

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院研究生院 理学博士学位论文

$dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应截面在 ANKE/COSY 上的测量

袁小华

指导教师 徐珊珊, 研究员, 理学博士

中国科学院近代物理研究院

申请学位级别 理学博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2008年4月 论文答辩日期 2008年5月

培养单位 中国科学院近代物理研究院

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 邹冰松

Typeset by L^AT_EX 2_ε at July 8, 2008

With package CASthesis v0.1h of C_TE_X.ORG

Measurement of the $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ production
cross section with the ANKE spectrometer at
COSY-Jülich

Xiao-Hua Yuan

Supervisor:

Prof. Hu-Shan Xu

Institute of Modern Physics
Chinese Academy of Sciences

July, 2008

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.
in Particle Physics and Nuclear Physics*

摘 要

ANKE 谱仪是位于冷却储存环 COSY 上的一个内靶实验终端, 在它的针对物理目标中, 研究靠近 $K\bar{K}$ 产生阈的共振态 $a_0(980)/f_0(980)$ 是一个主要的内容。在通过强相互作用反应对 a_0/f_0 进行测量时, 初态会选择使用不同的同位旋组合, 也就是使用 pp 、 pn 、 pd 和 dd 反应。本实验完成于 2006 年的 4、5 月间, 是一个使用 COSY 所能提供的最大束流动能 $T_d = 2.273$ GeV 的 dd 道反应, 它比 $K\bar{K}$ 产生阈高 $Q = 39$ MeV。在实验中探测了 αK^+ 符合事件, 结合使用丢失质量分析方法就可以对反应链 $dd \rightarrow \alpha f_0 \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 以及其中的 $f_0(980)$ 共振态进行研究。

作为本文的主要内容这个实验, 是在 Monte-Carlo 模拟的帮助下准备后, 在 4 个星期的束流时间里完成的。在实验完成后, 数据分析主要集中在对稀有的 αK^+ 事件进行鉴别。

ANKE 的射程望远镜阵列针对 K^+ 介子的鉴别做过优化, 在它的帮助下 K^+ 就可以通过飞行时间、能量损失方法, 以及探测延迟发射的 K^+ 衰变产物而被挑选出来。而与之关联的 α 粒子则是通过它们相对于 K^+ 介子的定时点进行鉴别的, α 和 K^+ 的动量及轨迹由在相应多丝正比室上测量到的径迹信息重建。由此, 就可以通过使用丢失质量方法鉴别出实验中没有测量的 K^- 介子。最终所得的 αK^+ 丢失质量谱在 K^- 介子质量区域内呈现一个峰, 其中包含大约 15 个事件。由这些 $\alpha K^+ K^-$ 事件可以得到总的反应截面 $\sigma_{tot} = (9 \pm 3_{sta} \pm 5_{sys})$ pb。

同位旋破缺反应 $dd \rightarrow \alpha(\pi^0\eta)$ 的截面由测量得到的 $\sigma_{tot}(dd \rightarrow \alpha K^+ K^-)$ 值推出, 进而它也给出了在 WASA-at-COSY 上观察这个过程所要求的最短束流时间。因为这个反应被认为主要是源于通过 $K\bar{K}$ 中间态的 $f_0 \rightarrow a_0$ 转化, 所以它对于确定出轻标量介子 $a_0(980)/f_0(980)$ 的结构扮演着格外重要的角色。

关键词: 标量介子, 同位旋破缺, ANKE

Abstract

A major goal of the experimental program at the spectrometer ANKE, which is located at an internal target position of the COoler SYnchrotron COSY-Jülich, is the investigation of the light scalar resonances $a_0(980)/f_0(980)$ close to the $K\bar{K}$ production threshold. a_0/f_0 production is measured in hadron-induced interactions with different isospin configurations in the entrance channel, i.e. in pp , pn , pd and dd reactions. This experiment was carried out in the April of 2006 for the dd channel at maximum COSY beam energy of $T_d = 2.273$ GeV ($Q = 39$ MeV above the $K\bar{K}$ threshold). It aims at the detection of coincident αK^+ pairs in order to investigate the $f_0(980)$ resonance in the reaction chain $dd \rightarrow \alpha f_0 \rightarrow \alpha K^+ K^-$ with a missing-mass analysis.

In the framework of this thesis the measurement was prepared with the help of Monte-Carlo simulations and the beam time of four weeks was organized and conducted. After the measurement the data were analyzed, focusing on the identification of the rare αK^+ events.

With the help of the ANKE range telescopes, which are optimized for the identification of K^+ mesons in a huge background of other particles, the kaons can be selected via time-of-flight and energy-loss criteria as well as by the detection of delayed K^+ decay products. Coincident α particles are identified via their detection time relative to the K^+ mesons. The α and K^+ trajectories and momenta are obtained from the track information measured with multi-wire proportional chambers. This allows one to identify the non-observed K^- meson via a missing-mass criterion. This analysis reveals a peak at the mass of the K^- meson with about 15 events. For these $\alpha K^+ K^-$ events the total production cross section of $\sigma_{\text{tot}} = (9 \pm 3_{\text{sta}} \pm 5_{\text{sys}})$ pb has been determined.

Based on the measured value for $\sigma_{\text{tot}}(dd \rightarrow \alpha K^+ K^-)$ an upper limit for the isospin-violating $dd \rightarrow \alpha(\pi^0 \eta)$ reaction has been deduced which then gives an estimate for the minimum amount of beam time needed to observe this process with WASA-at-COSY. Since this reaction is presumed to be driven by an $f_0 \rightarrow a_0$ conversion via intermediate

$K\bar{K}$ pairs it plays an exceptional role in determining the structure of the light scalar mesons $a_0(980)/f_0(980)$.

目 录

摘要	5
Abstract	6
目录	8
第一章 标量介子	1
1.1 重子和介子	2
1.1.1 标量介子	3
1.2 中性标量介子 a_0/f_0 (980)	4
1.2.1 背景	4
1.2.2 同位旋破缺反应 $dd \rightarrow \alpha\pi^0\eta$	4
1.2.3 $dd \rightarrow \alpha K^+K^-$ 反应	7
1.2.4 ANKE 上的 a_0/f_0 产生实验	7
第二章 ANKE 上的 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 反应实验	10
2.1 COSY 上的 ANKE 谱仪	10
2.2 实验布局	13
2.2.1 COSY 束流、靶和磁场	13
2.2.2 侧向区探测系统 (SDS)	13
2.2.3 前角区探测系统 (FDS)	16
2.2.4 负电性区探测系统 (NDS)	18
2.2.5 硬件Trigger和数据获取	18
第三章 K^+ 介子的挑选	22
3.1 飞行时间 TOF 信息	22

3.2	粒子径迹 (tracking) 所扮演的角色	26
3.2.1	本底抑制	27
3.2.2	动量重建	29
第四章	^4He 的挑选	30
4.1	FDS 上的动量重建	30
4.2	定时信息	31
4.3	确定粒子	33
4.3.1	使用与 π^+ 事件的符合	33
4.3.2	使用与 K^+ 事件的符合	35
4.3.3	ΔT_{Fd-Sd} 的优化	35
第五章	$dd \rightarrow ^4\text{He}K^+K^-$ 事件的确定	37
5.1	3 体反应事件的鉴别	37
5.1.1	Nd Sa 符合	38
5.1.2	Delayed Veto 符合	39
5.1.3	丢失质量条件	39
5.2	探测效率	39
5.2.1	SDS 气体探测器	40
5.2.2	FDS 气体探测器	42
5.2.3	NDS 气体探测器	42
5.3	死时间修正	43
第六章	ANKE 对反应 $dd \rightarrow ^4\text{He}K^+K^-$ 的接收度	45
6.1	总接收度	45
6.1.1	$^4\text{He} - K^+$ 事件的总接收度	45
6.1.2	K^- 的总接收度	46
6.2	总接收度的修正	47

第七章 反应亮度的确定	49
7.1 接收度	50
7.2 反应截面	50
7.3 探测效率	51
7.4 事件鉴别	52
7.5 结论	52
第八章 结论	55
8.1 总反应截面	55
8.2 不变质量分布	55
8.3 结论	56
第九章 总结和展望	57
致谢	63

第一章 标量介子

人类一直都对物质的结构和相互作用充满了兴趣。在传统的中国哲学中，人们用“五行”和“阴阳”来解释物质的结构和相互作用。而在公元前5世纪，哲学家德谟克利特认为每一种事物都是由不同的原子所组成的，原子不可分割。

现在看来，物质确实是由不同的基本粒子构成。在19世纪末期，人们认为这些粒子是化学元素。在汤姆逊于1897年发现电子，卢瑟福在20世纪初证明原子的质量几乎都集中在一个微小的带正电的核芯上，以及查德威克在1932发现了中子后，人们对物质基本构成的认识又有了进一步的发展。尤其是在上世纪中期，随着高能粒子加速器和粒子探测器的建成，大量新的粒子被发现，于是建立起了目前公认的描述物质结构及相互作用的图像——标准模型。

在标准模型中，人们认为物质是由自旋为半量子数的基本粒子（单位： \hbar ）构成，这些粒子被称作费米子，它们可被继续分为轻子和夸克；而它们之间的相互作用则是通过交换具有整量子数的相互作用玻色子来实现的（见表 1.1）。

费米子	族 1 2 3	电荷	颜色	自旋
轻子	$\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$	0	-	1/2
	$e \mu \tau$	-1	-	1/2
夸克	$u c t$	+2/3	红 蓝	1/2
	$d s b$	-1/3	绿	1/2
相互作用	耦合到	交换玻色子	质量[GeV/c ²]	J^P
强相互作用	颜色	8种胶子 G	0	1 ⁻
电磁相互作用	电磁	光子 γ	0	1 ⁻
弱相互作用	弱	W^\pm, Z^0	80~90	1
万有引力	能量	引力子（尚未发现） g	0	2 ⁺

表 1.1: 上半部分：基本粒子和它们的性质。每个粒子都相应的有一个与自身自旋相同，但是颜色和电荷却相反的反粒子。下半部分：交换玻色子在相互作用的粒子之间传递作用力。

1.1 重子和介子

迄今，人们没有观察到作为自由粒子的夸克（用符号 q 来标识），夸克总是被“禁闭”在称作强子的粒子中。G.Zweig 和 M.Gell-Mann 在对称原理的基础上来划分强子态。基础对称群引出了夸克概念，而在后来的电子深度非弹性散射实验中，夸克当作部分子被发现。根据最初的夸克模型，所有的强子都是由一对正反夸克或者3个夸克构成，而它们分别被称为介子和重子。

重子由3个夸克组成，夸克的自旋为 $1/2$ 。为了简化问题，只考虑质量最小的量子态，只有这样才能假设在夸克之间不存在相对角动量。在这个前提下，总角动量便是3个夸克各自自旋之和。仅考虑 u , d 和 s 夸克，由于泡利不相容原理的限制可以得到自旋 $S = 1/2$ 的重子 8 重态和自旋 $S = 3/2$ 的自旋 10 重态（如图 1.1 所示）

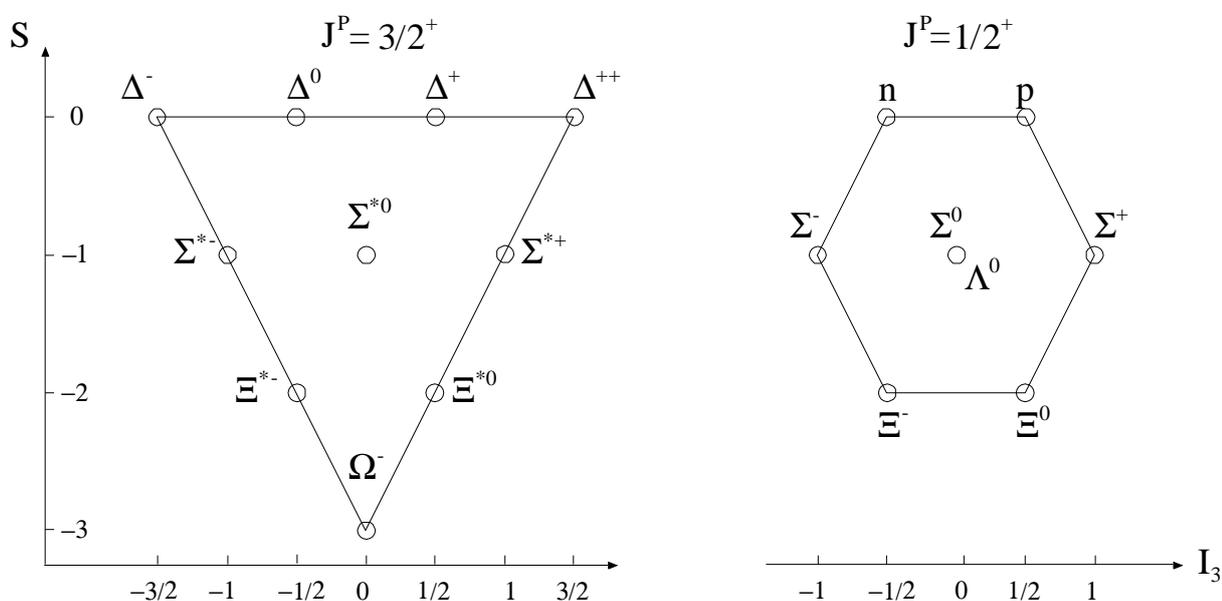


图 1.1: 最轻的重子的 10 重态和 8 重态。在不同的奇异数 S 和同位旋第三分量 I_3 的某种多重性的共振态。

介子由夸克、反夸克对组成。作为费米子，夸克的自旋 $S = 1/2$ ，于是介子内的夸克、反夸克对就可以耦合到 $S = 0$ 或者 $S = 1$ 。同时，总角动量就是夸克、反夸克对之间的角动量之和 L 加上总自旋 S ， $J = L + S$ 。因为费米子和反费米子具有相反的宇称，于是总宇称 $P = (-1)^{(L+1)}$ 。不同的角动量和宇称组合可以得到不同的多重性。对于总角动量 $L = 0$ 或者 1 的介子，可能得到组合有 $J^P = 0^-$ （赝标量介子）、 $J^P = 1^-$ （矢量介子）、 $J^P = 0^+$ （标量介子）、 $J^P = 1^+$ （伪向量介子）和 $J^P = 2^+$ （张量介子）。只考虑

u, d 和 s 夸克, 会得到介子 9 重态。在图 1.2 中的左半部可以看到赝标量介子的 9 重态结构。

1.1.1 标量介子

对于小质量的重子、赝标量介子和矢量介子, 它们在夸克模型中对应的所有态都已经由实验观测量确定过了。对于标量介子, 还没有达到这个水平。在预计的质量范围 ($m \approx 600 \sim 1900 \text{ MeV}/c^2$) 内, 已经观察到了超过 9 重态中所容纳的态。直至今日, 这些态中究竟哪些是真正的夸克、反夸克对, 而它们的内部结构到底如何都还不是很清楚。发现标量 9 重态组分的难度, 不但在于这些共振态的衰变宽度很大, 更因为在很小的质量间隔中有太多的衰变道是开放的。甚至, 我们关注的质量范围里, 像胶子球 (gg 或者 ggg) 和多夸克态 ($q^2\bar{q}^2$ 或者 $q^3\bar{q}^3$) 这样的结构也是有可能的 [1]。

标量介子 9 重态可能的组分为, 同位旋 $I = 1/2$ 的 $K_0^*(1430)$, 同位旋 $I = 1$ 的 $a_0(980)$ 和 $a_0(1450)$, 以及同位旋 $I = 0$ 的 $f_0(600)$ (σ)、 $f_0(980)$ 、 $f_0(1370)$ 和 $f_0(1500)$ 或是 σ 。几乎所有的模型都认为 $K_0^*(1430)$ 是 $q\bar{q}$ 态。以最初夸克模型为架构, 9 重态看起来就像是图 1.2 右半部中的一样的, 然而, 第 9 个组分却并不是很清楚。比如, 它可以是 $f_0(1500)$ 或者 $f_0(1710)$ [1]。

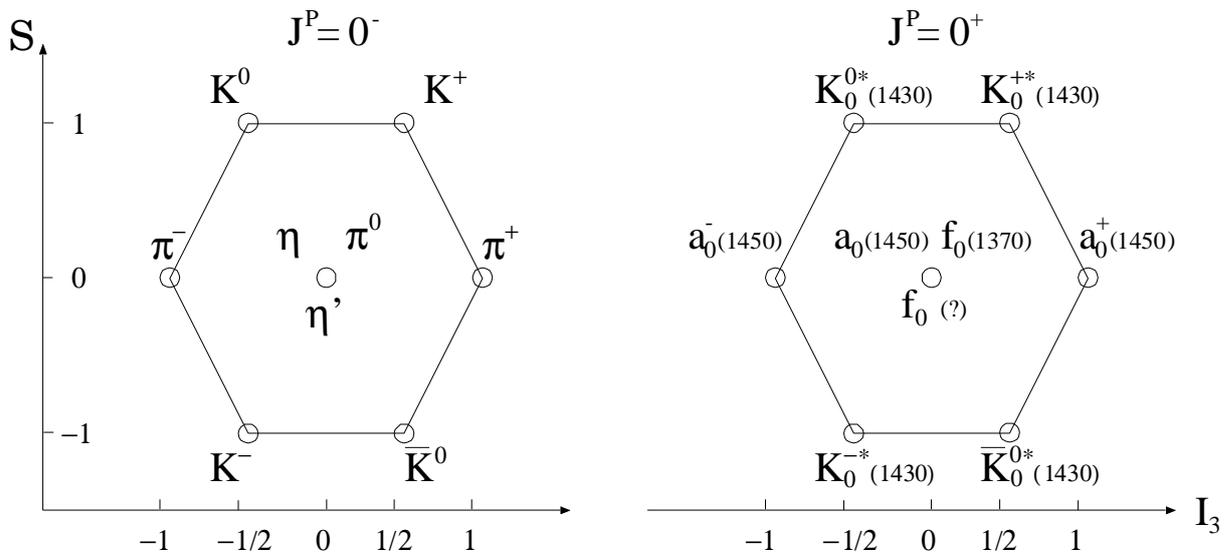


图 1.2: 由最初的夸克模型得到的赝标量介子和标量介子的 9 重态 [1]。S 表示的是奇异数, I_3 是同位旋的第三分量。

尽管为了能组成标量 9 重态已经建立了很多理论模型, 但是仍然没有一种可以

令人满意地描述标量介子 [2]。对于这两个质量接近 $980 \text{ MeV}/c^2$ 的共振态 $a_0(980)$ 和 $f_0(980)$ ，在这个能区附近 3 种不同的电荷态 $(\pm 1, 0)$ 上都观测到过 $a_0(980)$ ，而 $f_0(980)$ 则只是电中性。在一些相对论夸克模型中， $a_0(980)/f_0(980)$ 被认为是夸克 - 反夸克对 $(q\bar{q})$ [3-6]，然而，为了能重建那些观察到的状态，胶子球与 $q\bar{q}$ 的混合态 [4-6] 又是另外一种考虑。

还有其它一些模型更倾向于把 $a_0(980)/f_0(980)$ 描述为 4 夸克态 [7, 8] 或者介子分子 [9, 10]。在手征微扰论的框架里发展中一种模型，它将 $a_0(980)/f_0(980)$ 描述为由动力学产生的 2 个介子的束缚态 [11, 12]。

从五花八门的理论模型，我们可以清楚的看到目前标量共振领域还远远没有研究透彻，而新的实验数据是很必要的。

1.2 中性标量介子 $a_0/f_0(980)$

1.2.1 背景

强子物理的一个基本目标，是借助夸克和胶子理论来了解介子和重子的结构、产生和衰变。然而，量子色动力学 (QCD) 的非微扰特性却阻碍着这样的计算。在低动量转移区域里，QCD 可以采用格点方法进行计算 [13]，而现阶段这种方法还不能对于轻标量态 ($J^P = 0^+$) 做出量化的解释。于是，就需要发展一些基于 QCD 而使用有效自由度的模型。在这样的考虑下，组分夸克模型是最成功的模型之一 ([14])。这种方法将最轻的标量共振态 $a_0/f_0(980)$ 看作是传统的夸克 - 反夸克对 $(q\bar{q})$ 。然而除此之外，它们还被表述成 $K\bar{K}$ 分子 [15] 或者是简单的 $qq - \bar{q}\bar{q}$ 态 [16]。在它们的质量小于 $1.0 \text{ GeV}/c^2$ 时，甚至有假设认为四夸克态的完整 9 重态都有可能出现 [17]。

现有的数据对于推断轻标量介子的结构并不充分，于是一些新的观察量就是急需得到的。这样，电荷对称性破缺 (CSB) 的 $a_0 - f_0$ 混合就扮演着特殊的作用，因为它对于两者波函数的重叠非常敏感。另外需要强调的是，尽管这个现象在很久以前就有了预言 [18]，但是至今在实验中还没有能够非常确定地鉴别出这种混合。

1.2.2 同位旋破缺反应 $dd \rightarrow \alpha\pi^0\eta$

共振态 a_0^0 和 f_0 均可衰变到 K^+K^- 和 $K_S K_S$ ，然而在非奇异衰变方面，它们衰变的末态却因为二者各自的同位旋不同而不同： $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm\eta$ ， $a_0^0 \rightarrow \pi^0\eta$ 另外， $f_0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ 或者

$\pi^+\pi^-$ 。从而看到，通过非奇异衰变道可以直接区分这两个介子，因为只有在这样的衰变道内同位旋才是确定的。这样，要研究 CSB 就必须通过观测非奇异衰变道。

既然对于纯强子反应来说控制同位旋的初态是可能的，那么我们就可以鉴别出那些在非 CSB 时消失的观察量 [19, 20]。在参考文献 [33] 中提供了另外一种研究 CSB 的方法，是通过反应 $dd \rightarrow \alpha\pi^0$ 。不过，解释来自标量介子的信号较之 π 介子事件就要简单很多了。由于 a_0 和 f_0 是两个质量重叠的窄共振态，于是 a_0 和 f_0 在末态的混合应该比反应过程中的 CSB（也就是 $dd \rightarrow \alpha a_0$ 的“直接”CSB 产生）要高至少一个量级，这样它应该通过反应链 $dd \rightarrow \alpha f_0(I=0) \rightarrow \alpha a_0^0(I=1) \rightarrow \alpha(\pi^0\eta)$ 给出 CSB 效应的主要贡献 [21]。同时这个反应链对于抽取 CSB 效应来说应该也是最可靠的方法，因为反应初态中的 2 个氘和末态中的 α 都具有同位旋 $I=0$ ，这也就是所谓的同位旋过滤器。进而，任何在本反应道中对于 $\pi^0\eta$ 产物的发现都将是 CSB 的直接证据，并且可以提供 a_0 和 f_0 混合的振幅的信息 [21, 22]。

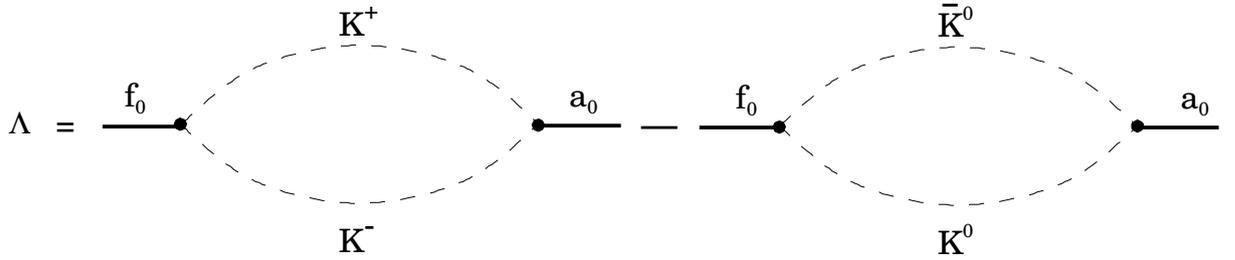


图 1.3: 对于 $a_0 - f_0$ 混合矩阵元 Λ 主导成分的图解，详细内容请见 [23]。

在 Ref. [18] 中， $a_0 - f_0$ 混合振幅的主导成分可以写成：

$$\Lambda = \langle f_0 | T | a_0 \rangle = ig_{f_0 K \bar{K}} g_{a_0 K \bar{K}} \sqrt{s} (p_{K^0} - p_{K^+}) + O\left(\frac{p_{K^0}^2 - p_{K^+}^2}{s}\right) \quad (1.1)$$

其中的有效耦合常数定义为 $\Gamma_{xK\bar{K}} = g_{xK\bar{K}}^2 p_K$ 。可以看到，这个最主要的部分只是图 1.3 中所示费曼图的么正性条件而已，因而它也就是模型无关的。Eq. (1.1) 所示的部分通常在 K^+K^- 和 $K^0\bar{K}^0$ 产生阈之间会有加强，而这个范围的宽度只有 8 MeV。以下是它的比例关系：

$$\sqrt{\frac{m_{K^+}^2 - m_{K^0}^2}{m_{K^+}^2 + m_{K^0}^2}} \sim \sqrt{\frac{m_d - m_u}{(m_d + m_u)/2 + m_s}} \quad (1.2)$$

其中， m_u 和 m_d 分别表示现有上夸克和下夸克的质量。而这一理论就和与 $(m_u - m_d)$ 成比例的一般 CSB 效应（发生在拉格朗日层面）大不相同，因为一般 CSB 效应中的夸

克质量必须是解析的。图 1.4 描述的是 Λ 和 \sqrt{s} 之间的关系，在其中可以很容易的看到，当离开 K 介子产生阈区域时 Λ 的值就会回到正常范围。需要注意的是，在 Eq. (1.1) 中没有考虑电、磁效应，因为它们只是次要项 ([18])。

