θ bin 数, j 表示 ϕ bin 数。上述定义的好处在于, θ 、 ϕ 分别归到 x 、 y , 在所有的bin, 它们均在-2.0到2.0之间变化 (单位是cm)。

在每一个 θ bin, 修正量应该是 x 和 y 的函数。这些函数中的参数可能对 θ bin有一定的依赖。但是如果对于不同的 θ bins 那些参数都是一致, 修正就

变得简单了。因此，在下面只对10 θ bins 完成了100K 个1GeV单光子事例的GEANT模拟。

在GEANT 模拟中，每一个事例在所有晶体上的沉积能量都保存在一个common块中。在分析过程中，“clustering” 完成后。一旦找到最高能量的bump，它的能量和角 θ 、 ϕ 就与初始值作比较。模拟过程中所有其它子探测器都是打开的，GEANT控制参数设置为如下值（如果在模拟中用其它值，或是在实际数据的分析中，修正应重新调整）：

CUTGAM=	500.00keV	CUTELE=	500.00keV	CUTNEU=	1.00MeV
CUTHAD=	1.00MeV	CUTMUO=	10.00MeV		
BCUTE=	500.00MeV	BCUTM=	500.00MeV		
DCUTE=	10.00TeV	DCUTM=	10.00TeV	PPCUTM=	10.00MeV
IPAIR=	1.0	ICOMP=	1.0	IPHOT=	1.0
IPFIS=	1.0	IDRAY=	0.0	IANNI=	1.0
IBREAM=	1.0	IHADR=	1.0	IMUNU=	2.0
IDCAY=	1.0	ILOSS=	2.0	IMULS=	1.0
IRAYL=	1.0	ILABS=	1.0	ISYNC=	0.0
ISTRA=	0.0				

4.2.2 位置修正

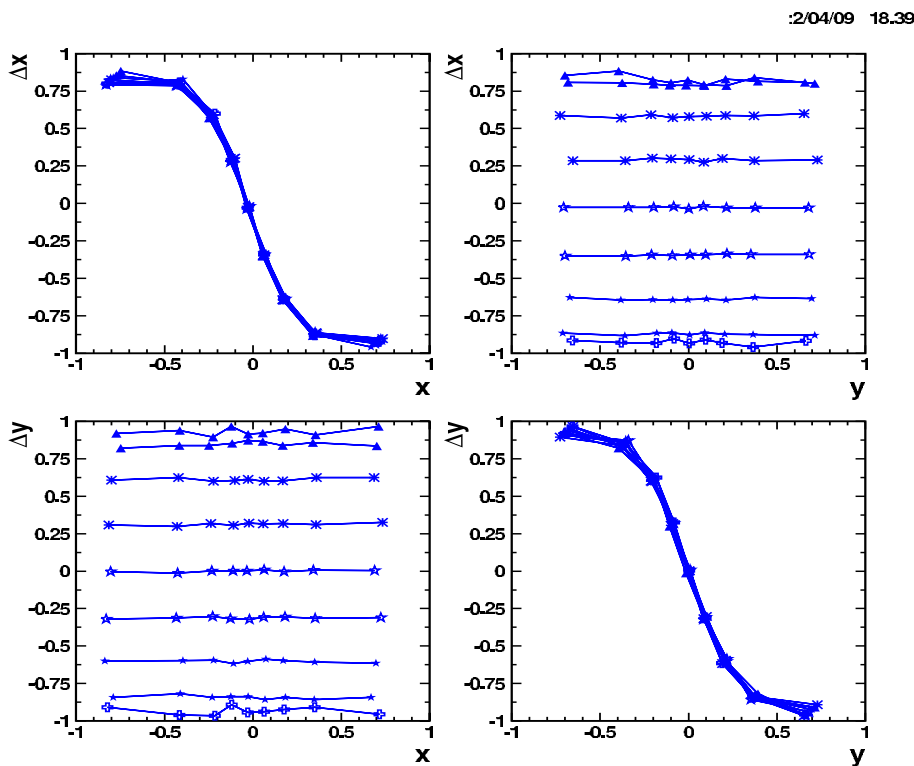


图 4.2：修正的 x 、 y 依赖，其中 x 和 y 分别是 x_{bump} 和 y_{bump} 。

能使角修正比较简单的是，在所有 θ 区间， θ 修正只依赖 x ，角 ϕ 修正只依赖 y 。通过看角度差对 x 和 y 的依赖，这一点可以很容易证明。

任取一个 θ 区间为例。 x 和 y 被分成10个小间隔，修正量可以用 10×10 的矩阵给予检验。修正量定义为

$$\Delta x \equiv x_{bump} - x_{init} = R_i \times (\theta_{bump} - \theta_{init}), \quad (4.6)$$

