粒子探测器与数据获取

谢一冈　陈　昌　王　曼　吕军光
孟祥承　王　锋　顾树棣　过雅南
编著

科学出版社
www.sciencep.com

(O—1707.0101)
策划编辑：童安齐
文案编辑：徐一帆

ISBN 7-03-011086-2
9 787030 110862 >

ISBN 7—03—011086—2
定 价：80.00 元

O572.21
X524

中国科学院科学出版基金资助出版

粒子探测器与数据获取

谢一冈　陈　昌　王　曼　吕军光
孟祥承　王　锋　顾树棣　过雅南　编著

科学出版社
北　京

内 容 简 介

实验粒子物理是当今物理学研究的前沿之一。在粒子物理实验中，由粒子源轰击其他粒子产生反应，探测器系统测量反应产物获取实验数据，再通过离线数据分析取得物理结果。在这一过程中，粒子探测器与数据获取是核心环节。

本书作者在广泛、深入掌握本学科发展的基础上，结合自己多年的实际工作经验，详细地介绍了粒子物理实验中常用的各种类型的探测器，包括多丝正比室、多种类型的漂移室、闪烁计数器、硅微条探测器、切伦科夫计数器、穿越辐射探测器、量能器、大型谱仪等，以及读出电子学与仪器的总线标准，触发判选系统和在线数据获取系统。本书对粒子探测器的物理基础、性能、应用的叙述简明扼要，包括了近 20 年来本领域的新发展的内容，注意实用性。

本书适合于从事粒子物理实验与核物理实验的科研人员，大学相关专业高年级学生、教师及研究生使用，也可供从事粒子探测器应用与从事在线数据获取系统工作的科技人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

粒子探测器与数据获取/谢一冈等编著. —北京：科学出版社，2003
ISBN 7-03-011086-2

Ⅰ.粒… Ⅱ.谢… Ⅲ.①基本粒子-探测器 ②基本粒子-数据处理
Ⅳ.O572.21

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2002)第 106823 号

策划编辑 童安齐 责任校对 包志虹
文案编辑 徐一帆 封面设计 张 放
责任印制 刘士平

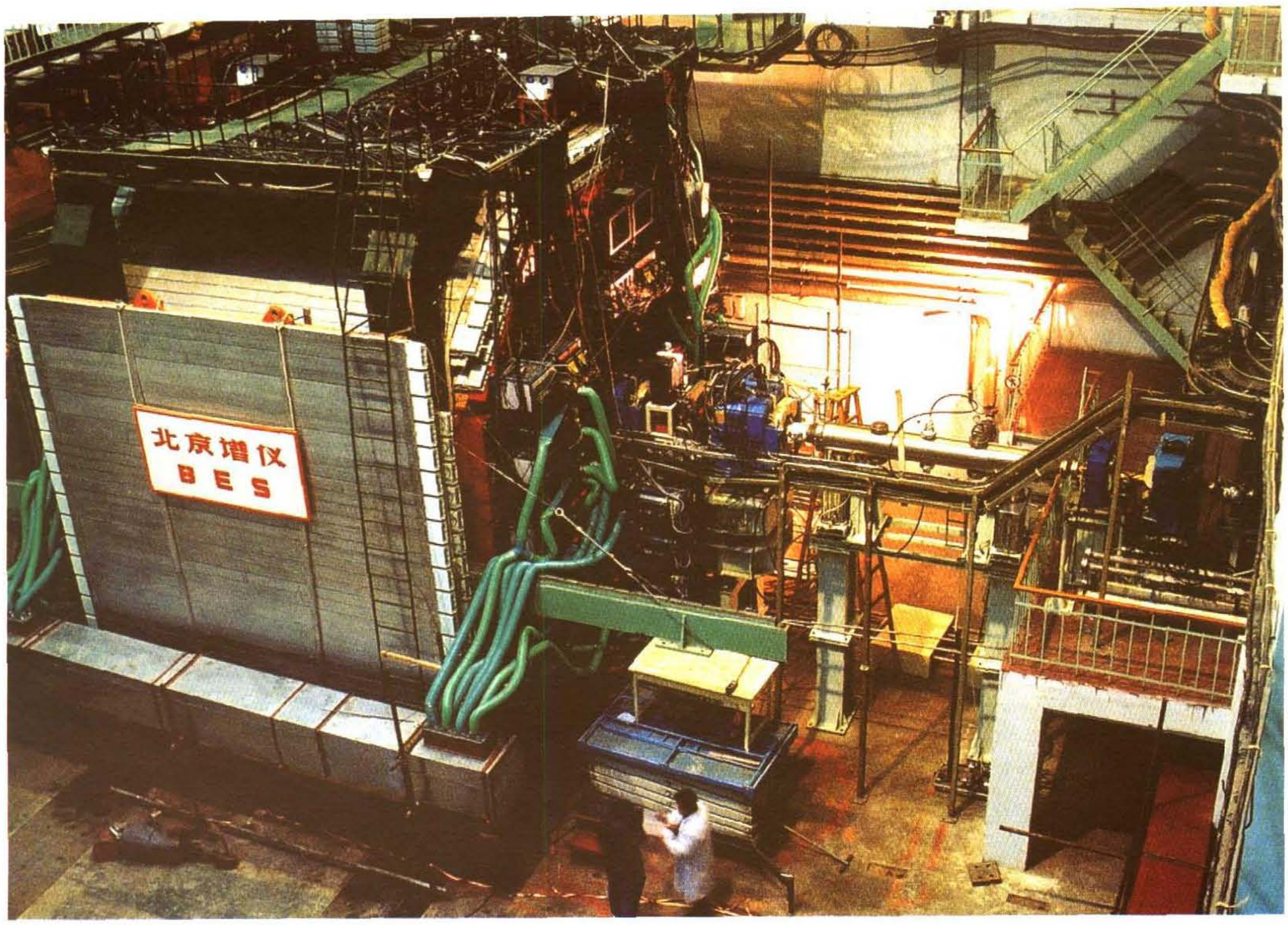
科学出版社 出版
北京东黄城根北街16号
邮政编码:100717
http://www.sciencep.com
新蕾印刷厂 印刷
科学出版社发行 各地新华书店经销
*
2003 年 7 月第 一 版 开本:787×1092 1/16
2003 年 7 月第一次印刷 印张:40 3/4 插页:4
印数:1—1 500 字数:938 000

定价:80.00 元

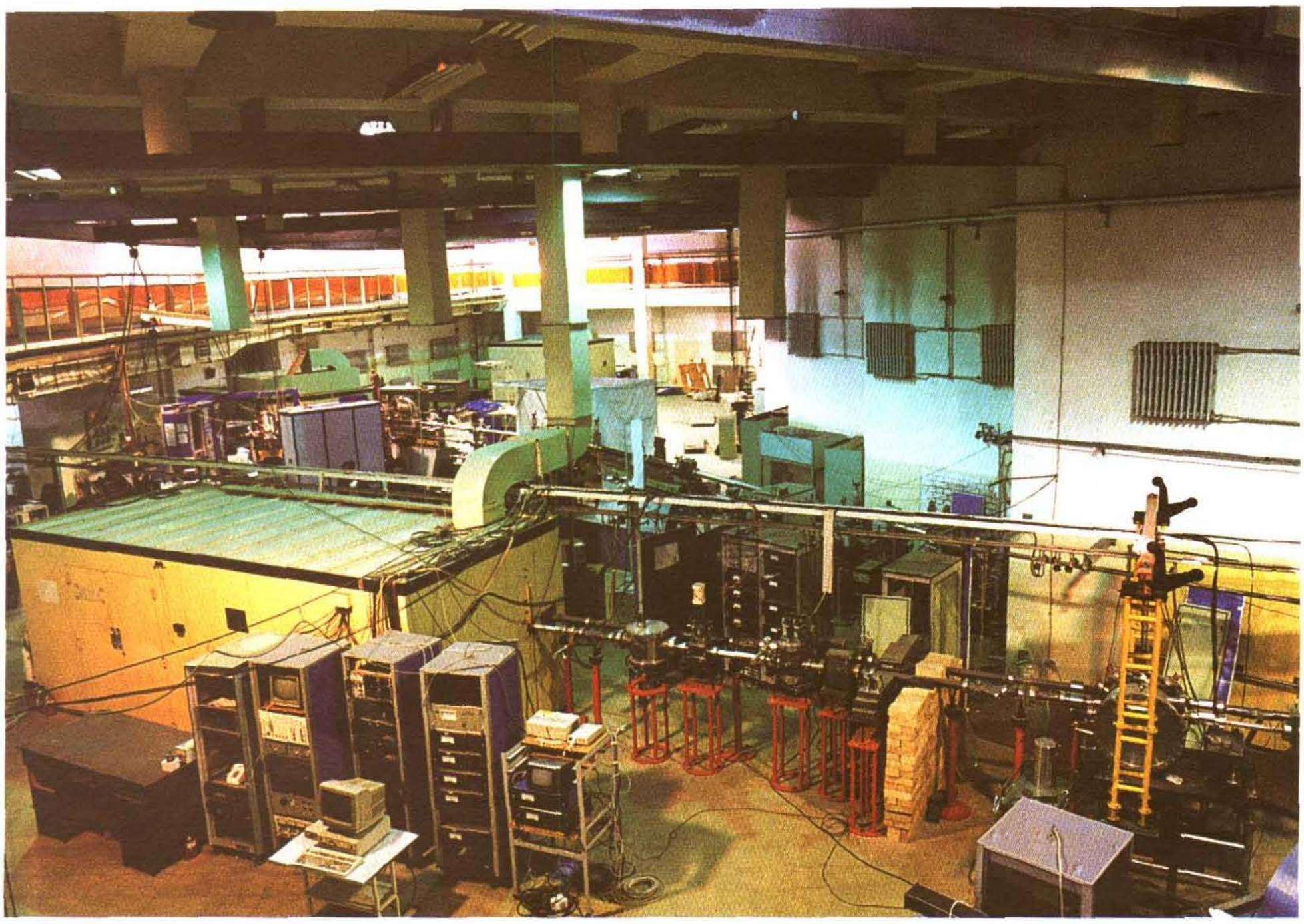
(如有印装质量问题,我社负责调换〈新欣〉)

北京正负电子对撞机鸟瞰。正负电子由直线加速器（照片右上方）区加速至分叉区进入储存环。北京谱仪位于储存环南端（左下方）对撞点处。沿环东西侧切线方向为同步辐射区

对撞机输运线正负电子分叉区



北京谱仪全景

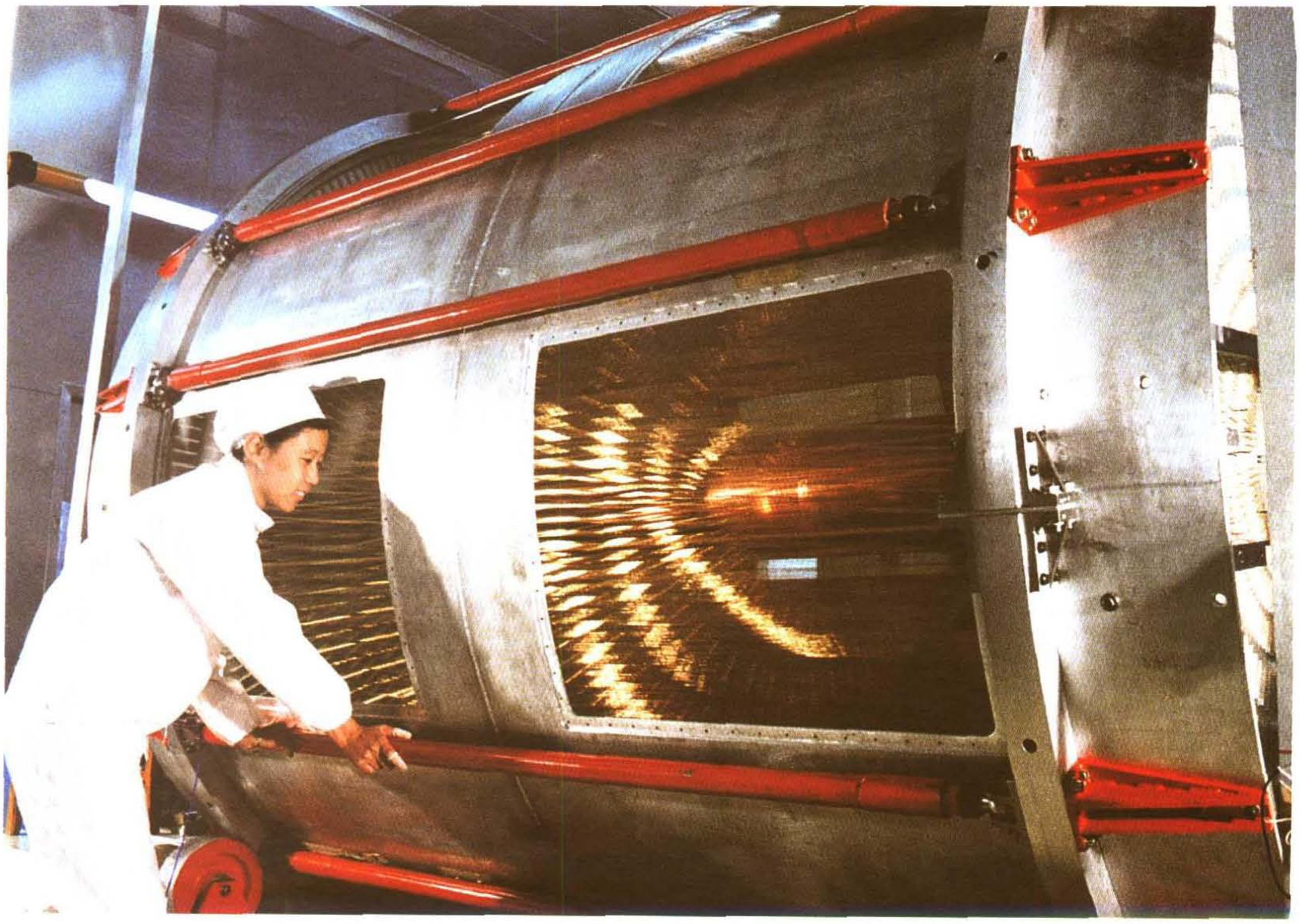


同步辐射东厅光束线与实验站

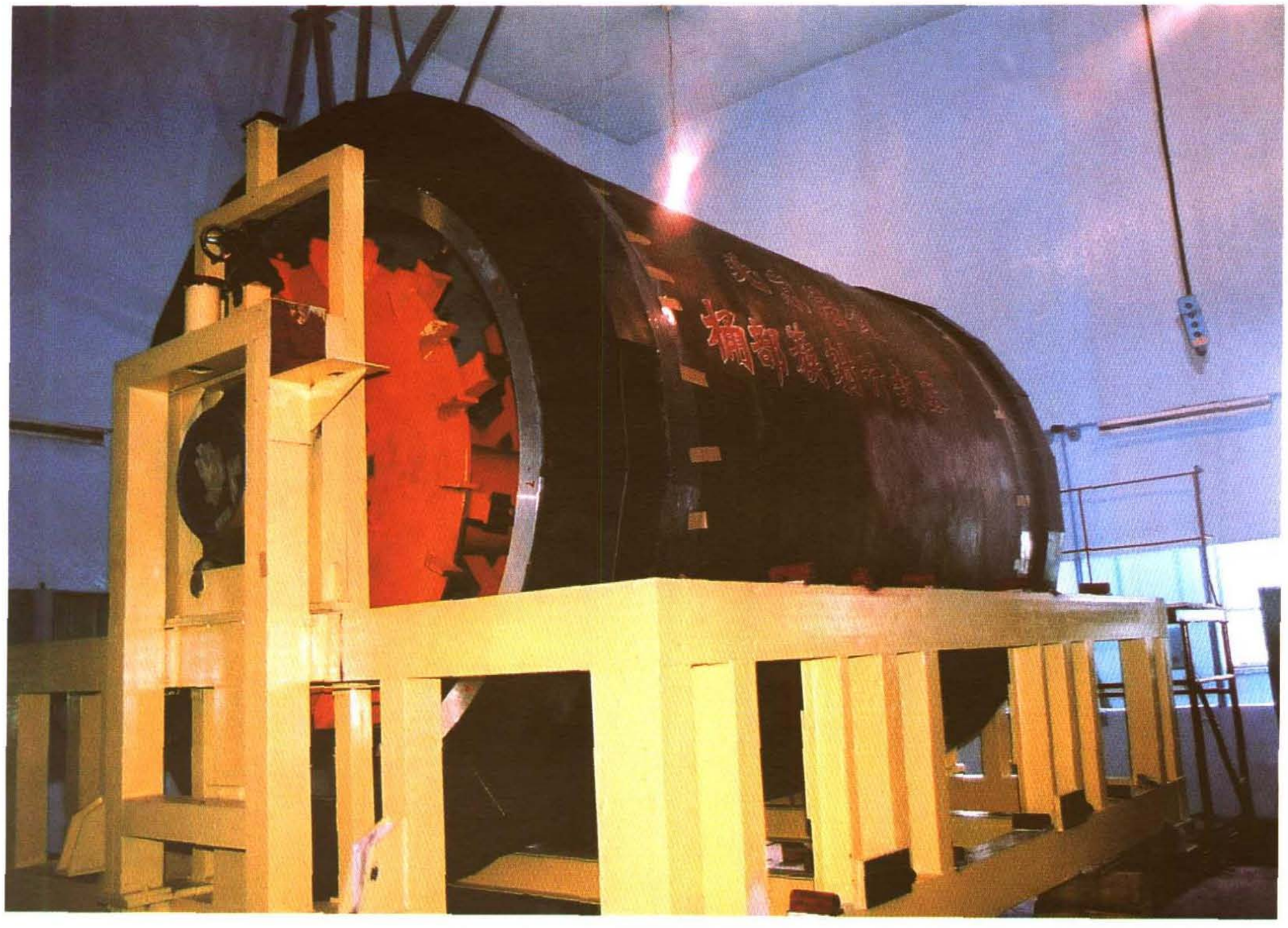
同步辐射扭摆器光束线的前端区（侧看）

北京谱仪主控制室

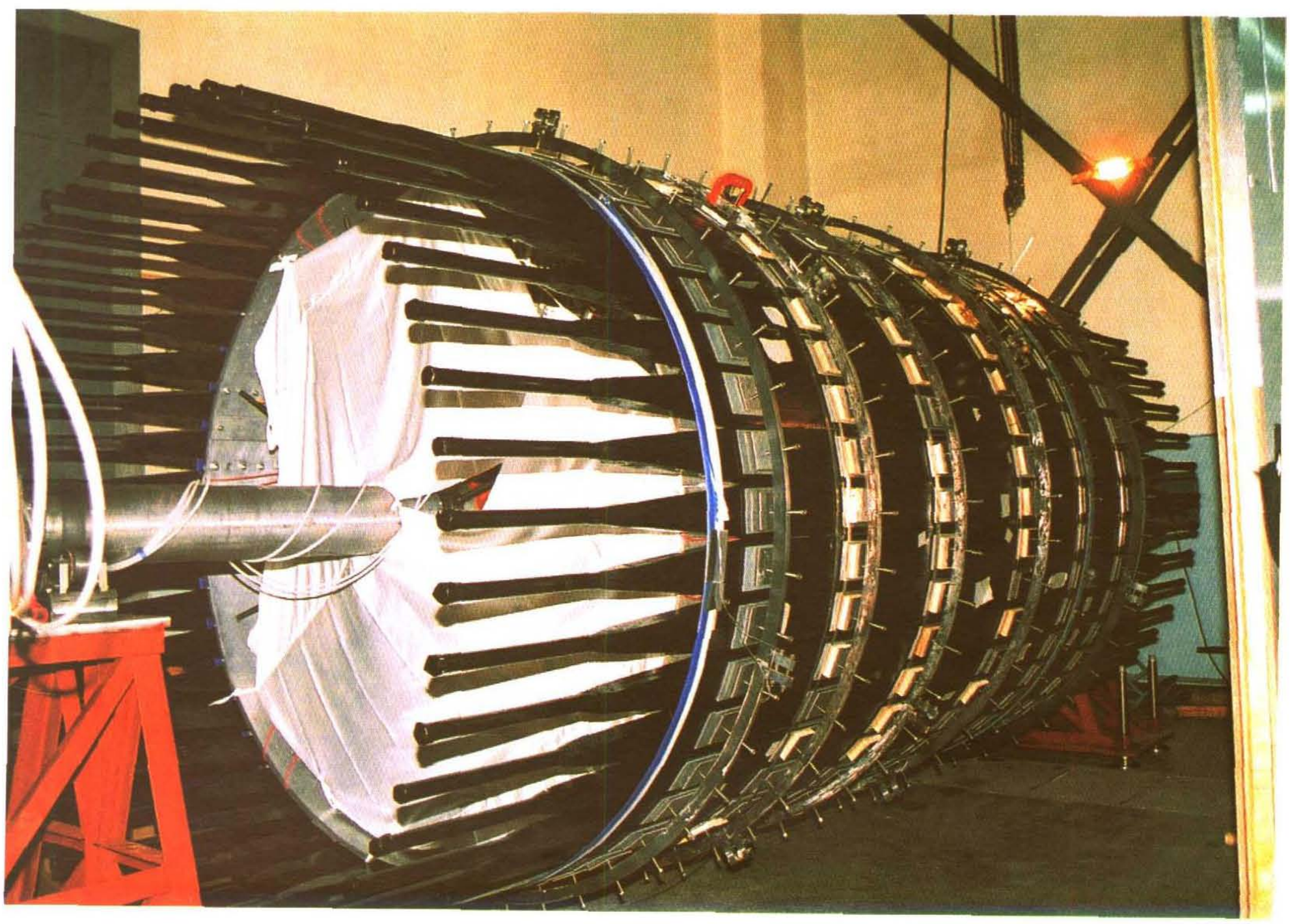
北京谱仪电子学与在线数据获取系统



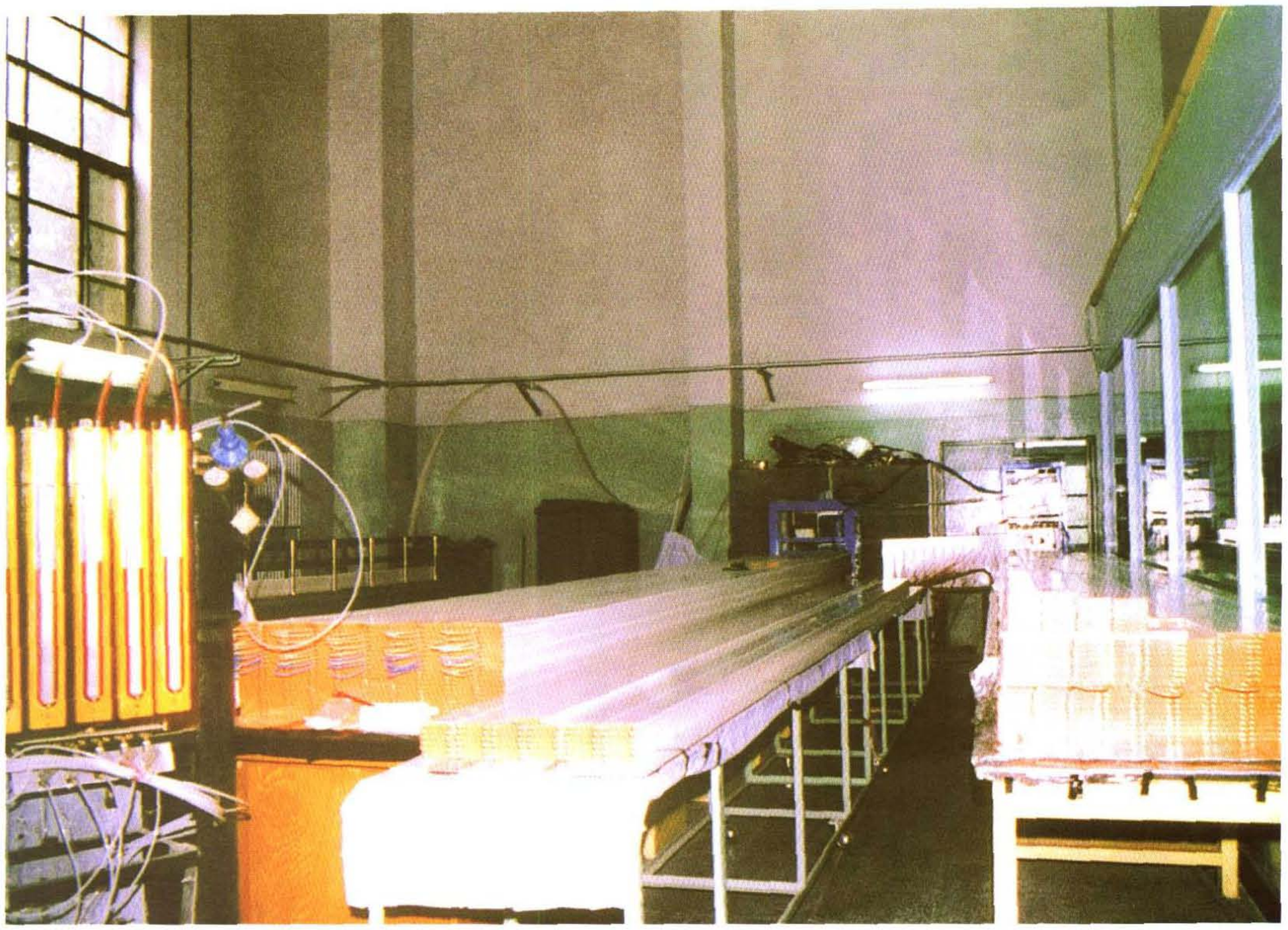
北京谱仪主漂移室



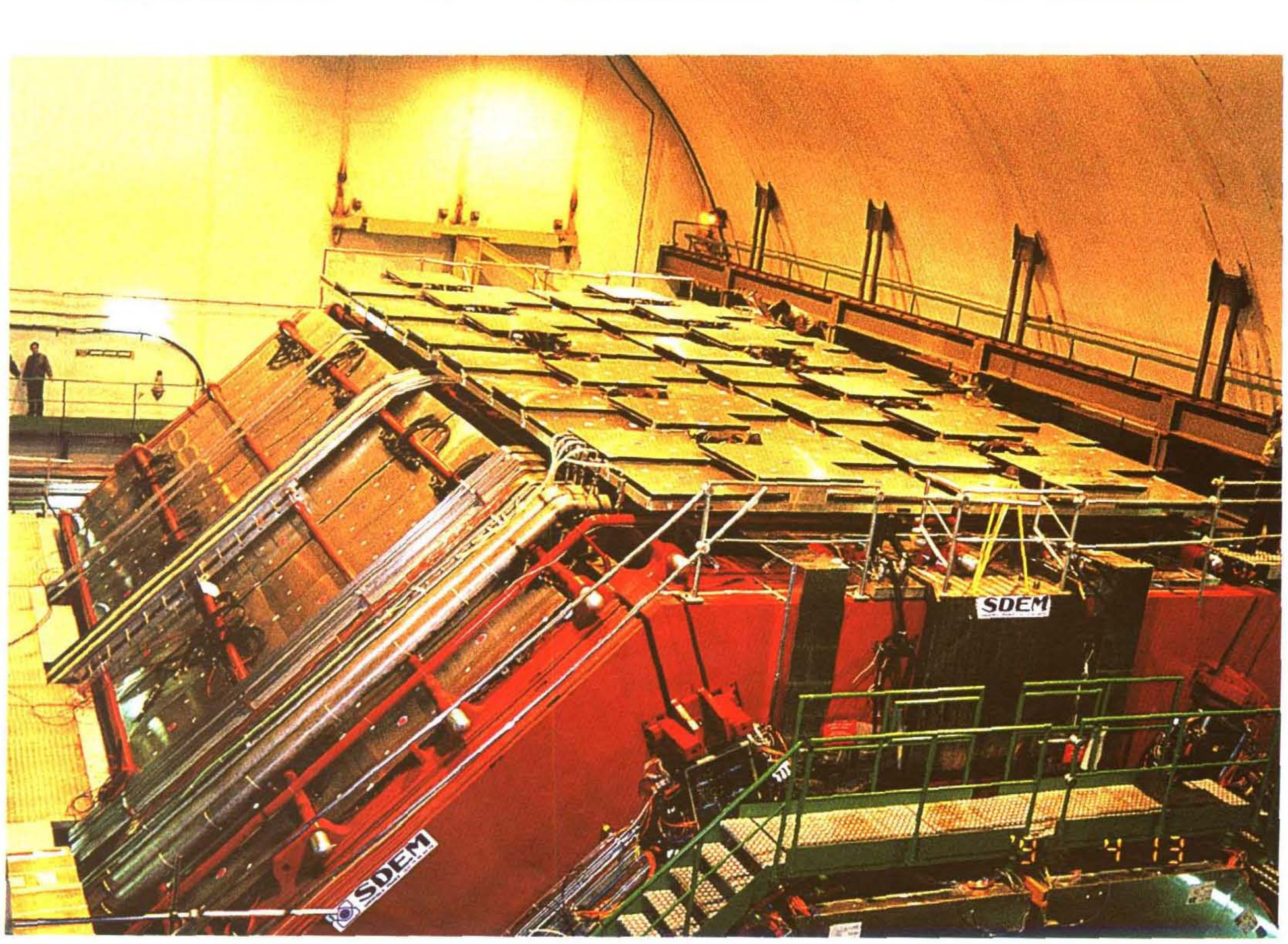
北京谱仪桶部簇射计数器（电磁量能器）



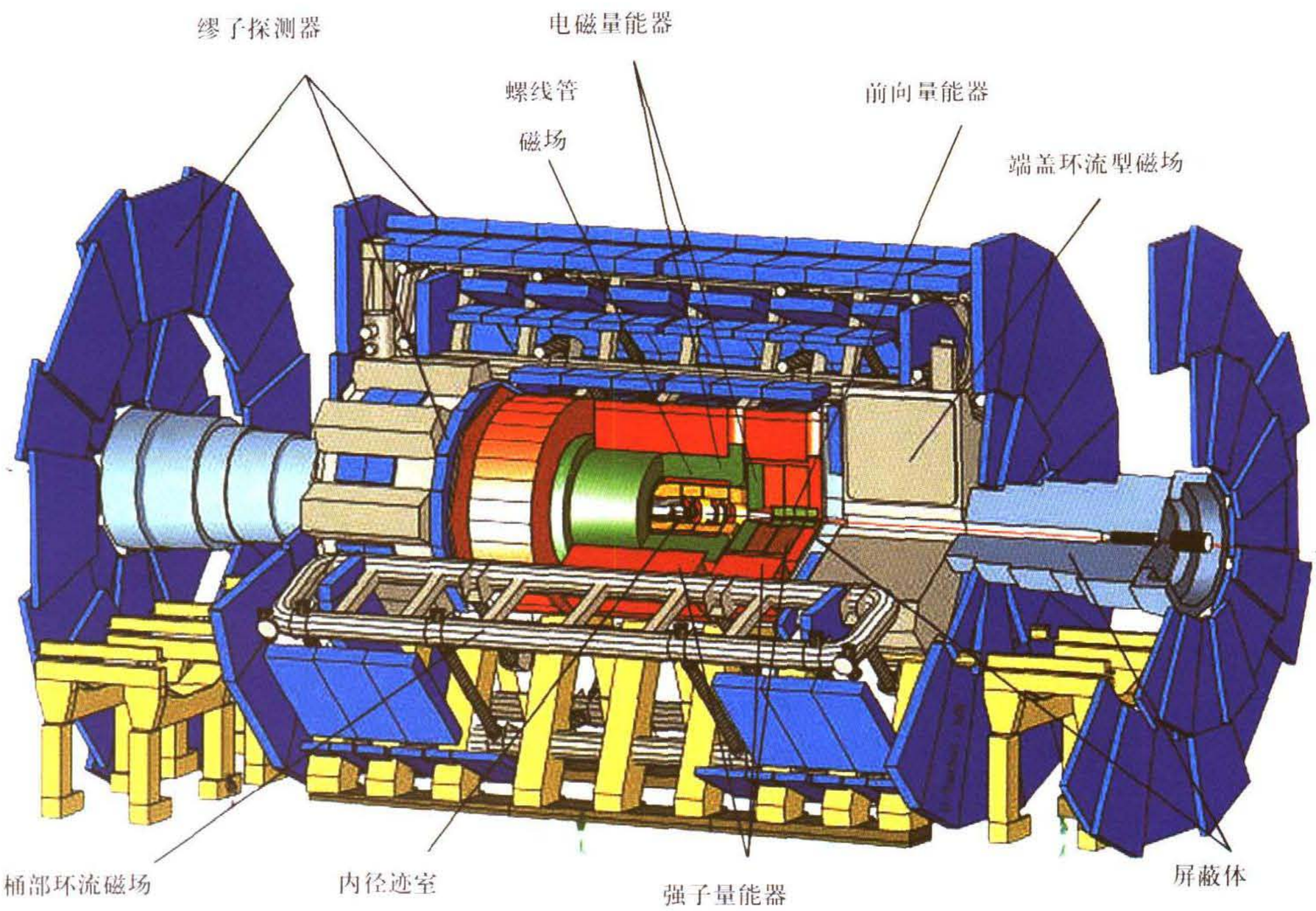
北京谱仪飞行时间计数器



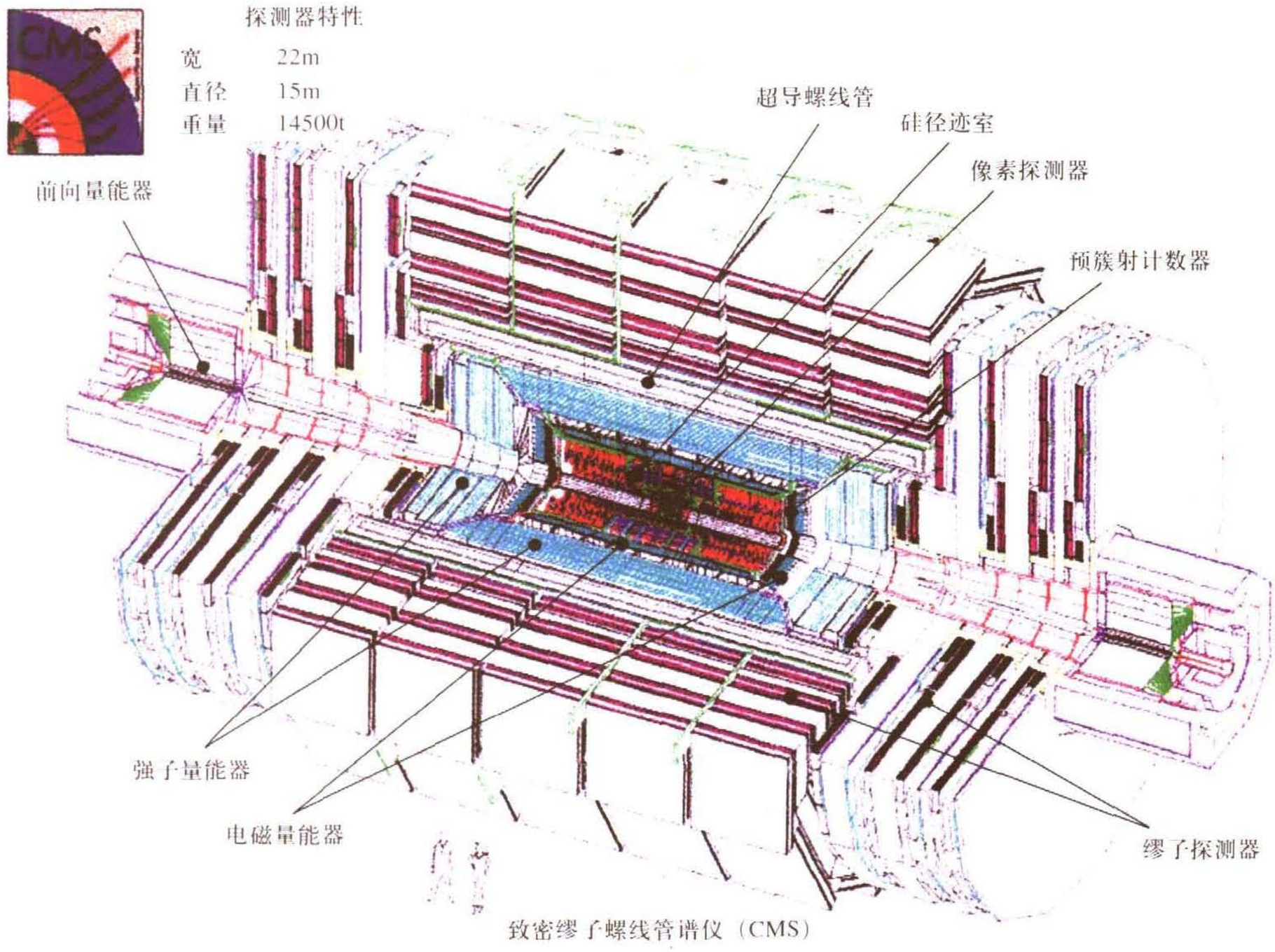
高能物理研究所为CERN的ALEPH国际合作研制的4500支（2～7m长）塑料流光管



以高能物理研究所为主为CERN的L3-Cosmic研制的202m^{2}定时（T_0）闪烁计数器



CERN 大型强子对撞机（LHC）上将于 2007 年运行的 ATLAS 实验装置



将于 2007 年运行的 CERN 的 LHC 上的 CMS 实验装置

高能物理研究所承担为ATLAS研制7000支监控漂移管（MDT）与48个MDT室

高能物理研究所承担为CMS研制160个多层阴极条室（CSC）

序

人类对于物质结构的认识在20世纪有一飞跃的进展，从原子深入到电子、原子核、质子、中子，再进一步到夸克和轻子。现在我们知道，已知的物质是由12种基本粒子及其反粒子组成的。它们是6种夸克和6种轻子及其反粒子。粒子物理实验上的飞速发展，主要归功于粒子加速器和粒子探测器的不断发展。

探测技术的创新时常导致实验上的重大突破和发现。就粒子探测技术的发展而言，曾经有C. T. R. 威尔逊等6位科学家因此获得了诺贝尔物理奖。经过我国科学家几代人的奋斗，1988年我国建成了北京正负电子对撞机(BEPC)和北京谱仪(BES)，开始了我国加速器高能物理实验研究。10多年来，北京谱仪取得了许多重要的物理成果，粲物理实验研究、τ轻子质量精确测量、强子 R 值的精确测量等处于国际领先地位，国际权威的粒子数据表(PDG)引用了北京谱仪的116项成果。我国在世界高能物理领域占领了一席之地。北京谱仪合作组(Beijing Spectrometer Collaboration)是一个国际合作的高能物理实验合作组，现有国内外20所研究所、大学参加，其中除中国外有美国、韩国、日本等三个国家的8个单位。我国高能粒子物理实验研究学者除了在北京谱仪上进行研究工作以外，还在西藏开展了大规模的宇宙线研究。此外，我国学者还参加了多项高能物理前沿的国际合作研究。

2000年7月，国家科教领导小组第七次会议认为："发展高能物理和先进加速器对提高我国综合科学技术实力、保持我国在该领域的应有地位、稳定一支精干的高能物理科研队伍，有着重要意义。会议同意在北京正负电子对撞机(对撞机和北京谱仪)取得成功的基础上，投入4亿元对该装置进行重大改造，用较少的投入，继续取得高水平的研究成果。"我国高能物理的研究和今后的发展，不断地需要大批青年科技人员投入。作为一个实验粒子物理研究人员，必须掌握粒子探测技术，这是必要的基础知识。

近年来，粒子探测技术发展很快，但是我国缺少全面、综合介绍粒子探测器的参考书籍。年轻科学工作者要学习探测器有关知识，不得不主要依靠杂志上的文献。这样时常事倍功半，使得年轻科学工作者往往不能很快进入有关领域。

谢一冈、王曼、陈昌、过雅南、王锋、顾树棣、吕军光、孟祥承等八位专家编著的《粒子探测器与数据获取》是一本很好的探测技术方面的参考书。他们一直活跃在高能粒子物理实验第一线，在探测技术的开发、探测器及其配套电子学系统的研制、大型谱仪的研制和运行、粒子物理实验数据的获取和分析等方面有20多年的工作经验。在本书中，他们结合自己的工作经验和体会，详细介绍了粒子物理实验中常用的各种类型探测器，包括正比计数器、多丝正比室、多种类型漂移室、时间投影室、闪烁计数器、硅微条探测器、切伦科夫计数器、穿越辐射探测器、量能器等，以及读出电子学与仪器的总线标准，触发系统和在线数据获取系统。现在的高能粒子物理实验，都用多种探测器集合成大型谱仪，本书有一章专门

对此进行介绍。对于探测器技术在其他学科与国民经济方面的应用，本书也做了介绍。编写本书时，作者力求系统性和实用性并重，以便读者可以较快地掌握基本原理，同时能够较快地解决实际工作中遇到的问题。谨向从事粒子物理实验与核物理实验的科研人员，高等院校有关专业高年级学生、教师和研究生及教师推荐本书。

叶铭汉

2002 年 8 月 6 日

前　言

近 20 年来，粒子物理实验与粒子探测器技术发展得很快，但是我国目前尚缺少包括该领域新进展的专门著作。基于掌握近年来国际发展动态和从事粒子物理实验与探测器技术方面的工作经验，我们编写了本书。在编写上，我们力求系统性、实用性，较全面地反映国内外最新进展和成果；对基本原理、工作性能的叙述与公式、结论的引出力求简明扼要，避免烦琐的数学推导，但又有一定深度。在内容上，我们对于许多新发展的技术予以全面介绍，包括中国专家的贡献。为加强实用性，书中给出了若干常用的图表、数据以及参考文献以备随时查用。有关粒子探测器的基本性能参数（如效率和位置、时间、能量分辨率等）的测量方法，测量中的电子学设备的选用，消除快脉冲信号反射畸变和常用放射源和辐射剂量与屏蔽等这些在常规测量中非常实用的问题也分别在正比计数器、多丝正比室与漂移室、闪烁探测器、总线（NIM 部分）、同步辐射屏蔽和射线治疗等有关章节及附录中做了适当介绍。

本书分为物理基础、粒子探测器、数据获取和综合应用四部分。在内容编排上没有像国外有关著作那样按照测量目的，即按位置、动量、能量、时间和粒子鉴别等分类，而主要是按照探测器类型分类，以便对探测器本身及其发展作较深入的阐述。上述各物理量的测量及粒子鉴别则融入有关章节讨论。粒子物理实验需要综合应用多种探测器。我们写入大型谱仪一章，使读者对如何应用各种探测器进行实验有一定的概念，并对粒子鉴别作了较详细的综述。由于在粒子物理实验中量能器已形成独立完整的系统，故能量测量独立成章。半导体探测器的能谱测量部分主要用于低能核物理和射线应用方面，本书则主要介绍在粒子物理实验中常用的硅微条探测器。“非电子学型”的径迹探测器因近年来已很少使用，故未收入本书。中子探测器和同探测器有关的蒙特卡罗模拟软件如 GEANT、EGS 和 GARFIELD 等，以及数据处理的统计方法与粒子探测器在非加速器物理（粒子天体物理）实验方面的应用虽然都很重要，但限于篇幅和已有或将另有专著，本书未做全面介绍，读者可参阅其他有关书籍。

随着我国科技兴国战略的深入实施，前沿基础科学研究及其应用必将进一步得到发展。希望本书能对在粒子探测器技术、数据获取、粒子物理实验和低能核物理实验以及射线应用等方面工作的专业人员和高等院校师生有所裨益。

本书涉及的专业知识面较广，由多位作者集体执笔完成。因此，各章的侧重面、撰写风格等不尽相同，有的章节间也不免略有重复之处。在内容分量和取舍方面也有一定考虑。例如，注意到国内目前介绍有关 VME 总线的书籍很少，但其应用面已很广，因此叙述较详，而发展很快的虚拟仪器系统 LabView 与 LabWindow 在粒子物理、核探测领域已逐步应用，但国内已有书籍，因此本书不再介绍。另外，关于流光形成机制，到目前为止，国际上尚无统一成熟的理论，因此在有关章节中未做详细介绍，仅列出文献及附录供读者参考比

较。本书作者虽然皆在科研第一线工作多年，有较深的阅历和实际经验，且部分作者参加研究生教学，但因日常科研工作繁忙，加之粒子探测技术和数据获取领域近年来发展十分迅速，因此书中难免有不够完善甚至错误之处，敬请读者批评指正。

本书各章的作者是：谢一冈：绪论、第十五章；陈昌：第一、二、三、五、六章；王曼：第四、九、十、十四章；吕军光：第七章；孟祥承：第八章；王锋：第十一章；顾树棣：第十二章；过雅南：第十三章。谢一冈审阅了全书，盛华义审阅了第三篇。陈昌及过雅南、谢一冈分别在本书编著的前期及中、后期做了一定的组织工作；过雅南与谢一冈补充了部分内容（附录和第三篇部分内容等）。

在本书的编写出版过程中，得到中国科学院院士唐孝威、张焕乔，中国工程院院士叶铭汉[中国高等科技中心(CCAST)主任、原中国科学院高能物理研究所所长兼中国高能物理学会理事长]，高能物理研究所前任所长兼中国高能物理学会副理事长郑志鹏，原中国高能物理学会理事长、原高能物理研究所科技委员会主任郑林生，高能物理研究所所长陈和生，高能物理研究所副所长李卫国，以及高能物理研究所科技委员会主任杜东生，高能物理研究所科技委员会副主任马基茂诸位研究员的大力支持，特别是叶铭汉院士为本书作序，马基茂研究员在本书编写出版的初、中期做了大量的组织工作和部分内容的审阅工作，提出指导性意见并提供了绪论的部分内容，特借此机会深表谢意。

此外，中国科学院高能物理研究所、北京核仪器厂和中国科学院半导体研究所的有关科技人员分别阅读过有关章节，提出了有益的意见或提供素材：陈元柏（第四章）；刘建北（第五章）；郑志鹏、李金、周莉（第七章）；朱国义、李国华和李侃（第八章）；郁忠强、赵棣新、刘振安、朱科军（第十三章）；郑志鹏（第十四章）；唐鄂生、崔明启、胡朝辉、李云山、王乃善、张家铨、唐锦华、李建平和王林林（第十五章第 15.1 至第 15.6 节）。高能物理研究所学术秘书室钟元元设计了本书的封面，刘杰提供了部分照片。特在此一并致谢。

最后，感谢中国科学院科学出版基金委员会和高能物理研究所对本书出版经费的支持。

目　　录

序

前言

绪论 …… 1

第一篇　粒子探测器的物理基础

第一章　粒子与介质的相互作用 …… 5

1.1　带电粒子通过介质时的电离能损 …… 5

1.1.1　Bethe-Bloch 公式 …… 6

1.1.2　电离能量损失的相对论上升和密度效应 …… 6

1.1.3　电离能量损失的涨落和分布 …… 7

1.1.4　δ-电子 …… 8

1.1.5　混合物和化合物中的电离能量损失 …… 9

1.1.6　电离产额 …… 9

1.2　带电粒子通过介质时的多次库仑散射 …… 10

1.3　快速带电粒子的韧致辐射 …… 12

1.4　切伦科夫辐射、穿越辐射和同步辐射 …… 16

1.4.1　切伦科夫(Cherenkov)辐射 …… 16

1.4.2　穿越辐射 …… 17

1.4.3　同步辐射 …… 18

1.5　光子和物质的相互作用 …… 19

1.5.1　光电效应 …… 19

1.5.2　康普顿-吴有训效应 …… 21

1.5.3　电子对产生 …… 23

1.6　电磁簇射 …… 25

1.7　强子簇射 …… 29

参考文献 …… 32

第二章　电子与离子在气体中的运动 …… 33

2.1　带电粒子在气体中的能量损失及其分布 …… 33

2.2　原电离和总电离 …… 36

2.3　气体中电子和离子在无电场情况下的扩散 …… 37

2.4　离子的迁移率 …… 38

2.5　电子的漂移和扩散 …… 40

2.5.1 电子的漂移 …… 40
2.5.2 电子的扩散 …… 42
2.6 在外加磁场和强电场影响下的电子 …… 43
2.6.1 在磁场中电子的漂移 …… 43
2.6.2 强电场影响下的激发和电离 …… 44
2.7 负电性气体的影响 …… 49
2.8 气体探测器中收集的电荷与外加电场的关系 …… 51
参考文献 …… 54

第二篇 粒子探测器

第三章 正比计数器 …… 55
3.1 正比计数器的工作原理 …… 56
3.1.1 雪崩倍增过程 …… 56
3.1.2 圆柱形正比计数器的倍增因子 …… 58
3.2 正比计数器信号特征 …… 59
3.3 表征正比计数器性能的几个参数的实验确定 …… 62
3.3.1 计数率坪特性曲线 …… 62
3.3.2 能量分辨率 …… 63
3.3.3 倍增因子 …… 63
3.3.4 探测效率 …… 63
3.3.5 正比计数器的寿命(老化) …… 64
3.4 空间电荷效应 …… 64
3.5 工作气体的选择 …… 66
3.5.1 正比计数器对工作气体的要求 …… 66
3.5.2 惰性气体作为主要成分 …… 67
3.5.3 多原子分子气体加入的影响 …… 67
3.5.4 粒子工厂的气体探测器对工作气体的要求 …… 68
3.6 正比计数器应用的一个实例 …… 68
参考文献 …… 69
第四章 多丝正比室与漂移室 …… 71
4.1 多丝正比室 …… 71
4.1.1 多丝正比室(MWPC)的工作原理 …… 71
4.1.2 气体放大系数的唯像参数化(phenomenological parametrization)理论 …… 73
4.1.3 丝室的几何参数及其公差对 MWPC 气体放大特性的影响 …… 76
4.1.4 重力和静电力对丝的稳定性的影响 …… 78
4.1.5 工作气体的选择 …… 81
4.1.6 信号读出方法 …… 82

4.1.7 MWPC 的主要特性 …… 85
4.1.8 MWPC 的机械结构 …… 88
4.2 漂移室 …… 91
4.2.1 工作原理 …… 91
4.2.2 漂移室中的位置测量 …… 95
4.2.3 漂移室的主要性能 …… 96
4.2.4 漂移室的工作气体 …… 104
4.2.5 漂移室的寿命 …… 109
4.2.6 机械结构和读出电子学 …… 113
4.2.7 若干现存的典型漂移室简介 …… 113
4.2.8 用激光束对丝室测试和标定 …… 124
参考文献 …… 131
第五章 时间投影室和时间扩展室 …… 133
5.1 时间投影室 …… 133
5.1.1 气体时间投影室 …… 133
5.1.2 液体时间投影室 …… 139
5.1.3 ICARUS 600t 探测器 …… 147
5.2 时间扩展室(TEC) …… 148
5.2.1 时间扩展室的工作原理 …… 148
5.2.2 TEC 的结构和性能 …… 148
5.2.3 TEC 的应用 …… 152
参考文献 …… 154
第六章 气体探测器的新发展 …… 156
6.1 用作顶点探测器与中心区径迹室的气体探测器 …… 156
6.1.1 微条气体室和气体电子倍增器 …… 157
6.1.2 多漂移单元模块 …… 159
6.1.3 稻草管室 …… 161
6.2 大面积覆盖气体室 …… 161
6.2.1 蜂巢室 …… 161
6.2.2 阴极条室 …… 162
6.2.3 平行板室 …… 163
6.2.4 阻性板室 …… 164
6.2.5 小间隙室 …… 166
6.3 探测低动量带电粒子的高精度漂移室 …… 167
参考文献 …… 168
第七章 闪烁探测器 …… 171
7.1 闪烁体的分类和发光过程 …… 171

7.2 闪烁体的性能 …… 175
7.2.1 发射光谱 …… 175
7.2.2 发光光产额 …… 176
7.2.3 发光衰减时间 …… 176
7.3 光探测器件 …… 177
7.3.1 光电倍增管 …… 177
7.3.2 半导体光电器件 …… 188
7.3.3 电荷耦合器件 CCD …… 191
7.4 闪烁体探测器 …… 192
7.4.1 光收集 …… 192
7.4.2 光传输衰减长度 …… 194
7.4.3 探测效率 …… 196
7.4.4 能量分辨率和线性 …… 197
7.4.5 时间测量和时间分辨率 …… 200
7.4.6 闪烁体辐照效应 …… 205
7.5 闪烁体的应用 …… 207
7.5.1 无机闪烁体的应用 …… 207
7.5.2 有机闪烁体的应用 …… 211
参考文献 …… 218
第八章 硅微条探测器 …… 220
8.1 半导体探测器基础 …… 221
8.1.1 导体、半导体、绝缘体的能带 …… 221
8.1.2 电荷载流子及在电场中的迁移 …… 222
8.1.3 本征半导体与掺杂 …… 222
8.1.4 p-n 结的形成及其特征 …… 224
8.1.5 p-n 结的偏压特征 …… 226
8.1.6 p-n 结的几种形成方法 …… 228
8.1.7 “电离能”与法诺因子 …… 229
8.1.8 半导体探测器的技术要求 …… 229
8.2 硅微条探测器的结构和原理 …… 231
8.2.1 硅微条探测器结构 …… 231
8.2.2 硅微条探测器的工作原理 …… 234
8.2.3 硅微条探测器的测试及技术指标 …… 235
8.2.4 硅微条探测器及其他半导体探测器采用的先进技术工艺 …… 237
8.3 硅微条及相关的半导体探测器的发展 …… 240
8.3.1 双边读出的硅微条探测器 …… 241
8.3.2 像素探测器 …… 242

8.3.3 电荷耦合器件探测器 …… 242
8.3.4 硅片探测器 …… 244
8.3.5 硅漂移室 …… 244
8.3.6 读出电子学 …… 246
8.4 硅微条及相关的半导体探测器的应用 …… 248
8.4.1 在高能物理实验中的应用 …… 248
8.4.2 在天体物理和宇宙线实验中的应用 …… 250
8.4.3 在核医学中的应用 …… 253
参考文献 …… 257
第九章 切伦科夫计数器与穿越辐射探测器 …… 259
9.1 切伦科夫计数器 …… 259
9.1.1 切伦科夫辐射的基本特征与公式 …… 259
9.1.2 切伦科夫计数器的组成 …… 262
9.1.3 阈式切伦科夫计数器 …… 266
9.1.4 微分式切伦科夫计数器 …… 271
9.1.5 环形成像切伦科夫计数器(RICH) …… 275
9.1.6 其他新型切伦科夫计数器 …… 289
9.2 穿越辐射探测器(TRD) …… 292
9.2.1 穿越辐射的主要特征 …… 293
9.2.2 穿越辐射与粒子鉴别 …… 296
9.2.3 穿越辐射探测器的设计 …… 297
9.2.4 穿越辐射计数器的实例 …… 301
9.2.5 在未来对撞机上用 TRD 判别电子 …… 305
参考文献 …… 309
第十章 量能器 …… 311
10.1 电磁量能器(EMC) …… 312
10.1.1 电磁相互作用能损机制 …… 312
10.1.2 电磁量能器的特性参数 …… 317
10.2 强子量能器 …… 322
10.2.1 强子相互作用过程 …… 322
10.2.2 强子量能器的特性参数 …… 324
10.3 量能器中的粒子鉴别 …… 330
10.3.1 电子(光子)和强子的鉴别 …… 330
10.3.2 μ 子鉴别 …… 331
10.3.3 中微子的鉴别 …… 332
10.4 量能器的结构和信号读出 …… 332
10.4.1 全灵敏型量能器(或均匀介质量能器——homogeneous calorimeter) …… 332

10.4.2 取样量能器 …… 341
10.4.3 混合探测器 …… 357
10.5 量能器的标定和监测 …… 358
10.5.1 量能器的标定(刻度) …… 358
10.5.2 量能器的监测 …… 358
结束语 …… 362
参考文献 …… 363

第三篇 读出电子学与在线数据获取

第十一章 粒子物理实验在线数据获取的电子学仪器总线系统 …… 366
11.1 粒子物理实验电子学仪器总线系统概述 …… 366
11.1.1 仪器总线的目的与作用 …… 366
11.1.2 高能物理实验用背板总线特性简介 …… 368
11.2 CAMAC 系统 …… 371
11.2.1 概述 …… 371
11.2.2 CAMAC 的机械特性 …… 374
11.2.3 机箱数据通道(DATAWAY) …… 376
11.2.4 机箱数据通道的命令操作 …… 381
11.2.5 机箱数据通道信号的定时与块传送 …… 384
11.2.6 CAMAC 系统的构成 …… 386
11.2.7 CAMAC 系统软件 …… 393
11.3 快总线系统(FASTBUS) …… 393
11.3.1 概述 …… 393
11.3.2 快总线的机械结构和电源 …… 395
11.3.3 快总线的设备 …… 398
11.3.4 信号与总线 …… 399
11.3.5 快总线操作的基本过程 …… 400
11.3.6 快总线插件举例 …… 404
11.3.7 软件 …… 405
11.4 VMEbus 总线 …… 407
11.4.1 概述 …… 407
11.4.2 机械结构 …… 411
11.4.3 功能结构 …… 417
11.4.4 总线各信号线的用法及操作周期 …… 422
11.4.5 VMEbus 寻址与数据宽度 …… 429
11.4.6 VMEbus 地址修改码 …… 433
11.4.7 VMEbus 仲裁与 VMEbus 系统控制器 …… 434

11.4.8 VMEbus 读/写周期 …… 437
11.4.9 VMEbus 的雏菊花链连接 …… 439
11.4.10 VMEbus 的二次总线和多机箱操作 …… 439
11.4.11 VMEbus 的系统设计 …… 441
11.4.12 VMEbus 软件 …… 442
11.5 NIM 系统与前面板互连 …… 443
11.5.1 概述 …… 443
11.5.2 NIM 系统 …… 443
11.5.3 核电子学插件的若干规定及信号传输 …… 447
11.5.4 前面板连接 …… 456
11.5.5 用于核仪器插件的标准化数字数据总线系统(NIM/GPIB) …… 459
参考文献 …… 460
第十二章 前端电子学 …… 462
12.1 前端电子学的功能 …… 462
12.1.1 信号到数据的转换 …… 462
12.1.2 与触发和在线计算机连锁,有序地记录事例 …… 462
12.1.3 提供触发条件 …… 462
12.2 探测器输出信号的基本特征 …… 463
12.2.1 探测器的能量-电荷转换 …… 463
12.2.2 信号的随机性 …… 463
12.2.3 噪声、干扰和信号共存 …… 463
12.3 信号处理的基本方法 …… 464
12.3.1 电荷测量 …… 464
12.3.2 时间测量 …… 467
12.3.3 击中信息获取 …… 471
12.3.4 波形取样技术 …… 471
12.3.5 噪声处理 …… 471
12.3.6 信号堆积问题 …… 474
12.4 数据的预处理 …… 475
12.4.1 数据压缩 …… 475
12.4.2 数据归一化 …… 475
12.5 前端电子学信息的读出 …… 476
12.5.1 模拟多路器 …… 476
12.5.2 数字多路器 …… 476
12.5.3 流水线技术 …… 476
12.5.4 事例暂存技术 …… 476
12.5.5 高速光缆技术 …… 478

12.6 前端电子学的自检和校准 …… 478
12.6.1 标准信号的获得 …… 478
12.6.2 电荷通道的校准 …… 479
12.6.3 时间通道的校准 …… 479
12.7 系统干扰及其治理 …… 479
12.7.1 电源干扰的治理 …… 480
12.7.2 电磁场干扰的治理 …… 480
12.7.3 地电流干扰的治理 …… 482
12.7.4 同步抗干扰方法 …… 484
12.7.5 缩短模拟部分的电缆长度 …… 484
12.8 前端电子学展望 …… 484
参考文献 …… 484
第十三章 触发判选和数据获取系统 …… 486
13.1 概述 …… 486
13.1.1 加速器的时间结构 …… 486
13.1.2 事例率和数据率 …… 487
13.1.3 数据量 …… 488
13.1.4 死时间 …… 488
13.2 触发判选系统 …… 492
13.2.1 对触发判选系统的要求 …… 492
13.2.2 多级触发 …… 493
13.2.3 触发判选的物理原则 …… 494
13.2.4 触发判选方案的实现 …… 497
13.2.5 触发判选系统性能的监督 …… 502
13.2.6 触发效率的测量 …… 503
13.2.7 高亮度下的触发判选 …… 505
13.3 数据获取系统 …… 509
13.3.1 数据获取系统的任务 …… 509
13.3.2 单 CPU 的数据获取系统 …… 511
13.3.3 北京谱仪的数据获取系统 …… 512
13.3.4 新一代高能物理实验的数据获取系统 …… 516
13.3.5 实时操作系统 …… 522
13.3.6 数据获取系统的仿真 …… 522
13.4 BES-Ⅲ的触发和数据获取系统 …… 522
13.4.1 BES-Ⅲ的触发判选系统 …… 523
13.4.2 BES-Ⅲ的数据获取系统 …… 525
参考文献 …… 527

第四篇　粒子探测器的应用

第十四章　加速器实验的大型谱仪 …… 529

14.1　谱仪中带电粒子动量的测定 …… 529

14.1.1　谱仪的磁场 …… 530

14.1.2　动量分辨 …… 531

14.2　粒子的鉴别 …… 533

14.2.1　带电粒子的鉴别 …… 533

14.2.2　电子-强子的鉴别 …… 538

14.2.3　μ子-强子的鉴别 …… 538

14.2.4　中性粒子的鉴别 …… 539

14.3　北京谱仪 …… 539

14.3.1　谱仪的结构简介 …… 539

14.3.2　谱仪的调试及其性能的实验研究 …… 546

14.4　LEP 上的四个大型探测器系统 …… 550

14.4.1　ALEPH …… 551

14.4.2　DELPHI …… 552

14.4.3　L3 …… 554

14.4.4　OPAL …… 555

14.5　近期运行和即将运行的谱仪 …… 557

14.5.1　LHC 的探测器系统 …… 557

14.5.2　B 介子工厂、τ-C 工厂和 ϕ 介子工厂的探测器 …… 561

14.6　用于固定靶实验的谱仪 …… 567

参考文献 …… 571

第十五章　在其他学科与国民经济方面的应用 …… 573

15.1　同步辐射 …… 573

15.1.1　同步辐射的产生与特点 …… 573

15.1.2　同步辐射光源 …… 576

15.1.3　光束线与实验站的应用领域 …… 579

15.1.4　同步辐射光子探测器 …… 580

15.1.5　同步辐射实验的屏蔽 …… 587

15.2　质子激发 X 荧光分析 …… 589

15.2.1　原理与实验装置简述 …… 589

15.2.2　与其他 X 射线成分分析法比较 …… 590

15.2.3　探测器特点 …… 592

15.2.4　应用举例 …… 593

15.3　医用计算机断层照相 …… 593

15.3.1　原理简述 …… 593

15.3.2　实验装置与探测器特点及发展 …… 596

15.3.3 应用前景 …… 600
15.4 射线治疗 …… 600
15.4.1 原理简述 …… 601
15.4.2 射线治疗装置与探测器特点 …… 602
15.4.3 应用前景 …… 606
15.5 工业探伤与集装箱检测 …… 606
15.5.1 简单原理及射线源与探测器特点 …… 607
15.5.2 应用前景 …… 608
15.6 放射性探矿 …… 609
15.6.1 工作原理 …… 609
15.6.2 应用前景 …… 612
参考文献 …… 613
附录 …… 616
1. 物质的原子与原子核特性表 …… 616
2. 气体压力各种单位比较表 …… 620
3. 流光形成的机制与平行板探测器雪崩放电模式简介 …… 620
4. 检测粒子探测器常用的放射源与宇宙线特性及放射性剂量与屏蔽 …… 626

绪　论

人类对两个极限尺度的物质世界——“小宇宙”和“大宇宙”——不断认识的历史是人类文明发展史的重要组成部分。作为物质结构的“小宇宙”，两千多年前就有了德谟克里特的朴素原子论。近百年来，人类认识的原子、原子核、核子、夸克这几个层次，对其观测的尺度已从 10^{-8}cm 到 10^{-15}cm。作为人类周围星体世界的“大宇宙”，从太阳系、银河系，直到河外系，人们观测的尺度已大到 6×10^{7} 光年距离。在地球上观察到宇宙中存在高能基本粒子，也包括能量范围极宽的电磁辐射光子，其能量由 10^{-4}eV（宇宙背景辐射）到 10^{20}eV 的硬 γ 射线，而可见光光子只在大约 1.6～3.2eV 的很小的一段范围内。宇宙本身已逐步成为研究粒子物理的实验室。人类对无限小和无限大物质世界的研究也已经逐步有机地结合起来。

包括光子在内的粒子探测器的发展史，正是人类对物质世界的认识不断深化，以及实验与理论相互促进的历史。1590 年和 1609 年先后出现的显微镜和望远镜使人们得以在两个尺度方面超出了肉眼范围，它们正是人类首先使用的可见光探测器，它们开始使人类对“小宇宙”和“大宇宙”的探索逐步走上现代实验科学的轨道。1895 年伦琴在无可见光条件下发现胶片感光从而发现 X 射线和 1896 年贝克勒尔由钾铀硫酸盐使感光片变黑的现象发现了 β 射线，可以作为粒子探测器历史的开端。1911 年卢瑟福借助显微镜观察到单个 α 粒子在硫化锌上引起发光。这正是闪烁计数器的雏形。1919 年他用类似的荧光屏探测器第一次观察到用 α 粒子轰击氮产生氧和质子的人工核反应，由此核物理迅速发展起来。核物理和宇宙线的发展反过来又带动了各种探测器的发展。20 世纪 20 年代到 60 年代出现了核乳胶、云雾室、火花室、流光室等径迹探测器以及电离室、正比计数管、盖格计数管和闪烁计数器等电子学探测器。新粒子的发现往往借助于当时的新型探测器，例如 1932 年和 1936 年用云雾室先后发现了正电子和 μ 介子，1939 年用电离室发现核裂变现象，1954 年用气泡室发现 Σ^0 超子，1962 年用火花室发现 μ 中微子等。值得提出的是，以我国科学家为主于 20 世纪 50 年代利用气泡室发现了反 Σ^- 超子。

20 世纪 50 年代以来，由于研究进入核子夸克层次，要求轰击粒子的能量更高，这时期逐渐从原子核物理发展出高能物理（粒子物理），它也包括不用加速器的宇宙线物理。利用高能量和高粒子束流强度的加速器（或对撞机），粒子物理（也常称高能物理）实验要求快速地记录愈来愈复杂的高事例率事例。由于径迹探测器记录事例速度慢且后处理需要大量人工，例如用云雾室记录一次需要几分钟，而电子学探测器如有机闪烁体计数器单粒子计数率可高达 10^{9} 次/s，这样，在粒子发现史上起过重要作用的径迹探测器就逐渐让位于电子学探测器。60 年代末至 80 年代初，同多路电子学配合使用的多丝正比室、漂移室、多种电磁和强子量能器和标准快电子学插件 NIM 系统及 CAMAC 总线系统迅速发展起来。加以电子学技术和计算机的飞速发展，数据获取、事例重建和显示的速度大大提高，出现了各种用于固定靶和对撞机的大型综合多粒子谱仪及非加速器宇宙线实验的大型电子学探测器阵列。许多新粒子和新现象的发现都是利用它们得到的。例如，1974 年发现的

J/ψ 粒子和 1976 年发现的 τ 粒子以及 1983 年发现的中间玻色子 $W^{\pm}$ 和 Z^{0} 等。这些年来在这一领域出现了多位诺贝尔奖金获得者强有力地说明粒子探测器的重要作用以及理论的发展正基于实验这一基本观点。如丁肇中与 B. 里克特(Richter)发现 J/ψ 粒子和 C. 鲁比亚(Rubbia)与 S. 范德弥尔(Van de Meer)发现中间玻色子 $W^{\pm}$ 和 Z^{0},分别获得了 1976 年和 1984 年诺贝尔物理奖。J. 斯坦伯格(Steinberger)、L. 雷德曼 (Lederman)、M. 史瓦耳兹(Schwartz)利用火花室于 1962 年发现了 μ 中微子,从而获得了 1988 年诺贝尔物理奖。由于在粒子探测器发展史上的卓越贡献,多丝正比室的发明者 G. 恰帕克(Charpak)也获得了 1992 年诺贝尔奖。在此以前还有五位粒子探测器大师获此殊荣。他们的贡献与获奖年份是:C. T. R. 威尔逊(Wilson)发明云室(1927);P. M. S. 布莱克特(Blackett)发展云室技术,用计数器控制照相并应用于原子核物理和宇宙线研究(1948);C. F. 鲍威尔(Powell)发明乳胶技术并在宇宙线中发现 π 介子(1950);D. A. 格兰塞尔(Glaser)发明气泡室(1960),以及 L. W. 阿瓦雷兹(Alvarez)大大推进气泡室及数据处理技术的发展(1968)。

近 20 年来,粒子探测器、电子学及数据获取方面又有了很大发展,以适应更高能量的更复杂的事例测量,如高精度的位置和能量分辨、快时间响应的探测器;高集成度、快响应电子学;快速大规模数据处理系统。在探测器方面出现了新型探测器如闪烁光纤、自猝灭流光管、阻性板探测器、时间投影室、平行板雪崩室、硅微条探测器、微条气体室等。在电子学数据获取方面出现了智能和集成度高的 VME 总线和快总线(FASTBUS),专用集成电路器件(ASIC),硅条探测器同前级电子学组合在一起的集成系统,高速模拟-数字转换插件(Flash ADC),无死时间的时间-数字转换(TDC)电路,大群微处理器组成的前级信号采集处理系统,流水线及在线事例过滤机群 FARM,智能触发逻辑系统以及 10^{-10}s 快时间响应电路等。实验装置的规模也越来越大,例如欧洲核子研究中心 CERN 于 1989 年建成的 90～200GeV 正负电子对撞机,LEP 的周长为 27km。其上的 4 个大型实验装置的尺度大约都在三维各长 15m,而对撞点周围的顶点探测器的位置精度达 10μm 左右。参加每个实验的科学家都约为 500 人。

粒子物理实验可概括为粒子源、探测器和数据分析三个组成部分。而粒子源可以是加速器或对撞机,也可以是不用加速器的宇宙线。

当前,新一代粒子物理实验的三个研究前沿是:加速器物理实验的高能量研究、高亮度研究与非加速器物理(或称粒子天体物理)实验研究。

(1)高能量前沿的粒子源的代表是目前正在 CERN 建造并将于 2007 年运行的新一代质子-质子(P-P)对撞机 LHC,其能量高达 8～20 TeV/束,亮度也很大,约为 10^{33}～10^{34} $cm^{-2}\cdot s^{-1}$。另外,LHC 有很高的多束团束流对撞频率(即束团周期小到 25ns)和很大的 P-P 强作用截面(σ～100mb)。这些都对粒子探测技术提出了极具挑战性的要求。LHC 的探测器必须解决以下难点:其一是高事例率(R～10^{8}/s),由此探测器必须具有足够快的时间响应以提供严格触发与避免事例堆积;其二是末态粒子数多(即带电粒子多重数 N_{ch}～200)与径迹密度高(喷注中的粒子数 N_{j}～1000/sr),由此探测器必须具有极高的空间分辨率、多径迹分辨率与粒子识别能力;其三是末态粒子能动量高,由此探测器必须具有庞大的体积以便对大能量范围的粒子进行精密测量和有很强的磁场以便进行高动量测量,典型的尺寸为直径 15～20m,长 20～40m,读出电子学道数以 10^{7}～10^{8} 计,数据获取率高

达 10^{11}字节/秒(Byte/s)；其四是强调事例测量的总体特征如喷注(jet)、丢失能量（E_{miss}）等，由此对探测器，特别是对量能器要求必须具有接受粒子的密封性(hermeticity)，即探测器尽可能覆盖 4π 立体角；其五是要求探测器特别是内探测器必须具有极高的抗辐射能力，如在距对撞点 10cm 处的辐射剂量高达～100 krad/年，能满足以上要求的实验如 LHC 上的 ATLAS 与 CMS 最具代表性。其物理目标集中在当前最前沿的物理课题，如寻找弱电统一理论的希格斯(Higgs)粒子等。其规模很大，如 ATLAS 实验约有 40 个国家的 147 个单位的 1850 位科学家参加。

(2)高亮度研究主要是指目前运行的几个粒子工厂(如 B 粒子工厂)，包括美国 3.1～9 GeV 正负电子(或简称 e^+e^-)对撞机 PEPII，日本 3.5～8 GeV e^+e^-对撞机 KEKB，它们的亮度都达 $L\sim10^{34}cm^{-2}\cdot s^{-1}$，比同能区一般对撞机的亮度高 100 倍以上。另外，还有意大利的 ϕ 介子工厂 DAΦNE。对上述 B 粒子工厂的探测器(如美国的 BABAR 与日本的 BELLE)研究主要要求包括高计数率、高分辨率、高抗辐射强度等。

(3)非加速器物理实验，其探测器体积均在数千吨至数万吨之间，以高灵敏度、低本底与低噪声的特点探测低事例率的物理现象，如宇宙线或天体过程中的中微子、宇宙暗物质粒子等。测量精度也由较粗放转向精密，如日本 Superkamiokande 实验用了 5 万吨水切伦科夫计数器。意大利 Gran Sasso 实验室的 MACRO 实验用了 1000 吨液体闪烁体，1 万吨径迹探测器。设在该实验室的 ICARUS 实验计划使用近万吨全新探测器-液氩时间投影室(LArTPC)。上述高要求的粒子探测技术必将继续促进新技术的发展。

我国近 20 年来在粒子物理实验与粒子探测技术领域也取得了很大进展。在 20 世纪 50 年代以来低能核物理和高能宇宙线研究的基础上(如在云南高山站建成当时世界上规模最大的云室组之一)，于 70 年代到 80 年代初研制成功一系列粒子探测器，如小型多丝正比室、漂移室、阈式切伦科夫计数器、闪烁计数器描迹仪、流光室等及与其相配合的电子学系统与 NIM、CAMAC 插件等。最具代表性的成就是，1988 建成的 3～5 GeV 北京正负电子对撞机上的北京谱仪 BES。这台大型通用磁谱仪包括中心漂移室、主漂移室、飞行时间计数器、簇射计数器、螺线管磁体、μ 子计数器、亮度监测器及各子探测器的电子学系统以及触发系统、数据获取系统和离线分析系统等。它的建造成功标志着中国的粒子探测器技术已达到国际水平。几年来，通过 BES 运行获得了以 τ 轻子质量精确测量为代表的一系列国际瞩目的 τ-粲物理成果，实现了邓小平同志的“中国必须在世界高科技领域占有一席之地”的愿望。在非加速器物理实验的宇宙线天体物理实验方面合作建成了用于研究 γ 天文的西藏羊八井大面积广延大气簇射阵列 ARGO 及球载空间硬 X 射线望远镜等。另外，20 多年来先后参加了多项国际合作实验，如参与德国 DESY 的 MARKJ，欧洲核子研究中心(CERN)的正负电子对撞机 LEP 上的 L3 和 ALEPH，意大利 Gran Sasso 实验室的 LVD 和 ICARUS 以及 Frascati 实验室的 KLOE，美国 SLAC 的 B 介子工厂 BABAR，费米实验室 FNAL 的 D0，E745，E761，E781，日本 KEK 的 AMY 和 BELLE，以及目前正重点参加的 CERN 的 LHC 上的 CMS 和 ATLAS，以及宇航方面的 AMS 等，并在探测器方面做出了相应贡献。

如上所述，粒子探测器技术对基础学科——物质结构的研究有着极大的促进作用。不仅如此，它对国计民生方面的应用也是极其广泛的。值得回顾一下的是，早在 1897 年汤姆生发现电子并称为“亚原子微粒子探测器”的装置与现在已成为人民生活必需品的电视机

显像管是多么相似。1939 年利用电离室探测器发现的核裂变对国民经济和国际政治的影响是多么重要。近年来人工放射性和粒子束流在工、农、医等方面，如工业探伤，海关集装箱检测，石油探井，无接触测量(核子秤、测厚仪等)，食品保鲜，种子变异，用于诊断和治疗癌症的 γ、X 射线计算机断层照相(CT，Computerized Tomography)，正电子断层照相 PET 和伽马刀，质子治癌等也离不开粒子探测技术和数据获取。特别要指出的是，计算机全球网 WWW(World Wide Web)是首先由 CERN 于 20 世纪 80 年代初根据粒子物理实验的广泛国际合作需要提出的。它大大促进了因特网的发展，进而带动信息产业和社会生产力的巨大飞跃。我国的国际网正是早在 1987 年在高能物理领域第一个建立的。最近又是 CERN 首先提出全球格点 WWG(World Wide Grid)计划。它使网上计算机的 CPU 得以共享。仅从这些事实就可以明显地看出粒子物理实验技术与国计民生各领域的密切关系。

如上所述，近 20 年来粒子探测器和数据获取技术发展很快，这将进一步促进粒子物理实验和理论的发展，同时必将进一步得到多方面应用，并与相关学科相互促进。

第一篇　粒子探测器的物理基础

第一章　粒子与介质的相互作用

粒子探测器的首要任务是探测与鉴别粒子。完成和实现这一任务，最终又都直接或间接地与粒子传递给所通过的介质的能量有关。这种能量传递过程是经由粒子与介质之间的相互作用而产生的。经常遇到的粒子有电子、光子、μ子、质子、π粒子、中子、中微子等。还有许多不经常遇到的粒子，详细的粒子数据表可见文献[1]。

带电粒子与介质之间的相互作用主要是电磁相互作用。当入射带电粒子与介质原子的距离同原子大小相比很大时，介质原子作为一个整体对入射带电粒子起作用。入射粒子与介质原子相互作用的结果使介质的原子产生电离或激发。当入射带电粒子与原子的距离接近原子大小($\sim 10^{-8}$cm)时，入射带电粒子可以与原子的一个电子相互碰撞，相互作用的结果可以使电子以一定能量从原子中发射出来。这种现象称为击出过程。当距离较原子半径还小时，入射粒子可以在介质原子核的库仑场中遭受到核的库仑散射。当入射粒子为电子时，则可在介质原子核的电场中遭受阻尼而发射出光子，称为韧致辐射。当入射带电粒子速度超过光在该介质中的相速度时，则可发射切伦科夫辐射。当电子在磁场中偏转时，相当于受到加速而产生的辐射称为同步辐射。当快速带电粒子穿过两种折射系数不同的界面时，则可发生穿越辐射。

当入射粒子为γ光子时，它虽然不带电，但与介质仍有电磁相互作用。它可以发生光电效应、康普顿-吴有训效应以及产生正负电子对。高能电子和光子在介质中的相互转换可以形成电磁级联簇射。

高能带电强子(π粒子、质子等)与介质产生核相互作用可在介质中形成强子簇射。

本章将简要介绍以上的基本相互作用的过程，这是粒子探测器所依据的物理基础。

1.1　带电粒子通过介质时的电离能损

带电粒子通过介质时与介质原子发生相互作用。在相互作用中入射粒子将其部分能量传递给核外电子，使介质原子产生电离或激发而损失能量(电离能损)。本书将主要涉及高能粒子作用，对那些能量为几个 MeV 量级的低能粒子，读者可参阅有关核物理实验方法的著作。

1.1.1 Bethe -Bloch 公式[2]

带电粒子在物质中因碰撞而损失能量，如果入射粒子速度 β 比轨道电子的速度本身大，且速度本身又足够小，则辐射效应不重要，粒子通过物质的平均电离能损(亦称阻止本领)在 1930 年首先由 H. A. Bethe 用碰撞的量子理论计算，后经多人不断完善得到下列公式(Bethe-Bloch 公式)：

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)=4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 z^2\left(\frac{Z}{A}\right)\left(\frac{1}{\beta^2}\right)\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right)-\beta^2-\frac{\delta}{2}\right] \tag{1.1}$$

式中，N_a 为阿伏伽德罗(Avogadro)常量；Z 和 A 分别为介质原子的原子序数和质量数；r_e 为经典电子半径；z 为入射粒子电荷数；m_e 为电子静止质量；$\beta=v/c=pc/E$(v 为入射粒子速度，c 为真空中光速，E 为入射粒子总能量，p 入射粒子的动量)；$\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}=(E/Mc^2)$($M$ 为入射粒子的质量)；δ 为表示密度效应的项；$x=X\cdot\rho$，称为约化介质层厚度，X 是以长度为单位(cm)的介质层厚度，ρ 为介质密度(g/cm^3)，则 $-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)$ 表示的是粒子通过单位约化介质层厚度(g/cm^2)介质的能量损失；常数部分 $4\pi N_a r_e^2 m_e c^2=0.3071/(\mathrm{MeV}\cdot\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{g}^{-1})$；$I$ 为电离常数(平均激发能量)。对于 $Z>12$(硫)的元素，近似有 $I\approx(10\pm1\mathrm{eV})\times Z$[1]。有的文献也称 I 为有效电离电位[3]。

需指出的是，Bethe-Bloch 公式只对质量 $m\geqslant m_\mu$(μ 子质量)可靠，正负电子需要特殊处理。此外在 1980 年，W. M. M. Allison 和 J. H. Cobb 提出了一个光子吸收电离模型(Photo-Absorption Ionization Model)[4]，将电离能损与下面将要提到的同步辐射和穿越辐射统一在一起考虑，读者可参阅除文献[4]外的其他有关文献，如文献[5,6]等。Bethe-Bloch 公式仅仅是电离引起的能量损失。

值得注意的是，在公式(1.1)中不包含入射粒子质量，即($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$)与入射粒子质量无关，只与粒子速度有关。在非相对论性速度的条件下，($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$)随($1/\beta^2$)而变化。除了在氢中，同样速度的粒子在不同材料组分的介质中有类似的能量损失率。能量损失率随介质的原子序数 Z 的增加有很缓慢的变化。公式(1.1)表示的能量损失率正比于入射粒子电荷数 z 的平方。如果入射粒子电荷数很大，则能量损失就很大。下面我们将讨论 $-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ 如何随入射粒子速度而变化。

1.1.2 电离能量损失的相对论上升和密度效应

图 1.1 是不同入射粒子在几种经常遇到的介质(铅、锡、铁和铝)中的电离能损 $-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ 随入射粒子动量的变化曲线[1]。由图可以看到，在入射粒子速度 $\beta\geqslant(z/137)$ 的条件下，当入射粒子的能量由低逐渐增高时，能量损失 $|\mathrm{d}E/\mathrm{d}X|$ 起初像($1/\beta^2$)那样很快减小，然后达到一个很宽范围的极小值区域。这个极小值区域最低点约在 $\beta\gamma\approx3.2$ 附近，且与介质无关。大多数相对论性粒子(如宇宙线 μ 子)能量损失率与这个最低点的值很接近。通常我们把最小值处的能量损失称为最小电离。把能量损失率为最小值的粒子称为最小电离粒子(Minimum Ionizing Particles 或 MIP′S)。

在 $\beta\gamma>4$ 后能量损失率又开始缓慢上升。这是由于公式(1.1)中方括号内第一项随 $2\ln\beta\gamma$ 上升。这个经过最小电离值后能量损失率又缓慢上升称为能量损失的相对论性上

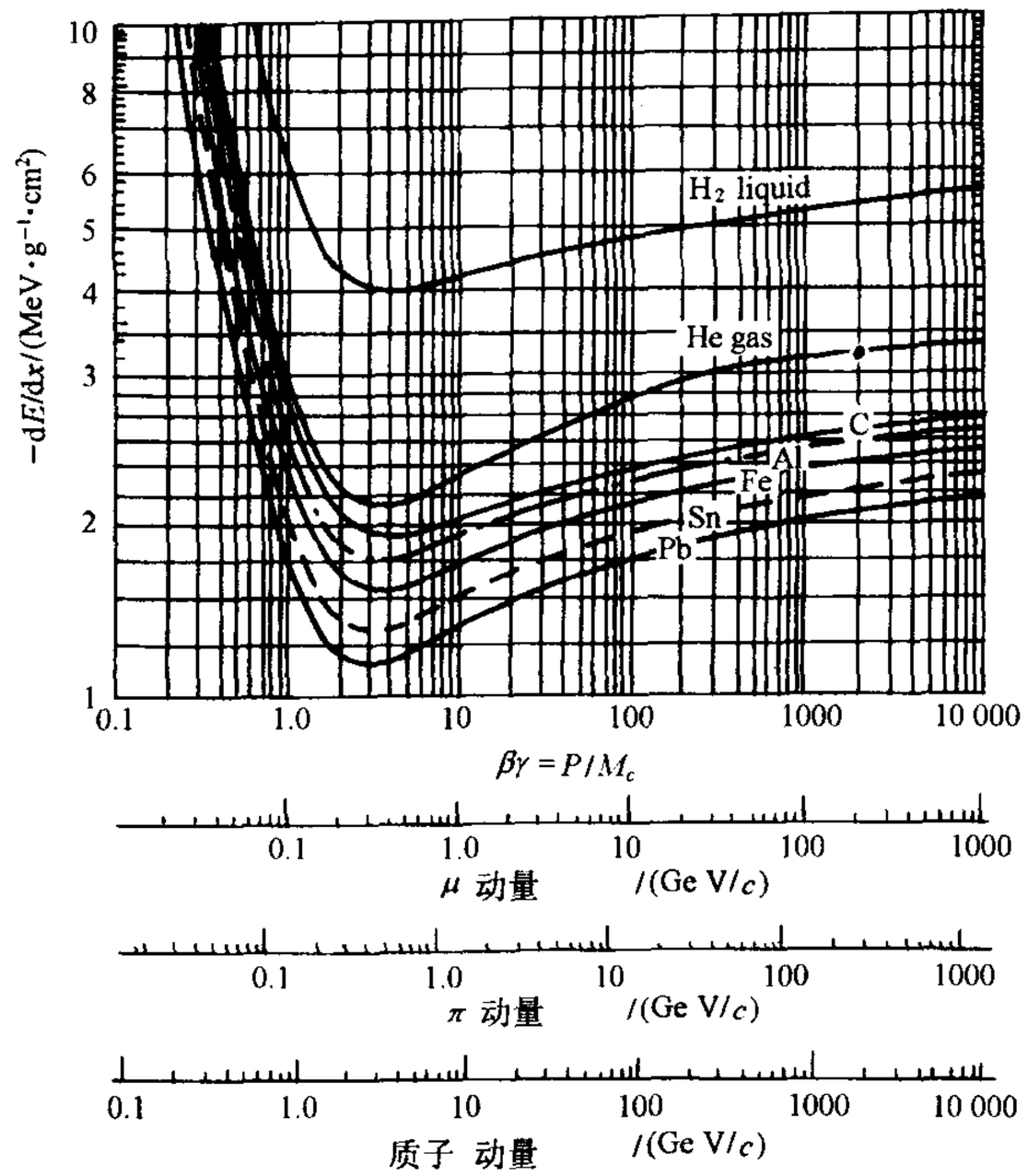


图 1.1 几种不同的入射粒子在 Pb、Sn、Fe 和 Al 等介质中的电离能量损失$-(dE/dx)$随入射粒子动量的变化曲线[1]

升。

随着入射粒子能量增加到更高，能量损失并不无限制地上升。因为随着入射粒子能量增高，相对论性入射粒子的横向电场增强，原子核外电子电荷密度的屏蔽效应也逐渐显著，减小了能量损失率。这种效应称为密度效应。在公式(1.1)中由 δ 项表示。

对很高能量粒子有[1]：$\frac{\delta}{2} \to \ln(\hbar\omega_p/I) + \ln\beta\gamma - \frac{1}{2}$，其中 $\hbar\omega_p$ 是等离子能量，ω_p 是等离子频率；$\hbar\omega_p = \sqrt{4\pi n_e r_e^3} m_e c^2/\alpha = 28.816\sqrt{\rho(Z/A)}\text{eV}$（$n_e$，$r_e$ 分别为单位体积电子密度和电子经典半径，ρ 为介质密度，其单位是 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$）。

结果是公式(1.1)中方括号内的项将逐渐地随 $\ln\beta\gamma$ 而不再随 $2\ln\beta\gamma$ 变化。这种密度效应的校正与介质的化学组分及密度有关。密度效应校正通常用 Sternheimer 的参数化来计算[1,7]。

能量损失的相对论性上升是由于入射粒子将很大部分能量传递给少数几个电子，而这些电子又从介质层中逸出，则在介质吸收层中沉积的能量(与粒子损失的能量相对照)就接近到一个常数值。这个常数值就称为费米坪(Fermi plateau)。

对那些能量极高的粒子(如 400GeV 以上的 π 和 μ 在介质中)，则辐射效应就很重要，而且这对于高能 μ 子的能量损失问题尤为重要。

1.1.3 电离能量损失的涨落和分布

在厚度为 δx 的介质层中，入射粒子经由与介质原子的电子相互作用产生的平均电

离能损为$\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)\cdot\delta x$。对于有限厚度$\delta x$,因为入射粒子与介质原子的电子相互作用(碰撞)过程具有统计性,因此实际的电离能损围绕平均值有统计涨落。只有在厚介质层$\left(\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)\delta x\gg T_{\max}\right)$分布才接近高斯分布。在介质层厚度$\delta x$很薄时,这种能量分布的曲线就很宽,但很不对称。在能量损失大的区域有很长的尾巴延伸,这是因为产生了一个或几个能量很高的δ电子。这种分布通常称为Landau(朗道)分布。大的能量损失区很长延伸称为Landau尾巴[8]。

图1.2是1GeVπ介子在介质层厚度为3mm的薄层气体介质(CO_2+n-Pentane)中能量沉积的分布曲线[9]。可以明显看到,在能量高端有很长的尾巴。

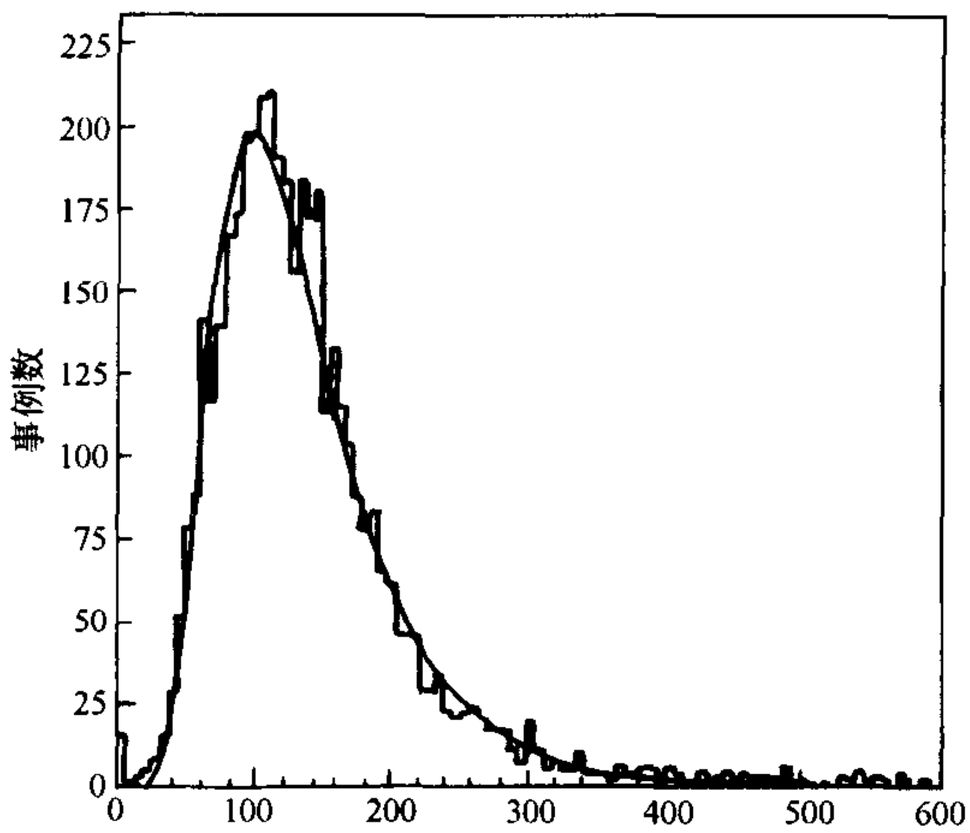


图1.2 1GeV/c的π在3mm厚的薄层气体介质(CO_2+n-Pentane)中能量沉积的分布曲线[9]。直方图为实验数据,曲线为实验数据拟合结果

对于Landau分布可以用下式拟合:

$$f(\lambda)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})\right] \tag{1.2}$$

式中,λ称为约化能量变量,它表示与最可几能量损失$(\Delta E)mp$的归一化偏差。

$$\lambda=\frac{\Delta E-(\Delta E)_{mp}}{\xi},\xi=\frac{2\pi N_a z^2 e^4}{m_e c^2\beta^2}\cdot\frac{Z_\varrho}{A}\cdot X \tag{1.3}$$

式中,ΔE为实际的能量损失;X为介质层厚度(cm);ρ为介质层密度(g/cm^3);ξ是Bethe-Bloch公式中第一项所给的平均能量损失。

由图1.2可知,电离能量损失的最可几值和平均电离能量损失是不同的数值,$(\Delta E)mp$较$(\overline{\Delta E})$为小。

1.1.4 δ-电子

能量损失的很长的尾巴意味着已经产生了一个或几个能量很高的电子。这种电子通常称为击出电子(knock-out)或δ电子。我们知道,在介质中粒子的能量损失大多数是以形成离子对(正离子和电子)形式而产生。这些因碰撞而击出的δ电子可以具有从能量E

一直到传递给它的最大能量：

$$T_{\max}=\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2}{1+(m_e/M)^2+2(m_e/M)\cdot\gamma} \tag{1.4}$$

对于入射粒子通过介质距离为 X 时，击出的电子具能量为 E 的几率可以近似地表示为：

$$P(E)=k\cdot\frac{Z}{A}\cdot\frac{\rho}{\beta^2}\cdot\frac{X}{E^2} \tag{1.5}$$

式中，$k=2\pi N_a z^2e^4c^2/m_e$，若介质厚度以(g/cm^2)为单位表示，则(1.5)式可写为：

$$P(E)=k\cdot\frac{Z}{A}\cdot\frac{x}{\beta^2E^2}=\frac{W}{E^2} \tag{1.6}$$

式中，$x=X\cdot\rho$，$W=k\dfrac{Z}{A\beta^2}$。

对(1.6)式积分，我们可以得到具有能量大于 E_0 的 δ 电子数目的表达式为：

$$N(E\geqslant E_0)=\int_{E_0}^{T_{\max}}P(E)\mathrm{d}E=W\left(\frac{1}{E_0}-\frac{1}{T_{\max}}\right)\approx\frac{W}{E_0} \tag{1.7}$$

最后的等号若 $E_0\ll T_{\max}$ 时成立。

能量为 E 的 δ 电子的发射角近似地为 θ，则有：

$$\cos\theta=E/T_{\max} \tag{1.8}$$

对于最小电离粒子($T_{\max}>1\mathrm{MeV}$)，发射的 δ 电子的能量在几个 keV 量级，则 δ 电子的发射方向与入射粒子径迹相垂直。但由于在介质中发生的多次散射过程很快就使 δ 电子运动方向随机化了。

1.1.5 混合物和化合物中的电离能量损失

混合物和化合物可以看做是由各种元素在混合物或化合物中各自的比分的薄层组成(Bragg 求和规则)，在此情况下有：

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}=\sum w_j\overline{\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)}_j \tag{1.9}$$

式中，$\overline{\left(\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)}_j$ 是第 j 种元素的平均电离能量损失率(单位为：$\mathrm{MeV\cdot g\cdot cm^{-2}}$)；$w_j$ 是在化合物和混合物中第 j 种元素的权重因子。Bethe-Bloch 方程可代入式(1.9)中，从而找出 $\langle Z/A\rangle$，$\langle I\rangle$ 和 $\langle\delta\rangle$，例如 $\langle Z/A\rangle=\sum w_jZ_j/A_j=\sum n_jZ_j/\sum n_jA_j$，其中 n_j 为化合物和混合物中第 j 类元素原子的个数。但是如用此种方法确定的 $\langle I\rangle$ 值低估了，因为在化合物中电子比在自由元素中被更紧地束缚。同时用这种方法计算的 $\langle\delta\rangle$ 则只有很小的关联，因为它只与各种物质元素的电子密度有关。如果可能，可用文献[7]中给出的表中数据，其中包括了化学元素和将近 200 种的混合物、化合物为计算密度效应校正的有效激发能量和内插系数。如果化合物和混合物未被包含在表中，则可用 EGS4[10]蒙特卡洛程序包计算，或用文献[11]中对 δ 给出的“处方”，以及依照文献[12]中的讨论计算 $\langle I\rangle$。

1.1.6 电离产额

物理学家所关心的是粒子总的能量损失同在粒子的径迹附近所产生的离子对数量

(电离产额)之间的关系。对于相对论性粒子由于有以下几个原因使两者关系变得很复杂：①高能量 δ 电子的射程因随机迁移可能越出灵敏体积外。②气体受到极少的(痕量)“污染”对平均电离能 W[见(2.1)式]变化很灵敏。③电离产额极大地受各种随后发生的复合等因素的影响[1]。

1.2 带电粒子通过介质时的多次库仑散射

带电粒子通过介质时与原子的电子发生相互作用，当入射带电粒子与介质原子最接近距离比原子半径小时，入射粒子将受到原子核电场的相互作用，入射粒子的轨迹将受到核电场的偏转。这种过程称为介质原子核的库仑散射。在公式(1.1)中($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$)与靶核的质量数 A 成反比。因此，入射粒子同核的库仑散射产生的能量损失与它同电子碰撞产生的能量损失相比较，前者可以忽略不计。但是由于核的质量远较电子为大，因此粒子在核的库仑场中受到的偏转则要大得多。描述这一现象的即是著名的卢瑟福(Rutherford)散射公式[13]。它表示介质原子核将入射带 z 个电子电荷的粒子散射到角度 θ，立体角 Ω 内的微分截面为：

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(\theta)}{\mathrm{d}\Omega}=\frac{1}{4}z\cdot Z\cdot\left(\frac{e^2}{pv}\right)^2\cdot\frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

式中，p、v 与 z 分别是入射粒子的动量、速度与电荷数；Z 是介质原子核的电荷数，并假定当作点电荷处理。由上式可知，对于小散射角 θ，截面将很大。因此，当带电粒子穿过厚介质层时，会发生多次小角度的库仑散射。这些小角度散射是彼此是独立的。粒子的运动方向也将因这些小角度散射而发生偏转。粒子穿过整个介质层最终的偏转(散射)角是这些小角度散射产生的总效果。图 1.3 表示带电粒子穿过介质层时的多次库仑散射。若入射粒子是带电强子，则强相互作用也对多次散射有贡献。

多次库仑散射角的分布由莫里埃(Molliere)理论很好地描述[14]。对于小角度偏转，这种分布近似地遵从高斯分布。但在较大的角度(大于几个 θ_0 角，定义见下)，则为 Rutherford 散射，与高斯分布相比则有较长的尾巴。

令 $\theta_{\mathrm{plane}}^{\mathrm{rms}}$ 与 $\theta_{\mathrm{space}}^{\mathrm{rms}}$ 分别表示偏转角在投影(平面)与非投影(空间)的散射角的均方根值，我们定义：

$$\theta_0\equiv\theta_{\mathrm{plane}}^{\mathrm{rms}}=\frac{1}{\sqrt{2}}\theta_{\mathrm{space}}^{\mathrm{rms}} \tag{1.10}$$

则多次散射角近似地有高斯分布：

$$f(\theta_{\mathrm{space}})\mathrm{d}\Omega=\frac{1}{2\pi\theta_0^2}\exp\left(-\frac{\theta_{\mathrm{space}}^2}{2\theta_0^2}\right)\mathrm{d}\Omega \tag{1.11}$$

$$g(\theta_{\mathrm{plane}})\mathrm{d}\theta_{\mathrm{plane}}=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0}\exp\left(-\frac{\theta_{\mathrm{plane}}^2}{2\theta_0^2}\right)\mathrm{d}\theta_{\mathrm{plane}} \tag{1.12}$$

式中，θ_{space} 与 θ_{plane} 分别为偏转角，并有 $\theta_{\mathrm{space}}^2\approx(\theta_{\mathrm{plane},x}^2+\theta_{\mathrm{plane},y}^2)$。$x$ 与 y 轴是与入射方向正交的两个轴，$\mathrm{d}\Omega\approx\mathrm{d}\theta_{\mathrm{plane},x}\cdot\mathrm{d}\theta_{\mathrm{plane},y}$。偏转角 $\theta_{\mathrm{plane},x}$ 与 $\theta_{\mathrm{plane},y}$ 有相同的分布且各自独立。在 $\theta_{\text{平面}}$ 的高斯分布中 θ_0^2 的方差，反映高斯分布的宽度，有

$$\theta_0 = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} \cdot z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}}\left[1 + 0.038\ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right] \tag{1.13}$$

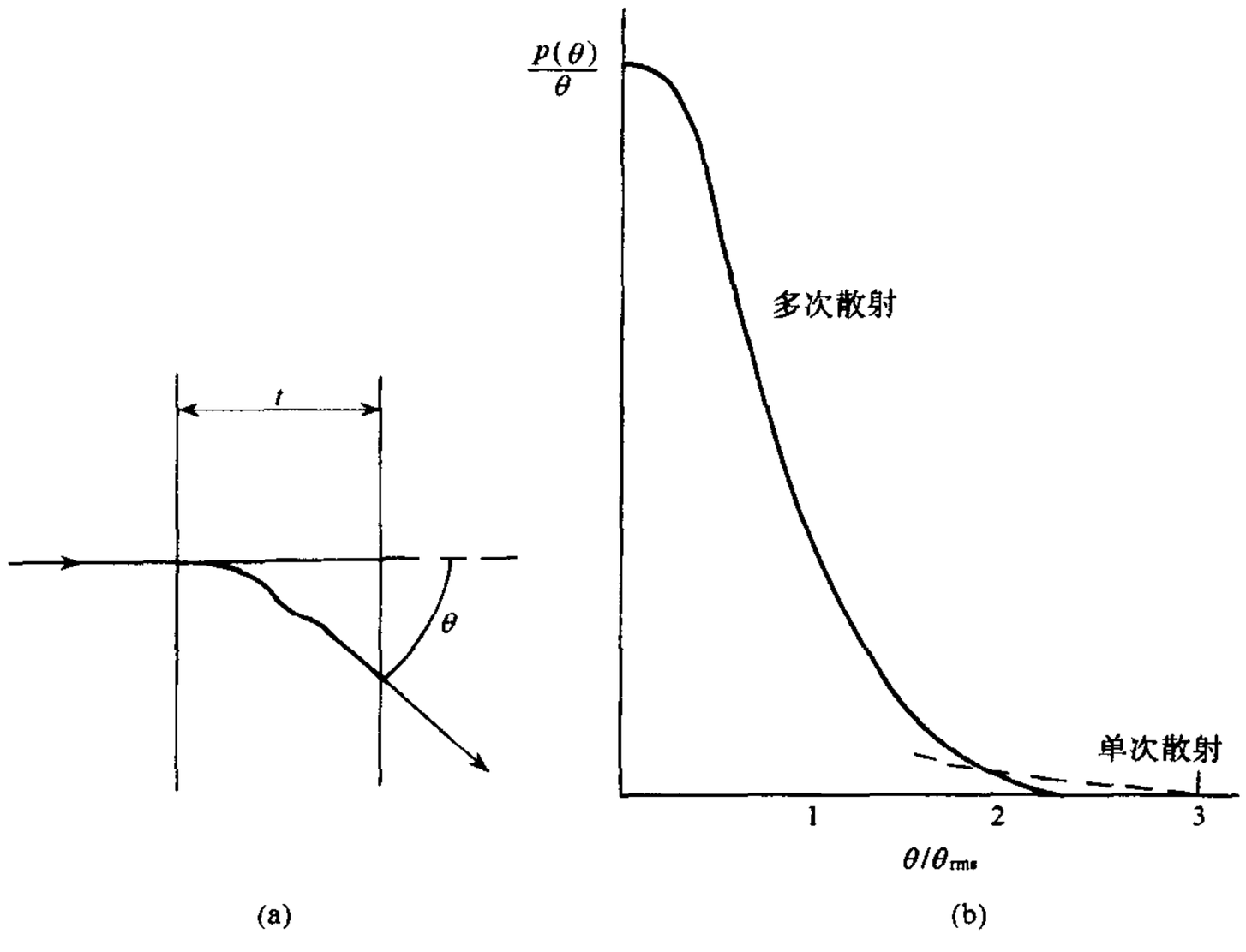


图 1.3 (a)带电粒子穿过厚度为 t 的介质层的多次库仑散射;(b)若散射通过角度 $\theta \to \theta + d\theta$ 的粒子数是 $p(\theta)d\theta$,则 $p(\theta)d\theta$ 的分布近似为高斯分布,但对于大角度偏转的贡献主要来自单次散射(虚线所示)

式中,p、βc 与 z 分别是入射粒子的动量、速度与电荷数;(x/X_0)是以辐射长度为单位的散射介质的厚度(辐射长度 X_0 的定义见后)。θ_0 这个表达式是对 $\beta=1$ 单电荷粒子所有核电荷数 Z 的 Molliere 分布拟合而得来的。对于介质厚度在 $10^{-3}<\frac{x}{X_0}<100$ 范围内,其数值精确到 11%或更好。

图 1.4 中给出了描述多次库仑散射时用到的几个物理量:

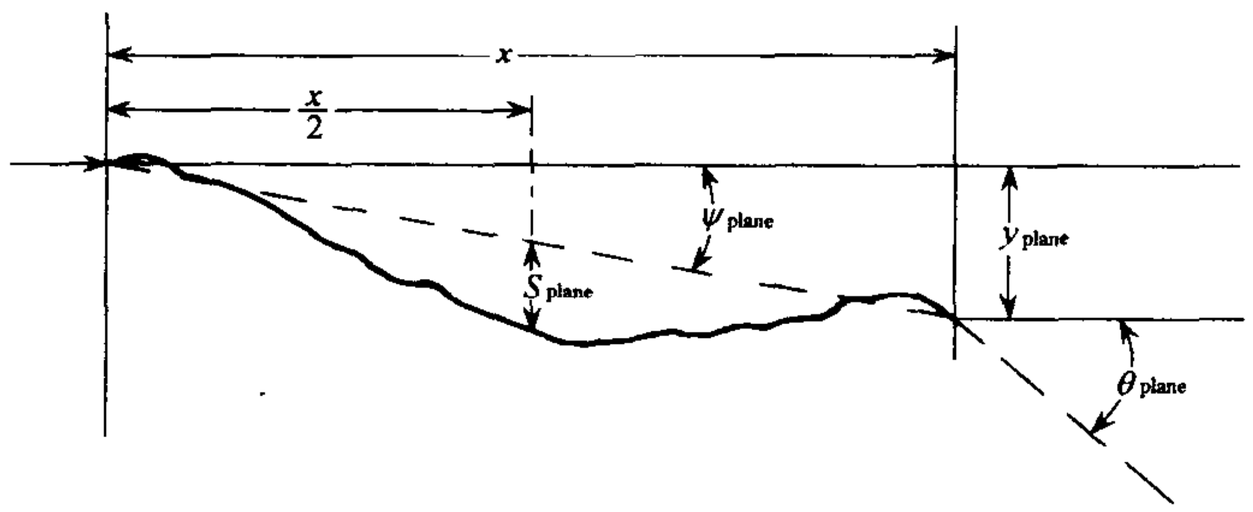


图 1.4 描述多次库仑散射时用到的几个量(其中粒子是在图的平面内入射)

$$\Psi_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{3}}\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{3}}\theta_0$$

$$y_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{3}}x\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{3}}x\theta_0$$

$$S_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{4\sqrt{3}} x\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{4\sqrt{3}} x\theta_0 \tag{1.14}$$

以上几个在同一平面内的随机变量 Ψ，S，y 与 θ 是相互关联的，显然有 $y \approx x\Psi$。

在粒子物理实验中，往往在磁场中测量带电粒子的径迹偏转来确定它的动量，由于带电粒子在介质层中的多次库仑散射，限制了对粒子径迹偏转方向的测量精度，从而也限制了对粒子动量的测定的精度。

1.3 快速带电粒子的韧致辐射

带电粒子在穿过介质时以两种方式损失其能量：电离能量损失(1.1 节)与发射辐射(光子)能量损失。第一种能量损失机制已在 1.1 节中讨论；第二种能量损失即是所谓韧致辐射。

当入射带电粒子与介质原子最接近距离较原子半径($\approx 10^{-8}$cm)还小，而同核的半径($\approx 10^{-13}$cm)相比较又足够大时，带电粒子可以在介质原子核的库仑场中遭受到核的库仑散射，使其轨迹发生偏转，并伴随着弱的电磁辐射的发射(即韧致辐射)。此时作用在带电粒子的库仑场被考虑成是位于原子核中心的点电荷 Ze 所产生。当距离是原子半径的数量级时，必须考虑核外电子对核电场的屏蔽作用，这在计算带电粒子的电离能损时必须考虑。如果距离是原子核半径的量级，则核的电场不再能被考虑成为点电荷。

快速的电子的辐射损失主要是由介质原子核的电场对电子的减速作用而发生，能量主要是以光子发射的形式而损失掉，因此而得名韧致辐射。

电子的韧致辐射过程是在与核的距离较核半径相比足够大时发生的，因此在理论处理时把核看做为点电荷。但核外层电子的屏蔽效应也常常是重要的。这种屏蔽效应由 H. A. Bethe 和 Heitler[15]根据 Thomas-Fermi 原子模型作了计算。对一个动能为 T 的电子，辐射光子能量为 E' 的辐射过程，将屏蔽效应的影响引进一个量来表示[15]：

$$\gamma = 100\left(\frac{m_e c^2}{E}\right)\left(\frac{\nu}{1-\nu}\right) Z^{-\frac{1}{3}} \tag{1.15}$$

式中，E 为电子总能量，$E = m_e c^2 + T$；$\nu = \left(\frac{E'}{E}\right)$ = 光子能量占电子总能量的份额，γ 越小则屏蔽越大。对于 $\gamma \gg 1$ 屏蔽实际上可以忽略，$\gamma \approx 0$ 则认为是“完全屏蔽”。对于给定的 ν 值，γ 随 E 的增加而减小。因此如果原初电子能量足够高，则对所有发射光子的能量而言，可以把屏蔽考虑成为是“完全的”。

令 $\Phi(T, E')\mathrm{d}T\mathrm{d}x$ 为动能为 T 的电子，穿过厚度为 $\mathrm{d}x$(g·cm^{-2})的介质，发射光子能量为 E'，在能量间隔 $\mathrm{d}E'$ 之间的韧致辐射产生的几率，理论上有：

$$\Phi(T, E')\mathrm{d}E' = 4\alpha\left(\frac{N_a}{A}\right) Z^2 r_e^2 \left(\frac{\mathrm{d}E'}{E'}\right) F(E, \nu) \tag{1.16}$$

式中，$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ 为精细结构常数；$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ ($= 2.81794 \times 10^{-13}$cm)是古典电子半径；$N_a$ 为阿伏伽德罗常量；$F(E, \nu)$表示介质中原子核电荷受原子外层电子屏蔽作用而引起的屏蔽因子。对于 E 与 $m_e c^2$ 相比足够大，则函数 F 由下列方程给出，每个方程对应于不同的 γ 范围[15]。

无屏蔽情况($\gamma \gg 1$)：

$$F(E,\nu) = \left[1 - (1-\nu)^2 - \frac{2}{3}(1-\nu)\right] \cdot \left[\ln\left(\frac{2E}{m_e c^2} \cdot \frac{1-\nu}{\nu}\right) - \frac{1}{2}\right] \tag{1.17}$$

完全屏蔽情况($\gamma \approx 0$)：

$$F(E,\nu) = \left[1 - (1-\nu)^2 - \frac{2}{3}(1-\nu)\right] \ln 183 Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{9}(1-\nu) \tag{1.18}$$

中间情况($\gamma < 2$)：

$$F(E,\nu) = [1 + (1-\nu)^2]\left[\frac{f_1(\gamma)}{4} - \frac{1}{3}\ln Z\right] - \frac{2}{3}(1-\nu) \cdot \left[\frac{f_2(\gamma)}{4} - \frac{1}{3}\ln Z\right] \tag{1.19}$$

($2 < \gamma < 15$)

$$F(E,\nu) = \left[1 + (1-\nu)^2 - \frac{2}{3}(1-\nu)\right]\left[\ln\left(\frac{2E}{m_e c^2} \cdot \frac{1-\nu}{\nu}\right) - \frac{1}{2} - \frac{C(\gamma)}{2}\right] \tag{1.20}$$

函数 $f_1(\gamma)$和 $f_2(\gamma)$如图 1.5[15]所示。函数 $C(\gamma)$的数值见表 1.1。

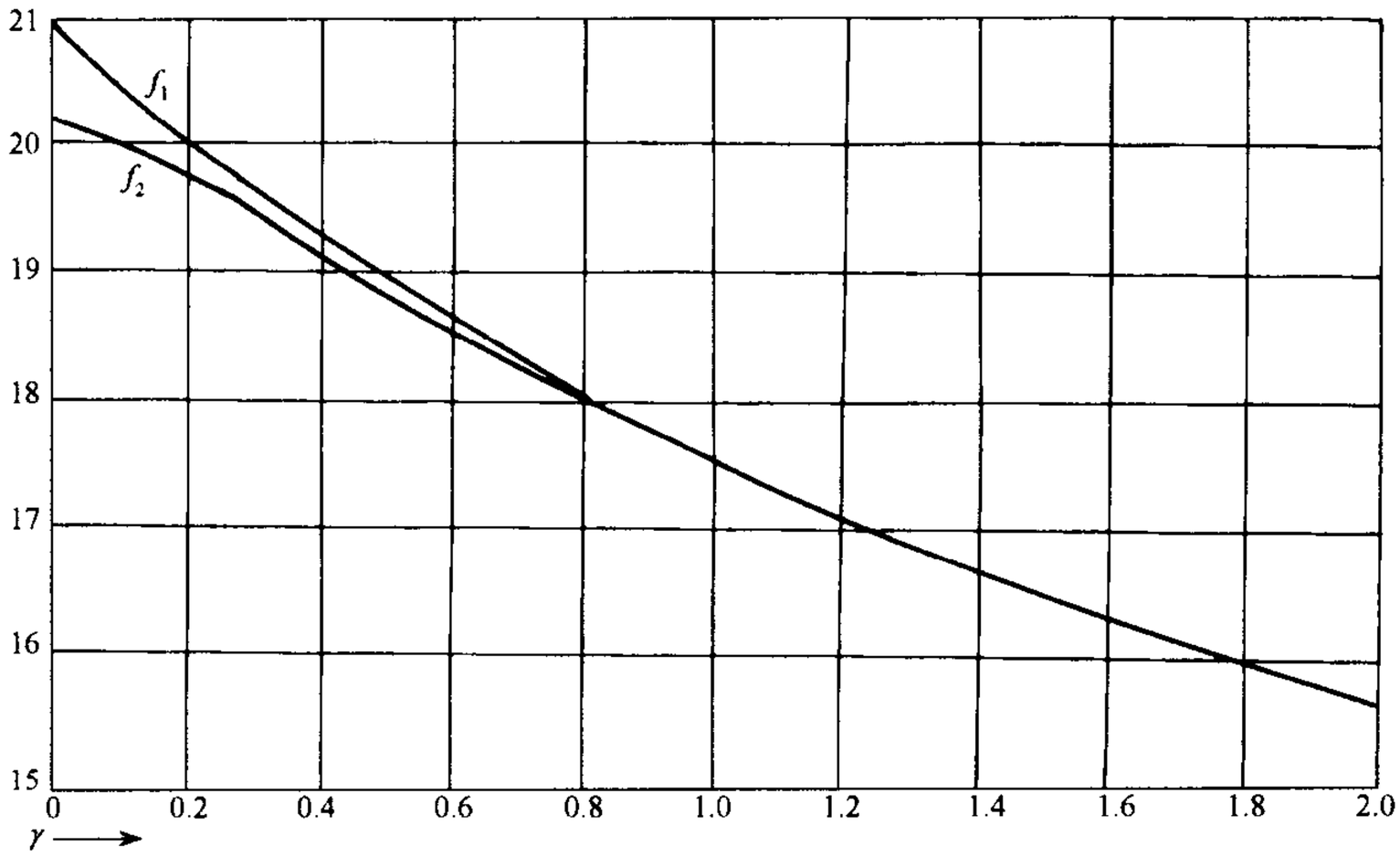


图 1.5　在式(1.19)中用到的函数 $f_1(\gamma)$和 $f_2(\gamma)$

表 1.1　Bethe 和 Heitler 给出的函数 $C(\gamma)$值

γ	2	2.5	3	4	5	6	8	10	15
$C(\gamma)$	0.21	0.16	0.13	0.09	0.065	0.05	0.03	0.02	0.01

(1.16)式中 $\Phi(T,E')$称为电子的微分辐射几率。对 $\Phi(T,E')$从光子能量 0 到 T 积分，则$\int_0^T E' \cdot \Phi(T,E')\mathrm{d}E'$是电子通过每 $\mathrm{g \cdot cm^{-2}}$介质辐射损失的总能量。对电子总能量 E 足够大，在 $E \gg 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$时有：

$$-\frac{1}{E}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right) = 4\alpha \frac{N_a}{A} Z^2 r_e^2 \left[\ln\left(183 Z^{-\frac{1}{3}}\right) + \frac{1}{18}\right] \tag{1.21}$$

$$\approx 4\alpha \frac{N_a}{A} Z^2 r_e^2 \left[\ln\left(183 Z^{-\frac{1}{3}}\right)\right] \tag{1.22}$$

若令$\frac{1}{X_0}=4\alpha\frac{N_a}{A}Z^2r_e^2\left[\ln\left(183Z^{-\frac{1}{3}}\right)\right]$则(1.21)式可改写为：

$$\frac{dE}{E}=-\frac{dx}{X_0} \tag{1.23}$$

初能量为E_0的电子穿过厚度为$x(g\cdot cm^{-2})$的介质后平均能量$\langle E\rangle$为：

$$\langle E\rangle = E_0e^{-\frac{X}{X_0}} \tag{1.24}$$

由(1.24)式可知，当介质厚度$x=X_0$时，电子在介质中因辐射损失而使能量减低到原初能量的$\frac{1}{e}$，我们称X_0为介质的辐射长度。

原子结构对电子的韧致辐射有影响，对这种影响，在上述辐射几率和每单位约化介质层厚度$(g\cdot cm^{-2})$辐射平均能量损失表达式中，只需简单地将Z^2改为$Z(Z+1)$，辐射长度相应地成为：

$$\frac{1}{X_0}=4\alpha\frac{N_a}{A}Z(Z+1)r_e^2\ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) \tag{1.25}$$

我们引进每个辐射长度的微分几率$\phi(T,E')$：

$$\phi(T,E')=X_0\Phi(T,E') \tag{1.26}$$

函数

$$\begin{aligned}E'\phi(T,E') &= E'X_0\Phi(T,E')\\ &= E'\cdot\left[4\alpha\frac{N_a}{A}Z(Z+1)r_e^2\ln\left(183Z^{-\frac{1}{3}}\right)\right]^{-1}\\ &\quad\cdot\left[4\alpha\frac{N_a}{A}Z(Z+1)r_e^2\frac{1}{E'}\right]\cdot F(E,\nu)\\ &= \ln\left(183Z^{-\frac{1}{3}}\right)\cdot F(E,\nu)\end{aligned} \tag{1.27}$$

图1.6表示函数$E'\phi(T,E')$对于不同的电子总能量E在铅和空气中随$\nu=\frac{E'}{E}$的变化曲线[15]。

对于介质为化合物或混合物时，有：

$$\frac{1}{X_0}=\sum_i\frac{P_i}{X_i} \tag{1.28}$$

式中，X_i是第i种成分的辐射长度；P_i是各种成分相应的权重因子，即所占重量百分比。

快速电子的韧致辐射发射的方向是朝前方向，其均方根发射角为[16]：

$$(\langle\theta^2\rangle)^{\frac{1}{2}}=q(E,E',Z)\frac{m_ec^2}{E}\cdot\ln\left(\frac{E}{m_ec^2}\right) \tag{1.29}$$

式中，$q(E,E',Z)$是介质原子序数Z，电子总能量E和光子能量E'的函数，其值一般是1的量级，因此可以近似地有：

$$(\langle\theta^2\rangle)^{\frac{1}{2}}\approx\frac{m_ec^2}{E} \tag{1.30}$$

带电重粒子(质子，介子等)的辐射过程与电子的情况有所不同。由于带电重粒子有较电子大得多的质量，在通过原子核附近时，经受较小的偏转，加速度较小，因此只有较小的

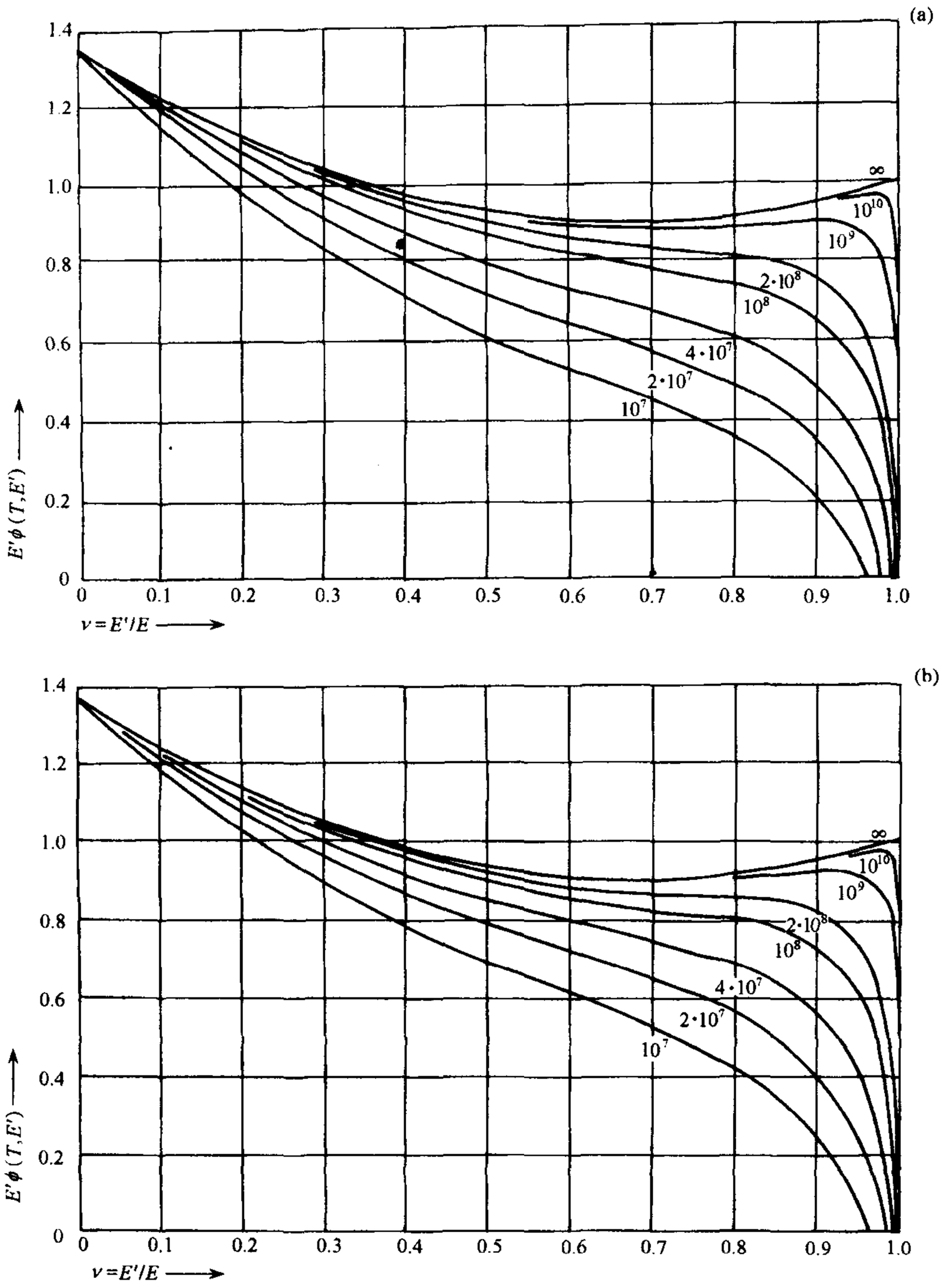


图 1.6　单位辐射长度的微分辐射几率。曲线上的数字为电子的原初总能量 $E=T+m_ec^2$（单位为 eV）[15]。横坐标 $\nu=\dfrac{E'}{E}$（E' 为发射光子的能量）。(a)为空气中；(b)为铅中

辐射损失。若带电重粒子质量为 M，则它在介质中的韧致辐射损失是相同速度的电子的韧致辐射的 $\left(\dfrac{m_e}{M}\right)^2$ 倍。

临界能量：快速带电粒子在介质中辐射损失和电离损失相等时的粒子能量称为该介质的临界能量 E_c。对于电子，临界能量可以近似地表示为：

$$E_c = \frac{800(\text{MeV})}{Z+1.2} \tag{1.31}$$

若粒子能量 $E>E_c$，则以辐射损失为主。若 $E<E_c$，则以电离损失为主。表 1.2 为几种

常用介质的辐射长度 X_0 和临界能量 E_c 的值。

表 1.2　几种常用介质的辐射长度 X_0 和临界能量 E_c 的值[17]

介　　质	辐射长度 $X_0/(g \cdot cm^{-2})$	临界能量 E_c/MeV
H_2	63	140
Al	24	47
Ar	20	35
Fe	13.8	24
Pb	6.3	6.9
铅玻璃 SF_3	9.6	~11.8
Plexiglass	40.5	80
H_2O	36	93
NaI(Tl)	9.5	12.5
锗酸铋($Bi_4Ge_3O_{12}$)	8.0	~7

1.4　切伦科夫辐射、穿越辐射和同步辐射

切伦科夫辐射(Cherenkov radiation)和穿越辐射(Transition radiation)是高能带电粒子同介质之间的电磁相互作用引起的辐射。如果快速带电粒子的速度大于光在介质中的相速度,则会产生切伦科夫辐射。如果快速带电粒子从一种介质突然穿越到另一种有不同光学特性的介质,则会产生穿越辐射。这两种辐射过程引起的能量损失只占总能量的很小一部分,因此在考虑能量损失时可忽略不计,但这两种过程对高能物理探测器的研究却是很有用的。当电子在磁场中偏转,如正负电子对撞机的环形电子轨道中的电子,相当于受到加速而产生辐射称为同步辐射。

1.4.1　切伦科夫(Cherenkov)辐射

当一个带电粒子以速度 $v(=\beta c)$ 穿过折射系数为 n 的透明介质时,若 v 大于光在该介质中的相速度 $\left(\frac{c}{n}\right)$ (c 是真空中的光速),则粒子会产生切伦科夫辐射。从经典电磁理论,当带电粒子通过介质时,由于电磁相互作用,它能使介质中的原子或分子发生瞬时极化。当粒子通过后,这些被极化的原子或分子立即退极化,退极化能量以电磁辐射形式发射出来。由于这些电磁辐射之间的相干性,在一定方向则得到加强,从而产生切伦科夫辐射。

设 θ 为粒子飞行方向同切伦科夫辐射方向之间的夹角,则粒子发射 Cherenkov 辐射的条件是:

$$\theta_c = \cos^{-1}\left(\frac{1}{n\beta}\right) \tag{1.32}$$

对于 θ_c 角度很小时,例如在气体介质中有:

$$\theta_c \approx \sqrt{2\left(1-\frac{1}{n\beta}\right)} \tag{1.33}$$

由此得到切伦科夫辐射的阈速度 $\beta_t=\frac{1}{n}$，或者 $\gamma_t=(1-\beta_t^2)^{-\frac{1}{2}}$。因此，$\beta_t\cdot\gamma_t=(2\delta+\delta^2)^{-\frac{1}{2}}$，其中 $\delta=n-1$。对于几种常用的辐射介质 γ_t 和 δ 值，见表 1.3。

表 1.3　常用的几种切伦科夫辐射介质及其参数[17]

介质材料	$\delta=n-1$	阈 γ_t
玻璃	0.46～0.75	1.22～1.37
闪烁体(toluene)	0.58	1.29
Plexiglass(acrylic)	0.48	1.36
水	0.33	1.52
气凝硅胶(Aerogel)	0.025～0.075	4.5～2.7
Pentane(STP)	1.7×10^{-3}	17.1
CO_2(STP)	4.3×10^{-4}	34.1
He(STP)	3.3×10^{-5}	123

在辐射介质中，电荷为 ze 的粒子通过每单位长度辐射的能量是：

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}=\frac{4\pi^2z^2e^2}{c^2}\int_{n\beta>1}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\nu\mathrm{d}\nu \tag{1.34}$$

式中，ν 为辐射频率。通过单位长度的介质，在每单位光子能量间隔产生的光子数为：

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}E\mathrm{d}x}&=\frac{\alpha^2z^2}{\hbar c}\sin^2\theta_c=\frac{\alpha^2z^2}{r_e^2m_ec^2}\left(1-\frac{1}{\beta^2n^2(E)}\right)\\&\approx 370\sin^2\theta_c(E)(\mathrm{eV}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^{-1})\qquad(z=1\text{ 时})\end{aligned} \tag{1.35}$$

式中，$\alpha=\frac{e^2}{\hbar c}$，$r_e=\frac{e^2}{m_ec^2}$。折射系数是光子能量 E 的函数，或者也可等价地写成：

$$\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}x\mathrm{d}\lambda}=\frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda}\left(1-\frac{1}{\beta^2n^2(\lambda)}\right) \tag{1.36}$$

式中，折射系数 n 是光子波长的函数。

如果介质长度为 L，在波长间隔 λ_1 和 λ_2 之间发出的光子总数则为：

$$N=\int_0^L\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\left(\frac{\mathrm{d}^2N}{\mathrm{d}x\mathrm{d}\lambda}\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}\lambda=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\frac{2\pi L\alpha z^2}{\lambda^2}\sin^2\theta_c\mathrm{d}\lambda \tag{1.37}$$

在可见光区域，$\lambda_1=400\mathrm{nm}$，$\lambda_2=700\mathrm{nm}$，相应地有：

$$\frac{N}{L}=490\sin^2\theta_c(\text{光子 /cm}) \tag{1.38}$$

1.4.2　穿越辐射

当一个电荷数为 z 的带电粒子穿过真空和有等离子体频率为 $\omega_p=\sqrt{(4\pi n_ee^2)/m_e}$ 的

介质的边界时(这里 n_e 为介质中单位体积电子密度)将发射穿越辐射,其能量为:

$$I = \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p}{3} \tag{1.39}$$

式中

$$\begin{aligned} \hbar\omega_p &= \hbar \sqrt{(4\pi n_e e^2)/m_e} = \sqrt{4\pi n_e r_e^3} \cdot (m_e c^2/\alpha) \\ &= \sqrt{4\pi n_e a_\infty^3} \cdot 2 \times 13.6\text{eV} \end{aligned} \tag{1.40}$$

式中,a_∞ 为玻尔原子半径;r_e 为经典电子半径。对于 Styrene(苯乙烯)和类似的介质,有 $\sqrt{4\pi n_e a_\infty^3} \approx 0.8$,因此有 $\hbar\omega \approx 20\text{eV}$。

穿越辐射典型的发射角为 $(1/\gamma)$。

辐射能谱在低能时呈对数发散。对于 $(\hbar\omega/\gamma\hbar\omega_p) > 1$ 时,减小很快。其中大约一半的能量是在 $0.1 \leqslant \hbar\omega/\gamma\hbar\omega \leqslant 1$ 范围内发射出来。对于 $\gamma = 10^3$ 的粒子,辐射的光子能量是在 2eV 到 20eV 的软 X 射线能区。发射的能量对于 γ 的依赖来源于 X 射线的能量从软到硬,而不是因辐射的量子产额的增加。典型的辐射光子能量为 $\frac{1}{4}\gamma\hbar\omega_p$,其量子产额是:

$$\begin{aligned} N_\lambda &\approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p}{3} \cdot \left(\frac{\gamma \hbar \omega_p}{4} \right)^{-1} \\ &\approx \frac{2}{3} \alpha z^2 \approx 0.5\% \cdot z^2 \end{aligned} \tag{1.41}$$

更精确地说,能量为 $\hbar\omega > \hbar\omega_0$ 的光子数目是:

$$N_\gamma(\hbar\omega > \hbar\omega_0) = \frac{\alpha z^2}{\pi} \left[\left(\ln \frac{\gamma \hbar \omega_p}{\hbar \omega_0} - 1 \right)^2 + \frac{\pi^2}{12} \right] \tag{1.42}$$

由上式可知,在固定能量 $\hbar\omega_0 \ll \hbar\gamma\omega_p$ 以上的光子数则随 $(\ln\gamma)^2$ 而增加。但若能量是 $\gamma\hbar\omega_p$ 的百分之几十(如上面的例子中的情况),则光子数是常数。例如对于 $\hbar\omega > \frac{1}{10}\gamma\hbar\omega_p$,则 $N_\gamma = 2.519 \times \left(\alpha^2 \cdot \frac{z}{\pi} \right) = 0.59\% \times z^2$。

1.4.3 同步辐射

电子在磁场中偏转时,相当于受到加速而产生的辐射称为同步辐射。若设 ρ 为电子在磁场中偏转的轨道曲率半径,则一个相对论性单能电子每转一圈辐射的能量为:

$$\Delta E = \frac{4\pi e^2}{3\rho} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^4 \tag{1.43}$$

由(1.43)式可知,对相同动量的相对论性的质子和电子,能量损失之比为 $\left(\frac{m_e}{m_p} \right)^4$,也就是说,电子的同步辐射的能量损失是质子的 10^{13} 倍。所以只需要考虑电子的同步辐射,而不必考虑重粒子的同步辐射。由(1.43)式还可知,辐射的能量与能量 E 的四次方成正比,因此电子能量越高,同步辐射越显著。

同步辐射具有连续的能谱。在电子回转的轨道平面内,辐射能量主要是向前方向与电子运动方向一致。平均辐射角度 $\theta \approx \frac{1}{\gamma}$。

1.5 光子和物质的相互作用

光子和介质的相互作用主要有下列三种过程：光电效应、康普顿-吴有训(Compton-Wu)效应和电子对产生。由于光子和介质的相互作用，入射光子束的强度将以指数规律衰减，即穿过介质厚度为 x 的介质后，光强度成为：

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{1.44}$$

式中，I_0 为入射光子束强度，μ 为该物质对光子的衰减系数，且是光子能量的函数。若设 ρ 为均匀介质的密度，则有 $\mu=\rho/\lambda$，且 $I=I_0e^{-\left(\frac{\rho}{\lambda}\right)x}=I_0e^{-t/\lambda}$[$t$ 称为质量厚度(相当于单位面积内的质量，$t=\rho x$)；λ 称为光子的质量衰减长度，或光子的平均自由程]。

对于化合物或混合物，有 $(1/\lambda)_{eff} \cong \sum_i \omega_i(1/\lambda_i)$，其中 ω_i 是第 i 种成分的重量百分比，λ_i 为第 i 种成分的平均自由程。图 1.7 为光子质量衰减长度 λ 随光子能量变化曲线。

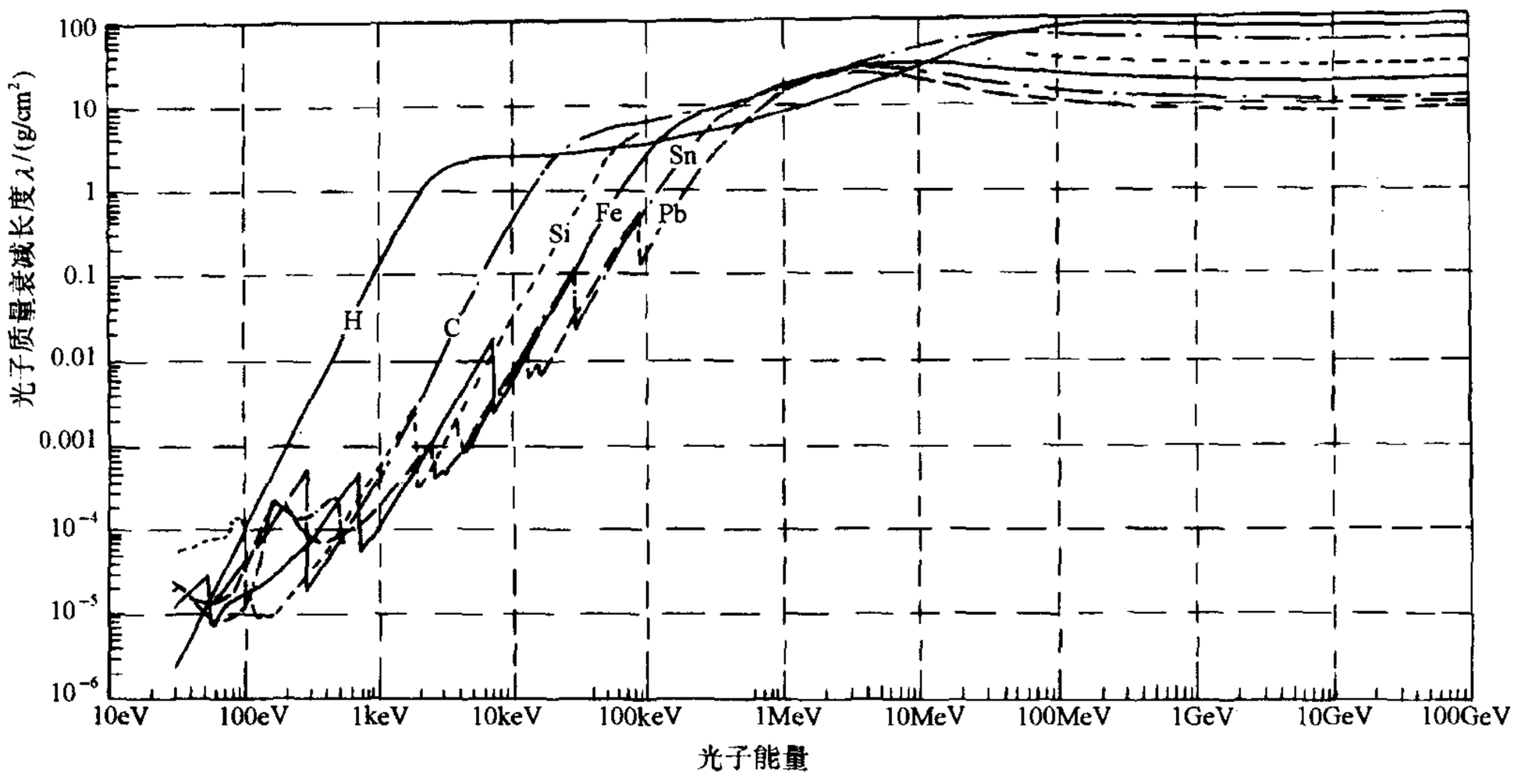


图 1.7 光子质量衰减长度 λ 随光子能量变化曲线

$\lambda=1/\mu\rho^{-1}$也称作平均自由程，μ 是衰减系数。对密度为 ρ 的均匀介质，在通过质量厚度为 t 的介质后剩余的强度 I 表达式为 $I=I_0\exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right)$，精度到百分之几。对于其他的原子序数 Z，则应根据截面 $\sigma=\frac{A}{\lambda N_a}/(\mathrm{cm^2/atom})$进行内插(这里 A 是吸收物质的原子量，以 g 为单位，N_a 为阿伏伽德罗常量)

根据光子能量不同，可以发生不同的相互作用。在低能量直到几个 keV，主要过程是光电效应。从几个 keV 到几百 keV 能区，主要是以 Compton-Wu 效应为主。在更高能量区则最可几的过程是电子对产生。

1.5.1 光电效应

光电效应是低能光子被介质原子吸收而放出电子的效应。

因为在高能物理实验室中常常用发射低能 X 射线的同位素(如^{55}Fe 发射 5.9keV 的

X 射线)对正比室作检测,其能量与最小电离粒子在 1cm 气体中典型的能量损失相近。同时,多丝正比室在许多应用研究中用作软 X 射线的探测器,例如晶体衍射实验、X 射线天文学和穿越辐射的研究等,所以对由于光电效应引起的能量损失过程有一清楚了解是必要的。

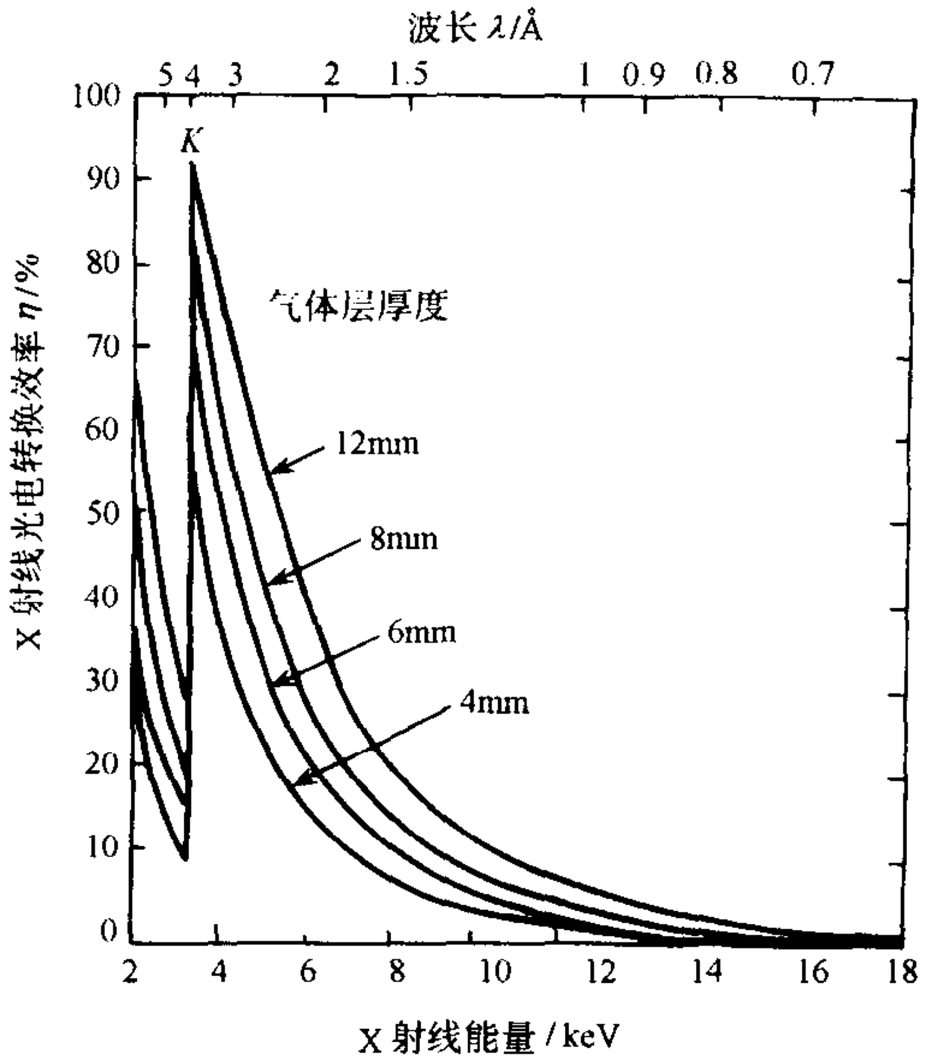


图 1.8 在标准温度和气压下 Ar 的 X 射线光电转换效率 η 随 X 射线能量与气体层厚度的关系

光电吸收过程是一种涉及一个或多个原子(或分子)能级的量子过程。设光子能量为 E_γ,光电吸收效应只有在光子能量 $E_\gamma \geqslant E_j$(E_j 是原子 j 壳层电子的结合能)时才能发生。对给定光子能量 E_γ,所有结合能 $E_j < E_\gamma$ 的能级均对光电吸收有贡献。能量为 E_γ 的光子在能量为 E_j 的壳层被吸收后,放出的光电子能量为 $E_e = E_\gamma - E_j$。由于能动量守恒的要求,光电过程不可能在自由电子上产生。电子在原子的内壳层产生光电子的几率要大于外壳层。发生光电效应后,从内壳层打出电子,就在该壳层留下空位,使原子处于激发状态。处于激发态的介质原子(或分子)要回到基态。退激可以通过两种竞争的过程。一种过程是外层电子向内层跃迁来填补内层的空位,内外结合能之差即是跃迁时释放的能量,这种能量将以特征 X 射线形式释放出来(也称荧光)。第二种过程是退激释放的能量也可以再交给外层的电子,使其从原子中释放出来,这种电子称为俄歇电子。

氩(Ar)气是常用的气体探测器的混合工作气体成分之一。我们来考察^{55}Fe5.90keV 的 X 射线与 Ar 之间发生的光电效应。图 1.8 为在标准温度和气压下 Ar 的 X 射线光电转换效率 η 随 X 射线能量与气体层厚度的关系[18]。Ar 原子 K 壳层和 L 壳层的结合能分别为 $E_k = 3.20\text{keV}$ 和 $E_L = 0.287\text{keV}$。当 X 射线为 Ar 原子 K 壳层电子光电吸收后放出的光电子能量为:

$$E_1 = E_X - E_K = 5.90 - 3.20 = 2.70(\text{keV})$$

根据上面所述的光电吸收机理,此时 Ar 原子处于激发态。这种激发态是不稳定的,要退激发到较低的能态。此时有两种竞争机制可能发生。一种是 Ar 原子 L 壳层的电子将会来填充 K 壳层留下的空位。两个壳层的结合能之差就是跃迁时释放的能量,其值为 $E'_\gamma = E_K - E_L = 3.20 - 0.287 = 2.91(\text{keV})$,这能量将以特征 X 射线形式释放出来。另一种可能是此光子再在 L 壳层上产生光电子,其能量为:$E_2 = E'_\gamma - E_L = 2.91 - 0.287 = 2.63(\text{keV})$。这种电子称为俄歇电子。

若正比室是以 Ar 基混合气体做工作气体,当用^{55}Fe5.90keV 的 X 射线对正比室进行检测时,则测得的能谱上将有两个峰。其一是在 $E = E_1 + E_2 = 2.70 + 2.63 = 5.33(\text{keV})$处的全能峰;其二是在 2.70 keV 处的逃逸峰。后者是由于退激发时放出的特征 X 射线未在

正比室中发生相互作用逸出正比室体积之外而形成。在正比室的检测中，常用全能峰和逃逸峰的峰位之比$\frac{E}{E_1}=\frac{5.33}{2.70}=1.97$，是否与此一致作为衡量正比室正比性好坏的标准。对于 Ar 基混合气体中全能峰和逃逸峰能量关系，有关文章给出了正确解释[19]。

若正比室用 He(氦)基混合气体做工作气体，当用^{55}Fe5.90keV 的 X 射线做检查时，在其能谱上将只有全能峰而无逃逸峰。原因是由 He 原子的电子壳层结构决定的。He 原子核外只有两个处于 K 壳层的束缚电子，当入射 X 射线从 He 原子中击出一个 K 壳层的电子后，无外层电子来填补这个空位，因而不会出现部分原子退激释放出特征 X 射线及其逃逸的问题[20]。

K 壳层的荧光产额也就是退激发产生特征 X 射线的百分比随原子序数增大如图 1.9 所示[3]。Ar 的原子序数为 18，由图可知，其光电吸收产生特征 X 射线的比例约为 15%。约 85%的几率将产生两个电子。

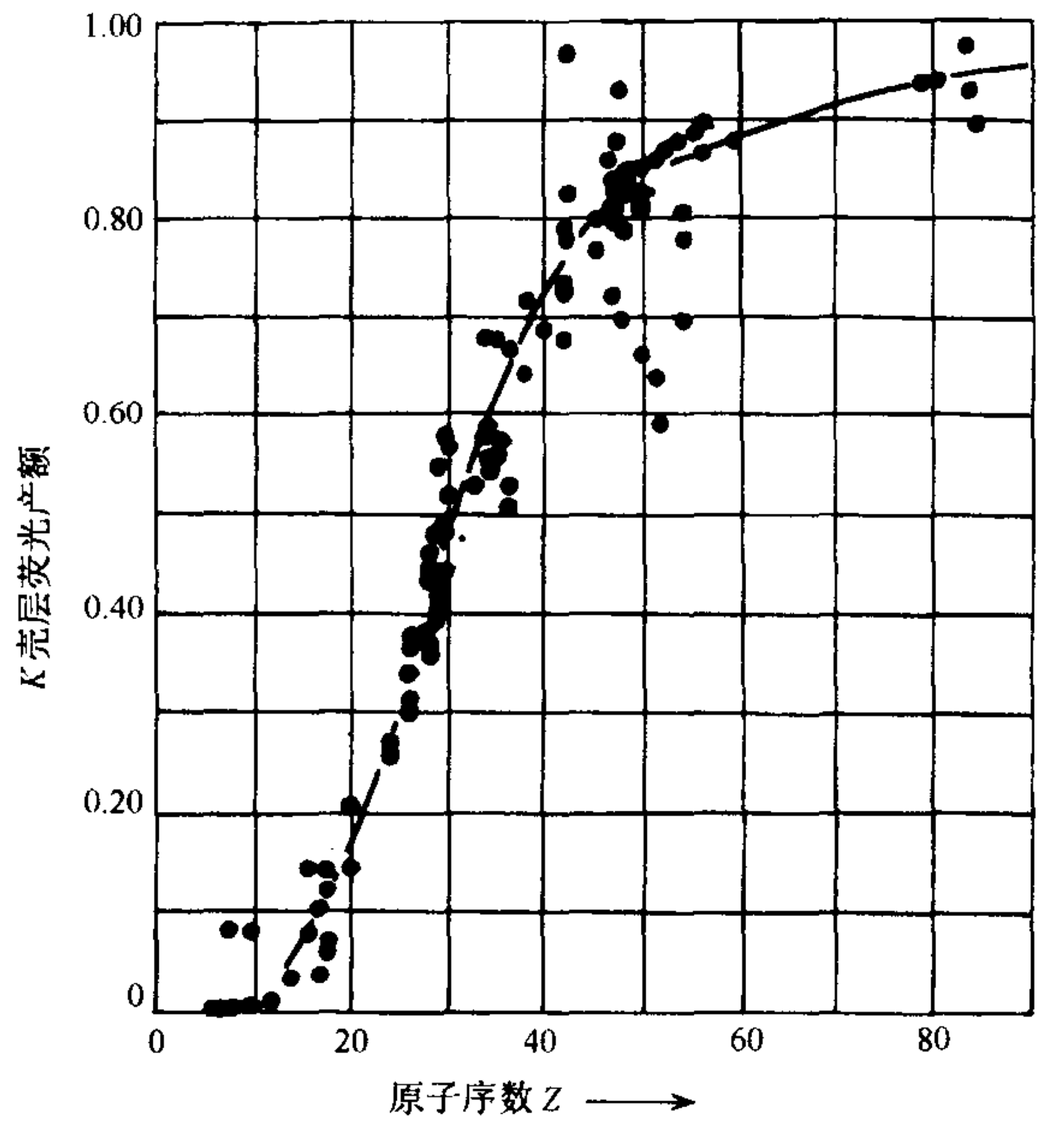


图 1.9　K 壳层荧光产额随原子序数的变化

光电子的发射方向取决于入射光子的能量，直至几十 keV 的光子能量，发射的光电子的原初方向大致与入射光子方向垂直，如图 1.10 所示[3]。但是由于多次散射的影响，很快将使光电子的运动随机化。

1.5.2　康普顿-吴有训效应

当光子能量上升到原子最高能级以上，康普顿-吴有训效应成为主要过程。康普顿-吴有训效应是光子在自由电子上的散射，因此又称为康普顿-吴有训散射。

能量为 $E_\gamma=\hbar\omega_0$ 的光子，在自由(准自由)电子上被散射，散射角为 θ(入射光子方向与散射光子方向的夹角，见图 1.11)。散射电子获得的能量为 $E_e=E_\gamma-E_{\gamma'}=\hbar\omega_0-\hbar\omega'$。散

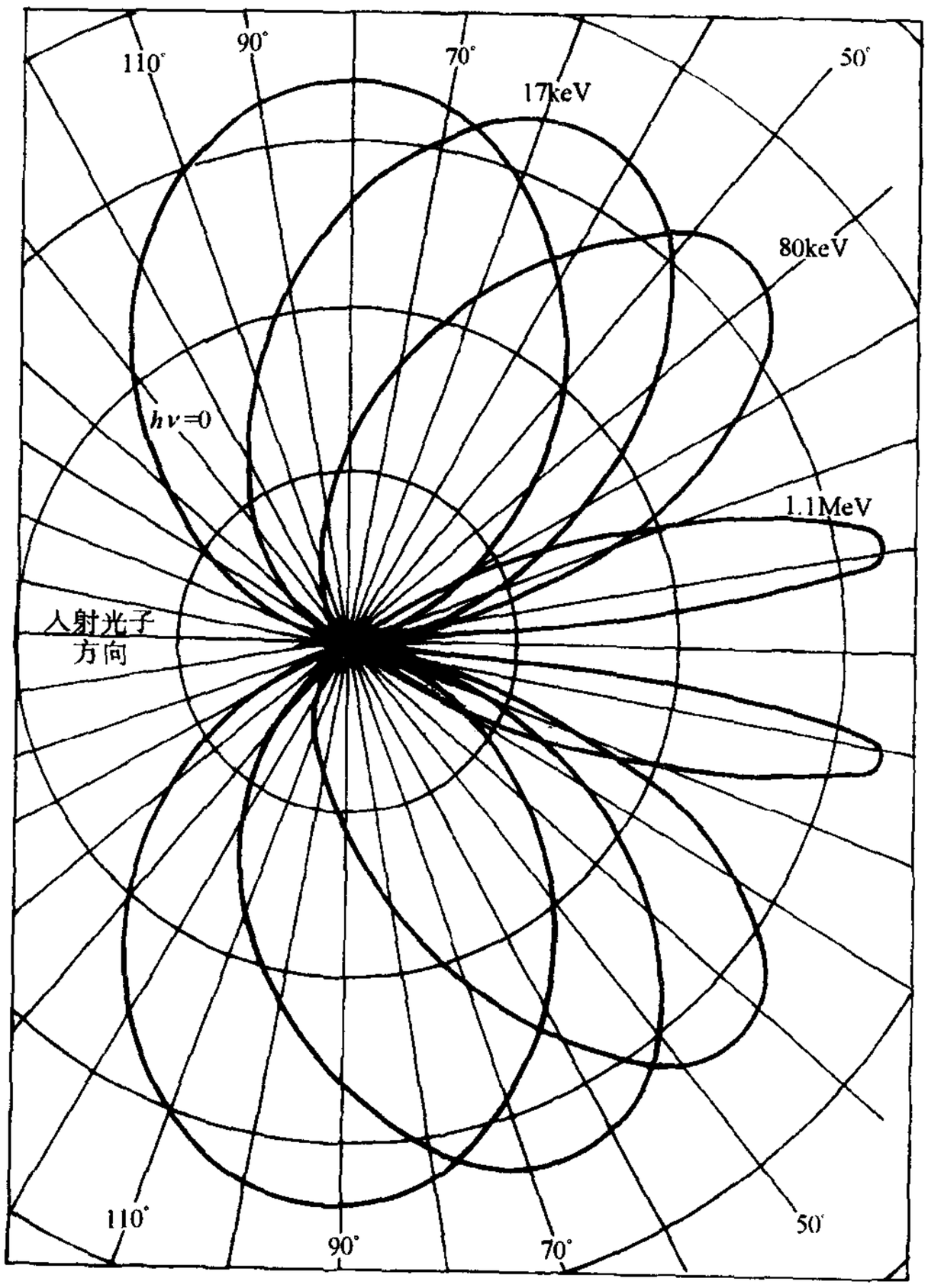


图 1.10　光电子发射的几率与光电子发射方向相对于
入射光子方向角度及光电子能量的关系[3]

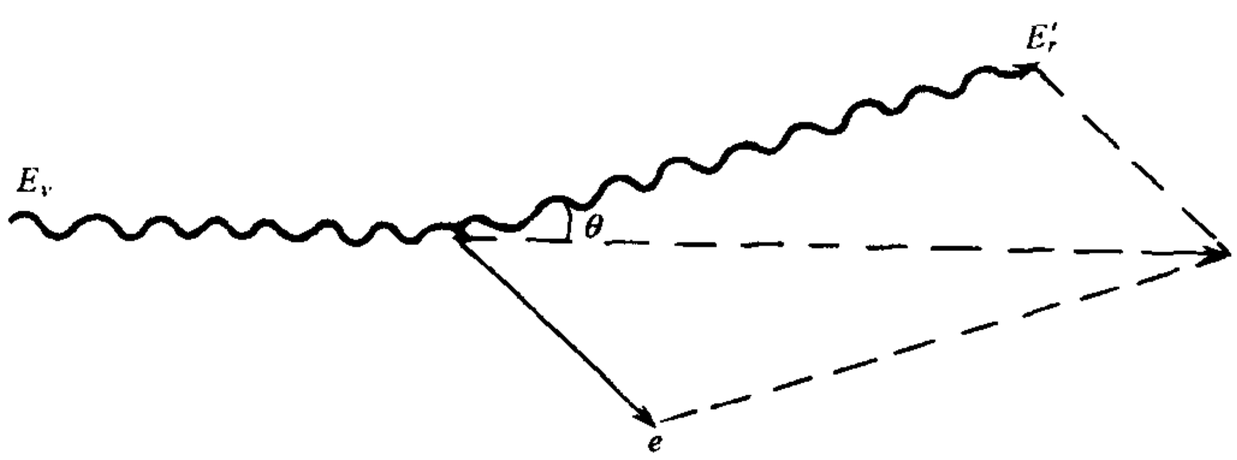


图 1.11　康普顿-吴有训效应矢量图

射后光子能量为 $E_{\gamma'}$，由能量和动量守恒可以得到：

$$E_{\gamma'}=\frac{E_\gamma m_e c^2}{m_e c^2+E_\gamma(1-\cos\theta)} \tag{1.45}$$

(1.45)式给出散射光子的能量是入射光子能量 E_γ 和散射角的函数。

散射电子获得的能量为：

$$E_e=E_\gamma-E_{\gamma'}=\frac{E_\gamma^2(1-\cos\theta)}{m_e c^2+E_\gamma(1-\cos\theta)} \tag{1.46}$$

当电子向前散射，亦即当散射角 $\theta=\pi$ 时，散射电子获得的最大能量为：

$$E_e^{\max}=\frac{2E_\gamma^2}{m_ec^2+2E_\gamma} \tag{1.47}$$

当光子向前散射($\theta=0$)，散射光子有最大值 $E_\gamma^{\max}=E_\gamma$；当光子向后散射($\theta=\pi$)，散射光子有最小值 $E_\gamma^{\min}=\frac{1}{2}m_ec^2$。

1.5.3 电子对产生

当光子能量超过相当两个电子静止质量之和即 1.02MeV 时，将产生正负电子对效应。这种电子对产生是高能光子在介质原子核场中形成的。正负电子能量之和等于入射光子的能量。

设 $\Phi(E_\gamma,T_e')\mathrm{d}T_e'\mathrm{d}x$ 是光子能量为 E_γ 穿过介质厚度为 $\mathrm{d}x(\mathrm{g/cm^2})$ 产生正电子动能为 T_e' 和 $T_e'+\mathrm{d}T_e'$ 之间的正负电子对的几率。与考虑辐射过程的情况类似有[15]：

$$\Phi_{\mathrm{pair}}(E_\gamma,T_e')=4\alpha N_a r_e^2\left(\frac{1}{E_\gamma}\right)G(E_\gamma,\nu) \tag{1.48}$$

式中，$\nu=(T_e'+m_ec^2)/E_\gamma$ 是正电子能量所占光子总能量的份额。G 为影响核电场屏蔽的因子，随 E_γ 和 ν 缓慢变化。在介质原子外层电子对核电场的屏蔽作用是“完全屏蔽”的情况下有：

$$G(E_\gamma,\nu)=\left[\nu^2+(1-\nu)^2+\frac{2}{3}\nu(1-\nu)\right]\ln\left(183Z^{-\frac{1}{3}}\right)-\frac{1}{9}\nu(1-\nu) \tag{1.49}$$

对 $\Phi_{\mathrm{pair}}(E_\gamma,T_e')$ 从正电子动能 $T_e'=0$ 积分到 $T_e'=E_\gamma-2m_ec^2$ 就可得到光子能量为 E_γ 在厚度为 $\mathrm{d}x(\mathrm{g\cdot cm^{-2}})$ 介质中产生正负电子对的几率。在 $E\gg137m_ec^2Z^{-\frac{1}{3}}$ 条件下有：

$$\int_0^{E_\gamma-2m_ec^2}\Phi_{\mathrm{pair}}(E_\gamma,T_e')\mathrm{d}T_e'=4\alpha N_a\frac{Z^2}{A}r_e^2\left[\left(\frac{7}{9}\ln\left(183Z^{-\frac{1}{3}}\right)-\frac{1}{54}\right)\right] \tag{1.50}$$

考虑原子的电子影响，在对产生现象中，对产生的微分几率或总的几率公式中 $Z(Z+1)$ 代替 Z^2。

令 $\phi_{\mathrm{pair}}(E_\gamma,T_e')=X_0\Phi_{\mathrm{pair}}(E_\gamma,T_e')$ 表示每个辐射长度的对产生微分几率。图 1.12 表示量 $E_\gamma\phi_{\mathrm{pair}}(E_\gamma,T_e')$ 作为 ν 的函数，即光子的电子对产生效应在铅和空气中正电子的能量谱[15]。由图可知，当入射光子能量大于 100 MeV 时，各种能量的正电子产生几率大致相同。只是 $\nu\to0$ 和 $\nu\to1$ 时，产生几率急剧降低。

若设 θ 是动能为 T_e' 的次级电子轨迹和能量为 E_γ 的原初光子轨迹之间的夹角，则 θ 的均方根值为：

$$\langle\theta^2\rangle^{\frac{1}{2}}=q'(E_\gamma,T_e',Z)\left(\frac{m_ec^2}{E_\gamma}\right)\ln\left(\frac{E_\gamma}{m_ec^2}\right) \tag{1.51}$$

式中，q' 是原子序数 Z、原初光子能量 E_γ 和次级电子动能 T_e' 的函数，总是在≈1 的量级，

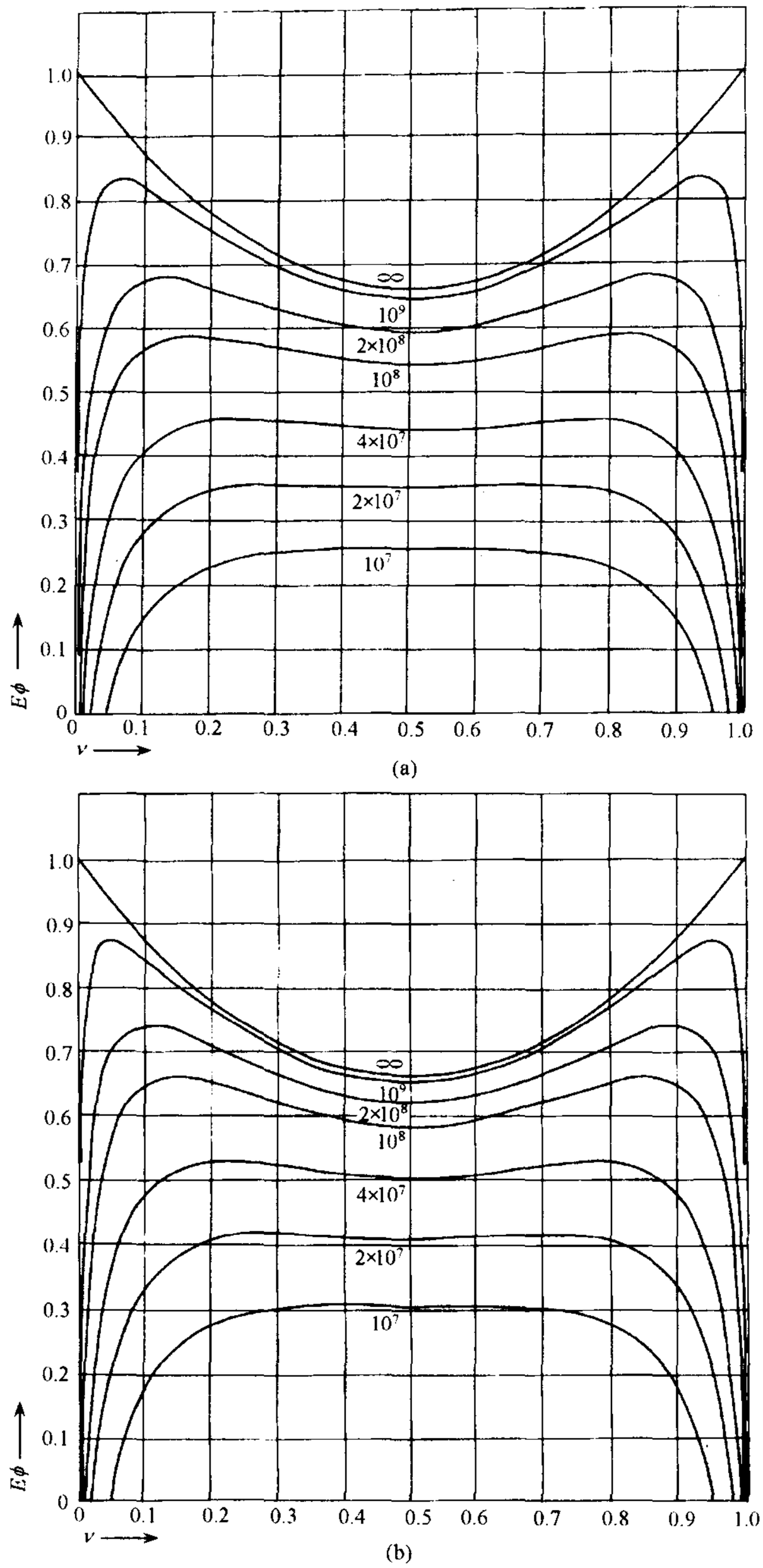


图 1.12　每单位辐射长度微分电子对产生的几率，即产生的正电子能谱

曲线上的数字为原初光子的能量(eV 为单位)[15]。横坐标 $\nu=(T_e'+m_ec^2)/E_\gamma$，纵坐标为 $E\phi_{\text{pair}}(E_\gamma,T_e')$

(a)在空气中；(b)在铅中

主要依赖于 $\nu=(T_e'+m_ec^2)/E_\gamma$。(1.51)式也可近似地写为：

$$\langle\theta^2\rangle \cong \frac{m_ec^2}{E_\gamma} \tag{1.52}$$

1.6 电磁簇射

当一个高能电子或光子入射到一块厚吸收体上，由于电子的韧致辐射会产生能量较低的光子，若产生的这些光子的能量大于 2 倍电子静止能量($m_e c^2$)，则这些光子又可能形成正负电子对。若生成的正负电子的能量大于临界能量 E_c，则它们又可继续产生韧致辐射。随着入射深度的增加，上述过程如此反复倍增，入射高能电子(或光子)的能量逐渐转化成数量上增长很多但能量较低的电子和光子。这就形成电磁级联簇射过程，简称为电磁簇射(Electromagnetic shower)过程。这种电子和光子数的倍增过程也不是无限制地发展下去。

辐射的能损近似地与入射能量成比例，电离能损则较复杂。在对电磁簇射的描述中，定义一个临界能量 E_c，在 E_c 以上簇射能发生，也即粒子仍然以辐射形式损失其能量；在 E_c 以下，簇射不再发生，粒子不再以辐射形式而以电离碰撞损失其能量。这一标志上述两者之间分界线的能量定义为临界能量 E_c。此时粒子因辐射的能损与电离的能损相等。对于电子，它可近似地表示为：

$$E_c = \frac{800(\mathrm{MeV})}{Z + 1.2} \tag{1.53}$$

为了处理高能电子与光子的电磁簇射行为，必须用到度量介质材料厚度的单位：辐射长度 X_0。它是指高能电子由于韧致辐射损失其能量，当其平均能量减小到原初能量的 $\frac{1}{e}$ 时所通过的介质平均厚度[参见 1.3 节(1.24)式]。已有人详细地计算了辐射长度 X_0 并列成了表格[21]。文献[21]中给出的公式不易直接算出辐射长度，但可近似地写成为：

$$X_0 = \frac{716.4(\mathrm{g/cm^2})A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \tag{1.54}$$

式中，Z 和 A 分别是介质原子的原子序数和原子量。用此公式计算所得的结果，除了 He 外，对所有元素均有好于 2.5%的精度，对 He 则大约降低为 5%。

对混合物或化合物中的辐射长度可用(1.28)式近似地计算。

各种材料中的辐射长度 X_0 与临界能量 E_c 如表 1.2 所示。

对于电磁簇射行为，还引进无标度变量：

$$t = x/X_0, y = E/E_c \tag{1.55}$$

这样介质深度将以辐射长度为单位，能量则以临界能量为单位。

在簇射的发展过程中电子和光子数目增加，但其平均能量则降低。到介质的一定深度时，电子和光子数目达到极大值。此后，电子和光子能量进一步降低而使簇射停止。入射粒子能量小于 E_c 后，电子主要通过电离过程耗损其能量，光子则主要通过 Compton 散射损失其能量。簇射粒子的能量耗尽，最后被介质吸收。簇射粒子数目在经过一个极大值以后逐渐减少，直至被介质全部吸收。图 1.13 为不同能量的电子在黄铜吸收体中电磁簇射的纵向发展曲线[9]，图 1.14 为 6GeV 电子在铅、铜、铝吸收体中电磁簇射的纵向发展曲线[22]。

电磁簇射的纵向发展过程可以用近似方法求出其解析解，例如 Rossi 的“近似 B(即玻恩近似)”得出了电子数目极大值和极大值的位置(以 X_0 为单位的介质深度)。一般簇射的发展由 Monte-Carlo 方法进行模拟计算。20 世纪 70 年代末由美国 SLAC 实验室发

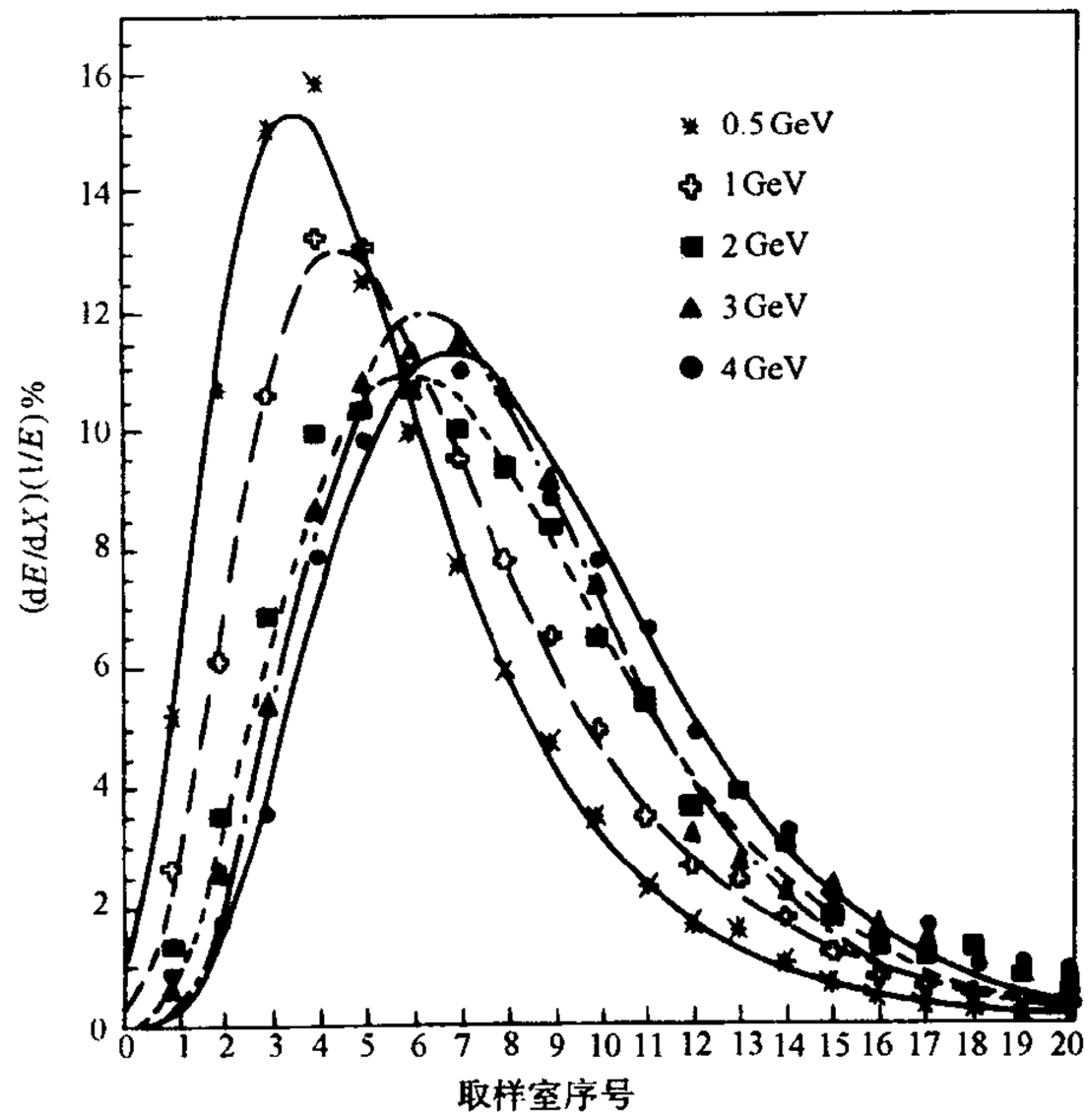


图 1.13　不同能量的电子在黄铜吸收体中电磁簇射的纵向发展[9]

在两取样室之间的黄铜吸收体厚度为 $0.84X_0$(辐射长度)。每个取样室厚度相当 $0.03X_0$

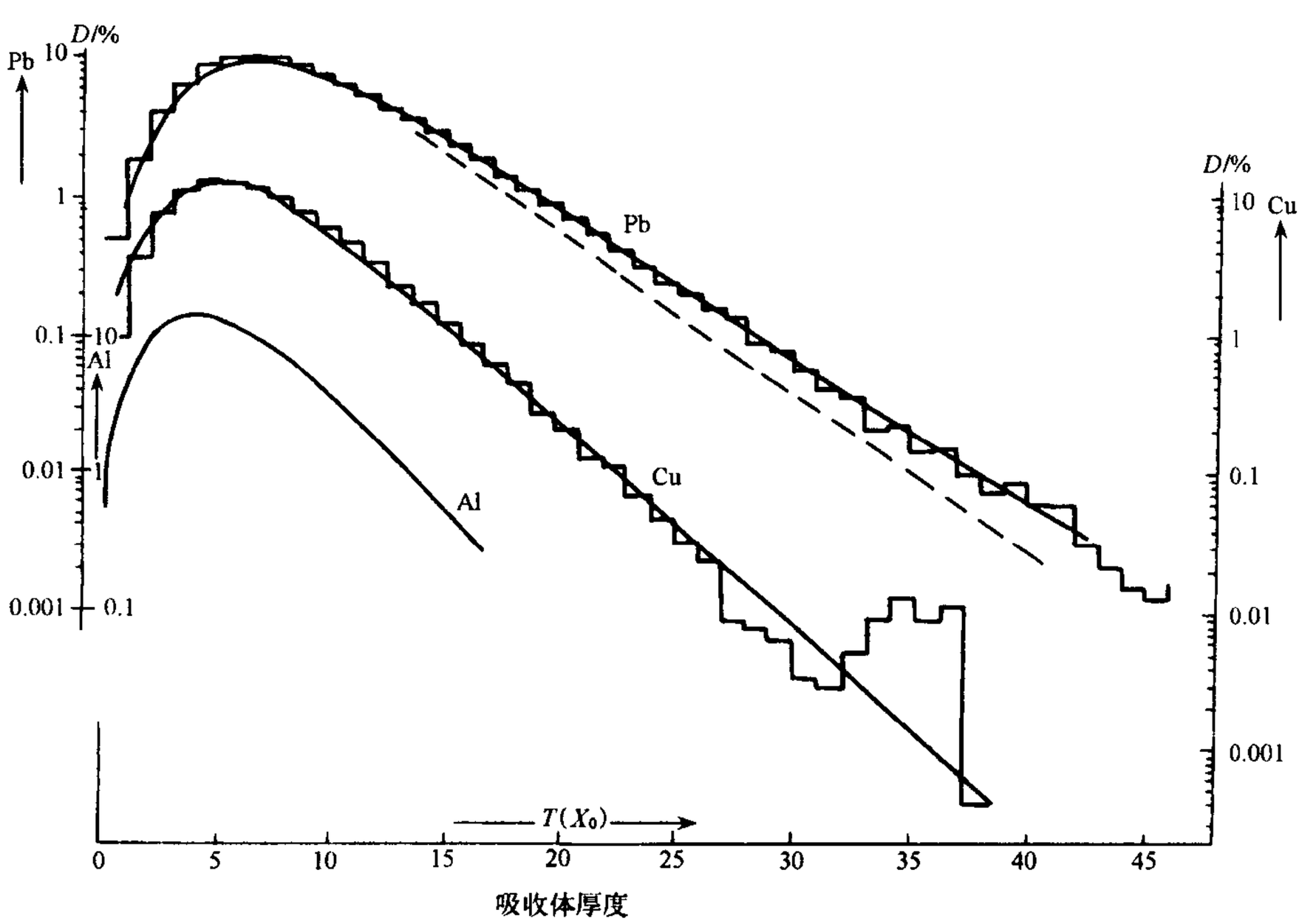


图 1.14　6GeV 电子在 Pb、Cu 和 Al 吸收体中电磁簇射的纵向发展[22]

展的 EGS3 Monte-Carlo 模拟程序包(Electron-Gamma Shower)以及后经修订于 1985 年发表的 EGS4 程序包[10],对于高能电子-光子的簇射行为给出了很好的描述。CERN 的 GEANT 程序包[29]中也有电磁簇射过程的模拟计算。

在电磁簇射中能量沉积的平均纵向发展由 Γamma 分布[23]很好描述:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1}e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{1.56}$$

式中，$\Gamma(a)$为 Γamma 函数。簇射极大值位置 t_{max}则在$(a-1)/b$ 处。人们对从碳到铀元素的介质，能量从 1GeV 到 100GeV 产生的簇射纵向发展进行拟合，得到能量沉积的纵向发展为上式(1.56)很好描述，且有：

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = 1.0 \times (\ln y + c_i), i = e, \gamma \tag{1.57}$$

这里对于电子引起的簇射有 $c_e = -0.5$，对于光子引起的簇射有 $c_\gamma = +0.5$。这个结果很类似于电子数目的纵向发展。对于电子数目的极大值由 Rossi“近似 B”得到的类似形式是：

入射为电子时，簇射极大值位置 $t_{max} = 1.0 \times (\ln y - 1)$，电子数极大值 $0.3y \times (\ln y - 0.37)^{-\frac{1}{2}}$。

入射为光子时，簇射极大值位置 $t_{max} = 1.0 \times (\ln y - 0.5)$，电子数极大值 $0.3y \times (\ln y - 0.18)^{-\frac{1}{2}}$。

上述所不同的是 c_e 与 c_γ。

为了利用式(1.56)，人们从式(1.57)找出 t_{max}，然后或是假定 $b \approx 0.5$，或是从图 1.15 找出更精确的 b 值求得 a。

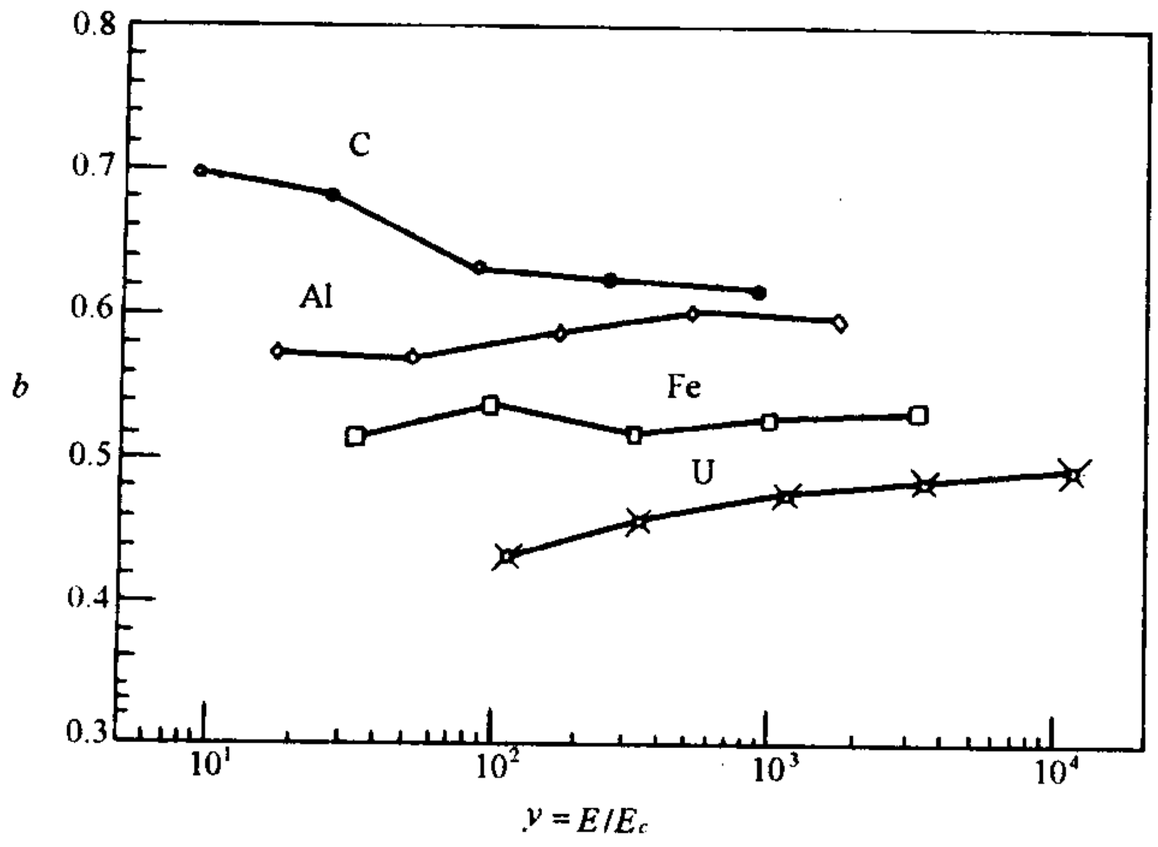


图 1.15　对入射电子能量为 $1 \leqslant E_0 \leqslant 100$GeV，各种吸收介质用 EGS4 Monte-Carlo 模拟计算获得的能量沉积纵向剖面对无标度因子 b 的拟合值。对入射光子获得的值基本上相同

因为簇射行为是个统计过程，涨落影响很大，式(1.56)仅是一种平均效果，因此需要有较大量的统计。

在不同材料中电磁簇射的横向发展可以用莫里埃(Moliere)半径相当精确地来描述。莫里埃半径由下式给出：

$$R_M = X_0 \left(\frac{E_s}{E_0} \right) \tag{1.58}$$

式中，$E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 = 21.2$MeV。在混合物或化合物中，莫里埃半径是：

$$\frac{1}{R_M}=\frac{1}{E_s}\sum_i\frac{f_iE_{ci}}{X_i} \tag{1.59}$$

式中，f_i 是第 i 种元素的权重因子；E_{ci}和 X_i 分别是第 i 种元素的临界能量和辐射长度。

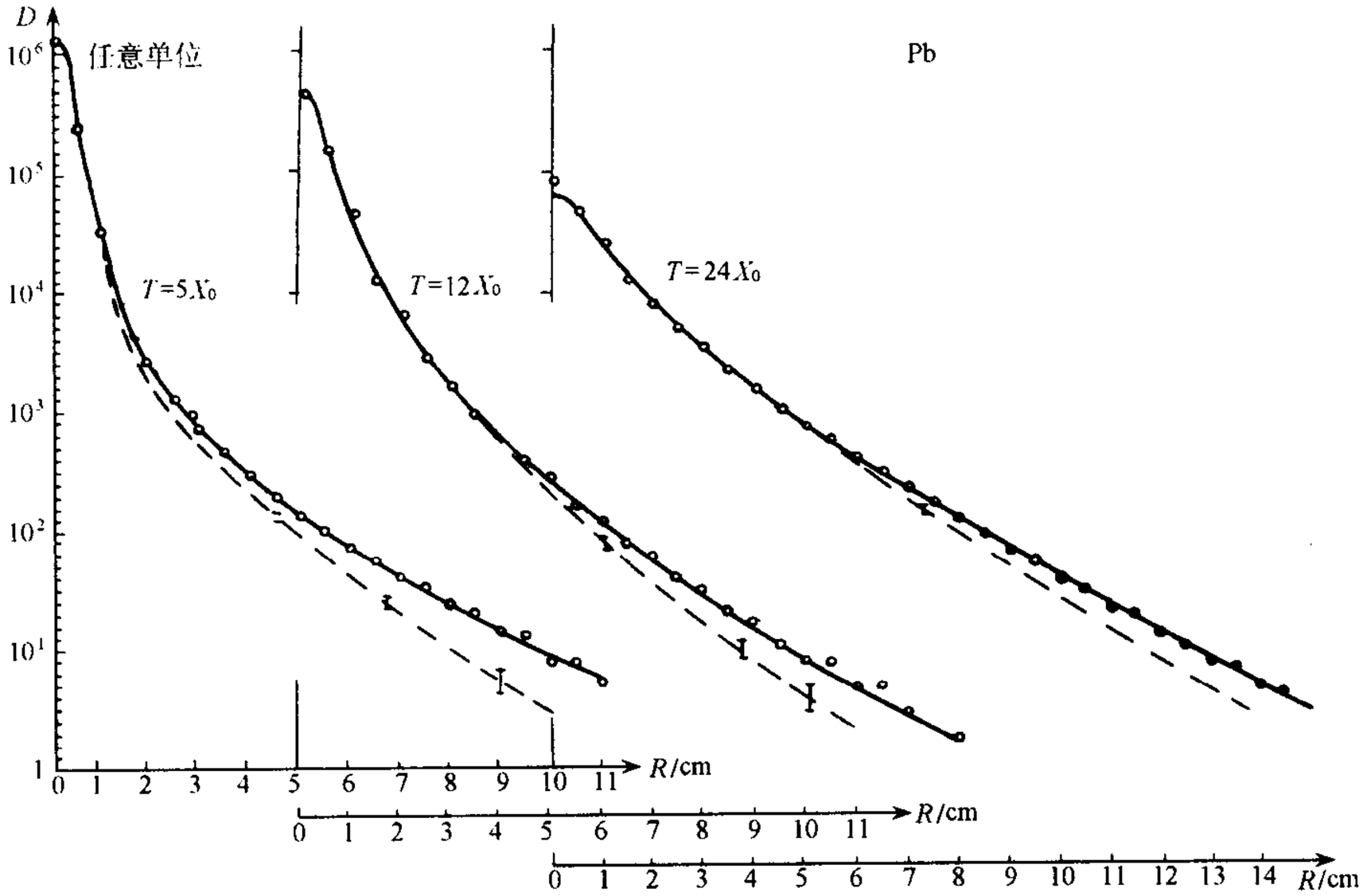


图 1.16　6GeV 电子在(a)Pb，(b)Cu 吸收体中电磁簇射实验测量的横向发展与 Monte-Carlo 模拟结果(带有误差 Bar 的虚线所示)相比较[22]

电磁簇射的横向分布的测量如文献[22]和[24]所示。平均而言，大约只有10%的能量落在半径 R_M 的圆柱之外。大约99%的能量被包容在 $3.5R_M$ 为半径的圆柱之内，但是在这个半径及其以外，介质的组分效应将成为很重要，横向分布随莫里埃半径 R_M 的无标度性将不成立。横向分布的特征是有一个很窄的核心，随着簇射的发展逐渐变宽。图1.16为6GeV电子在Cu、Pb吸收体中的横向发展[22]。

根据电磁簇射的性质研制和发展的电磁簇射探测器即电磁量能器，将在后面的第二篇的电磁量能器章中介绍。

1.7 强子簇射

当高能强子通过介质时，高能强子与介质原子核发生强相互作用，包括弹性和非弹性相互作用两部分。非弹性相互作用产生多个次级强子。高能次级强子又可在介质中产生新的相互作用，产生更多的次级粒子。这种发展过程称为强子级联簇射，简称强子簇射。图1.17为这种过程的示意。

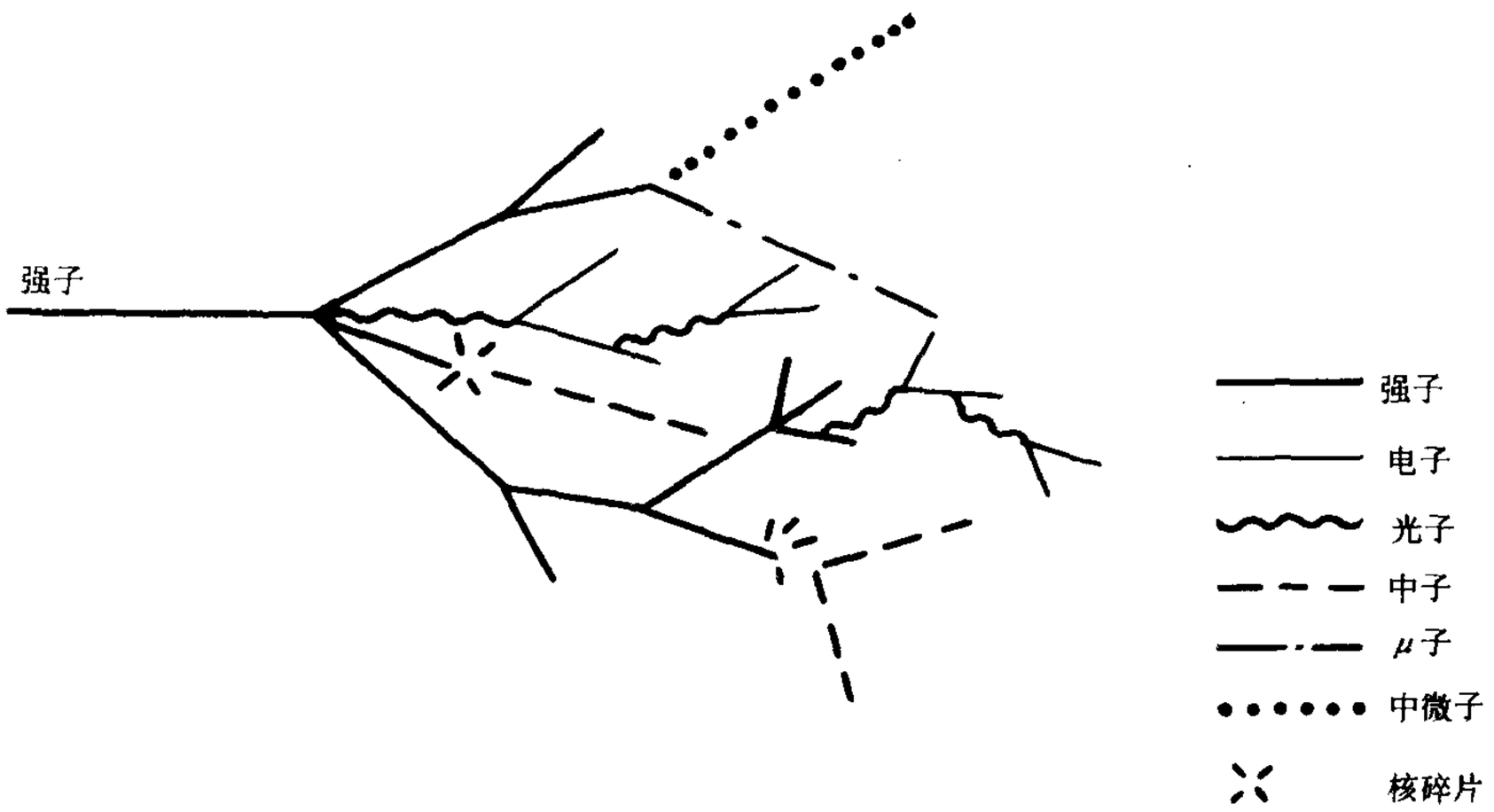


图1.17 强子簇射过程发展示意图

传播强子簇射的强作用过程的复杂性以及产生次级粒子的种类繁多使得要详细理解这种过程成为很复杂的事情，目前还没有对强子簇射描写的简单明了的解析形式，但较好地研究了其基本过程。

强相互作用的典型特征是次级粒子的多重产生。这些次级粒子具有有限的平均横动量$\langle P_T\rangle \approx 0.35(\mathrm{GeV}/c)$，它们约消耗原初粒子能量的一半。(这通常以非弹性系数 k 来描述，即 $k\approx 0.5$)。其余的一半能量为快速向前方向的“带头”(leading)粒子所带走。还有小部分能量传给了反冲核子和使原子核激发。次级粒子大多数是 π 粒子和核子，它们产生的多重性与能量稍微有关。

强子簇射发展过程的主要特征列于表1.4。

表 1.4　强子簇射发展过程的主要特征[25]

反应过程	特　　性	对能量分辨率的影响	特征时间/s	特征长度/(g·cm^{-2})
强子产生	多重数≅$A^{0.1}\ln S$ 非弹性系数≅0.5	π^0/π^+之比 结合能损失	10^{-22}	吸收长度≅$35A^{\frac{1}{3}}$
核退激	蒸发能≈10% 结合能≈10% 快中子≈40% 快质子≈40%	结合能损失 对中子、带电粒子及γ很差及有不同的响应	10^{-18}～10^{-13}	快中子 λ_n≈100 快质子 λ_p≈20
π,μ的衰变	μ,ν的部分能量≈5%	中微子ν的损失	10^{-8}～10^{-6}	$\gg\lambda$
在几个 TeV 能量下产生的c,b粒子率变	μ,ν的部分能量≈1%	中微子ν的损失 在分辨率函数中的尾巴	10^{-12}～10^{-10}	$\ll\lambda$

次级带电π粒子衰变产生μ和ν_μ。衰变产生的μ子通过电离而损失其能量，ν_μ则不发生相互作用而穿过介质。一部分入射粒子有效能量转换成核反冲、核激发和原子核星裂(主要是低能的或停止π^-引起)。核反应产生的核碎裂产物及核退激发出的辐射可在介质中沉积能量。次级粒子中相当一部分是π^0，它将没有进一步的核相互作用而立即衰变为一对光子。高能光子则在介质产生电磁簇射。在入射能量几个到几百 GeV 的范围内，转换成π^0的比例约为f_{π^0}≅0.1ln$E$(E单位为 GeV)。π^0成分的多少，主要取决于第一次相互作用，因此每个事例均有不同的π^0比例。这个比例围绕着平均值有涨落。考虑这种涨落对强子能量分辨率有很重要的影响。

对于给定能量的入射强子，以上过程是互相关联的，从而导致很不相同的簇射成分，因而也就有在介质中不同的能量沉积。这些因素综合在一起，将会给强子量能器带来固有的限制。这将在第二篇中进一步讨论。

图 1.18 是根据各种基本过程测量的截面值所做的在强子簇射中各种过程的与能量相关的蒙特卡罗(Monte-Carlo)模拟。应特别指出，这些过程有的对强子簇射贡献可见的能量(即可以探测到的)，同时有相当一部分——例如核结合能、μ和ν——将以“不可见

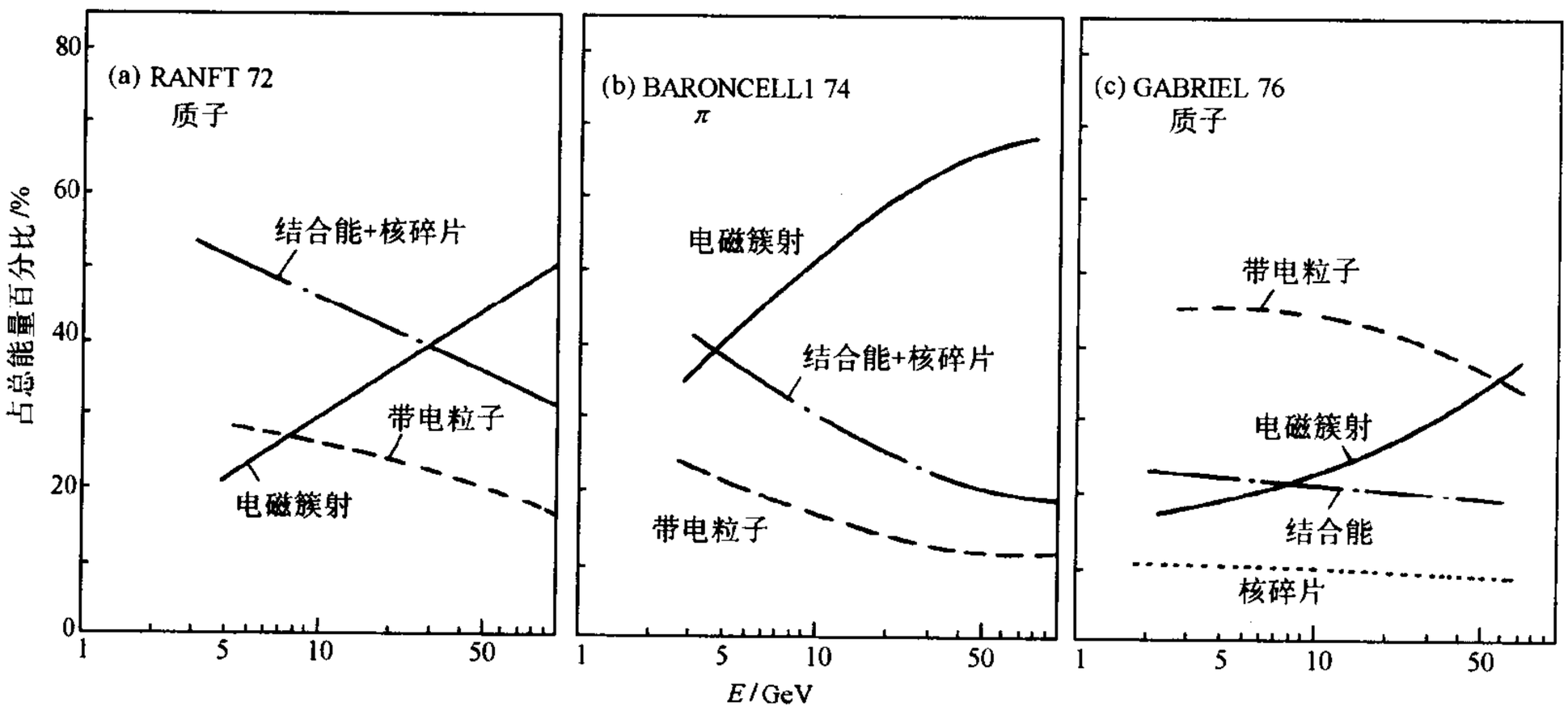


图 1.18　在强子簇射中最重要的几种过程对沉积能量的相对贡献。曲线根据测量的截面值所做的蒙特卡罗模拟计算而得[26]。(a)、(b)、(c)为三种有代表性的蒙特卡罗计算结果

的"形式而丢失或贡献不可探测的能量。

强子簇射像电磁簇射一样，次级粒子平均能量逐渐降低，有一个次级粒子数的极大值，极大值后粒子数逐渐减少到最后全部终止。同电磁簇射相比，强子簇射发展比较缓慢。例如能量为 5MeV 的 π 在铅中的强子簇射，簇射极大约在 10cm 深处，一直延伸到 40cm 以后。而 5GeV 的电子在铅中的电磁簇射，极大约在 2cm 深处，大致延伸到 10 余厘米深处。

图 1.19 是强子在不同介质(W，Fe 等)中的簇射纵向和横向发展。平均纵向发展显示出若以吸收长度 λ_0 为单位的"无标度性"(scaling)。横向发展与电磁簇射同样，与纵向深度有关。簇射的核心部分很窄，其 FWHM 从 $0.1\lambda_0$ 到 $0.5\lambda_0$。随着簇射深度的增加，入射粒子能量越高，窄的核心部分则为低能粒子所包围，并从簇射轴向外延伸，扩展到相当远的距离。例如，为了包含簇射横向发展的 90%，则要求介质圆柱的半径 $R\approx 1\lambda_0$。

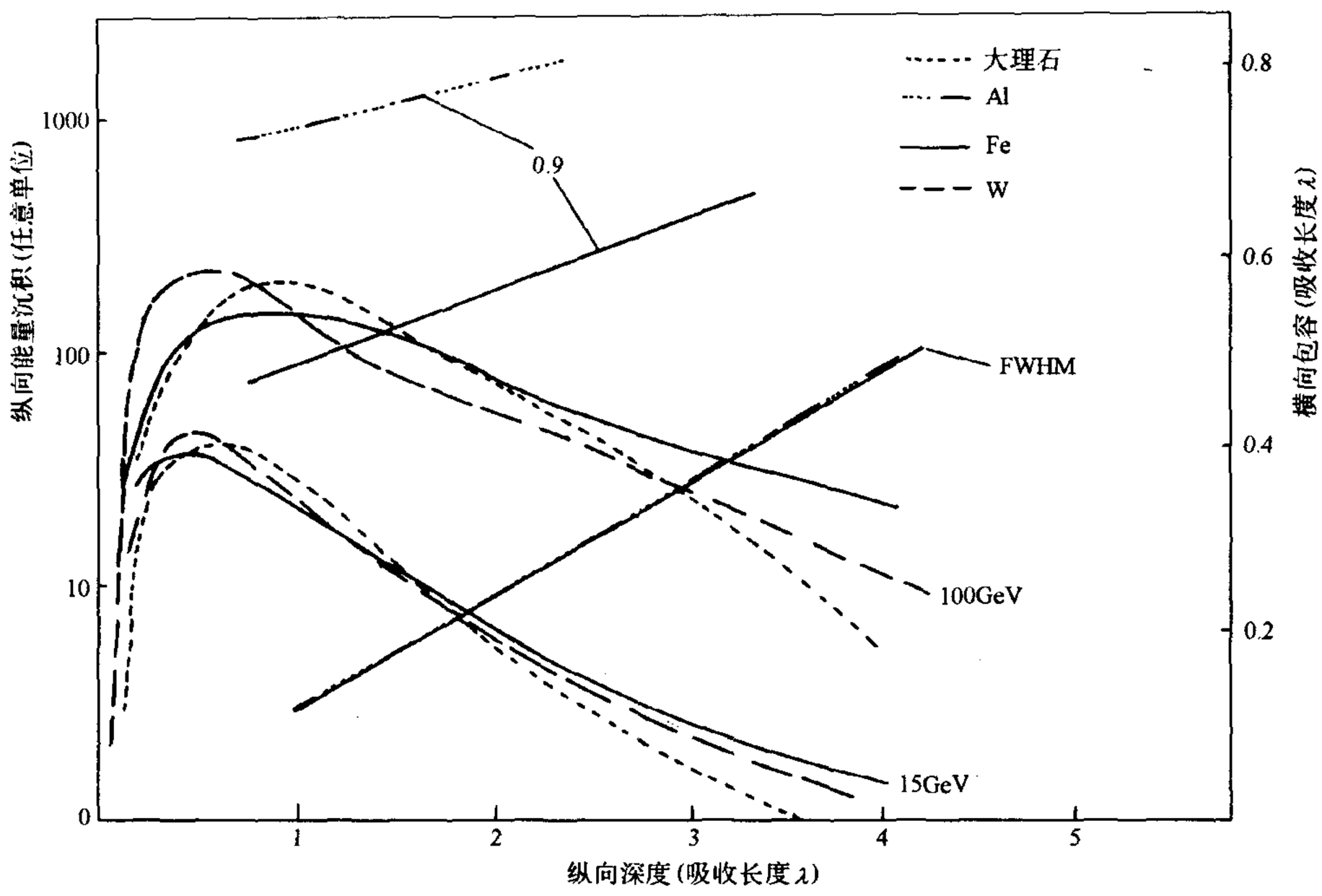


图 1.19　强子在不同的介质中(W，Fe，Al 和大理石)强子簇射的纵向和横向发展[25]

入射高能强子和介质原子核的强相互作用，以核作用总截面(σ_T)和核相互作用长度(PDG 称核碰撞长度 λ_T[1])(λ_I)来描述，它们之间的关系是：

$$\lambda_I = \frac{A}{N_a \sigma_T} \tag{1.60}$$

式中，A 是介质原子核质量数；N_a 为阿伏伽德罗常量。

总截面包括弹性散射载面和非弹性相互作用截面。在总截面 σ_T 中减去弹性散射截面，则得非弹性相互作用截面 σ_I。与此相应有：

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_a \sigma_I} \tag{1.61}$$

式中，λ_0 称为核的非弹性相互作用长度，或称为核的吸收长度(PDG 称为核相互作用长度

λ_I[1])。有关介质的 λ_0 值可查阅文献[1]或本书附录 1。如常用的铁有 $\lambda_0=131.9g/cm^2$(或 16.8cm),铅有 $\lambda_0=194g/cm^2$(或 171cm)。对强子簇射有模拟程序包 GHEISHA[27]和 FLUKA[28],在 CERN 发展的 GEANT[29]探测器模拟程序就包含了以上两个强子相互作用过程的模拟程序包。

参 考 文 献

[1] Particle data Group. Euro. Phys. J., C(Particle and Field), 1998,3

[2] Fano U. Ann. Rep. Nucl. Sci., 1963,13:1

[3] Sauli F. CERN(Yellow Book) 77-09

[4] Allison WMM and Cobb TH. Ann. Rep. Nucl. Sci.,1980,30:23

[5] Blum W and Rolandi L. Particle Detection with Drift Chamber,Springer-Verlag,1993

[6] Joram C. CERN Academic Training Particle detector,1997;上海复旦大学、清华大学、北京大学合编,原子核物理实验方法,第 2 章,北京:原子能出版社,1997

[7] Sternheimer et al. Atomic Data & Nucl Data Table, 1984, 30:261

[8] Landau L D. J. Exp. Phys. (USSR), 1944,8: 201; Ispirian V A et al. Nucl. Instr. Methods, 1974,117:125

[9] Chen C et al. Nucl. Instr. Methods, 1994,A351:330

[10] Nelson W R, Hirayama H, Rogers D W O. The EGS4 Code System. SLAC-265(Dec. 1985)

[11] Sternheimer R M et al. Phys. Rev.,1971,B3:3689

[12] Seltzer S M et al. Int. J. of Applied Rad.,1982,33:189

[13] Perkins D H. Introduction to High Energy Physics,3rd Edit. 1988, 41

[14] Bethe H A. Phys. Rev., 1953,89:1256; Scott W T. Rev. Mod. Phys.,1963 ,35:231; Shen et al. Phys. Rev., 1979,D20:1584; Motz J W et al. Rev. Mod. Phys.,1964,36:881

[15] Rossi B. High Energy Particles Printice-Hall,NY. 1964

[16] Stearns O M. Phys. Rev.,1949,76:836

[17] Kleiknecht K. Phys. Report, 1982,84:85

[18] Boie R A et al. Nucl. Instr. Methods, 1982,201:93

[19] 王临洲等. 正比室一些特性的研究. 核技术,1984,No. 1:26～31

[20] 陈 昌,张勤俭. 马基茂等. 用于低动量高精度测量的漂移室氦基混合气体性能的研究. 高能物理与核物理,1998,22:787～794

[21] Tsai Y S. Rev. Mod. Phys.,1974,46:815

[22] Bathow G et al. Nucl. Phys., 1970,B20:592

[23] Longo E. Nucl. Instr. Methods, 1975,128:283

[24] Nelson W R et al. Phys. Rev., 1966,149:20

[25] Fabjan C W. CERN-EP/85-54

[26] Palladina V, Sadoulet B. Nucl. Instr. Methods, 1975,128:323

[27] Fesefeldt H C. GHEISHA, Simulation of Hadronic Showers, Physics and Application, PITHA-report 85-02, RWTH,Aachen,Germany

[28] Aarnion P A et al. FLUKA 86 Users Guide,CERN-TIS-RP/168(1986)

[29] Brun R, Bruyant F, Maire M et al. GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Write W5013

第二章　电子与离子在气体中的运动

带电粒子同它所通过的介质之间的相互作用已在前一章中介绍，并指出仅仅电磁相互作用是粒子探测器的基础。入射粒子的电磁场同介质的电磁场之间的非相干库仑相互作用，会在介质层(即使很薄)中留下可探测的“信息”。在讨论气体中电子与离子的运动规律时，将着重讨论带电粒子在气体介质中的能量损失及其分布；原电离和总电离及离子对产生的统计规律；电子与离子在气体中的漂移和扩散等。

2.1　带电粒子在气体中的能量损失及其分布

在第一章中引入的 Bethe-Bloch 公式(1.1)也适用于气体介质。图 2.1 是根据(1.1)式计算得到的在空气中几种不同入射粒子的电离能量损失随粒子能量变化曲线[1]。此处 $x=X\rho$(X 单位为 cm；x 称为约化长度，单位为 g/cm^2；ρ 为介质密度，单位为 g/cm^3)。由图可看到，当粒子能量在几百 MeV 以上，所有粒子处在最小电离区域，因此每单位长度损失差不多相同的能量。

(1.1)式中的有效电离电位 I，一般而言，它是对每种材料测量而得。表 2.1 列出了几种常用的气体实验实际测得的 I 值。对于多原子分子和气体混合物，Z，A 和 I 必须取其平均值。

需指出，微分能量损失与入射粒子质量无关，仅仅与其速度有关，开始阶段随($1/\beta^2$)很快减小。在 $\beta\approx0.97$ 左右，能损达到一个常数值。能损接近常数的区域称为最小电离区，这是粒子物理实验中经常遇到的情况。随着 $\beta\to1$ 其又有很缓慢的增加(即所谓相对论上升)。

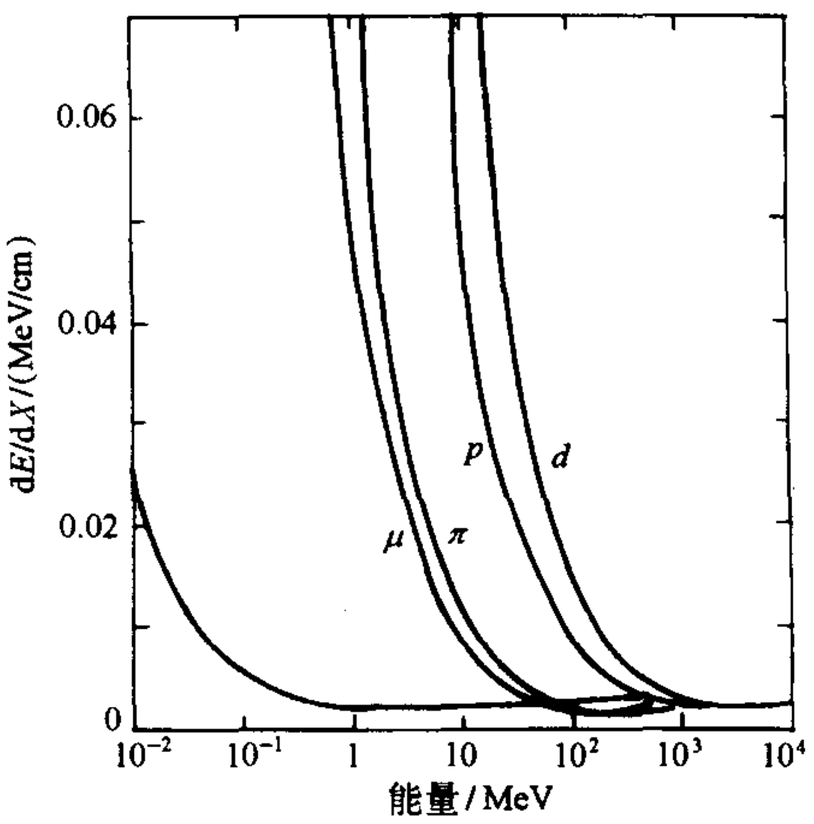


图 2.1　根据 Bethe-Bloch 公式计算的在空气中单位长度电离能量损失。在 1GeV/c 左右，所有的粒子能损差不多相同(最小电离坪区)

在薄层介质中，电磁能损是一些分离相互作用的总效果，因此具有统计平均的特性。由于能损 ΔE 与粒子总能量相比很小，因此在所有情况下都不是高斯分布。若从相互作用机制考虑，可以区分为两类过程。一类是有较大能量传递的所谓近距离碰撞，其结果是使介质释放出电子并使其电离；一类是只涉及较小能量传递的所谓远距离碰撞，其结果是使介质原子或是激发，或是个别传递能量大者也可使介质原子电离。图 2.2 定性地给出 100keV 的入射电子在一次事例中各种可能发生的过程的几率随传递能量的变化[1~3]。

当入射粒子能量在 10GeV 以上，Bethe-Bloch 公式中的对数项将起作用，这使每单位长度能损增加，这是相对论上升。高能粒子能损的相对论上升可以成为鉴别粒子的基础，

表 2.1　在气体探测器中常用的几种气体性质。最小电离粒子在标准状态下的平均激发能量 I，约化单位长度的能损 dE/dx 及 W_i 及产生的离子对数[1,4,6,30]

气体	Z	A	密度 ρ[1] /(g/cm^3)	I /eV	W_i /eV	dE/dx[2]	n_p[3] /(i. p. /cm)	n_T /(i. p. /cm)
H_2	2	2	9.00×10^{-5}	15.2	37	4.11	5.2	9.2
He	2	4	1.78×10^{-4}	41.8	41.5	1.94	4.8	8.0
N_2	14	28	1.25×10^{-3}	82	35	1.83	(10)	56
O_2	16	32	1.43×10^{-3}	95	31	1.81	22	73
Ne	10	20.2	9.00×10^{-4}	137	36	1.73	12	39
Ar	18	39.9	1.78×10^{-3}	188	26	1.52	24.3	94
Kr	36	83.8	3.74×10^{-3}	352	24	1.36	(22)	192
Xe	54	131.3	5.89×10^{-3}	482	22	1.26	44	307
CO_2	22	44	1.98×10^{-3}	85	33	1.83	35.5	91
CH_4	10	16	7.17×10^{-4}	41.7	28	2.21	26.5	53
C_4H_{10}	34	58	2.67×10^{-3}	48.3	23	2.25	84	195

1)20℃，760 Torr(1Torr=1.33322×10^2Pa)；2)MeV/gcm^{-2}；3)i. p. =ion pairs

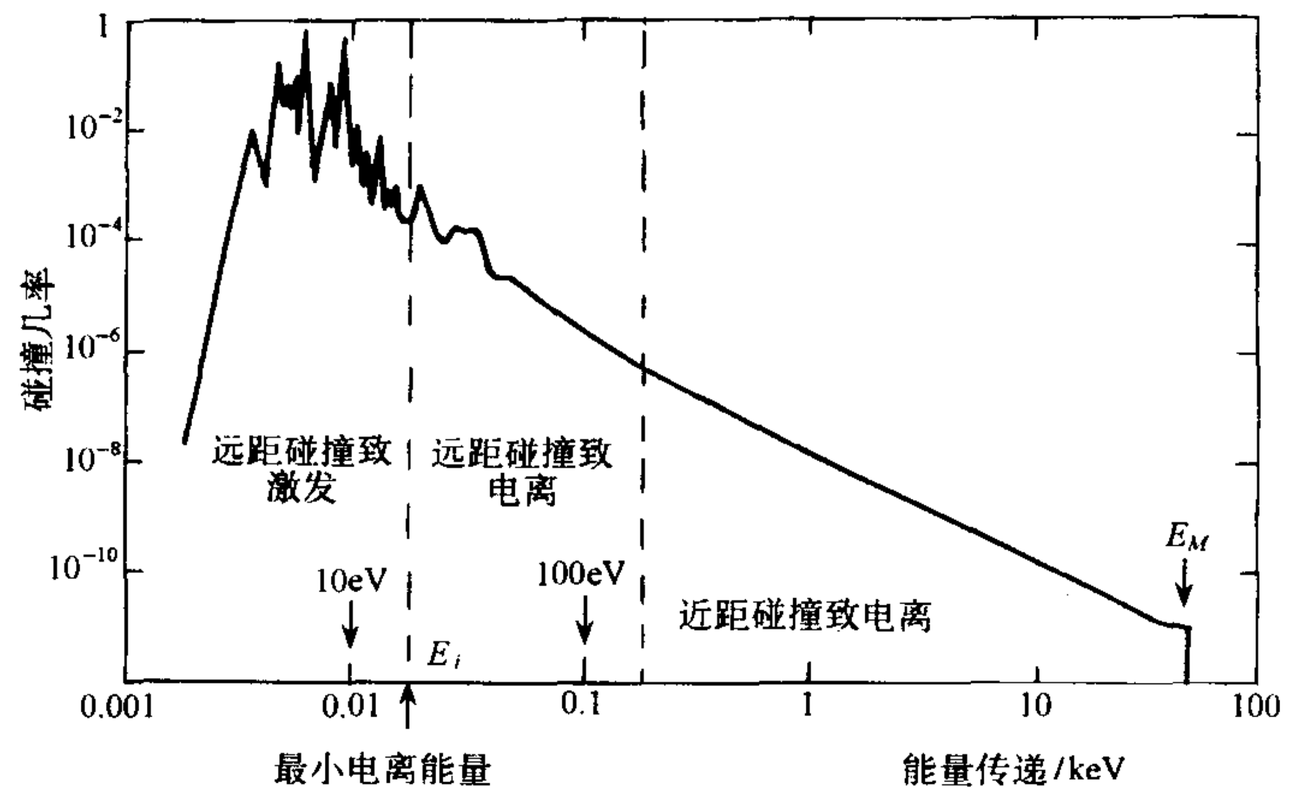


图 2.2　由 100keV 的快速电子在水中引起的不同过程的相对几率随着碰撞过程中传递的能量而变的曲线

因为对于给定粒子动量，不同质量的粒子其平均能损略有不同。式(1.1)中的密度效应项将会产生饱和效应。在气体介质情况下，当粒子能量为几百 GeV/c 左右时将会产生饱和效应。在饱和效应发生处，能损是最小电离值以上的 50%左右。如图 2.3 是在氩气(Ar)中实验测量的能损[5]。纵坐标为在最小电离区以上能损率的相对增加。

在薄层介质中能损分布为非高斯分布。每次碰撞过程中传递的能量变动范围很大，这就决定其能损分布的特征是式(1.2)所示的朗道分布。图 2.4 表示典型的朗道分布[1]。图中可看到平均能损和最可几能损不同。同样的例子可见图 1.2。其共同的特征是有很长的尾巴。

高能尾巴是因为有能量高的 δ 电子产生的结果。长尾巴带来的后果是使薄层探测器的能量分辨率很差。增加探测器厚度无助于改善能量分辨率。因为此时 δ 电子的数目也会相应增加，除非探测器厚度增加到能将粒子能量全部吸收，才有可能成为高斯分布。

在实际使用中，必须充分考虑这种很大的能损涨落，例如电子学放大器就需要有很大

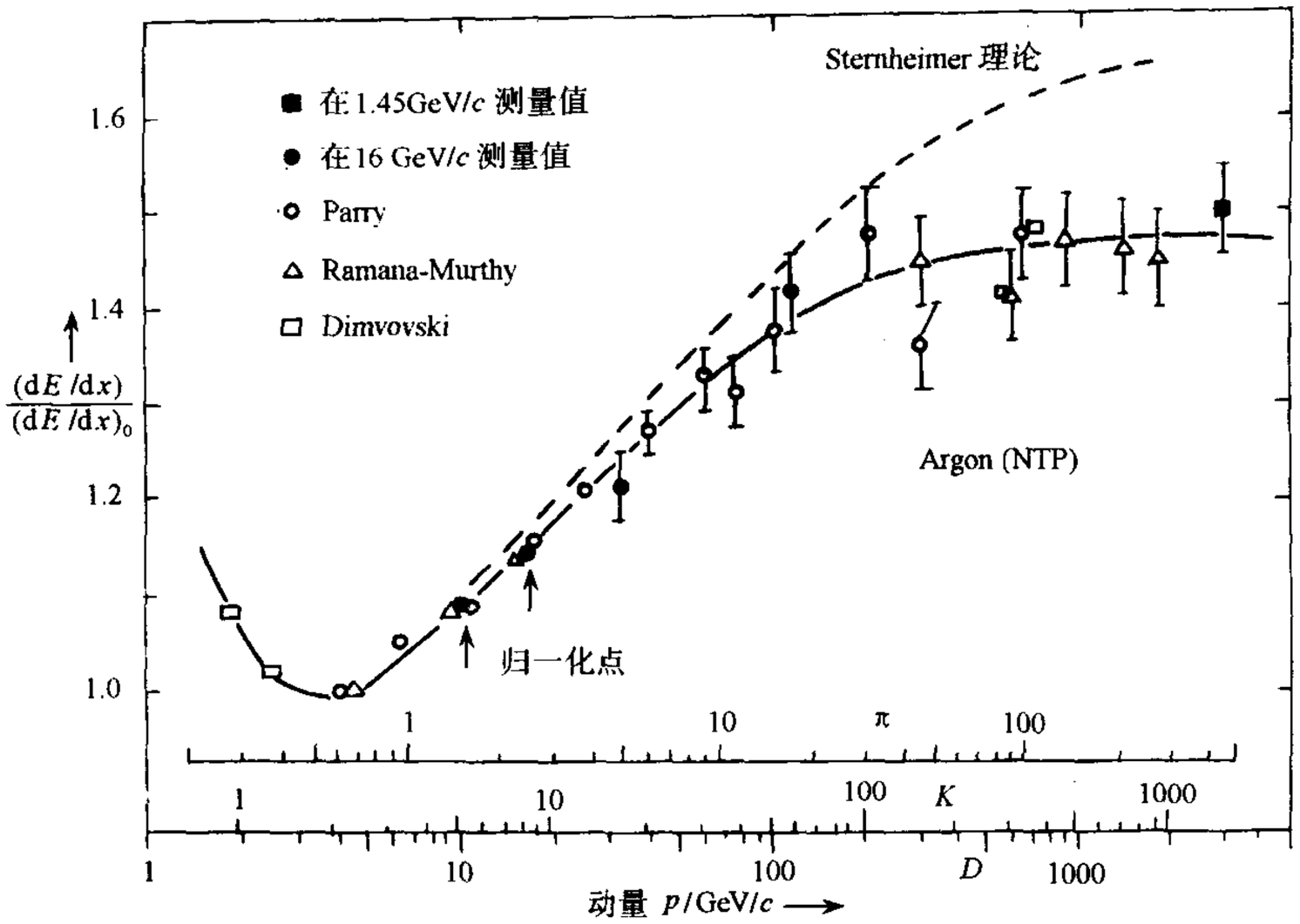


图 2.3　在 Ar 气中能量损失随粒子质量和动量的变化。纵坐标为最小电离值$(dE/dx)_0$以上的相对增加[5]

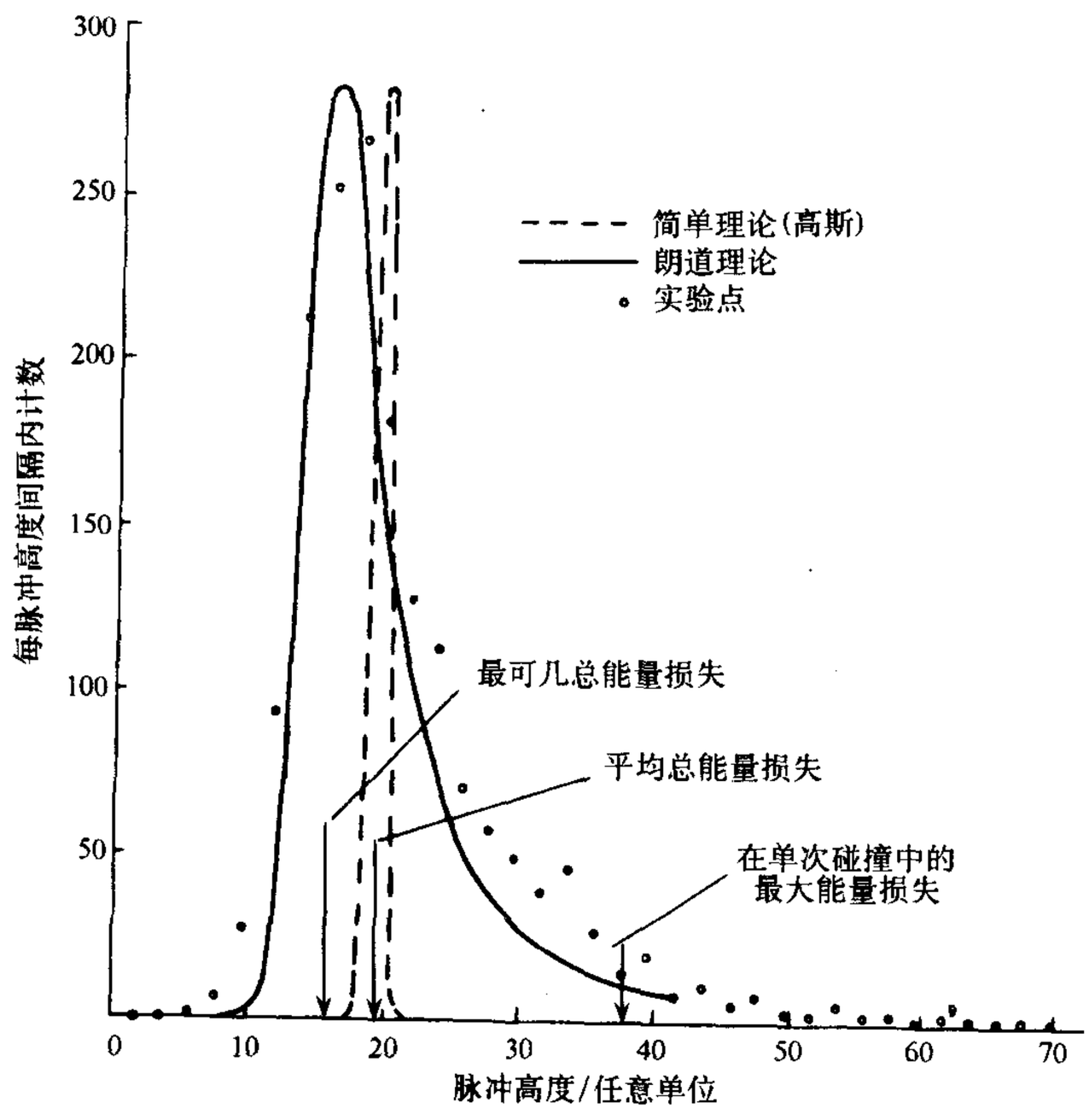


图 2.4　在 $Ar+CO_2$ 混合气体中能量损失的实验值和理论计算值的比较。计算值包括用简单的高斯理论和朗道分布两种情况

的动态范围。对于粒子径迹的能损，每次单独测量与平均能损值会有较大差异。为了在相对论上升区从(dE/dx)的较小增加鉴别粒子，就必须对每个粒子径迹取样数百次以上。

2.2 原电离和总电离

带电粒子通过气体介质，在其路径上与气体介质原子和分子发生电离碰撞释放出电子—离子对。这种直接碰撞产生的电子-离子对数目称为原电离。原电离产生的电子-离子对中，某些电子具有高于介质原子的电离电位的能量，可进一步使介质原子分子电离，产生次级电子-离子对。原电离和次级电离两部分贡献之和称为总电离。原电离和总电离是影响气体探测器空间分辨率的两个重要因素。气体探测器中常用的各种气体的原电离和总电离列于表 2.1[1,4,6,30]。

通常总电离数可表示为：

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \tag{2.1}$$

式中，ΔE 是在气体体积中的总能量损失；W_i 是产生一对电子-离子所需的平均能量。在表 2.1 中也给出了不同气体的 W_i 值。

表 2.1 中给出的 n_p 值是在标准状态下对最小电离粒子每单位长度的实验测量值。在表 2.1 中列出的 W_i 和 n_p 值，是不同实验结果的平均值，不同的实验结果可能与平均值有 20%～30%的差别。n_p 大致与气体的平均原子数成线性相关，如图 2.5 所示(Xe 气除外)。

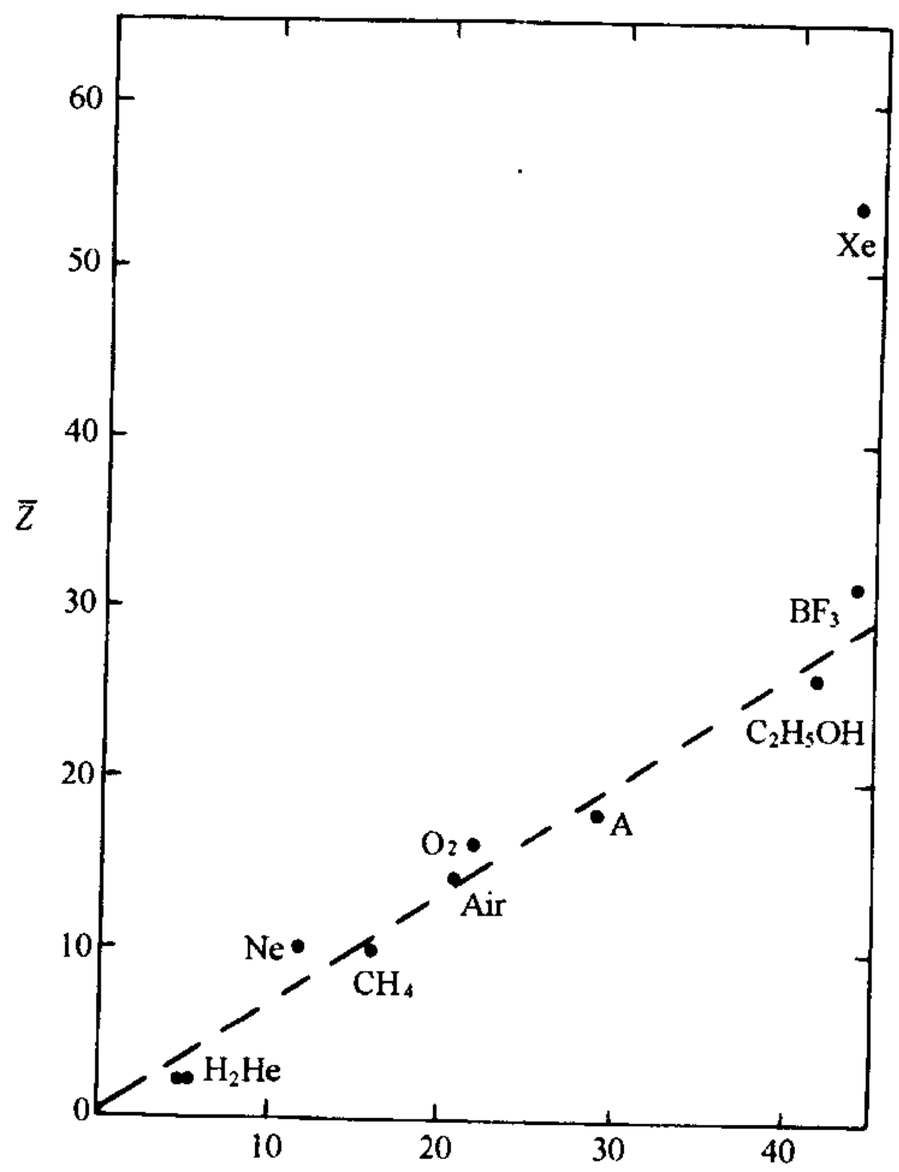


图 2.5 在标准条件下由快速带电粒在几种气体中原初电离数随气体平均原子数的变化。除 Xe 气外，所有的实验点落在一直线周围[1,8]

计算气体混合物的电离可用简单的求和规则。例如对于 1cm 厚的 He(80%)气和 Methane(20%)混合气体，在标准条件下产生的原电离和总电离数分别为(表 2.1)：

$$n_T = \frac{1.94 \times 10^6 \times 1.78 \times 10^{-4}}{41.5} \times 0.8 + \frac{2.21 \times 10^6 \times 7.17 \times 10^{-4}}{28} \times 0.2$$

$$= 6.66 + 11.3 = 18.0 \quad \text{(离子对 /cm)}$$

$$n_p = 4.8 \times 0.8 + 26.5 \times 0.2 = 9.1 \quad \text{(离子对 /cm)}$$

换言之，在标准条件下此混合气体中两次原电离碰撞之间的平均距离约为 1mm，且每次原电离平均约可再产生 1 个次级电离。

同样对 1cm 厚的 Ar(70%)+iC_4H_{10}(30%)混合气体有 $n_p = 42$/(离子对/cm)，$n_T = 152$/(离子对/cm)。

离子对产生具有统计规律性。原电离碰撞是小数目的独立事例，因此应遵从泊松分布。若 n 为原初相互作用的平均数($n = n_p$)，则在一个事例中实际发生的数目 k 将有下述几率：

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} \cdot e^{-n} \tag{2.2}$$

由此可知，对于一十分完善的探测器，若设 η 为探测器的探测效率，则由于离子对产生的统计性而引起的失效可表示为：

$$1 - \eta = P_0^n = e^{-n} \tag{2.3}$$

在上述 He(80%)+CH_4(20%)1cm 厚的混合气体中，这种失效率将是$\approx 1.1 \times 10^{-4}$($n = 9.1$)。

实验上从低压正比计数器的失效率测量中可得出 n_p 值。

2.3 气体中电子和离子在无电场情况下的扩散

电离产生的电子-离子对，与气体分子发生多次碰撞很快地损失其能量，最终达到气体的热运动平均能量分布。在通常条件下有：$\varepsilon_T = \frac{3}{2}kT \approx 0.04\text{eV}$，并遵从麦克斯韦能量分布规律：

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon}\, e^{-(\varepsilon/kT)} \tag{2.4}$$

式中，k 为玻耳兹曼常量，$k = 1.38 \times 10^{-33}\text{J/K} = 8.62 \times 10^{-5}\text{eV/K}$。假定不存在其他因素的影响，则由于多次碰撞引起的电荷扩散的位置分布将遵从高斯分布：

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot e^{-(x^2/4Dt)} \cdot dx \tag{2.5}$$

式中，$\left(\frac{dN}{N}\right)$是经过时间 t 后在距离原点 x 处的单元 dx 中发现电荷的量；D 表示扩散系数。这个分布的均方根偏差或标准偏差，对线扩散和体扩散分别为：

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad \text{或} \quad \sigma_v = \sqrt{6Dt} \tag{2.6}$$

表 2.2 给出几种离子在其自身气体中的扩散系数。在扩散时，离子与气体分子相碰撞，故在表中也给出了平均自由程 λ、平均速度 u。

表 2.2 在通常条件下各种气体分子的经典平均自由程、速度、扩散系数[7]

气体	平均自由程 λ /cm	速度 u /(cm/s)	扩散系数 D^+ /(cm^2/s)
H_2	1.8×10^{-5}	2×10^5	0.34
He	2.8×10^{-5}	1.4×10^5	0.26
Ar	1.0×10^{-5}	4.4×10^4	0.04
O_2	1.0×10^{-5}	5.0×10^4	0.06
H_2O	1.0×10^{-5}	7.0×10^4	0.02

因为电子的质量比离子小得多，因此在同类气体中电子比离子运动要快得多，它们的平均热运动速度大约在 10^7cm/s。又因电子的大小可忽略，所以它们的经典平均自由程在同类气体中比离子要大 4 倍。

正离子在气体中能与负电荷的携带者复合而被中和。这些负电荷携带者可以是电子、负离子，甚至可以是从室壁吸引出的电子。电荷转移过程可在气体分子本身之间或与另一类有较低电离电位的气体之间进行。

对电子有亲和性的气体称为负电性气体。电子能为离子所中和，也能被负电性气体分子所吸附或为室壁所吸收。这种吸附性几率定义为吸附系数 h。对于所有惰性气体和氢气吸附系数 h 基本上是零，对其他气体为某个有限值，表 2.3 列出在常温和大气压条件下某些气体的吸附系数 h，表中同时列出每单位时间平均碰撞次数 N。由此可以得出平均吸附时间 $t=(h\cdot N)^{-1}$。举个例子，在氧气中，热运动电子被吸附的平均时间约 190ns。

表 2.3　在常温 1 大气压条件下各种气体的电子吸附系数、碰撞次数[7]

气　　体	CO_2	O_2	H_2O	Cl_2	H_2	惰性气体
吸 附 系 数	6.2×10^{-9}	2.5×10^{-5}	2.5×10^{-5}	4.8×10^{-4}	≈0	≈0
平均碰撞次数 N/s^{-1}	2.2×10^{11}	2.1×10^{11}	2.8×10^{11}	4.5×10^{11}	—	—

在有电场时，吸附系数 h 是电场的函数，将在后面 2.7 节讨论。

2.4　离子的迁移率

当有外加电场时，离子将沿着电场方向运动。这种离子因随机碰撞沿电场方向缓慢运动的平均速度称为离子的漂移速度 W^+（+相应表示为正离子）。此漂移速度并不是离子的瞬时速度。离子的瞬时速度的方向是不定的。漂移速度是在无规则瞬时速度上的一个定向速度的平均值。W^+ 在很大的电场范围内与约化电场 (E/p) 成线性关系，这里 p 是气体的气压，有

$$W^+=\mu^+(E/p) \tag{2.7}$$

式中，μ^+ 称为离子的迁移率。不同的离子有不同的 μ^+。一直到很高的电场，μ^+ 均是常数，这是因为离子的平均能量差不多不改变。电子则不具有这种特性。

由热运动产生的热扩散，根据经典理论有：

$$D^+=\frac{kT}{e}\mu^+(k\text{ 为玻尔兹曼常量})$$

由此我们可得到扩散系数 D^+ 和迁移率 μ^+ 之间的关系式：

$$\frac{D^+}{\mu^+}=\frac{kT}{e}\approx 0.026 \tag{2.8}$$

表 2.4 给出在正比室和漂移室常用的气体中若干种离子的迁移率[7]。

对于几种成分 $G_1,G_2,\cdots G_n$ 的混合气体，离子 G_i 的迁移率由关系式(Blanc 律)给出：

$$\frac{1}{\mu_i^+}=\sum_{j=1}^{n}\frac{p_j}{\mu_{ij}^+} \tag{2.9}$$

式中，p_j 是混合气体中第 j 种成分的体积浓度百分比；μ_{ij}^+ 是离子 G_i^+ 在气体 G_j 中的迁移率。例如在 Ar(70%)+iC_4H_{10}(30%)混合气体中，根据式(2.9)有：

表 2.4　在通常条件下不同气体中若干种离子的迁移率实验测量值

气体	Ar	Ar	Ar	Ar	Ar	CH_4	CO_2	He	iC_4H_{10}	iC_4H_{10}	$(OCH_3)_2CH_2^+$
离子	Ar^+	$(OCH_3)_2CH_2^+$	$iC_4H_{10}^+$	CH_4^+	CO_2^+	CH_4^+	CO_2^+	He^+	$(OCH_3)_2CH_2^+$	$iC_4H_{10}^+$	$(OCH_3)_2CH_2^+$
迁移率 /($cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$)	1.7	1.51	1.56	1.87	1.72	2.26	1.09	10.2	0.55	0.61	0.26

$$\frac{1}{\mu^+_{iC_4H_{10}}} = \frac{0.7}{1.56} + \frac{0.3}{0.61} = 0.94$$

由此得到 $iC_4H_{10}^+$ 在此类混合气体中的迁移率为 $\mu^+_{iC_4H_{10}} = 1.06$。

在混合气体中，会发生有效的电荷转移过程，电离电位相差越小电荷转移的几率越高。除了有效电离电位低的离子外，所有离子将很快地消失。一种离子将其电荷转移给有效电离电位低的分子约需 10^2 到 10^3 次碰撞。由表 2.2 可知，对于在通常条件下的气体，其碰撞的平均自由程为 10^{-5}cm 量级，因此我们可以假定在经过 $10^{-3}R^{-1}$cm 和 $10^{-2}R^{-1}$cm 的漂移距离后，电荷交换机制将仅仅留下最低电离电位离子的漂移，这里 R 是有最低电离电位的分子在混合气体中的百分比。

在经过时间 t 后，离子迁移了距离 x，其几率分布遵从高斯分布[式(2.5)]，其标准偏差为 $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$，若将式(2.8)和式(2.7)代入式(2.6)，则有：

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2kTw^+ pt}{eE}} = \sqrt{\frac{2kTpx}{eE}} \tag{2.10}$$

由此可见，线性扩散从标准偏差角度考虑，与离子的本质和气体种类无关。在一个大气压下 σ_x 随电场的变化如图 2.6[1]所示。图中同时给出在几种混合气体中经 1cm 漂移距离后等价的时间扩散 σ_t。值得注意的是，σ_x 对所有的气体相同。

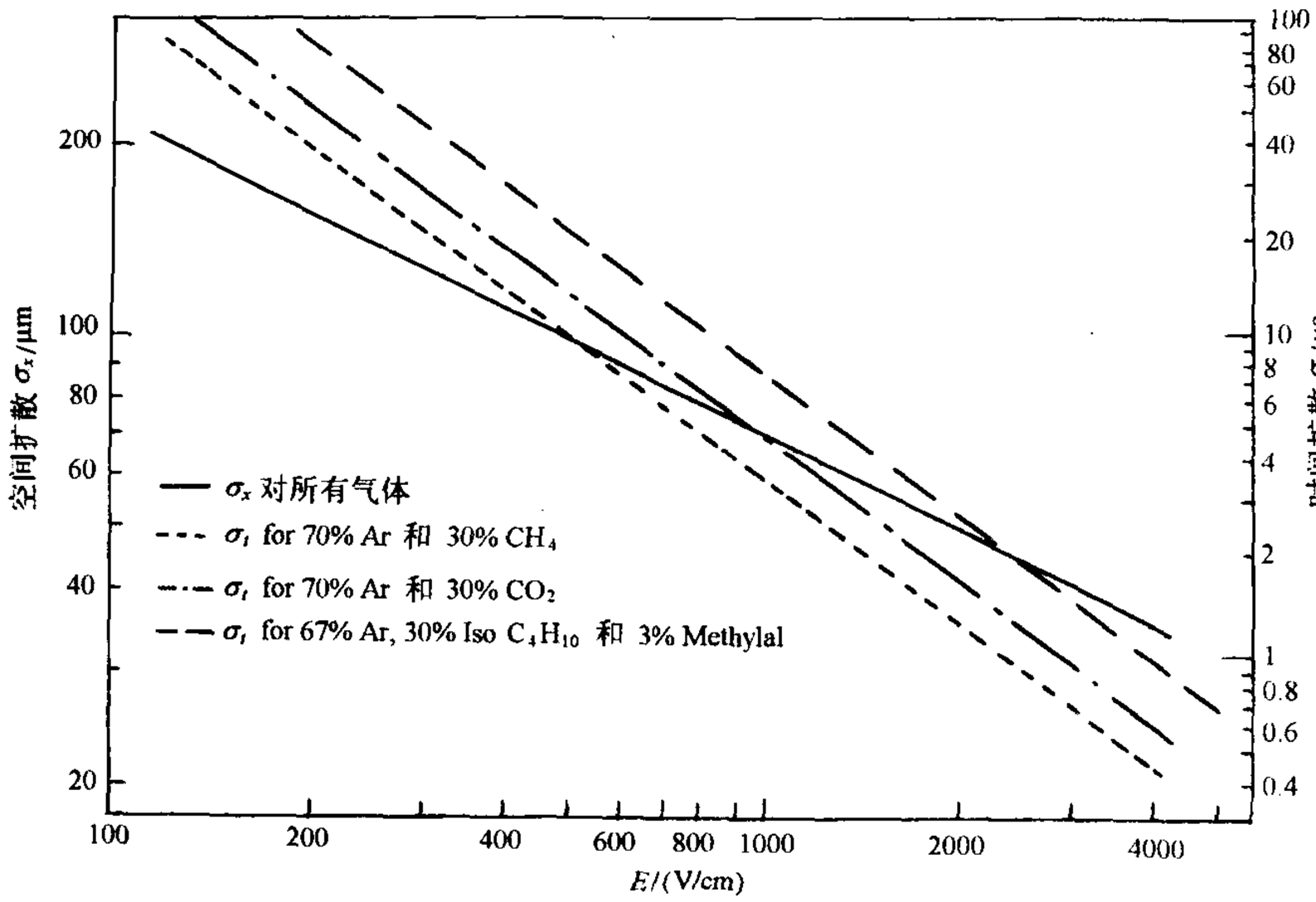


图 2.6　漂移距离为 1cm 在通常条件下正离子空间扩散(σ_x)和时间扩散(σ_t)随电场的变化[1]

2.5 电子的漂移和扩散

2.5.1 电子的漂移

在电场中对于电子的漂移只有在很低的电场情况下，电子的迁移率才是常数，在其他情况下不再是常数。由于电子的质量很小，在有电场时，电子能从同气体分子的两次碰撞之间获得能量。

J. Townsend 给出一个电子漂移速度作为电场 E 函数的简单公式[9]：

$$W = \frac{e}{2m_e} \cdot E\tau \tag{2.11}$$

式中，m_e 是电子的质量；τ 是两次碰撞之间的平均时间，一般而言它是电场 E 的函数。由于碰撞截面在某些气体中随电场变化很大，例如在 Ar 气中电子与 Ar 的碰撞截面呈现 Ramsauer 效应，此现象的特点是其截面有极大和极小值，如图 2.7 所示[1,10]。

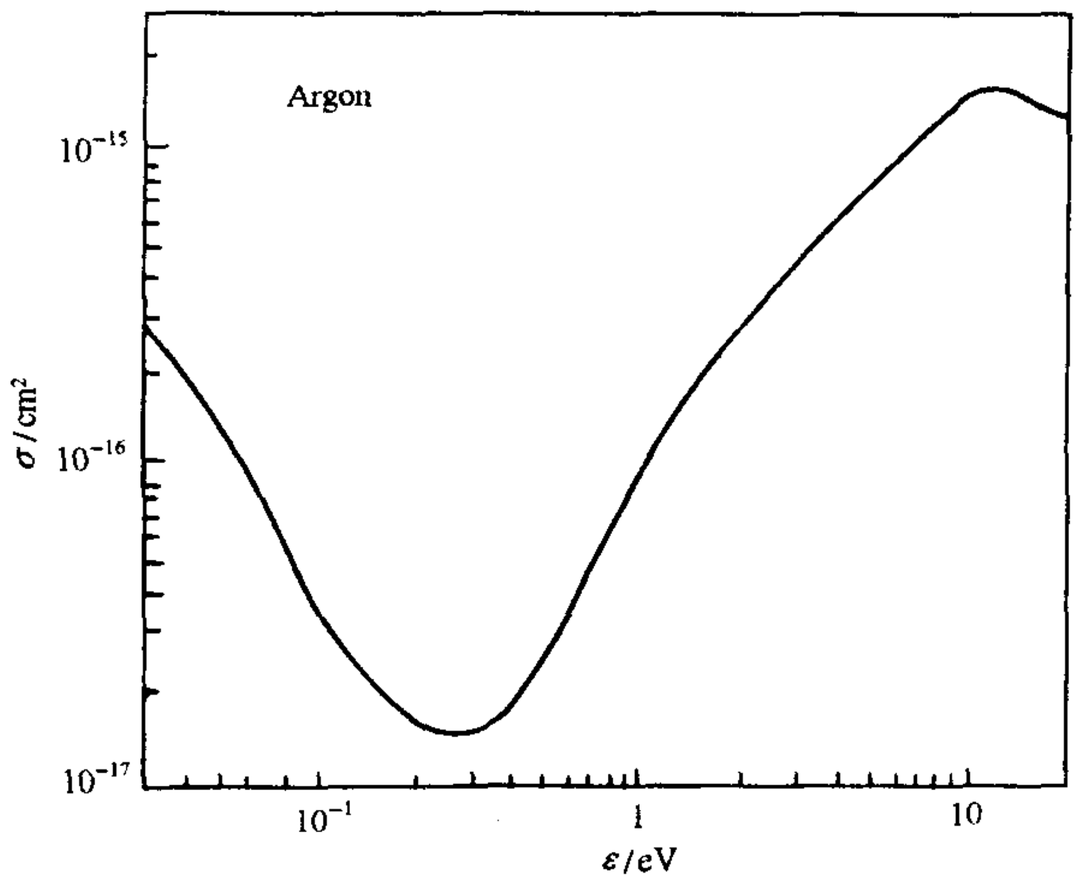


图 2.7 在 Ar 气中电子的 Ramsauer 截面随它们能量的变化

这一效应的产生是由于电子的波长与气体分子的电子壳层大小可相比较，从而在两者之间发生复杂的量子力学过程。研究结果表明，在纯 Ar 气体中加进即使很少量的另外一种气体，由于改变了电子的平均能量，将使电子的漂移性质发生很大变化。如图 2.8[10] 所示。

文献[11]中汇集的多种混合气体中电子漂移速度随电场的变化都说明了这种影响。需附带说明的是，从这些图中，横坐标的电场以约化电场即(E/p)来表示[E 为电场，单位为 V/cm；p 为大气压，单位为 mmHg(毫米汞柱)，1mmHg＝1.33322×10^{2}Pa，下同]。按我国国家计量标准，气压单位采用帕(Pa)，一个大气压 1atm＝101325Pa(见附录 2)。在一个大气压下，当 $E/p=1$，意味着 $E=760$V/cm。或者说在 1Pa 的气体压力下，$E/p=1$，意味着电场 $E=7.5\times10^{-3}$V/cm。由这些图的测量结果可以看到，在高电场条件下，电子漂移速度典型值在 5cm/μs 左右。在相类似的条件下，离子的漂移速度为电子的千分之一左右。实验上可以测量电子在不同气体中的漂移速度随(E/p)的变化。图 2.9[12]即是用均匀

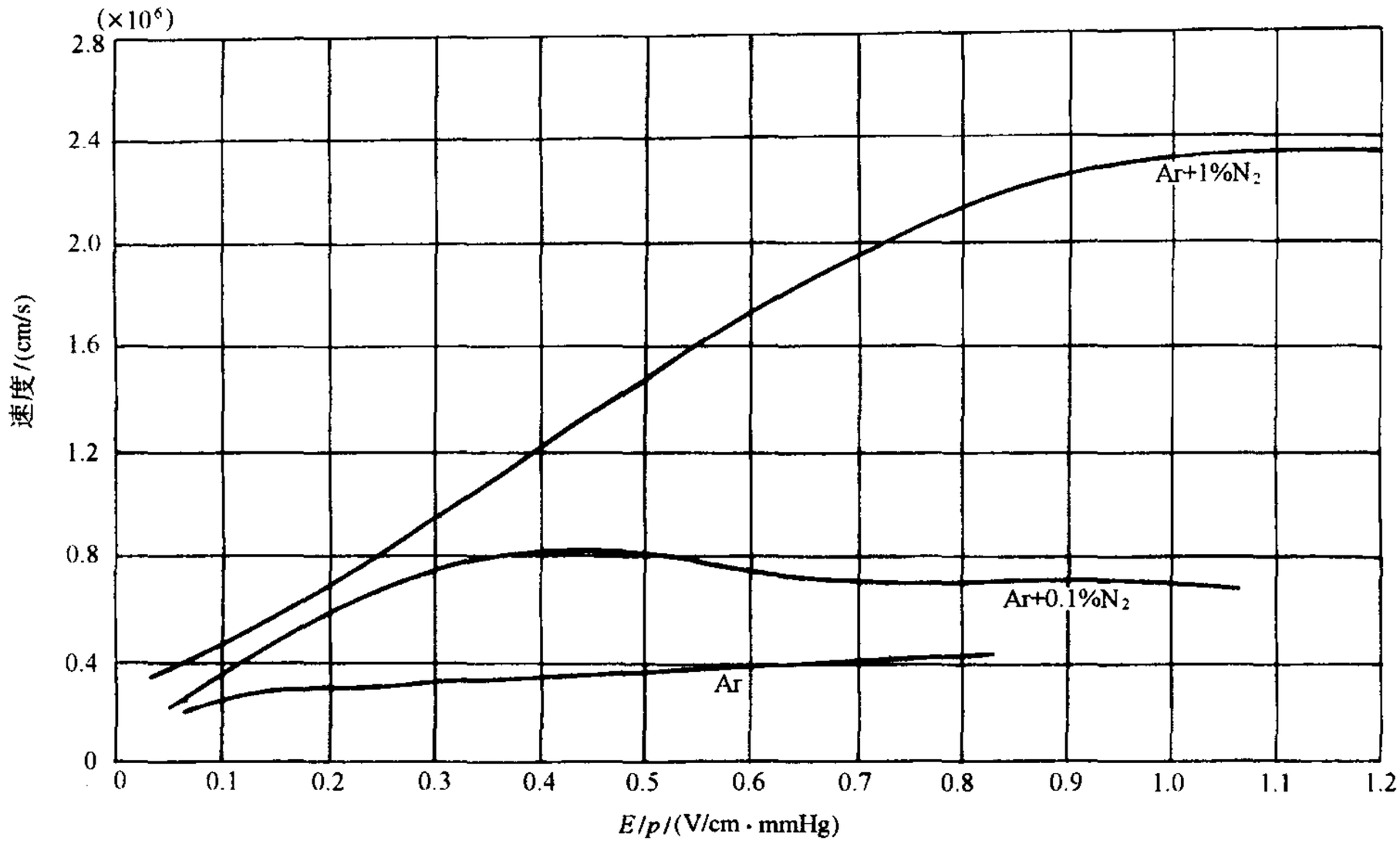


图 2.8　在纯 Ar 气和在 Ar 气加少量 N_2 气混合气中电子漂移速度随电场的变化。
少量另一种气体的加入对漂移速度很明显有很大影响

场漂移室测得在He(80%)+CH_4(20%)混合气体中的漂移速度随(E/p)的变化曲线。此混合气体中饱和漂移速度为 2.7μm/μs。

漂移速度 W 的理论计算是很复杂的。作为电场 E 的函数，漂移速度 W 和扩散系数 D 可表示为[11,13]：

$$W(E)=-\frac{2}{3}\cdot\frac{eE}{m_e}\int\varepsilon\lambda(\varepsilon)\frac{\partial[F(\varepsilon)u^{-1}]}{\partial\varepsilon}\mathrm{d}\varepsilon \tag{2.12}$$

$$D(E)=\int\frac{1}{3}u\lambda(\varepsilon)F(\varepsilon)\mathrm{d}\varepsilon \tag{2.13}$$

式中，m_e 为电子质量；$\lambda(\varepsilon)$为电子同气体分子碰撞的平均自由程；$F(\varepsilon)$为电离电子的能量分布，它们都是电子能量 ε 的函数；$u=\sqrt{2\varepsilon/m_e}$ 是当电子能量为 ε 时的瞬时速度。

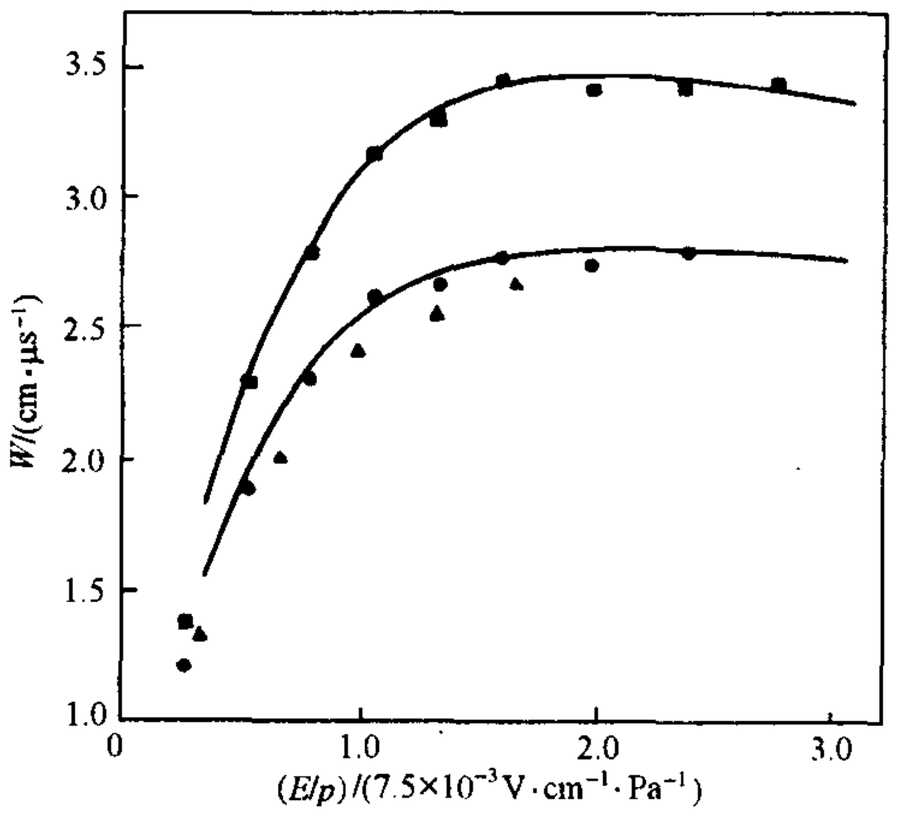


图 2.9　在 He+CH_4 混合气体中电子的漂移速度[12]
■He/CH_4(70/30)；●He/CH_4(80/20)；
▲文献[28]报道的结果

对于电离电子的能量分布 $F(\varepsilon)$，假定电场仅使一小部分电子获得足够能量以产生电离碰撞，可导出 $F(\varepsilon)$的下列表达式：

$$F(\varepsilon)=C\sqrt{\varepsilon}\exp\left(-\int\frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon\mathrm{d}\varepsilon}{[eE\lambda(\varepsilon)]^2+3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)}\right) \tag{2.14}$$

式中，$\lambda(\varepsilon)=\frac{1}{N\sigma(\varepsilon)}$[当温度为 0℃，1 大气压时，$N=2.69\times10^{19}$(分子/$cm^3$)；$\sigma(\varepsilon)$是电子与气体分子的碰撞截面]；$\Lambda(\varepsilon)$是每次碰撞损失的能量分数，或称非弹系数。

对于气体混合物有：

$$\sigma(\varepsilon) = \sum p_i\sigma_i(\varepsilon) \text{ 和 } \sigma(\varepsilon)\Lambda(\varepsilon) = \sum p_i\sigma_i(\varepsilon)\Lambda_i(\varepsilon)$$

通常定义一个特征能量 ε_k 如下：

$$\varepsilon_k = \frac{eED(E)}{W(E)} \tag{2.15}$$

不难看出，在式(2.15)中，当 E 一定时，若 ε_k 很小，则 $D(E)/W(E)$也很小，因此 ε_k 表征电子在气体中无规扩散程度(相对于定向漂移速度而言)。上述计算式中包含着一些很难估计的碰撞过程特征函数，因此计算结果的精度一般不能满足实际选择气体的要求。图2.10 为在纯 Ar、CO_2 和 CH_4 气体中计算的特征能量 ε_k 与电场的关系[13]。

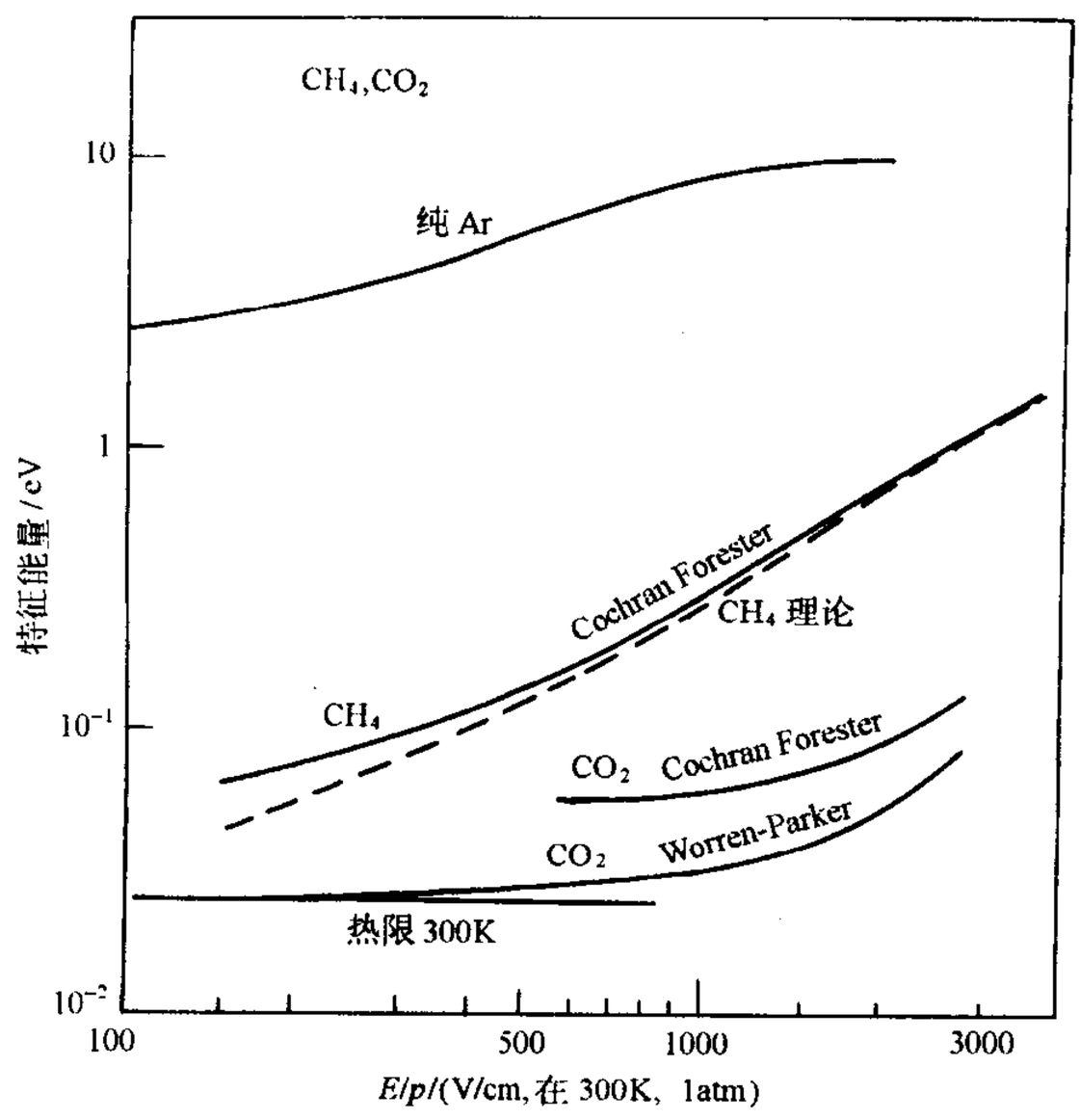


图 2.10　在纯 Ar、CO_2 和 CH_4 气体中计算的特征能量 ε_k 与电场的关系

2.5.2　电子的扩散

电子在电场中漂移，由于多次碰撞引起的电荷扩散遵从高斯分布[见本章(2.5)式]。同样，由于电场的存在使电子的能量分布发生改变，这使电子扩散系数与电场有关，如式2.13所示。图 2.11 给出漂移距离为 1cm 时，电子空间扩散系数的标准偏差 σ_x 随电场的变化[13]。在图中也给出了“温度下限”，这相应一种“虚拟”的气体，在此种“虚拟”的气体中电子的能量不随电场的改变而变化。CO_2 气体因其特征能量低，与此非常接近。对漂移室和正比室中常用的工作气体成分很接近的 Ar-iC_4H_{10}(75/25)混合气体，理论上计算了 σ_x 随电场 E 的变化，其结果有 $\sigma_x \approx 200\mu m$，大体与电场无关。

在实验中，从漂移室测量一群电子的漂移时间来得到电离径迹的空间坐标。这要求漂移室有效体积内有基本上均匀的电场，同时希望在整个漂移室的电场范围内有相同

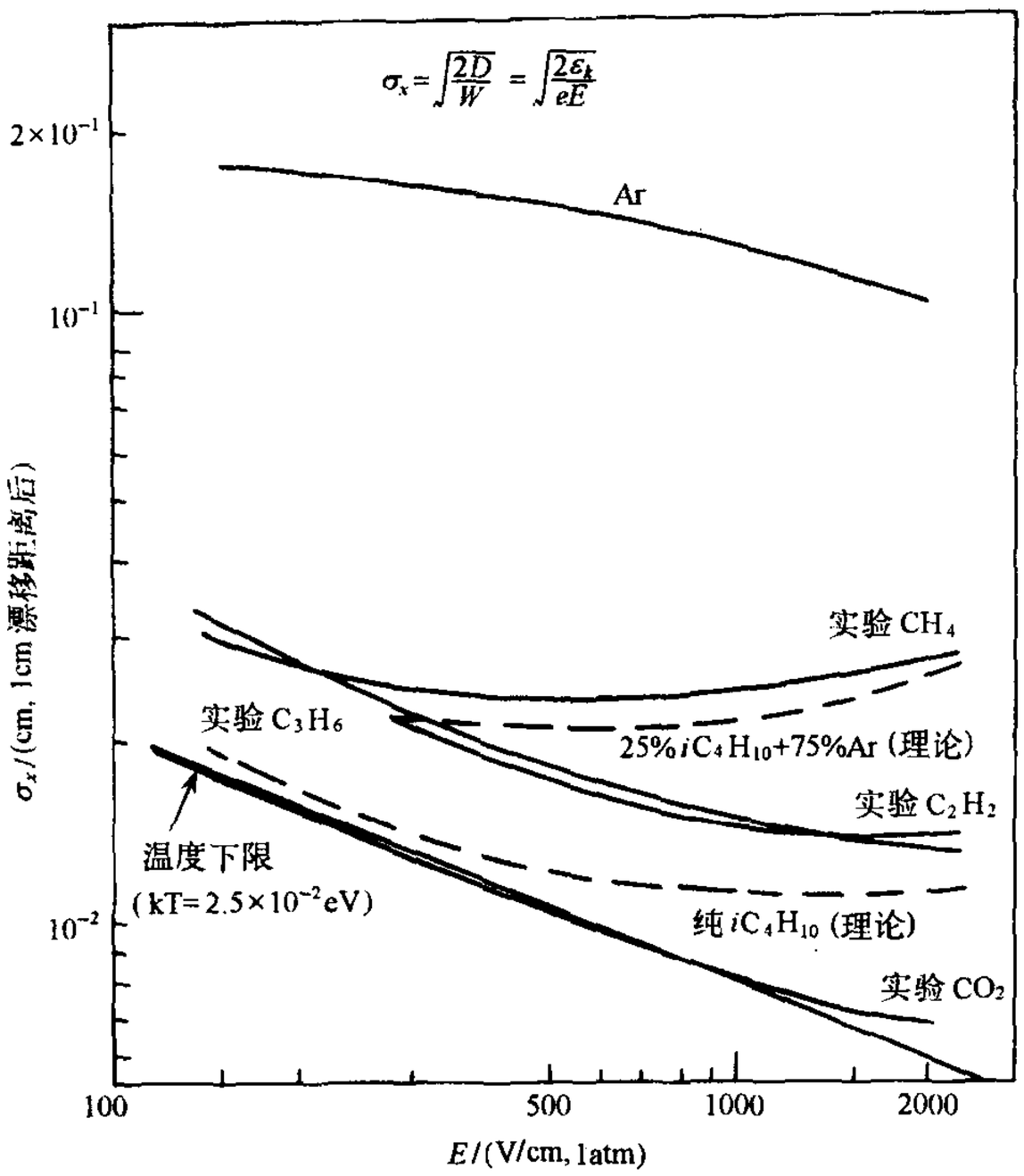


图 2.11　在通常条件下经过 1cm 漂移距离后，电子在几种气体中扩散的标准偏差 σ_x 计算值和实验测量值与电场的关系[13]

的漂移速度(饱和漂移速度，见 4.2 节)。很自然，若扩散系数小则会使测量精度提高。

2.6　在外加磁场和强电场影响下的电子

2.6.1　在磁场中电子的漂移

在不存在磁场时，电子沿着电场相反方向漂移。运动的带电粒子在磁场中将受到洛伦兹力作用，磁场的存在将直接影响一群电子的漂移特性。洛伦兹力作用使漂移电子的运动轨迹变为圆弧形，并且也使电子的能量分布发生了改变，净效应是使漂移速度发生改变。在低电场情况下，在均匀电场和磁场中一群电子将沿着与电场线成 α_H 角的方向漂移，漂移速度 W_H 也将不同于无磁场时的 W。当磁场 H 与电场方向 E 垂直，我们可以得到[9,13,30]：

$$W_H = \frac{W}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}, \quad \omega = \frac{eH}{m_e} \tag{2.16}$$

$$\tan\alpha_H = \omega\tau \tag{2.17}$$

$$W = \mu E, \mu = \frac{e\tau}{m_e} \tag{2.18}$$

式中，μ 是迁移率；τ 是电子两次碰撞之间的平均时间[同式(2.11)比较相差因子 1/2，参见 4.2.3 节与 8.1.2 节]，它是电场 E 和磁场 H 的函数；ω 是电子的 Larmor 频率。

文献[14]对电子在磁场中的漂移行为进行了细致研究。图 2.12 给出在 Ar 气

(67.2%)+isobutane(30.3%)+methylal(2.5%)混合气中,在低电场(500V/cm)情况下电子漂移速度 W 和漂移角 α_H 随磁场的变化的测量结果。图中的曲线是理论模型[14]计算结果。

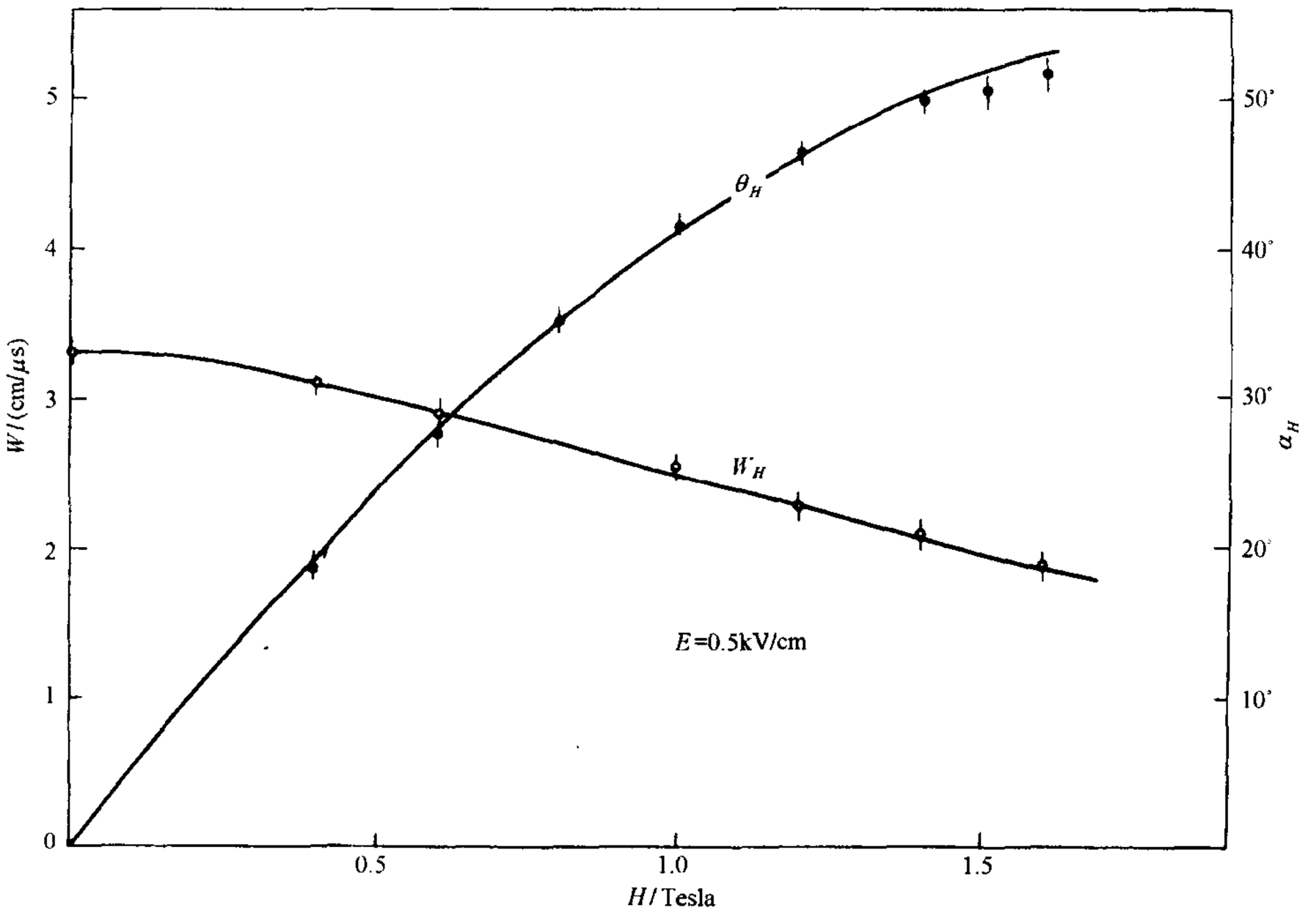


图 2.12　在混合气体 Ar+isobutane+ methylal(67.2/30.3/2.5)和低电场(500V/cm)情况下,电子漂移速度 W_H 和漂移角 α_H 与磁场的关系测量结果。图中曲线表示近似模型的预期值

图 2.13 给出在上述气体中,电子漂移速度 W_H 随电场的变化。由图可以看到,当电场较低时,磁场不同,与电场方向 E 平行的漂移速度也不同,当电场很高时,虽然磁场值不同但与电场 E 方向平行的漂移速度趋向于达到同样的值。

漂移角 α_H 随磁场和电场的变化在上述混合气体中测量结果如图 2.14 所示。由图可以看到,在较强的电场下漂移角 α_H 与磁场有线性关系。

在粒子物理实验中,为测量粒子动量,漂移室处在磁场中工作,因此用漂移时间确定粒子在空间的坐标时,对电子的漂移速度的大小和漂移方向,在作数据分析时,必须对磁场存在引起的变化加以修正。从图 2.14 我们也可以看到,当采用较重的工作气体时(如用 Xe 气替代 Ar 气)可减小漂移电子的偏转。

2.6.2　强电场影响下的激发和电离

当电场强度增加到几个 kV/cm 以上时,电子在两次碰撞之间得到的能量,足以产生非弹性碰撞,即各种类型的激发和电离。一个分子可能有许多特征激发模式,多原子分子

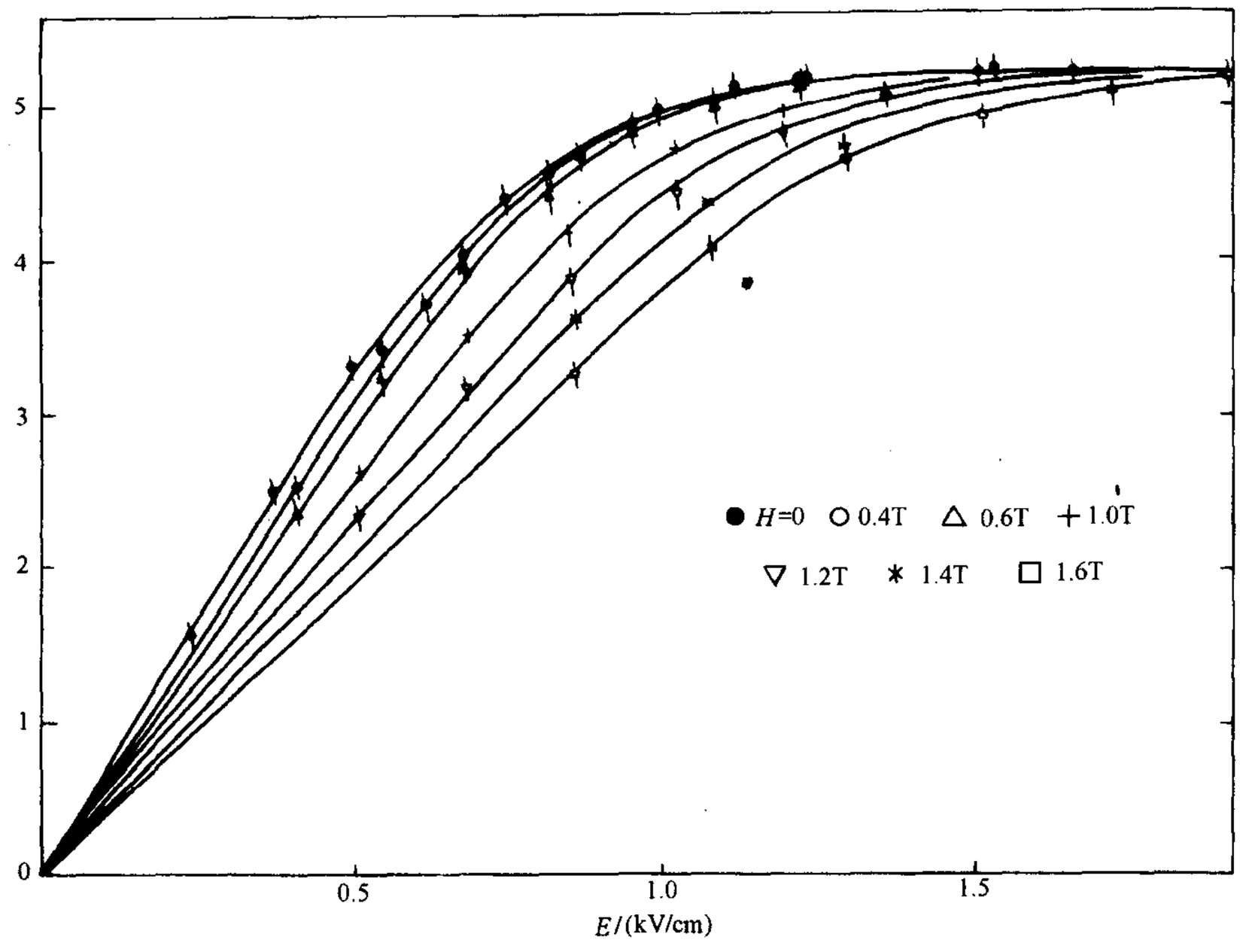


图 2.13　在图 2.12 的混合气体中电子漂移速度(与运动方向平行)随电场的变化。不同曲线相应不同的磁场(垂直于漂移平面)[14]

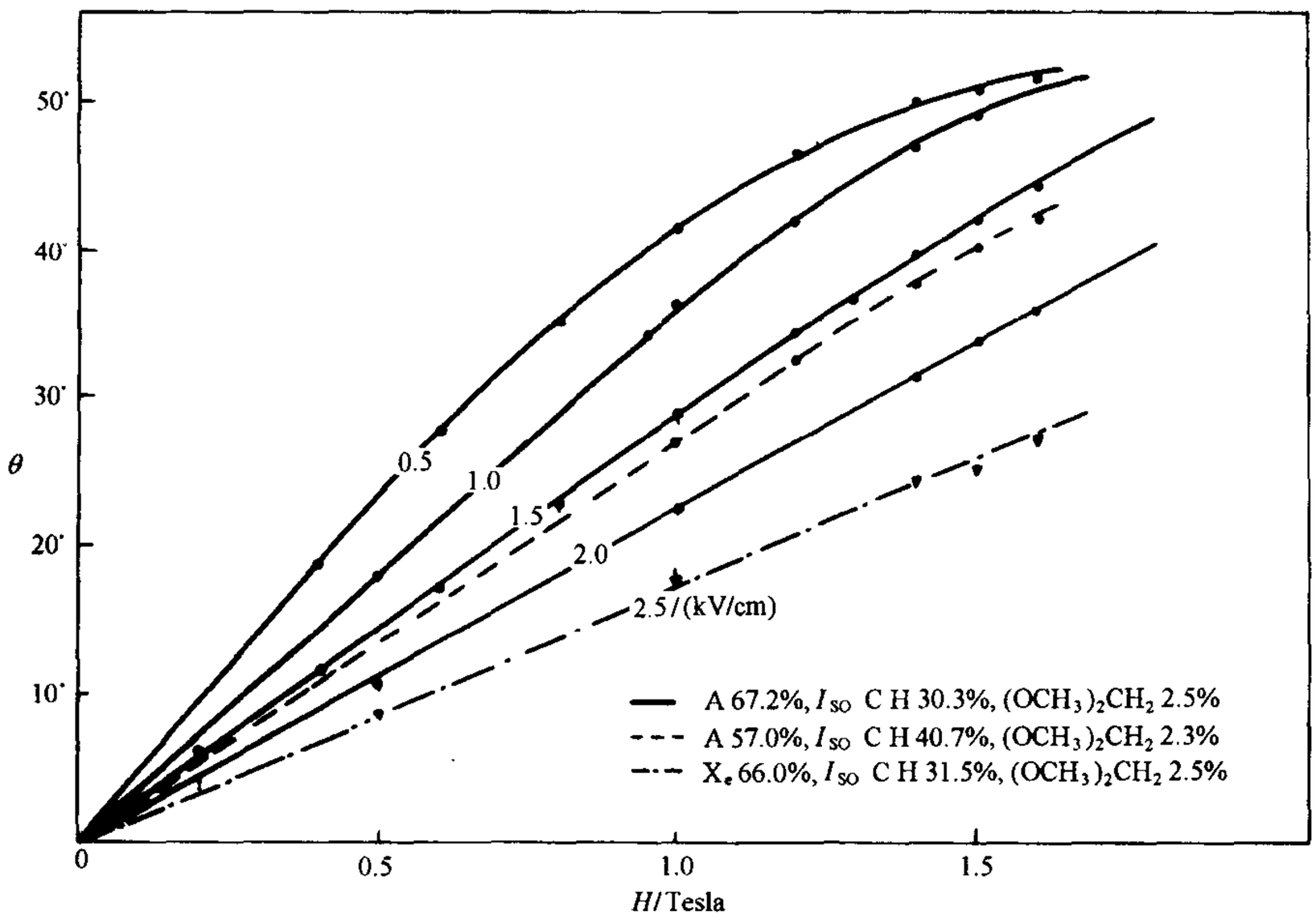


图 2.14　漂移角(电场与漂移方向间夹角)随电场与磁场的变化[14]

则会有更多的激发模式。惰性气体只有发射光子的激发态。而在气体探测器中用作猝灭体的碳氢化合物是束缚很弱的多原子分子，则有无辐射跃迁的转动和振动能级。由此若在惰性气体中加入少量有机气体，通过无辐射跃迁方式将消耗相当一部分能量。这对于气体探测器获得高增益下的稳定工作是十分有利的。

当一个电子的能量增加到超过气体的第一电离电位时，碰撞的结果可能是产生一个离子对，与此同时原电离产生的电子若其能量足够高，还可产生次级电离。对于大多数气体而言，在某个能量以上，电离的几率能很迅速地增大，并在大约 100eV 有最大值，如图 2.15 所示。需指出此图中的纵坐标给的是收集的总的正离子流，而非直接产生几率大小[29]。图 2.16 给出在 Ar，N_2 和 H_2 三种气体中各种过程所占能量份额随约化电场的变化[7]。图中 *EI* 表示弹性碰撞过程，*EV* 表示振动激发，*EE* 表示导致光子发射的激发，*I* 表示电离。

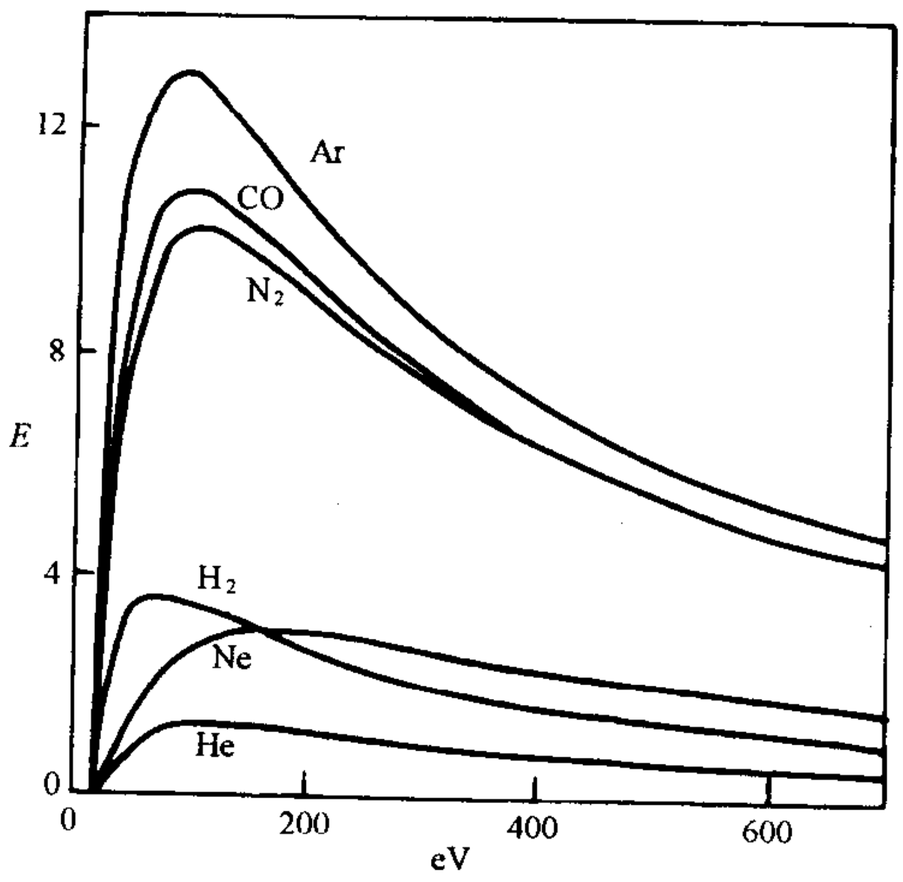


图 2.15　在若干种气体中由于电子与气体分子发生碰撞产生的电离几率随电子能量的变化[1,29]

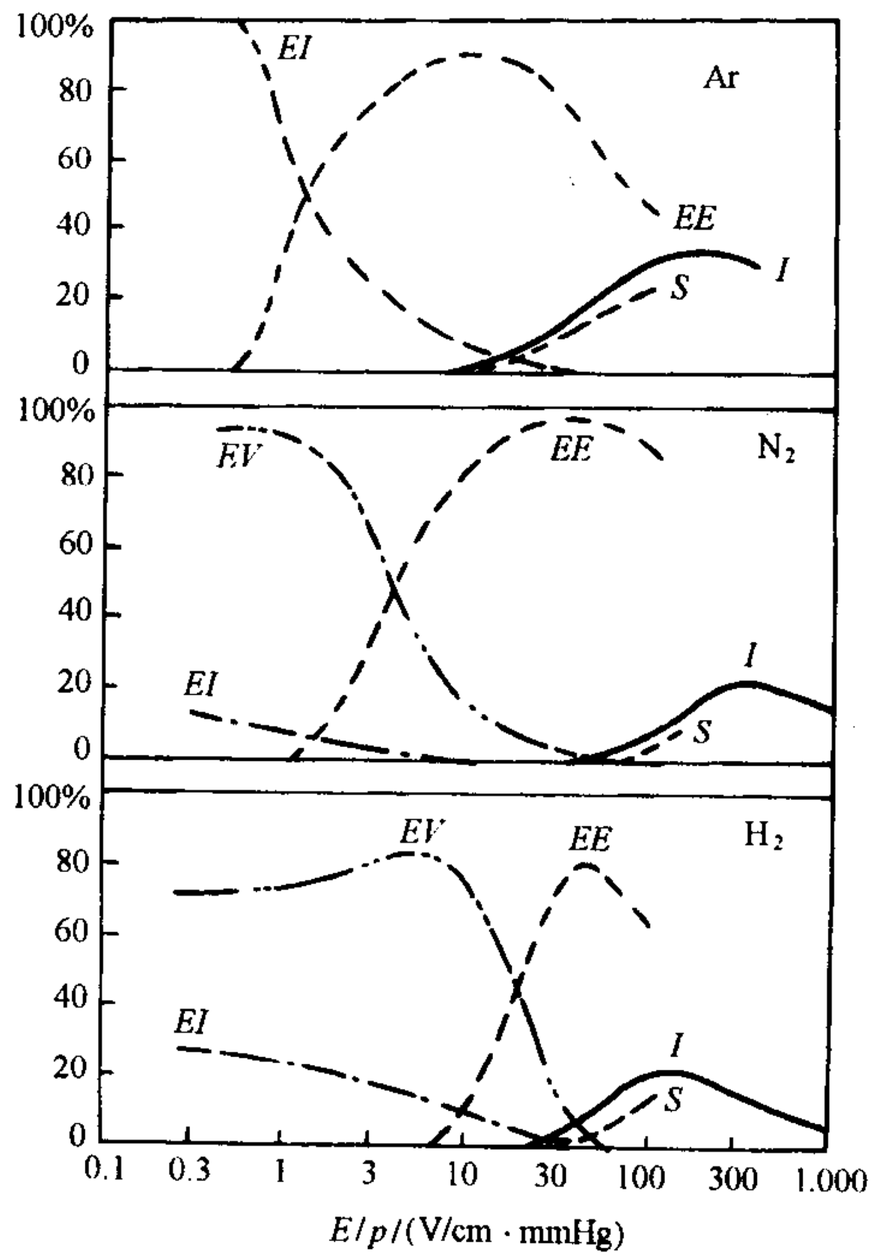


图 2.16　在 Ar、N_2 和 H_2 气体中几种过程所占能量份额随约化电场的变化近似曲线

现在考虑强电场中单个电子的漂移。在给定时刻电子具有能量为 ε 的几率由适当的能量分布函数 $F(\varepsilon)$给出。电子在漂移过程中在两次碰撞间的能量增加遵从统计涨落规律，当电子获得的能量超过电离电位时，电离碰撞就可能发生。在两次电离碰撞之间通过的平均距离称为平均电离自由程 λ。平均电离自由程 λ 的倒数 α 称为第一汤逊系数，其物理意义是表示每单位长度产生的离子对数。图 2.17 给出 α/p 随约化电场 E/p 的变化曲线，与此相关图 2.18 给出 α/p 和截面 σ 随电子能量 ε 相应变化的曲线。

由碰撞所产生的电离过程是气体探测器中雪崩倍增过程的基础。我们假定在均匀电场区有一个电子释放出来，在经过一个平均自由程 λ 之后，将产生一个电子离子对。此时

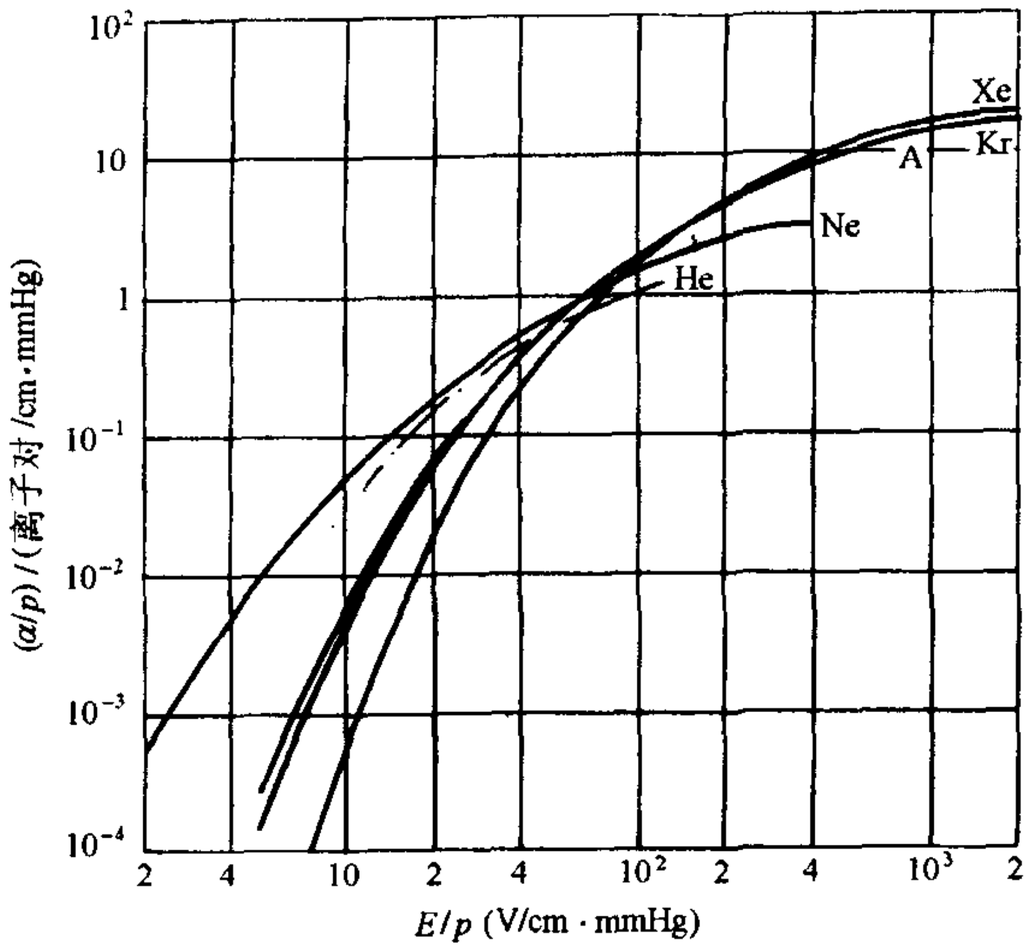


图 2.17　惰性气体的第一汤逊系数(α/p)随约化电场(E/p)的变化[1,29]

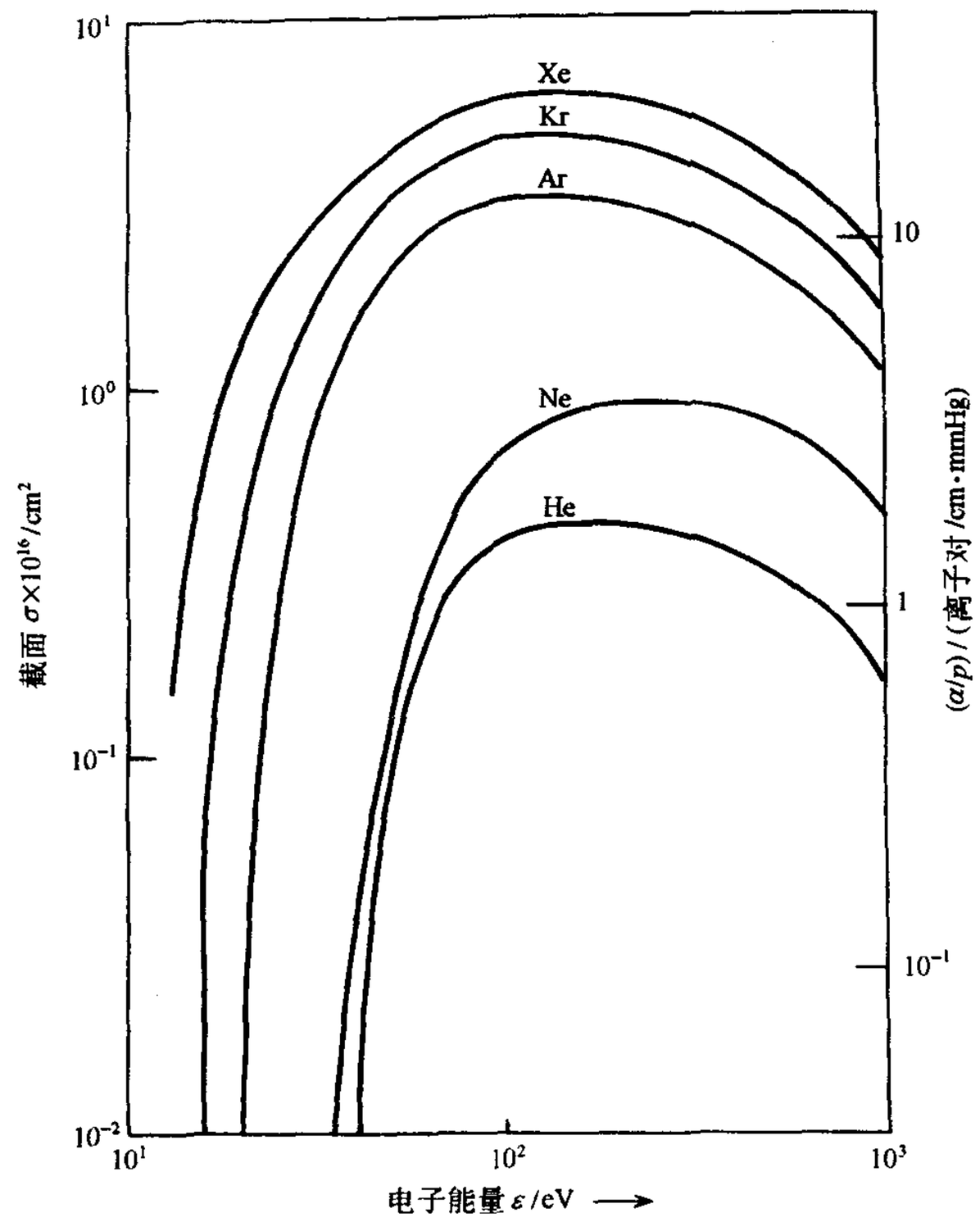


图 2.18　惰性气体中的截面 σ 和第一汤逊系数(α/p)随电子能量 ε 的变化[16]

将有两个电子继续漂移，在又一个平均自由程之后又将产生另两个电子-离子对，总计成为四个电子-离子对。如此继续发展。若令 n 为在给定位置 x 处的电子数，在经过路程 $\mathrm{d}x$ 后，电子数目的增加将是：

$$dn = \alpha n dx$$

积分后得：

$$n = n_0 e^{\alpha x} \text{ 或 } M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \tag{2.19}$$

式中，n_0 为初始时刻的电子数；M 称为倍增因子或放大系数也有时称之为增益。在非均匀电场情况下有 $\alpha=\alpha(x)$，因此式(2.19)将成为：

$$M = \exp\left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right] \tag{2.20}$$

由于电子漂移速度大约是离子的 1000 倍，因此在气体中电荷的漂移和扩散过程有图 2.19 所示的雪崩倍增过程的图像。在给定的瞬间，所有的电子分布在液滴形状的头部，正离子在液滴的尾部，越往后正离子数量越小，液滴的横向尺寸越小。离子总数的一多半分布在液滴的头部，因为这些离子是在最后几个平均自由程中产生的。

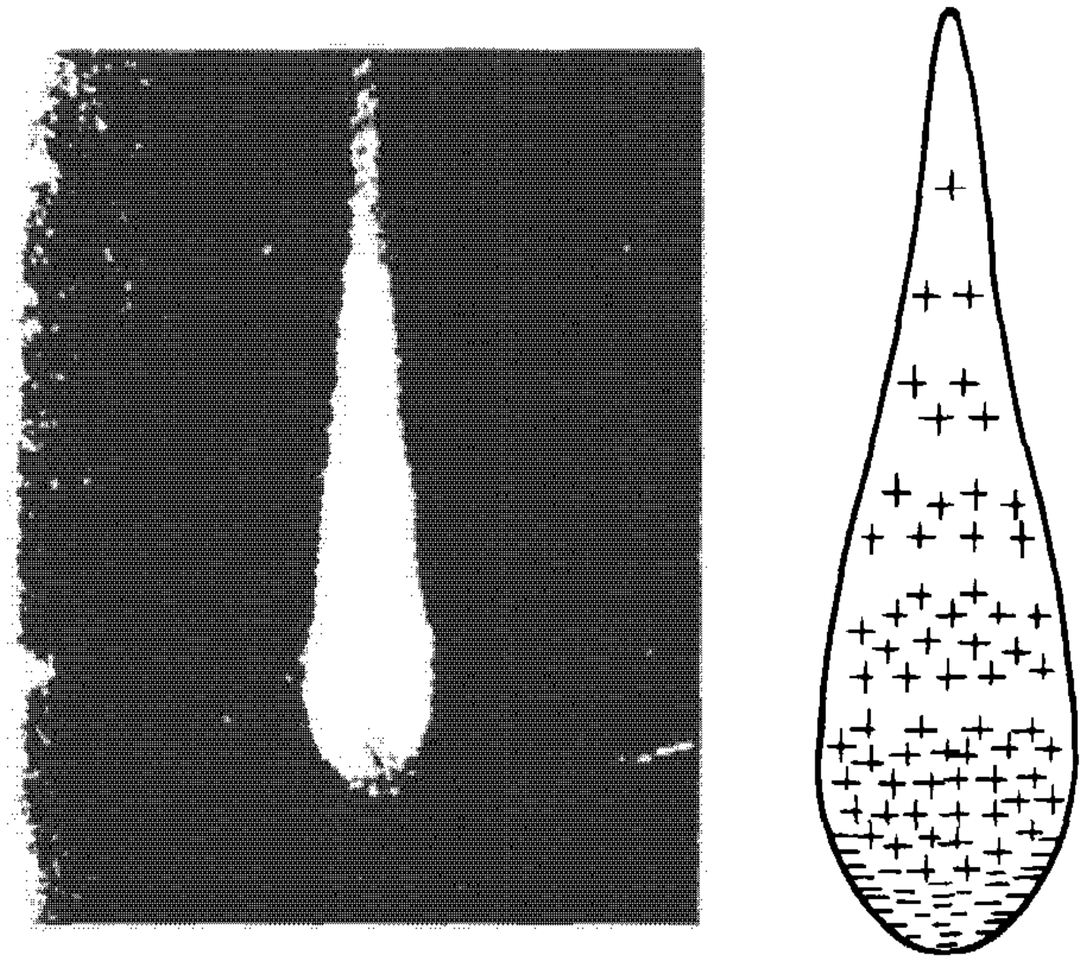


图 2.19　雪崩的液滴形状，图中表明正离子落在快速电子之后。照片给出雪崩的实际形状，这是在云雾室中液滴在离子周围凝结而成为可见[6]

在知道汤逊系数对电场的相互关系后，我们可以计算任何电场和几何条件下的放大系数。在不同的电场 E 范围内有不同的第一汤逊系数 α 的近似表达式，可参见文献[13]。Korff 给出了一个对低 α 值成立的近似式[15]：

$$\frac{\alpha}{p} = Ae^{-\frac{Bp}{E}}$$

式中，A 和 B 是表 2.5 中所给出的常数。在同一能区我们假定第一汤逊系数 α 随电子能量成线性变化，即

$$\alpha = kN\epsilon \tag{2.21}$$

式中，N 是单位体积气体的分子数，k 由表 2.5 中给出。

气体的放大系数不能随意增大，因为光子发射这类次级过程能引起雪崩沿着整个气体体积传播，空间电荷对电场的畸变(尤其在雪崩的头部会使电场增强得特别强)将会产生火化击穿。在产生击穿之前放大系数的极限由 Raether 条件给出，即：

$$\alpha x \approx 20 \tag{2.22}$$

表 2.5　计算第一汤逊系数 α 的 Korff 近似表达式中的参数[15]

气体	$A/(\mathrm{cm^{-1}\cdot Torr})$	$B/(\mathrm{V\cdot cm^{-1}\cdot Torr})$	$k/(\mathrm{cm^2\cdot V^{-1}})$
He	5	34	0.11×10^{-17}
Ne	4	100	0.14×10^{-17}
Ar	14	180	1.81×10^{-17}
Xe	26	350	
CO_2	20	466	

或 $M\sim10^8$。如果我们想要避免气体探测器不被击穿，那么一般放大系数不要超过$\sim10^6$。

2.7　负电性气体的影响

对电子有亲和性的气体称为负电性气体，这种对电子吸附的几率定义为吸附系数 h。在惰性气体中加入少量负电性气体，会因电子被负电性气体所吸附而使气体的漂移特性发生很灵敏的变化。在表 2.3 中列出了几种气体(O_2、水蒸气、CO_2 等)在不存在电场时的吸附系数 h。图 2.20 是 O_2 中吸附系数随电子能量的变化。

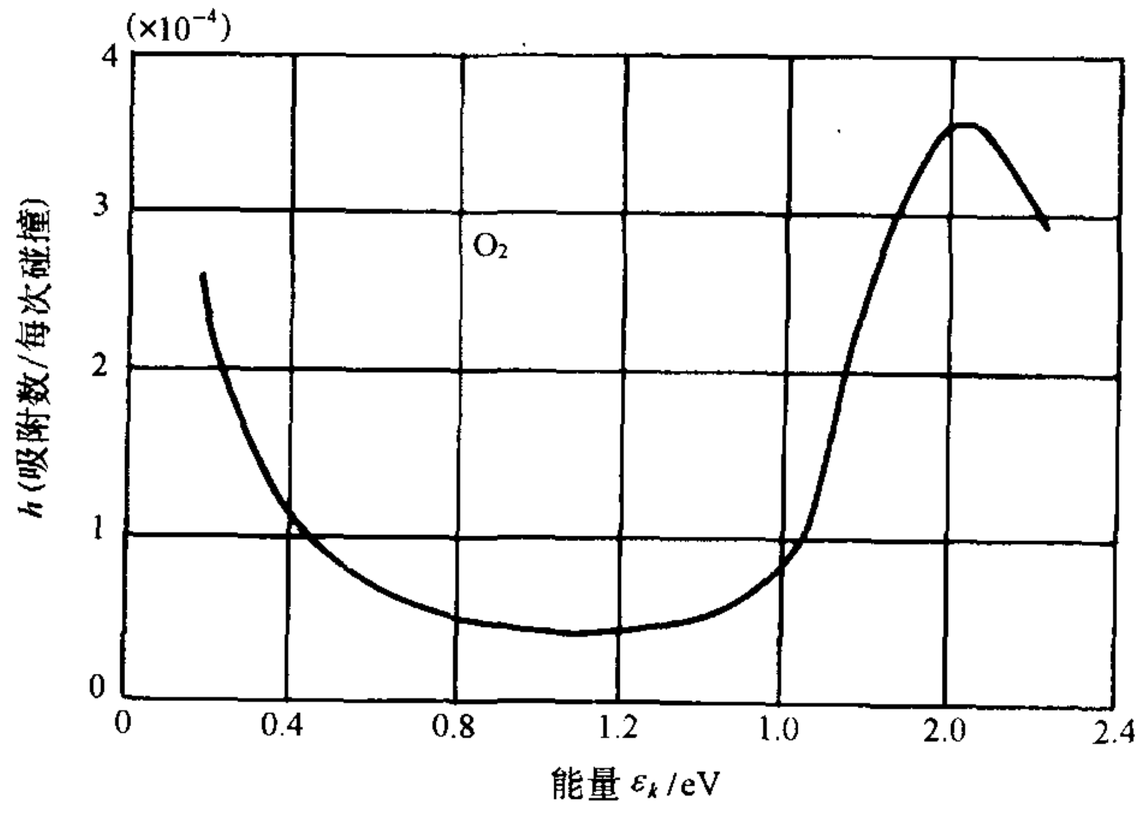


图 2.20　电子在 O_2 中的吸附系数随电子能量的变化曲线[1,10]

图 2.21 和图 2.22 分别给出在空气中和在 $Ar+Cl_2$ 混合气中吸附系数 h 随约化电场(E/p)的变化。

气体探测器的工作气体中负电性气体的存在(主要是 O_2 和水蒸气)会影响其正常工作。由于电子被吸附，会使气体探测器的输出脉冲幅度减小。设 R 为工作气体中负电性气体的比例，λ 和 u 分别为电子的平均碰撞自由程和瞬时速度，W_e 为电子的漂移速度。则单位时间内一个电子同负电性气体分子的碰撞次数为 uR/λ，且吸附的几率为 huR/λ，被吸附前漂移的距离为：

$$\lambda_c = \frac{\lambda W_e}{huR} \tag{2.23}$$

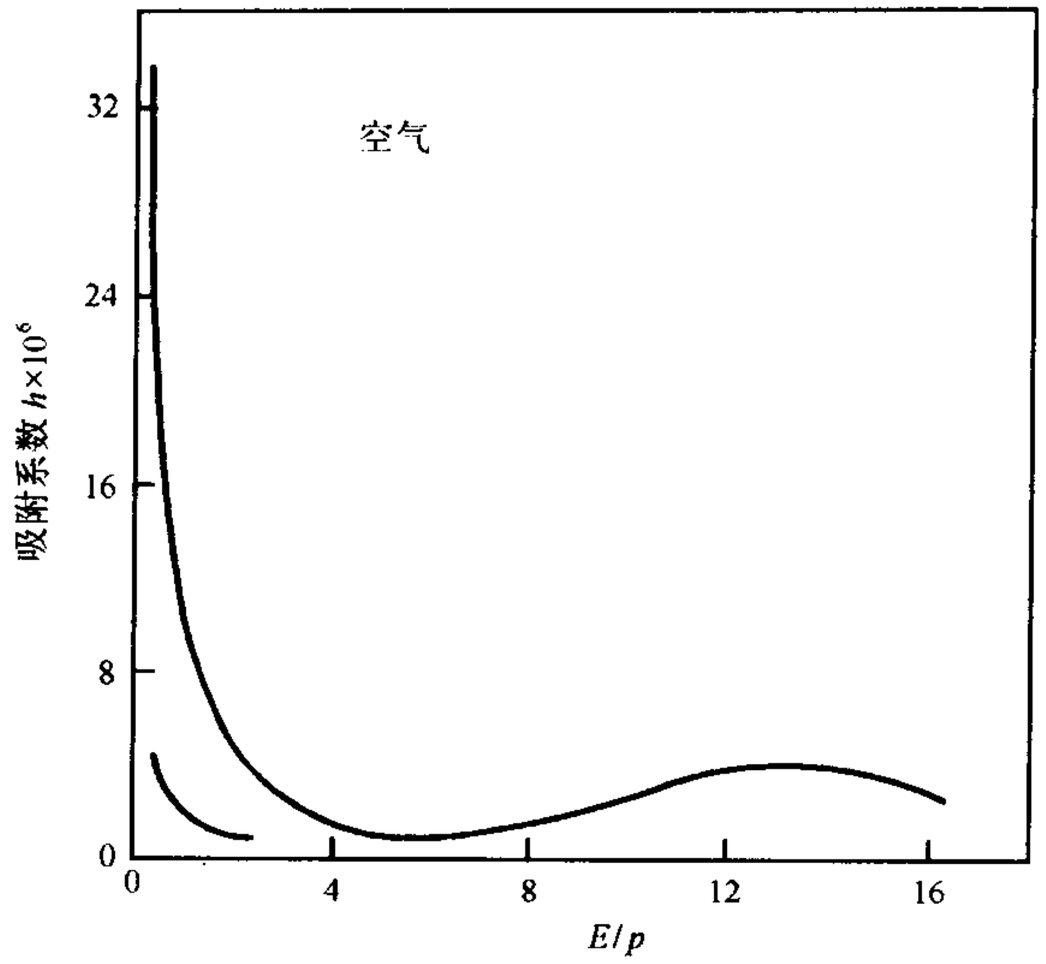


图 2.21　电子在空气中的吸附系数随约化电场(E/p)的变化[1,7]

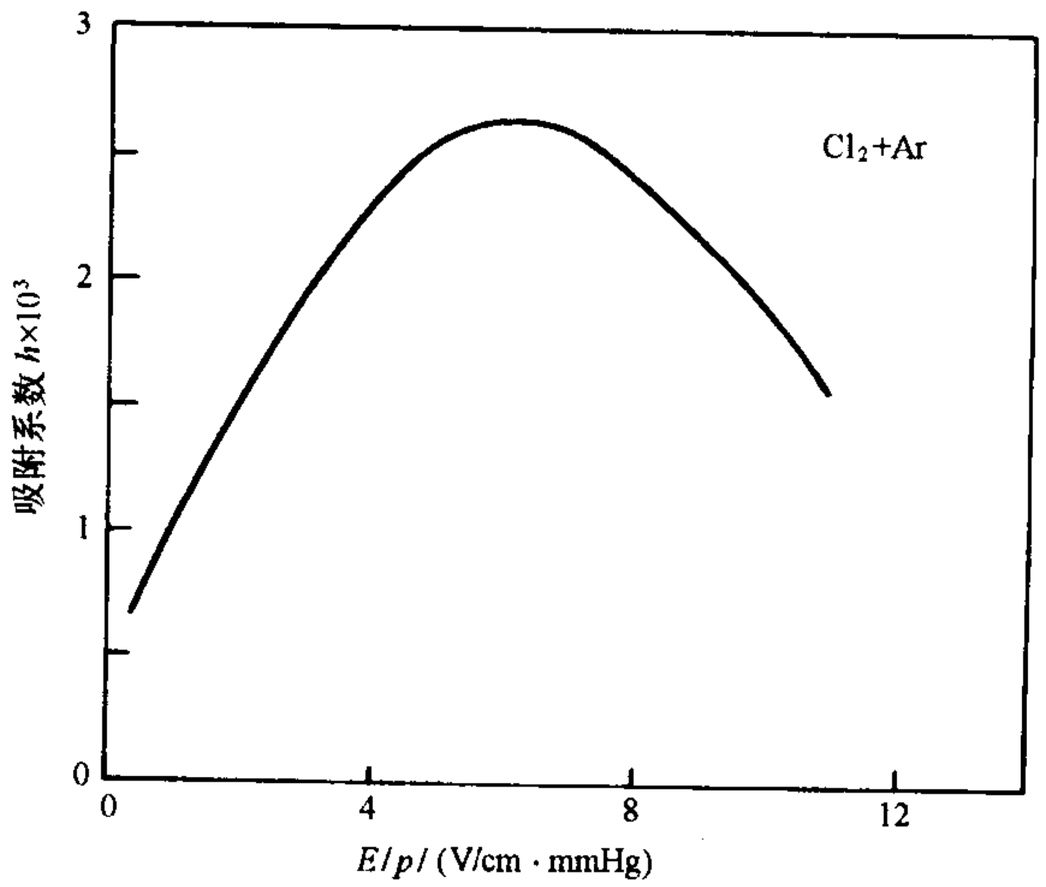


图 2.22　在 Ar+Cl_2 混合气体中电子吸附系数随约化电场(E/p)的变化[1,7]

式中，λ_c 称为平均吸附自由程。平均碰撞自由程 $\lambda(\varepsilon)=\dfrac{1}{N\sigma(\varepsilon)}$ 和能量为 ε 的电子的瞬时速度 $u=\sqrt{\dfrac{2\varepsilon}{m_e}}$，[这里 $\sigma(\varepsilon)$ 为该种气体的 Ramsauer 截面，N 为单位体积内的分子数]代入上式(2.23)，可得：

$$\lambda_c=\sqrt{\frac{m_e}{2\varepsilon}}\frac{W_e}{NhR\sigma(\varepsilon)} \tag{2.24}$$

由此可得漂移过距离 x 后电子的损失：

$$\frac{n}{n_0}=e^{-\frac{x}{\lambda_c}} \tag{2.25}$$

举个例子，在通常条件下纯 Ar 气体中空气污染的影响。当电场为 $E=500$V/cm 时空

气吸附系数为 $h=2\times10^{-5}$。若 Ar 气中有 1%的空气污染，则由于电子被吸附将会使漂移电子在经过 1cm 距离漂移后损失掉 33%[1]。

2.8 气体探测器中收集的电荷与外加电场的关系

我们考虑一个中心有电极且与室壁有良好绝缘的气体室组成的系统，如图 2.23 所示。中心电极通常为几十微米至上百微米直径的金属丝。在室壁和中心电极之间通过电阻 R 加高压 V，电阻 R 由电容 C_2 旁路。假定一个粒子穿过室体并在室体内产生 N 个离子对。根据所加电场的方向，正负电荷将分别向室壁(阴极)和中心电极(阳极)运动。在时间常数 RC 远远大于电荷收集所需要的时间条件下，则每个粒子随着电压 V 的变化如图 2.24 所示[1,17]。

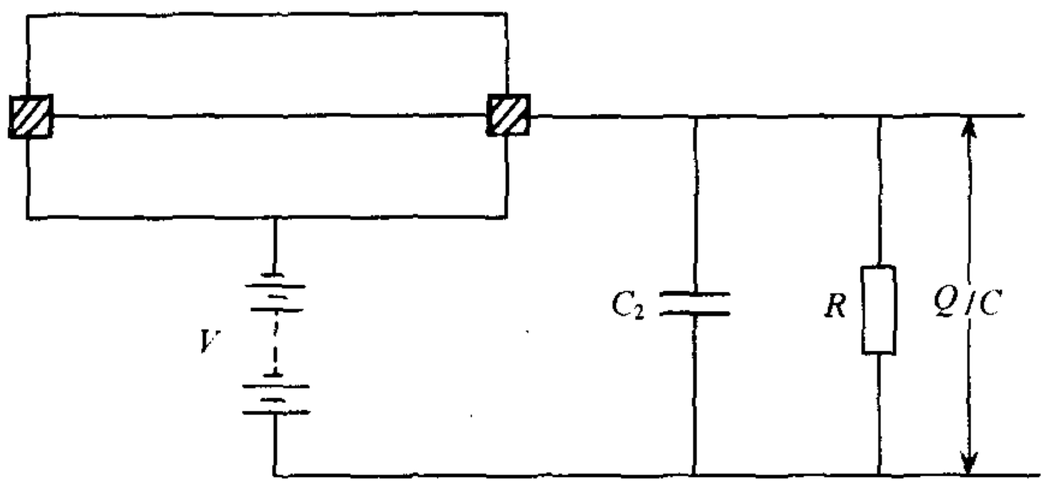


图 2.23 测量气体室电荷收集与外加电场关系的系统示意图

图 2.24 上的曲线可以明显分为四个区域。在区域 I，由于复合而致的离子对损失与电极上收集电荷之间有竞争，但复合仍是主要过程。随着电压 V(即电场)的增加，离子的漂移速度也增加，因此离子复合的有效时间减小，这样收集的电荷量将逐渐增多，故这个区域 I 称为复合区。直到全部电荷被收集，此时进入区域 II。在区域 II 复合损失已可忽略。

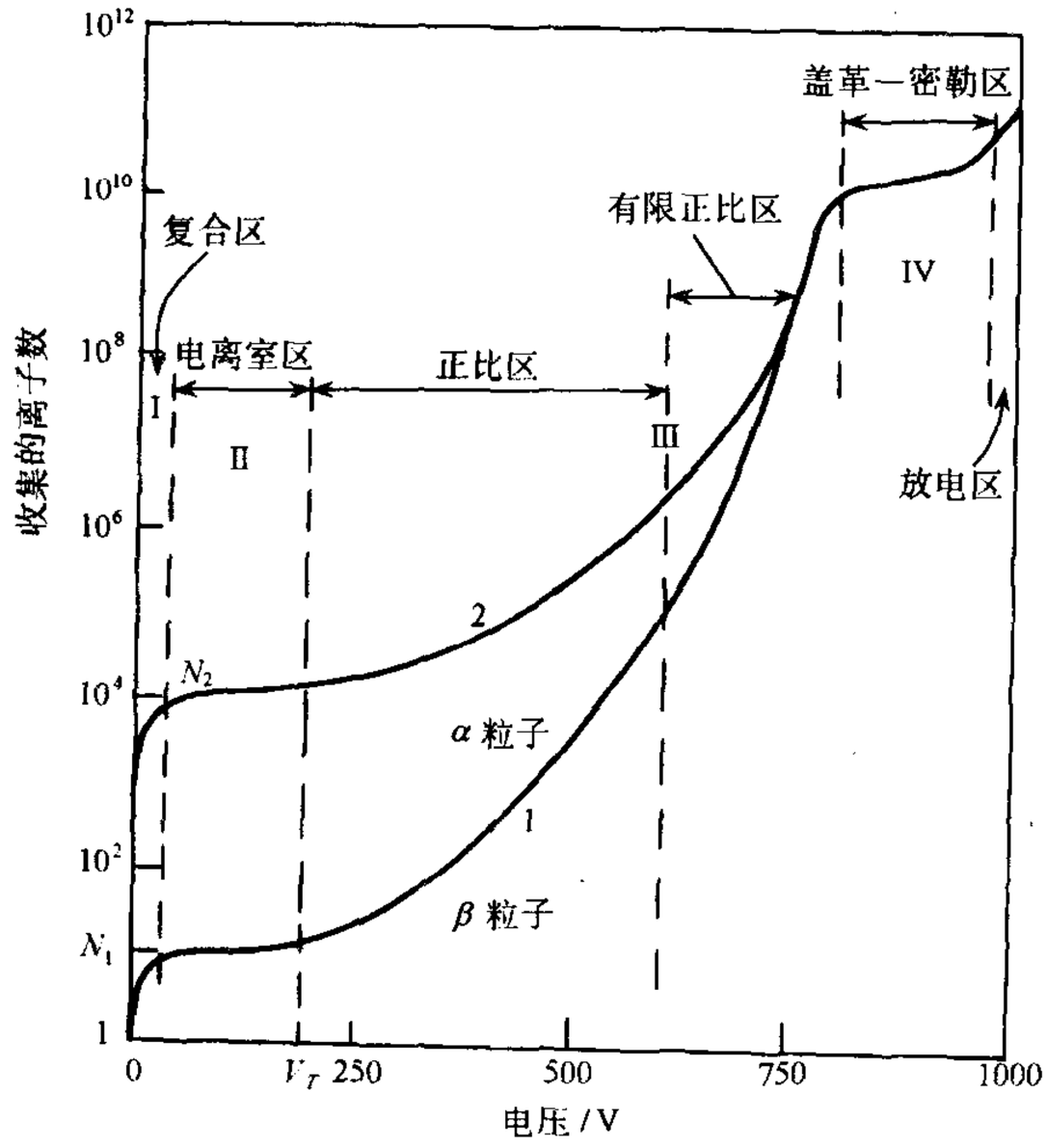


图 2.24 在图 2.23 中电容 C_2 上收集的电荷随电压 V 的变化[1,17]

收集的电荷量为：

$$Q = Ne$$

电容 C 上的电压改变是：

$$\Delta V = \frac{N_0 e}{C} \tag{2.26}$$

式中，C 是电离室本身的电容和 C_2 之和。这个区域Ⅱ称为电离室区。

电压继续增加到某个电压 V_T（称为阈电压），此时在中心电极（阳极）表面附近的电场足够强，气体的倍增因素开始起作用，收集的电荷与原初电荷量成正比。探测的电荷量与原初电荷量之比即为气体的放大系数 M（也称为倍增因子）。在此区域 M 可达 10^4 以上。这部分称为正比区。当电压继续增加，这种正比性逐渐失去，主要是由于在阳极周围形成的空间电荷使电场畸变，这部分称为有限正比区。有限正比区最终结束于饱和增益区段，在此饱和区段输出脉冲信号与带电粒子种类无关。外加电场继续进一步增加，在 2.7 节提到的光子发射过程将开始在计数器内传播雪崩过程，整个阳极丝的全长被电子和离子鞘所包围，这为 Geiger-Müller 工作模式。

必须指出的是，自从气体中自猝灭流光放电模式（self-Quenching Streamer Discharge）在实验上观察到以后，在有限正比区之后究竟是发展成为 Geiger-Muller 工作模式还是自猝灭流光（SQS）放电模式，对某一种确定的混合气体，取决于混合气体的组分。

在 Geiger-Muller 工作模式或 SQS 放电模式之上继续加高压，最后直到气体击穿放电。

SQS 放电模式是气体探测器经常采用的模式。从 20 世纪 40 年代前后，对气体在高电压下的放电现象就有实验和理论研究[7]，但直到 70 年代和以后才确立 SQS 放电模式，并在粒子物理实验领域也即在气体探测器的设计和建造方面，起到重要作用。

1970 年，CERN 的 G. Charpak 领导的实验组[18]，研究多丝正比室的性能时，在一种特殊的混合气体即所谓的“幻异”气体（65.5%Ar＋34%isobutene＋0.46%Freon-13B1）中，在所加高压尚未达到击穿电压前，观察到气体的放大系数高达 10^7，并且放大现象出现饱和，即正比室的输出脉冲高度分布与带电粒子和气体介质发生电离作用时损失能量多少无关。后来在粗丝（直径 $\phi=100\mu m$）宽丝距的多丝正比室中，当有机猝灭气体成分的比例减小（例如 Ar90%＋isobutane10%），在足够高的电压下，观察到正比室的输出脉冲很大，如在 50Ω 负载上幅度达 30mV～40mV，以及从正比模式到受阻（damped）的 Geiger 放电的转变。这种放电包围着阳极丝并沿着丝传播，但只传播有限一段长度（～1cm）。G. Charpak 等将此现象解释为 Geiger 放电不完全所至，因而冠以“有限 Geiger”放电之称。

此后，这种气体放电现象受到高能实验物理学界的普遍关注。人们认识到这种放电模式不可能是已知放电模式中的任何一种，也不可能是它们之中的中间模式。1977 年 G. Charpak 等确立了这种放电的流光本质。他们观察到这种过程产生的电荷的重心距离阳极丝很远，在这种距离处，外加电场强度不足以使“电子雪崩”进一步发展，这表明在流光放电过程中的“雪崩”，是由于光子传播的作用而从阳极丝向阴极发展。前苏联联合核子研究所的 G. Alekseev 等用这种过程的 SQS 本质的照片做出了直观的证明[19]。1981 年美国费米国家实验室（FNAL）的 M. Atac 等[20]，用像增强器获得了单次流光的细节照片，流

光以很细(～200μm)的细丝状放电通道从阳极丝开始向着阴极传播,长度为几个毫米(图2.25)。

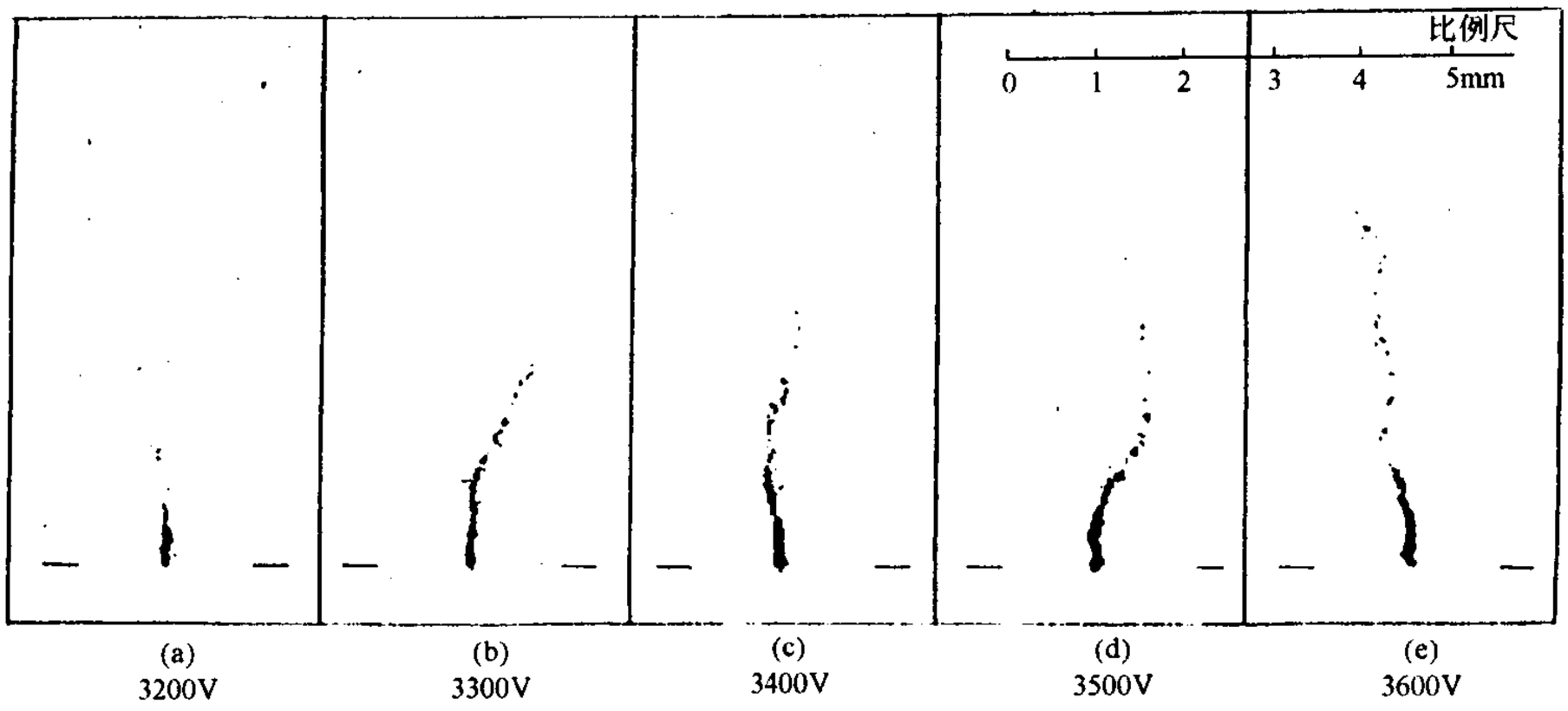


图 2.25　在不同的外加电压下,自 SQS 放电的照片。阳极丝位置示于照片两侧,比例尺示于图右上角[20]

迄今为止,国内外对流光产生机制有很多的研究,例如文献[21～25],但尚未有为人们普遍接受的解释(附录 3 做了简单介绍供参考比较)。

SQS 模式的发生跟诸多因素有关。这些因素是气体室的工作气体的组分;入射带电粒子的种类;气体室的结构和工作气体的压力大小等。

除了在 Ar 气+猝灭气体中观察到 SQS 模式外,在 He、Ne、Kr 和 Xe 等惰性气体加猝灭气体中也观察到 SQS 模式,即使在纯猝灭气体 CO_2 中在一定条件下也观察到 SQS 模式。

不同的放射源提供不同的带电粒子,因而产生不同的原电离。在 Ar^+有机猝灭气体或 CO_2 的混合气体中,^{55}Fe 的 X 射线源能激发产生 SQS 模式。但在没有 Ar 气的有机猝灭气体或 CO_2 中,^{55}Fe X 射线则不能产生 SQS 模式,而用 ^{210}Po 的 α 源则能激发产生 SQS 模式[21]。这表明 SQS 模式的产生与原初电离有关。

气体室的结构尤其是阳极丝的粗细对 SQS 模式的产生有影响。研究表明,粗阳极丝易产生 SQS 模式。当阳极丝细到一定程度(如丝直径 $\phi<25\mu m$)时,便不能产生 SQS 模式。

此外气体室内的工作气体的压力大小对 SQS 模式的产生及其性能有影响。气体的压力增高,从有限正比模式过渡到 SQS 模式时的电压也相应增高,流光的长度减小。

SQS 模式经实验研究,其本质特征是:流光脉冲输出信号幅度大,在阳极上收集的电流可达 mA 量级。输出脉冲半高处宽度在几十至几百纳秒之间。SQS 模式工作稳定,存在计数率坪,且坪区很宽(～10^3V)。从有限正比到 SQS 模式的输出电荷量有时有不连续的突变特性,但有时这种过渡是连续的。伴随电流脉冲输出同时有类似形状的光脉冲输出。

SQS 模式下工作的气体探测器已广泛应用于粒子物理实验。例如北京谱仪(BES)[26]桶部簇射计数器使用了总计 13 344 个 SQS 管。其 SQS 管长 3.85m,阳极丝为直径 $\phi=50\mu m$ 的不锈钢丝,管截面为矩形,内层宽 14.2mm,外层宽 18.7mm,高为 13mm。工作气体为 Ar(80%)+CO_2(20%)混合后通过 4℃ n-pentane。国外 CERN 大型正负电子对撞

机 LEP 上的 ALEPH 合作实验的 μ 子探测器等，其 ALEPH 的部分 SQS 管由国内制作提供[27]。

参 考 文 献

[1] Sauli F. CERN Yellow Book 77-09

[2] Joram Christian. CERN Academic Training, 1997

[3] Amaldi V. Fisica delle Radiazioni. Bringhieri, Torino, 1971

[4] Blum W., Roland L. Particle Detection with Drift Chamber. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1993

[5] Jeanne D et al. Nucl. Instr. Methods, 1973, 111:287

[6] Sharma A et al. CERN-PPE/93-51

[7] Loeb L B. Basic Processes of Gaseous Electronics. University of California Pree, Berkeley, 1961

[8] Schultz G et al. Rev. physique Appllique, 1977, 12:67

[9] Townsend J. Electrons in Gases. Hatchinson, London, 1947

[10] Brown S C. Basic Data of Plasma Physics. MIT Press, Cambridge, Mass., 1959

[11] Peisert Anna et al. CERN Yellow Book 84-08

[12] 陈昌，张勤俭，马基茂等. 用于低动量高精度测量的漂移室氦基混合气体性能研究. 高能物理与核物理，1998，22：787～794

[13] Palladino V et al. Nucl. Instr. Methods. 1975, 128:323

[14] Breskin A et al. Nucl. Instr. Methods, 1975, 124:189

[15] Korff S A. Electron and Nuclear Counters. Van Nostrand, New York, 1955

[16] Allkofer C K. Spark Chambers, Theimig, Munchen, 1969

[17] Price W. Nuclear Radiation Detection, McGraw-Hill, New York, 1958

[18] Bouclier R et al. Nucl. Instr. Methods, 1970, 88:149;
Charpak G. Annu. Rev. Nuclear Science, 1970, 20:195;
Breidenbach et al. Nucl. Instr. Methods, 1973, 108:23;
Breskin S et al, Nucl. Instr. Methods, 1975, 123:225

[19] Alekssev G et al. Nucl. Instr. Methods, 1980, 177:385

[20] Atac M et al. Nucl. Instr. Methods, 1982, 200:345

[21] Koori N et al. Nucl. Instr. Methods, 1989, A281:243; Nucl. Instr. Methods, 1990, A299:80
Koori N. IEEE Trans. NS, 1986, 33:395

[22] 中国科学院高能物理研究所物理二室，高能物理与核物理，1983，7:273

[23] Zhang Liang-sheng. Nucl. Instr. methods, 1986, A247:343

[24] Li Huan-tie et al. IEEE Trans. NS, 1995, 42:1505

[25] 陈继革等. 自猝灭流光雪崩机制. 高能物理与核物理，1991，15:669

[26] BES 合作组. 北京谱仪. 高能物理与核物理，1992，16:769

[27] Aleph Colla. Nucl. Instr. Methods, 1990, A294:129; 王孝良等，核电子学与探测技术，1990，10.2:70

[28] Bernardini P et al. Nucl. Instr. Methods, 1995, A355:428

[29] Fulbright H W. Ionization chamber in nuclear physics, in Encyclopedia of Physics (ed. Flugge S) (Springer-Verlag, Berlin, 1958), 145:1; Compton K T et al. Phys. Rev., 1925, 26:724

[30] Grupen C. Particle Detector. Combridge University Press, 1996

第二篇　粒子探测器

粒子探测器主要用于粒子物理实验探知粒子的存在，测量与考察其性质。此外，粒子探测器已应用于其他领域，如核医学、天体物理、凝聚态物理和等离子体物理等。

粒子探测器若以粒子穿过的工作介质来区分，则有以气体作为工作介质的称为气体探测器，如正比计数器、多丝正比室、漂移室、时间投影室、时间扩展室和气体切伦科夫计数器等。有以液体作为探测介质如液体闪烁计数器、液氩量能器、液氩时间投影室和气泡室等。有以固体作为探测介质的如闪烁计数器、半导体探测器和原子核乳胶等。

随着粒子物理实验的规模越来越大，仅仅依靠某一种粒子探测器已不能完成粒子物理实验的任务，往往需要将多种探测器组合成为一个大的探测装置，这种大型的探测装置通常又称为大型谱仪，有时也简称为某探测器，如北京谱仪、L3 探测器、ATLAS 探测器等。

随着科学技术的不断发展，实验技术的不断进步和对物理实验提出的要求越来越苛刻，有些探测器，在物理学的发展史上起过重要作用，利用它们做出过重要发现，但由于性能的限制，已不能适应当前粒子物理实验的高计数率与高径迹密度等的要求，如云雾室（利用它发现正电子）、气泡室（利用它发现 Ω^-、$\overline{\sum}^-$ 和中性流）。有些探测器如核乳胶目前在个别粒子物理实验上尚在应用，但也不是靠它单独使用，而是与其他当前最常用的丝室、闪烁计数器等同时使用构成谱仪类型的探测器才继续发挥作用。对于以上类型的探测器本书将不作介绍，有兴趣的读者可参阅有关文献[1]。本书将只对目前最常用的且仍在不断发展创新的，不仅能用于粒子物理实验，而且在其他领域亦有所应用的探测器予以介绍，它们是正比计数器、多丝正比室、漂移室、时间扩展室、时间投影室、闪烁计数器、切伦科夫计数器、穿越辐射探测器、电磁量能器、强子量能器、半导体探测器和大型谱仪等。

在粒子物理实验中一个“理想的”探测器，它应当具有以下良好性能：①能覆盖整个（即 4π）立体角；②能探测、显示粒子径迹和识别所有粒子（质量和电荷）；③能测量粒子的动量和能量；④具有快速响应能力而无任何死时间。但是实际上，由于工艺与技术、经费及空间的限制，一个实际的粒子探测器很难做到如此完善与“理想”。

第三章　正比计数器

本章介绍的正比计数器是以气体作为工作介质，工作在第二章图 2.24 所示的正比区的探测器[2]。在气体探测器中，雪崩倍增过程起着十分重要的作用，其输出信号大小与粒子在气体中沉积的能量之间具有正比性。这些也是多丝正比室、漂移室、时间投影室、时间

扩展室等的基础。

3.1 正比计数器的工作原理

3.1.1 雪崩倍增过程

我们考虑当有一最小电离粒子穿过 1cm 厚度在标准条件(1 个大气压、室温)下的 Ar 气层,在此 1cm 厚的 Ar 气层中将产生大约 94 个离子对(见表 2.1)。如果这些电荷在电极上被收集,则探测到的信号将是(式 2.26):

$$V = \frac{ne}{C}$$

式中,n 为产生的离子对数;C 是整个系统的电容,典型值约为 10pF;e 为电子电荷。对于 $n=94$,则给出 $V \approx 1.5\mu V$。如此低的电信号是难以探测的。但如果在电极之间加上强电场,使之工作在图 2.24 的正比区域 Ⅲ,就可能发生雪崩倍增过程,使信号增大几个数量级。但若电极是两块平行板构成,则探测的信号取决于原初电荷产生的地点,在粒子的能量沉积和探测的信号之间没有正比性。此外,在两个电极之间的整个厚度之内第一汤逊系数 α 值是均匀的,因此 Raether 条件(2.22)对电子能谱分布中某些电子很容易能得到满足,这样在气体被击穿之前就只能获得中等的倍增因子。

若采用同轴圆柱形几何(图 3.1)就能克服上述限制。同轴圆柱的轴是一根绷紧了的细金属丝,并与导电圆柱筒绝缘。金属丝和圆柱筒分别作为阳极和阴极。在两电极之间加电压,通常选择金属丝相对与圆柱筒处于正电位。

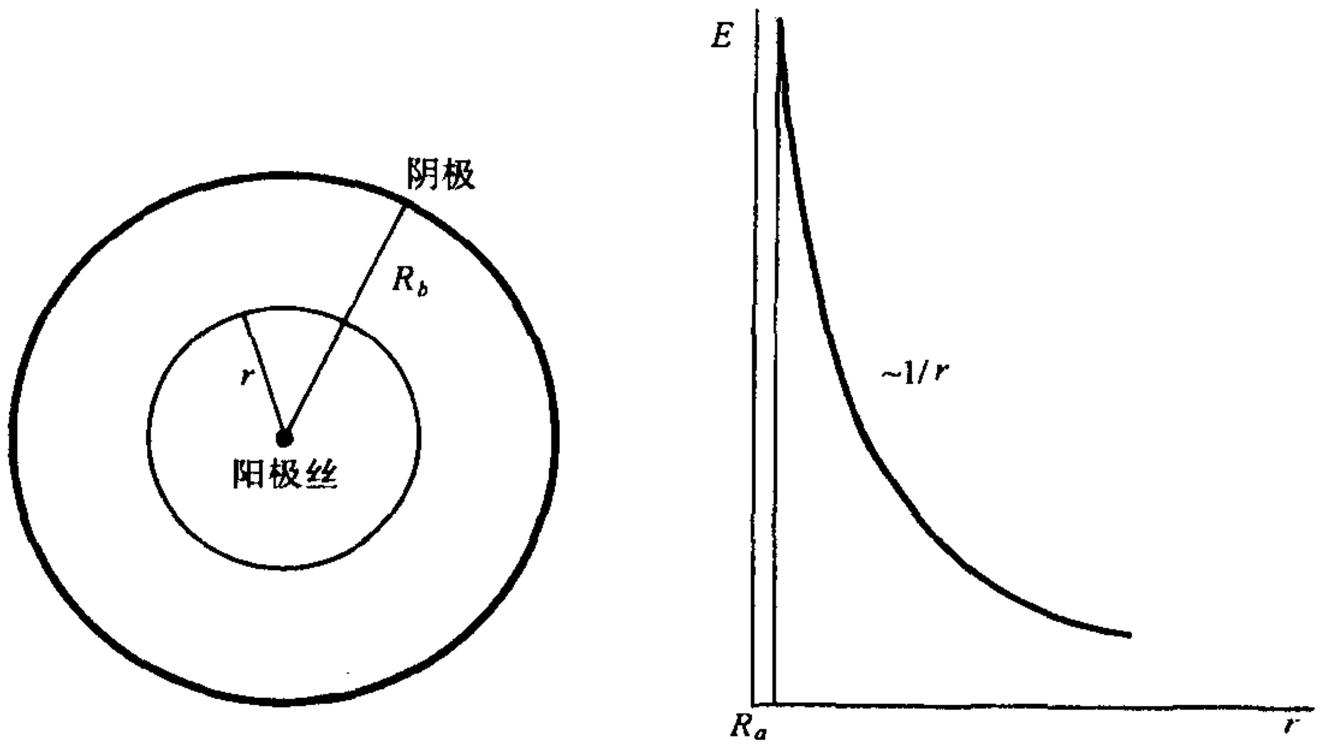


图 3.1 同轴圆柱形正比计数器在阳极丝周围的电场。在很靠近阳极丝附近,电场成为很强才足以产生雪崩过程

图 3.1 左为垂直于圆柱轴的横截面,选取阳极丝中心为坐标原点,令 R_a 和 R_b 分别为阳极和阴极半径,则在距离 r 处的电场和电位分别为:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{R_a} \tag{3.1}$$

式中，$C = 2\pi\varepsilon_0/[\ln(R_b/R_a)]$，是阳极丝每单位长度的分布电容[$\varepsilon_0$ 为介电常数(对于气体有 $\varepsilon_0 \approx 8.85\text{pF/m}$[3])；$V_0 = V(R_b)$是阳极与阴极之间的总电位差，$V(R_a) = 0$]。由式(2.21)可知，$\alpha = kN\varepsilon$[$N$ 为单位体积气体的分子数，当温度为 0℃，1 个大气压时，$N = 2.69 \times 10^{19}$(分子/cm^3)]。我们设 $\lambda = 1/\alpha$ 是平均电离自由程，则在两次碰撞之间电子从电场获得的平均能量 ε 为 E/α。由上述(3.1)式的电场表达式 $E(r)$，我们可以得到：

$$\varepsilon(r) = \sqrt{\frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0 kN} \cdot \frac{1}{r}}$$

以及

$$\alpha(r) = \sqrt{\frac{kNCV_0}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r}} \tag{3.2}$$

(注意此处 k 不是玻耳兹曼常量，而是由表 2.5 中计算第一汤逊系数 α 的 Korff 近似表达式(2.21)中的参数 k)

当带电粒子与气体分子相互作用产生正负离子对，在外加电场作用下电子向阳极漂移，正离子向阴极迁移。当电子到达靠近阳极附近的高电场区，通常离阳极几个阳极丝半径处(典型值约在距离阳极表面<50μm 的范围内)。电子从电场获得足够高的能量，可以使气体分子进一步电离，从而产生雪崩倍增过程。由于横向扩散，雪崩过程的发展具有液滴形状。因为阳极丝半径很小，雪崩产生的正离子将包围阳极丝，形成正离子鞘。电子漂移速度很快(例如 5cm/μs)，在很短时间内(约 1ns 量级)就被阳极收集，而正离子(它们中的一多半是在最后的平均自由程内产生)形成正离子云，则缓慢地向阴极迁移。图 3.2 示意了正比计数器内雪崩发展的过程[2]。

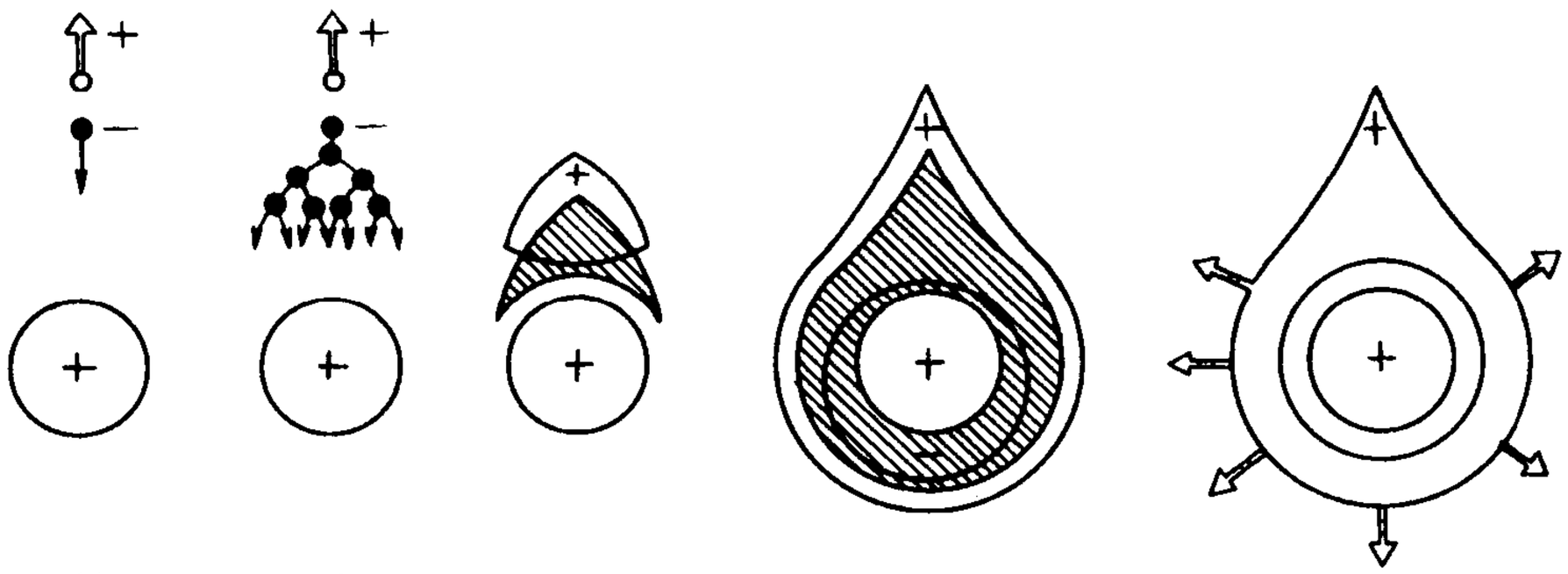


图 3.2　正比计数器中雪崩的发展过程

根据雪崩倍增过程的图像，当一个电子经过一个平均自由程 λ 之后将产生一电子-离子对。在第二个平均自由程之后又将产生两个电子-离子对。如此继续发展，若设 n 为距离阳极丝中心 r 处的电子数，则经过距离 $\text{d}r$ 后，电子数目将是：

$$\text{d}n = n \cdot \frac{\text{d}r}{\lambda} = \alpha n \text{d}r$$

若设 n_0 为初始时刻的电子数，$\alpha=\frac{1}{\lambda}$称为第一汤逊系数，通常是位置的函数，则上式积分后得：

$$n = n_0 \exp\left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(r)\mathrm{d}r\right]$$

由此正比计数器的倍增因子为：

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp\left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(r)\mathrm{d}r\right] \tag{3.3}$$

3.1.2 圆柱形正比计数器的倍增因子

从上式我们可以得到圆柱形正比计数器的倍增因子 M 为：

$$M = \exp\left[\int_{R_a}^{r_c} \alpha(r)\mathrm{d}r\right] \tag{3.4}$$

式中，积分下限是从阳极丝表面起，积分上限 r_c 是假定雪崩倍增过程是从距离丝中心 r_c 处开始(假定丝与圆柱轴一致)，在 r_c 处电场开始超过临界值 E_c，

$$E_c = E_c(r) = \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r_c}$$

根据第二章中关于阈电压 V_T 的定义：靠近阳极表面附近电场达到足够强度值 V_T 使倍增过程开始发生。我们可以有：

$$E_c = \frac{CV_T}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{R_a}$$

从而得到

$$\frac{r_c}{R_a} = \frac{V_0}{V_T} \tag{3.5}$$

将(3.2)式代入(3.4)式，并利用(3.5)式我们可以得到：

$$M = \exp\left[2\sqrt{\frac{kNCV_0R_a}{2\pi\varepsilon_0}}\left(\sqrt{\frac{V_0}{V_T}} - 1\right)\right] \tag{3.6}$$

对于 $V_0 \gg V_T$，我们可以有$\left(\sqrt{\frac{V_0}{V_T}}-1\right)\approx\sqrt{\frac{V_0}{V_T}}$，(3.6)式可以写为：

$$M = \exp\left[\frac{V_0C}{\pi\varepsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{kN}{E_c}}\right] = \exp(GCV_0) \tag{3.7}$$

式中，$G=\left(\frac{1}{\pi\varepsilon_0}\sqrt{\frac{kN}{E_c}}\right)$。

一旦阈电压 V_T 被确定，则用表 2.5 中的 k 值，就可计算倍增因子 M，并与实验比较。图 3.3 给出充 Ar 气正比计数器倍增因子的计算值和测量值之间的比较，可以看到两者之间符合的相当好。

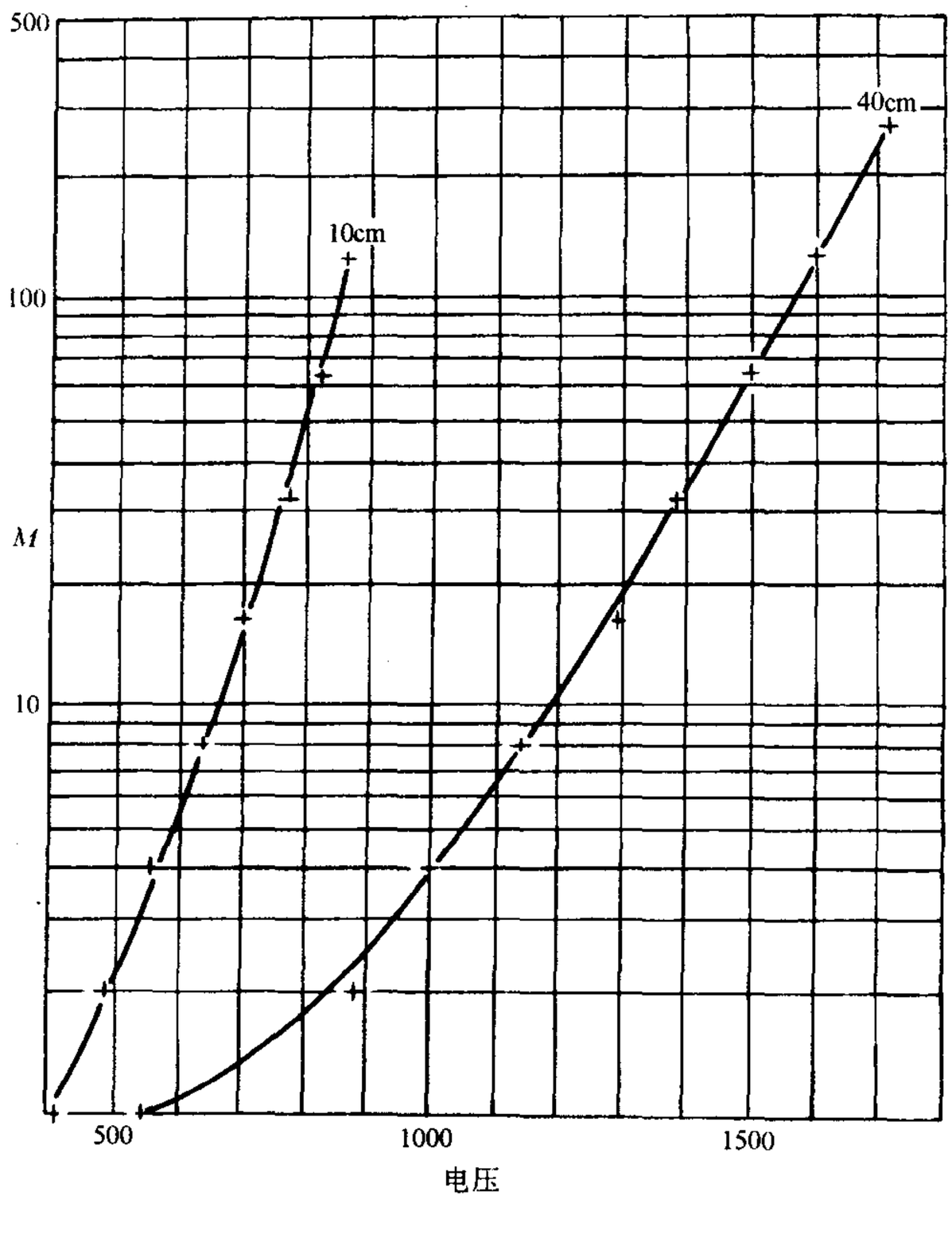


图 3.3　充 Ar 正比计数器中倍增因子计算值[用(3.6)式]
和测量值之间的比较。两条曲线上所标数字为气压[4]

3.2　正比计数器信号特征[2]

遵照上述 3.1 节描述的过程，由于电荷运动的结果，我们能在阳极上探测到负信号，在阴极上探测到正信号。如果电荷 Q 运动的距离为 $\mathrm{d}r$，在总电容为 lC（l 为阳极丝长度，C 为阳极丝单位长度分布电容）的系统中，感应的电信号为[2,4]：

$$\mathrm{d}V = \frac{Q}{lCV_0} \cdot \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r} \cdot \mathrm{d}r$$

若假定所有电荷是在离开阳极丝一个平均自由程 $\lambda\left(=\frac{1}{\alpha}\right)$ 处产生，则电子和正离子在阳极丝上贡献的信号将分别为：

$$V^- = \frac{Q}{lCV_0}\int_{R_a}^{R_a+\lambda} \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r} \cdot \mathrm{d}r = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l}\ln\frac{R_a+\lambda}{R_a}$$

$$V^+ = \frac{Q}{lCV_0}\int_{R_a+\lambda}^{R_b} \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r} \cdot \mathrm{d}r = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l}\ln\frac{R_b}{R_a+\lambda}$$

在阳极上产生的总信号是两部分贡献之和：

$$V = V^+ + V^- = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l}\ln\frac{R_b}{R_a} = -\frac{Q}{lC}$$

式中，$C=\frac{2\pi\epsilon_0}{\ln R_b - \ln R_a}$。

这两项贡献的大小之比为：

$$\frac{V^-}{V^+} = \frac{\ln(R_a+\lambda) - \ln R_a}{\ln R_b - \ln(R_a+\lambda)}$$

一般而言，如设阳极丝直径为 20μm，则 $R_a=10\mu m$，同轴圆柱半径 $R_b=10mm$，充以 Ar 基混合气体，则有平均自由程 λ 约为几个微米。由此电子对信号的贡献约为总信号的百分之几。因而电子对信号的贡献在实际使用中可以忽略。这样，在考虑信号的时间特征时可仅仅考虑正离子的贡献，并认为正离子是从阳极丝表面以恒定的迁移率运动，就可很容易地计算得到：

$$V(t) = -\int_0^t dV = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l}\ln\frac{r(t)}{R_a} \tag{3.8}$$

由迁移率定义(2.7)式，有：

$$\frac{dr}{dt} = \mu^+\left(\frac{E}{p}\right)$$

式中，p 为气体的气压。代入 $E(r)=\frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0 r}$，得：

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\mu^+ CV_0}{2\pi\epsilon_0 pr}$$

因此

$$\int_{R_a}^{r} r dr = \frac{\mu^+ CV_0}{2\pi\epsilon_0 p}\int_0^t dt$$

得到

$$r(t) = \sqrt{R_a^2 + \frac{\mu^+ CV_0}{\pi\epsilon_0 p}t}$$

将上式代入(3.8)式得：

$$\begin{aligned} V(t) &= -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l}\ln\left(1 + \frac{\mu^+ CV_0}{\pi\epsilon_0 pR_a^2}\cdot t\right) \\ &= -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l}\ln\left(1+\frac{t}{t_0}\right) \end{aligned} \tag{3.9}$$

式中，$t_0=\frac{\pi\epsilon_0 pR_a^2}{\mu^+ CV_0}$。设正离子的总的漂移时间 T，可由条件 $r(t)=R_b$ 而获得：

$$T = \frac{\pi\epsilon_0 p(R_b^2 - R_a^2)}{\mu^+ CV_0} \tag{3.10}$$

很容易看到，信号的最大值应是正离子全部漂移到阴极后感应的信号，将 T 代入(3.9)式，即得：

$$V(T) = -\frac{Q}{lC}$$

让我们考虑一个在标准条件下充 Ar 气的正比计数器作为例子，其阳极丝半径 $R_a=$

$10\mu m$，阴极半径 $R_b=10mm$，系统的电容为 $C=\frac{2\pi\epsilon_0}{\ln R_b-\ln R_a}\approx 8pF/m$。从表 2.2 查得 Ar 气的迁移率 $\mu^+=1.7cm^2\cdot s^{-1}\cdot v^{-1}\cdot atm^{-1}$（1atm=101.325kPa）。假定工作电压 $V_0=3kV$，则我们可以计算得到总漂移时间 $T\approx 680\mu s$。图 3.4 给出正比计数器中信号脉冲的时间发展。T 是正离子从阳极向阴极的总的漂移时间。由图可知，在开始阶段信号上升很快。在(3.9)式中设漂移时间为 $\left(\frac{R_a}{R_b}\right)T$，则可得：

$$V\left(\frac{R_a}{R_b}T\right)=-\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l}\ln\left(1+\frac{R_b^2-R_a^2}{R_aR_b}\right)$$

$$\cong-\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l}\ln\left(\frac{R_b}{R_a}\right)$$

$$\approx-\frac{Q}{2lC}$$

此即意味着在经过全部漂移时间的 $10/(10\times10^3)\sim10^{-3}$ 后，信号就可达到最大值（Q/lC）的一半。根据这一点，在实际应用中，通常以电阻 R 作为计数器的终端匹配，这样信号将以时间常数 $\tau=RC$ 被微分。如用低阻抗值作终端匹配，则能得到很短的脉冲信号，从而可达到提高计数率的目的。图 3.4 中也给出了不同时间常数的微分脉冲形状。

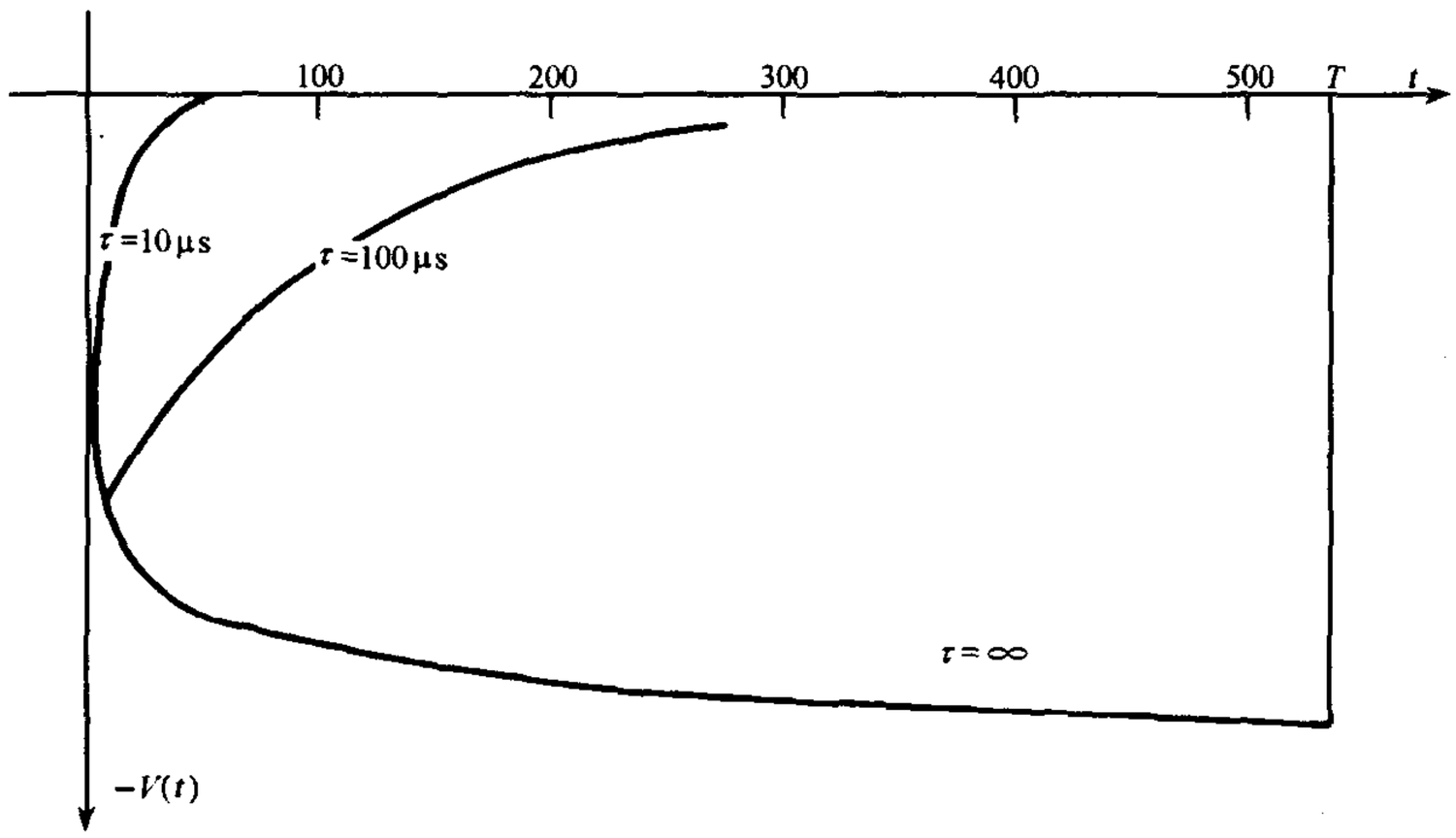


图 3.4　正比计数器中信号脉冲的时间发展。T 是正离子从阳极向阴极总漂移时间；图中也给出有不同微分时间常数的脉冲形状[2]

当电阻 $R\to 0$ 的极限情况下，人们往往称此为电流脉冲信号，而不说是电压脉冲信号。由

$$i(t)=lC\left(\frac{dV(t)}{dt}\right)=-\frac{QC}{4\pi\epsilon_0}\cdot\frac{1}{t+t_0}$$

当 $t=0$ 时有电流的最大值：

$$i_{max}=i(0)=-\frac{\mu^+ QC^2V_0}{4\pi^2\epsilon_0^2R_a^2p}$$

若假定倍增因子为 $M=10^6$，则原初一个电子经过倍增后将成为 $Q=10^6e$（e 为电子电荷），代入前面例子中的数据，我们可以得到 $i_{max}\approx 10\mu A$。通常，多丝正比室的信号电流也

与此接近。

3.3 表征正比计数器性能的几个参数的实验确定

衡量一个正比计数器的性能优劣，有几个参数。这些参数是：计数率坪特性曲线、能量分辨率、倍增因子、探测效率和寿命等。

3.3.1 计数率坪特性曲线

当用强度一定的放射源辐照正比计数器，其记录的计数率随所加工作电压变化的曲线称为计数率坪特性曲线。如图 3.5 所示，此计数率坪特性曲线是国内研制的 $L3$ 强子量能器取样正比室(见 3.5 节)，工作气体为 $Ar/CO_2(80/20)$，用 ^{55}Fe 放射源测得[6]。在此曲线上所加电压从某个电压值 V_s 开始，正比计数器才能起动定标器计数，此电压值称为起始电压。随着电压逐渐加高，正比计数器记录的计数也逐渐增大，到某个电压 V_1，其计数率为 S_1。电压继续增加，在一段范围内计数率变化不大，呈现一个比较平坦的区域。到又一个电压 V_2，计数率为 S_2。此后计数率又开始随电压变化加快。这个区间 (V_2-V_1) 就称为计数率坪区。(V_2-V_1) 的电压范围就称为计数率坪长。在坪区内计数率增加的百分比称为坪斜率(或坪坡度)k，即：

$$k=\frac{2(S_2-S_1)}{S_2+S_1}/(V_2-V_1)\times 100\%$$

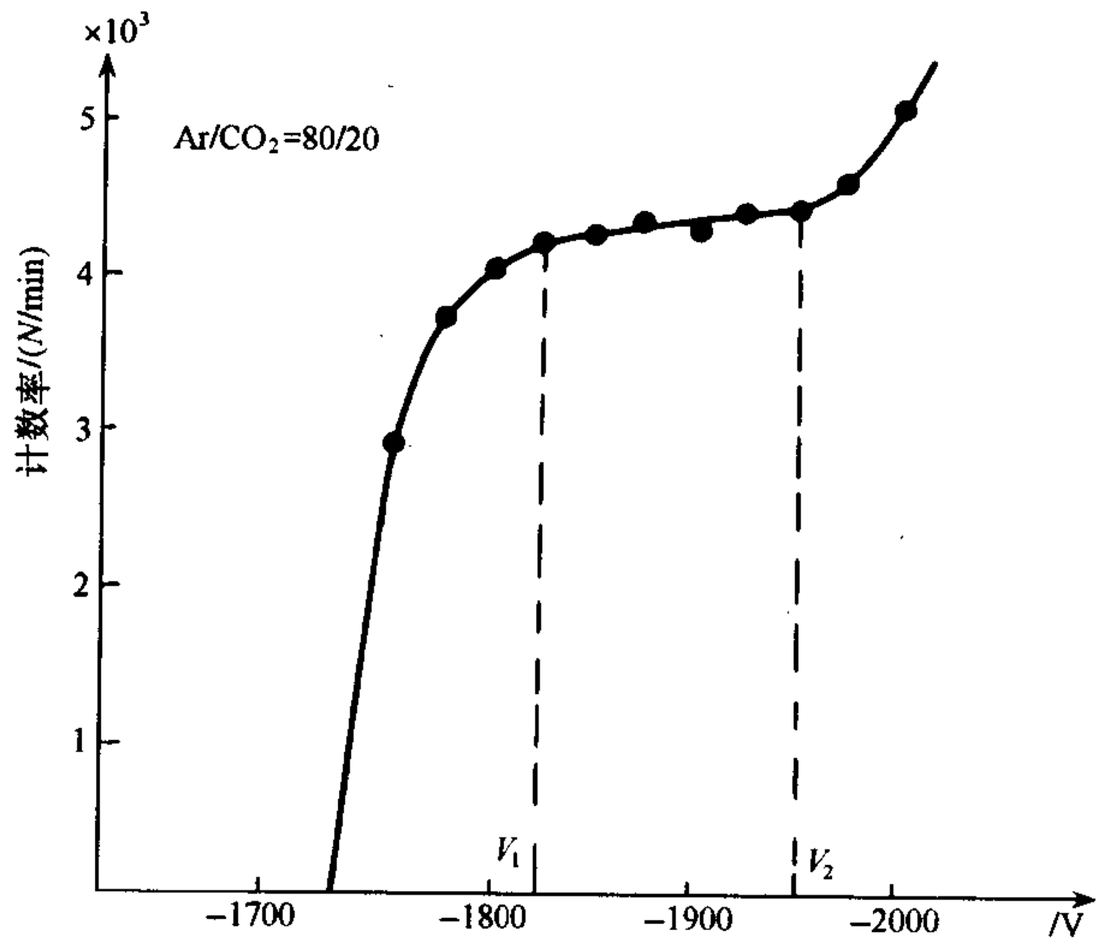


图 3.5 $L3$ 强子量能器正比室的计数率坪特性曲线[6]

图 3.5 的计数率坪曲线有坪长约 125V，坪斜率约 3%/100V。此正比室用作强子量能器取样，其性能已满足要求。对于一个正比计数器坪长越长，坪斜越小，其性能相对就越好。坪长和坪斜率与正比室的结构、工作气体种类和比分有关。对于正比室测量其坪特性是为了确定其工作电压。通常工作电压选在坪区的中前部。如此选取将使计数器受工作电压的变化影响较小。在坪区工作也能延长使用寿命。

3.3.2 能量分辨率

能量分辨率通常用正比计数器对^{55}Fe5.9keV X射线的能量响应来衡量。由于此X射线能量较低，在正比计数器内产生的信号也较小，因此测量时需要用低噪声的电荷灵敏前置放大器。前放的输出经主放大器后，由多道脉冲幅度分析器记录能谱。

在第一章的1.5.1节有关光电效应的讨论中，用正此计数器测量^{55}Fe5.9keV X射线的能谱将在5.33keV处有全能峰E及在2.70keV有逃逸峰E_1。$(E/E_1)=5.33/2.70=1.97$。对一个实际的正比计数器，通常也用此比值来衡量其能量响应的正比性能好坏。

随着阳极灵敏丝所加高压的增高，全能峰位也不断地移向多道脉冲幅度分析器高道。由此可得到正比计数器气体放大因子随高压变化的线性范围。

全能峰的半高全宽ΔE(FWHM)除以全能峰位E定义为能量分辨率ε。若以σ标记高斯分布的标准误差，则$\Delta E=2.35\sigma$。由此：

$$\varepsilon=\frac{\Delta E}{E}=\frac{2.35\sigma}{E}$$

通常一个正比计数器其能量分辨率约在20%。

3.3.3 倍增因子

前已讨论了正比计数器(气体探测器)的雪崩倍增过程和倍增因子，这里不再重复。现简要介绍如何从实验上测量一个正比计数器的倍增因子。

正比计数器的阳极丝信号经电荷灵敏前放、成形放大后输入多道脉冲幅度分析器，测出信号幅度谱。放大器用精密脉冲发生器标定。对正比计数器不同电压，从^{55}Fe5.9keV X射线的能谱上的全能光电峰位，得到相应的电荷收集量Q_{out}。若设N_t为^{55}Fe5.9keV X射线在混合气体中产生的总电子-离子对数，W为产生一个电子离子对所需平均能量，假定X射线的能量全部消耗在混合气体中，则有$N_t=5.9\text{keV}/\text{W}$。由此，倍增因子$M=Q_{out}/Q_{in}$，$Q_{in}=(N_t\times e)$，$e$为电子电荷。对混合气体有：

$$W=\sum_i W_i\times P_i$$

式中，W_i为在第i种成分气体中产生一个电子-离子对所需平均能量；P_i为第i种成分气体在该混合气体中所占百分比。

3.3.4 探测效率

探测效率η是指入射粒子能被记录到的百分比。入射窗的厚度与它对入射粒子的透过率，工作气体的种类即它们对射线的吸收率，入射粒子的种类和能量等影响着探测效率。

实验上探测效率η的测量是用符合方法。在正比计数器的两边各放置一闪烁计数器S_1和S_2，用β放射源或加速器束流经一准直孔从闪烁计数器S_1的一边照射。当粒子通过S_1和S_2，它也必定通过正比计数器。若S_1和S_2的符合计数为$N_{s_1s_2}$，此符合信号再与室信号作三重符合，计数为$N_{s_1s_2c}$，这就是：

$$N_{s_1s_2}=\eta_{s_1}\cdot\eta_{s_2}\cdot N$$

$$N_{s_1 s_2 c} = \eta_{s_1} \cdot \eta_{s_2} \cdot \eta \cdot N$$

式中，N 为通过 S_1、S_2 与正比计数器的粒子数；η_{s_1}、η_{s_2} 与 η 分别是闪烁计数器 S_1、S_2 与正比计数器的探测效率。由此得到：

$$\eta = \frac{N_{s_1 s_2 c}}{N_{s_1 s_2}}$$

用 β 放射源测量探测效率时，因其能量低，多次散射影响较严重，效率测量结果往往偏低。

3.3.5 正比计数器的寿命(老化)

多原子有机气体分子的解离是雪崩的基础，如果计数器是密封的话，这种解离过程将很快消耗掉这些分子。举例来说，若倍增系数为 10^6，假定在每个事例中可探测到 100 个离子对，则在每个事例中将要解离 10^8 个分子。在一个 $10cm^3$ 的典型计数器中，工作在正常的大气压下，充以 90∶10 的惰性气体和猝灭气体的混合气，则大约可能有 10^{19}个多原子有机分子，因此这种计数器在探测 10^{10}个计数后其操作特性将会有本质的变化。

在后面 4.1 节我们将看到，因为多丝正比室使用面积大，气体窗很薄，因此很难做到气体密封，因而通常采用流气式供气，故气体的耗尽将不会成为问题，但又观察到新的问题，这就是多原子有机气体分子解离的产物或是液体或是固体的聚合物，这些产物将会在阴极和阳极表面上沉积，沉积的程度与这些产物与阴极和阳极材料的亲和性有关。这些沉积物将会在计数器经受了大积分通量的辐射后(约 $10^7 \sim 10^8 cm^{-2}$计数)其工作特性发生变化。这种性质称为计数器的老化效应，使计数器性能变坏所累积的计数就称为计数器的寿命。