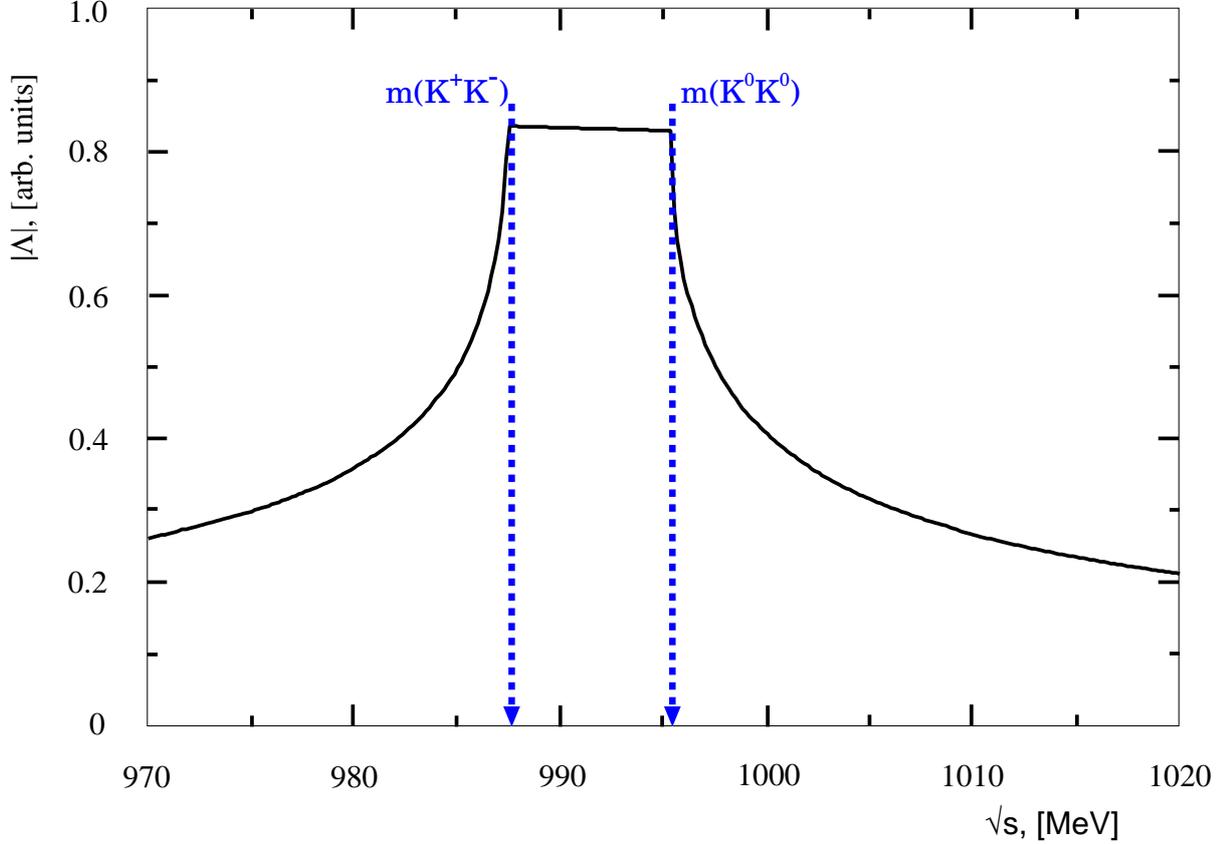


图 1.4: Eq.(1.1) 中定义的混合振幅 Λ 主导成分的模。两个节点分别位于 K^+K^- (987.35 MeV) 阈和 \bar{K}^0K^0 (995.34 MeV) 阈处。

到目前为止，关于 f_0 对 K 介子有效耦合的了解还很有限。于是，精确的测量 Λ 将会对确定出 $g_{f_0 K \bar{K}}$ 提供有力的帮助。应该强调的是，如同 Weinberg 所揭示的氘的例子 [25] 一样，在实粒子对介子的耦合中也包含着关于粒子本质的重要信息 [24]。

需要特别提及的是，通过 $\eta \rightarrow 3\pi$ 和 $\eta' \rightarrow 3\pi$ 衰变同样也有可能成为 $a_0 - f_0$ 混合的重要来源 [26]，不过这与我们所讨论的过程处于完全不同的运动学体系中。这样，可以预期除了 K 介子耦合外，还有其它的 CSB 效应同样也扮演着一个角色。因此，为了全面的理解 $a_0 - f_0$ 混合机制，关于这 2 种不同运动学体系（靠近共振极和 η 衰变）的知识就是必须的。

近期随着 Close 和 Kirk 发表文章 [27, 28]，又重新点燃了人们对 $a_0 - f_0$ 混合的兴趣。

基于对 pp 高能中心碰撞以及 ϕ 介子辐射衰变的分析, 作者推导出的混合矩阵元是 Eq. (1.1) 所给值的 5 倍, 并且与产生系统的不变质量无关。如果能够得到确认, 则如此强的混合就预示着真实的物理机制与我们目前普遍接受的完全不同。不过请注意, Close 和 Kirk 的该工作在 Ref. [29, 30] 中受到了强烈的质疑。

1.2.3 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应

如前所述, 我们希望从反应 $dd \rightarrow \alpha \pi^0 \eta$ 中抽取 $a_0 - f_0$ 混合的矩阵元。而这个反应的截面被认为是由以下的基本反应模式所支配, $dd \rightarrow \alpha f_0$ 反应后接着通过我们所关心的矩阵元进行 $f_0 \rightarrow a_0$ 转换。于是, 测量到的 $dd \rightarrow \alpha \pi^0 \eta$ 反应截面应如 $|\Lambda|^2 \times \sigma_{tot}(dd \rightarrow \alpha f_0)$ 所给出的, 其中由于 f_0 的宽度有限, 我们抑制了其它的复杂性以作为简化。这样看来, 如果想要从实验中量化地提取 $|\Lambda|$, 就需要有作为标准的反应。对于这个目的, 反应 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 是一个理想的选择。同时, 对 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应的测量对于之后研究反应截面更小的同位旋破缺过程也是理想检验。测量过程中会得到关于计数率、背景过程的有价值的信息。

于是, 我们在 ANKE 上设计了测量反应 $dd \rightarrow \alpha f_0(980) \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 的实验。束流的动量 $P_d = 3.7 \text{ GeV}/c$, 相应的动能 $T_d = 2.273 \text{ GeV}$ 。在此条件下, 反应能 Q 比 $K\bar{K}$ 的产生阈高出 39 MeV 。

在实验中, $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应事件可由 ANKE 符合探测这三种末态粒子来实现鉴别。但是出于对反应接收度以及电子学压力的考虑, 我们只针对 α 和 K^+ 做了符合测量, 而 K^- 则由丢失质量方法确认。这种方法的优势在于得到的真实事件率可比前种方法高 5 倍以上。

1.2.4 ANKE 上的 a_0/f_0 产生实验

在 ANKE 和 WASA 实验装置上通过反应链 $dd \rightarrow \alpha f_0 \rightarrow \alpha a_0^0 \rightarrow \alpha(\pi^0 \eta)$ 研究 CSB 之前, 我们在 ANKE 上已经有了一些关于 a_0/f_0 产生反应的经验, 如表 1.2.4 的上半部所示。而本次实验和计划中要在 WASA 上进行的实验将使得对标量介子 a_0/f_0 性质的认识有进一步的加深。

不过需要提及的是, $dd \rightarrow {}^4\text{He} K^+ K^-$ 反应的截面很小, 在图 1.5 可以看到这是在 COSY 加速器上测量的反应中截面最小的一个, 因而数据的分析过程比较困难。但也正因为如此, 它的测量对于标量介子 a_0/f_0 的研究显得尤为重要。

$$pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0 \quad \text{at } p=3.46 \text{ GeV}/c \quad [31]$$

$$pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0 \quad \text{at } p=3.65 \text{ GeV}/c \quad [32]$$

$$dd \rightarrow \alpha K^+ K^- \quad \text{at } p=3.70 \text{ GeV}/c$$

$$dd \rightarrow \alpha \pi \eta \quad \text{at } p=3.70 \text{ GeV}/c$$

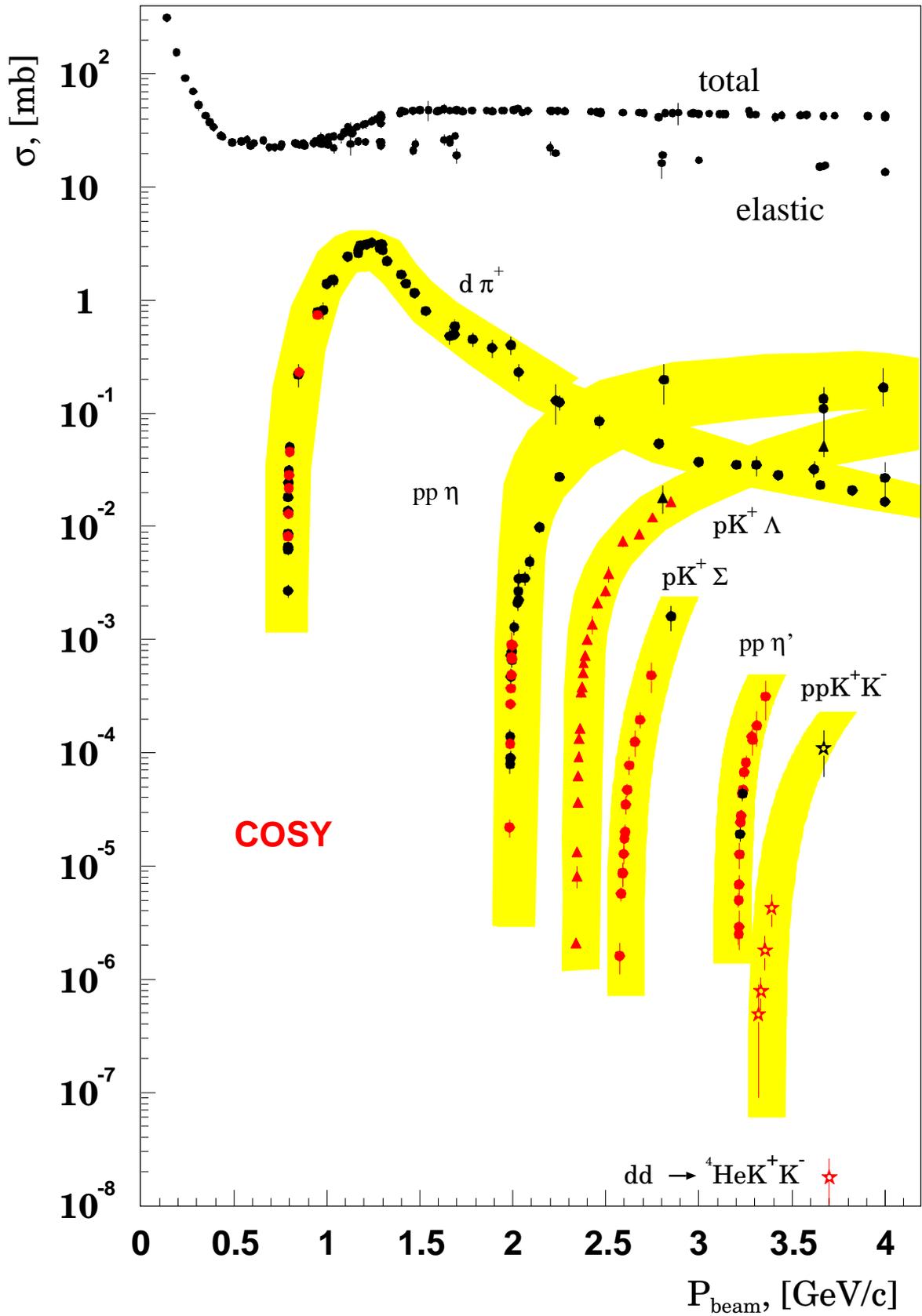


图 1.5: 图中红色各点代表的是, 在 COSY 上完成的各实验所对应的反应截面。

第二章 ANKE 上的 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 反应实验

2.1 COSY 上的 ANKE 谱仪

位于德国 Jülich 研究中心的冷却储存环同步加速器 COSY (Cooler Synchrotron) [34] 可提供动量范围在 294 - 3650 MeV/c 的非极化以及极化的质子和氘的束流。对应的能量范围对于质子来说是 45MeV \sim 2.83 GeV, 对于氘来说是 67 MeV \sim 2.23 GeV。从 H^- (D^-) 离子源得到的离子在回旋加速器 JULIC 里预加速到 45 MeV (76MeV), 在通过一个电荷交换剥离膜后被注入到周长 184 m 长的 COSY 环内。这些离子在一个高频腔作用下被加速到所需要的能量, 同时有 24 个二极磁铁和 56 个四极磁铁控制着它们的轨迹, 并且对它们进行聚焦。对于内靶和外靶实验中要求的束流所需具备的小的发射度和能量分布, 可由电子冷却和随机冷却系统来保证。

目前在 COSY 上有两个内靶实验装置在运行, 它们是 ANKE [35] 和 WASA [36], 还有一个使用引出 COSY 束流的外靶实验终端 TOF。曾经在 COSY 上运行过的内靶装置有 COSY11 [37]、EDDA [38] 和 PISA [39]; 而退役的外靶终端是 GEM [41]、JESSICA [42]、MOMO [43] 和 NESSI [44]。

在图 2.1 中可以看到加速器 COSY 以及安置其上的各个探测器终端的布局。

2005 年之前, WASA (Wide Angle Shower Apparatus) 在瑞典 Uppsala 大学的储存环同步加速器 CELSIUS 上运行, 2006 年夏天被成功的转移安装到了 COSY 上。作为一个几乎覆盖整个 4π 立体角的探测器系统, 它不但能探测带电粒子, 同时也能探测各种中性的粒子。TOF 是高接收度的飞行时间 (time-of-flight) 谱仪, 主要用来开展介子、超子以及一些超过反应阈的过程的研究。

ANKE (Apparatus for Nucleon and Kaon Ejectiles) 是一个探测带电粒子的内靶谱仪。1998 年开始运行, 并针对 K^+ 介子的阈下产生研究进行了优化, 具有从巨大的介子和质子本底中鉴别 K 介子的能力 [46]。本论文的实验测量是在 ANKE 上完成的, 下面就 ANKE 探测器的布局给予简单的描述, 详细内容可查阅参考文献 [35]。

ANKE (图 2.2) 包括了 3 块二极磁铁 D1、D2 和 D3。D2 作为该磁谱仪的分析磁铁用来分析从位于 D2 前的反应靶中出射的前冲带电粒子, D1 和 D3 主要用于补偿 D2 磁铁对环内束流的影响。束流在各磁铁处的偏转角 $\alpha_{D1} = \alpha_{D3} = -1/2 \cdot \alpha_{D2}$, 针对不同

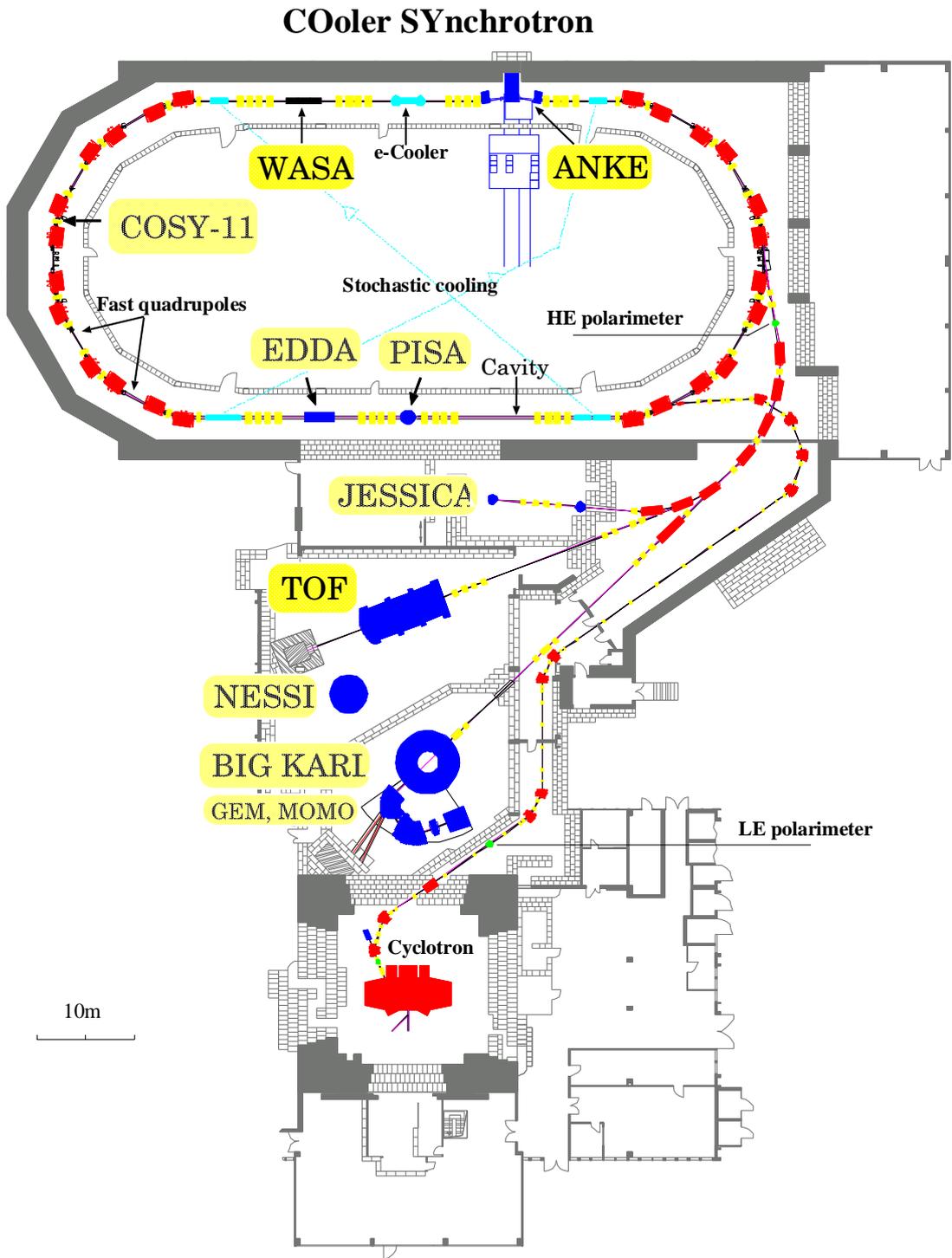


图 2.1: 冷却储存环 COSY。 H^- 和 D^- 离子在回旋加速器 JULIC 中预加速，经过一层电荷交换剥离膜，然后注入到 COSY 环里。目前，在运行的内靶终端是 ANKE 和 WASA，外靶终端是 TOF；曾经运行过的内靶终端是 COSY11、EDDA 和 PISA，外靶终端是 JESSICA、NESSI、GEM 和 MOMO。

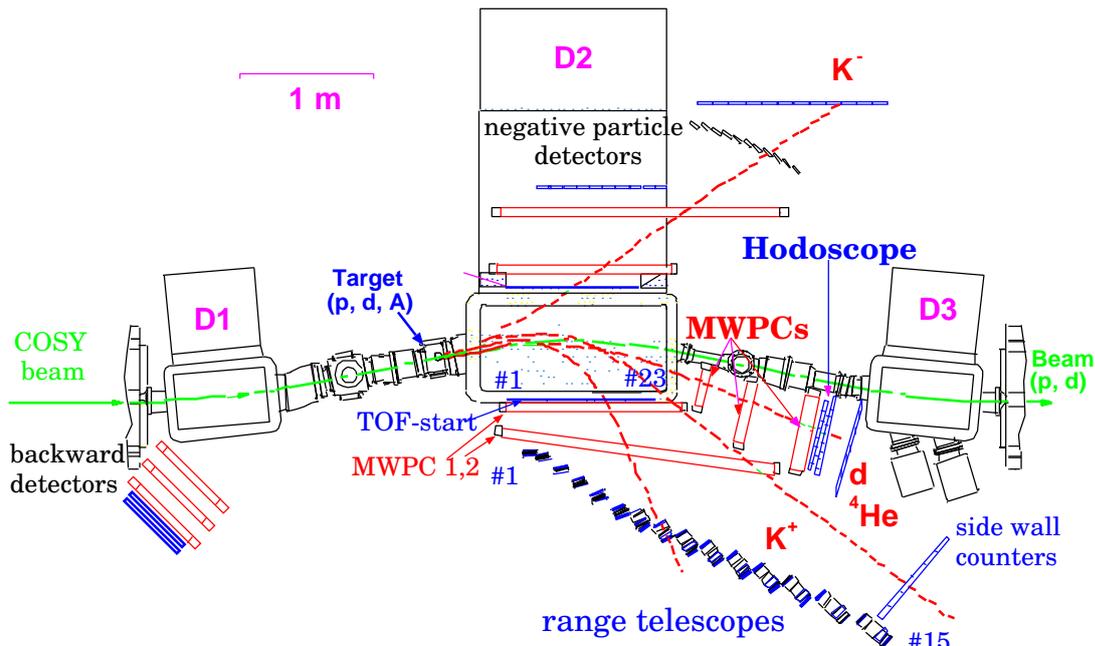


图 2.2: ANKE 谱仪及其探测器系统的顶视图。向前发射的带正电粒子可由侧向区和前角区探测系统探测, 同时也有针对带负电粒子的探测器和对于向后发射的带电粒子的探测系统。实验中选择使用团簇靶或者薄膜靶。在本次实验中使用的是团簇靶以及侧向区和前角区探测系统。点线表示的是粒子径迹。

的 COSY 束流在一定范围内对它可以进行调节, 以优化磁场。D2 是一块矩形的 C 型磁铁, 它的磁极外部尺寸为 $1400 \times 658 \text{ mm}^2$ 。磁极的边缘向内有 45° 和 60° 倾斜, 在 200 mm 间隙内的极面为 $1240 \times 460 \text{ mm}^2$ 。实验可以选择不同类型的内靶, H_2 - 或者 D_2 - 团簇靶 [47], 或者是由碳、铜、金、银等制成的薄膜靶 [35]。在进行极化的 H 和 D 靶实验时运行的是一个基于分子束源 (ABS) 技术的内靶 [49]。另外, 一个冷却小丸靶 [48] 也在准备中, 它可以提供的 H_2 和 D_2 反应亮度可与薄膜靶提供的亮度相当, 且能是环内束流的寿命增加。

向前发射的带正电粒子由侧面和前角探测器系统 (SDS/FSD) 探测, 下一节会详细介绍这两个系统。同时也有一个针对带负电粒子探测的探测器系统 [50], 其包括进行飞行时间 (TOF) 测量的起始、停止计数器和 2 组多丝正比室 (MWPC)。

对于向后发射的带电粒子由后角区探测系统 (BDS) 鉴别, 该系统包括 3 个漂移室和 2 层闪烁体 [35], 此时, D1 当作磁谱仪的分析磁铁使用。

在靶的附近安置着一个旁观者探测器 [51], 用于标记束流粒子与 D_2 - 靶氘核内的中子反应后出射的关联质子, 从而可以用 D_2 - 靶为一个有效的中子靶来开展 xn 反应实

验。

2.2 实验布局

2006 年 4 月到 5 月间, 在 ANKE/COSY 上进行了大约 4 个星期的测量 f_0 产生的实验。实验的基本目的是观测反应 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$, 以通过反应链 $dd \rightarrow \alpha f_0 \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 来研究标量介子 f_0 , 从而得到 f_0 到 $K^+ K^-$ 共振态的耦合常数, 进而为 f_0 到 a_0 的同位旋破缺过程研究做好准备。实验中, 用侧向区探测器系统探测 K^+ , 前角区探测器系统探测关联的 ${}^4\text{He}$ 粒子。通过 ${}^4\text{He}$ 和 K^+ 粒子的丢失质量 (missing mass) 谱来重建出另一反应产物 K^- 粒子的谱, 再用负电荷粒子探测器系统中相应的信息对重建的 K^- 做进一步查证, 进而最终鉴别出 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应事件。

2.2.1 COSY 束流、靶和磁场

在此次实验中所使用的束流动量为 COSY 所能提供的最大值, 3.7 GeV/c, 它对应的能量比 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 的反应阈高 39 MeV。ANKE 的偏向角为 $\alpha = 5.5^\circ$, D2 磁铁的磁场为 1.558 T。在实验过程中, $T = 2.273$ GeV 的束流在大约 1.457 MHz 的回旋频率下, 以 600 秒 (ns) 为一个周期在 COSY 环内运转, 储存的氘核可达到 5.3×10^{10} 。实验中使用的是 D^2 - 团簇靶, 靶团的尺度约为水平方向 8.8 mm、垂直方向 12.1 mm, 可以达到的密度接近 $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 。可以获得的平均反应亮度为 $L = [2.6 \pm 0.1(\text{stat}) \pm 0.8(\text{syst}) \pm 0.3(\text{syst})] \times 10^{31} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, 在第七章中会详细介绍反应亮度的确定过程。

2.2.2 侧向区探测系统 (SDS)

闪烁体编号	高度 [mm]	宽度 [mm]	厚度 [mm]
1~2	270	50	0.5
3~5	270	50	1.0
6~23	270	50	2.0

表 2.1: 正电性区开始探测器闪烁体的尺寸。

测量向前发射的带正电荷的反应产物的探测系统分为两个部分, 针对低动量的 SDS 和高动量的 FDS。SDS 覆盖的动量范围为 150 ~ 1100 MeV/c。使用上面所描述的实验

设置时, 在水平角范围 $-12^\circ \sim +12^\circ$ 和垂直角范围 $-3.5^\circ \sim +3.5^\circ$ 内的反应出射产物从 D2 磁铁的出射窗出来后, 会经过 23 个飞行时间 (TOF) 起始探测器 (表 2.1) 中的某一个, 再穿过两个用于径迹重建的多丝正比室 (MWPCs), 最终聚焦在 15 个射程望远镜单元中的某一个或者侧向闪烁体墙 6 个单元中的某一个上面。起始、停止探测器都由垂直放置的塑料闪烁体组成。两个 MWPC 的灵敏区分别为 350×1300 和 $600 \times 1960 \text{ mm}^2$ 。它们各自包含 3 个阳极丝平面 (垂直、 $+30^\circ$ 和 -30°), 大、小 MWPC 的钨丝直径分别为 $25 \mu\text{m}$ 和 $20 \mu\text{m}$, 丝间距是 2.54 mm 。阴极由厚度约为 $20 \mu\text{m}$ 镀铝和碳的 Mylar 膜制成。阴极和阳极面之间的距离是 5 mm 。射程望远镜阵列位于 D2 磁铁的焦平面上, 其中的每一个覆盖大约 $30 \text{ MeV}/c$ 的动量跨度 (图 2.3)。

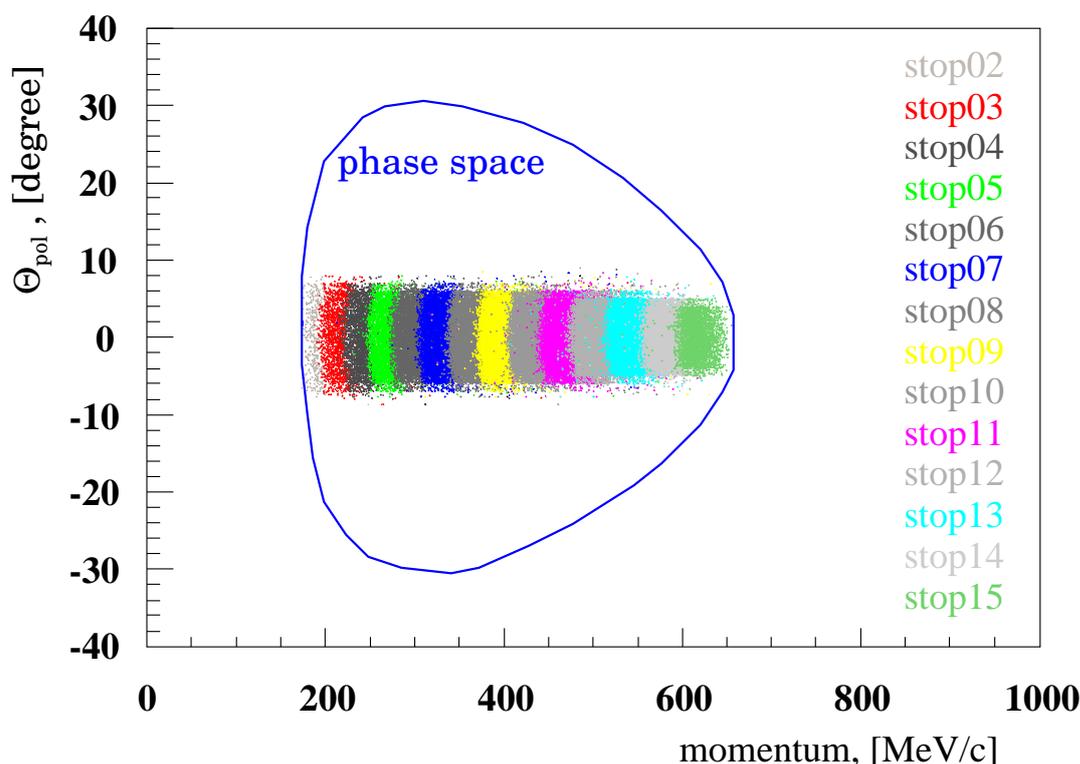


图 2.3: SDS 的接收度随角度和动量分布的变化关系, 不同的颜色表示不同的停止探测器单元。从这个分布关系可以看到, 望远镜单元是沿着焦平面排列的。

在图 2.4 中看到的是一个望远镜单元的概图。在 SDS 系统中, 用来甄别粒子的最重要的信息是那些不同的起始、停止探测器组合之间的飞行时间 TOF。树脂材料制成的切伦科夫探测器位于塑料闪烁体制成的停止探测器后面, 它可以通过 π^+ 介子所发射的切伦科夫光对其进行确认。因为只有动量超过 $300 \text{ MeV}/c$ 的 π^+ 介子才能在切伦科夫探测器里产生信号, 所以只在第 7 到第 15 号望远镜中使用了切伦科夫探测器。接下来