$$\Delta y \equiv y_{bump} - y_{init} = R_i \times \sin(\theta_i) \times (\phi_{bump} - \phi_{init}), \quad (4.7)$$

图4.2给出了修正量（Gaussian拟合分布的中心） Δx 和 Δy 作为 x 和 y 的函数。我们看到 Δx 不依赖于 y ， Δy 不依赖于 x 。这样就简化了角修正。

下面继续对修正量 x 依赖和 y 依赖作进一步详细的研究。图4.3给出了对每一个 x 区间分成40份时 Δx 修正量对 x 的依赖，以及对 y 区间分成40份时 Δy 修正对 y 的依赖。用带有四个自由参数的函数拟合这一依赖关系，拟合函数为

$$\Delta x = C_{x1} \times \arctg(C_{x2} \times x) + C_{x3} \times x, \quad (4.8)$$

$$\Delta y = C_{y1} \times \arctg(C_{y2} \times y) + C_{y3} \times y. \quad (4.9)$$

由图4.3可见对于不同的 θ bins，两组参数几乎是一致的。

自由参数取不同 θ bins所得参数的平均值时拟合函数如图4.3中虚线所示。由图4.3可见这一函数能很好的拟合不同 θ bins的修正。因此，位置修正可以简化，即做位置修正时只考虑 x 、 y 的依赖，可以忽略 θ 、 ϕ bins的依赖

图4.3是1.0GeV单光子的模拟结果。很自然就会提出这样的问题，位置修正参数是否随单光子能量的变化而变化呢？这一问题可以通过模拟其它能量的单光子来研究。图4.4给出了一个例子，即能量2.0GeV, 1.50GeV, 1.0GeV, 0.8GeV, 0.5GeV, 和0.4GeV的单光子的模拟数据。我们注意到角度修正几乎不依赖于能量。因此为了简便，可以忽略角度修正的能量依赖。

:2/05/09 10.53

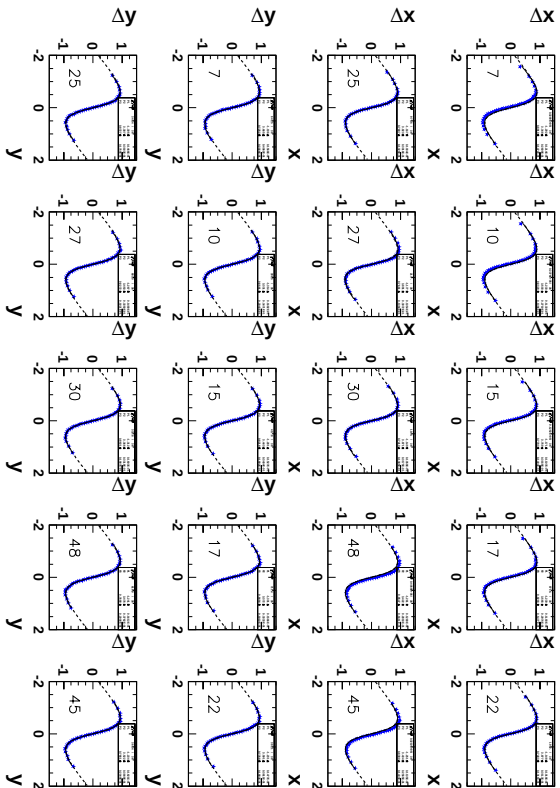


图 4.3: Δx 的 x 依赖 (upper) 和 Δy 的 y 依赖 (lower), 数字表示 θ bin 数, 其中 x 和 y 分别是 x_{bump} 和 y_{bump}