气体探测器的老化问题是一个十分复杂的问题，又是一个十分重要的问题，尤其是当气体探测器在高通量环境下运行时，它们能经受多大剂量的辐照，能正常工作多长时间往往是探测器制造者在开始时就必须关注的问题。有关老化问题的专题读者可参阅文献[7]。

若计数器工作电压取得较低则可适当延长计数器的寿命。因为工作电压低使倍增因子因此而降低，从而降低有机气体成分的消耗速度，相应使计数器寿命得以延长。

3.4 空间电荷效应

雪崩过程中在阳极丝周围正离子鞘的生长将使局部的电场变小，这种由雪崩过程产生的空间电荷引起电场的畸变，只有在正离子全部为阴极所吸收后才能恢复。当计数器工作在正比区或有限正比区，雪崩沿着阳极丝的扩展很小，通常在 0.1mm 和 0.5mm 之间。在盖革-弥勒区，雪崩将会扩展到整个阳极丝，使整个计数器的电场发生畸变，在几百微米之内不能起到探测粒子的作用，这就是盖革-弥勒(简称 G-M)计数器的死时间。

当计数器工作在正比区时，由于空间电荷的影响，若用均匀分布的放射源照射计数器时，计数器的平均倍增将随着辐射强度的增加而变小，图 3.6 是对^{55}Fe5.9keV X 射线在

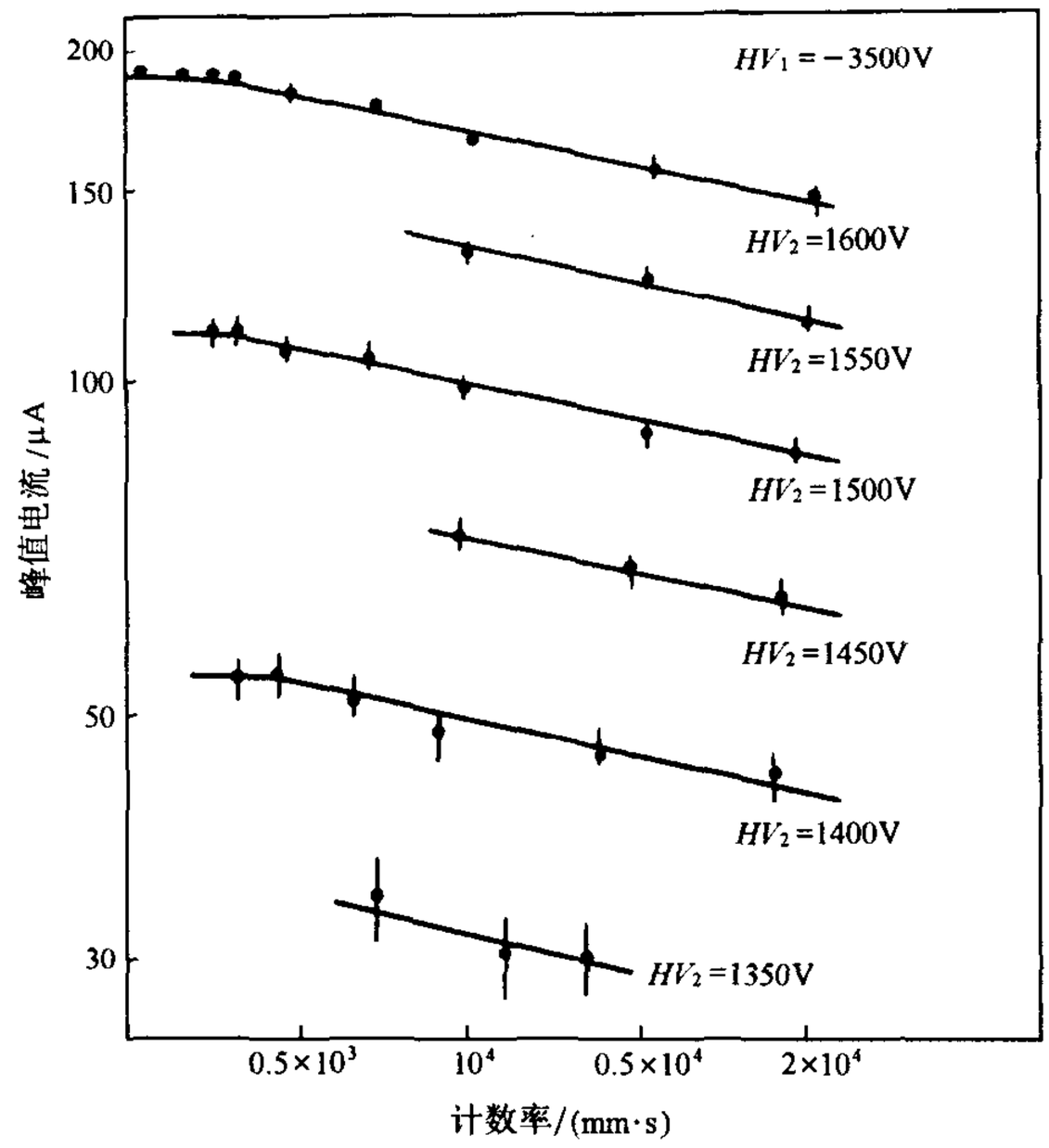


图 3.6　在正比室中^{55}Fe5.9keV X 射线产生的峰值电流与计数率的相关曲线。每条曲线相应不同的阳极电压[5]

正比室中测得的信号脉冲峰值电流随放射源辐射强度的变化[5]。图 3.7 是对于最小电离粒子在同样的气体室中峰值电流随放射源辐射强度的变化[5]。粒子流以阳极丝上每毫米每秒的计数给出。相应的面计数根据计数器的几何条件而得到。

我们来考虑若粒子流通量为 R 所引起的阳极电位 V_0 的近似改变[8]。每个电离事例在雪崩中产生 nMe 个电荷，此处 M 为倍增因子，n 为总电离数，e 为电子电荷。这种阳极电位 V_0 的改变为：

$$\Delta V = \frac{nMeRT}{4\pi^2\varepsilon_0} = \kappa MR \tag{3.11}$$

式中，$\kappa = \frac{neT}{4\pi^2\varepsilon_0}$，$T$ 是正离子总漂移时间，由(3.10)式给出。将(3.11)式代入倍增因子对电压的相关式(3.6)，我们就能得到相应的倍增因子的改变。但在我们通常关心的倍增因子数值区间(10^6 或更高)，(3.7)式的倍增因子表达式就可以应用。在这种情况下有，$M_0 = \exp(CGV_0)$，这里 V_0 是阳极和阴极间总的电位差。

当阳极电位由于空间电荷影响减小为 V 时，就有 $V - V_0 = -\Delta V$，此时倍增因子

$$M = \exp(CGV) = \exp[CG(V_0 - \Delta V)] = M_0\exp(-CG \cdot \Delta V)$$

将此式代入(3.11)式，我们可以得到：

$$\Delta V = \kappa M_0 \cdot \exp(-CG \cdot \Delta V) \cdot R$$

$$\Delta V \cdot \exp(CG \cdot \Delta V) = \kappa M_0 R$$

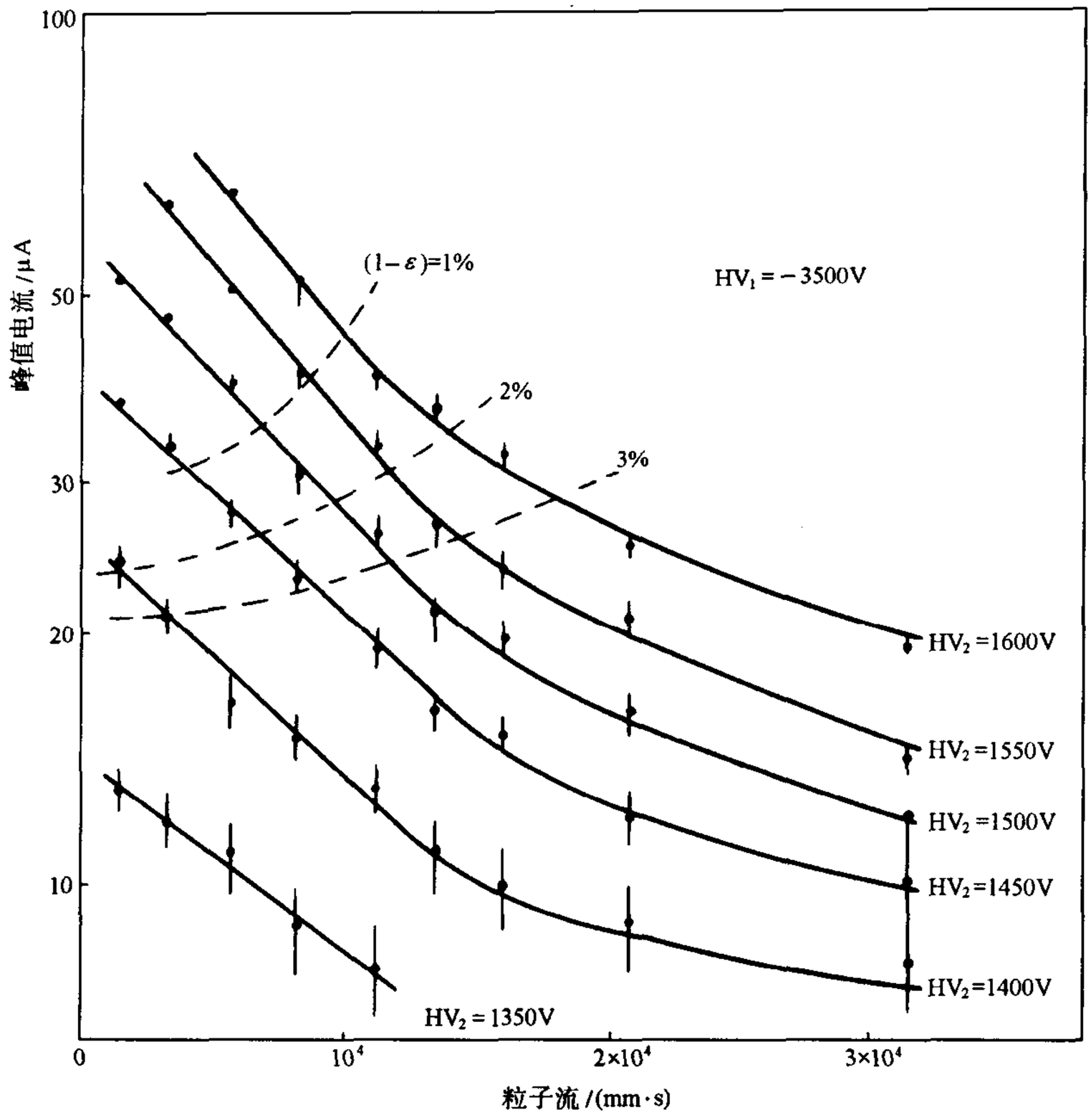


图 3.7　在正比室中最小电离粒子的峰值电流随粒子流的变化。

图中虚线表示在相同探测阈条件下相等失效率曲线[5]

对于小的 ΔV 的变化，$e^{\Delta V}\approx 1$，就有 $\Delta V=\kappa M_0 R$ 及

$$M = M_0\exp(-CG\kappa M_0 R)$$

这说明倍增因子随着计数率增加成指数递减，这由图 3.6 和图 3.7 可以看到，至少对计数率中等情况是如此。在更高计数率，$e^{\Delta V}>1$，因此 $\Delta V<\kappa M_0 R$，因而倍增因子随计数率增加而减小比指数变化要小，正如数据所示。当固定探测阈电压时，倍增因子随着计数率增加而减小的实际后果是效率降低。

3.5　工作气体的选择

3.5.1　正比计数器对工作气体的要求

原则上，所有气体均会发生雪崩倍增过程，因而任何气体和气体混合物均可作为正比计数器的工作气体。但是实际上在多数情况下，由于特殊的实验要求，限制了工作气体的选择，迄今为止仍然局限于几类气体家族之内。

用作正比计数器的工作气体，通常希望它能有低的工作电压、高的倍增因子、好的正

比性、高的计数率响应、快速恢复时间及长的寿命等等。在这些要求中，有些条件往往是互相冲突的。例如低的工作电压往往就限制了倍增因子的增大。在惰性气体中的雪崩倍增过程与在复杂分子的气体中相比，前者在低得多的电场中就可发生。这是因为在多原子气体分子中，有许多非电离能损的模式消耗了电子的能量。因此为了操作方便，通常正比计数器的工作气体以惰性气体为主要成分。为了改进计数器的操作特性，常常也加进一些其他成分。当然其他成分的气体加入也会使阈电压稍有增加。

3.5.2 惰性气体作为主要成分

在惰性气体家族中选用何种气体，多少是带有点强迫性。被选的气体至少对于最小电离粒子要有高的比电离。由表 2.1 可知，由于 Xe(氙)和 Kr(氪)气的价格昂贵，因此选择 Ar(氩)气。

以纯 Ar 气做工作气体的正比计数器，在计数器进入永久放电之前，其倍增因子不能超过 $10^3 \sim 10^4$。这是因为处于激发态的惰性气体能通过发射光子回到基态。对 Ar 气而言，其发射出的光子最小能量为 11.6eV，这个光子能量将远远高于构成阴极的金属成分的电离电位(例如对于铜为 7.7eV)。因此能从阴极表面上引出光电子。这种光电子能引起新的雪崩，而且是在原初雪崩之后很短时间内发生。

另外 Ar 的正离子向阴极迁移，能与阴极上的一个电子中和。能量平衡的结果或是发射一个光子，或是从阴极表面产生次级发射，产生另一个电子。这两种过程滞后的虚假雪崩，即使在中等倍增因子情况下，其几率也足够高到可以引起永久放电。

3.5.3 多原子分子气体加入的影响

多原子分子有极其不同的特性，尤其是当分子包括有 4 个以上原子时，它们具有不产生辐射的激发态，主要是转动能级和振动能级，这些能级能吸收能量范围很宽的光子。例如 CH_4(甲烷)可以吸收从 7.9eV 到 14.5eV 能量范围的光子[4]。这个能量范围正好覆盖了由 Ar 原子发射的光子能量。这正是大多数碳氢化合物与醇类有机化合物家族以及像 CF_3Br(氟里昂)、CO_2、BF_3 和其他一些非有机化合物的共同特性。这些分子或是通过弹性碰撞，或是解离成更简单的基团耗散掉过剩的能量而不产生次级发射。同样当多原子被电离后形成的正离子在阴极上被中和时，也不易观察到次级发射。这是因为，在中和过程中，这些集团或是重新复合成较为简单的分子(解离过程)，或是形成较大的复合体(聚合过程)。即使很少量的多原子分子加入到惰性气体中，也将完全改变计数器的操作特性。这是因为较低的电离电位能产生很有效的电荷交换过程(见 2.4 节)。这种多原子分子的加入能很好吸收光子和抑制次级发射，这就使得计数器在放电之前能获得超过 10^6 的倍增因子。这种多原子分子我们称它为猝灭气体。

多原子分子的猝灭效率随着分子中原子数目的增加而增大。异丁烷(iC_4H_{10})是在高倍增稳定操作中常使用的猝灭气体。像 CO_2 这样较小分子的气体，有时也用作猝灭气体，但已经观察到次级发射，虽然这种几率较小。

在工作气体中加入少量负电性气体，像氟里昂(CF_3Br)和溴乙烷(C_2H_5Br)，尤其是氟

里昂，能使计数器获得最高可能的倍增而不发生放电，即可使计数器处于饱和模式下运作。我们知道负电性气体不仅使对光子的猝灭能力增大，而且它们还能俘获自由电子形成负离子，这些负离子将不能引起雪崩（至少在通常正比计数器的电场满足雪崩条件的情况下）。如果电子俘获的平均自由程较阳极与阴极间距离为短，则在阴极上释放出的电子将只有很小的几率能到达阳极，因而在放电和击穿之前，可以安全地达到 10^7 左右的倍增系数。但是为了保持足够高的探测效率，负电性气体应尽量使用得少些。

值得指出的是，多原子有机气体的使用对计数器的寿命有很大影响，尤其要探测高通量的辐射时。

单独一种非有机猝灭气体如 CO_2 的使用，自然可以避免老化效应，但是在高倍增的用 Ar-CO_2 混合气的计数器工作的不稳定性，限制了这种混合气的使用。

三种或三种以上成分混合气的使用是很麻烦的事情，但是由于可获得高倍增和稳定性的运行，因此在多丝正比室用量很大的场合，这些优点相应地抵消了多种气体混合带来的麻烦。

3.5.4 粒子工厂的气体探测器对工作气体的要求

粒子工厂（如 B 粒子[9]、τ 粲粒子[10,11,12]和 ϕ 粒子[13]）的粒子物理实验的气体探测器（如中心漂移室）要求使用轻的工作气体[14~19]，因为在粒子工厂的粒子物理实验中产生的次级粒子的动量大部分在 1GeV/c 以下，对这些粒子的动量测量主要受多次散射的影响。轻的工作气体可以减小多次散射的影响，有利于提高动量测量的精度。这种轻的气体的理想候选者是惰性气体氦为主要成分，此外还可加进有机猝灭性气体，如 CH_4，C_2H_6，C_3H_8 和 iC_4H_{10} 等。

3.6 正比计数器应用的一个实例

L3 探测器[20]的强子量能器是采用流气式正比室[6,21]作取样元件，贫化 ^{238}U 平板作吸收体的取样型强子量能器。这里的作取样元件的正比室就是正比计数器应用的一个实例。此处的正比室是横截面为矩形的多根正比计数器平行平整排放在一个平面内组成。

正比室结构如图 3.8 所示。室体由一定长度的黄铜管构成。黄铜管壁厚 0.3mm，截面内径为 5.0mm×10.0mm。黄铜管中央有 50μm 的镀金钨丝（型号 Luma861）作阳极。阳极丝固定在镀金小黄铜块上。黄铜块安放在黄铜管两端的端条上。

管两端的端条，其横截面如图 3.8(b)所示。端条的上半部为硬 PVC 多路气体通道，气体平行地通过每根铜管。气体通道的一端为进气口，另一端用塑料小堵头封住。在室的另一边有相同的 PVC 气体通道，与进气口对角的一端为出气口，另一端同样用塑料小堵头封住。端条下部由聚碳酸酯压铸而成，用于安放固定阳极丝的小铜块。小黄铜块上有直径 1mm 的小孔，内装夹紧弹簧，阳极信号即由此小孔用金属小针引出。阳极丝张力为 250g。其他有关该正比室的批量制作工艺流程可参见文献[23]。

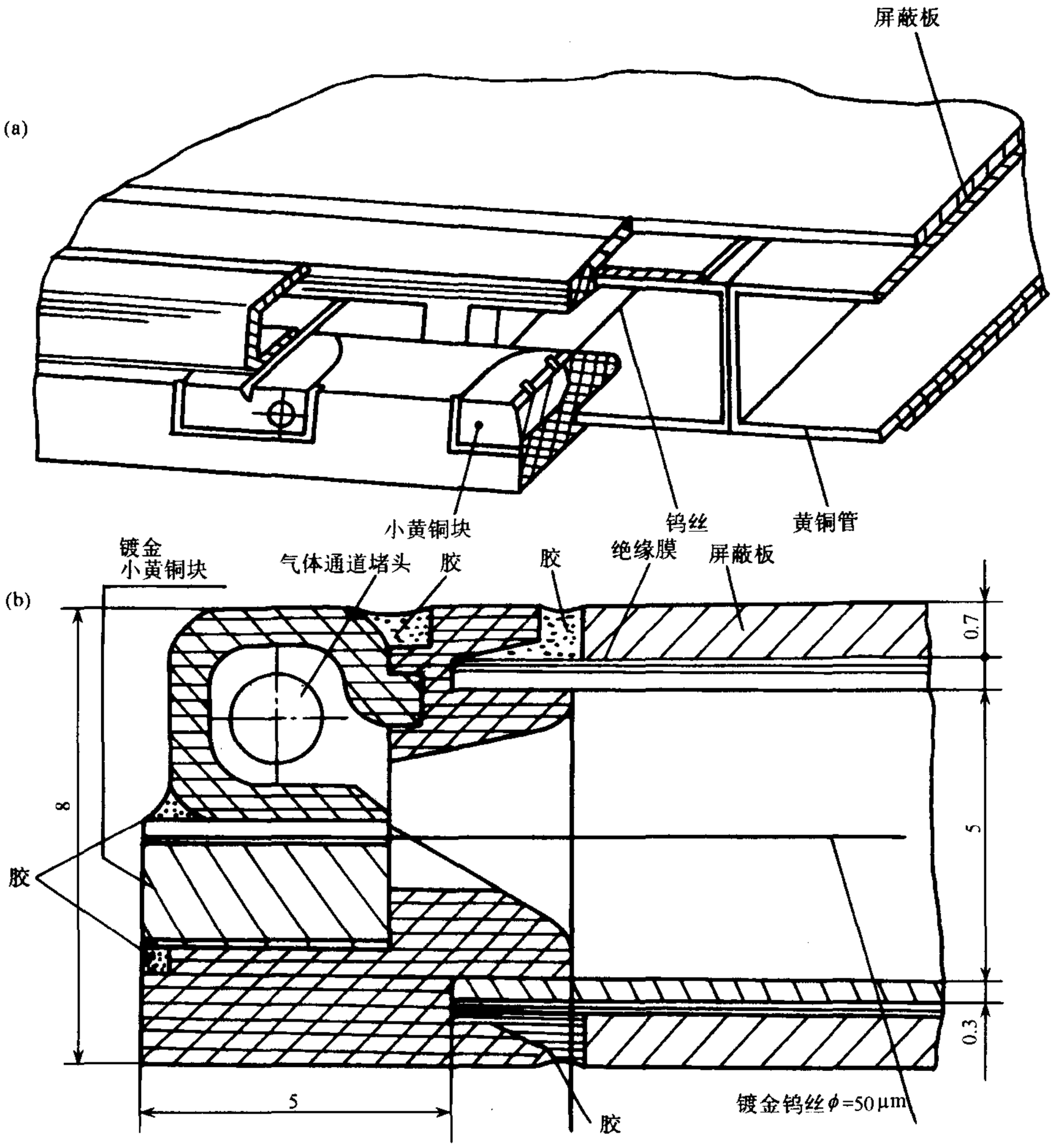


图 3.8 (a)L3 强子量能器正比室结构示意图;(b)正比室端条横截面结构示意图[22]

参 考 文 献

[1] 王祝翔著. 核物理探测器及其应用. 北京:科学出版社,1964

[2] Sauli F. CERN Yellow Book,77-09(1977):40～50

[3] Particle Data Group. Review of Particle Physics. Euro. Phys. Journal. 2000,C15:1

[4] Staub H. Detection methods. in Experimental Nuclear Physics(ed. E. Segree)(Wile,New York,1953)Vol. 1

[5] Breskin A,Charpak G,Sauli Fet al. Nucl. Instr. Methods,1975,124:189

[6] 唐孝威,陈 昌等. L3 强子量能器第一个模块正比室的研制. 高能物理与核物理,1988,12:587～595

[7] Va'vra J. Physics and Chemistry of the Wire Aging. Presented at the Workshop on Aging, DESY, Hamberg, Germany, Feb. 2002

[8] Hendricks R. W. Rev. Sci. Instr. 1969,40:1216

[9] Boyarski A et al. SLAC-373(March 1991):379

[10] Weinstein A. J. SLAC-373,(May 1989):911

[11] Kirkby J. Proc. of the Tau Charm Factory Workshop, June, 1993

[12] BTCF Coll. Feasibility Study report on Beijing Tau-Charm Factory, IHEP-BTCF, report-03, Oct. 1996

[13] KLOE Coll. The KLOE Central Drift Chamber. LNF-94/028(IR)3, Giugno, 1994

[14] Boyalski A et al. SLAC-400, (April 1992): 347; Boyalski A. et al. Nucl. Instr. Methods. 1992, A316: 217; Boyalski A. , et al. Nucl. Instr. Methods, 1992, A323: 267

[15] Vavra J et al. BaBar Note 104, April, 1993

[16] Player SM et al. Nucl. Instr. Methods, 1991, A315: 494

[17] Uno S et al. Nucl. Instr. Methods, 1993, A330: 55

[18] Cindro V et al. Nucl. Instr. Methods, 1991, A309: 411

[19] Schmidt B et al. Nucl. Instr. methods, 1992, A317: 148

[20] Adeva B et al. Nucl. Instr. Methods, 1989, A289: 35

[21] L3 Coll. Proportional Chambers for the Barrel Hadron Calorimeter of L3 Experiment, Nucl. Instr. methods, 1990, A275: 35

[22] Arefiev A et al. Nucl. Instr. Methods, 1986. A245: 71

[23] 量能器组. 正比室批量制作经验. 核电子学与探测技术, 1989, 第 9 卷: 373～376

第四章　多丝正比室与漂移室

4.1　多丝正比室

确定粒子的径迹是粒子物理实验中的基本要求之一。1970 年以前，所有径迹探测器几乎都用照相的方法(例如：核乳胶、云室、气泡室、火花室等)。为了获得更多的信息以及提高探测感兴趣事例的效率，人们希望能有“电子学的”径迹室。1968 年多丝正比室(Multi-Wire Proportional Chamber，简称 MWPC)的出现是电子学径迹室的一次突破。G. Charpak 由于对多丝正比室的贡献获得了 1992 年的诺贝尔物理学奖。目前多丝正比室不仅广泛用于高能物理实验，而且还用于 X 射线和 γ 射线的图像设备中，在天文物理、固体物理、生物学、医疗学等领域都得到广泛应用。

4.1.1　多丝正比室(MWPC)的工作原理[1]

正比计数管早就广泛用于射线的能谱测量。虽然可以用大量独立计数管的组合来探测带电粒子的位置或径迹，但是机械结构复杂而且测量精度也受到限制。人们曾设想过在同一气体容器中的多丝结构(图 4.1)，但是大多数人认为这种没有屏蔽的平行丝之间存在着相当大的电容，由于丝间的电容耦合效应，信号将传递到相邻丝上，从而破坏这种探测器的定位特性。G. Charpak 及其同事们的研究证明：在多丝结构中如果有一根丝“着火”产生雪崩放电，在正离子鞘移动时，与这根丝相邻的其他丝将感应产生正信号，这些正信号将补偿丝间电容耦合传递的负信号，因此这些平行丝的工作可看做相互独立的。

多丝正比室(MWPC)基本结构是由一组等间距的平行阳极丝对称置于两个平行阴极平面或丝层中间。图 4.1(b)是 MWPC 结构的截面示意图。图中丝沿 z 轴方向(垂直于纸平面)；y 轴垂直于丝平面；参量 l 为阳极丝平面与阴极平面的距离；s 为丝之间的距离。

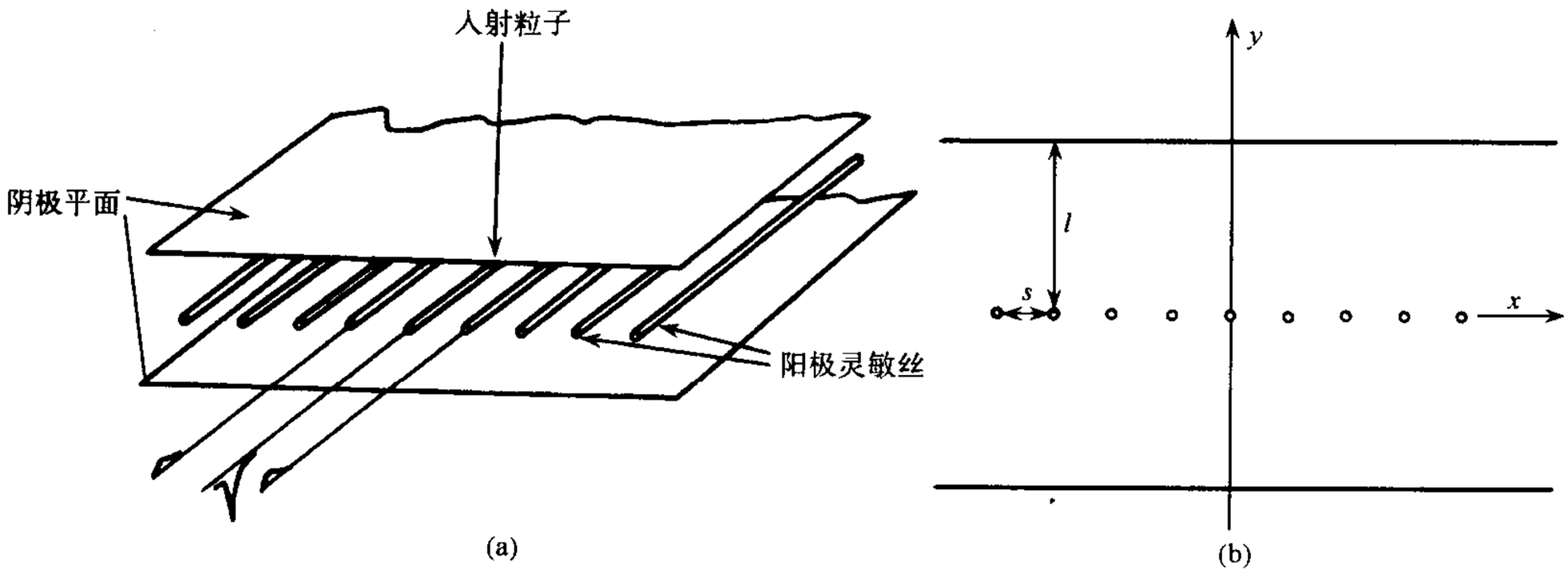


图 4.1　多丝正比室的结构概图

(a)MWPC 的基本结构。每根丝相当于一个独立的正比管，着火丝输出负信号，与它相邻的丝输出较小的正信号；

(b)MWPC 结构截面图

设阳极丝的半径为 a，通常的 MWPC 有：$l \approx 4s \sim 5s$，$2a \approx 1\%s$。图 4.2 是 MWPC 的电场分布。

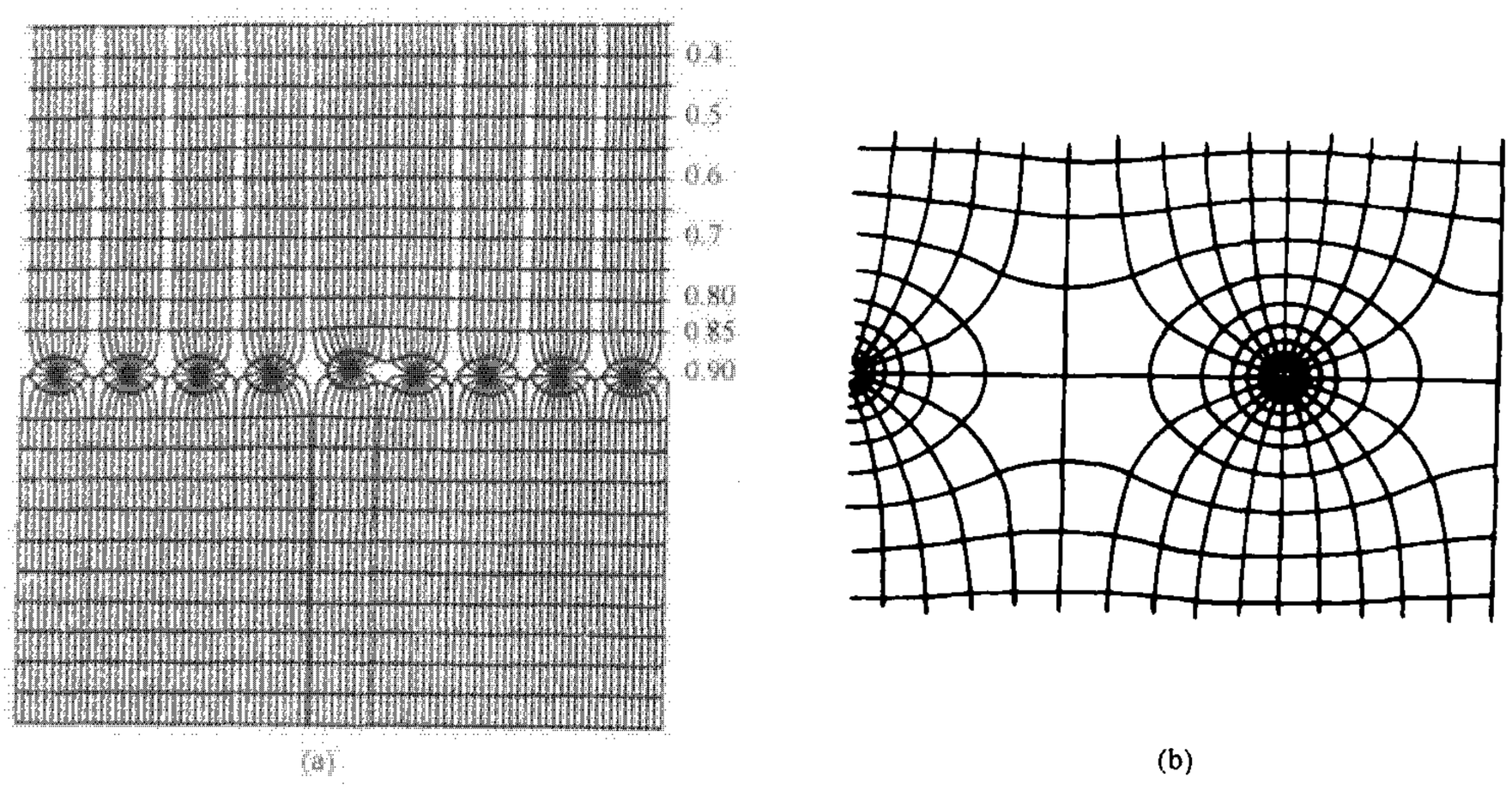


图 4.2　MWPC 的电场分布

(a)等电位线和电力线的分布，图中显示出一根丝有微小的位移效应；

(b)相邻丝的电场分布(丝距 2mm，丝直径 20μm)

如图 4.2 所示的 MWPC，设阳极丝的电位 $V(a)=V_0$，阴极电位 $V(l)=0$，对无限长丝的情况由静电学计算可以得到电位分布为：

$$V(x,y)=\frac{CV_0}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\frac{2\pi l}{s}-\ln\left[4\left(\sin^2\frac{\pi x}{s}+\sinh^2\frac{\pi y}{s}\right)\right]\right\} \tag{4.1}$$

电场分布为：

$$E(x,y)=\frac{CV_0}{4\varepsilon_0 s}\left[1+\tan^2\frac{\pi x}{s}\tanh^2\frac{\pi y}{s}\right]^{1/2}\left[\tan^2\frac{\pi x}{s}+\tanh^2\frac{\pi y}{s}\right]^{-1/2} \tag{4.2}$$

式中，C 为单位长度的电容；ε_0 为气体的介电常数，对常用气体 $\varepsilon_0 \approx 8.85\text{pF/m}$。

当 $l > s \gg 2a$ 时有近似式：

$$C=\frac{2\pi\varepsilon_0}{(\pi l/s)-\ln(2\pi a/s)} \tag{4.3}$$

当 $a \ll s$ 时，(4.3)式给出的 C 值比间隙相等的平行板电容器的数值($2\varepsilon_0 s/l$)小。表4.1是几种典型的丝室参数及由(4.3)式计算得到的电容值。可以看到：C 随 s 的减小迅速减小，而随 a 的变化不大。

表 4.1　几种典型 MWPC 的几何参数及单位长度的电容值/(pF/m)

l/mm	$2a$/μm	s/mm			
		1	2	3	4
8	10	1.94	3.33	4.30	5.51
	20	2.00	3.47	4.55	5.92
	30	2.02	3.56	4.70	6.19
4	10	3.47	5.33	6.36	7.34
	20	3.63	5.71	6.91	8.10
	30	3.73	5.96	7.28	8.58

在 $y \ll s$ 时，

$$E(x,y) \approx \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r};r = (x^2 + y^2)^{1/2} \tag{4.4}$$

$y \gg s$ 时，

$$E_y = \frac{CV_0}{2\varepsilon_0 s}(\text{与平行板电容器类似}) \tag{4.5}$$

由(4.4)式在阳极丝附近电场是径向的与圆柱形正比管有相同的表达式，而雪崩放电产生在阳极丝附近，所以正比管的一些主要结果也适用于 MWPC。图 4.3 为 MWPC 阳极丝附近的电场强度的分布(图中 x 轴平行于丝平面；y 轴垂直于丝平面)。如图 4.2 所示，MWPC 各根丝的电力线在空中不相交，入射带电粒子在气体中电离产生的正离子和电子沿电力线漂移时，只能漂移到与它们邻近的阳极丝附近产生雪崩放电并输出信号，而不可能漂移到其他阳极丝附近。这就是 MWPC 可以测定入射粒子位置的基础。由于每个阳极平面的信号只给出一维坐标，两个正交的阳极平面才可给出 (x,y) 两维坐标。用若干个 x-y MWPC 可组成“望远镜”系统或“描迹仪”系统。4.1.5 节中将介绍 MWPC 的读出方法。

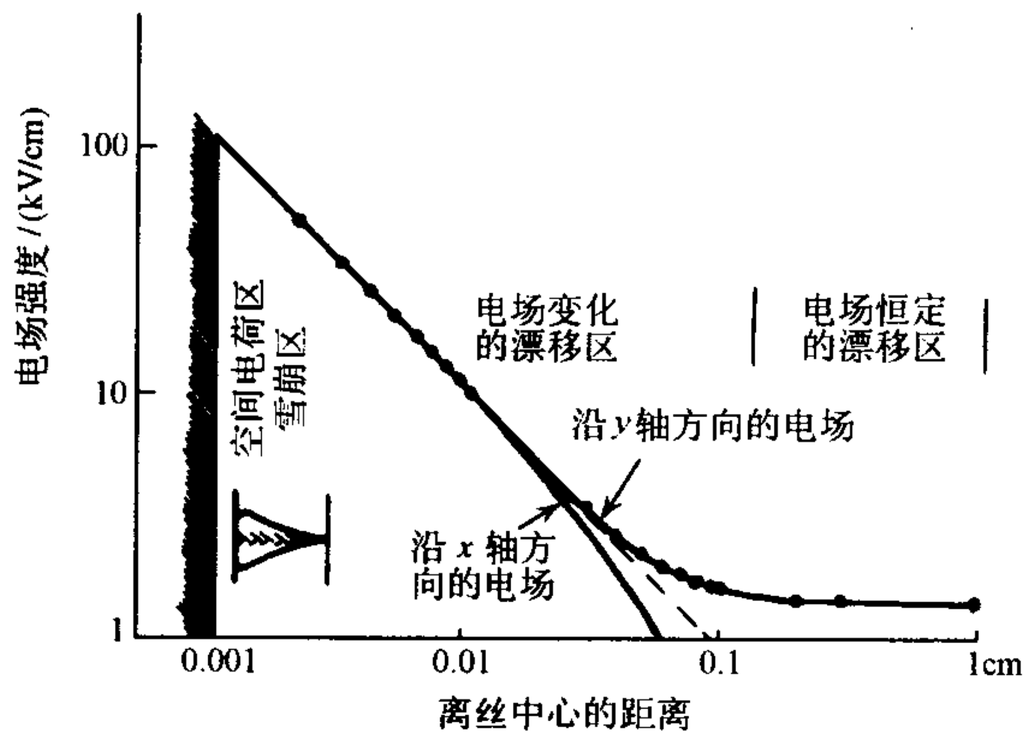


图 4.3　MWPC 阳极丝附近电场强度的分布

x 为平行于丝平面；y 为垂直于丝平面

4.1.2　气体放大系数的唯像参数化(phenomenological parametrization)理论[2]

气体放大倍数与工作气体性质、气体压力、工作电压和丝室的几何参数等有关，并且没有严格的表达式。为了对气体放大过程有较形象的了解，同时也为了与实验进行比较给出一些有益的结论，下面简要介绍气体放大系数唯像理论。

1. Diethorn 公式

丝室中电子在电场中的气体放大倍数可用第一 Townsend 电离系数 α 来描述。α 定义为一个自由电子在 1 cm 路径上由于电离碰撞所产生的二次电子的平均个数。N 个电子经过 dr 路程增加的电子数 dN 可表示为：

$$\mathrm{d}N = N\alpha\mathrm{d}r \tag{4.6}$$

式中，α 没有普适的表达式，对于不同的混合气体需由实验测定。实验表明：在保持电场强度(E/ρ)一定的条件下，α 与气体密度 ρ 成正比：

$$\alpha = f(E/\rho)\rho \tag{4.7}$$

将(4.6)式在开始雪崩放电处 r_c(此处电场强度足够产生电离碰撞)和阳极丝半径 r_a 之间积分,得到如气体放大系数 M:

$$M = \frac{N}{N_0} = \exp\int_{r_c}^{r_a}\alpha(r)\mathrm{d}r = \exp\int_{E(r_c)}^{E(r_a)}\alpha(E)\frac{\partial r}{\partial E}\mathrm{d}E \tag{4.8}$$

式中,N_0 和 N 分别是在雪崩放电中初始和最终的电子数;$\partial E/\partial r$ 是电场的梯度;$E(r_a)$是阳极丝表面的电场;$E(r_c)$是产生雪崩放电临界半径处的电场,在此半径之外的电场太弱不能产生电子倍增。由(4.4)式,在阳极丝附近的电场强度有近似关系式:

$$E \approx \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r} \tag{4.9}$$

式中,q 是阳极丝单位长度上的电荷量。将(4.10)式代入(4.8)式得到:

$$M = \frac{N}{N_0} = \exp\int_{E(r_c)}^{E(r_a)}\alpha(E)\frac{q}{2\pi\varepsilon_0 E^2}\mathrm{d}E \tag{4.10}$$

Korff[2]给出:当 α 较小时,满足 $\alpha = A\rho e^{-B\rho/E}$,式中 A,B 为常数。惰性气体中,在阳极丝附近电场强度的典型值为 $10^2\sim10^3$[V/(cm·Torr)]的范围内,根据实验结果,利用近似式,$\alpha(E)=\beta E$ 进一步讨论放大系数的表达式。代入(4.10)式得到:

$$\ln M = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\int_{E(r_c)}^{E(r_a)}\frac{\beta}{E}\mathrm{d}E = \frac{\beta q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{q}{2\pi\varepsilon_0 r_a E(r_c)} \tag{4.11}$$

另一方面,在 $r=r_c$ 和 $r=r_a$ 之间的电位差为:

$$\begin{aligned}\phi(r_a)-\phi(r_c) &= \int_{r_a}^{r_c}E(r)\mathrm{d}r = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{r_c}{r_a}\\ &= \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{q}{2\pi\varepsilon_0 r_a E(r_c)}\end{aligned} \tag{4.12}$$

假设,$e\Delta V$ 是产生一个次级电子平均所需的能量,则一个电子经过电位差 $\phi(r_a)-\phi(r_c)$作用将产生 z 代次级电子:

$$M = 2^z, z = \frac{\phi(r_a)-\phi(r_c)}{\Delta V} \tag{4.13}$$

由此,

$$\ln M = \frac{\ln 2}{\Delta V}\frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{q}{2\pi\varepsilon_0 r_a E(r_c)} \tag{4.14}$$

比较(4.12)式和(4.15)式,$\beta=\ln 2/\Delta V$。由(4.7)式和(4.14)式最后得到 Diethorn 公式:

$$\ln M = \frac{\ln 2}{\Delta V}\frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0 E(r_c,\rho_0)(\rho/\rho_0)} \tag{4.15}$$

式中,C 是单位长度阳极丝的电容;V_0 是阳极丝所加载的电压。(4.15)式即为利用实验参数得出的"唯象参数化理论"公式。可见 M 和 V_0 不呈简单的指数关系($M\propto e^{CV_0}$)。

对于圆柱形正比管,设阳极和阴极半径分别为 a 和 b,则上式写成:

$$\ln M = \frac{\ln 2}{\Delta V}\frac{V_0}{\ln(b/a)}\ln\frac{V_0}{\ln(b/a)r_a E(r_c,\rho_0)(\rho/\rho_0)} \tag{4.16}$$

用正比管作实验。在实验中，改变气体压力 $p=\rho/\rho_0$，b，a 和 V_0，测量 M。作 $\frac{1}{V_0}\ln M \cdot \ln(b/a) \sim \ln\left[\frac{V_0}{pa\ln(b/a)}\right]$ 的关系曲线，在半对数坐标中有线性关系(图 4.4)。由此可求出两个常数 ΔV 和 $E(r_c,\rho_0)$，可看成是气体的基本常数。表 4.2 是实验得到的一些气体的 Diethorn 参数。

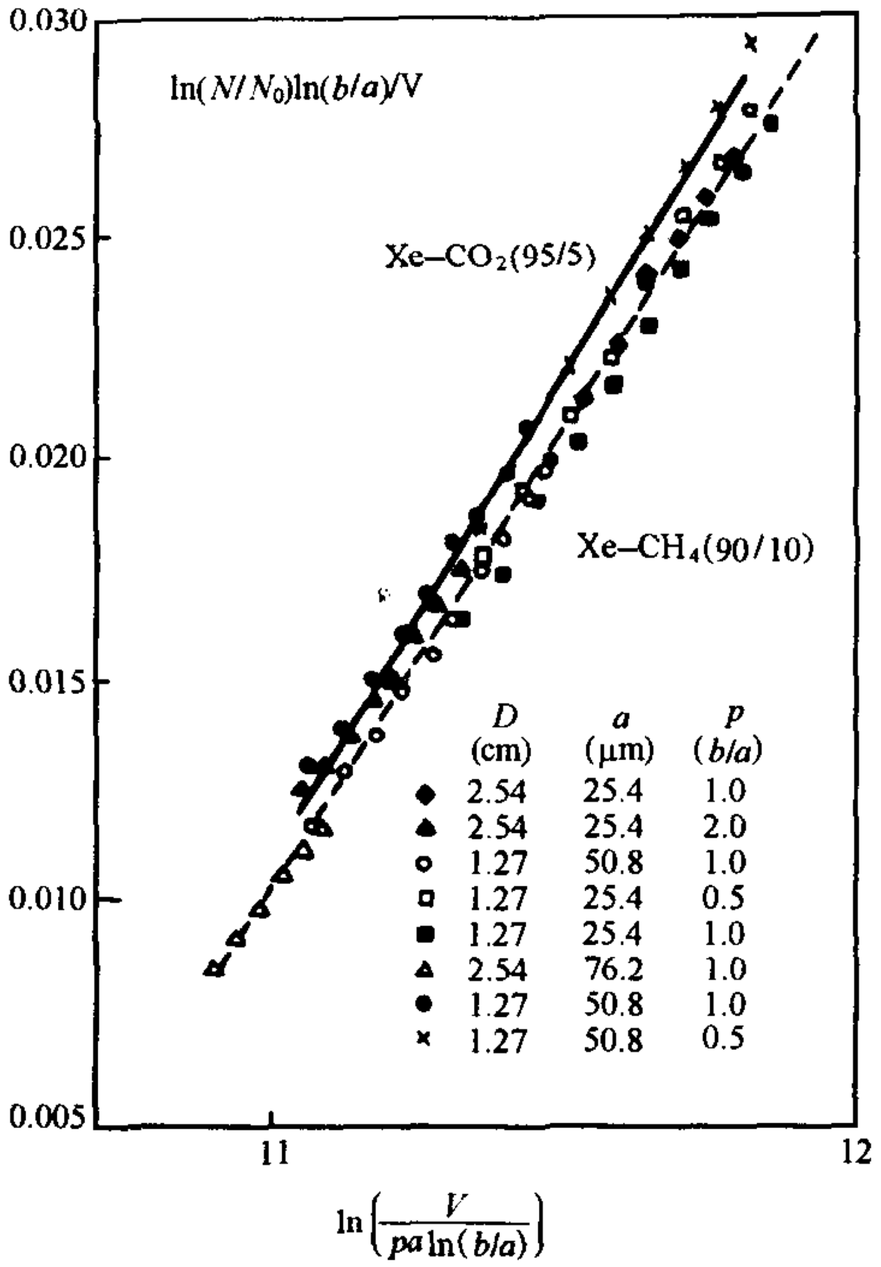


图 4.4 $\frac{1}{V_0}\ln M \cdot \ln(b/a) \sim \ln\left[\frac{V_0}{pa\ln(b/a)}\right]$ 关系曲线

表 4.2 一些气体的 Diethorn 参数

混合气体	$E(r_c)$/(kV/cm)	ΔV/V
90%Ar+10%CH_4	48±3	23.6±5.4
95%Ar+5%CH_4	45±4	21.8±4.4
92.1%Ar+7.9%CH_4	47.5	30.2
23.5%Ar+76.5%CH_4	196	36.2
9.7%Ar+90.3%CH_4	21.8	28.3

2. Diethorn 公式的应用

(1)气体放大倍数与气体密度的关系

应该注意，工作在大气压条件下的丝室气体放大倍数随气压的变化而变化，因为气体压力与气体密度成正比，由式(4.16)得到：

$$\begin{aligned}\frac{dM}{M} &= -\frac{q\ln 2}{\Delta V 2\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{d\rho}{\rho}\\ &= -\frac{q\ln 2}{\Delta V 2\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{dp}{p}\end{aligned} \tag{4.17}$$

dM/M 与 $d\rho/\rho$(即 dp/p)间的比例系数通常为 5～8。

(2)气体放大倍数与几何参数、工作电压和电荷量的关系

所有这些因素都会改变丝上的电荷密度 q,由式(4.15)气体放大与电荷密度 q 的变化有以下关系:

$$\frac{dM}{M}=\left(\ln M+\frac{q\ln 2}{\Delta V 2\pi\epsilon_0}\right)\frac{dq}{q} \tag{4.18}$$

dM/M 与 dq/q 间的比例因子一般为 10～20。

4.1.3 丝室的几何参数及其公差对 MWPC 气体放大特性的影响[3,4]

MWPC 的定位精度取决于阳极丝之间的距离,但是丝距小于 2mm 的 MWPC 要正常运行有一定难度。其原因是:由正比管的气体放大公式(3.6),在阳极丝半径 a 一定的条件下要获得一定的气体放大系数就要保持单位长度上的电荷量 CV_0 不变。电容 C 随着丝距 s 的减小而减小[见式(4.3)],为保持 CV_0 一定,V_0 必须增加,与此相应的漂移电场也随着增加[见式(4.4)],这就使得某些漂移电子容易达到气体击穿的极限条件($\alpha_x\approx 20$,$M\approx 10^8$。亦称 Raether 条件)。例如:表 4.1 的情况,丝距从 2mm 改变到 1mm,电容 C_0 几乎减小一半,因此 V_0 将增加一倍。实际上,由于存在公差,对于面积大于 $100cm^2$的丝室要求丝距达到 1mm 是很困难的,丝距为 2mm 时比较可靠。

图 4.5 为在几种不同阳极丝直径的条件下,对 $s=2mm$,$l=8mm$ 的 MWPC 计算得到的气体放大系数 M 随 V_0/V_T的变化(V_T 为产生气体放大的阈电压)。原则上任何粗细的阳极丝均可获得所需的气体放大倍数,但是越陡的曲线(对应于较粗的丝)要求越苛刻的工作条件,不过较粗的阳极丝的丝室易于制作。综合考虑,人们通常采用直径～20μm 的丝,而实际工作中最细的丝直径～10μm。

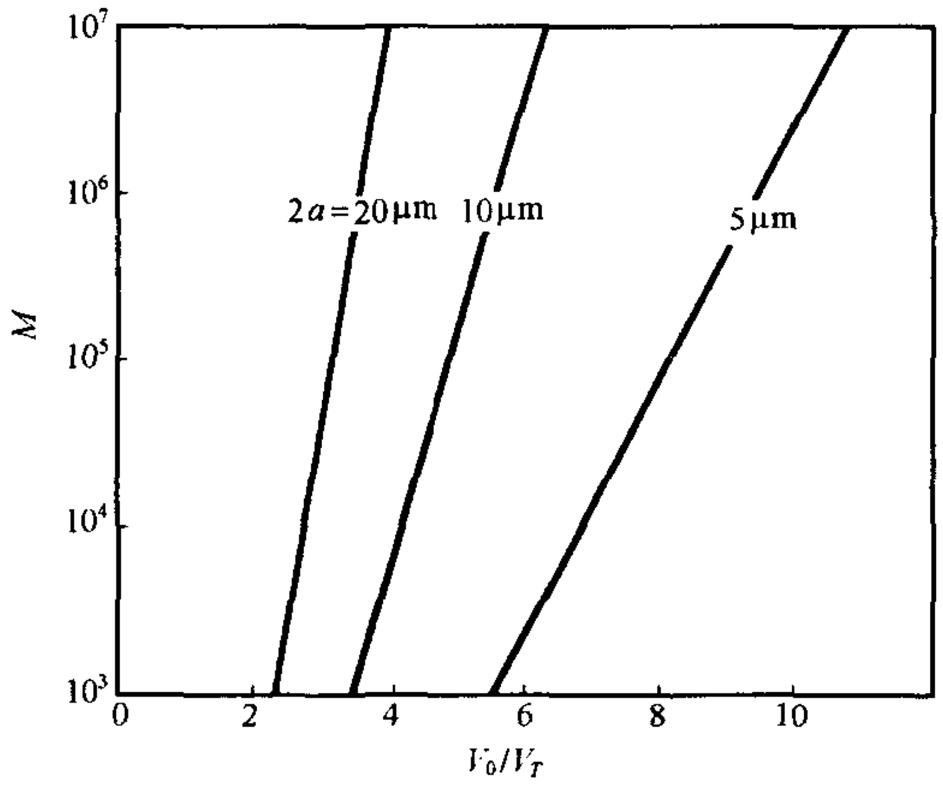


图 4.5 气体放大系数与工作电压的关系

在丝室的实际制作中总存在一定公差,下面就 MWPC 的几种公差对气体放大系数的影响进行分析估算。

根据 Erskine 对 MWPC 静电场的分析计算[3,4],在 MWPC 中如果有一根丝产生位移,那么这根丝及其相邻的丝上的电荷量都将改变。图 4.6 显示一根丝(丝 0)在 x 和 y 方向的位移所引起的电荷量的变化 $\Delta q/q$。可以看出:而对 x 方向(在丝平面上)的位移对有

位移的那根丝的电荷量影响很小，而对和它相邻的两根丝（丝+1 和丝-1）的影响很大。对于一个 $l=8\text{mm}$，$s=2\text{mm}$，$2a=20\mu\text{m}$ 工作气体为 $Ar+CO_2$ 的室，如果一根丝位移 0.01mm，与它相邻的两根丝的气体放大倍数将相差 30%。电荷量的变化与丝的位移有线性关系，而气体放大倍数随电荷量的变化有指数关系。气体放大倍数对垂直于丝平面的位移不灵敏。

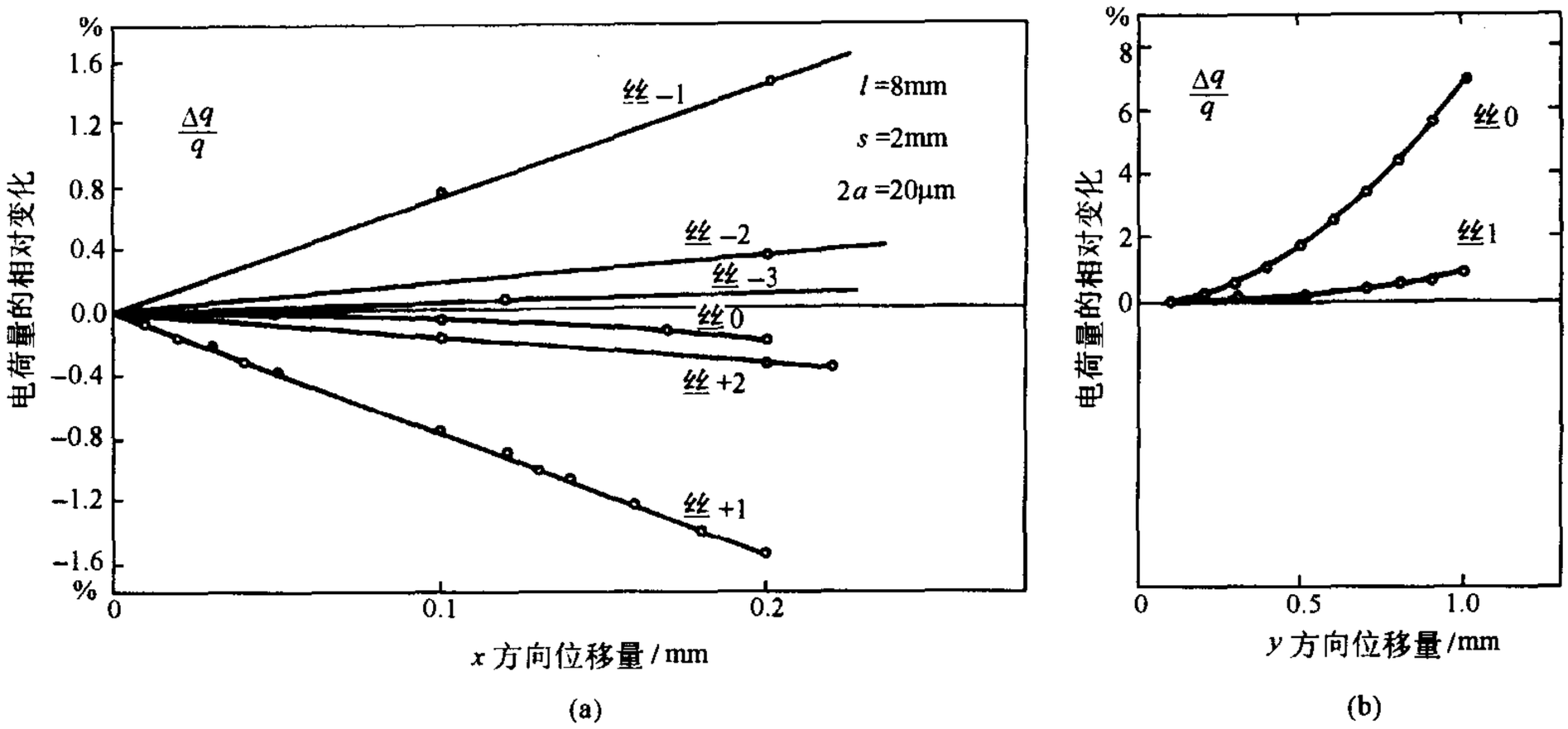


图 4.6　丝的位移对丝上电荷量的影响

(a)在丝平面上位移；(b)垂直于丝平面位移

下面讨论阳极丝的粗细对气体放大倍数的影响。如果丝的半径改变 Δa，则根据 Erskine[3]的计算，有关系式：

$$\frac{\Delta q}{q}=-\frac{1}{\ln(2\pi a/8l)}\frac{\Delta a}{a} \tag{4.19}$$

考虑到这一关系，$(\Delta q/q)$将引起$(\Delta M/M)$的变化[参看(4.18)式]。Dimcovski 计算出$(\Delta M/M)$与$(\Delta a/a)$的关系。表 4.3 给出 $l=8\text{mm}$，$M=10^4$ 丝室的一些结果[4]。

表 4.3　$l=8$ mm，$M=10^4$ 丝室的$(\Delta M/M)/(\Delta a/a)$的值

s/mm \ a/μm	10	20	30	40	50
1	4.9	8.1	11.3	14.4	
2	6.1	10.1	14.2	18.21	22
5	7.0	12.5	17.9	23.2	28.9

由表 4.3，对于 $s=2\text{mm}$，$2a=20\mu\text{m}$ 的室，如果要求气体放大倍数的稳定性达到 10%，则丝的直径的均匀性要求为 1%。同时可以看出，较粗的丝的均匀性要求更高。这是因为在丝表面电离的平均自由程长约 1 μm，如果丝直径有如此大小的变化那么气体放大倍数 M 的变化将相当可观。

S. Parker 等人计算得到气体放大与几何参数间的近似表达式[5]：

$$dM/M=k_1(da/a)$$

$$dM/M = k_2(ds/s)$$
$$dM/M = k_3(dl/l) \tag{4.20}$$

式中，$k_1 \approx 5 \sim 20$，$k_2 \approx 8 \sim 15$，$k_3 \approx 8 \sim 15$。

Erskine 曾对 MWPC 的静电学问题作过详细计算，得出若干有用的结果。实际经验显示，对于一般的公差，中等大小的丝室气体增益的变化大约为 30%～40%。

另外，在丝室几何条件一定的情况下，气体放大倍数 M 与工作电压 V_0 近似有指数关系[见式(4.16)]，V_0 对 M 的影响也是很大的。

由以上的讨论可见：MWPC 对丝室的机械公差和工作电压的稳定性有严格的要求，特别是大面积丝室的制作中更应严格控制。

4.1.4 重力和静电力对丝的稳定性的影响[1,6]

1. 重力和静电力对阳极丝的作用

在 MWPC 结构中，阳极丝在重力和静电力的作用下它将产生位移，在某些条件下甚至会产生振荡，影响丝室的正常工作。

设阳极丝的机械张力为 T，则垂直于丝方向上单位长度的恢复力 R 为

$$R = T(d^2x/dy^2) \tag{4.21}$$

式中，y 为沿丝方向的坐标；$x(y)$是丝在垂直于丝方向上的位移。

单位长度丝上所受的重力为 $F = g\rho\sigma$(其中，ρ 是丝的密度；σ 是丝的横截面积)作用在丝上的静电力为 $F = \lambda E$(λ 是单位长度丝上的电荷量；E 是丝所受到的外加电场强度)。如果电场保持恒定，则静电力的作用与重力的作用相等。如果处于静电平衡状态的阳极丝相对于平衡位置有一小位移，则将受到静电力的作用有偏离平衡位置的趋势(图4.7)。可以证明垂直于丝的静电力与位移量 x 成正比，

$$\sum F_{\perp} = kx \tag{4.22}$$

式中，k 为比例系数。

利用(4.21)式得到，在静电力和重力作用下丝的平衡方程：

$$T\left(\frac{d^2x}{dy^2}\right) + kx + g\rho\sigma = 0 \tag{4.23}$$

假设丝固定在理想的位置，那么上述方程的边界条件为 $x(0) = x(L) = 0$(L 是丝的长度)。

(1)重力的作用

为讨论重力的作用，我们在 $k = 0$ 的特殊条件下求解方程(4.23)

$$x(y) = \frac{1}{2}\frac{g\rho\sigma}{T}(yL - y^2) \tag{4.24}$$

丝的挠度(sag)为：

$$x(L/2) = S_g = \frac{L^2 g\rho\sigma}{8T} \tag{4.25}$$

它与丝上所加载的张力 T 成反比，张力越大挠度越小。但是张力不能任意增大，否则有可能发生非弹性形变。丝的最小挠度与可加载的最大张力 T_C 对应。而 T_C 与丝的截面积成正比，即 T_C/σ 为常数。由(4.25)式可以看出，给定长度的丝的最小挠度与丝的截面无关。表 4.4 列出几种典型丝材料的最大张力以及长度为 100cm 丝的最小挠度。

表 4.4　几种典型丝材料的最大张力和长度为 100 cm 丝的挠度

材料	$Tc\ /\sigma/(kg/mm^2)$	100 cm 长丝的挠度/μm
Al	4～16	21～84
Cu	21～37	30～53
Fe	18～25	39～54
W	180～410	6～13

通常为了减小挠度希望丝所加载的张力接近它的极限值。从表 4.4 可以看到钨丝可以加载较大的张力获得最小的挠度。但是，这意味着在 MWPC 丝两端的框架或端板上要承受较大的压力，需要采用刚度大的端部结构。在设计时通常对这两个方面的参数作折中选择。

(2)静电力的作用

在 MWPC 结构中，阳极丝处于非稳定平衡状态(图 4.7)。事实上，如果一根丝稍微偏离中央丝平面，那么它将在位移的方向上受到较强的静电力而在与位移相反的方向上受到较弱的静电力，因而，如果没有恢复力(即丝上没有机械张力)，那么丝将继续位移。在实际工作中，人们可以发现有些丝室当工作电压高于某值时，阳极丝将围绕丝平面不断振荡而不能保持平衡。下面我们可对丝受到的静电力作些估算。

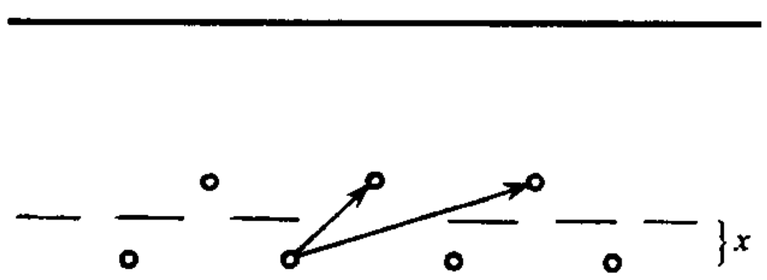


图 4.7　MWPC 阳极丝的静电不稳定性(设每隔一根丝相对于丝平面在垂直于丝平面方向的位移是 x)

设丝附近的径向电场由(4.4)式决定不随丝的微小位移 x 而变化，则两根电荷为 CV_0，相距 r 的平行丝的单位长度上的静电相互作用力为：

$$\sum F_{\perp}=\frac{(CV_0)^2}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r}$$

$$\sum F_{\perp}\approx 2\frac{(CV_0)^2}{2\pi\epsilon_0}\left(\frac{1}{s}\frac{2x}{s}+\frac{1}{3s}\frac{2x}{3s}+\cdots\right)=\frac{(CV_0)^2\pi}{4\epsilon_0}\frac{x}{s^2}$$

只考虑静电力的作用，由(4.23)式得到丝的平衡方程：

$$T\frac{d^2x}{dy^2}=-\frac{(CV_0)^2\pi}{4\epsilon_0}\frac{x}{s^2}$$

解此方程式得到：

$$x(y)=x_0\sin\left(\frac{CV_0}{2s}\sqrt{\frac{\pi}{\epsilon_0 T}}y\right)$$

代入边界条件 $x(L)=0$ 得到：

$$\frac{CV_0}{2s}\sqrt{\frac{\pi}{\epsilon_0 T}}L=\pi$$

即保持丝平衡的临界张力为：

$$T=\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\left(\frac{CV_0L}{s}\right)^2 \qquad (4.26)$$

式中，C 为单位长度的电容(F/m)，V_0 为工作电压(V)，L 为丝的长度(m)，s 为丝距(m)，ε_0 为气体的介电常数(8.85×10^{-12}F/m)，T 为张力(N)。

当张力 T 大于此值时，丝才能保持稳定平衡。所以丝稳定的条件是它所加载的张力满足：

$$T \geqslant T_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{CV_0L}{s}\right)^2 \tag{4.27}$$

若丝保持弹性形变所允许的最大张力为 T_M，则要保持稳定丝的最大长度为：

$$L_C = \frac{s}{CV_0}\sqrt{4\pi\varepsilon_0 T_M} \tag{4.28}$$

所以对于大面积的丝室的长丝中间必须有“支撑点”，使得每一段丝的长度不超过 L_C。

(3)重力和静电力的联合效应[6]

考虑重力和静电力的总效应，利用(4.25)式，(4.23)式可改写为：

$$T\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}y^2} + kx + \frac{8S_gT}{L^2} = 0$$

解此方程得到：

$$x(y) = \frac{8S_gT}{L^2k}\left(\frac{\cos\sqrt{k/T}(y - L/2)}{\cos\sqrt{k/T}(L/2)} - 1\right) \tag{4.29}$$

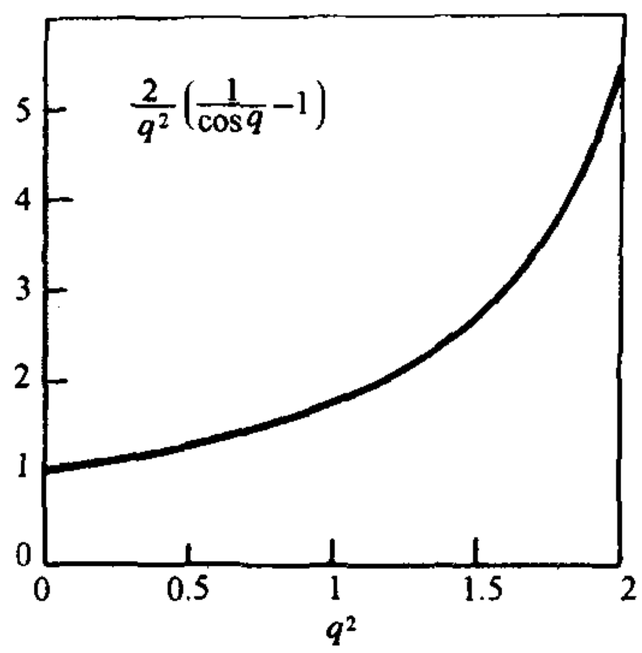


图 4.8 静电力对重力引起的挠度的放大因子

在重力和静电力的共同作用下，丝的挠度为：

$$s(L/2) = \frac{8S_gT}{L^2k}\left(\frac{1}{\cos\sqrt{k/T}(L/2)} - 1\right)$$

$$= S_g\frac{2}{q^2}\left(\frac{1}{\cos q} - 1\right) \tag{4.30}$$

式中

$$q = \sqrt{k/T}(L/2)$$

可以看出，静电力进一步加大了重力所产生的挠度。图 4.8 绘出(4.30)式的结果。

2. *静电力对阴极平面的作用*

在 MWPC 中，除阳极丝之外阴极平面也要受到阳极丝平面的静电吸引力的作用，它在大型丝室中有使丝室中央区域阴、阳极的间隙变窄的趋势。由前面的讨论我们知道气体放大系数对阴、阳极间隙的变化十分灵敏[(4.20)式]，因而对于大面积或薄阴极窗的丝室影响较大。丝室中的静电学问题可用现成的程序包(例如，CERN 程序库中的 GARFIELD[7])进行计算，此处我们只进行简单的估算给出一些基本结论。由描述漂移电场的(4.5)式出发可以得到阴极表面的电场强度为：

$$E_C = \frac{E_y}{2} = \frac{CV_0}{4\varepsilon_0 s} \tag{4.31}$$

假设在阴极平面上电荷分布是均匀的，由电荷平衡条件得到阴极平面单位面积的电荷量为($CV_0/2s$)。所以阴极平面的静电压力为：

$$P = \frac{C^2V_0^2}{8\varepsilon_0 s^2} \tag{4.32}$$

对于面积为 H^2 的方形阴极，设它受到线性张力 T 的拉伸和静电压力 P 的作用，则它的最大形变是：

$$\Delta y = \frac{P}{T}\frac{H^2}{8} \tag{4.33}$$

由(4.32)式和(4.33)式可推出给定几何参数丝室的阴极的最大形变，或者在给定形变条件下的丝室的最大面积。对于大面积的丝室为保持极间间隙的一致性，通常需要采用若干垫片(spacer)进行固定。

例如，一个 $s=2$ mm，$l=8$ mm 的丝室，$H=(3\ \mathrm{m})^2$，工作电压 4.5kV，由表 4.1 得到：

$$Q = CV_0 = 1.5 \times 10^{-8}\mathrm{C/m}$$

由(4.32)式得到，$P\approx 0.8\mathrm{N/m^2}$。对于 20 μm 厚的 Al 膜最大拉伸张力是 4×10^3 N/m，由(4.33)式估算得到阴极平面的最大形变约为 220 μm。在气体放大系数约 10^6 时这将使中央区域的气体放大系数增加～35%，通常有这样大差别的丝室无法正常工作。看来对于大的丝室机械垫片是必须的，当然这就增加了丝室的死空间。

4.1.5 工作气体的选择

原则上在任何气体或任何混合气体中都可获得气体放大，然而为满足实验的要求工作气体的选择受到一定限制。通常丝室气体的选择由下列一些因素决定：工作电压低；气体放大倍数高；正比性好；能承受高的计数率；恢复时间短以及使用寿命长等。为满足这些要求，通常采用混合气体，而不用单纯一种气体。为获得最低的工作电压通常选用惰性气体，因为它可在较低的电场强度下获得雪崩放电，其中 Ar 气由于有高的比电离和低廉的价格通常被选作工作气体。但是纯 Ar 只能在 10^3～10^4的气体放大条件下稳定工作。这是因为 Ar 有一个较高的激发态(11.6 eV)，在雪崩过程中产生的激发态在退激时辐射出的光子其能量超过阴极的电离电位(例如，Cu 为 7.7 eV)，能在阴极表面击出电子进而产生新的雪崩放电。此外，Ar 离子漂移到阴极表面中和时或放出光子或通过二次发射(即从阴极表面拉出另一个电子)来保持能量平衡。这两种过程即使是在中等气体放大的条件下都会产生新的雪崩使得放电持续下去。

在 Ar 气中加入一些多原子分子气体如：甲烷(methane)或酒精、少量无机气体(如 CO_2，BF_3等)可以解决这个问题。这些气体分子具有大量非辐射的激发态(转动态和振动态)可以吸收很宽的能量区域内的光子，然后通过非弹性散射或分解为更简单的化学根丢失多余的能量，这样就对再次放电起到猝灭作用。例如，甲烷可有效吸收 7.9 eV～14.5 eV的光子，这正好覆盖 Ar 发射的光子的能量区域。少量多原子气体的加入将大大改变丝室的工作，它们的猝灭作用能使丝室的气体放大稳定工作在高达 10^6 的水平。通常丝室的典型工作气体是 90%Ar＋10%CH_4，即称为 P10 的混合气体。另外 CO_2，异丁烷(isobutane)也是常用的猝灭气体。此外还有采用三元混合气体[如：Ar(89)＋CO_2(10)＋CH_4(1)]的。

在工作气体中加入适量的负电性气体如：氟里昂(freon——CF_3Br)或溴乙烷(ethyl bromide C_2H_5Br)还可使气体放大倍数进一步提高。它们的作用除了吸收辐射光子外，还可以俘获自由电子形成负离子，使它不可能产生二次雪崩。这样丝室的气体放大倍数在进入连续放电之前可高达 10^7。不过，为了保证有足够高的探测效率负电性气体的含量要严

格控制。

丝室通常为流气式有较长的使用寿命。但是,用有机猝灭气体的丝室在累积高通量(约 $10^7 \sim 10^8/cm^2$)的辐射照射后会产生新的问题。这就是有机气体分子吸收光子分解和复合的过程中会形成固态或液态聚合物并沉积在探测器的阴极和阳极表面。当正离子到达阴极时必须慢慢扩散通过聚合物绝缘层然后中和。在足够强的辐射流照射下,正离子的产生率大于通过阴极的泄漏率,造成正离子堆积。当辐照强度超过一定阈值($10^2 \sim 10^3/s \cdot cm^2$)时,在聚合层上将覆盖很高的电荷密度形成很强的偶极场,它足以通过聚合层从阴极拉出电子导致在辐照终止后探测器的连续放电。只有完全清除正离子,探测器才能重新工作,这就限制了丝室的寿命。解决此问题的一个办法是采用无机猝灭气体,但是它们的猝灭效率较低,在气体放大倍数高时工作的不稳定性限制了它们的应用。这个问题可以用加载少量非聚合的其他气体成分来补救,例如:二甲氧基甲烷[methylal$(OCH_3)_2CH_3$]或丙醇(propylic alcohol C_3H_7OH)。它们具有较低的电离电位(分别为 10.0 eV 和 0.1 eV)在阴极表面通过离子交换机制能使气体分子的离子变成非聚合物,使得在积分计数率超过 $10^{10}/cm^2$ 时丝室的特性仍保持不变。用三种或四种成分的混合气体虽然麻烦,但是能够获得高气体放大倍数和稳定的工作。

不同用途的正比室可选用不同的工作气体。用 75%Ar+24.5%异丁烷+0.5%氟里昂-13B1 混合气体[所谓的"幻异气体(magic gas)"]可得到很高的气体放大倍数(高达 10^7)。在这样高的气体放大倍数之下丝室信号将出现饱和。然而在此情况下,由于信号中电子贡献比重大,信号快,能提供好的时间分辨本领。此外,它有极高的探测效率和大的信号幅度,极大地简化了读出电子学。但是,如果采用现代低噪音快电子学,低增益的混合气体可改善丝室的其他特性,例如能量分辨、承受高计数率、对特定的辐射灵敏以及低的探测器等效物质层等。

有关丝室寿命方面的问题将在本章 4.2.5 小节中作较详细的介绍。

4.1.6 信号读出方法

MWPC 的信息有若干不同的读出方法。其中最基本的方法是把每根丝都看成分立的探测器,由它们各自的电子学线路读出。此外,还有可以用一些模拟信号读出方法获得一维或二维的位置信息。

1. 单根丝的读出电路

几乎所有 MWPC 都有自己专用的电子学读出系统。图 4.9 是单丝电子学道的基本原理。阳极丝的信号经过放大、甄别后整形成标准的逻辑信号。为了适应事例判选和排斥的要求,该信号经过适当延迟进入门电路。由触发系统或电子学其他部分来的门信号选择实验所需要的事例。通过门的事例送入存储单元最后由计算机读出丝室中全部丝的信息给出事例的模式。除选择有用事例外,门信号还可用来过滤 MWPC 的"多次发火事例",使丝室有最佳工作性能(详见 4.1.7 小节所述 MWPC 的特性)。

MWPC 的阳极信号较小,一般只有 mV 的数量级。因此要求使用高灵敏度和低噪声的放大器,同时还要很好地接地以及采取屏蔽和抗干扰措施。单丝信号读出只能给出垂直于丝方向的坐标,且位置分辨率不高,约 300～600μm 的量级。采用感应信号重心法位置分辨率可以得到改善。

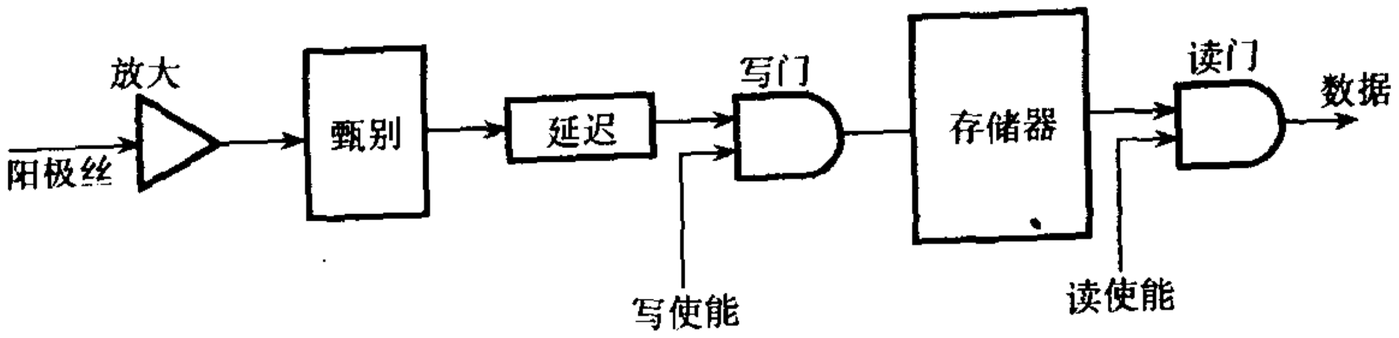


图 4.9　单丝电子学道的基本原理

雪崩放电是有区域性的，它沿丝方向的位置可用下面的一些方法给出。

2. 重心法(center of gravity)[8]

丝室的信号还可以由阳极丝附近的拾取电极上的感应信号读出。信号的拾取电极可以是条(strip)、片(pad)或是丝(wire)。如图 4.10 所示，平面 MWPC 的阴极由条状电极或金属网组成。当带电粒子进入 MWPC 产生雪崩放电时，在阴极上将产生正脉冲且在靠近雪崩放电处的阴极条上的信号幅度最大，随着与雪崩放电距离的增大按比例地递减。设在 x_i 测得的电荷量为 Q_i，则由重心法可求出雪崩放电的坐标为：

$$x = \frac{\sum (Q_i - b_i)x_i}{\sum (Q_i - b_i)} (b_i \text{ 为噪声修正项}) \tag{4.34}$$

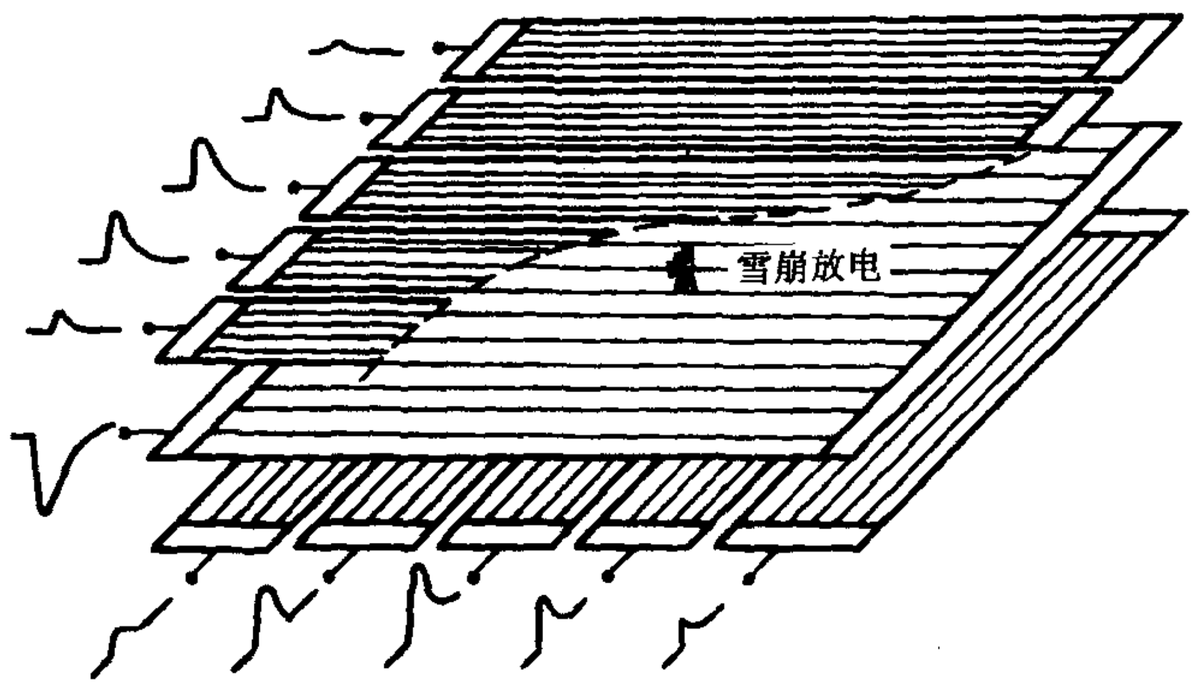


图 4.10　由阴极条读出的 MWPC

同理，可求出 y 坐标。用这种办法位置分辨率可达 35～100μm。这种方法既可以测定入射粒子垂直于丝方向的坐标也可测定沿丝方向的坐标。

3. 电荷分配法(charge division)[9]

电荷分配法的依据是：雪崩放电产生的电荷将向阳极丝两端传播，在丝两端收集到的电荷量 Q_A 和 Q_B 与雪崩放电的位置有关。如图 4.11 所示，丝长为 L，设丝的电阻 $R \gg$ 放大器的输入阻抗 r。若在 x 处有粒子入射并发生雪崩放电，则总电荷 $Q(Q=Q_A+Q_B)$ 将向丝两端分配和传播。可以证明，雪崩放电沿丝方向的坐标为：

$$x = L\frac{Q_A}{Q_A + Q_B} \tag{4.35}$$

详细推导得到，在电荷收集时间 $t \gg (R+r)C$ 时有：

$$\frac{Q_A}{Q_A + Q_B} = \frac{R}{R + 2r}\left(\frac{x}{L} + \frac{r}{R}\right) \tag{4.36}$$

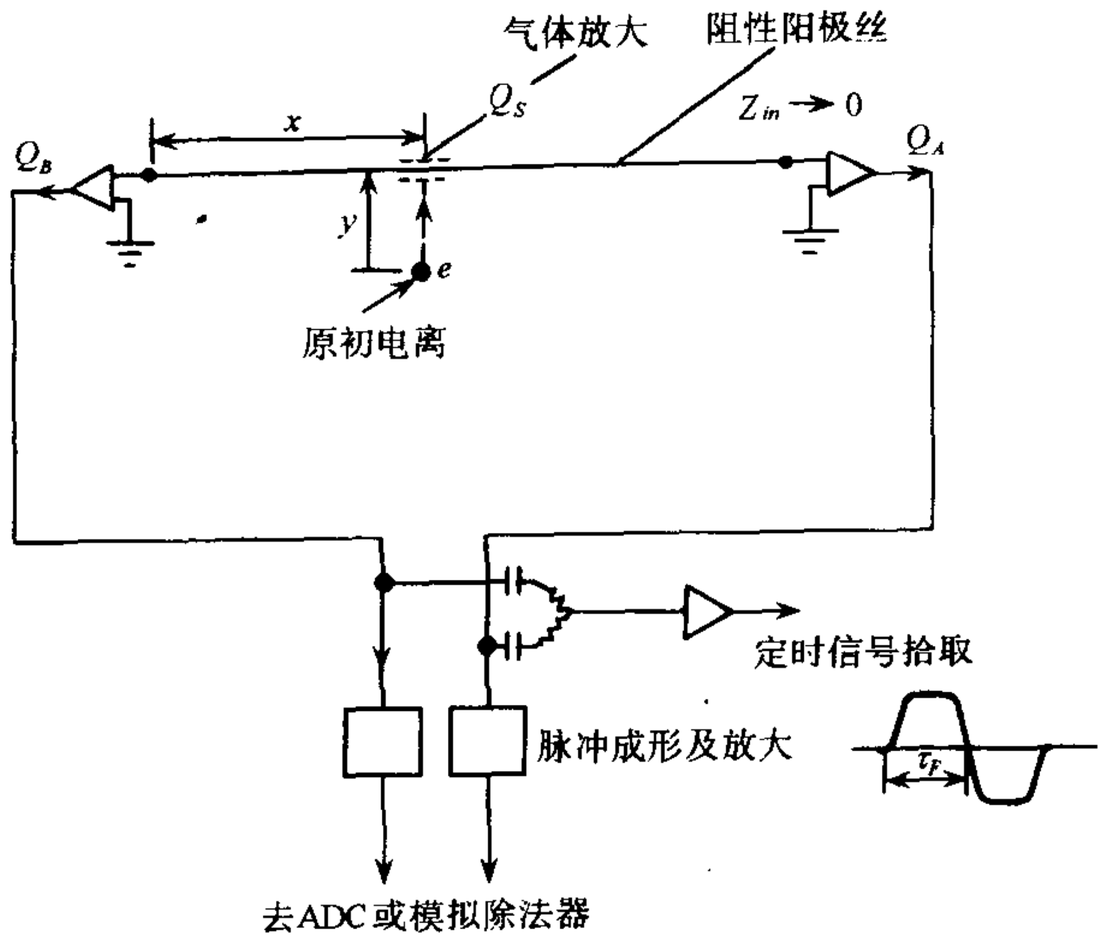


图 4.11　电荷分配法测量入射粒子沿丝方向坐标的原理概图

式中，C 为耦合电容。V. Radeka 等人对电荷分配法曾进行过细致分析。电荷分配法的定位精度可达 $\Delta y \approx (0.4\% \sim 1\%)L$。

4. 电荷传播时间差法[10]

这是早年使用的一种简便的读出方法。如图 4.12 所示，用电磁延迟线通过电容与阳极平面和阴极平面耦合，延迟线末端输出信号与事例出现(由外界触发信号或阳极丝信号给出)的时间间隔可度量事例的空间位置。

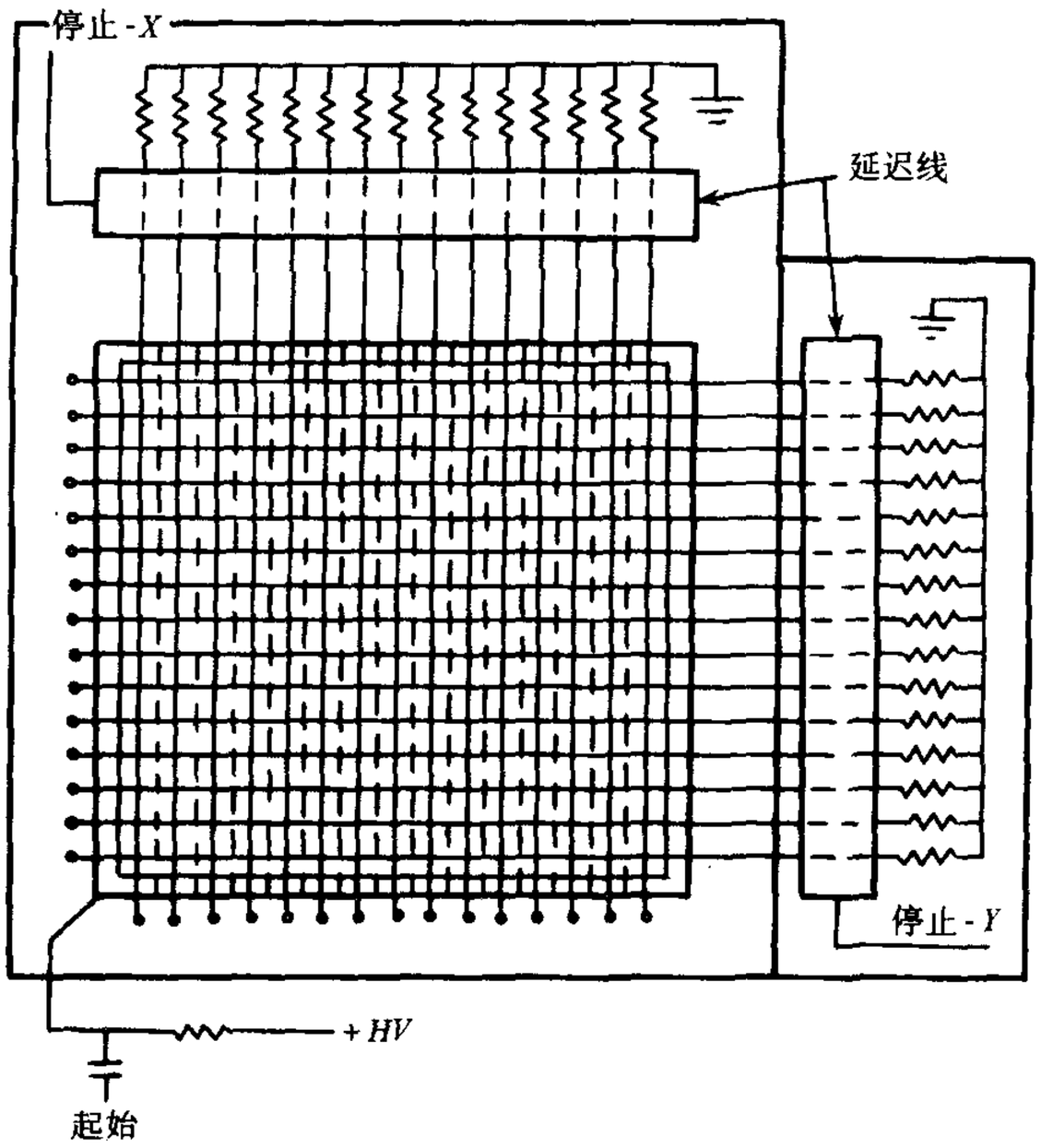


图 4.12　由两根延迟线读出的 MWPC

采用高阻石墨层覆盖绝缘膜作为阴极可以直接通过阴极平面在外部的延迟线收集感应脉冲[11]。丝本身也可连接成延迟线[12]。时间差法可以测量沿丝方向的坐标。

4.1.7 MWPC 的主要特性[13,14]

1. 计数率坪和效率坪

在固定强度的射源或束流的照射下，测得 MWPC 的计数率和工作电压有图 4.13 的关系曲线。正比室的输出脉冲幅度是随工作电压的变化而变化的，图中计数率的坪区只是计数率基本保持不变的区域。坪区有一定的斜度和长度，坪区太短或太斜的室将无法正常工作。图 4.13 是 80%Ar+20%CO_2 工作气体的单丝信号经 100 倍放大和 0.2 V 甄别阈甄别后测得的，坪长 900V，坪斜 1.5%/100V。

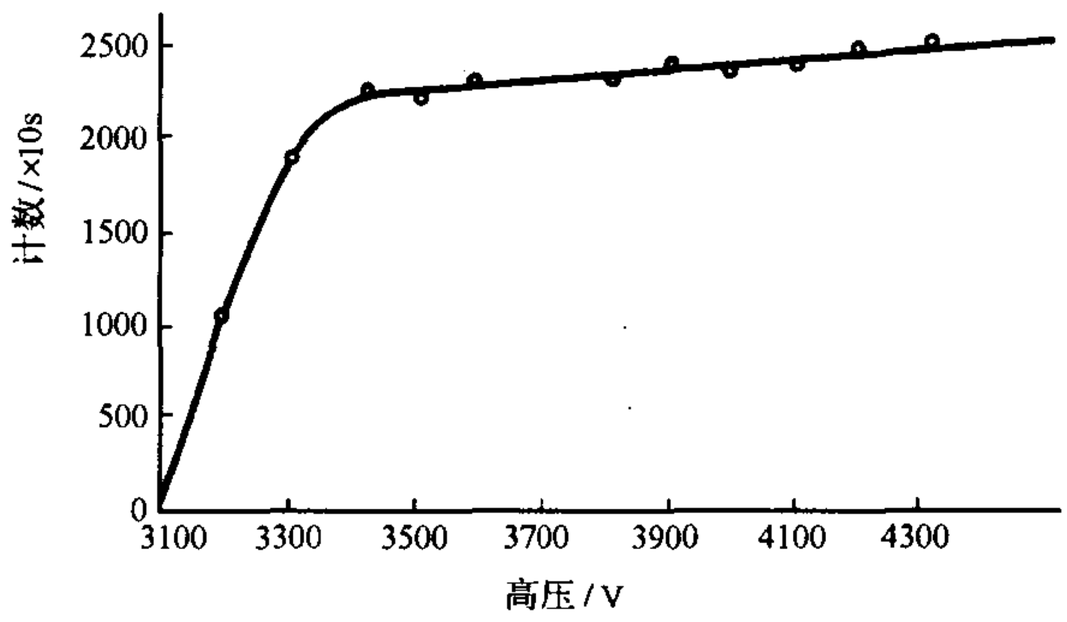


图 4.13 正比室的单丝计数率坪曲线

MWPC 的本征探测效率取决于丝室中产生并收集到的电离离子对数。因此它与工作气体的比电离(单位长度产生的平均原初离子对数)、阴阳极之间的间隙宽度、带电粒子入射角、工作电压、电子学的甄别阈、读出电子学的门宽等有关[4,14]。设丝室阴阳极之间的间隙宽度为 l，单位路径上输出信号幅度大于电子学甄别阈的原初离子对数为 S，依据泊松分布，丝室的失效率近似为 $P(0)=\exp(-Sl)$，即丝室的探测效率为 $1-\exp(-Sl)$。在丝室几何结构、工作气体和电子学门宽一定的情况下，丝室的效率取决于工作电压和甄别阈。典型的丝室对于带电粒子的效率是很高的，可达 99.5%～99.9%。

图 4.14 为测量 MWPC 探测效率装置的示意图。测量常选用射线能量足够高能穿透待测探测器的放射源进行(有关测量中如何选用放射源，可参考本书附录 4)。测量时可将若干阳极丝并联使得凡穿过闪烁计数器 1 和闪烁计数器 2 的带电粒子都能被丝室接收。设闪烁计数器的探测效率分别为的 ε_1 和 ε_2，丝室的探测效率为 ε，入射事例率为 N，则可推出：

定标器 1 测得的二重符合计数率为：$N_2=N\cdot\varepsilon_1\cdot\varepsilon_2$

定标器 2 测得的三重符合计数率为：$N_3=N\cdot\varepsilon_1\cdot\varepsilon_2\cdot\varepsilon$

由此可计算出丝室的效率为：$\varepsilon=N_3/N_2$

图 4.15 是一个 1m×1m MWPC(工作气体：81.6%Ar+18%CO_2+0.4%CF_3Br-13B1)的效率坪曲线。丝室的工作电压通常设置在坪区中间。

电子学的甄别阈和读出门宽的设置也很重要。显然，电子学的阈值必须有一定高度使

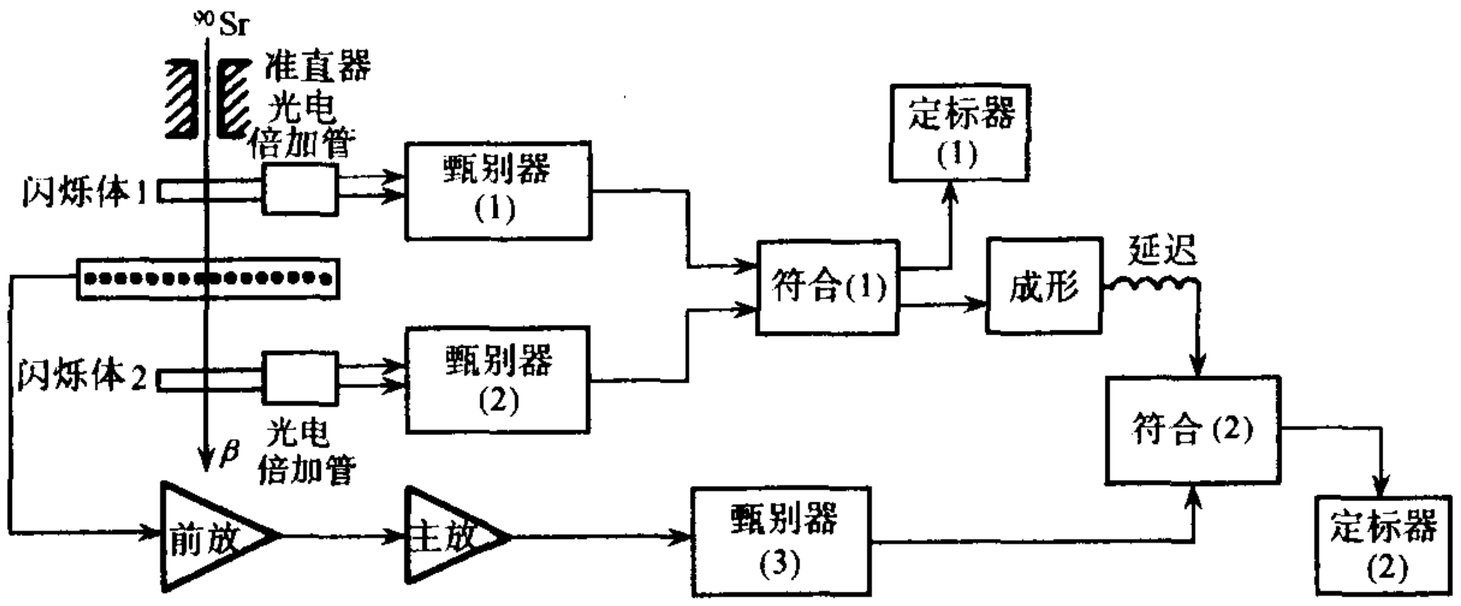


图 4.14　测量丝室探测效率的装置示意图

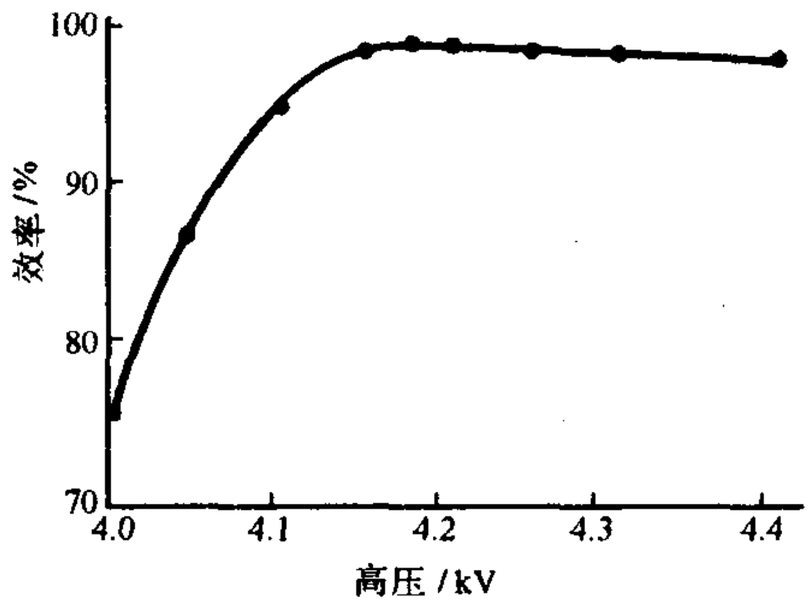


图 4.15　丝室的效率坪曲线

得能够排除噪音本底，但又要足够低使得所有真实信号能被探测。通常阈值设置在约为幅度峰值的 1/10 处，即可保证丝室对最小电离粒子的效率高达接近 100%。对于典型的丝室，甄别阈大约是 0.5mV(1kΩ 负载)。此外，还要有足够的读出门宽以避免丢失信号，最小门宽约为 30ns。

丝室探测效率还和计数率有关。在工作电压一定时，随着入射粒子流强的增加丝室的探测效率将会下降。这是因为随着入射流强的加大空间电荷的积累将减弱外电场的作用，使信号幅度变小，坪变窄。一般言，MWPC 中单丝能承受的最大计数率约为 $10^4/(s \cdot mm^2)$。

丝室的探测效率也可在束流实验中与空间分辨率的测量同时进行。

2. 空间分辨本领

丝室对入射粒子的定位精度用空间分辨本领来描述。它表示能够把两个粒子区分开的最小空间距离。有以下几种不同的定义。

(1)由于丝室对粒子的定位是由那根丝有输出信号来决定的，对于正好在两根相邻丝中间(位于±1/2 丝距处)入射的粒子将无法更精确地判定它们的位置，所以可以把丝距 s 或 $\pm s/2$ 定义为丝室的空间分辨本领。

(2)认为阳极丝周围空间入射粒子是均匀分布的，即有如图 4.16 所示的矩形分布，入射粒子分布的几率表达式可写作：

$$P(x) = 1 \qquad -s/2 < x < s/2$$

$$P(x) = 0 \qquad x < -s/2, \text{或 } x < s/2$$

定义几率分布的均方根偏差为丝室的空间分辨本领，由上述的矩形分布可计算得到：

$$\sigma_s = \pm \frac{s}{\sqrt{12}} = \pm \frac{s}{\sqrt{3.46}} \tag{4.37}$$

(3)实际上一根丝测到垂直入射粒子的几率分布不是矩形的。这是因为入射粒子在丝室内会产生散射、它所产生的正负离子对将发生扩散、δ 电子有角分布等使得正负离子对可能进入相邻的阳极丝区域，因而探测入射粒子的几率分布将是类高斯分布(图 4.16)。由此空间分辨本领可写作：

$$\sigma_{\text{Gauss}} = \sigma_s \cdot a \tag{4.38}$$

式中，a 为校正因子。

丝室的空间分辨本领可用图 4.17 所示的两种方法测量。①利用准直的放射源对待测 MWPC 进行位置扫描测量。在图 4.17(a)的装置中，每次测量将测量平台平移～10μm，测得某丝室的计数-位移曲线见图 4.17(b)，由此得到位置分辨为半高宽～2.14mm。②用宇宙线或束流进行测量[图 4.17(c)]。用闪烁计数器望远镜系统选取事例，由入射粒子在 3 个已知位置分辨的多丝室(室 1，室 3 和室 4)中的位置信息拟合给出入射粒子的径迹(空间坐标)，找出第四个待测室(missing chamber，室 2)中测得的空间坐标与该径迹的残差，再由

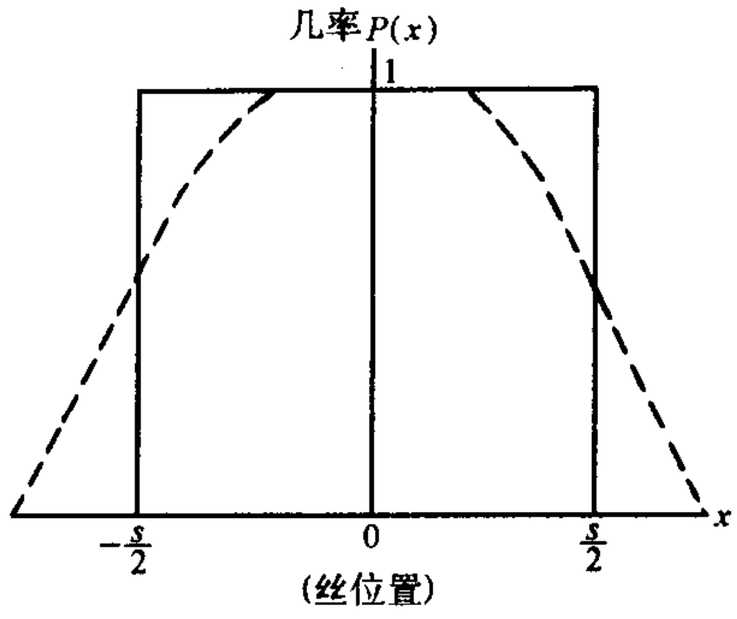


图 4.16　入射粒子在丝附近的几率分布
实线为矩形分布，虚线为类高斯分布

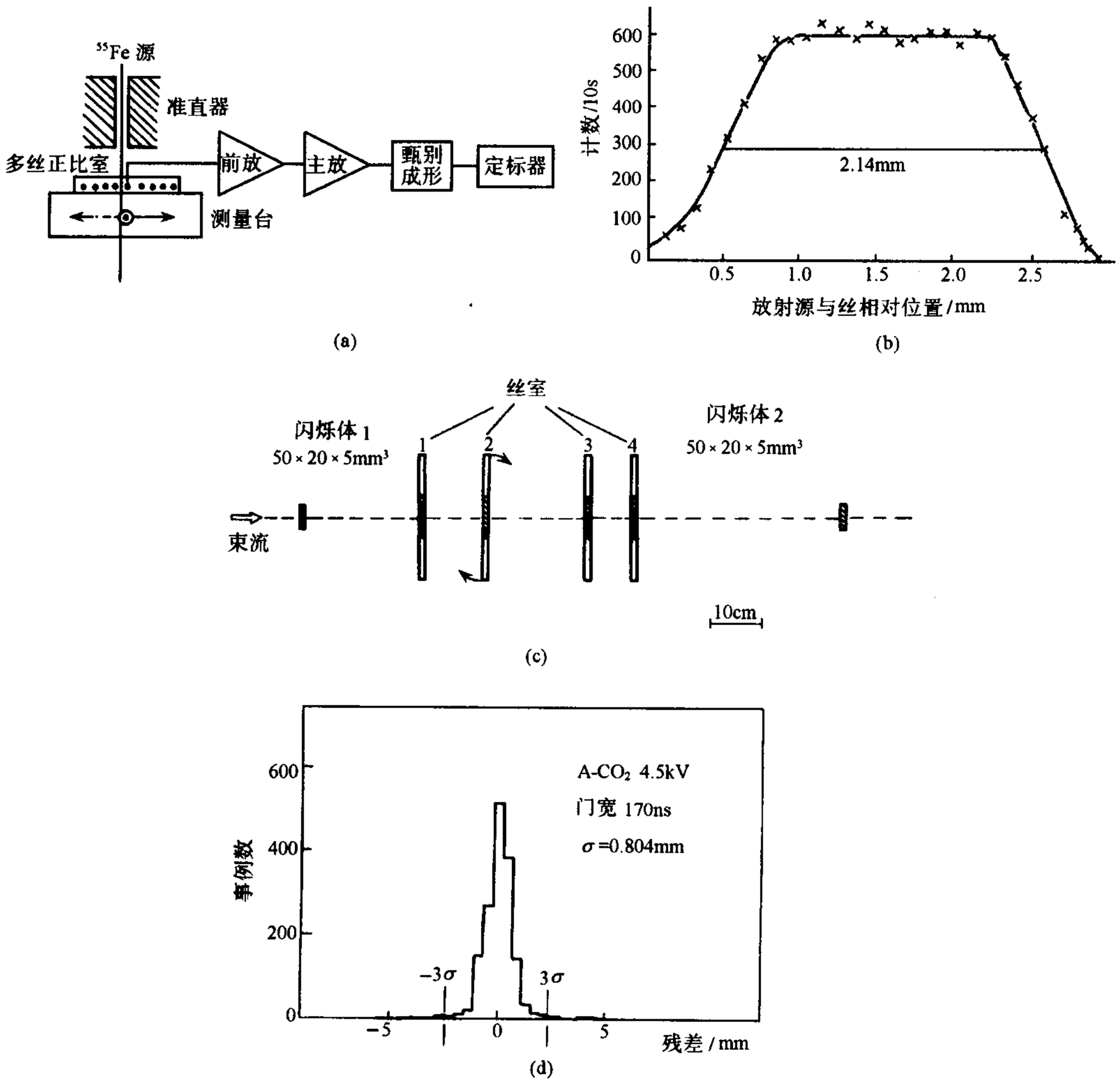


图 4.17　(a)用准直放射源测量丝室的空间分辨率；(b)丝室的计数-位移曲线；(c)用宇宙线或束流测量丝室的空间分辨率；(d)一个待测丝室的残差分布曲线

残差分布曲线[图 4.17(d)]即可求待测丝室的空间分辨本领。而由待测室对事例的失效率即可求出它的探测效率。这就是所谓的“missing chamber”法，常用于大型丝室的测试。这种测量方法也可用若干个丝室互相交替进行测量，从而获得每个室的空间分辨及探测效率[14]。

3. 时间特性

从粒子进入丝室到读出信号之间有一定的时间间隔。这段时间包含丝室本身的贡献和电子学的贡献两部分。此处我们仅讨论丝室本身的延迟时间，即从粒子入射→产生正、负离子对→电子漂移到阳极丝附近产生雪崩放电→雪崩放电产生的电子和正离子向电极漂移产生脉冲信号所需的时间。它与粒子在丝室中的初始电离位置有关，还受到散射和扩散的影响。因此信号的延迟时间有涨落，即有时间晃动。[图 4.18(a)]是宽粒子束测得的单丝输出信号的时间谱。时间谱中 A，B，C 三部分与初始电离产生在丝室的 A，B，C 三个不同区域相对应[图 4.18(b)]。初始电离产生在强电场的 A 区，将很快被收集：初始电离产生在电场较弱的 B 区，收集较慢造成部分尾巴；而产生在 C 区的电子将先漂移到阳极丝附近然后进行气体放大过程，因而收集时间相当长对应于长尾巴。可见丝室信号的长尾巴是由倾斜径迹或 δ 电子等产生的。事实上，粒子通过 C 区，其初电离必定会通过其他丝的 A 或 B 区。通常可以用一个窄的时间接收门来消除信号的长尾部分。因此，常用单丝时间谱 A 区的半高全宽定义为丝室的时间分辨。它是保证丝室达到最高探测效率所需的最小门宽，对于间距 2 mm 的室约为 30 ns。

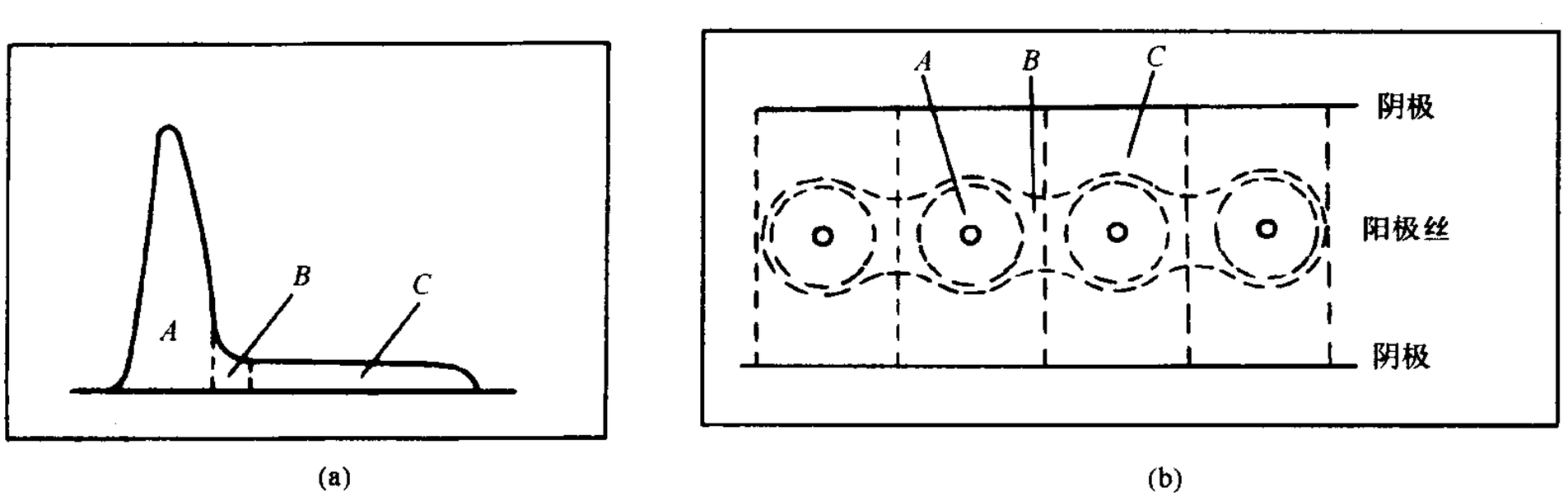


图 4.18　MWPC 的时间特性

(a)单丝信号时间谱；(b)与时间谱各部分对应的初电离位置

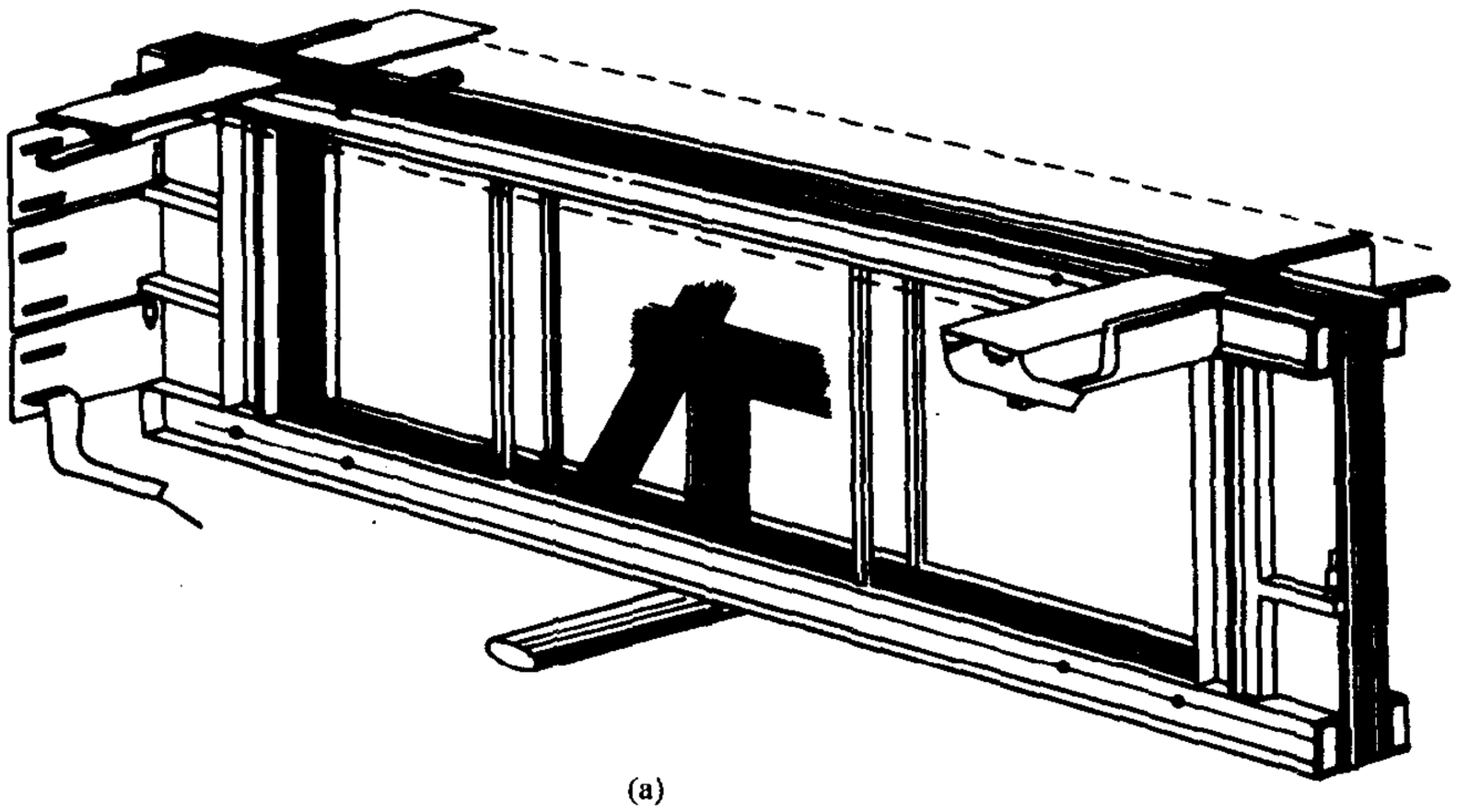
4. 能量分辨率

由于气体放大倍数与机械公差有很大关系，丝室用于能量测量问题较多。早期丝室都用来定位，如果用来测量能量则机械公差应严格控制，一般要求 $\frac{\Delta a}{a}$，$\frac{\Delta l}{l}$，$\frac{\Delta s}{s}$ 均小于 1%；$\frac{\Delta V_0}{V_0}<0.1\%$；同时气体放大倍数 M 不能太高防止进入饱和正比区。

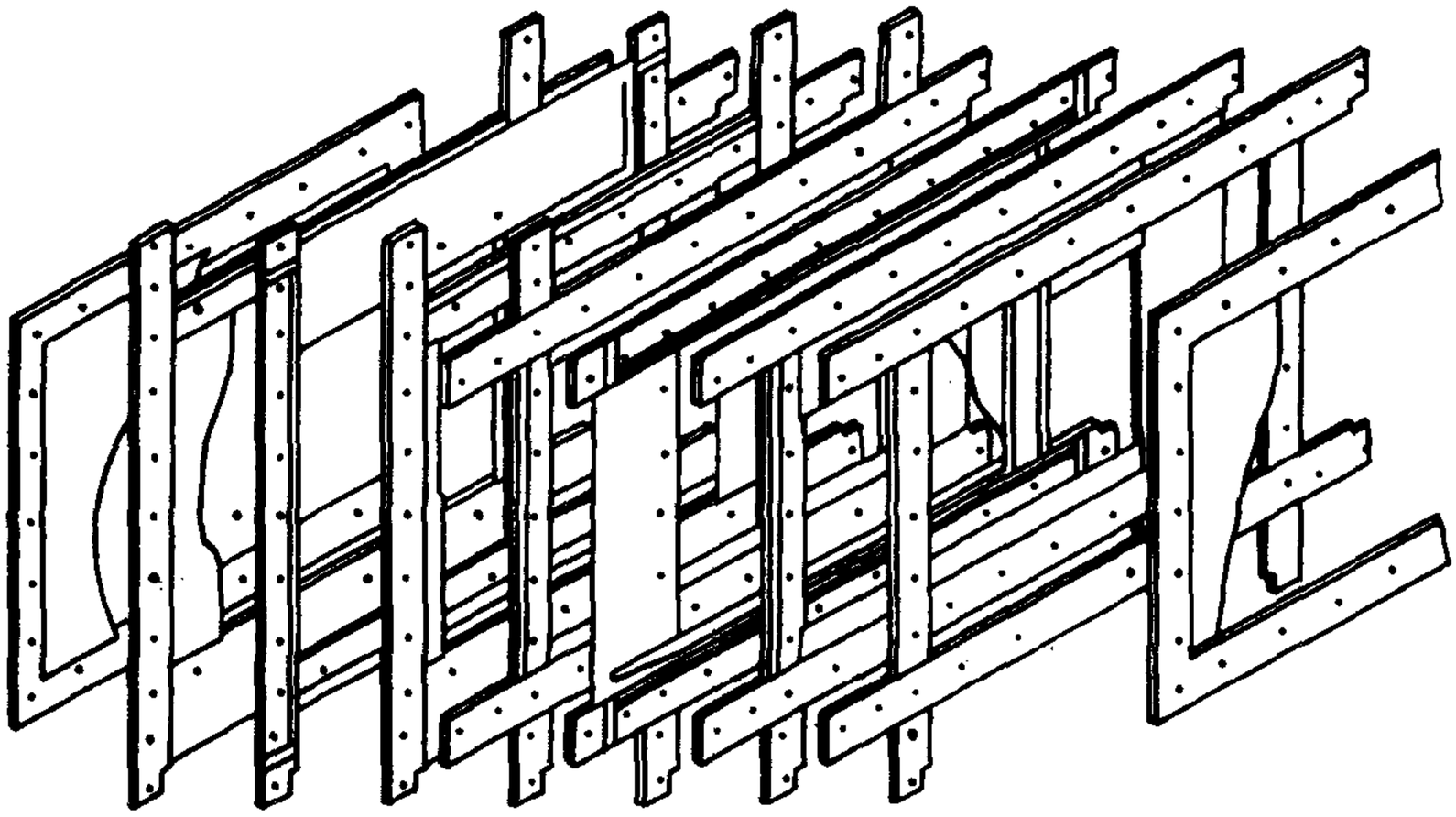
4.1.8　MWPC 的机械结构

丝室建造中的基本问题是：在适当的框架上在机械公差要求的范围内按一定顺序支撑阴极(连续的或丝的)平面和阳极丝平面，并使整个室气密封。下面简单介绍两种常见的丝室结构。

(1)最常见的 MWPC 由一系列绝缘框架支撑着薄膜或丝平面构成的电极组成。通常,每个电极由一个加工好的玻璃纤维框架支撑;丝通常焊接在与框架组合在一起的印刷电路板上或通过接头(pin)固定在框架上;气密封用埋于框架中的 O 圈和两个薄的气体窗(Mylar 膜等材料)来保证。图 4.19 显示这类丝室的结构。图 4.19(a)是一个已装配好的中等大小的 MWPC。图 4.19(b)是一个二维多丝室各层框架的分解图。这种结构的缺点是灵敏区与丝室总面积的比例较低(对 $1m^2$的室大约为 70%),在探测器空间有限制的条件下(如在磁谱仪中)丢失相当可观的有效空间。有关这类 MWPC 的制造详情可参阅有关资料[15~21]。



(a)



(b)

图 4.19 丝室结构概图

(a)已装配好的中等大小的 MWPC;(b)一个二维多丝室各层框架的分解图

(2)用镀金属的蜂窝板或泡沫聚氨酯(polyurethane)板组成它既是阴极平面又组成丝室的支架[22]。边框较窄(约 1cm),阳极丝拉伸和焊接在边框上。图 4.20 是一个两个丝

平面的自支撑的 MWPC 的结构，它的基本材料是蜂窝板(honeycomb plate)或泡沫板(foam plate)。这种结构的优点是有效区比例大，但室体比较厚～0.6g/cm^2，通常室厚为几毫克/平方厘米。

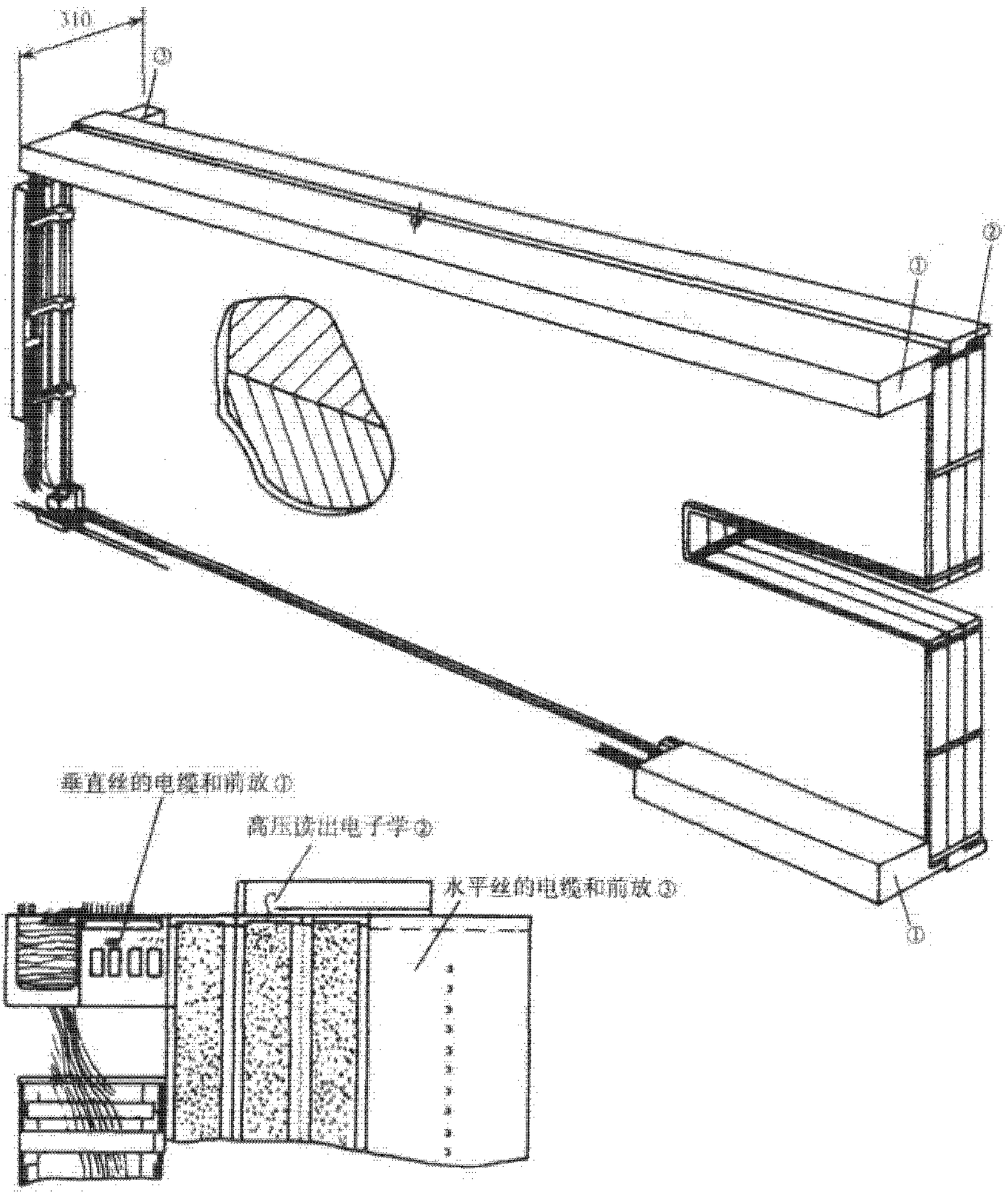


图 4.20　两个丝平面的自支撑的 MWPC 的结构

人们设想：如果可以在绝缘板上形成条状或点状阳极代替在气体室中拉丝，则 MWPC 的结构将大为简化，并且利用微电子学的光刻技术可以做得更精致。这就是后来发展起来的微条气体室、微间隙室等新型气体探测器(参看第六章)。

多丝正比丝室的时间分辨和空间分辨率都很好，对带电粒子探测效率高，能测量能量并且连续灵敏因此得到广泛应用。它可以组成描迹仪测量带电粒子的位置；测量带电粒子的能损，在各种谱仪中用来鉴别粒子；利用连续灵敏特性提供触发信号，用于事例选择以及用于 X、γ 成像技术，在固体物理、宇宙线物理、天文物理和医疗器械中都已被广泛应用。

4.2 漂 移 室

在 4.1 节中我们知道，在 MWPC 中从粒子入射到阳极产生信号的延迟时间与原初电离的位置有关。丝信号的延迟时间的主要贡献是原初电离电子由产生地漂移到阳极丝附近雪崩区的时间，它包含着原初电离位置的信息。因此，通过电子漂移时间的测量可以获得入射粒子位置的信息。

漂移室的丝数较少，结构比 MWPC 简单，电子学路数少，并且具有造价低、定位精度较高等优点得到了广泛的应用，是高能物理实验中最常用的探测器之一。

4.2.1 工作原理

1. 基本原理及其发展历史

设带电粒子在 t_0 时刻入射到多丝正比室中，在 t 时刻阳极丝有信号产生，已知电子的漂移速度为 $W(t)$，则原初电离与阳极丝的距离为：

$$S = \int_{t_0}^{t} W(t)\mathrm{d}t \tag{4.39}$$

在均匀电场中漂移速度 W 保持恒定，上述关系式可写作：

$$S = W(t - t_0) \tag{4.40}$$

因此，漂移时间和距离之间有简单的线性关系。显然，这是人们所希望的。关键问题是如何获得尽可能恒定的漂移速度。

图 4.21 是 1969 年 Bressani，Charpak，Rahm 和 Zupancic 等人首次研究利用漂移时间测量入射粒子位置的漂移室[23,24]。

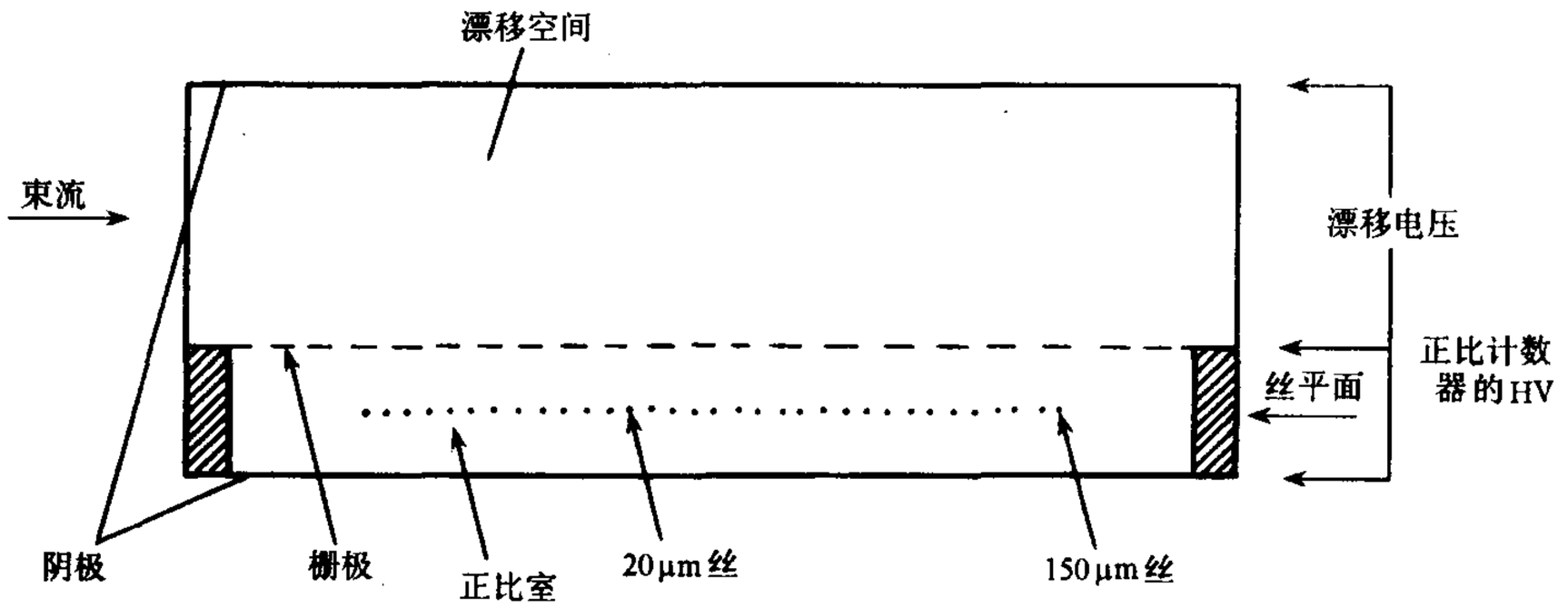


图 4.21 Bressani 等人的第一个漂移室

它由一个 12cm×12cm 的 MWPC 和 3cm 长的漂移空间构成，丝室和漂移区之间用透过率为 90%的栅网隔开。入射粒子使气体电离产生的电子在电场内漂移穿越栅网达到灵敏丝平面被间距为 2mm 的阳极丝所测量。用此漂移室曾对漂移速度，位置分辨率等进行了测量。

第一个运行的漂移室(包括电子学和数字化读出)系统是 Walenta 等人建造的。它的

结构与 MWPC 相似，不过丝距较大而且阳极丝之间还另加一根较粗的电位丝用来消除阳极丝之间的零电场区和严格隔离分别属于各个阳极丝的漂移区[图 4.22(a)][25]。这种室结构简单可以制作大面积(4m×4m)的室。但是它的电场不均匀[图 4.22(b)]是厚度为 2mm×15mm、阳极丝距为 60mm 的漂移室的电场分布。由图看出，为获得比较均匀的漂移电场必须保持室厚与丝距之比接近 1。最早这种漂移室的丝距为 1cm，所以室只能做得较厚，不能很紧凑，不利于多径迹分辨。

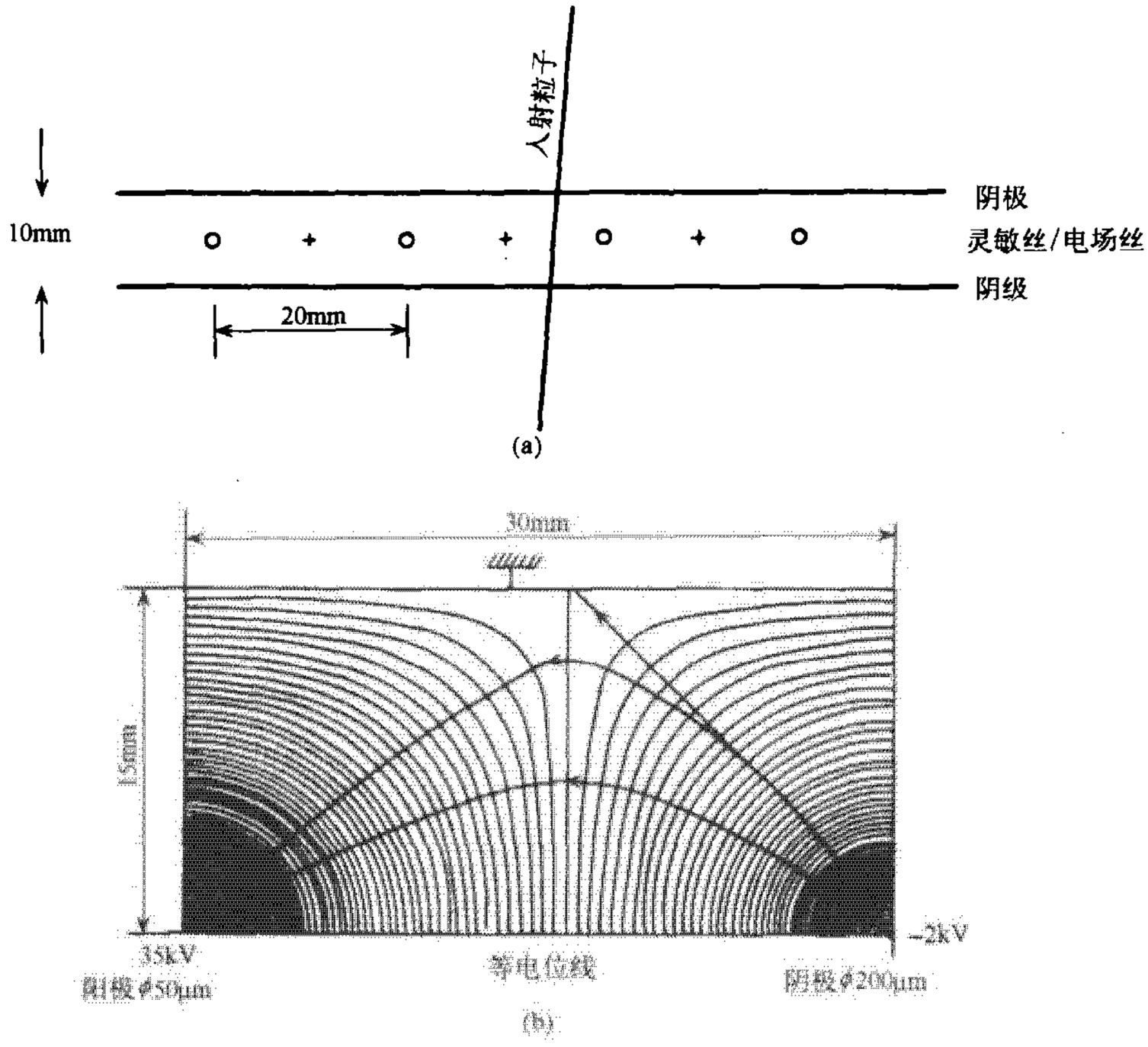


图 4.22　Walenta 等人建造的漂移室
(a)基本几何结构意图；(b)等电位线分布图

为解决上述简单漂移室存在的问题，人们研制了调制场漂移室(图 4.23)[26,27]。调制场漂移室中在阳极两侧增加了两组平行的阴极丝。这些阴极丝从漂移单元中心出发加载均匀增加的负高压。阳极丝保持为正高压，漂移单元边界上的两根场丝与相对应的阴极丝具有相等的电位。对于典型的工作电位，其等位线如图 4.23 所示。在漂移单元中的绝大部分区域有均匀的漂移电场，因此可以有较小的室厚与丝距之比，典型值为：室厚 6mm，丝距 50mm。由于阴极平面不是等电位的，有些电力线将泄漏出去。为防止外界对漂移场的干扰，该漂移室还加有接地的屏蔽电极。

图 4.24 的漂移室为图 4.23 漂移室的变型[28]，在此漂移室中引入若干附加的电场成形丝(field-shaping)限制径迹探测的有效空间以减少信号收集时间，也可以在漂移单元两侧用扁平电极代替电场成形丝。图 4.25 是 Fermi 实验室发展的可调场漂移室的单元结构，单元之间用薄 Al 膜隔开[29]。

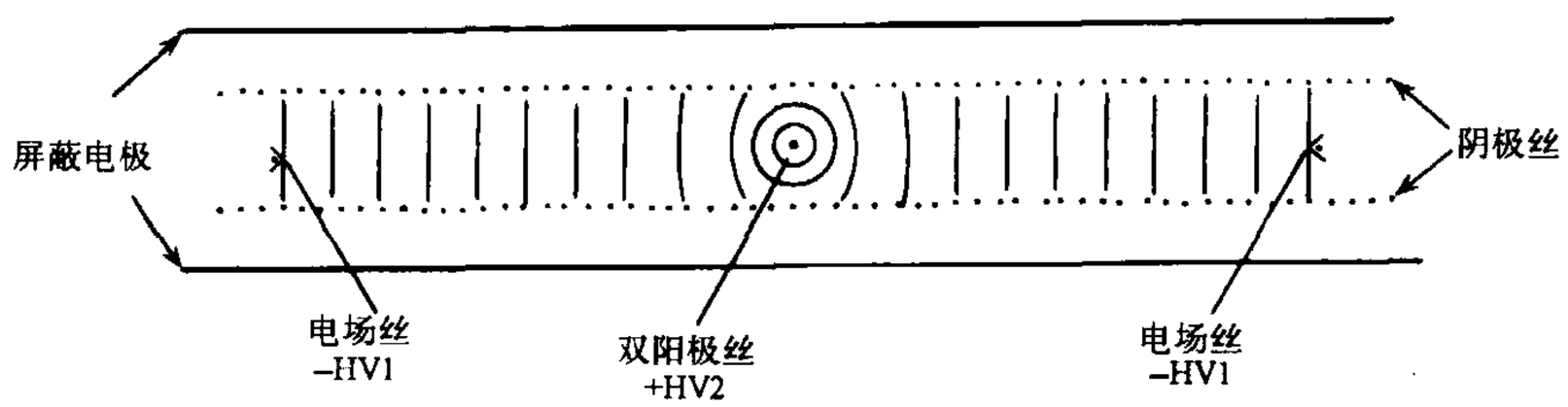
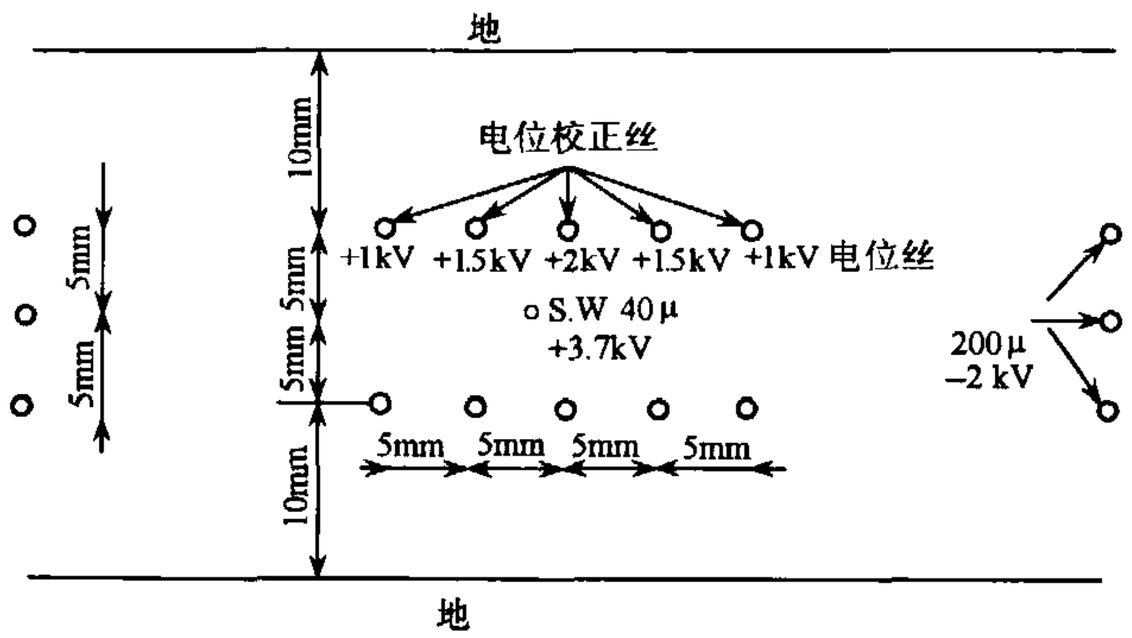
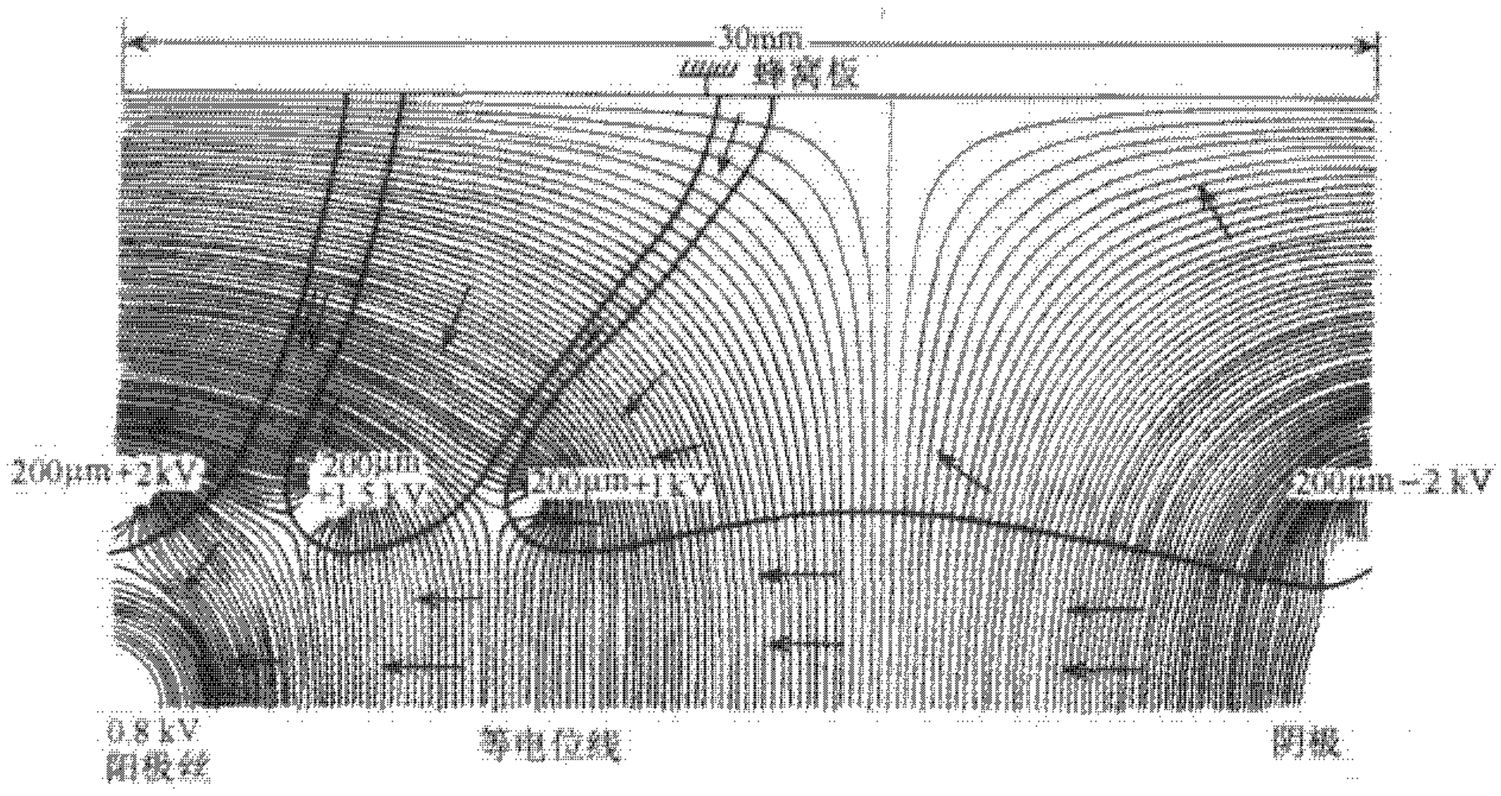


图 4.23　可调电场漂移室结构示意图



(a)



(b)

图 4.24　调制场漂移室

(a)Saclay 漂移室的几何结构;(b)1/4 漂移单元中的等电位线

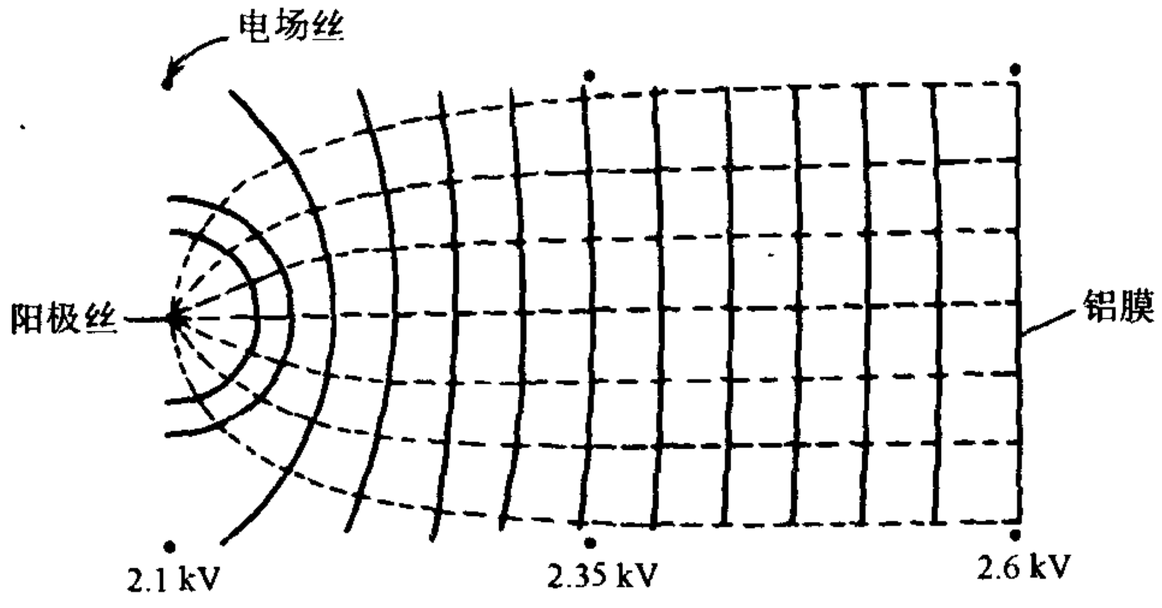


图 4.25　Fermi 实验室发展的可调场漂移室的单元结构

2. 漂移室的左右分辨

虽然利用漂移时间可以精确定位，但是在一个漂移单元内阳极丝左右两边的漂移区是对称的，因此一个漂移时间对应于两个坐标，它们分别处在阳极的左边和右边与阳极丝有相等的距离。这就是说漂移室存在着定位的“左右模糊”性。漂移室定位的“左右模糊”性可以用下面的一些方法来解决。

(1)双丝法和三丝法

双丝法是用两根彼此绝缘的阳极丝代替原来的一根阳极丝。用左、右丝信号的有无来区别粒子入射的左、右。这样“模糊区”减小到双丝丝距的 1/2。Charpak 等人曾使用丝距为 100μm 的双阳极丝，每隔 50cm 用直径 100～200μm 的环氧树脂球将两根丝黏在一起，以克服两丝之间的静电斥力。这样使得“模糊区”减小到 50μm，但是在胶球周围增加了～400μm 的低效率区。

三丝法是用三根丝代替原来的一根阳极丝。即在两根阳极丝之间再加上一根粗的屏蔽丝，丝上加有负电压使两根丝互相屏蔽，同时屏蔽丝和阳极丝间的吸引力还可克服两根阳极丝之间的静电斥力。这种办法的电稳定性好，适合做较大的漂移室，但在阳极丝周围仍有一定的“模糊区”。

(2)双漂移室法和三漂移室法

双漂移室法是将两个相同的漂移室叠在一起但彼此错开半个单元宽度 D[图 4.26(a)]。设电子在漂移室中的最大漂移时间为 T(与最大漂移距离 D 相对应)，X_i 是在第一个室中第 i 根阳极丝的坐标，入射径迹的初始电离电子在室 1 和室 2 中的漂移时间分别为 t_1 和 t_2，则入射粒子径迹的坐标可写为：

$$X = X_i + \xi \tag{4.41}$$

$$\xi = (D/2) + (t_1 - t_2)/2T = (D/2)[1 + (t_1 - t_2)/T]$$

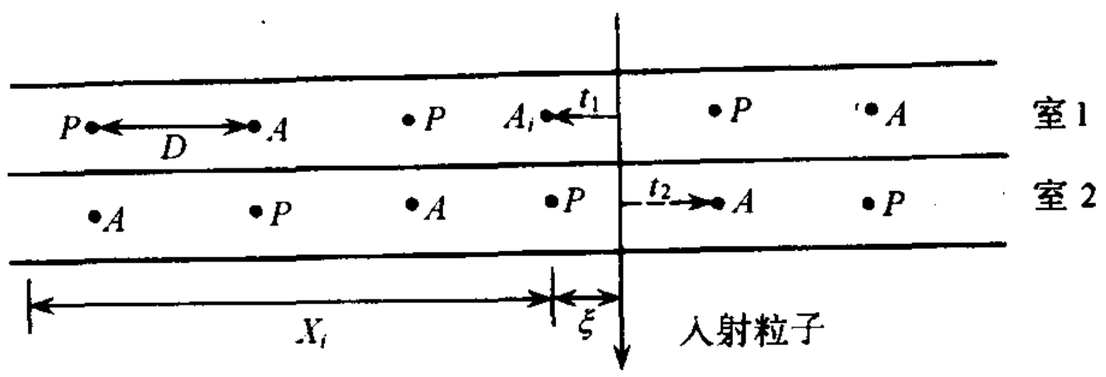
由室 1 和室 2 中的漂移时间之差(t_1-t_2)即可确定 ξ，从而确定坐标 X。

三漂移室法是将三个相同的漂移室组合在一起[图 4.26(b)]，中间的漂移室相对于另外两个室错开半个单元。

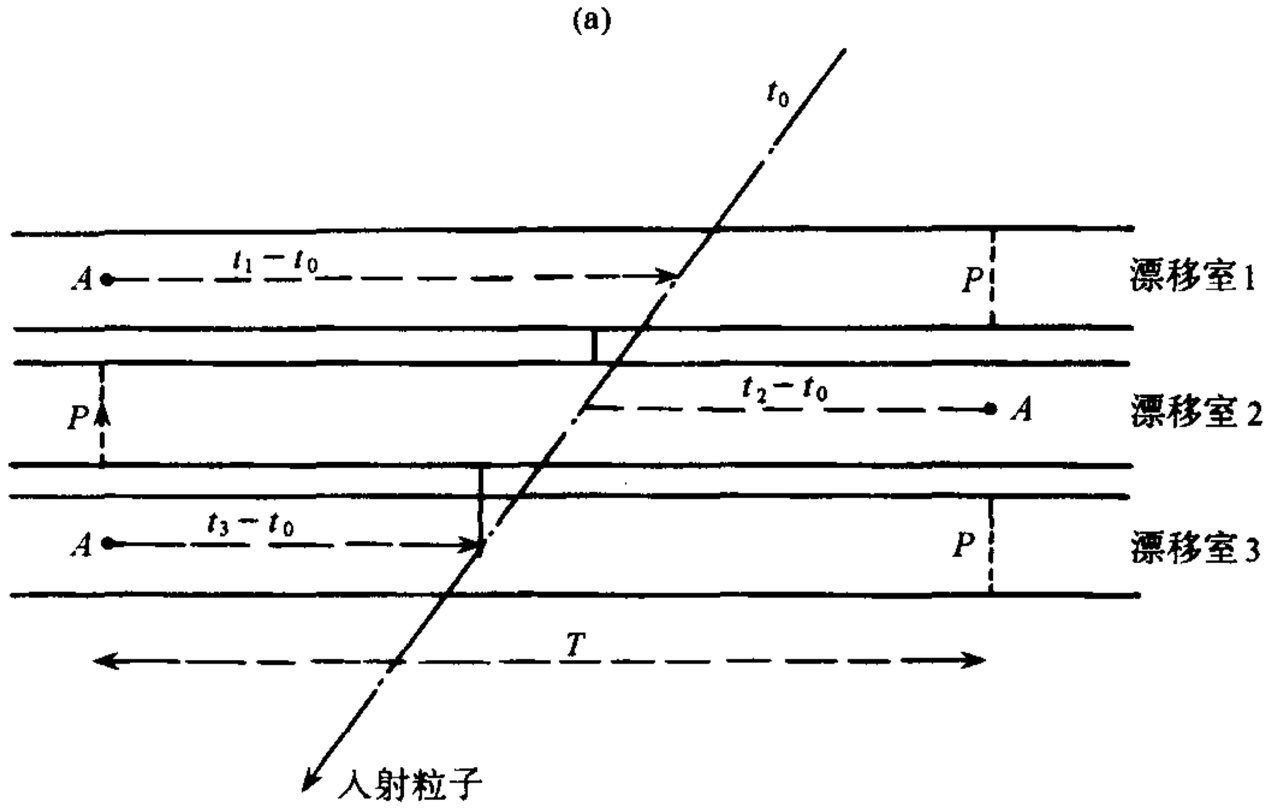
设一带电径迹在 t_0 时刻穿过漂移室，它的初始电离电子在三个室中的漂移时间分别为：t_1-t_0，t_2-t_0 和 t_3-t_0；又设在三个室中电子的漂移速度相等。计算可得：

$$t_2 - t_0 = (1/2)T - (1/4)[(t_1 - t_2) + (t_3 - t_2)] \tag{4.42}$$

相对于基准时间 t_0 测出(t_1-t_2)和(t_3-t_2)，就可惟一确定入射粒子的位置。



(a)



(b)

图 4.26　(a)双漂移室法的示意图;(b)三漂移室法的示意图

(3)阳极丝错位法

在圆柱形漂移室中往往将相邻层的阳极丝交替错开 2δ 的距离(如图 4.27 所示),通常取 $\delta\approx\sigma_s$(该漂移室定位的均方根偏差),测得径迹对相邻三根丝(或多根丝)的漂移时间 t_1,t_2 和 t_3 即可由(1/2)$(t_1+t_3)-t_2$的正、负来进行左右分辨。

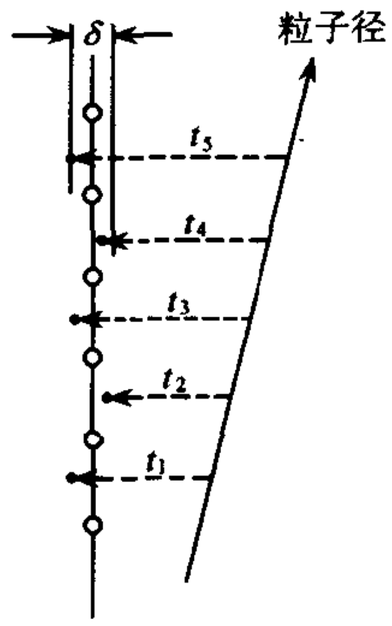


图 4.27　圆柱形漂移室的左右分辨

(4)感应脉冲法[30]

在中等气体放大的情况下,雪崩放电电荷在阳极丝周围的分布不是对称的,与初始电离位置有关。雪崩放电电荷空间分布的不对称性使得在阳极丝左右的电极上感应产生的脉冲信号幅度不对称与初始电离位置有关。因此可以利用在阳极丝两侧的相邻阳极、阴极或电位丝上感应脉冲幅度的大小来判别左右。

4.2.2　漂移室中的位置测量[6]

在漂移室中确定带电粒子空间坐标的方法基本上有下面四种:

1)测量漂移时间:已知的电子在漂移场中的漂移速度,测得它的漂移时间就可确定入射粒子径迹和灵敏丝之间的距离。

2)测量在雪崩灵敏丝附近拾取(pick-up)电极(可以是条、片或丝)上的脉冲幅度的比例:由拾取电极的响应函数可确定雪崩放电在相应两个拾取电极之间的位置。这种办法可以确定径迹沿丝方向的坐标。阴极感应条室(cathode strip chamber)和阴极感应片室(pad chamber)都采用这种读出原理。

3)测量灵敏丝两端脉冲幅度的比例——电荷分配法。此法可以确定雪崩沿丝方向的

坐标。

4)测量灵敏丝两端信号脉冲到达时间之差——时间差法。

其中,方法 3)和 4)测量沿丝方向的坐标,而方法 1)测量沿漂移方向的坐标。方法 2)的测量方向取决于拾取电极的安排。将方法 1)和其他另一种方法组合可以测定径迹的二维坐标。方法 1)和 2)最有效,可以获得最高的测量精度。方法 2)的坐标测量的均方根偏差与拾取电极间的距离 D 成正比。方法 3)的坐标测量的均方根偏差与丝的长度 L 成正比($\sim 1\%L$)。显然,方法 2)的测量精度优于方法 3),它们定位的均方根偏差之比为 D/L,当然方法 2)需要更多的电子学道数。方法 1)和方法 4)都建立在测量时间的基础上,但方法 1)中测量的时间差与气体中电子的漂移速度 W 成反比,而方法 4)中时间差与信号沿丝的传播速度 v(v 是光速的若干分之一)成反比。所以方法 1)定位精度优于方法 4),方法 1)定位精度约比方法 4)高 $W/v(10^3\sim 10^4)$倍。

除此以外,在实验中待测粒子往往连续穿过平行的漂移室,通常每个漂移室仅仅给出带电粒子径迹上的在漂移方向上的坐标。但是如果将各层灵敏丝安排在不同的方向上,就可以通过测量不同空间方向上径迹的坐标重建出全部三维径迹。例如:在 9 个平行的漂移室组合中可将 1,4,7 层室的丝垂直放置(倾斜角 $\alpha=0$),室 2,5,8 层丝倾斜 $\alpha=45°$,室 3,6,9 层倾斜 $\alpha=-45°$。这是除“电荷分配法”、“时间差法”和“感应信号法”外的又一种测定沿丝方向径迹坐标的办法。

4.2.3 漂移室的主要性能[31,32]

1. 脉冲幅度分布

影响漂移室的输出脉冲幅度分布的因素除了电离和气体放大过程的统计涨落之外,主要还有:原初电离电子在漂移过程中被气体分子吸附形成负离子、复合或扩散等造成的损失。漂移距离越长电子的损失就越多,输出脉冲的幅度就越小,图 4.28(a)显示出这一结果[31]。

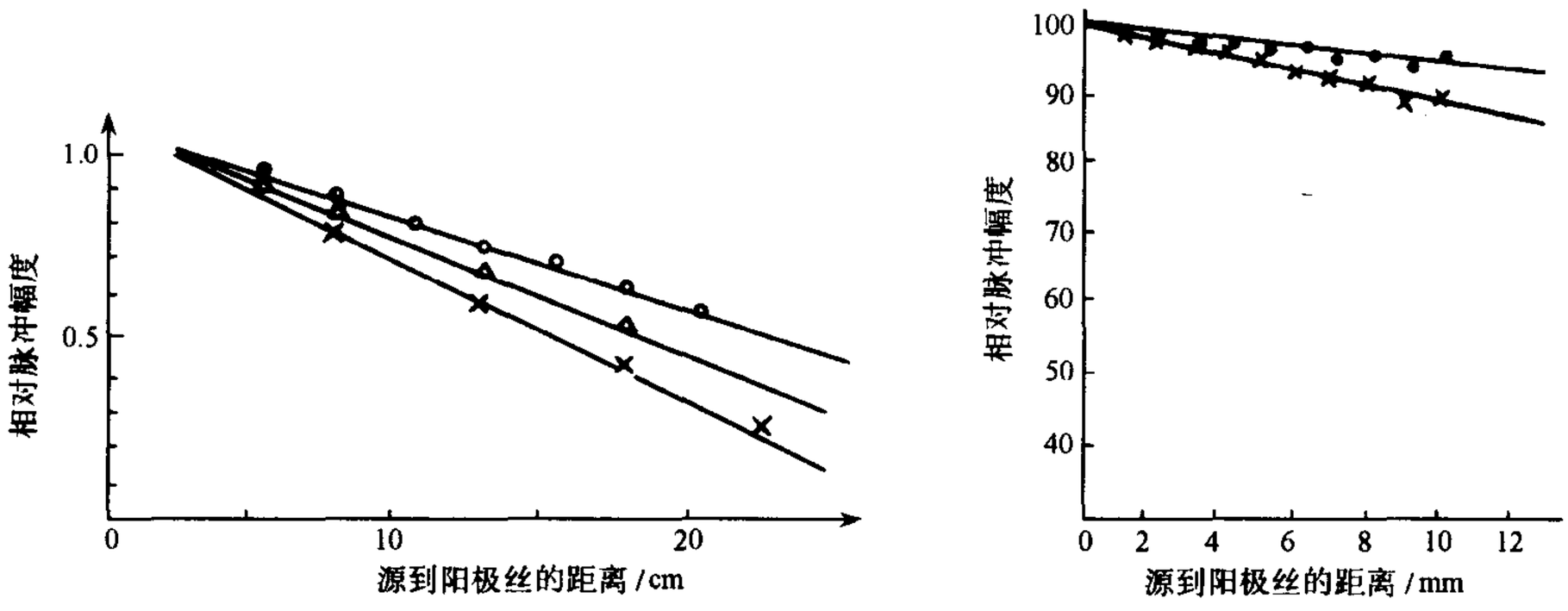


图 4.28 输出脉冲幅度和漂移距离的关系

(a)不同电场强度下的结果。——311V/cm,Δ——288V/cm,×——145V/cm;

(b)不同工作气体的结果·——Ar(90%)+CH_4(10%) ×——Ar(80%)+CO_2(20%)

不同的工作气体有不同的扩散系数、吸附和复合几率,并且在不同的漂移电场下它们对输出脉冲幅度的影响也不同,因此输出脉冲幅度的变化还与气体种类以及漂移电场强

度有关[参看图 4.30(b)]。CO_2具有微弱的负电性对电子的吸附效应比 CH_4 大，因此输出脉冲幅度随漂移距离的衰减较大。了解漂移单元中输出脉冲幅度的分布对于选择放大器的放大倍数和甄别阈是相当重要的。

此外，漂移室的输出脉冲幅度 V 还与环境温度 T、气体压力 p 有关[58]，有关系式：$V=V_0e^{-Ap/T}$（A 为与气体性质有关的常数）。因此，在漂移室运行过程中要对气体压力和环境温度进行监测以便对输出脉冲幅度修正。电子学的系统误差也会影响漂移室的输出脉冲幅度，通常可以通过电子学系统的刻度进行校正。

表 4.5 列出一些因素对漂移室的输出脉冲幅度的影响。

表 4.5　某些因素对漂移室的输出脉冲幅度的影响

1. 混合气体比分的变化	变化量	$\Delta V/V/\%$
90%Ar+10%CH_4	$\Delta Ar=1\%$	11
90%Ar+10%CO_2	$\Delta Ar=1\%$	10
90%Ar+10%C_3H_8	$\Delta Ar=1\%$	5
2. 气压变化(EPI)		
95%Ar+5%CH_4	$\Delta p=1\%$	7
3. 丝室漏气(PEP 的 MAC 探测器)		
86%Ar+14%CH_4	加入 0.6%的 N_2	10
86%Ar+14%CH_4	加入 0.6%的 O_2	10
4. 电压的变化(JADE)		
90%Ar+10%CH_4	ΔV(灵敏丝)	20
90%Ar+10%CH_4	ΔV(漂移电场)	25

2. 探测效率

漂移室的探测效率与所加的工作电压、所使用的工作气体、入射粒子的位置和角度、电子学门宽、计数率的大小以及电子学的甄别阈有关。

探测效率与工作电压的关系称为效率坪曲线。与 MWPC 相似，在坪区漂移室对最小电离粒子的探测效率一般都大于 99%。图 4.29(a)是不同工作气体条件下的效率坪特性，它显示出不同气体坪区的起始电压不同。图 4.29(b)是粒子从不同角度入射时的效率坪特性，可以看出斜射粒子的坪区向高电压方向移动。图 4.30 反映在漂移室不同区域探测效率的变化。由图 4.30(a)看到，在漂移单元边界处探测效率有所降低。这是因为在电位丝附近电场较弱存在着“电子陷阱”。有部分原初电离电子不能漂移到阳极丝附近产生雪崩放电，导致信号幅度降低探测效率也随之下降。对于图 4.23 的可调电场漂移室在双阳极丝区域探测效率在两根丝之间的转换情况有如图 4.30(b)的测量结果。此外，由于空间电荷的存在在高计数率时漂移室的探测效率也会降低。

3. 漂移空间和漂移时间的关系[32]

我们知道，入射粒子在漂移室中的空间位置是通过测量漂移时间得到的，漂移距离-时间有关系式 $S=\int W(t)\mathrm{d}t$。如果在一个漂移单元内 $w(t)$ 为常数，则 $S\sim t$ 有简单的线性关系。由于线性关系对于处理数据比较方便，在设计和使用漂移室时应该尽可能做到这一点。这就要求在设计时使漂移电场尽可能均匀；选用适当的工作气体使漂移室工作在漂移

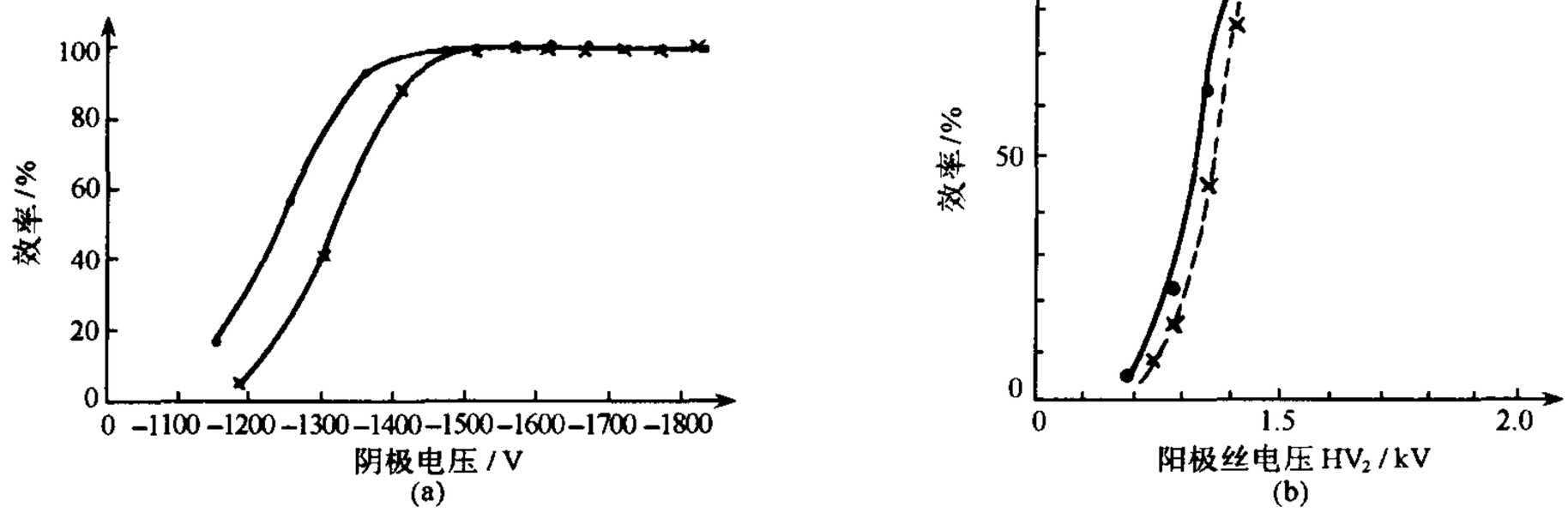


图 4.29 (a)不同工作气体条件下的效率坪特性位丝电压−2000V，
·——Ar(95%)+CH_4(5%) ×——Ar(90%)+CO_2(10%)；
(b)粒子从不同角度入射时的效率坪特性，
·——垂直入射粒子，×——45°入射粒子

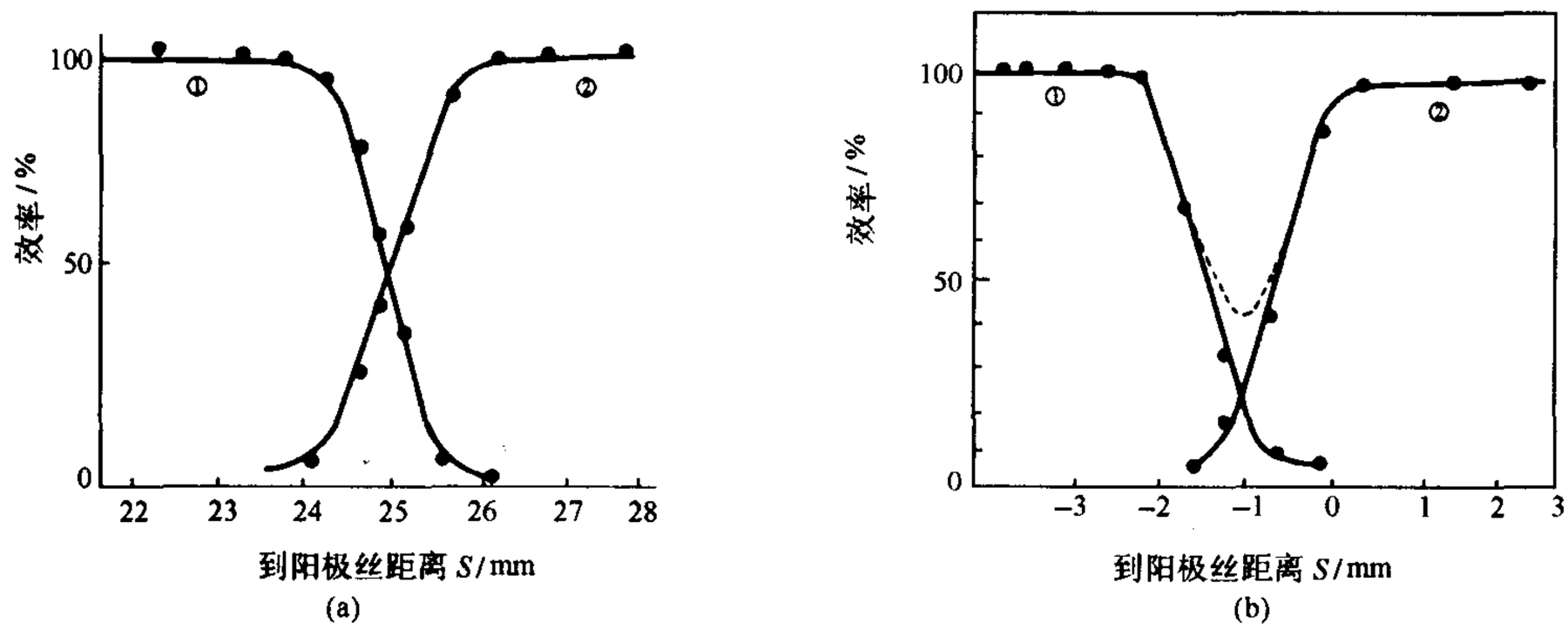


图 4.30 (a)在漂移单元边界处探测效率的分布：①—左漂移单元；②—右漂移单元
(b)在双阳极丝区域探测效率在两根丝之间的转换情况：①—左丝效率；②—右丝效率

速度的饱和区；漂移室工作时的环境温度、工作电压、气体成分保持稳定以及防止外界电磁场的干扰等。通常，$w(t)$往往不是常数，不能利用简单的线性空间-时间关系。因此对漂移室一般都要测量空间-时间的关系曲线。测量漂移室空间-时间关系的方法有下面几种：

(1)位移扫描法

此法利用放射源准直形成的或从加速器束流中选取的窄束对待测漂移室进行位置扫描测试。例如图 4.33 中由漂移室 1 和漂移室 3 之间的窄符合(～1ns 符合宽度)得到很窄的准直束流(～50μm)，由闪烁计数器给出时间零点 t_0。待测室 2 在垂直于束流方向沿电子漂移方向进行精细位移，测得如图 4.31 的空间-时间[$S\sim(t_2-t_0)$]关系曲线，在 S_0 处曲线有极小值，对应于阳极丝对准束流的位置。通常对于垂直入射的径迹空间-时间关系是线性的，而斜射的径迹有非线性的空间-时间关系。引起非线性原因是：漂移室中最早到达阳极丝的电子是径迹上距离阳极丝最近的那部分(对应于图 4.32 中的 a，c 点)，而径迹的坐标是按径迹与阳极丝平面的交点(b，d)计算的。

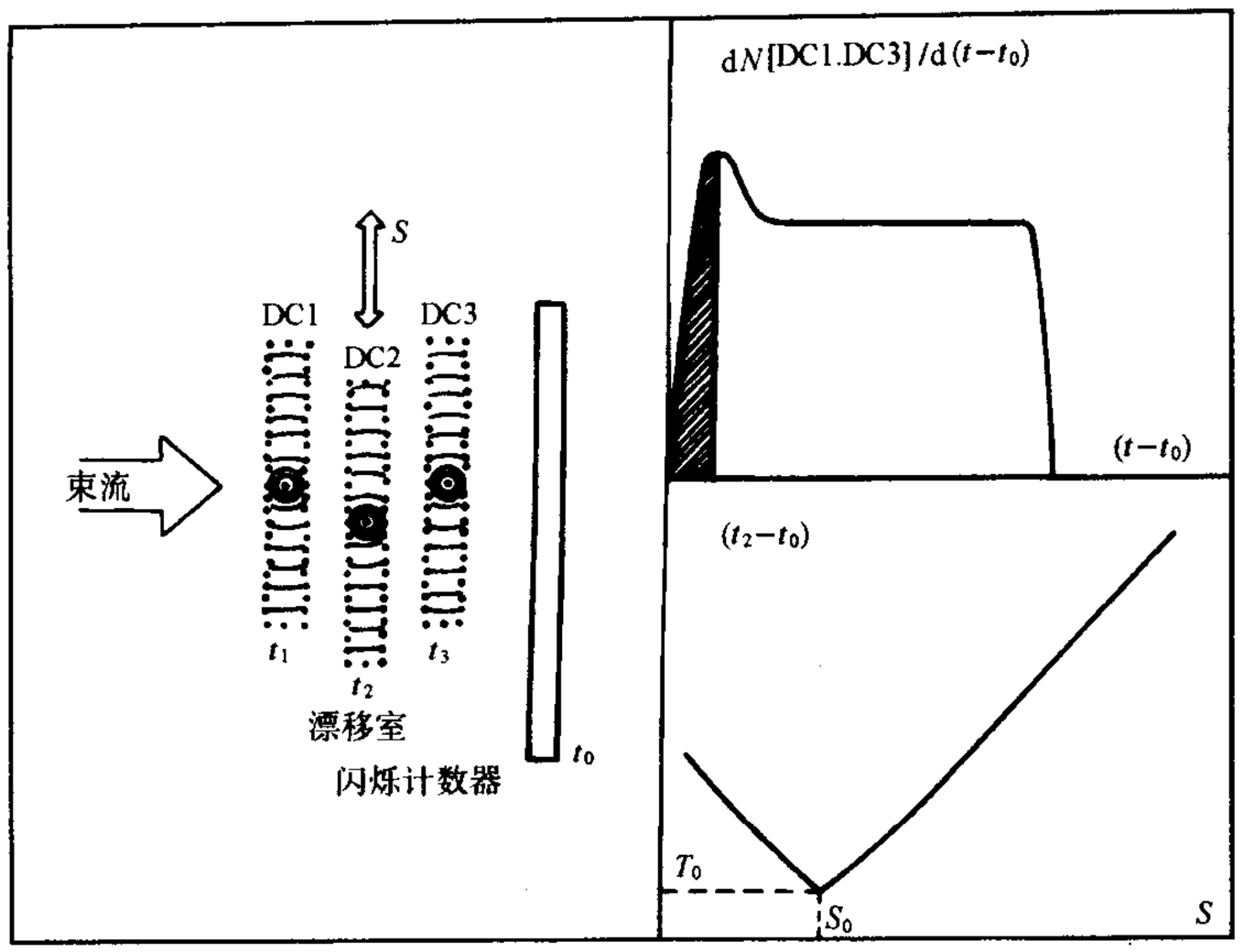


图 4.31　测量时间-空间关系的位移扫描法

这种方法测量可靠，但装置复杂、测量时间较长。特别是当漂移室装入实验装置后，不能用这种方法随时进行监测。

(2)积分时间谱法

测量在束流均匀照射下的漂移室的积分时间谱是获得空间-时间关系的一种简单方法。事实上，设有 N 个粒子穿过漂移室时的时间分布为：

$$\frac{dN}{dt}=\frac{dN}{dS}\frac{dS}{dt}=\frac{dN}{dS}\cdot W(t) \quad (4.43)$$

式中，dN/dS 是入射粒子沿漂移方向的分布密度。如果有 N 个粒子均匀穿过漂移室，则 $dN/dS=K_0$ 为常数。在这种情况下：

$$\frac{dN}{dt}=K_0\cdot W(t) \quad (4.44)$$

入射粒子的时间谱 dN/dt 就代表了漂移速度随位置的分布。图 4.33 为入射粒子均匀照射下漂移室时间谱测量方法的原理。

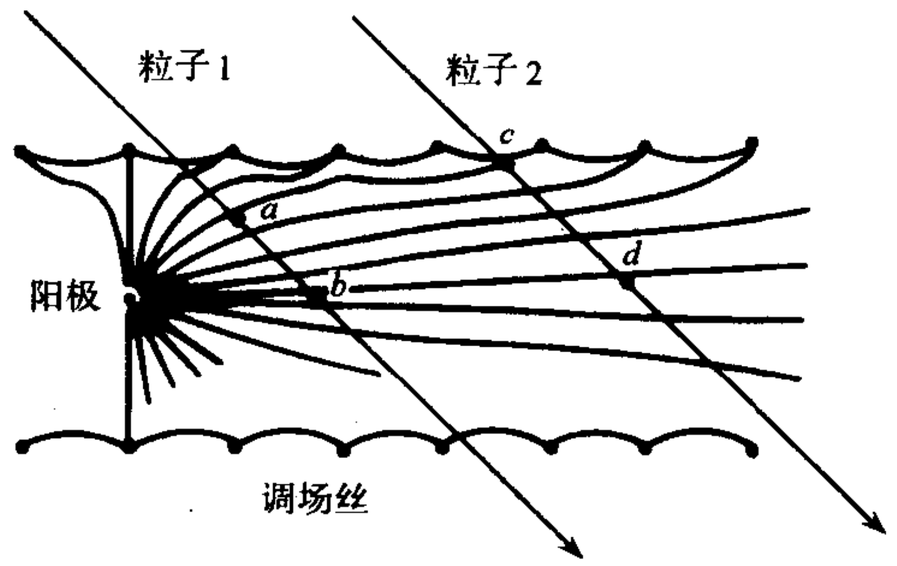


图 4.32　漂移单元中的电力线分布对斜射粒子空间-时间关系的影响

图中在阳极丝附近($t\approx t_0$ 处)，电场较强 $w(t)$ 也较大，在其他大部分区域内漂移速度基本上为常量。可以求出平均漂移速度 $\overline{W}=S_0/T$；由于 $dN/dt\propto W(x)$，将时间谱积分就得到 $S=S(t)$ 的关系，即漂移室的空间-时间的关系曲线。

这种方法测量精度不高，这是因为粒子入射不是绝对均匀的；局部的效率损失会使 dN/dt 发生变化以及对斜射粒子的漂移距离和漂移时间难以准确测定等。但是，它可以用来对实验装置中的漂移室进行实时监测，粗略估算漂移速度。

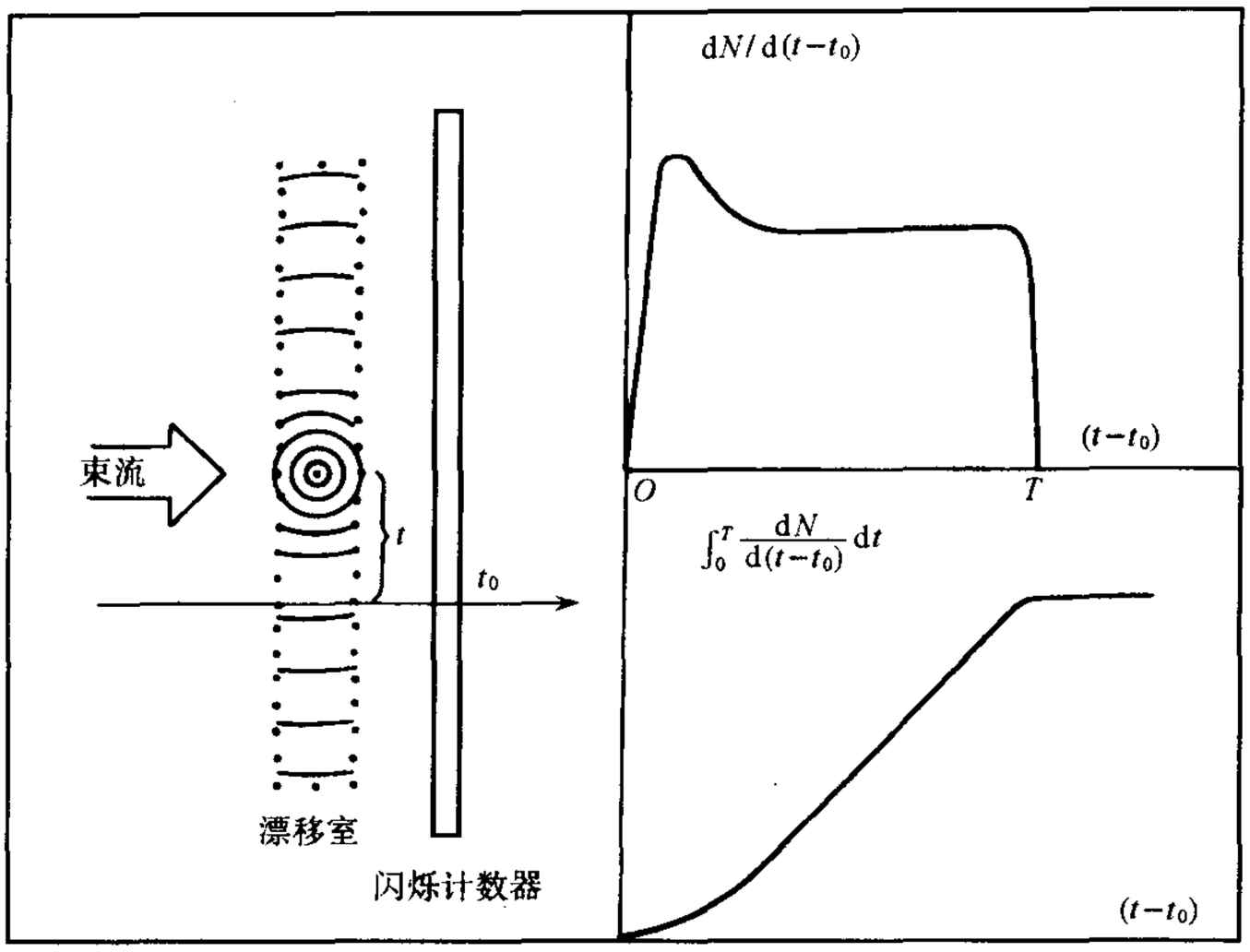


图 4.33　入射粒子均匀照射下漂移室时间谱测量法的原理

4. 空间分辨率[33]

空间分辨率是反映漂移室定位精度的主要指标。它代表漂移室对空间上很接近的两根径迹的区分能力。通常用漂移室中入射粒子定位误差分布曲线的标准偏差 σ 来表示。影响漂移室空间分辨率的因素有下列几个方面：

1)漂移时间测量的不稳定性，包括束流宽度的影响、时间零点的晃动、电子学的时间晃动等。

2)初级电子在漂移过程中扩散的影响。电子的扩散引起的位置的标准偏差为：

$$\sigma_x = \frac{1}{\sqrt{n}}\sqrt{2Dt} = \frac{1}{\sqrt{n}}\sqrt{\frac{2DL}{W}} = \frac{1}{\sqrt{n}}\sqrt{(2DL)/(\mu E)} \tag{4.45}$$

式中，n 是原初电离离子对数；L 是电子漂移距离；μ 是电子的迁移率；E 是电场强度；D 是气体的扩散系数，它与电场强度和气体性质有关。可以看出：扩散系数 D 和漂移距离 L 越大，偏差越大。

3)沿入射径迹电离团大小和多次散射的影响：电离径迹的固有宽度，特别是 δ 电子的影响较大。漂移室中电离过程的涨落和扩散对空间分辨的影响是不可避免的，只能设法减小。此外，工作电场强度、环境温度、气体成分、机械位置的精度和外加磁场等都对空间分辨有影响，要进行必要的监测和修正。空间分辨率一般可表示为：

$$\sigma^2 = \sigma^2_{\text{扩散}} + \sigma^2_{\text{电离}} + \sigma^2_{\text{电子学}}$$

图 4.34 是实验测得的漂移室中空间分辨与漂移距离的关系曲线。图中虚线标明了上面提到的各种效应的贡献。详细分析讨论见参考文献[6]。

5. 双径迹分辨

漂移室对同时入射的两个以上的粒子的分辨能力常用能够区分开的两个径迹的最小距离来描述。对于小单元室，每次触发每个单元的电子学系统只接受一个信号。双径迹分

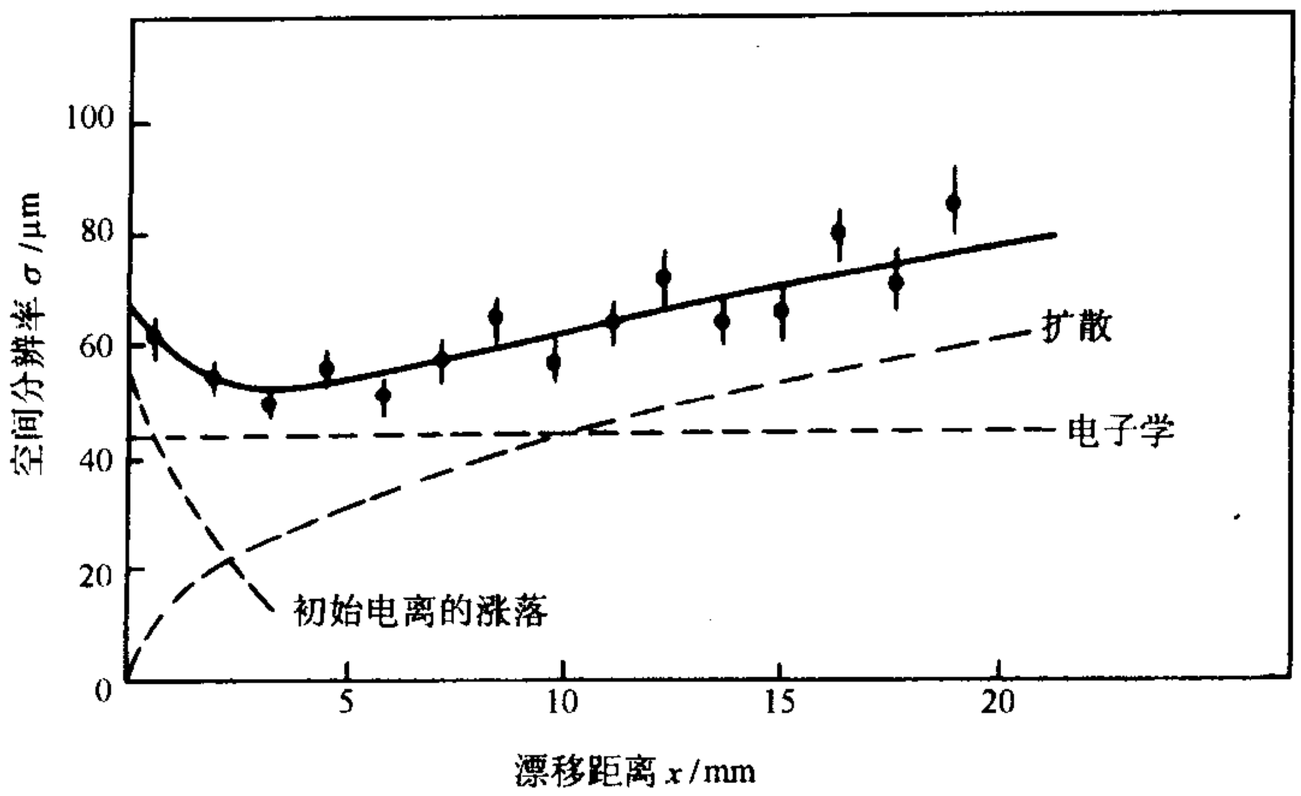


图 4.34　实验测得的漂移室中空间分辨与漂移距离的关系曲线

辨主要取决于漂移长度，典型值～10mm。对于漂移区域较大的室，往往要配用比较复杂的能承受多次击中的电子学系统，这种系统一次触发可测量几个不同时刻到达灵敏丝的信号。此时双径迹分辨主要取决于漂移室中初始电离电子漂移时间的分散。显然对垂直入射的粒子双径迹分辨较好，对斜射的粒子双径迹分辨较差。

6. 空间电荷效应和最高计数率

由于正离子的漂移速度约是电子的千分之一，随着计数率的增高在漂移区内正离子不能及时被收集，它的密度将明显增加。它们形成的空间电荷将使气体放大倍数降低。与 MWPC 相比漂移室的阳极丝的丝距较大，在相同间距中漂移室的阳极丝的数量比 MWPC 少一个数量级以上。在入射粒子通量相同的情况下，漂移室中单丝接受到的粒子数比 MWPC 大一个数量级以上，因此空间电荷的影响十分突出，这就限制了漂移室的最高计数率。例如，对于气体放大倍数～10^5 的漂移室，能承受的最高粒子通量一般为～$10^5/(cm^2 \cdot s)$。这也是高事例率条件下工作的漂移室采用小单元结构的原因之一。

7. 在磁场中的漂移室[27]

在实验中常用漂移室来测量入射粒子或反应产物的位置和方向，在磁场中测定粒子径迹的弯曲程度可确定它的动量。在大多数实验中还要测量粒子的电离能损进行粒子鉴别。沿丝方向坐标的测定和在磁场中洛伦兹角的困扰是实验中普遍遇到的问题。

根据微观的观点，在气体中，一个电子在外电场$\vec{E}$和磁场$\vec{B}$中的运动，可由下述线性微分方程描述：

$$m\frac{\mathrm{d}\vec{W}}{\mathrm{d}t} = e\vec{E} + e[\vec{W} \times \vec{B}] - K\vec{W} \tag{4.46}$$

式中，m 是电子质量；e 是电子电荷($e=-1.602\times10^{-19}$C)；$\vec{W}$是漂移速度；$K\vec{W}$是郎芝万(Langevin) 摩擦力，它等效于气体分子热运动对电子在电场和磁场中运动的影响。$\tau=m/K$ 具有时间的量纲，称为特征时间，可以证明 τ 就是电子两次碰撞之间的平均时间。由式(4.46)解得[2]：

$$\vec{W} = \frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\left[\vec{E} + \frac{\omega\tau}{B}[\vec{E}\times\vec{B}] + (\omega\tau)^2\frac{\vec{E}\cdot\vec{B}}{B^2}\vec{B}\right] \tag{4.47}$$

式中，$\omega=\frac{e}{m}B$；$\mu=\frac{e}{m}\tau$。

当 $B=0$ 时，$\vec{W}=\mu\vec{E}$；

当 $B\neq0$ 时，漂移速度有三个分量：平行于电场$\vec{E}$；平行于磁场$\vec{B}$；平行于$\vec{E}\times\vec{B}$。

如图 4.35(a)上半部所示，假设$\vec{E}$和$\vec{B}$不垂直：

$\omega\tau\ll1(\omega\tau\to0)$，即 B 很小或 τ 很小时，电子沿电场$\vec{E}$方向漂移；

$\omega\tau\gg1,(\omega\tau\to\infty)$，即 B 很大或 τ 很大时，电子沿磁场$\vec{B}$方向漂移。

$\infty>\omega\tau>0$，电子沿$\vec{B}$和$\vec{E}$间的圆锥面上的发散方向漂移。图中绘出了 $\omega\tau=1$ 的漂移方向。

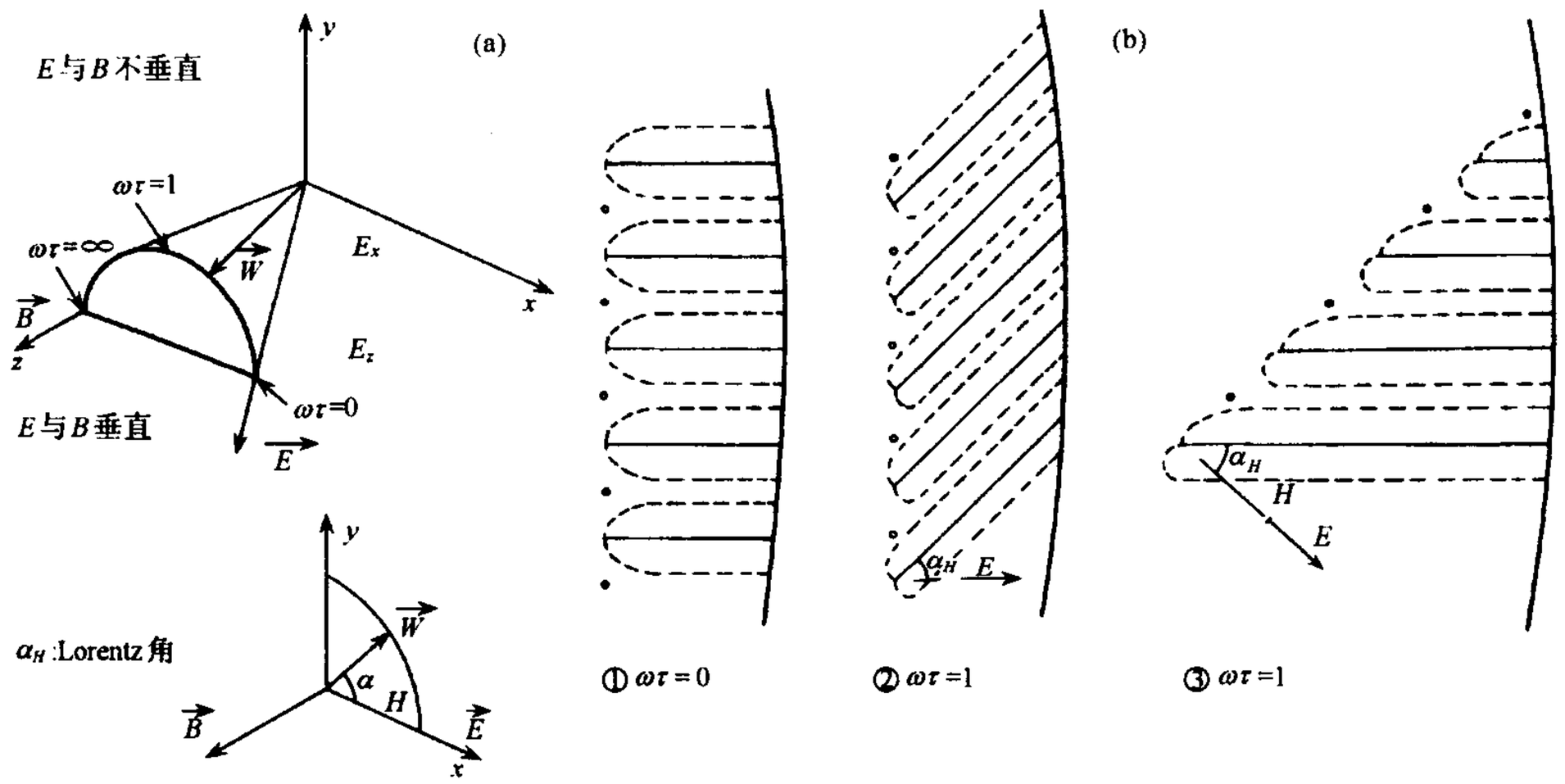


图 4.35　磁场中的 Lorentz 角及其对电子的漂移路径的影响

(a)磁场中的洛伦兹角；(b)磁场中带电粒子径迹上的电子的漂移路径

对于大型漂移室中常见的磁场$\vec{B}$与丝方向平行，与漂移电场$\vec{E}$垂直的情况[图4.35(a)下半部所示]，则有$\vec{E}\cdot\vec{B}=0$，$\vec{E}=(E_x,0,0)$，$\vec{B}=(0,0,B_z)$。由式(4.47)得到：

$$\begin{aligned}W_x&=\frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}E_x\equiv\frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}|\vec{E}|\\W_y&=-\frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\frac{\omega\tau}{B_z}E_xB_z\equiv-\frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\omega\tau|\vec{E}|\\W_z&=0\end{aligned}\tag{4.48}$$

洛伦兹角 α_H 就是电子漂移方向和电场方向之间的夹角，有关系式：

$$\tan\alpha_H=\frac{W_y}{W_x}=-\omega\tau\tag{4.49}$$

在漂移室中测定带电粒子径迹上各个区间的电子漂移到达相对应的灵敏丝的时间可以精确确定该径迹及其曲率。如图 4.35(b)所示：①在没有磁场时，即 $\omega\tau=0$，电子漂移方向与电离径迹成直角，可以从时间差直接测出曲率。此时径迹上各部分的电子都以最短的时间到达灵敏丝，因而涨落最小，具有最佳测量精度。②灵敏丝平面与粒子径迹平行且 $\omega\tau$

$=1$ 时，$\alpha_H=45°$。此时不仅测量径迹弧矢(sagitta)时要按角度投影计算，而且漂移时间的均方偏差也比 $B=0$ 时扩大了。因此，要求精确测定空间坐标就要有尽可能小的 $\omega\tau$，然而要精确测量动量又希望磁场 B 越大越好。这就是所谓洛伦兹角的困扰。

与丝方向平行的磁场改变了漂移室中电子漂移速度的大小和方向(参考第二章2.6.1节)，不仅影响了漂移室的空间分辨还使空间-时间特性偏离线性关系。图 4.36 绘出平行于丝的磁场对空间-时间关系的影响[34]。

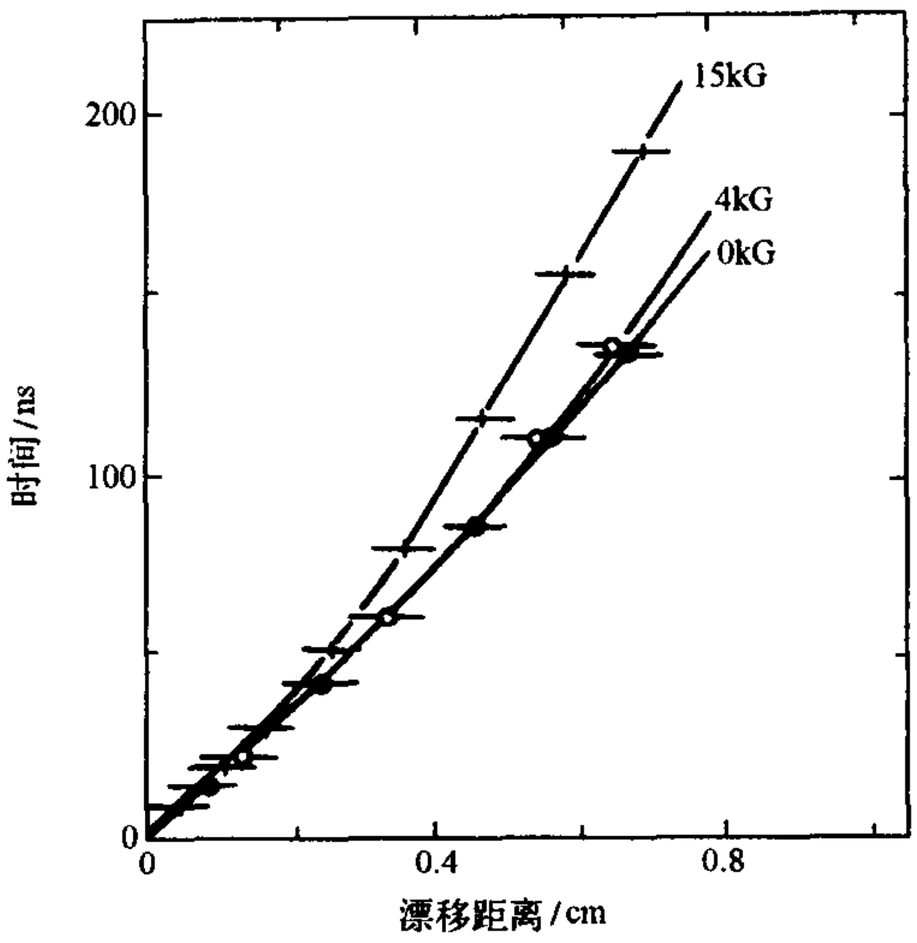


图 4.36　磁场作用下的空间-时间关系

前面的讨论中曾有电子的迁移率 $\mu=(e/m)\tau$ 和 $\tau\propto 1/N\sigma_c$ 的关系(参看第二章)，因此选择低迁移率的气体或者增加气体的密度可以抑制这一困扰。另一种办法是：将丝平面倾斜洛伦兹角 α_H[图 4.35(b)③]，那么电离电子的漂移方向将与径迹垂直。在强磁场中有时采用这种办法。对图 4.23 的可调电场漂移室，如果适当选取阴极电位的分布使得等电位面倾斜一定角度，从而使电子漂移方向具有一定的倾斜角，经过仔细的调整空间-时间关系可以得到校正。图 4.37 (a)绘出等位面倾斜 29°，平行于丝的磁场强度为 1 T 的情况下漂移室的时间-空间关系曲线。图 4.37(b)为等位面不倾斜，平行于丝的磁场强度为 0 的情况下，漂移室的时间-空间关系曲线。两者极为相似[27]。

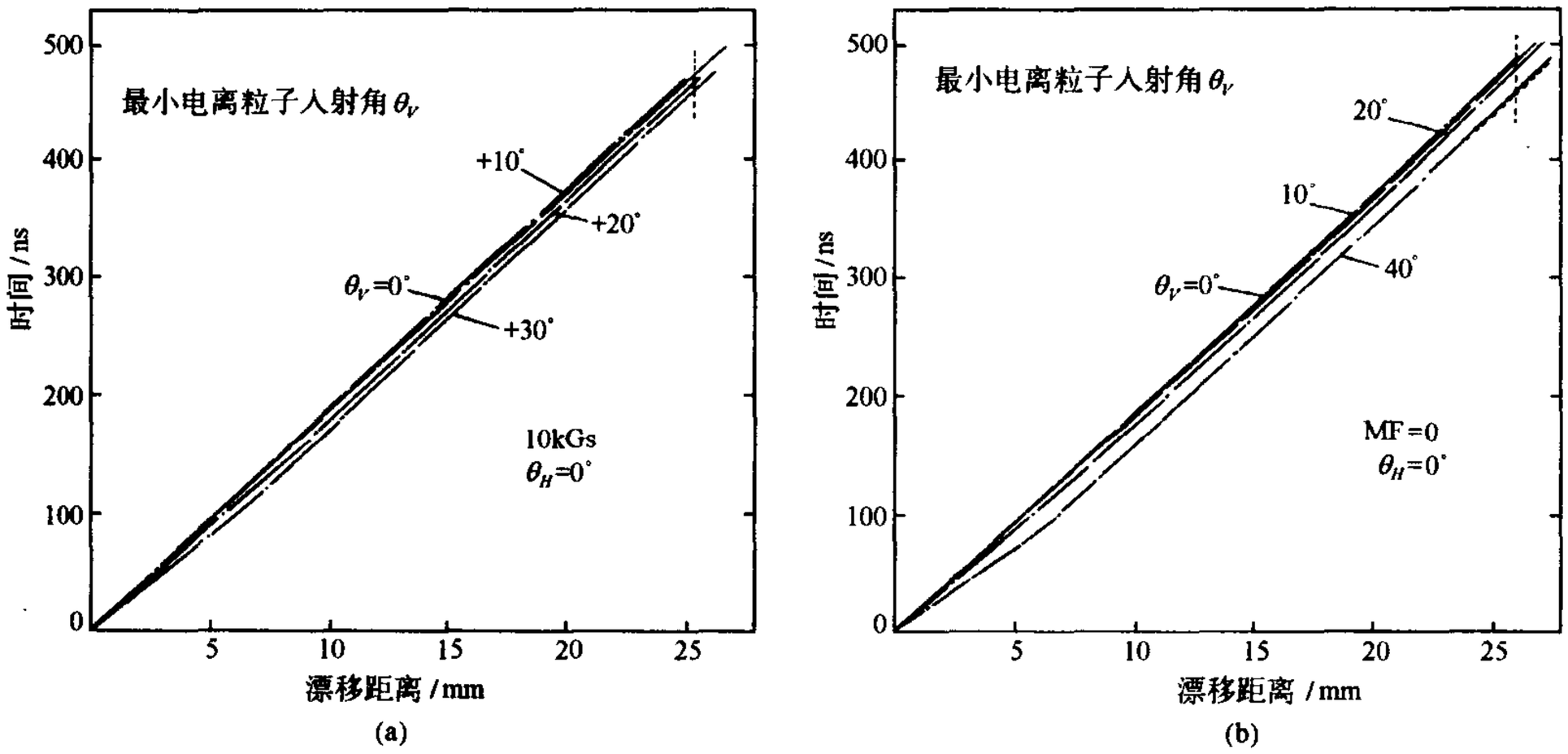


图 4.37　(a)等位面倾斜 29°，平行于丝的磁场强度为 1T 时，漂移室的时间-空间关系曲线；
(b)等位面不倾斜，平行于丝的磁场强度为 0 时，漂移室的时间-空间关系曲线
($1Gs=10^{-4}T$)

8. 动量测量与动量分辨率

在实验中，用漂移室测量带电粒子径迹的目的是：确定反应产物的带电粒子径迹；测量电离能损(dE/dX)以鉴别粒子的种类和测量带电粒子的动量。通常是在处于已知的磁场中的漂移室中测量带电粒子的径迹，由径迹在磁场中偏转的曲率半径推算出粒子的动量(详见第十四章 14.1 节)。因此，动量分辨率也是大型漂移室的主要性能指标之一。漂移室动量分辨率由漂移室的位置分辨和带电粒子在漂移室中受到多次库仑散射产生的离散两部分决定，可表示为[见第十四章(14.9)式和相关的讨论]：

$$\left|\frac{\sigma(P)}{P}\right|^2=\left|\frac{\sigma(P)}{P}\right|^2_M+\left|\frac{\sigma(P)}{P}\right|^2_{MS}$$

等式右边第一项为位置分辨的贡献，第二项为多次库仑散射的贡献。

在第一项中，动量分辨率随动量 P 的增加而变差，随着磁场强度(B)和径迹长度(L)的增大(BL^2)和测量次数 N 的增加而得到改善。第二项多次散射的贡献对动量高的粒子通常较小，而在低动量区，多次散射的贡献将成为对动量分辨率的主导因素。位置分辨率的改进仅在第一项起主导作用时，才对动量分辨率的改善有作用。在低动量区，特别是对于动量<0.5 GeV/c 的区域，多次库仑散射是影响动量分辨率主要的因素。在设计漂移室时，要着重考虑减小多次库仑散射对带电粒子的动量分辨的影响。为此，漂移室将采用以 He($Z=2$)为基础的低密度气体和镀金 Al 丝等(低 Z，辐射长度 X_0 大)物质，使室内等效物质层厚度达到$\sim 0.1\%$ X_0 的水平，从而大大降低多次库仑散射对动量分辨的影响(参考第六章 6.3 节、第十四章 14.5.2 节的 BABAR 和 KLOE 的漂移室)。

4.2.4 漂移室的工作气体[35]

漂移室对工作气体的基本要求是，电子有足够长的寿命和有稳定的气体放大过程。漂移室的工作气体与多丝正比室有共同点，例如：工作电压低、气体放大系数高、稳定性好、正比性好、能承受高计数率、恢复时间短以及寿命长等(参考 4.1.4 节)。不过漂移室也还有其自身的特点，在选择工作气体时要特别注意下列几个方面。

1. 漂移速度及其与电场强度的依赖关系

漂移速度 W 的选择要考虑下列几方面的因素：①W 不能太小，其下限由事例重复频率和漂移室单元的最大漂移距离决定，它的最大漂移时间应小于事例的平均重复周期。例如：BEPC 对撞机的对撞周期$\approx$800ns，主漂移室单元的最大漂移距离为 3.1cm，要控制最大漂移时间和触发判选时间的总和在 800ns 之内，就需要选择 $W\geqslant 5$cm/μs。②在漂移室中由于时间测量误差 σ_t 所造成的位置测量的误差 $\sigma_x=W\sigma_t$，同时磁场造成的偏转角 $\alpha\sim W$，因此在满足 W 下限的条件下，W 不应更大。③在漂移室中入射粒子的精确定位由电子的漂移时间决定，因此希望漂移速度保持恒定或基本不变，这样漂移速度和漂移时间将有简单的线性关系，大大减少了离线分析的工作量并获得更高的空间分辨率。这就是希望外电场或气体压力和温度的波动对漂移速度的影响不大。在漂移速度-电场强度关系曲线的极大值处(“饱和漂移速度”)可以满足这种要求。下面就漂移速度-电场强度的关系进行讨论。

漂移速度的理论计算非常复杂且其结果不能满足实际需要，通常都根据一系列实验曲线来选择工作气体。图 4.38 是 Ar+i$-C_4H_{10}$(异丁烷)混合气体的漂移速度-电场强度

关系曲线[29]。曲线表明当 i-C_4H_{10}含量>25%时，在很大的电场范围内漂移速度基本恒定。典型的漂移速度～5cm/μs，需要做快的时间测量。如果想要降低时间测量的精度要求，可以采用较低的漂移电场。但此时"饱和漂移速度"不再存在，漂移速度受空间电荷或外电场波动等的影响需要很仔细的控制或校正。

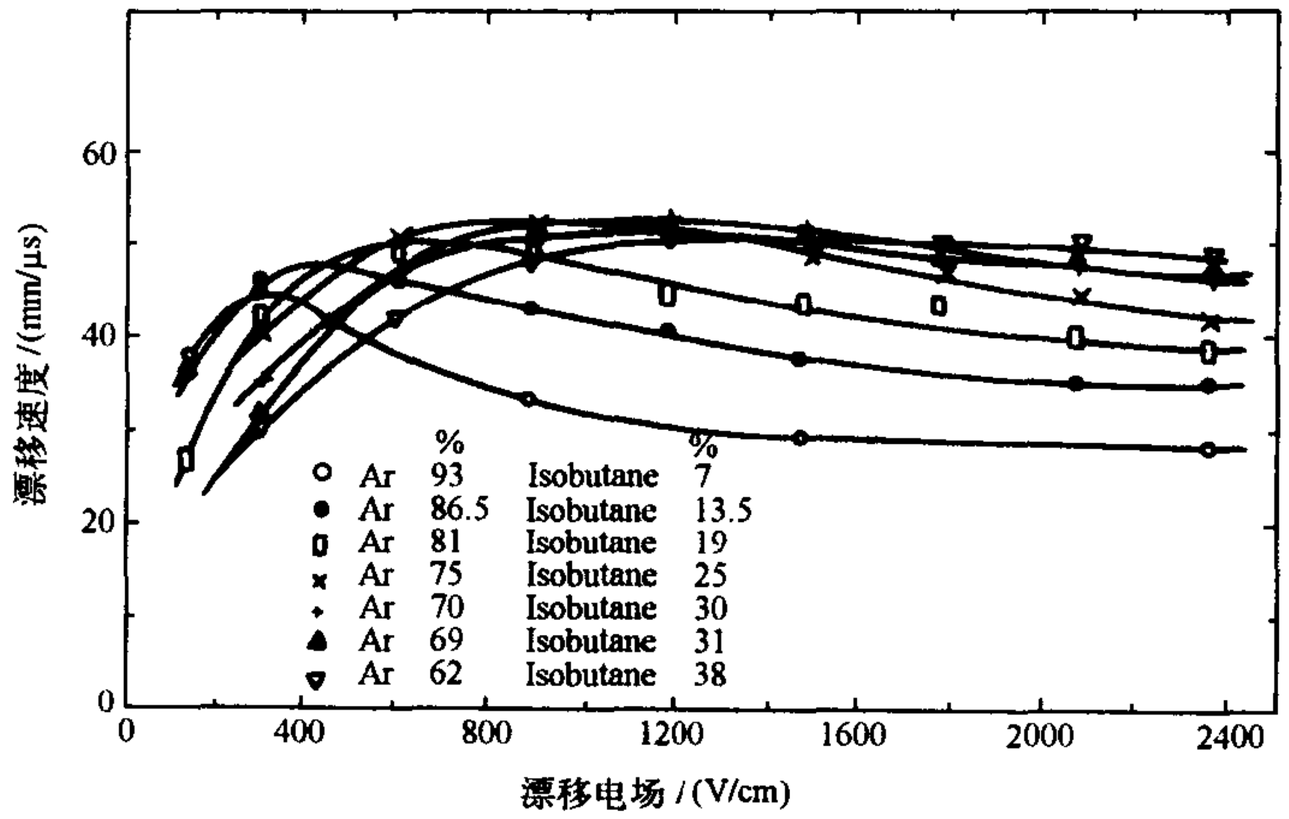


图 4.38　Ar+i−C_4H_{10}混合气体的漂移速度-电场强度关系曲线

2. 洛伦兹角的困扰

为保证好位置分辨，在外加磁场与漂移电场垂直时要有尽可能小的洛伦兹角。这就要在电场下具有小的漂移速度(4.2.3 节)。

3. 扩散宽度的影响

扩散宽度小是保证高定位精度的必要条件[(4.45)式]。在理想条件，即电场 E 增加时电子不改变其能量，并且平均碰撞时间间隔 τ 不变的情况下，有关系式 $eE\frac{D}{W}=kT$，(k 为气体的玻尔兹曼常量，T 为气体的绝对温度)。代入(4.45)式得到：

$$\sigma_x=\sqrt{\frac{2kTx}{eE}}=\sqrt{\frac{2\varepsilon_k Tx}{eE}} \tag{4.50}$$

式中，$\varepsilon_k=eED(E)/W(E)$称为电子的特征能量。通常将扩散宽度小的工作气体称为"冷"气体(cool gas 或 cold gas)。

为满足 2,3 两方面的要求，要选用以 CO_2或二甲醚(dimethylether)为基础的"冷"混合气体，即这种气体电子的热运动速度和漂移速度都比在相同电场强度下的"热"气体低很多。冷气体的缺点是它的饱和电场过高，工作点只能选在非饱和区。图 4.39 绘出了各种 Ar+i−C_4H_{10}中电子特征能量的计算值。第二章图 2.10 给出纯 Ar、CH_4和 CO_2 电子特征能量的计算值。图 2.11 还给出漂移 1cm 后电子的扩散宽度随电场的变化[36]。

4. 对电离能损(dE/dX)的要求

要求漂移室具有好的能量分辨率，就是要求入射带电粒子在漂移室中产生大的总电离量，即要求具有大的电离能损。第二章表 2.1 列出了最小电离粒子在一个大气压下各种气体中电离能损的一些性质。由表看出，惰性气体氙(Xe)和氪(Kr)总电离 n_T 最大，氩(Ar)和 CO_2 具有中等的总电离，烷类气体的总电离随分子的复杂性增加而加大。由于氙

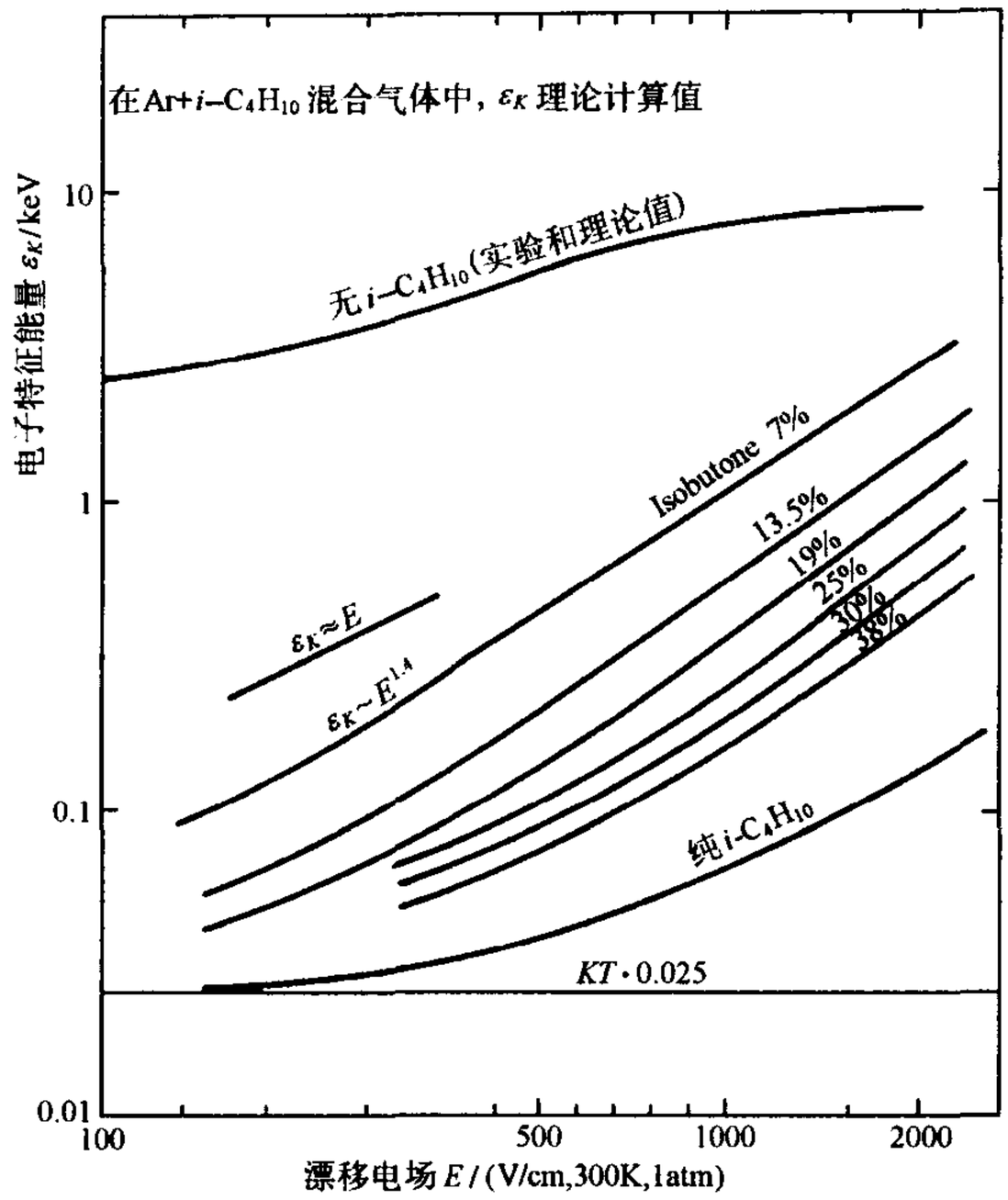


图 4.39　Ar+i−C_4H_{10}混合气体中电子的特征能量与漂移电场的关系

(Xe)和氪(Kr)的价格过贵，通常选用惰性气体氩(Ar)的混合气体作为漂移室的工作气体。

5. 对气体纯度的要求

工作气体中不可避免地含有少量杂质，它们来自气体的生产过程、气体管道材料、漂移室材料或通过气密性不完善的部件由外部进入室内。这些杂质将对电子的漂移速度和寿命以及丝室的寿命等产生影响。电子在漂移室中的漂移距离比在 MWPC 中长，在漂移室中负电性杂质的含量应该有更严格的控制。

图 4.40 显示在 Ar+CH_4 混合气体中 H_2O 气对漂移速度的影响。特别是在低电场区域，水蒸气含量变化 0.1%，漂移速度几乎变化二倍[37]。这是因为水分子的电偶极矩使低能电子的非弹性散射截面变大，因而漂移速度迅速减小。

常用的漂移室气体有：Ar+CH_4，Ar+CO_2，Ar+C_2H_4 等。图 4.41～4.43 是在若干气体中电子漂移速度与电场强度的关系曲线[1]。

上述选择漂移室工作气体的几个因素往往是有矛盾的。例如，ARGUS 曾选用异丁烷获得了很好的能量分辨率，然而室的寿命极短(不足两年)。在选用气体时应该综合考虑各种因素。这些因素主要有：扩射系数小，以获得好的空间分辨率；有足够的漂移快速度，避免漂移单元占空比过高；为获得线性的漂移时间-空间关系，要求漂移速度与电场强度的依赖关系很弱；在低动量区要求轻的气体以降低多次库仑散射；有足够大的电离量，能获得好的电离能损分辨能力；最重要的是气体不能对漂移室的寿命有明显的影响[59]。

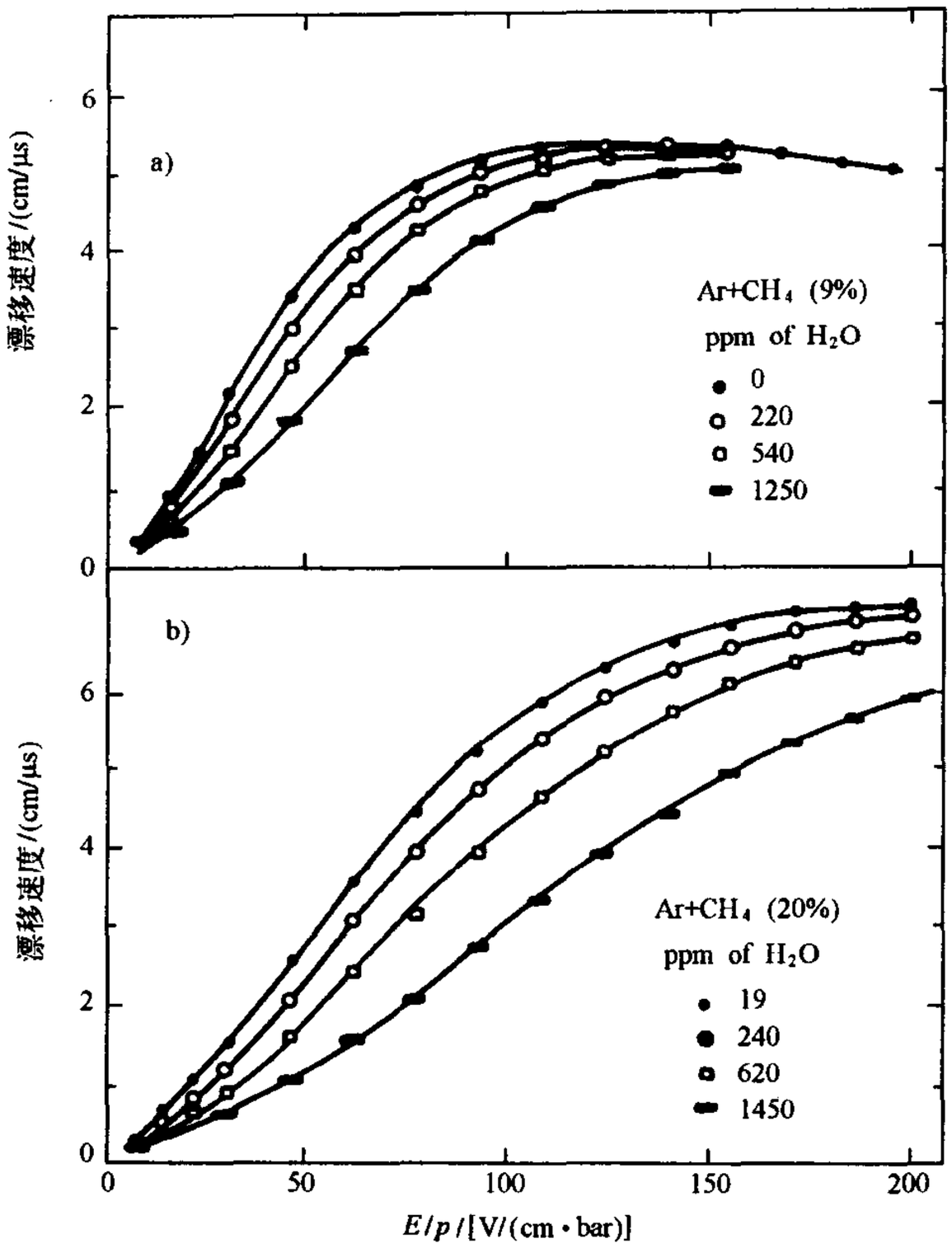


图 4.40　在 Ar+CH_4 混合气体中 H_2O 气对漂移速度的影响

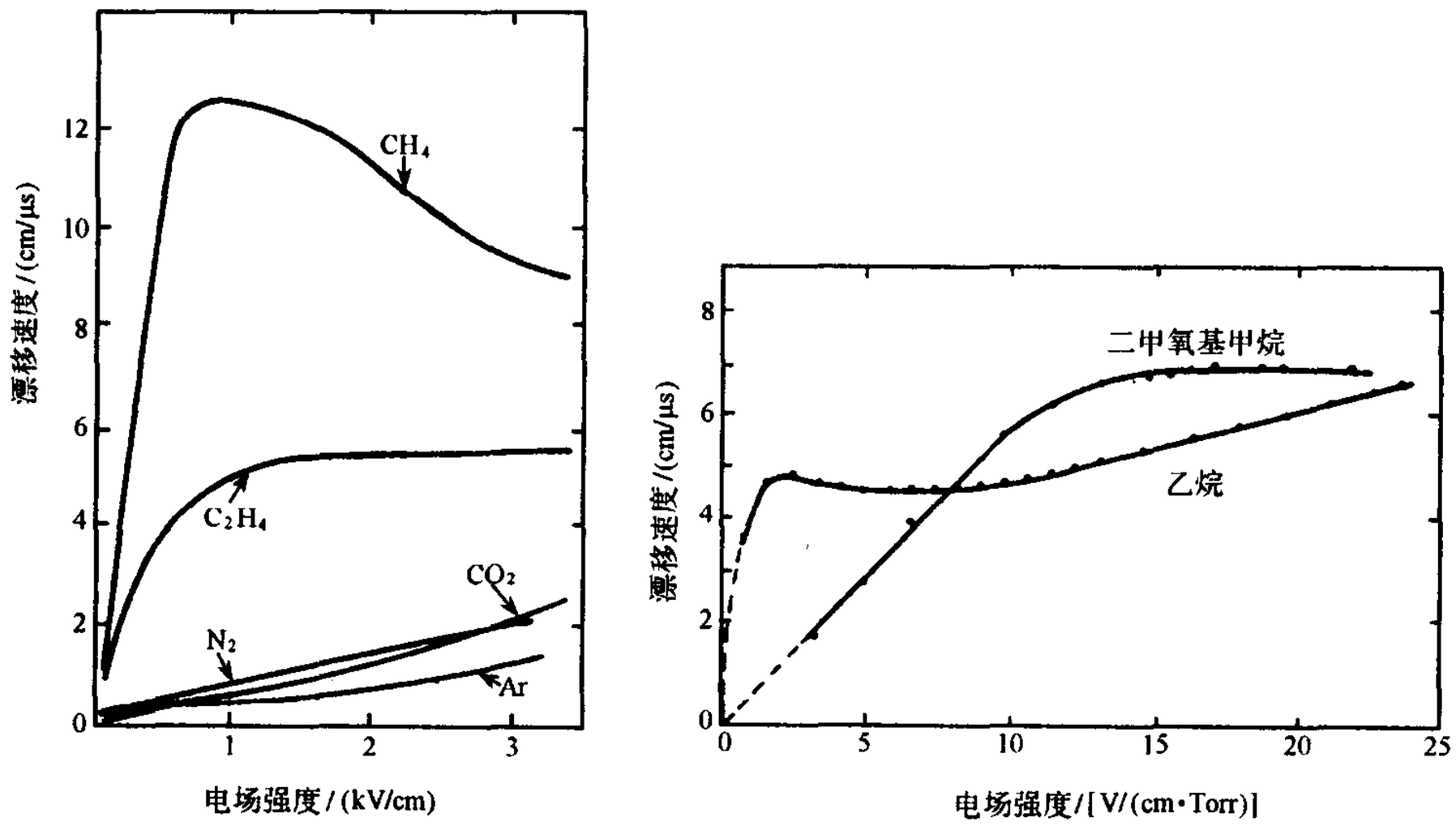


图 4.41　在标准状态下几种气体中电子的漂移速度

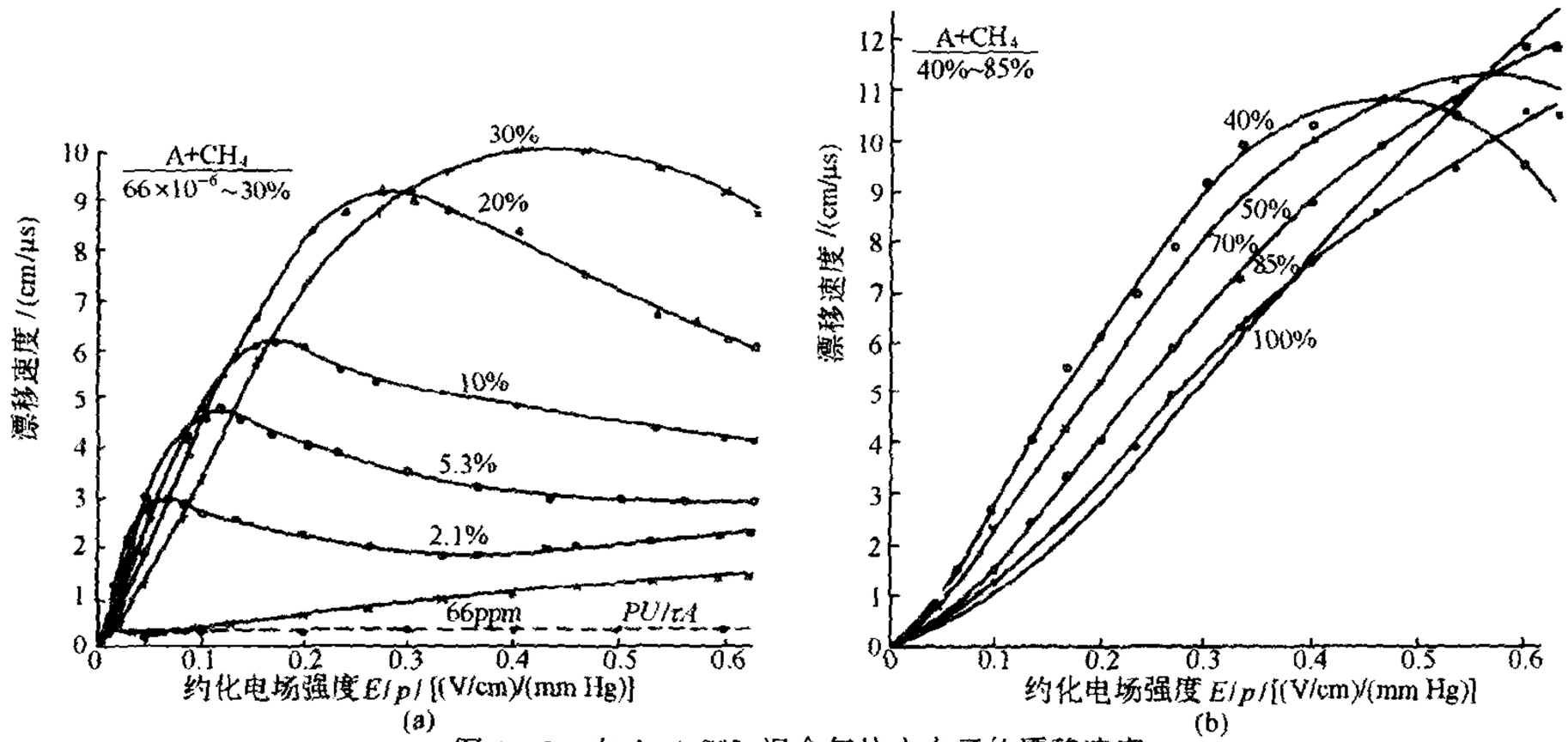


图 4.42　在 Ar+CH_4 混合气体中电子的漂移速度

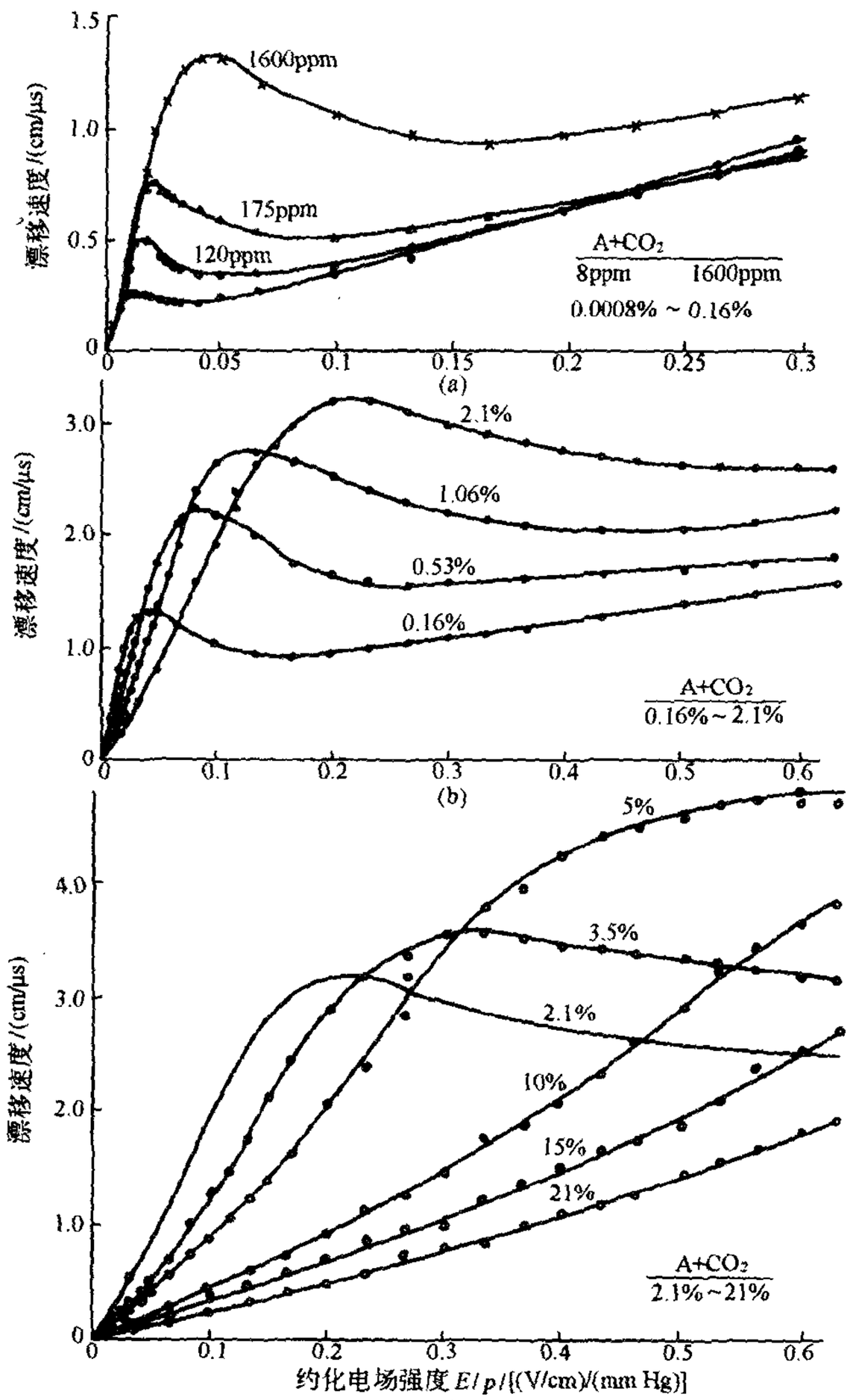


图 4.43　在 Ar+CO_2 混合气体中电子的漂移速度

4.2.5 漂移室的寿命[2,35,38]

漂移室经过长期运行后，会出现能量分辨率变差、增益下降、坪曲线向高电压方向移动、暗电流和本底计数明显增加等老化现象。性能退化最终将导致漂移室无法正常工作。漂移室机械加工精密，制作周期长，造价高，确保其长期稳定工作十分重要。因此，寿命是研制漂移室最重要的考虑因素之一，通常要求漂移室至少正常工作 5 年。

实际上老化过程是十分复杂的，与大量参数有关。由于每个实验都具有自身的参数，不同的老化实验往往给出非常不同的结果，无法进行比较。这是漂移室工作机制中遗留下来待进一步研究的少数问题之一。然而，通过对老化过程较详细的了解仍可得出一些明确的结论。下面简要介绍漂移室性能退化的原因以及延长其寿命的可能措施。详细的综合分析和介绍可参考文献[2]、[39]和[40]。

在多丝正比室或漂移室中的雪崩放电可看成微等离子体放电。丝室的老化与等离子体引发的聚合过程有关，而这种过程是十分复杂的。丝室中的雪崩放电发生在阳极丝的附近，此处将产生大量的正负离子对。分解共价键分子所需能量通常只是电离能的 1/3。雪崩放电产生的电子或光子就可能将气体或杂质的分子局部分解，形成一些具有侵蚀性的自由基(原子团或分子碎片)，通常它们都具有很大的电偶极矩。在阳极丝附近的强电场的作用下，将被阳极丝所吸附同时形成长链分子，即产生聚合。这些附着在阳极表面的低导电或不导电的聚合物壳，增加了丝的直径，降低了气体放大倍数，丝室开始老化。由于这些自由基具有比较活泼的化学性质，阳极表面将产生各种不同的聚合物。聚合的速率与自由基的密度成正比，因而与雪崩放电中的电子密度成正比。所以，随着阳极上沉积电荷的增加，聚合物也不断增加。聚合效应不仅损害阳极丝，而且在形成聚合物的同时，聚合物将慢慢迁移到阴极。这已被沉积在阴极平面上的“丝影”(wire shadow)所证实[38]。图 4.44 是雪崩放电中的一些化学过程的简单模型，包括在阳极表面的自由基形成聚合物以及气流将带正电的聚合物缓慢漂到阴极表面。

典型的沉积物由碳、薄氧化层或硅化合物组成。薄的金属氧化层对光非常灵敏。如果在阴极表面形成了金属氧化层，即使低能光子也能通过光电效应从阴极产生自由电子。光电子经过能是在室的建造过程中形成的，例如手指印等。此外，丝室所用气体，甚至是高纯气体在制造过程中也可能有很小的油滴或硅尘(SO_2)。这些杂质哪怕只有几百万分之一的含量就会引发丝室显著的老化效应。

沉积在阴极表面的壳一旦形成，电极与沉积壳之间将产生强电场——“Malter”效应[2,41]。图 4.45 显示了 Malter 效应的机制。由于这一强电场的作用，电极将产生场致电子发射这些电子将进一步产生雪崩放电，从而缩短室的寿命。

以上就是造成老化或加速老化的最灵敏的原因。下面讨论一些影响丝室寿命的主要因素和更新老化丝的可能办法。为了对不同辐照强度、气体放大、工作时间等条件下的实验结果进行比较，一般用单位灵敏丝上的积分电荷量(通常以每毫米灵敏丝累计收集到的电子数表示)作为丝室寿命的度量。

1)猝灭气体的种类和含量。工作气体的选择对丝室寿命的影响最为明显。BES 漂移

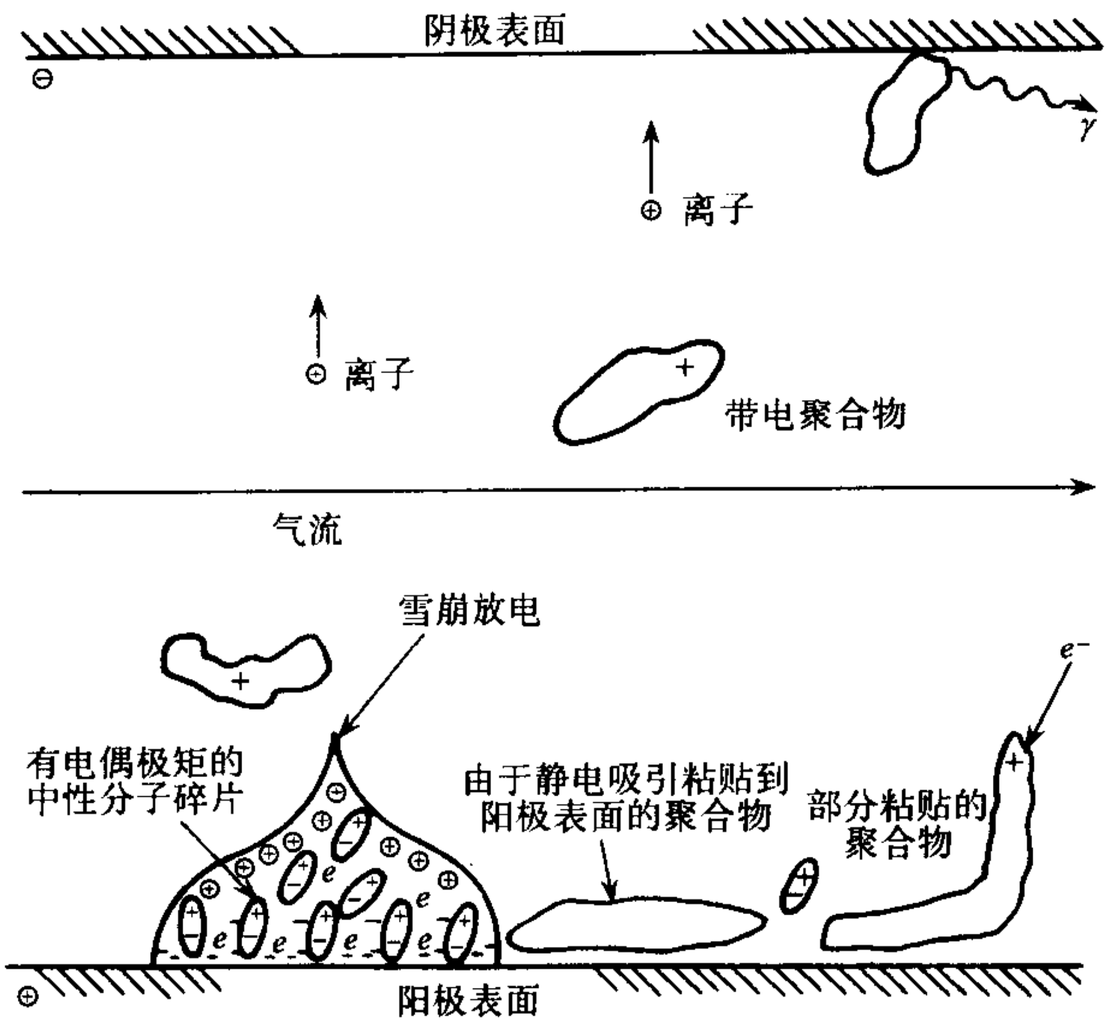


图 4.44　雪崩放电中的一些化学过程的简单模型

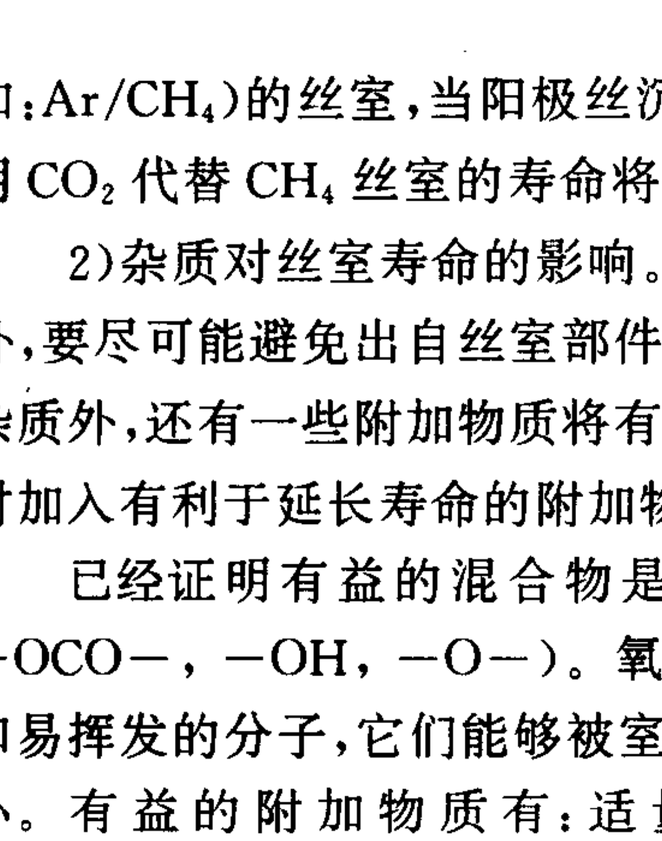
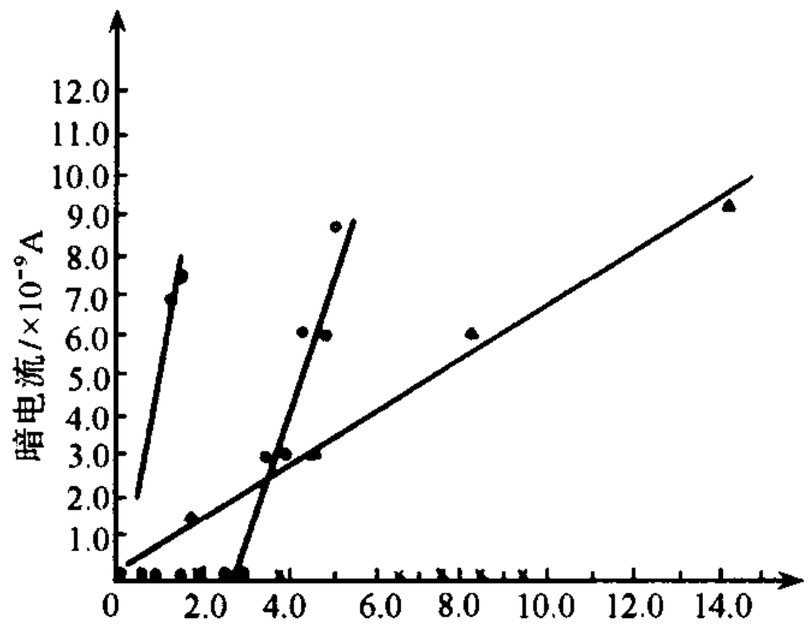


图 4.45　Malter 效应的机制示意

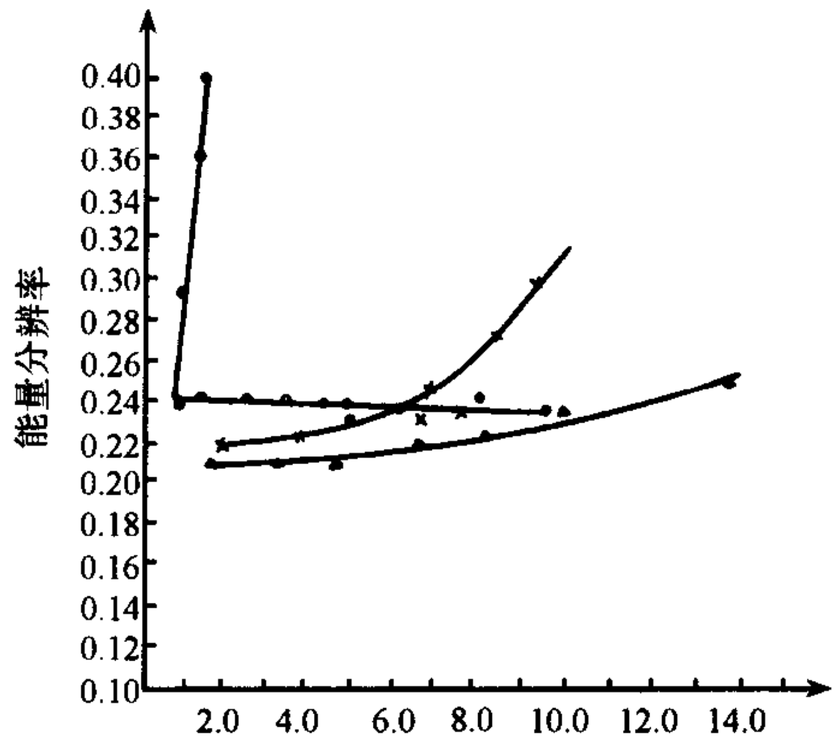
室组曾对丝室的退化效应进行了观测[42]。在室的结构相同的条件下，使用不同气体测量了室的特性。对 Ar/CO_2 (80/20)、Ar/CH_4 (90.4/9.6)、$Ar/i-C_4H_{10}$(70/30)三中常用气体，对暗电流、计数率坪曲线、输出信号幅度和能量分辨率特性进行了测量比较。图 4.46 的结果表明：无杂质的 Ar/CO_2(80/20)有最好的寿命特性，在累积电荷量高达 9.4×10^{19}个电子/mm时计数率坪曲线、输出信号幅度和能量分辨率均未出现明显变化。而 Ar/CH_4 (90.4/9.6)和 $Ar/i-C_4H_{10}$(70/30)的特性较差。此外，还可看出，在有大量杂质混入 Ar/CO_2(80/20)时，室的寿命将大为缩短。另外，充有惰性气体和碳氢化合物(例如：Ar/CH_4)的丝室，当阳极丝沉积电荷大于 0.05 C/cm 时，呈现出显著的老化效应。如果用 CO_2 代替 CH_4 丝室的寿命将增加 10 倍。

2)杂质对丝室寿命的影响。一般地说，尽量纯净、不含杂质的气体将延长室的寿命。另外，要尽可能避免出自丝室部件或通气管道的有害杂质进入丝室工作区。但是，除去有害杂质外，还有一些附加物质将有益于室的寿命，所以尽量避免易于产生聚合效应的杂质同时加入有利于延长寿命的附加物质是很重要的。

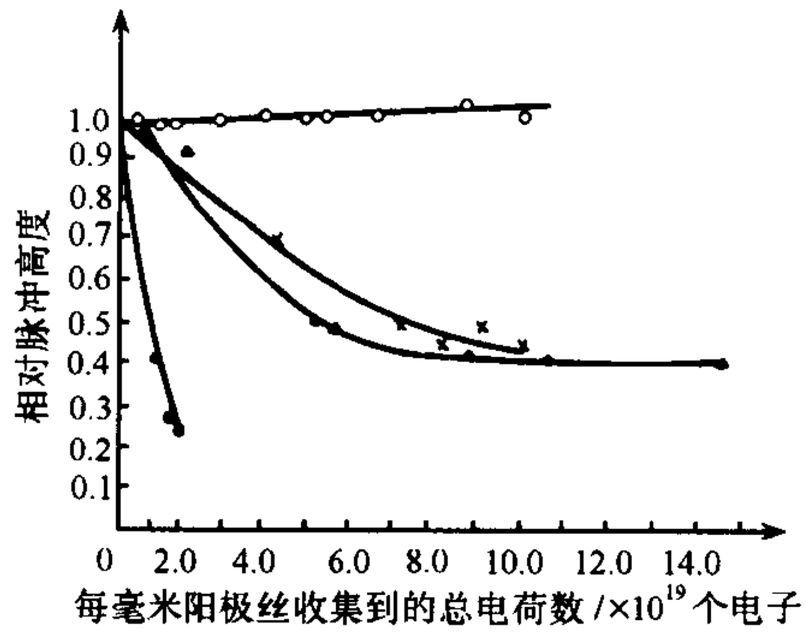
已经证明有益的混合物是氧原子和含氧的有机化合物(如：－COOH，－CO－，－OCO－，－OH，－O－)。氧原子与碳氢化合物反应的终态产物 CO、CO_2、H_2O 是稳定和易挥发的分子，它们能够被室内的稳定气流带走。含氧的化合物形成聚合物的趋势很小。有益的附加物质有：适量的 H_2O、醇(甲醇：CH_3OH；乙醇：C_2H_5OH；异丙醇：$(CH_3)_2CHOH$)、醚(二甲醚：$(CH_3)_3OH$)和二甲氧基甲烷($CH_2(OCH_3)_2$)。这些化合物有



(a) 暗电流与每毫米阳极丝上收集到的总电荷之间的关系



(b) 能量分辨率与每毫米阳极丝上收集的总电荷之间的关系



(c) 脉冲幅度的变化

图 4.46　不同工作气体丝室的退化效应

●80%Ar+20%CO_2(混有大量杂质)

×70%Ar+30%iC_4H_{10}(纯净)

▲90.4%Ar+9.6%CH_4(纯净)

○80%Ar+20%CO_2(纯净)

大的吸收紫外光的截面,可压制雪崩放电的横向扩展。假如这些含氧的分子经电离碰撞被分解,氧的负电性会修复分解。此外,水还有一个优点:它能改进已有沉积物的导电性,因而增加了室的寿命。添加氢也有利于室的寿命,因为分子分解产生的自由基(如:CH_2)容易转化返回它的初始形式(CH_4)。例如:MARK Ⅱ 的漂移室采用 Ar(50)+C_2H_6(50)加入 0.6%的 O_2 使室稳定的工作;低气体放大(200)的非流气式计数管在 Ar(90)+CH_4(10)中加入 0.1%的 H_2,它的寿命将提高 20 倍。

不利于室的杂质通常会加速室的老化,它们有:碳、含碳的聚合物、硅化合物、卤素和含硫的化合物。通常的气瓶含有卤素化合物杂质。在商品气体中含有微量的油,而油往往具有含碳的聚合物,它们也常从含油的气体系统进入丝室。许多橡胶气密材料、气管(硅管)、油膏(硅密封用油膏)含有有害的硅化合物。PVC 管含有氯,因而也使气体质量变差。

这些杂质的有害效应可理解如下:卤素化合物(C—Cl, C—Br)与碳化合物相比有较弱的键。因此,卤代烃如:CF_2Cl_2,CH_3Cl,C_2H_3Cl,…与甲烷(CH_4)相比更容易分解成自由

基。少量含氯、溴或氟的碳氢化合物就能显著加速碳氢化合物(如:CH_4,C_2H_2,C_2H_6 等)的聚合率。

硅作为地球上分布最广的元素,存在于许多建造丝室的材料(如:G10,各种油和分子筛)中。硅经常以硅烷(SiH_4)或四氟化硅(SiF_4)存在于气瓶中。硅与来源于碳化硅的碳氢化合物,它们较重且不易挥发。不可能被气流带出室外,而更易于沉积在电极上。

美国 SLAC 曾综合了有利和不利于丝室寿命各种因素的实验结果[39],列表 4.6 如下:

表 4.6 有利和不利于丝室寿命各种因素

有利于室寿命的因素	不利于室寿命的因素	
CO_2 比 CH_4 有更长的寿命	卤素杂质	软环氧树脂或胶合剂
没有猝灭气体的室寿命较长	气体中的油滴	化学性活泼的焊料
有时少量 H_2 能显著改善寿命	油质气泡瓶	开始实验时,大电容产生的火花
对“惰性气体+碳氢化合物”混合气,高纯度至少可延长寿命 10 倍	硅橡胶(RTV)气密封物质	性质不清楚的有机材料
含氧的物质能明显改善寿命,如:H_2O,醇类(尤其是乙醇),二甲氧基甲烷等	橡胶“O”圈	大量含硅的 G10 材料
	聚亚胺脂(polyurethane)胶合剂	正常工作中,偶然使用坏气体
	聚氯乙烯(PVC)或聚四氟乙烯(teflon)管子	甲醇和异丙醇腐蚀电解质,二甲氧基甲烷等腐蚀 Mylar
	铜管	丝表面的绝缘物质,如:润滑油、指印、氧化区等

表中给出一些有用的信息,但是有些要求很难满足,同时有些要求本身也还有待进一步研究。

3)丝室结构的影响。除去避免工作气体中的有害杂质,仔细选择丝室材料和气体系统以外,某些结构的特征也会影响丝室内的老化效应。与丝层阴极相比大的阴极平面表面电场强度较小,所以连续阴极表面沉积效应较小。细阳极丝的沉积效应显然大于粗阳极丝。电极材料也是影响丝室寿命的主要因素,镀金钨丝有抗杂质的特性,而高阻材料(Ni/Cr/Al/Cu-合金)有与杂质或它们的派生物反应的倾向,将导致急剧的老化效应。

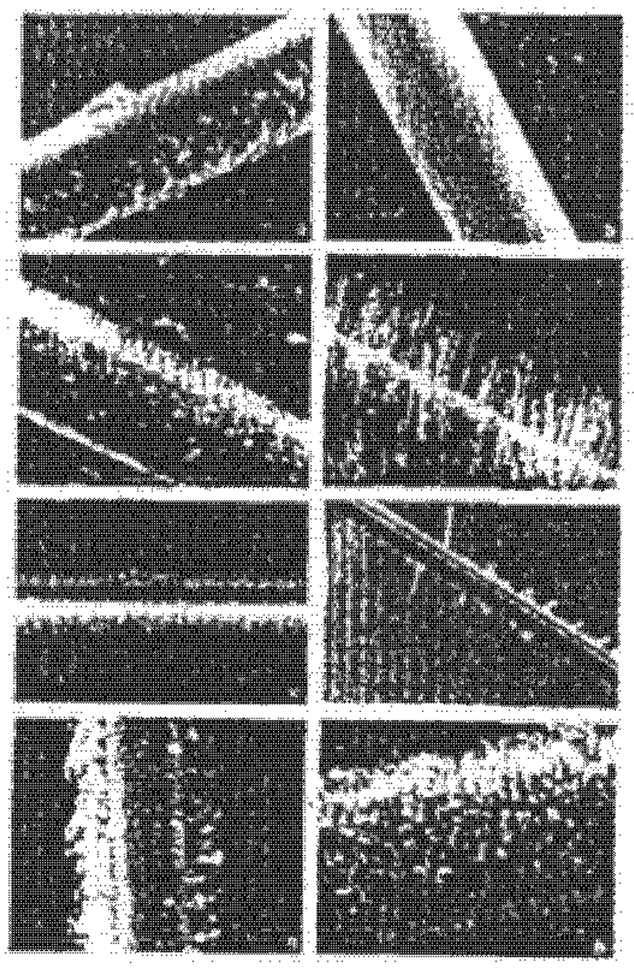


图 4.47 阳极丝表面沉积物的显微照片

4)显然,低的气体放大有利于丝室的寿命。

5)其他,如气体的流量和压力、阳极丝的粗细等。

加入水蒸气或丙酮能使杂质或沉积物部分分解。丝上微小的沉积物可以用仔细控制的瞬时放电“烧掉”。但要注意,放电可形成碳纤维,即“胡须”(whiskers)极大地减少丝室的寿命,甚至将丝“烧断”。

图 4.47 为阳极丝表面的沉积物的显微照片[40]。

4.2.6 机械结构和读出电子学

漂移室的机械结构和 MWPC 相似，有相同的技术。

大型漂移室的研制是个复杂的过程：首先根据物理目标进行模拟计算（包括静电学计算）和室的参数物理设计；各种模型实验；根据实验结果修正并确定设计参数；与此同时进行机械设计（包括室的结构和力学分析等），详情可参看有关文献[35]。人们对 MWPC 的静电学问题曾作过专门研究（参看第4.1节），漂移室的静电学问题与室的结构有关，可用一些程序包（例如：CERN 库中的 GARFIELD 程序包）进行模拟计算[43]。漂移室各类丝所需加载张力的计算与 MWPC 也有所不同，需要根据室的具体结构进行计算。

值得指出的是：由于漂移室在加载高电压的条件下运转，耐高压绝缘材料的选择和部件的设计、加工和工艺都十分重要。例如：定位子（feedthrough）绝缘材料的选择、加工和工艺[60]；高压供电的分配方案和制作工艺等都应十分注意。

漂移室的读出电子学与 MWPC 相似，只是漂移室的放大器要求有更宽的频带宽度和较小的晃动以获得好的时间分辨。一般使用标准的 TDC（量程 500～1000ns）测量漂移时间，单道分辨时间～1ns。还可以使用能承受多次击中的 TDC 和转换较快的读出系统。在 TDC 系统中采用公共停止有数百 ns 的时间供外界提供触发判选信号之用。大型漂移室都有与它相匹配的电子学系统[35]。

4.2.7 若干现存的典型漂移室简介

从功能上看，有些漂移室安装在紧靠对撞机对撞点的周围，具有高的定位精度用来探测相互作用的顶点称之为“顶点探测器”（vertex detector）。与之相对应在离中心较远的外层漂移室称为“主漂移室”（main drift chamber）。它用来测量带电粒子的方向和动量，通常还测量入射径迹的电离能损进行粒子鉴别。此外，还有用于 μ 探测器的高定位精度的漂移室或漂移管（利用漂移原理定位的单丝气体探测器）室。

从几何形状上漂移室可分为平板型和圆柱型两类。前者常用于固定靶实验或 μ 探测器，后者常用于对撞机实验。

1. 平板漂移室

这种漂移室是从 MWPC 发展而来。表 4.7 列出若干重要高能实验中的平板漂移室。

表 4.7 若干重要高能实验中的平板漂移室

实验名称	CDHS	DELPHI	NA34/HELIOS	L3
漂移室名	DC	μ 鉴别器	DC1	中间 μ 室
工作模式	正比	有限流光	正比	正比
Z-坐标测量方法	空间角	时间差（延迟线）	空间角	用特殊室
参考资料	[28]	[45]	[46]	[47]
几何尺寸：				
宽/cm×cm×长	400×400	20×435	24（直径）	163×556
（单个室）	（六边形）			
在实验中室的总面积/m^2	720	600	0.4	280
每个单元的灵敏丝根数	1	1	8	24

续表

实验名称	CDHS	DELPHI	NA34/HELIOS	L3
每个室的单元数	130	1	8	16
沿径迹的灵敏丝间距/mm	——	——	6(2)	9
灵敏丝直径/μm	40	100	20	30
最大漂移长度/cm	3	10	1.5	5
间隙/mm	30	20	48	360
气体和电场：				
气体（百分含量）	Ar(70)+ $i-C_4H_{10}$(30)	Ar(14)+CO_2(70)+ $i-C_4H_{10}$(14)+ iso-propyl-alcohol(2)	CO_2(90)+ C_2H_6(10)	Ar(62)+ C_2H_6(38)
漂移电场/(kV/cm)	≥1	0.7	1.2	1.1
磁场/T	0	0	0	0.51
漂移速度/(cm/μs)	5.0	0.75	1.0	4.9
性能指标：				
漂移方向上单丝定位精度 σ_x/mm	0.7(c)	1(b)	0.12(c) 0.06(b)	0.17(c)(2)
沿丝方向定位精度 σ_z/mm	——	3(b)	——	——
双径迹分辨 Δ/mm	30(a)	10	0.6(b) 1.0(c)	——

注：1)性能指标中(a)计算和实验室测试；(b)模型束流测试；(c)实验进行中的测量结果。

2)由此得到对于高动量 μ 子的动量分辨率为 $\delta_p/p^2=5.3\times10^{-4}(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$。

(1) CDHS 中微子实验中的漂移室[28]。它位于 Fe 板之间，是量能器的灵敏层。图 4.48(a)是漂移室的结构，由加载不同电位的电场丝产生足够均匀的漂移电场。图4.48(b)显示漂移单元中的等电位线。工作气体为 Ar+异丁烷混合气，工作在漂移速度的饱和区附近。三个相同的六边形丝室为一组(丝的方向分别取为 0°，60°，−60°)插入 Fe 板之间。

(2)DELPHI 的 μ 子鉴别器[45]。它是漂移室工作在有限流光模式下的一例。由于具有大的脉冲信号可以用慢延迟线(0.6μm/m)通过测量信号的时间差确定径迹沿丝方向的位置。测量精度为丝长的 10^{-3}。延迟线与阴极接合为一体，漂移电场由塑料上的铜条给出(图 4.49)。

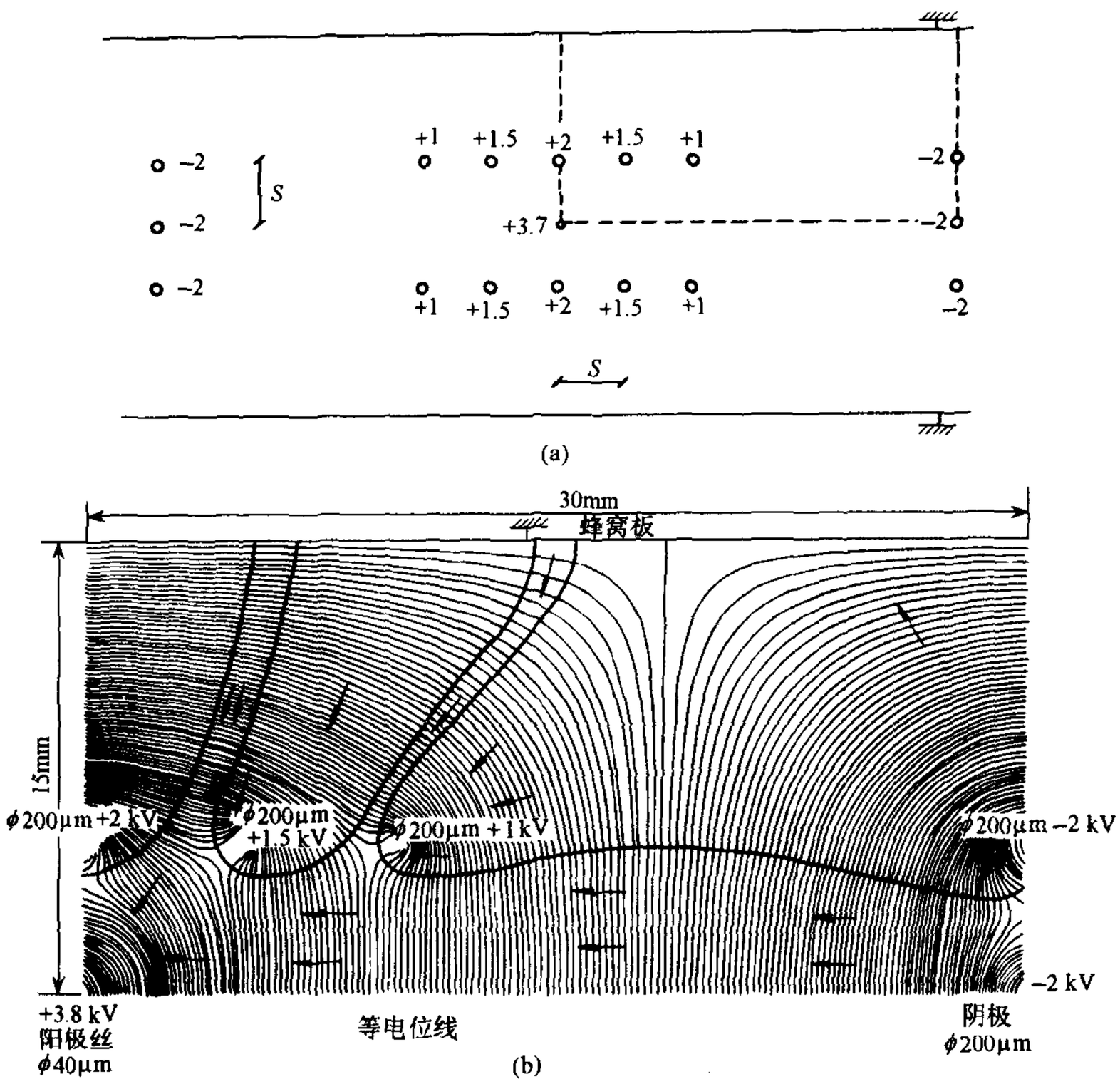


图 4.48　CDHS 中微子实验中的漂移室

(a)漂移室的结构；(b)漂移单元中的等电位线

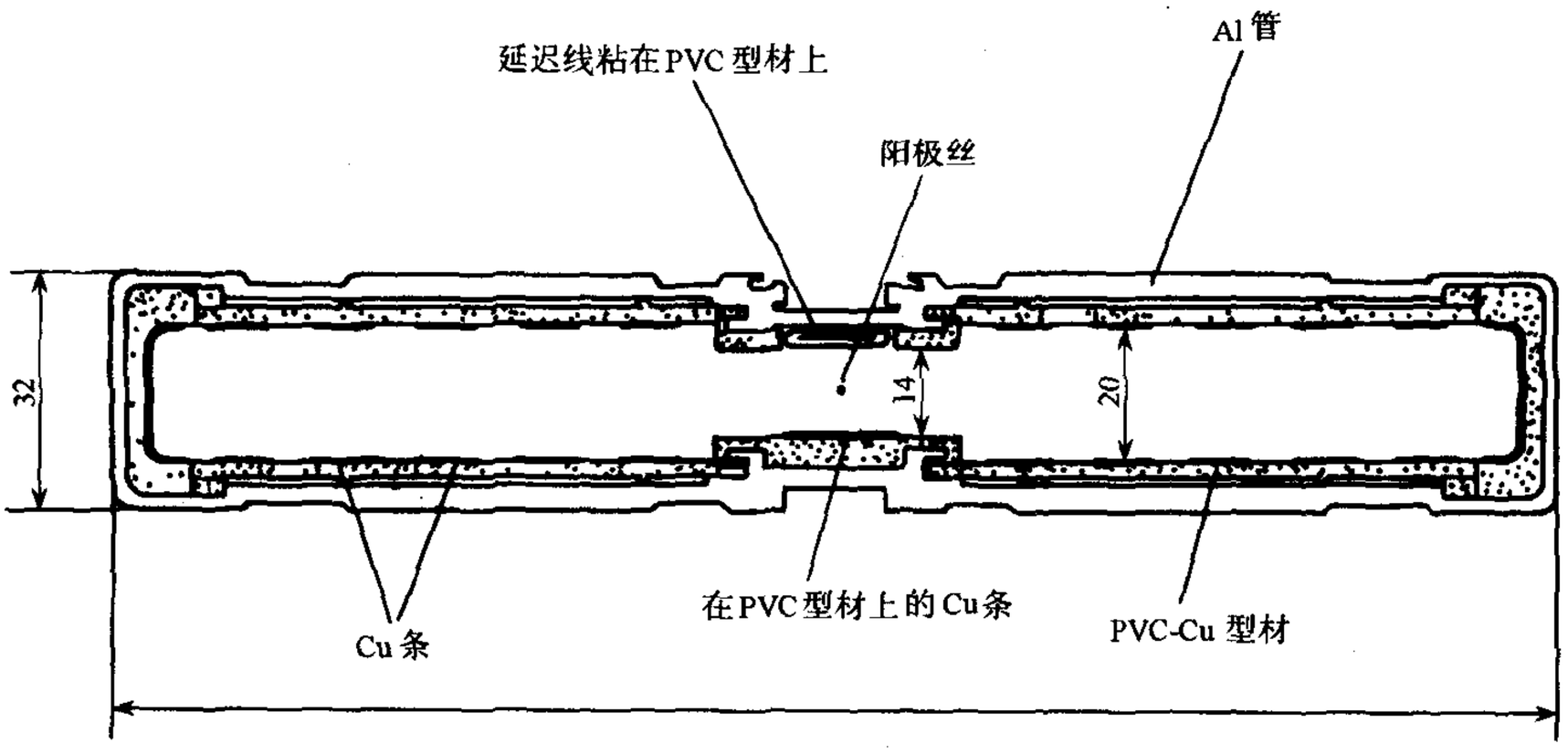


图 4.49　DELPHI μ漂移室截面延迟线读出

(3)HELIOS 的漂移室[46]。我们介绍紧靠作用靶之后的小漂移室，它要求有高精度的双径迹分辨。为满足高多重数、高计数率环境的要求，它采用慢气体和小漂移单元。图4.50

是它的结构图，每个漂移单元由 6 根灵敏丝和若干电位丝、阴极丝和场丝组成。由于工作在非饱和漂移速度区，对漂移电场的均匀性有很高的要求，利用在每根灵敏丝周围的许多场丝来提供均匀电场。为了减少漂移时间的崎离，在紧靠灵敏丝的一些场丝加载适当的电位使得径迹上的电子只有一部分被同一根灵敏丝所收集。整套漂移室由 6 个室组成，有三种不同的灵敏丝取向。模型室单根丝的测量精度为 60μm，由于多根径迹对均匀电场的影响实验中的实测值较差为 120μm。

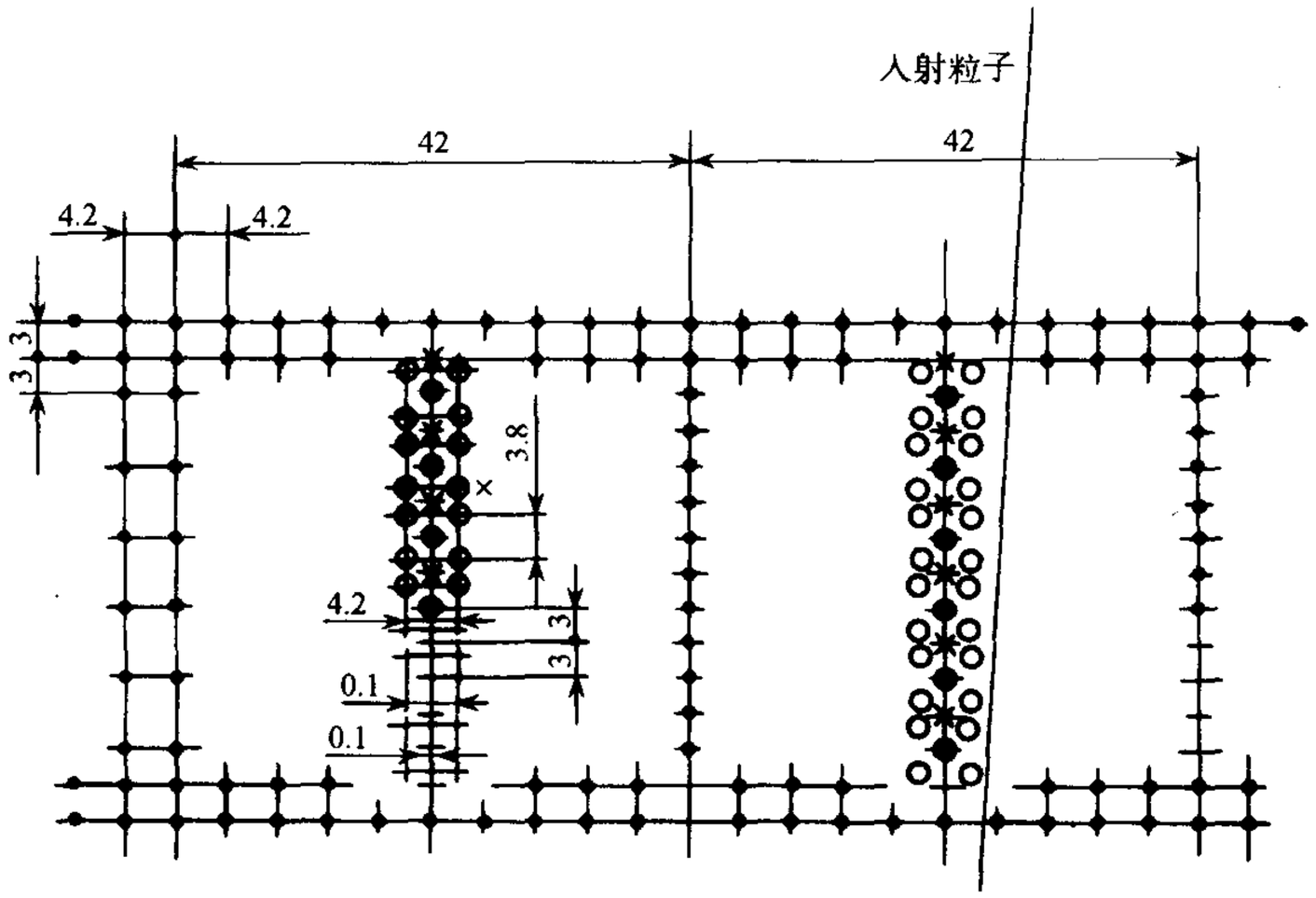


图 4.50　HELIOS 实验 DC1 漂移室的单元结构

●——灵敏丝；○——形成漂移通道的电场丝；

×——电位丝；·——阴极和电场丝

（图中尺寸以 mm 为单位）

(4)L3 的 μ 子室[47]。L3 实验经过很大的努力使得对快 μ 子动量的测量精度达到好于 $\delta p_T/p_T^2=4\times10^{-4}(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$的水平。我们知道对径迹作 N 次取样得到的定位精度是一次测量的 $1/\sqrt{N}$。为提高测量精度，L3 的 μ 漂移室中每个单元有 24 根间距 0.9cm，长 5.5m的灵敏丝，在运行时 Lorentz 角为 19°(图 4.51)。为保证位置测量的精度，机械结构的位置精度已达到 10^{-5}。这在高能物理实验中是空前的。

2. 大型圆柱形漂移室

圆柱形漂移室所有的丝都拉伸在两块端板之间，所以这两块端板必须有足够大的机械强度承受所拉的丝的张力，同时还要保证各根丝有精确的位置。对于大型漂移室，有几千甚至上万根丝，通常端板将承受几吨的力。通常两块端板和内、外桶壁组合在一起构成漂移室的气体容器。工作电压和输出信号通过绝缘子与丝相连接。

图 4.52 为简单圆柱形漂移室结构的端面(r-φ平面)示意图。全部丝沿轴向(z 向，即磁场方向)拉伸。相邻阳极丝之间拉有位丝，形成漂移单元；各相邻阳极丝层由位丝层隔开。在这种简单结构中漂移单元是梯形的，其边界由 8 根位丝组成，但也可以是其他形状的。例如：图 4.53(a)的“开放梯形单元”(open trapezoidal cell)，在位丝层上每二根位丝中去掉一根。图 4.53(b)是这种单元的电场分布。开放单元漂移电场的特性可以用较多丝组

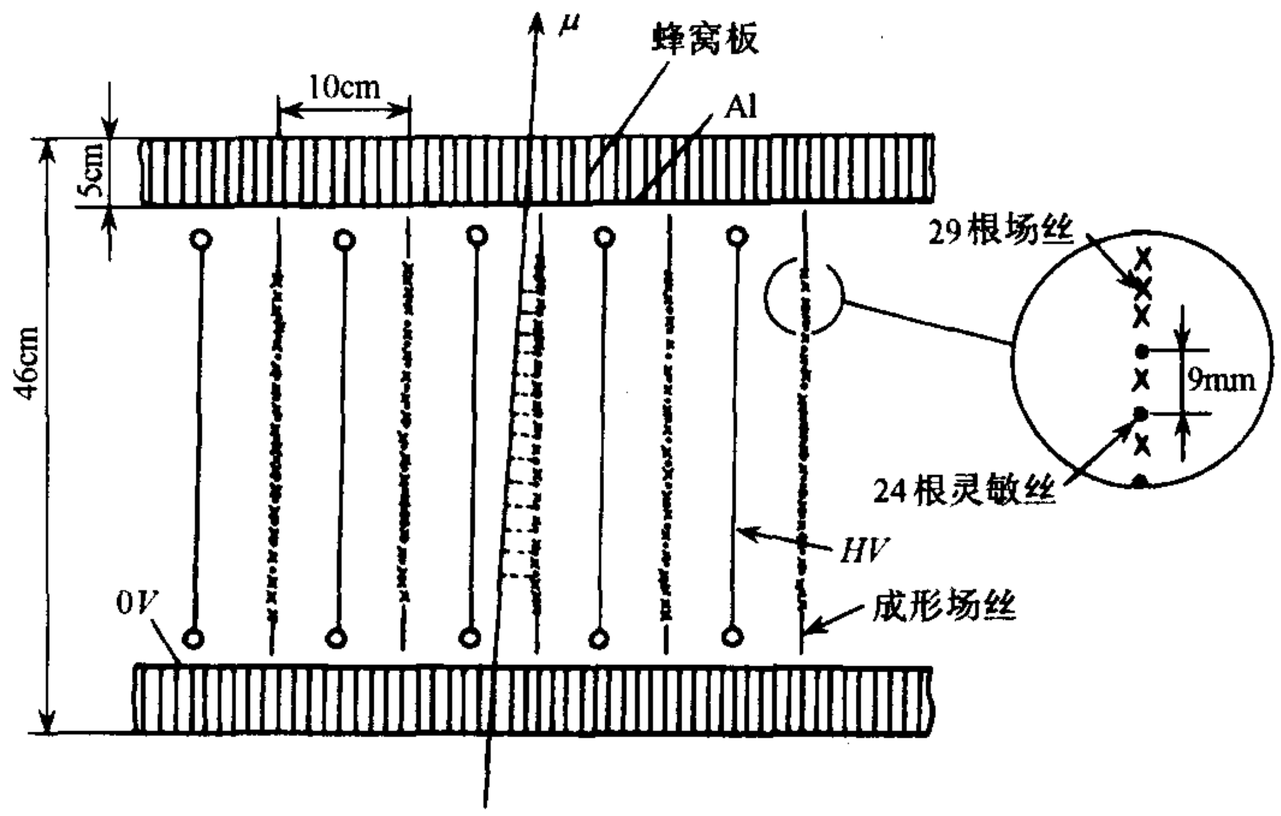


图 4.51　L3 中间 μ 漂移室的单元结构

成的“闭合单元”(closed cell)(图 4.54)来改进。也可采用较简单的六边形的结构(图 4.55)。所有这些结构中,所有漂移单元重复分配在整个室体内,阳极丝的直径 $\phi\approx30\mu m$,位丝直径较粗 $\phi\approx100\mu m$。这种安排在室体中有高度均匀的精细漂移单元,但是在漂移单元中围绕阳极丝的电场不是很均匀的。因此,漂移时间和漂移距离的关系与粒子径迹的方向有关,需要仔细校正。ARGUS,CLEO,CDF,BELLE 和 BABAR 的漂移室都采用这种单元结构。

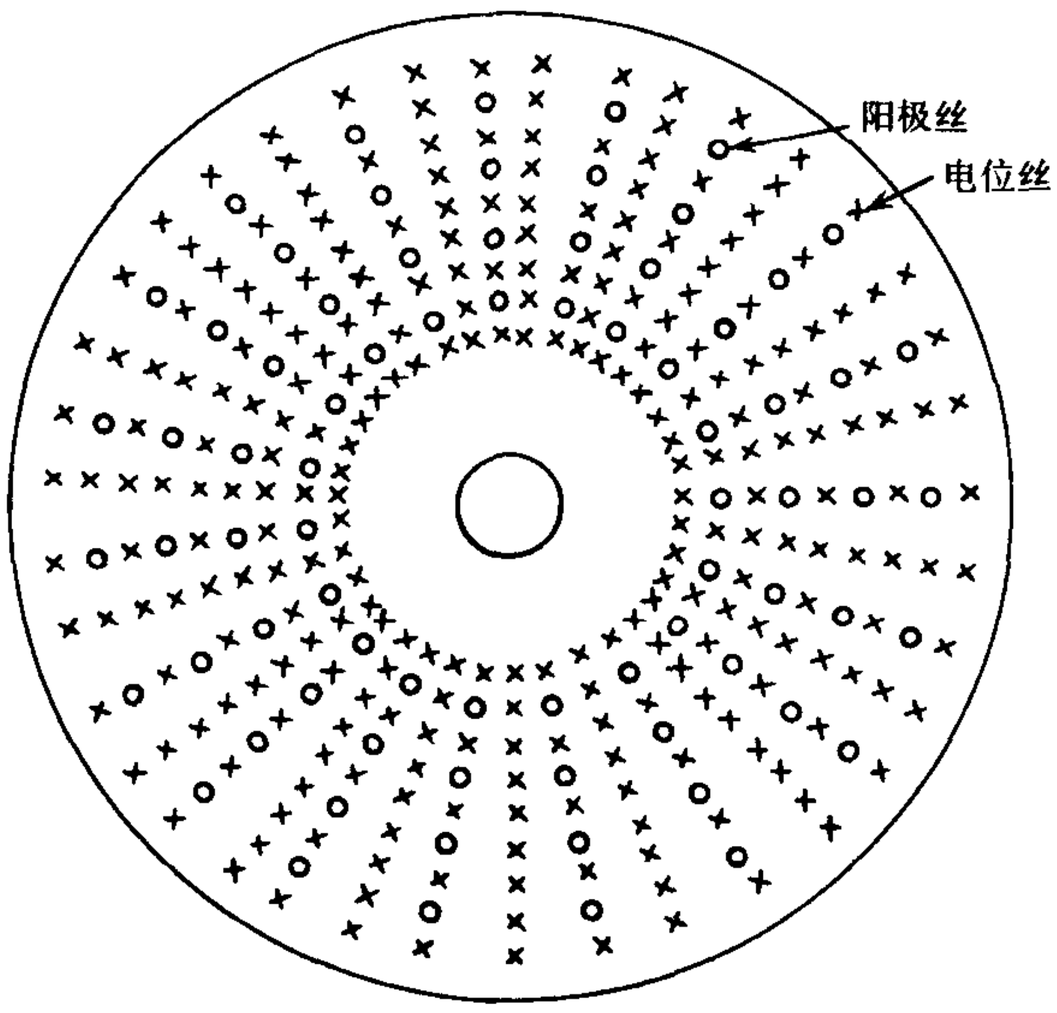


图 4.52　简单圆柱形漂移室结构的端面(r-ϕ 平面)示意图

还有另外一类称为“喷注漂移室”(jet drift chamber)的单元结构。这种漂移单元沿径向呈楔形,漂移单元较大但是漂移电场比较均匀。为了利用电离能损和动量的信息来鉴别入射粒子的种类,通常它们有 10～15 层阳极丝进行 dE/dx 的多次测量提高测量精度。由于漂移单元较大,必须考虑洛伦兹角的影响。OPAL 的“喷注室”就是一个典型例子。

在圆柱形漂移室中,入射粒子沿阳极丝方向(z 轴方向)的确定,除用“电荷分配法”

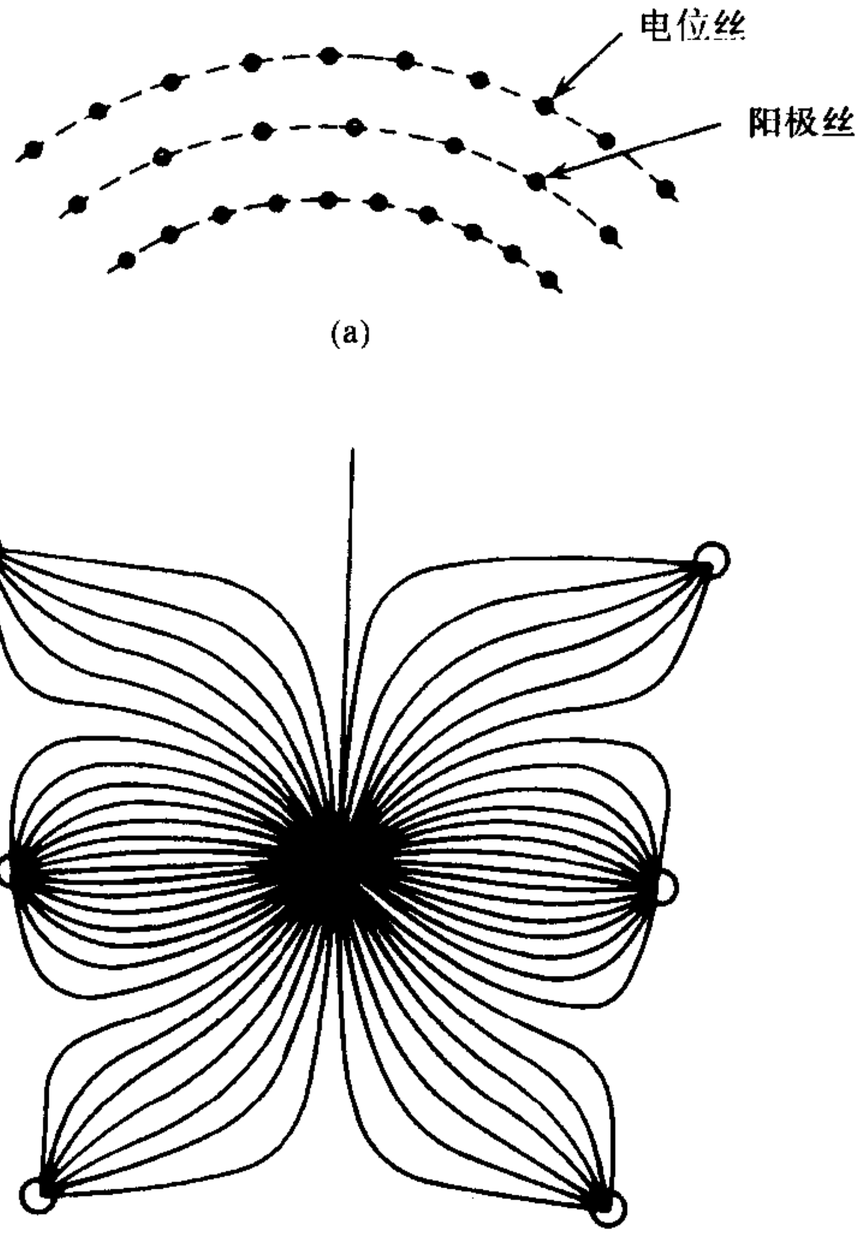


图 4.53　(a)漂移室的开放梯形单元结构;(b)单元的电场分布

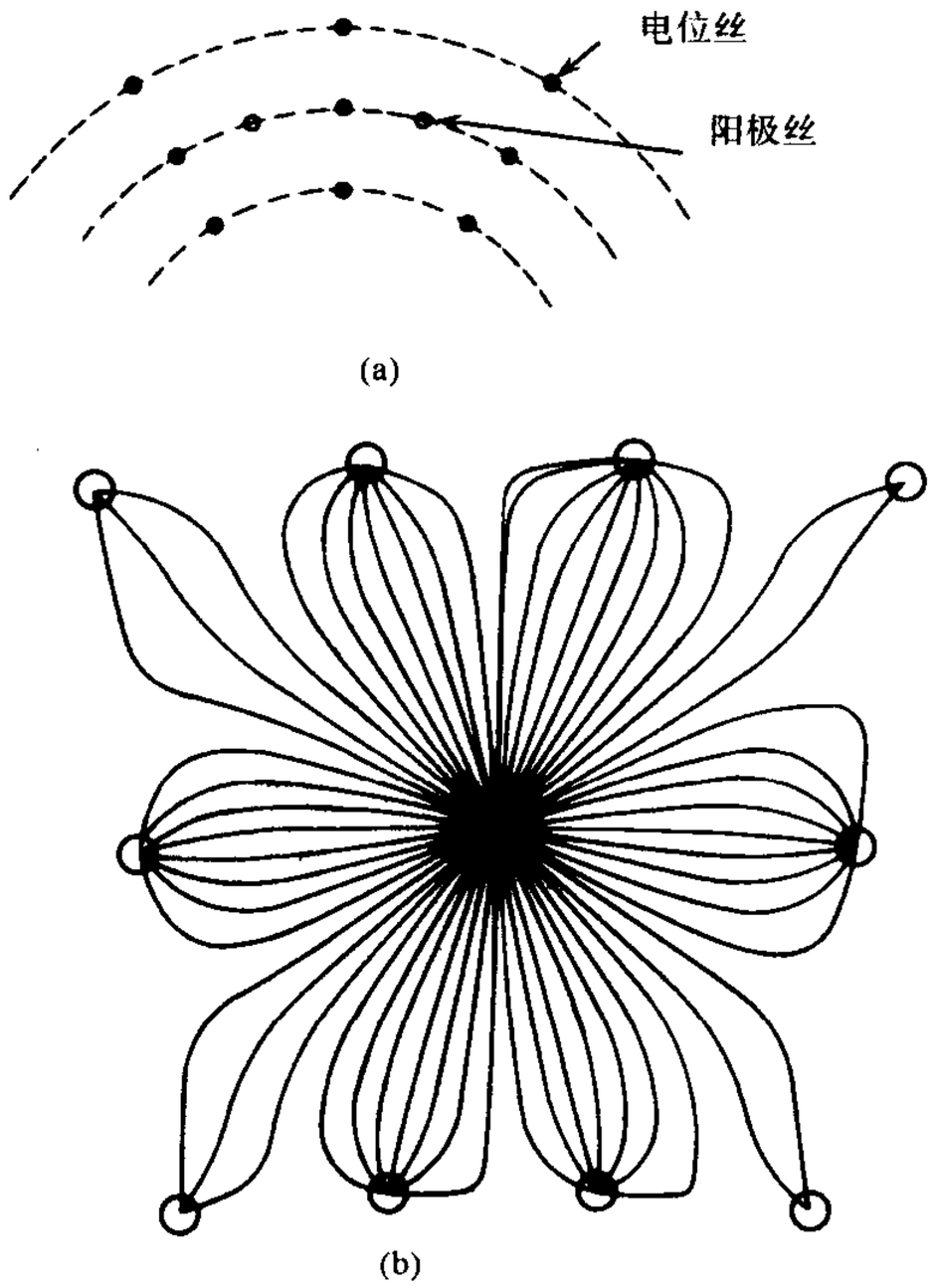
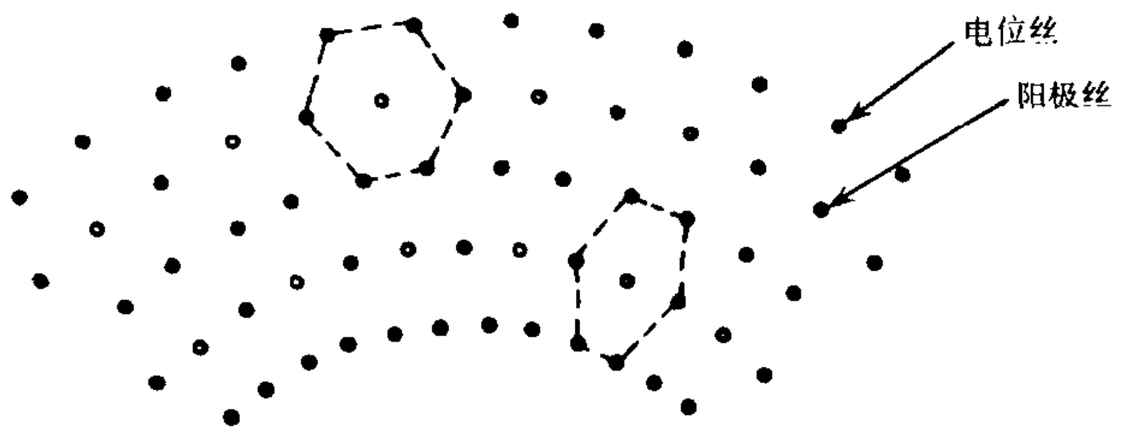
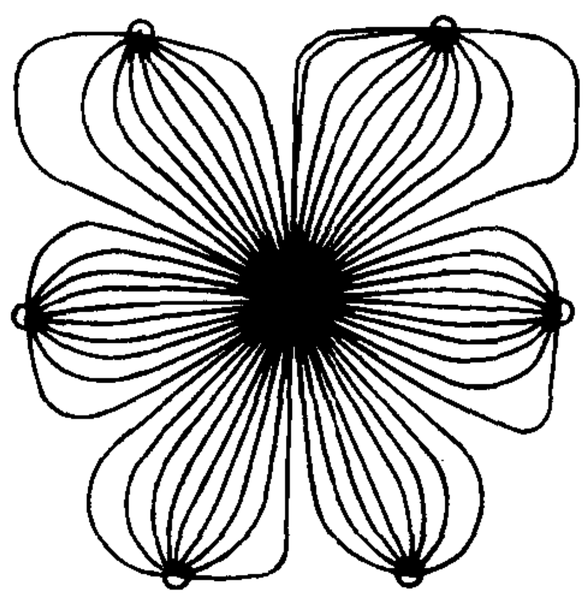


图 4.54　(a)漂移室的闭合单元结构;(b)单元的电场分布



(a)



(b)

图 4.55　(a)漂移室的六边形单元结构;(b)单元的电场分布

外,常用"斜丝法"(或"空间角法")。此时漂移室的某些阳极丝并不严格与 z 轴平行而是偏离一个小角度,称为"斜丝"(图 4.56)。在端板上同一半径的斜丝在空间形成一个回旋双曲面,斜丝的中心点离中心轴最近。设长度为 L 的斜丝一端在圆周上的位移为 D,其倾角 $\gamma \approx \sin^{-1}(D/L)$。通过斜丝给出的入射粒子垂直于 z 轴方向(r-ϕ 平面上)的位置信息,可获得粒子在 z 方向的位置。设垂直于 z 轴方向的空间为 $\sigma_{r\phi}$,则单丝的轴向分辨率为:

$$\sigma_z = \frac{\sigma_{r\phi}}{\sin\gamma} \tag{4.51}$$

当斜丝倾角大时,可提高 z 向位置分辨率。但是倾角过大,会造成斜丝面过大的下凹,干扰邻层间的静电结构。对于典型情况,$\sigma_{r\phi}=200\mu m$,$\gamma \approx 4°$,得到 $\sigma_z=3mm$。

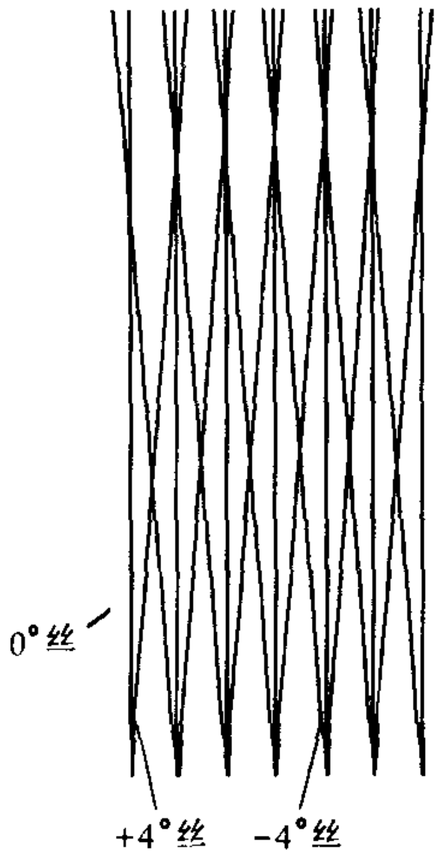


图 4.56　圆柱形漂移室轴向定位的"斜丝法"示意图

除以上两类圆柱形漂移室外,还有由单根灵敏丝拉伸于相互隔离的薄壁管状阴极中组成的"草管室"。(详情见第六章)。

表 4.8 列出几种典型的圆柱形漂移室。

表 4.8　几种典型的圆柱形漂移室

实验名称	OPAL	ARGUS	CDF	BES
漂移室名	喷注室	漂移室	CTC	主漂移室
Z-坐标测量方法	电荷分配法	斜丝法	斜丝法	斜丝法
参考资料	[49]	[48]	[51]	[52]

续表

实验名称	OPAL	ARGUS	CDF	BES
几何尺寸：				
外/内半径/cm	183/25	172/30	132/31	155/15.5
长度/cm	320～400	200	321	338
丝的总数		30528	36504	19380
灵敏丝数	3826	5940	6159	2808
每个单元的灵敏丝根数	159	1	12;6	4
灵敏丝直径/μm	50	30	40	30
每根径迹最大测量次数	159	36	84	40
径向灵敏丝间距/mm	10	18	7	10
最大漂移距离/cm	3～25	1	4	3.1
空间角/°	0	2～5	3	2.3～5.0
灵敏丝面的径向倾斜/°	0	——	45	—
气体和电场：				
气体(百分含量)	Ar(88)+ CH_4(10) +i−C_4H_{10}(2)	C_3H_8(97) +CH_3OH(3) +H_2O(0.2)	Ar(49.6) +C_2H_6(49.6) +C_2H_5OH(0.8)	Ar(89)+CO_2(10) +CH_4(1)
气体压力/bar	4	1	1	1
漂移电场/(kV/cm)	0.9	1～2	1.35	0.7
磁场/T	0.4	0.8	1.5	0.45
漂移速度/(cm/μs)	0.3	4～5		～5
$\omega\tau$(近似)	0.35	<1	1	0.31～0.34
性能指标：				
定位精度 $\sigma_{r\phi}$/mm	0.12(b) 0.135(c)	0.19(c)	0.2(c)	≤0.2(c)
轴向定位精度 σ_z/mm	30～40(b)	—	—	2.3～5
双径迹分辨 $\Delta_{r\phi}$/mm	2.5(c)	9(a)	5(c)	—
电离能损的测量精度/%	3.5(b) 3.8(c)	4.5～5.5	—	8.2(c)
动量测量精度 $\delta p/p2$ $(GeV/c)^{-1}$	0.0012(b) 0.0022(c)	0.009(c)	0.001(c)(3) 0.002(c)(2)	0.008(c)

注：1)性能指标中(a)计算和实验室测试；(b)模型束流测试；(c)实验进行中的测量结果。

2)高动量 p，全径迹长，仅用漂移室。

3)利用初始顶点重建。

(1)ARGUS 漂移室[48]

它的漂移单元是封闭的，由信号丝（又称灵敏丝）以及围绕它的电场丝组成。整个漂移室由 5940 个相同的单元组成，丝的安排如图 4.57(a)。这种安排的优点是：整个室空间的结构均匀；粒度小，允许使用单次击中的电子学以及可以测出全部径迹上的电离量，但是在一个单元内围绕丝周围的电场不是很均匀的，需要很好地对漂移时间-距离的关系进行刻度。图 4.57(b)绘出呈螺旋线状的漂移轨道，这是由于平行于丝的磁场 B 作用的结果。在丝附近漂移的等时线为同心圆，远离丝处形状有所变化这意味着漂移时间-距离的关系与入射径迹的方向有关。

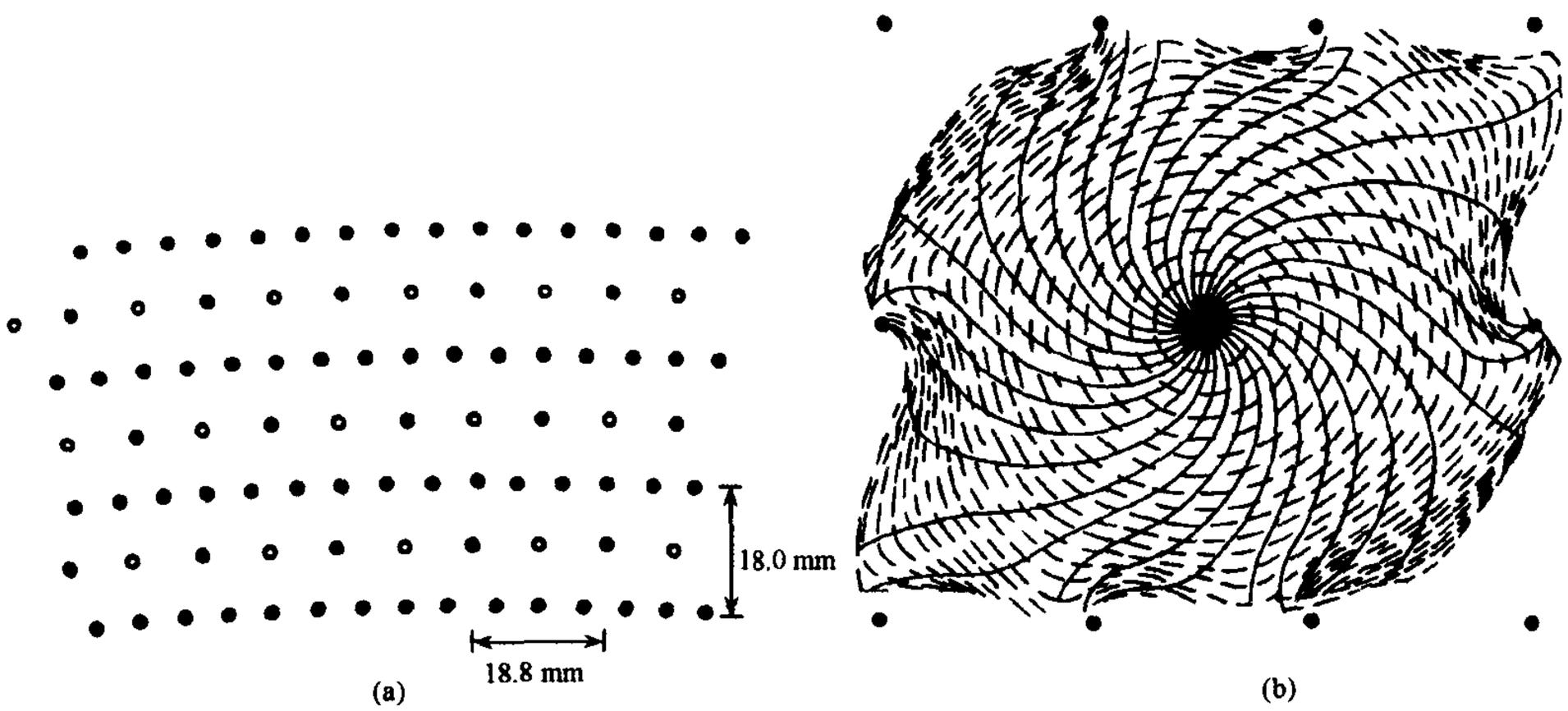


图 4.57　ARGUS 漂移室

(a)漂移单元结构；(b)单元内电子的漂移轨道和等时线

(2)OPAL“喷注漂移室”[49]

基本单元为覆盖轴角 15°的楔形扇区，整个探测器由 24 个扇区组成。每个扇区有一个沿径向的由电场丝与阳极丝相间组成的径向丝平面，并且相邻的阳极丝相对于中央平面交替错开一个小位移以解决左右分辨。扇区的边界由两个相邻的沿径向的阴极丝平面构成。这些阴极丝的电位沿径向逐渐增加，以获得垂直于阳极/电场丝平面的均匀漂移电场。图 4.58 是 OPAL 漂移单元中电子的漂移轨道，左面是阴极丝平面，右面是阳极/电场丝平面。在这种“喷注室”中，在每个较大的扇区内是均匀的。相近的径迹用电子学的短脉冲和数字脉冲-形状分析法来分辨。用高气压和低磁场解决洛伦兹角的困扰。

(3)JADE 的喷注室[50]

与 OPAL 喷注室相似，也由 24 个张角为 15°的楔形扇区组成。图 4.59 显示 JADE 喷注室的两个扇区的截面。每个扇区包含 64 根平行于磁场的信号丝，它们分配在四个漂移单元中。每个单元包含一个 16 根信号丝的信号丝平面和沿径向的阴极平面形成均匀的漂移电场。它的径向长度为 57cm，共有 234cm 长的信号丝 1536 根。漂移电场与信号丝及磁场垂直，在 $B=0.45T$ 时，洛伦兹角 $\alpha_T=18.5°$。沿丝方向的坐标，由电荷分配法求出，精度为 ± 1.6cm。

MARK Ⅰ 的漂移室采用了类似的设计，但轴向定位采用斜丝法。

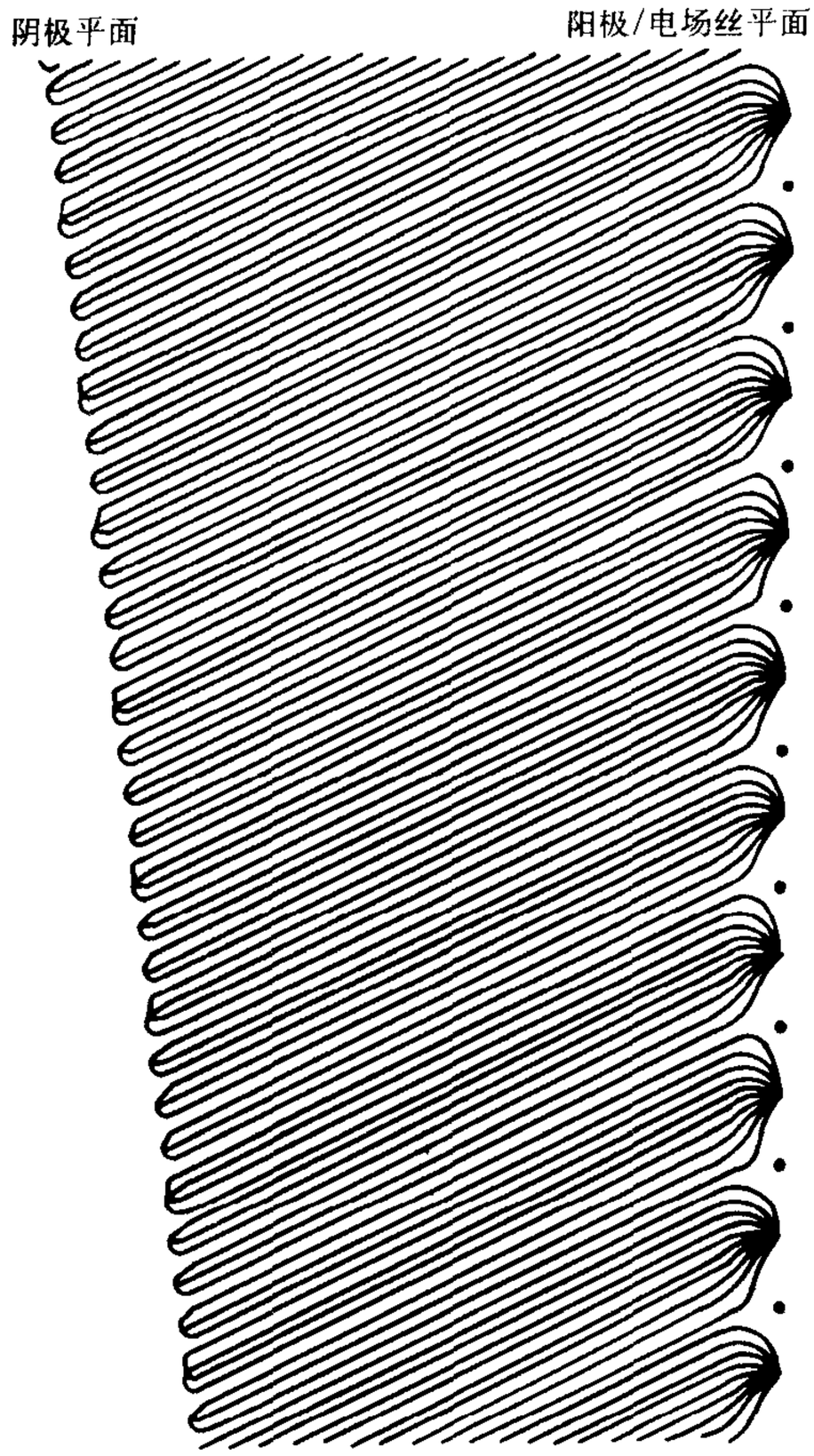


图 4.58　OPAL 漂移单元中电子的漂移轨道

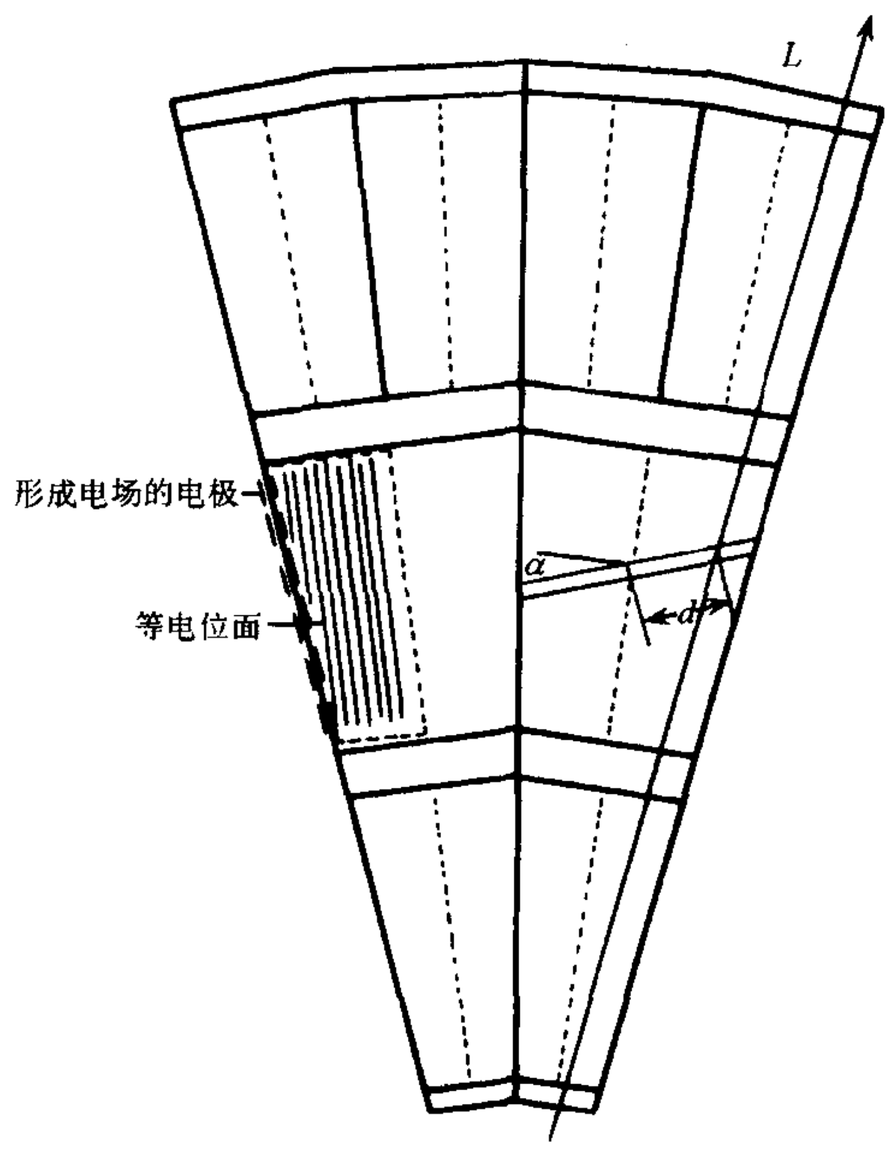


图 4.59　JADE 的喷注室

(4)CDF 的中心径迹室[51]

考虑到在 1.5 T 磁场下的洛伦兹角效应,它的漂移单元相对于半径方向倾斜 45°(图 4.60),这有利于提供触发信号和图像识别。共有 660 个单元,分为 9 个子层,它们相对于轴向交替偏过±3°以确定径迹的轴向位置。

在 HERA e-P 对撞机的 ZEUS 和 H1 实验中也采用了倾斜单元的漂移室。

(5)BES 的主漂移室[52]

BES 主漂移室(MDC Ⅰ)共有 10 层。偶数层的信号丝为平行于室轴的轴丝;奇数层信号丝为与轴线有±2.3°～±5.0°的倾斜角的斜丝,用来确定径迹沿 Z 方向的坐标。从第一层到第十层的单元数分别是:48,48,60,48,58,68,78,88,98 和 108,总共 702 个单元。图 4.61 显示 BES 主漂移室单元结构(a)和加磁场后单元内电子的漂移轨道(b)。

BES 的 MDC Ⅰ采用多灵敏丝单元结构。每个漂移单元由信号丝、电位丝和保护丝组成的一个信号丝排以及位于该丝排两侧的电场丝排组成。每个单元有 4 根信号丝,沿径向信号丝之间相距 10mm,相对于单元中心交替左、右位移 350μm,以解决左右分辨问题。信号丝为直径 30μm 的镀金钨丝,工作电压 0V(即地电位)。为使单元边缘两根信号丝与中间两根信号丝有相同的气体放大倍数和电场环境,在中心丝平面的两端分别加上 1～2 根保护丝,并加载～－200V 的电压。位于信号丝之间的电位丝加有－1400～－1500V 的高

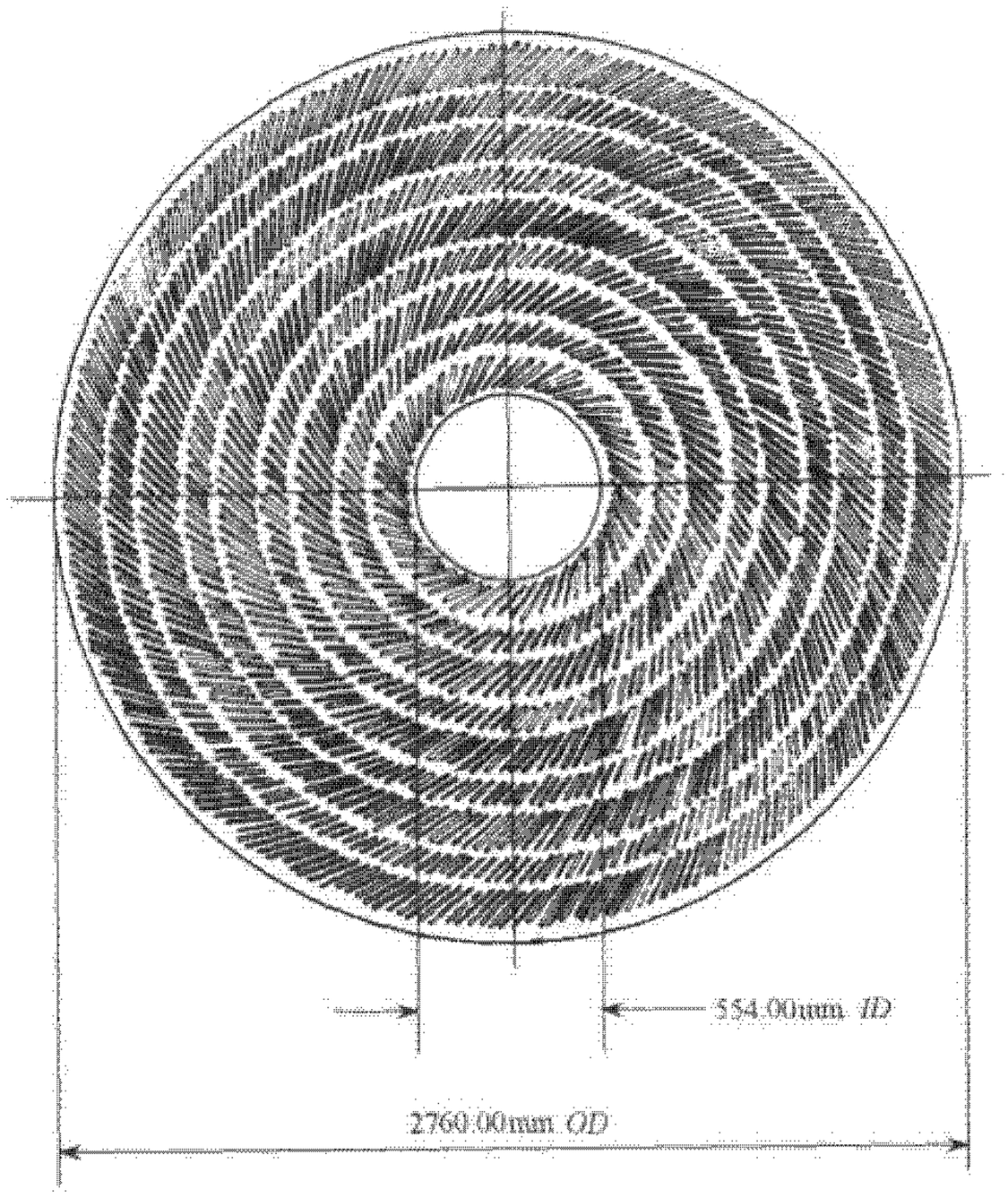
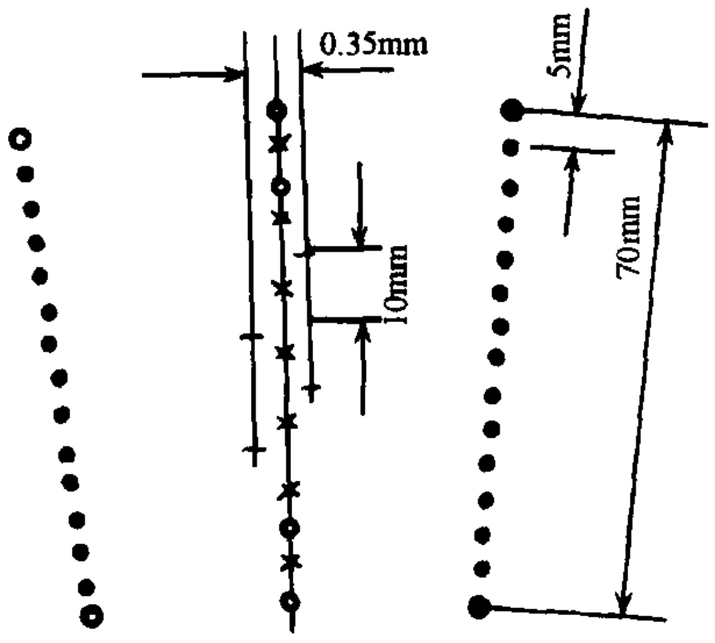
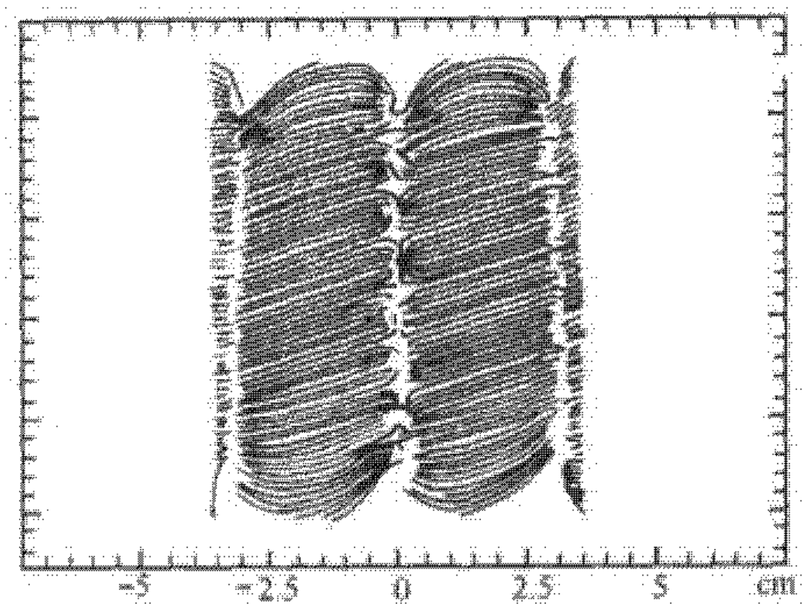


图 4.60　CDF 的中心径迹室的端板





＋灵敏丝　ϕ30 μm　镀金钨丝
×电位丝　ϕ100 μm　镀金Fe-Ni-Cr丝
○保护丝　ϕ100 μm　镀金Fe-Ni-Cr丝
●电场丝　ϕ178 μm　镀金Be-Cu丝
●粗场丝　ϕ220 μm　镀金Be-Cu丝

(a)　　(b)

图 4.61　BES 主漂移室的单元结构
(a)单元结构与参数;(b)磁场中的电子漂移漂移轨道

压。电位丝用来减小信号丝间的串扰(cross-talk)和静电斥力所造成的丝位偏离。同时还可有效地控制气体放大倍数。保护丝和电位丝均为 100μm 的镀金铁镍铬丝。电场丝排构成单元的边界,丝距为 5mm。电场丝加载 3400～4500V 不等的负高压,与信号丝排构成漂移电场区。电场丝排的两端各是一根 220μm 的镀金铍铜丝,略粗的铍铜丝可避免单元边缘表面电场过高而放电。信号丝的输出信号用来测定漂移时间从而确定径迹的位置,同时由收集到的电荷量给出电离能损(dE/dX)的信息。

这样的单元结构提供了尽可能均匀的电场,较准确的保持漂移距离和漂移时间之间的线性关系,保证有好的空间分辨率和均匀的 dE/dX 取样(共 40 次取样)。同时也易于进行时-空转换和径迹重建。多重信号丝单元结构的优点是可利用同一单元内信号丝的时间关联有效地排斥本底和噪音干扰。

MDC I 的工作气体是:$Ar:CO_2:CH_4=89:10:1$,气体流量为 0.5 体积/天,气体增益约为 5×10^4;在电场强度为 700V/cm 时,漂移速度约为 5cm/μs,扩散系数为 $100\mu m/\sqrt{cm}$,最小电离粒子的最可几能损约为 1.37 keV/cm。

3. 漂移管室

利用漂移原理制成独立的单丝漂移管早期多为尺寸较大(5～10cm)的矩形,较少为圆柱形,常用于 μ 子探测器,也有用于量能器取样等。近几年来由于高能强子对撞机 LHC 的建立,对高能 μ 子的探测能量已高达 1 TeV。用作测定动量的那一维坐标必须在数米的强磁场范围内测定数十个精确位置,对这一维的精度要求达到 100μm 以内,而且总探测面积要求数千平方米。LHC 上的 CMS 和 ATLAS 实验都选用了较小尺寸的漂移管(Drift Tube,DT)。

CMS 采用的漂移管单元为 4cm×1.1cm 的矩形[61]。中心为直径为 50μm 的不锈钢阳极丝。用 I 形铝型材构成单元的窄边,与其上下的金属板共同组成阴极,充 $Ar\text{-}CO_2$ 气体。

ATLAS 称为监控漂移管(Monitored Drift Tube,MDT)[62]。MDT 两端用特制的精致端头固定直径为 50μm 的中心阳极丝(钨-铼 Wu-Re)。阴极为直径 3cm 的薄(0.4mm)铝管。端头与铝管用高气压法或高脉冲电压法密封,管内充 3 个大气压的 93% Ar+7% CO_2 高压气体。选用高气压是为减小扩散而达到高位置分辨率(70μm)。采用小直径管一方面也是为了减少扩散以改善位置分辨;另一方面是为了减少强磁场下洛伦兹角引起的漂移距离的偏离。在这种非均匀电场中的总偏离可达 26%。

将多支 MDT 管粘接在一起组成大面积多层(如 4～8 层等)室体称为监控漂移管室,这是因为漂移管皆较长(1～4m)。其中心阳极丝会出现明显的弯曲弧矢(sagitta),并因室体一般也较大,其面积达数平方米,故对管和室体采用红外光学准直系统 RASNIK 对室体形变等进行监控。MDT 管和整个室体的组装精度一般都要求高达 10μm 以下。ATLAS 共用 37 万支 MDT 管覆盖约 $5500m^2$,已在国内研制及批量组装 7000 支 MDT 管与 48 个 MDT 室。

4.2.8 用激光束对丝室测试和标定

粒子物理中大型径迹探测器的标定和监测是个非常艰巨的任务。对于多丝室和漂移室来说,需要对一系列的参数进行估算。例如:漂移速度、漂移路径在非均匀电场和磁场中的崎离、电离的横向扩散、双径迹分辨、边缘效应以及机械公差的影响等。

用激光束模拟粒子径迹的突出优点是:

1）装置相对简单，比较灵活、可以搬动。

2）可以方便地产生有良好时间分辨和空间分辨率的长径迹，其长度可达数米，特别适用于大型径迹室[例如：时间投影室(TPC)]的测试。

3）在磁场中不偏转，可以研究磁场对粒子径迹的影响。

4）径迹的电离密度可以控制。

5）利用单束偏转容易获得双束，是研究双径迹分辨的理想工具。

总之，目前激光系统已经成为大型径迹室性能测试的有力工具。

1. 基本原理[53]

(1)双光子电离过程

人们早就设想用激光或脉冲 X 射线在气体中产生沿直线的电离径迹，以此为基准对径迹室进行测试和标定。

气体探测器所用的气体，通常电离电位较高：Ar：15.7 eV；CO_2：14.4 eV；CH_4：13.1 eV；C_2H_6：11.6 eV，它们比一般激光光子的能量高得多。例如：标准的激光器有：N_2：3.68 eV；Nd-Yag：4.68 eV。

激光对探测器气体的电离可通过双光子吸收来达到。图 4.62 (a)给出这个过程的概图。第一个光子激发气体分子到虚态，其截面 $\sigma_1 \sim (10^{-16} \sim 10^{-17})\text{cm}^2$，虚态的寿命 $\tau \sim 10^{-16}$ s。如果此时第二个光子到达它就可以电离该虚态，其截面 σ_2 在 $10^{-17} \sim 10^{-16}\,\text{cm}^2$ 之间。这种双光子电离过程的等效截面为：

$$\sigma = \sigma_1 \cdot \sigma_2 \cdot \tau N = \sigma^{(2)} N$$

式中，N 是光子通量，由此可简单估算出 $\sigma^{(2)}$ 的量级为 $(10^{-48} \sim 10^{-50})\ \text{cm}^4 \cdot \text{s}^{-1}$。如果有中间态存在[图 4.62 (b)]，则电离截面就大得多。

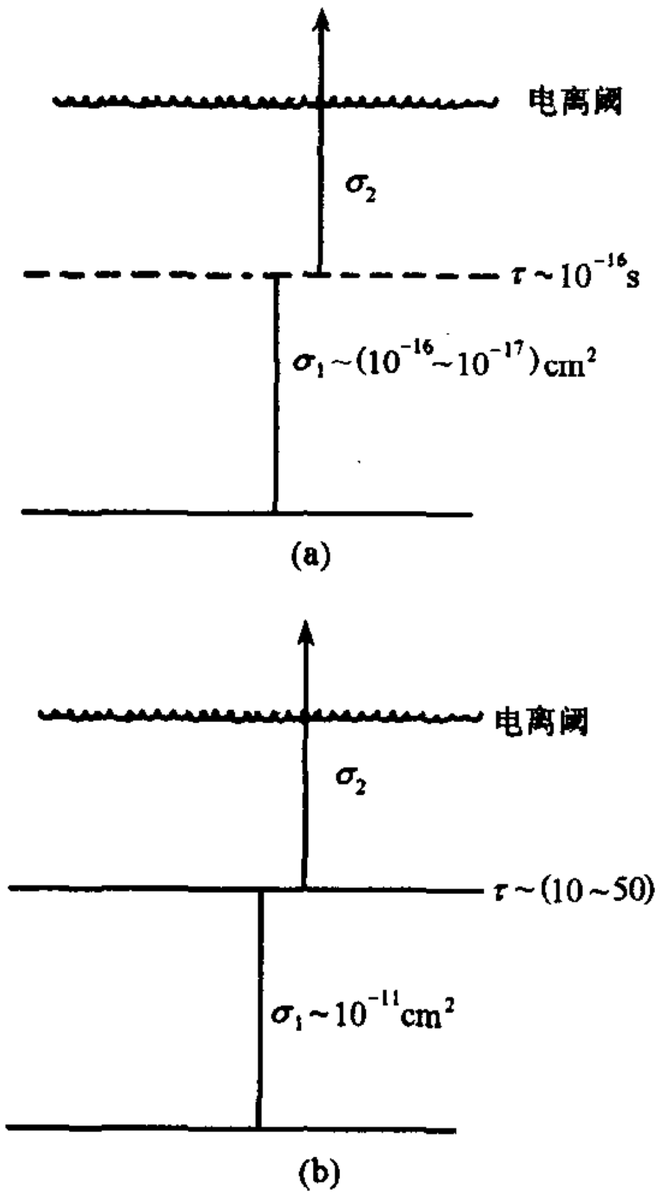


图 4.62 (a)双光子吸收；
(b)双光子通过中间态吸收

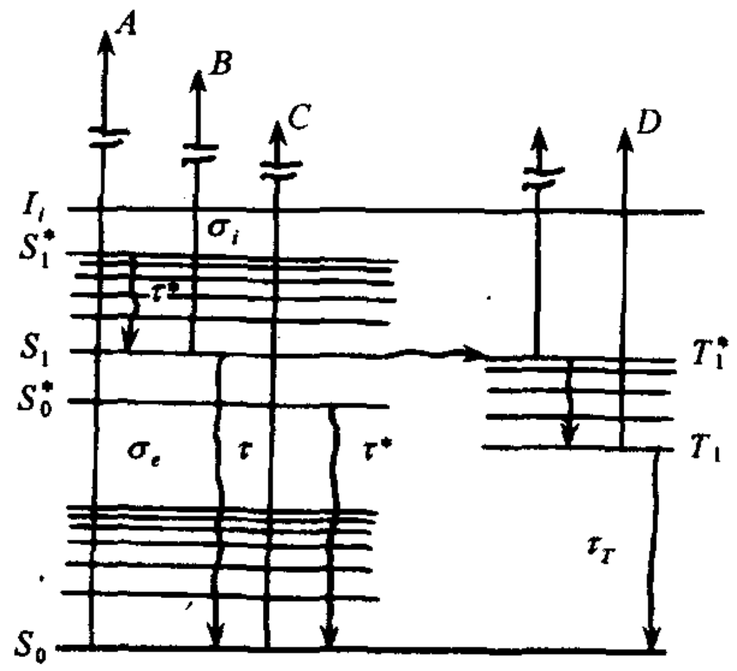


图 4.63 复杂分子的能级结构显示双光子电离的可能性

多原子分子具有大量振动和转动能级，这些能级可能重叠(图 4.63)。此时双光子电离过程是 B 或 D(如果单态 $S_1\rightarrow$ 三重态 T_1 的过度率较高)的几率较大。

设 N=光子通量($cm^2\cdot s$)，n_0、$n_e(t)$、$n_i(t)$分别是基态、激发态和电离态的分子密度(cm^3)，τ 是中间态的寿命，T 是激光的脉冲宽度。可以证明：

1) 在光子通量 N 较低，中间态寿命较长($\tau\gg T\sim10^{-9}$ s)时

$$n_i(T)=n_0\sigma_e\sigma_i^*N^2T^2/2 \tag{4.52}$$

即电离密度与单位面积激光光子数的平方$(NT)^2$ 成正比。

2) 在 $\tau\ll T$，或者通量 N 较高，且 $1/\tau<(\sigma_e+\sigma_i^*)N$ 的条件下

$$n_i(T)=n_0\sigma_e\sigma_i^*NT/(\sigma_e+\sigma_i^*) \tag{4.53}$$

即电离密度成为(NT)的线性函数。

$(\sigma_e+\sigma_i^*)NT>1$，是从平方关系过渡到线性关系的界线。由于$(\sigma_e+\sigma_i^*)\sim10^{-16}\ cm^2$，这就要求 $NTh\upsilon\geqslant100\mu J/mm^2$。为了限制沿径迹电离密度的变化，要求光子的吸收长度 $I_{abs}>10m$。由于 $\sigma_e\sim10^{-16}\ cm^2$，如果 $I_{abs}=(\sigma_e n_0)^{-1}>10^3$，这就要求附加的多原子分子杂质含量 $n_0<10^{13}$分子/cm^3，即要求杂质气体的分压$<0.3\times10^{-3}$ Torr。

(2)激光的特性

径迹室测试中最常用的是 N_2 激光器，其次是 Nd-Yag 激光器。N_2 激光器的优点是：简单、体积小、相对便宜、结构容易适应特殊需要。在 1atm 时，脉冲宽度可达 0.5 ns，对于 1mm×2mm 截面的光束半高宽(fwhm)为 0.2×0.1mrad。但是它的波长 λ=337nm，光子能量较低，仅 3.68 eV，选择可被双光子电离的物质受到限制。Nd-Yag 激光器的优点是：λ=266nm，光子能量较高(4.68 eV)易于产生双光子电离过程。

(3)掺杂室与非掺杂室

许多分子有相当低的电离电位，但是有些具有负电性或黏滞性，在气体室中不宜采用。表 4.9 列出若干气体室中可选用的低电离电位掺杂气体分子的特性。

表 4.9　低电离电位掺杂气体分子的特性

掺杂气体	电离电位/eV	蒸汽压/Torr 20℃(0℃)	在 10^{-2}Torr 气体杂质和 1μJ/mm^2 激光条件下的电离量 /(e^-/cm)
Nd-YAG 激光器(λ=266 nm)↓			
苯(Benzene) C_6H_6	9.24	77	266:5×10^3
甲苯(Toluene) C_7H_8	8.82	22	266:$(0.5\sim5)\times10^4$
异丙基苯(Cumene) C_9H_{12}	8.69	3.8	266:11×10^4
丁基苯(*n*-Butylbenzene)$C_{10}H_{14}$	8.69	1	266:5×10^4 266:$\leqslant4\times10^4$
间二甲苯(*m*-Xylene) C_8H_{10}	8.56	6	266:60～130
三甲胺(Trimethylamine) TMA$(CH_3)_3N$	7.8～8.5		
三甲基苯(1,3,5 Mesithylene) C_9H_{12}	8.40	1.5	266:1.8×10^4
酚(Phenol) C_6H_5OH	8.3～8.51		266:>250
萘(Naphthalene) $C_{10}H_8$	8.12		266:560
三乙胺(Trithylamine) TEA$(CH_3CH_2)_3N$	7.5	50(12)	266:200

续表

掺杂气体	电离电位/eV	蒸汽压/Torr 20℃(0℃)	在 10^{-2}Torr 气体杂质和 1μJ/mm² 激光条件下的电离量 /(e^-/cm)
N_2激光器(λ=337nm)↓			
萘胺(α-Naphthylamine)	7.3	2.7×10^{-4}	337:800,当 2.7×10^{-4}Torr 时
二甲替苯胺(N,N-dimethylaniline)	7.14	0.25(0.065)	266:10^4
DMA $C_6H_5N(CH_3)_2$			337:2000(40×bgr)
			当 0.25 Torr,14μJ/mm² 时
二丙替苯胺(N,N′-dipropylaniline)	7.1	1.2×10^{-2}	337:90
DPA $C_6H_5N(C_3H_7)_2$			
二乙酰-二茂铁(Diacetyl-ferrocene)	7.08	1.2×10^{-6}	337:10,当 1.2×10^{-6} Torr 时
二乙基苯胺(N,N-diethylaniline)	6.76～6.99	0.14(0.021)	337:≥10×bgr,
DEA $C_6H_5N(C_2H_5)_2$			当≈0.03～0.07 Torr 时
二乙茎-二茂铁(Diethyl-ferrocene)	6.6	5.4×10^{-2}	337:7
二茂镍 Nickelocene $Ni(C_5H_5)_2$	6.5	1.1×10^{-3}	337:≫bgr
四甲基对苯二胺(N,N,N′,N′-tetramethyl-	6.18	2.3×10^{-3}	266:6×10^4
Phenylendiamine)TMPD			337:7×10^4
四-二甲替苯胺 Tetrakis(dimethylamine)	5.36	0.27(0.06)	337:＞300，在 10^{-3} Torr 时
Ethylene TMAE			
$C_{10}H_{24}N_4$			
二乙基-二联苯-钼	5.5	5.4×10^{-6}	337:120 ,在 5.4×10^{-6} Torr 时
(Diethyl-diphenyl-molybdenum)			

但是气体中掺杂往往带来一些副作用，例如：一些物质有毒或化学性质活泼或有极强的吸附性等。在这方面甲苯(toluene)、丁基苯(butylbenzene)、二甲苯(xylene)和二甲基苯(mesithylene)有优越性。掺杂大型径迹系统需要一套特殊的气体循环系统，以节省经费和增加稳定性。

在许多非掺杂气体室中，在激光照射下也观测到了较强的电离。例如：在～100μJ/mm²，λ=337nm 或～10μJ/mm² 时，λ=266nm 的激光照射下可获得＞100 电子/cm 的电离量。这是因为在气体中含有少量低电离电位的杂质以及室的非气体材料也会释放出少量杂质气体。鉴于掺杂室的复杂性和副作用，虽然非掺杂室要求功率更高的激光，仍获得重视和应用。图 4.64 给出掺杂室和非掺杂室中电离密度与激光能量密度的关系。

2. 实验装置及应用实例

实验用的激光系统通常由激光器和相应的光系统组成。对于掺杂室还需要一套特殊的气体循环系统。

图 4.65 是一个用于测量双径迹分辨的激光系统[54]。由 Nd-YAG 激光器发出的激光经过光学系统先选出 266nm 的单色光，然后分裂为两束，其中一束通过焦耳计通过激光束的强度来控制电离密度；一束经过偏转获得所需双束。

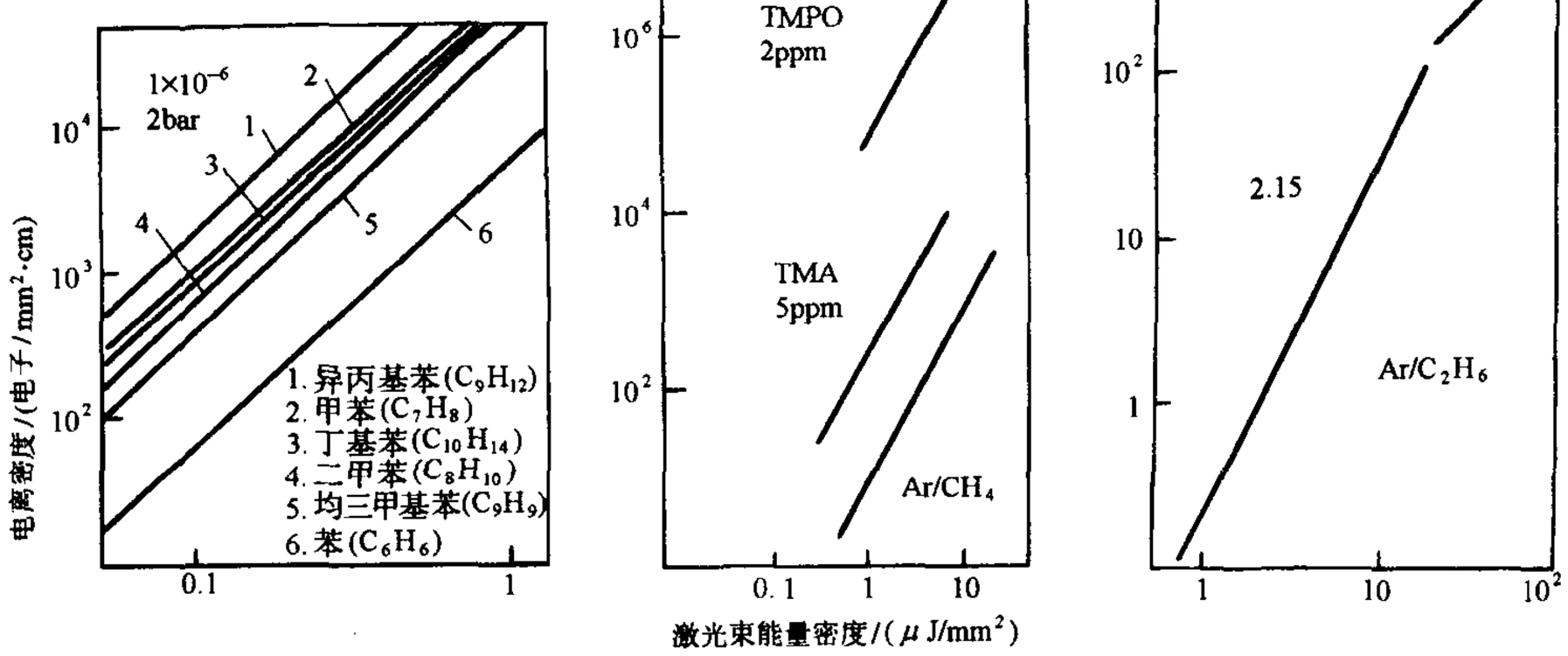


图 4.64　电离量(电子/cm)与激光脉冲能量密度的关系[53]

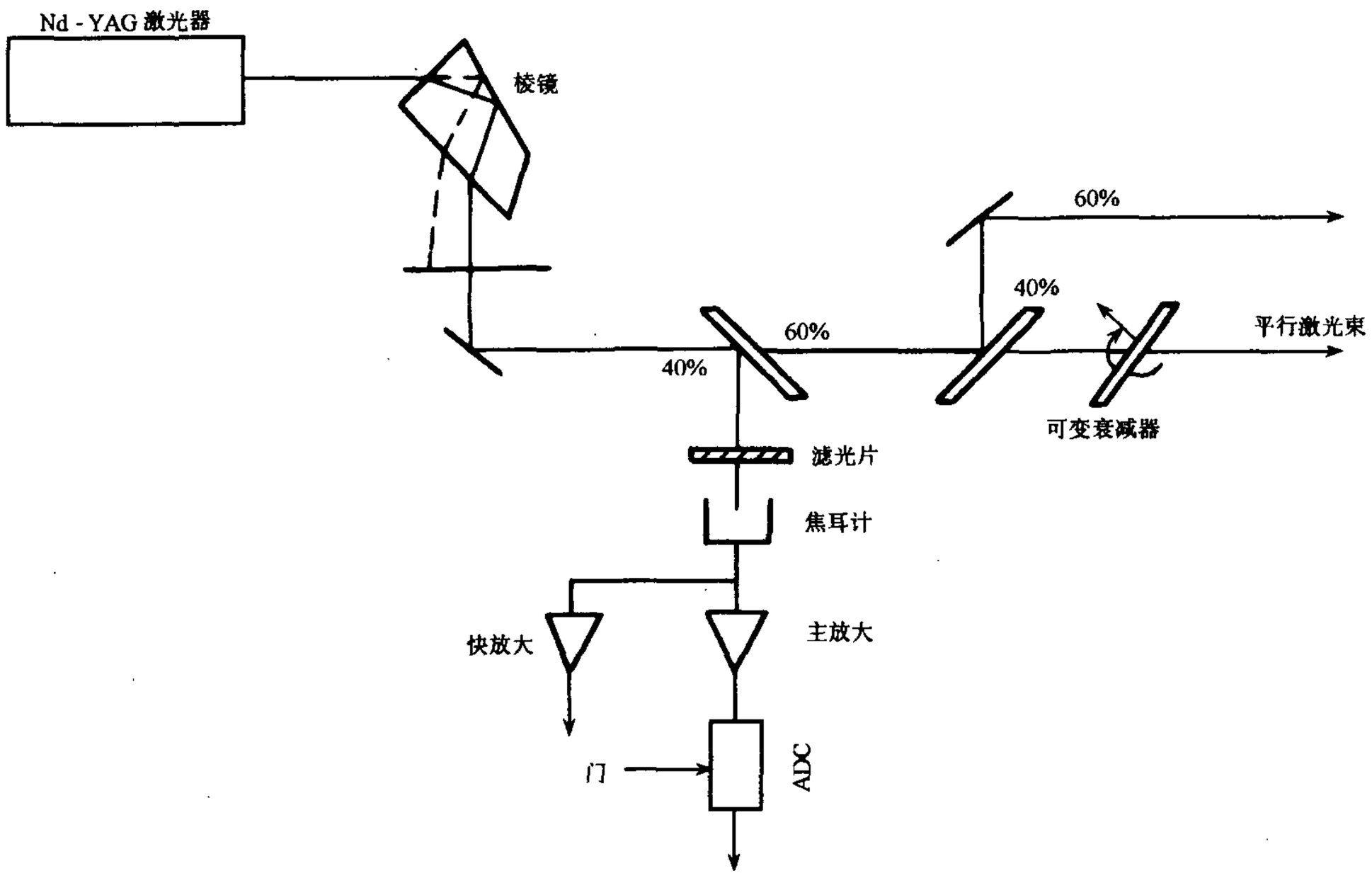


图 4.65　获得两束平行激光的光学系统[54]

图 4.66 是 LEP 对撞机上 OPAL 探测器的 JET 模型室的激光标定系统[55]。该系统采用掺杂气体。激光束经光学望远镜系统聚焦形成截面为 1mm²的窄束，再通过石英窗进入充气室。在对撞点处安装一个可以绕极角和方向角转动的扫描反射镜，激光束经过反射可沿各种角度对 JET 室扫描。在扫描镜之前，装有光束分裂(beam splitting)器提供相距 10mm 的平行光束。激光脉冲宽度 4ns；脉冲能量 2～5μJ，在气体中可以获得相当于最小电离粒子的电离量。沿径迹电离密度的均匀性为～80%。用此装置可测量漂移速度、双径迹分辨等。

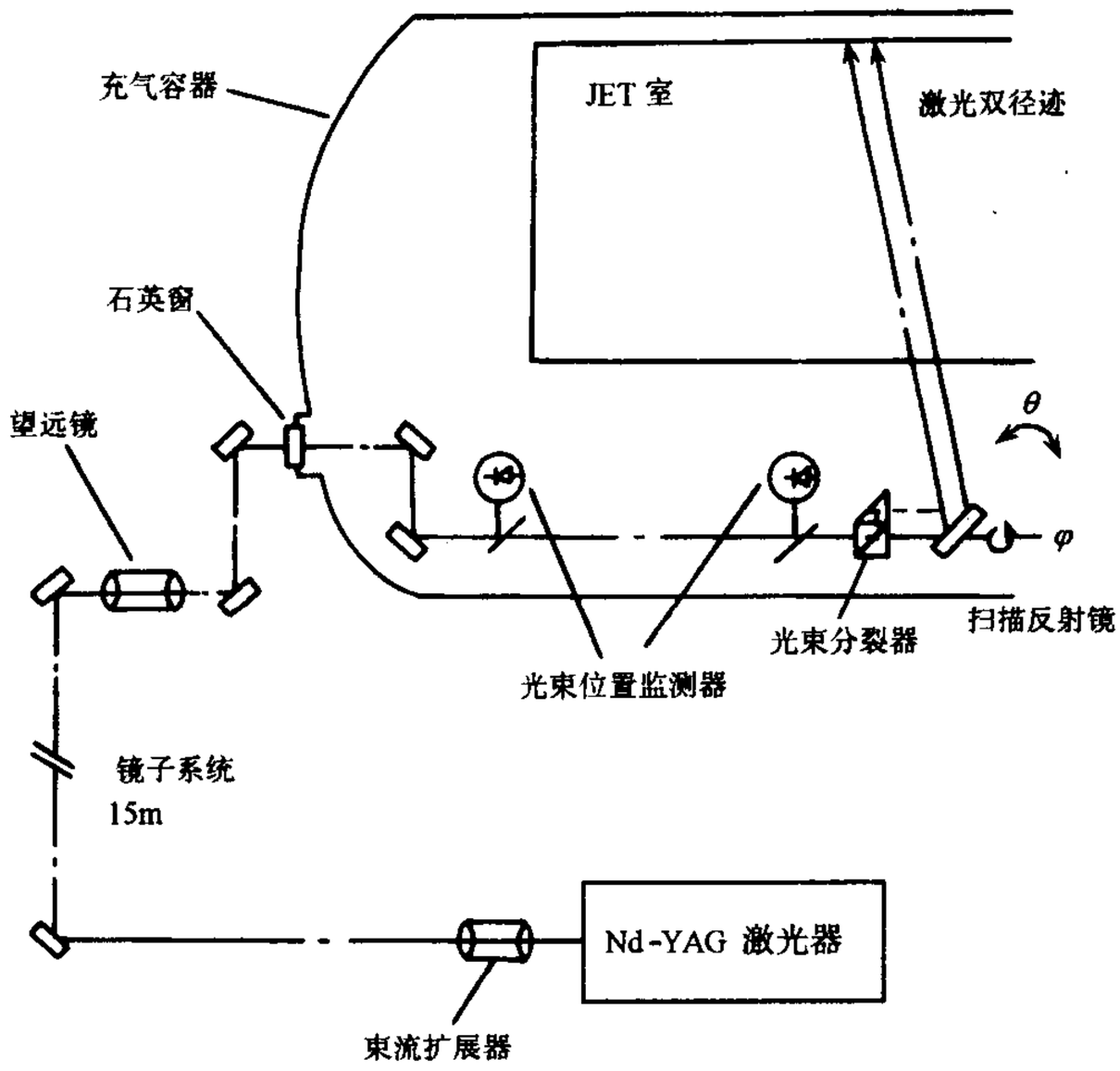


图 4.66　OPAL 探测器 JET 室的激光系统[55]

图 4.67 是 LEP 对撞机上 ALEPH 探测器 TPC90 模型的测试装置[56]。它的气体不掺杂，有两种激光系统。一种是 N_2 激光器，$\lambda=337$nm，200μJ，脉宽 0.5ns，激光束通过磁场线圈空隙之间的石英窗或经过位于线圈与 TPC 之间的光束分裂器产生二根平行束进入漂移电场区。另一种是 Nd-YAG 激光器，$\lambda=266$nm，4mJ，脉宽 8ns，具有能产生三根平行束的光束分裂器，它适用于 ALEPH TPC 的标定。

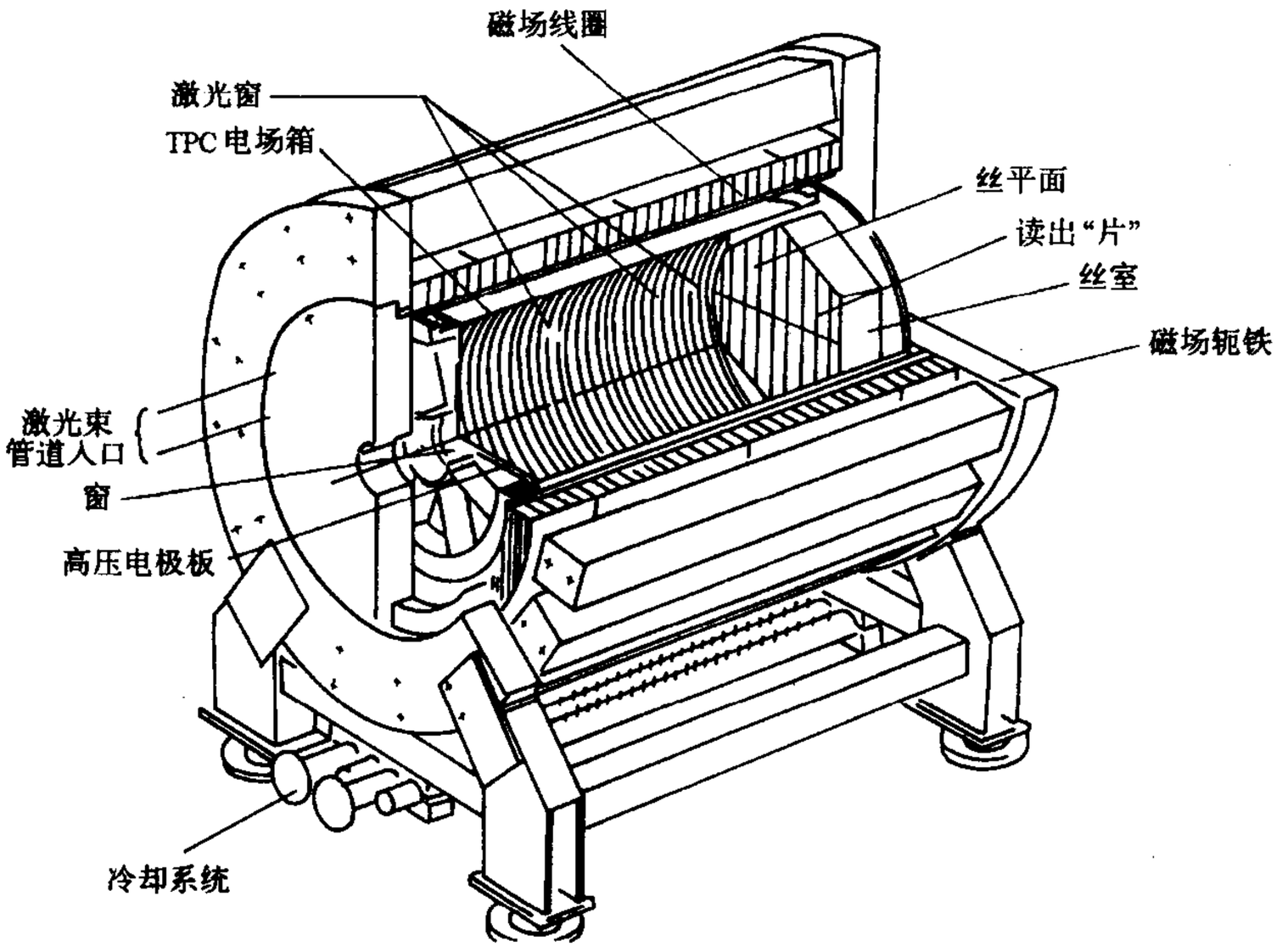


图 4.67　ALEPH 探测器的 TPC90 测试装置[56]

图 4.68 所示为在 ALEPH TPC 中，用激光系统产生的模拟电离径迹图像[57]。该系统由两台 4mJ 的 Nd-YAG 激光器组成。进入 TPC 的二束激光经过一个复杂的光学系统分裂为 30 根由对撞点产生的不同径迹(对应于 3 种不同 θ 角和 5 种不同 ϕ 角)。该系统已成功地用于校正电场和磁场的非均匀性及监测电子在气体中的漂移速度等工作。

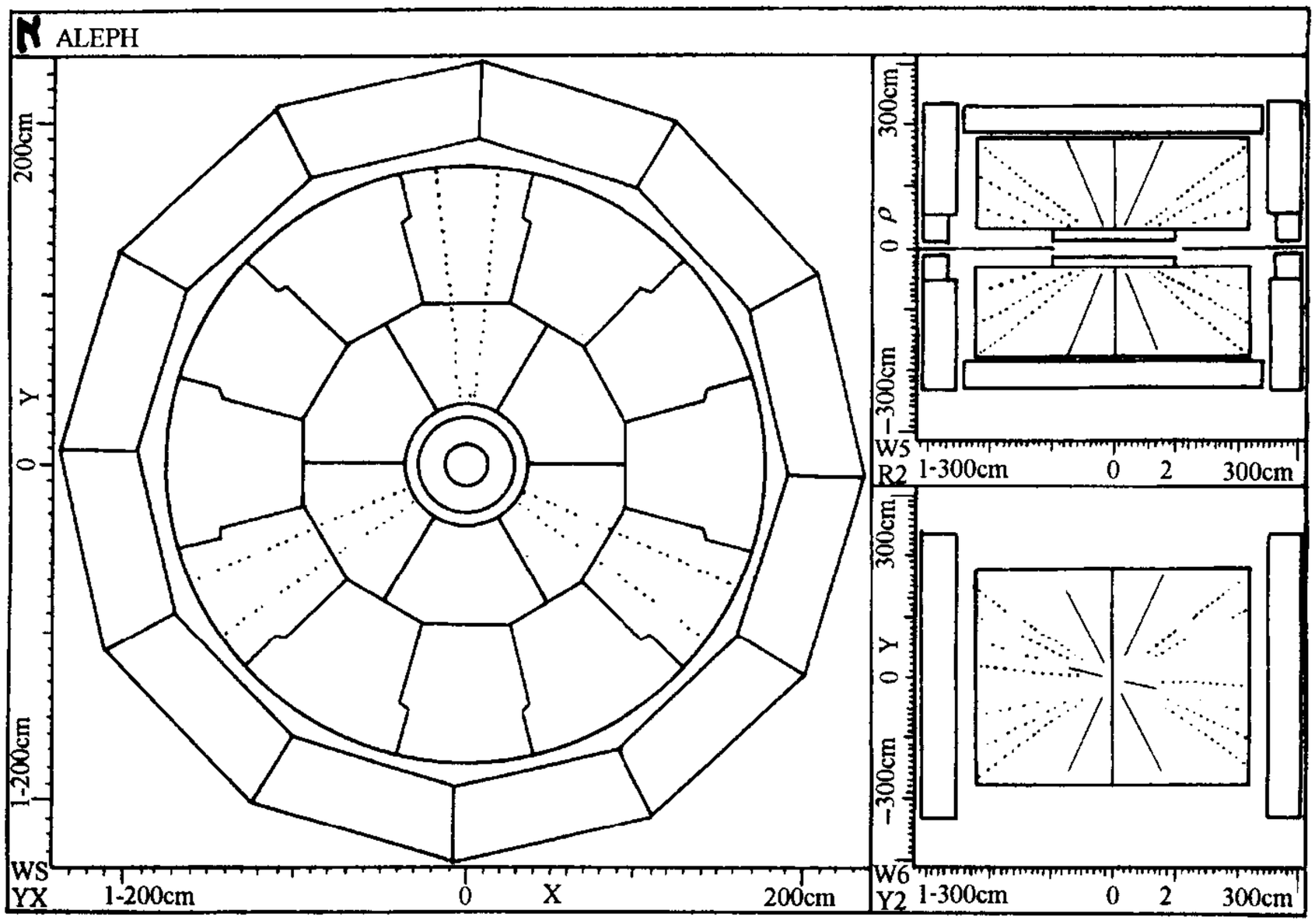


图 4.68 ALEPH 探测器 TPC 中激光模拟产生的径迹图像[49]

综上所述，激光系统已成为检测气体径迹探测器特别是大型径迹探测器的有力工具。人们已经获得许多有关激光电离过程的知识，例如：掺杂气体、电离效率等。然而，还有许多工作有待进一步研究和发展。例如：小型便宜的激光器($\lambda<300$nm)的发展；激光脉冲时间和空间结构的精确控制和测量；掺杂的进一步研究(化学活性、黏滞性、导电层的形成等)以及激光的传输等。

漂移室是粒子物理实验中广泛应用探测器之一。它可制成“顶点探测器”(vertex detector)探测相互作用的顶点；也可作为“主漂移室”(main drift chamber)用来测量带电粒子的方向和动量，同时也常用它测量入射粒子径迹的电离能损进行粒子鉴别。此外，利用漂移原理制成的各种漂移管也在测量粒子径迹和动量方面起着越来越重要的作用。我们在第十四章中还将对这些方面进行讨论。

近十几年来，随着高能物理实验的发展，不同能区高亮度粒子工厂的建立，对漂移室(管)的性能指标提出了更高的要求。对于 B，τ-C 和 ϕ 介子工厂，它们的能量不太高(10 GeV 以下)但具有$\geqslant 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}$的高亮度。为了更精密地分析末态事例，对探测器系统的动量分辨能力的要求越来越高，因此所用磁场也较强($\geqslant$1 T)。这类介子工厂的漂移室，除了着眼于极高的动量分辨能力和精密地测量 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$ 的主要目标外，还要能承受高的计数率和在强磁场下工作。因此，它们具有以下特点和发展趋势：①采用小漂移单元结构，满

足高计数率的要求；减小扩散和洛伦兹角的影响，提高位置分辨率同时也降低了工作电压。②选用低密度“冷气体”(如以氦为基础的混合气体等)，减小扩散、库仑多次散射和洛伦兹角的影响；相对小的漂移速度，也有利于时间测量。最终提高了位置分辨和动量分辨能力。③轻物质的丝(如铝丝等)减少多次散射，提高了动量分辨率。④由于采用了轻的物质在探测器中沉积能量少，从而降低了末态粒子的能量测量下限。⑤随着技术水平不断提高，稳定性极高的高压电源出现，漂移速度相对小的非饱和条件下气体的使用也日益受到重视。⑥在选择工作气体时还要注意能精密地测量 dE/dX。

在极高能量对撞机上的探测器中漂移室主要应用在 μ 子探测器方面。这时，因为末态粒子的能量和多重数都已很高，在中心区已不再采用气体漂移室，而被硅微条等半导体等固体探测器径迹室(tracker)代替。虽然粒子在后者中沉积的能量远大于前者，但因粒子的能量很高，这一点已降为次要因素。与此相反，极高能量的 μ 子的动量测量则成为重要目的。只有在巨大的空间中长距离地配置具有极高位置分辨能力的大面积精密漂移管群才能达到此目的。因此高气压(扩散小位置分辨好)的精密漂移管技术受到重视并普遍采用。

参 考 文 献

[1] Sauli F. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chamber, CERN 77-09 3 May 1977

[2] Va'vra J. Gaseous Wire Detectors, Instrumentation in Elementary Particle Physics, 1997, 117
Korff S. A Electrons and Nuclear Counters (Van Nostrand, New York, 1946)

[3] Erskine G A. NIM, 1972, 105: 565

[4] Charpak G Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, 20: 195

[5] Parker S et al. NIM, 1971, 97: 181

[6] Blum W et al. Particle Detection with Drift Chamber, Berlin Heidelberg, Spring-Vexlag Pr., 1993

[7] Rob Veenhof, CERN GAFILD Manual, Garfield, a drift-chamber simulation program, March 25, 1991

[8] Breskin A et al. NIM, 1977, 143: 29

[9] Radeka V IEEE NS-21, 1974, 51; Radeka V IEEE NS-25, 1978, 46

[10] Charpak G et al., NIM, 1979, 162: 405

[11] Okuno H et al., IEEE, NS-24(1971) 213

[12] Charpak G et al, NIM, 1968, 65: 217

[13] 王运永，毛慧顺. 多丝正比室与漂移室. 北京：科学出版社，1982

[14] Bouclier R et al. NIM, 1970, 88: 149

[15] Charpak G et al. NIM, 1971, 97: 377

[16] Parker S et al. NIM, 1971, 97: 181

[17] Bloom E et al. NIM, 1972, 39: 259

[18] Lanza R et al. NIM., 1972, 102: 131

[19] Buchanan J et al. NIM, 1972, 99: 159

[20] Burn K B et al. NIM, 1973, 106: 171

[21] Baksay L et al. NIM, 1976, 133: 219

[22] Bouclier R et al. NIM, 1974, 115: 235

[23] Bressani T et al. Track Localization by means of a Drift Chamber, in Proc. of the International Seminor on Filmless Spark and Streamer Chambers, (April 1969); Joint Institut for Nuclear Research, Dubna, USSR, 1969, 275

[24] Charpak G et al. NIM,1970,80:13
[25] Walenta A H et al. NIM,1971,92:373
[26] Charpak G et al. NIM,1973,108:413
[27] Breskin A et al. NIM,1975,124:189
[28] Marel G et al. NIM,1977,141:43
[29] Atac M et al. NIM,1974,120:147
[30] Charpak G et al. NIM,1973,107:371;Breskin A et al. CERN-89;Walenta A. H. BNL-23162,1977
[31] D. C. Cheng et al. NIM,1974,117:157
[32] Breskin A et al. NIM,1974,119:9
[33] Filatova N A et al. NIM,1977,143:17
[34] Sadoulet et al. NIM,1975,129:349
[35] 马基茂等. 北京谱仪漂移室(共二册),1988
[36] Palladino V et al. NIM 1975,128:323
[37] A. Cattai et al. DELPHI Note 89-63, 28 July 1989
[38] Claus Grupen, Paticle Detector,1996
[39] Va'vra J. NIM, 1986,A252:574
[40] Kadyk J A. NIM,1991,A300:436
[41] Malter L,Phys. Rev. 1986,50:48
[42] 马基茂等,高能物理与核物理第 19 卷第 3 期,1985,273
[43] Rob Veenhof, CERN GAFILD Manual,March 25, 1991; Garfield, a Drift-chamber Simulation Program,
[44] 王曼,第七届全国核电子学与探测技术学术年会论文集(1994)485
[45] Daubie E et al. NIM,1988,A252:435
[46] Bettoni D et al. NIM,1986,A252:272
[47] Adeva B et al. NIM,1999,A289:33
[48] Albrecht H et al. NIM,1989,A275:1
[49] Fischer H M et al. NIM,1989,A283:492
OPAL Collaboration NIM,1991,A395:275
[50] Drumm H et al. NIM,1980,176:333;Wanger A Phys. Scripta,1981,23:446
[51] Bedeschi F et al. NIM,1988,A268:50
[52] 马基茂等. 高能物理与核物理,第 14 卷第 9 期,1990,777;谢家麟主编, 北京正负电子对撞机和北京谱仪,杭州:浙江科学技术出版社,1996
[53] Bourotte J et al. NIM,1980,173:463;
Hilke H J NIM,1988,A252:169
[54] 王曼. 第五次全国核电子学与核探测器学术会议论文集,1990. 8
[55] Fischer M et al. NIM,1986,A252:331
[56] Amendolia S R et al. NIM,1989,A252:392
[57] Decamp D et al. (ALEPH Collaboration),NIM,1990,A294:121
[58] 王运永等,核电子学与探测技术,第 16 卷第 2 期(1996),118～124
[59] Martin Aleksa et al. Limits to Drift Chamber Resolution at the 80μm Level, 25 May 2000
Preprint Submitted to Elsevier Preprint
[60] 王运永等,高能物理与核物理,第 22 卷第 5 期,1998,398～405
[61] The CMS Collaboration, Muon Spectrometer Technical Design Report,CERN/LHCC/97-32
[62] The ATLAS Collaboration, Muon Spectrometer Technical Design Report,CERN/LHCC/97-22

第五章　时间投影室和时间扩展室

用漂移室可定出粒子在垂直于灵敏丝平面内的位置(用粒子漂移时间来确定)。从一层灵敏丝地址及用感应信号方法定出粒子在灵敏丝上的位置,给出丝平面内的 X、Y 坐标。这两者结合在一起,就可以作成一个能给出三维空间坐标的室,这种室就是时间投影室。这个设想最早由 G. 恰帕克(G. Charpak)于 1970 年提出[1]。

20 世纪 70 年代中期,美国的奈格林(D. R. Nygren)[2~4]提出了时间投影室(Time Projection Chamber,以下简称为 TPC)的概念,并研制成了这种室和用于 SLAC e^+e^- 对撞机的 PEP-4 实验的探测器中。时间投影室有广泛的应用范围,从很低能量下寻找稀有奇特事例到高能重离子碰撞的高多重性环境中奇异性产生研究,以及高能 e^+e^- 对撞机中带电粒子径迹的显示。

时间扩展室像时间投影室一样是一种特殊类型的漂移室。这种室的工作原理最先由瓦伦塔(A. H. Walenta)提出[5]。在这种室中由相对论性粒子相继产生的各个电离束团到达阳极的平均漂移时间间隔与阳极信号宽度相比,可以做到足够长,从而使分开记录各个电离束团成为可能。

5.1　时间投影室

时间投影室的工作介质有气体和液体,这里首先介绍以气体为介质的时间投影室。

5.1.1　气体时间投影室

1. 气体 TPC 的结构和工作原理

图 5.1 是模型试验 TPC 结构示意[2]。正比(灵敏)丝平面由 200 根平行的丝组成,它垂直于漂移电场 E 和磁场 B。为避免边缘效应,边上的四根丝不用,仅仅用中间的 192 根丝作能量损失测量。丝间距离为 4mm。这些正比丝分为两类,一类用作电离电子(这些电子由带电粒子产生)漂向该丝的取样,得到能量损失(dE/dX)的信息,用于粒子鉴别。另一类是 192 根丝中的 8 根丝,称作空间丝,彼此间隔相等,在其下面有阴极感应条平面。感应条分成 7.5mm×7.5mm 的感应片(pads),每片相距 0.5mm。这 8 根丝并不因为阴极感应片影响其同时作为(dE/dX)的取样。在感应片上的感应脉冲幅度近似地是丝上雪崩发生点与感应片几何中心间距离的高斯分布函数($\sigma=3.8$mm)。分布的重心包含了该正比丝和其相邻丝收集的所有电子的信息,并有$\leqslant 100\mu$m(rms)的定位精度。沿此 8 根丝上带电粒子径迹坐标就由丝上雪崩在感应片上感应信号的重心所决定。这种沿着丝的定位方法由图 5.2 说明并可参考文献[6,7]。用这种方法结合漂移时间测定就可定出带电粒子径迹的三维坐标。

灵敏丝之间加有场丝,加场丝的目的是为了减小正离子从灵敏丝漂向阴极时引起丝对丝的串音。图 5.3 是该模型室中灵敏丝、栅丝、场丝和阴极感应片的几何配置[2]。栅丝平