是一个由铜制成的楔形降能器，它可以阻止来自靶的质子，并且可以对 K 介子进行减速，使得它们只能穿过接下来的 ΔE 探测器而将被阻止在第二块降能器中。被阻止在第二块降能器里的 K^+ 介子会以 12.4 ns 的寿命衰变。这种使用来自安放于最后一块探测器 (veto) 上的延迟信号来探测穿过 ΔE 探测器后 K^+ 介子的衰变产物 μ^+ 和 π^+ 的方法，是一种强的挑选 K^+ 介子的手段。然而，这种方法却会使得探测效率有 7~8 倍的下降，因为探测 K^+ 介子衰变产物的立体角是有限的。因此，这种方法只在离线分析时用来明确的鉴别 K^+ 介子信号。

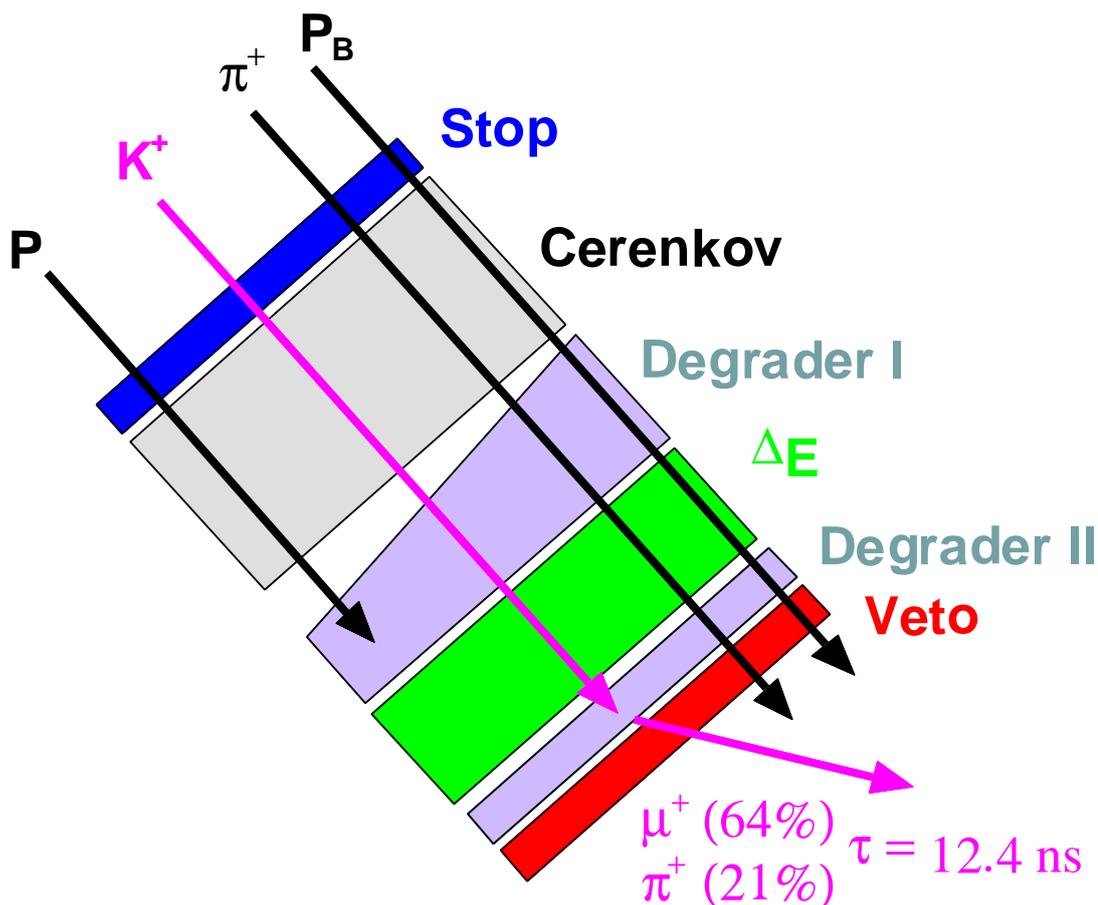


图 2.4: 一个 ANKE 望远镜，它包括了一个停止探测器、一个切伦科夫探测器（只有# 7~15 包括）、一个能损 (ΔE) 探测器、一个 veto 闪烁体和两块降能器。第一块降能器设计用来阻止质子，而 K^+ 将会被阻止在第二块降能器里。通过特征延迟时间，在 veto 探测器里能观察到 Kaon 的衰变产物。

为了能够也测量到具有稍高动量 (625~1100 MeV/c) 的粒子，也搭建了由 6 个闪烁体探测器组成的侧向墙。其中的第一块闪烁体安放在第 15 号望远镜单元的旁边，为了使得透射粒子能垂直的击中闪烁体单元，侧向墙倾斜放置。10 mm 的塑料闪烁体并不

足以通过能损来鉴别 K^+ 介子，但是对于 π^+ 介子和质子，只使用飞行时间 (TOF) 就可以轻松的实现鉴别了。于是，侧向墙通常用于鉴别 π^+ 介子和质子，同时由于这一区域对于 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应中的 K^+ 介子接收度很小，所以数据分析中并没有利用来自侧向墙的 K^+ 介子的信息。为了抑制本底和粒子动量的重建，在起始探测器和望远镜阵列之间安放着两个多丝正比室气体探测器。对于丝室信息读取和分析的详细描述，请参看 [52]。

2.2.3 前角区探测系统 (FDS)

在 D2 磁铁磁场 $B = 1.57$ T 时，FDS 可探测到的粒子具有动量的范围是 $950 \sim 3463$ MeV/c，同时动量的垂直角和水平角应分别处于 $-3^\circ \sim +3^\circ$ 和 $-10^\circ \sim +10^\circ$ 范围之内。FDS 系统 (图 2.5) 包括 3 个用于抑制探测本底和粒子径迹重建的多丝正比室 (MWPCs)，还有一个闪烁体描述仪 (Hodoscope)。

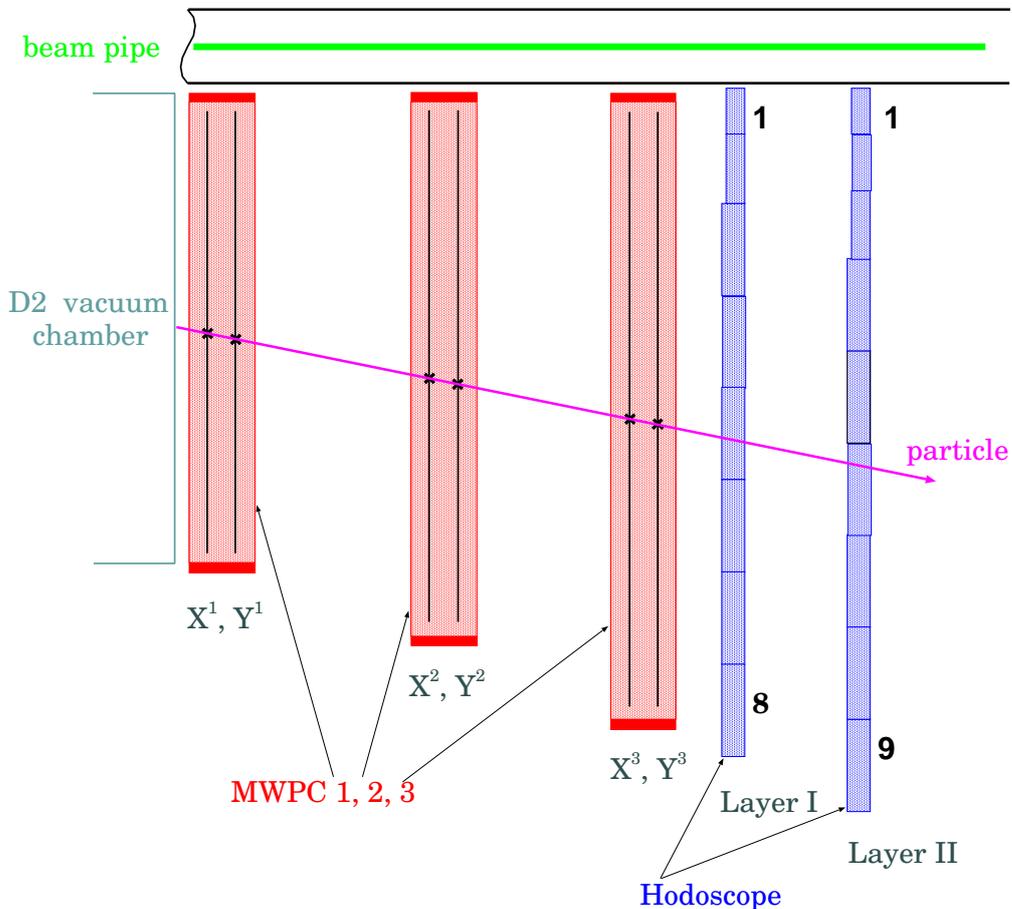


图 2.5: 前角区探测器系统结构的顶视图。

层	FH 编号	高度 [mm]	宽度 [mm]	厚度 [mm]
I	2	360	40	15
I	1	360	60	15
I	3~8	360	80	20
II	1	360	40	15
II	2	360	50	15
II	3	360	60	15
II	4~9	360	80	20

表 2.2: 前角区描述仪闪烁体的尺寸。

在每个丝室里有 2 个丝距是 1 mm 的丝平面，一个平面水平放置，另一个垂直放置；还有 2 个包括条的平面，分别相对于丝成 $\pm 18^\circ$ 放置。在下面所述的分析过程中，只考虑了来自丝平面的信息。

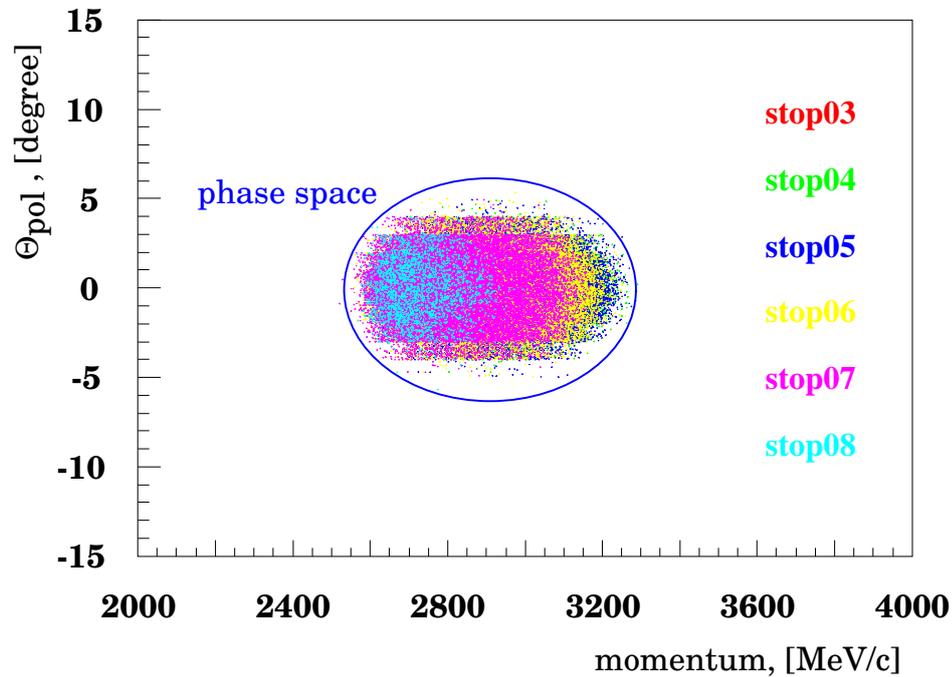


图 2.6: FDS 的接收度随角度和动量分布的变化关系，不同的颜色表示不同的描述仪单元。

描述仪 (表 2.2) 由 2 层结构组成，第一层具有 8 个聚合物闪烁体探测器，第二层包括 9 个。分别在 2 层的探测器单元中，最靠近束流管的被定义为 #1。对于更详细的描述，请参看 [35] 和 [53]。从图 2.6 可以看到前角方向上的动量接收度。

2.2.4 负电性区探测系统 (NDS)

负电荷粒子探测系统的一部分安放在C型D2磁铁的磁轭内部,另一部分则安置在磁铁外的前角区内(图2.7),这一区域内D2的漏磁的强度仍接近约200 mT。这个系统中包括了垂直排列的20个起始、22个停止(10个在磁轭外)闪烁体探测器,它们通过飞行时间(TOF)和能损来鉴别粒子。在磁轭内部还安放了2个用于重建粒子径迹的多丝正比室,它们的结构与正电荷粒子探测区的多丝正比室相同。在前角方向上,开始、停止探测器之间安放有切伦科夫探测器,它用来区分高动量的 K^- 和 π^- 介子。

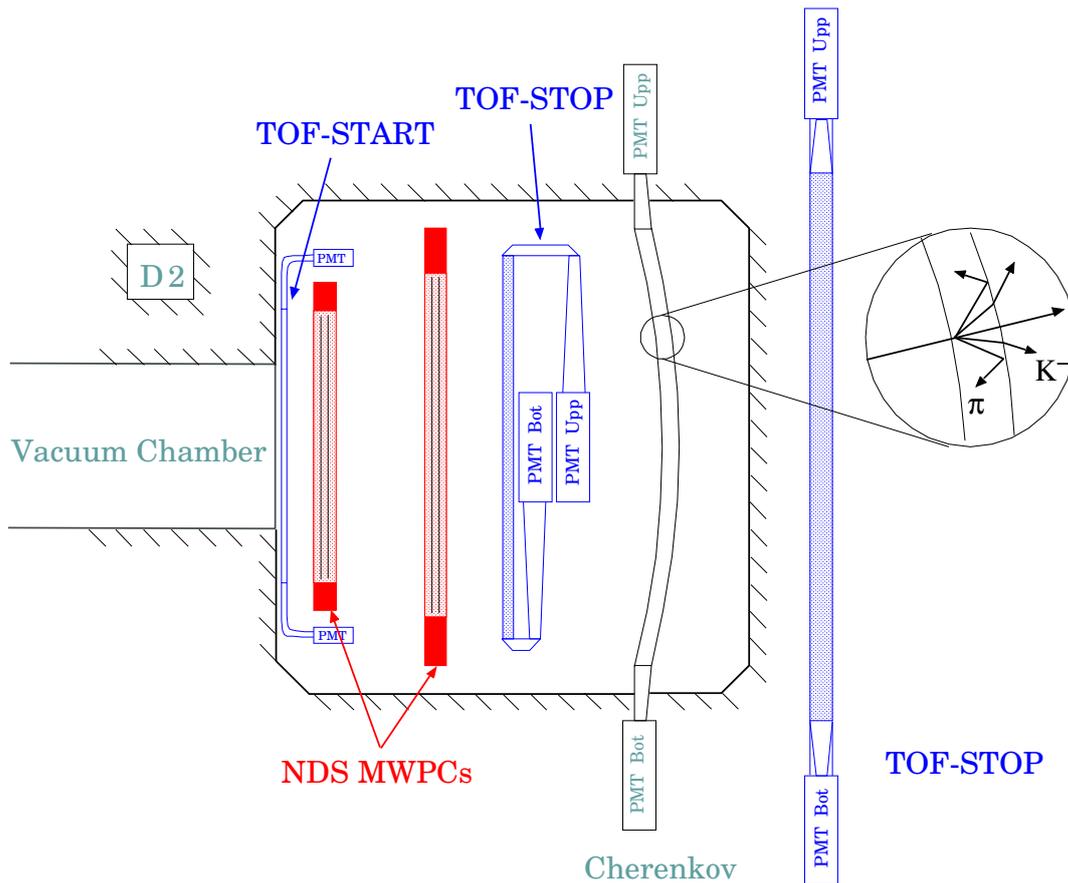


图 2.7: 负电性区探测器系统结构的切面图, 主要包括的探测器都在 D2 磁铁的磁轭内。

在本次实验中, NDS 的信息被用来对重建出的 K^- 事件做检查(图 2.8), 对于最终确定出 ${}^4\text{He}K^+K^-$ 事件起到很大的帮助。

2.2.5 硬件 Trigger 和数据获取

所有的 SDS 闪烁体探测器 (start, stop, ΔE , veto 和侧向墙) 都通过 2 个光电倍增管从它们的两端进行信号读出(图 2.9)。于是由所谓的平均时间定时器 (meantimer) 用

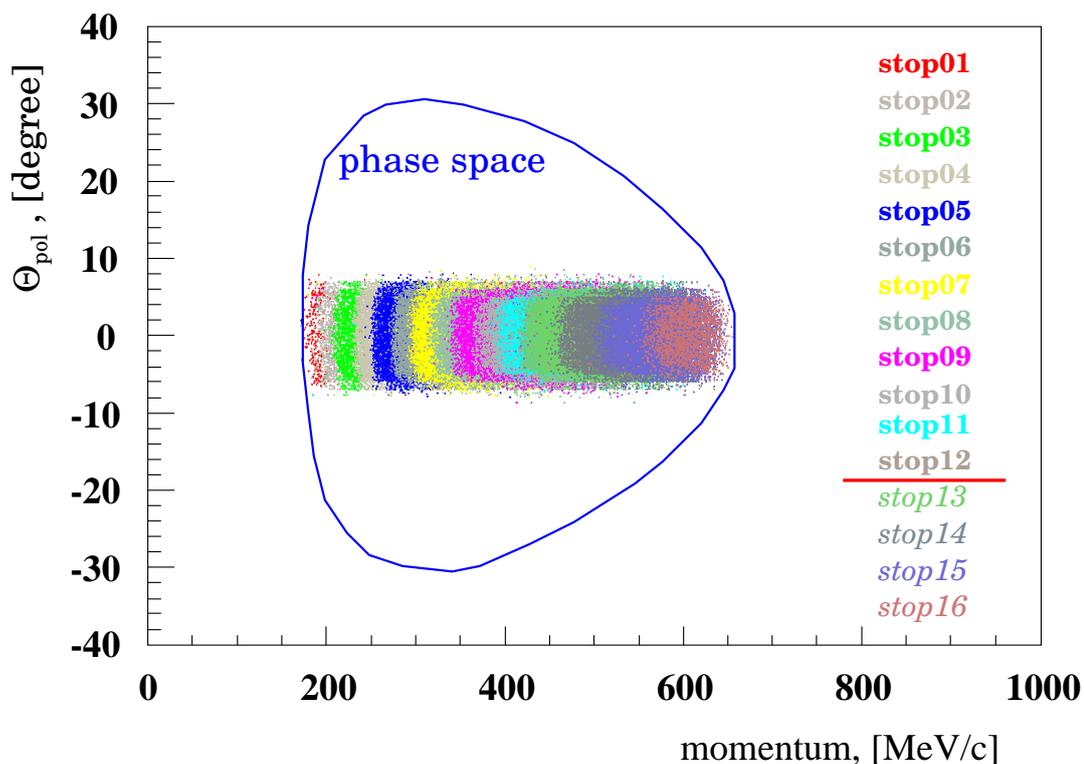


图 2.8: NDS 的接收度随角度和动量分布的变化关系, 不同的颜色表示不同的 Nd STOP 探测器单元。

这 2 个光电倍增管给出一个硬件的平均时间信号。而为每个停止探测器都建造了专门的模块, 使用它可以单独给每个望远镜单元在跟最多 16 个相对应的开始探测器符合的情况下设置 TOF 门。根据 meantimer 的信息和开始、停止的点火组合, 这些 trigger 模块在 100 ns 内决定是否接受一个事件。作为一个例子, 在图 2.10 中展示了在 #11 停止探测器和有效的开始探测器之间的飞行时间 (TOF) 分布。在每个谱中都可以看到一个来自 π^+ 介子的峰, 在其中的有些谱中同样也可以看到另一个来自质子的峰。这些 TOF 分布的界限反映的就是硬件 trigger 门的长度。通常门的选择会刚好切掉质子, 从而只记录在 SDS 系统中的 π^+ 介子事件或者 K^+ 介子事件。

在 ΔE 探测器上的能损信息同样可以引入 trigger, 不过在这个实验的在线过程中没有使用。

FDS 系统中闪烁体探测器的读出方式与 SDS 系统中的一样。当第一层或者第二层中的一个描述仪单元点火时, 会相应的产生一个 trigger 信号。(在离线分析中, 2 层要求必须同时点火。)

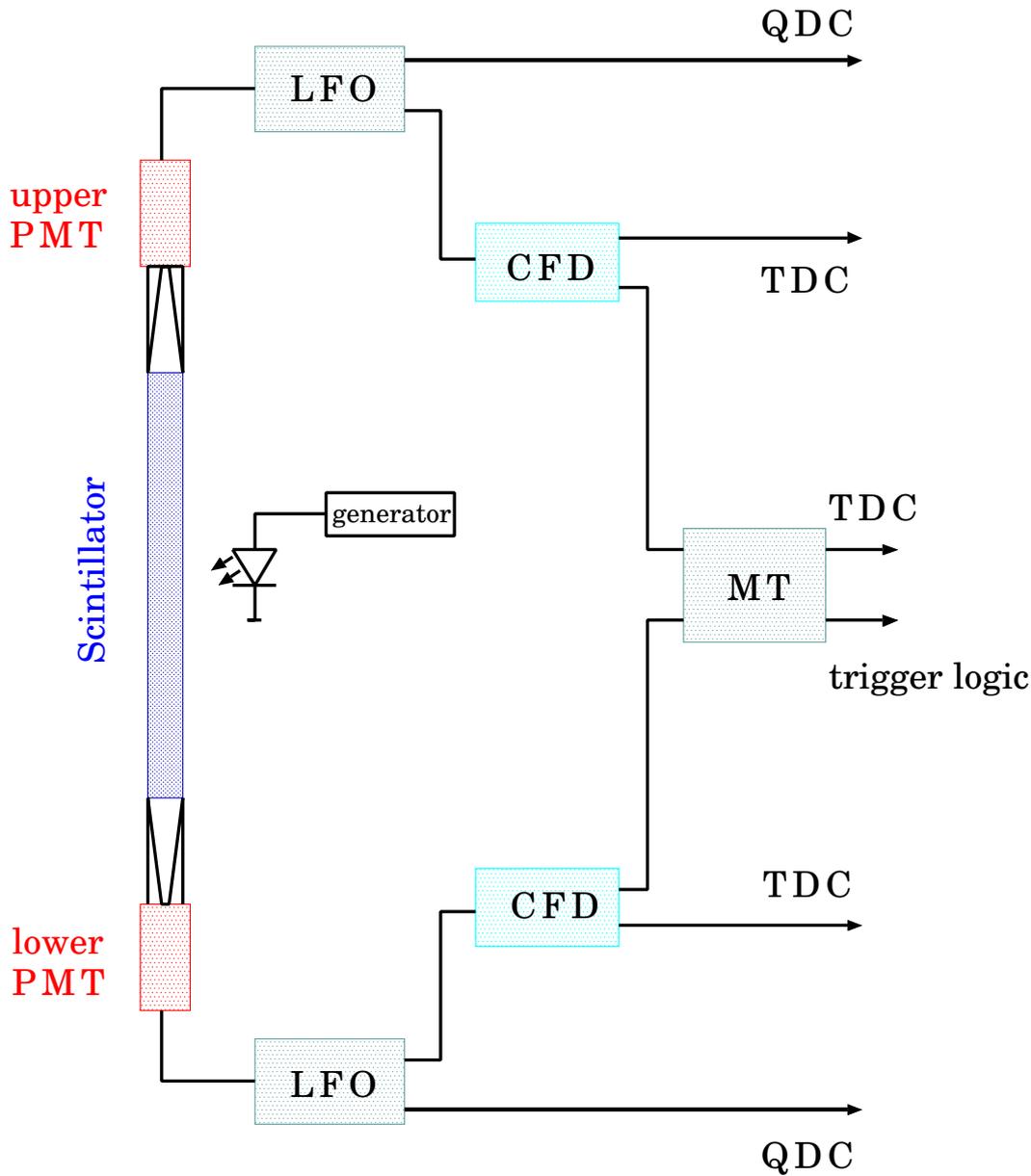


图 2.9: ANKE 探测器系统中, 闪烁体探测器信号读出一般方式的示意图。

在 ANKE 实验中, 可以同时执行 4 种不同的 trigger。在 dd 实验中, 主 trigger (T1) 设置为 SDS 和 FDS 系统 trigger 的符合。第二 trigger (T2) 只由 FDS 确定, 但预引入一个因子。第三 trigger (T4) 只来自于时间信号。

为了研究 αK^+ 符合事件, 我们分析了那些使用 T1 所记录的数据。而由 T2 所记录的数据就用于实验中反应亮度的确定。T4 的信息可用于做系统死时间修正, 同时也为确定微分反应亮度提供了准确的时间依据。