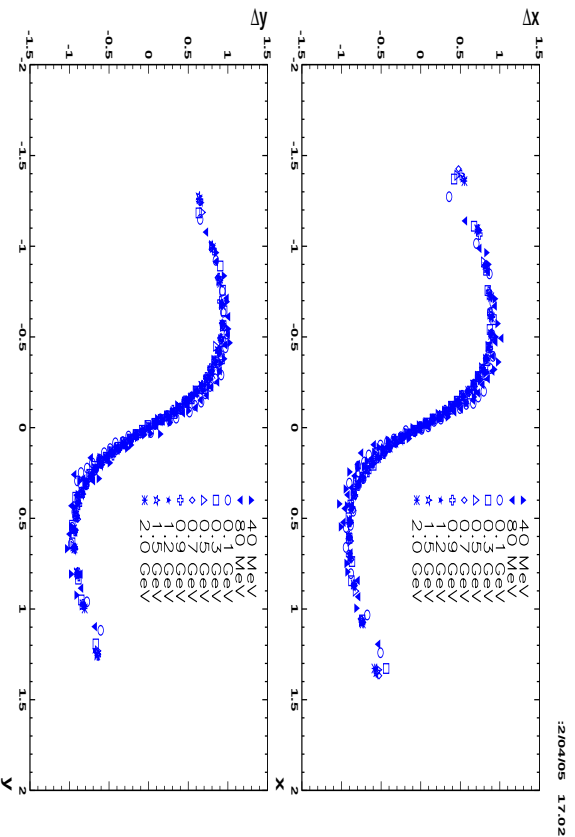


图 4.4: Δx 和 Δy 的能量依赖, 其中 x 和 y 分别是 x_{bump} 和 y_{bump}

4.2.3 能量修正

由于电磁量能器中簇射的发展不仅依赖于特定区域（决定能量在晶体的分配），而且依赖于簇射能量（决定簇射发生在多宽的晶体上）。因此，能量修正原则上应该是初始能量、初始角 θ 、 ϕ 的函数。