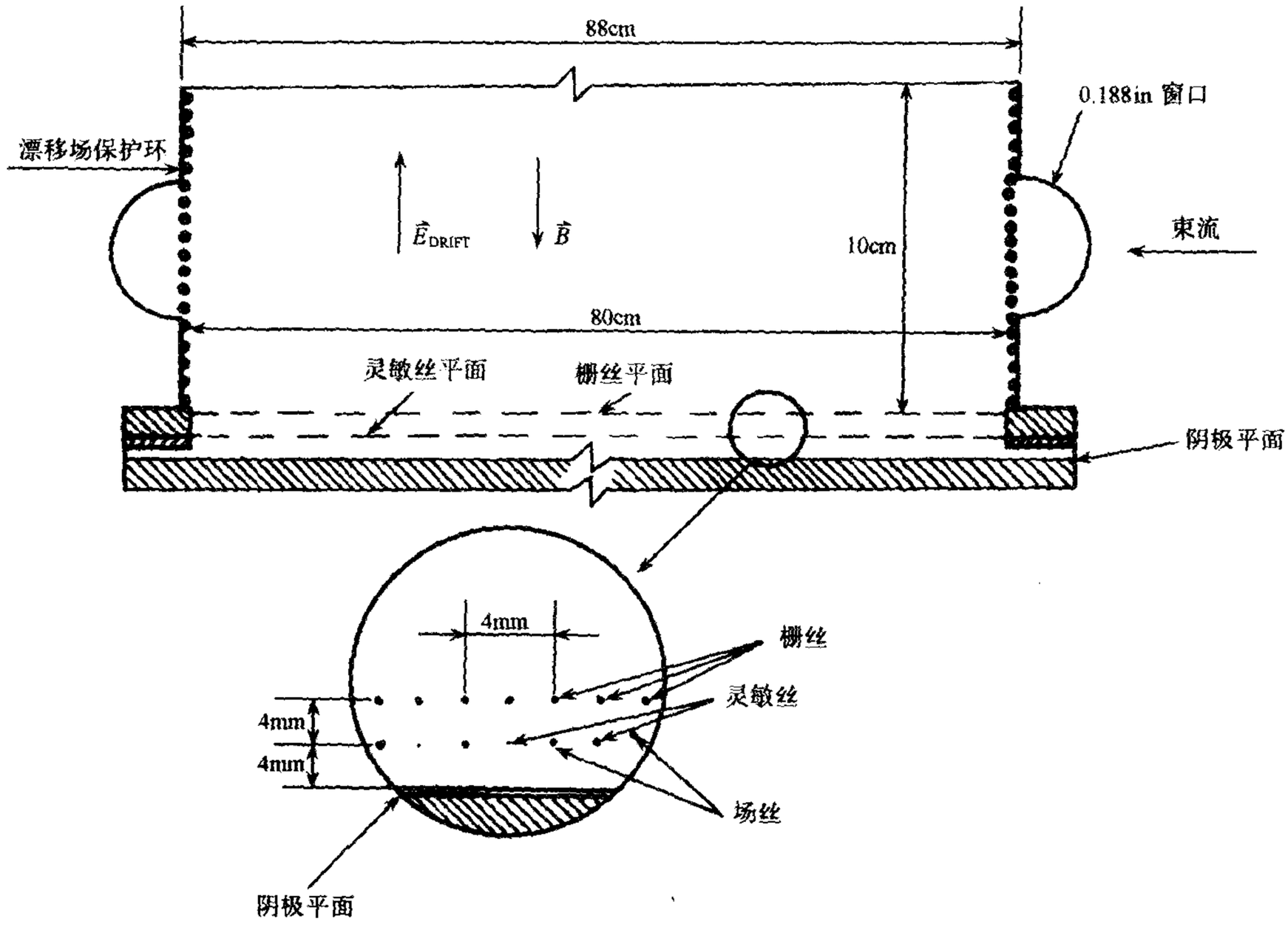


图 5.1　模型试验气体 TPC 的结构示意[2]

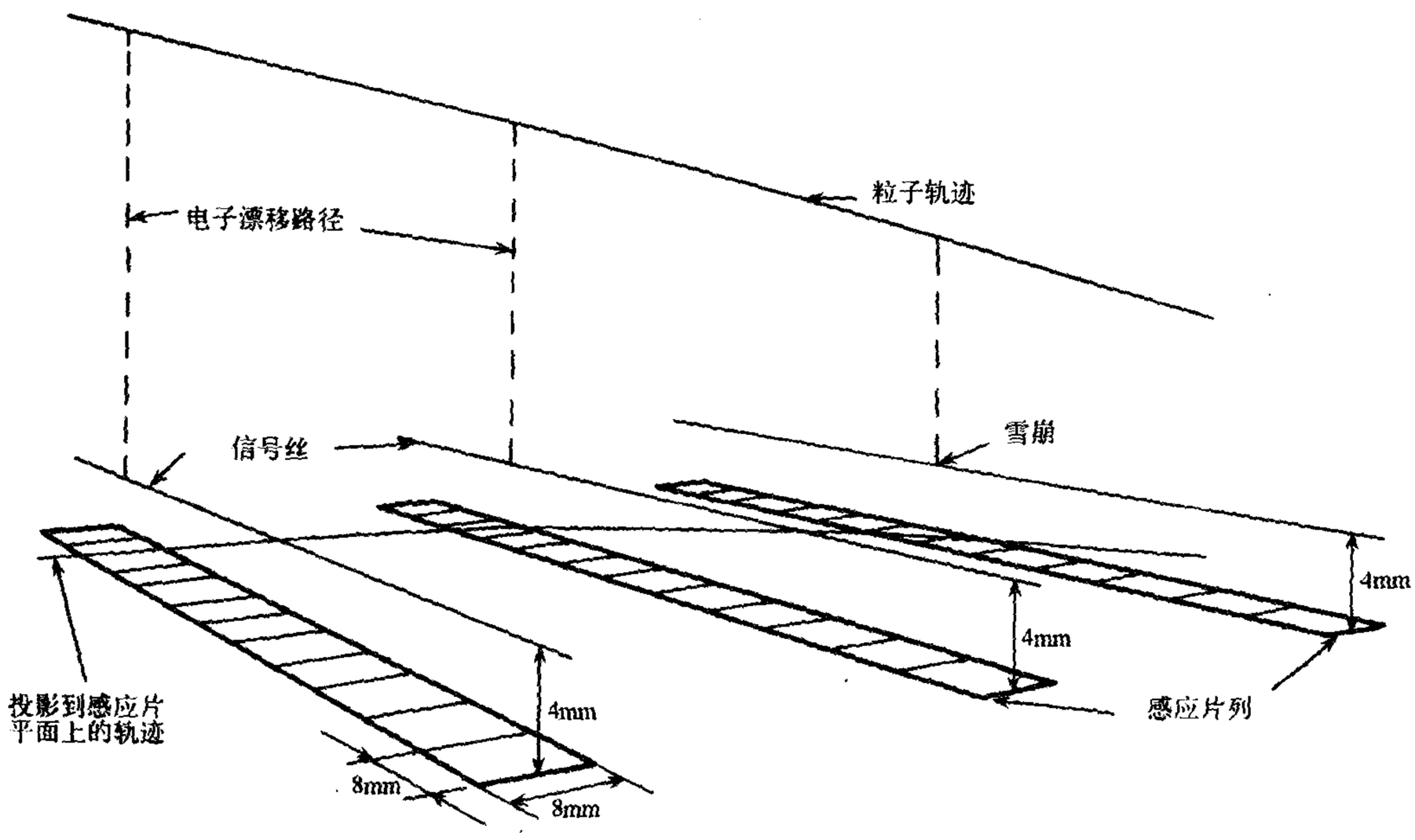


图 5.2　气体 TPC 带电粒子径迹三维坐标定位原理[2]

面与阳极丝(即灵敏丝)平面间距为 4mm,阳极平面与阴极条间距也为 4mm。场丝直径为 76μm,灵敏丝直径为 20μm。场丝与灵敏丝相距 2mm。

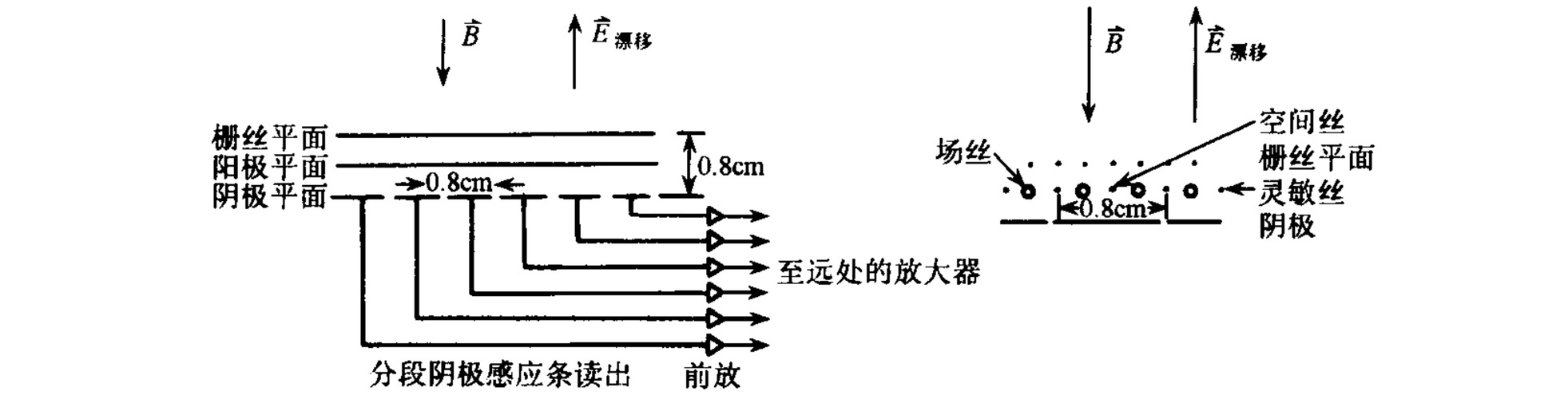


图 5.3　模型试验气体 TPC 的丝安排和阴极感应条几何配置示意图[2]

室体充以 Ar(80%)+CH_4(20%)混合气,10 个大气压。气体经纯化器通入室体,氧含量可降到 0.1×10^{-6}以下。室体的基准体积为 19.2cm×76.8cm×10cm。最大漂移距离为 10cm。典型的工作电压为灵敏丝+3750V,场丝为+400V,栅丝为地电位。

这个模型对 1.8 GeV/c 的 π 粒子径迹从阴极感应条读出的空间分辨率为(100±3)μm。对同一粒子的能量分辨率为 2.7%。在漂移方向在 16 根正比丝上用 CCD (Charge Couple Device)读出,空间分辨率达到<300μm。

2. 在实验中应用的气体 TPC

(1) 高气压型气体 TPC

这种类型的气体 TPC 侧重于作粒子鉴别,因此采用高气压型。这种气体 TPC 有美国 SLAC 的 PEP-4 探测器和日本 KEK 实验室的 TOPAZ 探测器[8]。图 5.4 是 PEP-4 中采用的螺线管式高压型气体 TPC 的结构示意。

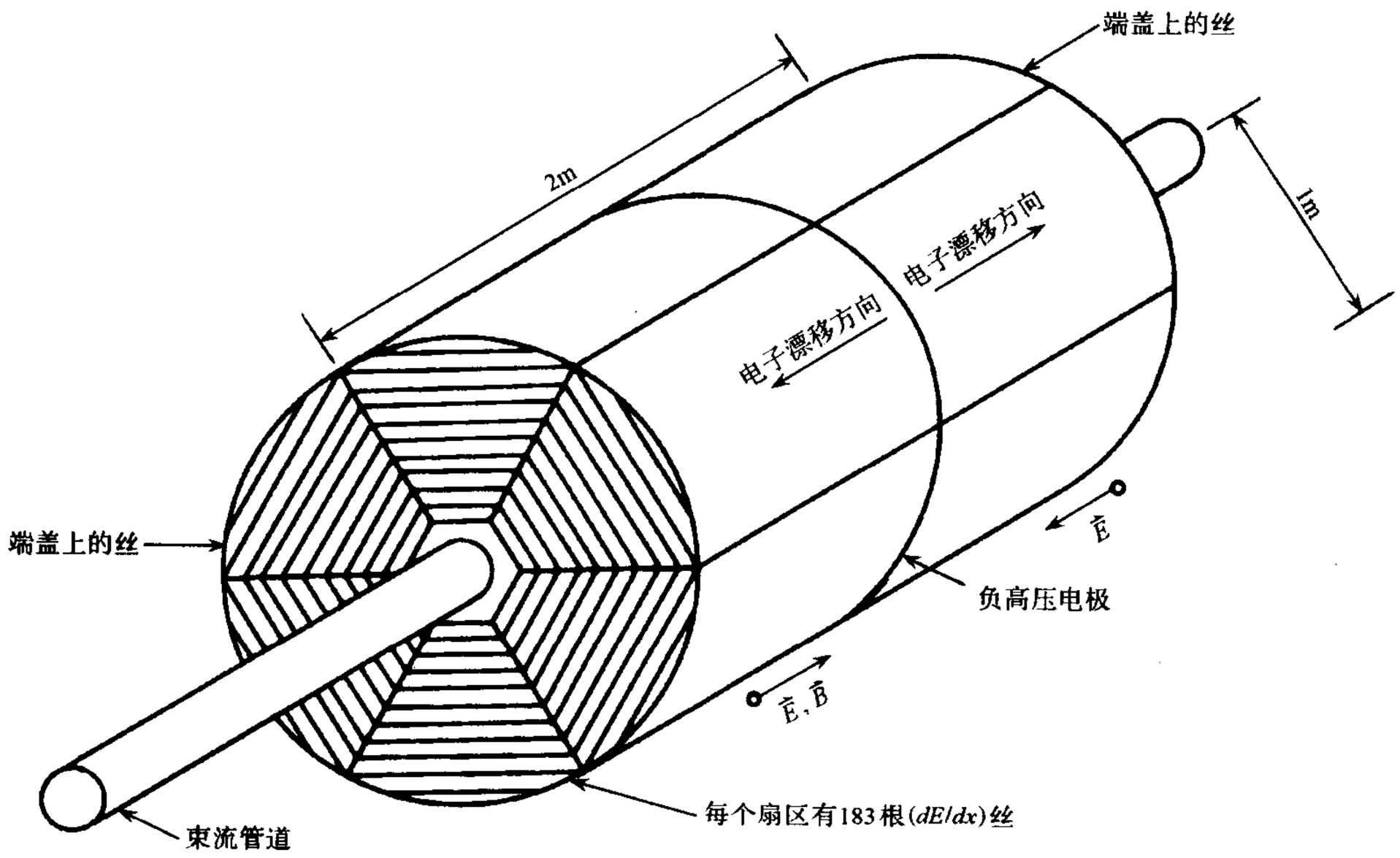


图 5.4　PEP-4 实验中的气体 TPC 结构示意

PEP-4 的气体 TPC 实际上是一个圆柱形漂移室。圆柱直径为 2m，圆柱长度为 2m。圆柱中央有一加负高压(−150kV)产生漂移场的电极，此电极将圆柱分割为左右对称的两半，两侧的漂移距离各为 1m。圆柱两端面则是 TPC 的栅丝平面、阳极丝平面(包括灵敏丝和场丝)及阴极感应平面。每个端面分为 6 个扇区。每个扇区有 183 根取样带电粒子能量损失的灵敏丝，彼此平行并与半径方向垂直。丝的径向间距为 4mm。所有这 183 根灵敏丝均作 dE/dX 的取样。其中有 15 根丝彼此等距离相间，在其下面有阴极感应条，每个感应条分割为面积 7.5mm×7.5mm，相距 0.5mm 阴极感应片(如图 5.5 所示)，用以读出感应信号，从而给出沿阳极丝方向的坐标。栅丝和阳极丝平面中的场丝直径为 76μm，灵敏丝为 20μm。场丝和灵敏丝间距为 2mm。栅丝平面与阳极丝平面、阳极丝平面与阴极感应平面均相距 6mm。栅丝的作用是使主漂移场产生的电场线形成一个漏斗形，将漂移向阳极的电离电子聚集到灵敏丝上[9]。

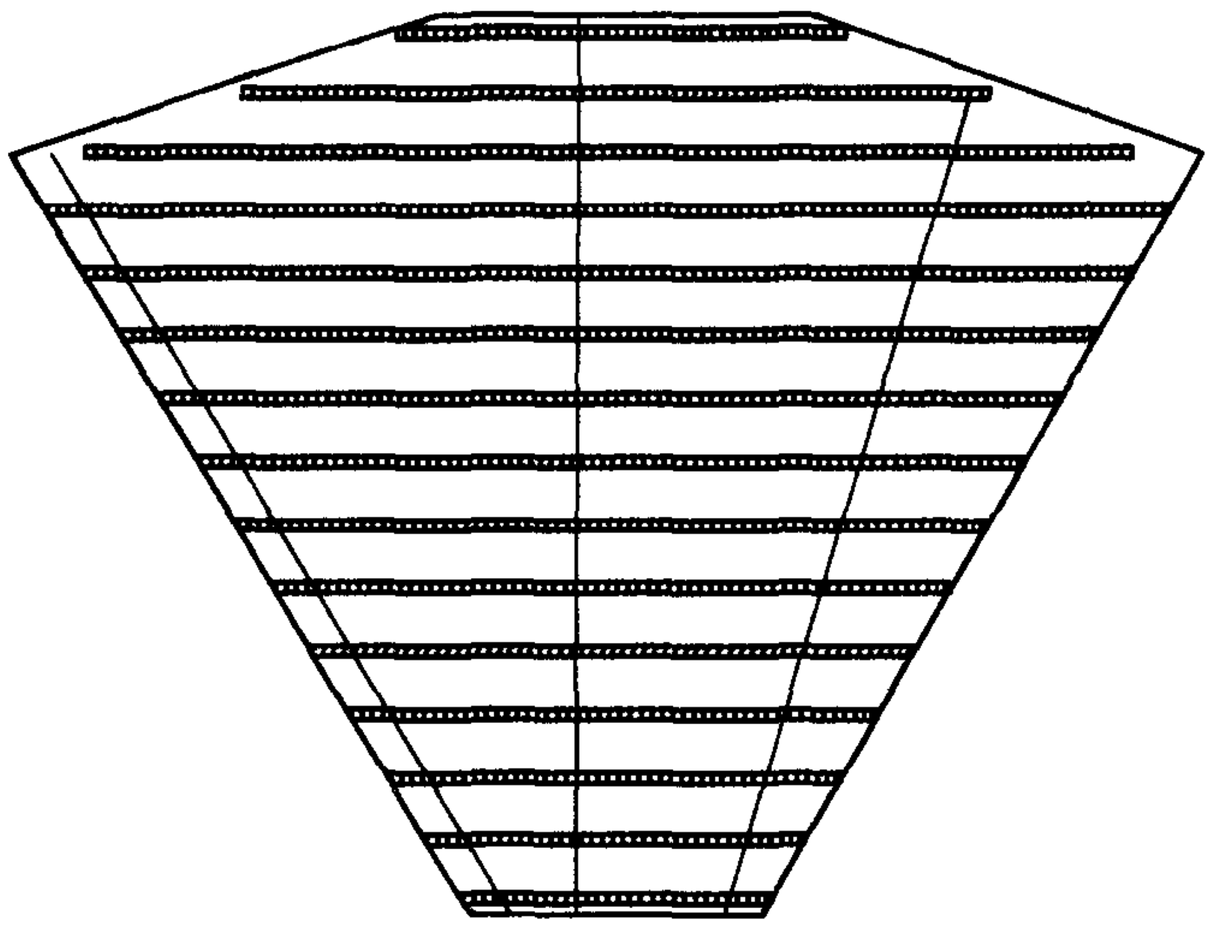


图 5.5　PEP-4 的 TPC 端面 6 个扇区之一，15 行阴极感应片的安排示意[8]

由于这里漂移距离长达 1m，因此漂移电子的横向扩散将是影响空间分辨率的重要因素之一。磁场的加上可以抑制电子的横向扩散。此外磁场将使电子在平行于圆柱端面的平面内偏转，从而可测量其动量。PEP-4 的磁场若用常规磁铁则强度为 0.4T，若用超导磁铁则可高达 1.5T。

因 PEP-4 的 TPC 侧重于粒子鉴别，因此充以 8.5 个大气压的 Ar(80%)＋CH_4(20%)的混合气。在 75 kV/m 的均匀电场下，电子在此混合气内的漂移速度约为 5cm/μs。室体在高气压下工作有利于 dE/dX 的测量，因而有利于粒子鉴别。室体达到的性能如下：

能量分辨率(dE/dX)在 8.5 个大气压下为(3.0±0.1)%[10]；

空间分辨率 $\sigma_{xy}^2=\sigma_A^2+\sigma_B^2\frac{L}{L_M}e^{\gamma L}\sec\alpha+\sigma_C^2e^{\gamma L}\cos\alpha\tan^2\alpha$，其中 L 为漂移距离(m)；L_M 为最大漂移距离(1m)；α 为带电粒子径迹与灵敏丝平面垂直方向的夹角；γ 为在每米漂移距离上电子的俘获率；σ_A 是由于电子学噪声与其他系统效应引起的本征空间分辨率，有 $\sigma_A=(160\pm2)\mu m$；σ_B 是空间分辨率 σ_{xy} 作为漂移距离 L 函数项的系数，有 $\sigma_B=(105\pm$

6)μm;σ_c 是 σ_{XY}作为 α 角函数项的系数，有 $\sigma_c=(249\pm7)\mu m$。由此式若 $L=0,\alpha=0$，则可得到最小的 XY 平面内空间分辨率为 $\sigma_{XY}=(160\pm2)\mu m$，$Z$ 向空间分辨率为 $\sigma_z=(340\pm5)\mu m$[11]。

(2)常压型气体 TPC

DELPHI 实验[12]的探测器中心部分是常压型的气体 TPC。它由碳纤维的圆柱形容器充以一个大气压的 Ar(80%)加 CH_4(20%)混合气组成。圆柱形容器内有在 Kapton 薄膜上的 3mm 宽，间距 1mm 的铜条形成的电笼(electric cage)。此 Kapton 薄膜胶在两个圆柱形环氧树脂壳的两边，以限定电笼的外边界和内边界。漂移场通过圆柱形容器的中央高压平面设置为 20kV。有 333 个高精密 4 MΩ 电阻与电笼的铜条相联结，以使整个漂移体积有 150V/cm 的均匀电场。

TPC 的每个端面分为 6 个配有多丝正比室的扇区。这里的多丝正比室包含三个丝平面。一个是栅丝平面，起门的作用；一个是限定漂移区的阴极丝平面；再一个是由 192 根直径为 20μm，丝距为 4mm，相间以场丝的灵敏丝平面。阳极灵敏丝高压为 1385V。与灵敏丝相距 4mm 是室体的刚性框架，其上为阴极铜板所覆盖。阴极板上有 16 圈电容性阴极感应片(pad)，每片的表面积为 52.5mm^2，每圈的片数从 16 到 144 片不等，但保持为 16 的倍数，便于读出。这意味着感应片有不同的宽度。每圈相距 4.5cm，中心定于 TPC 的轴，内圈距轴 40cm，最外圈距轴 110cm。图 5.6 为有 16 圈阴极感应片的 TPC 端盖 6 个扇区示意图。每个扇区有 1680 个感应片，总计 22464 个读出道。

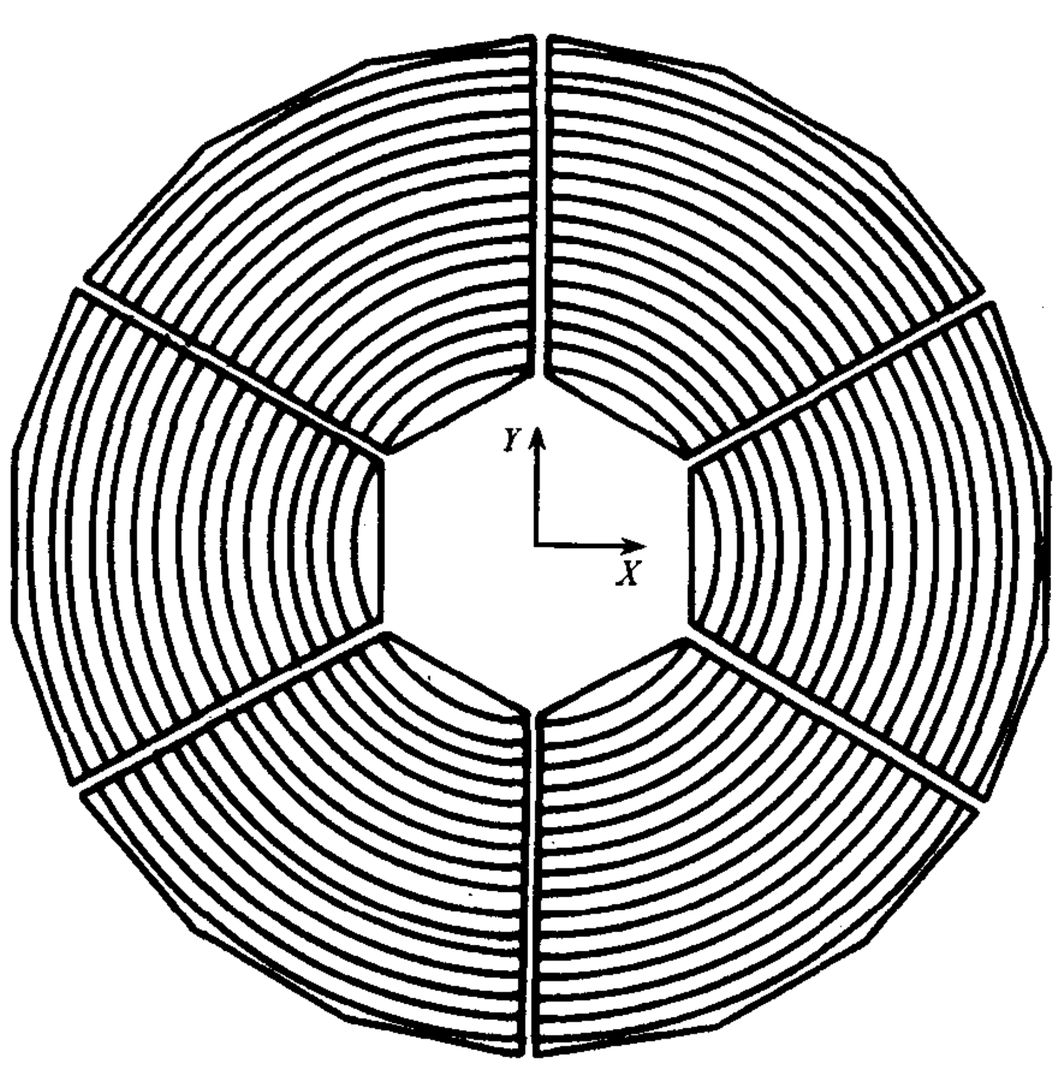


图 5.6　DELPHI 实验的 TPC 中 16 圈阴极感应片的端盖 6 个扇区示意图

中央高压平面两边每边的总漂移长度为 133cm。TPC 位于整个 DELPHI 探测器磁铁 1.2 Tesla 均匀磁场中。在探测器后向区，磁场与漂移电场平行。在探测器前向区则反平行。电子在工作气体中的漂移速度为 6.7cm/μs。在磁场中的回旋频率为 $\omega_r=5.2$。

阳极灵敏丝和阴极感应片的信号由位于容器内的混合型前放读出。它们的信号用 30m 长的电缆送到控制室的快总线机箱。信号首先被成形为 250ns 宽的高斯形状，保持信

号的积分形式，然后通过 13.5 MHz FADC(Thomson EF805)数字化。这种 FADC 有分段的线性特性，允许有 8 个 bits 的输出及有 9 个 bits 的输出动态范围。同一快总线单元也完成除零(zero-stripping)功能，另一个快总线机箱处理器为中央 TPC 处理器准备数据并由其读出。中央 TPC 处理器则由总的数据获取计算机控制。最大漂移时间为 20μs，相当 270FADC 计数。在前端电子学的缓冲器内最多可存储 4 个事例，并且死时间不超过最大漂移时间。

(3)气体 TPC 的其他应用

以上介绍的两种气体 TPC 都是用在 e^+e^- 对撞机实验中的，除它们外还有 TOPAZ[8](日本，KEK)和 ALEPH(CERN，LEP)[13]。此外还有其他的应用，如：

1) 用于重离子固定靶实验。它们的例子是 CERN 的 NA35 实验[14]和 NA36 实验[15]，美国 BNL 的 BNL810 实验[16]及 LBL 的 HISS 实验[17]。这些气体 TPC 从规模上较 e^+e^- 对撞机上用的气体 TPC 要小，但它们适应重离子碰撞中产生的很高的粒子径迹密度，因此侧重点在双径迹分辨及次级顶点的重建。具体做法是用密布的短丝(NA36，BNL810)，或将阴极感应条平面分成大量的感应片(NA35，HISS)。这些 TPC 具有处理下一代强子对撞机(LHC)预期的径迹密度的能力。

2) 用于寻找低多重性及稀有奇特过程。这方面的例子是加拿大的 TRIUMF 的 TPC[18]。它用来寻找像 $\mu^-Z\rightarrow e^-Z$ 这样的轻子数破坏过程。此种信号的特征是衰变 μ 由大约 105 MeV/c 的孤立电子所跟随，其原点在靶上。这就要求探测器具有在很大角度的三维显示径迹能力，有好的粒子鉴别能力，动量分辨率达到 1%以及有好的宇宙线本底排斥能力，TPC 能很好地满足这些要求。

3) 用于重味量子数产生实验中广角顶点探测器。这方面的例子是 CERN 的 WA71[19]。它需要精密测量径迹的坐标，以达到在很广的角度区域内有效地重建低动量径迹。注意力主要放在高计数率环境中克服空间电荷影响。

表 5.1[20]列出主要建成的 TPC 的设计参数。表 5.2[20]列出上表中这些 TPC 的性能。由表 5.2 可看到，在 e^+e^- 对撞机上的实验中的 TPC 有好的动量分辨及粒子鉴别，而双径迹分辨则较差，这与 e^+e^- 对撞中多重性及径迹密度较低相应。在重离子实验中的 TPC 则表现为另一种特征，它们有好的双径迹分辨，这在高径迹密度情况下是必要的。此外它们也有相当好的动量分辨率，但粒子鉴别能力则很差。

表 5.1　建成的某些气体 TPC 的设计参数[20]

探测器	体积 /m^3	漂移长度 /m	气体	气体压力 /atm	漂移时间 /μs	漂移电场 /(V/cm)	磁场(B) /T	阴极感应片	信号丝
PEP-4	~6	2 × 1	Ar/CH_4 (80/20)	8.5	20	750	1.3	13824	2196
TOPAZ	9.7	2×1.22	Ar/CH_4 (90/10)	3.5	23	353	1.0	8192	2800
DELPHI	14	2×1.34	Ar/CH_4 (80/20)	1.0	20	149	1.2	20160	2304
ALEPH	43	2×2.22	Ar/CH_4 (91/9)	1	42	115	1.5	41004	6336
TRIUMF	~1	2×0.35	Ar/CH_4 (80/20)	1	~5	250	0.9	7632	144

续表

探测器	体积 /m^3	漂移长度 /m	气体	气体压力 /atm	漂移时间 /μs	漂移电场 /(V/cm)	磁场(B) /T	阴极感应片	信号丝
NA35	3	1.0	Ar/CH_4 (90/10)	1	19	120	0	11520	不读出
NA36	0.26	0.5	Ar/CH_4	1	8	150	2.7	无	7680
BNL810	0.4	0.6	Ar/iC_4H_{10} /Methylal (79/16/5)	1	～22	330	～0.5	无	将近 8000
HISS	1.1	0.75	Ar/CH_4 (90/10)	1	～15	120	1.3	15360	不读
WA71	0.026	0.16	Ar/iC_4H_{10} (70/30)	1	4	1000	1.2	192	32

表 5.2　建成的某些气体 TPC 的性能

探测器	空间分辨率/μm		阴极片响应 σ_{PRF} /μm	双径迹分辨/cm		动量分辨率	dE/dX 分辨 /%
	σ_L	σ_T		Δ_L	Δ_T		
PEP-4	0.34	160	3.6			0.065	3.5
TOPAZ	0.34	185	4.2			0.012	4.6
DELPHI	0.8	230		～1.0	～1.5	～0.005	～6.5
ALEPH	0.7	170	3.5	～2	～1.5	0.0012	4.5
TRIUMF	1	170	3.6			～0.2	
NA35	0.25	430	～2.8		～1	0.003	—
NA36	1.2	740	—	～1	～0.5	0.005	—
BNL810	0.9	900	—	～0.3	～0.7	0.035	—
HISS	1	200～500	～1		～1.5		
WA71	0.2	～200	～5				

5.1.2　液体时间投影室

用液体代替气体作为带电粒子的探测介质有许多优点。气泡室就是以液体作为介质的探测器，它使带电粒子径迹成为可见。气泡室对物理学发展的贡献是公认的。在用电子学读出的探测器方面，利用液体作介质的有 Cello 合作组的液氩电磁量能器[22]，但它们与时间投影室并不是同一种探测器，只是说它们都用液体作为介质有其优点。

这里介绍的液体时间投影室用液体代替气体做工作介质的 TPC。像气体 TPC 一样，它具有良好的能量与空间分辨率，可以有大的灵敏体积与自触发。这种液体 TPC 可以说是电子学气泡室，它能给出电离径迹的三维成像。这种探测器就特别适合在需要高精度、大质量的应用与寻找稀有事例的实验中，例如太阳中微子、质子衰变及双 β 衰变等实验研究。

最常用的液体介质是液氩(LAr)。LAr TPC 最先由意大利的 C. 鲁比亚(C. Rubbia)于 1977 年提出[23]。由于 LAr TPC 能给出电离径迹的三维图像,故也称它为 LAr 成像室。

自建造 LAr TPC 的建议提出后,已进行了一系列可行性研究[24]。小规模的模型试验也取得成功[25]。1985 年,ICARUS 合作组提出了建造数千吨的 LAr TPC 的建议。完全模拟这数千吨 LAr TPC 的 3t 模型于 1989 年提出,于 1991 年成功运行[26],并取得预期的结果。1997 年又建成 $10m^3$(15t)的 LAr TPC 模型,用于冷冻技术和机械结构等方面的试验。在成功进行了地面试验后,将其运到 Gran Sasso 地下实验室,从 2000 年初起成功地在 LAr 的灵敏体积内记录了高质量的长达 3m 的电离径迹[27]。1995 年提出建造的 600t 的探测器,也已于 2001 年建成,并成功地在地面运行,获取了大量宇宙线事例[28],进一步证明建造最终(~5000t)的大 LAr TPC 可望成为现实。在该项合作中国内的研究人员做出了贡献。下面就 LAr TPC 的结构、工作原理等作一介绍。

1. LAr TPC 读出室的结构

LAr TPC 的工作原理与气体 TPC 相类似。电离产生的电子由位于漂移路径末端的读出室读出。读出室由三个丝平面组成,丝平面的安排和电场分布如图 5.7 所示[25]。

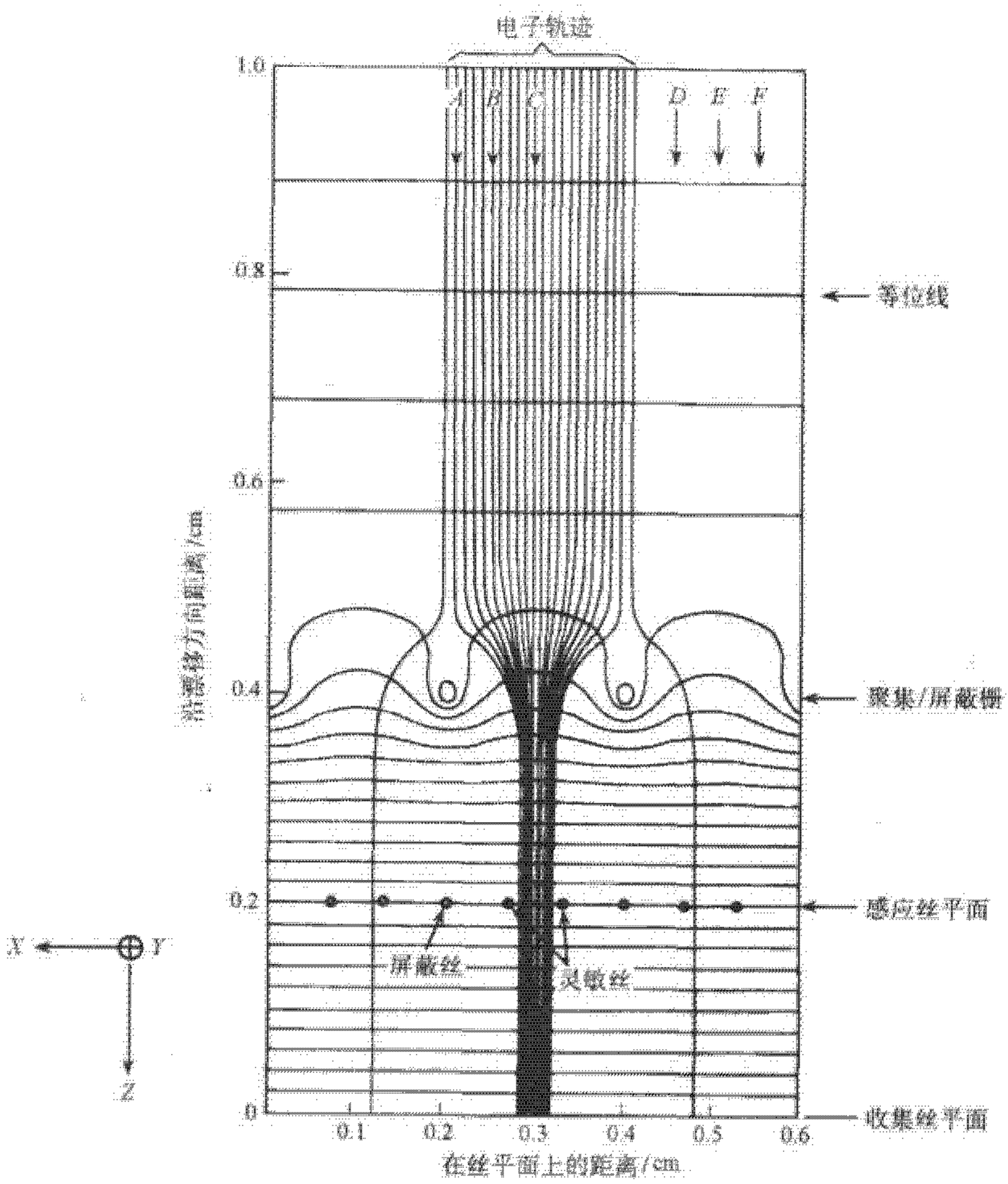


图 5.7　LAr TPC 读出室的丝平面结构及电场分布

漂移电子依次通过和到达的三个丝平面是:①丝沿 Y 方向排列的平行丝平面,其功能是作屏蔽栅。一种可能的参数是丝直径为 100μm,丝距为 2mm。② 丝沿 Y 方向排列的平行丝平面,位于屏蔽栅平面下 2mm,称为感应丝平面,此平面中有两种丝,一种为灵敏丝,直径为 50μm。相距 0.6mm 的灵敏丝每两根组成一组,由一个放大器读出。两组相邻灵敏丝组中心间隔为 2mm,它们之间有屏蔽丝。灵敏丝靠感应法测量信号给出 X 坐标,故我们也称此丝平面为"灵敏丝平面"。③丝沿 X 方向排列的位于"感应平面"下 2mm 的平行丝平面,丝间距为 2mm,相间一屏蔽丝。此第三个丝平面测量 Y 坐标,其电场设计将收集漂移电子,故此平面称为"收集平面"。

以上三个平面的丝均为不锈钢丝,"感应平面"丝和"收集平面"丝的张力分别为 750g 和 500g。

屏蔽栅平面的存在,使得在漂移电子未穿过栅丝平面之前,在感应丝平面上将不会在灵敏丝上产生感应信号。如果满足下列条件[29]:

$$\frac{E_a}{E_b} > \frac{1+X}{1-X} \tag{5.1}$$

式中,E_a 为屏蔽栅后之电场;E_b 为屏蔽栅前之电场,且

$$X = \frac{2\pi r}{d} \tag{5.2}$$

式中,r 为丝半径;d 为丝中心间距,则屏蔽栅平面对漂移电子将是 100%透明的。

若漂移空间的电场、屏蔽栅与感应平面之间的电场、感应平面与收集平面之间的电场分别为 E_1,E_2 和 E_3。当 $E_2 > E_1$ 时,电场线被聚焦向着感应平面的灵敏丝。若 E_3 选取正确的值,那么电场线将在感应平面的灵敏丝之间通过,并终止于收集平面的灵敏丝上。对于三维读出的室,电场线能通过感应平面而到达收集平面,从而实现非破坏性的三维读出。

如果 $\frac{E_2}{E_1} \geqslant 1.4$,则屏蔽栅的透明度为 100%。为了使感应丝平面也有 100%的透明度,则要求 $\frac{E_2}{E_1} \geqslant 3$。图 5.7 所示的读出室的丝结构为具有 $E_1 : E_2 : E_3 = 1 : 5 : 5$ 的电场分布。它具有较好的聚焦性质与较简单的电位分布,屏蔽栅具有电场给出的电位,同时灵敏丝与屏蔽丝处于低电位。

图 5.7 所示的结构,屏蔽栅的屏蔽失效率大约是 10%[25]。这种失效的后果是在漂移电子穿过屏蔽栅平面之前,在感应平面的灵敏丝上能受到电子的感应。屏蔽栅的这种失效并非电场的因素而仅仅是几何的因素所造成。

2. 元件的清洗

为了保持 LAr 的超高纯度(负电杂质<1 ppb 氧当量),LAr 容器(杜瓦)和所有需放在杜瓦中的元件的清洗至关重要。这些元件的清洗在 CERN 已有标准的清洗步骤[30]。其流程为:

1)50℃洗液中作超声浴清洗。

2)用冷的去离子水漂洗。

3)用 60℃去离子水超声浴清洗。

4)最后在真空(≈5×10^{-7}mmHg)950℃的烘炉中去气。

整个系统用液 N_2 冷阱的分子泵抽成高真空,冷阱放在系统和泵之间,以防止从泵的回油。整个装置在真空条件下以 300℃烘烤 48h,最终系统真空可达 2×10^{-7}mbar,典型的

漏气率为 4×10^{-9} mbar/s。

为了达到 LAr 的超高纯度，对于商业上可得到的 Ar 必须进行纯化处理。相应需要一套纯化装置和设备。对不同的纯化系统进行的研究结果表明[31]，用市场上有的过滤器，如 HYDROSORB 干燥器和 OXISORB 氧气吸附器[32]，在大流量下用市售 Ar 气，可以纯化到超高纯度(<0.1 ppb 氧当量)。

3. 读出电子学

用于液氩成像室的读出电子学已进行了广泛的研究，并在有 2000 读出道的 3t 模型室上进行了检验，且从 1991 年起获取了数据[26]。在此基础之上，对于最终具有 10^5 读出道的电子学系统，考虑到效率和造价之间的必要折中，读出电子学的设计必须面对下列几点：

1)探测器的电容：前置放大器将在高达 500pF 输入电容下工作。

2)信噪比：根据模型试验取得的数据分析，用于径迹显示(感应平面)信噪比 $\frac{S}{N}=6$ 已足够；对($\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$)测量(收集平面)需要信噪比 $\frac{S}{N}=10$。

3)动态范围：我们需要对最小电离粒子(它产生 30 000 个电子)能做出区分，与此同时当探测簇射时，又需保证不溢出，这就需要有 10bit 的 FADC。

4)时间分辨率：在给定(1.5～2.0) mm/μs 漂移速度情况下，600～800μm 的空间取样分辨率要求取样时间分辨率 400ns。此外，为了有可能以足够的精度判断信号的上升时间，400ns 的取样时间分辨率也已足够。

5) 内存的大小：为了通过 2.1m 的漂移距离，电子需 1.5ms 漂移时间，若有 400ns 取样时间分辨率的话，则整个漂移长度的记录将要求每一道至少 4k 字节。

图 5.8 为前端电子学的方框图。探测器的丝信号被放大、成形并经由一多路转换开关读出，此多路转换开关控制 8 路丝信号。混成信号被送到由接收器与 20 MHz FADC 组成的数字化电子学进行数字化。这 20 MHz FADC 等价于 400ns 的取样周期。为了压缩数据，数字化输出可以由用户设计的处理器加以过滤，然后存储进双端视频存储器，总容量为 128k 字节(等价于每道 16k 字节)，当 FADC 的时钟频率为 2.5MHz 时，记录时间最大为 6.4ms。对于总数为 10^5 道的整个大系统的模拟及数字化电子学，由 12 组自治数据获取单元组成，这些单元采用了扩充的 VME 标准[26]。

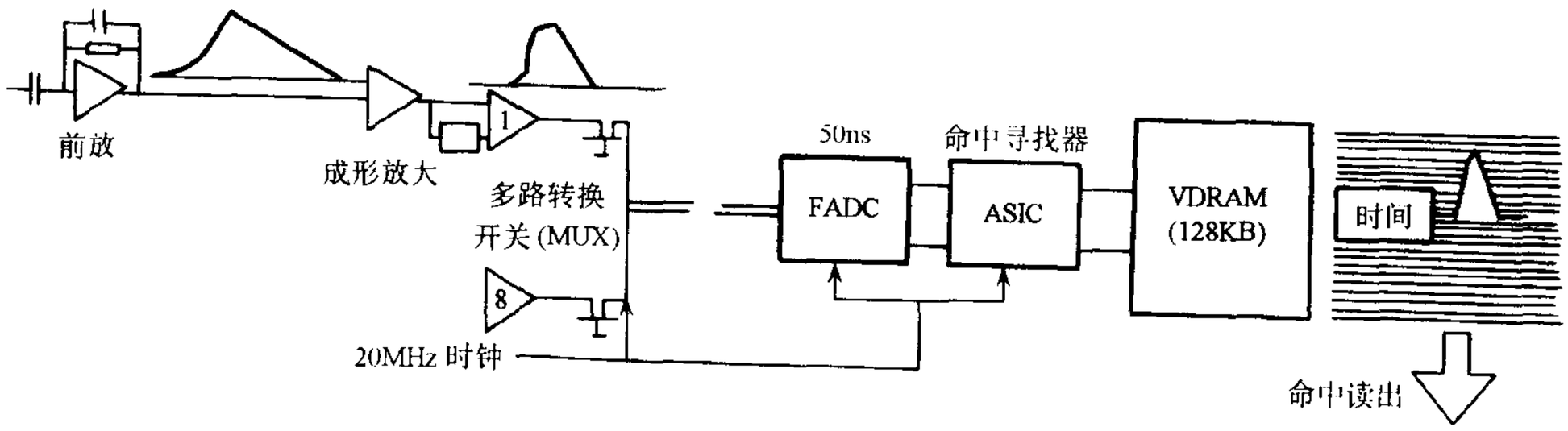


图 5.8　前端电子学方框图

4. 液 Ar TPC 的三维成像

图 5.9 说明 3t ICARUS 模型室三维读出的原理。每个事例提供两个二维平面的成

像[26]。我们将电子漂移方向定为+Z方向，则感应丝方向为Y方向，收集丝为X方向。两个二维平面分别为XZ和YZ平面，除了电子漂移时间的Z坐标外，另一个坐标则分别为感应丝编号(X坐标)和收集丝编号(Y坐标)。与每一道给出的信号相应，显示在灵敏丝上为感应电荷的大小。被取样采集的电荷值表示为像素的黑度，越黑表示电荷值越高。图5.10给出在收集平面上产生的成像。与径迹相应的信号形状近似地像一阶跃函数，给出看起来很差的成像。为了得到很清晰的事例显示，必须做适当的过滤处理[26]。图5.11给出经过滤后图5.10的成像。由上可见，事例的三维重建是基于发生在同一时刻在两个丝平面上信号的综合。

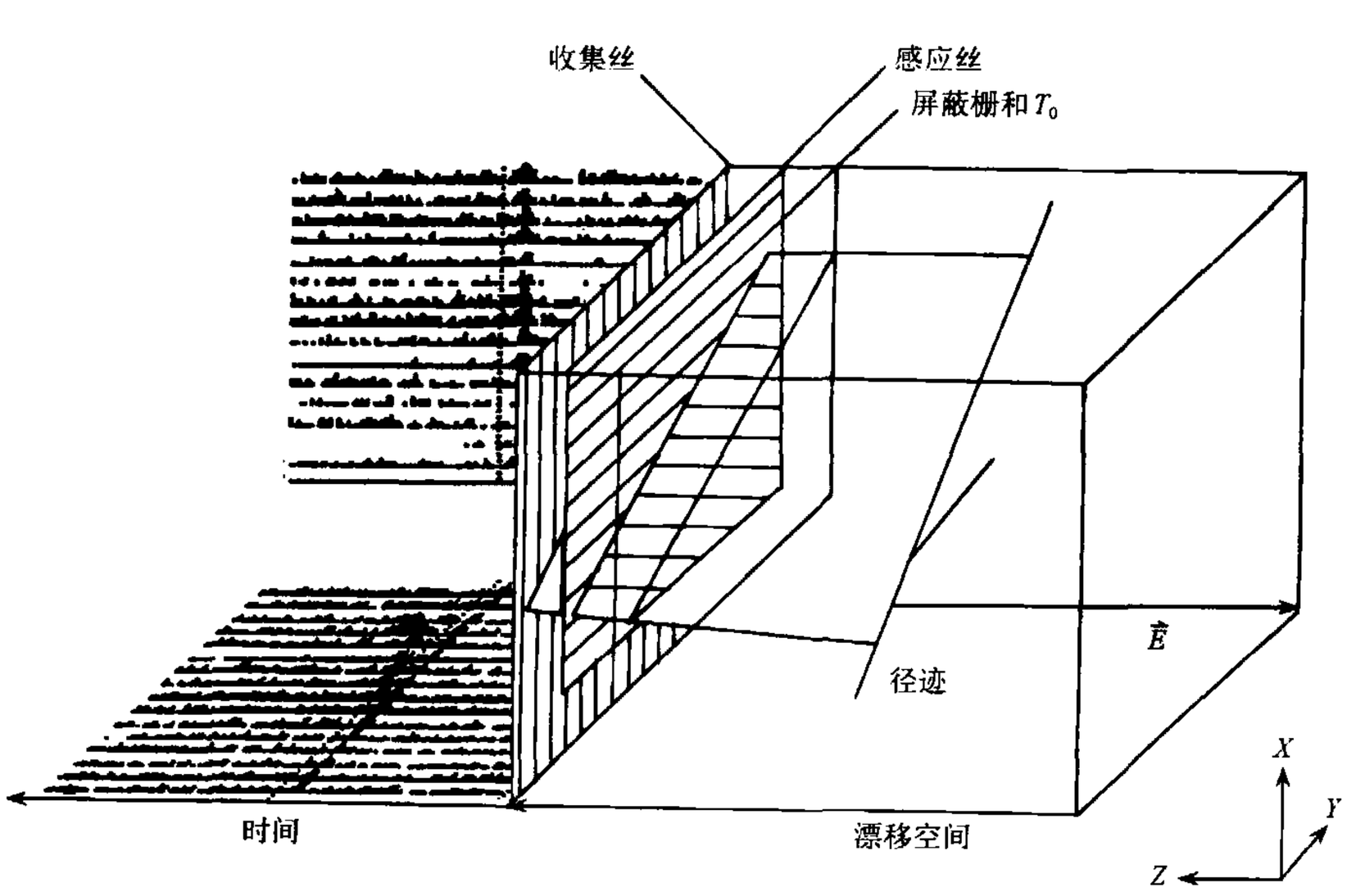


图5.9　在3t ICARUS模型室三维读出的原理

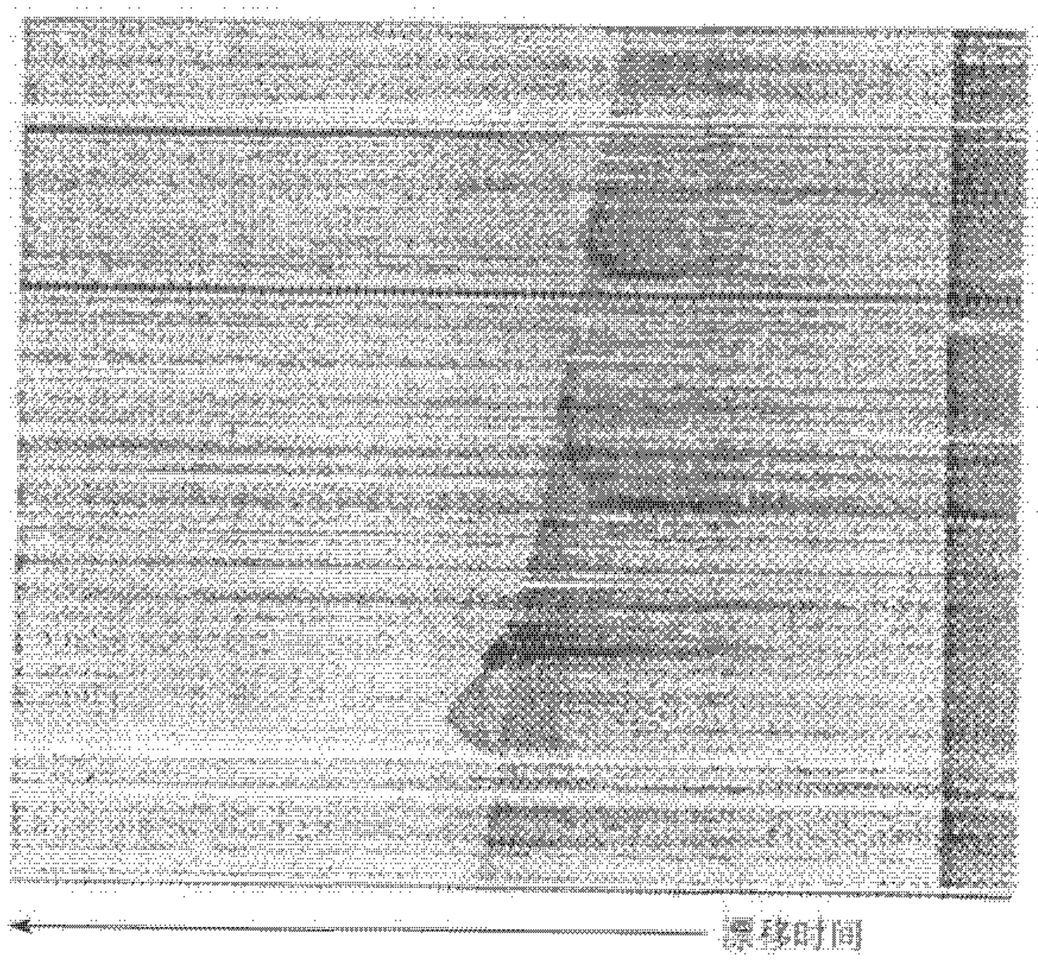


图5.10　在过滤之前宇宙线径迹在收集平面成像

图 5.12 进一步给出宇宙线引起的簇射在收集平面的成像[26]。值得注意事例的很精细的细节,在此事例中既包含了电磁簇射也包含强子簇射。衰变 μ 子及由其衰变产生的电子也可见。特别是图中的小黑点不是噪声而是真正事例的一部分,它们是由能量 1 MeV 左右的 γ 光子形成。对于粒子轨迹垂直于丝平面,当粒子通过或很靠近阳极丝时,信号变化最明显。图 5.13(a)为宇宙线 μ 子衰变在模型中收集平面(图上部)和感应平面(图下部)的事例成像;(b)则为(a)的放大,不仅可以看到 μ^+ 衰变为 $e^+\nu_e\tilde{\nu}_\mu$,同时可见到 e^+e^- 湮灭后衰变为 2 个 γ,γ_1 和 γ_2 各离衰变点 5.2cm 和 4.4cm[33]。

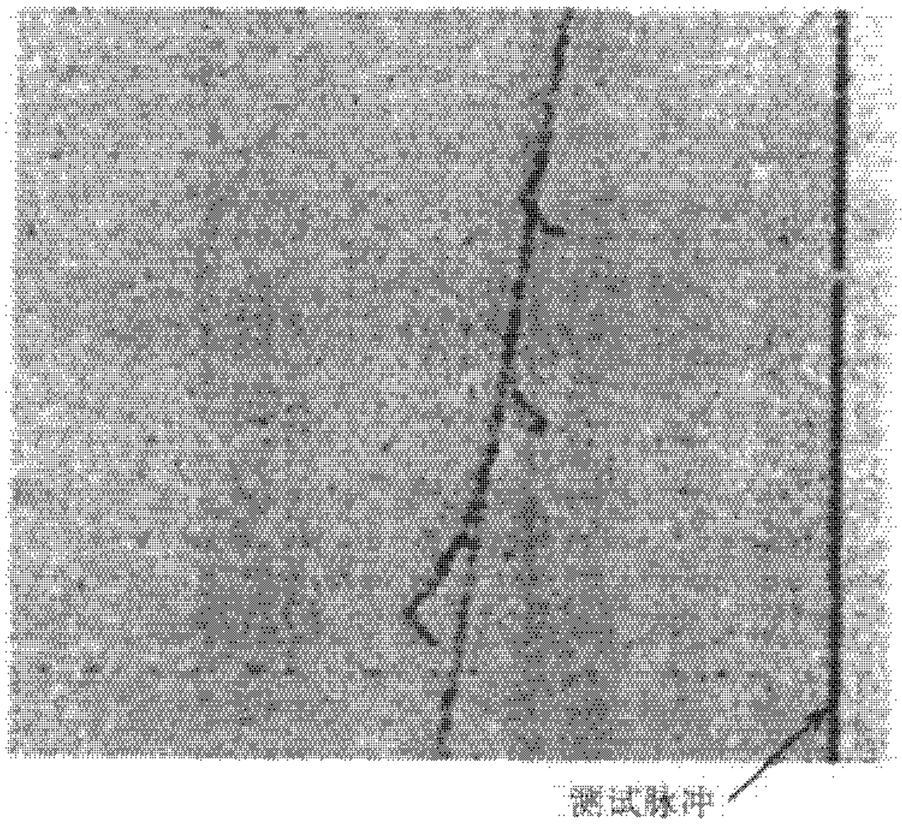


图 5.11　经过滤后图 5.10 的成像

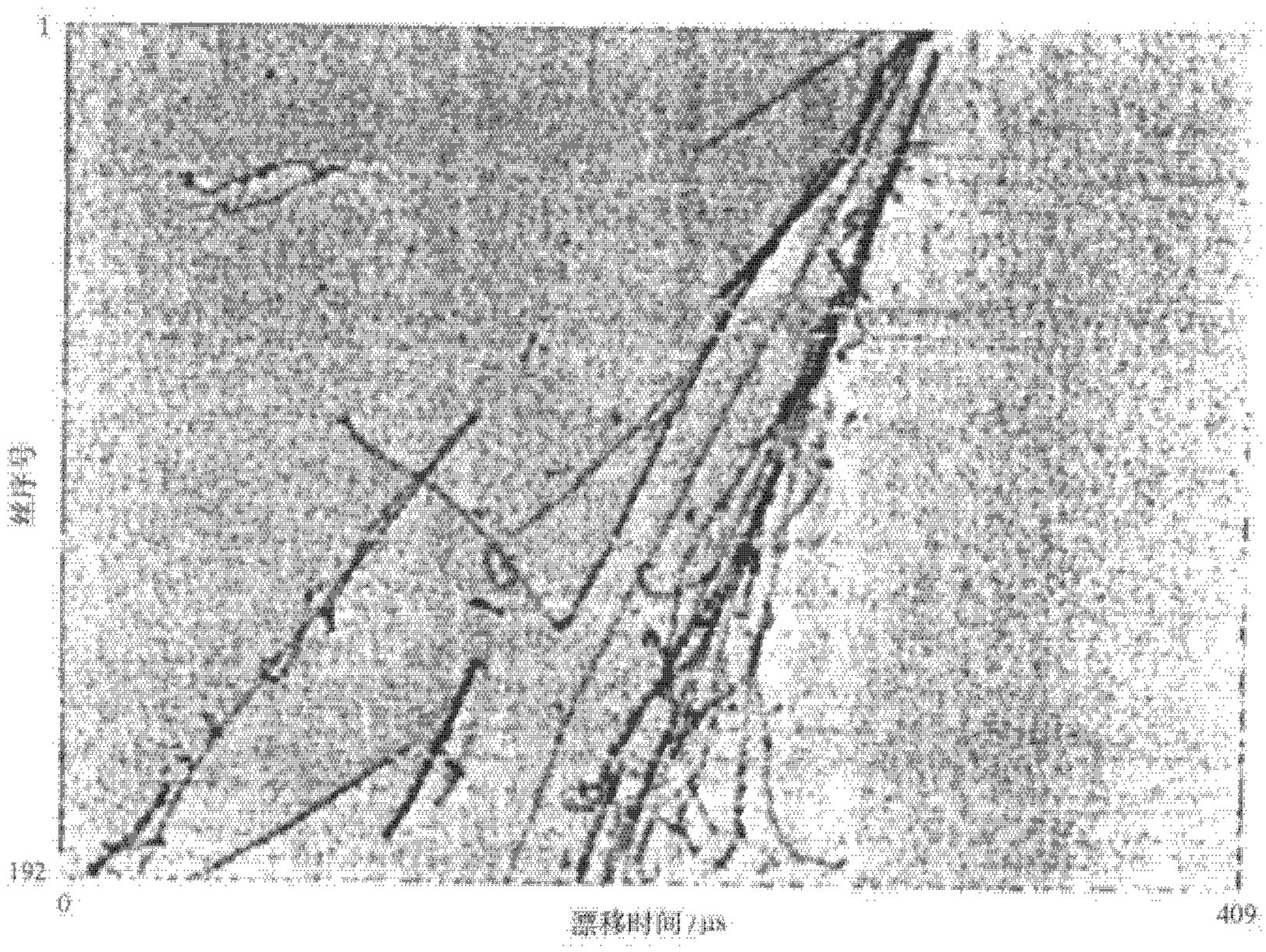
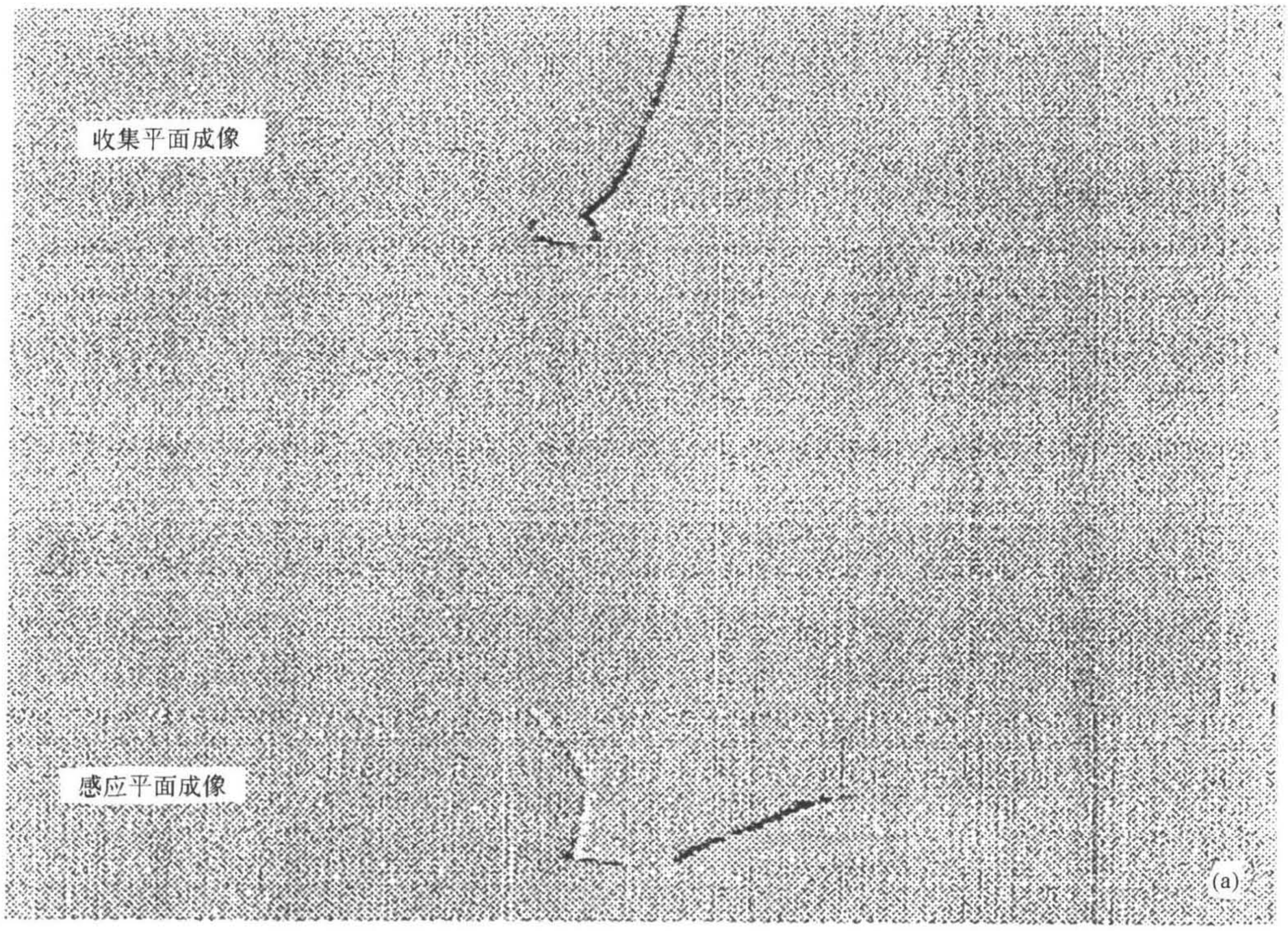


图 5.12　宇宙线引起在簇射在收集丝平面的成像



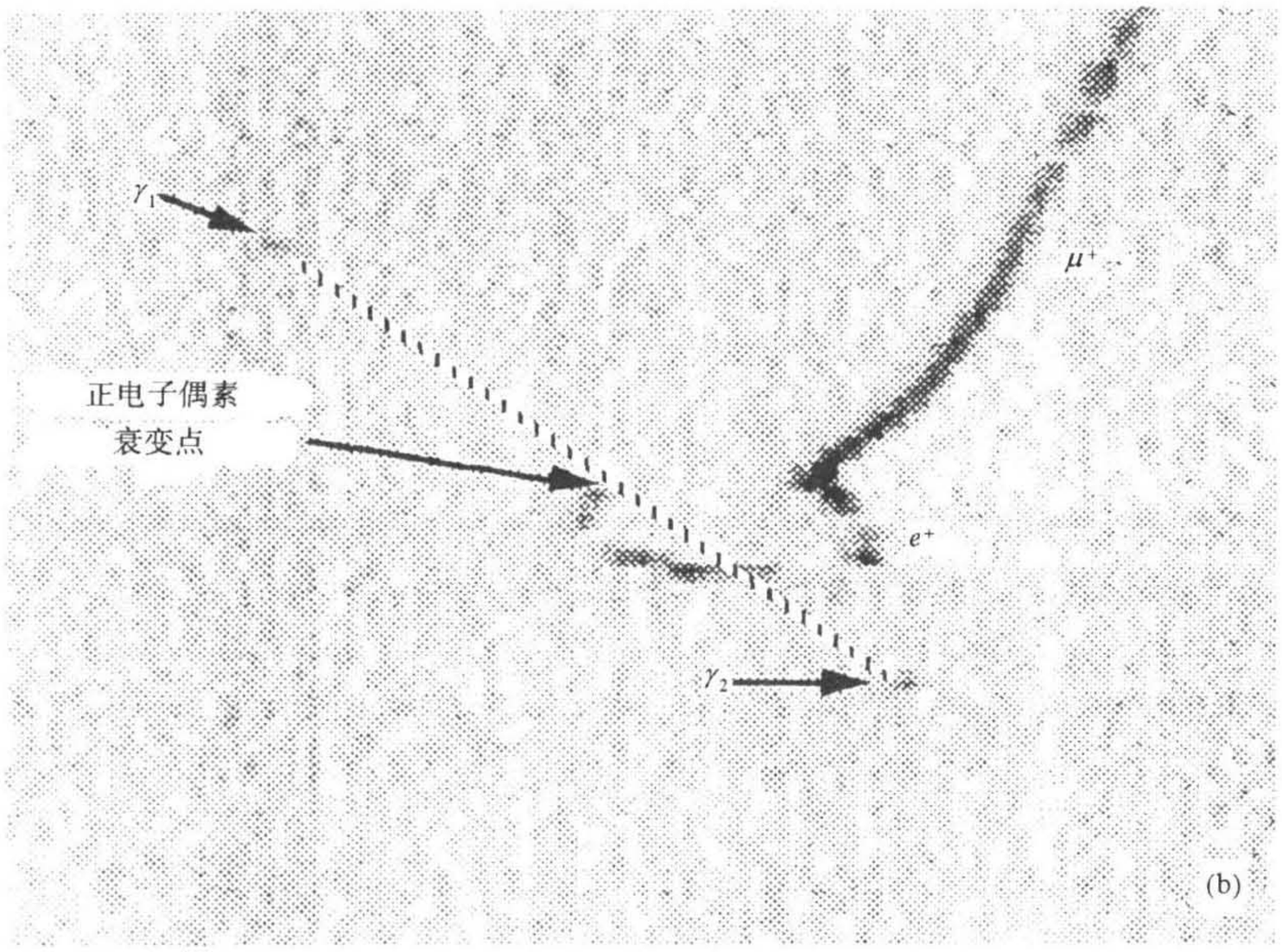


图 5.13　(a)为宇宙线 μ 子衰变在模型中收集平面(图上部)和感应平面(图下部)的事例成像;(b)为(a)中收集平面成像的放大

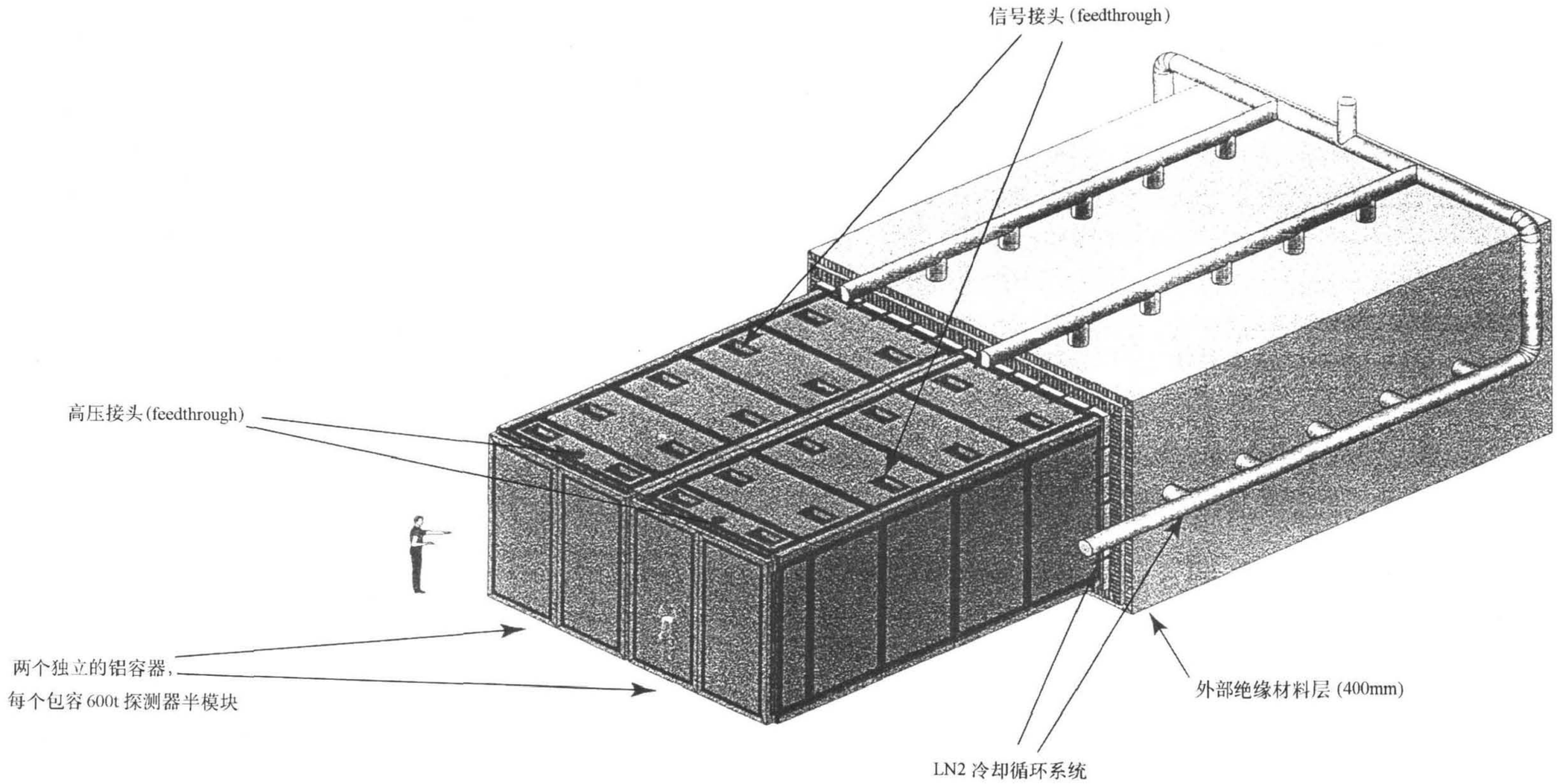


图 5.14　ICARUS 600t 探测器结构

5.1.3 ICARUS 600t 探测器

600t ICARUS 探测器是 ICARUS 合作实验最终建造 5000t 超大规模探测器的中间阶段，既为后者建造取得多方面的经验，也为实验目标迈出重要的一步。从 1995 年提出建议书[34]，1996 年获意大利政府批准，经过几年的努力，2001 年夏在地面上其已成功地进行了检验，获取了 27 000 个宇宙线事例。

600t ICARUS 探测器由两个全同的且相邻的半模块组成。每个半模块实际上是个大冷冻容器。其内尺寸为 3.6m×3.9m×19.9m，容器内装 300 余吨的 LAr。每半个模块内罩有一个内部探测器。内探测器由两个 TPC、匀场系统、监视液面高度与纯度的监视器、探针和光电倍增管(PMT)等组成。内探测器的外部则由一组热绝缘层包围。每个 TPC 由三个平行的丝平面，彼此相距 3mm，丝距为 3mm。三组丝平面的方向与小模型不同之处在于，除了一组丝平面的丝沿着半模块最长的一侧外，其余两组丝平面的丝分别成±60°定向。内探测器的中间平面为阴极，加高压，给出垂直于丝平面的漂移电场。电离电子则漂向读出室，最大漂移距离可达 1.5m。图 5.14 为 ICARUS 600t 探测器的结构。图5.15 为 600t 探测器给出的由 K 粒子衰变的候选事例的三维重建图形。

ICARUS 600t 探测器成功试验表明，ICARUS 建造 LAr TPC 的技术已经日臻成熟。利用 LAr TPC 技术建造大质量的用于稀有事例探测研究的非加速器物理实验完全可

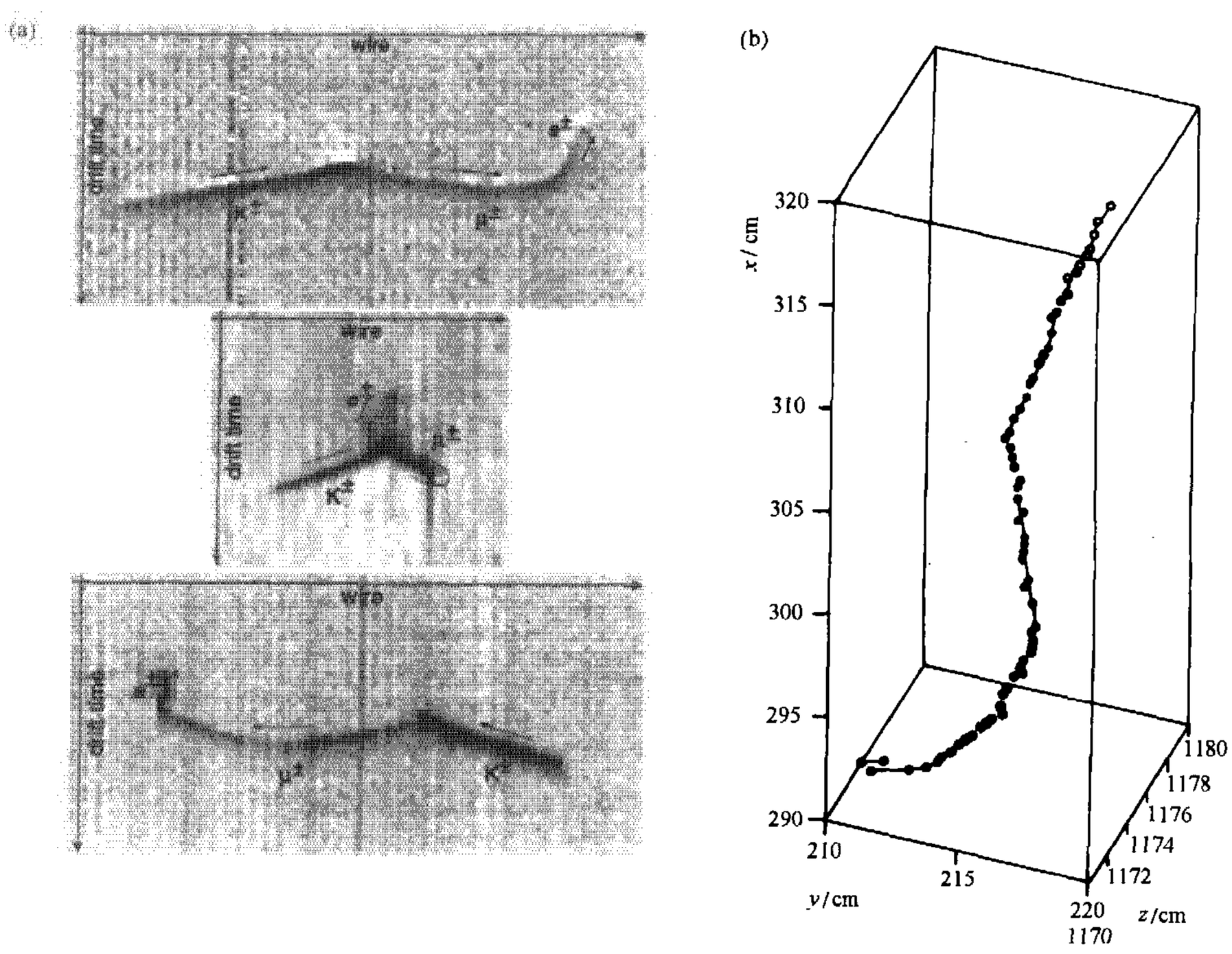


图 5.15 ICARUS 600t 探测器半模块试验运行获取的 $K^{\pm}$ 衰变候选事例。
(a)为三个丝平面的事例成像，水平轴为丝序号，灰度表示丝输出信号的大小，
垂直轴为漂移时间；(b)事例的三维重建[28]

行。因此这一探测技术是用于大气中微子、太阳中微子、超新星和加速器中微子物理及质子衰变的研究十分有力的工具。

ICARUS 600t 探测器于 2003 年初开始在 Gran Sasso 地下实验室获取数据。

5.2 时间扩展室(TEC)

时间扩展室(time expansion chamber)像时间投影室一样是一种特殊类型的漂移室。这种室的原理最先由瓦伦塔(A. H. Walenta)提出[5]。在这种室中,由相对论性粒子相继产生的各个电离束团到达阳极的平均漂移时间间隔与阳极信号宽度相比,可以做到足够长,从而使分开记录各个电离束团成为可能。

带电粒子通过气体介质时,在其路径上与气体分子碰撞产生电子-离子对。如果产生的电子能量足够大(δ-电子)又可进一步产生次级电离,与原初电子-离子对形成电离束团。带电粒子与气体分子两次碰撞之间的平均距离称为平均自由程,以希腊字母 λ 标记。此 λ 也就是相继两个电离束团之间的平均距离。

5.2.1 时间扩展室的工作原理

在多丝正比室和漂移室中,阳极信号的波形变化是粒子轨迹与阳极丝之间距离的函数。当粒子轨迹垂直于丝平面,且很靠近阳极丝附近通过时,信号变化最明显。如果使用快速的电流放大器,则能观察到阳极电流有若干个极大值的结构,这被解释成为原初电离的统计涨落。

现在已经认识到,基于能量损失的相对论上升,若能记录电离束团的数目,则能极大地改进高能粒子的鉴别能力。这是因为在计数器中观察到的能量损失的相对论上升主要是碰撞次数增加的贡献,仅仅很少部分是单次碰撞中能量损失,即单个电离束团中的电离总量的增加。由于后者的统计涨落很大,而使得观察相对论上升很困难。

在通常的漂移室的阳极电流信号中,不能很好地分辨单个电离束团。阳极信号结构中的每一个峰,仍然由几个电离束团所组成,因为计数器对单个电离束团的响应(由于正离子的低漂移速度),与通常的计数器(漂移室或正比室)中各电离束团的平均距离相比显得太慢。

为了能做到电离束团可以区分开,令各束团的平均漂移时间的间隔成为足够大,来代替阳极信号上升更快、宽度更窄的做法,从而使各个电离束团产生的信号可区分开。这一想法导致了时间扩展室的设计思想。

5.2.2 TEC 的结构和性能

1. TEC 的结构和参数的优化

TEC 的结构示意如图 5.16 所示。图中右边为低电场的漂移区,左边为高电场的放大区(即探测区)。两个区域由栅丝平面很好地分隔开。选取适当的气体,在漂移区的漂移速度与在放大区相比低很多。这样与漂移场大致平行的粒子,在穿过室体的径迹上形成的电

离束团到达室体的中部的栅丝平面时，各束团在时间间隔上将比普通室的为大。由于阳极信号相对并没有减慢，因而达到了相对的时间扩展。

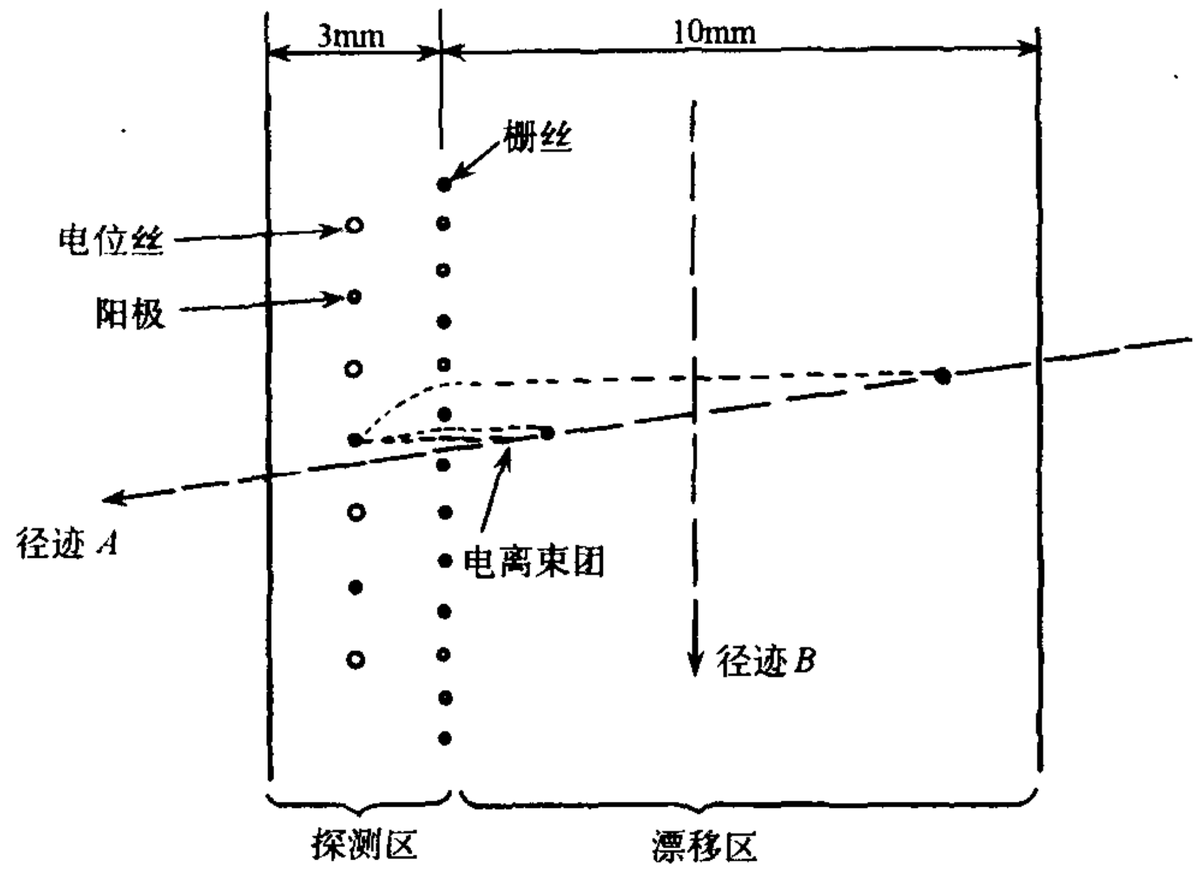


图 5.16　时间扩展室(TEC)的结构示意

为了达到最佳效果，必须对一些参数加以优化并强加某些限制。这些参数包括：①在低电场漂移区电子的吸附；②电离束团的扩散；③漂移速度 w_d 与约化电场 $\left(\frac{E}{p}\right)$ 的相关；④从低场区到高场区过渡的明显度(sharpness)。以上参数均与气体的选择、室体几何及所加电压有关。

(1)电子的吸附

电子为负电性气体所吸附与电子的平均动能 ε 有关，吸附系数 h 随 ε 的减小而增加。人们一般相信吸附过程需要催化剂(如猝灭气体)，预期在氧气浓度 α_1，猝灭气体浓度 α_2 的气体中自由电子漂移的寿命 τ 由下式给出：

$$\tau \approx \frac{1}{h\alpha_1\alpha_2} \tag{5.3}$$

由此可知，一旦 $h(\varepsilon)$、α_1 和 α_2 给定以后，τ 不依赖于漂移场。通常动能 ε 仅仅稍微高于热运动平均值，在长漂移距离计数器中自由电子寿命已经达到 $\tau \approx 100\mu s$ 量级。而在 TEC 中，由于最大漂移时间仅仅是几个 μs 量级，因此电子的吸附将不成为问题。当然 h 和 ε 之间的关系并不很简单，要阐明其关系需要做更多的研究与探讨工作。

(2)电离束团的扩散

当漂移速度 w_d 一定时，在漂移电场 E 中，平均动能为 ε 的电子，漂移了距离 x 后的扩散为：

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{4}{3}\right)\left(\frac{\varepsilon}{eE}\right)x \tag{5.4}$$

从这个表达式可以看出在 TEC 中要选取尽可能高的电场下，尽可能小的 ε(在室温下有 $\varepsilon \approx 0.04$eV)。但由于电场 E，直接与漂移速度 w_d 有关，因此又必须兼顾 w_d 的因素而

予以优化处理。

(3)漂移速度 w_d 对约化电场$\left(\frac{E}{p}\right)$的相关

为了在漂移区不太小的漂移场下有低的漂移速度 w_d,希望电子与工作气体的碰撞截面 σ 大些。另一方面在放大区的电场是漂移区的电场 5 到 10 倍的情况下,希望漂移速度 w_d 相对地较高,这又要求碰撞截面 σ 小些。这种要求可以由电子碰撞截面 σ 与电子能量 ε 关系曲线上最小值以下的能区显示出 Ramsauer 效应的气体给出。纯 CH_4 气具有这种特性,但气体的倍增因子不令人满意。Ar 气也显示强的 Ramsauer 效应(见图 2.8),因此 Walenta 首次研究 TEC 选用的气体是 $CH_4+CH_2(OCH_3)_2$ 和 Ar 的混合气。

(4)对栅丝平面的要求

低场区和高场区由栅丝平面分隔开。两个场区的过渡是否明显,主要由栅丝平面决定。由于探测区的高电场比漂移区的低电场强得多,因此对电子的透明度是高的。根据前节对 TEC 的讨论,可知$\frac{E_2}{E_1}\geqslant 1.4$($E_2$ 为高场区电场,E_1 为低场区电场),则屏蔽栅的透明度可达 100%。

为了避免在栅区由于场强的调制带来的不可控制的时间展宽,栅丝的间距应选取为能够被分辨的尺寸,也即电离束团间的平均距离,大约 0.6mm。

2. TEC 的性能

图 5.17 给出^{90}Sr β 射线平行于漂移场穿过 TEC 的响应。放在探测区后的闪烁体选择最小电离粒子信号作触发。图 5.17(a)中在 1μs 内一系列单个信号是由于漂移区的电离束团相继到达阳极产生。在探测区的电离所产生的信号到达更早但未被显示。

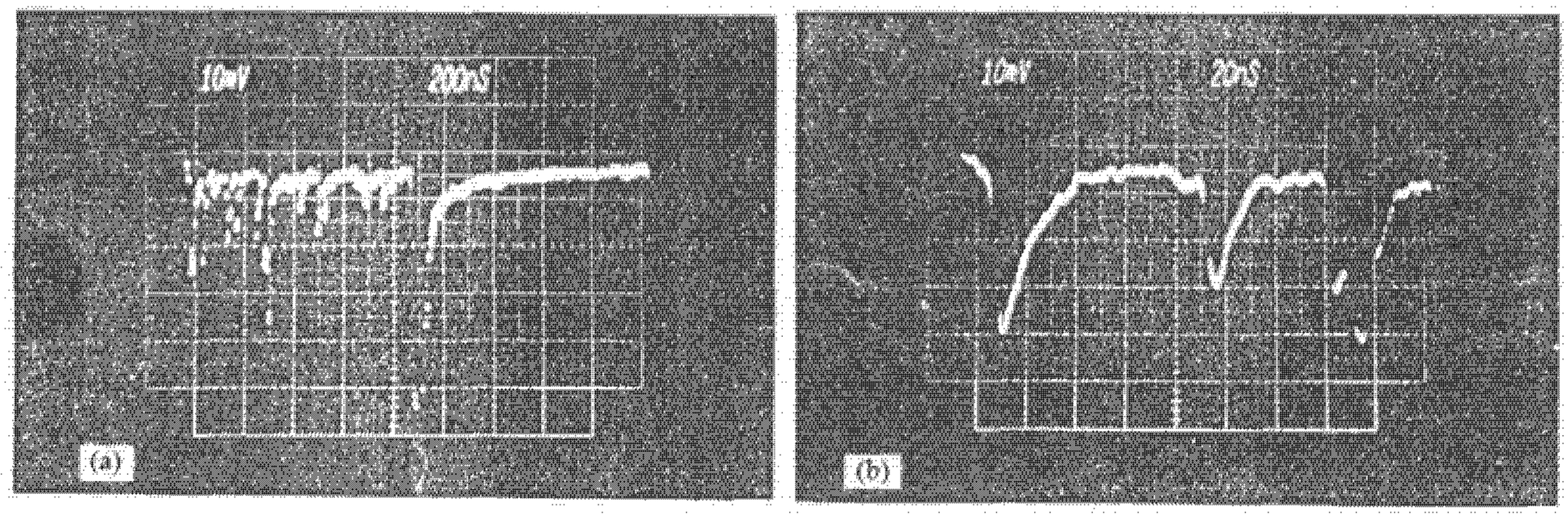


图 5.17　单个电子(^{90}Sr β)通过室体(图 5.15 中的径迹 A)产生的信号,漂移场为 $E=200V/cm$。

(a)满量程;(b)时间扩展后的示波器信号

最后到达的可见电离束团的到达时间用来决定漂移速度。图 5.18 给出漂移速度作为约化电场$\left(\frac{E}{p}\right)$函数的结果。对于$\frac{E}{p}=0.26V\cdot cm^{-1}\cdot(mmHg)^{-1}$,漂移速度为 $w_d=0.95cm\cdot\mu s^{-1}$。在饱和区饱和漂移速度为 $w_{d\cdot sat}=4.6cm\cdot\mu s^{-1}$,由此得到时间扩展因子为 4.8。

图 5.17(b)与图 5.17(a)相同,只是时间的标度作了改变。由此可见,单个电离束团已

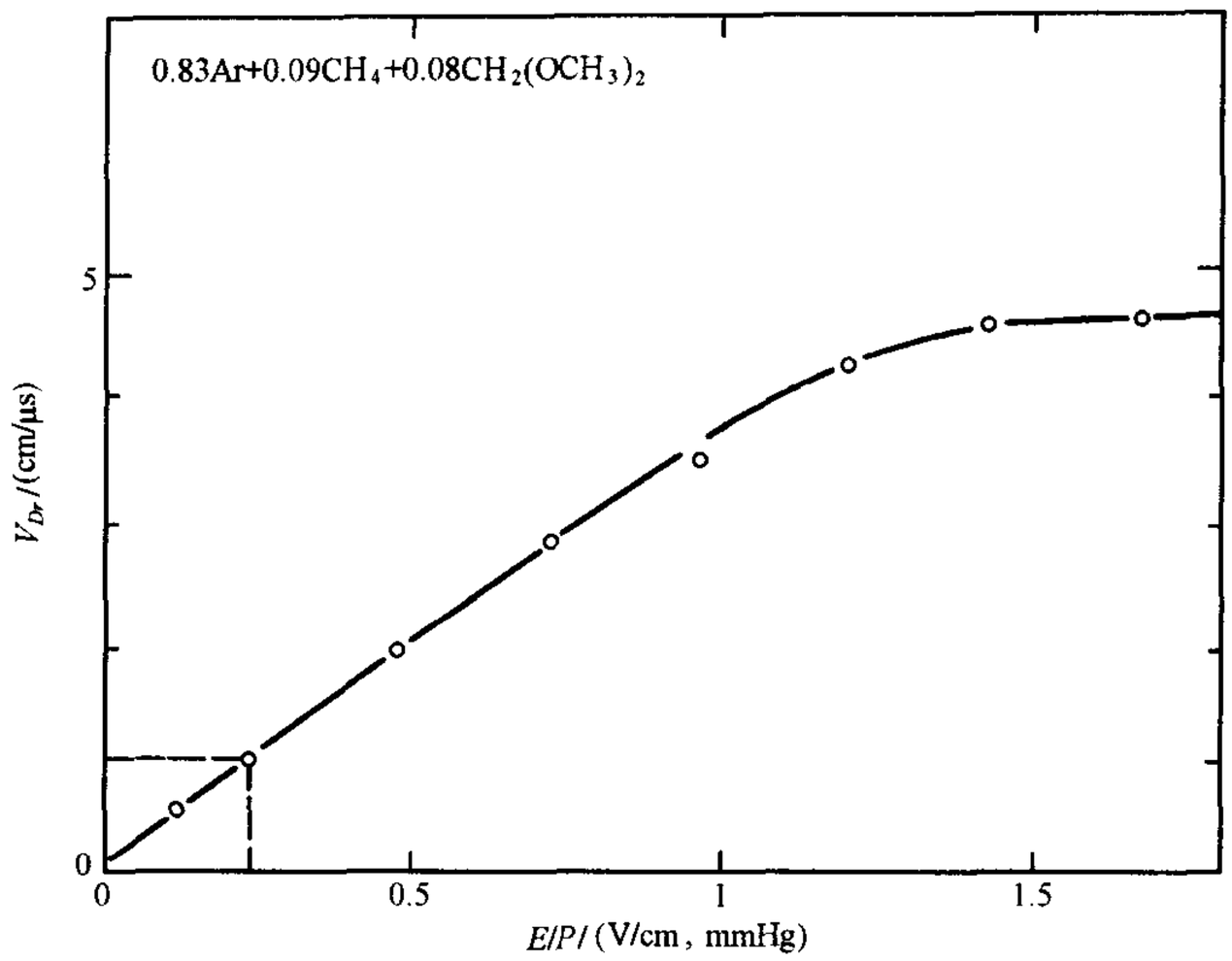


图 5.18　漂移速度作为约化电场的函数[5]

被很好地分开。假定在 TEC 所用的工作气体中形成一离子对的平均能量为 $\overline{w}=28\text{eV}$，可以得出^{55}Fe 5.9 keV X 射线形成的电子数目。由^{55}Fe 的峰值脉冲高度除以产生的电子数，就可以得到单个电子产生的信号大小，用这种近似的标定方法得到在图 5.17(b)标度情况下单个电子产生的信号约为 5mV。

若用以上讨论的由^{55}Fe 峰值脉冲高度计算的等效电子作单位，可用来测量每个径迹平均产生的电离束团数 $\bar{n}$。当然对电离束团的计数，与所用甄别器的甄别阈和时间常数 τ_D

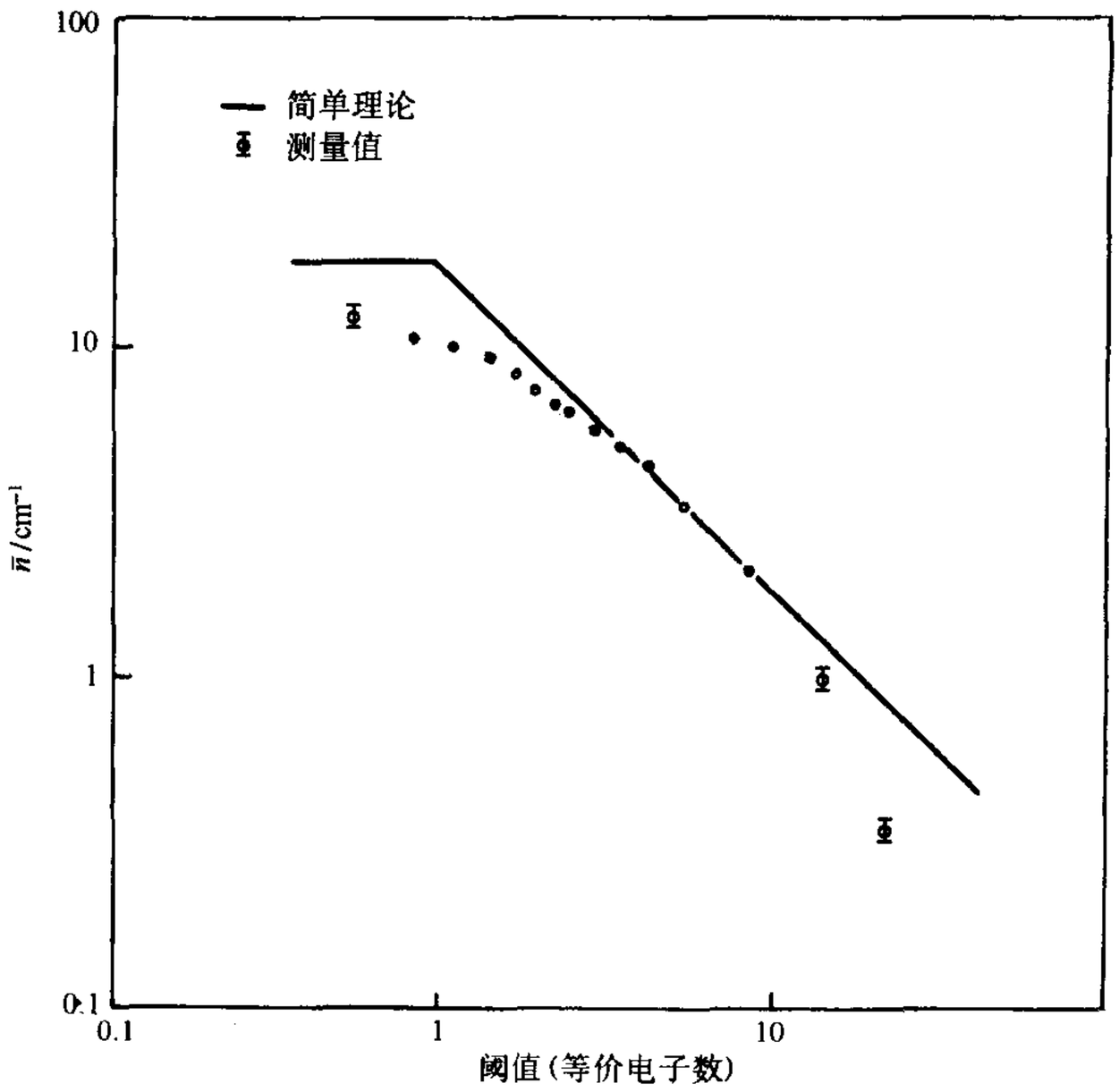


图 5.19　测量的平均电离束团数随甄别阈的变化[5]

有关。每条径迹测量的平均电离束团数 $\bar{n}$ 作为甄别阈的函数由图 5.19 给出。图 5.20 为在单个事例中以最低的甄别阈记录到有 n 个电离束团的次数的统计分布。实线表示用高斯分布拟合的曲线，其 $\sigma=\sqrt{\bar{n}}$，$\bar{n}=12.2$ 是测量值。

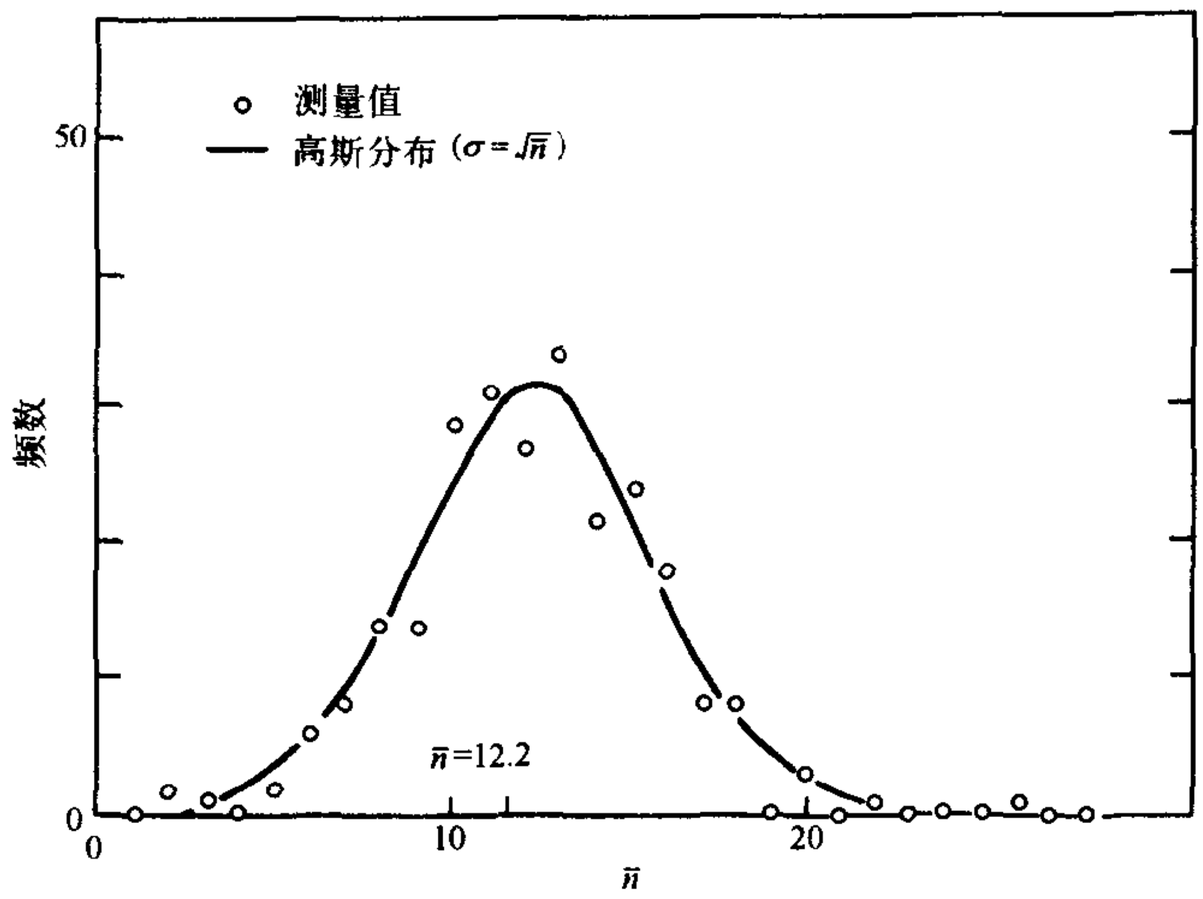


图 5.20　每条径迹测量的 n 个电离束团数的次数的统计分布[5]

5.2.3　TEC 的应用

TEC 可能的应用有：

1. 鉴别粒子

如果利用电离能损鉴别粒子，尤其在相对论区，要求最可几能损有好于 3%的分辨率。在一薄层气体介质的探测器中，由于“朗道涨落”，仅以单次或少数几次取样，达到如此高的分辨率是不可能的。要达到≤3%(rms)的分辨率，几百次能量损失(dE/dX)的取样是必要的，与此相应则需粒子通过数米长的标准状况下气体介质长度。

研究表明，在计数器中观察到的相对论上升是由于碰撞次数的增加，仅仅很少部分是由于单次碰撞中能量损失的变化。后者相应于在一个电离束团中电离量的增加，它导致能量损失测量中产生很大的涨落，使测量相对论上升成为困难。但若利用记录电离束团数目的方法将会改进根据能量损失的相对论性上升对于高能粒子的鉴别。

图 5.20 中高斯分布的 $\sigma=\sqrt{\bar{n}}$，与测量值 $\bar{n}=12.2$ 很好一致。若外推到更大的系统，则可用 $\bar{n}$ 的相对论性上升作粒子鉴别。计数在 1.3m 长的径迹在 TEC 中电离束团的总数，得到 $\bar{n}_{tot}=1600$，则方差 $\sigma=2.5\%$。对于 π 和 K 在相对论上升时 $\bar{n}$ 的差别预期比能量损失稍小。因此，人们可预期 π/K 有更好的分离。若减小对电离束团计数的死时间 τ_D，增加每单位长度(cm)探测的电离束团的数目，例如用不同的气体，可达到 $\bar{n}=30\text{cm}^{-1}$，这是现在的技术完全可以做到的，从而将更进一步改进分辨能力。

2. 改进位置分辨

在漂移室中最终妨碍位置分辨率进一步改进的因素有：①原初电离的统计涨落；②电

子在漂移过程中的扩散;③阳极信号速度不能很快。

TEC 技术已经克服了阳极信号速度慢的障碍。对于以上①与②两点,通常可以用更致密的电离来改进。但靠增加气体密度来提高电离密度的做法,仅仅对最小电离粒子才是可能,且有实际的限制。靠增加间隙厚度来增加电离量,或靠测量信号的前沿作适当的平均,都不能有任何的改进,因为仅仅第一个到达阳极的电离束团才有确定的几何意义,这是径迹和阳极之间最短距离。后到达的束团不包含任何有用的时间信息,因为它们不沿直的场线漂移,且由于它们沿径迹随机分布,因而延迟的时间也是随机的。但是在 TEC 中,这种阳极丝周围的径向场引起的时间展宽是小的($\Delta t \leqslant 5\text{ns}$),由于漂移速度 w_d 小,相应地位置误差 $\Delta x = w_d \cdot \Delta t$ 也较小。加上扩散引起的 Δx_D,位置分辨率 $\Delta x \approx \sqrt{\frac{(w_d \cdot \Delta t)^2 + \Delta x_D^2}{n}}$,此处 n 是探测到的电离束团数。如果选择适当的工作气体,达到位置分辨率 $\Delta x \leqslant 10\mu\text{m}$ 似乎是可能的。

利用 TEC 好的位置分辨率及双径迹分辨率的优点,常用它作为 e^+e^- 对撞机实验中的顶点探测器。

此外 TEC 也可用于低能辐射($\leqslant 1\text{keV}$)的测量。与半导体探测器相比有好的位置分辨率与大面积,以及高速度的响应。

3. L3 的顶点探测器[35]

L3 顶点探测器由 TEC、Z-向室与一层塑料闪烁纤维组成。Z 向室由两个同心圆柱型正比室组成。它提供的信息与 TEC 的电荷分配丝上的位置信息一起给出径迹的 Z 坐标。塑料闪烁纤维用作 L3 探测器运行期间 TEC 漂移速度的标定。在此不做更多叙述,可参

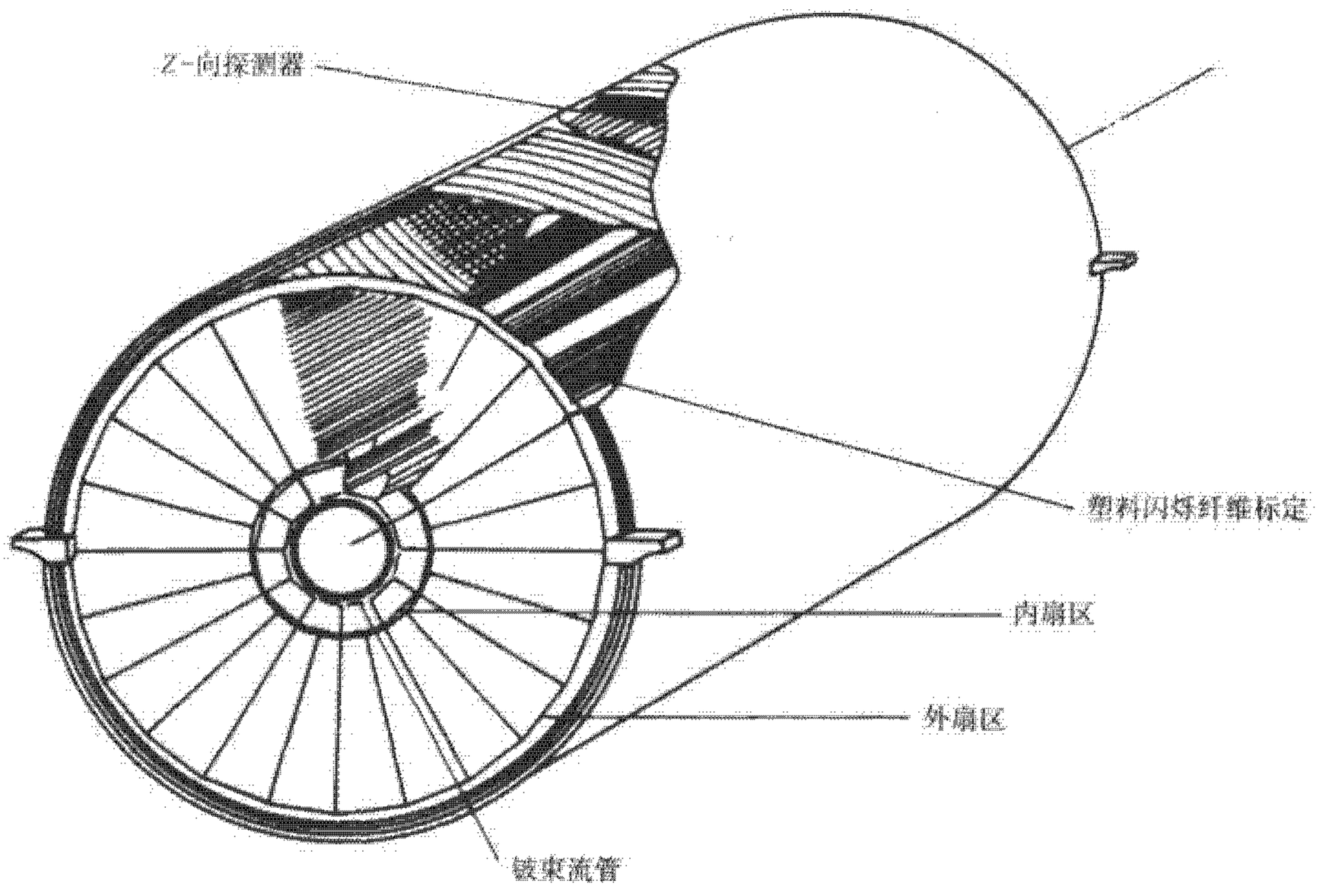


图 5.21　L3 顶点探测器[34]

见文献[35]。

L3 顶点探测器的主要部分是 TEC。图 5.21 是 L3 顶点探测器结构。TEC 是一个内半径为 90mm，外半径 457mm 及总的灵敏区长度 970mm 的圆柱。它由两个同心的室体组成。内室分为 12 个扇区，外室分为 24 个对称的扇区。扇区之间由阴极平面分开。每根阴极丝处在不同的电位以使漂移区有均匀的电场。内室的每个扇区有 8 根阳极丝，其中两根备有电荷分配读出；外室每个扇区有 54 根阳极丝，其中 9 根备有电荷分配读出，14 根备有左右分辨读出。总计有 1400 根高精密阳极丝，均为直径 20μm 的钨丝。栅丝、阴极丝及电位丝均为 100μm 直径的镀金铍铜合金丝。

L3 TEC 的工作气体为 CO_2/iC_4H_{10}(80%/20%)混合气。这种混合气体纵向扩散较小，漂移速度可以用得较低，而且这种气体有可忽略的洛伦兹角。供气系统对气压与气体混合比的稳定性好于 0.1%。气体的氧杂质的含量<2ppm。温度控制系统保证 18℃的工作温度变化<0.2℃。

反映 TEC 性能的最重要的两个参数是空间分辨率(它决定横动量 P_t 的分辨率)及双径迹分辨率。L3 的 TEC 已经达到平均单丝空间分辨率为 58μm，双径迹分辨率为 640μm。

参 考 文 献

[1] Charpak G et al. Nucl. Instr. Methods, 1970, 80: 13～24

[2] Fancher D et al. Nucl. Instr. Methods, 1979, 161: 385～390

[3] Nygren D R et al. The Time Projection Chamber——a New 4π Detector for Charged Particles. PEP Note 144, in 1974 PEP Summer Study(PEP 137)

[4] Nygren D R et al. Proposal for a PEP Facility Based on the Time Projection Chamber. PEP Experiment No. 4, PUB-5012(1976), PEP-198(1975)

[5] Walenta A H. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, NS-26: 73～80

[6] Charpak G et al. Nucl. Instr. Methods, 1973, 113: 381 and IEEE Trans. Nucl. Sci., 1974, NS-21: 38

[7] Jeavos A P. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1974, NS-23: 259

[8] Kamae T et al. Nucl. Instr. Methdos, 1986, A252: 423

[9] Marx J N and Nygren D R. Physics Today, 1978, Oct: 46

[10] Aihara H et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, NS-30: 63

[11] Aihara H et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, NS-30: 76

[12] Aarnio P et al. (DELPHI Colla.) Nucl. Instr. Methods, 1991, A303: 233

[13] Decamp D et al. (ALEPH Colla.) Nucl. Instr. Methods, 1990, A294: 121

[14] NA35 Colla., CERN-SPSC-89-17 and SPSC/M-440(1989)

[15] Garabators C et al. Nucl. Instr. Methods, 1989, A283: 553 and Gruhu C R. Nucl. Phys., 198, A461: 391

[16] Ethin A et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, NS-36: 58 and Lindenbau S J et al. Nucl. Phys. 1987, A461: 431

[17] Rai G et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, NS-37: 56

[18] Hargrove C K et al. Nucl. Instr. Methods, 1984, 219: 461 and Mes. H et al. Nucl. Instr. Methods, 1984, 225: 547

[19] Benso S et al. Nucl. Instr. Methods, 1983, 217: 194 and Dameri M et al. Nucl. Instr. Methods, 1985, A235: 279

[20] Lohse T and Witzeling W. The Projection Chamber, Instrumentation in High Energy Physics, Ed by Sauli F, World Sci., Sigapore, 1993

[21] Willis W J et al. Nucl. Instr. Methods, 1974, 12: 223

[22] Cello Colla., Behrend H-J et al. Physica Script, 1981, 23: 610

[23] Rubbia C. CERN-EP Internal Report 77-08(1977)

[24] Chen H H et al. IEEE. Trans. Nucl. Sci. ,1981,NS-26:454;Deiters K et al. Nucl. Instr. Methodds,1981,180:45 Doe P J et al. Nucl. Instr. Methods,1982,199:639;Aprile E et al. Nucl. Instr. Methods,1985,A241:62

[25] Bukley E et al. Nucl. Instr. Methods,1984,A275:364;Bonetti S et al. Nucl. Instr. Methods,1990,A286:135

[26] Benetti P et al. Nucl. Instr. Methods,1993,A332:395

[27] ICARUS Colla. Operation of a 10^3 ICARUS Detector Module. Nucl. Instr. Methods, 2000,A461:286

[28] Rico J (ICARUS Colla.). Status of ICARUS. 37th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Ares, France,9—16 March 2002

[29] Bunemann O et al. Can. J. Res. ,1949,27:191

[30] *Mathewson* A G. ,CERN-ISR-VA 74-10

[31] Bettini A et al. Nucl. Instr. Methods, 1991,A305:177

[32] HADROSORB and OXISORB type R20, Messer Griesheim Gmbh, Dusseldorf,Germany

[33] ICARUS Colla. ICARUS Ⅰ A Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory,Proposal,Vol 1,1993

[34] ICARUS Colla. A First 600 ton ICARUS Detector Installed atbthe Gran Sasso Laboratory. LNGS-95/10 (May, 1995)

[35] Akbori H et al. Nucl. Instr. Methods,1992,A315:161 and Adeva B et al. (L3 Colla.) Nucl. Instr. Methods, 1990 , A289:35

第六章　气体探测器的新发展

多丝正比室和漂移室是具有代表性的气体探测器。它们不仅在粒子物理实验中得到最广泛的使用，且在X射线晶体学、生物医学和天体物理学等领域发挥重要作用。它们的发明者G.恰帕克(G.Charpak)因此而荣膺1992年诺贝尔物理学奖。

多丝正比室有两个局限性：①在与阳极丝垂直的方向上，空间分辨率由丝距(≥1mm)决定。②由于正离子收集时间长，计数率受到限制($\sim 10^4 s^{-1}mm^{-1}$)。为了克服上述限制，通过减小阳极丝间距以改进空间分辨和减小每根丝承受的粒子通量；通过减小阳极与阴极间的间隙以缩短离子收集时间，避免在阳极丝周围空间电荷的堆积。但是，当阳极丝距<1mm、阳极与阴极间隙<2mm时，由于机械加工所能达到的精度公差引起的静电不稳定性使多丝正比室的运行变得困难。漂移室以其大单元、高分辨率及结构与制作相对容易的优点得到更广泛的使用。

根据粒子物理实验的发展，在常规多丝正比室和漂移室技术的基础上，需要有新的发展才能适应新的不同工作环境的实验要求。

1)在新一代高能量高亮度强子对撞机(LHC)上，距相互作用点很近处需要高计数率环境下高精度定位的顶点探测器与径迹探测器。

2)当磁场强度一定，带电粒子动量测量的分辨率要求越高，需要粒子的测量长度就越长，探测器在高能量下运行体积十分庞大。外层的μ子探测器面积将达到$10^4 m^2$，记录信号的道数将达到10^6量级。这就需要建造既价廉又可靠的大面积探测器。

3)当带电粒子动量较低($\leqslant 1$ GeV/c)又要求很高的动量分辨时，由于此时动量分辨率主要取决于室内物质多次库仑散射的影响，这就需要寻找低质量的工作气体和工作丝，以建造高精度漂移室。

本章就上述几个方面简要介绍气体探测器的发展情况。

6.1　用作顶点探测器与中心区径迹室的气体探测器

LHC的建造，由于其亮度达$10^{34} cm^{-2} \cdot s^{-2}$，似乎标志着在高能粒子物理实验中的中心径迹探测使用常规的多丝正比室和漂移室纪元的结束[1]。但它们并未过时，在实验中仍可用作中心区外的探测。硅微条探测器和闪烁光纤具有空间分辨率高和速度快的优点，在克服抗辐射性能、可靠性和价格等方面的问题后，成为很有用的新型顶点与中心径迹探测器。

但气体探测器有许多优点：相对造价低廉；技术上较成熟；性能由多个参数(如电场、气体类型和压力、几何形状等)起作用变通性大；抗辐射能力较强；有气体的倍增作用给出较大的信号；可从多方面获取信号，易于径迹重建等。

虽然在常规多丝正比室和漂移室上改进空间分辨率、时间分辨率、计数率限制及老化等问题无太多的余地，人们仍希望在保留气体探测器优越性的基础上改进结构与工艺，创

造出新的品种满足新的要求。把微电子技术(电子束光刻)用到气体探测器制造上,从而发明微条气体室就是一次成功的尝试。

6.1.1 微条气体室和气体电子倍增器

1988 年法国劳厄-郎之万研究所(Institut Laue-Langevin, Grenoble, France)的 A. Oed[2]首先使用光刻技术做成微条气体室(Microstrip Gas Chamber, MSGC),并利用这种装置探测了电离能力大的 α 粒子和中子与高能 γ 的次级粒子,气体增益在 10^3 以下。F. Angelini等人进一步发展了这一技术[3],用来探测了最小电离粒子,气体增益增加到至少 10^4,并探索使用标准混合气(如常压 Ar-CO_2, Ar-isobutane)工作的可能性,测量了对低电离粒子的能量和空间分辨率。

1. MSGC 的结构与工作原理

图 6.1 为 MSGC 的结构示意。在绝缘或半绝缘基质板上通过蚀刻而成交替布置的两组细金属条。较细的条(5～10μm)称为阳极条,较宽的条(50～100μm)称为阴极条(或称电场条),阳极和阴极条中心间距为 50～100μm。两阳极条中心间距为 200μm(比 MWPC 最小间距小 5 倍)。整块微条板放在工作气体中。探测器由低电场的漂移区和高电场放大区两部分组成。漂移区是由阴极平面(亦称"远端阴极")和放大平面(基质板)形成,两平面相距从几毫米到几十毫米。加到微条上的电压交替改变,阳极条较相邻的阴极条有较高的正电位。在工作气体中由入射粒子在基质板前任何地方产生的电子将漂向微条之间的电场区。在足够高的场强区电子将经受雪崩放大,就像正比计数器那样。与其他气体探测器相比,主要的差别是产生雪崩倍增的阳极和阴极之间的距离大大缩短了。

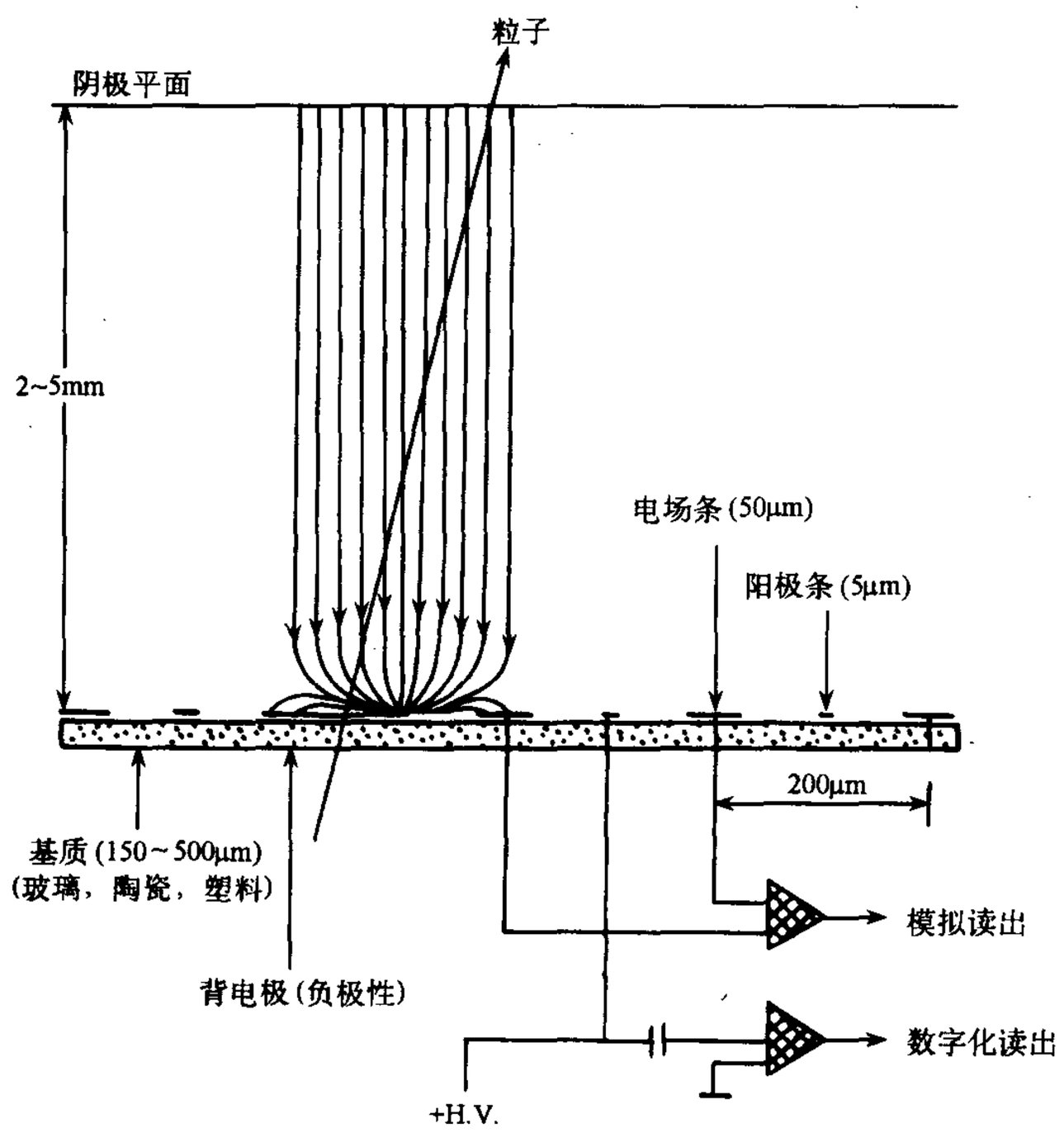


图 6.1 微条气体室结构示意

2. MSGC 的性能

MSGC 具有如下优良的性能：空间分辨率 30μm(rms)，双径迹分辨率 400μm，能量分辨率 11%(^{55}Fe 5.9keV X 射线)，计数率限 $10^8 cm^{-2} \cdot s^{-1}$。

MSGC 已被 CMS[4]合作组采用作为探测器内层的径迹探测器。

在我国也研制过几个 MSGC 模型室，其一[5]具有灵敏区尺寸 1.4cm×1.0cm，微条阳极和阴极宽度分别为 10μm 和 90μm，间隙为 100μm，两阳极条中心间距为 200μm，具有阳极和阴极信号分别读出的性能。

MSGC 的设计经许多专家从高粒子通量使用的观点逐步完善。例如，MSGC 的计数率上限受阳极-阴极间正离子在绝缘基质上的堆积所限，在 CERN 利用离子注入技术对表面进行轰击处理，以改善基质表面的面电阻率(达 10^{14}～$10^{16}\Omega/□$，意为每方块表面积可以是 cm^2，mm^2，也可以是任意正方形面积)，克服离子在表面积聚的影响[6]。后来利用一种对硼硅玻璃表面涂以 100nm 厚的类金刚石涂层技术，达到了所要求的导电性[7]。这种“金刚石”涂层是在包含有碳(如甲烷)的气体中低压放电来实现，已能处理 $12in^2$ 面积的平板。这种“金刚石”涂层的阻性电极也可用到其他探测器上，如阻性板室(RPC)与阴极条室(CSC)，它们的电极需要部分地“透明”以便在外电极上探测信号。

MSGC 结构上的改进也有很大发展。例如微隙室 MGC(Micro-Gap Chamber)[8]和小隙室 SGC(Small Gap Chamber)[9]等。MSGC 也能实现两维读出，只要在基质背面布以信号感应条。为了获取足够大的信号，基质厚度和条间的间隙之比应当接近于 1[10]。

为了克服 MSGC 和 MGC 的低增益及工作不稳定性，其后又有微隙丝室(Micro Gap Wire Chamber，MGWC)[11]、微槽室(micro-groove)[12]等的建议提出，并成功地研制成了二维读出的 MGSC。试验结果是在阴极条上成功地观察到与阳极丝信号相比很快和很短的信号，这有助于径迹的 X-Y 两维重建。

3. 气体电子倍增器(Gas Electron Multiplior，GEM)

MSGC 有高的计数率限，好的空间分辨率及相当好的多径迹分辨，但是其易老化和易受放电引起的损伤。对于老化问题可通过选择建造用的材料与工作气体来加以克服和改进。不管何种机理引起气体探测器中的放电，虽然厚的电极在短期内不会立即受损，但影响探测器的使用寿命；这种打火也会损坏用于读出的高灵敏放大器。上述问题和金属的微条是在易碎的基质上，限制了 MSGC 的使用范围。为克服这些困难，推动人们更努力地寻找更结实可靠的探测器来替代它。新一类的称之为微观探测器(Micro-Pattern Detector，MPD)显示了令人鼓舞的应用前景。这方面主要有：“Computer a Trous”(CAT)[10]，Micro-DOT[13]，MICROMEGAS[14]，WELL[15]，气体电子倍增器等(GEM)[16]。1997 年 CERN 开发的 GEM 是将倍增和读出功能分离。图 6.2(a)为 GEM 结构示意，它由用作放大器的合成网栅将气体体积分成转换区和过渡区两部分。GEM 的倍增电极本身是很薄的有机聚合薄箔(～50μm 厚)，两面覆盖以金属铜箔(5μm 厚)，在这种有机箔上用光刻技术蚀刻成高密度的小孔(～70μm 直径，间距～140μm)。在网眼平面加适当的电位差，产生的电场结构如图 6.2(b)所示。在上面转换区释放的电子漂进小孔，在高场区得到倍增，同时继续漂进过渡区到达下面的电极进行收集。早期的 GEM 的增益达到几百，用作探测还需第二个放大元件。参照 G. Charpak 多步室的做法，将几个倍增结构级联使用，以 GEM 作前放，与另一个微观探测器结合。如 GEM 和 MSGC 结合使用，比起单独使

用 MSGC 可以获得更大的增益，或总增益一定，由于 GEM 的存在使运行 MSGC 可以用较低的和安全的电压。DESY 的 HERA-B 实验采纳了此种 GEM-MSGC 组合的方案[17]。

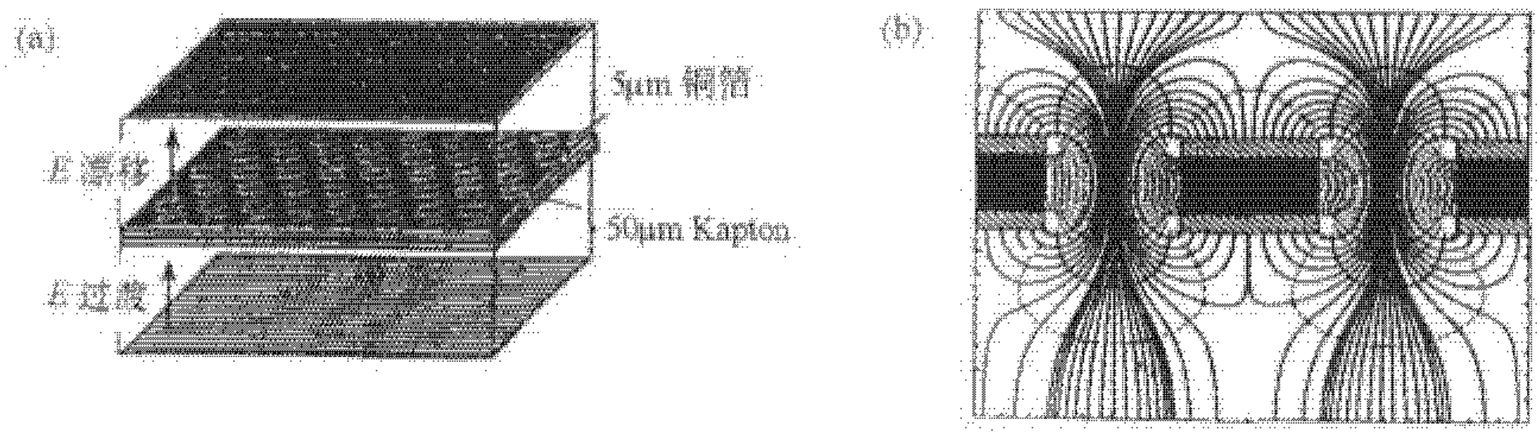


图 6.2　(a)气体电子倍增器(GEM)的结构示意；(b)GEM 的电场结构

通过生产工艺的改进，几何条件和操作条件的优化，GEM 的增益已可达到≈10^4。定位精度≈40μm。GEM 的信号纯粹是由于电子，无离子的尾巴，因此速度很快。双重 GEM 和三级 GEM 探测器已经受了粒子束广泛的试验。四级 GEM 作单光电子探测正在开发之中[18]。一组大尺寸(31cm×31cm 有效面积)的双 GEM 探测器正在 CERN 建造，用于 COMPASS 实验[19]。GEM 不仅在粒子物理实验中已获应用，且在 γ 射线天文学、医疗诊断等领域已被使用[10]。

6.1.2　多漂移单元模块

在对撞机上的大型实验装置中，中心径迹室与顶点探测器总是处在实验装置的最内部，是维修最难达到的部位。它们的运行不仅要求定位精度高和计数率限高，而且要求可靠性高和抗辐射能力强。

多漂移单元模块(Multidrift Module，MDM)[20]是满足以上要求而发展的基本气体探测单元。图 6.3(a)是其结构示意。在每个基本探测单元中，中心有阳极丝，周围由成六角形分布的 6 根阴极丝所包围，整个模块周期性地重复这种安排。典型的单元半径为

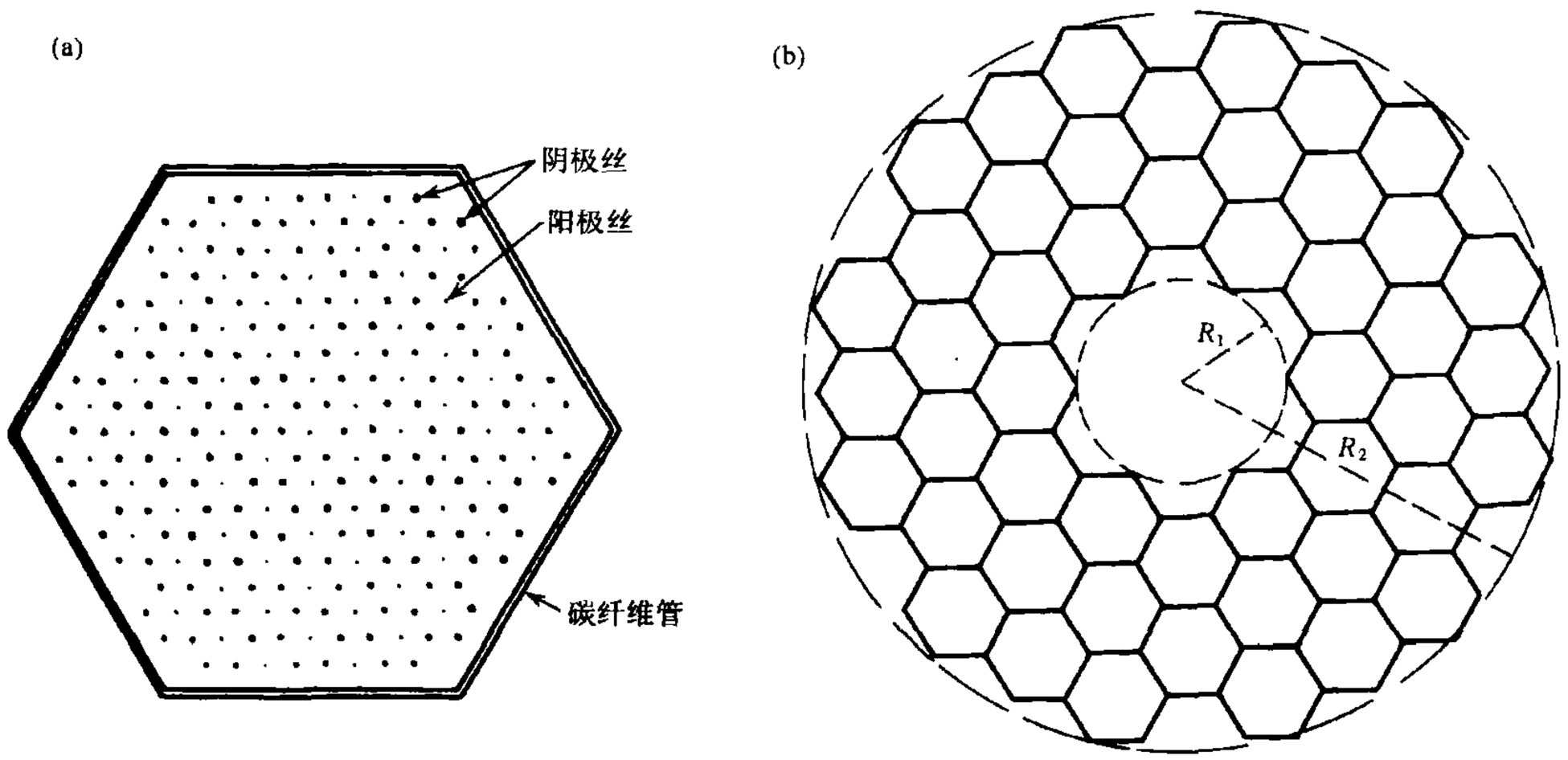


图 6.3　(a)多漂移单元模块(MDM)的结构；
(b)由 48 个 MDM 围绕对撞点构成一个径迹探测器，内径 $R_1=3$cm，外径 $R_2=12$cm

1.45mm，丝平面距离为 1.27mm。整个模块被包容在直径为 30mm 的六角形碳纤维管内，共 70 个漂移单元。管壁厚 500μm，管长 80cm。管子既作为机械支撑，又作为气体密封。通过机械变形和丝的静电偏移的详细研究表明，管长可达几米，需有几个简单的内部支撑。

在对撞点周围，MDM 可以如图 6.3(b)那样组装成一个完整的探测器。图中有 48 根管，约 4000 根信号丝。内外半径分别为 3cm 和 12cm。这些参数可以根据不同需要做调整。像图中安排，每根径迹平均可以有 30 次取样。

MDM 的丝拉在两块碳纤维端板之间，阳极丝为 20μm 直径的镀金钨丝，阴极丝为 70μm 直径的铍-铜丝。丝的定位孔由精密钻床加工，所有丝焊接在定位孔内的小黄铜插脚针上，针上沿其轴开有 V 型槽。丝的总定位精度好于 20μm。

MDM 能以各种混合气体有效地工作。因为单元尺寸小，故探测快速粒子的定位精度受原初电离统计所支配，也就是由原初电离束团之间的平均距离所决定。当用 1 个大气压纯 DME(dimethylether)工作气体时，可以达到超过 10^6 的增益。图 6.4 是一个单径迹重建的事例，拟合坐标和测量坐标之差的分布的均方根偏差为 70μm。

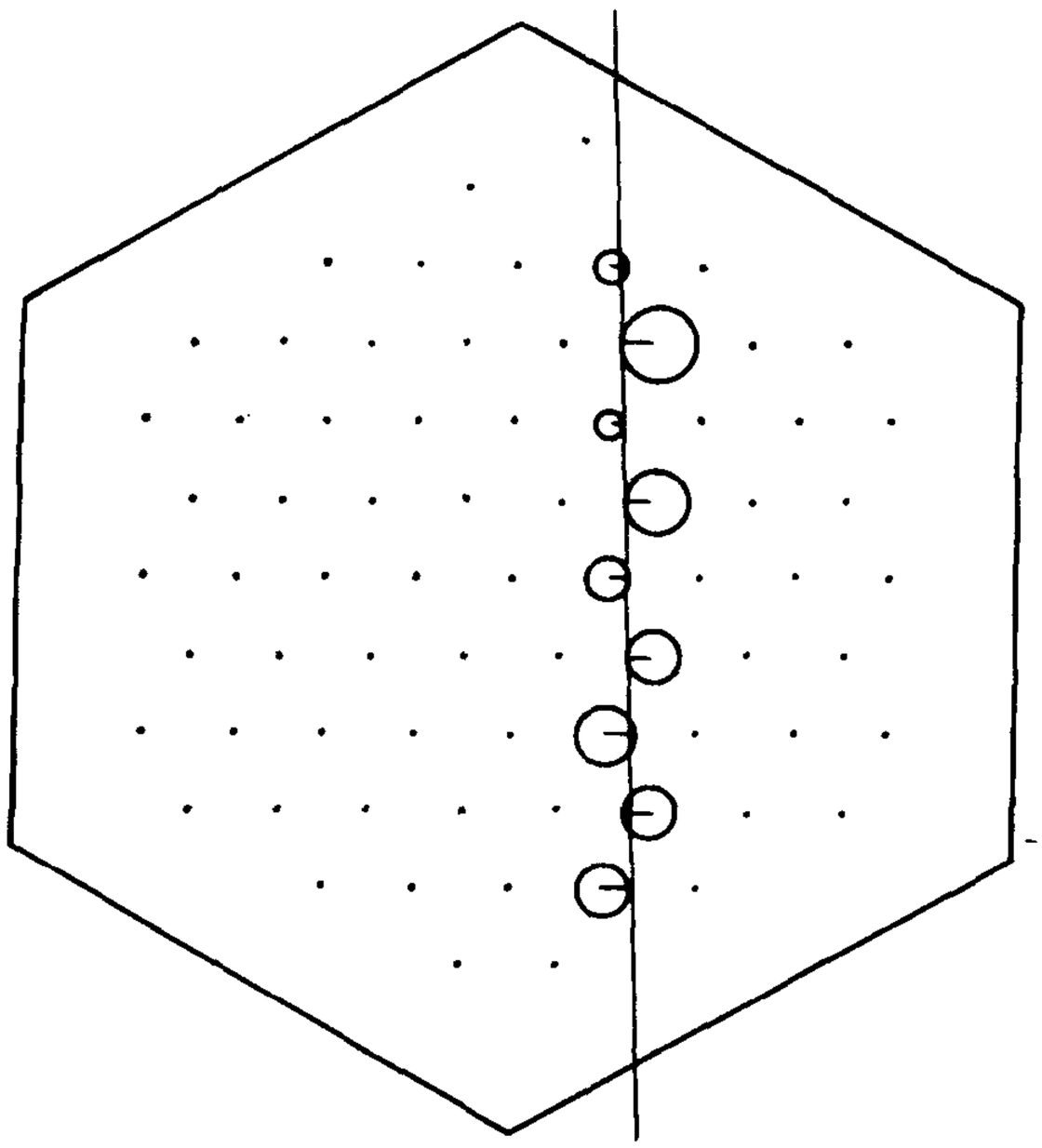


图 6.4　MDM 一个单径迹重建的事例

为改进性能，对阳极丝选用从 20～50μm 不同直径和不同材料进行了试验。试验结果最满意的是 31μm 的不锈钢丝。这种丝足够粗，有好的机械性能并有足够高的电阻(约 1kΩ/m)，可以通过电荷分配作沿丝方向的定位。在用这种丝作成的长 400mm 的 MDM 上，得到径向定位精度为 65μm。对最小电离粒子，通过阳极丝两端测量的电荷分配比得到单丝纵向定位精度为 3.5mm，即丝长度的 0.9%。

MDM 抗辐射性能好。当使用 1 个大气压的 DME 工作气体、31μm 直径的不锈钢阳极丝时，在辐照达 0.5μA/cm，等效于粒子通量 10MIP/(cm^2 · s)时，观察到的增益下降仅

10%。在通常的 MWPC 中，相等的增益减小约在 $10^{-2}\mu A/cm$ 即能观察到，即低约 20 倍。老化试验表明，在上述条件下，积分电荷量达到 1C/cm 时，增益无明显变化。

MDM 达到如下性能：空间分辨率 65μm，双径迹分辨 500～1000μm，纵向分辨率 0.9%丝长度，计数率限 10^6 粒子/(m^2 · sec)，老化限 0.5～1.0μA/cm，单元死时间 30～40ns。

6.1.3 稻草管室

稻草管室(Straw Tube Chamber，STC)[21]是由直径 4～6mm 的圆柱形连续阴极面代替几根阴极丝限定的小单元所构成的管室。中心有 1 根阳极丝。阴极是铝化的 Mylar 或 Lexan 聚碳酸酯(polycarbonate)膜，厚度约 30μm。阴极膜与阴极丝相比，并不引进更多的多次散射与吸收。这种包围起来的阴极系统当丝断裂时可以起到很好的隔离作用，也可较好地消除噪声。

STC 的长度可以做到几米长，在中间需加支撑防止重力导致的下垂。STC 可以组成多层结构，如图 6.5 所示以改进图形识别能力。

在直径为 4mm 的 STC 内的总漂移时间为～42ns，与其他同功能的探测器电荷收集时间相一致。STC 的空间分辨率为～100μm，双径迹分辨基本上由 STC 本身尺寸所决定。

进一步减小管子的半径同时增加长度是对稻草管室制作工艺的挑战。薄的金属化塑料管的使用与目前感兴趣的工作气体之间有冲突，如 Mylar 膜在 DME 气体情况下很快变形。

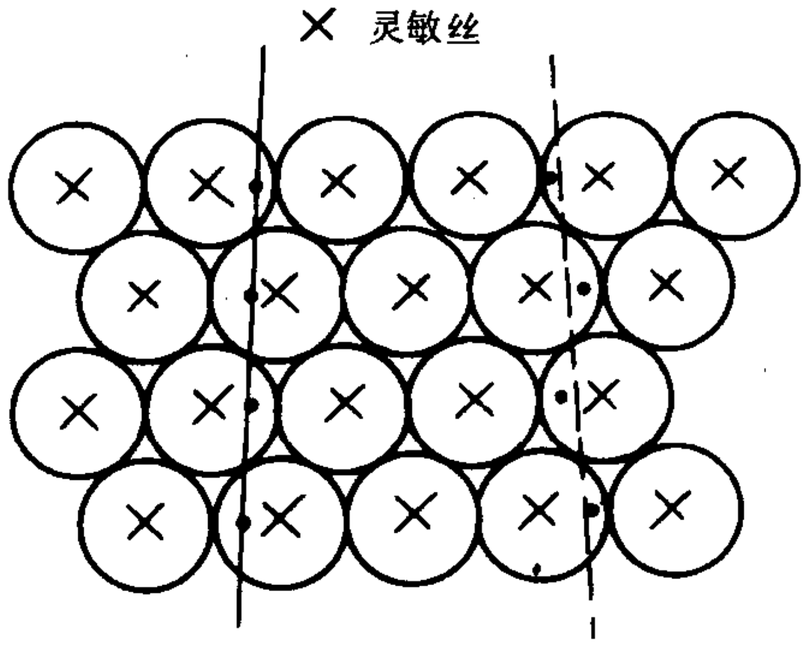


图 6.5 由稻草管室组成的多层探测器

稻草管室有如下的性能：空间分辨率～100μm，双径迹分辨 ～4mm，单元死时间～42ns(对 4mm 稻草管)。

6.2 大面积覆盖气体室

塑料流光管是很成熟的工艺，它是由意大利人 E. Iarocci 于 20 世纪 80 年代初发明，已经广泛应用于粒子物理实探测器外层 μ 子探测器，有兴趣的读者可参阅有关文献，如文献[22]。国内在参加 ALEPH 国际合作实验中，利用研制成的 4500 根塑料流光管，组装成 66 个大面积的 μ 子探测器(第二章文献[27])。

随着实验发展提出更高的要求，探测器专家又开发了数种新类型的大面积覆盖的气体探测器。

6.2.1 蜂巢室

蜂巢室(Honeycomb Strip Chamber，HSC)是用分割成条的阴极读出的气体室。室体由聚碳酸酯箔组成。用蚀刻工艺在箔上得到铜条。箔折叠成条带状，折叠线与条互相垂直。两张折叠的条带状箔可形成六角形的“蜂巢状”的单元。这些单元层叠在一起就可形成坚挺的蜂巢室，如图 6.6 所示。每个六角形单元中央有一根阳极丝。阴极平面分割成互相绝

缘的与丝垂直的条，一次雪崩在邻近各阴极条上感应的电荷会有一定分布。从最靠近雪崩的相邻条上的信号分布，可以精确地得到丝方向上雪崩的位置。

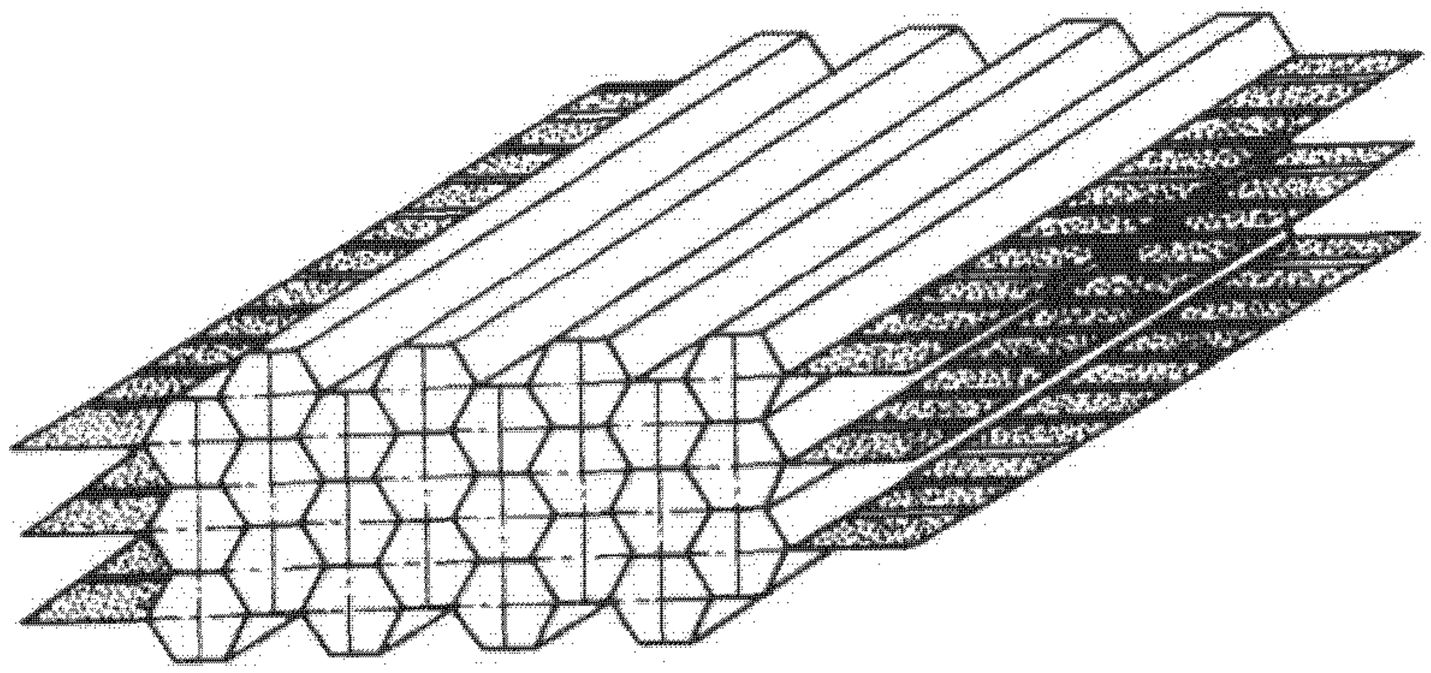


图 6.6　蜂巢室的结构

室的模型试验表明，对垂直入射径迹，从分析阴极上最靠近径迹的 3 根相邻感应条的信号得到好于 64μm 的空间分辨率。从漂移时间测量得到垂直丝方向的空间分辨率是 150～200μm。这种室的优点是有较高的空间定位精度，与漂移室相比造价低得多，重量轻。其缺点是空间分辨率与入射角相关且受磁场影响。

国内已研制成这种室并应用于 DESY 的 HERA-B 国际合作实验[23]。

6.2.2　阴极条室

阴极条室(Cathode Strip Chamber，CSC)[24,25]是为适应新一代高能量高亮度对撞机实验需要而发展起来的，有较高空间分辨率并能承受高计数率的气体探测器。

通常的漂移室不适于对撞机实验的端盖区，特别是前向区。因为需要在方位角方向精密定位，要求漂移室沿径向布丝，而这种丝的安排有很大困难。在端盖前向高膺快度区 μ 子计数率随径向改变很大，而 μ 子触发的要求更是难以应付的挑战。在这个区域选用阴极条读出的多丝正比室较为合适，保留了多丝室的高计数率能力，同时阴极条读出在空间分辨率上有重大改进。

CSC 的基本结构如图 6.7(a)所示。图中 s 表示阳极丝间距，d 表示阳极丝平面与阴极条平面间距。阴极条有宽与窄两种，宽条宽 1.57mm，窄条宽 1.10mm，条的间隔均为 0.25mm，两窄条间有两宽条，w 表示两窄条中心间距(称为信号读出节)。在通常的多丝正比室中 $d/s>1$，空间分辨率 σ 决定于丝距 s，$\sigma\approx s/\sqrt{12}$。在 CSC 中，若选择 $d/s=1$，利用电荷重心法得到的固有空间分辨率决定于信噪比和阴极条信号读出节宽度，即 $\sigma=kw$ $(\Delta Q/Q)$，其中 Q 为阴极条上测量的总感应电荷，ΔQ 是测量的总噪声电荷，k 是与阴极条结构有关的一个常数。通过采用低噪声电荷灵敏放大器可达到 $\Delta Q/Q\approx 1\%$，则 CSC 的空间分辨率比通常的 MWPC 好得多。图 6.7(b)为阴极条结构示意。由于采用了阴极条上感应电荷的读出，因而能给出沿阳极丝上的坐标，从而实现二维读出。

国内通过一个小型模型室较系统地研究了这种室的性能[26]。室有效面积为 20cm×18cm，$d=1.5$mm，$s=2.5$mm，阳极丝为直径 30μm 镀金钨丝，丝张力 80g。工作气体为 Ar/CH_4(90/10)。工作电压+1650V。用 ^{55}Fe 5.9keV X 射线源经 0.5mm×0.5mm 准直孔透过 8μm 厚的 Mylar 膜窗照射室体。测量相邻 3 个阴极感应读出条的感应电荷分布，由

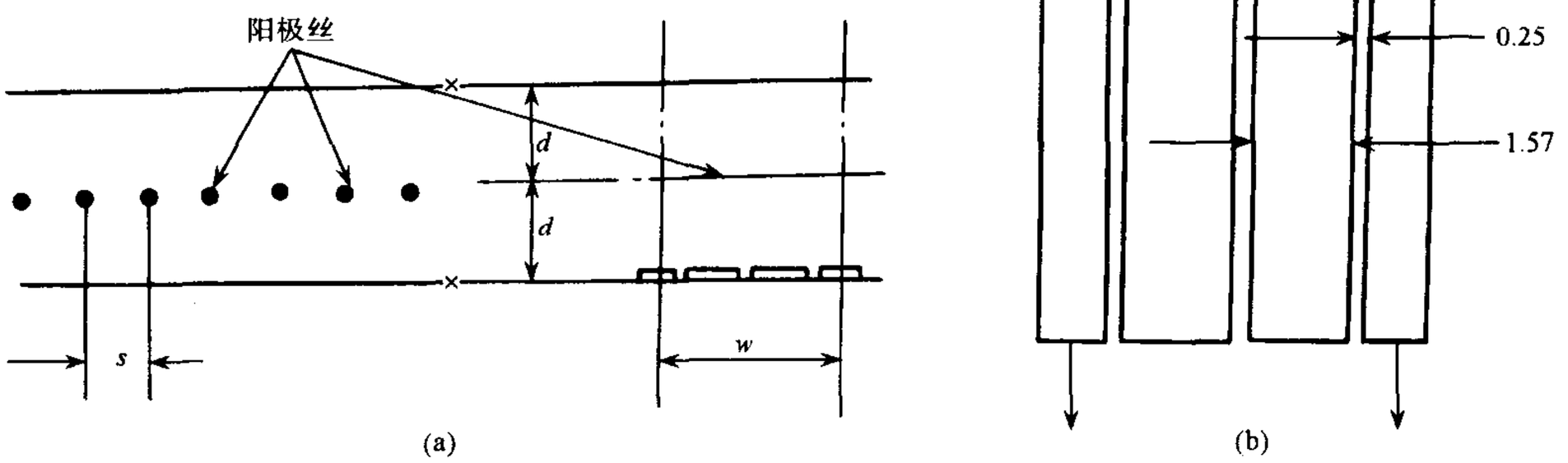


图 6.7(a)　阴极条室的结构示意；s——阳极丝间距，d——阴极丝平面与阴极条平面的间距，w——阴极条信号读出节间距；(b)阴极感应条结构示意

重心法确定出空间分辨率为 $\sigma\approx0.7$mm。去除^{55}Fe 源的片状结构、准直孔径及读出系统噪声的影响，室的固有空间分辨率为 $\sigma\approx200\mu$m。若将影响空间分辨率的其他诸多因素加以控制，则空间分辨率会有进一步提高。

文献[27]报道了国内研制的另一个阴极条室，尺寸为 60cm×50cm。该室较文献[20]的改进是将每一个平面内的阴极信号读出条分为窄条区($w=5.0$mm)和宽条区($w=7.0$mm)两部分。用^{55}Fe 源和电荷重心法测量窄条区的空间分辨率达 $\sigma\approx70\mu$m。

CSC 已被 CMS 合作组用作端盖区 μ 子探测器[28]，已在国内为 CMS 批量研制 160 个大面积多层 CSC。ATLAS 合作组[29]的赝快度 $|\eta|>2.0$ 的前向 μ 子探测也采用了 CSC，在此 μ 子有很高的计数率(达 200 Hz/cm^2)[30]，CSC 可很好地解决这一问题。

6.2.3　平行板室

平行板室(Parallel Plate Chamber，PPC)是由两个平行的平面电极组成的单间隙气体探测器[31]，间隙为 1～2mm。电极尺寸一般为 60 mm×60 mm，两电极间的整个气体体积内产生很高均匀度的电场，室体工作在雪崩模式。在正比计数器中，电子束团只有漂向阳极丝附近高场区才产生雪崩。由于每个电离电子束团到达阳极的漂移时间不同，因此正比计数器的信号是由一系列的小脉冲信号组成。在 PPC 中则不同，整个气体体积内具有高的均匀电场，在其灵敏体积内任何一点产生的原初电离电子能立即起动雪崩倍增过程。不同地点产生的原初电子其雪崩几乎是同时产生和发展，因此相对于通常的正比计数器，PPC 的时间晃动可以忽略。

根据 PPC 的结构与工作原理，原初电离的各电子束团的雪崩倍增系数与原初电离产生地点有关。产生地点离阳极愈远则雪崩愈大。若产生地点为距阳极 x，则倍增系数为 $\exp(\alpha x)$，这里 α 为气体的第一汤逊系数。若 PPC 的间隙为 d，则最大倍增系数为 $\exp(\alpha d)$。计算和实验表明：气体间隙的总原初电离导致的 PPC 的输出信号(收集的电荷)与带电粒子的总能量沉积之间仍近似存在正比性(参见附录 3)。

PPC 电极平面可做成任意形状，便于拼装成所需的各种图样。每个单元在机械结构上是互相独立的。图 6.8 是 PPC 的设计原理图。薄的金属电极粘贴到平直的玻璃板上，电极间由精密的垫片(spacer)分隔开。金属电极可以是低碳钢(厚度～2.35mm)，或金属陶

瓷(含 97% Al_2O_3 的铝钒土)。电极的内表面均要求仔细抛光到 5μm 的平整度以保证电场的均匀性。为在陶瓷材料基质上获得良好的导电性,需通过蒸发铬(Cr)沉积 0.5μm 厚度的金属层。垫片同样也需加工到 5μm 的平整度。在电极边缘开槽以减小电场的边缘效应,同时用作为气体进入探测器内部的通道。电极的电接触是通过一镀金触针,用导电环氧树脂将其固定在基质一角的孔内,此孔穿透电极板。一些模型室经受了束流、放射源和宇宙线试验。一个 1mm 间隙的 PPC 使用异丁烷 iC_4H_{10}(工作电压 5900V)或 CO_2(工作电压 4150V)工作气体,得到信号总宽 2～3ns,上升时间小于 1ns。对 1.5mm 间隙的室,使用异丁烷工作气体时,对最小电离粒子的探测效率约为 90%。PPC 在计数率达 $10^8 cm^{-2} \cdot s^{-1}$ 时未见退化迹象。

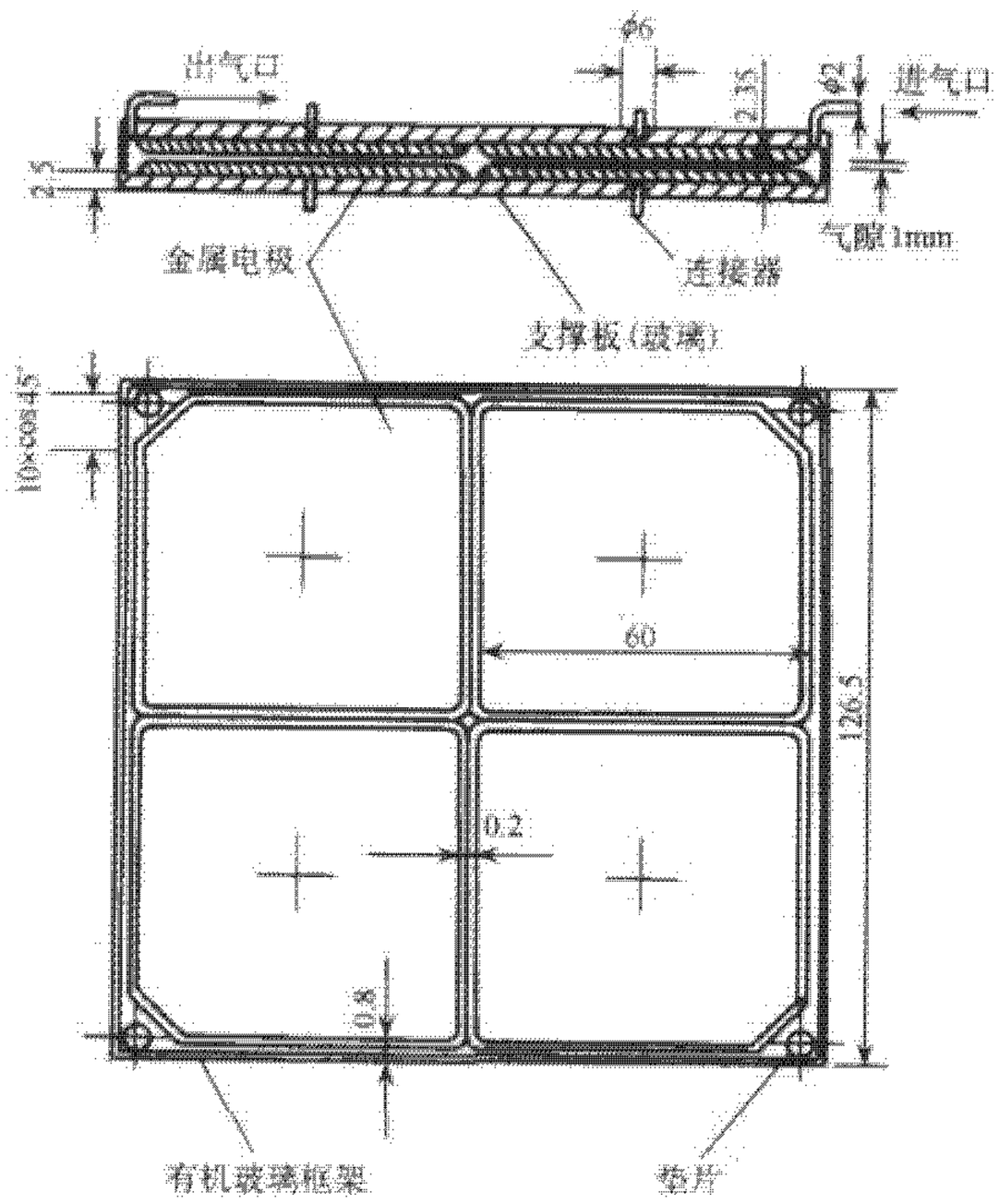


图 6.8　平行板室(PPC)单元结构[31]

使用低碳钢电极 1.5mm 间隙的 PPC,通过放射源和束流试验得到的结果是:电子脉冲的总宽度 7ns;平均气体增益 5×10^4(E=5900V/mm);累积电荷直到 1pC 未观察到饱和效应;对最小电离粒子探测效率为 90%;电场直到 60kV/cm 仍可成功运行而未击穿。

在有很高粒子通量的 LHC 对撞点小角度区,要求探测器能快速响应和适中的能量分辨率。CMS 探测器的极前向区(very forward)量能器采用 PPC 作为取样元件[32]。

6.2.4　阻性板室

图 6.9 为阻性板室(Resistive Plate Chamber, RPC)[33]的结构示意。RPC 是由两块平行的阻性塑料板(电阻率为 10^{10}～$10^{12}\Omega \cdot cm$)所组成。两阻性板间隔的气隙厚度为几毫米,典型为 2mm。由此可见,RPC 的电极结构与 PPC 类似而又有不同。阻性板在不面向气体的外表面涂以导电石墨层以便加高压和接地。阻性板的材料可以是酚醛树脂(phenolic

basin)材料的电木,也可以是平板玻璃,玻璃制作室体很成功,缺点是易碎。目前,大量使用的电木板,其内表面常覆一层亚麻子油(linseed)或脒胺膜(melamine),甚至膜上再覆亚麻子油以降低噪声(降低单计数率)。如日本 KEK B 粒子工厂的 Belle 实验组[34]采用了平板玻璃。RPC 常用的工作气体之一为 Ar 与丁烷混合气(体积比 60/40)加入少量 Freon,流气式供气(注:因臭氧层国际保护公约,此种气体已逐步为 $C_2H_2F_4$ 所替代)。所加高压产生约 5kV/mm 的均匀强电场。

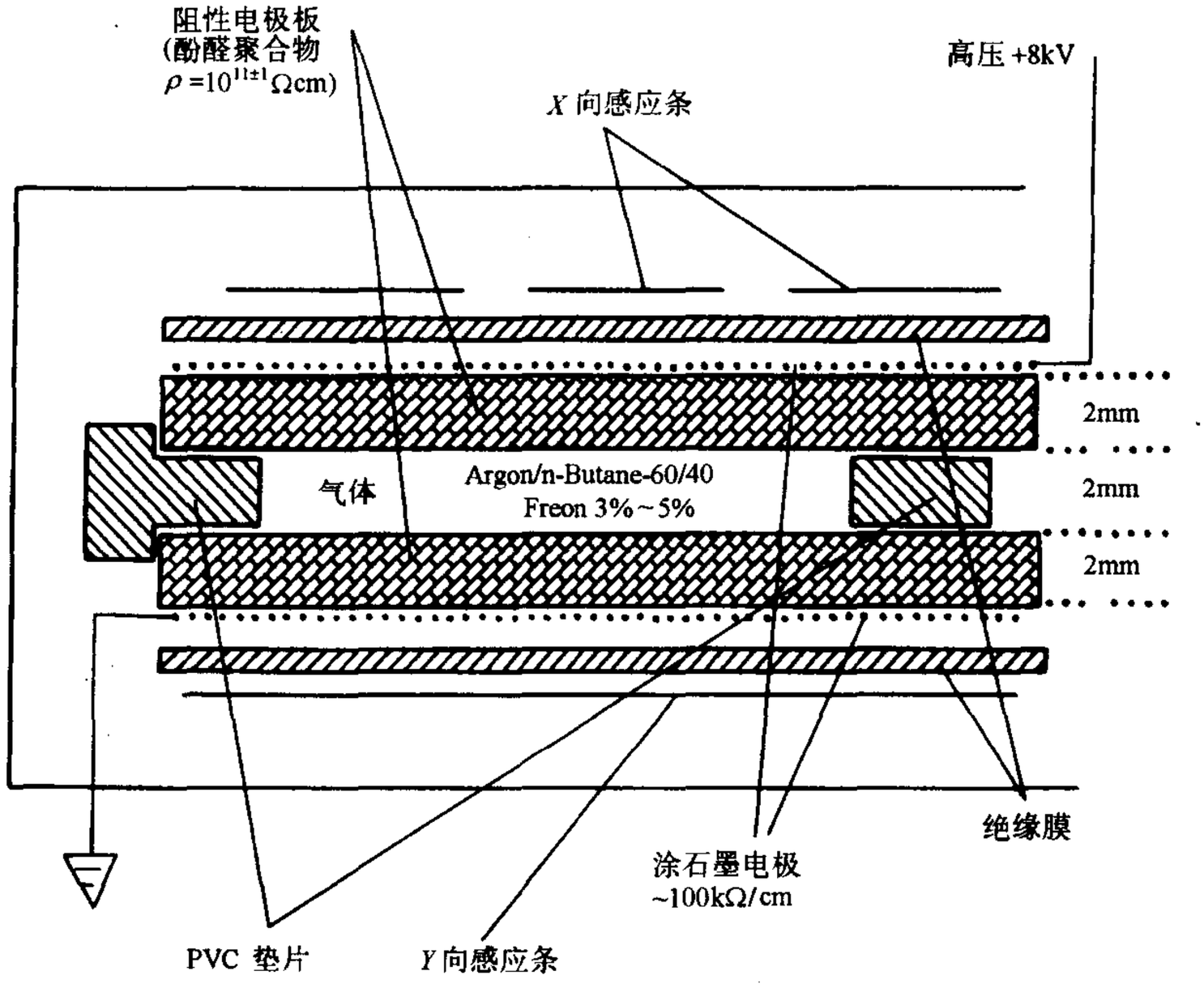


图 6.9 阻性板室(RPC)结构示意

当带电粒子通过在工作气体产生流光放电时,由于阻性板的高阻产生瞬时的电压降,间隙内的电场因而急剧下降,使放电猝灭,且使放电限制在放电点周围的几平方毫米的有限区域,从而只产生约 10ms 的局部死时间,而室灵敏体积的其余部分仍然处于工作状态。这样在 RPC 就有极快的电流脉冲信号,因此 RPC 适合作快速触发。

放电引起的电信号由金属感应条或感应片读出,它们在塑料绝缘薄膜的外面(图 6.9)。这些读出条可以使用印刷线路板技术达到很高的机械精度。读出条典型宽度为 3cm,配置在室体的两侧作成正交的 X、Y 两个方向进行读出。条宽视物理要求和电子学路数的费用而定。

当加大 RPC 的气隙,如从 2mm 增加到 8mm,流光放电模式将被抑制而成为纯雪崩模式。如此使计数能力大大提高,对气隙均匀性的机械公差要求降低,但输出信号电流相应小了,定时特性也变差。为了改进宽隙 RPC 的定时性能,又保持宽隙室具有的其他良好性能,多隙 RPC(MRPC)是满足上述要求的有效途径之一,国内已开展研究[35]。MRPC 是将单隙分成相等隙厚的多个隙,带电粒子穿过室体将在每个间隙产生独立的雪崩,理论和实验表明:从输出感应条上得到的信号相当于多个间隙内雪崩效应的"瞬时"叠加。因此得到的信号比宽间隙的快很多,脉冲幅度谱的形状有大的改进(高斯分布),而且幅度还几乎

相当于宽间隙电离量的雪崩信号。近来特别考虑用于高计数率飞行时间技术，参见附录3。

在国内已经研制了多种阻性板材料，工作在流光模式，尺寸大到面积为 60cm×120cm 的RPC 模型室。国内已为CMS 研制并批量组装工作在雪崩模式的 2mm 间隙的一部分大面积 RPC μ 子触发室[36]。

RPC 的主要性能优点是：时间分辨率好(≤1.5ns)，主要限于读出条的传播时间；探测效率高(90%～98%)。工作在流光模式时粒子通量即使达到～100Hz/cm^2 仍然足够好的效率，但＞200Hz/cm^2 后，效率急剧下降；由最小电离粒子产生的信号足够大(200～400mV)，使读出电子学简单和造价低廉；建造所用材料是市场上容易得到的塑料板等，造价低，适合大批量制作。

对同样的室体，选用不同的气体比例工作在雪崩区(参见附录 3)，能达到 LHC 对高计数率(1kHz/cm^2)要求，已被 CMS 和 ATLAS 实验组选作为 μ 子探测的触发室[30]。用于桶部 ATLAS 共有 596 个室体，355 000 读出道，覆盖面积达 3650m^2。工作在流光模式的目前主要有：美国 SLAC B 粒子工厂的 Babar 探测器[37]和日本 KEK 的 Belle 探测器[34]均选用 RPC 做强子/μ 子的探测元件。此外，美国 FNAL 的 E771 实验和一些宇宙线实验也用 RPC 做 μ 子探测。国内西藏羊八井的 ARGO-YBJ 宇宙线观测阵列，大量使用了 RPC[38]。正在研建的第三代北京谱仪(BESIII)将采用 RPC 做 μ 子探测[39]。

6.2.5 小间隙室

小间隙室(Thin Gap Chamber，TGC)是阳极与阴极间距很小(≤1.5mm)、在高增益饱和模式下工作的多丝正比室。除了阳极-阳极(丝与丝)间距大于阴极-阳极间距以外结构上与 MWPC 相同。图 6.10 为小间隙室的结构示意。阳极丝为直径 50μm 的镀金钨丝，丝距为 1.8～2.0mm。阴极平面是 1.6mm 厚度的 G10 板，其内面沉积石墨或敷有铜箔。室的工作气体为55%：45%的 CO_2+n-pentane(n-C_5H_{12})。这种室首先大规模用于 OPAL 实验中[40~43]。

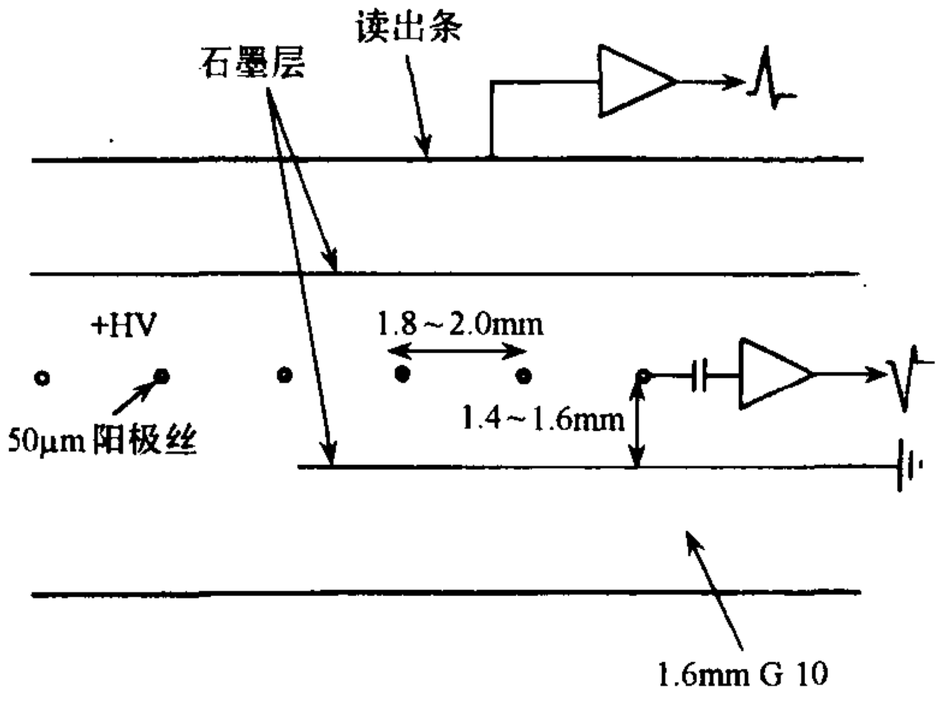


图 6.10　小间隙室(TGC)结构示意

TGC 的特点是：①由于工作于饱和模式，室的性能对机械变形的影响不灵敏，这对大面积使用非常重要。实验表明，当间隙改变小于 0.2mm 以下，室输出脉冲高度无变化。②当最小电离粒子通过室时，输出信号在入射角小于 40°时对入射角的相关很小。③由于 TGC 的阳极丝周围有很强的电场，且阳极丝间距很小，大大减小了电离束团的漂移时间，从而有利于时间分辨率的改进。

TGC 室已被 CERN 的 ATLAS 组用作为端盖 μ 子触发室[44]，总计 4256 个室，阳极丝平面覆盖面积在 6200m^2 以上，其中一部分由国内制作提供。在国内前已研制成功这种室[45,46]。

6.3 探测低动量带电粒子的高精度漂移室

漂移室测量带电粒子的动量分辨率由空间分辨和多次散射两部分贡献组成。当带电粒子的动量 $p \leqslant 1$ GeV/c 时，对采用常规氩(Ar)基混合气体的漂移室，其空间分辨率的贡献是次要的，多次散射是影响动量分辨率的主要因素。

B 粒子工厂[34,37]、ϕ 粒子工厂[47]和 τ-粲粒子工厂[48]均需要有高精度的中心漂移室。它们研究的 e^+e^- 相互作用产物有相当低动量的次级粒子。例如在 $D^{*\pm}$ 产生阈($E_{cm}=4.02$ GeV)附近的过程 $D^{*\pm}\to D^0\pi^\pm$ 中，与 D^0 同时产生的 π 其平均横动量仅约 30 MeV/c 左右[49]。为了改进动量分辨率，减小多次散射影响是最重要的措施之一。

在漂移室中多次散射主要是在工作丝和工作气体中产生。工作丝除镀金钨丝作阳极丝外，还有大量的辅助丝如场丝等。

对漂移室工作气体的选择是由一组参数综合优化的结果。氦(He)辐射长度 $X_0=5300$m，原子序数 $Z=2$。相应的氩(Ar)有 $X_0=110$m 和 $Z=18$。氦是可供选择的惟一低 Z 轻惰性气体，但仅仅只用一种成分探测器不能工作，必须加入第二种猝灭气体成分。

表 6.1 几种被选用的氦基混合气体及其性能参数

混合气体	辐射长度 X_0 /m	饱和漂移速度 V_d /(cm/μs)	空间分辨率 σ_x /μm	能量分辨率 dE/dX /%	备 注
$He/C_2H_6(50/50)$	640	4.0	130	5.2	Belle 组
$He/CO_2/iC_4H_{10}$ (83/10/7)	960	1.9	100～200	8.5	BaBar 组
$He/iC_4H_{10}(90/10)$	1313	2.4	≤200		KLOE 组
$He/CH_4(80/20)$	2178	2.7	150	7～8	BTCF 可行性研究
$He/C_3H_8(60/40)$	569	2.7(0.8kV/cm) 3.8	135(单元平均)～ 130(单元平均)	5.5 5～7	CLEOIII BESIII MDC

第二章图 2.9 给出不同比例氦/甲烷(He/CH_4)混合气体中测量的电子漂移速度随约化漂移电场的变化。图 6.11 为 $He/C_3H_8(60/40)$混合气体的漂移速度随约化电场的变化

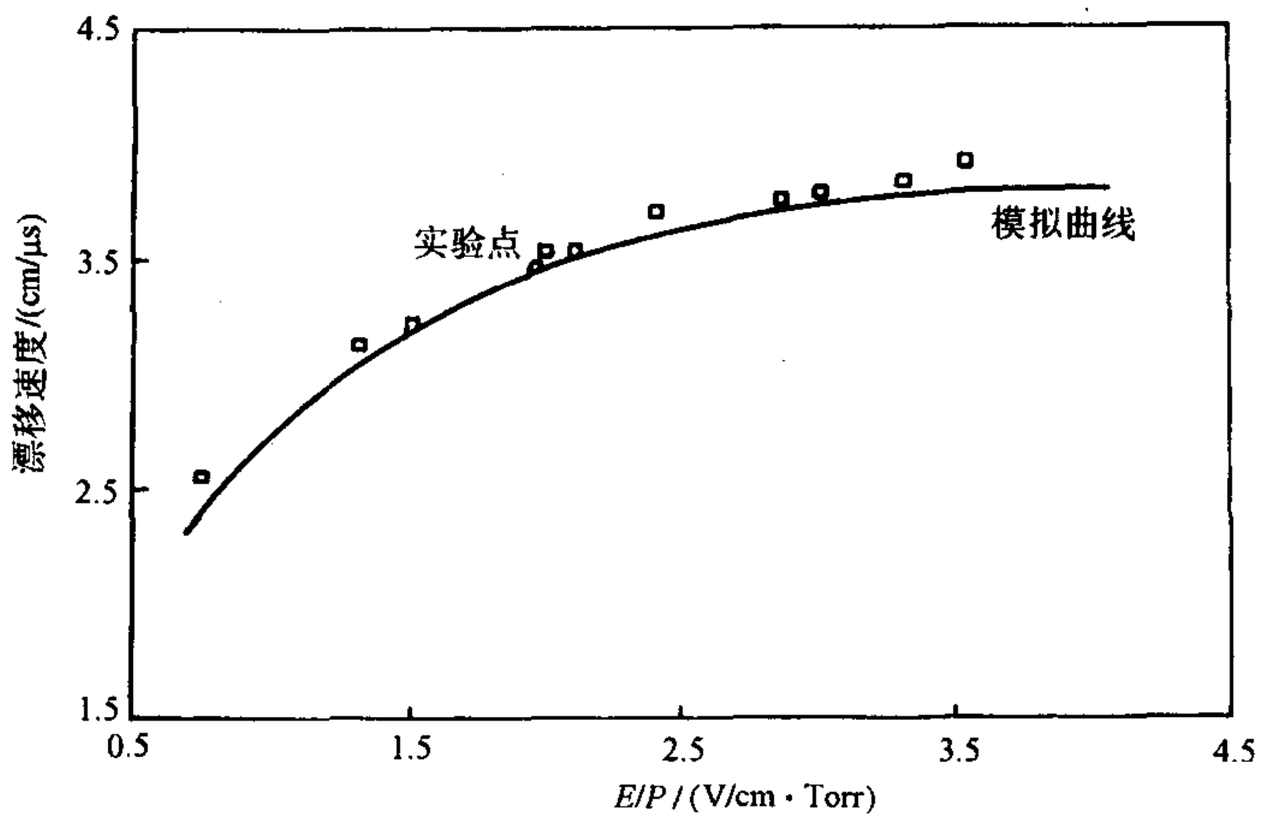


图 6.11 $He/C_3H_8(60/40)$混合气体漂移速度随约化电场的变化曲线

曲线[50]。图 6.12 为不同组分的 He/CH_4 混合气体中测量的放大系数随高压的变化[51]。由图可知，在相近的工作电压下，$He/CH_4(80/20)$混合气体的放大系数同 Ar 基混合气体相比结果相近，可达 $10^4 \sim 10^5$。表 6.1 为几个高精度漂移室所用氦基混合气体及其有关参数。

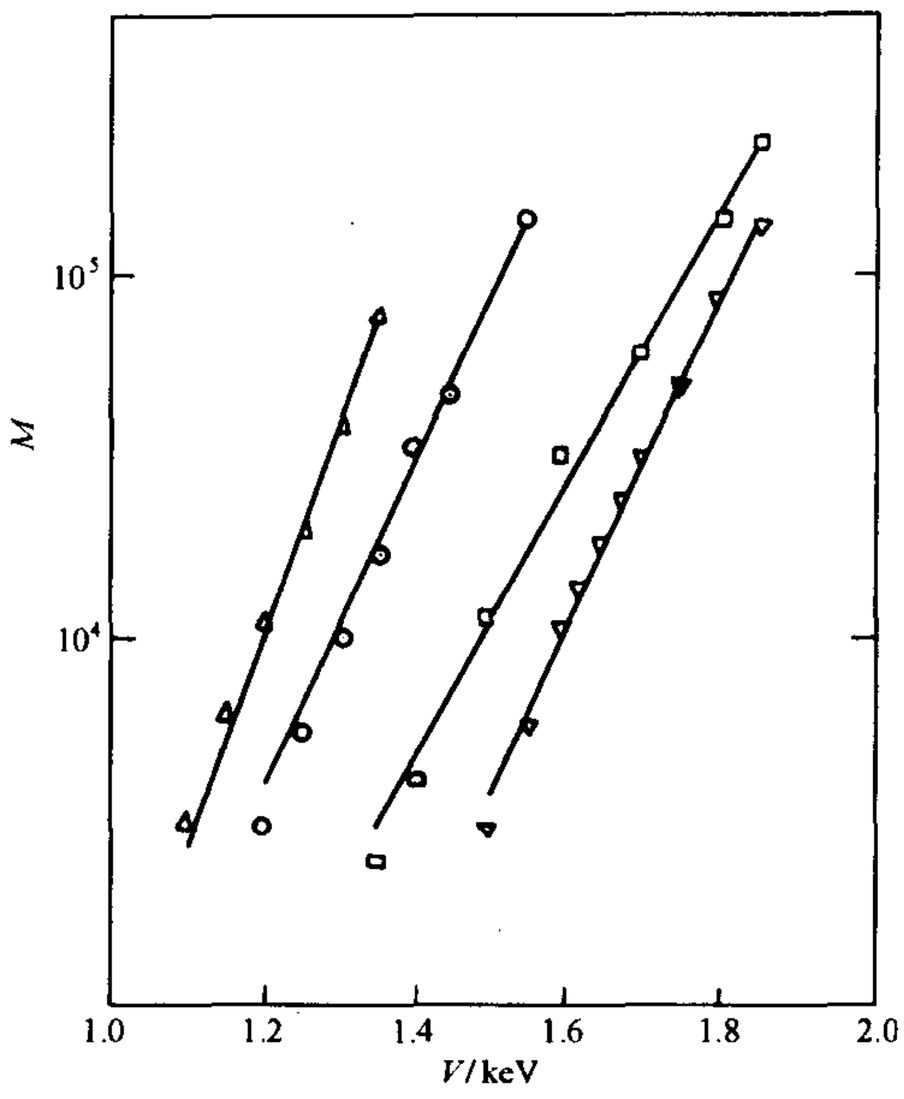


图 6.12　三种不同比分 He/CH_4 混合气体中放大系数随高压的变化
△$He/CH_4(90/10)$；○$He/CH_4(80/20)$；
□$He/CH_4(70/30)$；▽$Ar/CO_2(80/20)$

漂移室中场丝通常选用 Be-Cu 合金丝，但这种丝的 Z 值较大，因此多次散射会很大。对轻的场丝，如碳化硅丝和镀镍铝丝经试验研究证明不可用[37]。铝丝有相对长的辐射长度(8.9cm)，低的原子序数(Z＝13)，因此是好的候选者。但裸的铝丝常因表面氧化形成绝缘层导致放电，如不作处理是不合适的。当前的处理办法是在铝丝表面镀很薄(1μm)的金或银。美国 B 粒子工厂的探测器 BaBar 及意大利 Φ 粒子工厂的探测器 KLOE 均采用镀金铝丝，日本 B 粒子工厂的探测器 Belle 采用镀银铝丝作场丝。

铝场丝存在着蠕变(Creeping)问题[52]，表现为当铝丝以一定的张力固定在绝缘定位子上，拉丝时的原有张力会随着时间的持续而逐渐变小。两个 B 粒子工厂和 Φ 粒子工厂均对此作了相应观察研究，其结果不尽相同。为研制高精度漂移室，这个问题是必须了解清楚的关键问题之一。国内对不同的铝合金丝的蠕变问题进行了长期观察研究[53]。

这种高精度漂移室氦基工作气体的饱和漂移速度较小。为减小扩散对空间分辨率的影响，通常使漂移距离不是很长，因此采用小单元结构。单元形状有四边形[34]，六边形[37]等。国内已研制成一个四边形小单元漂移室[54]。

从 1968 年 G. 恰帕克发明多丝正比室并提出漂移室概念以来，迄今为止基于多丝室与漂移室的气体探测器的改进与发展研究从未停止。新型气体探测器在新一代粒子物理实验中发挥了很大的作用，并在继续不断地发展。

参 考 文 献

[1] Meyer T O. CERN Green book, 1990, 90～10: 209

[2] Oed A. Nucl. Instr. Methods, 1988, A263: 351～359

[3] Angelini F et al. Nucl. Inst. Methods, 1989, A283: 755～761

[4] CMS Technical Proposal, CERN/LHCC/94～38(15 Dec. 1994)

[5] 谢一冈等. 微条气体室(MSGC)简介及研究初步进展. 第一届全国高能物理实验技术学术会议文集. 贵阳: 1995 年 6 月

[6] Bouclier R et al. CERN～PPE/95～37

[7] Sauli F. CERN Courier. July/August,1996,17～18

[8] Angelini F et al. Nucl. Instr. Methods, 1993, A335: 69; Bellazzini R. The Micro-Gap Chamber: New Developments. Nucl. Instr. Methods, 1996,A384:192～195

[9] Clergear J F et al. Nucl. Instr. Methods, 1997,A392:140

[10] Sauli F. Gas Detectors: Recent Developments and Future Perspectives. CERN-EP/98-51;CERN-EP/2000-108; CERN-EP/2000-080

[11] Dracos M. Nucl. Instr. Methods, 2001,A456:261～269

[12] Bellazzinni R et al. Nucl. Instr. Methods, 1998,A424:444

[13] Biagi S F et al. Nucl Instr. Methods,1995,A371:12

[14] Giomataris J et al. Nucl. Instr. Methods, 1996,A376:29

[15] Bellazzinni R et al. ucl. Instr. Methods., 1998,A423:125

[16] Sauli F. GEM:A new concept for electron amplification in gas detectors. Nucl. Instr. Methods, 1997,A386:531～534

[17] Zeuner T et al. Nucl. Instr. Methods., 2000,A446:324

[18] Buzulutskov A et al. Nucl. Instr. Methods, 2000,A443:164

[19] Bachmann S et al. CERN-EP/99-148

[20] Bouclier R et al. Nucl. Instr. Methods, 1988,A265:78～84; 1989,A283:605

[21] Ash W W et al. Nucl. Instr. Methods, 1987,A261:399

[22] Iarocci A. Nucl. Instr. Methods, 1983,217:30;王孝良等,核电子学与探测技术,1993,13,4:202

[23] Stegmann C. The Honeycomb Outer Tracker System for HERA-B. Nucl. Instr. Methods, 1996,A384:196～200; 姜春华等. 10mm 单层结构蜂窝状漂移室的制作与测试. 核电子学与探测技术,1998,V18:63～67

[24] Ambrosi G et al. Nucl. Instr. Methods, 1990,A289:351

[25] Van der Graaf H et al. Nucl. Instr. Metods, 1991,A307:220

[26] 毛成生等. 阴极条室. 第七届全国核电子学与探测技术学术会议文集. 1994 年 10 月,361

[27] 谢一冈等. 阴极条室性能研究. 第一届全国高能物理实验技术学术会议文集. 贵阳:1995 年 6 月

[28] CMS Colla. Cathods strip chambers for the CMS end cap muon system. Nucl. Instr. Methods,1996,A384:207～210

[29] ATLAS Technical Proposal,CERN/LHCC/94-43(15 Dec. 1994)

[30] ATLAS Colla. ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22, ATLAS TDR 10 (May 1997):201

[31] Galakjionov Yu et al. Nucl. Instr. Methods,1991,A317:220

[32] Bencze G L et al. First results from pion beam test of an iron/gas calorimeter based on ceramic parallel plate chamber. Nucl. Instr. Methods,1997,A386:259～268

[33] Santonico R et al. Nucl. Instr. Methods, 1981,187:377 and Cardarelli R et al. Nucl. Instr. Methods, 1988, A263:20

[34] Belle Colla. Technical Design Report, KEK Report 95-2(Apr. 1995)

[35] Cerron-Zeballos E et al. The Development of the Multigap Resistive Plate Chamber. Nucl. Instr. Methods, 1999,A456:335～349,陈宏芳,李澄等. 高能物理与核物理,2002,26,3:201

[36] 陈元柏等. 核电子学与探测技术. 1992,第 12 卷:88;韩红光等,高能物理与核物理,2001,21,2:142;Bian J G, Chen Y B et al. RPC International Workshop, Pavia, Italy, 1995:419;马经国,班勇等. 高能物理与核物理, 2001,25,9:898

[37] BaBar Colla. Technical Design Report, SLAC-R-95-457(May 1995)

[38] 卢红等. 高能物理与核物理, 1999, 23, 5: 417; 2001, 25, 1: 79. http://www.ihep.ac.cn/cosmic-ray/ybj/wwwybj.htm

[39] BESIII 合作组. BESIII 探测器. 2002 年 7 月

[40] Majewski S et al. A thin multiwire chamber operating in high multiplication mode. Nucl. Instr. Methods, 1983,

217:265

[41] Bella G et al. Development of calorimeters using thin chamber operating in a high gain mode. Nucl. Instr. Methods, 1986, A252:503

[42] Dato S et al. A new high gain thin gap detector for the OPAL hadron calorimeter. Nucl. Instr. Methids., 1986, A252:511

[43] Mikenberg G et al. Thin-gap gas chambers for hadronic calorimetry. Nucl. Instr. Methods, 1988, A265:223

[44] Nakai K. Thin gap chambers in ATLAS. Nucl. Instr. Methods, 1996, A384:219

[45] Li H T et al. Some properties of thin gap chamber. Nucl. Instr. Methods, 1992, A309:422

[46] Chen C et al. Electromagnetic Calorimeter with thin gap Chambers. Nucl. Instr. Methods, 1994, A351:330～335

[47] KLOE Colla. The KLOE Central Drift Chamber. LNF-94/028(IR)3. Giugno, 1994

[48] BTCF Colla. Feasibility Study Report on Beijing Tau-Charm Factory. IHEP-BTCF, Report-03, Feb. 1996

[49] 童国梁，黄秀萍，马基茂等. 探测低动量粒子的高精度中心漂移室性能的估算. 高能物理与核物理，1998，第 22 卷：200～208

[50] 刘建北，陈元柏，陈昌. 在 $He/C_3H_8(60/40)$混合气体中电子的漂移和倍增，待发表

[51] 陈昌，张勤俭，马基茂等. 用于低动量高精度测量的漂移室氦基混合气体性能的研究. 高能物理与核物理，1998，第 22 卷：787～794

[52] Cassel D G et al. Nucl. Instr. Methods, 1986, A252:325

[53] 陈昌，张勤俭，郑树臣等. 高精度漂移室的铝场丝蠕变效应的研究. 核电子学与探测技术，1999，第 19 卷：437

[54] 陈昌，马基茂等. 使用氦基工作气体的小单元漂移室性能的研究. 核电子学与探测技术，2000，第 21 卷：436～439

第七章　闪烁探测器

带电粒子或 γ 射线，入射到闪烁体内，使得闪烁体内的原子(分子)电离、激发，在退激过程中发光，人们通常称之为荧光。用探测荧光来标记射线的击中，在早期的核物理实验中，人们曾通过显微镜用肉眼直接观察 α 粒子击中在荧光板上发射的荧光，20 世纪 40 年代采用光电倍增管来探测荧光，利用光电效应光波产生电子，经放大成为电脉冲信号来记录射线击中的信息。经过几十年的发展改进，今天的闪烁探测器已是各种类型的闪烁体与多样的光探测器件的组合，适应不同的应用领域和物理目标。可探测带电粒子或中性粒子(如中子，γ 射线)，可满足快时间响应，高探测效率，大面积灵敏，好的能量分辨和位置分辨等不同的物理要求。

闪烁探测器由闪烁体，光探测器件和相应的电子学组成，其探测器的性能涉及以下几个方面：

1) 闪烁体的发光波长、发光时间和光传输性能。

2) 闪烁体的材料、比重和价格。

3) 闪烁体与光探测之间的光耦合、光收集。

4) 光探测器件的性能和价格。

5) 信号放大和接收。

闪烁探测器在核物理实验，粒子天文物理，核医学，地质探测和工业成像中的应用十分广泛。是近代高能物理实验中十分重要的角色，可以应用到粒子触发、位置测量、飞行时间测量和能量测量等多方面。

7.1　闪烁体的分类和发光过程

闪烁体大体上可分为三类：无机闪烁体、有机闪烁体和气体闪烁体。

1. 无机闪烁体

无机闪烁体大都是一些固体晶体，从发光情况看，一些简单的无机晶体，如氧化晶体、氟化晶体、碘化晶体等，是有快发光的特点或发光成分中有快发光过程，例如 BaF_2，CsF，NaI，CsI 等。而有的闪烁晶体则是有意识的加入金属或稀土杂质，如 NaI(Tl)，CsI(Tl)，CaF_2(Eu)，ZnS(Ag)等，这是一种特殊的复合发光晶体，以杂质离子为发光中心，发光衰减时间较慢，但发光较强。还有一些大比重的闪烁晶体：如 BGO，GeF_3 和近年新发展起来的 $PbWO_4$，LSO(Ge)[1]，LuAP(Ge)等[2]。这些闪烁晶体密度大，对粒子有高的阻止能力，非常适于高能探测器的小型化。表 7.1 给出了主要的无机闪烁体的性能。

无机闪烁体的发光过程从能带的观点分析，属于绝缘体材料的无机闪烁晶体，晶格上的电子具有分离的能量带，包括价带和导带。对应于束缚在晶格上的电子和具有足够能量可迁移的电子，在它们之间有一个能量带，叫做禁带(图 7.1)。在纯晶体中，粒子的激发可使处在价带的电子激发到导带，而在退激过程中，具有短寿命的导带能级的电子将发射一

个光子退到价带。这种发光的特点是：有很快的过程(～10ns)；能量高(多在紫外区)；受外界(温度)影响较小，但发光弱。在晶体中一旦出现晶格缺陷、位错或杂质，会在晶体中产生能量小于导带能级的中间能级，由于中间能级与价带能级间的宽度小于禁带宽度，产生几率高，但能量传递较复杂，并且寿命有很宽的分布，部分中间能级的电子在退激过程中发射一个光子退到价带，短寿命能级的发光构成荧光；长寿命能级的发光构成磷光。中间能级也含有极长寿命的能级(加热才发光)和无辐射跃迁。

表 7.1　无机闪烁体的主要性能

晶体	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BGO	BaF_2	GeF_3	$PbWO_4$	LSO(Ge)	GSO (Ge)	LuAP (Ge)	YAP (Ge)
比重	3.67	4.51	7.13	4.89	6.16	8.3	7.4	6.71	8.34	5.5
辐射长度/cm	2.59	1.85	1.12	2.06	1.68	0.89	1.14	1.37	1.05	2.07
Molière 半径/cm	4.8	3.5	2.3	3.4	2.6	2.0	2.3	2.37	2.1	3.4
能量损失/(MeV/cm)	4.8	5.6	9.2	6.6	7.9	13.0	?	?	?	?
折射系数/480nm	1.85	1.79	2.15	1.56	1.68	2.16	1.82	1.85	1.94	1.94
发射峰波长/nm	410	565	480	220^f 310^s	310～410	440～560	420	440	365	365
光输出	100	45 140^P	15	20^s 5^f	10	1	75	30	36	37
温度系数/(%/℃)	～0	0.3	−1.6	-2^s $\sim 0^f$	?	−1.9	?	?	?	?
发光衰减时间/ns	230	1000	300	0.9^f 630^s	10～30	5～15	40	60	17	24
潮解性	强	弱	不	微	不	不	不	不	不	不
参考价格/($/cm^3)	2	2.3	7	2.5	—	2.5	—	—	—	—

f 为闪烁光的快成分，s 为慢成分；

P 为采用硅光二极管读出。

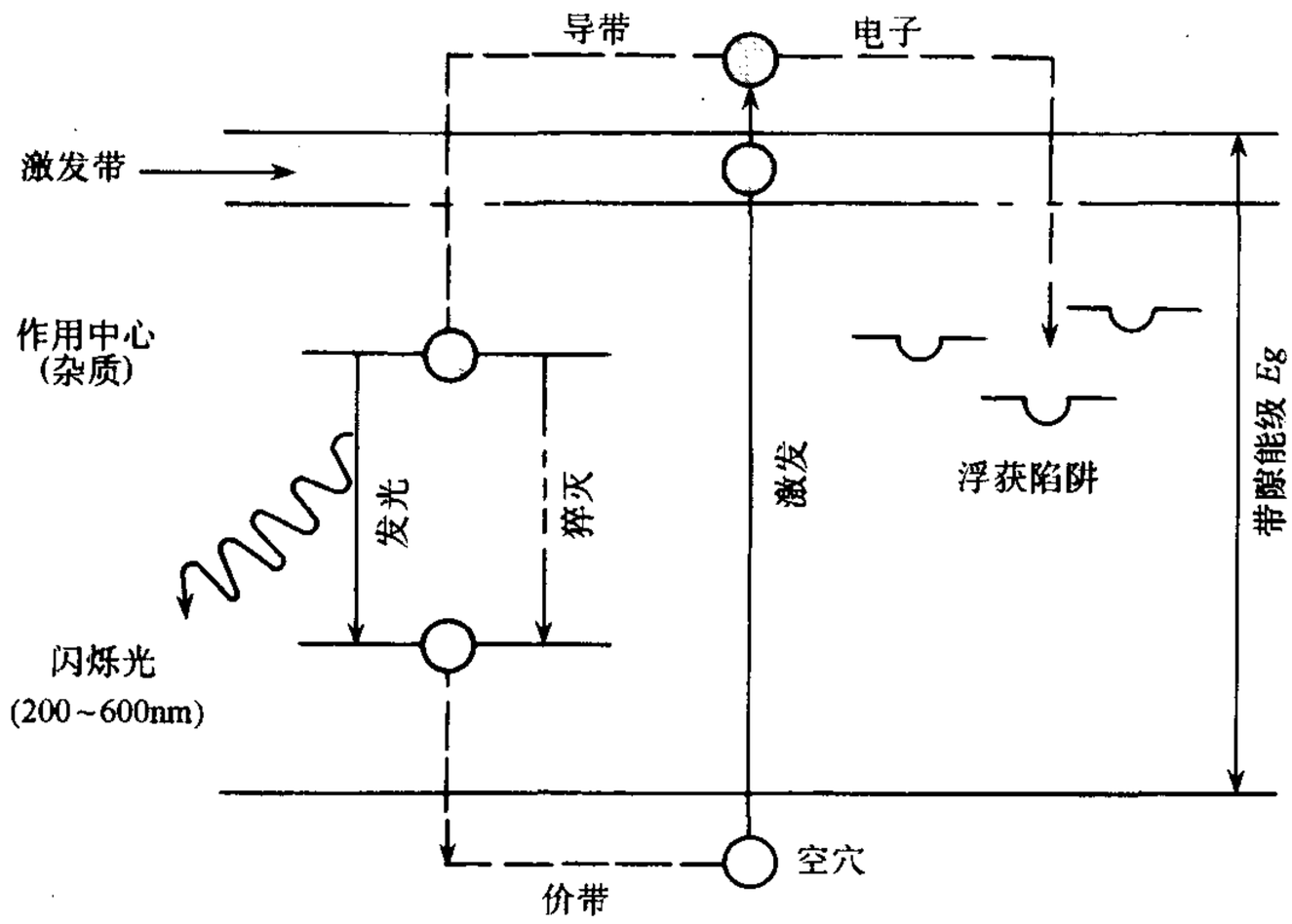


图 7.1　无机闪烁体晶体的激活能带结构

实验应用的无机闪烁体晶体是在天然的基础上人为提纯或掺杂研究发展的结果，并应用在不同的领域。

在粒子物理探测的应用中，一般所关注的是：发光快、产额高、波长适合、密度大和价格低的无机闪烁晶体。

2. 有机闪烁体

有机闪烁体包括三个方面：有机晶体、有机闪烁液体和塑料闪烁体。有机闪烁体主要是一些芳香族的化合物，如萘、蒽、二苯基多烯烃类、对寡次苯基体系以及多晶磷光体，它们受激发射的荧光波长在 350～500nm 之间，发光衰减时间短，约$(3\sim5)\times10^{-9}$s。

有机闪烁晶体不易生产大的尺寸，所以有机闪烁体的大量运用是由于液体闪烁体和塑料闪烁体出现之后。由液体溶剂配制溶质(有机闪烁体)构成了液体闪烁体。由固体溶剂配制溶质构成了塑料闪烁体。

在有机闪烁体中，一些好的溶质材料发射的光波波长较短。考虑到与光探测器的灵敏波段相匹配和光在闪烁体中的自吸收等因素往往要加入第二溶质，它的作用是吸收第一溶质发射的光子再发射出较长波段的光子，即所说的光波位移剂。在通常情况下，第一溶质的浓度为 5%，第二溶质的浓度为百分之几。

常见的液体闪烁体溶剂材料有三甲苯、甲苯、对二甲苯等，第一溶质材料有 PPO 对联三苯、PBD、BIBUQ 等，第二溶质有 POPOP、BBO 等。第一溶质的发射谱波长一般为 370nm，第二溶质的吸收谱波长为 360nm，发射谱波长为 410nm。

塑料闪烁体与液体闪烁有很多相同的地方，但优良的塑料闪烁体是把闪烁溶质溶在塑料单体中进行热聚合而成的，一般通过低温的缓慢聚合然后在高温下聚合完成。常用的塑料闪烁溶剂有聚苯乙烯、聚乙烯基甲苯，以及二甲基苯乙烯系等。表 7.2 为 Bicron 公司生产的闪烁体型号和主要性能。

表 7.2　塑料闪烁体型号和主要性能

型号	密度	折射率	光谱峰位 /nm	光输出(相对蒽) /%	发光衰减时间 /ns	光衰减长度 /cm
BC-400	1.032	1.58	423	65	2.4	250
BC-404	1.032	1.58	408	68	1.8	160
BC-408	1.032	1.58	425	64	2.1	380
BC-412	1.032	1.58	434	60	3.3	400
BC-418	1.032	1.58	391	67	1.4	100
BC-444	1.032	1.58	428	41	285	180
BC-444	1.032	1.58	490	34	285	180
BC-480	1.032	1.58	425	QE=0.1	—	400
BC-482A	1.032	1.58	494	QE=0.86	12.0	300

注：蒽的光输出约为 45% 的 NaI(Tl)的光输出。

有机闪烁体的发光过程是由单分子的能级分子结构引起的，通过有机质聚合链的分子结构，处在比较自由轨道上部分价电子(π电子) 通过邻近π电子的共振方式将粒子激发的能量传递到闪烁溶质分子并激活其π电子，同时也有有机溶剂的受激π电子的光辐射(较短的波长)被闪烁溶质分子吸收，激发闪烁溶质的。受激π电子从能级基态 S_0 (图 7.2)跃迁到单态(自旋为 0)的激发能级 S_1，S_2，…每种激发能级内有一系列的精细能级，如 S_{10}，S_{11}，S_{12}，…级间的能量差很小，相当于分子的振动能级。除此，π电子还有三重态(自旋为 1)的激发能级 T_1，T_2，…，振动能级和电子激发能级及基态能级，其中只有激发能级可以发光。振动能级与激发能级有强的相互作用，高激发能级与最低激发精细能级 S_{10}有强的耦合作用，几乎所有的发光都是从 S_{10}态退激到 S_0过程中产生的，并且这些作用过程非常快，约 ns 量级，即无论用光激发(不产生电离)还是高能激发，有机闪烁体只有窄的发光光谱。三重态激发能级的发光很弱，并且寿命很长，相当于磷光(ms 量级)。

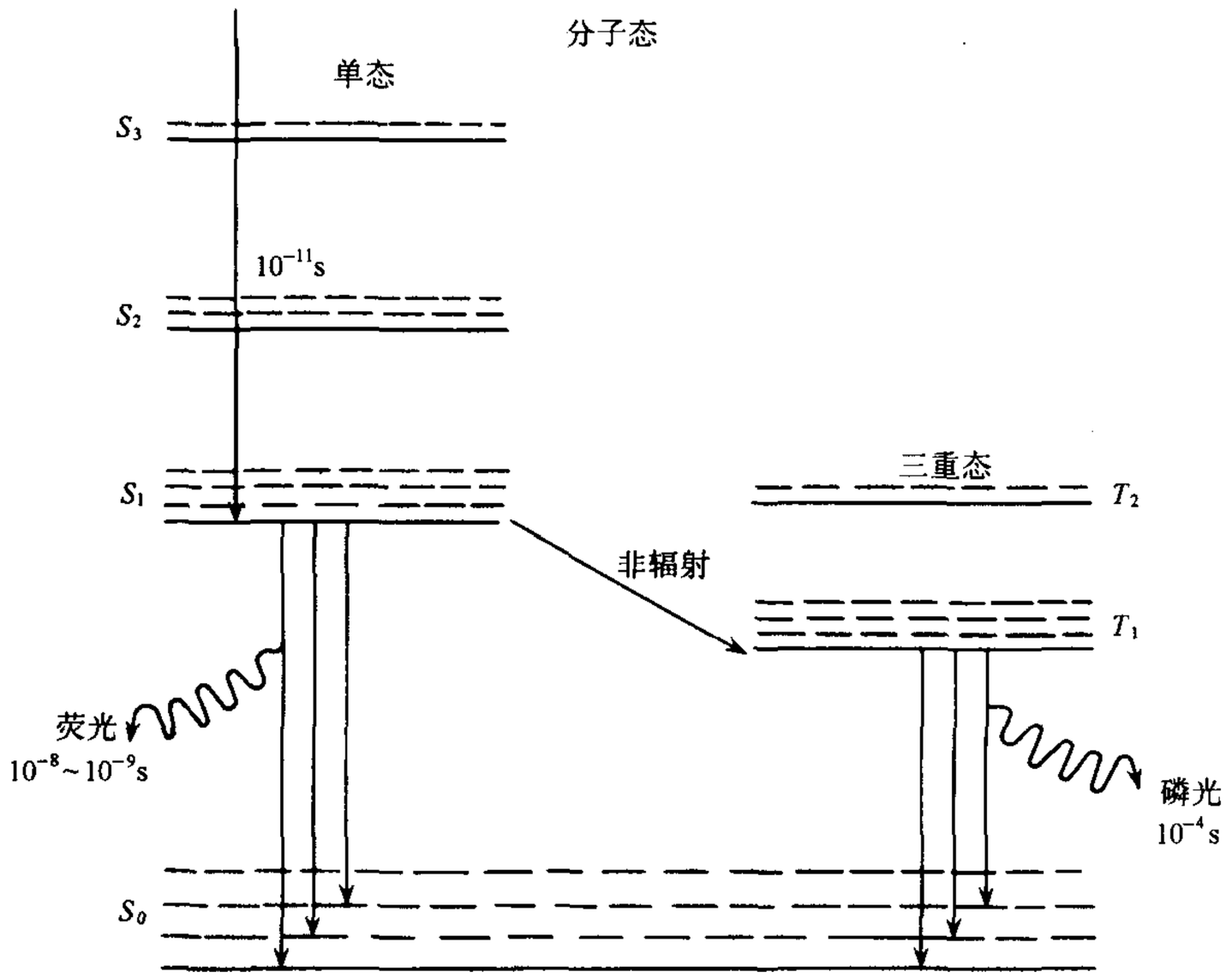


图 7.2　有机闪烁体的能级结构

有机闪烁体对自身发的光透明度很好，原因是激发态与振动态的强耦合，振动的能量被分子吸收，其结果在吸收光谱与发射光谱之间产生位移，位移是趋向长波的，在溶剂π电子的辐射能量的传递中，短波部分由于发射光谱与吸收光谱重叠而被吸收掉，不重叠的部分则有利于传递到溶质发射中心。对于溶质的发射光谱实际上与溶剂的吸收光谱仍有重叠，为进一步减少自吸收，并且为与光探测器的灵敏波长匹配，加入二元或三元闪烁溶质(波长位移剂)的方法被广泛采用。

3. 气体闪烁体

气体闪烁多为惰性气体，例如氙、氦、氩，有时也用混合气体，气体的发光效率很低，发光谱主要位于紫外区，但发光衰减时较快，约 10ns。

7.2 闪烁体的性能

7.2.1 发射光谱

作为粒子探测器应用的闪烁体，所关注的发射光谱是由带电粒子和 γ 射线激发的发射光谱，这与某些特定的光波激发而发射的光谱有所差别。图 7.3，图 7.4 标出了一些闪烁体的发射波长分布，无机晶体的发射波段较丰富，从紫外区到黄光区都有对应的晶体。对于有机闪烁体，大部分溶质的发光光谱在蓝光、绿光区。

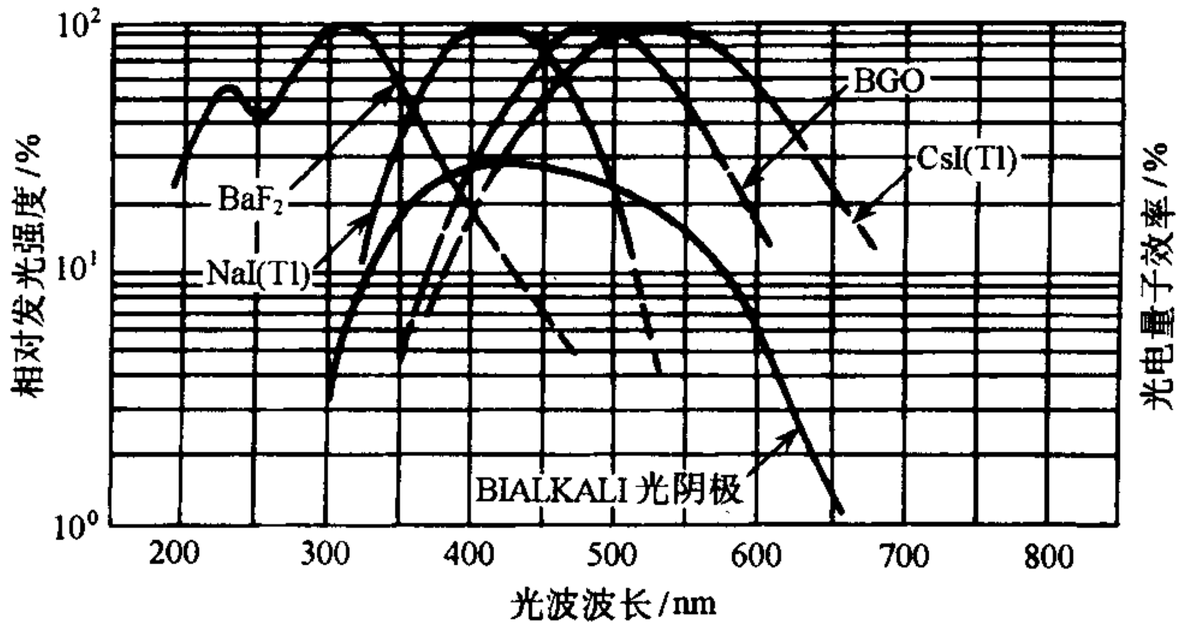


图 7.3 几种常见的无机闪烁体的发射光谱

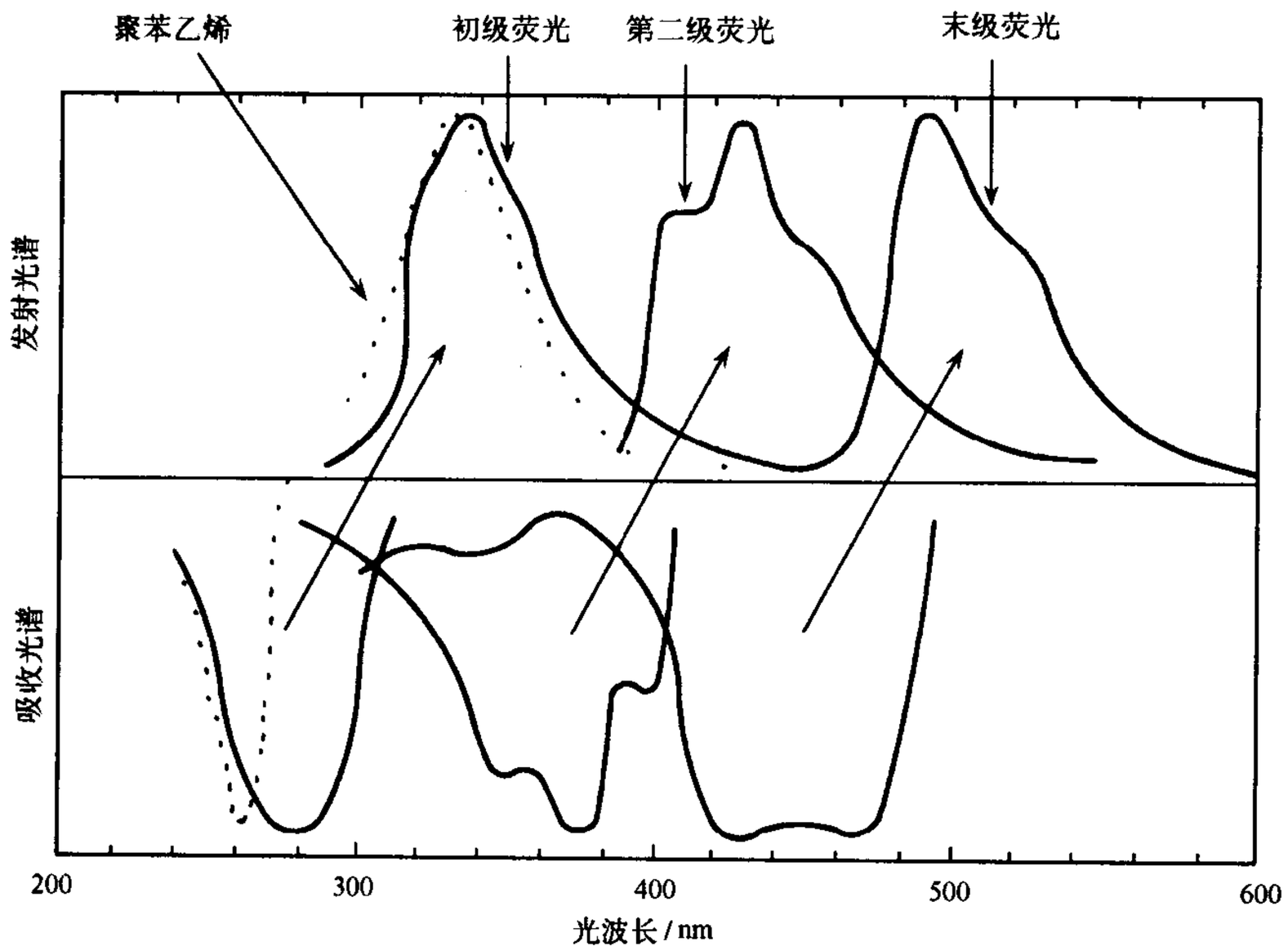


图 7.4 有机闪烁体的发射光谱

7.2.2 发光光产额

能量为 E 的带电粒子或 γ 射线，入射并将能量 E 沉积到闪烁体内，激发出平均能量为 ε 的光子数为 N，则闪烁体的发光效率为：

$$\eta = \frac{N \times \varepsilon}{E} \tag{7.1}$$

在实际中，光子数 N 和光子平均能量 ε，两者很难同时测量，另外光子数 N 的测量涉及光的收集，测试仪器的灵敏度等因素。所以用发光效率来定义闪烁体很复杂。根据不同的测试方法，人们选用两种定义来评价闪烁体的发光性能：

1. 相对 NaI(Tl)晶体的光输出

以标准尺寸(直径 2.5cm，长 2.5cm)的 NaI(Tl)晶体的发光为标准(较早期也有用有机蒽晶体为标准)，给出被测闪烁体样品的相对值。测量方法选用单能 γ 射线源照射闪烁体(常用^{137}Cs-662keV γ 源)，样品尺寸也尽量与标准晶体一致，光探测器采用光电倍增管，与标准晶体 662keVγ 射线的全能量吸收谱的峰值相比较。对于有机晶体和一些原子序数较小的晶体，不能得到 662keVγ 射线全能峰，应选用较低能量的 γ 射线进行比较。这种定义的方便之处在于测量简单，一般实验室容易测量，但结果难与别的实验室做严格比较。原因是作为标准的 NaI(Tl)晶体的质量，即使是同一厂家的产品也不可能一致，有一个统一标准的问题，再一个就是实验装置对于闪烁体发光收集时间的不同，会造成光收集的差异。NaI(Tl)晶体的发光时间为 230ns，测试样品的发光衰减时间可能有长有短。对于发光衰减时间长的晶体，更应注意这个问题，需要注明测量装置采用的收集时间。

2. 发光光产额

发光光产额定义为：光电子数/MeV，类似绝对测量的定义，要求测量装置能分辨出单个光电子信号(参见 7.3.1 节)。通过单个光电子信号与测试样品对单能 γ 射线全能峰的比较得出结果。同样，这里仍然要注意对测试样品的收集时间问题。评估一种闪烁体的发光光产额要结合闪烁体的实际应用，对于发光较强，但发光过程较慢的闪烁体，往往更注重实际应用线路的积分时间内的光产额。

7.2.3 发光衰减时间

闪烁体的发光有两个过程，发光增加过程和衰减过程。发光增加过程较短，在 10^{-11}～10^{-9}s 之间，它包括了入射粒子(带电粒子和 γ 射线)的能量丢失、电离、激发、退激和发射光子数达到最大值时的过程。对快的闪烁体(主要为有机闪烁体)，这段时间约为 10^{-10}s，而大多数无机闪烁体，入射粒子导致的电离或激发位置并不一定是发光的中心，还要通过其他过程，将能量传递到周围的发光中心，才达到真正的发光激发，约为 10^{-9}s。各种晶体的发光增加过程因发光机制差异还是有区别的。但总的来说比起第二过程即发光的衰减时间，第一过程可忽略不计。

闪烁体的发光衰减时间过程符合指数衰减规律

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{7.2}$$

式中，τ 定义为发光衰减时间常数，它表示光子数衰减到 $1/e$ 所需时间。由于闪烁体的发光机制不同其发光衰减时间有很大差别，一般来说，有机闪烁体、液体闪烁体、气体闪烁体

的发光衰减时间比较接近，约在 1～10ns 量级，惟有无机闪烁体差别很大。而某些无机闪烁体同时有多种发光过程，其发光衰减时间差别较大的，需用多项不同的 τ 来描述其过程。闪烁体发光衰减时间除与温度有关外，还与入射粒子的种类有关，对无机晶体比较明显，如 CsI(Tl)晶体，γ 射线和 α 粒子作用的发光衰减时间分别为 1000ns 和 400ns。气体闪烁体的发光衰减时间与气压有关，由于气体闪烁体的发光衰减时间小于 10ns，随气压的变化也只有 ns 量级。

7.3 光探测器件

7.3.1 光电倍增管

光电倍增管在闪烁探测器中占有非常重要的地位，它对光的响应很快，从入射光到电信号输出的渡越时间为 6～30ns，高的光电倍增管灵敏度可测量单光子计数，放大倍数可达 10^8 倍。光电倍增管是由一个光阴极和多个打拿极(某些有聚焦级和加速级)以及阳极构成的真空器件(图 7.5)。

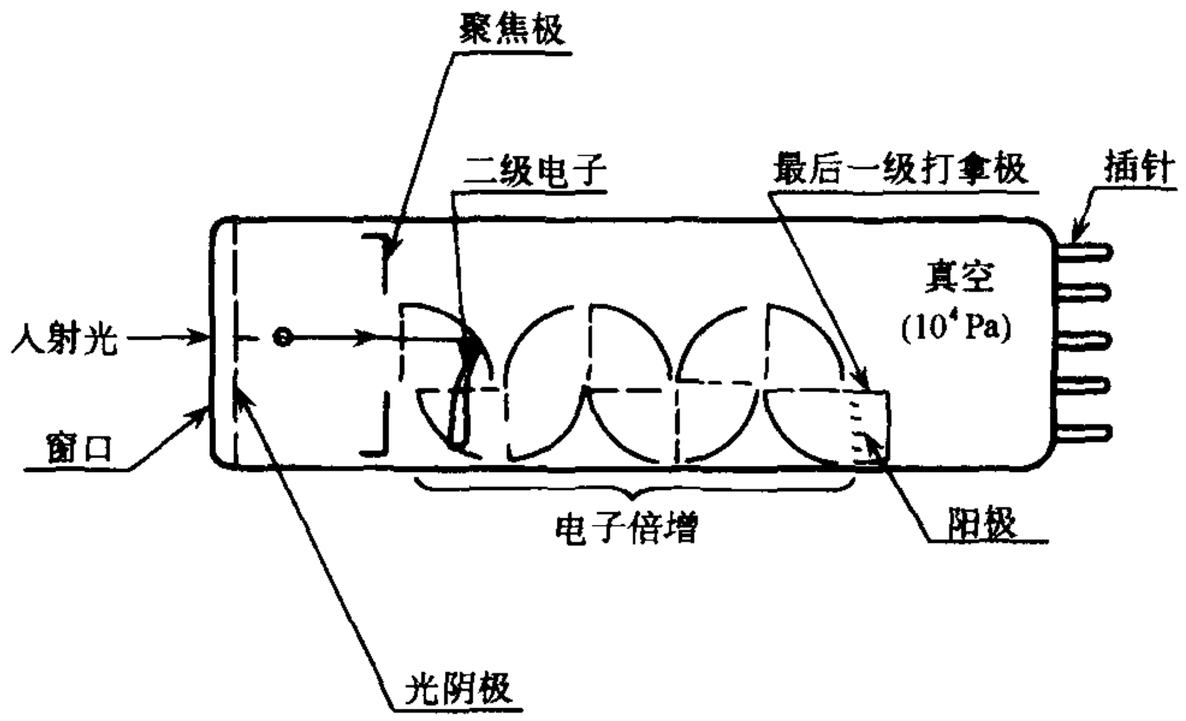


图 7.5 光电倍增管的结构示意图

闪烁光通过光电倍增管窗口打在光阴极上，击出光电子，一个高压电场加在光阴极和阳极之间，同时通过分压电阻使聚焦极和各打拿极阳极之间呈现一级比一级高的电场，从光阴极出来的每个光电子经过聚焦、加速，打在第一打拿极上，由于打拿极为铍铜材料，又可击出 N 个新的电子(一般 3～4 个新的电子)，然后通过在电场中加速，又打在第二级打拿极，每一级打拿极都具有相同的倍增功能，经过 K 级倍增，倍增数为 N^K，最后到达阳极形成电流。原理上光电倍增管是标准的电流器件，电流在光电倍增管的负载电阻 R_L 上产生电压信号输出。光电倍增管具有多种结构，可应用于不同的实际测量要求，以下是几种类型的光电倍增管的结构和性能参数说明。

1. 窗口形状和窗口的材料

光电倍增管的窗口形状有侧窗式和直头窗口式。直头窗口又结合一些特殊要求，有圆口、正方、六角以及凸球面形。光电倍增管的光阴极有透过式和反射式，各有不同的光电转换效率。窗口材料依据探测不同光波长的要求，有普通玻璃、石英玻璃以及人工透紫石英玻璃。

2. 打拿极结构

1）环形聚焦型：常用于侧窗形光电倍增管，具有结构紧密、时间响应快的特点。

2）盒式非聚焦型：打拿极结构简单、均匀性好，但时间响应较慢。

3）直线聚焦型：具有快的时间响应，时间和能量分辨率都很好的特点。

4）丝网型：具有大脉冲输出、线性好、可抗高磁场和可以配合多阳极定位输出。

5）微通道板型：具有极快的时间响应和非常高的单光子时间分辨，可在高磁场下运行，配合多阳极结构可形成多通道输出。

6）光刻微网型：这是近年发展起来的新型光电倍增管，除好的线性、均匀性和快时间响应外，最大的特点是可以抗高磁场，在高达 1.5T 的磁场下仍然能正常工作[3]（图 7.6）。

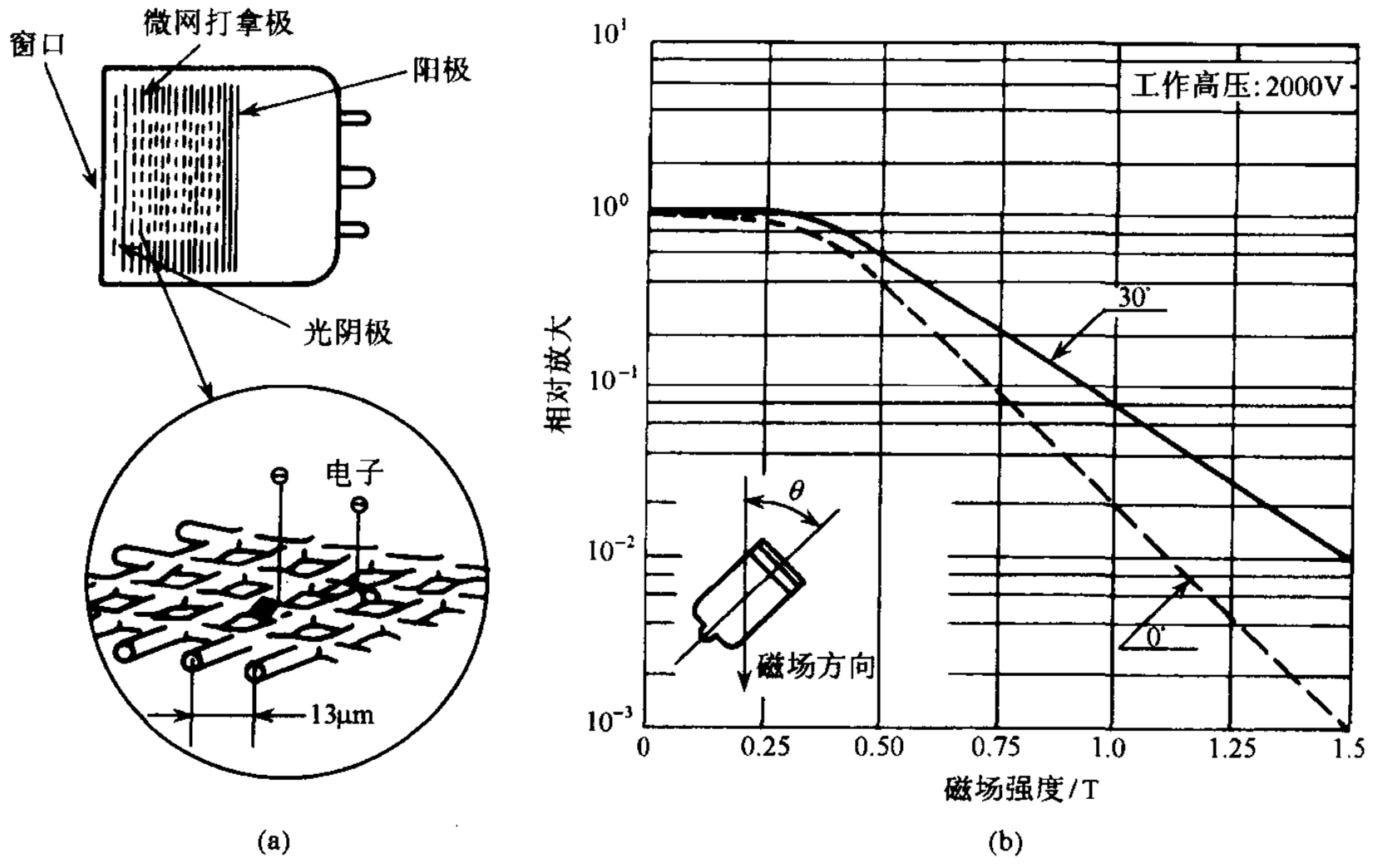


图 7.6　(a)光刻微网型光电倍增管的结构；(b)光刻微网型光电倍增管的抗磁性能

7）光刻金属微通道型：这是最新发展和快速改进的新型光电倍增管，除好的线性、均匀度、快时间响应和一定的抗磁场特性外，可以制造成大面积，短尺寸，并配合多阳极结构可形成多通道输出[4]（图 7.7）。

8）混合型：利用半导体器件[雪崩二极管(APD)，硅成像阵列(CCD)]代替打拿极和

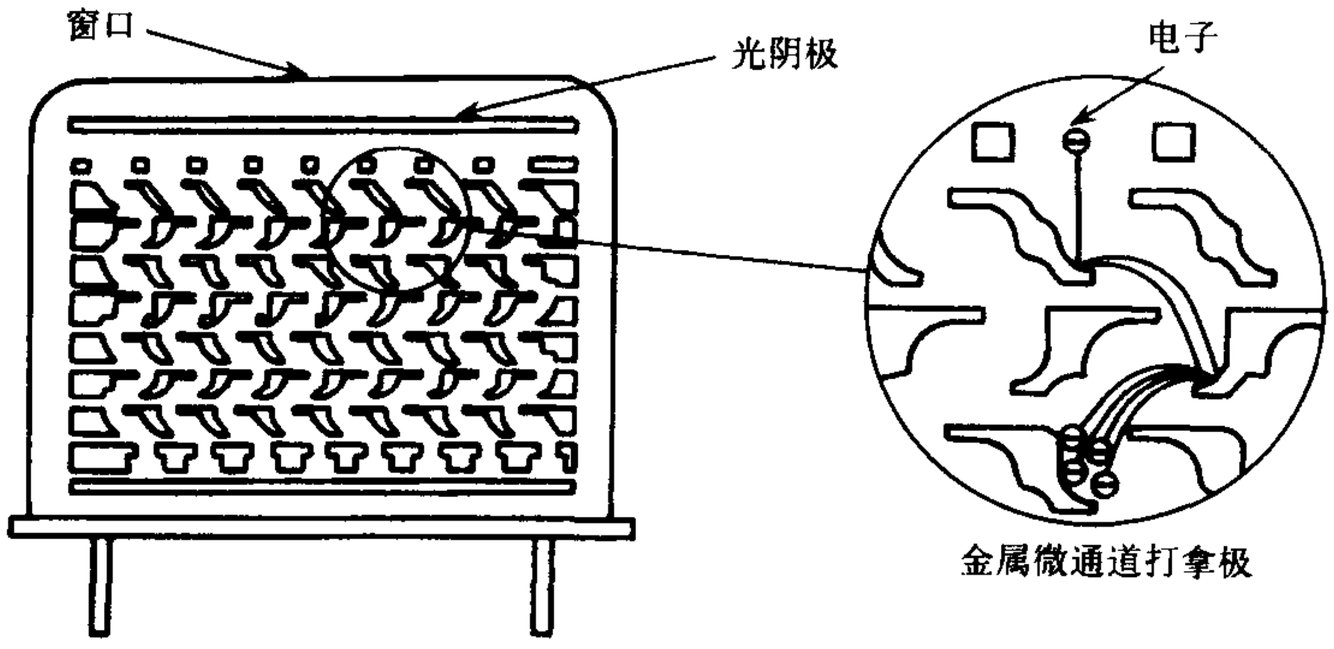


图 7.7　金属微信道光电倍增管的结构

阳极，具有极快的时间响应和极高的灵敏度，需使用近万伏高压和放大倍数较低[5,6]（图7.8，图7.9）。

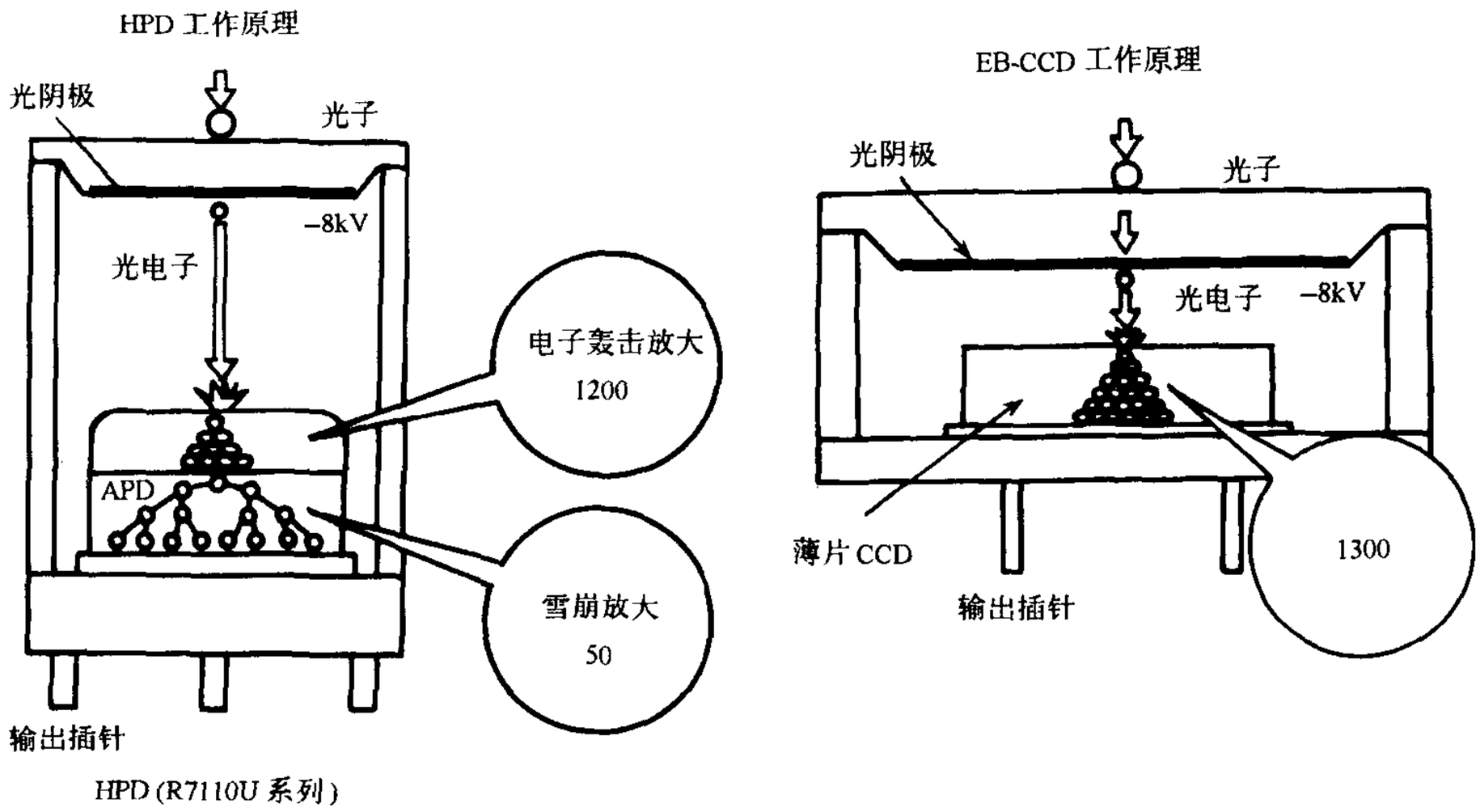
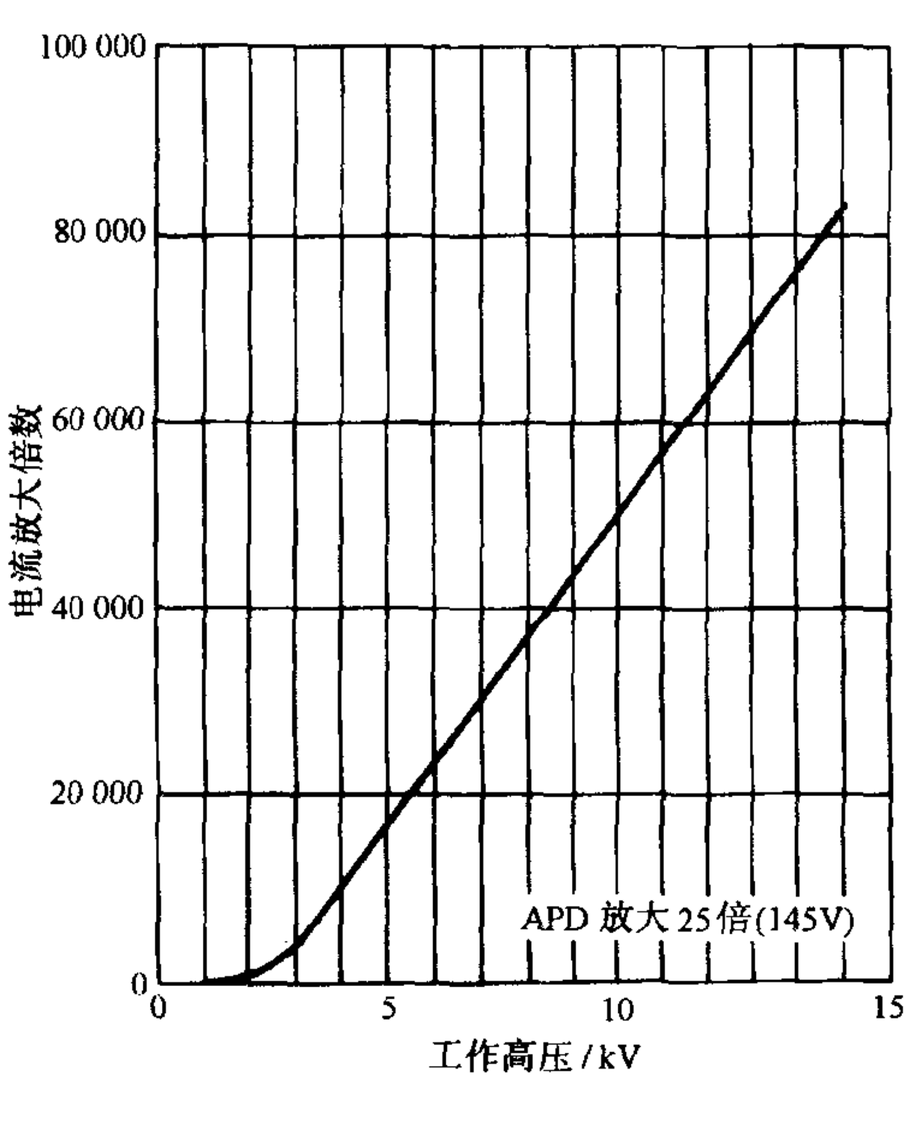


图 7.8　混合型光电倍增管 HPD 和 EB-CCD 的结构示意图



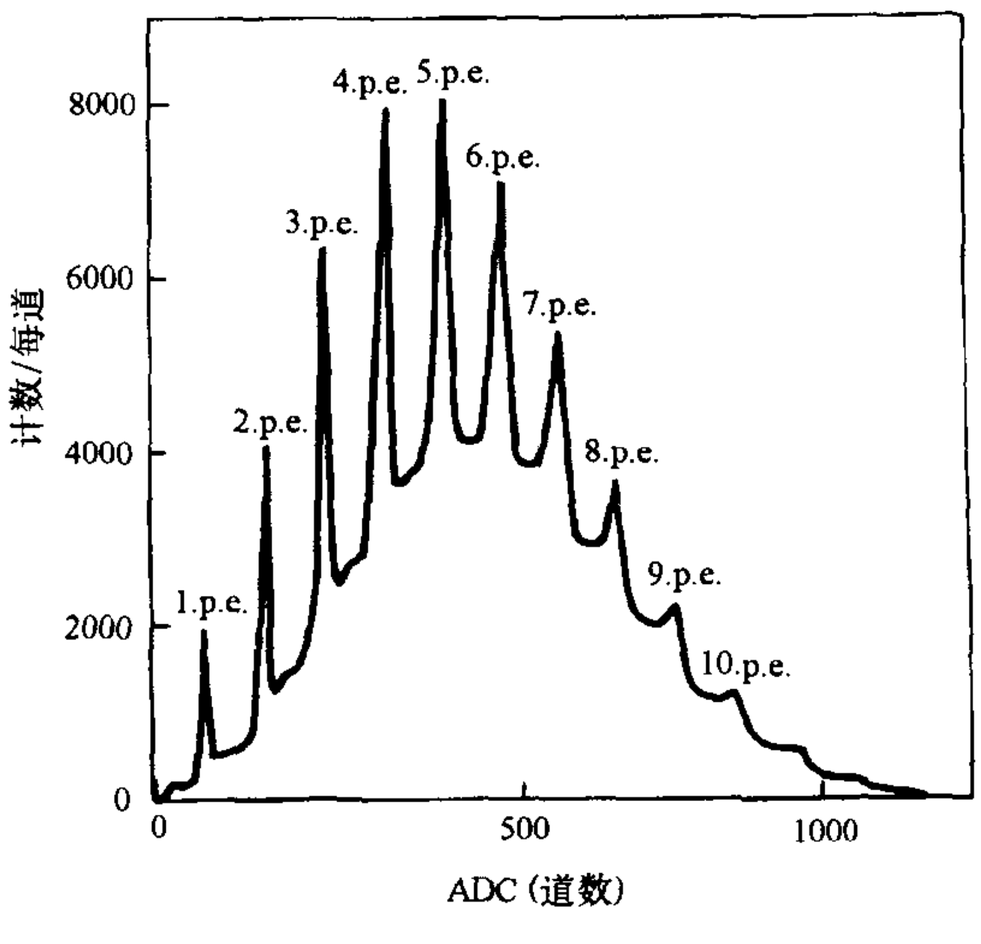


图 7.9　混合型光电倍增管 HPD 的电流放大和光电子输出谱

3. 光电倍增管参数

(1) 光阴极灵敏度和阳极灵敏度

光阴极灵敏度和阳极灵敏度是光电倍增管的产品参数。灵敏度的标定是用钨丝灯为标准光源，在温度为 285K 时照射光阴极，分别测试光阴极电流（照射光阴极的入射光强为～10^{-4}Lm）和阳极电流（照射光阴极的入射光强为～10^{-8}Lm）。光照灵敏度为 $N=I/\Phi$，

式中，I 为测量到的电流；Φ 为光照亮度，N 的单位为 A/Lm(安培/流明)，也有称之为辐照灵敏度；光照亮度采用功率单位，N 的单位用 A/W(安培/瓦)，对于某些特殊用途的光电倍增管还标明蓝光或红光灵敏度，表明光电倍增管对这些特殊光波段的响应能力。

(2) 电流放大

光电倍增管的电流放大倍数即为入射相同光强下的阴极电流与阳极光电流之比。它与所加的高压有关系，当高压高到某一值时，放大倍数将不再是线性增加，出现非线性，并且噪声增大，在此高压下运行，打拿极易出现疲劳，寿命缩短。在高压极高时将容易出现正离子撞击光阴极的放电现象。

(3) 量子效率

量子效率是指光阴极发射的光电子数和入射光子数的百分比，对某个入射光波长，量子效率与辐照灵敏度有如下关系：

$$Q_{\text{eff}} = \frac{S \times 1240}{\lambda} \times 100\% \tag{7.3}$$

式中，S 为辐照灵敏度(A/W)；λ 为入射波长(nm)。

(4) 光谱响应

光电倍增管的量子效率随入射光的波长变化是不相同的，这种关系称之为光谱响应，主要决定于光阴极材料，在短波段则决定于窗口材料，如图 7.10 中的曲线标明了各种光阴极材料以及窗口材料的光谱响应关系。

(5) 阴极暗电流

在完全无光照射下，光电倍增管在工作高压时仍会有电流输出，即暗电流，它的大小依赖于所加的高压，其来源主要有以下几个方面：

1)热电子发射。由于光阴极和打拿极是一些功函数很低的材料，在室温下会出现热电子发射，并经打拿极多级放大形成噪声信号。噪声脉冲信号从几率上说几乎都是单电子信号(等同于单光电子的信号)，与温度有很大关系，温度越低，热发射几率越低，在一些特殊测量中，可以将光阴极置于较低温环境中以减少噪声干扰。

2)残余气体电离。光电倍增管内的剩余气体，被电子电离，其正离子会冲击光阴极，击出光阴极电子，产生新的噪声信号，但这种噪音出现在正常信号的尾端。

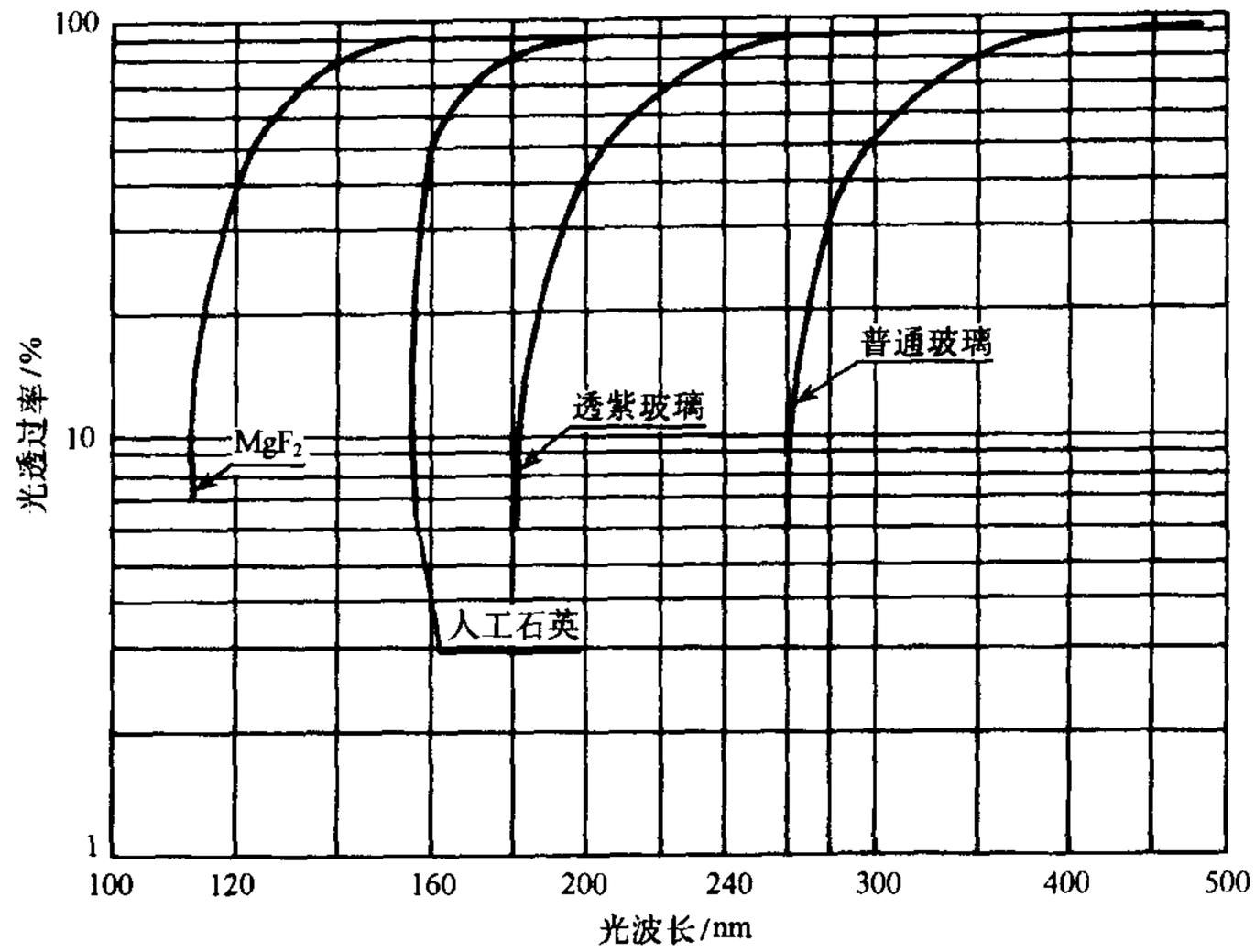
3)玻璃闪烁。环境射线或玻璃体内的 β 射线以及宇宙射线在窗口材料上产生的切仑科夫光作用在光阴极材料产生电子，都将引起背景信号，这些信号将比单电子噪音幅度大。

4)漏电流，指绝缘材料及玻璃材料的漏电流，由于玻璃表面的不干净以及湿度而引起的微小漏电流。

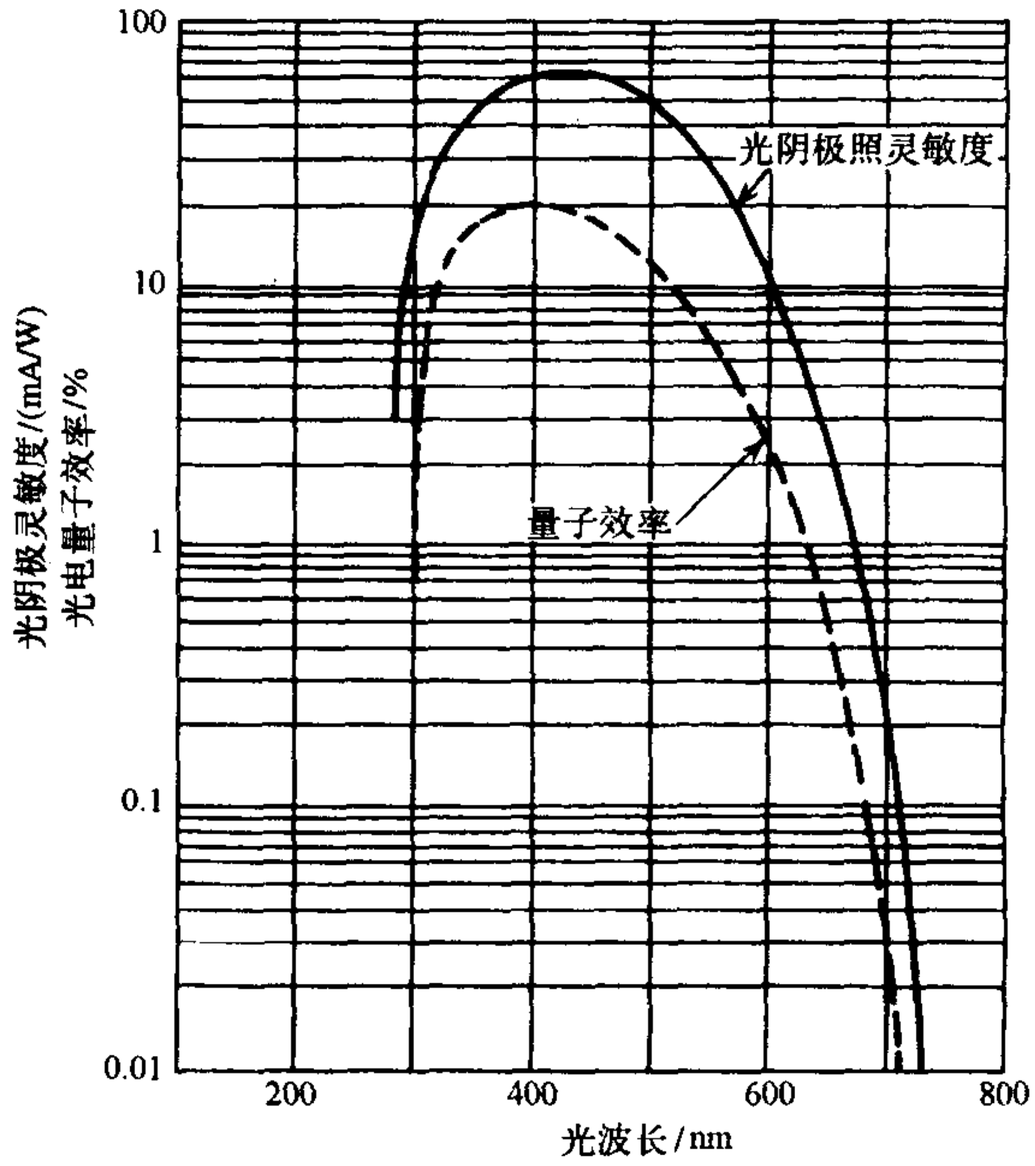
5)场发射。当运行高压过高时，光电倍增管的内部场强过大，结构中的尖端部将会发射电子，引起放电噪声。

(6)磁场效应

磁场可以强烈地影响光电倍增管内电子正常运动的轨道，造成放大倍数降低，一般的光电倍增管的光阴极到第一打拿极有一定的间距，光电子的初速又小，地球磁场就足以引起近一个量级的输出不对称性(与放置方向有关)，所以光电倍增管必须放置在一个防地磁的屏蔽套筒中才能正常工作。在磁场环境中，要专门设置磁屏蔽装置，使光电倍增管处在小于 0.1 高斯的磁场强度下，光电倍增管才能不受影响。



(a)



(b)

图 7.10 (a)光阴极的光灵敏度和光电量子效率;(b)不同窗口材料对光谱响应

(7) 线性和饱和

影响光电倍增管输出线性的主要原因为:

1)入射光强超过一定数值时,光阴极材料的光电转换趋于饱和。

2)高压使用过高,脉冲信号太大,电子群的空间屏蔽效应,造成后几级打拿极间的电场下降,使得后到的电子增益下降。在实际的电压分配连接中,可以在后几级打拿极之间增加电场强度以减少空间电荷效应,同时连接极之间电容以保持极之间的电压稳定,并且

电容的取值要大于此级脉冲电荷的 100 倍：

$$C \geqslant 100Qt/V \tag{7.4}$$

式中，Q 为输出电荷；V 是电容两端电压；t 是脉冲宽度。

(8) 时间特性

快光电倍增管对于入射光脉冲的响应以及输出信号保持光脉冲形状的能力，取决于光电倍增管的上升时间，渡越时间和渡越时间涨落。

1)脉冲上升时间，定义为一个极快的光脉冲(宽度＜50ps)照射到光电倍增管光阴极的整个面积上的输出脉冲，其幅度的前沿从 10%上升到 90%的时间。一般脉冲上升时间为 1～10ns。

2)渡越时间，指一个稳定的快光脉冲从进入到光阴极到输出信号脉冲峰值的渡越时间。光电倍增管的渡越时间与打拿极的结构和级数有关，一般在 6～50ns 之间。

3)渡越时间涨落，定义为一个极快的光脉冲(50ps)照射到整个光阴极面上，进入到光阴极的光十分弱，以致阳极输出的脉冲幅度只是单光电子事件的信号，在这种情况下测量的渡越时间分布的误差。一般单光电子渡越时间分布的半高宽为 0.1～1ns。

(9) 高压极性

一般情况光电倍增管的高压是阳极接地，在光阴极上连接负高压，它的方便之处是输出点为零电位。

由于光阴极处在负高压，磁屏蔽层的金属材料处在地电位，很容易引起前端放电和漏电流，增大噪声，为了避免这个问题，某些产家在光电倍增管玻璃外壳涂了一层石墨导电膜，使其电位与光阴极电位相同，外面再加一层高绝缘材料。在实际应用中，要注意窗口的前端部应与地电位的导电材料保持约 1cm 的距离。

对于要求低噪声的测量，可采用光阴极接地、阳极加正高压，这时在输出端必需接一个耐高压的隔直流电容，以阻止直流输出，电容必须耐压 3000V 以上。

高压稳定性要求小于万分之五，因为输出幅度的变化比高压变化大一个量级，如在正常工作高压时提高 10%的高压值，输出幅度将增加 1 倍，渡越时间的变化大约为10ps/V。

表 7.3，表 7.4 和表 7.5 列出了几种常用的光电倍增管性能参数。

表 7.3　HAMAMATSU 公司的光电倍增管性能参考表

型号	管径/mm	波长响应/nm	打拿极结构/级数	峰光电效率/%	工作高压/kV	放大倍数	上升时间/ns	渡越时间/ns	渡越时间误差/ns
R4868	10	300～650	直线/10	23	1.25	5.3×10^6	0.8	9	0.5
R647-01	13	300～650	直线/10	25	1.0	1.4×10^6	1.0	11	0.7
R1166	19	300～650	直线/10	26	1.0	1.0×10^6	2.5	24	2.8
R4125	19	300～650	直线/10	27	1.5	8.7×10^5	1.0	13	—
R1924A	25	300～650	环形/10	26	1.0	2.0×10^6	1.5	17	0.9
R4998	25	300～650	直线/10	22	2.25	5.7×10^6	0.7	10	0.16
R5505	25	300～650	光网/15	23	2.0	5.0×10^5	1.5	5.6	0.35

续表

型号	管径/mm	波长响应/nm	打拿极结构/级数	峰光电效率/%	工作高压/kV	放大倍数	上升时间/ns	渡越时间/ns	渡越时间误差/ns
R7899-01	25	300～650	直线/10	27	1.25	2.0×10^6	1.6	17	0.6
R6427	28	300～650	直线/10	27	1.5	5.0×10^6	1.7	16	0.5
R7525	28	300～650	直线/8	27	1.5	5.0×10^5	1.3	14	—
R580	38	300～650	直线/10	27	1.25	1.1×10^6	2.7	37	4.5
R3886	38	300～650	环形/10	26	1.0	5.0×10^5	2.5	32	2.2
R5946	38	300～650	光网/16	23	2.0	1.0×10^6	1.9	7.2	0.35

表 7.4　HAMAMATSU 公司的光电倍增管性能参考续表

型号	管径/mm	波长响应/nm	打拿极结构/级数	峰光电效率/%	工作高压/kV	放大倍数	上升时间/ns	渡越时间/ns	渡越时间误差/ns
R329-02	51	300～650	直线/12	26	2.0	3.0×10^6	2.7	40	1.1
R1828-01	51	300～650	直线/12	26	2.5	2.0×10^7	1.3	28	0.55
R1840	51	300～650	丝网/10	20	1.25	1.7×10^5	5.0	15	0.7
R2080	51	300～650	直线/8	25	3.0	2.5×10^6	0.7	16	0.37
R5496	51	300～650	直线/10	25	2.5	1.3×10^7	1.5	24	0.27
R5924	51	300～650	光网/19	22	2.0	1.0×10^7	2.5	9.5	0.44
R6232-01	60	300～650	合直线/8	30	1.0	2.7×10^5	6.0	52	12.2
R6504	64	300～650	光网/19	22	2.0	1.0×10^7	2.7	11	0.47
R6091	76	300～650	直线/12	26	2.0	1.0×10^7	2.3	40	1.5
R1250	127	300～650	直线/14	22	2.5	4.0×10^7	2.2	53	1.2
R5912-02	204	300～650	合直线/14	22	1.5	1.0×10^9	4.0	68	2.8
R7081-20	254	300～650	合直线/14	25	1.5	1.0×10^9	4.5	78	3.2
R7250	508	300～650	合直线/10	20	2.0	1.0×10^7	7.0	110	3.5

表 7.5　HAMAMATSU 公司的光电倍增管性能参考续表

型号	管径/mm	波长响应/nm	打拿极结构/级数	峰光电效率/%	工作高压/kV	放大倍数	上升时间/ns	渡越时间/ns	渡越时间误差/ns
R7400U	16	300～650	金属道/8	21	0.8	7.0×10^5	0.78	5.4	0.23
R7400-06	16	160～650	金属道/8	21	0.8	7.0×10^5	0.78	5.4	0.23
R5900U	30×30	300～650	金属道/10	20	0.8	2.0×10^6	1.4	8.8	0.26
R5900U-00-M4	30×30	300～650	金属道/10	20	0.8	2.0×10^6	1.2	8.8	0.32
R5900U-00-L16	30×30	300～650	金属道/10	20	0.8	4.0×10^6	0.6	8.8	0.18
H6568(M16)	30×30	300～650	金属道/12	20	0.8	3.3×10^6	0.83	8.8	0.30
H7546(M64)	30×30	300～650	金属道/12	20	0.8	3.0×10^5	1.5	8.8	0.30
H7260(M32)	52×24	300～650	金属道/10	20	0.8	2.0×10^6	0.6	8.8	0.18

4. 分压器结构

光电倍增管的分压器的设计可分为 A,B,B'三种,图 7.11 分别为 XP2020 型光电倍增管的分压参考线路,A 为高增益型,B 为线性型,B'为时间型。从增益上看,A 型的输出幅度分别比 B 型和 B'型的高一个和二个数量级(图 7.12),从信号线性电流上看,B 型的线性电流可达 280mA,分别比 A 型、B'型高 10 倍和 4 倍,并可获得近 1A 的峰值电流,B'型具有快的上升时间和 250ps 的单光电子时间分辨。

分压电阻值及稳压电容值的选择,要考虑到工作电压和工作电流,一般情况工作电流不超出 1mA,电阻的功率在 1/2W 或 1W,散热较好,电容值约为 1nF。分压电阻值的选取由工作电流和总功率(0.5～1W)确定,约为 50～500kΩ/Vs,Vs 为最小分压阻值的电压。

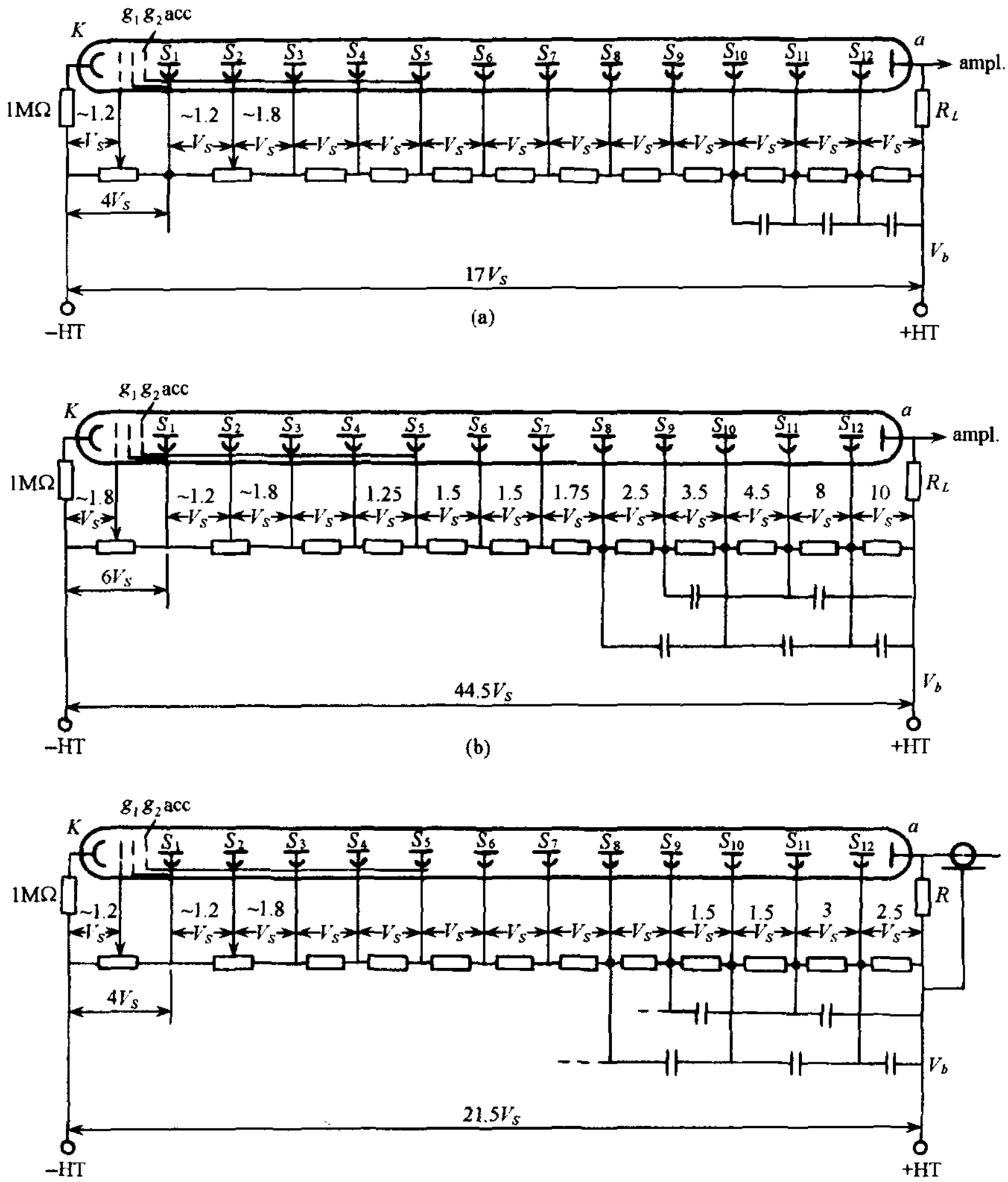


图 7.11　XP2020 型光电倍增管的分压参考线路

(a)电压分配方式 A;(b)电压分配方式 B;(c)电压分配方式 B'

图中,K 为光阴极;g_1、g_2 为聚焦极;acc 为加速电极;S_n 为第 n 级打拿极;a 为阳极;R_L 为负载电阻;R 为电压分配方式 B'的负载电阻,推荐值约为 10kΩ;典型电容值为 1nF;ampl. 为外接放大电路

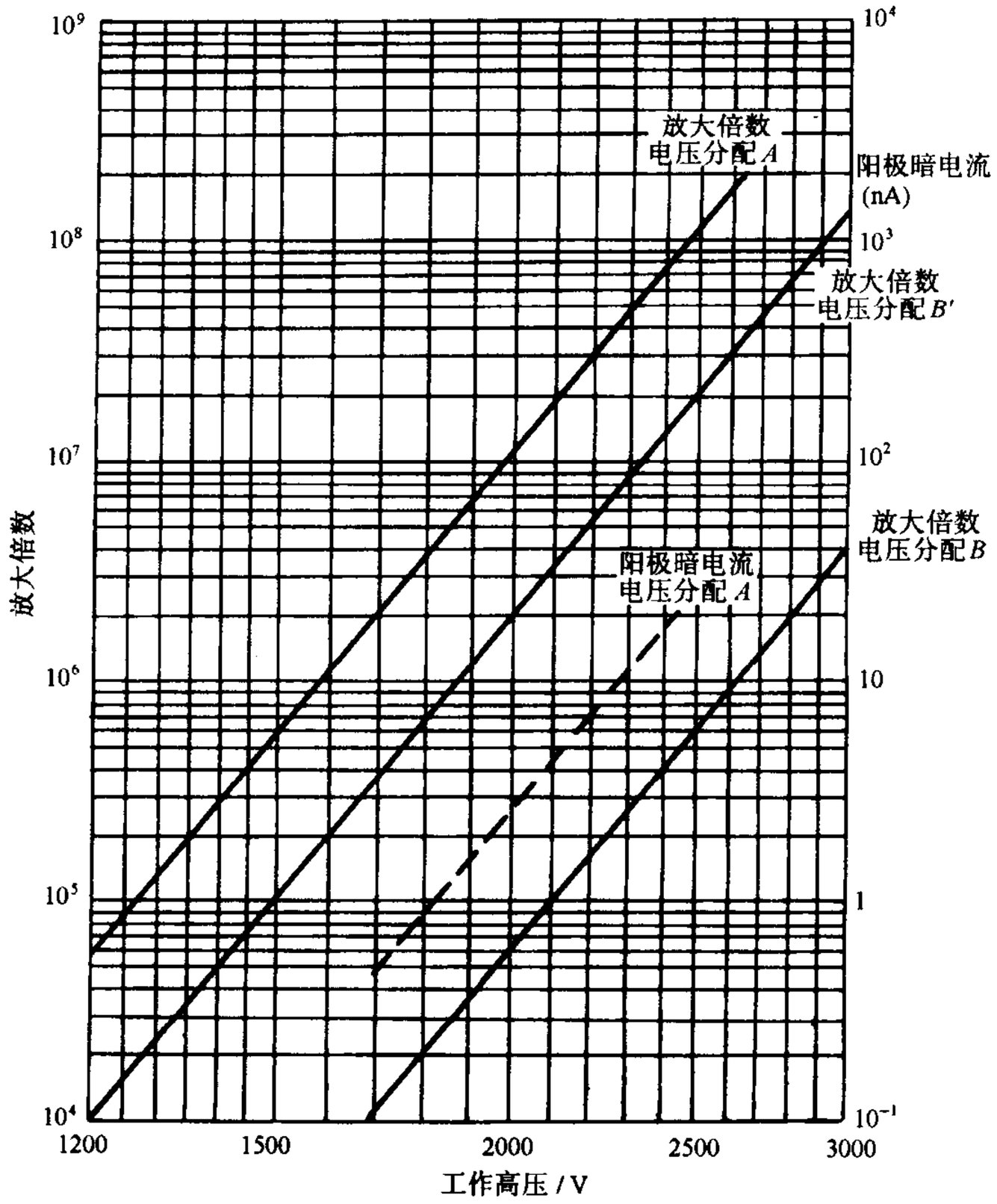


图 7.12　XP2020 型光电倍增管 A,B 和 B' 型分压器的输出电流与电压的关系

快光电倍增管除了聚焦级外,在结构上还有加速级,加速电极一般与第 5 级打拿极在内部上是相连接的,使得空间有一个高电场,当光电子由光阴极运行到第 1 级打拿极时受到一个加速运动,提高了时间性能。在专门测量闪烁体时间性能的探测器中,光电倍增管可以要求生产家制造外连接加速极,加速极的电压可以通过连接到第 6 级或是第 7 级打拿极来调节,这样可以提高时间分辨率达 15%[7]。

在高灵敏度的极弱光照的测量中,需要测量单光子的分压器,设置光阴极到第一打拿极之间的电压尽量高,以增加来自光阴极的光电子动能,使其在第一打拿极上撞击出更多的次级电子,增大来自于光阴极的光电子与从第一打拿极热激发或光激发的电子的脉冲信号的幅度差,提高了单光电子的分辨率。单光子测量的意义详见本章 7.4.5 节。

一只放大倍数较高(5×10^7)、噪声小的光电倍增管,配上适当的分压器,在完全光屏蔽的情况下从输出的噪声脉冲分布谱就能观测到光阴极的热激发单电子峰,好的分布能看到峰的半宽。在相同工作高压下,当输入极微弱的光,可观测到单光电子、双光电子及多光电子同时分布的谱(图 7.13)。

5. 光电倍增管的外部电路和信号传递

光电倍增管的输出是一个电流脉冲,图 7.14 是典型的外接线路。脉冲电流通过光电倍增管的负载电阻 R_L(一般为 1～100kΩ)转变为电压脉冲,这时光电倍增管被外部线路

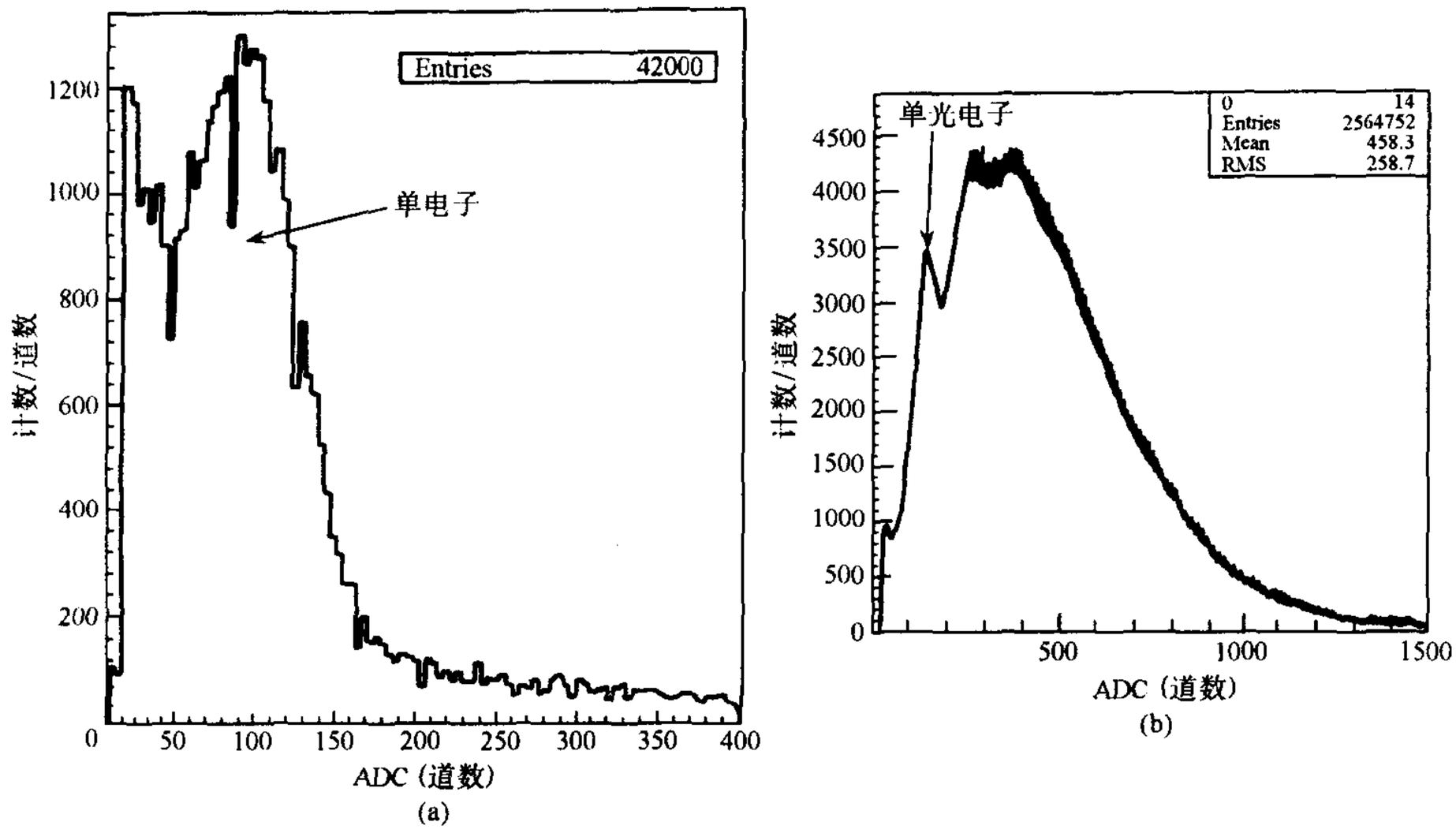


图 7.13　在相同工作高压下：(a)从光电倍增管输出的单电子热激发噪声谱；
(b)在极弱的光照下，从光电倍增管输出的多光电子的分布的谱

利用为一个电压源。实际上，外部线路将与光电倍增管有联系，外部的电压转换线路的 C_i，为光电倍增管分布电容和放大器(或外部电路)输入电容的总和(图 7.14)，R_i 是光电倍增管的负载电阻和放大器输入电阻的并联，$\tau_i = R_i C_i$ 即成为线路的充放电常数，输出电压脉冲与输入光脉冲(闪烁体发光衰减时间 τ_f)的关系可用下式表示：

$$V(t) = \frac{V_0 \tau_i}{(\tau_f - \tau_i)}(e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau_i}) \tag{7.5}$$

式中

$$V_0 = ANQ_e/C_i \tag{7.6}$$

为收集所有光电子产生的最大幅度，N 为入射光的光电子数，A 为光电管的放大倍数，Q_e 为电子的电荷。

若 $\tau_i \gg \tau_f$，即线路的充放电时间常数大于闪烁体发光衰减时间，(7.5)式就可以近似为

$$V(t) \approx V_0(e^{-t/\tau_i} - e^{-t/\tau_f}) \tag{7.7}$$

其上升、下降行为

$$V(t) \approx V_0(1 - e^{-t/\tau_f}), \quad t \ll \tau_i \tag{7.8}$$

$$V(t) \approx V_0 e^{-t/\tau_i}, \quad t \gg \tau_i \tag{7.9}$$

其 $\tau_i \ll \tau_f$，即线路的充放电时间常数大于闪烁体发光衰减时间，(7.5)式就可以近似为

$$V(t) \approx \frac{V_0 \tau_i}{\tau_f}(e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau_i}) \tag{7.10}$$

其上升、下降行为为

$$V(t) \approx \frac{V_0 \tau_i}{\tau_f}(1 - e^{-t/\tau_i}), \quad t \ll \tau_i \tag{7.11}$$

$$V(t) \approx \frac{V_0 \tau_i}{\tau_f} e^{-t/\tau_f}, \quad t \gg \tau_i \tag{7.12}$$

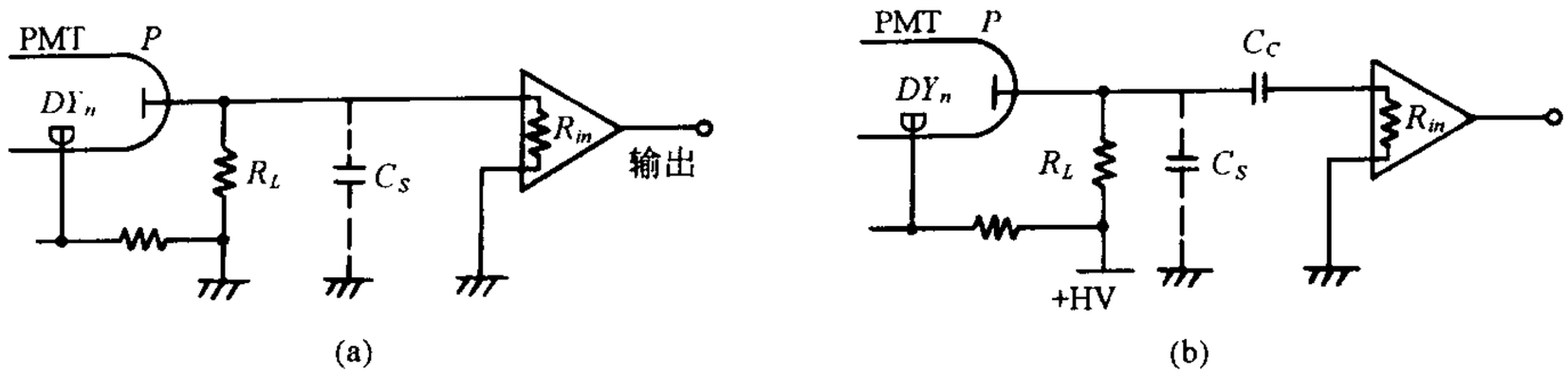


图 7.14　光电倍增管的读出线路示意图。(a)负工作高压输出方式;(b)正工作高压输出方式。图中电容 C_s 为光电倍增管分压器分布电容和放大器(或外部电路)输入电容的总和;C_c 为正高压输出的隔直电容

图 7.15 描述了 V/V_0 与 t/τ_f 的关系,根据这个关系,测量不同的发光衰减时间的闪烁体时应选择合适的外部线路,以达到尽量多的收集闪烁光。光电倍增管的分布电容约为 20pF,在 NIM 电子学系统中,有机闪烁体探测器都是从光电倍增管直接快引出到外部线路,如快放大器,甄别器,扇入扇出,幅度展宽器等均为 50Ω 的输入阻抗,其 R_iC_i～ns 量级,光电倍增管的输出幅度在负载电阻接 50Ω 或 1～100kΩ 时将相差 2 倍。

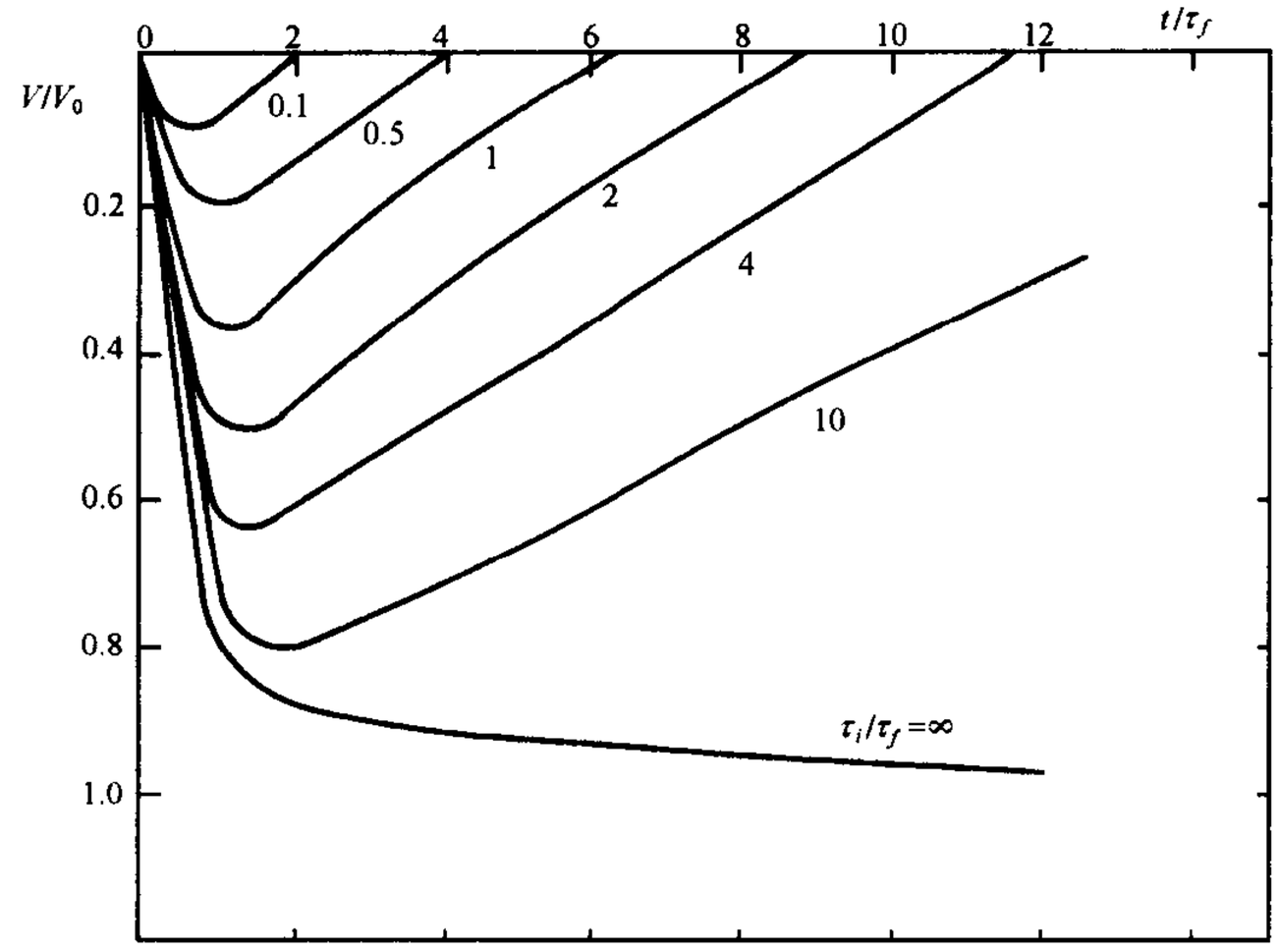


图 7.15　V/V_0 与 t/τ_f 的关系

当测量发光衰减时间慢的闪烁体时,需采用大的 R_iC_i 输出方式,简单的方法是光电倍增管输出直接连接线性成形放大器的高阻抗输入端(输入阻抗为 1kΩ)。这种方法 R_iC_i 值有限,通常是在分压器上安置一个射极跟随器(放大倍数:～1, 输入阻抗≤100kΩ,输出阻抗≤100Ω),射极跟随器的输出再连接线性成形放大器,起到阻抗匹配,并满足光电倍增管输出端有较大的 R_iC_i 输出。

在多通道测量的 CAMAC 电子学系统,模拟量分析是由 CAMAC 插件 ADC(幅度数字转换)完成的。有两种工作模式的 ADC 插件,一种测量幅度,相当于普通实验室中常用

的脉冲幅度分析器；另一种是积分脉冲信号的电荷，结果都转换为数字信号，经 CAMAC 系统传输到计算机中。ADC 插件需用一个 NIM 门信号来控制(输入到 ADC 的门控)，门信号是由脉冲信号经甄别器提供的，信号宽度≤1μs，若通过一门信号产生器过渡产生的，它的宽度可在 10ns～1s 大范围可调。

采用测量脉冲幅度方法，测量的是在门信号宽度内的最大脉冲幅度；采用积分脉冲电荷方法，门信号的宽度就是积分时间，门信号的前沿为积分的起始时间。需要注意的是门信号要与被测信号同步(门信号至少提前 10ns)。

在具体的实验中，如果测量脉冲幅度和门信号是由同一光电倍增管的输出提供，通常的方法，门信号是从放大器的输出经甄别器提供的，不能从光电倍增管的输出端直接分路取，不然将造成阻抗匹配问题(由于甄别器的输入阻抗为 50Ω)，影响输出脉冲幅度。

7.3.2 半导体光电器件

半导体光灵敏探测器件是半导体探测器的特殊形式，它本身对带电粒子是敏感的，由于窗口由透明材料和透明面电极构成，又对入射光敏感。在构造上为平面薄层结构(小于 500μm 厚)，减少了对带电粒子的直接作用厚度，形成半导体光探测器。以硅半导体材料制造的硅光二极管，根据其功能和结构有：PN 型，PIN 型，肖特基型和雪崩型(APD)四种。根据其制造工艺有：面扩散 PN 结型；低电容面扩散 PNN 型，在 P 和 N 层间制造一层高纯、高阻的厚 N 层，从而扩大了耗尽层和降低结电容；PNN^+型，在薄的 N 层的后面制造一低阻的 N^+层，NN^+边界结构削弱了耗尽层的厚度，从而降低了长波段的光灵敏度，适用于短波段的光测量；PIN 型，在 P 和 N 层间制造一超高阻的 I 层，从而改善了时间响应；肖特基型，通过将金蒸镀到 N 型材料形成肖特基效应的 PN 结，适用于短波段的光测量；雪崩型(APD)，通过强的反向偏压在一个 PN 结之后的 P 层形成深的耗尽层，构成一强电场。载流子在强电场中加速并与半导体内的原子碰撞，击出新的载流子。这个过程被迅速的重复，形成雪崩效应，导致信号放大。如图7.16为低电容面扩散 PNN 型结构图，入射光透过 *P* 层前的薄窗口，进入到光二极管光灵敏区，产生光电信号，窗口部分的铝电极区和厚的 SiO_2 区对于入射光是不敏感区，对于带电粒子，整个面积都是灵敏区。所以，当辐射粒子击中闪烁体，同时又击中半导体光灵敏探测器件时，闪烁光产生的信号和半导体本身产生的信号要叠加。

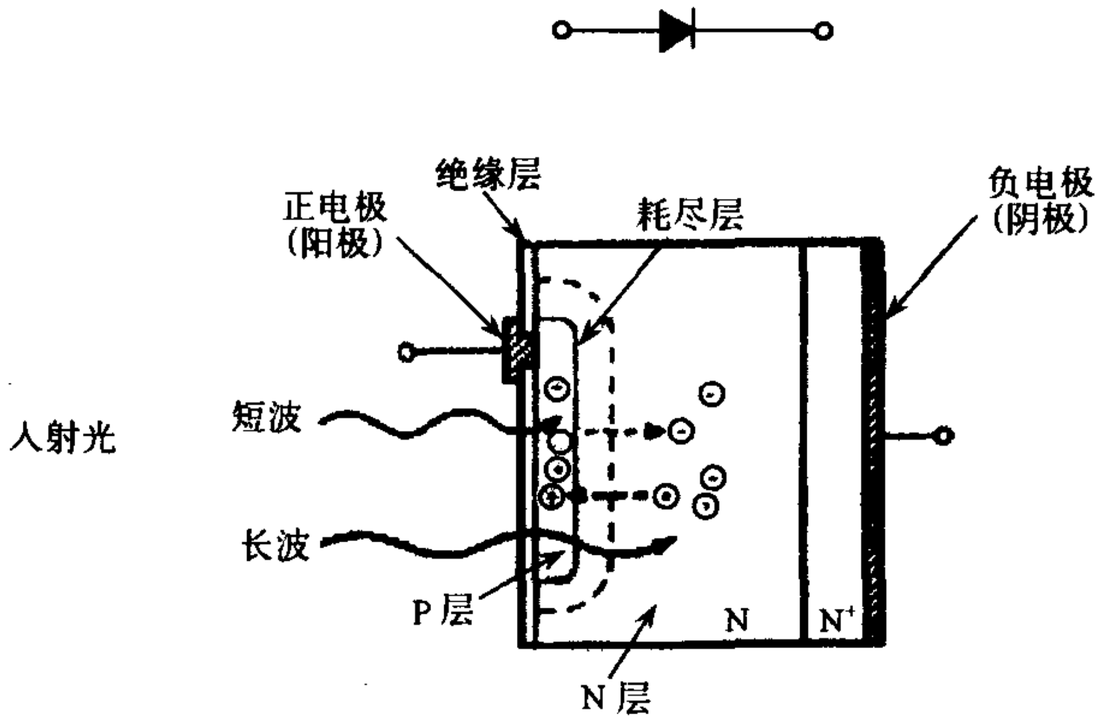


图 7.16 半导体光二极管结构示意图

1. 半导体光二极管的主要参数

(1) 暗电流

半导体灵敏探测器件的正常工作需加反向偏置电压。在完全屏蔽光的情况下，加反向偏置电压时有一个很小的电流输出，即为暗电流，它是光二极管的主要噪声源，其形成的主要因素：一个是半导体材料的热噪声；另一个是在偏压下 Si 和 SiO_2 体内的体电流，显然体电流随偏压的增加而增大。

(2) 结电容

结电容取决于 P 层的面积和耗尽层的厚度，可以近似的用平行板电容公式表达：

$$C = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_S SW} \tag{7.13}$$

式中，ε_0 为真空电导率，ε_S 为 Si 中的电导率，S 为 P 层的面积，W 为耗尽层的厚度。当 I 层被全耗尽时(PIN 型)，电容最小。商品光二极管的运行电压值一般为全耗尽电压，运行在这个电压下具有最小的电容和较低的串联阻抗，能改善响应速度和减少噪声。

(3) 响应速度

响应速度由两个因素决定，一是探测器的时间常数 τ，由探测器的总电容和负载电阻决定；再是光二极管的电荷收集时间，电荷在耗尽层产生并漂移到电极上，大约几纳秒。如果 τ 很小，光探测器的响应速度主要由光二极管的电荷收集时间确定。

PIN 型光电极管具有低的结电容、低的暗电流和高速光电响应，其输出脉冲上升时间 t_r～10ns。通常被选用为大面积的光探测器件。

(4) 光谱响应

各种型号的光二极管由于制造工艺，窗口材料，P 层厚度的不同，其光谱响应有所不同。图 7.17 显示光二极管(PD)和雪崩型光二极管(APD)的光波长响应。

(5) 光电转换效率

类似光电倍增管的光电转换效率[式(7.3)]与光谱响应有对应的关系，主要由半导体材料、窗口材料和制造工艺决定。

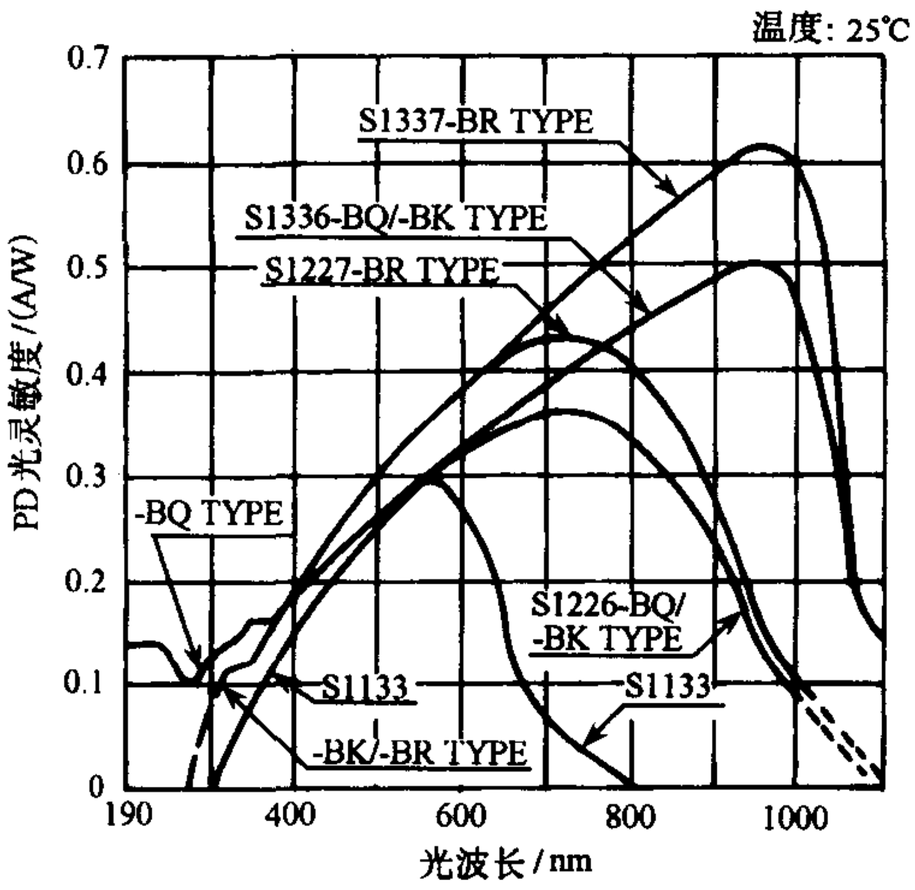


图 7.17　硅光二极管(PD)和雪崩型光二极管(APD)的波长响应

(6) 放大倍数

普通的光二极管没有放大功能，雪崩型光二极管有内放大功能，其放大倍数与制作工艺，所加工作电压有关。对低工作偏压型的 APD[8]，最大偏压为：150～200V，对应的最大放大倍数～10^2；对高工作偏压型的 APD[9]，最大偏压为：～2200V，对应的最大放大倍数～10^3。新研究发展的 APD：基于金属-电阻-半导体(MRS)结构形成“微针”PN 结阵面的 APD[10~13]，工作偏压～50V，内放大倍数～10^5；基于“杂质能级带(IBC)”结构发展的在极低温(≤10K)下工作的可见光探测器(VLPC)[14,15]，工作偏压～6V，内放大倍数～10^4。

2. 光二极管的读出方式

简单的分类，光二极管与前置放大器的连接可以有交流和直流连接方式如图 7.18 所示以及其输出电压的关系。

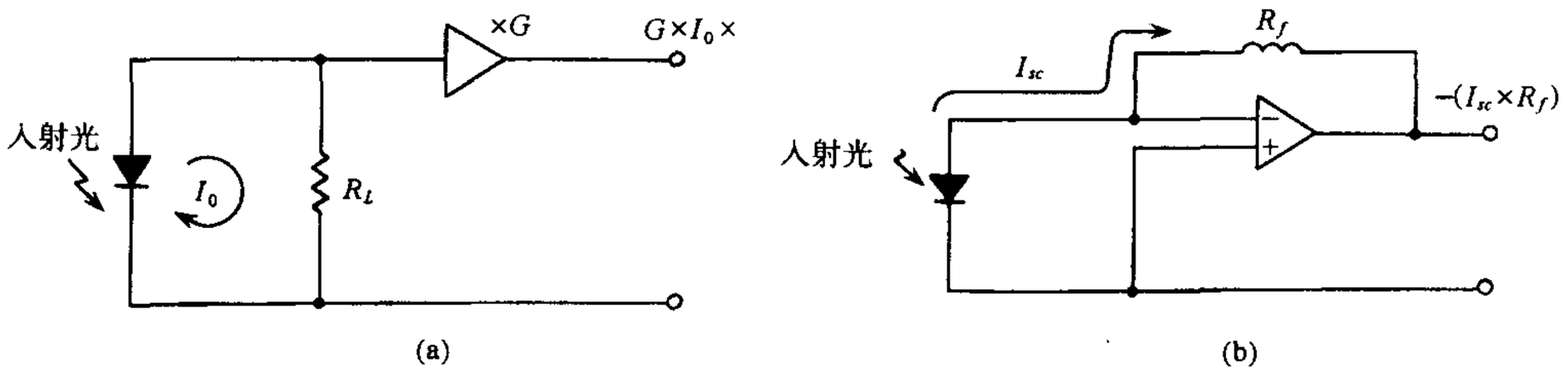


图 7.18　半导体光二极管读出线路示意图

(a)交流放大输出；(b)直流放大输出

(1) 交流方式

交流方式的特点是前置放大器工作点独立，但负载电阻 R_L 的选择与噪音、计数和测量光的动态范围有关。

(2) 直流方式

直流方式的特点是与前置放大器的工作点耦合很强，要求光二极管的漏电流小而且稳定，否则将通过反馈电阻 R_f 影响工作点，造成输出失调。以直流连接的方式，可以有电流灵敏和电荷灵敏放大方式(图 7.19)，它们的区别在反馈电阻 R_f 和反馈时间常数。电流灵敏放大器采用较小反馈电阻 R_f，反馈时间常数 R_fC_f～50kΩ×2pF＝100ns。输出幅度 V_0＝I(输入电流)×R_f，有较宽的放大频带，很小的输入阻抗，适合于大幅度测量和时间测量兼顾的方式，并且光二极管可以与放大器有一定距离，由电缆连接，但噪声水平略差。在高精度能谱测量中，最佳方式选用电荷灵敏放大，从放大器前端看，光二极管收集光脉冲产生的电荷 ΔQ，积分在光二极管的结电容 C_d 及前置放大器前分布电容 C_p，将出现电压：

$$\Delta U = \Delta Q/(C_d + C_p) \tag{7.14}$$

而半导体二极管的结电容很不稳定，随温度和反向电压的变化而改变，如果输出耦合到电荷灵敏放大器，其反馈电路由一个很小的电容 C_f 和一大电阻 R_f 组成，其等效的输入电容为 $(1+k)C_f$，这样，光二极管的输出总电容为

$$C = C_d + C_p + (1 + k)C_f \approx kC_f \tag{7.15}$$

式中，k 为电荷灵敏放大器的放大倍数。光二极管的输出电压为：

$$\Delta U \approx \Delta Q/kC_f \tag{7.16}$$

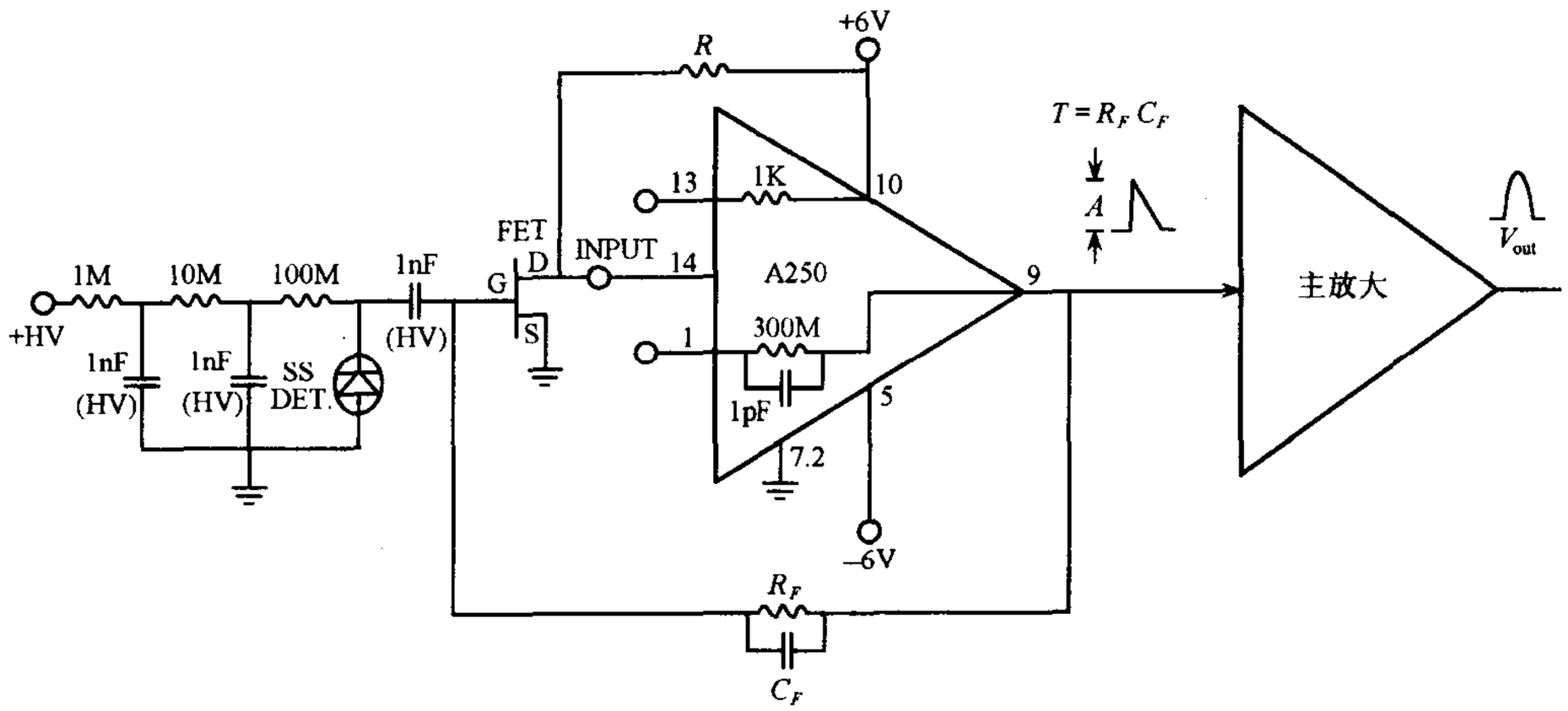


图 7.19　半导体光二极管参考放大线路。A250 为 amptek 公司的混合集成的电荷灵敏放大器件，内置 R_f=300MΩ，C_f：1pF(输入接线 1)；2pF(输入 2)；(4pF 输入 3)。可外接 FET(参考 FET：2SK147，2SK152，2N4416，2N6650)，0pF 电容时，噪声为 RMS～120e/2μs；100pF 电容时，噪声为 RMS～600e/2μs

将不会随 C_d 的改变而变化，电荷灵敏放大器输出的电压信号为：

$$V_{out} = \Delta Q / C_f \tag{7.17}$$

7.3.3　电荷耦合器件 CCD

在现代光成像技术中，由于 CCD 的技术突破，使得光成像仪具有超小型，高精度和快速响应的能力，在高能物理实验中，闪烁光纤与光成像技术的结合将对带电粒子径迹探测推到一个新的层次。

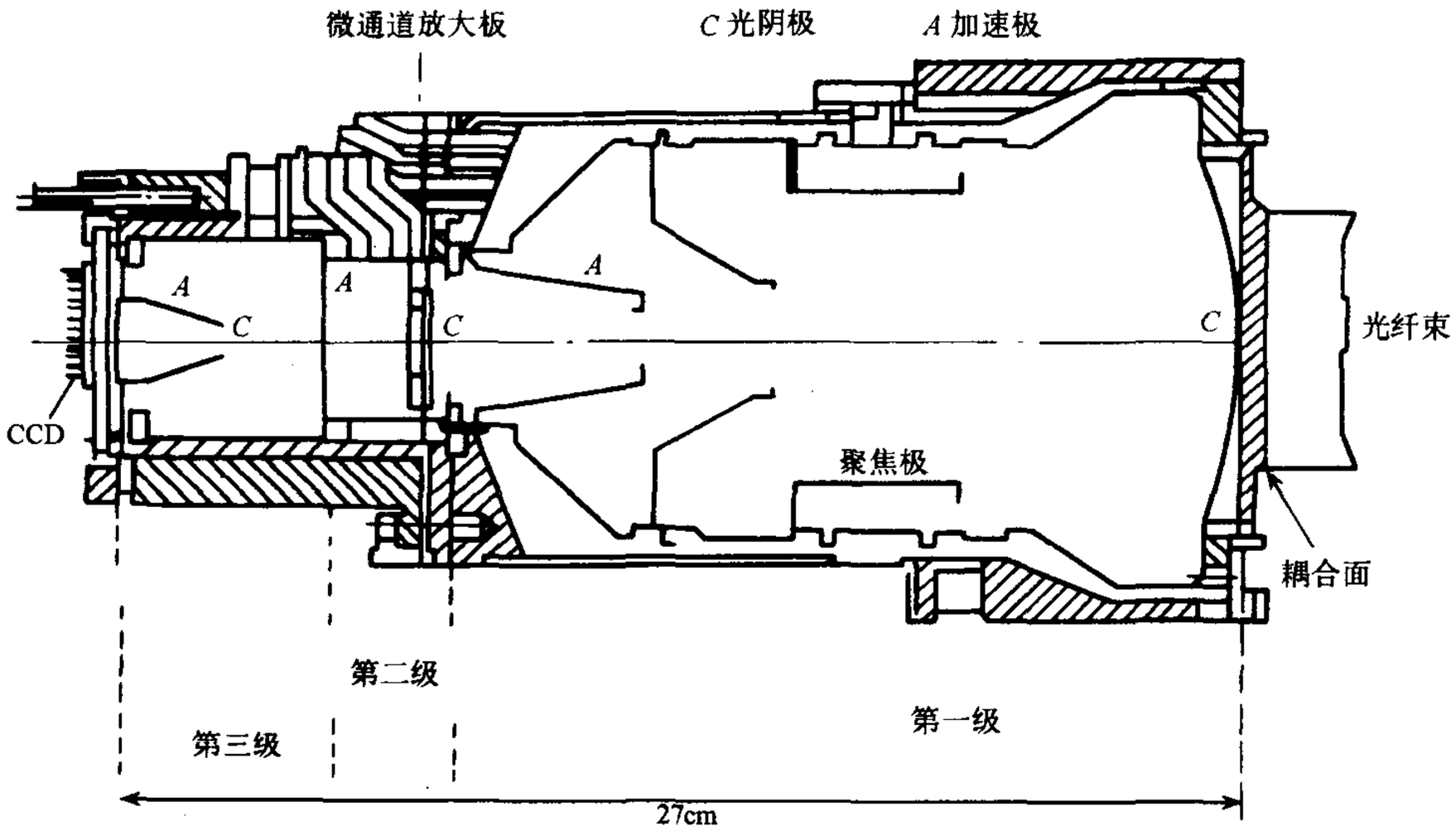
CCD 的结构，是在一块硅片上集成很多的 MOS(金属-氧化物-半导体器件)器件，如在硅材料上生成一层 SiO_2 绝缘层，上面再沉积一层金属铝为栅极，每个 MOS 器件就类似一个小半导体探测器，当在金属栅极加上适当的电压，便会使半导体与绝缘体形成空间电荷区，构成一个耗尽层，耗尽层的深度变化，可由电压大小控制，这个耗尽层状态的 MOS，对光照和带电粒子是敏感的，半导体由辐照产生的电荷将收集在耗尽层中，实际上将减弱耗尽层的空间电荷，辐照产生的电荷越多，耗尽层越小。

CCD 的 MOS 单元很小，每个栅的面积可小到几个平方微米，而 CCD 工作的关键是只有 3～5μm 的栅距，栅距很小以至在相邻的 MOS 单元上加不同的电压时会使它们收集的空间电荷相互转移。这样，在 MOS 排列端头制作一个读出二极管，并加一组周期性的驱动脉冲使在某一栅下所存储的电荷信息定向周期转移，并从端头二极管输出，就可把入射光图像变成位置信号。

CCD 的 MOS 单元的灵敏度较低，只有达到 10^3 电子/单元的电荷量才能被检测到，所以在高能物理实验用的光成像仪，需由多级光增强器和 CCD 器件组合，如图 7.20 是一个测量闪烁光纤光成像仪结构，它由三级光增强器组成，最后一级由 EBCCD(Image tube)读出，光增强器的窗口是由玻璃光纤板构成的，相当于有独立的光通道，窗后是一个光电转换阴极，其产生的光电子，在真空管的高压电场中加速，并入射到一微通道板放大

10^3 倍，从微通道出来的电子簇，又打在尾端的一个快速荧光屏产生一个荧光斑点，通过类似的两级荧光屏光电转换，三级倍增，最后一级的电子簇击中在 EBCCD 上，读出信号并分辨出击中位置。

用 1024×1024 的 MOS 阵列与 $\phi\sim20\mu m$ 的液体闪烁光纤[16]，可以得到 $\sigma\sim20\mu m$ 位置分辨。新发展的 EBCCD 结构[6]，利用 8000V 的高电压加速从光阴极击出的光电子，直射入到 CCD 的 MOS 单元，激发出约 10^3 的电子-空穴对，产生出输出端可检测到的电荷量。



2.3 光电子/每根闪烁光纤 (ϕ1mm)/最小电离能量，径迹分辨 ~150μm

图 7.20　光成像仪原理示意图

7.4　闪烁体探测器

7.4.1　光收集

1. 闪烁光的收集

闪烁光在闪烁体内以 4π 立体角发射，在到达光探测器件之前是完全按光学规律直线传播的，若闪烁体的折射为 n_1；闪烁体周围的介质折射率为 n_2，其界面的临界角为：

$$\theta_c = \sin^{-1}\frac{n_2}{n_1} \tag{7.18}$$

闪烁光在界面传播的方式将由入射角 θ(光子与界面法线的夹角)而定，若 θ 大于 θ_c，将发生全内反射；若 θ 小于 θ_c，将发生部分内反射和部分折射。

大部分光探测器件的入射窗口，光折射率很接近玻璃的折射率($n=1.5$)，当与闪烁体耦合时，一般需要加光学硅脂或光学胶固定，其折射率也较接近 1.5。从输出端口的光收集对有机闪烁材料是很适合的，因此讨论有机闪烁体构成的探测器的光收集主要是侧面的光反射问题。

从反射方法上分有全反射，镜反射和漫反射。若只用单一方法，对全反射只能收集可

全反射传播立体角内的闪烁光，其光程差较小，形成快脉冲输出对时间测量有利；对镜反射由于反射效率≤95%，多次反射效率并不高，只在小块闪烁体上应用；漫反射方法的效率较高，但光程差较大，形成宽的脉冲输出，在能量测量上多采用。

有机闪烁体探测器常应用的方法是采用铝薄膜(最好是镀铝的塑料薄膜)反射层较松的包装，构成全反射和镜反射的混合方法，既保持了快脉冲输出又尽可能得到高的光收集效率。

对大部分的无机闪烁晶体，首先是基于发光衰减时间较长，光脉冲自然就宽；二是折射率较大，与光探测器件配合差。利用漫反射的方法收集光最佳，常用的漫反射材料有 MgO、Al_2O_3 细粉末、白色涂料、白色纸和聚四氟乙烯(Teflon)膜。经验给出如下不同反射方式带来的光输出差别：

1) 不同折射率的晶体采用全反射加漫反射方法与单一的漫反射有～10%的光输出差别。

2) 晶体表面的粗糙程度和漫反射粉末的颗粒度有～10%的光输出差别。

3) 反射材料的厚度有 20%的光输出差别。

2. 光收集均匀性

利用闪烁体探测器测量能量时，光收集均匀性是十分重要的，特别是在入射位置不能修正的情况下，如从单端读出的长闪烁晶体探测器或由有机闪烁体—铅夹层构成的量能器，光收集不均匀性是固有的，会影响能量分辨率。根据具体情况可以采用某些技术来减少光收集的不均匀性，如采用不同的几何形状；局部包装不同反射效率的反射层；在光输出端加滤光膜以便吸收短波，保留光传输距离长的长波[17]；前端面加反射膜以便补偿远距离传输的光衰减等。

3. 光导

当闪烁体的尺寸较大，不适合直接与光电倍增管耦合时，中间需要加一段光导过渡，一般情况采用透明固体材料(有机玻璃、石英)作为光导，其折射率与闪烁体或是光学器件的窗口较接近。也有采用空气光导，但光收集效率视空气厚度、面积比例而定，总的来说收集效率很低。在闪烁体面积很大而接收窗口很小，或机械原因和造价的原因时采用。在闪烁体与光电倍增管耦合时，采用小间隙(100μm)耦合的光输出比加硅油耦合的下降 20%。

基于光传播的直线规律，光导收集光的效率为：

$$\eta_{\text{eff}} \leqslant \frac{S_{\text{PMT}}}{S_{\text{Scint}}} \qquad (S_{\text{PMT}} \geqslant S_{\text{Scint}}, \eta_{\text{eff}} \approx 1) \tag{7.19}$$

式中，S_{Scint} 为闪烁体的光输出端截面；S_{PMT} 为探测器件的灵敏窗口截面。由于光学原理，光导侧面采用的反射方式与上面的光收集讨论类似。$\eta_{\max} = S_{\text{PMT}}/S_{\text{Scint}}$ 为理想的收集光的效率，考虑到光导的总自吸收率(η_1)和光导的总反射效率(η_2)，光导的总收集光的效率为：

$$\eta = (1 - \eta_1) \times \eta_2 \times \eta_{\max} \tag{7.20}$$

使用光导与没有光导的直接耦合比较，光收集的效率并没有增加。所以，使用光导的目的是改善收集光的均匀性(不造成闪烁体的光收集死区)或避免光电倍增管运行在强磁场中。

光导的几何形状也对光收集效率有影响。鱼尾型的光导将方形闪烁体截面过渡到圆柱截面是最常采用的，但若闪烁体的面积大而薄时，采用多个扭曲的长条组成的光导过渡

更为有效。光导还是多束光的混合体，如由闪烁光纤-铅夹层组成的量能器，如果直接耦合光电倍增管，则每根闪烁光纤在光电倍增管的窗口对应一个固定位置，由于光电倍增管的光阴极存在不均匀性，将造成不均匀的光输出。必须通过大于 8cm 长的光导混合过渡才能克服这个问题[17]。

也常采用某些特殊的光导：如通过空气隙，采用波长位移条（吸收闪烁光，发射约 480nm 的绿光）光导，从闪烁体侧面收集闪烁光，但收光效率较低，光收集输出只相当于直接耦合输出的 5%。或在闪烁体上开槽或打孔，用波长位移光纤插入收集闪烁光。采用闪烁体表面涂漫反射材料，其光收集可以达到直接耦合输出的 20%（与每根光导光纤读出多宽的闪烁体有关）。在特定的情况下，采用这些特殊的光导有它的合理性，如占用小的空间或利用一个光电倍增管收集很大面积的闪烁体的输出光等。效率低的主要原因是波长位移光导吸收闪烁光以 4π 立体角发射绿光，再进行光学传播。由于有吸收，发射和传播的三级过程大大降低了效率。要指出的是这种光导与闪烁体必须是空气隙（1～3mm）耦合，紧贴反而效率差；再者必须是波长位移光导（光纤光导可以是纤芯为透明光导，包层为波长位移材料），若采用透明光导，则没有这种特性，因为能进入光导的光子，在光导内的传播不易满足全反射传播，仍然会折射出光导。

7.4.2 光传输衰减长度

闪烁光在闪烁体内传输时，由于光的吸收、散射等原因，光脉冲将逐渐减弱。不考虑几何因素，光随着传输距离将遵守指数衰减规律：

$$N(x) = N_0 e^{-x/\lambda} \tag{7.21}$$

式中，N_0 为带电粒子击中到闪烁体内某一点时产生的光子数；$N(x)$ 为距击中点为 x 的光子数；λ 为光传输衰减长度，表示光子数衰减到原来数目的 $1/e$ 时的传输长度。在实际情况中，闪烁光的波长有一个较宽的范围，由于闪烁体的吸收光谱与发射光谱在短波部分有重叠，重叠部分的光衰减很快，测量到的衰减曲线中往往分为两段，即有 λ_1 和 λ_2，图 7.21 是一块平板有机闪烁体的光传输衰减曲线。

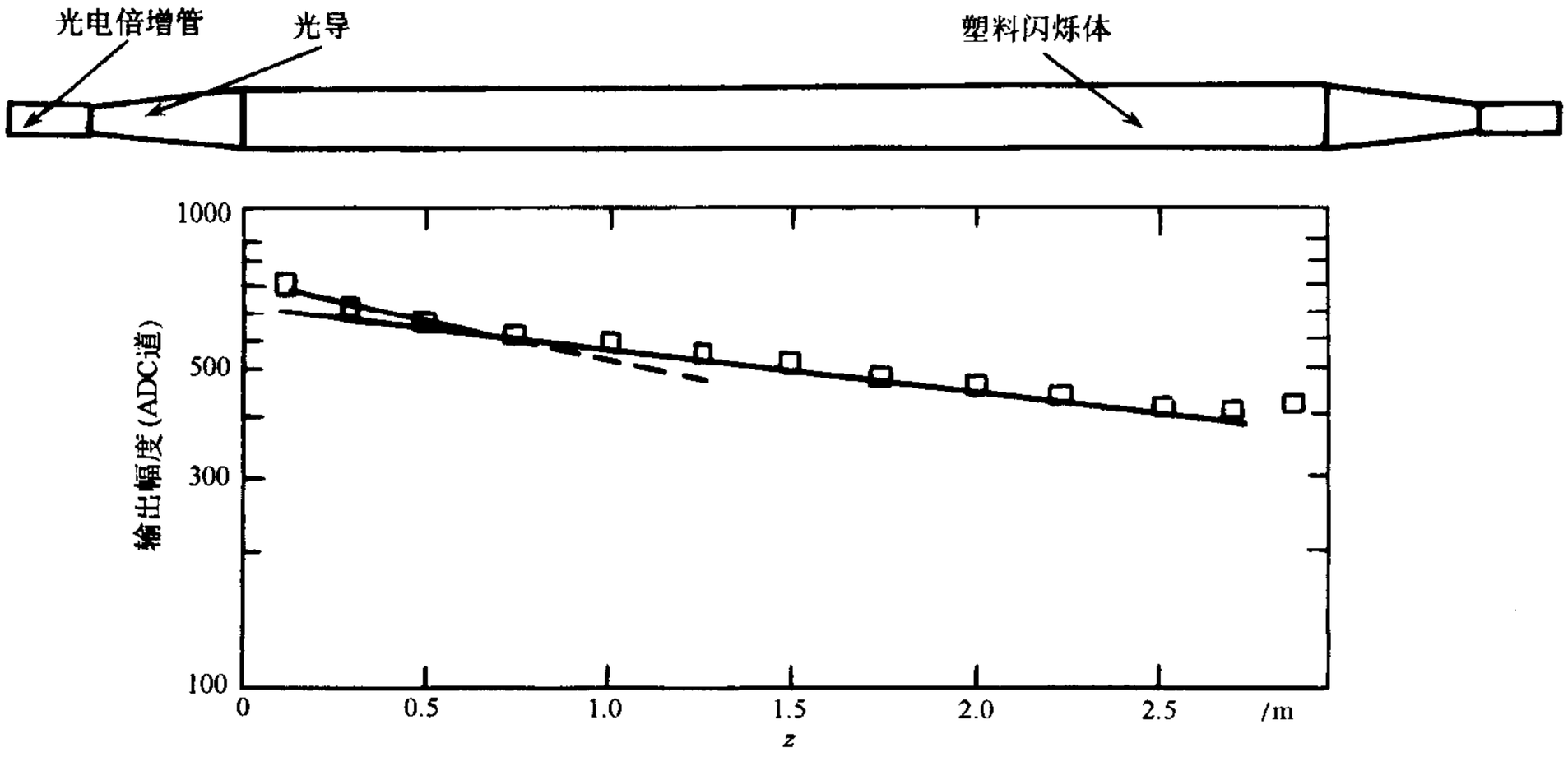


图 7.21 平行板闪烁体的光传输衰减长度

λ 与闪烁体的几何形状有关，这是由于闪烁光在闪烁的几何边界上反射造成的，从光学的角度看，边界效应主要是反射、折射或全反射。如果几何的边界能造成有利于传输方向上的反射或全反射，就意味着能输出更多的光，得到更长的光传输衰减长度。一个典型的例子，一块厚为 2.5cm，一端宽为 24cm，一端宽为 8cm 的楔形闪烁体，当分别从大端和小端通过光导耦合光电倍增管输出时，测到不同的光传输衰减曲线分布如图 7.22 所示。这种与外部条件有关的光传输衰减长度称为光传输技术衰减长度；排除闪烁体的几何、反射因素或考虑为理想的无限大体积的光传输衰减长度称为闪烁体的本征光传输衰减长度，它只决定于闪烁体内部的自吸收特征。

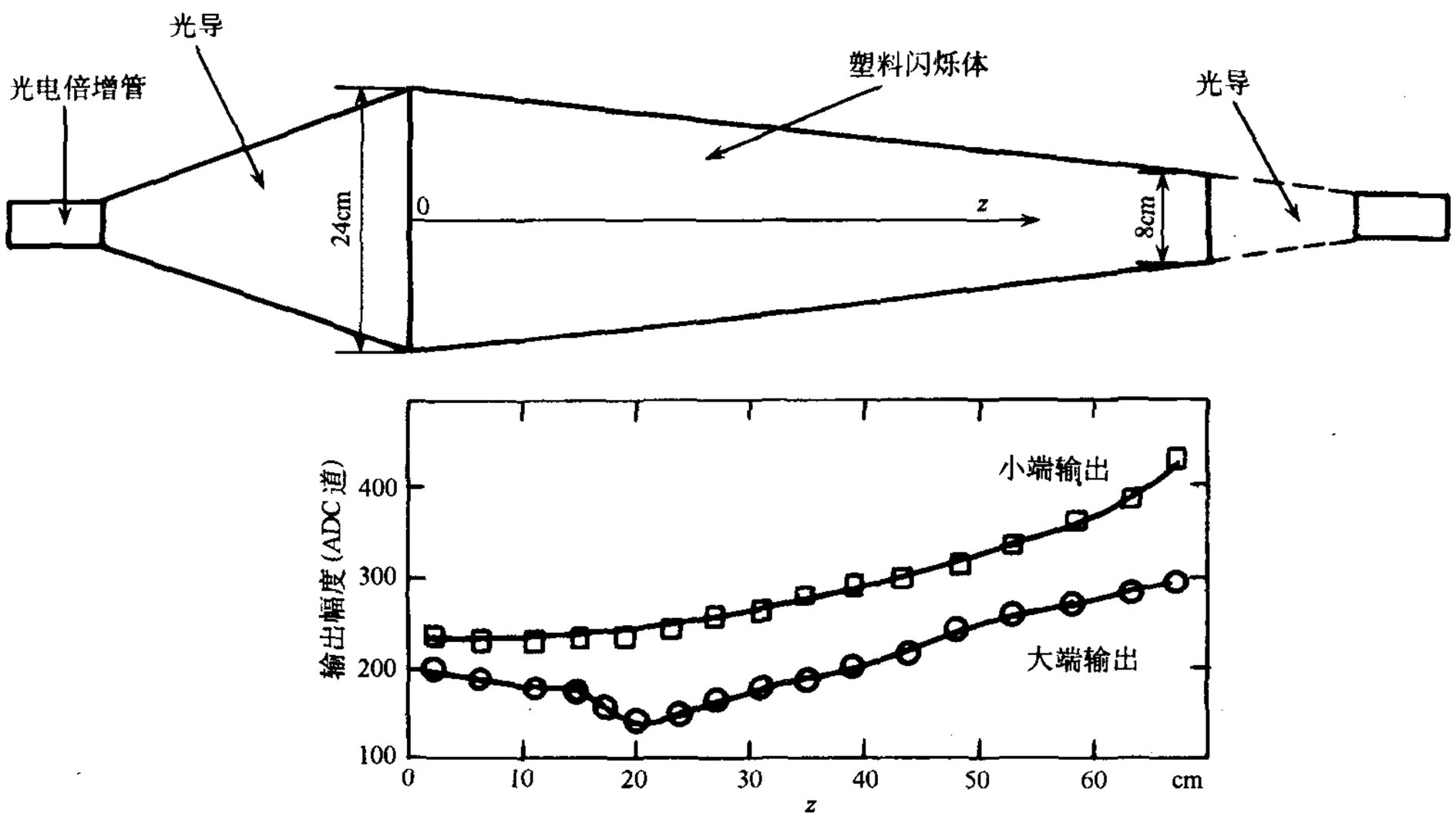


图 7.22　扇形闪烁体的光传输衰减长度

光传输衰减长度对大面积有机闪烁体是一个重要的参数，可以利用 β 放射源或宇宙射线来测试，一般厚度不超 2cm 的有机闪烁体，用 β 放射源（^{90}Sr，最大能量为 2.26MeV 或 ^{106}Ru，最大能量为 3.6MeV）测量比较方便，在闪烁体中基本可以全能量吸收，输出脉冲高度分布为连续谱，基本反映了 β 源的连续能量分布（增加了一个能量分辨的统计展宽）。对距离光电倍增管较远的某一位置除有相同的衰减外，仍然保留其谱形的分布。在此原理下，选取固定的取数时间的脉冲幅度分布谱，累加大于某一幅度的计数为 N 时的幅度值（幅度阈值 V_{th}）作为标记，β 源照射闪烁体不同的位置 X_i，每个测量位置采用相同的取数时间 T，假设在时间 T 内 β 源的能量分布和计数不变，其输出高幅度区域的累加计数 N 的下限阈值 V_{th} 随测量位置的变化即反映了闪烁计数器的光传输衰减长度。

在实际操作中，累加计数 N 和取数时间 T 的选取，以远端位置的谱形而定，累加区域尽可能不要覆盖噪声区，以免引起测量误差，N 的计数约在 5000～20 000。若闪烁体面积较大，宇宙射线本底计数会对测量造成影响，可以采用相同测量时间，一次 β 源照射，一次不照射，假设宇宙射线在两次测量时间内的分布变化不大，进行数据相减，扣除宇宙射线本底后再作 N 的累加计算。对于较厚或较大面积的有机闪烁体，利用 β 源测试误差较大，在没有束流测量的条件下，采用宇宙射线测量是有效的方法。宇宙射线（主要是 μ）

在有机闪烁体内的最小电离沉积能量约为 2MeV/cm，选用垂直入射能得到一个脉冲幅度分布谱，测量不同位置的宇宙射线脉冲幅度的变化，可以得到光传输衰减长度。

图 7.23 给出一个以 NIM-CAMAC 电子学系统的测试方法。S_1，S_2 为有机塑料闪烁小探头（面积为 20cm² 为宜）组成一个望远镜。选基本垂直入射的宇宙射线，在海平面，垂直入射的宇宙射线强度约为 $0.8\times10^{-2}/(cm^2\cdot S)$，$S_1$ 和 S_2 的信号分别经过甄别器，两路符合输出触发门信号，启动 ADC，记录被测闪烁体探测器的输出的电荷（或脉冲幅度）。为了记录一个统计性较好的谱，需测量数小时，得到一个计数器的衰减长度则需数天时间。

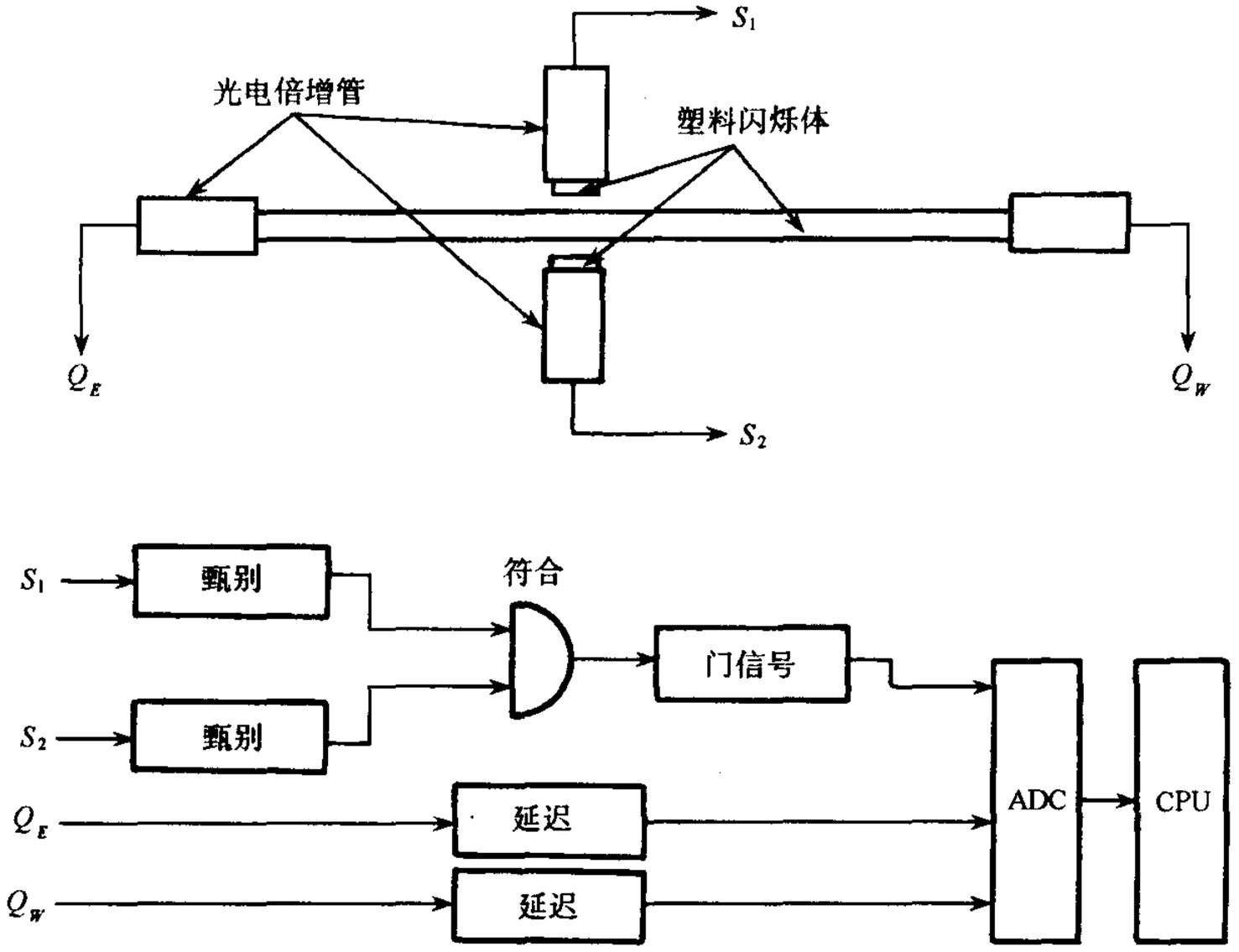


图 7.23 测量塑料闪烁体光传输衰减长度的示意图

采用 CAMAC 系统测量装置，被测样品可以两端耦合光电倍增管，同时记录两端的输出脉冲的电荷，如果选取样品中心位置为 $X=0$，有

$$Q_E = Q_{E0}e^{X/\lambda} \tag{7.22}$$

$$Q_W = Q_{W0}e^{-X/\lambda} \tag{7.23}$$

$$\ln(Q_E/Q_W) = \ln(Q_{E0}/Q_{W0}) - 2X/\lambda \tag{7.24}$$

式中，Q_E，Q_W 分别为闪烁体两端输出的测量电荷值；Q_{E0}，Q_{W0} 分别为原、初闪烁光的等效电荷值；$\ln(Q_{E0}/Q_{W0})$ 对于闪烁体不同的位置都接近于一个常数，如果两端的输出是对称的，$\ln(Q_{E0}/Q_{W0})=0$，北京谱仪飞行时间探测器利用宇宙射线测量光传输衰减长度，采用两端输出信号同时测量，对于每个测量点，只要取少量的数据（$N<500$）即可。

7.4.3 探测效率

探测效率是一个特定的量，涉及探测器对不同粒子的探测功能。比如无机闪烁晶体而言，探测器的探测效率往往是指对 γ 射线的探测效率，因为对带电粒子来说它的效率已足够高。在低能实验中无机闪烁晶体探测器的探测效率往往与具体的物理目的相联系，有探

测效率和全能峰探测效率，其对闪烁晶体的性能要求是有差异的，探测效率要求原子序数大，发光强度适中的无机闪烁晶体，在相同体积下具有高的探测效率；全能峰探测效率除要求原子序数大外，还要求具有发光强（能量分辨率好）的性能。

不同的闪烁晶体，有一个参数叫“峰谷比”，即对$^{137}Cs\gamma$射线的全能峰高与峰前的谷高相比，其表征了晶体的综合性能，一般是在标准尺寸（ϕ2.5cm×2.5cm）的闪烁晶体样品上测量的，全能峰的高度与晶体原子序数有关，谷高又与能量分辨率有关，能量分辨好，全能峰与康普顿边沿才能分开，得到一个清晰的谷区。能量分辨（标准偏差）超过8%时，全能峰与康普顿边沿联在一起，谷区已不可区别。

在高能物理实验中，由无机闪烁晶体探测单元阵列组成的电磁量能器，其主要的功能之一是探测中性的π^0，考虑到π^0衰变的低能γ射线（由于π^0常带有质心动量，其衰变的2γ之一，如果与π^0质心动量方向相反，在实验室坐标系将有较低的能量）。它的探测效率是指能探测到多低能量的γ射线，涉及探测器的等效噪声能量，显然闪烁晶体的发光强度以及电子学噪声是最主要的因素。

有机闪烁体由于材质较轻，对γ射线探测效率较低，它的功能主要是探测带电粒子。对大面积的有机闪烁体计数器，由于闪烁光在闪烁体的长距离传输衰减以及在多数情况要通过光导与光电倍增管过渡耦合，所以，对于远距光电倍增管位置区的输出脉冲幅度可能与探测器的噪声比较接近。当通过削减噪声过程（过甄别器）时，会出现探测效率降低的情况。一般通过降低甄别阈或提高光电倍增管的工作高压来补偿探测效率，但也增加了噪声计数。

在实际应用中，通过选择光电倍增管的工作高压，以保证在输出幅度最小的区域也能满足探测效率的要求。探测效率的测量方法类似图7.23所示的测量安排，是利用宇宙射线实现的。M_1、M_2为小闪烁探测器，分别置于被测有机闪烁体S的上、下方的位置，使穿过M_1，M_2的宇宙射线肯定穿过大有机闪烁体，通过三重符合计数$\langle N_{M_1}\cdot N_{M_2}\cdot N_S\rangle$和二重复合计数$\langle N_{M_1}\cdot N_{M_2}\rangle$之比，得到某一区域，某一工作高压下的探测效率：

$$\varepsilon=\frac{\langle N_{M_1}\cdot N_{M_2}\cdot N_S\rangle}{\langle N_{M_1}\cdot N_{M_2}\rangle} \tag{7.25}$$

改变不同高压，即得一条探测效率曲线（图7.24），当高压升到某一数值后，效率接近100%，变化缓慢，进入效率坪区。在实际应用中，以输出脉冲幅度最小的区域来确定光电倍增管的工作高压。合适的工作高压一般设置在比效率坪下边沿高100V处，这样可以照顾到长期运行中电子学发生漂移变化的情况。

7.4.4 能量分辨率和线性

能量为E的单能粒子入射到闪烁体内，并被全吸收，经过闪烁体的受激发光，光传输和光探测器接收给出信号等统计过程，导致了输出脉冲的幅度是一个统计分布，如果以Δp为分布谱的半高全宽（FWHM），p为分布谱的峰位值，定义该闪烁探测器的能量分辨率为：

$$\varepsilon=\Delta p/p=\Delta E/E \tag{7.26}$$

同时这个分布可以用一个高斯分布拟合：

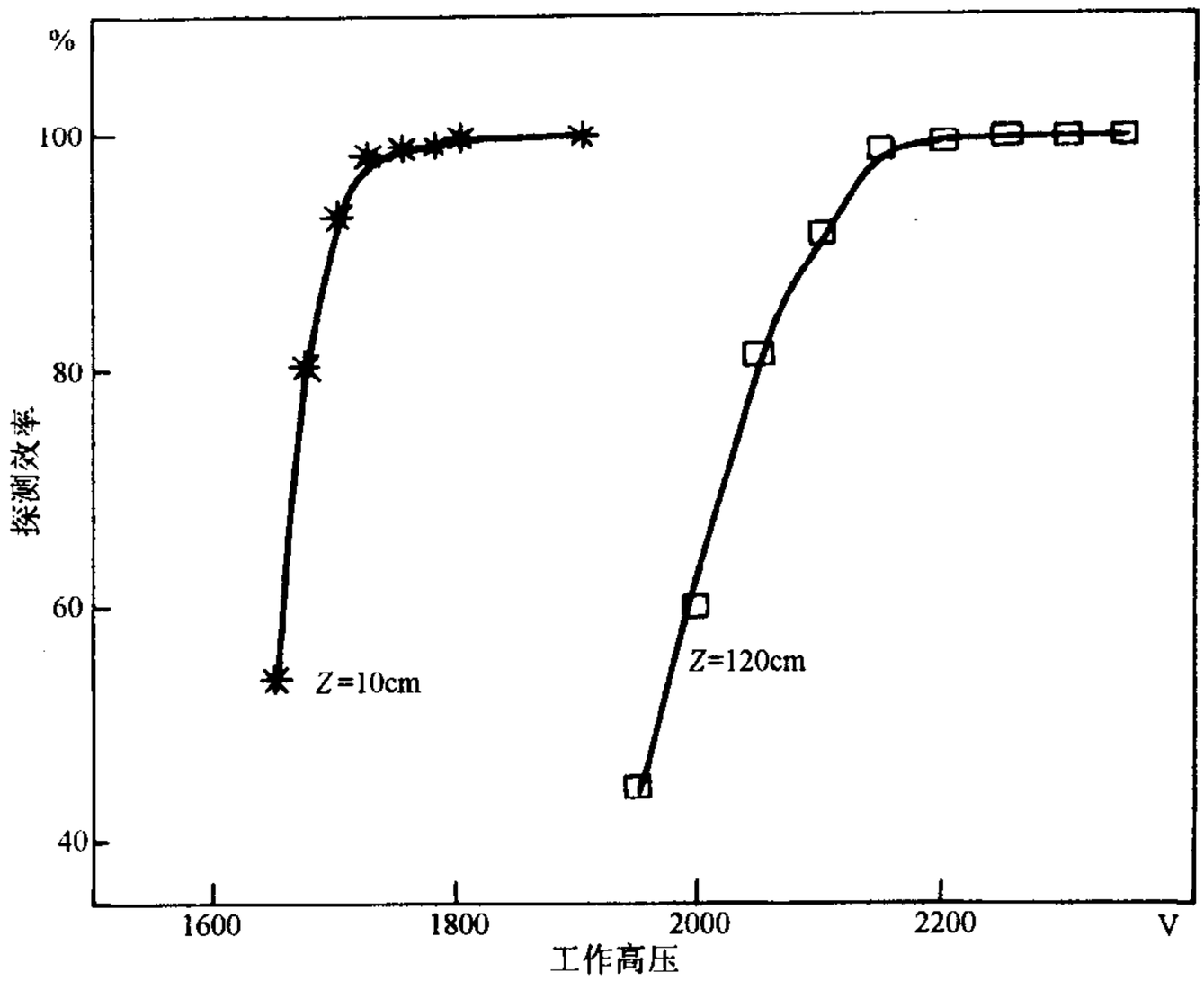


图 7.24　塑料闪烁计数器的探测效率曲线

$$P(p)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{(p-\bar{p})^2}{2\sigma^2}} \tag{7.27}$$

$$\sigma\approx\varepsilon/2.35 \tag{7.28}$$

式中，$\bar{p}$ 为平均值；σ 为能量分辨率的标准偏差。在习惯上低能核物理实验以 ε 为能量分辨率，而高能物理实验以 σ 为能量分辨率，但物理意义不同。

无机闪烁晶体的能量分辨率是用单能 γ 放射源来标定的，γ 射线与晶体的作用主要通过三个过程损失能量和激发闪烁体。

1. 光电效应

γ 射线从介质原子壳层中击出一个电子并具有动能 $K=E_\gamma-E_e$，E_γ 为 γ 入射的能量，E_e 为电子在原子里的结合能，此结合能一般情况以发射 X 射线或俄歇电子的形式放出，如果整个过程的能量都被吸收，将产生一个 γ 射线的全能吸收峰。

2. 康普顿效应

入射光子被晶体中的自由电子散射，自由电子(康普顿电子)获得能量：

$$E_C=\frac{E_\gamma\alpha(1-\cos\theta)}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \tag{7.29}$$

$$\alpha=E_\gamma/m_ec^2 \tag{7.30}$$

式中，m_ec^2 为电子的静止能量(0.511MeV)；θ 为康普顿电子的散射角，康普顿电子有一个连续的能量分布，从 0 到最大值 $E_{max}=2\alpha E_\gamma/(1+2\alpha)$。所有过程的能量被吸收的输出谱对应着 γ 射线的全能峰，而康普顿散射的光子一旦逃出晶体，将对应着一个连续的康普顿电子的平台分布，其最大能量的边缘即是康普顿散射电子的最大能量值。

3. 正负电子对产生

能量超过 1.022MeV 的 γ 射线，在介质中原子核或电子的库仑场中的作用下，γ 射线

湮灭，产生一对正负电子，其能量各为：$E=E_\gamma/2$，正电子不是稳定粒子，当它静止在一个电子场中，会与电子湮灭，产生 2 个能量为 511keV 的光子，当所有多次效应过程的能量都被吸收将获得全能峰，如果 e^+ 湮灭产生的一个或两个 γ 光子逃逸晶体，将在能量位置为 $E_\gamma-m_ec^2$ 或 $E_\gamma-2m_ec^2$ 得到相应的单逃逸峰或双逃逸峰。

一个闪烁体的输出脉冲分布将是上述各种效应的叠加，此外，还将与放射源的辐射成分和探测环境物质材料有关。如图 7.25 是典型 NaI(Tl)产生的^{137}Cs 射 γ 线(662keV)的幅度分布谱，前面有一个 32keV 的 X 射线峰。在康普顿平台 200keV 有一较宽的反散射峰，峰位约为 180keV，它是^{137}Cs 源的 γ 射线与闪烁体周围硬物质产生的康普顿反散射光子又返回闪烁晶体产生的信号。

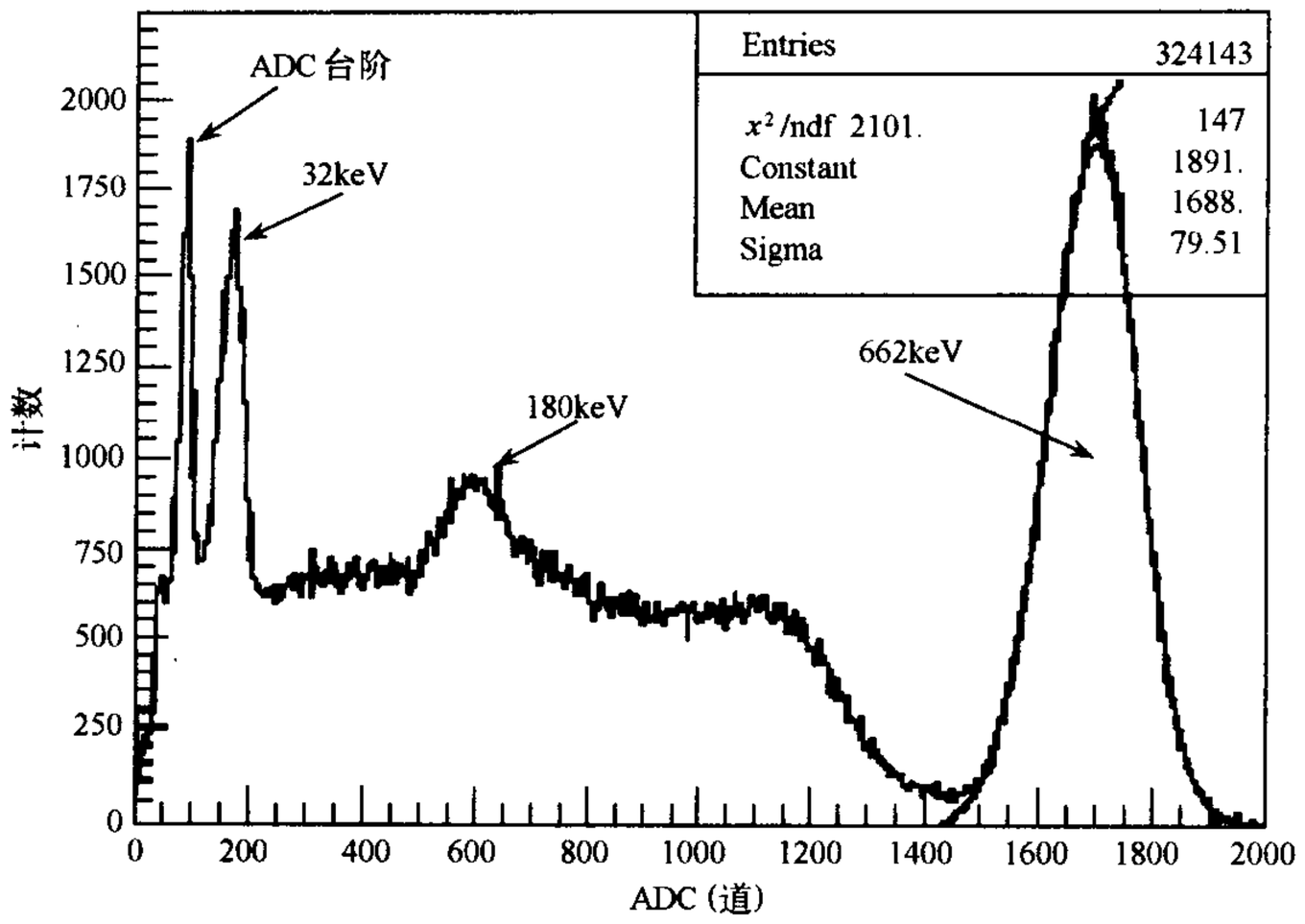


图 7.25　CsI(Tl)晶体的^{137}Cs 662keVγ 照射的输出幅度分布谱

能量分辨率是无机闪烁体的主要性能，在低能粒子探测中，NaI(Tl)，CsI(Tl)闪烁体晶体的应用占主导地位，对^{137}Cs 的 662keVγ 射线的分辨率 $\sigma\leqslant 4\%$，且价格相对较便宜。在高能物理实验中，闪烁晶体电磁量能器的能量分辨率与入射能量有近似 $1/E^{1/4}$的关系。无机闪烁体晶体的应用已把电磁量能器的能量分辨提高到 $\sigma\sim 2\%$(1GeV)的水平。在这个能区，能量沉积涨落和发射光子数已不成为影响能量分辨率的主要因素，而电子学噪声，台阶涨落，光收集的均匀性、能量泄漏以及刻度误差等构成了能量分辨率的主要因素。因而，在较高能区选用无机闪烁晶体更注重的是这些因素：如晶体的比重(体积和价格比)，发光衰减时间(响应速度)，发射波长(配合最佳的光读出系统)，抗辐照性等等。

有机闪烁体的能量分辨率不如闪烁晶体，由于材质较轻，对 γ 射线不能全吸收，只能测量计数。在低能区主要作为 X 射线和 β 射线的能谱测量。

在高能区作为带电粒子的最小电离沉积能量(dE/dX)测量(即为计数器)，其输出脉冲分布与闪烁体的厚度有关，一般为 1～2cm 厚的塑料闪烁体，对带电粒子的最小电离(约为 2MeV/cm)得到一个不对称的脉冲幅度分布(朗道分布)。不对称的分布源于多种原因：入射带电粒子的种类和其动量分布导致的 dE/dX 的差别；伴随其带电粒子产生的 δ 电子的能量沉积的叠加；探测器几何尺寸导致的光输出差别。在电磁量能器中，塑料闪

烁片与重金属材料片(铅、钨等)可以组成多层结构的取样型量能器，能量分辨为 $\sigma \geqslant 10\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$。塑料闪烁光纤与铅夹层构成的取样型量能器，能量分辨为 $\sigma \geqslant 6\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$。

闪烁体的能量线性是指闪烁体的光输出与入射粒子能量沉积的关系。在一般情况下，这种关系是线性的，但在较低能区，当粒子的沉积能量密度达到某一数值时，闪烁体的发光出现饱和，导致非线性关系。由于发光机制的差异，不同的闪烁体非线性能区有所差别。显然，这种能量响应的非线性与入射粒子有关(实际上是与入射粒子沉积的能量密度有关)。对于重粒子和多电荷粒子，在低能区，有更大的 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$ 和短的射程，势必产生更高的沉积能量密度，饱和现象更严重。当粒子能量增加时，沉积能量密度减小，饱和现象减小(见第一章)。这些粒子的非线性有较宽的能区，例如在塑料闪烁体中，质子动能的非线性区为几百 keV，但 α 粒子约为 20 MeV。以上现象可以用 Birks 经验公式来描述：

$$\mathrm{d}L/\mathrm{d}X = \frac{\mathrm{d}E/\mathrm{d}X}{1 + KB(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)} \tag{7.31}$$

式中，$\mathrm{d}L/\mathrm{d}X$ 为单位长度发射的荧光能量；KB 为闪烁材料的能量沉积非线性因子。对于有机闪烁体，$KB = 0.01\mathrm{g}\cdot\mathrm{cm}^{-2}/\mathrm{MeV}$。闪烁体的能量沉积非线性并非都是不利因素，在低能核物理实验中，常利用此特性进行 n(中子)-γ 或 α-γ 鉴别(见本章 7.5.1 节)。

7.4.5 时间测量和时间分辨率

类似能量分辨率的概念，在高能物理实验中以时间测量的标准偏差定义为时间分辨率：

$$\sigma_t = \Gamma_t/2.35 \tag{7.32}$$

式中，Γ_t 为时间测量分布的半高宽度；σ_t 为高斯拟合分布的标准偏差。

具有快的发光衰减时间的闪烁体，可以应用于定时测量的探测器，有些无机闪烁晶体，如 BaF_2 晶体，CsF 晶体等，其发光成分中具有 1～10ns 级的快成分，又对 γ 射线有较高的探测效率，可以测量带电粒子和 γ 射线的时间信息；有机闪烁体，具有 ns 级的快发光过程，可以做成大面积探测器，对带电粒子的飞行时间测量是经典的灵敏材料。一个时间测量系统，除快发光的闪烁体外还应包括快读出(快的光电倍增管和快电子学)系统，对于小的闪烁体，探测器的时间分辨可由经验公式描述：

$$\sigma_t = A \times \sqrt{\frac{\sigma_{\mathrm{PM}} \times \tau_{\mathit{Scint}}}{N_{\mathrm{p.e}}}} \tag{7.33}$$

式中，σ_{PM} 为光电倍增管及电子学的时间分辨；τ_{Scint} 为闪烁体的发光衰减时间；$N_{\mathrm{p.e}}$ 为光电倍增管测量到的光电子数；A 为一常数。对于大面积的闪烁体以及具有光导过渡的探测器。由于闪烁光在闪烁体和光导上的传输和衰减，增加了光脉冲的弥散和减少了接收的光电子数，可以理解为：上式的 τ_{Scint} 增大和 $N_{\mathrm{p.e}}$ 减少。比较小块闪烁体，大面积闪烁体的时间分辨会变差。

时间测量过程可以分解为：一个带电粒子击中闪烁体，产生光脉冲传输到光电倍增管，经光电转换并放大变为一个电压脉冲信号，电压脉冲的前沿达到某一阈值时触发甄别器，给出一个方波信号(图 7.26)。以方波信号的前沿代表粒子击中的时刻，这个时刻与带电粒子发生作用时刻有一个相对的延迟时间。时间测量的精度除物理学上的影响因素外，

还受到电子学的影响。当带电粒子击中闪烁体某一固定位置，假设光电倍增管输出脉冲的起始点对每次击中都是相同的，其脉冲前沿过甄别阈的时间受到电子学的两个因素的影响：一是脉冲幅度大小对过阈时间的影响(图 7.27)；另一个是叠加在脉冲前沿上的小扰动(jitter) 对过阈时间的影响。

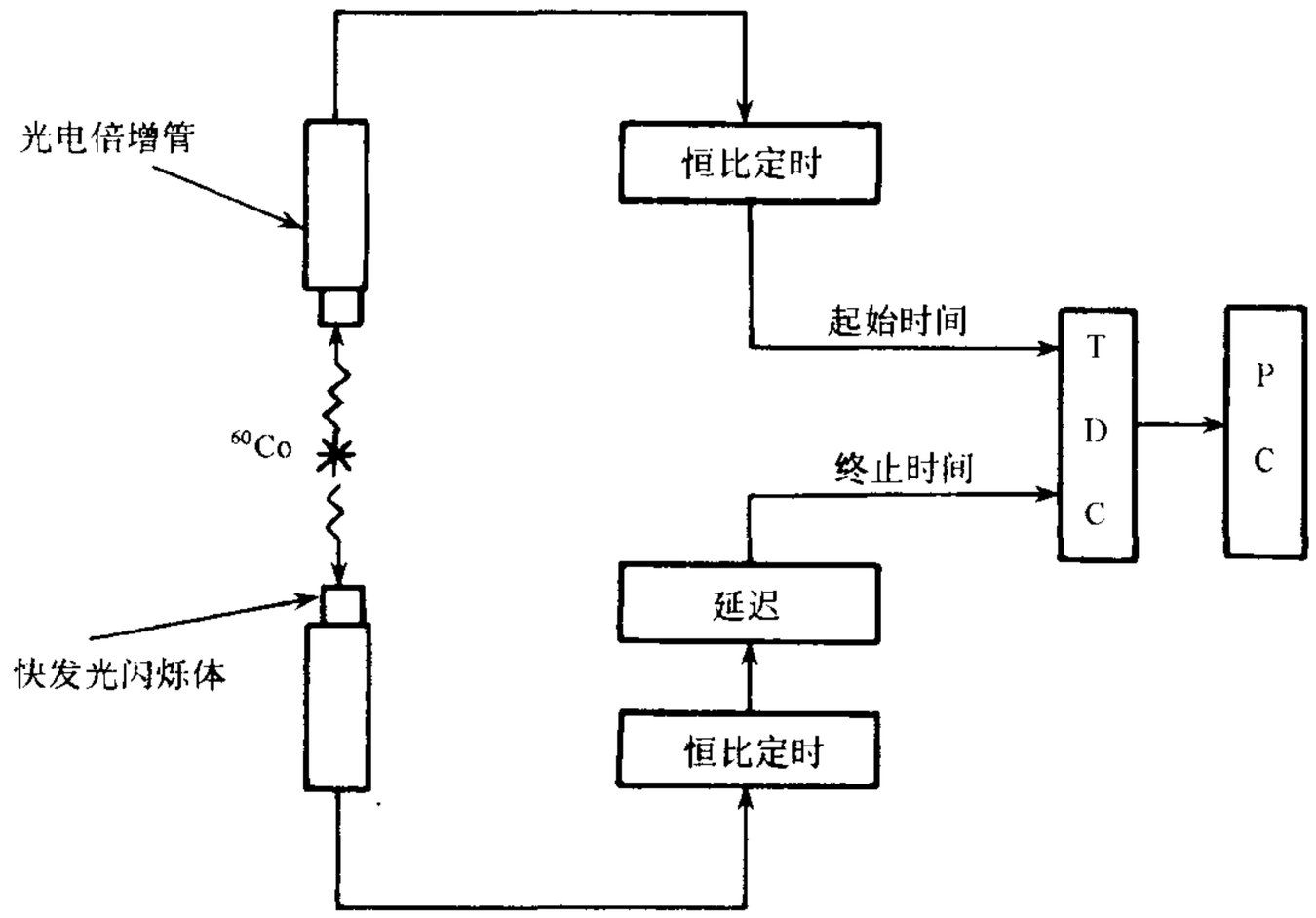


图 7.26　时间分辨测量示意图

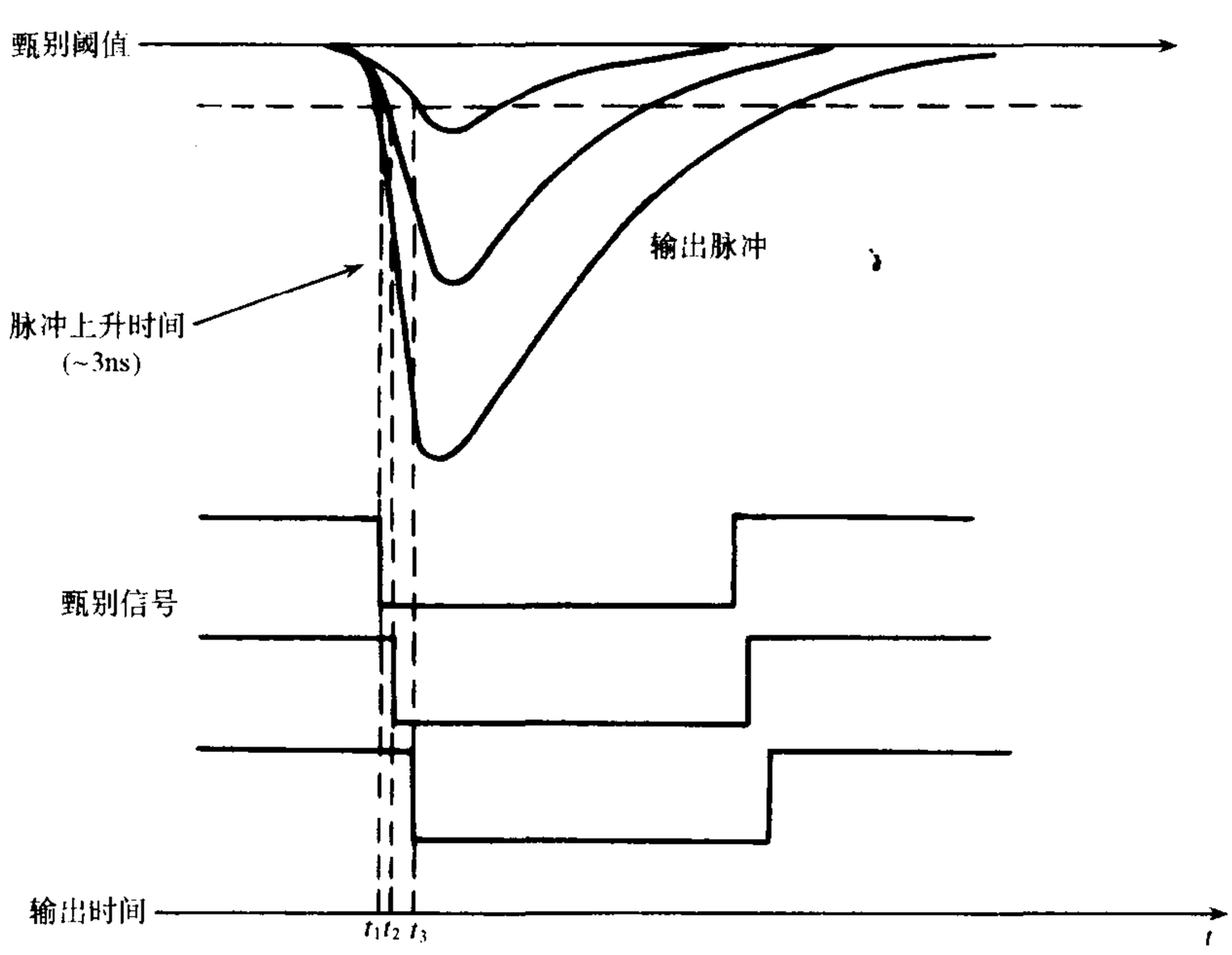


图 7.27　脉冲幅度大小对时间的影响

1. 脉冲幅度大小对时间的影响

输出脉冲大小不同(认为脉冲起点是相同的)经过甄别器输出的定时信号前沿将会移动，在极端情况即为脉冲的上升前沿(快光电倍增管约为 2ns)，这个定时移动可以采用电

子学方法(恒比定时甄别器)或软件方式进行数据修正,软件方式要求除提供一路前沿定时的时间信息外,还需在光电倍增管输出端并联一路专门测量电荷的线路,同时提供电荷测量的信息,在数据处理时进行时间一幅度修正。

恒比定时甄别器的基本原理是将原初信号分为两路,一路衰减 f 倍并倒向,另一路延迟时间 t_d 后,两路再相加,这样就产生了一个双极脉冲,双极脉冲幅度的过零点时间与原始脉冲前沿零点有关系(参见第十二章 12.3.2 节):

$$t_0 = t_d/(1-f) \tag{7.34}$$

这一时刻与输入脉冲幅度大小无关。一个零甄别电路以这一时刻输出一个方波定时信号,恒比定时线路安排比较简单,在电子学道数较少的实验中常被采用,但在大数目电子学通道的实验中,常用脉冲前沿甄别线路。对于小块闪烁体探测器利用恒比定时方法方便可靠,而对大块闪烁体探测器的定时修正,不仅要考虑时间—幅度因素,还需要考虑渡越时间的线性和不同位置的电荷脉冲分布差异等因素,采用软件方式处理较为合适,其修正结果也好于恒比定时方法(好于 10%)。

2. *脉冲前沿在阈值区涨落的影响的因素*

脉冲前沿在阈值区的涨落有:一是随机叠加在脉冲前沿上的电子学的小扰动;另一是组成脉冲前沿的光电子数目的涨落。电子学的小扰动对过阈时间的影响,在快脉冲的高精度时间测量中是很难修正的。正在发展中的可对单个脉冲采用极高频率的多阈值测量并进行脉冲光滑分析的技术可以提高时间测量精度。

与物理过程有关的脉冲前沿的光电子数目的涨落对时间分辨的影响,主要是由最早到达光阴极的快闪烁光子的数目决定的。假如阈值相当于光阴极产生的 5 个光电子的脉冲输出,即此刻的脉冲幅度值是由这 5 个光电子的倍增输出的电荷叠加产生的。从细微的情况说,如图 7.28 所示,相对于粒子击中时刻,这 5 个光电子不一定是齐头并进的,而对于每一次击中闪烁体,积分同样电荷值的时刻是有涨落的,这造成甄别器输出定时的不确定性,并且这个涨落是不能修正的(假设由于脉冲幅度大小变化的时差是可以完全修正

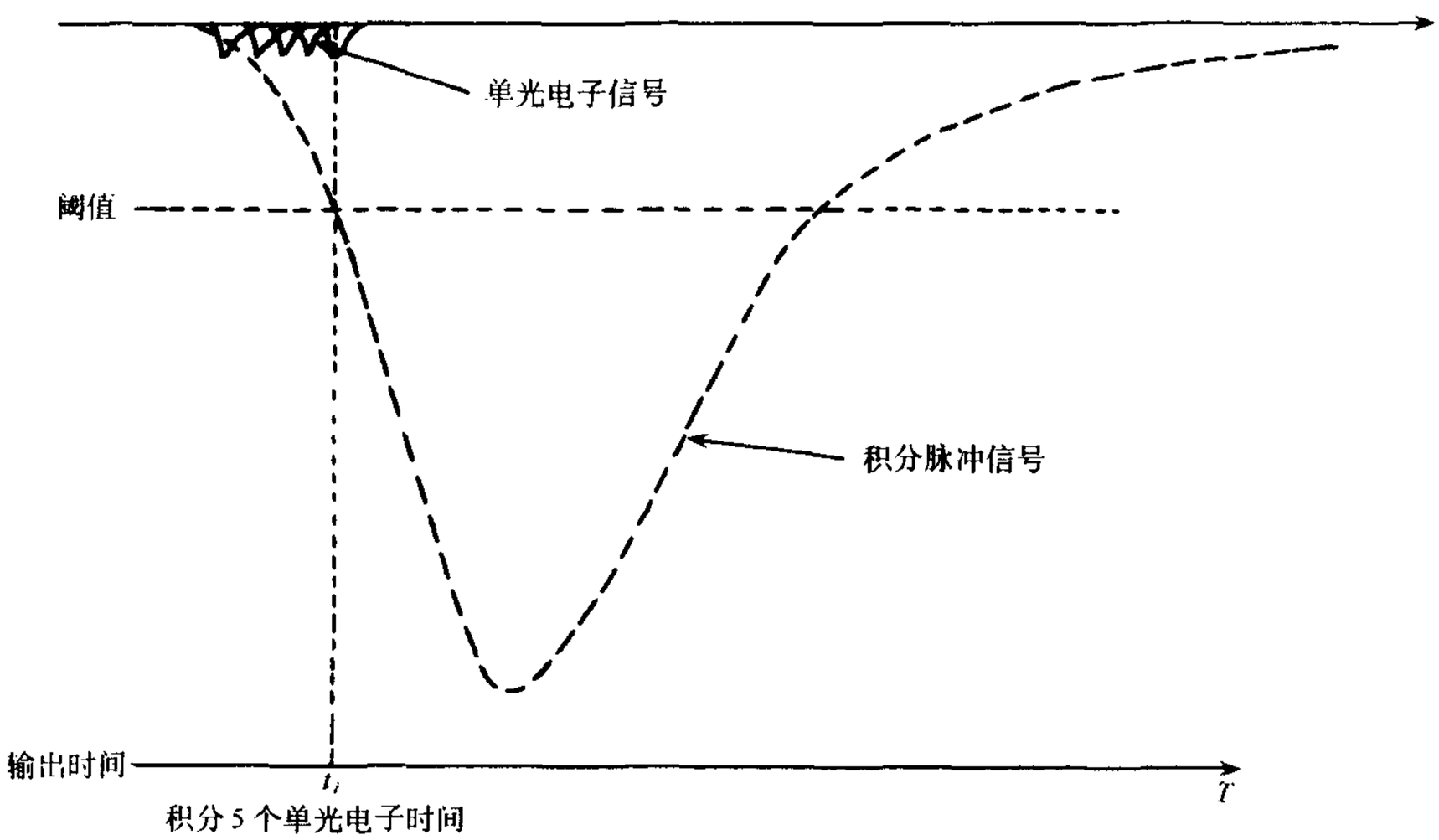


图 7.28　脉冲前沿阈值区涨落对时间的影响

的)。显然,小块闪烁体探测器,由于直接到达光阴极的快光子较多,且光子传输的时差也较小,测量的时间精度基本上与闪烁体的发光衰减时间快慢和发光强度有关,反映了该闪烁体的本征时间分辨。小块塑料闪烁体或小块 BaF_2 晶体的探测器,能达到 $\sigma\approx60$ps 的时间分辨。对大块面积的塑料闪烁体探测器,积分到阈值的电荷是由较大光程差的光子导致的光电子倍增输出的电荷构成的,因此时间涨落较大,要做到 $\sigma\approx150$ps 也不容易。

对闪烁体探测器的时间分辨测量,小块的闪烁体可以用级联 γ 射线源测量,如^{60}Co,^{22}Na等,时间分辨与粒子的入射能量有关,即与产生的闪烁光强(沉积能量)有关,一般需注明使用放射源的能量以及能窗的宽度,即选用的甄别阈值对应于的能量,有的甄别器有上、下阈值,构成能窗。对无机晶体可以得到 γ 射线的全能吸收峰,阈值选择可以放在峰以下,对塑料闪烁体,得不到全能峰,只能是连续谱,最大值为康谱顿边沿。如果测量的两个探测器时间性能比较对称,二者之一的时间分辨为:

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \tag{7.35}$$

$$\sigma = \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_{tot}/\sqrt{2} \tag{7.36}$$

大面积闪烁探测器的时间测量,必须要考虑位置的影响,粒子击中不同位置产生的闪烁光脉冲传输到光电倍增管的时间,由闪烁光在闪烁材料中的有效传播速度决定($v\leqslant c/n$,c为真空中的光速,n 为闪烁材料的折射率),对于一般塑料闪烁体,闪烁光传播的单位距离时间约为 60ps/cm。图 7.29 是利用宇宙射线测量大面积闪烁体的时间分辨示意图,S_1,S_2 为小塑料闪烁探测器,选择宇宙射线,既做定位(S_1,S_2 符合),又作为时间起点

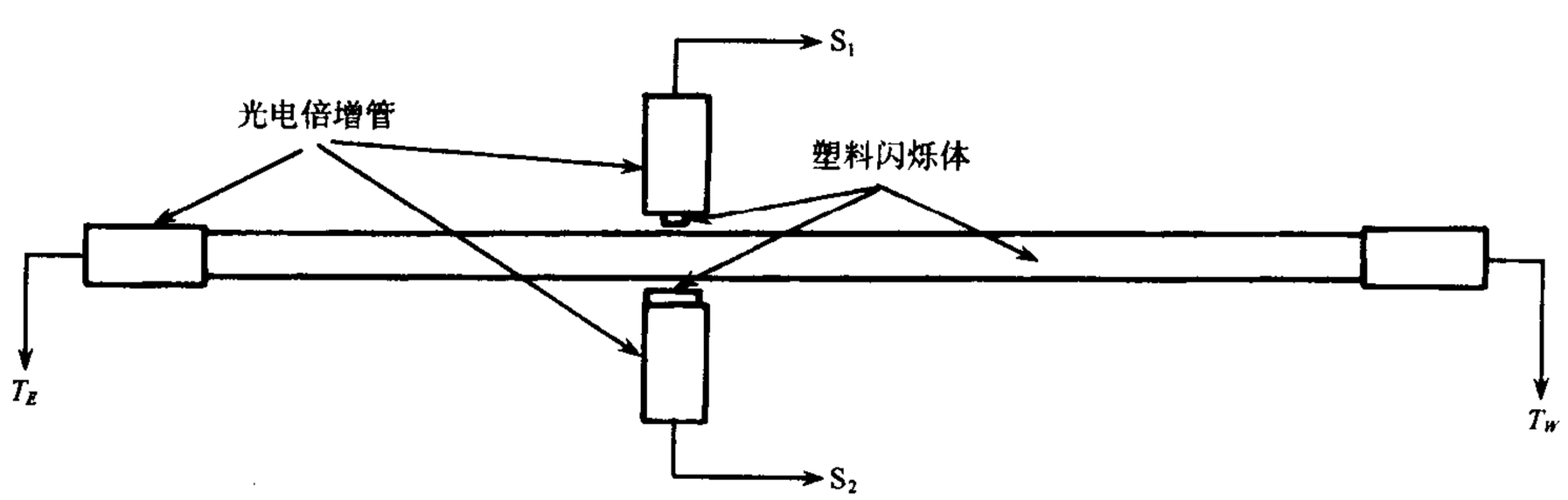


图 7.29　宇宙射线测量闪烁体的时间分辨示意图

探测器(S_1)。S_1 的尺寸不能太大(2cm 含有近 100ps 位置误差),S_2 可以在横向(被测闪烁体宽度方向)的尺寸稍大些,以增大接收立体角。S_1 与光电管直接耦合,可以提供精读为 $\sigma\sim$60ps的时间分辨的起始信号。用宇宙射线测量时间分辨需花费很长时间,要求整个系统的稳定性要高,温度影响要小。图 7.29 显示了利用 ADC 和 TAC 同时进行电荷测量和时间测量,但 TAC 的起始时间信号没有采用 ADC 的门信号是因为 S_1,S_2 的符合时间精度差于 S_1 的时间精度。在获取的数据中,对于只有 S_1 的时间触发而没有 S_1,S_2 的电荷测量触发的数据是可区分的,即 Q_E,Q_W 为零、T_{S_2}为零、T_E,T_W 不一定为零的数据。

3. 发光衰减时间测量

测量闪烁体的发光衰减时间有多种方法,一种较为粗的方法是利用快光电倍增管和示波器做相对参考测量,其原理如下:一个光电倍增管输出线路系统的充放电时间常数为 τ,闪烁体的发光衰减时间为 τ_f,这时光电倍增管的输出波形为:

$$u = -V_0\tau(e^{t/\tau_f} - e^{t/\tau})/(\tau_f - \tau) \tag{7.37}$$

其输出波形的上升时间,这里设为从脉冲起始到峰顶位置,相当于 $du/dt=0$ 时。

由此可以得到脉冲峰顶时刻为:

$$t_m = \frac{\tau_f \times \tau}{\tau - \tau_f}\ln(\tau/\tau_f) \tag{7.38}$$

若在相同条件下测量一块已知发光衰减时间的闪烁体 τ_{f0},可以推算出测量系统的 τ,然后进行样品闪烁体的测量,进而计算出样品闪烁的 τ_f。在实际测量中系统尽量取大的 τ 值,最好为几十 kΩ 的负载电阻,直接在示波器的高阻抗输入档观察波形。此方法简单,但无法确定含有多组分荧光的衰减时间,另外若参考样品与测试样品的时间常数相差太大,误差较大。