使用同步运行的单板 PC, 读取一个事件大约需要 $100\mu\text{s}$ 。数据以亚事件串的形势

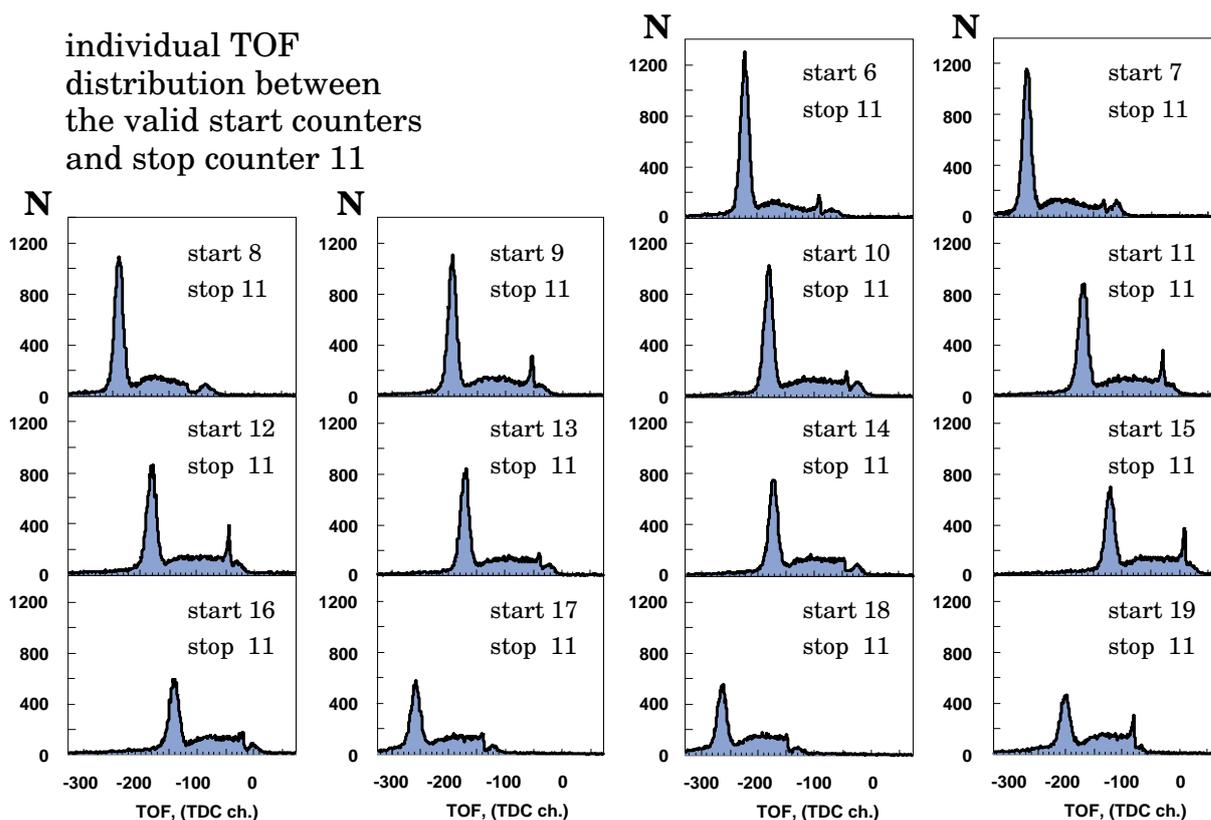


图 2.10: 对于 SDS 的 trigger 门做了调整, 使得产生的 trigger 只针对 π^+ 介子 (最主要的峰) 和 K^+ 介子, 同时排除质子。只在一些开始、停止探测器组合中可以在门的尾端看到质子峰。

传输到事件重建器。在事件重建后, 这些信息会被记录到本地磁盘做在线分析, 同时也写到计算机中心数据库的磁带上以做长期保存。实验中的典型 trigger 率为每秒 5000 ~ 8000 个事件。而数据获取系统记录数据的能力差不多是 1800~2700 个事件每秒, 于是就得到了平均死时间大约是 30 ~ 50%。

实验中总共记录了大约 900 GB 数据, 共 350 个有效的 run。在附录中可以看到 run 表和 trigger 状态。

第三章 K^+ 介子的挑选

到这里，本文对此次实验中所采用的基本实验条件都已经有了比较清楚的介绍，接下来，对于 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应产物中 K^+ 介子和 ${}^4\text{He}$ 鉴别过程的描述将会在本章和下一章中展开。实验数据的分析通过使用对 ANKE 事件进行重建的软件 RootSorter [54] 来得以实现，这是一个针对 ANKE 系统的分析工具，它基于 ROOT [55] 平台，完全由 C++ 语言编写。

在实验过程中，我们获取了大约 350 个成功的 run，每个 run 的大小约为 3GB。对于如此大量的数据，必须使用一些简单、有效的规则对它们进行初步选择，以便在后续挑选的调试过程中获得更大的灵活性。对于本次实验，我们首先针对带正电的反应产物在 SDS 和 FDS 系统的闪烁体探测器各单元上的 hit 规律进行了初选。通过 Geant4 模拟可以确定，在我们关心的反应道中反应产物 K^+ 介子会经过 START 探测器，并且最终被望远镜阵列接收；而另一个反应产物 ${}^4\text{He}$ 则会穿过 FDS 中 Hodoscope 的 2 层阵列。同时，在一个合理的粒子轨迹中， K^+ 介子只能穿过最多 3 个相邻的 START 探测器单元和 2 个相邻望远镜单元的 STOP 探测器；而 ${}^4\text{He}$ 最多也只能穿过 Hodoscope 第一层内 2 个相邻的单元，和第二层内 3 个相邻的单元。使用这一规则进行初选后，数据的规模被削减到原来的 1/6。

3.1 飞行时间 TOF 信息

在初选结束后，我们就要开始在 SDS 上挑选 K^+ 介子事件，同时也确定出各探测器对于本反应产物 K^+ 介子的探测效率。首先，第一步是研究原始谱，这些谱中记录了闪烁体探测器上接收事件所包含的所有信息。在图 3.1 中，作为例子展示的是来自第 14 号 START 单元和第 11 号 STOP 单元信号的原始谱，而 23 个 START 单元和 15 个 STOP 单元上的原始谱与其中所示都基本相同。图中包括了上、下两个光电倍增管上读出的能损和时间谱，以及它们所对应的平均值。对于能损谱，平均值是由软件计算的结果，而时间谱的平均值则是由硬件的平均时间定时器给出。

可以看到从上、下光电倍增管上分别读出的能损分布比较宽，而它们的总和则相对较窄。对这两个信号求和能够使展宽减小，这是由于在差不多 1m 长的闪烁体内光的衰

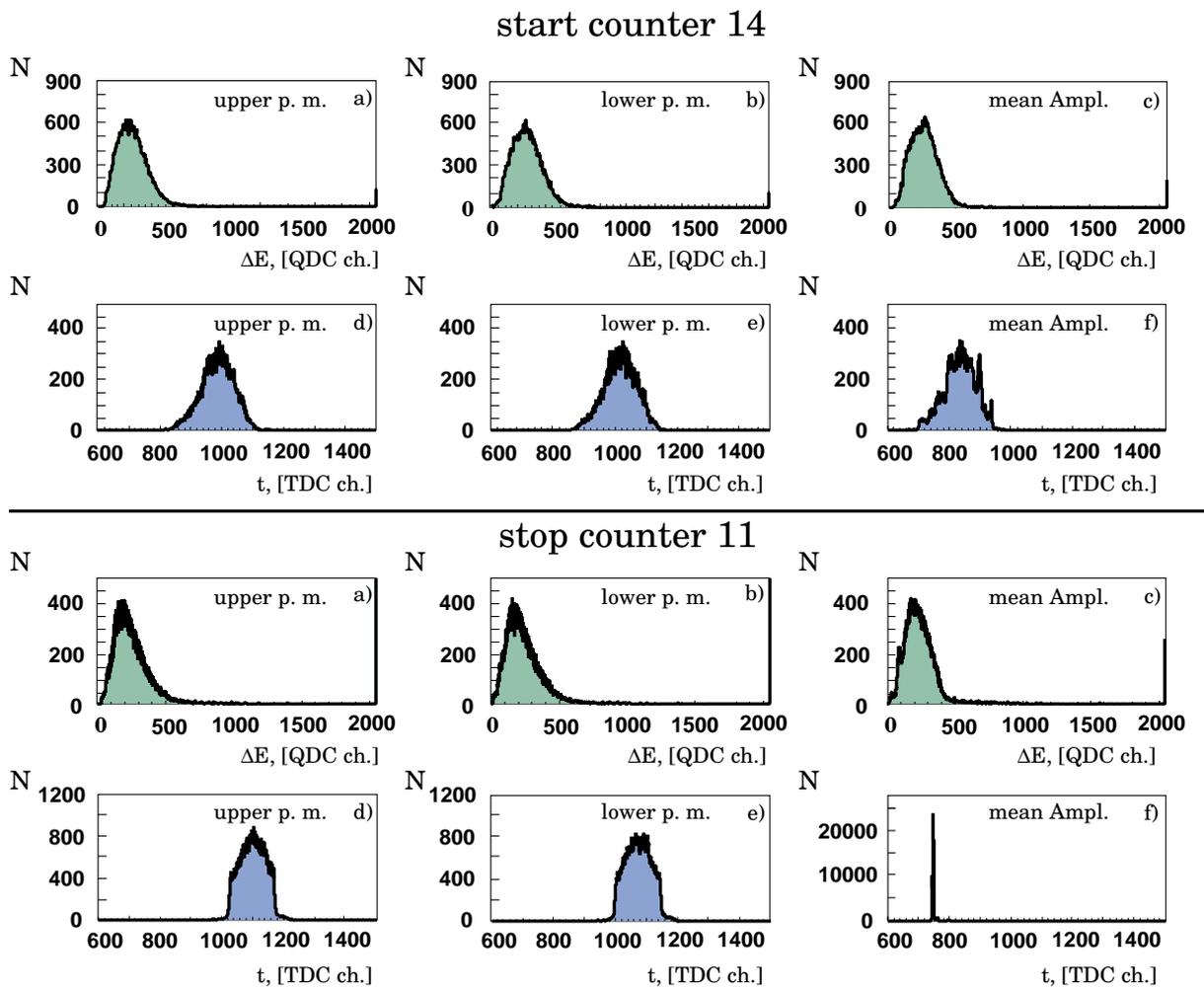


图 3.1: 第 14 号 START 和第 11 号 STOP 单元各自的上、下两个光电倍增管上读取的信息: 能损、时间信号以及它们所对应的平均值。

减存在位置依赖性造成的。于是, 在两个光电倍增管使用同样放大倍数时, 在总信号谱中可以观察到沉积能量与 QDC 读数之间基本上是线性关系。其中所有的读数都是 QDC 的道数而不是刻度后的绝对能量值, 这是因为对 K^+ 介子的挑选可以相对于 π^+ 介子和质子来进行。

时间信号由粒子击中闪烁体的位置相对于上、下光电倍增管的距离决定。2 个单谱的宽度都直接反映出闪烁体的长度, 而它们的平均值却是位置无关的。因为时间测量是由 STOP 探测器的 meantimer 给出起点, 于是它的平均时间谱就是一个很窄的峰, 其大约 1 道的峰宽是由于电子学的分辨率造成的。而 START 探测器的平均时间谱则直接反映出了 START、STOP 探测器之间的飞行时间信息。在所有的的时间谱中, TDC 的道宽是大约 45 ps。

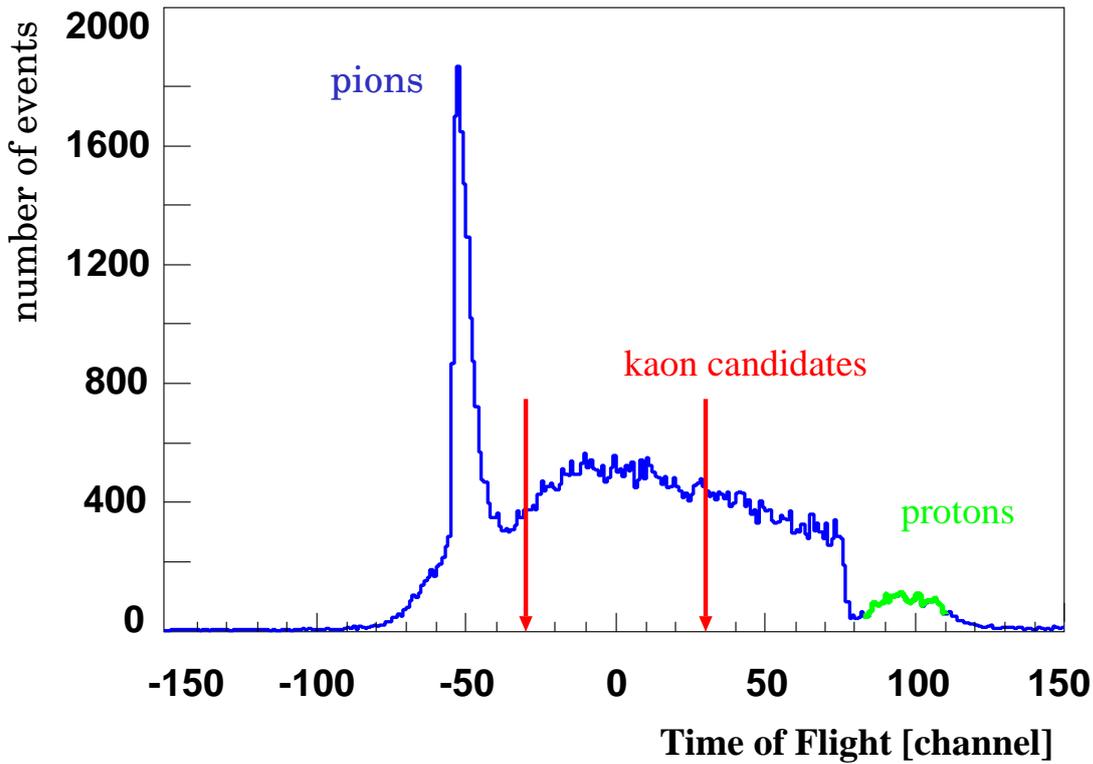


图 3.2: 一个典型 START、STOP 单元组合间的 TOF 谱。绝大多数的质子已被在线 trigger 排除, 同时, 对不同的粒子可由软件调整 TOF 窗的位置来进行挑选。

接下来用到的分析方法就是粒子在不同 START、STOP 单元之间的飞行时间, 它将给 SDS 系统上的粒子鉴别定下一个基调。因为所有的 15 个望远镜单元都安放在 D2 磁铁的焦平面上, 所以击中其中某一个的粒子都应具有 ± 10 MeV/c 展宽的相近动量值。这也就意味着, 如果这个粒子是从靶而来的, 它就只能经过某几个确定的 START 单元。在图 2.10 可以看到, 对于击中 STOP 11 的粒子只有经过从 START 6 到 START 19 之间的单元时才被选择。又正因为望远镜在 D2 焦平面上这一特点, 来自靶的 π^+ 和 K^+ 介子在合理的 START、STOP 组合间的飞行时间差是相对固定的。于是, 在 π^+ 的 TOF 峰清晰可见的情况下, 通过以往实验数据的帮助就可以大致确定出 K^+ 的 TOF 所在的区域。这一点对于在此次 K^+ 介子产额十分有限的情况下确定目标显得尤为重要。图 3.2 中是一个典型的 START、STOP 单元组合间的 TOF 谱。而图 2.10 中的峰位在通过调整后如图 3.3 所示, 这样就可以容易的对各有效 START、STOP 单元组合间的 TOF 谱同时应用某个窗条件, 从而挑选出我们关注的粒子。因为 TOF 谱中峰的半高宽 Γ (FWHM) 大约是 15 道, 也就是差不多 675 ps, 于是超过 99% 的 K^+ 介子都可以被正确的挑选出来。

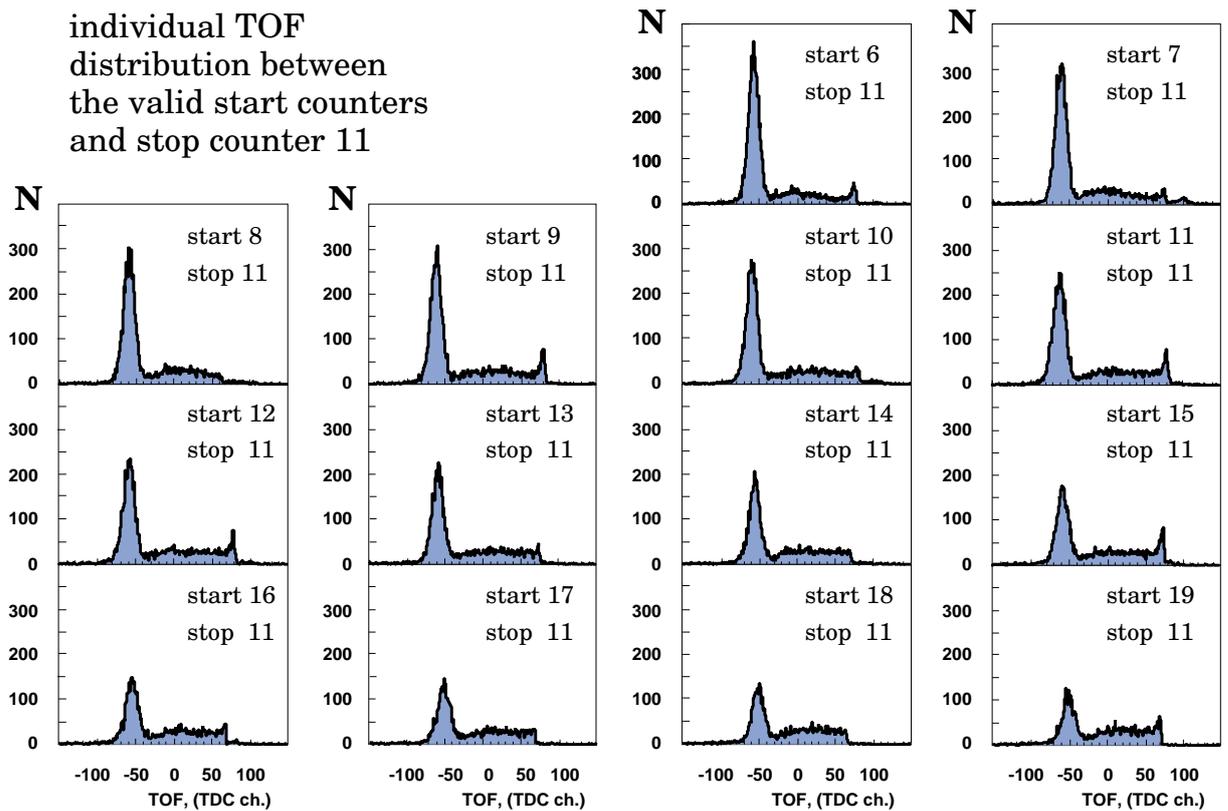


图 3.3: 针对 K^+ 介子的飞行时间对一组 START、STOP 单元的 TOF 谱位置进行了调节。

实际情况下，只有在结合其它条件时才可以在 TOF 谱中看到 K^+ 的信号。此次实验数据分析中，我们使用了延迟反符合方法 (Ref. [46]) 来抑制 π^+ 的贡献，同时有效的挑选出 K^+ 。在图 3.4 a) 中看到的峰来自反应产生的 π^+ ，而指数型的曲线则来自 K^+ 介子衰变产物的贡献。在使用了其中箭头右侧的阴影区域所示的窗条件后，得到的事件在图 3.4 b) 中 START、STOP 单元组合间的 TOF 谱中由灰色曲线所示，相对于蓝色曲线代表的所有事件，可以看到事件总数减少了 4 个量级。

但是，我们看到 π^+ 介子和 K^+ 介子在此 TOF 谱上依然无法完全分辨。在此，我们借助了前角区探测器的帮助最终实现了在 TOF 谱上对 K^+ 介子位置的确认。本次实验数据的分析是寻找 SDS 上 K^+ 介子和 FDS 上 ^4He 的符合事件，但是我们知道这种事件极其稀少，在使用了延迟反符合方法后由于探测效率的原因会进一步减少。然而因为 SDS 的 STOP 探测器单元位于 D2 磁铁的焦平面上，来自靶的同种粒子在某个 START、STOP 单元组合间的飞行时间则必然基本相等，而并不在乎某个粒子究竟来自哪个反应事件。于是，一定量存在的氘 - K^+ 介子事件就可以用来帮助我们实现在 TOF

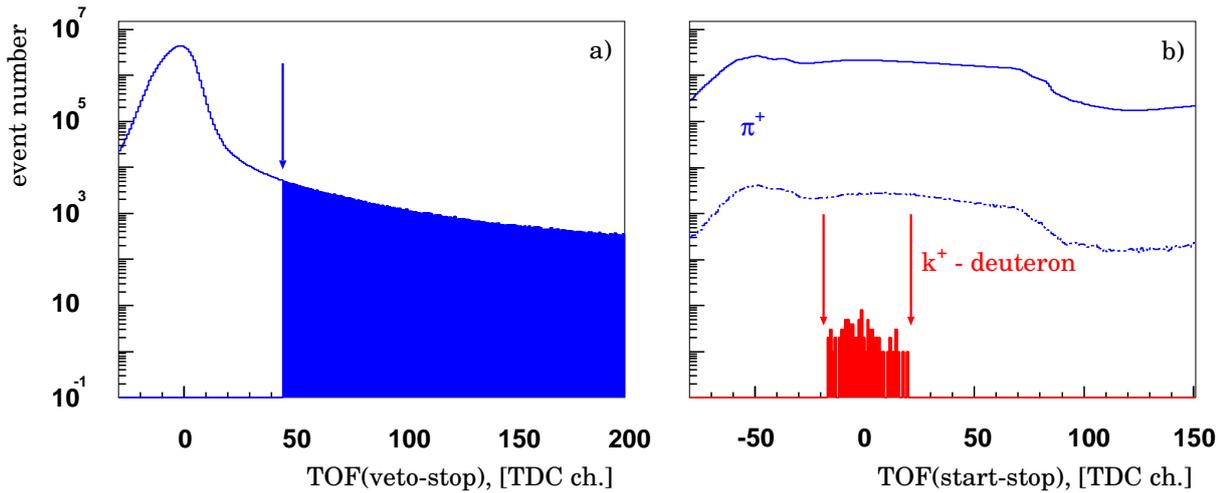


图 3.4: a): 在 SDS 的望远镜单元内, 某个粒子使得 VETO 探测器与 STOP 探测器“点火”时间差; b): 蓝色为实验所得所有事件的 TOF 分布, 灰色为应用延迟反符合后的分布, 红色是进一步挑选的氘 - K^+ 事件的 TOF 分布。

谱上对 K^+ 的确定。

图 3.5 a) 表示的是粒子在前角区探测器上的能量损失与自身动量间的关系, 这些事件由在 SDS 上使用了延迟反符合条件后得到, 在其中可以轻易的从质子和其它粒子中区分出蓝色“带子”区域内的氘事件。图 3.5 b) 表示各事件中 FDS 与 SDS 上探测器单元“点火”的时间差与 FDS 上粒子动量的关系, 在图 3.5 a) 中选取的氘在此谱中呈现 2 条“带子”状分布, 这是由于与它们关联的是 SDS 上的 π^+ 介子或者 K^+ 介子。根据时间关系可以分别确定出氘 - K^+ 介子关联事件和氘 - π^+ 介子关联事件, 在将这些事件投影至氘 - K^+ 关联曲线上后, 可以得到在图 3.5 c) 中清楚呈现的 2 个峰。在图 3.5 d) 所示的 TOF 谱中, 图 3.5 c) 中紫色区域内的氘 - K^+ 关联事件在“0”位置处呈现出一个非常明显而标准的峰。至此, 可以确定之前针对 K^+ 介子在各 START、STOP 单元组合间的 TOF 谱所做的修正是正确的, 而图 3.4 b) 中红色区域的边界是最终确定出的 TOF 条件。

3.2 粒子径迹 (tracking) 所扮演的角色

粒子在穿过 START 和 STOP 探测器之间的 2 个多丝正比室 (MWPCs) 时, 在它们上面分别留下了横 (x)、纵 (y) 坐标位置。这些位置信息将在数据的进一步分析中扮演另外一些十分重要的角色。

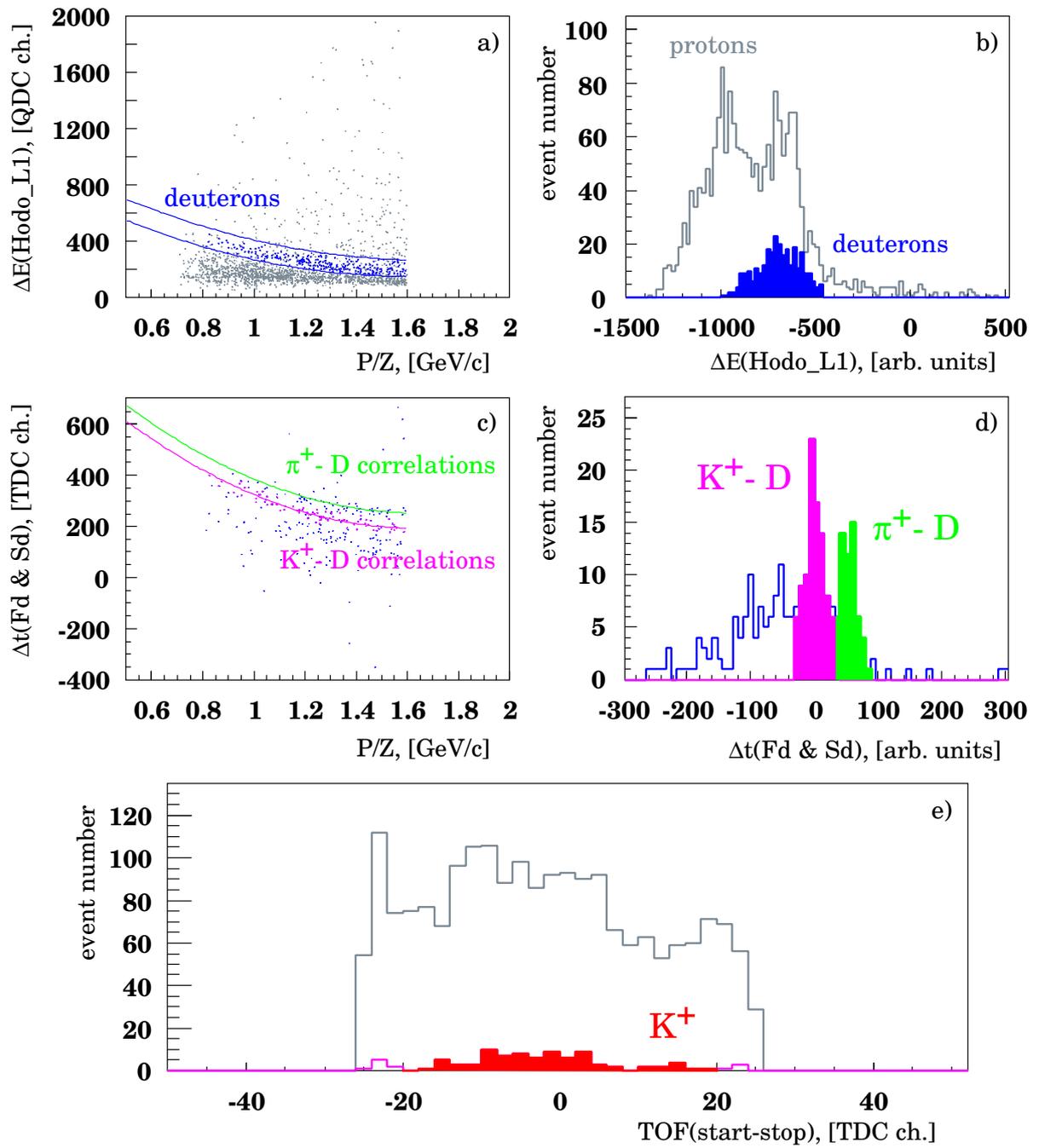


图 3.5: a): 粒子在前角区探测器上的能量损失与自身动量间的关系; b): a) 内的事件对氘“带子”的投影; c): FDS 与 SDS 上探测器单元“点火”的时间差与 FDS 上粒子动量的关系; d): c) 内的事件对氘 - K^+ 介子关联曲线的投影; e): d) 中挑选的氘在 SDS 的 START、STOP 单元组合间的飞行时间分布。