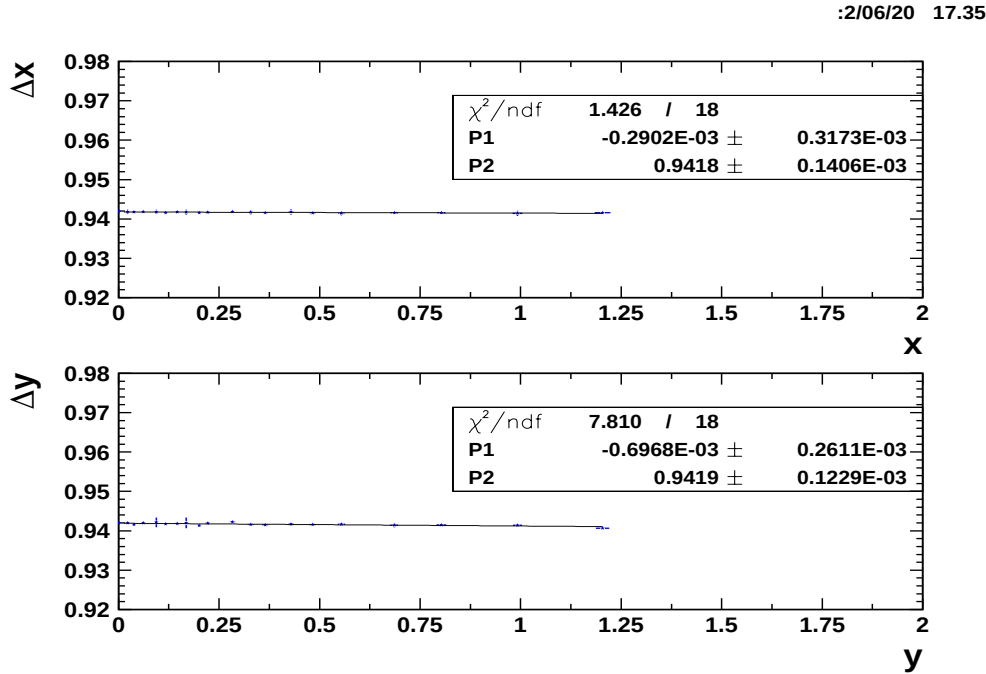


图 4.5：能量修正的 x 和 y 依赖，其中 x 和 y 分别是 x_{bump} 和 y_{bump} 。

由于量能器桶部的晶体排列除天顶角外，相邻晶体间都有小的交错，在不同 θ 角，晶体的交错程度不同。原则上，能量泄漏应该依赖于角 θ ，但是这种依赖微乎其微，可以忽略。为此，任意选取九个不同的 θ 区间，研究 E_{bump}/E_{init} 分布的最可几位置随 x 或 y 的变化，结果表明不同的 θ 区间得到的能量分布最可几位置在统计误差范围内是一致的。同时，我们对 E_{bump}/E_{init} 漂移的 x 、 y 依赖也进行了模拟研究。结果表明对于 3×3 矩阵计算bump能量，能量漂移对 x 、 y 有小的依赖，而对于 5×5 矩阵确定bump能量，这种依赖可以忽略，如图4.5所示。因此对于 5×5 矩阵，能量修正就比较简单了。另外，由于簇射泄漏对入射单光子的能量 E_{init} 有明显的依赖，能量修正应该对 E_{init} 有依赖性。图4.6给出了能量修正随 E_{bump} 的变化，由图可见能量修正随 E_{bump} 增加而增加。

:2/06/20 17.41

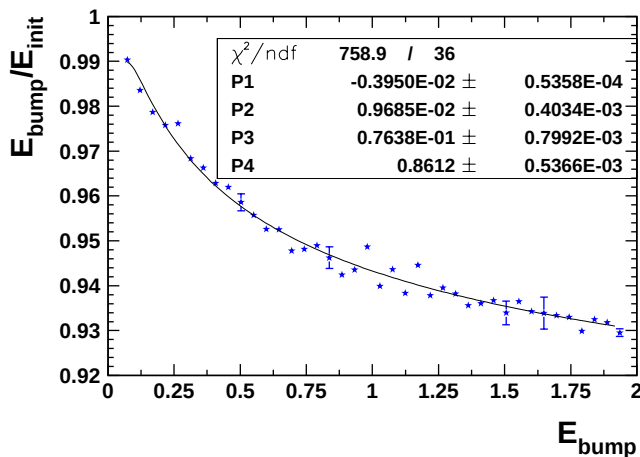


图 4.6 : 能量修正的能量依赖。

4.2.4 修正方法的检验

上述修正可以用单光子模拟数据和单 π^0 的模拟数据来检验。在单光子模拟中，单光子的输入能量从20MeV 到2GeV取10个能量点， θ 角的覆盖范围是33.5° 到146.5°， ϕ 角的覆盖范围是0° 到360°。在每一个初始能量点，修正前、后的能量比值(E_{bump}/E_{init}) 和角度差($\theta_{bump} - \theta_{init}$ 和 $\phi_{bump} - \phi_{init}$) 分别投影到不同的直方图。以1 GeV单光子模拟数据为例，结果如图4.7所示。

在单 π^0 模拟中，单 π^0 的动量从20MeV 到1.5GeV取7个动量点，入射方向的范围与单光子模拟相同。在分析模拟数据时，一旦找到最好关联的两光子，即两光子的不变质量最接近 π^0 质量，就计算 $P_{2\gamma}/P_{init}$ 、 $\theta_{2\gamma}/\theta_{init}$ 和 $\phi_{2\gamma}/\phi_{init}$ ，得到它们的分布。以1.5GeV单 π^0 模拟数据为例，结果如图4.8所示。

由图4.7可见，不仅能量漂移得到修正，而且能量分辨也得到了改进。位置分辨也得到明显地改善。由图4.8可见，对于 π^0 重建，两光子联合的动量和不变质量能自动地修正到预期值。这些结果还表明，低能光子的位置分辨没有什么改善。这是由于簇射统计性比晶体尺寸引起的误差更大。