在有关的光学晶体的研究中,用锁模激光延迟时间测试光强方法[18],相移法[19]以及利用同步辐射光源法,都是典型的测量方法。这里介绍一种时间关联单光子计数法,其精度、信噪比都很高,并可以进行多组分荧光发光衰减时间测试[20]。实验要求有一路单光子灵敏的光电倍增管探头,常规的核物理实验室都可以做到。测试方法如图 7.30,利用一个级联 γ-γ 放射源(^{22}Na,^{60}Co 等),每个事例中相关的一个 γ 入射到闪烁体样品,另一个 γ 被一个快时间探测器接收作为激发闪烁体的时间零点。在合适的装置安排下,样品闪烁光的接收通过设置光电倍增管窗前的孔径的大小,达到一个 γ 射线激发只接收到一个光子,最大可能输出一个单光电子信号,这个单光电子信号的时间分布,将随机的来自于闪烁体发光过程的时间内(在量程范围),但某时刻接收到的几率正比于发光强度的衰减变化。测量方法的重要条件是保证在测量量程内只测到一个单光子。如果出现多光子,信号通过定时电子学系统,总是取先到达光子的时间标记,这样就扭曲了真实的发光衰减时间的分布。好的光电倍增管的幅度分布谱可以看到单光电子峰和双光电子峰,因此可以设置一个上甄别阈,卡掉多光子的信号。如何保证在测量量程内只有一个光子输入,一个较为准确的方法,是先得到与时间参考有关联多光电子计数率,即开大窗口时的多光子 γ-γ 时间关联计数,再比较小孔径的单光子计数率。当其计数率为大窗口的 5%时,利用泊松分布近似(由于每次激发是非单能量沉积)估计出 2 个光电子以上的几率为 2.6%,即在实验记录的总数中,单光子事件为 97.4%。在实验中,单光子通道的时间关联计数率不超过 10%的大窗口的时间关联计数,不然就会影响测量精度。

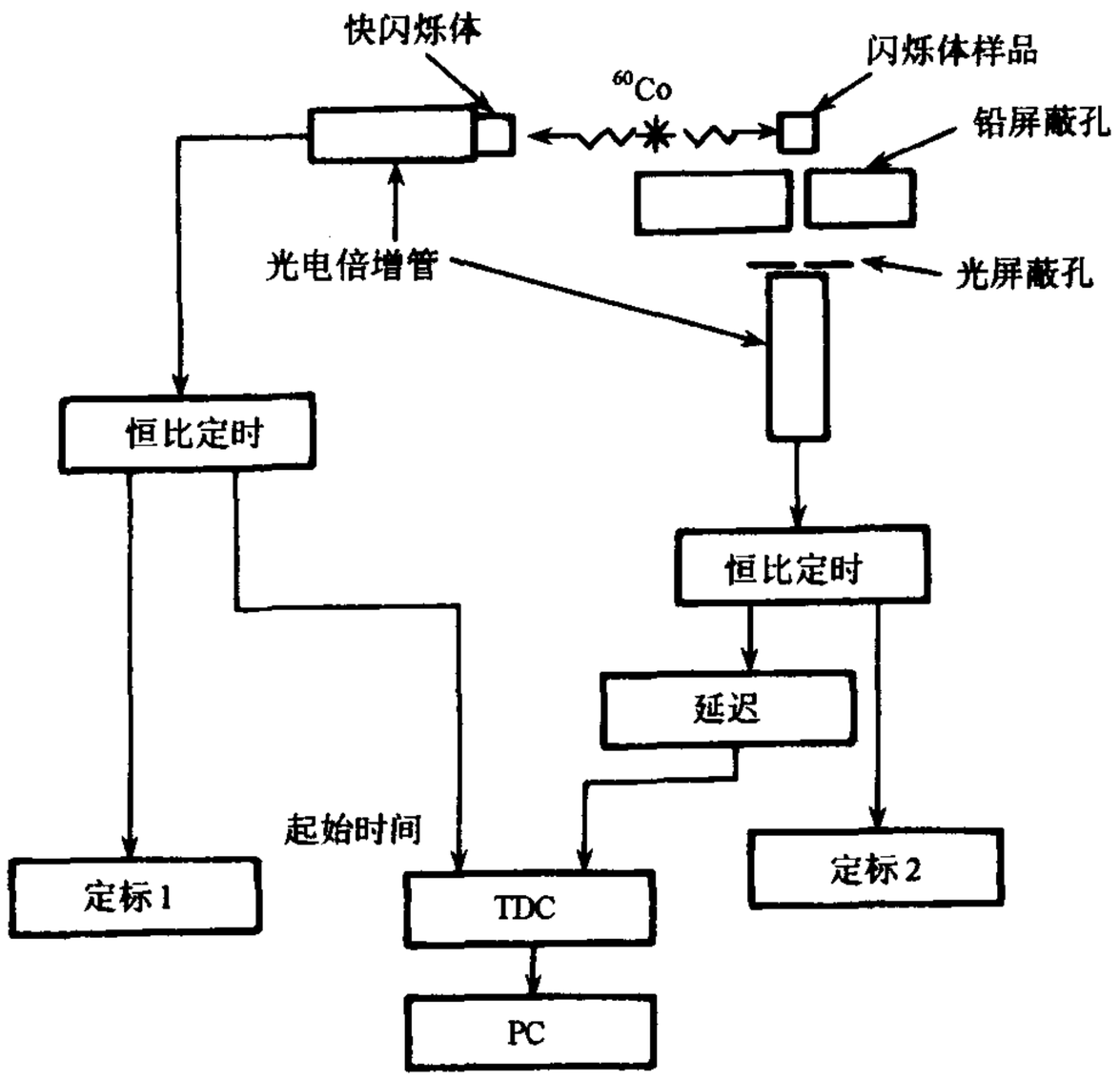


图 7.30　单光子测量发光衰减时间示意图

单光子计数法的测量精度，主要取决于单光子信号端的光电倍增管的单光电子渡越时间涨落和时间零点的精度。好的光电倍增管的单光电子时间分辨可达到 150ps，微通道光电倍增管可达到 100ps(一般型)[21]和 25ps(特殊型：Hamamatsu-R2809U)[7]；时间零点精度用塑料闪烁体或 BaF_2 晶体的探测器给出约为 60ps。装置的系统时间分布可以通过测量石英玻璃或有机玻璃产生的切伦科夫光的单光电子分布 $L(t)$给出。利用下面方式可计算闪烁体的发光衰减时间，单光子仪测试的荧光强度衰减曲线 $F(t)$与真实的荧光衰变函数 $f(t)$的关系为：

$$F(t) = \int t_0 L(T) f(t - T) \mathrm{d}T \tag{7.39}$$

设 $f(t)$有多组成分荧光：

$$f(t) = \sum_{i}^{N} a_i e^{t/\tau_i} \tag{7.40}$$

式中，a_i 和 τ_i 分别对应第 i 种荧光成分的强度和衰变时间；N 为荧光成分数目。通过数据的拟合计算(最小二乘法或矩方法)，当设 $N+1$ 为某值时，相应得到 $N+1$ 个 a_i 和 $N+1$ 个 τ_i，用 N 组分计算的相应的 a_N 和 τ_N 与用 $N+1$ 组分计算的相应的 a_{N+1}和 τ_{N+1}比较，若两项差别都很小，这时可以确定有 N 个组分。其 $a_1, \cdots, a_N$ 和 $\tau_1, \cdots, \tau_N$ 各代表了荧光组分的参数。

7.4.6　闪烁体辐照效应

闪烁体在强辐照环境中随着辐照剂量的增加光输出会减弱，在高能物理实验中，特别是高亮度的对撞谱仪环境中，辐射剂量在与束流线夹角的小角度区年平均辐照量接近 10^3rad[22]。当选用闪烁晶体电磁量能器时，必须要测定闪烁体的抗辐照能力，选用抗辐照

能力强的闪烁晶体和采取降低辐射本底措施。另外还要考虑如何修正由于辐照积累闪烁体产生的光输出衰减。

闪烁体在强辐照下，损伤严重时会出现颜色，颜色与晶体的发光波段有关，辐照剂量越大，颜色越深。由于闪烁体的光透过率和吸收谱发生相应的变化，导致闪烁体的光输出减小。一般地说，闪烁晶体的辐射损伤有两个原因，一个是本征的，即晶体本身的结构容易束缚来自于辐照产生的电子，晶格缺陷和位错也有类似作用，形成各种复杂的色心能级；另一是外在的原因即某些金属杂质在晶格中形成能级中心，俘获辐射产生的电子或空穴。形成紫外到可见区的吸收带，以致使光输出减少。另外又构成类似的热释光过程。当闪烁体被强辐照后，有部分能量会储存在晶体中，慢慢发光释放。在无外界的刺激下，这种发光衰减会持续几天或更长时间。当在外界激励下，例如通过加热或紫外灯照射下，会出现很快的光释放。

阳光或紫外射线对闪烁体有明显的损伤，尽可能在避光的条件下保存或运输闪烁体。

闪烁体辐射损伤测量主要是通过未辐照与辐照后的光输出(用$^{137}Cs\gamma$射线的全能峰位)比较，同时以透过率，吸收率等测量进行比较。更深刻地了解多种闪烁晶体的抗辐照能力，在具体实验的安排应注意参考以下问题。

1) 测量样品要具备统计性，因各厂家各批量生产的晶体杂质含量不一定相同。也可以从不同杂质含量的产品寻找对辐照敏感的杂质成分。

2) 测试装置要稳定，闪烁体重复安装耦合到光电倍增管的输出变化应小于2%。装置系统应有稳定性监测，如采用发光二极管或别的光源等监测，变化应小于2%。如果是长时间的测量，需要有温度监测。温度变化会引起某些闪烁体的发光变化，例如$PbWO_4$晶体的温度效应系数为$-1.9\%/℃$(在室温区)。

3) 辐照剂量率要适当，尽可能采用接近实际运用的剂量率辐照。闪烁晶体的辐射损伤与辐照剂量率有关，原因是大部分的闪烁晶体都有某种程度的恢复。对小剂量率的辐照，损伤程度与恢复程度大小相当，即有边损伤边恢复的过程；对大剂量率的辐照，在短时间内损伤严重，相比较恢复可忽略。在积累相同剂量的情况下，大剂量率的辐照比小剂量率的辐照损伤大。

4) 辐照过的闪烁体样品在运输中，一定要避光保存和远离高温，这是因为大多数的闪烁体可以部分恢复损伤，自然光和阳光的照射有助于损伤的快速恢复。

5) 在辐照闪烁体对比实验中，当大剂量率辐照后，有些闪烁体会出现强的自发荧光输出(无放射源照射)，导致强本底计数和测量系统的基线抬高，影响测量的连续性和精度。对此一般采取的措施为：一是避光保存数天，等待闪烁体的自发荧光输出减少到可忽略的程度；或是在测量的数据中，对基线的抬高和本底能谱的分布进行数据处理和扣除[23]。

目前研究的结论为，常见的闪烁晶体抗辐照性能大约为：(10^3～10^6)rad 的量级(光输出下降～10%时)。表 7.6 给出不同闪烁体抗辐照的性能(光输出下降～10%时)。

表 7.6　不同闪烁体抗辐照的性能(光输出下降～20%时)

闪烁体	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI	BaF_2	BGO	GeF	$PbWO_4$	塑料闪烁体
累积辐照计量/rad	10^3	10^3	10^4	10^4	10^4	10^5	10^6	10^5

图 7.31 表示 KEK-Belle 实验室测量不同厂家的辐照 CsI(Tl)晶体样品的损伤和恢复情况;图 7.32 表示辐照 CsI(Tl)晶体样品的光吸收长度随光波长的分布。

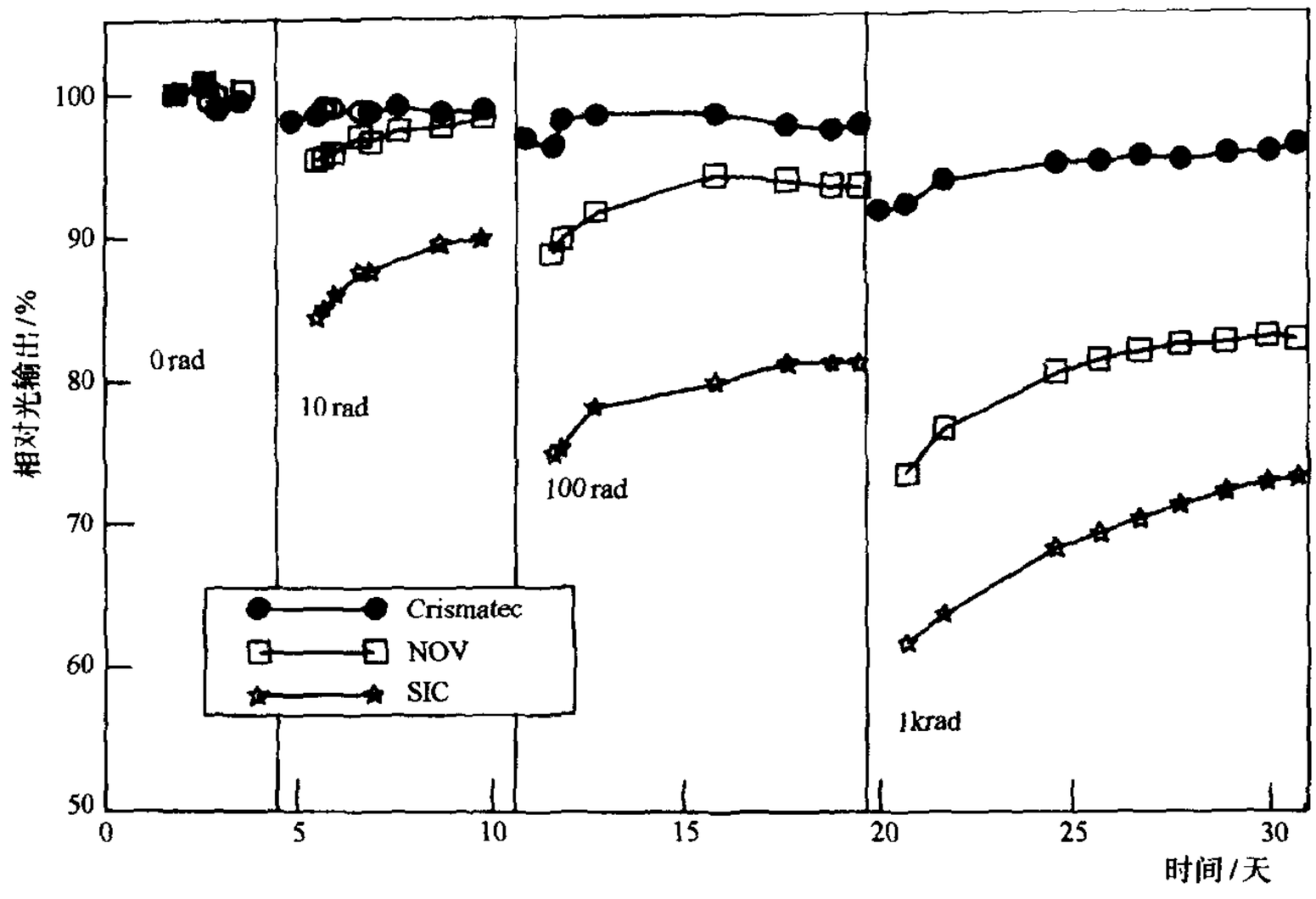


图 7.31　不同厂家的辐照 CsI(Tl)晶体样品的损伤和恢复情况

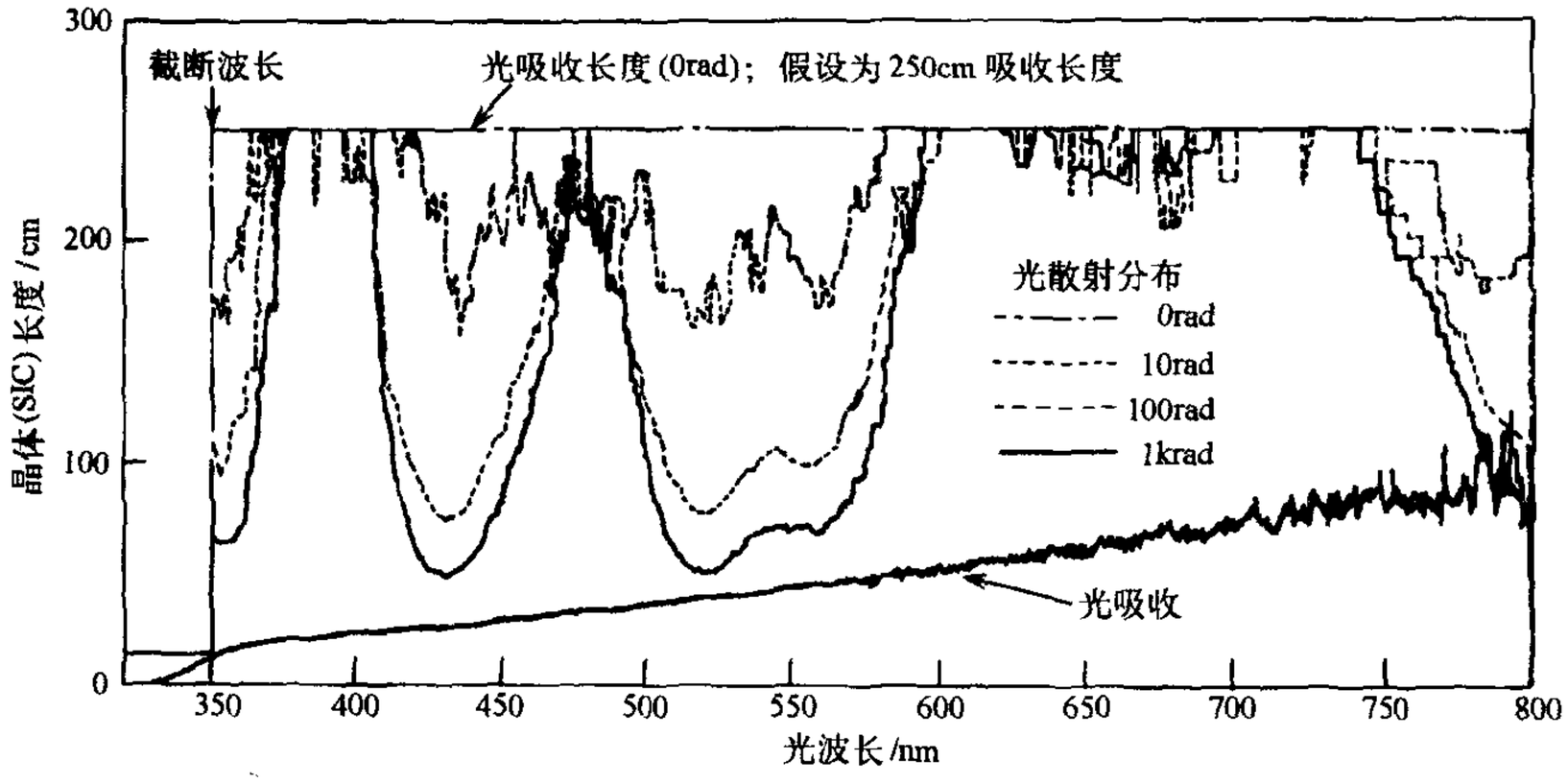


图 7.32　辐照 CsI(Tl)晶体样品的光吸收长度随光波长的分布

7.5　闪烁体的应用

7.5.1　无机闪烁体的应用

1. 电磁量能器

闪烁体在核物理实验,核技术,核医学中的应用十分广泛。在高能物理实验中采用无机闪烁晶体建造的电磁量能器是十分典型的应用。高能量的 γ 光子或电子将能量沉积在

闪烁晶体中激发荧光，收集荧光读出的信号代表入射粒子的能量，可达到约 $2\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$ 的能量分辨水平。表 7.7 列出几个高能大实验室已有或正在建的闪烁晶体电磁量能器性能和规模(参见第十章 10.1)。

表 7.7　几个实验室的闪烁晶体电磁量能器性能和规模

实验（实验室）	1. C. Ball (SPEAR)	L3 (LEP)	CLEO Ⅱ	C. Barrel	KTeV	BaBar	BELLE
	2. CMS (CERN)	BES Ⅲ (IHEP)	CESR	LEAR	FNAL	SLAC	KEK
晶体	1. NaI(Tl)	BGO	CsI(Tl)	CsI(Tl)	CsI	CsI(Tl)	CsI(Tl)
	2. $PbWO_4$	CsI(Tl)					
磁场/T	1. —	0.5	1.5	1.5	—	1.5	1.5
	2. 4.0	1.0					
内半径/m	1. 0.254	0.55	1.0	0.27	—	1.0	1.25
	2. 1.29	0.93					
晶体数	1. 672	11400	7800	1400	3300	6580	8800
	2. 83300	6400					
晶体长 X_0	1. 16	22	16	16	27	16～17.5	16.2
	2. 25	13					
体积/m^3	1. 1	1.5	7	1	2	5.9	9.5
	2. 11	4.8					
光产额 /(p.e/MeV)	1. 350	1400	5000	2000	40	5000	5000
	2. 2	6500					
光读出	1. PMT	PD	PD	WS+PD	PMT	PD	PD
	2. APD	PD					
噪声(σ) /(MeV/道)	1. 0.05	0.8	0.5	0.2	—	0.2	0.2
	2. 30	0.15					
动量区	1. 10^4	10^5	10^4	10^4	10^4	10^4	10^4
	2. 10^5	10^3					
能量分辨 %(对 1GeV)	1. 2.8	2	2.5	2.5	9	2.5	1.8
	2. 15	～2.2					
完成年	1. 1977	1985	1990	1992	1995	1999	1999
	2. 2006	2007					

WS 表示闪烁光通过波长位移转换片耦合到 PD

在高能物理实验室中采用重金属片和有机闪烁体片组成多夹层构成，取样型电磁量能器和强子量能器。详见第十章。

2. *物理实验的探测器*

(1)^{48}Ca 无中微子双 β 衰变的实验研究[24]

为探测 $^{48}Ca \rightarrow {}^{48}Ti + 2e$ 的单能(4.27MeV)双电子，采用 4 块大尺寸的圆柱形 CaF_2 闪烁晶体，总重 37.4kg，内含 ^{48}Ca 同位素 43g。每块晶体耦合一只大尺寸的光电倍增管 XP2041Q，晶体放入五氧铜壳内，壳和晶体之间填充光学纯的 MgO 粉反射层。能量分辨

(半高宽/入射能量)经放射源和 6～10MeV 的单能电子刻度为 $18.7\%/\sqrt{E(\mathrm{MeV})}$。对 4.27MeV为9.1%(小块的 CaF_2 闪烁晶体在 662keV 的 γ 射线照射下,可以得到 7%的能量分辨)。探测器放在煤矿井下,距地面 512m。晶体探测器外有 2cm 厚的不锈钢盒,盒内长期充满氮气。盒外为 8cm～10cm 厚的铅墙,墙外四周有 2.5cm 厚的、顶部有 5cm 厚的宇宙射线反符合塑料闪烁体探测器。实验一共测量了 7588 小时,没有观察到双电子单能峰(4.27MeV),给出1.44×10^{22}年的半衰期上限(95%的置信水平)和电子中微子质量 $m_\nu\leqslant7$ eV的上限。

(2)TEXONO 低能中微子实验中的 CsI(Tl)晶体探测器[25,26]

我国台湾省和国内合作的探测低能中微子实验,在核反应堆附近测量$\overline{\nu}_e e^-\to\overline{\nu}_e e^-$,此过程的截面与弱电耦合常数($g_A$,$g_v$)和 $\sin\theta_w$ 有关,并且依赖于中微子的磁矩。实验采用 225 块(共 480kg) 六角柱形 CsI(Tl)晶体。晶体截面边长 2cm,长 40cm,采用 4 层 70μm 聚四氟乙烯反射材料包装。双端耦合 1.5 英寸的光电倍增管,利用两端输出的相对幅度差 $R=(Q_1-Q_2)/(Q_1+Q_2)$给出沿晶体轴向的位置,位置分辨 $\sigma\leqslant1$cm(对 662keV 的 γ 射线)。收集两端信号的总和

$$Q_{\mathrm{tot}}=Q_1e^{-Z/\lambda}+Q_2e^{-(1-Z)/\lambda} \tag{7.41}$$

给出事例在晶体中沉积的总能量。式中,l 为晶体长度;λ 为晶体的发光衰减长度;Z 为晶体的轴向位置。单块晶体测量^{137}Cs 662keV γ 射线的能量分辨率(半高宽/入射能量)为 9.4%。晶体单元排列成 17×15 的阵列。除外层的晶体单元作为反符合外,整个探测系统从外向里到晶体探测器有:5 个面(除底面)有宇宙线反符合的塑料闪烁计数器;15cm 厚的铅墙;5cm 厚的铁;25cm 厚的含硼的聚乙烯板和 5cm 厚的五氧铜板。最内层(铜板)屏蔽体内长期充满干燥氮气。为进一步压低本底:采用北京宾淞公司特殊研制的低放射性玻璃窗光电倍增管 CR110-10;利用 VME 电子学 FADC(Flash ADC)插件[27],对 CsI(Tl)晶体的输出波形采取高频率(40MHz)测量,进行波形形状分析,排除自晶体内部的^{238}U 和^{232}Th的 α 天然放射性本底以及外界入射的 n 本底;采用 100μs 时间关联的宇宙线反符合,排除绝大部分的宇宙线及相关的本底。TEXONO 的实验从 2001 年实验开始,实验处的中微子通量为:$5.6\times10^{12}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$,每天的好事例预期为 200 个,通过长期的反应堆开和关的实验数据积累,将会给出有意义的结果。

(3) 闪烁体的 PSD(Pulse Shape Discrimination)原理

在前面已提到由于闪烁体的电离密度效应,对于不同质量的粒子的激发具有不同的发光衰减时间。利用此效应可以进行电子或 γ 射线与重粒子(n,α 等)之间的区分。

通常可以用指数衰减的两个快、慢成分来描述闪烁体的发光持续过程。忽略发光上升过程闪烁体的发光光子数随时间的变化可以表示为:

$$N(t)\approx\frac{N_f(\rho)}{\tau_f}e^{-t/\tau_f}+\frac{N_s(\rho)}{\tau_s}e^{-t/\tau_s} \tag{7.42}$$

式中,$N_f(\rho)$,$N_s(\rho)$分别为具有某电离密度 ρ 的粒子激发一次发光中快、慢成分所包含的光子数;τ_f,τ_s 分别为快、慢成分的发光衰减时间。对于有机闪烁体,越重的粒子,慢成分的衰减时间 τ_s 越慢,而快成分的衰减时间 τ_f 则变化不大;对无机闪烁体则反过来,慢成分的衰减时间 τ_f 变化不大,而越重的粒子,快成分的衰减时间 τ_s 越快。

闪烁体的光子被光电倍增管收集,忽略上升时间响应,光电倍增管的阳极电流脉冲

可以近似表示为：

$$I(t) = I_f(\rho)e^{-t/\tau_f} + I_s(\rho)e^{-t/\tau_s} \tag{7.43}$$

即电流脉冲也是由快、慢两部分组成的。如果用一个时间常数很大的 RC 积分电路，对电流脉冲积分，可得到总电荷

$$Q = \int_0^\infty I(t)dt = Q_f(\rho) + Q_s(\rho) \tag{7.44}$$

式中，$Q_f(\rho)$，$Q_s(\rho)$分别对应快、慢光成分所转换的电荷量。显然，对不同的带电粒子，有不同的电荷比值：$Q_f(\rho)/Q_s(\rho)$，$Q_f(\rho)/Q$，$Q_s(\rho)/Q$，因此，可以通过比较不同的带电粒子所形成的比值中的任何一种来鉴别粒子。

当引出信号是从光电倍增管的负载电阻 R_L 两端输的电压脉冲时，有

$$V(t) = I_R(t)R = \frac{I_f R\tau_f}{RC - \tau_f}(e^{-t/RC} - e^{-t/\tau_f}) + \frac{I_s R\tau_s}{RC - \tau_s}(e^{-t/RC} - e^{-t/\tau_s}) \tag{7.45}$$

式中，RC 为光电倍增管的输出系统的积分时间常数，通常取 $RC \gg \tau_s$，当 $t \ll RC$ 时，上式可简化

$$V(t) = \frac{I_f\tau_f}{C}(1 - e^{-t/\tau_f}) + \frac{I_s\tau_s}{C}(1 - e^{-t/\tau_s}) \tag{7.46}$$

上式表明，电压脉冲的前沿近似为两个上升的指数之和，取决于快、慢成分的相对比例和 τ_f，τ_s 的大小。因此，也可以通过测量电压脉冲的形状 PSD 来鉴别粒子。

在实际的应用中，积分电荷比较方法的实现是通过设置不同积分时间来得到 Q_f，Q_s，Q 的，或对应一个相同的积分时间（当采用多通道积分型 ADC 插件），一路延迟若干时间后输入，另一路不延迟输入，也可近似得到 Q_s 和 Q；当采用测量比较电压脉冲的上升时间方法时，参考时间采用低甄别阈值产生，提供 TAC 的起始时间信号，再设置一个高甄别阈值测量电压脉冲的上升时间，给出 TAC 的终止时间信号。对于以上两种方法，分别设置多大的积分时间，多高的甄别阈值，应参考使用闪烁体的快、慢成分的衰减时间和进行试验标定。

利用比较法作 n-γ 分辨[28]；双微分过零定时区分重粒子[29,30]；脉冲前后沿甄别技术在采用复合闪烁晶体测量硬 X 射线中压低 Comptom 事例[31]；电压上升时间法分辨 n-γ[32] 等都是采用硬件的方式完成的。除利用某些专用的复杂设备实现外，利用实验室的通用插件：甄别器，延迟，门信号，TAC，ADC 也可实现以上测量方法。但由于涉及多路测量，系统都较复杂。在这里，介绍利用 FADC（Flash ADC）来实现以上各种测量方法。FADC 是 VME 系统的插件，可在一个通道中进行高频率多次测量和 A/D 数字化转换。目前的器件产品已达到 1G（ATWD 芯片[33]）的取样频率，插件产品已达到 100MHz 的取样频率。即 FADC 可以达到波形信息获取。这样，有一组对应一个脉冲的不同时间的幅度值，在离线数据分析中，可以进行部分电荷或总电荷的积分（脉冲面积积分）；可比较脉冲的任何部位（上升沿或下降沿）的时间差。由于多信息的利用，可以光滑脉冲上升沿，进而推算出脉冲上升沿起点以改善时间分辨；也可以由光滑脉冲确定脉冲峰位，或积分脉冲的面积来改善能量分辨；取样频率较高 FADC 信息，除可以作多次击中记录外还可能进行双脉冲叠

加分析(参见第十一,十二章)。

7.5.2 有机闪烁体的应用

1. 闪烁光纤

闪烁光纤是近 20 年来高能物理实验发展的技术产物,其发展得到两个方面的促进,一是铅-闪烁光纤电磁量能器的应用研究,使得一个中等性能的量能器制作简单,造价便宜;二是新型高灵敏度、低噪声的光电器件[34~36]的突破使得闪烁光纤可以高精度,快速地应用于带电粒子的能量和径迹测量[10,37]。

闪烁光纤主要由塑料闪烁体或液体闪烁体(充入玻璃细管内[38~40])制成。无机闪烁光纤由于制造困难,只能产生很短的颗粒形的须晶,因此仅在某些特殊测量如精细的灵敏靶中应用。闪烁光纤(图 7.33)由纤芯部分和表面涂层部分组成,折射率分别为 1.59 和 1.49,只有核心部分是发光和传光体,闪烁体虽然在 4π 立体角内都发光,但只有与闪烁光纤轴夹角小于 21.4°的光才能在光纤内全反射传输(斜光发射有稍大些的传输角),这大约只占 3.4%的闪烁光可以长距离单向传输。双涂层闪烁光纤,折射率渐近减小到 1.42,输出光效率增加到 5.6%,其他角度发射的光由于每次在壁上反射时部分发生折射损失,多次过程后很快就全部损失了。全反射传输的这部分光,只有内部的自吸收损耗,传输效率高,有较大的衰减长度。有机塑料闪烁光纤的直径(或方光纤的边长)一般为 250μm ~ 5mm,衰减长度 2~4m,纤芯材料与塑料闪烁体一样有发蓝光(435nm)、绿光(495nm)的,可匹配不同光波段灵敏的光电器件。在塑料光纤系列中还有不发光的有机纤芯材料作为光导光纤;发绿光的纤表层材料和不发光的纤芯材料构成的波长位移光纤。

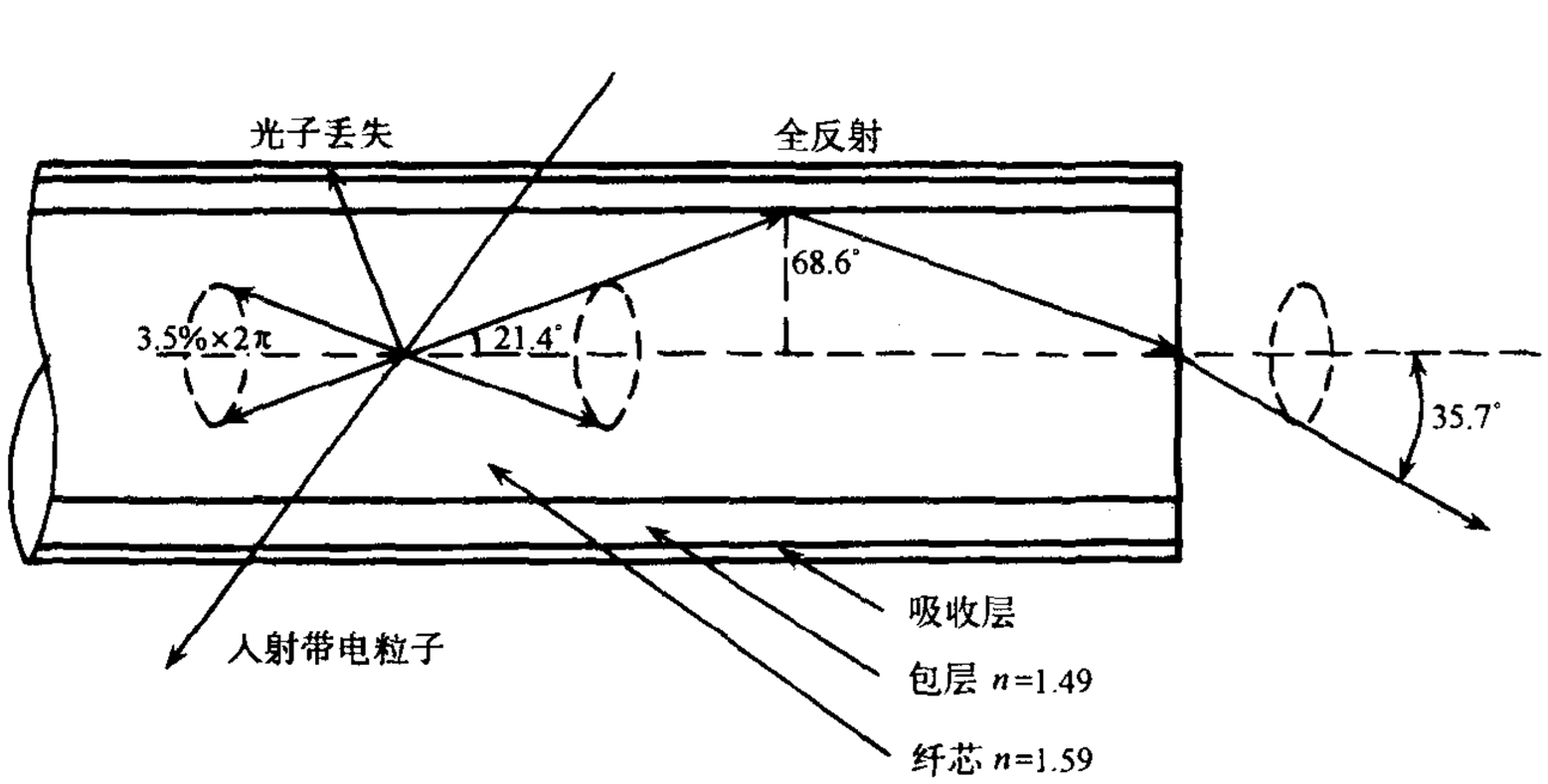


图 7.33 闪烁光纤的结构图

直径为 1mm 的闪烁蓝光纤,耦合光电倍增管单端读出,在 1m 远的位置的最小电离能损可以得到 5 个光电子数(p.e.)/mm,用双涂层闪烁光纤,可得到约 8 p.e./mm 。以下介绍几种闪烁光纤的应用。

(1) 铅-闪烁光纤量能器

探测器单元由铅层和闪烁光纤层组成。闪烁光纤是镶嵌在铅槽或圆孔中。短单元型的约 30cm 长,截面约 6cm×6cm,单端粘接光导耦合光电倍增管读出。量能器由阵列单元组成[41]。长单元型的可达数米,典型的为 KLOE 的铅—闪烁光纤量能器[42]:截面约

4.5cm×4.5cm，两端粘接光导再耦合光电倍增管读出。光导的使用是为了混合光纤的光以达到均匀的输出。量能器由 6 层单元组成，其铅-闪烁体-胶的体积比为 40∶50∶10。这样的量能器具有三维定位的能力，在长度方向由两端输出的电荷分配或时间差确定，其他方向即为单元横向尺寸，能量分辨率可达 $6\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$。对于最小电离粒子，由于穿过多层单元，有 12 路快信号输出一个事例的时间信息，由此可以有很好的时间分辨，对带电粒子约为 120ps，电磁簇射约为 $50\mathrm{ps}/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$。

(2) 飞行时间探测器

由多束光纤组成的飞行时间探测器，一般组成的厚度接近 2cm，在几何上容易安排。光纤可以直接聚成束后与光电倍增管耦合，与相同有效尺寸的整块的塑料闪烁体比较，在距离光电倍增管大于 1.5m 远时，有好的时间分辨率的优势[43]，在超长(>4m)的飞行时间探测器的要求中是一种好的选择。但塑料闪烁光纤的光输出较小，价格要贵一个量级。单根闪烁光纤的时间分辨较差，直径 1mm 长 2m 的蓝闪烁光纤，单端输出的时间分辨<2ns。

(3) 带电粒子径迹测量

经典的带电粒子径迹测量是用多丝漂移室完成的。在高能物理实验的大型对撞谱仪中，径迹室处在谱仪的最内层，径迹室为圆柱形结构，半径≥80cm 和测量精度～120μm，已经接近它的极限参数。如果能缩小其半径尺寸，又保持其测量精度，就可以压缩整个谱仪的尺寸，节省大量资金。就目前的技术发展，精细的闪烁光纤，是最有希望达到这个目的[44~46]。由于高灵敏度，高精度的光成像仪的不断发展，目前可以达到 20μm 的位置分辨。一个由百万根约为 980μm 细的闪烁光纤组成的径迹室[47]，其基本设想由 4 个大单元层组成，每个大单元层又由 4 层双排列光纤层组合(图 7.34)，分别提供 U，V，$2\times R$ 信息，U，V，R 分别为左斜排列，右斜排列和直排列的光纤层。双 R 层(共 4 层光纤)的信息，可以得到～70μm 位置分辨。这样组成的径迹室，可以将径迹室的半径压缩到 50cm。

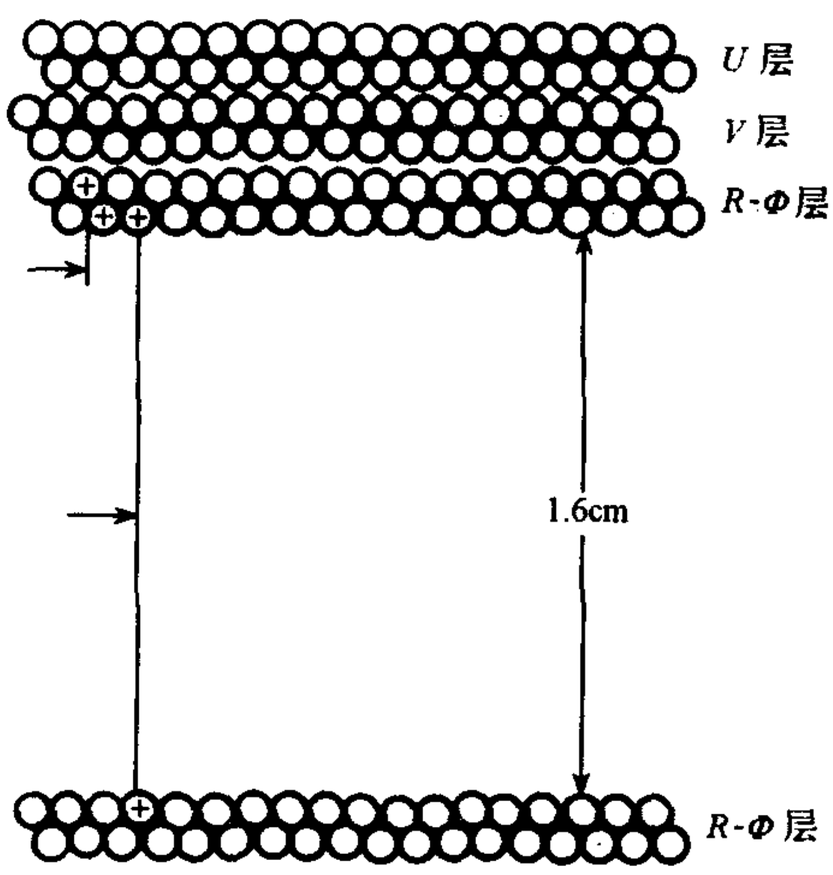


图 7.34　闪烁光纤径迹室示意图

2. 大面积触发计数器

有机闪烁探测器具有快时间响应，在利用宇宙射线，束流测试实验中，往往被选择作为望远镜，提供计数，触发，定位和时间零点参考。大面积有机闪烁探测器在大型高能物理实验中提供带电粒子触发，在大本底计数中判选好的事例，其信息被采用做第一级判选。大面积有机闪烁体采用两端耦合光电倍增管输出信号，作为触发或时间零点参考，关心的是粒子击中的平均时间，不关心其具体的击中位置和时间变化。因此，两端的输出分别经过甄别器，同时输出到一个时间平均器(图 7.35)，其输出的信号相当于粒子击中在闪烁体中心位置输出的时间：

$$\langle t\rangle = \frac{t_{Sint} + t_{cable} + t_d}{2} \approx C_t \tag{7.47}$$

式中，t_{Scint}是闪烁光在整个闪烁体长度上的传输时间；t_{cable}为信号在电缆及甄别器的传输时间；t_d 为时间平均器的固有延迟时间，时间平均器的固有时间分辨约为 200ps，一个大面积有机闪烁触发计数器的时间精度＜1ns，与闪烁体的厚度、长度和宽度有关，其精度可以提供径迹丝室的时间零点参考。在 e^+e^-对撞谱仪中，可以利用上、下有塑料闪烁探测器单元的平均时间差来排除宇宙射线，因为 e^+e^-对撞产生的高能双 μ 事例，从对撞中心背对背飞行击中到对应的两个探测单元，每个探测单元测量到的飞行时间加平均时间的和是相同的，两个探测单元的测量时间相减接近零。但对宇宙射线，相减为粒子从上单元到下单元的飞行时间，对相距 2.4m 的上下探测单元，相减的时间差大于 8ns。比较上、下探测器单元的时间差就可以很干净地排除宇宙射线本底。

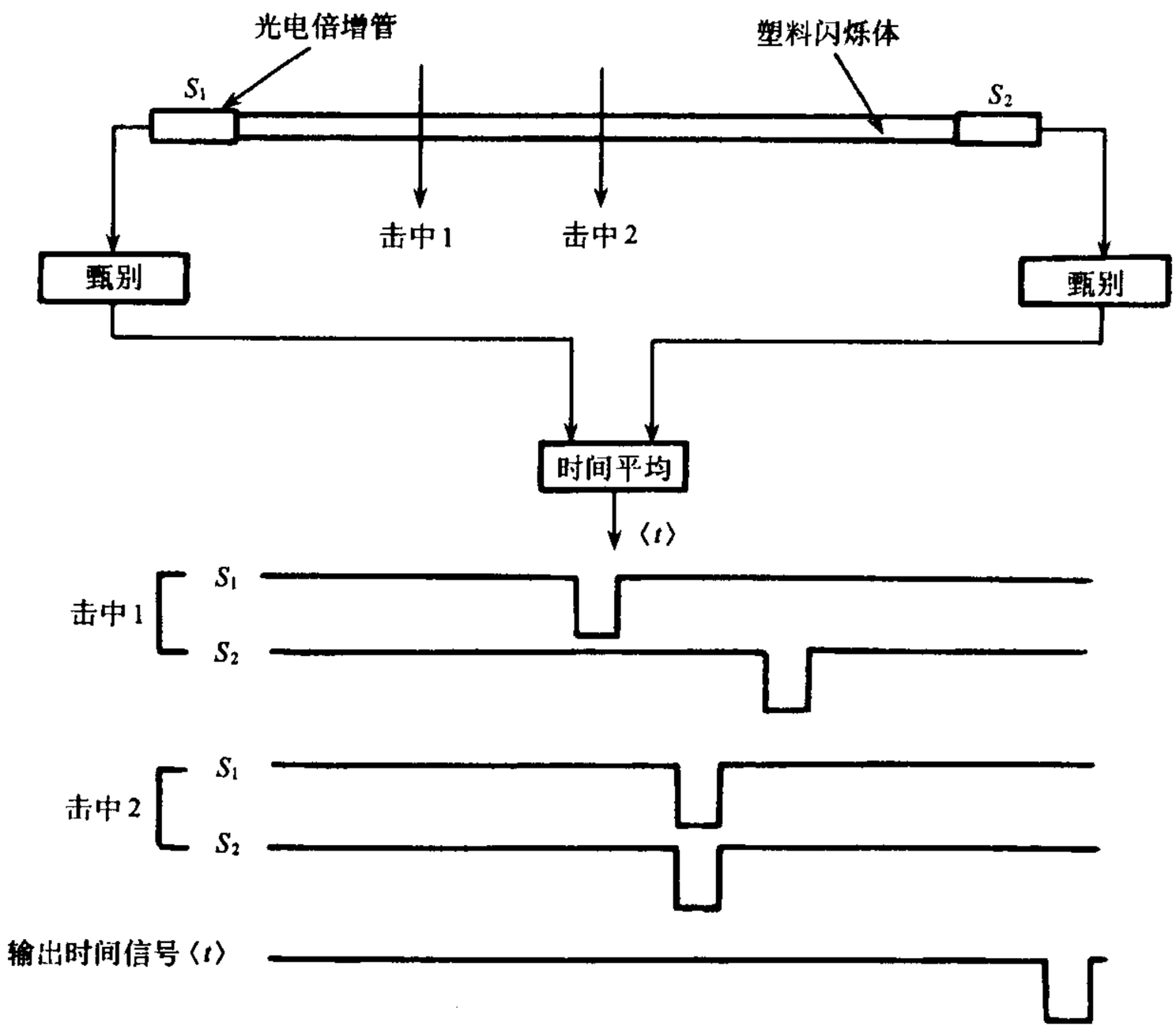


图 7.35　时间平均示意图

3. 飞行时间探测器

塑料闪烁体的重要功能是在高能物理大型谱仪中作为飞行时间探测器，测量带电粒子的飞行时间，结合径迹探测器测量同一粒子的动量 p 和飞行径迹长度 L，鉴别带电粒子的种类（主要是 π, K, P 的质量）。其原理如下：一个质量为 m_i，速度为 $\beta_i = p/\sqrt{p^2+m_i^2}$，其飞行时间为 $t_i = L/(c\beta_i)$，对于相同动量质量不同的两个带电粒子有：

$$\left(\frac{1}{\beta_2^2} - \frac{1}{\beta_1^2}\right) = \frac{(m_2^2 - m_1^2)}{p^2} \tag{7.48}$$

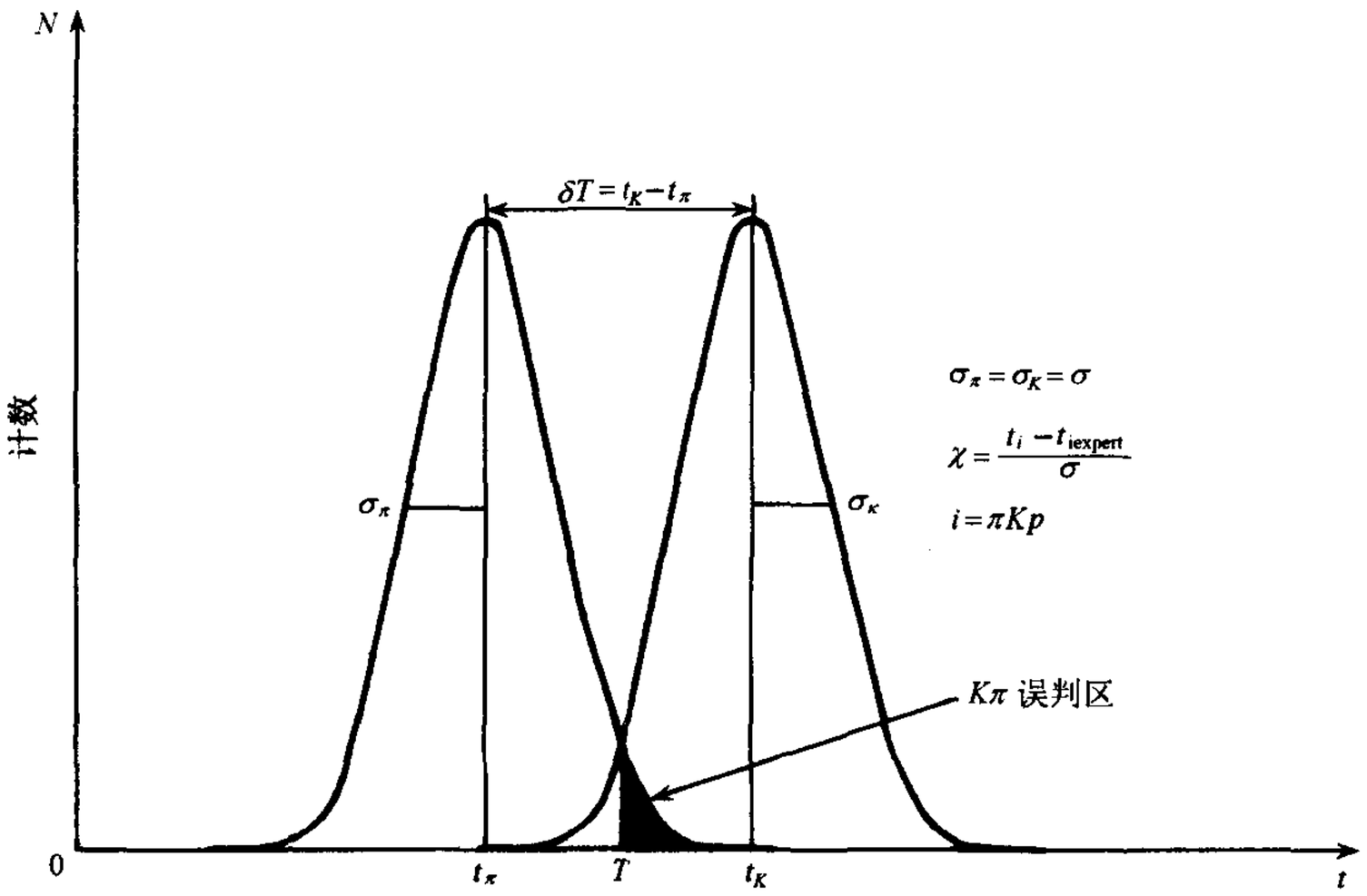
两个粒子的飞行时间差为：

$$(t_2 - t_1) = \left(\frac{L}{c}\right)\left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2}\right)\left(\frac{\beta_1\beta_2}{\beta_1 + \beta_2}\right) \leqslant \left(\frac{L}{c}\right)\left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2}\right) \tag{7.49}$$

在具体的物理数据分析中，判断一个带电径迹是何种粒子，是以几率的方式给出的，其公式为：

$$W_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(t_i - t)^2}{2\sigma^2}} \qquad i = \pi, K, P \tag{7.50}$$

式中，t_i 是假设粒子质量为 m_i 时，根据已知动量和行径迹长度计算出的飞行时间预期值；t 是探测器的实测飞行时间值；σ 为飞行时间探测器的时间分辨率(标准偏差)。通过比较 W_π, W_K, W_P 之间的大小来判定粒子种类。



相同动量，相同径迹长度的$K\pi$飞行时间分

图 7.36　相同动量和相同行径迹长度的 K 与 π 的飞行时间分布

利用概率方式判定粒子种类，判定的正确与否取决于粒子的飞行时间差和探测器的时间分辨率的大小。由此可以推算探测器对带电粒子 K/π 的分辨能力，如图 7.36 所示。在相同的动量下，对应于某一固定的飞行径迹长度，K 和 π 粒子各有一飞行时间分布，分布的宽度即为飞行时间探测器的时间分辨率(标准偏差 σ，设 $\sigma_k = \sigma_\pi = \sigma$)。如果要达到 K/π 的分辨为 95.5%($2\sigma_{分辨}$)的水平，即有

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{x} e^{-\frac{1}{2}u^2} \mathrm{d}u = 0.955 \qquad x = \frac{t_i - t_\pi}{\sigma} \tag{7.51}$$

式中，$\Phi(x)$为高斯分布的置信水平，对 π 的飞行时间分布，大于 T 值的时间为误判区，则

$$x = \frac{t_i - t_\pi}{\sigma} = 1.7 \tag{7.52}$$

即 $t_i - t_\pi = 1.7\sigma$ 时，π 的误判率为 0.045。所对应的 K/π 的飞行时间差为：

$$t_K - t_\pi = 2x = 3.4\sigma \tag{7.53}$$

如果要达到 K/π 的分辨为 99.7%($3\sigma_{分辨}$)的水平，$x = (t_i - t_\pi)/\sigma = 2.75$，对应 K/π 的飞行时间差为 5.5σ。两粒子的飞行时间差 Δt 正比于飞行距离，设 $L = 120\mathrm{cm}$，当 $\sigma = 200\mathrm{ps}$，将

K/π 分辨出 $2\sigma_{分辨}$的水平，可达到 800Mev/c 的动量，K/P 可达到 1.3Gev/c 的动量。

北京正负电子对撞谱仪中的桶部飞行时间探测器(Ⅱ)由 48 块塑料闪烁体组成，内半径为 120cm，塑料闪烁体的型号为 BC-408，每块闪烁体厚度为 5cm，宽度 15.6cm，长 284cm，闪烁体两端各通过一段鱼尾型光导(16cm)耦合到抗磁场的光电倍增管(R2490-05)。闪烁体和光导包装镀铝薄膜反射层，达到最大的光输出，同时也有最好的技术光衰减长度(平均 4m)，光电倍增管的电流信号直接进入 CAMAC 系统。信号分为两路，一路经前沿甄别器同时输出两个方波信号，提供 TDC 插件进行时间测量和谱仪的触发系统，另一路进入 ADC 插件测量电荷 Q，即最后测量到的数据为时间信息和电荷信息。

飞行时间探测器(II)的时间分辨为 $\sigma=180$ps，图 7.37 为飞行时间探测器测量的带电粒子速度(β)与径迹探测器测量的相同粒子动量的散点分布，可以观测到 π，K，P 粒子的分布情况。

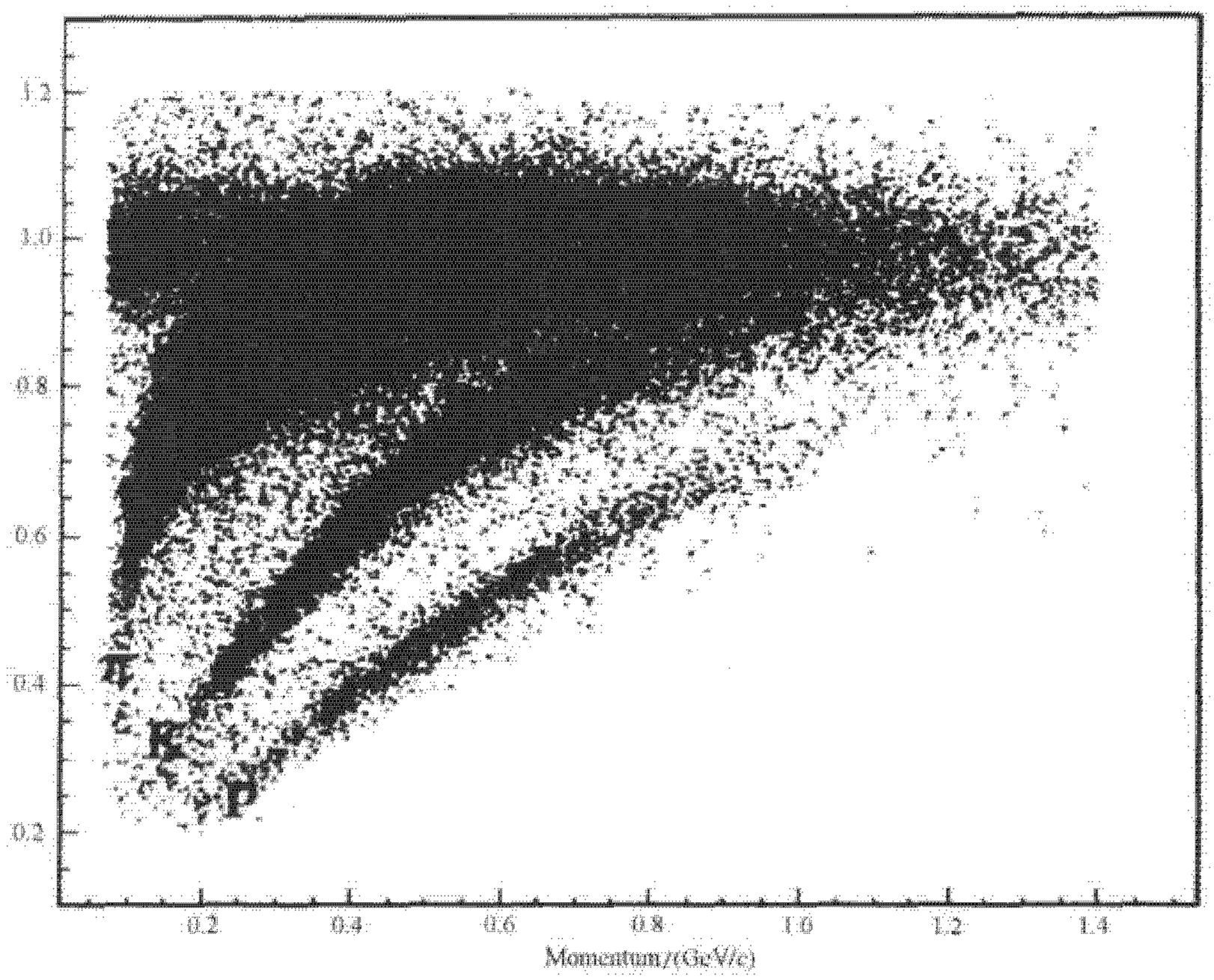


图 7.37　飞行时间测量的速度(β)与动量的分布

实际上探测单元测量到的时间值 t_{raw} 是从束流对撞前的某一时刻开始到探测器输出信号为止的时间过程(图 7.38)。它除了粒子的飞行时间外还包括了其他时间过程。时间起点的确定，采用距对撞中心一定位置的束流感应信号(由一感应片提供束团感应脉冲)，从这个时间开始，到探测器信号输出为止(假设电缆传输以后相互抵消)，包括：

$$t_{raw}^{E,W} = t_{beam} + t_f + t_{Scint}^{E,W} + t_{PM}^{E,W} \tag{7.54}$$

式中，t_{beam} 为束流从感应片位置传输到对撞中心的时间；t_f 为带电粒子从对撞点发射到击中探测器的飞行时间；$t_{Scint}^{E,W}$ 为闪烁光在闪烁体内传输到东、西两端光电倍增管的时间；$t_{PM}^{E,W}$ 为东、西端光电倍增管的渡越时间，显然要得到真正的飞行时间 t_f，首先需知道其他的时

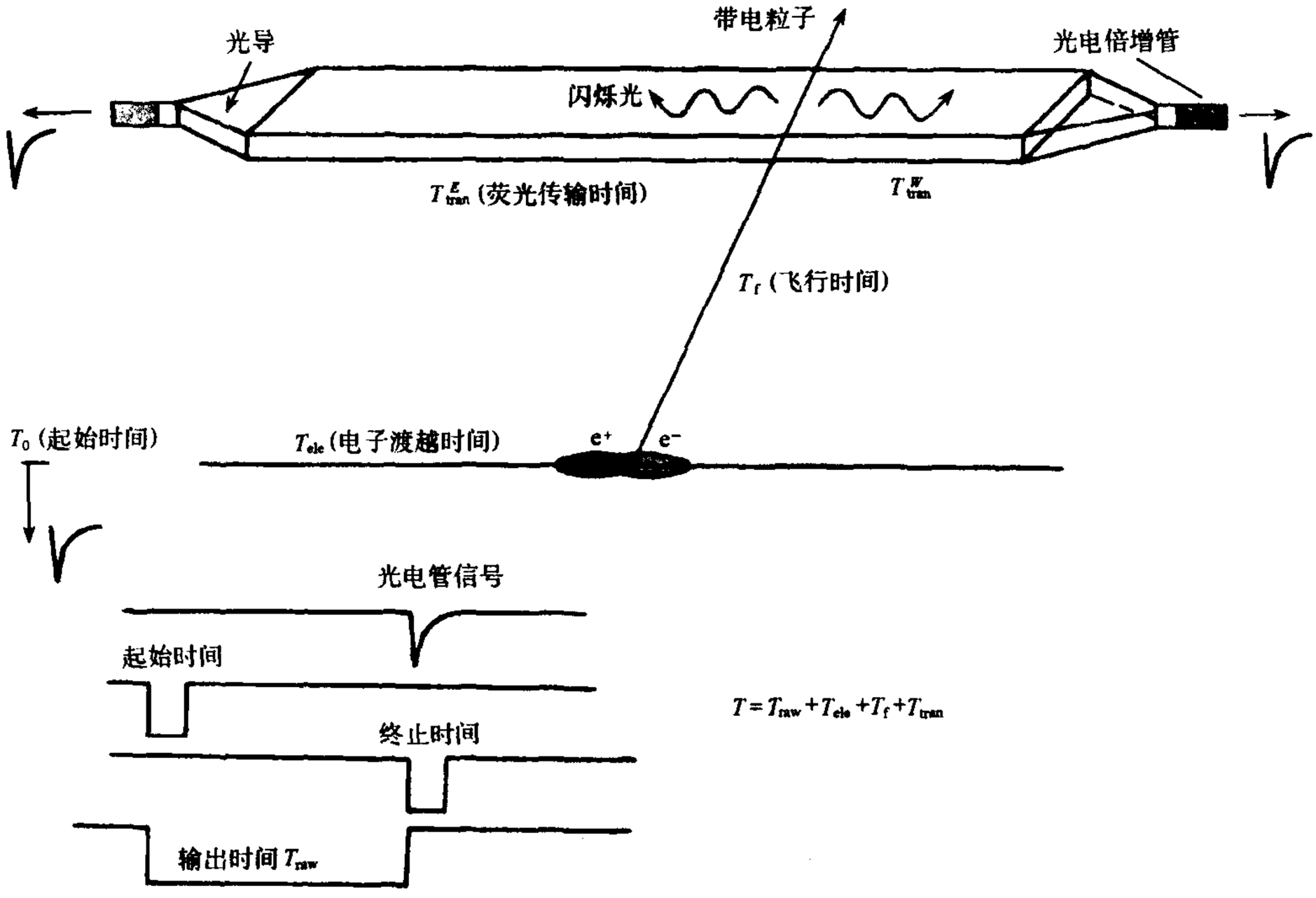


图 7.38　北京正负电子对撞谱仪飞行时间探测器示意图

间过程。它们与输出信号的电荷量 Q 以及击中闪烁体的位置 Z_C 有关。这些关系将由探测器的刻度提供。刻度工作选用 $e^+e^- \to e^+e^-$ 事例，末态 e^+，e^- 的动量，飞行径迹长度和击中飞行时间探测器位置都由径迹室提供，由于末态 e^+，e^- 的动量各为束流的能量值（~1.5GeV），可以视其速度为光速，由此计算出预期的飞行时间 t_{exp}，具体的修正函数为：

$$\begin{aligned} t_{raw} - t_{exp} &= t_{Run} + f(Q, Z_C) \\ &= t_{Run} + C_0 + (C_a + C_b \times Z_C)/\sqrt{Q} \\ &\quad + \sum_i^3 C_i Q^i + C_c/(\alpha + Z_C^2) + \sum_j^3 C'_j Z_C^j \end{aligned} \tag{7.55}$$

式中，α 为接近于 1 的经验常数。通过拟合 $f(Q, Z_C)$，分别对应于每个探测单元的每端的输出，给出一系列的刻度参数：$C_0, C_a, C_b, C_1, C_2, C_3, C'_1, C'_2, C'_3$。在离线原始数据的重建时，利用这些参数再计算出物理分析用的飞行时间量。参数的物理意义如下：t_{Run} 是每一个 Run 数据的时间偏离，由束流流强的变化引起时间起点的偏差，其来源一是束流感应信号幅度随流强变化直接造成定时的偏差；二是束团长度随流强变化造成对撞时间的偏差；C_0 为各光电倍增管的渡越时间和电缆传输时间；C_a, C_b 分别为电荷 $Q^{-1/2}$ 和击中位置有关的 $Z_C Q^{-1/2}$ 项的系数；C_1, C_2, C_3 分别为电荷 Q 及电荷高次项 Q^2, Q^3 的修正参数；C'_1, C'_2, C'_3 为闪烁光在闪烁体内传输速度和高次修正参数；C_c 为闪烁光的有效传输速度在近距光电倍增管区的突变的修正参数。由于定时的甄别阈值代表积分某一固定的光电子数，在距光电倍增管近的位置时，直接传输的荧光产生的光电子数即可满足过甄别阈值。随与光电倍增管的距离增加，需积分部分的反射传输的荧光产生的光电子才能满足过甄别阈值，

以致过渡到全由反射传输的荧光产生的光电子才能满足过甄别阈值，这种过渡表明闪烁光在这区段的有效传输速度是非线性的。

每个探测单元采用两端输出，意味着一次击中事例，进行了独立的两次时间测量，将两端测量的时间以加权平均方式处理：

$$t = (t_E W_E + t_W W_W)/(W_E + W_W) \tag{7.56}$$

$$W_{E(W)} = 1/\sigma^2_{E(W)} \tag{7.57}$$

可以减少时间测量的误差，对于中心位置，假设两端的时间分辨相同，即 $\sigma=\sigma_E=\sigma_W$，加权平均误差为：

$$\sigma_t = (\sigma_E^2 \times \sigma_W^2)/(\sigma_E^2 + \sigma_W^2) = \sigma/\sqrt{2} \tag{7.58}$$

图 7.39 表示探测单元双端输出的时间分辨的分布情况，中心位置是探测器分辨差的区域。飞行时间探测器系统的时间分辨率除了探测器本征的时间分辨(包括闪烁体，光读出及电子学)外，还包括有时间零点的涨落，粒子径迹长度的误差，击中位置误差，刻度方法所引起的时间误差，以及束团长度引起的时间不确定性。它们均以平方的关系使得系统

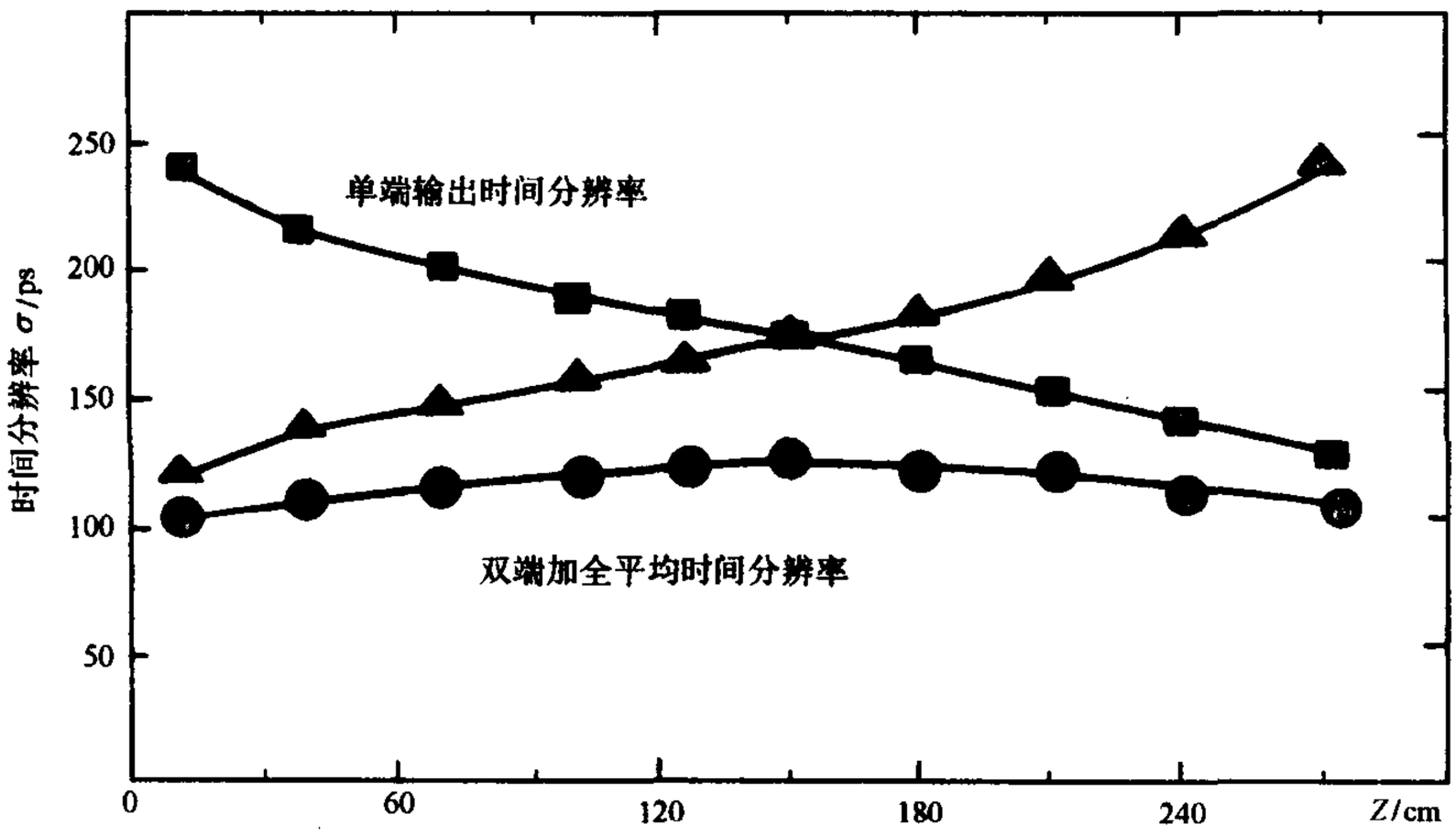


图 7.39　飞行时间探测器单元的时间分辨分布

的时间分辨增大。束团长度造成的时间涨落为：

$$\sigma_{\text{t-beam}} = \frac{\sigma_{\text{beam}}}{\sqrt{2}\,c} \tag{7.59}$$

式中，c 为光速；σ_{beam}为束团分布长度的标准偏差，这是因为时间零点是从对撞前某一时刻开始的。从对撞中心看，这相当于增加了一个固定时间。由于束团分布的长度，产生对撞的一对正负电子在对撞瞬间各处在对应束团的什么位置是不确定的。电子无论是位于束团的头，中，尾部都可能在对撞中心位置发生对撞，这相当于对撞瞬间之前的固定时间有一个小的不确定值(图 7.40)，这个不确定值的最大值正好为束团的长度所对应的时间。对偏离对撞中心的对撞，中心值偏移增大，但不确定值越来越小。由于对撞点密度分布的几率为 $\sigma_Z=\sigma_{\text{beam}}/\sqrt{2}$，对应的时间分布见(7.59)式。

由 5cm 厚的闪烁体构成的飞行时间探测器对带电粒子的探测效率可达 99%以上，最

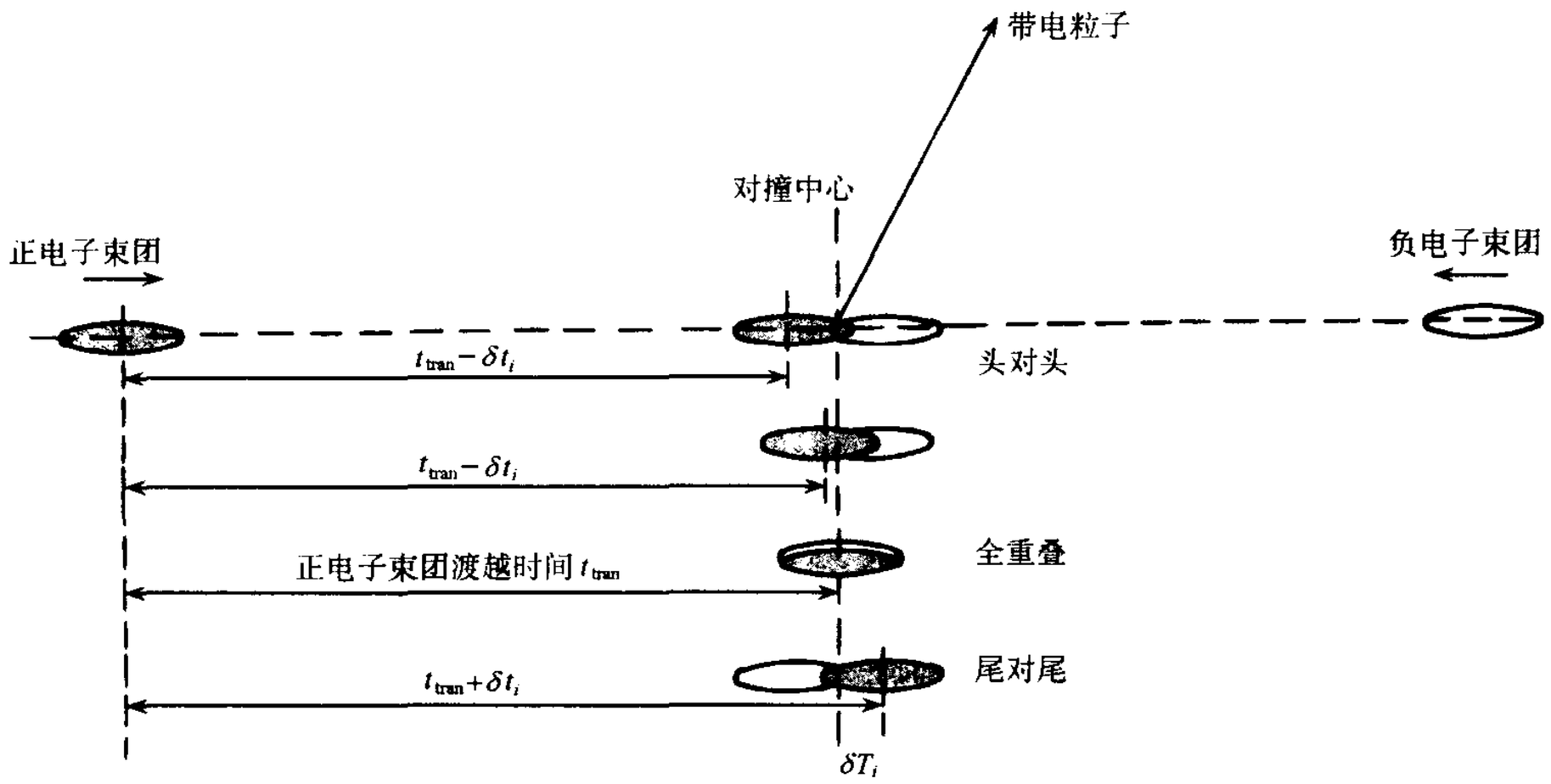


图 7.40　束团长度对测量飞行时间的影响

小电离沉积能量(dE/dX)约 10MeV。但对于带电粒子的时间测量，给出满足时间精度为 σ_t 的效率要低得多，北京撞谱仪的飞行时间探测器的这种效率约为 75%，其中主要的原因是末态多粒子、簇射探测器(位于飞行时间探测器的外层)的簇射过程的反冲粒子(包括低能 γ 和电子)或伴随着高能带电粒子产生的 δ 电子(来自于闪烁体外部和内部)同时击中一块探测单元，以使闪烁体两端的读出，各提供了靠近自己击中点的粒子的时间信息。若能靠两端的电荷或时间信息判断出是两个粒子(>15cm 间隔)，而对每个粒子只有单端的时间信息，则误差较大。如果二者较靠近，无法区分是两个粒子而当做一个入射的粒子处理，这时两端输出时间加权平均，将出现大的时间偏差。并且探测单元各端输出的电荷为两个粒子的电荷之和的分配，电荷对时间的修正也引起误差。在一个高效率、高精度的飞行时间探测器的设计中，必须要考虑减少每个影响时间分辨的因素。

参 考 文 献

[1] Melcher C L et al. Nucl. Instr. Methods, 1992, A314:212

[2] Moszynski M et al. Nucl. Instr. Methods, 1997, A385:123

[3] Fine Mesh PMT Series for High Magnetic Field Environments 2000 Hamamatsu Photonics K. K.

[4] Photomultiplier Tubes and Assemblies for Scintillation Counting & High Energy Physics, 2000 Hamamatsu Photonics K. K.

[5] Hybrid Photo-Detector with Si-Avalanche Diode Target 2000 Hamamatsu Photonics K. K.

[6] Applications of and Future Plans for Photomulitiplier Tubes 2001 Hamamatsu Photonics K. K.

[7] Kuhlen M et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1991, 38(5):1052

[8] Photodiodes, 1999 Hamamatsu Photonics K. K.

[9] Photodiodes, Vdvanced Photonix, Inc.

[10] Martiinez M et al. Nucl. Instr. Methods, 2000, A442:209

[11] Richard Farrell et al. Nucl. Instr. Methods, 2000, A442:171

[12] Antich P P et al. Nucl. Instr. Methods, 1997, A389:491

[13] Saveliev V et al. Nucl. Instr. Methods, 2000, A442:223

[14] Petroff M D et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. ,1989:36
[15] Bross A D et al. SCIFI 93 (World Scientific,Singgapore,1995): 613
[16] Annis P et at. Nucl. Instr. Methods,2000,A367: 377
[17] Acosta D et al. Nucl. Instr. Methods,1990,A294: 193
[18] Cubeddu et at. LASER,Opt. Commun. , 1980,34:460
[19] Spencer et al. Ann. N. Y. Acad. Sci. ,1969,158: 361～376
[20] Dossi R et al. Nucl. Instr. Methods,2000,A451: 623～637
[21] 朱永生等. 高能物理与核物理. Vol. 22, No. 10 Oct. ,1988
[22] Kichimi H et al. Nucl. Instr. Methods,1993,A325: 451
[23] Hryn'ova T 10th Inter. Confer. on Calorimetry in HEP(Cal 2002)
[24] Ke Y et al. Phys. Lett. ,1991,B 256:53
[25] Wang H T et al. Astroparticle Physics,2000,14:141
[26] 李金等. 高能物理与核物理,2002,26(4):393～401
[27] 盛华义. 第 10 届全国核电子学与核探测技术学术年会论文集. 45
[28] Adams M et al. Nucl. Instr. Mwth. ,1978,156,459
[29] Anmed M Nucl. Instr. Mwth. , 1977,143,255
[30] 王金川等. 核电子学与探测技术, 第 12 卷 1992:44
[31] 王建中等. 核电子学与探测技术, 第 12 卷 1992:74
[32] 孙奉先等. 原子能科学技术,第 2 期 133 1977
[33] Kleinfelder S A et al. Analoy Transient Waveform Digitier R1. 1(V_2). Lawrence Berkeley National Lab. ,July 31 2001
[34] Gys T et al. Nucl. Instr. Methods. 1995,A355: 386
[35] D'Ambrosio C et al. Nucl. Instr. Methods, 1994,A338: 389
[36] Okusawa T et al. Nucl. Instr. Methods, 2001,A459: 440
[37] Baumbaugh B et al. Nucl. Instr. Methods, 1994,A345: 271
[38] Cianfarani C et al. Nucl. Instr. Methods,1994,A339:449
[39] Annis P et al. Nucl. Instr. Methods, 1995,A367: 367
[40] Ferroni F et al. Nucl. Instr. Methods, 1995,A368: 224
[41] Hertzog D W et al. Nucl. Instr. Methods, 1990,A294: 446
[42] Antonelli A et al. Nucl. Instr. Methods. , 1995,A354: 352
[43] Kuhlen M et al. Nucl. Instr. Methods. , 1991,A301: 223
[44] Wood D R Nucl. Instr. Methods. ,1990, A289:331
[45] Abbot B et al. Nucl. Instr. Methods, 1993,A327: 319
[46] Hylen J. AIP Conf. Proc. 1996,357:436
[47] Baumbaugh A E et al. Nucl. Instr. Methods,1995,A360:1

第八章　硅微条探测器

随着高能物理事业不断的发展，各种粒子探测器技术也都在不断的发展创新。气体探测器从早期的多丝正比室(MWPC)，漂移室(DC)，到目前研制出了新的微条气体正比室(MSGC)，微间隙气体探测器(MGC)，微网结构的气体探测器(Micro Mesh Gaseous Structure Chamber)，气体电子倍增器(GEM)等等。与此同时，各种半导体探测器也有了很多新的发展，其中，硅微条探测器 SMD(Silicon Micro Strip Detector)的发展和应用是非常突出的一个。近十几年来，世界各高能物理实验室几乎都采用它作为顶点探测器，西欧中心正研制的 LHC 对撞机上的两个实验 ATLAS 和 CMS 实验中将采用它作为探测粒子径迹的径迹室(Tracker)。在天体物理，宇宙线研究方面 AMS 和 GLAST 中也大量应用它做径迹测量。在核医学领域中 CT 和其他数字影像方面的应用研究，也有了很多新的进展。这主要是因为硅微条探测器及一些相关的半导体探测器具备以下优点：

(1)非常好的位置分辨率

这是硅微条探测器最突出的特点。它的位置分辨率是目前应用的高能物理探测器和核探测器中最高的一种。主要因为半导体的密度比气体高很多，带电粒子穿过半导体探测器产生的电子-空穴对(e-h)的密度(约为 110e-h/μm)比在一个大气压的气体中产生的离子对高大约三个数量级。另外由于现代半导体技术工艺及高集成度低噪声读出电子学的飞速发展，探测器系统的信噪比可以做到比较高，并且每个读出条对应一路读出电子学，更有利于空间分辨率的提高。目前硅微条探测器的位置分辨率可好于 $\sigma=1.4\mu m$。

(2)很高的能量分辨率

半导体探测器的能量分辨率比气体探测器大约高一个数量级，比闪烁计数器高的更多。这是因为在硅半导体中电离产生一对电子-空穴对(e-h)只需要 3eV 左右的能量，而气体中产生一对离子对所需能量大约为 30eV，塑料闪烁探测器在光阴极上产生一个光电子需要的能量大约为 300eV。带电粒子在硅半导体中的能量损失也很高，在硅晶体中，大约每微米能量损失为 390eV/μm。因此，同样能量的带电粒子在半导体中产生的电子-空穴对数要比气体中产生的离子对高一个数量级以上。这样电荷数的相对统计涨落也比气体小很多，所以它的能量分辨率很高。

(3)很宽线性范围

由于在一定能量范围内，半导体的平均电离能与入射粒子的基本能量无关，故半导体探测器具有很好的线性，很宽的线性范围。

(4)非常快的响应时间

在半导体探测器中，由于半导体的密度大，电子和空穴的迁移率很高，分别为：

$\mu_e=1450cm^2/(V\cdot s)$和 $\mu_h=450cm^2/(V\cdot s)$。另外由于采用微电子工艺的半导体探测器很薄，它的电荷在很小的区域里收集，响应时间非常快，一般可达到 5ns 左右。因此，它可以实现高计数率，单位面积的计数率可超过 $10^8/(cm^2\cdot s)$。

(5)体积可做得很小

由于硅半导体密度大，有一定的刚度，它可以做得很薄并能自身支持，典型的厚度是300μm 左右，当带电粒子穿过时，在这么薄的尺寸内也可大约产生 3.2×10^4 个电子-空穴对 。有的还可做的更薄，整个探测器可以做得很小。

硅微条探测器的缺点是：对辐射损伤比较灵敏，如果受到强辐射其性能将变差。但各国科学家就此问题从技术上在进行不断地改进提高。

正因为硅微条探测器具有如此多的优点，所以近十几年来在世界各高能物理实验室，天体物理宇宙线实验方面得到广泛的应用和发展，在核医学、工业、及检查检测方面也将有着美好的应用前景。

本章主要介绍硅微条探测器及一些相关的半导体探测器的基本原理及工作特性，并介绍这些探测器的发展及在高能物理实验中和核医学等方面的应用的状况。

8.1 半导体探测器基础

8.1.1 导体、半导体、绝缘体的能带[1,2]

物理学中把各种物质材料分为导体、半导体和绝缘体，主要根据它们的导电性能。其机理，我们可以用电子填充能带情况来说明。

物体导电是物体内电子在外电场作用下定向运动的结果。由于电场力对电子的作用，使电子的运动速度和能量发生了变化。从能带论来看，电子能量的变化，就是电子从一个能级跃迁到另一个能级上去。

对于满带是能级已被电子所占满，一般外电场作用时，其上的电子并不形成电流，对导电没有贡献。

对于被电子部分占满的能带，在外电场作用下，电子可以从外电场中吸收能量跃迁到未被电子占据的能级中去，形成电流，起导电作用，这种能带称为导带。金属原子的价电子占据的能带是部分占满的，如图 8.1(c)所示。所以金属有很好的导电性，是良好的导体。

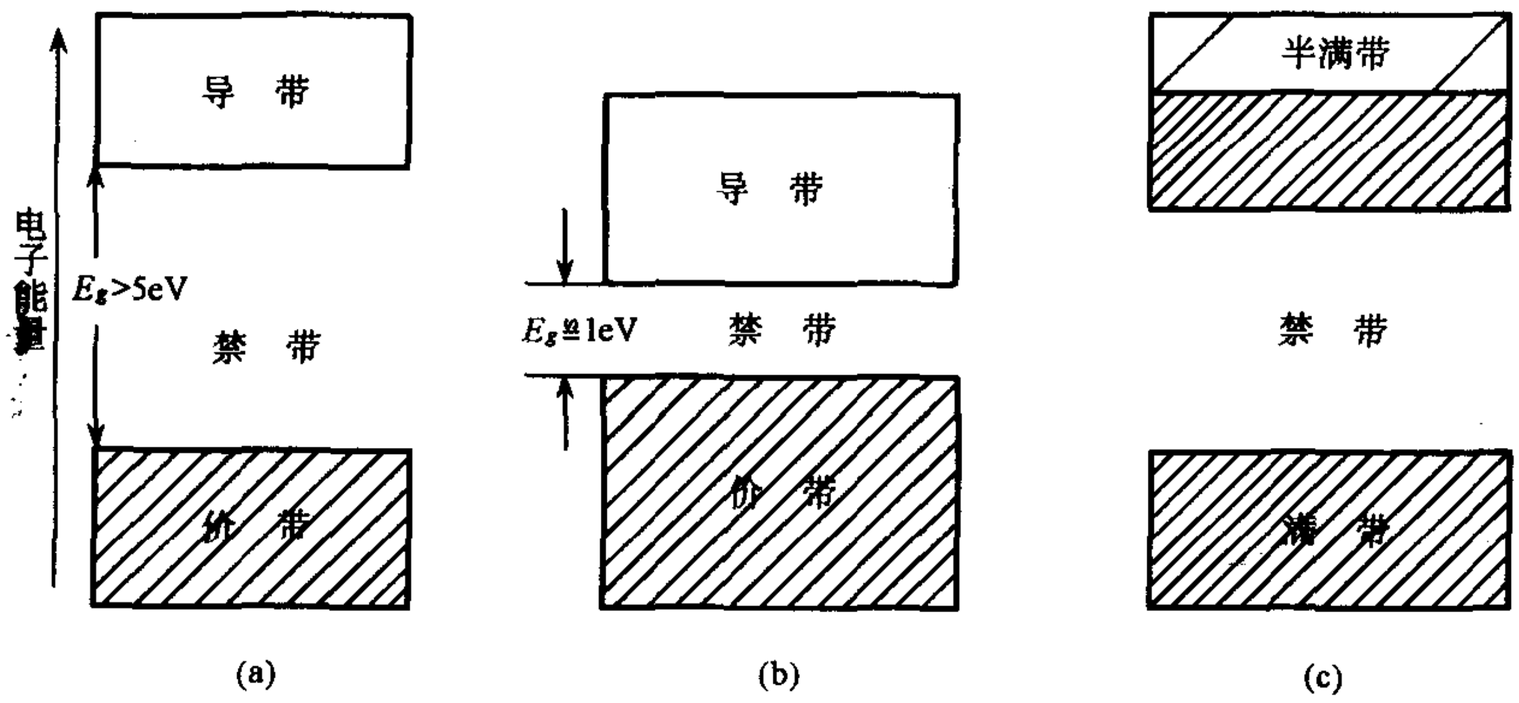


图 8.1 绝缘体、半导体和导体的能带结构示意图

(a)绝缘体；(b)半导体；(c)导体

绝缘体和半导体的能带类似，如图 8.1(a)、(b)所示。下面是已被价电子基本占满的(其下面还有被内层电子占满的若干满带未画出)价带，中间为禁带，上面为空带。在热力

学温度为零时，即使有外电场作用，它们并不导电。但是，当温度升高或有光照时，半导体的价带中有少量电子可能被激发到上面空带去，使能带底部附近有少量电子，在外电场作用下，这些电子将参与导电。同时，价带中由于少了一些电子，在带顶出现了一些空的量子状态，价带变成了部分占满的能带，外电场作用时仍留在价带中的电子也能起导电作用，价带电子的这种导电作用等效于把这些空的量子状态看做带正电荷的准粒子的导电作用，称这些空的量子状态为空穴。所以在半导体中导带的电子和价带的空穴均参与导电。

禁带的宽度决定绝缘体和半导体的导电性能，绝缘体的禁带很宽，例如金刚石的禁带宽度为 6eV～7eV，在常温下电子很难激发到导带上去，所以导电性很差，它是绝缘体。

半导体的禁带宽度比较小，常温下，硅为 1.12eV，锗为 0.67eV，砷化镓为 1.43eV。在常温下已有不少电子被激发到导带中去，所以具有一定的导电能力。

8.1.2 电荷载流子及在电场中的迁移[3]

当晶体中的电子得到一些热能，价电子穿过禁带跃迁到导带，在价带留下一个带正电的空穴，形成电子-空穴对。在单位时间内因受热激发而产生电子-空穴对的几率为：

$$p(T) = CT^{3/2}\exp(-Eg/2kT) \tag{8.1}$$

式中，T 为绝对温度；Eg 为禁带宽度；k 为波尔兹曼常量；C 为材料的特征比例常数。从此式可以看到，由热激发产生电子-空穴对的几率 p 关键取决于禁带宽度 Eg 和绝对温度 T 的比。

如果半导体外加一个电场，使电子和空穴都运动，二者运动方向相反。但这运动是随机杂乱方向的热运动速度与平行于外加电场方向的净漂移速度的合成。简单近似地考虑为这是因为在两次热运动碰撞的时间内，电场 $\mathscr{E}$ 使载流子受到沿电场方向的加速度为 $e\mathscr{E}/m$，两次碰撞的末速度为 $e\mathscr{E}\tau/m$.。因此定向净漂移速度为这末速度的一半，即 $V = e\mathscr{E}\tau/2m = \mu\mathscr{E}$。其中 e 为电子电荷；m 为电子或空穴质量；τ 为两次热运动碰撞的时间；载流子的迁移率 $\mu = e\tau/2m$。如果电场不高，电子和空穴的漂移速度 υ 正比于外加电场 $\mathscr{E}$，并和 $\mathscr{E}$ 及迁移率 μ 之间的关系为：

$$\upsilon_h = \mu_h\mathscr{E} \tag{8.2}$$

$$\upsilon_e = \mu_e\mathscr{E} \tag{8.3}$$

当电场增高到一定值时，漂移速度随电场增加较慢，并逐渐达到饱和与电场增加无关。对于气体探测器，自由电子的迁移率远大于正离子的迁移率，而在半导体中电子和空穴的迁移率基本相同。半导体探测器一般都工作在非常高的电场条件下，以得到电荷载流子的饱和速度。因为饱和速度为 10^7cm/s 的量级，所以对 0.1cm 以下厚度的芯片收集载流子所需时间将在 10ns 以下。因此这种探测器属于响应时间最快的探测器之一。

8.1.3 本征半导体与掺杂

1. 本征半导体

纯的半导体基本上没有杂质(这只能在理论上论述，实际上得不到)，它的导带上的电子和价带上的空穴在没有电离辐射时都是由热激发产生的。因为每一个电子离开时，一般要留下空穴，所以导带上的电子数目严格的等于价带上的空穴。这样的半导体材料称为本征半导体。如图 8.2(a)所示。如果令 n 为热激发到导带上的电子密度，p 为价带中空穴的

密度，则 $n = p$。从(8.1)式看到，这个密度与温度有直接的关系，低温时这个密度很低，室温时本征电子和空穴的密度，硅为 $1.45\times10^{10}\text{cm}^{-3}$，锗为 $2.4\times10^{13}\ \text{cm}^{-3}$。

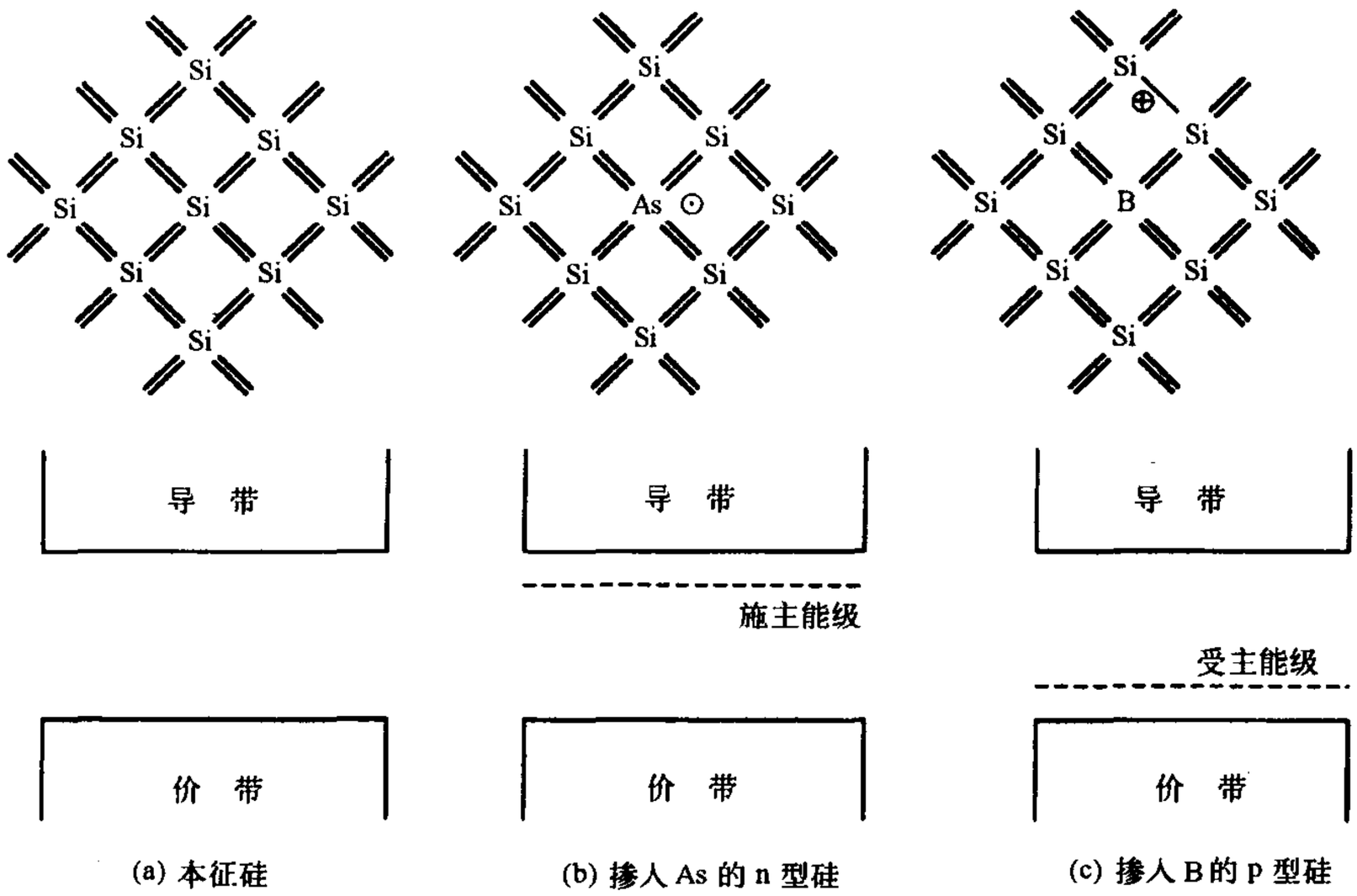


图 8.2　半导体掺入杂质后结构和能级的变化

2. 掺杂

所谓“掺杂”，即在本征半导体内掺入杂质，来改变半导体材料的性能。图 8.2a 是本征硅的晶体结构。硅是四价元素，每个硅原子与四个临近的硅原子形成共价键，图中的每一划都代表一个共价键中所包含的常态电子。当它掺入杂质砷(As)和硼(B)后，晶体结构和性质都改变了，如图 8.2(b,c)所示，它们分别变成 n 型半导体和 p 型半导体。人们可以根据各种需要，掺入不同的杂质及其量。

3. n 型半导体

如果在本征硅材料中加入第五族的元素(As，P，Sb 等)杂质，如砷 (As)杂质，当杂质含量比较低，如图 8.2(b)所示，As 原子占据一个晶格中的格位，替换一个常态硅原子，因为它是第五族元素，它周围有 5 个价电子，其中 4 个价电子与周围 4 个硅原子形成共价键后还剩一个，这个多余的价电子(图中用⊙表示)与 As 原子只是很松散的联系，只要用很小的能量就能使这个电子脱离 As 原子，形成没有相应空穴的导电电子。As 原子就将成为少了一个价电子的砷离子(As^+)，它是一个不能移动的正电中心。这种电子脱离砷杂质原子的束缚，跃迁到导带上成为导电电子的过程称为杂质电离。使这个多余价电子挣脱束缚成为导电电子所需要的能量称为杂质电离能，用 ΔE_D 表示。实验测量表明，第五族元素在硅、锗中的电离能很小，砷(As)在硅中的电离能只有 0.04eV，在锗中为 0.0127eV。也就是说，砷杂质在硅中这个多余的价电子的能量与导带底的能量差只有 0.04eV。

由图 8.1 给出半导体的禁带宽度为 $Eg\cong1\text{eV}$，因此 $\Delta E_D \ll Eg$。所以如图 8.2(b)所示，施主能级位于离导带底部很近的禁带中。

第五族元素作为杂质，在硅、锗中电离时，能施放电子而产生导电电子并形成正电中心，称它们为施主杂质或 n 型杂质。它释放电子的过程叫施主电离。施主杂质未电离时是

中性的，称为束缚态或中性态，电离后成为正电中心，称为离化态。

在纯半导体中掺入这种施主杂质，杂质电离后，导带中的导电电子增多，增强了半导体的导电能力。这种主要依靠导带电子导电的半导体称为 n 型半导体。

4. p 型半导体

如果在本征半导体硅中掺入第三族的元素(B，Al，Ga，等)，例如硼(B)，则如图 8.2(c)所示，杂质 B 的原子取代一个晶格中的格位，替换了一个硅原子。因为它是三价元素的原子，当它与周围的四个硅原子形成共价键时，还缺少一个价电子，必须从别处的硅原子中夺取一个价电子，于是在硅晶体的共价键中产生了一个空穴(图中用⊕表示)。而硼原子接受一个电子后，成为带负电的硼离子(B^-)，称为负电中心。

带正电的空穴虽然受带负电的硼离子的束缚，但这种束缚很弱，只需很少的能量就可以使空穴挣脱，成为在晶体的共价键中自由运动的导电空穴。而硼原子成为多了一个价电子的硼离子(B^-)，它是一个不能移动的负电中心。

因为这第三族杂质在硅、锗中能接受电子而产生导电空穴，并形成负电中心，所以称它为受主杂质或 p 型杂质。空穴挣脱受主杂质束缚的过程称为受主电离。受主未电离时是中性，称为中性态。电离后成为负电中心，称为受主离化态。

实验测试结果表明，第三族元素作为杂质在硅、锗晶体中的电离能 ΔE_A 也很小，硼(B)在硅中约为 0.045eV，在锗中为 0.01eV。当空穴得到能量 ΔE_A 后，就可以从受主的束缚态跃迁到价带成为导电空穴，因为能带图上表示空穴的能量是越向下越高，空穴被束缚时的能量比价带顶只低 ΔE_A，所以受主能级位于离价带顶很近的禁带中。

本征半导体中掺入受主杂质后，受主杂质电离，使价带中的导电空穴增多，增强了半导体的导电能力，把这种依靠空穴导电的半导体称为 p 型半导体。

5. 重掺材料

半导体材料中杂质含量水平的一种量度是电导率或其倒数-电阻率。在常温下，杂质对电阻率的影响，对于硅比对锗显著得多。硅的电阻率可以达到 50000Ω·cm。

对于不同用途的半导体器件，其掺杂量级是不同的。对于硅探测器，典型的掺杂量为 $10^{12}cm^{-3}(n) \sim 10^{15}cm^{-3}(p^+)$。对于大规模集成电路(IC)必须高达 $10^{17(18)}cm^{-3}$。

一般给予杂质密度很高的半导体薄层一个特殊的符号为 n^+和 p^+表示重掺的 n 层和 p 层，它们具有很高的电阻率。这些薄层常被用来制造探测器或半导体器件接触点，因为它们的少数载流子浓度很低。

8.1.4 p-n 结的形成及其特征

因为 p-n 结是硅微条探测器及一些相关的半导体探测器的基础，所以这里首先介绍一下 p-n 结的形成及其特征。

形成半导体 p-n 结有很多方法，后边将详细介绍，这里以扩散法为例介绍 p-n 结空间电荷区的形成过程及其主要特征。

这种方法是通过改变晶体的某一部分的杂质含量来形成 p-n 结的。例如有一块掺入浓度均匀的受主杂质的 p 型晶体，其受主的浓度为图 8.3(a)中水平线 N_A。将此晶体的左边放在 n 型杂质的蒸汽中，n 型杂质向这部分晶体内扩散，使晶体的这部分 n 型杂质密度逐渐加大，渐渐的将这部分变成了 n 型晶体。它的施主杂质密度为图 8.3(a)中的曲线

N_D。平衡电荷电子的浓度变化情况 p(空穴浓度)及 n(导电电子浓度)如图 8.3(a)中用虚线所示。因为左边的 n 型区的电子密度远大于 p 型区,载流子必然要从高密度区向低密度区扩散。n 型区的电子进入 p 型区与那里的空穴复合,这些电子的淹灭,实际上是被 p 型区的共价键中存在的一些空位所俘获。n 型区的电子从 n 型区扩散到 p 型区,在 n 型区留下一些带正电荷的不可移动的电离施主(正电中心)。

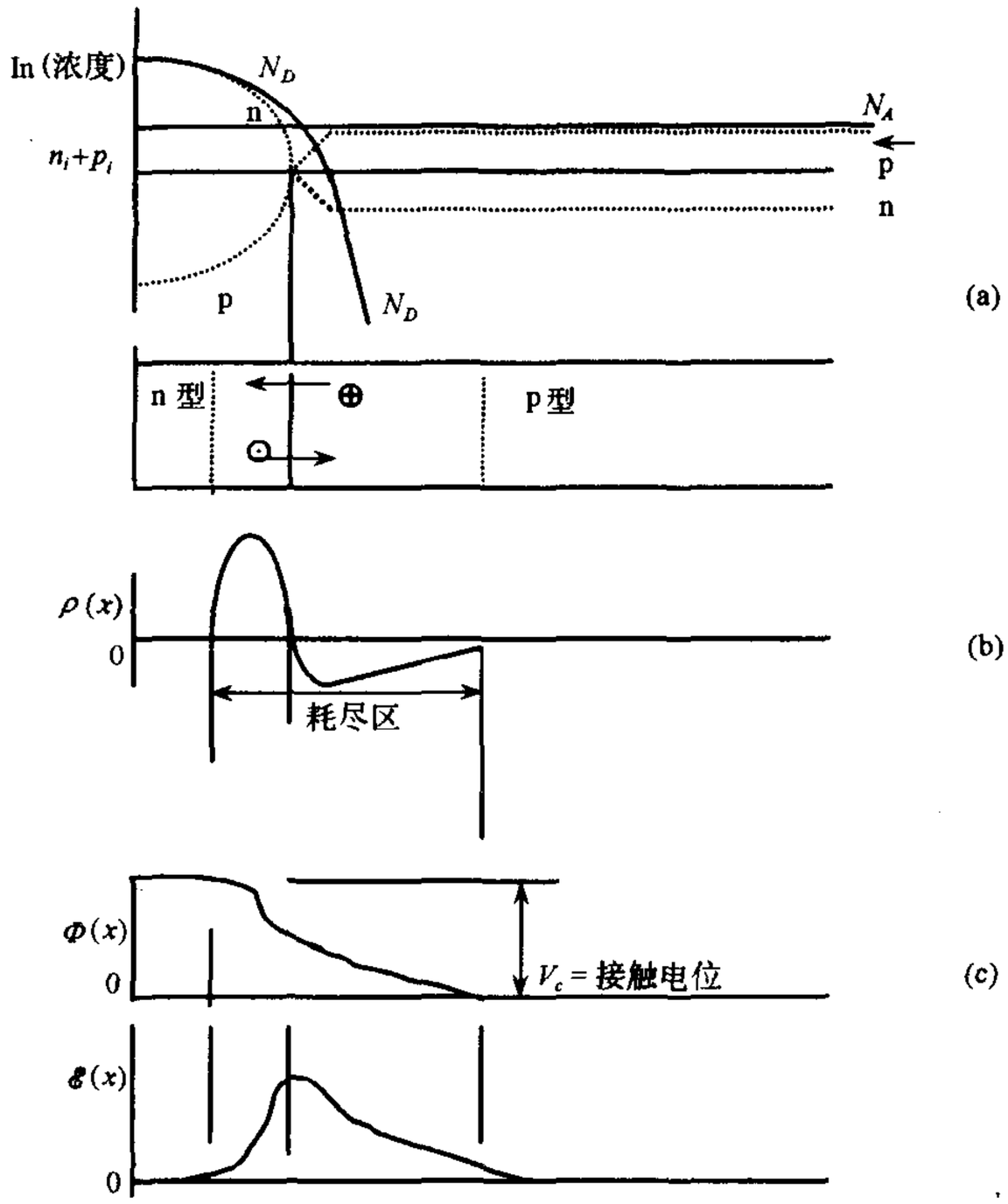


图 8.3 (a)施主杂质密度 N_D;(b)$\rho(x)$为空间电荷的密度分布;(c)$\Phi(x)$为电位分布,$\mathscr{E}(x)$为电场分布

同理,由于两区之间很大的密度差,p 型区的带正电荷的空穴也要跨过结、向 n 型区扩散与 n 型区的电子复合淹灭,在 p 型区留下了一些不可移动的电离受主(负电中心)。由此,在结的 n 边慢慢累积起正的空间电荷,在结的 p 边累积起负空间电荷,如图 8.3(b)$\rho(x)$所示 。这两边累积起来的空间电荷,形成了一个电场,这个电场被称为内建电场 $\varepsilon(x)$。它的方向由 n 区指向 p 区,其电位 $\Phi(x)$和场强 $\mathscr{E}(x)$如图 8.3(c)所示。在这内建电场的作用下,使电荷区的一些电子和空穴向扩散相反的方向漂移,电子漂向 n 区,空穴漂向 p 区。

在一定时间内,随着扩散运动的进行,空间电荷累积逐渐增多,空间电荷区逐步扩展,内建电场逐渐增强,载流子的漂移运动也随着增强了。当无外加电压的情况下,经过一定的时间,载流子的扩散和漂移运动最终达到了动态平衡,即从 n 区向 p 区扩散去多少电子,在内建电场的作用下将有同样多的电子漂移回 n 区。因而电子和空穴的扩散电流和漂移电流大小相等方向相反而互相抵消。或者说 p-n 结的净电流为零,没有净电流流过 p-n 结。这时的空间电荷区内电荷的数量保持一定,空间电荷区不再扩展,保持一定的宽度,区

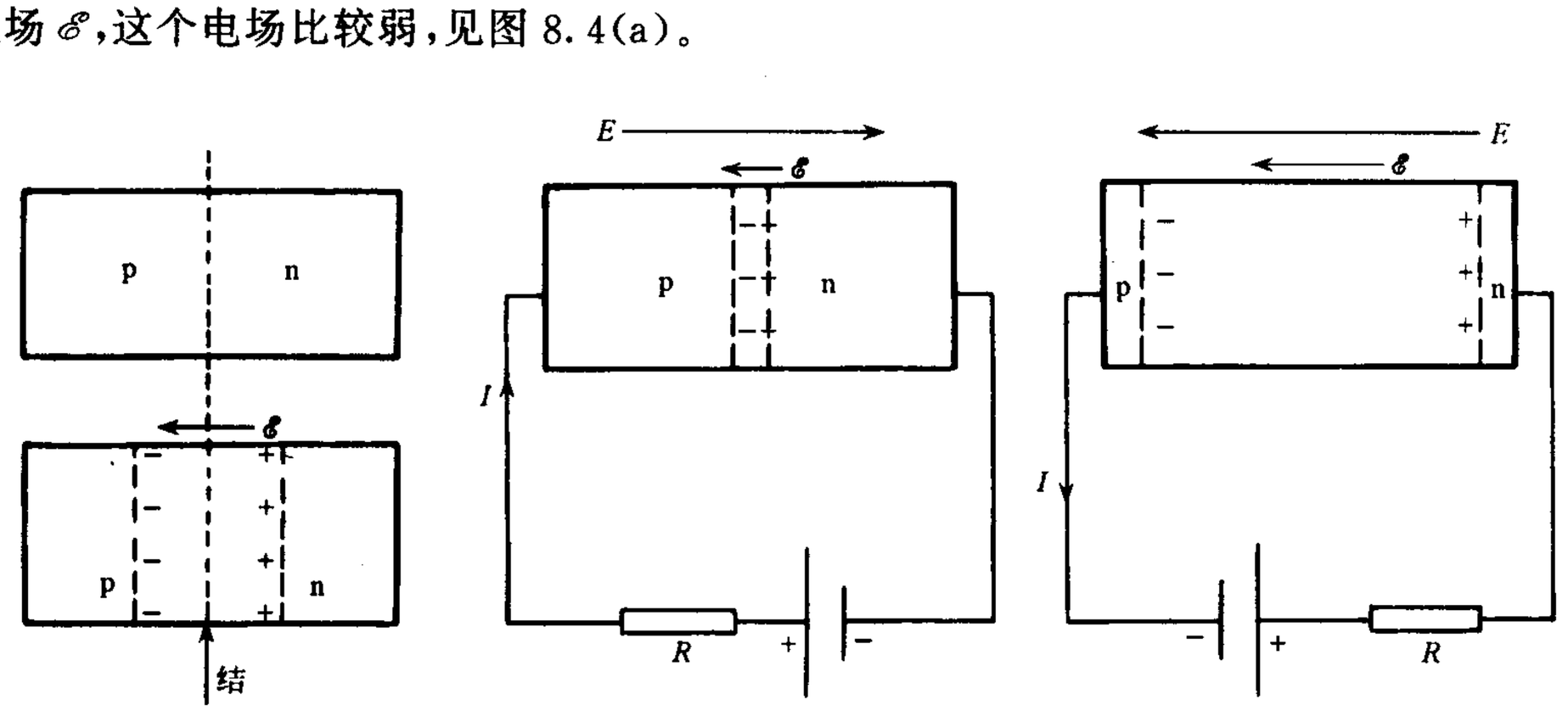
内存在一定的电场[1,3]。

由此空间电荷区的形成过程看到，由于部分电子在电荷区扩散过程中复合淹灭，留下一些不可移动的电离施主(正电中心)和电离受主(负电中心)，它们对电导率没有了贡献。同时又由于自建电场的作用，使一些电子和空穴分别被“扫回”n 区和 p 区，使这个空间电荷区总的可移动的载流子基本上被耗尽了。载流子的密度大大降低(实用的探测器中，此区的密度大约为每立方厘米 100 个电子或空穴)，所以此区域也被称为耗尽区或耗尽层。

为什么一些辐射探测器把半导体 p-n 结耗尽区作为它的介质(灵敏区)？就是因为p-n结耗尽区具有上边这些特征：一些可移动的电荷载流子(电子和空穴)基本上被耗尽，内部留下一些电离了的固定不动的电离施主和已填满的电离受主型电荷，它们对电导率没有贡献，其内部总的可移动载流子的密度大大降低，它有很高电阻率。当 p-n 结加上一定的负偏压，这个耗尽区扩展，可达到了全耗尽，死层极薄(关于“死层”见 8.1.8 节)。外加电压几乎全部都加到耗尽区，在此形成了很高的电场。另外由于它的漏电流非常的小(可小于100pA)，在没有带电粒子穿过耗尽区时，基本上没有信号输出。当有带电粒子穿过时，产生的电子-空穴对，在强电场的作用下电子和空穴很快的迁移出耗尽区，在电极上产生电信号，被电子学系统读出，并且有比较好的信噪比。这就是一些半导体探测器为什么要采用 p-n 结耗尽区作为介质(灵敏区)的原因。

8.1.5 p-n 结的偏压特征

p-n 结没有外加电压时，空间电荷区只有电荷载流子(电子和空穴)扩散形成的自建电场 $\mathscr{E}$，这个电场比较弱，见图 8.4(a)。



(a)　(b)　(c)

图 8.4

(a)p-n 结没加电压；(b)p-n 结加正向电压；(c)p-n 结加反向电压

在 p-n 结上外加正高压时，(即电源正极接 p 区，负极接 n 区)如图 8.4(b)所示。外加电场 E 和空间电荷区自建的电场 $\mathscr{E}$ 的方向相反，从而削弱了自建电场 $\mathscr{E}$ 强度，相当于耗尽层被压缩了。这样有利于扩散运动连续不断地进行，p 区的多数载流子空穴就会顺利地通过p-n结到达 n 区，流向电源的负极，形成空穴扩散电流。同理，n 区的多数载流子电子也通过 p-n 结和 p 区，流向电源正极，形成电子扩散电流。p-n 结的正向电流是依靠多数

载流子。因为多数载流子的浓度很大，只要外加电压稍高些，就可产生很大的电流，并且此电流随着正向电压的增加按指数规律快速增大，在这种情况 p-n 结呈现低阻特性。

当 p-n 结外加反向电压时，如图 8.4(c)所示，外加电场与自建电场方向相同，因此电场增强了，破坏了原来载流子的扩散运动和漂移运动的平衡，增强了漂移运动，使漂移电流大于扩散电流。

因为耗尽区的电阻率远大于普通 n 型材料和 p 型材料，所以外加的偏压基本都加在耗尽区上，这样增加了这一区域的电位差。根据下列泊松方程：

$$\nabla^2\varphi = -\rho/\varepsilon_j \tag{8.5}$$

空间电荷也必然增加，并向 p-n 结的两边扩展更大的距离，因此耗尽层的厚度增加了，也就是作为探测器的介质，产生的电荷载流子的体积扩大了。

式中 φ 为任何一点电位；εj 为介质的介电常数；ρ 为净电荷密度。

一般耗尽层宽度的广义解为：

$$d \cong [2\varepsilon_j V / eN]^{1/2} \tag{8.6}$$

式中，N 为晶体的掺杂物浓度，V 为外加反偏压值，e 为电子电荷。掺杂半导体的电阻率 ρ_0 由 $1/e\mu N$ 给出，其中 μ 是多数载流子的迁移率。所以(8.6)式可以写成：

$$d \cong [2\varepsilon_j V\ \mu\rho_0]^{1/2} \tag{8.7}$$

从探测器灵敏区考虑，我们非常希望对于一定的外加电压耗尽层宽度尽可能的大，要达到此目的必须有尽可能高的电阻率。这个电阻率受掺杂之前的半导体材料的纯度的限制。为了克服残留杂质的影响，一种方法是提高原半导体材料的纯度，另外的办法是加入浓度大、足够量的掺杂物。因此在制作探测器时选用纯度比较高的材料和掺入足够的掺杂物是非常重要的。

加了反向电压的 p-n 结主要靠少数载流子导电，少数载流子的浓度很低，所以 p-n 结呈现高阻特性且其电流很小。当反向偏压比较高时，边界处的少数载流子可以认为是零。这时少数载流子的浓度梯度不再随电压变化，因此扩散电流也不随电压变化，p-n 结的电流很小，并趋于不变。

因为在结的两边集结着一定量的电荷，耗尽区也显示出它的电容器的性质，当反向偏压增加，耗尽层变宽，被分隔的电荷所显示出的电容变小。每单位面积的电容为：

$$C = \varepsilon_j / d \cong [e\varepsilon_j N / 2V]^{1/2} \tag{8.8}$$

式中，e 为电子电荷。如电子学的噪声不显著，要想得到好的能量分辨率，要求探测器的电容必须小，因此在允许的范围内，反向偏压越高对分辨率越好。但加得太高，会将 p-n 结击穿。

从以上 p-n 结的偏压特征分析我们看到，当 p-n 结不加偏压时，能起一定的探测器作用，但性能很差。在结的两边自发形成的大约 1V 的电位，不足以构成使电荷载流子迅速运动的电场，因此电荷很容易被俘获和复合而损失掉，常常导致电荷收集不完全。另外，不加偏压时耗尽区的厚度很薄，结区的电容很大，前置放大器输入级得到的信噪比很差，所以说未加偏压的结不能用作实用探测器。

如外加正向电压，则 p-n 结呈现低电阻性，即是加很低的电压，也会有很大电流，信号将被淹没，无法作为探测器。

只有外加反向高压，即负偏压时，在一定的范围内偏压越高，耗尽区将越宽，作为辐射探测器的灵敏区也就越大。因为耗尽区的电阻率大于普通的 n 型和 p 型的半导体材料，所以外加偏压基本都加到耗尽区上，形成很高的电场，并且它的漏电流非常的小，在没有粒

子穿过灵敏区时净电流基本为零。当有带电粒子穿过灵敏区时，它将产生电子-空穴对，在高电场的作用下，电子和空穴分别向正负两个电极运动、产生电信号。这就满足了作为一个探测器的几个基本要求。因此，以 p-n 结为基础的半导体探测器都采用负偏压的方式。

8.1.6 p-n 结的几种形成方法[2~4]

p-n 结的形成不是简单地把一块 n 型和一块 p 型的半导体放在一起就可以办到的，而是需要一些特殊的技术工艺来完成。形成 p-n 结有以下几种方法：

1. 扩散法

这是一种常用的制作半导体 p-n 结(二极管)探测器的方法，例如，将 p 型晶体经过氧化，光刻后放在 n 型杂质蒸汽中，n 型杂质扩散进 p 型晶体中，使原来的 p 型晶体的一部分逐渐变成 n 型并与原来的 p 型晶体之间形成 p-n 结。扩散法的优点是，稍微牢固些，不容易被表面污染产生大漏电流。对辐射损伤也不太敏感。缺点是“死层”较厚。

2. 表面位垒法

这种结是在半导体与某些金属之间形成的，一般是由 n 型半导体与金，p 型半导体与铝之间形成。由于金属与半导体材料之间费米能级的差别，当它们紧密接触时将产生接触电位差。在半导体内形成能带的变化，这种情况类似于 p-n 结，它具有许多 p-n 结的性质。这种方法叫表面位垒法。处理的方法是对半导体的表面先进行腐蚀，然后蒸上很薄的一层金属充当电接点。蒸发金属时让表面稍微进行一下氧化，在金属层和半导体之间生成一层氧化层，这样对表面位垒的性质能得到很好的效果。

表面位垒法的优点是它有非常薄的“死层”。它的缺点是入射窗非常薄，对光太灵敏，2～4eV 的光子可打入探测器内产生电子光子对，噪声大，必须真空密封。这样恰好对探测低能 X 射线是有利的[23]。

3. 离子注入法

离子注入法是用加速器把高能杂质离子加速到 10～400 keV，轰击半导体的表面，使它进入半导体内一定深度，把杂质掺入半导体，如用磷或硼离子束可形成重掺杂的 n^+ 或 P^+ 层，而形成 p-n 结。这种方法是能最精确的控制杂质浓度和深度分布的。工作稳定性能比前两种方法都要好，而且不易受环境条件的影响。入射窗可以做到薄至 34nm。

4. 外延法

外延法是将均匀的掺杂的半导体薄层沉积到各种性质的半导体基片上。它的优点是可以形成有边界明显分开的、大面积的、电阻均匀的薄层。

5. 全耗尽法

因为 p-n 结耗尽区的厚度在一定的范围内随反向偏压的增高而增厚。结的击穿电压决定耗尽区的极限厚度。如果用小于这一极限厚度的 n 型晶体制成面垒型探测器，加一定高的负偏压，使耗尽区扩展到整个晶体厚度，达到全耗尽，死层将非常薄。这种方法称为全耗尽法。因为采用这样的方法探测器的前后两面的死层都很薄，所以粒子从前后两面入射时产生的脉冲幅度基本相同(但要求制作这种探测器的晶片厚度必须十分均匀)。

采用全耗尽法的探测器可消除未耗尽区的电阻的热噪声，探测器的电容比较小，可提高能量分辨率，改善定时性。

现今的半导体探测器一般都不是采用一种技术方法制成的，有些部分采用扩散法或表面位垒法及外延法，而有些部位只有采用离子注入法才能完成。以 p-n 结为基础的半导

体探测器一般都要采用全耗尽法，不然就将会影响它的性能。

8.1.7 “电离能”与法诺因子[3,5]

1. “电离能”

当带电粒子穿过如图 8.1 所示的具有带结构的半导体时，沿粒子运动的轨迹产生许多电子-空穴对。产生电子-空穴对的过程可以是原初的也可以是次级的，因为带电粒子可能产生高能电子(即 δ 射线)，高能电子再产生电子-空穴对。不管通过哪种机制，对探测器应用有重要意义的量是初始带电粒子为产生一个电子-空穴对所耗费的平均能量，即“初级电离”能 Ep 与“次级电离”能 Es 之和，即总能量 $Et=Ep+Es$ 的平均值 Et/n，其中 n 为产生的电子-空穴对数。这个量是与气体探测器电离能类比而借用称为“电离能”。通过实验观测，电离能基本上不依赖入射辐射能量的大小和类型。

半导体的主要优点是它的电离能低，硅和锗的电离能大约为 3eV，而气体探测器产生一个离子对大约需要 30eV。因此同样能量的带电粒子在半导体内产生的电子-空穴对是气体探测器离子对的 10 倍之多。电荷载流子的增加，对于改善探测器可达到的能量分辨有如下作用：由于每个脉冲的电荷载流子数的增加，其统计涨落与总数之比变小。对中能和高能辐射，此因子在决定探测器的极限能量分辨方面起主导作用。在低能范围，分辨率可能受前置放大器噪声的影响，但每个脉冲的电荷量越大，信噪比就会越好，有利于能量分辨。

2. 法诺因子

电荷载流子的涨落或方差也是一个很重要的一个参数，这些参数与探测器的能量分辨有密切的联系。如在气体探测器中一样，在半导体探测器中观测到的统计涨落比假定电荷载流子的形成是泊松过程时所预期的小。如果沿电离粒子的轨迹的所有事件都是独立的，泊松模型就成立，则电子-空穴对总数的方差 σ^2 等于所产生的总数 $\tilde{N}$，即 $\sigma^2=\tilde{N}$，且 $\tilde{N}=E_i/\epsilon_i$。引进法诺因子作为调整参数来联系观测方差与泊松预言方差。

$$F \equiv \text{观测统计的方差} /(E_i/\epsilon_i) \tag{8.9}$$

式中 E_i 为粒子在探测器灵敏区内沉积的能量；ϵ_i 为电离能。为有好的能量分辨率，我们希望法诺因子尽可能的小。对于硅 $F\backsim 0.085\sim0.137$，对于锗 $F\backsim0.057\sim0.064$[3]，而在气体中 $F\approx0.4$，这就是半导体探测器的能量分辨率比气体探测器高的根本原因。

8.1.8 半导体探测器的技术要求

1. 电触点

要想把半导体做成实用的辐射探测器，除了具备宽耗尽层的 p-n 结外还必须给出在半导体材料的两个界面收集辐射产生的电荷的方法。欧姆触点是正负电荷都可自由流过的不整流电极。如果在半导体片的两个面都装上欧姆触点(导电电极)，并联接到探测器读出电路上，这样当电子或空穴被一个电极收集时，从另一电极就会注入同样数量的载流子，则在半导体内会保持其浓度平衡。欧姆触点虽有此特点，但它的稳态漏电流太大，不允许半导体探测器各处都采用这种方式。为降低通过半导体的体电流，多数采用非注入电极或闭锁电极。

闭锁电极就是当外加电场把电荷载流子移走，不再从另一电极归还，这样在加电场后半导体内的电荷载流子的总浓度将下降，从而使漏电流降低到非常小，探测沿带电粒子轨

迹产生的电子-空穴对所形成的电流脉冲更加容易。最合适的闭锁触点就是半导体的p-n结的两个面。从结的p面很难注入电子，因为自由电子很少，空穴是多数载流子。在n面很难注入空穴，因为空穴很少，自由电子是多数载流子。

2. 漏电流

为了有效的收集半导体探测器的信号，必须在有效体积上外加比较高的电压。即使在没有电离辐射时，也可能由于各种原因引起一定的漏电流产生，如果漏电流比较大，待测粒子产生的信号比较小，则此小信号将被模糊了。漏电流的起伏在许多情况也相当于一个噪声源，因此半导体探测器制造过程中如何降低漏电流是非常重要的问题。

用闭锁触点方式可以大大地降低体漏电流。在关键的应用中，要求漏电流一定小于1nA。半导体探测器的漏电流来源于探测器的体内和表面两个方面，对于这个量级的漏电流，探测器表面漏电流比体内漏电流的影响更加严重。

导致体内产生漏电流的原因有两种：一是在电场的作用下少数载流子在结的两边不断的产生并自由扩散，由此产生大体正比于结的面积的稳定电流（此少数载流子电流很小，一般不是重要的漏电流）。二是来源于耗尽区内电子-空穴对的热产生。电子-空穴对的热产生率随着耗尽区的体积的增加和温度升高而显著增加，只要将探测器冷却就能使其降低（一般尺寸的硅探测器产生的这种漏电流很低，在室温下工作问题不大）。

表面漏电流主要来源于这样几个方面：制造过程中采用的封装形式，湿度及化学试剂；高温器材，人体等造成的钠离子污染和真空泵油或者凝聚蒸汽形成的表面污染等，其中钠离子的污染的作用是非常重要的。

表面漏电流发生在电压梯度比较大和距离比较小的结的两个界面处。表面污染对漏电流的影响比较大，它会造成较严重的漏电。在制作半导体探测器时要特别小心表面的污染。一般可以通过采用表面沟槽或保护环技术来降低表面漏电。

漏电流除了对能量分辨率有影响外，对探测器的其他性能也有一些影响。为了隔离信号，探测器的偏压一般要通过一个串联电阻提供的。一般p-n结加上反向电压后耗尽区的电阻很大，如果没有粒子穿过产生辐射，探测器上的电流极小。

漏电流会使加到p-n结上的实际电压比外加偏压降低，降低的幅度等于漏电流与串联电阻的乘积。如果漏电流很大，电阻上的压降就会大，使加到探测器上的实际电压显著降低，这就会影响探测器的正常工作状态。随着温度等条件的变化，各种污染引起的表面漏电流也可能变化，实际应用中要注意监视漏电流。

3. 半导体探测器的噪声

半导体探测器的噪声源主要有三个：

1）探测器体内漏电流的起伏。

2）探测器表面漏电流的起伏。

3）与串联电阻或探测器接触不良有关的热噪声。

一般通过提高晶体的纯度和降低探测器使用的温度来减少第一类噪声源的影响。

改善半导体探测器的制作工艺，尽全力减少各种污染，可降低第二类噪声源。

第三类噪声源涉及部分耗尽结探测器和面垒型探测器的未耗尽区的串联电阻。如果采用全耗尽探测器时可以忽略这种贡献。半导体探测器总的噪声与各种噪声的关系为

$$(\triangle E_{\text{噪声}})^2 = (\triangle E_{\text{体}})^2 + (\triangle E_{\text{表面}})^2 + (\triangle E_{\text{热}})^2 \tag{8.10}$$

4. 探测器的死层

所谓探测器的死层主要就是探测器的金属电极和内部紧靠电极的不能作为探测器灵

敏区，不能完全收集电荷并且厚度不确定的硅。如果有重带电粒子或其他穿透力比较弱的辐射粒子射入探测器，当它们到达探测器的灵敏区之前就有一定的能量损失，这与探测器的死层有密切关系。探测器的死层越厚，粒子能量损失越大，越影响测试结果，特别是测试对象为全吸收能量时，所以都希望探测器的死层越薄越好。

探测器死层的厚度与其制作工艺和外加负偏压及是否工作在全耗尽状态有密切的关系。面垒型半导体探测器的死层可以做得很薄，目前可以做到 30nm 以下[2,1]。

5. 探测器的辐射损伤

半导体探测器如果长期被辐照，带电粒子不断的穿过晶体时，就会使半导体的晶格受到损伤。致使半导体探测器的漏电流增大，能量分辨率显著降低。极度辐射损伤时，在单能粒子脉冲幅度谱中可能出现多个峰。能谱测量很困难，探测器的时间特性变坏。

常见辐射损伤形式是半导体材料中的原子脱离其正常晶格位置而产生夫伦克尔缺陷。当这个缺陷形成很多时，载流子的寿命缩短，探测器的能量分辨率因丢失电荷量的涨落而降低。

裂变碎片产生的夫伦克尔缺陷数可能比 α 粒子所产生的大 100～1000 倍。入射 β 粒子至少在 145keV 的能量才能产生缺陷，对于能量低于 250keV 的电子造成损伤很少。

对于硅面垒型探测器，使其能明显变坏的各种带电粒子的积分通量大约为：快电子 10^{14}个/cm^2，质子 10^{13}个/cm^2，α 粒子 $10^{11}/cm^2$，裂变碎片 $3\times10^8/cm^2$ 等。

对于 γ 射线或中子的辐照损伤遍及探测器各处，粒子的入射方向对损伤程度的影响并不重要。而对于电子和其他带电粒子，入射探测器的取向对探测器损伤程度有很重要的影响。对于全耗尽探测器，如产生同样的效应，从前面照射所需要的剂量比从底面照射小几个量级。另外，扩散结探测器与面垒型探测器相比对辐射损伤效应稍不灵敏些。全耗尽探测器又比部分耗尽探测器好一些，这是因为全耗尽探测器的各处电场比较高，对于载流子的寿命缩短影响不大重要。

8.2 硅微条探测器的结构和原理

8.2.1 硅微条探测器结构

硅微条探测器是以 p-n 结为基础研制成的，半导体的 p-n 结可以采用不同的结构形式。如果探测器内部的结构以 p-n 结的结构形式来分，一般可分为：

p^+- n -n^+；p^+- p - n^+；n^+-n - p^+；n^+- p- p^+四种形式，如图 8.5 所示。但是科学家们经过模拟计算和多次实验测试、比较，目前在硅微条探测器制作中采用 p^+-n -n^+结构形式的比较多[6]。

下面从图 8.6 到图 8.9，从几个不同的角度展示了硅微条探测器的结构。从中看到，这些硅微条探测器都是采用 p^+-n-n^+的结构形式[7]。

如图 8.6 所示，从探测器横截面上看，主要分这样

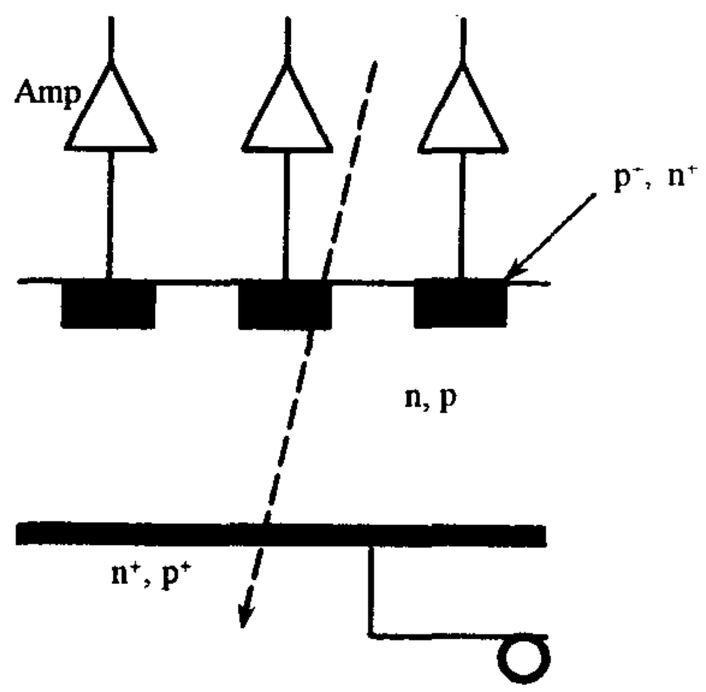


图 8.5

几个部分：

1）探测器表面：有薄铝条，SiO_2隔离条，铝条下边是重掺 p^+条。

2）中间部分：是厚度大约为 300 微米的高阻 n 型硅基，作为探测器的灵敏区。

3）底部：是 n 型硅掺入砷(A_S)形成重掺杂 n^+层和铝薄膜组成的探测器的背衬电极。

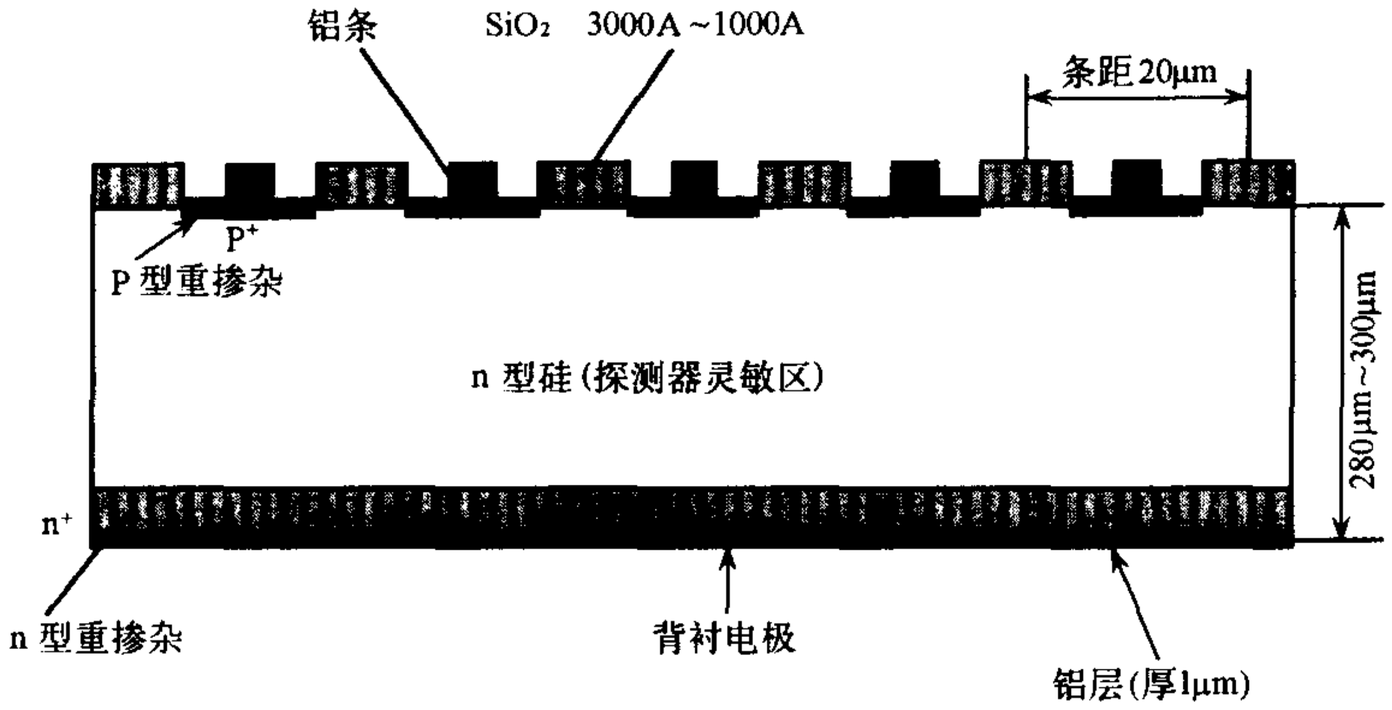


图 8.6 单边读出硅微条探测器截面图

图 8.7 展示了硅微条探测器的表面结构，从中看到其表面又分为：微条(strips)，保护环(Guard rings)，偏压连接带(Bias trace)，多晶硅偏压电阻(Polysilicon bias resistors)，直流接触片(DC contact pad)，交流接触片(AC contact pads)等。

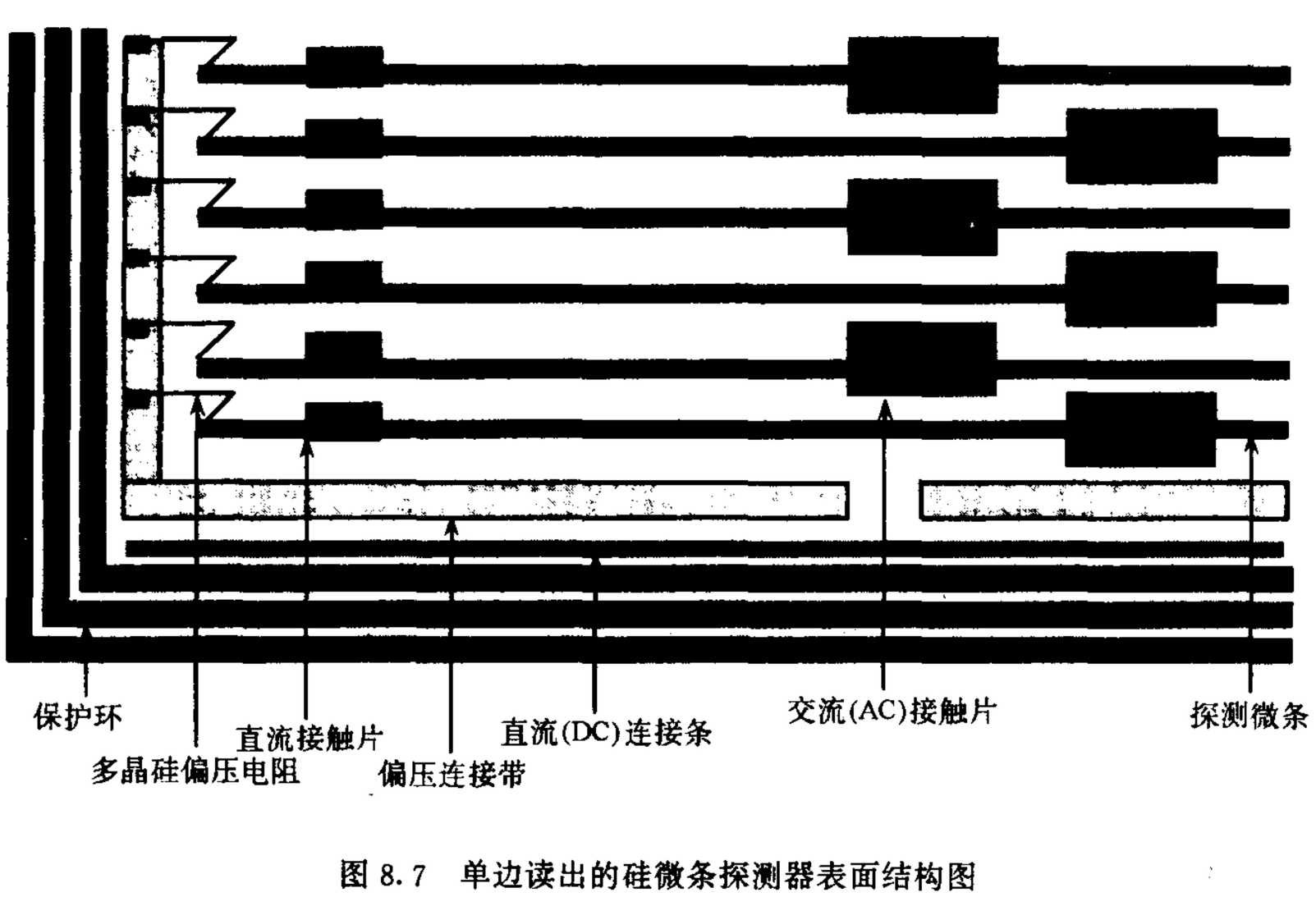


图 8.7 单边读出的硅微条探测器表面结构图

图中的微条是探测器的信号读出条，它的宽窄和间距将影响探测器的空间分辨率。保护环在探测器的四周，起到屏蔽保护作用，使探测器降低了噪声，提高了抗辐射能力。多晶硅偏压电阻是集成在硅片上的，它对于每个微条起到保护作用。它可以降低漏电流，从而降低噪声。偏压连接带是连接偏压电源到每一个微条的连接带。直流接触片是作直流耦合输出的接触点，交流接触片是交流耦合输出的接触点，一般信号读出是通过它们连

到前置放大器。图 8.8 为一个单边读出的硅微条探测器结构立体图。

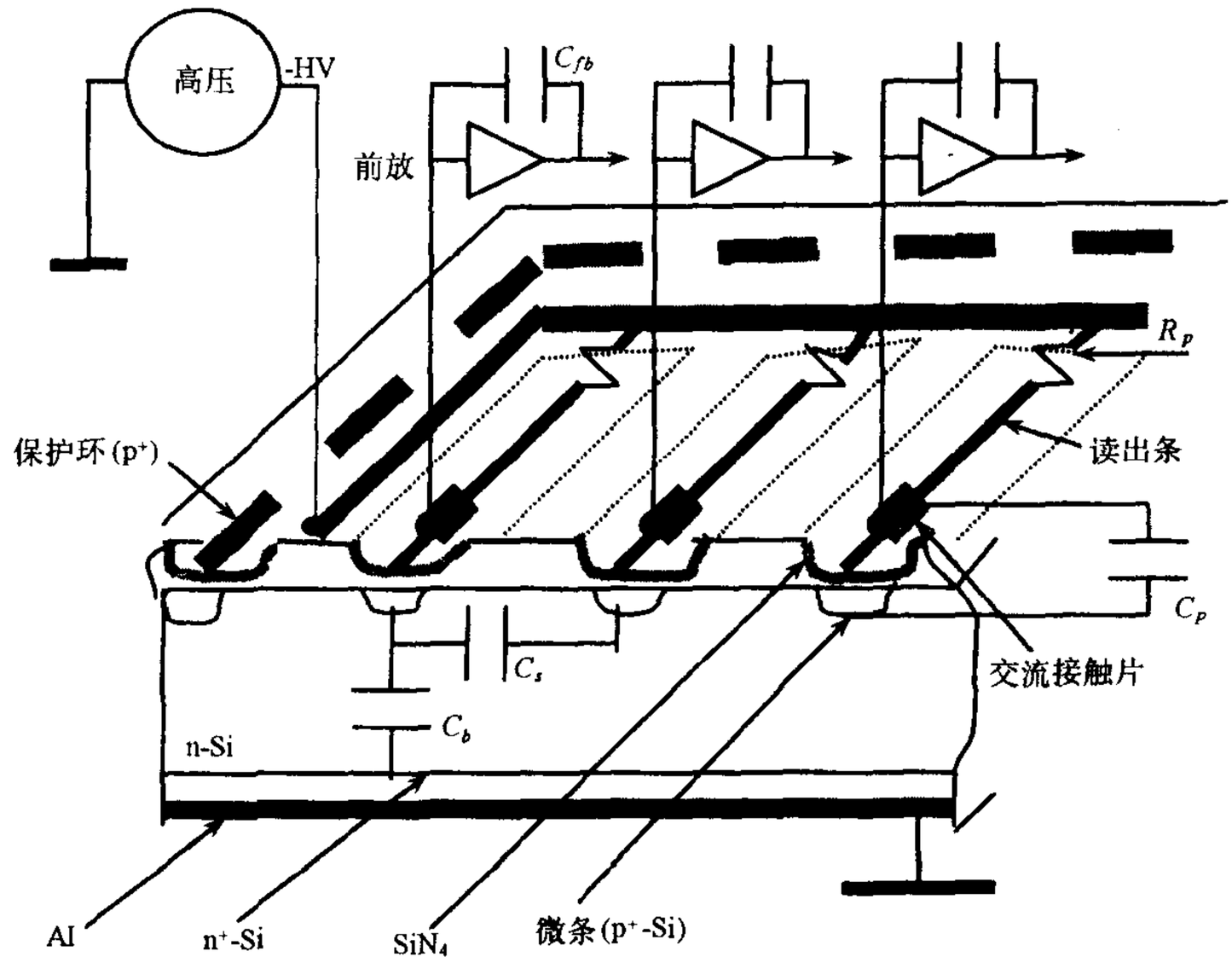


图 8.8　单边读出的硅微条探测器基本结构

图 8.9 为硅微条探测器的等效电路图。图中的 C_s 为两个相邻微条之间的电容；C_b 为每个微条与探测器背面之间电容；C_p 为信号交流(AC)耦合输出的隔直电容，这个电容有些和探测器集成在一起，有些则使用外接电容片。C_{fb} 为电荷灵敏前置放大器的反馈电容；电阻 R_p 为多晶硅偏压电阻，图中的每一个 p-n 结相当于每一根读出微条。

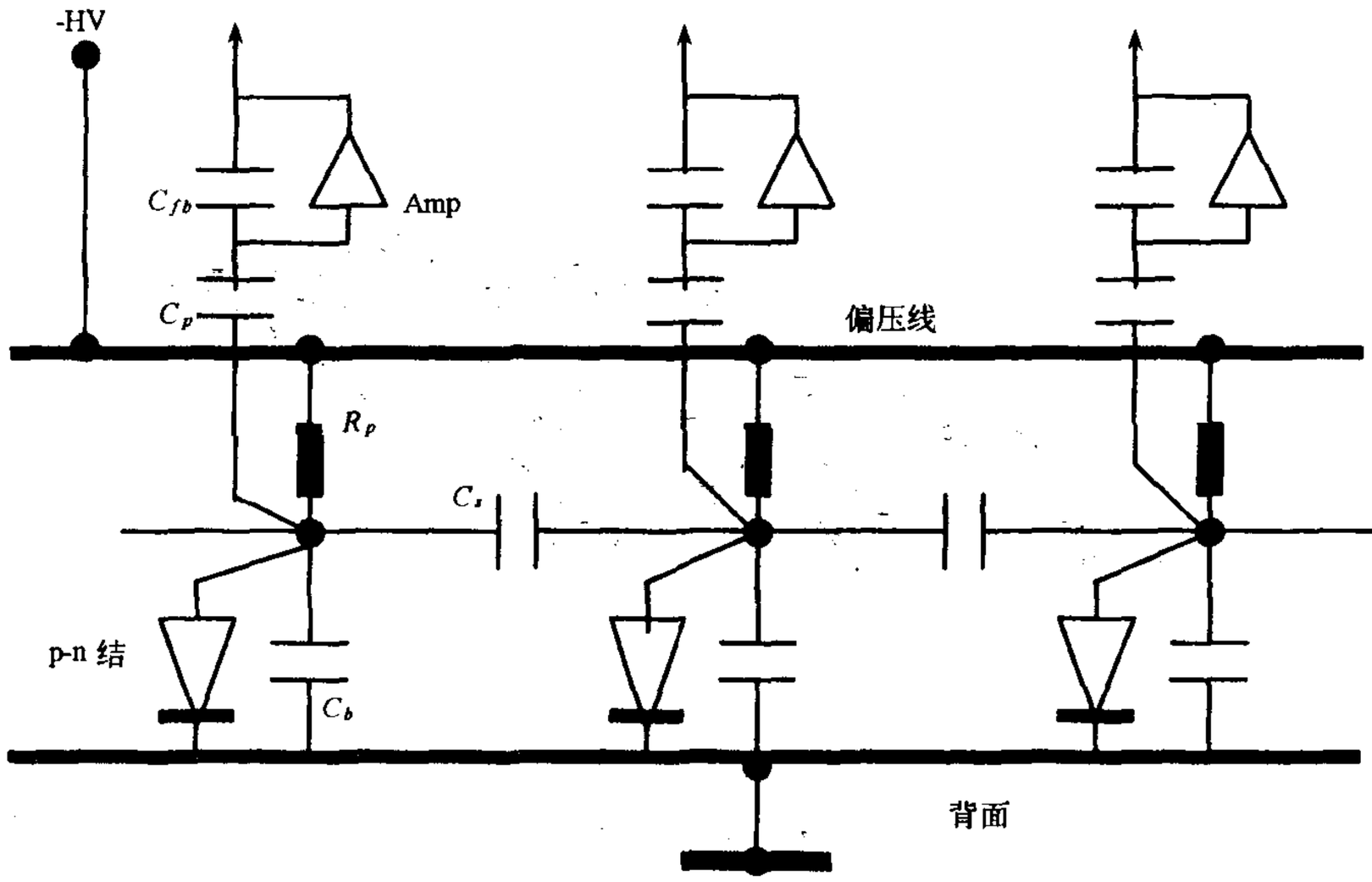


图 8.9　单边读出的硅微条探测器的等效电路图

为了保证信号输出避免信号损失，一般要求这些电容之间必须满足这样的条件：$C_p \gg C_s$ 和 C_b；$C_p \ll C_{amp}$；其中 C_{amp} 为前放的输入电容。

硅微条探测器的结构具体参数：

以美国费米实验室 *D*0 实验的 H-DISK 硅微条探测器为例。

微条重掺杂 p^+ 部分的宽度：12.0 ±0.8μm

微条覆盖在 p^+ 部分上的铝条宽度：8.0 ± 0.4μm

覆盖在微条的 p^+ 和铝条中间的两层介质：

- 底面一层是二氧化硅，厚度为：0.10 ～ 0.15μm（介质可透性为 3.9）
- 上面一层是氮化物，其厚度为：0.10 ～ 0.15μm（介质可透性为 7.5）

铝覆盖微条长度：68.46mm

探测器厚度：300 ± 15μm

工作电压：70V（全耗尽电压为 30V～50V，多晶硅偏压电阻 R_p = 1.0± 0.2 MΩ）

探测器的电容一般为：

C_b = 2 ± 1 pF

C_s = 5 ～10 pF

C_p = 130 ± 10 pF[7]

8.2.2 硅微条探测器的工作原理[8]

前边半导体探测器基础部分已经介绍了 p-n 结的形成及其特征，硅微条探测器和一些相关的半导体探测器就是利用 p-n 结的这些特征研制成的。

从图 8.6 到 图 8.10 探测器结构图中我们看到，硅微条探测器是在一个 n 型硅片的表面上，通过氧化及离子注入法，局部扩散法或表面位垒法及光刻等技术工艺制作成的均

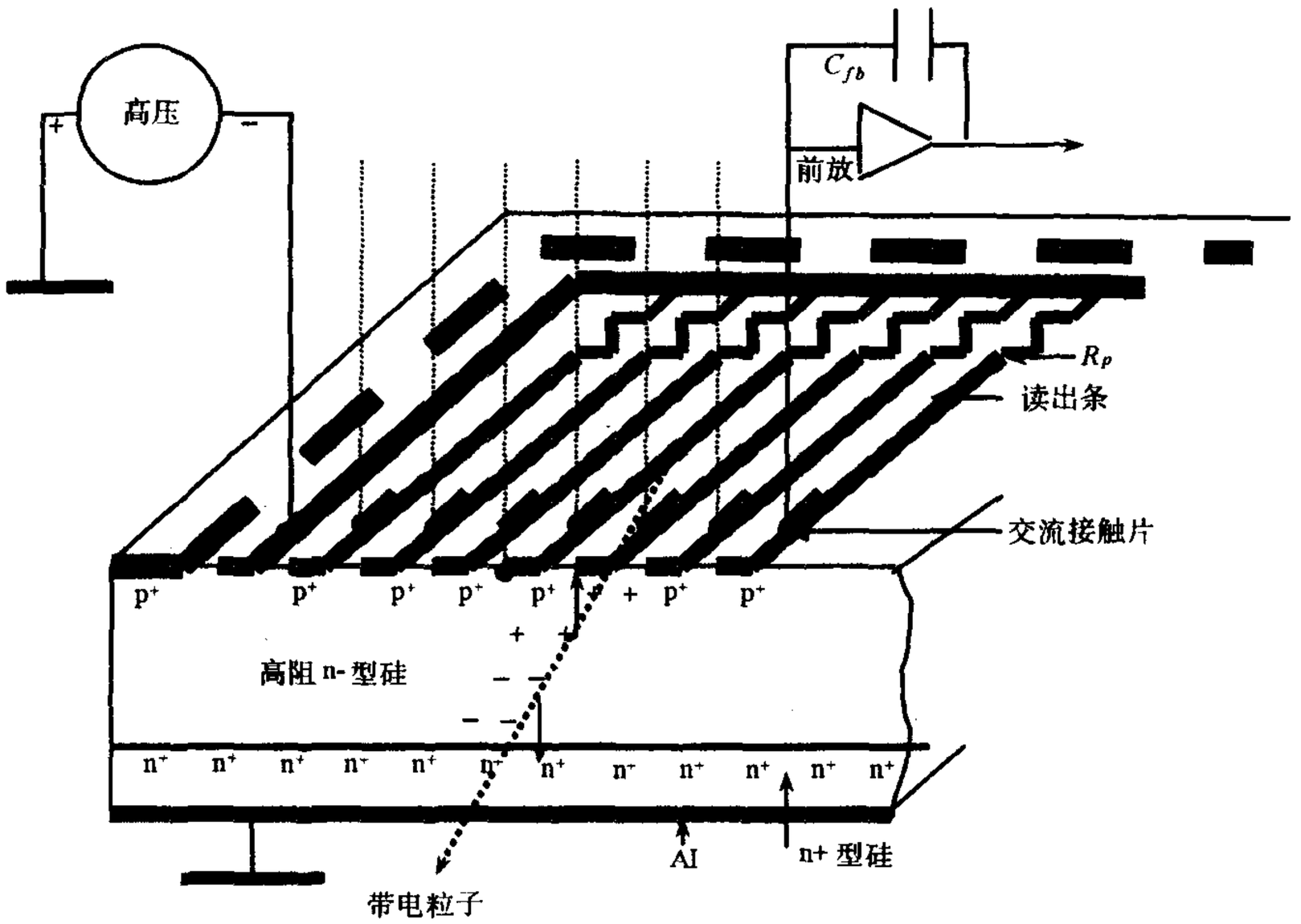


图 8.10

匀平行的其表面附有一层铝膜的重掺杂 p^+ 微条。n 型硅片的整个底面掺入杂质，制成 n 型重掺杂 n^+ 层，底部的最外层也附有一层铝，作为欧姆接触。这样制成了表面为均匀条形的单边读出地 p-n 结型探测器，中间部分的耗尽层是探测器的灵敏区，当在这些条型 p-n 结加上负偏压时，耗尽层在外加电场的作用下，随着电压升高而变厚。当电压足够高，耗尽层几乎扩展到整个 n-型硅片，基本达到了全耗尽，死层变得非常薄。因为其内部可移动的载流子密度很低，电阻率很高，漏电流非常小(好的硅微条探测器漏电流 I_{leak} 应当小于 100pA)。又因为多晶硅的动态电阻 $R_{dyn} \backsim 1/I_{leak}$，对于 6cm 长的微条的动态电阻大约是 $R_{dyn} \backsim 1G\Omega$。所以外加电压几乎全部加到耗尽区上，形成很高的电场。

在无辐射电离时，基本没有信号产生。当有带电粒子穿过探测器的灵敏区时，将产生电子-空穴对，在高电场的作用下，电子向正极(底板)漂移，空穴向靠近径迹的加负偏压的微条漂移，因为电子和空穴的迁移率很高，在这很小的区域内(探测器厚度在 300μm 左右)收集电荷只需很短的时间(5ns 左右)。在探测器的微条上很快就读出了这个空穴(实为电子)运动产生的电荷信号。读出电子学得到这个电荷信号，经过前置放大器将信号放大，再经过模拟通道，比较器，模数转换(ADC)后读入计算机。

根据探测器系统测得的带电粒子的很多相关的信息数据，及带电粒子在各个相关探测器上的微条位置参量，可以确定各有关带电粒子的运动轨迹及对撞后末态粒子的次级顶点等。根据谱仪内的磁场强度和粒子运动的轨迹可以计算出每个带电粒子的动量。

另外，也可根据粒子穿过探测器输出信号的大小，测得带电粒子在探测器中的能量损失。如果入射到探测器的粒子是一个低能粒子，全部能量都消耗在 p-n 结的耗尽层内，则可通过测量电荷信号大小来确定这个粒子的能量。

在径迹测量和末态粒子的次级顶点测量中，要求探测器的位置分辨率要高。探测器的位置分辨率越高，粒子的径迹测量会越精确，动量和粒子的顶点测量会越准确。因为硅微条探测器的空间分辨率非常高，可好于 1.4μm，这是气体探测器和闪烁探测器很难达到地。世界各国的高能物理实验室之所以用硅微条及相关的半导体探测器作为顶点探测器和径迹室，已很少采用气体探测器就是这个原因。

在设计、制作和使用探测器时需要考虑地一个重要问题是带电粒子在探测器中的散射角度与探测器的厚度问题。因为半导体的密度比较大，带电粒子穿过探测器时，在探测器内部要经过多次散射。如果带电粒子的能量不高，探测器比较厚，粒子在探测器内经过很多次散射后，角度偏转比较大，这将不利于粒子的径迹和顶点精确测量。如果探测器太薄了，虽然散射次数减少，偏转角度小了，但探测效率降低了。因此，一定要根据被探测粒子的能量及实验对散射偏转角度的要求，恰当的选择探测器厚度。

8.2.3 硅微条探测器的测试及技术指标

1. 硅微条探测器的测试

硅微条探测器的测试与一般气体和晶体探测器的不同之处，就是因为它的微条太细了(10μm 左右)，用肉眼无法分辨。很多操作步骤必须在显微镜监视下进行，自动测试必须用计算机控制步进电机非常精密地进行操作。

一般对硅微条探测器可选择以下几个方面的测试：

(1) 探测器的基本电性能测试

主要是检测探测器的基本电性能，即在不同的工作电压下电流、电容的变化规律及漏电流的情况，即 I-V、C-V 关系等。

这类测试是把探测器放在测试平台上，将非常细的探针(针尖的直径大约为 0.5μm)连到负高压，在显微镜监视下，将探针尖对准某一个微条的直流接触片(或测试片)，计算机控制步进电机带动探针上下左右运动。计算机运行 LabVIEW 程序，运行前设置好各种参量(运动的方向和变化步长及每一点所加高压值等)，计算机控制将逐一测试探测器的每个读出微条的基本电性能，并自动记录每一测试点的不同的数据。测试结束后显示检测的数据及相关的曲线图。如果检测各点之间的电容，注意使用信号产生器必须首先设置好信号产生器的频率[9]。

(2) 用宇宙线对探测器的各种性能进行测试

用宇宙线来测试每一道(每一个读出条及相对应的电子学)的效率、增益、台阶、计数率、信噪比和死道等。

它的测试系统硬件连接如图 8.11 所示，利用这种方法，通过 HDI 宽数据电缆连接，可以同时测试几个探测器。测试时运行专门的测试程序，设置好参量，计算机将自动选择不同的探测器，不同的路数进行测试。

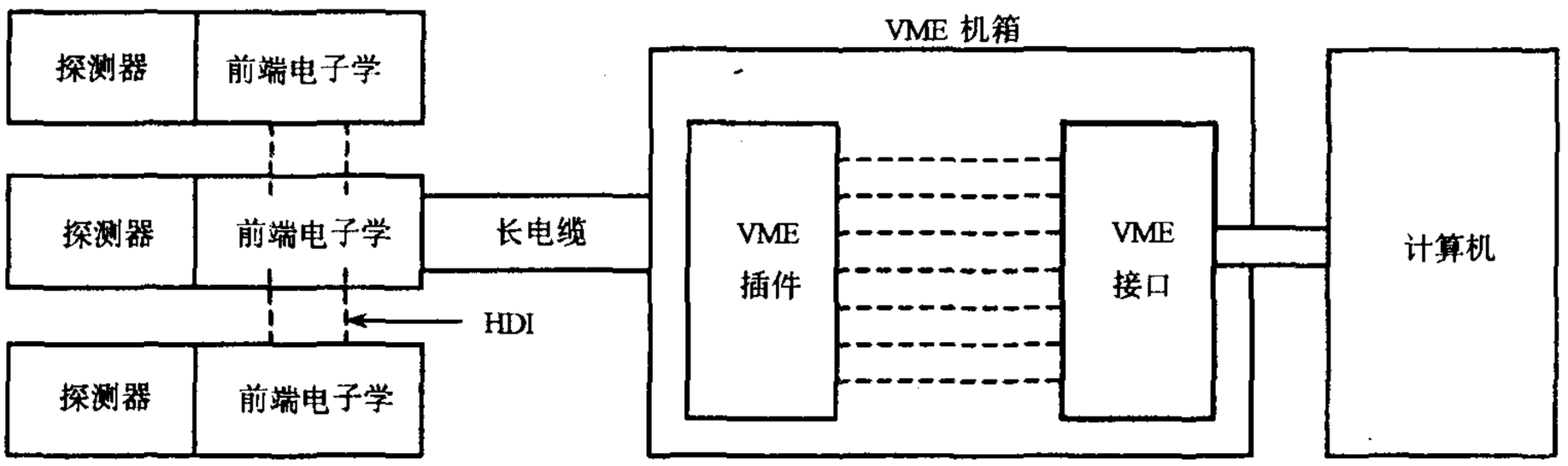


图 8.11　测试系统硬件连接

(3) 用激光束检测探测器

用激光束作为粒子束流源检测探测器的每一道的各种性能。在检测前必须把激光的光束调得很细，并且不能太强。在显微镜下将它对准某一个读出微条(一般是边缘的那条)，设定好参量后，计算机也运行 LabVIEW 程序，控制步进电机精密移动，用激光来检测探测器的每一路的各项基本性能。

(4) 用束流检测探测器系统性能

把探测器模型和基本的数据获取及简单的触发系统建立起来后，在加速器的实验束流上检测探测器，它接近于实际的粒子物理实验。通过这个测试可以测出探测器系统的一些基本性能、各项物理指标及其抗辐射能力，也可检测电子学系统的基本性能技术指标和长期稳定性等。

2. *硅微条探测器的一些参数和技术指标*

对于每个实验的要求不同，探测器的设计技术指标也不一样，以下用 LEP2 上的几个实验 ALEPH，DELPHI，L3，OPAL 为例[12]，虽然它们的性能指标并不是最高的，但还是可看到，用硅微条探测器作顶点探测器比以前的气体探测器基本性能好得多。

前端电子学型号：MX7-RH，MX6，TRIPLEX，SVX-H3

交流耦合形式：耦合电容有些与探测器集成在一起；有些采用外电容片

探测器类型：双边读出，单边读出或二者都采用

探测器的稳定性监测：激光，粒子束或二者都采用

信噪比(S/N)：$R\phi$ 方向为 10～31 ；Z 方向 为 10～28

对撞参数分辨(μm)：$R\phi$ 方向为 18～34 ；Z 方向为 24～34($L3$ 为 130μm)‘

多次散射项分辨(μm GeV/c)：70～100

空间点分辨率(μm)：$R\phi$ 方向为 8～10 ；Z(在 90°)方向为 10～20 μm

图 8.12 为 LEP2 上的 L3 实验结果在 $R\varphi$ 方向上的位置分辨；图 8.13 为 ALEPH 上的 Z 方向(极角作为函数)的位置分辨；图 8.14 为 DELPHI 实验上硅微条探测器的能量分辨。

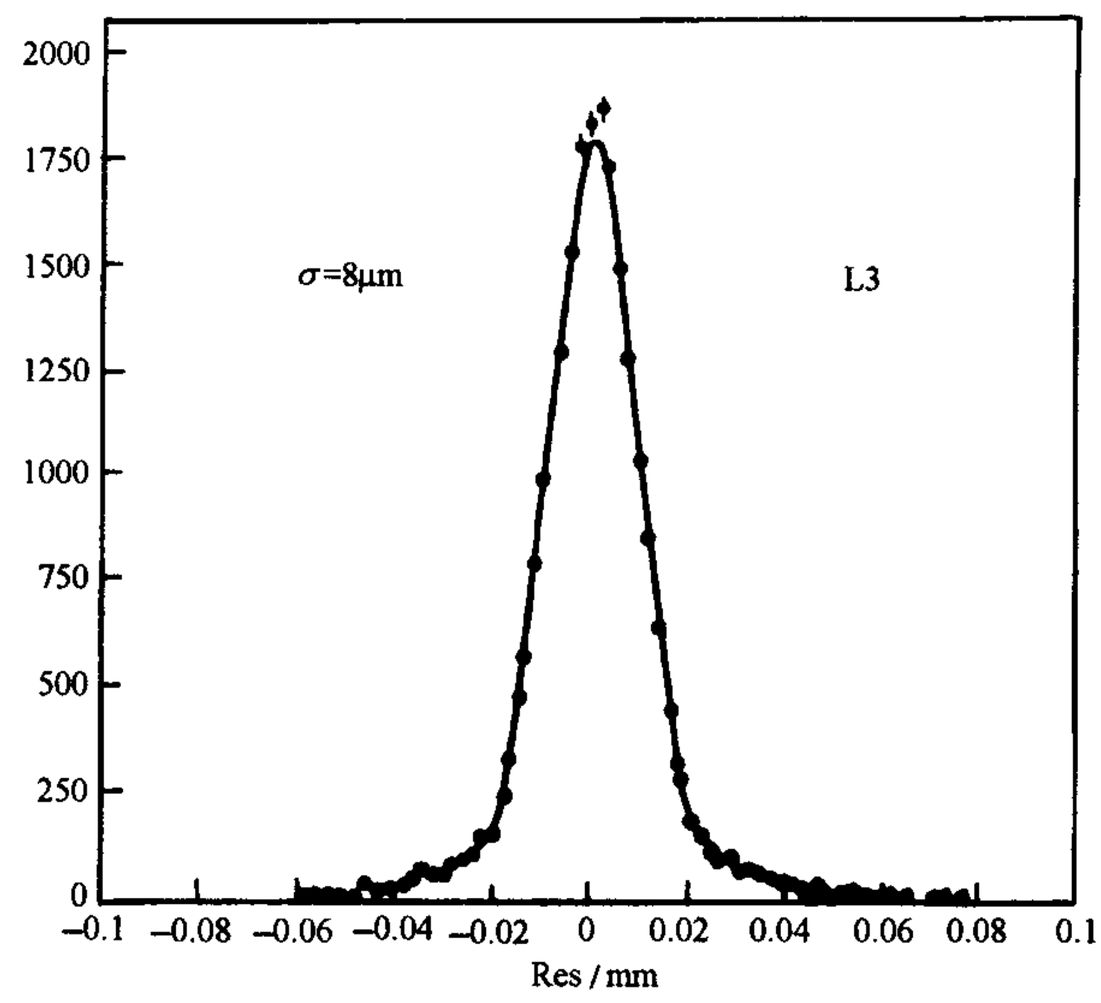


图 8.12　LEP 中的 L3 实验结果在 $R\phi$ 方向上的位置分辨

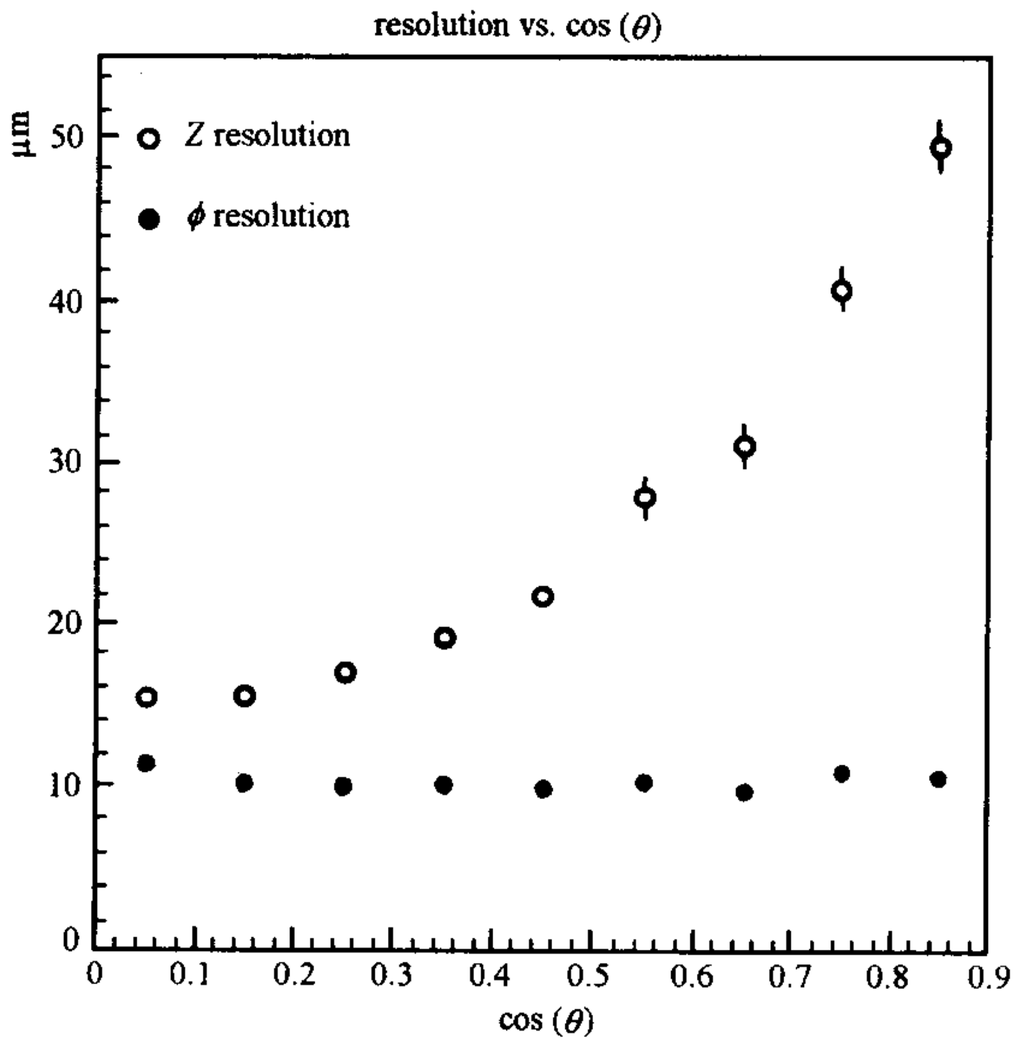


图 8.13　ALEPH 上的 Z 方向的位置分辨

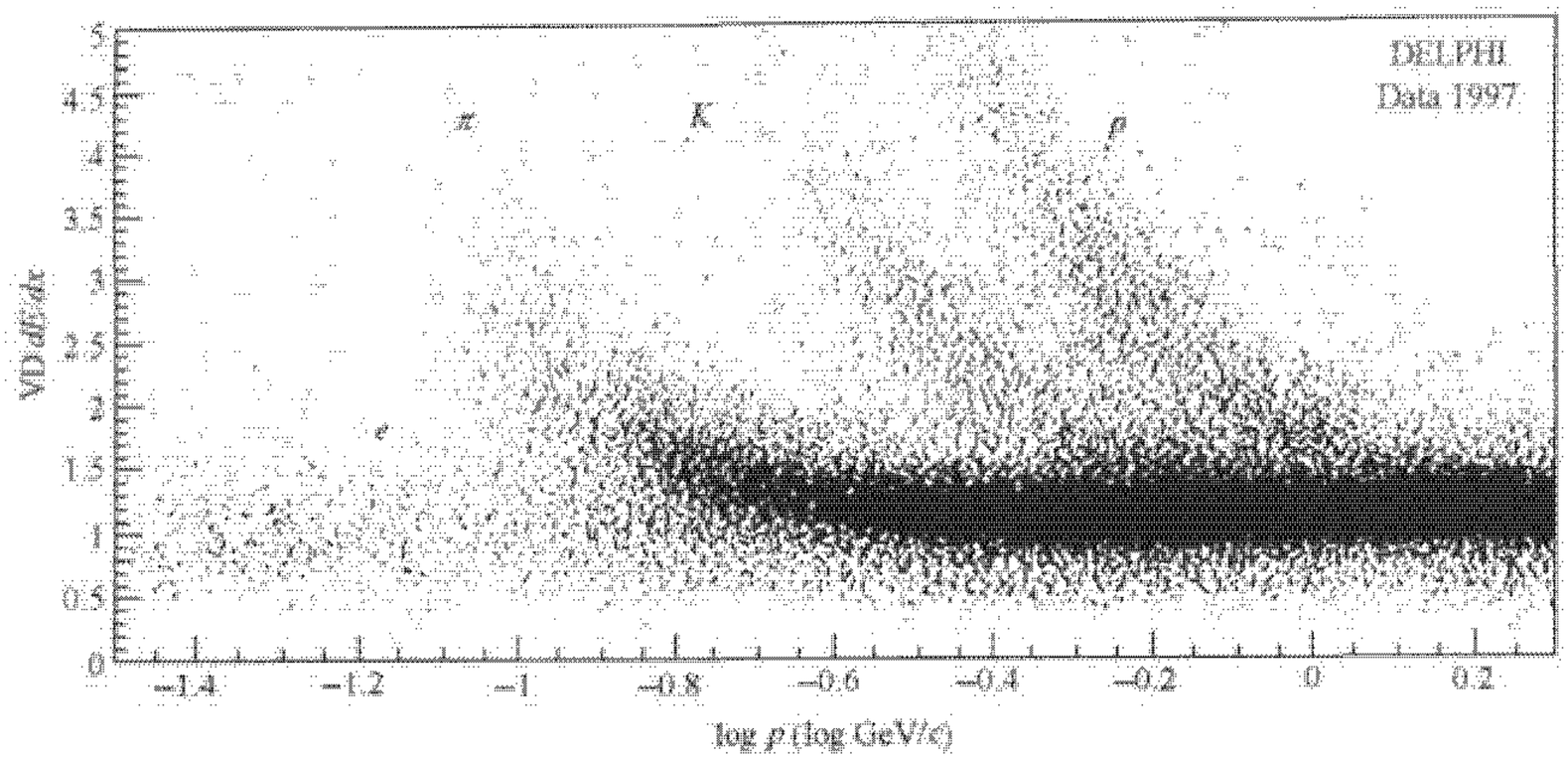


图 8.14　DELPHI 实验上硅微条探测器的能量分辨

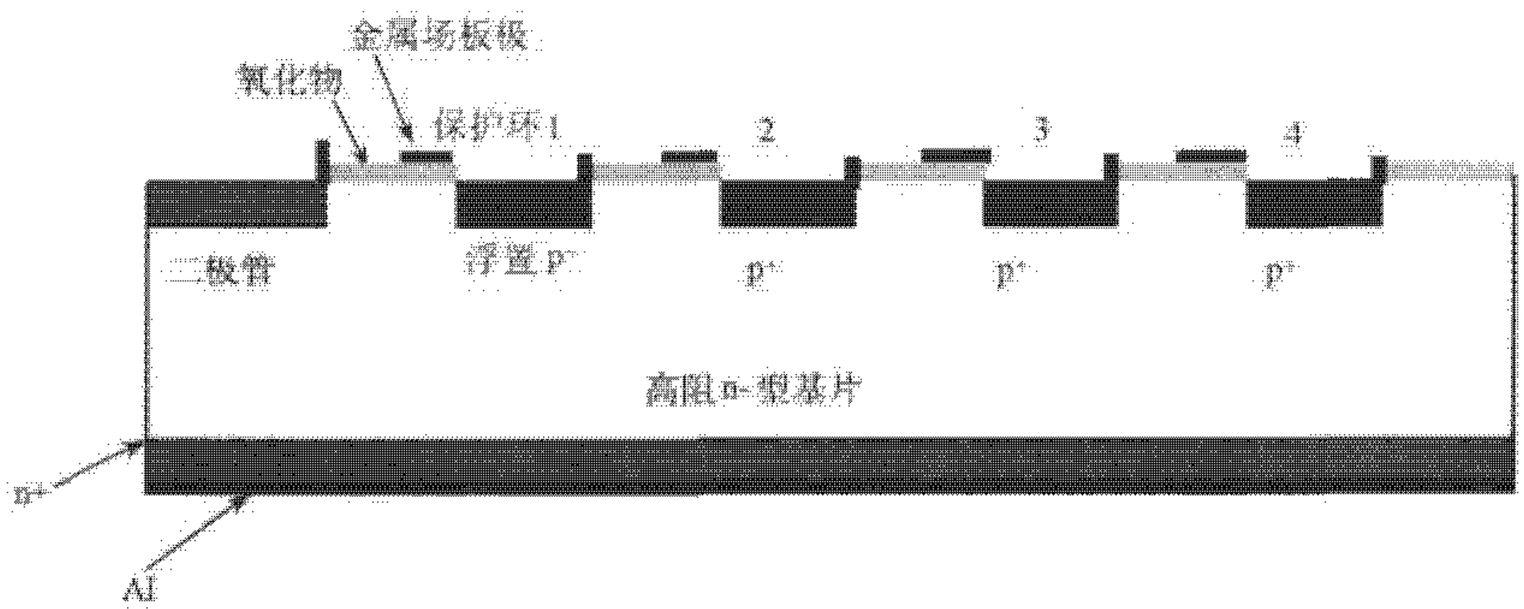


图 8.15　保护环结构示意图

8.2.4　硅微条探测器及其他半导体探测器采用的先进技术工艺[10]

为了改善探测器的性能，在制作过程中采用了保护环结构、和 p-stop 及场板极绝缘方法，多晶硅偏压电阻及 FOXFETS 偏压方法，双金属层、侵蚀、薄死层等先进技术工艺，用以降低探测器的漏电流和噪声，改善信噪比，提高抗辐射能力，提高位置分辨率。下边分别对各项技术工艺作些简单介绍。

1. 保护环结构

如图 8.6 和图 8.9 所示，硅微条探测器结构中采用保护环结构，它环绕在探测器灵敏区的周围，目的是为保证探测器能长期稳定的工作，缩小工作区的电流，避免雪崩损坏和强辐射。这些保护环(如图 8.15 所示四层保护环)在抗强辐射方面起到保护作用。

2. 绝缘方法

多用于双边读出硅微条探测器的内部微型条间的绝缘，一般采用两种方法：

(1)p-Stop 绝缘[10,36]

对于周边强辐射的环境，采用如图 8.16 所示的特殊 p-stop 绝缘技术。这种绝缘技术不依赖氧化物。而采用了硼离子注入形成的 p 型绝缘面作为屏蔽层，将两个微条分开，用以防止电子积累层的短路效应。

(2) 场板极绝缘

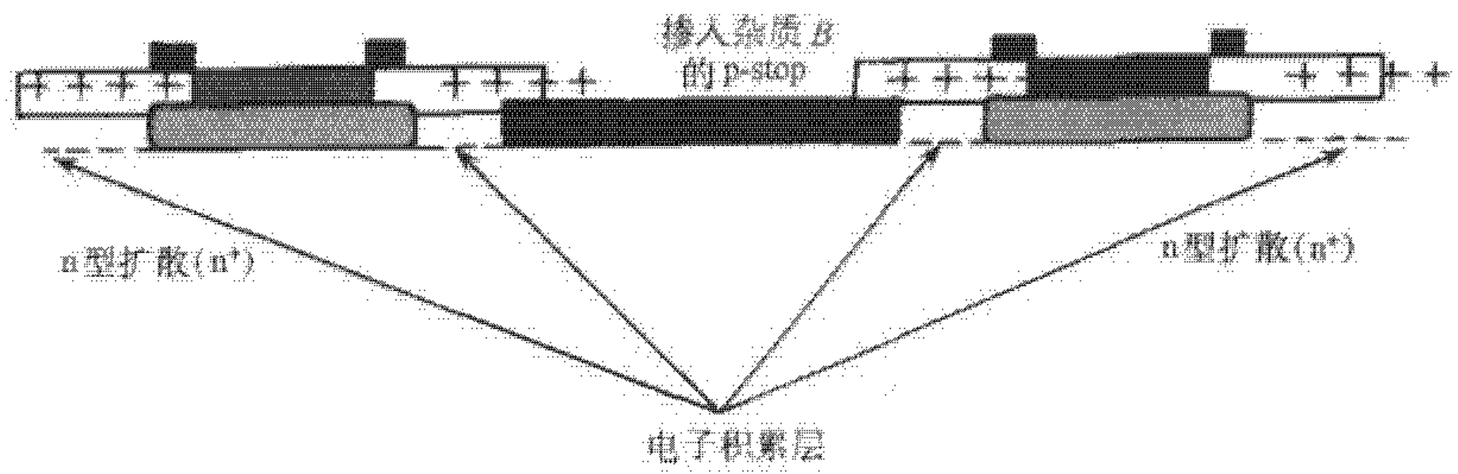


图 8.16　p-stop 型绝缘方法

如图 8.17 所示，这是采用扩展金属读出线到硅晶体的反面连接办法，用以解决绝缘问题的一种技术，与 p-stop 绝缘相比较，它既简单而又廉价。场板极绝缘方式多用于周围是低辐射剂量(＜1kGy)的情况。大量的氧化物电荷在比较高的电压才能导致耦合氧化层的击穿。

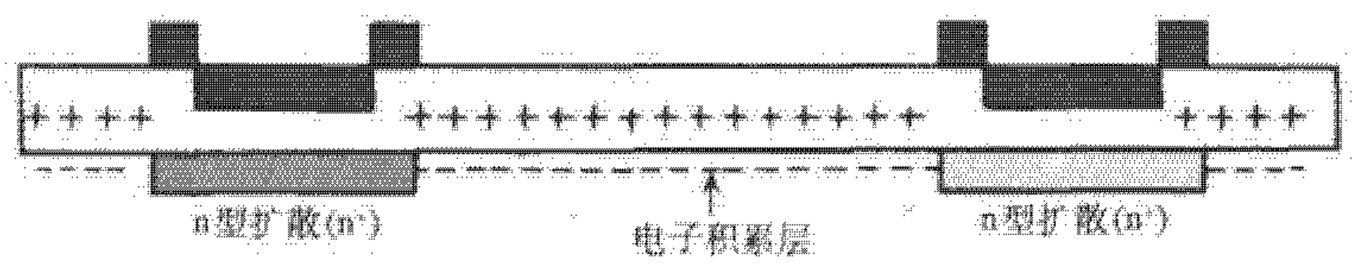


图 8.17　场板极绝缘

3. 偏压方法

对于硅微条探测器一般提供两种偏压方法：

(1) 多晶硅电阻

高阻偏压线是用低压化学蒸气沉积(LPCVD)和多晶硅离子注入法制成的，主要是为了降低探测器的噪声。在制作过程中通过改变离子注入剂量和电阻的长度把电阻定在 0.1MΩ～50MΩ 之间。这个技术的先进性在于它可提高抗辐射强度和获得大的电阻值范围。

(2) FOXFETs

如图 8.18 所示，它的工作原理是所有微条都通过在硅基(n^-)内穿孔连接的办法连到偏压线，而不是通过多晶硅电阻。使用这个技术的原因是，它比多晶硅电阻方法减少了费用，利用高动态电阻，降低了噪声。利用门电极可进行操作控制。这项技术一般适合在低辐射剂量的情况下使用[10][11]。

4. 双金属层

由于采用 5μm 厚的聚酰亚胺层作为电介质，像素探测器的制作中使用了第二个铝层。这个铝层作为从每个像素到探测器边缘的连接片通路线。这种方法和倒装片法都是探测器制造过程中可选择的连接方法，它也可以用到微条相交成直角的双边读出的硅微条探测器中，那里的连接片连到电子学是沿着探测器相同方向的两个边连接的。

5. 薄死层

目前 SINTEF 公司对于探测器的死层已经做到 0.10～0.15μm。他们是采用光学方法，在选择特定波长的强光照射，用以改变氧化物的厚度，达到薄死层目的。

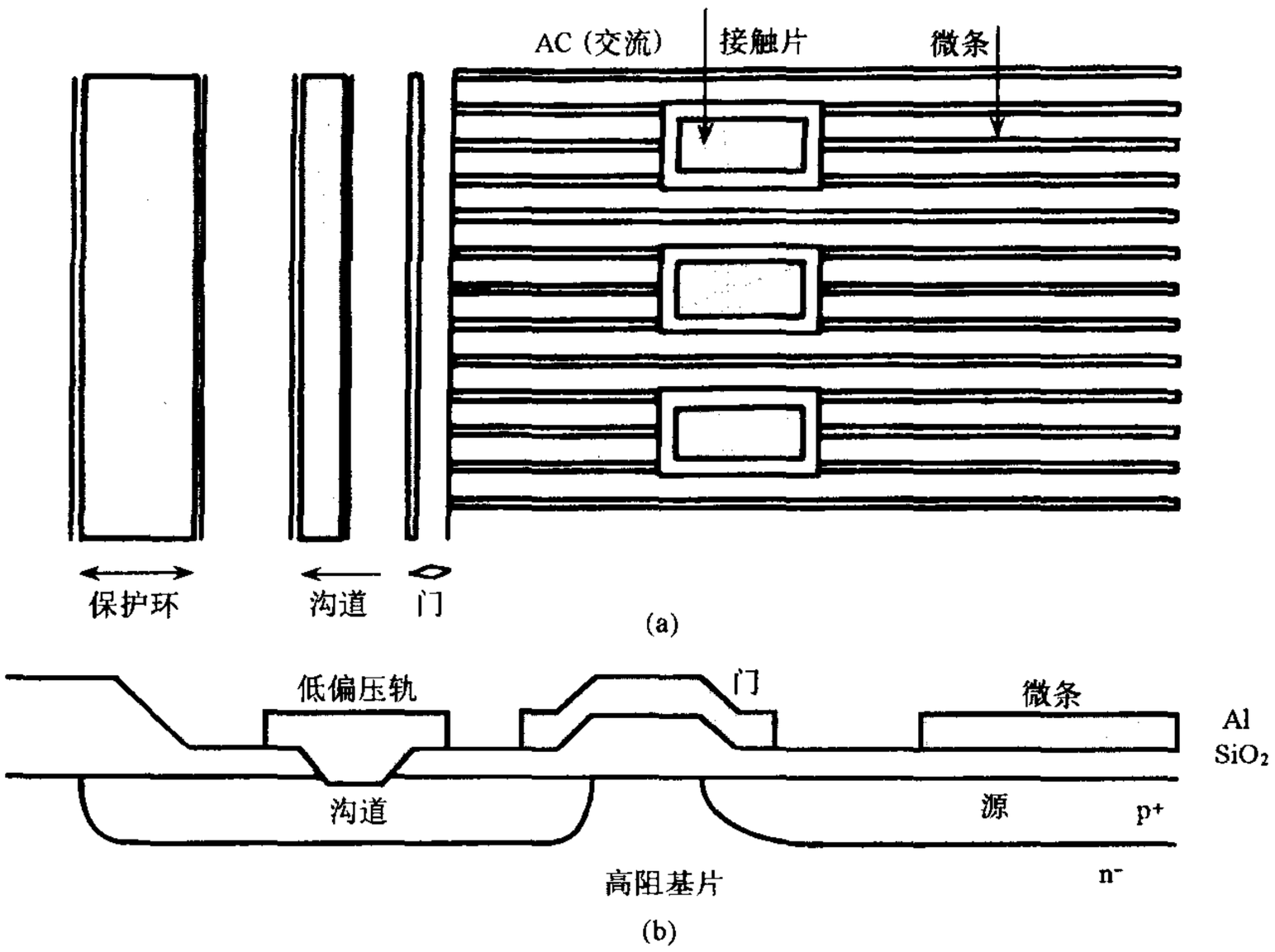


图 8.18　FOXFETS 探测器偏压结构

6. 侵蚀

这是半导体器件的微机械加工发展起来的一种技术。对于非常薄的探测器的制作过程可通过对一般厚度的晶体表面的各向非均匀的侵蚀完成，厚度的均匀性决定于晶体的形状。

7. 纯化

为使硅晶体的表面逐渐氧化和对硅表面附加提纯，一般采取两种方法：一是采用 2μm 厚度的聚铣亚胺。二是用沉积 0.5μm 厚的二氧化硅。该纯化层将覆盖在铝线上，需要电接触到探测器的部位不加纯化层。

8.3　硅微条及相关的半导体探测器的发展

初期的硅微条探测器无论在设计和技术工艺水平方面都比较低，位置分辨率也不高。随着高能物理实验的发展要求，探测器技术及半导体各种技术工艺和光刻技术的发展，硅微条及一些相关的半导体探测器都得到了快速的发展和应用。如双边读出的硅微条探测器，像素探测器，硅漂移室，CCD，硅片探测器等，都有了新的发展，在不同的实验中，都有一些应用。另外还由于高度集成化低噪音的前端电子学的研制成功，也推动了这些探测器的发展提高。

这些探测器的空间分辨率及其他性能指标在不断的提高，据有关文献介绍，在 DUT 的实验，测得硅微条探测器的空间分辨率达到了 1.4μm[8]。J. Straver 和 O. Toker 等人利用 CERN 的 100GeV 的 π 束流，低噪音 VIKING 读出，(信噪比为 71)粒子入射方向垂直于探测器的表面，得到的空间分辨率为：$\sigma=$ 1.25μm[12,34]。

不仅如此，在多维径迹测量及多重事例测量探测器方面也有了很多发展。

8.3.1 双边读出的硅微条探测器[13,14]

早期把半导体技术用到高能物理实验中，由于技术水平的问题，只能作单边读出的硅微条探测器，随着技术水平的提高，采用了新设计，利用了一些新技术工艺(双金属层，p-stop技术等)，科学家们研制成双边读出的探测器。这种双边读出的硅微条探测器也是基于 p-n 结的工作原理，只在一片 n 型硅片的两面，通过一些先进的技术工艺，分别制成重掺杂 p^+型和 n^+型微条。图 8.19 和图 8.20 为双边读出的硅微条探测器的结构。这种探

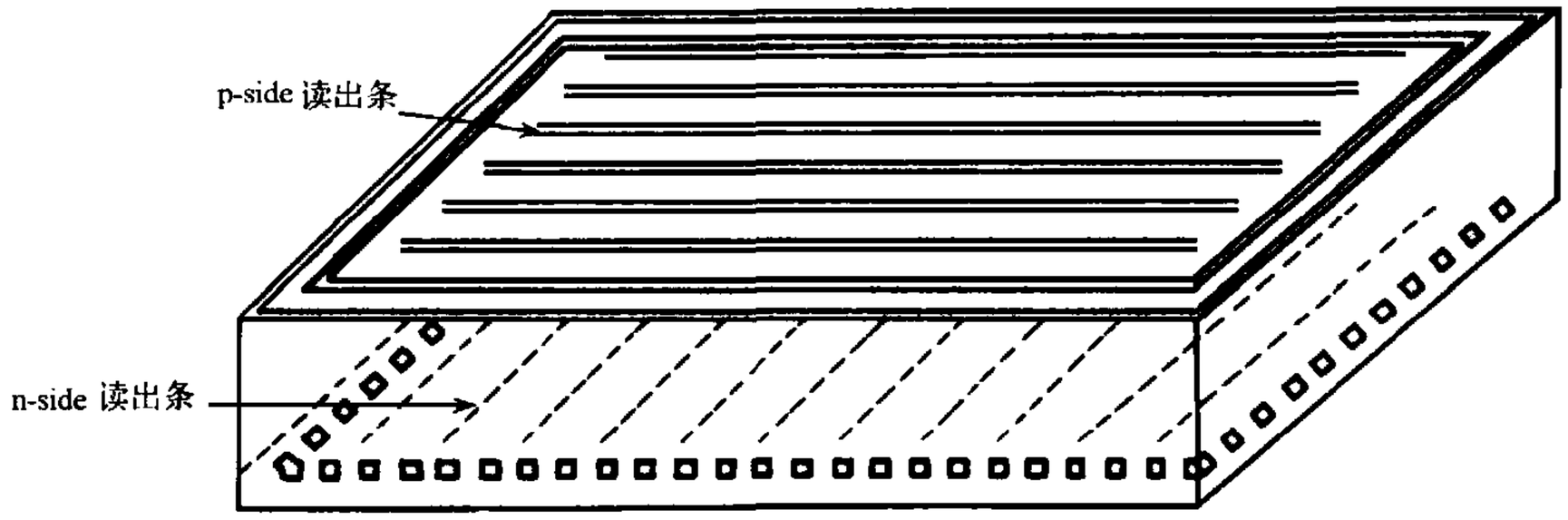


图 8.19　双边读出的硅微条探测器简图

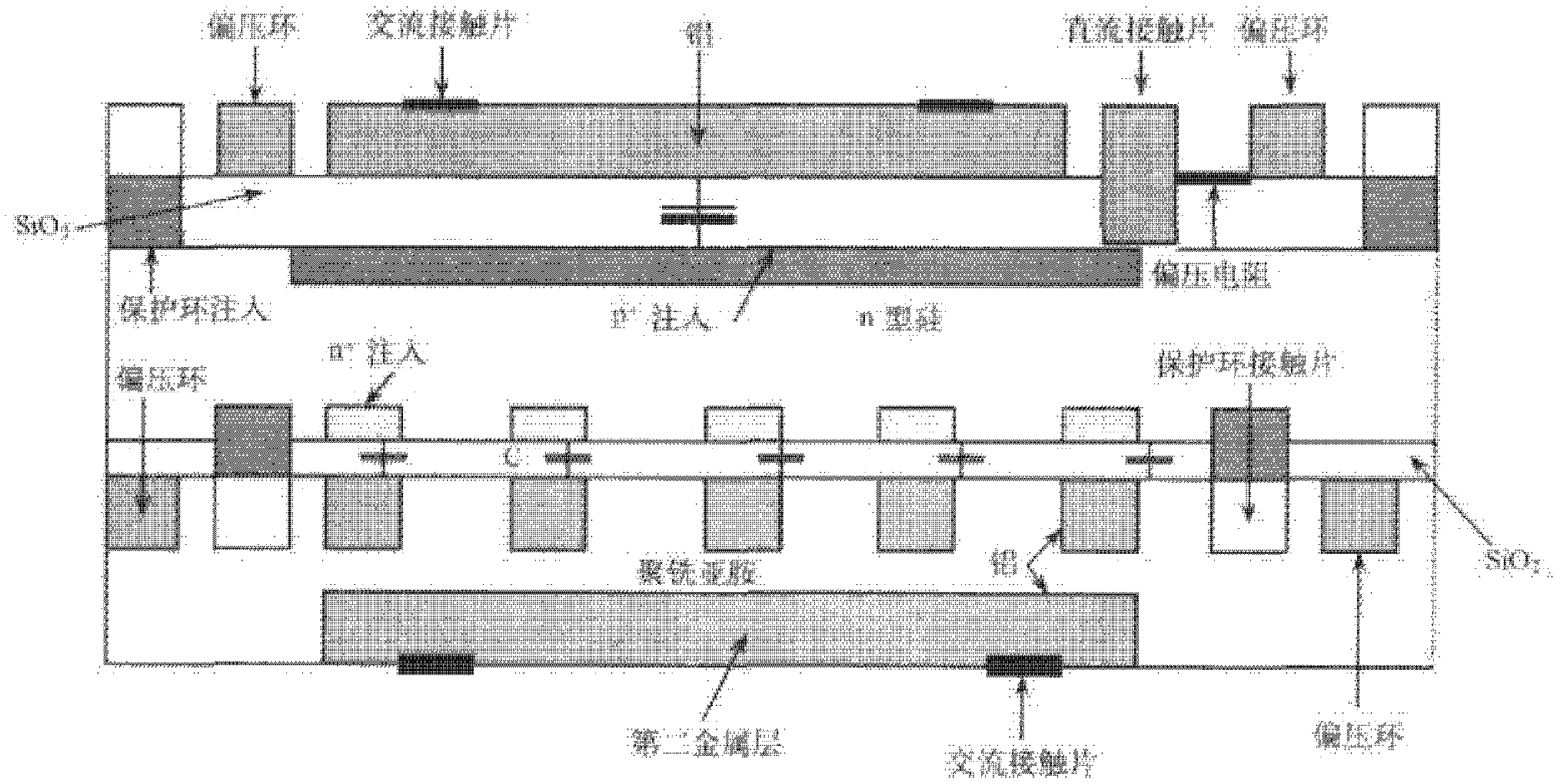


图 8.20　双边读出的硅微条探测器截面图

测器有 p^+型和 n^+型上下两层读出条，这两层读出条相交成一定的角度(90 度或任意角度，个别有互相平行的)。这种探测器具有两维的位置测试能力。它的结边(p-side)的结构设计特征象单边读出的微条探测器，p^+与 n 形成 p^+n 结，而欧姆边(n-side)，为防止条之间的短路，需要复杂的设计及技术工艺，其中包括条之间的电子学绝缘问题。根据不同的需要，可以选择不同的绝缘方法，如场平面(field-plate)方法、p-stop 方法 及 p-spray 等隔离绝缘方法。

它的工作原理也是加负偏压后，实现基本全耗尽，动态电阻很大，漏电流很小，同时减小了电容，压低噪声。带电粒子通过时，产生电子-空穴对，在 p-side 和 n-side 两边读出条上都读出电信号，得到二维的信息[15,28,29,35]。

8.3.2 像素探测器

随着半导体探测器的发展，同时也研制了像素(Pixel) 探测器。像素探测器也是根据p-n 结的原理研制成功的，它的内部是由许多精心设计好的非常小的 p-n 结(二极管)组成的，它能够非常快的提供两维的信息。每一个小室(cell)都连接它自己的读出电子学。这样制成的像素探测器对于高多重性，高事例率的实验是非常有用的。它不像双层硅微条探测器那样，在多个粒子同时打到探测器的一个读出条有时会出现位置分辨模糊。像素探测器具有非常好的位置分辨率，在每单位面积上需要大量的电子学路数。灵敏区和电子学可以共同建立在相同的基片上(这叫单一像素探测器，如图 8.21 所示)也可以建立在不同的基片上(这叫混合像素探测器)，然后连接起来。作为小探测器的矩阵和相配的读出电子学矩阵只是在最后一步才连接在一起，两部分的工艺流程是独立的。混合像素探测器技术在材料的选择和处理方面是最有伸缩性的。这就是说，混合技术的探测器和电子学部分可以各自采用不同的材料和处理方法。

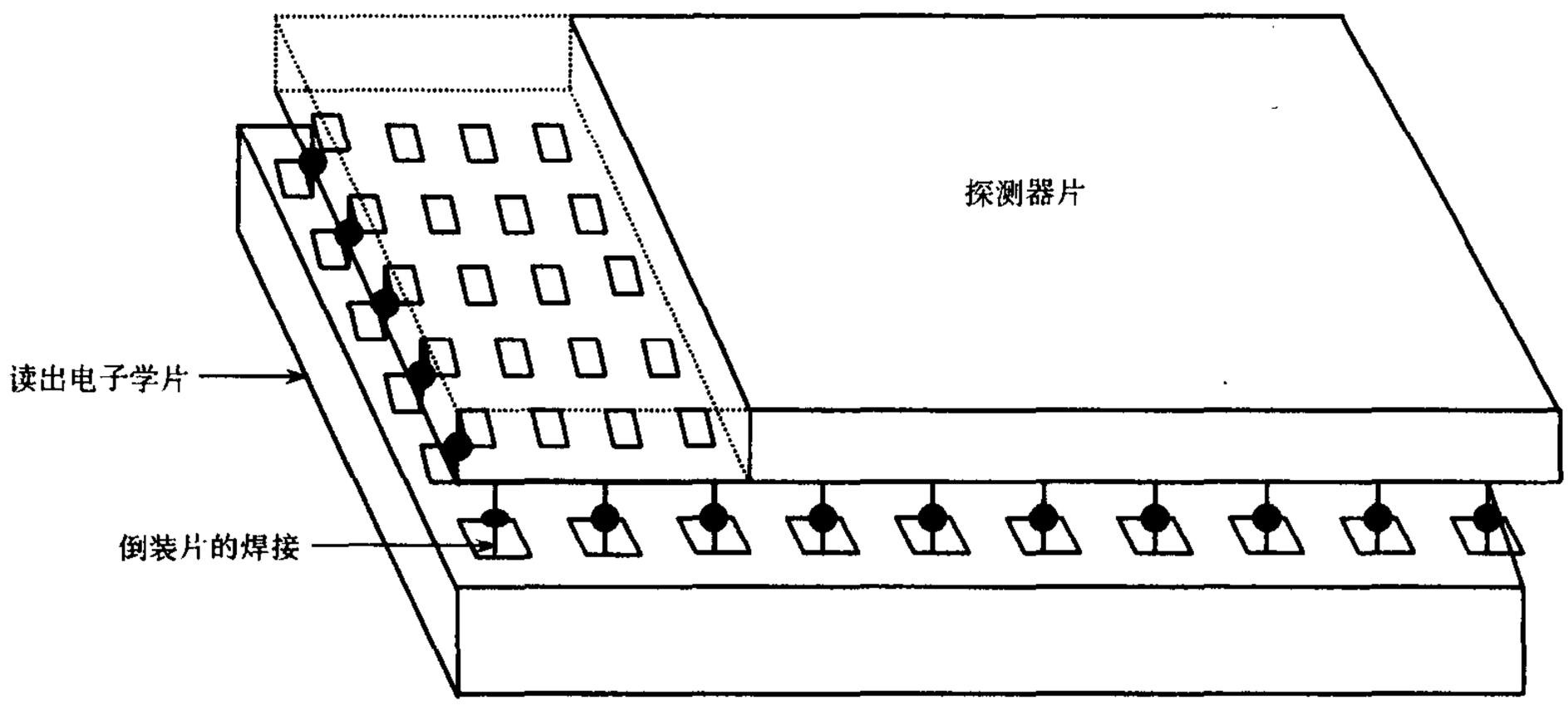


图 8.21　三维混合像素探测器用倒装片焊接将探测器每个小室和它对应的读出电子学线路连接示意图

每个像素和它对应的读出电子学之间的连接有两种方法，一种是用倒装片(浮着很细的薄片)技术，将二者面对面的联结安装在一起。另外一种可选择的方法是使用双层金属连接每个像素及其对应的电子学，它是通过在探测器边缘的焊片上连接的。

用倒装片技术连接每个探测器单元像素及相对应的电子学，即用很小的焊锡球或者是铟金等建立起每个像素和它的读出线路之间电和机械连接。倒装片安装的探测器的位置分辨率被每一路电子学的面积所限制。

这种像素探测器与双边读出的硅微条探测器及硅漂移室比较，它的先进性在于它只用单边的技术工艺也提供了两维的高位置分辨率。这种探测器已经被用到 LHC 高能物理实验中[8,16]。

8.3.3 电荷耦合器件探测器

电荷耦合器件 CCD (Charge-Coupled Device)作为光学探测器，已经使用几十年了，过去多用在摄像机上。在高能物理中的应用，也只是作为火花室和流光室的径迹图像记

录。近些年，科学家们已直接把它用作高能物理探测器，如 SLD VXD3 探测器，采用 96CCD's×3.2×10^8=3.07×10^8 个像素(20μm×20μm)。每个 CCD 读出通过 4 个输出结，8 位 FADC 全部读出时间是 200ms 。日本的高能物理实验室 KEK 计划把它用作未来实验的顶点探测器，位置分辨率设计为 2μm。CCD 作为粒子探测器，探测的不再是一般光，而是带电粒子，所以它的结构也有些变化。当带电粒子射入探测器时产生电子-空穴对，电荷在 CCD 内很薄的耗尽区域传输，电荷从一个小室向另一个小室转移，移向边缘那一列信号输出电极。这种转移传输过程是被氧化物顶部的门电极的三重周期电压变化控制(这是对此线性 CCD 而言)，如图 8.22 所示。因为信号输出电极及读出电子学路数都少，因此这种探测器的信号读出比较慢。

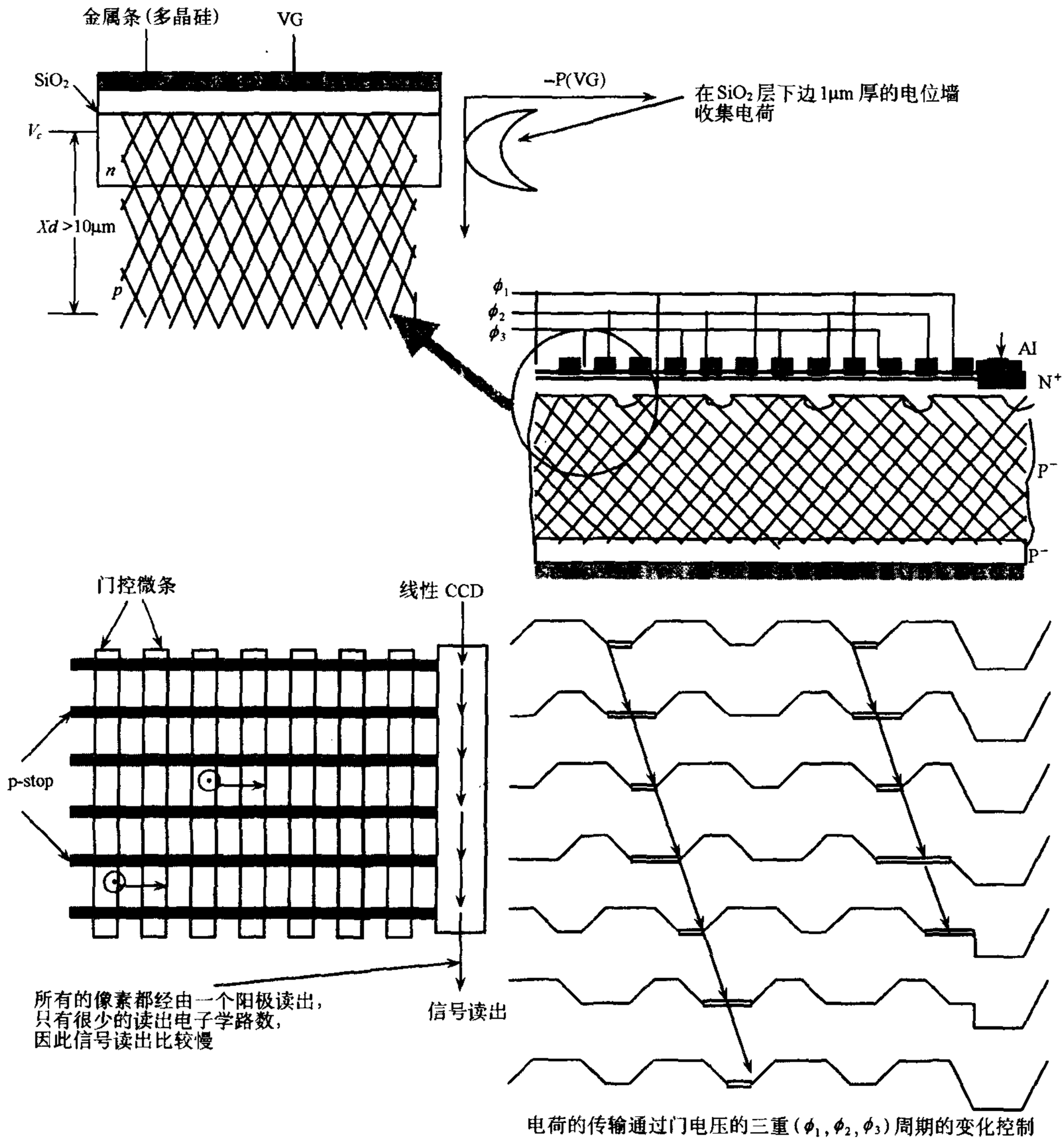


图 8.22　电荷耦合器件(CCD)的工作原理

8.3.4 硅片探测器

硅片探测器(Silicon pad detector)是由一个或者多个作用面单元组成，这些单元皆有 p^+注入和铝触点。探测器的单元通过线接头直接连到读出电子学电路。每个单元像素的尺寸一般为 1mm×1mm，或更小一些。对于每一个片读出是比较经济的，探测器周围使用了双金属层技术，如图 8.23 所示。

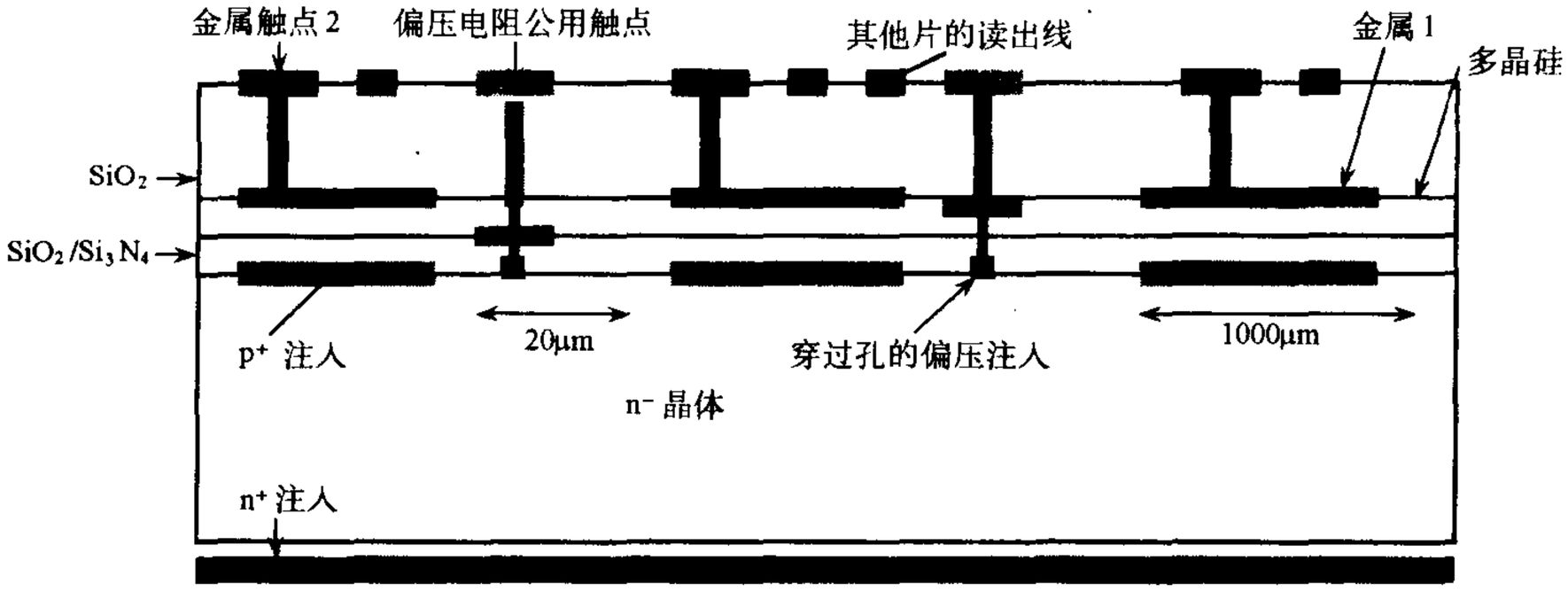


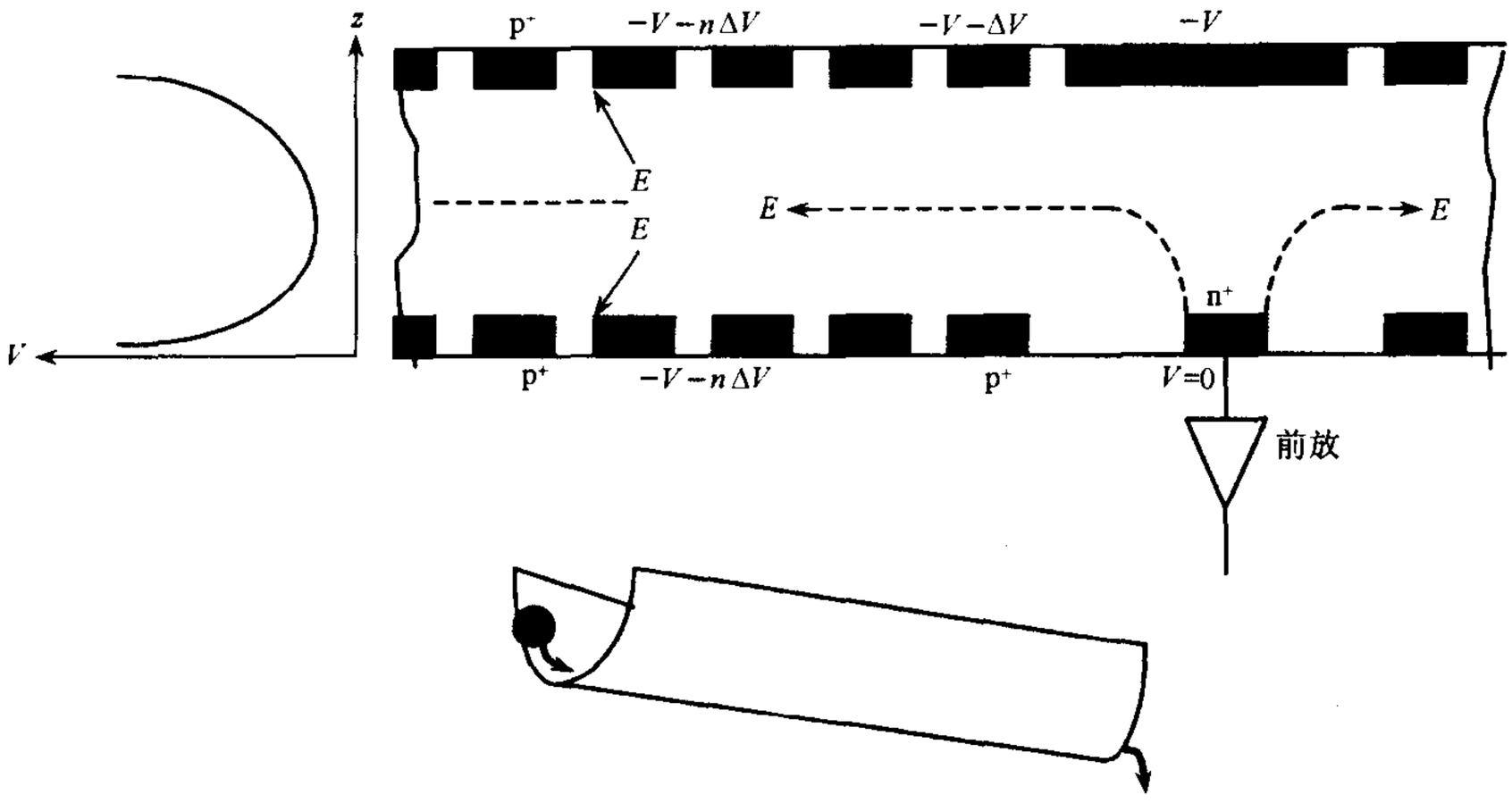
图 8.23 硅片探测器的结构

这个类型的探测器一般用在能谱仪上，信号幅度的大小与探测到的粒子能量有关。探测器使用分割的作用面，它有比较好的位置分辨能力(但与其他好的位置分辨探测器相比较还是粗糙些)，这种探测器一般用在光测量、闪烁体读出、荧光的测量和粒子谱测量等。在 RHIC 的 PHOBOS 实验中应用了这种探测器。将用它来测试在高能离子-离子对撞的多事例三维径迹。

8.3.5 硅漂移室[16,17,5]

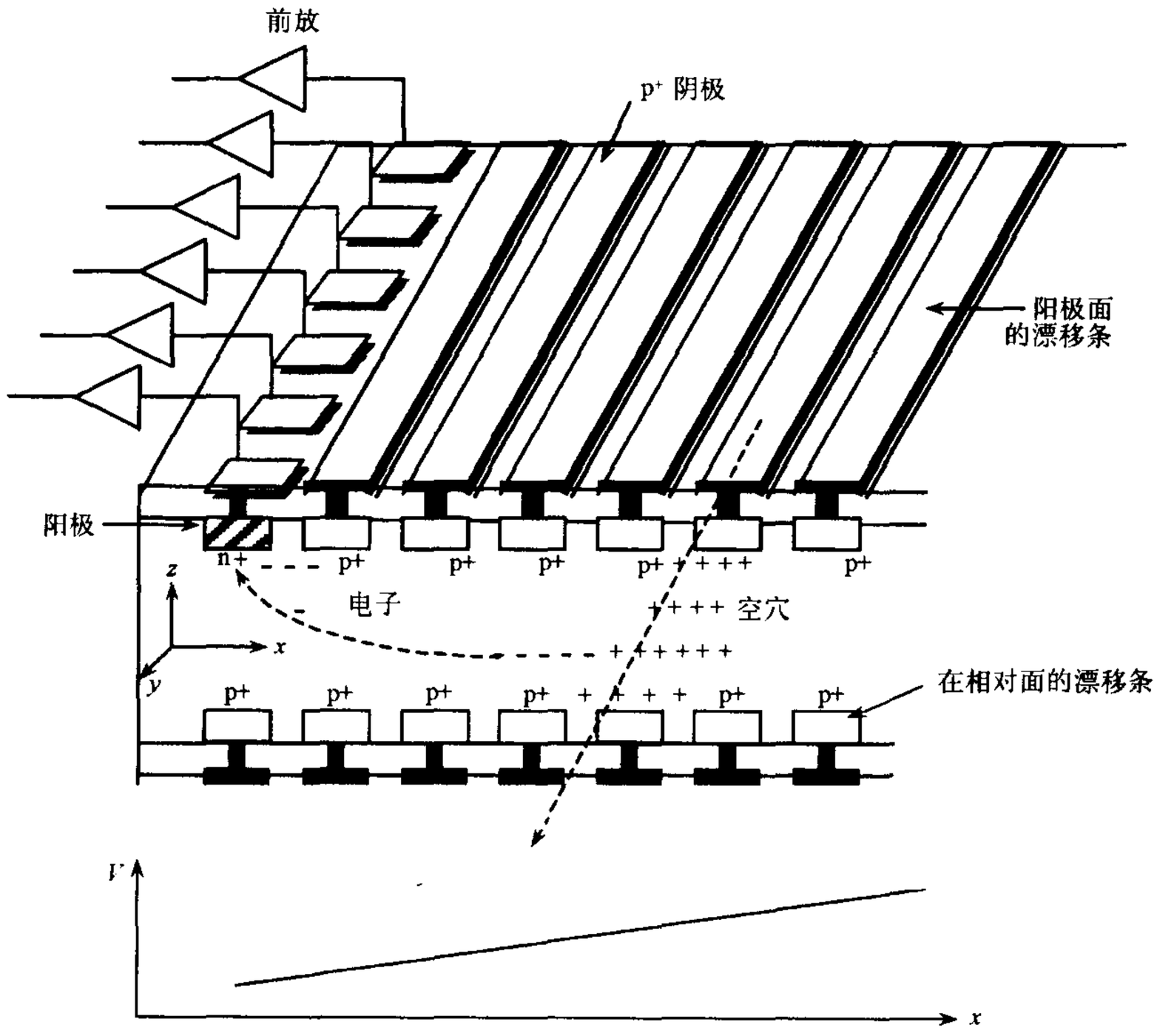
如图 8.24(a)所示，硅漂移室是在 n 型的硅片的两个表面，注入杂质 B 都形成重掺杂 p^+条，中间是一层未耗尽区，由此形成两个耗尽层夹着一个中间未耗尽的区域。在边缘形成一个 n^+微条与中间未耗尽区相连，当外加一定的负偏压(即负电压加到 p^+上，正电压加到 n^+条上)后，使整个硅片实现全耗尽。硅片内部的电位 V 分布，在 z 方向成为抛物线型，中心的电位最低而靠近两个表面的部位最高，如图 8.24(a)中的 z-V 曲线及下边的半圆桶型电位分布及电子流向示意图。在 x 方向，电位分布是靠近正极 n^+最低，远离 n^+方向的电位高，如图 8.24(b)下边 x-V 曲线图所示。当带电粒子穿过探测器时产生电子空穴对，电子就会落入低电位的谷中，然后沿着电场的 x 方向分量向电位最低的正极微条 n^+漂移，形成电信号。信号经过前端电子学电路放大，数字化读入计算机中，如图 8.24(b)的示意图。通过测量电子的漂移时间 (从某一个被定义等级的 p^+微条到正极 n^+微条)及被分割开的 n^+读出微条上的位置就得到了入射粒子的两维(x,y)位置信息。它很像气体漂移室，但它的优点是可以大大节省电子学经费。另外，电子在耗尽区漂移很长距离才到达面积很小的正电极，电极之间的电容很小，因此噪声减小，有利于提高能量分辨率。还有，普通的半导体探测器的计数率一般在几十 kHz 以下，硅漂移室由于其电容小，相应的脉

冲成形时间也很短(大约为 100ns),硅漂移室的漂移时间虽然比较长,但它的计数率并不受此影响,硅漂移室的允许计数率比一般的半导体探测器高几十倍。它的时间分辨可小于1ns,并且它有两维的位置分辨,其中按漂移方向的位置分辨率可达到几个微米。它也常用作为能量测量。它的缺点是电极结构复杂,探测器价格较高。



电位分布及电子流向示意图

(a)



(b)

图 8.24

(a)硅漂移室原理图;(b)n^+阳极条被分割的二维读出的硅漂移室工作原理图

8.3.6 读出电子学[19,20]

在硅微条探测器的早期设计制造时，读出条比较宽，每一个硅片上条数不多，并且基本上不是采用每个读出条对应一路读出电子学。有些采用几个读出条对应一路读出电子学，还有些采用延迟线读出方式，探测器的一个面的很多读出条只用几路读出电子学。后来 J. B. A. England 等人提出了电容电荷分割法(图 8.25)，将各读出条之间用电容连接起来，每隔一路(或几路)读出微条，接一路读出电子学。假若带电粒子穿过时，产生的总电荷量为 Q，则最靠近径迹的读出道可得到电荷接近 $3/4Q$。采用这种读出方案的优点是可节省电子学路数并能提高一定的分辨率[18]。

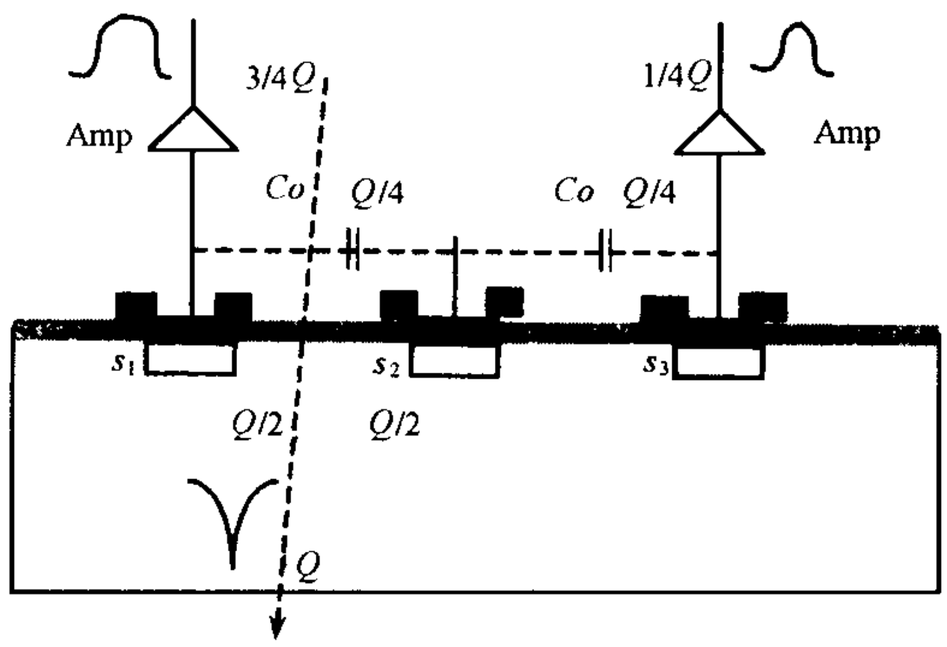


图 8.25 电容电荷分割法原理图

这种基于直流(DC)耦合读出的方式，虽然有它的特点，但问题是信号读出的前置电荷灵敏放大器一般多采用某种形式的电荷积分器组成，这种电荷积分器用于 DC 耦合读出，它不仅收集了入射粒子电离产生的电荷，也收集各种漏电流电荷。因此这种读出方式噪声比较大，信噪比差。

采用交流(AC)耦合方式，因为交流耦合电容有隔直作用，将直流(漏电流)或变化比较慢的电荷信号阻挡了，它们进不到前置电荷灵敏放大器。因此这种读出方式噪声比较小，信噪比很好，人们大多采用这种读出方式。

近些年，随着硅微条探测器的发展，信号读出条越来越细，间距越来越窄，密度越来越高，路数越来越多。例如，一个 4cm×6cm 的硅片上就可制成 700 多路读出条。为了提高探测器的空间分辨率及探测效率一般采用每个读出条对应一路独立的信号读出电子学。这样总的读出电子学路数也越来越多。前端电子学部分又不能离探测器的读出微条太远，否则噪声问题将无法解决。对如此多路电子学的信号的引出问题，各种干扰问题，电子学的高密度的热噪声问题和经费问题等，都需要认真的考虑。有的大型谱仪中的硅微条顶点探测器和径迹探测器总路数可高达 100 多万路。所以必须采用先进的技术工艺，必须精心设计采用高度集成化。随着电子学高度集成化技术的发展，各国核电子学专家们和半导体专家们配合，先后研制成功几种先进的大规模集成电路(VLSI)，其读出电子学，在大约 $7\times8mm$[2]的面积上集成了 128 路前端电子学读出电路，每一路都包括前置电荷放大器、模拟通道、比较器、ADC 等。

国际上目前采用的这种大规模集成电路的型号有 SVXII,SVXIII,MX6,MX7,MX7-RH,ISL 等等,SVXII 就是其中比较好、应用比较广的一种。图 8.26 就是 SVXII 对应硅微条探测器的一个读出条的一路读出电子学框图。它包括前置放大器、模拟通道、比较器、数字化功能转换等几个部分。由于电子学系统采用先进的技术工艺,使读出电子线路实现了高密度、低噪声、低功耗,比较高的信噪比,因此提高了硅微条探测器的位置分辨率和计数率等。

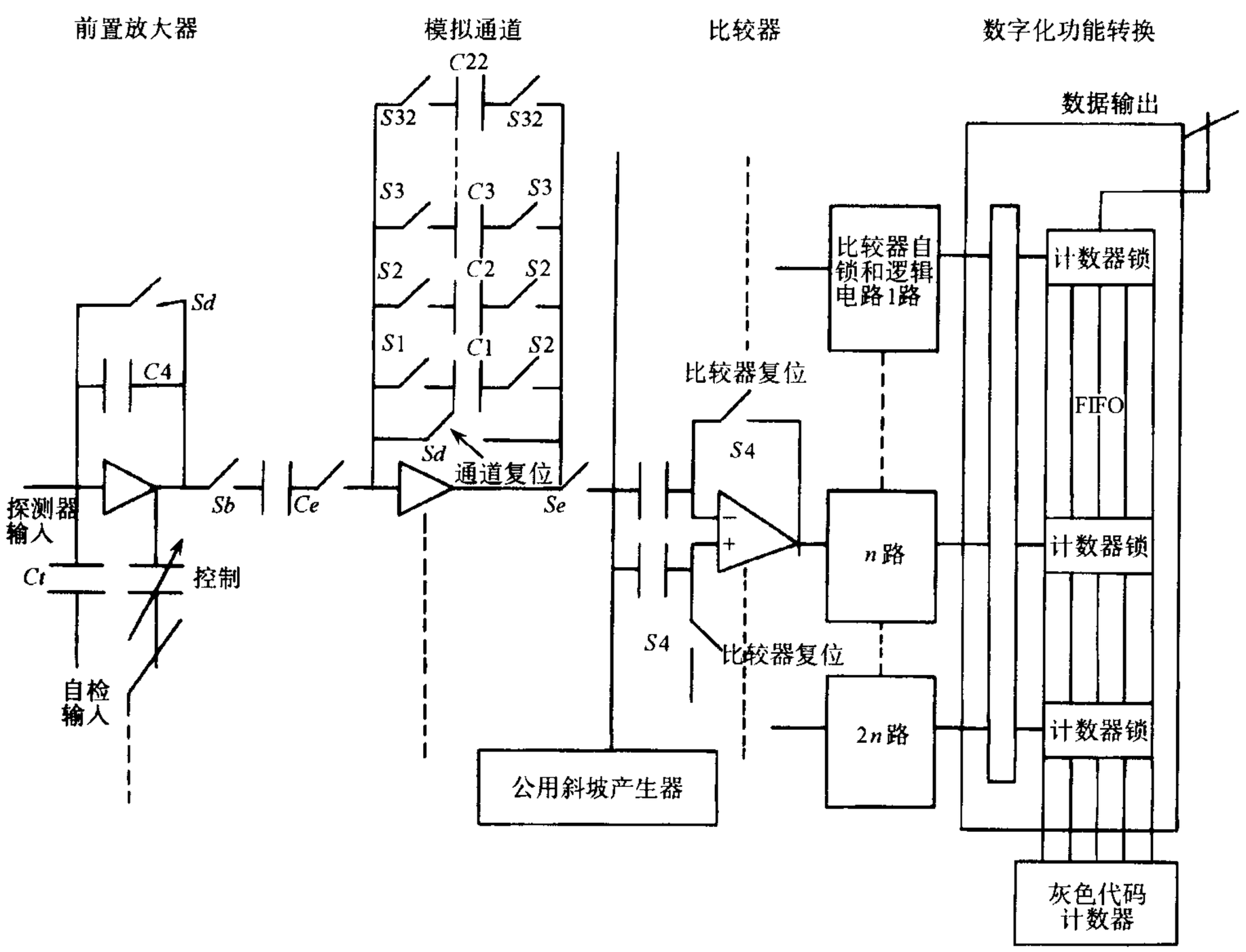


图 8.26　SVXIII 单路读出电子学框图

以上是把电子学和探测器分开的,有些则把读出电子学部分和半导体探测器集成在一块晶体上。

SVXII 的一些基本性能:

1) 每片 128 路。

2) 每一路的数据采集和读出周期分开。

3) 双相关取样。

4) 对于每一道,模拟通道可编程最大范围为 32 单元。

5) ADC 分辨率为 8 位。

6) 具有临近道读出选择。

7) 低噪声(信噪比 $S/N=10\sim20$)。

8) 低功耗(大约每一路为 3mW)。

9) 适合于双边读出的交流(AC)耦合的硅微条探测器。

10）对每一路分别有测试输入。

11）有先进的链式操作能力。

12）并行总线读出。

13）多个可编程内部寄存器(片号,前放上升时间,阈的电平等)。

14）大的动态范围。

8.4 硅微条及相关的半导体探测器的应用

随着硅微条及相关的半导体探测器的发展,它们的应用越来越广泛,如在高能物理实验领域已经应用得很普遍,在天体物理、宇宙线实验方面也已经大量的应用,在核医学数字化影像方面已经开始一些新的应用研究。

8.4.1 在高能物理实验中的应用[8]

因为硅微条探测器及一些相关的半导体探测器的位置分辨率比气体探测器的位置分辨率高一到两个数量级,所以在近十几年来,世界各大高能物理实验室几乎都采用它作为顶点探测器。如美国的FERMILAB的CDF和D0，SLAC实验室的B介子工厂的BaBar实验,欧洲核子研究中心CERN的LEP[25]正负电子对撞机上的L3,ALEPH,DELPHI,OPAL,正在建造的质子-质子对撞机LHC上的ATLAS,CMS及日本的KEK,德国的HERA,HERB及Zeus和H1实验等等。

不仅如此,LHC上的ATLAS和CMS还采用了硅微条探测器代替漂移室作为径迹测量的径迹室[32]。

近几年,高能物理领域所有新的物理成果,从t夸克的发现到标准模型的证实,无不与这些高精度的具有优良性能的顶点探测器、径迹室等先进探测器密切相关。顶点探测器和径迹室主要用来测量高能带电粒子的径迹。物理学家们根据这些带电粒子在磁场中的运动轨迹计算出它们的动量。根据粒子的质量、动量、能量及其他性能来判别粒子。顶点探测器和径迹室的定位精度是非常重要的,这些探测器的空间分辨率越高,粒子的径迹分辨越清楚,最终得到的顶点位置和粒子动量越准确。

各国的高能物理学家根据各自不同的实验要求,设计了不同的顶点探测器和径迹测量系统。有些采用的是单边读出硅微条探测器,有些则采用的是双边读出的硅微条探测器,还有些采用像素探测器,CCD和硅片探测器等[33]。

我们从图8.27还可以看到,硅微条等半导体探测器越来越受到各国科学家们欢迎。随时间的发展,世界各高能物理实验中的应用面积和相应读出电子学路数在迅速增长,在天体物理和宇宙线实验中的使用量也在突飞猛进(见8.4.2节介绍)。

美国费米实验室的D0实验采用硅微条探测器作为顶点探测器。为了增大覆盖立体角,除了桶部设计得比较长的外,物理学家们还设计了H-DISK和F-DISK。如图8.28所示。这个顶点探测器全部采用了硅微条探测器,其中一部分为单边读出方式,另一部分为双边读出方式。

D0的顶点探测器所用的硅微条探测器,都是交流耦合输出的,其桶部部分采用单边

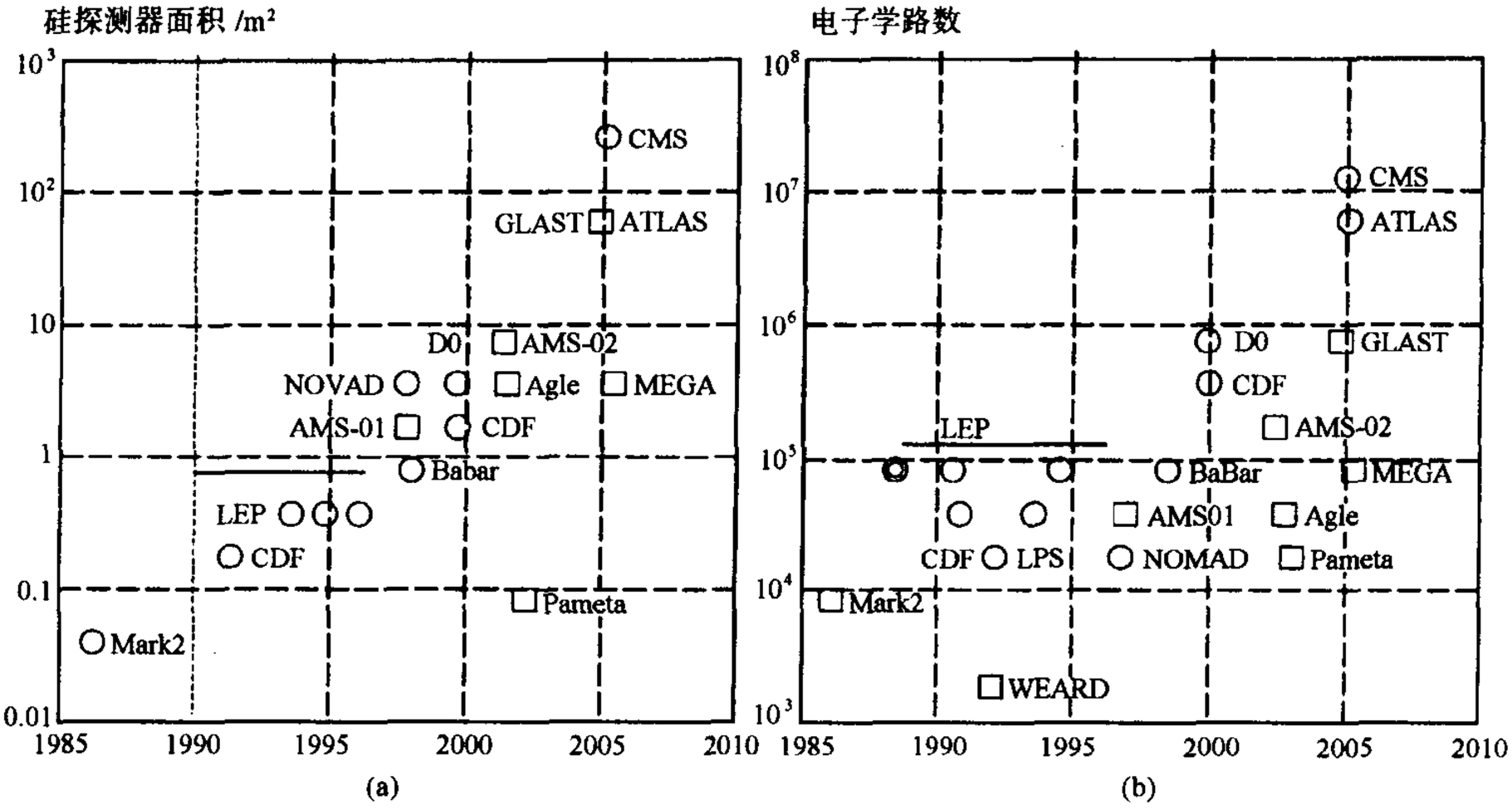


图 8.27　硅微条等半导体探测器使用面积及路数统计图

(a)硅探测器使用面积随时间的增长;(b)硅探测器的电子学路数随时间的增长

读出,D-DISK 和 H-DISK 部分采用双边读出。

未来在西欧中心 LHC 上运行的 ATLAS 实验的内部探测器,除了采用单边、双边读出硅微条探测器外,还采用了像素探测器和穿越辐射径迹室,见图 8.29～8.31。从图中看到,其结构由里到外分别为像素探测器、硅微条探测器、穿越辐射径迹室。另外,在对撞点的两边还设计安装了前向硅微条探测器。

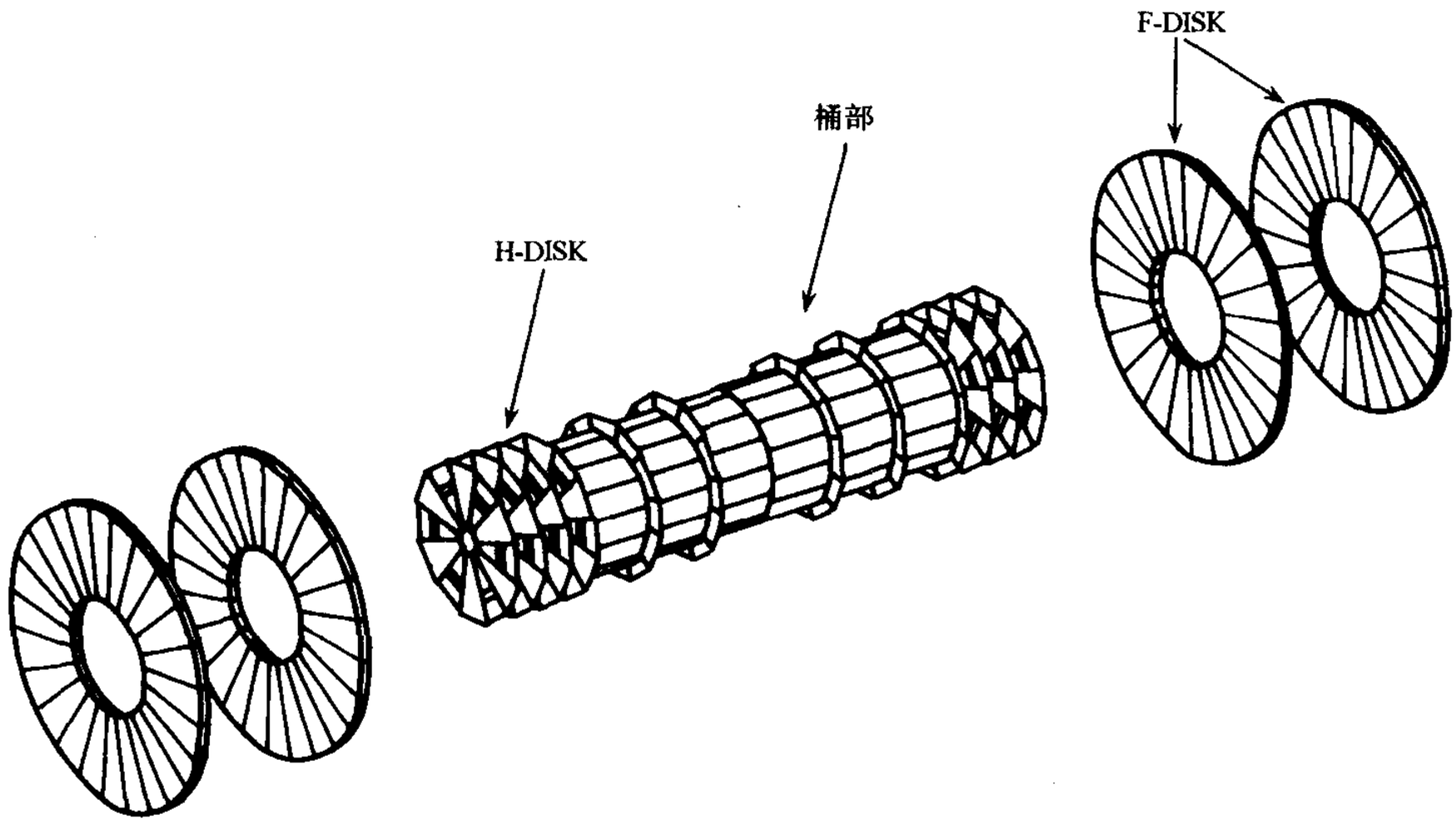


图 8.28　费米实验室 D0 实验的顶点探测器

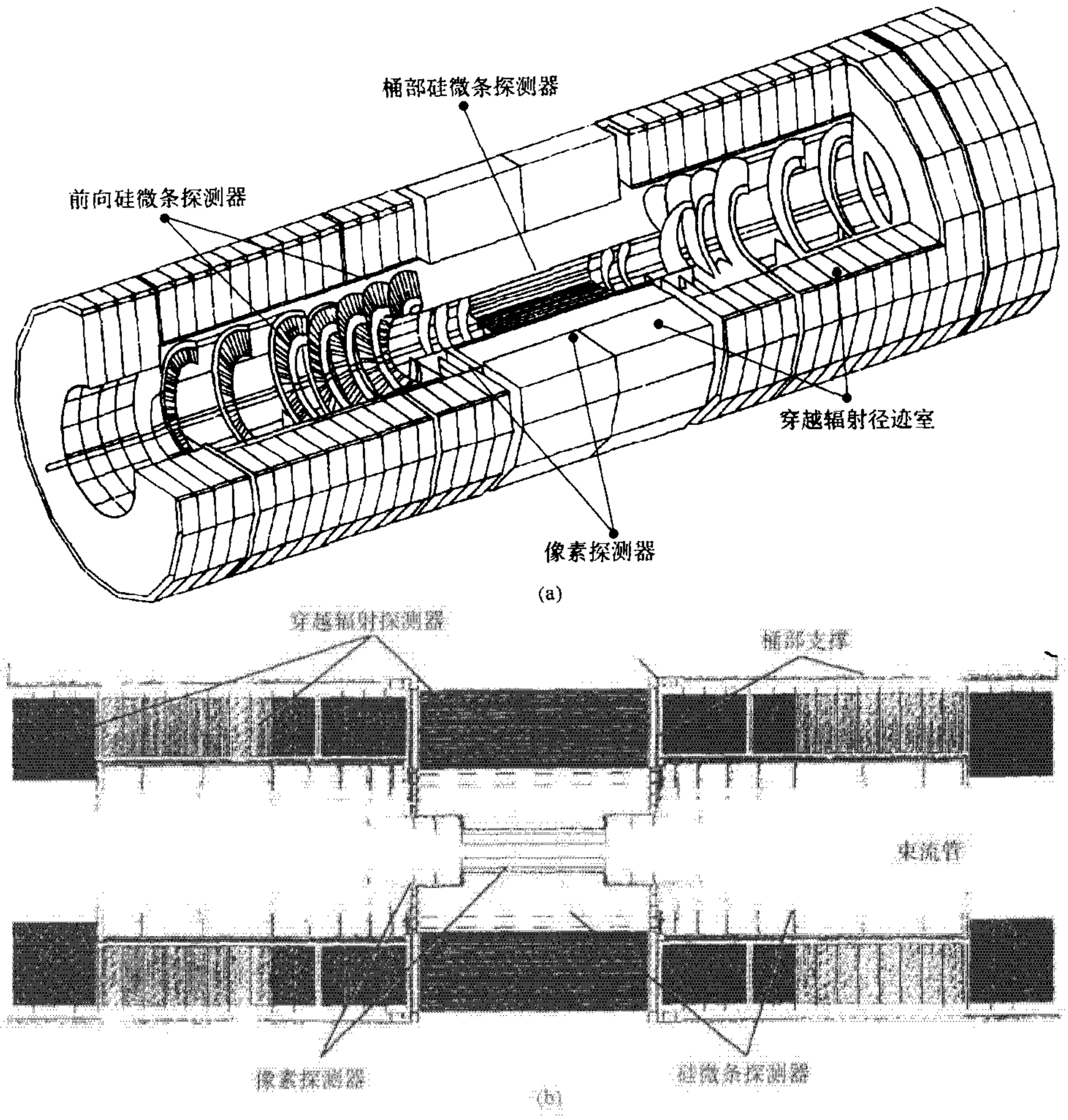


图 8.29　ATLAS 桶部探测器结构图

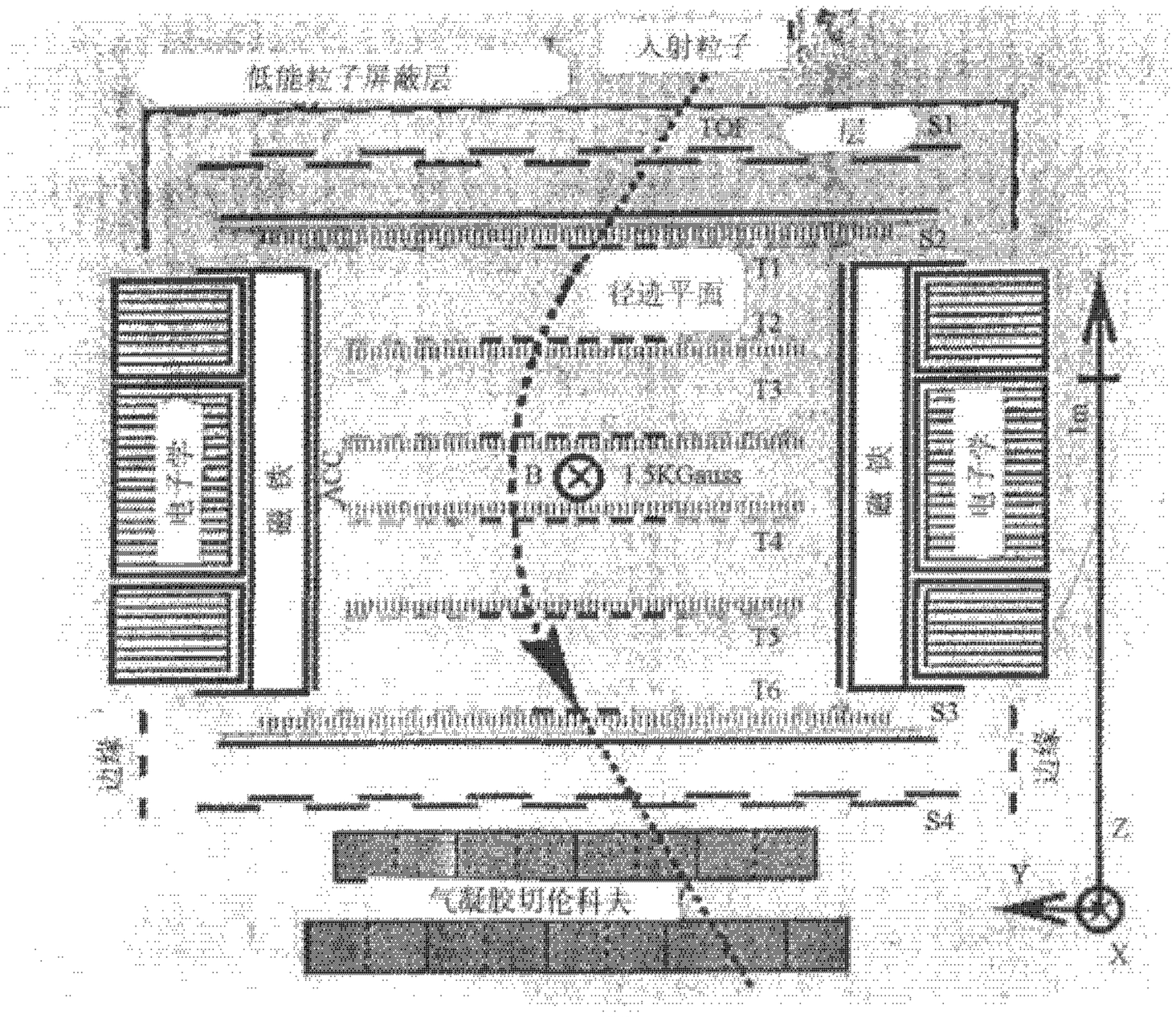
(a)内探测器立体图;(b)内探测器截面图

8.4.2　在天体物理和宇宙线实验中的应用

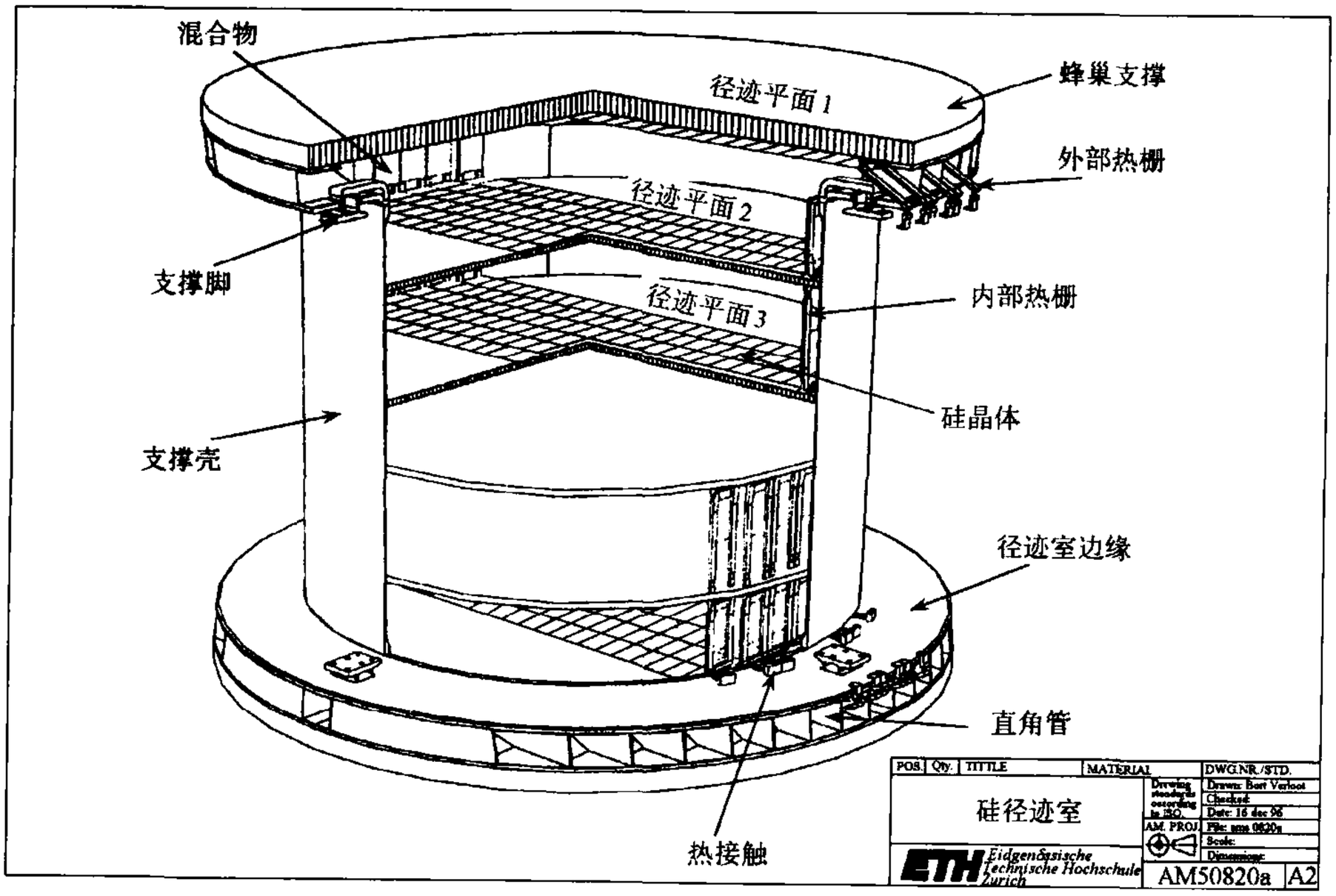
由于硅微条等半导体探测器具有体积小、空间分辨率高、CMOS 读出电力学功耗小等优点,给空间物理实验带来了许多方便从而使空间物理实验谱仪可以做得很“小巧”。过去比较难实现的空间物理实验,如今容易实现了。硅微条等半导体探测的发展和应用,推动了天体物理和宇宙线科学实验的发展。

为了空间物理和宇宙线科学实验,丁肇中先生领导 AMS 组,计划把 α 磁谱仪 AMS (Alpha Magnetic SPectromenter)送到国际空间站 ISSA(International Space Station Alpha),准备在宇宙中寻找暗物质和反物质。AMS 的中间核心部分的多层径迹室全部采用了双边读出的硅微条探测器,如图 8.30 所示 AMS 的原理结构及位置图。它是充分利用双边读出硅微条探测器的高空间分辨率,两维信息读出,CMOS 读出电子学的低功耗的特点。虽然谱仪的体积不大(直径和高均约为 1m),但这些精密的径迹探测器与永久性磁铁,飞行时间计数器,切伦科夫探测器,量能器等紧密配合,构成了一个“小巧”、性能良好、测量精密的谱仪。

由美国 NASA 和能源部及法国，意大利，日本，瑞典等参加的 GLAST 实验，为了研究宇宙中能量在 20～300GeV 的 γ 射线，研制了大面积 γ 射线太空望远镜 GLAST(Gam-



(a)



(b)

图 8.30　AMS 的原理结构及位置图

(a)AMS 工作原理图；(b)AMS 基本结构图；(c)AMS 在国际空间站上的位置图

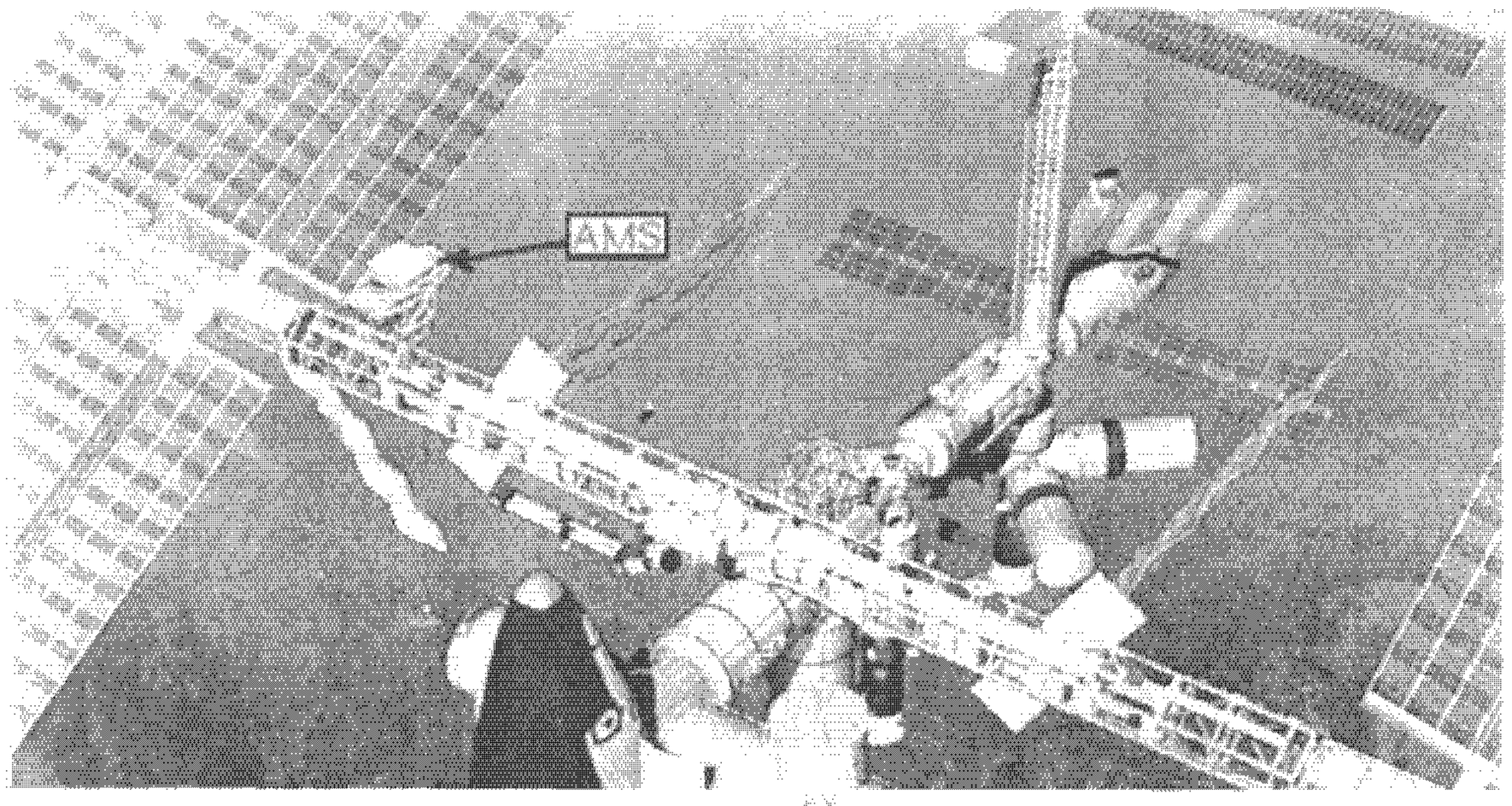


图 8.30(续)

ma-ray Large Area Space Telescope)。它的核心部分是使用了多层硅微条探测器,总面积大于 $80m^2$,共 130 多万路读出。主要用来作为 $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ 的对转换过程的径迹测量望远镜,见图 8.31。这些实验的设计,在当前大物理实验中,无论从实验方法到巧妙的采用最先进的探测技术方面,都可称得上是精品之作!

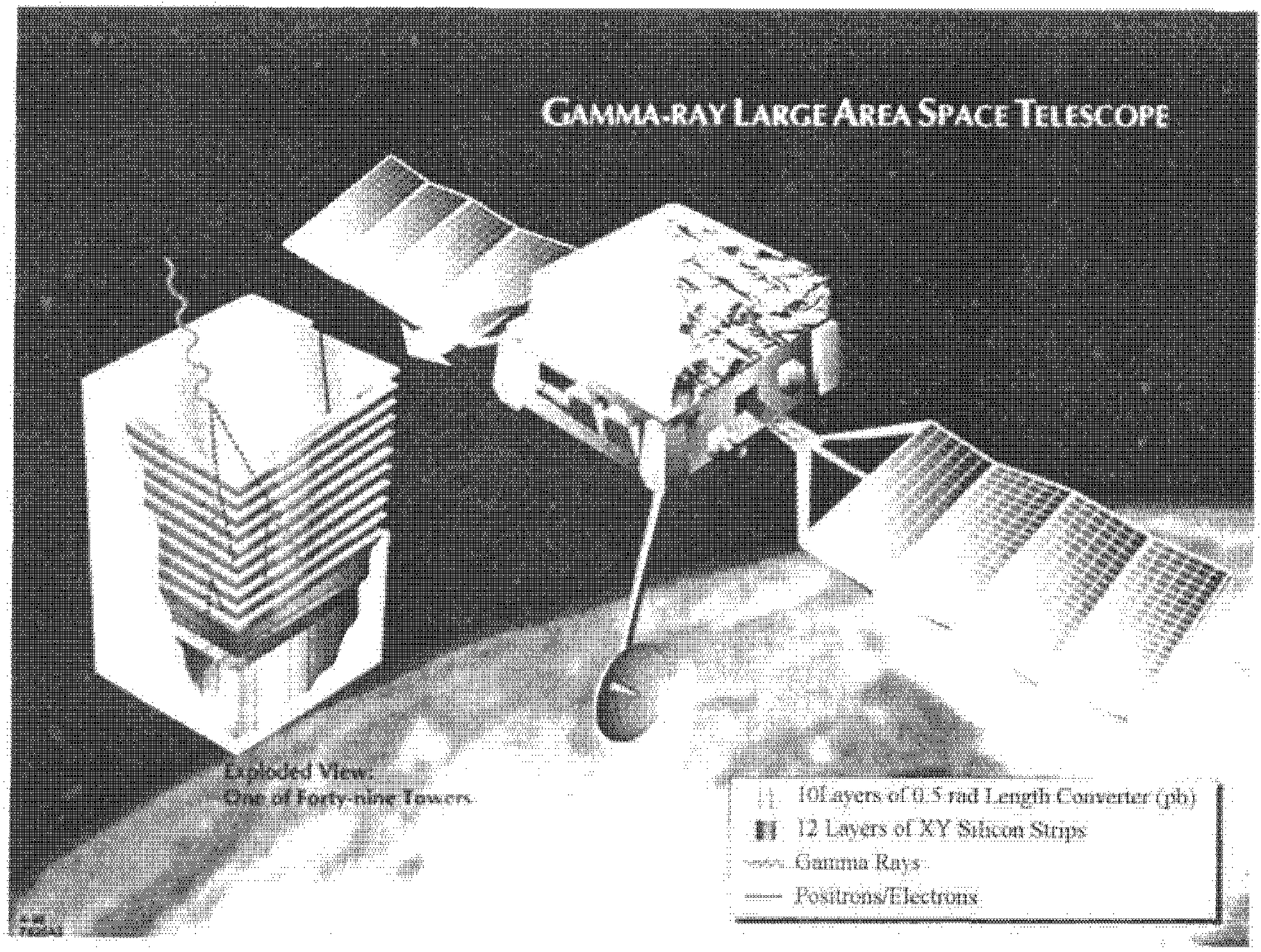


图 8.31 GLAST 结构及工作方式示意图

8.4.3 在核医学中的应用

核医学影像技术与高能物理及核探测技术是密切相关的，核医学领域的 X 光透视，X～CT，MRI，PET，ECT 等等，都是在高能物理和核物理实验探测技术的基础上发展起来的。探测技术的各项发展创新都在不断带动核医学影像技术的发展[21]。

核医学影像检测方法一般有两种：

一种是透射方法，如图 8.32(a)所示，是采用 X-射线源(或 γ 等其他射线源)，产生 X-射线束，经过准直后，穿过病人机体投影在探测器上。现在的 X 光透视，X-CT，γ-CT 等都是利用这种技术的，它要求探测器有高的空间分辨率。

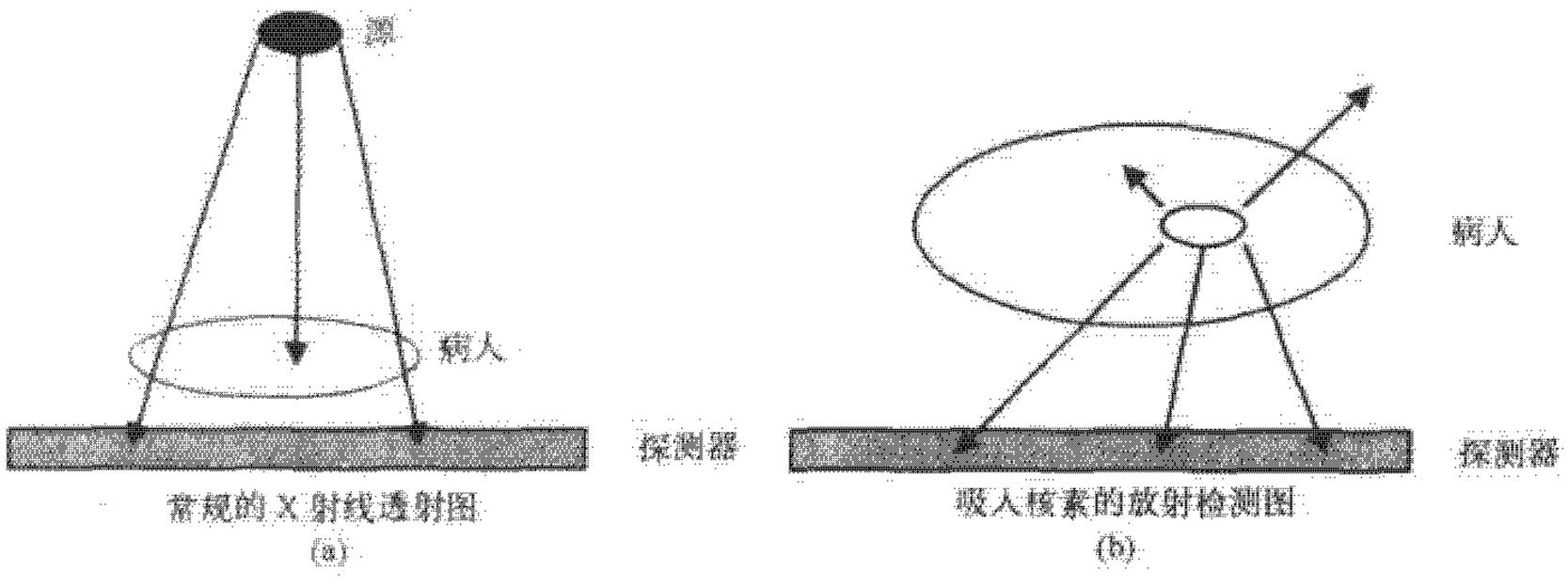


图 8.32 核医学两种影像检测技术

另外一种方法是放射方法，如图 8.32(b)所示，将短寿命同位素注入人的体内，用探测器探测人体内的短寿命同位素放射的 γ(光子)射线的放射图，PET 就是利用这种方法来进行检测的。它要求探测器探测效率比较高，时间分辨比较好。

用这两种影像检测技术记录病人不同的相关的信息，从不同的角度来对病人进行检测。

这两种方法各有自己不同的特点，探测器的工作情况的要求也是不同的，如表 8.1 所示。

表 8.1 X 射线透射和 γ 射线放射影像检测的探测器工作情况要求的比较

特点	X 射线透射图	γ 射线放射图
在探测器表面光子流量/($mm^{-2} \cdot s^{-1}$)	10^7	10^{-1}
动态范围	10^3～10^4事例	5×10^4事例之上
光子能量	10～125keV	70～511keV
空间分辨率	5～15 线对/mm	0.05～0.25 线对/mm
曝光时间	0.01～1.0s	10～20min

早期的 X 光影像检测，其显示记录都是用 X 光胶片，随着探测技术的发展，很多新的探测器应用到核医学的图像检测系统中。图 8.33 是有关文献介绍的 1996～1999 年应用

到核医学领域各种探测器的统计基本概况：

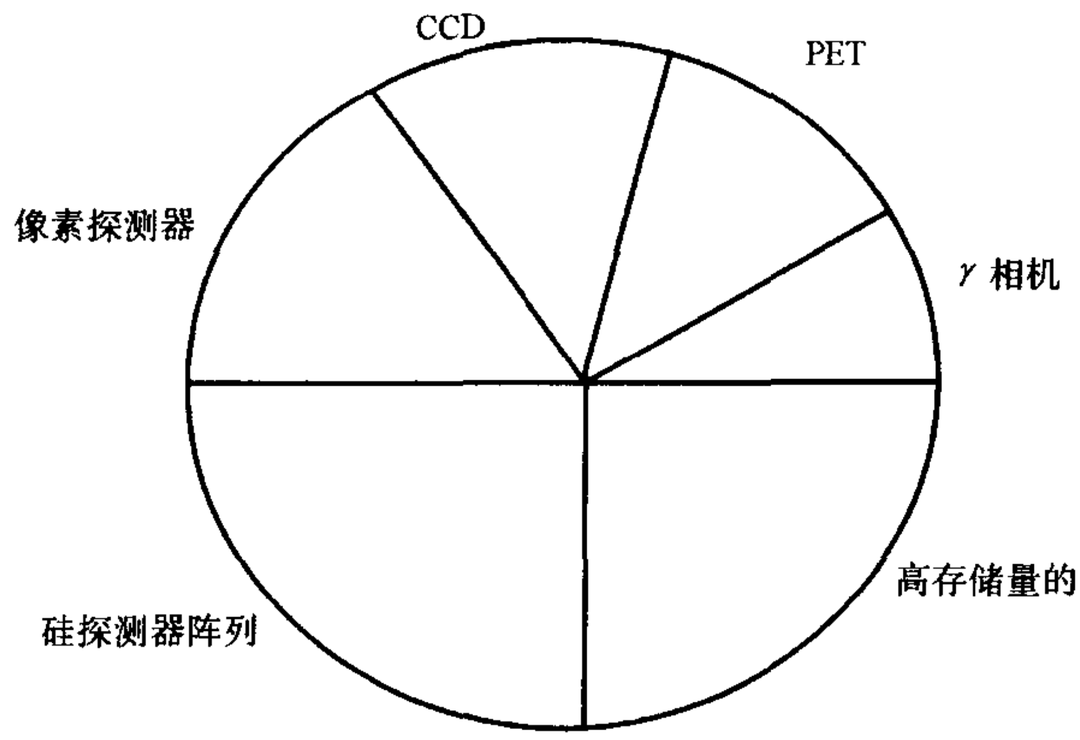


图 8.33　统计基本概况

1999 年至今，新探测器技术又有了发展，新的探测器在核医学领域的应用也在不断的变化，半导体探测器的应用所占比例更大了。

目前世界上虽然有了 X-CT，MRT，PET，ECT 等等各种核医学影像诊断技术，并且还发展起来了高速螺旋 CT，能从荧光屏上直接观察到人体内的组织和脏器的三维结构，MRI 和 PET 技术能探测出人的生理功能，生化代谢过程，从而得到早期病变的信息，但是这仍然不能满足现代医学临床日益深入及更加深层次的研究需求，很多医学专家们希望最好不需要通过外科手术，组织取样，光镜和电镜病理分析等，能找到一种更新更细的医学影像检测系统，能直接从图像中分辨出恶性细胞，良性细胞及正常细胞结构的差异。首先，这就需要探测器的空间分辨率好于微米级水平，才能满足这个要求[22,26]。

以前的 X-CT 使用的 NaI(TI)，BGO 或 Cs I 晶体探头，其空间分辨率只在 2mm 左右，近几年应用光电二极管阵列探测器，空间分辨率有了一定提高，但达到微米数量级还有很大一段距离。

空间分辨率能接近微米量级的探测器，在目前的高能物理和核物理实验探测技术中只有硅微条探测器、像素探测器和 CCD 等半导体探测器。J. Straver 等人用硅微条探测器的实验，经过离线分析、计算得到的点位置分辨率 $\sigma=1.25\mu m$[12]。所以说将来只有用硅微条等相关的半导体探测器才有可能完成这个任务，用气体探测器或晶体探测器很难做到。

近几年来，各国科学家用这些半导体探测器做了许多有关的应用研究实验，并取得了一定的成果。图 8.34 为 Beuville，R. Cahn 等(Lawrence Berkeley National Laboratory)用硅微条探测器建立的 X 光扫描图像系统及用这种系统取得鼠头颅像[26]。

日本 KEK 高能物理实验室用 100keV 的 X 射线经过三次狭缝和一个吸收体的准直和单色化，形成一束扁平的射线束，然后再经过一块锗晶体的布拉格反射形成一束均匀分布的微米级的扁平 X 射线。当它穿过样品(相当于一个超微的切片)后再经过第二块锗晶体的非对称的布拉格反射，将不均匀的扁平 X 射线拉宽，投射到微条型探测器上。其空间分辨率达到 4μm，相当于普通光镜水平的图像[23,30]。

除此之外，在 X 射线影像的数字化方面[38]，如数字 X 光机等研究，在新探测技术的

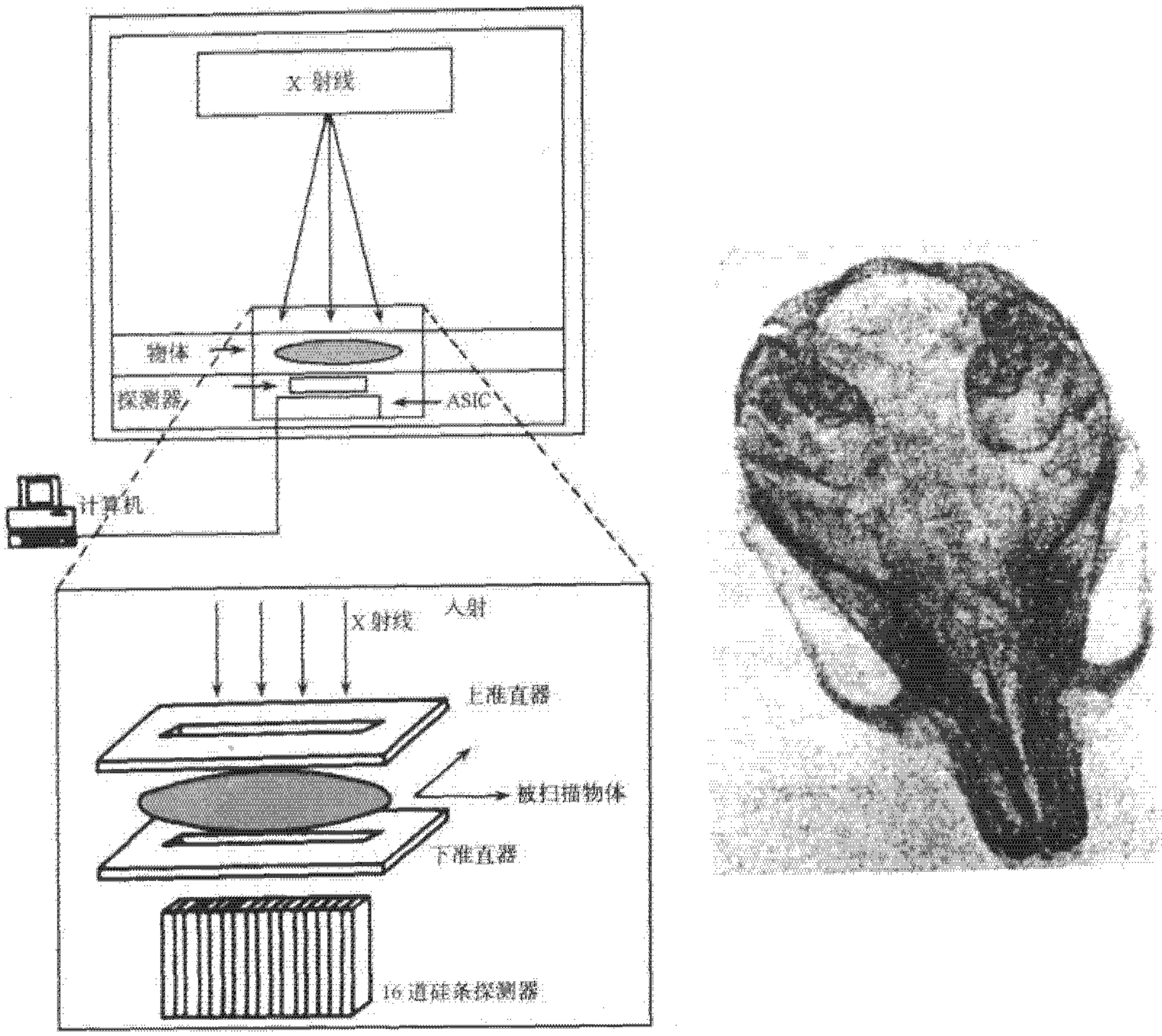


图 8.34　硅微条探测器建立的 X 射线扫描图像系统

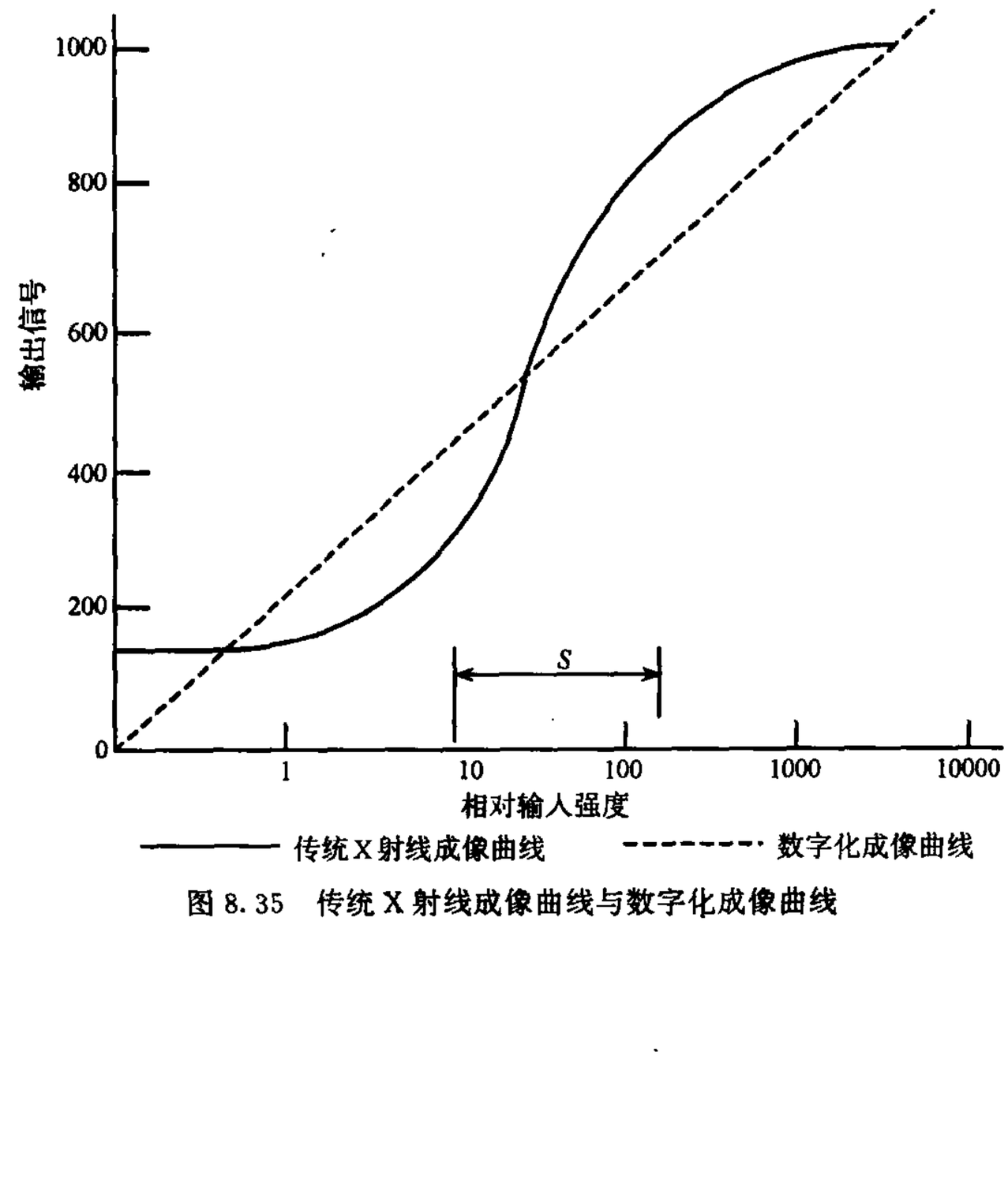


图 8.35　传统 X 射线成像曲线与数字化成像曲线

带动下也有了很多进展，它克服了传统 X 射线成像方式的各种缺陷：

1）传统的 X 射线透视摄影以胶片为介质，它对于 X 射线的能量利用率低，其量子探测效率(Quatum Detection Efficiency，QDE)只有 20%～30%。数字化成像系统可达到 60%以上，因此后者成像所需要的辐射剂量可降低 30%～70%。

2）传统的 X 射线成像比数字化成像的动态范围狭窄得多，从图 8.35 可见，数字化成像比传统成像方式的曝射量宽 3 个数量级，因此它可以获得较高的密度分辨率及较大的曝射动态范围。

3)传统的 X 射线成像后不能进行图像再处理，若图像质量不满足诊断要求，只能让病人再受辐射剂量，重复做 X 光照相；而数字化成像后还可以进行再处理，例如边缘增强、灰阶变换、视窗拉宽等。如图 8.36 中腿骨的普通 X 射线摄影照片和数字摄影照片的对比，数字摄影可以用散光滤镜把散光滤掉，使主题清晰且更富有立体感[41]。

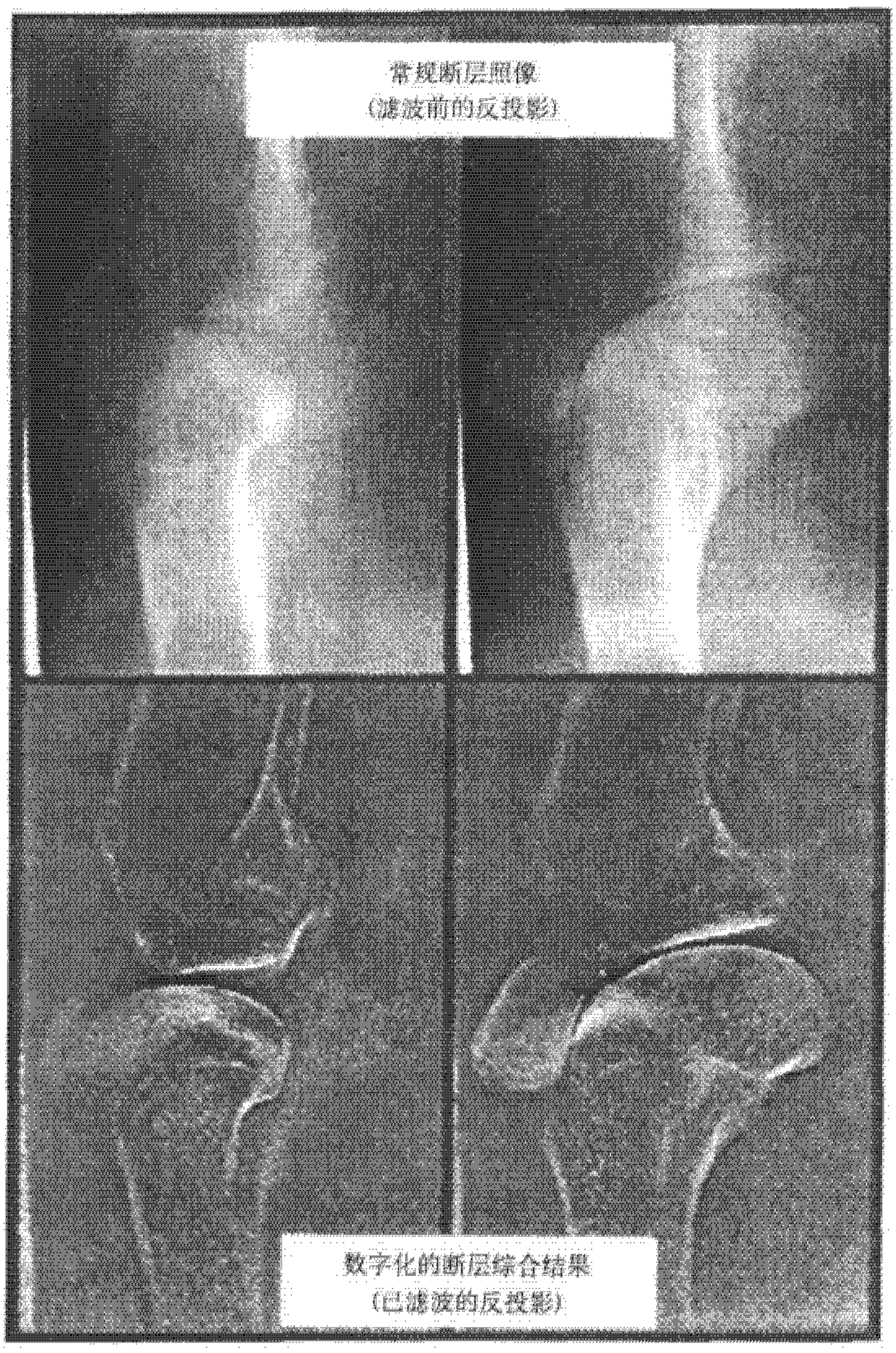


图 8.36　腿骨的普通 X 射线摄影照片和数字摄影照片对比

4）数字化成像获得影像的数据时间非常短，用于心血管造影的装置每秒可达到50～60幅，这样就可以消除因器官活动所导致的模糊现象等。

5）新一代的数字X光机，可以直接显示图像，并把图形数据存入计算机的硬盘、光盘、磁带及软盘中，或进行异地的网络传送和会诊都非常方便[21,22,24]。

硅微条探测器及一些相关的半导体探测器的发展推动了核医学影像数字化的进步和提高，还将会带动它走向更高的水平！

参 考 文 献

[1] 刘恩科，朱秉生. 半导体物理学. 西安：西安交通大学出版社，1998

[2] 刘恩科，朱秉升. 半导体物理学. 北京：国防工业出版社，1994

[3] 格伦理F. 诺尔等. 辐射探测与测量. 李旭译. 北京：原子能出版社，1998

[4] Grove A S Physics and Technology of Semiconductor Devices. New York John Wiley & Sons，1998

[5] 复旦大学，清华大学. 原子核物理实验方法. 北京：原子能出版社，1997

[6] Kramberger G et al. CERN，2001，11：28～30

[7] Karmanov D et al. The Measurment of the Interstrip Capacitance of Single Sided Silicon Microstrip Detector with Capacitive Charge Division for D0 Experiment：D0 note 3513

[8] Weilhamme P. NIM A453，2000：60～70

[9] Zelalem Asmamaw. Breakdown Voltage Measurements of Silicon Microstrip Detector. Brown University Providence，RI02912，August 10，2001

[10] SINIEF Electronics and Cybernetics，Detector techonology and Microsystems

[11] Allport P P，Carter J R . NIM，1990，A310：155～159

[12] Straver J et al. NIM. 1994：A348 485～490

[13] Bruner N L NIM. 1995 A362 315～337

[14] http://www.oslo.sintef.no/ecy/7230/microstrip.shtml

[15] Zen M et al. NIM a 460，2001：306～315

[16] CERN *Academic training Particle detectors*，97/98，*Silicon Detectors*，2001 Summer Student Lectures

[17] Emilio Gatti，Pavel Rehak. NIM，1984：225，608，614

[18] 王勇，张继盛. 硅微条探测器. 核电子学与探测技术1997，第17卷，第三期

[19] Yarema，R. et al. A Beginners Group to the SVXIIE. FERMILAB-TM-1892

[20] Prepared by R. Yarema for FERMLAB-AB-TM-1892，1996

[21] Thomas Mertelmeier. Medical Imaging：From Data to Images，http://www.med.siemens.com

[22] 曹厚德，蒋志新. 发展中的数字化X射线成像技术. 世界医疗器械，第四卷，第九期，1998

[23] 曾仁端，钟守昌. 未来医学影像技术的重大进展. 世界医疗器械，1998，第四卷 ，第九期

[24] Speller R D et al. NIM，2001，A 457，653～664

[25] Kennth O sterberg. NIM ，1999：A4351～4358

[26] Beuville E. IEE，Vol. 45. No. 6. December 1998

[27] Robert Speller，Gary Royle. NIM ，2002：A477，469～474

[28] Batignani G et al. NIM，1991：A310，160～164

[29] Abt I et al. NIM ，2001：A 439，442～450

[30] 曹卫刚，陈伯显. 核电子学与探测技术，1997，第17卷，第一期

[31] Burger P et al. New Generations of Position Sensitive Silicon Detector. http://www.canberra.com/literature/technical-ref/detector/newgens.htm

[32] ATLAS Inner Detector Technical Design Report

[33] Kramberger G et al. Influence of trapping on silicon microstrip detector design and performance. CERN，

2001,11:28～30

[34] Colledani C et al. NIM,1996,A372: 379～384

[35] Bruner N L et al. NIM ,1995,A362: 315～337

[36] Wheadon R. NIM, A348,1994: 449～453

[37] D0 Silicon Tracker Technical Design Report,1994

[38] Radiation Physics Group, Digital X-ray Imaging using Silicon Microstrip Detector,http://www. medphys. ucl. ac. uk/reseach/acadradphys/projects/simicro. htm

[39] Alice Bean. NIM ,2001,A466 : 262～267

[40] Turala M. NIM ,2001,A466:243～254

[41] Thomas Mertelmeier. Medical Imaging: From Data to Images http:11 www. med. siemens. com

第九章　切伦科夫计数器与穿越辐射探测器

高能物理实验中，稳定粒子的质量不能直接测量。人们通常测量两个运动学物理量，它们其中至少有一个与粒子的质量有关，从而推算出粒子的质量。切伦科夫辐射具有与入射带电粒子速度有关的特征。穿越辐射与带电粒子相对论性时间扩展因子 γ 有关。利用它们的这些特性结合对带电粒子动量或能量的测量可以确定该粒子的质量，也就是可以鉴别带电粒子的种类。

测量高能带电粒子的相对速度 β 以及动量 P 来确定它的质量 m 有下列关系式：

$$m = P/(\beta\gamma c) \tag{9.1}$$

式中，$\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$；$c$ 是光速。

由此可见，粒子质量的测量精度由速度测量精度和动量测量精度决定：

$$\frac{\mathrm{d}m}{m} = \sqrt{\left(\gamma^2\left(\frac{\mathrm{d}\beta}{\beta}\right)^2\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}P}{P}\right)^2} \tag{9.2}$$

切伦科夫计数器和穿越辐射计数器已成为高能物理实验中鉴别粒子的有力工具。

9.1　切伦科夫计数器[1,2,3]

9.1.1　切伦科夫辐射的基本特征与公式

切伦科夫辐射是高速带电粒子与物质相互作用的一种效应。根据经典理论，高速带电粒子匀速穿过透明介质时，当它的运动速度超过光在该介质中的相速度时，将产生沿圆锥波前发射的辐射——切伦科夫辐射(Cerenkov radiation)。

切伦科夫辐射的性质在第一章中已作过介绍，这里仅将与探测器有关的特征与公式概述如下：

1. 切伦科夫辐射的阈速度及方向性

设带电粒子以匀速 v 在介质中运动，当它的速度足够高($v>c/n$)时，将产生切伦科夫辐射(图 9.1)。此时有下列基本关系式：

$$\cos\theta_c(\lambda) = [c/n(\lambda)]/v \tag{9.3a}$$

或

$$\cos\theta_c(\lambda) = 1/[n(\lambda)\beta] \tag{9.3b}$$

式中，$n(\lambda)$是介质因子的折射系数(或折射率)；$c/n(\lambda)$是光在介质中的相速度；$\beta=v/c$ 是带电粒子的相对论速度；$\theta_c(\lambda)$和 $n(\lambda)$都是切伦科夫辐射波长 λ 的函数。

可见，切伦科夫辐射是有方向性的，切伦科夫辐射的发射角 θ_c 与带电粒子的运动速度有关。测出切伦科夫辐射角 θ_c 即可确定带电粒子的速度。

产生切伦科夫辐射的条件是 $v>c/n$ 或 $\beta>1/n$。在介质中产生切伦科夫辐射的最小速度称为切伦科夫辐射的阈速度。

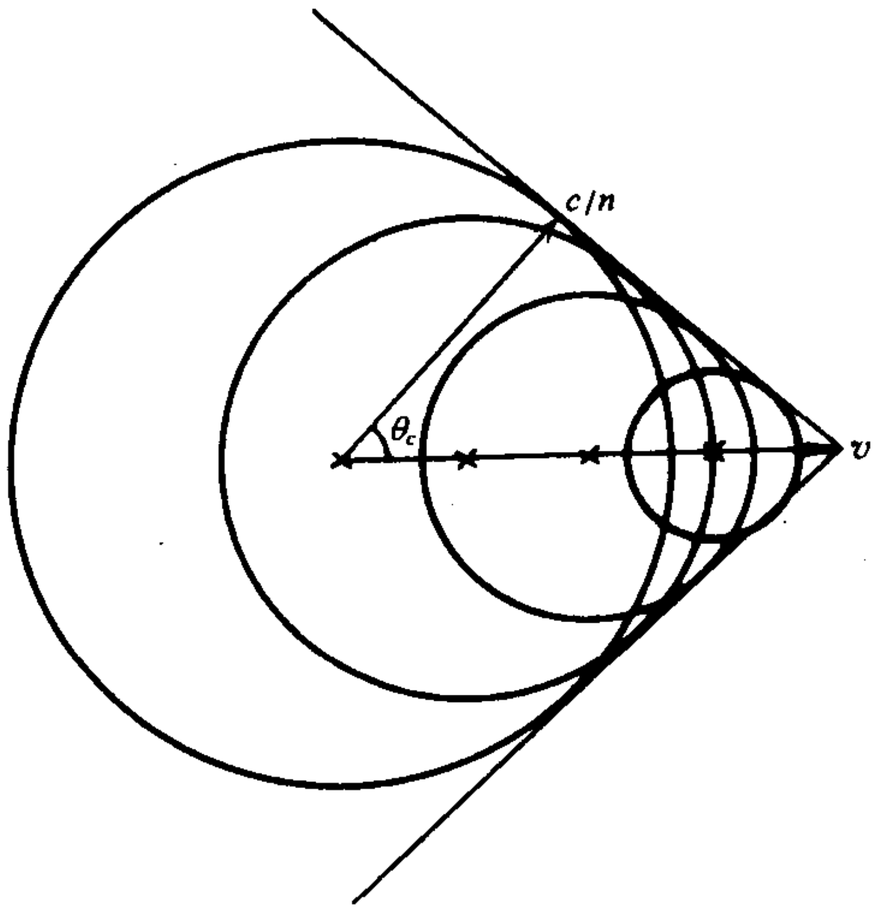


图 9.1　切伦科夫辐射示意图(带电粒子由左向右运动)

$v>c/n, \cos\theta_c=(c/n)/v$

$$\beta_T = v_T/c = 1/n \tag{9.4a}$$

$$\gamma_T = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_T^2}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1-(1/n^2)}} \tag{9.4b}$$

此时切伦科夫辐射角取最小值,对应于 $\cos\theta_{\min}=1$,即 $\theta_{\min}=0$。而在 $\beta\approx1$ 时,切伦科夫辐射角取最大值,对应于 $\cos\theta_{\max}=1/n$,也即

$$\sin\theta_{\max} = \sqrt{1-(1/n^2)} \tag{9.4c}$$

图 9.2 是在不同折射率 n 的介质中切伦科夫辐射角与粒子速度 β 的函数关系。表

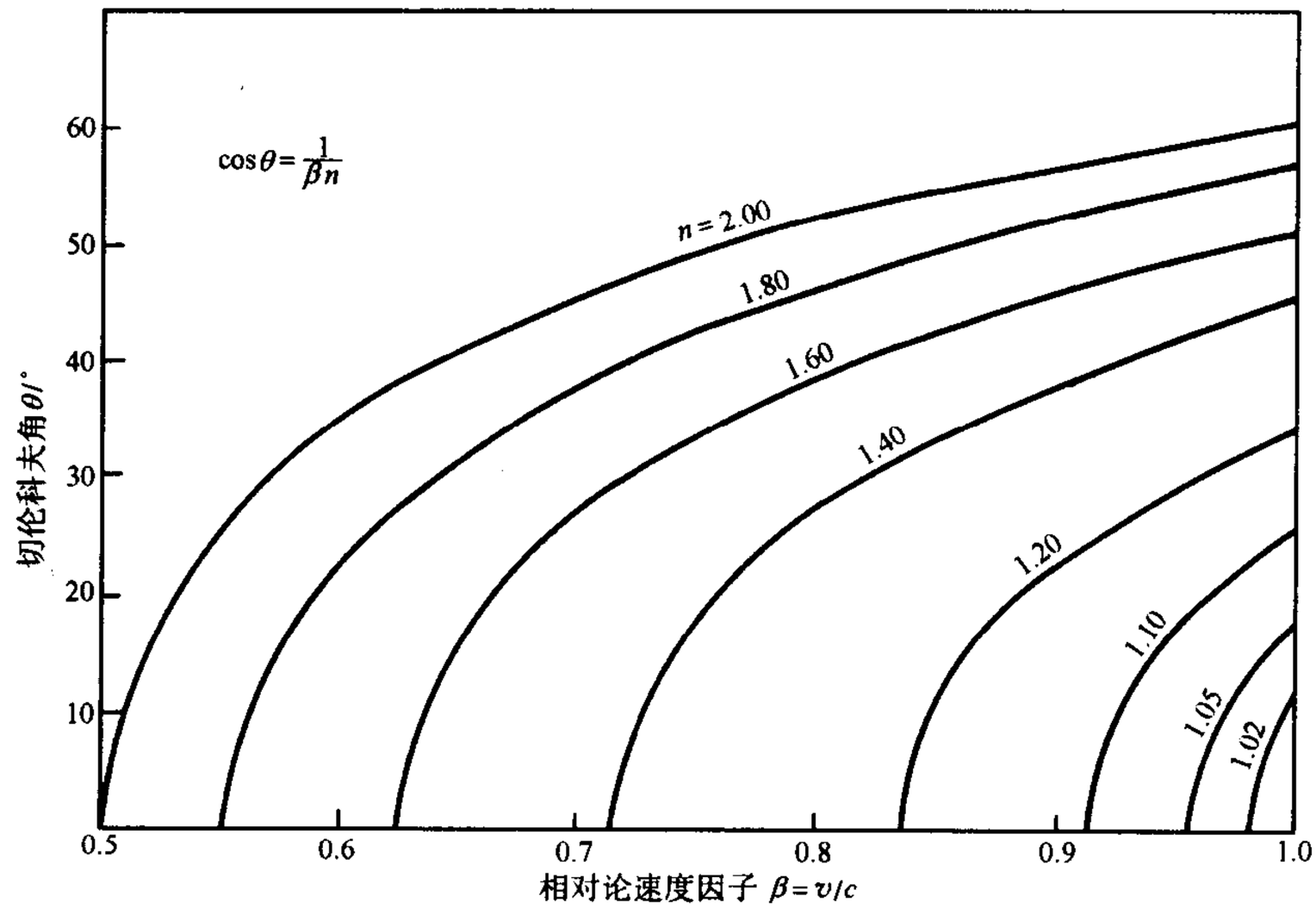


图 9.2　切伦科夫辐射角与相对论速度因子 β 的函数关系

9.1 列出一些介质的切伦科夫辐射的特性。

表 9.1　介质的切伦科夫辐射特性

介质	折射率	最大辐射角 θ_{max}	n_γ(可见光)(光子数/cm)[1)]
氢	1.000140	0°57′	0.13
氦	1.000035	0°29′	0.03
CO_2	1.000410	1°38′	0.40
气凝硅胶	1.02	11°22′	19.0
水	1.33	41°15′	213
有机玻璃	1.49	47°51′	269
铅玻璃	1.76	55°23′	332

1)n_γ 单位路程上发射的切伦科夫光子数。

2. 切伦科夫辐射光谱及光子密度分布

根据 Tamm 和 Frank 的经典理论，切伦科夫辐射具有连续光谱。电荷为 ze 的带电粒子在 $L\sim L+\mathrm{d}L$ 的路程上发射出波长在 $\lambda\sim\lambda+\mathrm{d}\lambda$ 之间的光子数 $\mathrm{d}N$ 服从下列分布，

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\lambda\mathrm{d}L}=\frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}\sin^2\theta_c\propto\frac{1}{\lambda^2} \tag{9.5a}$$

式中，α 是精细结构常数($\alpha\approx1/137$)；$\lambda=\frac{c}{v}=\frac{hc}{E}$。由此(9.5a)式也可写作：

$$\frac{dN}{dEdL}=\frac{2\pi\alpha z^2}{hc}\sin^2\theta_c=\text{常数} \tag{9.5b}$$

式中，E 是切伦科夫光子的能量。光子能量与波长之间有换算关系式：$E\cdot\lambda=1240\ \mathrm{eV}\cdot\mathrm{nm}$。

单位长度辐射体发射的切伦科夫光子数为：

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dL}&=2\pi\alpha z^2\int_{\lambda_2}^{\lambda_1}\sin^2\theta_c(\lambda,L)\left(\frac{d\lambda}{\lambda^2}\right)\\&=2\pi\alpha z^2\int_{\lambda_2}^{\lambda_1}(1-(1/\beta^2n^2))\left(\frac{d\lambda}{\lambda^2}\right)\end{aligned} \tag{9.6}$$

$\lambda_1\sim\lambda_2$ 是切伦科夫辐射的波长范围。(9.6)式中，发射的切伦科夫光子数与其波长的平方成反比，可见大部分切伦科夫辐射集中在短波区。

如果切伦科夫辐射体中 n 与 λ、L 的关系不大，则(9.6)式易于积分，可求出单电荷粒子穿过单位长度的辐射体所发出的切伦科夫光子数为：

$$N=2\pi\alpha z^2\int_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\sin^2\theta_c/\lambda^2)\mathrm{d}\lambda \tag{9.7a}$$

若计数器中的光探测器对可见光($\lambda=400\sim700\ \mathrm{nm}$)灵敏，则：

$$N=490\cdot\sin^2\theta_c\text{光子 /cm} \tag{9.7b}$$

单电荷粒子所产生的切伦科夫光很微弱，由切伦科夫角 θ_c 决定(见表 9.1)。例如：$\beta\approx1$ 的单电荷粒子，在气凝硅胶中的切伦科夫辐射能损～0.3 keV/cm，而带电粒子的最小电离能损～400 keV/cm；在有机玻璃中带电粒子的切伦科夫辐射能损～4 keV/cm，而

它的电离能损～2300 keV/cm。所以切伦科夫辐射对带电粒子的“扰动”是很小的。切伦科夫计数器提供了一种对入射粒子近似于“无损伤”的探测方法。

正因为切伦科夫辐射光子数很少，在切伦科夫计数器中要选择电离能损小、无荧光发射的介质作为辐射体。同时，尽可能提高切伦科夫光的收集和探测效率也十分重要。如果将光探测器的灵敏区向紫外区域扩展，则可探测到的光子数可增加 2～3 倍。为此可选用石英窗的光探测器或在普通玻璃窗上覆盖一层对紫外光灵敏的波长位移剂，它在紫外光激发下发射可见光区域的光子。例如，在普通玻璃窗上覆盖 0.2 mg/cm^2 的对三联苯(Pterphenyl$C_6H_5C_6H_4C_6H_5$)及 250 Å 的 MgF_2 保护层，可获得相当于石英窗的效果。

3. 切伦科夫辐射的发光时间

切伦科夫辐射的发光时间很短，取决于粒子穿越辐射体的时间。切伦科夫计数器的时间特性由辐射体的大小和它的表面特性以及光探测器的时间特性决定。

9.1.2 切伦科夫计数器的组成

切伦科夫计数器由切伦科夫辐射体、光的传输和收集系统以及光探测器三部分组成。

1. 切伦科夫辐射体

切伦科夫辐射体可以是气体、液体或固体，依据它们不同的折射系数用于不同速度范围的切伦科夫计数器中。表 9.2 列出常用的切伦科夫辐射体的折射系数及其对应的阈速度。

表 9.2 常用的切伦科夫辐射体[气体在标准状态(STP)下]

介质	$n-1$	γ_T(阈值)
玻 璃	0.46～0.75	1.22～1.37
闪烁体	0.58	1.29
有机玻璃	0.48	1.36
水	0.33	1.52
气凝硅胶	0.025～0.075	4.5～2.7
戊烷(STP)	1.7×10^{-3}	17.2
CO_2(STP)	4.3×10^{-4}	34.1
He (STP)	3.3×10^{-5}	123

在气体所能达到的最高折射率与液体或固体的最低折射率之间有一段间隔，这一间隔被后来发展起来的气凝硅胶(Aerogel)所填充。气凝硅胶的分子结构是 $m(SiO_2)+2m(H_2O)$(m 为整数)，形成一种多孔包含空气的结构。它们的密度在 0.1～0.3 g/cm^3 之间，折射率在 1.025～1.075 之间。

对于气体辐射体，其折射率 n 服从洛伦兹-洛伦茨公式：

$$(n^2-1)/(n^2+2)=(R/M)\rho \tag{9.8a}$$

式中，R 是分子折射率；M 是分子的重量；ρ 是气体的密度。在气压不太高时，上式可简化为近似式：

$$(n-1)=(n_0-1)p \tag{9.8b}$$

式中，n_0 是一大气压时气体的折射率；p 是气体的压力，以大气压为单位。因此，可以通过改变气体压力的办法很方便地改变气体辐射体的折射率以满足探测器的要求。

为使切伦科夫计数器具有高的探测效率、低的本底和良好的速度分辨本领，还要求辐射体对切伦科夫辐射的透明度好且能与光探测器的光谱响应很好匹配、电离能损小、无荧光发射或荧光发射很少以及光学色散小等。

由(9.3b)式切伦科夫计数器的速度分辨为：

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \tan(\lambda)\Delta\theta \tag{9.9}$$

我们知道，切伦科夫辐射具有连续光谱。切伦科夫角 θ_c 是波长 λ 的函数，辐射体的色散将使 θ_c 展宽从而影响速度分辨率。由(9.3b)式可导出由于色散造成的切伦科夫角的展宽 $\Delta\theta_{\mathrm{DISP}}$，为获得高的速度分辨本领，要求辐射体的色散 Δn 越小越好：

$$\Delta\theta_{\mathrm{DISP}} = \Delta n/[n\tan\theta_c(\lambda)] \tag{9.10a}$$

设切伦科夫的辐射波长范围为的 $\lambda_1 \sim \lambda_3$，其平均波长为 λ_2，则(9.10a)式可写为：

$$\Delta\theta_{\mathrm{DISP}} = [n(\lambda_2) - 1]/[n(\lambda_2)\upsilon\tan\theta(\lambda_2)] \tag{9.10b}$$

$$\nu = [n(\lambda_2) - 1]/[n(\lambda_1) - n(\lambda_3)]$$

参数 υ 表征辐射体的光学色散。表 9.3 列出常用气体辐射体的折射率、色散和多次散射系数。

表 9.3　常用气体辐射体的折射率、色散和多次散射因子

气体	1 atm，20°时，不同波长所对应的折射率 $(n_0-1)\times10^6$			光学色散 υ	多次散射因子 $[\rho/(n_0-1)X_0]^{1/2}$ $\mathrm{cm}^{-1/2}$
	$\lambda_1=280$ nm	$\lambda_2=350$ nm	$\lambda_3=440$ nm		
He	33.27	32.90	32.67	54.5	0.24
Ne	64.07	63.37	62.85	52.2	0.67
H_2	140.6	135.3	132.0	15.7	0.10
N_2	294.8	287.0	282.0	22.5	0.33
CH_4	447.8	430.3	419.7	15.3	0.19
CO_2	447.1	433.3	427.9	19.5	0.32
SF_6	739.1	727.3	719.4	35.5	0.56

2. 光的收集系统

在切伦科夫计数器中，切伦科夫辐射通常经过光学系统收集后再经光电转换由探测器进行测量。如果辐射体的折射率 n 与波长 λ(或光子能量 E)以及辐射体长度 L 的依赖关系不大，则对单电荷入射粒子由(9.5b)式易于积分，并给出可探测的光电子数为：

$$N_{\mathrm{pe}} = L\,N_0\sin^2\theta_c \tag{9.11}$$

$$N_0 = \frac{2\pi\alpha}{hc}\int Q_{\mathrm{eff}}(E)\Pi_i\varepsilon_i(E)\mathrm{d}E$$

式中，Q_{eff} 是光电转换材料的量子效率；ε_i 是各种与光传输、收集有关的效率，包括：光在辐

射体中的透过率、探测器窗的透过率、镜子的反射率及电子学阈值造成的接收效率等。一个好的切伦科夫计数器 N_0 约为 100 的数量级。

切伦科夫计数器中，提高光传输和收集效率十分重要。为此它的光探测器多采用透紫外光的石英窗或采用增透过率的措施。并且还要使窗的透过率曲线与切伦科夫辐射的波长范围以及光探测器的光谱响应相匹配；光收集系统中的反射镜通常用高反射率的镀 Al 层再覆盖适当厚度(例如～$\lambda/2$)的 MgF_2 保护层以增强镜面的反射率。在设计切伦科夫计数器时要尽量减小光学系统的像差或进行补偿。总之，一个高性能的切伦科夫计数器一般都有很精密的适用于紫外光区域的光学系统。

3. 光探测器

切伦科夫辐射主要集中在短波区域并且光子数很少，因而切伦科夫计数器中要求对紫外光透过率好的高灵敏度低噪音的光探测器。适用于切伦科夫辐射的光探测器可分为四大类：第一类真空器件，包括，透紫外高灵敏低噪音的光电倍增管(PMT)、微通道板(MCP)型光电倍增管、多阳极光电倍增管[4]等。第二类固体光探测器，包括(CCD)，光电二极管(PD)[5]，雪崩光电二极管(APD)[6]，可见光计数器(VLPC)[7]等。第三类是光敏气体探测器[8,9]，光电转换和电荷倍增都在气体中进行。由于它们通常有非常大的灵敏面积在光子成像技术中得到广泛应用。图 9.3 是光敏气体探测器的原理图。这种光探测器有一个对光灵敏的气体光电转换层，入射光子在此气体层内通过光电效应释放出光电子，这些光电子被紧接在光电转换层后面的位置灵敏探测器(多丝室(MWPC)、多步雪崩室(MSAC)、微条气体室(MSGC)、微间隙室(MGC)等)所探测并给出光电子的二维或三维坐标。光电转换层是低电离电位、高量子效率的非负电性蒸气。常用的蒸气有 TEA[Triethylamine，分子式：$(C_2H_5)_3N$]和 TMAE[Tetrakis-dimethylamineoethylene，分子式：$[(CH_3)_2N]_2C=C_5H_{12}N_2$]。它们的电离电位分别是 7.5 eV 和 5.4 eV。图 9.4 是它们的量子效率以及石英窗和 CaF_2 窗的透过率曲线。第四类是所谓的混合光探测器(HPD)，它们

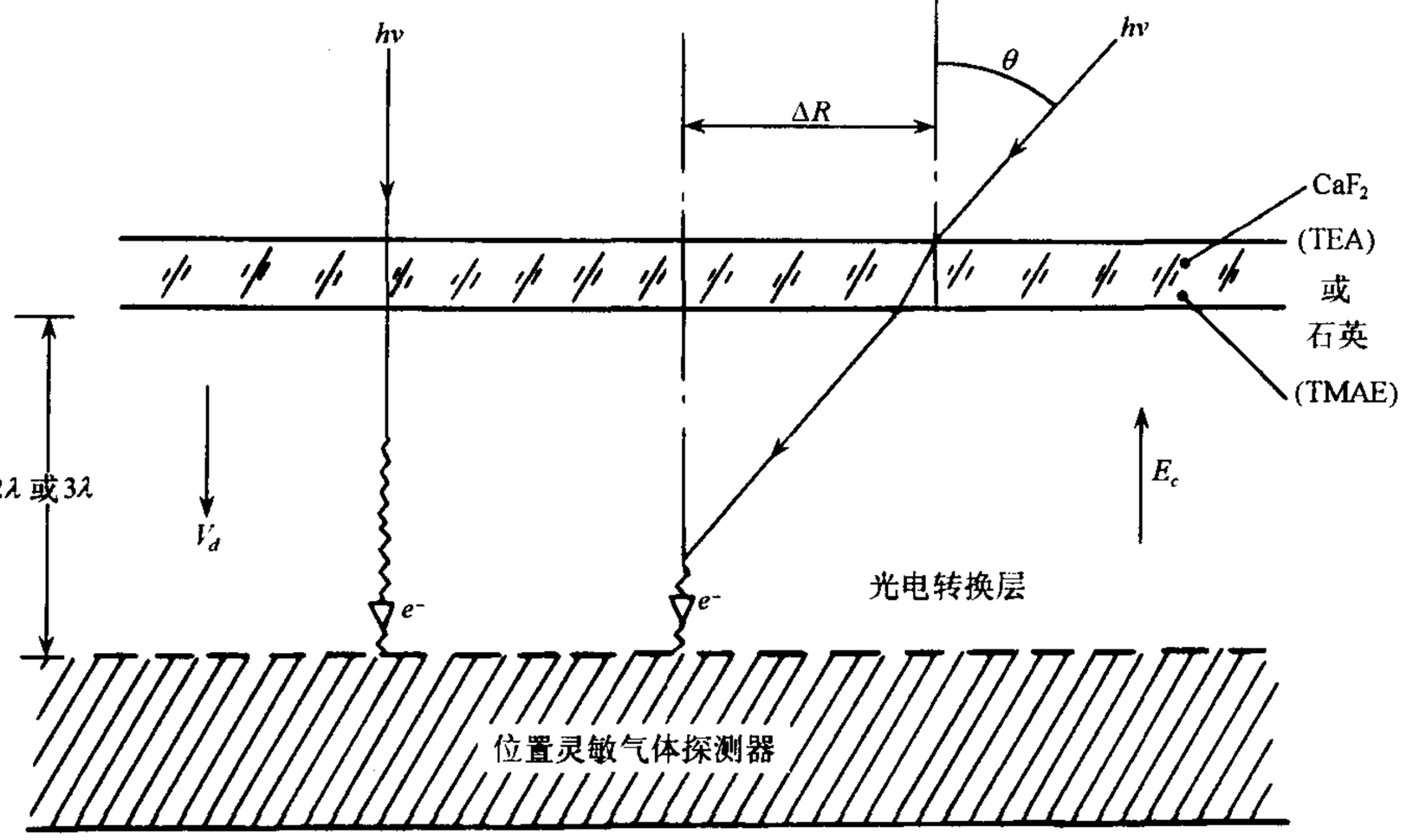


图 9.3　光敏气体探测器原理

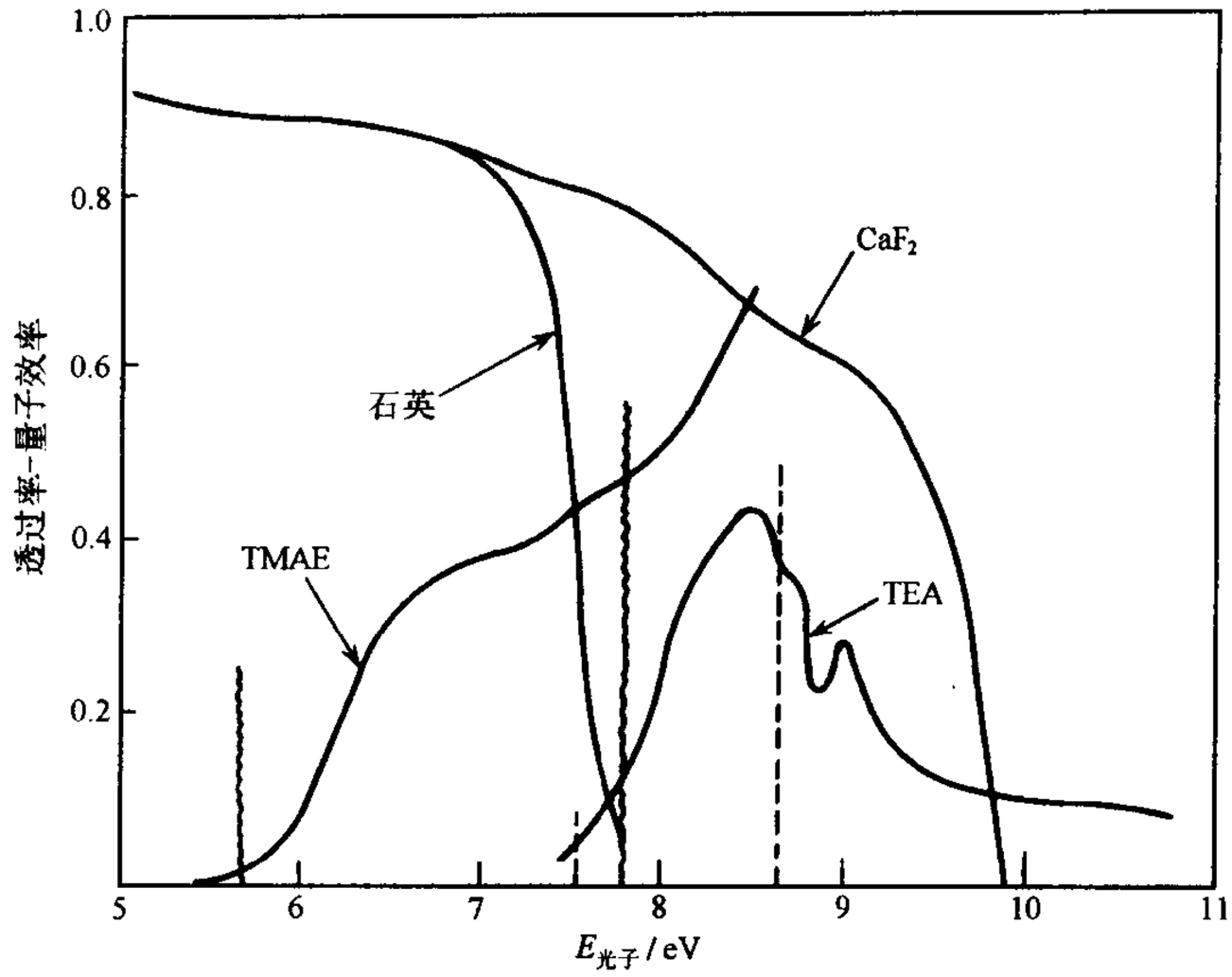


图 9.4　TMAE 和 TEA 的量子效率及石英窗和 CaF_2 窗的透过率

由固体光电转换体和电子倍增器组合而成。电子倍增可以在真空器件中进行也可以在气体探测器中进行，是一种新的很有发展前途的光探测器。图 9.5 是气体 HPD 的原理图[10]。

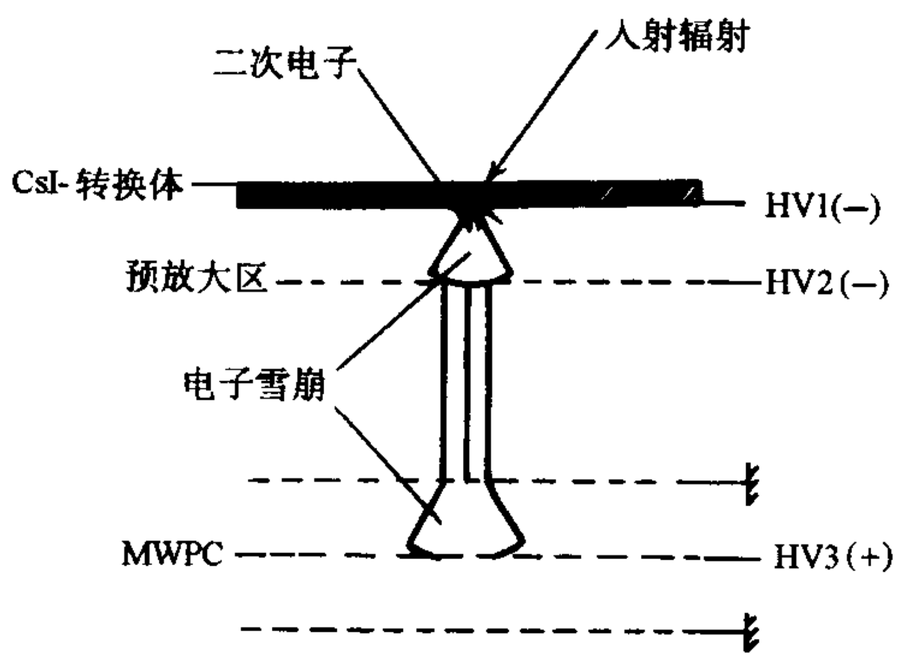


图 9.5　气体 HPD 的原理图

光电转换体为 CsI，入射光子所产生的光电子经过紧邻其后的气体预放大区倍增，以保证其良好的位置和时间特性。预放大后又经低气压或 1 大气压的富 He 混合气体中二级放大，最后被 MWPC 所记录。其增益可达$>10^7$，允许计数率可达～MHz/mm^2。图 9.6 是真空器件 HPD 原理图。在这类探测器中，由固体光阴极所发射的光电子经过约 10 kV 电场加速进入位置灵敏固体探测器。图中(a)为非聚焦型，(b)为聚焦型，由于有聚焦特性，用较小的固体探测器可测量较大的面积[11]。近年来光探测器在单光子探测效率、位置精度、能量分辨率、时间响应、辐照损伤、抗磁性、长期稳定性以及探测器体积等方面都取得了重大发展和提高，推动了切伦科夫计数器的发展[12]。

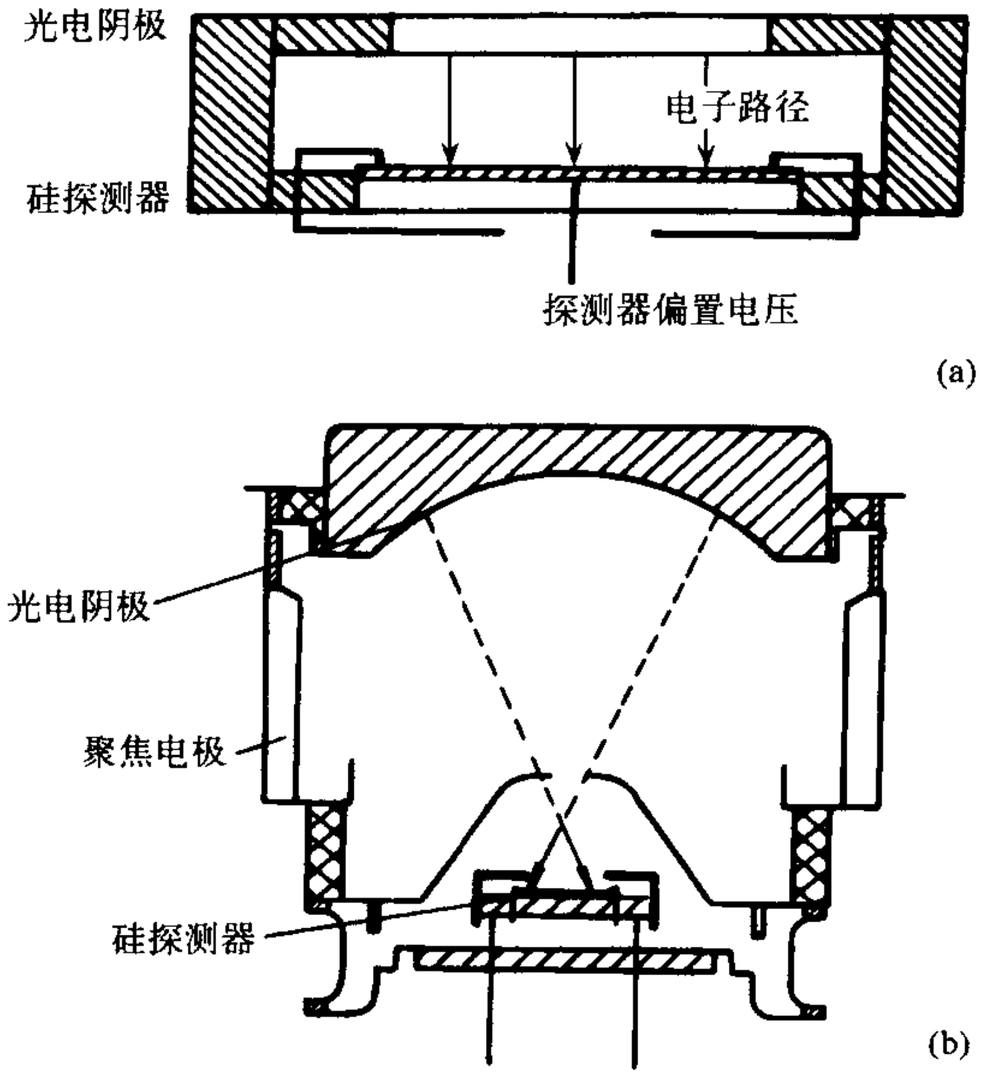


图 9.6　真空器件 HPD 原理图。(a)非聚焦型;(b)聚焦型

9.1.3　阈式切伦科夫计数器[13,14]

阈式切伦科夫计数器是探测速度超过切伦科夫辐射阈速度的带电粒子的探测器。阈速度 β_T(或 γ_T)由辐射体的折射率 n 决定[参看(9.4a)式及表 9.2]。

阈式切伦科夫计数器常用来从动量相同的混合粒子束中选出某一种粒子。图 9.7 是从 π 和 e 的不分离束中选出 π 或 e 束对簇射计数器进行刻度的实验安排。其中,所用切伦科夫计数器的阈速度仅对电子灵敏。当束流望远镜 S_1,S_2,S_3,S_4 和切伦科夫计数器 C 都有信号时,可判定为 e 束。当 S_1,S_2,S_3,S_4 有信号而切伦科夫计数器 C 无信号时,可判定为 π 粒子。因此,可以用满足逻辑组合$S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot C$的信号选出 e 束,用满足 $S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \bar{C}$ 的信号选出 π 束[15]。

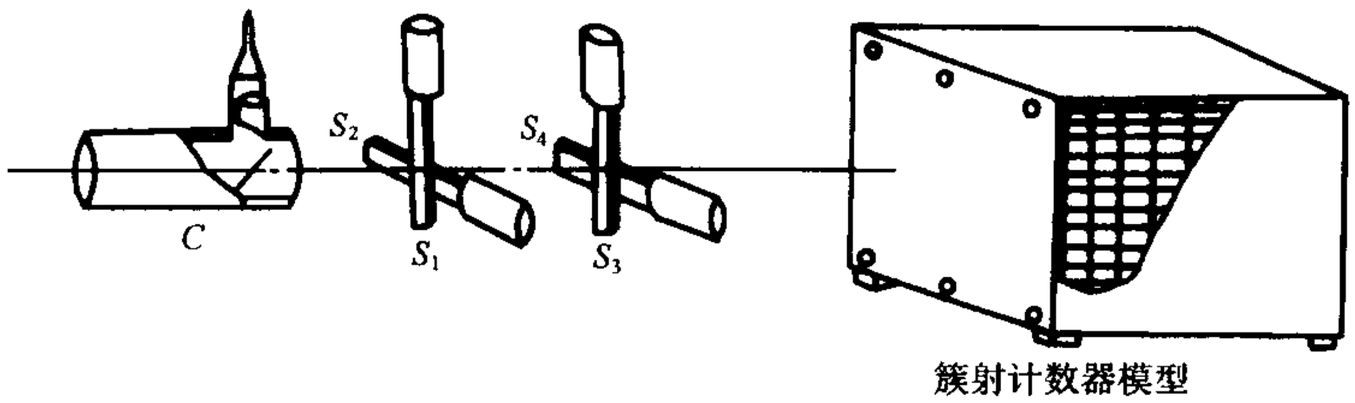


图 9.7　从 π 和 e 不分离束中选出 π 或 e 的实验安排

要有效地区分不同粒子,就要求阈式切伦科夫计数器对于 $\beta>\beta_T$ 的粒子有尽可能高的探测效率($\varepsilon\sim$ 100%),而对 $\beta<\beta_T$ 的粒子有尽可能好的排斥能力。

虽然阈式切伦科夫计数器的性能较其他类型的切伦科夫计数器差,但是它最简单可应用于大型探测器中的粒子鉴别系统。以前所用的气凝硅胶由于吸附水,性能不稳定。近年来,L. W. Hrubesh 等人采用了新的制造方法,可以获得折射系数很低($n=1.007\sim1.03$)、透明性好、抗水性的气凝硅胶。KEK B 工厂的 BELLE 探测器组发展了第一个采用抗水性

气凝硅胶辐射体的阈式切伦科夫粒子鉴别系统[16]。图 9.8 显示用阈式切伦科夫计数器鉴别粒子的原理。在 $n\beta=1$ 的两条曲线以上的区域，π 或 K 可发射切伦科夫光，在两条曲线之间的区域只有 π 发射切伦科夫光而 κ 不发射切伦科夫光。显然，气凝硅胶的折射系数越低，可分辨 π/κ 的动量越高。BELLE 探测器用 $n=1.01$，1.015 和 1.02 的气凝硅胶阈式切伦科夫计数器在偏差为 3σ 时，分辨 π/P 的动量可达 3.5 GeV/c。

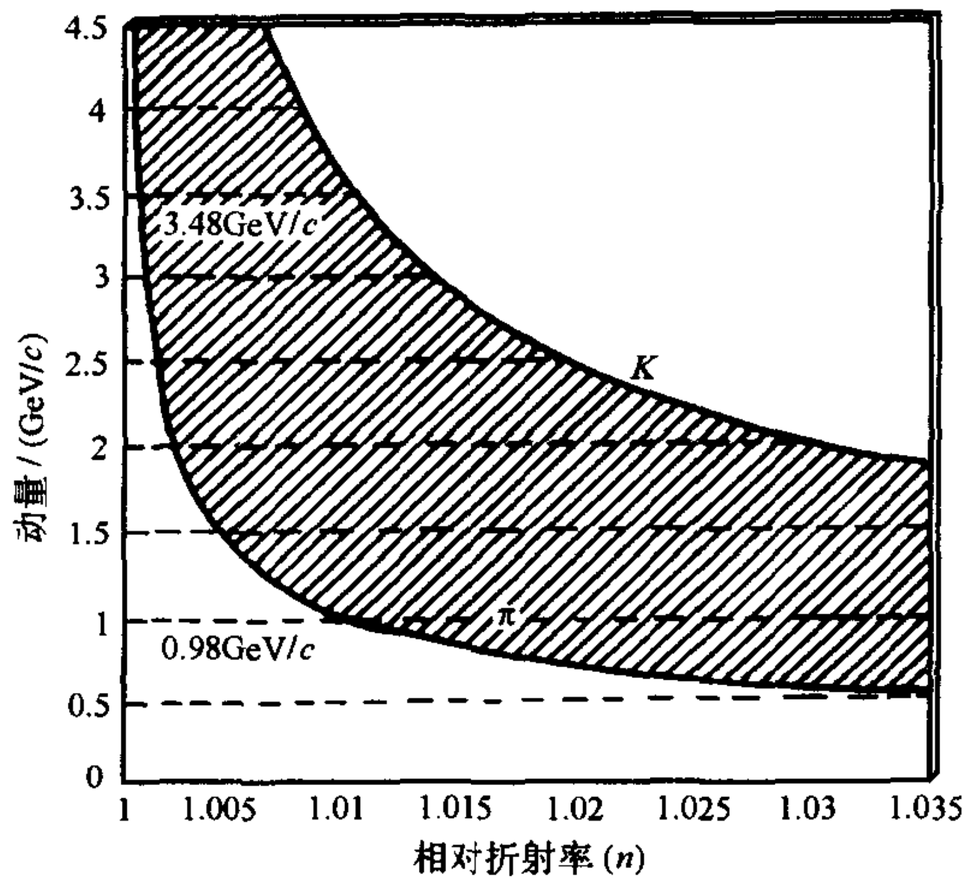
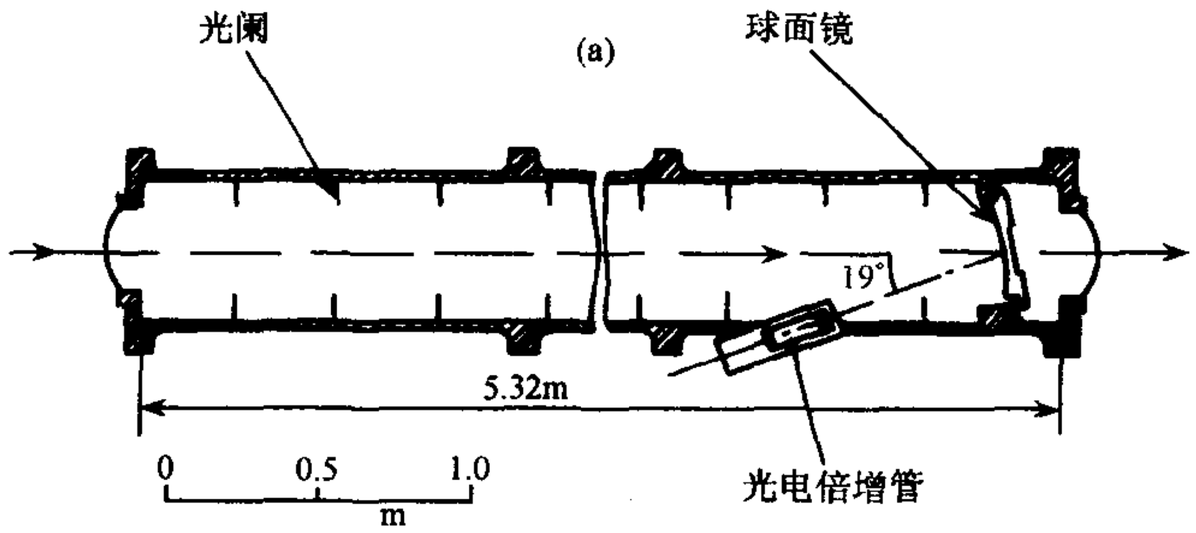


图 9.8　BELLE 探测器中用阈式切伦科夫计数器鉴别粒子的原理

图 9.9(a)是一个聚焦型气体阈式切伦科夫计数器。该计数器以 He 气为辐射体，入射粒子沿充气计数器的轴线由左向右穿行，辐射的切伦科夫光由右端倾斜的球面镜汇聚到



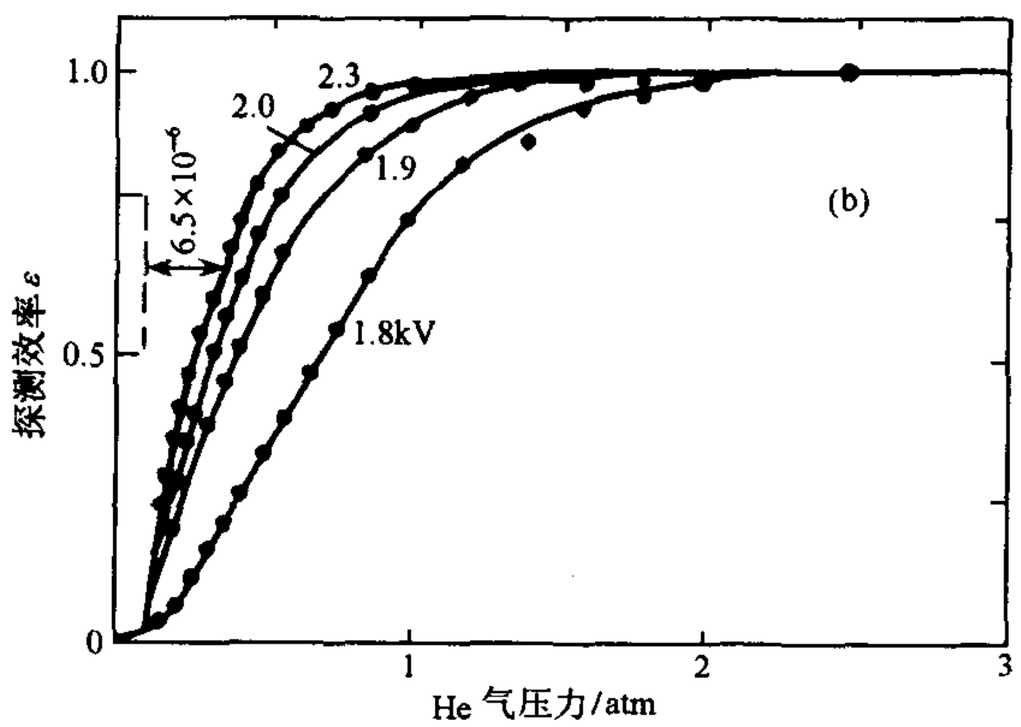


图 9.9　(a)聚焦型气体阈式切伦科夫计数器；(b)探测效率与气压的关系

光电倍增管上。探测到的切伦科夫光的波长范围是 180～600nm。该探测器是用来探测 50 GeV/c的 π 粒子的[13]。早在 1980 年前后，我国也研制了一台 2m 阈式气体切伦科夫探测器[14]，可鉴别 5～10 GeV 的 K/π、K/P，速度分辨率达到 1.6×10^{-5}。

下面讨论阈式切伦科夫计数器的主要特性和设计参数。

1. 探测效率

切伦科夫计数器的探测效率由切伦科夫辐射光子数、光的收集和传输效率以及光探测器的效率决定。很好地调节光电倍增管的工作电压及各电极的分压比使倍增管能探测到单个光电子是提高探测器探测效率的重要措施之一。如果光探测器足够灵敏，对单个光电子的探测效率～100%，切伦科夫计数器的探测效率将由切伦科夫辐射在光电倍增管光阴极上产生的光电子数决定。假设光阴极平均发射 $\overline{N}$ 个光电子，则根据泊松分布，光阴极发射 N 个光电子的几率为 $P(N)=\dfrac{(\overline{N})^N e^{-N}}{N!}$ 不发射光电子的几率为 $P(0)=e^{-N}$。探测效率 ε 是光阴极发射一个以上光电子的几率：

$$\varepsilon = 1 - e^{-N} \tag{9.12}$$

由(9.11)式，光电倍增管收集到的光电子数 $N_{pe}=L\cdot N_0\cdot \sin^2\theta_c$，其中 N_0 与计数器的光收集效率及倍增管光阴极的量子效率等有关，$\sin^2\theta_{max}=1-1/n^2$。要获得较高的探测效率，除设法提高光学系统的收集效率和倍增管光阴极的量子效率外还可以选用折射率 n 较大的辐射体和加大辐射体的长度 L。对于气体阈式切伦科夫计数器可以用加大气体压力的办法来增大折射率 n 提高探测效率。图 9.9(b)是图 9.9(a)的气体阈式切伦科夫计数器的探测效率～气压的关系曲线(4 条曲线对应于光电倍增管不同的工作电压)。

2. 速度分辨

图 9.9(b)中的效率曲线有一定的斜度，这说明计数器的阈速度不是绝对单值的，存在着一定大小的速度分辨范围。阈式切伦科夫计数器的速度分辨率定义为探测效率曲线由 0%～ 63 %变化时所对应的粒子速度的变化 $\Delta\beta$。由图 9.9(b)的曲线可查出探测效率由 0% ～ 63%对应的气压变化 $\Delta p\approx0.2$ atm，对于 He 气 $(n_0-1)=32.9\times10^{-6}$。根据(9.4a)式及(9.8b)式可推算出速度分辨率 $\Delta\beta\approx6.5\times10^{-6}$。

3. 噪声与 δ 电子效应

阈式切伦科夫计数器的另一个重要问题是要尽量降低光电倍增管的噪音以及辐射体中产生的 δ 电子的信号。通常可采用两个以上的光电倍增管用它们的符合信号来降低噪声和 δ 电子效应。δ 电子的能量较低，超过甄别阈的 δ 电子的信号较少，一般在 10^{-3}的水平。

4. 设计切伦科夫计数器的若干参数及其基本公式

随着加速器能量不断提高，阈式切伦科夫计数器的阈速度也相应提高，在 GeV 以上的能量范围只能采用气体辐射体。

动量为 P，质量分辨为 m_0，m_1 $(m_1>m_0)$的相对论性粒子($\beta\sim1$)，它们的速度差可由(9.1)式推出：

$$(\Delta\beta/\beta)_{m_0m_1}=\frac{(m_1^2-m_0^2)c^2}{2P^2} \tag{9.13}$$

如果设计阈式切伦科夫计数器使得较重的粒子(m_1)的速度恰好在此计数器的阈速度附近，这意味着对应于 m_1 粒子的切伦科夫角 $\theta_1\approx0$，而较轻的 m_0 粒子的切伦科夫角 θ_0 满足关系式：

$$\cos\theta_0 = 1/n\beta_0$$

$$\cos\theta_1 \approx 1\ ,\ \beta_1 \approx 1/n_1$$

由这些关系式推出该计数器的速度分辨率

$$\Delta\beta/\beta \approx 2\sin^2(\theta_0/2)$$
$$\approx \theta_0^2/2 \tag{9.14}$$

要区分这两种粒子就要求切伦科夫计数器的速度分辨小于这两种粒子的速度差，即有$(\Delta\beta/\beta)<(\Delta\beta/\beta)m_0m_1$，由(9.13)式和(9.14)式得到：

$$\theta_0^2 = \frac{(m_1^2 - m_0^2)}{2P^2} \tag{9.15}$$

显然θ_0越小速度分辨越好。但是由(9.11)式有：

$$N_{Pe} \approx LN_0\theta_0^2 \tag{9.16}$$

为保证有足够高的探测效率($\varepsilon \approx 1-e^{-N_{Pe}}$)，计数器应当接收足够多的光子。考虑速度分辨和探测效率两方面的要求，由(9.15)式和(9.16)式推出：

$$L \geqslant (N_{Pe}/N_0)[P^2/(m_1^2 - m_0^2)C^2] \tag{9.17}$$

即要求有足够长的辐射体才能同时满足速度分辨和探测效率的要求。速度分辨率的上限为：

$$(\Delta\beta/\beta)_{\text{limit}} = \theta_0^2/2 = N_{Pe}/2N_0L \tag{9.18}$$

粒子物理实验中的气体阈式切伦科夫计数器一般L都较长，接收角θ_0都较小，常用于束流线上选择特定的粒子束。这类切伦科夫计数器的长度一般为几米。

由(9.17)式可知用固定长度L的切伦科夫计数器来判别两种不同质量的粒子，它们的动量P受到限制，只有低于某个动量$P_{\max}$的粒子才能分辨。由(9.16)式切伦科夫光子

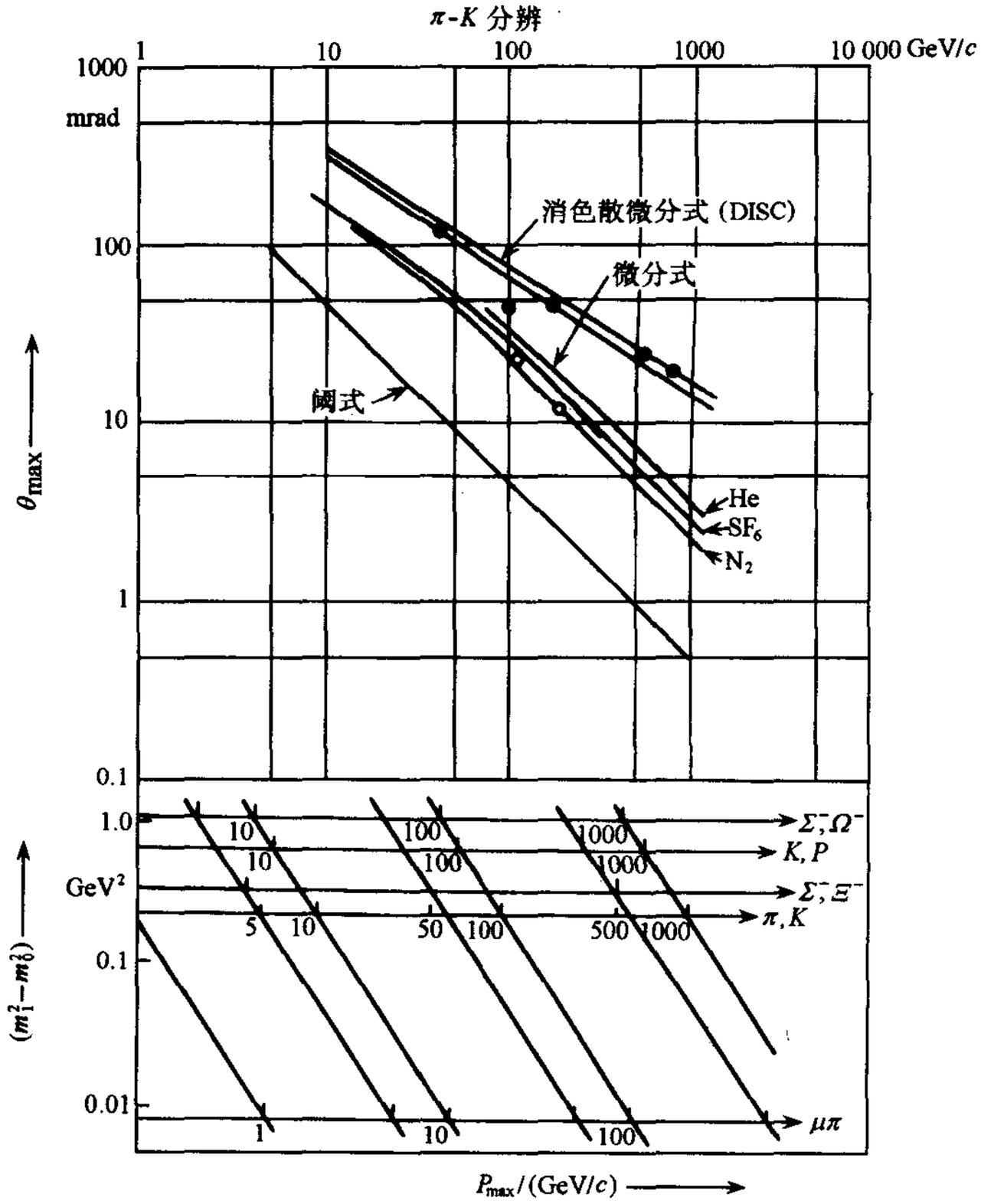


图 9.10　切伦科夫角$\theta_{\max}$与动量$P_{\max}$的关系曲线

数$N_{Pe}\propto\theta_0^2$，而由(9.17)式$\theta_0\propto 1/P$。图9.10给出切伦科夫角θ_{max}与动量P_{max}关系曲线。由图可以查出π/K分辨的最大动量及与之对应的切伦科夫角θ_{max}。例如：用一个$L=100$cm的阈式切伦科夫计数器来区分π和K，若要求测到10个光电子，设光电转换效率为20%，则由(9.11)式得到$\sin^2\theta_c\geqslant 0.001$或$\theta_c\geqslant 30$ mrd，由图9.10可查出$P_{max}\sim 16$ GeV/c。如果要区分其他粒子对(m_0,m_1)，它们的最大动量分辨可由图9.10下半部经坐标变换得到，此处坐标变换因子为$\sqrt{m_1^2-m_0^2}$。

5. 大接收角的阈式切伦科夫计数器

图9.11是一个大孔径的阈式切伦科夫计数器。它通过8个球面镜将切伦科夫光汇聚到8个光电倍增管上进行测量。它在SLAC的1.5 GeV/c π束上的实验中用来从$\pi^+\pi^-$态中区分出K^+K^-态[17]。

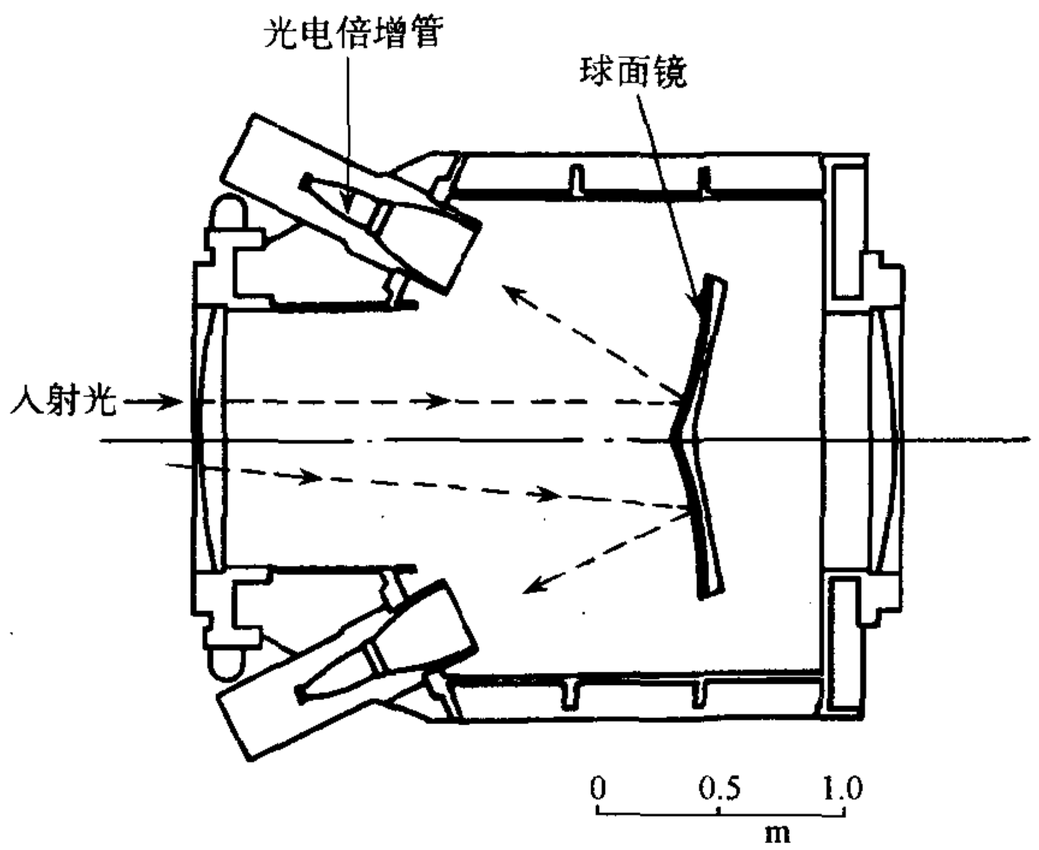


图9.11　大孔径的阈式切伦科夫计数器

图9.12是一个大型阈式切伦科夫计数器。气体辐射体中产生的切伦科夫光由抛物线形的反射镜聚焦到24个光电倍增管上。它用来测量K_{e3}衰变和超子轻子衰变实验中的电子，它对于π的探测效率小于0.02%[18]。

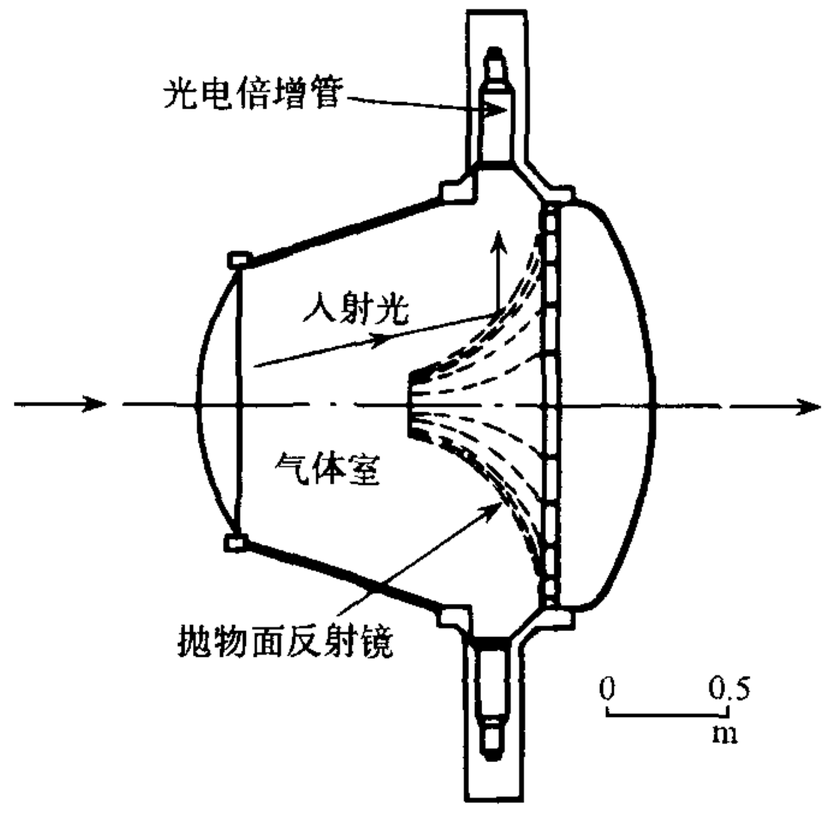


图9.12　大型阈式切伦科夫计数器

9.1.4 微分式切伦科夫计数器

除利用切伦科夫阈速度之外，还可以通过测量切伦科夫角来鉴别粒子。围绕粒子运动方向的切伦科夫辐射可以通过光学系统聚焦在焦平面上形成一个环状的图像，利用光阑选取某一特定角度的切伦科夫光进行测量就可确定入射粒子的速度。如果改变光阑的半径就可在一定范围内对入射粒子的速度进行扫描。这就是微分切伦科夫计数器的基本原理。消色散的微分切伦科夫计数器(DISC)的速度分辨率可达$\sim 10^{-7}$。从图 9.10 可以看出，微分切伦科夫计数器的 π/K 分辨的动量上限较高，约为阈式切伦科夫计数器的 10 倍；而 DISC 计数器的动量上限为阈式切伦科夫计数器的 30～40 倍。这是因为这类计数器的速度分辨优于普通阈式切伦科夫计数器。

微分式切伦科夫计数器可分为固体或液体辐射体的和气体辐射体的两大类。

1. 固体或液体辐射体的微分切伦科夫计数器

对于动量较低的粒子($\gamma<5$)，切伦科夫阈速度对应的辐射体的折射率 $n>1.02$，用加压的气体作为辐射体已不方便。要鉴别低动量的粒子(γ 值小)只需中等速度分辨($10^{-2}\sim 10^{-3}$)即可满足要求。因此，常用固体或液体作为辐射体。

固体或液体不能像气体那样用改变压力的办法来改变它的折射率。在固体或液体微分切伦科夫计数器中通常有一个可变焦距的光学系统使切伦科夫辐射聚焦到位于焦平面的环形光阑上然后进行测量。

某些微分切伦科夫计数器由于接收角 $\Delta\theta$ 很小，多次库仑散射及电离能损效应都很小，辐射体的色散就成为影响速度分辨率的主要因素。一个高性能的微分切伦科夫计数器往往采用消色散的光学系统对色散进行补偿。

图 9.13 是 CERN 的一个消色散液体微分切伦科夫计数器的原理图[19]。它有一个可更换的切伦科夫辐射体单元，其折射率可以是 $n\approx 1.55$(用高折射率的液体)、$n\approx 1.33\sim 1.40$(用水和甘油的混合物)或 $n\approx 1.28$(用低折射率的液体，如 FC75)。图中 FC75 液体置于一个具有薄石英窗的容器内。带电粒子由左向右入射，它在辐射体中产生切伦科夫辐射经过一个半径为 50 cm 的环形反射镜聚焦，再通过一个环状棱镜投射到光阑上。穿过光阑

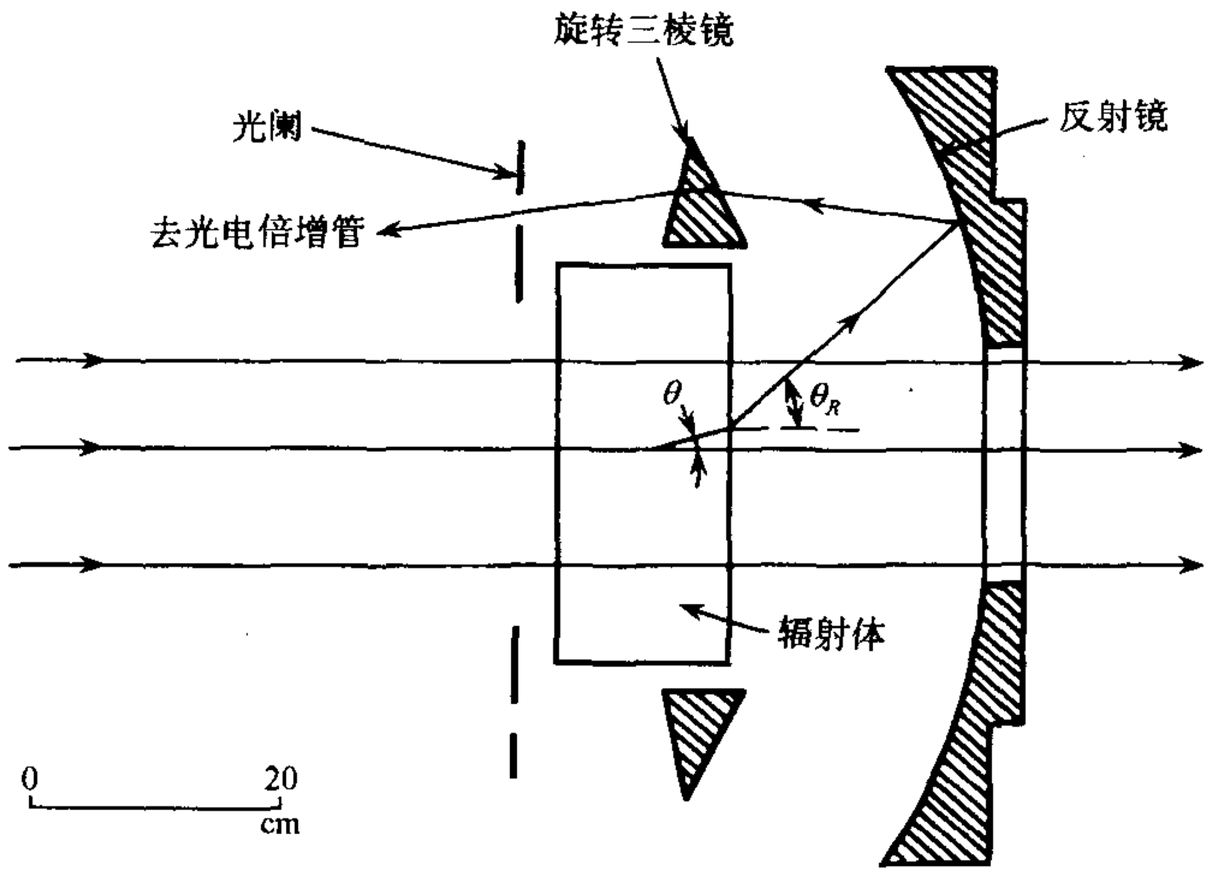


图 9.13 消色散液体微分切伦科夫计数器的原理图

的切伦科夫光由 4 个光电倍增管接收进行符合测量。环状棱镜不仅使切伦科夫光产生折射而且还补偿了光在辐射体中的色散效应。这种消色散的切伦科夫计数器被称为 DISC (Differential Isochronous Self-Collimating)切伦科夫计数器[19]。

图中光穿越辐射体后的出射角 θ_R 是切伦科夫光的折射角，真正的切伦科夫角是 θ。由折射定律及(9.3)式可以推出：

$$\tan\theta = \beta\sin\theta_R \tag{9.19}$$

$$\sin\theta_R{}^2 = n^2 - 1/\beta^2 \tag{9.20}$$

光探测器接收切伦科夫光的角度可通过调节棱镜与反射镜之间的距离在 $40.5° < \theta_R < 50.6°$ 的范围内改变。这个计数器可测量的速度范围为：

FC75 辐射体	$0.91 < \beta < 0.97$
水	$0.85 < \beta < 0.94$
戊烷(pentane)	$0.83 < \beta < 0.88$

它适用于测量动量在 5 GeV/c 以下的粒子束(e,μ,π 等)。

假如色散效应得到完全补偿，多次库仑散射可以忽略，则由(9.20)式可求出速度分辨率：

$$\Delta\beta = \beta^3\sin\theta_R\cos\theta_R\Delta\theta_R \tag{9.21}$$

$\Delta\theta_R$ 可通过改变光阑的狭缝来调节。若取 $\Delta\theta_R = 10$mrd，则 $\Delta\beta \approx 5\times10^{-3}$；取 $\Delta\theta_R = 1$mrd，可得 $\Delta\beta \approx 5\times10^{-4}$。

对于低能粒子，在辐射体中的电离能损对速度分辨有较大的影响。这种影响可以用多层辐射体进行修正，在 Fisher 等人的 DISC 切伦科夫计数器中选用了 5 层折射率略有不同的辐射体，各层辐射体的折射率满足

$$n_i{}^2 = \sin^2\theta_R + 1/\beta_i{}^2 \tag{9.22}$$

使得 θ_R 保持一定，能损效应得到校正[20]。

DISC 切伦科夫计数器的典型参数为：最小光阑狭缝 0.2mm，$\Delta\theta_R \approx 1$ mrd，$\Delta\beta \approx 5\times10^{-4}$。

在设计固体或液体微分切伦科夫计数器时，应考虑下面几个方面的问题：

1)无色散修正的计数器的速度分辨可由(9.21)式推出：

$$\Delta\beta = -\beta^3 n(\Delta n/\Delta\lambda)\Delta\lambda \tag{9.23}$$

所以辐射体的折射率 n 和色散($\Delta n/\Delta\lambda$)越小越好，并且应该与几何条件(如 θ 角的范围)无关。

2)在满足一定速度分辨的条件下，应选择尽可能大的接收角 $\Delta\theta$。由(9.9)式和(9.19)式可推出接收角，

$$\Delta\theta = (\Delta\beta/\beta^2)[n^2 - 1/\beta^2]^{-1/2} \tag{9.24}$$

可见，$\Delta\theta$ 仅与 β,n 有关而与 θ 无关。

3)多次库仑散射对速度分辨的影响可由多次库仑散射的均方根值 $\Delta\theta_{MSC}$ 来描述，

$$\Delta\theta_{MSC} = (E'/P\beta)t^{1/2} \tag{9.25}$$

式中，常数 $E' \approx 15$ MeV，P 是入射粒子的动量，t 是粒子穿过的辐射体的长度(以辐射长度为单位)。多次库仑散射对速度分辨的影响可写作：

$$\Delta\beta/\beta = \tan\theta\Delta\theta_{MSC}$$

结合(9.11)式和(9.25)式得到：

$$\Delta\beta/\beta = (15n/P)(N_{pe}/N_0X_0)^{1/2} \tag{9.26}$$

式中，X_0 是辐射体的辐射长度。上式给出 $\Delta\beta/\beta \propto n$ 的关系。

由上述几方面可以看出，DISC 切伦科夫计数器的特性与 θ_R 无直接关系，而仅与 β，n 及 Δn 有关。在设计探测器时，最好先选择折射率 n 和色散 Δn 尽可能小的辐射体，再由所要求的速度范围选取 θ_R 角。

2. 微分式气体切伦科夫计数器

为鉴别高能(例如：100GeV/c)束流中的 π 和 K 粒子，需要速度分辨率很高($\sim 10^{-5}$)的探测器。微分式气体切伦科夫计数器可以满足这一要求。在高能区，多次库仑散射和电离能损只是影响切伦科夫计数器速度分辨的次要因素，辐射体的色散已成为影响速度分辨的主要因素。色散对速度分辨的影响可写作：

$$\Delta\beta/\beta = \mathrm{tg}\theta\Delta\theta_{\mathrm{DISP}}$$

式中，$\Delta\theta_{\mathrm{DISP}}$ 由(9.10b)式决定。

微分式气体切伦科夫计数器通常有一个球面镜将切伦科夫光锥聚焦在一个可调的圆环光阑上，用若干光电倍增管对通过光阑狭缝的光进行符合测量。它们的速度分辨率可达 $\sim 10^{-4}$，在选用小的 θ 和 $\Delta\theta$ 时甚至可以更好。

图 9.14 是 Serpukhov 次级束上的微分式气体切伦科夫计数器[21]。它选用色散最小的 He 气作为辐射体，辐射体长度 $L=10\mathrm{m}$，$\theta=12\mathrm{mrd}$，其速度分辨 $\Delta\beta<10^{-5}$。图 9.15 是

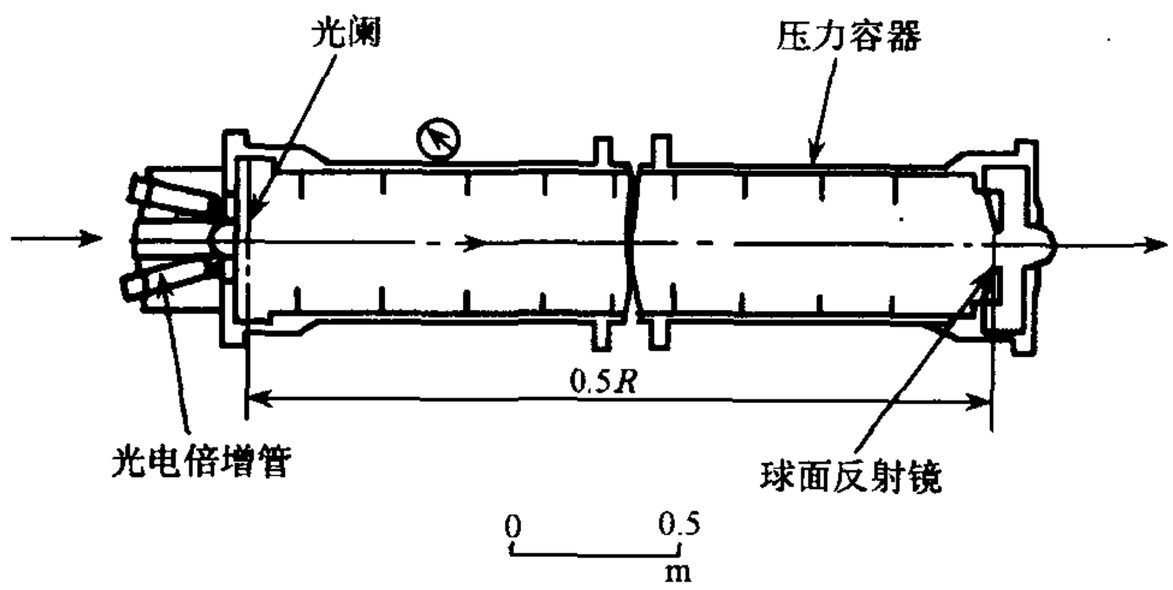


图 9.14　Serpukhov 的微分式气体切伦科夫计数器

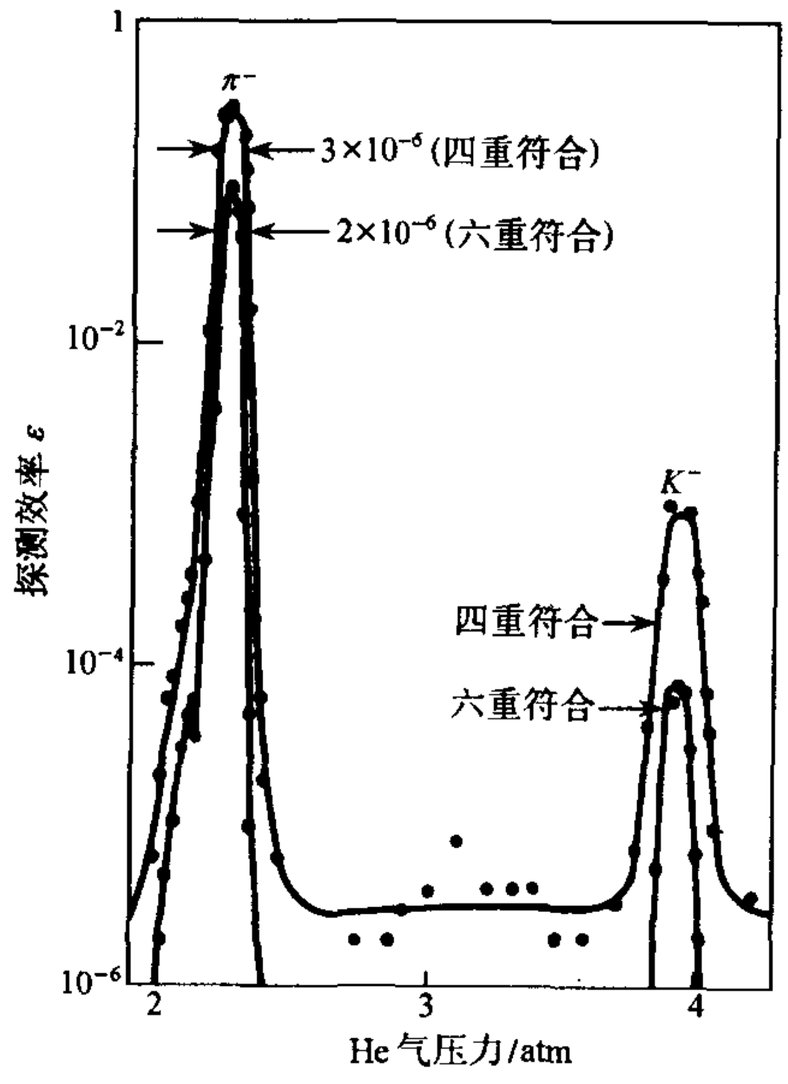
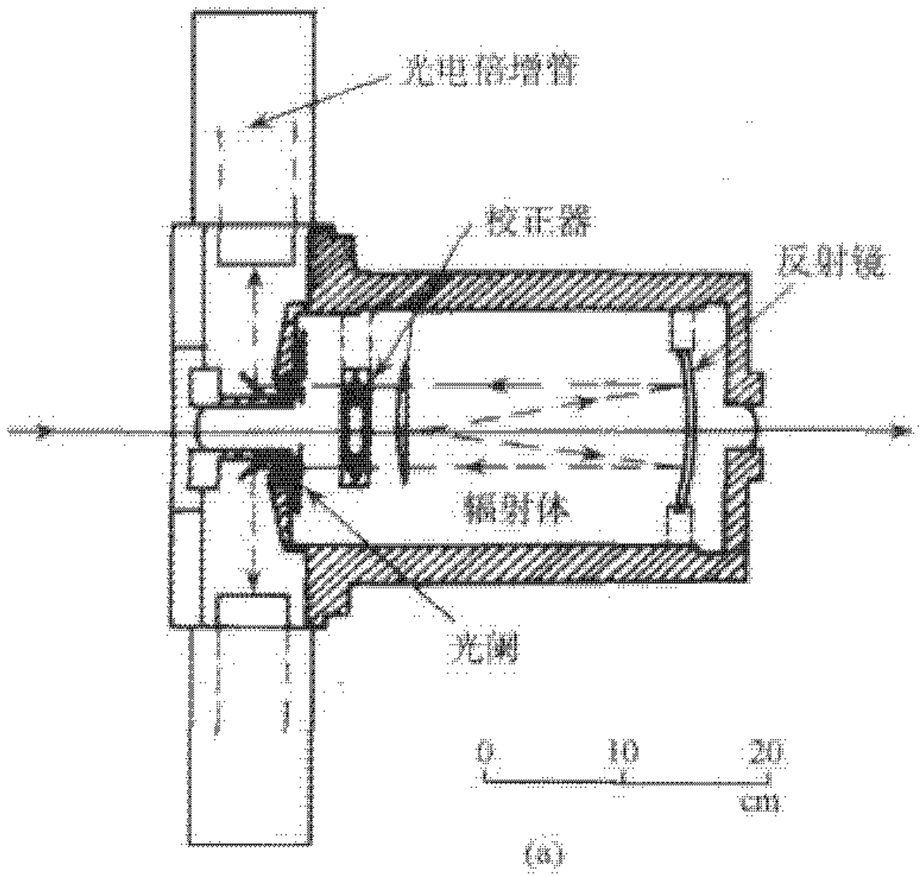