3.2.1 本底抑制

在我们所做的第一步初选中，为了减小数据量但又不丢失可能的好事件，相邻三个

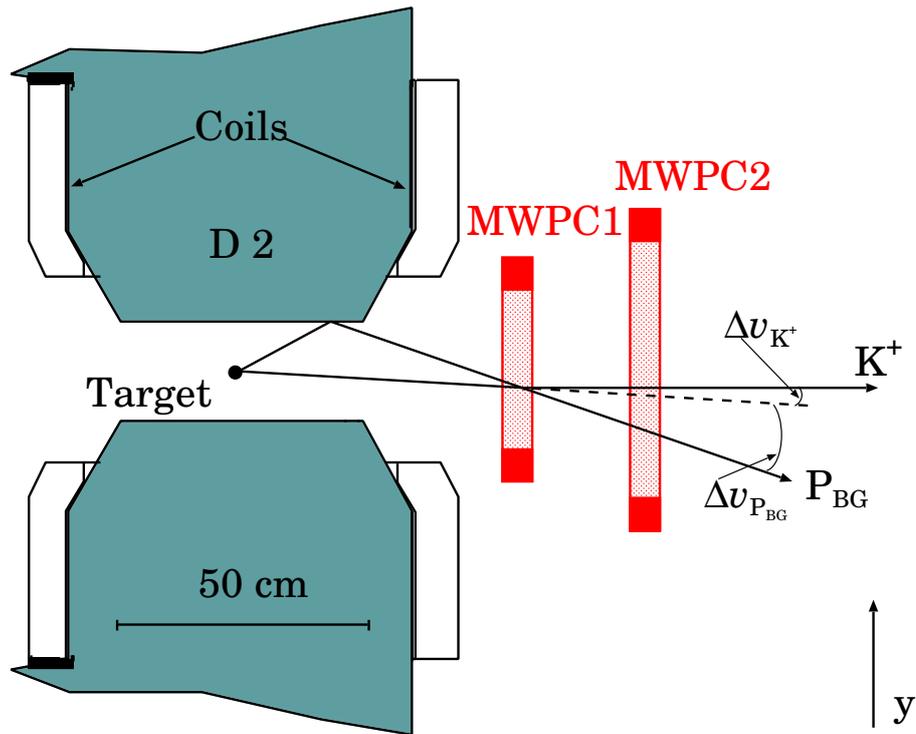


图 3.6: 从 D2 磁铁的磁极上散射后进入 SDS 的粒子可以用它们在垂直位置信息进行排除。

START 单元和相邻两个 STOP 单元同时点火的事件都被保留。而此时，使用由粒子留在 MWPCs 上的位置信息来重建出该粒子的径迹，这将帮助我们判断出致使相邻探测器单元同时点火的是同一个粒子还是两个不同的粒子。

另外更为重要的是，并非所有产生了 trigger 的“好事件”粒子都直接源自于靶。事实上，很多探测到的粒子都来自散射，比如，从 D2 磁铁的磁极（图 3.6 蓝灰色部分所示）上散射来的粒子。

从靶发射出的产物粒子具有典型的位置特性，而 SDS 中的气体探测器就正好能够帮助我们对其进行判别。如图 3.6 中点线所表示的，被探测器系统接收的从靶而来的某个粒子，在穿过第一块 MWPC 的某个垂直位置 y 后，应该具有一个确定的垂直角 θ （可结合第二块 MWPC 求得）。由于粒子在 D2 的真空隔离膜和探测器上经历了多重散射，这就造成了来自靶的粒子的垂直角分布有 $\Delta\theta$ 的不确定，比如 $\Delta\theta_{K^+}$ 。然而相对于反应产物，散射而来的质子 P_{BG} 在总体上具有更大的角误差 ΔP_{BG} 。同时，如果画出粒子在 MWPC1 上的 y 值与它径迹的垂直角 θ 的二维关联谱，就可以看到那些来自靶的粒子在一条直线“带子”内（图 3.7 a）。由于散射粒子并不具备这一 y 和 θ 间的关联，它们便

分布于谱的各处。对于每对有效的 START、STOP 组合，都创建有这样的二维谱。在对此“带子”做直线拟合并把谱中所有事件正交投影在直线上后，就可以看到图 3.7 b 图中的分布。于是，在使用图中蓝色箭头所示的窗条件后，大多数的散射本底事件都得到了排除。

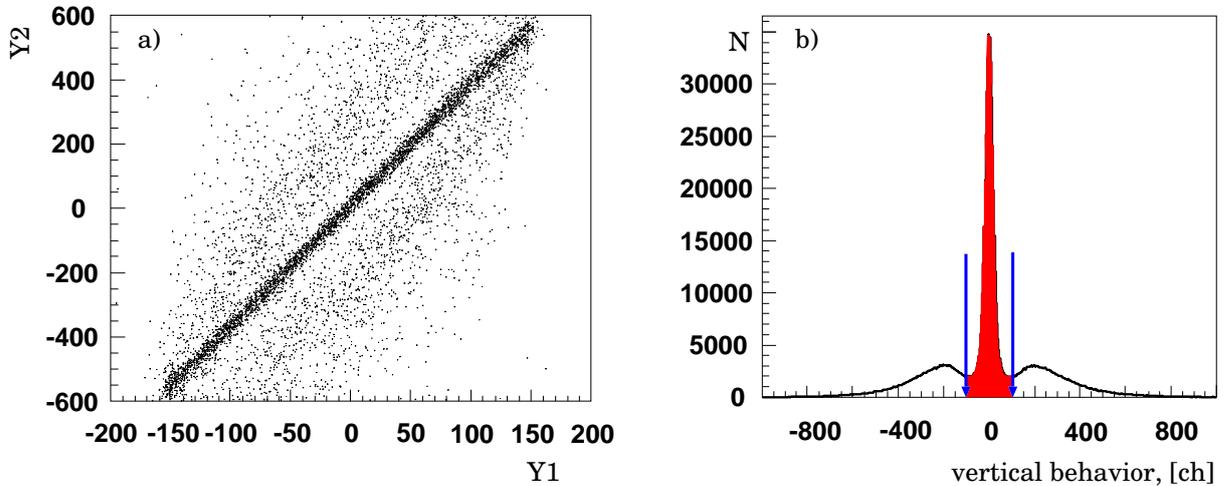


图 3.7: 从 D2 磁铁的磁极上散射后进入 SDS 的粒子可以用它们在垂直位置信息进行排除。

3.2.2 动量重建

当得到了粒子径迹在 MWPC 上的坐标点后，我们就可以推导出粒子的运动学参量。D2 磁铁的磁场三维格点已知，于是就可以运用径迹的信息来重建出粒子在其产生时的 3 维出射动量。

动量重建过程中，粒子在磁场内的径迹在洛仑兹力的作用下应该呈圆弧状，而在磁场外的径迹则假定为一 条直线。于是，在知道束流动量、磁铁偏转角的情况下，结合从气体探测器得到的径迹水平、垂直角，就可以计算出粒子的动量了。

第四章 ${}^4\text{He}$ 的挑选

在上一步事件挑选后，SDS 上的本底事件得到了有效抑制，可能的 K^+ 介子事件也被挑选了出来。现在开始，就要开始在 FDS 上挑选与这些事件相关联的 ${}^4\text{He}$ 事件。

4.1 FDS 上的动量重建

重建粒子的动量，在 FDS 上所使用了多项式解析法 (Ref. [56])，这与在 SDS 上所使用的不同，因为在 SDS 上使用过的 boxfield 算法在 FDS 上已经显得不够充分了。

在磁场中，粒子的运动方式是有洛仑兹力所决定的，见 Eq.(4.1)：

$$m \cdot \frac{d}{dt} \vec{v} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (4.1)$$

此方程的解由 5 个初始变量， x_0 、 y_0 、 x'_0 、 y'_0 和 $\lambda = 1/p$ 。 x_0 和 y_0 是某一个 $z = z_0$ 处的坐标值， x'_0 和 y'_0 则由 z 决定。当将靶假设为一个点时，要确定靶的位置我们只需知道 x'_0 、 y'_0 和 λ 就可以了。粒子的坐标便由以下参数的正则函数确定：

$$x_i = x_i(x'_0, y'_0, \lambda) \quad (4.2)$$

$$y_i = y_i(x'_0, y'_0, \lambda) \quad (4.3)$$

由于正则性原理，对 x_i 和 y_i 可以做以下泰勒级数展开：

$$x_i = \sum_{l,j,k} C_{l,j,k}^x(x'_0)(y'_0)(\lambda)^k \quad (4.4)$$

$$y_i = \sum_{l,j,k} C_{l,j,k}^y(x'_0)(y'_0)(\lambda)^k \quad (4.5)$$

展开可以限制为某一级的多项式，在通常情况下，把 l 、 j 与 k 的和限制在 4 就可以了。这就意味着需要确定出 35 个 $C_{l,j,k}^{x/y}$ 参数，而这些参数已经通过使用 MONT-CARLO 模拟方法求得。接下来，计算出粒子径迹在穿过气体探测器时的坐标位置，并且将这些

参数优化到与理论的 x_i 和 y_i 坐标之间差别最小。使用这种方式，可以得到的典型的动量分辨率 $\Delta p/p$ (FWHM) 大约是 2.7%。

4.2 定时信息

就像在 SDS 上，在前角区的闪烁体探测器上我们也得到类似的原始谱 (图 4.1)。使得获取系统“开门”的符合 trigger 信号因 SDS 的某个 STOP 单元“点火”而给出，因此前角区探测器的时间信号分布是相对于这样的一个“点火”信号而言的。在图 4.1 的 a)、b)、c) 中可以看到，从闪烁体上下两端光电倍增管读出的信号比较宽，这是由于信号产生点距离两端位置变化所造成的；而平均定时则相对较窄，因为它的信号与发光电的位置无关。实际上，这个时间分布反映的是 Hodoscope 中该单元被一个粒子击中与侧向区 STOP 的某单元被此事件中另一个粒子击中之间的时间差。此谱中的事件只经过了简单初选，因此，主要的峰来自于计数率最高的事件，也就是 π^+ 介子 - 质子关联。

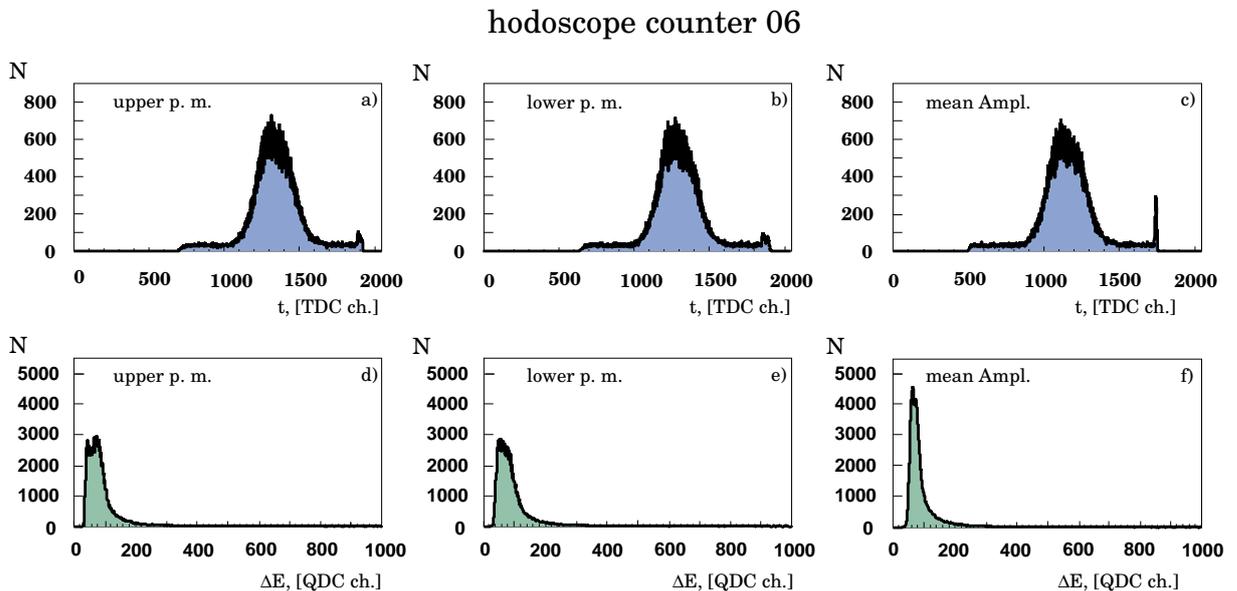


图 4.1: Hodoscope 的 6 号单元 (第一层内) 上的时间、能量信号，以及它们的平均值。

在图 4.1 的 c)、d)、e) 中可以看到，类似 SDS 的闪烁体探测器的能量分布，FDS 上的闪烁体也是上、下光电倍增管各自得到的能量谱分布较宽，而二者总信号的平均值分布相对较窄。

接下来，在 Hodoscope 上所得到的时间、能损信息就被用来寻找我们所关心的 4He 事件。关于时间信息，在理想情况下我们希望获得一个反应产物粒子从靶飞行到某个

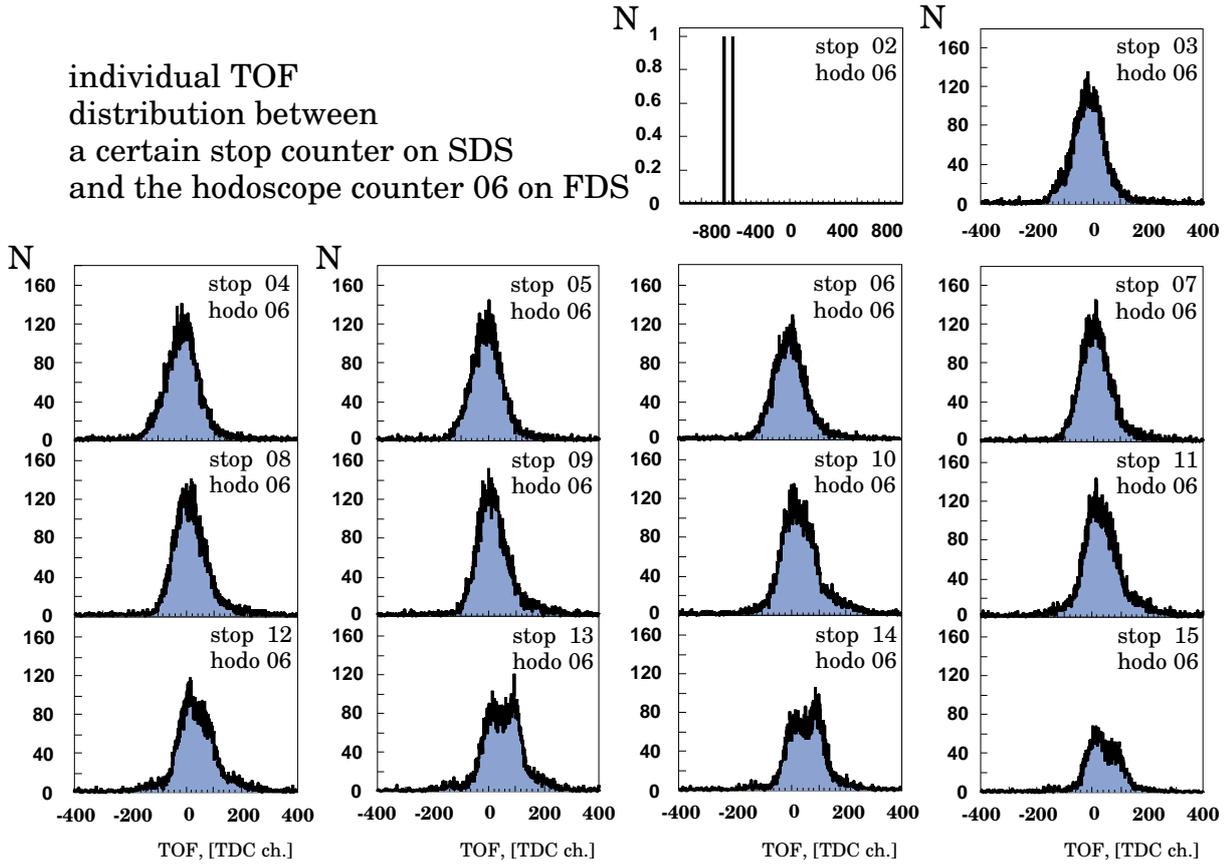


图 4.2: 一个粒子击中 Hodoscope 的第 6 号单元与另一个粒子击中某个有效 STOP 单元之间的时间差。

Hodoscope 单元的时间差 ΔT_{Fd_i-T} , 然而这却因为粒子在靶处的定时点无法确定而不能实现。不过, 因为 SDS 的 STOP 探测器处于 D2 焦平面附近, 击中同一个单元的粒子具有相近的动量, 那么同种粒子从靶到某一个 STOP 单元的飞行时间应大致相等。这样, 我们就可以使用一个事件中 2 个粒子分别击中 17 个 Hodoscope 单元中的某一个与另一个粒子击中侧向区 15 个 STOP 单元中某一个的时间差来做相对刻度, 于是就分别建立了 $15 \times 17 = 255$ 个时间谱。在此次实验中, 我们关心的是 ${}^4\text{He} - K^+$ 关联事件。然而, 由于 K^+ 事件产生的截面很小, 同时前角区的反应产物绝大多数是质子和氘, 前角区探测器时间谱的相对刻度实际上是基于 π^+ 介子 - 氘关联事件来完成的。其中, 在击中 STOP 探测器单元的粒子中通过应用 TOF 条件 (见 Sect. 3.1) 选择出 π^+ 介子。当在同一个 STOP 单元上选择的是 K^+ 介子事件时, 此相对刻度的结果仍基本正确, 因为不同种类的粒子从靶飞行到某 STOP 单元的时间差基本固定。这样, 对于和 K^+ 的关联, 只需对此刻度的结果做一个确定的平移即可, 而分辨基本不受影响。在图 4.2 中看到的时

间差谱, 分别来自 Hodoscope 的第 6 号单元与有效 STOP 单元之间的组合。

对于每个组合, 时间差都以 π^+ 击中其中相应 STOP 单元的时间点为起始。相对刻度的过程, 是将每个组合的 $\Delta T_{FD_i-So_j}$ 峰按照 Eq.(4.6) 所示的方法调整到一个统一的位置。

$$T_{FD_i} = t_{FD_i} - t_{SD-So_j} - C_{FD_i,SD-So_j} \quad (4.6)$$

T_{FD_i} 为各个单谱所示的时间差, t_{FD_i} 是前角区 Hodoscope 第 i 号单元的定时点 (meantimer 的 TDC 道值), t_{SD-So_j} 是第 j 号 STOP 单元的定时点, 而 $C_{FD_i,SD-So_j}$ 则是第 i 号 Hodoscope 单元和第 j 号 STOP 单元之间的调节参数。

4.3 确定粒子

因为在 FDS 上的粒子鉴别与 SDS 上不同, 没有 D2 焦平面的直接帮助, 同时 Hodoscope 单元所得的时间谱分辨较差, 于是, 在单独的时间差 $\Delta T_{FD_i-So_j}$ 谱 (图 4.2) 中基本区分不出来自不同种类粒子的贡献。然而, 在时间差 (ΔT_{Fd-Sd}) 与粒子磁刚度 (P/Z) 关联的二维谱中, 不同粒子所在的带子却会比较清楚的显现出来。另外, 粒子在 FDS 探测器内的能损 (ΔE) 与其磁刚度 (P/Z) 关联的二维谱, 提供的粒子鉴别信息也远远大于单独的能损谱。

4.3.1 使用与 π^+ 事件的符合

首先, 使用 TOF 条件在 SDS 上选择 π^+ 事件, 然后开始在 FDS 上寻找我们关注的事件。在图 4.3 的 a) 和 b) 中可以看到, 在 ΔE vs. P/Z 的二维谱中几乎所有的质子和大部分的氦事件都已经被卡掉。于是, 在 ΔT_{Fd-Sd} vs. P/Z 的二维谱中, 可以很清晰区分开的两条带子分别所代表的是与 SDS 上 π^+ 事件相关联的 ${}^3\text{He}$ 和氦事件。同时, 由于氦和 ${}^4\text{He}$ 的电荷量 Z_d 、 $Z_{{}^4\text{He}}$, 以及质量 m_d 、 $m_{{}^4\text{He}}$ 之间有 Eq. (4.7) 所示的关系, 如果反应产物中有 ${}^4\text{He}$ 事件被 FDS 探测到, 在此二维谱中它们就应该和氦位于同一条带子内。由此, 在 ΔT_{Fd-Sd} vs. P/Z 的二维谱中就确定出了可能存在的 ${}^4\text{He}$ 事件所应处的位置。

$$m_d \approx m_{{}^4\text{He}}, \quad Z_d = Z_{{}^4\text{He}} \quad (4.7)$$

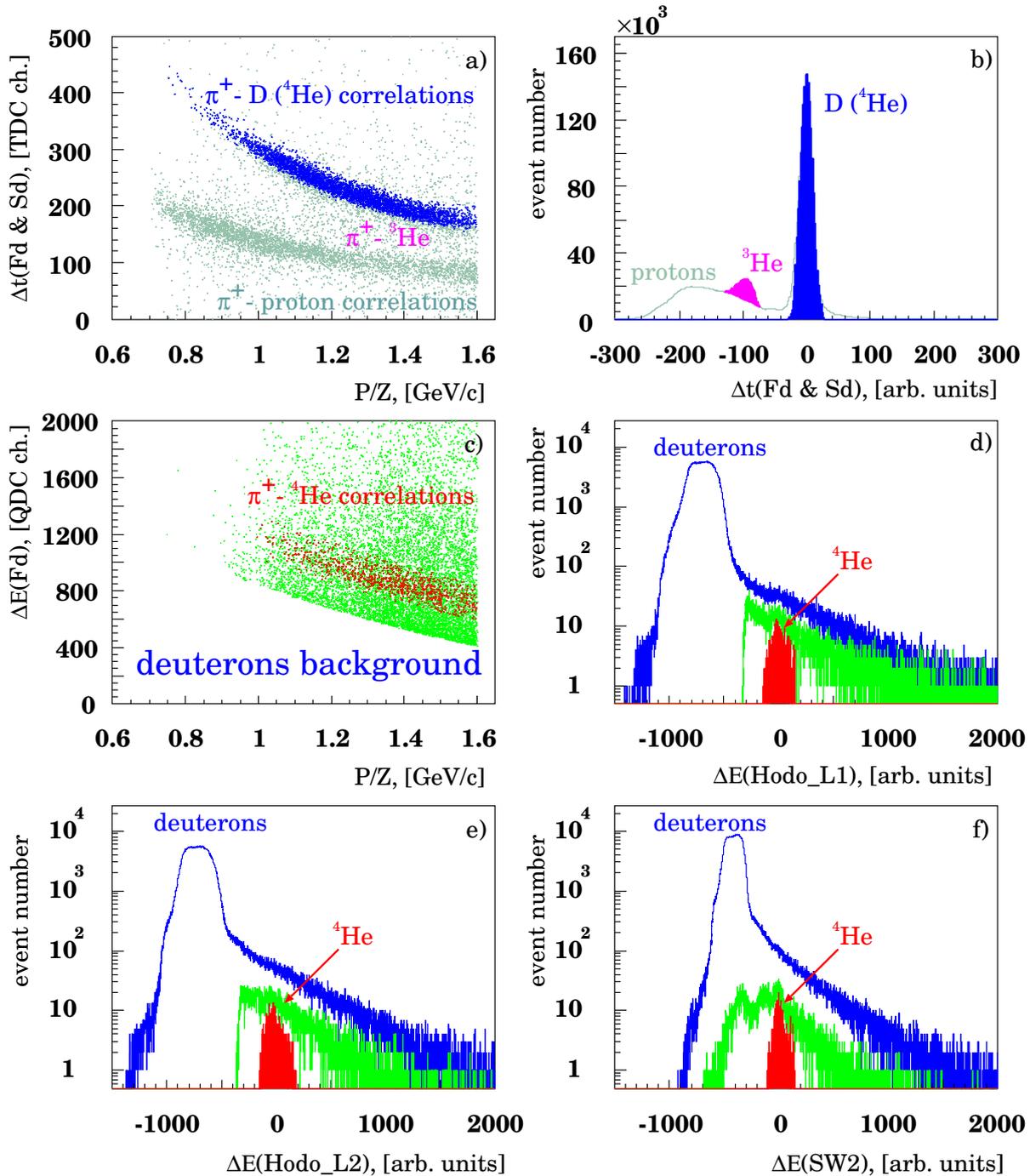


图 4.3: a): FDS 与 SDS 上探测器单元“点火”的时间差与 FDS 上粒子动量的关系; b): a) 内的事件对氦“带子”的投影; c): 粒子在前角区探测器上的能量损失与自身动量间的关系; d)、e)、f): 分别是 Hodoscope 的第一、第二层和 SW2 上的事件在关联后对 $\alpha - \pi^+$ 介子关联曲线的投影;

重新回到 ΔE vs. P/Z 二维谱, 我们把从 $\Delta T_{\text{Fd-Sd}}$ vs. P/Z 二维谱上氦、 ^4He 带子中挑选的事件投影到可能的 ^4He 所在的区域, 在图 4.3 的 c) 中就可以看到 ^4He 的峰和

一些氦事件。最后，再使用 SW2 上的能损信息，一个干净的 ${}^4\text{He}$ 峰就呈现在了图 4.3 的 d) 中。至此，也就肯定出了可能的 ${}^4\text{He}$ 事件将会在 ΔT_{Fd-Sd} vs. P/Z 二维谱中所处的位置。

4.3.2 使用与 K^+ 事件的符合

在本节讨论中， $K^+ - {}^4\text{He}$ 事件将得到初步的确认。对于某一种确定的粒子，不论是来自于和任何粒子的关联事件，它在确定介质内的能量损失和自身动量间的关系是固定的。于是结合 Sect. 4.3.1 中的分析工作，可知在 ΔE vs. P/Z 二维谱中与 SDS 上 K^+ 介子相关联的 ${}^4\text{He}$ 就应该处于图 4.4 的 c) 所示的 ${}^4\text{He}$ 带子内。

然而，虽然此前对 ΔT_{Fd-Sd} 所做的相对刻度对于 K^+ 符合事件仍适用，但是 ΔT_{Fd-Sd} vs. P/Z 二维谱中 ${}^4\text{He}$ 带子的却不能照搬上一步分析所得的结果，因为它会有一个平移。这个平移反映出的是 K^+ 和 π^+ 从靶到某个 STOP 单元的飞行时间差。大量的氦事件在 ΔE vs. P/Z 二维谱中很清晰的呈带状，于是就能很容易的得到大量的氦和一些质子事件。在 ΔT_{Fd-Sd} vs. P/Z 中，上一步所选取事件内的氦出现在了一条带子中。此时，氦和 ${}^4\text{He}$ 的电荷量以及质量之间的关系将会再一次发挥作用，帮助我们确定出那些可能的 ${}^4\text{He}$ 事件在此谱中所应处的位置。于是使用图 4.4 的 a) 和 c) 上两条 ${}^4\text{He}$ 带子的关联挑选出事件，并把这些事件投影到图 4.4 c) 的 ${}^4\text{He}$ 带子上，就在图 4.4 的 d) 上看到了那些红色曲线所示的可能的 ${}^4\text{He} - K^+$ 事件。