:2/06/20 18.31

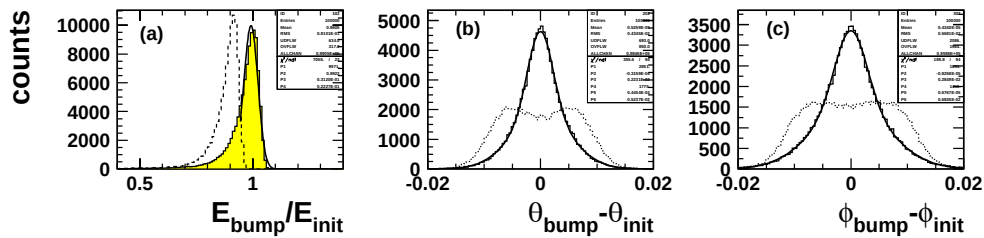


图 4.7: 修正前后1 GeV 单光子分布的比较: (a) 'bump'的能量分布; (b) 'bump'的 $\Delta\theta$ 分布; (c) 'bump'的 $\Delta\phi$ 分布。

:2/04/30 15.09

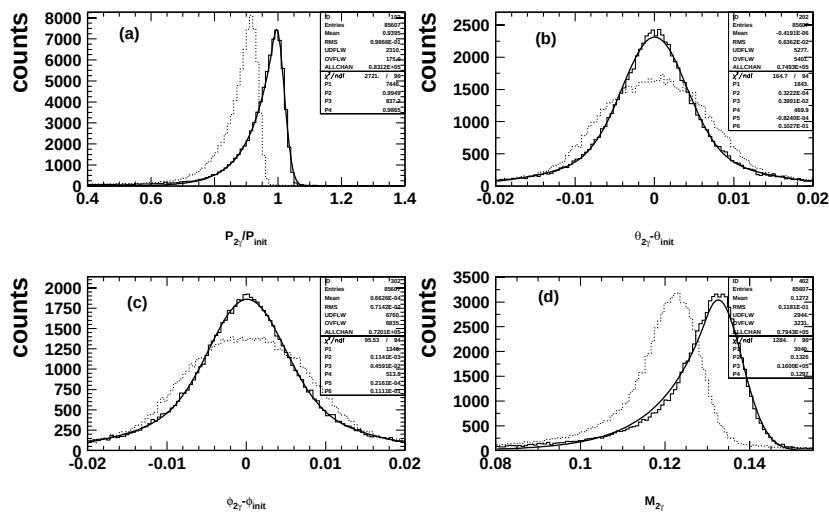


图 4.8: 修正前后1 GeV π^0 分布的比较: Comparisons of the distributions before correction (a) 重建 π^0 的动量分布; (b) π^0 的 $\Delta\theta$ 分布; (c) π^0 的 $\Delta\phi$ 分布; (d) 两 γ 的不变质量分布。

4.3 量能器的性能

4.3.1 能量分辨和空间分辨

入射粒子的能量用 Σ_{25} 测量。由于 Σ_{25} 分布有非Gaussian尾巴，分布的标准偏差不能给宽度一个很好的估计，因此，能量分辨只能用拟合能量分布的函数的半高宽计算。拟合函数形式参见第3.1节。图4.9给出了沉积能量叠加0.4 MeV 噪声信号时能量分辨随能量的变化。0.4 MeV噪声信号的叠加，就是将正态分布加到量能器的能量输出，即在每块晶体上加上0.4 MeV的非相干噪声信号。图中的实线是函数