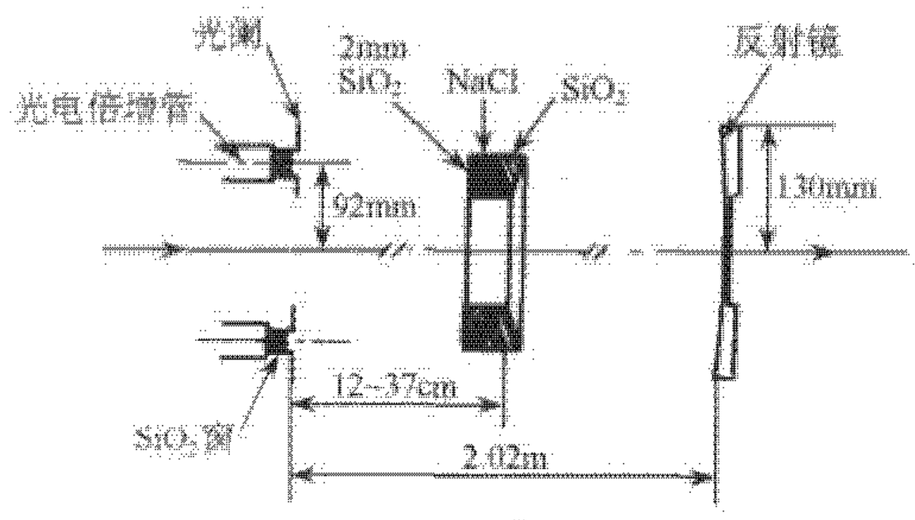
图 9.15　探测效率随气体压力的变化曲线

它在 45 GeV/c 的不分离束上测得的探测效率随气体压力的变化曲线。当用 6 个光电倍增管进行符合测量时，本底计数可压低到 $1/10^{6}$[21]。

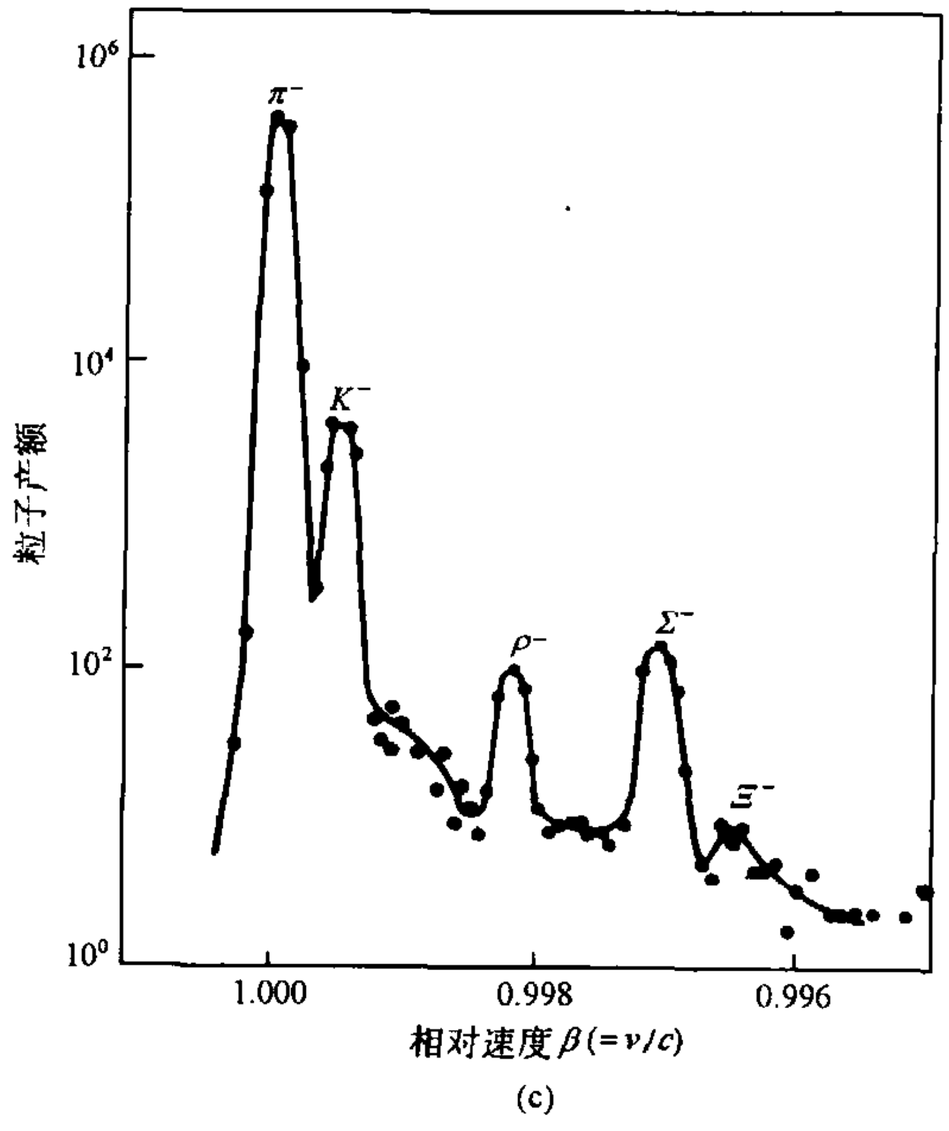
图 9.16(a)是CERN 质子同步加速器 20 GeV 带电超子束上的气体 DISC 计数器[22]。该计数器用来鉴别质量相近的 Σ^-和 Ξ^-粒子，因此要求它具有很高的速度分辨本领。又因为 Ξ^-粒子寿命很短，在 20 GeV 时半衰期所对应的飞行距离仅～57cm，计数器不能太长。图 9.16(a)的气体 DISC 计数器长度仅 41cm，采用较大的切伦科夫角(120mrd)以获得足够高的探测效率。在 $\beta=0.993\sim1.000$ 的范围内，速度分辨率 $\Delta\beta\sim10^{-5}$[22]。



(a)



(b)



(c)

图 9.16 (a)CERN 质子同步加速器 20GeV 带电超子束上的气体 DISC 计数器；(b)气体 DISC 计数器的消像差的光学系统；(c)气体 DISC 计数器的测量结果

在这样大的切伦科夫角的情况下，几何像差造成的速度分辨极限为 2×10^{-4}，受色散限制的速度分辨极限当 $\beta=1.000$ 时为 2×10^{-4}；在 $\beta=0.993$ 时为 4×10^{-4}。采用精心设计和细致调整消像差的光学系统[图 9.16(b)]后，该计数器的速度分辨改善为 $\Delta\beta\sim5\times$

10^{-5}。图 9.16(c)是由压力曲线推出的测量结果。

9.1.5 环形成像切伦科夫计数器(RICH)[2,3]

微分式切伦科夫计数器只能用于测量平行于计数器光学系统轴线入射的粒子,对于在相互作用区产生的发散的粒子无法测量。1977 年 J. Seguinot 和 Ypsilants 提出了环形成像切伦科夫计数器(Ring Imaging CHerenkov Counter)的设想,为切伦科夫计数器开辟了一个新的重要领域。

1. 基本原理

J. Seguinot 和 Ypsilants 设想的环形成像切伦科夫计数器(RICH)的基本原理可由图 9.17 来描述。

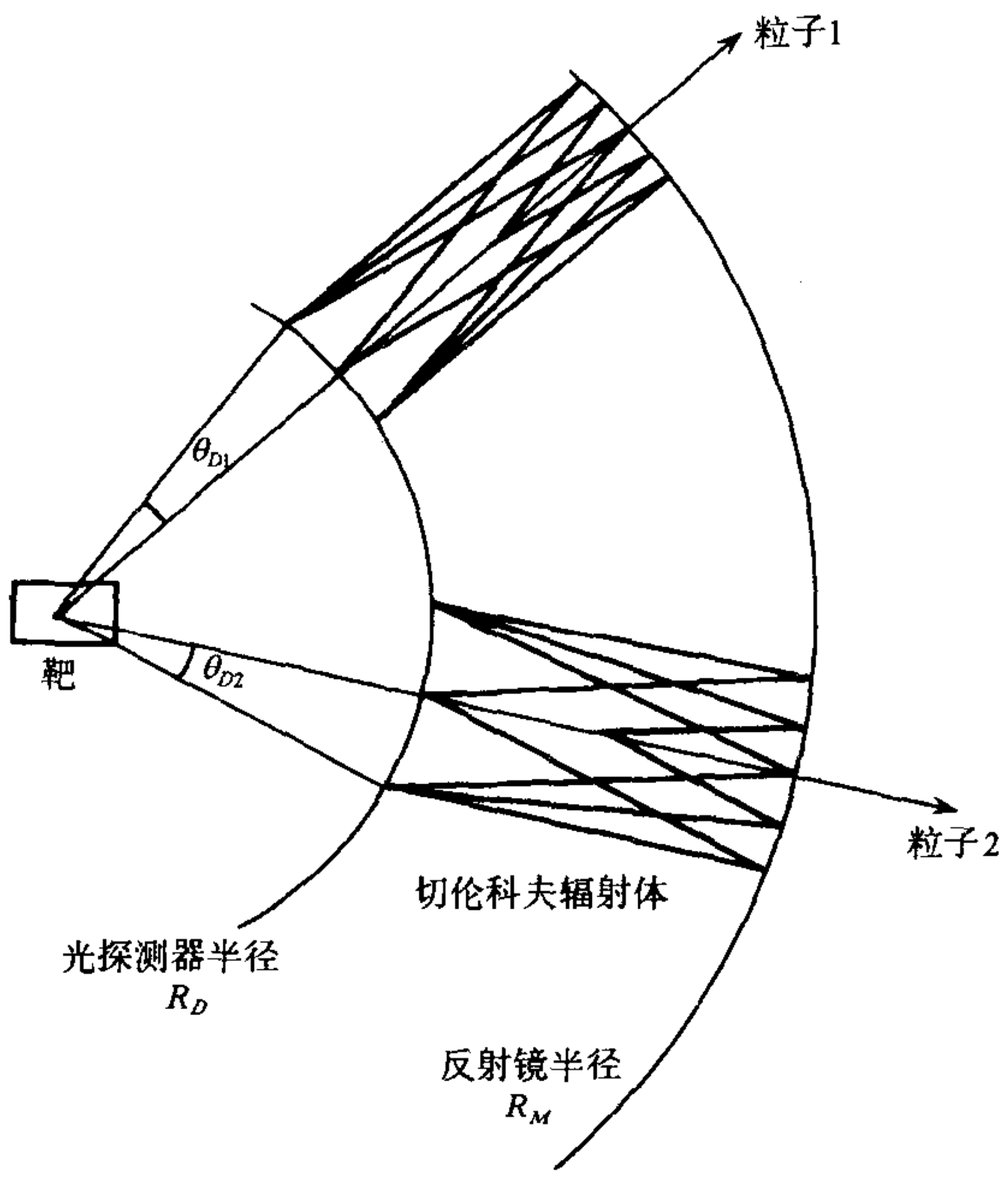


图 9.17 环形成像切伦科夫计数器(RICH)的基本原理示意图

设探测器由一中心位于相互作用点(靶)半径为 R_M 的球面镜和一个与球面镜同心半径为 R_D 的光探测器组成,通常 $R_D=R_M/2$。由相互作用靶区发射的带电粒子经过位于球面镜和光探测器之间的切伦科夫辐射体产生切伦科夫光锥,再经过球面镜聚焦在光探测器上形成一个环形像。球面镜的焦距为 $R_M/2$,沿粒子运动方向张角为 $\theta_c=\cos^{-1}(1/\beta_n)$的切伦科夫光锥在光探测器的球面上聚焦形成一个半径为 r 的环形像。取一级近似,环形像的张角 $\theta_D\approx\theta_C$,$\tan\theta_C\approx\tan\theta_D\approx r/R_D=2r/R_M$。测出环像半径 r 即可确定切伦科夫角 θ_C,从而可求出入射粒子的速度。由(9.3b)式粒子速度 β 的相对误差为:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta}=\sqrt{\tan^2\theta_c(\Delta\theta_C)^2+(\Delta n/n)^2} \tag{9.27}$$

在折射率误差 Δn 可以忽略时:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta}=\tan\theta_c\Delta\theta_c$$

式中,$(\Delta\theta_c)^2=\sum(\Delta\theta_i)^2$;$\Delta\theta_i$ 包括几何因素、色散、扩散以及探测器的分辨率等诸因素的效应。

2. 速度分辨与粒子鉴别

对于单个光电子,RICH 探测器的速度分辨率由(9.9)式决定。对于 N 个光电子有:

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \tan\theta_c \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N}} \tag{9.28}$$

式中,σ_θ 是 θ_C 的总的均方根误差。

对于阈式切伦科夫计数器,速度分辨率 σ_β/β 与探测到的光电子数有关,设探测器平均有 N 个光电子,则由(9.11)式推出:

$$\sigma_N/N = 1/\sqrt{N} = 2(\cot\theta_C)\cdot\sigma_\theta \tag{9.29}$$

再由(9.3b)式推出:

$$\sigma_\theta = \cot\theta_C(\sigma_\beta/\beta)$$

代入(9.29)式得到:

$$\sigma_\beta/\beta = \tan^2\theta_c/2\sqrt{N} \tag{9.30}$$

(9.28)式和(9.30)式存在差别的原因在于:RICH 计数器直接测量 θ_C 角而阈式切伦科夫计数器是通过探测光子的数目间接给出 θ_C 的信息。比较此二式可知 RICH 的速度分辨率比阈式切伦科夫计数器的好,它们的比例为 $2\sigma_\theta/\tan\theta$。例如:对于色散最小的辐射体(He 或 Ne),$\sigma_\theta/\theta_C \approx 2\times10^{-3}$,光子能量中心值 $E=6.5$ eV,能量范围 $\Delta E=1$ eV,因子 $\tan\theta_C/(2\sigma_\theta)$可达 250。

根据(9.11)式,RICH 探测器对于带电粒子的鉴别能力可由参数 $u=\sin^2\theta_C$ 的变化出发进行推算。由(9.3b)式:

$$u = 1-(1/n)^2-(m\,c/P\,n)^2 \tag{9.31}$$

式中,P 和 n 分别是粒子的动量和质量。由此鉴别质量分别为 m_1 和 m_2 的两种粒子的标准偏差数 n_σ 为:

$$n_0 = \frac{u_2-u_1}{(\sigma_n/\sqrt{N})} = \frac{(m_2-m_1)c^2}{p^2n^2}\left(\frac{\sqrt{N}}{\sigma_u}\right) \tag{9.32}$$

式中,σ_n 是单个光电子时 u 的标准偏差;$\sigma_u/\sqrt{N}$ 是 N 个光电子时 u 的标准偏差。由(9.11)式和(9.28)式,以及 $\sigma_u=2\sin\theta_C\cos\theta_C\sigma_\theta=(2\sin\theta_C/n\beta)\sigma_\theta$,可以推出在动量

$$P = \sqrt{\frac{(m_2-m_1)c^2}{2k_r n_\sigma}} \tag{9.33}$$

时,可在 n_σ 个标准偏差下鉴别质量分别为 m_2、m_1 的两种粒子。式中,k_r 是 RICH 计数器的常数,有定义:

$$k_r = \frac{n\beta\sigma_\theta}{\sqrt{N_0L}} = \frac{\tan\theta}{\sqrt{N}}\sigma_\theta \tag{9.34}$$

与(9.28)式比较可知,k_r 就是 RICH 计数器的速度分辨率。

$$\sigma_\beta/\beta = k_r \tag{9.35}$$

RICH 计数器的速度分辨本领是很高的,例如:一个长 1.4 m 充有标准大气压的 CF_4 气体辐射体的 RICH 计数器,在光子能量 $E=6.5$ eV,$\Delta E=1$ eV,$N_0=75$/cm 时,$k_r=1.6\times10^{-6}$,约比最好的微分切伦科夫计数器好两倍。

下面再与飞行时间计数器(TOF)鉴别粒子的能力进行比较。对于 TOF 有关系式:

$$\sigma_\beta/\beta = c\beta\sigma_t/L \tag{9.36}$$

σ_t 是 TOF 计数器的分辨时间，飞行时间 $t=L/\beta c$。

由前例可知，一个长 1.4 m 的 CF_4 气体 RICH 计数器的速度分辨率 $k_r\approx 2\times10^{-6}$。根据(9.36)式，飞行距离 $L=1.4$ m 的 TOF 计数器对 $\beta\sim1$ 的高能粒子要达到这个速度分辨率相当于要求它的分辨时间 $\sigma_t=(L/\beta c)k_r=9.3\times10^{-15}$ s$=9.3$ fs。目前小面积 TOF 计数器的最佳分辨时间 $\sigma_t\approx60$ ps，大面积 TOF 计数器的最佳分辨时间 $\sigma_t\approx120$ ps。显然在高动量区域 TOF 计数器的速度分辨率无法与 RICH 计数器相匹敌。在低动量区，需要采用液体或固体切伦科夫辐射体。液体镜面聚焦的 RICH 计数器 $k_r\approx3\times10^{-4}$，这相当于飞行 1m 的 TOF 计数器的分辨时间 $\sigma_t\approx1$ ps。这是飞行时间技术很难达到的水平。RICH 技术是惟一从低动量到高动量(200～300 GeV/c)范围内均能采用的鉴别粒子的方法。使用长的辐射体 RICH 可测的动量范围可延伸至 700 GeV/c。

对于所有气体，$n-1\ll1$ 接近 0，气体切伦科夫计数器的某些特性经过单位换算后可以用普适曲线来决定。由(9.4b)式和(9.4c)式，当 $n-1\ll1$ 时，

$$\theta_{\max}=\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}\approx\sqrt{2(n-1)} \tag{9.37}$$

$$\gamma_T\approx\frac{1}{\sqrt{2(n-1)}} \tag{9.38}$$

定义归一化(normalized)的切伦科夫角 θ_{norm}及归一化的 γ 因子 γ_{norm}

$$\theta_{\text{norm}}=\frac{\theta_c}{\theta_{\max}}=\frac{\theta_c}{\sqrt{2(n-1)}} \tag{9.39}$$

$$\gamma_{\text{norm}}=\frac{\gamma}{\gamma_T}=\frac{\gamma}{\sqrt{2(n-1)}} \tag{9.40}$$

结合(9.3b)式，可得到与折射率 n 无关的关系式：

$$\theta_{\text{norm}}=\sqrt{1-1/{\gamma_{\text{norm}}}^2} \tag{9.41}$$

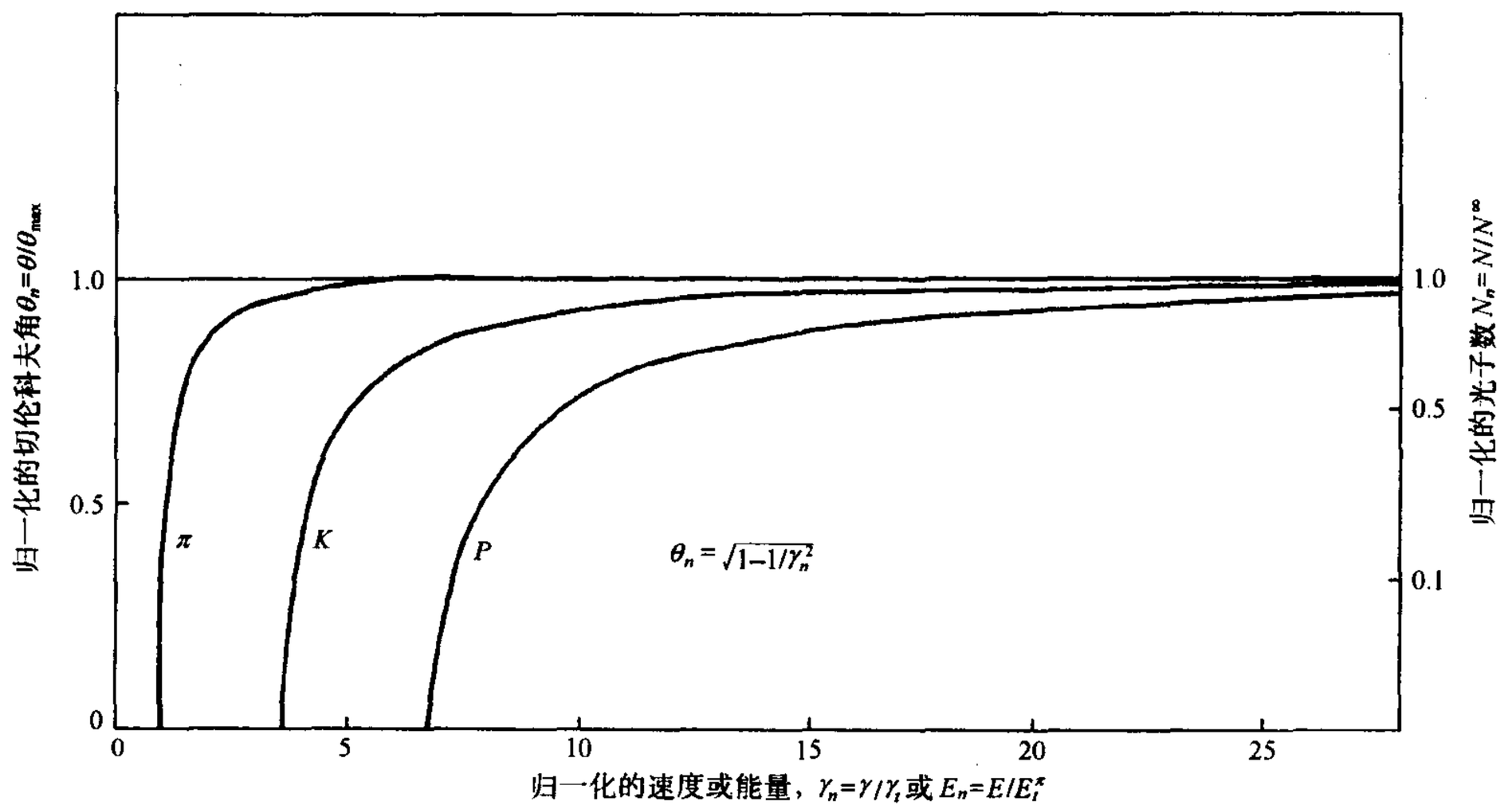


图 9.18　θ_{norm}与 γ_{norm}的关系曲线

图 9.18 描绘 θ_{norm} 与 γ_{norm} 的关系曲线，并标记为“π”。标记为 K 和 P 的曲线与 π 的曲线相同，只是分别将 E_K/E_t^{π} 和 E_P/E_t^{π} 替代 γ_{norm}（此处 E 是粒子的能量，E_t^{π} 是在阈速度处 π 粒子的能量）。这是对气体辐射体的普适曲线。由这三条曲线可以直接读出在各个不同动量条件下要鉴别 π，K，P 粒子所要求的角分辨率。显然，γ_{norm} 越大，对分辨率的要求就越高。

3. 聚焦与非聚焦（或准聚焦）RICH 计数器

图 9.19(a)是两种基本的类型的 RICH 计数器。带电粒子穿过薄层液体辐射体形成的切伦科夫光锥在光敏气体探测器上产生一个以粒子入射点为中心的环像，由环像的半径可求出对应的切伦科夫角，这种类型的探测器是非聚焦或准聚焦(proximity focussing)的。由于辐射体有一定的厚度使得环像展宽造成误差，显然辐射体越厚这种误差就越大。如图 9.19(a)所示，如果带电粒子速度足够大，它还将在气体辐射体中产生切伦科夫辐射，切伦科夫光锥经过球面反射镜汇聚到光探测器上形成另一个环像，这就是聚焦型 RICH 计数器。图 9.19(b)是这两种探测器所测到的切伦科夫环像。其中大环由液体辐射体产生，小环是气体辐射体的贡献，中心斑点反映束流入射位置。对这两种探测器的详细分析和图像重建方法等可参阅专门文献[3]。

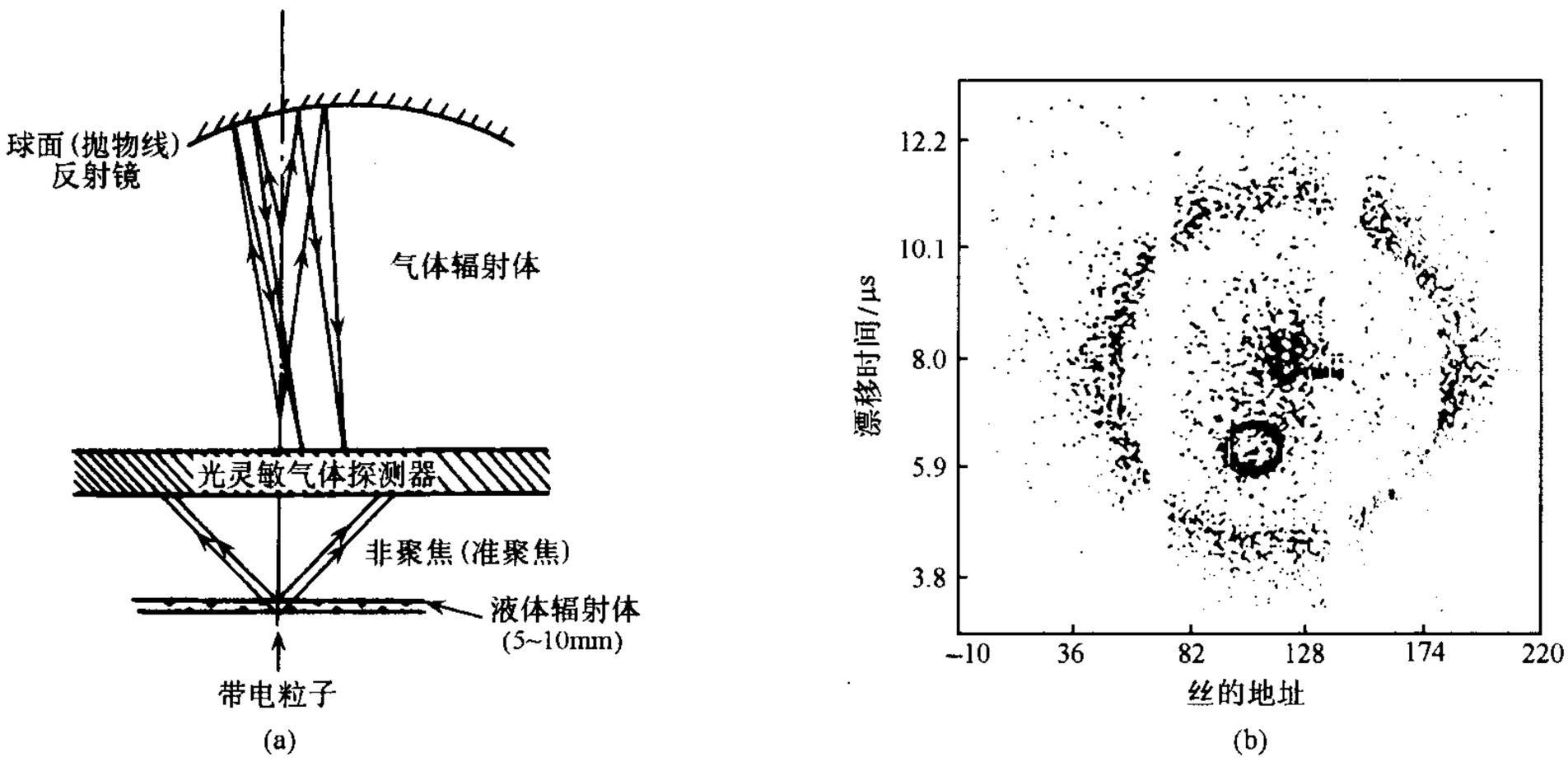


图 9.19 (a)两种基本的类型的 RICH 计数器；(b)两种 RICH 计数器所测到的切伦科夫环像

4. 光探测器

RICH 探测器最关键的问题是高效率地探测切伦科夫光子，即不仅要探测到光子的存在，还要确定它们的位置，这就需要采用位置灵敏探测器。下面介绍适用于 RICH 探测器的光探测器。

(1)采用气体室的光探测器

1)多步雪崩室(MSAC)。这类光探测器在光电转换层后直接与多步雪崩室相连，光电子在预放大(PA)之后由多丝正比室(MWPC)通过灵敏丝的信号“快读出”，或通过像增强器、或 CCD 对雪崩放电的光进行“慢读出”。

MSAC 的原理简述如下[参看图 9.20(b)]：入射光子通过窗在光电转换层(C)中产生光电子，这些光电子漂移进入预放大区(PA)放大，其中部分雪崩放电产生的电子传送进入传输区(Tr)再进入 MWPC 进行二次放大最后被探测。C 区和 T 区的厚度都有几个

光子的吸收长度，以防止雪崩放电所产生的光子发生反馈造成后继脉冲。这种探测器有很高的气体放大倍数，在 1 大气压时气体放大倍数$>10^6$，低气压时也可达 10^6。

MSAC 是 Charpak 和 Sauli 发展起来的[23]。当时他们用 TEA 作为光电转换物质；C 区和 T 区的深度分别是 6mm 和 10mm；MWPC 的丝距 1.3mm；阴极感应条宽 5mm，与丝成 45°角。时间分辨曲线由 C 区电子的渡越时间分散决定，$\Delta t \approx t_D \approx 3\lambda/V_D$，约为40ns；定位精度由阴极条重心法获得，约 1mm；双光子分辨约 8～10mm。

图 9.20 是采用(C-PA-Tr)＋MWPC 结构 MSAC 光探测器的气体 RICH 计数器的实例[24]。光探测器的工作气体是 Ar＋TEA，总增益$\approx 10^6$(PA：$\leqslant 2\times10^3$，MWPC：$\leqslant 5\times10^4$)。实验数据给出：TEA 的量子效率 $Q_{max}=(34\pm4)\%$，$N_0=56/\text{cm}$，计算值 $N_0^c=78/\text{cm}$，由此探测效率 $\varepsilon=72\%$[24]。

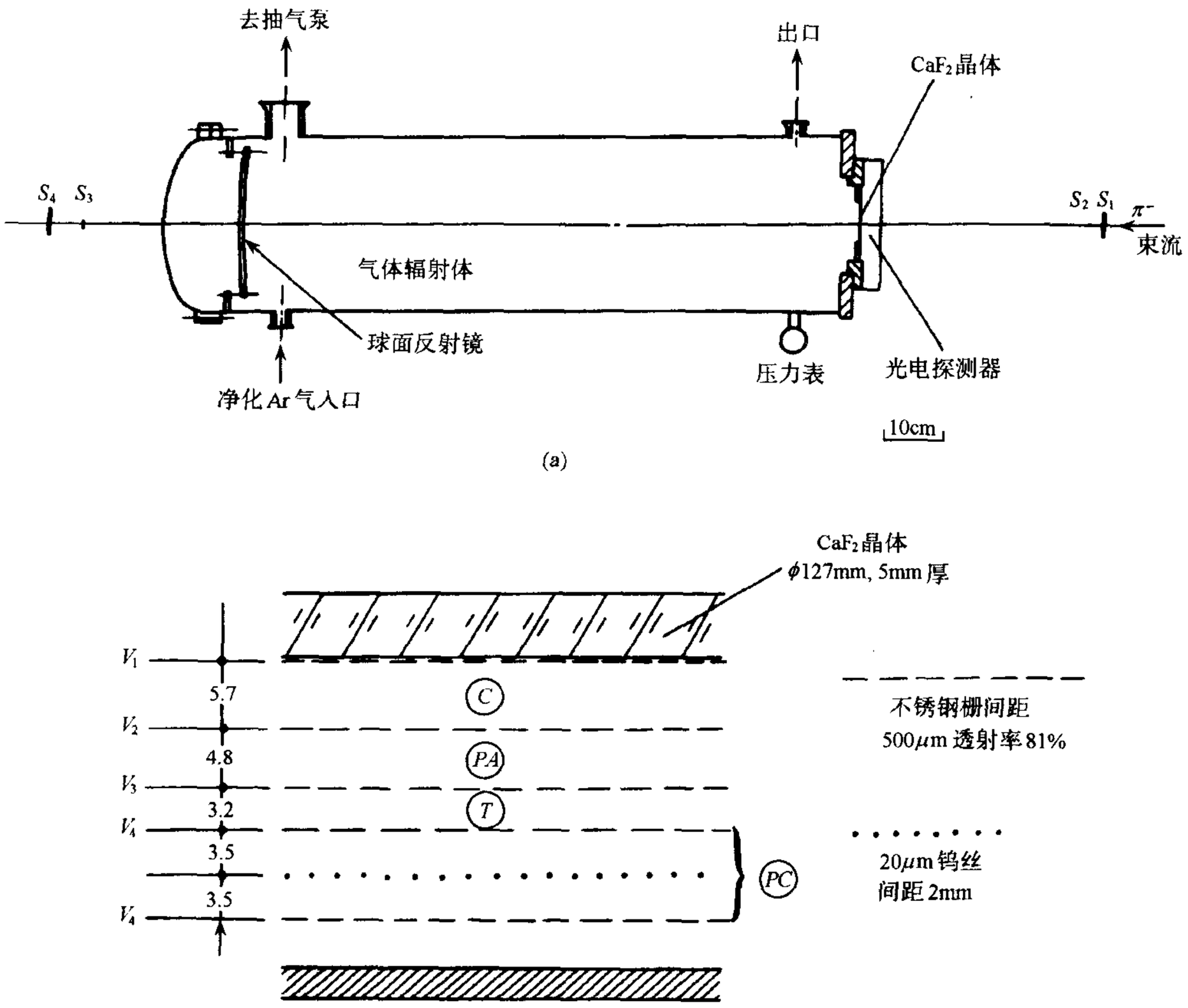


图 9.20　(a)Ar 气体辐射体容器(L＝0.94m)反射镜(f＝0.94m)及 CaF_2 窗；
(b)(C-PA-Tr)＋MWPC 结构的 MSAC 的光探测器原理图

图 9.21 是采用 C-PA-Tr＋平板雪崩室(PPAC)后接火花室的混合型光探测器的 RICH 计数器的实例[25]。Charpak 等人 1979 年用此探测器首次获得了可见的切伦科夫环像。光探测器充以 He＋TEA 气体，在 PPAC 之后紧接一个火花室，火花室的图像由“快相机”(≈1 Hz)记录在胶片上。1981 年采用高速 TV-CCD 相机后性能得到改善，$N_0^c=$

80/cm，ε=103%，这可能是 Ar 气中产生了二次光电子所致[25]。

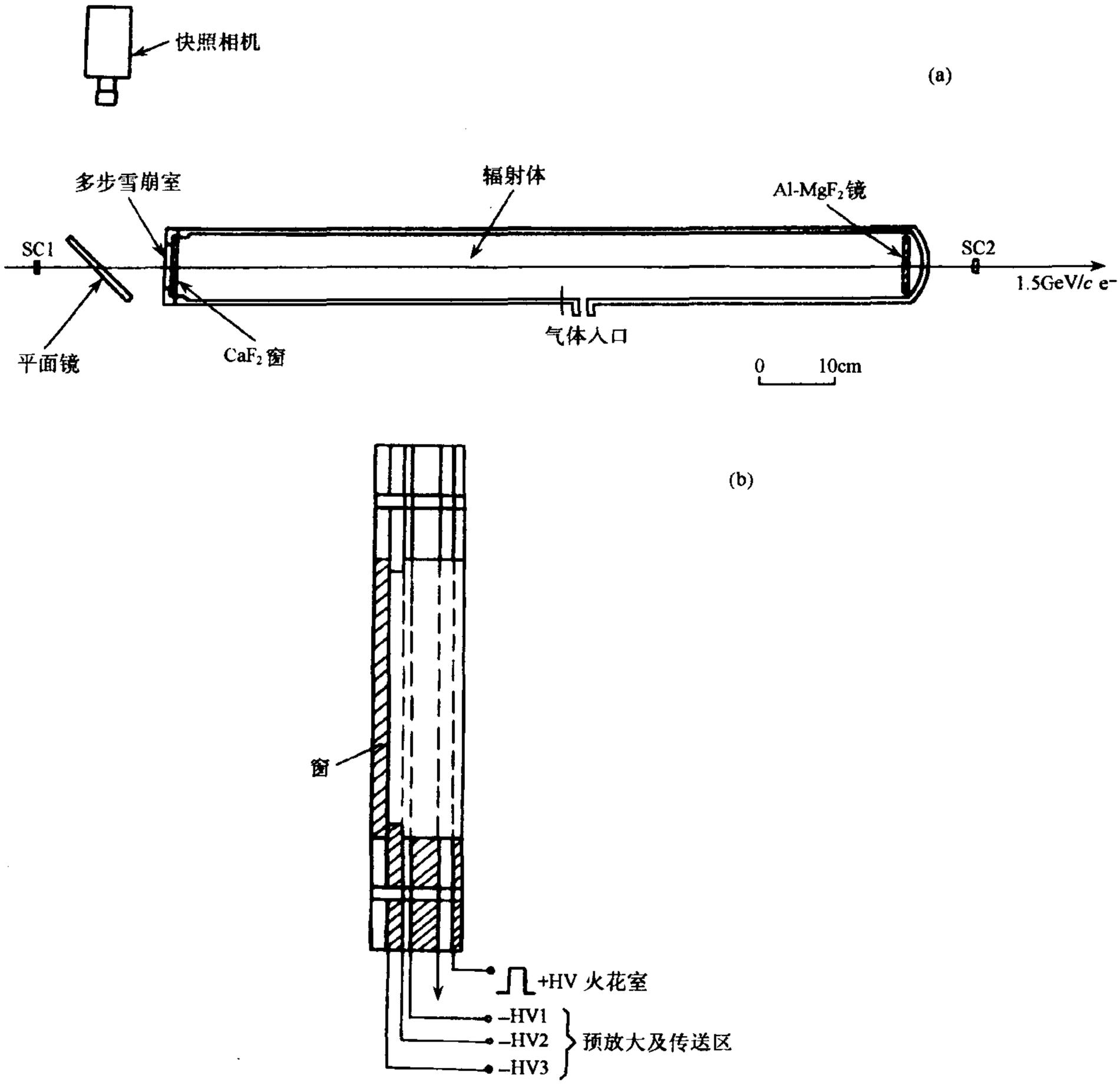


图 9.21 (a)Ar 气体辐射体容器(L=0.94m)，CaF_2 窗和混合 MSAC 探测器；
(b)CERN 的混合 MSAC 的光探测器，(*C-PA-Tr*)后接火花室

比较上述两种光探测器，用 MWPC 数字化读出比较简单，其速度快、造价也低，而 CCD 读出速度慢得多（≈10 ms），结构也比较复杂。

这类光探测器还可用其他位置灵敏探测器读出，例如：多针探测器(multi-needle detector)等[26]。

2)慢 RICH 探测器。这类光探测器利用 TPC 漂移技术获得二维图像，用 MWPC 或正比管探测器读出。它是 1981 年发展起来的，图 9.22 是它的原理示意图。

如图 9.22 所示，在光探测器光电转换层中产生的光电子在均匀电场中漂移，最后被探测器一端的 MWPC 或 MSAC（通常用 MWPC)所记录。由 MWPC 着火丝的位置及光电子相应的漂移时间可以定出光电子形成的二维图像并且可以区分多重粒子事例的重叠环像。此外，利用电荷分配法或阴极条感应读出法可测出光电子的转换深度，进一步对斜射光子的象差进行修正。为防止雪崩放电的紫外光子反馈对光电转换区产生二次雪崩，

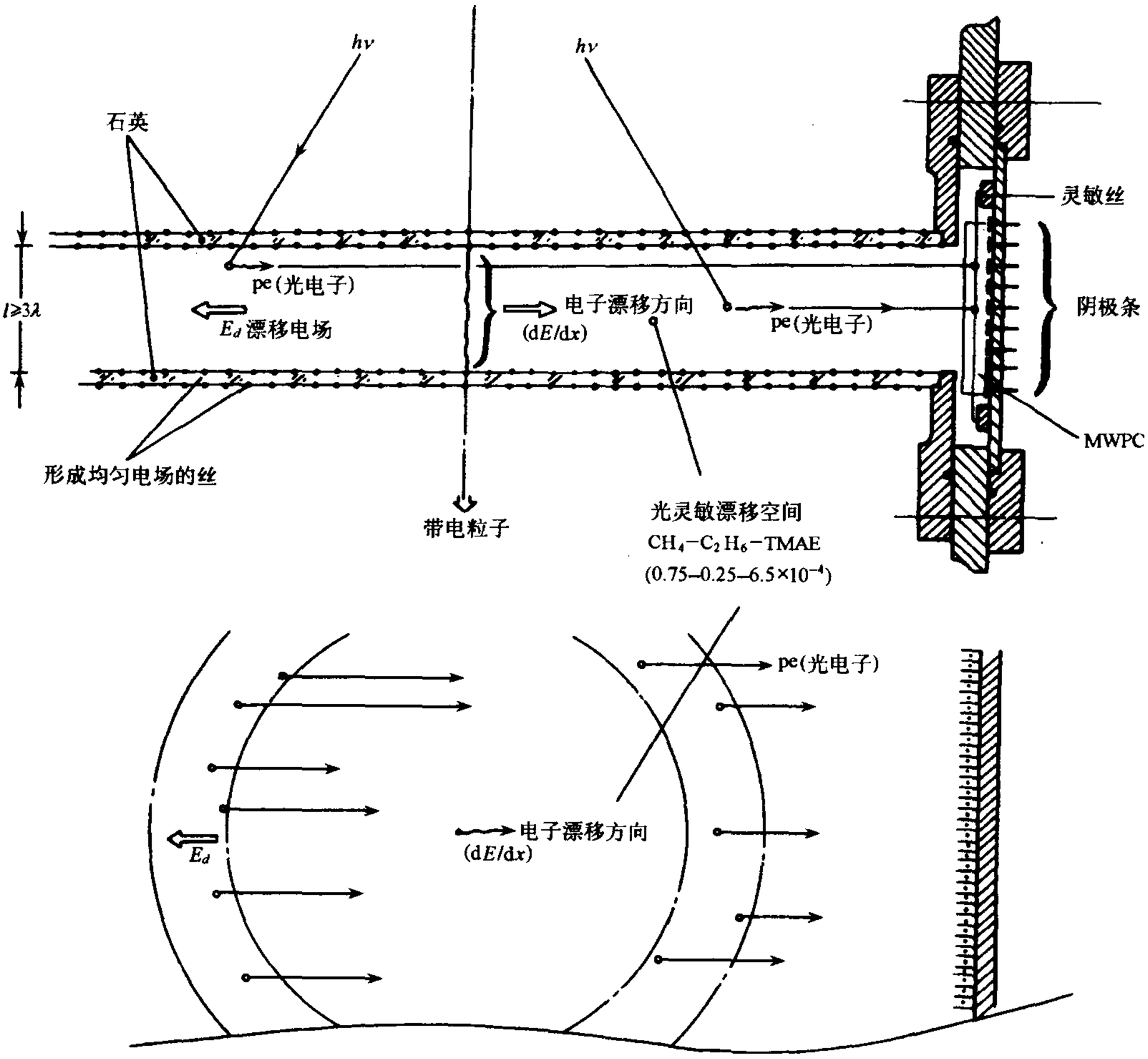


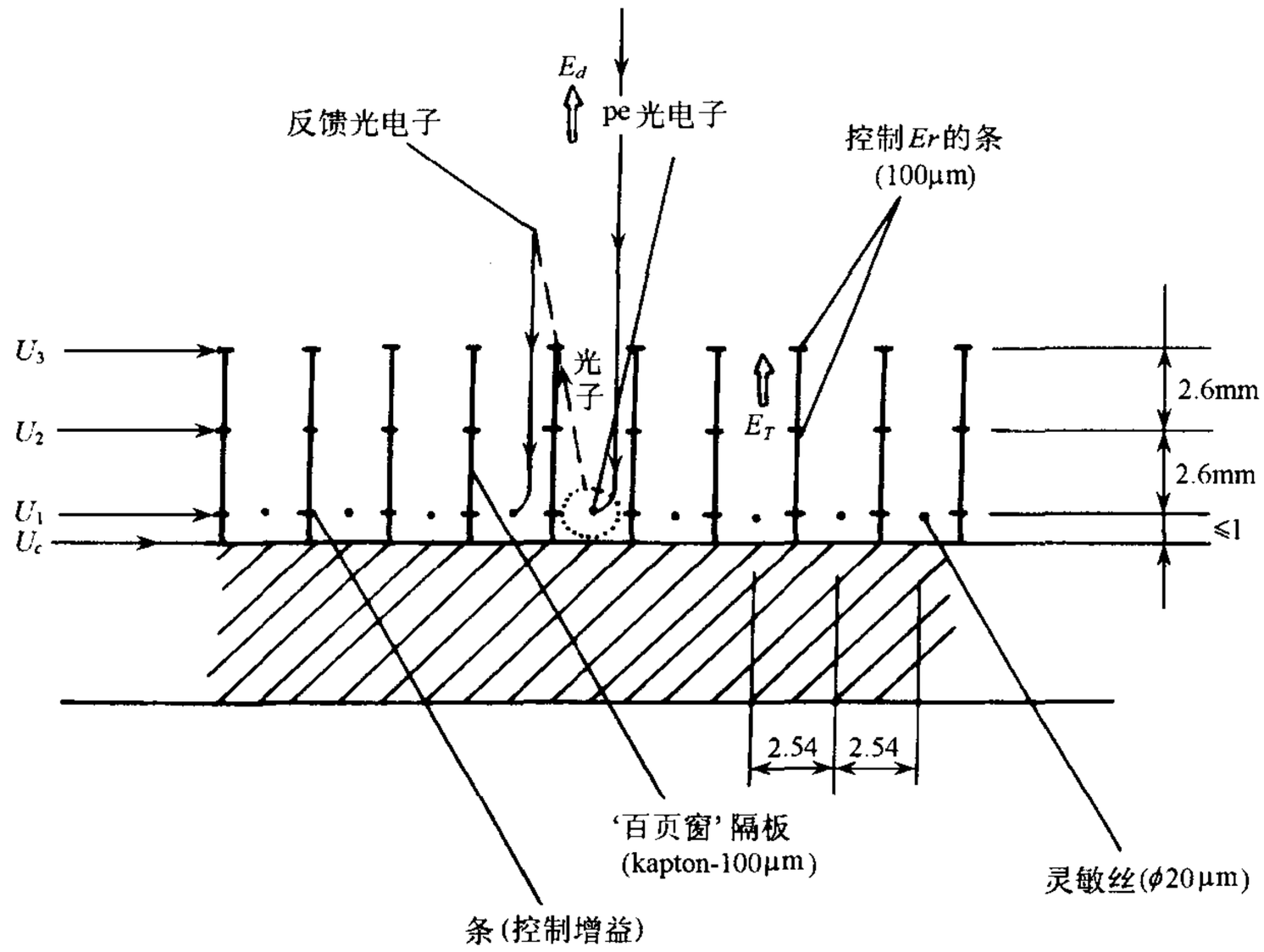
图 9.22　电子漂移长距离的慢 RICH 原理示意图

MWPC 的增益不能太高，一般$<1\sim2\times10^5$。这种方法利用了长漂移技术减少了读出电子学道数，但读出速度较慢。

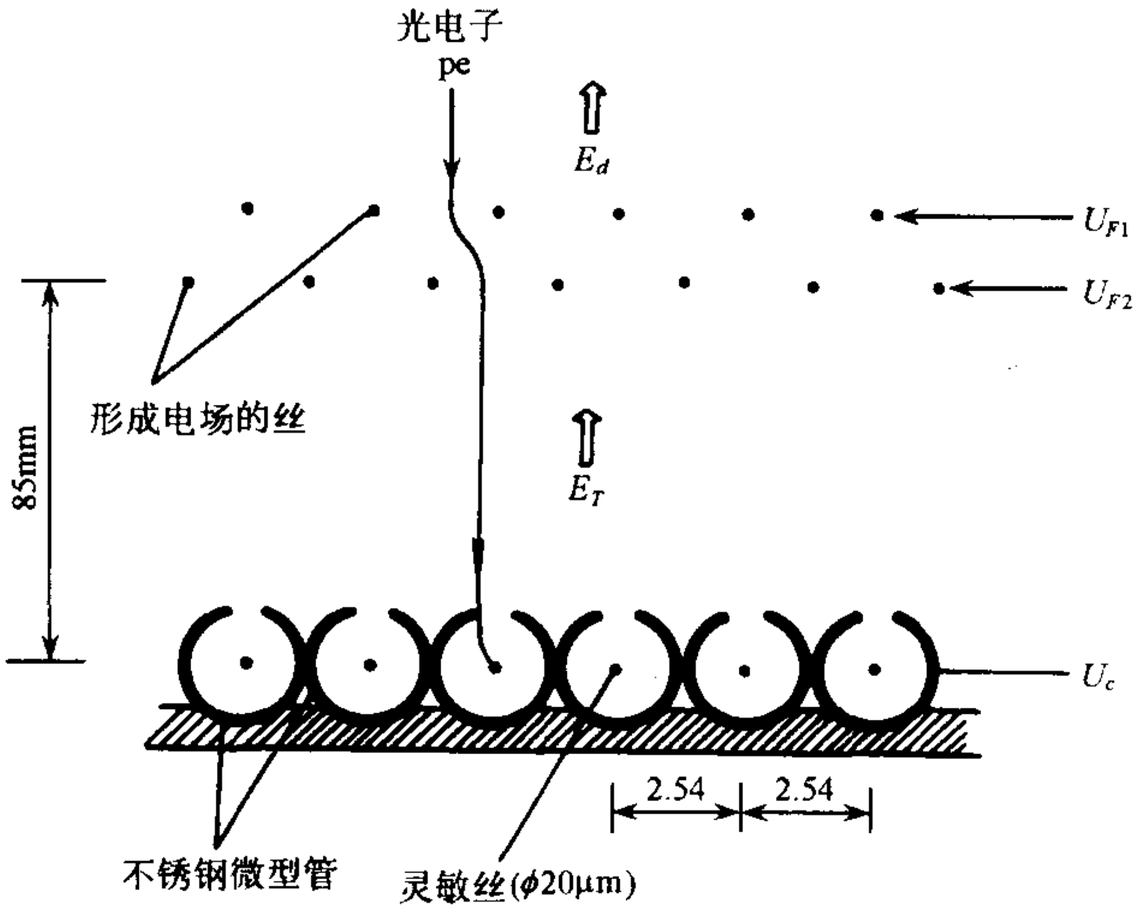
为进一步减少光子反馈还可以采用图 9.23 中的两种丝室结构。在 DELPHI，SLD 和 Ω 大型 RICH 中都采用了“百叶窗”式的 MWPC。

3)快 RICH 探测器。为适应高亮度、高多重数事例的实验要求，快 RICH 技术得到重视和发展。在这类光探测器中采用响应快的固体或液体光敏材料，MWPC 或 MSAC 气体放大，用阴极感应片技术结合大规模集成电子学快读出。

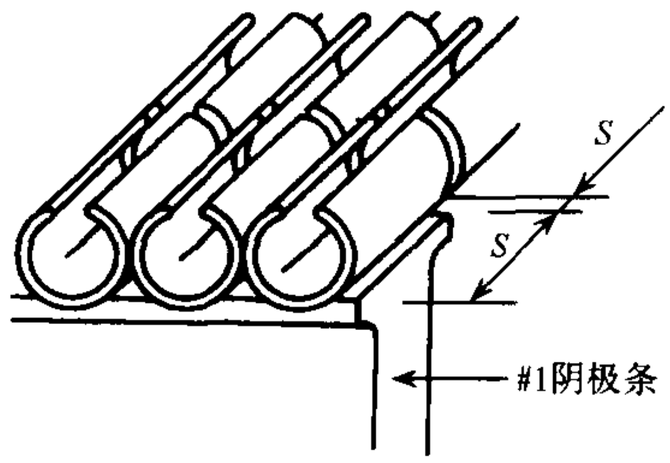
Coutrakon，Biggs 和 Dhawn 1985 年在费米实验室首先采用“片探测器”(Pad Detector)的方法[28]。图 9.24 是两种快 RICH 的阴极片探测器。当时他们采用的是分立的电子学读出系统。由于“片探测器”本身就是二维的，能适应高多重数事例的物理要求。不过由于电子学道数很多($10^5\sim10^6$)，信号读出的速度受到电子学读出时间的限制。可以看出：一个快的 RICH 计数器必须包括快气体放大、快读出的探测器以及快电子学读出系统。在相互作用频率≤5 MHz 的对撞机中，要满足数据采集率≤100kHz 的要求必须具有直接



(a)



(b)



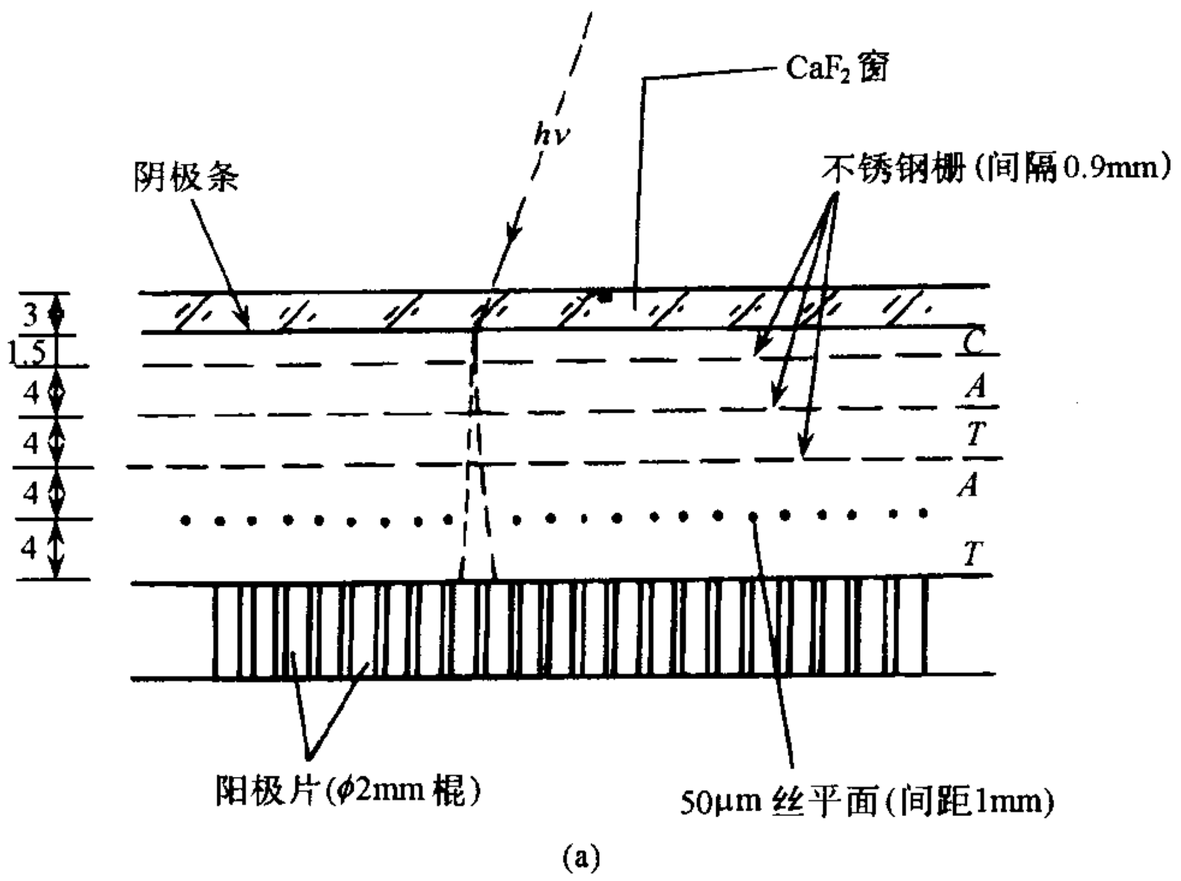
(c)

图 9.23　两种用于 RICH 探测器的丝室

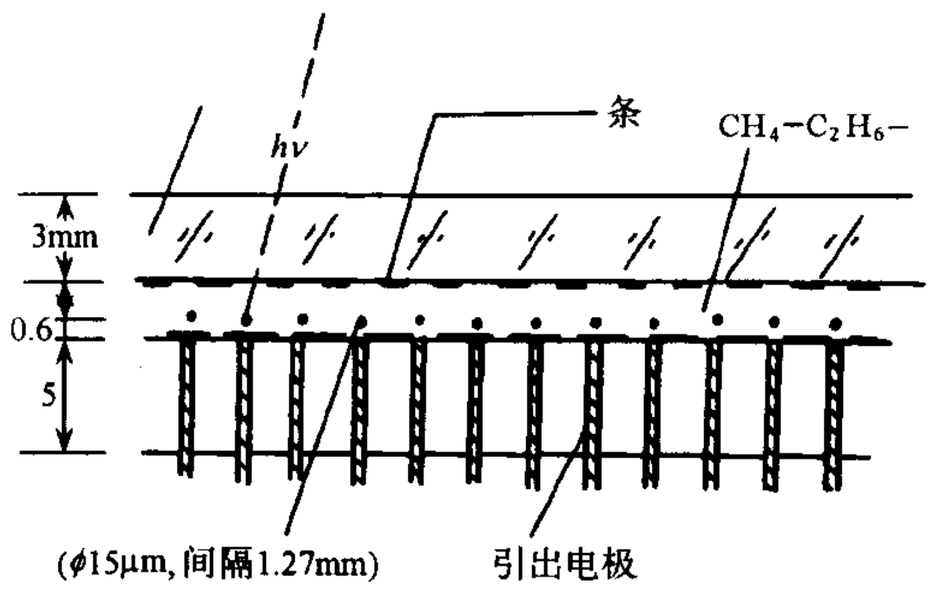
(a)在丝之间加上"百叶窗"限制光子反馈;(b)用管状阴极包围阳极丝,限制光子反馈,加强阳极丝和阴极间的耦合以提高阴极条的探测效率;(c)管状阴极的详细结构,每 5cm 长为一个分立的单元,用来确定沿丝方向的坐标

嵌入探测器的电子学系统读出"着火"信号并以最快的速度引出[28]。

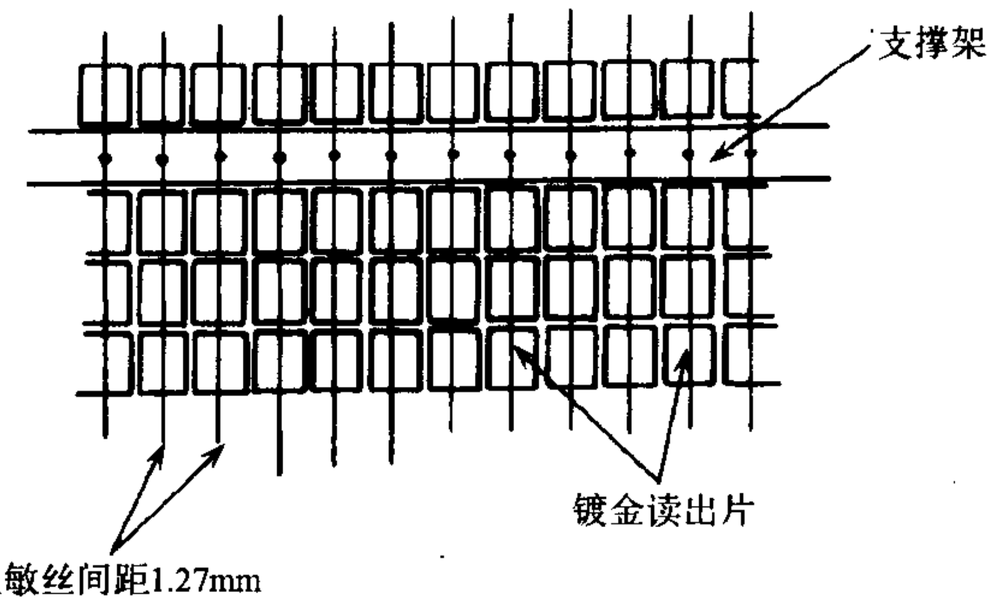
快的气体放大要求收集光电子的时间分散性小,这就要求光子的吸收长度短。TEA 在标准状态下光电子的时间分散～10 ns(对应于 95%吸收)而 TMAE 要达到这一时间要求就要在～100℃的高温下工作。目前人们倾向于采用固体的光电转换层,因为它的光电子是同时产生的。过去曾认为 CsI 的量子效率仅约 10%,对 RICH 的发展没有多大意义。1989～1990 年,Seguinot 等人测量发现对于反射的 CsI 光电阴极,光电子由气相抽取则



(a)



(b)



(c)

图 9.24　两种快 RICH 的片读出的探测器

(a)*C-PA-Tr-PA* 后接平板雪崩室(PPAC)的 MSAC 型探测器,信号由片状阳极读出;(b)用 MWPC 进行气体放大,信号由阴极感应片引出;(c)由光子入射方向看 MWPC 的读出片和丝的几何结构

量子效率要高得多,可达 20%～30%[28]。如果在 CsI 上再吸收一层 TMAE 量子效率甚至会更高,这一结果对快 RICH 很有吸引力。图 9.25 是一个采用 CsI 光阴极的快 RICH 计数器的示意图。在光探测器中将 CsI 或 CsI/TMAE 沉积在阴极片上,光电子由气相抽取,阳极丝的另一边加反向电场阻止电离产生的电子进入 MWPC[28]。

(2)可见光光阴极的真空光探测器[29]

这类光探测器包括近年发展起来的多阳极光电倍增管(MAMPT)和混合光探测器(HPD)。它们包含大量小"像素"(目前,MAPMT 有 64 个,HPD 有 1000～2000 个)且对可见光灵敏,等价于大量小的 PMT。这是 RICH 技术新的重大进展。

1) 多阳极光电倍增管(MAPMT)。由于它们具有高达 10^6 增益,坚固耐用、比较紧凑,而且对磁场不很灵敏,对 RICH 很有吸引力。图 9.26(a)为目前像素最多的 Hamamatsu R5900-64 MAMPT 的顶部视图。它具有硼硅酸盐(borosilicate)窗和双碱(bialkali)光阴极,在 400nm 处的量子效率为 $Q=0.20$。在 26mm×26mm 窗中包含 8×8 个面积为 2mm×2mm的"像素片"灵敏区面积 18mm×18mm。(b)为提高光的收集效率,在 LHCb 实验中,用硼硅酸盐或石英单透镜阵列将切伦科夫光聚焦在 18mm×18mm 的'像素'

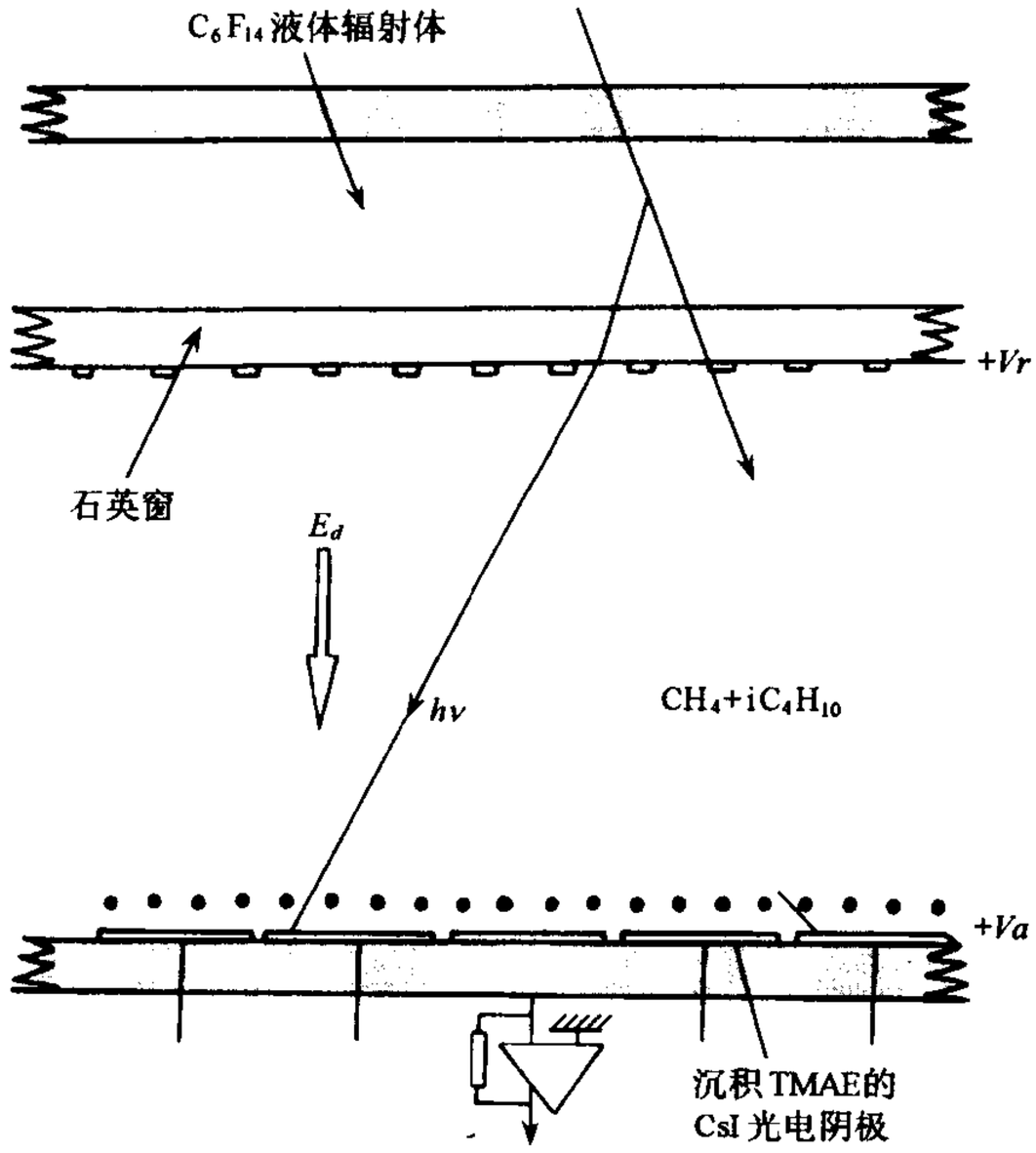


图 9.25　采用 CsI 光阴极的快 RICH 计数器的几何结构

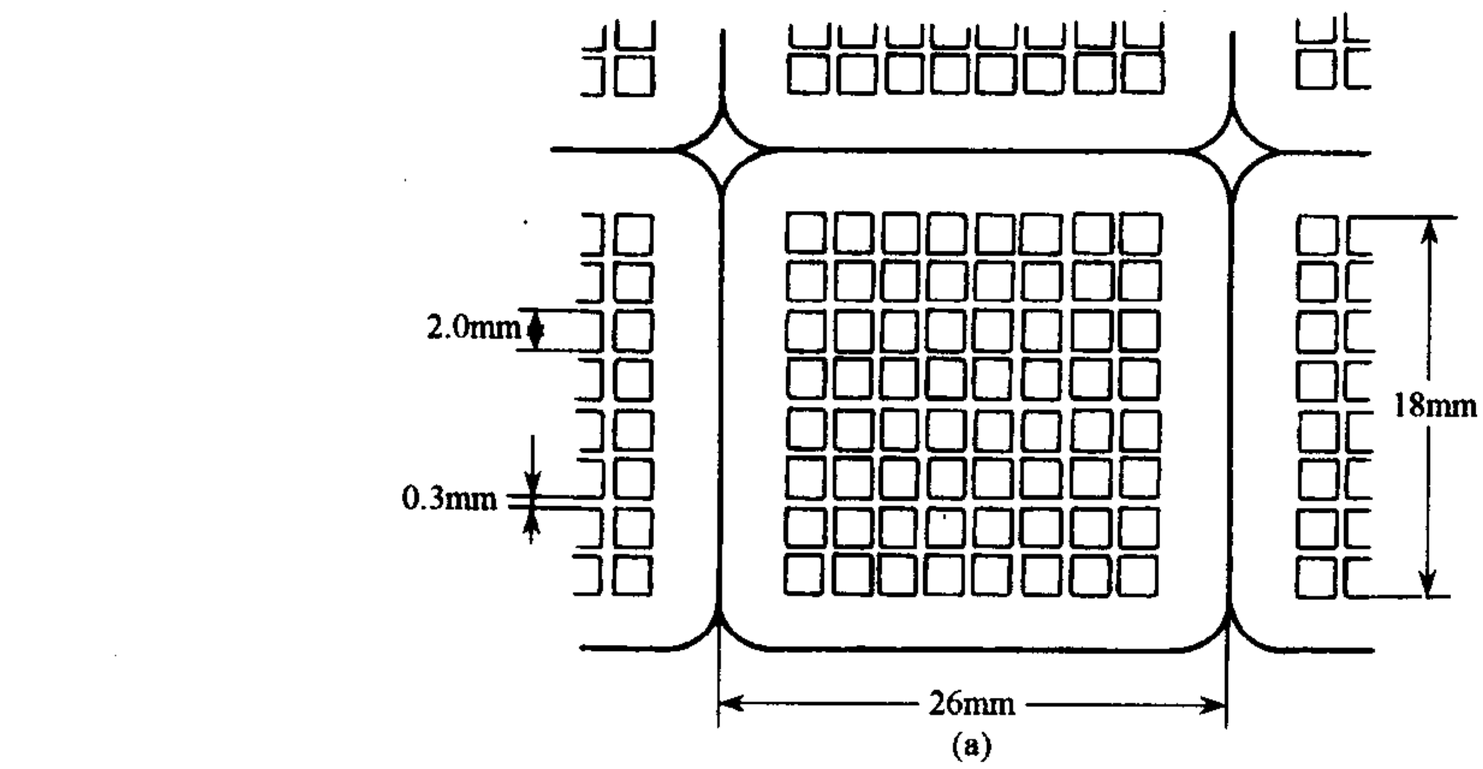


图 9.26　(a)R5900-64MAPMT 的顶部视图；(b)单透镜阵列的切伦科夫光聚焦系统

区[29]。

2) 混合光探测器(HPD)[29]。图 9.27(a)是正在发展中的 5 英寸 HPD 的结构侧视图。它由玻璃管壳、硼硅酸盐窗和透射式双碱光阴极、聚焦及加速电极和硅探测器等组成。光阴极产生的光电子在真空中聚焦并加速至 20～30 kV 后打到硅片探测器(2048 个 1mm×1mm传感片)上。这类光探测器将 PM 的低噪音、高灵敏度和硅探测器的位置及能量分辨相结合。图 9.27(b)给出加速电压为 20kV 时,在 1mm×1mm 传感片上收集到的电荷分布。对于单电子,平均收集到的电荷为 5000 e,而噪音等效电荷(NEC)为 400 e。由此可得信/噪比为:$S/N=5000/400=12.5$,约为 MAPMT 的 5 倍。

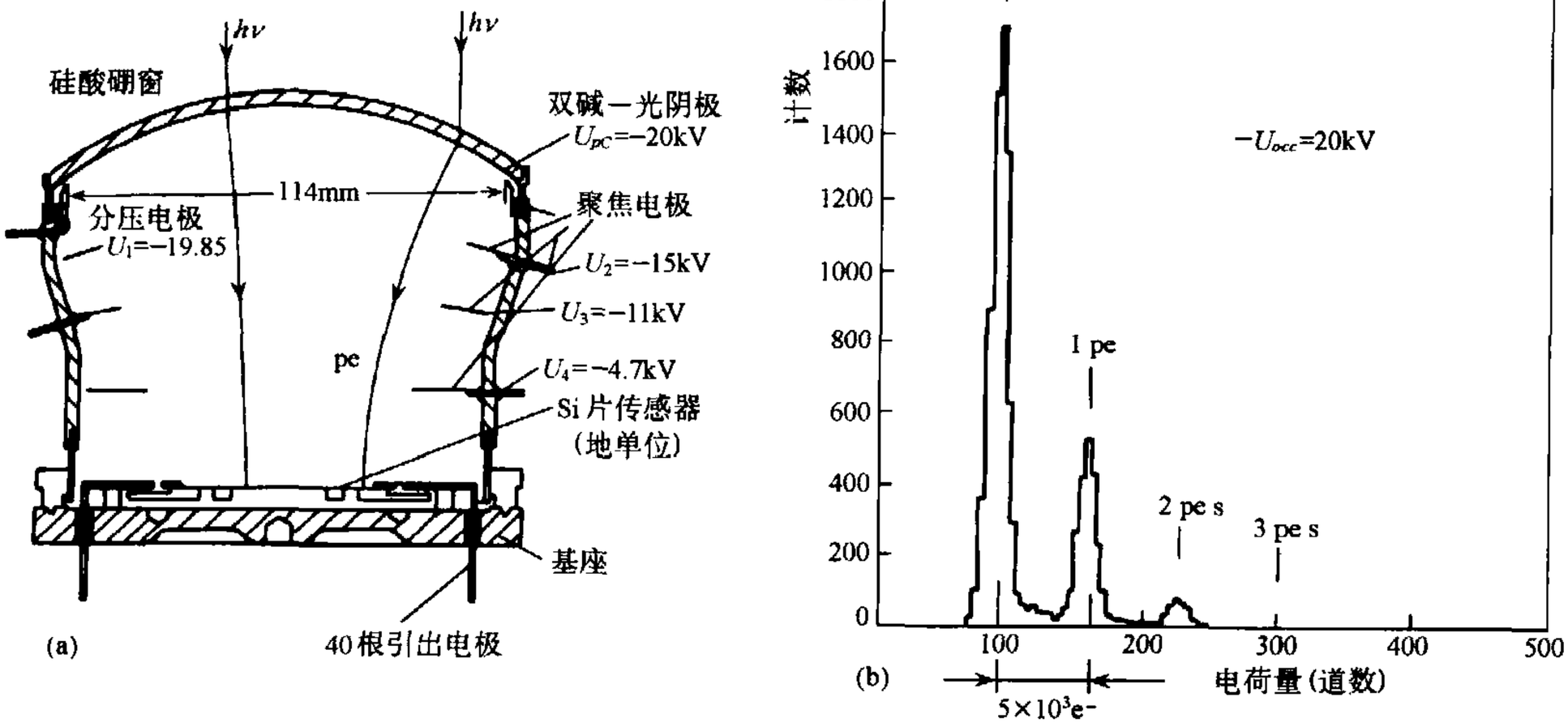


图 9.27 (a)5 英寸 HPD 的结构侧视图;(b)加速电压为 20kV 时,在 1mm×1mm 传感片上收集到的电荷分布

(3)快的对单电子灵敏的气体计数器——气体电子倍增器(GEM)[30,31]

GEM 是 F. Sauli 首先提出的一种新型具有内部电子放大气体探测器[30]。它是一块两面覆盖铜膜(5～15μm)的薄绝缘膜(～50μm Kapton),用多层印刷电路板刻蚀技术刻蚀若干微孔阵列(小孔的直径为 40～120μm,间隔为 140～200μm)的网状栅极板[图 9.28(a)]。

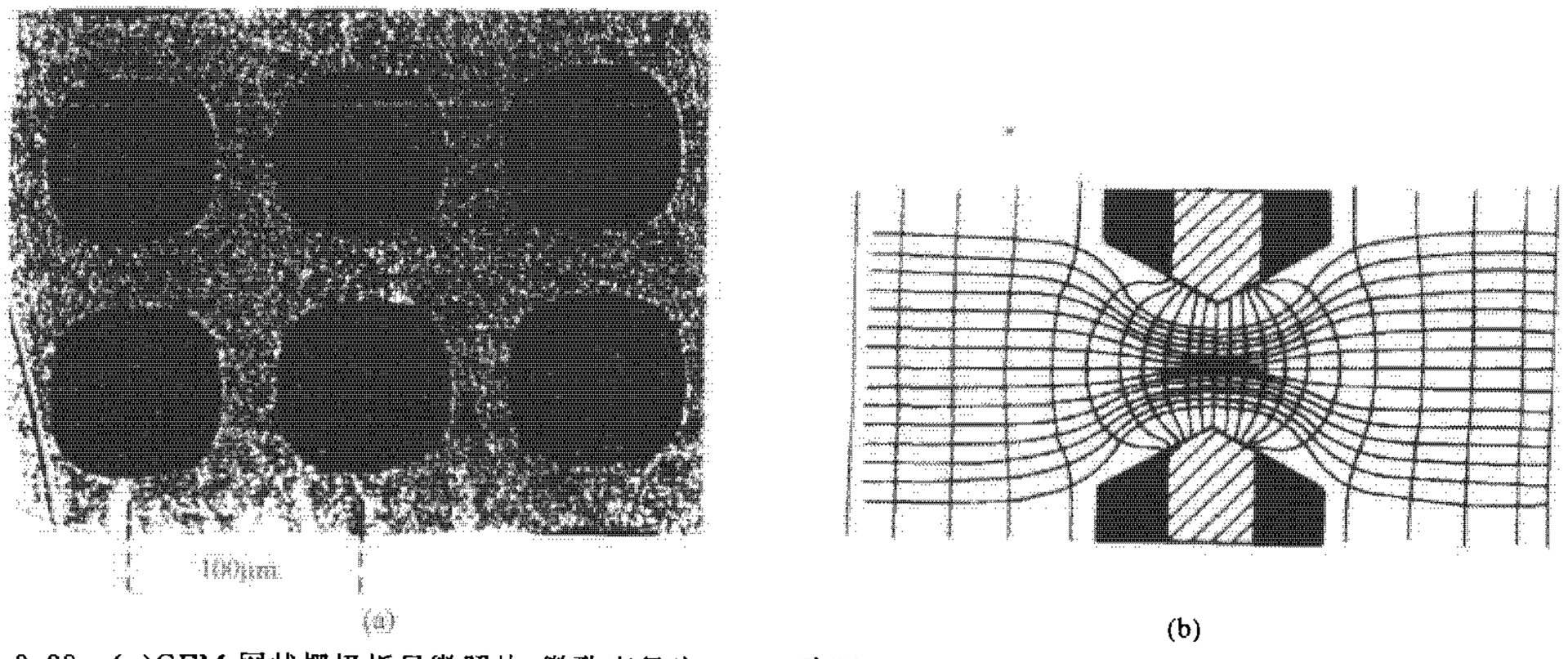


图 9.28 (a)GEM 网状栅极板显微照片,微孔直径为 70μm,孔距 100μm;(b)微孔的电场分布(仅画出了中央电力线)

在它的两个电极上加上电压差在小孔内形成一个强的偶极电场[图 9.28(b)]。GEM 通常插入平面电极之间,将气体室分为光转换和电荷收集两部分。光电子经电场强烈聚焦进入 GEM 的微孔中倍增(增益典型值$\sim 10^3$),倍增后的电子穿过微孔进入电荷收集区或进行下一级电子倍增。由于光阴极和主放大元件之间存在着 GEM 栅极,还可以减少光子反馈。与 MWPC 和 MSGC 中的电子倍增原理不同,GEM 的电子倍增过程发生在微孔内。GEM 的读出可以通过 MSGC、MWPC 或由 MWPC 阴极的片(Pad)读出。还可以与真空管相似用 GEM 组成多级电子倍增器,获得更高的增益。GEM 可在强磁场下工作,造价又低是很有发展前途的探测器。

5. RICH 的应用实例

到目前为止,用于物理实验的 RICH 可分为三代[32]。第一代:每个环一般为 8～16 个光电子,通常采用气体投影室,例如,早期的 Ω-RICH、DELPH-RICH 等。第二代:每个环一般为 18～24 个光电子,很重要的变化是将高气体增益[$(2\sim5)\times10^5$]、短积分常数(10～100ns)、漂移时间测量转为低气体增益($\sim5\times10^4$)、长积分常数(600～1000ns)、低噪音电子学(<500e)、感应片读出。探测器一般较薄,它们的发展得益于高密度硅探测器电子学。例如,CLEO 的 RICH 系统。第三代:每个环个光电子数达到 30～60 个。为适应高事例率的要求,电荷积分常数缩短为 10～20ns。它们都采用对可见光灵敏的双碱光阴极的真空 PMT 或 HPD,例如,LHC-b 的 RICH 和 BABAR 的 DIRC。

(1)Ω-RICH 计数器(图 9.29)[33]

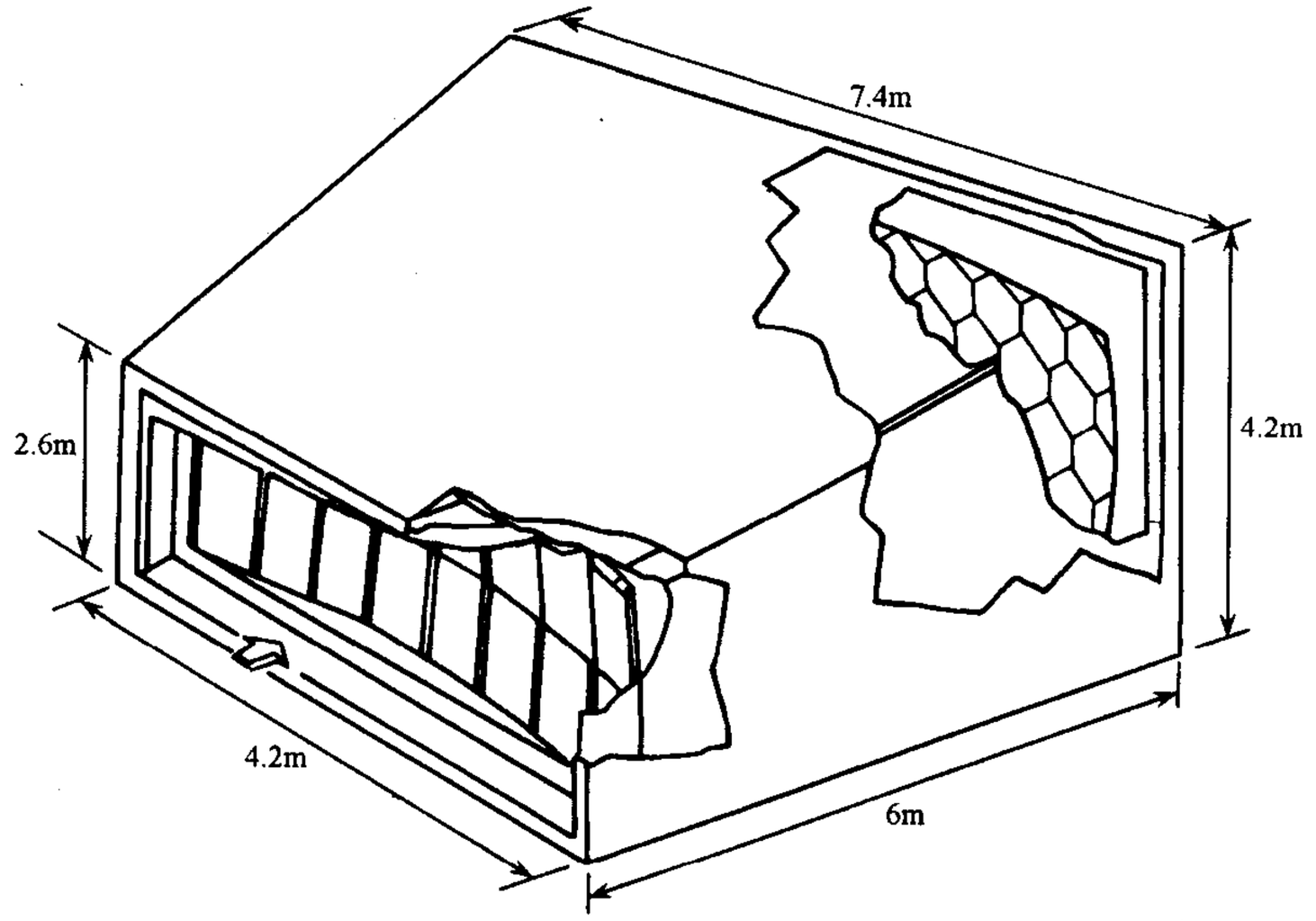


图 9.29　Ω-RICH 计数器概图

它是 1982 年为 CERN 的高能光生实验 WA69 在 Ω 谱仪上开始建造的。Ω-RICH 中辐射体长 5m,充以 1atm ,120m^3 的 N_2,用 7m×4m 的聚焦镜阵列将切伦科夫光汇聚到 16 个石英窗的 TPC(80cm×40cm)上进行测量。探测器为 $CH_4+C_4H_{10}$气体的百叶窗式 MWPC 以 TMAE 作为光敏气体载体。1986 年发表的实验结果为:$N_0=35/cm$,计算值 $N_0^c=80/cm$,$\varepsilon=44\%$;$\sigma_\theta=071mrd$;3σ 的 π/K 分辨的动量范围可达 83 GeV/c。经过改进后的 3σ 的 π/K 分辨的能力可延伸到 92 GeV/c。

(2) DELPHI-RICH 计数器(图 9.30)[34,35]

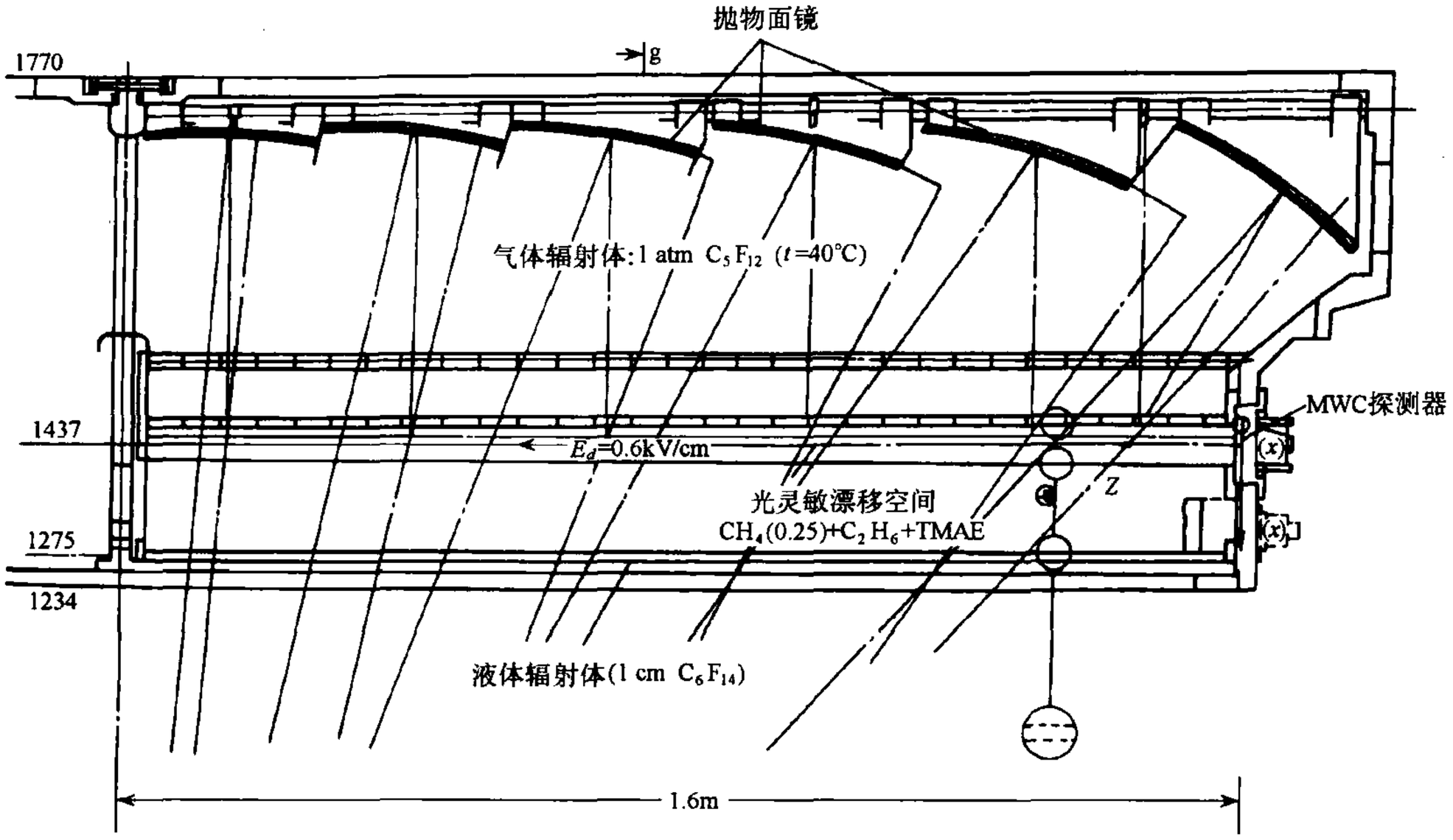


图 9.30　DELPHI 桶部 RICH 的探测器结构

这个探测器是为CERN LEPe^+e^-对撞机上的DELPHI大型谱仪建造的,目的是鉴别0.3～25 GeV/c的π、K、P粒子。1982～1986年进行模型研制,1989年建成。DELPHI-RICH的辐射体有两种:一种是～0.4m长,1atm的C_5F_{12}气体($\gamma_T\approx17.1$);另一种是1cm厚的C_6F_{14}液体($\gamma_T\approx1.6$)。光探测器采用TPC型读出(图9.29),工作气体为$CH_4(75)+C_2H_6(25)+$TMAE,用百叶窗式的MWPC为探测器,漂移电场0.6 kV/m,漂移距离1.7m。图9.30是DELPHI桶部RICH的结构,液体切伦科夫辐射体距光探测器12cm,气体辐射体发射的切伦科夫光由焦距为45cm的抛物线形反射镜聚焦到光探测器上形成环像。实验结果如下,气体RICH:$N_0=50$/cm,计算值$N_0^c=80$/cm,$\varepsilon=63\%$;$\sigma_\theta=4.5$mrd。液体RICH:$N_0=32$/cm,$N_0^c=64$/cm,$\varepsilon=50\%$;$\sigma_\theta=13.9$mrd。由于本底和噪声的

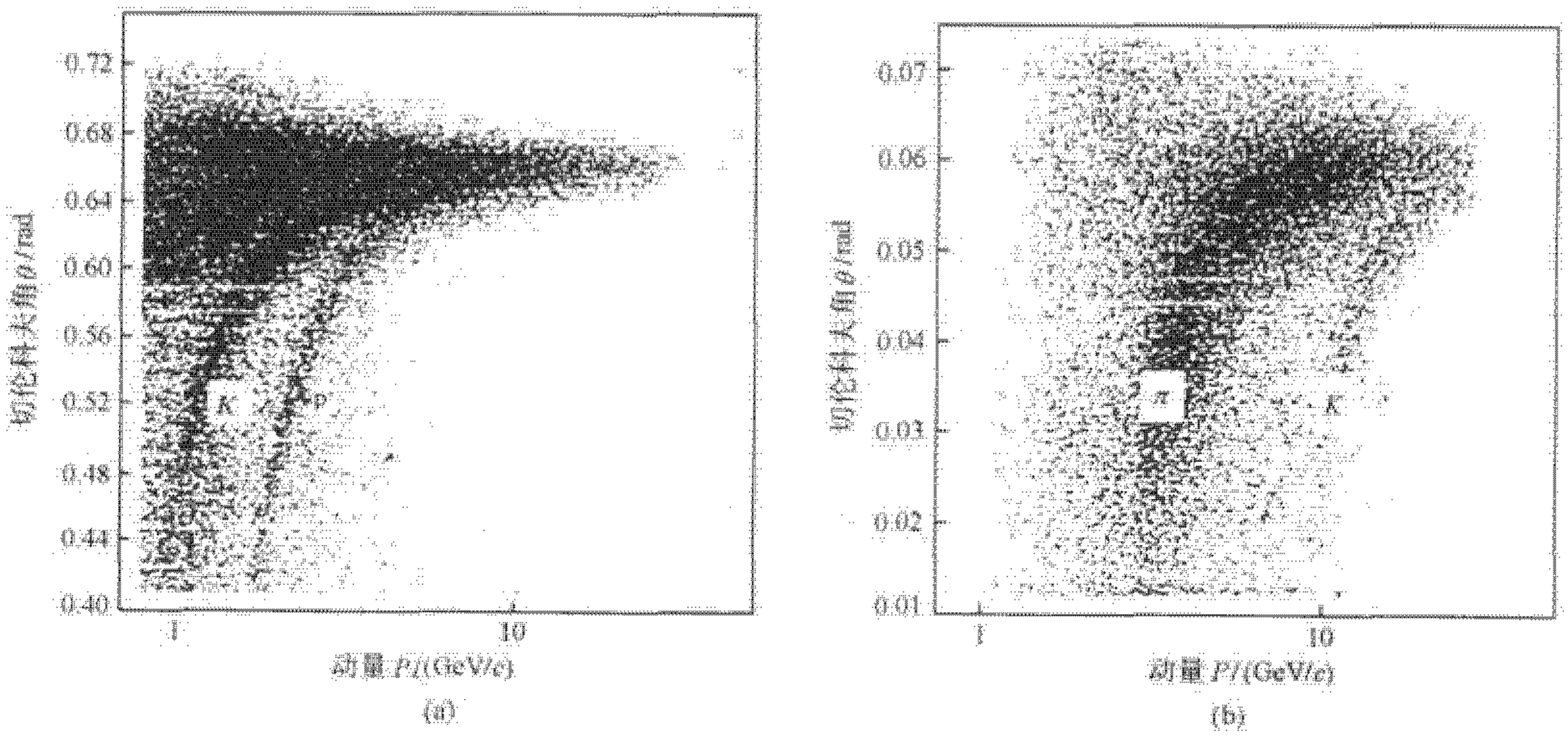


图 9.31　经过重建后的切伦科夫角θ与强子动量P的散点图。(a)液体辐射体;(b)气体辐射体

影响，3σ 误差条件下 π/K 分辨的动量范围为(2.5～13.6) GeV/c。图 9.31 是经过重建后的切伦科夫角 θ 与强子动量 P 的散点图[36]。

RICH 计数器是粒子物理实验中鉴别粒子的有力工具之一。它是惟一可以在大约(2～600) GeV/c 这样宽的动量范围内鉴别强子的技术。但是它在技术上要求很严格甚至难以实现，需要细心和工作经验。目前人们正在探索一些新型的切伦科夫计数器以满足高能物理实验发展的需要。

(3)CLEO-Ⅲ 的 LiF-TEA RICH[37]

CLEO-Ⅲ 实验要求在高达 2.8 GeV 处有 4σ 的 π/K 分辨能力，为此设计和建造一个非聚焦型 RICH 探测器。探测器由辐射体、扩展容器和光探测器三部分组成。动量足够高的粒子穿过辐射体产生切伦科夫光锥，一部分光子穿越扩展容器使光锥扩展至足够大(其中另一部分在高折射率的辐射体中由于全反射而丢失)，在光探测器上成像记录下来。辐射体采用厚 10mm，每块面积～170mm×170mm 的平板 LiF 晶体阵列，安装在碳素纤维的圆柱形内桶上。由于 LiF 晶体的折射率较高(λ=150nm 处，n=1.50)有相当多的光子(约占初始光锥的 1/3)经内反射丢失，在入射角小于 15°时尤其突出。为了改善这种状况，CLEO 采用新的“锯齿型辐射体”[图 9.32(b)]使得光子近似于垂直穿过辐射体表面，这样既减少了光子丢失也降低了色差的影响。最后在中心区域用了 120 块(占 47%)，其他区域用了 300 块平板辐射体。扩展容器是几乎是空的，半径距离为 157mm，充有纯 N_2。光探测器是如图 9.32(a)所示的光敏非对称的多丝室。CH_4 通过 15℃的 TEA(蒸气含量 5.5%)充入室内。TEA 在 150mm 波长峰值处的量子效率 QE=33%。光子穿过 2mm 厚透紫外线的 CaF_2 晶体窗再经光电转换产生光电子。光电子向阳极丝(ϕ20 μm 镀 Au 钨丝)漂移在丝附近产生雪崩放电，在阴极片(8.0mm×7.5mm)阵列上产生感应电荷信号，给出光电子的位置信息。窗与阳极丝之间的距离是几个吸收长度使得光子探测效率达到 99.9%。阳极和阴极之间的距离仅 1mm，使得阳极和阴极间的电荷耦合≈78%。CaF_2 晶体窗上垂直于丝方向镀有 100μm 宽，间隔 2.5mm 的银条提供光电子的漂移电场。共有 230,400 电子学读出道，噪声 NEC=130e^-+9$C_{det}e^-$/pF(在 C_{de}≈2 pF 时，NEC≈150e^-)，脉冲成形时间 1～3μs，输入在±4.5×10^5e^-的范围有良好的线性。

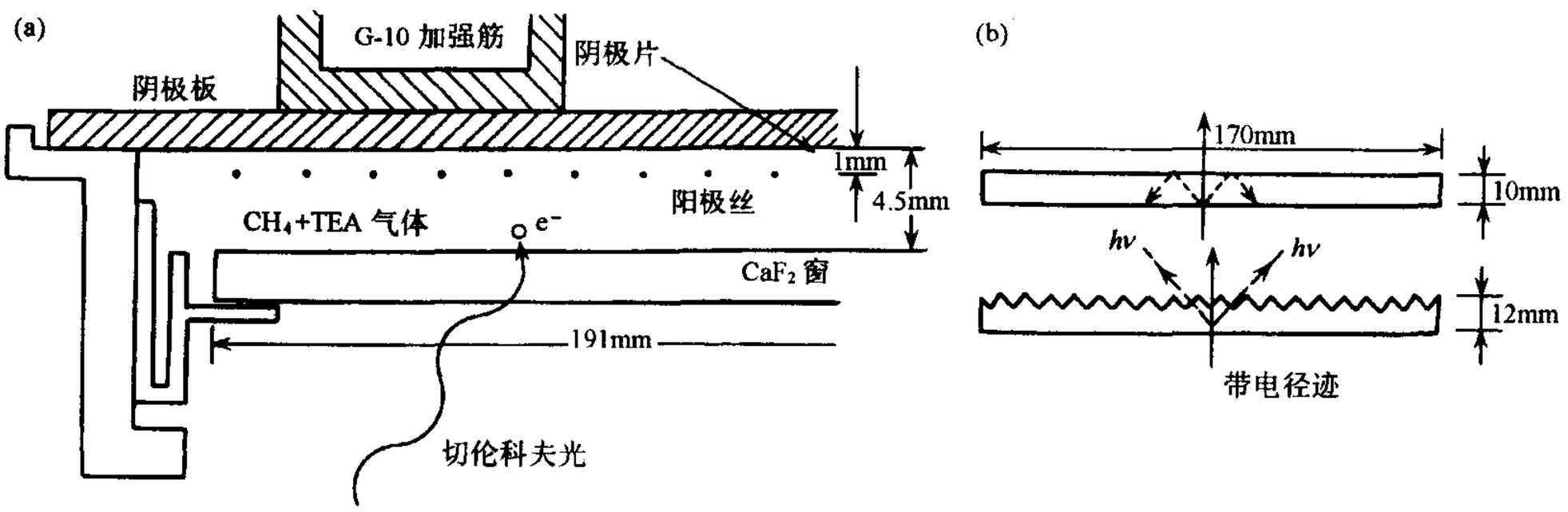


图 9.32 (a)CLEO-Ⅱ RICH 光探测器概图；(b)平板辐射体及锯齿型辐射体的侧视图

束流测试得到如下结果：对于 30°方向的平板辐射体，单光电子的角分辨为 $\sigma_{\theta pe}$=(13.2±0.05±0.56)mrad，一个径迹(一个环像)的角分辨为 $\sigma_{\theta trk}$=(4.45±0.02±0.23) mrad，每个环像的光电子数 N_{pe}=(12.9±0.07±0.36)。对于 0°锯齿型辐射体，单光电子的角分辨为 $\sigma_{\theta pe}$=(11.7±0.03±0.42)mrad，一个径迹(一个环像)的角分辨为 $\sigma_{\theta trk}$=

(4.49±0.01±0.22)mrad，每个环像的光电子数 $N_{pe}=(10.4\pm0.04\pm1.0)$。

(4)LHCb 的 RICH 探测器[38]

LHCb 实验要求在 1～150 GeV/c 的动量范围内有好的 K/π 分辨能力，只有 RICH 技术可以覆盖在如此大的动量范围。该实验采用了两个聚焦型 RICH 获得了极高的粒子分辨本领，这是它与其他 LHC 实验不同之处。第一个 RICH(RICH1)[图 9.33(a)]在磁铁上游，针对低动量广角径迹。它由 5cm 厚的气凝硅胶和 95cm 厚的 C_4F_{10} 气体辐射体组成，覆盖(25～300)mrad 的角度范围。在两种辐射体之间用 Mylar 膜隔开，这样也减少了气凝硅胶中瑞利(Rayleigh)散射造成的本底。两个曲率半径为 190cm 的球面镜(倾斜 250mrad 放置)将切伦科夫光聚焦到两个在探测器接收角之外的光电探测器平面(60cm×100cm)上。第二个 RICH(RICH2)[图 9.33(b)]在下游量能器前面，针对高动量小角度径迹。它以 180cm 厚的 CF_4 的气体为辐射体，在偏转平面覆盖 10～120mrad 的范围，在非偏转平面覆盖 10～100mrad 的范围。用曲率半径为 820cm 的球面镜将光聚焦到平面镜上然后反射到探测器接收角之外的平面(70cm×120cm)上。这两个 RICH 共需约 3m^2，粒度为 2.5mm×2.5mm的高效对紫外和可见光灵敏的光电探测器。有两种候选方案：其一是研制大面积的 HPD，其二是采用现有的 MAPMT 例如采用前面介绍过的 Hamamatsu R5900-64。束流测试得到如下结果：对于 C_4F_{10}，气凝硅胶和 CF_4 的单电子角分辨分别为 1.1，1.45 和 0.35；每根径迹探测到的光电子数分别为 55，15 和 30。

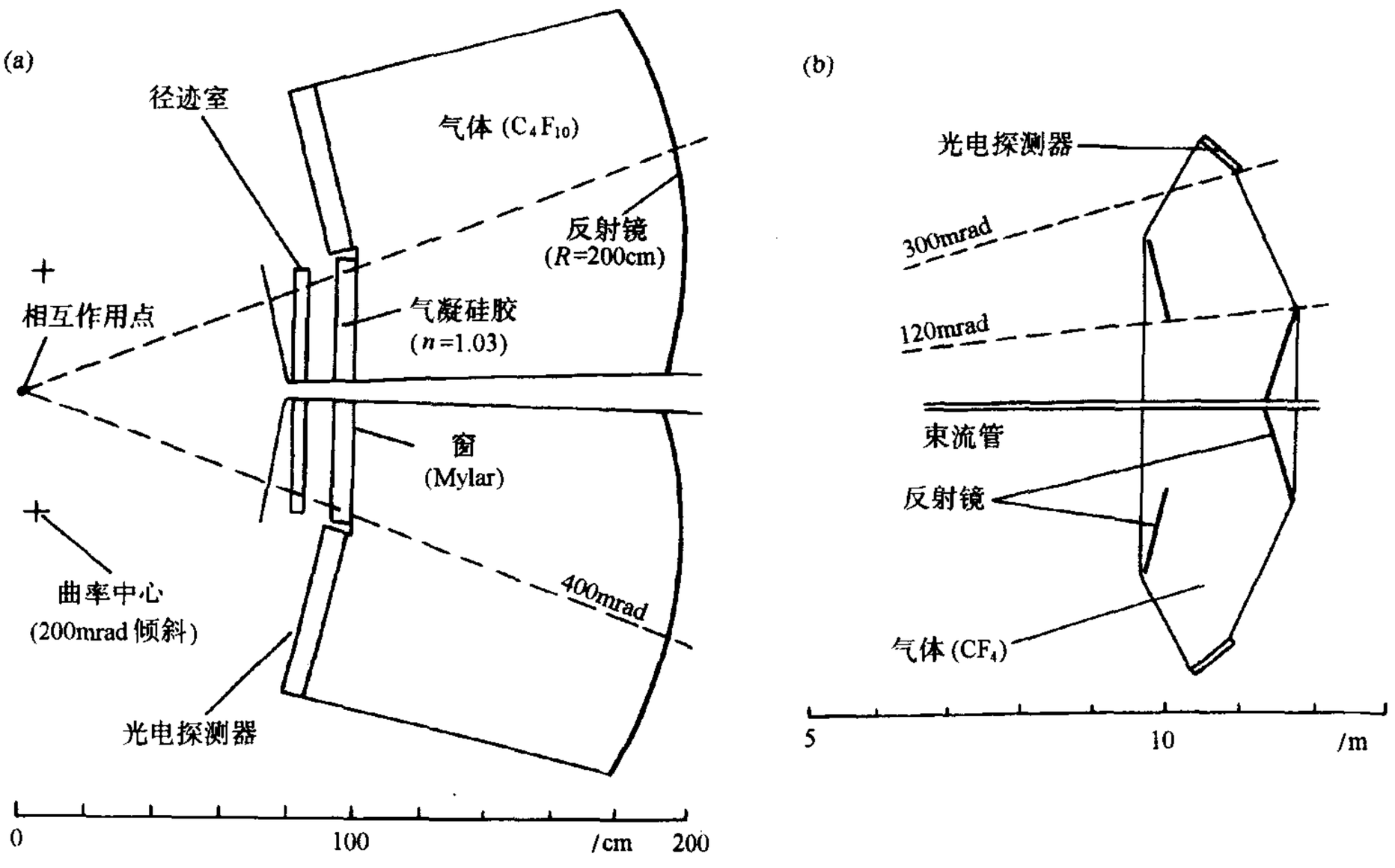


图 9.33　LHCb 的 RICH 探测器概图。(a)磁铁上游的 RICH1；(b)磁铁下游的 RICH2

9.1.6　其他新型切伦科夫计数器

在所有研究 B 夸克、C 夸克和 τ 轻子的探测器系统中都存在着如何在(1～4) GeV/c 的动量范围内鉴别 π、K 的问题。在此动量范围内普通 dE/dX 测量法和 TOF 测量法已无能为力，最可能的方法是利用切伦科夫探测技术。这里存在着两种不同的方案。一种是利用气凝硅胶的阈式切伦科夫计数器；另一种与 RICH 相似，通过切伦科夫光像直接测量切

伦科夫角。虽然 RICH 方法在高能区获得了成功(例如 DELPHI-RICH),但是在探测器系统中它通常在径迹探测器和电磁量能器之间占有相当大的空间,此外也还存在着一系列复杂的工艺问题。在 B 工厂和 τ-C 工厂的探测器中,要求鉴别粒子的子探测器有尽可能少的物质层($<10\%\ X_0$)并且尽可能接近电磁量能器,以避免影响量能器的能量分辨率和减小其体积和降低费用。总之,希望选用尽可能薄的切伦科夫辐射体。为适应这种要求,人们发展了若干新的切伦科夫技术。

1. 探测全反射切伦科夫光的计数器(DIRC)[39,40]

DIRC (Detection of Internally Reflected Cherenkov light)是一种新型 RICH。与通常的 RICH 相反,它探测辐射体中产生的全内反射的切伦科夫光,而不是透射的切伦科夫光。此处的辐射体兼有切伦科夫辐射体和光导的双重作用。图 9.34 是新型 DIRC 的原理图。切伦科夫辐射体是一根具有长方形截面(t_x,t_y)的石英棒,折射率为 n_1,周围介质的折

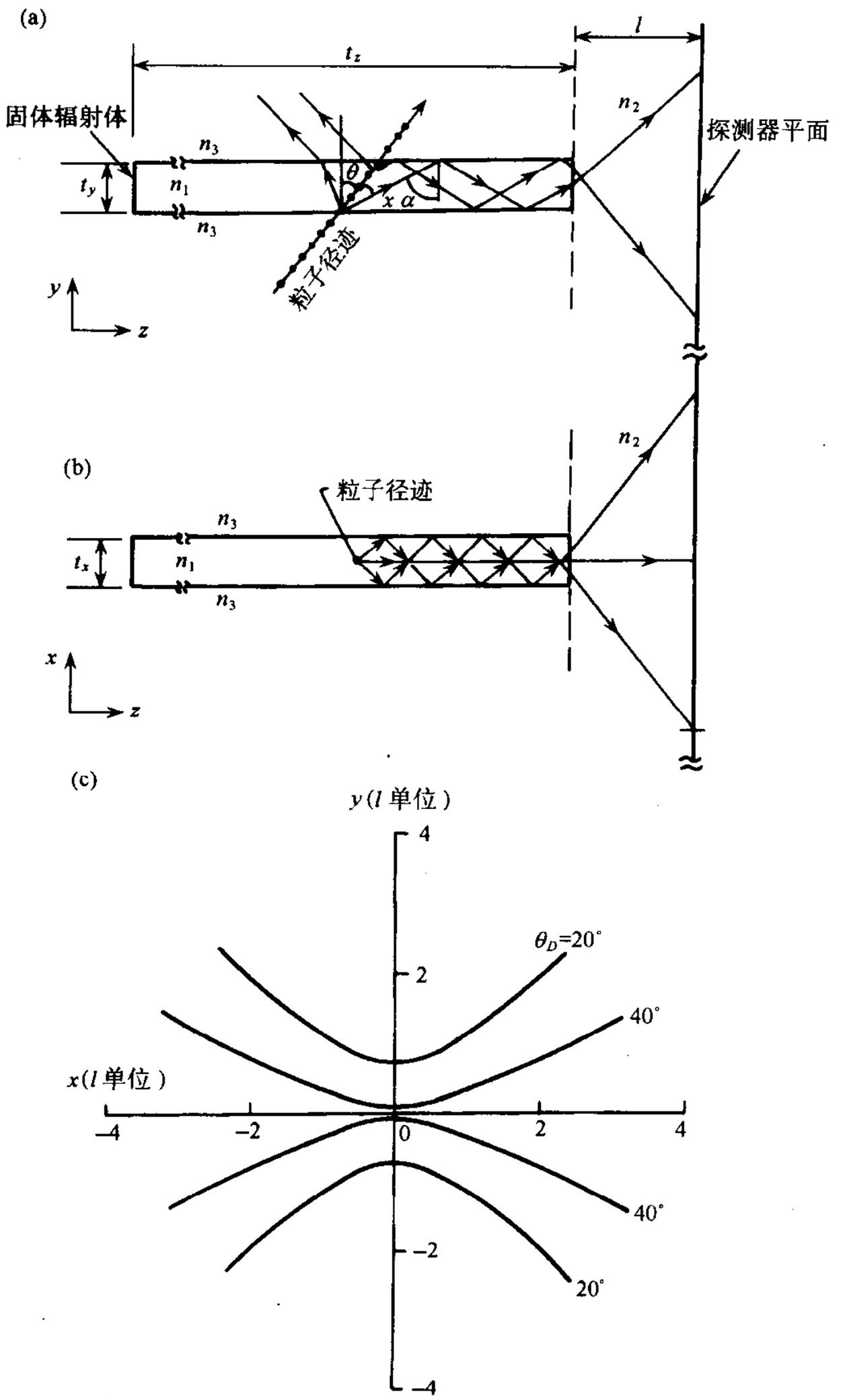


图 9.34 新型 DIRC 的原理图。(a)侧视图;(b)俯视图;(c)在离辐射体 1m 处探测器平面上的图像

射率 $n_3\approx1$。在距辐射体一端 1m 处有一个光探测器。如果有一高速($\beta\sim1$)带电粒子以 θ 角入射穿过辐射体,在辐射体内产生光锥,它的切伦科夫角满足关系式 $\cos x=1/n_1\beta$,而切伦科夫光在辐射体界面的入射角 $\alpha=\theta+x$。满足 $\alpha>\sin-1(n_3/n_1)\approx\sin^{-1}(1/n_1)$的切伦科夫光锥将在辐射体内发生全反射向辐射体端部传送,当它们到达端面时或反射或进入 n_2 介质,最后在光探测器平面上成像。该图像基本上是切伦科夫光锥的一部分(由于辐射体端部处的折射,它会有相应的改变),但由于界面反射的结果形成"二重"像[图 9.34(c)]。由于这些光像与切伦科夫极角及方位角(θ_c,ϕ_c)有关,利用切伦科夫角的信息可以鉴别粒子。它的分析方法与技术和 RICH 所用的方法相同[41]。这种探测器的结构可以满足 B-工厂及 τ-C 工厂的要求。

图 9.35 是 DIRC 在 B-介子工厂探测器 BABAR 上的应用概图。为保证径迹探测器端部有薄的物质层该探测器无端盖部分。这样可使得量能器结构均匀,而且 DIRC 的结构也简单了。DIRC 的辐射体由 144 根 1.72cm×3.5cm×490cm(t_x,t_y,t_z)的人工合成石英棒组成。辐射体的折射率 $n\approx1.474$,辐射长度 $X_0=12.3$cm。辐射体放置在 12 边多边形柱面体的面上,覆盖 94%的方位角,整个 DIRC 仅占有 8cm 的径向空间。石英棒一端黏有楔状石英及 1cm 厚的石英窗与密封探测器匣子相接。光探测器由光电倍增管阵列组成,其表面是圆柱的一部分。探测器匣子内表面为反射层,匣中充有液体(纯水)其折射率与石英相匹配,因而光在辐射体端面或光电倍增管窗处没有反射。*MC* 模拟显示在大部分接收范围内 DIRC 可提供 4σ 以上的 π-K 分辨。

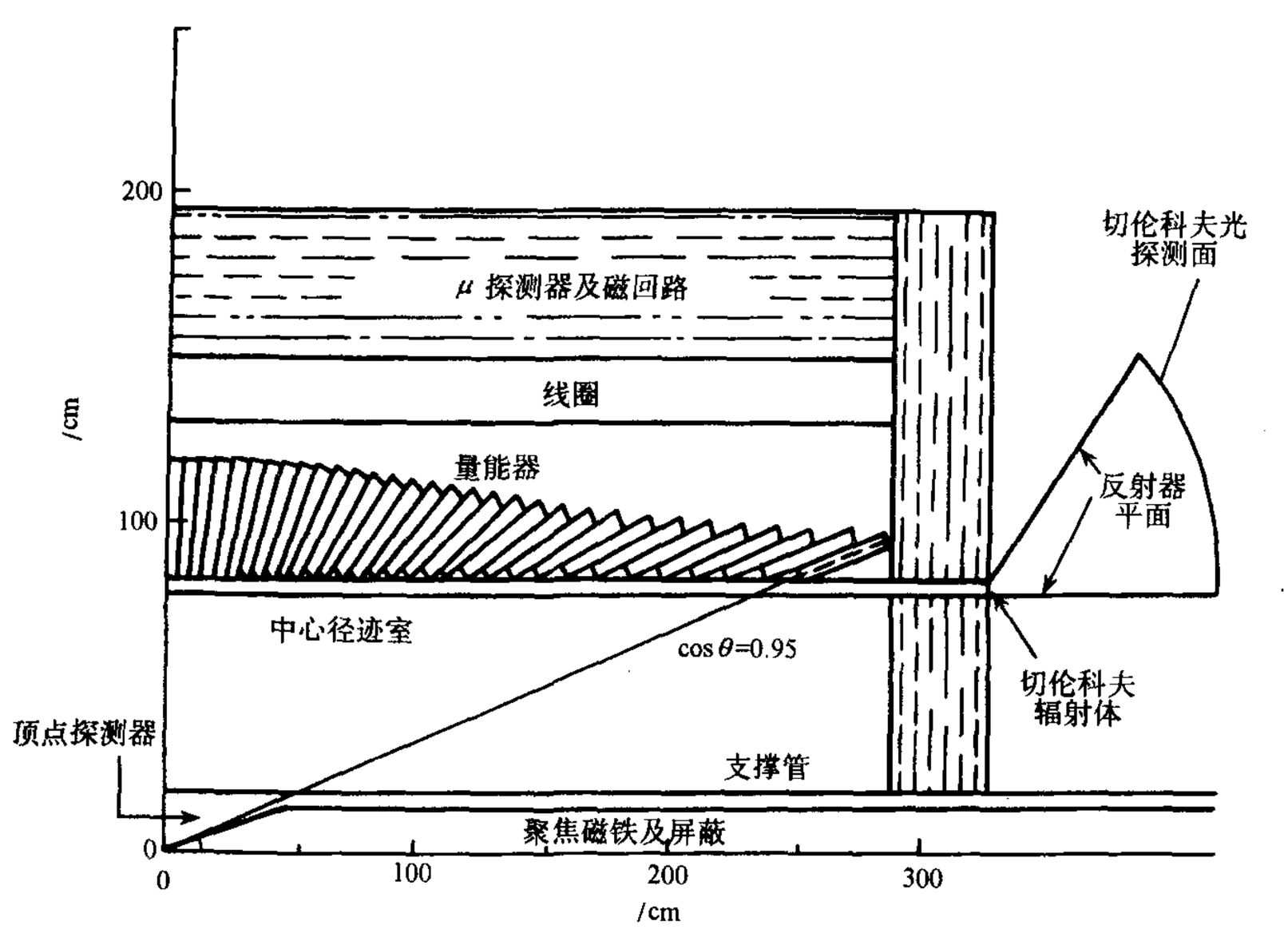


图 9.35 采用 DIRC 的 B-介子工厂探测器概图

2. 切伦科夫(相关)定时计数器(CCT)[42]

CCT(Cherenkov Correlated Timing detector)是最近发展起来的鉴别粒子的方法。它根据精确的时间测量来确定带电粒子穿过石英棒时所产生的切伦科夫光的发射角。与普

通成像切伦科夫计数器不同，在这种探测器中不测切伦科夫光的图像，而利用切伦科夫角与光在石英棒中全反射所经过的光程长的关系进行测量。图 9.36 是 CCT 的原理图。径迹的入射角 θ 和入射位置可由中心径迹探测器测定。x 是切伦科夫角，$\cos x=1/(\beta n)$，光在石英/空气界面的入射角 $\alpha=\theta+x$。如果 α 大于临界角，即 $\alpha\geqslant\sin-1(1/n)$，则切伦科夫光将经过全反射在石英棒中传播，直至它的端部。光所经过的路程长度 L 仅是径迹入射位置和光探测器之间的距离 d 以及 α 角的函数，有关系式：$L=d/\sin\alpha$。由于光在棒中的速度是已知的，测出光的传输时间就可推算出 L 进而确定切伦科夫角 $\chi(=\alpha-\theta)$。图 9.36 中还给出了 π 和 K 所发射的切伦科夫光的光程差。显然，在 d 和 θ 相同的条件下 K 所发射的光到达光探测器的时间较晚。

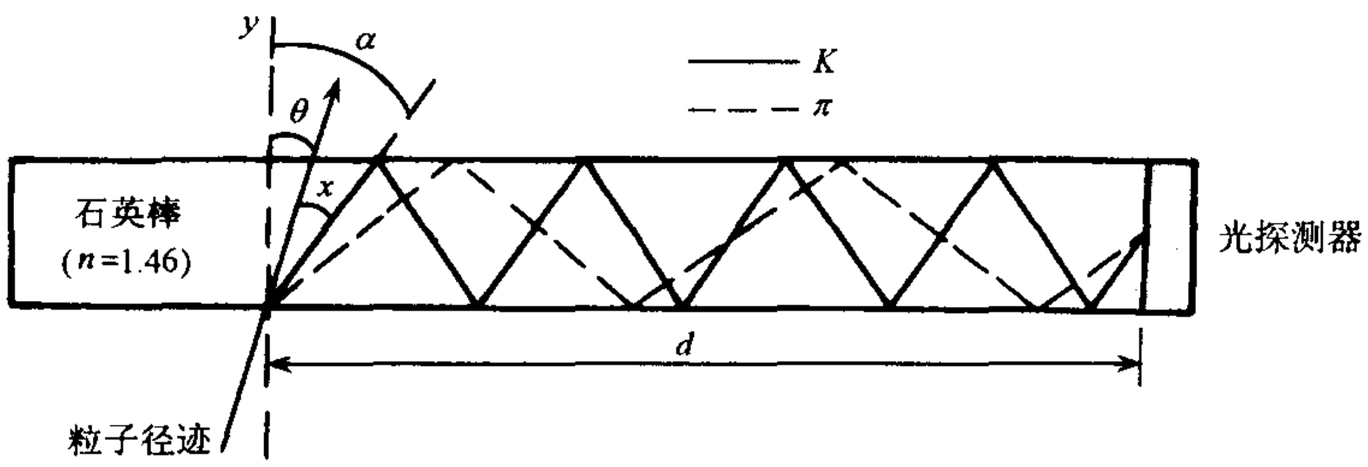


图 9.36　切伦科夫相关定时计数器的原理

值得一提的是：切伦科夫光到达光探测器的时间包括带电粒子由相互作用点到石英辐射体的飞行时间和切伦科夫光由产生处传播到光探测器的时间。对动量一定的粒子 K 的速度比 π 慢，上述两种时间效应相加可以预计在大多数情况下，CCT 的特性比一般 TOF 系统好。

综上所述，CCT 探测器有若干优点：①它比较紧凑，原则上比 TOF 系统要求的空间小。②响应快，仅由光速和光探测器的响应时间决定。③简单，只需精确测量时间无需复杂的位置灵敏光探测器只需光电倍增管即可。但是还有一些问题有待研究，例如：能否足够精确地测量切伦科夫光的传输时间；δ 电子派生切伦科夫光的干扰；光在传输过程中的丢失、探测效率和分辨时间等均有待进一步研究。

3. 切伦科夫传播时间计数器(TOP)

最近 BELLE 的粒子鉴别系统的改进中拟采用 TOP(time of propagation cherenkov counter)法，这是一种新的切伦科夫探测方法。前面介绍过的 RICH 和 DIRC 都要求对切伦科夫光子作二维坐标测量，而 TOP 则采用综合测量传播时间和发射角的办法。TOP 用石英棒为辐射体，并采用与 DIRC 相似的光导。在石英棒的一端测量切伦科夫光子的传播时间，并同时测量这些光子水平方向的发射角(ϕ)。最后结合这两方面的信息获得切伦科夫环像信息。由于这种探测器在水平方向进行聚焦，它比 DIRC 更为紧凑，详情可参阅文献[43]。

9.2　穿越辐射探测器(TRD)

高能带电粒子穿过不同介电常数的物质交界面时将产生穿越辐射(Transition Radiation，TR)。穿越辐射早已被 Grinzburg 和 Frank 在理论上所预言[44]。

穿越辐射的产生与介质的瞬时极化密切相关。当带电粒子穿过不同物质交界面时，电场将发生变化，电荷将重新分配，此时感生的极化电流就是穿越辐射的辐射源。如图 9.37 设空间被两种不同电介质所充满，带电粒子在一种介质中，空间电场的分布可看成是该粒子的电荷和它在另一种介质中的“像电荷”所产生的电场的叠加。当带电粒子向交界面运动时，像电荷向反方向运动形成电偶极子，并且该偶极子的电场随时间变化而产生辐射。

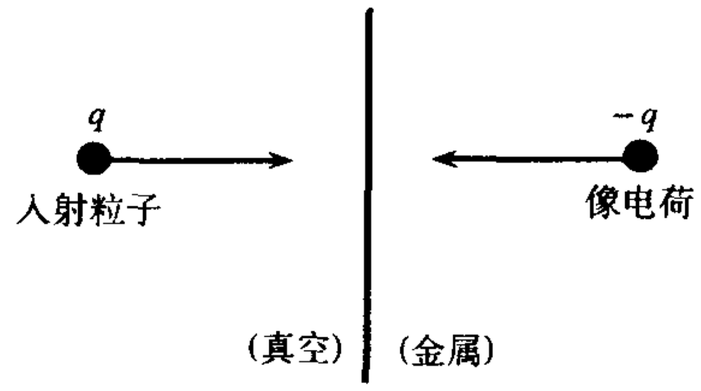


图 9.37　形成穿越辐射的原理图

Grinzburg 和 Frank 的计算表明，穿越辐射的能量随带电粒子洛伦兹因子 γ 的增加而增大。$\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$，$E=\gamma mc^2$，因而通过测量穿越辐射可以利用 γ 因子的差别来鉴别动量相同质量不同的粒子。特别是对于极端相对论粒子($\beta\approx1$)，测量 dE/dX 和切伦科夫辐射这些对 β 值灵敏的方法都已无能为力时，TRD 将成为鉴别粒子最有力的工具，它可以工作在 $\gamma>10^3$ 的区域。

9.2.1　穿越辐射的主要特性[45,46]

对于图 9.38 单片介质 1 置于介质 2 中的情况，对一个界面，单位立体角、单位频率范围内辐射出的 TR 的能量服从下列近似式(在 $\gamma\gg1$，$\omega^2\gg\omega_{p1}^2,\omega_{p2}^2$，$\theta\ll1$ 时)：

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega}\right)_{\text{单界面}}=\frac{\alpha}{\pi}\left|\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_1^2}-\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_2^2}\right|^2 \tag{9.42a}$$

式中，精细结构常数 $\alpha=1/137$，γ 为洛伦兹因子，$\xi_i=\omega_{pi}/\omega$；ω_{pi} 是第 i 种介质的等离子体频率，θ 是 TR 辐射与粒子入射方向的夹角。

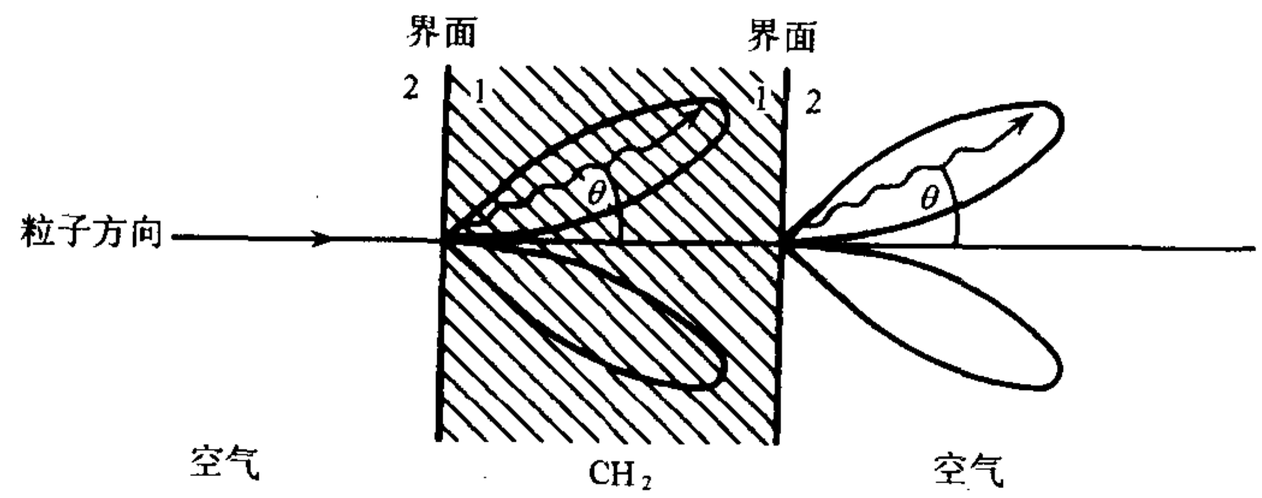


图 9.38　单片穿越辐射体在空气中的情况

对于单片辐射体(两个界面)的情形，两个界面发射的 TR 将产生干涉，此时有关系式：

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega\cdot d\Omega}\right)_{\text{单片}}=\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega}\right)_{\text{单界面}}\cdot 4\sin^2\frac{\phi_1}{2} \tag{9.42b}$$

式中，ϕ_1 是介质 1 的两个界面上的 TR 的相位差。

物质的等离子体圆频率(以后简称频率)可由该物质中电子的密度 n_e 和电子的质量 m_e 来描述：

$$\omega_p^2 = 4\pi\alpha n_e/m_e$$

对于密度为 ρ 的元素 ZX^A 有：

$$\begin{aligned}\omega_p^2 &= 4\pi\alpha Z A^{-1} N_A \rho/m_e \\ &\approx 2(Z/A)(\rho/\mathrm{g\ cm^{-3}})(21\ \mathrm{eV})^2 \qquad (9.43)\end{aligned}$$

$$\phi_1 \approx (\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2)(\omega l_1/2c) \qquad (9.44)$$

式中，N_A 为阿伏伽德罗常量；l_1 是介质 1 的厚度。如果定义

$$Z_1 = 2c/(\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2) \qquad (9.45)$$

则

$$\phi_1 \approx l_1/Z_1 \qquad (9.46)$$

Z_1 称为介质 1 的“形成区”(formation zone)。

由上述表达式可推出穿越辐射有下列特征。

1. 角分布

由(9.42a)式，可以推出 TR 的最可几发射角

$$\theta_0 \approx (\gamma^{-2} + \zeta_2^2)^{-1/2} \approx 1/\gamma$$

θ^2 的变化范围为 $(\gamma^{-2}+\xi_1^2)\sim(\gamma^{-2}+\xi_2^2)$。通常 ξ_1^2，$\xi_2^2 \ll 1$，所以穿越辐射有向前的分布，集中在一个很窄的锥面体内，在 $\theta\sim 1/\gamma$ 处 TR 有极大值。θ 一般较小，例如在 $\gamma\approx 10^3$ 时，$\theta\approx 10^{-3}$ rad。因此要从空间上区分带电粒子的电离信号和穿越辐射光子的信号，辐射体与探测器之间的距离大约要 1m。

2. 辐射的总能量

由(9.42)式，ω_{p1} 与 ω_{p2} 差别越大 TR 的能量就越大，在 $\omega_{p1} \gg \omega_{p2}$ 的条件下，可得 TR 的总能量为：

$$W = 2\alpha\gamma\omega_{p1}/3 \qquad (9.47)$$

W 正比于带电粒子的洛伦兹因子 γ，辐射的平均光子数 $\bar{N}$ 具有 α 的数量级：

$$\bar{N} \approx \alpha\frac{\gamma\hbar\omega_{p1}}{\hbar\bar{\omega}} \propto \alpha \qquad (9.48)$$

3. 辐射的频率分布

(9.42a)式对 Ω 进行积分得到单界面 TR 的频率分布：

$$\left(\frac{dW}{d\omega}\right)_{\text{单界面}} = \frac{\alpha}{\pi}\left(\frac{\xi_1^2+\xi_2^2+2\gamma^{-2}}{\xi_1^2-\xi_2^2}\ln\frac{\gamma^{-2}+\xi_1^2}{\gamma^{-2}+\xi_2^2} - 2\right) \qquad (9.49)$$

上式仅是 γ/ω 的函数，设 $\omega_{p2}/\omega_{p1} \ll 1$，引入参数 $\eta = \omega/\gamma\omega_{p1}$，可得

$$\left(\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\omega}\right)_{\text{单界面}} = \frac{\alpha}{\pi}[(1+2\eta^2)\ln(1+\eta-2) - 2] \equiv \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)G(\eta) \qquad (9.50)$$

图 9.39 是单界面的 $G(\eta)$ 曲线。可以看出：

1)当 $\gamma \ll \omega/\gamma_{\omega p1}$，即 $\eta \gg 1$ 时，光输出很小，即

$$\mathrm{d}W/\mathrm{d}\omega \approx \alpha/(6\pi\eta^4)$$

2)$\omega/\omega_{p1} \ll \gamma \ll \omega/\omega_{p2}$ 时，光输出随 γ 的增长(即 η 减小)按对数关系增大，即

$$\mathrm{d}W/\mathrm{d}\omega \approx (\ln\eta^{-1} - 1)2\alpha/\pi$$

3)当 $\gamma \gg \omega/\omega_{p2}$，即 η 很小时，光输出几乎为常数(达到饱和)。平均光子数正比于 $G(\eta)$

曲线下的面积。光子的能量延伸到 X 射线区，辐射的光子有 α 的数量级，例如：$\omega > 0.15\gamma\omega_p$ 的 TR 光子数 $\approx 0.5\alpha$。

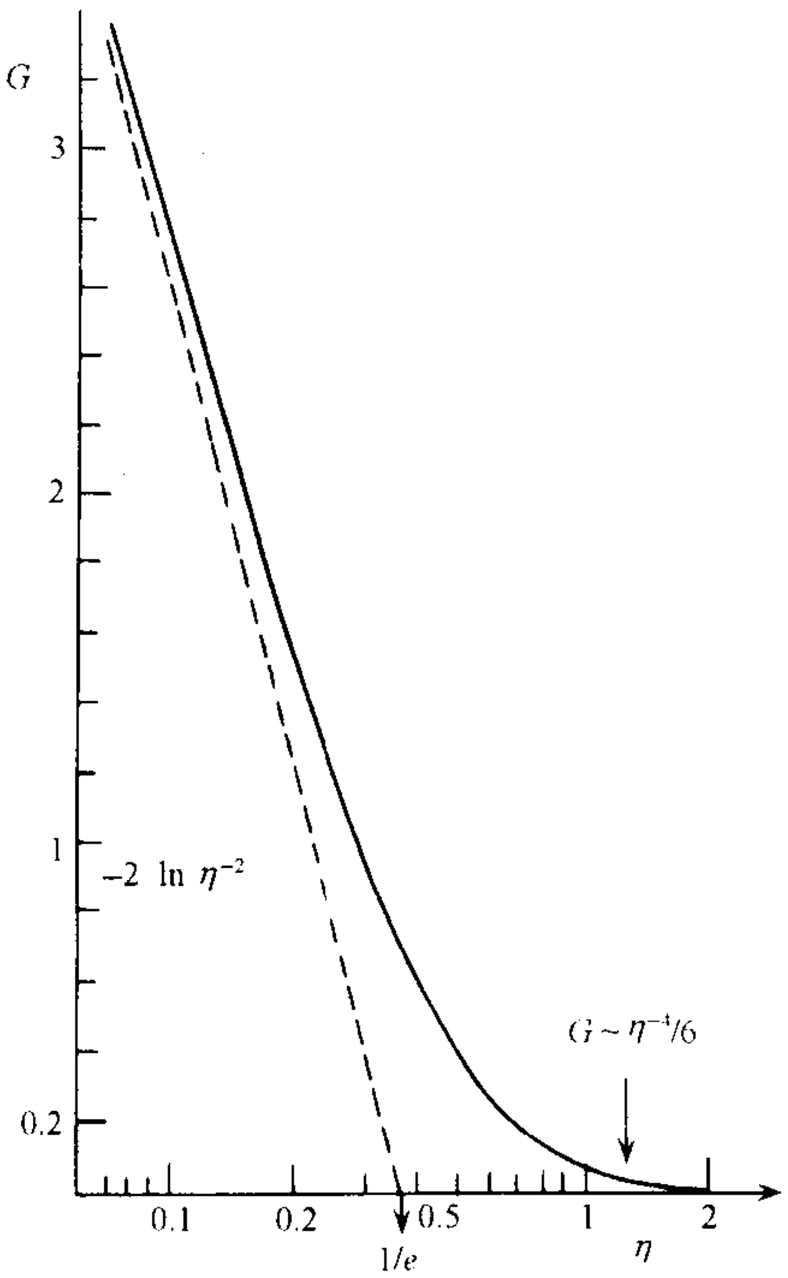


图 9.39　在真空中单界面的产额

在实际应用中，常采用多层介质组成的辐射体才能得到足以探测到的光强。实际的 TRD 是由 TR 辐射体和紧接其后的 X 单射线探测器组成的。

4. “形成区”效应

由(9.42b)式知，在单片辐射体两个界面形成的 TR 的相位差 $\phi_1 = \pi, 3\pi, \cdots, (2n+1)\pi$ 时，辐射相干加强，而如果 ϕ_1 很小即介质厚度 $l_1 \ll \pi Z_1$，则相干项接近于零，相应的 TR 辐射将不能产生。

经典图像认为，带电粒子进入介质后，它所携带的电磁场达到平衡是需要时间的，即要引起介质极化要有一定弛豫时间。如果介质 1 的厚度 $l_1 \ll \pi Z_1$ 则在介质 1 中，带电粒子的电磁场尚未达到新的平衡以前就离开介质 1 到达介质 2，这样电磁场就不发生改变，也就看不到穿越辐射。形成区 Z_1 由(9.45)式决定，它与入射粒子的 γ 值、ω_p 以及辐射频率 ω 有关。它是设计辐射体厚度及间隔的主要依据。

5. 多层介质组成的辐射体的穿越辐射[46]

如图 9.40 所示，辐射体由 N 层厚度为 l_1 的介质相隔 l_2 叠堆组成。在辐射体之后的 TR 能量分布为：

$$\left(\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\omega \cdot \mathrm{d}\Omega}\right) = \frac{\alpha}{\pi^2}\left(\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_1^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_2^2}\right)^2 \cdot 4\sin^2\frac{\phi_1}{2} \cdot F_N(\phi_1+\phi_2) \tag{9.51}$$

式中，$F_N(\phi) = \dfrac{1+\exp(-N\sigma)-2\exp(-N\sigma/2)\cos\phi}{1+\exp(-\sigma)-2\exp(-\sigma/2)\cos\phi}$. 该式描述 N 层介质 TR 之间的相干

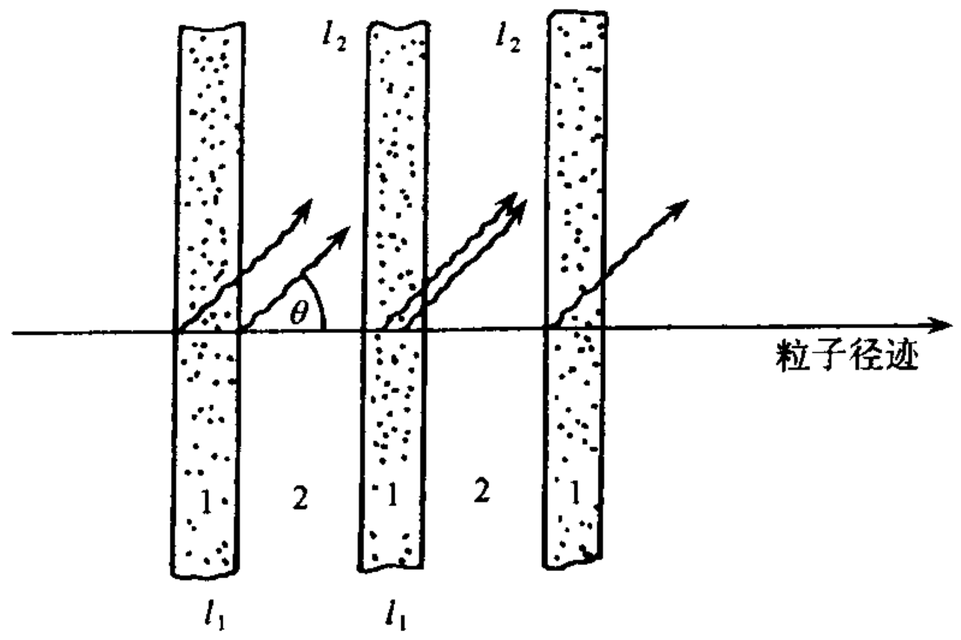


图 9.40　多层辐射体发射 TR 的示意图

性以及介质 1 和介质 2 对穿越辐射的自然吸收。吸收系数 $\sigma=\mu_1 l_1+\mu_2 l_2$，$\mu_1$ 和 μ_2 分别是介质 1 和介质 2 的质量吸收系数。由于多层介质层的相干效应，它们的 TR 有下列两个明显特点：①$\phi=2\pi n$ 时，$F_N(\phi=2\pi n)\approx 4/\sigma^4$，TR 有尖锐的角分布极大值。分布宽度 $\Delta\theta\sim\sigma^{1/2}/\gamma$。②辐射产额与 γ 值的关系有明显的阈行为，并且随着 γ 的增加而增加最后趋于饱和。饱和值出现的早晚与介质厚度 l_1，l_2 以及等离子体频率 ω_p 有关。

$$\overline{\gamma_{\text{sat}}}\approx 0.6\omega_{pl}(l_1 l_2)^{1/2}\quad(\text{当}(\rho_2 l_2)/(\rho_1 l_1)<15\text{ 时})$$
$$\overline{\gamma_{\text{sat}}}\approx \omega/\pi\omega_{p2}\quad(\text{当}(\rho_2 l_2)/(\rho_1 l_1)>15\text{ 时})\tag{9.52}$$

图 9.41 是对不同几何安排的辐射体测量到的 X 射线区的 TR 能量随入射电子动量的变化曲线[47]。辐射体由 50μm 厚的 Li 箔组成；测量时用的 X 射线探测器是 1.27 cm 厚充气[Xe(80%)+CO_2(20%)]多丝室。可以看出：TR 的阈值 $\gamma_T\sim 1000$(对应于 $P_e\sim 500$ MeV/c)；随着 $\gamma(P_e)$的增加 TR 能量不断增加，最后趋于饱和；比较 BNL2 和 BNL3 的情况可以看出，介质 2 厚度不同的辐射体 TR 能量达到饱和值时对应的 γ 值(P_e值)不同。证实了饱和值的出现与第二种介质形成区有关的结论。

9.2.2　穿越辐射与粒子鉴别

由上面的讨论我们知道了穿越辐射的某些特性。本节将讨论怎样利用穿越辐射来鉴别粒子，并且与其他技术进行比较。

由式(9.47)和式(9.48)式我们知道 TR 的能量或 TR 的平均光子数取决于入射粒子的 γ 因子，结合 $\gamma=E/m$ 的关系就可以鉴别粒子的质量 m。

图 9.42 比较了各种不同的鉴别粒子的方法[48]。图的上半部给出要区分在图中标出的两种不同粒子所需的探测器的长度随粒子能量变化的函数关系。此处我们感兴趣的是上半部鉴别 π/K 和 π/e 的曲线和下半部 e、π、K 三种粒子的 TR 激发曲线即 TR 光子数与入射粒子能量的关系曲线。由图可见，利用比较“紧凑”的 TRD 可在较宽的动量范围内(约两个量级)鉴别 e，而鉴别强子的能量范围则窄得多(小于一个量级)。图 9.43 是费米实验室 E769 束流上的 TRD 的 π、K、P 的激发曲线。通过上面的讨论我们将毫不惊奇地发现绝大多数成功地利用 TRD 技术鉴别粒子的实验都是利用 TRD 鉴别电子的。

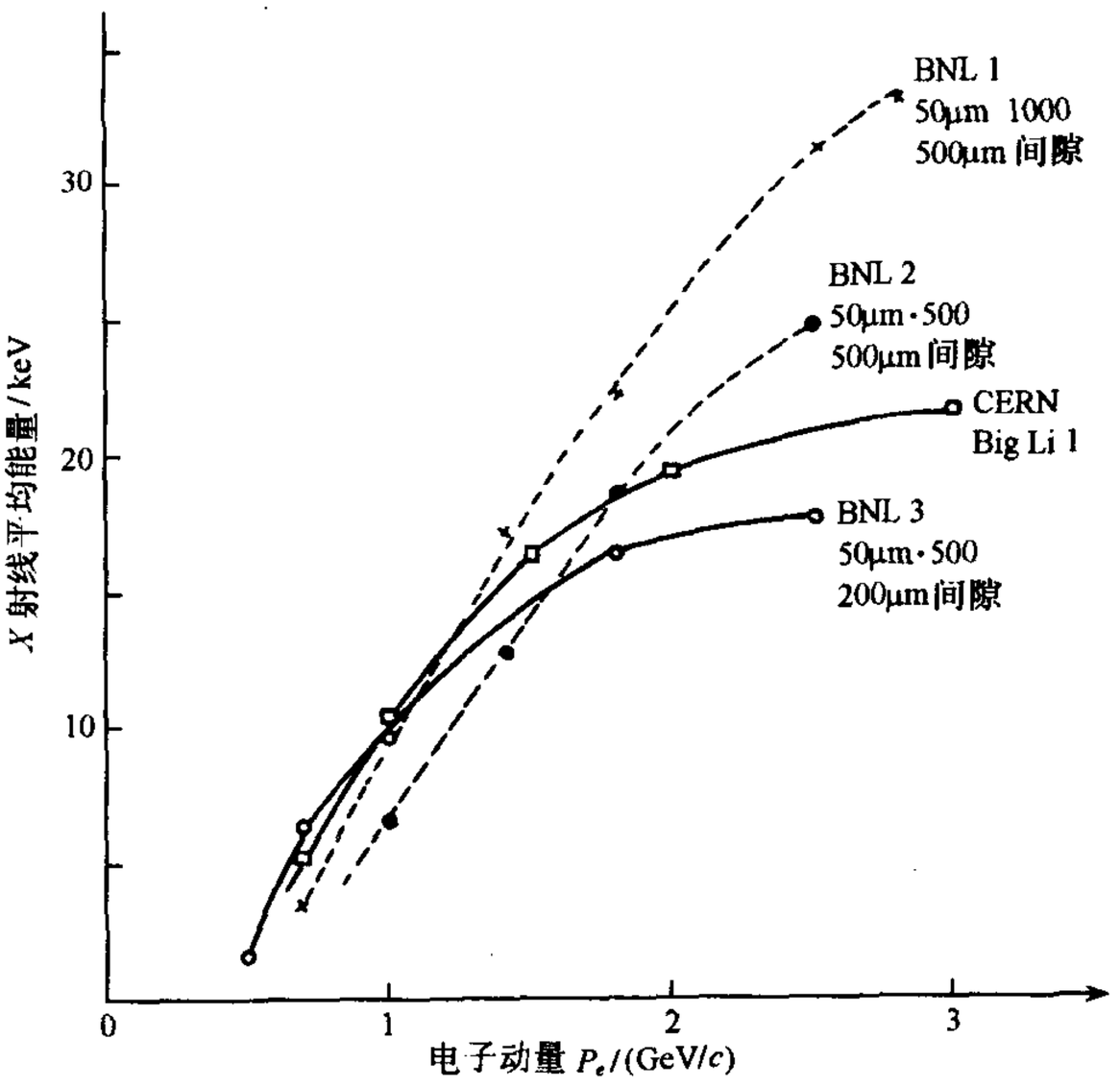


图 9.41　不同几何安排的辐射体测量到的 TR 能量随入射电子动量的变化曲线

9.2.3　穿越辐射探测器的设计[46,47]

由于单片辐射体的穿越辐射是很微弱的，通常穿越辐射探测器由多层辐射体叠堆以及 X 射线探测器组成。只有仔细地选择 TR 辐射体及其几何参数使得它与 X 射线探测器很好配合才能设计出一个性能良好的 TRD。

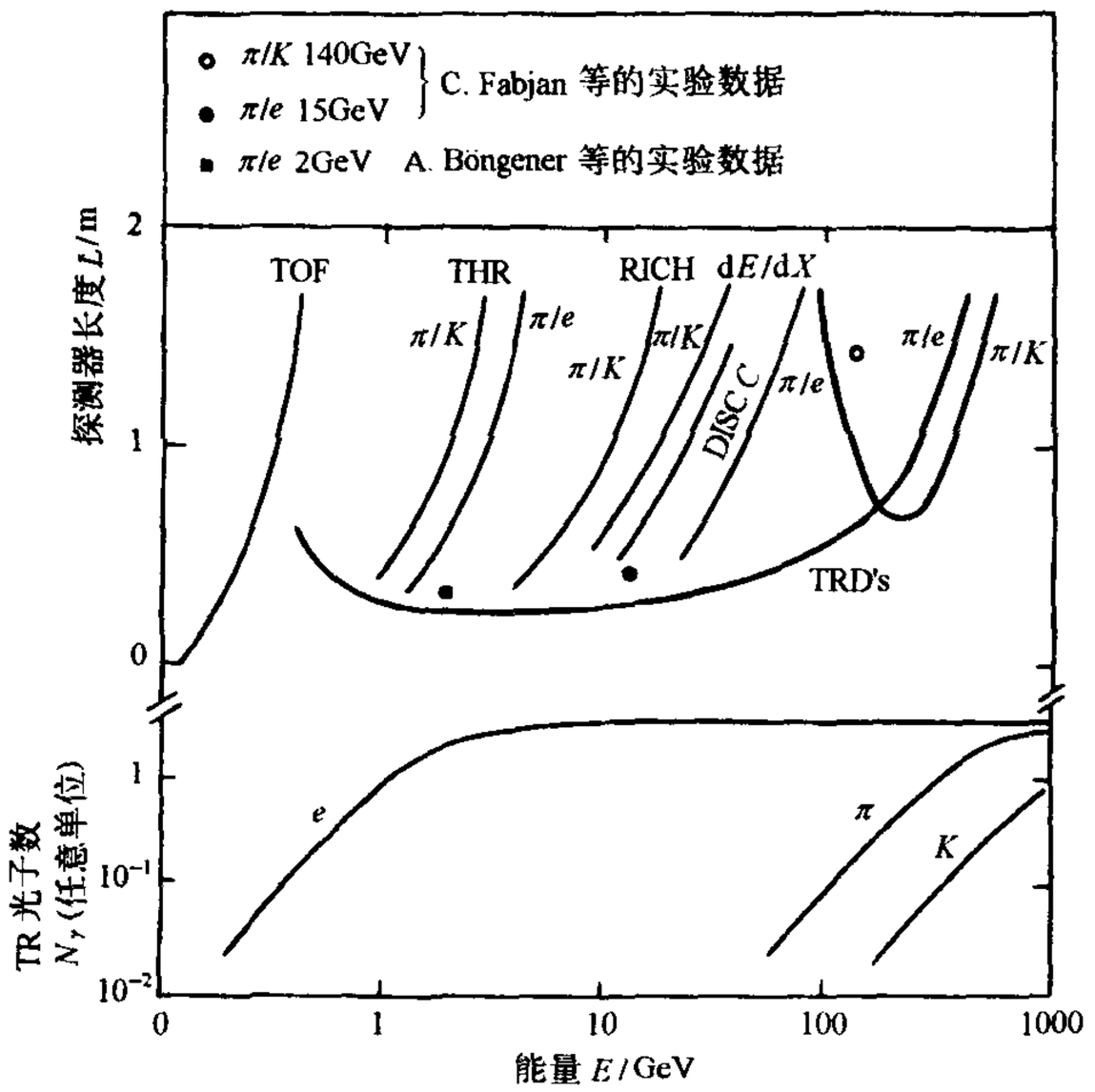


图 9.42　上半部：不同鉴别粒子方法的比较
下半部：TR 强度与粒子能量的关系

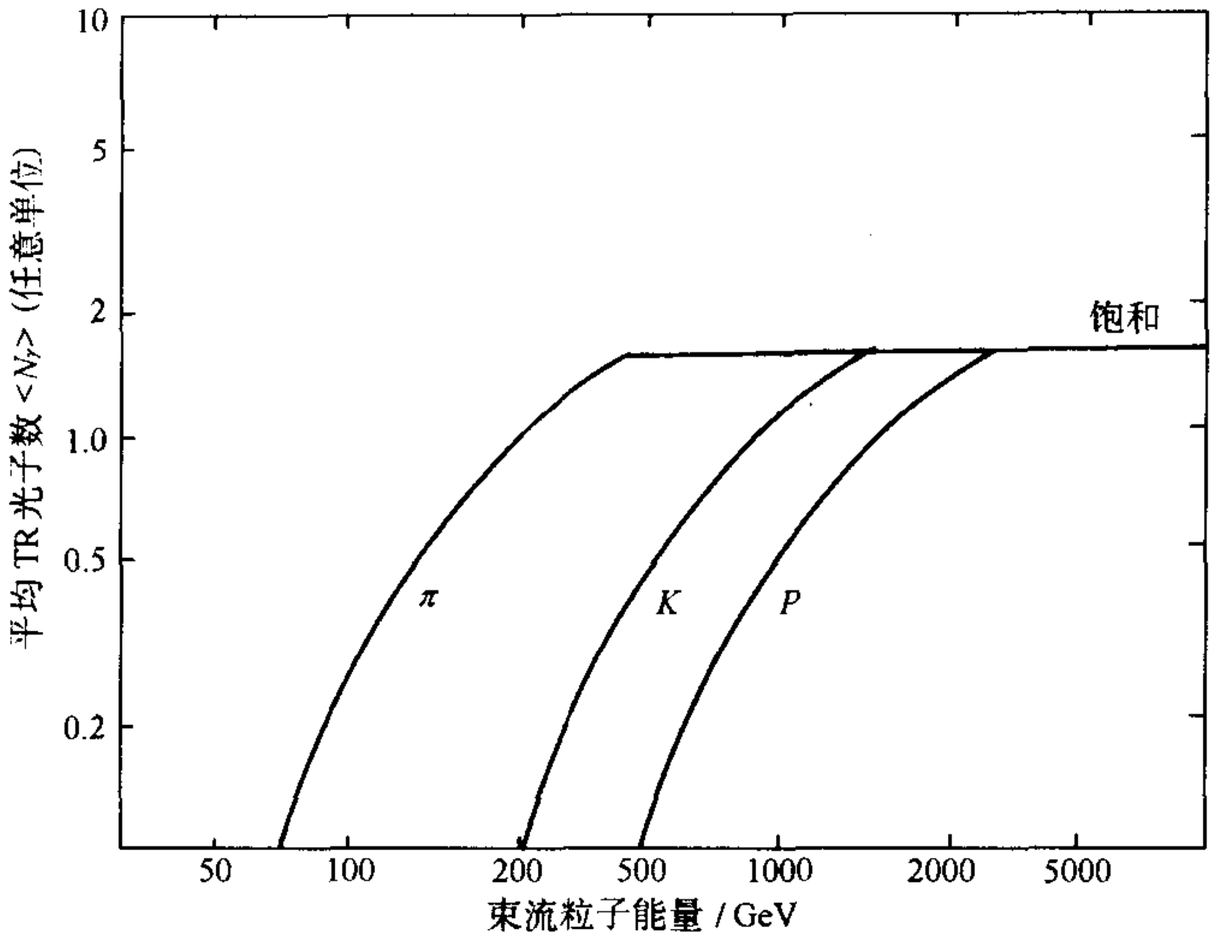


图 9.43　费米实验室 E769 束流上的 TRD 的 π、K、P 的激发曲线

1. 最优化几何参数和物理参数的选择

虽然 TRD 最优化设计需要进行大量详细的计算，但是可以采用 Artru 等人的方法给出一些定性的结果。他们采用一些无量纲的参数来描述 TR 过程。这些参数与 TRD 所选用的辐射体材料以及所选用的 TR 频率无关。这些无量纲的参数有：

1)无量纲的粒子能量

$$\Gamma = \gamma/\gamma_1 \tag{9.53}$$

式中，$\gamma_1 = (1/2)l_1\omega_p 1$。

2)无量纲的频率

$$\nu = \omega/\gamma_1 \cdot \omega_p 1 \tag{9.54}$$

3)几何因子

$$K = l_2/l_1 \tag{9.55}$$

图 9.44 为给出不同能量 Γ 的条件下，TR 产额 G 与频率 ν 的关系曲线。由图分析得到：

①对于任何能量 Γ，$\nu>1$ 的 TR 产额很小。

②在 $\Gamma>1/2$ 时，在 $\nu\approx0.3$ 处出现峰值。

③在 $\nu\approx0.18$ 处，TR 互相干涉得到极小值。虽然在 ν 值较低处仍有若干峰值出现，但它们实际上都被辐射体本身吸收了。所以总的效果是绝大部分 TR 发射在 $\nu\approx0.3$ 附近的较窄的频带内。

④在 $\Gamma<1/2$ 的区间 TR 的总能量很小，随着 Γ 值的加大 TR 能量加大最后趋向饱和。

⑤对于多层辐射体的叠堆，可以调节层间距 l_2 使得各层辐射体的 TR 相干加强。此时 l_2 是 Γ 的函数。

经过较仔细地分析计算得到辐射体的最优化设计是 $\Gamma=1$，$\nu\approx0.3$，$K\approx5$。对于给定的辐射体材料，由它的 ω_p 值及 $\Gamma=1$ 的条件和(9.53)式即可确定辐射体箔片的厚度 l_1。

2. 辐射体的选择

我们知道，只有能穿过辐射体的 TR 才能进入 X 射线探测器。因此，要选择对 $\upsilon=0.3$ 的光子吸收较小的物质作为辐射体箔片的材料。图 9.45 是 X 射线在碳和锂中的吸收系

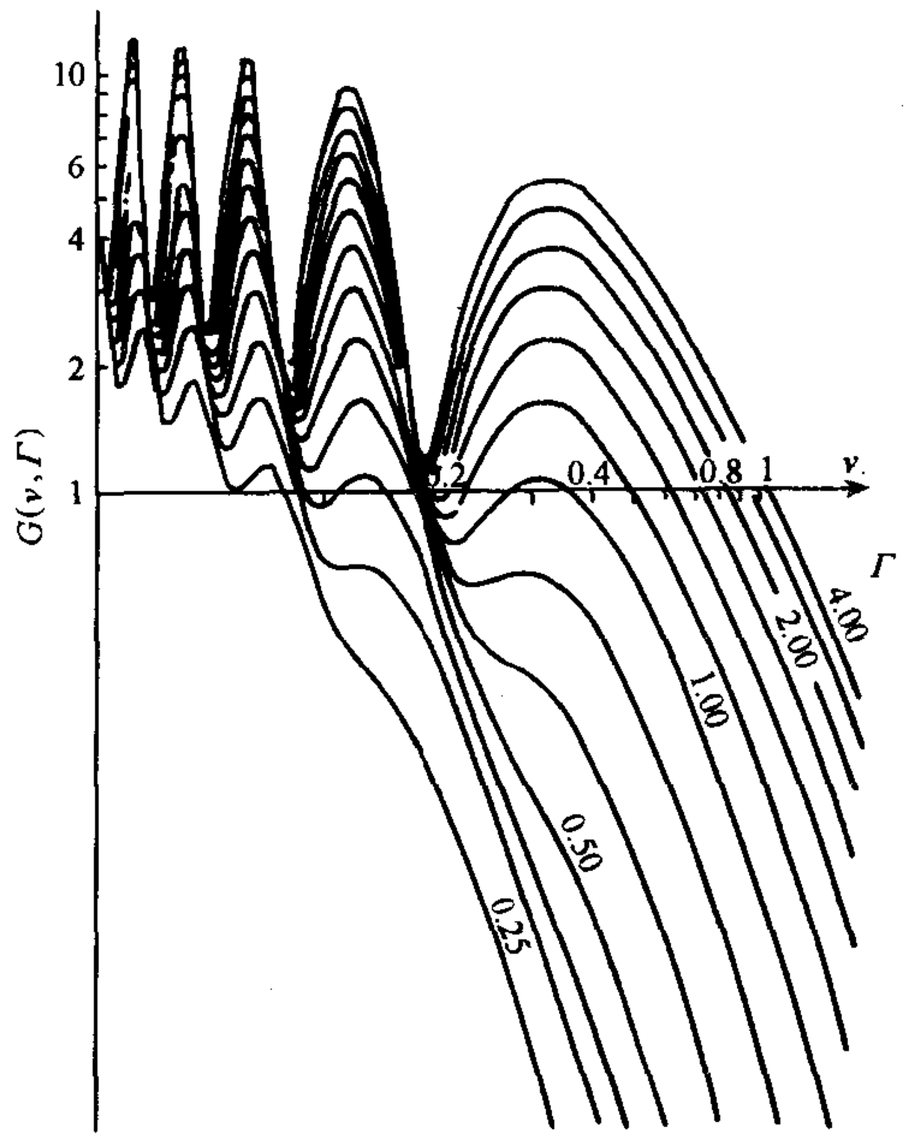


图 9.44　不同能量 Γ 时，TR 产额与频率 ν 的关系

数随 X 射线能量的变化曲线。在以光电吸收为主的区域吸收截面 σ 与光子的能量 E_x 近似有 $\sigma \sim E_x^{-3.5}$ 的关系而与吸收物质的原子序数 Z 有 $\sigma \sim Z^{3.5}$ 的关系。随着 X 射线能量的升高康普顿散射截面逐渐增加，当 X 射线频率 ω_x 大于某值 ω_k 时，康普顿散射起主导作用。此时吸收截面很小几乎与 ω_x 无关。对于不同吸收物质 $\omega_k \sim Z$。对于选定的辐射体，能量大于 $\hbar\omega_k$ 的 TR 自吸收很小即辐射体对这部分 X 射线有高的透明度。

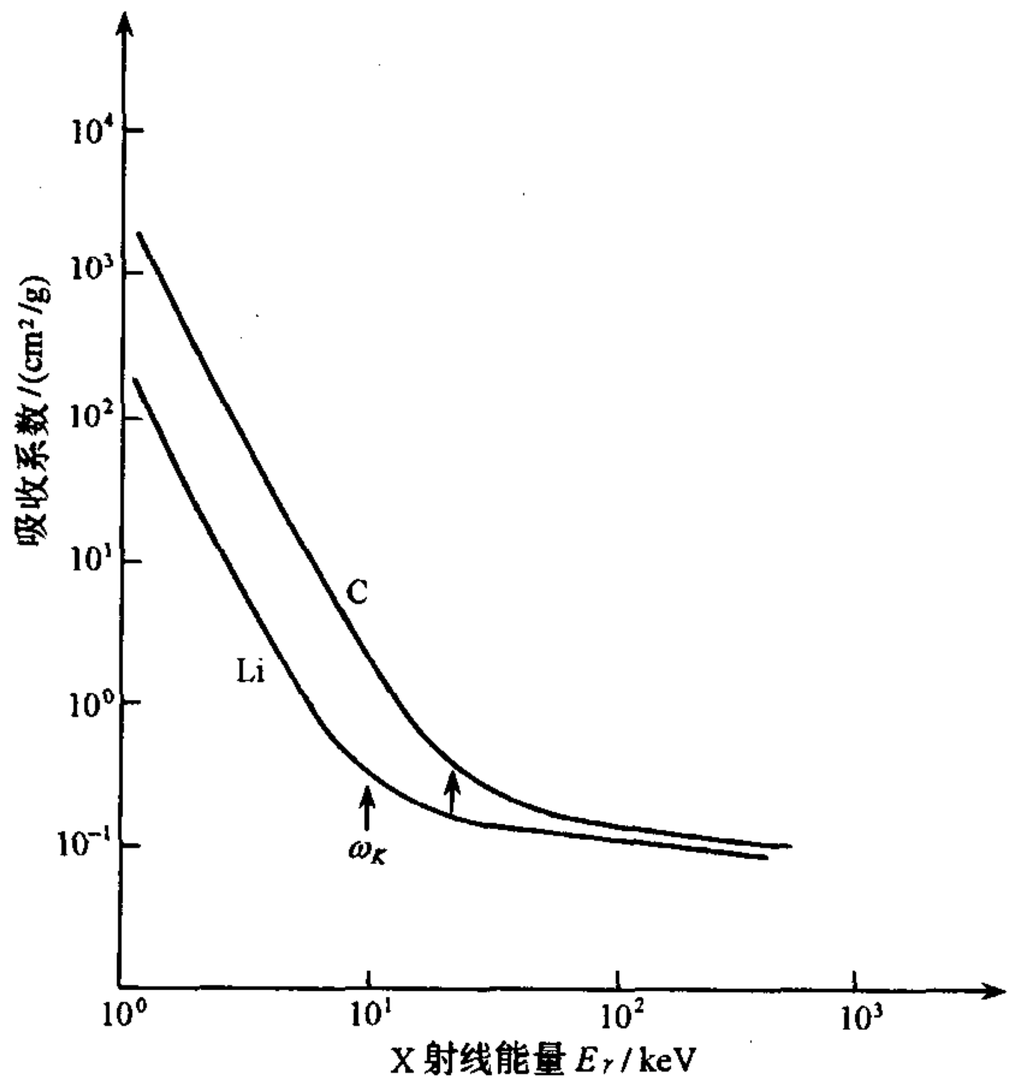


图 9.45　X 射线在碳和锂中的吸收系数随射线能量的变化

我们可以选取被探测到的 X 射线的平均能量在 $\bar{\omega}=\omega_k$ 处，利用最优化参数 $\nu=1/3$，由(9.54)式得到：

$$\gamma_1 = 3\omega_k/\omega_p \tag{9.56}$$

γ_1 就是辐射体的自然阈值，因为 $\gamma<\gamma_1$ 时，TR 的产额较小且所辐射的光子的能量较低($\omega_x<\omega_k$)的 X 射线将被辐射体强烈吸收。由 $\gamma_1=l_1\omega_{p1}/2$ 就可求出辐射体的厚度，有

$$l_1 = 6\omega_k/\omega_{p1}^2 \tag{9.57}$$

表 9.4 列出一些辐射体材料的有关参数和由(9.56)式算出的自然阈值 γ_1。

表 9.4　一些辐射体材料的有关参数和由(9.56)式算出的自然阈值 γ_1[47]

材料	密度 ρ /(g/cm³)	ω_p / eV	ω_k / keV	自然阈值 γ_1	相对(信号/电离) $=\frac{S}{I}=\left(\frac{\omega_{k,LI}}{\omega_k}\right)^{3.5}$	相对光子数 $=\left(\frac{\rho}{\rho_{LI}}\right)^{1.25}\times\frac{S}{I}$
H_2	0.07	7.86	2.8	1070	77	6.3
LiH	0.82	19.1	8.9	1400	1.35	2.4
Be	1.85	26.9	13.6	1520	0.30	1.45
Li	0.53	14.2	9.7	2050	1.00	1.00
B	2.37	31.1	17	1640	0.14	0.92
C(钻石)	3.52	39.4	21	1600	0.067	0.71
C(石墨纤维)	2.25	31.5	21	2000	0.067	0.41
B_4C	2.52	32.3	19	1760	0.095	0.67
Al_2O_3	3.97	41.0	45	3300	0.0047	0.058
Al_2O_3对 K 边以下的光子：在 1.5keV 时				110	0.05	0.62
CH_2	0.9	18.6	39.5	2900	0.09	0.18

能量为 ω_k的光子在密度为 ρ 的箔片中的质量吸收系数为：

$$\sigma l_1\rho = 6\sigma\omega_k\rho/\omega_p^2 \propto \sigma\omega_k \propto Z$$

式中，$\omega_p^2\propto\rho$[参阅(9.43)式]。

如果辐射体由大量箔片叠堆而成，由于 X 射线在辐射体的自吸收限制了箔片数目的增加。在此情况下的有效的箔片数为：

$$N_{\text{eff}} = 1/(1-e^{-\sigma l_1\rho}) \approx 1/\sigma l_1\rho \propto 1/Z \tag{9.58}$$

单片辐射体箔片辐射的光子数约为 1/100，多层辐射体箔片最终发射的有效光子总数为：

$$n_\gamma \propto 1/Z \tag{9.59}$$

与辐射体材料的密度无关。总的辐射能量为：

$$E_{\text{tot}} = \hbar\omega_k\, n_\gamma \approx \text{常数}$$

与辐射体的 Z 和密度无关。

X 射线探测器的最佳厚度大约是能量为 ω_k的光子的 1～2 个吸收长度，使得它既能够有效地探测 TR 光子而又尽可能减小入射粒子的电离能损。光子的平均自由程长$\propto\omega_k^{3.5}$，因此探测器灵敏区厚度$\propto\omega_k^{3.5}$，粒子的能量损失

$$E_{\text{ion}} \propto \omega_k{}^{3.5} \propto \omega Z^{3.5}$$

由此，TR 能损与粒子电离能损之比即信号本底之比为：

$$S/I_{\text{BG}} = E_{\text{tot}}/E_{\text{ion}} \propto 1/Z3.5 \tag{9.60}$$

即 TRD 中信号/本底之比强烈依赖于辐射体材料的原子序数 Z，所以应该选用 Z 较小的材料作 TR 辐射体箔片。

由表 9.4 的数据看，最好的辐射体是液氢。但用液氢辐射体要复杂的低温设备，造成很多困难和麻烦。比较理想的辐射体是金属锂，它便于加工成箔片，可是化学活性强，不能暴露在空气中，只能置于惰性气体中。但它比早期使用的 CH_2 材料有更好的 TR 特性。氢化锂(LiH)虽然有更小的等效 Z 值，有更好的 TR 特性，但它是一种有毒的材料，不能采用。

3. X 射线探测器的选择

由前面的讨论我们知道，一个 TRD 的特性通常可以用它的 TR 信号 S 和电离所造成的本底信号 I_{BG} 之比来衡量[(9.60)式]。我们应该合理选择辐射体和 X 射线探测器的灵敏厚度使得 S/I_{BG} 尽可能大。充 Xe 的正比室是比较好的 X 射线探测器。图 9.46 是一些探测器常用气体中 X 射线的平均自由程长入和光子能量之间的关系曲线。可以看到，在 Xe 气中 X 射线的平均自由程最短。这就是通常选用 Xe 作为 TRD X 射线探测器的原因。

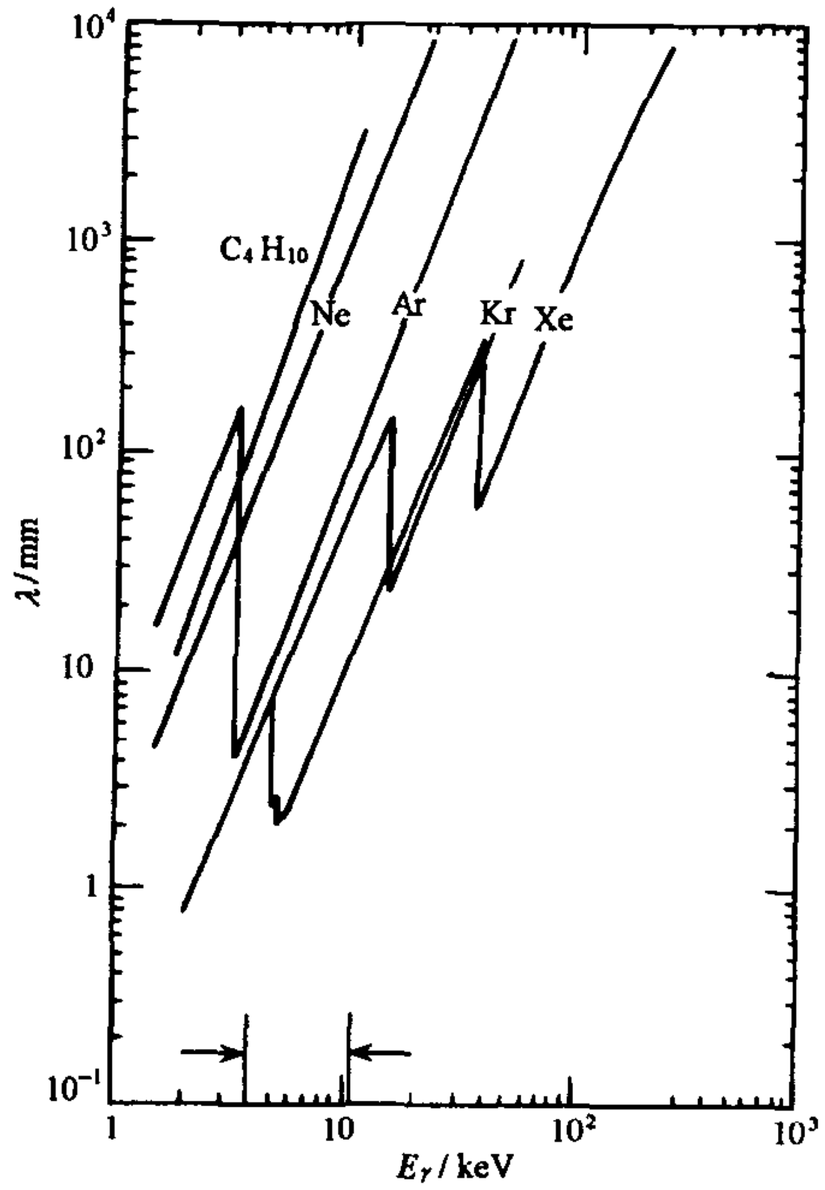


图 9.46　常用气体中 X 射线的平均自由程长和光子能量之间的关系曲线

9.2.4　穿越辐射计数器的实例

1. 费米实验室 E769 实验中的 TRD[49]

该探测器用来在 250 GeV/c 的强子束中进行 π/K 或 π/P 分辨。在此能区 π 的洛伦兹因子 $\gamma_\pi \approx 1800$。入射束流强度高达≥2 MHz，要求 X 射线探测器有快的时间响应。E769

的 TRD 中采用薄灵敏层的充 Xe 多丝室探测 X 射线，它的丝距为 1mm。

图 9.46 中箭头标出了 X 射线的“窗口”，在此能量范围内辐射体发出的 TR 光子最多。X 射线的能量下限为 4keV，由电子学系统的阈值设定，上限由 X 射线在 Xe 中的平均自由程长决定，即由两个多丝室的深度决定。为获得最优化的响应，适当选择辐射体的材料及几何参数使得它产生的 TR 谱在 X 射线窗口处有极大值。图 9.47 给出 TR 光子的能量分布曲线，这是对三种不同箔片厚度的 E769 探测器的 MC 计算结果。入射粒子为 250 GeV 的 π 或 K，计算中考虑了 X 射线在辐射体中的自吸收效应。图中上半部的三条曲线为 π 介子入射到 200 层不同厚度 CH_2 箔片和 180μm He 层间隙叠堆辐射体的情况，下方的曲线是 K 介子的结果。图中表明：在 4keV 以上的 TR 光子数对于 10.2μm 的箔片叠堆和 12.7μm 的箔片叠堆几乎相等，而 17.8μm 的箔片叠堆光子数较少。为了获得较多的高能光子以保证超过电子学阈值，最后选用 12.7μm 的箔片叠堆作为 E769 的 TR 辐射体。

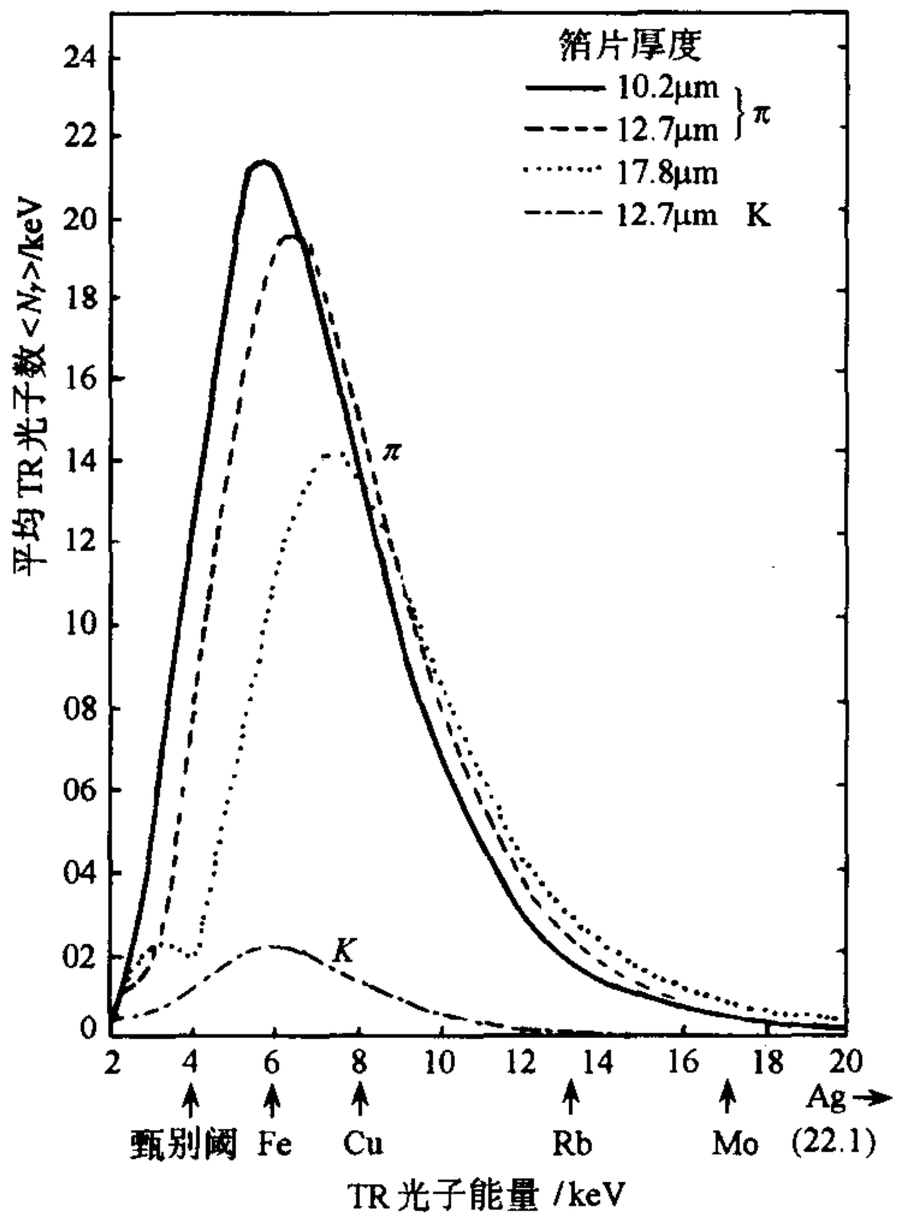


图 9.47　TR 光子的能量分布曲线(横轴标明了电子学的甄别阈和若干测试用的 X 放射源的能量值)

E769 的 TRD 由 24 个相同的辐射体＋多丝正比室探测单元组成。每个单元的结构如图 9.48 所示。在 X 射线探测器中，TR X 射线产生的电离很集中，而最小电离粒子产生的电离团沿粒子径迹分布比较分散，因此 TR 光子的电离信号比最小电离粒子的信号上升得快。通过滤波器可以加大这一差别，保留信号的上升沿消除较慢的尾巴。

图 9.49 是 E769 的 TRD 对 π、P 不分离束测到的 TRD 着火平面数的统计分布。图中明显给出两种不同粒子的峰。它们可以很好地用二项式分布来拟合。着火数超过 10 的事例对 π 的效率为 90%，质子的误判率小于 3%。着火数小于 7 的事例对 P 的效率为 90%，π 的含量小于 3%。

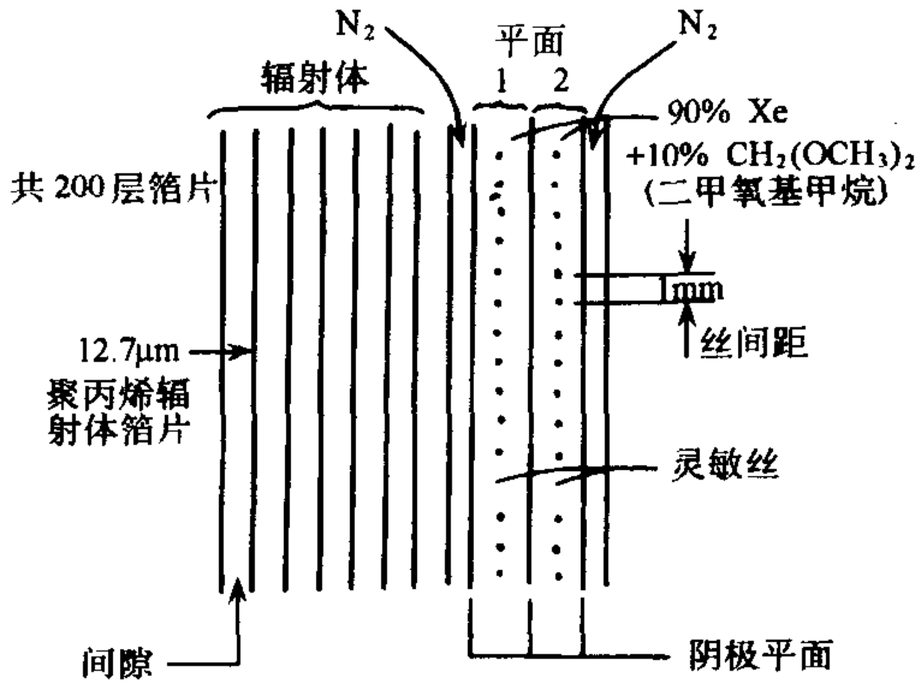


图 9.48　E769 的 TRD 的单元结构

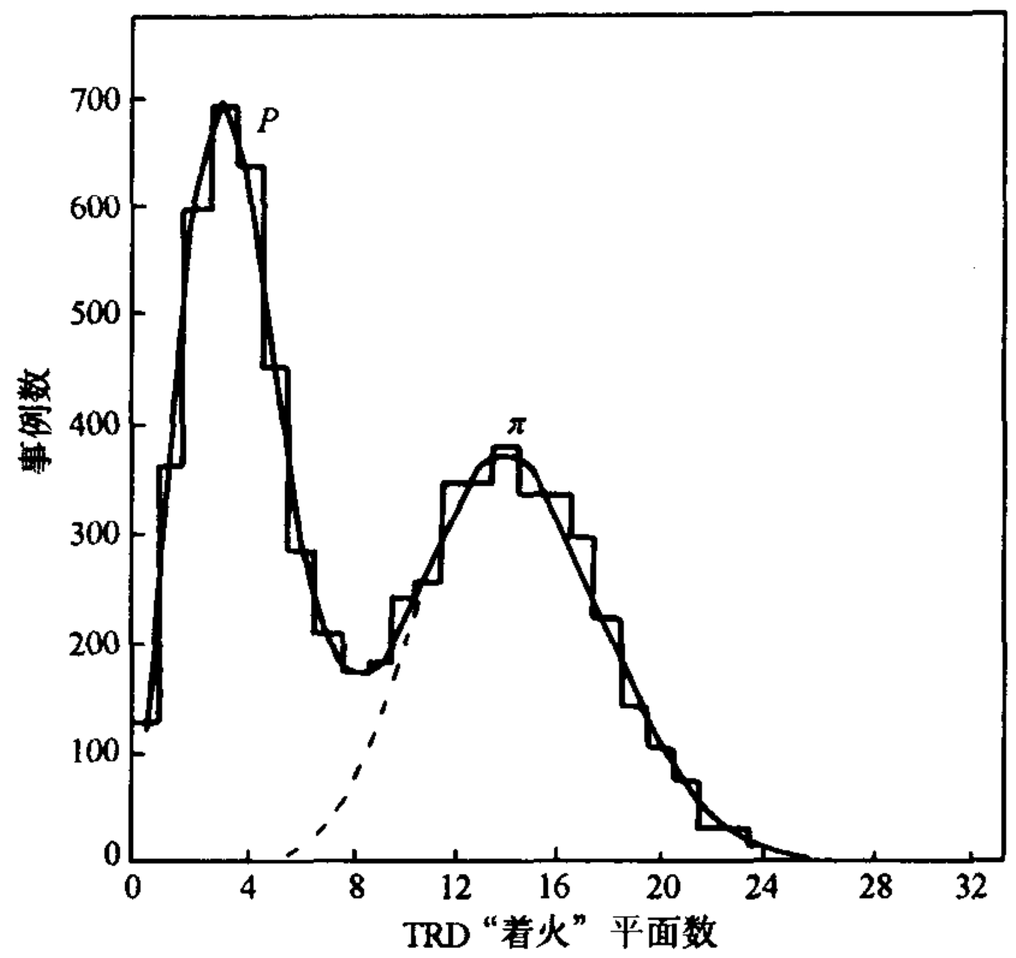


图 9.49　E769 的 TRD 对 π、P 不分离束测到的着火平面数的统计分布

2. 费米实验室 E715 实验中的 TRD[49]

这个探测器成功地用于鉴别 Σ^- 超子 β 衰变的电子。$\Sigma^- \to n\, e^- \nu$ 的分枝比非轻子衰变 $\Sigma^- \to n\, \pi^-$ 小三个数量级。为获得较纯的 β 衰变样本，必须有效地排除 π。

由于 250 GeV/c Σ^- 衰变的 π 和 e 的动量在 5 ～ 80 GeV/c 的范围，E915 的 TRD 的饱和值设计在电子动量刚好低于 5 GeV/c 时达到。因为在高达 80 GeV/c 时，π 的洛伦兹因子 γ_π 仍然低于 TR 的阈值(图 9.50)。这样电子在要探测的动量范围内效率是均匀的，因而 π 的排斥比也是均匀的。

E715 的 TRD 由 12 个相同的辐射体和 TR 探测器单元组成。每个 TRD 单元由 210 层聚乙烯(CH_2)箔片组成，箔片厚 17μm，空气间隙 1mm，使得 TR 在较高的电子能量时达到饱和[见(9.52)式]。由于 TRD 在实验靶的下游分析磁场之后，它所承受的计数率不高，不需要像 E769 的 TRD 那样薄的 X 射线探测器。它采用 70%Xe+30%CH_4 的多丝室，厚度 1.6cm，丝距 2mm，对 X 射线有较高的探测效率。探测器的信号经过电子学甄别，记

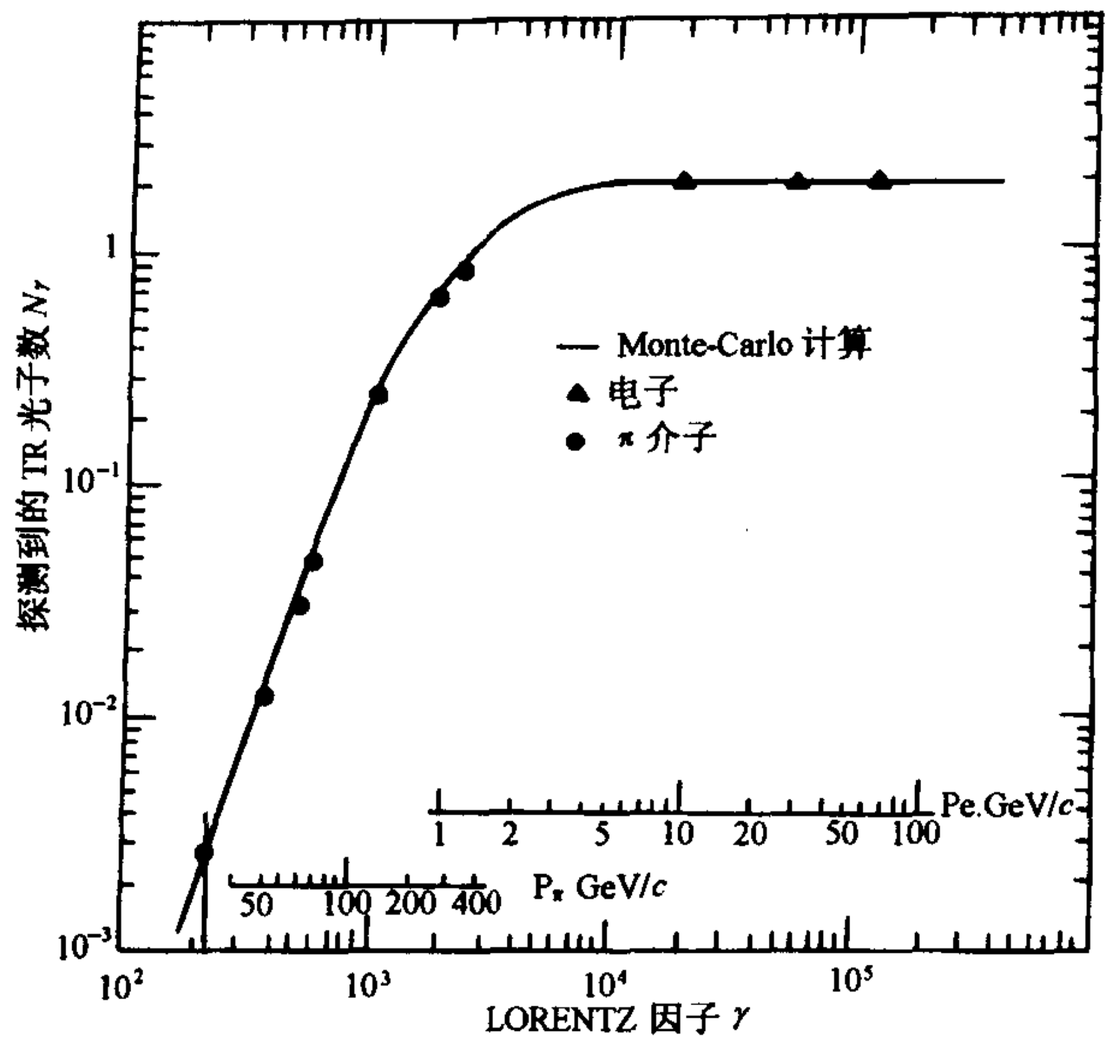


图 9.50　TR 光子数随 γ 值的变化(TR 辐射体:CH_2)

录下所有的 X 射线产生的"电离团"(cluster)信号。通过 12 层 TRD 可以很好地从 π 中分离出 e。图 9.51(a)是仅用 TRD 之前量能器的数据的结果,此时 β 衰变的信号无法辨认。图 9.51(b)是利用 TRD 的信息之后的结果,此时可选出 $\Sigma^- \to n\ e\text{-}\nu$ 的事例,本底仅 3%(图中 E 和 P 分别为粒子的总能量和动量)。

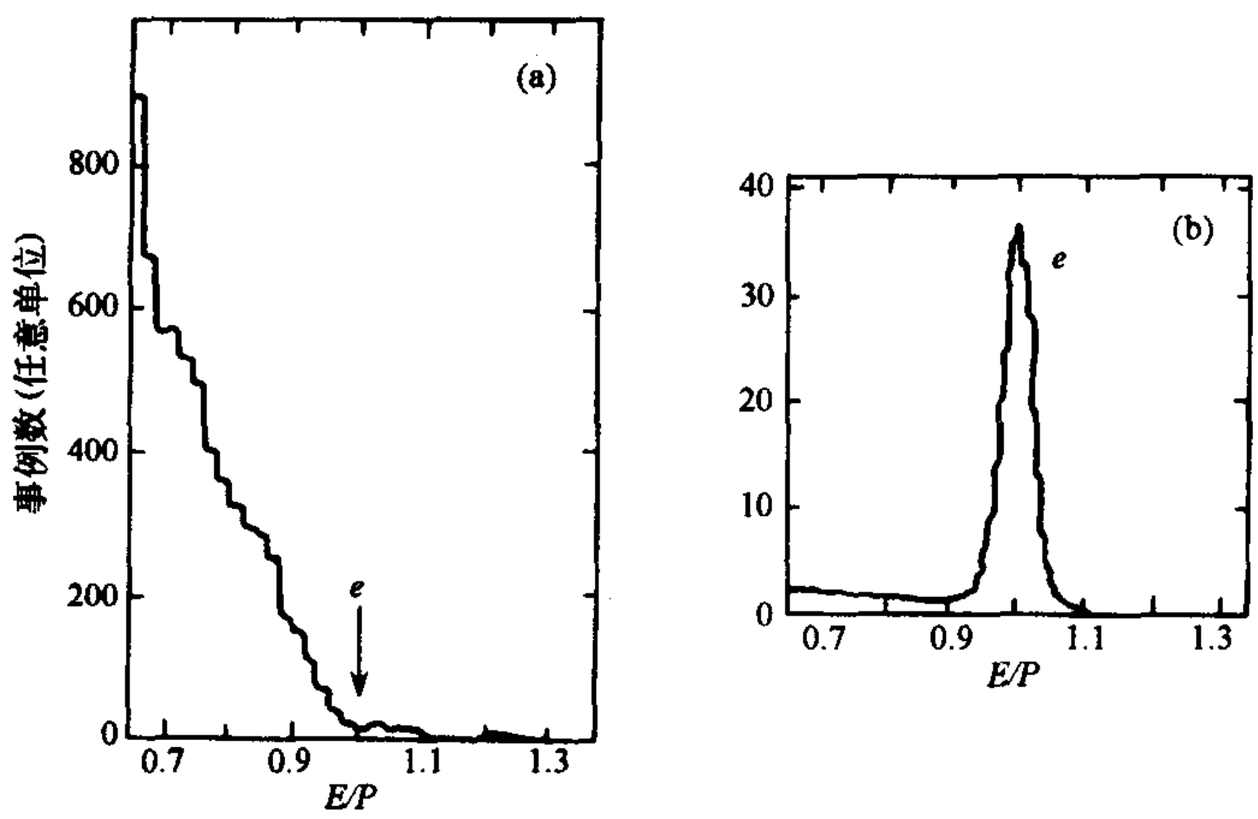


图 9.51　E715 的测量结果。(a)仅用量能器的信息;(b)使用 TRD 信息后的结果

3. 测量沿入射粒子径迹"电离团"的 TRD[50]

根据探测器输出信号的幅度来区分 TR 和入射粒子的电离信号的方法中所测到的 TR 信号实际上是 TR-X 射线和粒子电离能损的共同的贡献。在 TR-X 射线光子较多,X 射线能量沉积比电离能损大得多时,这种办法是可行的。在薄的气体层中,入射粒子的电离能损服从朗道分布有很大的涨落。高能的电离信号落入 TR 信号幅度区造成本底,因此用这种方法在低 $\gamma(\approx 10^3)$ 区分辨 K/π 特别困难。

1980 年前后，Ludlam 等人对 TRD 的测量方法进行了改进。他们采用记录入射粒子径迹上的电离团而不是 TR 沉积能量的办法。这种办法的优点是：①光电子在正比室中的电离集中在很小的空间内，例如在标准状态 Xe 气中，一个 10 keV 的光电子的射程仅≤100μm。它所产生的电离团的大小主要由电子在气体中的扩散决定，典型值约 500μm。TR 的惟一本底是高能(keV)的 δ 电子，然而能量～1 keV 的 δ 电子很少。例如，在 Xe 中 $N_\delta(E_\delta>3\ \text{keV})\approx 0.1\ \text{cm}^{-1}$，它们的能量还不到入射粒子总能量的 10%。②电离能损的电离团的数目服从泊松分布，它的涨落较电离能损的涨落小。

图 9.52 是这种 TRD 的结构概图。TR 辐射体由 1500 片、30μm 厚的 Li 箔和 200±50μm 的 1 大气压的 He 气间隙组成，用漂移室探测电离团。该漂移室的漂移空间10mm；阳极和阴极相距 3mm，阳极丝直径 20μm，间距 6mm；阳极栅丝距 1mm；工作气体是 70% Xe＋30%CO_2；漂移电场 0.65 kV/cm，漂移速度 $V^{-1}=116\text{ns/mm}$。在漂移区形成的电离团漂移进入正比室依次经气体放大最后被电子学读出系统所记录。

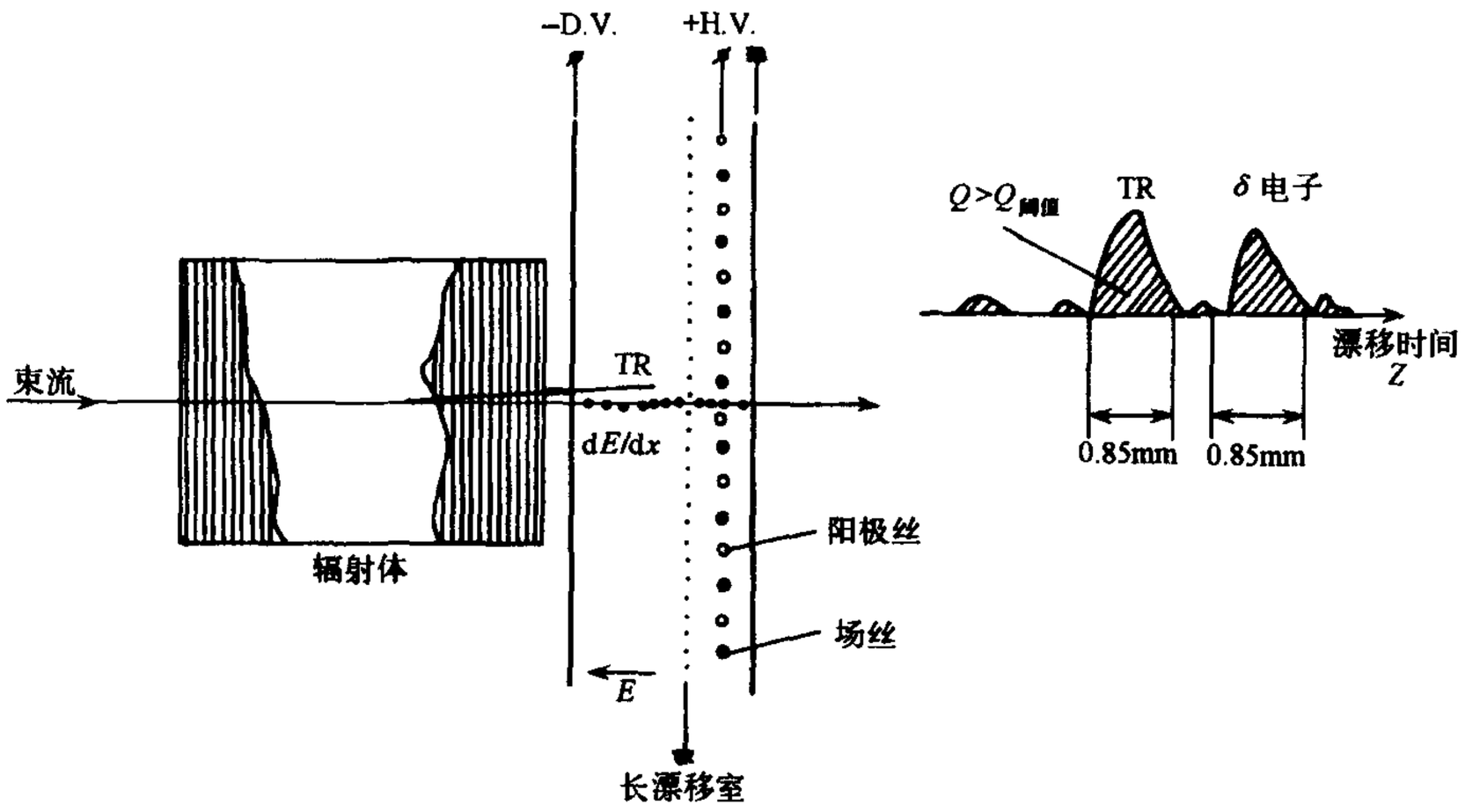


图 9.52　记录电离团的 TRD 结构及输出电流波形

取 100ns 时间间隔内(相当于漂移 850μm)电离量超过 2 keV 能量沉积的信号作为电离团的标准。由图 9.52 可见，能量足够大的 δ 电子可能成为 TR 的本底，不过数量很少。

图 9.53 是 TRD 对 15 GeV/c 束流中的 π/e 的分辨结果。其中(a)，(b)分别为每组探测器中电离团和沉积电荷量的分布，(c)为 π 排斥比与电子探测效率的关系。电离团阈能为 4 keV，该探测器由 12 组、35μm Li 箔和紧随其后的 Xe 正比室构成。由图清楚地看到，采用电离团计数法 π/e 分辨能力得到明显改善。

9.2.5　在未来对撞机上用 TRD 判别电子[51]

新一代加速器(LHC，SSC)上的物理研究主要通过新粒子的轻子衰变来进行。理论预言在 TeV 能区的新粒子中轻子道占重要比重，因此在大立体角范围内高效率的轻子鉴别是高能粒子物理实验的关键。

由于此能区轻子能量通常在几十 GeV，TRD 是鉴别电子的有力工具。TR 过程并不会很多地影响入射粒子的能量和方向，是“无损伤”的，因此在 TR 测量之外可再加上量能

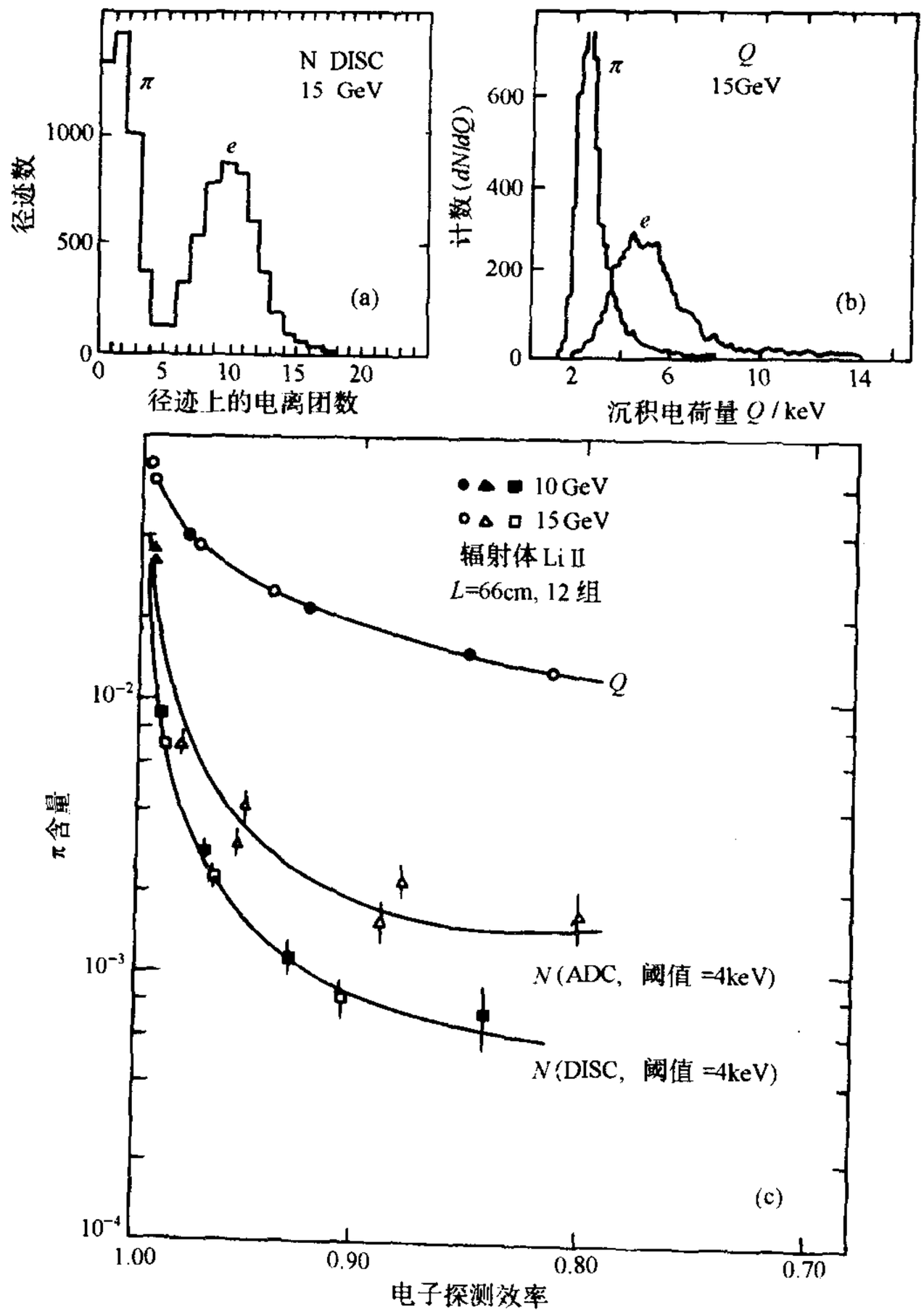


图 9.53　15GeV/c 束流在 TRD 中的 π/e 分辨结果
(a)电离团数的分布;(b)沉积电荷量的分布;(c)π 的含量与电子探测效率的关系 Q:
电荷量甄别法 N(ADC)和 N(DISC):电离团计数法,采用不同的电子学方法

器的测量。

我们知道 TRD 的电离团计数法是鉴别电子较好的方法,但主要问题是在多重粒子的环境下,多重粒子的电离能损重叠将造成 TR 量子的本底,影响对强子的排斥。解决这个问题的一种办法是同时进行 dE/dX 测量来排除本底。这种办法要求沿粒子径迹同时多次测量 TR 和电离能损,因此这时的 TRD 不仅是电子鉴别器同时也是一个主要对高能 X 射线灵敏的径迹探测器。

新一代的加速器对撞率很高,要求探测器的响应时间短、覆盖立体角大、死空间小,可提供触发信号和有效地进行电子探测。

人们对未来加速器实验中的电子鉴别方法进行了一系列的研究,此处介绍一种 TR 探测和径迹探测一体化的方法。

1. 新的辐射体

首先要解决如何建造 TRD 覆盖全部立体角。通常用的多箔片叠堆式辐射体都需要

支撑结构，这样就造成探测器的死区，并且对不同方向的粒子径迹的效应还有所不同。一个很有趣的解决办法是采用泡沫材料(foam)作为辐射体。这种材料本身有很好的机械特性可以“自支撑”，并且许多泡沫塑料的气泡大小非常均匀(图 9.54)。

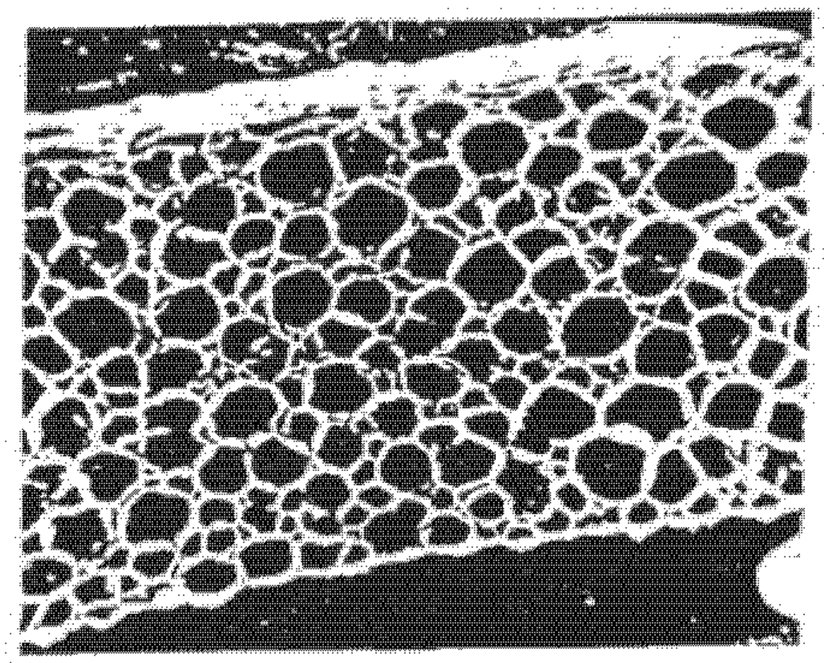


图 9.54　泡沫材料的显微照片

曾对不同泡沫材料的 TR 特性进行测量比较(包括 TR 效率和对 X 射线的透过率)，发现密度为 59 kg/m^{3}的聚乙烯(polyethylene)泡沫材料有较好的 TR 特性。它的气泡直径≈200μm，壁厚≈5μm，气泡非常均匀，TR-X 射线的产额可达通常聚乙烯箔片叠堆的 85%，是很有吸引力的 TR 辐射体材料。

2. 草管(straw tube) X 射线探测器

采用薄壁草管(straw tube)探测器探测 TR-X 射线，与传统的浅层漂移室相比有下列优点：

1)由于个单元是独立的，又没有阴极丝，一旦阳极有断丝发生不会影响其他单元的工作。

2)漂移空间小，积累电荷量小。连续的阴极(非丝型阴极)减少了阴极表面聚合的危险。

3)单元尺寸小降低了多次着火的几率使径迹探测简单化。

4)从机械特性上看，将草管装入泡沫材料中可以工作在 3～5atm 之下，可使探测器系统更紧凑。

采用直径 4 mm，阳极丝直径 50 μm 的草管，Xe(50)+CO_2的工作气体，漂移时间约 38 ns。如果用 Xe+CF_4混合气，漂移时间会更短。测得草管的气体放大倍数的均方根偏差≈1%。实验表明，草管的抗辐照能力很强，可长期工作。利用草管探测器和泡沫塑料辐射体开辟了覆盖大立体角范围 TRD-径迹探测合一 (TRD -Tracker)的诱人的可能性。

3. TRD-径迹探测器(TRD-Tracker)模型

图 9.55 是 CERN RD6 合作组 TRD-径迹探测器模型测试的概图。

模型由 192 根直径 4mm、长 200mm 的草管组成。这些草管的安排为 64 行，每行 3 根，在每行中 3 根草管的位置是随机的。这样对于任何角度入射的粒子和探测器的灵敏度

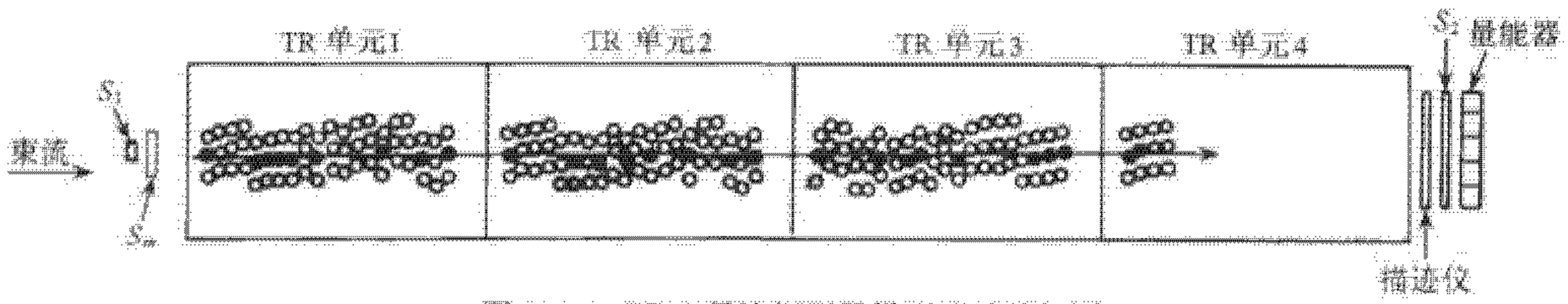


图 9.55　TRD-径迹探测器模型测试的概图

都是均匀的。草管的壁由 64μm 厚的 kapton 组成，置于聚乙烯泡沫材料的孔中，这些孔的中心间距为 8mm。探测器模型在 CERN SPS 的 X5 束流上进行测试，测试用 π/e 混合束进行。能量范围 10～11GeV，相对于草管的入射角为 90°～48°。用铅玻璃量能器和两个切伦科夫计数器(图中未绘出)来选择 e 和 π。用闪烁计数器 S_1、S_2和 S_m选择进入 TRD 的粒子。TRD 的信号由电离团方法读出。

4. 测量结果

图 9.55 描述了一个带电粒子穿过探测器的图像。黑点代表着火的草管，即在草管中有大于 0.2keV 的能量沉积。一根径迹定义为宽度在±2mm 的带内有 10 根草管着火。图 9.56 是 10 GeV 的 e 和 π 以 63°角穿过草管的沉积能量的分布。对于 e 有相当部分的沉积能量在 4 ～ 5keV 以上，将能量沉积超过 5keV 定义为 TR 电离团，它由 TR-X 产生。图 9.57 是 TR 产额与入射粒子 γ 值的关系，其中包含电离能损相对论上升部分(γ<350)和 TR 光子(γ>350)的贡献。图 9.58 是不同能量下 e 探测效率为 90%时，π 的排斥因子 R 与穿过的草管数 N_s 的函数关系。

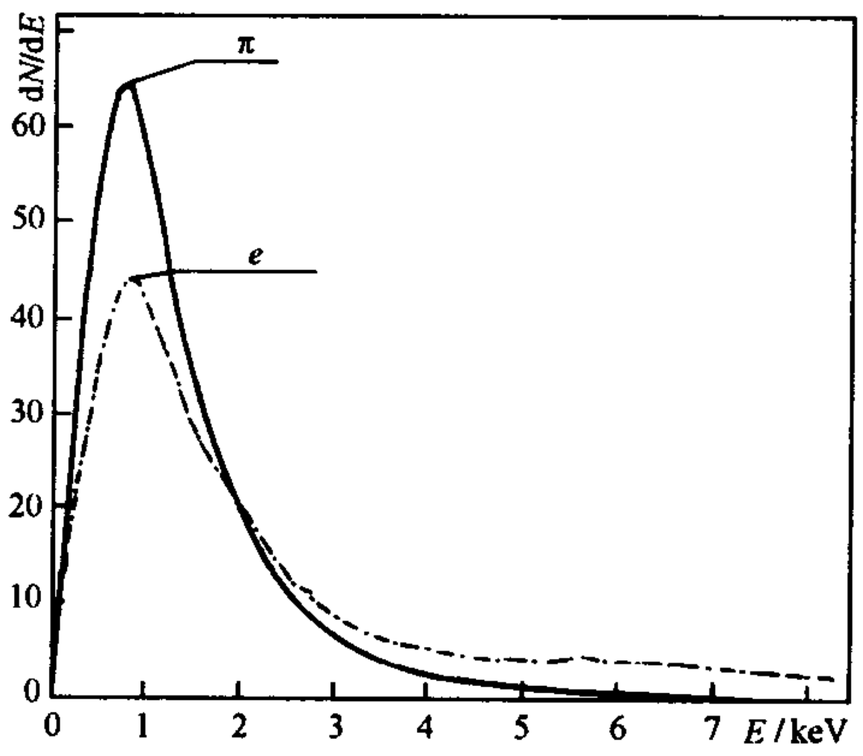


图 9.56　10GeV 的 e 和 π 以 63°角穿过草管时的沉积能量的分布

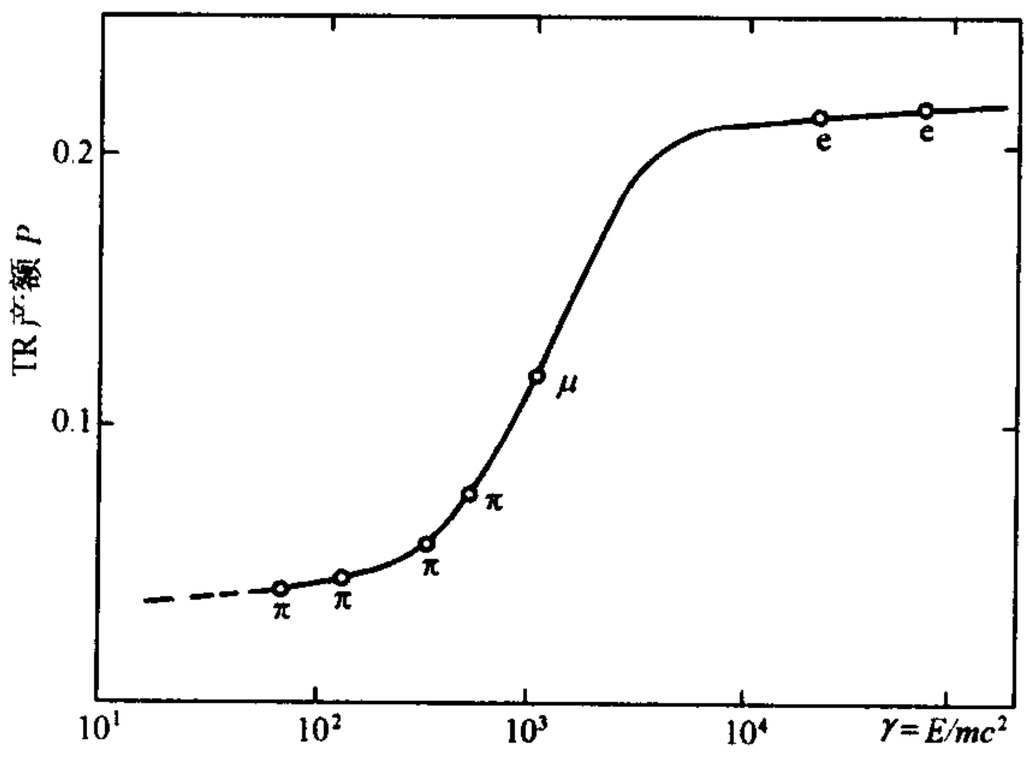


图 9.57　TR 产额与入射粒子 γ 值的关系

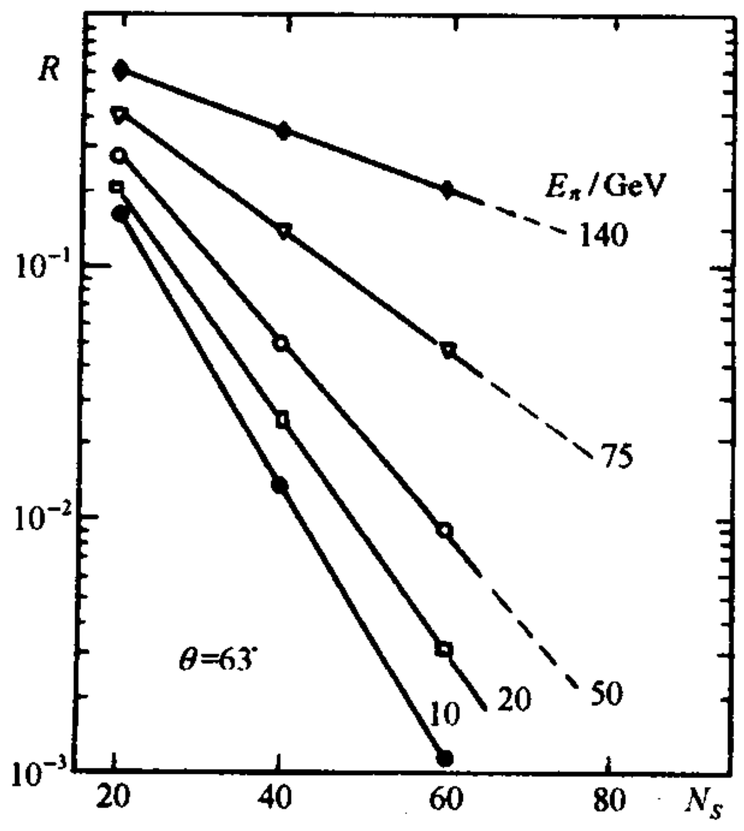


图 9.58　e 的探测效率为 90%时，π 的排斥率与穿过的草管数的函数关系

值得提出的是，利用这种TRD径迹探测器不仅可以鉴别 e 和 π，还可以鉴别 e 和两个重叠的 π。定义传统的电离团数 N_3 对应于沉积能量超过阈值(典型值约为 5 keV)的计数；N_{12} 对应于沉积能量接近最小电离粒子(0.25MIP～1.5MIP)的最可几能损的计数。图 9.59 是 10 GeV 的带电粒子以 63°角穿过草管时得到的 N_{12} 的效率～N_3 的效率散点图，可以看出通过二维效率的处理可以排除重叠的粒子(强子在喷注中的事例)。

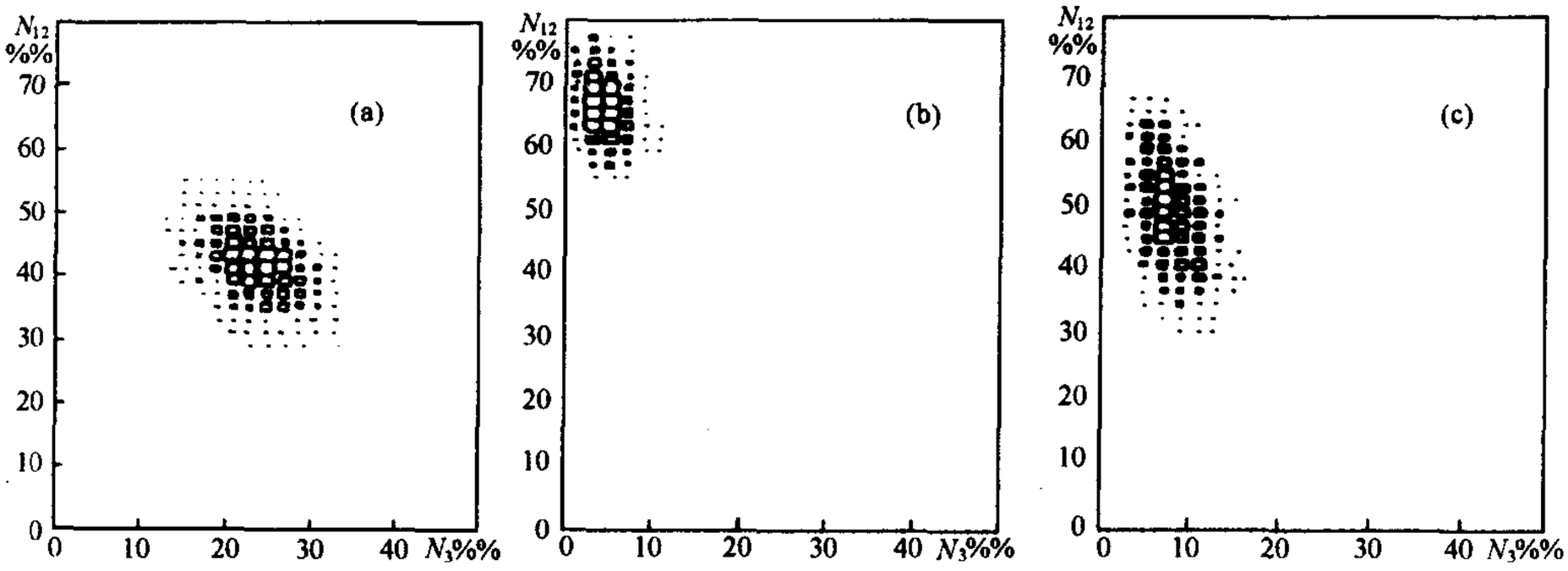


图 9.59　单粒子着火率与电离团比率的散点图。(a)电子；(b)单个 π；(c)两个 π

参 考 文 献

[1] Litt J et al. Cerenkov Counter Technique in High-Energy Physics. Annual Review of Nuclear Science, 1973, 23:1

[2] Seguinot J T. Ypsilantis. A Historical Survey of Ring Imaging Cherenkov Counters . Nucl. Instr. & Meth. , 1994, A343: 1

[3] Ypsilantis T et al. Theory of Ring Imaging Cherenkov Counters. Nucl. Instr. & Meth. , A343 (1994): 30

[4] Comby G et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1994, A343 : 263

[5] Atac M et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1992, A320: 155

[6] Pansart J P. Nucl. Instr. & Meth. , 1997, A387 : 186; Okusawa T. et al. Nucl. Instr. & Meth. , 2000, A440: 348

[7] Pansard M D et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. 1989, NS-36: 158

[8] Breskin A G. et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1979, 161 : 19; Bouclier, R. G. Charpak et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1983, 205 : 403

[9] Glass H et el. IEEE Trans. Nucl. Sci. , 1983, NS-30 : 30

[10] Breskin A. Nucl. Instr. & Meth. , 1995, A367: 326

[11] DeSalvo R et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1992, A318 : 375; Ambrosio C D et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1994, A338: 389

[12] Breskin A. Nucl. Instr. & Meth. , 1997, A387: 1

[13] Denisov S P et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1970, 85 : 101

[14] 中国科学院高能所计数器组. 高能物理与核物理, 1982, 6(6): 775

[15] 王曼，李金等. 高能物理与核物理, 1987, 11(3)

[16] Sumiyosi T et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1999, A433 : 385

[17] Willioms et al. Nucl. Instr. & Meth. , 1972, 105 : 483

[18] Ashford et al. Nucl. Instr. & Meth., 1972,98: 215
[19] Meunier et al. Nucl. Instr. & Meth.,1962,17 : 1-19, 20-30
[20] Fisher et al. Phys. Rev. Lett.,1959,3:349
[21] Denisov S P et al. Nucl. Instr. & Meth.,1971,92 :77
[22] Badier J et al. Phys. Lett., B,1972,39:414
[23] Charpark G et al. Phys. Lett., 1978,78B : 523
[24] Ekelof T et al. Physica Scripta,1981,23 : 718;Seguinot J et al. Nucl. Instr. & Meth.,1980,173 : 238
[25] Charpak G et al. Nucl. Instr. & Meth., 1979,164: 419
[26] Comby G et al. Nucl. Instr. & Meth.,1980, 174 :77
[27] Coutrakon G et al. IEEE Trans. Nucl. Sci.,1986,NS-33: 205
[28] Seguinot J. et al. Nucl. Instr. & Meth.,1990,A297 : 133
[29] Seguinot J. Nucl. Instr. & Meth.,1999,A433 :1
[30] Sauli F. Nucl. Instr. & Meth.,1997,A386 :531
[31] Benlloch J. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1998, A419:410
[32] Va'vra J. Nucl. Instr. & Meth.,2000,A453 :262
[33] Apsimon R J et al. IEEE. Trans. Nucl. Sci., 1986,NS-33:122;Beusch W et al. NIM. 1992,A323:373
[34] DELPHI CERN/LEPC/82-8 31/1/82 , CERN/LEPC/16 25/3/82
[35] CERN—LEPC 82/59 , DELPHI 82/23
[36] Anassontzis E G et al. Nucl. Instr. & Meth.,1992,A323 :351
[37] Atuso M et al. Nucl. Instr. & Meth.,1998,A419 :577;Mountain R J et al. Nucl. Instr. & Meth.,1999, A433 :77
[38] Bream A et al. Nucl. Instr. & Meth., 1999,A433: 153
[39] Ratcliff B. BaBar Note 92(1992),SLAC-PUB-5946,(1992),SLAC-PUB-6047(1993),SLAC-443 June 1994
[40] Coyle P H. Kawahara et. al. Nucl. Instr. & Meth.,1994, A343 :292
[41] Baillon P. Nucl. Instr. & Meth.,1985, A238 :341
[42] Honscheid K. Nucl. Instr. & Meth., 1994,A343:306
[43] Takayoshi Ohshima. Nucl. Instr. & Meth.,2000,A453:331
[44] Ginzburg V L. I. M. Frank. Zh. Eksp. Teor. Fiz,16 ,1946, 15
[45] Loyal Durand. Phys. Rev. D,1975,11 : 89
[46] Artru X et al. Phys. Rev. D,1975, 12 :1289
[47] Cobb J et al. Nucl. Instr. & Meth.,1977,140 :413
[48] Dolgoshien B. Nucl. Instr. & Meth.,1986,A252 : 137
[49] Sheaff M. Proceeding of Ⅱ ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics. 1990: 188～202
[50] Ludlam T et al. Nucl. Instr. & Meth., 1981,180: 413
[51] Nevski. P. New Technologies for Supercollider . 1991:77(Edited by Cifarelli and Ypsilantis)

第十章　量　能　器

对反应产物或次级粒子的能量进行精确测量是粒子物理的基本任务之一。例如，在高能物理实验中的基本粒子往往是不稳定的，要发现它们需要通过对它们的衰变产物进行测量并由运动学拟合来重建。这就必须精确测量次级粒子的能量。又如，要探测某物理过程中是否存在中微子，就必须测量此过程的“丢失能量”(missing energy)。

量能器就是用来测量粒子能量的一种探测器。一般地说，量能器是一块物质，待测粒子穿过该物质通过各种相互作用将它的全部能量沉积在该物质中，其中大部分转化为热能，另一部分(通常很少一部分)转化为可测量的信号(例如：闪烁光、切伦科夫光、电离电荷等)，而这些可测信号往往与被测粒子的能量成正比。

由于本身的特性以及能满足粒子物理实验发展的需要，量能器已成为几乎所有粒子物理实验的关键探测器。而且随着实验能量的提高，其重要性日见增加[1,2]。

首先，量能器具有下列重要特性：

- 既能探测带电粒子又能探测中性粒子。
- 对于电子、μ 子、强子具有不同的响应特征，因而可以提供鉴别粒子的信息。
- 由于量能器可以分割为小单元，它可以精确地给出入射粒子的位置和方向。
- 由于量能器原理建立在统计过程的基础上，能量测量精度随能量升高而改善，这与其他探测器不同。
- 量能器的几何尺寸随入射粒子能量的增加呈对数增长，而磁谱仪的几何尺寸(在保持相同动量分辨率的条件下)随动量的方根($\sqrt{P}$)增长。所以在高能条件下，量能器可以有较小的尺寸。
- 量能器的时间响应可以很快($\leqslant$100 ns)，也可以在高计数率环境下工作。另外，还可以利用能量沉积的模式组成事例选择的触发信号，对感兴趣的事例进行选择。

例如，北京谱仪就利用电磁量能器的信息成功地实现了中性事例的触发选择。我们知道 J/Ψ 衰变时有终态全部为中性粒子的事例，例如：

$$J/\Psi \to \gamma\eta,\quad \eta \to \gamma\gamma$$

$$J/\Psi \to \gamma f_2(1270),\quad f_2(1270) \to \pi^0\pi^0,\quad \pi^0 \to \gamma\gamma,\quad \pi^0 \to \gamma\gamma$$

$$J/\Psi \to \gamma\eta^*,\quad \eta^* \to \eta\pi^0\pi^0,\quad \pi^0 \to \gamma\gamma,\quad \pi^0 \to \gamma\gamma,\quad \eta \to \gamma\gamma$$

这些事例在漂移室、飞行时间计数器中都不能给出信号。因此量能器就成了探测这些纯中性事例的惟一工具。图 10.1 是北京谱仪选出的一个 5γ 的事例图[3]。

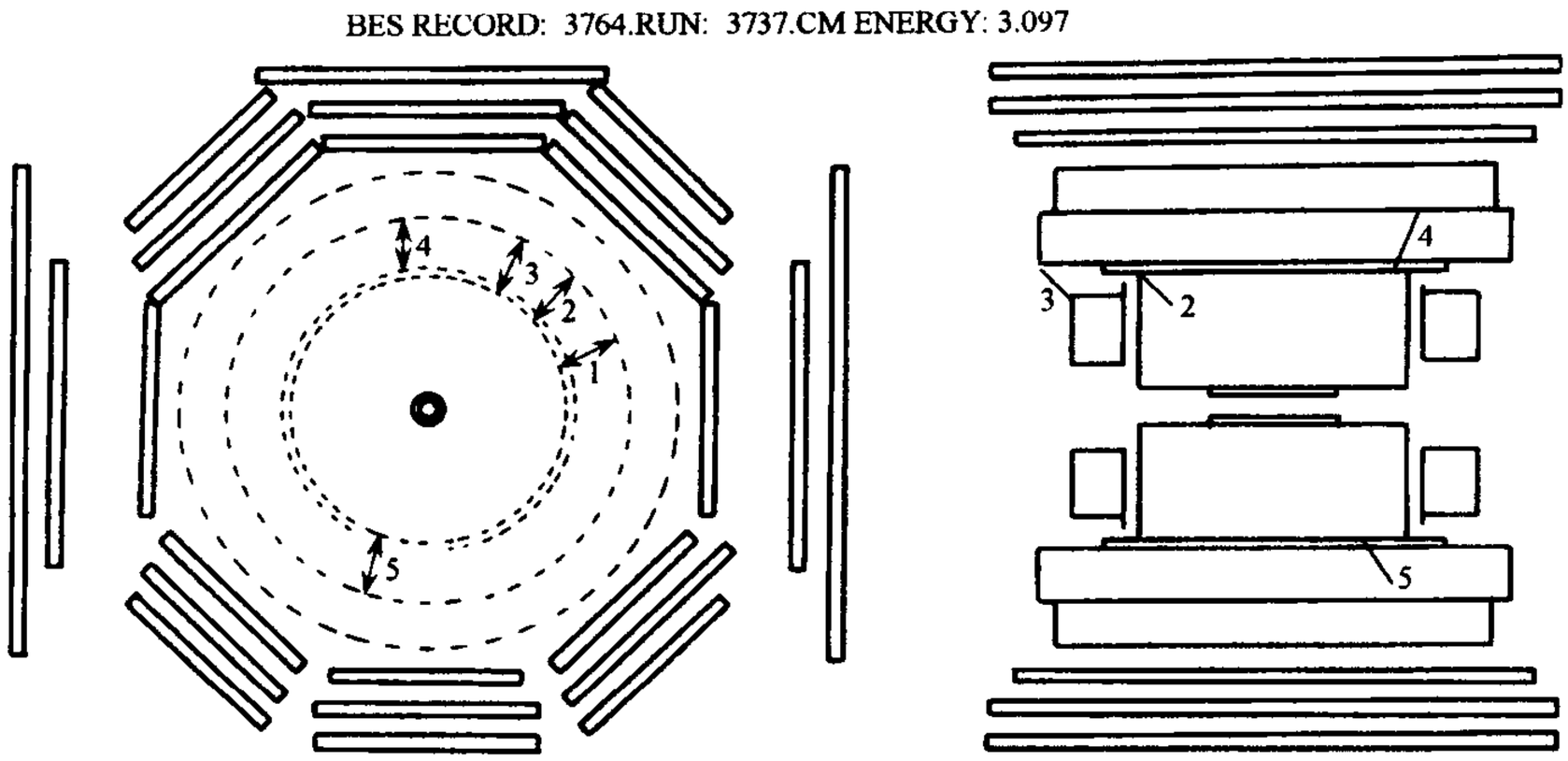


图 10.1 $J/\Psi\rightarrow 5\gamma$ 的单事例图

其次，随着高能对撞机的出现，高能物理实验进入揭示新物理的阶段。人们感兴趣于极稀有的复杂事例的研究，传统的对少数几个带电粒子进行动量分析的方法已无法胜任此任务。人们往往要对粒子的多重喷注中的动量和能量流进行测量，而量能器则能胜任这一任务。例如，在 LHC 实验中就利用 $H^0\rightarrow\gamma\gamma$ 过程在强本底中选择稀有的 H^0 粒子。

粒子穿过物质时与物质之间的相互作用可以是电磁作用、强作用或弱作用程，取决于粒子的能量与特性以及物质的特性。从入射粒子与量能器物质相互作用的主要物理过程上看，人们设计的量能器可分为电磁量能器(EMC)和强子量能器(HAC)两类。

10.1 电磁量能器(EMC)

10.1.1 电磁相互作用能损机制

由第一章我们知道，能量高于 1 GeV 的电子和光子在物质中的电磁相互作用主要表现为韧致辐射和电子对产生。由于这两种过程交替发生，导致电子，正电子和光子的级联产生或“簇射”过程，直到它们的能量减少到接近临界能量 Ec 时方才停止。图 10.2 为正、负电子在铅中不同能损机制的贡献随粒子能量的变化。图 10.3 是在铅中光子与物质相互作用的截面随能量的变化。电磁簇射的简单图像可描述如下(图 10.4)：一个能量为 E 的初始光子经过 1 个辐射长度(X_0)的物质层，将有 54%的几率产生正负电子对，这对正负电子平均能量为 $E/2$。如果 $E/2>Ec$，这对电子将主要通过韧致辐射损失能量。在单位辐射长度 X_0 的物质层内，它们的能量平均降到 $E/2e$，韧致辐射光子的能量平均在($E/2e$ — $E/2$)之间。如此经过 $2X_0$ 的物质层后，平均次级粒子数为 4。辐射出的光子又将产生正负电子对。这样经过 nX_0 厚的物质层，将近似产生 2^n 个平均能量为 $E/2^n$ 的次级粒子，形成簇射。直到次级电子的电离能损和辐射能损相等时，也即次级电子的能量与临界能量相等

$(E/2^n = Ec)$时，簇射过程才终止。此时有 $n_{max} = \ln(E/Ec)/\ln 2$ 代次级粒子。簇射发展到最大时的介质深度为 $t_{max} = \ln(E/Ec)/\ln 2$，以辐射长度($X_0$)为单位。簇射中次级粒子数的最大值为 $N_p = 2_{nmax} = E/Ec$。

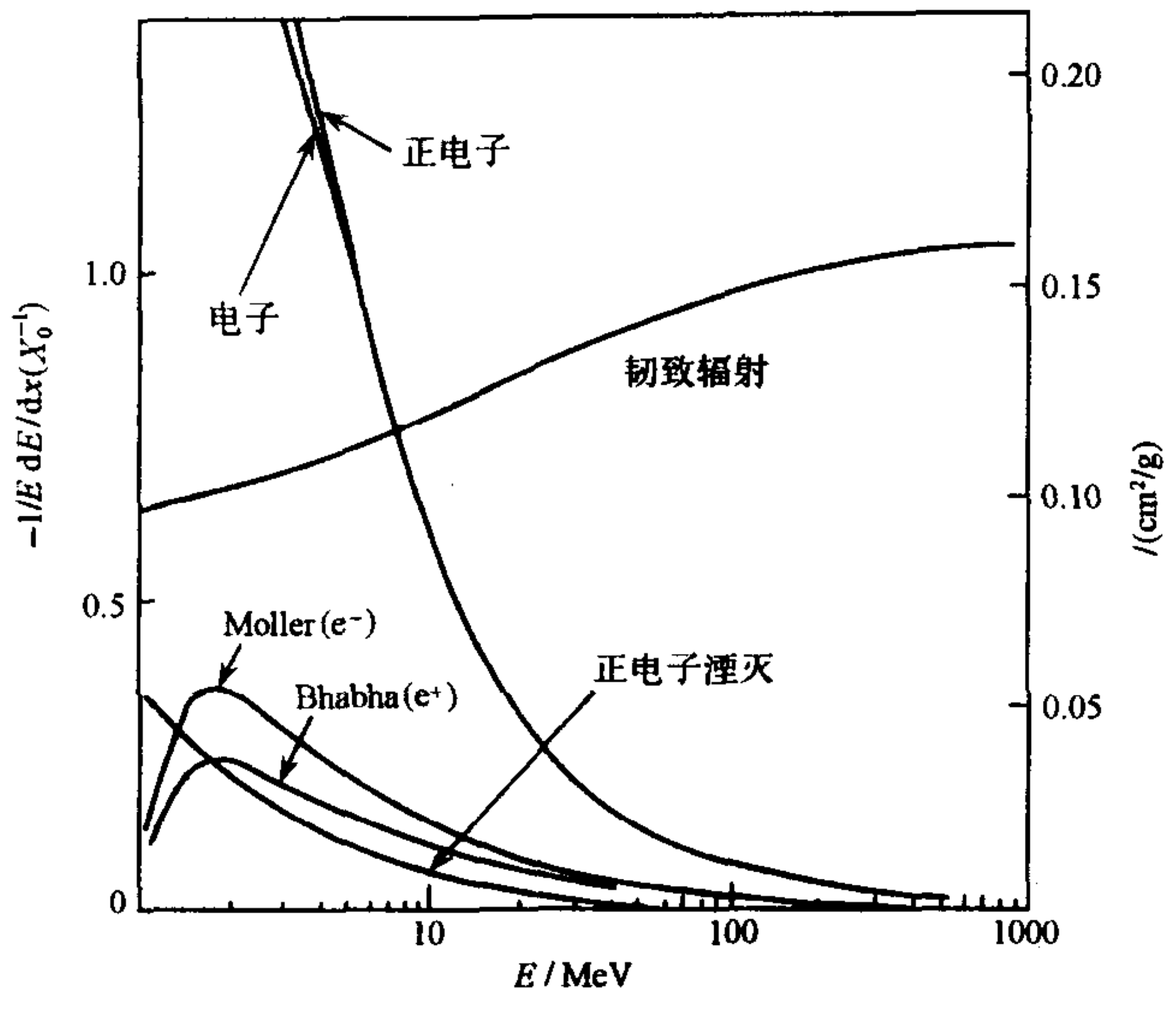


图 10.2　在铅中电子或正电子的能损曲线[4]

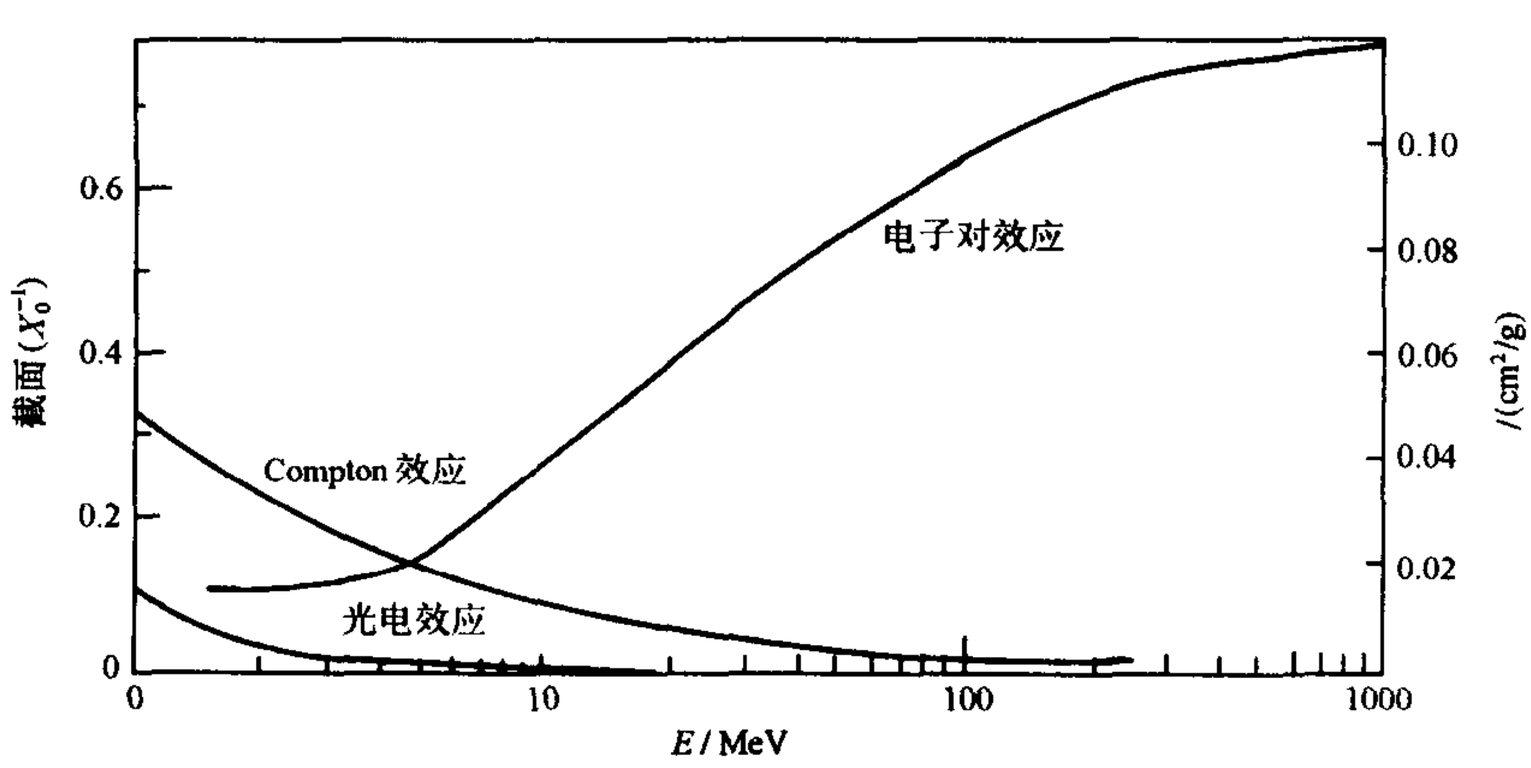


图 10.3　在铅中光子的电磁相互作用截面随能量的变化[4]

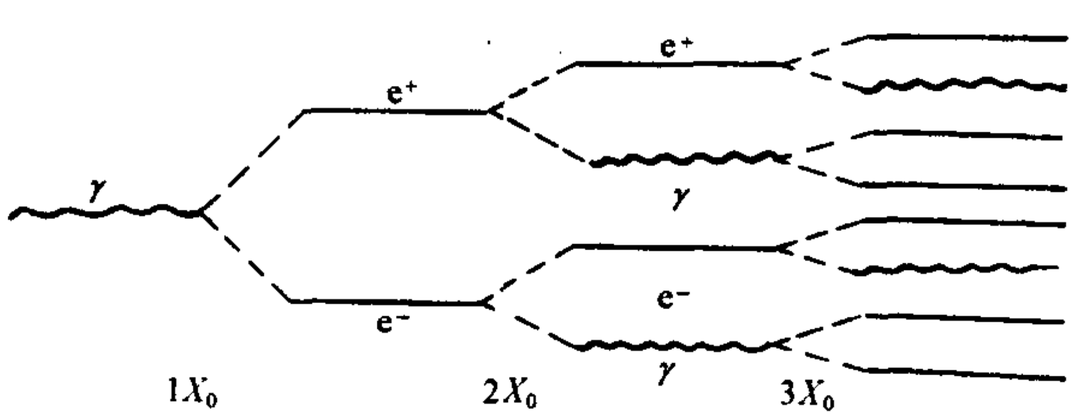


图 10.4　电磁簇射过程的简单图像

根据这个简单的图像，簇射所产生的次级粒子总数为：

$$n_{\text{total}} = \sum_{0}^{n_{\max}} 2^n = 2(2^{n_{\max}} - 1) \approx 2.2^{n_{\max}} = 2\frac{E}{E_c} \tag{10.1a}$$

簇射中正、负电子的积分路径长度 S 的近似表达式为：

$$S = \frac{2}{3}X_0\sum_{v=1}^{n} 2^v + S_0\left(\frac{2}{3}\right)N_p = \left[\left(\frac{4}{3}\right)X_0 + \left(\frac{2}{3}\right)S_0\right](E/E_c) \tag{10.1b}$$

式中，S_0 为临界能量电子的路程长度。可见，积分路程长度 S 近似与初始能量 E 成正比。

簇射是随机过程，很难用解析方法来处理。可以很好地用 Monte-Carlo 方法对电磁簇射进行模拟计算。目前 EGS 程序包已成为模拟电磁簇射的普适标准[10]。不过，电磁簇射的特性还可以用以下一些简单的近似关系式来描述。通过它们我们可以较好地理解典型量能器的设计思想。

1. 描写电磁簇射的一些物理量[4]

在处理高能电子和光子与物质相互作用时，用辐射长度 X_0 来度量物质层的厚度比较方便。辐射长度是高能电子由于轫致辐射损失能量达到原来的 $1/e$ 时，所穿过的物质层的平均厚度。它是描述高能电磁簇射的长度单位。物质的辐射长度可由下式近似计算：

$$X_0 = \frac{716.4(\text{g}\cdot\text{cm}^{-2})A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \approx 180A/Z^2(\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}) \tag{10.2}$$

式中，Z 为物质的原子序数，A 为物质的原子量。混合物或化合物的辐射长度近似为：

$$1/X_0 = \sum_i \frac{f_i}{X_i} \tag{10.3}$$

式中，f_i 为第 i 种元素的重量百分比，X_i 为第 i 种元素的辐射长度。

临界能量 Ec 是电离能损和辐射能损相等时，带电粒子的能量。对于电子有近似式：

$$E_c \approx \frac{800\text{MeV}}{Z+1.2} \tag{10.4}$$

在电磁簇射中，临界能量是带电粒子的能量主要通过电离能损而耗散到簇射增长的分界线。

电磁簇射在不同物质中的横向发展常用 Moliere 半径 R_m 来度量，它是临界能量的电子穿过 $1X_0$ 物质层时，由于多次库仑散射造成的平均偏离的度量：

$$R_m = X_0 E_s/E_c \tag{10.5}$$

$$E_s = \sqrt{4\pi/\alpha}m_e c^2 \approx 21.2\text{MeV}$$

式中，α 为精细结构常数；$m_e c^2$为电子的静止能量。如果一种物质中含有重量比为 f_i 的第 i 种元素，其临界能量和辐射长度分别为 E_{ci}和 X_i则该物质的 Moliere 半径服从下式：

$$\frac{1}{R_m} = \frac{1}{E_s}\sum \frac{f_i E_{ci}}{X_i} \tag{10.6}$$

表 10.1 列出量能器常用介质的一些特性参数。

表 10.1　常用介质的主要特性参数[4,5]

材料	Z	A	ρ /(g/cm³)	$dE/dX\|_{min}$[1] /(MeV·cm²/g)	λ_I[2]		X_0		E_C[5]
					/(g/cm²)	/cm	/(g/cm²)	/cm	/(MeV)
C	6	12.01	2.265	1.745	86.3	38.1	42.70	18.8	90
Al	13	26.98	2.70	1.615	106.4	39.4	24.01	8.9	40
Ar	18	39.95	1.40	1.519	117.2	83.7	19.55	14.0	29.8
Fe	26	55.85	7.87	1.451	131.9	16.76	13.84	1.76	20.7
Cu	29	63.55	8.96	1.403	134.9	15.06	12.86	1.43	18.8
W	74	183.85	19.3	1.145	185.0	9.59	6.76	0.35	8.0
Pb	82	207.19	11.35	1.123	194	17.09	6.37	0.56	7.4
U	92	238.03	≈18.95	1.082	199	≈10.50	6.00	≈0.32	6.6
NaI			3.67	1.305	152	41.42	9.49	2.59	12.5

1) $dE/dX|_{min}$为最小电离能损。

2) λ_I 为核相互作用长度(参考本章 10.2.1 节)。

2. 电磁簇射的主要特征[4]

(1) 电磁簇射的纵向分布

电磁簇射平均能量沉积随物质层深度的变化(纵向分布)可用下面的经验公式来描述:

$$\frac{dE}{dt} = Eb\frac{(bt)^{a-1}e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{10.7}$$

式中,$t = X/X_0$是以辐射长度为单位的物质层深度。

能量沉积最大值出现在 t_{max}处:

$$t_{max} = (a-1)/b = 1.0 \times [\ln(E/Ec) + C_i] \quad i = e,\gamma \tag{10.8}$$

对于电子引起的簇射,$C_e = -0.5$,对于光子引起的簇射,$C_\gamma = +0.5$。

应该指出,电磁簇射能量沉积的纵向分布与电磁簇射中次级粒子数的纵向分布略有不同。图 10.5 为用 EGS4 模拟 30 GeV 电子在 Fe 中的电磁簇射的纵向分布曲线。其中,通过某一物质深度平面的粒子数与能量阈值有关,此处对电子和光子均选能量超过 1.5 MeV 的粒子。可以看出,电子数目的减少比沉积能量的下降快得多。这是因为随着物质深

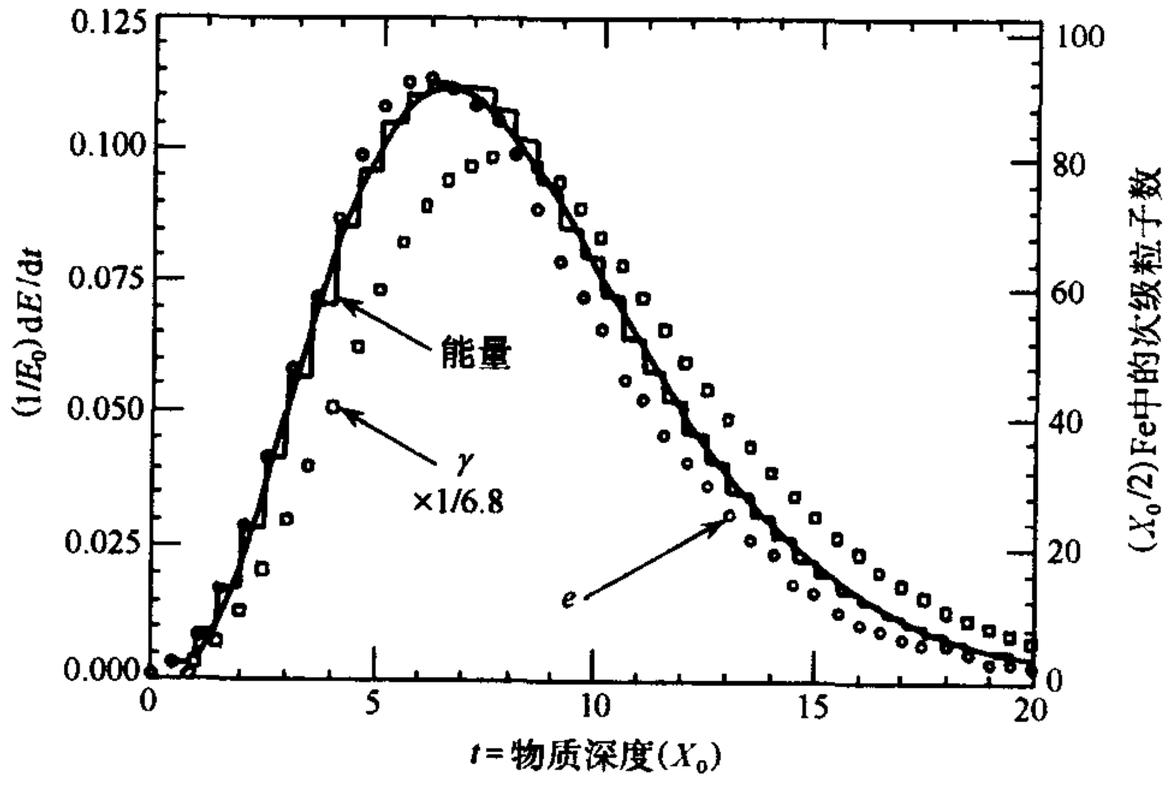


图 10.5　EGS4 模拟 30GeV 电子在 Fe 中产生的电磁簇射的纵向分布

度的增加，有相当一部分簇射能量被光子带走。

电子数目的最大值有与(10.8)式相似的表达式，只是其中 $C_e=-1.0$，$C_\gamma=0.5$。

在簇射发展到极大值后，次级电子数及其沉积能量近似按指数衰减。保证入射粒子初始能量 E 的 95%都沉积在介质中所对应的介质深度：

$$t_{95\%}(X_0)\approx t_{\max}+0.08Z+9.6 \tag{10.9}$$

图 10.6 是 EGS4 模拟得到的 10 GeV 电子在不同介质中簇射的纵向发展。其中，高 Z 介质有较低的临界能量，簇射极大值出现在较深处。

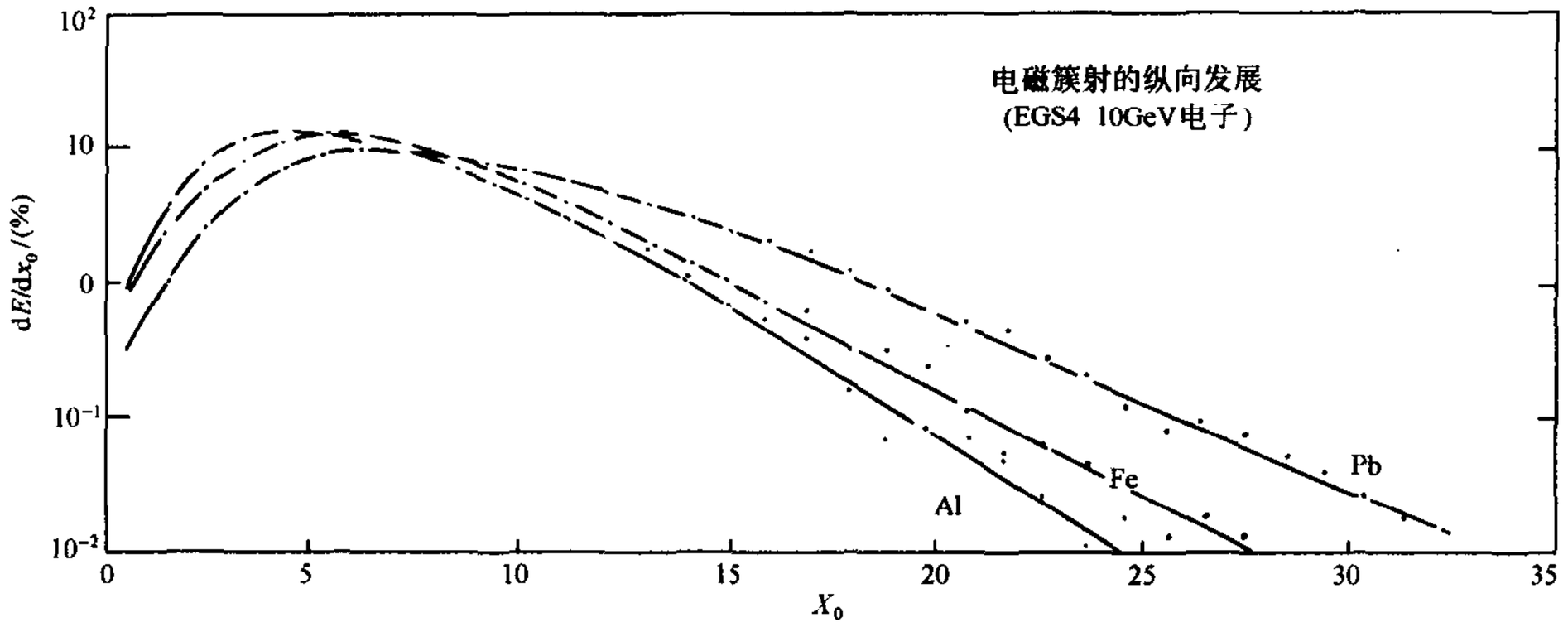


图 10.6　10 GeV 电子簇射在不同介质中的纵向发展

(2)电磁簇射的横向分布

电磁簇射的横向扩展原因有二。一是多次库仑散射使电子偏离簇射轴线，二是轫致辐射的光子可以偏离簇射轴线较远，特别是那些本身已偏离簇射轴较大角度的电子所发射的光子。

由图 10.7 可以看出开始阶段由于轫致辐射角和多次库仑散射的共同作用电磁簇射

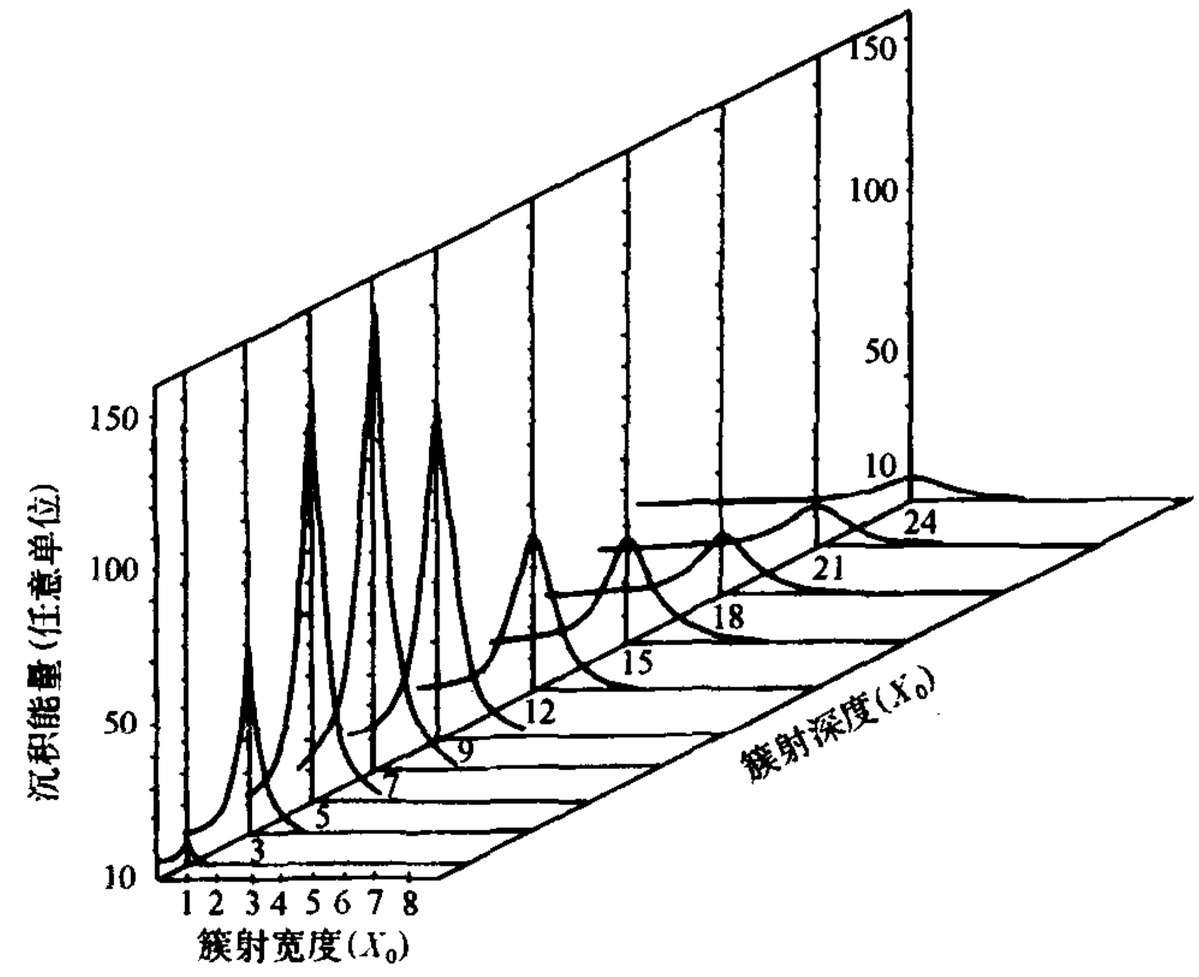


图 10.7　在 Pb 中 6 GeV 电子簇射能量沉积的纵向分布和横向分布[5]

将产生横向扩展。随着簇射深度的增加，簇射粒子能量降低，多次库仑散射对横向扩展的影响将增大。在 t_{max}附近几乎全部簇射都包含在半径～1 X_0的“核芯”范围内。随着簇射深度的加大，该“核芯”周围将被多次散射的低能电子环所围绕，最终使得 95%的簇射能量沉积在半径～$2R_m$ 的圆柱体内。可见电磁簇射是很窄的，特别是在最初几个辐射长度处。利用这一特征可以较精确地确定产生簇射粒子的位置。例如，利用精细粒度的量能器确定产生簇射粒子的位置其精度可达 1mm。

(3)簇射中带电粒子径迹的总长度

如果电子和正电子直到它们减速到静止前都能被探测，则由(10.1)式可知簇射中带电粒子径迹的总长度 S 与簇射总能量 E 成正比。但是，实际探测器中能被探测到的粒子必须有一定的动能，即其动能必须大于截断能量 E_k(cut-off energy)。考虑到这一效应，可观测的径迹长度为：

$$S' = F(\xi)X_0 E/E_c \tag{10.10}$$

式中，$F(\xi)\approx e^{\xi}[1+\xi ln(\xi/1.526)]$；$\xi=4.58ZE_K/(AE_c)$ 。图 10.8 显示可观测的次级粒子的径迹总长度随 E_k/E_c的增高而减小。从(10.10)式得到，可观测的次级粒子径迹总长度 S'与入射粒子能量成正比。电磁量能器正是利用这一特性来测量入射粒子的能量。在理想量能器中，输出信号与入射粒子的能量成正比，而簇射所产生的次级粒子数或可观测的径迹长度的涨落将决定它的本征能量分辨率。

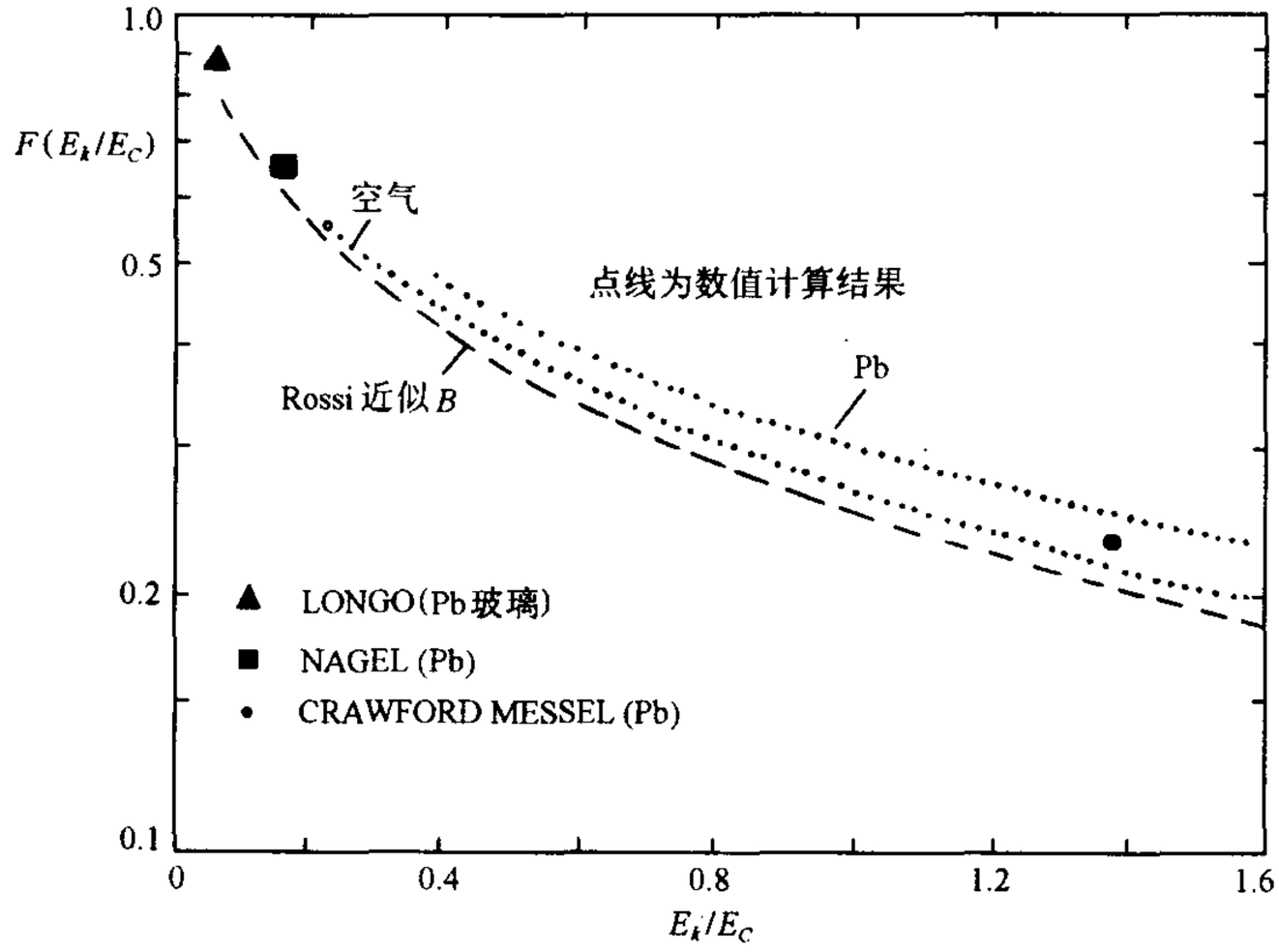


图 10.8　$F(E_k/E_c)$因子随 E_k/E_c 的变化[2]

10.1.2　电磁量能器的特性参数

量能器从结构上可分为全灵敏型(或均匀介质量能器)和取样型两类。全灵敏型量能器由一块均匀介质组成，它既是入射粒子产生簇射的介质，又是对簇射带电次级粒子灵敏的探测器介质。取样型量能器则由簇射介质与探测器灵敏层相间堆砌而成。入射高能粒子在簇射介质中产生簇射，但并不给出信号。簇射的信息由位于簇射层之间的探测器灵敏层给出。

电磁（EM）量能器的性能可以用能量分辨率、位置分辨率、角度分辨率、双簇射分辨、响应速度和抗辐照能力等物理量来描述。

1. 能量分辨率

量能器能量分辨率的一般表达式可写为：

$$\sigma/E = a/E \oplus b/\sqrt{E} \oplus c \tag{10.11}$$

式中，a 为“噪声”项系数，它包括电子学噪声等价能量值以及在测量时间内待测粒子之外的其他粒子沉积能量的涨落（例如：放射性噪声或高亮度下能量堆积的噪声等），b 为“取样”项系数，包括：簇射所产生的次级粒子数和各种独立信号产生过程或进一步转换过程的涨落（例如：闪烁光转换为光电子的过程等），⊕表示等式左边为右边三项的平方和的平方根，即认为这三项是独立的，c 为“常数”项系数，包括能量泄漏的涨落、在量能器之前和量能器内部“死区”中沉积能量的涨落以及的非均匀性和刻度误差等，它反映量能器本身的质量。

（1）本征能量分辨率

1）全灵敏量能器。入射电子或光子的全部能量都沉积在灵敏介质中。如果量能器有无限大的体积，则它的能量分辨率仅由簇射次级电子或光子数的统计涨落决定。簇射产生的次级粒子数 $N=E/W$，此处 W 是产生一对次级粒子平均所需的能量。由于簇射是个统计过程 N 的相对涨落为：

$$\sigma/E = \frac{\sqrt{N}}{N} = \sqrt{\frac{W}{E}}$$

然而，由于在介质中沉积的总能量是一定的，使得涨落减小。这一效应可用 Fano 因子 F 来描述。上式可写为：

$$\sigma/E = \sqrt{\frac{FW}{E}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{10.12}$$

表 10.2 列出一些介质的 W 值及 Fano 因子。

表 10.2　低能全吸收量能器物质的若干特性[6]

物 质	W_e/eV[1)]	W_γ/eV[1)]	F	能带间隔/eV
Si	3.6	—	0.14	1.1
Ge	2.9	—	0.13	0.17
LAr	23.7	—	0.11	—
LKr	20.5	53	0.06	—
LXe	16.4	38	0.05	—

1）W_e 和 W_γ 分别为在介质中产生一对电子和光子平均所需的能量。

2）取样量能器。能量分辨率取决于簇射在探测器灵敏层中沉积能量的涨落，这包括簇射的本征涨落和取样涨落。它与取样结构及灵敏层介质特性有关。下面介绍影响取样量能器能量分辨率的几种因素。

①灵敏层的取样涨落，即灵敏层中次级粒子数的涨落。我们知道，在电磁量能器中可观测的次级粒子径迹的总长度由（10.10）式决定。设吸收层的厚度为 X，则穿越灵敏层的次级粒子数为：

$$N = \frac{S'}{X} = F(\zeta)\frac{E}{E_0}\frac{X_0}{X} = F(\zeta)\frac{E}{E_c}\frac{1}{t} \tag{10.13}$$

式中，$t=X/X_0$ 是以辐射长度 X_0 为单位的吸收层厚度，E 是入射粒子的初始能量，E_c 是吸收物质的临界能量。

取样量能器实际上测量的是穿越灵敏层的径迹数 N，假设各灵敏层的取样是独立的，则它的统计涨落对能量分辨率的贡献为：

$$(\sigma(E)/E)_{\text{SAMP}} \approx 1/\sqrt{N} = \sqrt{(E_c \cdot t)/(F(\zeta) \cdot E)} \tag{10.14}$$

上式没有考虑多次散射的影响，即认为所有次级粒子都沿平行于量能器的轴线穿行。如果考虑多次散射的影响，则吸收层的有效厚度 $t_{eff}=t/\langle\cos\theta\rangle$，(10.14)将改写为：

$$\begin{aligned}(\sigma(E)/E)_{\text{SAMP}} &\approx \sqrt{(E_c \cdot t)/(F(\zeta)\langle\cos\theta\rangle E)} \\ &\approx 3.2\% \sqrt{E_c/F(\zeta)\langle\cos(\theta)\rangle} \cdot \sqrt{t/E(\text{GeV})}\end{aligned} \tag{10.15}$$

式中，$\langle\cos\theta\rangle$ 是由多次散射造成的次级粒子相对于簇射对称轴的角度分散 θ 的平均效应；$\langle\cos\theta\rangle \approx \cos(21\ \text{MeV}/E_c \cdot \pi)$。

②朗道涨落。最小电离粒子穿过薄物质层时的电离能损服从朗道分布，单个电子穿过厚度为 $X(\text{g/cm}^2)$ 的灵敏层时的电离能损涨落为

$$[\sigma(E)/E]_{\text{Lan}} = 2/\ln[10^4 \cdot X(\text{g/cm}^2)] \tag{10.16}$$

对于气体灵敏层，$X \approx 10^{-3}\ \text{g/cm}^2$，$\sigma((E)/E)_{\text{Lan}} \approx 0.87$；对于闪烁体灵敏层，$X \approx 1\ \text{g/cm}^2$，$\sigma((E)/E)_{\text{Lan}} \approx 0.22$。可见，通常气体取样灵敏层的涨落较大。

③灵敏层中次级电子径迹长度的涨落。电磁量能器常用高 Z 物质作为取样介质，它们的临界能量较低。在簇射极大值处次级电子能量(≈临界能量)也较低，多次库仑散射角及其涨落较大。因此，在灵敏层中次级电子的径迹长度也随之涨落，影响能量分辨率。这种效应对气体取样量能器影响较大，这是因为低能电子可以无干扰的在气体中穿越较长的路程，而在固体中它们的射程较短与灵敏层的厚度相当，对径迹长度的涨落影响不大。另外，在密度大的灵敏层中的多次散射也将减弱这种效应。

(2)能量泄漏对能量分辨率的影响

对体积一定的量能器，入射粒子簇射沉积能量纵向或横向的泄漏将使能量分辨率变差。图 10.9 是能量的纵向泄漏和横向泄漏对均匀 LXe 量能器能量分辨率的影响。可以看

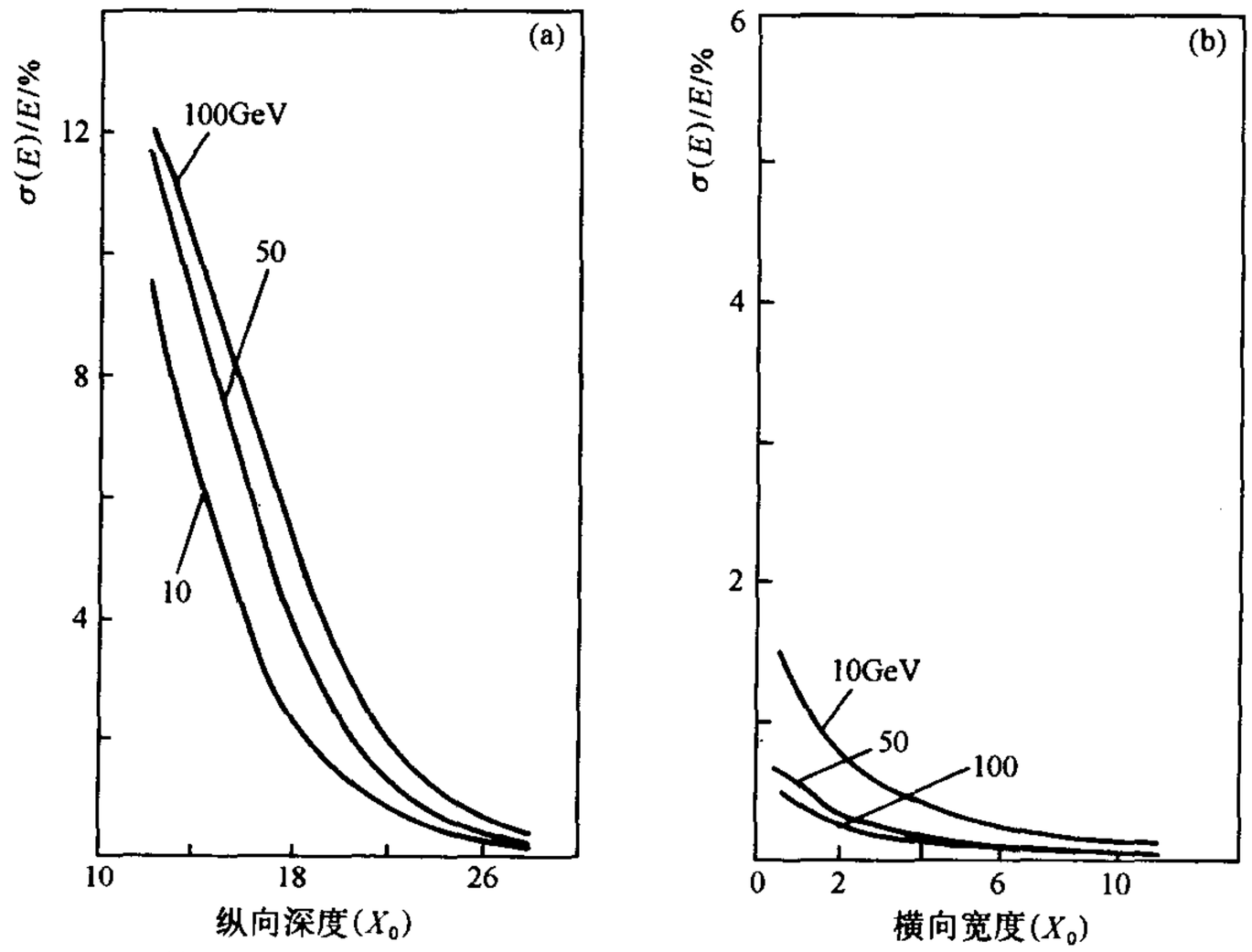


图 10.9　簇射纵向能量泄漏(a)和横向能量泄漏(b)对能量分辨率 $\sigma(E)/E$ 的影响

出：量能器纵向深度和横向宽度越大(簇射沉积能量泄漏就越小)，量能器的能量分辨率就越好。图 10.10 显示 LXe 中不同能量光子能量沉积的纵向分布。比较图 10.9(a)和(b)不难得到：能量的纵向泄漏对能量分辨率的影响比横向泄漏大[7]。对于 Pb 玻璃量器，纵向泄漏对能量分辨率的影响可表示为[2]：

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{f=0} \times [1 + 4f(E) + 50f(E)^2]$$

式中，$f(E)$为能量泄漏的比例。由于簇射的横向发展几乎与入射粒子的能量无关(特别在高能区)，涨落也小，所以能量的横向泄漏对能量分辨率的影响不大。

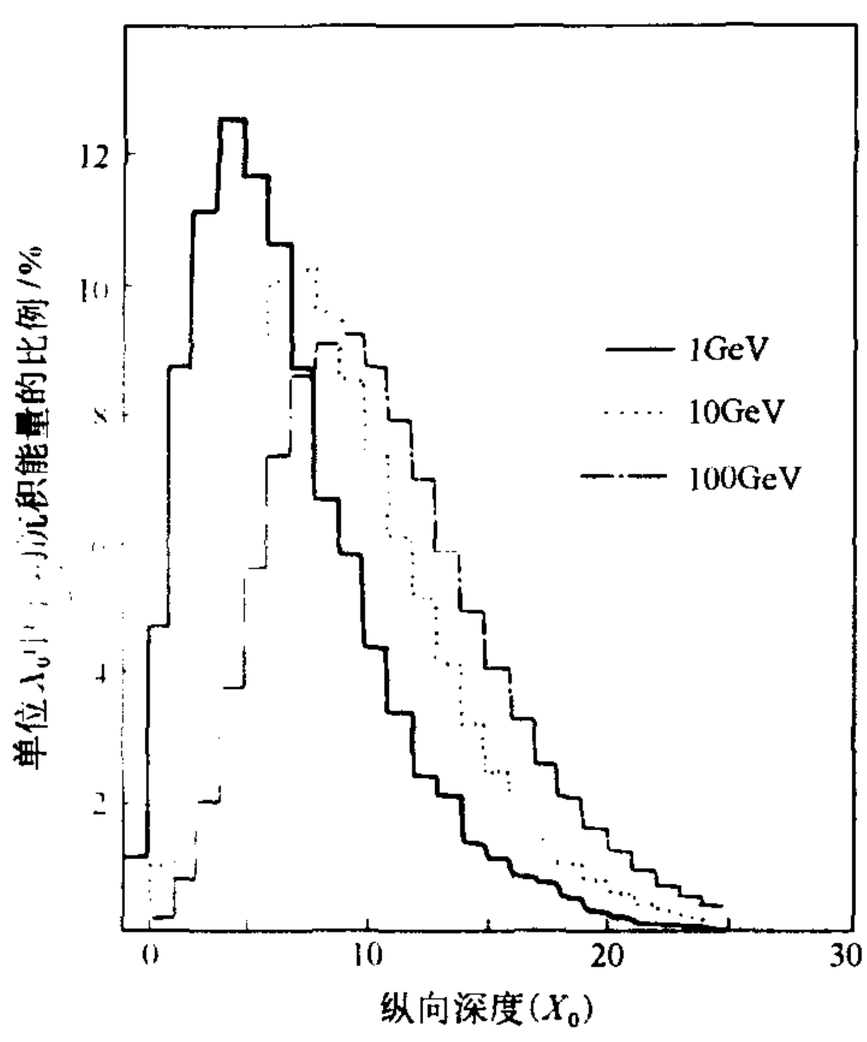


图 10.10　在液氩中 γ 光子能量沉积的纵向分布

此外，由于背散射的光子和电子将带走部分能量，在量能器前面的能量泄漏也会使能量分辨率变差(特别是在低能区)。

(3)信号产生和收集的非均匀性对能量分辨率的影响

信号产生和收集的纵向非均匀性及簇射纵向发展的涨落将导致能量分辨率变差，同时造成能量响应的非线性。光的反射和收集的非均匀性、电离量收集的非均匀性、辐照损伤引起的量能器介质特性的非均匀性等都会使能量分辨率变坏。

(4)量能器前面和内部物质的死区对能量分辨率的影响

在死区中的能量损失使量能器测量到的平均能量降低，能谱分布展宽。图 10.11 给出量能器前放置不同厚度物质层时，对测量到的平均能量和能量分辨率的影响[8]。

(5)量能器内部刻度误差对能量分辨率的影响

量能器重建能量 E_{rec} 可表示如下：

$$E_{rec} = \sum_{i=1}^{n} g_i E_i \tag{10.17}$$

式中，E_i 是第 i 个单元(cell)中的能量；g_i 是第 i 个单元的能量刻度常数。如果 g_i 的均方根偏差为 δ，那么 E_{rec} 的均方根偏差为 $\delta/\sqrt{n}$。

(6)电子学噪声及能量堆积噪声的影响

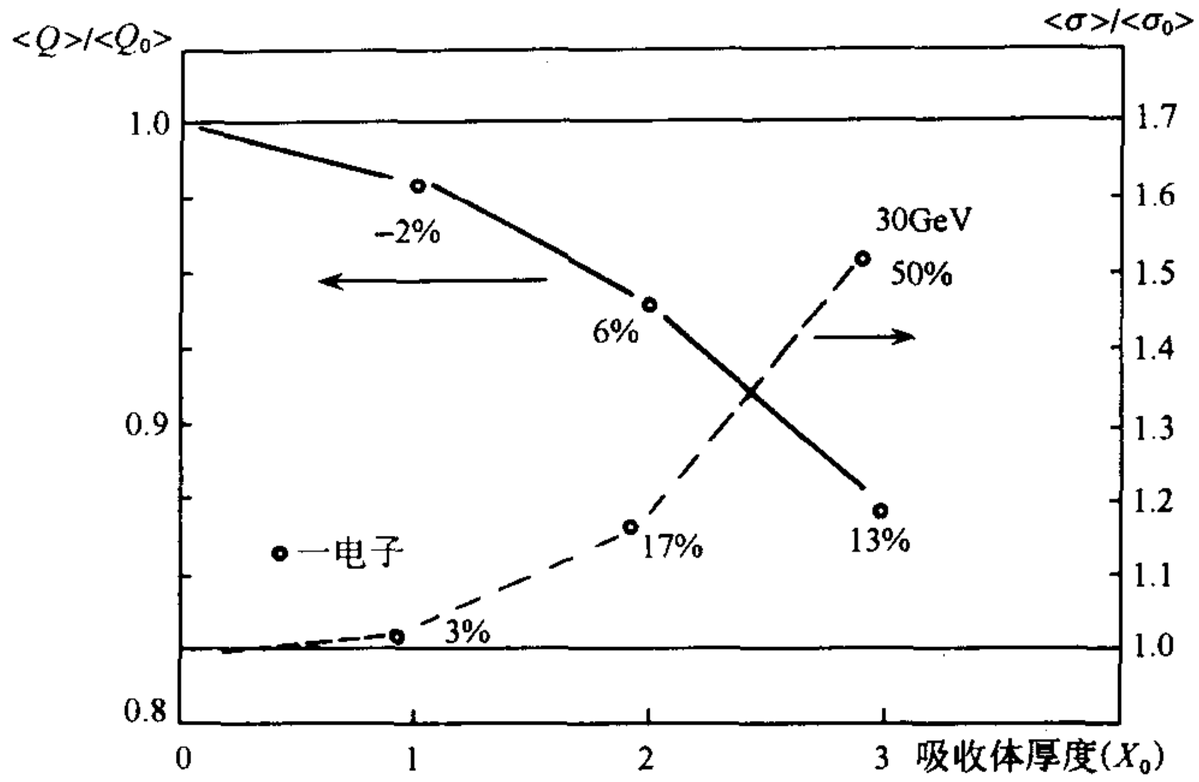


图 10.11　量能器的能量分辨率与它前面的吸收体厚度的关系

〈Q_0〉和〈σ_0〉分别是量能器前无吸收体时测量到的平均能量和能量分辨率〈Q_0〉和〈σ〉是量能器前有吸收体时测量到的平均能量和能量分辨率

电子学噪声，放射性噪声以及能量堆积的噪声给能量测量提供一常数项，限制了测量精度，特别是对低能区的影响更为突出。在高亮度的情况下，能量的大量堆积使能量分辨率变差。这对离对撞点较近的高分辨率电磁量能器是个严重问题。

2. 角度和空间分辨率

(1)角度分辨率

两个光子事例的有效质量分辨率为：

$$(\delta m/m) = \frac{1}{2}\sqrt{(\delta E_1/E_1)^2 + (\delta E_2/E_2)^2 + (\cot(\theta/2)\delta\theta)^2} \qquad (10.18)$$

式中，E_1，E_2 是两个光子的能量；θ 是它们之间的夹角，由测量光子的入射位置和初级顶点的连线获得。为精确重建纯中性末态的质量(例如：$H \to 2\gamma$)，在量能器中有好的角度分辨率 $\delta\theta$ 来确定光子的方向是非常重要的。

(2)空间分辨

光子或电子的入射位置可用下面的方法推出：

1)由横向能量沉积的重心确定，其精度主要取决于量能器单元的大小(与量能器物质的 Moliere 半径有关)，也与簇射的宽度及信号/噪声比有关。

2)由前置簇射探测器(preshower detector)测定。它是一个在一些“死物质层”(≈1.5X_0)之后，量能器之前的探测器。

3)由位于量能器(≈3 ～ 5 X_0)取样层之后的位置探测器测量。

3. 时间响应

在事例率高的情况下，量能器的响应时间是十分重要的参数，这对高亮度对撞机相当重要。量能器的信号产生和收集时间由簇射发展过程及探测器的信号收集时间决定。不同的簇射介质和不同的灵敏探测器信号收集时间有很大差别。

4. 两个簇射的分辨

当分析单光子事例时，辨认两个靠得很近的电磁簇射以排除 $\pi_0 \to 2\gamma$ 的本底十分重要。电磁簇射发展的初期是比较窄的，对分辨两个簇射有利。可以将量能器分割为若干塔型单元或利用前置簇射计数器(preshower detector)来排斥双簇射本底。

10.2 强子量能器

10.2.1 强子相互作用过程[9]

强子能量的测量方法原则上和电磁簇射量能器相似。虽然强子与物质相互作用过程与电磁相互作用根本不同，并且复杂得多，但是强子簇射过程与电磁簇射过程仍有一些相似之处。

高能强子(>5 GeV)穿过物质时与物质的原子核相互作用，通常产生介子(π、K 等)。入射强子的其他部分能量传输给原子核使它激发。激发的原子核在退激时放出一些核子和低能 γ，同时反冲核通过电离能损丢失其动能。在这些相互作用中产生的次级粒子(介子、核子、γ)将进一步导致新的核反应，产生级联簇射或通过电离丢失其能量。图 10.12 是强子簇射过程的示意图。

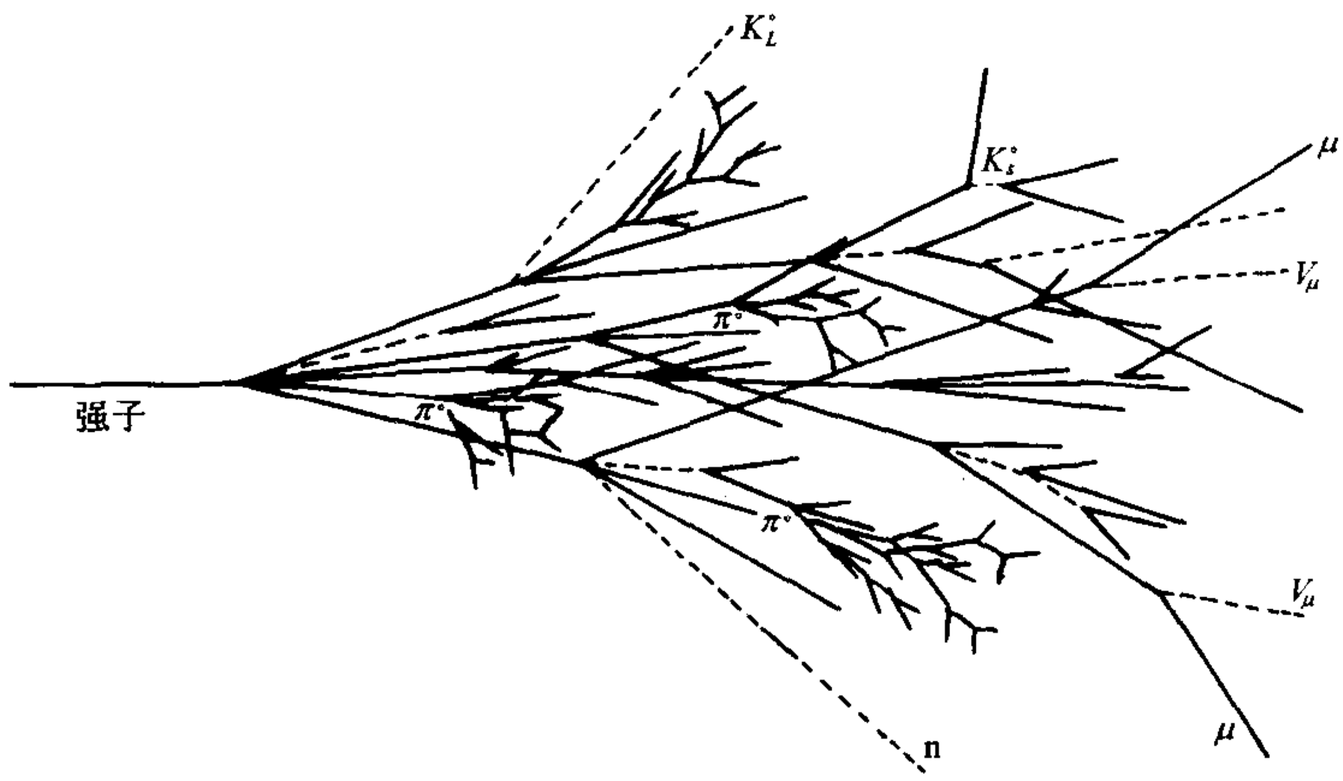


图 10.12 强子簇射过程的示意图

级联簇射的次级粒子大部分是核子和 π 介子。其中有些粒子(例如 π^0、η)，将通过电磁相互作用产生簇射丢失能量。因此强子簇射包括两部分：由 π^0 和 η 产生的电磁簇射部分和纯强子相互作用的级联簇射部分。

入射强子转化为 π^0、η 的那部分能量，在各次簇射过程中差别很大。平均说来，在强相互作用产生的第一代次级介子中，大约有 1/3 是 π^0。在第二代相互作用中剩余的 $\pi^+\pi-$ 等如果有足够高的能量还可能产生 π^0。由于强相互作用总可能产生 π^0，所以入射强子能量转化为 π^0 的比例随能量的增加而增加(近似作对数增长)。与电磁簇射不同，对于强子簇射的 Monte-Carlo 模拟没有普适程序包，而是在不同能区有不同的程序包，例如：FLUKA，CASIM，MARS 等程序包，有兴趣者可参阅专门的文献[10]。

下面对强子簇射与电磁簇射不同的一些特性分别进行讨论。

1. 强子簇射的纵向发展和横向发展

强子簇射的发展主要以核相互作用为基础，因而簇射发展的大小由核相互作用长度 λ_I(也常称核吸收长度)控制，有

$$\lambda_I = A/(\sigma_I N_0 \rho) \approx 35\ \mathrm{g \cdot cm^{-2} \cdot A^{1/3}} \tag{10.19}$$

式中，A 为物质的原子量；σ_I 为核作用的非弹性截面；N_0 为阿伏伽德罗常量；ρ 为物质的密度。

图 10.13 给出强子簇射纵向发展和横向发展的实验结果。

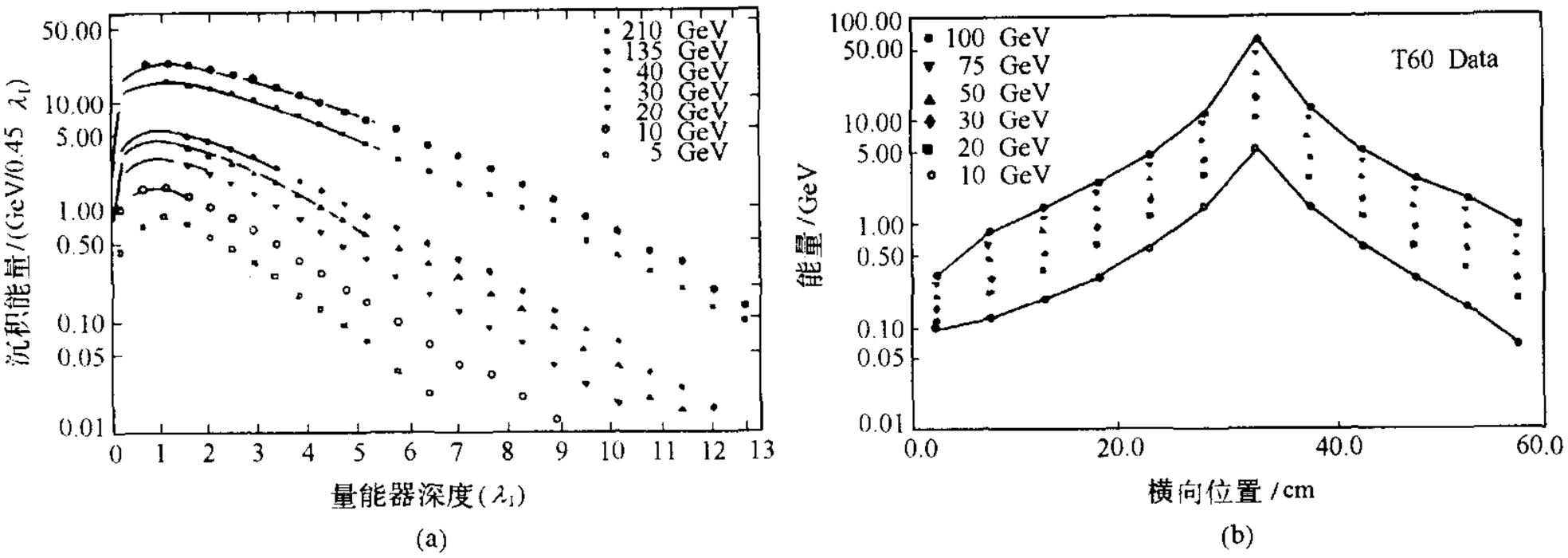


图 10.13 (a)WA78U-闪烁体量能器中强子簇射的纵向能量沉积[11]；
(b)T60U-闪烁体量能器中强子簇射的横向能量沉积[12]

强子簇射的发展可用下列经验公式来描述[13]：

(1)强子簇射的纵向发展，由 π^0 产生的电磁簇射及在其后缓慢发展的纯强子簇射组成，可写作：

$$dE/dS = K[Wt^a e^{-bt} + (1-W)l^c e^{-dl}] \tag{10.20}$$

式中，t 为介质深度，由簇射原点出发以辐射长度(X_0)为单位；l 为介质深度，以核相互作用长度(λ_I)为单位；a,b,c,d 为由实验数据拟合给出的参数。

(2)簇射极大处的深度

$$t_{\max}(\lambda_I) \approx 0.2\ln E(\mathrm{GeV}) + 0.7 \tag{10.21}$$

(3)包含 95%强子簇射能量的介质深度

$$\lambda_{95\%}(\lambda_I) \approx t_{\max} + 2.5\lambda_{\mathrm{att}} \tag{10.22}$$

式中，λ_{att}描述在簇射深度超过 $t_{\max}$之后，强子簇射的指数衰减部分的贡献，并且 λ_{att}随能量的增加而增长缓慢，有近似关系：$\lambda_{\mathrm{att}} \approx \lambda_I[E(\mathrm{GeV})]^{0.13}$。

(4)包含 95%强子簇射能量的横向半径

$$R_{95\%}(\lambda_I) \approx 1 \tag{10.23}$$

对于各种介质 $\lambda_I > X_0$(参阅表 10.1)，所以强子簇射的纵向深度和横向宽度都比电磁簇射大。

电磁簇射和强子簇射的发展有许多相似之处，但是由于电磁相互作用和强子与物质的相互作用根本不同，它们之间也还存在着根本不同的特征。我们可以利用电磁簇射和强子簇射能量沉积模式的差别来鉴别电磁相互作用粒子(e,γ)和强子。强子簇射的大小取决于 $\lambda_I \propto A^{1/3}$，而电磁簇射取决于 $X_0 \propto A/Z^2$。在高 Z 的物质中，λ_I 与 X_0 差别很大。λ_I/X_0 之比可高达 30 对鉴别粒子十分有利。

2. 不可观测的能量

强子簇射和电磁簇射的第二个区别是在强子簇射中有一部分能量损失是不可测量的(undetectable 或 invisible)。这部分能量包括强子簇射发展过程中的中微子和高能 μ 子可能逸出量能器的那部分能量，以及从核场中释放核子所需的结合能。其中，中子被其他核

俘获时这部分丢失的结合能可以得到补偿，而在核反应中释放的质子、α 粒子和重核碎片只能通过电离过程损失它们的动能。这部分不可测的能量相当大，可占非电磁沉积能量的 40%[18]。

例如：对于 23 GeV 的质子入射到一个液氩量能器[0.3cm Fe + 0.3cm Ar(L)中，共 360 层 Fe，体积为 $5.58\lambda_I \times 7.7\lambda_I$]的情况进行 Monte-Carlo 模拟计算，得到如下结果[14]：

	总沉积能量	16.609 GeV	
其中：	电磁成分	5.533 GeV	
	未被测量到的能量	6.253 GeV	约占入射能量的 27%
其中：中微子带走+结合能		4.637 GeV	～74.0%
	中子和光子能量泄漏	1.203 GeV	～19.5%
	高能强子能量泄漏	0.414 GeV	～ 6.5%

3. 非相对论性簇射粒子

第三种区别来源于在强子簇射沉积的能量中有相当部分被非相对论粒子即质子和中子所携带，这就产生以下三方面的结果。

(1)在簇射发展过程中产生的重带电粒子(如质子)的平均比电离$\langle dE/dX\rangle$是最小电离粒子的 10～100 倍(与簇射介质的原子序数 Z 有关)。在由 Z 值非常不同的吸收介质层和灵敏层相间堆砌而成的取样量能器中，测量到的重带电粒子能量的比例与最小电离粒子有很大区别。

(2)在量能器灵敏介质中比电离高的粒子通常表现出较强的非线性响应。例如：闪烁体的饱和效应、液氩的复合效应等都将压低输出信号幅度。在选用气体和硅作为量能器的灵敏介质时，这类效应要小得多，甚至可以忽略。

(3)中子通过强相互作用损失其能量，在它们被完全吸收前将穿行很长的距离。在量能器中中子对信号有重大贡献，这就导致强子信号脉冲的宽度比电磁信号脉冲大得多。典型时间常数是：中子释放动能～10 ns，通过热中子俘获过程产生 γ～1μs。这种现象可用来鉴别粒子，特别是用于 e/π 分辨。

4. 中子的作用

强子簇射发展和电磁簇射发展最关键的区别是有相当大一部分能量被非电离粒子，即核蒸发过程产生的软(几 MeV)中子所携带。中子只能通过与原子核碰撞丢失其动能，它对取样量能器信号的贡献完全取决于量能器介质的原子核特征。众所周知含氢原子的物质对慢化中子非常有效。

实验和理论都显示：在以氢为灵敏介质的量能器中，强子簇射中产生的中子的动能将有一大部分沉积在灵敏层中，而带电粒子只有百分之几的能量沉积。这种效应可作为研制“补偿”量能器的重要手段。

10.2.2 强子量能器的特性参数

从历史上看，可将量能器按它们的测量对象分为电磁量能器和强子量能器两类。但是，当前有将这两种作用结合在一个量能器中实现的趋势。

我们知道，与全灵敏量能器相比，取样量能器有附加的取样涨落，能量分辨率较差。但是由于以下一些原因，在强子量能器中仍然普遍采用取样技术，特别是在加速器物理实验中。

· 由于可以选用密度很高的介质作吸收体，量能器可以做得很“紧凑”，甚至在极高能

量的情况下，2m 的铅或铀就足以包含 99%的强子簇射。

• 当能量增长时，能量分辨率将主要取决于系统效应，取样涨落的影响将不起重要作用。

• 与全灵敏量能器相比，取样技术的最大优点是可以对量能器进行“补偿”。这一点对强子量能器十分重要。

1. 簇射的本征涨落和补偿[2]

(1)强子量能器中的 e/h 比及其对性能的影响

电磁量能器中簇射的本征涨落对能量分辨率的限制是很小的，而在强子量能器中情况比较复杂。

首先，强子引起的电磁型能量沉积主要由最初几次相互作用决定。强子产生的 π^0 的平均数为：

$$n_{\pi^0} = 5\ln E(\mathrm{GeV}) - 4.6 \tag{10.24}$$

n_{π^0}是很小的，所以它的相对涨落($\propto 1/\sqrt{n_{\pi^0}}$)是很大的。除此之外，非电磁簇射的能量将通过衰变出 μ 子和中微子，核激发，核分裂以及电离过程而损耗。

强子量能器总的能量响应 R_h 可由电磁沉积能量 E_e 和纯强子沉积能量 E_h，以及量能器对它们的探测效率 ε_e 和 ε_h 来表征：

$$R_h = \varepsilon_h E_h + \varepsilon_e E_e \tag{10.25}$$

量能器仅对次级电子和带电强子沿径迹产生的电离灵敏，因而只有一小部分沉积能量被取样。簇射的本征涨落较大，对能量分辨率的贡献为：

$$(\sigma(E)/E)_{\mathrm{intr}} \approx 0.45/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \tag{10.26}$$

其次，由于纯强子过程中存在“不可测”的能量以及强子过程中产生的核反应碎片具有高的比电离，在量能器介质中容易饱和，对于大多数量能器 $\varepsilon_h < \varepsilon_e$。图 10.14 描绘强子量能器的“补偿”原理，图中显示：在大部分沉积能量为电磁型(E 型事例，$E_e \gg E_h$)的簇射，总探测效率较高、输出能谱的形状与相同能量电子的信号谱相似。与此相反，对于强子型事例(H 型事例，$E_h \gg E_e$) 总探测效率较低、探测到的能谱也较宽。实际强子簇射的情况介于上述两种极端情况之间。E 事例和 H 事例在量能器中的探测效率(ε_e 和 ε_h)相差越大，测到的能谱就越宽，即能量分辨率就越差[图 10.14(b)]。如果使量能器对 E_e 和 E_h 有相等的响应($\varepsilon_e/\varepsilon_h = 1$，有时写作 $e/h = 1$)，则它的能量分辨率将得到改善[图 10.14(a)]。可以

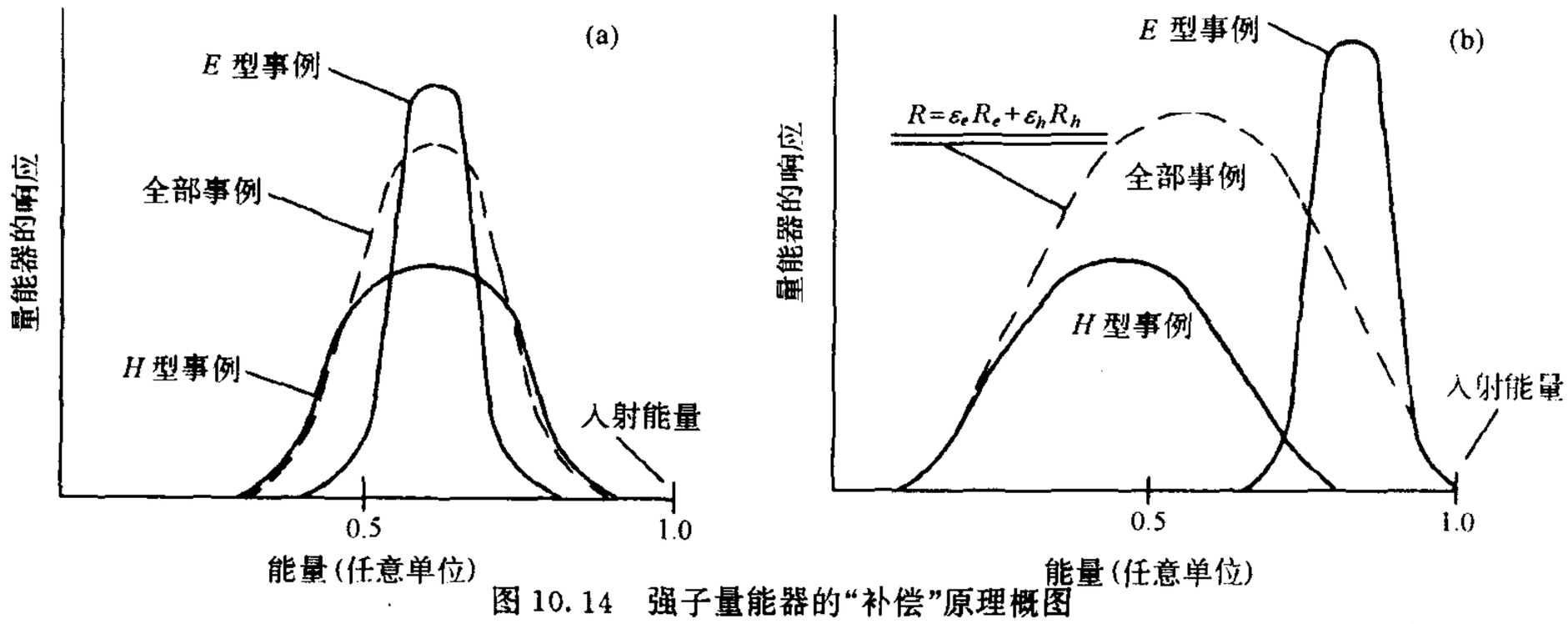


图 10.14 强子量能器的“补偿”原理概图

(a)“补偿”后量能器的响应 (b)未补偿量能器的响应

认为，这种理想的量能器完全“补偿”了核效应引起的强子探测效率的下降。

由(10.24)式，强子簇射的纯电磁部分及其涨落近似随入射粒子能量按对数增长。在非补偿量能器中不仅能量分辨率差，而且由于强子簇射中 π_0 的比例 f_{π^0} 涨落的非高斯特性，致使量能器中单能强子的能谱分布也具有非高斯特性，而且它的能量分辨率也不按 $1/\sqrt{E}$ 的规律随能量的增加而改善，同时能量响应也呈现出非线性。图 10.15 显示在实验上观测到的上述各种效应[15,16,17]。

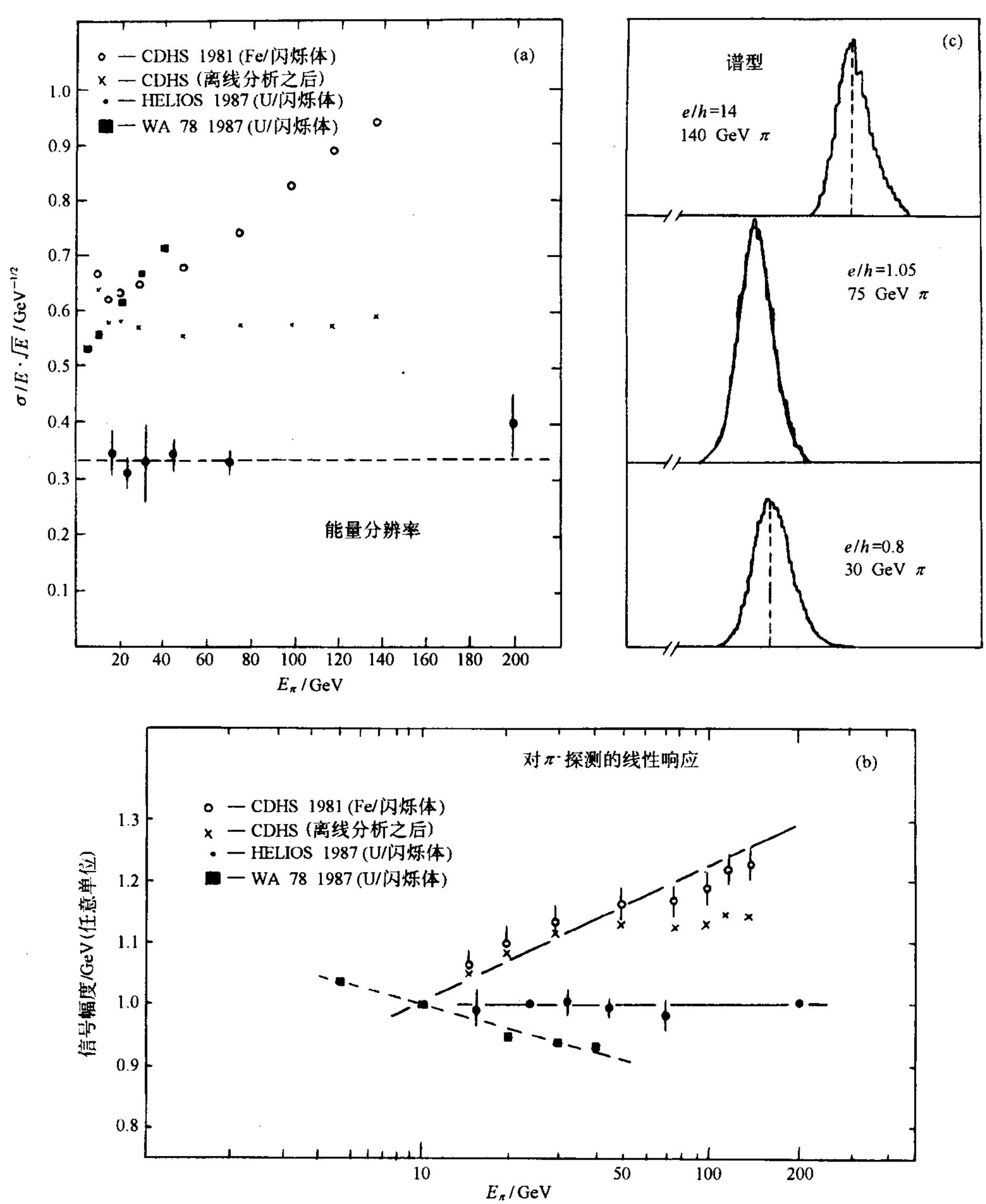


图 10.15　实验测到的 $e/h\neq1$ 的效应

(a)能量分辨率 $(\sigma/E)\cdot\sqrt{E}$ 与 π 束能量的关系；

(b)每 GeV 的输出信号与 π 能量的关系；(c)单能 π 的输出信号

应该指出，用试验束测得的 e/π 等价于 R_e/R_h（其中 $R_e=\varepsilon_e E_e$，$R_h=\varepsilon_h E_h$），与 e/h（或 $\varepsilon_e/\varepsilon_h$）不同。$e/\pi$ 是同样能量的电子和 π 介子能量响应之比，与粒子能量有关，而 e/h 中包含电磁和纯强子成分的混合作用，它是量能器的本征特性。e/h 不能直接测量，可通过对不同能量下测得的 e/π 值进行拟合推出。由(10.25)式可以得到：

$$e/\pi = R_e/R_h$$

$$= \frac{1}{1-(1-\varepsilon_e/\varepsilon_h)E_h/E} \tag{10.27}$$

$$E_h/E = 1 - f_{\pi^0} = 1 - K\ln E(\mathrm{GeV}) \quad K \approx 0.1 \tag{10.28}$$

式中，f_{π^0} 是在强子簇射中 π^0 所占的比例，根据(10.24)式，它与能量有对数关系。通过这些关系式可将实验测得的 e/π 值转换为描述量能器本征特性的 e/h 值。根据 Wigmans 等人的工作[18]，e/h 值对能量分辨率的影响可写为：

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b\left|\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_h} - 1\right|$$

综上所述，应用在高能物理实验中的强子量能器应该进行补偿。应该指出，实验中的其他不确定性（例如：刻度误差），也可能引起与 e/h 偏离 1 相似的效应。因此，并不需要 e/h 严格等于 1。Wigmans 等人估算认为，当 $e/h=1\pm0.05$ 时，对能量分辨率的贡献可达 1%的水平[18]。

(2)强子量能器的“补偿”

有两条途径可对强子量能器进行补偿：提高 ε_h 或是压低 ε_e。

1)提高 ε_h 的办法是使探测器对核激发的产物，如中子、低能光子更灵敏。例如：在取样量能器中，用塑料闪烁体作为灵敏层探测中子与氢原子核弹性散射产生的反冲质子，来提高对中子的探测效率。还可选用 ^{238}U 作为吸收体，通过俘获核作用放出的中子产生核分裂放出额外的能量（主要放出中子和软 γ），“补偿”丢失的结合能，从而提高对强子的探测效率。这就是“补偿”这一术语的来源。

2)利用电磁簇射中软光子能量沉积的特点压低量能器对电磁成分的响应，即降低 ε_e。在能量小于 1 MeV 时，光电效应是主要的能损机制。由于它的截面正比于 Z^5，在取样量能器中软光子与物质的相互作用几乎仅限于高 Z 吸收层中。只有在靠近吸收层边界产生的光电子才能进入灵敏层，进而对输出信号有贡献。因此，我们可以利用低 Z 的吸收物质层屏蔽光电子进入灵敏层，来压低量能器对电磁成分的响应。

3)最重要的是可以利用中子的响应，特别是在含 H 的灵敏物质中的响应，来控制 e/h 值。在含氢(H)的灵敏层中，中子的动能能很好地传递给反冲质子，而在较重的物质中中子的动能传递很少。电子和 γ 在介质中的能损与介质的 Z 值的关系是：电离能损$\propto Z$，电子对产生截面$\propto Z^2$，光电效应截面$\propto Z^5$。所以，大部分电子产生在高 Z 吸收体中，并在其中沉积能量。另外，γ 光子在低 Z 灵敏层中的探测效率很低。总的效果是：当吸收物质总量与灵敏物质总量之比发生变化时，中子在灵敏层中传递给反冲质子的动能的变化要比带电粒子沉积能量的变化慢得多。改变取样比就可改变中子对量能器信号贡献的比例，即改变 e/h 值。小的取样比将提高中子的相对贡献。例如：选用重量比为 Pb：塑料闪烁体＝4：1 的

"补偿"量能器，可以相对压低 ε_e 提高 ε_h 使得 $e/h \to 1$[18]。

可见，量能器的补偿不仅限于^{238}U 量能器，或采用^{238}U 吸收层。吸收物质和灵敏层对 e/h 值都有影响。在取样量能器中，改变取样比适当选取量能器的参数可以获得很好的补偿。而均匀介质量能器无法进行这种补偿。

除以上补偿方法之外，还可将数据作离线校正的办法来克服非补偿量能器存在的问题。但要求探测器有很精细的粒度，以确定 π^0 的成分以及找寻 π^0 和非 π^0 成分的校正系数。

2. 能量响应和分辨率

强子量能器通常为取样型。它的能量分辨率一般比电磁量能器差。这是因为在强子量能器中，有两种在电磁量能器中没有的附加涨落。首先，在强子簇射中可测量的能量，即被带电粒子带走的那部分能量，有很大的涨落，这种涨落决定了强子量能器的固有分辨率。其次，强子簇射中 π^0 的比例 f_{π^0}的非高斯涨落。这种效 应只有在"补偿"量能器中才能消除。此外，取样涨落也比电磁量能器复杂。首先，在强子簇射中核反应产生的带电粒子或核裂变碎片通常射程较短，有些甚至将停止在吸收体内，所以吸收体厚度直接影响可测量能量的多少，并且随核反应在吸收层中的位置而涨落。其次，带电粒子在灵敏层中的电离能损对不同粒子(电子，重带电粒子，核碎片等)也有所不同，它的涨落也比在电磁量能器中大。

强子量能器的能量分辨率一般可写为：

$$\sigma_h/E = \sqrt{(\sigma_{\text{int}}^2 + \sigma_{\text{samp}}^2)/E} + a \tag{10.29}$$

式中，σ_{int}是强子簇射的本征涨落；σ_{samp}是取样涨落；a 是探测器的因素(如簇射泄漏、噪声、光的衰减、刻度误差等)对能量分辨率的贡献。

含 H 介质的量能器不仅有补偿的优点，而且可以降低探测器的本征涨落。因为本征涨落主要取决于结合能丢失(不可测能量)的涨落，大多数核反应释放出中子，而不可测能量与中子携带的动能相关，因此提高探测中子的效率就可降低本征涨落对能量分辨率的影响。

当前，大多数取样型强子量能器都用 Fe 作为吸收体，用塑料闪烁体、LAr 或者丝室作灵敏介质。非补偿量能器的能量分辨率一般都$>50\%/\sqrt{E}$，且当能量升高时很快偏离 $E^{-1/2}$的关系。补偿量能器具有好得多的能量分辨率，HELIOS 及 ZEUS 合作组的^{238}U/塑料闪烁体量能器的能量分辨率$\sim 35\%/\sqrt{E}$，且保持 $E^{-1/2}$的关系直到$\sim$100GeV[15]。ZEUS 合作组测量到的结果为：补偿的 U 量能器本征分辨率为 $20\%/\sqrt{E}$；Pb-闪烁体量能器(10mm Pb/2.5mm 闪烁体)的本征分辨率为 $13\%/\sqrt{E}$[19,20]。

由于量能器的大小有限，能量泄漏将影响它的能量分辨率。其中，在量能器尾部由于纵向涨落造成的能量泄漏比横向能量泄漏更为严重。在强子量能器之后增加一个能量分辨率较差的尾部捕捉(tail catcher)量能器，强子量能器的能量分辨可以得到改善。

影响强子量能器线性响应的因素主要是，电磁成分的比例随能量作对数增长；强子消耗于不可测的能量是它本身能量的函数以及存在高电离密度的粒子(带电重粒子、核碎片等)，所有这些效应都致使量能器的响应与线性有较大偏离。除此之外，在低能区(≤3

(GeV),带电强子不通过核作用而仅仅通过电离能损丢失能量的几率迅速增加。此时没有不可测能损,使得强子量能器在低能区 e/h 比值变大,这也造成能量的非线性响应。

3. 位置分辨和角分辨

入射强子的位置和方向可通过测量簇射的横向分布和纵向分布由重心法求得。位置分辨率与簇射宽度、量能器的横向粒度以及信/噪比有关。利用簇射开始发展处(此时簇射较窄)的信息来定位最为精确。在高能时,强子簇射由电磁成分的"核芯"和围绕"核芯"的按指数衰减的次级粒子环组成。强子簇射比电磁簇射宽很多,测量强子的位置分辨率比测量电磁的差。但是,量能器的高粒度和高信/噪比可改善位置分辨。例如:精细粒度的 SPACAL 量能器,其有效单元大小为 $(0.33\lambda_I)^2$,在能量大于 100 GeV 时,可获得好于 5mm的位置分辨[21]。

入射粒子的方向角由簇射纵向信息决定。电磁簇射的角分辨率 σ_θ^e 的典型实验值为:

$$\sigma_\theta^e(\text{mrd}) \leqslant 20/\sqrt{E(\text{GeV})}\ [22]$$

$$\sigma_\theta^e(\text{mrd}) \approx 3.5 + 53/E(\text{GeV})\ [23]$$

细致选择介质使得量能器中强子簇射与电磁簇射有近似相同的大小($\lambda_i \approx 3\ X_0$),可以获得强子簇射的角分辨率 $\sigma_\theta^h[\text{mrd}] \approx 160/\sqrt{E(\text{GeV})} + 560/E(\text{GeV})$[24]。

4. 时间响应

时间响应在高事例率的情况下是个很重要的参量。特别是在未来高亮度 TeV 级的 PP-对撞机实验中,要测量的事例率将高达 GHz 的量级,时间响应尤其重要。这里要区别下面两个概念:①在一个事例中信号能提供的时间精度(定时精度)。②信号延续时间,即光或电荷全部收集所需要的时间。在事例率很高时,前面事例剩余的电荷的堆积效应(pile-up)也会影响信号测量的精确性。

量能器的时间特性受簇射发展的物理过程限制。不同介质的量能器时间特性有很大的区别。在 U 量能器中有相当一部分强子的可测信号是热中子俘获所产生的 γ 光子提供的,这个过程~1μs。在 Pb 为吸收介质的量能器中,由于中子俘获截面低(比 ^{238}U 低 20 倍)而且由于没有核分裂,中子产生率也较小(比在 U 中小 3 倍),这种过程可以忽略。在 Pb/闪烁体量能器中,中子主要通过中子-质子(n-p)弹性散射损失其动能,这一过程~10 ns。由图 10.16 可明显看出,e 信号与 π 信号具有不同的时间特性。由于中子成分的作用,π 信号有明显的指数型尾部。

除簇射发展的物理过程外,仪器的效应也将限制量能器的时间特性。在气体探测器(例如,丝室)或液体电离探测器中,由于具有相对慢的漂移速度,信号收集较慢,时间特性较差。虽然可以用电子学成形技术获得较快的信号(50 ~ 100ns),但是电荷的收集仍将持续 ~μs 的量级。用半导体或塑料闪烁体探测器可改善信号的时间特性,其中闪烁光纤可获得最快的读出信号。闪烁光纤量能器的信号上升时间可达 1 ~2ns,半高全宽~5ns。

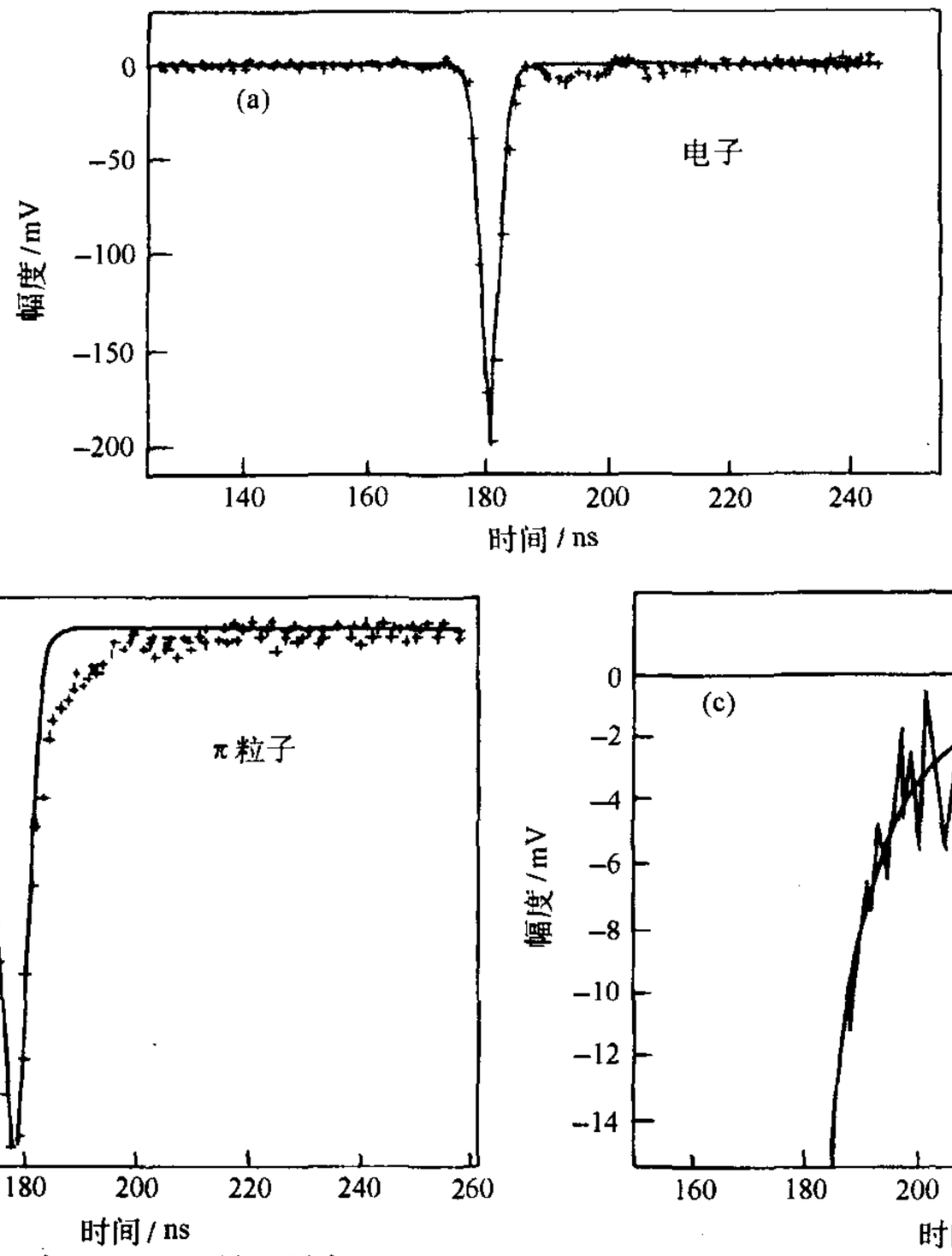


图 10.16　在 SPACAL 量能器中 150GeV 的簇射信号。(a)电子的信号;(b)π 的信号;(c)π 信号中由中子成分贡献的指数型尾部(时间常数～10ns)

10.3　量能器中的粒子鉴别

不同粒子在量能器中有不同的信息,这一点可以用来鉴别粒子。量能器所提供的信息可用来鉴别其他探测器无法鉴别的粒子。下面简要介绍用量能器鉴别电子、μ 和中微子的方法。

10.3.1　电子(光子)和强子的鉴别

利用电子和强子的电磁簇射和强子簇射的纵向发展和横向发展的区别来鉴别电子、强子或轻子。电子和强子的鉴别最好在原子序数大的介质(λ_I 与 X_0 差别较大)中进行(图 10.17)。通常用簇射纵向发展的区别来鉴别电子和强子,因此常常将量能器分为电磁的和强子的两部分。但是,目前也有仅仅利用横向发展的差异来辨认电子的。例如,在纵向不分割,而横向有精细粒度的 SPACAL 量能器中,仅利用簇射的横向发展信息,在 $E=40\sim150$GeV,电子效率好于 95%的情况下,π 的排斥比可高达几百[21]。

有些实验利用前置簇射计数器来改善对电子的鉴别。这种探测器利用电子和 π 在薄($1\sim2\ X_0$)层高 Z 介质中能量沉积有很大差别的特点获得额外 10 倍的 e/π 排斥比[25]。而在上游放置几厘米的吸收物质层对量能器性能的影响(至少能量在 10 GeV 以上)是可以

忽略的。

这类电子/强子鉴别技术受到电荷交换反应 $\pi^- p \to \pi^0 n$(或 $\pi^+ n \to \pi^0 p$)的限制,因为此时 π^0 有与电磁相似的簇射。对于几 GeV 的 π 这种反应的截面占非弹性总截面 1%的水平,且随能量增加按对数规律下降[26]。由于 π^0 簇射的起点取决于 λ_I,因而薄的前置计数器可以减少这种限制。

除此以外,SPACAL 还发展了一种全新的 e/π 鉴别方法。他们完全不用能量沉积模式的信息,而用电子和强子信号的时间特性的差异来区 e 和 π[27]。用这种办法在能量为 80GeV、电子效率好于 99%时,π 的排斥因子约为 1000。人们感兴趣于这种方法的高速度,因为它可以提供快的电子学触发信号。

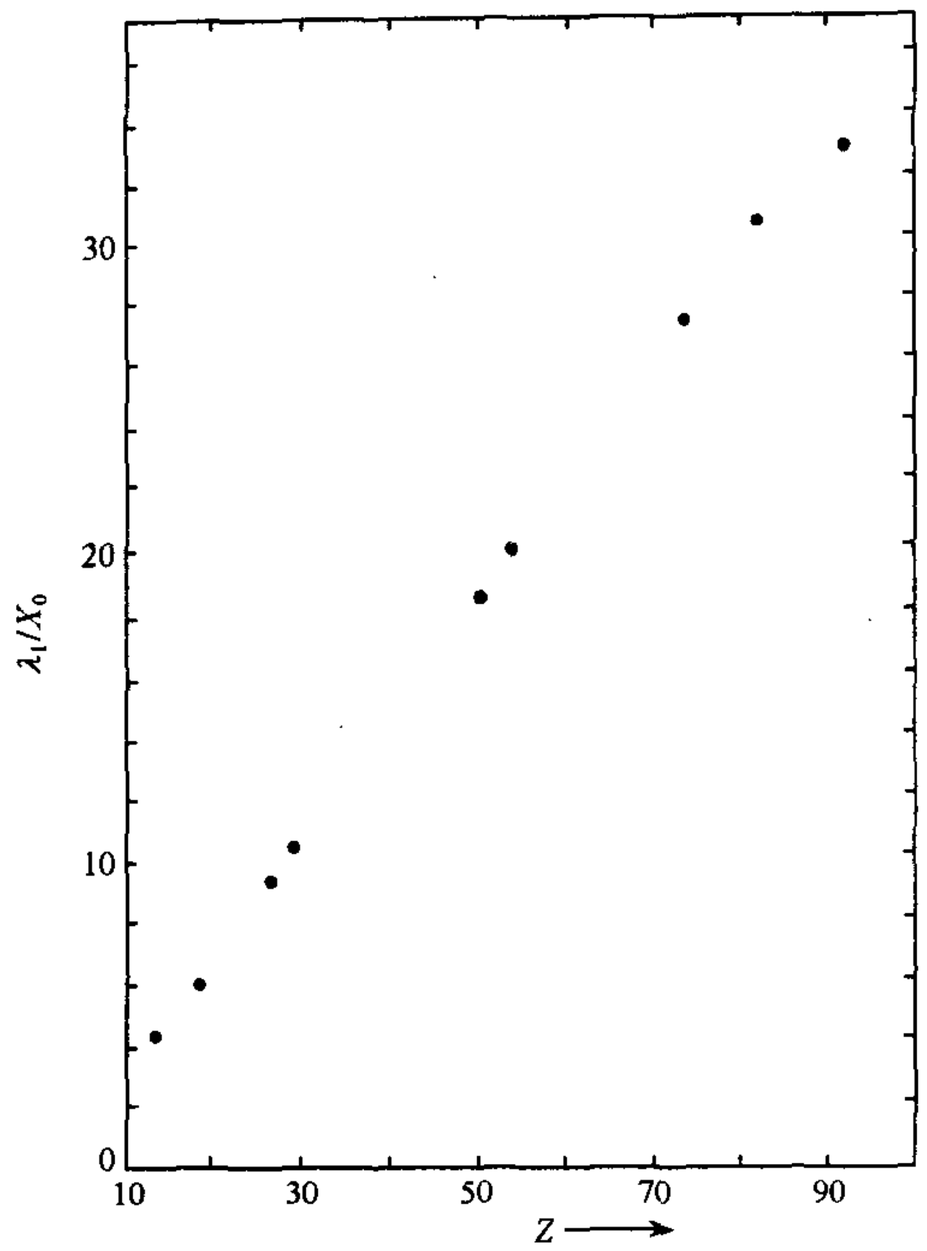


图 10.17 λ_I/X_0 与介质 Z 的函数关系

10.3.2 μ 子鉴别

有若干鉴别 μ 子/强子的方法:

1) 在纵向精细分割的足够深的量能中,可通过产生在强子簇开始发展前的最小电离长径迹来鉴别高能 μ 子。在中微子实验中就采用这种办法。

2) 在对撞机实验中,量能器的深度往往不够。可以利用能量的横向沉积图像来鉴别 μ/强子(图 10.18)[9]。图中 π 粒子输出信号幅度较大,但沉积能量比较分散、分布较宽,而 μ 输出信号幅度较小,沉积能量比较集中、分布很窄。显然,π/μ 鉴别的质量由探测器的横向粒度决定。

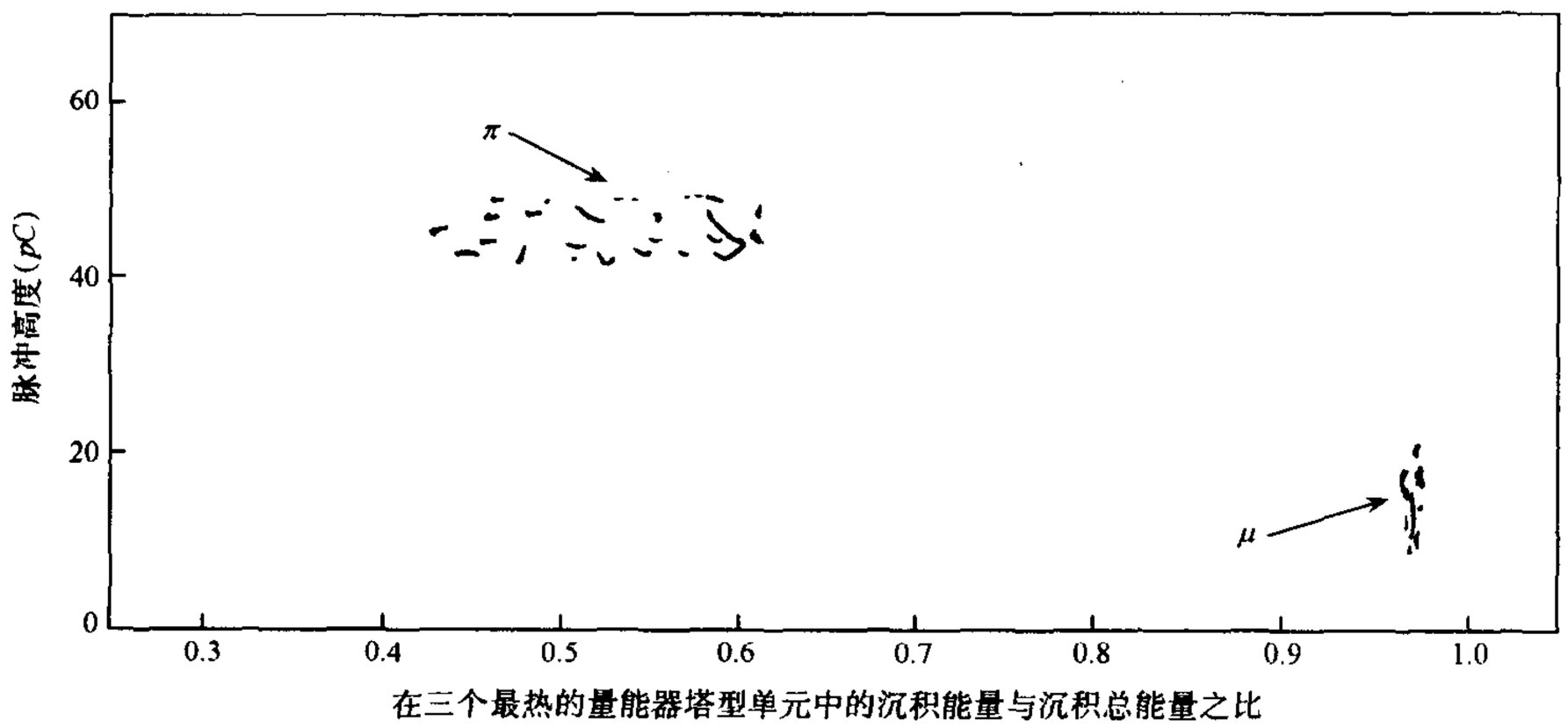


图 10.18 通过能量沉积横向模式鉴别 π/μ

3) 量能器可以吸收强子,所以能穿过量能器的径迹可认为是 μ 子。但是应该注意,量能器的吸收体也是个 μ 子源。在强子簇射的发展过程中,将产生许多带电 π 和 K。这些次

级粒子在相互作用前有一定的几率衰变产生 μ。实验测得，强子簇射产生 π 的几率～10^{-4} E_π[GeV][9]。80 GeV 的 π^- 簇射产生并逃逸 $9.5\lambda_I$ 深度探测器的 μ 具有的平均动量～3 GeV/c。如果量能器有精细的横向粒度，通过 μ 子在量能器中的路径对它们是容易鉴别的。

10.3.3 中微子的鉴别

中微子与物质相互作用非常微弱，即相互作用截面很小，而要探测到它们首先要产生带电粒子。可能的反应有：$\nu_l + n \to l^- + P \qquad l = e, \mu, \tau$

$$\bar{\nu}_e + P \to l^+ + n \qquad l = \mathrm{e}, \mu, \tau$$

例如：$\nu_e + n^- \to e^- + P$ 对 $E_n \approx$ 几 MeV 的中子的反应截面仅有 $10^{-48}\ \mathrm{cm}^2$ 的量级，在厚度 d=1m的铁中，中微子的探测效率 $\varepsilon_{\mathrm{det}} = (\sigma\rho N_A/A)d \approx 8.5\times10^{-19}$。所以探测中微子的探测器必需含有大量物质。在对撞机实验中，探测器的大小是有限的不足以阻止中微子，往往用间接的办法探测中微子。这就是测量丢失能量(missing energy)或丢失动量(missing momentum)，这些方法已成为在反应产物中判断中微子存在的有力工具。

1. 丢失能量 (missing energy)的测量

测量丢失能量的基础是用密闭性好的 4π 量能器测量所有粒子(带电的、中性的、μ)的能量。这在 $\mathrm{e^+e^-}$ 对撞机或固定靶实验中是可以实现的。如果测量到的总能量低于应有的总能量，则可推断中微子的存在。在强子对撞中，由于有相当大一部分能量产生在离对撞束流很近的小角度范围内不可能进入量能器，测量总能量实际上是不可能的。这时最好用前向量能器进行补充测量。

2. 横向丢失能量(missing-trasverse-energy)的测量

横向丢失能量 $E_\perp,\mathrm{miss} \equiv \sum E_{\perp,i} = \sum (E\ \sin\theta)_i$(其中，$\sum$ 为对量能器所有单元中的横向沉积能量按其方向矢量求和)。此时中微子的存在可用横向沉积能量不平衡，也就是横向丢失能量 $E_\perp,\mathrm{miss} \equiv \sum E_{\perp,i} \neq 0$ 来标识。这种测量方法的本征精度估算为：$\sigma(E_{\perp,\mathrm{miss}}/E_{\mathrm{total}}) \approx 0.3/\sqrt{E_{\mathrm{total}}}$[28]（式中 E_{total} 为总能量）。

10.4 量能器的结构和信号读出

量能器从结构上可分为全灵敏型和取样型两类。本节介绍这两类量能器的结构及其读出方法。

10.4.1 全灵敏型量能器(或均匀介质量能器—homogeneous calorimeter)

全灵敏型量能器的介质可分为闪烁体和切伦科夫辐射体两大类。它们都用光敏器件(例如，光电倍增管)进行读出。光电倍增管的光电子发射以及电子倍增过程中的涨落将影响能量分辨率。光电倍增管输出脉冲幅度的分辨率为：

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\mathrm{PMT}}=\sqrt{\frac{F}{N_{P_e}}\frac{\delta}{\delta_1(\delta-1)}} \tag{10.30}$$

式中，N_{P_e}是光阴极产生并为第一个打拿极收集到的平均光子数；F 是 Fano 因子；δ_1 是第一个打拿极的倍增因子；δ 是其他打拿极的倍增因子。δ_1 及 δ 越大，光电倍增管倍增因子的涨落对能量分辨率的影响就越小。所以在高分辨率的电磁量能器中，通常采用输出脉冲幅度分辨好的光电倍增管读出信号。

在粒子物理实验中用光电二极管(PD)、雪崩光电二极管(APD)或光电三极管作为读出器件的量能器日趋普遍，原因之一是因为它们对磁场不灵敏，而普通光电倍增管在磁场作用下它的增益和线性都将受到极大影响，即使是抗磁场的倍增管也要细心安排。

与取样量能器相比，全灵敏量能器据有较好的能量分辨率。

1. 切伦科夫全吸收量能器

这类量能器基于探测电磁簇射中的正、负电子所产生的切伦科夫光。在量能器中的正、负电子只有超过一定阈速度时才能产生切伦科夫辐射，也就是说探测器有一定阈能。切伦科夫辐射的阈能较高，光产额较低。图 10.19 给出阈能与切伦科夫辐射体折射率之间的关系。由于切伦科夫辐射的阈能随折射率的增加而降低，因而通常这类量能器由液体

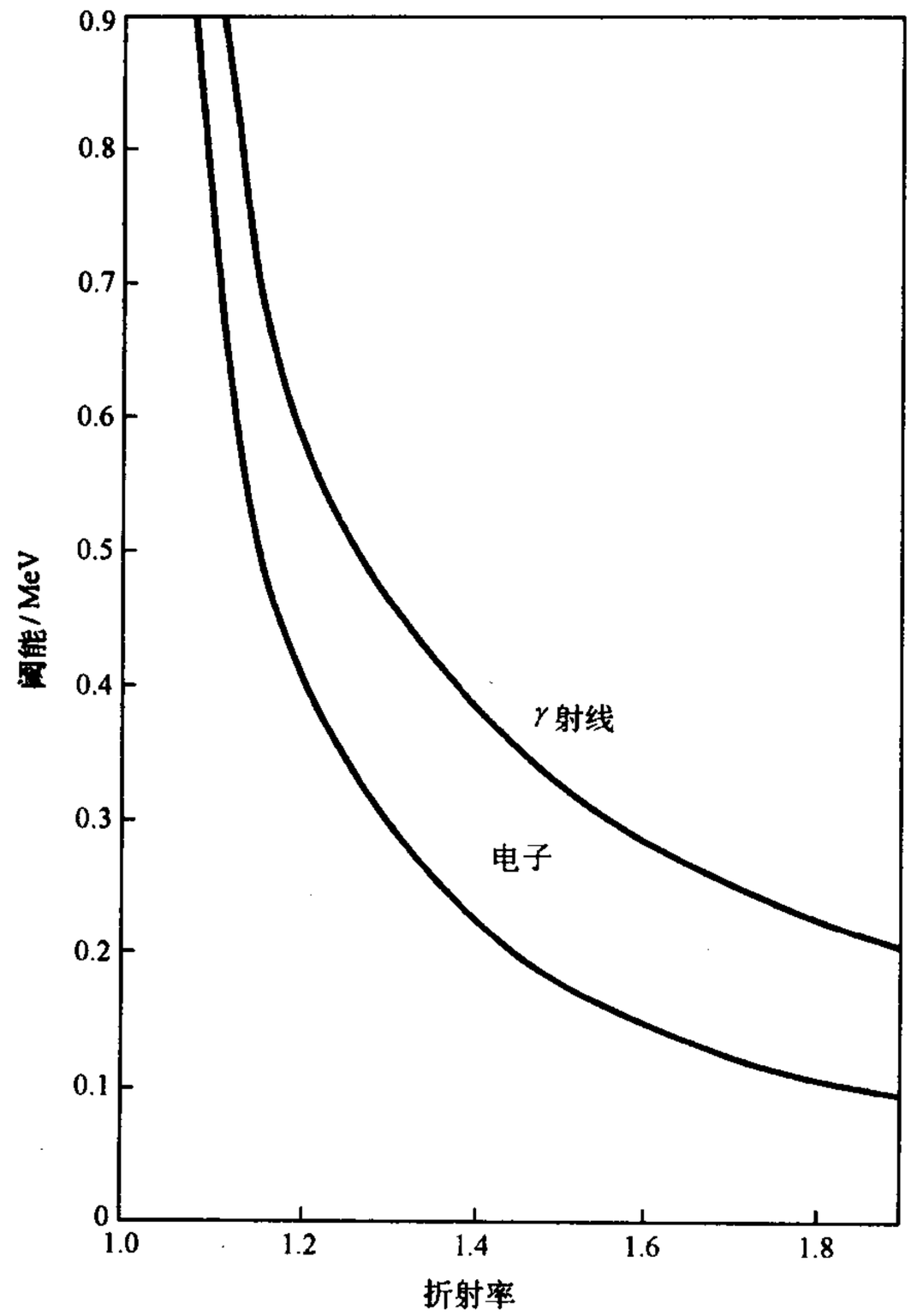


图 10.19　切伦科夫辐射的阈能与辐射体折射率的关系

($n\approx1.2\sim1.5$)或固体辐射体($n\approx1.4\sim1.8$)组成。

我们知道,切伦科夫光集中在短波长区域(例如:300～600nm),而双碱(bialkali)光阴极仅对波长 $\lambda\geqslant350$nm 的光灵敏,用这种光阴极的光探测器只能探测到部分切伦科夫光。这样就使这类探测器可探测到的光产额进一步降低。表 10.3 列出常用切伦科夫辐射体的若干特性。下面对这类量能器作具体介绍。

表 10.3　常用切伦科夫辐射体的特性

材料	密度 /(g/cm³)	辐射长度 X_0/cm	折射率 n	光产额 /(p.e./GeV) (相对 p.e.)[1)]	能透过的最短波长 λ_{cut}/nm	价格 /(\$/cc)	辐照损伤 /Gy	备注
SF-5 Pb 玻璃	4.08	2.54	1.67	600 p.e. (1.5×10^{-4})	350	0.51	10^2	可以浇铸或压制
SF-6 Pb 玻璃	5.20	1.69	1.81	900 p.e. (2.3×10^{-4})	350	0.51	10^2	
PbF_2	7.66	0.95	1.82	2000 p.e. (5×10^{-4})	260	4.1	10^4	易碎,不能大量使用
水	1.0	36.4	1.33	(10^{-3})	～300	～0		可以净化循环使用

1)用双碱(bialkali)光阴极 PMT 测得的光产额相对于 NaI(Tl) 光产额的近似比值。

(1)铅玻璃量能器

加载 PbO 的玻璃是最常用的一种电磁量能器材料。它的价格便宜、易于加工,无论在固定靶实验或大型对撞机实验中都有应用。在设计高分辨率铅玻璃量能器所面临的问题如下:

1)光的输出:大多数光导和胶的折射率都比铅玻璃的小,由于存在着全反射会使光输出减少。解决这个问题可以用铅玻璃本身作光导(例如:TOPAZ 的 EM 量能器)或用折射率逐步递减的多层光导或者将光电倍增管用高折射率的环氧树脂直接与铅玻璃粘接(例如:DELPH, OPAL 的 EM 量能器)。在最后一种方法中,光电转换器件必定在磁场中,必须采用抗磁场的光电转换器件读出。

2)保证切伦科夫光在介质中的传播:铅玻璃表面要高度抛光,在铅玻璃表面和光密封层之间有一层空气间隙,使得它们的折射率之比 $n_{glass}:n_{air}\sim1.7$。这样,发射角$\leqslant53°$的切伦科夫光都将在辐射体界面处发生全反射,保证能在辐射体内传播。

3)由于铅玻璃对切伦科夫光谱中较蓝的部分透过率较低,簇射发展较早的部分与较晚的部分相比能收集到的切伦科夫光较少。这将影响量能器的能量分辨率,可以用滤光片将蓝光滤掉来消除这种影响。

铅玻璃抗辐照能力较差,在 100 Gy 辐照之下,短波长的光产额衰减很大。因此,它不是高亮度对撞机量能器的理想候选者[29]。

(2)其他切伦科夫辐射体

PbF_2 是一种新的切伦科夫辐射体,与铅玻璃相比它有较强的抗辐照能力;较小的辐射长度;较高的光产额;它对紫外光的透过率又较好(表 10.3,图 10.20),从理论上说,它可获得 5 倍于铅玻璃的光产额。当然,所有光导和光电倍增管的窗都需要用透紫外的材料。例如:KEK 的样品给出 1300 光电子/GeV,能量分辨率 $5.1\%/\sqrt{E}$[30];TRIUMF 得到 1800 光电子/GeV。在费米实验室 E731 CP- Violation 实验的升级和重离子对撞机

(RHIC)的 TALES 实验中都考虑使用这种切伦科夫辐射体。

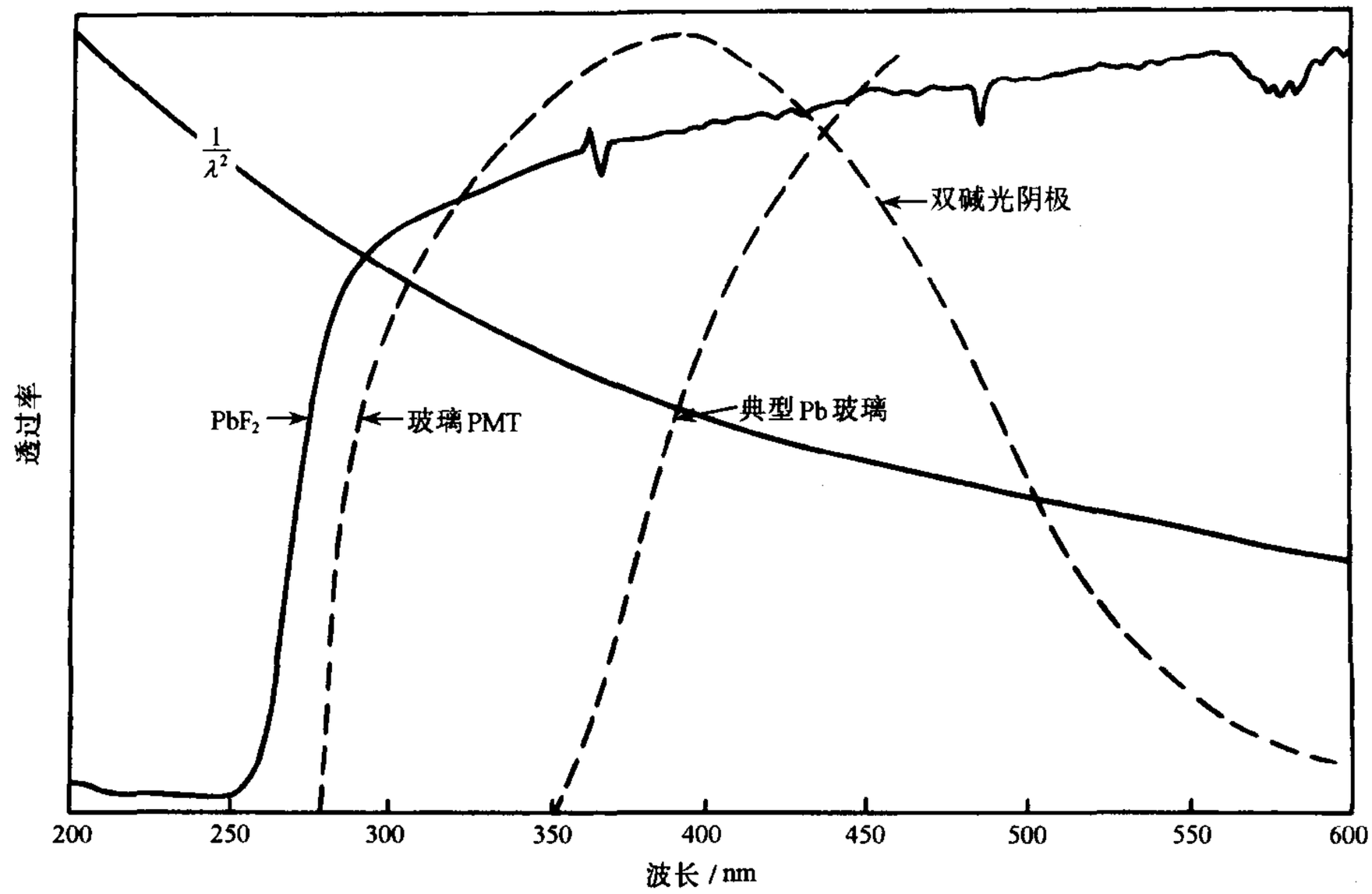


图 10.20　PbF_2 和铅玻璃的光灵敏区与玻璃窗双碱(Bialkali)光阴极的光谱响应

另外,用于研究质子衰变或太阳中微子的大型地下探测器中也有用水作为切伦科夫辐射体的(表 10.3)。

2. 闪烁体量能器

选择量能器的闪烁晶体要注意晶体的以下特性:

• 密度(g/cm^3)要高,具有短的辐射长度 X_0 和小的 Moliere 半径,使得簇射有小的深度和宽度。这样量能器才能做得很紧凑(体积小),同时有利于获得好的位置分辨。

• 光产额高,能与光探测器的光谱响应很好匹配,并且光的传输和收集特性好,保证它们对能量分辨率有小的贡献。

• 抗辐照性能好。

• 光的衰减时间短,在相互作用周期(对撞周期)内能收集足够多的信号。

• 光产额随温度的变化小。

• 机械性能好,有利于晶体的切割、抛光和安装。

• 价格不能太贵。

(1)无机闪烁

无机闪烁晶体量能器已被广泛应用于核物理及天体物理领域中。与切伦科夫量能器相比,它的阈能较低光产额较高,因而光子的统计涨落较小。NaI(Tl)晶体电磁量能器的能量分辨率在 1 GeV 时可接近其本征分辨率。在高能区域探测器的其他效应起主导作用。这些效应包括簇射能量的泄漏、γ 光的吸收与折射以及闪烁光谱与光阴极灵敏区的失配等,它们使得能量分辨率服从 $\sigma(E)/E \propto E^{-1/4}$ 而不是 $E^{-1/2}$ 的规律。典型的例子有:晶体球量能器和 CUSB 量能器。图 10.21 是 NaI 晶体球量能器的截面图,它包含 54 块 NaI 晶体单元,每块晶体由一个光电倍增管读出。整个量能器由 672 块 NaI 组成,几乎覆盖 e^+e^-

对撞点的 4π 立体角。能量分辨率为 $\sigma(E)/E=(2.7\pm0.2)\%\times E^{-1/4}$[31]。CUSB 量能器由 5 块 NaI(Tl)(8.4 X_0)及其后 7 X_0 的铅玻璃组成，它对 2～5 GeV 的 γ 的能量分辨率为 $\sigma(E)/E=3.9\%\times E^{-1/4}$[32]。

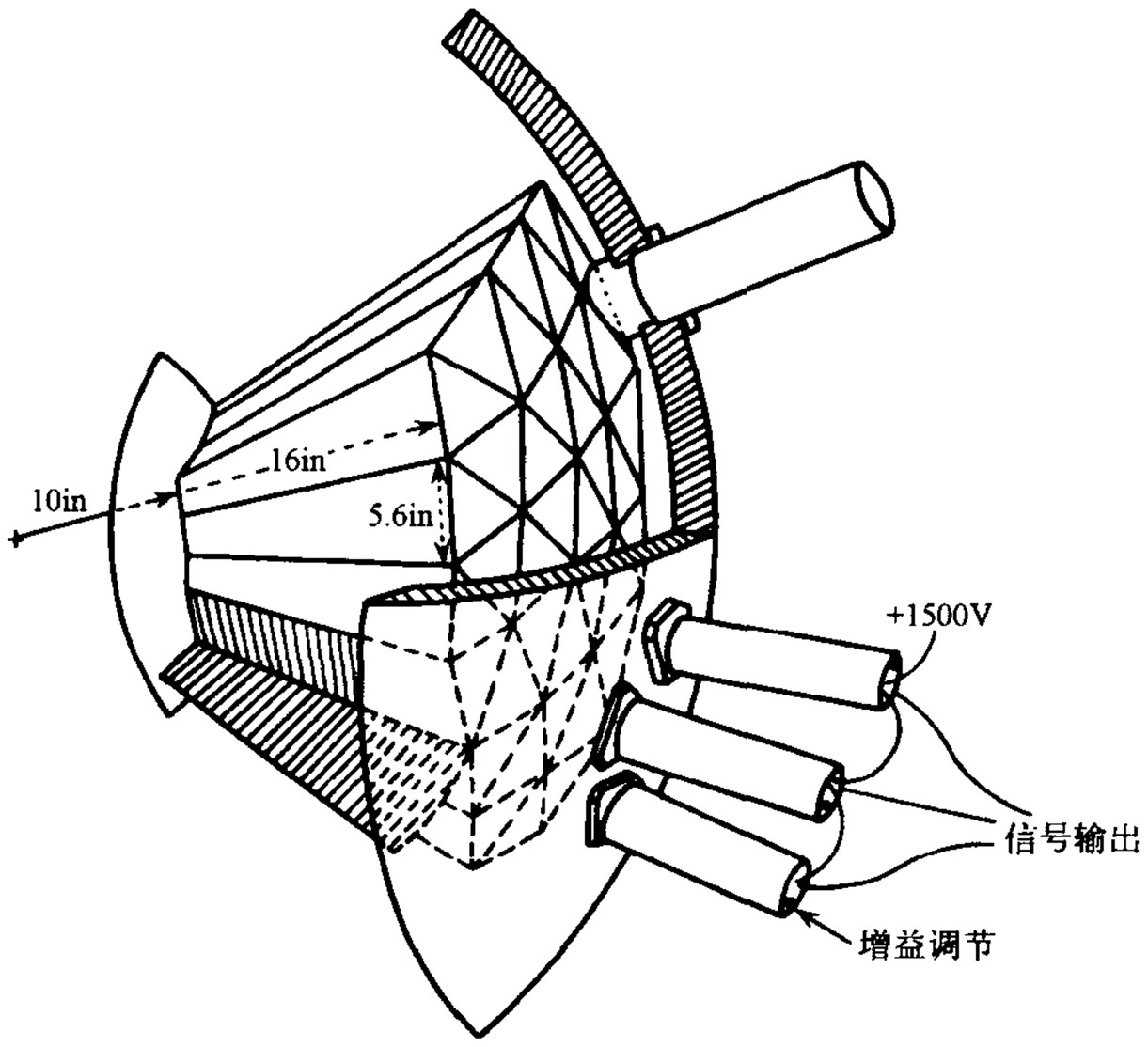


图 10.21　NaI 晶体球量能器的截面图

表 10.4 给出各种常用闪烁体的特性。其中 NaI(Tl)和 CsI(Tl)的光产额最高，能与双碱(bialali)标准光阴极灵敏光谱很好匹配，其价格便宜，长期以来常被选来作为量能器的介质。近年来 CsI(Tl)晶体得到重视，这是由于硅光二极管的出现，它在长波区有较高的灵敏度，能与 CsI(Tl)的 560nm 的光谱峰很好的匹配(图 10.22)。另外，与 NaI(Tl)相比，CsI(Tl)易于加工、不易碎裂、不易潮解且辐射长度更短，可以做成体积更紧凑的量能器。采用光二极管读出的 CsI(Tl)量能器已获得与 NaI(Tl)量能器相近的能量分辨率(1 GeV 时约 1%)。例如：ClEO-Ⅱ的量能器由 8000 块 CsI(Tl)晶体组成，由光电二极管读出，能量范围为 15 MeV～5 GeV[33]。当前的几个 B 工厂的探测器 CLEO-Ⅱ，BaBar 和 BELLE 全都采用 CsI(Tl)闪烁晶体量能器[65]。

表 10.4　常用闪烁体的特性[2,38]

闪烁体	密度 /(g/cm)	X_0 /cm	折射率 n	光产额 /(p.e./MeV)[1] (相对产额)[2]	τ_1/ns λ_1/nm τ_2/ns λ_2/nm	价格 /(\$/cc) /(\$/X_0^3)	抗辐照能力 /Gy[4]	备注
NaI(Tl)	3.67	2.59	1.85	4×10^4 1.00	230　415 >100 ms	1 17	≥10	潮解
CaI(Tl)	4.51	1.86	1.80	5×10^4 0.49	1005　565	2～3 13～19	≥10	略有潮解

续表

闪烁体	密度 /(g/cm)	X_0 /cm	折射率 n	光产额 /(p.e./MeV)[1] (相对产额)[2]	τ_1/ns λ_1/nm[3] τ_2/ns λ_2/nm	价格 /(\$/cc) /(\$/X_0^3)	抗辐照能力 /Gy[4]	备注
CsI(纯)	4.51	1.86	1.80	4×10^4 0.04	10 310 36 310 ≥1000 ms	9 58	10^3	略有潮解
BaF_3	4.87	2.03	1.49	10^4 0.13(慢)	0.6 220 620 310 A_1/A_2～0.1	5～7 25～60	～10^5	易碎
BGO	7.13	1.13	2.15	8×10^3 0.13	300 480	10～15 14～22	～10	坚固
CeF_2	6.16	1.7	1.62	5×10^3 0.05	5 310 30 340	—	～10^5	不能大量生产
GSO(Ce)	6.71	1.38		～2×10^4 0.20	60 430 (?) 600	—		坚固
$PbWO_4$	8.28	0.89	2.30	0.013	5 15 440 100		10^4	
闪烁玻璃 (CSG1-C)	3.5	4.12		100 0.003	70 430	25－50 17－35	～10^4	可浇铸
塑料闪烁体 (NE 110)	1.032	42.5		1×10^4 0.25	3.3 434	0.2 15 000	5×10^3	可制成任何形状
液体闪烁体 (NE 213)	0.874	50.3		1.3×10^4 0.33	3.7 425	0.04 5 000	10^4	温液易封存
液 Ar	1.39	14.3		4×10^4 —	6.5 130 1100 130 A_1/A_2～14.6	<0.001 2	>10^7	需低温设备
液 Kr	2.45	4.76	1.4	4×10^4 —	2 150 85 150 A_1/A_2～0.49	0.40 43	>10^7	需低温设备
液 Xe	3.06	2.77	1.6	4×10^4 —	3 175 22 175 A_1/A_2～25	2.5 53	>10^7	需低温设备 不能大量生产

1)总的光产额(与晶体质量有关,所有波长 λ 的光都在内)。

2)用 bialkali 光阴极测定的相对于 NaI(T)的光产额。

3)τ_1,τ_2 分别为快、慢成分的衰减时间;λ_1,λ_2 分别对应于它们发射谱峰值处的波长;A_1/A_2 为快成分与慢成分的幅度比。

4) 1Gy = 100 rad。

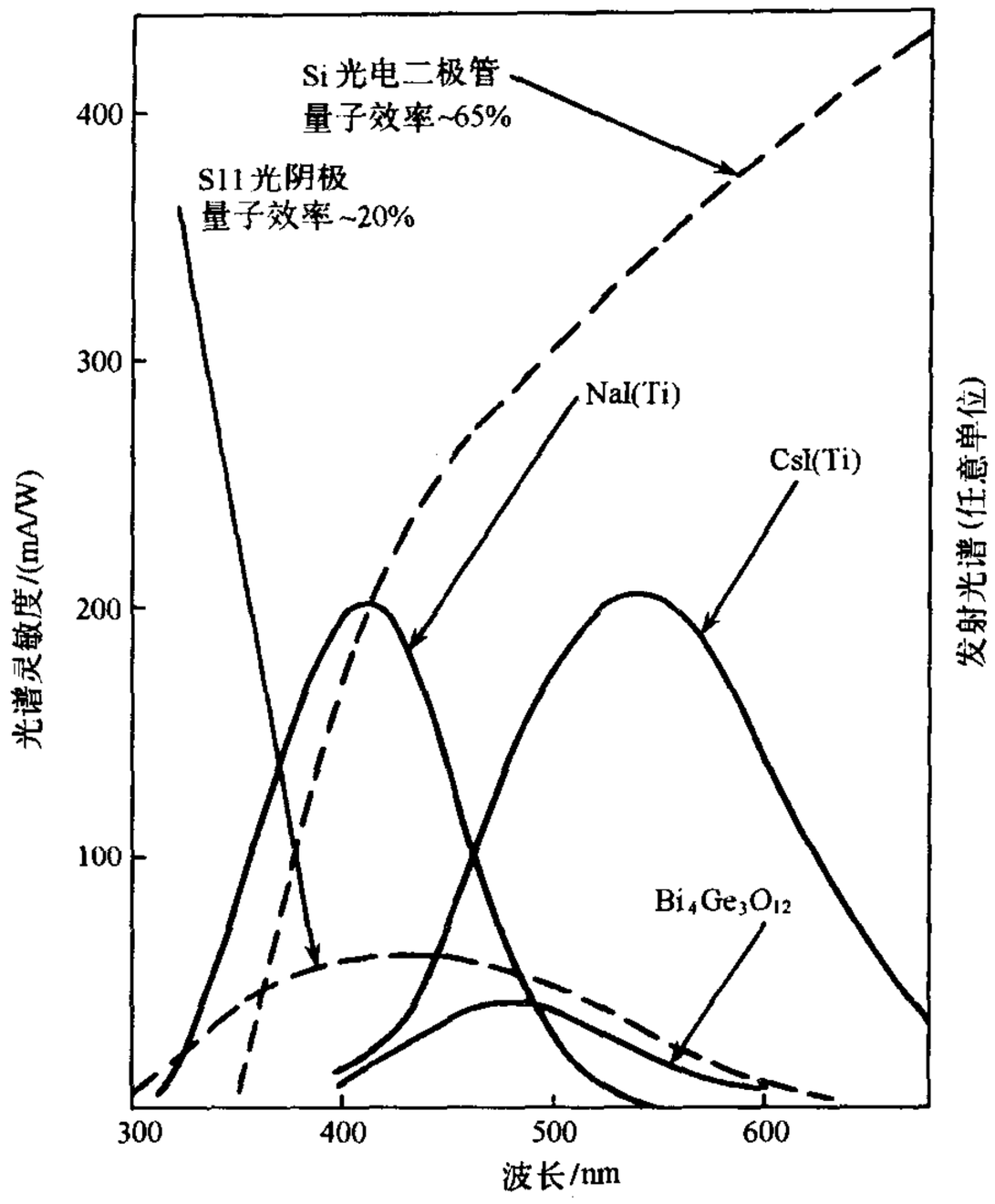


图 10.22　CsI,NaI,BGO 的发射光谱及 PIN 光二极管和 S11 光电倍增管的光阴极的灵敏光谱区

BGO($Bi_4Ge_3O_{12}$),BaF_2,GSO(Gd_2SiO_5)和 CeF_3 等无机晶体的发光时间都比 CsI(Tl)短,并且具有与 CsI(Tl)相同的优点:易于加工、辐射长度短、发射光谱能与标准光阴极很好匹配等。由这些晶体制成的小型探测器已迅速获得应用,特别是应用于对时间分辨要求很高的医疗仪器(正电子照相 PET,X 射线扫描仪)中,但是应用于大规模量能器还有赖于这些晶体的大规模生产和不断降低成本。目前 BGO 已被实际用于 LEP 上 L3 的电磁量能器[34]和 VEPP-2M 上 CMD 的端盖电磁量能器中[35]。BGO 的光产额低于 NaI,它有较高的折射率($n_{BGO}=2.19$),要从闪烁体中输出光有一定困难。由于 L3 的电磁量能器在 0.5 T 的磁场中,而且空间又很有限,所以采用光二极管作为读出元件,而 BaF_2 只有小型阵列用于核物理实验中。

BGO,NaI(Tl)和 CsI(Tl)的发光衰减时间均为几百纳秒,不能适应更高计数率的需要。BaF_2,CeF_3,和纯 CsI 有较低的光产额,它们的发射光谱成分比较复杂,包含若干不同发光衰减时间的成分。如果这些成分具有不同的波长则可以用滤光片或采用适当的光阴极来压低慢成分,获得高计数率、高能量分辨率的量能器。如果不能排除慢成分,则由于脉冲信号的堆积(pile up)效应将使它们难以在高计数率下工作。纯 CsI 有波长为 310nm 的快成分,发光时间常数为 10～35ns,另有 μs 量级的慢成分,可惜近年来的工作表明,慢成分既存在于长波区域也存在于 310nm 波长附近,因而难以压低慢成分保留快成分;此外,它的光产额及发光时间均与温度有较强的依赖关系,这也是无机晶体的共性。对于 CsI 温度升高 1℃,光产额改变～1.5%;在温度降至液氮温度时,发光时间增加一个量级。CeF_3 是一种非常新的材料,初步测试结果表明发光时间(40ns)及光产额对温度不很敏感[36]。

经过长期的研制，$PbWO_4$ 晶体的特性已经能适应量能器的要求[37]。它具有小的辐射长度和小的 Moliere 半径，快的发光衰减时间(30%的信号为 5ns，60%为 15ns，其余 10%为 100ns)，是很有发展前途的一种闪烁晶体。LHC 上的 CMS 探测器的电磁量能器就采用了约 8000 块 $26X_0$ 长的 PWO_4 晶体[38]。表 10.5 比较了 BGO，CsI，CeF_3 和 PWO_4 晶体的一些特性。

表 10.5 BGO，CsI，CeF_3 和 PWO_4 晶体的一些特性

特性	BGO	CsI	CeF_3	$PbWO_4$
X_0/cm	1.12	1.85	1.68	0.89
Moliere 半径	2.3	3.5	2.6	2
密度/(g/cm^3)	7.13	4.51	6.16	8.28
光产额/(光子/MeV)	4000	1500	2000	120
发衰减时间/ns	300	35	30	100[a]
在 5 ns 内发光的百分比%	10	85	50	80
发射谱/nm	480	310	300	450～500
抗辐照强度			≥1 Mrad	≥1 Mrad
温度系数	−1.6	−0.6	0.15	−2.0

若干大型高能物理实验中的闪烁晶体电磁量能器的性能和规模可参阅第七章表 7.7。

(2)BaF_2 及其紫外光读出[39]

BaF_2 有极快(0.6ns)的成分，位于 195nm 和 220nm 处。问题是如何从大量慢成分(310nm 处)中取出快成分。图 10.23 是 BaF_2 的发射光谱。用 Cs-Te 光阴极的百叶窗式光电倍增管可以使快、慢成分之比由 0.16 上升至 0.79，还可以用适当的成形电路进一步过滤慢成分。SSC 实验建议中的 L* 和 GEM 探测器在这方面都曾作过研究。表 10.6 是 MC 计算得到的光电子涨落、电子学噪声等对能量分辨率的贡献。可以看出，在高能区电子学噪音和光电子涨落都不是主要的，而纵向能量泄漏(包含在 GEANT 项中)和刻度的不稳定性才是主要影响因素。

表 10.6 能量分辨率(%)

能量/GeV	5	10	100	500
光电子	0.2	0.1	0.04	0.02
噪声	0.8	0.40	0.04	0.008
刻度	0.40	0.40	0.40	0.40
GEANT[1)]	0.64	0.60	0.42	0.36
总和	1.1	0.83	0.58	0.54

1)GEANT 包括能量的纵向泄漏(几何因素)。

在 BaF_2 晶体内部添加波长位移剂可以减少可探测的慢成分，但与此同时往往快成分的产额也降低了。在 BaF_2 的众多活化载体中只有加载适量(20%)的 La 可以压低慢成分而不牺牲快成分(图 10.23)，而且也不影响 BaF_2 晶体的抗辐照能力。实际上 BaF_2 在 10^4

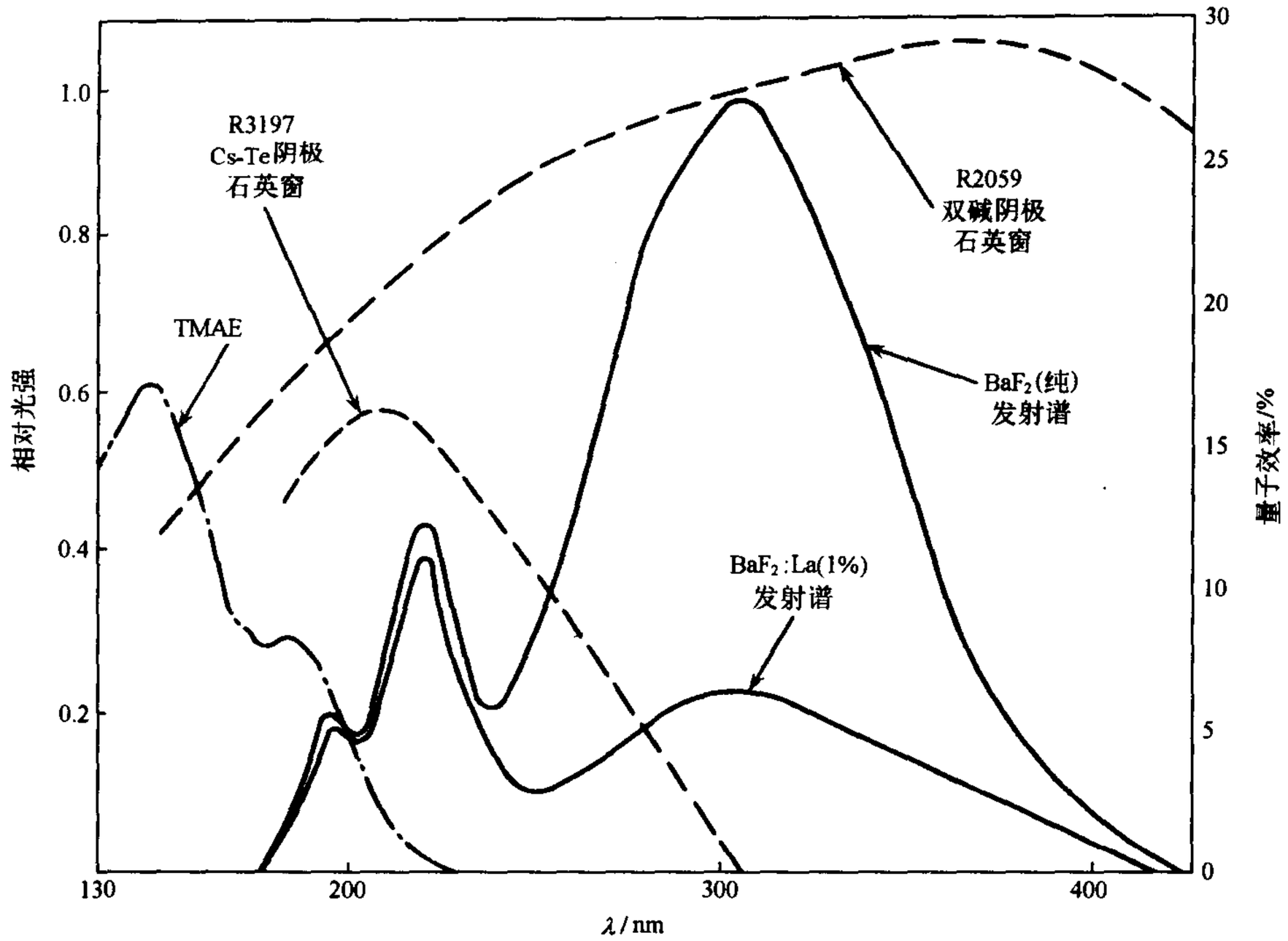


图 10.23　纯的和掺杂的 BaF_2 的发射光谱和各种光阴极效率的比较

Gy 剂量率照射下将变成粉红色，但这并不影响它的紫外光子发射效率。可惜目前还不能生产大尺寸的 BaF_2(La)晶体。

此外，还可选用充有仅能被紫外光电离的光敏气体(例如 TMAE)的丝室来选测 BaF_2 的快成分。这种读出方法具有比光电管读出有更好的位置分辨、具有对磁场不敏感以及能与 BaF_2 发射谱很好匹配等优点。缺点是需用低气压以避免直接电离而且要求高温(40℃)以提高效率，此外 TMAE 的化学性质活泼难以处理。目前纯 CsI 固体反射光阴极的量子效率在 190nm 处约为 10%，在 CsI 表面沉积一层 TAME 它的量子效率可提高到 20%，是很有发展前途的探测方法[40]。

BaF_2 的缺点是价格较高。这不仅是晶体本身价格昂贵，而且还因为探测紫外光的光电探测器要采用石英窗或 CaF_2 窗和特殊的光阴极材料。然而，它具有高密度、短辐射长度又有较强的抗辐照能力的特点，因此可以做成很紧凑的量能器从而部分补偿了它的费用。

(3)其他闪烁体(参看表 10.4)

1)液态惰性气体：带电粒子穿过液态惰性气体形成的电子-离子对中大约有一半转换出闪烁光，因此可以同时具有来自电离电荷的信号和来自闪烁光的信号。收集电离电荷信号的方法已在液 Ar，液 Kr 和液 Xe 的取样量能器中普遍采用。均匀介质量能器要求高 Z 短辐射长度的物质，常选用液 Xe。此外，若要求有快的闪烁信号，在技术上面临着与 BaF_2 相似的问题。

2)闪烁玻璃：闪烁玻璃由硅酸盐(SiO_2)为基质加入高 Z 物质(例如 BaO)以获得短的辐射长度，再加入闪烁成分如 Ce_2O_3，可使它具有 10 倍于铅玻璃的光产额，但也仅是好的闪烁晶体的 1/100。闪烁玻璃的阈能较低，探测光子的阈能可低至 17 MeV，而铅玻璃的阈