4.3.3 ΔT_{Fd-Sd} 的优化

对于 ΔT_{Fd-Sd} 的分辨率，还有进一步优化的空间。因为，此前讲到由于 STOP 探测器位于 D2 磁铁的焦平面上，于是击中某个 STOP 单元进而给出一个 Fd - Sd 组合时间差起点的粒子具有相同动量，对于同种粒子就有相同速度，这也就是为什么可以选择 STOP 上的“点火”作为 ΔT_{Fd-Sd} 起始点的原因。然而，具有同样动量的粒子在从靶点出发到击中该 STOP 单元所走过的路程确实不同的，虽然粒子的动量很高，在这样的距离中飞行时间不会有很大不同，但毕竟会造成一定的分散。此时，该粒子在途中击中的 START 单元就能有效的帮助修正这一分散，因为有了它粒子在 D2 内外所走过的径迹都可以得到确定。

$$T'_{FDi} = t_{FDi} - t_{SD-So_j} - C_{FDi,SD-So_j} - C_{FDi,SD-So_j,SD-SA_k} \quad (4.8)$$

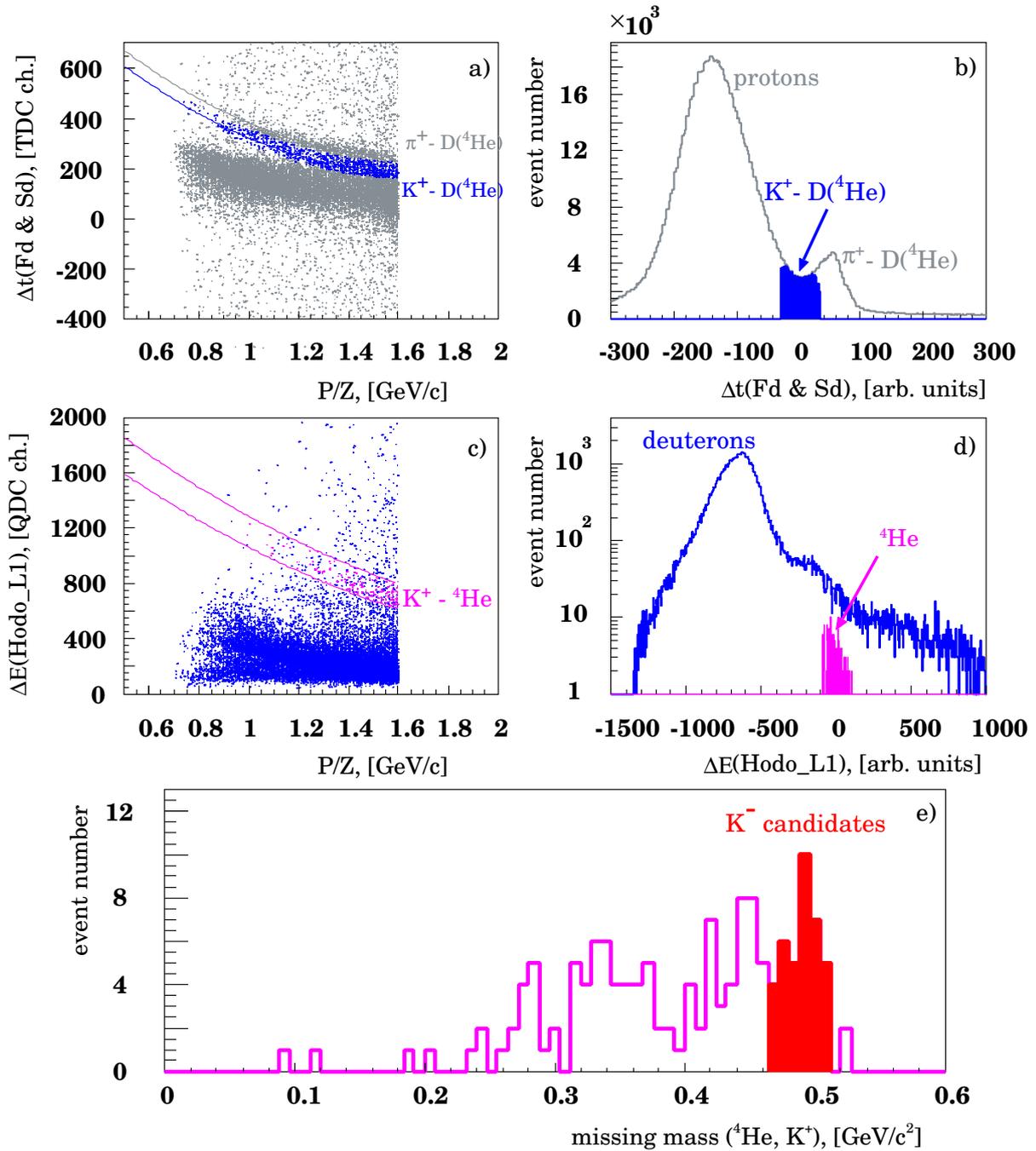


图 4.4: a): FDS 与 SDS 上探测器单元“点火”的时间差与 FDS 上粒子动量的关系; b): a) 内的事件对氦 - K^+ 介子关联曲线的投影; c): 粒子在前角区探测器上的能量损失与自身动量间的关系; d): c) 内的事件对 α “带子”的投影; e): d) 中挑选的 $\alpha - \pi^+$ 事件的丢失质量谱。

于是,我们对 ΔT_{Fd-Sd} 做了如 Eq.(4.8) 所示的修正。相对 Eq.(4.6) 增加了 $C_{FD_i,SD-S_{0j},SD-SA_k}$ 一项,它是根据 SDS 上粒子给出的不同 START、STOP 组合而对飞行时间的修正。

第五章 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 事件的确定

通过在前两章里的分析, ${}^4\text{He} - K^+$ 粒子对的符合事件已经得到了确认, 接下来要使用丢失质量 (missing mass) 方法来重建出完整的反应事件。同时, 结合使用其它的方法, 对于反应产物中的本底进行进一步的抑制。另外, ${}^4\text{He}K^+X$ 事件将被用来完成反应过程的动量重建, 以及确定出 ANKE 对于各种反应产物的探测效率。

5.1 3 体反应事件的鉴别

假设 ${}^4\text{He} - K^+$ 符合事件主要来自是某个 3 体反应的反应产物粒子, 于是根据奇异数守恒可知, 丢失的第 3 个粒子必须具有奇异数 $S = -1$ 。再结合考虑其它量子数守恒, 可以确定出这个粒子必然是 K^- 介子。

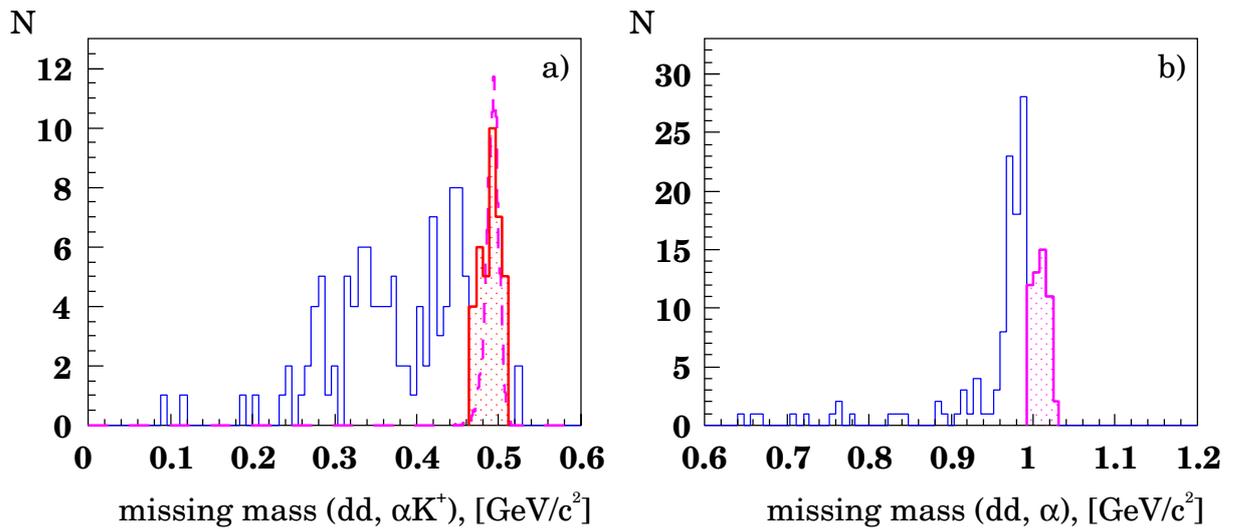


图 5.1: a): 丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He}K^+)$, 粉色曲线表示模拟给出 K^- 的范围, 红色为可能的“好事件”; b): 丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He})$, 粉色区域为可能的 K^+K^- 事件。

根据此前在 ANKE 上实验所得的经验可以确信, 在 SDS 和 FDS 上重建粒子动量所用的不同方法, 也就是 boxfield 和多项式解析法都很可靠, 它们能够同时分别重建出侧向区和前角区所接收粒子的动量。同时, 为了确认所采用的丢失质量计算方法的正确性, 相同的方法也被用于 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 反应的 MONTE-CARLO 模拟结果。在模拟

中选择接收 ${}^4\text{He} - K^+$ 事件时, 重建出的丢失质量谱如图 5.1 中紫色点线所示, 正好在 K^- 介子的质量范围内。

接下来, 该丢失质量分析方法被用于分析实验数据所得的 ${}^4\text{He} - K^+ - X$ 事件。图 5.1 a) 中的蓝色曲线表示的是, 截止到第五章数据分析所得 ${}^4\text{He} - K^+$ 事件的丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He}K^+)$ 谱, 其中处在 MONTO-CARLO 模拟所给出 K^- 分辨范围内的事件大约有 36 个。然而, 依然存在的本底使得我们并不能确认这 36 个事件一定就是 ${}^4\text{He}K^+K^-$ 事件, 于是还需要再使用一些方法来对本底做进一步的抑制。

5.1.1 Nd Sa 符合

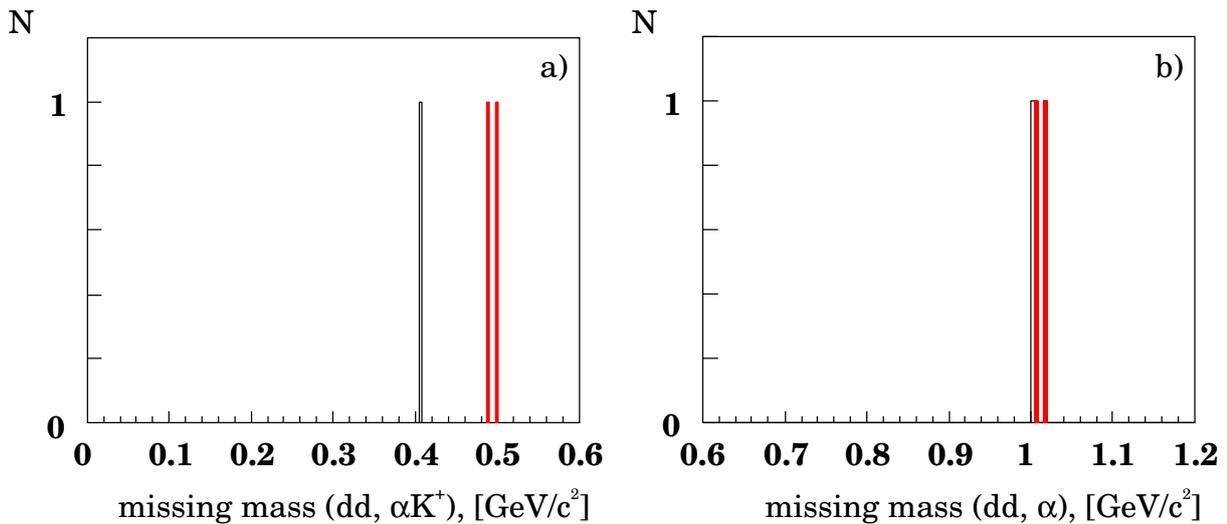


图 5.2: 在使用 NDS 内粒子径迹重建的条件时, a): 丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He}K^+)$; b): 丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He})$, 红色为“好事件”。

对于一个 ${}^4\text{He} - K^+ - X$ 事件, 在确定出其中 ${}^4\text{He}$ 和 K^+ 介子各自的四动量后, 我们就可以完整的重建出那个丢失粒子的四动量。这样, 假设那个丢失的粒子是 K^- 介子, 而它的动量又能处在 ANKE 的接收度范围内, 则它必然有很大几率使某几个相应 NDS 的 START、STOP 探测器单元, 以及气体探测器“点火”, 于是它的径迹和动量也可以得到重建。当事件中进入 NDS 的粒子的径迹可以得到重建时, 在图 5.2 a) 的 K^- 和 b) 的 K^+K^- 质量区域内可以重建出 2 个事件。另外, 通过 Sect. 6.1.2 中的讨论可知, 在考虑 K^- 介子飞行途中会发生衰变的情况下, ANKE 对于本反应完全反应产物事件 αK^+K^- 的接收度是对 αK^+ 事件接收度的大约 15%。于是, 我们认为可以重建出 16 个 ${}^4\text{He}K^+K^-$ 事件。

5.1.2 Delayed Veto 符合

另一种方法，不是对 NDS 内的粒子进行径迹重建，而是在 K^+ 介子的鉴别过程中使用 Delayed Veto 条件。这是一种非常强的条件，能够非常有效的抑制本底 π^+ 挑选出 K^+ 介子。在图 5.3 中可以看到，有 1 个事件分别满足丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He}K^+)$ 和 $m(dd, {}^4\text{He})$ 条件。因为 Delayed Veto 方法的效率只有大约 8%，由此，我们可以期待的 ${}^4\text{He}K^+K^-$ 事件大约是 12 个。

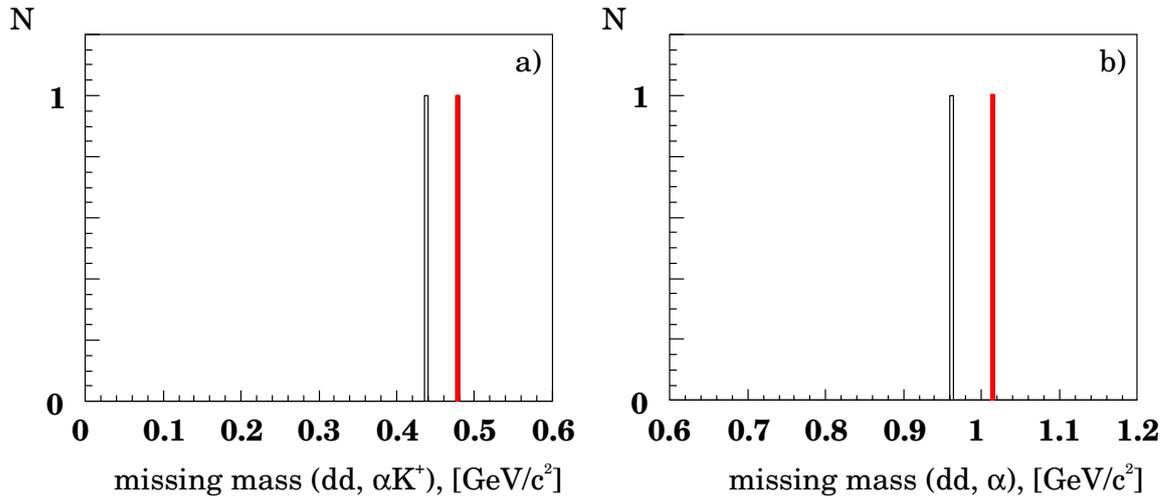


图 5.3: 在使用 Delayed Veto 条件挑选 K^+ 介子时, a): 丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He}K^+)$; b): 丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He})$, 红色为“好事件”。

5.1.3 丢失质量条件

最后，我们使用丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He})$ 条件，选择大于 K^+K^- 质量之和的事件。可以看到 15 个事件处于 K^- 介子的质量区域，同时很好的满足各种事件选择的条件。至此，通过使用丢失质量条件、Delayed Veto 条件和在 NDS 中粒子径迹的重建方法，都得到大约 15 个 ${}^4\text{He}K^+K^-$ 事件。于是，我们可以确定总的重建事件数为 15 个。

5.2 探测效率

在鉴别反应事件的同时，确定出 ANKE 的各子探测器对于各反应产物粒子的探测效率是数据分析的另一项重要内容。由于 ANKE 中闪烁体探测器的探测效率接近 100% [46]，则本次实验中总的探测效率主要由气体探测器决定，以下将对各气体探测器的效率进行讨论。

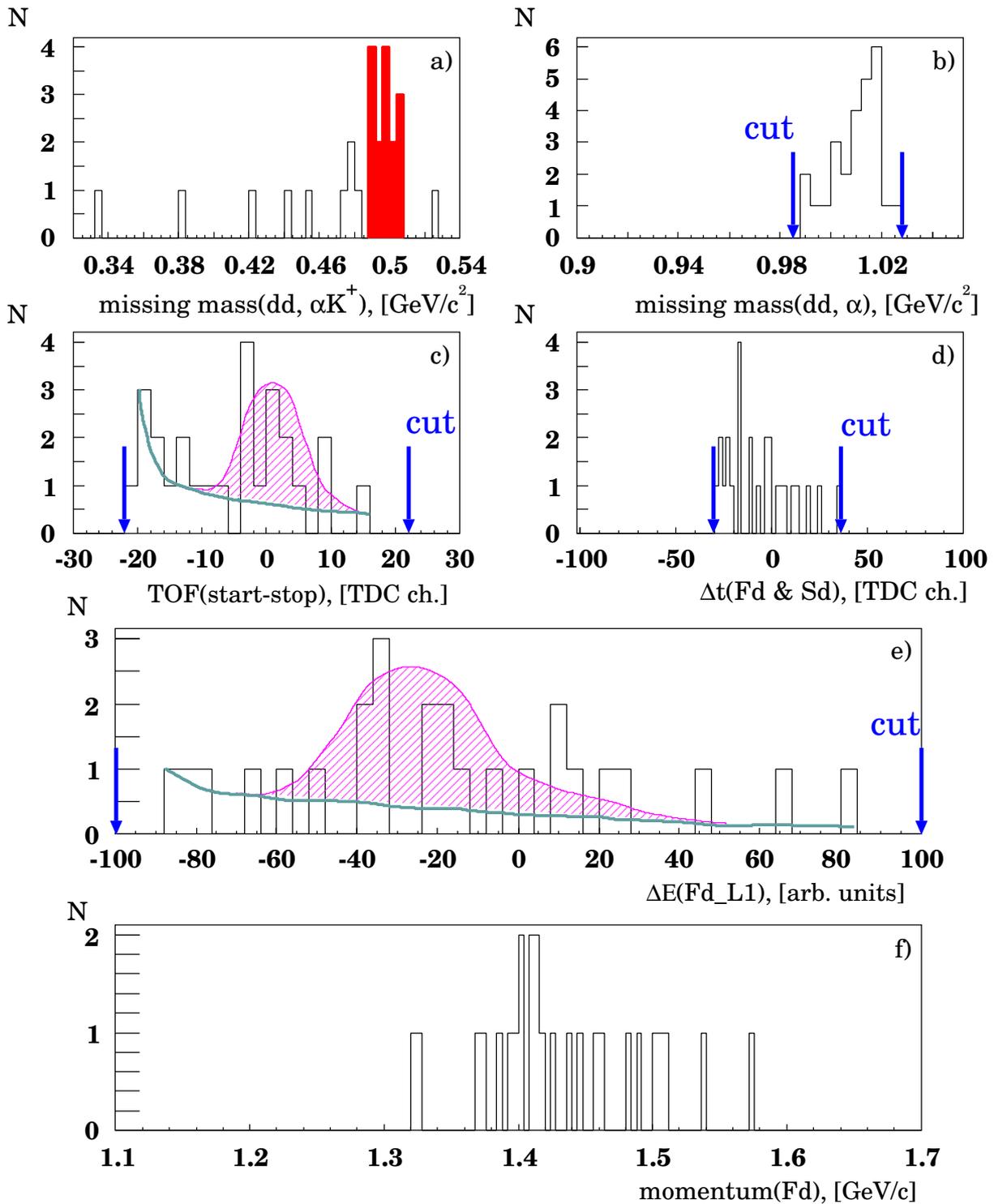


图 5.4: 使用丢失质量 $m(dd, {}^4\text{He})$ 条件时, 最终确定的“好事件”。

5.2.1 SDS 气体探测器

因为不同粒子在具有不同的动量时使气体电离的能力不同, 所以气体探测器的效率

必须是针对某一类粒子而言的。于是在确定 SDS 的气体探测器效率时，可以首先使用 TOF 条件来粗略的选择出某种粒子事件，同时又因为 STOP 探测器在 D2 焦平面上，则各单元分别接收到的粒子具有的动量比较相近。接下来，START 和 STOP 探测器不同单元组合的“点火”将帮助我们来确定气体探测器的效率。因为对于某个被观察的粒子来说，100% 的闪烁体探测器效率意味着它必然会在某个 START、STOP 单元组合上有计数，但最终一个事件是否能被选择却要看这个粒子在 SDS 中的径迹有没有得到重建。在我们使用的分析方法中，重建出一条径迹至少需要在每个气体探测器 3 个灵敏面的 2 个上找到合适的“点火”点。然后，求出各 STOP 单元上接收到某种粒子事件的总数与其中径迹得到重建的事件数之间的比值，也就确定出了 SDS 气体探测器的效率。

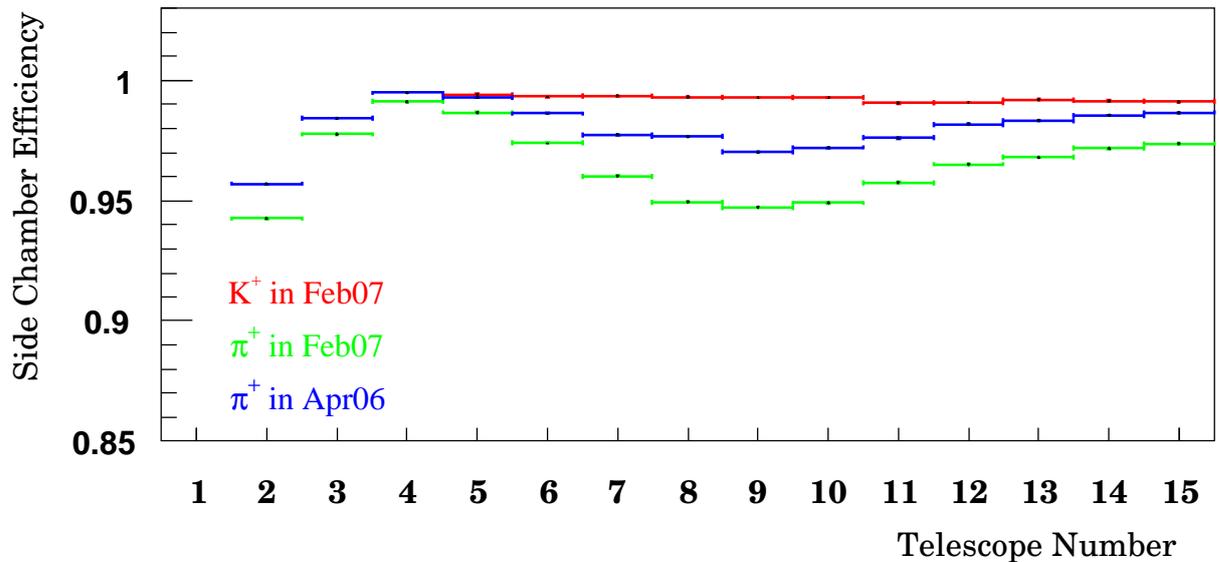


图 5.5: SDS 气体探测器在 Feb 07 实验中对 K^+ 和 π^+ 的效率，以及在 Apr 06 实验中对 π^+ 的效率。

不过对于本次实验的目标粒子 K^+ 而言，SDS 多丝正比室对它的探测效率却无法直接通过使用上述方法来获得。因为 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 反应截面很小，最终经过丢失质量方法验证了的 K^+ 介子事件有限，而使用这个方法计算气体探测器效率，必须要有一定统计量的同种粒子。于是，我们就使用了相对测量的方法以确定出该效率的值。既然有大量的 π^+ 事件存在，于是准确的得到本次实验中 SDS 气体探测器对于 π^+ 介子的探测效率就比较容易。同时，气体探测器对于 π^+ 和 K^+ 介子探测效率的差别在不同的实验中是基本固定的。因为在 2007 年 2 月的 ANKE 实验中 K^+ 介子的产额较高，于是我们确定出了这次实验中 SDS 气体探测器对于 π^+ 和 K^+ 介子的探测效率。在图 5.5 中

可以看到 2007 年 2 月实验中 SDS 的 MWPCs 分别对于 π^+ 和 K^+ 介子的探测效率, 以及本次实验中对 π^+ 的探测效率, 结合考虑后就可以确定出本次实验中 SDS 的 MWPCs 对于 K^+ 介子的探测效率在 98 % 以上。

5.2.2 FDS 气体探测器

对于前角区的气体探测器, 效率的确定要困难一些。因为在侧向区内, 当某个 STOP 单元接收到一个粒子时, 如果有与其相关的 START 单元“点火”则基本可以确定这是个穿过了气体探测器而来的粒子, 但在前角区却没有类似 SDS 的 START 探测器来提供这样的信息。

在 SDS 上选择某种反应产物粒子, 然后在前角区 Hodoscope 上找到与其相关联的事件, 其中, 能够在 FDS 中重建出相应粒子径迹的事件数与所有那些单纯的符合事件数之间的比值只有大约 30%。然而, 这也并不能保证那些在重建的径迹里的粒子就真的穿过了前角区的气体探测器。

于是, 另外一种不同的方法 [57] 就被发展出来用于修正前角区气体室的探测效率。该方法中, 3 个气体室各自的每个灵敏面 (X 1-3, Y 1-3) 都被分割为 20×20 个单元, 首先, 使用在 2 组 X (Y) 面上的位置信息重建出一条可能的粒子径迹, 并且这个事件在这 2 组灵敏面内都只能有造成 1 组丝的“点火”。在检查相应 Hodoscope 单元上的符合信息及其它条件后, 我们就可以计算出这条径迹穿过另外 1 组 X (Y) 面的位置。如果在这个计算得到的位置所在的单元内有“点火”信息, 就可以认为这个单元是有效的。就这样, 对每个灵敏面都基于划分的单元建立出了效率分布图, 而这个过程对所采用的事件并没有特别的要求。于是, 为了能够得到充分的事件量以建立可信的效率分布图, trigger2 就被用来记录了在前角区的事件。在之后的数据分析过程中, 就可以使用各灵敏面效率分布图逐事件的求得每条径迹的效率。最终得到, 在 FDS 上重建一条径迹的平均效率是 90%。

5.2.3 NDS 气体探测器

在 NDS 中计算气体探测器效率的方法与在 SDS 中相似。但是, 更加稀少的 K^- 介子使得我们在确定气体室对它的探测效率时使用了以下原理: 同一个气体室对于探测具有同样动量的 K^+ 和 K^- 介子时应该有同样的效率。这是由于它们的质量、速度相同, 而电荷量也相同, 只是电性相反, 于是它们与气体室内工作气体的相互作用过程也就基

本相同。如果认为在实验过程中 SDS 和 NDS 的气体室处于同样的工作条件下，则它们分别对于 K^+ 和 K^- 的探测效率就应基本相同。这样，就确定出 NDS 的气体室对于 K^- 的探测效率也应该在 98% 左右。