$$\sigma_E/E = (0.1067/E \oplus 0.9930/\sqrt{E} \oplus 3.0150)\% \quad (4.10)$$

的拟合结果。

用双高斯函数拟合 Δx 和 Δy 的分布得到空间分辨如图4.9所示。对于1 MeV噪声信号，空间分辨参数化为

$$\sigma_y = (1.741/\sqrt{E} + 1.855)mm. \quad (4.11)$$

上述结果都是单光子的模拟结果。

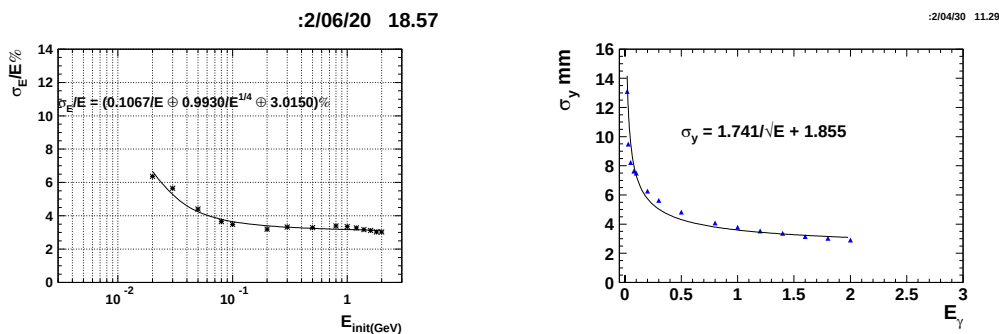
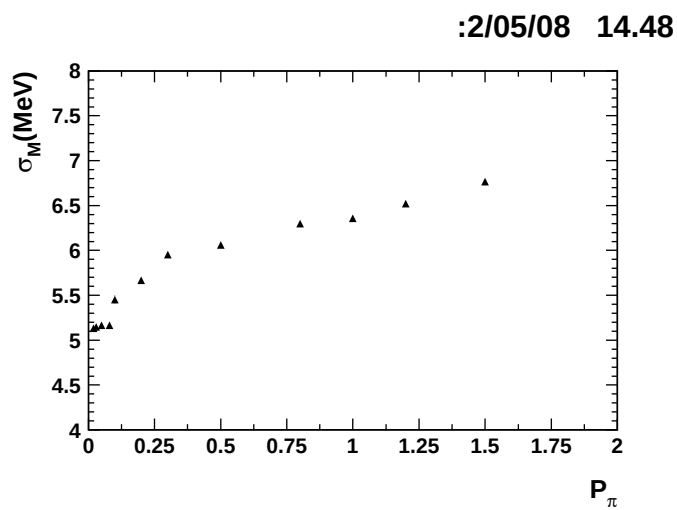
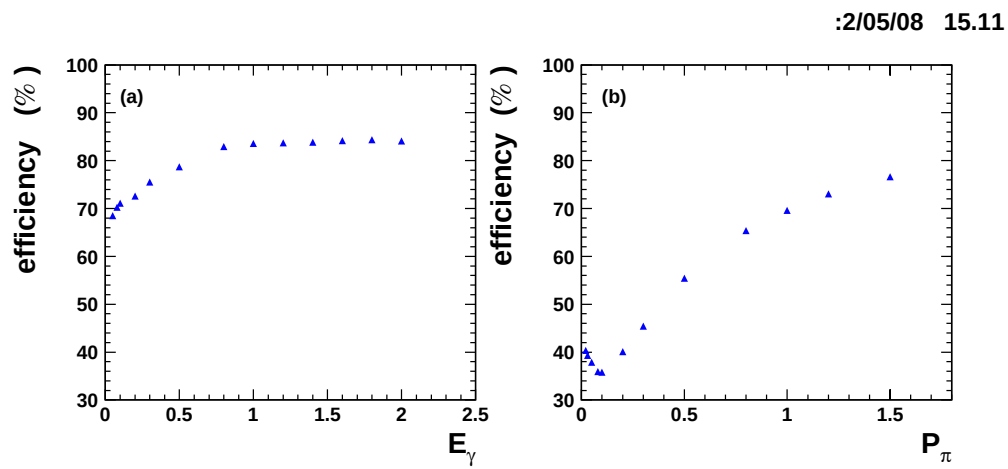


图 4.9：加0.4 MeV噪声信号时空间分辨和能量分辨的能量依赖。

下面给出单 π^0 的模拟结果。 π^0 的质量分辨 σ_{π^0} 定义为重建的两光子不变质量分布的FWHM/2.355。图4.10给出了 σ_{π^0} 随 π^0 动量的变化。结果表明随 π^0 动量增加分辨变差。这是由于随 π^0 能量的增加，两光子张角的分辨对 π^0 质量分辨的影响逐渐增加，因此改善光子的角分辨，对于改善高能 π^0 的分非常重要。