能为 67 MeV。闪烁玻璃的性能介于 NaI 和铅玻璃之间，价格却比大多数闪烁晶体便宜得多。它的发光时间常数介于切伦科夫探测器和高发光效率的无机闪烁晶体之间。实际上，闪烁玻璃所发射的光也包含部分切伦科夫辐射。费米实验室 E705 合作组测得 SCG1-C 闪烁玻璃的光信号中有 16%来自切伦科夫辐射，即它所发的光有快、慢两种成分。他们还测得 20 X_0 的闪烁玻璃对 1～25 GeV 正电子的能量分辨率为 $\sigma(E)/E=(1.46\sqrt{E}\pm0.1)\%+(1.63\pm0.05)\%$。HED-1 闪烁玻璃的光产额是 SCG1-C 的 3 倍，能量分辨率为 $1.6\%/\sqrt{E}+1.0\%$。

3)有机闪烁体：有机闪烁体可以是有机晶体(蒽，芪)、塑料闪烁体或是液体闪烁体。它们很少用作高能物理实验中的均匀介质量能器而常用作取样量能器中的灵敏介质层。HPWF 合作组的中微子实验中的均匀液闪量能器是少有的一例。

10.4.2 取样量能器

这类量能器由簇射介质和探测器灵敏层相间堆砌而成，图 10.24 是几种取样量能器的典型结构示意图。入射高能粒子在簇射介质(或吸收体)中产生簇射，但并不给出信号，簇射的信息由位于吸收体之间的灵敏探测器给出。由于只有一小部分能量被探测，取样涨落是相当大的。不过，强子簇射本身的涨落很大，是强子量能器的能量分辨率的主要贡献者，所以强子量能器普遍采用取样技术。对于中等分辨率的电磁量能器通常也都采用取样形式。

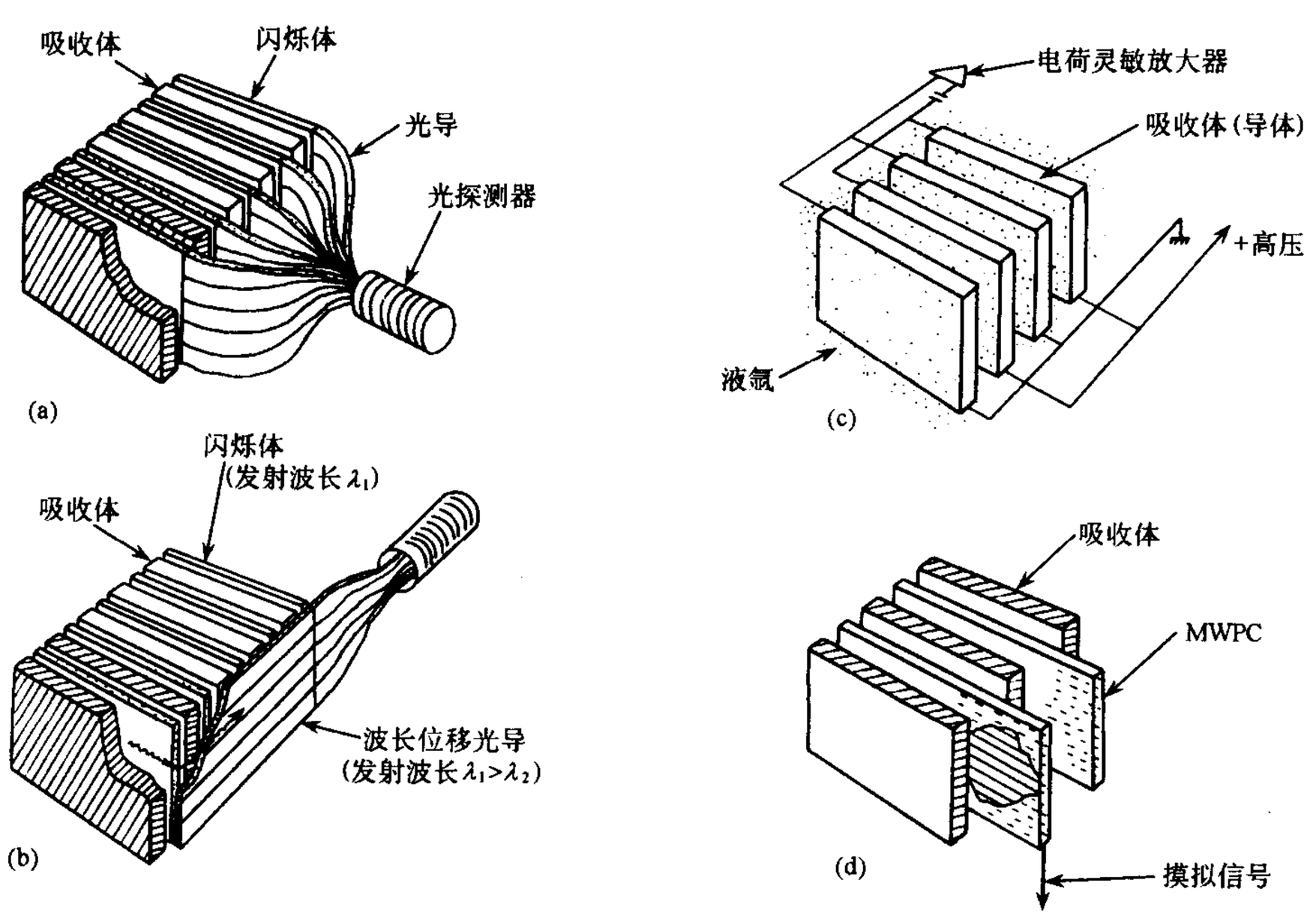


图 10.24 常用取样量能器的结构示意图

(a)板状闪烁体与光电倍增管耦合；(b)闪烁体通过波长位移板读出；(c)电荷在液态或高压氩中生成由电极收集；(d)电荷产生在正比型气体探测器中，经过适当的气体放大后读出

取样量能器通常采用高 Z 的材料作为吸收介质。在电磁量能器中常用高 Z、短辐射长度的铅作为吸收体以压缩体积。而强子量能器常用的吸收体是 Fe 或 Cu，为了“补偿”也有

添加低 Z 含 H 的材料或裂变材料^{236}U的。此处 Fe 的作用往往是集吸收体、结构支架和提供磁场回路的功能于一身。取样灵敏介质都是低 Z 物质，它们可以是固体(硅，闪烁体)液体(LAr，LKr，LXe 或 TMP 和 TMS 等，详见后面的介绍)或各种气体探测器。

取样量能器的优点是：体积紧凑，价格低廉；读出取样灵活，可以方便的进行纵向分割和横向分割提高位置分辨能力；利用感应片(pad)、感应条(strip)读出容易将量能器分割为塔型结构(tower)提高位置分辨和能量分辨率，更为突出的优点是可以实现强子量能器的“补偿”，是目前补偿量能器的通用方式。

取样量能器的信号读出方法可分为数字型和正比型两类。前者给出逻辑响应，即输出 0≡无次级粒子，输出 1≡有一个以上次级粒子穿过取样探测器；后者给出正比响应，即输出信号与簇射次级粒子穿过探测器时的能损成正比，也就是平均输出信号$\langle A\rangle$与次级粒子数 N 及平均径迹长度$\langle l\rangle$成正比，即存在关系式$\langle A\rangle \propto N\langle l\rangle$。

1. 气体取样量能器

这类量能器的灵敏层为气体探测器。它的能量分辨率由取样涨落、朗道涨落和次级粒子穿过灵敏层的径迹长度的涨落决定。图 10.25 描述这三种涨落对正比关取样量能器能量分辨率的贡献[41]。尽管气体取样量能器的能量分辨率较差，但是由于它具有内部气体放大、价格便宜、抗辐照能力强、位置分辨好及对磁场不敏感等优点仍然得到广泛应用。

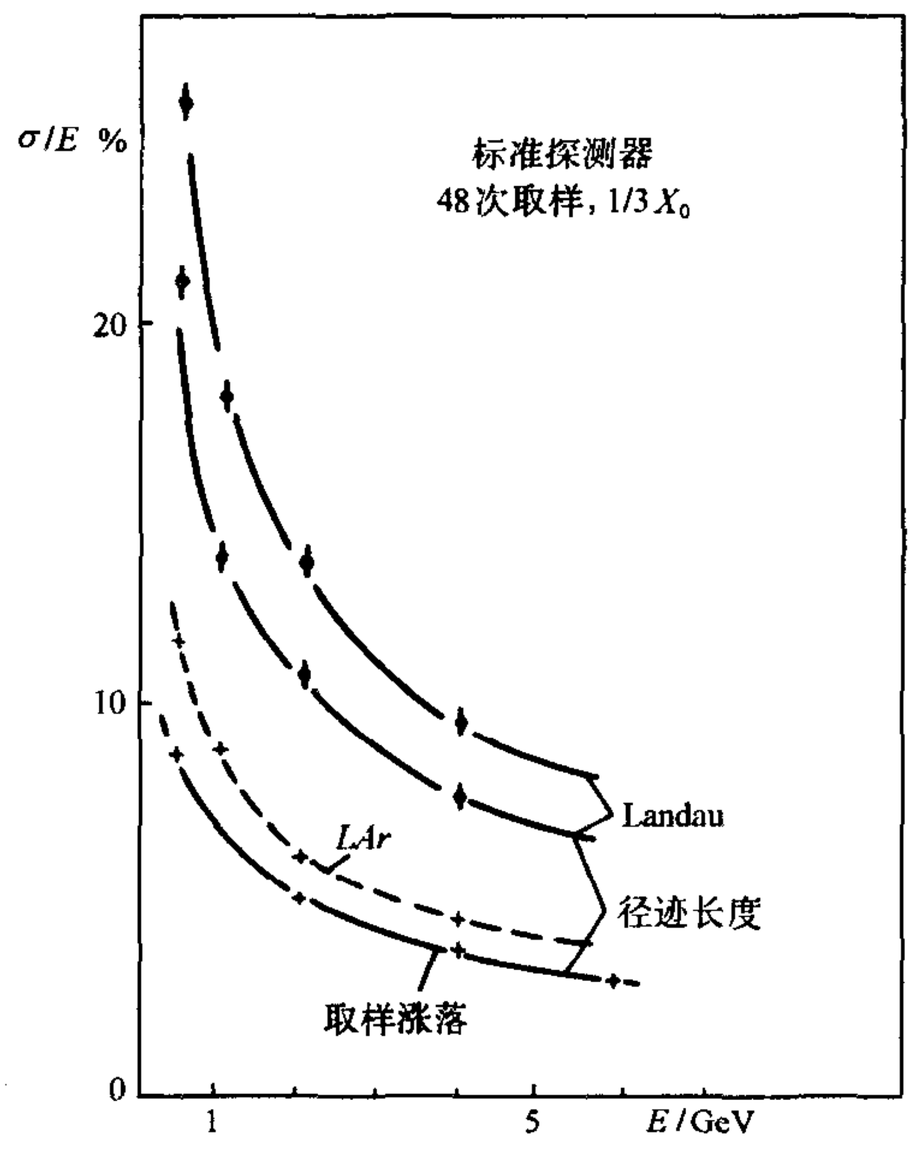


图 10.25　MC 计算得到的各种涨落对气体取样量能器能量分辨率的贡献

早期的气体取样量能器利用灵敏探测器的阳极丝的信号读出，沿丝方向用电荷分配法或用延迟线读出定位。近年来采用阻性阴极(resistive cathode)(或电半透明性阴极)，输出信号由外加的阴极感应片或条读出。这种方法的优点是感应片或条独立于探测器的结构，可以根据实验的需要而设计，比较灵活且适应性强。有时人们采用 U 型单元结构的 Al 型材或塑料型材构成气体取样计数器单元。图 10.26 (a)是 ALEPH 的电磁量能器结构，它用 Al 型材构成计数器单元，信号由外加的感应片(Pad)读出。图(b)是 Mont Blanc

的 NUSEX 探测器的结构。塑料管内壁的石墨阻性层电阻的典型值为 50 kΩ～1 MΩ/□，它不屏蔽快信号，而使感应信号可以由阴极外面外加的感应条或片读出，信号读出与计数管结构独立。它的优点是价格便宜，便于大规模生产。

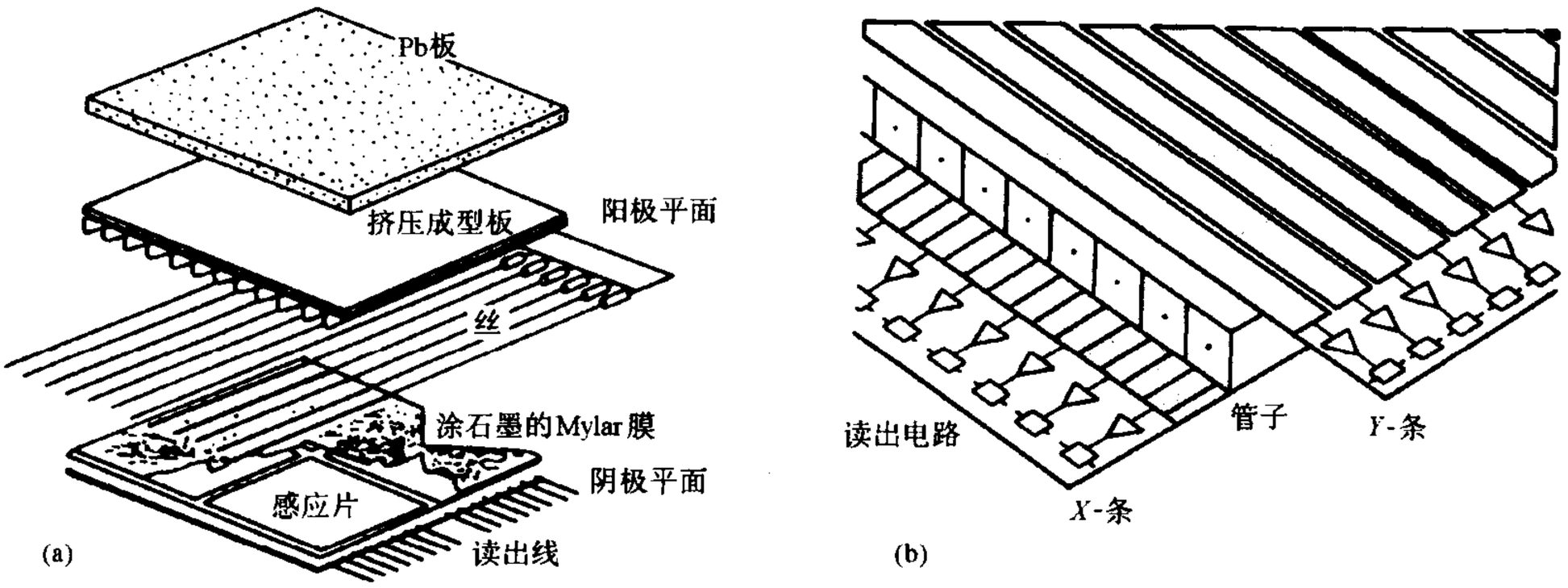


图 10.26　阴极感应读出的气体量能器的例子。(a)ALEPH 的电磁量能器结构；(b)Mont Blanc 的 PST 结构

气体取样量能器根本的缺点是气体密度低，为获得足够的探测效率取样层相对较厚，因此量能器不能作得太紧凑；同时气体灵敏层取样率低[(10.10)式中的 $F(\xi)$ 小]，取样涨落较大；朗道涨落和径迹长度的涨落也都较大，结果使得它的能量分率较差。最近人们又在发展高增益薄取样介质的量能器。例如薄正比管(ALEPH 的 EMC 用 3.2mm 厚的室)[42]，高增益的小计数管(CPLEAR 实验用 4mm×4.5mm 的取样计数管)[43]，薄的雪崩室(间隙～1.6mm)[44]和薄多丝室[45]。这类量能器可以做得很紧凑，且体积小、造价低，时间响应也快。例如 C. Chen 等人为 LHC 研制的 EMC 模型由 20 层、3mm 厚多丝室和 12mm 厚(0.84 X_0)的铜吸收板相间堆砌组成。束流测试得到以下结果：能量分辨率为 $25\%/\sqrt{E}$；在 0.5～4.0 GeV 的范围内有良好的线性；时间响应也很快(上升时间≤5 ns，宽度≈10 ns)。

正比型取样量能器的取样探测器工作在正比区(气体放大倍数为 10^3～10^4)，输出信号与簇射次级粒子在灵敏探测器中沉积的能量成正比。我们可以对它的能量分辨率进行简单估算。

设能量一定的粒子入射到量能器中，簇射产生的次级粒子穿越灵敏层的径迹平均数为 N，每根径迹在探测器中产生的输出信号幅度或电荷量为 S_i，则量能器总的输出信号为：

$$S = \sum_i S_i = N\bar{S} \qquad i = 1,2,3,\cdots,N$$

量能器输出信号的涨落为：

$$\frac{\sigma_S}{S} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\bar{S}}}{\bar{S}}\right)^2} \quad \text{而} \quad \frac{\sigma_{\bar{S}}}{\bar{S}} \approx \frac{1}{N}\frac{\sigma_{S_i}}{S_i}\text{，故有：}$$

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{N}\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_{S_i}}{S_i}\right)^2} \tag{10.31}$$

式中，(σ_{Si}/S_i)是单个电子穿越灵敏层时的电离能损的涨落，服从朗道分布[(10.16)式]；$1/\sqrt{N}$取样涨落可由(10.15)式估算；此外，径迹长度的涨落也对能量分辨率有贡献。从图 10.25 可以看出，在气体取样量能器中，朗道涨落和径迹长度涨落对能量分辨率的贡献较大，在 $E = 1\text{GeV}$ 时$(\sigma(E)/E)_{\text{sample}} \approx 7\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$，而总能量分辨率 $(\sigma(E)/E) \approx 18\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$。

人们设想如果采用数字方式读出，即记录穿越灵敏层的径迹数 N，那么在理想条件下，能量分辨率将仅由取样涨落决定，能量分辨率得以改善。“数字式”读出可以用下面的一些办法实现。

1) 采用 Geiger 放电模式。将阳极丝分割为小区间(如 5mm×10mm 的小区间)，使放电限制在此小单元内，利用 Geiger 放电的饱和特性获得“数字式”读出。由于 Geiger 放电的死时间较长(～1ms)，放电单元有一定大小，有死区存在。在径迹密度较高时，计数将有丢失从而使量能器的响应偏离线性。特别是在能量较高($E>5$ GeV)的区域，非线性相当严重。

2)采用有限正比或自淬灭流光(SQS)放电模式。最常用的是自淬灭流光管特别是塑料流光管(iarocci tube 或 PST)。在这种模式下，饱和放电限制在靠近阳极丝沿丝方向几毫米的范围内。放电的电荷信号及位置信号由阴极感应条或片读出。这种探测器仍然不能适应高计数率的要求，最高工作计数率为 $10^6/\text{m}^2\text{s}$。由于取样计数管工作在饱和放电状态，有较宽的高探测效率的坪区，工作比较稳定。在低能区($E<10$ GeV)，能量信息由取样计数管的计数给出，并且能保持线性响应。北京谱仪的电磁量能器就是以 SQS 计数管取样的量能器[3]。

在气体取样强子量能器中可以选择适当的取样物质来获得补偿。例如，L3 的强子量能器用 U 而不用通常的 Pb 或 Fe 作为吸收体。研究显示，适当选择 U 的厚度或含 H 的气体(例 Ar/CH_4 或 Xe/iC_4H_{10}) 的厚度提高强子簇射中的可观测能量的比例可以获得“补偿”[48]。此外，e/h 的值还可用改变轻核的比例(如 Ar/CO_2 的比例)和在 U 层外包裹 2mm 的有机玻璃或 1mm 的 Cu 屏蔽低能中子来调节[47]。

U 有天然放射性，它放出的 γ 射线谱有单一的形状可用来标定各道的增益，其精度可达到 2%。由于这种放射源始终存在，这相当于在取数时每道附加一噪声源使低能处的能量分辨率变差并且使台阶展宽。$L3$ 组发现 U 的噪声相当于每道 2 MeV 的强子能量沉积。

2. 闪烁体取样量能器

用闪烁体作为灵敏层，用光敏器件作为取样探测器是取样量能器的主要类型之一。塑料闪烁体或有机闪烁光纤有以下优点：价格相对便宜、易于加工和安装成各种几何形状、可制成有比较精细的横向粒度的量能器、输出信号快以及有足够大的光产额使得光电子的涨落对能量分辨率的贡献可以忽略等。然而，在读出信号时往往受到光收集的不均匀性和光电倍增管倍增系数涨落的影响。此外，闪烁体和光敏器件的性能随时间的衰退(包括辐照损伤)必须监测。所有这些因素都限制了这类量能器的能量分辨率。这类量能器有下面几种结构。

(1)板状闪烁体量能器

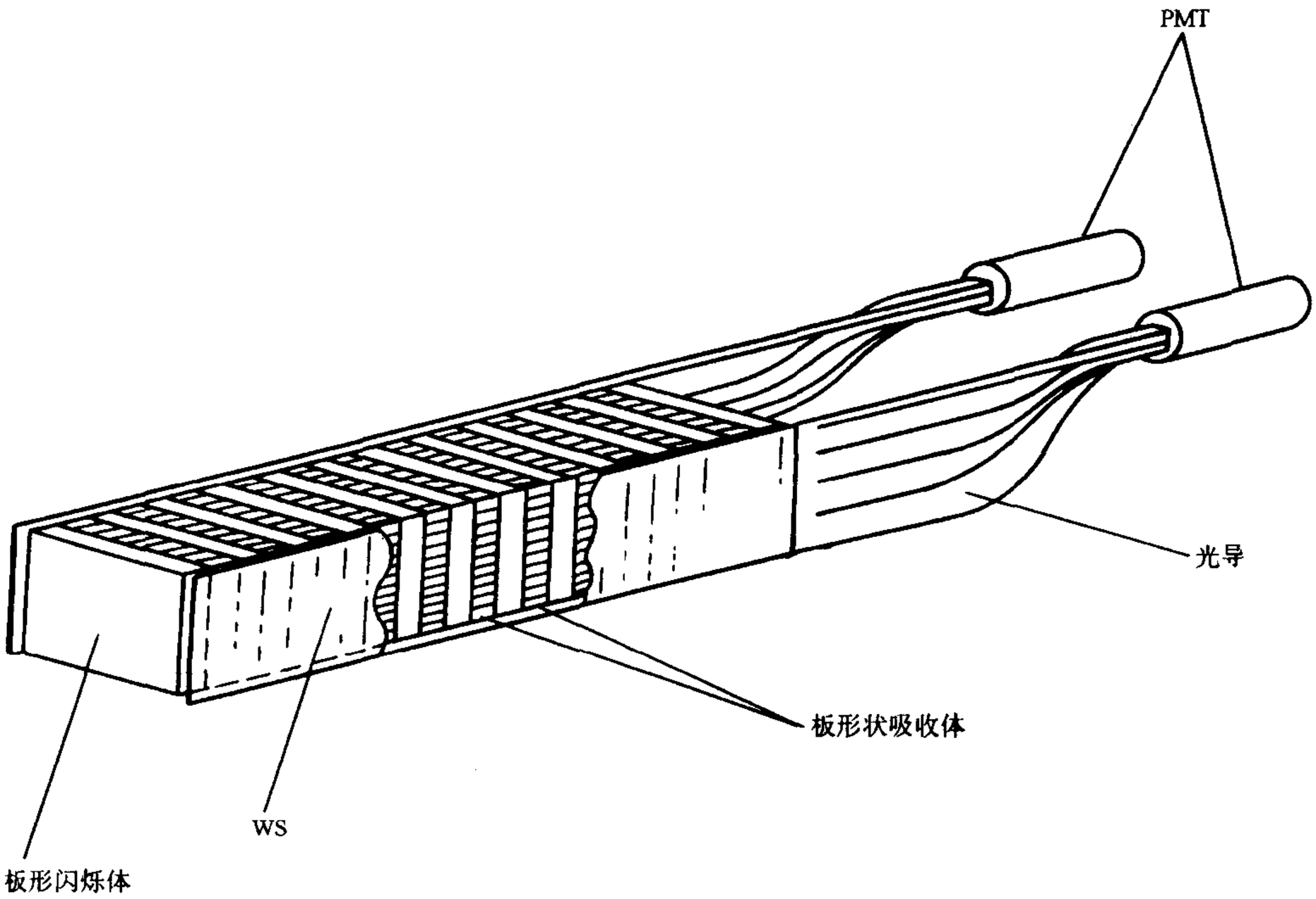


图 10.27　板状闪烁体量能器的典型结构

这类量能器由板状闪烁体与高 Z 吸收介质相间堆砌而成。图 10.27 是它的典型结构。各层闪烁体发出的光进入波长位移(WLS)条在其中激发出波长较长的绿光,这些光再通过透明光导收集由光电器件读出。在此过程中光在闪烁体内的自吸收将造成光收集的不均匀,光在波长位移条中的衰减进一步加深了这种不均匀性。此外,波移条还造成一定的死区,而且波移条对于簇射产生的切伦科夫光灵敏,这就使得在闪烁体边界处产生的光得到加强。所有这些光传输和收集的不均匀性都对能量分辨率有贡献。改进的办法有:①对所有反射层很好抛光,包以 Al 膜等反射层。②用紫外光吸收体作光导或在光电倍增管前加上滤光片降低切伦科夫光的成分。③选用衰减长度长的闪烁体和波长位移材料以及尽量采用薄的波长位移(WLS)材料等,最后演变为采用波长位移纤维。

图 10.28 为瓦片/光导纤维(tile/fiber)闪烁体量能器塔型单元的结构[48]。U 形或环状 WLS 光纤嵌入塑料闪烁体瓦片中,闪烁蓝光在闪烁体内经全反射和 Al 膜的镜面反射击中 WLS 光纤产生绿光(波长位移)并沿 WLS 光纤输出。在闪烁体之外,WLS 光纤与透明光导光纤相"焊接",闪烁光经过光导光纤引出由量能器后部的光电倍增管记录。这种安排避免使用较长的 WLS 光纤。每片闪烁体的读出光纤可以根据测量的需要分组组合进行读出。可以由一个光电直径管记录一个塔型单元的总信号,也可以将输出信号沿塔的轴向分组求和输出获得簇射纵向发展的信息。瓦片式量能器光输出的均匀性较好,几何结构灵活、死空间小、适应性强。

图 10.29 是另一种用 WLS 光纤读出的 Pb/闪烁体(Shashlik 型)量能器单元[49]。闪烁光通过与闪烁体垂直的 WLS 光纤读出。它有以下优点:①用≈1 mm 的光纤减少了光在

闪烁体中的衰减，且光电器件可置于磁场外。②采用小的光电直径管可增加信号速度。③减少了闪烁体与 WLS 板之间的死空间。④闪烁光能得到有效的收集，还能获得精细的粒度。表 10.7 是 LHC 的 CMS 组 Shashlik 量能器模型的主要参数。

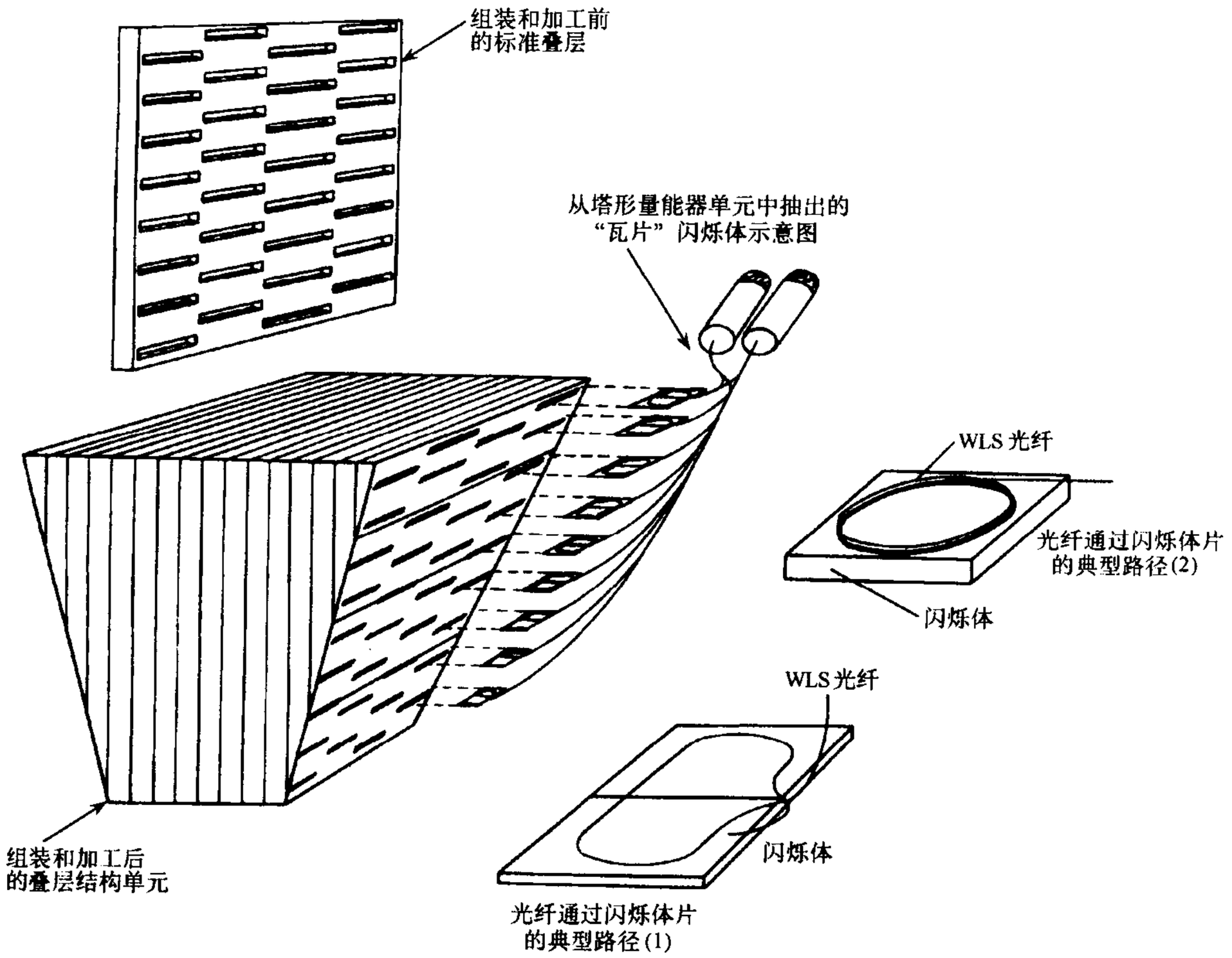


图 10.28　瓦片/光导纤维闪烁体量能器塔型单元的结构

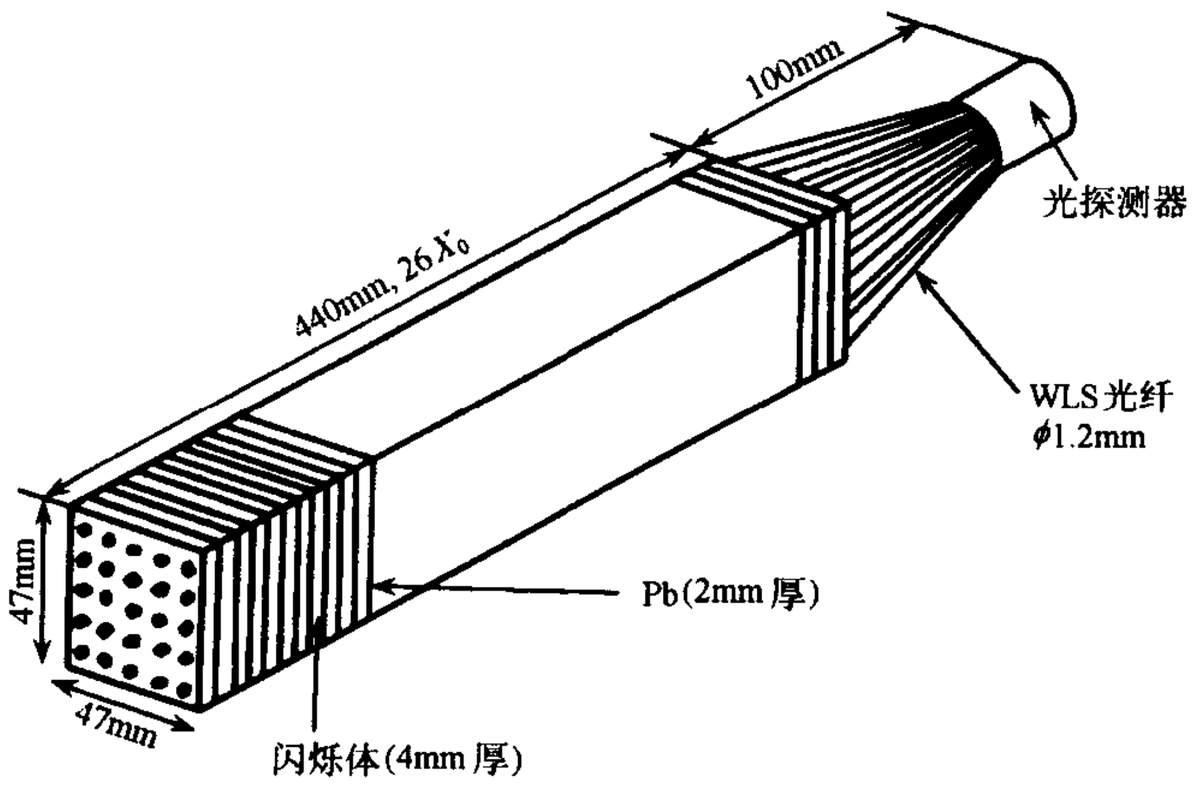


图 10.29　Shashlik 量能器塔状模型

表 10.7　CMS 的 Shashlik 单元模型的主要参数

单元的横向尺寸 mm×mm	47×47
平面数	75
总深度(465 mm)	27.5 X_0
平均辐射长度(X_0)/mm	16.9
Moliere 半径/mm	34
Pb 板厚度/mm	2
闪烁体型号	polystyrene+0.5%POPOP+2%para-terphenyl
闪烁体厚度/mm	4
WLS 纤维型号	Y7(Kuraray)
纤维数	25
纤维直径/mm	12
闪烁体中孔的直径/mm	13
Pb 中孔的直径/mm	15

(2)闪烁光纤量能器

近年来,有些取样量能器由闪烁光纤组成。闪烁光纤由闪烁体芯外包裹低折射率(n 芯：n 外皮～1.61：1.49)的物质层组成。在光纤内大约 4%的闪烁光相对于光纤轴的角度 $\theta \leqslant \cos^{-1}(n_{芯}/n_{外皮}) \approx 22°$,它们将经过全反射沿光纤传播。这样就无需采用附加的波长位移材料,可以减少死空间,同时也克服了光收集的不均匀性。由于没有 WLS 介质,输出信号更快,可承受更高的计数率,门宽可窄到 20～30ns。

闪烁光纤量能器有两种基本类型,一种是由吸收体介质层和闪烁光纤层相间堆砌组成;另一种是点阵(Lattice)结构,闪烁光纤埋藏在吸收物质之中。它们都易于建造,价格也不太高。

点阵式的闪烁光纤量能器有较好的能量分辨率,可以制成高分辨率的电磁量能器。KLOE 探测器的电磁量能器[50]就是个典型例子。图 10.30 是 KLOE 电磁量能器的基本结构。它由 0.5mm 厚带槽的 Pb(+6%Sb)板嵌入 ϕ=1mm 的闪烁光纤胶合而成。Pb：光纤：胶层=42：48：10(体积比),密度为(5.01±0.06) g/cm^3 辐射长度 $X_0 \approx 1.6$cm,取样比≈12%。闪烁光纤的衰减长度为 $\lambda \approx 300$cm,发光衰减时间 $\tau_S \approx 2.5$ns,对最小电离粒子的发光效率为 5.5 光电子/mm。

KLOE 桶部量能器覆盖 $\Delta\theta = \pm 45°$,由 24 个梯形单元组成一个内径为 2m,长 4.3m 厚～15 X_0 的 24 面柱形量能器,两个端盖由不同长度的 32 个“C”型单元组成。桶部和端盖的光纤分别平行于和垂直于束流管,信号由两端的防磁光电倍增管读出。每个光电倍增管的读出面积前 5 层为 3.4cm×3.4cm,其他层为 6.4cm×6.4cm。闪烁光经过漏斗形光导被光电倍增管接收。每个单元共有 196 个光电倍增管(其中,180 个为 ϕ1.5in,16 个为 ϕ2 in),整个 EMC 共有 4880 个光电倍增管读出。

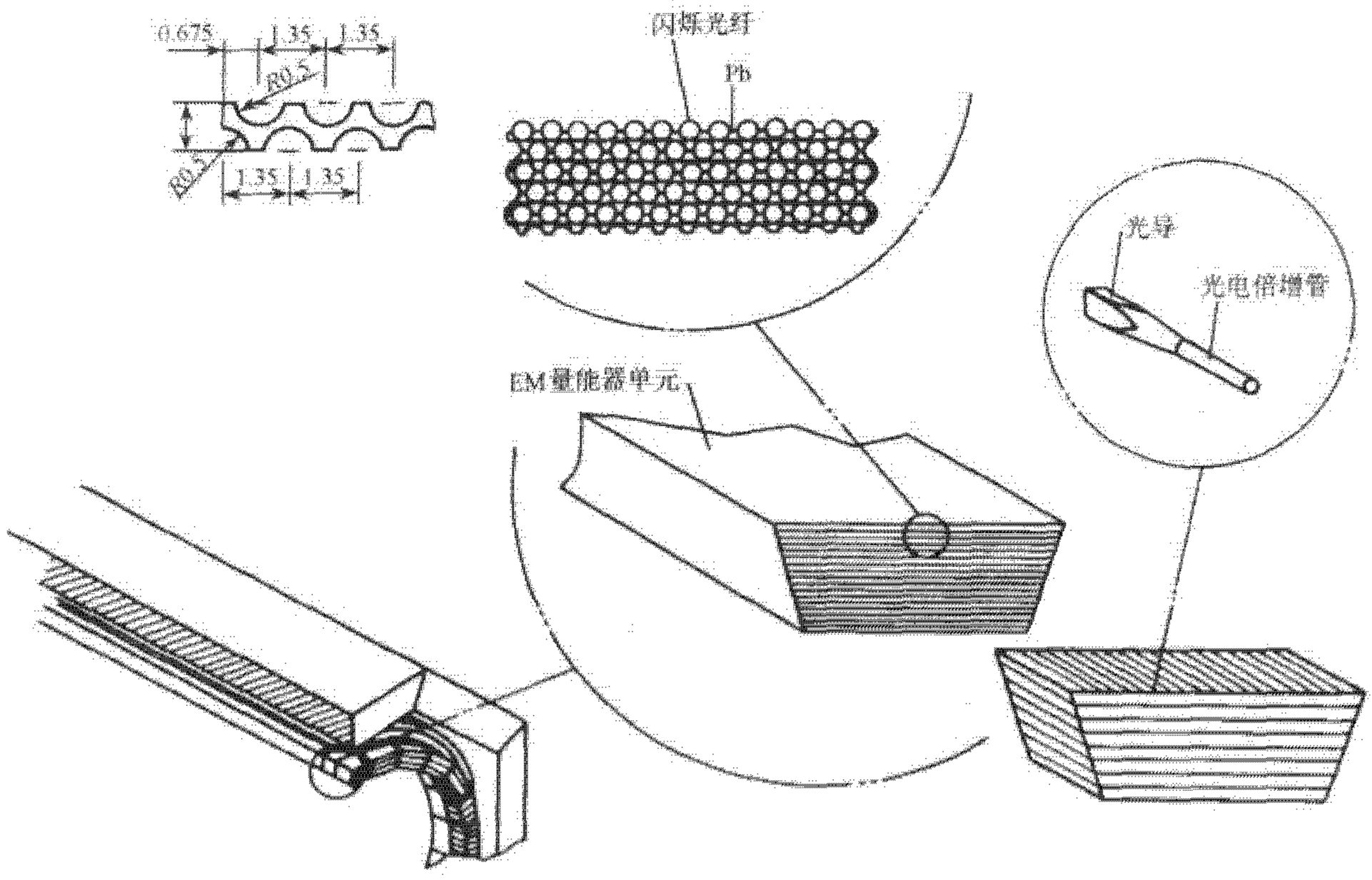


图 10.30　KLOE 探测器的电磁量能器结构

量能器的径向定为精度为探测器径向粒度$\times 1/\sqrt{12}$,沿束流轴向的位置由光纤两端信号的时间差决定,精度较差。由 1999 年首次运行的数据得到能量分辨率为 $\frac{\sigma(E)}{E}=\frac{5.7\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}\oplus 0.6\%$时间分辨为 $\sigma_t\approx\frac{54\mathrm{ps}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$。

塑料闪烁光纤可承受的辐射为 $10^5\sim10^6$ Rad。辐照损伤主要由 γ 光子造成,在簇射极大值处最为严重。辐照损伤的主要表现为衰减长度变短,由 5m 缩短为 50cm,因而使能量分辨率变差 2%。目前正在发展抗辐照能力强的闪烁体(例如,3HF 等)。为保持闪烁光纤的优点,也可采用抗辐照能力强的液体闪烁光纤。用薄的 Telflon(或 Halar)管,其折射率为 1.38,充以高折射率的液体闪烁体以产生全反射。在 WA70 实验中已采用这种液闪光纤量能器[51]。它的光纤为直径 4.4mm 的 Telflon 管充以 $NE235(n=1.47)$液闪。这种液闪有两种光谱成分,它们的衰减长度分别是 50cm 和 2～3m,可保持稳定到3%～5%/年。还可以用液体循环的办法保持各光纤的光学特性的均匀性。抗辐照能力可达 5×10^6 Rad。有很快(15 ns)的输出信号,用光传输的时间差确定入射粒子沿光纤方向的位置精度可达几厘米。

(3)强子量能器的“补偿”

选取强子量能器的吸收介质既要考虑价格因素和易于加工,还要考虑补偿的需要。吸收体通常采用 U,Pb 和 Fe。U 不易加工,价格也高,但它能增加中子和 γ,可“补偿”结合能的丢失甚至可以得到“过补偿”。图 10.15 给出 Helios 的 U/闪烁体量能器与 CDHS 非补偿 Fe/闪烁体量能器在能量分辨率及线性方面的改善。

闪烁体取样量能器还可自然获得“补偿”。WA78 和 Zeus 组曾作过一系列的测试,给

出表 10.8 的结果[52]。其中 e/h 接近 1 时有最佳的强子能量分辨率。由表看出在 U：闪烁体＝1：1 和 Pb：闪烁体＝4：1 时(均为体积比)，对应于最佳补偿情况，其中用 Pb 的量能器的能量分辨率差的原因是取样比小，相对涨落太大。人们测得强子量能器能量分辨率的本征限制对 Pb 量能器为 11%～13%，比 U 量能器(19%～20%)低。

表 10.8　各种结构的闪烁体取样量能器的 e/h 值和能量分辨率

结构	能量范围 /GeV	$AE^{-1/2}\oplus B$ 电子 A　B	$AE^{-1/2}\oplus B$ 强子 A　B	补偿后的 e/h 值(±.05)
3.2(3.0)mm ^{238}U 3mm 闪烁体	10～100	0.172　0.008	0.360　0.010	1.01
3.2mm ^{238}U＋0.2mm 不锈钢 3mm 闪烁体	10～100	0.176　0.004	0.345　0.010	0.96
3.2mm ^{238}U 5mm 闪烁体	3～8.75	0.156　0.010	0.398　0.041	1.12
5 mmPb 5mm 闪烁体	3～18.75	0.127　0.012	E＝5GeV 时，A＝0.53	1.34
10mm Pb 2.5mm 闪烁体	3～75	0.235　—	0.442　—	1.05

与气体取样量能器相似，在液 Ar 或闪烁体量能器中，U 既可作为补偿介质通常又用来对量能器进行标定。

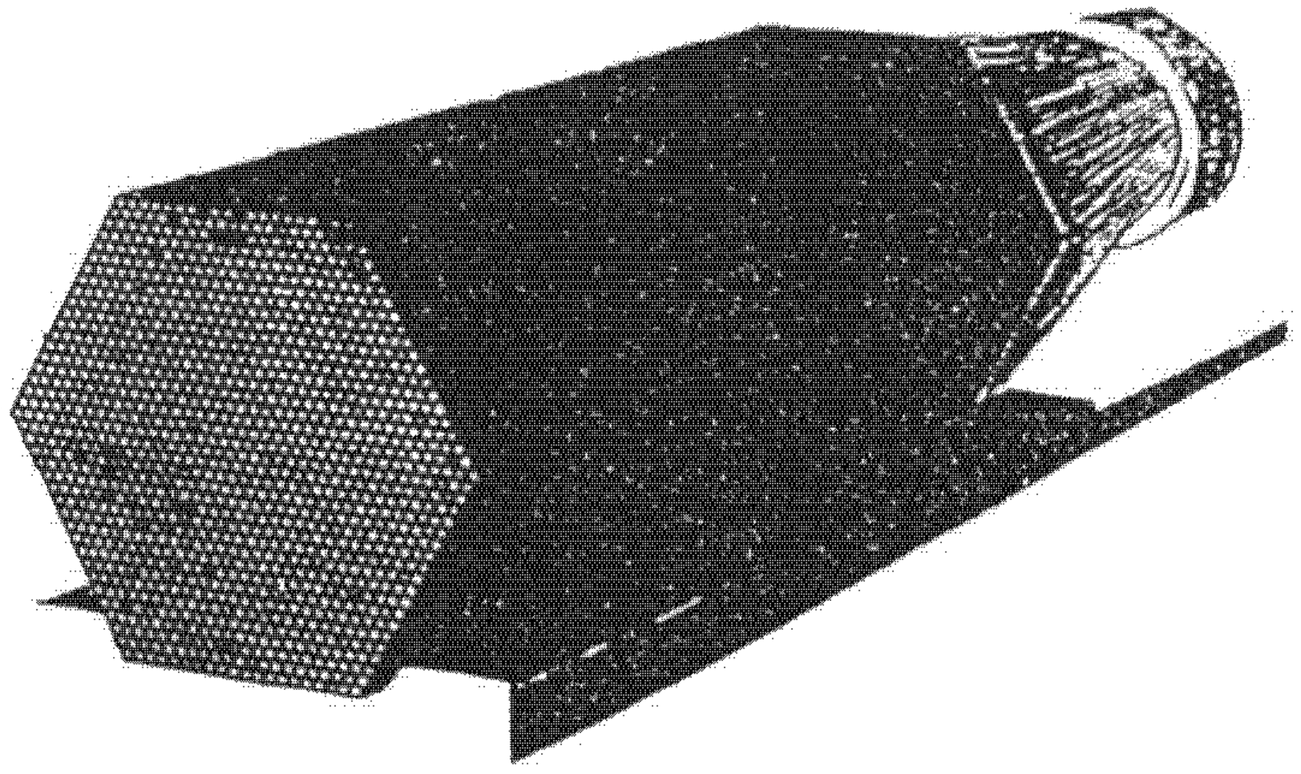


图 10.31　SPACAL 量能器的单元结构图

最近几年发展起来闪烁光纤量能器作为强子量能器有许多优点：①适当选择 Pb 与闪烁光纤的比例可以获得很好的“补偿”。②利用中子在闪烁体中的 n-p 弹性散射作补偿比在 U 中利用中子反应的过程速度快。③在 Pb 中中子产额仅是 U 中的 1/3，可以减小中子造成的辐照损伤。④可以精细取样，提高定位精度。⑤不用附加的波长位移材料或光导，光产额较高(≈10^3 光电子/GeV)，输出信号也较快。图 10.31 是 SPACAL(SPAghetti CALorimeter)量能器的单元结构图。闪烁光纤(scintillating fiber)为 SCSN-38 型，ϕ1mm 外表有 Al 反射层覆盖，反射率 $R\approx85\%$。光纤间距 2.2mm 被 Pb 包围，Pb 与闪烁光纤的体积比≈4：1 以获得补偿。每个量能器单元为边长 43.3mm 的六边形，X_0＝0.75cm，λ_I＝

21cm。所有光纤捆成一束将光引导至一个光电倍增管记录。整个量能器由这种单元组合而成。束流测试得到以下结果：电磁能量分辨率 $13\%/\sqrt{E}$，强子能量分辨率(25～30) $\%/\sqrt{E}$；在 10～150 GeV 的范围内，非线性≤1%；$e/h\approx1.05$。此外，它还可获得较好的 π/e 分辨[53,25,27]。

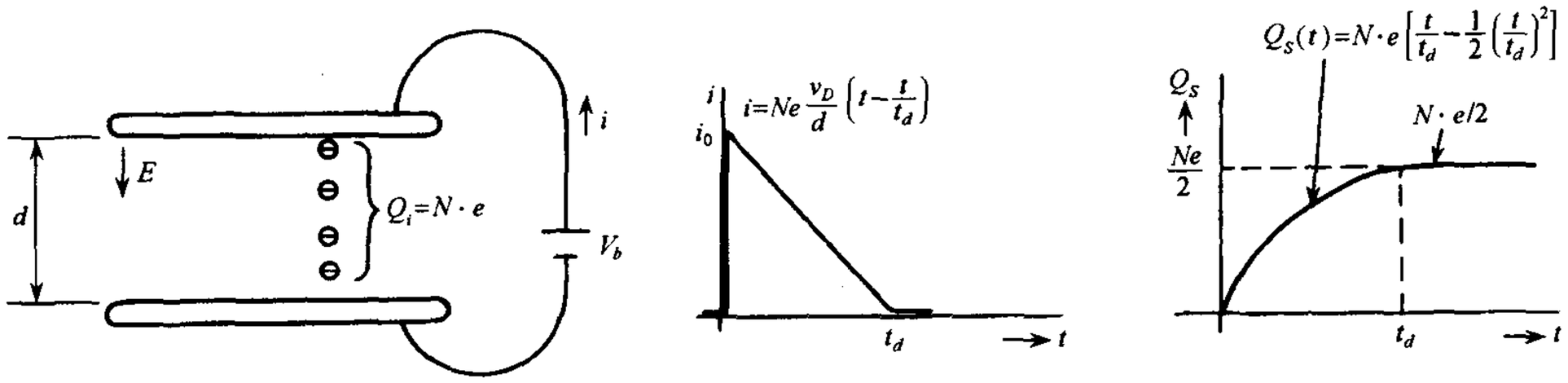


图 10.32　液氩电离室中的电流和电荷收集特性

3. 液体介质取样量能器

这是取样量能器的另一种主要形式。这类量能器以液态惰性气体(LAr,LXe ,LKr)或室温碳氢化合物 TMP(tetramethypentane),TMS(tetranethylsilane)等作为灵敏介质。

由于液体的密度较大，电离能损大，次级粒子产生的电离量大，同时电子的迁移率也较高，因此带电粒子在液体中产生的电离电荷可以用简单的电离室来收集。电离室的工作与气体放大无关(气体放大系数≡1)，稳定性高，量能器的刻度相对简单。但是它面临着以下几方面的问题：液态介质的净化和制冷技术；如何进一步提高电荷收集速度；探测器的电容与前置放大器电感的匹配以及室温有机液体(warm liquid)的抗辐照问题等。下面分别介绍有关技术。

(1)取样电离室

在量能器中通常采用平行板电离室。带电粒子在灵敏介质中产生的正、负离子对在外加电场作用下，无放大的向正、负电极漂移，在电极上产生感应信号。正离子的漂移速度比电子慢(约 10^3～10^4 倍)，在电子学开门信号宽度之内对信号的贡献很小，输出信号主要是电子的贡献。

在电离室受到均匀辐照的简单情况下(图 10.32)，电场 $E=V_b/d$，漂移速度 v_D 是恒定的。设信号的电流为 $i(t)$，单位时间内辐照产生 N 个电子-正离子对，即有：

$$i(t)V_b = Ne\left(1-\frac{t}{t_d}\right)E\cdot v_D \tag{10.32}$$

式中，$t_d=d/v_D$，由此可得：

$$\begin{aligned} i(t) &= \left(Ne\frac{v_D}{d}\right)\cdot\left(1-\frac{t}{t_d}\right) \\ &\equiv i_0\left(1-\frac{t}{t_d}\right) \end{aligned} \tag{10.33}$$

$$Q(t)=\int i(t)\mathrm{d}t = Ne\left(\frac{t}{t_d}-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{t_d}\right)^2\right) \tag{10.34}$$

在量能器中电离室存在下列两方面的问题。

1)液态取样介质的净化十分重要。因为如果液态介质中存在负电性杂质，电子将被俘

获使电流 i_0 丢失，在信号积分时间内信号电流未必能保持恒定。目前经过净化的 TMP 杂质浓度可达 ppb(10^{-9})的量级，净化的 LAr 杂质浓度可达$\frac{1}{10}$ ppb 的量级。有杂质存在时，自由电子的丢失有 $i(t)=i_0e^{-t/\tau}$的关系，因此可以用自由电子的平均寿命 τ 来度量液体介质的纯度。通常要求 τ 是电子在电离室中渡越时间 t_d 的数倍以保证最终收集到的电荷不致丢失过多。目前经过 Ochsenbein 等人的净化系统 TMS 和 TMP 中的电子寿命可分别达到≈450μs 和≈77 μs，已经提供 UA1 量能器使用。

2)为满足最高计数率的要求，探测器与电子读出系统的设计要互相匹配好。量能器的信号读出速度与它的总体结构以及电子学读出方法有关。液态量能器有两种不同的结构。①游泳池型(swimming pool style)：吸收体、电极，甚至前端电子学都处于大量液态介质中。它的结构简单，恒温器壁造成的死空间小，液体可以循环使用。②液态吸收体置于密闭容器中，在吸收体之间插入电极。这种结构通常为室温有机液体量能器所选用，这是因为有机液体容易被来自大面积金属中的碳氢化合物所“污染”，但是这样就引入了附加的死空间。例如，HERA 的 H1LAr 量能器，它的入射窗厚 0.25 X_0，比 UA1 的 TMP 容器的厚度(0.7 X_0)薄。目前正在研制无孔无污染可镀金属的塑料(例如，Plastic Vectra)以减少死空间。

(2)前端电子学及信号读出方法

设信号输出波形的延续时间由计数率的要求决定，又设输出脉冲成形为底宽为 $2t_m$ 的三角波，此时，噪声主要由放大器件的串联噪声源决定。等效噪声(ENC)可写作：

$$(ENC)^2 = 4kTR_S(C_A + C_D)^2/t_m \tag{10.35}$$

式中，C_A 和 C_D 分别为放大器的输入电容和探测器的电容；R_S 是噪声的串联电阻。

$$C_A = \tau g_m \tag{10.36}$$

$$R_S = a/g_m \tag{10.37}$$

式中，τ 为少数载流子的渡越时间；g_m 为互导；a≈0.5(双极型晶体管)，0.7(结型晶体管)。

为降低噪声就要减小串联电阻 R_S，原则上可以加大 g_m，但这样放大器的输入电容也加大了。(10.35)式在

$$C_A = C_D \tag{10.38}$$

时，有极小值$(ENC)_{opt}$

$$(ENC)_{opt} = 16kTC_D(aC_A/g_m)(1/t_m) \tag{10.39}$$

这就是说：放大器的输入电容与探测器的电容相等时，电子学与探测器有最佳匹配。对于计数率较低的情况，可以增加分辨时间(即加大 t_m)来降低噪声。对高计数率环境，例如 LHC 或 SSC，要求信号宽度为 10～20ns，为获得如此窄的脉冲信号，往往只取一部分电荷信号，即采用成形电路获得窄信号(图 10.33)。此时电子在电离室中的漂移速度已不再是限制因素，而电荷由探测器到前置放大器的传输时间 t_r 将限制探测器的最高计数率，这就要求前放尽可能靠近探测器的电极。在此情况下，探测器的电容 C_D，探测器电极与前放的结线电感 L 以及前放输入阻抗 R 构成一串联电路，当 $R=2\sqrt{L/C_D}$时，处于临界阻尼状态：

$$t_r \approx 4(LC_D)^{1/2} \approx 2RC_D \tag{10.40}$$

人们常采用下列办法减小 t_r：①并联若干场效应管以降低前放的输入阻抗。D0 和 UA1 组

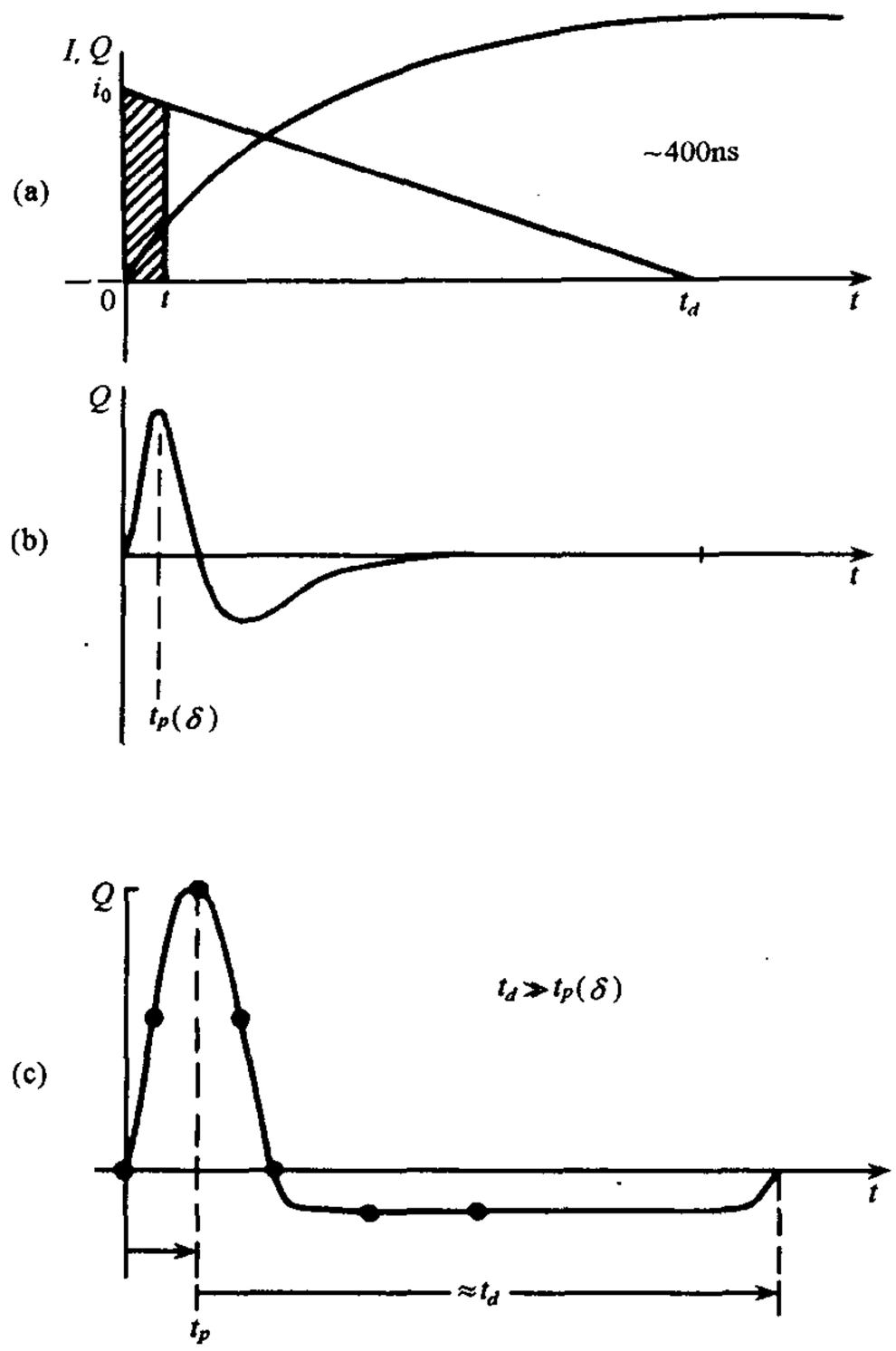


图 10.33　成形电路的作用

(a)电流与积分电荷随时间的变化 t_d 是电离室中总的漂移时间；

(b)成形网络对 δ 型脉冲电流的响应 $t_p(\delta)=20$ns；(c)成形网络对(a)中电流的响应

选用此法。②将 N 个电离室并联通过磁芯变压器(Ferrite-Core Transformer)与前放匹配[图 10.34(a)]。但是这种方法在强磁场中不适用。③将若干(S)个电离室电极串联成组再将 P 个组并联成“静电变压器”(Electrostatic Transformer 或 EST)[图 10.34(b)][54]如图所示，S 个电离室串联，使得输出信号幅度增大，其效果相当于变压比为 S 的磁芯变压器，故称之为“静电变压器”。表 10.9 给出 FCT 及 EST 方法的等效输出电容值。用这两种方法都能降低探测器的有效输出电容，这不仅可以减小 t_r 提高计数率，还可以与低输入电容的放大器匹配，减少噪音提高信/噪比。例如：一个塔型量能器单元共有 40 层电离室，如果每层的电室的电容为 250pf，若将它们全部并联输出信号，那么总电容为 10nF。如果采用 EST 方法，则先将 5 个电离室串联，再将 8 组这样的电离室并联，则总电容仅为 0.4nF。

表 10.9　量能器塔不同联结方式下的电容值(参数定义如图 10.34 所示)

参　数	FCT(初级)	FCT(次级)	EST(串-并联)
变压比	n	n	s
电　容	NC	NC/n^2	$NC/s^2=PC/s$
信号电流	ΣIg	$\Sigma I_g/n$	$\Sigma I_g/s$
直流总电压	V	—	sV

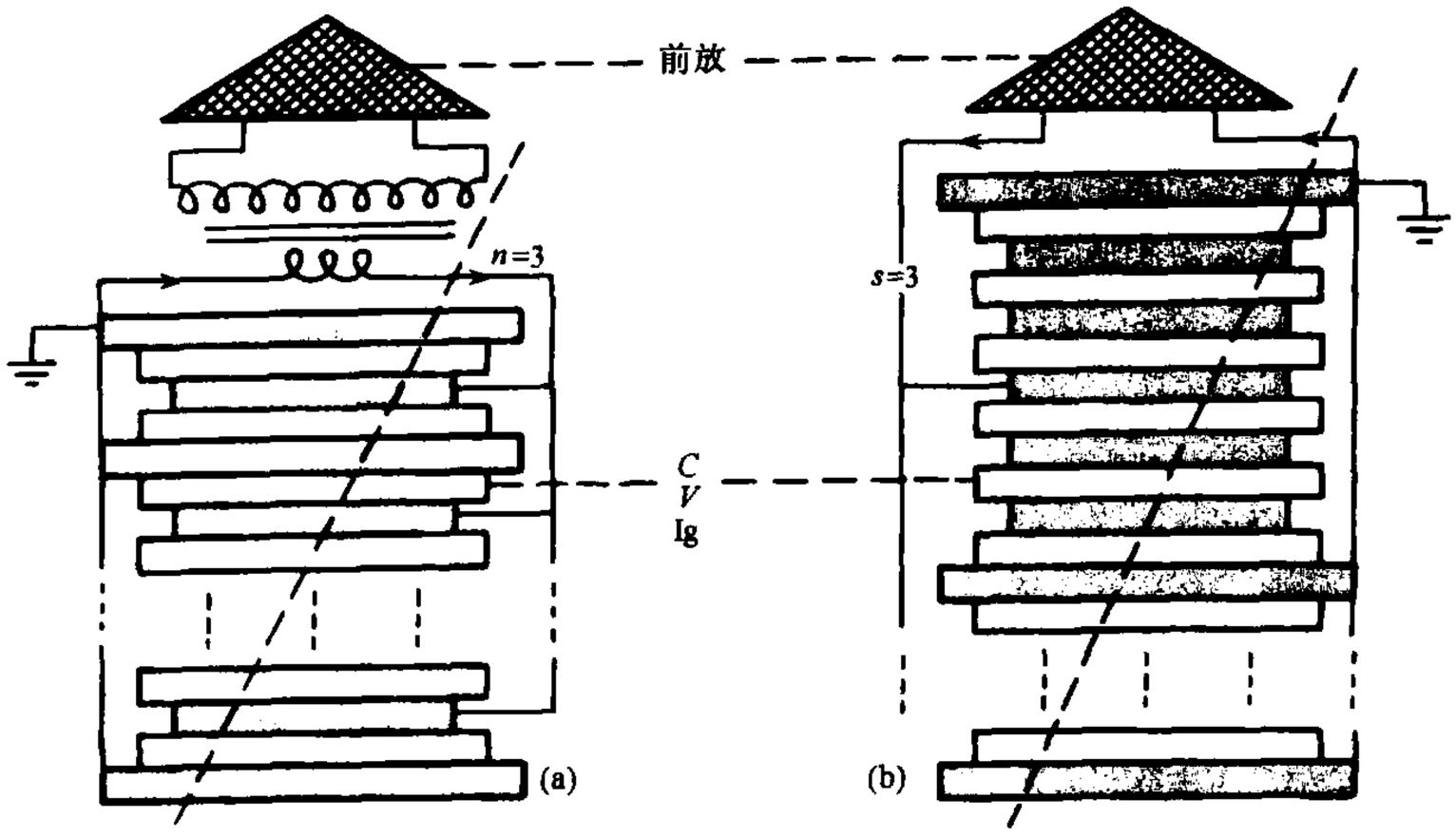


图 10.34　(a)磁芯变压器(FCT)耦合;(b)静电变压器(EST)耦合
(C,V,Ig 是一个电离室的电容,电压和电流)

在量能器中,通常将若干电离室(单元)的收集电极并联成一个"塔形"量能器单元进行读出。对于典型的电磁量能器,每个塔的电容约 1～10nF。在 LHC 及 SSC 的预制研究工作中,人们引入一种称之为"手风琴"式的结构(accordion structure)(图 10.35)[55]。量能器中相邻的读出单元自动相连,前置放大器安装在手风琴塔的前面或后面,减小了结线电容,且易于采用 EST 的读出方法。CERN 已经建造了一个手风琴式 LAr 量能器模型。它的吸收片由钢包裹的 1.9mm 的 Pb 片弯曲成手风琴式电极处于低电位。由 Kapton 敷铜板组成沿纵向刻蚀 25mm 宽的读出条也形成手风琴式,插入 Fe-Pb 板之间,形成两个 1.9mm 的 LAr 漂移间隙。束流测试结果为对 30～150GeV 电子的能量分辨率为 $10\%/\sqrt{E}$。

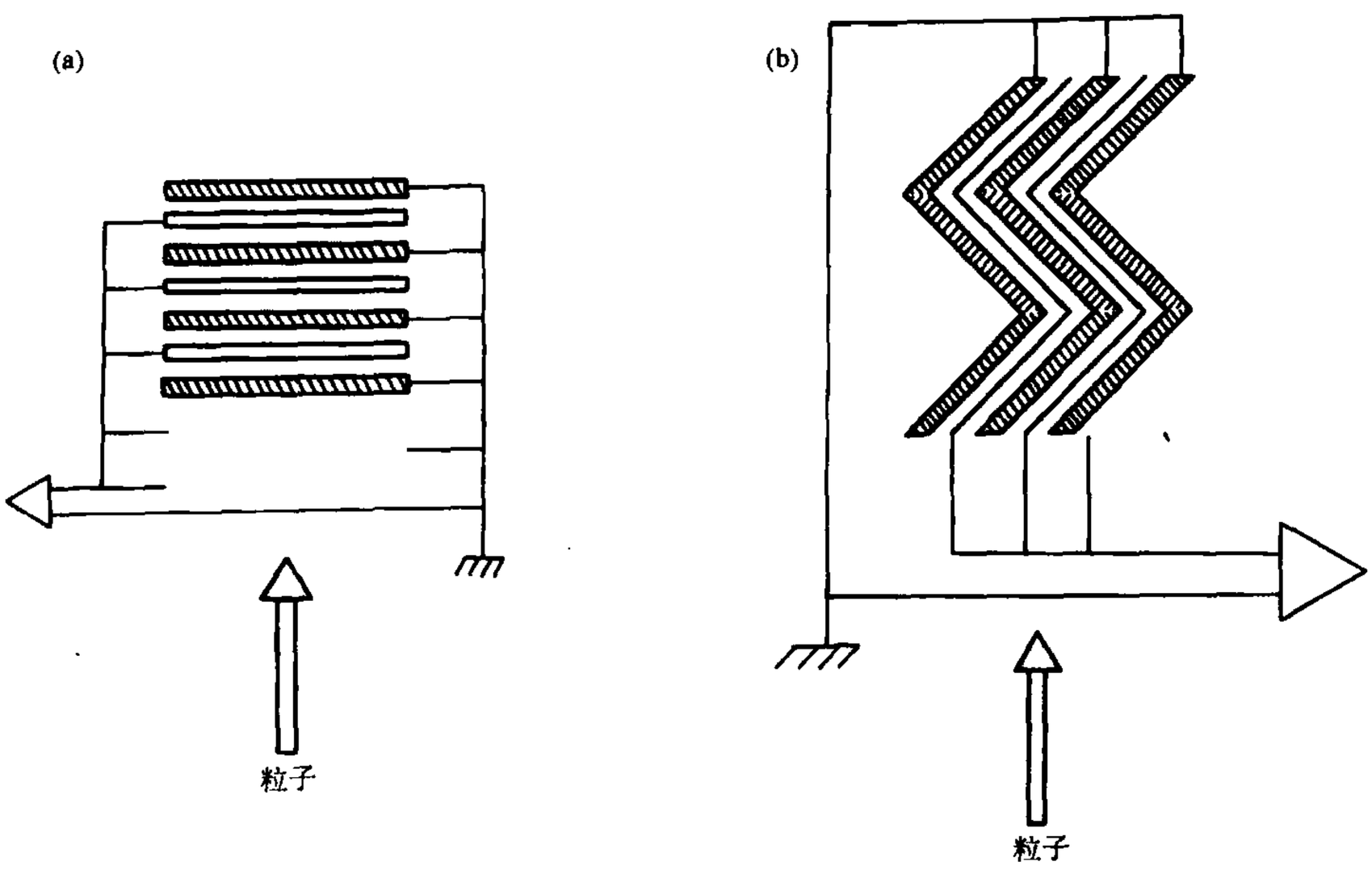


图 10.35　LAr 量能器两种结构的比较
(a)传统的平板结构;(b)"手风琴"式结构

(3)取样介质的选取

对取样介质的要求是带电粒子在介质中产生的自由电子数多和电子在介质中的漂移速度快。LAr 是目前最常用的取样介质,它的价格便宜且易于获得。也有小型量能器采用 LKr 和 LXe 为取样介质的。液态惰性气体的特性如表 10.10 所示,它们均需有特殊的制冷设备和净化系统。

表 10.10　液态惰性气体的特性

A. 液 Ar,液 Kr 和液 Xe 的原子和热力学特性

特性	Ar	Kr	Xe
电子壳层结构 ($K=1s^2$, $L=2s^2p^6$, $M=3s^2p^6d^{10}$)	$KL3s^2p^6$	$KLM4s^2p^6$	$KLM4s^2p^6d^{10}5s^2p^6$
原子序数 原子量/μ 原子直径/Å	18 39.94 3.42	36 83.80 3.6	54 131.3 4.05
范德瓦耳斯常数 $a(\times10^6)$ /(atm·cm^3·mol^{-1}) 范德瓦耳斯常数 b /(cm^3·mol^{-1})	1.35 32.3	2.31 39.8	4.118 51.4
三相点温度/K 三相点压力/atm 三相点密度/(g·cm^{-3})	83.78 0.679 1.14	115.95 0.721	161.30 0.805 2.96
临界点温度/K 临界点压力/atm 临界点密度/(g·cm^{-3})	150.85 48.3 0.536	209.35 54.3 0.908	289.74 57.64 1.10
标准沸点(bp)/K 沸点处的液体密度/(g·cm^{-3}) 沸点处的汽化热/(cal·mol^{-1})	87.27 14.00 1557.5	119.80 2.413 2258.0	165.05 3.057 3020.0
熔化潜热/(cal·mol^{-1}) 固态密度(160 K) /(g·cm^{-3})	280.8	390.7	548.5 3.407
气/液比例	784.0	643.6	518.9

续表

B. 液 Ar，液 Kr 和液 Xe 的物理特性			
特性	Ar	Kr	Xe
磁化系数($\times10^6$)/(mol^{-1})	−19.4	−28.0	−43.0
辐射长度/cm	14.2	4.6	2.8
核吸收长度/cm	83.6	61	55
Moliere 半径/cm	10.1	4.8	4.1
临界能量/MeV	30.5	14.2	10.5
平均最小电离能$<\Delta E(1cm)>$/MeV	2.1	2.96	3.79
W 值(1MeV 电子)/(eV/离子对)	23.3	20.5	16.6
Fano 因子	0.107		0.041
迁移率/($m^2\cdot V^{-1}\cdot s^{-1}$)	0.048		0.22
氧俘获常数($\times10^{14}$)/($m^2\cdot V^{-1}$)	1.5		2.0
潜热 167K 时/($J\cdot g^{-1}$)			95.5
热容量(Cp)/($cal\cdot mol^{-1}\cdot K^{-1}$)	10.05		10.7
比热/($J\ g^{-1}\cdot K^{-1}$)			0.2
热导率/($mW\cdot cm^{-1}\cdot K^{-1}$)			0.7
热导率($\times10^3$)/($cal\cdot s^{-1}\cdot cm^{-1}\cdot K^{-1}$)	30		16.8
在 86.6K，123.0K，171.9 K 时	28.9	21.1	16.8
液体的黏滞度(mP)			
在 87K，165 K 时	2.55		5.07
液体(波长 170nm 时)的折射系数	1.29	1.40	1.6

近年来已经获得超纯碳氢化合物。这类碳氢化合物液体无需制冷装置，给温液(warm liquid)量能器打下了基础。许多纯净碳氢化合物具有高的电子迁移率，但是它们大部分有毒害或难以获得。它们其中最常用的有：TMP 和 TMS，它们的电子迁移率分别为 $\mu=30cm^2\cdot V^{-1}\cdot s^{-1}$和 $\mu=100cm^2\cdot V^{-1}\cdot s^{-1}$。TMS 的电子迁移率是 TMP 的 3 倍，但是它更易燃烧。表 10.11 列出某些温液的特性。

表 10.11　某些温液的特性

	TMP	TMS	TMGe	TMSn
分子式	C_9H_{20}	$C_4H_{12}Si$	$C_4H_{12}Ge$	$C_4H_{12}Sn$
密度/(g/cm^3)	0.72	0.645	1.006	1.314
介电常数	1.98	1.92	2.01	2.25
辐射长度/cm	62.3	52.2	18.2	9.2
DE/dX /(MeV/cm)	1.58	1.36	1.78	2.09
电子迁移率 μe/($cm^2/V\cdot s$)	30	100	90	70
漂移速度 t_d/ns 50 kV/cm 电场，1mm 间隙	74	23	23	24
离子对产生数 $G_{fe}(0)$ (0 电场，1/100 eV)	0.75	0.63	0.61	0.63
闪点/℃	7	−18		
沸点/℃	123	27	43	78
20℃时的蒸气压(Torr)	15	650		

除电子迁移率外，取样介质的另外两个重要参数是 G_{fe} 和 v_D（G_{fe} 是带电粒子穿过取样介质时所产生的离子对数，以离子对数/100 eV 为单位；v_D 是电子向收集极漂移的速度），这两个参数都与工作场强有关。例如：在 1 kV/cm 的电场中，LAr 的 $G_{fe}=2.2$，而 TMP 和 TMS 的 $G_{fe}\approx 0.7$。这意味着，为获得较高的信/噪比，温液量能器对低噪声放大器有更高的要求。此外，如图 10.36 所示，在电场强度较低时（<1 kV/cm），LAr 中电子的漂移速度 v_D 较 TMS 和 TMP 中的快。但是在强电场下，LAr 中的电子漂移速度趋于饱和有最大值 8×10^5 cm/s，而碳氢化合物中 v_D 随电场的变化仍有近似线性的关系。因而在电场强度高达到 10^4 V/cm 时，TMS 中的 v_D 是纯 LAr 中的 3 倍。如果在纯 LAr 中加入 0.2%的 C_2H_4，则在 10 kV/cm 的场强下 v_D 可加快至 LAr 的两倍（图 10.37）。不过在掺杂后，LAr 的抗辐照能力比纯 LAr 低。温液的辐照损伤是人们所关心的问题，对其致损机理有待进一步研究，辐照分解的产物会吸附电子从而影响电子的寿命可能是原因之一。例如，电子寿命～65μs 的 TMP 样品经 10^4 Gy 辐照后，电子的寿命将减小到原来的 1/2。

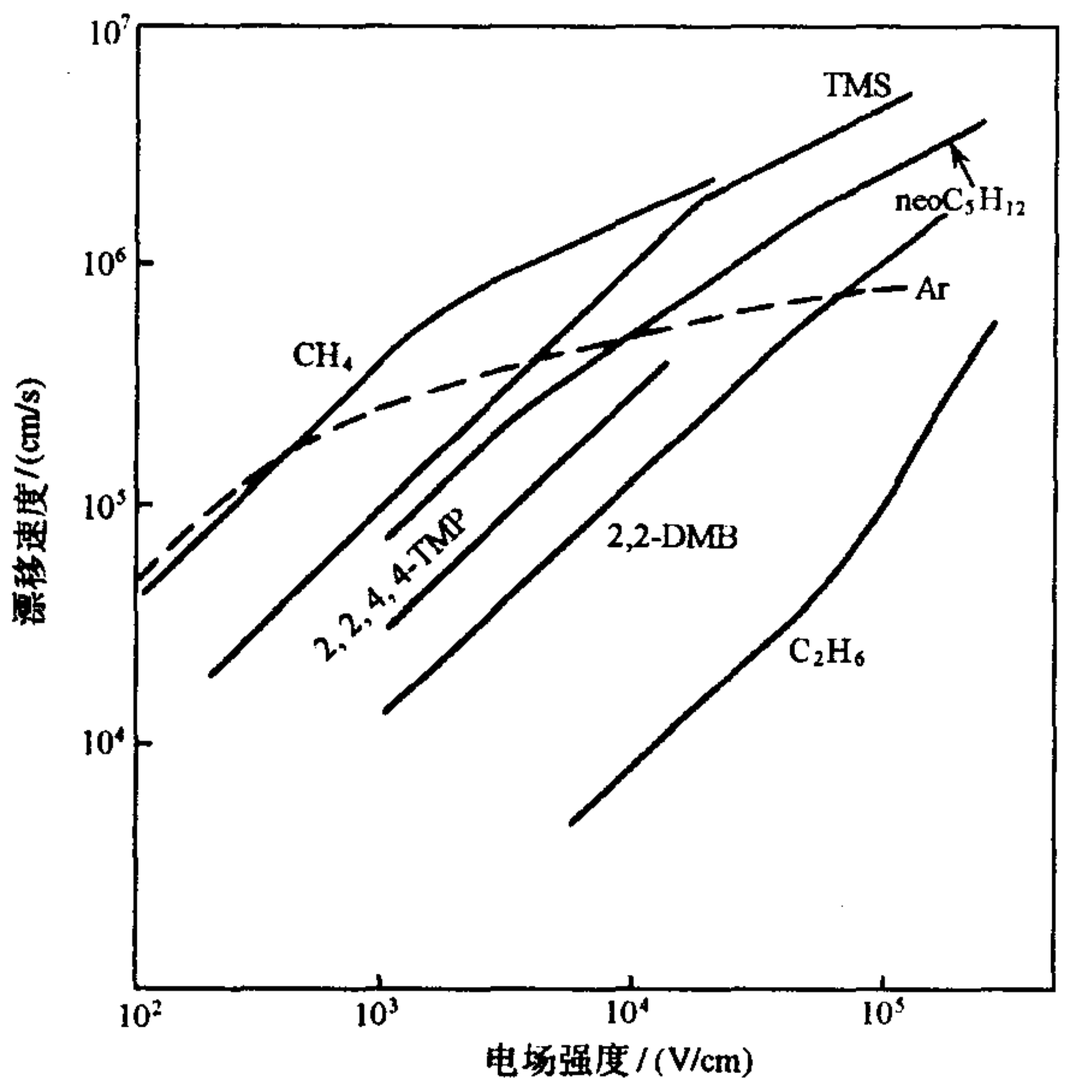


图 10.36　电子漂移速度与电场强度的关系

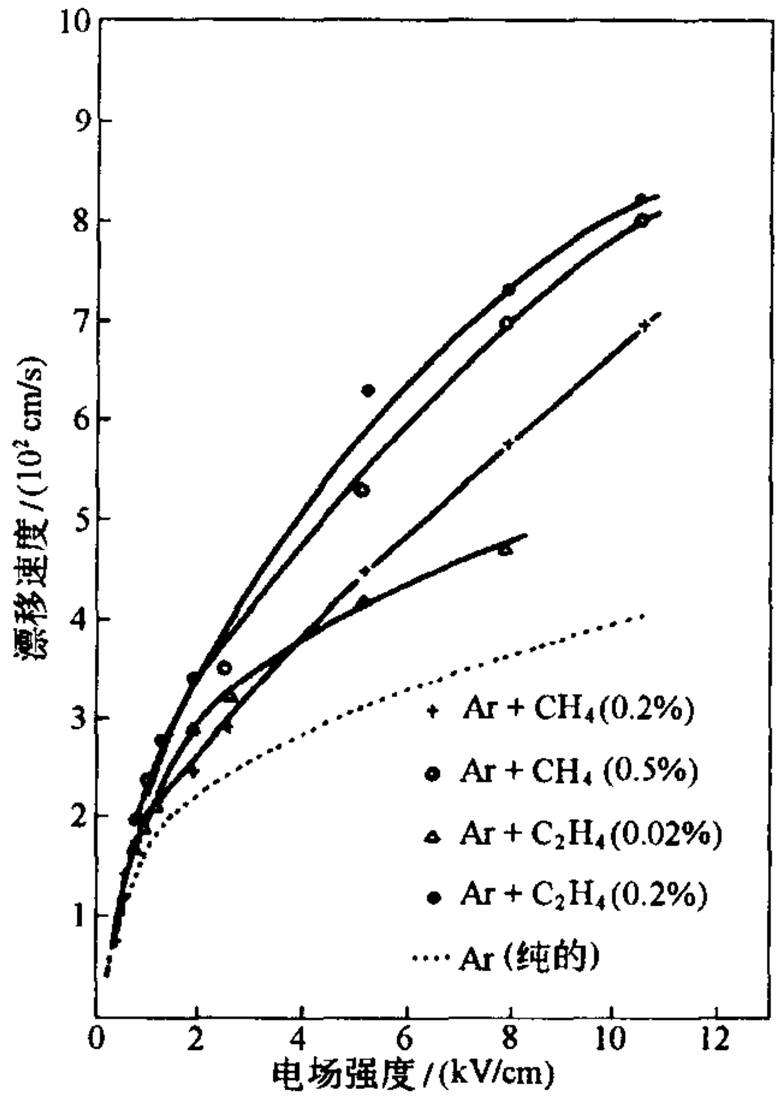


图 10.37　电子在 LAr 和掺碳氢化合物的 LAr 中的漂移速度

4. 其他取样介质

(1)高压气体

Ar 或 Xe 在高压状态下其密度可接近液体（例如，100atm 下 Ar 气的密度是 LAr 的 1/8），可以用高压惰性气体作为量能器的灵敏介质。它无需液体介质所需的制冷设备，但保持增益为 1 的优点。Serpukov 已研制了一个高压 Xe 气的电磁量能器模型，它由 1mm 厚的钨板和 3mm 间隙的 20 atm 的 Xe 气组成[56]。束流测试给出对于 31 GeV 的电子 $\sigma_E/E=2.6\%$，其中 3/4 的贡献来自本征涨落（电离能损的涨落 σ_i 及径迹数的涨落 σ_t），其他 1/4来自电子学和能量泄漏。由于 $\sigma_i\propto 1/\sqrt{P}$（$P$ 为气体压力），对 3mm 间隙 σ_i 仅～17% σ_E，对 5mm 间隙 σ_i～10%σ_E，此时 σ_t 成为主要影响因素。

惰性气体+CO_2 或+C_2H_4 的混合气体中电子的漂移速度比在 LAr 和 TMP 中(典型值 v_D～4mm/μs)快得多。在 Xe+18%CO_2 中 v_D=30mm/μs,在 1%CH_4+LAr(100 atm)中 v_D=15mm/μs(电场 1 kV/mm)。这意味着,它们可在更高的计数率条件下工作,但是电离电荷却下降很多,在 100 atm 的 Ar 中最小电离粒子在单位长度上能收集到的电离电荷仅是 LAr 中的 1/10。

高压惰性气体抗辐照能力较强,对杂质不那么灵敏,50ppm(1ppm=10^{-6})的 O_2 对 100atm 的 Ar 的信号对无大影响,100ppm 的 O_2 使信号降低 9%。这与 LAr 中约几 ppm 或温液中的几 ppm 的影响相当。高气压介质能适应高计数率工作环境和精细粒度的电离室型量能器的要求。它的能量分辨率和价格可与液态惰性气体量能器相比拟。

(2)固态介质

硅 p-n 和 p-i-n 硅半导体探测器已用于径迹探测、亮度监测和 dE/dX 测量等方面。硅探测器的突出优点是产生一对电子空穴对所需的能量很低,仅 3.6eV,而在气体探测器中产生一对正负离子对的能量约 30 eV。这就是说,在相同能量沉积的条件下,半导体探测器中产生的载流子数约是在气体中的 10 倍,因而半导体取样量能器载流子数的相对涨落小,可获得较高的信/噪比,能量分辨率有所改善。对于最小电离粒子,限制能量分辨率的因素是在薄探测器中能损的朗道涨落。在当前技术条件下,半导体探测器在高电离密度区不出现饱和现象,这与其他介质(如闪烁体)不同。此外,在电场强度增至饱和值时,电子和空穴的漂移速度粗略相等,v_D～10^7 cm/s(对于硅 Si 或 Ge 坪区的电场强度～500 V/mm)。由于固体密度约是气体的 1000 倍,半导体量能器可做得很紧凑。例如,取样层 200μm,工作电压 100 V,电荷收集时间仅～5 ns,能适应高计数率的要求。它的缺点是造价高,抗辐照能力差,但是这并不妨碍用硅作小型量能器。

10.4.3 混合探测器

有些时候需要利用一些特殊探测器作为量能器的一部分来完成某些量能器由于结构或价格限制难以完成的功能。通常有三种这类探测器:前置簇射计数器(preshower detector),簇射极大值探测器(shower maximum detector)和尾部捕捉探测器(tail catcher detector)。

簇射极大值探测器是一个精细粒度的探测器,镶嵌在量能器中电磁簇射极大值附近,用以提高量能器的位置分辨率。尾部捕捉(tail catcher)量能器是位于量能器后面粗粒度价格低廉的探测器。它用来扩展强子量能器的深度以减少能量泄漏或次级 μ 子的穿越(punch-through 详见 14.2.3 节)。前置簇射计数器是位于电磁量能器之前测量能量的器件。如果它的主要功能是提高 e/π 分辨能力或克服量能器前面的物质对能量分辨率的影响,则不要求有精细的粒度。在最初几个辐射长度(1～3X_0)电磁簇射已经发展,而对于强相互作用深度还太浅仅有很小一部分带电 π 介子产生相互作用,因此利用前置簇射计数器的能量信息可进一步分辨 π 和电子。还可以用前置簇射计数器的信息来补偿死空间物质对能量分辨率的影响。例如,量能器的第一层可以用加厚的灵敏探测器补偿簇射能量在量能器前物质中的损失。然而,精细粒度的前置簇射计数器可以利用在最初几个辐射长度

处簇射大小仅几毫米的优点，排斥带电强子和 π 或 γ 重叠(overlop)造成的假电子(fake electrons)。原则上，由于簇射还没有发展，前置簇射计数器能比簇射极大值探测器提供更好的位置分辨。然而，在簇射极大值处能量沉积量大，对电子学读出的要求低，价格便宜也容易设计。

由于这些探测器都是量能器的一部分，它们应该提供能量信息和位置信息或者至少不影响能量的测量。关于这类探测器的设计与主量能器的类型、结构以及物理要求，可参看有关实例[57~60]。

10.5 量能器的标定和监测

量能器一般规模比较大有 $10^3 \sim 10^4$ 模拟信号经过数字化由计算机记录。对于这样庞大的系统，标定和监测是很重要的。

10.5.1 量能器的标定(刻度)

量能器给出的能量信息一般是脉冲幅度，有关系式

$$\sum_i P_i = KE \tag{10.41}$$

式中，P_i 为第 i 个灵敏单元的输出信号幅度，E 为入射粒子能量，K 为比例系数。通常可以用量能器对已知能量的束流进行测量，由实验测得 $\sum P_i \sim E$ 的关系曲线进行拟合求出比例系数 K，或者用已知物理事例的次级粒子的能量对量能器刻度。

此外，也可用等效标准粒子产生的信号来刻度。相对论性 μ 子在介质中的能量沉积基本上不随动量变化，可从手册中查到。μ 子在第 i 个灵敏单元的能量沉积可由下式计算：

$$E_i = R_a\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X}\right)_a \cdot t_a + R_d\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X}\right)_d \cdot t_d \tag{10.42}$$

式中，$(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)_a$ 和 $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)_d$ 分别是 μ 子在吸收介质和探测气灵敏介质中的能损；t_a 和 t_d 分别是吸收介质和探测器灵敏介质的厚度；R_a 和 R_d 是相应的权重因子。在 EM 量能器中，$R_a \approx R_d \approx 1$。

如果测出 μ 子在第 i 个单元通过时的输出信号幅度 $P_{\mu i}$，而待测入射粒子在第 i 个单元通过时的输出信号幅度 P_i，则入射粒子在此单元中沉积的能量是：

$$\left(\frac{P_i}{P_{\mu i}}\right) \cdot E_i \tag{10.43}$$

这种方法只是近似的估算。因为在这里假设簇射所产生的次级粒子的能损和等效标准粒子一样，而实际上是不同的(特别是对强子簇射二者区别很大)。通常量能器都用束流或真实物理事例进行刻度。

10.5.2 量能器的监测

量能器的刻度常数 K 是在一定工作条件下测出的，它与每次运行的工作条件有关，

不是永远不变的。下面以闪烁体量能器和气体量能器的监测系统为例进行介绍。

1. 闪烁体量能器的监测系统

在理想情况下量能器的刻度常数 K 是常数。而实际上它随时间和读出电子学的变化(主要是光电倍增管放大倍数的变化)而变化。因此需要知道刻度常数变化的情况,就需要对量能器进行监测。监测系统必须提供一个独立稳定的标准光源。发光二极管(LED)高强度的激光、Xe 脉冲光源均可担当此任务。可惜这些光源不是绝对稳定的,存在着短期抖动,因此还需要用高度稳定的参考光源来校正。

图 10.38 是 ARGUS 量能器的监测系统的结构[61]。ARGUS 探测器中利用激光作为簇射计数器和飞行时间计数器监测系统的标准光源。激光经过透镜聚焦由光纤引导进入光分配盒,短波激光被小闪烁体吸收后发射出波长较长的光再由光分配器输出。这些输出光分别传送至量能器的各个光电倍增管和参考计数器。该监测系统有两个参考计数器,一个由长期高稳定性的光电二极管和低噪声二级放大器组成;另一个是由 RCA4525 和 Pb 玻璃组成的切伦科夫计数器。选取宇宙线高能 μ 子的信号作为参考光源。

设 τ 时刻第 i 个单元的信号幅度为 $P_i(\tau)$,实验开始时刻 $\tau=0$,该探测单元沉积能量

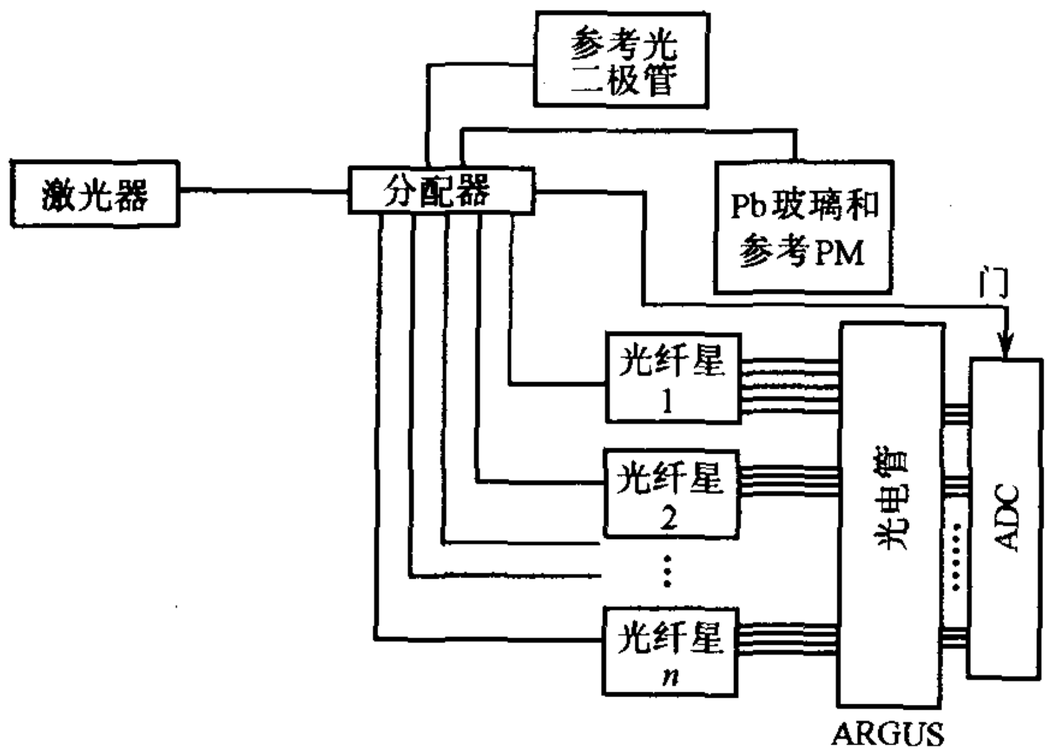


图 10.38 (a)ARGUS 量能器的监测系统框图;(b)监测系统结构

E_i 应作如下校正：

$$E_i = P_i(\tau) \cdot CAL_i[(MON_i(0)/MON_i(\tau)] \tag{10.44}$$

式中，CAL_i 是刻度常数，$MON_i(\tau)$取决于监测系统的信号，由下式决定：

$$MON_i(\tau) = \langle P^i_{\mathrm{TUBE}}/P_{\mathrm{REF}} \rangle \cdot P_{\mathrm{REFCOS}} \tag{10.45}$$

式中，P^i_{TUBE}和 P_{REF}分别是激光照射下第 i 个计数单元的信号幅度和参考管的脉冲幅度；P_{REFCOS}是宇宙线高能 μ 子的信号幅度；〈〉号表示 200 次脉冲的平均值。

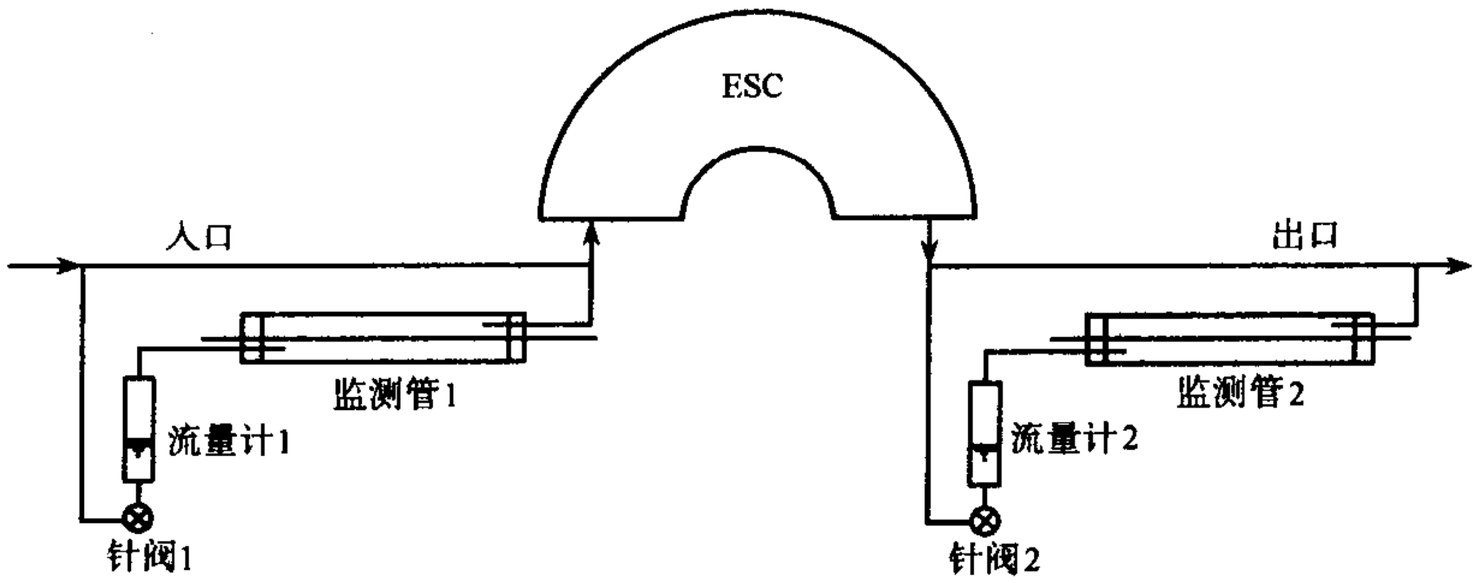
2. 气体取样量能器的监测系统[62]

气体探测器的气体放大倍数 A 是气体成分、压力、工作电压以及环境温度的函数，可以写成下面的关系式：

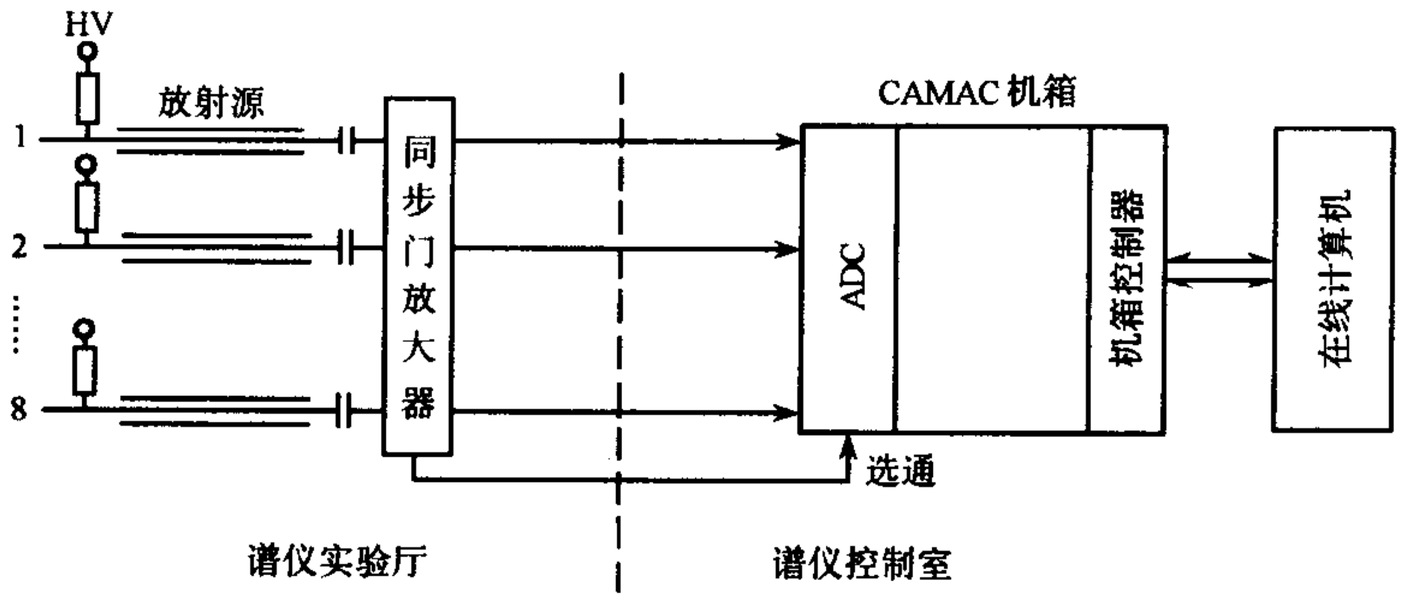
$$\frac{\Delta A}{A} = K_1\left(\frac{\Delta V}{V}\right) - K_2\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right) + K_3\left(\frac{\Delta M}{M}\right) + K_4\left(\frac{\Delta T}{T}\right) \tag{10.46}$$

式中，A 为气体放大倍数；V 为工作电压；ρ 为气体密度；M 为气体比分；T 为环境温度，以绝对温度为单位。对于正比管有典型值：$K_1 \approx 15 \sim 20$，$K_2 \approx 12$，$K_3 \approx 5$，$K_4 \approx 6$。

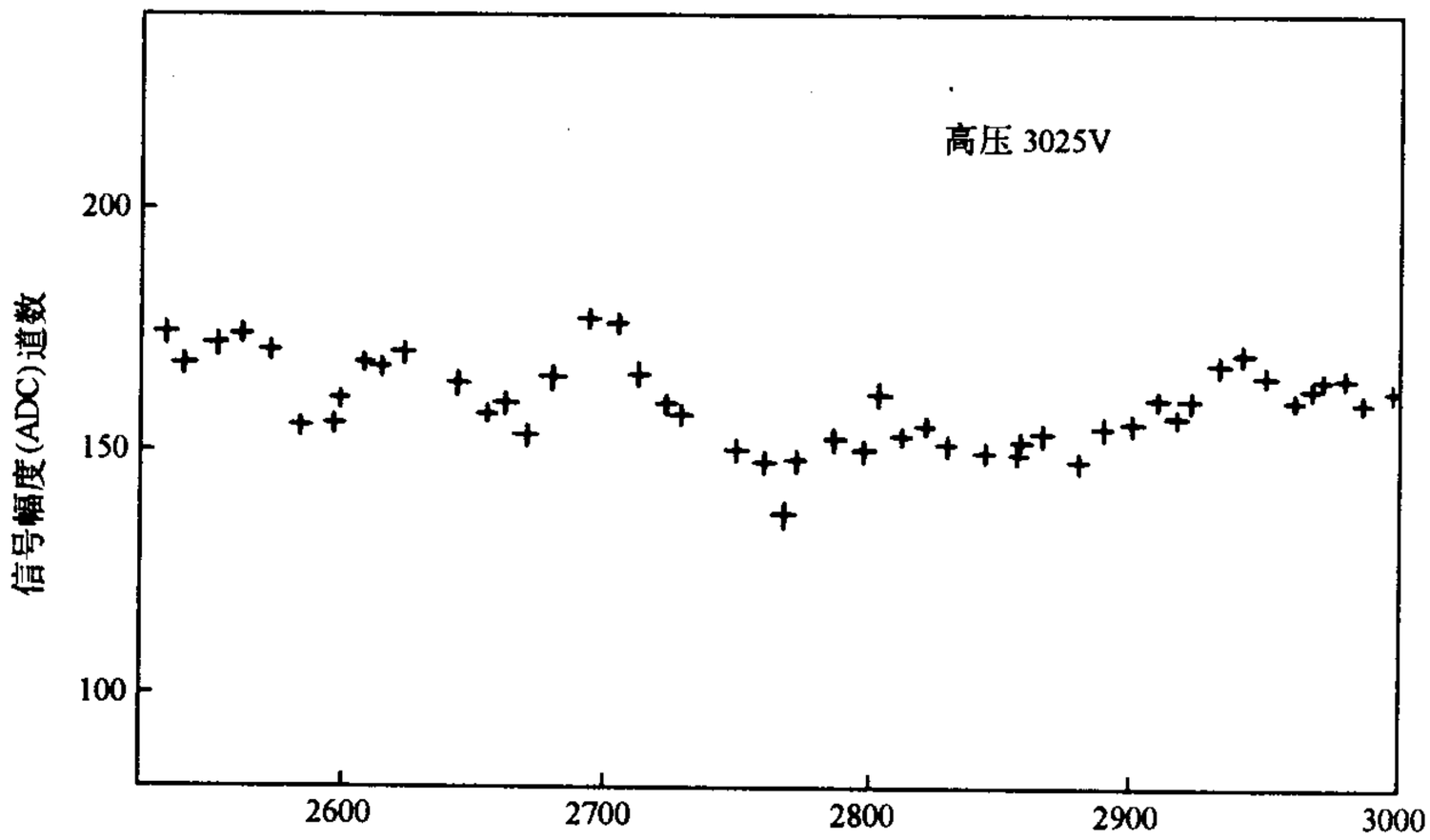
要确定入射粒子的能量就要知道运行取数时的刻度常数 K(10.41 式)。监测系统可提供 K 值的变化情况。图 10.39(a)为北京谱仪端盖量能器(ESC)监测系统气路结构。监测管安装在各气路的进气口和出气口，以^{55}Fe 的 5.9 keV 的 X 射线作为标准源对端盖量能器取样计数管的气体放大倍数的进行监测。图(b)是监测管信号读出系统框图。图(c)是北京谱仪 τ 质量测量期间对端盖量能器跟踪监测的结果。



(a)



(b)



(c)

图 10.39(a)北京谱仪断盖量能器(ESC)监测系统气路结构;(b)监测管信号读出系统框图;(c)τ 质量测量期间跟踪监测的结果

结 束 语

量能器已经成为现代物理实验的基本工具。随着高能物理实验的发展对量能器的要求越来越高。目前新一代加速器 ϕ 介子工厂和 B 介子工厂已开始运行，人们正在为 LHC（CERN 8+8 TeV）P-P 对撞机做实验准备。这些加速器都有很高的亮度（$10^{33}\sim 4\times10^{34}\text{cm}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$）。对于 P-P 对撞总截面～100mb，事例率约 $10^{8}\sim4\times10^{9}$ Hz，而其中人们感兴趣的事例截面很小，约 1 pb 仅是总截面的 10^{-11} 倍，这就要求在高本底下选取好事例。为适应新的物理实验的需要，对量能器有下面一系列基本要求：

1）好的能量分辨率和线性响应。

2）良好的空间分辨。

3）能承受高的计数率。

4）覆盖立体角大，密闭性（Hermeticity）好能够进行丢失能量流（missingenergy）$E_{\perp}$ 的测量。

5）抗辐照能力强，这一点对高亮度加速器十分重要。

6）$e/\pi/\mu$ 分辨能力强。

正如前面的介绍，为满足这些要求，人们在不断研究和发展新的量能器技术。例如：新的闪烁晶体的研制[63]以及新的光电探测器（PD，APD-雪崩光电二极管等）的研制[64]等，都为新的性能更好的量能器的建造了条件。BGO，CsI(Tl)和 $PbWO_4$ 闪烁晶体量能器的发展和应用就是很好的例子。根据不同的物理目标，各个大型实验对量能器的指标要求有所不同。表 10.12 列出最近几年已经取数或即将在对撞机上建造的量能器的技术及其性能指标[65]。

表 10.12　不同量能器所用技术及性能

电磁量能器实验	技术	能量分辨率	备注
KLOE	Pb/闪烁光纤	$5.7\%/\sqrt[4]{E}\oplus10.6\%$	无强子量能器，时间分辨好
BaBar	CsI(Tl)晶体+PD 读出	$1\%/\sqrt[4]{E}\oplus1.2\%$	无强子量能器
BELLE	CsI(Tl)晶体+PD 读出	$0.8\%/\sqrt[4]{E}\oplus1.3\%$	无强子量能器
CMS	$PbWO_4$ 晶体+APD 读出	$3-5\%/\sqrt[4]{E}\oplus0.5\%$	有强子量能器，高能区常数项小是关键
ALICE	$PbWO_4$ 晶体+PD 读出	$3\%/\sqrt{E}$	
ATLAS	手风琴式 LAr/Pb	$10\%/\sqrt{E}\oplus0.7\%$	有强子量能器，高能区常数项小是关键
HERA-B	Shashlik Pb/闪烁体+WLS 光纤读出	$10\%/\sqrt{E}\oplus1.5\%$	无强子量能器，对能量分辨要求适中
LHCb	Shashlik Pb/闪烁体+WLS 光纤读出	$10\%/\sqrt{E}\oplus1.5\%$	有前置量能器和强子量能器，对能量分辨率要求适中

续表

实验	技术	能量分辨率	备注
强子量能器			
CMS	Cu/闪烁体+WLS 光纤读出	$100\%/\sqrt{E}\oplus 4\%$	
ATLAS(端盖)	LAr/Cu	$60\%/\sqrt{E}\oplus 3\%$	
ATLAS(桶部)	Fe/闪烁体	$50\%/\sqrt{E}\oplus 3\%$	
LHCb	Fe/闪烁体	$80\%/\sqrt{E}\oplus 5\%$	
前向量能器			
ATLAS	LAr/(Cu+W)	$100\%/\sqrt{E}\oplus 10\%$	电磁和强子量能器的吸收体分别为 Cu 和 Pb
CMS	Fe/石英纤维	$270\%/\sqrt{E}\oplus 13\%$	切伦科夫量能器

可见，量能器的发展与新探测技术的研究发展密切相关，同时也取决于新的高质量的探测元器件的生产。此外，量能器有两种趋势：一是对强子量能器“补偿”将成为标准形式，而且多数用含 H 的物质作为探测器的灵敏介质。二是存在将电磁量能器和强子量能器组合为一个整体的可能性。例如，闪烁光纤的量能器有可能将电磁和强子量能器合二为一。目前量能器的规模越来越大，B 介子工厂的量能器都有 6～8K 电子学道，而 LHC 的量能器的电子学道数已达 100～200K 道。由于量能器的规模和耗资都比较大，绝对不允许有设计错误，因此精心设计，M-C 模拟计算，模型研制以及束流测试是建造量能器不可缺少的过程。

参 考 文 献

[1] Fabjan CW et al. Reports on Progress in Physics, 1989, 52(12): 521

[2] Cushman P B. Instrumentation in High Energy Physics. World Scientific Publishing. Pte. Ltd. 1993: 281

[3] 北京谱仪合作组. 高能物理与核物理, 15 卷 9 期(1992)769, NIM, 1994, A344: 319

[4] Physics Review D Particle and Field, 1994, 50(3), Review of Particle Properties

[5] Grupen C. Particle Detectors. Cambridge University Press, 1996

[6] Virdee T S. Proceeding of the Second International Conference on Calorimetry in High Enery Physics, 1991: 3

[7] Clayton E et al. IC/HEP/90-9, Blackett Lab, Imperial College, london SW7 2BZ

[8] Kruger J. ZEUS Collaboration, CERN 90-10, ECFA LHC Workshop, 1990

[9] Wigmans R. CERN-PPE/91-39, 1991

[10] René Brun et al. Proceeding of the Second International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Capri Italy, 1991, 82

[11] Catanesi M G et al. NIM, 1987, A260: 43

[12] Barreiro F et al. NIM, 1990, A292: 259

[13] Fabjan C W. Techniques and Concepts of High-Energy Physics Ⅱ. Edited by Thomas Ferbel Plenum Publishing Corporation, 1985, 281

[14] Gabriel TA. ORNL/TM-5105, 1976

[15] Akesson T et al. N I M, 1987, A262: 243

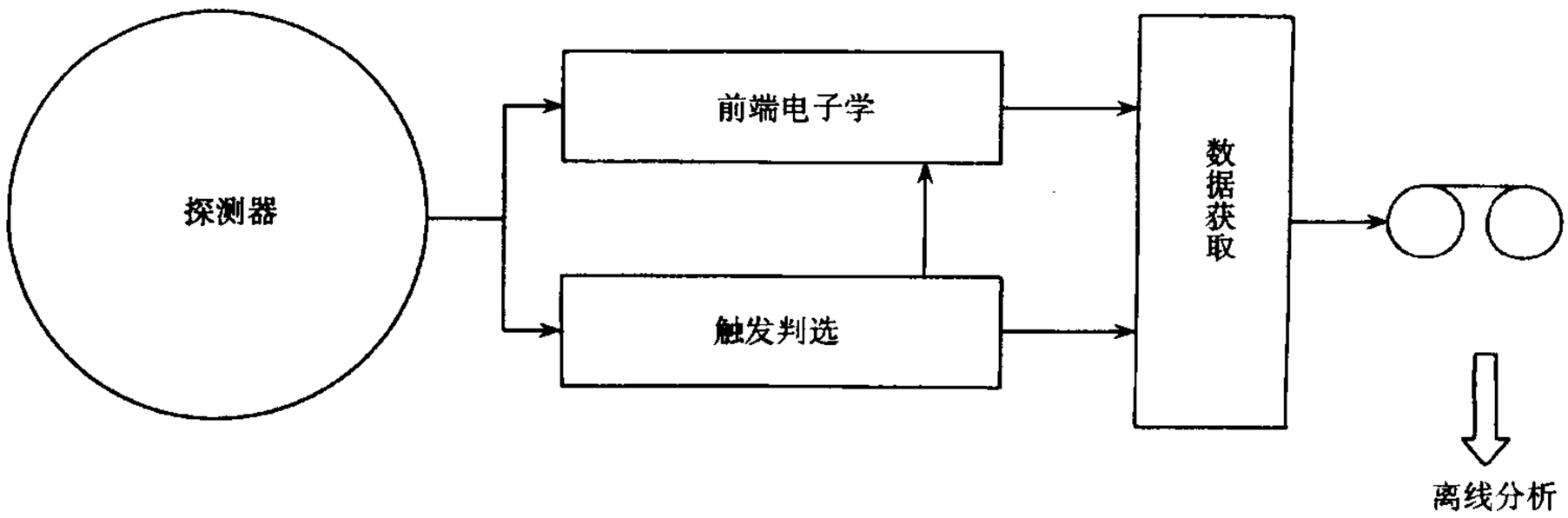
[16] Abramowicz H et al. NIM, 1981, 180: 429

[17] De Vincenzi M et al. NIM, 1986,A243:348
[18] Wigmans R. NIM,1987,A259:389
[19] Drews G et al. NIM,1990, A290:335
[20] Zeus Calorimeter Group. NIM ,1989,A277:42
[21] SPACAL Group D. Acosta et al. CERN-PPE/91-11 1991
[22] Winter C et al. CERN-EP/88-81,1988
[23] Bogert D et al. IEEE Tran. Nucl. SCI. NS-29 ,1982, 336
[24] Abt I et al. NIM,1983,217:377
[25] Acosta D et al. CERN-PPE/90-172,1990
[26] Barns A V et al. Phys. Rev. Lett. ,1976,37:76
[27] Desalvo R. et al. NIM,1990,A279:467
[28] Willis W J. and K. Winter. Report CERN,76-18 131,1976
[29] Goldberg M et al. NIM ,1973,108:119
[30] Anderson D F et al. NIM,1990,A290:385
[31] Chan Y et al. IEEE Tran. Nucl. SCI. NS-25 1 1978:333
[32] Bohringer T. et al. Phys. Rev. Lett. ,44 1980:1111;C. Klopfenstein. Phys. lett. , 1983,130B:444; Schamberger et al. Phys. Lett. , 1984,138B:225
[33] Bebek C. NIM,1988,A265:258
[34] Sumner. R. NIM, 1988,A265:252;J. A. Bakken et al. NIM,1987 A254, 535;J. A. Bakken et al. NIM, 1985,228:296
[35] Akhmetshin. R R et al. NIM,2000,A453:249
[36] Anderson D F. NIM, 1990,A287:606;W. W. Moses and S. E. Derenzo. IEEE Trans. Nucl. SCI. , NS-36,1989:173
[37] Auffray E. NIM,2000,A453:218
[38] Ille B. NIM,2000,A453:210
[39] Wood C L et al. NIM,1998,A265:291; P. Schotanus et al. IEEE Trans. Nucl. SCI. , NS-36 1989:132; P. Schotanus et al. NIM,1989,A281:162;C. L. Woody et al. IEEE Trans. Nucl. SCI. ,1989, NS-36:536
[40] Seguinot J et al. NIM,1990,A297:133;M. Chen et al. Instrumentation in High Energy Physics, Advanced Series on Directions in High Energy Physics,Editor F. Sauli ,1992
[41] Fischer H G. NIM,1978,156:81
[42] Decamp D et al. NIM ,1990,A294:121
[43] Bloch P et al. CERN-EP/90-67,1990
[44] Majewski S et al. NIM,1983,217:265;G. Bella et al. NIM 1986,A252:503
[45] Chen C et al. NIM,1994,A351:330
[46] Adriani O et al. NIM,1991,A302:53;Yu. Galaktionov et al. NIM,1986,A251:258
[47] Arefiev A et al. NIM,1990,A288:364;NIM,1989,A285:403
[48] Asakawa T et al. NIM,1994,A340:458
[49] Atogan G S et al. NIM,1992,A320:144; L. Dobrzynski. NIM,1994,A344:57
[50] The KLOE Collaboration, LNF-92/019(IR) 1, Apr. 1992, The KLOE Collaboration, Proceeding of the Ⅸ International Conference on Calorimetry in High Energy Physics ,2000,815～820
[51] Bonesini M. et al. NIM,1987,A261:471
[52] D'Agostini G et al. NIM,1989,A274:134
[53] Acosta D et al. NIM,1990,A294:193
[54] Colas J et al. NIM,1990,A294:583
[55] Aubert B et al. CERN-DRDC-P5/90-31,1990
[56] Baskakov V I et al. NIM,1979,159:83

[57] Ankoviak K et al. NIM,1989, A279:83
[58] Alburger D E et al. NIM,1989,A276:127; G. Mikenberg, NIM, 1988,A265:223
[59] Kudla I et al. NIM,1991,A300:480
[60] Benvenuti A C et al. NIM,1989,A276:94;NIM,1990, A289:463
[61] Drescher A et al. NIM,1986,A249:277
[62] 王曼等. 核电子学与探测技术,1993,13,5:299
[63] W. E. Carel ,van Eijk. NIM,2001, A460:1
[64] Yoshida T et al. NIM,2000,A440:348; K. Deiters et al. NIM, (2000)A453:223
[65] Andery Golutvin. NIM, 2000,A453:192

第三篇　读出电子学与在线数据获取

在前面各章中介绍了在高能物理实验中使用的各种类型的探测器。一个高能物理实验要使用多种探测器构成一个高能物理实验装置，以实现其物理目标。从信息的角度看，各种探测器把粒子通过时留下的信息转换成电信号，相当于各种传感器。它们输出的信号由前端电子学加以处理，转换成数字信号，再由数据获取系统把从各探测器来的数据收集装配成一个完整的事例数据，记录在海量存储器（如磁带或磁盘）上，供离线处理和物理分析用下图。此外，还有一个触发判选系统实时决定事例的取舍。



数据获取系统在高能物理实验的位置

第十一章　粒子物理实验在线数据获取的电子学仪器总线系统

11.1　粒子物理实验电子学仪器总线系统概述

11.1.1　仪器总线的目的与作用[1~5]

在广义上来说，总线就是一组其功能被明确定义的公共连线，由它来完成外设与计算机、外设与外设、或仪器与仪器之间的信息传送。一般，它们是传送数字量信息，包括数据、控制信号和状态信息的传送，在总线中也包含有电源线。在粒子物理实验中使用的仪器总线系统，其总线结构通常为背板式的。为了在总线上组成有序而平滑的数据传送，为了处理在一个总线上所连设备之间的系统速度差异，也是为了处理数据结构和电连接等问题，就需要接口电路。对于一个接口电路来说，主要包括数据传送电路、定时电路、状态/控制

电路，以及信号传送的电平转换电路。总线的规范中都规定其机械尺寸，以便达到在结构上的统一。基于这组总线、接口电路和相关功能电路模块，在系统计算机控制下，构成了一个电子学仪器总线系统，完成系统的在线数据获取、检测与控制。

几十年来，粒子物理实验已逐步地变得更大，也更复杂了。与此同时，电子学技术与计算机系统也取得了突飞猛进的发展。为了实现粒子物理实验的要求，建造了一系列大型的电子学系统与在计算机管理下的复杂的大型数据采集系统。显然，电子学器件工艺的进展起了巨大的作用，但是，从获取日益增加的探测器数据量的角度来看，仪器总线系统的发展也是功不可没的。同样，粒子物理实验中仪器总线的发展也促进了计算机总线的进展。例如，在粒子物理领域中，CAMAC 系统已经使用几十年了，它的发展与广泛应用不仅促进了粒子物理实验技术的提高，取得许多新的物理学结果，也由于它在粒子物理以外的其他科学领域的广泛应用，而使许多测量与控制系统取得重大进展。

现代的粒子物理实验中，为了在实验中获取与处理如此宏大的数据量，不可避免的要采用总线系统，故而探测器信号的读出和数据采集系统几乎一定是在某类总线系统或数据通道的基础上建立起来的。粒子物理实验中常用的几个总线系统有：CAMAC 系统、FASTBUS 系统和 VMEbus 总线系统等。CAMAC 系统与 FASTBUS 系统最初是由一些学术团体和研究协会研究制订的，后来得到国际上认可的标准化总线，而 VMEbus 则是由工业界提出的。这些总线的技术规范规定了一个背板式的总线，它带有附加的联接器及其接点的功能分配、信号和定时的标准，插件的可插拔性和数据传输方面的约定，还有功能板的尺寸、机箱、电源等方面的规定，常常还推荐有标准软件子程序。未来的高能物理实验中也可能采用其他总线系统，功能会更强、速度会更高。

使粒子物理实验仪器总线的研究、应用和标准化得到发展有许多原因。首先是近代电子学技术和计算机技术的革命，它几乎波及到所有各个科学领域，从而有可能也需要用最新的电子学技术和仪器总线系统来装备粒子物理实验系统。其次，是加速器亮度的增高，这就需要在粒子物理实验中采用精细的探测器系统，大量地增加了信号处理通道和速度，为了进行数据采集和数据处理，采用总线系统肯定是一个优选的方案。最后，是出自于电子学设备之间的兼容性问题，必须使来自许多不同实验室和生产厂家的电子学设备能够共存于同一个粒子物理实验系统之中，并且要很有效地协调工作。在这些仪器总线系统中，功能插件的可插拔性和可互换性，为重新构成新的粒子物理实验系统，提供了极大的方便。

世界上几乎所有粒子物理实验室都有用于实验装置的仪器总线系统。典型的例子之一是由北京正负电子对撞机工程，其北京谱仪的数据采集系统和加速器控制系统皆大量地使用了 CAMAC 系统。在工程改进中，VME 总线系统的使用大大地改善了北京谱仪数据采集系统的性能。

从 20 世纪的 60 年代初，粒子物理实验的研究人员就提出了总线化插件式数据采集系统的设想。到 1964 年，产生了为核电子学仪器领域设计的第一个插件式仪器系统 NIM（Nuclear Instrument Module）系统，这是由美国原子能委员会（AEC）的核仪器插件（NIM）委员会起草制定的。时至今日，NIM 系统在核技术领域中的应用与生产还是很活跃的。在 NIM 标准中充分地规定了机械、电源和背板连接器、前面板信号标准和信号连接器等，但是就没有规定它的背板总线的功能。然而，为了适应当代技术革命的要求，即使

对于已经很成熟的 NIM 系统，还是进行了改革，现在采用“通用仪器总线”(GPIB)作为 NIM 数据总线，这就是 NIM/GPIB 标准。

到 20 世纪的 60 年代中期，在市场上出现了第一代小型计算机，并且把它们“在线”地结合到粒子物理实验中。在 1969 年首次发表了插件式计算机控制的总线系统，这就是 CAMAC 总线系统。CAMAC 系统在粒子物理、核研究与其他领域中，特别在工业控制中得到了极广泛的接受和应用。于 1983 年在美国和欧洲发布了第一版定名为快总线(FASTBUS)的规范文本，后来发展为 1986 年的正式规范。

为粒子物理实验的特定需要而研制的总线之中，继 CAMAC 和 NIM 系统之后设计的总线系统就是 FASTBUS 了。FASTBUS 通过其总线背板和电缆段可进行快速的数据传输，它最适合于大型数据采集系统中稀疏事例的读出。有些大型粒子物理实验是使用工业标准 VMEbus 系统，并实现了各自的实验系统，从而证明：当进行某些扩展时，工业上的总线标准也能解决粒子物理的具体问题。

粒子物理实验中，仪器总线系统如何发展取决于实验的要求，也与电子学技术的发展密切相关。对于中型和大型粒子物理实验的建造与运行来说，数据采集的总线系统是极其重要的。当前工业总线标准化的进展，将很快地产生下一代高性能的、用于可调系统的总线与链接标准。在这种情况下，需要进行新的系统结构学方面的研究，还需要进行极高数据传率、快速电子器件等方面的研究。总线系统的发展应该得到工业上的支持。未来的系统将是一个各类总线系统共存的系统，所以，需要进行互连的标准连接桥的研究。似乎已经没有必要为粒子物理实验研制专用的总线系统，现在的问题是如何根据粒子物理实验的要求，选择合适的工业总线标准为基础，形成适用于粒子物理实验的总线标准。VMEbus 总线系统的发展最为突出，它们已形成一个总线系列，就是 VME64、VME64x、VME320 和 VMExP 等，其中，“VME64 在物理学和其他应用中的扩展(VME64xP)”总线标准更适合于粒子物理实验对仪器总线的需要。

为了在未来的实验设计中能够采取更能适应物理实验要求的仪器总线系统，世界上主要高能物理实验室在不断地进行这方面的工作。看来，仪器总线总是要采用的但是究竟会采用什么样的总线系统还是一个问题，或者说，方案的可行性问题尚在论证之中。采用和改进现有的仪器总线标准的可能性是存在的，出现更能适应未来实验要求的仪器总线新标准也是可能的。但是，无论要采用何种总线系统，它们必须具有高得多的数据传输速度，更灵活的操作，更强的功能和并行处理数据的能力。

11.1.2 高能物理实验用背板总线特性简介[6]

本节将概要地介绍高能物理实验用背板总线的特性，目的是让高能粒子物理学家能初步了解总线的特性。其中，CAMAC 系统、Fastbus 系统和 VMEbus 系统将在下面各节作更详细的介绍。为了便于比较，将它们进行了粗略地分组：

- Fastbus，SCI 总线
- VMEbus 系列总线：VMEbus，VME64，VME64x，VME320，VMExP，VSB 和 VICbus
- 仪器总线 ：VXIbus 和 CAMAC
- I/O 总线 ：SCSI

1. FASTBUS(快总线):高速数据获取总线

Fastbus 是一个高速、异步、分时的 32 bit ECL 总线,它的全名称是"模块式高速数据采集和控制系统"。详细介绍见本章第三节。

在 CERN 的 LEP 实验,已将 FASTBUS 用于大型数据采集系统,它是由 300 个 FASTBUS 段组成的。已经成功地运行了多年,获取了几千 Gbytes 的数据。根据 LEP 实验的应用经验,在握手式字块传送模式下,典型数值传送速率可高达 40 Mbyte/s。这个数值是受主设备插件和从设备插件目前能实现的技术水平的限制。其他实验的报导说,大约在 2ms 内可从 12,000 道中读出稀疏的数据。

2. SCI(可调一致性接口):极高速多处理机的互连

可调一致性接口(SCI)是一种点到点的互连,不像背板总线受物理结构的限制,它能在大型分布式系统中的许多处理器和存储器之间提供极高的数据通过率。所谓规模可调性就是说,整个系统性能对每个处理节点都是一样的,所以,系统性能与系统中的节点数无关,节点数可达 65536 个,在这些节点上数据传送率可调。SCI 属于分布式的网络,用搭积木的方式改变其系统的大小。

专为 SCI 设计了一种分布式的、目录基础上的超高速缓存可调一致性系统,在此系统之中,仅对那些关心数据修改的节点才传送信息,从而减少了总线的信息传送量,包括 16、64 和 256 的数据字节(用 CRC 检查做外层)的自选路径信息包,可以被接收、可能被旁通,或以每个信息包 2ns 的固定步数从各节点传送过。不同于信息的通过,除非接收到一个忙标志位,否则 SCI 节点能够总是在传送信息。

能够在互连小环的基础上实现大的网络拓扑结构,一个典型系统,由 16 个节点组成。SCI 使用与 Futurebus+相同的机械和连接器的标准。

SCI 将以标准的连接出现在高端工作站上,允许将它们连接到常规总线系统,例如连接到 FASTBUS,CAMAC,VMEbus,VXI 等总线系统。已研制出高能物理实验总线的 SCI 连接桥电路。在高能物理实验中,一般 SCI 是在探测器物理层上,它有极高速的逐点连接的能力。

SCI 可使用铜芯电缆,也能使用光缆进行点到点的连接。在铜芯电缆是几十米,或在几千米的串行光缆时,CMOS 处理机的典型传送速率可达 200MByte/s,在 BiCMOS 处理机情况下,可达 1GMByte/s 的数据传送率。它要比目前使用 Fastbus 或 VMEbus 的实际实验所观测到的传送速率高得多。

SCI 互连用的节点电路芯片已有工业产品。

3. VMEbus:一种中等性能的微处理机系统总线

VMEbus 是一种异步、非分时、多主设备和 TTL 背板的总线。VMEbus 已经成功地应用在高能物理实验领域之中,用于数据采集和许多重要实验的控制,并在一般性研究中得到广泛应用。在工业上,所有类型的以微处理机为基础的设备中,VMEbus 已得到极广泛的应用。

将在本章的第四节介绍 VMEbus,VME64,VME64x,VME64xP 和 VME320 总线。

4. VSB:VME 子系统总线

VSB(IEC822)是一种支持 VMEbus 的子系统总线,它是一个 32 bit 多路复用的数据/地址背板总线,信号标准为 TTL 逻辑,使用 VMEbus P2 背板的 64 个用户可定义的

接脚，这样，在标准形式内，它是一个脱离 VMEbus 环境就不能存在的子系统总线。

VSB 采用一种硬背板形式，以“背脊”方式架设在 VMEbus P2 背板的背后，这个电路板的宽度是在 2 到 6 个 VME 插宽之间选取。VSB 总线支持分布式或雏菊花链式的总线仲裁，也支持单级别的雏菊花链中断。一个 VMEbus 机箱内可以架设几个 VSB 背板。

在粒子物理实验中，使用 VSB 来补充 VMEbus 的不足，以便改善系统的性能，主要用途是：

1)存储器扩充。为连接 VME 总线以外的系统资源(I/O 或存储器)提供一个紧密耦合的通路。

2)数据流扩充。为系统总线(亦即 VMEbus)的数据通路又增添了一个数据通路。

因 VMEbus 电路板面积太小，对于使用会造成许多限制，使用 VSB 是增大电路使用面积、增多功能的一个途径，VSB 无需求助于系统总线即可对外设和存储器进行存取。例如，在多处理机系统中，或在外设的 DMA 控制器需长时间占用系统总线的系统中，VSB 给出一个非常灵活的解决方案。另一个应用是使用 VMEbus/VSB 双端口缓冲存储器实现对数据的同时存取。

在某些高能物理的实验系统中，可以用一种非标准方式对 VSB 总线进行扩展，就是工作在电缆总线方式下，由它来替换硬背板方式，即可使用有源重复器也可使用无源终端网络，这样，VSB 总线在多 VMEbus 系统之间提供一种廉价的连接方式。

VSB 总线最大带宽是 50Mbyte/s，作为 VMEbus 总线的子系统支持总线来说，它还是胜任的。当使用字块传送模式来完成对处理机的超高速缓存预取时，或当为减少总线仲裁的内务操作对外设使用 DMA 字块传送时，该性能还能得到提高。

5. VICbus(VMEbus 机箱间总线)：VMEbus 机箱间互连的电缆总线

VICbus 是一种 32 bit 多路的、差分的电缆总线，是为 VMEbus 总线系统的机箱之间互连而设计的。VICbus 不限于只用于 VMEbus 系统，也可以用于其他背板总线系统或独立设备间接的互连。VICbus 主要是建立多机箱的 VMEbus 系统，可以用于背板总线系统的互连，也可以用于主计算机和独立设备之间的任何组合连接。

使用高速、“非强制性”传送方式，在两个 VICbus 设备之间，有可能达到 20～30 Mbyte/s 的传送率。

6. VXIbus(VMEbus 在仪器总线的扩展)：模块化仪器用的标准

VXIbus 是一种仪器仪表系统的总线，目的是与 IEEE488(GPIB)标准相衔接。它可在 VMEbus 的环境下，把数字“智能”技术结合于模块化系统之中。粒子物理实验可利用 VXIbus 的以下优点：

1)大电路板尺寸，其“D”型电路板(366.7mm×340mm)已接近快总线电路板的尺寸(366.7mm×400mm)。

2)为处理 ECL 和模拟信号，在连接器 P3 上定义了若干个－5V 的接点。

3)VXIbus 的插件盒的结构类似于 NIM 插件盒，可达到更好的电磁屏蔽效果。

4)模块间用星形连接实现高速通信通路。

VXI 在粒子物理范围内的应用还不多，由于备有 ECL 电源，所以 VXIbus 也可能用于粒子物理实验中的前端电子学和触发电子学系统之中。

对于插件间的通信而言，VXIbus 信号线允许在相邻模件间进行高速率传送，数据宽

度可达 36 bit("D"型模件)。

VXIbus 系统结构方面,因为考虑了电磁屏蔽问题,加宽了"C"和"D"型模件的宽度,这样就使系统中模件的数目限定为 13 个插道(包括 0 插道)。其中的每个插件有足够的空间来安放两个以上的印刷线路板,这样在系统设计时,更应考虑的是每个插道的可利用体积而不是它的面积。

7. CAMAC:一种模块式仪器仪表和数字接口系统

CAMAC 系统的应用主要是数据采集和控制。CAMAC 已经成为高能物理和核物理中数据获取用的通用标准总线。串行的 CAMAC 已广泛地应用于加速器控制系统,而光缆方案一般用于等离子体物理和聚变物理方面。在机箱通道上所执行的运行周期是每传送 24 bit 数据为 1μs。而实际上,对于大字块的典型数据传送速度将小于 1Mbyte/s。

详细介绍见本章第二节。

8. SCSI(小型计算机系统接口):计算机 I/O 总线

SCSI 总线是一种多重主设备、并行输入/输出的总线,用于计算机与外围设备的连接,单端(最长 6m)和差动(最长 25m)两者皆可用,并具有异步和同步的约定。撇开它的名称(小型计算机接口),该总线可用于实现高速 I/O 通道系统的各种计算机。后来制定的 SCSI-2 标准是原先技术规范的扩充。

SCSI 主要是用于磁带设备的数据记录,可连接到装设在 VMEbus 或 FASTBUS 系统中的前端计算机,或连接到后端计算机(例如,VAX 机,Apollo 机等)。

SCSI-1 的最大理论传送率,在异步模式下是 1.5 Mbyte/s,在同步模式下是 4Mbyte/s。在实际应用中,在 SCSI 外设和主计算机之间已经获得接近这些极限的数据传送率。使用 SCSI-2 时可将最大传送率增大到 40Mbyte/s。

11.2 CAMAC 系统[7,8]

11.2.1 概述[9]

CAMAC 是一种插件式的模块化系统,它的最基本的部件是机箱和插入型的功能模块插件。在机箱内有多条插道,也称之为"站",功能模块插件就插在站内。插件的后部有一个插卡式的板式接插件,可插入相应站位置上的插座内。这种插座有 86 个接点,分两排,每排 43 个接点。这样,就可将模块式插件与一系列机箱背板上的并行连线连接起来,通过这些并行连线把每个站都连接起来了。在 CAMAC 系统中,这一系列背板连线被称之为机箱数据通道(DATAWAY),它是 CAMAC 系统的最基本特征。机箱通道就是通称的背板总线,通过总线进行数字信号的传送。当将数据通道通过接口与计算机数据总线连通时,计算机的处理器就可以访问机箱内的功能插件,以便对它们进行控制或读出。在机箱数据通道内也有电源线,为功能插件供电。后面有关小节将更详细地介绍机箱数据通道各条连线的功能和特性。

在 CAMAC 机箱内的一个特定的模块将监管其中的所有通信,这个模块插件就是机箱控制器(CCU)。它是用来管理机箱数据通道上信息流的通信中心。计算机向插件发送命令或数据,反之,插件向计算机传送的数据,两者都必须通过机箱控制器。一般,在一个

机箱内，机箱控制器是能够发出命令的惟一功能插件，它是机箱数据通道的主设备。对机箱控制器而言，在机箱内的所有功能插件都是它的从设备。因为其功能特殊，所以，机箱控制器总是插在机箱的最后两个站(24 和 25 站)，而且是专用的。

CAMAC 系统的构成可简可繁，那就看物理实验对系统的要求了。最基本的 CAMAC 系统就是一台连接到主计算机的机箱。此时，对计算机的接口通常是设计在机箱控制器里。在这类系统中，可用插件的数量最多也就插满一个机箱而已。更大更完善的 CAMAC 系统可能由连接到同一主计算机的多台机箱组成。在这种情况下，这些机箱彼此之间的连接可以是串连方式，也可以是并连方式，它们的连接也是采用总线结构，在 CAMAC 系统中，将这种总线称之为分支高速通道(branch highway)。为了管理在分支高速通道上数据流的传送，类似于机箱控制器，也需要一个特定的控制单元，即所谓分支驱动器(branch driver)。如果因物理实验的需要还需增大 CAMAC 系统，就要采用多分支系统结构了。为处理众多的数据，也可能需要 CAMAC 系统使用多台计算机。

微处理器的使用已经很普及了，既可使用在功能插件，也可用在机箱控制器内。如果微处理机就与机箱控制器结合一起，这个系统可构成一个自治的 CAMAC 系统。对于小任务系统，例如完成特定测量或控制的小系统，它不失为一个优选方案，经济又灵活。在大系统中，机箱插件内驻有微处理器。例如，把它们用作为原始数据的预处理，这些数据无需主计算机插入而直接取自机箱插件，当分析完成之后，把那些已简化了的信息再传送给主系统计算机记盘或记带以备进一步处理。这样，大大减少了数据传送数量，节省了系统计算机的计算时间，从而提高了系统数据处理速度。微处理机也可以用作为局域控制或处理的辅助机箱控制器。此时，它们就包含在机箱控制器内，或就插在机箱的普通站上。下面图 11.1 中的照片是一个插有 GPIB 接口和波形数字化功能插件的 CAMAC 机箱。此机箱的最右边两个站上插的是 CAMAC 机箱控制器。图 11.2 是 CAMAC 系统方块图和信号通路示意图。

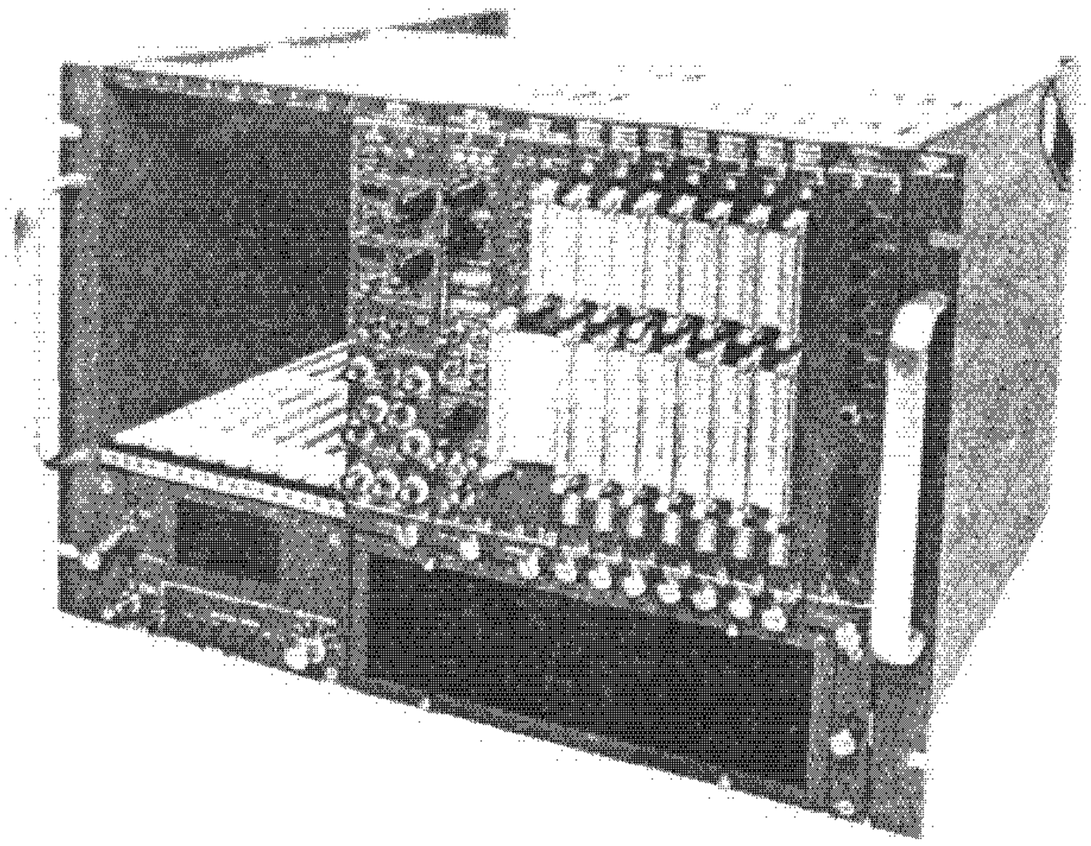


图 11.1　一个插有 GPIB 接口和波形数字化功能插件的 CAMAC 机箱

在机箱数据通道上所执行的运行周期是每传送 24 bit 数据为 1μs。而实际上，许多读出系统是传送 16 bit 短数据字，或者将 24 bit 包装在 32 bit 长字内，这将损失数据传送速率。在并行的分支 CAMAC 系统中，因分支高速通道电缆的传输延迟，系统运行周期时间

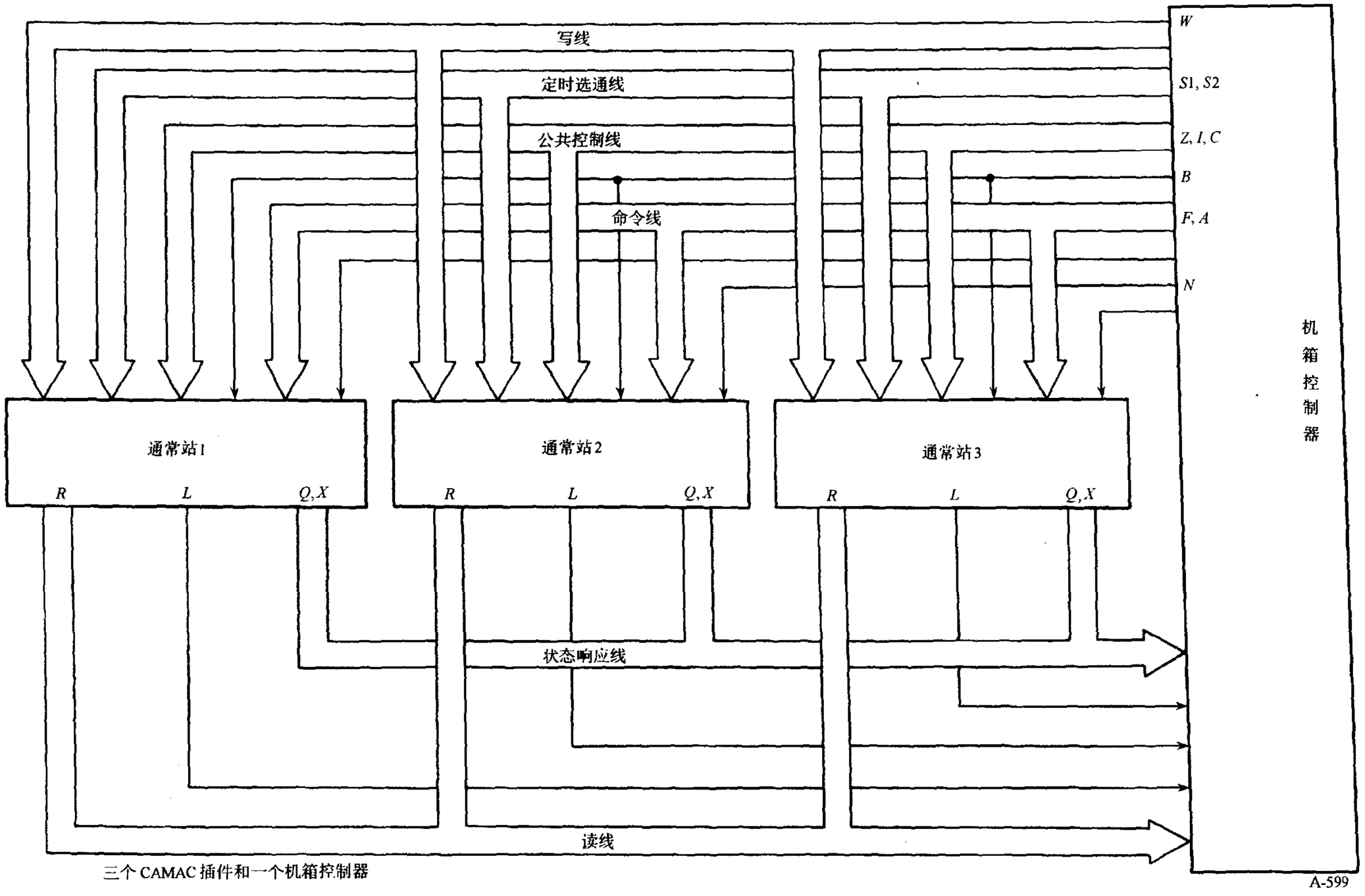


图 11.2　CAMAC 系统方块图和信号通路(三个 CAMAC 插件和一个机箱控制器)

将不会为 1μs。所以，对于较大的字块数据传送来说，其速度将低于 1 Mbyte/s。单周期的数据传输更慢。

CAMAC 系统的主要特征简述如下：

1)CAMAC 是标准化的模块式的仪器总线系统，各种功能插件的组合可实现任何功能的测量与控制系统。

2)功能插件的结构是插拔式的，可插入到标准机箱中，也可从其中拔出，以便对功能插件实现替换。

3)机械设计紧凑，为了达到高密度装配，需使用现代的集成电路器件。

4)每个功能插件应直接插接到标准的机箱数据通道，机箱数据通道是数据传送、信息控制和电源供电的媒体，它不仅与功能插件的类型无关，而且也与所使用计算机的型号与类型无关。

5)CAMAC 系统技术规范所规定的任何部分，例如机械结构、机箱数据通道、命令操作、定时和电源等，都与所使用的系统计算机无关。

6)功能插件的外部连接也要遵循有关的标准，例如功能插件间进行 ECL 信号传送就需符合本书给出的“ECL 前面板连接”规范。

7)在并行的 CAMAC 分支总线系统中，最多可并接 7 台 CAMAC 机箱的设备，在串行总线时，可串接 62 台 CAMAC 机箱。

8)CAMAC 规范是在计算机广泛应用的背景下提出来的。尽管 CAMAC 硬件系统并不要求必须与计算机联用，而实际上，当前的 CAMAC 系统绝大多数是以计算机为中心控制部件进行工作的。CAMAC 系统是通过计算机在分散的 CAMAC 仪器设备与设备使用者建立有序的联系，所以，系统的软件及其标准化，无异是非常重要的。

正如前述，机箱和功能插件是模块化 CAMAC 仪器系统的基础，用它们把各种粒子探测器、传感器及其他外部设备连接到智能控制器，或连接到系统计算机，实现数据获取和系统控制。下面将介绍与之有关的技术规范。

11.2.2 CAMAC 的机械特性

1. CAMAC 机箱

CAMAC 机箱是 CAMAC 系统组成的基体。标准机箱可以分成 25 个站，站号是从机箱的最左算起，从 1 到 25，其中 1 到 24 是普通站，一般机箱控制器为双宽的插件，所以 24 和 25 站为控制站。每个站的背板上装有一个 86 芯的插座，这样，除控制站占用第 24 和 25 站外，每个站(普通站)都可插入一个单宽的功能插件。不带有通风柜的标准机箱的外型尺寸是：宽度为 482.6mm，高度 221.5mm，深度在 360mm 到 525mm 之间，深度与电源的大小有关。而标准机箱内容纳功能插件的空间尺寸则是：宽度 430mm(17.2×25)，高度 200.9mm，深度 305mm。如果加上通风柜空间，只增加机箱的高度，不改变其宽度与深度。设机箱的总高度为 H，无通风机柜的高度为 221.5mm，则有：

$$H = (221.5 + U \times L)\text{mm}$$

式中，$U=44.45$，$L=0,1,2,3$ 等。$U\times L$ 给出了通风柜空间的高度。

从机箱后面看过去，有 25 个 86 芯插座及其连线，这就是机箱数据通道。通过机箱通道的这些线来实现数据读、数据写、控制与状态信号的传送，以及寻址信息的传送，也通过

电源总线向功能插件供电，还有几条专用线。机箱数据通道的连线可分成以下各类：

1)连接所有站的总线式连线，包括控制站。

2)不包括控制站的连接所有普通站的总线式的连线。

3)在控制站与普通站之间的专用连线，每个普通站都有两条专用线。①N 线(站号线)，控制站将用这条线对普通站进行寻址。②L 线(LAM 线)，普通站将用这条请求线通告控制站，它希望得到注意。这是 CAMAC 系统中，普通站发出的中断请求信号。

4)备用接点，每个站都有，根据需要作备用连接。

CAMAC 机箱应该在机械结构上确保功能插件在其中安全可靠，也应该为机箱数据通道和电源设备的安装与维护提供方便。

2. CAMAC 功能插件

CAMAC 功能插件与 CAMAC 机箱一样，是 CAMAC 系统的基础部件。其前面板的高度是 221.5mm，而其宽度 W 是：

$$W = (17.2s - 0.2)\text{mm} \qquad s = 1,2,3$$

$$W = (17.2s - 0.4)\text{mm} \qquad s = 4 \sim 25$$

式中，s 为插件所占用站的数目。功能插件的宽度可以是单宽插件的小于 25 的任意整数倍。实际上，在 CAMAC 系统中最常用的插件宽度为单宽与双宽。因 CAMAC 插件与 86 芯插座的连接使用的是插板，而此插板是 CAMAC 电路板的延伸，所以不论电路板尺寸大小如何，一定要保证具有连接用的插板，而且有足够的插拔刚度。CAMAC 插件的深度，从前面板的后表面算起，到连接插板后端的长度为 305mm。

单宽 CAMAC 功能插件可装有一块印刷电路板；双宽 CAMAC 功能插件可装两块，如果因器件过大或有其他原因，也可只装一块。

在 CAMAC 功能插件中，从前面板看过去，器件面应在印刷电路板的左边。

3. 电源

在表 11.1 中规定了电压容差和电流负载能力。所规定的电压容差是以在机箱数据通道插座的接点上测得电压为准，并且在最不利的组合因素的条件下也必须保证这些数值，这些组合因素是：AC 电网电压和频率、最大电流负载、温度和观测插座在机箱中的位置等等。

要注意：整个机箱都需满足在表 11.1 所列的最大电流：

表 11.1 CAMAC 机箱电源应提供的最大电流负载

电源电压/V_{dc}	电压容限/%	在插入件(单宽)/A	在机箱/A
推荐值			
+24	±0.5	1	6
+6	±2.5	2	25
−6	±2.5	2	25
−24	±0.5	1	6
可附加			
+12	±0.5		
−12	±0.5		

1)机箱数据通道插座的任何一个接点所通过的电流必须不超过 3A。

2)在没有强制通风时,一个机箱所消耗的总功率必须不超过 200W。

3)因此,每单宽站消耗的功率通常不要超过 8W。但是,在特定的环境下,可以增大这个额定值,最大为 25W,应提供适当的措施以便符合总消耗功率和总电流负载上的要求。

11.2.3 机箱数据通道(DATAWAY)

通过机箱数据通道才能进行与插入功能单元的通信。这种无源多线高速数据通路安装在机箱的后边,经过 86 芯的插座与所有插入站相连接,表 11.2 是 86 芯插座各个插脚的功能定义。在所有插入站的相应插脚上作总线式的连接,其中一部分总线连接到控制站。在通常站上的一个插脚对控制站上的一个插脚的连接用单线连接。备用插脚没有作出规定具体的用途,但是也可以进行单线连接。

在一次机箱数据通道操作期间,控制器产生一个操作命令,该命令应有以下信号:①在站号单线上的寻址信号 (N),用于规定一个或多个插件将参加本次操作。②在子地址总线上的信号 (A),用于规定插件内的某一部分将参加本次操作。③在功能码总线上的信号 (F),用于规定将完成的操作。这些命令信号将与忙(busy)总线上的信号同时出现,忙信号将加到所有各站,通告各站:现在有一个机箱数据通道的操作正在进行之中。

当一个插件识别到把数据传送到控制器的读命令时,这个插件要把数据信号放置在读(READ)总线上。当一个控制器执行写命令时,控制器要把数据信号放置在写(WRITE)总线上,被寻址的插件把该数据接收下来。另外,无论是否在读和写线有传送,该插件应该在响应(response)总线上传送一位状态信息。

之后,在各自总线上依次产生两个定时信号——选通信号 S1 和 S2。在写命令时,使用这两个选通信号把数据从机箱数据通道传送给功能插件;在读命令时,把数据从机箱数据通道传送给机箱控制器,这两个选通信号也可以初始化控制器和插件内的其他动作。每逢没有进行着的机箱数据通道操作时,任何插件都可以在其专用的 LAM 线上产生一个信号,以表示它需要得到注意。为了初始化所有单元(通常是在加电之后)要使用 Z(初始化)信号,为了清除数据寄存器要使用 C(清除)信号,也为了禁止诸如取数据之类的操作要使用 I(禁止)信号,这三个公共控制信号无需命令寻址即可加到所有站去。

1. 命令的确定

CAMAC 命令是由机箱数据通道各线上的信号组成的,该命令通过站号单线最少要规定一个插件,通过 4 条子地址总线规定一个或多个插件的子部分,通过 5 条功能总线规定将要完成的功能。该命令信号(NAF)在整个操作期间要保持在机箱数据通道上。与其同时,在 busy(忙)总线上产生一个忙(busy)信号,告诉所有单元:机箱数据通道操作正在进行之中。表 11.3 是标准机箱数据通道各条总线功能的说明。

(1)站号(N)

每个普通站读写是通过在站号单线 (N)上的信号进行寻址的,N 线是从控制站到通常站单独引线脚间的单线连接。各站是以十进制数编号的,从机箱前端看过去的最左边的一个站为第 1 号站,最右边的为第 25 站。

(2)子地址(A8,A4,A2,A1)

表 11.2　86 芯插座各个插脚的功能定义

a：控制站(25 站)

(从机箱前面看)

备用单接点	P1	B	忙(Busy)	总线
备用单接点	P2	F16	功能码	总线
备用单接点	P3	F8	功能码	总线
备用单接点	P4	F4	功能码	总线
备用单接点	P5	F2	功能码	总线
总线　接受到命令	X	F1	功能码	总线
总线　禁止	I	A8	子地址码	总线
备用单接点	P6	A2	子地址码	总线
备用单接点	P7	A1	子地址码	总线
总线　选通 1	S1	Z	初始化	总线
总线　选通 2	S2	Q	Q 响应	总线

24 条 LAM 单线，L1 引自 1 站，依次类推：

L24	N24
L23	N23
L22	N22
L21	N21
L20	N20
L19	N19
L18	N18
L17	N17
L16	N16
L15	N15
L14	N14
L13	N13
L12	N12
L11	N11
L10	N10
L9	N9
L8	N8
L7	N7
L6	N6
L5	N5
L4	N4
L3	N3
L2	N2
L1	N1

24 条站号单线，N1 引自 1 站，依次类推

电源总线				电源总线
−12V DC	−12	−24	−24V DC	
	NC	−6	−6V DC	
	NC	NC		
辅助−6V	Y1	E	清洁地	
+12V DC	+12	+24	+24V DC	
辅助+6V	Y2	+6	+6V DC	
0V（电源地）	0	0	0V(电源地)	

b：正常站(1～24 站)

(从机箱前面看)

总线　自由总线	P1	B	忙(Busy)	总线
总线　自由总线	P2	F16	功能码	总线
备用单接点	P3	F8	功能码	总线
备用单接点	P4	F4	功能码	总线
备用单接点	P5	F2	功能码	总线
总线　接受到命令	X	F1	功能码	总线
总线　清除	C	A4	子地址码	总线
单线　站号	N	A2	子地址码	总线
单线　LAM 线	L	A1	子地址码	总线
总线　选通 1	S1	Z	初始化	总线
总线　选通 2	S2	Q	Q 响应	总线

24 条写总线，W1＝最低位，W24＝最高位：

W24	W23
W22	W21
W20	W19
W18	W17
W16	W15
W14	W13
W12	W11
W10	W9
W8	W7
W6	W5
W4	W3
W2	W1

24 条读总线，R1＝最低位，R24＝最高位：

R24	R23
R22	R21
R20	R19
R18	R17
R16	R15
R14	R13
R12	R11
R10	R9
R8	R7
R6	R5
R4	R3
R2	R1

电源总线				电源总线
−12V DC	−12	−24	−24V DC	
	NC	−6	−6V DC	
	NC	NC		
辅助−6V	Y1	E	清洁地	
+12V DC	+12	+24	+24V DC	
辅助+6V	Y2	+6	+6V DC	
0V（电源地）	0	0	0V(电源地)	

表 11.3　标准机箱数据通道各条总线功能的说明

名称	符号	接点数	在插件中的用途
命令			
站号	N	1	选择插件(从控制器连来的单线)
子地址	A1,2,4,8	4	选择插件的一部分
功能码	F1,2,4,8,16	5	确定插件内将完成的功能
定时			
选通 1	S1	1	控制第一态操作(机箱数据通道信号可变化)
选通 2	S2	1	控制第二态操作(机箱数据通道信号可变化)
数据			
写	W1—W24	24	信息写入插件
读	R1—R24	24	从插件取信息
状态			
L—请求	L	1	表示有服务请求(从控制器连来的单线)
忙	B	1	表示一项机箱数据通道操作正在进行之中
响应	Q	1	表示由命令选择的特征状态
接收到命令	X	1	表示该插件能够完成命令所要求的动作
公共控制			不需命令,可在连有公共控制线的所有站上操作
初始化	Z	1	把插件设置于一个确定状态(与 S2 和 B 信号同时出现)
禁止	I	1	信号持续期间失效特征
清除	C	1	清除寄存器(与 S2 和 B 信号同时出现)
非标准连接			
自由总线连线	P1,P2	2	用于特定的用途
备用接点	P3—P5	3	用于非特定的连接非机箱数据通道的线
推荐的电源线			
+24V dc	+24	1	
+6V dc	+6	1	
−6V dc	−6	1	
−24V dc	−24	1	
0V	0	2	电源回线
附加电源线			
+12V dc	+12	1	
−12V dc	−12	1	
清洁地	E	1	
保留	Y1,Y2	2	保留用于未来的分配

一个插件的不同部分是通过在 4 条子地址总线 (A)上的各信号进行寻址的。这组信号将在插件内进行译码,以便来选择 16 个子地址中的一个子地址,子地址的编号是以十进制从 0～15。

(3)功能码(F16,F8,F4,F2,F1)

通过在5条功能码总线(F)上的各信号来确定在选定的插件(或多个插件)内、所规定的子地址上将要完成的功能。这组信号将在插件内进行译码,以便来选择最多32个功能中的一个功能,功能码的编号是以十进制从1～31。32个功能码的定义小结于机箱数据通道命令操作表中(表11.4)。

表11.4 CAMAC功能码

编码		功能码信号				
F( )		F16	F8	F4	F2	F1
0	读第一组寄存器	0	0	0	0	0
1	读第二组寄存器	0	0	0	0	1
2	读和清第一组寄存器	0	0	0	1	0
3	读第一组寄存器的补码	0	0	0	1	1
4	非标准	0	0	1	0	0
5	保留	0	0	1	0	1
6	非标准	0	0	1	1	0
7	保留	0	0	1	1	1
8	测试 Look-at-Me	0	1	0	0	0
9	清第一组寄存器	0	1	0	0	1
10	清 Look-at-Me	0	1	0	1	0
11	清第二组寄存器	0	1	0	1	1
12	非标准	0	1	1	0	0
13	保留	0	1	1	0	1
14	非标准	0	1	1	1	0
15	保留	0	1	1	1	1
16	写第一组寄存器	1	0	0	0	0
17	写第二组寄存器	1	0	0	0	1
18	选置第一组寄存器	1	0	0	1	0
19	选置第二组寄存器	1	0	0	1	1
20	非标准	1	0	1	0	0
21	选清第一组寄存器	1	0	1	0	1
22	非标准	1	0	1	1	0
23	选清第二组寄存器	1	0	1	1	1
24	失效	1	1	0	0	0
25	执行	1	1	0	0	1
26	使能	1	1	0	1	0
27	测试状态	1	1	0	1	1
28	非标准	1	1	1	0	0
29	保留	1	1	1	0	1
30	非标准	1	1	1	1	0
31	保留	1	1	1	1	1

(4)选通信号(S1 和 S2)

在各自的选通信号总线上顺序地产生两个选通信号 S1 和 S2。这两个信号将用于插入单元之间的信息传送,或用来初始化单元内的操作。在上述两种情况下,是由出现在机箱数据通道上的命令来决定所规定的动作。这两个选通信号在每次机箱数据通道命令操作期间都产生,并且从机箱数据通道接收信息的所有插入件对这两个选通信息有所响应。第一个选通信号 S1 用于不改变机箱数据通道上信号状态的动作。在一项读操作或一项写操作中,从机箱数据通道接收数据的所有单元都要对 S1 有响应。第二个选通信号 S2 常用于初始化的任何动作,可以改变机箱数据通道信号的状态,例如,清除输出连接到机箱数据通道的寄存器内容等。

2. 数据

一个公共并行高速数据通道用于所有传输。公共并行高速数据通道所携带的所有信息常常把它们称之为数据,但是这些数据也可以是与插件内控制特征的状态有关的信息。在控制器与所选定插件之间可以并行地传送可达 24 位的数据。为了两个方向的传送,读线和写线是两组独立连接的总线。

(1)写线(W1～W24)

在任何“写 (Write)”操作开始,控制器或其他公共数据源在 W 总线上产生数据信号。W 信号要在 S1 以前达到稳定态,除非因 S2 而被修改,否则要一直保持到本操作的结束。被寻址的单元要在 S1 时接收数据。

(2)读线(R1～R24)

插件一旦识别到一项“读(Read)”命令,它将在 R 总线上建立起数据信号。R 信号要在 S1 以前达到稳定态,除非因 S2 而改变数据源的状态,要在整个机箱数据通道操作期间都要保持这个信号。控制器或其他公共数据源接收器要在选通信号 S1 时从 R 总线选通数据。

3. 状态信息

由 L-请求(L)、忙(B)、响应(Q)和接收到命令(X)线上的信号传送状态信息。

(1)L-请求(L)

像 N 线一样,L 线也是一种单线连接,从每个站的 L 管脚单线连接到控制器的单独管脚上。当没有正在进行的机箱数据通道操作(没有出现 B 信号)时,任何一个插入单元都可以在其 L 线上产生一个信号,来表示它需要得到注意。当 B 信号存在时,由产生 L 信号的单元关闭在机箱数据通道线上每个 L 信号。

能够用 Clear Look-at-Me(L 清除)、初始化来清除 L-请求,因产生该请求的特定动作要求也能清除 L 请求。

(2)机箱数据通道忙(B)

忙(Busy)信号用来进行一个有竞争使用机箱数据通道的系统各种状态的闭锁。特别规定,在机箱数据通道命令或公共命令期间,B 信号一定要产生。也就是说,无论 N 信号是否存在,B 信号一定出现,而且当 B 信号存在时,要关闭在机箱数据通道线上所有 L 信号。

(3)响应信号(Q)

Q 总线在机箱数据通道操作期间用于发送一个插件的所选特征状态的信号。在所有

读和写命令时，在 Q 总线上的信号从接受到命令时刻到 S2 要一直保持稳定。对于所有其他命令，在 Q 总线上的信号可以随时改变。

(4)X 响应信号(X)

X 响应信号是用来表示被寻址的功能插件已接收到寻址命令，并能够完成命令所指定的动作。在 X 总线上的信号必须在 S1 之前达到稳态，在 S2 信号出现之后此信号才可改变其状态。

4. 公共控制

无需由一条命令进行单独地寻址，在连有公共控制信号的所有插件内都可进行有关公共控制信号的操作。为了防止出现假信号，初始化 (Z)信号和清除 (C)信号必须与 S2 信号同时出现。

(1)初始化信号(Z)

初始化 (Z)信号绝对优先于所有其他信号和控制信号。用清零所有数据和控制寄存器到一个确定的状态和用清除并失效 L 信号的方式，把整个单元设置为一个基本状态下。产生 Z 信号的单元必须也能同时产生 S2 和 B 信号。接收 Z 信号的插件在 S2 时才开门，以便防止 Z 线上假信号的影响。

(2)禁止信号(I)

当这个信号出现时，将禁止插件的任何动作(例如进行取数)。当存在 B 信号之时，该信号必须不变化，而且上升和下降时间不低于 200ns。

(3)清除信号(C)

这个命令信号将清除所有寄存器，或清除连接到寄存器的双稳态器件。产生 C 信号的单元必须也能同时产生 S2 和 B 信号。接收 C 信号的插件在 S2 时才开门，以便防止 C 线上假信号的影响。

5. 备用接点(P1～P7)

在普通站的 86 芯插座上有 5 个备用接点，它不对机箱数据通道进行预先接线，可自由地用于局部连接。在控制站上则有 7 个备用接点(P1～P7)。当存在 B 信号时，在备用接点上的信号必须保持稳定，而且上升和下降时间不低于 20ns。

11.2.4 机箱数据通道的命令操作

机箱数据通道的命令操作一般是在一个功能插件与机箱控制器之间的信号传送，也可能是在一组功能插件与控制器之间的信号传送。CAMAC 操作有两类，一是命令操作，二是无寻址操作。命令操作就是向指定的功能插件发送一个命令信号，所以必须指定功能插件的地址。而无寻址操作则是发出一些公共控制信号，就是 Z(初始化)信号、I(禁止)信号或 C(清除)信号，此时连接到机箱数据通道的所有插件都要执行相应的操作。无论是命令操作还是无寻址操作，机箱控制器在操作时要同时发出 B(忙)信号，来表示机箱数据通道操作正在进行之中。

一个命令是由站号线、子地址线和功能码线等各线上的信号组成，就是一组 NAF 信号，NA 是地址，F 是命令的功能码。地址 NA 又有两部分，N 是插件所占的机箱站号，A 是子地址。该命令出现的同时也在 B 线上出现 B 信号。作为一个命令的响应，在读(Read)线或写(Write)线上可以传送数据，同时在 Q 线上有一位状态信息。每个机箱数据

通道命令操作时，必须产生两个选通信号 S1 和 S2，以便控制命令操作的定时。每个被寻址的功能插件在命令操作期间必须产生一个 X 信号作为命令的响应。如果被寻址的功能插件接受该命令，并能执行这次命令时，将产生 X＝1 的响应。因为功能插件不存在、不具备执行所需功能的硬件、没加电或就没连接等而不能完成该功能，应给出一个 X＝0 的信号。

功能码(F)是 CAMAC 机箱数据通道命令操作的重要组成部分。下面，我们将较详细地介绍 CAMAC 功能码(F)。表 11.4 给出了 CAMAC 功能码。在这个表中，“寄存器”表示一种可寻址的数据源或接受器，而与所使用的数据存储性质无关。功能码把插件内的寄存器划分成两组不同的寄存器，即第一组寄存器和第二组寄存器。这样，就可能不只是在由 4 条子地址线所寻址的基本 16 个寄存器组内进行操作，而可能在更多的寄存器内操作。

所有命令的一个公共特征是：如果插件有 L-请求时，执行一个命令就可清除该 L-请求源。

1. 读命令(Function Codes 0～7)

由功能码中 F16＝0，F8＝0 的组合来识别为读命令。它们规定了信息是通过 R 总线从插件向控制器的传送。插件一旦识别到该“读”命令时，由它在 R 总线上放置上数据信号，并把相应的状态信号放置在相连的 Q 总线上。R 和 Q 信号要在 S1 之前达到一个稳定态，在整个机箱数据通道操作期间都要保持，除非在 S2 时改变了信号源的状态。控制器或其他公共数据接收器在选通信号 S1 时刻从 R 和 Q 总线选通数据。

为了易于进行顺序寻址方式的读操作，含有数据(作为与控制信息的区别)的所有寄存器必须具有连续的子地址，要开始于子地址 0。在每个子地址上，插件作为对相应读命令的响应，它将产生 Q＝1。在下一个子地址没有数据寄存器时，响应是Q＝0。在所有剩余子地址上，Q 信号可以用于测试任何特征，从属于通用要求的是：Q 信号必须从命令开始最少要稳定到 S2。

(1)Code 0，读第一组寄存器(Read Group 1 Register)

这个命令用子地址来从插件内第一组寄存器内选择一个寄存器，并且把这个寄存器的内容传送给控制器。寄存器的内容保持不变。

(2)Code 1，读第二组寄存器(Read Group 2 Register)

这个命令除了从插件内第二组寄存器内选择一个寄存器之外，类同于 Code 0。

(3)Code 2，读和清第一组寄存器(Read and Clear Group 1 Register)

这个命令除了在 S2 时刻清除插件内的寄存器之外，类同于 Code 0。

(4)Code 3，读第一组寄存器的补码(Read complement of Group 1 Register)

这个命令除了把该寄存器内容的补码传送给控制器之外，类同于 Code 0。

(5)Code 4～7，目前还未被分配。

2. 控制命令(Function Code 8～15)

一般由功能码中 F8＝1 来识别为控制命令。控制命令用 F16 的状态分成两组，在本组的控制命令是 F16＝0。这些命令规定：无论在 R 和 W 总线上都不传送信息。但是在这些命令的任何命令时，Q 总线上可以携带信息。Q 总线上的信号可以随时改变，但是要在 S1 时刻选通进控制器，以及可以(在 F8 时除外)在选通信号 S2 时被清除。

(1)Code 8,测试 Look-at-Me(Test Look-at-Me)

这个命令在插件中选择一个 Look-at-Me 发生源,并且把发生源的状态显现在 Q 总线。

(2)Code 9,清除第一组寄存器(Clear Group 1 Register)

这个命令由子地址从插件内的第一组寄存器中选择一个寄存器,并清除这个寄存器的内容。

(3)Code 10,清除 Look-at-Me(Clear Look-at-Me)

这个命令除了在 S2 时刻 Look-at-Me 产生源被清除之外,类同于 Code 8。

(4)Code 11,清除第二组寄存器(Clear Group 2 Register)

这个命令除了从第二组寄存器选择寄存器之外,类同于 Code 9。

(5)Code 12～15,目前还未被分配。

3. 写命令(Function Code 16～23)

由功能码中 F16=1,F8=0 的组合将识别为写命令。它们规定了信息是通过 W 总线从控制器向插件的传送。控制器或其他公共数据源于"写"操作之初就在 W 总线上产生数据信号。插件一旦识别到该"写"命令时,把相应的状态信号连接到 Q 总线上。W 和 Q 信号要在 S1 之前达到一个稳定态,除非在 S2 时改变了信号源的状态,在整个机箱数据通道操作期间都要保持。

为了易于进行顺序寻址方式的写入寄存器,含有数据(作为与控制信息的区别)的所有寄存器必须具有连续的子地址,要开始于子地址 0。在每个子地址上,插件作为对相应写命令的响应,它将产生 Q=1。在顺序上的下一个子地址(此处若没有数据寄存器),响应是 Q=0。在所有剩余子地址上,Q 信号可以用于测试任何特征,从属于通用要求的是:Q 信号必须从命令开始最少要稳定到 S2。

(1)Code 16,写第一组寄存器(Overwrite Group 1 Register)

这个命令用子地址来从插件内第一组寄存器内选择一个寄存器,并且建立这个寄存器的内容,该内容与控制器在 W 总线上产生的数据是一致的。

(2)Code 17,写第二组寄存器(Overwrite Group 2 Register)

这个命令除了从插件内第二组寄存器内选择一个寄存器之外,类同于 Code 16。

(3)Code 18,选写第一组寄存器(Selective Overwrite Group 1 Register)

这个命令除了在选定的寄存器内设置几位而定义一个单独"屏蔽"寄存器之外,类同于 Code 16。

(4)Code 19,选写第二组寄存器(Selective Overwrite Group 2 Register)

这个命令除了选择第二组寄存器内的一个寄存器之外,类同于 Code 18。

(5)Code 20～23,目前还未被分配。

4. 控制命令(Function Codes 24～31)

一般由功能码中 F8=1 来识别为控制命令。控制命令用 F16 的状态分成两组,在本组的控制命令是 F16=1。这些命令规定:无论在 R 和 W 总线上都不传送信息。但是在这些命令的任何命令时,Q 总线上可以携带信息。Q 总线上的信号可以随时改变,但是要在 S1 时刻选通进控制器,以及可以(在 F27 时除外)在选通信号 S2 时被清除。必须加以小心:不要因为 Q 信号出现在 S1 和 S2 之间而丢失信息。

(1)Code 24,失效(Disable)

这个命令用子地址来选择和失效所选插件的一个特征,例如,Look-at-Me 或数据输入等特征。

(2)Code 25,增量预选寄存器(Increment Preselected Register)

这个命令可使子地址定义的 16 个寄存器组的一个组中的每个寄存器内容同时加 1。

(3)Code 26,使能(Enabe)

这个命令将使能由子地址选择的插件特征,例如,Look-at-Me 和数据输入等特征。

(4)Code 27,测试状态(Test Status)

这个命令由子地址选择一个插件的任何一个特征,该特征不同于一个 Look-at-Me 请求源,可使用在 Q 总线上产生一项响应的方法来测试该特征。

(5)Code 28～31,目前还未被分配。

11.2.5 机箱数据通道信号的定时与块传送[11]

1. 机箱数据通道信号的定时

每次 CAMAC 操作都有一系列信号参与,为了确保信息的正确传送,同步化无疑是非常重要的,也必须严格保持正确的定时关系。

图 11.3 是单次机箱数据通道操作期间各信号的时序定时图。

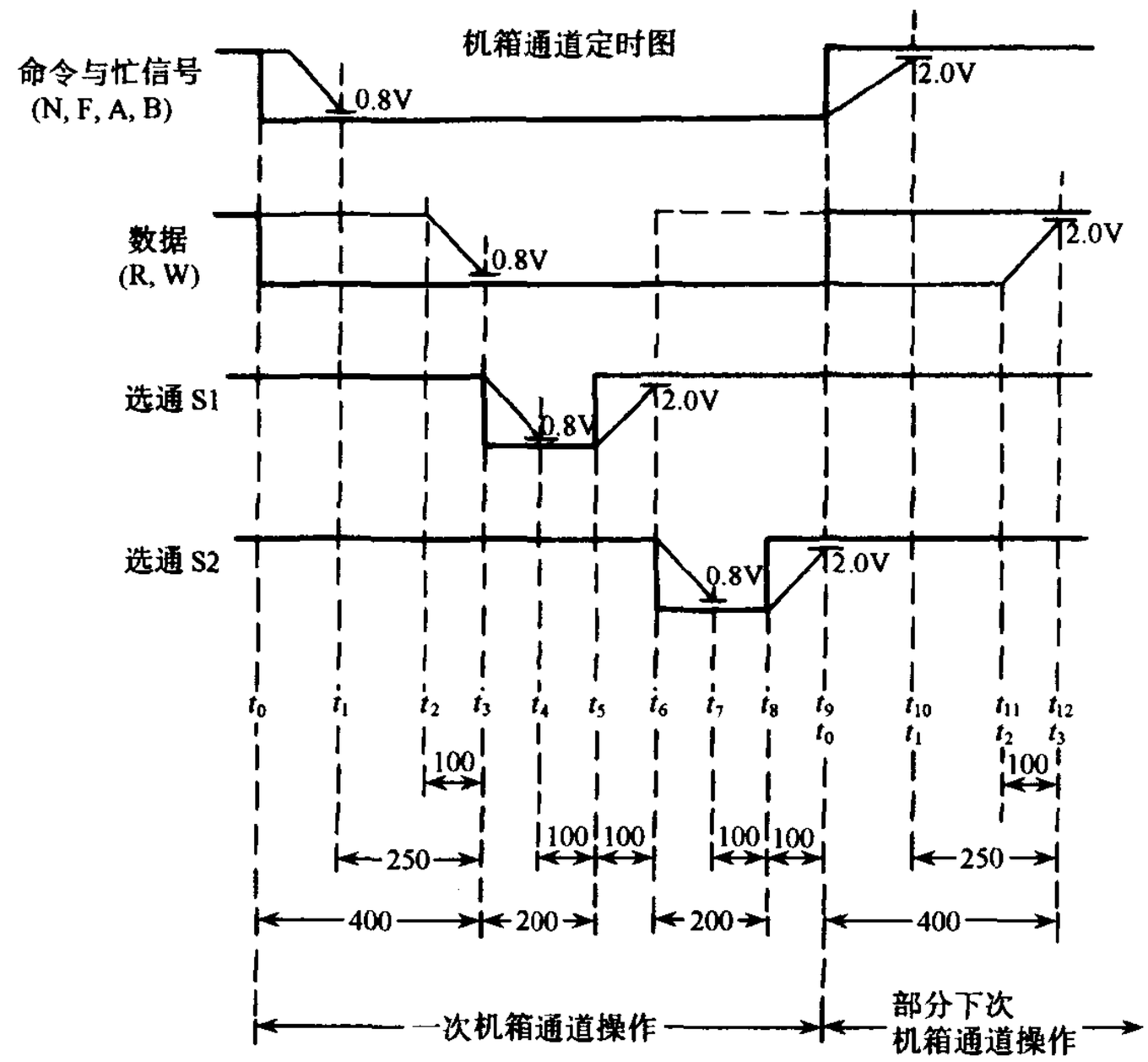
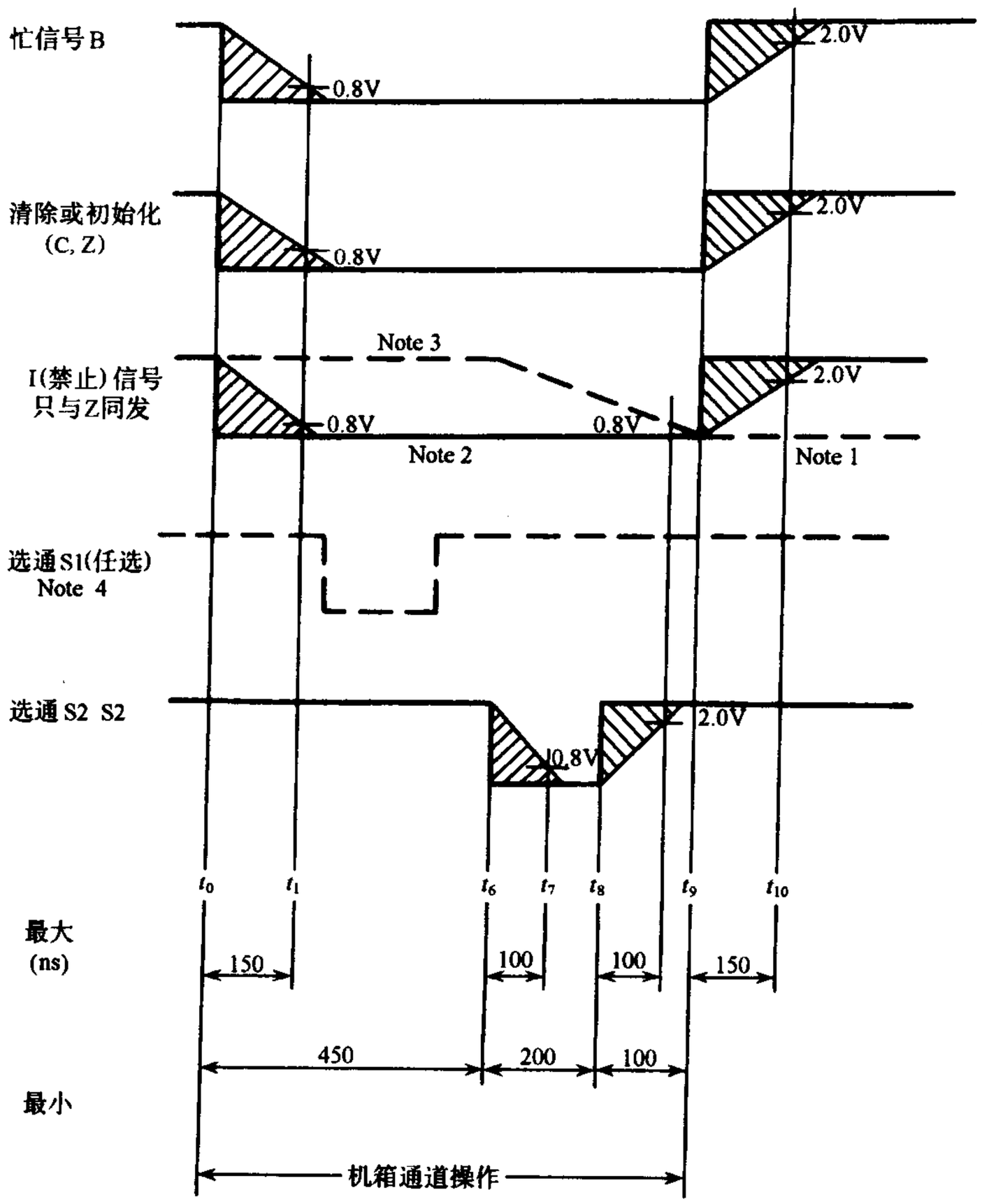


图 11.3 机箱命令操作的定时图

在时间 t_0 时,CAMAC 操作开始,NAF 和 B 信号将与任意 R 或 W 信号同时出现。由于在信号之间很难达到完全的同步,所以,还是允许在定时上有一定的容差,就是在定时图中划有斜线区域。在 t_1 时,NAF 和 B 信号必须全部达到相应的电平。在 t_1～t_2 之间,被

寻址的功能插件必须再发出 Q 和 X 信号，而在 t_3 时，Q，X，R 或 W 信号必须达到所需的电平。就在 t_3 时，选通信号 S1 出现，它必须在 t_4 时达到稳定。在这个时刻，所有命令和数据信号都必须已处于它们设定的状态上。在 t_6 时，选通信号 S2 出现，此时，数据或状态信号可以变化了。在 CAMAC 操作期间，LAM 信号也可以出现。由图 11.3 可知，一个完整 CAMAC 操作的最小周期时间是 1μs。

无寻址操作的时序就简单多了，而且操作时间也短一些。其时序图如图 11.4 所示。在时间 t_0，B 信号与 C、Z 或 I 信号发出，在 t_1 时达到稳态。在 $t_1 \sim t_6$ 之间，将在需要这些信号的功能插件内完成相应的操作。在 t_6 时，出现 S2 信号。在无寻址操作中，只需产生 S2 信号，S1 是否产生则是任选的。无寻址操作周期的最小时间是 750ns。



note 1: I 信号最好保持
note 2: I 信号只与 Z 信号同发
note 3: I 信号是响应 Z, S2 信号产生的

图 11.4　无寻址操作定时图

2. 字块传送

为了提高 CAMAC 系统数据传送的速度，当代的大多数 CAMAC 系统都具有 DMA 传送能力。DMA 单元本质上就是一个控制器单元，由它完成 CAMAC 设备和计算机存储

器之间，或在CAMAC设备与计算机外设之间数据的直接传送，而无需来自中央处理机的介入。在DMA传送时，通常是给出待传送数据字的长度，同时也给出存储器的首地址，它应与待传送数据块的起点相一致，也可以给出数据块的末地址。这些数据存储在存储器寄存器中。定义了读或写的功能后，开始DMA操作。DMA控制器单元要获取数据总线的控制权，传送字块的第一个字，地址寄存器内容增1，字数寄存器内容减1。周期循环到字数寄存器内容为零为止。这样，能够在没有计算机处理器命令下对数据块进行有效的传送。

在CAMAC规范中，规定了三种字块传送的模式：寻址扫描、重复式和停止式。

寻址扫描模式：当顺序地读寄存器或功能插件的字块，或向寄存器或功能插件顺序地写字块时，采用寻址扫描模式的字块传送。所寻址的功能插件所处的地址可以是不连续的，但所寻址功能插件内的子地址却一定要连续。使用Q-响应来确定所寻址地址是否存在。假如寻址N站的功能插件，返回Q=1，说明该插件存在。CAMAC命令NAF中，N和F保持一定，子地址A增1，进行一次字块传送，再使A增1，再进行一次字块传送，一直接收到Q=0为止。之后N增加，再如此循环传送，一直到Q=0为止。

重复模式：当以固定次数读一个寄存器时，采用重复模式传送。由Q-响应的状态来决定是否要对读或写传送寄存器进行读。如果Q=1，表示寄存器已经准备好，可以进行操作。如果Q=0，表示寄存器没有准备好，就要反复查询Q-响应的状态，直到Q=1为止，进行下一次的字块传送。这就存在一种危险，在反复查询Q状态是否为1时，由于插件不再能使Q-响应为1，则有可能因等待Q-响应而使DMA通道“挂停”。为了克服这个问题，一个解决的方案是限制等待Q-停止的查询次数。

停止模式：当读或写由CAMAC设备决定的数据块时，采用停止模式传送。顺序地读或写，一直达到字块结束条件为止。当然，此时Q=0。

为了更有效地获取某类数据，也可以对这三种字块传送作一些变通处理。

11.2.6 CAMAC系统的构成[10]

1. *并行多机箱CAMAC系统*

CAMAC系统通过对机箱的连接组成多机箱系统。关于它们的连接方式简图如图11.5所示。由机箱组成分支，每个分支带有几个机箱，它们之间用一个数据总线把它们连接起来，在CAMAC系统的术语中，这个数据总线称之为分支高速数据通道(branch highway)。就像单机箱系统的机箱数据通道一样，每个分支都有一个分支驱动器，由它对分支高速数据通道上的信号流进行管理和协调。又分成并行分支高速数据通道和串联分支高速数据通道。这两类中，并行分支高速数据通道更复杂一些，但是它的数据传送率也高一些。通常在粒子物理实验的数据采集系统中选用并行分支高速数据通道。机箱要访问分支高速数据通道，要通过专用的机箱控制器的端口，这类机箱控制器带有接收和译码分支高速通道信号的各种电路。这就是A-1型CAMAC机箱控制器。在链式结构情况下，并行分支高速数据通道最多只能连接7台机箱。它们的相互连接长度也就是30m到40m，如果需要连接长度更长一些，就要在其间插入信号驱动器了。

并行分支高速数据通道是一根132条线的总线，它有65条信号线和65条相应的地回线，再加上2条接地屏蔽线，其结构很类似于机箱数据通道。图11.5是并行分支高速数

据通道的信号流向图。

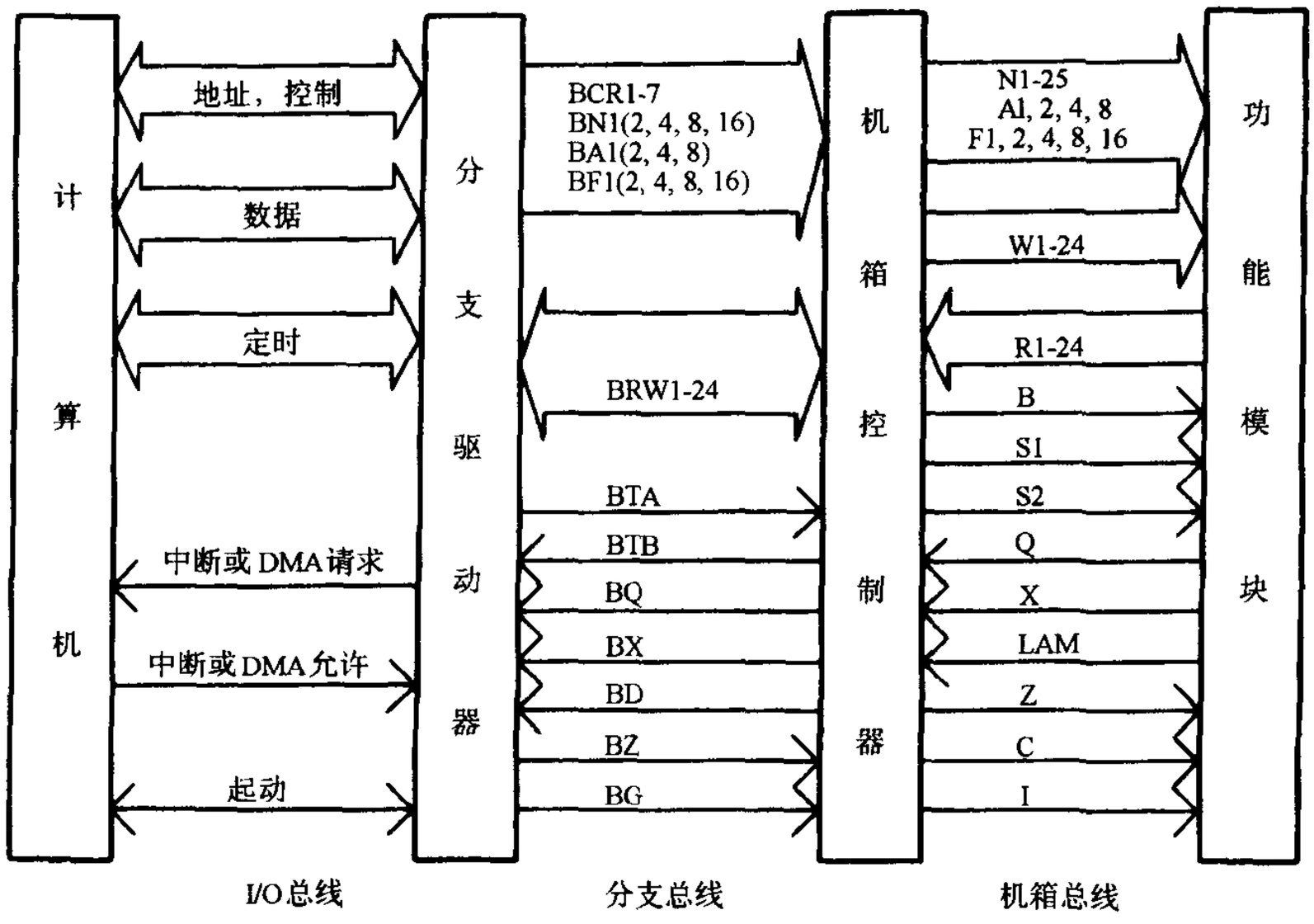


图 11.5　并行分支高速数据通道信号流向图

在一个多机箱系统中，必须把机箱号(C)包括在地址之内，这样，计算机发出的完整地址应该是CNA。多机箱系统最多可带 7 个机箱，C 的数值可为 1 到 7 的任意值。在一个多分支系统中，则要把分支号(B)扩展到地址内，完整的地址成为 BCNA。并行的分支高速数据通道情况下，机箱号(C)是单线传送，而 N 和 A 是总线式的。N 是在机箱控制器译码，再通过机箱内的专用线 N 传送给相应的功能插件。A 是简单的在机箱数据通道上的再传送。在分支内的命令操作类似于机箱数据通道的命令操作，只是其定时稍微复杂一些。分支的无寻址操作只可能有分支初始化(BZ)信号。分支高速数据通道的服务请求有两类：分支请求(BD)和分级 LAM(GL)。分支请求是一个由机箱控制器产生的请求信号，表示在分支内有一个或多个功能插件发出了 LAM 请求信号，要求某类服务。对于 BD 的响应，分支驱动器起动分级 LAM(GL)操作，就能对来自分支机箱控制器的多个信息发出一个请求。在 GL 操作时，通过 24 位读/写总线 BRW 线，可以得到 GL 分级的位格式图，以便找出优先的 LAM 请求源，之后起动相应的操作。LAM 源的识别过程与 LAM 源的数据以及 LAM 源的内部结构有关。如果请求源的总数不超过 24 个，每个 LAM 源又都是单一请求源，用读位格式图方案可能找到 LAM 源；如果 LAM 源多于 24，或 LAM 源不是单一请求源，则需进行进一步的检索。一般，是采用软件法进行请求源的查找。

在并行多机箱 CAMAC 系统中，需要有一个分支驱动器和几个机箱控制器。这类机箱控制器称之为 A1 型控制器，它是分支总线和机箱数据总线的标准接口，而且与系统计算机的型号与类别无关。A1 型机箱控制器应有以下特性：

1)前面板上必须有一对 132 芯的分支高速通道接插件，在后面板必须有 52 芯的插座，用于 L 分级器。

2)必须有机箱地址选择和指示设置，外部“禁止”信号输入电缆插座，在线/离线选择

开关,和 Z 与 C 按钮开关。

3)在分支总线上,不可使两个控制器占用同一个机箱号。

4)控制器的宽度一般为双宽,占有控制站和一个普通站。

图 11.6 是并行多机箱 CAMAC 系统结构图。

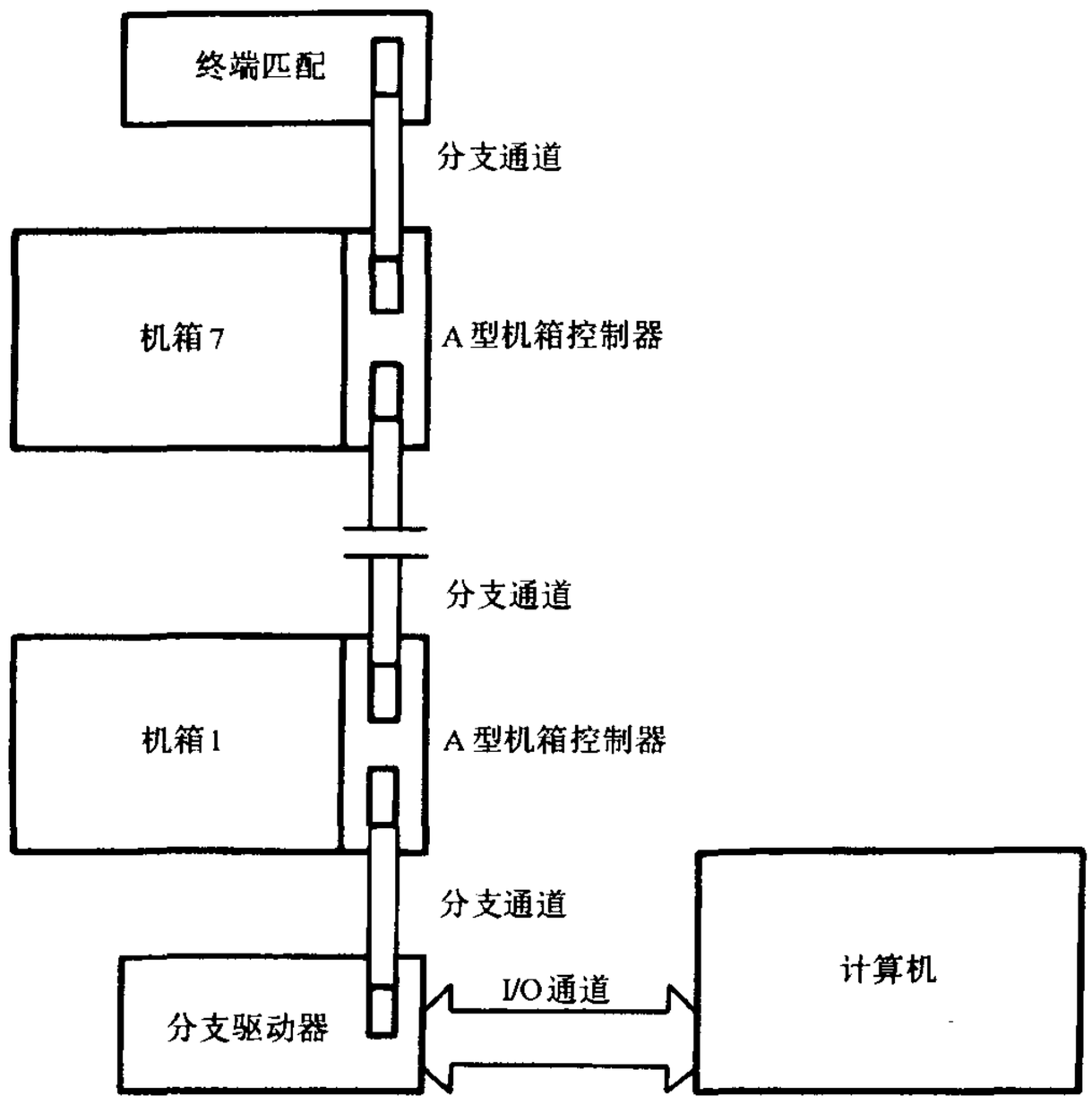


图 11.6　并行多机箱 CAMAC 系统结构图

2. 串行多机箱 CAMAC 系统

由串行分支高速数据通道可构成串行的多机箱 CAMAC 系统,是单向性的闭合系统。回路中包含有一个串行驱动器和多个串行机箱控制器。在串行总线上最多可以挂 62 个 CAMAC 机箱,每个机箱有一个串行机箱控制器,通过其面板上的两个 I/O 端口连接到串行总线上。控制器将首先查询传送进输入端口(I-PORT)的消息,如果该消息不与本机箱相关,就通过输出端口(O-PORT)送给下游的控制器。这样,它与并行系统相比,串行系统的数据传送率要低得多,但是却适合于长距离的传输。在系统中也可接入非 CAMAC 设备,只要这些设备服从 CAMAC 串行信息传送的规程。

在串行分支高速数据通道中传送的所有“消息”,都是以字节为基本单位,它们的传送可以是位串行或字节串行。位串行传送时,消息通道由两对线组成,一对是传送数据,另一对是传送的同步时钟。在字节串行传送时,消息通道由 9 对线组成,其中,8 对用于数据传送,1 对用于传送同步时钟。系统同步时钟的最高频率为 5.0MHz。字节串方式时,串行驱动器发出的一串字节,在这个字节流中,可以带有消息字节、空白字节和等待字节,它们通过所有串行机箱控制器沿串行总线正向传送。从功能上来说,字节流的消息有三种:命令、回答和请求。图 11.7 是串行分支高速数据通道信号流向图。

与并行分支高速数据通道类似,串行分支高速数据通道也需一个串行驱动器和专门

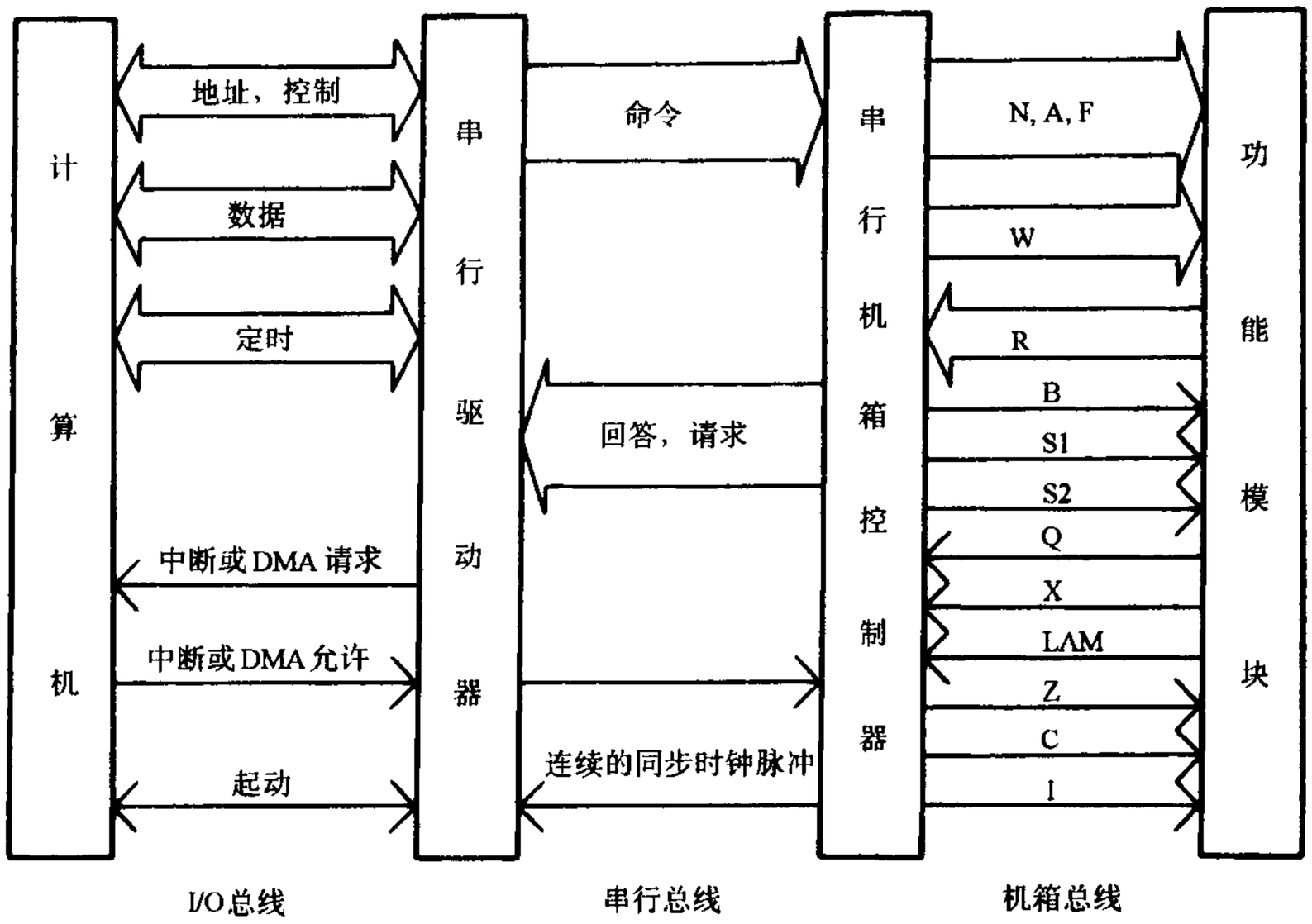


图 11.7　串行分支高速数据通道信号流向图

（此图只画出一个机箱的情况）

的 L-2 型串行机箱控制器。当机箱控制器接收到计算机发来的命令时，起动 CAMAC 机箱数据通道周期，执行过程中必须使命令接收(SX)位为“1”，有时还应有 SQ-响应。完成每次操作之后，DERR(错误延迟)、SX 和 SQ 的状态写入相应状态寄存器，计算机将依据它们的状态决定下一步操作。图 11.8 是串行多机箱系统结构图。

3. *多控制器 CAMAC 系统*

在标准的单机箱 CAMAC 系统中，只用一个机箱控制器，由它来控制和协调机箱的操作。在机箱数据通道的寻址命令操作时，控制器发出 B,N,A,F,S1 和 S2 信号，以便确定要完成的命令操作，并确定操作的定时。而在包含数据的寻址命令操作时，控制器则要通过 W 线发送数据，或通过 R 线接收数据。在无寻址操作时，控制器发出 B,S1,S2,以及 C 或 Z 信号。控制器可以发出 I 信号，也可以监测 L,X,Q 信号的状态。

每个 CAMAC 机箱有一个控制站，它是惟一能够管理 N 和 L 线的站。控制器为完成上面所说的操作，就必须监控它所需要的所有信号线，为此机箱控制器(CCU)插件除了占有控制站之外，还需再占与之相邻的一个以上普通站。在一个分布式的智能系统中就可能在一个机箱内插有多个控制源，它们插在普通站上，并不占有控制站，它们被称之为辅助控制器(AC)。既然是控制器，必须有两个条件，其一，它应能够管理 N 线和 L 线，只有管理 N 线才能使辅助控制器发出完整的寻址命令操作；如果辅助控制器能对其他功能插件的 LAM 请求信号有响应，或对其他控制器 LAM 请求有响应，就必须管理 L 线。其二，对机箱数据通道控制权的优先级仲裁，由它来确保在某一时刻仅有一个控制器拥有机箱控制权。为此，将配用一个辅助控制器总线(ACB)来管理 N 线和 L 线，这个总线(ACB)也通过机箱控制器(CC)。这样，多控制器 CAMAC 系统内的控制器就需在其背板上有一个接插件，由它连接到辅助控制器总线(ACB)。在 ACB 上的所有连线都是以总线的方式连

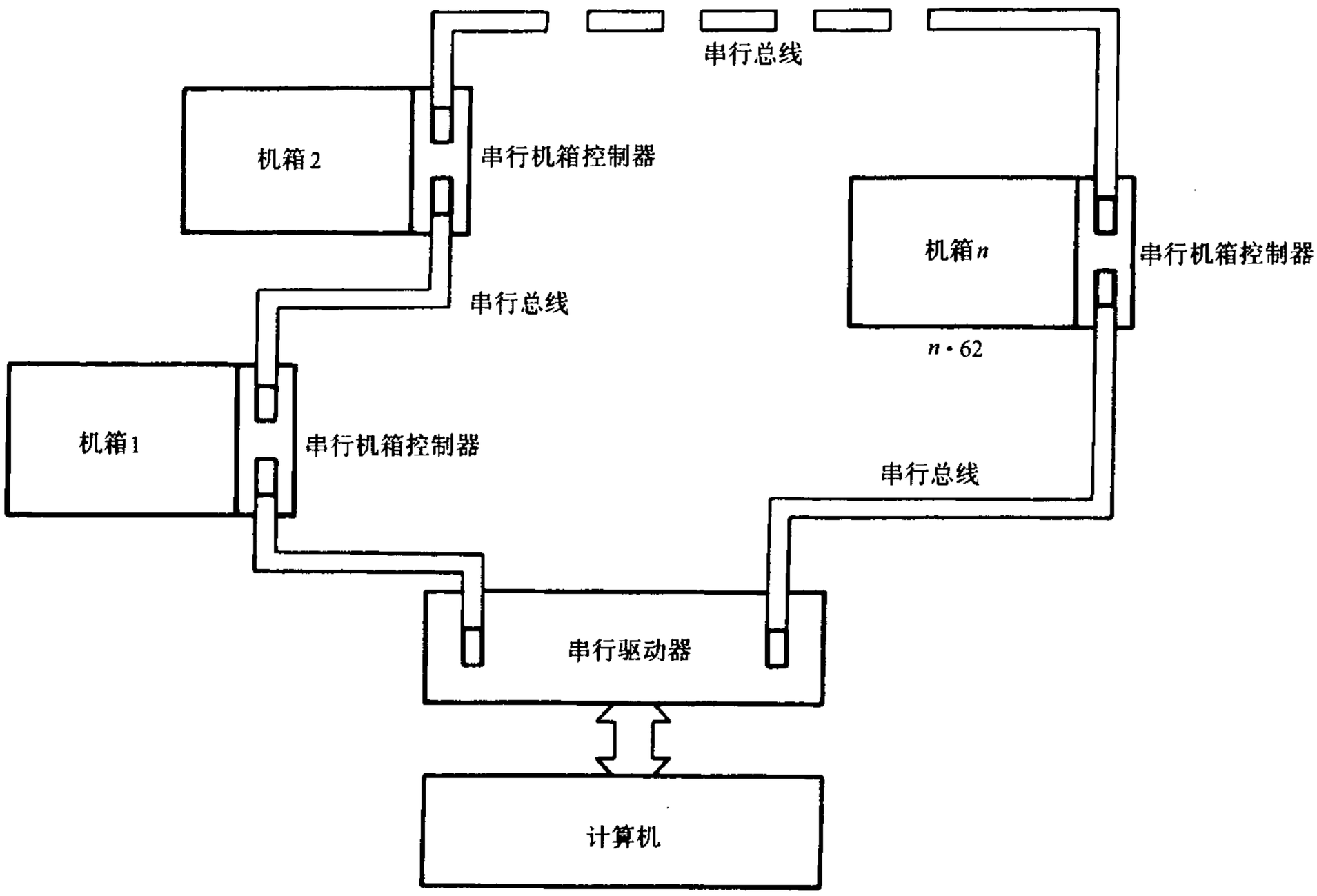


图 11.8　串行多机箱结构图

接到每个控制器。图 11.9 是在一个机箱内的多控制器系统结构图。

当辅助控制器(AC)作一次寻址命令操作时,它将产生作为与该命令相关站号的5bit二进制码,并通过辅助控制器(ACB)的编码 N 线传送它。当机箱控制器接收到这个站号码后,首先对它进行译码,使机箱数据通道上相应的 N 线出现逻辑"1"。同样,机箱控制器(CCU)可接收 24 个 L 信号,并把它们传送给 ACB 接插件。对于允许使用辅助控制器的机箱控制器来说,对它的最低要求是:①机箱数据总线的 L 线要连接到辅助控制器总线(ACB)。②要带有 N 译码器、ACB 接插件和信号线的上拉电阻。

优先级仲裁有两种模式:请求/准许(R/G)模式和辅助控制器封锁(ACL)模式。在请求/准许(R/G)模式下,包括三个信号:①请求信号(request)。它是以总线方式连接到在辅助控制器总线(ACB)上的每个控制器,并且此信号可在每个控制器的前面板送入。②准许信号(grant)。它是链式结构,就是一个控制器的准许输出(grant-out,准出)可以从前面板连接到另一个控制器的准许输入(grant-in,准入)。③禁止请求信号(Request Inhibit)。是一个 ACB 上的总线连接。

最高优先级控制器的前面板请求信号输出将连接到本插件前面板的准入信号输入端。这个控制器的前面板准出信号端将连接到次高优先级控制器的前面板准入输入端。如此依次连接,最后达到 CAMAC 机箱内最低级别的控制器。

图 11.10 是控制器获取机箱控制权的信号时序图。控制器首先发出请求,然后等待接收准入信号。没有发出请求信号的每个控制器,当它接收到准入信号时,就产生准出信号。而发出请求的控制器则不发出准出信号。控制器之间准许总线(grant bus)的链式连接可确保:准许信号将顺延地传播到下游的一个最高优先级控制器,它是请求取得机箱数据总

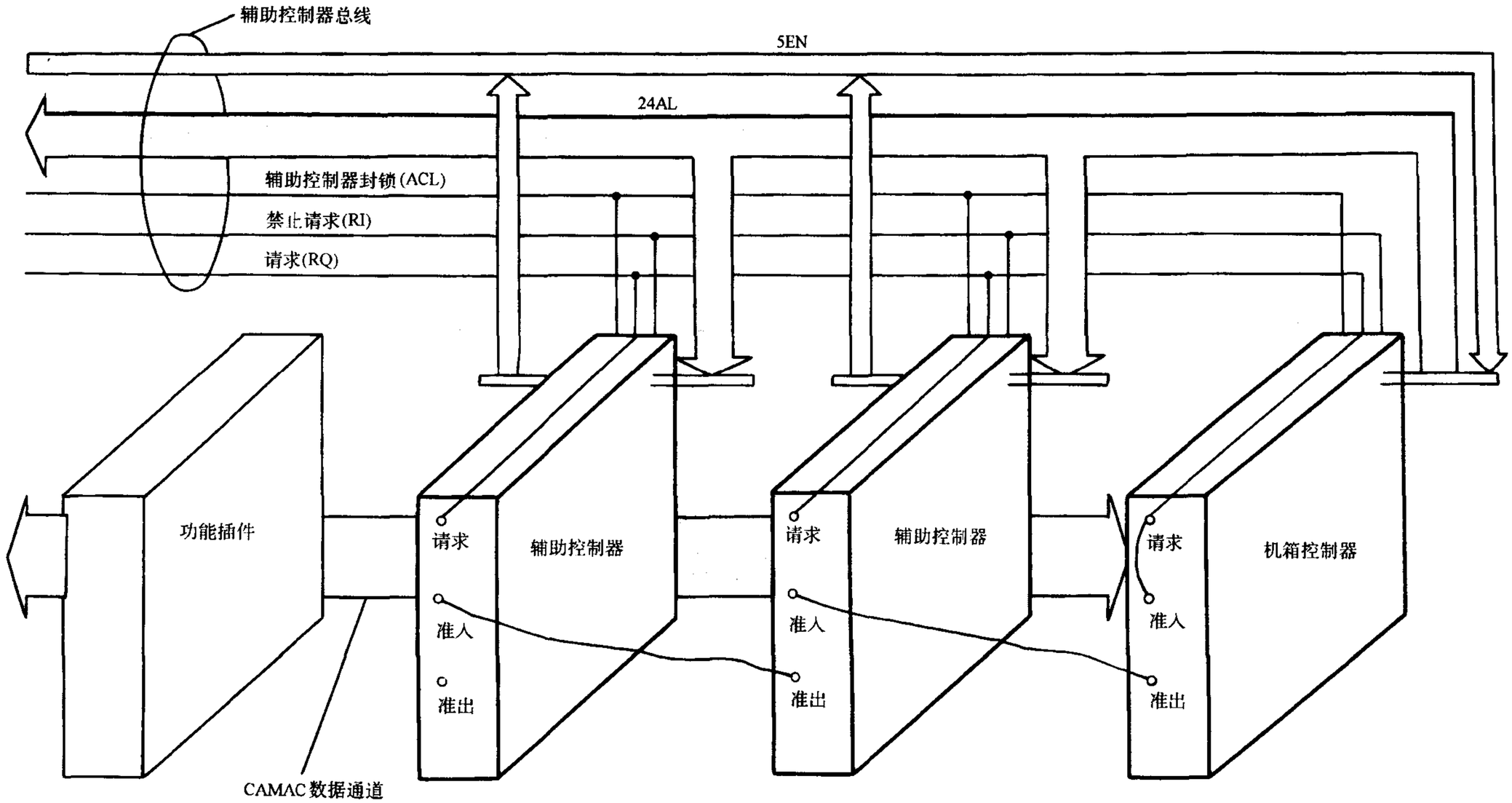


图 11.9　一个机箱内的多控制器系统

线控制权的那个控制器。当请求控制权的控制器接收到准入信号时，它将发出和保持禁止请求信号，来表示它已获得了机箱的控制权，之后就取消其请求信号。随着禁止请求信号的出现，未获得总线控制权的所有控制器都要取消它们的请求信号。获得机箱控制权的控制器完成其机箱数据总线操作后，将取消禁止请求信号，为下一个请求机箱控制权的控制器交出机箱控制权。此时，如果同时有多个控制器请求机箱控制权时，将按控制器在准许总线链上的位置来决定具有最高优先级的控制器(参见图 11.9)。

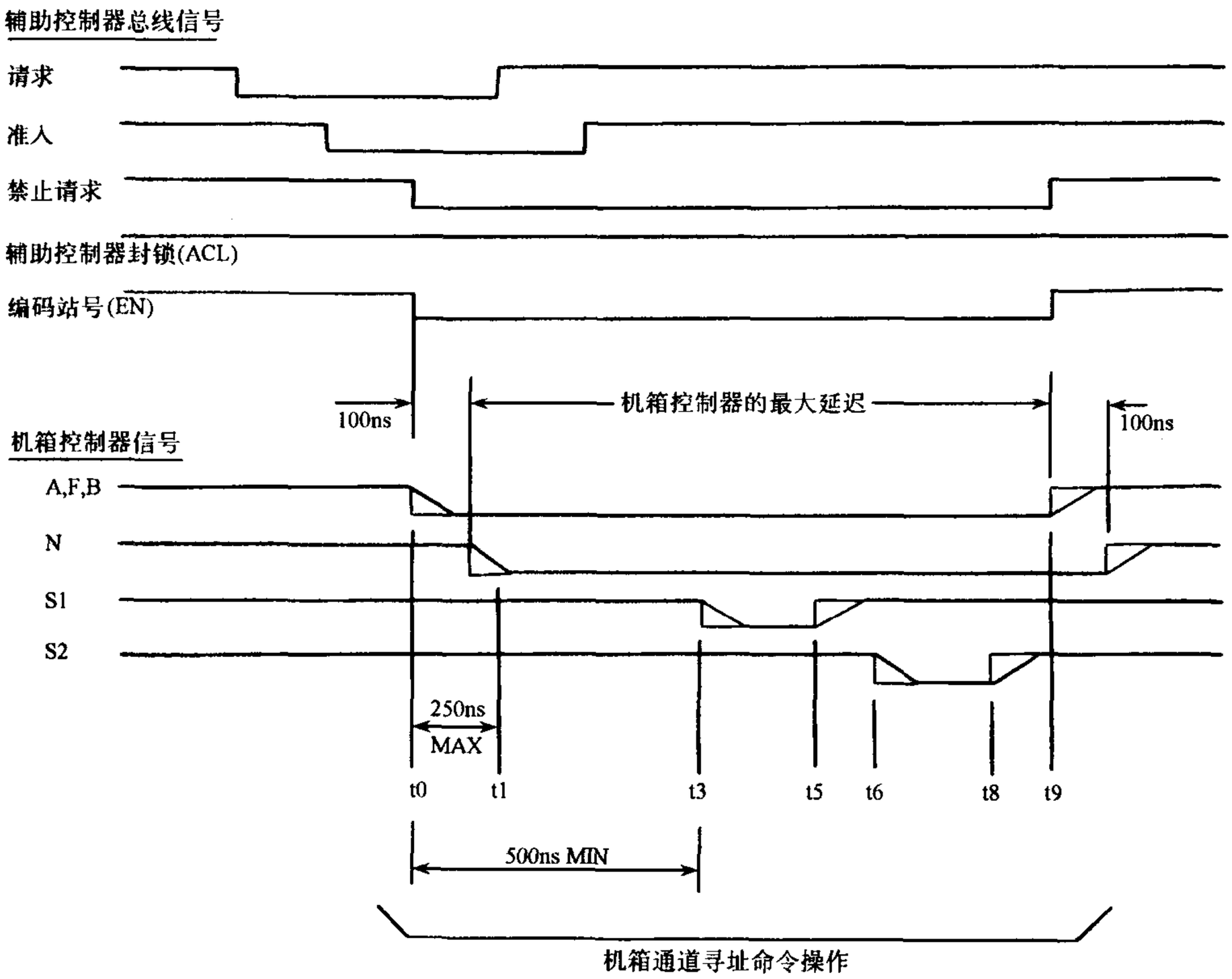


图 11.10　辅助控制器为获取机箱数据总线控制权的时序图(寻址命令操作)

如果机箱数据通道正在使用，则要推迟获取控制器对机箱的控制权。如果控制器已接到外部的高速数据通道，高速数据通道的接口就需调节这个延迟。例如，CAMAC 并行高速数据通道的接口就能调节这个延迟。不能调节这个延迟的控制器，就不能使用 R/G 模式，就需采用辅助控制器封锁(ACL)模式。串行控制器 SCC-L2 则属这类。

在一个机箱内，只允许一个控制器使用辅助控制器封锁(ACL)信号来获取机箱的控制权，这一个控制器可以是机箱控制器，也可以是辅助控制器。ACL 信号线在 ACB 上是总线式连接的，所以，它将连接到机箱内的所有控制器。具有机箱控制权的控制器当接收到 ACL 信号时，要么在发出 ACL 信号的控制器起始其机箱数据通道操作之前中断其操作，要么作完当前操作。

请求、准许和禁止请求和 ACL 线的连接也参见图 11.9。

L2 型串行机箱控制器没有 ACB 接插件。但是，其串行分级 LAM 编码器的接插件可用来连接 ACB 总线，这是因为 ACB 上的信号集就是在串行分级 LAM 编码器接插件上

的信号子集。所以，L2 串行机箱控制器稍加改动即可用于多控制器系统中。对于并行传送的多控制器系统来说，它的机箱控制器称之为 A2 型机箱控制器，在后面板装有一个 ACB 总线接插件，前面板装有请求、准入和准出电缆座。

11.2.7 CAMAC 系统软件[12]

CAMAC 系统主要是引入一种数据通道的结构，来解决硬件接口的问题，但是，更难的问题则是如何运转 CAMAC 系统的软件问题。至少，要控制 CAMAC 接口的输入-输出操作就需有接口驱动软件。这个驱动软件是一个高度硬件相关的软件，必须考虑计算机的结构和操作系统，也需考虑 CAMAC 接口的硬件要求，所以通常用汇编语言进行编写。一般，提供 CAMAC 接口插件系统时，也提供接口驱动软件包，这个软件包可在某些计算机和操作系统下运行。如果超出所给定的计算机与操作系统范围，就要有人去编写 CAMAC 驱动程序。

CAMAC 驱动程序装入计算机后，就可以编写应用程序了。这类程序最好用高级语言编写，便于查看与续写。为了使 CAMAC 系统的硬件和接口能尽可能地与用户透明，编写了许多 CAMAC 应用子程序，用来完成基本命令和无寻址操作，为提高运行速度它们是用汇编语言编写的，另一特点是高级语言易于调用它们。用户要完成任何一项 CAMAC 操作，只要写一个获取程序后，调用相关的 CAMAC 子程序就行了。

到了这一步，才可能实现某种程度的软件标准化，这样用高级语言编写的程序才能在计算机之间有一定程度的透明性。

因为 CAMAC 系统的数据通道操作是已经完全规定好了，而且它们的运行与系统控制的计算机的类型无关，所以在 CAMAC 系统上有可能实现软件的标准化和软件的透明性。CAMAC 系统是一种实时的数据获取与控制系统，实时软件的设计和实现和一般的通用计算机软件有很多不同。一般的应用软件处理的是顺序计算问题，而实时软件一般来说处理的是平行计算问题。对于实时系统而言，功能插件与计算机之间的基本关系是输入/输出处理，也可以把这些功能插件看成计算机的外设，但是要编写实时软件，必须了解被控单元的每一操作细节。在 CAMAC 系统中，建立完整的标准对话通道的关键是制定一套控制功能插件的语言标准。

为 CAMAC 系统也制定了一些软件标准：①CAMAC 系统的字块传送[ANSI/IEEE Std 683-1976(1981 年重申)]。②CAMAC 实时 BASIC(ANSI/IEEE Std 726-1982)。③CAMAC子程序[ANSI/IEEE Std 758-1979(1981 年重申)]。

CAMAC 系统标准已经历几十年的磨炼，无论在硬件上还是在软件方面都可以说已经相当成熟了。

11.3 快总线系统(FASTBUS)[13,14,9]

11.3.1 概述

快总线是一个全能的数据获取系统的标准，它是由美国 NIM 委员会协同欧洲 ESONE 委员会共同制定的(ANSI/IEEE STD 960-1986)[13,14]。

快总线系统的出现，首先是高能物理实验的需要；其次是电子学技术也达到了一个新阶段。在高能物理实验中，信息的原始数据率可高达 10^{10}byte/s，经过严格筛选后加以记录的数据也在 10^{4}byte/s 的量级。计算机技术在 20 世纪 70 年代的中期也得到了很大的进展，尤其是微处理器的大量出现，以及 ECL 集成电路的发展与广泛使用，就有可能实现更高档次的数据获取和处理的标准化仪器系统，它们应该速度更高、准确、更经济有效，并且可靠地工作。快总线系统是上述时代的产物。

快总线系统比 CAMAC 系统的速度更快，大约快 10 倍，灵活性更高，功能更强，并且技术更加先进，因而，快总线系统更能适应现代科学技术和工业需要的系统。可以说，快总线标准的系统是新一代的数据获取与处理的标准系统(图 11.11)。

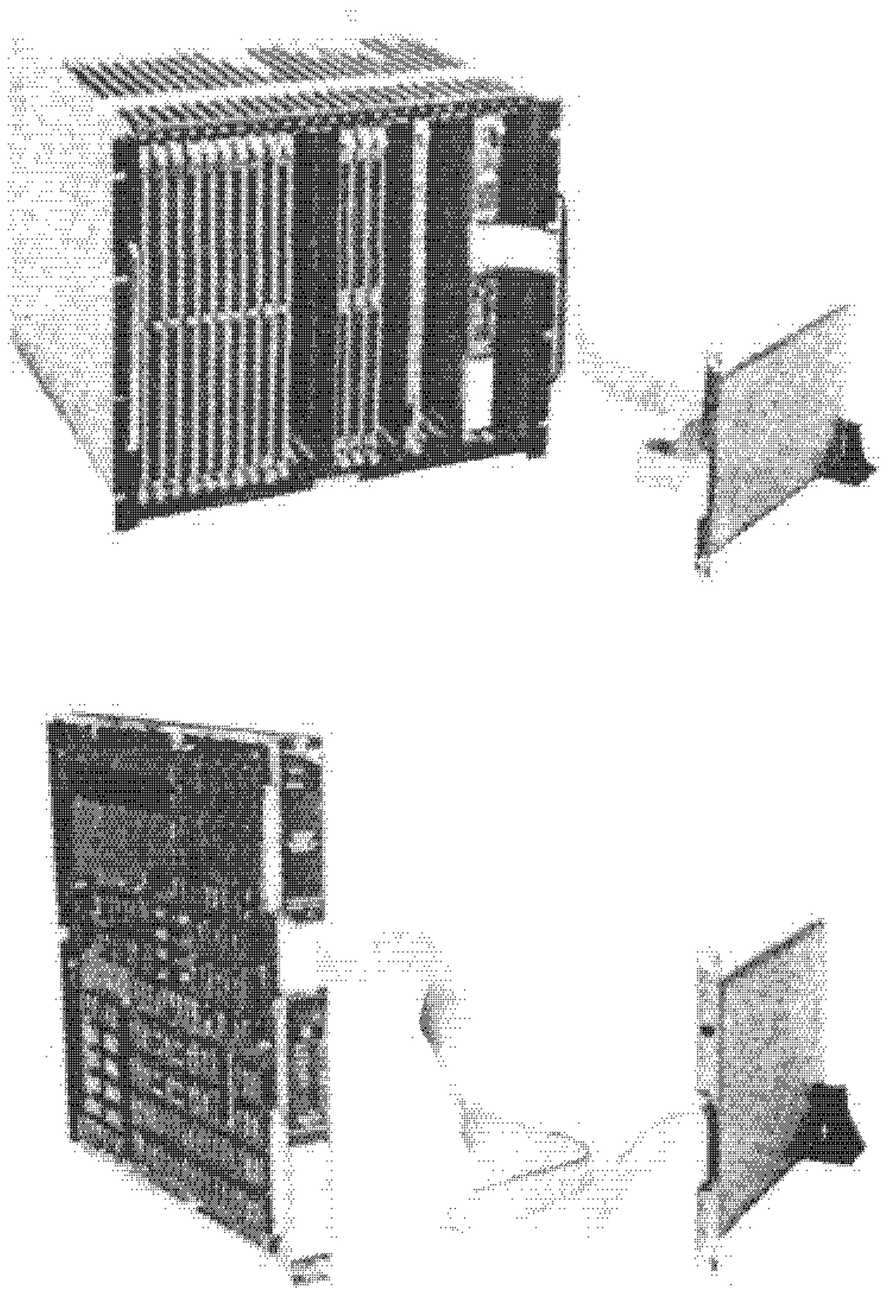


图 11.11　一个快总线系统

快总线系统的技术规范集合了许多当代先进的电子技术，包括计算机技术、微电子技术、大规模与超大规模集成电路技术、高速与超高速集成电路技术、多层印刷版组装技术、精密的接插件技术以及高密度电子仪器的冷却技术等等。实现快总线系统从一个侧面上印证了电子工业所达到的整体水平。

本质上说，快总线的背板总线就是一个计算机背板总线的扩展。从这个意义上讲，快总线系统是一个可扩展的系统。将此背板总线称之为“区段”子系统，区段与区段之间的连接是靠称之为区段互联器(SI)的接口电路完成的。在一个区段内的 SI 是通过一个电缆区段被连接到另一区段内的 SI。而区段互联器既能是主设备也可为一个从设备，那就看他是要完成何种操作了。在快总线区段上的一个主设备，在此同时它又是电缆区段上的从设备。是主设备还是从设备是动态确定的。

CERN 的 ALEPH 实验使用的快总线系统已经在运行，它有 150 多台快总线机箱。在非核领域中，美国康耐尔大学医学院成功地将快总线系统用于传送数字化的冠状动脉造影的图像信息，采用流水传送，其数据传送率高达 148Mbyte/s。

快总线系统的基本特点如下：

1)积木式的总线结构。快总线系统是由称之为“区段”的子系统组成的，这个“区段”子系统支持快总线协议的电信号传输以及中断，并作为快总线设备的连接。一个“区段”可以是一个带有后背板总线的机箱(机箱区段)，也可以是一段电缆总线(电缆区段)。电缆区段主要是用来连接机箱区段。设备可以插入机箱里，也可以直接连接到电缆上。这种积木式的总线结构可以很灵活地用来构成不同用途的系统。

2)并行的处理能力。

3)统一的系统规范。快总线操作采用了统一规范，而与实现系统所用的电子器件的类型无关，在系统中可以使用各类集成电路和微处理器技术。例如：LSTTL，ALSTTL，TTL，10KECL，10KHECL，100KEC 和 CMOS 等集成电路皆可使用。信息可以在系统内的任意两点之间传输，总线时序的定义只与总线的相对延迟相关，而与信号之间的绝对时间间隔无关，这给系统的实现带来很大的方便，新的技术进展也可以不断地应用于快总线系统之中。

4)可以改变的传输速度和极高的数据传送速率。

5)快总线技术规范提供了三种寻址方式：地理寻址、逻辑寻址和广播寻址。所谓地理寻址即是设备的所在位置的寻址；逻辑寻址则是与位置无关的寻址；同时对多个目标进行寻址时则可使用广播寻址。快总线的寻址宽度为 32 位，在整个系统内采用统一的地址编码。设备的地址空间被分为数据空间和控制状态寄存器空间两部分，控制状态寄存器通过次级地址来进行访问，这使快总线的寻址范围极大，而且也非常灵活。

6)灵活的数据传输。数据传输方式包括随机数据访问、字组传输、流水传输、全局性广播、选择性广播、稀疏数据扫描等多种方式。这就使在一个单个的(即不可中断的)快总线传输中，一个主设备可以和一个或多个从设备交换数据。当然，快总线规范中所提供的这些数据传输方式，并不要求用户在使用快总线进行数据传输时全部实现它们。规范只提供了总线操作的各种功能，在一个特定的快总线系统中，用户可以根据实际情况只实现他们所需要的功能。

7)电路板的大板结构也为实现多功能提供了许多方便。

11.3.2 快总线的机械结构和电源

快总线系统是一种积木式的仪器系统，它与其他类型系统的区别是在于，它是靠设备的相互连接而构成的。其机械、电气和逻辑的连接是由一组称为“区段”的信号线完成的。快总线可以简单地用“电缆区段”连接，这种方法可能会损失速度。更一般的情况是用一些在确定位置上的“插件”来完成所需要的功能。这些插件成组地插在机箱里，共用一块后背板总线。这个总线称为“机箱区段”或“区段”。和电缆区段一样，它是快总线系统的一个逻辑部件。

图 11.12 是快总线基本结构示意图。

快总线机箱的宽度为 483mm，高度为 400mm，一个机箱可容纳 26 个单宽为 16.5mm

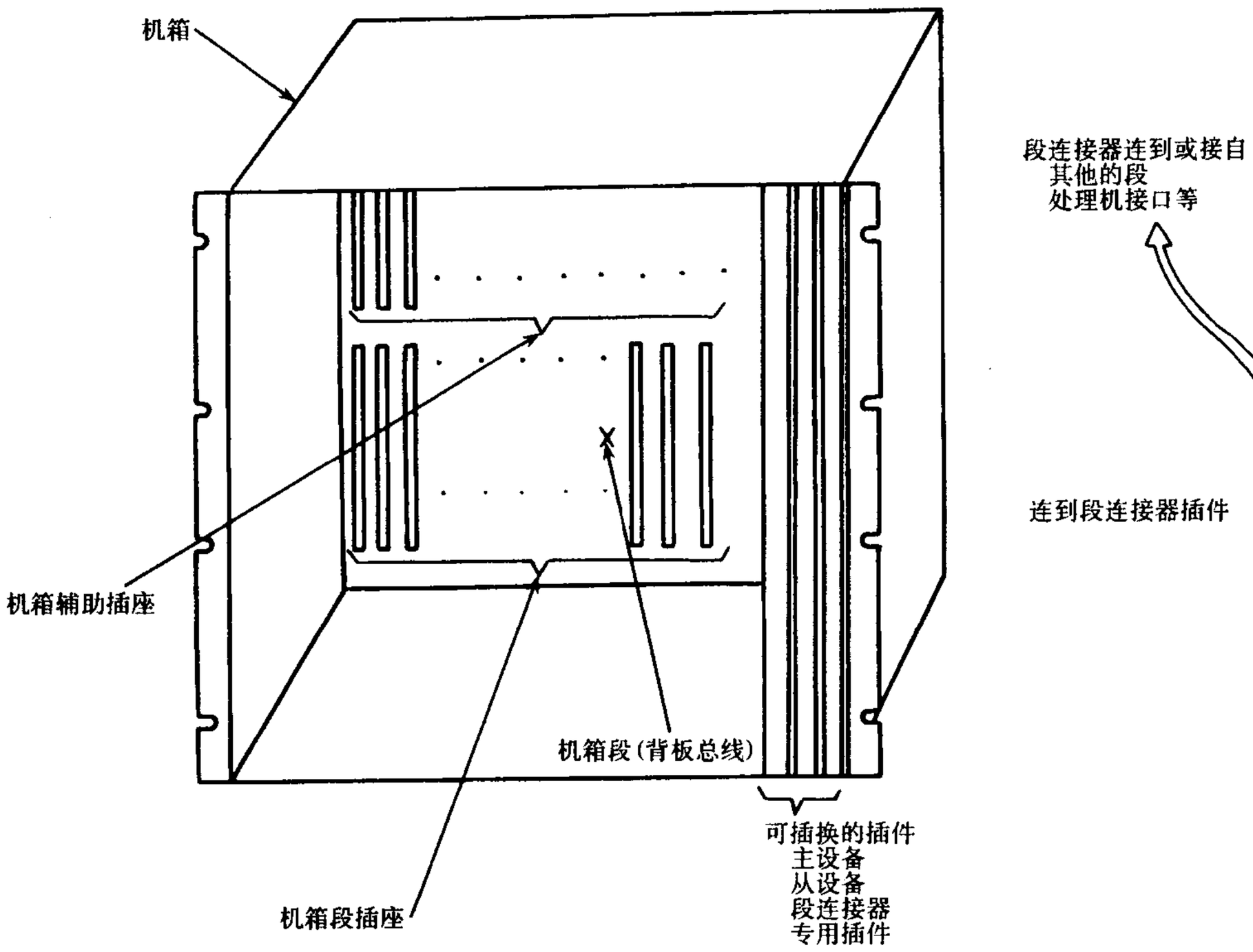


图 11.12　快总线基本结构

的插件。快总线设备可装在一个或多个插件板里，插件板高为 367mm，宽(深)度为 440mm，印刷线路板实用的面积要比 CAMAC 大近四倍。插件通过 130 芯的区段插座与机箱的后背板相连。快总线所定义的所有信号线和电源线、地线都容纳在这个 130 芯的插座里。该插座是双排插针式的方形插座。在插件板后上部可根据用户需要另加一个相同的 130 芯或三排 195 芯的辅助插座。

就是说，快总线机箱的背板是由两部分组成的，一个是区段背板和一个辅助背板。

快总线区段背板是系统的高速数字数据总线，由它提供对数据的控制和数据的传送。在机箱的背部有两个被称之为“辅助逻辑”的电路板。一个是地理寻址控制板(GAC)，另一个是仲裁定时控制板(ATC)。地理寻址控制板(GAC)的作用是用 100Ω 的电阻对快总线信号线作端接处理，它应在快总线背板的后部，或位于 24 插道相应之处，或位于 25 插道相应之处。而仲裁定时控制板(ATC)的作用是为总线仲裁提供所需要的定时信号，和广播寻址。它应位于快总线背板后部的 0 插道，或 1 插道，也是以 100Ω 作总线的终端匹配。

辅助背板的作用通常是完成诸如触发逻辑的模拟输出、后面板输入、用户专用 I/O 等之类操作。在数据传送时，通常是用不到辅助背板的。

快总线机箱的电源可以安装在机箱的后部或机箱的其他地方。电源种类和主要指标：

+5V	300A
−5V	300A

−2V　　200A

任选的电源种类：

+15V　　24A

−15V　　16A

+28V

噪声和纹波：<50mV(P-P 值)　　其均方根值：<15mV

电源稳定性：±30mV/24h

0.3%/1000h

图 11.13 是一种可装在机柜上的标准快总线机箱，它可以容纳 26 个插件。1 号插道的位置位于机箱正面的最右边，每向左移一个位置号加 1。由于整个机箱的功耗很大，约

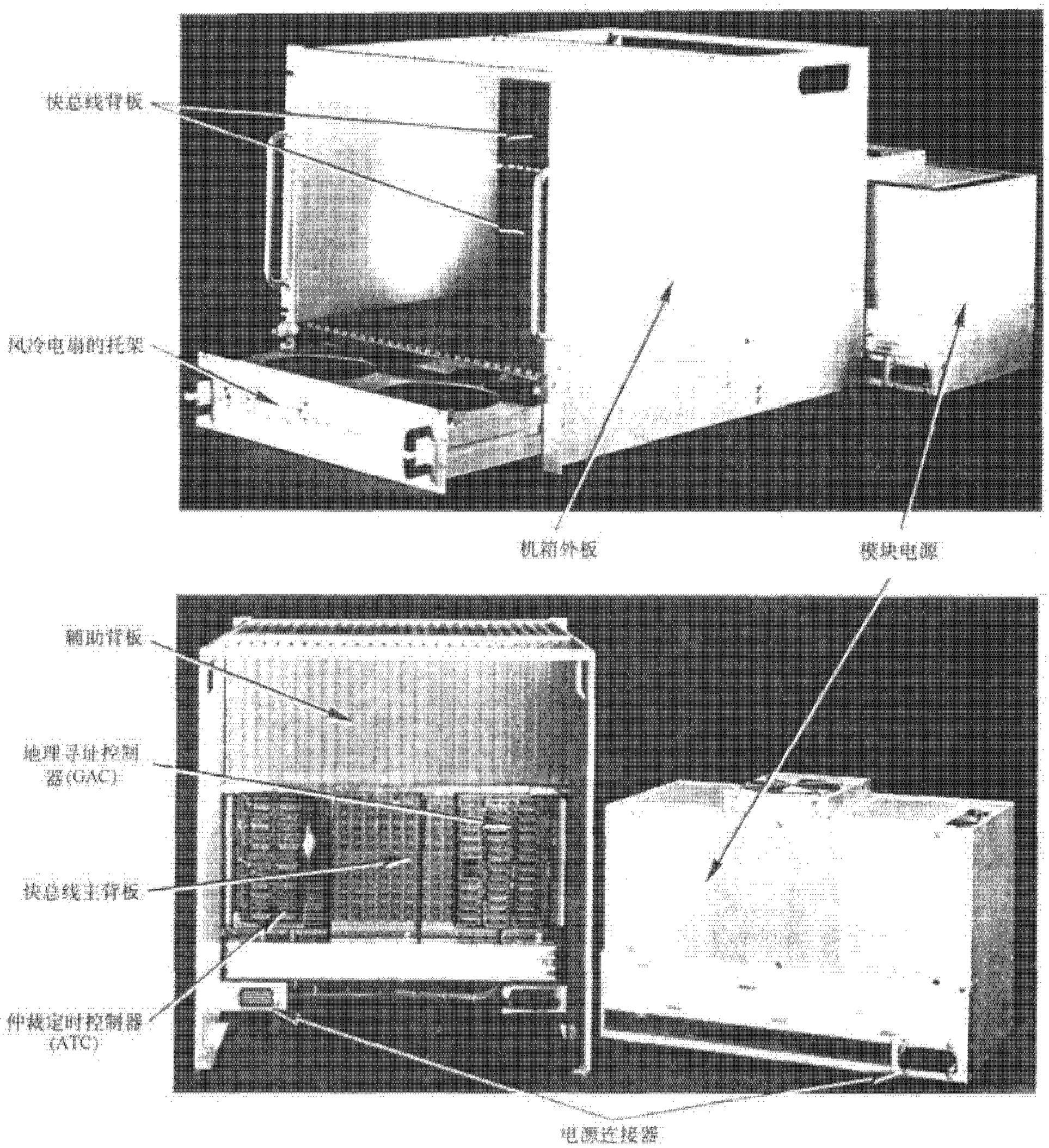


图 11.13　标准快总线机箱

3000W，通风和冷却变得十分重要。快总线机箱应该使用强制风冷(风扇)或使用水冷系统。也可以使用水冷的热交换器，以便使强制通风的风温度得以降低，但一般不太使用这种方法。

11.3.3 快总线的设备

图 11.14 是简单的快总线系统。

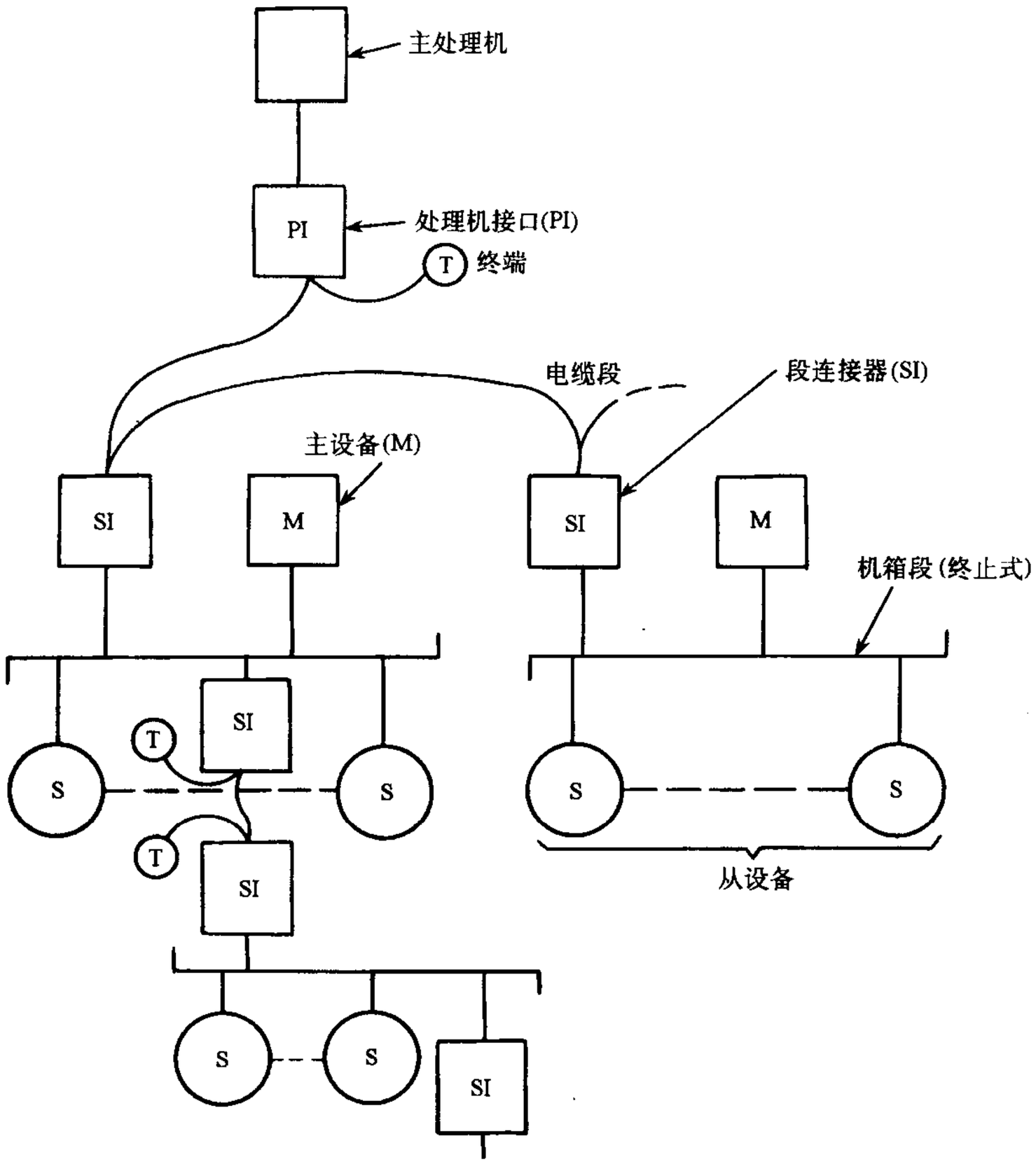


图 11.14 简单的快总线系统

构成快总线系统的主要部件有：

1)主处理机(HOST)：每个系统中都有一个处理机。它能够访问系统中的每一个设备，由它负责整个系统的初始化，设置路径表，分配逻辑地址等。这个处理机称之为主处理机，一般，它是快总线组成的数据获取系统的中心处理机。

2)处理机接口(PI)：主处理机通过(PI)和快总线系统中的某个电缆区段或机箱区段相连，(PI)在主处理机和系统之间传递数据或指令。

3)主设备(M)：可以请求并可得到总线控制权的设备称之为主设备。主设备有一定的处理能力，但它同时也必须可以变成一个从设备，以便被主处理机初始化。

4)从设备(S)：从设备不能控制总线，但可产生服务请求(SR)，以此来要求主设备给

予注意。

5)区段连接器(SI):用来连接两个总线。例如,把一个电缆区段连接到一个机箱区段上。它通常是双向的,其操作或可否通过 SI 是由 SI 中的路径表规定的。SI 的每个端口都有一个路径表,它们在系统初始化时,由主处理机设置好。有了 SI,用户可根据使用要求方便地构成系统。

6)公用逻辑:每个区段上都有一个为区段上所公用的线路称之为公用逻辑。它用于仲裁的定时和控制、地理寻址、广播操作时的系统握手及保持信号(BH)的设置等。

7)其他设备:为了把信息传送到另一个速度不同的系统上去,可采用带缓冲存储器的区段连接器(BI)。此外,区段扩展器(SE)可用于把区段扩展为最多包含 7 个机箱的一个逻辑区段,SE 只支持一部分区段的互联功能,因此,它比较简单,价格便宜。

11.3.4 信号与总线

快总线技术规范规定了在机箱区段上采用 130 芯的区段插座,表 11.5 列出了插座上所定义的信号。

表 11.5 快总线信号线和电源线分配

符号	信号名称	用途	总线数
AS	地址同步	有效地址选通	1
AK	地址回答	地址被识别选通	1
DS	数据同步	有效数据或数据请求信号	1
DK	数据回答	数据已接到或有效数据选通 用于系统广播数据已接到的选通信号	1
MS	模式选择	操作模式选择码	3
SS	从设备状态	开始进行周期的状态	3
EG	地理寻址使能	(从设备)地理寻址特定标志码 (GAC)通道地理寻址特定标志码	1
RD	读	读/写周期特定标志码	1
PE	奇偶校验使能	奇数产生的信号	1
PA	奇偶校验	AD 信号为奇数	1
AD	地址/数据	分时的地址和数据	32
AR	仲裁请求	总线主设备的请求	1
AI	禁止请求仲裁	新的仲裁请求信号	1
AL	仲裁级别	设备优先级别	6
AG	允许仲裁	在进行中/许后信号中的仲裁	1
GK	允许回答	总线主设备信号	1
WT	等待	暂时延迟对诊断的响应	1
SR	服务请求	异步中断线	1
RB	复位总线	总线除始化线	1
BH	总线保持	禁止总线活动线	1

续表

符号	信号名称	用途	总线数
TX	串行总线发送线	系统诊断线	1
RX	串行总线接受线	系统诊断线	1
GA	地理地址	编码式地理寻址设备的插道位置	5
TP	T 脚	(主设备)广播操作的设备选择线	1
		(从设备)广播操作的数据返回线	
DL	左雏菊花链	用户雏菊花链线	3
DR	右雏菊花链	用户雏菊花链线	3
TR	带终端匹配专用线	(数字的)带终端的用户线	8
UR	不带终端匹配专用线	(模拟的)不带终端的用户线	2
R	保留	保留线	9
+5.0V	+5.0V 总线		6
−5.2V	−5.2V 总线		7
−2.0V	−2.0V 总线		3
0V	电源回线		16
+15V	+15V 总线		1
−15V	−15V 总线		1
0V	清洁地线		1
+28V	+28V 总线(任选)		2

在此表中,AS 到 PA 的 14 根线用于寻址和数据传输的控制。32 根 AD 线用于设置地址和数据。AR 到 AG 再加上 GK 允许回答线,共 10 根线用于总线的仲裁。WT 到 BH 的 4 根线用于各种特殊控制。以上 60 个信号为电缆区段所有,而以下 33 根线只有机箱区段才有。每个站上的 TP 接到与其位置编码对应的 AD 线上。当主设备设置 TP 状态时,则指示它所要选择的从设备。这种 TP 与 AD 线惟一对应的关系,在电缆区段上是用开关实现的。TX 和 RX 是串行总线的发送与返回线,它的用法在快总线规范中尚未定义。DL 和 DR 的用法由系统设计者自己定义。只有 TR 带有终端匹配,用于数字信号的专用线,而 UR 是不带有终端匹配的模拟信号的用户专用线。余下 9 条线暂时保留。还有 37 条线用于电源和地线。

11.3.5 快总线操作的基本过程

大多数快总线操作都是从一个主设备请求并被允许得到总线的控制权开始的。然后,主设备用主地址周期去选择一个从设备,跟着的是任意数量的数据传输周期,随后总线被释放。因为大多数快总线系统区段可以含有多个主设备,快总线在它们之间进行仲裁,以决定能获得总线控制的次序。主设备异步地请求区段的使用权,规定请求的优先级。这就开始了仲裁周期。一旦获得主控权,它就能完成它的操作。

1. 仲裁

当一个主设备欲启动快总线时,它首先必须获得对总线的控制权,决定一个主设备可

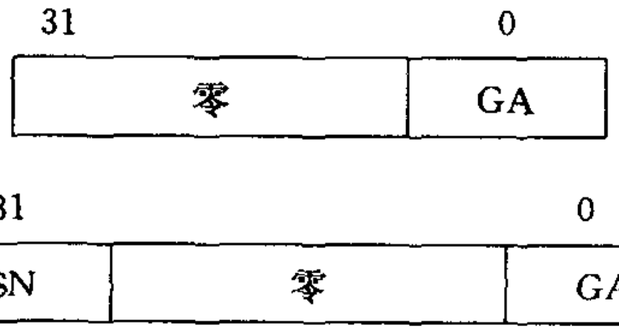
以控制总线的过程称之为总线仲裁。用于仲裁的总线共有 10 条，其中 AL5～AL0 的 6 条线用于主设备的优先级。根据快总线的规定，优先级分为局部优先级和系统优先级。局部优先级在一个区段内具有惟一性。申请占用总线的主设备设置 AR＝1 指示它请求占用总线，位于每个独立区段的仲裁定时控制器 (ATC)则控制仲裁周期。所有设置 AR 的主设备都将自己的仲裁矢量置于 AL5～AL0 线上，并将它自己的优先级与 AL 线上的值进行比较，如果它的 AL 值与总线上的 AL 值不相等，则主设备将退出此次仲裁。这样最高仲裁级将保留在 AL 线上，而具有该优先级的主设备将成为下一个总线的控制者。“得胜的”主设备则设置 GK＝1 及 AR＝0，然后它就可以把地址设置在 AD 线上，开始新的总线操作。现在不在工作的主设备，可以在操作结束前，用 GK＝0 的方法释放仲裁总线。因此，下一个仲裁周期可以与数据传输并行发生，并在现在正在进行的操作结束之前，就决定了下一个将占用总线的另外一个主设备。这样，就使仲裁不会带来额外的时间延迟。

在操作进行时，其他操作想要中断或抢先是不可能的。原则上主设备可以占用总线的时间是不受限制的。如果在 AS＝AK＝1 时，它发现 AR＝1，这说明系统里有其他的主设备，被它阻塞在现在的操作之外。控制着总线的主设备，一般应在一个合理的时间内释放总线，以允许其他主设备获取总线的控制。在它重新要求总线控制之前，应当允许一次仲裁周期或者一个随机的重试延迟。对快总线里竞争和死锁问题的通常解决方法是放弃，然后，过一区段时间再试一次。

2. 寻址

一旦主设备获得了所在区段的控制权，就可以通过主地址周期去连接一个或多个从设备，这个过程称之为寻址。快总线规范提供了三种不同的寻址方式：地理寻址、逻辑寻址和广播寻址。无论是采用哪种寻址方式，主地址周期都是由主设备在 32 位 AD 线上设置地址，并是从产生地址同步信号 AS 开始的。

为在主设备和特定插道上的从设备之间建立通信，使用插件的地理寻址。因为快总线区段皆有一个编码式的 5 位插道号(GA00～GA04)，并已经硬线连接进该机箱的每个插道，所以每个插件都自动地“知道”其地理位置。当发出地址寻址使能信号(EG)时，每个插件都把自己的插道号与其 5 条最低 AD 线进行比较，以便知道是否是地理寻址。当主设备也发出地址同步信号(AS)时，之后插道号等于 5 条最低(AD)线的从设备必须发出地址回答信号(AK)。一旦 AS～AK 互锁，主设备就能读或写被寻址的从设备。地理寻址与一个设备的物理位置有关，用于设备的初始化和单一插件的寻址。它的寻址格式如下：



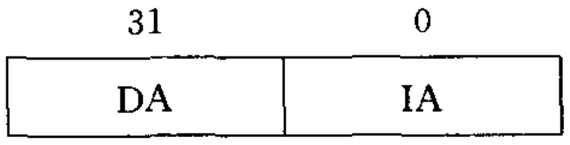
其中：

GA：编码式机箱插道号

SN：区段号；预先打入地理寻址控制器 (GAC)的第 3 号控制/状态寄存器(CSR#3)

逻辑寻址为用户提供一种灵活性，以便把一个插件的地址与一个逻辑名字联系在一

起。例如，整个时间-数字转换器(TDC)可能具有起始自 1879 的地址，模拟-数字转换器(ADC)可能具有起始自 1885 的地址，等等。为了实现逻辑寻址，首先必须对该插件进行地理寻址，之后才能对装入逻辑地址的该插件逻辑的寄存器进行寻址。逻辑寻址不是必须遵循的，不一定要在一个插件中实现。逻辑寻址与设备的物理位置无关，逻辑寻址在初始化时就已装入。它的寻址格式为：



其中，设备的内部地址为 IA；设备的地址为 DA。

广播寻址是用于与多个从设备进行通信的方法。快总线规范定义了多种广播寻址方式。其中包括对“所有设备”的标准广播和稀疏数据的广播。由模式选择信号(MS)来确定广播的类型，包含群地址字区段和 8 位广播功能等类型。广播寻址与设备的物理位置无关，是一种非握手式的寻址模式，主要用于在一次操作中一个或几个区段内的一组设备的同步化和初始化，例如清除等等。它的寻址格式为：

其中，GP 为群地址域；SEL 为路径、设备选择和广播操作类型位。

在快总线规范中，规定了 MS 和 EG 信号的用法。类型选择线 MS 和地理寻址使能信号 EG，用于说明所采用的寻址方式和要访问的地址空间。地址同步信号 AS 用来建立主设备和从设备之间的通路，识别了该地址的从设备用地址回答信号 AK 来响应主设备的寻址。在整个快总线操作期间，AS 和 AK 之间保持互锁。

除主地址寻址之外，还规定了次级寻址。它是在一个数据周期之内，为一隶属的从设备规定一个地址，由模式选择码(MS)识别的。对次级寻址的规定允许把一般快总线插件在其中定义 232 个位置。例如，若一个插件含有限20 000个数据字，而可能并不要读所有数据字。在这种情况下，可以在插件设计中包含了二次寻址功能，就可以把每个所想读的数据字分别地进行寻址和读出。

关于数据周期：AS-AK 信号的闭锁而连接上几台从设备之后，数据周期就完成了。次级寻址周期也是数据周期的一种。模式选择(MS)码来确定将完成何种类型的数据周期。通常，在读状态寄存器时，使用单字传送。对于成批的数据则将采用字块传送，或流水线式的传送。

也有可能通过广播式的寻址而同时连接上多台从设备，此时，一个写数据周期就可将相同的数据传送给所有已连接上的从设备。也有读数据周期，背板总线将把读自每个从设备的数据进行线或操作。

3. *控制与数据空间*

在快总线的规范中还定义了两种地址空间：控制空间和数据空间。由一个给定快总线操作所访问的空间则用主寻址周期之内 MS 线的状态来确定。一旦与从设备建立了地址互锁，则所有数据周期将可访问控制空间和数据空间，但不会同时访问。可使用控制和状态寄存器 (CSR)来设置操作参数、检查一个插件等。CSR0 含有一个插件的识别码。每个

插件都分配一个 16 位的识别号码，它对于该插件具有惟一性，当对 CSR0 进行寻址和读出时，就可报告出这个号码。在快总线规范中规定了所有控制和状态寄存器的用法。

4. 数据传送

在主寻址周期中，收到从设备的 AK 响应，之后主设备将地址信息移出 AD 线，并在数据传输周期里把 AD 线用于数据的传送。在主设备与从设备之间的 AS 和 AK 互锁建立起来之后，主设备用设置读信号(RD)和数据同步信号(DS)的方法启动读操作。图 11.15 是基本的握手操作(从主设备看)。从设备的响应是把数据置于 AD 线上并产生 DK 信号，主设备使用 DK 信号锁存数据。在写操作时，主设备把数据置于 AD 线上，并随之设置数据同步信号(DS)。从设备的响应是产生数据回答信号(DK)。主设备为结束这一次操作，可撤消包括 AS 信号的所有信号。从设备随之撤消包括 DK 信号的所有信号，从而结束了这次操作。

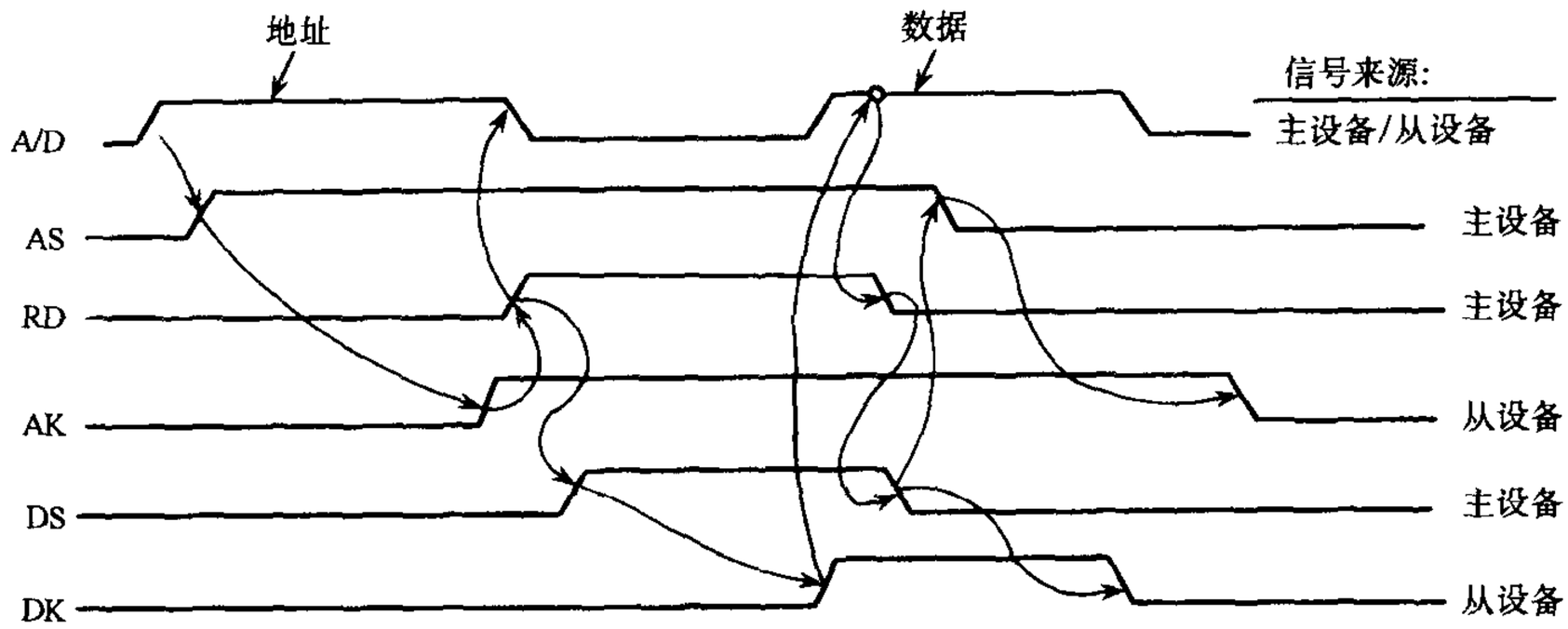


图 11.15　基本的握手操作(从主设备看)

3 位的模式选择线(MS)用于数据传输方式的控制。表 11.6 给出了模式选择线(MS)的功能表。在数据周期中，MS 信号指示出控制或数据空间的接收者是一个还是多个接收者，多个接收者则是广播方式。

表 11.6　模式选择线(MS)功能表

寻址周期	功　能
000	对一个从设备的数据空间操作
001	对一个从设备的控制空间操作
010	对多个从设备的广播、数据空间操作
011	对多个从设备的广播、控制空间操作
10X	保留用于对一个从设备的操作
11X	保留用于对多个从设备的操作
数据周期	
000	单数据通道
001	带握手的字块传送
010	二次寻址周期
011	无握手的字块传送(流水传送)
1XX	保留

5. 稀疏数据扫描

稀疏数据扫描是快总线提供的一种特殊工作方式，在系统采用大量相同的设备而仅有少数设备含有数据的情况下，它可以大大提高数据传输的效率。它是一种能有效地扫描低数据占有率的插件阵列的技术。在高能物理实验中，大型漂移室的读出系统等，常常就是这种情况。

稀疏数据扫描（SDS）使用非总线的 T 脚，它位于机箱区段后背板的每个插件的相应位置上。位置 n 上的 T 脚接到 AD 线 n 上。启动稀疏数据操作的主设备，先对区段上所有相应的设备执行一次广播操作。该操作要求所有已获得数据的设备在 T 脚上产生响应。然后对 AD 线上的一次读操作即可指出应该对那些设备进行数据访问。对电缆区段，这种功能可以用接插件后面的开关来实现。

6. 中断

快总线规范定义了两种不同的中断方式。第一种称为中断，它是由主设备产生。采用正常的快总线操作，即请求中断的主设备首先要获取总线的控制权，然后把一组中断信息写到一个中断服务设备（ISD）中去。注意：这里的中断并不意味着中断正在进行的快总线操作，在快总线系统中，中断只是说明某个主设备请求服务或请求注意。第二种方式称之为服务请求，它是由那些相对比较简单、无法获得总线控制权的从设备产生的。快总线区段上所有可以提出服务请求的设备都把它们的请求信号送到区段上一根单一的 SR 线上，SR 线由一个称之为服务请求处理器的设备（SRH）监视着。SR 可以通过 SI 传递到另一个区段上，这就要求 SRH 必须有能力判断 SR 所在区段的、产生 SR 的具体设备。

7. 字块传送

为了提高数据的传送率，大多数快总线系统都具有字块传送方式用于实验数据读出的功能。在一个大系统中使用字块传送来读出一个事例的数据时，系统主设备要完成以下几项步骤。首先，必须要识别哪些从设备带有数据。为此，要进行几次广播操作。有时，嫌太花费时间就干脆跳过这一步。其次，用 AS-AK 连锁方式逐个连通每个从设备，通常就作单个的字块传送。如果取自每个从设备的数据字块太小时，初始化字块传送的系统所用的操作时间就可能超过实际的数据传送时间，这样是否花算，就决定于系统设计者的安排了。

8. 多个功能模块间的字块传送

快总线系统也规定了一种多个功能模块的数据传送（MDT）模式。用这种传送模式能够进一步提高字块传送的数据吞吐量。就是将快总线机箱内结构上相邻的几个快总线从设备捆绑成一个字块，进行字块传送。这样，快总线的主设备就没有必要对每个从设备进行一个一个地寻址了。

在采用多功能模块的数据传送（MDT）之前，快总线主设备必须在“控制空间寄存器 0（CSR0）”内按位对从设备进行配置。这种配置操作只需作一次即可。

11.3.6 快总线插件举例

为了更多地了解快总线系统的性能，本节将介绍 LeCroy 公司生产的型号为 STR340/SFI 的 FB（FASTBUS）-VME 接口功能插件。

STR340/SFI（闪发式快总线接口，STRUCK FASTBUS Interface）插件是一个能完

成 FB-VME 接口功能的插件，能够在 VMEbus 环境下读出快总线系统的数据。STR340/SFI是一个快总线的主设备和读出控制器，而本插件的智能逻辑部件就是一个6U 的 VME CPU(或主设备)功能插件。这个结构很有特色。STR340/SFI 是一个快总线的功能插件，能够插入快总线机箱。在 STR340/SFI 的前面板开一个方槽，内部留有待插入 6U VME 功能插件的空间位置，简而言之，VME 插件插入快总线插件中，再将快总线插件插入快总线系统机箱。需要插入何类 6U VME 插件，由用户自行在市场上购买。在一个 SFI 快总线功能插件中至多能插入两个 6U VME 插件。例如，为了对 VME 系统进行配置的操作，可以用一个带有通信接口功能的 CPU 插件，它们直接就插在快总线机箱之内。在 VME-CPU 与快总线区段之间的接口可确保无论在速度、灵活性，还是在可靠性方面有较好的性能。这样，从系统构成上来看，就可以使用原有的实时操作系统，例如 OS-9，VxWorks，LynxOS，甚至可使用 MS-Windows Derivatives，从而大大地简化了快总线应用程序的编制。

在此接口插件中，用一个高速的硬件构成的时序电路来执行快总线操作。使用简单的编程模式，就能确定快总线的内务操作。这个 VME 寻址列表和数据可以通过一个 FIFO 存储器加载到时序电路，从而加快了系统的操作速度。这样，在列表写入期间(重叠模式)，也能同时执行快总线周期和指令。也能完成在列表执行与 NIM/ECL 信号之间的同步化。快总线的时钟传送的读操作就变成 VME 字块传送的操作，或者就是一个操作周期。在这种情况下，SFI 板上的 DMA 控制器，通过一个对快总线数据进行排序的 FIFO 存储器，将快总线数据直接存入 VME-CPU 的存储器单元之中。这样，SIF 控制器起了一种“VME 主设备”的作用。用一个“数据流”中的列表时序就能完成包含任意快总线操作的机箱扫描和数据读出。在 SFI 插件内也能插入一个本地缓冲存储器。它是一个 128Mbytes(最大)的快速双端口 DRAM，能够以 40Mbyte/s 的速率接收快总线的数据流。当粒子加速器束流丢失(SPILL)时，就能用这个缓冲存储器，以最高的快总线速度采集数据 3s。VME CPU 将以 D64 字块传送的读周期取空这个缓冲存储器，并将这些数据传送给光纤通道、ATM 通道等之类的通信通道。

还有一种经由 FASTBUS 辅助接插件传送的“直接模式”。在这个模式下，由 FIFO 存储器排序后的 FASTBUS 数据流将被转换成选通式的 ECL 差分输出。就能把这个数据流转存到外边的缓冲存储器，或转存到 DSP 系统的输入 FIFO 存储器之内。

图 11.16 是该功能插件的结构框图。

11.3.7 软件

快总线规范为实现总线设备的硬件方面作为了具体的规定中，为了便于快总线的发展和设备的调试，有必要定义出快总线操作的标准子程序。CAMAC 系统的标准子程序是在 CAMAC 规范发表大约 10 年后才制定的。这说明软件的标准化即使对 CAMAC 系统也是非常重要的。快总线所包含的操作比 CAMAC 系统要复杂得多，因此定义一个快总线用的标准子程序包，在一开始就成为快总线发展的重要组成部分。早在快总线研制的初期，美国的“快系统设计组”(FSDG)和“先进系统研发组”(ASSG)就成立了相应的软件工作组。随着软件的开发，相应的测试和应用程序也是源源不断地产生出来，这些程序是面对着各种不同的快总线插件和接口的，并可运行在不同的小型机或微型机上。例如：

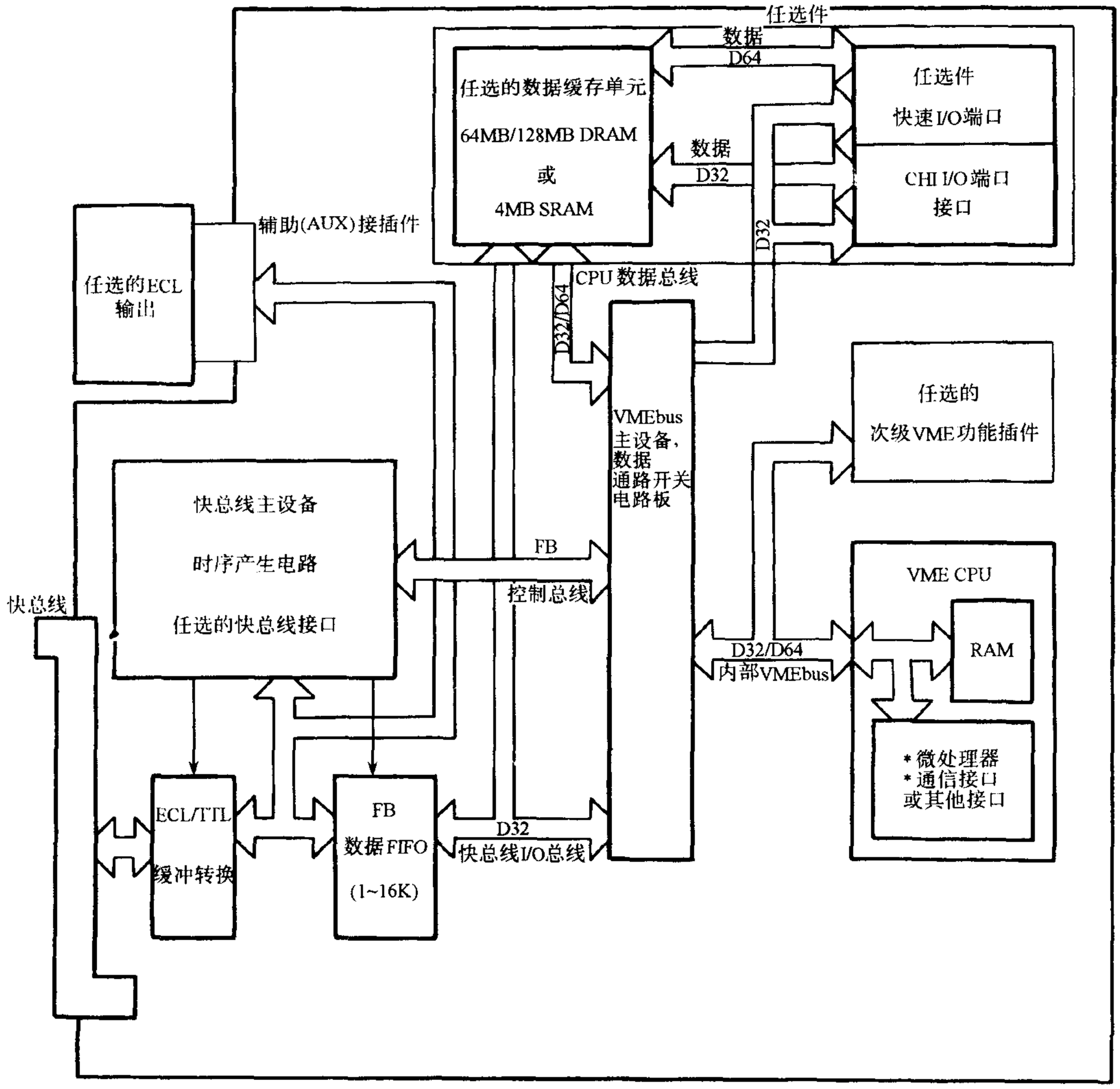


图 11.16　STR340/SFI 闪发式快总线接口模块的结构框图

VAX-11、PDP-11、NORD 等计算机。在这些工作的基础上，1984 年 9 月发表了快总线的标准子程序草案，它定义了一组通用的子程序来处理快总线的操作，包括对数据或 CSR 空间的读写操作，单字或字组的传输，单地址寻址或广播寻址等。这些定义采用调用的方式，使最常用的快总线操作可通过一次调用得以实现。当然一次操作中也可包含若干个调用。一个子程序可以完成的快总线传输包括：请求仲裁、获得总线控制后启动主地址周期接通从设备、次级寻址周期及数据周期、释放总线等。

除了基本的读写子程序之外，标准子程序还定义了一些辅助子程序，如设置主设备的中断优先级、设置超时定时器的参数、定义接口的类型及特征等，这些规范可参考有关的标准文本。

11.4 VMEbus 总线[9,15~17]

11.4.1 概述

VMEbus 总线是一种使用欧洲卡标准的总线系统，VME 是 Versa Module Europa 的缩写。它是一种灵活的、可扩展式的总线系统于 1981 年，由 Motorola，Signetic/Phillips，Thempson 和 Mostek 等公司共同研发的单机箱多处理器的总线标准。1982 年提出了 VMEbus 标准的 B 版本，1985 年提出了 VMEbus 标准的 D 版本，1986 年 VMEbus 成为 IEC 标准(IEC821)，1987 年成为 IEEE 标准(IEEE1014-1987)。时至今日，由于 VMEbus 总线提供了一种灵活的环境，支持各种各样的计算加强式的任务，它已成为计算机工业中相当通用的工具，在高性能总线连接背板总线领域已占有一定的地位。

1. VME 总线(IEEE-1014-1987)[18]

VMEbus 总线是从计算的观点发展起来的，所以采用了一种完全的内存图式的结构，可以把每个设备都看成为一个地址或地址块。其寻址范围是在 16bit 到 32bit 之间，数据总线的宽度是在 8bit 到 32bit 之间。在 VMEbus 总线系统中，地址与数据不是分时传送的，这样，就可能采用 DMA 方式进行字块的传送。该总线系统中可以存在多个主设备，并具有一种能力很强的中断方式。在系统中需要一个资源管理器来处理中断。VMEbus 总线的总线连接背板是在 TTL 集成电路的基础上建立起来的，尽管该系统是异步式的，但数据传送速度大约可达 40Mbyte/s。

典型的传送周期包括一个获得总线控制的仲裁周期，选择寄存器的寻址周期和数据传送周期。这样就可支持读、写、修改和字块传送。

VMEbus 总线系统是由 4 个子总线组成的，它们是数据传送总线、仲裁总线、优先中断总线和应用总线。数据传送是异步式的，支持具有各种响应时间的插件。VMEbus 总线规范规定了两种结构：机械结构和功能结构。机械结构给出了机箱、总线连接背板和插板等等的机械尺寸。功能规范描述了总线是如何工作的，以及在各种操作之中使用了何种功能模块和控制这些模块操作的规范。此外，还规定了各部分必须满足的某些电性能方面的要求。

VMEbus 总线的研制与使用是成功的，后来的一些总线系统也采用了 VMEbus 总线的系统格局。

2. VME64[19]

VMEbus 总线在不断地得到发展与提高。1995 年推出了最新版本的 VMEbus，它就是被称之为 VME64 的总线标准。无论在机械上还是在电性能上说，VME64 实际上就是原版本 VMEbus 规范的“超集”(superset)。它具有更高的数据传送率、更大的寻址空间，所规定的电路板更大一些，用起来更容易些。

VME64 较 VMEbus 有以下改变：①6U 电路板的数据通路的宽度为 64bit，其寻址范围也为 64bit。但是，对于 3U 电路板来说，数据通路的宽度是 32bit，有 40bit 的寻址模式。而数据传送率可达 80Mbyte/sec，比前一代 VMEbus 整提高了一倍。②增加了总线锁定(LOCK)周期，具有周期重发的能力和配置 ROM/CSR(控制/状态寄存器)的能力。重新

定义了 SERCLK 和 SERDAT 引脚的功能，也增加了系统控制器的自动检测和通道识别码(ID)自动产生的功能。③采用了新一代的接插件系统，降低了噪声的影响。④由于 VME64 具备了自动“即插即用”的能力，整个系统使用起来就更方便、更灵活了。

VME64 技术规范并不支持三高(9U)的电路板结构。

3. VME64x(VME64 Extensions)[20]

于 1997 年 VITA 标准化组织颁发了称之为扩充的 VME64(VME64x)的标准，它是具有“超集功能”的 VME64 标准。

它主要有以下方面的扩充：①将总线连接背板接插件(P1/J1 和 P2/J2)的连接插针扩充为 160 针。②在 P1/J1 与 P2/J2 之间增加了一个 95 插针的 P0/J0 接插件，其插针的功能则由用户自行定义。③增加了+3.3V 电源。④增多了+5VDC 电源的插针。⑤用户定义的 I/O 插针的数量达 141 个。⑥数据传送率可高达 160Mbyte/s。⑦增加了地理寻址的功能。⑧结构上增加了背部接插功能模块单元，即所谓“转接模块(Transition Modules)”，这样，在一个“双面”的总线连接背板上可以在两面插入各种功能插件，增多了 VMEbus 机箱的使用效率。⑨具有热插拔的功能。⑩从电磁兼容原理上重新设计了功能插件的前面板，为了便于插拔而装设了带锁的把手。

在 VME64x 规范中定义了数据传送的 2eVME 协议。

4. VME64xP[21,22]

VME64xP 的全称是“VME64 Extensions for Physics and Other Applications”，它是由 VITA 标准化组织(VSO)颁发的。这个标准更适合于粒子物理实验要求。美国 NIM 委员会协同美国国家实验室和其他主要实验室也颁发了一个应用文件：“Designer & User Guide for ANSI/VITA 23-1998 VME64 Extensions for Physics and Other Applications (VME64xP)”。参加这个文件编制的还有 VME 标准化组织(VSO)，ESONE 委员会以及其他欧洲、加拿大和日本的实验室。

VME64xP 是在 VME64 和 VME64x 标准的基础上发展起来的。VME64xP 规范的所有总线协议都是在 VME64 和 VME64x 中规定过的，没有其他的新协议。

使用 VME64xP 则有助于达到系统间的兼容性和互用性，为此将 VME64x 规范中的某些任选的条款，在 VME64xP 规范中却成为硬性规定的条款。

为了在大型实验装备中使用更加完备的系统功能，在 VME64x 规范中关于电路板的任选规定，在 VME64xP 规范中则规定了 9U 电路板(9Ux400mm)。这样，更适用于大型的研究系统。例如，FermiLab 的 CDF 和 DO 实验，升级后的系统将有 200 左右台机箱。电路的大板结构无疑是很重要的。

5. VME320[23]

VME320 规范既没有 VMEbus 规范的协议，也不是 VMEbus 规范的一部分。VME320 完全是一种专门的总线连接背板技术。它是为工作在 320Mbyte/s 以上的要求而设计的，它的最大工作速率可达 500Mbyte/s。VME320 使用一种新的总线连接背板设计和新的总线协议，就是 2eSST 协议。

为了加快 VMEbus 总线连接背板数据传输速率，VME320 总线连接背板采用一种“星形”的连接方式。在总线连接背板上的所有连线都连接到总线连接背板的中间一插道上。例如，对一个 21 插道的标准机箱来说，就是所有插道的总线连接背板连线都接到第

11 插道的总线连接背板插座上。这样，信号上升沿从一个插道到另一个插道的延迟相当于仅一个插道的延迟，而加快了系统的数据传输速率。连接的示意图如图 11.17 所示。

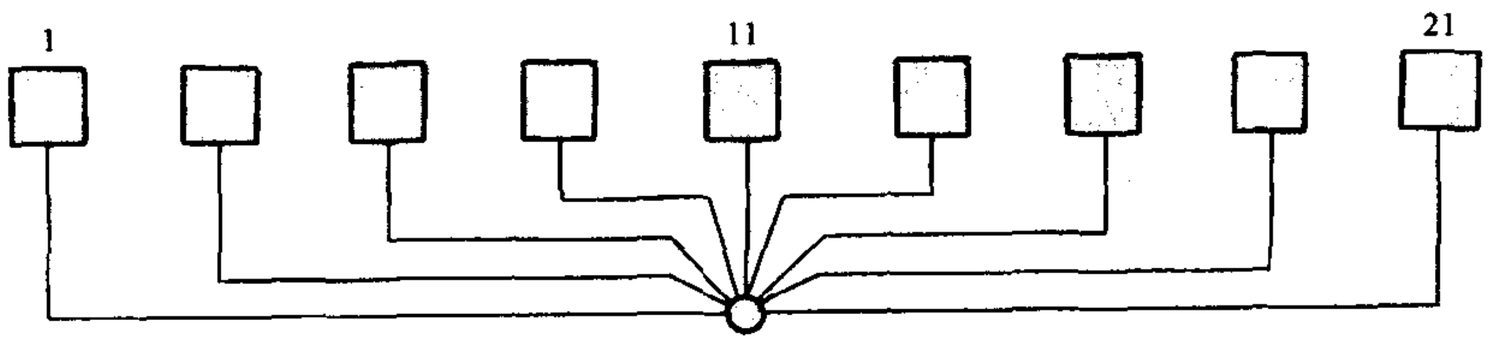


图 11.17　VME320 总线连接背板总线连接示意图

6. VME64/V430[23]

VME64/V430 是 CERN 规定的 V430-1990 型 VMEbus 机箱规范。主要特点是：在 P1/J1 和 P2/J2 接插件之间增加了一个 30 针的 DIN 型插头座，它有 3 列×10 行＝30 针，提供 ECL 器件使用的电源。增加了－5.2V，－2V，±15V 和 6 个接地点。增加了插道的地理寻址等功能。

在“双面”总线连接背板，例如具有可插入“转接”插件的情况下，就不能使用这组连接器了。由于这个技术规范是为 CERN 制定的，所以，工业界可以不采纳这个技术规范。

7. 2eVME 和 2eSST 协议[17]

2eVME 是英文“Two edge VME”（双边沿 VME）的缩写。2eVME 协议是在 VME64x 标准中定义的，它是属于一种异步传送机制。2eVME 协议是将控制信号的前沿和后沿都用来传送数据。由于控制信号的前沿和后沿都被使用，所以，在一个操作周期中仅会遇见同一的总线延迟，而当使用单周期传送(SCT)、字块传送(BLT)和分时字块传送(MBLT)协议时，却会遇见两回总线延迟。2eVME 传送的最大理论传送率可达160MB/s。

2eSST 是英文“Two edge Source Synchronous Transfer”（双边沿信源同步传送）的缩写。作为一种信源同步协议，2eSST 的性能与信源端到目的端之间的传输延迟有关，更与信号通过驱动器、总线背板或接收器时传输延迟的时间晃动有关。如果能够减低这种传输延迟的时间晃动，就能增大系统的数据传送率。理论上说，如果在工艺上得以改进，信源同步协议在其潜在传送率方面实际上是没有限制的。这个标准规定：在一个 21 个插道的总线背板内能提供 160 267 和 320MB/s 的传送速率。

2eSST 协议是在异步 2eVME 协议的基础上发展起来的。它们之间的主要差别是在其数据传送期段中，2eSST 是信源同步协议。就是说，2eSST 协议时，数据的传送不必等待数据接收端发回的应答信号，在信源端进行同步处理。这样，2eSST 的理论性能就仅受限于数据接收器与发送器之间的时间晃动了。和 2eVME 协议一样，2eSST 也是使用一种入射波开关方式来保证具有更快的开关时间，使时间晃动最小。协议中将每次操作分成三个期段：地址广播期段、数据传送期段和操作终止期段。在地址广播期段内，2eSST 和 2eVME 的操作是一样的，只有在数据传送期段，一个是用同步协议，另一个是用异步协议。

VMEbus 系统原本是使用一种握手式的协议。用 DTACK * 信号来作为数据选通信号(DS1 * 和 DS0 *)的应答，只有 DTACK * 信号结束后，才能开始下一个操作周期。2eVME 协议的改进是使用 DS1 * 或 DS0 * 的前后两个边沿和 DTACK * 来完成数据的

传送，从而使数据传送率得以加倍。但是，在 2eVME 协议中，还是需要有数据接收器的应答，这就对更高的性能有限制了。与此相比，2eSST 协议规定，在地址广播期段之后，立即发出数据与选通信号，无需等待任何应答信号。这样，在信源端完成同步处理，就能以最高的数据传送率传送数据。例如，用选通信号的下降沿传送偶数数据，上升沿传送奇数数据，加上无需接收端的应答，大大地加快了数据传送的速率。

8. VMEbus 总线的主要特征

表 11.7 是根据 VME64 和 VME64x 技术规范给出的 VMEbus 总线主要特征。

表 11.7　VMEbus 总线主要特征

项　　目	规　　范	说　　明
体系结构	主-从设备结构	
传送机制	异步，既可用非分时总线周期，也可用分时总线周期	不使用中心同步化时钟
寻址范围	16bit，24bit，32bit，40bit 或 64bit	寻址范围可动态选择
数据通路宽度	8bit，16bit ，24bit，32bit 或 64bit	数据通路宽度可动态选择
支持非整列数据传送？	是	与大多数微处理机兼容
检错？	有	使用 BERR * 信号(任选)
奇偶校验保护	无	在背板上没有奇偶校验信号，但奇偶校验保护的电路板却非常通用
数据传送率	0～500Mbyte/s	
中断级别	7 级	具有 8bit，16bit 或 32bit STATUS/ID (中断矢量)的优先中断系统
多重处理能力	1～21 个处理机	具有真正同级对同级多重处理的灵活总线仲裁
系统诊断能力	有	使用 SYSFAIL * 信号和 VME64x 的测试 & 维修总线
地理寻址能力	有	VME64x 规范中有规定
热插入能力	有	使用任选的标准
控制 & 状态寄存器 (支持即插即用)	有	在 VME64 & VME64x 规范中有规定
机械标准	3U 单高 Eurocard 6U 双高 Eurocard 9U	160×100mm Eurocard 160×233mm Eurocard 367×400mm Eurocard
用户定义 I/O	有	前面板和 P2/J2 等各接插件的用户定义的插针
传导冷却文本(军队标准)	有	在 IEEE 1101.2 规范中有规定
背板的最大插道数目	21	

11.4.2 机械结构

图 11.18 是宽为 19 英寸的机箱前视图。在此机箱中混装有单高插件板和双高插件板。插件板是从前面插入机箱中的，垂直地插在机箱插道中，元件面朝右。机箱的空间确保每块插件板的接插件能适配于后总线连接背板上的接插件，并确保相邻的插件板之间互不接触。还能让冷空气流过系统的各插件板，并确保有震动时插件板不会从后总线连接背板脱落下来。

VMEbus 总线的机箱最多有 21 个插道，前面看过去的最左手边为第一插道，在第一插道必须用于机箱的管理单元。也可以少于 21 个插道 VME 机箱，此时机箱就要比较窄了。在 21 插道的标准机箱中，后总线连接背板有 21 个 160 脚的接插件，以及载有管脚信号的数据通道。所有 VMEbus 总线系统都有一块 J1 后总线连接背板，它提供了所有 24 位寻址和 16 位数据传输所需的数据通道。J1 后总线连接背板安装在机箱的后上部。

在 32 位地址和 32 位数据通道的 VME 机箱之中，都装有 J1 和 J2 后总线连接背板。机箱可以支持两个接插件的系统，也可以支持仅装有 P1 的插件板。

对于 9U 插件来说，结构就复杂多了。除了电路板面积得到增大之外，也增加了接插件的数量和作用。

1. VMEbus 接插件

VMEbus 技术规范介绍了多种 VMEbus 插件模块用的接插件。分别命名为 P0/J0，P1/J1，P2/J2，P3/J3，P4/J4，P5/J5 和 P6/J6 接插件。其中，P 是代表插头(PLUG)，J 代表插座(JACK)，插头(P)装在总线的功能插件上，而插座(J)则是安装在机箱的背板上。由于 VMEbus 系统允许在后总线连接背板的后面插入“转接模块”，所以在后总线连接背板的后面上也安放有接插件，这类接插件的命名为 RJ，例如 RJ0，RJ2，RJ3，RJ4 和 RJ5。而在转接模块上的接插件，则命名为 RP，例如 RP0，RP2，RP3，RP5 和 RP6 等。

早期生产的所有 VMEbus 插件都是采用一种 96 针的 DIN41612 接插件。而现今的 VME64 和 VME64x 标准则是使用一种新的 160 针的接插件。这种 160 针接插件的结构是在 DIN41612 接插件的两边再各加一组 32 针。它们被分别命名为“z”行和“d”行。这样做的原因有两个：

1)为了增大总线连接背板的功能就需增多信号的连接。

2)为了压缩地线的信号反弹和串扰需要增多接插件接地插脚的数量。

在新的接插件上确定了四个“预放电”的插脚。由此来完成先接-后断的连接。主要用于具有“热插拔”功能的电路板，也用于预放电总线的接口电路。

在 VME64 标准中，是否采用 160 针的接插件完全是任意的。但是，在 VME64x 电路板和机柜中，就要求用新的 160 针的接插件，以便提供+3.3V 的电源和地理寻址等功能。VME64x 标准中使用了一个 95 插脚的 P0/J0 接插件，该接插件位于 P1/J1 和 P2/J2 接插件之间。采用 P0/J0 的主要原因是 VMEbus 系统对输入/输出端口线提出越来越多的要求。特别在军事上和通信系统要求更迫切。

VME64x 标准中也允许在 P1/J1 和 P2/J2 之间的区域内，不使用 P0/J0 接插件，而使用其他类型的用户专用的接插件。例如，在此区域内可以使用同轴电缆或光纤接插件。但是，为了防止由于这类接插件的存在而造成 VME 功能插件在插入时的损坏，最好要在

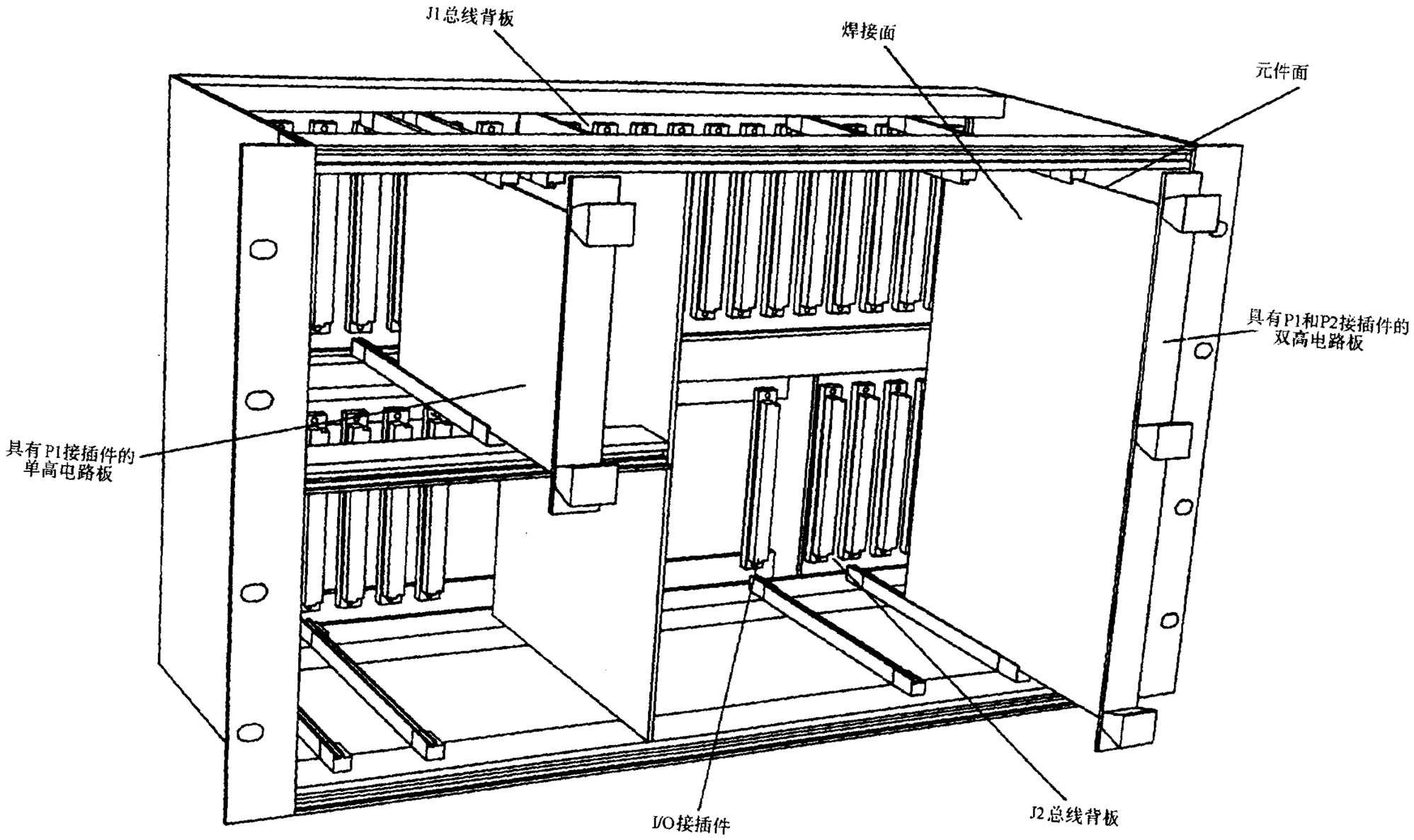


图 11.18　宽为 19 英寸的 VME 机箱前视图

插件的前面板上作上标记。

在 9U 电路板上，还有 P3/J3，P4/J4，P5/J5 和 P6/J6 等接插件。我们知道，9U 电路板的面积要比 6U VME 电路板的面积几乎大 4 倍，所以，在接插件的使用上有更大的灵活性。

上述接插件各接脚的功能与其定义见本节的各有关部分的介绍。

2. 电路板尺寸[24]

在 VMEbus 系统中常用的印刷电路板卡的尺寸如下：

单高插件电路板，它的大小为 100mm×160mm(高×深)。

双高插件电路板，它的大小为 233mm×160mm(高×深)。

9U 插件电路板，它的大小为 367mm×400mm(高×深)[25]。

单高与双高功能插件有时又称之为 3U 和 6U 电路板。此处，“U”是前面板高度的度量单位，一个“U”相当于 1.75 英寸(4.45cm)。

装有 3U 电路板的 VMEbus 功能插件称之为单高插件，它只有 P1/J1 接插件。原来，这类插件最多也只能发送或接收 24bit 的地址和 16bit 的数据传送。但依照 VME64 和 VME64x 规范，由于可以采用 160 针的 P1/J1 接插件，和使用 A40/MD32 及 2eVME(双边沿 VME)周期操作也能达到更大的寻址空间和更快的数据传送。一般来说，只有在实验区的空间很受限制情况下，才采用单宽的 VMEbus 插件。可是，也就是由于单高插件尺寸小，与其他尺寸的插件相比，它更耐机械冲击和振动，这也是一个值得重视的优点。

6U 电路板的双高插件更常用一些。现在符合 VME64 和 VME64x 规范的 6U 插件，在 MBLT(多路字块传送)、2eVME64 和 VME64x 规范的 6U 插件，在 MBLT(多路字块传送)和 2eVME 周期下可达到 64bit 的传送，其传送率可达 160MB/s。由于粒子物理实验系统的不断增大，电子学系统的通道数量也越来越多，所以，使用更大电路板尺寸势在必行。9U 电路板在粒子物理实验系统中得到广泛的使用。目前，9U 电路板因使用不同的接插件而分成两类。

第一种，如图 11.19(a)所示，这里的所有接插件都是按公制标准制造的。在这类 9U 电路板上装有 P1，P0，P2，P4，P5 和 P6 接插件。其间，P4 和 P0 有完全一样的结构，它们是一个 5 列＋2 列的结构，中间 5 列有 19×5＝95 个插针，它们命名为 a 列、b 列、c 列、d 列和 e 列，这 5 列 95 插针的用途在 VME64x 规范中全部由用户自行定义，而在 VME64xP 规范中，已对其中的部分插针作了定义。另两列是 f 列和 z 列，共有 19×2＝38 针，f 列靠近 e 列，z 列靠近 a 列，这两列 38 针全部接地，为 P0 接插件提供屏蔽作用。

P5 和 P6 也是插针间距为 2mm×2mm 的接插件。P5 是一个 5 列×22 行＝110 针的接插件。P6 是一个 5 列×25 行＝125 针的接插件。P5 和 P6 接插件插针的用途完全由用户自行定义。

注意，P5 和 P6 接插件与 CompactPCI 接插件是相兼容的。

另一种，如图 11.19(b)所示，这种 9U 电路板与第一种的区别是用一个 P3 接插件替代了 P5 和 P6 接插件。P3 也是一种 160 针的接插件，与 P1 和 P2 一样。

在同一机箱内可混装两种尺寸的插件板。单高插件板能够进行 8 位或 16 位的数据传送。双高插件板可完成 8 位、16 位或 32 位的数据传送，也能支持较宽的寻址范围(4 Gbytes 和 16 Gbytes)。所有的 VME 插件板都装有 P1 接插件，也可以不装 P2 连接器，但

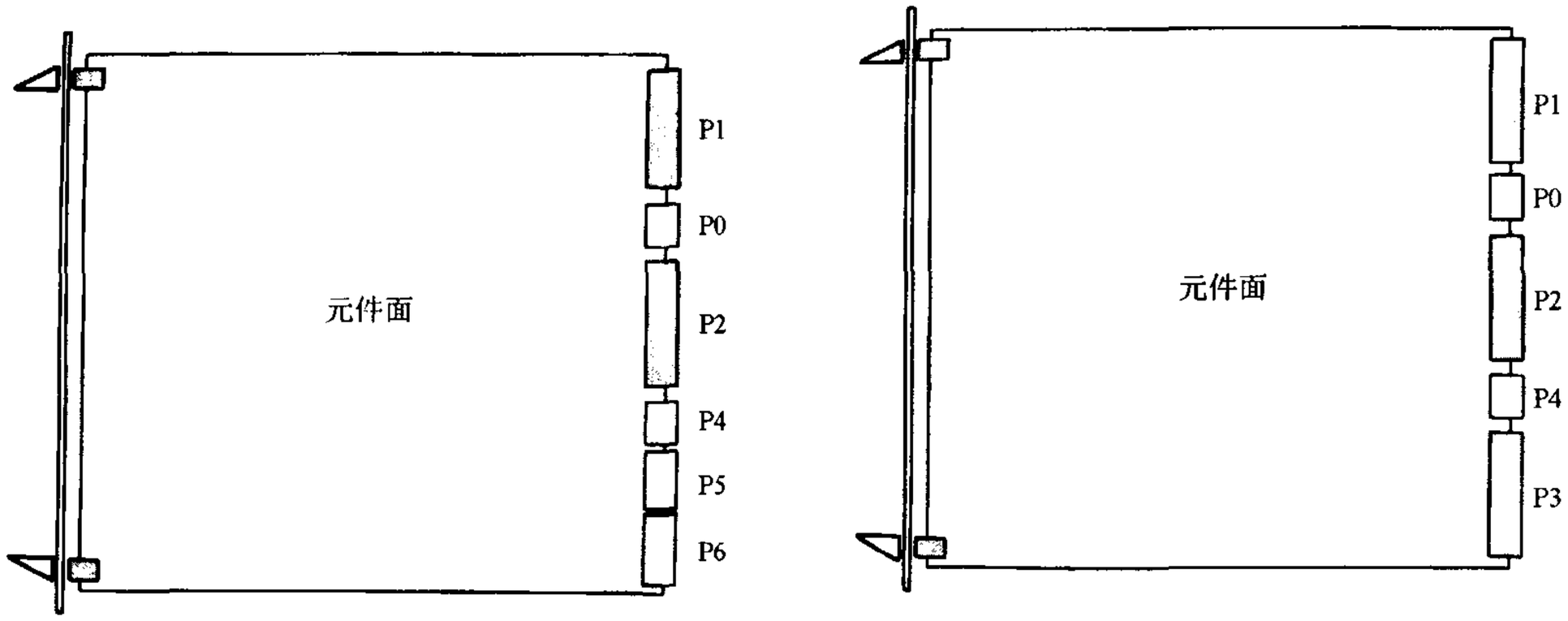


图 11.19　9U 电路板的接插件

(a)公制接插件的用户区；(b)英制接插件的用户区

是转换插件板一定不能在 P1/J1 位置上装有接插件。图 11.20 是由 9U 电路板、总线连接背板和转换模块组成的系统配置图。图 11.20(a)是由 9U 电路板、6 个接插件和一个 9U 转换模块组成的系统配置图；而图 11.20(b)是由 9U 电路板、5 个接插件、一个 6U 转换模块和一个 3U 转换模块组成的系统配置图。

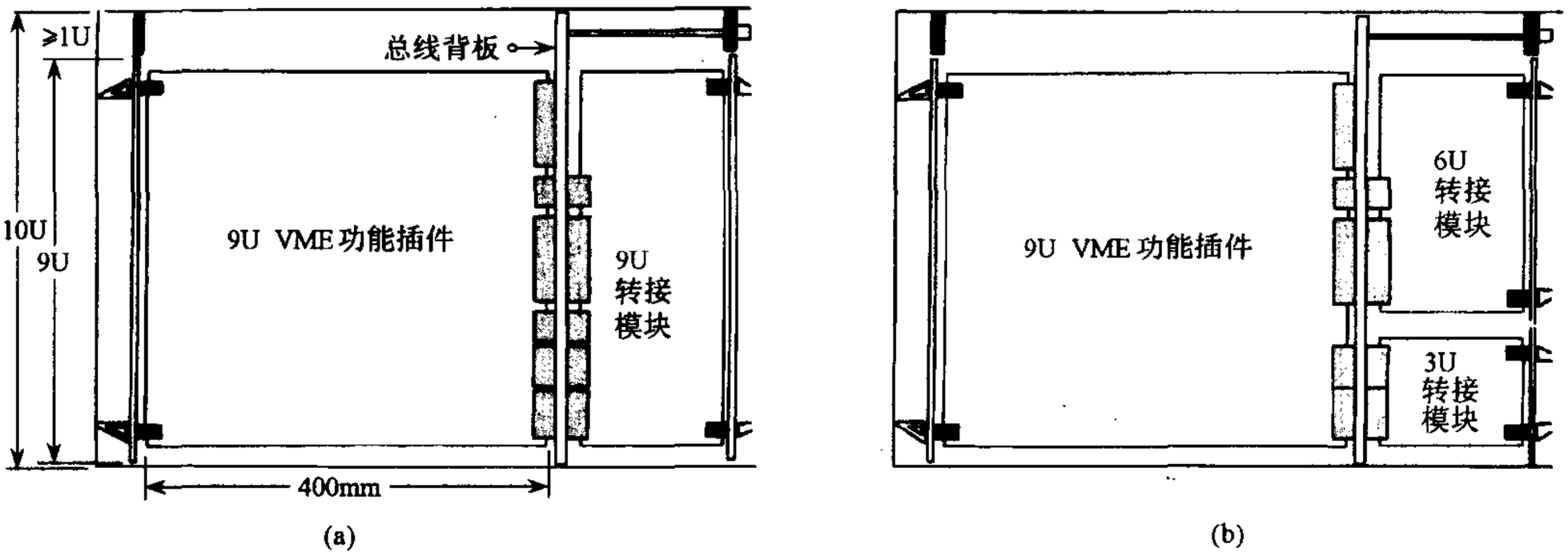


图 11.20　9U 电路板系统配置举例

(a)9U 配置-1；(b)9U 配置-2

3. VMEbus 后总线连接背板

VMEbus 后总线连接背板基本上有三类：

1)标准型，是一种装有 3 列插针接插件的总线连接背板。

2)VME64x，是一种装有 5 列插针(160 针)接插件的总线连接背板。

3)VME320，总线连接背板(见图 11.17)。

正如前述，在 VME64x 规范中规定：在机械结构上增加了背部接插功能模块单元，即所谓“转接模块(Transition Modules)”，这样，在一个“双面”的总线连接背板上可以在两面插入各种功能插件，增多了 VMEbus 机箱的使用效率。图 11.21 是 VMEbus 后总线连接背板的接插件配置图。

从上图可见，转接模块不使用 P1 接插件。

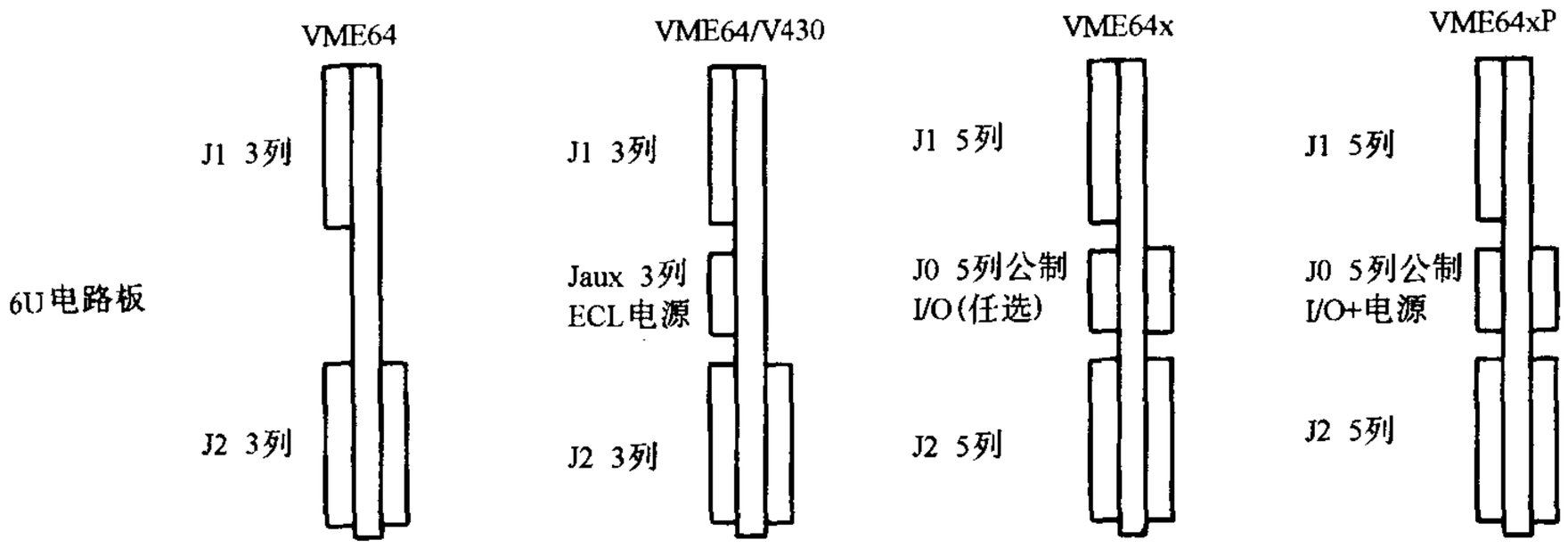


图 11.21　VMEbus 后总线连接背板接插件配置

对于 VMEbus 总线连接背板也可以作如下选择：

1)有源终端。大多数 VMEbus 的后总线连接背板皆装有无源终端电阻网络，对照有源终端而言，从结构上说，其既简单又便宜。但是，无源终端电阻是要耗费能量的，以 6U 后总线连接背板为例，典型值可达 1.3A 左右。有源终端可以把这个电流降至几毫安。一般来看，这两类终端网络在信号完整性处理上则是完全等效的。

2)自动开闭中断处理信号链。在总线连接背板上装有接点，自动开闭中断应答与总线仲裁准许的雏菊花式的信号链。这些接点一般是使用在总线连接背板接插件上的机械接点，也可以采用电子开闭的方式。

3)I/O 接插件后部的保护罩。对 3 列插针接插件的总线连接背板来讲，就不一定要配以保护罩，也不要在总线连接背板的后部加什么保护部件。但是，VME64x 总线连接背板需要支持接插件背部的 I/O 传送模块，就要考虑在接插件后面加上保护罩之类的硬件结构。

4)电源的连接。电源如何接到后总线连接背板并没有标准的方案。

5)J2 高速总线连接背板。J2 高速总线连接背板要额外地在总线连接背板后面加一列接地的插针，将它跨接到 J2 的用户定义插针。其目的是在做专门的电缆连接时，用它来切断电缆接到 P2/J2 用户定义接点的电感。

4. 电源

表 11.8 是给每个 VMEbus 功能插件提供电源电压和容许的电流。真正限制这个容许电流的因素是接插件插针的通过电流的能力。容许电流通过标准接插件时，插针的温度一般不超过 70℃。军用接插件的温度范围是－65℃到＋125℃。表 11.9 是 VME64xP 规范中 6U 和 9U 机箱电源电压与最大电流输出的规定。

表 11.8　电源电压和容许电流

参　数 $T_a \leqslant 70$ C		电源电压					
		＋5V	＋12V	－12V	＋5VSTBY	＋3.3V	±V1/V2
V，最高值		5.250	12.60	－11.64	5.250	3.45	75.0
V，标称值		5.000	12.00	－12.00	5.000	3.30	48.0
V，最低值		4.875	11.64	－12.60	4.875	3.25	38.0
噪声，$mV_{p\text{-}p}$＜10MHz		50	50	50	50	50＜20MHz	N/A
VMEbus 版本		每一插道的最大容许电流/A					
VMEbus IEEE-1014	3U	3.6	1.5	1.5	1.5		
	6U	7.2	1.5	1.5	1.5		
VME64	3U	6.0	1.5	1.5	1.5		
	6U	10.8	1.5	1.5	1.5		
VME64x(VPC 插针接＋5VDC)	3U	6.0	1.5	1.5	1.5	2.0	1.4
	6U	10.8	1.5	1.5	1.5	2.0	1.4
VME64x 可热插入	3U	3.6	1.5	1.5	1.5	2.0	1.4
	6U	7.2	1.5	1.5	1.5	2.0	1.4

表 11.9　VME64xP 规范中 6U 和 9U 机箱电源电压与最大电流输出的规定

电　压	最大电流输出/A	
	9U 插件用的机箱	6U 插件用的机箱
＋3.3V	200A	50A
＋5V STBY	在背板接到＋5V	在背板接到＋5V
VPC	在背板接到＋5V	在背板接到＋5V
＋5V	300A	100A
＋12.0V	30A	20A
－12.0V	30A	20A
V_w＝－5.2V	60A	20A
V_x＝－5.2V	60A	20A
V_y＝－5.2V	60A	20A
V_z＝－2.0V	60A	20A
$-V_1$(一般为 48V)	30A	20A
$-V_2$(一般为 48V)	30A	20A

11.4.3 功能结构

1. 总线功能构成

VMEbus 总线的功能构成包括总线连接背板接口逻辑、四组总线的信号线和一组功能模块。四组总线与它们相连的功能模块协作，来进行特定的操作。

如图 11.22 所示，VMEbus 总线的规范有两个层次。最低的一层叫做总线连接背板访问层，它由总线连接背板访问逻辑、公用总线模块和总线仲裁模块组成。另一层是 VMEbus 总线的数据传输层，由数据传输总线和优先中断总线模块组成。下面将简介 4 组总线功能。

(1)仲裁总线

VMEbus 总线设计可以支持多主设备的系统，所以，可能有几个主设备或中断处理器同时申请使用数据总线。但是，在 VMEbus 系统中，只允许一个主设备对总线进行管理，因而这个主设备在实施控制和数据传输之前，必须得到使用总线的许可。选择得到使用数据传输总线许可的主设备或中断处理器的过程称为仲裁。仲裁总线模块允许一个仲裁模块和多个请求模块使用数据传输总线。

VMEbus 仲裁总线的组成包括：4 条总线请求线(BR0～BR3)、4 条雏菊花链总线许可线(BG0IN～BG3IN，BG0OUT～BG3OUT)、一条总线清除线(BCLR)和一条总线忙线(BBSY)。仲裁器从请求器模块接受到总线请求，并且一次只能向一个请求器发出对数据转移总线控制权的认可。

数据传输仲裁总线所用的信号如下：

BR0*	BG0IN*	BG0OUT*	BBSY
BR1*	BG1IN*	BG1OUT*	BCLR
BR2*	BG2IN*	BG2OUT*	
BR3*	BG3IN*	BG3OUT*	

(2)数据传输总线

数据传输总线用于读和写在插件之间的数据。主设备使用数据传输总线来完成在主设备与从设备之间二进制数据的传送。中断处理器也使用数据传输总线，以取得在中断应答周期中断处理器发来的 STATUS/ID 信号。这组总线包括地址线数据线和控制信号。在数据传输总线包括以下信号：

地址	数据	控制
A01～A31	D00～D31	AS*
AM0～AM5		DS0*
DS0*		DS1*
DS1*		BERR*
LWORD*		DTACK*
		WRITE*

在数据传送期间，数据总线(D00～D31)上保存实际的数据，被访问寄存器的地址出现在地址总线(A01～A31)上。地址修正码线(AM0～AM5)指出地址的长度、数据周期的类型和主设备识别码。当出现地址选通信号(AS*)时，则表示出现在总线上的地址位是一

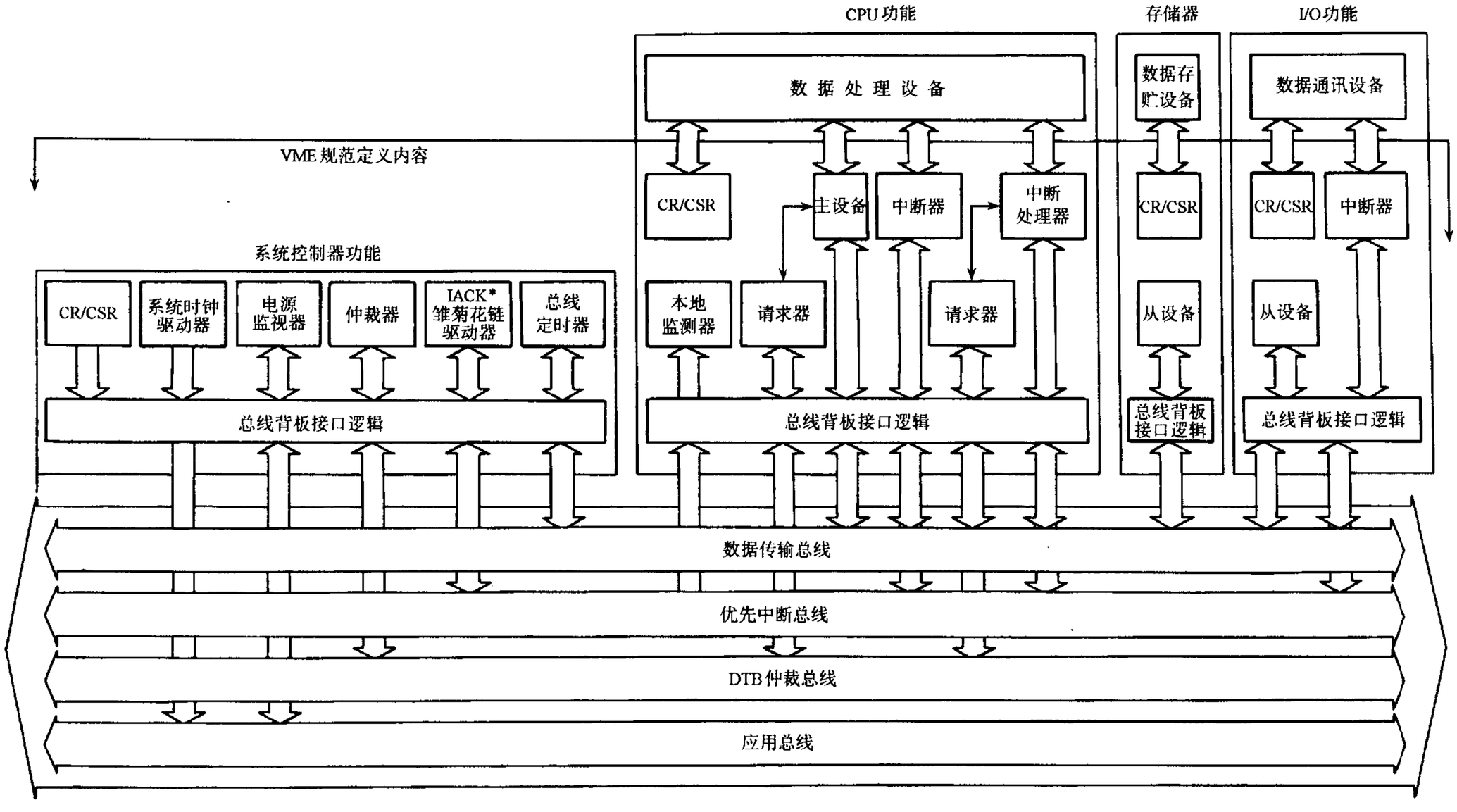


图 11.22　VMEbus 功能结构图

个有效的地址。当控制传输的主设备产生数据选通信号(DS1*、DS2*)时,连同待传输字长的信息一起来表示出现和接收总线上的数据是有效数据,字长信息则应出现长字选择(LWORD)信号。WRITE 用来区分读和写的操作。由被访问的从设备发出的数据传送应答 (DTACK)信号表示数据传送完成。由总线错误线(BERR)发出本次传输中的错误信号。

(3)优先中断总线

中断器通过优先中断总线向中断处理器发出中断请求。最多可使用七级中断。这组总线有以下信号:

IRQ1*	IRQ5*	IACK*
IRQ2*	IRQ6*	IACKIN*
IRQ3*	IRQ7*	IACKOUT*
IRQ4*		

在中断应答周期中,要使用数据传输总线和数据传输仲裁总线。

通常仅一个专用的处理器用于监测中断请求线(IRQ1*～IRQ7*)来处理中断。IRQ7*具有最高的优先级。当一个中断被响应后,则产生一个寻址周期,此时的地址表示:请求现已被答应了。在仲裁器中把中断应答信号(IACK*)改变为另一个信号,该信号以雏菊花链方式送入一条传送总线中,用中断应答入管脚(IACKIN)和中断应答出管脚(IACKOUT)下传的。之后的一个数据周期来读取由请求中断插件送出的状态和识别字。

(4)应用总线

应用总线的信号如下:

SYSCLK*	SYSRESET*	SYSFAIL*	ACFAIL*
SERDAT	SERCLK		

还包括电源引线端。

在 VME 总线系统中,插件的供电是通过插座的管脚进入的,供电的标准电源为+5V,+12V 和-12V,也可选用电池供电的+5V(+5V STDBY)。在某些系统中需用其他种类的电源,则根据规范定义在 P2 上的管脚上使用。应用总线提供一个独立的 16MHz 的系统时钟(SYSCLK*)。系统错误线(SYSFAIL*)和 AC 错误线(ACFAIL)也是总线式的,用这些信号来指示出现了全局性的问题。使用系统复位线(SYSRESET)进行系统的初始化。连同串行数据线(SERDAT)一起能够产生附加的数据传输,并用串行时钟线(SERCLK)进行同步。

2. 功能模块

VME 总线的技术规范使用功能模块来描述它们的操作。一个功能模块是一种概念性的模型,用它来描述总线的每个部分。VMEbus 模块中的电路不一定要按模型化的模块进行设计。模型化的模块仅仅是作为一种概念化的工具而已。

(1)主设备

主设备是一种能够初始化数据传输总线周期的功能模块。具体的例子是 CPU 模块,带有 DMA 控制器的外设。

主设备驱动下列信号(#为任选项):

AM0～AM5	DS0*	LWORD*#

IACK*	DS1*	A01～A31#
WRITE*	AS*	D00～D31#

主设备监收下列信号(#为任选项):

SYSRESET*	ACFAIT*	DTACK*
BCLR*	BERR*	D00～D31

(2)从设备

从设备模块检测由主设备发生的总线周期,如果选择了本从设备时,它就要参与进这些总线周期的操作。存储器和 I/O 模块即为从设备的例子。

从设备驱动下列信号(#为任选项):

DTACK*	BERR*#	D00～D31*#

从设备监收下列信号(#为任选项):

SYSRESET*	DS1*	A01～A31#
AM0～AM5*	DS0*	D00～D31*#
IACK*	AS*#	WRITE*
LWORD*		

(3)本地监测器

本地监测器用来监视总线,如果选择了某些地址时,则发出一个“本插件有此地址”的信号,这就允许对所有模块进行消息的广播。

本地监测器使用以下信号(#为任选项):

LWORD*	DS1*	A01～A31*
AM0～AM5*	DS0*	AS*#
IACK*	WRITE*	

(4)总线定时器

总线定时器测量每个数据传送周期已进行了多长时间。如果进行得太长了,总线定时器则发出 BERR* 信号,中止这个周期。常常用于防止由于存储器容量估计或系统错误造成的总线闭锁。总线定时器一般放在 01 插道的系统控制器模块之中。

总线定时器监收以下信号(#为任选项):

DS1*	DS0*	DTACK*##
		BERR*#

(5)中断器

中断器向中断处理器发出中断请求。在中断应答周期中,中断器向中断处理器送出一个 STSTUS/ID 字,该状态/识别码的字长可为 8 位、16 位或 32 位。因为中断器能响应这些周期,所以,中断器是一种从设备类型的模块。中断器有时也叫中断请求器。中断器的一个例子是串行 I/O 模块,该模块每接收一个字符都要请求一次中断。

中断器驱动以下信号(#为任选项):

IRQ1*～IRQ7*	D00～D31*#	DTACK*
BERR*#	IACKOUT*	

中断器监收以下信号(#为任选项):

DS0*	DS1*#	LWORD##

AS*　　WRITE*#　　A01～A03

IACKIN*　　IACK*#　　SYSRESET*

(6)中断处理器

中断处理器响应来自中断器的请求。这些模块必须具有获得数据传输总线的能力、产生中断应答周期的能力和读取来自中断器的状态字与识别码的能力。中断处理器一般放在 CPU 模块之中。

中断处理器驱动以下信号(#为任选项):

DS0*　　SD1*#　　LWORD*#

AS*　　WRITE*#　　A01～A03

IACK*

中断处理器监收以下信号(#为任选项):

BERR*　　D00～D31#　　DTACK*

SYSRESET*　　IRQX*～IRQY*

(7)IACK*雏菊花链驱动器

在中断应答周期中,IACK*雏菊花链驱动器将开始 IACK*雏菊花链的信号传送。它保证响应一个状态或识别字的中断器仅只一个,为雏菊花链提供正确的定时。这种驱动器装在 01 插道的系统控制器中。

IACK*雏菊花链驱动器仅驱动 IACKOUT*信号线。

该驱动器监收以下信号(#为任选的):

DS1*　　DS0*　　AS*

IACK*　　IACKIN*

(8)请求器

总线主设备和中断处理器使用请求器以获得数据传输总线的控制。请求器使用数据仲裁总线来与仲裁器握手。该仲裁器把总线授权给请求器,这样就允许主设备来使用该总线。请求器有时也称为总线请求器。

请求器驱动以下信号(#为任选的):

BR0～BR3*(仅一个信号)　　BBSY*

BG0OUT*～BG3OUT*

请求器监收以下信号(#为任选的):

SYSRESET*　　BBSY*#　　BR0*～BR3*

BG0IN*～BG3IN*

(9)仲裁器

仲裁器将监视总线请求器(来自多个请求器)和允许对数据传输总线的控制,这是由一个主设备随时进行的操作。

总线仲裁器驱动以下信号(#为任选的):

BG0OUT*～BG3OUT*(一个或多个)

BCLR*

总线仲裁器监收以下信号(#为任选的):

BR0*～BR3*(一个或多个)

BBSY*　　SYSRESET*

(10)系统时钟驱动器

系统时钟驱动器对所有总线插件提供一个稳定的16MHz应用时钟(SYSCLK)。因为VMEbus是异步总线,所以这个时钟对其他的总线定时是没有关系的。

(11)串行时钟驱动器

串行时钟驱动器产生SERCLK(由VMSbus使用)信号。SERCLK的频率与VMSbus的长度有关。VMSbus是同步串行总线,为VMEbus功能模块之间提供一条通讯通道。

(12)电源监视器

电源监视器的任务是:产生系统清除和监视系统的交流电源。电源监视器发出SYSRESET*和ACFAIL*信号。

11.4.4　总线各信号线的用法及操作周期

表11.10给出了P1/J1,P2/J2,P0/J0总线连接背板接插件各引脚功能分配表。P1/J1接插件上定义了24条地址线,16条数据线,所有控制线和几种电源线与地线。P2/J2接插件上,只定义了b列的插针功能,有8条高位地址线和16条高位数据线,+5VDC电源线和地线。还定义了一个RETRY*线。

表11.10:P1/J1,P2/J2,P0/J0总线连接背板接插件各引脚功能分配表。

1)表11.10(a):P1/J1总线连接背板接插件各引脚功能分配表。

2)表11.10(b):P2/J2总线连接背板接插件各引脚功能分配表。

3)表11.10(c):P0/J0总线连接背板接插件各引脚功能分配表。

1. 各信号线的功能定义

(1) A01～A31

地址总线信号A01～A31是由主设备和中断处理器驱动的。在数据传送周期期间,由它来广播短I/O(16位)地址,标准(24位)地址或扩展(32位)地址。在这些总线周期期间,使用地址修改码AM0～AM5来广播若干个有效地址线。

在中断应答周期期间,中断处理器将使用A01～A03来广播所应答的中断级别。A01～A31是标准的三态信号。

(2) ACFAIL*

AC电源失效信号ACFAIL*是由电源监视器模块驱动的。当出现这种信号时,将向所有模块发出系统电源将要停掉的信号。它并不是用于整个VMEbus系统。ACFAIL*是一个开路信号。

(3) AM0～AM5

地址修改码AM0～AM5是由主设备驱动的。它与一个地址同时出现,由它来指示地址传送的大小与类型。由从设备用于决定应该对哪几条地址线进行译码。AM0～AM5是标准的三态信号。

(4) AS*

地址选通信号AS*是由主设备与中断处理器驱动的。当出现这个信号时,将表示有效的地址和地址修正码已经置放于总线上了。这个信号也限定了其他信号。例如IACK*

信号。AS*是一种大电流三态信号。

表 11.10(a)　P1/J1 总线连接背板接插件各引脚功能分配表

Pin Assignment for the VMEbus P1/J1 Connector

Pin	Row z	Row a	Row b	Row c	Row d
1	MPR	D00	BBSY*	D08	VPC
2	GND	D01	BCLR*	D09	GND
3	MCLK	D02	ACFAIL*	D10	+V1
4	GND	D03	BG0IN*	D11	+V2
5	MSD	D04	BG0OUT*	D12	RsvU
6	GND	D05	BG1IN*	D13	−V1
7	MMD	D06	BG1OUT*	D14	−V2
8	GND	D07	BG2IN*	D15	RsvU
9	MCTL	GND	BG2OUT*	GND	GAP*
10	GND	SYSCLK	BG3IN*	SYSFAIL*	GA0*
11	RESP*	GND	BG3OUT*	BERR*	GA1*
12	GND	DS1*	BR0*	SYSRESET*	+3.3V
13	RsvBus	DS0*	BR1*	LWORD*	GA2*
14	GND	WRITE*	BR2*	AM5	+3.3V
15	RsvBus	GND	BR3*	A23	GA3*
16	GND	DTACK*	AM0	A22	+3.3V
17	RsvBus	GND	AM1	A21	GA4*
18	GND	AS*	AM2	A20	+3.3V
19	RsvBus	GND	AM3	A19	RsvBus
20	GND	IACK*	GND	A18	+3.3V
21	RsvBus	IACKIN*	SERA	A17	RsvBus
22	GND	IACKOUT*	SERB	A16	+3.3V
23	RsvBus	AM4	GND	A15	RsvBus
24	GND	A07	IRQ7*	A14	+3.3V
25	RsvBus	A06	IRQ5*	A13	RsvBus
26	GND	A05	IRQ5*	A12	+3.3V
27	RsvBus	A04	IRQ4*	A11	LI/I*
28	GND	A03	IRQ3*	A10	+3.3V
29	RsvBus	A02	IRQ2*	A09	LI/O*
30	GND	A01	IRQ1*	A08	+3.3V
31	RsvBus	−12VDC	+5VSTBY	+12VDC	GND
32	GND	+5VDC	+5VDC	+5VDC	VPC

* 低电频表示有效。

表 11.10(b)　P2/J2 总线连接背板接插件各引脚功能分配表

Pin Assignment for the VMEbus P2/J2 Connector

Pin	Row z	Row a	Row b	Row c	Row d
1	UsrDef	UsrDef	+5VDC	UsrDef	UsrDef
2	GND	UsrDef	GND	UsrDef	UsrDef
3	UsrDef	UsrDef	RETRY*	UsrDef	UsrDef
4	GND	UsrDef	A24	UsrDef	UsrDef
5	UsrDef	UsrDef	A25	UsrDef	UsrDef
6	GND	UsrDef	A26	UsrDef	UsrDef
7	UsrDef	UsrDef	A27	UsrDef	UsrDef
8	GND	UsrDef	A28	UsrDef	UsrDef
9	UsrDef	UsrDef	A29	UsrDef	UsrDef
10	GND	UsrDef	A30	UsrDef	UsrDef
11	UsrDef	UsrDef	A31	UsrDef	UsrDef
12	GND	UsrDef	GND	UsrDef	UsrDef
13	UsrDef	UsrDef	+5VDC	UsrDef	UsrDef
14	GND	UsrDef	D16	UsrDef	UsrDef
15	UsrDef	UsrDef	D17	UsrDef	UsrDef
16	GND	UsrDef	D18	UsrDef	UsrDef
17	UsrDef	UsrDef	D19	UsrDef	UsrDef
18	GND	UsrDef	D20	UsrDef	UsrDef
19	UsrDef	UsrDef	D21	UsrDef	UsrDef
20	GND	UsrDef	D22	UsrDef	UsrDef
21	UsrDef	UsrDef	D23	UsrDef	UsrDef
22	GND	UsrDef	GND	UsrDef	UsrDef
23	UsrDef	UsrDef	D24	UsrDef	UsrDef
24	GND	UsrDef	D25	UsrDef	UsrDef
25	UsrDef	UsrDef	D26	UsrDef	UsrDef
26	GND	UsrDef	D27	UsrDef	UsrDef
27	UsrDef	UsrDef	D28	UsrDef	UsrDef
28	GND	UsrDef	D29	UsrDef	UsrDef
29	UsrDef	UsrDef	D30	UsrDef	UsrDef
30	GND	UsrDef	D31	UsrDef	UsrDef
31	UsrDef	UsrDef	GND	UsrDef	GND
32	GND	UsrDef	+5VDC	UsrDef	VPC

* 低电频表示有效。

表 11.10(c)　P0/J0 总线连接背板接插件各引脚功能分配表

Pin Assignment for the VMEbus P0/J0/RJ0/RP0 Connector

Position	Row f	Row e	Row d	Row c	Row b	Row a	Row z
1	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
2	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
3	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
4	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
5	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
6	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
7	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
8	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
9	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
10	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
11	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
12	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
13	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
14	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
15	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
16	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
17	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
18	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND
19	GND	UD	UD	UD	UD	UD	GND

(5) BBSY*

总线忙信号 BBSY* 是由主设备和中断处理器驱动的，当主设备和中断处理器使用总线时，则产生此信号。仲裁器监测这个信号，以便决定应该在何时把总线交给另一个主设备或中断处理器。BBSY* 是集电极开路的信号。

(6) BCLR*

总线清除信号 BCLR* 是由总线仲裁器驱动的。当产生这个信号时，它通知现在运行的主设备或中断处理器有另外一个模块请求使用总线。BCLR* 是一个大电流图腾对信号。

(7) BERR*

总线错误信号 BERR* 是由从设备或总线定时模块驱动的。如果在总线周期期间产生错误的话，从设备将产生这个信号。当总线被锁死时，总线定时器将发出这个信号。BERR* 是集电极开路信号。

(8) BG0IN* ～BG3IN* /BG0OUT* ～BG3OUT* *

BG0IN* ～BG3IN* 和 BG0OUT* ～BG3OUT* 信号是总线准许雏菊花链的一部分，它是由仲裁器和总线请求器驱动的。01 插道上的仲裁器当响应相同级别上的总线请求(BR0* ～BR3*)将发出总线准许信号。总线准许雏菊花链将始于 01 插道的系统控制器，

逐个插件传送，一直到最初需要的请求器接受它为止。每个 VMEbus 插件都有一个总线准许输入和一个总线准许输出。它们是标准的图腾对信号。

(9) BR0*～BR3*

总线请求信号 BR0*～BR3*是由一个请求器发出的，发出此信号表示其主设备或中断处理器需要使用总线。在主设备接收该总线之前，主设备必须等待，一直要等待到仲裁器总线准许雏菊花链信号 BG0IN*～BG3IN*准许使用总线为止。BR0～BR3*为集电极开路信号。

(10) D00～D31

数据总线信号 D00～D31 是由主设备、从设备或中断器驱动的。它们是双向的信号，用于数据的传送。使用哪组数据则取决于 DS0*，DS1*，A01 和 LWORD*信号的状态。D00～D31 是标准的三态信号。

(11) DS0*～DS1*

数据选通信号 DS0*和 DS1*是由主设备和中断器驱动的，它有两个目的。当 LWORD 和 A01 相组合时，它们指出数据传送的大小与类型。在一个写周期期间，它们也表示在数据总线上是有效的数据，并通知从设备：在一个读周期期间，从设备应该把数据置放在数据总线上。DS0*～DS1*是大电流三态信号。

(12) DTACK*

数据传送应答信号 DTACK*是由从设备或中断器驱动的。在一个写周期期间，在从设备锁存在总线上的数据之后，将发出 DTACK*信号。在一个读周期或中断应答周期期间，在数据总线上置放了有效数据之后，将发出 DTACK*信号。DTACK*是集电极开路信号。

(13) GA0*-GA4*

地理地址信号 GA0*-GA4*是一组 5bit 二进制码，由它们来指示总线连接背板上功能插件所在的插道号。它们是集电极开路信号，在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1 接插件之中。

(14) GAP*

地理地址奇偶位(GAP*)信号的状态是拉低还是浮动，则取决于地理地址线 GA0*-GA4*的奇偶位状态。它们是集电极开路信号，在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1 接插件之中。

(15) GND

地线 GND 即用于一个信号的地参考线，也用于电源的回线。

(16) IACK*

中断应答信号 IACK*是由响应了中断请求的中断处理器驱动的。该信号连接到在 01 号插道上(在总线连接背板)的 IACKIN*线上，以便开始中断应答雏菊花链的传输。IACK*可以是集电极开路信号，也可以是三态信号。

(17) IACKIN*～IACKOUT*

中断应答雏菊花链信号 IACKIN*～IACKOUT*是由于 IACK 雏菊花链驱动器驱动的。它们即用于指示中断应答周期处于进行之中，也可用于决定是哪一个中断器返回了一个 STATUS/ID 信号。它们是标准的图腾对信号。

(18) IRQ1*～IRQ7*

优先中断请求 IRQ1*～IRQ7*是由中断器发出的。第七级为最高优先级，第一级为最低优先级。它们是集电极开路的信号。

(19) LI/I*

热插入的输入信号 LI/I*是一个指示热插入的控制信息。它是一个三态驱动的信号。在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1 接插件之中。

(20) LI/O*

热插入的输出信号 LI/O*是一个指示热插入的控制信息。它是一个三态驱动的信号。在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1 接插件之中。

(21)LWORD*

长字信号 LWORD*是由主设备驱动的。它常是与 AO1，DS0*和 DS1*联用，来表示现在的数据传送的大小。LWORD*是标准的三态信号。

(22) MCLK，MCTL，MMD，MPR，MSD

这些信号是 IEEE 1149.5 MTM 总线的一部分。它们是一个三态驱动的信号。在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1 接插件之中。

(23) RESERVED

原来，标以 RESERVED 的信号线为保留线，将来安排用途。在 VME64 规范中把它们重新定义为 RETRY*插针。VME64x 规范中，用 RsvB 和 RsvU 来命名它们。

(24) RESP*

响应信号 RESP*给出由 2eVME 协议定义的有关信息。在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1 接插件之中。

(25) RsvB

保留/总线式的[RsvB]信号现还不使用。但 VME64x 总线连接背板必须作总线式的连接，对这个信号线必须作终端匹配。在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1 接插件之中。

(26) RsvU

保留/总线式的[RsvU]信号现还不使用。但 VME64x 总线连接背板必须作总线式的连接，对这个信号线必须作终端匹配。在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1 接插件之中。

(27) RETRY*

RETRY*信号由从设备发出，它与 BERR*信号同时出现，用来延缓数据传送。之后，主设备还必须获取数据传送周期。在总线到总线的连接中，或在次级总线中，这种重发周期有利于解除死锁的条件。RETRY*信号是一个标准的三态信号。

(28) SERA，SERB

SERA 和 SEAB 信号用于串行总线。在 VME64 的总线技术规范中规定，这两个插针可以用于任何一个用户定义的串行总线。

(29) SERCLK～SERDAT*

串行时钟(SERCLK)和串行数据 (SERDAT*)信号用于 VMSbus，而 VMSbus 是一种串行总线，用于非同一总线插件或非同一机箱插件之间数据通路。

(30) SYSCLK

16MHz 应用时钟 SYSCLK 是由 01 插道的系统控制器驱动的。这个时钟信号能够用于任何目的，它与其他 VMEbus 信号没有定时关系。SYSCLK 是大电流图腾对信号。

(31) SYSFAIL*

系统失败信号 SYSFAIL* 能够由任何插件发出或被监测，它表示在系统中产生了失败的情况。对失败情况的原因和对它的响应则是由用户定义的，它的用法也是任选的。SYSFAIL* 是集电极开路信号。

(32) SYSRESET*

系统清除信号 SYSRESET* 能够由任何插件驱动发出，它表示一个清除动作(例如加电时)正在进行中。SYSRESET* 是集电极开路信号。

(33) UsrDef,UD

用户定义的插针。常用的英文缩写为“UsrDef”或“UD”。它们能够连接电缆，或连接到总线连接背板后部的 I/O 转接模块。

(34) VPC

电压预充电[VPC]插针是一个“先通后断”的接点，用于热插入逻辑控制电路的预充电电源控制。在 VME64x 技术规范中，160 插针的 P1/J1 和 P2/J2 都定义了这种 VPC 插针。VPC 插针连接到 VME64x 总线连接背板的+5VDC 电源。在不支持热插入的功能插件内的 VPC 插针就可以用作为+5VDC 电源插针。

(35)+V1,−V1,+V2,−V2

[+/−V1/V2]电源插针将给总线功能插件提供 38～75 VDC 电压源，不限制用途。在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1/J1 接插件之中。

(36) WRITE*

WRITE* 是读/写信号，它是由主设备驱动的，由它来指示总线上数据传送的方向。在写周期期间发出，在读周期期间无此信号。WRITE* 是标准的三态信号。

(37)+5 STDBY

+5 STDBY 是+5V DC 备用电源，它的用途是任选的。

(38)+3.3V

+3.3VDC 的供电电源。在 VME64x 规范中已将这组信号加入到 160 针的 P1/J1 接插件之中。

(39)+5VDC,+12VDC,−12VDC

它们是三组系统供电电源：+5VDC、+12VDC 和−12VDC。

2. 操作周期

在 VMEbus 系统中有三类操作周期，它们是数据传送周期、中断应答周期和仲裁周期。

(1) 数据传送周期

VMEbus 提供四类数据传送总线周期。各种周期皆可使总线能适应系统改变的要求。

1)读写周期。读写周期能用于主设备与从设备之间的 8 位、12 位、24 位或 32 位数据的传送。该周期始于主设备广播一个地址和一个地址修改码之时。从设备获取该地址，如

果它们被选中了，它们就要对该周期有响应。

2)读修改写周期。读修改写周期是一个操作连在一起的总线周期。对于多处理机或多用户系统中的共享资源进行仲裁时，这个周期特别有用。

3)字块传送周期。字块传送周期是在主设备与从设备之间的数据传送。读或写字块传送周期允许进行长度上多达 256 个字节的传送。因为对从设备仅在该周期之初进行一次寻址，所以这个周期要比读写周期快。这个周期特别适用于大块数据的快速传送。

4)惟一寻址周期。在惟一寻址周期期间，主设备将广播一个有效的寻址，但没有数据发送，因为此时就没有发出数据选通信号，从设备就无法结束该周期。这就使从设备与主设备两者的本地存储器地址译码器并行工作，从而加速了系统的操作。

(2) 中断应答周期

中断应答周期是在中断处理器响应了中断之后开始的。这个周期完成两项功能：它送出一个 STATUS/ID 字节(矢量)和对中断源进行仲裁。

(3) 仲裁周期

在总线仲裁期间完成仲裁周期。当一个请求器向中心仲裁器发出总线请求时，开始仲裁周期。当总线不忙时，仲裁器则把总线控制权交给请求器，当请求器发出总线忙信号(BBSY*)时，来说明已获取了总线控制权。请求器用关掉总线忙(BBSY*)信号的方法来说明已释放了总线控制权。

11.4.5 VMEbus 寻址与数据宽度

VMEbus 的体系结构允许有多种寻址空间和数据宽度。这就是 VMEbus 的动态寻址和动态确立数据的宽度。本节将说明 VMEbus 体系结构为何要提供这个能力，各类寻址与数据模式彼此有何关系。

1. 寻址空间

VME64 技术规范中规定的寻址空间有 16bit，24bit，32bit，40bit 和 64bit。这些寻址空间分别标记为 A16，A24，A32，A40 和 A64。将用 6bit 地址修改码来区分这些寻址空间。例如，在 VMEbus 系统中的主设备要在 A16 寻址空间内产生一个地址时，它必须发送出相应的地址修改码。通过这个地址修改码来告诉总线上所挂的所有功能插件：当前是一个 A16 寻址空间的寻址周期。

A16 也称之为“短 I/O 寻址空间”，它的寻址空间为 64Mbyte。大多数简单的 I/O 电路板中，只有少量的寄存器，64Mbyte 的空间应该是足够了。

A24 寻址空间仅需使用 P1/J1 VMEbus 接插件。3U VMEbus 功能插件只用一个 P1 接插件，为 P1 接插件正好定义了 24 位的地址线，所以，A24 是 3U 功能插件的标准寻址空间。A24 的寻址空间是 16Mbyte。

为了访问非分时模式下的 32bit 地址空间，需要增加地址线和数据线，使用 P2 接插件上的 A24～A31 即可达此目的。当前使用的 6U 和 9U 电路板一般都带有 P1 和 P2 接插件，这样，它们的通常寻址空间是 A32bit。A32 的寻址空间是 4.2Mbyte。

A40 是在 VME64 技术规范中为 3U 功能插件定义的，允许在 3U 功能插件中，用 24bit的地址总线与 16bit 数据总线分路复用的方法，达到 40bit 的寻址空间。

A64 是在 VME64 技术规范中为 6U 功能插件定义的，允许在 6U 功能插件中，用

32bit的地址总线与32bit数据总线分路复用的方法，产生一个64bit寻址空间的操作周期。A64的寻址空间是1.845 * 10E-19字节(byte)。

VMEbus处理机功能插件把这些寻址空间中的每个地址空间以内存图的方式存贮在其存储器之中。一般，在电路板上本地存储器的首地址为0，而板上I/O地址都存贮在高位地址上，它的起始地址是0xF000 0000。在某些电路中，可以用逻辑电路来配置这些寻址空间，或者用跳线的方法手动设置这些寻址空间，而在其他电路板中，也可以用程控方式来设置这些寻址空间。

2. 数据传送周期

VME64技术规范中规定了8bit，16bit，32bit和16bit的数据传送周期。除了数据传送宽度之外，数据传送周期还有单数据传送周期和字块数据传送周期。单数据传送周期就是每传送一次数据都要发送一次地址，而字块数据传送周期则是发送一次地址可传送多次数据。

单周期的数据传送操作也标记为D8(0)，B8(E0)，D16，D32和MD32。一个D8的数据传送周期可分成两类操作，一类是D8(0)操作，只做奇数地址的寻访；另一类是D8(E0)操作，可做奇数和偶数地址的寻访。从硬件的观点来看，VMEbus系统数据传送的基本单位应是一个16bit的字(word)。用两个数据选通信号DS0*和DS1*来选择在一个16bit字中是低字节(byte)、高字节，还是两个字节都被选中。D8(0)仅用于对奇数地址的字节。这样，在简单的I/O电路模块中，可减少地址译码要求，但仅对所定义存储空间中奇数字节进行寻址。而D8(E0)则即可访问奇数字节，也可访问偶数字节。D16地址访问仅需用P1接插件，D32地址访问不仅要用P1接插件也要用P2接插件。MD32的意思是多路复用的32bit数据传送周期，主要是用于3U功能插件进行32bit的数据传送，办法是在23条地址线中的16条地址线上多路复用的进行16bit数据传送。这样，MD32数据传送周期就能做到仅用P1接插件完成两倍速度的数据传送。

字块传送操作就是仅发送一个地址而完成多个数据字节的传送，从而提高了数据传送的效率。字块传送操作标记为BLT，MBLT和A40 BLT。BLT(字块传送)操作有以下各类：①在P1接插件上的8bit和16bit数据宽度传送。②在P1/P2上的8bit，16bit和32bit数据宽度传送。

MBLT(多路复用字块传送)是在VME64技术规范中规定的，它的作用是让数据多路复用31条地址线(A1～A31)和使用LWORD*控制线来完成64bit的数据传送。MBLT字块传送操作时，P1和P2都要被使用。A40BTL(A40字块传送)的目的是在仅有P1的功能插件上，主要是在3U插件上完成8bit，16bit和32bit的多路复用字块传送。

3. 不同地址和数据宽度的混用

VMEbus技术规范允许根据应用要求使用不同的地址和数据宽度。任意的组合都是允许的。例如，A16/D8(0)是简单I/O电路板的通用组合，而A32/D32和A32/D64是高性能单板机功能插件的通用组合方式。

VME64技术规范规定了许多数据传送能力，从简单的8bit传送到多周期的64bit传送都作了规定。此外，从16bit到64bit之间的寻址空间可灵活使用，在作系统设计时就简单多了。有了上述的数据传送能力，VMEbus系统有可能满足各种系统运行要求。

4. 数据宽度

就像地址一样，也能把数据总线进行动态配置。通常就不作任何软件，也能做到 8，16，24 和 32 位的数据传送。也可以进行 64 位的数据传送，但在一个数据传送周期内是完成不了的。

把数据分成四个字节宽度的数据线组就可以改变数据总线的宽度，这四个数据线组分别为：D00～D07，D08～D15，D16～D23 和 D24～D31。使用其中的哪一组数据线取决于数据传送的宽度。主设备用发出数据选通信号 DS0* 和 DS18*、地址线 A01 和 LWORD* 各信号的方法来表明传送的类型与宽度。从设备则把数据从相应线组上取来，或送到相应线组上去。

VMEbus 使用一种 Byte(n)字节协议来规定数据是如何在存储器中存放的。表 11.11 给出了这种协议。

表 11.11　数据在存储器中的结构

操作数	字节地址(二进制码)
Byte(0)	XXXX…XX00
Byte(1)	XXXX…XX01
Byte(2)	XXXX…XX10
Byte(3)	XXXX…XX11

在一次传送期间，主设备将发出 DS0*，DS1*，A01 和 LWORD* 信号，这些信号的发出与期望在何处读或写数据相关。在表 11.12 中给出了这些信号的电平和与之相关的数据通路。

表 11.12　在传送期间数据总线的作用部分

在传送期间数据总线的作用部分				信号电平			
D24～D31	D16～D23	D08～D15	D00～D07	DS1*	DS0*	A01	LWORD*
4 个字节(0～4)							
byte(0)	byte(1)	byte(2)	byte(3)	0	0	0	0
非整列字节(0～2)							
byte(0)	byte(1)	byte(2)		0	1	0	0
	非整列字节(1～3)						
	byte(1)	byte(2)	byte(3)	1	0	0	0
	非整列字节(1～2)						
	byte(1)	byte(2)		0	0	1	0
		双字节(2～3)					
		byte(2)	byte(3)	0	0	1	1
		双字节(0～1)					
		byte(0)	byte(1)	0	0	0	1

续表

在传送期间数据总线的作用部分				信号电平			
D24～D31	D16～D23	D08～D15	D00～D07	DS1*	DS0*	A01	LWORD*
			单字节 byte(3)	1	0	1	1
		单字节 byte(2)		0	1	1	1
			单字节 byte(1)	1	0	0	1
		单字节 byte(0)		0	1	0	1
非法操作				1	0	1	0
				0	1	1	0

5. 非整列数据传送

在 VMEbus 规范中允许进行非整列的数据传送。正如表 11.12 所示，一个 VMEbus 模块能够把数据的 2 个和 4 个字节放在不同的 2 个或 4 个字节边界内。这就叫做非整列的传送。这种非整列的传送可以在两个总线周期把 32 位数据传送到偶地址上，否则要用 3 个总线周期，从而加快了 VMEbus 系统的操作。

当主设备读或者写数据时，能够以各种方式进行。例如，图 11.23 的 B 情况。此外，在一般非整列的边界产生 4 个字节的传送。主设备能够使用两个方法之一传送该数据。使用第一种方法时，主设备传送一个单字节[Byte(1)]，一个双字节[Byte(2～3)]和一个单字节[Byte(0)]。这就意味着，整个传送要用 3 个总线周期才能完成。使用第二种方法时，主设备将做非整列字节[Byte(1～3)]和一个单字节[Byte(0)]的传送。第二种方法仅用了两个总线周期。非整列的传送能够减少了传送数据的 VMEbus 周期数目。

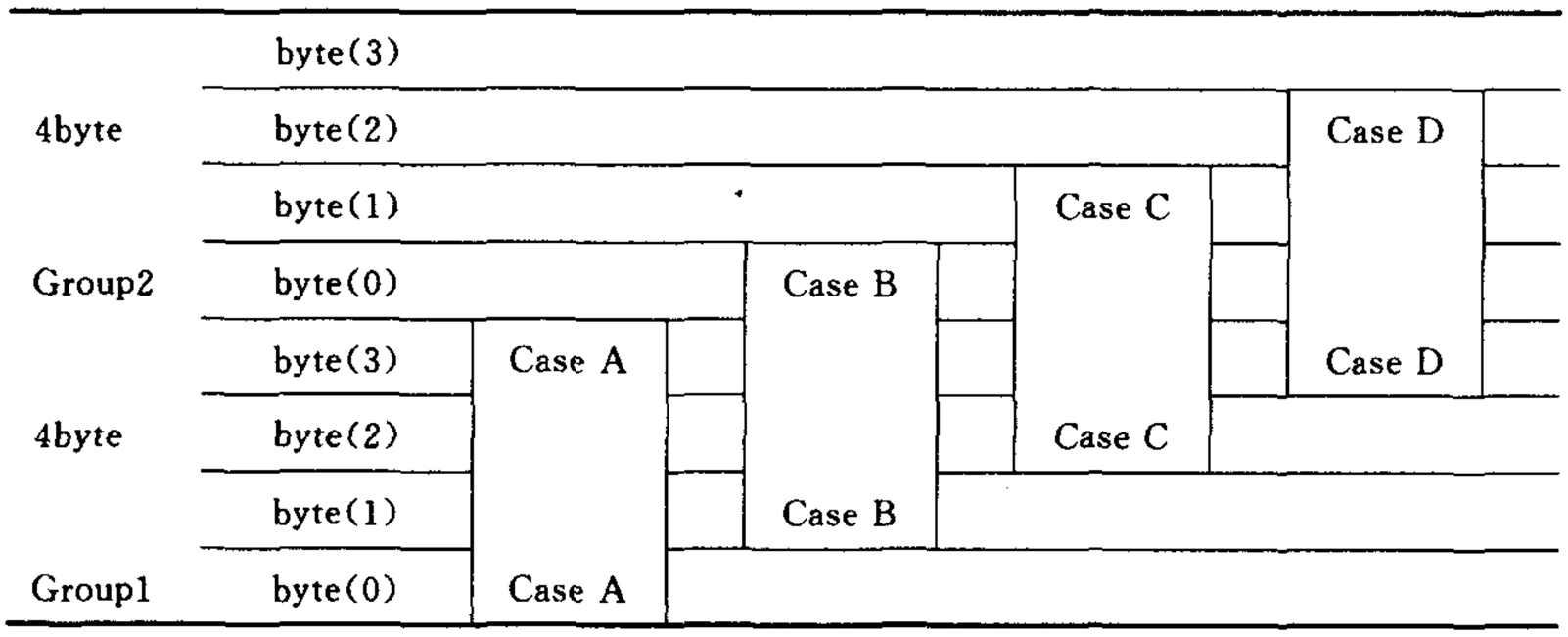


图 11.23　32 位数据保存在存储器的四种情况

VMEbus 规范并没有限定数据传送到存储器或取自存储器的次序。在上例中，单字节(0) 可先于或后于非整列字节(1～3) 传送。

11.4.6 VMEbus 地址修改码

每发出一个地址码的同时，一定要发出一个 6bit 地址修改码[AM0～AM5]，就因为有这种操作，才有可能做到 VMEbus 系统的动态改变寻址宽度，也可以把 6bit 地址修改码看成与每个地址相附属的标记位。表 11.13 是在 VME64x 技术规范中现已定义的地址修改码，共 47 条。

表 11.13 VME64x 技术规范中定义的 VMEbus 地址修改码

地址修改码 AM0～AM5	寻址宽度	说　明
0x3F	24	A24 管态字块传送(BLT)
0x3E	24	A24 管态程序存取
0x3D	24	A24 管态数据存取
0x3C	24	A24 管态 64bit 字块传送(MBLT)
0x3B	24	A24 非特权字块传送(BLT)
0x3A	24	A24 非特权程序存取
0x39	24	A24 非特权数据存取
0x38	24	A24 非特权 64bit 字块传送(MBLT)
0x37	40	A40BLT[仅 MD32 数据传送]
0x36	—	未用/保留
0x35	40	A40 锁定命令(LCK)
0x34	40	A40 存取
0x33	—	未用/保留
0x32	24	A24 锁定命令(LCK)
0x30～0x31	—	未用/保留
0x2F	24	CR/CSR 空间
0x2E	—	未用/保留
0x2D	16	A16 管态存取
0x2C	16	A16 锁定命令(LCK)
0x2A～0x2B	—	未用/保留
0x29	16	A16 非特权存取
0x22～0x28	—	未用/保留
0x21	32 或 40	3U 总线插件用的 2eVME(地址宽度在 XAM 码中)
0x20	32 或 64	6U 总线插件用的 2eVME(地址宽度在 XAM 码中)
0x10～0x1F	—	用户定义
0x0F	32	A32 管态字块传送(BLT)
0x0E	32	A32 管态程序存取
0x0D	32	A32 管态数据存取

续表

地址修正码	寻址宽度	说　明
0x0C	32	A32 管态 64bit 字块传送(MBLT)
0x0B	32	A32 非特权字块传送(BLT)
0x0A	32	A32 非特权程序存取
0x09	32	A32 非特权数据存取
0x08	32	A32 非特权 64bit 字块传送(MBLT)
0x06～0x07	—	未用/保留
0x05	32	A32 锁定命令(LCK)
0x04	64	A64 锁定命令(LCK)
0x03	64	A64 字块传送(BLT)
0x02	—	未用/保留
0x01	64	A64 单次存取传送
0x00	64	A64 64bit 字块传送(MBLT)

在一个总线操作期间,VMEbus 主设备发出的每个地址一定要同时发出一个地址修改码;从设备则要查验 6bit 地址修改码,由它来决定对那些地址线进行译码。例如,A16 寻址要用 A01～A15 地址线译码,A24 寻址则用 A01～A23 地址线译码,等等。

地址修改码也用来指示当前总线处理的类别。由它来区分是指令提取,还是数据访问周期,如此等等。但是,在中断应答周期中,则不必查验地址修改码。在此周期中,由中断处理器发出一个 IACK* 信号,表示当前周期是一个中断应答周期,由主设备关闭 IACK* 信号,表示这是一个数据传送周期。可以把 IACK* 信号看成第 7 位地址修改位。

VMEbus 功能插件的设计因应用要求不同而不同,有的就相当简单,有些就可能相当复杂。例如,一个串行 I/O 插件,作为一个从设备仅要几个字节的寻址空间,使用 A16 寻址就可以了。这样,由于从地址修改码已知将要用于译码的地址线,减少了电路板上的元器件数量,降低了制板成本,也减少了预留的地址空间。而存储器或绘图控制器之类的复杂功能插件,因它们存贮空间太大而必须使用 A24 或 A32 的寻址方式。

单高(3U)和双高(6U)功能插件用的地址修改码是相互兼容的。单高插件仅使用 P1/J1接插件,也只能查验 A01～A23 地址线,所以这类插件仅限于 A16,A24 和 A40 的操作周期。而双高插件则能查验在 P2/J2 接插件上的高 8 位地址线,它们则能完成 32bit 和 64bit 地址的传送。当然,不用地址修改码,也可以知道简单的 P2/J2 扩展总线。

2eVME 的 VMEbus 操作周期也使用一种名称为 XAM 的扩展地址修改码。

11.4.7　VMEbus 仲裁与 VMEbus 系统控制器

VMEbus 系统是一个支持多个主设备共存的系统。因为 VMEbus 总线是 VMEbus 系统的一个共享资源,每个主设备都有资格占用 VMEbus 总线,但又不允许在同一时间有两个主设备驱动 VMEbus 总线,那么,哪个主设备将在当前时间独占总线,则需进行总线管理权的仲裁。这就所谓之 VMEbus 总线仲裁。将由 VMEbus 系统控制器完成系统总线的仲裁。

1. 仲裁与系统控制器的总线仲裁功能

对于21插道总线背板的VMEbus系统，它最多可有21台主设备。每台总线上的主设备都能请求对总线的管理权，并可进行数据传送操作。没有主设备功能的插件就称之为从设备。每个能插入总线背板的VMEbus功能插件，它可以是主设备、从设备，或者它既是主设备又是从设备。主设备能请求获得总线的管理权和在总线上置放地址，而从设备则做不到，它们只能"监测"地址总线，如果总线上的地址与其设置的地址相符时，用读或写数据的方式作为对主设备操作的响应。

正如上述，VMEbus是一个共享的资源，就要使用总线仲裁的机制来协调主设备对总线的占有权，将由VMEbus系统控制器完成系统总线的仲裁。系统控制器一定插在VMEbus机箱的第一插道上。如在第一插道上插入其他功能插件，系统控制器应提供与插入的其他功能插件无关的功能。就是说，插入第一道的功能插件应是带有系统控制器功能的主设备或从设备。

VMEbus能够在一个系统中最多支持21个主设备。因VMEbus仅能提供4个不同级别的总线请求，也允许在同一请求级别上有两个以上的主设备同时请求占有总线管理权，为确定下一次是哪个主设备获取总线管理权，是按发出请求的主设备与第一插道的仲裁器之间的几何空间距离来确定的。假设在3插道上的主设备和在7插道上的主设备同时请求同一级别的总线管理，在3插道上的主设备将首先"看见"雏菊花链的允许线信号，所以它将获得总线管理权。在7插道上的主设备只得等待，一直要等到在3插道上的主设备释放总线管理权为止。再假设在1到6插道的主设备在这期间没有请求总线的管理权，此时，在7插道上的主设备才能接收到允许信号，可获得总线管理权。

2. 系统控制器的系统时钟(SYSCLK)和IACK*雏菊花链驱动器

系统控制器除了有总线仲裁功能之外，还有一个16MHz的系统时钟(SYSCLK)和中断应答(IACK)雏菊花链驱动器。16MHz的系统时钟是公用的时钟。因为VMEbus是一个异步总线，所以在系统时钟与总线上的任何其他信号之间并没有固定的时序关系。系统设计人员可以使用16MHz的系统时钟来替代电路中的振荡电路。但要注意，系统时钟现在还是VMEbus技术规范的一部分，进一步扩展有可能限制对它的使用，建议系统设计人员在以后设计中不要再使用系统时钟。

IACK*雏菊花链驱动器的电路相当简单，该电路只是确保在中断应答周期之内的IACK*和IACK IN*/OUT*信号之间有固定的定时关系。

3. DTB仲裁总线

VMEbus总线分为四组子总线。子总线之一是使用数据传送总线(DTB)的仲裁总线。这组仲裁总线有4个总线请求信号线(BR3*-BR0*)、4对允许占有总线信号线(BG3IN*/BG3OUT*-BG0IN*/BG0OUT*)、1条总线清除信号线(BCLR*)和1条总线忙信号线(BBSY*)。BBSY*信号是由占有总线的任何主设备发出的。主设备把BBSY*信号置高电平时，它将要让出总线管理权。

在系统控制器中的仲裁器有三个仲裁模式：优先级(PRI)模式，循环(RR)模式和单级别(SGL)模式。但仲裁器只能设置为其中的一个模式。仲裁模式的设置是系统初始化的一部分，这是在组成系统时就确定下来的。在优先级模式下，最高优先级是总线请求级别3，其次是2，1，最低的级别是0。循环模式下，允许以顺序方式将总线管理权交给在总线上

的下一个请求总线管理权的主设备，循环的次序是 3,2,1,0,3,2,1,0…单级别仲裁就认总线请求级别 3，其他级别全不认。SGL 用于无需复杂仲裁机理的简单系统。

VMEbus 技术规范规定允许总线仲裁器的总线请求级别 3 设定为 PRI 模式，而总线请求级别 2,1,0 工作在循环模式下。当然，总线请求级别 3 和 2 操作在 PRI 模式下，级别 1 和 0 设置为 RR 模式。

4. 获取总线管理权

如果一个主设备要使用总线来传送数据，它做的第一件事是请求对总线的管理权。为此，它要在四条 BR0* 到 BR3* 总线请求线中的一条线上发出请求信号。总线仲裁器将根据仲裁模式和当前总线的活动情况来决定是否采取动作。例如，总线仲裁器操作在 PRI 模式下，且当前总线主设备在 BR3* 线上获得了总线，此时，总线仲裁器将要等待当前主设备让出总线管理权，就是主设备在把总线让于其他主设备之前，用停发 BBSY* 信号的方式表示让出总线。再如，当前主设备是以 BR2* 获取了总线，而一个主设备在 BR3* 上请求总线，总线仲裁器运行在 PRI 模式下，它将发出 BCLR* 信号来告诉当前主设备：一个更高级别的主设备需要总线管理权。VMEbus 技术规范中没有规定当前主设备接收到 BCLR* 信号之后还能对总线管理多长时间。这个判定将留给系统设计人员。但 VMEbus 技术规范为此仅提出了一个建议：为了加快实时响应，当前的主设备应尽快地让出总线管理权。

如果当前占用总线的主设备在让出总线之前必须要完成一个复杂的任务，那就让它占用好了，一直到完成任务为止。通常，BCLR* 信号要接到每个主设备上的中断线。当发出 BCLR* 信号时，在中断线上的信号通告主设备：另一个设备在请求使用总线。对一个具有多背景任务的系统，这些任务在较低的中断级别下运行，但在偶尔的高级别任务能安全挂停的系统，用中断模式最好。

5. 释放总线

占有总线的设备可用两类模式释放总线：RWD(任务完成而释放)和 ROR(响应请求而释放)。RWD 的意思是：当主设备检测到一个特定的任务已完成时，它将让出总线。通常的作法是，给状态寄存器写一个结束 BBSY* 信号的状态位，这样允许另一个主设备对总线管理权进行仲裁和获得总线管理权之后让出总线。在 ROR 模式下，需要一块电路，由它永远监测总线请求线(BR3*～BR0*)，当这些总线请求线有请求信号时，占有总线使用权的主设备将在下一个周期让出总线。一般，这些操作是由硬件完成的，无需软件干预。在易于挂停和易于再起动的特定任务的系统中，用 ROR 模式比较方便，因用硬件操作比较快，也减少了额外的软件操作。

6. 仲裁模式选择

是选用优先级模式，还是选用循环模式的仲裁完全取决于应用，也取决于系统设计人员的意愿。如果一个 VMEbus 系统必须以级别方式处理在线事例，或者该系统必须在总线主设备让出管理权之前完成特定在线事例的处理，通常最好使用优先级模式(PRI)。如果一个系统中，所有主设备完成的事例，在优先级上是均等时，最好是使用循环模式(RR)，或者在线事例的处理能随时开始并任务完成就停止的系统，也最好使用循环模式。

VMEbus 系统的仲裁模式相当灵活，系统设计人员可根据应用上的要求灵活使用。

11.4.8 VMEbus 读/写周期

VMEbus 读/写周期是一个“标准”的操作周期。它有如下属性：

1)它是“基本”的数据传送周期。

2)在每个读/写周期中，能传送 8bit、16bit，24bit 或 32bit 的数据。

3)用读/写周期不能传送 64bit 的数据。

4)能够使用 16bit，24bit 或 32bit 的地址。

5)不能用读/写周期来作 40bit 和 64bit 的寻址。

表 11.14 是读/写周期使用的 VMEbus 信号。把它们分成三组：地址信号、数据信号和控制信号。

表 11.14　读/写周期使用的 VMEbus 信号

地　　址	数　　据	控　　制
A01～A31	D00～D31	AS*
AM0～AM5		WRITE*
DS0*，DS1*		DS0*，DS1*
LWORD*		DTACK*
		BERR*
		RETRY*

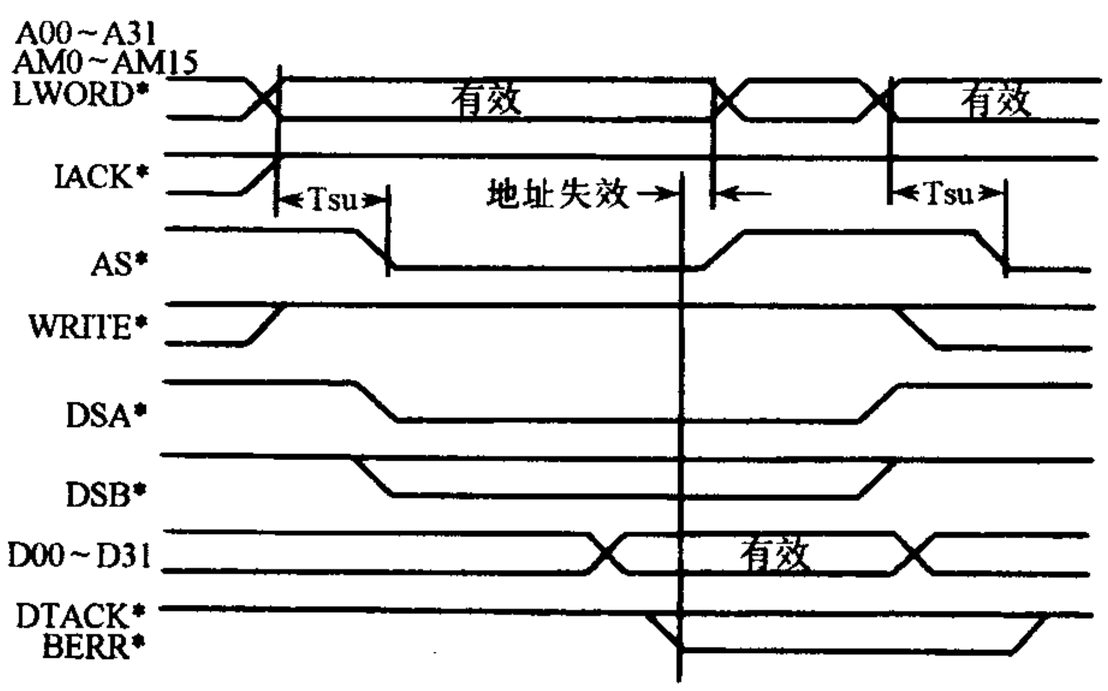


图 11.24　一个具有寻址流水线的典型读周期

图 11.24 是一个具有寻址流水线的典型读周期。在此周期之中，将有如下运作：

1)主设备发出地址(A01～A31)信号、地址修改码(AM0～AM5)信号和 LWORD* 信号。这就表示主设备要访问哪一个响应本读周期的从设备。

2)主设备将关闭 IACK* 信件，这表示当前传送周期不是一个中断应答周期。

3)主设备发出地址选通信号 AS*，这表示发出的地址是一个有效地址。

4)主设备关闭 WRITE* 信号，这表示当前执行的是读周期。

5)主设备发出数据选通信号 DS* 或 DS1*，这两个数据选通信号可以由主设备同时发出，或只发出一个，来表示在 D00～D31 数据总线上的那些数据线将被读取。

6)延迟某一时间之后，主设备将驱动数据总线 D00～D31。

7)数据总线稳定之后,从设备发出数据传送应答信号(DTACK*)。如果从设备没有发出 DTACK*,而是发出总线错误信号(BERR*),这就表示在该周期的执行过程中发生错误,例如发生奇偶校验错误;如果从设备发出一个重发(RETRY*)信号,就表示从设备正忙,这样,主设备应过一段时间重发此读周期。

8)如果正常执行下去,应在延迟某一时间之后,主设备将锁存 D00～D31 上的数据。

9)主设备关闭 DS0*/DS1*信号,表示它已经锁存了总线上的数据。

10)从设备关闭数据传送应答信号(DTACK*),表示从设备已完成本周期的操作。

VMEbus 写周期与读周期相类似,过程是:主设备发出 WRITE*信号,并在总线上置以一个有效的数据。当主设备发出 DSA*信号之后,从设备将锁存主设备置放在总线上的数据,从而完成主设备的写周期(图 11.25)。

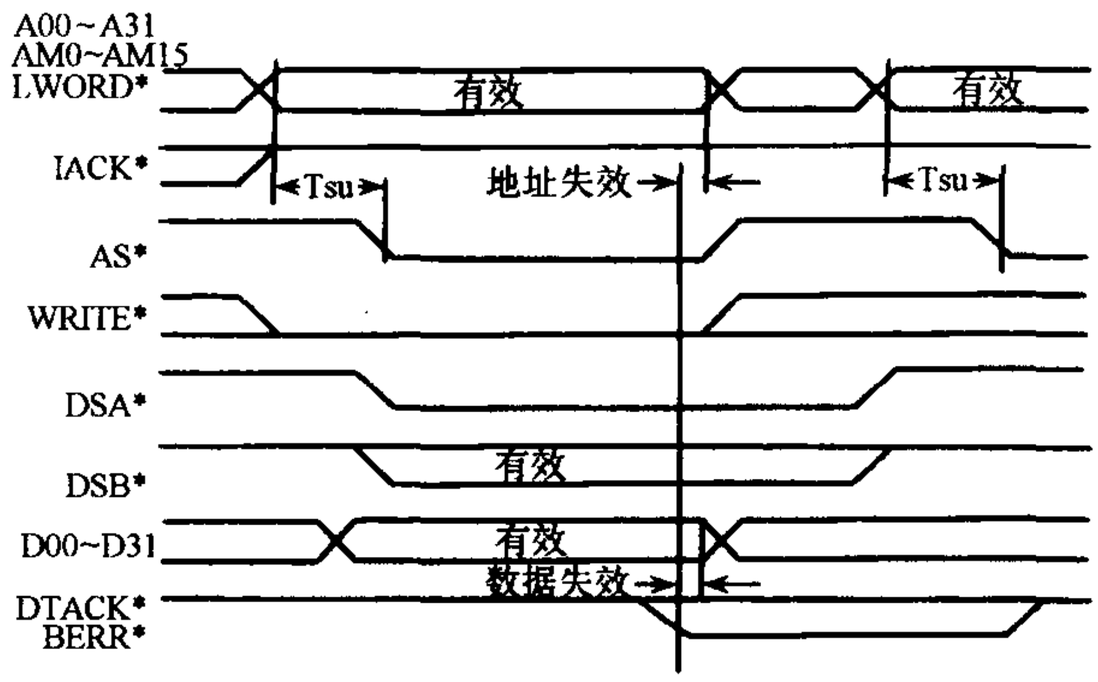


图 11.25　一个具有寻址流水线的典型写周期

有关 VMEbus 读/写周期需了解以下三个问题。

1. 数据选通信号

VMEbus 技术规范中,对于数据选通信号的命名有两种形式。数据选通信号的实际信号名字是 DS0*和 DS1*。但是,在技术规范中,常常称之为数据选通信号 DSA*和 DSB*。它不是实际信号线的名称,但是却给出了这两个数据选通信号发出次序的信息,主设备总是先发出 DSA*信号,DSB*信号总是在其之后。DSA*信号即能代表 DS0*信号,也能代表 DS1*信号。在一些情况下,也能使用 DSX*信号来代表 DS0*或 DS1*,表示发出了数据选通信号。

2. 总线周期的互锁

VMEbus 总线周期使用一种完全互锁的握手机理,始于数据选通信号 DS0*和 DS1*,终于 DTACK*、BERR*或 RETRY*信号。

在一个总线周期开始之时,如果从设备还没有关闭 DTACK*、BERR*或 RETRY*信号的话,主设备就不应发出数据选通信号 DSX*。如果作了这种操作,当前(或前一次)读/写周期在总线上的数据将被废止。同样,在一个周期结束时,主设备没有关闭数据选通的任何一个信号 DS0*/DS1*,从设备也不能关闭 DTACK*、BERR*或 RETRY*信号。这两个过程是 VMEbus 总线通信的全互锁握手过程。

还要注意一点,在使用或设计带有微处理器的主设备时,680XX 的微处理器使用的是全互锁总线周期,而别种微处理器就不一定是这样,这样,要增加一些电路以便达到完

成全互锁握手操作。

3. 寻址的流水线操作过程

某些微处理器或某种外设为了加快数据的传送，使用了一种寻址的流水线操作过程。所谓寻址的流水线操作过程，就是在当前周期完成之前，总线主设备预先就把下一个总线周期的地址广播在总线上了。详见图 11.24，其中“寻址失效”(address rot)期间，主设备在从设备发出 DTACK* 信号之后将立即关闭 AS*，在总线上放置上新的地址，之后再次发出 AS* 信号。用把地址广播与前一个周期相重叠的方式，将能够大大加快总线的传送。但是在从设备设计时要加上相应的功能，以响应流水线寻址周期。

根据规范，在从设备关闭 DTACK* 信号之前也可作新地址的广播。

在极少数使用寻址流水线操作的情况下，曾产生功能插件之间的不兼容问题。此时，有的 VMEbus 从设备功能插件，因不具有寻址流水线操作功能，在 AS* 的下降沿时锁住了其地址线。如果主设备已获取寻址流水线操作周期，就要出问题了。主设备可能锁存了一组错乱的数据，使该总线周期完全混乱了。当然，已设计有此功能的从设备就不会产生这类问题了。

11.4.9 VMEbus 的雏菊花链连接

在 VMEbus 系统中有五条雏菊花链信号。其中四条用于总线仲裁，一条则用于中断应答。雏菊花链总线信号是串行传输的，但不是连续的。这些信号从总线背板上的第一插道开始，在接插件的输入插针进入，从接插件的另一个输出插针出来。在输入插针与输出插针之间是否连续，就要看在接插件上是否插有功能插件。如果在某一插道没有插件插入，则要在背板上加上跳线，以保证其连续性。这样，输入插针就直接连接到输出插针。如果不加跳线，这个雏菊花链就断了。若又插入了功能插件又加了跳线，因为输入与输出插针短路，整个系统的操作就不确定了。所以，在使用老式结构时最好记住以下口诀：**在背板插道上有插件就不要加跳线，在背板插道上没有插件就要加跳线**。新系统中，已完全自动切换了。

前面已经介绍过了雏菊花链连接在总线仲裁时的用法。下面将介绍雏菊花链连接在总线中断时的用法。

VMEbus 中断子总线提供 7 个级别的中断请求，最低的级别是 IRQ1*，最高的级别是 IRQ7*。在一个 21 插道的系统中，可能含有许多中断源，就有可能在同一时间、同一中断级别上请求中断。中断允许雏菊花链线的定名为 IACKIN*/OUT*(中断应答 INY/OUTY)，用它来允许最靠近第一插道的中断器对总线的中断请求。如果背板上有空道，也没有加跳线，这条中断允许雏菊花链连接就断了。如果在空道之后插上带有中断器的设备，除非空道上加上跳线，否则永远不会接受到中断应答的信号。

现代的接插件带有自动雏菊花链跳线结构。

11.4.10 VMEbus 的二次总线和多机箱操作

1. VMEbus 系统的二次总线

使用 VMEbus 总线系统优点之一是它的适应性与灵活性。当实验要求有所改变时，可以用改变 VMEbus 功能插件或结构的方法来满足新的要求。如果对新设计的系统增加

了性能要求或者新系统要求超出了现有 VMEbus 系统的数据传送能力，用改变组合结构的方法可能解决不了问题了。解决这个问题的办法之一是使用一种二次子系统总线。在 VMEbus P2 接插件的 A 列和 C 列已规定为“用户定义”的插针，A 列和 C 列有两个用途，其一是给功能插板增加更多的 I/O 总线，另一是用作为一种二次子系统总线。

VSBbus(VME 子系统总线)构成 VMEbus 系统的二次总线。它支持 6 个插道的总线背板。除了用于存储器扩展总线之外，二次总线也能用来减低 VMEbus 的总线数据通讯量。例如，在一个实时实验系统中，数据和事例数据通信量超出了 VMEbus 的数据传送能力，可用另一总线来承担部分数据通信量，比如，在硬盘与 CPU 板之间的连续数据传送就能用 VSBbus 完成。

在某些高能物理的实验系统中，可能对 VSB 总线进行扩展，就是工作在电缆总线方式下，既可使用有源重复器也可使用无源终端网络，这样，VSB 总线在多 VMEbus 系统之间增多了一种连接方式。

2. VMEbus 子母板功能模块

在一个 VMEbus 功能模块中，必须有一块功能板，它能完成所设计的所有功能。一旦由于实验的要求，需给这块功能板添加一些功能时，首先可考虑的方案是在这块功能板上加上一块附加功能板。子母板功能模块的概念就建立了。就是在 VMEbus 功能电路板(母板)上叠加一个附加的功能板(子板)，构成一个既能完成母板功能，又能完成子板功能，或者两者功能皆能完成又加以它们组合后的新功能。子功能板可不必使用 VMEbus 总线而完成其所加的功能。例如，为了设计一个 VMEbus 主设备，在母板上就是一个包含 CPU 的基本电路，而它的 I/O 功能电路则在子板上，可根据功能需要设计一批子板随时替换。子板是一种细长的电路板，它在功能插件内平行地安装在母板的上面，用一个子板连接器达到它们之间的连接。这类子母板结构现已广泛应用。简单的就是一个工业 I/O 功能插件，复杂一些的，在极高速数据传送也可用这种结构。

子母板功能模块结构为构成系统提供了很好的灵活性，但是它也必然损失在系统扩充时的兼容性。为此，需对子母板设计进行标准化。但是，制定一个能覆盖各类功能和结构的标准文本，这也是不可能的。VIPA(VME 国际物理协会)推荐了两类标准子母板功能模块结构。它们是 IP(IndustryPack ®)功能模块(ANSI/VITA4-1996)和 PMC(IEEE P1386.1)总线功能插件。PMC 是“PCI 总线子母板卡”的英文缩写，它支持 VMEbus，Multibus I，Multibus II，Futurebus 等总线系统的机械结构，更适合于 VMEbus 系统应用。下图是一个 PMC 功能插件的概念性的结构图。

3. VMEbus 系统的多机箱操作

所有 VMEbus 背板的最大宽度情况下，也就有 21 个功能插件的插道。如果需要更多的插道，就要采用多机箱操作。为解决这个问题有两个解决方案，其一是使用一种称之为“VMEbus 到 VMEbus 连接桥”的电路插板；其二是使用一对“反射存储器”电路插板。总线到总线的连接桥就是让在一个总线背板上出现另一个总线背板的总线周期。反射存储器就是让在一个总线背板上出现另一个总线背板上的存贮程序段。当然还有其他解决方案。

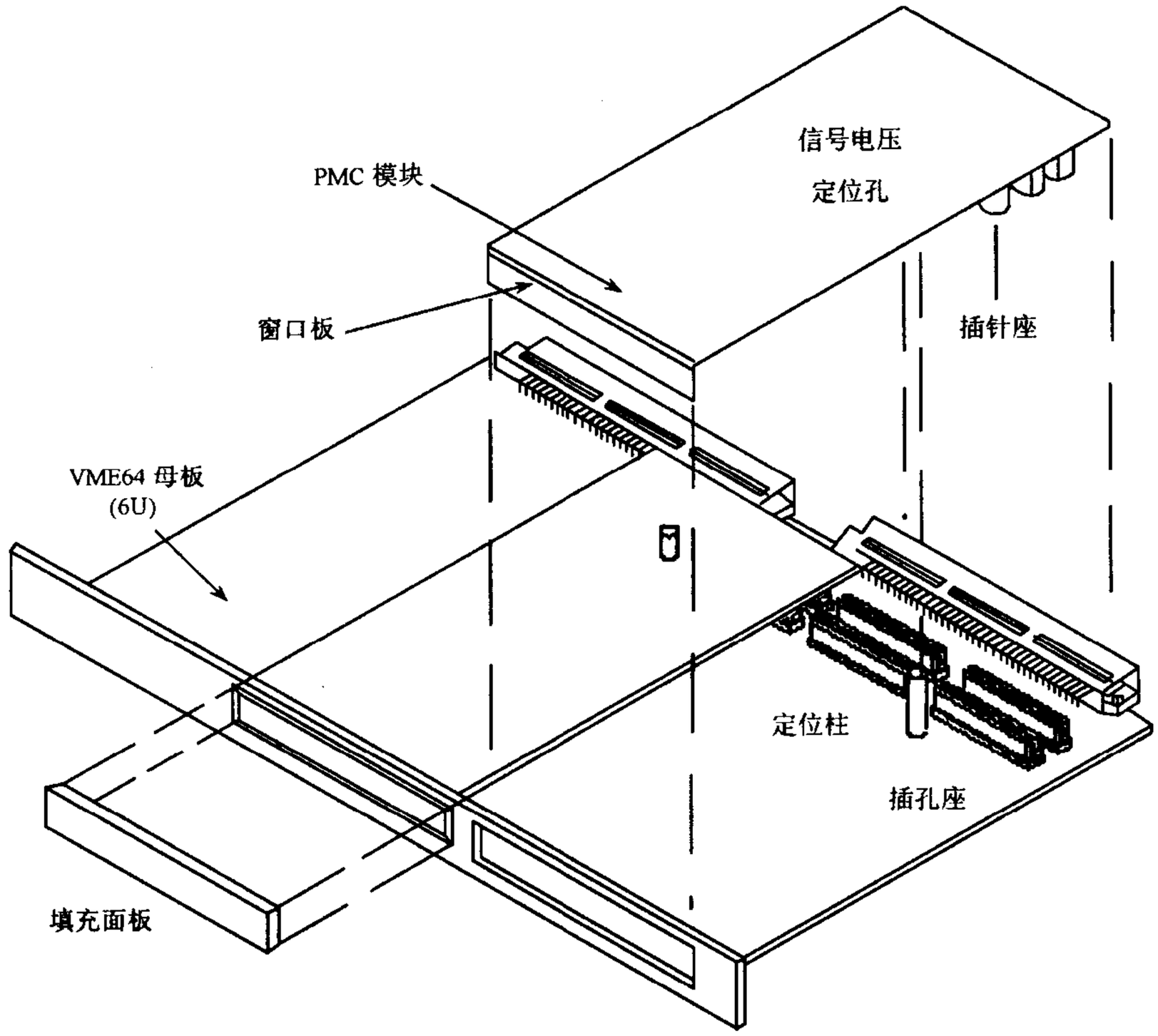


图 11.26　PCI 子母板卡(PMC)的概念性结构图

11.4.11　VMEbus 的系统设计

VMEbus 的系统设计需考虑许多问题，而最要研究的问题，有下列几项：①机械结构设计。②接口电路的设计。③深入理解总线的协议。④要确定设计的目标，是专用还是通用等等。本节所讨论的是机械结构设计和如何进行可靠设计等有关问题。

谈论 VMEbus 系统的机械结构，必然关系到机箱、插件的导轨、前面板以及总线连接背板等一系列事项，就是这些机械结构从机械上支撑着电子学系统。由于它们属于机械领域而不属电子学领域，所以电子学和软件工程师一般并不关心它们。但是，就是系统的机械结构在整个系统可靠性方面起着关键性的作用。一个不可靠的接插件，常常出毛病的 I/O 电缆连接，或者容易从机箱中振出的功能插件等等情况，会把一个在实验室工作良好的系统，在现场工作时却经常出问题。

接插件为 VME 电路模块和总线连接背板之间的电子接口提供了机械连接。各类接插件应该在任何恶劣环境下都能可靠地工作。可以说，接插件是 VMEbus 总线连接背板接口可靠工作的核心。

另一个重要的问题是 VMEbus 系统是否能够满足电磁兼容(EMC)要求。大多数 VMEbus 系统是要与其他电子学系统协同工作，所以为了达到整个系统所要求的可靠度，重要的一点是应有一个有保障的 EMC 标准。一个 VMEbus 系统的某个部分可能对外

部环境产生的电磁干扰(EMI)特别敏感;同样,VMEbus 系统本身又可能产生 EMI,此时,最好把 EMI 阻挡在 VMEbus 系统内部,不要干扰其他电子学电路。要达到这个目的,也只有用机械结构才能提供系统的整体可靠性。机箱和机盒等皆能部分地解决可靠性问题。VMEbus 功能插件的前面板可起一种 EMI 屏蔽作用,但是要做到更全面的屏蔽则需要使用一个前面板 EMI 密封垫。这种 EMI 密封垫就是一套弹簧件,用它把导电金属窄条紧固在前面板的两边,这样,把前面板连成一体,以达到抗 EMI 的目的。在新的 IEEE 1101.10 标准中提出,采用一个校直插针以防把 EMI 密封垫压到一边,而不均衡。

在许多 VMEbus 系统中,非常重视冲击和振动问题。大一些的电路板要比小一些的电路板更容易受振动的影响。有一种叫做钢化条的薄金属带,把它放在电路板上可能增大抗振动的能力,但是,放的太多也不见得效果增强很大。VMEbus 系统支持 3U、6U 的电路板,这两类电路板都能用在有一定冲击和振动的环境下,3U 功能插件比 6U 功能插件更抗冲击与振动,而加以钢化条的 6U 功能插件也可达到所需的刚度。由于 9U 功能插件的电路板面积更大,所以更要注意抗冲击与振动问题。电路板的尺寸也是影响系统可靠性的一个因素。

尽管 VMEbus 功能插件可以插在总线连接背板的任何一插道皆可,可是,系统设计人员也可以要求把专用的插件能插入一个专用的插道。使用专用的插件可以是 I/O 方面的要求,也可以是因为其总线请求中断优先级上的要求。而在现场组装或维修时,把一个专用的插件插错了道,就有可能影响系统的性能,达不到预期的工作状态,或者整个系统瘫痪了,甚至使整个系统毁了。为此,在 VME64x 技术规范中推荐了一种新的密钥方法,可以提高系统安装的可靠性。

当一个功能插件插入 VMEbus 机箱时,总是要出现一个静电放电(ESD)的电位。静电放电可能产生瞬时闪电,这就有可能造成系统的永久损坏,或者造成系统的物理损伤,就需做现场替换。为解决这个问题,VMEbus 推荐了一种 ESD 防护窄带,将它放置在电路板的元件面一边。还有一种 ESD 兼容的机箱,它带有一个嵌入导轨前端的 ESD 接点夹,把这个接点夹接到机柜的地线上。但是,在 ESD 放电防护窄带与机箱电源回线之间要加一个电阻,由它来限制静电放电的电流。另外,在 VME 机箱上有一个多用途的校直插针,如果因功能插件插拔而在前面板和 I/O 接插件之间发生静电放电时,这个校直插针为放电电流提供一个接地通路。

原来的 VMEbus 插件前面板插拔把手没有做技术规范。VME64x 技术规范推荐了一种前面板插拔把手的标准,用来插拔带有 5 列接插件的 VME 功能插件,也规定了相关的插拔力的要求。

本节所讨论的问题,是完成可靠系统的设计所需要注意的几个因素。

11.4.12 VMEbus 软件

VMEbus 标准文本中很少论及软件问题,但它却有较大的软件基础,任何一个计算机结构体系都会提供适用于自身的 VMEbus 系统用的软件。现在已知有 100 个以上商业操作系统运行在 VMEbus 系统之中。也有一些专用的操作系统。表 11.15 列出一些 VMEbus操作系统,也就是少量的举例而已。

软件标准化的呼声一直存在。VME64xP 规范中有关 VMEbus 系统的软件问题有如

下说明：

在 VMEbus 系统中，软件如同硬件一样重要。本标准文件不涉及软件问题，但出现了几个 VMEbus 相关的软件标准文件，列举如下(能从 VITA 办公室获得这些标准文件的复制件)。

表 11.15　VMEbus 操作系统举例表

通用的 VMEbus 操作系统		
UNIX 形式操作系统	WINTEL 形式操作系统	实时操作系统
Solaris		VxWorks
SunOS	DOS	pSOS
Berkeley	OS-2	LynxOS
AT&T	Windows 3.1	QNX
Linux	Windows 95/98/NT	RTLinux

1)ANSI/VITA 19-1997 标准(BusNet)。该标准是一个使用两个以上设备(共享或同等层)通过一个总线背板进行网络通信的公共方法。本协议是上下文独立的，所以，能够由同一总线背板的同等层使用更高级别的网络协议。两个必读的相关标准是 ANSI/VITA 19.1-1997，BusNet 媒体存取控制(MAC)和 ANSI/VITA 19-2-1997，BusNet 连接层次控制(LLC)。

2)ANSI/VITA 25-1997 标准，寻址软件问题，使用 VITA 23 标准的用户可能对此问题有兴趣。VITA 25 是一个调用 VISION 的 VMEbus 应用程序接口。VISION 是英文“Versatile I/O Software Interface for Openbus Networks”(开放总线网络用的通用 I/O 软件接口)的缩写。

11.5　NIM 系统与前面板互连

11.5.1　概述

NIM 系统的规范是在 1964 年由美国原子能委员会的 NIM 委员会所制定的。NIM 是英文 Nuclear Instrument Module (核仪器插件)字头的缩写。简而言之，NIM 系统是一个由标准模块化的功能插件和安放这些模块化插件的机箱与相应电源组成的标准仪器系统。至今，NIM 系统仍在广泛使用。

在粒子物理实验总线系统和核仪器系统中，各功能插件之间、机箱之间、机柜之间和各子系统之间存在大量的电缆互连。以北京谱仪为例，各类互连所用的总计电缆要以万米长度计算。在一个实验系统中，要按一定的规范去互联，这是系统是否能可靠工作的重要保证之一。

11.5.2　NIM 系统[25]

1. NIM 插件

(1) NIM 插件的机械特性

NIM 插件的前面板高度为 221.34mm，其宽度可以根据应用的需要进行选取，标准 NIM 机箱一般可容纳 12 个单宽 NIM 插件，在一个标准机箱内所插入的功能插件可以是单宽和多宽插件的任意组合，但其合计总宽度要小于或等于机箱的总宽度。非标准机箱的宽度也要是单宽 NIM 插件的整数倍。表 11.16 是 NIM 插件前面板宽度表。NIM 插件的深度(不包括面板和插件接插件所占有的深度)是 245.72mm。一个标准单宽 NIM 插件的尺寸是 221.34mm×34.29mm×245.72mm(高×宽×深)。所有 NIM 插件的垂直方向都应有通风区，其通风区不得小于直立插件的水平总投影的 10%。

表 11.16　NIM 插件前面板宽度表

宽　度	公　制/mm[1)]
1	34.29
2	68.68
3	103.07
4	137.46
5	171.86
6	206.25
7	240.64
8	275.03
9	309.42
10	343.81
11	378.21
12	412.60

1) 公差 +0.000 mm；−0.25 mm.