5.3 死时间修正

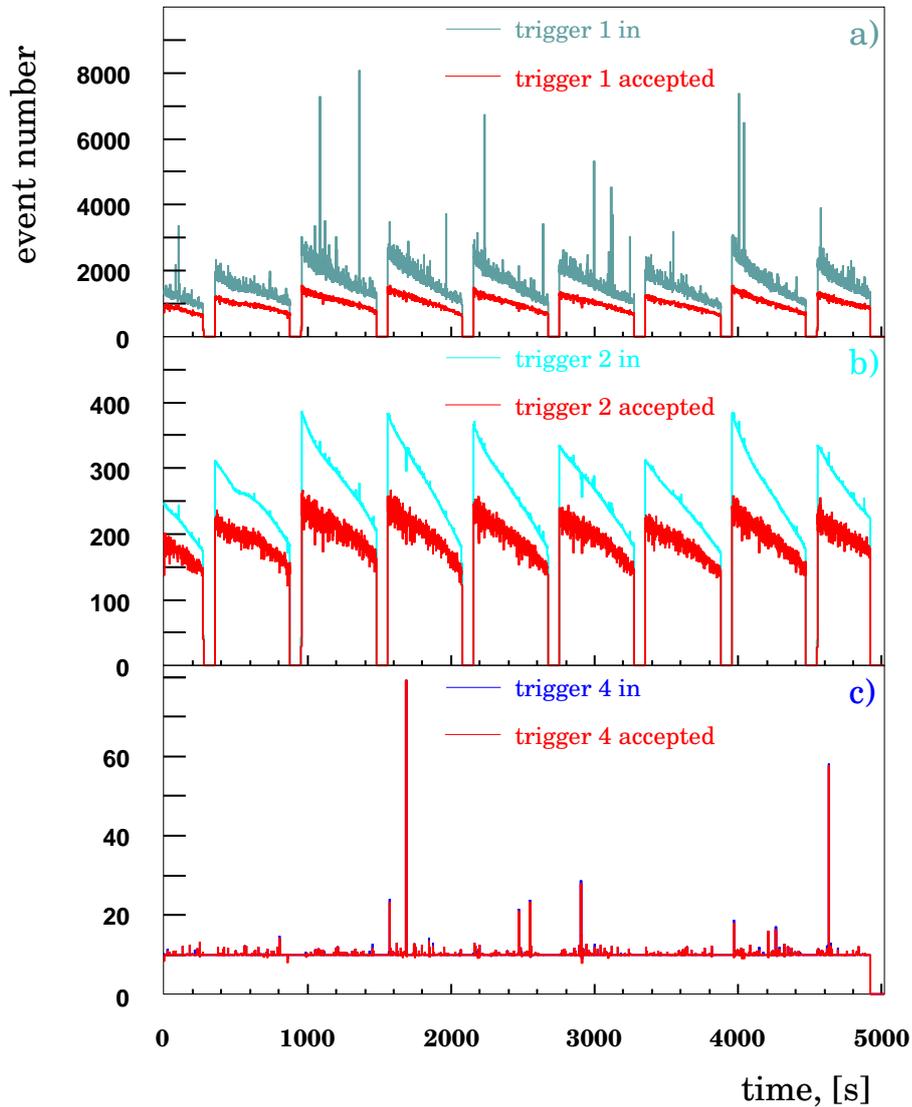


图 5.6: 3 种 trigger 的输入、输出值。a) trigger 1 (${}^4\text{He} - K^+$ 事件); b) trigger 2 ((类)弹性散射氦事件); c) trigger 4 (时钟)。

当然，除了探测器系统的效率修正外，数据获取过程中的系统“死时间”修正也是必须要考虑的。这时，就需要使用到 scaler 中所记录的各 trigger 的输入、输出数值。此前在事件初选的同时，已经读出了实验过程中各 trigger 的输入、输出值。在图 5.6 中，

我们可以看到 3 种不同 trigger 的输入、输出值的关系。由此可以得到，对于 ${}^4\text{He} - K^+$ 事件获取系统的效率大约是 70%。

第六章 ANKE对反应 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 的接收度

为了能够得到反应 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 的总反应截面 σ_{tot} ，我们通过 Monto-Carlo 模拟计算了 ANKE 对于该反应总的几何接收度。同时也考虑了不同的反应机制下反应产物的初始状态，进而得出它们对反应总接收度的影响。

6.1 总接收度

对于动量为 3.7 GeV/c 的 dd 碰撞，3 种反应产物粒子 ${}^4\text{He}K^+K^-$ 在 ANKE 中都被各相应探测器系统接收到的几率，但在一个反应事件中要同时接收的产物越多，则难度越大。既然准确的鉴别 2 种反应产物就可以通过丢失质量方法完整的重建一个反应事件，为了能尽量多的得到 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 事件，数据获取系统中只将 ${}^4\text{He} - K^+$ 事件记入 trigger。在使用构建着各 ANKE 探测器的 ANKE-GEANT 程序模拟时，为了能与实验得到的数据进行比较，使用了与分析数据时所使用的相同条件： K^+ 需要击中有效的 START、STOP 探测器单元组合，并且要穿过气体探测器；同时在前角区要有一个符合的 ${}^4\text{He}$ 穿过气体探测器，击中 2 层 Hodoscope 内的单元。并且，反应产物在飞行途中有衰变的可能。最终，得到所有通过了挑选机制后的 ${}^4\text{He} - K^+$ 事件数与初始事件数的比值，也就可以确定出 ANKE 对于 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 的总接收度 α 。

6.1.1 ${}^4\text{He} - K^+$ 事件的总接收度

首先，对于 ANKE 接收到该反应产物中的 ${}^4\text{He}$ 和 K^+ ，在图 6.1 中可以看到它们的水平和垂直动量 (p_x 和 p_y) 与纵向动量 (p_z) 间的关系，而图中蓝色的闭合曲线表示的是此反应中这两种产物在初始状态下各自的运动学边界。我们可以看到 K^+ 介子的动量较小，被 SDS 的望远镜阵列探测到。那些具有水平动量 p_x 为负的 K^+ 比水平动量为正的损失要大；在垂直方向上，由于 D2 磁铁间隙高度的限制， K^+ 的动量接收度则较小。而 ${}^4\text{He}$ 具有的动量比较大，由前角区探测器接收，它在水平负向的损失相对于 K^+ 要小，同时在垂直方向上所受 D2 磁铁间隙的影响比 K^+ 小的更多。于是，模拟的结果确定出总接收度 $\alpha \approx 8.5\%$ 。

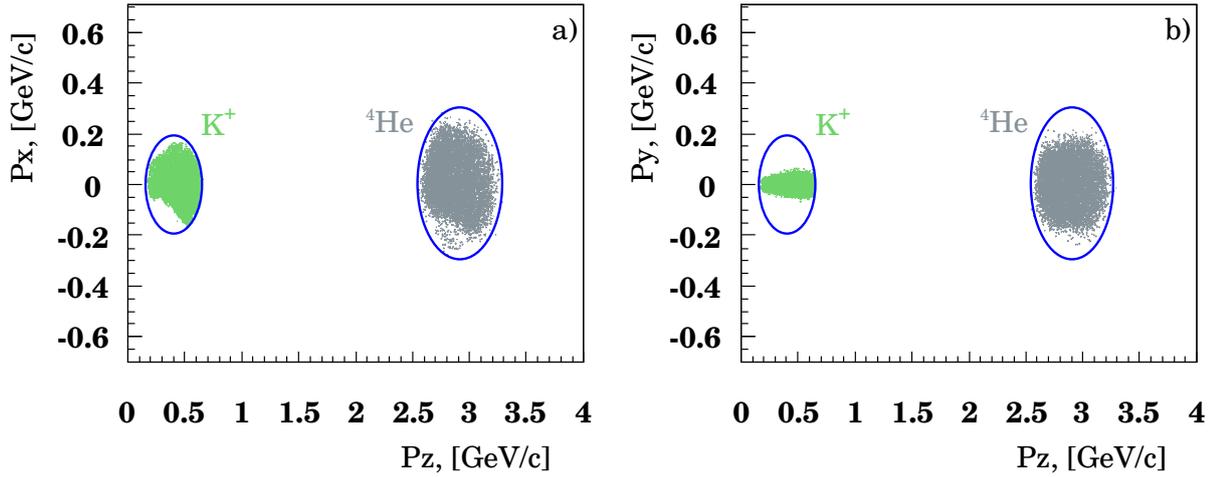


图 6.1: 束流动量为 $3.7 \text{ GeV}/c$ 的 dd 碰撞中, ANKE 接收到的反应产物 ${}^4\text{He}$ 和 K^+ , a) 水平动量与纵向动量的关系; b) 垂直动量与纵向动量的关系。蓝色的闭合曲线为它们在此反应中的运动学边界。

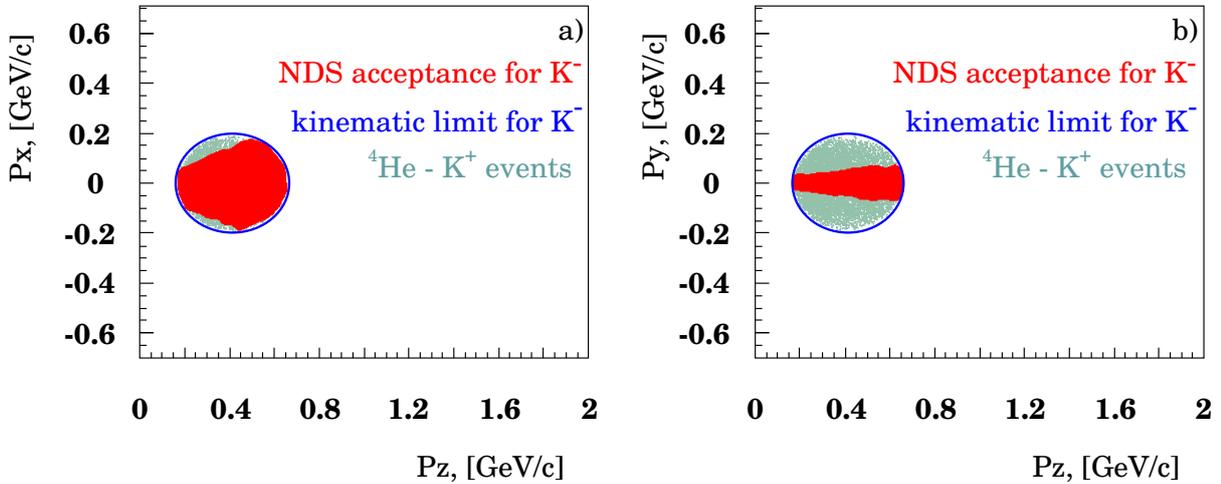


图 6.2: 束流动量为 $3.7 \text{ GeV}/c$ 的 dd 碰撞中, 反应产物 K^- 在不同情况下的 a) 水平动量与纵向动量的关系、b) 垂直动量与纵向动量的关系。蓝色的闭合曲线为它们在此反应中的运动学边界。

6.1.2 K^- 的总接收度

接下来要讨论的是, ANKE 对于该反应产物中的 K^- 介子以及 ${}^4\text{He} - K^+ - K^-$ 符合事件的总接收度。图 6.2 表示的是不同情况下 K^- 的水平 and 垂直动量 (p_x 和 p_y) 与纵向动量 (p_z) 间的关系, 蓝色闭合曲线给出了此反应中 K^- 的运动学边界, 蓝灰色点为 ANKE 接收到符合的 ${}^4\text{He}$ 和 K^+ 时相应 K^- 介子, 而红色部分则是 ANKE 接收到 K^-

介子的区域。我们可以看到，跟对于 K^+ 的情况类似，D2 磁铁间隙的限制对于 K^- 的垂直接收度影响也很大，同时，水平动量为正的 K^- 丢失的比较多。进而我们可以看到，对于确定的一个 ${}^4He - K^+$ 符合事件，再符合的接收到一个 K^- 的几率将降为原来的 $1/8$ 。

6.2 总接收度的修正

在实验中，我们测量反应链 $dd \rightarrow \alpha f_0 \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 产物中的 4He 和 K^+ ，而我们认为 f_0 应耦合到 $K^+ K^-$ 态。而且，我们知道 f_0 在衰变到 $K^+ K^-$ 的同时也衰变到 $\pi^+ \pi^-$ ，此时 f_0 的不变质量将为双耦合道共振，呈现为 Flatté 分布 [58]。于是，模拟中对于反应运动学的纯相空间分布假设则需要修正。

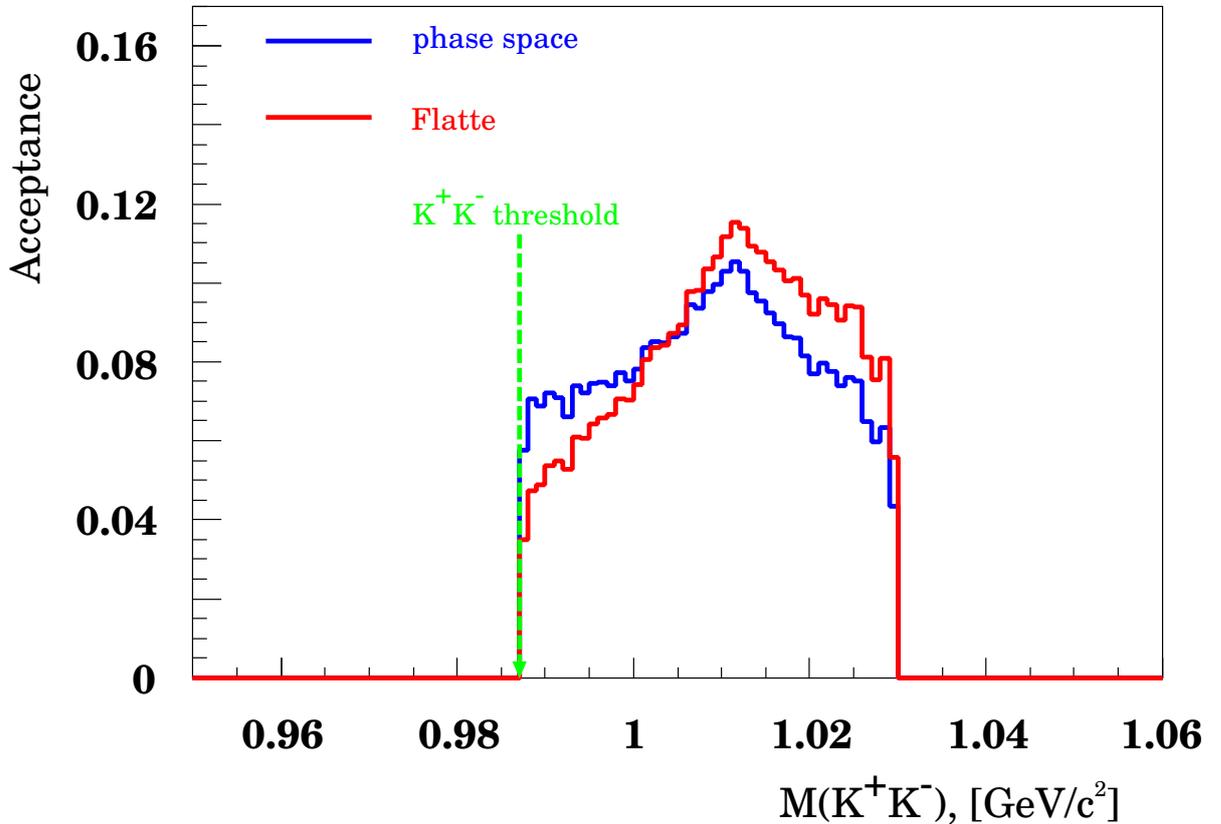


图 6.3: ANKE 对 $dd \rightarrow {}^4HeK^+K^-$ 反应两种不同运动学过程的接收度。蓝色是纯相空间，红色是 Flatté 分布，绿色虚线箭头所示为 K^+K^- 产生阈。

在图 6.3 中可以看到，当 K^+K^- 的初始状态为这两种不同的运动学模式时，得到的总接收度差别为 10%，这将被带入最终的系统误差内。同时看到，因为反应体系的不

变质量分布高于 f_0 共振质量, 所以 Flatté 分布的初态对于最终的总接收度并无显著影响。

第七章 反应亮度的确定

截至到这里，此次实验中关于 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应事件的基本信息都已经得到，接下来就需要对实验过程中束流的强度以及靶的状态有一个总体的掌握，也就是要获得反应进行时的微分亮度 L 。同时，从 Eq. (7.1) 可以看到，作为实验进行的条件，积分反应亮度 L_{int} 对于获得反应截面则是个必须的量。

$$\sigma_{\alpha K^+ K^-} = \frac{1}{L_{\text{int}}} \cdot \frac{N_{\text{exp}}}{A_{\text{det}} \cdot \varepsilon} \quad (7.1)$$

式中 N_{exp} 是重建出的 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 事件数， A_{det} 是探测器对此反应产物的接收度，同时 ε 代表了 ANKE 对反应产物的探测效率。

接下来，Eq. (7.2) 为我们提供了获得反应亮度值的方法，就是通过研究一个与我们的目标反应同时进行，并且截面已知的反应。当然这个反应的产物需要在探测器系统的动量接收度内，并且它的角微分截面 $d\sigma/d\Omega dp$ 随角度的变化应该平滑而不剧烈。在本次实验中，我们选择使用的是与 $\alpha K^+ K^-$ 事件同时被记录下的弹性散射和类弹性散射氘。

$$L^{\text{int}} = \frac{N_{\text{exp1}}}{\varepsilon_1 \cdot \alpha_1 \cdot \sigma_1} = \frac{N_{\text{exp2}}}{\varepsilon_2 \cdot \alpha_2 \cdot \sigma_2}. \quad (7.2)$$

如第二章中所述，ANKE 是位于 COSY 的一段直线管道上的磁谱仪。ANKE 的前角区探测器系统 (FDS) 中包括了具有 2 层结构的用于飞行时间 TOF 和能量损失 ΔE 测量的闪烁体探测器 (Hodoscope)，以及 3 个用于重建粒子径迹和压制本底的多丝正比室。在实验过程中，绝大多数的弹性散射和类弹性散射氘就由 FDS 探测得到，通过获得这个反应的事件就可以对反应亮度实现监控。同时，在 Hodoscope 上卡能量阈，从而减少由氘碎裂产生的质子和其它高动量散射粒子所带来的巨大本底。另外需要提及的是，(类) 弹性散射氘的事件产生率远远大于我们所关注的 $dd \rightarrow \alpha K^+ K^-$ 反应事件，为了减轻其对获取系统“死时间”和存储空间的压力，在针对 (类) 弹散氘的 trigger2 中使用了压缩，每探测到 4000 个这样的事件 DAQ 才会被激发一次。

再下来针对 $dd \rightarrow dX$ 过程的分析，根据 Eq. (7.3) 我们可以知道，要确定出反应亮度 L_{int} ，就需要知道重建出的 $dd \rightarrow dX$ 事件数 N_{exp} ，ANKE 谱仪对此反应在某个相空

间区域的接收度 A ，和此反应对该角度区域的微分截面 $d\sigma(dX)/d\Omega$ ，以及探测器对反应产物的探测效率 ε 。

$$L_{\text{int}} = \frac{N_{\text{exp}}}{\varepsilon \cdot A \cdot \frac{d\sigma(dX)}{d\Omega}}, \quad (7.3)$$

7.1 接收度

首先，在 $\theta = 103 \text{ mrad}$ (5.9°) 处，对于不同的束流动量 $p_d = 4.3, 6.3, 8.9 \text{ GeV}/c$ ，我们可以得到 dd 弹性和类弹性散射的微分截面 $d\sigma(dX)/d\Omega$ [69]。

同时，对于束流动量 $p_d = 1.69 \text{ GeV}/c$ ，小角度库仑相互左右区域 $\theta = 16.5 \dots 70.5 \text{ mrad}$ 内的微分截面也是可知的 [70]。于是，我们选择确定此 θ 值附近的区域作为监视 $dd \rightarrow dX$ 反应的极角区间。然后，通过 ANKE-Geant 模拟来检查 ANKE 谱仪对该反应在此极角区间的接收度是否稳定。在图 7.1 中，可以看到在我们实验的束流动量 $p_d = 3.7 \text{ GeV}/c$ 下 ANKE 对于 $dd \rightarrow dX$ 事件接收度的 Monte-Carlo 模拟结果。于是可以确定，在 $\theta = 5^\circ \sim 9^\circ$ 的空间区域内 ANKE 对于 $dd \rightarrow dX$ 反应产物的接收度变化平滑，并且在 $\theta = 5^\circ$ 附近有最大值。进而，因为在极角 $\theta = 5^\circ \dots 7^\circ$ 和方位角 $\phi = -20^\circ \dots +20^\circ$ 的空间内 ANKE 对 $dd \rightarrow dX$ 的接收度将近 100%，于是我们就挑选了进入这个区域内的氘作为监控对象。

7.2 反应截面

从 Ref. [70] 可以得到束流动量为 $p_d = 1.69 \text{ GeV}/c$ 时，在 $\theta = 16.5 \dots 70.5 \text{ mrad}$ 范围内的微分截面，但是需要外推才能确定在 ANKE 接收度范围内 103 mrad 附近的微分截面。图 7.2 a) 为 $p_d = 1.69 \text{ GeV}/c$ 时 $dd \rightarrow dX$ 的角微分截

面，其中的点为 Ref. [70] 提供的微分截面实验值，而曲线表示了从 Ref. [70] 中得到的参数化方法对这些点的拟合。在这个参数化的方法中，氘-氘散射在小角度库仑相互作用区域内的微分截面主要由库仑散射振幅和自旋无关前角散射振幅决定，同时也考虑进了对于自旋无关前角散射振幅的 Glauber 修正。这个拟合与数据很好的符合，同时也可以用来推断在 $\theta = 103 \text{ mrad}$ 处的 $d\sigma(dX)/d\Omega$ 。在图 7.2 b) 为 $dd \rightarrow dX$ 在 $\theta = 103 \text{ mrad}$ 时

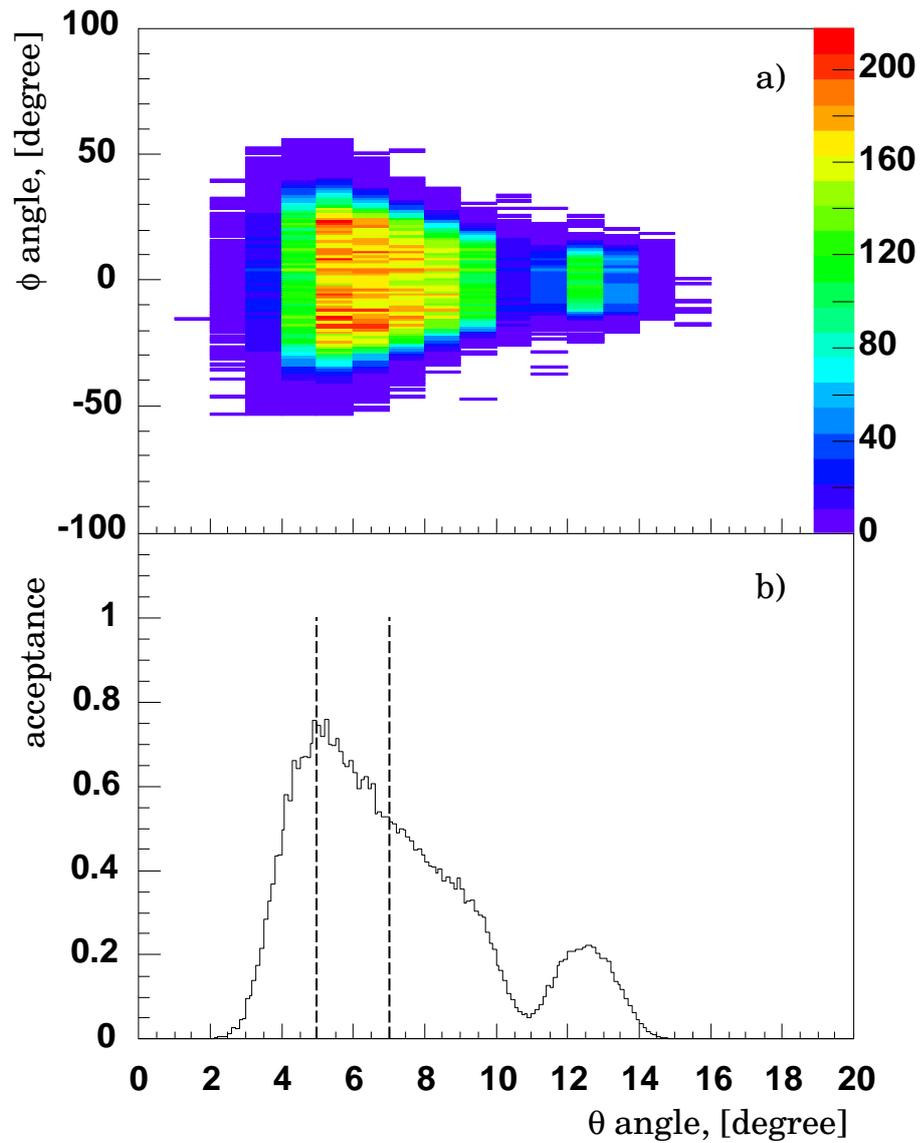


图 7.1: Monte-Carlo 模拟对于 $dd \rightarrow dX$ 在 ANKE 接收度区域内 $p_d = 3.7$ GeV/C 的结果。a) 极角 θ 和方位角 ϕ 的事件分布。b) 在极角方向的投影, 用于确定亮度的 θ 角区域由点线标出。

的微分截面, 在其中可以看到通过外推所得 $p_d = 1.69$ GeV/c 时的值以及其它 3 个在较高束流动量实验 $p_d = 4.3, 6.3, 8.9$ GeV/c 中得到的结果 [69]。接下来, 我们对于这些点使用了不同的方法进行拟合, 由此内推出了 $p_d = 3.7$ GeV/c 时的微分截面值。从这 3 种拟合推导出的微分截面是 30 mb/sr, 同时也估算出 ± 10 mb/sr 的误差。