图 4.10： π^0 质量分辨对动量的依赖。图 4.11：单光子和 π^0 探测效率随动量的变化。

4.3.2 光子和 π^0 的探测效率

光子的探测效率定义为能量在

$$E_{peak} - 3.0\sigma_E \leq E_{bump} \leq E_{peak} + 3.0\sigma_E$$

范围内，并且在 θ 和 ϕ 方向，bump偏离入射 γ 方向小于 2.0° 的事例数的比率。结果如图4.11(a)所示。

π^0 的探测效率定义为 π^0 质量峰 $\pm 3.0\sigma_{\pi^0}$ 范围内的事例分数。结果如图4.11(b)所示。

4.4 小结

由晶体沉积能量权重求和得到的簇射能量泄漏和角变形可以通过引入简单的bump能量和bump角度依赖给予修正。单光子和单 π^0 模拟数据的重建在修正前、修正后的比较清楚地表明不仅动量、位置得到改进，而且 π^0 情况下角分辨和质量分辨也得到改进。随着BES III 探测器设计的进一步完善，上述工作仍然需要做更精细的研究。最后将给出一个比较完美的重建程序，及一组很好的修正参数。

第 5 章 结论

本文利用GEANT3.21模拟 7×7 CsI晶体阵列的电磁量能器探测单元，在此基础上研究了BES III CsI晶体量能器性能的优化。主要结果如下：

- 为了减小晶体间的簇射能量的泄漏，BESIII晶体量能器桶部的每块晶体在 θ 、 ϕ 方向指向中心线应该有 $1^\circ \sim 3^\circ$ 的偏移；不采用小单元隔墙做晶体支撑，而用四根直径3mm，长2cm的铁螺钉从晶体后端加固；
- 为了减小晶体后端的簇射泄漏，晶体的典型尺寸采用28 cm长，前端截面 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ 后端截面 $6.5 \times 6.5 \text{ cm}^2$ 。对于1 GeV 单光子，能量分辨约为2.07%，位置分辨约为6 mm。
- 封装晶体的反射膜材料对能量分辨的影响不大，考虑到晶体闪烁光的收集，应尽可能减小反射膜厚度；在不影响主漂移室和TOF性能的前提下适当减小主漂移室外桶厚度(不同厚度的材料进行比较时以辐射长度为单位) 以及TOF闪烁体厚度，都可以不同程度地改善电磁量能器的能量分辨，同时也能提高低能光子的探测效率。
- 合适的能量域值可以改善能量分辨；能量分辨对位置有一定的依赖，在晶体边缘能量分辨较差；光输出不均匀性对能量分辨的影响不大。

最后利用简单的BES III探测器模拟程序，对BES III晶体量能器(EMC)的事例重建做了方法性研究，对其性能，如单光子的能量分辨、空间分辨， π^0 的质量分辨，以及光子、探测效率等进行了初步的研究。结果表明，由晶体沉积能量权重求和得到的簇射能量泄漏和角变形可以通过引入简单的bump能量和bump角度依赖给予修正。单光子和单 π^0 模拟数据的重建在修正前、修正后的比较清楚地表明不仅动量、位置得到改进，而且 π^0 情况下角分辨和质量分辨也得到改进。随着BES III 探测器设计的进一步完善，量能器的事例重建仍需更精细的研究。

参考文献

- [1] A. Antonelli, et al., Nucl. Instr. and Meth. A354(1995)352
- [2] The Belle Collaboration, The Belle Detector, KEK Report 1995
- [3] BarBar Collaboration, The BarBar Technical Design Report, SLAC-R-95-475
- [4] E.Bucher, et al., Nucl. Instr. and Meth. A249(1986)201
- [5] M. Schneegans, et al., Nucl. Instr. and Meth. A257(1987)528
- [6] Application Software Group, GEANT User's Guide, Program Library W5013. CERN, 1993.
- [7] H. Ikeda, etc., Nucl. Instr. and Meth. A 441 (2000) 401-426.