(2)NIM 插件后部的接插件

每个 NIM 插件后部都装有一个插件接插件，一般应该带有接插件外罩。外罩的作用有二：一是保护插件接插件的插脚不受外界的机械损伤，二是与机箱接插件的外罩配合使用时，可增强电屏蔽性能。插件接插件有 42 个插脚，图 11.16 是插件接插件插脚功能分配图表。从此图看出，插件接插件的大部分插脚是备用或空闲，已有功能定义的插脚见表 11.17。插脚(Pin 42)是“高质量地线”，可做为零电位参考，所以要考虑使用电流扼流圈。

表 11.17　已有功能定义的插脚

插脚号	功能	插脚号	功能
10	+6V	33	117Vac(火线)
11	−6V	41	117Vac(中线)
16	+12V	34	电源地回线
17	−12V	42	高质量地线
28	+24V		
29	−24V		

(3) 信号接插件与高压电缆接插件

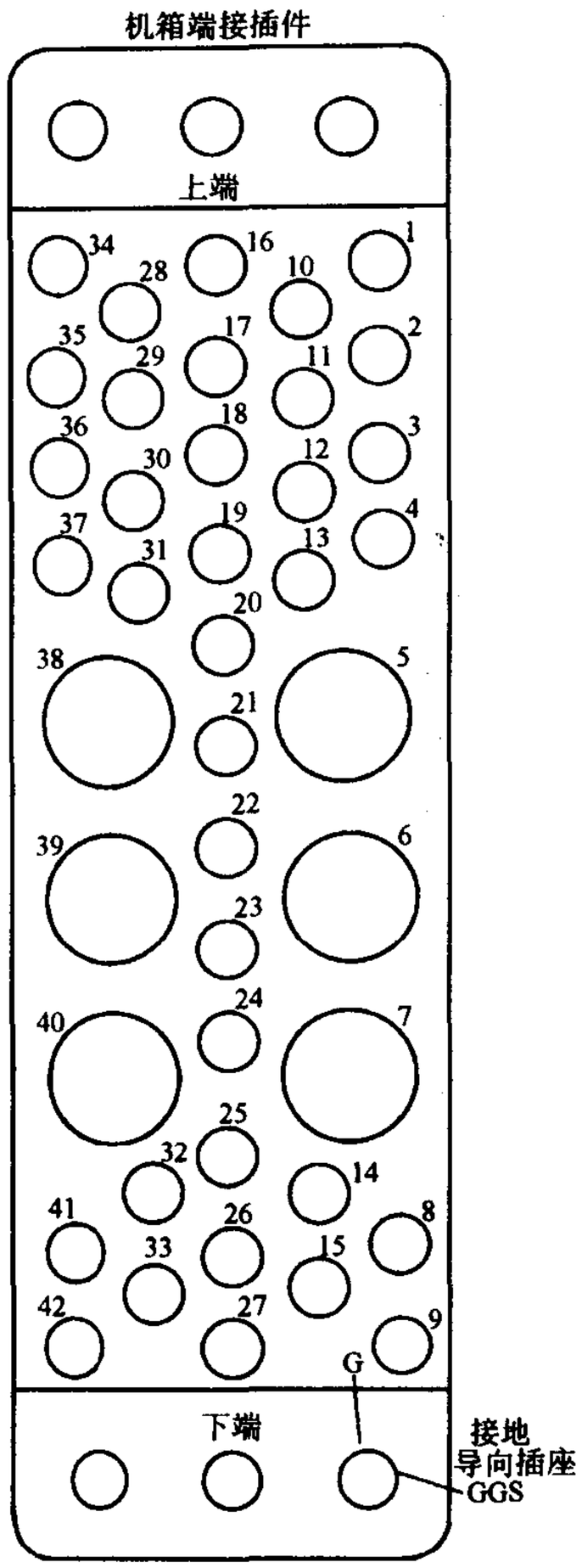
信号接插件应是以下两种：

1) 50Ω BNC 型同轴电缆接插件。国产型号为 Q9。

2) 50 CM 型，国外商品型号为 LEMO 和 Kings K-loc 同轴电缆接插件。

用于 5kV 以上的高压电缆接插件，应该是“安全式的高压接插件”，国外商品的参考型号为 SHV。

在 NIM 插件的前面板和后面板都可以安装信号接插件与高压电缆接插件，但是在后面板的下部 76.2mm 内不得安放任何电缆接插件。



	插针	功能
	1	保留
	2	保留
	3	空闲
	4	保留
	5	
	6	
	7	
	8	+200V DC
	9	空闲
*	10	+6V
*	11	–6V
	12	保留
	13	空闲
	14	空闲
	15	保留
*	16	+12V
*	17	–12V
	18	空闲
	19	保留
	20	空闲
	21	空闲
	22	保留
	23	保留
	24	保留
	25	保留
	26	空闲
	27	空闲
*	28	+24V
*	29	–24V
	30	空闲
	31	空闲
	32	空闲
*	33	117V AC(火线)
*	34	电源返回地线
	35	清除
	36	门控
	37	空闲
	38	
	39	
	40	
*	41	117V AC(中线)
*	42	高质量接地线
	G	接地导向插针

* 必须做总线式连接

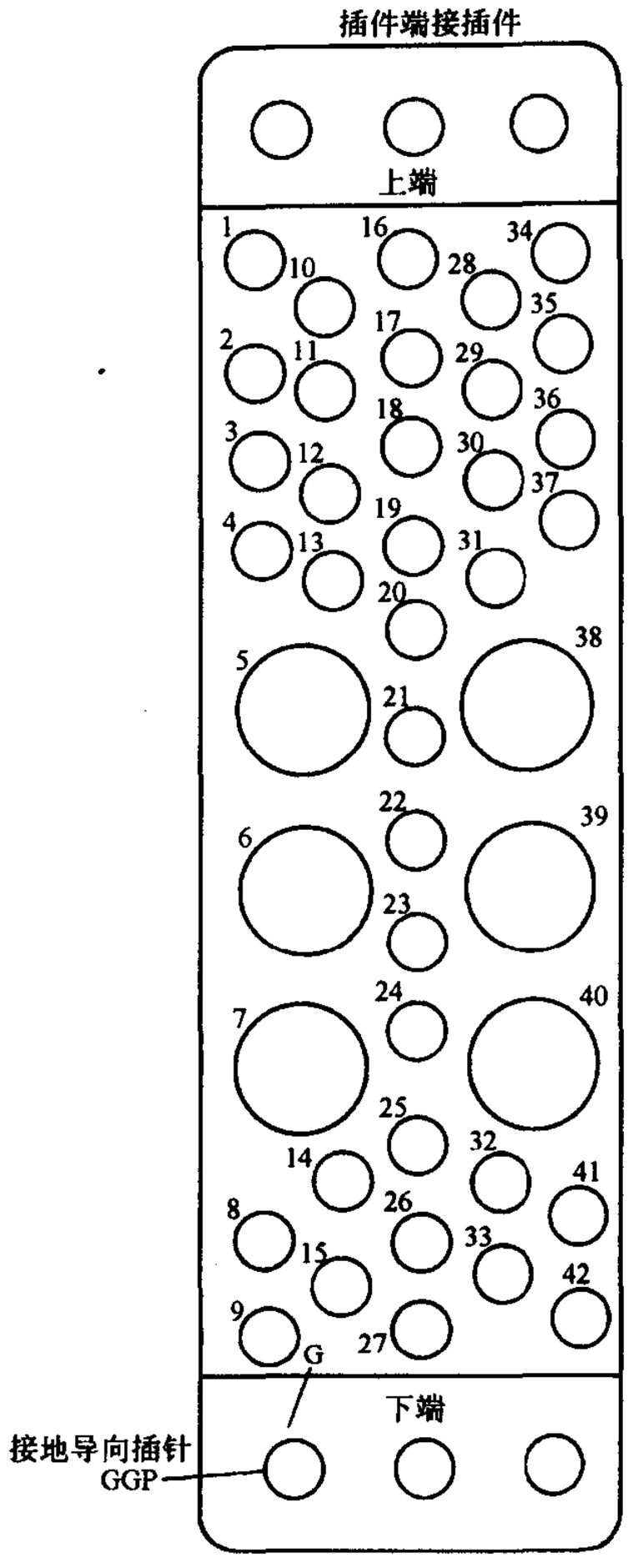


图 11.27　插件接插件插脚功能分配图表

2. 逻辑信号和模拟信号

(1) 数字数据传送的逻辑信号电平

	标称 信号电平	输出 (应该发出)	输入 (应该响应)
逻辑“1”	+4V	+4.0V min	+3.0V min
逻辑“0”	0V	+1.0V max	+1.5V max

所列的电压包含噪声分量。

(2) 快逻辑信号电平

	输出驱动器电流/mA 进入 50Ω 负载	接收器输入电压/V
逻辑“1”	−14～−18	−0.6max～−1.8min
逻辑“0”	−1.0～+1.0	−0.2min～+1.0max

在不考虑信号电平范围的情况下,快逻辑信号电平为:

正逻辑电平(在 50Ω 负载时)

逻辑“1”　　−0.8V

逻辑“0”　　0V

(3) 模拟信号

对于微秒级的模拟信号,优选的开路输出电压范围是 0 到+10V。

对于快于微秒的模拟信号,在 50Ω 负载时,优选的输出电压是 0 到−1V 和 0 到−5V。

3. NIM 机箱与机箱电源

(1) NIM 机箱

NIM 机箱的机械结构是符合国际通用的 19 英寸的标准结构。每个标准 NIM 机箱都应有 12 条插入导轨和 12 个机箱接插件。在标准结构中,最多可能容纳 12 个标准单宽 NIM 插件,或者由多种不同宽度 NIM 插件的组合,但总计宽度不得大于 12 个标准单宽 NIM 插件。机箱通过机箱接插件向 NIM 功能插件供电。

(2) 标准 NIM 机箱电源

一般情况下,标准 NIM 机箱电源安放在 NIM 机箱的后部,以便为插入机箱的 NIM 功能插件供电。

NIM 机箱电源的输入交流电压的范围应该是正常线电压+10%～12%之内,正常线频率±3Hz 之内。

标准 NIM 机箱电源应该同时提供 6 路直流电压,它们有以下特性:

电压/V	电流/A	可调性/%	短期稳定性/%	长期稳定性/%	噪声/纹波/V
+6	0～5	±0.1	±0.6	0.5	10m
−6	0～5	±0.1	±0.6	0.5	10m
+12	0～2	±0.05	±0.3	0.5	3m
−12	0～2	±0.05	±0.3	0.5	3m
+24	0～1	±0.05	±0.3	0.5	3m
−24	0～1	±0.05	±0.3	0.5	3m

(3) NIM 专用电源

不提供全部±6V,±12V,±24V 和 117Vac 的 NIM 电源,但所提供的电压特性完全符合标准 NIM 机箱电源要求的机箱电源称之为 NIM 专用电源。有些 NIM 电源的电流输出(一路或多路)高于标准 NIM 机箱电源的规定,也属 NIM 专用电源。

(4) NIM 插件电源

该电源装在 NIM 插件内，通过插件的 42 脚接插件向插入 NIM 机箱的插件供电，它也应包括±6V，±12V，±24V 和 117Vac，但所提供的电压的特性应完全符合标准 NIM 机箱电源要求。要特别注意：这种电源的输出(包括输出引线和本机地线)皆为电浮动的，在电源插件的内部不得接外壳地。

11.5.3 核电子学插件的若干规定及信号传输

1. 快核电子学插件的若干规定[9]

本节将简要地介绍若干用以描述粒子物理实验用快核电子学插件性能的规定。

(1) 线性输入

输入端模拟量(可为直流或脉冲)，可由下列参数描述。

1) 输入阻抗：应在给出输入阻抗的同时，给出输入阻抗的准确度、对于给定上升时间的脉冲的反射系数以及保持这一输入阻抗时所容许的最高电平，也就是输入保护电路的钳位电平。

2) 输入极性：(+)、(−) 或双极性。

3) 耦合方式：直流，或交流(给出时间常数)。

4) 保护：对直流或瞬态过压的保护情况(给出数值)。

5) 电压失调：是指输入端的静态直流电压，应给出它与时间、温度和电源电压之间的关系。

6) 等效输入端噪声：是指输出端实际测得的噪声电平除以仪器放大倍数之值。

7) 线性范围：电压、电流或电荷量的线性范围。

8) 过载恢复：在给定的输入端过载后，仪器恢复到正常工作所需要的时间。

9) 串音：当一个仪器包含多个通道时，各输入端间的互相影响。

此外，对于成形电路、甄别电路等对模拟信号进行非线性加工的仪器，还应规定：

10) 阈值(电压阈或电流阈)：阈值的准确度及其与温度、时间、电源电压、输入脉冲宽度、输入脉冲上升时间的关系，以及与以前的过载情况等的关系。

信号通过阈的时间一般作为时间参考点。

11) 输入过驱动：是指输入信号超过阈值的倍数。

当给出输入到输出的最高延迟、最高工作频率等性能时，应说明输入过载情况。

(2) 线性(或模拟)输出

1) 输出阻抗(电压源或电流源)，以及负载对其准确度的影响。

2) 直流失调：其定义与输入端参数一样。

3) 上升/下降时间：一般是指输出信号上升沿或下降沿 10%到 90%之间的时间。

4) 建立时间：信号达到稳定平顶所需的时间。当由信号的平顶携带所需的信号时，例如时幅转换电路和某些“Majority”电路的输出，应有较小的建立时间和上冲。

5) 增益：当给出增益时，应同时给出它的准确度，以及增益与温度、时间(长期)和电源电压的关系，和其积分和微分非线性。

6) 漏通：是由于某些来源引起不需要的输出，例如可能由相邻通道或某些辅助信号所引起。

7）传输延迟：是信号通过仪器电路所需的时间。要在给定的参考点之间进行测量。

（3）逻辑输入（NIM 电平）

在 50Ω 负载上，逻辑电平：

逻辑“0”：　　+1V 到－200mV 之间的任何信号；

逻辑“1”：　　－600mV 到－1800mV 之间的任何信号。

1）输入阻抗：应为 50Ω；在桥式连接时的输入阻抗应远大于 50Ω，这时许多插件能够直接连接起来，在最后一个插件上予以终端匹配。

2）反射：按 CERN 仪器库的规定，反射与信号平顶之比最大可达 12.5%。

3）最小宽度或重叠宽度：是可使仪器产生有效输出所需要的单个信号的最小宽度，或所需要的时间符合信号的重叠宽度。

4）终端：不用的输入端一般不要求匹配，除非另有说明。

（4）逻辑输出

1）输出阻抗：或是高阻抗（电流源），或是低阻抗（电压源），此处的低阻抗是与 50Ω 特性阻抗相比而言。

2）输出方式：正常的或是互补的输出；单输出或双输出。输出具备短路保护。不用的输出端无需匹配。

3）双输出：双输出是标称值为 32mA 的电流源，可以驱动两个 50Ω 的负载。

4）单输出：－16mA 的电流源，或－800mV 的电压源。

5）上升/下降时间：一般是指输出信号上升沿或下降沿测量－100mV 和－700mV 之间的时间。

6）过冲：在正常输出和互补输出均允许有一定的过冲。在 CERN 的仪器最高允许可达 15%。

7）传输延迟：是信号通过仪器电路所需的时间。要在给定的参考点之间进行测量。

8）时间晃动：由各个脉冲的传输时间的随机涨落来规定。

9）时间移动：是在给定的变化条件下，例如输入过驱动、输入信号上升时间、或符合输入端的数目等，所引起的传输时间的变化。

10）输出宽度：给出输出脉冲宽度时，应给出其准确度，以及其随温度、时间、电源电压、输入宽度及输入过驱动的变化。

11）脉冲双分辨：对于一个非正馈系统（例如逻辑扇入扇出单元、电平转换器）来说，是指输出脉冲仍可在逻辑上分开时，两个输入脉冲间的最短时间间隔。

12）最高可用重复频率：对于一个包含正馈电路的仪器来说，例如成形电路、甄别器等，最高可用重复频率决定于它的双脉冲分辨加上产生有效输出所需要的最小输入脉冲宽度。

13）可分辨时间（或正馈系统的双脉冲分辨）：是指仍能产生两个具有最小宽度的输出脉冲时，两个输入脉冲前沿之间的最短时间间隔。在时间间隔更短时，第二个脉冲一般就要丢失，如果输入端突然输入一束计数率很高的脉冲，那就只有一个输出脉冲，引起逻辑上和计数上的错误。

14）适时更新：有些甄别器或门脉冲产生器具有适时更新（updating）功能，那就是，即使前一个输入所触发的时间过程尚未结束，第二个脉冲仍可使仪器内部的触发成形过

程重新开始；在这种情况下，输出脉冲将要变宽，变宽的程度和两个输入脉冲的时间间隔有关。

如果仪器具有适时更新功能，则只要两个脉冲之间的时间间隔大于仪器的可分辨时间，信息就不致丢失。

如果选择输出脉冲宽度大于可分辨时间，则在逻辑应用上，只要输入端的最高重复频率不超过(1/可分辨时间)时，就可得到表观上的无死时间的工作状态。

2. 核电子学插件的信号传输与若干实验技术[11]

(1)同轴电缆的传输延迟

在核电子学领域中，最常用的信号传输线是同轴电缆线。同轴电缆可用具有分布参数的等效电路来描述。图 11.28 是单位长度传输线的等效电路，其中，L 是单位长度传输线的电感，C 是单位长度传输线的电容。它们的计算公式是：

$$L = 0.2\,K_m \ln(b/a)\ (\mu\mathrm{H/m}) \tag{11.1}$$

$$C = (55.6\,K_e)/\ln(b/a)\ (\mathrm{pF/m}) \tag{11.2}$$

式中，a 和 b 分别是同轴电缆的内径和外径；$K_m=\mu/\mu_0$（μ 是内外导体间绝缘介电质的导磁率，μ_0 是真空下的内外导体间绝缘介电质的导磁率），K_m 是一个表征导磁率大小的无量纲的系数；$K_e=\varepsilon/\varepsilon_0$（$\varepsilon$ 是内外导体间绝缘介电质的电容率，ε_0 是真空下内外导体间绝缘介电质的电容率），K_e 是一个表征电容率大小的无量纲的系数；C 和 L 的典型值分别是≈100pF/m 和零点几个 μH/m。

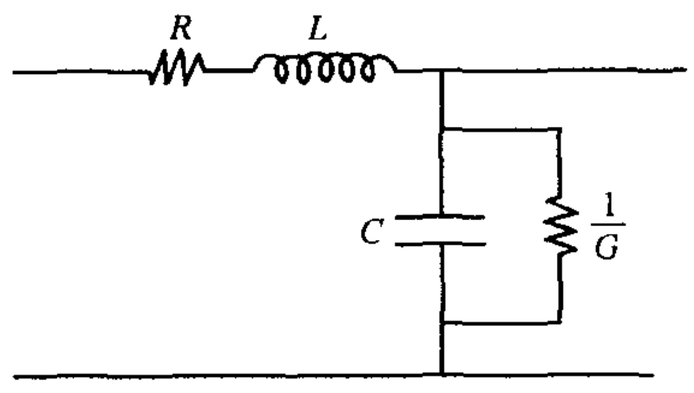


图 11.28　单位长度传输线的等效电路

对于电缆来说，导线总是有电阻的，图中 R 是单位长度传输线的电阻。同样，在内外导体间的绝缘介电质也有一定的导电性，G 是单位长度传输线的电导率。

我们可以导出同轴电缆的通用波动方程：

$$\partial^2 V/\partial z^2 = LC(\delta^2 V/\delta t^2) + (LG + RC)(\partial V/\partial t) + RGV \tag{11.3}$$

下面，我们讨论一种最简单的情况，也就是理想化的无损同轴电缆（$R=G=0$）的情况。这种假设是有物理依据的，当同轴电缆只有几米时，这种忽略是允许的。方程(11.3)将被简化为下式：

$$\partial^2 V/\partial z^2 = LC(\partial^2 V/\partial t^2) \tag{11.4}$$

这就是众所周知的波动方程。现在假定在电缆一端加上一个随时间变化的简单的正弦波电压，亦即傅里叶级数的一个分量，$V=V(Z)\exp(i\omega t)$。代入上式后，可得：

$$\partial^2 V/\partial z^2 = -\omega^2 LCV = -k^2 V \tag{11.5}$$

其中，令 $k^2=\omega^2 LC$。结果解是：

$$V(z,t) = V_1 \exp[j(\omega t - kz)] + V_2 \exp[j(\omega t + kz)] \tag{11.6}$$

从上式可见，$V(z,t)$是由两个波组成的，一个波以 $+z$ 方向传播，另一波以 $-z$ 方向传播。第二个波是入射波的反射波，它是否出现则取决于同轴电缆的边界条件。后面，我们将进一步讨论这个问题，对于信号传输来说，反射波作用甚大，因为它们能够使原始信号的波形发生畸变。

从上式也可看出，系数 k 是波数，这样，传播速度 v 是：

$$v = (\omega/k) = 1/\sqrt{LC} \tag{11.7}$$

同一电缆的截面是一致的，所以，LC 之积与长度是无关的，而且 $LC=\varepsilon\mu$，如果电缆以自由空间作为电介质时，传播的速度将等于 $1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}=c$，就是真空中的光速了。

我们通常将信号传播的速度以其倒数来表达，也就是：

$$T = v^{-1} = \sqrt{LC} \tag{11.8}$$

式中，T 是单位长度的传播时间。这个量就是电缆的延迟，在标准的 50Ω 电缆来说，典型值大致为 5ns/m。理想的同轴电缆的带宽是无限的，这样，它能均匀地传输所有频率的信号，事实上这是做不到的，损耗将大大地限制了它的带宽范围。

(2) 同轴电缆的特征阻抗

特征阻抗是传输电缆的重要特性。定义为电缆中电压对电流之比：

$$Z_0 = V/I \tag{11.9}$$

可证明，在理想的无损电缆情况下：

$$Z_0 = \sqrt{L/C} \tag{11.10}$$

其量纲是阻抗，甚至说，量纲就是纯电阻。它与电缆长度无关，只是与电缆几何截面和所用材料有关。特征阻抗用普通的电阻电桥是测不到的，当把它接到一个仪器设备的输出端时，其行为却类同于一个实际电阻。

对于同轴电缆来说，经计算得出：

$$Z_0 = \sqrt{L/C} = 60\left(\sqrt{K_m/K_e}\right)\ln(b/a) \tag{11.11}$$

上式各参数在前已有说明。在快核电子学实验中，常用的标准同轴电缆的特征阻抗是 50Ω，而在较慢的核谱学脉冲研究中，一般使用 93Ω 的电缆。

所有同轴电缆的特征阻抗必须限制在 50～200Ω 之间。这是因为 Z_0 与 b/a 的对数相关。例如，我们来建造一个 1000Ω 特征阻抗的同轴电缆，这就要使内外直径之比为 10^{11}，显然，这是太不现实了。$b/a=3.6$ 是其最佳值，此时电缆损耗最小。

此外，在粒子物理实验中也经常使用扁带线电缆和双绞线电缆，它们的特征阻抗范围是 100～120Ω。使用方法见 ECL 前面板互连的有关说明。

(3) 同轴电缆的反射与终端匹配

正如前面所述，同轴电缆中的信号是入射波与反射波之和，而反射波与入射波的传播方向却是相反的。我们可列出：

$$V = f(x - vt) + g(x + vt) \tag{11.12}$$

式中，f 是入射波项；g 是反射波项。反射波的存在可能招致一系列的不良后果。如果反射波与入射波相叠加时，将产生波的干涉和畸变。当入射波碰到一个传播速度不同的新介质时，一定会产生反射。或者说，在传输线中，当线的特征阻抗突变时，就会产生反射。这样，可根据在界面处的边界条件来计算波的反射。我们来讨论一个特征阻抗为 Z 的同轴电缆，其终端电阻是 R，它是某一设备的输入阻抗(图 11.29)。

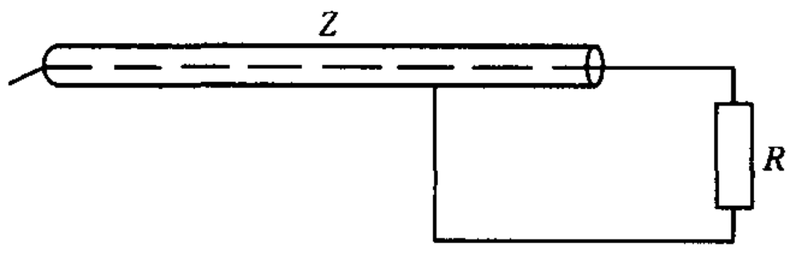


图 11.29　电缆与终端电阻

在这条电缆加以信号，那么，电压与电流之比应等于特征阻抗。当遇到界面时，产生了反射，此时，

V/I 之比将等于界面处的特征阻抗。反射波将反向沿原电缆(Z)传输回去。这样,边界条件如下:

$$Z = V_0 / I_0 \tag{11.13}$$

$$R = (V_0 + V_r)/(I_0 + I_r) \tag{11.14}$$

$$Z = V_r /(- I_r) \tag{11.15}$$

式中,V_0 和 I_0 是入射波的电压和电流;V_r 和 I_r 是反射波的电压和电流。此处用负号来表示反射电流。从这组方程可导出:

$$\rho = V_r/V_0 = - I_r/I_0 = (R - Z)/(R + Z) \tag{11.16}$$

称 ρ 为反射系数。反射信号的极性与幅度只和两个阻抗的相对值相关。如果 R 值大于电缆的特征阻抗 Z,则反射波与入射波为同极性,但其幅度低于入射波的脉冲高度而高于 0。在极限情况下,负载电阻为无穷大,即在电缆处于终端开路时,反射波的幅度则等于入射波的脉冲幅度。若 R 值小于电缆的特征阻抗 Z,则反射波与入射波极性相反,反射波的幅度低于入射波的脉冲高度而高于 0。当电缆处于终端短路,即负载为零时,则反射波与入射波幅度相同,极性相反。当 $R=Z$ 时,ρ 为零,也就没有反射了。惟有负载电阻与电缆特征阻抗相匹配时,才能避免波的干涉与反射。图 11.30(a)是在阶跃脉冲时上述各种情况的波形图。

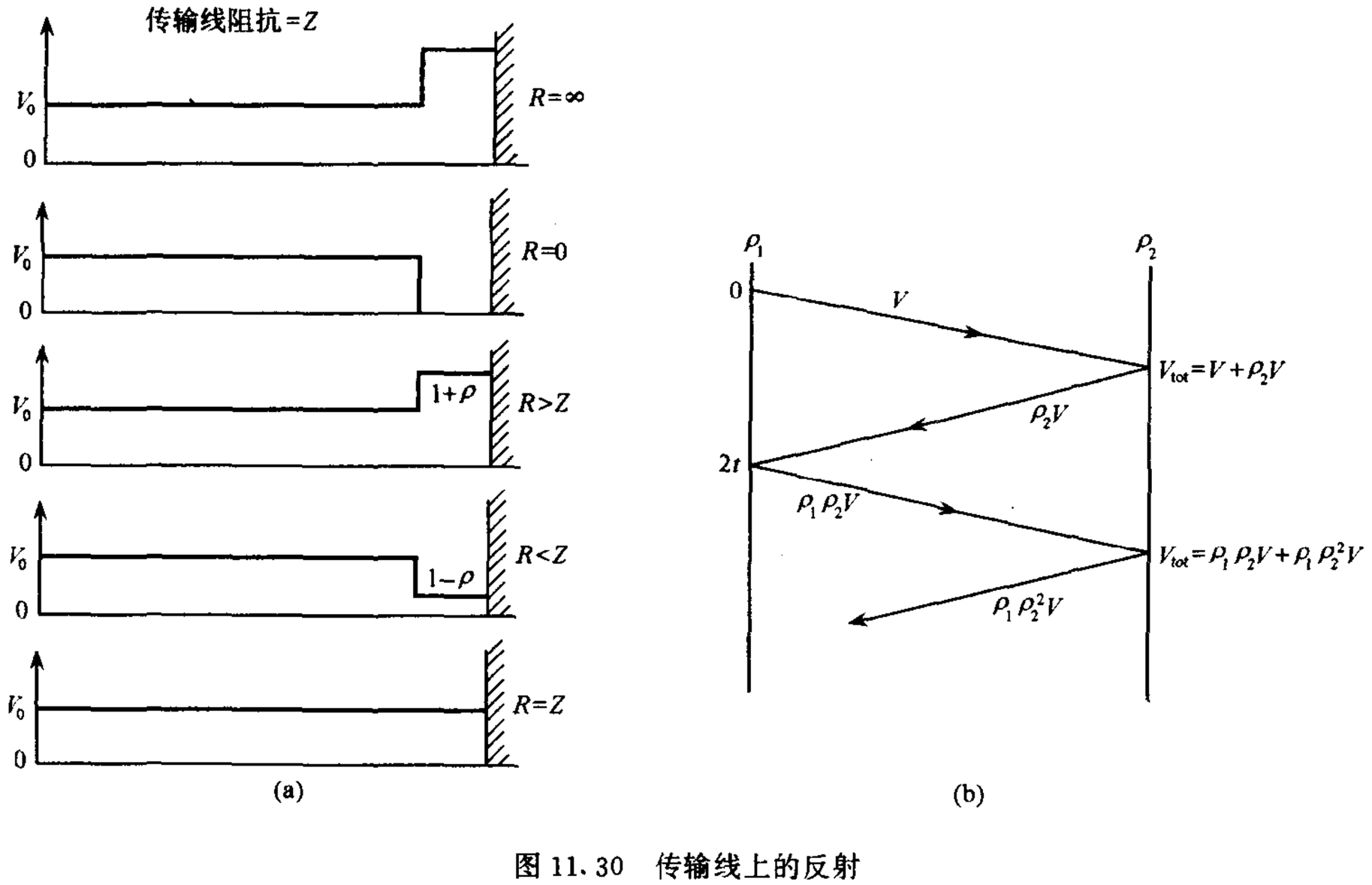


图 11.30　传输线上的反射

在此例中,也能看出:此电缆的输入端接阻抗可能也不同于电缆的波阻抗 Z。这样,当第一个反射波返回达到输入端时,因遇到了新值的端接阻抗(其反射系数为 ρ_1)而再一次产生反射,这个波将再次传到 R 端而再次反射(其反射系数为 ρ_2),如此下去,于是在电缆中出现多次反射。所以,为了达到无反射传送,常常需对传输电缆进行双端匹配。用图 11.30(b)中的网络图可以计算信号在电缆中的数值。

在 NIM 系统中,要求 NIM 插件的输入、输出和相互连接电缆都为 50Ω,这样,可以达

到阻抗匹配，消除波的反射。但是，NIM 插件与其他仪器设备的连接就要考虑它们之间的匹配问题。例如，测量 NIM 插件的输出波形要使用示波器，有的示波器输入是高阻输入(1MΩ)，要达到 50Ω 的阻抗匹配，一般是在示波器输入端加一个 50Ω 匹配头。在电缆终端加以匹配电阻是最简单而有效的匹配方式。说来，终端匹配无非是并联匹配和串联匹配(图 11.31)。

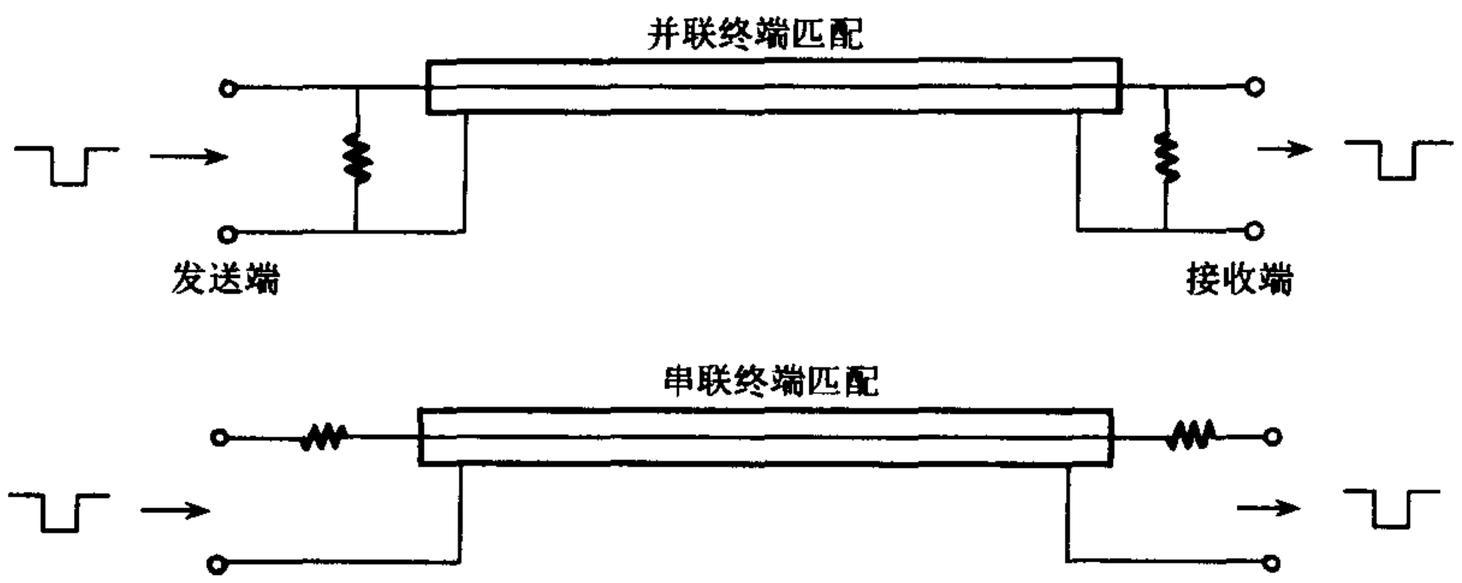


图 11.31　电缆的并联匹配和串联匹配

在一个粒子物理实验系统中，可能出现下列情况：一个在阻抗为 Z_1 同轴电缆上的信号传送给另一个阻抗为 Z_2 的同轴电缆时，为了避免产生反射，要采取何种匹配措施？

有两类情况。

1)$Z_1<Z_2$

应该减低从电缆 1 看过去的阻抗才能达到电缆的匹配，就是说要给电缆 2 并联上一个电阻 R，如图 11.32 所示。

并联的结果必须等于 Z_1，可得：

$$\frac{R^*Z_2}{R+Z_2}=Z_1 \tag{11.17}$$

$$R=\frac{Z_1{}^*Z_2}{Z_2-Z_1} \tag{11.18}$$

假设，$Z_1=50\Omega$，$Z_2=75\Omega$，$R=150\Omega$。

2)$Z_1>Z_2$

应该增加从电缆 1 看过去的阻抗才能达到电缆的匹配，就是说要给电缆 2 串联上一个电阻 R，如图 11.33 所示。

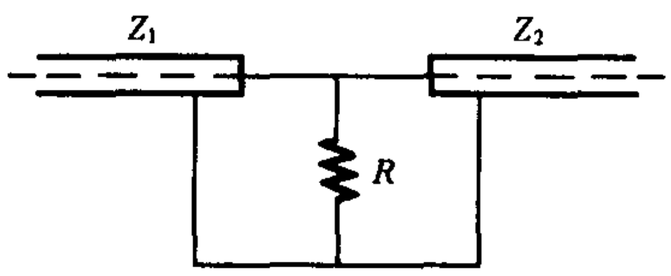


图 11.32　$Z_1<Z_2$ 时的电缆匹配

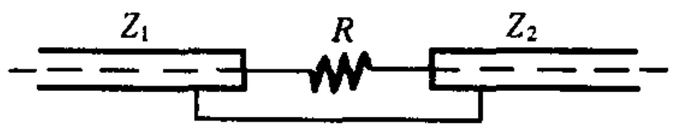


图 11.33　$Z_1>Z_2$时的电缆匹配

串联的结果必须等于 Z_1，可得：

$$Z_2+R=Z_1 \tag{11.19}$$

$$R=Z_1-Z_2 \tag{11.20}$$

假设，$Z_1=75\Omega$，$Z_2=50\Omega$，$R=25\Omega$。

可能的同轴电缆终端匹配方法如表 11.18 所示。

表 11.18　同轴电缆终端匹配方法

同轴电缆阻抗=Z_c			
信源端		负载端	终端匹配方法
$Z_s = Z_c$	Z_c	$Z_L = Z_c$	无需匹配
$Z_s = Z_c$	Z_c	$Z_L > Z_c$	接收端并以电阻 $R=Z_c/(1-Z_c/Z_L)$
$Z_s = Z_c$	Z_c	$Z_L < Z_c$	接收端串以电阻 $R=Z_c-Z_L$
$Z_s < Z_c$	Z_c	$Z_L = Z_c$	发送端串以电阻 $R=Z_c-Z_s$
$Z_s > Z_c$	Z_c	$Z_L = Z_c$	发送端并以电阻 $R=Z_c/(1-Z_c/Z_s)$
综合以上各类情况，也可使用下列的匹配方案：			
$Z_s < Z_c$	Z_c	$Z_L > Z_c$	在发送端串以电阻 $R=Z_c-Z_s$ 的同时 在接收端并以电阻 $R=Z_c/(1-Z_c/Z_L)$

(4) 同轴电缆的损耗与脉冲畸变

传输线的信号损失主要是因为导体的电阻和介电质的漏电。电磁辐射也是造成信号损失的原因之一，但是它的影响并不大，因为同轴电缆的结构就对电磁辐射有屏蔽作用，在一般情况下，可以忽略它对信号损失的影响。

为了说明导体电阻 R 和介电质电导 G 对信号传输的影响，将公式(11.3)重写如下：

$$\partial^2 V/\partial z^2 = LC(\partial^2 V/\partial t^2) + (LG + RC)(\delta V/\delta t) + RGV$$

并设在电缆一端输入一个正弦波电压：$V=V(z)\exp(j\omega t)$。上式则为：

$$\partial^2 V/\partial z^2 = (R + j\omega L)(G + j\omega C) = \gamma^2 V \tag{11.21}$$

其中，复数 γ 为：

$$\gamma = \alpha + jk = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \tag{11.22}$$

γ 称之为传输常数。那么，方程(11.21)的通解是：

$$V(z,t) = V_1\exp(-\alpha z)\exp[j(\omega t - kz)] + V_2\exp(\alpha z)\exp[j(\omega t + kz)] \tag{11.23}$$

这个通解还是显现为两个行波，只不过用指数因子 $\exp(\pm\alpha z)$ 替换 t 时间变量。代入 R 和 G 之后，可证明，信号将以由 α 给定的速率，随距离以指数形式衰减。现将(11.22)表达式进行分解，并在 ω 较高，且 $R/\omega L \ll 1$，$G/\omega C \ll 1$ 时，α 和 k 值有如下近似解表达式：

$$\alpha = (1/2)(R\sqrt{C/L} + G\sqrt{L/C}) \tag{11.24}$$

$$k = \omega\sqrt{LC} \tag{11.25}$$

从上两式来看，信号传输速度与理想电缆时的速度一样，$v=1/\sqrt{LC}$，而衰减常数却几乎

与 ω 无关。对于同轴电缆来说，ω≈100kHz 时，就认为进入高频区段。对于快脉冲而言的感兴趣的频段也是始于这一点。

实际上，进入高频区段，电阻 R 将开始随着频率 ω 的改变而变化，而产生“趋肤效应”。随 ω 的增高，导体内的电流将只限定在导体表面层流动，而且，频率越高，电流的流动表面也越薄。这样，等于减少了导体的有效截面面积，增加了其电阻。对于同轴电缆来说，单位长度的电阻随频率 ω 的变化之间有以下关系：

$$R(\omega) = [1/(2\pi)]\sqrt{(\omega\mu)/(2\sigma)}[(1/a) + (1/b)]\ \Omega/\text{单位长度} \tag{11.26}$$

式中，σ 为电导率；μ 为导磁率；a 为电缆的内半径；b 为电缆的外半径。对于铜芯电缆来说：

$$R(f) = 4.17 \times 10^{-8}\sqrt{f}[(1/a) + (1/b)]\ \Omega/\text{单位长度} \tag{11.27}$$

式中，$f=\omega/2\pi$。例如，美国 RG-58C/U 型的同轴电缆，$b=0.35$cm，在 100kHz 时，R 值为 $2.4\times10^{-2}\Omega$/m，而在 1GHz 时，R 值则已达到 2.4Ω/m。因为 R 值与电缆的几何尺寸有关，因此也能求出：当 $b/a=3.6$ 时，因趋肤效应引起的衰减率可达最小。

在高频下，也有介电质的漏电流效应，有些塑料物质，在几百 MHz 下的漏电流还是比较小的，但在 1GMz 以上的频率时，介质漏电流就会迅速地超出趋肤效应的影响而占据电缆损耗的主导作用。

有损同轴电缆的特征阻抗 Z_0 定义如下：

$$Z_0 = \sqrt{(R + j\omega L)/(G + j\omega C)} \tag{11.28}$$

Z_0 有一个无功的虚部。如果忽略 G 的影响，上式可近似为：

$$Z_0 = \sqrt{L/C}[1 + R/(j\omega L)]^{1/2} \approx \sqrt{L/C}\ [1 + R/(2j\omega L)] \tag{11.29}$$

作为一个电路元件，可以将同轴电缆等效为一个电阻 $R'=\sqrt{L/C}$ 串联一个 $C'=2\sqrt{LC/R}$ 的电容。

这样，当一个阶跃函数或 δ 函数的脉冲信号通过有损电缆时，其输出信号必定要发生信号的畸变。在粒子物理实验中，常常要处理极快的脉冲信号，应尽量减少信号传输距离，在每个连接的节点处理好终端匹配、屏蔽与接地。作为一般性的实验技术来说，应使用仪器专配的测量电缆，才能完成精确测量。

(5) 粒子脉冲波形的定义与测量

图 11.34 是模拟输入与输出信号的各参数的定义。前面已经对信号参数进行了文字介绍。为了让读者深入理解本节内容，这里重复简介以下各定义。

1) 基线：信号的基线是脉冲信号衰减到的电压或电流的电平，通常为零。由于恒定的直流电压或电流的叠加，或者是由于脉冲形状、计数率等影响，也可能有一个不为零的信号基线。

2) 脉冲高度(幅度)：脉冲平顶最高值与脉冲峰值下瞬时基线之间的脉冲高度即为该脉冲的幅度。

3) 信号宽度：脉冲信号半高宽的全宽度(FWHM)定义为该脉冲的宽度。

4) 脉冲前沿：在时间上最早出现的脉冲信号边沿即为脉冲前沿。

5) 脉冲后沿：在时间上最迟出现的脉冲信号边沿即为脉冲后沿。

6) 上升时间：一般是指脉冲信号前沿 10%到 90%之间的时间。上升时间表征了信号的速度，对定时应用特别重要。

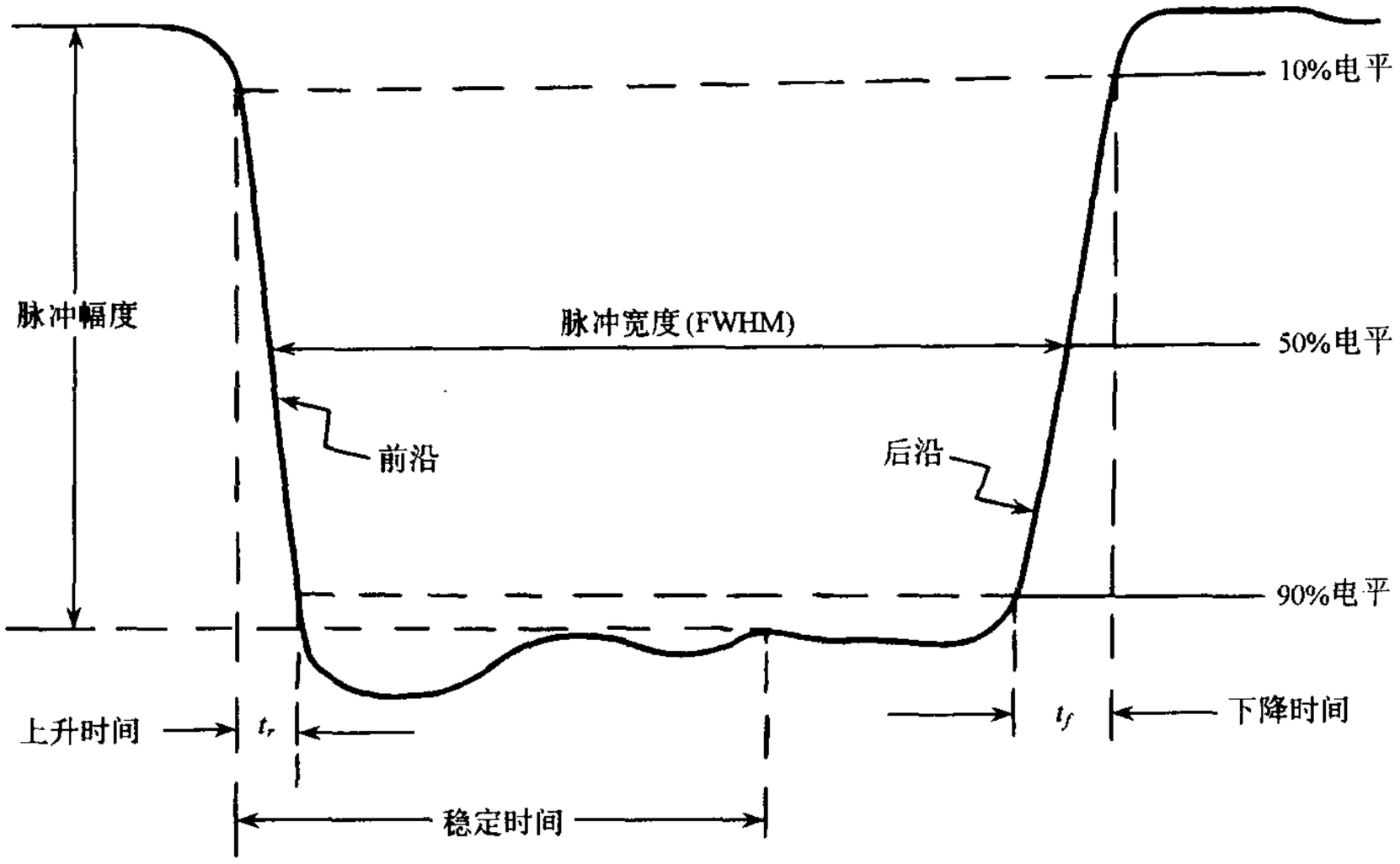


图 11.34　模拟信号的各参数的定义

7）下降时间：一般是指脉冲信号后沿 10%到 90%之间的时间。

一般，粒子脉冲波形可以是用示波器测得的。我们知道，示波器输入放大器的带宽是有限的，所以，它具有其自己的固有上升时间(t_{osc})，带宽与固有上升时间之间大致上有以下关系：

$$t_{osc} = 350/(f_{3db}) \tag{11.30}$$

式中，t_{osc}以 ns 为单位；f_{3db}是示波器的带宽，单位是 MHz。那么，用示波器测量显示一个上升时间为 t_{pul}的脉冲时，所显示波形的上升时间 t_{disp}与其有以下关系：

$$(t_{disp})^2 = (t_{pul})^2 + (t_{osc})^2 \tag{11.31}$$

假如，用一台 100MHz($t_{osc}\approx 3.5$ns)的示波器测量上升时间为 3ns 的脉冲，所显示脉冲的上升时间则是 4.6ns。用同一台示波器测得一个上升时间为 10ns 的脉冲，该脉冲的真实上升时间是：

$$(t_{pul})^2 = \sqrt{10^2 - 3.5^2} = 9.4\text{ns} \tag{11.32}$$

所以，在用示波器测量粒子脉冲波形时，要按上述公式扣除示波器固有上升时间的影响，才能得到粒子脉冲波形的真实上升时间。

(6) 用通用示波器测量放大器噪声

当把一个放大器的噪声信号分别送入双踪示波器的两个通道时，在示波器显示屏上将出现两条噪声波形。根据噪声电压概率分布曲线可知，幅度越大的噪声电压值出现的几率越小，由此离开扫描线越远处其亮度越暗。这样，两条噪声波形之间，如果有一定的距离，则在其间有一条暗带。调节 Y 轴的移位电压，逐渐把这两条波形线靠近，中间的暗线带将逐渐减少，当暗带消失时，可证明，两个 Y 轴之间的电位差值为 2.208 倍噪声电压值(有效值)，由此可求出噪声电压的有效值。

证明如下：根据上述，图 11.35 是示波器显示屏上噪声线宽的亮度与 Y 轴移位电压之间的关系图。

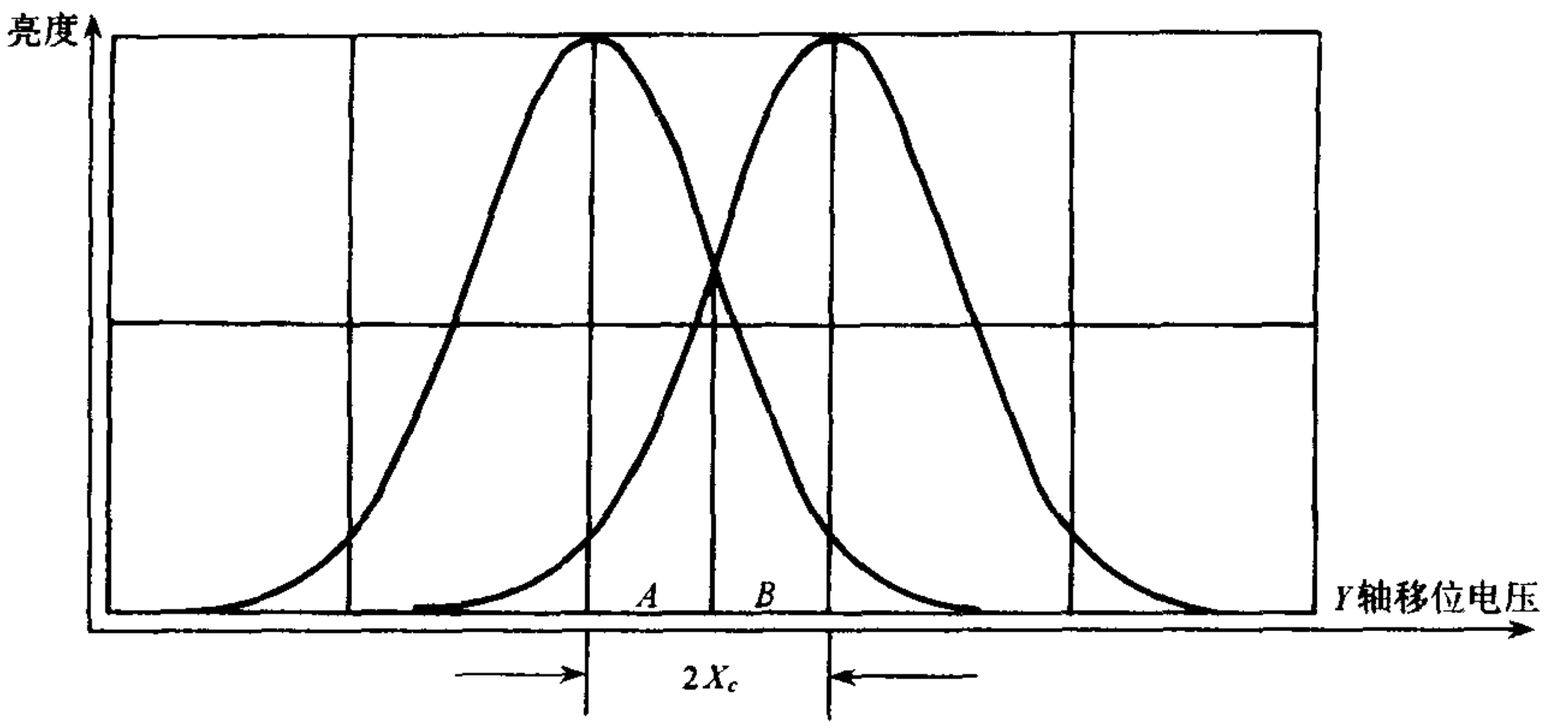


图 11.35　用双线示波器测量噪声有效值

我们知道，在核电子学系统中，噪声的分布基本上符合高斯分布，因此，在图中，A 点的亮度相当于：

$$Ia = 1 + \exp[-(2X_c)^2/2\sigma^2] \tag{11.33}$$

而 B 点的亮度相当于：

$$Ib = 2\exp[-(X_c)^2/2\sigma^2] \tag{11.34}$$

因此，当暗区消失时，就是(11.33)式与(11.34)式相等，即：

$$1 + \exp[-(2X_c)^2/2\sigma^2] = 2\exp[-(X_c)^2/2\sigma^2] \tag{11.35}$$

令：

$$Y = \exp[-(X_c)^2/2\sigma^2] \tag{11.36}$$

则方程(11.35)改写为：

$$Y^4 - 2Y + 1 = 0 \tag{11.37}$$

该方程的一个实根

$$Y = 0.54369$$

即为所需，于是由方程(11.36)可求出：

$$2X_c = 2.208\,\sigma$$

这样，只要测量出 $2X_c$ 值，即可求得噪声有效值。

在用双线示波器测量噪声有效值时，应使用灵敏度高、频带宽的示波器。

11.5.4　前面板连接[9,25]

如前节所述，LEMO 和 BNC(Q9)插头座和相应的 50Ω 同轴电缆可能在两个仪器插件之间传送一个信号，但在高能物理实验中经常要同时传送很多路的数字信号。为了在同一前面板上能容纳更多的信号传送，要用其他多路连接方法。它们包括多路差分并行连接和点对点的串行连接。

1)多路差分并行连接：用一个 34 针的 IDC 型连接器就可以同时传送 16 路信号。差分传送可以减少系统对外界的电磁发射，也减少外界对系统的电磁干扰，允许连接的两端地电位有一定的差异。对差分信号有以下规定：差分对的高真信号端(+)平时为低电平，有逻辑“1”信号时为高电平；而差分对的低真信号端(−)平时为高电平，有逻辑“1”时为低

电平。依电平规定的不同，有 ECL、PECL、LVDS 等标准电平[30]，下表给出它们的电平标准。

标准	V_{cco}	V_{ref}	*VIL*	*VIH*	*VOL*	*VOH*	ΔV_0	I_{OL}@ V_{OL}	I_{OH}@ V_{OH}	匹配
NIM	OC	−0.4			−0.8	0	0.8	16mA	0mA	终端
ECL	−5.2	VBB			−1.72	−0.88	0.84			终端
PECL	+5				2.2	3.0	0.8			终端
TTL	+5	1.4	<0.7	>2.0	0.3	3.4	3.1			
LVDS		ΔV=±0.2			<1.0	>1.4	>0.4			终端
RS485		ΔV=±0.2			1	4	3			终端

2）点对点的高速串行传输：在新的高能物理实验中，信号通道更多了，以至于多路差分并行传输也容纳不了。近几年来，发展了点到点的高速串行传输。串行传输也有各种方案[31]，例如 DS-Link，8B/10B 编码和 SCI 等。DS-Link 用 2 对串行线代替多路并行线，每一对串行线，有一条信号线(D)传送数据，另一条信号线(S)传送选通信号。在传送时，这两对线的信号传送是单向的，每个传送方向有一对 D 和 S 信号线。S 信号只有在 D 信号不改变状态时才改变其状态。在接受端用 D 和 S 信号间的“异或”提取时钟信号。由于数据信号和选通信号的状态不会同时变化，从一个信号发生变化起到另一个信号发生变化之间留有一个信号组(block)的余量，所以比较容易实现较高的数据传送率。在 50m 距离内，塑料光纤的数据传送率是 100～400Mbps；在 100m 距离内，石英光纤的数据传送率可达 800～3.2Gbps。图 11.36 是 DS-Link 传输的定时图。

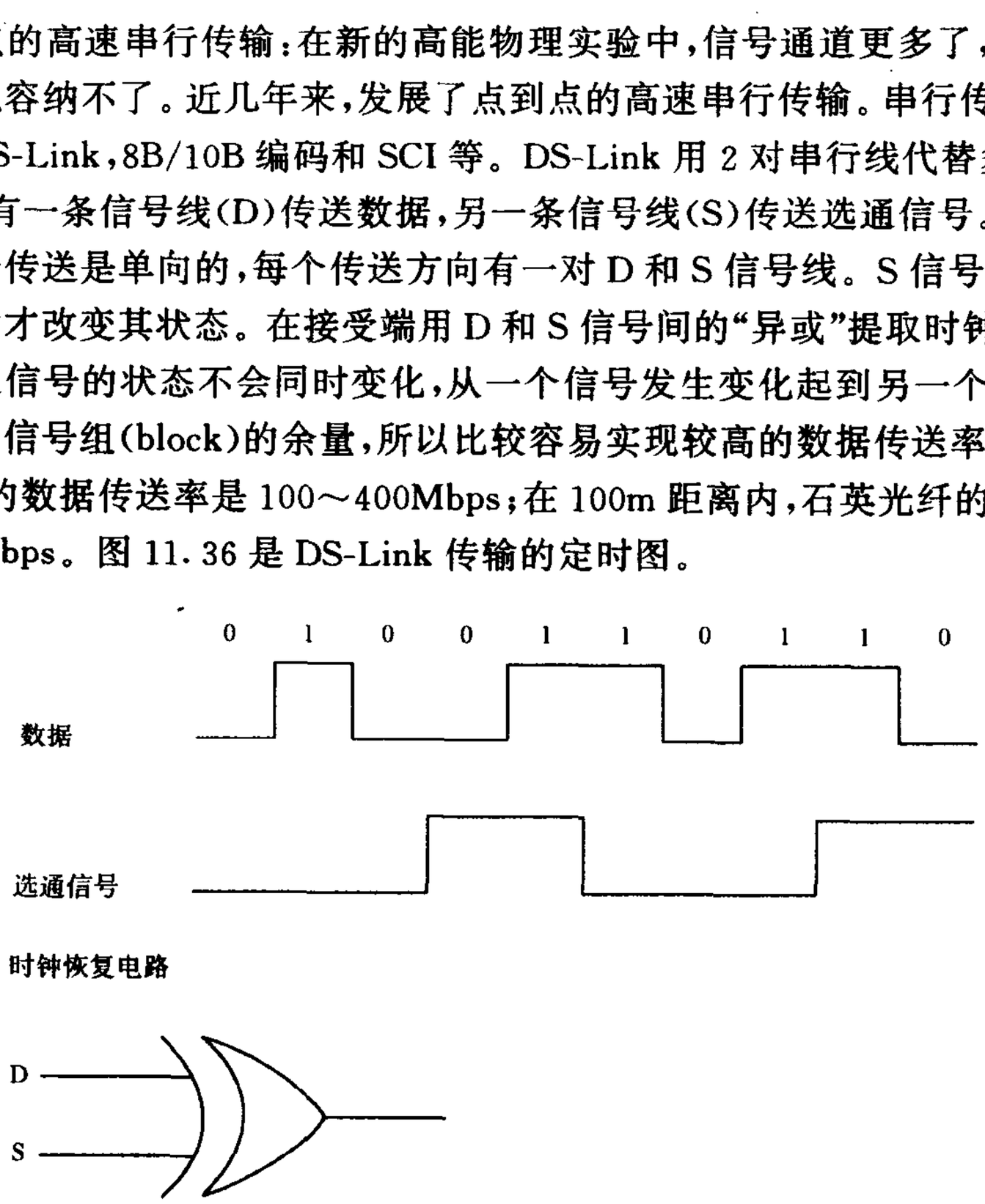


图 11.36　DS-Link 传输的定时图

8B/10B 编码方法现在已广泛地应用于高速通信。它把 8 路或 16 号信号在一定时钟频率下并行载入并-串转换器件，经过 8B/10B 编码后，以 10 倍或 20 倍于时钟的频率把这些信号串行地发送出去，经过传输介质(双绞铜线或光纤)送到接收端。在接收端的串-并转换器件将此串行信号经 10B/8B 解码，恢复出时钟和数据，并以原有的时钟频率把

6～16路信号并行地输出。这样，在前面板上只要一对双绞电缆连接器或一个电-光转换器件就可以代替 16 对差分连接器。这种方法不仅用在前面板互连，也已用到背板总线和印刷电路板间的数据传输上。

本小节将以 ECL 前面板互连为例说明多路差分并行连接。

在一个系统内的不同部分之间进行通信时，应采用这里所述的 ECL 前面板连接技术规范。为了达到高抗噪声和消除地电位差，建议使用差分线驱动和接收。

1. 信号电平

信号应该是具有差分对兼容的 ECL 10K 或 10KH 的电信号，通常，在一条线上的电平不低于－0.9V，另一条线上不高于－1.7V。对于 ECL 正逻辑而言，逻辑“1”的电平为－0.9V，而逻辑“0”为－1.7V。

2. 电缆

当为差分驱动时，应该是用单对或多对的电缆连接，通常的电缆阻抗为 100Ω。

3. 接插件

(1) 接插件的型号

其型号可为 IDC 型或相应的型号，它们的接插针孔的栅格尺寸为 2.54mm×2.54mm。插针接点的接插件或插头组合件应该是在功能插件上，插孔接点的接插件或插孔组合件(电缆接插件组合件) 将与电缆连接。在功能插件上的插针接点组合接插件应该具有方形的插针，其截面为 0.635mm×0.635mm 以及有 6.20±0.50mm 的针长。对于单对双绞对连接来说，电缆接插件的厚度不应大于 2.54mm。它们应该有一种锁定机构。

(2) 接插件信号的分配

对于楔型接插件组合件来说，高真信号应该在接点多的一侧，另一侧为低真信号。在颜色编号的接插件组合件情况下，高真信号应该在暗色的一侧，亮色一侧为低真信号。从前面板看过去，高真信号应该在其左手的一侧，右手一侧为其低真信号。

(3) 接插件在插件上的位置

应在插件的前面板用接插件作接插连接，电缆接插件不得超出前面板的外沿。

4. 驱动器、接收器和终端电阻

(1) 输出驱动器

输出应该是电压输出型的，例如 10116，10216，10101，10105 等。在 100Ω 负载(电缆)上应该得到 1.6V(峰-峰值)的差动电压摆幅。

驱动器应该有下拉电阻，以便使电流通过电缆阻抗时能有上面规定的满电压摆幅。

(2) 终端电阻

电缆的终端匹配电阻应该在接收器一端，而且应该与电缆的特征阻抗相匹配。一般应为 $R_t=100\Omega$。图 11.37 是 ECL 电缆驱动器的电路。电缆的终端匹配电阻要做成对地对称式的，例如连接一个 51Ω 的电阻从一个输入端接到接收器参考电压 V_{bb}上，见 10KECL 规定。为了消除对 V_{bb}的共模电流，应该在两个 51Ω 电阻的节点与 V_{bb}之间加上一个约 100Ω 的电阻。

可从下列关系计算下拉电阻 R_p 的数值：

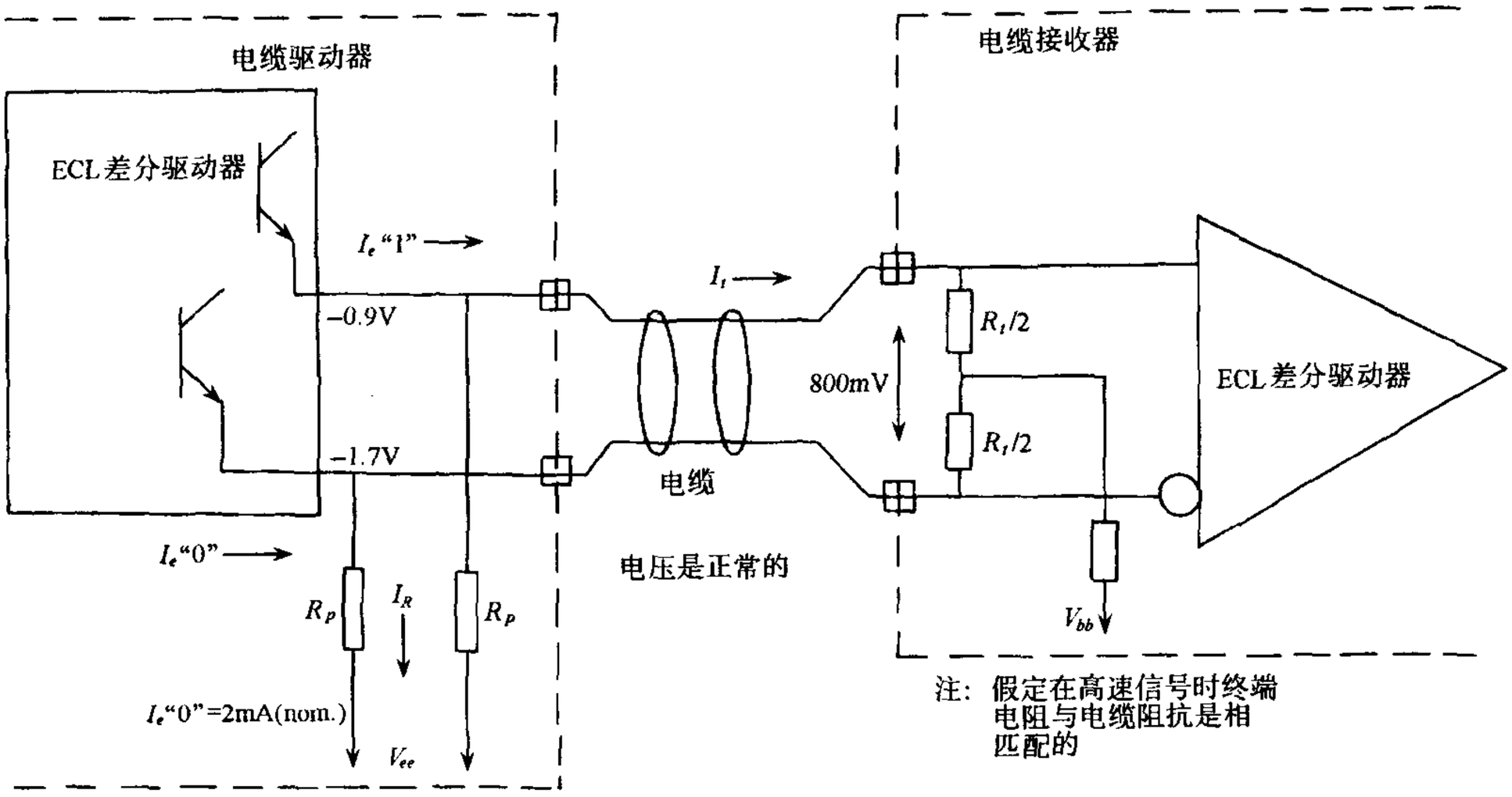


图 11.37　ECL 电缆驱动器的电路

$$R_p = (V_{ee} - 1.7)R_t/(0.8 + 0.002) \tag{11.38}$$

其中，R_t 是电缆的终端匹配电阻数值，R_p 连接到 V_{ee}（一般为－5.2V）。假如从驱动器低态流出 2mA 的电流，则可保持驱动器偏置在"0"状态。

（3）接收器输出的状态

当不连接电缆时，接收器的输出应该有一个确定的状态。将接受器的一个输入端偏置不低于 70mV 时，就可使其有确定的状态。有些接收器不用偏置也有确定的状态。

11.5.5　用于核仪器插件的标准化数字数据总线系统(NIM/GPIB)[26~28]

在 NIM 系统出现后的几十年来，NIM 插件得到了广泛的应用，甚至在新设计的现代核仪器系统中也在大量采用 NIM 插件。NIM 插件优点之一是其屏蔽性能良好，对于把噪声抑制问题作为重要因素考虑的系统配置来说，采用 NIM 插件是一个优选的方案。随着技术革命的进展，在核仪器系统中以某种程度与计算机通信更符合当前的需要，例如用计算机控制来调节一个放大器的增益或调节甄别器的阈值等等，当然，这只是提出两个例子而已。这样，就需要以相对简单的方式使 NIM 插件与计算机连接。

1983 年，美国国家仪器方法委员会（NIM 委员会）的一个工作组制定了一种有关 NIM 插件用的数据总线标准，即 NIM/GPIB 标准。该总线标准基于 IEEE 488 标准——"通用仪器总线"标准。NIM/GPIB 标准包括了在 IEEE 728 标准给出的 GPIB 用编码和约定的子集。

本规范的目的是定义一种数据总线化的技术，使典型应用的 NIM 插件能够达到最佳化。本规范既适用于 NIM 设备的设计者，也适用于 NIM 设备的使用者。

为了适应 NIM/GPIB 要求，在 NIM 插件上所必须的惟一机械特征是关于 GPIB 的电缆和接插件的选择。GPIB 接插件应安置在 NIM 插件的后面板上，即所谓"外部连接

器”的“自由”区域内，因为后面板也要用于许多其他的接插件，所以没有规定一个严格的位置。

NIM/GPIB 需要垂直定向的接插件，从插件后面看过去，1 号插针应该在其上部，如果使用 IEEE-488 推荐的接插件时，1 号插片应在左上角的地方。这是与 IEEE-488 标准给出的优选定向是不一致的。然而在 NIM 插件中，特别是在 NIM 单宽插件情况下，可以说这是惟一可用的实际定向了。

鉴于 NIM 机箱后部的空间有限，机箱内插件之间的互联最好使用高度柔软的短电缆，例如采用屏蔽式扁带状电缆时，一般不要超过 0.5m。但是对于较长的连接，为了能可靠地传送数据，则需使用特定的电缆了。例如，NIM 机箱和控制器之间的连接，或在多个 NIM 机箱之间的连接就需要作为较长的连接情况处理，要采用屏蔽性能改善过的电缆。

本总线规定也给出了专用于 NIM 插件的附加特征和条款的规定以及为信息传送而定义的助记符集。

参 考 文 献

[1] 王锋，盛华义，席德明. 高能物理的仪器总线系统. 世界电子信息，1994，2(2)：52～55

[2] 王锋，盛华义，席德明. 高能物理仪器总线系统的进展. 计算机自动测量与控制，1993，3：1～6

[3] Ponting P et al. Instrumentation Buses for High Energy Physics，Past，Present and Future. IEEE Transactions on Nuclear Science，1991，38(2)：322～324

[4] 王锋. 高能物理实验数据采集的新总线与链接. 计算机自动测量与控制，1995，3：38～42

[5] 王经瑾等. 核电子学. 北京：原子能出版社，1983

[6] Parkman F. Summary of backplane Bus Characteristics. CERN. 1990

[7] 王锋，刘世耀等. CAMAC 电子数字计算机的标准接口系统. 北京：原子能出版社，1982

[8] AMERICAN NATIONAL STANDARD. CAMAC Instrumentation and Interface Standard. New York：IEEE，Inc. 1982

[9] LeCroy Corporation. 1992 Research Instrumentation Catalog. 1992

[10] 胡家伟. CAMAC 标准接口系统及其发展. 核仪器，1980，9：138～162

[11] Leo William R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Berlin：Springer-Verlag. 1994

[12] 戴贵亮. CAMAC 语言与软件. 核仪器，1980，9：163～175

[13] IEEE Standard FASTBUS Modular High-Speed Data Acquisition and Control System and IEEE FASTBUS Standard Routines. IEEE Std. 1177～1989

[14] 何孟嘉等. 新一代高速数据获取与控制系统——快总线，北京：电子工业出版社，1987

[15] Wade D. Peterson，The VMEbus Handbook. VITA Publication，1989

[16] 冈村周善. VMEシステム完全マスタ. 東京：CQ 出版社，1989

[17] VME FAQ. http://www.vita.com

[18] THE VMEbus SPECIFICATION，ANSI/IEEE STD1014-1987

[19] American National Standard for VME64，ANSI/VITA 1-1994

[20] American National Standard for VME64 Extensions，ANSI/VITA 1.1-1997

[21] VME64 Extensions for Physics & Other Application，ANSI/VITA 23-1998

[22] Designer & User Guide for ANSI/VITA 23—1998，DOE/SC-0013

[23] Chris Parkman，VMEbus——A Status Report. http://ess.web.cern.ch，1998

[24] American National Standard for VME64x9Ux400mm Format. ANSI/VITA 1.3-1997

[25] Standard NIM Instrumentation System, DOE/ER-0457T, May 1990

[26] 王锋等. NIM/GPIB 及其实现. 核电子学与探测技术, 1986, 6(5): 257～261

[27] 王锋, 居强. CAMAC/GPIB 接口电路. 核电子学与探测技术, 1988, 8(5): 267～270

[28] EG & G ORTEC: NIM specification, 1998

[29] 过雅南等. VME-CAMAC 混合数据获取系统. 核电子学与探测技术, 1992, 12/增刊: 283

[30] http://www.jedec.org

[31] http://hsi.cern.ch/HSI

第十二章　前端电子学

前端电子学是探测器数据读出的重要环节。它将探测器输出的微弱的电信号经过放大和数字化处理以后转变成计算机能够接收的数据。本章第12.1～12.3节介绍从探测器的信号中提取电荷、时间等信息并将它们转变成数据的基本方法。本章第12.4～12.6节介绍数据的预处理、读出和校准方法。最后一节讨论影响前端电子学工作的系统干扰的治理方法。

12.1　前端电子学的功能

12.1.1　信号到数据的转换

大多数的现代粒子探测器是电探测器。探测器输出的电信号中包含粒子的物理信息。前端电子学的主要功能就是抽取粒子探测器输出电信号的某些特征，转换为能够反映粒子特性的数据，供在线计算机读取和记录。

12.1.2　与触发和在线计算机连锁，有序地记录事例

粒子和探测器的相互作用是一个随机过程，并非任何时刻都有电信号从探测器输出。另一方面，信号到数据的转换、读取和记录过程需要较长的时间。前一个信号的处理过程没有结束不能处理下一个信号，以免造成混乱。这就产生了系统的死时间。死时间越长，可能丢失的有用事例就越多，系统记录数据的效率就越低。为了使得在线计算机记录尽可能多的有用事例和尽可能少的无用事例，需要有一个触发系统来控制前端电子学，告诉前端电子学什么时候处理信号，什么时候进入复位等待状态。前端电子学也要告诉在线计算机什么时候数据已经准备好，允许读取和记录。一旦当前事例的数据全部读尽，也要及时通知计算机停止读数。计算机把一批事例的数据处理完以后也要马上告诉触发系统，以便开放前端电子学，准备接受和处理下一个事例的信号。图12.1表示数据获取系统各部分的连锁关系。

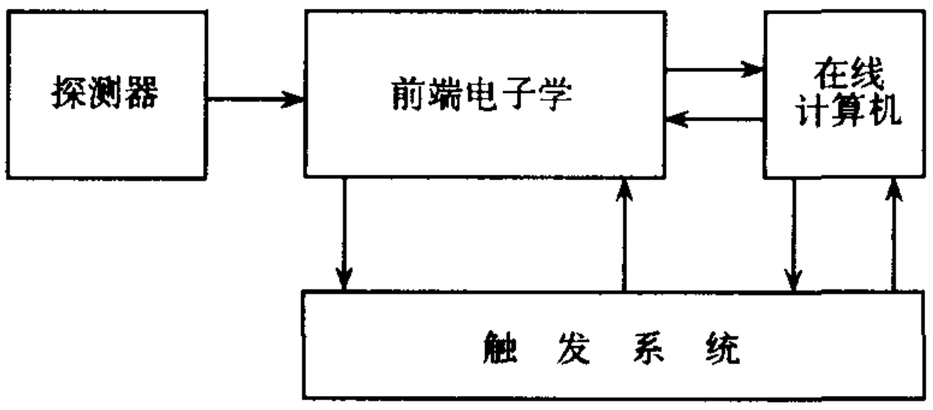


图12.1　数据获取系统各部分的关系

12.1.3　提供触发条件

前端电子学将探测器的信号经过初步处理后可以知道探测器的哪些部分被粒子击中，以及粒子在探测器中能量沉积情况等信息。将这些信息送给触发系统，可以作为触发判选的原始条件。

12.2 探测器输出信号的基本特征

12.2.1 探测器的能量-电荷转换

粒子通过探测器时使探测器产生电离、激发或光电转换等过程。输出信号的电荷量往往正比于粒子在探测器中消耗掉的能量。设粒子在探测器中消耗掉的能量为 E，得到的电子电荷的平均数为 N，探测器的平均能量-电荷转换系数为 θ，有[1]

$$N = \theta E \tag{12.1}$$

对于一定的探测器，其 θ 是常数。

探测器的输出阻抗往往比后接电路的输入阻抗大得多，可以等效为一个电流源，电流信号对时间的积分就是探测器输出的电荷量。

12.2.2 信号的随机性

粒子与探测器的相互作用是一个随机过程，探测器的输出信号有一定的随机性。表现为：

1）由入射粒子能量损失的随机性造成的信号幅度的随机性。

2）由粒子出现时间的随机性造成的信号间隔的随机性。

3）由粒子在探测器单元中穿越径迹的不同造成的信号宽度(或形状)的随机性。

前端电子学必须考虑信号的随机性，使其能够处理的信号的范围尽可能宽。一个具体电路的动态范围是有限的，不可能包容随机信号的全部可能性，因此前端电子学应该能够根据随机信号的统计分布正确处理绝大多数的探测器信号。线路的动态范围必须比信号的平均特征宽得多。当然，少数信号不能正确处理也是可以允许的正常现象。

12.2.3 噪声、干扰和信号共存

电子学线路是由电阻、电容、晶体管和集成电路等元器件组成的。元器件中的载流子的随机运动或载流子的数量涨落会在线路的输出端产生随机涨落的无用信号。这就是噪声。叠加在信号上的噪声使得信号的测量产生误差。为了减少测量误差，必须尽量减小噪声对信号的影响，也就是提高系统的信噪比。

不同的电子学系统往往采用共同的电源、电源线和地线。电源内阻和引线阻抗不可能为零，一个系统的电流在公共阻抗上产生的电压会干扰另一个系统的工作。此外，一个带电的系统也会产生空间电磁场干扰别的系统。因此，一个谱仪的每一个电子学子系统应该具有很强的抗干扰能力，对别的系统的干扰也要尽量小。

噪声和干扰都会影响系统的正常工作，增加测量误差，使得系统在没有信号输入时也有输出。这是它们的共性。它们的差别是来源不同。噪声来源于系统内部，而干扰则来源于别的子系统，且外部系统的工作状态会影响干扰水平。从信号的性质来看，噪声是随机的，在示波器上是一条亮带，干扰则往往有一定的波形。正确地区分噪声和干扰，并采用不同的措施，对保证系统正常运行和提高测量精度至关重要。

大型的谱仪系统的干扰问题往往比较严重。干扰现象也不容易在单个小系统研制时

反映出来，因此必须在工程设计时采取足够的抗干扰措施。

12.3 信号处理的基本方法[1,7,8]

12.3.1 电荷测量[9]

电荷测量的一般方法是先将待测的电荷转换成电压(QAC)，再将电压模拟量转换成数字量(ADC)。

1. 电荷电压变换(QAC)

可以让探测器的输出电流 i 对一个固定电容 C 充电实现电荷电压转换：

$$\int i\mathrm{d}t = Q = CU \tag{12.2}$$

电容上的电压 U 反映了探测器单元的输出电荷 Q。

有三种通常采用的方法可以实现电荷到电压的转换[1]。

(1) 电荷灵敏放大器方法。这种方法如图 12.2 所示。一个反相放大器的输入和输出端之间接一个固定的反馈电容 C_f。根据负反馈放大器的原理，如果放大器的增益足够大，带宽足够宽，输入阻抗足够高，则放大器的输出电压 V_o 和输入电荷 Q_i 有如下关系：

$$V_o = \frac{Q_i}{C_f} \tag{12.3}$$

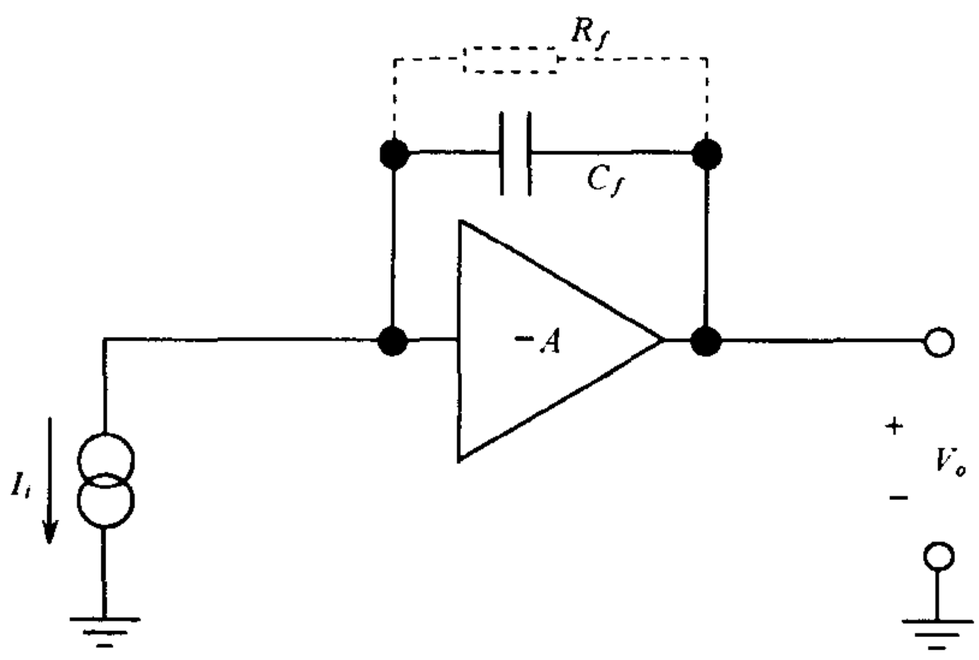


图 12.2 电荷灵敏放大器

由于负反馈的作用，电荷灵敏放大器输入端的电压极低，形成一个“虚地”。并联在放大器输入端的探测器输出阻抗、放大器输入阻抗以及分布电容对探测器输出电流的分流作用就极小，使得放大器的输出电压和输入电荷能够保持很好的正比关系。由于输入端的这些杂散阻抗是很不稳定的，分流作用小意味放大器的稳定性高。因此电荷灵敏放大器有很好的准确性和稳定性。

图 12.3 画出了电荷灵敏放大器的输入电流和输出电压波形。由于输出电压是输入电流的积分，因此当电流脉冲存在时输出电压逐渐上升，当电流脉冲消失后输出电压保持不变。第二次脉冲出现后输出电压反映了两个电流脉冲的电荷的和。这显然不符合要求。同时，输出电压的不断积累将使放大器越出其动态范围而不能工作。另外，如果输入信号中有直流成分(如隔直流电容漏电、探测器的漏电流)，也同样会使放大器越出动态范围而饱和。因此这样的电路不能实际使用。如果在 C_f 上并联一个电阻 R_f，则可使 C_f 上的电荷逐渐放掉，输出电压也会降下来。这种电路的输出波形是一个脉冲，其幅度取决于输入电荷，宽度与时间常数 $R_f C_f$ 有关。如果两次输入脉冲的时间间隔比时间常数 $R_f C_f$ 大得多，就不会产生输出堆积现象。分析表明，输出脉冲的幅度不仅与输入电荷有关，而且与输入脉冲的宽度及时间常数 $R_f C_f$ 有关。同样的输入电荷，输入脉冲越宽，时间常数 $R_f C_f$ 越小，输出电压脉冲的幅度越小。这就是所谓

的“弹道亏损”现象[1]。同时，R_f越小，噪声越大，因此 R_f不能选得太小。选择的原则是：只要不发生严重的堆积和饱和现象，尽量把 R_f选得大一些，以减小弹道亏损和噪声。可以采用以后谈到的极零相消线路去改善信号堆积问题。

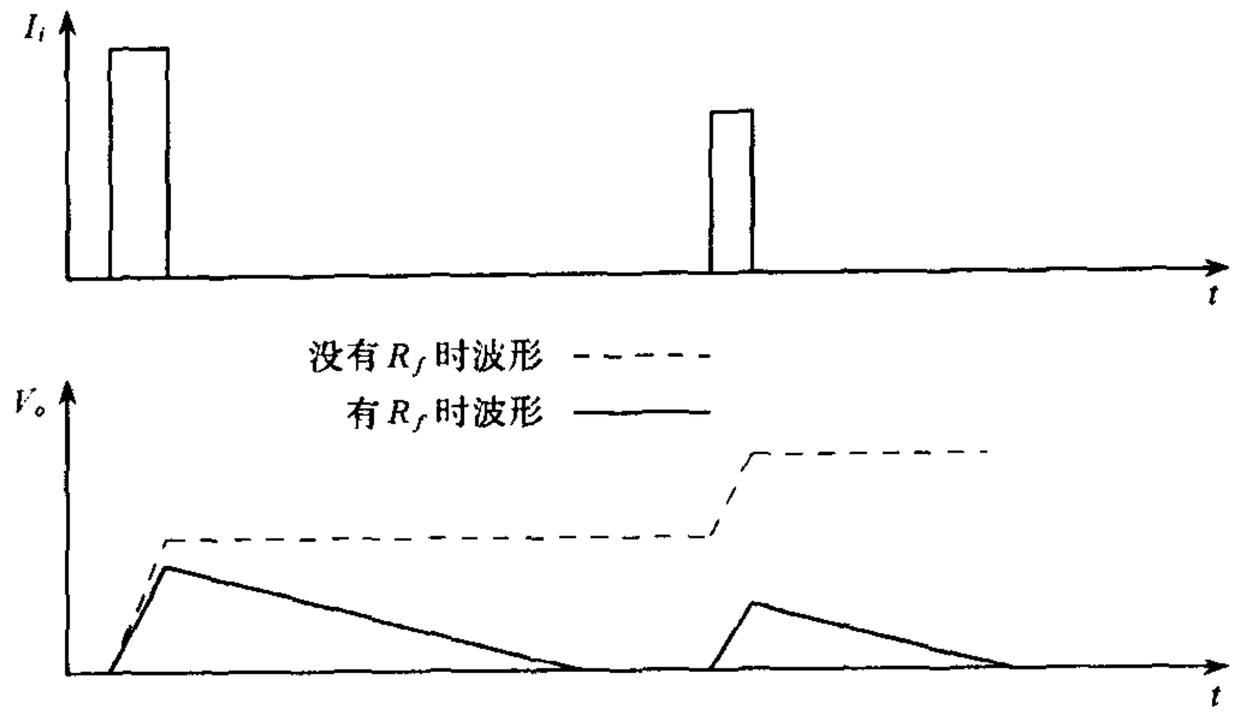


图 12.3　电荷灵敏放大器的波形

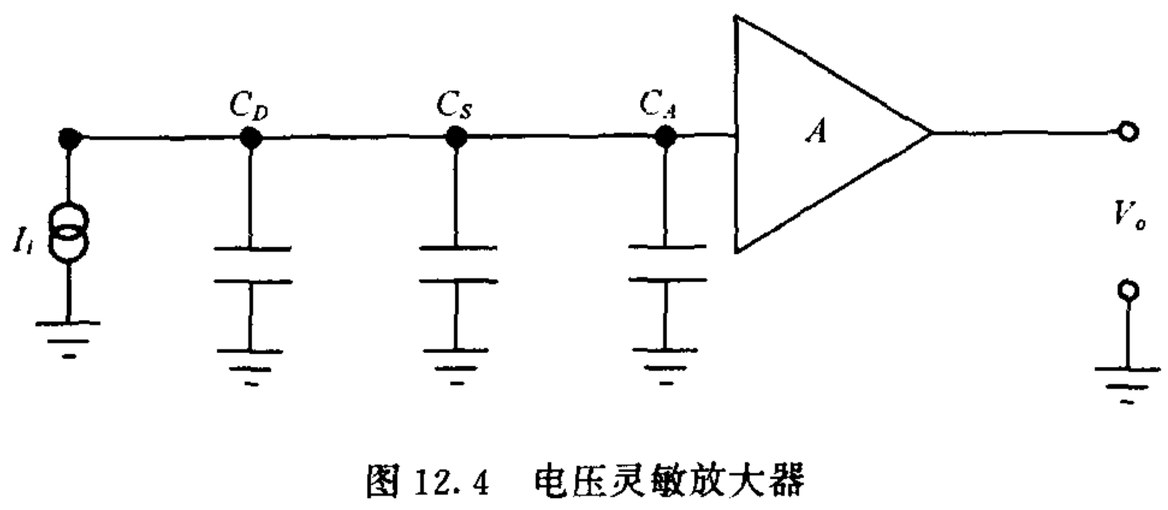


图 12.4　电压灵敏放大器

（2）电压灵敏放大器方法。这种方法如图 12.4 所示。一个电压放大器直接接在探测器的输出端。并联在放大器输入端的探测器输出电容 C_D、放大器输入电容 C_A 以及分布电容 C_S 形成电荷到电压的变换机构。由于杂散电容的不稳定性，这种方法的稳定性较差。并联上一个较大的固定电容可以改善稳定性，但却降低了信号幅度，对信噪比不利。因此，与电荷灵敏放大器相比，电压灵敏放大器方法难于同时满足较高的准确性、稳定性和信噪比指标。

（3）电流灵敏放大器方法。一个电流放大器接在探测器和积分电容之间。理想的电流放大器应该有极小的输入阻抗、极大的输出阻抗和一定的电流放大倍数。由于输入阻抗小，探测器输出端杂散阻抗的分流作用就小。由于电流放大了，获得相同输出电压所需的积分电容的值就可以大一些，分布电容不稳定性的影响就可以小一些。但是探测器输出电流波形的宽度很窄，要求放大器有较大的带宽。做一个宽带的低噪声电流放大器不太容易。因此如果仅仅为了获取电荷信息，不宜采用本方法。如果需要同时测量电荷和时间，可以采用图 12.5 的方法。探测器的输出端接一个电流到电压的变换器。它的输出分成两路：一路接到一个甄别器获取时间信息；另一路接一个电压到电流的变换器对一个积分电容充电获取电荷信息。电流到电压的变换器加上电压到电流的变换器就是电流放大器。北京谱仪的电子学系统采用了取样保持技术，需要对积分电容的工作状态进行控制，必须将一些能够控制模拟信号通断的电子开关与积分电容串联或并联。这些开关有一定的分布

电容，会影响积分电容的精度。电子开关上的控制电压也会对积分电容上的电压造成干扰。如果积分电容和充电电流都设计得大一些，则上述误差和干扰就会小一些，因此北京谱仪某些取样保持电路采用了电流灵敏放大器方法[2]。

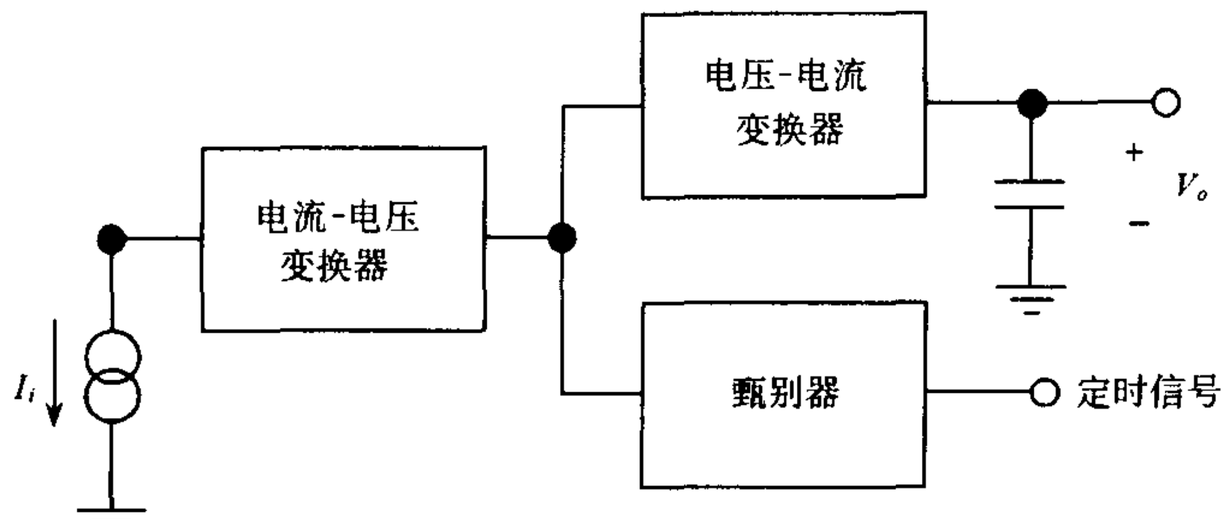


图 12.5　同时测量电荷和时间

上述三种方法都可实现电荷到电压的转换，都可以说是电荷灵敏的，但在核电子学中电荷灵敏放大器仅指上述第一种方法中的电路结构。

2. 模拟数字变换(ADC)

模拟数字变换(ADV)就是将输入模拟信号的电压值变换成计算机可以读取的数码。数码应与模拟电压成正比。ABC 的类型很多[1]，目前粒子物理实验基本上采用集成电路的比较法模拟数字变换器。

1)FADC：假如一个比较法 ADC 能够测量的最大电压是 U_{max}，相应的最大数码输出是 m 位二进制数。用一个电阻网络可以把电压从 0 到 U_{max} 分成从第 0 到第 2^m-1 共 2^m 个窗口，每个窗口的电压范围为 $U_{max}/2^m$。设置 2^m-1 个甄别器，第一个甄别器的甄别阈电压为 $U_{max}/2^m$，第二个甄别器的甄别阈电压为 $2\times(U_{max}/2^m)$，…，第 2^m-1 个甄别器的甄别阈电压为 $(2^m-1)\times(U_{max}/2^m)$。输入电压同时由这 2^m-1 个甄别器进行甄别。假如比第 n 个阈电压低的甄别器(包括第 n 个甄别器)输出都是“1”，比第 n 个甄别器阈电压高的甄别器输出都是“0”，则 ADC 就输出二进制数码 n。假如全部甄别器输出都是“1”，则 ADC 就输出二进制数码 2^m-1。假如全部甄别器输出都是“0”，则 ADC 就输出二进制数码 0。这种比较法 ADC 的速度极快，称为闪光 ADC 或 FADC(Flash ADC)。这种方法的缺点是需要大量的元器件。每增加一位二进制数大约要增加一倍的元器件。必须依赖高密度的集成电路技术。

2)逐次比较法 ADC：这种 ADC 比 FADC 慢，但所需的元器件要少得多。一个 m 位 ADC 可以定义 m 个阈值：

$(1/2^m)U_{max}$，$(2/2^m)U_{max}$，$(4/2^m)U_{max}$，……$(2^{m-1}/2^m)U_{max}$。

每一个阈值相差一倍，分别代表一位相应的二进制数。ADC 收到触发信号后输入电压先与最大的阈值比较(甄别)。如果输入电压小于阈值，则该位二进制数置“0”，输入电压再与下一个阈值比较。如果输入电压大于阈值，则该位二进制数置“1”，输入电压再与本次阈值及下一个阈值的和进行比较。如此循环反复，直至得到最小位二进制数。逐次比较法 ADC 由 m 个阈值、一个甄别器、模拟相加电路和控制电路组成。元器件比 FADC 少得多。由于要反复循环，逐次逼近，所需的时间比 FADC 长。

3）分级 FADC：这种 ADC 利用位数较少的 FADC，通过分级逼近，实现位数较多的 AD 变换。如果要做一个 8 位的 ADC。可以用两个 4 位的 FADC，分别对应高 4 位和低 4 位。输入电压先与高 4 位 FADC 比较，产生高 4 位的数码。然后，输入电压再与这个高 4 位数码产生的 DAC 电压相减，所得的差值电压再经低 4 位 FADC 产生低 4 位数码。分级 FADC 比直接 FADC 的元器件少得多，速度比逐次比较法 ADC 快得多。是一种速度和价格介于 FADC 和逐次比较法 ADC 之间的一种 ADC。折中速度和价格因素，当速度和精度都有一定要求的场合，可以选用分级 FADC。当然，随着集成电路技术的提高，直接 FADC 的精度会不断提高，价格会不断下降。

3. 电荷时间变换(QTC)

将探测器输出的电荷量变换成宽度与电荷量成正比的脉冲信号，用 TDC 测量脉冲宽度就能得到与电荷成正比的数据。日本 KEK 实验室 B 介子工厂的 Belle 探测器用这种方法来测量电荷[10]。

12.3.2 时间测量

时间测量就是测量探测器输出信号的出现时间。信号的出现时间是指针对某一参考信号的时间间隔。一个时间测量系统要解决两个问题。首先由定时甄别电路确定信号的出现时刻，再由时间数字变换电路将被测信号和参考信号的时间间隔变成数字数据。

1. 定时甄别[1]

实际的信号都有一定的上升时间。可以用脉冲幅度甄别器来确定信号上升沿上某一电压值的出现时刻。如图 12.6 所示，当前沿电压低于设定的甄别阈 V_t 时，甄别器的输出为低电平逻辑“0”，当信号电压高于甄别阈 V_t 时，甄别器的输出为高电平逻辑“1”。甄别器输出的逻辑信号从“0”到“1”的跳变时刻就是待测信号前沿上等于甄别阈电压的出现时刻。这种方法称为前沿触发定时。当然，精确的定时甄别应该采用输出逻辑信号前沿和延迟都很小的高速甄别器。

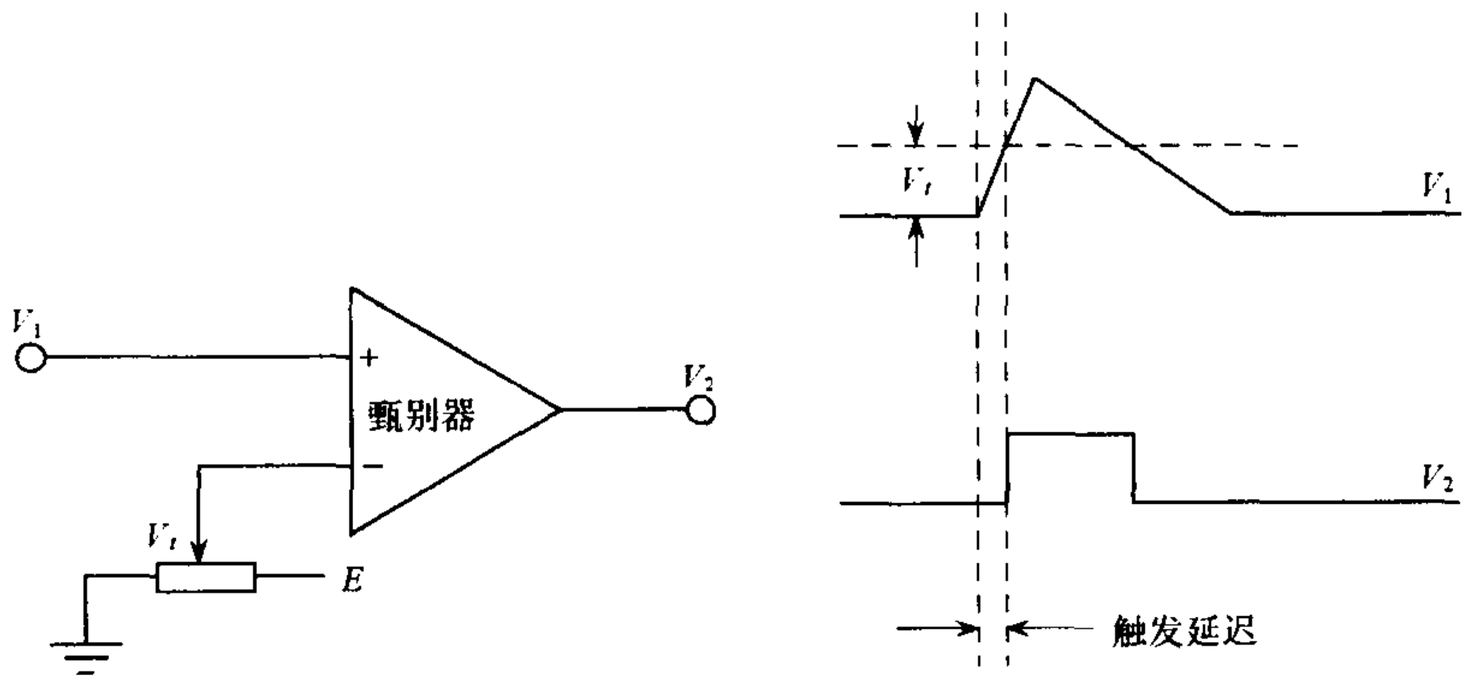


图 12.6 前沿触发定时电路

理论上的信号出现时间是指上升前沿的起始点，但是当甄别阈太小时，叠加在信号基线上的噪声有可能超过阈值而触发甄别器(图 12.7)，从而使得甄别器在没有输入信号时也有定时信号输出。因此前沿定时的甄别阈不能取得太低，定时信号和探测器输出信号就有一定的时间差别。信号前沿的上升速度越慢，甄别阈越高，时间差越大。如果时间差是

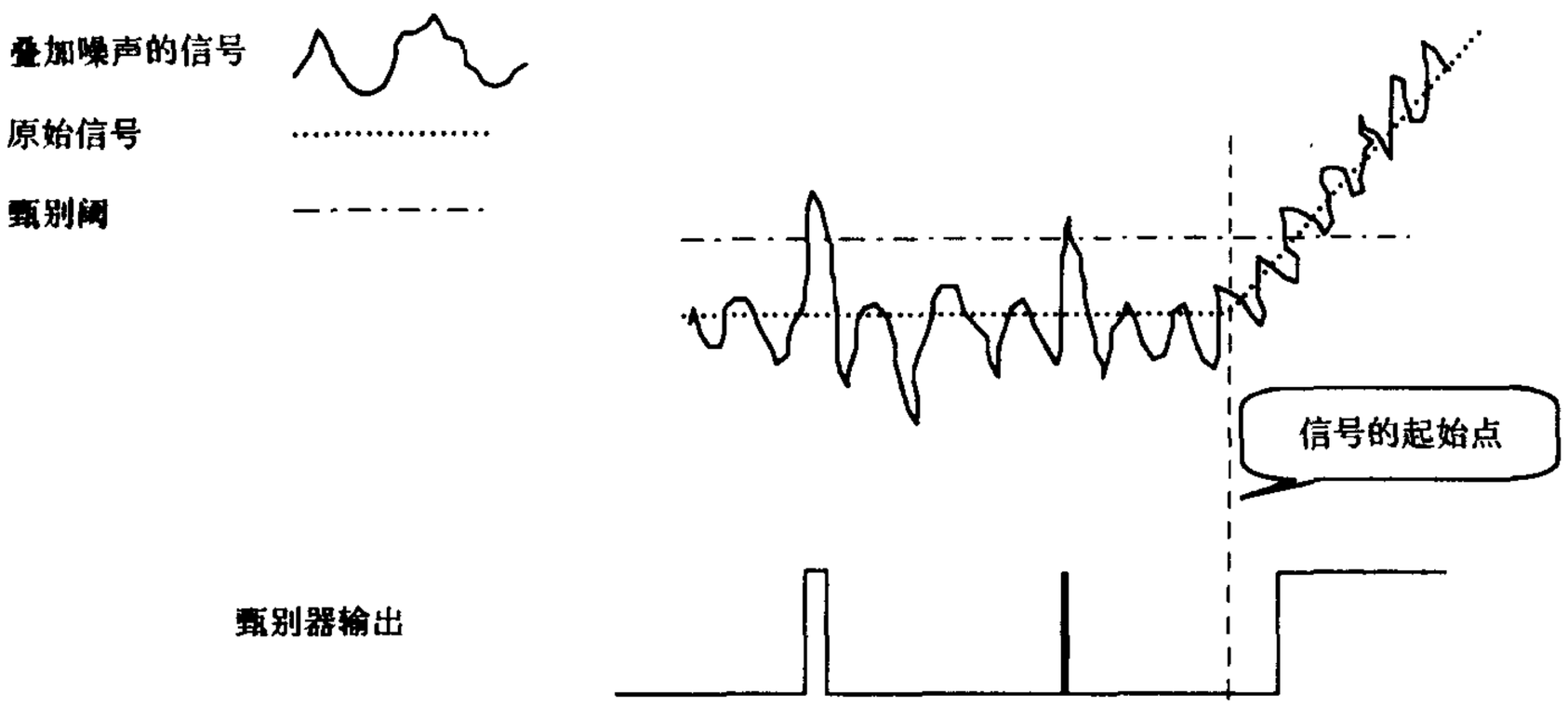


图 12.7　噪声对定时甄别的影响

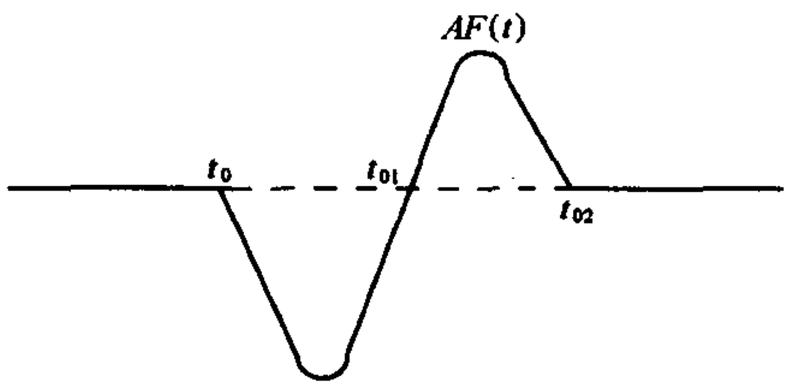


图 12.8　有过零点的双向信号

定值，则可以设法修正。但在粒子物理实验中探测器的输出信号的幅度和波形都可能随机变化，定时误差也会变化。这种现象称为时间游动。前沿触发定时无法消除时间游动。

如果信号是双向的(图 12.8)，就有过零点 t_{01}。如果信号的波形不变，则 t_{01}和信号起始点 t_0 的时间差不随信号幅度而改变。一个信号可以用函数 $AF(t)$来描述(A 是决定信号幅度的系数)。信号零点(t_0 和 t_{01})可以从方程 $AF(t)=0$ 求得。这个方程的解也就是与幅度无关的方程 $F(t)=0$ 的解。因此，只要波形不变[函数$F(t)$不变]，信号过零点之间的时间差与幅度无关。这种方法称为过零定时。要采用这种方法，输入信号必须有一个过零点，定时器的甄别阈为零，还要设法消除叠加在基线上的噪声的误触发。图 12.9 是过零定时的示意图。探测器的输出信号一般是单极性的，可以将单极性的信号通过一定的成形电路转换成有一个过零点的双极性信号。例如，可以将单极性信

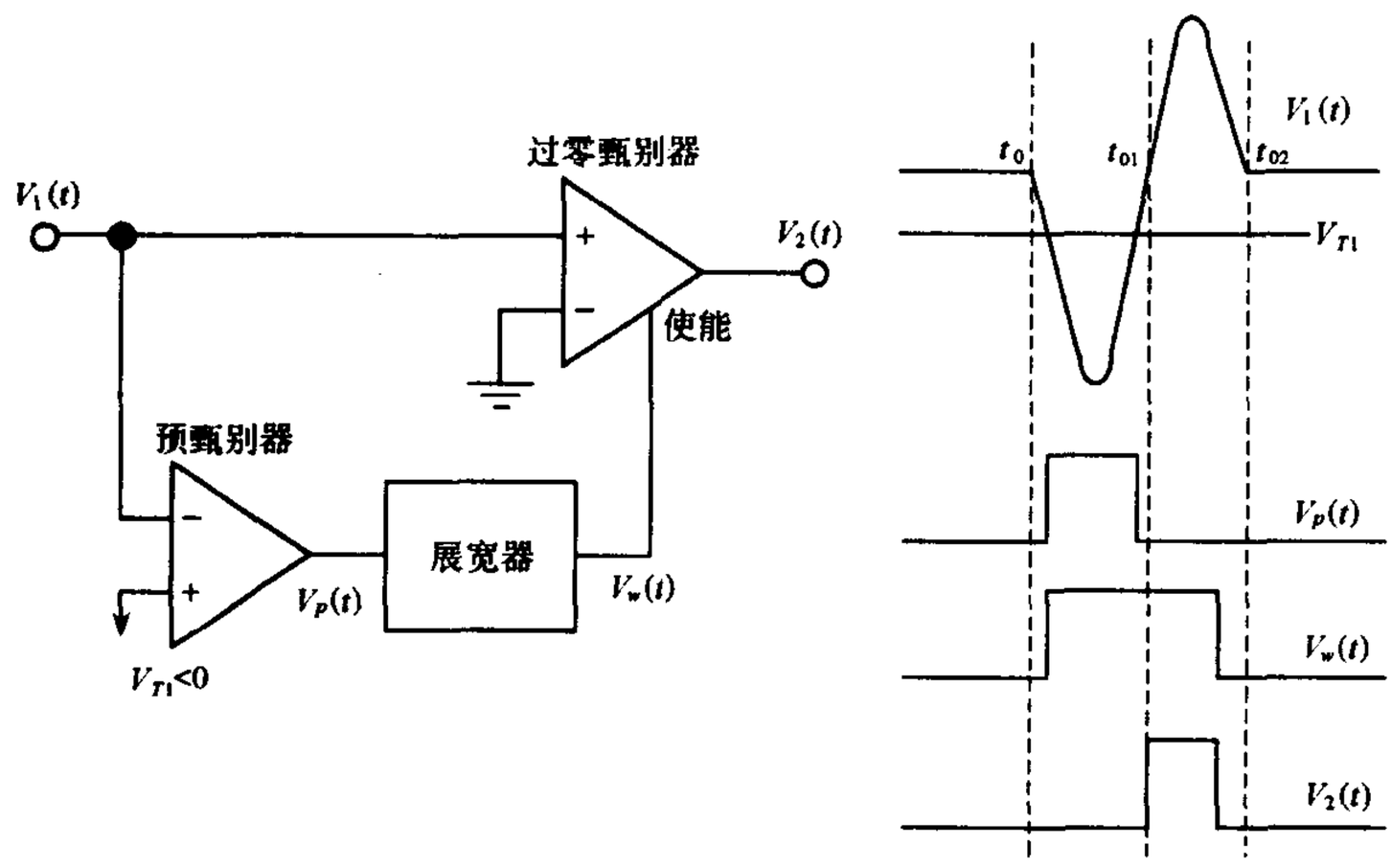


图 12.9　过零定时电路

号通过微分电路变成双极性信号。用这种方法产生的双极性信号的过零点时刻就是单极性信号的最大点。

恒比定时是另一种减少时间游动的方法。假如定时甄别的甄别阈与信号的幅度成正比，有：

$$V_T = pA \tag{12.4}$$

如果 $F(t)$的最大值是 1，p 就是甄别阈和幅度的比值。

则定时点由方程

$$AF(t) = pA; \qquad p < 1$$

决定，也就是：

$$F(t) = p \tag{12.5}$$

这个方程的解与信号幅度无关，仅与波形有关。因此恒比定时可以消除幅度变化造成的时间游动。

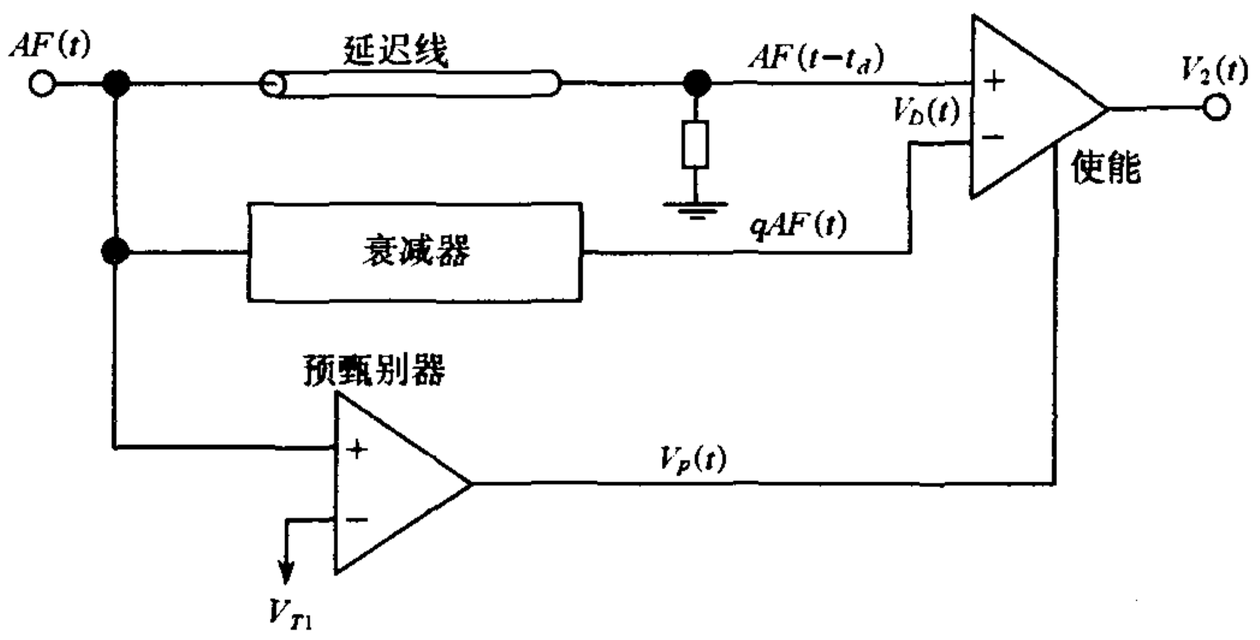


图 12.10　恒比定时电路

图 12.10 是恒比定时的示意图。信号 $AF(t)$通过一个衰减系数 q 的衰减器送给甄别器的“－”端作甄别阈，而将它延迟 t_d 以后送给甄别器的“＋”端。甄别点 t_0 是下面方程的解：

$$AF(t - t_d) = qAF(t); \qquad q < 1$$

有：

$$F(t_0 - t_d) = qF(t_0) \tag{12.6}$$

显然，t_0 与信号幅度无关，仅与波形有关。

甄别阈为：

$$V_T = qAF(t_0) \tag{12.7}$$

甄别阈和幅度的比值为：

$$p = V_T/A = qF(t_0) \tag{12.8}$$

是一个与幅度无关的常数，即恒比定时。显然，为使甄别阈大于零，t_d 必须比信号的底宽 t_w 小。

如果 t_d 比信号最大值的出现时间 t_m 小，则甄别点有可能既落在信号 $AF(t-t_d)$的前沿上，又落在信号 $qAF(t)$的前沿上，有：

$$AF(t_0 - t_d) = qAF(t_0)$$

当 t_d 和 q 都很小时，可以使甄别点 t_0 离两个波形的起始点都很近。许多波形可看做一系

列不同时间常数的指数函数的线性组合。当 t_0 离波形的起始点很近时，指数函数可以用一条直线来近似，即：

$$F(t) = A_0 - A_1 e^{-t/\tau_1} - A_2 e^{-t/\tau_2} - \cdots$$

因为 $A_0 - A_1 - A_2 - \cdots = 0$，当 t 比 $\tau_1, \tau_2, \cdots$ 中的最小值还要小得多时，有：

$$F(t) \sim (A_1/\tau_1 + A_2/\tau_2 + \cdots)t = mt$$

在这样的条件下甄别点 t_0 满足方程：

$$Am(t_0 - t_d) = qAmt_0$$

因此

$$t_0 = t_d/(1 - q) \tag{12.9}$$

也就是说定时点与幅度 A 及波形(前沿的上升速度 m)都没有关系，即此法使幅度和上升时间造成的时间游动都得以补偿，称为幅度和上升时间补偿定时。它是恒比定时的一个特例。

如果我们观察恒比定时甄别器“+”、“−”两个输入端之间的电压差 $V_D(t)$，有：

$$V_D(t) = AF(t - t_d) - qAF(t) = A[F(t - t_d) - qF(t)]$$

$V_D(t)$是一个幅度系数为 A 的双极性过零信号。当 $V_D(t) = 0$ 时，甄别器被触发输出，也就是说恒比定时本质上是过零定时。

为了获得比较好的性能，要对恒比定时的延迟和衰减针对不同的信号波形进行细致的调节。调节不当不但性能差，甚至不能正常工作。当延迟时间 t_d 大于信号底宽 t_w 时，构成 $V_D(t)$的正负两个信号分离，无法形成陡峭的过零点。可能出现乱定时。当 t_d 和 q 太小时，$V_D(t)$的负幅度太小，甄别器容易被噪声和其他干扰信号误触发。

2. 时间数字变换(TDC)[1]

定时甄别电路检出待测信号和参考信号的出现时刻后，分别形成了一个 Start 信号和一个 Stop 信号，可以通过时间数字变换(TDC)电路将 Start 信号和 Stop 信号之间的时间间隔变成数码，供计算机读出。

一般来说早出现的物理事件产生 Start 信号，晚出现的物理事件产生 Stop 信号，也可以将早出现的物理事件加上一个足够大的、固定的延迟以后作为 Stop 信号。用固定的延迟时间减去测得的时间间隔就是原来的时间间隔。例如在对撞机实验中束团交叉时刻往往作为参考信号，它比探测器中产生的信号早出现。可以把束团交叉信号延迟后作为 Stop 信号，而将待测信号作为 Start 信号。

1) 计数式时间数字变换：这种时间数字变换方式的基本原理是在 Start 和 Stop 信号的时间间隔内，用计数器测量一个频率稳定的振荡器的周期数。待测的时间间隔就是测得的周期数与振荡器周期的乘积。测量精度与频率精度有关。在进行小时间间隔测量时，要求振荡器有很高的频率。否则，计数器无法获得足够的计数，也就无精度可言。

2) 带游标的计数式时间数字变换：计数式时间数字变换存在振荡频率和测量精度的矛盾。粒子探测器要求几十皮秒到纳秒的分辨率，至少应有 1GHz 以上的振荡频率。这样高频率的振荡器和计数器都很难制造。为了解决这个问题，有人提出了带游标的计数式时间数字变换方法。如果振荡器的周期为 10ns，游标之间的时间间隔为 1ns，则 100MHz 的振荡器和计数器就可以得到 1ns 的分辨率。

将一个周期为 10ns 的振荡信号延迟 10 次，每次延迟 1ns，可以得到 10 个依次错开 1ns 的振荡波形。每个振荡波形分别与待测信号符合，在待测信号到达的时刻可以得到一组 10bit 的二进制数码。对这个数码按一定的规则进行编码，就可以得到待测信号在该周期中的游标时间，误差为 1ns。总时间为周期计数器测定的时间和游标时间的和。这种能够产生一系列延迟振荡波形的振荡器是有多个延迟单元的环形振荡器或延迟线锁相环，延迟单元的延迟时间可以由控制电压调节。可以采用锁相的方法将环形振荡器的周期或延迟线的总延迟时间锁定在一个精确的周期上，以保证时间分割的准确度。

3) 时间幅度变换(TAC)：另一种测量小时间间隔的方法是先将时间信息变换成幅度信息(TAC)，再将幅度信息变换成数字信息(ADC)。

用一个恒流源对一个固定电容充电，可以实现时间幅度变换。假定恒流源的电流为 I，固定电容为 C，电容上的起始电压为零，经过时间 t 后电容上的电压为 U，则：

$$U = \frac{I \times t}{C} \tag{12.10}$$

使 Start 信号启动充电过程，而使 Stop 信号终止充电过程，则电容上的电压与 Start 信号和 Stop 信号之间的时间间隔成正比，用 ADC 测量这个电压得到的数字量也必然与时间间隔成正比。当然，每次测量结束后要及时将电容放电，为下一次测量做好准备。

12.3.3 击中信息获取

某些探测器只需要知道是否击中，并不要了解信号的电荷或时间信息。这种探测器的前端电子学只要将探测器单元的输出信号进行放大和甄别，得到“是”或“否”的信息，并将结果存入寄存器，由计算机读出。

12.3.4 波形取样技术

如果将探测器输出的电流信号经过一个电流到电压的变换器，就可以得到一个与输入电流信号成正比的电压信号。用一定的时间间隔对信号的电压值进行采样并数字化，就可以得到一组信号电压波形的抽样数据。采用一定的拟合方法，可以计算出信号电压波形上任意时刻的数值。当然，这种计算是近似的。采样频率越高，计算的精度就可以越高。有了波形数据，就可以计算出与波形有关的各种特征量。例如，对波形积分可以求出探测器的输出电荷；波形的起始时刻就是信号的产生时刻。有些探测器输出信号的宽度与粒子种类有关，计算出信号宽度就可以区分粒子。一套线路可以有多种用途，可以根据实验需要，随时改变计算软件，得到不同的实验数据。由于波形取样技术可以减少线路种类，提高实验的灵活性，因而受到重视，有着诱人的应用前景。波形取样技术要求前端电子学有高速波形采样能力和高速的数据预处理能力。因而要采用 FADC 及分布式的高速微处理器，如数字信号处理器(DSP)。还要研究如何利用较低的采样频率，得到较高的计算精度。随着集成电路制造技术的提高和计算方法的改进，波形取样技术的应用会越来越广泛[3]。

12.3.5 噪声处理[1,9]

1. 噪声对测量的影响

如果用一台宽频带示波器观察信号波形，可以发现波形的线条不是一根轮廓分明的

细线。线条的中间较亮，上下亮度逐渐减弱形成一个亮带。示波器的灵敏度越高(量程越小)，这种现象越明显。这表明在正常的信号上叠加了一些大小和极性随时变化的、不规则的信号成分。它小幅度的出现机会多，大幅度的出现机会逐渐减小。这种不规则的信号成分就是噪声。

噪声的存在使得我们无法测到某一时刻信号的真正大小。它对前端电子学的影响表现为以下几个方面：

1）无法测到信号电压的准确值。所测到的电压和实际电压存在随机误差，随机误差的均方值就是噪声的均方值。随机误差是无法修正的。噪声的均方值越大，测量结果的不可信度越大。或者说系统的分辨率越低。

2）无法进行准确的定时甄别。假如噪声电压的均方值是 V_n，甄别点的信号斜率为 $dv/dt=p$，则噪声产生随机的定时误差，随机的定时误差的均方值就是噪声电压的均方值和信号斜率的比值。设随机定时误差的均方值是 t_n，有：

$$t_n = V_n/p \tag{12.11}$$

3）在用幅度甄别确定探测器是否击中时，甄别阈必须大大高于噪声电压的均方值。否则即使探测器没有输出，噪声电压触发甄别器的可能性也很大，造成击中假象，但是甄别阈越高，小信号就越不能触发甄别器，使得漏判比例升高。

2. 噪声的特性及分析方法

随机性是噪声的一大特性。我们无法根据以前测到的噪声电压值来预言今后某一时刻的噪声电压值，但噪声又有一定的统计规律性。对于一个稳定的系统，噪声对时间的平均值为零，噪声的平方对时间的平均值(均方值)是一个定值。显然，噪声对时间的平均值就是噪声概率密度函数的平均值；噪声对时间的均方值就是噪声概率密度函数的均方值。

理论分析和实验表明，通常的电噪声的概率密度服从高斯(正态)分布。高斯分布的电压范围可以从负的无穷大到正的无穷大，因此不能用噪声的最大值来表征噪声的强度，而用噪声的均方值的平方根(均方根)σ 来表征噪声强度。如果我们说噪声的均方根是 σ，其隐含的意义是：在高斯分布时 68.26%噪声电压的瞬时值小于或等于 σ，95.45%噪声电压的瞬时值小于或等于 2σ，99.73%噪声电压的瞬时值小于或等于 3σ，…σ 是噪声对信号测量离散性的度量；σ 越大，信号测量的离散性就越大。

对信号的频谱分析表明：一个信号的均方值可以表示成信号的功率谱密度函数在整个频率域内的积分，而功率谱密度函数与信号频谱幅度的平方成正比。这样，我们就可以通过噪声频谱来求出原来定义在时域中的噪声的均方值。改变噪声频谱也就可以改变噪声的均方值。

因此，有三种方法可以用来计算噪声的均方值：

1）时域中噪声瞬时值的平方的平均值。

2）噪声概率密度函数的均方值。

3）频域中噪声功率谱密度函数在整个频率域内的积分。

这三种方法的计算结果完全相同。在不同的场合可以用不同的方法来分析。例如，在分析噪声对测量的影响时可以采用时域的方法；在测量噪声的大小时可以用概率的方法：多次测量一个信号的值，其平均值就是信号的准确值。每次测量值与平均值的偏差的平方的平均值就是噪声的均方值；在分析噪声通过网络以后的效果时，可以采用频域的方法。

3. 减小噪声影响的方法

出现在前端电子学输出端的噪声来自两个方面：探测器和前端电子学电路本身。由于信号是逐级放大的，因此后级电路产生的噪声对信号测量的影响比前级电路小，甚至可以忽略。为了减小前端电子学本身的噪声，必须精心设计第一级电路：

1）采用低噪声的元器件。如采用低噪声的场效应管作为第一级的放大器件。

2）采用低噪声线路。例如电荷灵敏放大器的信噪比就可以比电压灵敏放大器高。

3）降低电路的工作点。有些噪声（如散粒噪声）与器件的工作电流有关，适当降低电源电压和器件的工作电流可以降低噪声。由于第一级的信号很小，降低工作点以后信号不会因为电路动态范围的减小而失真。

4）降低电路的工作温度。场效应管的沟道噪声和电阻的噪声与温度有关。温度越低，噪声越小。可以把前级电路放在液氮或液氦的环境中以降低噪声。

5）冷端接技术。如果探测器与电子学的距离较长就要用电缆连接。为使波形不畸变，必须使放大器的输入阻抗与电缆的特性阻抗匹配。如果用实际电阻来匹配，噪声会很大。设法用放大器的等效输入阻抗来匹配，可以降低噪声。此时的放大器等效输入阻抗的噪声相当于一个处于很低温度下的普通电阻。这种技术称之为冷端接技术。

由于噪声的均方值是噪声的功率谱密度函数对频率的积分，而功率谱又与噪声频谱有关，因此噪声通过有一定频率响应的滤波器后，其均方值会发生变化。频带越窄，噪声的均方值越小。这种方法对探测器噪声和电子学噪声都有效。但是滤波器不仅影响噪声，同时影响信号。频带太窄，信噪比可能反而变差。对于固定的信号频谱和噪声频谱，必然有一个最佳滤波器，其信噪比最高。

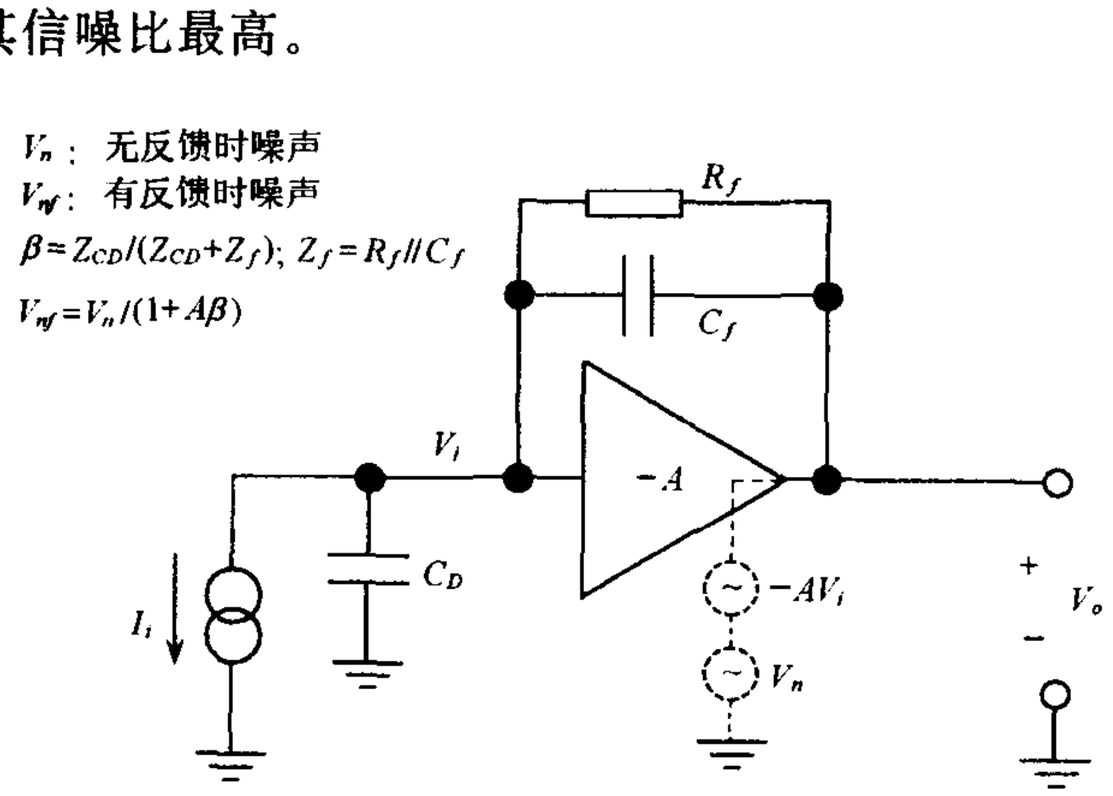


图 12.11　探测器输出电容对电荷灵敏放大器输出噪声的影响

如果探测器的噪声比电子学的噪声小得多，探测器的输出电容会影响系统的信噪比。对于图 12.4 的电压灵敏放大器，探测器输出电容越大，信号电压的输出就越小。但是电子学噪声不变，因此输出的信噪比就变小。对于图 12.11 的电荷灵敏放大器和图 12.12 的电流电压转换器，探测器输出电容是电子学噪声负反馈环节的一部分。探测器电容越大，负反馈越弱，噪声也就越大。相应的信噪比也就越小（这类放大器的输入阻抗很小，探测器输出电容的大小对信号的影响不大）。所以一般来说，探测器的输出电容越大，系统的信噪比越小。由于从探测器到电子学电路的连接电缆的分布电容与探测器的输出电容并联，因此电缆越长，信噪比也越差。从噪声考虑，希望第一级电子学电路到探测器的电缆越短越好。由于后级电子学噪声对系统信噪比的影响较小，因此后级的连接电缆可以长一些。也就是

说，将前级电子学做成前置放大器紧靠探测器可以改善信噪比。如果探测器的输出阻抗和电子学的输入阻抗都与连接电缆的特性阻抗匹配，则电缆长度不会影响电子学输入端的总等效电容。但电缆越长，电缆本身产生的噪声可能越大，外部干扰通过电缆入侵的可能性也越大，同样是不利的。

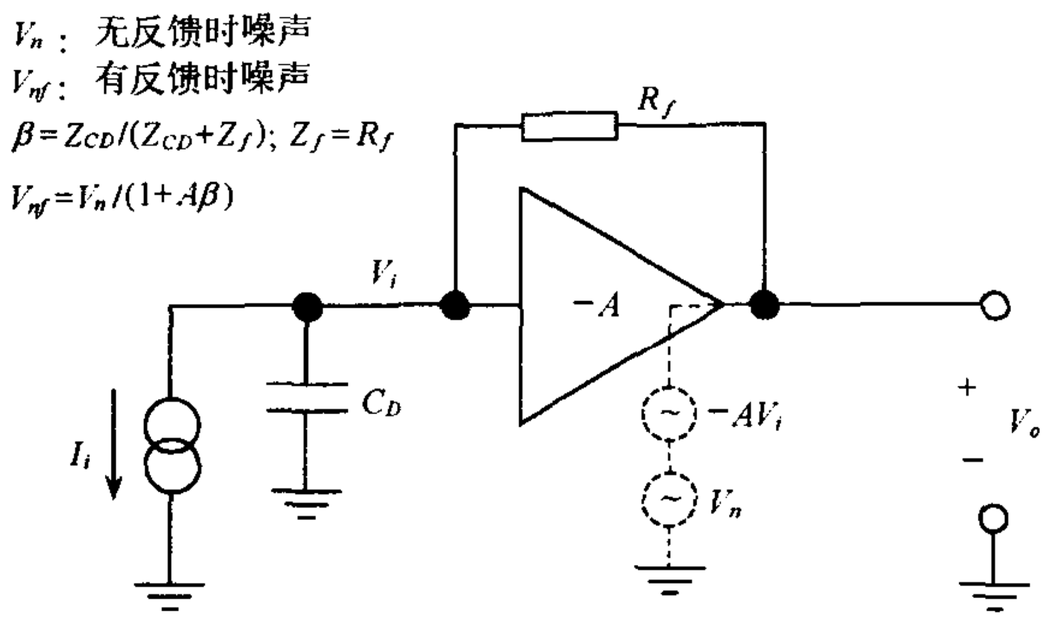


图 12.12　探测器输出电容对电流-电压转换器输出噪声的影响

12.3.6　信号堆积问题

信号有一定的宽度。粒子物理实验中两个信号之间的时间间隔是随机的。如果两个信号的间隔小于宽度，就会出现信号堆积现象。信号堆积造成幅度和时间测量的误差。严重时两个信号合二为一，无法区分两个相继出现的物理事例。解决信号堆积问题的关键是设法减小信号的宽度。

一个信号往往可以表示成一系列不同时间常数的以自然对数为底的指数时间函数的组合。信号的宽度与最大的时间常数有关。把最大的时间常数变小就可以减小信号宽度。

一个信号的拉普拉斯变换经常可以表示成一个分式[4]。分式的分子和分母都可以写成拉氏变换算符的幂级数。分子的幂级数的根称为分式的零点；分母的根称为分式的极点。分式的极点就是信号的时间常数的倒数。要使信号变窄，就要设法去掉时间常数大的极点。

一个信号通过四端网络以后，输出信号的拉氏变换是输入信号的拉氏变换和该网络拉氏变换传递函数的乘积。如果网络的零点与输入信号的极点相等，则可以互相抵消。用这种方法可以把信号中时间常数大的指数项去掉，以减小信号的宽度。这种方法称为极零相消技术。

极零相消技术经常用在电荷灵敏放大器线路中。为了减小噪声，电荷灵敏放大器的反馈电阻必须取得很大，其输出波形的时间常数也很大。在电荷灵敏放大器后再加上一级极零相消电路可以使得整个线路既有较低的噪声，又有较低的堆积概率。

网络理论指出：网络的零点数只能小于或等于极点数。因此极零相消以后，总的极点数不能减少，还有可能增加。网络的极点的时间常数必须比输入信号的时间常数小，极零相消以后信号宽度才有可能变小。

极零相消以后信号波形有了改变，与信号波形有关的信息也相继改变。例如信号的最大值及出现时间改变了，信号的积分值也改变了。由于是线性变换，只要输入信号的波形不变，不管输入信号的幅度如何改变，输出信号中与幅度有关的特征量（如最大值、积分值

等)只与输入信号相应的特征量相差一个固定的比例系数;输出信号中与时间有关的特征量(如最大值的出现时间)与输入信号相差一个固定的时间偏移。如果输入信号的波形发生变化,这种固定的关系就要改变。

极零相消电路可以使波形发生改变,是一种成形电路。它有一定的频率响应,又是一种滤波电路。信号经过它以后的信噪比会改变。最佳的信号宽度和最佳的信噪比对成形滤波电路的要求不一定相同。因而在设计时要权衡利弊,折中考虑。

12.4 数据的预处理

12.4.1 数据压缩[2]

经过前端电子学处理过的数据主要有三类,即幅度(电荷)数据、时间数据和是否击中数据。为了提高粒子探测器的位置分辨和探测立体角,一台谱仪要配置成千上万个探测器单元。也就会有成千上万个数据输出通道。对于每一次事例,往往只有少数通道有粒子通过产生有效数据。例如北京谱仪有两万个通道,但每个事例平均只有 800 个通道有信号。如果不管数据是否有效统统都去记录,势必加重在线和离线计算机的负担,增加系统的死时间,实际上是不可能的,因此前端电子学产生的数据必须在记录以前经过预处理,把没有粒子通过的通道的无效数据压缩掉。经过压缩的数据流中通道的排序改变了,因而必须给每一个有效的数据加上该探测器单元的地址码,以资识别。对于只要求击中信息的情况,则只要给出击中通道的编码,不必再给出是否击中的数据。

12.4.2 数据归一化

前端电子学的输出总有一定的台阶和非线性,同一个子探测器的各个通道的增益也不可能做得完全相同。而离线分析时希望所记录的同一个子探测器的数据和探测器输出的电荷或时间成正比,且比例系数相同。这就需要扣除台阶,修正非线性和归一化增益。可以在前端电子学中采用专用的智能化部件做这些数据的预处理工作,以减轻在线计算机的负担,减少死时间。图 12.13 表示归一化前后的数据和物理量的关系,虚线表示不同通

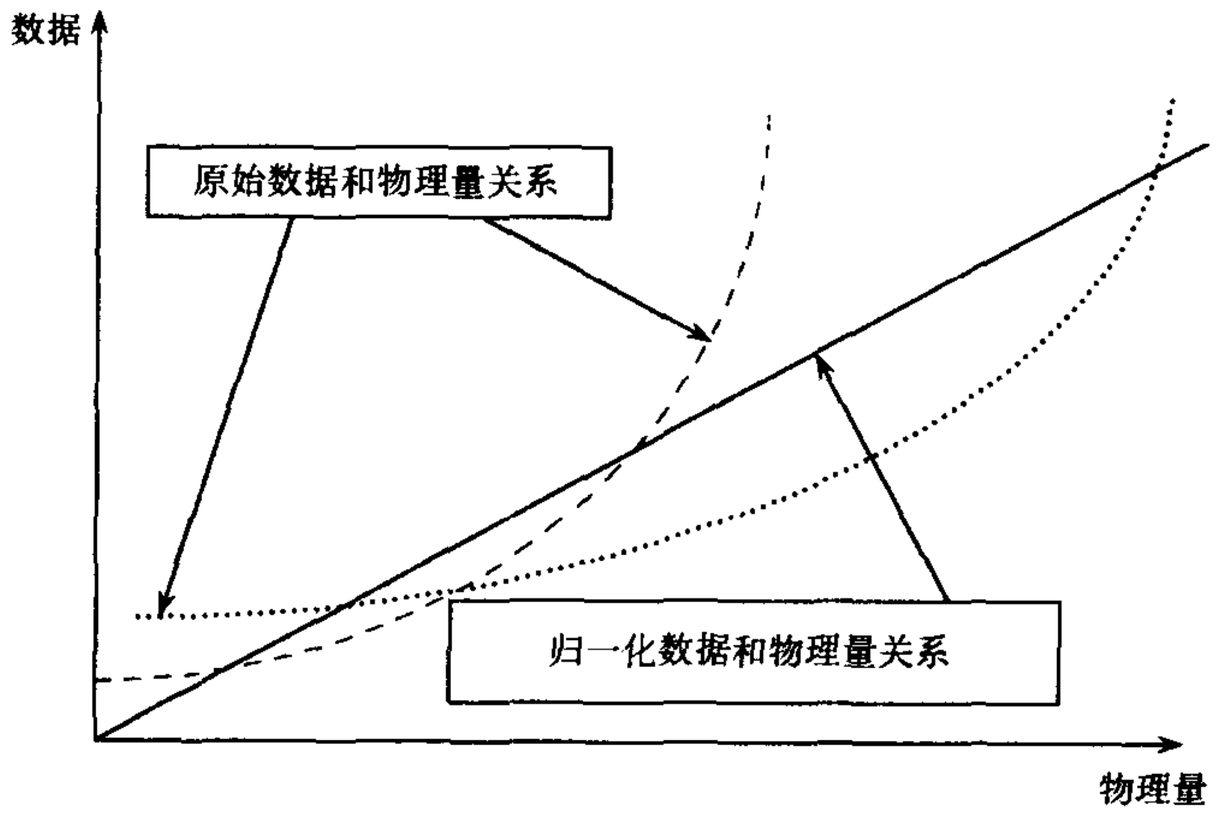


图 12.13 归一化前后数据和物理量的关系

道的原始数据和物理量的关系有差别，实线表示归一化以后各通道的数据和物理量的关系一致了。如果事例率不高，在线计算机的速度较快，增加的死时间不多，则可以由在线计算机进行归一化。当然在数据获取时不进行台阶扣除、非线性修正和增益归一化，留给离线计算机做这些工作也是可以的。这样做的死时间最小、设备也最简单，但却增加了离线计算机的负担，因此在系统设计时要权衡利弊、统筹安排。

12.5 前端电子学信息的读出

探测器产生的信号经过前端电子学处理后必须由在线计算机读出并记录在磁带上。同一事例不同通道信号的产生几乎是同时的，前后不会超过 1μs。在线计算机却是逐道读取数据的，全部读出一个事例的数据需要的时间在毫秒数量级。一个事例的数据从前端电子学全部移走之前不能接收新的事例，否则会造成事例之间数据的混乱，这就造成了数据获取的死时间。不同的读出方法有不同的死时间。

12.5.1 模拟多路器[2]

目前的北京谱仪读出电子学将探测器输出的电荷或时间信息变换成电压值储存在保持电容上，通过模拟多路器将这些电压信息逐道放到模拟总线上。由一台智能化的 ADC (BADC)对这些电压信息逐道进行数字化和数据预处理，并将经过预处理的数据存在 BADC 的内存中。再由在线计算机从 BADC 的内存中读取数据并记入磁带。这种方法由于成百上千个通道共用一台 BADC，可以节省成本，但数据处理的并行度低，死时间长。

12.5.2 数字多路器[3,5]

如果每个通道各自进行数字化和数据预处理，再将经过压缩和修正的数据逐道放到数字总线上由在线计算机读取。这种方法大大提高了数据获取的并行度，可以减少死时间。但每道必须都有数字化和数据预处理部件，成本较高，前端电子学的规模较大。折中的方法是让各道并行进行数字化，但数据的预处理是串行的。随着大规模集成电路技术的发展，集成电路的价格性能比会越来越好，集成度会越来越高，数据获取的并行度可以不断提高。

12.5.3 流水线技术[3,5]

现代加速器往往通过缩短束团周期的方法来提高亮度。亮度越高，不但好事例越多，背景也越高。为了更好地保存好事例和抑制背景事例，触发系统越来越复杂，做出触发判决所需的时间也越来越长，往往超过一个束团周期的时间间隔。为了不丢失好事例，要求前端电子学依次把每次束团作用的探测器信息不管是否有用都暂时保存一段触发延迟的时间，等待触发系统的取舍。这种方法称为流水线技术，在目前高亮度的加速器实验中已经广泛采用。

12.5.4 事例暂存技术[3,5]

如果每个通道都有一个一定深度的 FIFO，当触发系统发现好事例后，每个通道都同

时把数据暂时存入 FIFO，再由在线计算机从每个 FIFO 中逐道读出数据。这样一个 FIFO 称为事例暂存器。由于各道将自己的数据存入自己的 FIFO 只要很短的时间，此后又可以接收和处理新的事例，因此采用事例暂存技术可以大大缩短死时间。在线计算机的平均事例读出速度越大，事例的平均产生速度越小，FIFO 的深度越大，FIFO 溢出的概率便越低。只要溢出概率足够低，前端电子学的读出就能顺利进行下去。溢出的概率很低并不等于永远不溢出，因此采用事例暂存技术仍然需要设计一种专门的机制，使得在 FIFO 即将溢出时，抑制新的触发信号的产生。

我们可以借鉴随机过程中“生灭过程”的讨论来估算事例暂存器深度与溢出概率的关系[11,12]。假定事例的产生和事例的读出都符合泊松分布，事例产生的平均速度是 λ，事例读出的平均速度是 μ，事例暂存器的深度为 N。事例暂存器按照暂存事例的数目可以有从 0 到 N 总共 $N+1$ 种状态。其状态传递图见图 12.14。

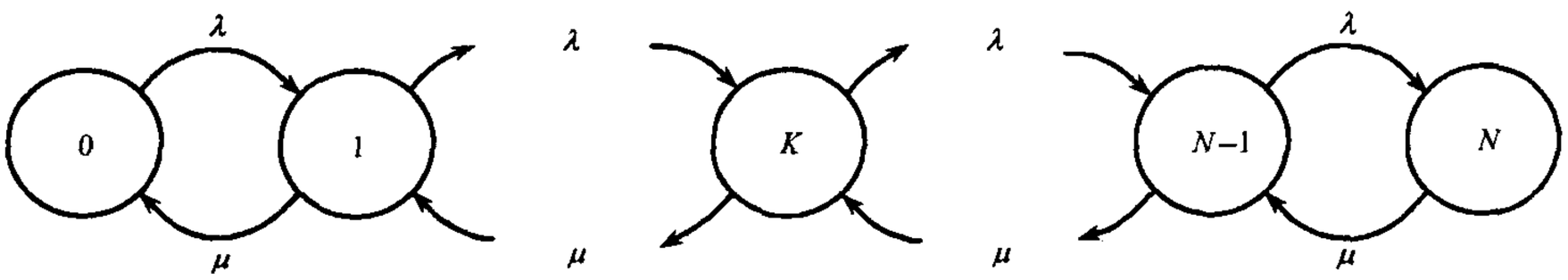


图 12.14　事例暂存器的状态传递图

如果实验开始时暂存器是空的，“0”状态的概率为 1，其他状态的概率为 0。随着实验的进行“0”状态的概率逐渐变小，其他状态的概率逐渐变大。系统到达动态平衡以后各种状态的出现概率 P_K 应该不随时间变化，即每个状态每秒钟增加的概率等于每秒钟减少的概率。由于事例是逐个产生的，也是被逐个读出的，因此每个状态只能与相邻的状态互相转移，有：

$$\begin{cases} \lambda P_0 = \mu P_1 \\ (\lambda+\mu)P_K = \lambda P_{K-1} + \mu P_{K+1} \\ \mu P_N = \lambda P_{N-1} \end{cases} \tag{12.12}$$

解上述方程有：

$$P_K = \frac{\lambda}{\mu} P_{K-1} = \eta P_{K-1} = \eta^K P_0$$

因为

$$1 = \sum_{K=0}^{N} P_K = \sum_{K=0}^{N} \eta^K P_0 = P_0 \frac{1-\eta^{N+1}}{1-\eta}$$

所以

$$P_0 = \frac{1-\eta}{1-\eta^{N+1}}$$

而

$$P_N = \eta^N P_0 = \frac{1-\eta}{1-\eta^{N+1}} \eta^N \tag{12.13}$$

当事例暂存器存满事例以后就不能存入新的事例，每秒钟平均丢失的事例数为：

$$\Delta\lambda = \lambda P_N$$

事例丢失的相对值即溢出概率为：

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\frac{\lambda P_N}{\lambda}=P_N=\frac{1-\eta}{1-\eta^{N+1}}\eta^N=\frac{1}{\sum_{K=0}^{N}\eta^{-(N-K)}} \tag{12.14}$$

即溢出概率等于事例暂存器存满的概率。并且当事例产生的速度越小，或者事例读出的速度越大，或者暂存器越深时，溢出概率就越小。

以上讨论假定事例的产生和读出都是随机的泊松过程。但是事例的读出不一定是泊松过程，可能是一个匀速的非随机过程，也可能是别的随机过程，因此套用上述公式可能会有某些误差。

12.5.5 高速光缆技术[3,5]

前端电子学数据的传输如果采用并行的方法，则需要很多电缆。如果采用串行的方法则速度太低。一般的铜电缆的波特率不能很高。采用高速光缆技术，其波特率可以达到每秒千兆位，即使采用串行方法，仍然可以获得很高的传输速率。采用光缆传输还可以减小干扰。因此许多现代的谱仪，大量采用光缆技术。如 SLAC 在 1998 年建成的 BaBar 探测器的漂移室有 7000 多个通道，仅用 4 根高速光缆就可以将漂移室的全部数据从谱仪引出。

12.6 前端电子学的自检和校准

一台谱仪的前端电子学是一个庞大的系统，难免会出故障。必须有一个在线的故障检测系统，以便随时检测，发现问题及确定故障部位。这项工作称为自检。

一台谱仪由许多硬件构成。这些部件的精度决定了测量的精度。硬件的精度和成本越高，制造、调整和维修就都比较困难。如果用一些可变元件(如电位器)来调整硬件的精度，则会降低系统的稳定性和可靠性，增加系统维护的工作量。用软件的方法随时测量并计算出系统精确的台阶、增益和非线性称为系统校准。将校准得到的数据存储起来，就可以对以后测到的数据进行归一化，得到精确的测量结果。

系统的自检和校准需要一套软、硬件环境。除了前端电子学本身以外，还要：

1) 幅度或时间延迟可以精确控制的信号产生器，并将信号加到每一路前端电子学的输入端。

2) 可以协调信号产生器、前端电子学和计算机运行的时序控制器。

自检的任务是根据数据的状态确定系统有没有故障及故障的部位。校准的任务是计算出校准常数并存储起来。实际上这两个任务可以集中在一套软件中。

12.6.1 标准信号的获得

有两种常用的获得标准信号的方法。

1) 将一个电压脉冲通过一个电容接到通道的输入端。假如脉冲幅度是 U，电容是 C，通道获得的电荷是 Q，则有：

$$Q=UC \tag{12.15}$$

假如通道的输入电阻是 R，则通道输入的电流信号是一个起始时刻与电压脉冲相同、时间常数为 RC 的指数衰减波形。只要时间常数比通道的电荷搜集时间短，电压脉冲的宽度比通道的电荷搜集时间长，精确控制 U 和 C 可以获得标准的电荷，通过精密延迟电路精确控制电压脉冲的起始时刻可以获得标准的时间。这种方法的优点是标准电荷和标准时间与通道的输入阻抗无关，缺点是指数衰减波形的持续时间较长，有些场合不合适。

2）将一个电压脉冲直接加到通道的输入端。如果电压脉冲的幅度是 U，宽度是 T，通道的输入阻抗是纯电阻 R，通道获得的电荷是 Q，则有：

$$Q = UT/R \tag{12.16}$$

精确控制 U，T 和 R 可以获得标准的电荷，通过精密延迟电路精确控制电压脉冲的起始时刻可以获得标准的时间。但要精确控制脉冲宽度 T 不太容易。对某些放大器（如电荷灵敏放大器）要精确控制输入阻抗也不太容易。

12.6.2 电荷通道的校准

设：Q 是输入信号的电荷量；Dq 是电荷通道输出的数字量，有：

$$Q = \alpha_q(D_q - \delta_q) + \beta_q(D_q - \delta_q)^2 + \gamma_q(D_q - \delta_q)^3 + \cdots \tag{12.17}$$

式中，δ_q 是台阶，α_q 是增益，β_q，γ_q，…是由系统的非线性造成的。它们的高次项可以忽略：

$$Q = \alpha_q(D_q - \delta_q) + \beta_q(D_q - \delta_q)^2 \tag{12.18}$$

电荷通道校准的任务就是求出各道的 α_q、β_q 和 δ_q。

如果将一系列已知的准确的电荷量 $Q_1, Q_2, \cdots, Q_n$ 送给需要校准的通道，测出对应的数字量 $D_{q1}, D_{q2}, \cdots, D_{qn}$，利用最小二乘法可以计算出每一个通道的 α_q，β_q 和 δ_q。

12.6.3 时间通道的校准

与电荷通道类似，对输入信号的到达时间 T，有：

$$T = \alpha_t(D_t - \delta_t) + \beta_t(D_t - \delta_t)^2 \tag{12.19}$$

如果将一系列具有已知的准确的到达时间的信号送给待校准的通道，其到达时间分别为 $T_1, T_2, \cdots, T_n$，测出通道输出的对应的数字量 $D_{t1}, D_{t2}, \cdots, D_{tn}$，利用最小二乘法可以计算出每一个通道的 α_t、β_t 和 δ_t。

12.7 系统干扰及其治理

一台谱仪有成千上万个电子学通道，每个通道都包含了许多元器件。工作中的元器件会在空间感应出电磁场，造成通道之间的相互干扰。此外，由于通道之间共用电源和地线，每个通道的供电电流和地线电流会通过电源内阻和地线阻抗而相互干扰。干扰是普遍存在的，但干扰造成的影响却是相对的。如果干扰比信号小得多，或者比系统要求的分辨小得多，或者比甄别阈小得多，则干扰的影响可以忽略，也可以说没有干扰。

干扰的存在影响测量的精度，严重时使得误触发率大大增加，信号的阈值提高，在线数据获取系统的数据量和死时间大大增加而数据的可信度却大大下降。为了保证数据获取系统的正常工作，必须周密地设计谱仪的地线、电源和信号的连接、走向等要素，并对后来出现的系统干扰进行治理。

治理干扰应该从干扰源和被干扰的通道两方面做工作，尽量减小干扰源的强度和提高通道的抗干扰能力。加速器是谱仪电子学的主要干扰源。它是大功率设备，能够泄漏出高频电磁场，少量的泄漏就可能对灵敏的前端电子学造成严重的干扰。

前端电子学必须提高自身的抗干扰能力。必须根据干扰的来源和干扰的传播途径，抓住主要的干扰源，对症治理，才能得到事半功倍的效果。

12.7.1 电源干扰的治理

减小电源干扰应该从电源稳压滤波和减小线路对电源干扰的敏感性两方面着手。

退耦滤波电路可以是接在电源输出端的单纯的电容，也可以是电阻-电容或电感-电容低通滤波器。由于电源有内阻，单纯的电容也有低通滤波器的作用。接在电源输出端的电容可以减小电源的高频内阻，减小使用同一电源的不同电路的相互干扰，而低通滤波器则可以滤除从电源输入端进入的高频干扰。电源干扰中的低频成分可以通过稳压电源或三端稳压块来减小。

在一块印制板上往往有许多集成电路。从电源到每一块集成电路的引线有一定的长度，因此电源引线有一定的电阻和电感。电源电流的波动会在电源的引线上产生压降而相互干扰，因此印制板上每一块集成电路的电源和地之间往往跨接一个退耦滤波电容，构成分布式的退耦滤波网络。同样，插在同一机箱中的插件，虽然机箱电源有了滤波电路，但是每个插件还要有自己的滤波电路，以减小机箱电源到每一个插件之间的电源引线产生的相互干扰。

差动放大器、深度负反馈的放大器等电路对电源电压的波动不敏感，有利于抑制电源干扰的影响。

12.7.2 电磁场干扰的治理

治理电磁场干扰应该从减小空间电磁场的强度和减小空间电磁场对电路的影响两方面着手。

最常用的减小空间电磁场的方法是屏蔽。金属屏蔽的内部空间，在理想情况下其交流电磁场为零，电位等于金属屏蔽层的电位。只要将屏蔽层接地，屏蔽层外部电磁场的变化就不会对屏蔽层内的电路产生干扰。

让我们观察一个信号源通过一对平行线对一个负载传送信号时，空间电磁场的干扰

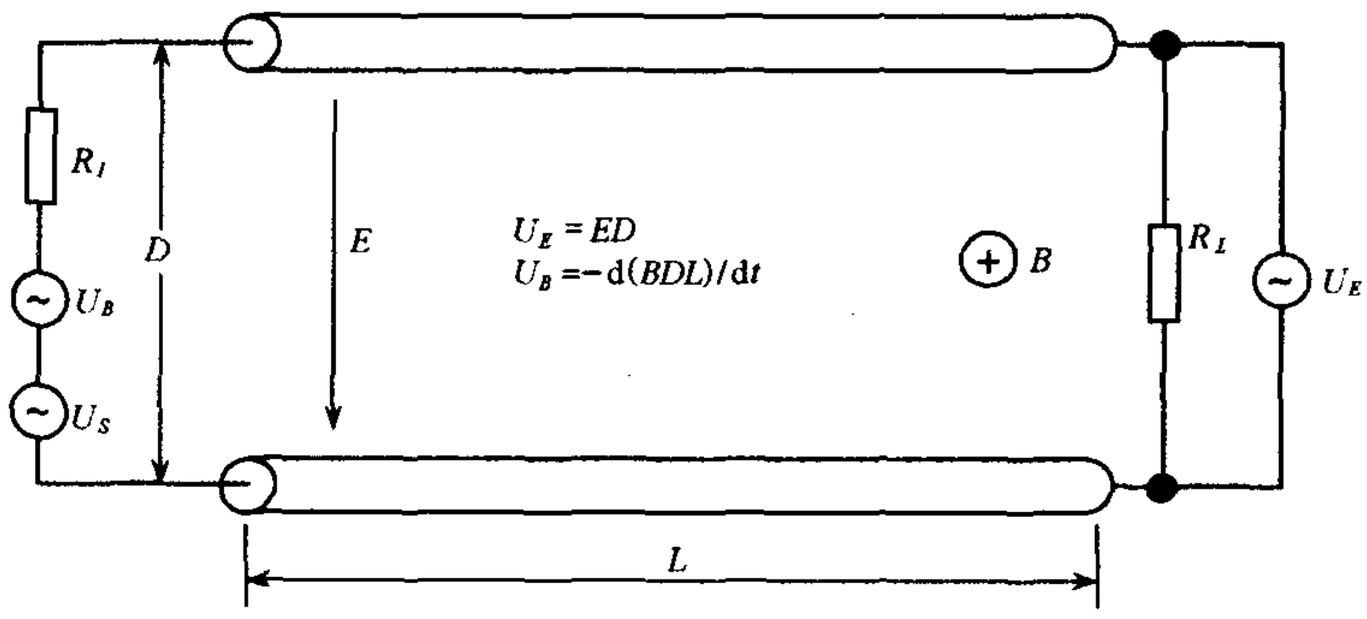


图 12.15 电磁场对平行线的干扰

(图 12.15)。假定两根平行导线之间的距离为 D,与导线平面平行且与导线垂直的电场强度为 E,则空间电场在负载上产生的干扰电压 U_E 是:

$$U_E = ED \tag{12.20}$$

如果与导线平面垂直的磁感应强度为 B,导线的长度为 L,则空间磁场在负载和电压内阻上产生的电压之和 U_B 是:

$$U_B = -\,\mathrm{d}(BDL)/\mathrm{d}t \tag{12.21}$$

由以上分析可知,导线之间的距离越大,导线越长,空间电磁场产生的干扰就越大。

观察空间电磁场对图 12.16 所示的扭绞线的影响。如果空间电磁场在相邻两节导线上的强度相同,则相邻两节导线的感应电压可以互相抵消。扭绞线的节距越小,相邻两节导线上的电磁场差别便越小,抗干扰的能力也就越大。

当用扁带电缆传送信号时往往采用一信一地的方法(图 12.17)。显然,信号线与上地线受到的干扰(U_{EU},U_{BU})和信号线与下地线受到的干扰(U_{ED},U_{BD})大小相等,方向相反,可以抵消。

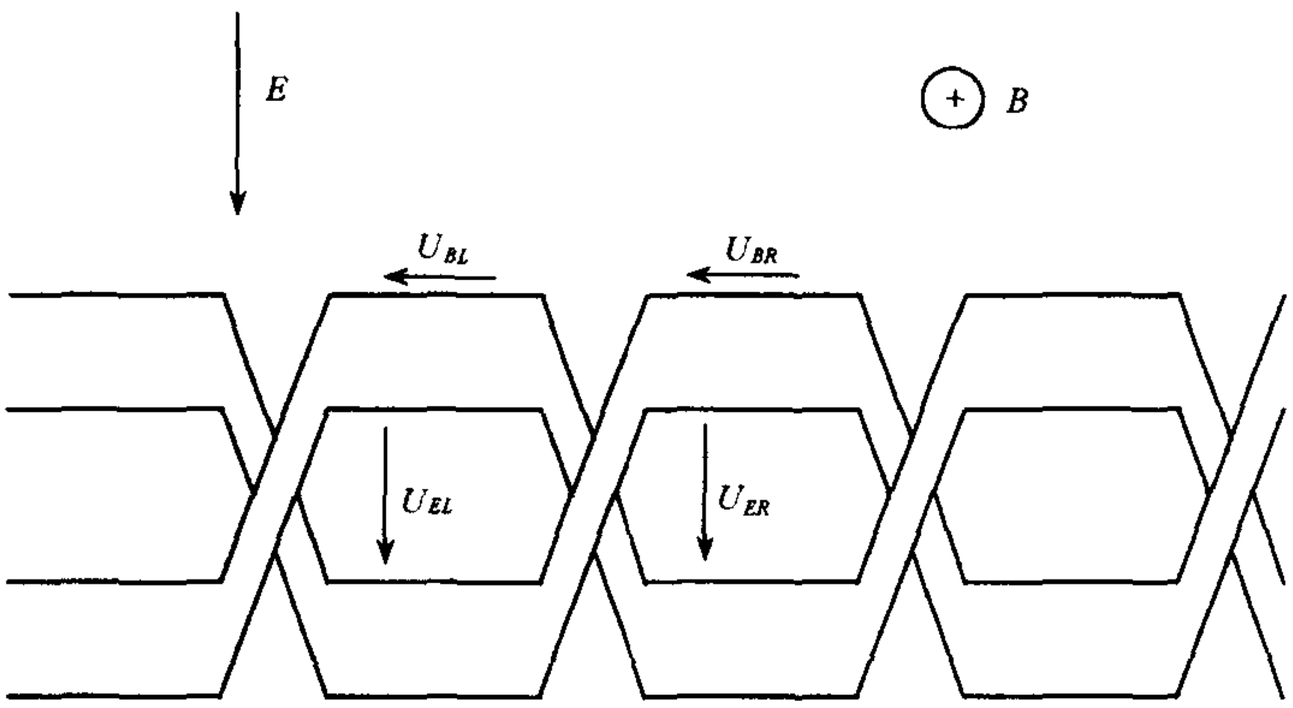


图 12.16　电磁场对相邻两节扭绞线的干扰可以抵消

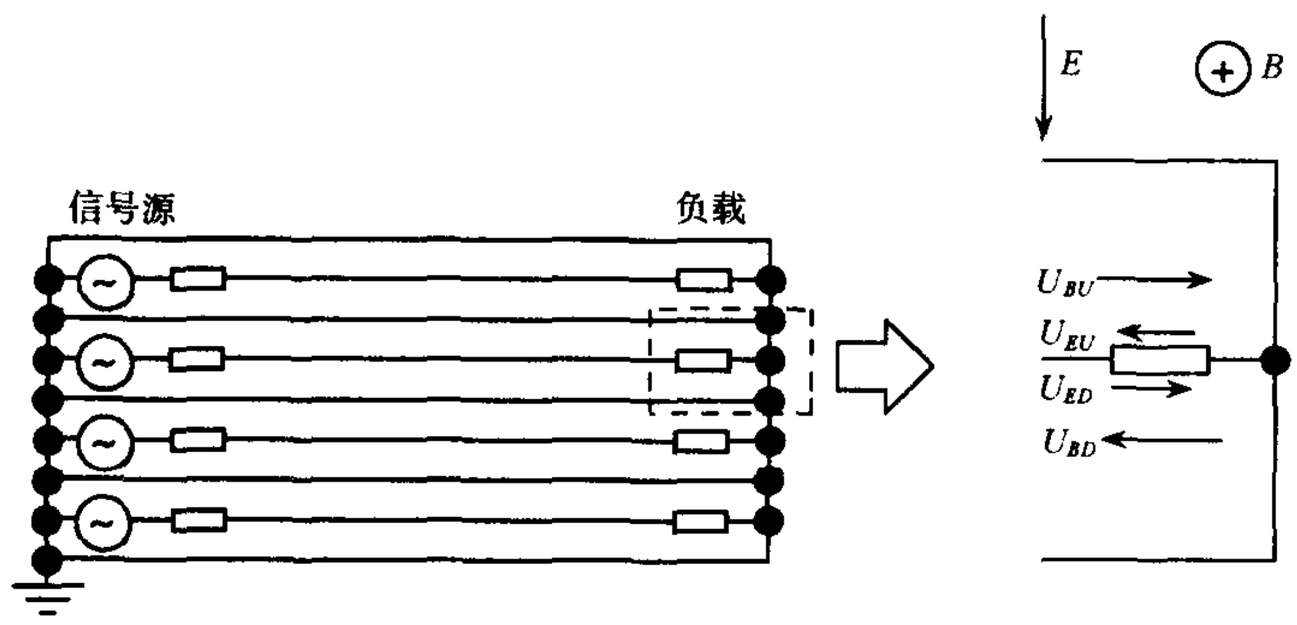


图 12.17　扁带线用一信一地传输时电磁场干扰可以抵消

同轴电缆的外导体有屏蔽作用,与导线垂直的电磁场很难产生干扰,但与导线平行的电场却能在外导体上感应电压但不能在内导体上感应电压,从而造成干扰。

通过以上分析我们可以得出结论:为了减小空间电磁场的干扰最好采用带屏蔽的扭绞电缆传送小信号。

12.7.3 地电流干扰的治理

观察图 12.18，信号源 U_1，U_2 分别向 Z_1，Z_2 传送信号。它们的回路电流分别是 I_1，I_2。两个回路流过一段阻抗为 Z_d 的公共地线，两路信号就会通过地线的公共阻抗而相互干扰。如果一路信号的回路电流很大，另一路信号的电压又很小，则回路电流大的信号会对低电压信号产生很大的干扰。如果 U_1 是 1mV，I_2 是 100mA，Z_d 是 0.1Ohm，则第二路信号对第一路信号的干扰电压是 10mV，比第一路信号本身的电平 1mV 大得多。

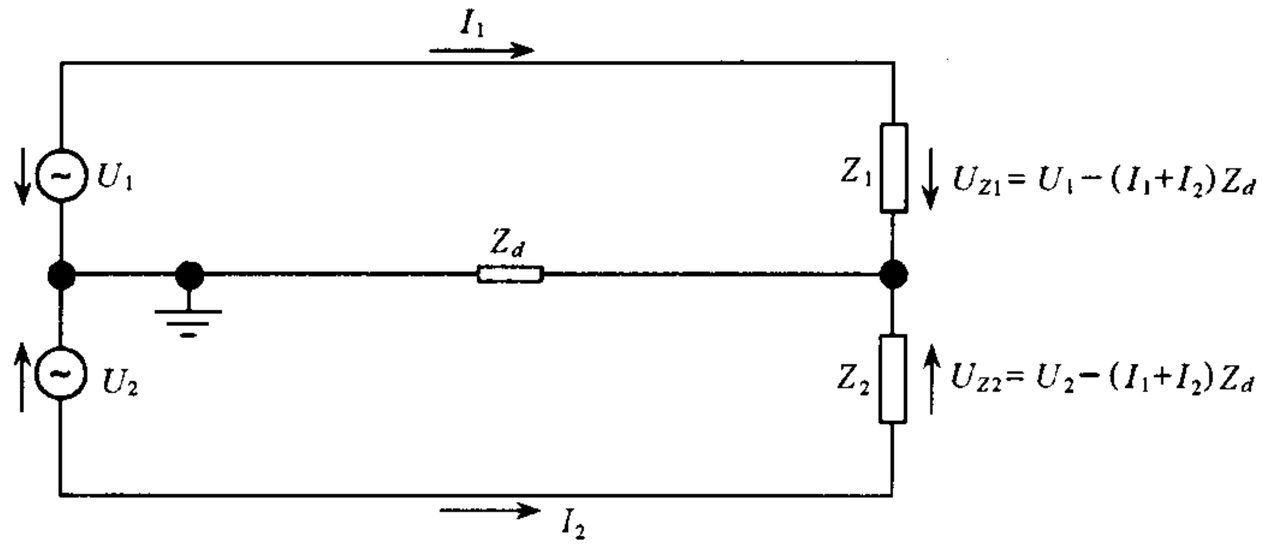


图 12.18　信号通过公共地线相互干扰

治理地电流干扰有以下几种主要的方法：

1）单点接地：这种方法要求不同通道或不同类型(如模拟信号和数字信号)的信号的地线系统的公共点只有一个。显然，两个公共点就会产生公共线段，地电流就会通过公共地线的阻抗而相互干扰。单点接地的要求在理论上是合理的，实际上在大系统上很难实现。在设计和系统调试时应分析地电流的流向，尽量使得大信号的地电流不要流过传送小信号的地线。

2）前置放大器：用了前置放大器以后使得探测器到第一级放大器的地线很短，这段地线的阻抗很小，即使有干扰电流流过，产生的干扰电压也较小，而经过前放以后的信号幅度大大提高了，地线长一些也影响不大。同时，由于前放的输入电缆很短，也有利于减小空间电磁场的干扰。

为了自检和校准，前置放大器的输入端要加上标准信号。这些信号受计算机控制，要经过很长的电缆传到前放的输入端。实际上加长了前放的输入电缆，不利于抑制噪声和干扰。受计算机控制的标准信号的原始电平往往是伏的数量级，而前放输入端的电平只是微伏或毫伏的数量级，因此标准信号要经过衰减以后加到前放输入端。校准时连接标准信号和前放输入端的电容实际上也是一种衰减器。可以把这些衰减器放到前置放大器的印制板上，使得大信号的传输电缆较长而小信号的传输电缆极短，充分发挥前置放大器抑制噪声和干扰的功能。

3）大地面：在设计印制板时，可以把地线画成一层金属导电层，而不是相互连接的线段，以减小地线阻抗。同时，大地面也可以减小印制板上的元器件和连接线条通过空间电磁场相互耦合。电磁场理论指出，一个大地面上的任何带电导体产生的电磁场，等效于该带电导体本身和它在大地面中的负镜像产生的电磁场的和。与没有大地面时比较，这个电磁场在导体与大地面之间的区域增强，而在其他地方减弱。导体与大地面的距离越近(元器件的高度越低，线条层与大地面的距离越近)，这种效应越明显，元器件之间的电磁耦合

也就越弱[6]。

4）采用差动信号传输方法：通常采用一根信号线和一根地线的单端方法传送信号。所谓差动方法就是将单端信号通过差动输出放大器变成一对都以地为参考的反相差动信号。这一对信号的电压差与输入的单端信号的电压成正比。通过两根信号线和一根地线传送这一对差动信号，在接收端通过差动输入放大器将这一对差动信号再变成单端信号。理想差动输入放大器的输出仅与输入信号的差成正比。只要两路输入信号的差保持不变，它们同时加上一个相等的电压或同时减去一个相等的电压，都不影响输出电压，因为地线上干扰信号产生的电压降使得接收端两路信号的电压比发送端同时高或低一个相等的电压，这不会影响接收端的输出电压。理想的差动传送方法不仅要求差动输入放大器的输出仅与输入信号的差成正比，而且要求差动输入放大器两路的输入阻抗以及差动输出放大器两路的输出阻抗完全相等。理想的要求不容易实现，因此差动方法可以大大减小地电流干扰，但不能完全消除地电流干扰。

可以用带屏蔽的扭绞电缆传送差动信号。两根扭绞在一起的导线传送一对差动信号，而用外屏蔽层将发送端和接收端的地连接起来。这种方法不仅能够减小地电流干扰而且能够减小空间电磁场干扰。

当用差动方式输送信号时，发送端和接收端的地必须相连，否则如果发送端和接收端的地电压相差太大，接收端的输入电压有可能越出动态范围而使差动输入放大器饱和。

5）光耦合：前端电子学从前置放大器到数字化要经过前放、主放、电荷电压变换、时间幅度变换和模拟数字变换等许多部件，部件之间用电缆相连。为了防止电源变压器的初级电压通过初次级之间的电容串入低压电源引起的不安全性和 50 周干扰，每个部件的低压电源应该单独接大地。这就造成多点接地，使得不同通道的地电流相互耦合，互相干扰。如果发送部件的输出信号先变成光信号，接收部件将这个光信号再变成电信号，不同部件的传送信号的地线就不必联起来。每个部件的地线系统可以比较容易地实现单点接地。发送和接收部件之间的地电压可能不同，由于是光耦合，不会产生干扰。有两种方法可以实现部件之间的光耦合：一种是将光源和光电变换器件都装入一个部件。光源通过电缆连接发送部件，而光电变换器件通过另一根电缆连接接收部件。接收电缆和发送电缆的地在这个部件的内部没有电的连接（图 12.19）。另一种方法是将光源放在发送部件中，将光电变换器件放在接收部件中。发送部件和接收部件通过光缆连接。

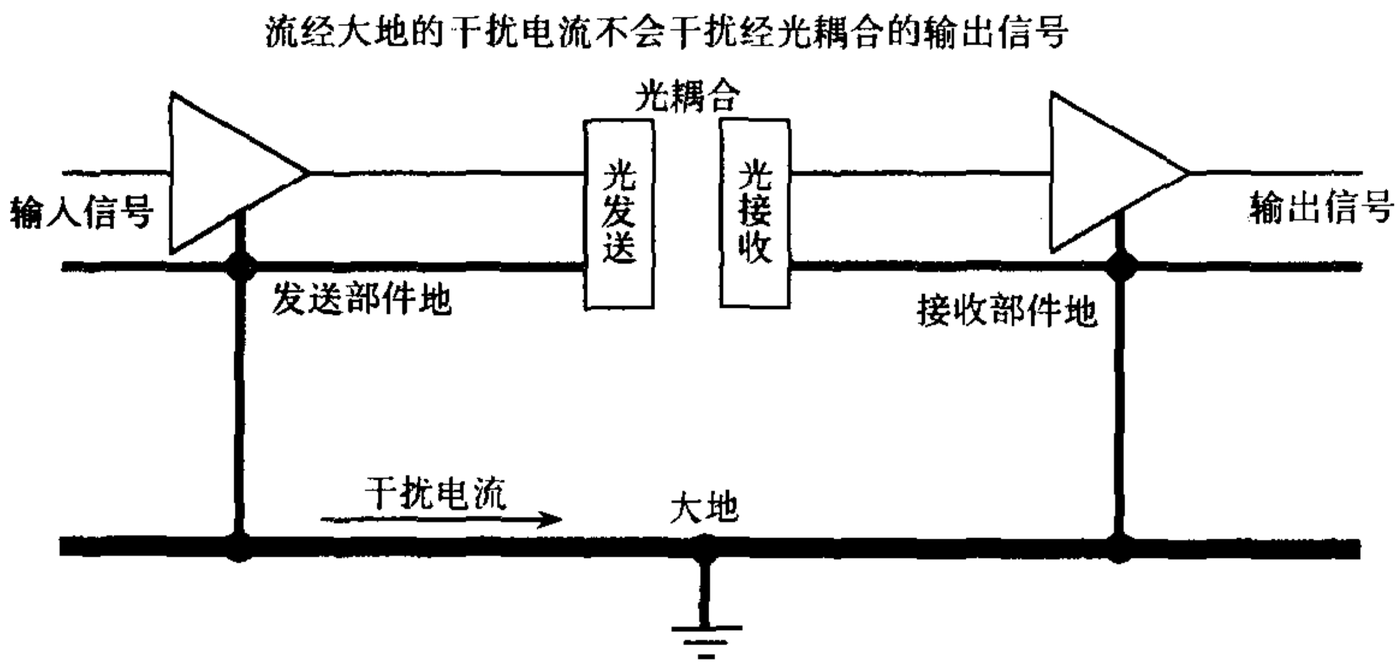


图 12.19　用光耦合消除地电流干扰

12.7.4 同步抗干扰方法[3,5]

干扰信号是由干扰源激发的。如果干扰源是周期性的，以干扰源为时间参考点在信号输出端观察，干扰信号应该有固定的延迟和确定的波形。如果信号的采样时刻与干扰源同步，则干扰仅使每次实际测到的数据与没有干扰时相差一个固定的台阶。这个固定的台阶很容易通过系统校准修正掉。如将 FADC 的时钟与加速器的对撞周期同步，就可以减小由加速器产生的干扰。

12.7.5 缩短模拟部分的电缆长度

模拟信号的抗干扰能力弱，数字信号的抗干扰能力强。电缆越短，空间电磁场干扰和地电流干扰都小。如果将数字化部件尽量靠近探测器就可以使模拟部分的电缆短一些，以提高系统的抗干扰能力。但是，探测器附近不一定有足够的空间。大量部件放在探测器附近，会增加维修工作的难度。

12.8 前端电子学展望

粒子物理实验对空间分辨的要求越高，探测器单元的密度也越高，前端电子学的密度也跟着提高。粒子物理实验的能量越高，探测器的规模越大，前端电子学的通道数就越多。加速器的亮度越高，事例率越高，前端电子学的速度必须越快。因此，为了适应粒子物理实验的发展，今后的探测器前端电子学必然向高密度、大规模、高速度的方向发展。现代电子技术的飞速发展为这些要求的实现提供了强大的技术保证。

今后的前端电子学必然越来越广泛地采用专用集成电路，且它的规模会越来越大。专用集成电路可以提高线路的安装密度，也只有大的批量才能消化专用集成电路高昂的研制费用。集成电路的规模越大，就有越多的外部长引线转化成集成电路的内部短引线。引线的长度变短，分布电容和引线电感就小，线路的速度就可以提高。

为了缩短前端电子学的死时间，必然越来越广泛地采用高速的数字化技术，如 FADC 或带游标的计数式 TDC。改变以往一个数字化部件逐个对多路模拟信号进行数字化的串行模式，实行一路一个数字化器件的并行模式。当然，这依赖于大规模高速集成电路技术的发展及其价格的下降。

波形取样技术有极其诱人的应用前景。一种硬件所获得的波形取样数据经过软件计算可以得到多种物理数据。大大减少了硬件品种，大大提高了线路的灵活性。这种技术的实现依赖于高速的模拟数字变换技术和高速数据预处理技术。诸如基于数字信号处理器(DSP)的高速 CPU，高速存储器等。

参 考 文 献

[1] 王经谨，范天民，钱永庚等. 核电子学. 北京：原子能出版社，1984

[2] 谢家麟主编. 北京正负电子对撞机和北京谱仪. 杭州：浙江科学技术出版社，1996

[3] BaBar Technical Design Report，SLAC-R-95～474，March 1995

[4] 科瓦尔斯基著，何殿祖译. 核电子学. 北京：原子能出版社，1975

[5] Aubert B et al. The BaBar detector. Nucl. Inst. and Meth.，2002，A479-1：1～116

[6] Johnson H. Graham High-Speed Digital Design. New Jersey, Prentice Hall PTR, 1993
[7] 席德明,许廷宝,郭瑞琪等. 常用核电子技术. 北京:科学出版社,1982
[8] 赖祖武等. 核物理电子学方法. 上海:上海科学技术出版社,1961
[9] Hrisoho A. Front-End Electronics for H. E. P. ,Proceedings of the III ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, Rio de Janeiro, Brazil, July 1990
[10] Abashian A et al. The BaBar detector, Nucl. Inst. and Meth. 2002, A479-1:117～232
[11] 陆大绘. 随机过程及其应用. 北京:清华大学出版社,1986
[12] Allen A. Probability Statistics and Queueing Theory. Academic Press, 1978

第十三章　触发判选和数据获取系统

13.1　概　　述

高能物理实验中，除了感兴趣的好事例以外，还存在着上万倍甚至更多的本底。如果不加区别地记录所有的事例，则数据获取系统将忙于收集、装配、记录本底事例而把大多数好事例丢失了。所以，高能物理实验需要一个触发判选系统实时地排除大量本底，选出有意义的好事例，再通知数据获取系统收集处理。如果说各探测器是高能物理实验装置中彼此相对独立的部分，触发判选和数据获取系统则是有关实验装置整体的部分。

触发判选和数据获取系统的结构取决于探测器及其读出电子学的具体结构、加速器的时间结构、触发率、数据量以及实验目的。

13.1.1　加速器的时间结构

在对撞机实验中，一些粒子束团（长度为 0.1～5cm）和另一些粒子束团周期性地对撞。表 13.1 中列出了一些正在运行或建造中的对撞机及相应探测器的参数。

对撞周期为 μs 级的实验中触发判选系统有可能在下一次对撞来到之前做出初步判选。对撞周期小于 0.5μs 级时，考虑到探测器信号的延迟（如漂移时间）、电缆的延迟等，触发判选系统无法在一个对撞周期内做出任何判选，必须用完全不同的流水线结构（见 13.2.7 节）。

表 13.1　一些正在运行或建造中的对撞机及相应探测器的参数

加速器	最大束流能量 /GeV	亮度 /($10^{30}cm^{-2}\cdot s^{-1}$)	周长 /km	束团数	对撞周期 /ns	探测器	电子学道数
VEPP-2000	1.0	100	0.024	1	40	CMD-2,SND	
DAΦNE	0.75	5	0.0977	30～120	2.7～10.8	CLOE	23K
BEPC	2.2	5	0.2404	1	802	BES	20K
CESR	6	830	0.768	9×4	14～220	CLEO	400K
LEP	101	10000	26.66	5120	22000	ALEPH,L3, DELPHI,OPAL	100～300K
KEKB	8+3.5	3000	3.016	1658	2	BELLE	133K
PEP-II	9+3.1	100	2.2	4×2	4.2	BaBar	240K
HERA	e30+p920	14	6.336	189+180	96	H1,ZEUS	250K
Tevatron	1000	210	6.28	36	396	CDF,D0	75～100K
LHC	7000	10000	26.659	2835	25	ATLAS,CMS,ALICE	100M

在同步加速器上的固定靶实验中束流的时间结构不一样。束流的同步加速时间 10s 左右，在加速期间没有束流轰击靶和探测器，然后是束流引出时间。对中微子实验用快引出，约几毫秒，而强子实验一般用慢引出，约 1～2s。

13.1.2 事例率和数据率

1. 好事例率

亮度是一个实验的灵敏度的度量。它表示当反应截面为 $1cm^2$ 时每秒钟的事例数。在固定靶实验中，亮度 L 是单位面积内的靶原子数与束流流强的乘积。在对撞机的情况下，亮度

$$L = n_1 n_2 f K_b / 4\pi\sigma_x\sigma_y = n_1 n_2 f K_b / 4\sqrt{(\varepsilon_x\beta_x^* \varepsilon_y\beta_y^*)} \tag{13.1}$$

式中，f 为束流绕环转动频率；K_b 为每束内的束团数；n_1、n_2 为每个束团内的粒子数；σ_x、σ_y 表征高斯分布的束团横向截面。好事例率可由公式

$$n_{ph} = \sigma L \tag{13.2}$$

算出，式中 σ 为所研究的物理过程的作用截面。图 13.1 表示 e^+e^- 对撞的总截面随能量的变化。但是有些共振峰如 J/ψ 的宽度 $\Gamma_{J/\psi}$ 仅 87keV，小于对撞机的能散度 ΔE（≈800keV），则只有峰宽范围内的亮度有效。实际运行中，BEPC 在 J/ψ 共振区 $n_{ph}<10Hz$；在非共振区 $n_{ph}<1Hz$。

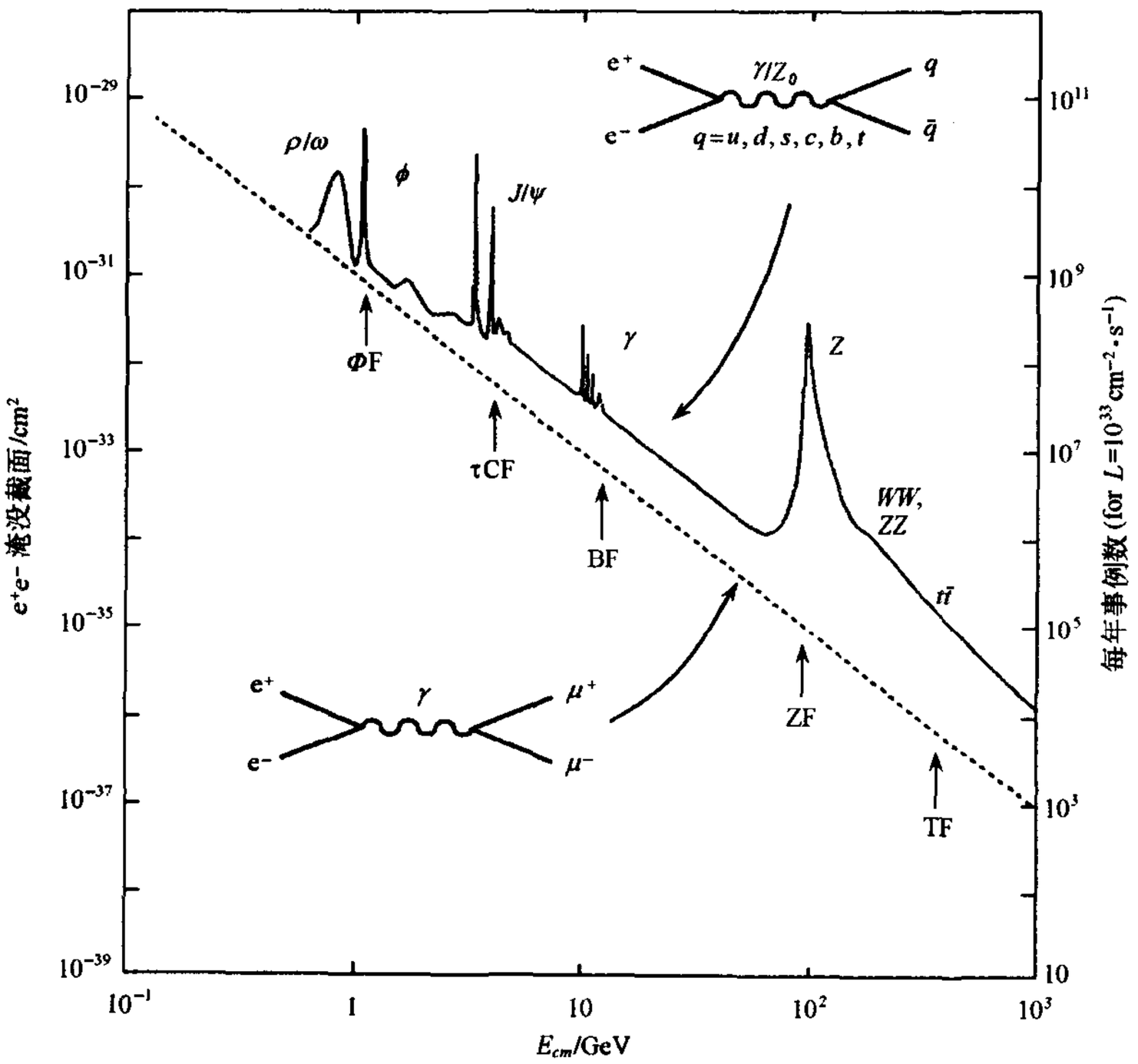


图 13.1 e^+e^- 对撞的总截面随能量的变化

2. 本底事例率

(1) 宇宙线本底

宇宙线通量约 $180m^{-2}\cdot s^{-1}$，探测器面积约 $10\sim100m^2$，所以宇宙线本底事例率为 $10^{3\sim4}\cdot s^{-1}$。

(2) 丢失束流粒子本底

由于束流粒子(电子或质子)和真空中残余气体的作用以及束团内、束团间粒子的相互作用,使粒子动量改变而脱轨。这些脱轨的粒子如果击中探测器,就造成束流本底事例。详细的计算很复杂,要用束流输运的模拟程序如 TURTLE[1]等进行模拟。也可以用束流的寿命来估计本底。设束流流强为 I,寿命为 τ,束流流强 I 按指数规律衰减:

$$-(\mathrm{d}I/\mathrm{d}t) = I/\tau$$

单位时间内丢失的粒子数:

$$-(\mathrm{d}n/\mathrm{d}t) = I/(ef\tau)$$

设它们沿轨道均匀分布,加速器周长为 C,探测器长度为 l,则单位时间击中探测器的丢失粒子数:

$$n_{bg} = I/(ef\tau)^*(l/C) \tag{13.3}$$

以 BEPC 为例,$I=50\mathrm{mA}$,$\tau=6\mathrm{h}$,$C=240\mathrm{m}$,$l=6\mathrm{m}$,有 $n_{bg}\approx 3\times 10^5\mathrm{s}^{-1}$。在对撞区,本底随 φ 方向的变化和对撞机结构密切相关。在 BEPC 情况下水平方向丢失电子本底最强。

(3) 其他本底

包括同步辐射造成的散粒状击中本底和电子学干扰造成的假事例等。

(4) 不感兴趣的物理事例

和 e^+e^- 对撞机不同,在 pp 对撞机(如 Tevatron,LHC)及强子束固定靶实验中,强相互作用占优势,总作用截面 σ_{tot} 高达 100mb。当亮度 $L=10^{34}\ \mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ 时,事例率 $n_{ph}>10^9\mathrm{s}^{-1}$(图 13.2),即每次对撞就可能发生 23 个事例,但其中绝大多数是物理上不感兴趣的小角度散射(minimum bias events),真正感兴趣的如 H^0 事例差不多每分钟才产生一个。这样就要在 10^{10} 个本底事例中选出一个 H^0 事例。

13.1.3 数据量

随着加速器能量的提高,平均末态多重数也从 4 增加到几百,而且由于高能时的喷注现象,出射粒子往往成组集中在一个小的立体角里,径迹彼此靠得很近。为了区分不同的径迹,探测器的单元要分得很细,使电子学的通道数从几万增加到上千万,每个事例的平均数据长度从几 kB 增加到 1MB(图 13.3)。这大大增加了触发判选和数据获取系统的难度。

事例率和每个事例的数据长度的乘积为数据率。它代表数据获取系统单位时间内所要处理的数据量,是设计数据获取系统的基本参数。

13.1.4 死时间

如果一个事例通过了触发判选,前端电子学就进行模数变换。变换结束后给出中断信号,使数据获取系统将数据读出并加以一定的处理,最后通知触发系统发出还原信号(图 13.4)。从模数变换到还原这段时间,前端电子学不能再接受从探测器来的信号。这段时间内发生的事例都不能被记录下来,称为死时间。

设实际发生且本应通过触发判选的事例率为 n_o:

$$n_o = \varepsilon_{ph}\times n_{ph} + \varepsilon_{bg}\times n_{bg} + \varepsilon_{cr}\times n_{cr} \tag{13.4}$$

式中,ε_{ph},ε_{bg}和 ε_{cr}分别为触发判选系统对好事例、束流本底和宇宙线本底的触发效率。ε_{ph}

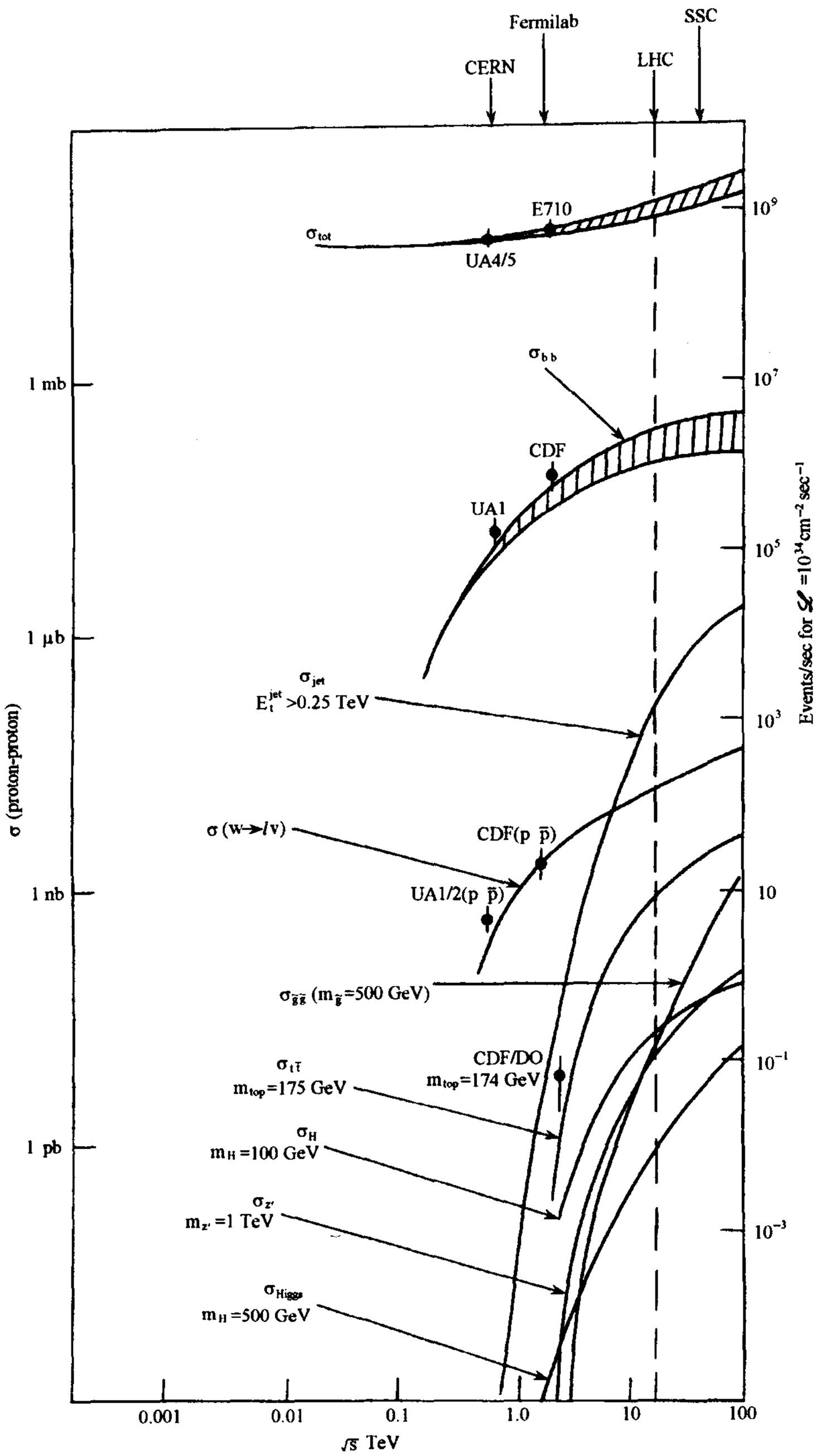


图 13.2　pp 对撞的总截面和部分截面

越大越好，ϵ_{bg}和 ϵ_{cr}越小越好。数据获取系统处理一个事例的死时间为 τ，实际处理的事例率为 n，则数据获取系统造成的死时间的相对份额为 $n\tau$，在此期间损失了 $n_0 \times n\tau$ 个事例，有：

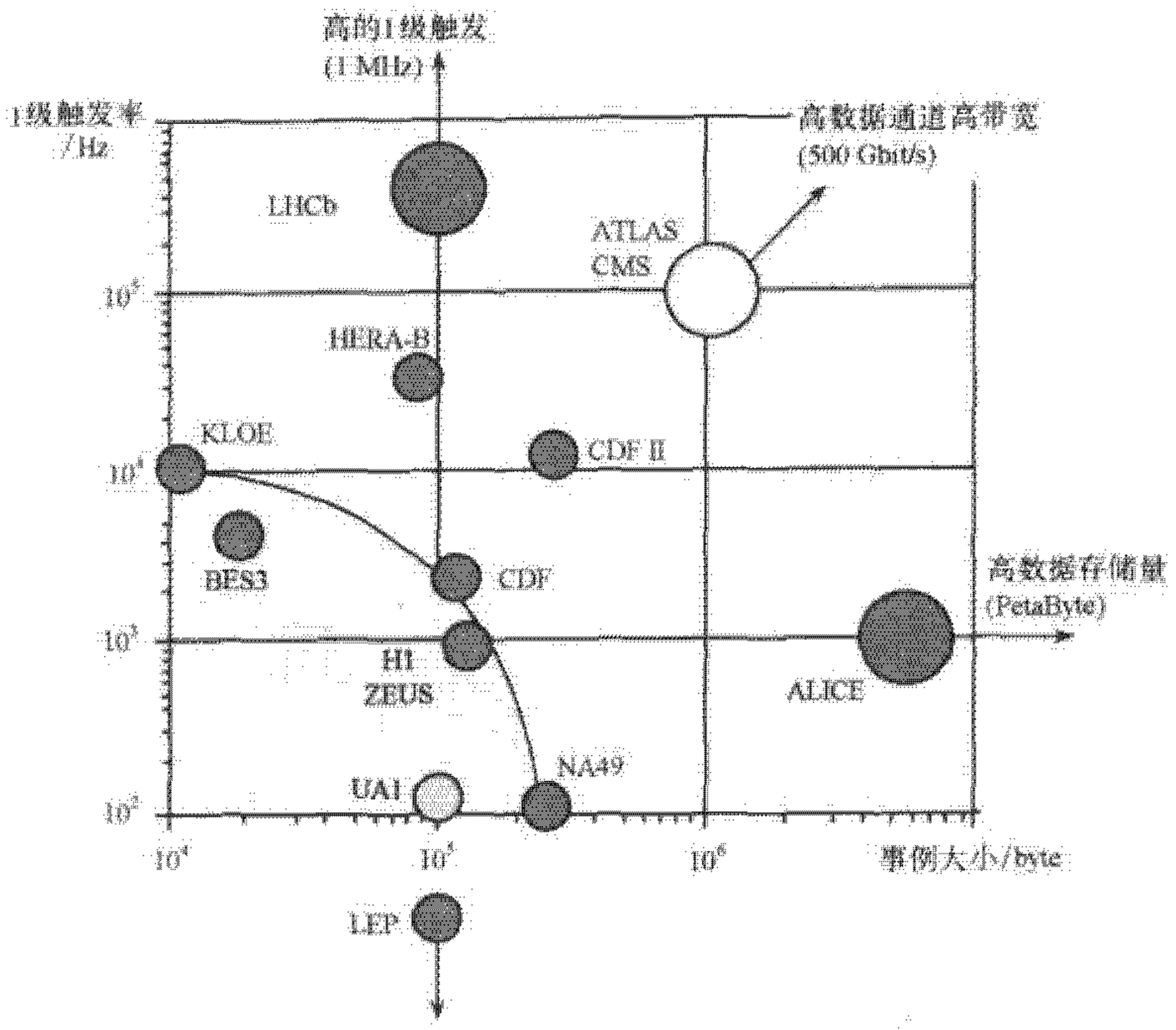


图 13.3　一些高能物理实验的事例率和事例长度

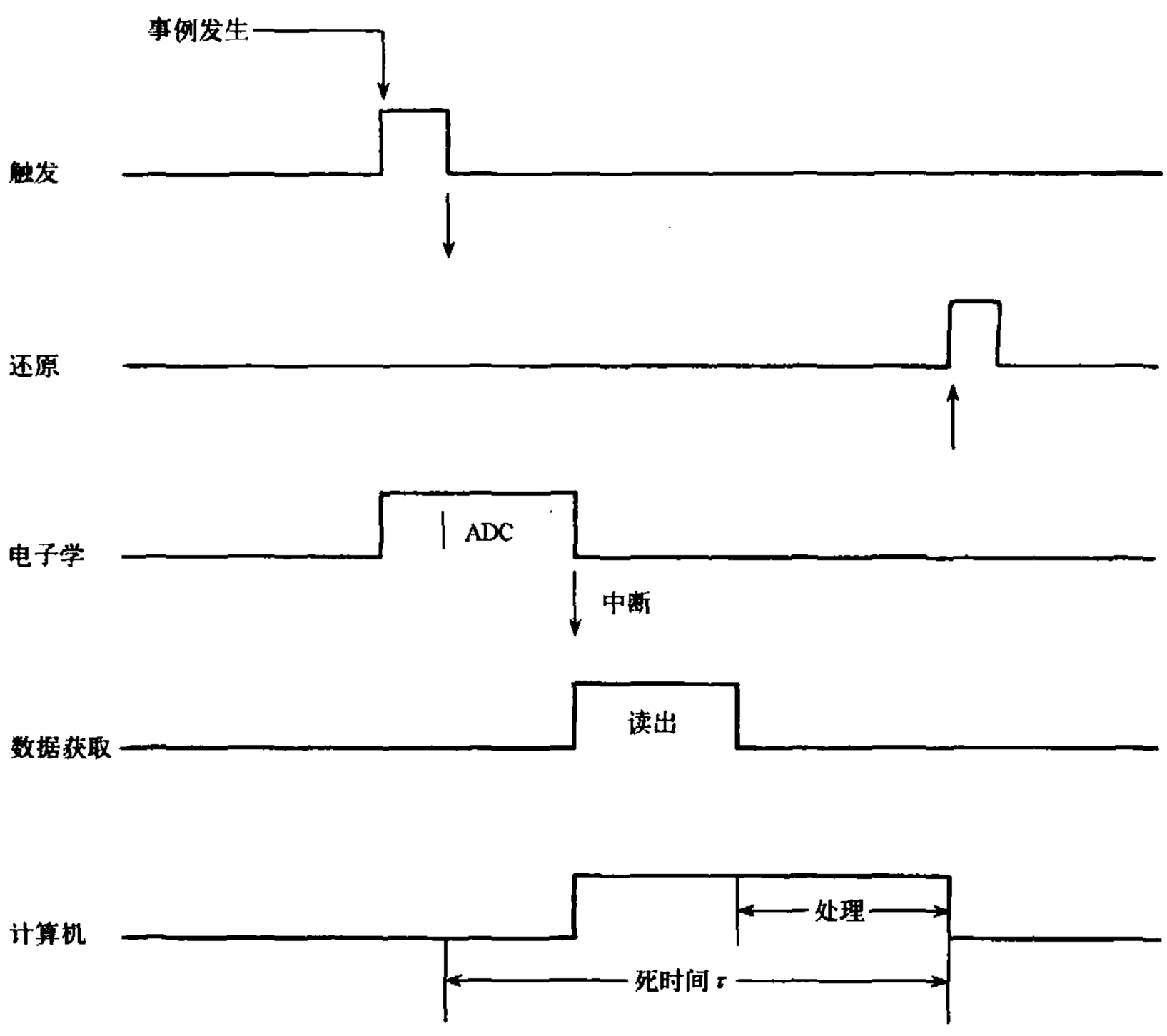


图 13.4　死时间的定义

$$n = n_0(1 - n\tau) = n_0/(1 + n_0\tau) \tag{13.5}$$

从亮度上看，有效亮度损失了：

$$\Delta L = n\tau L \tag{13.6}$$

我们希望由于死时间造成的有效亮度损失越小越好，而且在计算截面时必须使用有效亮度：

$$\sigma = n/L_{eff} \tag{13.7}$$

即要对测量的积分亮度$\int L\mathrm{d}t$作死时间校正。

减少死时间损失是触发判选和数据获取系统关心的重要课题之一。图 13.5 中画出了τ分别为 10ms，20ms，50ms 时的相对亮度损失随事例率的变化。由此可见，减少死时间造成的损失的方法可以是：

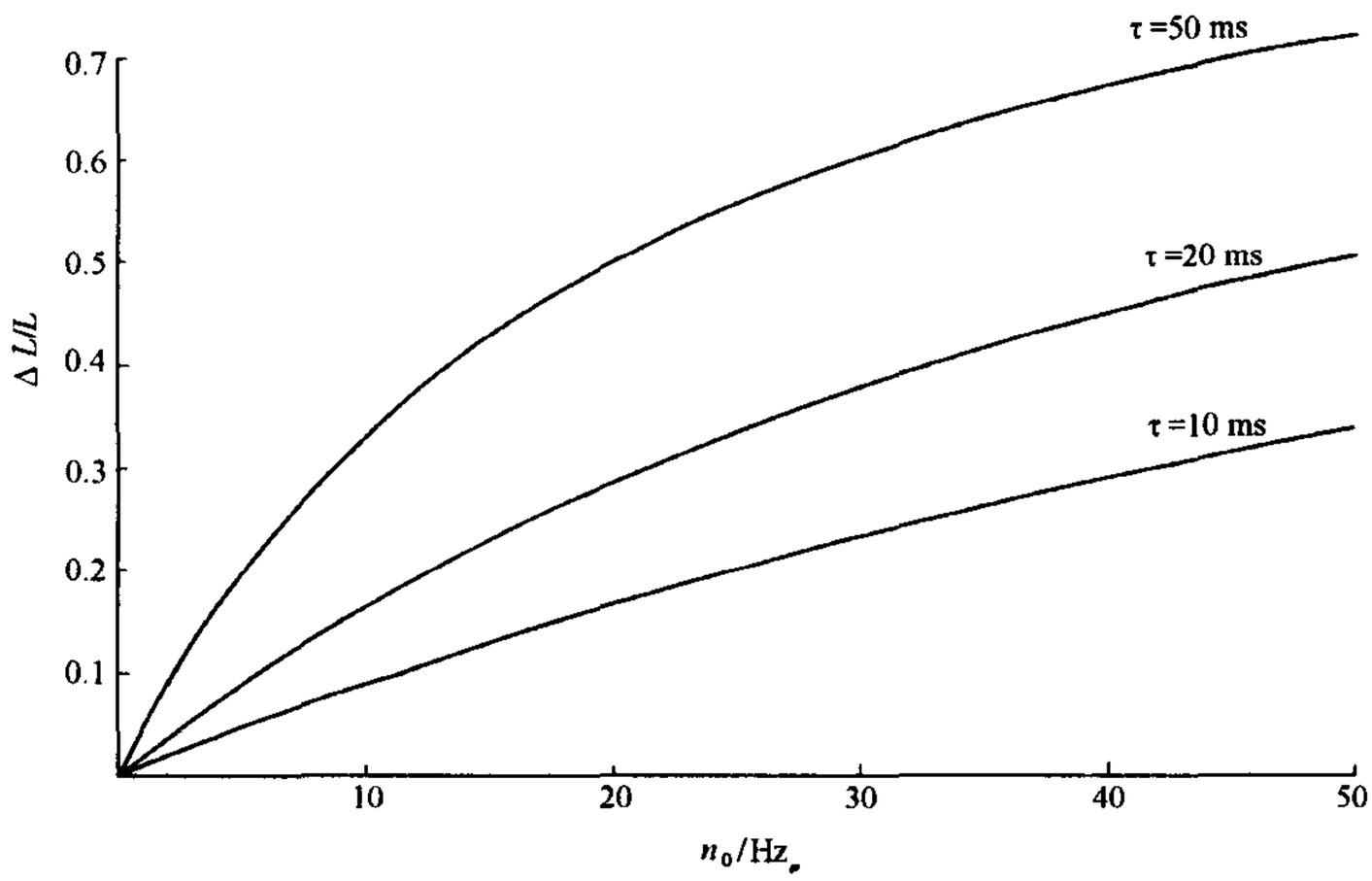


图 13.5　不同τ时的相对亮度损失($\Delta L/L$)随事例率的变化

1）改进触发判选以减小ε_{bg}和ε_{cr}从而减小n_0(在图 13.5 中沿同一曲线向左)。

2）加快数据获取系统的速度或压缩数据量以减小τ(在图 13.5 中垂直向下)。

3）使用缓冲存储器，包括数字式的(双端口)缓冲存储器和模拟式的流水存储器。在高能物理实验中，事例发生的时间是随机的。例如 BEPC 的对撞频率为 1.248MHz，$n_{ph}<$10Hz。平均每对撞 10 万次以上才有一次好事例，每对撞 5 次有一个本底事例(未经过触发判选的)。至于事例在那一次对撞时发生则是随机的，可能两次事例间隔很短。为了适应这样的情况，数据获取系统的处理能力应比要处理的平均计数率快一个数量级。如果有缓冲存储器，则只要把事例数据读入了缓冲存储器即可还原，减少了图 13.4 中的计算机处理时间。只要缓冲存储器没有满，就可以快速写入并低速读出。这样经过缓冲器后事例的随机性降低，后面的设备就可以按接近平均事例率的速度进行处理，降低对它们的要求[2]，所以有些文献称之为 derandomizer。下面的计算可以看出缓冲存储器的作用。

如果事例按平均事例率λ随机到达缓冲器队列，而处理器对每个事例的处理时间也围绕平均值$\tau=1/\mu$作泊松分布，则由排队论可知在队列里有n个事例的几率：

$$P_n = (1 - \rho)\rho^n/(1 - \rho^{N+1}) \tag{13.8}$$

式中，$\rho=\lambda/\mu$；N为缓冲器长度。当$n=N$时缓冲器满，要产生死时间。相对死时间

$$\tau = (1-\rho)\rho^N/(1-\rho^{N+1}) \tag{13.9}$$

平均队列长度

$$L = \sum nP_n = \rho[1-(N+1)\rho^N + N\rho^{N+1}]/[(1-\rho)(1-\rho^{N+1})] \tag{13.10}$$

平均等待时间

$$W = L/\mu \tag{13.11}$$

图 13.6 显示了缓冲存储器对减少死时间的作用。可以看出，如果没有缓冲器($N=1$)，若要相对死时间 $\tau<10\%$，则要求 $\rho=0.1$，即系统的处理能力要比平均事例率快 10 倍；而如果缓冲器长度 $N=9$，则 $\rho=1$，即速度 $\mu=\lambda$ 就可以实现 $\tau<10\%$。

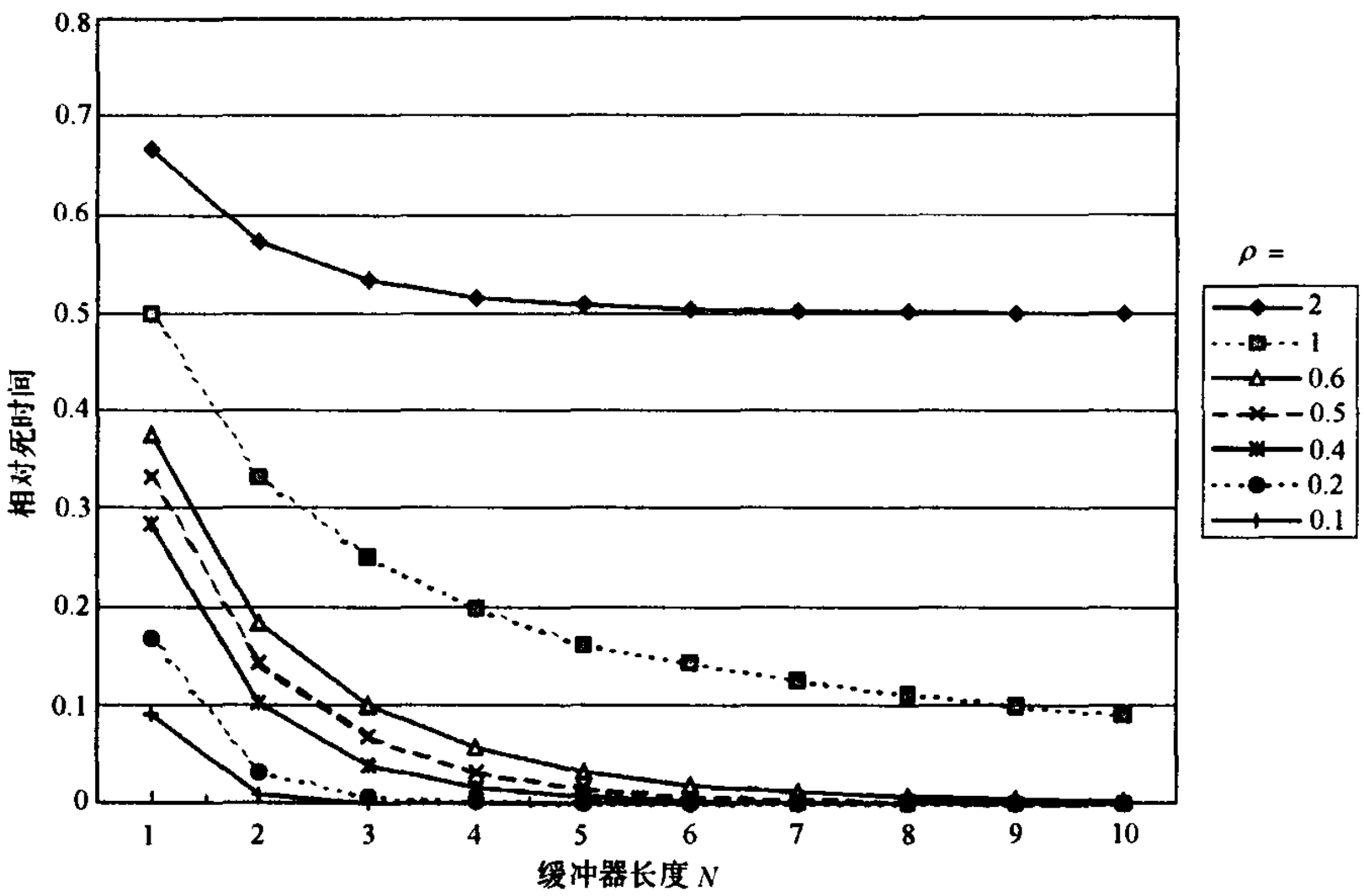


图 13.6 死时间随缓冲器加长而减少

缓冲存储器对固定靶实验的作用更明显。在束流引出期间发生的事例数据都暂存在缓冲器中，到加速期间没有束流时再进行处理。

13.2 触发判选系统

在核物理实验中，一般用符合电路来减少本底。在高能物理实验中所感兴趣的事例更加稀少，本底的问题更严重，在大型通用谱仪中需要一个专门的触发判选系统来排除本底。在小型的系统中(例如亮度监测器)，用通用的 NIM 插件构筑一个稍复杂的符合电路也可以解决问题。

13.2.1 对触发判选系统的要求

触发判选系统是一个高能物理实验中的快速实时事例选择和控制系统，它从大量的本底中实时地挑选出物理上感兴趣的事例，并且决定前端电子学及数据获取系统对每次对撞应执行的动作。

对一个触发判选系统的要求为：

1）对好事例的判选效率要高。尽量接近100%。如果做不到100%，其效率也应该确切可知，以便在物理分析时校正。

2）尽可能多地排除本底。至少要达到数据获取系统能接受的程度。新的探测器对触发判选系统的本底排除本领的要求越来越高。例如BES要把本底从$3\times10^5 s^{-1}$降低到$15s^{-1}$，即本底排除比为2×10^4，而LHC上的实验要把本底从$4\times10^7 s^{-1}$降低到$100s^{-1}$，本底排除比为4×10^5。但是仍要适当保留未判选的本底事例，用以检查触发系统和探测器的工作状况。

3）判选速度要快，以减少由于触发判选造成的死时间损失。

4）灵活可变，以适应不断变化的实验条件和物理要求。

为了使读者对一个完整的系统有较清楚的了解，下面将以北京谱仪BES的触发判选系统[3]为例介绍触发判选系统的一般原则，然后再介绍新的高能物理实验对触发判选的要求。BES的结构请参见第四篇第十四章。

13.2.2 多级触发

如果对每次对撞都进行详细的判选，至少要几个微秒。那么在这几微秒内发生的事例都丢失了。对于BES，这相当于$n_0=1.248$MHz，$\tau=$几微秒。这样亮度损失将高达$\Delta L/L=70\%\sim85\%$。为了减少由触发判选造成的死时间损失，高能物理实验的触发判选系统一般采用多级触发的结构。第一级触发用较简单的触发条件作快速判选，将事例率降低1000倍左右。其后的第二级触发可以用较长的时间做较仔细的判选，进一步将事例率降低10～100倍。最后是第三级触发。为了充分利用引出的束流，固定靶实验也采用多级触发的结构。

图13.7为BES的触发判选流程图。在BES的前端电子学，每次对撞后所有的信号都以模拟量的形式暂存在电容上等待读出。如果某次对撞不能通过第一级触发，触发判选系统就向各前端电子学发出还原信号，使电容放电，准备接收新的信号；如果该次对撞通过第一级触发，则电容上的信号继续保持，等待第二级触发。如果该次对撞不能通过第二级触发，触发判选系统发出还原信号；如果该次对撞通过了第二级触发，则进入第三级触发。如果不能通过第三级触发，触发判选系统也发出还原信号；如果通过第三级触发，触发判选系统就发出一个“好事例”信号，启动模数转换器BADC对各路信号进行模数转换，并完成零压缩和线性校正等初步处理，把数据暂存在BADC内的RAM中，等待读出。好事例信号也送到计算机，通知前台进程把暂存在各BADC内的数据读出并装配记带。

第一级触发在下一次对撞来到之前完成，所以不造成任何死时间。如果第一级触发要在两个对撞周期内完成，则每第二个对撞周期都不能利用，$\Delta L/L=50\%$。所以第一级触发必须在一个对撞周期内完成，这是一般对撞机实验中触发判选的原则（对撞周期极短的高亮度实验中改用流水线方法，不再受此原则的限制）。在第一级触发中，由于信号在探测器中的延迟（如漂移时间等）、电缆来回传输的延迟、适当提前的还原信号以及扇出等，留给触发判选的时间只有100ns。所以在第一级触发中只能用那些能较快到达的探测器信号（如飞行时间计数器TOF、顶点探测器VC等）。在BES，主漂移室MDC的最大漂移时间为500ns，它的信号用于第二级触发，而漂移时间很长的MU探测器信号则放到第三级

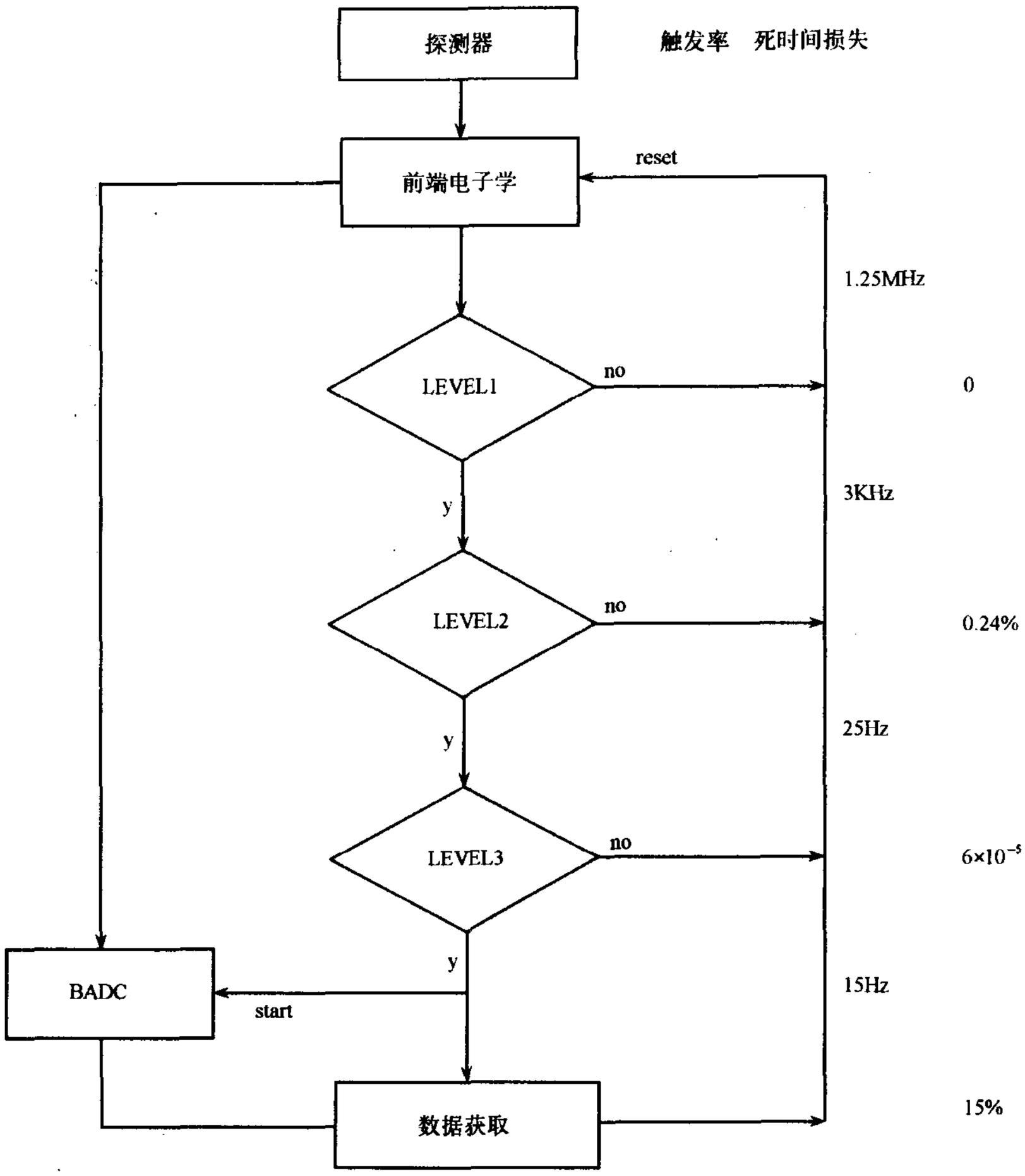


图 13.7　BES 的触发判选流程图

触发。

严格说，BES 的触发判选全是用硬件实现的，属于广泛意义上触发判选的第一级触发(见 13.2.7 节)，只是按触发在第几个对撞周期完成而分成第一、二、三级。在图 13.7 中，每一级的右边标出了通过该级的触发率和由该级造成的相对死时间。由图可见，由触发判选造成的死时间损失是极小的。

13.2.3　触发判选的物理原则

要从极大量的本底中挑选出好事例来，必须找出好事例和本底在物理特征上的差别，并利用探测器结构上的具体特点来实现判选。

1. 宇宙线本底的排除

非加速器实验可以将探测器建造在很深的矿井里(如 SOUDAN-2，SuperKamiokande 等实验)、高山下的隧道里(如意大利 Grand Saso 隧道中的 MACRO，LVD 等实验)或在

水下、冰下(如 Baikal,AMANDA 等),把绝大部分宇宙线吸收掉。但大多数加速器实验的探测器只能建造在地面上或离地面不深处,必须靠触发判选系统来排除宇宙线。

宇宙线穿过探测器的时间、位置和方向都是随机的,而好事例都是在对撞时刻产生的,而且好事例中产生的粒子都是从对撞点出射的(对固定靶实验,要找从靶上出射的径迹)。所以我们可以从时间、位置及方向上设法排除宇宙线本底。

1) 在 0.4T 轴向磁场中,BES 桶部 TOF 能接收从对撞点发出的 $p_t>100\text{MeV}/c$ 的带电粒子。不同动量的各种带电粒子从产生,击中 TOF 计数器到光信号到达 TOF 近端所需的时间散开约 30ns。所以如果在每次对撞后对 TOF 信号加一个 40ns 宽的门信号,则好事例中带电粒子产生的 TOF 信号都能够通过,而只有 40ns/802ns=5%的宇宙线信号可以通过这个门。这样从时间上排除掉 95%的宇宙线本底。

2) BES 的最内层的顶点探测器 VC 尺寸较小($d_{\text{VC}}\times l_{\text{VC}}=\phi 27\text{cm}\times 110\text{cm}$)。如果要求 VC 有击中,就可以把离束流轴距离超过 14cm 或离对撞点的轴向距离 $|z|>55\text{cm}$ 的宇宙线本底都排除掉。结合上面所述的时间选择,宇宙线事例率将降低到

$$180\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\times d_{\text{VC}}\times l_{\text{VC}}\times 40\text{ns}/802\text{ns}=2.7\text{Hz}$$

外层径迹探测器 MDC 也可以通过寻找从对撞点出发的径迹来帮助进行空间的选择。

3) BES 的桶部簇射计数器全周共分为 560 个单元,每个单元沿半径方向分为 24 层,24 根阳极丝连接成 6 个信号输出,每两个单元称为一个楔形(图 13.8)。γ 光子在磁场中不偏转,由它们引起的电磁簇射都沿径向发展。把一个楔形内的 12 个信号相加,如果超出一定甄别阈,就认为是沿径向发展的簇射。斜穿簇射计数器的宇宙线在一个楔形中留下的能量小,不能满足径向条件而被排除。将各楔形已相加的信号进一步相加成总能量信号,加以甄别,可以从能量上排除同步辐射等低能本底。

2. 丢失粒子本底的排除

丢失电子到达探测器的时间和好事例一样,它们也是从束流轴出发,但 Z 方向很分散,而且多为小角度散射,每次只有一个粒子。

(1) 横动量的选择

在储存环中,脱轨电子大多沿和平衡轨道很接近的轨迹脱离束团。束流——气体作用的本质是电子-原子核间的库仑散射。库仑散射的微分截面:

$$\text{d}\sigma/\text{d}\Omega\backsim\sin^{-4}(\theta/2) \tag{13.12}$$

如果偏转角 θ 小于 $\theta_v(\theta_v\sim 10^{-3})$,则认为电子仍可以保持在束团中。所以丢失电子绝大多数以小角度击中探测器,其横动量 p_t 不大,可以用要求横动量大于某一值来排除丢失电子本底。设 BEPC 工作在 J/ψ 能量下,$p_{\text{beam}}=1.55\text{GeV}/c$。用 MDC 选取 $p_t>100\text{MeV}/c$ 的粒子,则 θ 在($\theta_v,\theta_1=100/1550$)范围内的丢失电子都将被排除。能通过 MDC 判选的丢失电子率正比于:

$$\int_{\theta_1}^{\pi}\frac{\text{d}\sigma}{\text{d}\Omega}\times 2\pi\sin\theta\text{d}\theta \tag{13.13}$$

排除率为

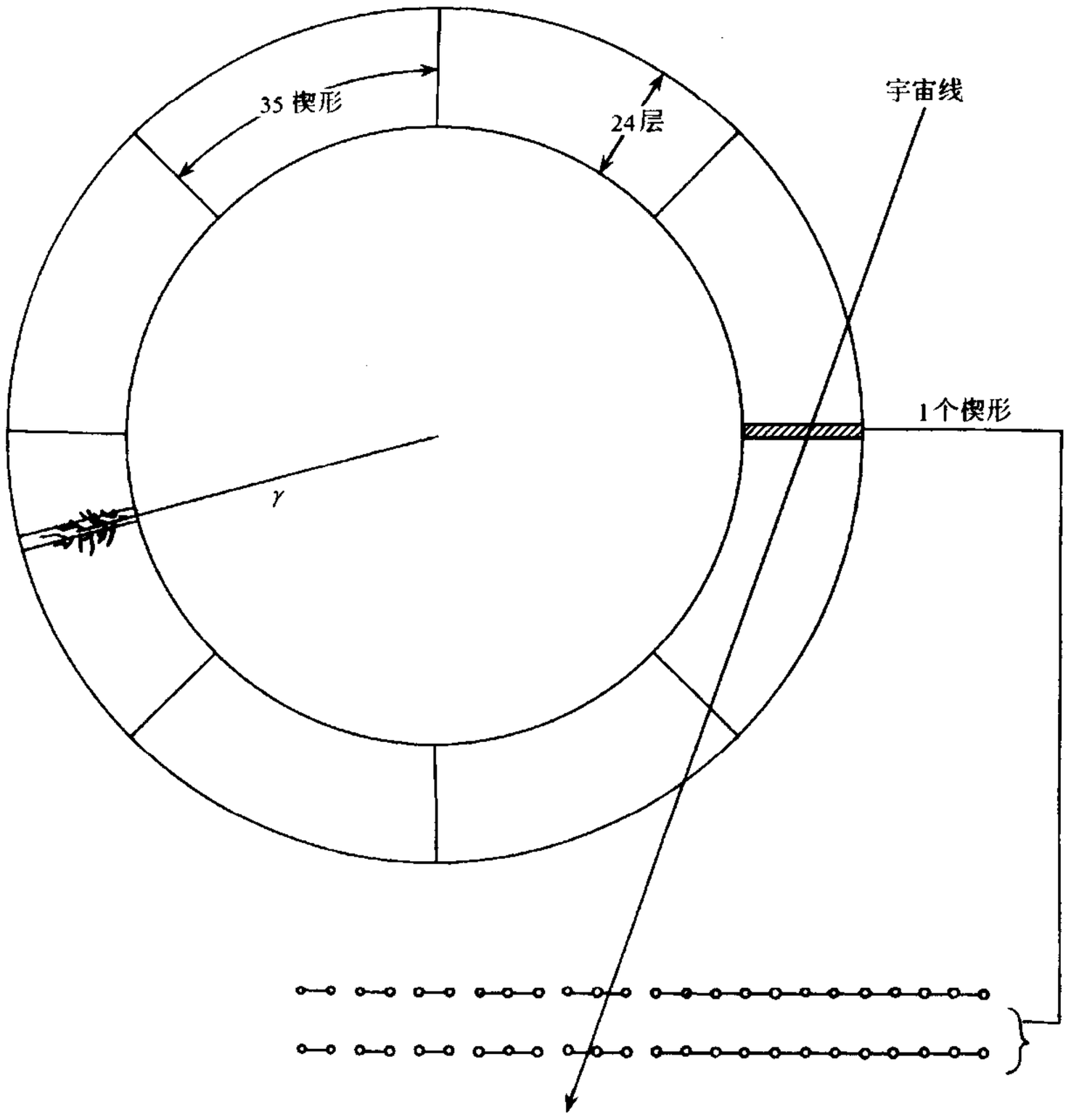


图 13.8　BES 桶部簇射计数器的径向条件

$$\frac{\int_{\theta_v}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \times 2\pi\sin\theta d\theta}{\int_{\theta_l}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \times 2\pi\sin\theta d\theta} = \left(\frac{\theta_1}{\theta_v}\right)^2 = 4.4 \times 10^5 \quad (\theta_l \ll 1) \tag{13.14}$$

这样，靠横动量的选择就可以把丢失电子本底压低到约 13Hz。

(2) Z 方向的选择

在 MDC 中用第 2,4,6,8 层来寻迹。带电粒子至少要穿过第 2,4,6 层。从太远距离处来的带电粒子不可能同时穿过这 3 层。这样，从几何上又限制了丢失电子发生的 Z 向位置(图 13.9)。

BES 顶点探测器的中间 4 层为斜丝，可以用来求出径迹的 Z 向坐标。如果能利用它判断径迹从束流轴发出时的 Z 坐标，则可能排除离对撞点 0.5m 以外的丢失电子本底。

3. 电子学噪声造成的假事例的排除

在 BES，电子学噪声最主要的表现是当 MDC 受干扰时约 30%的信号丝上都有时间信号输出，在单事例显示中表现为“成片着火”。同一单元左右丝的时间差为 0。MDC 的寻迹电路可以找到很多“径迹”。再加上 TOF，VC 等的偶然符合，成为一个能通过触发判选的假事例，这种假事例在离线的事例重建时要占用很长 CPU 时间仍无法重建，所以要设

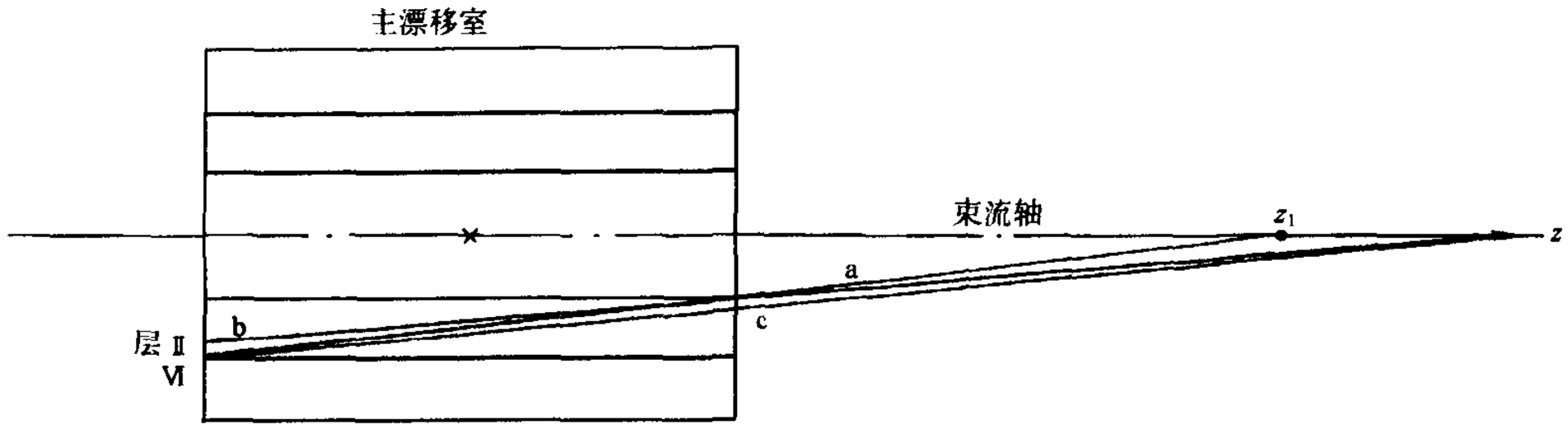


图 13.9　MDC 寻迹对丢失电子本底的压低

法排除。可以在 MDC 寻迹电路中要求径迹和 TOF 及 VC 的击中配对，以及设置一个反符合，当找到的连续相邻的径迹数超过某一值时即认为是“成片着火”，加以排除。但在触发判选中使用反符合必须十分小心，因为被反符合掉的所有事例中也可能包括少部分好事例，所以一定要监视反符合的计数率及其中所包括好事例的比例，以便在离线计算截面时校正。其他探测器电子学也会有噪声造成的假信号，如 SC 电子学造成的“热丝”等，但它们引起的假事例可以忽略不计。

4. 同步辐射造成的本底

同步辐射能量较低（仅 keV），而且 BEPC 在进入直线段前有一个低场偏转磁铁（LB），使正常偏转磁铁处发出的同步辐射不能直接击中探测器，只有 LB 和四极磁铁（Q）的同步辐射可能击中探测器，但它们的能量更低。因为同步辐射强度极高，尽管 BES 两端有回流轭铁阻挡，仍有少数同步辐射直接地或经散射击中探测器灵敏区。它们表现为在探测器中的离散的击中，并不造成额外的触发率。

5. 不感兴趣的对撞事例的排除

这些不感兴趣的对撞事例大多数是小角度弹性或非弹性散射，所以选择那些具有大横动量的事例就可以把这些不感兴趣的对撞事例排除掉。强子事例往往比较复杂，难以分析。一般通过电磁过程或弱过程寻找有明显特征的感兴趣的事例，如大横动量的 $H^0\to\gamma\gamma$，e^+e^- 或 $\mu+X$（标志轻子 l^+l^- 事例），用丢失能量或丢失横动量来标志中微子 ν 事例或中性超对称粒子。

在固定靶实验中往往要用多个描迹仪定出入射粒子的方向和时间，并且要求出射粒子是指向靶区的。

13.2.4　触发判选方案的实现

前节叙述了触发判选的一般原则。触发判选的实现强烈地依赖于探测器的具体结构，所以每个探测器都有其独特的触发判选系统。必须根据实验的物理目标和探测器结构对具体的触发方案进行模拟计算，证明它对好事例的判选效率足够高，并且有足够的本底排除率，才能开始进一步设计制作。本节以 BES 为主线说明一个触发判选系统怎样用电子学及计算机技术来实现上节所述的物理判选原则。

图 13.10 为 BES 的触发判选系统的框图。我们可以把触发判选看成是一种模式识别系统，它根据从探测器来的信号对每次对撞的结果进行分类，并根据分类结果做出适当的动作。属于好事例类的就进行模数变换和数据获取，不属于好事例的就予以还原。

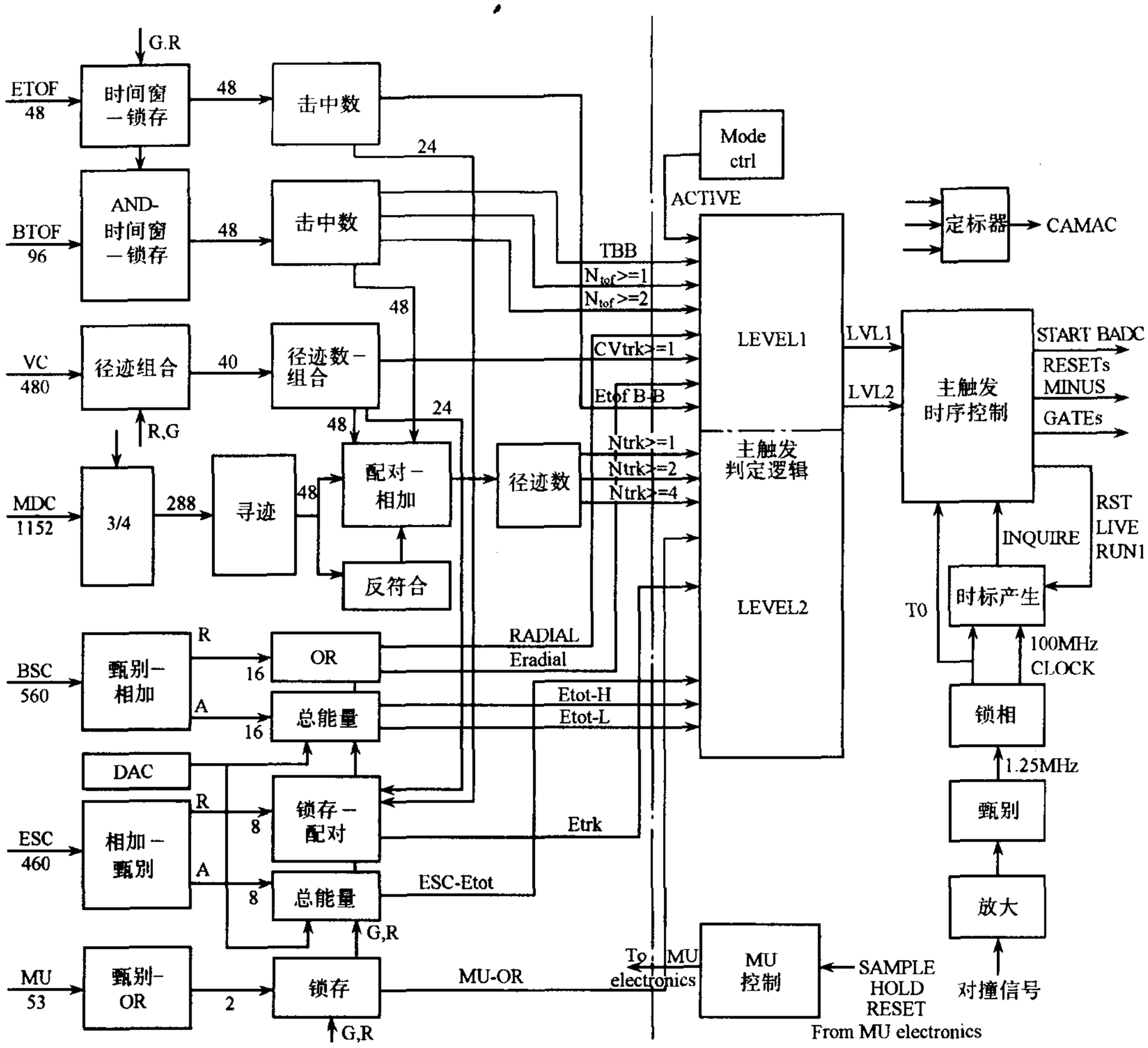
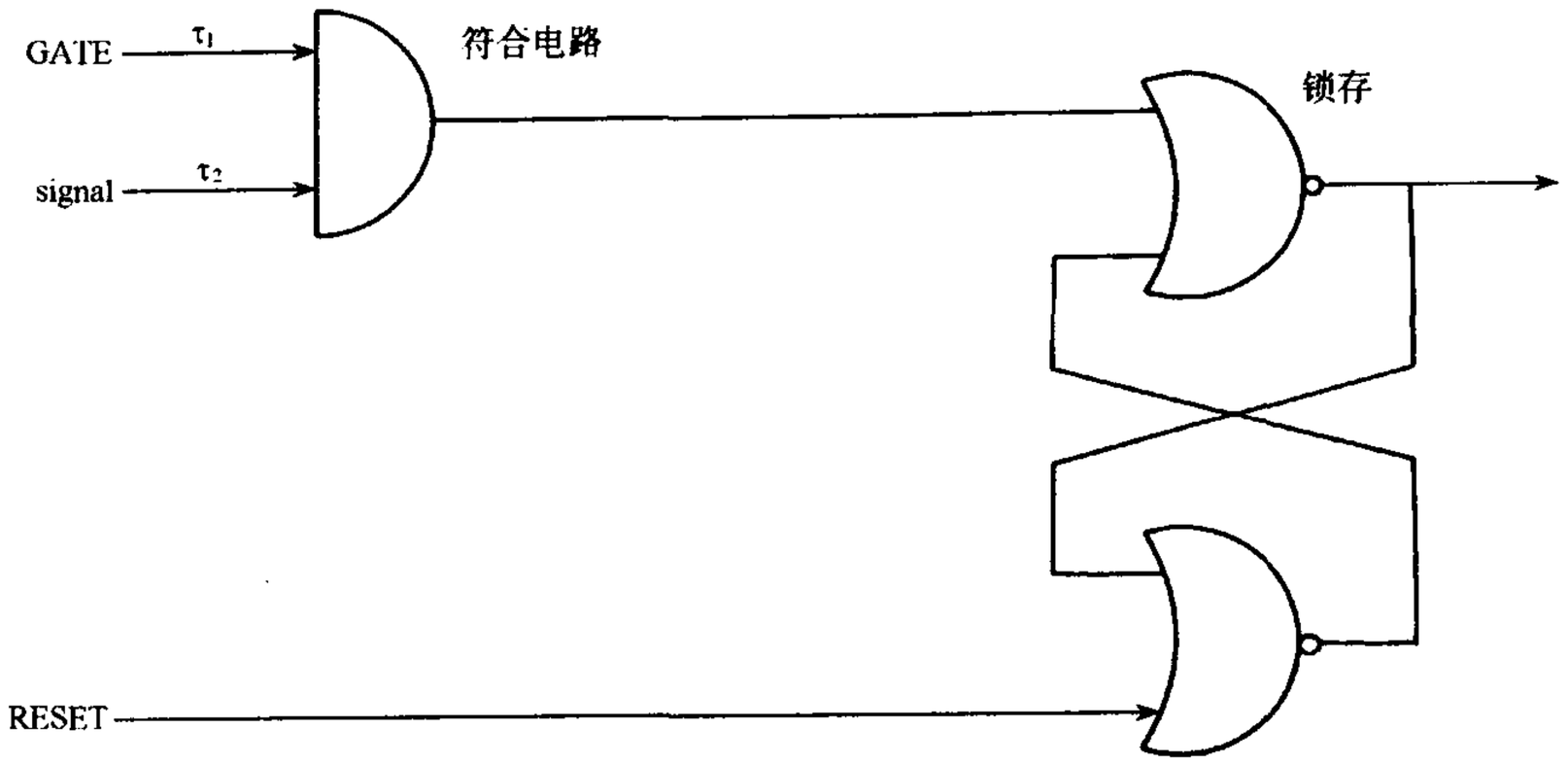


图 13.10　BES 的触发判选系统框图

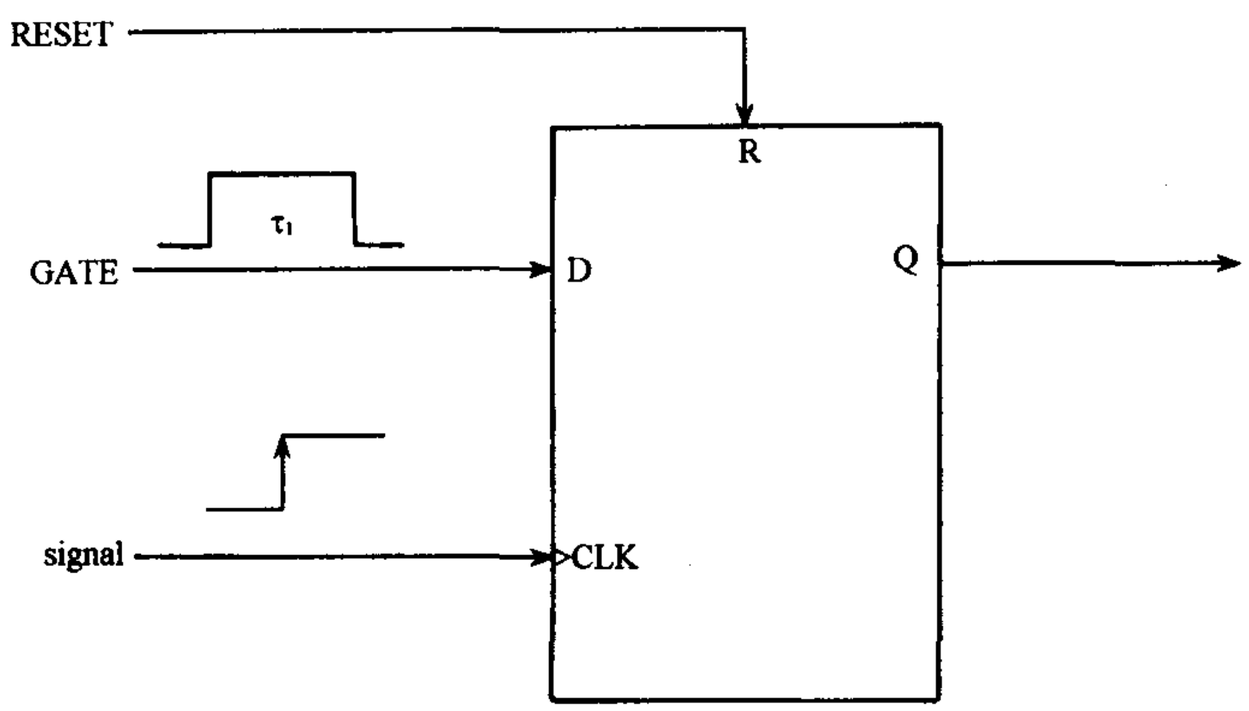
图 13.10中点画线左边是模式识别的特征抽取部分，它可以分成一些和各探测器相对应的子系统，每个子系统对从相对应的探测器来的信号进行处理，得出一些特征信号，即触发条件；点画线右边是主触发电路，即模式识别的判定分类部分。它汇集各特征信号，按照所规定的触发条件表进行分类判选。如果判定不是好事例就发出还原信号（见 13.2.2 节）。下面简单介绍各子系统的电路。

1. 飞行时间计数器判选电路

每一闪烁计数器的东西两端光电倍增管的输出先相“或”得到“近端信号”。近端信号通过一个特殊的时间选择电路（图 13.11），它的分辨时间只取决于开门脉冲的宽度（40ns），而和近端信号本身的宽度无关，并将它锁存起来，直到还原为止[4]。这 48 个击中信号再经击中数相加电路处理得出 $N_{tof}\geqslant 1$、$N_{tof}\geqslant 2$ 和 T_{BB}等触发条件信号，送到主触发电路。T_{BB}表示至少有一个闪烁计数器的击中信号和在 ϕ 向与其相对的三个闪烁计数器中的一个符合。这个触发条件用来标志背对背出射的双带电粒子事例，并已考虑了它们在轴向磁场中的偏转。



(a) 传统符合电路的分辨时间 $\tau=\tau_1+\tau_2$



(b) 分辨时间 τ 等于 GATE 的宽度 τ_1，与 signal 的宽度无关

图 13.11　分辨时间只取决于开门脉冲的宽度的时间选择电路

2. 顶点探测器判选电路

BES 的顶点探测器分内、中、外各四层，每层分别有 40，40，80 个漂移管。选用内、外 8 层 480 个经过甄别的信号，在开门期间内锁存起来，再用现场可编程逻辑门阵列(FPGA)器件经过一定的逻辑组合找出从束流轴附近发出的带电粒子径迹，参加第一级判选，从空间上(r 方向和 z 方向)排除大部分本底。

3. 主漂移室寻迹电路

漂移室寻迹电路用来寻找通过对撞点的带电粒子径迹。为了快速，一般只利用信号丝的击中信号。考虑到漂移时间的差别，每个信号必须拉宽到最大漂移时间(在 BES，采用锁存的方法一直维持到还原为止)。BES 的主漂移室共有 10 层，每层分别有 48～128 个单元，每个单元内有四根信号丝。奇数层是斜丝，偶数层是轴向丝。由 e^+e^- 对撞产生的带电粒子在轴向磁场中偏转，其轨迹在 r-ϕ 平面内的投影为一个通过束流轴的圆弧。寻迹电路用来自主漂移室第 2、4、6、8 层的 288×4 个击中信号选择出通过束流轴且偏转半径大于 83cm 的带电粒子(在 0.4T 的磁场下相应于带电粒子的横动量 $p_t>100\text{MeV}/c$)的径迹，从而可以在空间上排除 95%的宇宙线本底和从 p_t 方面排除 99.9%以上与束流有关的本

底。这 288×4 个信号先经过四选三逻辑单元，它要求一个单元的四根丝中至少有三根着火，就认为该单元有一个击中。这样既避免了主漂移室中各丝随机“着火”本底造成的假径迹，又减少了由于漂移室的单丝效率不为 1 引起的损失。设 MDC 的单丝效率为 ε，如果要求一个单元 4 根丝全“着火”，则单元击中的效率 $\varepsilon_4=\varepsilon^4$，当 $\varepsilon\sim1$ 时，失效率：

$$1-\varepsilon_4\sim 4(1-\varepsilon) \tag{13.15}$$

即失效率高了 4 倍。如果用“四选三”逻辑，则四选三的效率

$$\varepsilon_{3/4}=\varepsilon^4+4\times\varepsilon^3\times(1-\varepsilon) \tag{13.16}$$

当 $\varepsilon\approx1$ 时失效率

$$1-\varepsilon_{3/4}\approx 6(1-\varepsilon)^2<<4(1-\varepsilon) \tag{13.17}$$

在小单元结构的漂移室中也往往把几层组成一个超层，先在超层内寻找径迹段，再从各超层的径迹段寻找从对撞点出发的径迹。每一步分别用多数组合逻辑提高效率。

技术上有若干种用击中信号来寻找径迹的方法。它们有 RAM 查表法[5]，组合逻辑法[6]，移位匹配法[7]，Hough 变换法[8]，联想存储器(content addressable memory)[9]等。BES 上先后用过 RAM 查表法和组合逻辑法。在 RAM 查表法中(参见图 13.12)，以从四选三逻辑来的击中信号作为地址，查该地址存放的是 1 还是 0。如果为 1 表示该击中信号的组合构成一个好径迹，还可以检查它是否和 TOF 及 VC 的击中配对。最后由数字式相加插件将好径迹信号相加，给出 $Ntrk\geqslant1,2,4$ 等径迹数信号，送到主触发电路。RAM 查表法的优点是改变切割横动量方便，缺点是线路较复杂，每次运行都要加载。组合逻辑法就是直接将一个好径迹组合的有关各击中信号相“与”。在 20 世纪 80 年代用小规模集成电路实现非常复杂，但现在用 FPGA 或大规模可编程逻辑器件 CPLD 可以将线路做得很简单。

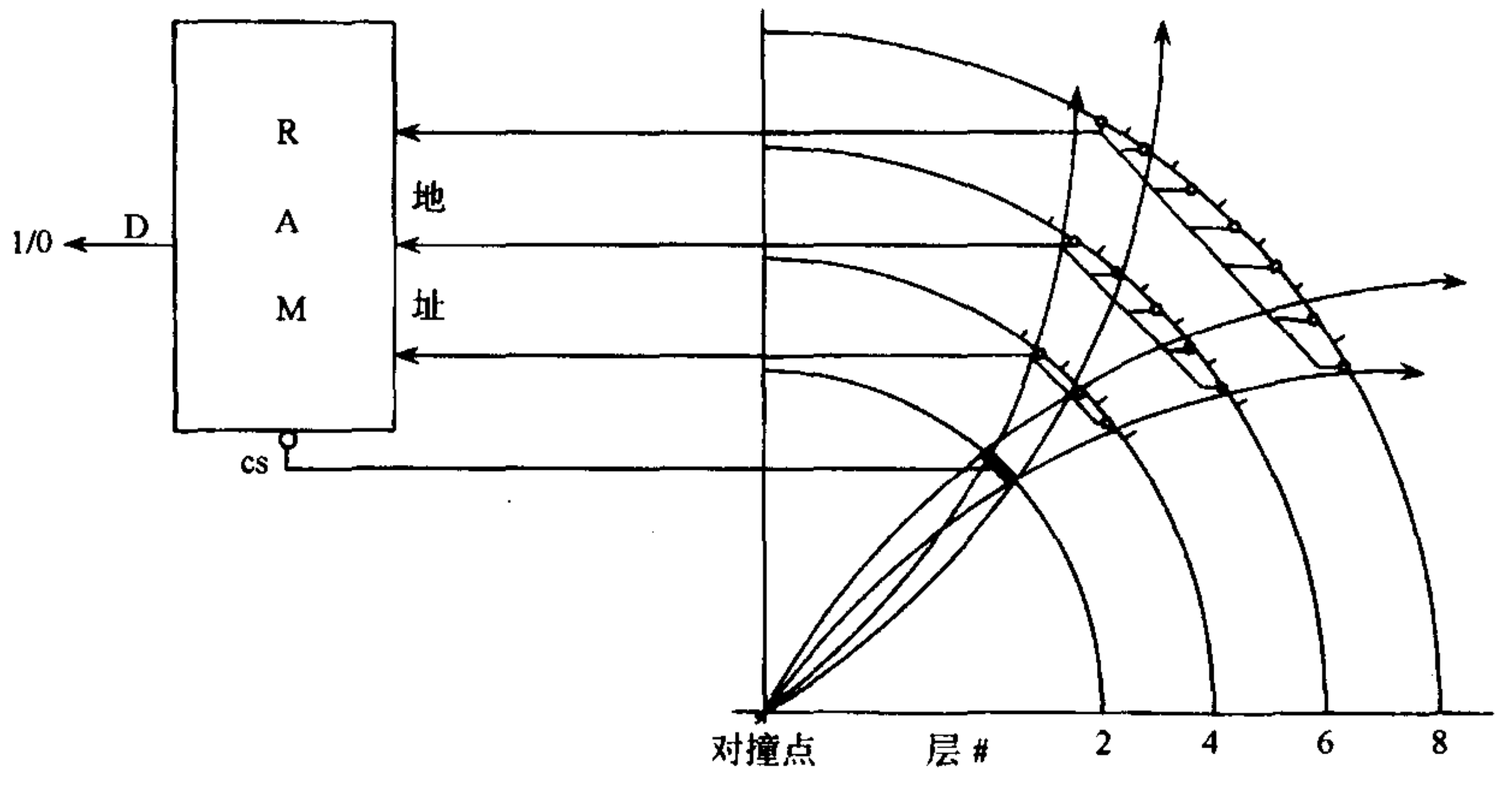


图 13.12　RAM 查表法寻迹的原理

通过一个击中点(r,ϕ)和对撞点的所有可能径迹的曲率 $1/r_c$，以及出射方位角 ϕ_s 间有关系：

$$r/2r_c=\sin(\phi-\phi_s) \tag{13.18}$$

Hough 变换把一个击中点坐标(r,ϕ)变换成$(1/r_c,\phi_s)$平面上的一条正弦曲线。一条径迹有确定的 $1/r_c$ 和 ϕ_s，它上面的各击中点的变换正弦曲线都相交于该点。所以把所有击中点的

Hough 变换所对应的正弦曲线在$(1/r_c,\phi_s)$平面上做直方图累加，$(1/r_c,\phi_s)$二维直方图上的高峰即代表一条径迹。

BELLE 用漂移室的斜丝来确定径迹的 Z_0[10]。

4. 簇射计数器判选电路

簇射计数器的 1.2 万路输出信号已在其前端取样保持电路上每 12 路模拟相加，得到 1020 个楔形体沉积能量信号。簇射计数器判选电路先用 24 个扇入/甄别相加插件对它们进行甄别和进一步的线性相加。其甄别后相“或”得到的逻辑信号送到逻辑混合插件再相“或”成为径向条件 RADIAL，参加第一级触发判选，表示桶部某一扇区有一个以上楔形体能量沉积超过阈值；而其线性相加得到的模拟输出信号送到模拟混合插件进一步相加处理，给出总能量条件参加第二级触发。总能量条件分高阈和低阈两种。高阈用于对 Bhabha 事例和中性事例的判选，低阈用于带电粒子的判选。

现在大多数电磁量能器由许多指向对撞点的晶体组成。对这种电磁量能器的触发见 13.2.7 节。

5. μ 计数器判选电路

μ 计数器判选电路把来自内层 μ 计数器各组件的 53 个模拟相加信号甄别并相“或”、锁存，用以标记能够穿过簇射计数器和磁铁线圈的 μ 子。其电路和簇射计数器的甄别锁存电路类似。

在 LHC 各探测器中，$H^0\to\mu\mu$ 是寻找 H^0 的一个重要途径。所以它们的 μ 探测器还有较复杂的寻迹电路[11]。

6. 主触发电路

主触发电路是触发判选系统的事例判定分类部分(参见图 13.10)。所有上述各特征信号都汇集到主触发电路，根据触发条件(表 13.2)逐级进行判选。每次运行要选择哪几种事例，每种事例应该满足哪些条件都可以根据需要灵活改变。两个 1024×8bit 的 ECL RAM 分别执行第一级和第二级判选，把多至 10 个触发条件信号作为地址查该地址 RAM 中的内容。它的第 j 位为“1”，表示第 j 类事例通过某一级触发。这样可以同时选择 8 种不同类型的事例。第 i 级触发的 8 个输出信号相“或”成 LVLi 信号送到主触发控制插件(MTC)，表示该级至少有一种事例类型的要求被满足，MTC 在相应周期的第 420ns 时进行询问(INQUIRE)。如果这时 LVLi 信号存在，就可以进入下一触发级或给出“好事例”信号。如果该级所有各种事例类型的触发条件都不满足，就在询问后发出还原信号，使所有前端电子学和触发判选系统还原，准备接受下一个对撞事例。

主触发控制插件还给出处于第一级触发(活时间)和第二、三级触发(死时间)的周期脉冲，送到定标器计数，用于死时间校正。有些实验还有 1s 触发，每到 1s 无论触发条件是否满足都纪录下来。它可以提供一些本底的情况，也可以给出死时间的测量。

7. 时序控制

所有好事例都是伴随 e^+e^- 束团对撞而发生的，所以 BES 的电子学读出系统和触发判选系统都要与束团对撞同步地工作。用束团通过时的拾取信号作为时间零点 T_0，其周期为 802ns。以它为基准频率，由一锁相振荡器产生 100MHz 的时钟作为系统时钟，送到三个时标产生器 TMG，它们在设定的时刻给出 10ns 宽的时标或给定宽度的门信号，送到电子学读出系统和触发判选系统，使它们同步地运行。各信号产生的时刻和宽度是可程控

的。在宇宙线实验时，没有 T_0，这时用本底 5MHz 晶振信号的四分频作为参考频率，产生时间零点和时钟。

表 13.2　触发条件表

触发条件 \ 事例类型		Bhabha	charged	μ	—	neutral	—	EC	cosmic
Active?（是否有效）		*Y*	*Y*	*Y*	*N*	*Y*	*N*	*N*	*N*
L	TOF *B-B*	*Y*	—	*Y*	—	*N*	—	—	*Y*
E	$N_{tof}\geqslant 1$	—	*Y*	*Y*	—	—	—	—	*Y*
V	$N_{tof}\geqslant 2$	*Y*	—	—	—	—	—	—	—
E	RADIAL	*Y*	—	—	—	*Y*	—	—	—
L	*N*-VETO	—	—	—	—	—	—	—	—
1	$N_{vc}\geqslant 1$	—	*Y*	*Y*	—	—	—	—	—
	E_{tof} *B-B*	—	—	—	—	—	—	*Y*	—
L	$N_{trk}\geqslant 1$	*Y*	*Y*	*Y*	—	—	*N*	*Y*	*Y*
E	$N_{trk}\geqslant 2$	*Y*	—	—	—	—	—	—	—
V	$N_{trk}\geqslant 4$	—	—	—	—	—	—	—	—
E	reserved	—	—	—	—	—	—	—	—
L	ESC-E_{tot}	—	—	—	—	—	—	*Y*	—
2	$E_{tot.l}$	—	*Y*	—	—	—	—	—	*Y*
	$E_{tot.h}$	*Y*	—	—	—	*Y*	—	—	—
3	MU-OR	—	—	*Y*	—	—	—	—	—

在用流水线的实验中，所有的前端电子学、触发判选系统都要在一个和对撞机高频同步的统一的流水线时钟下运行。各分系统的时延也要准确地补偿[26]。

13.2.5　触发判选系统性能的监督

1. 每个事例读出信息和直方图

对一个好事例，可以通过读主触发的输出和输入得知该事例可能是哪一类事例，以及那些触发条件被满足。这些信息在单事例图上同时显示出来。对每一个好事例，还读入 MDC 第二层的哪些单元有径迹通过，有哪些 TOF 闪烁计数器被击中等信息，并积累成直方图可以随时察看，以了解 MDC 等探测器和触发子系统(如寻迹电路等)工作是否正常。触发效率的测量也要用这些数据。

2. 判选过程中各种计数率的监测定标器

在运行过程中，除了满足触发条件的好事例都被读出并记录到磁带上以外，还必须监测在各级判选过程中产生的各种信号的计数率，如各种触发条件信号的计数率、通过第一、二、三级触发的事例率以及死时间等，以便及时地判断谱仪工作是否正常，是哪一个探测器可能有问题。但在上段所述的每个事例读出信息中所记录的都是通过第三级触发后的信息，中间过程均已丢失。所以要另外用定标器来记录这些计数率。一般要用两套并行的定标器。一套在控制台上，手动测量，用数码管显示，可以实时监测。通过这些计数率判断对撞机和探测器工作是否正常，并且可以分析和完善触发条件表。另一套是 CAMAC

或 VME 定标器插件，由数据获取系统每 1～5min 读出一次记录到磁带上去，主要用于死时间校正和显示各种计数率随时间的变化。

13.2.6 触发效率的测量[12]

1. 测量的意义

触发判选系统的工作状态直接影响谱仪获取数据的数量和质量。本底排斥比和触发效率是触发判选系统的两个重要指标，它们决定系统的触发率和数据的信噪比。其中触发效率还和物理分析密切相关。离线分析中过滤过程将记录在磁带上的原始数据过滤，选出好事例以进行事例重建。如果因过滤条件不对而发生错误，可以改正条件重新过滤。但触发判选是实时的选择，一个事例只有通过触发判选后，在线系统才开始动作，把该事例的数据读入，记录在磁带上。一旦由于触发效率问题造成一个好事例没有通过触发判选，它就不能被记在带上而丢失，并且无法补救。因此，触发效率的研究对谱仪的运行是非常必要的。在物理分析中，求好事例总数、产生截面、分支比或 Monte-Carlo 模拟等都要求知道触发效率。

2. 用于测量触发效率的触发条件表

测量触发效率的基本思想是：选择一组事例样本，它们的触发条件和某一子探测器（如主漂移室 MDC）无关。这些事例样本中通过与该子探测器有关的触发条件（如径迹数 $N_{trk}\geqslant 1,2,4$）的事例数和样本总数之比即为该触发条件的效率。触发效率测量实验的关键是设计触发条件表。

表 13.3 为 BES 用于测量触发效率的触发条件表。表中各符号的意义同表 13.2。其中第一列为平时取数时使用的各个触发条件的名称，第一行标出一些探测器的名称，以后将用该类事例样本求出与该探测器有关的各触发条件的效率。例如要测桶部簇射计数器

表 13.3 用于测量触发效率的触发条件表

触发条件 \ 事例类型	MDC	VC	BSC	TOF	MUON	MU-BSC	END	—
Active?（是否有效）	*Y*	*Y*	*Y*	*Y*	*Y*	*Y*	*Y*	*N*
TOF-*B*-*B*	—	—	—	—	Y	Y	—	—
$N_{tof}\geqslant 1$	—	—	—	—	—	—	—	*Y*
$N_{tof}\geqslant 2$	*Y*	*Y*	*Y*	—	—	—	—	—
RADIAL	—	—	—	*Y*	—	—	—	—
N-VETO	—	—	—	—	—	—	—	—
$N_{vc}\geqslant 1$	*Y*	—	*Y*	*Y*	*Y*	*Y*	*Y*	—
E_{tof}-*B*-*B*	—	—	—	—	—	—	*Y*	—
$N_{trk}\geqslant 1$	—	—	—	—	*Y*	*Y*	—	*Y*
$N_{trk}\geqslant 2$	—	*Y*	*Y*	*Y*	—	—	—	—
$N_{trk}\geqslant 4$	—	—	—	—	—	—	—	—
MU-OR	—	—	—	—	—	*Y*	—	—
reserved	—	—	—	—	—	—	—	*Y*
ESC-E_{tot}	—	—	—	—	—	—	*Y*	—
$E_{tot\text{-}l}$	*Y*	*Y*	—	*Y*	—	—	—	*Y*
$E_{tot\text{-}h}$	—	—	—	—	—	—	—	—

BSC 的触发效率，则在 BSC 一列中与桶部簇射计数器有关的各触发条件 $E_{\text{tot-l}}$和 $E_{\text{tot-h}}$不参与判选。其他触发条件的设置也是在计数率允许的前提下尽量宽松，但是又要使各类事例的触发率基本一致。这样，使不带欲测触发条件特征的事例全部采集进来。计算该触发条件的效率将没有任何倾向性。

用表 13.3 所示的触发条件表进行一次专门的取数来测量触发效率。如果条件允许，可以在正常运行的触发条件表中增加几种测量触发效率的事例类型并加以一定的预定标，以低触发率伴随正常运行一起取数。也可以设置两种其触发条件彼此独立无关的事例类型，在运行取数时同时可以测量触发效率。

3. 事例的离线选择

按照表 13.3 得到的事例中必然包括很多本底，而我们感兴趣的是对好事例的触发效率。所以必须再经过离线处理，从某种触发类型(如 MDC)的事例中离线地选择出各种好事例样本，分别求出它们的总数，如 Bhabha 事例数 N_{BB}、双 μ 事例数 $N_{\mu\mu}$和强子事例数 N_h。然后在记录中查阅这些好事例是否满足 $N_{\text{trk}}\geqslant 1$ 和 $N_{\text{trk}}\geqslant 2$ 的条件。设满足 $N_{\text{trk}}\geqslant 1$ 条件的事例数为 N_1，满足 $N_{\text{trk}}\geqslant 2$ 条件的事例数为 N_2，则 MDC 寻迹条件 $N_{\text{trk}}\geqslant 1$ 和 $N_{\text{trk}}\geqslant 2$ 对 Bhabha 事例的寻迹效率分别为：

$$\varepsilon_{BB}(N_{\text{trk}}\geqslant 1)=N_1/N_{BB},\quad \varepsilon_{BB}(N_{\text{trk}}\geqslant 2)=N_2/N_{BB} \tag{13.19}$$

对双 μ 事例和强子事例的寻迹效率分别为：

$$\varepsilon_{\mu\mu}(N_{\text{trk}}\geqslant 1)=N_1/N_{\mu\mu},\ \varepsilon_{\mu\mu}(N_{\text{trk}}\geqslant 2)=N_2/N_{\mu\mu} \tag{13.20}$$

$$\varepsilon_h(N_{\text{trk}}\geqslant 1)=N_1/N_h,\ \varepsilon_h(N_{\text{trk}}\geqslant 2)=N_2/N_h \tag{13.21}$$

用同样的方法，通过第二种触发类型可以测量出顶点探测器 VC 的触发效率，第三种触发类型可以测量出桶部簇射计数器 BSC 径向条件，能量低阈和能量高阈的触发效率，第四种触发类型可以测量出飞行时间计数器 TOF 的 $N_{\text{tof}}\geqslant 1$ 和 $N_{\text{tof}}\geqslant 2$ 的触发效率，第五种触发类型可以测量出 μ 子鉴别器的 μ-OR 条件的判选效率等等。

4. 测量结果

由测量可知，各最基本的判选条件 $N_{\text{tof}}\geqslant 1$，$N_{\text{to}f}\geqslant 1$，$E_{\text{tot-}l}$和 $N_{\text{vc}}\geqslant 1$ 的触发效率均大于 99.5%。由各判选条件的触发效率可以计算出运行取数时的触发条件表中各种事例类型的触发效率。例如在 ψ' 和 D_s 运行时，带电道的触发判选条件为(见表 3.2)：

$$\text{TOF}:N_{\text{tof}}\geqslant 1;\ \text{寻迹}:N_{\text{tof}}\geqslant 1;\ N_{\text{vc}}\geqslant 1;\ E_{\text{tot-l}}$$

由于这些条件互相独立，带电道事例类型的触发效率为：

$$\varepsilon=\varepsilon(N_{\text{tof}}\geqslant 1)*\varepsilon(N_{\text{trk}}\geqslant 1)*\varepsilon(N_{\text{vc}}\geqslant 1)*\varepsilon(E_{\text{tot-l}}) \tag{13.22}$$

Bhabha 事例、双 μ 事例、强子事例都可以通过带电道，所以我们得到带电道对于 Bhabha 事例、双 μ 事例和强子事例的触发效率：

$$\varepsilon_{BB}=100\%,\quad \varepsilon_{\mu\mu}=99.05\%,\quad \varepsilon_h=99.08\%。$$

用实验的办法测定的触发效率是探测器和触发系统整体的效率，它包含了各子探测器及前端电子学的效率。对于信号来说，触发逻辑的效率可认为是 100%，由此可以用测到的触发效率推算出各子探测器的效率。例如对 MDC 的平均丝效率可按如下步骤计算。

对于 Bhabha 和双 μ 事例，有两根带电径迹，所以 $N_{\text{trk}}\geqslant 1$ 和 $N_{\text{trk}}\geqslant 2$ 的效率分别为：

$$\varepsilon(N_{\text{trk}}\geqslant 1)=1-\xi_t^2,\ \varepsilon(N_{\text{trk}}\geqslant 2)=\varepsilon_t^2 \tag{13.23}$$

式中，ε_t 为单径迹寻迹效率；ξ_t 为失效率。可以从测量得到的 $\varepsilon(N_{\text{trk}}\geqslant 2)$，先求出 ε_t，然后再

用公式(13.17)和下式：

$$\varepsilon_t = \varepsilon_{3/4}^3 \tag{13.24}$$

推算出 MDC 的四选三效率 $\varepsilon_{3/4}$和单丝效率 ε。由测量知 $\varepsilon(N_{trk}\geqslant 2)=0.982$，即可得出：

$$\varepsilon_t = 0.991, \varepsilon_{3/4} = 0.997, \varepsilon = 0.977$$

对于其他探测器的效率采用同样的方法计算。

13.2.7 高亮度下的触发判选

高能物理实验不仅向更高的能量发展，而且也向更高精度和寻找更加稀有的事例的方向发展。后者可以发现一些新粒子(如 H^0)和新现象，还可以提高原有数据的实验精度(如 CP 破坏)。为了在同样的时间内获取更多的事例数据以达到足够的统计精度，高亮度对撞机成为近年来高能物理实验的潮流。世界各地正在建造一些“工厂”以大量产生感兴趣的事例。如 ϕ 工厂、B 工厂、LHC 等。其中一些项目的参数如表 13.1 所示。德国 DESY 的 HERA 可以看成是这个潮流的一个特殊的先行(ep 对撞)。我国也提出了 BEPC-2/BES-3 的升级计划。这些对撞机实验的特点是多束团运行，对撞周期很短，信号通道数多，数据率极高(图 13.13)。这对前端电子学、触发判选和数据获取提出了新的挑战。

图 13.13 为计划中 LHC(Large Hadron Collider)上一个探测器 ATLAS 的触发判选和数据获取系统框图[13]。它的触发判选的物理原则可参见 13.2.3 节 。因为高能对撞时产生的带电粒子可多达 300 个，而且主要集中在小角度，径迹室的数据量极其巨大，算法也极复杂，所以一般只选取“孤立”的电子 e、γ、大横动量喷注、大的丢失横能量事例以及大横动量的 μ 子事例。

由于 LHC 的对撞周期仅 25ns。考虑到信号在探测器和电缆的延迟，根本不可能在 25ns 内完成第一级触发判选(实际上要 2～4μs 左右的等待时间)，而为了减少死时间损失，要求触发判选系统必须对每一次对撞都作出判断。要解决这个困难，首先仍遵循多级触发的一般原则，将触发判选分为第一级硬件触发和第二、三级软件触发，逐级降低事例率，增加触发判选的细致程度。硅微条探测器等组成的径迹室读出较慢而且数据量大，所以在第一级触发中往往只利用量能器和 μ 探测器的信息。其次，将前端电子学做成流水线式(pipeline)的，如模拟式的开关电容阵(SCA)[14]，数字式的 FADC 加先进先出存储器(FIFO)。从探测器来的信号经过放大，成形(及甄别或模数变换)后送入流水线，每一次时钟移动一步(在 LHC，流水线时钟周期等于束团对撞周期)，同时对信号进行分步处理，经过 2～4μs 后到达流水线终点。在这段时间内第一级触发判选要用专用处理器对从部分探测器来的信号进行流水线式的处理。2～4μs 后，触发判选系统正好完成对一次对撞的判选，在流水线的出口处决定该次对撞事例数据的取舍，这段时间称为等待时间(latency)。这样，尽管第一级触发要用 2～4μs，但仍然能做到每个周期对 2～4μs 前的事例做出一次判选。

第一级触发是和对撞同步地进行的。最好第一级触发能明确地指出该事例是在那一次对撞时发生的。这对快速的探测器如 TOF，RPC(桶部 μ 触发用)和 TGC(窄间隙室，端盖 μ 触发用)等没有什么问题，晶体量能器虽然没有漂移时间问题，但输出脉冲的宽度达 0.4～2μs，要用数字式信号处理器(DSP)或其他滤波器对它的采样数据进行处理，提取出时间信息和电荷信息[15]，或者用小的时间常数形成一个窄脉冲，从而给出对应的对撞束

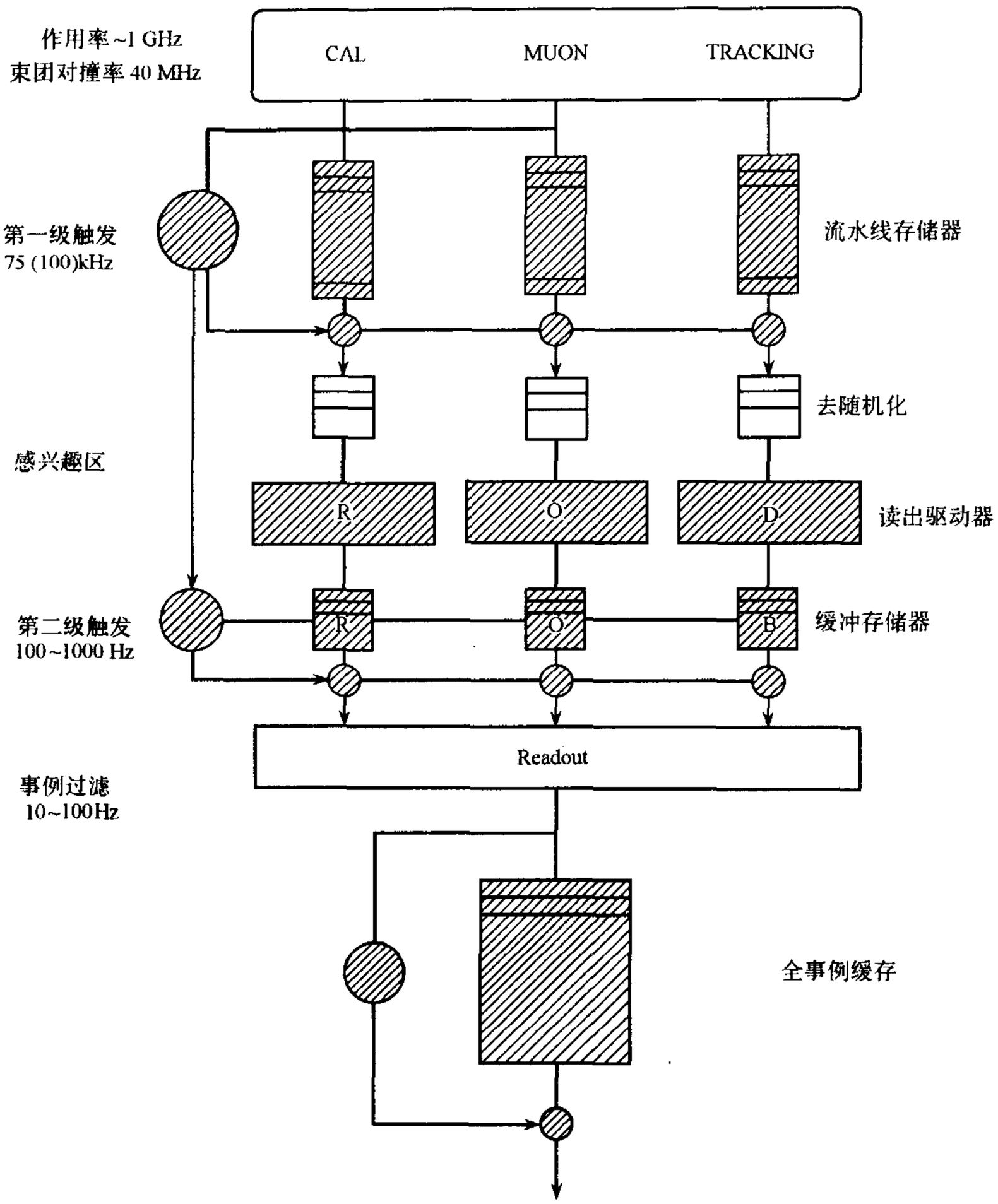
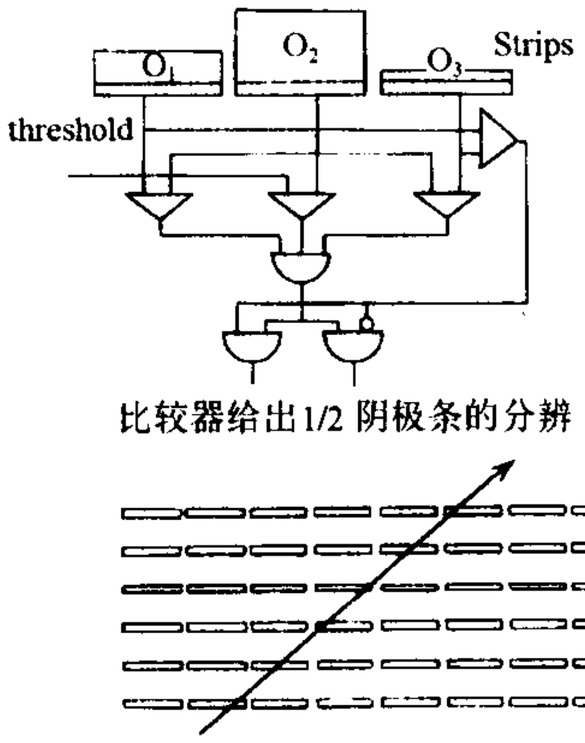


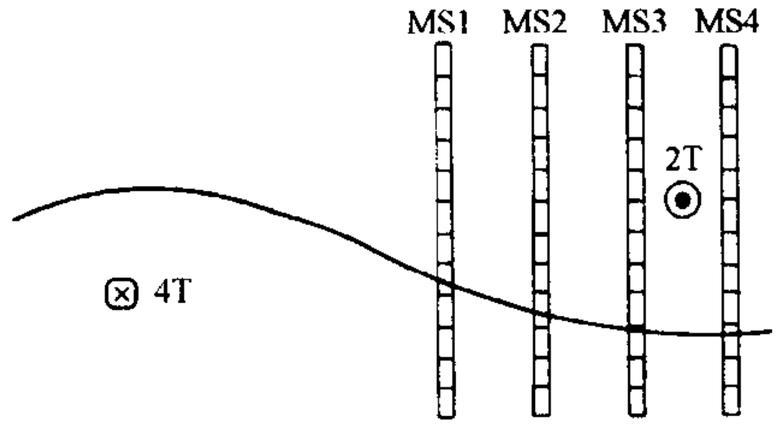
图 13.13　ATLAS 的触发判选和数据获取系统框图

团号。比较复杂的是漂移室、端盖的阴极条室(CSC)等，漂移时间较长，而且随击中位置而随机变化。但在一定情况下也有办法解决。例如多层漂移室相邻层信号丝互相错位半个单元(图 13.14)。如果一个径迹击中上下两个单元，在这两个单元中漂移时间之和等于在一个单元内的最大漂移时间 $t_1+t_2=t_{max}$。所以把两个信号送入一个延迟时间等于 t_{max}的延迟线(或移位寄存器)的两端，漂移时间为 t_1 的信号在延迟线中传输 t_2 后将和漂移时间为 t_2 的信号(传输了 t_1)相遇。在延迟线内两个信号的符合表明该事例发生在 t_{max}前。由多层读出平面构成的 CSC 中各层阳极丝也做成互相错位的，由于径迹穿过 CSC 的位置和方向的随机性，各层中漂移时间最短的可小于对撞周期，从而能判定出是在哪一次对撞中产生的。这些方法常用在 μ 探测器的第一级触发判选中[11]。

从一个漂移室的多层击中信号可以得到径迹穿过漂移室超层的位置和方向，然后由多个超层的小矢量寻得径迹。因为 μ 探测器都放在轭铁的夹层中，径迹很复杂，不能用简单的圆弧来表示，所以用矢量外推法逐步寻迹[16]，由第一超层的小矢量定出在第二超层



端盖阴极条室的寻迹



CMS muon 寻迹电路

桶部漂移管的寻迹

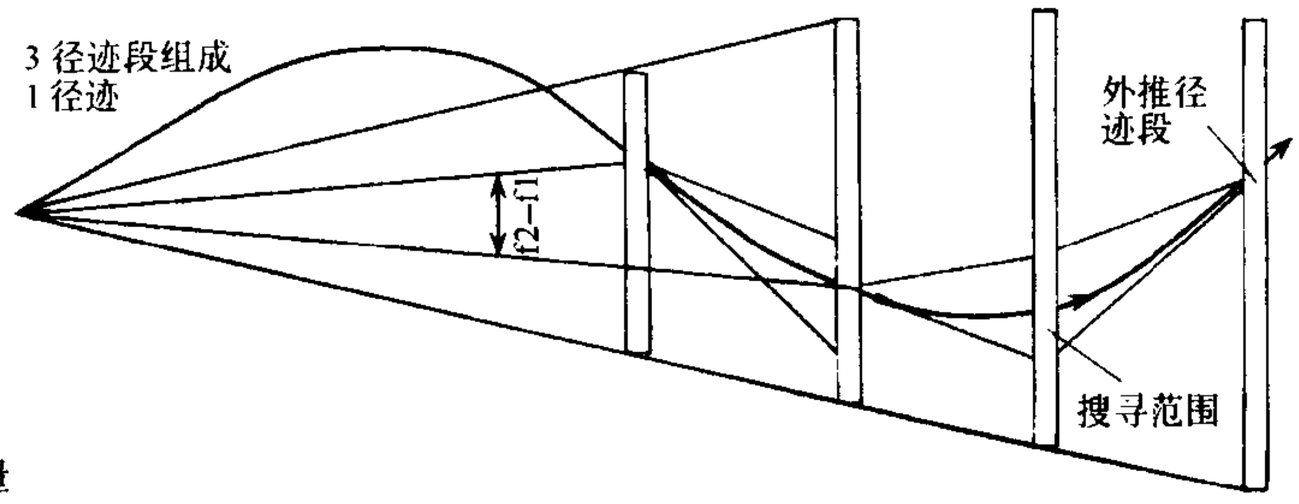


图 13.14　CMSμ 探测器寻迹电路

的搜索范围，由第一、二超层的结合定出在第三超层的搜索范围，三个超层就可以定出一条径迹。

电磁量能器 ECAL 的特征抽取主要提取它的能量特征。首先要根据电磁簇射和强子簇射的大小确定触发单元的大小，把几个量能器晶体(如 4×4)的信号相加成触发单元(trigger cell)信号。然后由这些信号选取孤立 e 或 γ，即在电磁量能器的某触发单元中有一个强而“孤立”的簇射。如何定义“孤立”可以有不同的算法(algorithm)。ATLAS 的液氩量能器中触发单元的大小取为 $\Delta\phi\times\Delta\eta=0.1\times0.1$[图 13.15，快度 $\eta=-\ln(\tan\theta/2)$，可以理解为 θ 方向的另一种标度]，2×2 个触发单元构成一个 cluster，再和它周围的 12 个触发单元构成一个 window。“孤立”要求在该 cluster 中 4 个触发单元的沉积能量两两相加，其最大的能量和大于 E_{tcut}，而周围的各触发单元中沉积的能量之和小于某一阈值(或相对于该 cluster 中沉积能量的一定的百分比)，而且在这个 window 后面的强子量能器中沉积的能量也足够小。此外，电磁量能器还要和强子量能器配合进行喷注总横能量和丢失横能量的判选[17]。

局部第一级触发电路和前端电子学一起安装在探测器上，在运行时很难接触到。所以它们必须是高度可靠、有一定的冗余度、耐辐照、低功耗而且是高度可程控的。一般用 FPGA 或定制的专用集成电路(ASIC)[18]等来制作。局部触发电路的处理结果用光纤引到全

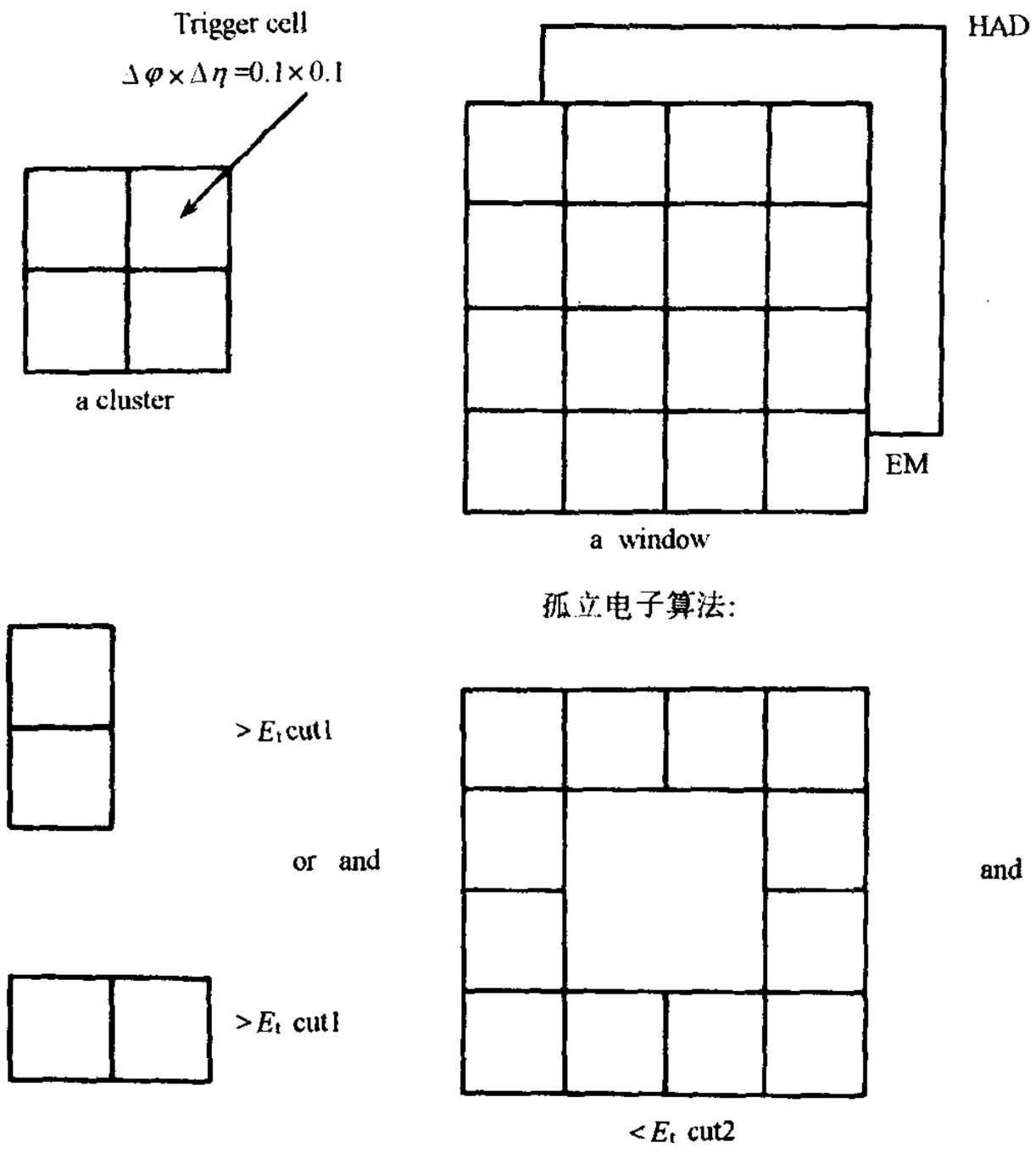


图 13.15　ATLAS 的第一级量能器触发

局处理器做出第一级判断。

在触发判选系统中还要有一个定时-触发-控制系统。它把束流对撞信号(对撞号)、事例号和第一级触发判定信号一起送到各前端电子学读出控制电路。可以用大功率激光和树状光纤耦合器分配到各部分[26]。

如果某次对撞通过第一级触发判选,就启动前端电子学把存储在流水线中的数据读出到缓冲存储器中,等待第二级触发判选的结果。一般,第二级触发仍用第一级触发的条件,所以只读出第一级触发表明有意义的区域的数据。它和第一级触发判选的区别在于:第一级触发是硬件触发,而第二级触发是数字式软件触发;为了减少硬件数量,第一级触发往往把几个电子学读出通道合并成一个触发通道进行处理,而第二级触发就可以按探测器的最细的单元来处理,判选得更精细。第二级触发也可能利用在第一级触发中没有利用的子探测器(如径迹室)的信息,但只看由第一级触发定出的含有有意义信息的区域。第二级触发程序中主要为整数的加法和乘法操作,所以数字信号处理器(DSP)和精简指令集计算机(RISC)最为适用。

通过第二级触发判选后就可以进行全事例读出。把所有子探测器的信号全部读出到双端口缓冲存储器中,由数据获取系统的事例组装器把它们组装成一个完整的事例数据,送到第三级触发进行事例筛选。有些实验(如 CMS)第二级触发和第三级合并。当通过第一级触发后就进行全事例读出,但开始只把某些探测器的数据送到事例筛选计算机群,按第二级触发的算法进行处理。只有通过了这虚拟的第二级触发后才把全事例数据送到计算机群进行实时事例筛选。这种组态可以避免研制选择有意义区域所需的复杂的控制电

路和专用处理器，更多采用市售设备，但它对网络带宽的要求更高。

第一级触发率约 $10^{4\sim5}$/s(这是由探测器读出系统和第二级触发的极限能力决定的)。第二级触发的判选时间约 1～10ms。所以要有约 100 个 CPU 作并行处理才来得及。第二级触发率约 $10^{2\sim3}$/s。最后通过筛选的事例率约为 10～100Hz。这些事例的数据记录在磁带或磁盘上供离线分析用。有关第三级触发事例筛选的计算机群将在数据获取系统中叙述。

无论在第一、二、三级触发中，都有对一个事例的处理时间大于事例到达的时间间隔这样一个问题。可用多个处理器来分担这任务。解决这个问题可以采用下面三种并行处理方法：

1) 时间上并行：建立一个专门设计的流水线式的处理器，它分为多个单元。而整个处理算法也分成同样多个计算步骤，每个单元执行一个固定的计算步骤，就把处理结果传给下一个处理单元，自己又从上一个处理单元接受新的数据，就像流水式生产线上每一个工人只做一步工序就把产品交给下一工序。在整个流水线上，多个单元分别地对不同事例进行不同的计算，最后从流水线的出口得到处理的结果。

2) 空间上并行：把整个事例数据分割成许多小块(例如来自某个子探测器的一小部分的数据)，每个处理器处理一个小数据块，再把处理结果送到全局处理器。全局处理器综合各个局部处理器的结果，给出全局判选结果。

3) 事例间并行：高能物理实验的数据有一个特点，就是各事例的数据之间没有关联。这样可以用多个处理器构成一个大的处理器阵，各个处理器都运行同样的程序，但各自分别处理不同事例的数据。这种并行计算机称为计算机群(Farm)。当然还有其他类型的并行计算机，如向量机等。但它们不如计算机群更适用于高能物理实验。

第一级触发采用了 1)，2)相结合的方法，第二级触发往往采用方法 2) 。方法 1)用专门设计的硬件，可以得到最快的速度，但是不容易更改，造价也贵。方法 3)灵活性最大，可扩充性也最好，在第三级触发即实时筛选中最适用。

13.3 数据获取系统

13.3.1 数据获取系统的任务

一个事例通过触发判选后，数据获取系统开始将该事例的数据读出，进行一定的处理，然后记录到磁带上。这是数据获取系统的最基本、最繁忙的工作。此外，数据获取系统还有许多其他的任务。归结起来数据获取系统的任务可列举为：

1) 电子学的刻度和记档。

2) 运行时的初始化，前端各微处理器的加载，各状态控制寄存器的设置。

3) 从前端电子学读数。

4) 数据的预处理和装配。

5) 全事例数据的重建分析(在线事例筛选，即第三级触发)。

6) 数据的记录(磁带或磁盘)。

7) 探测器运行情况的监测 (抽样分析事例，建立各种直方图并作单事例和直方图显

示)。

8) 运行的操作控制,如键盘命令输入、接触屏幕输入和鼠标输入等。

9) 运行条件的显示和记档(如运行 RUN 号、磁带号、加速器能量和亮度、环境和高压监测等,有时把 8 和 9 称为 slow control)。

10) 错误显示,报警和记档。

11) 磁带或磁盘上记录的数据的回读及处理。

任务 3),4),5),6)是对每一个事例进行的。数据获取系统必须能够按所要求的数据率进行处理,同时又不造成太大的死时间损失。

数据获取系统中减少死时间损失的方法:

1) 较快的总线。如用 FASTBUS 或 VME 代替 CAMAC(见第十一章)。

2) 压缩数据量。在高能物理实验中,对一个事例,大多数探测器单元没有击中。如果把输出为零的各道数据都排除掉,则可以大大减少每事例的数据长度。例如 BES 有 2 万多路信号,如果不压缩,事例数据将长达 40kByte。但平均一个事例只有 700 多个单元有击中。经过零压缩后,事例数据长度仅 3kByte。数据传输所需的时间就大大减少。

3) 用多个智能的控制器并行读出。由于用并行读出,每个控制器所要读出的数据量减少,而且有些智能的控制器(如 KSC 的 3982 List Sequencing CAMAC Crate Controller)及高能所研制的 VME-CAMAC 智能接口(VCBD)[21]能储存对每个事例所要做的一组操作命令(list),接到启动信号后立即按顺序执行,并有一定的缓冲存储器暂存数据,不必将数据传送到计算机即可还原。有些板级或机箱级的读出控制器是用 FPGA 或 ASIC 做成,对固定的读出顺序它可以做得更快。

4) 各级间加缓冲存储器(见 13.1.4 节)。

5) 存储器直接访问(DMA)或数据块传输(block transfer)。数据传输速率的主要限制往往不在于硬件的快慢,而在软件的时间开销。一般每条计算机指令只能传送一个数据。以 BES 在线系统为例。CAMAC 的读写周期规定为 1μs,但从主机经以太网和 VCBD (VME-CAMAC 分支驱动器)发一个 CAMAC 命令,其执行时间长达 5ms,执行存储在 VCBD 的 LIST 中的一个 CAMAC 命令要 180μs。如果要连续传送多个数据,可以用存储器直接访问或数据块传输。CPU 只要指定要访问的首地址和传送数据长度,就可以让数据传输在 DMA 控制器或其他硬件的控制下进行,以硬件允许的最高速度传送多个数据。例如 VCBD 进行数据块传输时的 CAMAC 周期仅 4μs。只有在这种情况下硬件速度的影响才表现出来。

6) 用嵌入式的单板机和实时操作系统代替集中式的多用户多进程的主机,以加快中断响应。后者的中断响应时间长达几个毫秒,而前者仅几十微秒。

数据获取系统的发展可以分为三个阶段。在 20 世纪 70 年代,前端电子学放置在 CAMAC 总线[27]机箱内。所有的机箱插件都由一个小型计算机控制,而所有读出的数据也都集中到这个小型计算机。这种组态可以支持 kByte/s 的数据率;80 年代发展了较快的 VME[28]、FASTBUS 等总线,允许多个智能插件构成分布式智能系统,并引入缓冲存储器,可以支持 MByte/s 的数据率;90 年代后期采用由通信网络构成的事例组装器和用计算机群作全事例过滤,系统规模和并行程度更高,可以支持 GByte/s 的数据率。

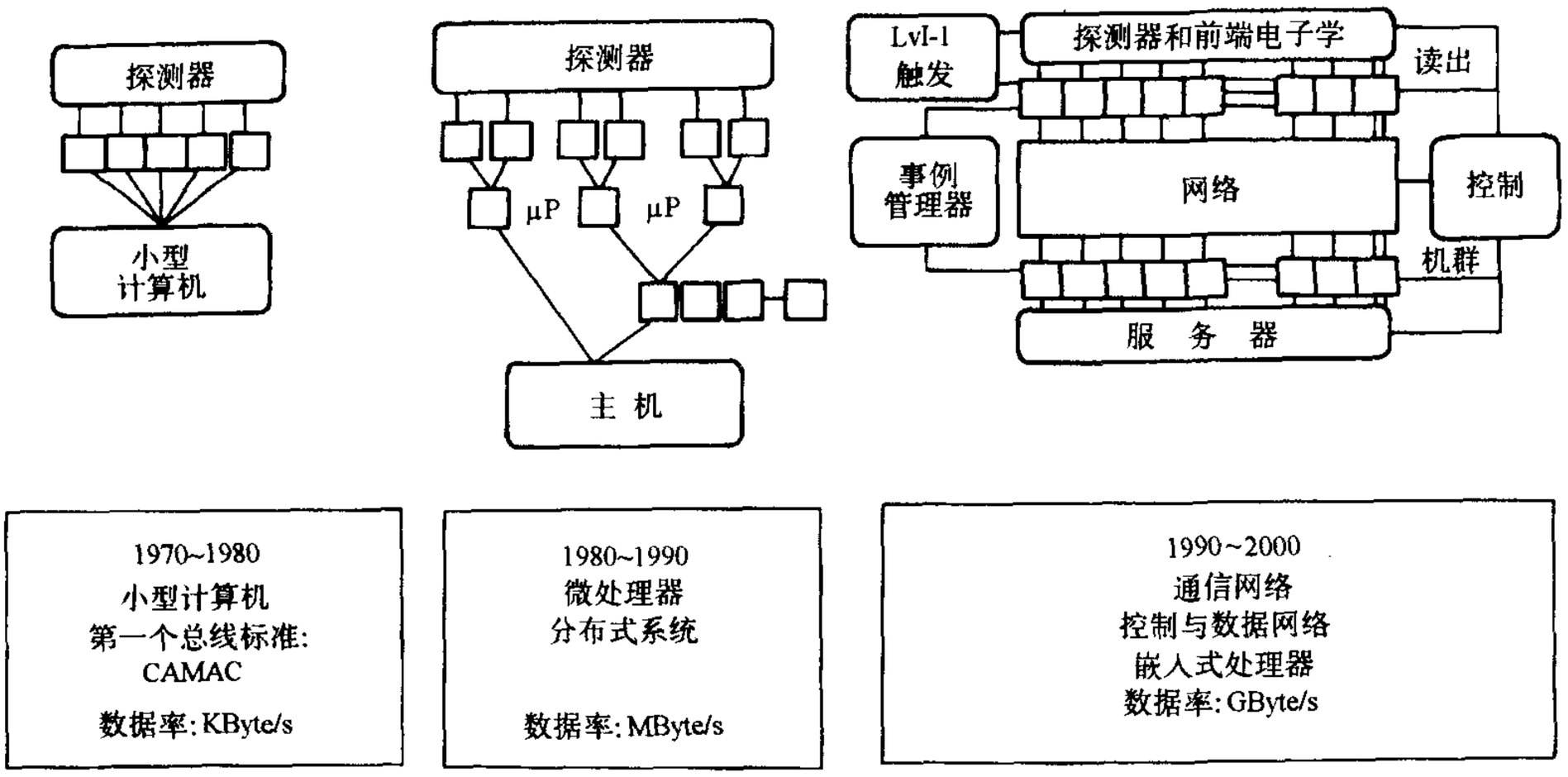


图 13.16　数据获取系统的三个发展阶段

13.3.2　单 CPU 的数据获取系统

最简单的数据获取系统由一个 CAMAC 机箱和一台 PC 机构成(图 13.17)。它可以用于探测器预制研究,性能测试或束流试验。CAMAC[27]虽然速度较慢,但技术成熟,插件品种齐全,有现成的硬件和软件,在上述规模小,速度要求不高的场合还是适用的。

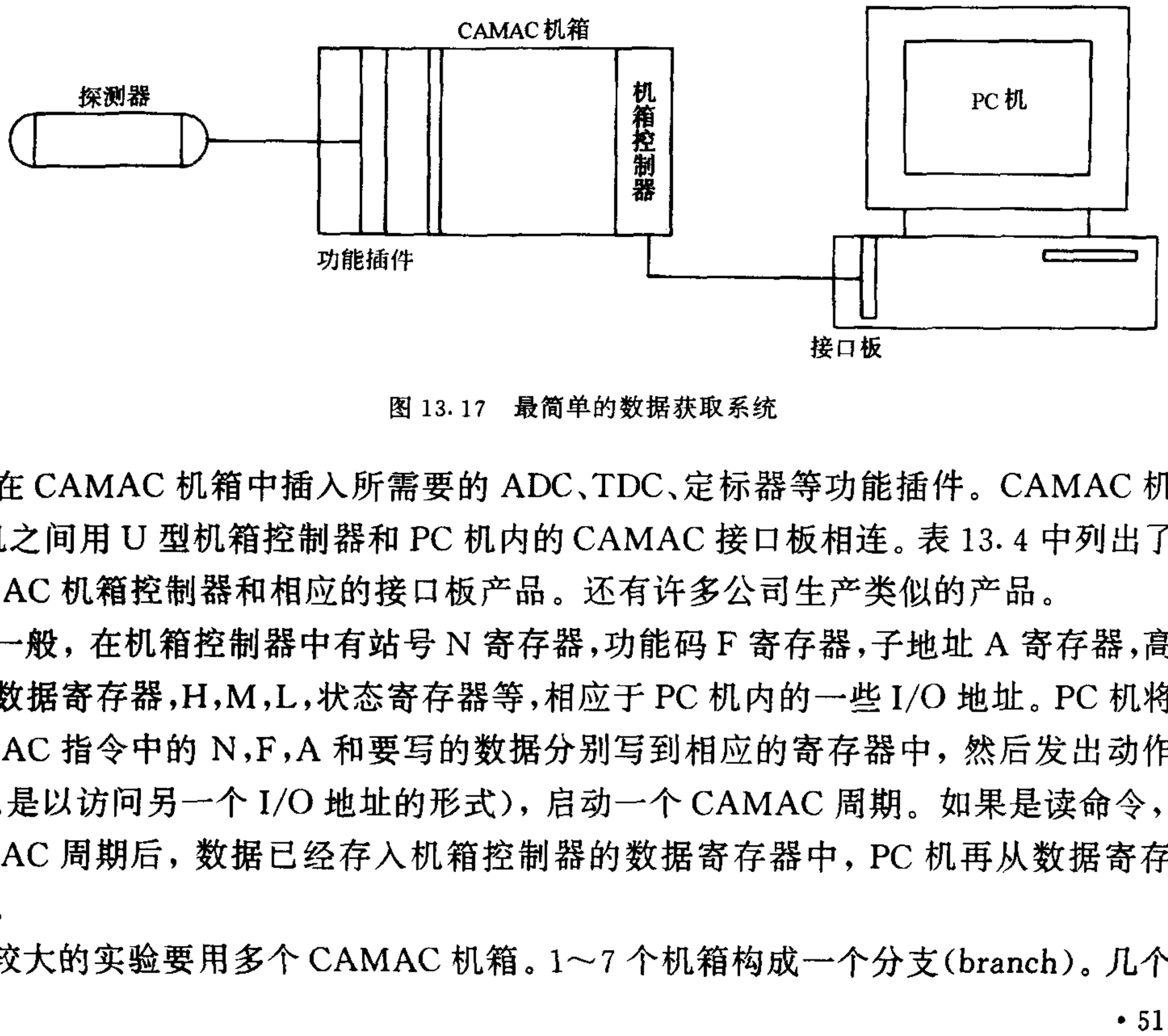


图 13.17　最简单的数据获取系统

在 CAMAC 机箱中插入所需要的 ADC、TDC、定标器等功能插件。CAMAC 机箱和 PC 机之间用 U 型机箱控制器和 PC 机内的 CAMAC 接口板相连。表 13.4 中列出了一些 CAMAC 机箱控制器和相应的接口板产品。还有许多公司生产类似的产品。

一般,在机箱控制器中有站号 N 寄存器,功能码 F 寄存器,子地址 A 寄存器,高、中、低位数据寄存器,H,M,L,状态寄存器等,相应于 PC 机内的一些 I/O 地址。PC 机将一条 CAMAC 指令中的 N,F,A 和要写的数据分别写到相应的寄存器中,然后发出动作命令(可以是以访问另一个 I/O 地址的形式),启动一个 CAMAC 周期。如果是读命令,则在 CAMAC 周期后,数据已经存入机箱控制器的数据寄存器中,PC 机再从数据寄存器中读出。

较大的实验要用多个 CAMAC 机箱。1～7 个机箱构成一个分支(branch)。几个分支

都连到惟一的小型计算机(如 PDP11,VAX11 等)。它执行的程序可分为读数和处理两部分。处理程序除处理数据,分析和记盘外,还不断询问键盘输入命令。

表 13.4 一些 CAMAC 机箱控制器

生产单位	机箱控制器型号	PC 接口板	评注
Kinetic System Corp.	3922	2927-Z1A(ISA),2915(PCI)	有 DMA
	3968	RS-232 或 Ethernet	智能,有 rtVAX
	3982	2926-Z1A	list sequence,DMA
Transiac	6002	一接口板可并接 4 个机箱	面板上有总线状态显示
高能物理所	CCU-PC		可串 7 个机箱
	CCI-88A	独立	有 8088 的智能机箱控制器

13.3.3 北京谱仪的数据获取系统[19]

本节以 BES 为例说明一个中型的数据获取系统(对 CAMAC 而言已是一个多分支的大型系统),以有助于读者在更普遍意义上对数据获取系统的理解。

1. 硬件组成

BES 的前端电子学要接收和处理来自探测器的 2 万多路信号。每次对撞后,前端电子学插件(如取样保持或时间幅度转换等)把探测器来的电荷或时间信号转换成电压模拟信号存储在保持电容上,等待 BADC 作模数变换。BADC[20]是一种用位片机(bit slice) AMD2900 作 CPU 的智能的模数变换插件。每个 BADC 可以对多达 2000 路的信号逐个进行模数变换并作零压缩和(非)线性校正,把数据存放在它的存储器内。

BES 的数据获取系统有 9 个 CAMAC 分支(图 13.18)。每一个子探测器对应一个或两个 CAMAC 分支,每个分支有若干个 BADC,一个 ΣLAM 插件和多个各子探测器特有的前端电子学插件。每一个 CAMAC 分支由一个位于 VME 机箱内的分支驱动器 VCBD (CAMAC Branch Driver in VME)[21]驱动。另外,FASTBUS 机箱中的 TDC(LRS1879)将顶点探测器的 640 个时间信号转换成数字,由段控制器 LRS1821 读出,再经 SIB 总线连到 VME 机箱中的接口 LRS1131。VME-VCBD-CAMAC 机箱-BADC-前端电子学形成一个树形结构,是一个典型的第二代数据获取系统。触发判选系统判断有一个好事例时,发出"START BADC"信号使各 BADC 开始工作。当某一分支的各 BADC 都完成变换后,发出 ΣLAM 信号,作为该分支 VCBD 的中断输入,启动 VCBD 将该分支各 BADC 内的数据读入,存放在它的缓冲存储器内。读入结束后,VCBD 向作为事例组装器的 MVME162 单板机发出中断。当 MVME162 得知所有的分支均已读入完毕,就立即还原触发判选系统以及整个电子学系统,准备接收下一个对撞的信号。而 162 可以在稍后的时刻再从各 VCBD 的缓冲存储器中将各子探测器的数据读出,并组装成完整的事例数据,再经第二个缓冲存储器递交给第二个 MVME162 进行格式变换、实时过滤并记录在磁盘和磁带上或通过以太网传送到计算中心记盘,最后离线地进行事例重建,写成 DST 带。

这种数据获取系统的特点是:

1) 利用成熟的 CAMAC 技术做前端电子学,比较可靠,造价较低。

2) 并行读出。一个分支内的各 BADC 并行地工作,整个系统的各 VCBD 也是并行地

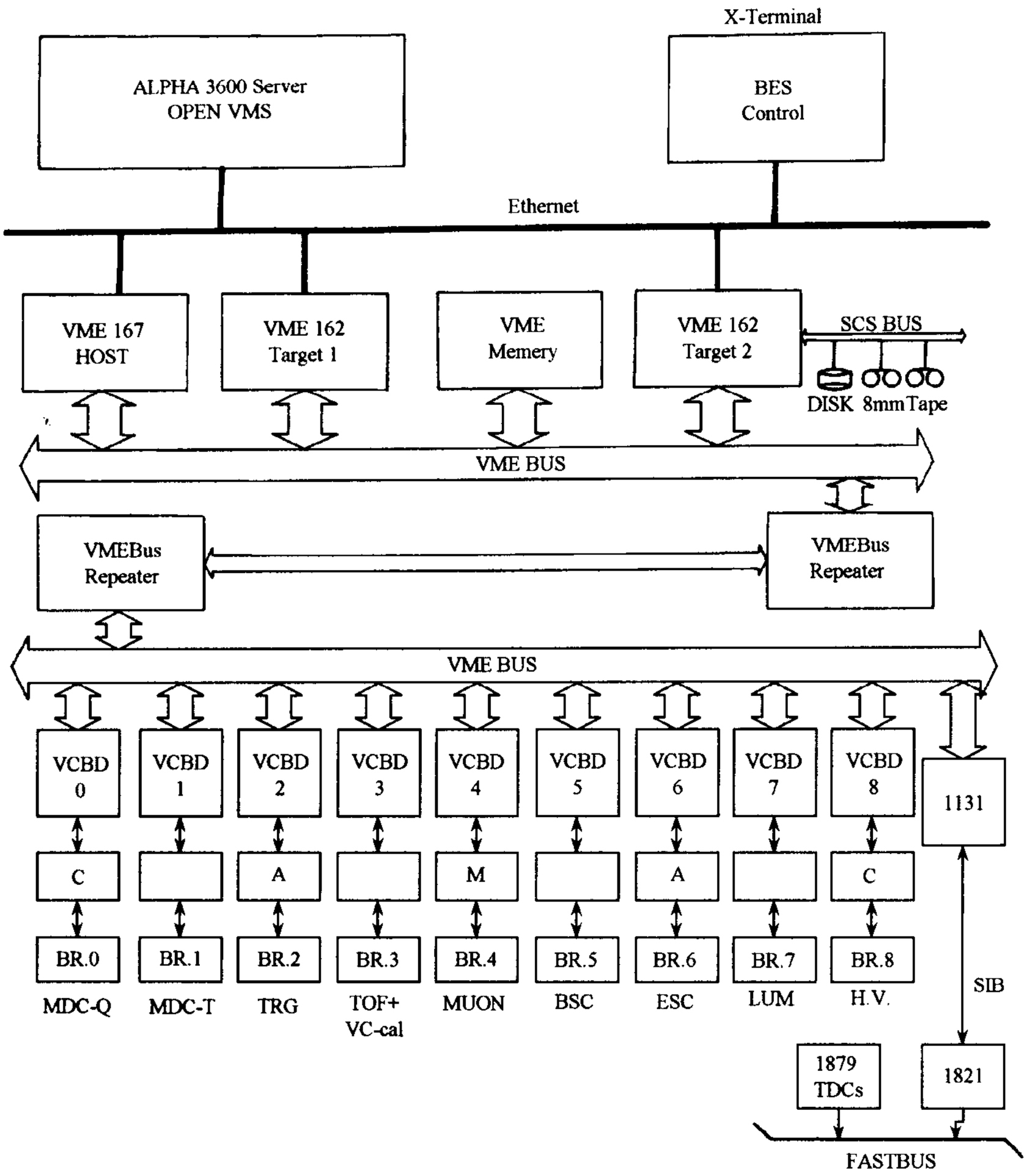


图 13.18　北京谱仪的数据获取系统框图

工作。与用一个 CPU 对各分支各 BADC 逐个读出相比要快得多，两个 MVME162 分别地进行事例组装和记录。

3）缓冲存储。各 BADC，各 VCBD 内以及两个 MVME162 之间均有缓冲存储。这样，只要把数据读入到 VCBD 后即可将前端电子学还原，不必等待后面的事例组装和过滤，这样可以减小死时间。

4）快速中断响应。VCBD 对 ΣLAM 的中断响应仅 80μs。若用 VAX 中心计算机，则由于其复杂的多用户多进程操作系统，中断响应时间长达 8ms。

BES 数据获取系统的死时间约 9ms/event，主要是 BADC 的变换时间（约 8ms）。

BES 数据获取系统的主机是 DEC 公司的 AXP3600s。它负责运行的操作控制，探测器运行情况的监测（抽样分析事例，建立各种直方图并作单事例和直方图显示），运行条件的显示和记档，错误显示、报警和记档，以及和前台的通信。它还可以进行数据的回读及处理。上位机 AXP3600s 和 VME 前端机之间通过以太网传送命令和数据。

2. 软件系统

BES 的数据获取的软件系统分为驻留在 VME 中的前端部分和驻留在主机 AXP 中的上位机部分。

(1) 前端部分软件由 VCBD 程序和运行于 MVME162 上的用于过程控制、任务调度、事例组装及数据转储的 28 个实时进程组成。

1) VCBD 程序包括：

· 初始化进程。由上位机 AXP3600 将各个 VCBD 在每次事例读出中要执行的 CAMAC 命令以控制字 CTLW 的形式从 DATABASE 中读出，通过以太网和前端主机 162 依次送到相应的 VCBD 的双口 RAM 中。由 VCBD 解释并将 CTLW 分解为执行格式，保存在指定的工作单元中作为中断服务程序。

· 中断服务程序。每一好事例被 BES 触发判选系统确认，经 BADC 变换后送给 VCBD 一个硬件中断请求 ΣLAM。VCBD 响应此请求逐条执行上项所述的各 CAMAC 操作。所读的 CAMAC 数据全部存储在 VCBD 的数据缓冲区内。CAMAC 操作完成后 VCBD 向前端主机 MVME162 发中断信号。

· VCBD 平时以询问方式执行由上位机送来的 CAMAC 操作命令。这些 CAMAC 命令主要用于运行时触发和前端电子学的初始化以及定时的环境监测。

2) 前端主机上的进程分成三组：

· 与 VCBD 进行 CAMAC 命令和数据交换的控制进程。分别对 VCBD0 到 VCBD8 转送由上位机发来的 CAMAC 命令和参数，CAMAC I/O 数据的双向传输以及得到关于 CAMAC 操作成功与否的状态信息。

· 与每个事例的数据采集和组装有关的进程。首先由 TRGRST 子进程根据中断信号判断各子系统的 VCBD 是否已完成其取数操作，检查是否有超时。等到所有子系统取数完毕，立即向触发判选系统发出还原命令，然后通知事例装配子进程 EVTBLD 进行事例组装。EVTBLD 按子系统屏蔽码依次从各 VCBD 的缓冲存储器中读取事例数据，按 BES 数据格式组装好。尔后数据转储子进程将数据异步地记录到磁盘及磁带上，并根据上位机抽样的要求发送事例数据给上位机进行在线分析。

· 与上位机各进程间的通信进程。由于利用 TCP/IP 的 socket 接口作进程间通信，为上位机中每一个与前端机有通信关系的进程建立一个相应的子进程。这些子进程大同小异，它们将上位机发来的信息按协议分类，转送到前端机的有关进程作相应的处理。向上位机发送的信息也按协议装配后发出。

· 前端主机各个进程之间通过消息队列(message queue)交换信息，实现进程的调度。

(2) 上位机部分的软件

上位机部分的软件分成九个独立运行的作业进程，在 OpenVMS AXP 操作系统的环境下同时运行。它们包括：

1) 命令管理进程 AVTEX，接受键盘命令，送到 BACKGRND 进程。

2) BES 数据接收进程 FOREGRND。这一进程通过以太网与前端机进行通信，发送用于进程控制的命令，接收出错误信息以及在线抽样事例数据，并将接收到的数据写入系统公用区，然后送一个事例标志给在线分析和逻辑控制进程，完成与其他各进程间的数据

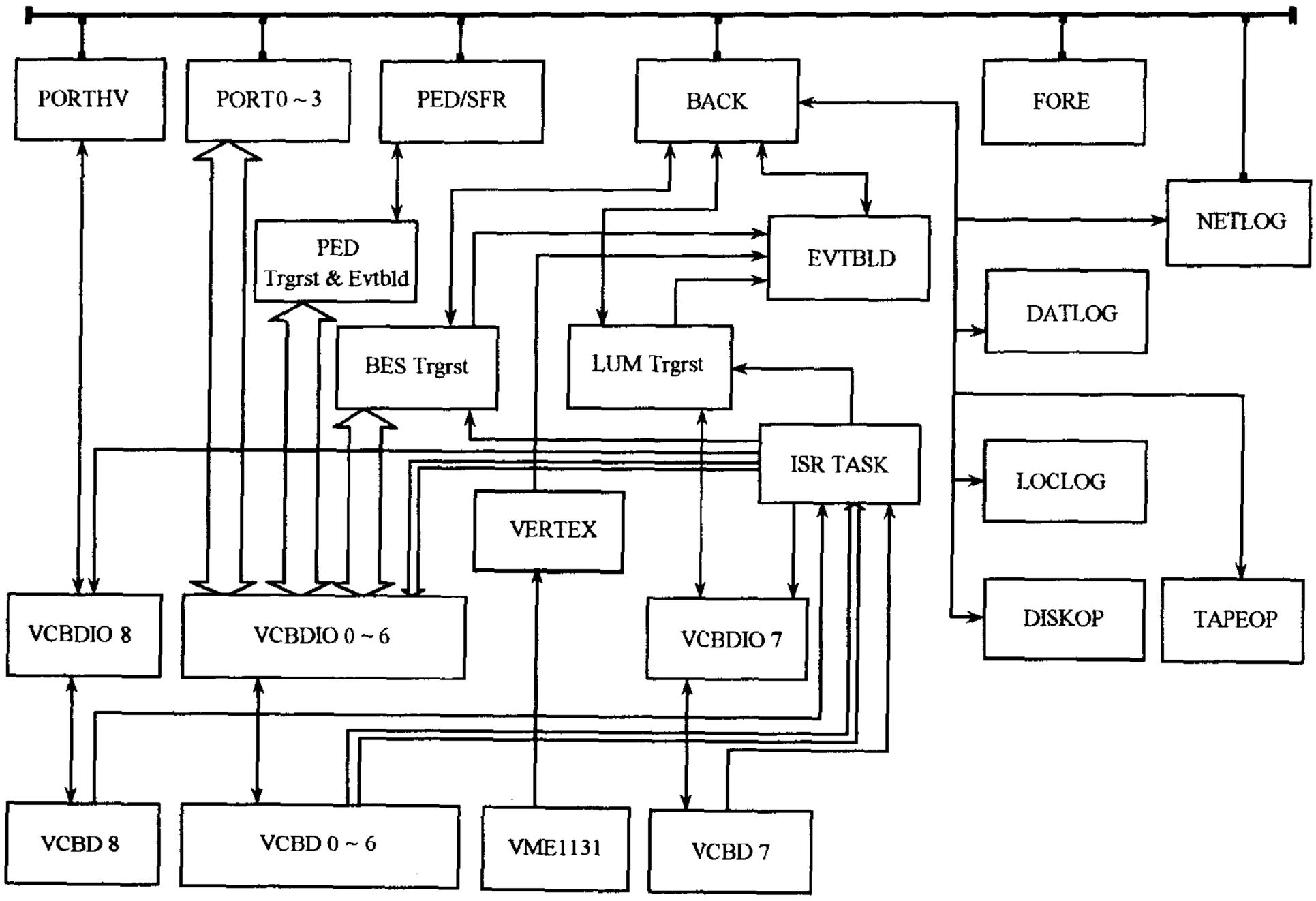


图 13.19　前端主机中各进程间的关系

交换。

3）在线分析和逻辑控制进程 BACKGRND。本进程是上位机在线软件的核心，它首先完成系统的初始化，随后进入循环，借助事例标志和进程优先级的设置对 8 个组程序进行调度，包括运行控制、邮件处理、事例分析、图形显示、直方图管理、定时监测和硬件诊断等。每一个组程序执行一项特定的任务。

4）运行状态显示进程 RUNMSG。

5）错误记录进程 LOGERR。

6）高压控制进程 HV。

7）BEPC 参数记录进程 BEPCLINK。

8）BEPC 亮度显示进程 LUMDSP。

9）绘图进程 VEPPUT。

图 13.20 显示了这 9 个进程的相互关系。

此外，还有电子学刻度进程，它是与 BES 取数各进程分开进行的，用以得出电子学读出系统的输入信号和输出数据之间的校正参数。刻度进程完成校准信号的设置和产生，BADC 的起动与数据读出、拟合，并将拟合计算出的各道校正参数作为一个文件存放在上位机硬盘中。在运行初始化时，这些校正参数被送到各 BADC 的内存参数区。BADC 在校正方式下工作时，利用这些参数对模数变换得到的数据逐道进行零压缩和校正，从而在各道输入信号和输出数据之间保持一致、稳定的线性关系。

BES 在线系统诸进程中只有高压进程为交互式作业，其余均为作业递交方式，各进

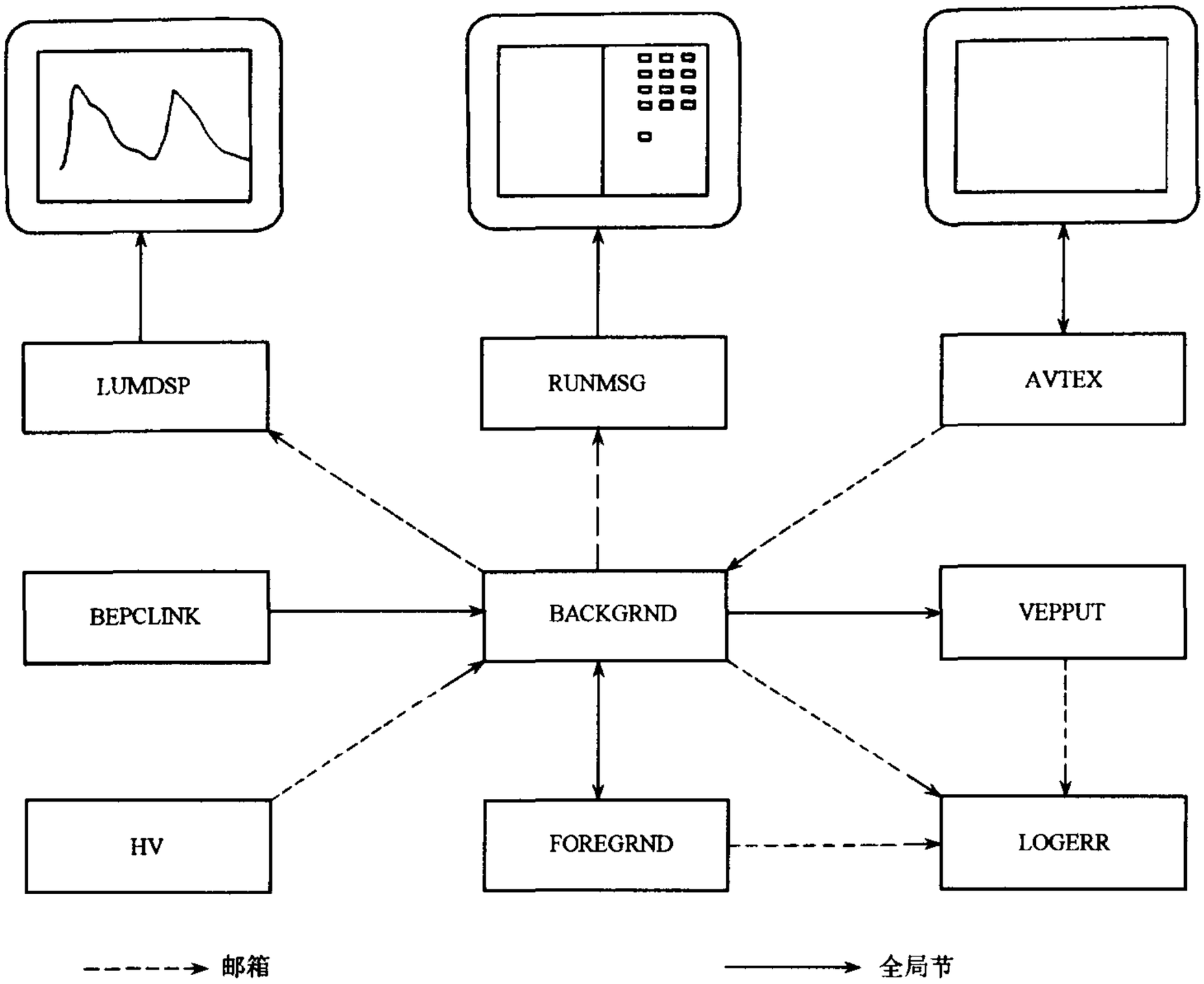


图 13.20　上位机中各进程间的关系

程间的数据交换通过全局节实现数据共享，通过邮箱来交换消息。刻度的结果通过文件传递给后台。

13.3.4　新一代高能物理实验的数据获取系统

正在建造的新一代高能物理实验装置中，数据获取系统的基本结构如图 13.21 所示。首先，如 13.2.7 节中所述，前端电子学要把模拟信号或数据存放在流水线中[13,14]，等第一级触发通过后，将数据读出存放在缓冲存储器中。第二级触发将感兴趣区域的数据读出和处理，只有通过第二级触发的事例才将各子探测器产生的数据段全部传送到双口缓冲存储器中，再经过点对点的连接传送到事例组装器，装配成完整的事例数据，由第三级触发作实时的过滤和全事例重建，最后记录在磁带上。

新一代高能物理实验装置的数据获取系统包括读出单元、事例组装器、在线事例过滤机群和控制监测系统四个基本组成部分。

1. 读出单元

在接到 LEVEL1 触发信号后，它把 N 个前端电子学模块(如 FADC 等)的数据集中，储存在缓冲存储器内；当接到控制器的发送命令时，再把集中了的数据发送到事例组装器。它可以看做为局部的事例组装器。它的输入连接方式可以是总线连接或点对点(如光纤)连接，输出一般为点对点连接。在每一级都有双口缓冲存储器减小随机性。读出单元

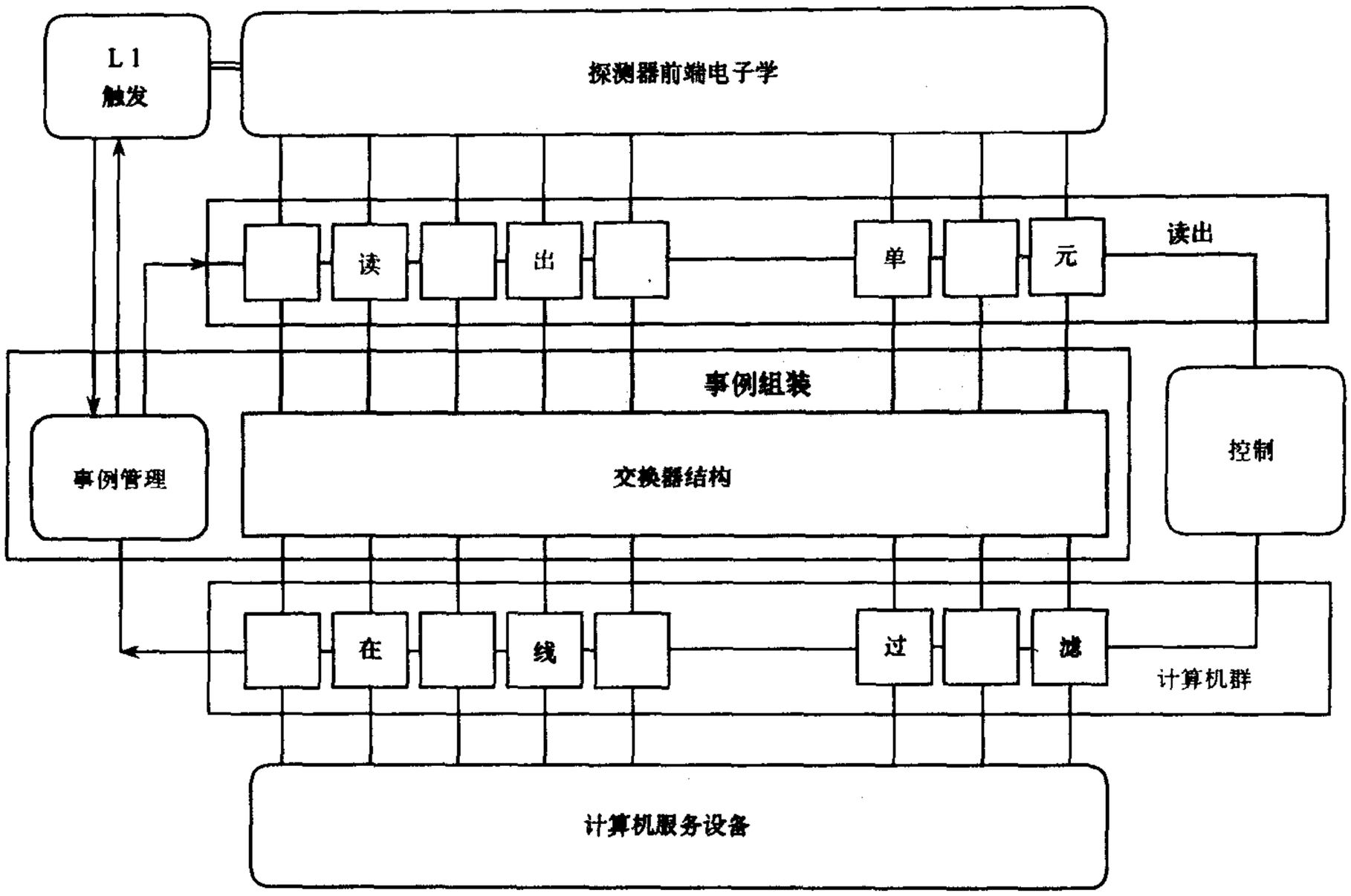


图 13.21　新一代高能物理实验装置中数据获取系统的基本结构

应该有最低的时延。虽然它在全系统中对数据率要求最高，但是因为有许多单元并行工作，每个单元的带宽并不太高，总线式的连接还可以适应。

在要求高的数据率或要从探测器内把前端电子学的数据传出时，点对点的连接成为必要。在高能物理实验中，数据主要是从探测器前端电子学向数据获取系统单方向地流动，反方向的控制信息则要少得多。双工(duplex)连接中有一个流向将较少使用，徒然增加造价。而且在数据获取系统中，相互连接的组态基本固定，所以点对点的单工(simplex)连接比较适合高数据率的高能物理实验的数据获取，而控制信息则用中等速度的总线(如VME)或网络连接。点对点的单工连接也有几种不同的方案[22]。一般说来，光纤连接比较可取。它的优点是：可以实现探测器和数据获取系统之间的电磁隔离，避免地线和空间的电磁干扰；光纤具有较高的带宽，可以把几路信号合并传输，减少电缆数；光纤的衰减比较小，可以作长距离的数据传输；串行传输连接器所占的面板较小。

2. 事例组装器 (event builder)

在新的高能物理实验装置中，数据获取系统要有 partitioning(分块)和 scalability(可扩充)的能力。partitioning 就是指每一个子探测器的数据获取都构成一个相对完整的小系统(例如上述读出单元)，这样便于对各子探测器进行预制研究和束流试验，并在这过程中完善这小系统的硬件构成和软件程序。当整机联调时，只要把各个小系统连接在一起构成一个大系统。在调试时只要关心有关总体连接的问题就可以了。Scalability 是指当探测器分阶段扩充时，新增加部分的数据获取仍可以纳入原有的框架，不会对原有的系统有大的影响。

事例组装器的任务就是把从各个子探测器来的数据段装配成完整的事例数据，送到第三级触发进行在线事例筛选。图 13.22 表明了事例组装器的作用。

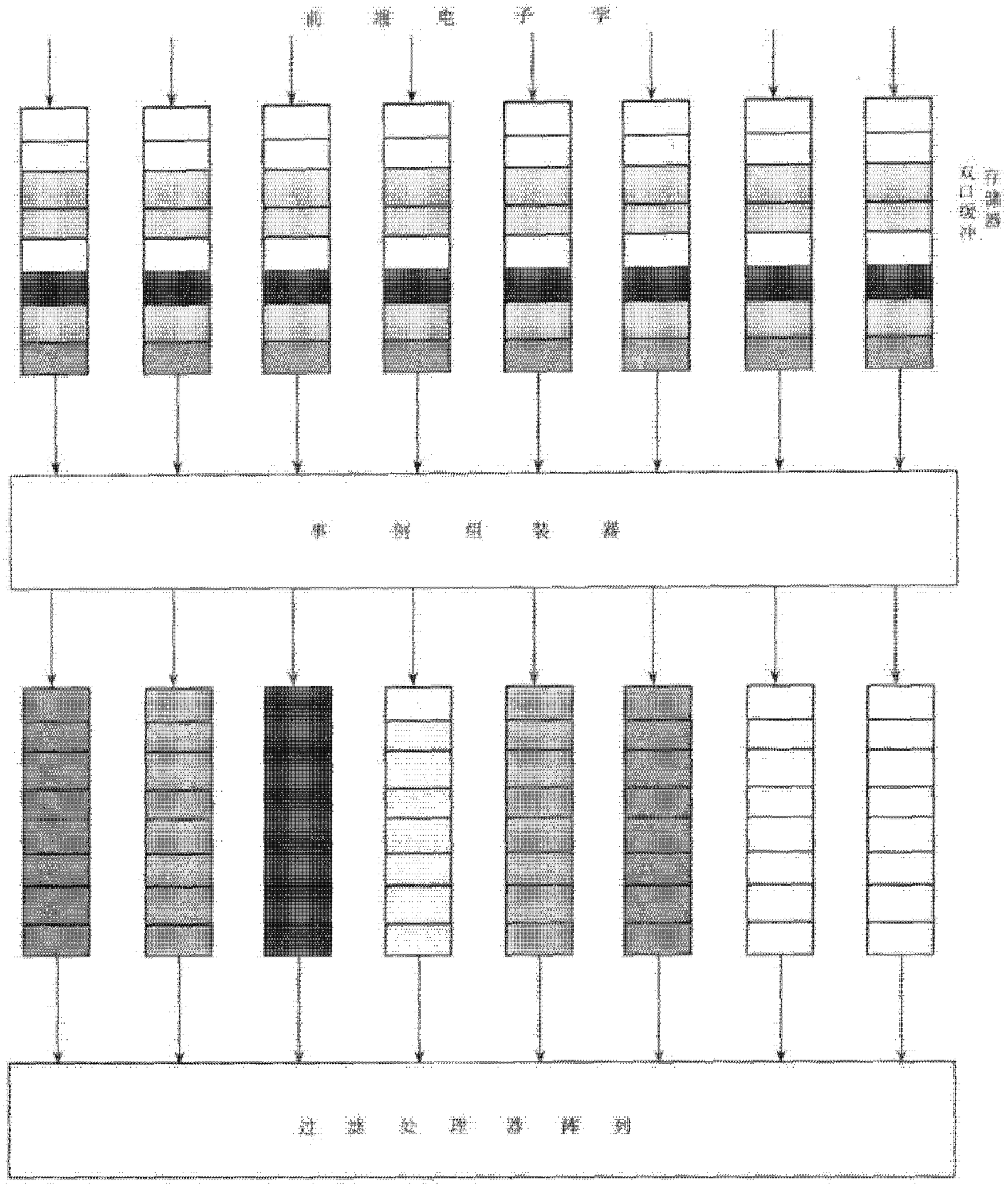


图 13.22　事例组装器的作用

事例组装器可以按照其结构分成三类：

(1) 基于单个总线的事例组装器

各个子探测器前端电子学来的数据段先分别储存在相应的缓冲存储器中。这些缓冲存储器都插在同一个背板总线(如 VME 或 Fastbus)机箱内。事例组装器也连到这个总线，通过总线顺序地从各缓冲存储器中读取属于同一个事例的各个数据段，合并装配成一个事例数据。BES 的数据获取系统就是一个典型的单个 VME 总线的事例组装结构，其中 MVME162 起了事例组装器的作用(图 13.18)。

在单总线的事例组装器中，所有数据都通过同一条总线传送，而且一个事例装配完后才能开始装配第二个事例的数据。所以总线的速度限制了能传送的最高数据率。像 VME 总线理论上最高速度为 40MB/s，实际上仅能达到 10MB/s。BES 的数据率仅 3KB/事例×

20 事例/s＝60KB/s。用 VME 总线已经足够快了。

(2) 双总线矩阵式事例组装器

由 A,B 两种总线纵横构成一个矩阵，在每个交点上有一个双口缓冲存储器(图 13.23)。缓冲存储器的两个端口分别面向总线 A 和 B。子探测器 $i(i=1,m)$通过第 i 条 A 总线(如 VME)将第 $j(j=1,n)$个事例的数据段送入该总线上第 j 个缓冲存储器 $C(i,j)$。第 j 个处理器通过第 j 条 B 总线(如 VSB)将该总线上各个缓冲存储器 $C(i,j)(i=1,m)$内储存的数据段装配成完整的事例数据再进行事例筛选。CERN LEP 上的 OPAL 就用了这种结构的事例组装器。

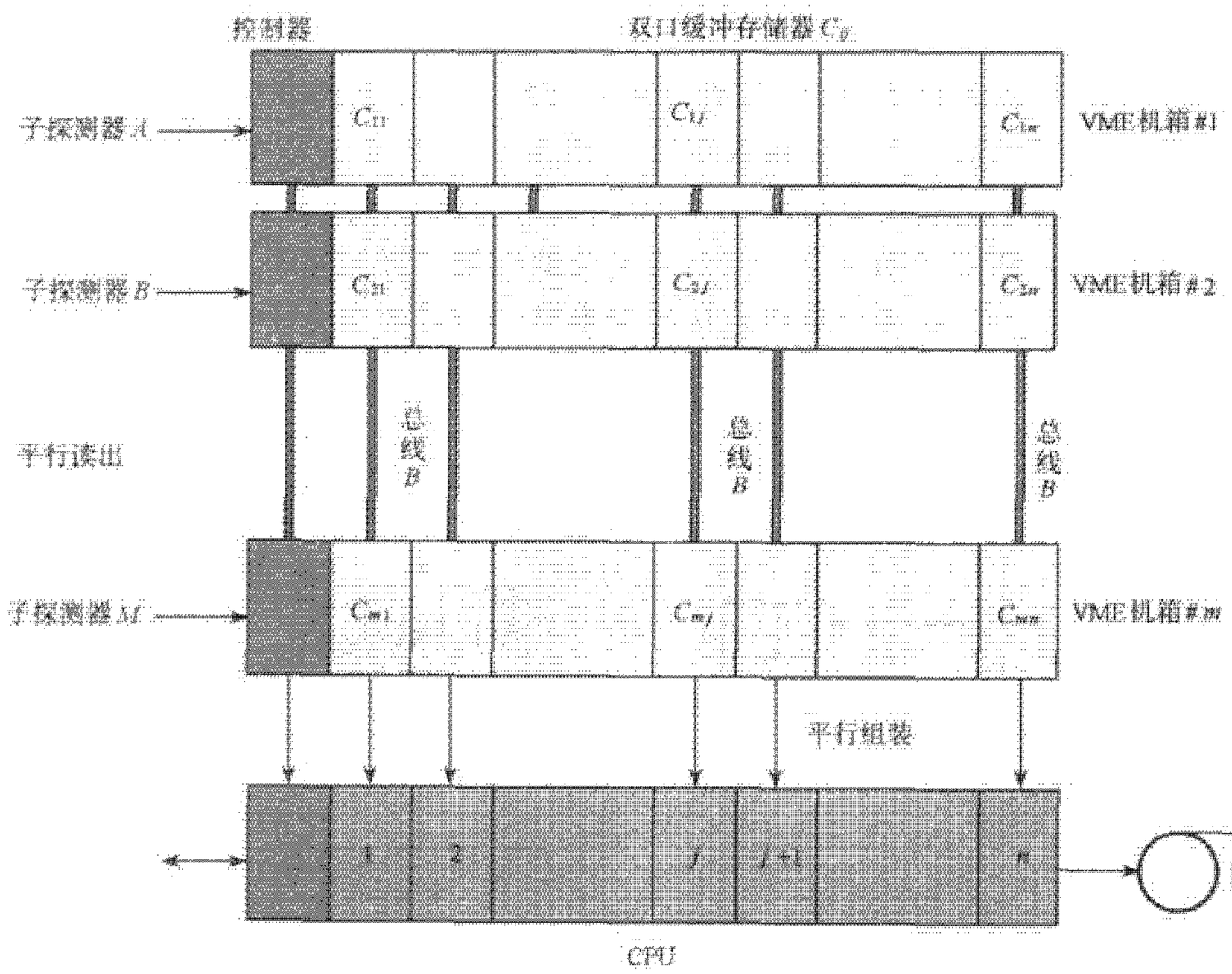


图 13.23　双总线矩阵式事例组装器

因为有 n 条 B 总线可以并行地进行事例装配，允许的最高数据传送率也提高了 n 倍。但这种事例组装器的结构比较复杂，要在 m 个 VME 机箱中插放 $m\times n$ 个双口缓冲存储器。m,n 的数值也不能太大，扩充较难。

(3) 交换机式事例组装器

网络交换机是计算机和通信技术的最近发展。在现有的总线和以太网中，多个源设备和目标设备都连到同一个传输介质。某一个设备按照一定的协议(如总线的仲裁和以太网的碰撞检测)获得这个介质的使用权，进行数据传输。每一时刻只能在一对源设备和目标设备之间进行数据传输，其他设备只好等待。当数据率很高时，这单一的传输介质就成为瓶颈。网络交换机就是为解决这个问题而发展起来的。它就像 $2n$ 路的纵横交换机(cross-bar switch)一样，可以在 n 个输入端和 n 个输出端之间建立任意的一对一连接。在高能物

理实验的数据获取系统中，它可以把 n 个（不是(2) 中的 n^2 个）前端电子学的双口缓冲存储器和 n 个在线事例筛选处理单元连接起来。n 个处理单元可以同时并行地装配 n 个事例的数据，而且网络交换机的带宽为 n 条通道带宽之总和，可远超过 1Gbit/s，所以网络交换机可以适应高亮度实验的高数据率的要求，而结构要比双总线矩阵式事例组装器简单，扩展性也好。

网络交换机又可以分成集中控制式和报头寻址式两种。KEK 研制的一种桶形移位交换机[23]是集中控制式的一个典型（图 13.24）。n 个缓冲存储器依次延迟一定时间片后连接到交换机的输入端，n 个实时筛选处理单元连接到它的输出端。当第 4 个输出端口的处理单元装配一个事例 j 在输入端口 A（缓冲存储器）的数据段时，第 3 个处理单元可以同时装配事例 $j-1$ 在缓冲存储器 B 的数据段等等。交换机以固定的顺序改变输入端和输出端之间的连接关系，就像一个桶形开关，输出端相对于输入端每次转动一步。到下一步，第 4 个输出端口和输入端口 B 相连，该处理单元装配第 j 号事例在缓冲存储器 B 中的数据段，与此同时，第 1 个输出端口和输入端口 A 相连，该处理单元装配第 $j+1$ 号事例在缓冲存储器 A 中的数据段。依次类推，不断循环。它比较适合高能物理实验中固定的连接关系，不需要协议，所以软件开销也少。但是它无法适应第二级触发有选择地读出感兴趣的部分数据这种要求。这时必须用随机连接的交换机。而且要当 n 个并行的输入数据段都传送完毕后才能转动到下一步。为了提高效率，各数据段的长度要比较一致。

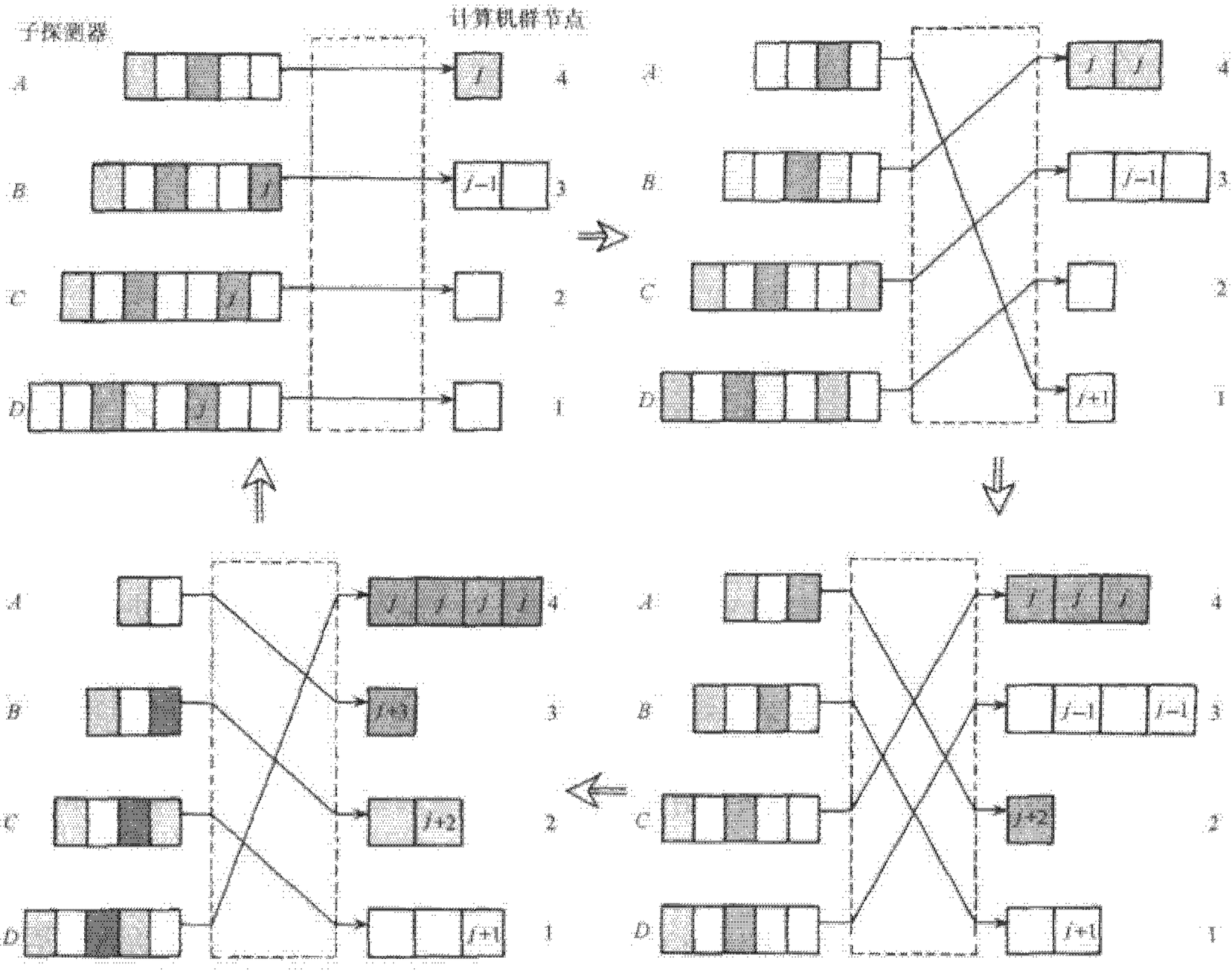


图 13.24　桶形移位交换机

现在已有市售的一些随机连接网络交换机都是报头寻址式的。在各数据段的头上加一个表征目标输出端口的报头，网络交换机就会按照这个报头自动建立连接通路。它的特点正和集中控制式的相反，连接灵活，但要求遵照一定的协议，建立通路所需的开销也大，适宜于每次建立连接后传送较长的数据段。目前开发较多的有 ATM (Asynchronous Transfer Mode)[24]，FC (Fiber Channel)，SONET (Serial Optic NETwork)，SCI(Scalable Coherent Interface)，HIPPI(High-Performance Parallel Interface)[22]等标准。随着互联网的发展，千兆位以太网交换机将变得更加便宜可靠而被广泛采用。但是大型高能物理实验要求 1000 个输入口对 1000 个输出口的巨型交换机。如何由 16～24 个端口的商用交换机构成这样巨大的多层的交换机是数据获取系统的一个课题[22,25]。

3. *在线事例过滤机群(farm)*

在线事例过滤机群完成第三级触发。如 13.2.7 节中所述，第三级触发采用大的处理器阵进行实时事例筛选。这种处理器阵也可以用于全事例重建、Monte-Carlo 模拟和离线分析。为了应付高能物理实验的巨大的数据量，在 20 世纪 80 年代初曾有人用位片机(bit slice)制作了一些 IBM 大型计算机的仿真机(Emulator)，如 360/E，3801/E 等。针对高能物理程序中 90%以上的计算只使用了 IBM 计算机指令集中的一小部分，这些仿真机要比 IBM 主机简单得多，造价也低得多。由此产生了精简指令集计算机(RISC)的思想。现在 RISC 已经成为计算机技术的一个重要趋向，工业上已经生产出功能远为强大，价格低得多的 RISC 芯片，如 PowerPC，Spare，MIPS，AlphaAXP 等，仿真机已经成为一个历史名词了。

目前一些大实验室已经用 RISC 工作站和 PC 机构成机群替代 IBM 或 CRAY 巨型机进行事例重建和 Monte-Carlo 模拟。如 CERN 的 SHIFT 用 4 个 SGI 4D/340 和 2 个 SUN sparc 工作站连接 205GB 的硬盘和磁带机械手，其 CPU 能力相当于 IBM9000/900 的 90%，而造价仅为后者的 10%。美国 FERMILAB 分别用 100 个 IBM RS6000/320，100 个 SGI 4D/25、4D/35 和 48 个 ACPR3000/25 构成 5 个 Farm，其 CPU 能力相当于 5200 个 VAX780。由 PC 机构成的机群有更高的性能价格比，将在高能物理实验中得到更广泛的应用。由于高能物理实验的巨大规模和极高的要求，还由于计算机通信技术的飞速发展，产品的性能价格比很快提高，触发判选和数据获取系统必须充分利用工业发展的最新成果，尽量采用市售商品，以提高系统的性能和可靠性，降低造价，并便于今后的升级扩展。

4. *控制检测系统*

由于新数据获取系统的巨大规模、采用多种最新技术、数据多级缓冲、高带宽又有秒级的延迟以及昂贵的运行费用，使新数据获取系统必须在各种商用软件的基础上建立运行控制系统，并检测系统各部分的运行情况，保证实验的可靠运行。

新一代的高能物理实验对数据获取系统提出了极高的要求。下面介绍 CMS 数据获取系统的要求，以期读者对新一代的高能物理实验有初步的概念。当 L1 触发率为 100kHz 时，CMS 数据获取系统控制系统的消息流量为 10^6msg/s，要有约 5 万个前端驱动器每秒钟从 1 亿路电子学通道中取得 1Tbit 数据，存放在 200GByte 的缓冲存储器中，然后经过一个 500×500 的交换器网络(带宽要求 500Gbit/s) 送到事例筛选机群组装。事例筛选机群的处理能力要求达 5×10^6MIPS。经过筛选的事例率为 10～100Hz，事例长度为

1MByte，每天将产生 1TByte 的数据，最后的数据档案将是 PByte 级的。为了处理这些数据将要动用全世界各大实验室的计算机。

13.3.5 实时操作系统

在离线分析中，用 FORTRAN 或 C 语言写成的程序进行大量的计算。它广泛地使用 CERNLIB 和其他程序包。它所关心的是计算能力和存储容量，也关心数据库技术。对操作系统的要求不高。但是在数据获取系统中，一切过程都是实时地进行的，要求计算机对外界事例的响应速度快而且是可以确切预期的。在计算机中总是运行着多个进程。UNIX 操作系统只是按时间片轮流为各个进程服务(分时)，而没有优先级的调度。VMS 操作系统提供了比较全面的优先级中断服务、进程的调度、进程间的通信和输入、输出驱动程序，曾经在 80 年代的高能物理实验中起了很大的作用。但是按现有的标准看，它的速度太慢，一次中断响应或进程交换长达毫秒级。尤其现在数据获取已经发展成分布式多处理器系统，就更不能适应了。所以必须要使用实时操作系统。实时操作系统必须有快的优先级中断响应和进程调度(10μs 级)、良好的进程间通信手段(如事例标志、邮箱、共享存储器等)和便于访问外部 I/O 资源(如 VME 总线等)。

现有的实时操作系统有 VxWorks，VMExec，pSOS，Lynxos，OS9 等。OS9 是一种小型的实时操作系统，VMExec 是在 pSOS 基础上由 Motorola 公司开发的适用于 VME 总线的实时操作系统(现在已停止供应)。VxWorks 也是以 pSOS 为核心的实时操作系统，开发的接口较好，可靠性较高，但价格昂贵。这些实时操作系统在 WINDOWS 或 UNIX 平台上开发数据获取的程序，再把执行程序下装到目标部件，然后脱离平台进行实时控制和取数。RTLinux 是免费的实时操作系统，可望得到更广泛的应用。

13.3.6 数据获取系统的仿真

新一代对撞机上探测器的数据获取系统将要面临前所未有的高数据率(～10GB/s)、高度并行(100～1000 个处理器)和大量的新技术，而且事例到达的时间和数据长度都是随机的。不能再靠经验和简单的估算，而要事先用计算机对不同的数据获取硬件、组态和算法进行仿真(modelling)，预先得知所要求的缓冲存储器大小和计算机能力、不同的技术和协议能达到的数据传输率、找出系统的瓶颈，予以改进，以得到一个最佳的组态。

对数据获取系统的仿真需要一套仿真工具，建立一个元件库以描述所使用的硬件和软件的行为，并且建立一组用以测试系统性能的标准数据。仿真工具可以是硬件描述语言(VHDL)，Pspice，DAQSIM，MODSIM Ⅱ 等。也有用 C++加 CNCL(Computing Network Class Library)。数据获取系统仿真所需要的时间比实际时间长 6 个数量级，所以必须有很快的计算机来进行仿真计算。

13.4 BES-Ⅲ的触发和数据获取系统

我国正在进行到 BEPC-Ⅱ/BES-Ⅲ的升级工程。为了让读者了解 BES-Ⅲ，便于工作中参考，现介绍 BES-Ⅲ的触发和数据获取系统。主要依据[29]，并根据最新的参数作了修改。BES-Ⅲ的探测器部分见 14.5.2 节。

13.4.1 BES-Ⅲ的触发判选系统

BEPCⅡ的高流强要求BESⅢ触发系统在比原来BESⅡ触发系统高得多的本底下工作，束流的多束团结构也使得触发系统不能再像原来那样在每个束团间隔时间内作一次第一级判选。

1. 事例率的估算

1）好事例。BEPCⅡ的最高亮度设计 $L=1\times10^{33}\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$，预期 J/ψ 和 ψ' 事例率分别为 $N_{J/\psi}=2000\text{Hz}$ 和 $N_{\psi'}=600\text{Hz}$。考虑探测器的接受度（σ_{BB}按$|\cos\theta|<0.95$计算），Bhabha事例率为 $N_{BB}=L\times\sigma_{BB}=800\text{Hz}$。

2）宇宙线本底。BESⅢ的几何尺寸没有多大改变，所以单位时间击中BESⅢ的宇宙线数保持不变。但在BESI，宇宙线本底主要靠TOF来压低，只有在40ns时间窗内来到的宇宙线才可能被记录。用这种方法可以排除95%的宇宙线本底。加上顶点探测器等其他触发条件，BESI的宇宙线本底事例率大约仅为1Hz。在BESⅢ，由于束团间隔小于8ns，不能再利用时间窗的办法来排除宇宙线本底，也没有顶点探测器。希望通过主漂移室，压低到200 Hz。

3）束流本底。BEPCⅡ的流强将是BEPC的40倍（$I=1.8$ A，1.1×10^{13}个电子），而束流寿命仅为BEPC的一半（$\tau=3.5\sim3.8$h）。所以BEPCⅡ的电子丢失率将是BEPCI的80倍。由此造成的束流本底也将增加到80倍。正负电子丢失率$(\text{d}n/\text{d}t)=8.7\times10^{8}/\text{s}$。按正负电子沿BEPC环均匀丢失计算，单位时间击中谱仪的丢失电子数为$(\text{d}n/\text{d}t)\text{BES}\text{Ⅲ}\approx1.3\times10^{7}/\text{s}$即有约13MHz的束流本底事例。我们可以近似地认为本底信号与束流的强度成正比。预期BESⅢ通过触发的束流本底事例率将为 $N_{\text{beam}}=2000\text{Hz}$。

4）触发事例率。综上所述，BESⅢ的触发判选系统将把事例率从1.3×10^{7}Hz压低到最高事例率4000Hz左右。这是数据获取系统可以接受的事例率。

2. BES-Ⅲ的触发判选系统的特点

BES-Ⅲ的触发判选系统仍按照各子探测器分成一些子系统，各子系统给出的一些触发条件信号送到总触发电路（GTL）（图13.25），但是由于BEPC-Ⅱ的多束团运行和BES-Ⅲ探测器的特点，BES-Ⅲ的触发判选系统有一些新的特点。