7.3 探测效率

通常情况下闪烁体探测器的效率是 100%, 所以主要考虑气体探测器的效率作为探

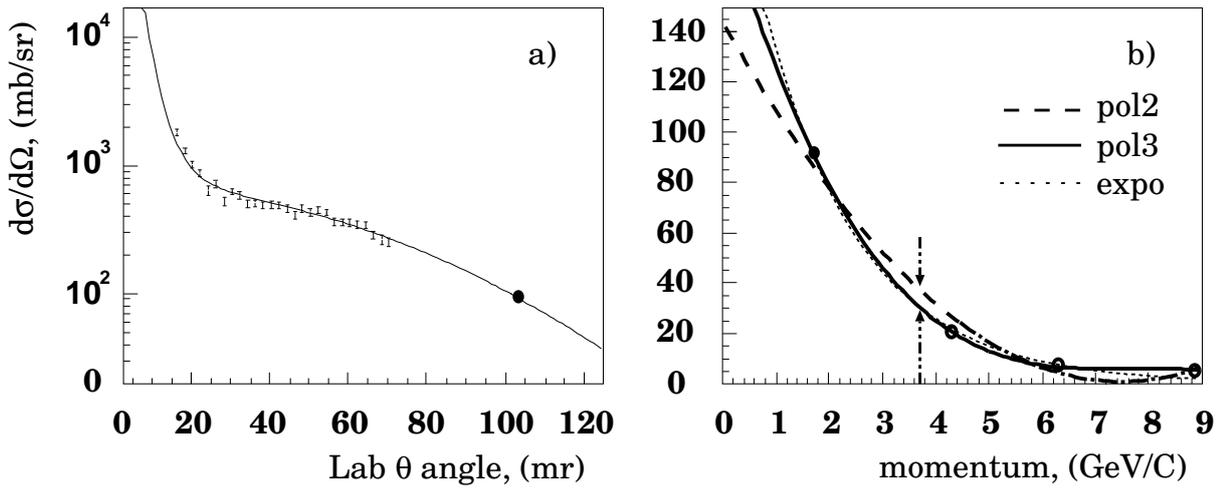


图 7.2: a), 从 [70] 得到的 $p_d = 1.69$ GeV/c 时 (类) 弹性散射的微分截面, 误差棒代表的是数据的统计误差。线是使用 Ref. [70] 的参数化方法对数据做的拟合。黑点对应的是外推得到的 $\theta = 103$ mrad 的微分截面。b), 对应于 $p_d = 1.69, 4.3, 6.3, 8.9$ GeV/C, 外推所得的 (实心点) 和测量所得的 (空心点) 的微分截面。二次多项式、三次多项式和指数方程对于数据的拟合, 内推得到箭头所示的我们实验 p_d 时的微分截面值。

测效率。前角区多丝正比室中每一灵敏层的探测效率都由在其它 5 个灵敏层上大量点火的事件所推得 [66, 68]。从 2 个水平和 2 个垂直面上的位置信息, 可以重建出径迹与其余灵敏层应该的交点, 于是也就可以得到探测器区域内效率分布。对于氦, 前角区的径迹效率是 92%。接下来, 对实验数据做了逐事件的效率修正。

7.4 事件鉴别

在图 7.3 a) 中可以看到 ANKE 前角区探测器所探测到粒子的动量分布。粒子的动量由前角区的多丝正比室提供的逐事件的径迹信息重建得到。该谱中看到的主要成份是由带有一半束流动量的抛射出的碎裂质子所贡献。在对类弹性散射氦的挑选过程中, 使用了前面得到的角度条件和一个动量条件。配合在前角区闪烁体上的能量损失阈条件, 就可以做到对氦事件非常干净的鉴别。请看 Fig 7.3 b)。

7.5 结论

在图 7.4 中可以看到实验中大约 350 个 run 各自所对应的微分反应亮度。于是得出结论, 从 # 100 处, 实验的在线 trigger 条件做了改变后, 实验条件都是基本稳定的。对于所有的这些 run, 得到的平均亮度值为 $L = [2.6 \pm 0.1(\text{stat}) \pm 0.8(\text{syst}) \pm 0.3(\text{syst})] \times$

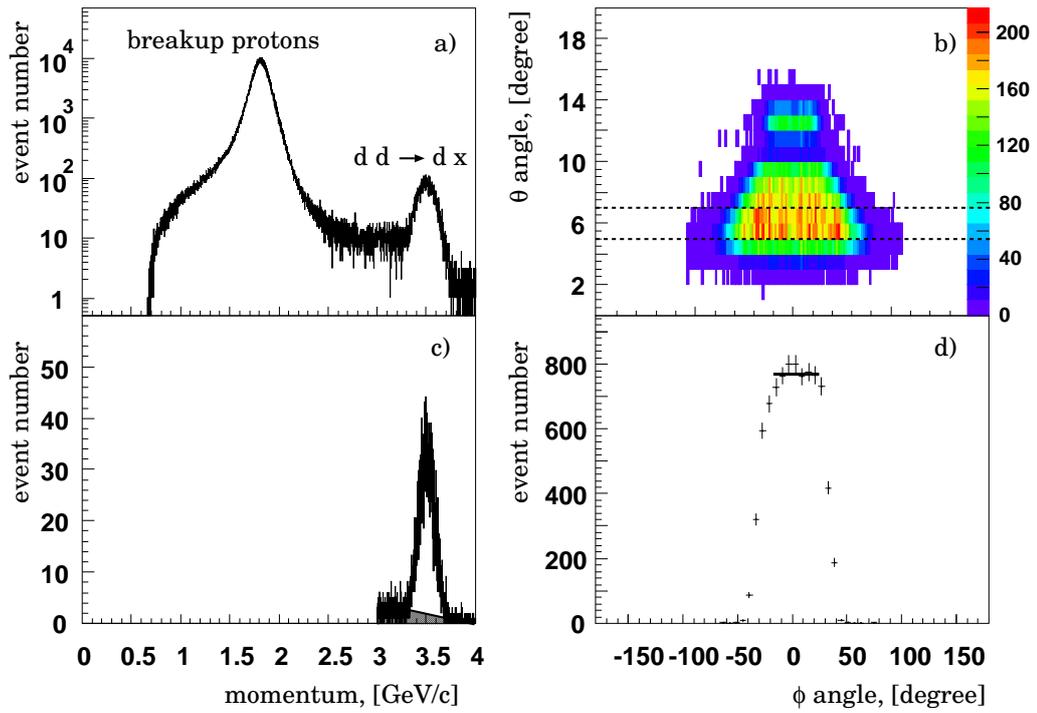


图 7.3: a) ANKE 前角区探测到粒子的动量分布。谱中的主要成份是抛射的碎裂质子，同时也可以看到一个弹性和类弹性氘的峰。b) Monte-Carlo 模拟对于 $p_d = 3.7 \text{ GeV}/C$ 的 $dd \rightarrow dX$ 事件在 ANKE 接收度内极角 θ 和方位角 ϕ 分布的结果。c) 在使用了 θ and ϕ 条件和前角区闪烁体上能量损失阈后剩余粒子的动量分布。d) 在角区间 $\phi = -20^\circ \dots +20^\circ$ 内，事件的分布与先前模拟中所预计的一样平。

$10^{31} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 。其中的系统误差主要来自 $dd \rightarrow dx$ 截面的估算过程，还有 θ 角重建的不确定性。由此可对应得到实验过程中的积分亮度值 $L_{\text{int}} = 35 \text{ pb}^{-1}$ 。

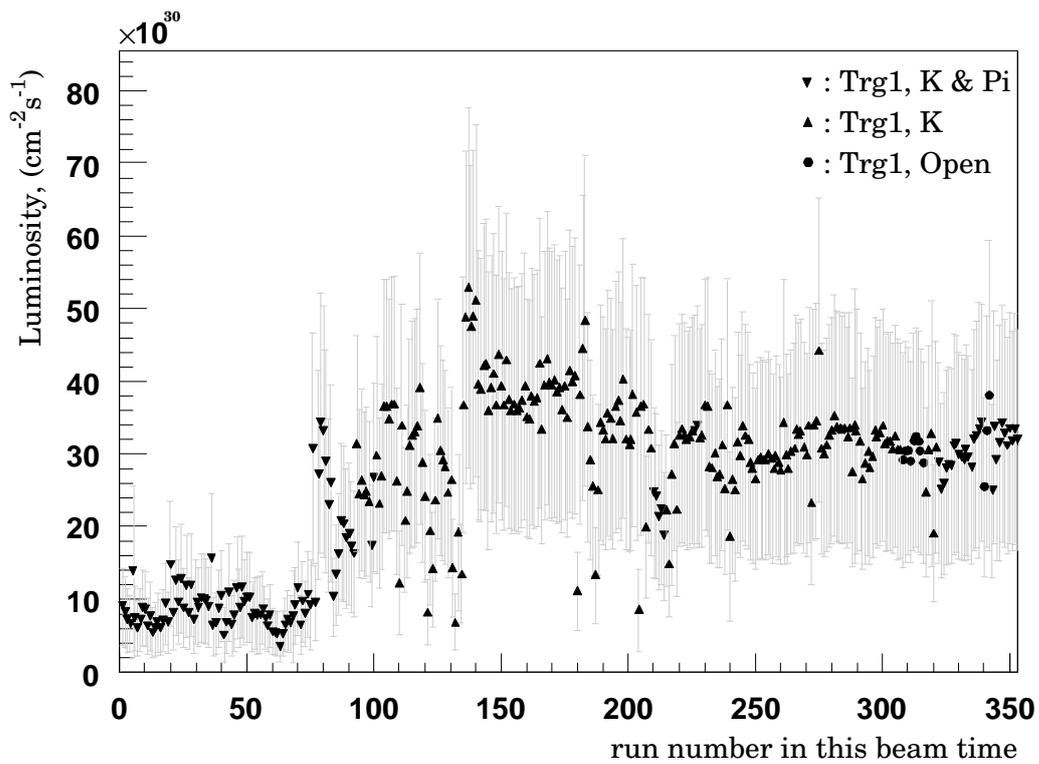


图 7.4: 整个 ANKE $dd \rightarrow d K^+ K^-$ 束流时间中 Run-by-Run 的微分亮度值。在实验开始 2 天里的几个短的测试 run 后, 反应亮度都比较稳定。

第八章 结论

8.1 总反应截面

反应 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 的总产生截面将会根据以下表达式中所列的关系确定出来：

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\frac{N_{\text{tot}}}{\varepsilon_{\text{SdMWPC}}}}{t_{\text{eff}} \cdot \alpha \cdot L_{\text{int}} \cdot \varepsilon_{\text{NdMWPC}} \cdot \varepsilon_{\text{FdMWPC}}} \quad (8.1)$$

而式中各项所代表的是，

N_{tot} : 最终确定出的 ${}^4\text{He}K^+K^-$ 事件数为 15 个 (见: Sect. 5.1.1);

t_{eff} : 数据获取系统对于 ${}^4\text{He}K^+$ 事件的记录效率是 70 % (见: Sect. 5.3);

α : ANKE 对于反应 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 总的几何接收度是 8.5 % (见: Sect. 6.1.1);

L_{int} : 对于本次实验的积分亮度, $L_{\text{int}} = 35 \text{ pb}^{-1}$ (见: Sect. 7.5);

$\varepsilon_{\text{SdMWPC}}$: SDS 气体探测器对于 K^+ 介子的探测效率为 98 % (见: Sect. 5.2.1);

$\varepsilon_{\text{NdMWPC}}$: NDS 气体探测器对于 K^- 介子的探测效率是 98 % (见: Sect. 5.2.3)。

$\varepsilon_{\text{FdMWPC}}$: FDS 气体探测器对于 ${}^4\text{He}$ 的探测效率是 70 % (见: Sect. 5.2.2)。

式中的各项均已在先前章节中求得, 于是根据 Eq.(8.1), 得到反应 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 的总截面为:

$$\sigma_{\text{tot}} = (9 \pm 3(\text{sta}) \pm 4(\text{SysLumi}) \pm 1(\text{SysAcc})) \text{ pb.}$$

8.2 不变质量分布

实验中获得的 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 事件已经得到了确认, 在图 8.1 中可以看到它们中 K^+K^- 体系的不变质量分布。这些事件在相空间范围内平均分布, 这是因为反应的 Q

值较小，反应主要是 S 波相互作用的贡献。同时由于统计量的不足，很难在谱中看到预期中低质量区事件多于高质量区内事件的结构。

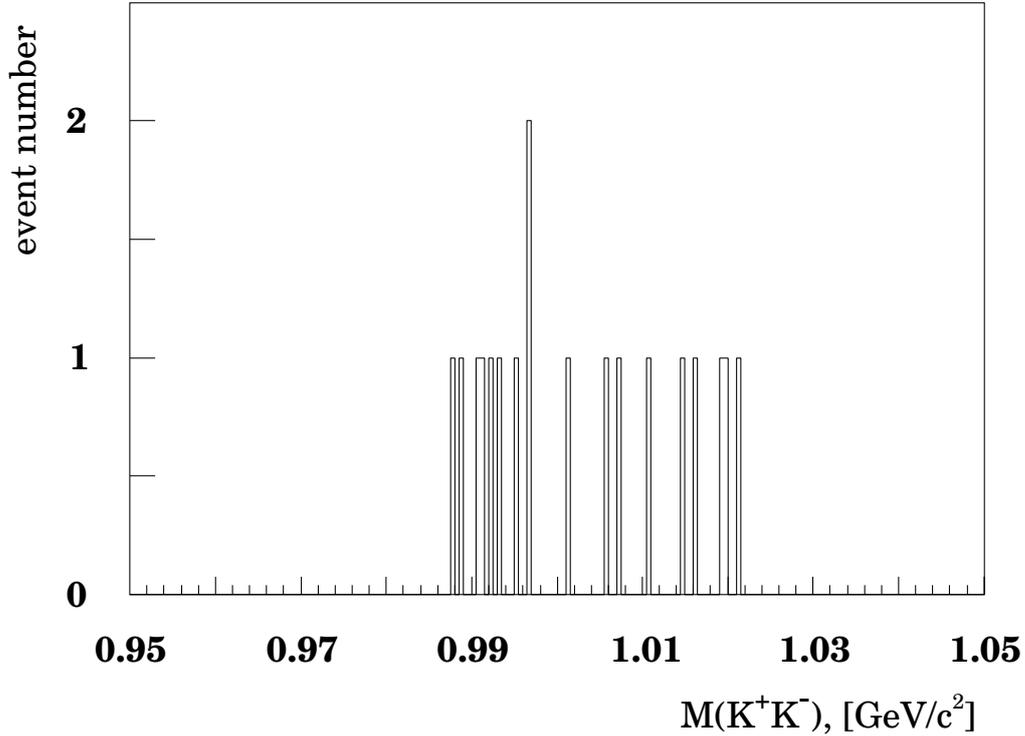


图 8.1: $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 反应产物中 K^+K^- 体系的不变质量分布。

8.3 结论

实验中得到了总截面 $\sigma_{tot}(dd \rightarrow \alpha K^+ K^-) = (9 \pm 3_{sta} \pm 5_{sys})$ pb。这比预计值 [71] 小了 2 个量级，因而没有能够获得足够的统计量以对于反应的角分布进行研究。然而作为在 COSY 上完成的反应截面最小的实验，它已经得到了 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 的总反应截面，基本确定了 K^+K^- 系统中的 S 波贡献，因而它对于通过反应链 $dd \rightarrow \alpha f_0(I=0) \rightarrow \alpha a_0^0(I=1) \rightarrow \alpha(\pi^0\eta)$ 研究 $a_0 - f_0$ 混合提供了重要的信息。

第九章 总结和展望

得到了 $dd \rightarrow {}^4\text{He}K^+K^-$ 反应的总截面, 就可以对下一步将要在 WASA 装置上开展的 $dd \rightarrow \alpha\pi^0\eta$ 反应实验做更具体的可行性估算, 比如对束流时间的要求。

根据第一章中所述, 通过反应链 $dd \rightarrow \alpha f_0 \rightarrow \alpha a_0^0 \rightarrow \alpha(\pi^0\eta)$, 得到的最终产物 α 、 π^0 和 η 。而在其中, 我们使用了反应 $dd \rightarrow \alpha f_0(980) \rightarrow \alpha K^+K^-$ 来研究中间产物 f_0 。此时, 我们认为实验中得到的 K^+K^- 事件如果均是来自于 f_0 的衰变, 同时衰变 $f_0 \rightarrow K^+K^-$ 的分支比约为 10%, 那么根据第八章中的结果可以推出反应 $dd \rightarrow \alpha f_0$ 的截面 $\sigma \approx 90$ pb。

根据参考文献 [27, 28] 中的估计, f_0 到 a_0 的混合强度约为 8%。那么, 可得反应链 $dd \rightarrow \alpha f_0 \rightarrow \alpha a_0^0$ 的截面 $\sigma = 90 \times 0.08 = 7$ pb。如果衰变分支比 $BR(a_0 \rightarrow \pi^0\eta) \approx 90\%$, 就可以估得最终反应的截面 $\sigma(dd \rightarrow \alpha\pi^0\eta) \approx 6$ pb。

在 WASA 实验装置上, 对于 dd 碰撞通常可以得到的微分反应亮度 $L = 5 \times 10^{31}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 对于 $p_{beam} = 3.7$ GeV/c 时 $dd \rightarrow \alpha\pi^0\eta$ 反应的产物, 初步估算 WASA 的总接收度 α_{tot} 为 10%。由此可得反应的事件产生率为:

$$\dot{n}_{\alpha\pi^0\eta} = L \cdot \sigma \cdot \alpha_{tot} \sim 5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \cdot 6 \text{ pb} \cdot 10\% \sim 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1} \sim 3 \text{ d}^{-1}$$

为了能够通过 $dd \rightarrow \alpha\pi^0\eta$ 反应事件来研究 $dd \rightarrow \alpha f_0$ 反应的机制, 需要使用到分波分析法。而应用这样的分析就需要至少 500 个事件, 于是 25 周的束流事件对于这个实验将是必须的。

参考文献

- [1] K. Hagiwara et al., *Phys. Rev. Sect. D* **66**, 010001 (2002).
- [2] M. Bušcher et al., *Proc Workshop on the Future Physics Program COSY(CSS 2002), Jülich, Germany, Sept. 2002, in print School* (2002).
- [3] R. Ricken et al., *Eur. Phys. J. Sect. A* **9**, 221 (2000).
- [4] L. S. Celenza et al., *Phys. Rev. Sect. C* **61**, 035201 (2000).
- [5] V. V. Anisovich et al., *Phys. Lett. Sect. B* **480**, 19 (2000).
- [6] S. Narison, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **96**, 244 (2001).
- [7] J. Vijande et al., *arXiv:hep-ph/0206263*.
- [8] F. E. Close and N. A. Tornqvist, *arXiv:hep-ph/0204205*.
- [9] J. D. Weinstein and N. Isgur, *Phys. Rev. Sect. D* **27**, 588 (1983).
- [10] D. Lohse et al., *Nucl. Phys. Sect. A* **516**, 513 (1990).
- [11] J. A. Oller et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **45**, 157 (2000).
- [12] E. Oset et al., *Eur. Phys. J. Sect. A* **12**, 435 (2001).
- [13] T. Kunihiro et al., [SCALAR Collaboration], *arXiv:hep-ph/0308291*.
- [14] D. Morgan, *Phys. Lett. Sect. B* **51**, 71 (1974); K. L. Au et al., *Phys. Rev. Sect. D* **35**, 1633 (1987); D. Morgan and M. R. Pennington, *Phys. Lett. Sect. B* **258**, 444 (1991); D. Morgan and M. R. Pennington, *Phys. Rev. Sect. B* **48**, 1185 (1993); A. V. Anisovich et al., *Eur. Phys. J. Sect. A* **12**, 103 (2001); S. Narison, *arXiv:hep-ph/0012235*.

- [15] J. Weinstein and N. Isgur, *Phys. Rev. Sect. Lett.* **48**, 659 (1982); *Phys. Rev. Sect. D* **27**, 588 (1983); *Phys. Rev. Sect. D* **41**, 2236 (1990); G. Janssen et al., *Phys. Rev. Sect. D* **52**, 2690 (1995); J. A. Oller and E. Oset, *Nucl. Phys. Sect. A* **620**, 438 (1997) [Erratum-ibid. *Sect. A* **652**, 407 (1999)].
- [16] N. N. Achasov, *arXiv:hep-ph/0201299*. R. J. Jaffe, *Phys. Rev. Sect. D* **15**, 267 (1977); J. Vijande et al., Proc. Int. Workshop MESON 2002, May 24-28, 2002, Cracow, Poland, World Scientific Publishing, ISBN 981-238-160-0, p.501; *arXiv:hep-ph/0206263*.
- [17] F. E. Close and N. A. Tořnqvist, *J. Phys. Sect. G* **28**, R249 (2002).
- [18] N. N. Achasov et al., *Phys. Lett. Sect. B* **88**, 367 (1979).
- [19] G. A. Miller et al., *Phys. Rept.* **194**, 1 (1990).
- [20] A. Gillitzer et al. (editors), Proc. Workshop on Hadron Physics at COSY, July 7-10, 2003, Bad Honnef, Germany; [*arXiv:hep-ph/0206263*].
- [21] C. Hanhart, *arXiv:hep-ph/0311341*.
- [22] V. Grishina et al., *Phys. Lett. Sect. B* **521**, 217 (2001).
- [23] C. Hanhart, *arXiv:hep-ph/0306073*.
- [24] C. Hanhart et al., *arXiv:hep-ph/0308129*.
- [25] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **130**, 776 (1963).
- [26] A. M. Abdel-Rehim, D. Black, A. H. Fariborz and J. Schechter, *Phys. Rev. Sect. D* **67**, 054001 (2003).
- [27] F. E. Close and A. Kirk, *Phys. Lett. Sect. B* **489**, 24 (2000).
- [28] F. E. Close and A. Kirk, *Phys. Lett. Sect. B* **515**, 13 (2001).
- [29] N. N. Achasov and A. V. Kiselev, *Phys. Lett. Sect. B* **534**, 83 (2002).

- [30] J. A. Oller, *Nucl. Phys. Sect. A* **714**, 161 (2003).
- [31] V. Kleber et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 172304 (2003).
- [32] A. Dzyuba et al., *Eur. Phys. J. Sect. A* **29**, 245 (2006).
- [33] E. J. Stephenson et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 142302 (2003).
- [34] R. Maier, *Nucl. Instr. and Meth. Sect. A* **390**, 1 (1997).
- [35] S. Barsov et al., *Nucl. Instr. and Meth. Sect. A* **462**, 364 (2001).
- [36] H. H. Adam. (WASA-at-COSY collaboration), nucl-ex/0411038.
- [37] S. Brauksiepe et al., *Nucl. Instr. and Meth. Sect. A* **376**, 397 (1996).
- [38] D. Albers et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1652 (1997).
- [39] The PISA Collaboration, *Annual Report IKP, FZ-Juelich, Report J13744*, 175 (1999).
- [40] K. N. Clausen, *Proc. 16th Meet. of the Int. Collab. on Advanced Neutron Sources ICANS-XV*, 27 (2001).
- [41] M. Betigeri et al., *Nucl. Instr. and Meth. Sect. A* **421**, 447 (1999).
- [42] H. Tietze-Jaensch et al., *Proc. 16th Meet. of the Int. Collab. on Advanced Neutron Sources Sect. ICANS-XV*, 829 (2001).
- [43] F. Bellemann et al., *Phys. Rev. Sect. C* **60**, 061002(R) (1999).
- [44] M. Enke et al., *Nucl. Phys. Sect. A* **657**, 317 (1999).
- [45] A. Bohm et al., *Nucl. Instr. and Meth. Sect. A* **443**, 238 (2000).
- [46] M. Büscher et al., *Nucl. Instr. and Meth. Sect. A* **481** 378 (2002).
- [47] R. Santo et al., *Nucl. Instr. and Meth. Sect. A* **386**, 228 (1997), A. Khoukaz et al., *Eur. Phys. J. Sect. D* **5** 275 (1999).

- [48] A. Boukharov et al., *Int. Conf. CRYOGENICS98, Prague, Czech Republic, May 1998, Ann. Report 1997, IKP, FZ-Jülich, Report Jul3505, p. 63.*
- [49] M. Mikirtychiants et al., *Proc. 9th Int. Conf. on Pol. Sources and Targets, Nashville, Indiana, USA, October 2001, Eds. V.P.Derenchuk, B.V.Przewoski, World Scientific.*
- [50] M. Hartmann et al., *COSY Proposal #104, October 2001; available via www.fz-juelich/ikp/anke.*
- [51] I. Lehmann, *Diplomarbeit, Universität zu Köln (2000).*
- [52] H. Junghans, *Dissertation, Universität zu Köln (2000).*
- [53] V. Komarov et al., *arXiv:nucl-ex/0210017 (2002).*
- [54] V. Hejny et al., *RootSorter: A New Analysis Framework For ANKE, IKP Annual Report 2002, Jülich-4052, (2003).*
- [55] R. Brun et al., *ROOT: An Object - Oriented Data Analysis Framework, CERN, Geneva, 2003, available from <http://root.cern.ch/root/doc/>.*
- [56] A. D. Volkov et al., *Nucl. Instr. and Meth. Sect.A* **306** 278 (1991).
- [57] S. Dymov et al., *Annual Report IKP, FZ-Jülich, Report 2001*, available via <http://www.fz-juelich.de/ikp/publications/AR2001>.
- [58] S. M. Flatté, *Phys. Lett. B* **63**, 225(1976).
- [59] N. N. Achasov et al., *Phys. Lett. B* **88**, 367 (1979).
- [60] C. Hanhart et al., *Phys. Rept.* **397**, 155 (2004) [arXiv:hep-ph/0311341].
- [61] V. Y. Grishina et al., *Phys. Lett. B* **521**, 217 (2001).
- [62] S. Barsov et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **462**, 364 (2001).
- [63] M. Büscher et al., *Nucl. Instr. Methods Phys. Res. Sect. A* **481**, 378 (2002).

- [64] M. Hartmann et al. [ANKE Collaboration], *Int. J. Mod. Phys. A* **22** 317 (2007).
- [65] H. H. Adam. (WASA-at-COSY collaboration), nucl-ex/0411038.
- [66] R. Maier, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **390**, 1 (1997).
- [67] S. Dymov et al, *Phys. Lett. B* **635**, 270 (2006).
- [68] V. Kleber et al, *Phys. Re. Lett.* **91**, 172304 (2003).
- [69] L. M. C. Dutton et al., *Nucl. Phys. B* **78**, 484 (1974).
- [70] L. S. Azhgirey et al., *Nucl. Phys. A* **305**, 397 (1978).
- [71] M. Bušcher et al., *Annual Report IKP, FZ-Juelich, Report J13744*, 19 (2002).

致 谢

Finally, I would like to thank all the people from the institute and the ANKE collaboration who contributed to the development of this work.

In particular, I wish to thank Prof.Dr. H. Ströher and Dr. M. Büscher for the opportunity to work in this team in the Research Centre Jülich. I also wish to thank Deutscher Akademischer Austausch Dienst for providing me the financial support to work in Germany.

Many thanks to Dr. M. Büscher, V. Koptev and A. Dzyuba, without their help it would be impossible to succeed analyzing the data.

6年的研究生经历即将结束,想起各位老师、同事和同学给予我的无私帮助,不由的感慨万千。在这里,我要对他们表达我诚挚的谢意。

对于完成这篇论文,首先要感谢我的导师徐珊珊研究员, Hans Ströher 教授和 Markus Büscher 博士,是他们提供了这个机会,使我可以在德国 Jülich 研究中心核物理二所参与这样一项有趣的研究工作。同时,要感谢德意志学术交流中心(DAAD)对我在德国工作和生活给予的资助,以及魏宝文院士和詹文龙院士推荐我申请这个项目。

对于数据的分析,我要特别感谢两位俄罗斯同事给予我的指导和帮助,他们是 Vladimir Koptev 和 Alexey Dzyuba。同时,我要感谢研究所、ANKE 合作组以及 COSY 的同事为实验顺利完成所付出的努力。

对于整个研究生阶段的工作、学习,我要感谢靳根明老师给我的帮助和关心,我还要感谢段利敏老师、王宏伟老师、肖志刚老师和孙志宇老师传授我实验的软、硬件技能。同时,我要感谢青年物理研究室这个包容、向上的集体给予我的帮助。最后,我想感谢吴和宇老师带我进入实验核物理领域。