致 谢

首先感谢王贻芳研究员、吕军光研究员。在BES III 晶体量能器蒙特卡罗模拟的研究工作中，他们给予我具体的帮助和精细的指导，与他们的讨论和合作研究使我受益匪浅。

感谢荣刚研究员，在我做快速重建数据质量监测时给予我精心的指导，在我学习数据分析时给予我极大的帮助。虽然目前我没有时间继续做数据分析的工作，但是在这次学习中我的收获很大。莫晓虎博士、傅成栋同学在数据质量监测中给予我很多帮助，还有D物理组其他老师和同学也给予我很多帮助，在此一并表示感谢。

感谢刘怀民研究员、张达华研究员、陈江川副研究员、卞建国副研究员以及蒙特卡罗组其他的老师和同学，在我的工作中给予很大的帮助。

感谢实验物理中心的老师和同学。感谢他们两年来在各个方面给予我的帮助。

博士生和博士后期间发表的论文

1. "Hyperon in semi-inclusive deeply inelastic lepton nucleon scattering at high-energy",
Chun-xiu Liu, Qing-hua Xu, Zuo-tang Liang , **Phys. Rev. D Vol. 64, 073004 (2001)**.
2. "Energy dependence of the contribution of pion exchange to large-rapidity-gap events in deeply inelastic scattering",
Liu Chun-xiu and Liang Zuo-tang , **Phys. Rev. D 63, 117502 (2001)**.
- 3 "Spin alignment of vector meson in e^+e^- annihilation at Z^0 pole",
Xu Qing-hua, Liu Chun-xiu and Liang Zuo-Tang , **Phys. Rev. D 63, 111301 (R) (2001)**.
4. Spin structure and longitudinal polarization of a hyperon in e^+e^- annihilation at high energies",
Liu Chun-xiu and Liang Zuo-tang, **Phys. Rev. D 62, 094001 (2000)**.
5. "高能强子化过程的自旋转移和轻子诱发反应中超子的极化",
刘春秀, 梁作堂, 高能物理与核物理Vol. 25, No.6, (2001).
6. "P-N(A) Drell-Yan 过程K因子的非常数性和核环境影响",
刘春秀, 何祯民, 段春贵, 彭宏安, 高能物理与核物理Vol. 24, No.2, 131(2000).
7. "Spin transfer in high-energy fragmentation processes".
Zuo-tang Liang, Chun-xiu Liu, Oct 2000. 5pp. Talk given at **14th International Spin Physics Symposium (SPIN 2000), Osaka, Japan, 16-21 Oct 2000**.
8. "高能强子化过程的自旋转移和 e^+e^- 湮灭过程中超子的极化",
刘春秀, 梁作堂, 第六届全国高能多粒子产生和重离子碰撞研讨会文集 (CCAST-WL WORKSHOP SERIES: VOLUME 122) 。
9. " π NN 过程对Gottfried 求和规则破坏的贡献",
吴齐, 刘春秀, 高能物理与核物理, 2003, 27 (2) : 138-141

10. "Hyperon polarization in ν_μ charged current interaction at the NOMAD energies" ,

Zuo-tang Liang, Chun-xiu Liu , **Phys. Rev. D66: 057302, 2002**

11. "Longitudinal polatization of hyperons in high P(T) Jet in singly poarizated PP collisions at high energies."

Qing-hua Xu, Chun-xiu Liu, Zuo-tang Liang, **Phys. Rev. D65: 114008, 2002**

个人简历

[1991.9–1995.7]

河北师范大学物理系，理学学士学位。

毕业论文题目：用Yukawa势和Gaussian势研究n-p和n-A低能散射问题。

[1995.9–1998.7]

河北师范大学物理系，理论物理专业，理学硕士学位。

学位论文题目：P-N(A)Drell-Yan过程K 因子的非常数性和核环境影响。

[1998.9–2001.6]

山东大学物理与微电子学院，粒子物理与核物理专业，理学博士学位。

学位论文题目：强子化过程中自旋转移和高能反应中超子的极化。

[2001.6–2003.3]

中科院高能物理所实验物理中心，博士后研究人员。

研究课题：BES III CsI晶体量能器的蒙特卡罗模拟研究。

永久通讯地址

刘春秀

Phone: (8610)88236051(O), (8610)88236973(H)

Fax: (8610)88238317

Email: liucx@mail.ihep.ac.cn

通讯地址：北京918信箱1分箱，100039

Physics Division 1, Institute of High-Energy Physics

P.O.Box 918-1, Beijing 100039, P.R.China