1）流水线。原BEPC每800ns对撞一次，还来得及在下一次对撞前做出第一级判选，而BEPC-Ⅱ每8ns对撞一次，这样即使用最快的TOF也来不及做出判选。所以必须对前端电子学数据用流水线式的方法进行存储处理，触发判选系统也要用流水线方式进行处理。信号在长线中的传输、MDC的漂移时间、电子学系统中模拟信号的数字化、触发系统内对信号的处理等都会造成触发判选的结果相对于束流对撞有很大的滞后。为了便于适应对撞机的不同运行模式，现暂定此滞后为6.4μs（取802ns的整数倍）。前端电子学流水线存储器应能容纳6.4μs内收集的数据，而触发判选系统要在此6.4μs内完成第一级硬件触发。触发电路也工作于流水线方式，每个触发流水线时钟周期内做一次判选。在MDC和TOF的前端电子学中将使用HPTDC[30]，需要约40MHz做得好时钟。BEPC-Ⅱ的高频频为499.8MHz，经12分频得到41.65MHz的系统时钟。触发系统每24ns作一次判选看是否符合触发条件。如果不符合就在下一周期再判；如果符合，表明有一个好事例，就发出一个L1信号，使各子探测器的前端电子学把相应的数据存入缓冲存储器中。为了实现这

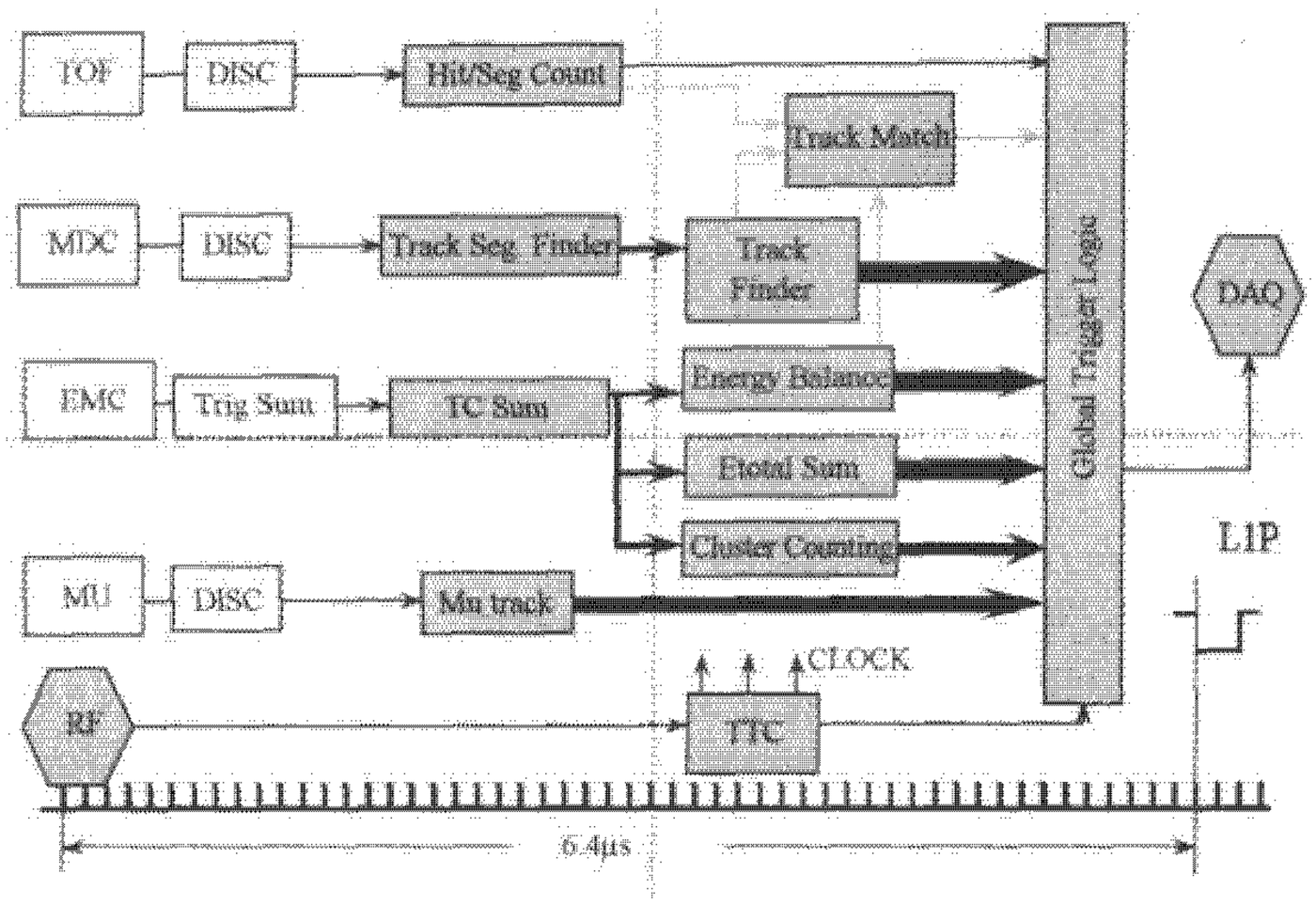


图 13.25　BES-Ⅲ触发逻辑方块图

读出缓存的动作，每次 L1 后有 3μs 的死时间。

2）一级硬件触发。因为流水线工作方式可以有 6.4μs 的等待时间，所有的触发条件信号都可以及时到达。这样所有的硬件触发都可以同时完成，不必像 BES-Ⅱ那样按束团环绕周期分为 3 级触发。通过硬件触发(L1) 后事例数据就被读出和缓存。然后经过事例组装在计算机群中进行软件过滤(L2) 。

3）时间控制。在 BES-Ⅱ中游一套时序控制电路，控制各子探测器前端电子学在 800ns 对撞周期内的锁存、还原等各种动作。在 BES-Ⅲ中，由于各子探测器前端电子学也用流水线工作方式，工作在同一系统时钟下，所以这套时序控制电路就不必要了。但是触发系统要每 24ns 用所有的触发条件进行判断，对应一次事例的各触发条件信号必须在同一周期内到达。但由于它们经过不同的处理路径，延迟时间不同，所以要对各触发条件信号作个别的延迟调整。这部分的复杂程度超过 BES-Ⅱ的时序控制。

4)光纤传输。BES-Ⅲ探测器及触发系统和各前端电子学之间均构成星形连接。为了断开可能的地回路，减少电磁干扰，所有子探测器前端电子学都通过光纤向触发系统传送信号。一根光纤可以在 24ns 内串行传送 16 个信号。

5)MDC 寻迹。BES-Ⅲ的主漂移室有 47 层构成 12 个超层。寻迹电路利用其中 4 个轴向丝超层。寻迹的基本方法和 BES-Ⅱ类似，先在每个超层内找径迹段，再由各超层径迹段找径迹。但是由于同一超层内相邻层错开半个单元，有些超层内各层的单元数也不同，找径迹段的逻辑远比 BES-Ⅱ的 3/4 逻辑复杂。此外寻迹电路还可以粗略地给出径迹的横动量。由于没有时序控制，不能在规定的时刻检查径迹数，要把寻到的径迹信号拉宽到最大漂移时间，在每一个周期相加，以总径迹数下降的时刻为 MDC 径迹数信号的输出时间(图 13.26) 。

6)电磁量能器(EMC) 触发电路。BES-Ⅲ的 EMC 由 CsI 晶体构成，桶部有 44 圈，每圈有 120 个晶体；东西端盖各有 6 圈，每圈 64～96 个晶体。各晶体均指向对撞点，所以各晶体的输出已经自然实现了径向相加。沿 Z 方向分成多圈使对簇射的判选可以做得更

细。每 4×4 个晶体构成一个触发单元,使一个簇射基本落在一个触发单元中。然后以触发单位进一步处理(图 13.27)。

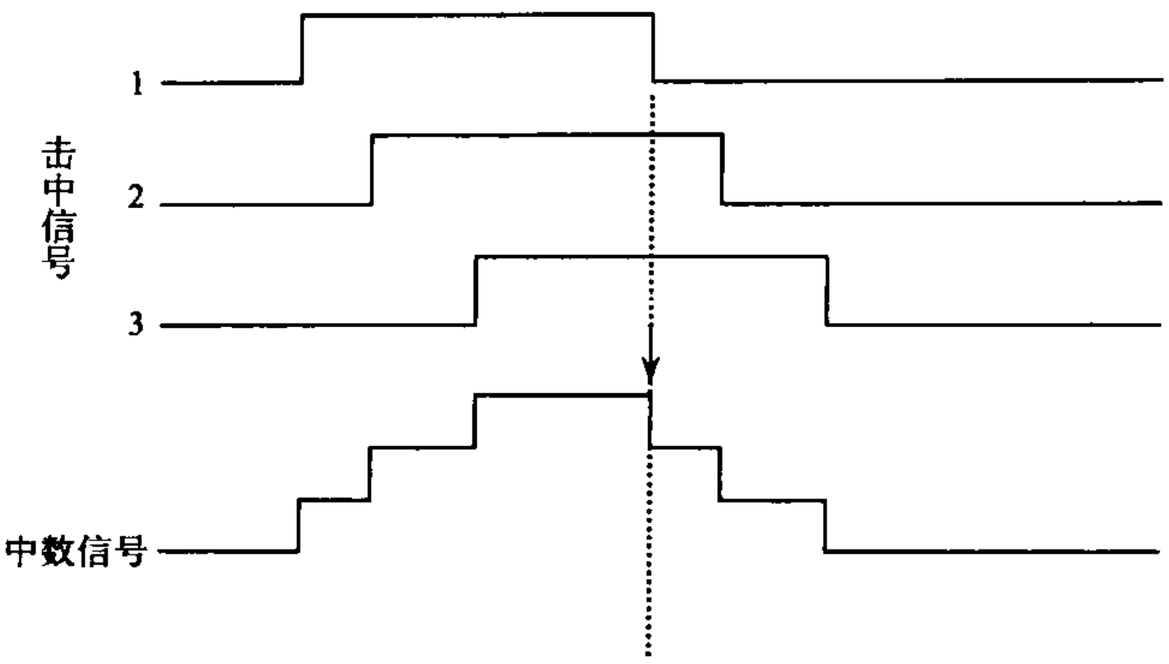


图 13.26　MDC 寻迹电路的输出时间

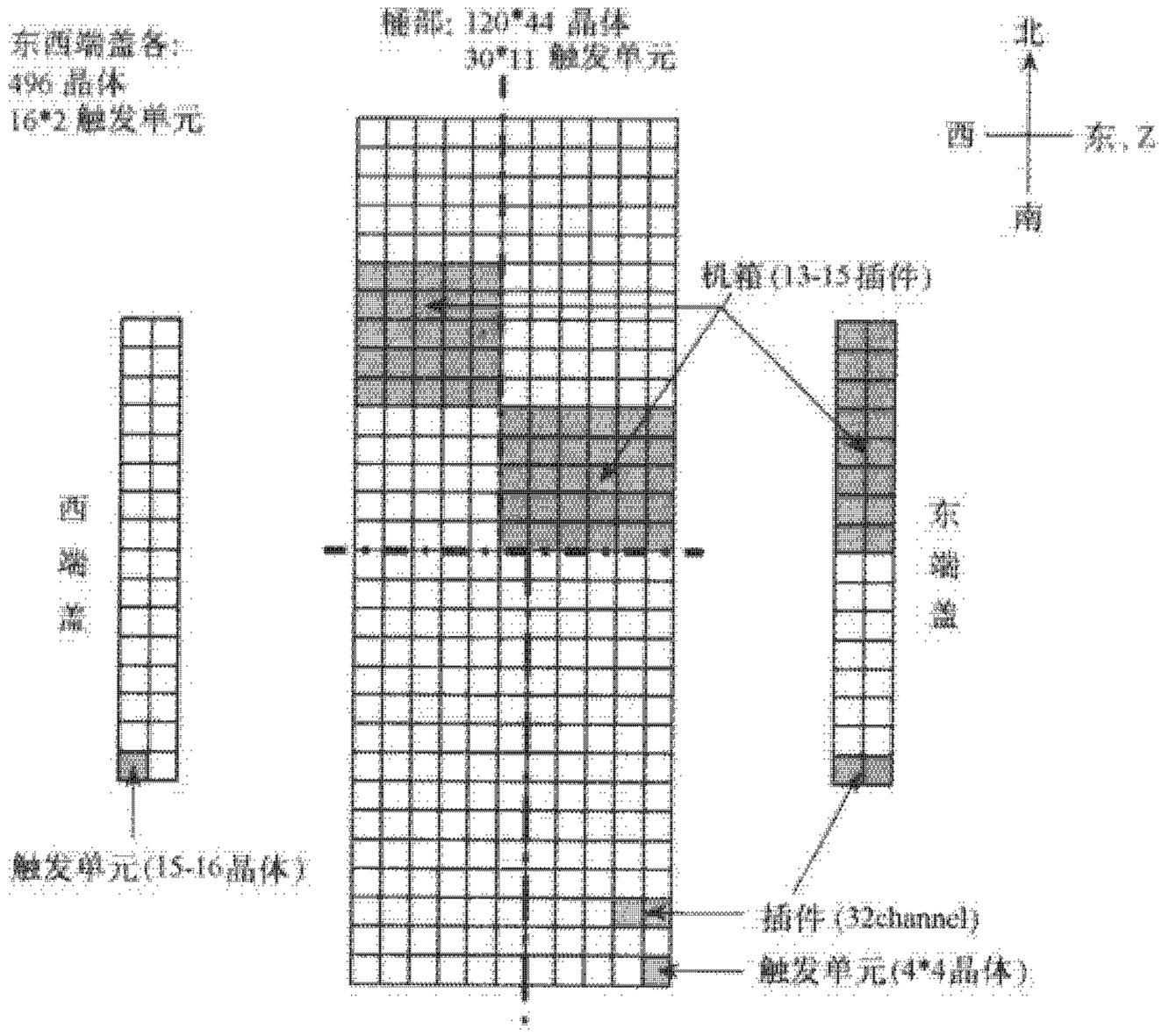


图 13.27　EMC 触发单元的排列展开

13.4.2　BES-Ⅲ的数据获取系统

1. BES-Ⅲ数据量估计

BEPC Ⅱ的设计亮度为 $10^{33}cm^{-2}\cdot s^{-1}$,预期在 J/ψ 能区的一级触发判选后的事例率将达到 4000Hz,探测器电子学信道数将达到 4 万路(其中,ADC 和 TDC 类型的有 3 万路)。按平均 10%"着火"率计算,得到表 13.5 估算参数。

BES-Ⅲ数据获取系统设计依据为事例长度 12KByte,读出数据率为 50Mbyte/s,经二级触发判选后的记带数据率为 40MBytes/s。

表 13.5　BESⅢ探测器数据量估计

探测器系统	信道数	事例长度/byte	读出数据量 MByte/s	记带数据量 Mbyte/s
MDC(T | Q)	18 000	7200	29	21.8
EMC	6272	4000	10	7.5
TOF+CCT	912	400	1.6	1.2
μ	10 000	400	1.6	1.2
触发	400	200	0.16	0.12
小计	39 288	12 200	42.36	31.82

2. 多层次的数据获取

BESⅢ数据获取系统大规模运用先进的计算机和网络技术，采用多层次逐步集中，在每一层作并行处理(包括零压缩)和缓冲存储的方案，(参见图 3.28)最低一级为基于 VME 总线系统的读出机箱，由前端电子学读出插件(TDC 和 ADC 等)和一个作为控制器使用的处理机组成。每个 VME 读出机箱中的前端电子学读出插件数不超过 16 个，电子学信道数不超过 1024 个。VME 处理机采用 MVME2431 单板计算机，把从各插件来的数据集中成数据段。若干个读出机箱通过快速以太网的交换器(switch)连接到读出计算机，组成一个读出分支，各数据段在读出 PC 机中集中成数据块。相应于每一个子探测器有一个读出分支。所有读出分支通过千兆位以太网交换器连接到在线计算机群，形成数据获取系统的数据流主干通路。来自各读出分支的子事例数据块通过在线计算机群汇总组装成完整事例数据，并进行标记、处理、压缩和监测，直到安全记录到永久介质上。

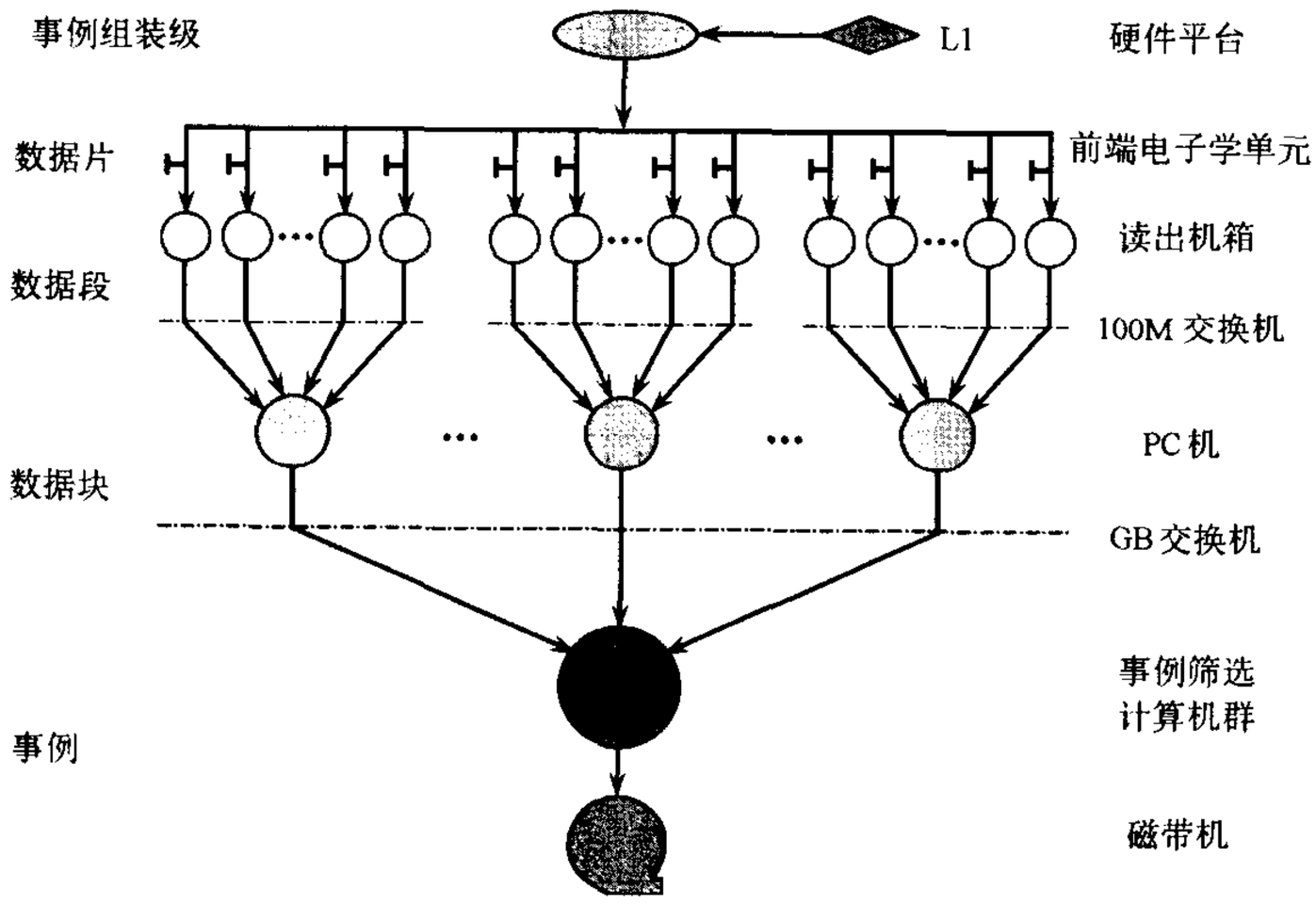


图 13.28　BES-Ⅲ数据获取系统事例组装过程

参 考 文 献

[1] Carey D C et al. Decay TURTLE——A Computer Program for Simulation Charged Particle Beam Transport Systems Including Decay Calculations, SLAC-246, 1982

[2] Fruhwirth R et al. Data Analysis Techniques for High-Energy Physics Experiments. 2nd ed., Cambridge: Cambridge University Press, 2000

[3] 过雅南等. 北京谱仪的触发判选系统. 高能物理和核物理. 1990, 14:1057

[4] 过雅南，郁忠强. 一种新型的符合电路. 第四届全国核电子学与核探测技术和第三届全国高能实验物理学术会议文集. 西安,1988:352

[5] Z YU et al. A Fast Track Finding Trigger Processor of the BES Detector. Nucl. Instr. Methods. 1988, A265: 336

[6] Stuckenberg H J. Two levels Triggering in Storage Ring Experiments, Topical Conference on the Application of Microprocessors to High Energy Physics Experiments. CERN, Geneva, CERN 81-107;丁慧良，顾建辉等. BESII 主漂移室径迹判选系统. 核电子学与核探测技术. 1999, 19:34

[7] Brafman H et al. Fast Track-Finding Trigger Processor for the SLAC/LBL MARK II Detector. Proc. IEEE Nuclear Science Symposium. San Francisco: IEEE 1977; SLAC-PUB-2033

[8] Klefenz F et al. A Systolic Hough Transform Processor as a Second Level Trigger for Drift Chambers. Proc. of 1992 Conference on Computing in High-Energy Physics. Geneva: CERN-92-07, 1992. 251～254

[9] Schulz H D. The ARGUS Trigger Processor 'Little Track Finder', Proceedings of the Symposium on Recent Development in Computing. Processor and Software Research for High energy Physics. Universidad Autonoma de Mexico, Guanajuato, Mexico, 1984

[10] http://bsunsrv1.kek.jp/trig/

[11] Kluge A et al. The Track Finder of the CMS First Level Muon Trigger. 3rd Workshop on Electronics for LHC Experiments. London: Sep. 1997. CERN/LHCC/97-60. 329～331

[12] 郁忠强,赵棣新等. 北京谱仪触发效率的测量. 高能物理与核物理. 1995, 19: 1062

[13] Farthouat P. ATLAS Electronics System Overview. 3rd Workshop on Electronics for LHC Experiments. London: Sep. 1997. CERN/LHCC/97-60. 7～16

[14] Breedon R E. A 16-Channel,96-cell Switched Capacitor Array for the CMS RPC Muon Trigger. 3rd Workshop on Electronics for LHC Experiments. London: Sep. 1997 CERN/LHCC/97-60. 324～328

[15] Cittolin S. LHC Experiments Data Communication and Data Processing Systems. In: 1999 CERN School of Computing. Stare Jablonki Poland. http://cmsdoc.cern.ch/cms/TRIDAS/distribution/3.Misc/talks/CSC99.pdf

[16] Castellani L, De Giorgi M et al. Local Track Reconstruction for the First level Trigger in the CMS Muon Barrel Chambers. 4th Workshop on Electronics for LHC Experiments. Rome: Sep. 1998. CERN/LHCC/98-36. 285～290

[17] ATLAS Level-1 Trigger Group, ATLAS Level-1 Trigger Technical Design Report, LHCC 98～14; http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/TDR/tdr.html

[18] Smith W H, Chumney P, Dasu S et al. CMS Regional Calorimeter Trigger High Speed ASICs, In: 6th Workshop on Electronics for LHC Experiments. Cracow: Sep. 1997 CERN/LHCC/2000-41

[19] 张炳云,过雅南,于传松等. 北京谱仪在线数据获取及分析系统. 第七届全国核电子学与核探测技术年会论文集(二). 卢山 1994. 720

[20] Breidenbach M et al. Semi-autonomous Controller for Data Acquisition (the Brilliant ADC), IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1978, NS-25:706

[21] 于传松,赵京伟等. VME 总线与 CAMAC 的智能接口-分支驱动器 VCBD. 计算机自动测量与控制. 1994(3): 44

[22] May M D et al. Networks, Routers and Transputers: Function, Performance and Applications SGS-Thomson

1993; http://www.pact.srf.ac.uk/macrame/bluebook.html;http://hsi.web.cern.ch/HSI/

[23] Sasaki O et al. A VME Barrel Shifter System for Evevt Reconstruction from Up to 3 Gbps Signal Trains. In: Proc. of IEEE Symposium on Nuclear Science. 1992

[24] Sumorok K. ATM Event Builder at CDF. 3rd Workshop on Electronics for LHC Experiments. London: Sep. 1997. CERN/LHCC/97-60. 432～435

[25] Sphicas P. Data Acquisition Systems in High Energy Physics experiments. Proc 1999 IEEE Nuclear Science Symposium. Seattle; http://cmsdoc.cern.ch/cms/TRIDAS/html/Talks.html

[26] RD12-Timing, Trigger and Control (TTC) System for LHC Detectors, http://ttc.web.cern.ch/TTC/intro.html

[27] Modular Instrumentation and Digital Interface System (CAMAC) ANSI/IEEE Std 583-1982, EUR 4100, IEC 482 & 516

[28] VMEbus Specification, IEEE Std 1014～1987 VME64x, ANSI/VITA 1.1～1997

[29] The BES-Ⅲ Detector (Draft), June 2002

[30] Christiansen J. High Performance Time to Digital Converter, Version 2.0, Sep. 2001, CERN/EP-MIC

第四篇　粒子探测器的应用

第十四章　加速器实验的大型谱仪

随着加速器能量不断提高，高能物理实验总的发展趋势是大型化和复杂化。这是因为，束流能量越高，终态粒子越多，事例也越复杂，而实验要求对高本底下的稀有事例进行分析。目前的高能实验通常由多种探测器组合成探测器系统取代由一两种探测器组成的实验装置。

20 世纪 70 年代以前，一些非电子学读出的径迹室（云室、乳胶室、火花室、流光室、气泡室等）是高能物理实验中研究多粒子复杂事例不可缺少的工具。但是，随着高能物理实验的发展，要求探测器能在高计数率的条件下工作，并且随着实验设备复杂性的增加，要求使用能够对事例进行触发判选的探测器系统。目前，高能物理实验几乎全都利用电子学和计算机技术。用电子学系统作触发判选，用在线计算机系统获取数据，最后经过离线分析得出物理结果。大型高能实验装置通常包括：各种子探测器的集合；谱仪；电子学触发判选系统；在线数据获取系统和离线数据分析软件等部分。

谱仪的功能是测定反应产物的各种物理量（包括：位置、动量、能量、速度、电离能损、飞行时间等）；鉴别各种粒子以及事例显示等。

对谱仪总的要求是：覆盖立体角大，工作能区宽，能测量多粒子事例，排除本底的能力强等。

几乎所有加速器实验中的谱仪都由一系列探测器层围绕束流管道再加上一定的磁场（由螺线管线圈产生）组成。通常这些探测器层从内到外依次是：

1）高定位精度的顶点探测器。

2）中心径迹探测器。

3）粒子鉴别器。

4）二次径迹探测器和闪烁计数器。

5）电磁量能器。

6）磁场线圈。

7）磁回路，通常装配成强子量能器。

8）μ 子鉴别器。

此外还有亮度监测器等。

14.1　谱仪中带电粒子动量的测定

带电粒子的动量通常由测定粒子在磁场中偏转的曲率半径来确定。带电粒子在均匀

磁场 B 中运动受到洛伦兹力的作用而偏转，如果粒子的运动方向与磁场垂直，则粒子将以半径 ρ 作圆周运动。有关系式：

$$P = 0.3zB\rho$$

式中，粒子的动量 P 以 GeV/c 为单位；粒子的电荷 z 以电子的电荷为单位；磁场 B 以 Tesla(10^4 Gauss)为单位；曲率半径 ρ 以 m 为单位。在 B 一定的条件下，测出粒子径迹的曲率半径 ρ 就可求出粒子的动量 P。

14.1.1 谱仪的磁场

目前的对撞机谱仪通常几乎覆盖 4π 立体角。谱仪的磁铁有下列几种形式。

1. *带两个补偿磁场的偶极型磁体*(dipole field)[图 14.1(a)]

用三个偶极磁场进行调整使得束流经过谱仪保持其轨道不变。这种安排的优点是可以在对撞区产生均匀磁场。对与束方向平行或反平行的次级粒子有较好的动量分辨。但是，对于与束流方向成 90°角而平行于磁场的次级粒子无法测量其动量。同时，由于磁场使束流偏转方向，对于较轻的电子或正电子将会产生强的同步辐射。因此这类磁场不适合 e^+e^- 对撞机。SPPS 对撞机(540 GeV)上的 UA1 探测器就使用这种磁场。

2. *分裂的偶极磁体*(split field)[图 14.1(b)]

在束流交叉对撞点的前后各有一个偶极型磁体，二者的磁场方向相反以保持其轨道不变。但是，由于发射的次级粒子横过非均匀磁场，径迹重建复杂。与偶极型磁体相似这类磁体对 e^+e^- 对撞机不适用。

3. *环流型磁体*(toroid field)

如图 14.1(c)所示，束流穿过探测器的无磁场区域。但是，内部的圆柱形导体对次级

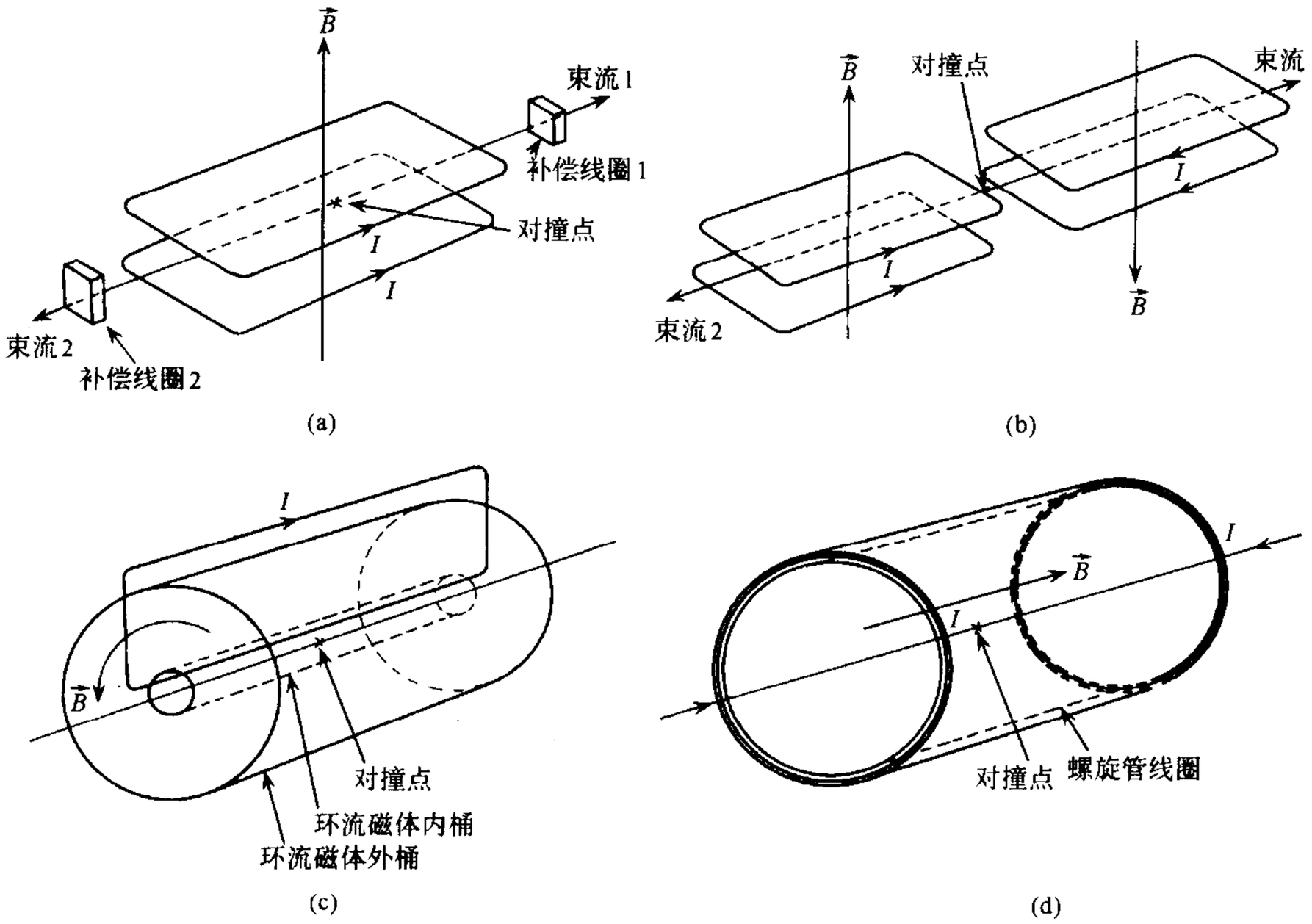


图 14.1　储存环实验中采用的磁场类型

(a)偶极型磁体；(b)分裂的偶极磁体；(c)环流型磁体；(d)螺旋管磁体

粒子的多次库仑散射会使动量分辨率变差。主要适用于通过穿透磁化铁块鉴别穿透力强的 μ 子并测量它的动量。例如:PETRA e^+e^- 对撞机的 MARK-J 探测器就采用这种磁场;LHC 的 ATLAS 探测器中 μ 动量测量就利用空气芯环流型磁体(air-core toroidal magnet)加上 μ 室几乎完全独立地进行,无需依靠中心径迹系统。

4. 螺旋管磁体(solenoid)[图 14.1(d)]

磁力线与束流方向平行,解决了束流偏转产生同步辐射的问题。它对于垂直于束流方向的次级粒子动量分辨率最好。这种磁体两端需要轭铁形成磁回路。大部分 e^+e^- 对撞机谱仪都采用这种磁体,目前不少谱仪采用超导磁体以获得较强的磁场。

对 P 和 $\bar{P}$ 储存环,分裂磁场和偶极磁场或是螺旋管磁场都可采用。e^+e^- 储存环则广泛采用螺旋管磁体。

14.1.2 动量分辨

动量分辨不仅与探测器的几何尺寸、磁场强度、探测器的空间分辨率有关,还与次级粒子受到的多次库仑散射有关。

1. 动量分辨的基本关系式[1,2]

设电荷为 z,动量为 $P(P_x,P_y,P_z)$ 的次级粒子进入宽度为 L 的磁场 $B(0,B_y,0)$。该粒子具有横向动量 $P_T=\sqrt{P_x^2+P_z^2}$,在磁场作用下将发生偏转,设在 (x,z) 平面内的偏转角为 θ,曲率半径为 ρ,弧矢 S(sagitta),如图 14.2(a)所示,有关系式:

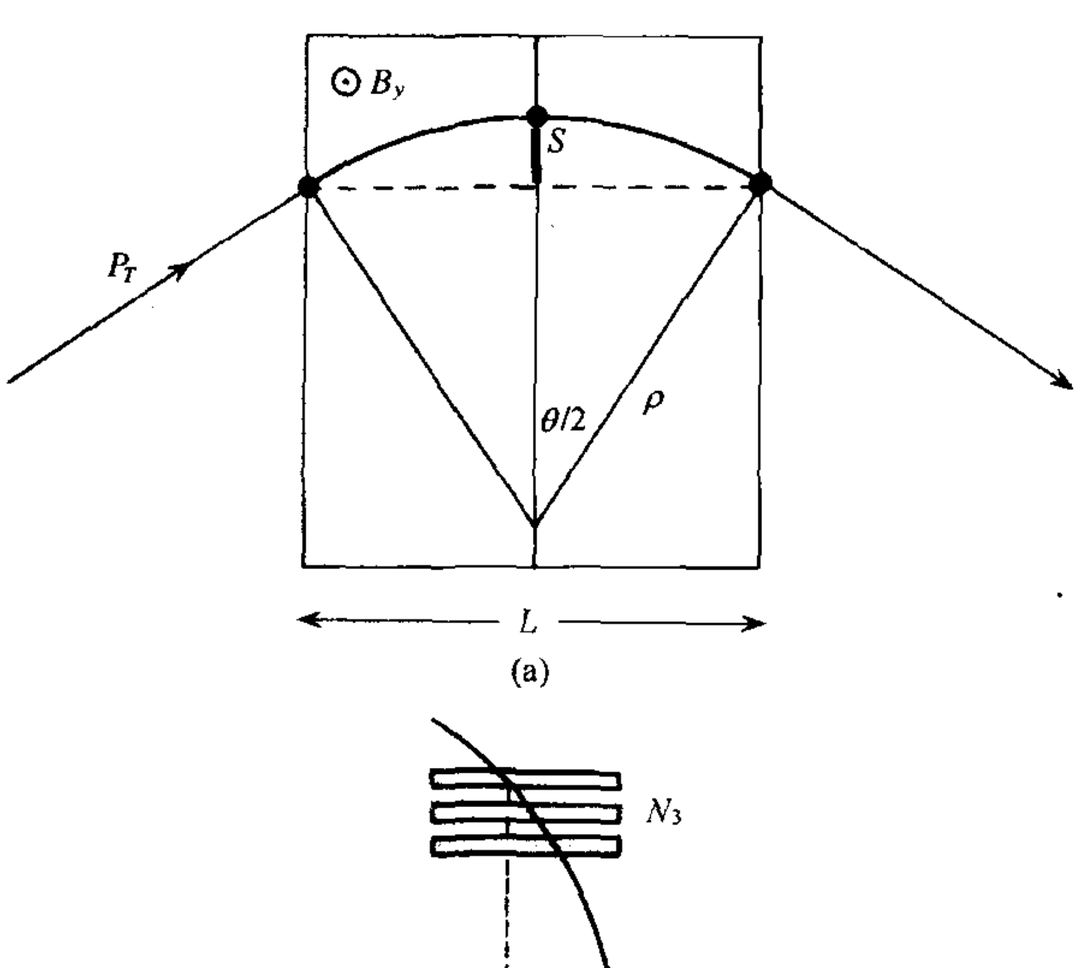


图 14.2 (a) 带电粒子在长度为 L 的均匀磁场中的偏转;(b) 带电粒子径迹在均匀磁场中的多次测量

$$P_T = 0.3zB\rho \tag{14.1}$$

$$2\sin(\theta/2) = L/\rho = 0.3zBL/P_T \tag{14.2}$$

$$\Delta P_T = P_T\sin\theta \approx 0.3zBL \tag{14.3}$$

在谱仪中，通常利用径迹探测器测得次级粒子在磁场中的径迹，由此推出它的动量。图 14.2(a)中有关系式：

$$S = \rho - \rho\cos(\theta/2) \approx (\rho\theta^2)/8 \qquad (\text{当 } \theta \text{ 很小时}) \tag{14.4}$$

由(14.4)式，(14.2)式和(14.1)式可得：

$$S \approx 0.3\frac{zBL^2}{8P_T} \tag{14.5}$$

如果 S 由三个测量点确定[$S=X_2-(X_1+X_3)/2$]，$\sigma(S)=\sqrt{3/2}\sigma(x)$。位置测量的误差对动量测量精度的贡献为：

$$\left|\frac{\sigma(P)}{P_T}\right|_M = \frac{\sigma(S)}{S} = \frac{\sqrt{3/2}\sigma(x)8P_T}{0.3zBL^2} \tag{14.6}$$

式中，$\sigma(x)$及 L 以 m 为单位；P 以 GeV/c 为单位；B 以 Tesla 为单位。

例如：对于 CLEO(或 BELLE，BABAR)探测器，$B=1.5$T，$L=0.8$m，$\sigma(x)=150\mu$m，由上式计算得到$\frac{\sigma(P)}{P_T}=1.5\times10^{-3}P_T$，当横向动量 $P_T=1$GeV/c 时，$\sigma(P)\approx0.5\%$。

如果径迹测量由 N 个等距离的测量得到，在 $N\geqslant10$ 时有：

$$\left|\frac{\sigma(P)}{P_T}\right|_{MS} = \frac{\sigma(x)P}{0.3zBL^2}\sqrt{\frac{720}{N+4}} \tag{14.7}$$

例如：本章 14.5 节中介绍的大型谱仪 ATLAS 和 CMS 以 Higgs→4μ 为物理测量对象，此时每个 μ 子的最大能量可达 1TeV。ATLAS 用三个 μ 站测量 μ 子的动量，它们相距 5.35m，典型的磁场强度～0.7T。如图 14.2(b)所示，由(14.5)式求得 $S\approx0.75$mm，可见 S 是很小的。因此，测量高能 μ 子的动量，需要极高精度的位置探测器和进行多次测量。ATLAS 桶部的三个 μ 站用于精确定位的监控漂移管(MDT)的分布为：内站 8 层、中站 6 层和外站 6 层，即有 $N=N_1+N_2+N_3=20$。MDT 的位置分辨率 $\sigma(x)\approx70\mu$m，代入(14.7)式求得动量分辨率$\frac{\sigma(P)}{P}\approx6.4\%$。CMS 用四个 μ 站测量 μ 子的动量，因为在四个站之间夹有磁轭铁，因此其 L 较小而 B 较大。动量分辨率与 ATLAS 的相似。

多次库仑散射对动量测量误差的贡献为，$\Delta P^{MS}=P\sin\theta_0$，$\theta_0$ 是多次库仑散射角在平面上投影的方均根值(见第一章 1.2 节)[1]。

$$\left|\frac{\sigma(P)}{P_T}\right|_{MS} = \frac{\Delta P^{MS}}{\Delta P_T} \approx \frac{0.0136}{0.3BL}\sqrt{\frac{L}{X_0}} = 0.045\frac{1}{B\sqrt{LX_0}} \tag{14.8}$$

式中，L 为粒子穿越物质层中的径迹长度；X_0 为该物质的辐射长度。可见多次库仑散射对动量测量误差的贡献与动量无关。

动量测量的总误差为：

$$\left|\frac{\sigma(P)}{P}\right|^2 = \left|\frac{\sigma(P)}{P}\right|_M^2 + \left|\frac{\sigma(P)}{P}\right|_{MS}^2 \tag{14.9}$$

2. 螺线管磁场下的情况

通常，中心径迹探测器围绕对撞点为圆柱形，采用柱坐标(r,ϕ,z)来描述，均匀磁场沿z轴方向。

设在平面(r,ϕ)内每个测量点的位置测量误差为$\sigma_{r\phi}$，则在此平面内位置测量误差对动量测量误差的贡献为：

$$\left|\frac{\sigma(P_T)}{P_T}\right|_M=\frac{\sigma_{r\phi}P_T}{0.3zBL_T^2}\sqrt{\frac{720}{N+4}} \tag{14.10}$$

式中，L_T是粒子径迹在(r,ϕ)平面上的投影。

多次散射引入的动量测量误差为：

$$\left|\frac{\sigma(P_T)}{P_T}\right|_{MS}\approx 0.045\frac{1}{B\sqrt{L_TX_0}} \tag{14.11}$$

总动量$P=P_T/\sin\theta$，θ是粒子径迹与z轴的夹角。而θ角的测量也有误差。设沿径迹长度L取N个点测量z坐标，σz对σ_θ的贡献为：

$$(\sigma_\theta)_M\approx\frac{\sigma_z}{L}\sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}} \tag{14.12}$$

多次散射对σ_θ的贡献为：

$$(\sigma_\theta)_{MS}\approx\frac{0.0136z}{\sqrt{3}P}\sqrt{\frac{L}{X_0}} \tag{14.13}$$

由上面的讨论可以看出：位置测量的精度直接影响动量测量的精度，具有$\sigma(P)/P\propto P,1/BL^2,1/\sqrt{N}$的关系[(14.10)式]，即动量分辨率随动量$P$的增加而变差，随着$BL^2$的增大和测量次数$N$的增加而得到改善。多次散射的贡献对动量高的粒子通常较小[(14.13)式]。

14.2 粒子的鉴别

目前已发现的粒子有几百种，可是能在各种谱仪中直接测量的一般只有$\gamma,e^{\pm},\mu^{\pm},\pi^{\pm},K^{\pm}$和$P$等几种。其他粒子是在鉴别上述粒子的基础上，测量出各个事例的运动学物理量以后重建的。

上述几种粒子中，γ不在电离型径迹探测器中留下径迹，仅在电磁量能器中产生信号，容易与带电粒子区别。因此，粒子的鉴别主要是π,K,P之间的鉴别，强子-电子以及强子-μ子的鉴别。

14.2.1 带电粒子的鉴别

带电粒子的鉴别可归结为粒子质量的测定。上述带电粒子的质量都已精确测定(例如：$m_\pi\approx139.6\text{MeV}$，$m_K\approx493.6\text{MeV}$，$m_P\approx938\text{MeV}$等)。如果谱仪能将粒子的质量测得足够精确，则不难鉴别粒子的种类。通常，粒子的质量不是直接测量的，而是测出粒子的两个运动学变量，其中至少一个与质量有关，由此推算出来的。谱仪中测量粒子质量的典型方法如表14.1所示。

表 14.1　测量粒子质量的典型方法

运动学变量	测 量 技 术	主要应用领域
E,V	总电离量,射程,TOF	核物理
$E,\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$	硅探测器	核物理
P,E	磁场,总电离量,射程	核物理,粒子物理
P,V	磁场,TOF,RICH	粒子物理
$P,\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$	磁场,径迹室(例 TPC,漂移室等)	粒子物理
$P,E/m$	磁场,TRD	粒子物理

表中,E 为能量;P 为动量;V 为速度;TOF 为飞行时间计数器;RICH 为环像切伦科夫计数器;RD 为穿越辐射探测器。

1. 动量-速度(P,V)法

对于动量为 P,质量为 m 的高能粒子有 $P=m\beta c\gamma$ 的关系式(式中 c 为光速,$\beta=\dfrac{V}{c}$,$\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$)。由此得到粒子的质量分辨率为:

$$(\sigma(m)/m)^2=(\gamma^2\sigma(\beta)/\beta)^2+(\sigma(P)/P)^2 \tag{14.14}$$

质量分辨率由动量分辨率和速度分辨率决定。测量速度和动量的方法及其精度有关章节已作过介绍,此处不再重述。

2. 动量-电离能损($P,\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$)法

(1) 电离能损法的适用范围

带电粒子穿过介质时电离能损的平均值是速度的函数:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X}=\frac{4Dm_ec^2z^2}{\beta^2}\left[\ln\frac{2m_ec^2\beta^2}{(1-\beta^2)I}-\beta^2\right] \tag{14.15}$$

式中,$D=0.15(Z/A)\mathrm{g}^{-1}\cdot\mathrm{cm}^2$;$m_e$ 为电子的质量。

图 14.3 是带电粒子电离能损曲线。图中黑点是在 Ar(95%)+CH_4(5%)混合气中的测量值[3];实线是光吸收模型的计算值[4];虚线是 R. M. Sternheimer 的计算结果[5]。图中

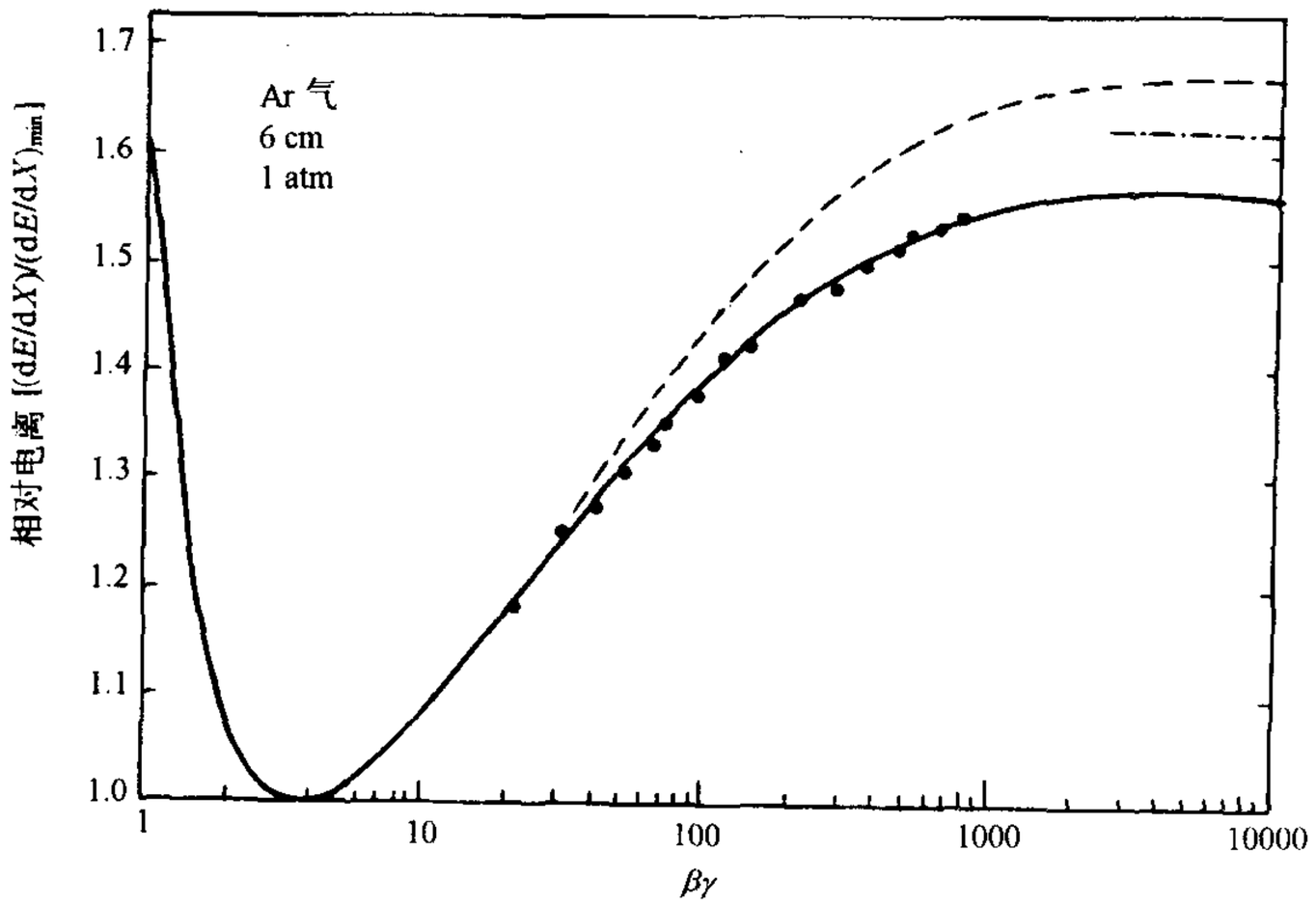


图 14.3　带电粒子的电离能损曲线

电离能损有一极小值称为最小电离能损，用$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)_{\min}$表示。从图可看出有两个区域可以用电离能损$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)$来确定粒子的速度，再结合动量$P$的测量即可鉴别粒子。这两个区域是：

1）低能区（$\beta\gamma<2$）

$$-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)\propto 1/\beta^2 \tag{14.16}$$

在此区域电离能损随β值的增加迅速下降是鉴别粒子的灵敏区。

2）β很大的相对论区（$5<\beta\gamma<50$）

$$-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)\propto \ln\beta\gamma \tag{14.17}$$

在相对论上升区$-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)$随$\beta\gamma$按对数规律缓慢上升。为鉴别粒子，电离能损的测量要求有较高的精度。为了有效的鉴别粒子，希望$-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)$的相对论性增长比较明显。由于高速带电粒子的电场使介质原子极化而产生的屏蔽效应与介质密度有关，对于液体和固体坪区的$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)\approx 1.1(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)_{\min}$，对于气体坪区的$(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)\approx 1.5(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)_{\min}$，所以通常用气体探测器测量电离能损。

图14.4(a)是五种不同带电粒子在1cm厚标准状态下$\mathrm{Ar}(80\%)+\mathrm{CH_4}(20\%)$混合气体中的电离能损与动量的关系[6]。图14.4(b)是π与K的平均电离能损之差$|I_\pi-I_K|$与K的电离能损I_K的比值随粒子动量的变化。用$-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)$鉴别粒子的“盲区”是$\beta\gamma\approx 3-4$的最小电离区和$\beta\gamma>300$的极端相对论电离坪区。例如：在$P=100\mathrm{GeV}/c$时，$|I_\pi-I_K|/(I_K)=0.05$。由此要能区分$\pi$和$K$，电离能损的测量精度应好于～2%。

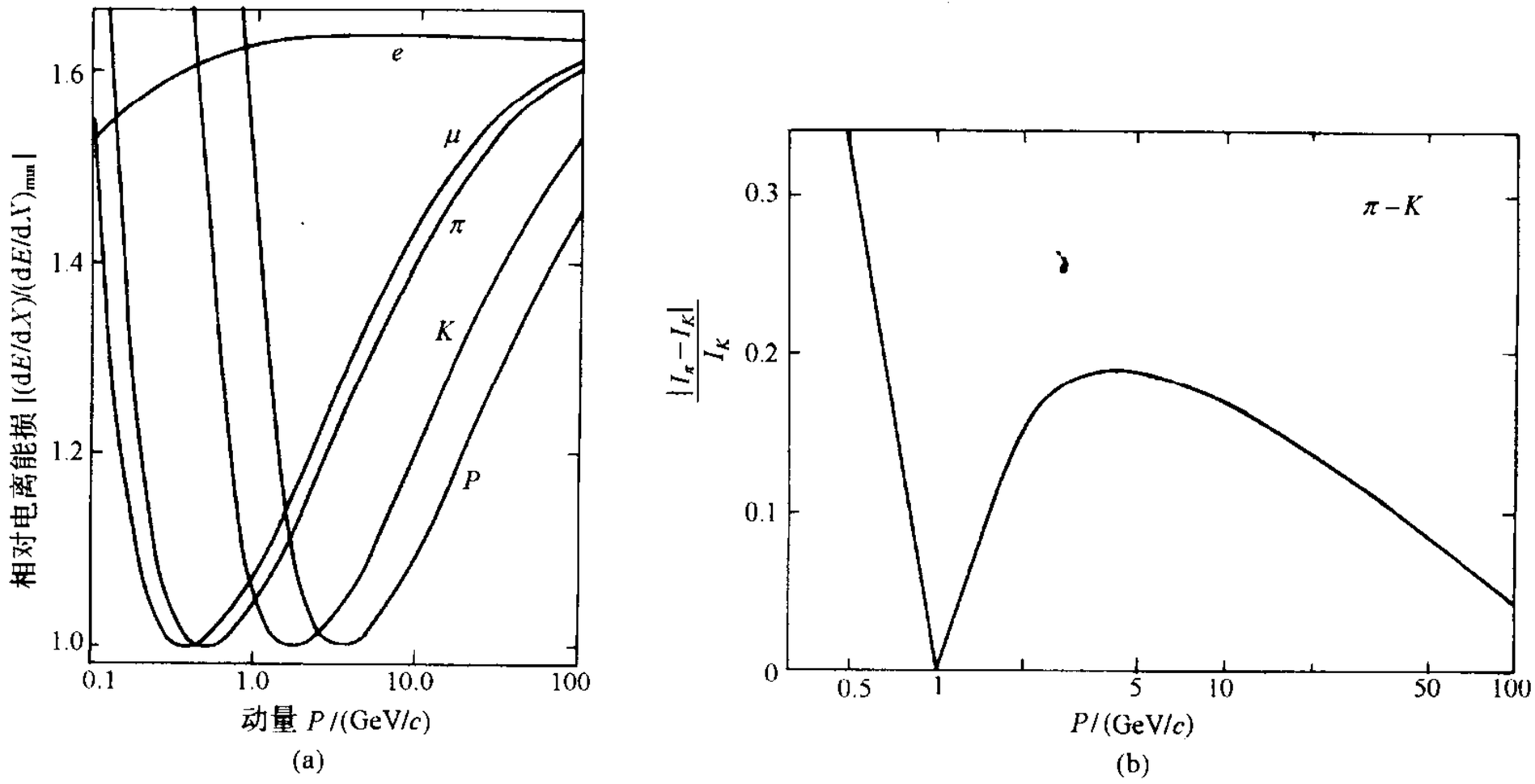


图14.4 (a)不同带电粒子在1cm厚标准状态下，$\mathrm{Ar}(80\%)+\mathrm{CH_4}(20\%)$混合气体中的相对电离能损与动量的关系；(b)$\pi$，$K$的相对平均电离能损之差$|I_\pi-I_K|/I_K$与粒子动量的关系

(2) 截断平均(truncated mean)法

电离能损是个统计过程，服从朗道分布。可以认为这一分布由介质中大量激发电离碰撞统计性造成的高斯分布和高能δ电子造成的高电离能损的“尾巴”两部分组成。为减少朗道尾巴对电离能损测量精度的影响，可以采用截断平均法。在此方法中，对电离能损的测量值进行截断，即只取一定比例（例如：60%～70%）的较小的电离能损的数据，再对

这些基本上在高斯峰之下的测量数据求平均一称为截断平均值。这种方法的实质是舍弃电离能损测量值最大的部分，即截去朗道尾巴以提高测量精度。

(3) 电离能损的多次取样测量

另一种提高电离能损测量精度的办法是增加取样次数加大统计量。研究表明，这种方法的相对分辨率 $\sigma_r=\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)/(\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)$ 与探测器的总厚度 L 以及测量次数 N 有关。如果探测器取样层厚度($T=L/N$)固定，则 $\sigma_r\propto 1/\sqrt{N}$ 或 $\sqrt{L}$。但是如果 L 固定，则 σ_r 并非与 N 无关而是存在一个最佳 N 值 N^*。在 $N=N^*$ 时 σ_r 具有最小值，与此对应探测器取样层有一最佳厚度 $T=L/N^*$。图 14.5 绘出有关的实验结果。由图可查得：对于充有标准状态下 Ar 探测器，当总厚度 $L=4\mathrm{m}$ 时 $N^*\approx 150$，最佳取样层厚度 $T^*\approx 3\mathrm{cm}$[7]。

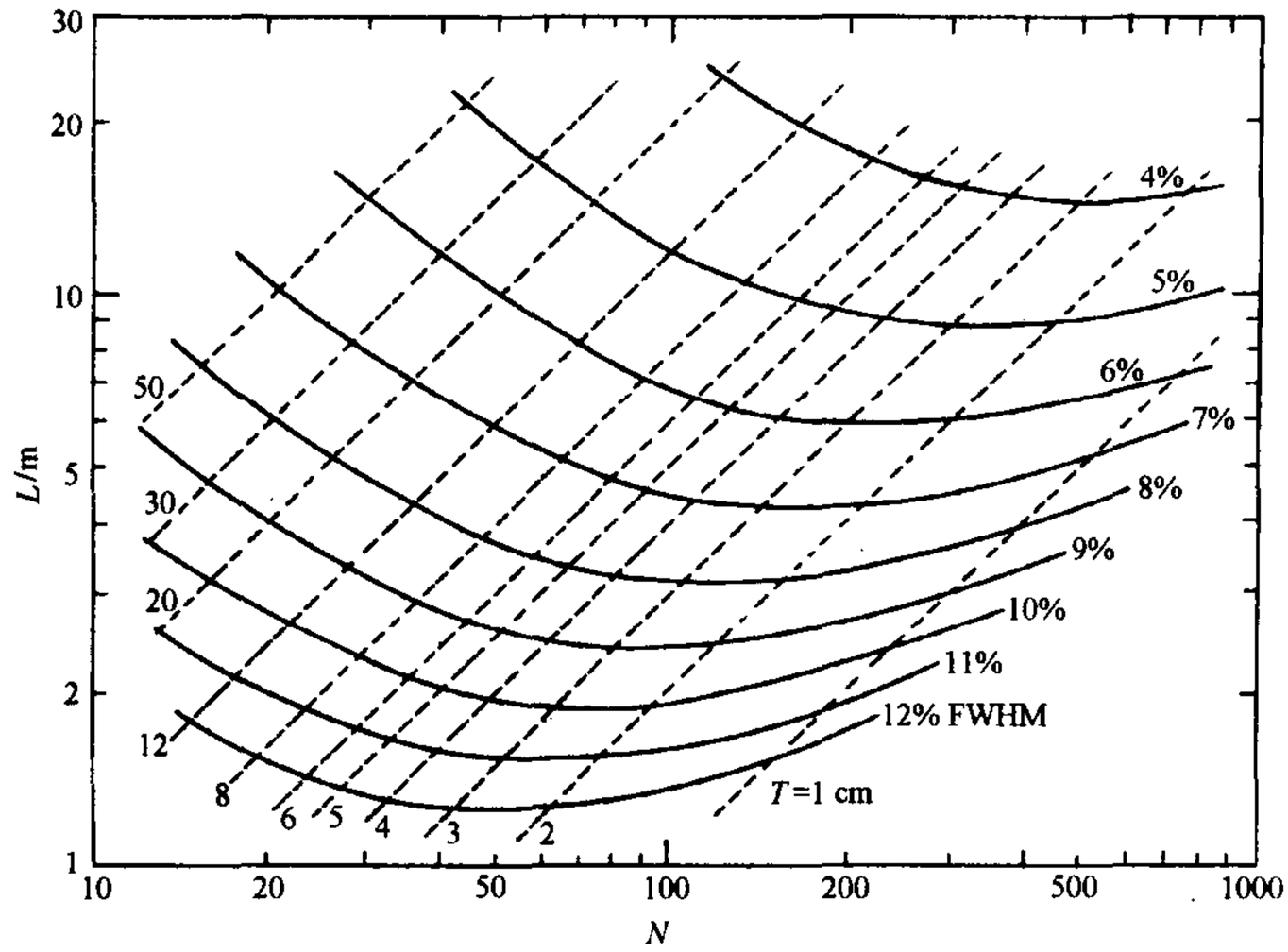


图 14.5 N 个厚度为 T，充标准状态 Ar 的气体探测器(总厚度 $L=NT$)的能损分辨率 σ_r 的实验结果

σ_r 还与气体的压力 p 有关，截断平均值的统计涨落取一级近似应该随电离过程中释放的离子数的增加而减少，有 $\sigma_r\propto 1/\sqrt{p}$ 的关系。对于取样层厚度固定的情况有关系式：

$$\sigma_r \propto 1/\sqrt{Lp} \tag{14.18}$$

对于取样次数 N 一定，而取样厚度($T=L/N$)变化的情况则

$$\sigma_r \propto 1/\sqrt{NTp} \tag{14.19}$$

一般情况有关系式：

$$\sigma_r = KN^{-a}(Tp)^{-b}\% \tag{14.20}$$

式中，$a,b<1$，与气体的性质有关。

由前面的讨论我们知道，由于密度效应，随着密度的增加($\mathrm{d}E/\mathrm{d}X$)的相对论上升变小，所以也并非 p 越大越好。图 14.6 给出 15GeV 的(π/P)和(e/π)两组粒子在不同混合气体中，电离能损截断平均值的相对偏差 $D=(I_\pi-I_P)/I_P$ 和 $D=(I_e-I_\pi)/I_\pi$ 与分辨率 σ_r 之比与气体压力的关系[8]。可以看出：气压 p 在 1～2 大气压(atm)的区间，所有被测气体的 D/σ_r 随着 p 的增加而增加。当气压进一步加大时，除 $\mathrm{Ar}+5\%\mathrm{C_3H_8}$ 和 $\mathrm{Ar}+5\%\mathrm{CH_4}$ 以

外的大部分气体 D/σ_r 趋于饱和。

图 14.7(a)是北京谱仪主漂移室测得的五种带电粒子的电离能损(dE/dX)和粒子动量 P 的散点图[9]。测量中,取 30%截断平均测量,对每条带电粒子的径迹取样均大于 30 次。图中显示各类粒子的电离能损分别集中在彼此分离的带中。带的清晰程度反应了 dE/dX 测量对粒子的鉴别能力。如图所示低动量区 π, K, P 带清晰可见,π/K 分辨的动量可高达 500MeV/c。图 14.7(b)是北京谱仪(dE/dX)测量的带电粒子的分辨能力与粒子动量的关系。粒子的分辨能力定义为:

$$\mathrm{SPRT} = \frac{(dE/dX)_A - (dE/dX)_B}{\sigma_{(dE/dX)B}}$$

式中,$(dE/dX)_A$ 和 $(dE/dX)_B$ 分别是粒子 A 和 B 的最可几电离能损;$\sigma_{(dE/dX)B}$是粒子 B 电离能损分布的标准偏差。

3. 动量-穿越辐射($P, E/m$)法

我们知道穿越辐射的能量或穿越辐射的平均光子数取决于入射粒子的 γ 因子[参阅(9.47)式,和(9.48)式],结合 $\gamma = E/m$ 的关系就可以鉴别粒子的质量。特别是对于极端相对论粒子($\beta \approx 1$),测量 dE/dX 和切伦科夫辐射这些对 β 灵敏的方法都已无能为

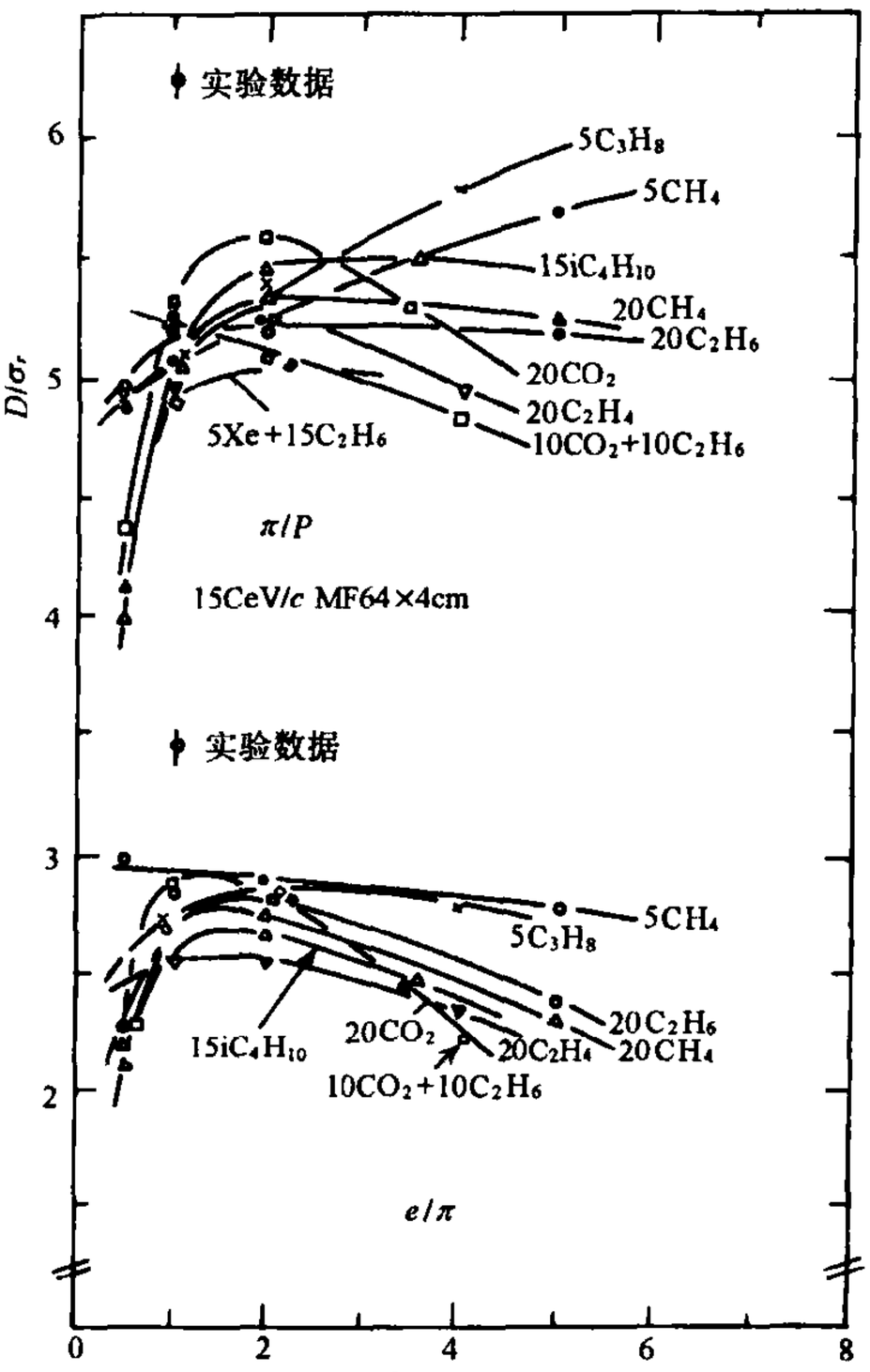


图 14.6 15GeV 的(π/P)和(e/π)两组粒子电离能损截断平均值的相对偏差 D 与分辨率 σ_r 之比与气体压力的关系(电离能损由 64 个 4cm 厚的计数器测得)

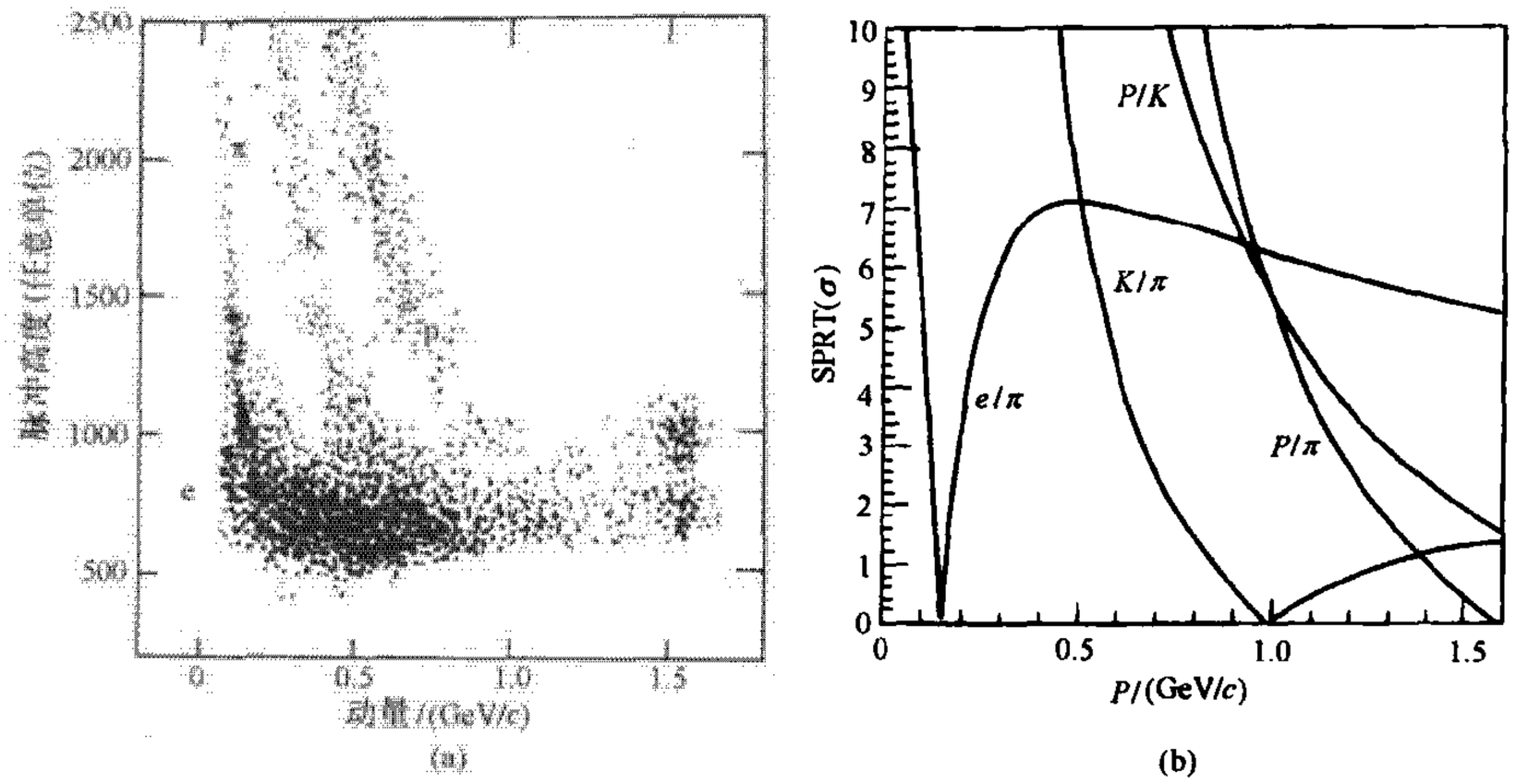


图 14.7 (a)北京谱仪主漂移室测得的电离能损(dE/dX)和粒子动量 P 的散点图;(b)北京谱仪(dE/dX)测量的带电粒子的分辨能力与粒子动量的关系

力，此时穿越辐射探测器就成为鉴别粒子最有力的工具。它适用于 $\gamma>10^3$ 的区域。

第九章的图 9.42 比较了各种不同的鉴别粒子的方法。从图可看到利用比较“紧凑”的 TRD 可在较宽（约两个量级）的动量范围内鉴别电子，而鉴别强子的能量范围则窄得多（小于一个量级）。事实上，绝大多数成功地利用 TRD 技术鉴别粒子的实验都是利用 TRD 鉴别电子的。

带电粒子的鉴别在不同动量区间采用不同的方法，并且与探测器的长度 L 有关。表 14.2 总结出各种粒子鉴别方法对 π/K 分辨的状况[10]。

表 14.2　各种粒子鉴别方法对 π/K 分辨的动量范围

方　　法	π/K 分辨的动量范围		要　　求
	固定靶 $L=30$m	储存环 $L=3$m	
飞行时间	$P<4$GeV/c	$P<1$GeV/c	$\sigma_t=300ps$
阈式切伦科夫计数器	$P<80$GeV/c	$P<25$GeV/c	10 个光电子
DISC 切伦科夫计数器	$P<2000$GeV/c	—	消色差气体型
RICH 切伦科夫计数器	—	$P<65$GeV/c	
多次取样电离能损测量	$1.2<P<100$GeV/c 或 $P<0.8$GeV/c	$1.5<P<45$GeV/c 或 $P<0.7$GeV/c	$\sigma_r=2\%$，$L=30$m； $\sigma_r=3\%$，$L=3$m
穿越辐射探测器	$\gamma>1000$	$\gamma>1000$	探测 $E>10$keV 的 X 射线

14.2.2　电子-强子的鉴别

电子与带电强子的鉴别可以采用(P,V)，$(P,\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)$或$(P,E/m)$测量方法，还可以利用量能器中电子和强子簇射特性的差别来鉴别。在物理事例的分析中，通常同时利用所有这些信息进行综合分析，以进一步增强谱仪对粒子的鉴别能力。如何利用量能器的信息鉴别电子/强子可参阅第十章 10.3 节。

14.2.3　μ 子-强子的鉴别

π 和 μ 的质量非常接近（$m_\mu=105.7$MeV，$m_\pi=139.6$MeV），很难用(P,V)和$(P,\mathrm{d}E/\mathrm{d}X)$测量来区分，所以 μ 子-强子的鉴别的关键是 π/μ 的鉴别。μ 子具有很强的穿透能力，它穿过物质层时，既不发生强相互作用也不产生电磁簇射，只产生电离能损。通常是在足够厚的吸收体之后安放 μ 探测器对它进行探测。

μ 子信号的特征是：带电 μ 子穿过谱仪各部分不发生强烈的相互作用，在各层子探测器中只产生与最小电离幅度相近的信号。同时它在 μ 探测器中的径迹应与中心探测器中留下的径迹共线。这些就是鉴别 μ 子的依据。μ 子鉴别器的主要本底来自未曾与量能器发生相互作用的初级强子（punch through）、强子簇射中产生的穿越吸收体进入 μ 子探测器的次级强子以及 π,K 飞行衰变产物中的 μ 子。利用量能器的信息鉴别 μ/强子的问题可参阅量能器一章的有关部分。

14.2.4 中性粒子的鉴别

γ 不能在电离型径迹探测器中留下径迹，仅在电磁量能器中产生信号，不难与带电粒子区别。中微子的穿透力极强，判断中微子存在的有力办法是测量丢失能量和丢失动量（详见量能器一章的介绍）。

不同的粒子往往在谱仪中若干子探测器中留下它们各自不相同的信息。为提高粒子判别的准确性，要尽可能利用所有探测到的信息。为此，人们利用一些统计方法，例如多元统计判别分析法(SPSS)[11,12,13]、神经元计算方法[14,15,16]等，进行分析处理。

14.3 北京谱仪[17,18]

北京谱仪(BES)是我国北京正负电子对撞机(Beijing Electron Positron Collider)上的大型通用探测器系统[17]。BEPC 束流能量范围为 1.5～2.8GeV，质心能量在 5.6GeV 时，亮度设计值为 $1.7\times10^{31}cm^{-2}\cdot s^{-1}$。它的主要物理目标是研究粲(charm)和 τ 物理。为全面重建 e^+e^- 湮灭产生的粒子，对探测器系统应该具有大的覆盖立体角、对带电粒子有好的动量分辨和鉴别能力，以及对光子有好的位置分辨和较好的能量分辨率、对低能光子有高的探测效率。

14.3.1 谱仪的结构简介

如图 14.8 所示 BES 由中心漂移室(CDC)或顶点室(VC)、主漂移室(MDC)、飞行时间计数器(TOF)、簇射计数器(或量能器 SC)、μ 计数器、亮度监测器(LUM)和螺线管磁铁等部件及电子学系统、触发系统、在线数据获取系统(DAQ)以及离线分析系统等组成。自 1988 年建成到 1992 年，BES Ⅰ 已经收集了 $>9\times10^6 J/\psi$ 事例，$3.8\times10^6\psi'$ 事例和 $22.3pb^{-1}$ 的 D 和 Ds 事例，同时还测量了 τ 轻子的质量。经过 5 年的运行 BES Ⅰ 有些子探测器已出现不同程度的老化和辐照损伤；BEPC 的亮度也还是偏低，每天平均只能取～$100b^{-1}$ 的实验数据，同一实验的周期较长给实验带来的误差较大；为获得更精确的物理测量结果，从 1993～1997 年 BES 合作组对 BEPC 和 BES 进行升级改进。BEPC 升级的基本

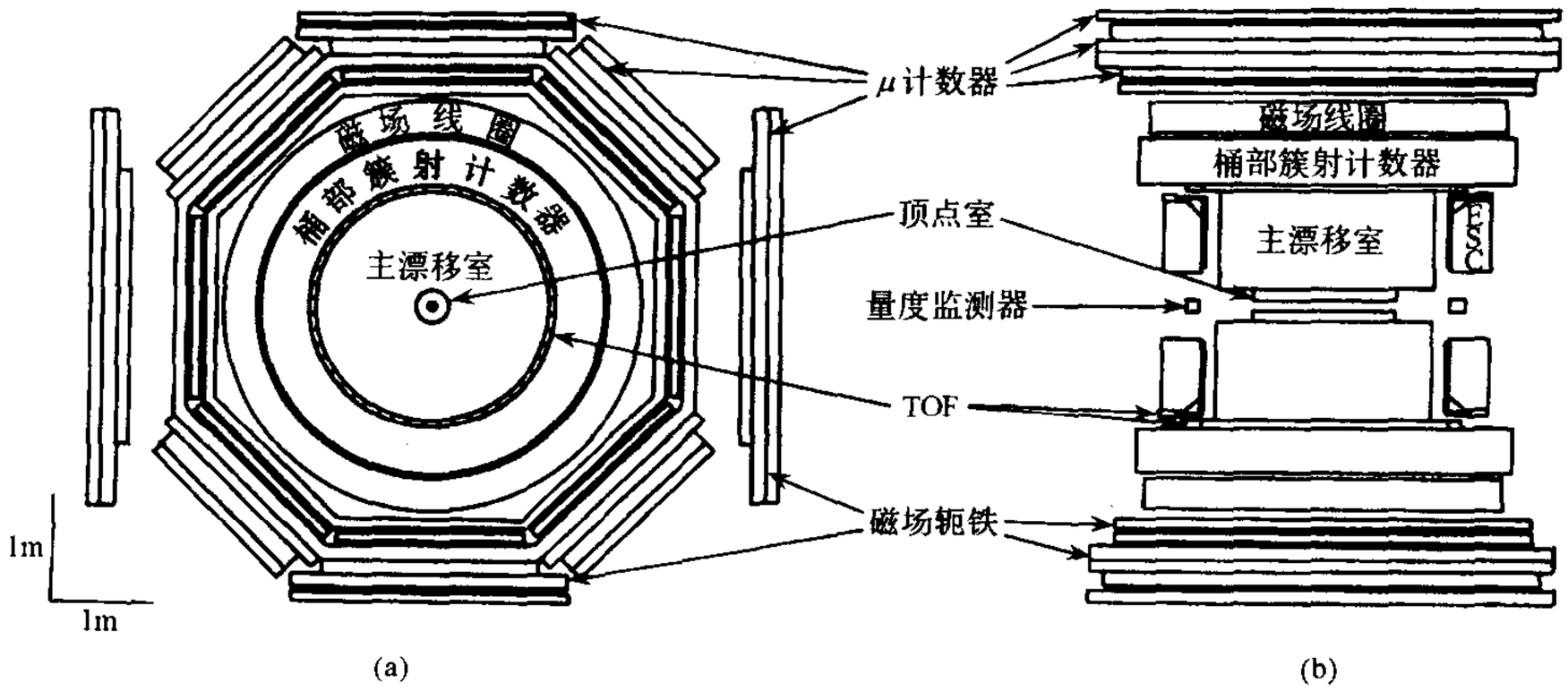


图 14.8 北京谱仪 BES Ⅱ 概图。(a)横向视图；(b)侧视图

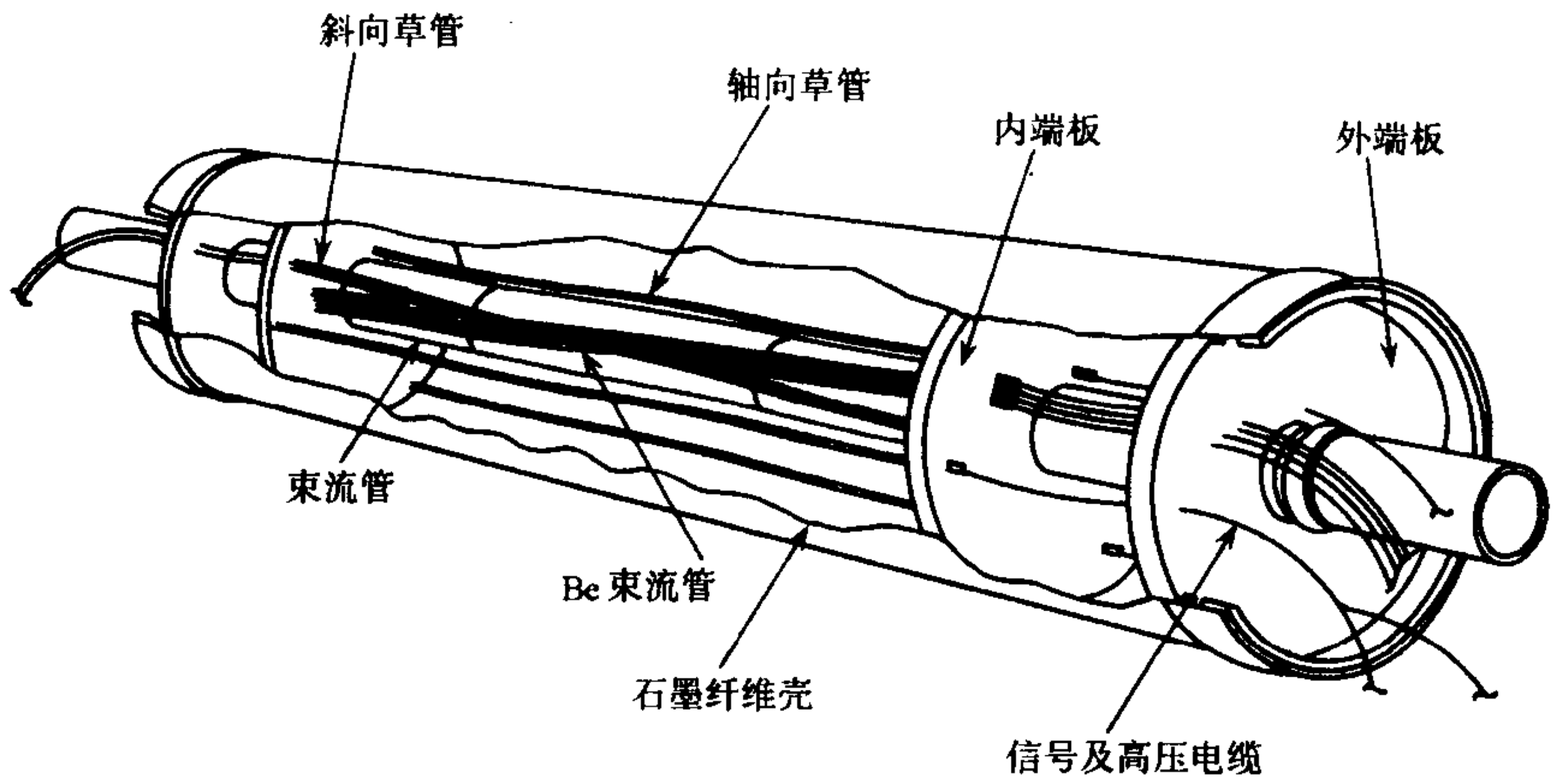
目标是:缩短束团长度;提高流强,将对撞亮度增加到原来的 2～3 倍。BES 升级的基本目标是:满足高亮度、高计数率以及高本底条件下的工作要求,提高记录速度;提高或改善已经老化了的主要探测器的性能,提高实验数据的质量。预计升级后的 BEPC 和 BES 还可工作 3～5 年,可获取较高质量的粲家族事例,其数量将是 BES Ⅰ 已获得的数据的 2～3 倍。升级后的 BES 称为 BES Ⅱ 。下面以 BES Ⅱ [18]为例对各个子探测器进行简要介绍。

1. 束流管和顶点室(vertex chamber)[18]

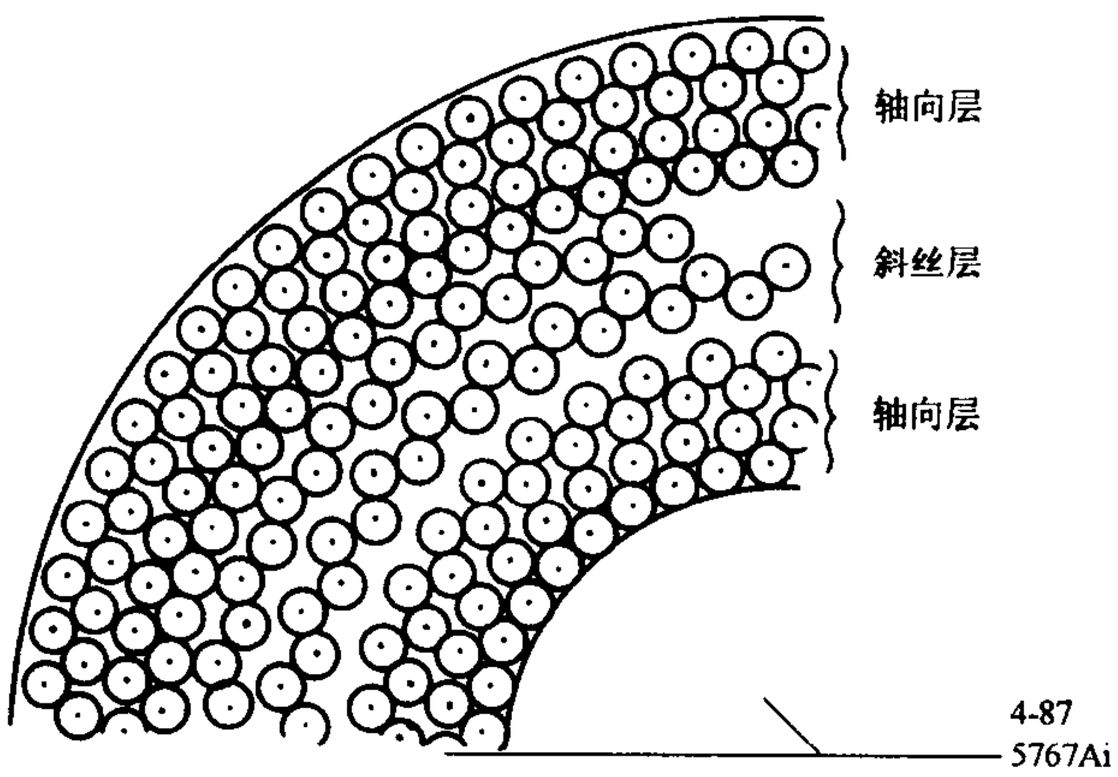
为降低带电粒子穿过管壁进入探测器时的库仑多次散射效应和同步辐射本底,束流管应该用原子序数尽可能低的尽可能薄的材料制成。BES Ⅱ 的束流管为直径 9.8cm 厚 1.2cm 的铍(Be)管,仅相当于 4.0×10^{-3}r.l. 的物质层。

BES Ⅱ 的顶点室由 BES 合作组美方提供,源于 SLAC 的 MARK3 谱仪退役的顶点室。它紧靠束流管外壁,是一个在 3 大气压 $Ar+C_2H_6$(50%/50%)下工作的草管室,有较好的空间分辨本领,本征位置分辨率 $\sigma_x=50\mu m$。它可以用来测量对撞束中粒子相互作用的初级顶点和次级顶点的结构,提高鉴别粒子的能力和多终态事例的重建效率;它具有较大的覆盖立体角,能较好地与端盖簇射计数器覆盖,提高对事例的探测效率;与主漂移室配合,测量带电粒子的径迹和动量改善动量分辨,以及提供触发信号参与触发判选降低本底。

图 14.9(a)是顶点室的结构概图。它由 640 根直径 8mm 的漂移管(草管单元)组成,



(a)



(b)

图 14.9 (a) 顶点室的结构概图;(b)漂移管的安排

围绕束流管沿径向分为 12 层，1～4 和 9～12 为轴向层，5～8 为斜丝层与束流方向成 3°角。最内层的半径为 4.9cm，最外层的半径为 13.5cm。这 640 根漂移管封装在一个圆柱形室体中。室体的内壁是对撞区束流管道的管壁，室体的外桶的半径为 14.2cm，由机械强度大、密度低的石墨/环氧树脂迭层构成，能承受 3 个大气压的压力。在外桶内壁上黏有 50μm 厚的 kapton 衬套密封，防止 3 个大气压的工作气体泄漏。室体两端分别装有内、外两层端板。两个内端板为 25.4mm 厚的铝板，相距 83cm。长度为 83cm 的草管和阳极丝的两端固定在这两个内端板上。内端板承受着漂移管阳极丝的拉力并将漂移管准直定位。两个外端板与外桶用环氧树脂黏成一体形成气密封，同时漂移管的丝信号通过外端板上的接头引出。漂移管由镀铝的 mylar 膜卷成的直径为 8mm 的圆管(草管)及中央的阳极丝(50μm 的镀金钨丝)组成。

草管的安排如图 14.9(b)所示。1～4 层为轴向层，每层 40 根草管，相邻层的草管错开 1/4 个单元。5～8 层为斜丝层，每层也是 40 根草管。9～12 为轴向层，每层 80 根草管，相邻层草管的错位情况与 1～4 层相同。在这样的安排下，在某灵敏丝附近穿过的径迹将在后继层的管壁与灵敏丝中间通过，可以保证每根径迹在每 4 层一组的子层中有两次高分辨的测量。在每个草管单元中，最大漂移距离为 4mm，在(50%Ar＋50%C_2H_6)气体中相应的漂移时间为 80ns。空间分辨率：$\sigma_{r\phi}\approx 100\mu m$，$\sigma_z\approx 2mm$。

2. 主漂移室(MDC)

主漂移室(MDC)是一个大型精密漂移室，是 BES 探测器的核心。它用于带电粒子的径迹测量、动量测量以及电离能损(dE/dX)的测量。

它是围绕在顶点室外的一个圆柱形漂移室。它的内、外直径分别为，310mm 和 2300mm，有效长度 2120mm。内壁由 2mm 的碳素纤维筒组成，相当于 9×10^{-3}r.l.，外壁是 12.7mm 厚的 Al 材。

主漂移室共有 10 层。偶数层的信号丝平行于室的轴线，称为轴丝；奇数层丝与轴线有 2.3°～5.0°的倾斜角，称为斜丝，它用来确定径迹沿 Z 方向的坐标。为减少一个单元内的多次击中事例率，最内层单元尺寸较小；最外层的单元尺寸取决于所要求的空间分辨率，主要受到扩散的限制。从第一层到第十层的单元数分别是：48，48，64，56，68，80，92，104，116 和 128 总共 804 个单元。图 14.10 是 MDC 的丝层排布和单元结构示意图。

MDC 采用多灵敏丝单元结构。每个漂移单元由信号丝、电位丝和保护丝组成的一个信号丝排以及位于该丝排两侧的电场丝排组成。每个单元有 4 根信号丝，沿径向信号丝之间相距 10mm，相对于单元中心交替左、右位移 350μm，以解决左右分辨问题。共有 3216 根信号丝。信号丝为直径 30μm 的镀金钨丝，工作电压 0V(即地电位)。为使单元边缘两根信号丝与中间两根信号丝有相同的气体放大倍数和电场环境，在中心丝平面的两端分别加上 1～2 根保护丝，并加载～－200V 的电压。位于信号丝之间的电位丝加有－1400～1500V 的高压。电位丝用来减小信号丝间的串扰(cross-talk)和静电斥力所造成的丝位偏离。同时还可有效地控制气体放大倍数。保护丝和电位丝均为 100μm 的镀金铁镍铬丝。电场丝排构成单元的边界，丝距为 5mm。电场丝加载 3400V～4500V 不等的负高压，与信号丝排构成漂移电场区。电场丝为 178μm 的镀金铍铜丝。电场丝排的两端各是一根 220μm 的镀金铍铜丝，略粗的铍铜丝可避免单元边缘表面电场过高而放电。信号丝的输出信号用来测定漂移时间从而确定径迹的位置，同时由收集到的电荷量给出电离能损(dE/dX)的

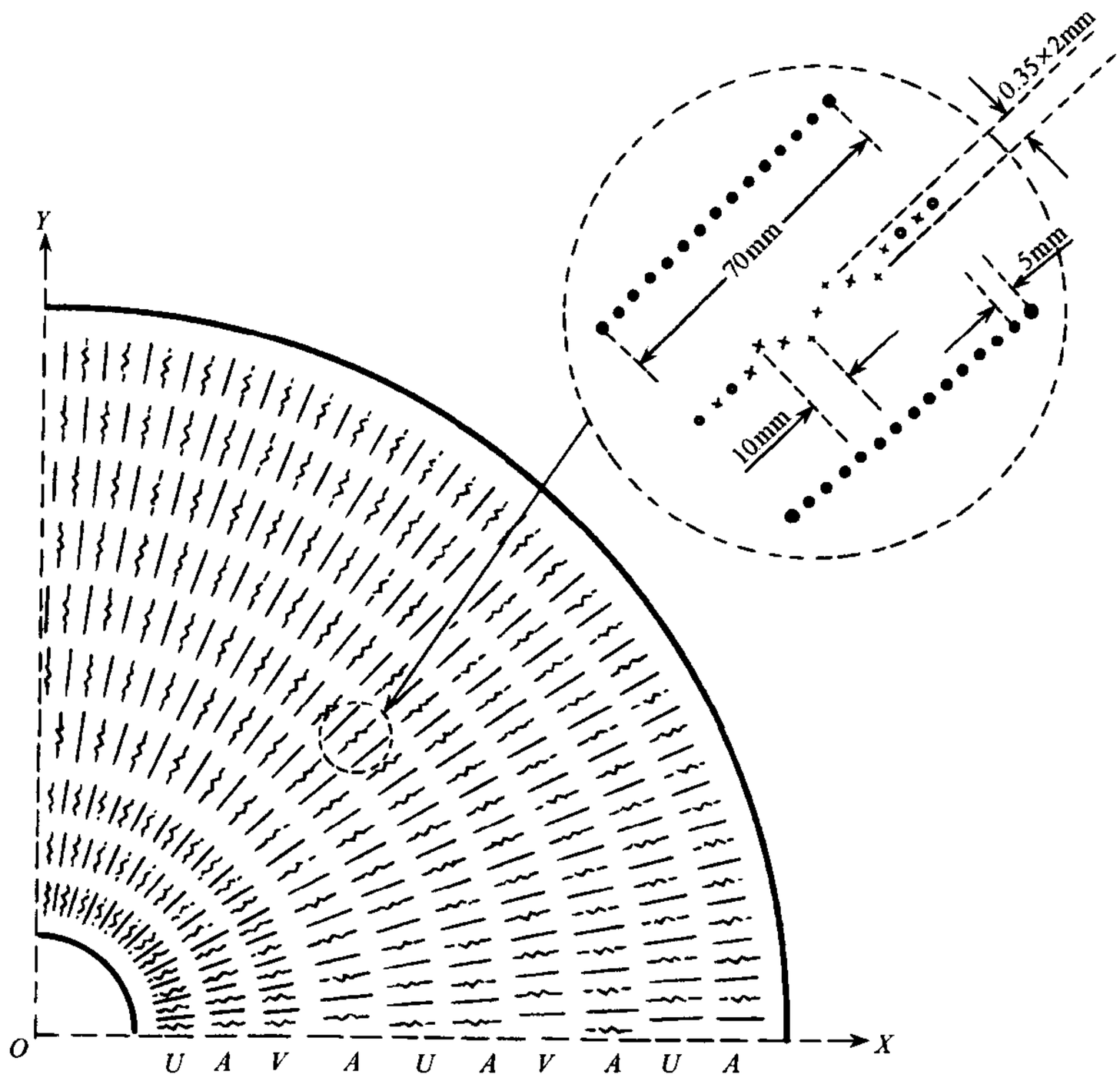


图 14.10　主漂移室的丝层排布和单元结构示意图

A—轴向线层；*u*、*V*—斜向丝层；+—电位丝；*X*—信号丝；

○—保护丝；·—电场丝；●—粗电场丝

信息。表 14.3 列出 MDC 中各种丝的参数。

表 14.3　MDC 中各种丝的参数

丝　　名	直　径/μm	材　　料	丝的张力/g
灵敏丝	30	镀金 W 丝	100
电位丝	100	镀金 Fe-Ni-Cr 丝	500
保护丝	100	镀金 Fe-Ni-Cr 丝	500
场 丝	178	镀金 Be-Cu 丝	500
粗场丝	220	镀金 Be-Cu 丝	600

这样的单元结构提供了尽可能均匀的电场，较准确的保持漂移距离和漂移时间之间的线性关系，保证有好的空间分辨率和均匀的 dE/dX 取样(共 40 次取样)。同时也易于进行时一空转换和径迹重建。多重信号丝单元结构的优点是可利用同一单元内信号丝的时间关联给出三丝或四丝触发，有效地排斥本底和噪声干扰。

MDC 的工作气体是：$Ar:CO_2:CH_4=89:10:1$，气体流量为 0.5 体积/天。气体增益由加载适当的工作电压控制，约为 5×10^4；在电场强度为 700V/cm 时，漂移速度约为 5cm/μs；扩散系数为 $100\mu m/\sqrt{cm}$；最小电离粒子的最可几能损约为 1.37keV/cm。

MDC 的特性参数如下：

1）覆盖立体角：粒子穿越第二层，95.7%×4π；粒子穿越第四层，90.4%×4π；粒子穿越第 10 层，69.4%×4π。

2）单丝效率：≥95%。

3）单丝位置分辨：$\sigma_{r\phi}=198\sim224\mu m$，$\sigma_z\approx2mm$。

4）动量分辨：$\Delta P/P=1.8\%\sqrt{1+P^2}$（$P$ 以 GeV/c 为单位）。

5）角分辨率：$\sigma_\phi=3.1mrad$，$\sigma_\theta=6.2mrad$。

6）π/K 分辨：对于 BhaBha 径迹取 30%的电离能损（dE/dX）的截断平均值得到分辨率约为 8%（参看图 14.7）。

3. 飞行时间计数器（TOF）

飞行时间计数器（TOF）是谱仪中的主要子探测器。用于鉴别粒子和提供触发判选信号。为获得良好的时间分辨，必须选用发光衰减时间短的闪烁体、短的光导以及响应快的光电倍增管。BES Ⅱ 选用 5cm 厚的 BC-408 塑料闪烁体，它的发光衰减时间为 2.1ns。TOF 探测器由桶部和两个端盖组成。桶部由 48 个飞行时间计数器组成。每个闪烁计数器由一块长 284cm、宽 15.6cm、厚 5cm 的 BC-408 塑料闪烁体（衰减长度为 4.4m）、两个长 16cm 的透紫外光的有机玻璃光导以及两个 R2490-05（FM）抗磁场倍增管组成。信号由闪烁体两端的光电倍增管读出。覆盖立体角为 76%×4π。两个端盖各由 24 个梯形闪烁计数器组成内直径为 69cm、外直径为 220cm 的环形飞行时间计数器。每个闪烁计数器由底宽为 9cm 和 27.45cm 的 NE102 梯形闪烁体、与闪烁体垂直的 63cm 长的鱼尾光导、61cm 长的直径 4cm 的圆柱光导以及 XP2020 光电倍增管组成。端盖覆盖立体角 20%×4π，TOF 总的覆盖立体角为 96%。另有 LN-100 氮激光器系统对整个 TOF 系统的性能进行监测。

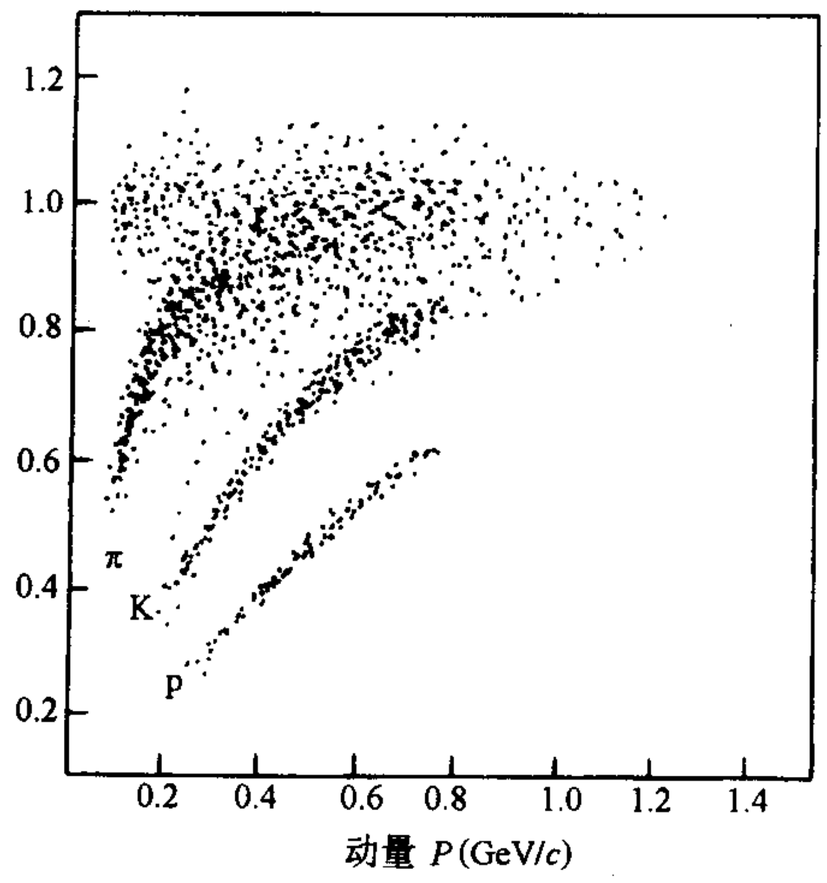


图 14.11　TOF 测得的带电粒子速度与动量的散点图

最后测得对于 BhaBha 径迹的时间分辨率为 $\sigma_t\approx180ps$。图 14.11 是带电粒子速度与动量的散布图。图中 π、K、P 带清晰可见。

4. 簇射计数器（SC）

簇射计数器（SC）是谱仪中惟一能测量中性事例的子探测器。它主要用于测量电子和 γ 的能量，它的信息也用于粒子判别和事例判选。

簇射计数器由桶部（BSC）和端盖（ESC）两部分组成。BSC 安装在桶部 TOF 和磁铁线圈之间，两个环状 ESC 位于端盖 TOF 和端部轭铁之间。BSC 覆盖 80%×4π 立体角，ESC 覆盖 13%×4π 立体角，总覆盖立体角为 96%。

BSC 是由 24 层自猝灭流光（SQS）计数管和 Al-Pb-Al 吸收层相间叠加组成的圆筒形探测器。图 14.12 给出 BSC 的结构。整个探测器安装在一个承重的铝筒上，铝筒内直径 2470mm、外直径 2532mm、厚 30mm、长 4230mm。30mm 厚的 Al 加上内层探测器和束流

管的物质形成相当于 $0.5x_0$ 的吸收层，其余吸收层为 Al-Pb-Al 夹层板。它由两层 0.6mm 厚的铝板和 2.8mm 厚的铅板($0.5x_0$)在高温下加压黏接而成。每层吸收层上等距离的安装有 5 根铝加强筋组成一个完整的圆筒吸收层。吸收层之间用高 13mm、厚 0.8mm 的工字梁将圆筒分割成 560 个计数器单元，其阳极为直径 50μm 的不锈钢丝。整个 BSC 共有 13440 个计数器单元，它们的宽度从最内层的 14mm 逐渐增加到第 24 层的 18mm。计数管的信号由阳极丝两端读出，用电荷分配法确定入射粒子沿丝方向的位置。工作气体采用 $Ar:CO_2=80:20$ 的混合气通过 4℃的正戊烷液体，混合气中正戊烷含量约 25%。

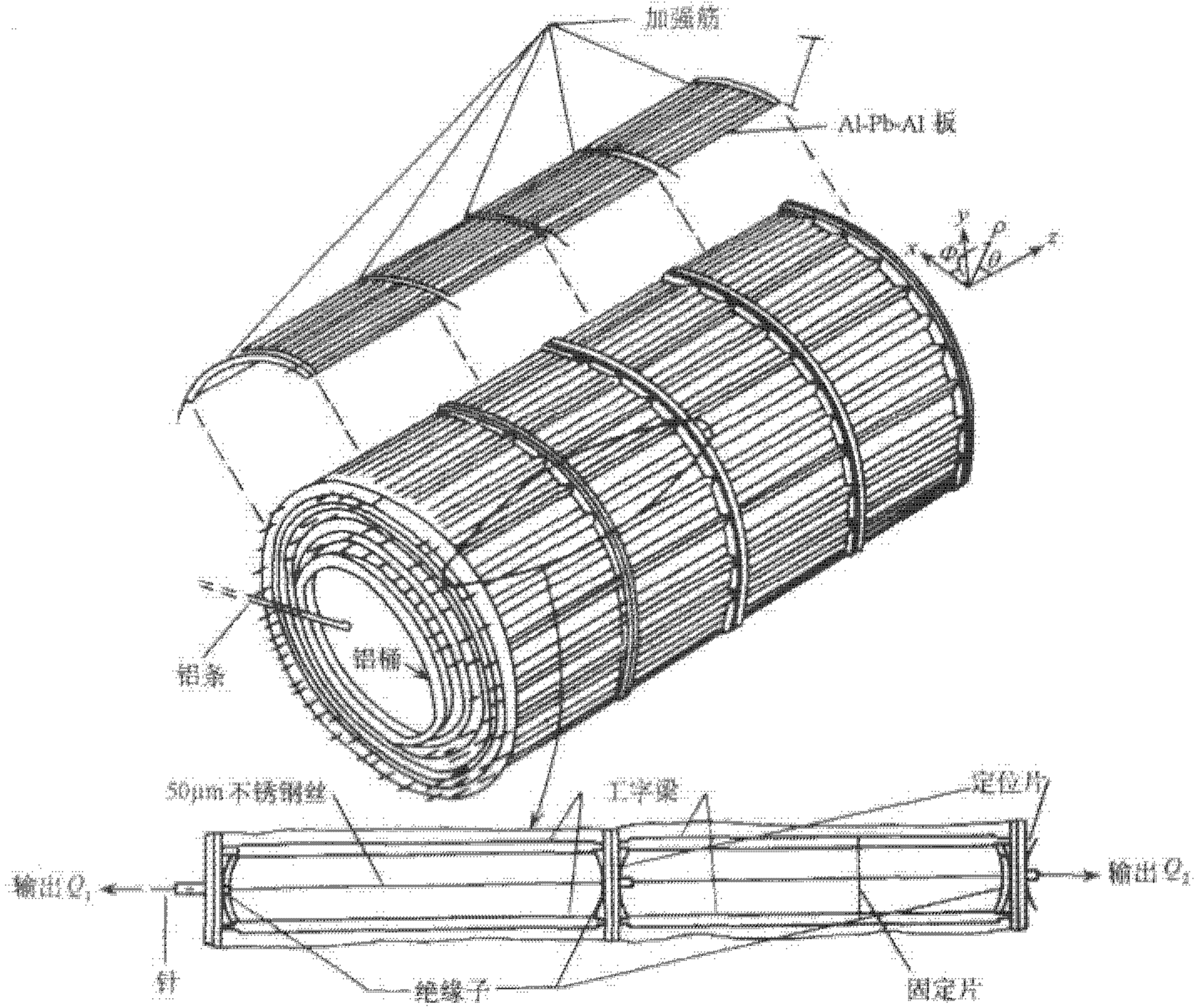


图 14.12　BSC 的结构概图

ESC 为两个内直径 746mm、外直径 1920mm、410mm 厚的圆环形探测器。它们分别由 24 层 SQS 计数管和 23 层 $0.5x_0$ 厚的 Pb 板相间叠加胶结而成。SQS 计数管由内截面 12.8mm×12.8mm，厚 0.6mm 的铝方管和直径 37μm 的高阻不锈钢丝制成。每个环形探测器有 4488 根计数管。工作气体为 $Ar:CO_2=34:66$ 的混合气。被测粒子沿丝方向的位置由电荷分配法确定。

可以看出簇射计数器在机械结构上力求减少探测器的死空间，它安放在磁场线圈内是为了提高对低能 γ 的探测效率。

用 BhaBha 事例测得 BSC 和 ESC 的能量分辨率均为 $\Delta E/E=21\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$；$\sigma_\phi=79\mathrm{mrad}$，$\sigma_z=3.6\mathrm{cm}$；对 50MeV 的光子，探测效率为 65%，对 100MeV 的光子探测效率为 100%。

5. μ子鉴别器

μ子鉴别器安装在BES的最外层，由三层吸收体和三层μ计数器组成。三层吸收体利用八边形的钜铁构成，它们的厚度分别是12cm，14cm，14cm，μ子计数管在各层吸收体的后面。整个μ子鉴别器共有1512根μ子正比计数管，每8根组成一个组件，共有189个组件。每个组件中的8根计数管分成两排相互交错半个管径以解决μ子径迹的左右分辨。计数管的内截面为60mm×50mm，壁厚2.5mm，第一层管长4214mm，第二层和第三层的管长4638mm。阳极由直径48μm的不锈钢丝制成(～727Ω/m)。工作气体是$Ar:CH_4=90:10$混合气。

覆盖立体角分别为：第一层67%×4π，第二层67%×4π，第三层63%×4π；探测效率为95%；r-ϕ平面的位置分辨是计数管的半宽度3cm，沿丝方向的位置分辨用电荷分配法测得为$\sigma_Z\approx 4.5$cm。

6. 亮度监测器

亮度监测器通过对小角度BhaBha散射来确定北京正负电子对撞机的亮度。图14.13为亮度监测器的结构示意图。它由在对撞点两侧紧贴束流管的四组探测器组成。每组探测器分别由定义计数器P、辅助计数器C和量能器S组成。其中，P和C计数器都是塑料闪烁计数器。量能器S共12层，每层由3.5mm的钨片和4mm厚的塑料闪烁体叠加组成。总厚度$12x_0$闪烁光由抗磁场的光电倍增管记录。

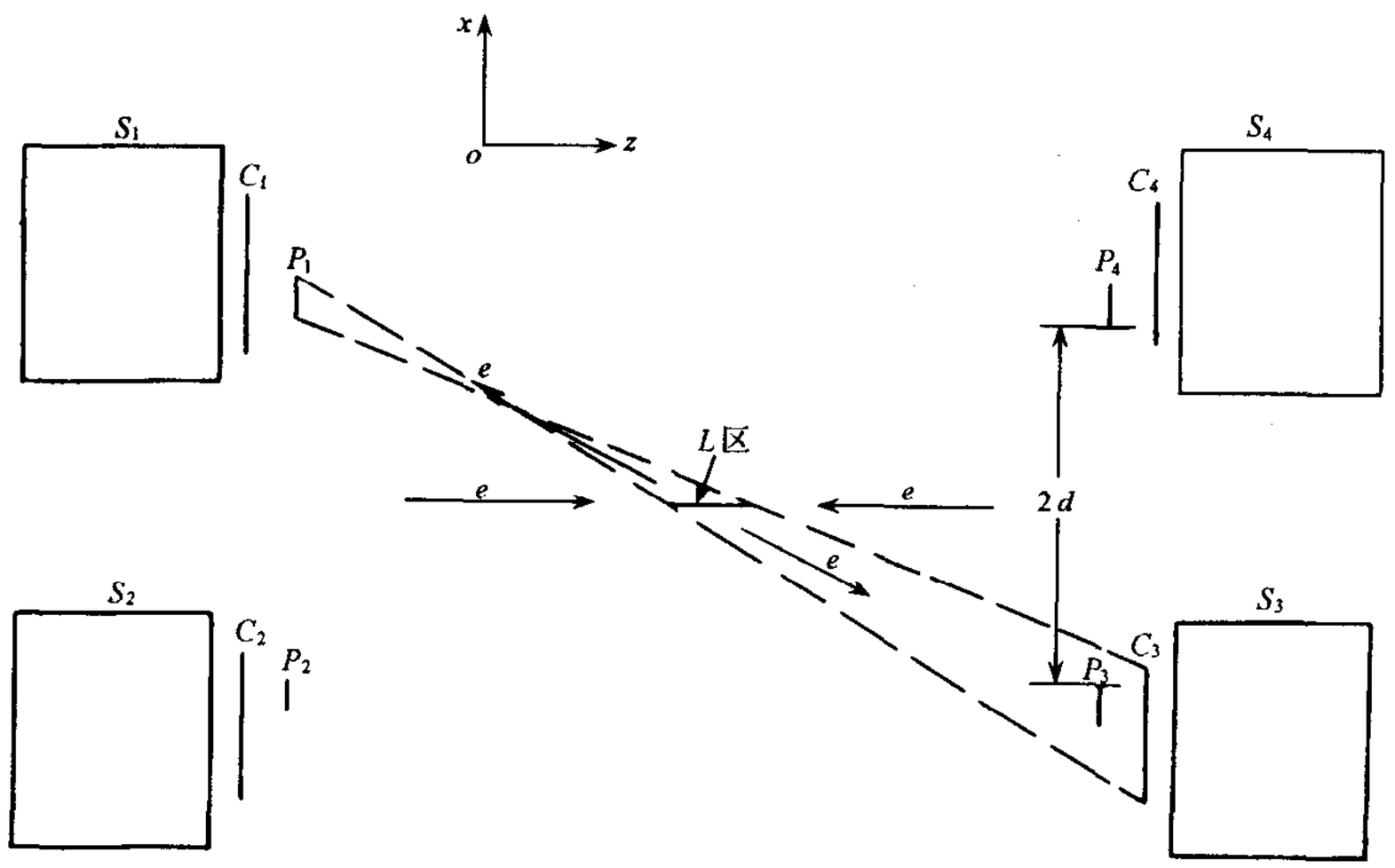


图14.13　亮度监测器的结构示意图

BhaBha事例的接收立体角由P计数器所在位置和它的大小确定，它的位置及尺寸要求都非常严格。计数器C面积略大于P计数器，与其他计数器进行符合测量可选出BhaBha事例。定义计数器P测得的BhaBha事例的计数率为：

$$R_B = L \cdot \sigma_B \tag{14.21a}$$

式中，σ_B是P计数器接受BhaBha散射的积分截面，L为对撞机亮度。由(14.21a)式即可算出对撞机的亮度。为提高亮度测量的精度，采取了以下措施：①采用四组探测器的平均计数率计算亮度可以降低束流形状及位置变化对测量的影响。②用$N_1=(P_1 \cdot S_1)\cdot$

$(C_3 \cdot S_3)$、$N_2=(P_2 \cdot S_2) \cdot (C_4 \cdot S_4)$、$N_3=(P_3 \cdot S_3) \cdot (C_1 \cdot S_1)$和 $N_4=(P_4 \cdot S_4) \cdot (C_2 \cdot S_2)$四种四重符合来选择 BhaBha 事例以降低本底。③用量能器的信号作能量选择排除非 BhaBha 本底。④将$(C_3 \cdot S_3)$符合信号延迟一个对撞周期(800ns)再与$(P_1 \cdot S_1)$符合求出偶然符合本底 n_1。同理求出偶然符合本底 n_2,n_3 和 n_4,在计算亮度时扣除这部分偶然符合本底。由此这四个探测器测得的亮度为:

$$L_i = \frac{R_i}{\sigma} = \frac{N_i - n_i}{\sigma} \qquad i = 1,2,3,4$$

最后得到亮度的平均值:

$$L = \frac{1}{4}\sum_{i=1}^{4} L_i = \sum_{i=1}^{4} \frac{N_i - n_i}{4\sigma} \tag{14.21b}$$

7. 谱仪的磁场

谱仪的磁场由螺线管线圈和轭铁组成,轭铁长 5100mm,宽 6650mm,高 5860mm,约重 330t。在谱仪中产生 0.4～0.45T 的均匀轴向磁场,在径迹区内磁场的不均匀度 <3%。

14.3.2 谱仪的调试及其性能的实验研究[19]

谱仪的各个子探测器在预制研究阶段都要制作各种模型进行细致的工艺及性能的测试和研究,给出设计建造的各种参数。在谱仪建成后还必须进行总体联调和性能检测。BES 的调试和检测通常可在宇宙线模式或对撞模式下进行。

1. 宇宙线模式

宇宙线模式是在没有对撞机束流的情况下,利用宇宙线进行的。这种模式可以排除加速器运行时的干扰。谱仪的联调就是将各子探测器、电子学读出系统、触发判选系统和在线数据获取系统联成一体,调整它们之间的逻辑关系和时间关系使得整个系统能正常运行。在获取数据后,经过在线和离线分析了解各子系统的工作状况发现问题设法解决或改进。联调过程包括以下检测项目:

1) 各子探测器的工作情况,包括高压能否加上、有无断丝、气体流通情况、输出信号是否正常以及探测效率如何等。

2) 各子探测器电子学系统的工作情况,包括各道信号是否正常有无"死道"或"热道"(即常着火道)、编号是否正确、刻度情况和运行的稳定性如何等。

3) 触发系统工作情况,包括宇宙线触发条件是否正确,开门信号、选通信号和复位信号的时间关系是否正确等。

4) 在线数据获取和分析系统的工作情况,包括数据获取是否正常、事例显示和直方图显示是否正常等。

5) 离线分析程序系统是否能正常工作。

6) 各子探测器的气体系统和高压系统能否正常运行。

BES 最初是在对撞点之外 8m 处进行联调的。开始时不加磁场也不加端盖,在谱仪中心安放一个"零点计数器"(25mm×150mm×10mm 的闪烁计数器),以它的信号作为时间零点,并作为触发条件之一,即收集通过谱仪中心的宇宙线事例。也可以用宇宙线做"下雨"实验,此时不用零点计数器,而用 TOF 的击中信号为时间零点,即收集的宇宙线事例

不一定通过谱仪中心，因此可很快地收集大量的宇宙线事例。实验步骤如下：

1）在谱仪正式取数前，通常先对电子学系统进行刻度给出电子学各道的台阶和线性校正系数同时检查其工作是否正常。

2）数据获取并通过单事例显示图，分析谱仪的工作状况。

3）数据获取同时对与各子探测器性能有关的信息进行统计，给出相应的直方图。例如：探测器各道计数的直方图，探测器输出信号的幅度分布，时间分布等。通过这些检验找出问题予以解决。图 14.14 是 BES 宇宙线实验中首次得到的单事例显示图。如图所示，宇宙线粒子贯穿整个谱仪，在 μ 计数器、桶部簇射计数器、TOF 和主漂移室中均有信号。图 14.15 是宇宙线实验中得到的若干直方图。其中，(a)图显示 No. 38TOF 计数器输出电荷量小，效率低。由(b)、(c)图可估算出宇宙线穿越上下 TOF 计数器的平均时间差～12.4ns，与预计值相一致。(d)、(e)、(f)图显示主漂移室工作基本正常。(g)图显示桶部簇射计数器击中数的峰值～20，效率较低(BSC 共 24 层计数管)。(h)图中计数率下凹处对应于加强筋的位置。

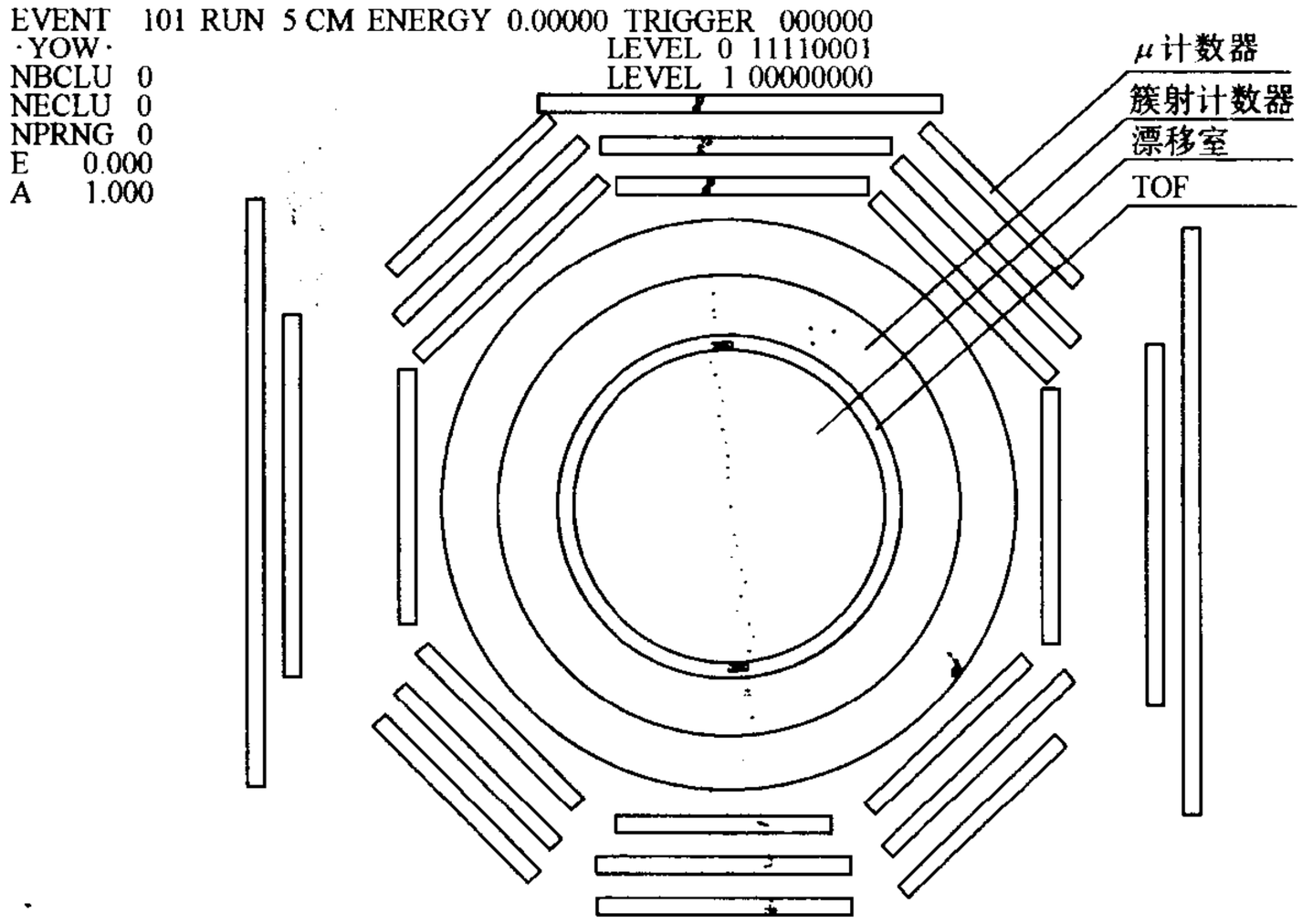


图 14.14　BES 宇宙线实验中首次得到的单事例显示图

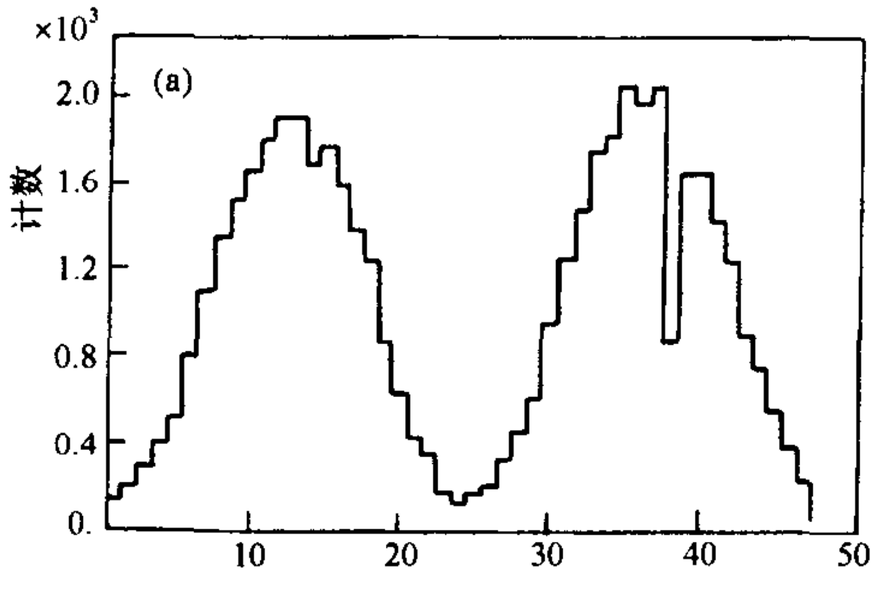
2. 对撞条件下的检测

用 BEPC 对撞机 e^+e^- 对撞产生的真实事例对谱仪性能进行检测。此时谱仪按对撞模式运行。

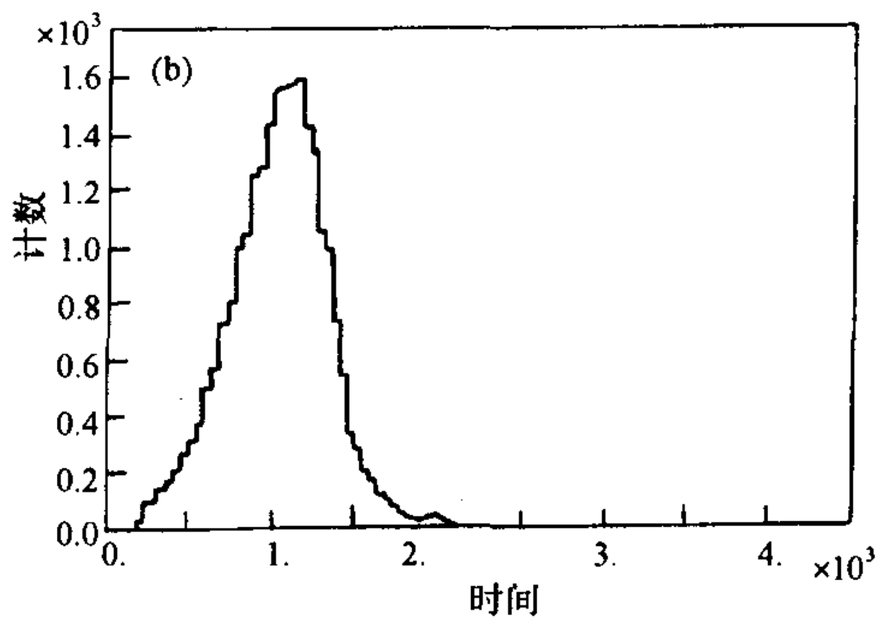
1）首先从单事例显示图(图 14.16)中，可清楚看到谱仪收集到的 BhaBha 事例($J/\psi\to e^+e^-$)、双 μ 事例($J/\psi\to\mu^+\mu^-$)和强子事例($J/\psi\to\phi K^+K^-$)。其中，BhaBha 事例的主要特征是在簇射计数器中有信号。双 μ 事例则必定在 μ 计数器中有信号。这些事例图说明经过调试谱仪工作状态基本正常。

2）对已知的 J/ψ 共振峰进行扫描，得到合理的结果(图 14.17)[20]。它们分别是：(a)$J/\psi\to$强子的总截面；(b)$e^+e^-\to\mu^+\mu^-$的截面；(c)$e^+e^-\to e^+e^-$的截面。

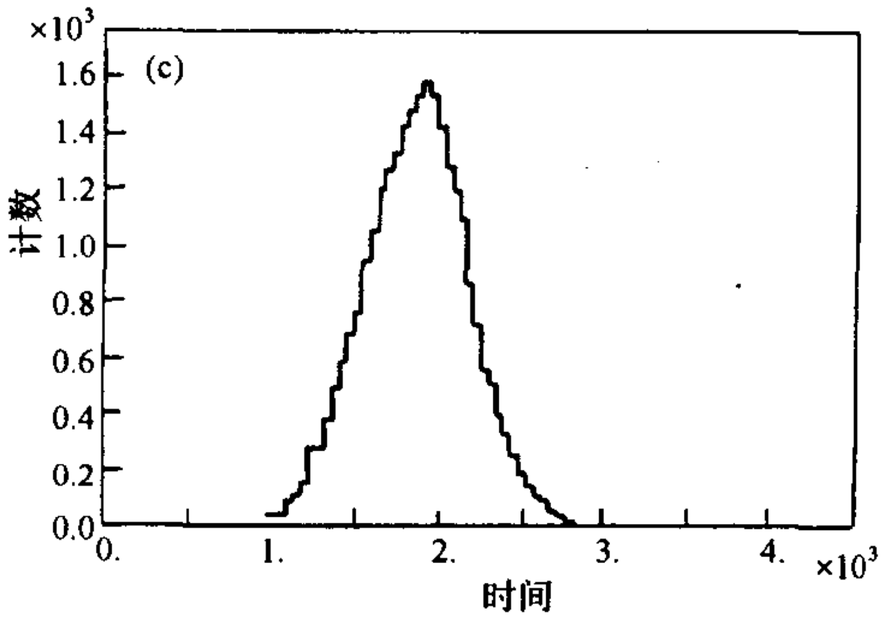
3）用 J/ψ 共振峰能量(3.097GeV)下的取数，对各子探测器进行性能检测和刻度。例



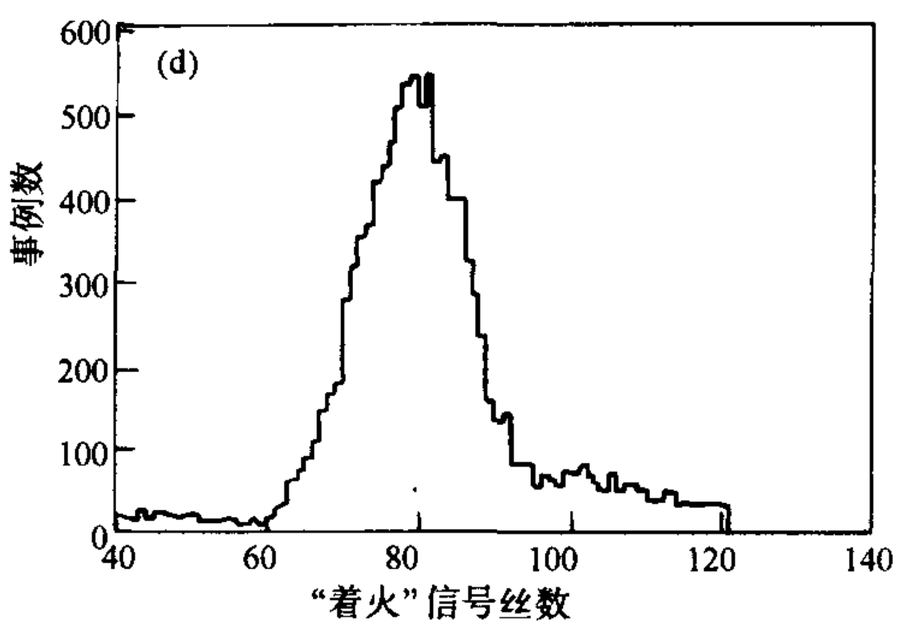
(a) 桶部TOF两端输出电荷道的计数分布



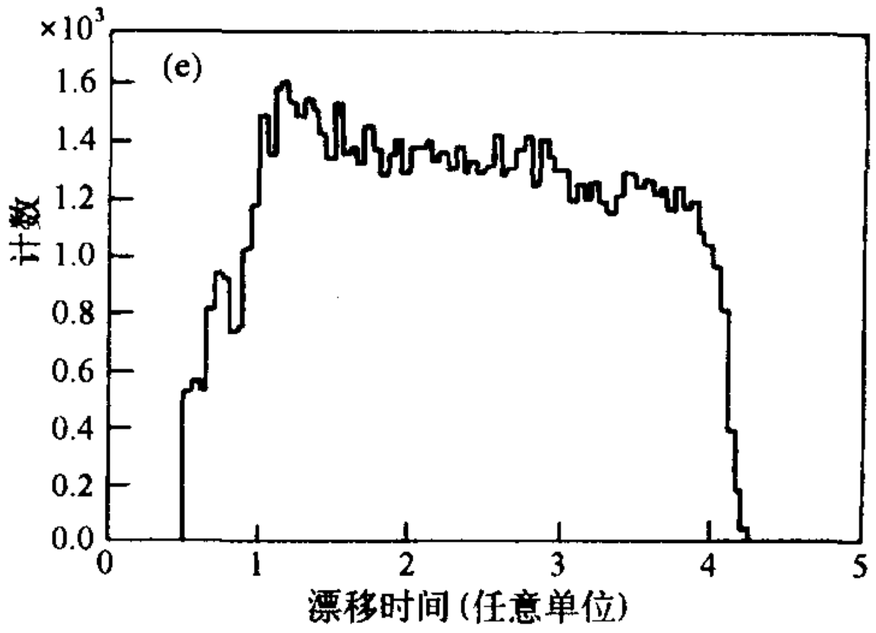
(b) TOF上半部24个计数器输出时间道分布



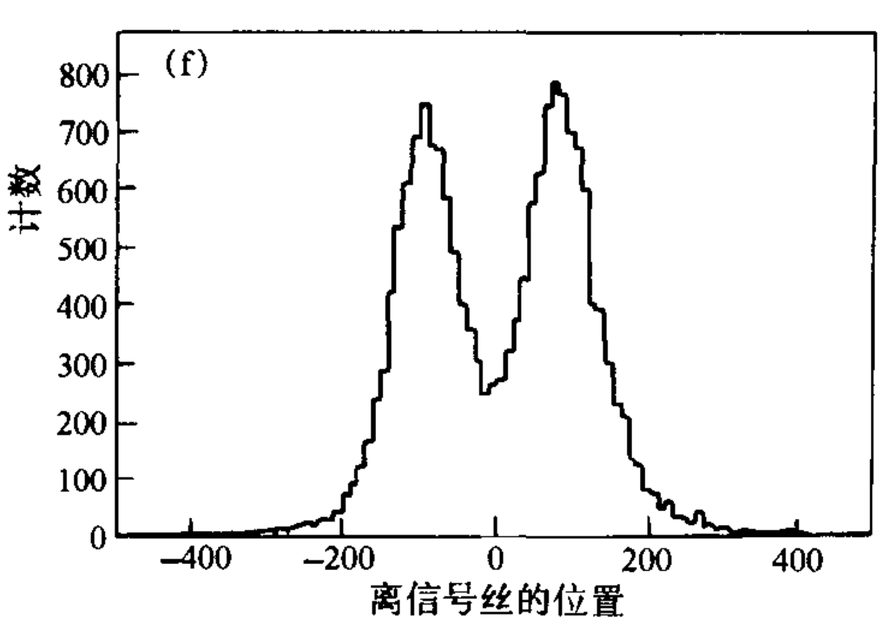
(c) TOF下半部24个计数器输出时间道分布



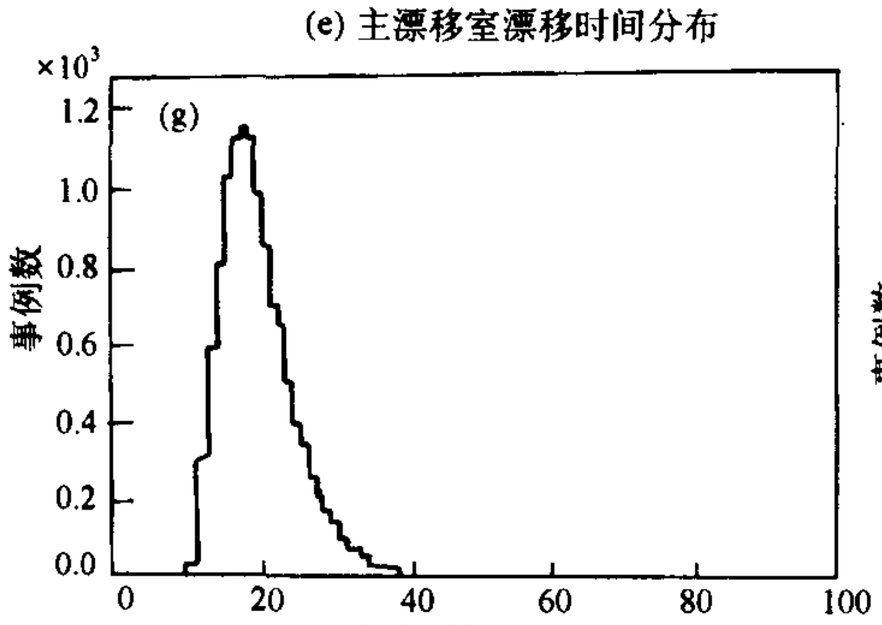
(d) 主漂移室击中数分布(峰值~80)



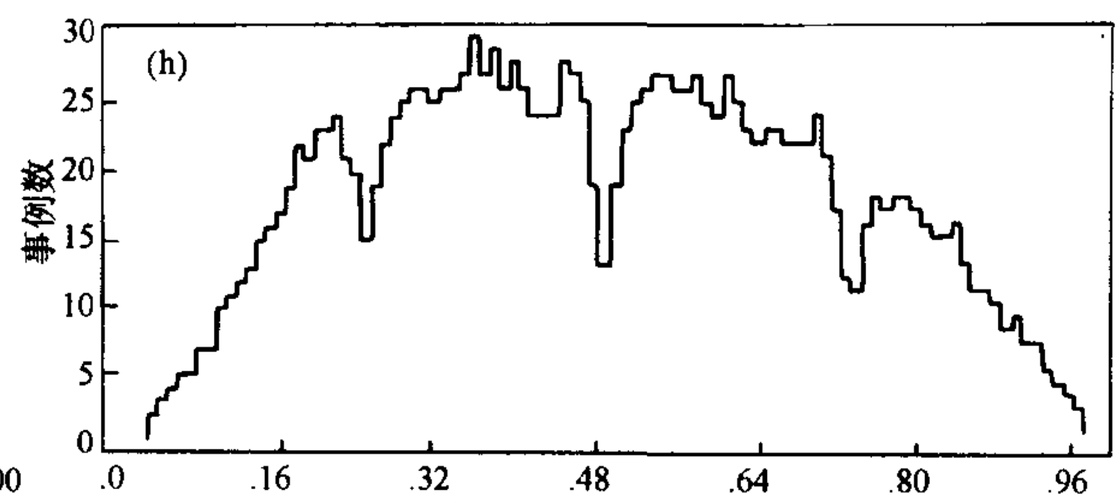
(e) 主漂移室漂移时间分布



(f) 主漂移室左右分辨曲线



(g) 桶部簇射计数器击中数分布
(峰值~20效率偏低)



(h) 桶部簇射计数器击中数沿 z 向的分布
(计数率下凹处对应于加强筋的位置)

图 14.15　宇宙线实验中得到的若干直方图

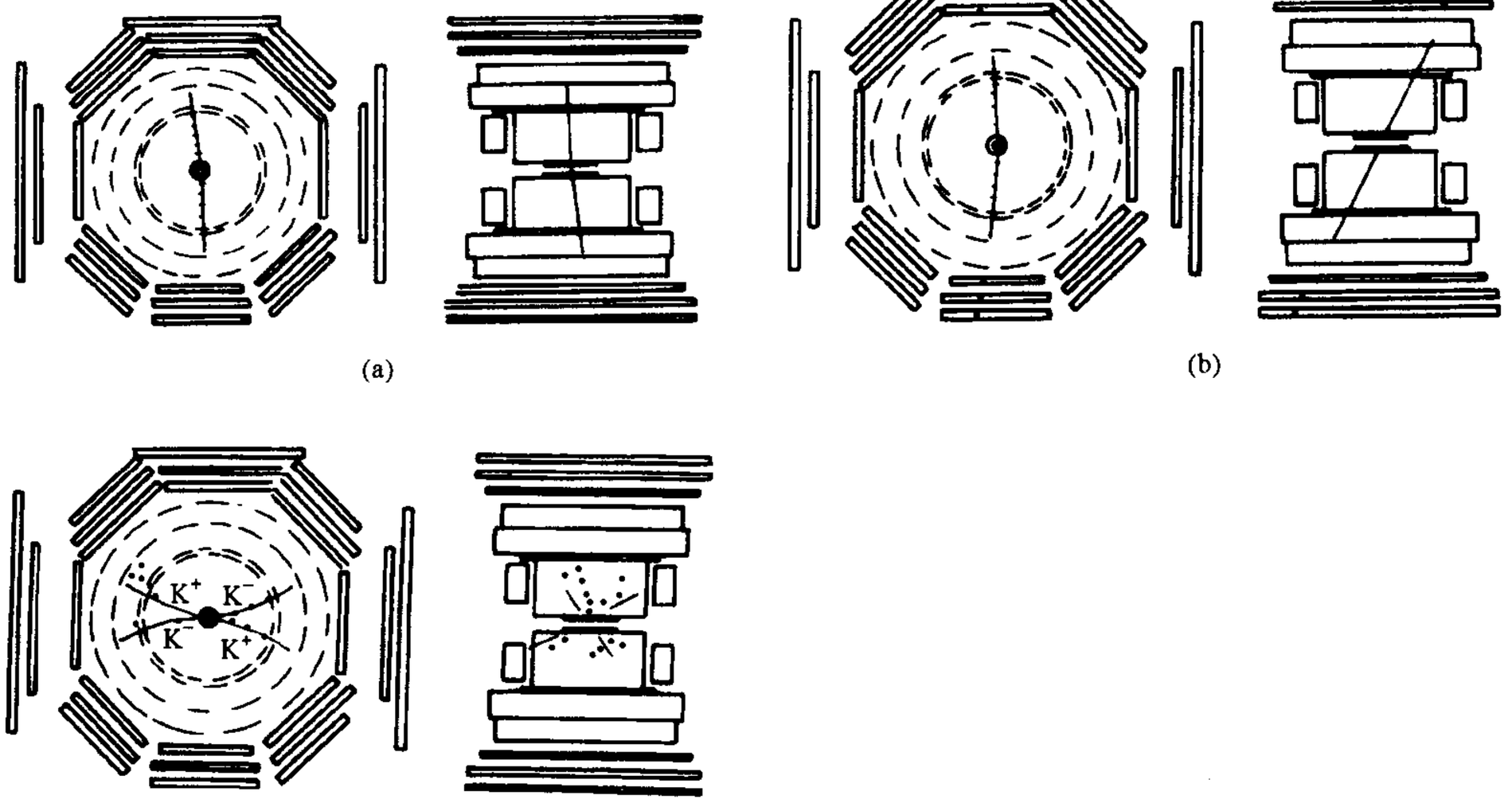


图 14.16　BES 的单事例显示图

(a)BhaBha 事例；(b)双 μ 事例；(c)强子事例

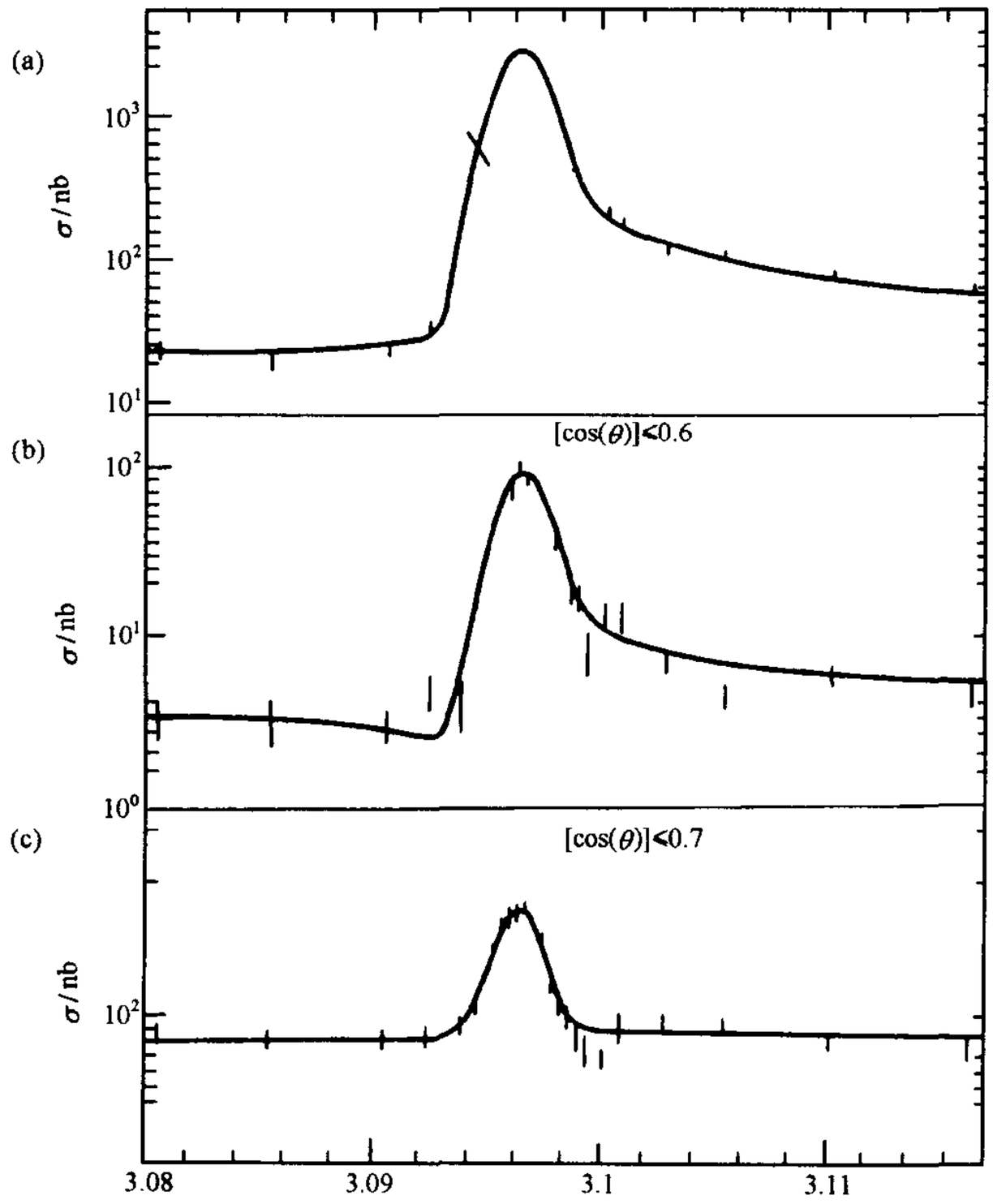


图 14.17　J/ψ 共振扫描曲线

(a)J/ψ→强子的总截面；(b)$e^+e^-\to\mu^+\mu^-$的截面；(c) $e^+e^-\to e^+e^-$的截面

如：由 MDC 的漂移时间谱可估算漂移速度 V_D，由 MDC 的左右分辨曲线的宽度(σ_t)推算单丝空间分辨 $\sigma_r=\sqrt{3/2}\sigma_t \cdot V_D$；由 BhaBha 事例的时间谱求出 TOF 的时间分辨 σ_t，从强衰变事例作出的速度-动量散布图估计 TOF 对带电粒子的分辨能力；由 BhaBha 事例的能谱求出簇射计数器的能量分辨率等。

4）若干物理事例的显示图(图 14.18)。

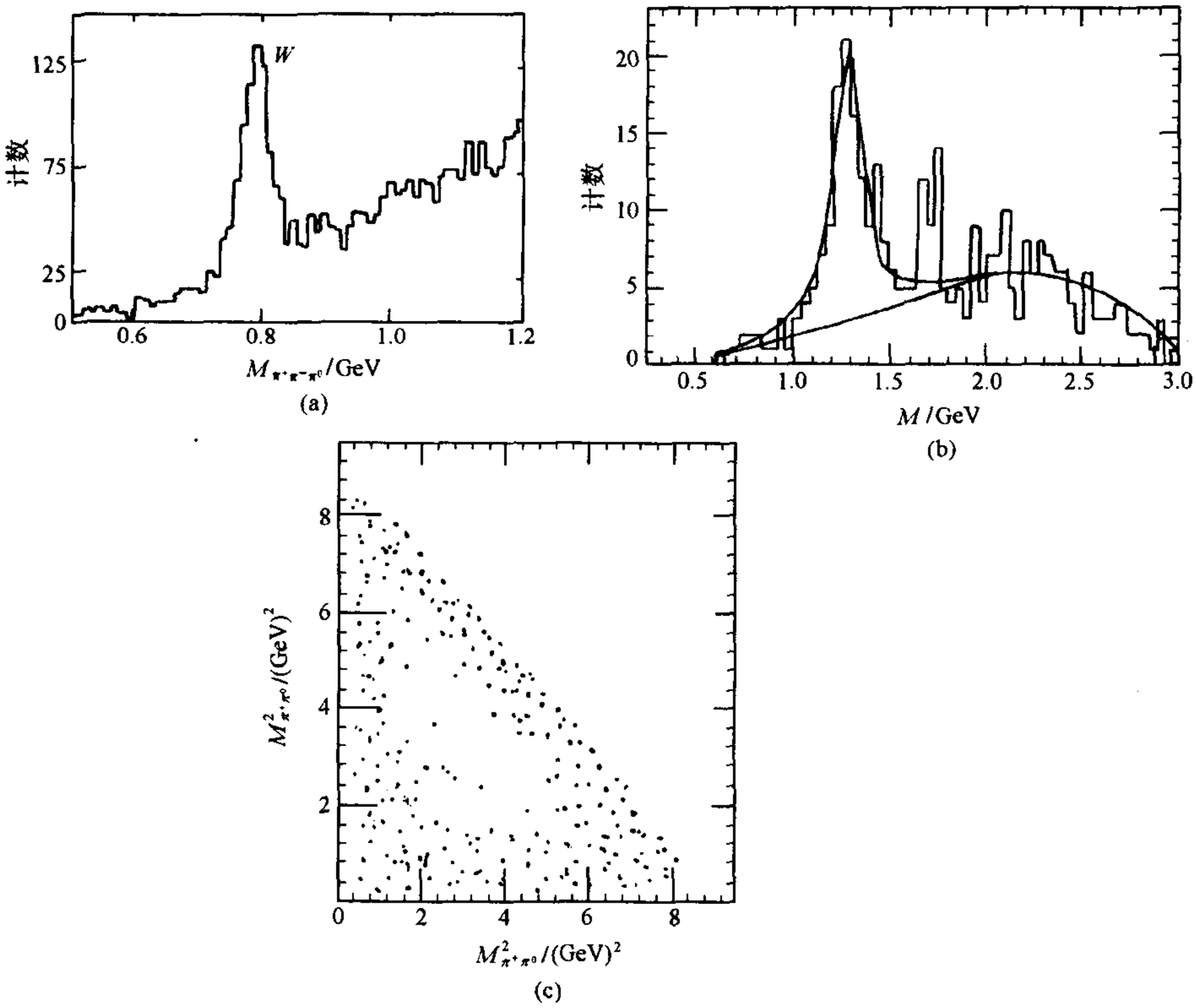


图 14.18　北京谱仪测得的若干物理事例

(a) $J/\psi\to\omega\pi^+\pi^-$的 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的质量谱；(b) $J/\psi\to\gamma f_2(1270)$的信号；(c)$J/\psi\to\rho\pi$ 的 Dalitz 图

综上所述，北京谱仪达到了预定的设计指标。并且，经过十几年的运行取数和数据分析 BES 合作组已经在 J/ψ，D_s，ψ'、τ 物理 R 值测量等方面取得了若干很有意义结果[21]，特别是 τ 质量精确测量的结果引起高能物理界的普遍关注。截止到 2001 年，BES Ⅱ 累积获取 J/ψ 数据已超过 5.8×10^7，$\psi(2S)$数据也超过了 1.4×10^7，是目前世界上最大的 J/ψ 和 $\psi(2S)$样本。此外，J/ψ 辐射衰变中胶子球候选粒子的研究、f_{D_s}的绝对测量、2～5GeV 能区 R 值的测量等均引起了粒子物理界的广泛重视。

14.4　LEP 上的四个大型探测器系统

LEP(Large Electron Positron Collider)是日内瓦西欧中心(CERN)的周长 27km 的大型 e^+e^- 对撞机。此对撞机于 1989 年 7 月建成，第一阶段质心能量为 2×55GeV

(LEP100),第二阶段预计 1997 年后质心能量升高到 2×100GeV(LEP-200),在质心能量 90GeV 处 LEP 产生 Z^0时的亮度为$(5\sim7)\times10^{30}$。LEP 上有四个大型实验,与四个大型谱仪对应,它们是 ALEPH,DELPHI,L3 和 OPAL。2000 年 11 月 LEP 已经关闭,转向重点建造 LHC。下面对这四个探测器分别作简要介绍。

14.4.1 ALEPH

ALEPH(A detector for LEP PHysics or Aparatus for LEP PHysics)[22]是由诺贝尔(Nobel)奖金获得者 Jack Steinberger 教授领导的实验,包括欧洲、美国、前苏联、中国和其他亚洲国家参加了这一国际合作组。该探测器要仔细研究标准电弱模型的参数,例如:Z^0和 $W^{\pm}$的产生及衰变模式、检验高 Q^2 条件下的 QCD、研究不同夸克和轻子的中性流耦合以及寻找顶夸克(top quark)。另外,它还要探求新的物理现象,例如:寻找 Higgs 粒子或超对称性粒子(super-symmetric particles)。

在此高能区,典型的事例都相当复杂,平均一个事例有 20 个带电粒子和相同数量的中性粒子。而人们感兴趣的事例率又很低,特别是能量在 Z^0峰之上的区域。因此,希望探测器尽可能覆盖全部立体角,以便对每个事例收集尽可能多的信息。探测器基本要求是有好的径迹探测器和高的磁场来精确测量带电粒子的动量,同时还应该有空间分辨好的电磁量能器围绕它,用来判别电子和光子,测量它们的能量。图 14.19 是 ALEPH 的结构概图。它的设计尽量利用了成熟的探测器技术。

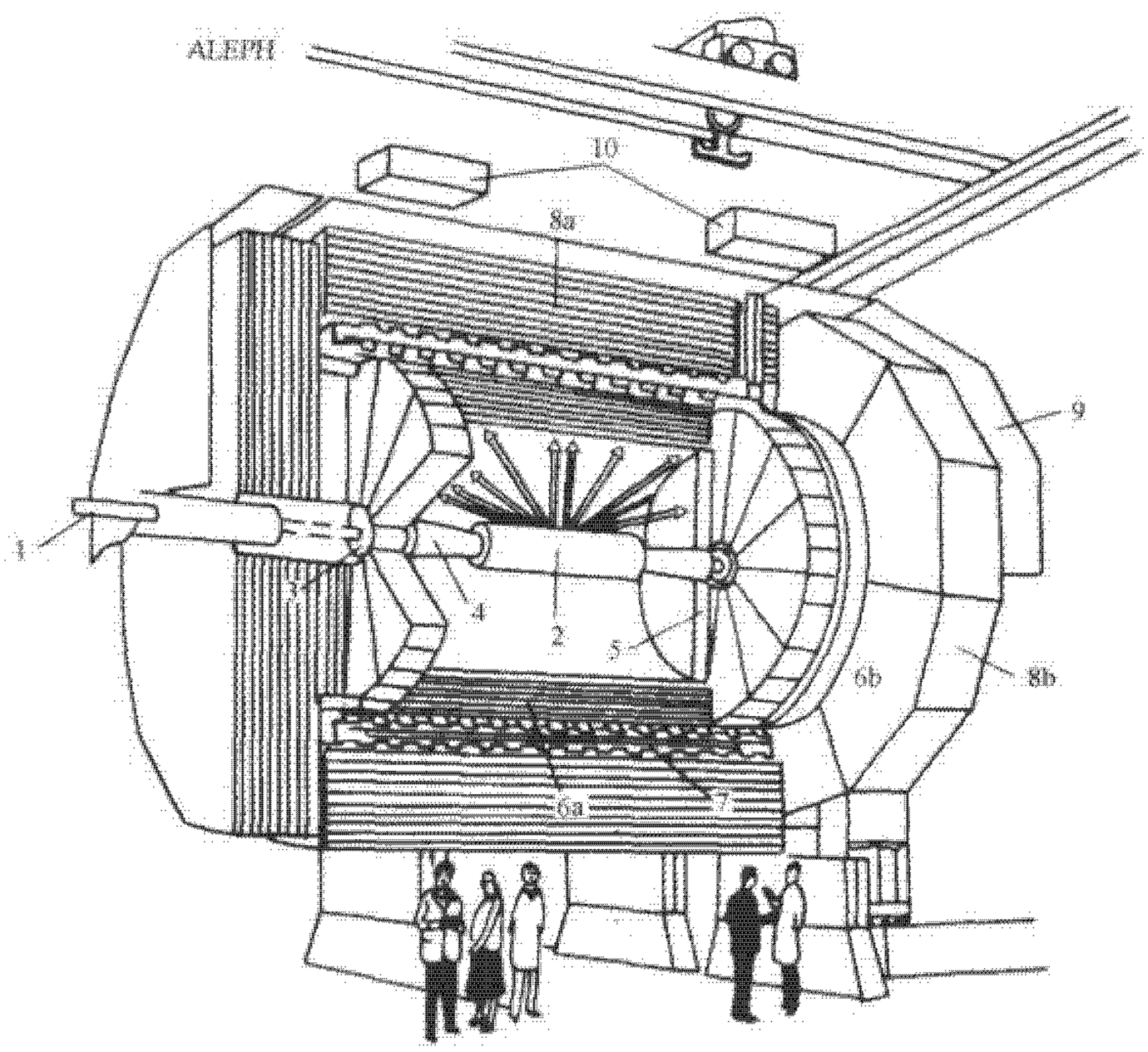


图 14.19 ALEPH 的结构概图

1. 束流管;2. 内径迹室;3. 亮度监测器;4. 锥形束流管;5. 时间投影室 TPC;
6a. 桶部电磁量能器;6b. 端盖电磁量能器;7. 超导螺旋管;8a. 桶部强子量能器;
8b. 端盖强子量能器;9. μ 室;10. 激光校准器

探测器采用长 6.4m，直径 5.3m（体积 123m^3）的超导体螺线管磁场，磁场强度 1.5T。

中心径迹室用来测量带电粒子发射角和在磁场中径迹的曲率。它由小的内径迹室（ITC）和大的时间投影室（TPC）两部分组成。内径迹室是 2m 长、内半径为 13cm、外半径为 29cm 轴向丝的圆柱形漂移室。在垂直于磁场的平面内，对每根带电径迹给出 8 次坐标测量，精度为 $\sigma_{r\phi}\approx 100\mu m$，$\sigma_z\approx 3cm$。覆盖立体角 $97\%\times 4\pi$。它还为从对撞点发出的带电粒子提供触发信号。在 ITC 外面是一个轴线与磁场平行的圆柱形的 TPC，它有 4.4m 长，分割为两个 2.2m 长的漂移空间；内半径 0.35m，外半径 1.8m，是目前世界上最大的 TPC。工作气体为 1atm 的 $91\%Ar+9\%CH_4$，电场强度为 20kV/m，对带电径迹进行三维坐标测量，能精确地测定带电粒子的动量，同时与 ITC 配合还可给出精确的 dE/dX 测量值。带电粒子径迹产生的次级电子在电场作用下向 TPC 两端漂移，在端面的平面丝室中产生电离雪崩信号，每个端面的丝室分割成 18 个扇性区域，每个扇区具有 20500 个感应读出片（30mm×6.5mm）和 3240 根信号丝，每根径迹可给出 21 个空间坐标和 320 次电离能损取样。$(\sigma/p_T^2)=0.1\%$，dE/dX 的分辨率 $=4.5\%$。此外，为保证径迹测量的精确性，建立和发展了一套用于大型 TPC 的 Nd-YAG 激光标定和监测系统对磁场不均匀性引起的误差进行补偿。因为 TPC 读出三维坐标，事例的模式识别比较简单。

围绕束流管安放了双层硅微条顶点探测器，以增强顶点分辨率。它的指标为：$\sigma_{r\phi}\approx 10\mu m$，$\sigma_Z\approx 20\mu m$。

电磁量能器在 TPC 之外但仍在磁场线圈之内。它是由 2mm 的 Pb 板和丝室相间堆砌组成的取样量能器，厚 $22X_0$。簇射的位置和能量均由 30mm×30mm 的阴极感应片测量。阴极感应片联结成指向对撞点的“塔形”单元，每个“塔”有对应于深度依次为 $4X_0$、$9X_0$、$9X_0$三种读出信号。电磁量能器是一个高粒度密闭性好的探测器，共由 73728 个“塔”组成，对应的粒度为 $\Delta\theta=0.94°$，$\Delta\phi=0.93°\sin\theta$，桶部缝隙 2%，端盖 6%。能量分辨率 $\sigma_E/E=18\%/\sqrt{E}$。

ALEPH 的铁基座既是强子量能器的吸收体又组成磁场回路。Fe 被分割为 5cm 厚的平板层，强子量能器由 22 层 Fe 和 10mm×10mm 的塑料流光管层相间叠成。Fe 的总厚度为 1.2m，相当于 $7.16\lambda_0$。分割成 $\Delta\phi=3.7°$，$\Delta\theta=3.7°$的塔，一面由感应片读出另一面由平行条读出。桶部共有 2688 个塔，端盖共 2100 个塔，其中桶部端盖重叠 768 个塔，能量分辨率 $\Delta E/E=84\%/\sqrt{E}\,(GeV^{\frac{1}{2}})$。

在强子量能器外还有两层 μ 探测器，每层 μ 室是由两组 X，Y 感应条读出的两层塑料流光管组成。两层 μ 室之间相距 0.5m。径迹方向的测量精度可达 10～15mrad。

亮度监测器的寻迹部分由 9 层 Cu 漂移管组成，覆盖 40～90mrad 的范围。位置分辨 $\sigma_r=(320\pm 20)\mu m$，角分辨 $\sigma_\theta=0.008mrad$，径迹重建效率为 99%。它的量能器部分由 38 层正比管-Pb 板组成，工作在饱和正比模式由阴极感应片读出，覆盖 39～131mrad 的范围，能量分辨率 $\Delta E/E=1.4\%+20\%/\sqrt{E}$。

14.4.2 DELPHI

DELPHI（DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification）[23]是一个通用谱仪（图 14.20），它在设计中特别着重在复杂事例中粒子的鉴别能力，同时探求若干探测器新技术和工艺以满足物理实验的要求。

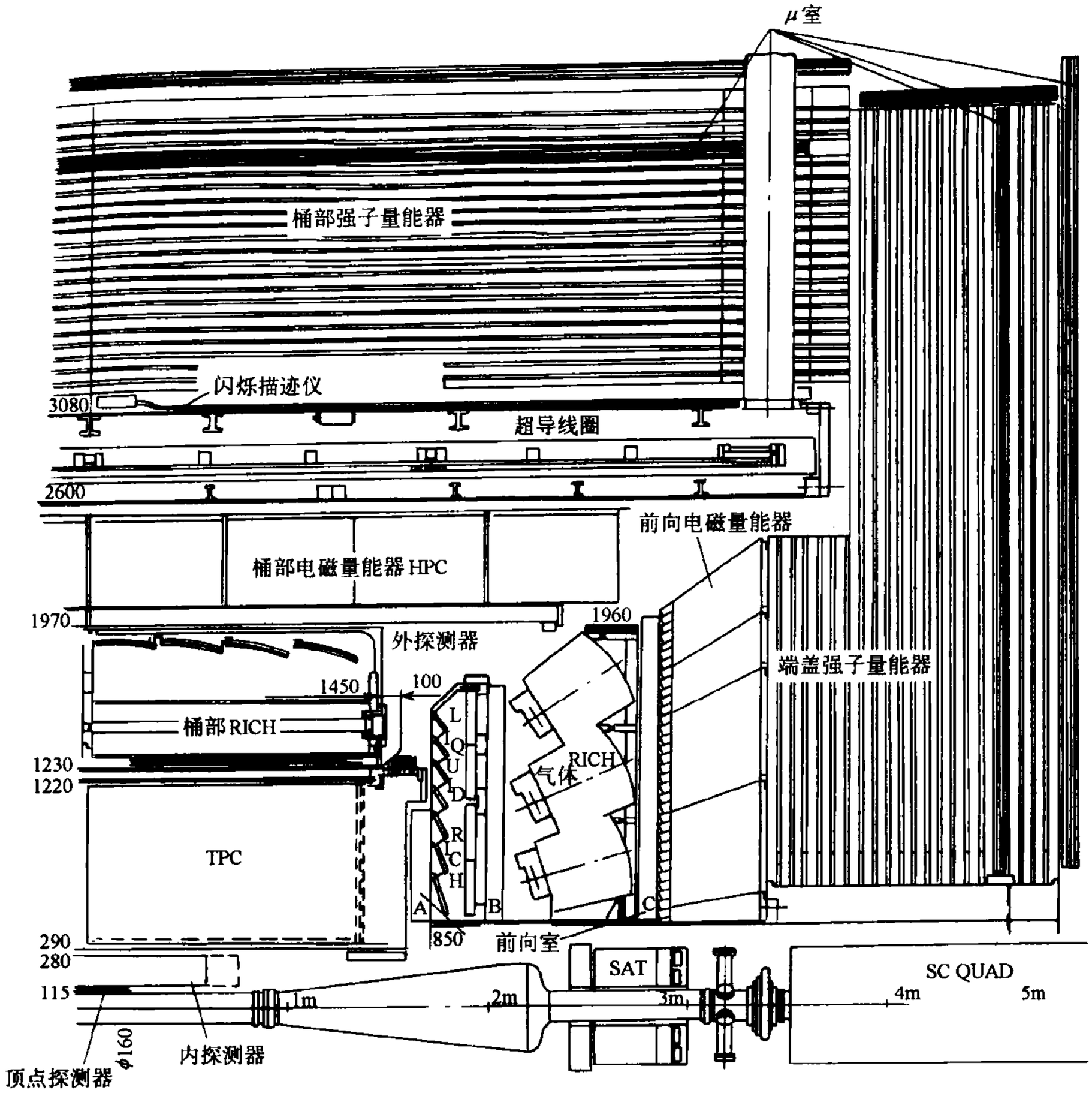


图 14.20　DELPHI 的结构概图

它采用长 7.4m，内直径 5.2m(145m^3)的超导体螺线管磁场，磁场强度 1.2T。

径迹室包括顶点探测器、内漂移室、时间扩展室、外漂移室和前向漂移室等部分。①顶点探测器：二层硅条探测器壳，平均半径分别为 9cm 和 11cm，覆盖中心 24cm 的区域。Si-探测器厚 300μm，条间距 25μm，$\sigma_{r\phi}=5\mu m$，双径迹分辨 100μm。②内漂移室：用来进行径迹重建和给出触发信号。它由内外两层组成。内层为喷注室(jet chamber)结构，内半径 11.8cm，外半径 22.3cm，长 80cm，每根径迹给出 24 个 $r\phi$ 信号，$\sigma_{r\phi}=90\mu m$。外层为圆柱多丝正比室结构，共有 5 个 Z 方向感应条读出的圆柱层，内半径 23cm，外半径28cm，长 100cm，$\sigma_Z<1mm$。③TPC：它是 DELPHI 径迹探测器的主体，内半径 35cm，外半径 120cm (包括 RICH 探测器)，长 2×1.5m。端部探测器分为 6 个扇形区域，每个区域有 192 根灵敏丝和 16 个等距离的感应片。它覆盖 39°～141°的区域，$\sigma_{r\phi}=230\mu m$，$\sigma_Z=1mm$，双径迹分辨＝1.5cm，dE/dX 分辨率＝5.5%，$\sigma_P=[(0.6P)^2+0.52]^{1/2}$。④外漂移室：它的基本功能是提供快触发信号和改善带电粒子的动量分辨率。它安装在桶部 RICH 探测器的外面，外半径 208cm，由 24 个模块组成，每个模块长 4.7m，共 5 层 145 根漂移管工作在自猝灭

流光模式。$\sigma_{r\phi}=110\mu m$，Z 方向的坐标由两端输出信号的相关定时信息给出，$\sigma_Z=4.4cm$。⑤前向漂移室：室 A 位于 $Z=156cm$ 处，6 层 (X,U,V) 丝，$\sigma=150\mu m$；室 B 位于 $Z=266.5cm$ 处，12 层 (X,U,V) 丝，$\sigma=150\mu m$。

TOF 由单层 172 个闪烁计数器(355cm×19cm×2cm NE110 闪烁体)组成，安装在磁场线圈外轭铁之内的空间。覆盖 $\theta=41°\sim139°$的区域。每个闪烁计数器由两个光电倍增管读出，$\sigma_t=1.2ns$，对最小电离粒子的探测效率为 99.9%。

电磁量能器：桶部为高密度投影室 HPC(High density Projection Chamber)，它最早将时间投影原理用于大型量能器信号读出，其目的是采用高粒度的几何结构精确测量电磁簇射和强子簇射电荷分布的三维坐标，从而能在复杂的事例中区分电磁簇射和强子簇射。它是(8mm Ar/CH_4)间隙+41 层 Pb 的取样量能器，共 $18X_0$。利用梯形 Pb 条组成的吸收层构成轴向漂移电场(100V/cm)，簇射产生的电离电荷由 HPC 两端的单层正比室记录。正比室用阴极感应片读出，径向电荷取样分为 9 层，轴向坐标由电子的漂移时间决定，通过 8bit，15MHz 的 FADC 转换后读出。HPC 的内半径 208cm，外半径 260cm，长 234cm，覆盖 43°～137°的区域。$\sigma_E/E=23\%/\sqrt{E}+1.1$，读出粒度 $\phi\sim1°$，$Z=4mm$，径向 9 次取样。端盖由 5cm×5cm(～1°×1°)深 $20X_0$ 的 Pb 玻璃单元组成，用新发展的真空光电三极管(增益为 12)读出。它覆盖 $10°<\theta<36.5°$和 $143.5°<\theta<170°$的区域，$\sigma_E/E=[(0.35+5/\sqrt{E})^2+(6/E)^2]^{1/2}$，在 45.6GeV 处为 4%。

强子量能器：由 20 层流光管插入磁场轭铁回路中组成。桶部覆盖 42.6°～137.4°的区域，两个端盖覆盖 11.2°～48.5°和 131.5°～168.8°的区域。分割成 4 种取样深度，$\sigma_E/E=120\%/\sqrt{E}$。

强子鉴别器：首次成功地在大型对撞机谱仪中应用 RICH 探测器。它包含气体(C_5F_{12})和液体(C_6F_{14})两种切伦科夫辐射体。桶部覆盖 41.5°～138.5°的区域，内半径 123cm，外半径 197cm，长 2×1.75m，1.3atm。4.2σ 时的强子分辨限为，$\pi/K=18GeV/c$，$K/P=33GeV/c$。端盖覆盖 15.5°～35°的区域，1atm。4.2σ 时的强子分辨限为，$\pi/K=30GeV/c$，$K/P=50GeV/c$。

μ 探测器：在≥90cm 和 110cm 轭铁之后的两层漂移室。空间分辨率：桶部，$\sigma_{r\phi}=1.5mm$，$\sigma_Z=1cm$；端盖，$\sigma_X=\sigma_Y=1mm$。

14.4.3 L3[24]

L3 是由诺贝尔(Nobel)奖金获得者丁肇中教授提出的实验，包括欧洲、美国、前苏联、中国和其他亚洲国家等 13 个国家、34 个研究所的 460 个物理学家参加了这一国际合作组。

除 L3 以外 LEP 上的其他三个探测器都着重研究 e^+e^- 对撞产生的强子(强相互作用)和轻子(弱相互作用)，而 L3 的重点在于探测 e^+e^- 湮灭产生的轻子和光子深入研究弱电相互作用的内部机制，因而它与 LEP 其他三个探测器有很大差别。

图 14.21 是 L3 的结构概图。L3 设计了一个体积很大的磁铁包围着各子探测器，即子探测器安装在磁铁内部，这样就避免了磁铁的物质层对光子、电子和 μ 子的动量的影响，从而能够精确测定它们的动量。另一方面，为了精确测量动量，也要求子探测器有比较大

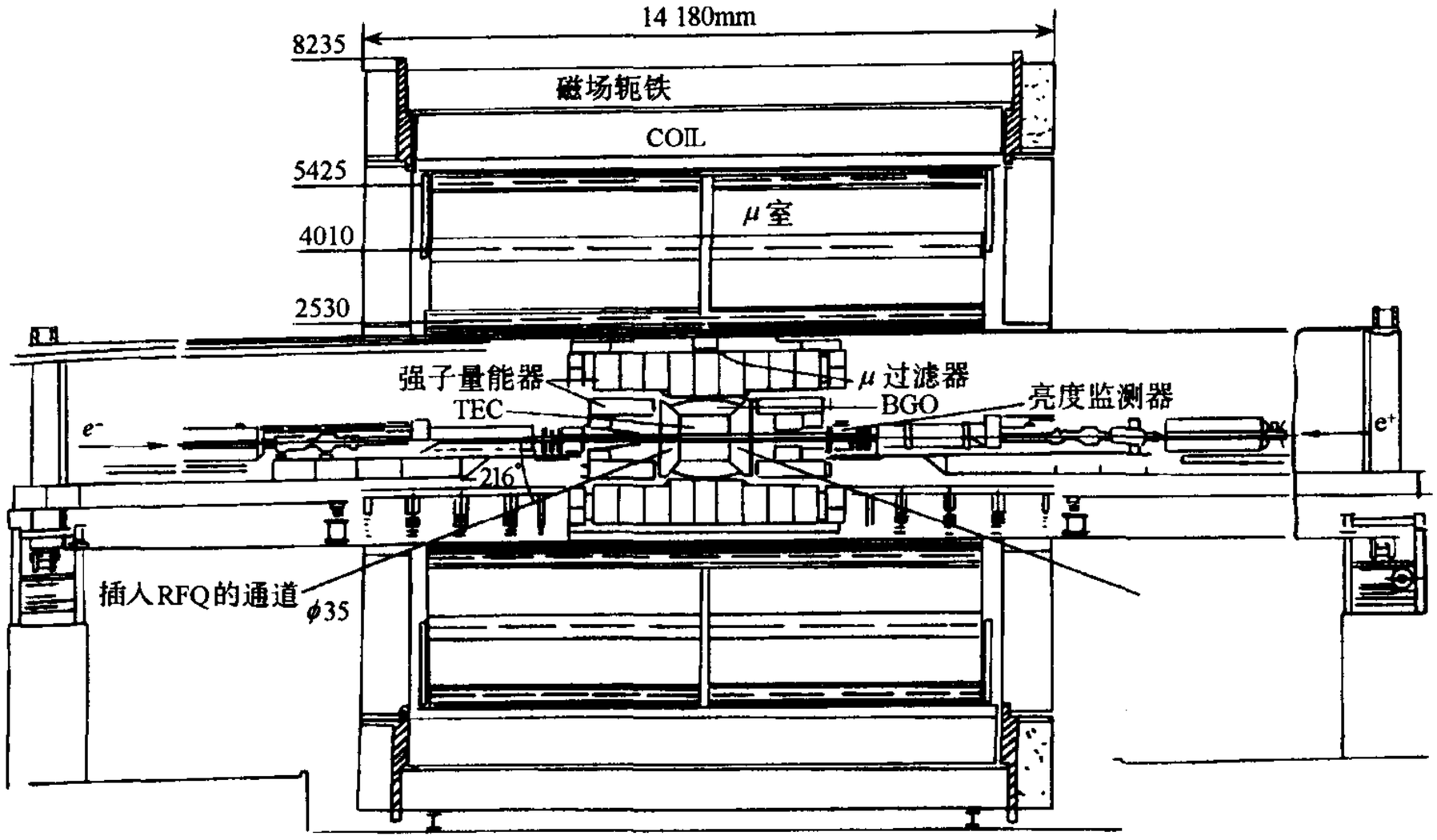


图 14.21　L3 的结构概图

的体积。L3 的磁场是线圈内直径为 5.93m，长 11.9m，中心场强为 0.5T 的螺线管磁场，线圈内部磁场偏转能力为 $BL^2=5.9\text{T}\cdot\text{m}^2$。

在磁场线圈内部是一个大型精密 μ 子室。它由 3 层能多次取样的漂移室组成，保证了高的空间分辨率。覆盖范围 $40°<\theta<135°$；2 层覆盖 30°～45°，前向覆盖 $0°<\theta<30°$；动量分辨率 $\Delta P/P=0.04\%P(2\%,50\text{GeV})$，在 Z 能量区可给出好于 1%的动量分辨率。根据反应：$e^+e^-\rightarrow Z°+\text{Higgs}$，$Z°\rightarrow\mu^+\mu^-$，由丢失质量寻找 Higgs 粒子，就要求对 μ 有很好的动量分辨率。用激光监测系统对探测器进行精密定位，保证有高的空间分辨。

在 μ 子室内部是强子量能器，它是 Cu-U 吸收体和正比计数管组成的取样量能器，塔型方式读出。覆盖立体角 $97\%\times4\pi$（相当于极角 13.5°～166.5°）。能量分辨率为 $(55/\sqrt{E}+5)\%$，对喷注的分辨为 $\Delta\theta=2.5°$，$\Delta\phi=3.4°$。经过吸收体后可给出较干净的 μ 子。

在强子量能器内部是由 BGO 晶体组成的电磁量能器（包括亮度监测器），$22X_0$ 厚。$\sigma_E/E=5\%/\sqrt{E}$（在 100MeV 时），$\sigma_E/E=1\%/\sqrt{E}$（2GeV$<E$），$\sigma_{XY}<3\text{mm}$。

在谱仪的中心部分以时间扩展室（TEC）作为顶点探测器。它的内半径 $IR=8\text{cm}$，外半径 $OR=50\text{cm}$，长 90cm。其分成两部分，即内部分为 12 个扇区；外部分成 24 个扇区。工作气体为 $80\%CO_2+20\%$异丁烷，$\sigma_{XY}\approx40\mu\text{m}$。

亮度监测器由 BGO 晶体和正比室组成，覆盖 25～58mrad 的范围。

14.4.4　OPAL

OPAL（Omni Purpose Apparatus for LEP）[25]是个通用探测器，采用了 JADE 探测器（工作在 DESY 的 PETRA e^+e^-对撞机上）三个成功的子探测器——喷注室、铅玻璃量能器和 μ 子漂移室。它的设计思想是要对 e^+e^-对撞产生的所有相互作用进行有效探测、精

确重建和分类。该探测器主要测量的物理量是：在螺线管磁场中心区域的径迹探测器测量带电粒子的动量和方向，用 dE/dX 鉴别粒子以及在相互作用区重建初级顶点和次级顶点；用电磁量能器鉴别电子和光子，测量它们的能量；用强子量能器测量强子的能量；在强子量能器前、后测量 μ 子的方向以鉴别 μ 子；用亮度监测器测量对撞机的亮度。

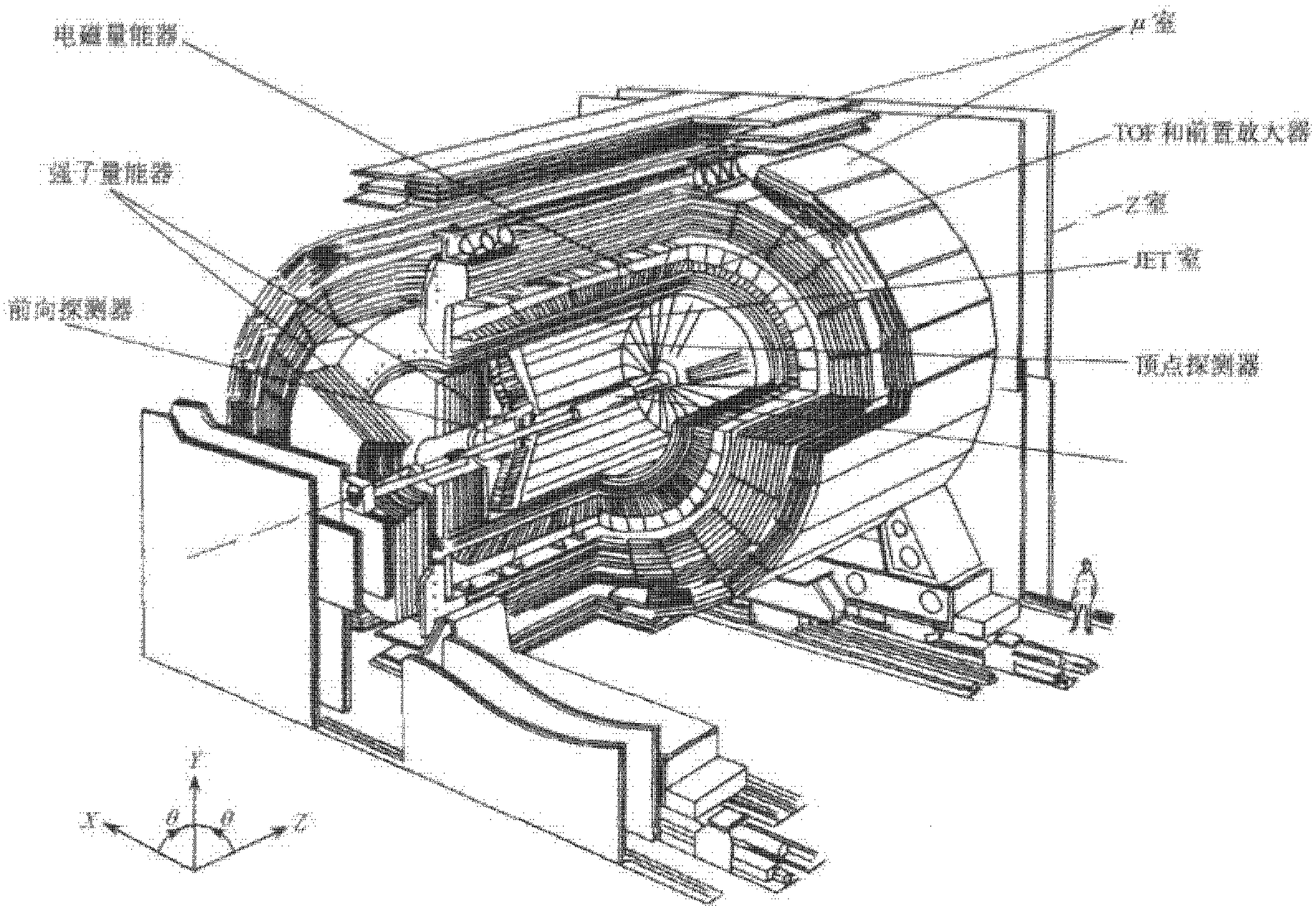


图 14.22　OPAL 结构概图

非超导体螺线管磁场，线圈平均直径 4.36m，长 6.3m，磁场强度 0.435T。

径迹探测系统包括高精度顶点探测器、喷注室型的图像漂移室和 Z-漂移室三部分。顶点探测器：围绕着束流管道是一个内半径 85mm，外半径 235mm，长 1m 的圆柱形漂移室，$\sigma r_\phi = 55\mu m$，$\sigma_Z = 700\mu m$。喷注室：在顶点探测器外面，内直径 0.5m，外直径 3.7m，长 4m，共 24 个扇形模块，每个扇区 159 根阳极丝，阴极丝平面构成扇区之间的边界，所有丝都平行于束流方向。覆盖 $43° < \theta < 137°$ 的区域，沿径迹可测量 159 个三维坐标点 $(r\phi z)$ 以及 dE/dX 测量值。对双 μ 事例 $\sigma_P/P^2 = 2.2 \times 10^{-3} GeV^{-1}$，$\sigma(dE/dX)/(dE/dX) = 3.8\%$。该探测器的响应时间快，可在 10ns 之内收集径迹的电荷。Z-漂移室：在喷注室外围的桶状探测器层，用来精确测量 Z 坐标。它由 24 个 4m 长、50cm 宽、59mm 厚的漂移室组合而成。每个室沿 Z 方向分割为 8 个 50cm×50cm 的漂移单元，沿 Z 方向的最大漂移距离为 25cm，定位精度～300μm。

TOF 在磁场线圈之外，由 160 个、6.84m 长的闪烁计数器组成，覆盖 $|\cos\theta| < 0.82$ 的区域。闪烁光通过 30cm 长的光导从闪烁体两端的光电倍增管读出。用双 μ 事例测得时间分辨为 460ps。

电磁量能器：桶部和端盖都是铅玻璃全吸收量能器，安装在磁场线圈和轭铁之间，覆

盖 98%×4π 立体角。共计 9440(桶部)+2264(端盖)块 Pb 玻璃,深度分别为 24.6X_0 和 22X_0。能量分辨率 $\sigma_E/E=0.2\%+6.3\%/\sqrt{E}$(桶部),$\sigma_E/E=5\%/\sqrt{E}$(端盖,低能时);本征空间分辨限~11mm。由于在铅玻璃之前有 2X_0 的物质层,为提高量能器对 π^0、e/h 的分辨本领以及改善它的能量分辨率,在铅玻璃又前加了一个前置取样层(presampling layer)。桶部取样层是由二层自猝灭流光管组成的圆桶状由感应条读出的计数器,对最小电离粒子的本征空间分辨限为~2mm。端盖取样层采用薄的多丝正比室(TGC),对最小电离粒子的空间分辨限~(2~4)mm。

强子量能器:由 10cm Fe 板和流光管相间组成的取样量能器。覆盖 97%×4π 立体角,分割成塔型读出单元($\Delta\phi\sim7.5°$,$\Delta\theta\sim5°$),一共约有 2000 个单元。能量分辨率 $120\%/\sqrt{E}$。

μ 子探测器:有二层,层间距 0.6m,覆盖 93%×4π 立体角。桶部——4 层大面积漂移室,空间分辨 ϕ 方向~1.5mm,Z 方向~2mm。端盖——流光管 X-Y 感应条读出,空间分辨平行于感应条~1mm,垂直于感应条~3mm。

前向探测器:由闪烁描迹仪、径迹室和电磁簇射计数器等组成。

14.5 近期运行和即将运行的谱仪

当前高能加速器正向高能量、高亮度和高精度两个方向发展。正在筹建中的 LHC 以及近年已开始运行的一些介子工厂(包括:B 工厂和 ϕ 工厂)就是典型代表。

14.5.1 LHC 的探测器系统[26,27]

LHC(Large Hadron Collider)是在 LEP e^+e^- 对撞机 27km 隧道的基础上兴建的 2×(8~20)TeV P-P 对撞机,它的亮度预计为 $10^{33}cm^{-2}\cdot s^{-1}$,最终增加到 $10^{34}cm^{-2}\cdot s^{-1}$。束团间隔 25ns。它的物理目标是:①发现新物理和新现象。②寻找电弱对称性破缺的本质:$W^{\pm}$、Z^0 质量的根源;Higgs 粒子的寻找以及第五种相互作用等。③在更高能范围内更精确地检验标准模型:弱电统一理论;QED 理论;QCD 理论;CP-破坏(violation)测量等。④肯定和否定一些理论,揭示更深层次的物理本质,因此在 TeV 量级的高能区的短程碰撞范围内,人们感兴趣的粒子已经不再是核子、介子(它们都由更基本的粒子组成)而是一些直接参与基本相互作用的粒子,包括:带电轻子(e,μ,τ)及不带电的中微子;光子;$W^{\pm}$ 和 Z^0 中间玻色子以及夸克、胶子等。它们之中有下列关系:

中间玻色子可以从纯轻子过程

$$W\longrightarrow\begin{cases}\mu\nu,\\ e\,\nu,\\ \tau\nu\end{cases}\qquad Z^0\longrightarrow l^+l^-$$

等衰变道去寻找。而夸克和胶子都通过喷注(jet)显示出来。此外还有:$H\longrightarrow ZZ\longrightarrow 4l$,$H\longrightarrow\gamma\gamma$,$t\longrightarrow W+b\longrightarrow l\nu+$jet 等。

因此,为清晰有效地探测到上述各类信息,对于探测器来说,下面几个方面的要求相当重要:

1）轻子、光子的鉴别和测定相当重要，这就要求电磁量能器有好的能量分辨率和定位精度，同时 μ 子动量测量的精度要高，排除本底的能力要强。

2）着重喷注（jet）的测量并要求测量“丢失能量”，所以探测器的“密闭性”（hermeticity）很重要，为此通常加强前、后向的探测器。

3）要求高分辨率的顶点探测器，这是因为在高能区相互作用的多重数高，同时对撞机的亮度又高，此时必须采用高精度的径迹探测器（tracker）才能有效地寻找相互作用的初级顶点与纪录每次事例多达 200 个多重数的径迹。

4）要求探测器能承受高的计数率，有好的抗辐照本领；时间响应快；适应性强，能在高本底下寻找新的稀有事例。

LHC 对撞机上的实验有 CMS，ATLAS，LHCb 和 ALICE。下面对规模最大的 CMS 和 ATLAS 两个实验装置作简要介绍。

1. CMS(Compact Muon Solenoid Detector)[28]

CMS 的目标是要在很大的能量区间和很高的亮度条件下，鉴别和精确测量 μ 子、电子和光子，从而清晰地探测到新的物理信息。它的主要设计目标如下：

1）很好的 μ 子探测系统，给出高精度的动量测量。

2）与 μ 探测器相适应，有尽可能好的电磁量能器。

3）为达到上述两点，需要高质量的中心径迹探测器系统。

4）价格可接受。

CMS 是个“紧凑”的探测器系统，如图 14.23 所示，直径 14.6m、长 21.6m。首先，探测器具有强磁场，以保证 μ 探测器的精度。CMS 采用超导体螺线管磁场。线圈半径 2.95m，长 13m，磁场强度 4T。如此长的强磁场无需附加前向磁场即可覆盖 μ 探测器，同时容易适应径迹探测器和量能器的需要。

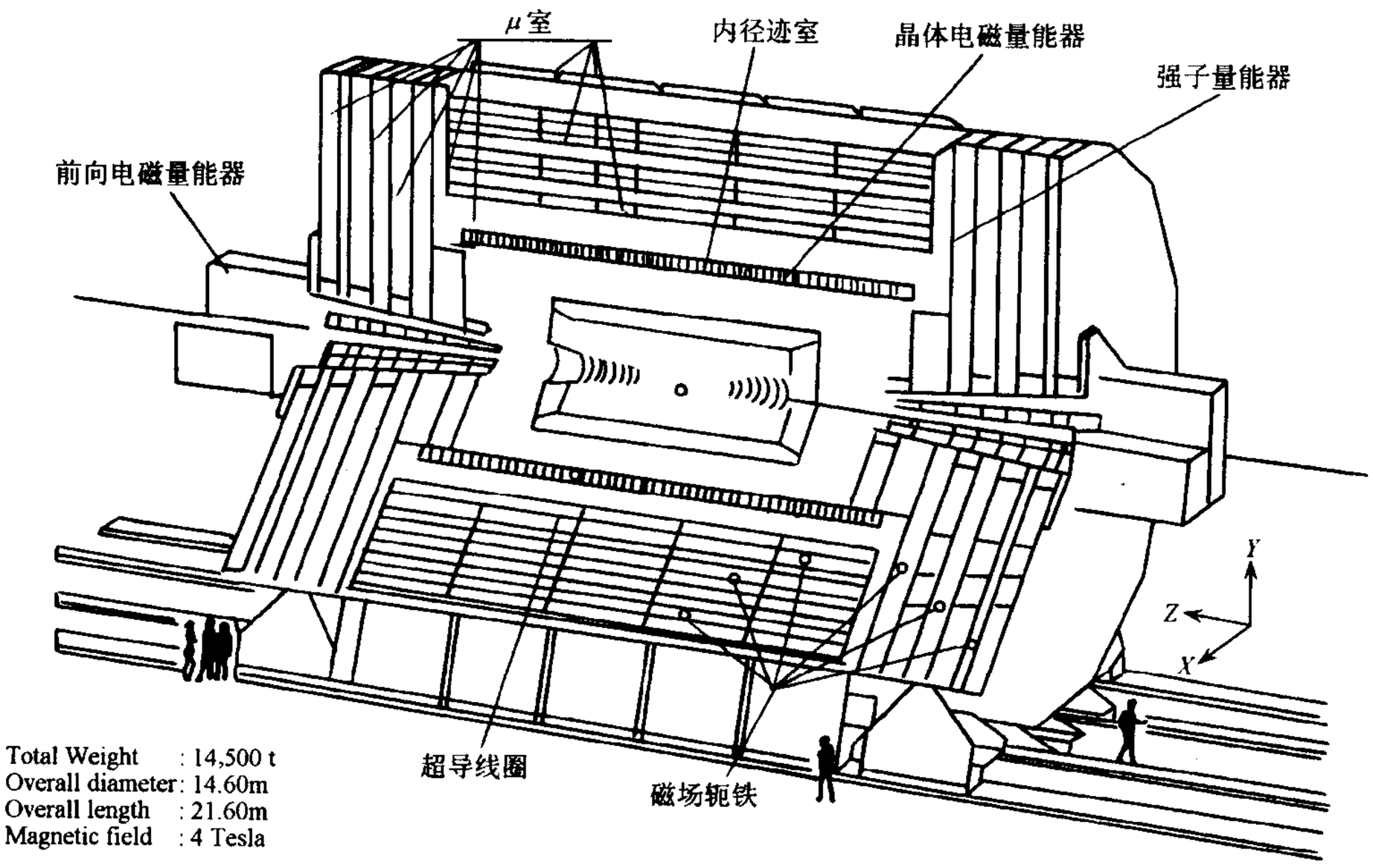


图 14.23 CMS 结构概图

内探测器包括：①两层像素(pixel)探测器以增强径迹顶点参数和二次顶点的测量。每个像素的面积为 150μm^2。②为处理高多重性径迹，内径迹探测器应该具有小尺寸的工作单元，以获得高的寻迹效率和定位精度。在像素探测器之外是 Si 微条探测器系统。它由筒部 10 层和前向 10 层组成。桶部开始于半径 21cm 处，其中第 1，2，5，6，和第 7 层为由单面探测器背对背组合成的双面探测器，覆盖 100mrad 立体角。内探测器的外半径延伸到 1.3m，轴向延伸到 $\pm$3m。Si 微条探测器的总面积超过 240m^2。中心区域的动量分辨率预计可达 σ/p_T(TeV)～(15×$p_T\oplus$0.5)%。碰撞参数分辨率(impact parameter resolution)对于$|\eta|\leqslant$2.5 的区域将好于 35(75)μm。

量能器包括电磁量能器和强子量能器两部分。电磁量能器置于 4T 磁场线圈内，采用高精度的钨酸铅晶体($PbWO_4$)全灵敏量能器，用雪崩光二极管读出。$PbWO_4$ 晶体的优点是辐射长度短(0.9cm)量能器所需体积小且较易生产，目前已具有大量生产的能力。电磁量能器之外围绕着 Cu/闪烁体的瓦片强子量能器。电磁量能器的能量分辨率预计中心区域为 $\sigma(E)/E$(GeV)～(2.7/$E\oplus$0.55)%，前向为～(5.7/$E\oplus$0.55)%。

在磁场轭铁回路中插入四层 μ 探测站(Station)，鉴别对撞产生的 μ 子。每个 μ 站由 12 个 Al 漂移管平面组成，预计定位精度可达 100μm，角分辨可好于 1mrad。在四个 μ 站中还包括 RPC 触发层提供触发信号。端盖也有四个 μ 站，每个 μ 站由 6 层阴极条室(CSC)组成。最后的 μ 探测站在足够厚的吸收物质层的后面，以保证只有 μ 才能到达这层探测器。

目前，已有来自包括中国在内的 28 个国家 132 个研究所的约 1500 位科学家参加了 CMS 合作组。

2. ATLAS(Air-core Toroid LHC ApparatuS)[29]

ATLAS 是迄今最大的对撞机实验，它的几何尺寸由 μ 子探测系统的大小决定，外直径约 22m，该系统用了 20m 直径的空气芯环流型磁体，它的两个端盖平面相距 46m。ATLAS 的主要设计目标为：

1) 很好的电磁量能器，用于电子和光子的鉴别和测量。同时有很好的密闭性完成喷注和丢失能量的测量。

2) 为对轻子的动量进行测量、标记重夸克、增强电子和光子的鉴别能力以及顶点的重建能力。要在高亮度下有效地寻迹。

3) 在亮度极高和低亮度时，精确测量 μ 子的动量。

4) 尽可能大的覆盖立体角。

ATLAS 探测器以内部超导螺线管磁场(为内径迹室用)和量能器外部的大型超导空气芯环流型(air-core toroid)磁场为特征。内超导线圈半径 1.22m，长 5.3m，总的物质厚度 0.83X_0，磁场强度 2T。外部的超导空气芯环流型系统由 26m 长，直径约 20m 的线圈和两个端盖组成，磁场强度分别为：桶部 0.41～0.78T 和端盖 0.14～0.94T。环流型磁场与粒子运动方向垂直同时可避免大体积的铁磁回路。将这两种磁场结合起来，可保证从各个不同方向出射的带电粒子都能有较好的动量分辨率。

ATLAS 的内探测器由内到外包括：①高精度(50μm×300μm)的像素(pixel)探测器，桶部为一个半径～4.5cm 的可替换层和两个半径较大的固定层，两端各有 5 个端盖盘。②桶部有 4 层双面 Si 微条探测器，两端各有 9 个端盖层，Si 微条探测器总面积～61m^2。③36

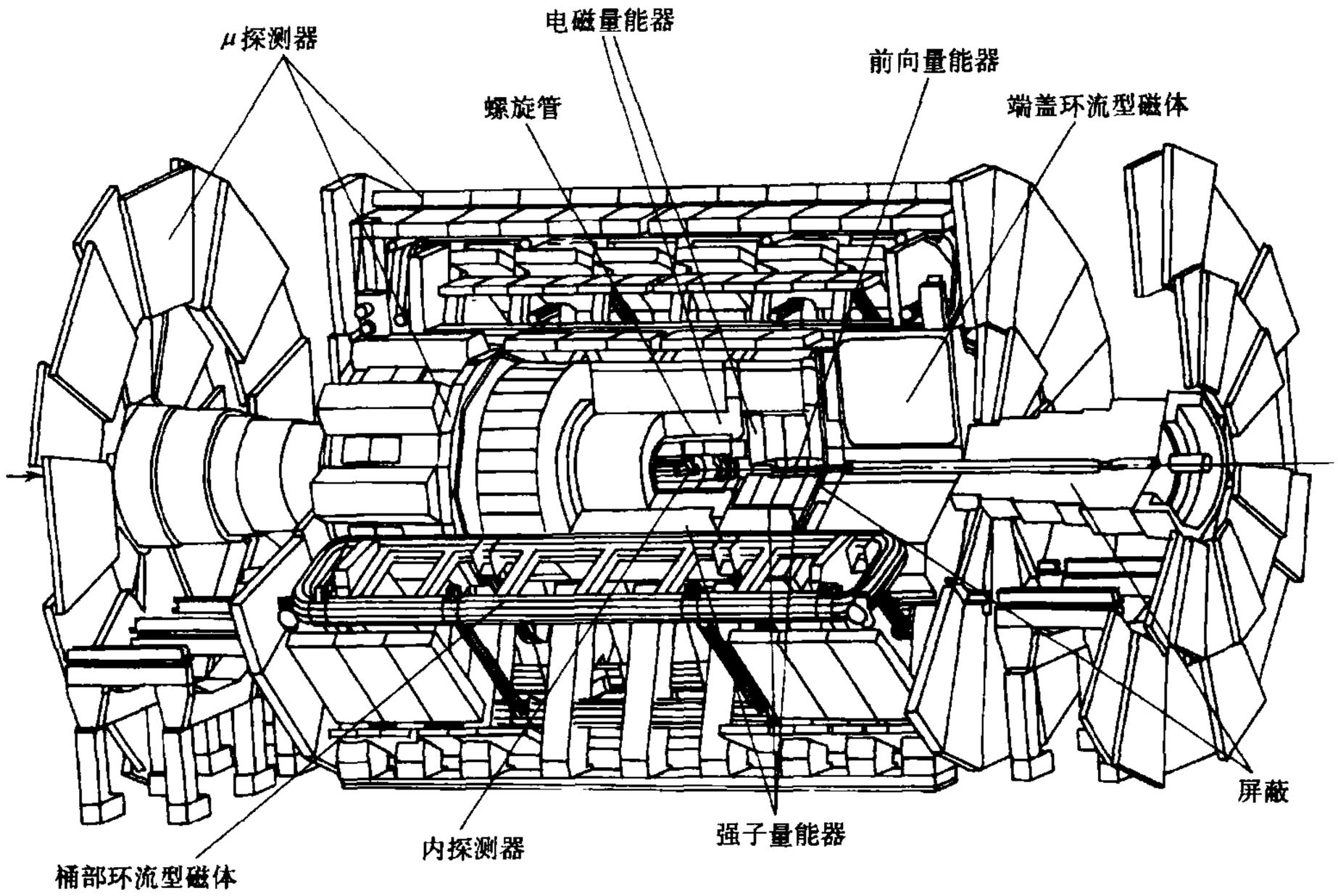


图 14.24　ATLAS 结构概图

层穿越辐射，草管径迹探测器，单次击中的分辨率为 170μm。该系统的碰撞参数分辨率预计为：

$$\sigma_d(r\phi) = 11 \oplus 60/p_T\sin\theta(\mu m), \quad \sigma_d(rz) = 70 \oplus 100/p_T\sin^3\theta(\mu m)$$

径迹探测器之外是高粒度的取样电磁量能器。它将采用“手风琴”结构的液氩量能器，直径 7m，长 4.5m，外加两个端盖。围绕电磁量能器中心区域的强子量能器由塑料闪烁体嵌入铁吸收片中组成瓦片式量能器由波长位移光纤读出。前向区域电磁和强子量能器均采用液氩型。前置簇射计数器在电磁量能器前面，利用窄条使得指向对撞点具有 50mrad/$\sqrt{E}$的角分辨率。中心电磁量能器和瓦片式强子量能器的能量分辨率预计分别为：

$$\sigma(E)/E = [10/\sqrt{E} \oplus 1.6 \oplus 3.0/E]\% \text{ 和 } [38/\sqrt{E} \oplus 1.6 \oplus 3.0/E]\%$$

μ 探测器系统位于超导空气芯环流型磁场区域内，由四种探测器组成。利用粒子在磁场中偏转作动量测量的是三组(站)多层监控漂移管(MDT，Monitored Drift Tube)，构成桶部全部和端盖的最主要部分，共有 37 万支管，覆盖 5500m^2。提供动量测量的一维坐标精密度高达 70μm。3650m^2 双层阻性板室(RPC)给出与测量动量那一维坐标垂直的“第二维坐标”并作为桶部 μ 子触发系统。窄间隙室(TGC，Thin Gap Chamber)提供端盖部分的“第二维坐标”和 μ 子触发系统。端盖的前向部分距对撞点最近的一组(站)的 μ 探测器由能承受前向高计数率的阴极条室 CSC 构成。μ 探测器系统在中等动量区域的动量分辨率有(2～3)%的量级，在 1TeV 处为≤10%。

ATLAS 合作组包括中国在内的 48 个国家，150 多个单位的 1800 多位科学家和工程技术人员。

14.5.2 B 介子工厂、τ-C 工厂和 ϕ 介子工厂的探测器

近年来，人们对于精细研究目前已知的粒子的兴趣日益增长。其出发点在于：人们发现在自然界似乎仅呈现出有限的费米子家族(目前为三个)，而且被标准模型在一些基本过程中定量预言。但是，有一些基本问题用标准模型没有解决。这些问题是：为什么有三个费米子家族；为什么夸克混合而轻子不出现混合；什么是 CP-Violation 的根源？低能区的精细实验对于回答这些问题具有最佳前景。

由于以上的原因导致人们设计新一代低能高亮度的加速器，这就是所谓的“粒子工厂”。其中若干着重细致研究重味态(heavy-flavoued states)，如 τ 轻子(τ-lepton)、粲-强子(charm hadron)和 B-强子(beauty hadron)。对于这些粒子特别感兴趣的原因是：预计它们对于高质量范围(high mass scale)的新物理具有最高的灵敏度；它们可用比较可靠的理论工具去处理。

1. “粒子工厂”探测器的特征和要求

“粒子工厂”探测器的主要特点是：①进行高精度的测量。②寻找稀有事例。对实验的基本要求为：高统计量以充分利用粒子工厂产生的大量事例的数据，同时本底及系统误差必须小而且了解得很清楚。

在设计探测器时的突出标准有：

1) 精确测量带电粒子：径迹探测器具有多次取样层；低相互作用的物质层；强磁场(T 的量级)。

2) 精确测量光子：具有精细粒度和高能量分辨率的电磁量能器。

3) 探测器接收立体角大，密闭性好：有端盖和前向探测器能覆盖 $99\% \times 4\pi$ 立体角；能在全部立体角范围内精确测量带电粒子的和电磁辐射的能量；在外层有强子量能器全面测量中性强子；可通过“丢失能量”的测量对中微子进行探测；对带电粒子和中性粒子的探测阈低。

4) 极高的 π、K、P 分辨能力。

5) e 和 μ 的鉴别本领极强。

6) 精确的亮度测量。

7) 高性能的数据采集系统。

下面对几个‘粒子工厂’的探测器作简单介绍。

2. B 介子工厂的探测器[30,31]

近年着重 B 物理高统计的实验研究正值兴旺时期。它的主要物理目标之一是发现和仔细探查 B 介子中的 CP-破坏(CP-Violation)现象。为此，已经建造了能量不对称的 e^+e^- 对撞机 SLAC 的 PEP-Ⅱ和 KEK 的 KEKB；已经工作了 20 多年的传统对称能量的 e^+e^- 对撞机 CESR 也经过升级提高了亮度。工作在这些 e^+e^- 对撞机上的探测器为 BABAR，BELLE 和 CLEOⅡ。此外，在此领域的实验还有 DESY 的 HERA-B 和 CERN 的 LHCb。

对 B 介子工厂探测器的要求是：尽可能高的探测效率、覆盖尽可能大的立体角、好的能量/动量分辨率、高的粒子鉴别能力和好的顶点分辨率。由于 B 衰变事例不是“类喷注”(jet-like)的，所以探测器应该尽可能精确测量和判别每一根径迹。

如上所述，为判别粲介子和其他长寿命粒子，好的顶点探测器是基本的。粒子鉴别十

分重要，此处是鉴别 B^0 或 $\overline{B^0}$。要有尽可能高的效率和尽可能低的本底以便重建 B 介子和其他不稳定粒子。好的动量分辨要求用尽可能薄的物质层以减低对径迹的多次库仑散射。高效率地鉴别 γ 和电子也要求在电磁量能器前面有低的辐射厚度。这就是将电磁量能器置于磁场内的主要原因之一。磁场强度约为 1.5T。在此能区无需强子量能器。

以 PEP-Ⅱ（美国，SLAC）的 BABAR 探测器为例进行介绍。PEP-Ⅱ是前后向不对称的 e^+e^- 对撞机，它的设计指标是：对撞能量 $e^+/e^- = 9.0/3.1$GeV 时，亮度 $L = 3\times10^{33}$ $cm^{-2}\cdot s^{-1}$。探测器 BABAR 以研究 CP-破坏现象和 B 物理为主要目标。探测器的截面如图 14.25 所示。

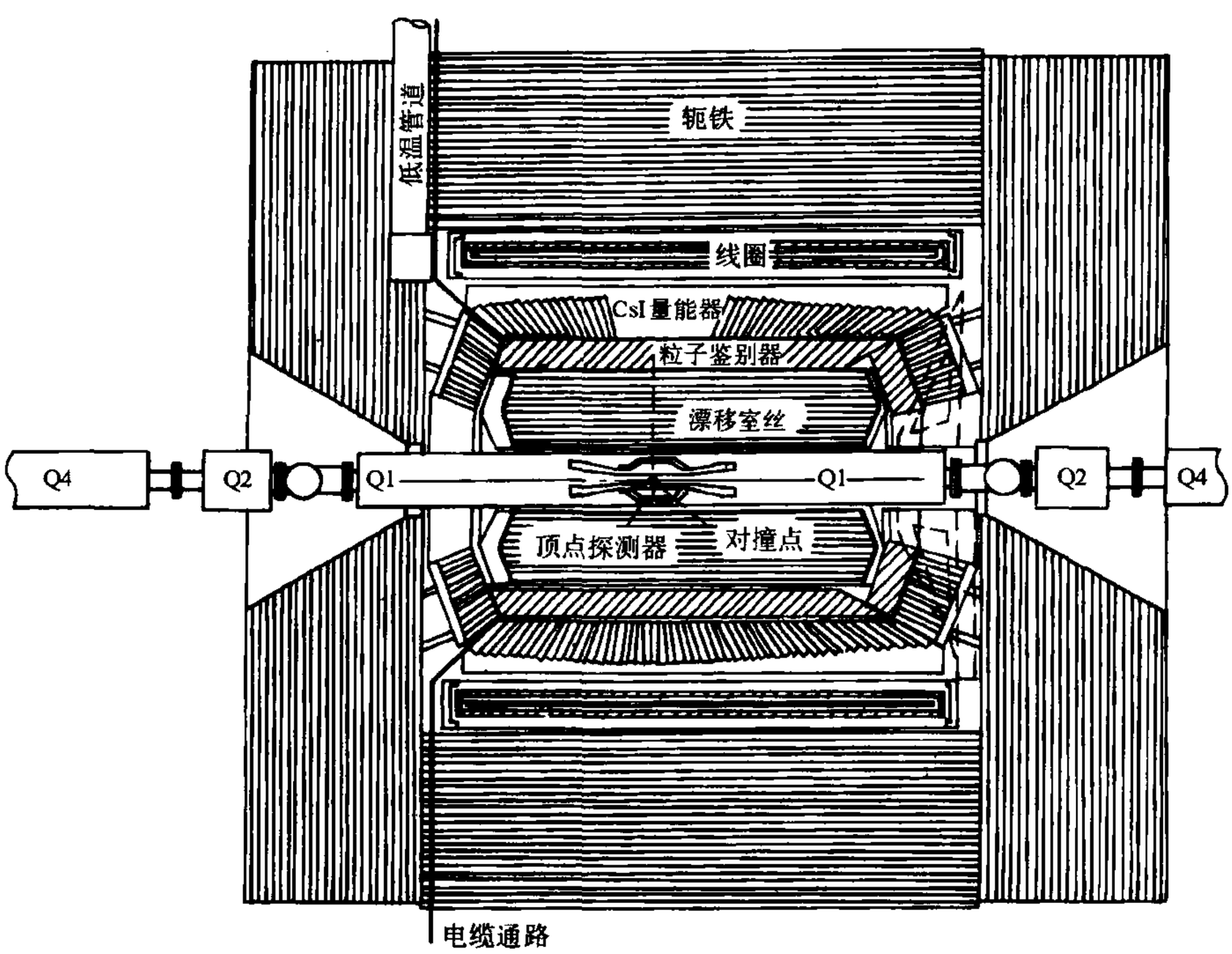


图 14.25　BABAR 探测器截面图

它由硅条顶点探测器、漂移室、粒子鉴别系统、CsI 电磁量能器、1.5T 的磁场及轭铁磁回路和强子量能/μ 鉴别器组成。

顶点探测器用来测量两个 B^0 介子的衰变产物，确定 B^0 衰变的顶点。同时也对低动量粒子提供模式识别，因此对它有很高的要求，即它必须有极好的空间分辨、低的多次散射、小的粒度和较强的抗辐照能力。BABAR 的顶点探测器由五层硅微条探测器系统组成（图 14.26）。为增加带电粒子的覆盖立体角（小至 200mrad），在前向考虑用一个由微条气体室读出的 μTPC 来增强对某些终态事例的重建效率。最内二层双面 Si 微条探测器读出条间距为 100μm，外面三层条间距为 200μm。z 和 $r\phi$ 方向的空间分辨为：内层≈12μm，外层≈50μm。μTPC 的空间分辨在 r-ϕ 平面≈30μm，在 z 方向≈350μm。

中心径迹探测器：主漂移室的功能是精确测量动量＞60MeV/c 带电粒子的横动量 P_T；为粒子鉴别提供带电粒子的平均电离能损 dE/dX 测量，为此主漂移室要求有好的空间分辨和 dE/dX 分辨。为获得好的动量分辨在设计中着重考虑到要减小多次库仑散射对

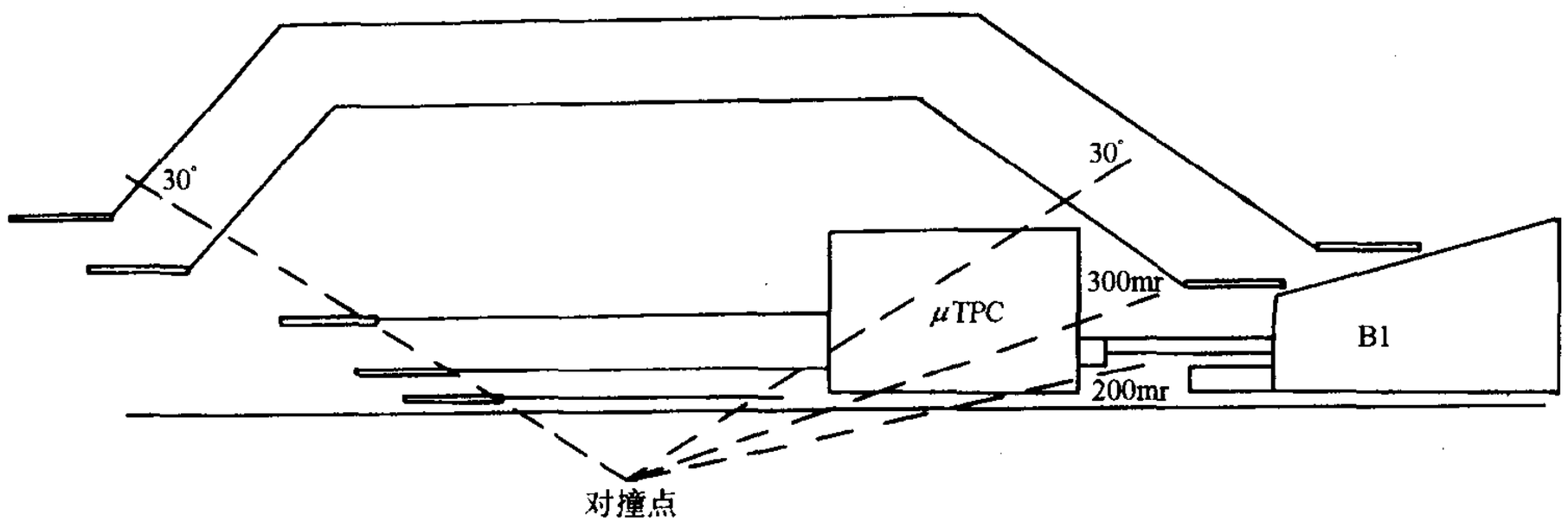


图 14.26　双面 Si 微条探测器系统

带电粒子的动量分辨的影响。特别是对于动量<0.5GeV/c 的区域，多次库仑散射是主要的影响因素。因而，漂移室采用以 He 为基础的气体和镀金 Al 丝使室内等效物质层厚度达到 0.12%X_0 的水平，大大降低了多次库仑散射对动量分辨的影响。漂移室选用小单元结构，单元宽度≈14mm。预计主要性能指标为：在 1.5T 磁场中，动量分辨 $\sigma(P_T)/P_T \approx 0.21\% + 0.14P_T$ 及 $\sigma(P_T)/P_T \approx 0.35\%$（在 $P=1$GeV/c 处）；采用 He：C_4H_{10}(80：20)气体，40 次取样 dE/dX 的分辨率≈6.9%，在动量<710MeV/c 的区域 K/π 分辨好于 3σ，动量≈3GeV/c 处的最佳 K/π 分辨为 2σ。

粒子鉴别系统：B 工厂探测器要求有极好的粒子鉴别系统。通常的 dE/dX 和 TOF 测量对粒子的鉴别能力已不能完全满足 BABAR 的需要。图 14.27 是在 dE/dX 分辨为 6.9%，TOF 时间分辨为 100ps 条件下的 π/K 分辨能力(以 σ 值表示)随粒子动量的变化。可以看出：在 π 或 K 的动量大于(1.1～1.3)GeV/c 时，这种系统不能满足 K/π 分辨好于 3σ 的要求。这就需要发展新的以切伦科夫技术为基础的粒子鉴别系统。在 BABAR 中选用新型内反射切伦科夫探测技术(DIRC)[31]。

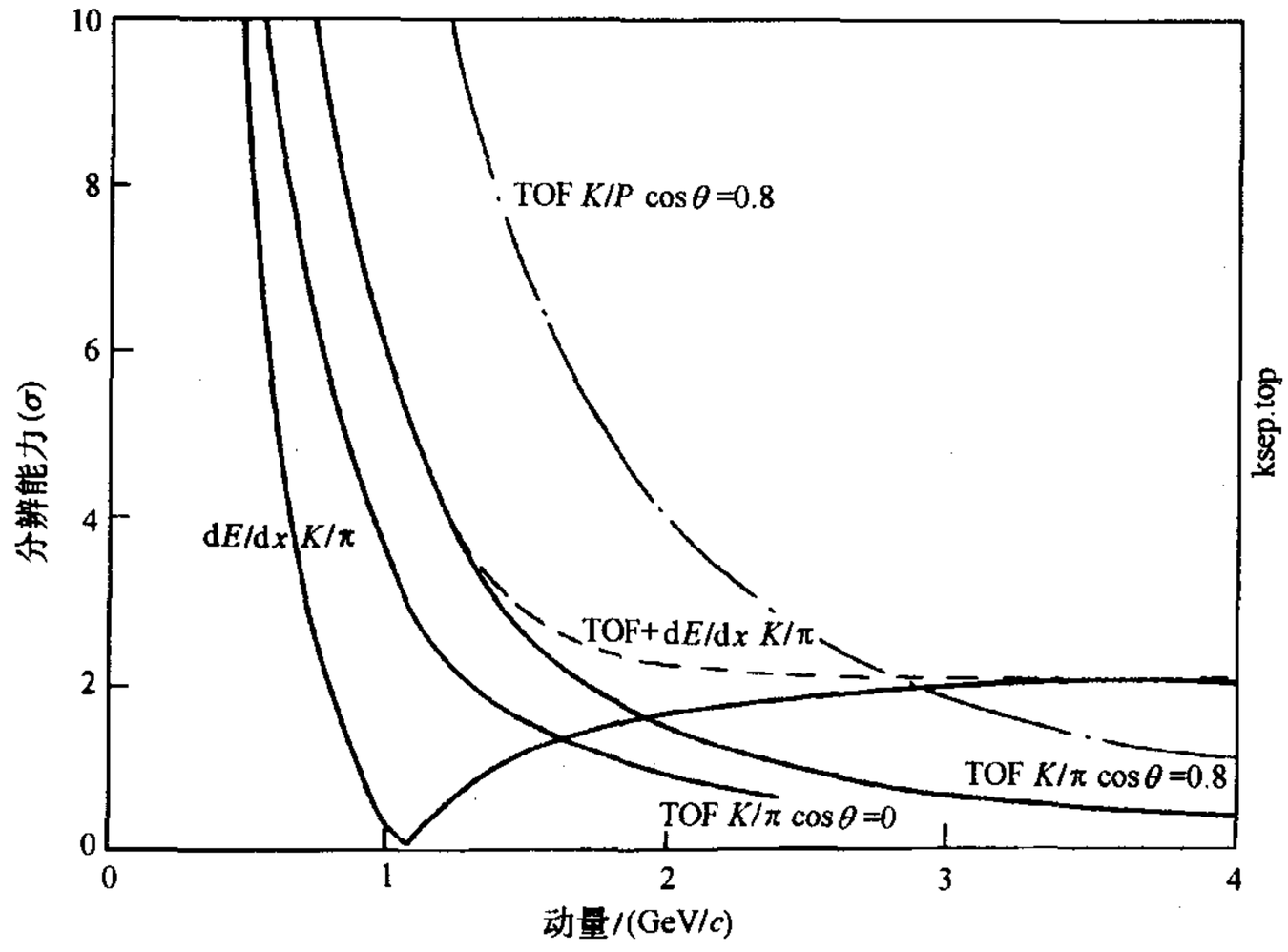


图 14.27　π/K 分辨能力(σ)随粒子动量的变化
(dE/dX40 次取样分辨为 6.9%，TOF 时间分辨为 100ps)

电磁量能器应该对低能光子有最好的能量分辨率，选用 CsI(Tl)晶体量能器。它有极好的能量分辨和角分辨，同时对低能光子有高的探测效率。晶体的长度从前向 $18X_0$ 到后面 $15X_0$ 之间变动(与 PEP-Ⅱ不对称的对撞能量 $e^+/e^-=9.0/3.1$GeV 相适应)。晶体的典型尺寸是前面为边长～4.5cm 的矩形；预计能量分辨率在 100MeV 时为 2.5%，1GeV 时为 1.5%。选择几何形状时，要尽可能减小量能器的体积，设计控制在～$8m^3$。

μ/中性强子探测器：为在有限的探测器体积内获得好的动量分辨，采用 1.5T 的超导螺线管磁体。轭铁分割为～24 层，中间插入探测器对 μ 和中性强子 K_L^0 进行探测。预计对 μ 和中性强子的鉴别动量可低到 0.5GeV/c。灵敏探测器采用 RPC(Resistive Plate Chamber)。表 14.4 对 BABAR，BELLE 和 CLEOⅢ探测器的总体结构进行了比较，详情参看有关资料[30]。

表 14.4　e^+e^-对撞机 B 工厂上三个探测器系统的总体比较[31]

探测器		BABAR(SLAC)	BELLE(KEK)	CLEOⅢ(Cornell)
顶点探测器		双面硅(300μm)条 50～100μm		
中心径迹室		以 He 气为基础的小单元漂移室		
粒子鉴别系统		DIRC(石英棒)	气凝桂胶阈式切伦科夫计数器＋TOF 系统	RICH(LiF＋正比室)
桶部量能器		CsI(Tl)晶体，光电二极管读出		
端盖量能器		CsI(Tl)晶体		
		仅仅前向	全部	全部
极前向量能器		BGO，光电二极管读出		
磁场		螺旋管超导磁体(1.5T)		
μ探测器		RPC＋铁		塑料流光管
覆盖立体角	顶点探测器	0.91	0.87	0.93
	中心径迹室	0.92	0.92	0.93
	量能器	0.86	0.92	0.93
	μ探测器	0.92	0.92	0.93

3. BESⅢ/BEPCⅡ探测器[32]

BEPC 和 BES 的升级工程已在进行设计和预制研究(R&D)。升级后的对撞机-BEPCⅡ在 J/ψ 能量峰值处的亮度将达到 $10^{33}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$的量级，是原来 BEPC(BEPCⅠ)的 100 倍。它采用多束团对撞，束团时间间隔 8ns。与高亮度(高事例率)、束团时间间隔短的 BEPCⅡ相匹配，BESⅡ将升级为 BESⅢ。BESⅢ/BEPCⅡ将为 2～5GeV 能区的大量非常有意义的物理研究提供一个实验平台。例如：寻找胶子球(glueball)及其混合态的寻找；$\eta_c(2S)$和$^1P_1$ 的寻找；$\psi(2S)$的强衰变和辐射衰变的研究；R 值达到 1%～3%精度的测量；τ 及其中微子的质量的测量；衰变常数 f_D 和 f_{D_s}的测量，D^0-$\overline{D^0}$的混合等。

图 14.28 是 BESⅢ设计的结构概图。它的结构和预期指标的初步考虑如下：

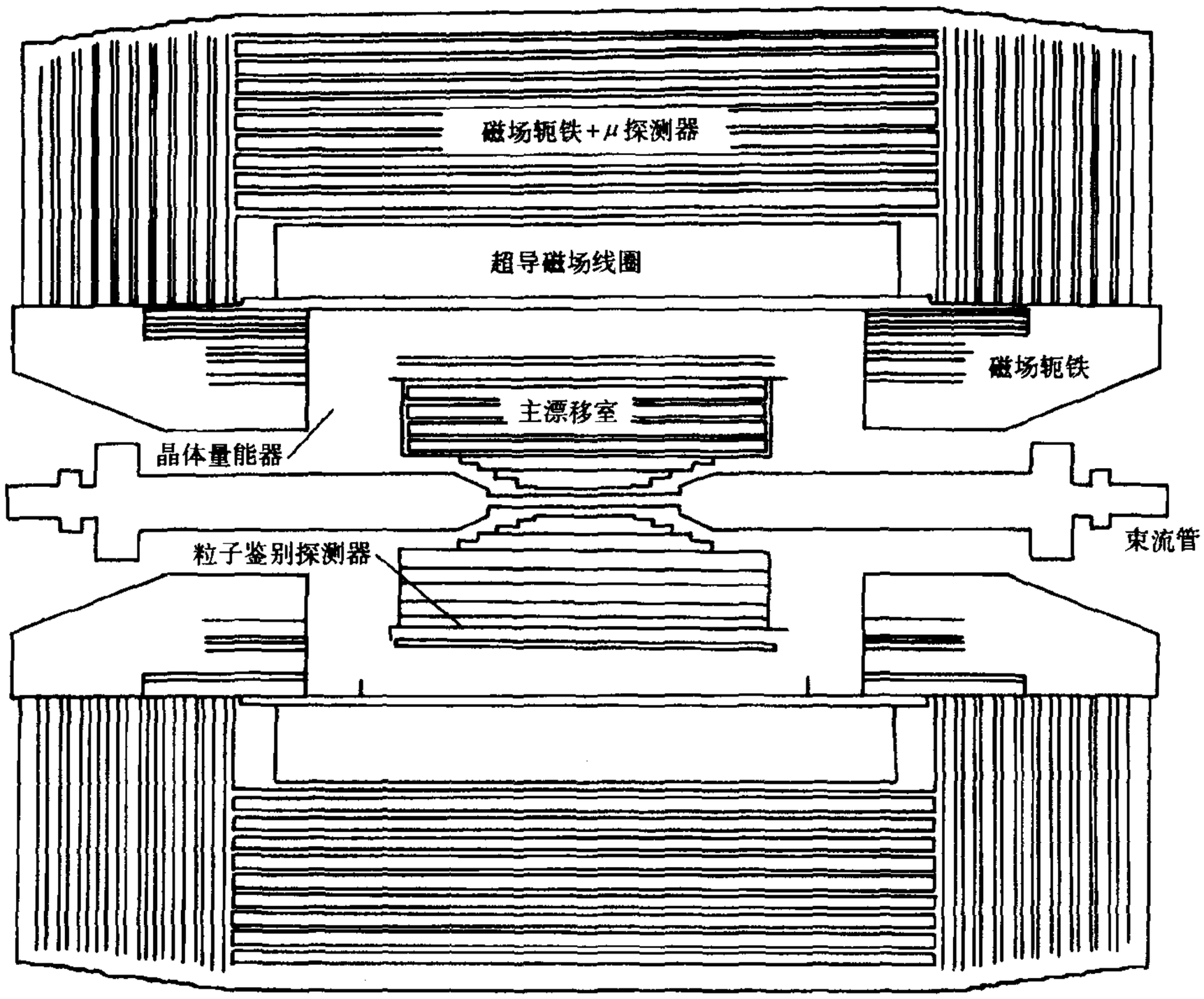


图 14.28　BES Ⅲ初步设计的结构概图

采用超导螺旋管磁体：为使漂移室获得足够好的动量分辨率，谱仪要有足够强的磁场。BES Ⅲ的超导螺旋管线圈长 3m，内半径 1.36m，磁场强度可达 1～1.2T，不均匀度≤5%。

漂移室：内半径 12cm，外半径 81cm，长 2.2m。36 层信号读出层，其中 16 层直丝，20 层斜丝，读出信号约 9600 道。为减少物质量和降低多次散射对位置分辨率的影响，电场丝采用铝丝，并采用 1atm 的 50%He+50%C_3H_8 为工作气体。预计性能指标：空间分辨率为 $\sigma_{r\phi}\approx130\mu m$，$\sigma_z\approx3mm$。动量分辨率为 $\sigma(P)/P\approx0.8\%\sqrt{1+P^2}$。电离能损($dE/dX$)测量对粒子鉴别的分辨率约为 8%。满层覆盖立体角 $\cos\theta\approx0.83$。

桶部粒子鉴别探测器：半径 82～92cm，长 2.4m。由一层塑料闪烁体飞行时间计数器和一层固体切伦科夫探测器组成。其中，塑料闪烁体飞行时间计数器厚 5cm，～80 个单元，时间分辨 $\sigma_t\approx100ps$。固体切伦科夫探测器～80 个单元，时间分辨 $\sigma_t\approx100ps$。该粒子鉴别探测器 2σ 的 π/K 分辨预计可覆盖到 1.2GeV/c 的动量范围。

电磁量能器：选用高精度的全吸收 CsI(Tl)晶体量能器。它包括桶部和端盖两部分。桶部量能器半径 93～126cm，长 1.85m。CsI(Tl)晶体：为梯形锥体，小端横截面 4cm×4cm，大端截面 5cm×5cm，长 24cm(～13 X_0)。桶部共约 9864 块晶体。两个端盖共约 1800 块晶体。预期能量分辨率：$\sigma(E)/E\approx3\%/\sqrt{E}$，角分辨≈6mrad。

μ/π 鉴别及磁场轭铁：由 10 层 RPC 探测器和 9 层吸收铁(也提供磁场回路)组成。内

半径 1.62m，长 3.9m。RPC 探测器前的铁吸收层(磁场回路)厚度分别为 4cm(1～4 层)，6cm(5～7 层)和 8cm(8～10 层)，共约有 20 000 路读出信号。

预计 2005 年建成投入使用。设计和预制研究工作正在积极进行中。

4. KLOE 探测器[33]

KLOE 是 ϕ 工厂 DAΦNE(意大利 Frascati)的通用探测器。DAΦNE e^+e^-对撞机在 $e^+e^-\to\phi$ 处的亮度预计值为 $10^{33}\ cm^{-2}\cdot s^{-1}$，主要集中研究 K_L^0，$K_S^0\to\pi^0\pi^0$，$\pi^+\pi^-$衰变中的 CP 破坏。对探测器的要求是：能够探测动量在 50～250MeV/c 范围内的带电径迹；对低至 20MeV 的 γ 具有很高的探测效率，在 100MeV 处的能量分辨率 $\sigma(E_r)/E_r\sim15\%$，以及可给出光子转换点的空间坐标。

图 14.29 是 KLOE 的结构图。它具有圆柱形，围绕束流管向外有径迹探测器、电磁量能器和螺旋管磁体。探测器直径～6m，长 6m。

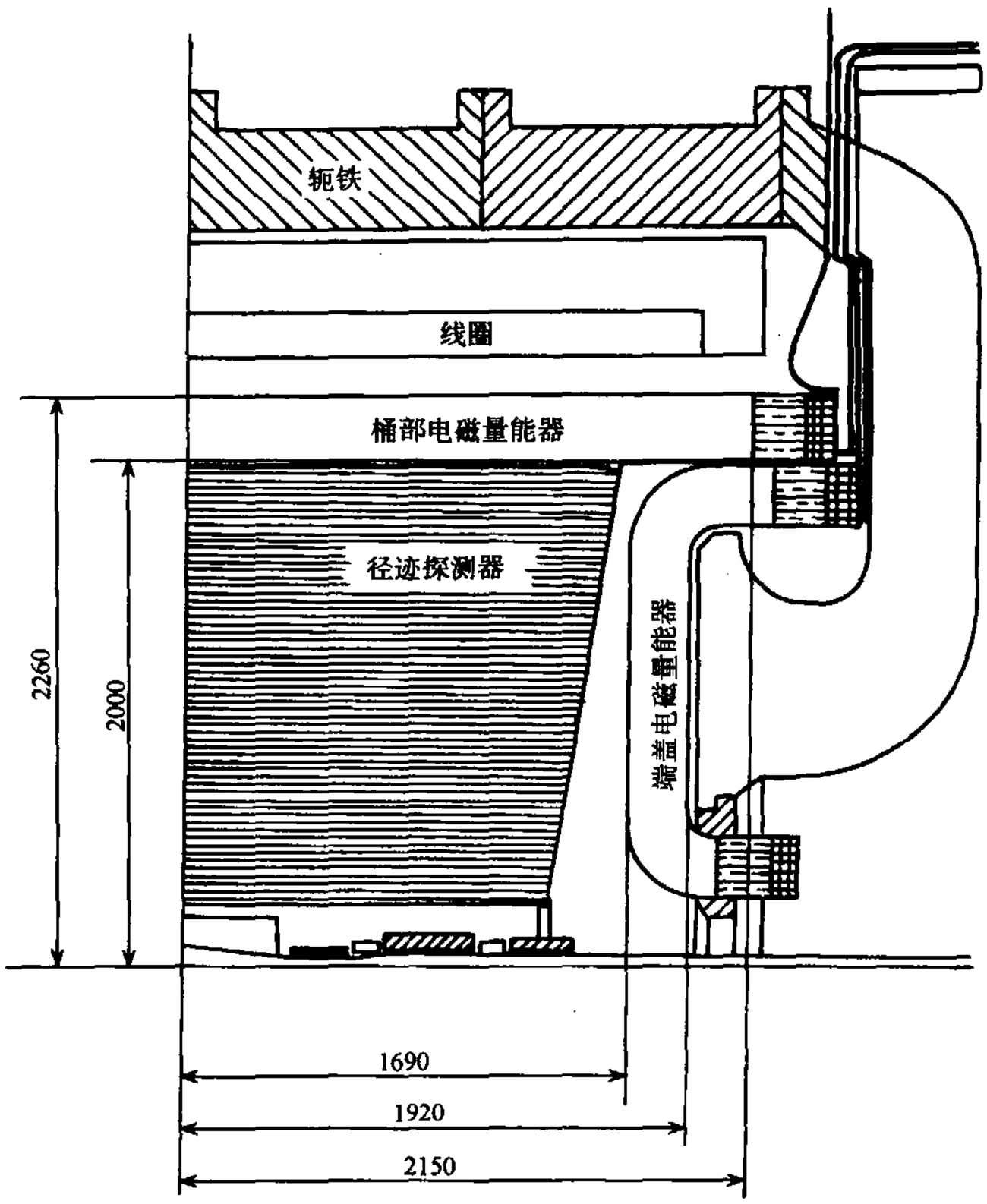


图 14.29　KLOE 的结构概图

束流管为 1mm、厚的 Be 管，半径 8cm(～$13\tau_S$，τ_S 为 K_S 的衰变寿命)，使 K_S 在束流管内衰变，避免 $K_L\to K_S$ 的再生(在束流管壁中的再生＜0.1%)。

中央径迹室：由于 K_L 的衰变长度 $\lambda_L=350$cm，要能探测到它的衰变，径迹室为半径～2m，长 370cm 的圆柱形漂移室。又因为 K_L 衰变是各向同性的，室的漂移单元设计为

均匀分布的结构。内部 12 层单元尺寸为 1.5cm×1.5cm，外部为 3cm×3cm，共 61 层，~13 000个单元。由于存在低动量(<300MeV)衰变产物，选择 He(90)+iC$_4$H$_{10}$(10)为工作气体(X_0=1300m)，降低多次散射效应。选用镀金钨丝作信号丝，场丝用镀金铝丝，最终有 X_0=900m。

径迹室的性能指标为：单次测量位置分辨 $\sigma_{r\phi}\leqslant 200\mu m$；$K_L\to\pi^+\pi^-$顶点重建的精度为 $\sigma_{XY}\leqslant 500\mu m$，$\sigma_Z\leqslant 1\sim 2mm$；$K_L$ 重建的质量分辨为 $\sigma_M\sim 1MeV$。动量分辨 $\sigma(P)_T=0.5\%P_T$。角分辨 $\sigma(\tan\theta)=(3.5+2.5)\times 10^{-4}$。

电磁量能器：要能重建动量为 110MeV/c 的 K_L 的 $\pi^0\pi^0$ 衰变；确定衰变顶点和排除 $3\pi^0$ 衰变。在量能器中可由时间测量确定 K_L 的飞行距离。KLOE 的电磁量能器是一个精细取样的 Pb-闪烁光纤量能器，用光电倍增管读出。桶部近似为内直径 4m、长 4.3m、厚 23cm 的圆柱壳。覆盖 49°<θ<131°的区域，由 24 个宽~60cm 的梯形截面的单元组成。另有两个 4m、直径厚 23cm 的端盖，保证量能器的良好密闭性(详情参阅第十章 10.4 节)。

量能器的性能指标为：σ(簇射顶点)=1cm；$\sigma(E)/E=5\%\sqrt{E(\text{GeV})}$；$\sigma_t=66ps/\sqrt{E(\text{GeV})}$。

14.6 用于固定靶实验的谱仪

与对撞机谱仪不同，用于固定靶实验的探测器系统由一系列垂直于束流管的子探测器组成。下面以德国 DESY 实验室 HERA(P-e 对撞机)上的 HERA-B 实验为例进行介绍[34,35]。

HERA-B 实验的基础是利用 HERA 的 820GeV 的质子束与丝状内靶(Cu 丝截面 0.6mm×0.25mm，Al 丝截面 1.6mm×0.25mm)相互作用产生 $B\bar{B}$ 对。它的主要目标是研究 $B^0\to J/\psi K_S^0$ 衰变道的 CP 不对称特性和其他 B 物理。HERA-B 探测器的设计要能最好地探测到 $B^0\to J/\psi K_S^0$ 反应以及作为标记 B 衰变的粒子。图 14.30 给出典型的 B 衰变粒子的动量和径迹分布。如图所示，质子与靶核碰撞产生一对 B^0 $\overline{B^0}$和大约 10 个其他粒子径

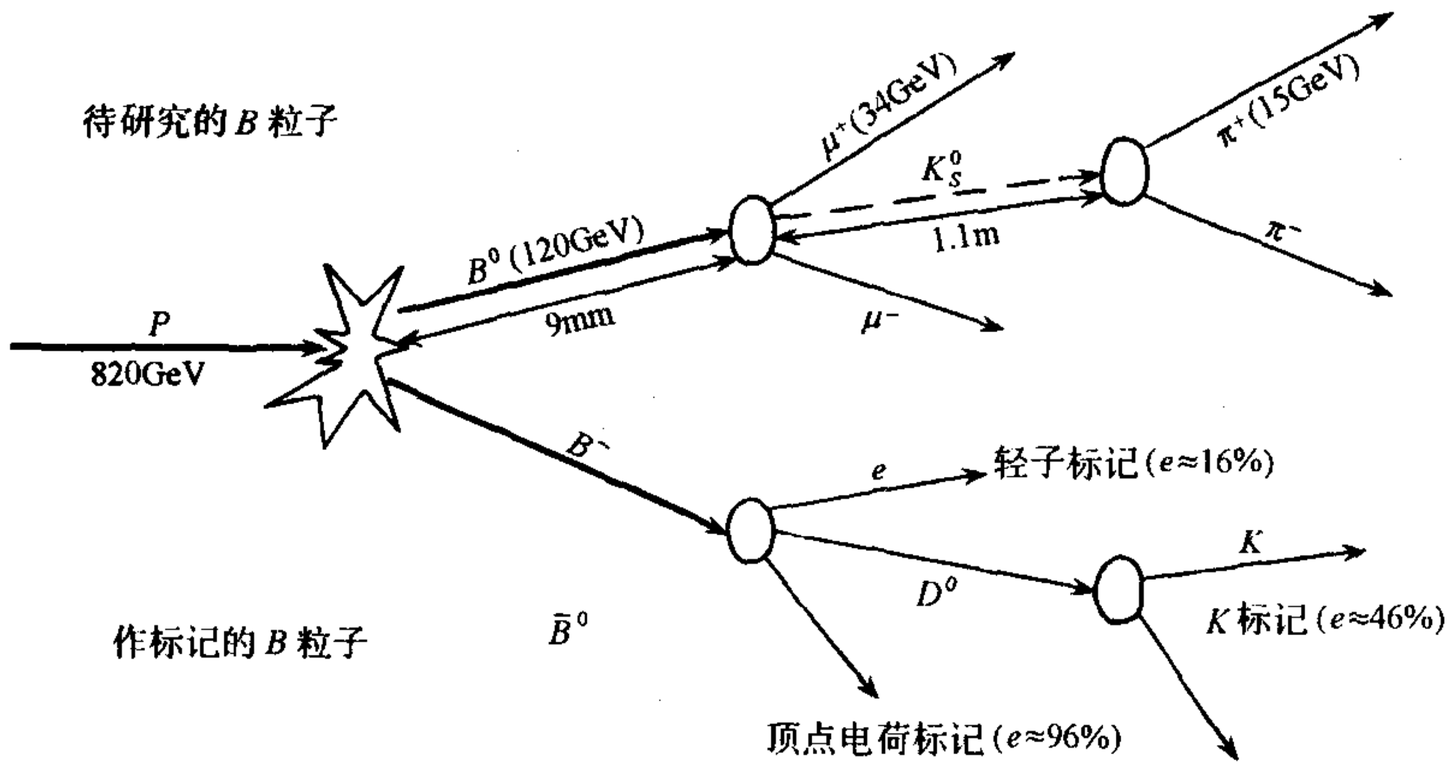


图 14.30 典型的 B 衰变粒子的动量和径迹分布

迹及低动量核碎片。由于相对论效应，经洛伦兹变换后，在实验室系统中衰变产物集中在前向半球的小圆锥体内。B 介子的平均飞行距离为 9mm，J/ϕ 衰变的平均轻子动量约 34GeV/c，K_S^0 衰变产生两个约 15GeV/c 的 π。质心系统的速度为 $\beta\gamma=21$，若轻子在质心系中的发射角满足 $|\cos\theta_{CM}|<0.95$，经洛伦兹变换相当于实验室系统的角度范围为 10mrad $<\theta_{LAB}<$210mrad。在此角度范围内的探测器可以接收 90%的 B 衰变发出的径迹。HERA-B 探测器的接收角设计得接近这一理想情况。K_S^0 有较长的寿命，要求它在磁场前衰变则希望磁场远离靶区；但是为了获得较大的接收度，磁场应该尽可能靠近靶区，综合这两方面的要求在磁场距靶区 2m 远。

HERA-B 实验对探测器最重要的要求是：①能重建每个束团产生的多重事例（≈50～100 根径迹）；②有好的顶点重建和分辨能力；③高的轻子和 K 的分辨能力；④能对 J/ϕ 快速选择和标记；⑤抗辐照能力强。

图 14.31 是 HERA-B 探测器的俯视图和侧视图。

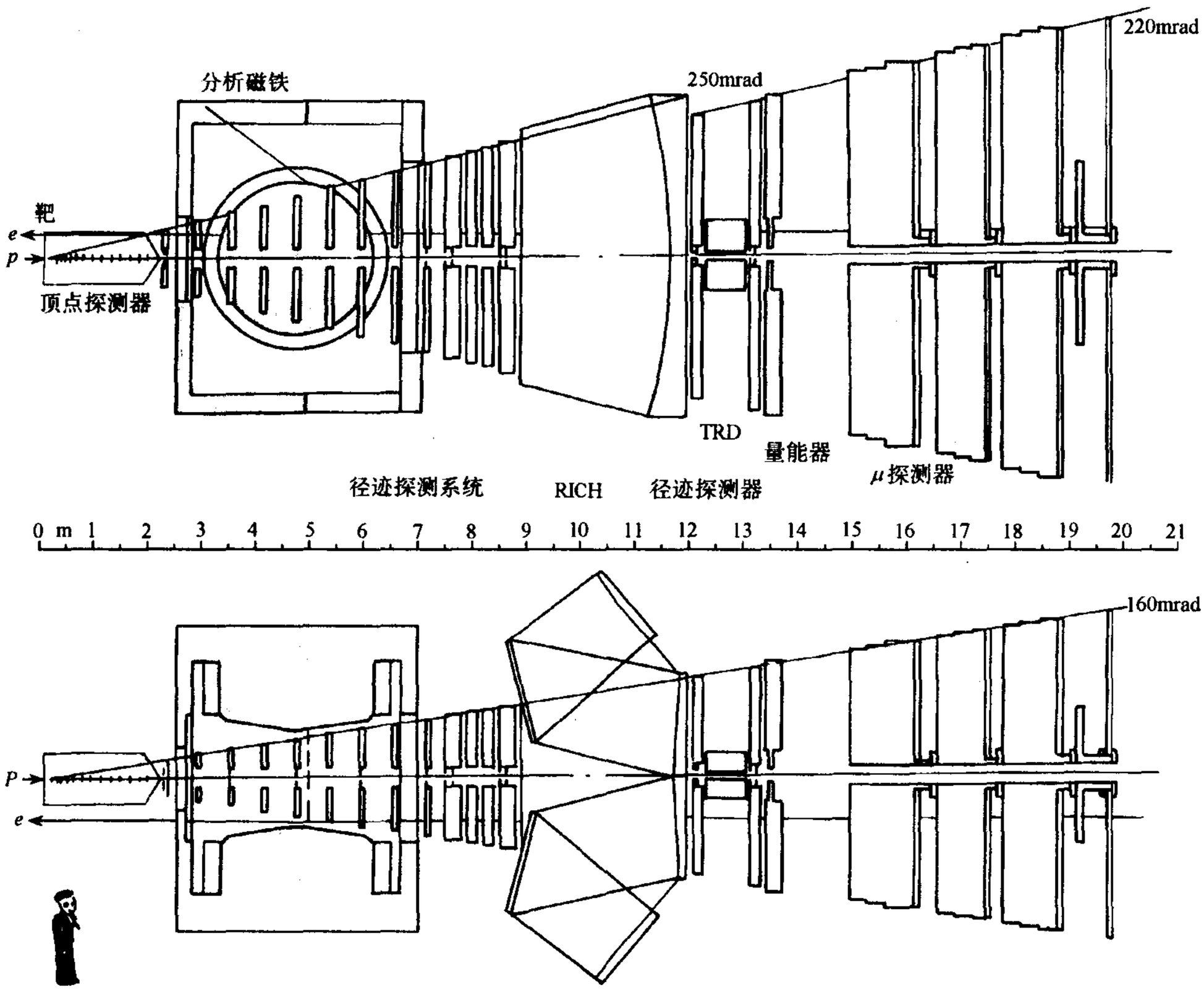


图 14.31　HERA-B 探测器的俯视图(上)和侧视图(下)

HERA-B 探测器系统包括：硅条顶点探测器；分析磁铁；径迹室；TRD 和 RICH 粒子鉴别系统；电磁量能器和 μ 探测器。此外，在 RICH 和量能器之间还有主要供触发用的径迹室。它们的主要参数如表 14.5 所示。

表 14.5　HERA-B 探测器系统的主要部件及其参数

子探测器		探测器技术	内/外边界	道数/K
顶点探测器		Si 条	1/6	136
分析磁铁		偶极磁铁		
径迹探测系统	内部(Si)	Si 条	2/6	40
	内部(MSGC)	微条气体室	6/20	135
	外部	蜂窝漂移室	18/290	95.7
高横动量触发	内部	气体像素室(gas pixel chamber)	5/50	12.7
	外部	草管室(pad straw chamber)	50/200	13.5
RICH		C_4F_{10}辐射体 CsI 或 TMAE 像素室		130
小角度 TRT		纤维辐射体/草管室	11/67	15.7
EM 量能器	内部	W 合金/闪烁体/shashlik[1)]	11/80	2.0
	中部	Pb/闪烁体/shashlik	80/220	2.0
	外部	Pb/闪烁体/shashlik	220/312	1.8
μ子探测	内部	气体像素室	15/40	7.8
	外部	正比管室	35/430	23.5

1) shashlik 来源于俄文 Шашлык，意为烤肉串式量能器。

1) 顶点探测器：主要目的是提供良好的顶点重建和顶点分辨，用来排除落入 J/ψ 不变窗口内的两个轻子的粲事例。顶点探测器有 2m 长，由垂直于束流方向安放的 17 层双面硅微条探测器组成。每个子层的第二层相对于第一层转过 45°角，提供三维径迹重建。

2) 径迹探测系统：要从若干重叠的事例中清楚地重建 B 衰变产生的 5 个带电粒子，高粒度的径迹系统是不可缺少的。除要求有极好的顶点分辨和动量分辨(σ_p/p 有 10^{-4}/GeV 的量级)之外，有效的模式识别也是该实验的重要要求。HERA-B 径迹系统的主要特点是：顶点探测器和主径迹系统分开；部分主径迹探测器在磁场之外，可以寻找直的径迹；将径迹探测系统区分为内、外两部分以满足靠近束流区域的高粒子流强下高粒度探测器的要求；除对小角度径迹外，TRD 不是独立的而是与主径迹系统组合成一体，以节省费用和减少探测器的物质厚度；RICH 放在主径迹系统之后以免它的物质干扰动量测量或模式识别。

主径迹探测系统在横向分为内($R<20$cm)、外($R>20$cm)两部分，以适应粒子流强的径向分布的需要。内径迹系统——在 $R=6$cm 处，最大流强可达 $106\text{mm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$，要求探测器有非常高的粒度。内径迹探测系统选用微条气体室(MSGC)。其阳极间距为 254μm，漂移距 3mm，使用快气体(例如：DME/CO_2)，保持占空比为 3%。所张立体角为 100mrad。在磁场内的微条室层在 xz 平面略有倾斜以补偿洛伦兹角。但是在径迹探测系统的前端由于流强太高，单独用微条气体室不能覆盖至 10mrad 的部分，还必须使用 Si 微条探测器。外径迹系统——选用草管室或蜂窝室(honeycomb chamber)覆盖张角 300mrad 的范围。单元直径通常为 5mm 或 8mm，取决于径迹密度。在 RICH 之前共有 13 层，另有两层在 RICH 之后供触发判选使用。

3) RICH：在很宽的动量范围内鉴别带电粒子是HERA-B实验的基本要求。RICH的设计能够在最大的动量谱范围内鉴别 K、π 和 P。

对RICH的设计要求是：能产生足够的光子(每个环像超过10个光子)，这就要求有几米长的气体辐射体；光子探测器有高计数能力，可采用感应片读出；要有高的切伦科夫角分辨，这只有几米长焦距的光探测器才能达到；光探测器有很低的阈，可探测到单个光子，要求光探测器在粒子流及其产物所覆盖的立体角之外。

辐射体与DELPHI实验的前向RICH相同，选用特殊气体 C_4F_{10} 为辐射体。气体装在铝制容器内，用3mm厚的石英作为切伦科夫光子的出射窗也作为光子探测器的入口。这种气体辐射体兼有低色散和低切伦科夫阈。平均折射系数 $n-1=1.53\times10^{-3}$，它对 π、K 和 P 的切伦科夫阈动量分别为2.6GeV、9.1GeV 和 17.2GeV。对应于 $\beta=1$ 的粒子的切伦科夫角为55.6mrad。

反射镜的安排与OMEGA的RICH相似，由80个直径为70cm的六边形焦距为6m的镜子组合而成。每个镜片由6mm厚的玻璃镀上高纯Al膜及22nm厚的 MgF_2 保护层制成。它对紫外光的反射率在80%以上。

光探测器分成磁铁上、下对称的两部分，由32个500mm×300mm的室组成。光探测器的候选者为TMAE气体多丝室或固态CsI光阴极多丝室。预计两个光探测器可探测到的光子数($N=N_0L\sin2\theta_C$)对TMAE和CsI分别对应于 N_0 为54.5cm^{-1}和61.1cm^{-1}。

4) EM量能器：主要用于强子/电子鉴别，以及给出一级触发信号以及在5GeV到200GeV的能量范围内测量光子的能量。HERA-B实验对量能器的要求是：尽可能大的接收角，由于束流管使量能器中央存在空洞，对 J/ϕ 衰变产生的 $\mu^+\mu^-$ 的几何接收度为70%。对于大于10mrad径迹产生的簇射都能进入量能器；由于HERA-B探测器前部粒子密度很高，光子可能与带电径迹重叠形成假电子(fake electron)候选者损坏触发信号。为降低假电子的水平，量能器每个单元对带电粒子的占空比不得超过10%；精细的横向粒度是提高电子与强子及来自 π^0 的光子重叠信号鉴别的基本途径，横向粒度的大小将限制电子/π 鉴别能力。同时，横向粒度也决定空间测量精度从而决定两个簇射的分辨能力，但是它受到经费的限制。能量分辨率主要取决于相邻径迹噪声的堆积而不是本征能量分辨率，所以只要求中等的能量分辨率。

HERA-B的EM量能器采用塑料闪烁体/吸收体夹层用塑料波长位移纤维(WLS)读出的(shashlik)量能器。受读出电子学道数的限制，量能器由粒度不同的三部分组成以保证每个单元对带电粒子的占空比不超过10%。

5) 穿越辐射径迹室(TRT)：在高亮度实验中采用穿越辐射/径迹探测器(TRT)探测高相对论区的粒子有下列优点：由于它能“连续描迹”和对每根径迹进行多次探测(30～40次)，因而有非常好的模式识别和寻迹能力，在(1～2)GeV(TR阈值)到100GeV(强子开始辐射)的范围内有好的电子/强子鉴别能力。这是因为根据粒子径迹与量能器中簇射匹配与否能有效地排斥强子喷注(hadron jet)。

TRT由小直径的漂移管和TR物质——聚酯薄膜(polypropylene)、泡沫或纤维组成。圆柱形漂移管的壁由多层薄的Kapton，Al和加载C的Kapton膜组成。草管长40～150cm，直径几个毫米。工作气体为 $Xe:CF_4:CO_2=70:20:10$ 的混合气，气体放大倍数为 2.5×10^4。这种气体的优点是能有效地吸收穿越辐射光子、漂移时间短以及放电稳

定。对于 4mm 直径的漂移管，在磁场强度为 0T 和 2T 时的漂移时间分别为 34ns 和38ns。

6）μ 探测器：由 μ 室和吸收体相间构成，共有四个子层。所有 μ 室的最内部区域为正比丝室用阴极片读出。第一子层提供一级触发信号，它的外部区域由三层 μ 管室组成，其中一层的丝垂直于粒子弯曲平面（0°层），其他两层为斜丝层，丝相对于第一层转过 ±26.6°；第二子层供离线分析用，仅由两个斜丝层组成；第三子层用于 μ 子预触发和一级触发，它由一个阴极片室的 0°层和两个 μ 管室的斜丝层组成；第四子层由双层阴极片室组成，用于预触发和一级触发。表 14.6 列出 HERA-B 探测器系统的主要性能指标。

表 14.6　HERA-B 探测器系统的主要性能指标

顶点探测器	碰撞参数分辨率：$\sigma \approx 25\ \mu m + 30\ \mu m/p_t(GeV)$ B 顶点分辨率：$\sigma_z \approx 500\ \mu m, \sigma_{xy} \approx 2\ \mu m$
分析磁场、径迹室	动量分辨率：$\Delta p/p \approx 2\times10^{-5}p + 4\times10^{-3}$（内径迹室） $\Delta p/p \approx 5\times10^{-5}p + 5\times10^{-3}$（外径迹室） 质量分辨：　$\Delta M \approx 15$ MeV（对 $J/\psi \to \mu^+\mu^-$） $\Delta M \approx 8$ MeV（对 $B \to J/\psi K^0_S$） $\Delta M \approx 15$ MeV（对 $B \to \pi^+\pi^-$）
用 RICH 对 π/K 分辨	动量范围：3～5 GeV，在 K 效率≈90%时，$\pi \to K$ 误判率<2%
用 TRT 对 e/强子分辨	动量范围：1～70GeV，在 e 效率≈98%时，强子→e 误判率<7%
EM 量能器	能量分辨率：$\Delta E/E \approx 17\%/\sqrt{E} + 1.6\%$（内部），$\Delta E/E \approx 9.5\%/\sqrt{E} + 1.0\%$（中部和外部） 空间分辨率：$\Delta x, y \approx 1.2$ mm（内部），$\Delta x, y \approx 4$ mm（中部），$\Delta x, y \approx 10$ mm（外部）
用量能器对 e/强子分辨	对 5GeV<p<20 GeV，强子→e 误判率≈3%，p>20 GeV，强子→e 误判率≈1%
μ 子鉴别	动量范围：>5GeV，在 30GeV 时，$\pi \to \mu$ 误判率<0.3%，$K \to \mu$ 误判率<1%

从上面的介绍我们看到，随着物理实验的不断深入对探测器系统提出了更新、更高的要求。而探测技术的发展又使新的更高能量或更精确的物理实验成为可能。例如：新的探测器系统大都采用超导磁体以获得更强的磁场提高径迹分辨能力和动量分辨能力；近十几年以来 Si 探测器得到迅速发展，它的抗辐照强度已高达 10^{15}粒子/cm^2，得到普遍应用；气体探测器的新趋势是对 B 和 τ-C 工厂都采用轻的丝和气体；采用了一些新型气体探测器，例如：HERA-B 的蜂窝室、CMS 的 CSC、ATLAS 的 MDT 和草管室等；RICH 技术迅速发展，目前已进入采用快 PMT 或 HPD 的第三代，BABAR 在 GeV 的能量区域采用 DIRC 鉴别粒子的新技术；抗水性器凝硅胶地成功生产，使得 BELLE 可采用阈式切伦科夫计数器鉴别粒子等。总之，基础研究和高新技术的结合越来越紧密，互相促进，不断发展。

参 考 文 献

[1] Physics Review D Particle and Field, Vol. 50 No. 3 (1994). Review of Particle Properties

[2] Grupen C. Particle Detectors. Cambridge University Press, 1996

[3] Lenraus I et al. N I M, 1978, 153: 347

[4] Allison W W M et al. Ann. Rev. Nucl. SCI., 1980, 30: 25

[5] Sternheimer R M. Phys. Rev. ,1952,88:851
[6] Marx J N et al. Physics Today, Oct. 1978
[7] Aderholz M et al. N I M,1974, 118:419
[8] Lehraus P I et al. Phys. Scripta,1981, 23:727
[9] 荣刚,马基茂等. 高能物理与核物理,1996, 20: 577
[10] Konrad Kleinknecht. Detectors for Particle Radiation. Cambridge University Press, 1986
[11] Baldini R et al. N I M,1986, A251 : 449
[12] M. De Palma et al. N I M,1985, A235 : 70
[13] 谢一冈,金山等. 高能物理与核物理,1990, 14 :966
[14] Loennblad L et al. Phys. Rev. Lett. , 1990, 65:1321
[15] Harton J et al. ALEPH note,93-189 (Physic 93-164)
[16] 谢一冈,余志堂. 第 7 届全国核电子学与探测技术学术年会论文集. 1994, 618
[17] BES 合作组. 高能物理与核物理, 1992, 16(9) :769;谢家麟主编. 北京正负电子对撞机和北京谱仪, 1996
[18] Bal J Z et al. N I M ,2001, A458:627
[19] BES 合作组. 北京正负电子对撞机北京谱仪研制报告. (1989):241
[20] BES 合作组. 高能物理与核物理,1995, 19:673
[21] BES 合作组. 高能物理与核物理, 1995, 19:289
BES Collaboration. Phys. Rev. Lett. , 1995, 74:4599
BES 合作组. 高能物理与核物理, 1992, 19:93
BES Collaboration. Phys. Rev. Lett. ,1995, 69 :3021
[22] ALEPH Collaboration. N I M, 1990, A294 :121
[23] DELPHI Collaboration. N I M, 1991, A303 :233～276
[24] L3 Collaboration. N I M , 1990, A289 :35
[25] OPAL Collaboration. N I M, 1991, A305:275～319
[26] CERN COURIER. Vol. 35, 4 June 1995
[27] Incandela J. N I M,2000, A 453 :17
[28] CMS Collaboration, CMS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38, LHCC/P1(15 December 1994)
[29] ATLAS Collaboration, ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC/94. 43, LHCC/P2 (15 December 1994); Biscossa A. NIM. 1999, A425:140
[30] BABAR Collaboration, Letter of Intent for the Study of CP Violation and Heavy Flavor Physics at PEP-Ⅱ, SLAC-443 June 1994
[31] Watanabe Y. N I M,2000, A 453 :9
[32] 中国科学院高能所实验物理中心网页:http://www. ihep. ac. cn/div1/bes3. htm
[33] KLOE Collaboration. KLOE A General Purpose Detector for DAΦNE, LNF-92/019 (IR)(1 Aprile 1992)
[34] Peter Krizan et al. N I M,1994, A351:111～131
[35] Walter Schmidt-Parzefall(for the HERA-B Collaboration). N I M, 1995,A368:124～132

第十五章　在其他学科与国民经济方面的应用

粒子探测器技术在国民经济，人民生活以及在各基础学科研究的许多领域都有广泛的应用，如原子能、医学、同步辐射、工业探伤、无接触测量、环保、地质探矿，微量分析等。由于篇幅所限，本章着重选择几方面近年来发展较快的领域和典型课题进行简要的介绍，并对其中的射线探测技术做侧重叙述。

15.1　同步辐射

15.1.1　同步辐射的产生与特点

早在 20 世纪初，物理学家即已注意到作曲线运动的带电粒子沿切线方向发射电磁辐射。在 40 年代就已有较详细的理论研究结果出现，包括我国科学家在这方面作出的开创性贡献[1]。同步辐射的名称是根据 1947 年在美国通用电气公司 70MeV 电子同步加速器上首先发现了电磁辐射而提出的。早期的同步辐射研究是从国外高能物理实验室发展起来的。由于高能电子加速器和对撞机伴生同步辐射光源，其探测技术和数据获取又与高能物理的实验技术密切相关，因此它是和高能物理实验相伴生的一门新兴学科。由于它的发展极为迅猛，应用面极广，近年来已成为独立学科，并建成了许多专用同步辐射装置。

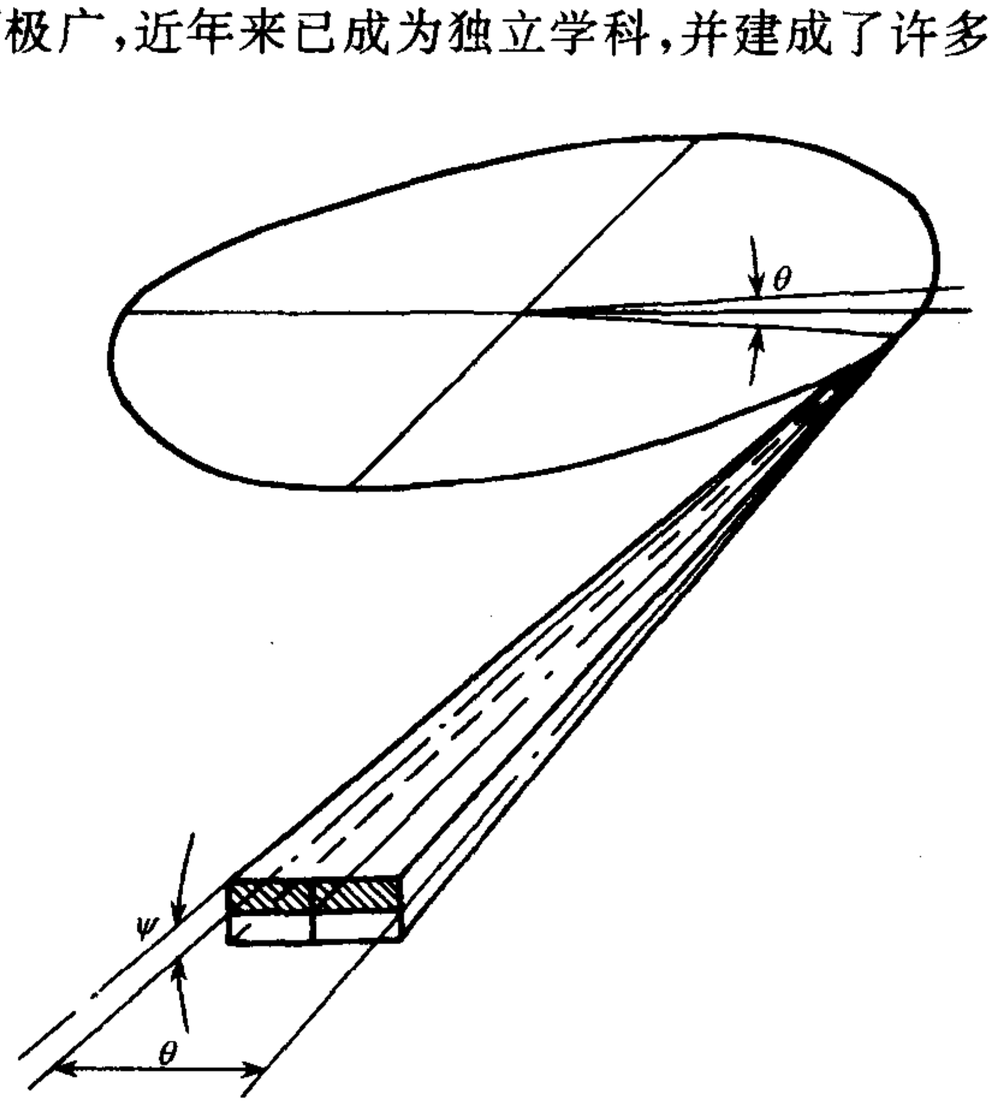


图 15.1　同步辐射的发射方向与发散角

同步辐射的概念与产生原理：根据电动力学，设圆周运动的相对论电子的能量为 E，环形半径为 R，则在圆周上各点沿切线方向发射电磁辐射。如图 15.1 所示，辐射光子向围绕切线方向的锥角(Ψ,θ)内发射，且光子能量 ε 是连续分布的，其特征能量(或临界能

量)ε_c 为

$$\varepsilon_c(\text{keV}) = 2.21\ E^3(\text{GeV})/R(\text{m}) \tag{15.1}$$

例如,北京正负电子对撞机(BEPC)产生同步辐射区的束流环曲率半径为 $R=10.345$m,当束流能量为 $E=2.5\sim2.8$GeV 时,则 $\varepsilon_c=3.31\sim4.7$keV。

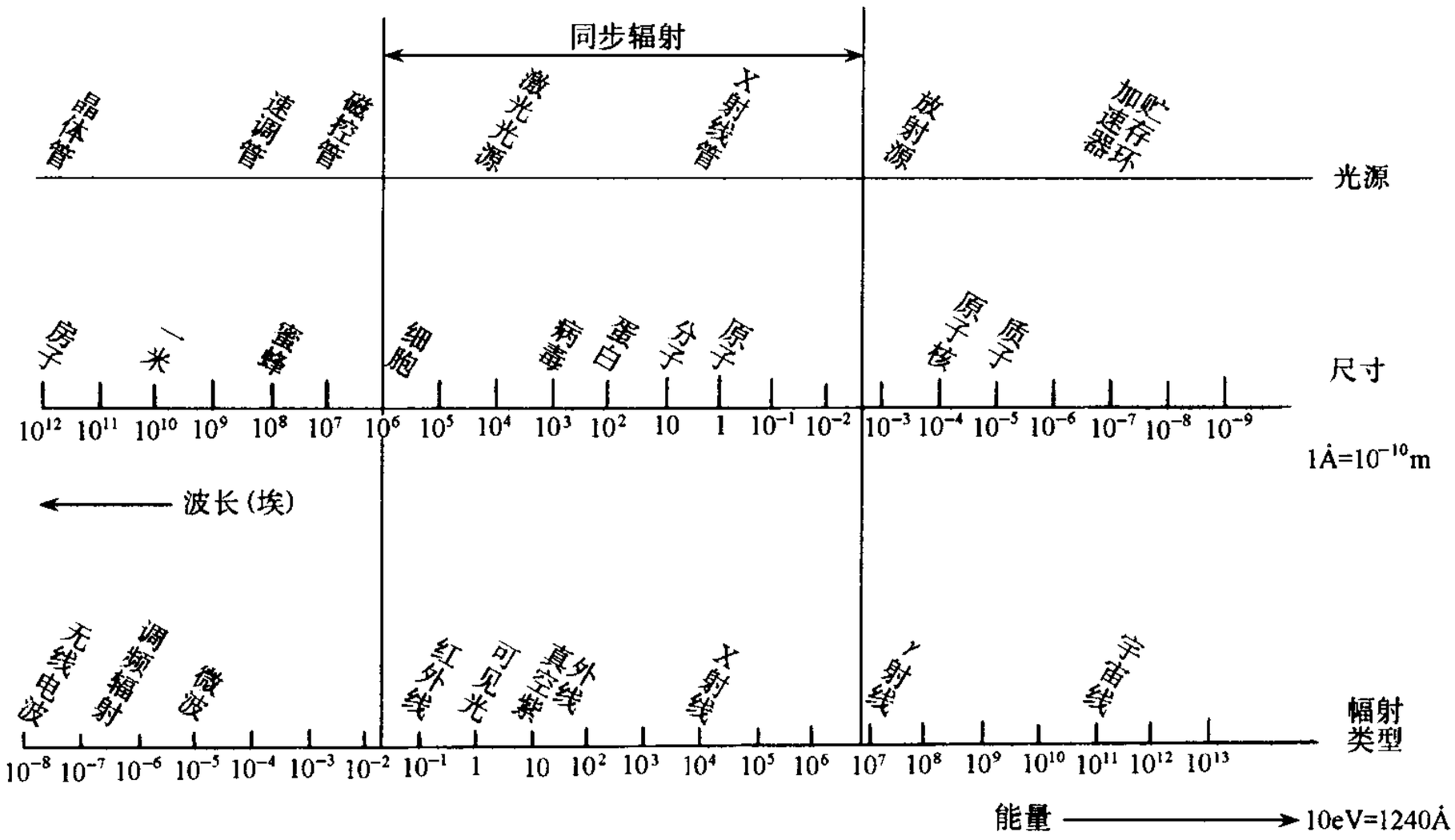
同步辐射有以下特点[2,3,4]。

1. 宽波段

由于加速器的电子能量范围可由 10MeV 至 100GeV,因而同步辐射可覆盖极宽的波长范围,经红外(10^{-2} eV 或 10^6 Å)、可见光、紫外、软 X 射线到硬 X 射线(10^2 keV 或 10^{-1} Å),甚至到 γ 射线(MeV)波段。光子能量和波长范围以及与各学科研究的尺度和光源的关系如表 15.1 所示[5]。

表 15.1 光子能量和波长范围以及与各学科研究的尺度和光源的关系

(光子能量 ε(keV)和波长 λ(Å)的关系可用简单关系式 $\varepsilon\lambda=12.4$ 粗略换算)



2. 方向性强

如图 15.1 所示,同步辐射沿电子运动切线方向按极小立体锥形区域发射。Ψ 为垂直发散角,θ 为水平发散角,对能量为特征能量的同步光有 $\Psi(\text{mrad})=0.33/E(\text{GeV})$。例如,当 BEPC 运行在电子能量 $E=2.2$GeV,即其特征能量 $\varepsilon_c=2.1$keV 时,$\Psi=0.25$mrad。这表明同步辐射是准直性或聚束性极强的光源。这正是它适于极小样品微量分析的原因,可分析 10^{-12}g 绝对微量成分。

3. 高强度

同步辐射的强度即其发射功率、通量与亮度。发射总功率 P(W)一般定义为,每秒在水平张角为 1mrad 内和全部垂直张角内辐射的总能量,可表示为

$$P(\text{W}) = 88.5E^4(\text{GeV})I(\text{mA})/R(\text{m}) \tag{15.2}$$

式中,E 为束流电子能量,I 为加速器或储存环电子束电流,R 为电子轨道半径。GeV 能量级别的储存环所发射的同步辐射总功率约为几十千瓦,比一般 X 光机的强度高 3~6 个

数量级或更多。

如前述，光子能量是连续分布的，当垂直张角 $\Psi=0$，其能谱可用公式 15.3 表示：

$$N_K(\lambda,0) = 3.461 \times 10^6 \times K\gamma^2 \times H_2(y,0) \tag{15.3a}$$

式中单位为：光子 $ph/(K\lambda)$ · mA · (mradθ) · (mradΨ) · s($K=\Delta\lambda/\lambda=\Delta\epsilon/\epsilon$)。式(15.3a)中的 $H_2(y,0)$为一类 Bessel 函数，该函数宗量 $y=\epsilon/\epsilon_c=\lambda_c/\lambda$，$\epsilon_c$ 称为特征能量(即 $y=1$ 时的能量)。该函数宗量 0 表示垂直张角 $\Psi=0$，详见参考文献[2,4]及其中附表；γ 为用电子静止能量 $m_e c^2$ 表示的电子总能量，即 $\gamma=E/m_e c^2$。(15.3)式也可用能量表示为：

$$N_K(\epsilon,0) = 3.951 \times 10^{19} \times \epsilon \times R^2 \times H_0(y,0)/\gamma^4 \tag{15.3b}$$

式中，$H_0(y,0)$为另一类 Bessel 函数。由式(15.3a)和(15.3b)可求出在特征波长 λ_c 或能特征量 ϵ_c 处附近的 10%带宽内 (即 $K=0.1$)和在水平张角为 1mrad 内和全部垂直张角内辐射的总光子通量 N 随电子能量 E 的关系为：

$$N(K = 0.1) = 1.601 \times 10^{12} E \tag{15.4}$$

式中，单位为光子：ph/mA · (mradθ) · s，即每毫安电子束电流、每毫弧度、每秒的光子数。可见这一光子通量 N 同电子能量有简单线性关系。

作为光源，亮度对实际应用有重要意义，定义为单位时间，从单位光源面积，向单位立体角发出的能量范围为光子能量千分之一带宽(BW)内的光子数目为(ph/mm^2 · mA · (mrad)^2 · s · 0.1%BW)。它同电子束流的角发散度和形状有关。一般亮度可比最强的 X 光管的连续谱亮度还高 10^6 倍以上。由式 15.3 描述的 BEPC 的同步辐射光子亮度能谱如图 15.2 所示[5,2,3,4]。特征能量 $\epsilon_c(y=1)$恰在谱峰高能一侧。

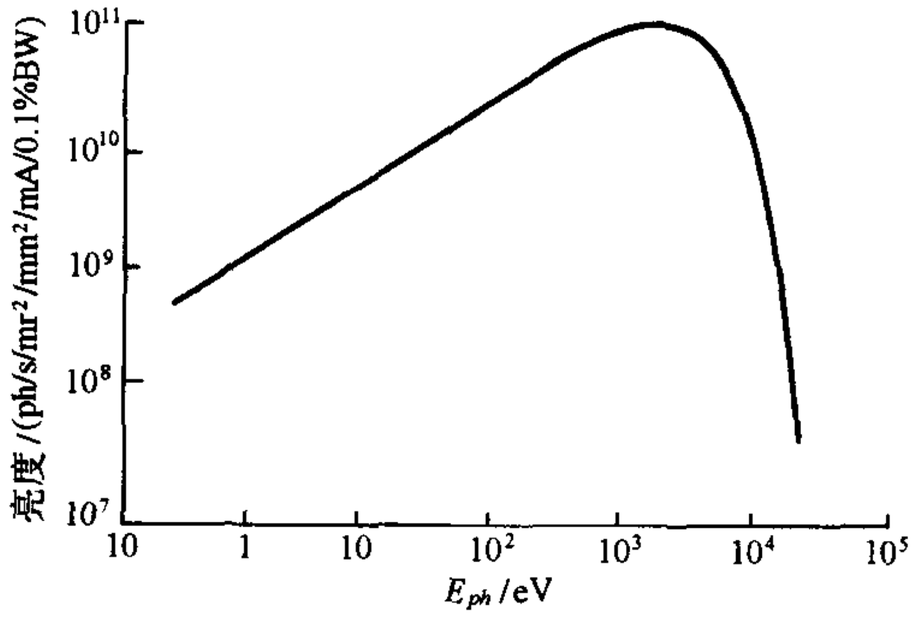


图 15.2　BEPC 同步辐射光子能谱分布

4. 偏振性

同步辐射在电子轨道内是百分之百偏振的，而偏离电子轨道方向则为椭圆偏振。这一突出的优点很有实用价值。例如，可以减小在微量分析中散射光的影响。另外，近几年的进展表明，它特别对磁性材料研究有重要作用[6]。

5. 规则的时间结构

同步辐射的脉冲时间结构是与加速器束流的束团周期完全一致的，一般束流的束团宽 10～500ps，周期为 10～10^2ns 量级。例如，北京电子对撞机的束团宽 0.1ns，周期0.8μs，故束流脉冲的占空比为 0.125×10^{-3}。这一重要特点适于作快到亚毫微秒(ps-ns)级动态机制研究。

6. 光源全部参数(强度、能谱等)皆可全部计算，可作为计量测量的标准光源

7. 束流皆在超高真空中，比其他光源更“清洁”

15.1.2 同步辐射光源[2,3,7]

同步辐射光源经历了三代发展阶段。由 1947 年至 60 年代以电子同步加速器作为光源的为第一代。随着用于高能物理的电子对撞机需用的储存环的出现，证明储存环的同步辐射性能，如光谱分布与强度稳定性等，皆优于电子同步加速器的情况，为第二代。例如，1968 年美国 Wisconsin 大学的 240MeV 储存环 Tantalus 成为第一个在储存环上开展同步辐射研究的装置。20 世纪 60 年代至 80 年代出现了 20 余台专用的或与高能物理正负电子对撞机兼用的同步辐射光源。国际上有代表性的专用装置如：美国 Wisconsin 的 ALADDIN，德国的 BESSY、日本 KEK 的 photo-Fac 等；兼用的同步辐射光源如美国 SLAC 的 PEP、德国 DESY 的 DORIS、意大利 Frascati 的 ADONE、前苏联的 VEEP-3 等[2,4,7]。这些装置覆盖由真空紫外到硬 X 射线波段，相应的同步辐射光子特征能量为 0.04～40keV。

我国在合肥 1978 年筹建，1989 年建成了 800MeV 同步辐射装置 HESYRL[6,8]，如图 15.3 所示。该装置已于 1992 年正式投入使用。它主要工作在真空紫外波段，其特征 keV，流强 150～200mA，共有 24 条光束线引出口，已建成或正扩建的光束线实验站有 14 个，为专用装置，属于第二代。在北京，1983 年筹建、1989 年首次观察到同步辐射光的 BEPC 兼用同步辐射装置 BSRF 已于 1991 年投入使用[6,9]。图 15.4 为 BEPC 与 BSRF(SR1-SR3

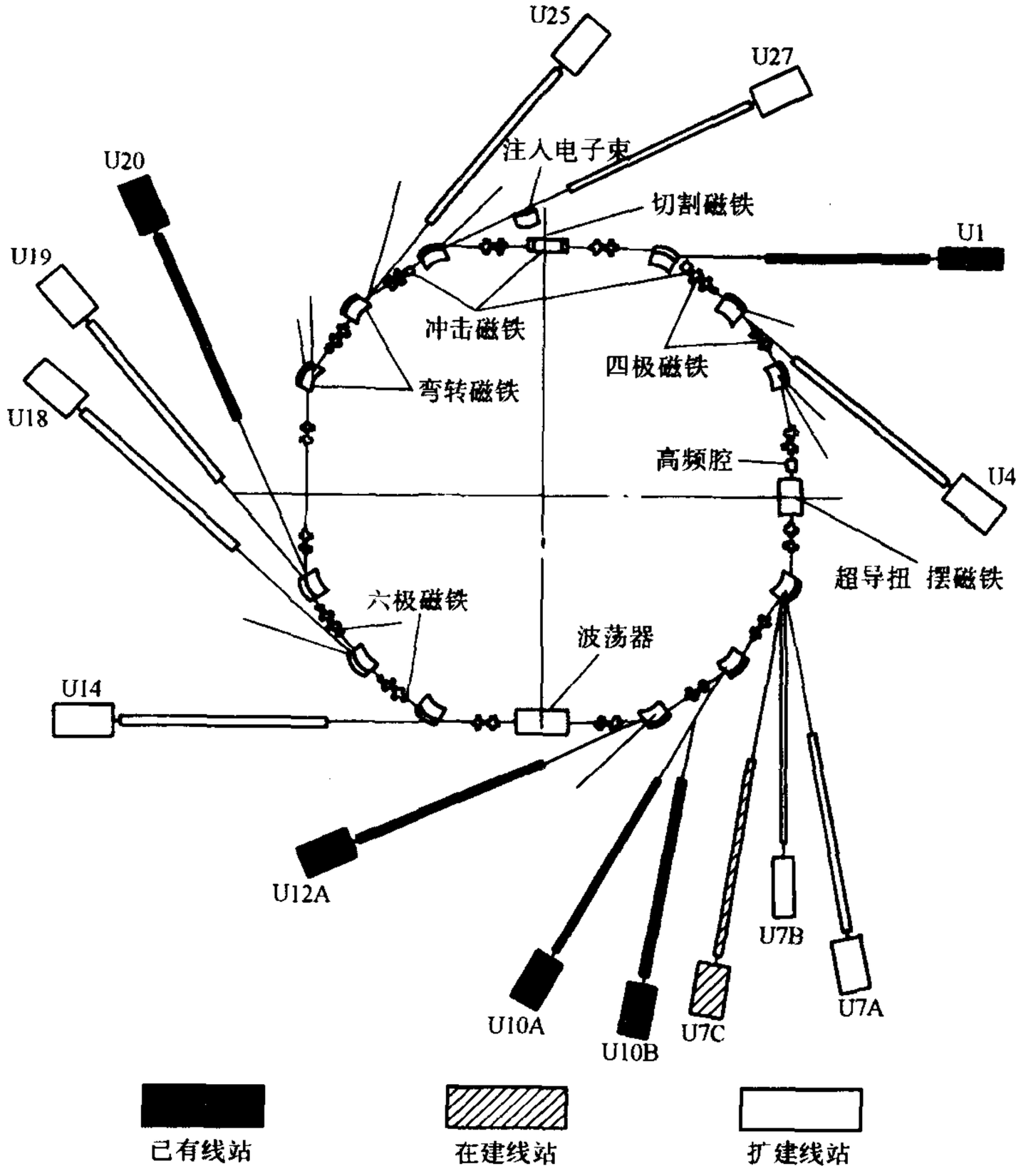


图 15.3 合肥同步辐射装置 HESYRL

为同步辐射束流线)的示意图。图 15.5(a)为 BSRF 的实验站布置,多条光束线可使用的 X 射线能量范围覆盖 0.01～22keV(见表 15.2),即由软到硬 X 射线能区。北京的 BEPC 上的 BSRF 与合肥的 HESYR 的性能仍在改进中。BSRF 已于 1997 年增加了插入件永磁扭摆器 3W1。现有的光束线与实验站的布置如图 15.5(b)所示。未来两年内将增加两套插入件 1W1、4W2;3 条新线,即由 3W1 分出的生物大分子线、用于中能研究的 3B3 线和用于高压(极限条件)研究由 4W2 引出的光束线以及两个新站,即生物大分子站与中能站,如图 15.5(c)所示。台湾省新竹 1993 年建成一台 1.3GeV 同步辐射装置[6]。

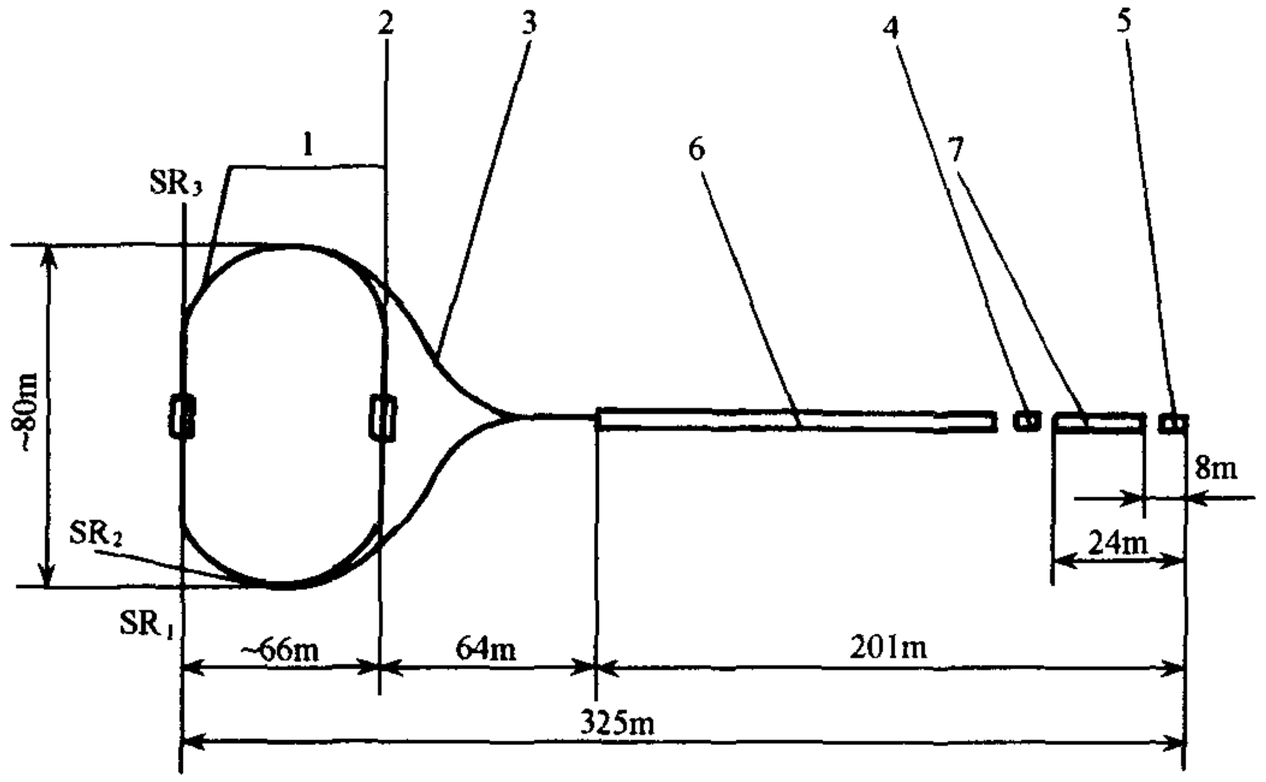
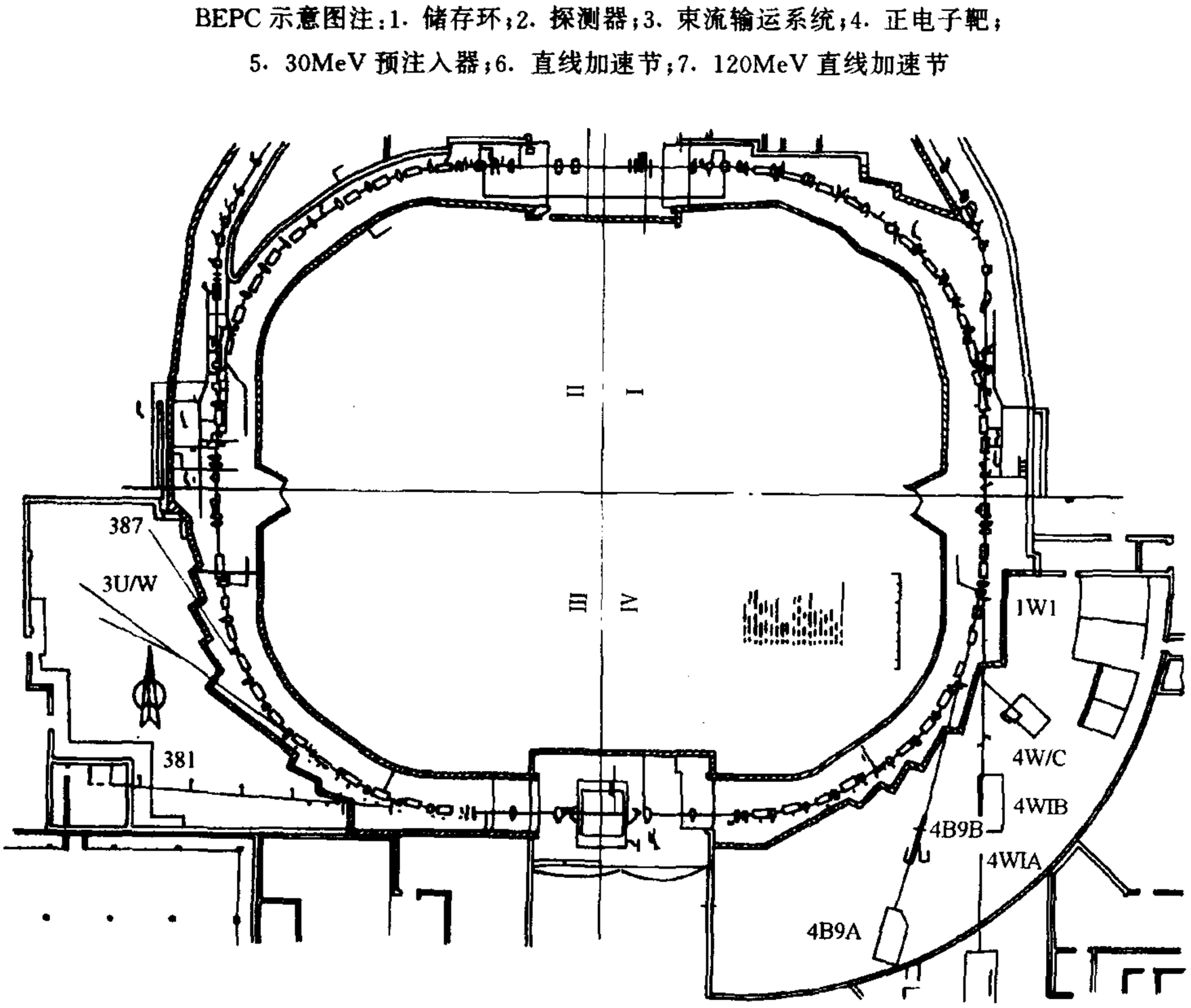


图 15.4　北京正负电子对撞机 BEPC 与同步辐射装置 BSRF

BEPC 示意图注:1. 储存环;2. 探测器;3. 束流输运系统;4. 正电子靶;5. 30MeV 预注入器;6. 直线加速节;7. 120MeV 直线加速节



(a)

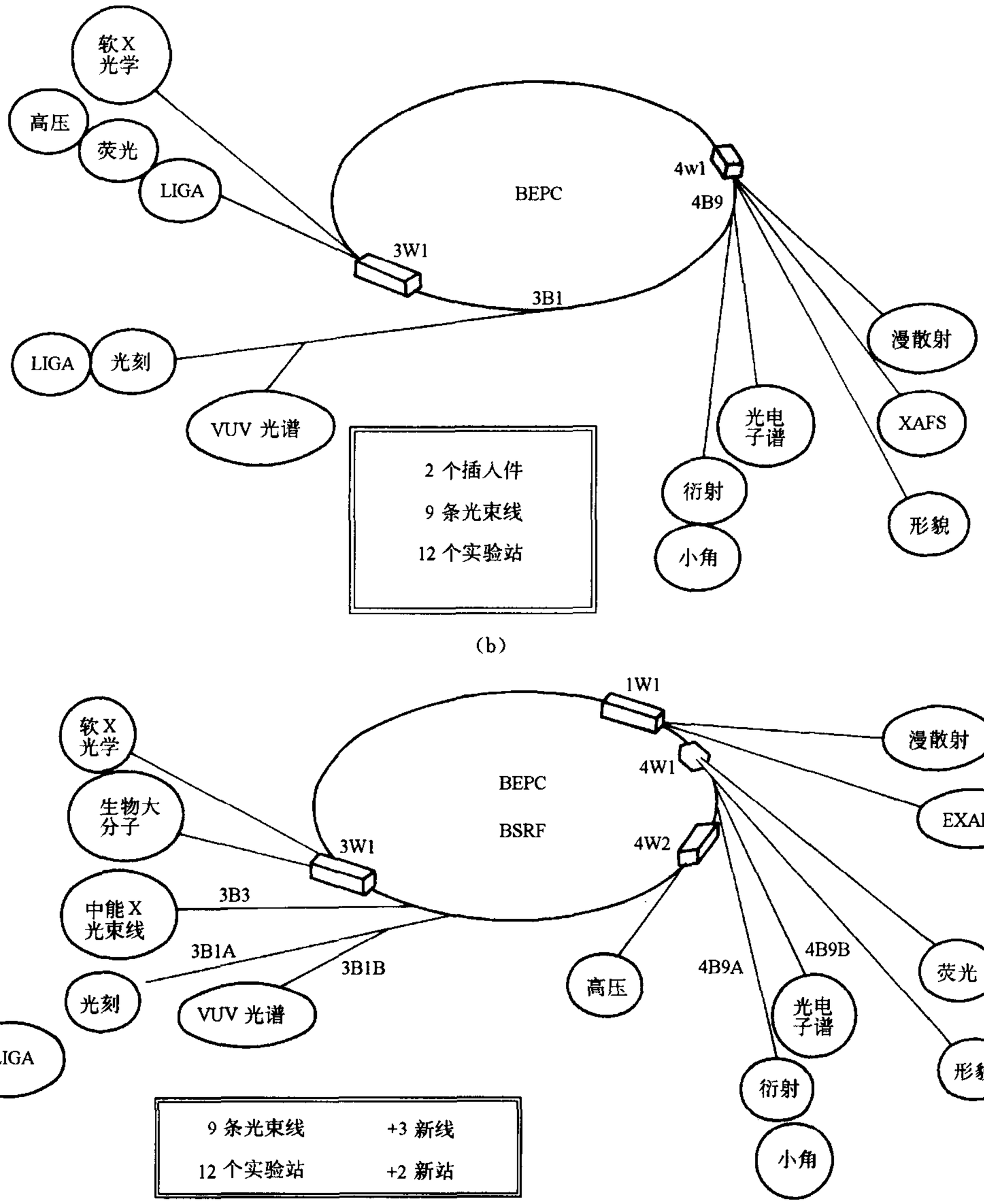


图 15.5 (a) 北京同步辐射装置 BSRF 的光束线和实验站的布置；(b) BSRF 现有的光束线和实验站布置；(c) BSRF 将扩建的光束线和实验站布置

第二代光源的发射度较小，一般兼用机为 $10^2 \sim 10^3$nmrad，专用机为 $10 \sim 10^2$nmrad。BSRF 当调整到高流强、低发射度的专用模式时，发射度可小至 70nmrad。由于它是改进的兼用机，还只能属于第二代。

到目前共建成约 50 余台同步辐射装置，其中 20 世纪 90 年代建成的若干同步辐射装置已属于第三代。新一代装置的特点是尽可能低的发射度和在储存环中插入尽可能多的用以改善光源性能的扭摆磁体部件，如为了提高频率的增频器和提高亮度的波荡器等，如插入直线节部件多达 40 个，发射度小至 5nmrad。有代表性的如日本的 Spring-8，美国的 Argone 实验室的 APS 与法国 Grenoble 的 ESIF。

表 15.2　北京同步辐射装置 BSRF 实验站的基本参数

光束线	4W1A	4W1B	4W1C	4B9A	4B9B	3B1A	3B1B
发光元件	电磁扭摆器	电磁扭摆器	电磁扭摆器	弯铁	弯铁	弯铁	弯铁
工作模式	专用	专用	专用	专/兼用	专/兼用	专/兼用	专/兼用
水平接收角/mrad	1	1	1	5.5	4.5	7.5	3
垂直接收角/mrad	0.1	0.1		0.36	1		
光子能量/keV	3.5～22	3.5～22	4.9,8.05,13.93	3.9	0.01～1.1	0.6～3	1400～500nm
镜子	无	无	柱面镜	弯曲柱面镜	超环面镜	柱面镜	抛物面镜 椭球面镜
单色器	无	双晶	三角弯晶	双晶	球面光栅	无	球面光栅
光斑尺寸/mm^2	45×14	25×2.5	1.4×0.9	3.0×1.5	3.0×1.0	35×35	0.5×0.5
分辨率		2×10^{-4}	1×10^{-3}	2×10^{-4}	1×10^{-3}		1×10^{-3}
样品处光通量* /2.2GeV·60mA	1×10^{13}	5×10^{9}	1×10^{10}	1×10^{9}	1×10^{9}		
实验站与研究领域	形貌站：凝聚态物理材料科学 荧光站：材料科学地质与资源医学 高压站：高压下物理研究	XAFS站：凝聚态物理材料科学催化剂分子生物学	漫散射站：凝聚态物理材料科学	衍射站：材料科学地质科学 小角散射站：凝聚态物理材料科学分子生物学	光电子能谱站：材料科学表面物理	光刻站：亚微米光刻LIGA 软X射线站：多层膜计量学	生物光谱站：生物光谱

* phs/s·mm^2·0.1% BW。

15.1.3　光束线与实验站的应用领域

为了得到特定波长、带宽、强度和束斑尺寸等满足实验要求的同步辐射光，一般使沿电子轨道切线方向发射的光束先经过光束引出口后进入前端区。前端区的作用是屏蔽放射性和其他电磁辐射，与加速器真空系统隔离，并进一步分离引入束。其中还有光束位置监测器和束线准直系统等。此后光束再经过单色器系统，到达实验站。单色器根据不同波段选择不同类型。如在 10 Å 以上(光子能量为 keV 以下)波段，一般选衍射光栅，在20 Å 以下(光子能量为 600eV 以上)则选用晶体单色仪等。由于 X 射线能量越小被空气吸收越严重，故一般软 X 射线束和真空紫外能区束线要求在很高的真空度中。图 15.5 和表 15.2 分别给出北京同步辐射装置 BSRF 的 7 条光束线与 11 个实验站的布局和光束特性指标、光学系统的单色器与面镜类型以及各实验站所开展的实验研究领域[3,6,9]。

BSRF 开展的研究与应用的领域很广[6]，涉及基础学科中的凝聚态物理、表面物理、化学、分子生物学，应用科学中的材料、地矿、微电子学的超大规模集成电路、微机械的深光刻电铸、注塑技术 LIGA 以及微探针[10]等，仅 1991～1994 年间的各学科研究课题就达 259 个[6,9]。

合肥同步辐射中心至 20 世纪 90 年代中期已使用五条光束线，分别用于 X 射线光

刻、光化学、时间分辨光谱、软 X 射线显微术和光电子能谱实验站。近几年进一步在表面物理、X 射线衍射、LIGA、原子分子科学、光热光声光谱、红外与远红外光谱、材料磁性、软 X 射线光谱辐射基准等方面开展研究[6,8]。

15.1.4 同步辐射光子探测器

如表 15.1 所示，同步辐射覆盖很宽的能区。目前实际应用最多的主要在真空紫外与硬 X 射线波段，即光子的能量或波长范围为 4eV(3000Å)到 124keV(0.1Å)。除热释光等利用热效应的探测器外，其他光子探测器与高能物理和低能核物理常用的探测器有密切联系，并有许多相似之处，但区别是同步辐射探测器主要测量低能光子。前面有关章节介绍的气体电离室、正比计数管、多丝室、闪烁计数器与半导体探测器等在同步辐射领域中都要用到而又有其明显特点：

1. 特点

用于同步辐射领域的光子探测器的性能指标，如探测效率、空间分辨率与时间分辨率等同粒子物理与核物理没有明显区别，而又有其明显特点。主要有以下几点：

1) 由于同步辐射强度有很宽的动态范围。因此，对高强度光子的记录方式可选用积累模式(模拟模式或电流模式)。由于同步辐射的脉冲式时间结构，即使积累模式也可按脉冲式或平均电流式进行记录。单光子模式(数字模式)适于低强度下精密测量[11]。

2) 在探测器灵敏度或探测效率方面，对不同能区的光子要选择不同气体或固体物质以便得到高光子转换效率，进而获得高探测效率。另外要用对软光子穿透率高的窗，有时还要利用多级转换效应，才能得到可记录的信号。

3) 对电流模式气体电离室，其探测效率常用电流灵敏度 S 表示，即入射单位光子通量 I_0 强度(光子/cm^2·s)在气体介质中产生的总电子离子对数 N 所相应的电流：

$$S = Nq/I_0 = q\,TY\,(1 - e^{-\sigma\rho L}) \tag{15.5}$$

式中，q 为电子电荷(1.6×10^{-19}C)，T 为光子对探测器窗的穿透率；σ 为介质对光子的吸收截面；ρ 为介质的原子密度；Y 为每个光子被电离气体介质吸收后产生的电子离子对数，即光电离产额；L 为探测器灵敏区厚度。式(15.5)中的$(1-e^{-\sigma\rho L})$相当于光子穿过厚度为 L 气体层被吸收的因子，也可用吸收长度 $\lambda(1/\sigma\rho)$表示。S 受到弱电流放大器下限($\sim10^{-13}\sim10^{-14}$Å)的限制，即大约可测到 10^4 光子/s。半导体探测器也有类似的关系式，只是转换产额相应于空穴-电子对而已。

4) 对单光子模式探测器，如正比管、多丝室与闪烁计数器等，其探测效率 ε 可由(15.5)式表示。每个光子的脉冲信号幅度依赖于产额 Y，其电荷为 qY。

$$\varepsilon = T(1 - e^{-\sigma\rho L}) \tag{15.6}$$

由于 T，Y，与 σ 皆与光子能量有关，且同步辐射强度有很宽的动态范围，因此不同能区选择合适的光子转换物质与窗是最基本的问题。

5) 在上述常用的波段内光子易被大气吸收，一般对能量为 1.6keV 以上的光子，可利用薄窗(Mylar 膜、云母、铍等)密闭式探测器，但在远紫外区和软 X 射线区(10～0.6keV 或 1100～20Å)一般只能使用无窗式探测器。对于探测器前光程长的区域，一般也要采用真空隔离系统。在 2Å 以下的 X 射线波段也可用大气压下的充氦系统。

2. 典型探测器与新型的探测器举例

下面介绍几种基本的探测器与有代表性的新型探测器的性能指标，特点与发展趋势。目前主要向高精度、高空间分辨的位置灵敏探测器，高时间分辨或高计数率，大动态范围测量与多路大阵列方面发展。有人指出[11]，目前探测器技术发展速度跟不上同步光源的快速发展。

(1) 气体电离室、正比管及多丝室

早在20世纪60年代末，对探测X射线及真空紫外(2～1500Å)波段的电离室所用的窗材料和所用的气体就有较全面的总结，至今仍很有实用意义[12,2]。在标准状态下15cm长的6种气体电流电离室的X射线探测效率(仅为吸收因子)与能量关系如图15.6所示[7]。

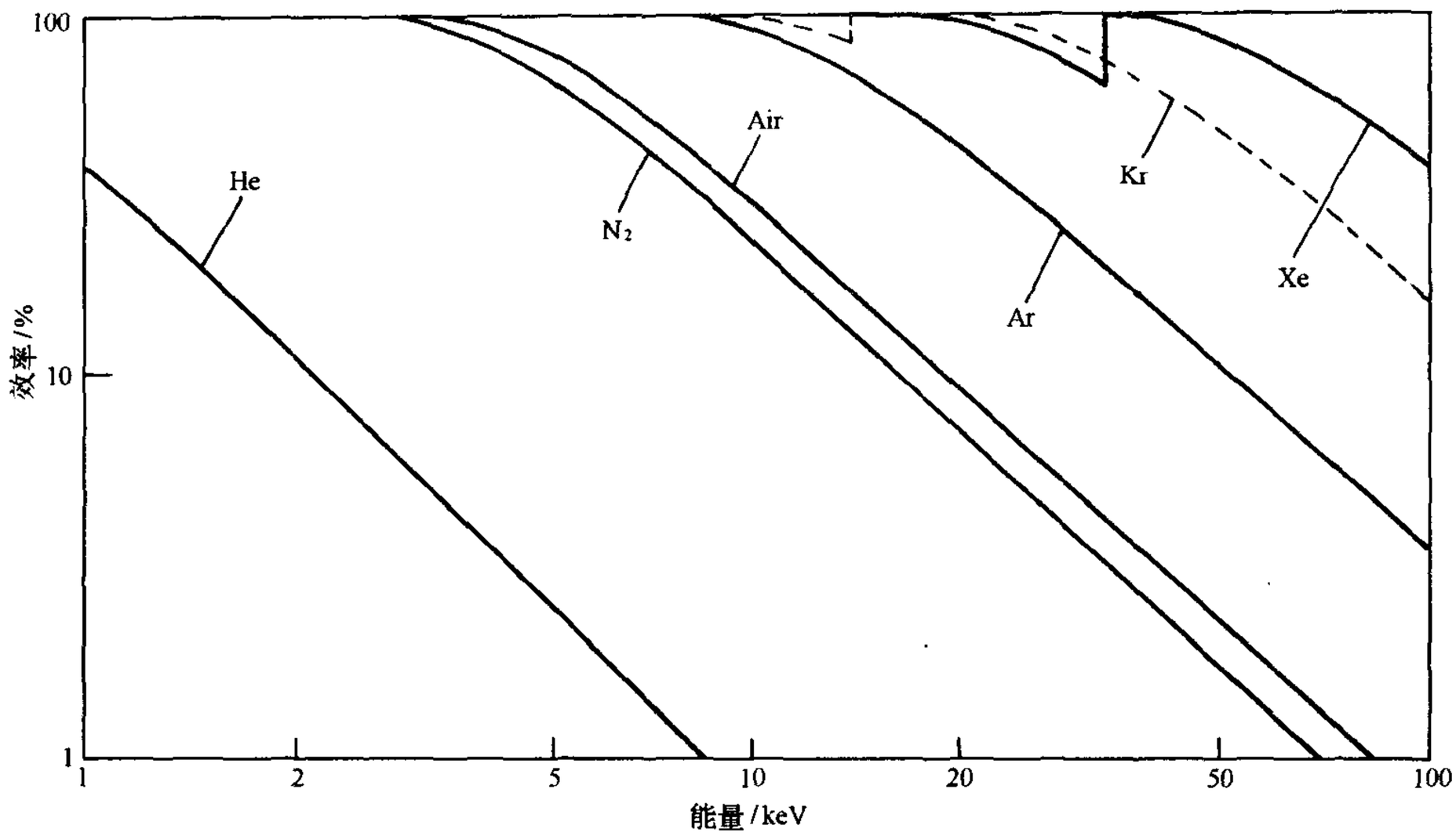
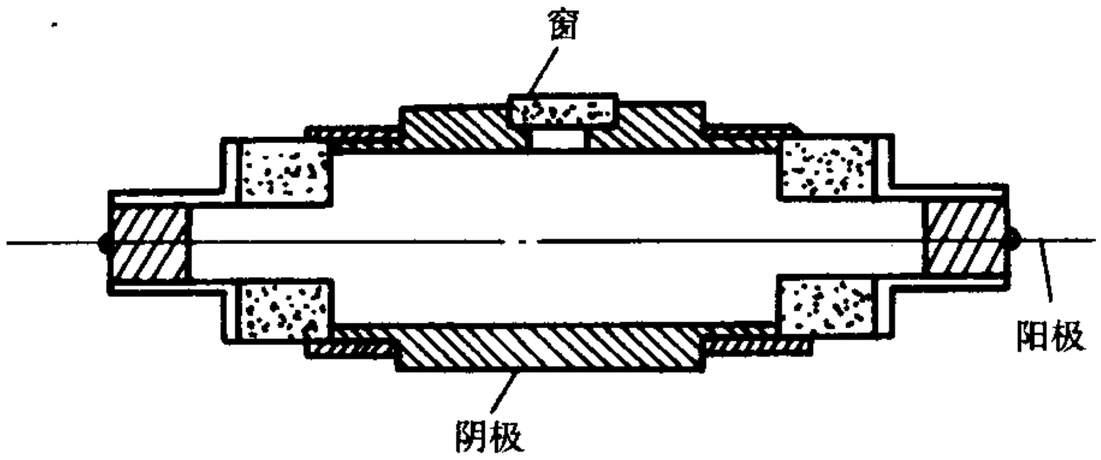


图15.6 几种气体电流电离室的探测效率与X射线能量关系

对正比计数器与多丝正比室，根据X射线能量选择工作气体与窗材料也是最基本的出发点。作为简单的例子，一个圆柱形充氩气正比管用三种不同材料或厚度的窗，在充入1.2大气压下的探测器效率如图15.7所示[2]。

因氩的吸收截面随着X射线能量增加而减小，而探测器窗的穿透率随X射线能量增加而增加，因此约在2～10keV范围探测效率较高。如图15.7(a)中曲线1所示，在3～5keV能区，对窗质量厚度为0.33mg/cm^{2}的聚酯薄膜、Mylar膜等，探测效率可达90%。窗厚度为25mg/cm^{2}时(图中曲线3)效率还可达80%，X射线能量在2～10keV以外的区域探测效率降至20%以下。对厚一些的窗，如33mg/cm^{2}厚的铍窗，在1～5keV范围，效率可在20%以上。在3keV峰附近有一个效率急剧变低的区域是因为X射线的氩原子K吸收边引起的。

图15.8给出了氩(Ar)、氙(Xe)和甲烷(CH_4)三种气体对不同光子能量的吸收长度λ，即相当于入射光子强度降为$1/e$(37%)的深度或63%的光子被吸收的深度[13]。由图可见，对8keV光子，Xe与Ar的λ分别为6mm与50mm。因低能光子吸收截面主要是光电截面σ_{ph}(康普顿截面很小)，它与气体原子序数Z与X射线能量的关系大致为



X射线正比计数管结构示意图

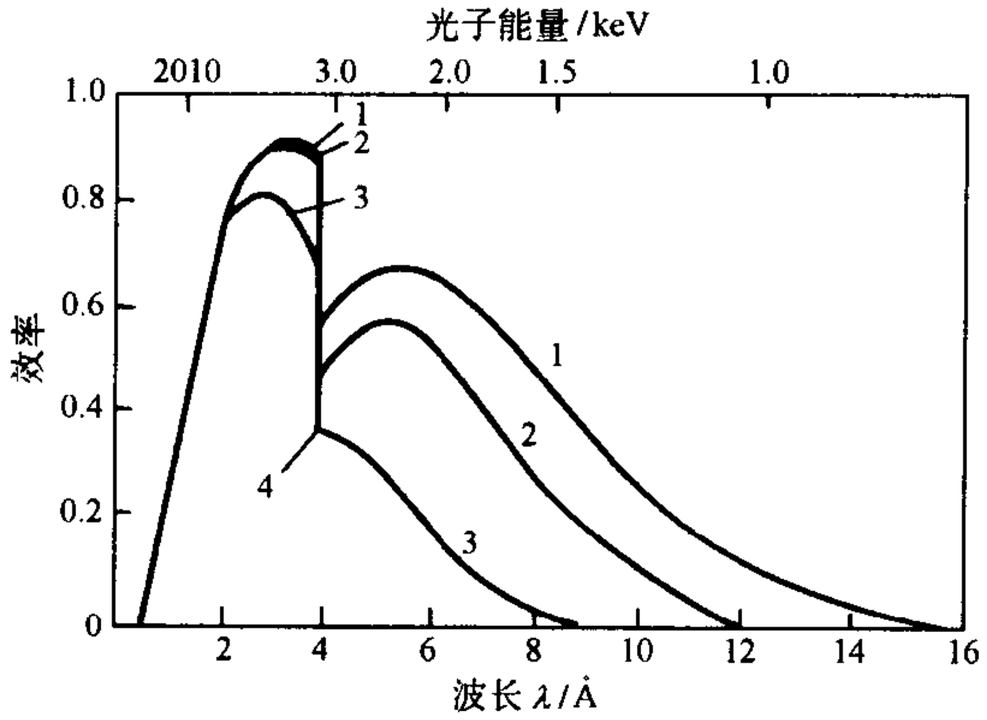


图 15.7　充氩气正比管不同材料或厚度的窗，在充 1.2 大气体压下的探测器效率

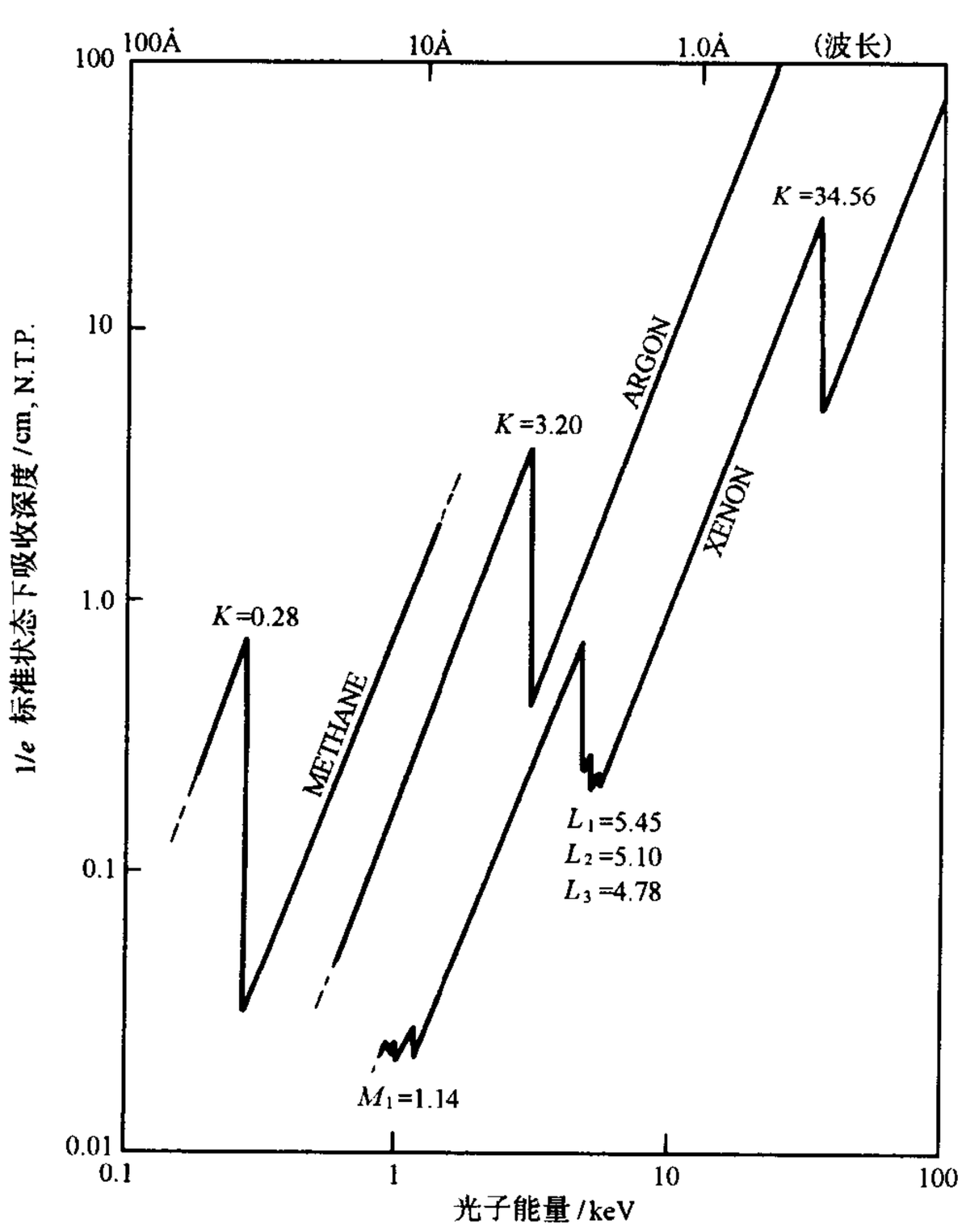


图 15.8　同步辐射光子在三种气体中的吸收长度与光子能量关系

$\sigma_{ph} \sim Z^4/(E_{ph})^3$。可见，光子吸收随其能量增加而减小，即 λ 随能量增加而增加。但当能量依次超过气体原子 L，K 层结合能 B_k 时，光电吸收截面急剧上升，产生 L 和 K 吸收。这时打出的光电子能量为 E_{ph}-B_k。Ar，Kr 与的 K 吸收边分别为 3keV，14keV 与 35keV。在低能区还有各自的 M，L 吸收与原子内壳层间电子跃迁产生的 X 荧光等。例如图中的 Xe 的 L 吸收边附近的几个精细吸收边。不同元素的 X 射线吸收的精细结构波长与能量详见文献[7,14]。一般而言，氩气常用于能区为 3～5keV 的 X 射线测量，重惰性气体 Xe 适用于更硬的 X 射线(如 10～20keV)探测。气体正比管使用在真空紫外波段时，一般要采用无窗型的管子。气体正比管的能量分辨率与最大计数率一般为中等水平，分别为 10%与 10^5/s 左右。

图 15.9 给出了铍窗与一种聚酯薄膜(polypropylene)的穿透率与 X 射线能量关系[13]。用多丝正比室测量 X 射线位置时，其测量精度与空间分辨率受到以下因素影响和限制：X 射线光子能量；在多丝室气体层中被吸收的位置；次级电子[光电离电子与俄歇(Auger)电子]的射程；次级电子向阳极渡越时并侧向扩散(如图 15.10 所示)；电子学噪声与阳极脉冲电荷比等。随能量与气体的不同，空间分辨极限约为 60μm～1mm。利用阴极感应条电荷重心法可进一步改善空间分辨率。例如在充 Xe 气多丝室中，1.5keV 光子束平行于阳极丝并距丝 200μm 处射入时，用重心法空间分辨可达 35μm。文献[13,15]有详细分析。

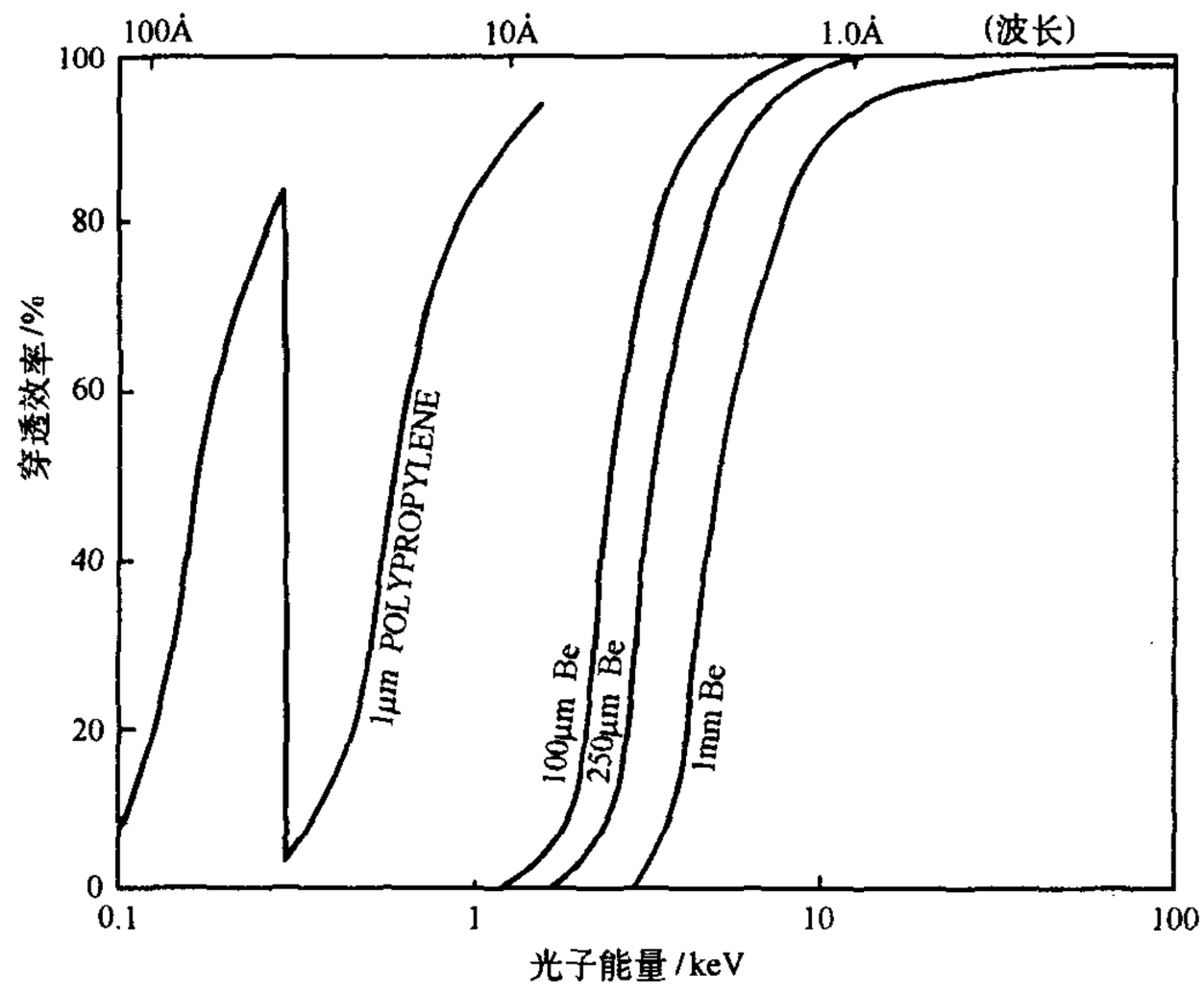


图 15.9 铍窗与聚酯薄膜的穿透率与 X 射线能量关系

Charpak 发展的充氩气的两维多丝漂移室就是很典型的开创性工作[15]。用它进行了小角衍射和散射测量，从而对生物蛋白质结构进行研究。其特点是对 50cm×50cm 大面积室，利用径向漂移空间电场用可克服斜射的光子位置畸变，从而明显提高了空间分辨率。对 8keV 光子，其探测效率充氩时可达 84%，充氙时可达 100%。国内研制的一种高气压充氩-甲烷多丝正比室可测 10～200keV 硬 X 射线，能量分辨率对^{241}Am (59.5keV)为 10%，也可用于同步辐射测量[16]。最近发展的 360°环形一维多丝室，其阳极丝丝距为

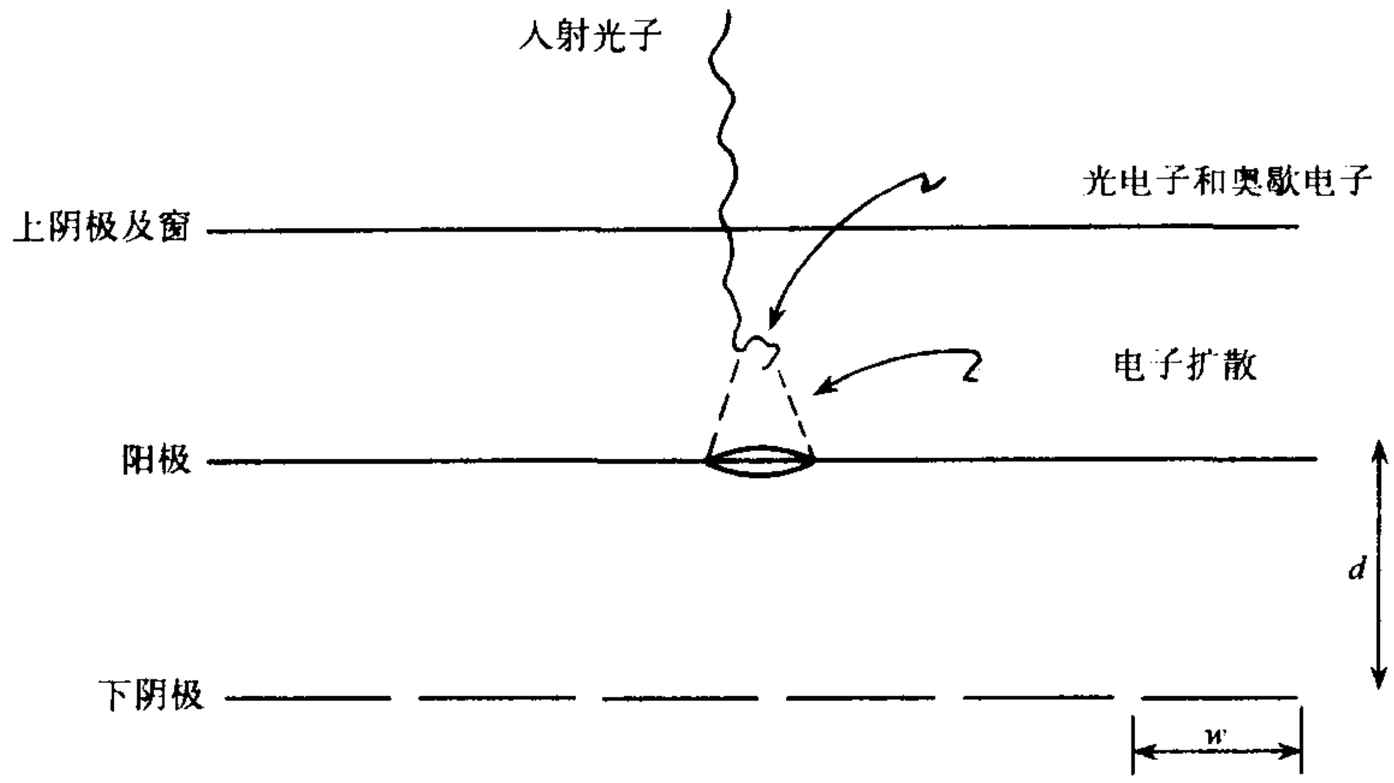


图 15.10　X 射线光子被多丝室气体吸收产生的次级电子及其扩散

1mm。利用与阳极丝平行的阴极条上感应信号读出，当采用重心法时可得到 30μm 的空间分辨，相当于 0.3×10^{-3}rad 角分辨率。8keV 时的效率可达 30%。计数率达 10^7 光子/s[17]，适用于高强度同步辐射衍射实验。

(2) 闪烁探测器及其阵列

探测 X 射线的闪烁晶体也常用碘化钠，但厚度一般比较薄，小于几毫米。这有利于减少高能量本底，并且要用铍窗或铝窗。其能量分辨率一般比气体正比管还差，约为 40%。对^{241}Am (59.5keV) 为 20%，对^{55}Fe 的 K 俘获 5.9keV X 射线为 60%，可以单个或排成阵列使用。典型的如利用波长转换的气体闪烁计数器阵列，其前端气体室可使一定波长的同步辐射光子转换为对闪烁计数器光阴极灵敏的紫光或紫外光，并用多个光电倍增管制成位置灵敏探测器阵列[18]。波长转换的过程为：光子在气体室的弱电场区被惰性气体吸收，产生电离电子。电子漂移到强场区，使惰性气体(如氙)受激发，激发原子在相互碰撞时形成双原子分子。退激时发出二次闪烁光、波长恰在 1500～1950Å 的紫外波段，从而很易被特制的光电倍增管记录。其能量分辨率可达 5%，优于一般气体正比管或多丝正比室。经进一步改进后，空间分辨率甚至可达到或优于一般多丝室水平(2mm)。

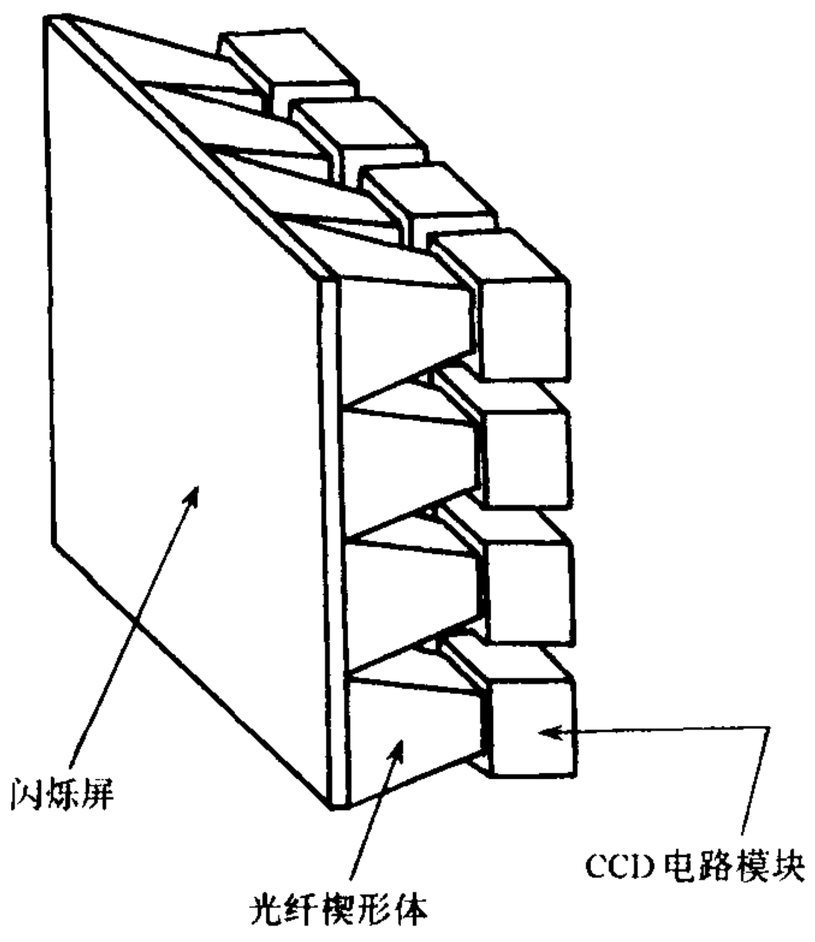


图 15.11　用于同步辐射衍射谱仪的闪烁体-光纤-CCD 阵列 MCCDX

近几年发展的用于 7～14keV 同步辐射衍射谱仪的闪烁体-光纤-CCD 阵列探测器 MCCDX[19]，有一定代表性，这里做简单介绍。如图 15.11 所示，前窗为厚 150μm 涂敷碳 Mylar 膜。对 12.4keV 光子的透射率 T_w 为 95%。窗有效面积为 200mm×200mm，窗后的闪烁屏灵敏材料为 Gd_2O_2S (Tb)，厚度为 10μm (质量厚度 10mg/cm^2)。用 4×4 组楔型光纤柱收集闪烁光信号并由相应的 4×4 组电荷耦和器件 CCD 读出。每个 CCD 器件的图像面积可大到 28mm×28mm，

共1242×1152个像素。利用该探测器做的Bragg衍射装置，波长可分辨至2.2 Å，并有很快的读出速度。该装置已在SPring-8上用于蛋白质结晶学研究。

最新出现的YAP(Ce)闪烁成像128×128阵列[20]。由于其快光衰减时间(30ns)，高密度(7.4g/cm^3)，高产额(NaI的30%)和二维皆可达1mm的高空间分辨而受到注意。

(3) MSGC与新型Micro-CAT气体图像室

近年来发展很快的微条气体室MSGC由于用刻蚀在固体底衬上的金属微条代替了阳极丝从而减小了正离子的屏蔽效应，因此明显减小了计数的死时间，可用于高强度光子测量其已在同步辐射领域得到应用。如用于能量低于4keV的EXFAS X荧光测量的MSGC，其阳极条宽为10μm，阴极条宽为90μm，周期(pitch)为300μm，计数率可达标3.5×10^6/s[21]。用于快速X射线晶体结构分析的一种MSGC，其有效面积达85mm×85mm，单条计数率可达10^{5}事例/s[22]。

一种用于生物蛋白晶象学研究的小角散射实验SAXS(Small Angle X-ray Scattering)的Micro-CAT气体图像室近年来受到重视[23,24,25]。图15.12中所示的一维室，灵敏区长2cm，二维室灵敏区2.8cm×2.8cm。同步辐射光子由漂移阴极进入2.4cm厚的高压(1～5bar)氩-氙混合气区域进行光电转换。产生的电子进入一种微孔板气体电子倍增器，称为CAT，MICROMEGAS或GEM(Gas Electron Multiplier)(6.1.1节)[26]。

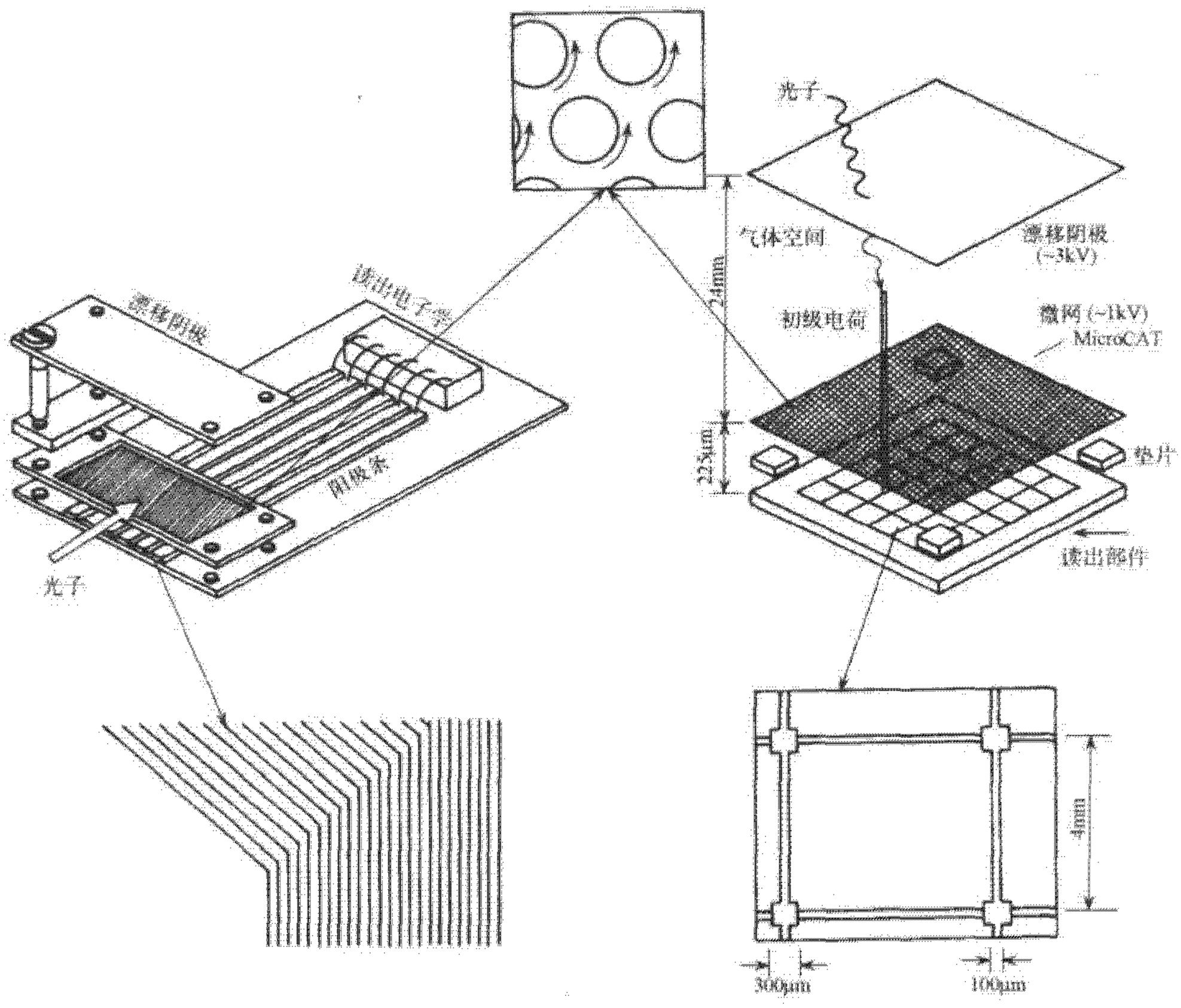


图15.12 一维及二维Micro-CAT图像室

它是一种金属-绝缘层夹层，其上有许多网状微孔(mesh)。电子通过网状微孔后获得气体放大。通过改变金属电极间电压(200～40kV/cm) 可使放大因子 G 在 1～10^4 范围内调节。经放大后的多个微电子束在相应的读出像素阳极上被收集。它也可与多丝正比室(MWPC)或微条气体室(MSGC)组合。这种位置灵敏探测器有极好的性能指标，其突出优点为：

1) 增益可根据光子强度调节，因而既可工作在前述的累积(模拟)模式，可测到光强高达 10^{12}ph/mm^2·s，也可工作在单光子(数字)模式。

2) 极高的空间分辨率(读出条周期为 150μm)，可达 300μm 的半高宽(FWHM)。

3) 对 16keV 硬光子效率可达 70%。

4) 极大的动态范围 50～10^8。

5) 预计的灵敏区一维可达 15cm^2、二维可达 10cm×10cm。

(4)光电系列与半导体探测器阵列

光二极管、光电倍增管及微通道板等光读出器件在第八章中已介绍。在这里，关键问题是对不同波长的同步辐射光子选择合用的、透明度高的窗和高量子效率的光阴极或光电转换材料。从紫外到可见光区(1000～10000Å)，有许多可用的窗——光阴极组合材料。近年来发展的微通道板，可以提供很高的位置分辨率(＜25μm)和较高的计数率(＞10^5/s)，其总尺寸也可做得较大(几平方厘米)。

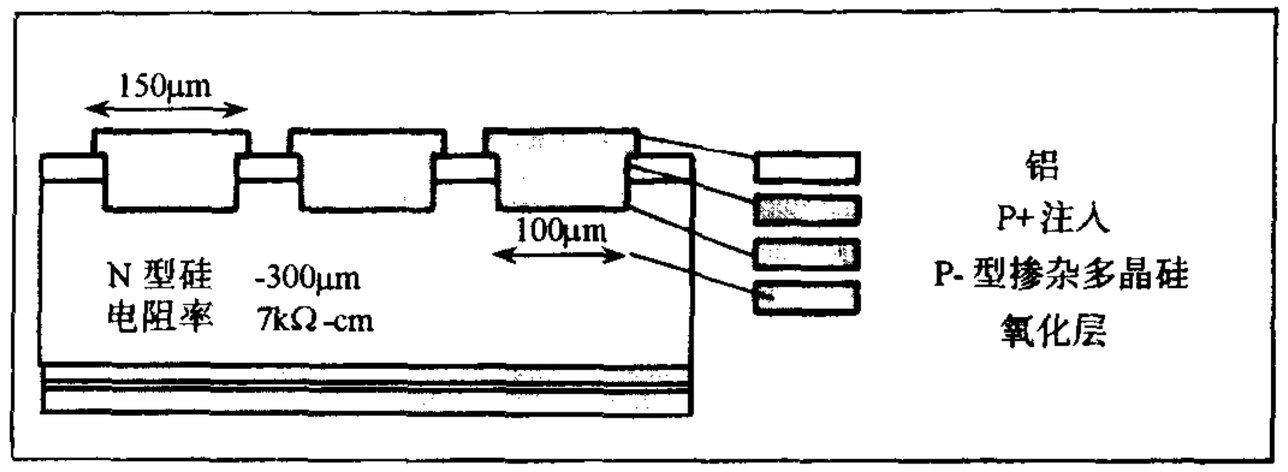
半导体探测器及硅条位置灵敏探测器已在第八章介绍。由于同步辐射光子比高能粒子能量低得多，特别是对软 X 射线，因而用以吸收光子并产生电子空穴对的耗尽层的厚度要适当，且结旁的非耗尽层要作得很薄，以减少能量损失。由于一般 p-n 结的表层吸收紫外光，因此，从近红外波段到硬 X 射线波段间，只有紫外光区的探测效率不够满意。利用锂漂移技术的硅(锂)探测器可以增厚耗尽层，适宜于 X 射线探测。对于能量高于 50keV 硬 X 射线常选用锗(锂)探测器。由于在低温下(例如－170℃)，它们的信噪比都明显提高，因而可得到很好的能量分辨率。对能量为 50keV 以上的光子，可好于 5%。

近年来新发展的数字型硅像素阵列[11]DPAD 在 15cm×15cm 面积上多达 10^6 个像素。像素尺寸 150μm，如图 15.13 所示。每个像素的最大计数率为每秒 10^6 光子(ph/s)。整个阵列总平均计数率达 10^{11}ph/s。更有特色的是同样路数的前级电子学(FEE)采用专用集成电路(ASIC)，并与探测器组合在一起。FEE 每路包括前置发大、成形甄别器和前置定标单元，与硅探测器各像素一一相接，因而仅有 20μs 的读出时间。

这种新型探测器已成功地用于研究生物蛋白质晶相学的旋转晶样谱仪上。对^{55}Fe 的 5.9keV X 射线，其可分辨的半高宽能量为 FWHM～480eV。

(5) 软 X 射线探测器及其通量的绝对测量

软 X 射线(0.05～2keV)在许多学科中有广泛的应用前景，而其中的激光等离子体诊断技术与软 X 射线能区有密切关系。发展研究软 X 射线探测器及其绝对通量测量是一项很重要的研究课题。用同步辐射标定是最精确的方法。如前所述，在软 X 射线能区使用的气体探测器要求极薄的窗、低压强与真空环境等，比较复杂，因此常用固体探测器，如硅光电二极管探测器和金刚石光电导探测器等。为了对软 X 射线能区韧致辐射的绝对灵敏度进行标定，国内近来采用由硬 X 射线区外推到软 X 射线区的方法[27]，最近发展到直接在 BRSF 的 3W1B 束流上进行软 X 射线的直接标定。在 BSRF 硬 X 射线(3.5～22keV)



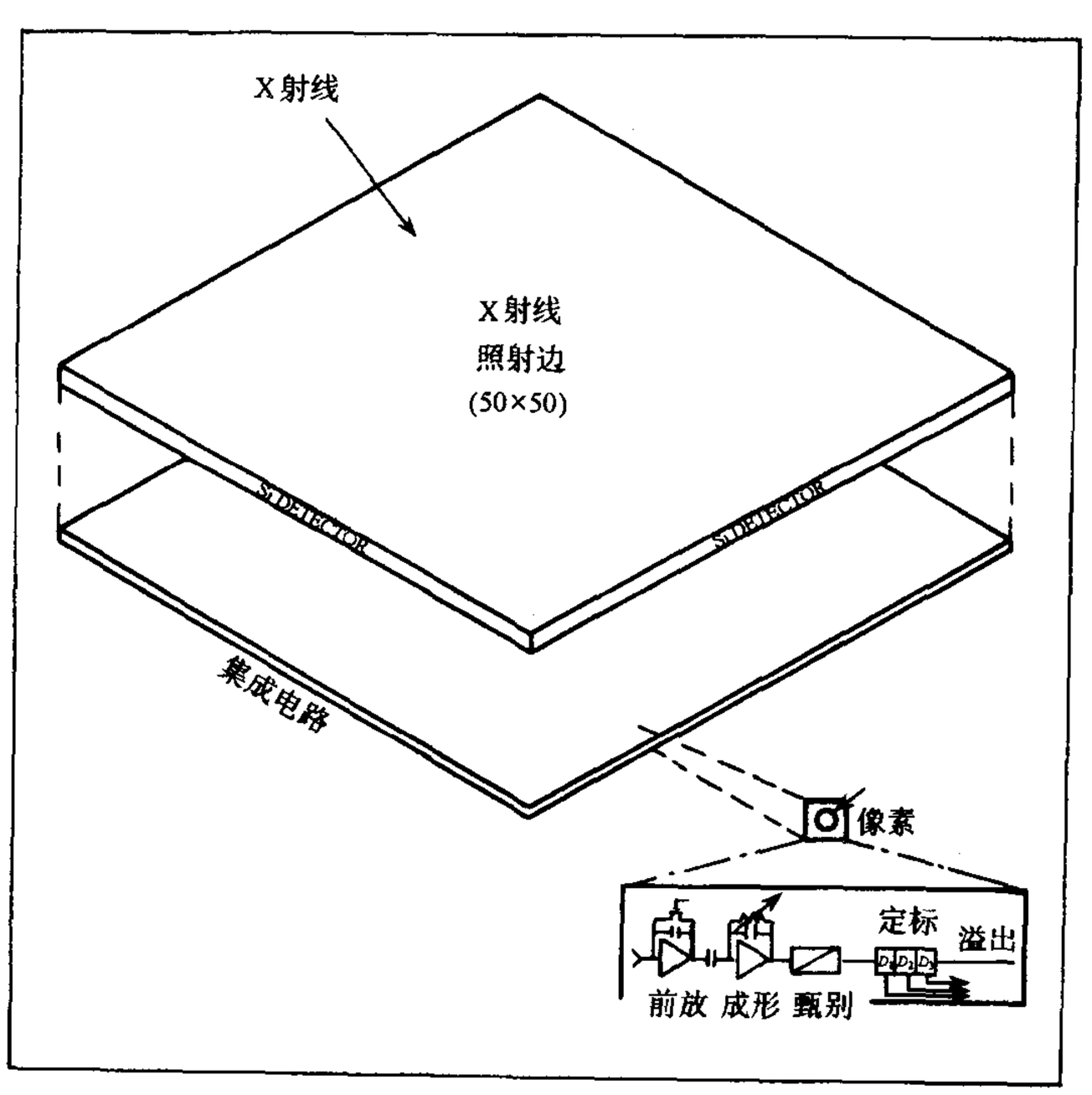


图 15.13 数字型硅像素阵列 DPAD

光束线 4W1B 上先用全吸收平行板充氩电离室(一级标准探测器)对无窗硅光电二极管的效率进行标定。利用同步辐射光源可精确计算的优越性,对电离室、硅光电二极管及理论计算三者进行比较。再利用硅光电管(二级标准探测器)在 0.05～6keV 宽能区内探测效率 ε 与能量有 $\varepsilon=E(\mathrm{eV})/3.63$ 的线性关系,外推到软 X 射线,即可测定软 X 射线的全波段的绝对通量。经与两种电子能量(1.6GeV,2.2GeV)产生的同步辐射的理论计算结果比较,在 500～900eV 范围内偏差小于 5%,如图 15.14 所示。

15.1.5 同步辐射实验的屏蔽

进行同步辐射实验与高能物理实验首先面临的共同问题是要屏蔽高能加速器产生的各种辐射本底。当同步辐射束流引入到实验厅后由于束流与光束线上的各种器件的作用以及束线扭曲等又产生各种辐射本底,因而需要进一步屏蔽[28,29]。

1. 高能加速器辐射场的屏蔽

我们以 BEPC 为例进行简单讨论。从屏蔽角度考虑,高能电子(如 1.5～2.8GeV)与

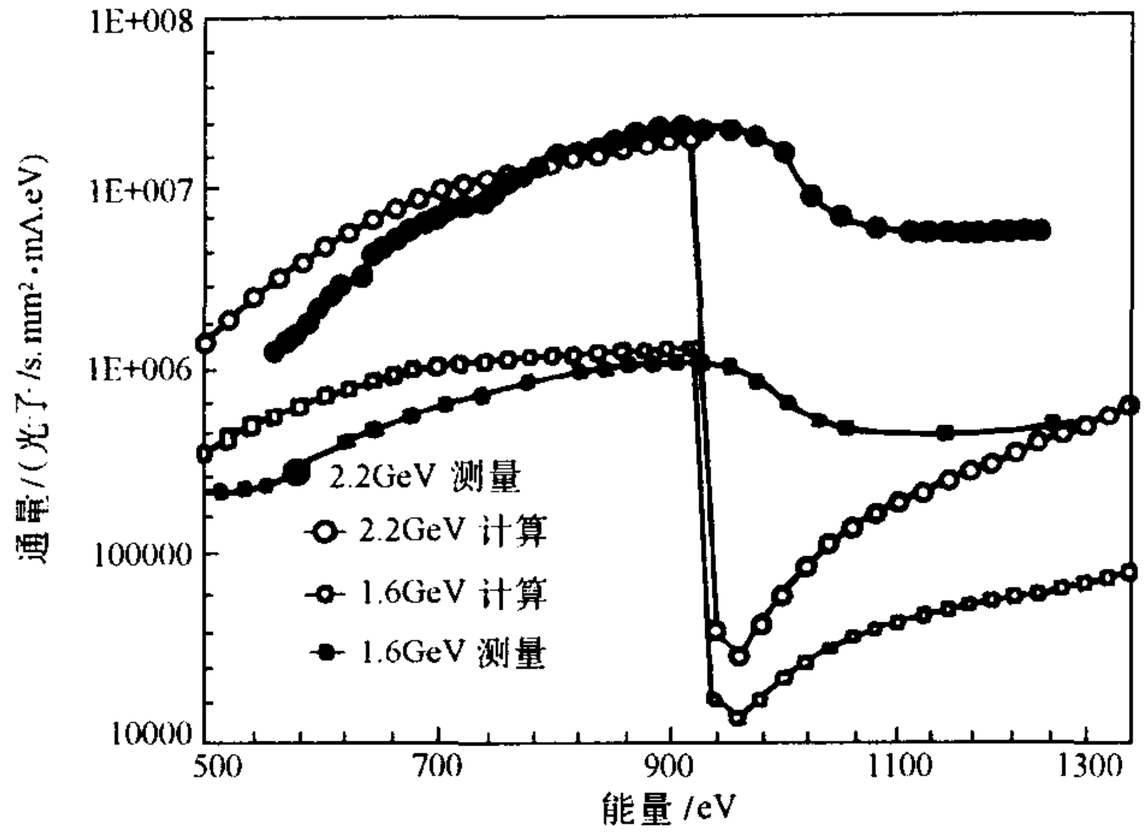


图 15.14　软 X 射线能区同步辐射绝对通量的理论计算和测量比较

物质(加速管道与管内残余气体等)相互作用产生高能光子的轫致辐射及光生中子是主要的。初级轫致辐射进一步产生电磁簇射使光子和电子的能量降低。这一过程可用辐射长度描述。当光子能量超过 140MeV 的 π 产生阈时产生高能中子,有强穿透力。光子能量为 30～150MeV 时的准氘核光致衰变是产生中子的重要来源。能量低于 30MeV 时为巨共振光核反应,产生的中子能量约为 4～19MeV。另外,除硼、锂等少数元素当吸收中子时不发射 γ 射线外,大量元素还发射能量为 6MeV 左右的 γ 光子。考虑到 μ 子主要是库伦散射而轫致辐射很小,且只向前,因此不用考虑。总的辐射场的光子和中子的能量分布都很宽,既有 20MeV 以上的光子和中子,也有 30keV 以下光子存在。铅和钨是典型的高 Z 材料用以衰减 γ。含氢材料(如聚乙烯、石蜡等)用以降低中子能量,混以硼等以进一步吸收慢中子。在空间不受苛刻限制的情况下,由于价格低廉,混凝土(密度 $\rho=2.3\mathrm{g/cm^3}$)是适用的屏蔽材料。其对约 2MeV 光子的衰减长度为 $42\mathrm{g/cm^2}$(17.4cm),对巨共振中子的衰减长度约为 $30\mathrm{g/cm^2}$。可见,30cm 的混凝土可有效地衰减约 5 倍光子剂量和 10 倍的中子剂量。关于 γ 射线的屏蔽,必须考虑包括多次散射的宽束,它和严格按指数衰减的窄束差一个因子。例如能量为 1MeV 的窄束 γ 射线透过 14.5cm 的铁层(密度为本 $7.2\mathrm{g/cm^3}$,线性衰减系数 $\mu_0=0.47\mathrm{cm^{-1}}$)减弱倍数为 $\exp(\mu_0 x)=\exp(7)\sim1096$。而对宽束,减弱倍数仅为 $1096/B=100$,即修正因子为 $B\sim10.2$,差一个数量级。其他常用材料当 γ 射线能量为 1MeV 的窄束时,其线性衰减系数 μ_0 分别为 0.071(水)、0.141(水泥)、0.166(铝)、0.79(铅)。可根据这些参数粗略地估计屏蔽层厚度。B 是一个复杂的因子,随能量增加和屏蔽层厚度减少的而减小;与屏蔽层原子序数也有关系。随能量降低,衰减长度(线性衰减系数的倒数)明显减小。例如对能量为 2MeV 的宽束 γ 射线减弱 10 倍需混凝土厚度为 37.6cm(对密度 $\rho=11.34\mathrm{g/cm^3}$ 的铅,仅需用 5.9cm),而对 100keV 硬 X 射线,厚度仅需为 8.2cm(铅只用 0.3cm)。例如,对 BEPC 的电子能量为 1.1GeV,束流强度为 300mA/脉冲的辐射场,在电子注入点附近 1m 处的轫致辐射剂量率约为 $2\times10^3\mathrm{Sv/h}$,中子仅为 0.21Sv/h。一般需要约 50～60cm 的混凝土墙厚度,以便达到 10μSv/h(或 50mSv/y)容许剂量当量(1Sv=1J/kG)。当然,辐射场强度在束流注入点附近和注入期间时最大。对储存

环弯曲区域的同步辐射 X 射线，因其能量很低，不需另外屏蔽(见附录 4)。

2. 同步辐射光束线的屏蔽

光束线的屏蔽主要考虑插入件(直线节等)中的气体轫致辐射以及初级轫致辐射与光束部件(窗、光阑、单色器等)撞击产生的次级轫致辐射。例如，BSRF 的 3W1 光束线气体轫致辐射导致的辐射剂量约为 $2.4\times10^5\mu Sv/h$，为达到 $10\mu Sv/h$ 容许剂量当量，对铅的吸收系数按 $0.473cm^{-1}$考虑，需使用 21～30cm 厚铅的安全光闸。在 3W1A 白光束后方也用了 30cm 厚铅吸收体(Beam Dump)。对第一光学器件柱面镜要使用屏蔽罩，其前向要用 5.8cm 厚的铅屏蔽层。另外，电子束流与储存环部件作用以及光束线上的直接同步辐射与部件散射也产生辐射剂量贡献。它们可用准直器等屏蔽，例如在散射体前方的束流管道要用约管长 50cm，壁厚 5cm 的铅屏蔽体。

15.2 质子激发 X 荧光分析

20 世纪 60 年代发展起来的各种激发 X 射线成分分析方法目前已成为非常有效的微量成分快速分析技术，它在材料、地质、冶金、医学、环保等方面已广泛地应用。

20 世纪 70 年代发展起来的质子激发(感生)X 荧光分析，即 PIXE(Proton Induced X-ray Emission，因荧光即射线，故在此领域多称 X 荧光而省略“射线”)因其能进行灵敏度极高的痕量分析[即含量小于百万分之一(ppm)的成分分析]和微区分析而受到重视。它是核分析技术[30]中的一个重要领域。

15.2.1 原理与实验装置简述

质子激发 X 荧光的物理过程是：当高速带电粒子(质子、α 等)轰击靶样品时，与样品原子发生非弹性碰撞，即带电重粒子与原子的核外电子发生库伦作用，使其能量可能传递给样品原子内层电子而使内层电子电离，所留下的空位由外层电子填充而产生 X 射线的过程。设轰击粒子质量为 M，能量为 E，电子质量 m，则轰击粒子与核外电子碰撞而传递给电子的最大能量约为 $4mE/M$。当此传递能量远小于壳层电子电离电位 $I(K,L\cdots)$时，使原子内层电子电离的作用截面 σ 大致可简化表示为[31]

$$\sigma \propto z^2 \cdot E^4/Z^{12} \tag{15.7}$$

式中，z 为轰击粒子电荷，Z 为靶样品原子序数。由上述关系可知，对同样的靶核，作用截面 σ 随轰击粒子能量 E 增加而急剧增加；随靶样品原子序数增加而急剧减小。当轰击粒子能量 $E>I\cdot M/m$，即最大传递能量与电离电位数量级相当或更大时，作用截面 σ 随 E 增加而减小($\sim1/E$)。由于 L 层的电离电位 I_L 比 K 层的电离电位 I_K 小，因此轰击粒子能量较低时，其与 L 层电子的作用截面就开始按 $1/E$ 关系下降。L 层的特征 X 射线能量比 K 层的小，且各层产生的 X 射线能量 E_x 都遵守 Mosley 定律[32]，即 $E_x\propto(Z-1)^2$。早期总结文章[31]对理论与实验都有详细介绍。

通常，质子激发特征 X 射线随质子照射时间停止而很快消失，衰减时间(即强度降为 $1/e$ 的时间)短，约为 ns 数量级或更短，称为 X 荧光，相当于原子壳层单重态激发态直接到基态的跃迁。另外，有时也伴随有长衰减时间(ms 或更长)的发光，称为磷光，相当于原子壳层激发态经过“内系统交叉跃迁”到三重态后再跃迁到基态的过程。因为三重态有相

对长的寿命，因此磷光衰减时间很长。

典型的实验装置如图 15.15 所示[31,32,33]。由质子静电加速器产生的质子束流经磁铁偏转。聚焦和准直的输运系统进入靶室，照射斜置的样品。样品发射的特征 X 射线，穿过薄窗（如铍窗）被 X 射线能谱仪探测记录。

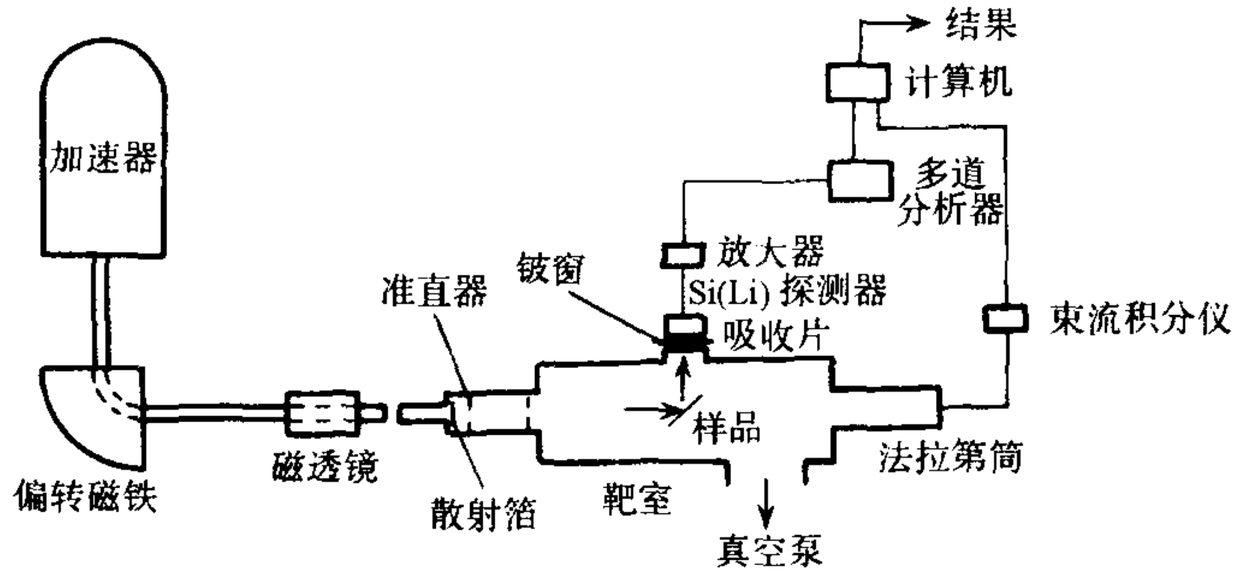


图 15.15　质子激发 X 射线荧光分析实验装置

根据质子与样品原子的作用截面公式(15.7)与 $1/E$ 关系，质子束流一般选用 1～3MeV 的能量范围，因为在此能区质子激发 X 射线截面较大而钫致辐射本底与核库伦激发软 γ 射线强度都较小。因而在此能区有高的测量灵敏度和高信噪比，并可以进行深层样品分析。这是因为小于 10^2keV 的低能质子其透入深度浅，只能进行浅层分析。

如图 15.16 所示，在真空靶室内放置样品的方法称为内束（或真空分析）法；将离子束流从真空管道经出射窗引到大气中作分析的方法称为外束（或非真空分析）法。外束法的优点是换样品方便，样品冷却效果好，便于使用强束流等。因为轻元素产生的 X 射线能量较低，穿透窗较困难，故内束法特别适用于轻元素分析。通常探测器在垂直于束流方向固定放置。由于不需用按晶体不同衍射角散射出的不同波长的 X 射线选择能量，因而要求探测器有很高的能量分辨率和相对宽的能量测量范围，即在一次测量中可得到全谱。通常采用硅（Si）、锂（Li）漂移型半导体能谱仪能测量由铝到铀的特征 X 射线。若用无窗探测，则可测到更轻的元素，如碳、硼等。

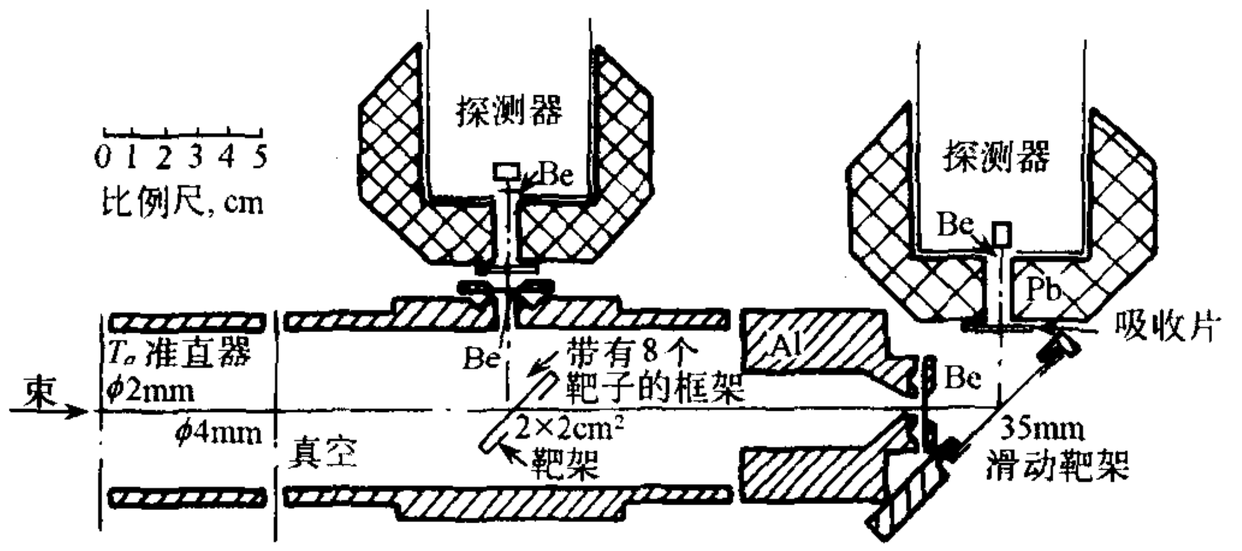
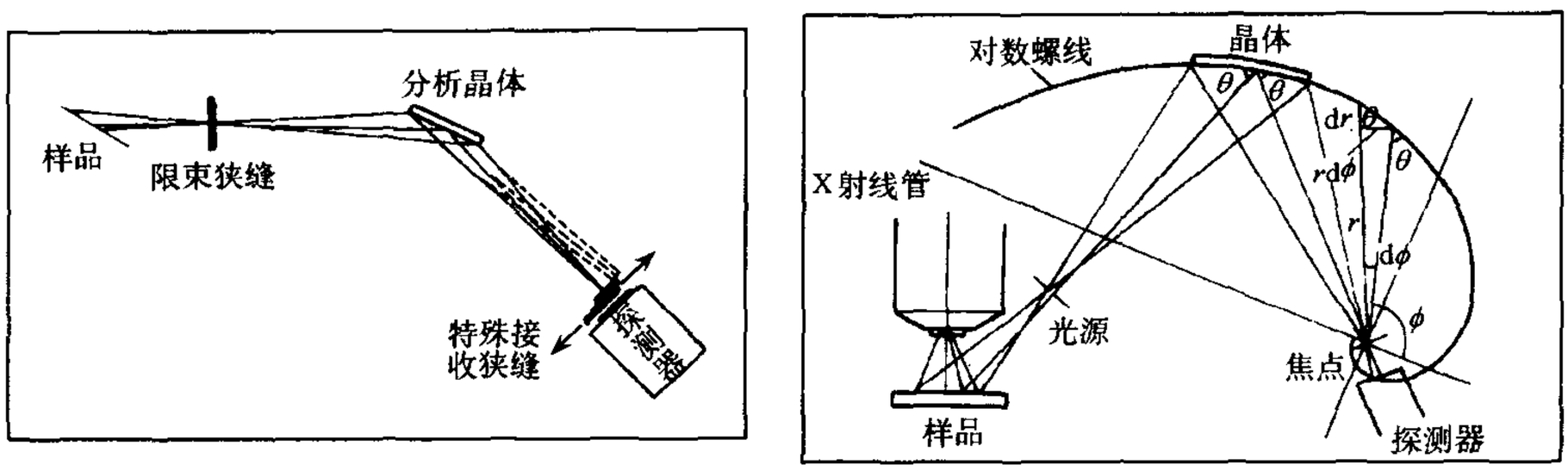


图 15.16　内束法靶室与外束法靶室

15.2.2　与其他 X 射线成分分析法比较

利用 X 光管产生的 X 射线，各种放射性射线如 α、β、γ 和 K 俘获与内转换电子感生的 X 射线（如^{55}Fe Cd），以及粒子束流如质子、α 束等皆可激发特征 X 射线。X 射线成分分

析通常分为两种方法：一种是利用晶体衍射将不同波长的 X 射线按不同角度散开而仅测量各方位 X 射线强度的方法称为波长色散法；另一种是直接利用高能量分辨率和宽能量线性范围的探测器测量能谱的方法称为能量色散法[34]。利用放射性和束流作为激发源的方法多为能量色散法。显然，波长色散法对探测器能量分辨性能要求很低，只测强度即可，但它必须采用精密的晶体衍射系统。例如，利用 X 射线管产生的 X 射线照射样品，由样品发出的特征 X 射线经限束狭缝照射晶体[图 15.17(a)]，不同波长的特征 X 射线按不同布拉格衍射角出射，经特殊接收狭缝被探测器记录，称为固定型晶体衍射系统。图 15.17(b)给出对数螺旋线型晶体衍射系统[35]。能量色散法不用晶体衍射系统，但是对探测器能量分辨性能要求极高。对源的能量原则上只要求能量高于待测样品中元素的特征 X 射线能量。



(a)　　(b)

图 15.17

(a) 固定型晶体衍射系统；(b) 对数螺旋线型晶体衍射系统

目前利用放射源的 X 射线荧光分析中多采用能量低于 150keV 的 γ 源和 X 射线源，如 ^{55}Fe、^{238}Pu、^{109}Cd、^{241}Am 等。也有用 β 射线和具有连续能量分布的韧致辐射来激发特征 X 射线，如 $^{3}H/Ti$、$^{3}H/Zr$ 等。几十瓦的低功率连续工作或脉冲工作的 X 光管也常采用。探测器大多采用气体正比管、闪烁计数器与半导体 Si(Li)、Ge(Li)探测器。Ge(Li)探测器更适用硬 X 射线探测。例如，很早就成功地用薄窗气体正比管检测水泥成分[36]，近年来国外并已有相应产品。国外最近出现的用于化工冶金方面的 X 射线荧光快速分析仪利用了碘化汞晶体探测器和 ^{55}Fe 与 ^{109}Cd 源，具有小型、快速、可靠的优点，对合金成分分析精度为 0.1%左右。尽管这类常规 X 射线分析装置本底高、难准直、灵敏度低，相对灵敏度最好只达 $10^{-5}\sim10^{-6}g/g[(10\sim1)\times10^{-6}]$，绝对灵敏度最好只到 $10^{-7}\sim10^{-8}g$，但因其轻便，所以在国内已广泛应用。

由于质子束产生 X 射线的激发截面大，韧致辐射等本底小，且可高度准直，因此质子 X 射线荧光分析灵敏度很高，其相对灵敏度高于 10^{-12}，绝对灵敏度可测到 $10^{-16}g$，而且取样量可以少到几微克。它还可作为微探针使用，即其束流可集中到几平方微米上，因此也称为质子显微镜，由此可进行微区(约 $10^{-3}cm^3$)分析。利用外束法并可在大气中进行全谱分析，样品准备简便，易于进行快速无损分析。α 粒子束在 4～8MeV 能区比质子激发灵敏度低，在样品中能量损失大，且样品易发热等限制了束流强度，因此不如质子激发效果好。其他重离子在低能时激发截面虽大，但因透入深度小，只适用于材料表面分析。质子加速器与低功率 X 光管和放射源相比要复杂得多，但它毕竟比近年来发展很快的同步辐射装置小很多。从微量分析的角度看，这三者是相互补充的。

15.2.3 探测器特点

在质子荧光分析中波长色散法与能量色散法都采用。后一种方法常采用的探测器多为低温锂漂移型的Si(Li)探测器，而不采用面垒型半导体探测器。其原因是漂移型的中性耗尽层灵敏区厚度较大，可以得到较高的射线探测效率。其灵敏区面积也不要求太大，一般为20～30mm^{2}即可。更重要的是它有极好的能量分辨率，例如对Fe的K_α能量为6.4keV的X射线分辨率可好到2%，且在2～30keV能量范围内有较好的线性，适于进行全谱分析。如图15.18所示，探测器效率可在相当范围内(1～30keV)达到50%以上[33]。该图中也给出效率与窗厚度关系，可见即使对极薄的7.5μm铍窗，氧的K_α(0.523keV)特征X射线也已无法测到。因此，对轻元素如C～Na等只能用无窗探测器。锗漂移型探测器虽然具有小的电子-空穴对能，但其暗电流大，因而能量分辨率反不如硅探测器的好。闪烁计数器和气体正比计数管由于能量分辨率低，一般只作辅助测量用。

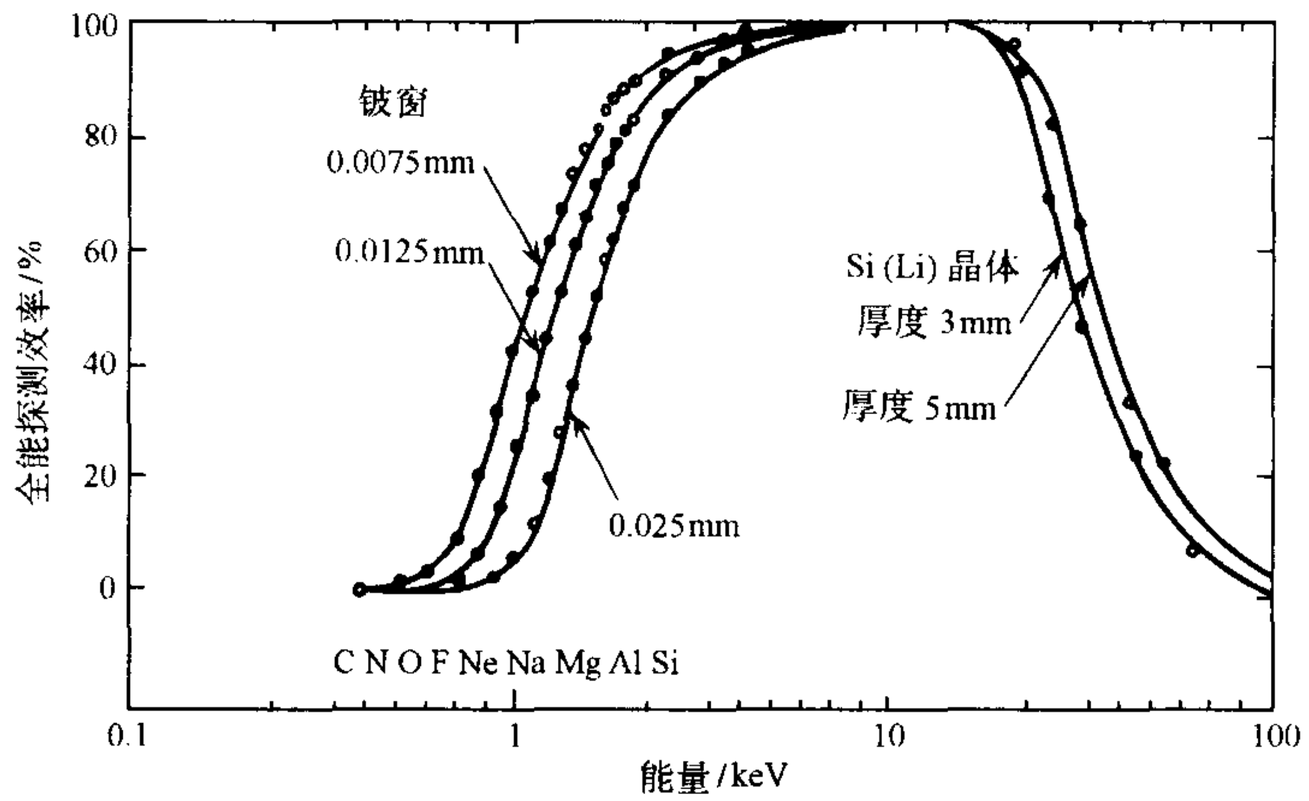


图15.18 Si(Li)探测器效率与能量关系

近几年来，利用位置灵敏探测器的晶体衍射的波长色散法因其能得到更高的能量分辨率而日益受到重视[37]。尽管对某一晶体而言，分析的能量范围较窄，但利用位置谱得到的能量谱其能量分辨率可比Si(Li)谱仪高1～2数量级。国内在1999年已成功研制了位置灵敏谱仪PSS[38](Position Sensitive Spectrometer)，如图15.19所示。图中探测器选用流气式正比计数管，由其高阻碳纤维阳极丝两端输出电荷，用电荷分配法得到位置信息，这种位置灵敏探测器称为PSPC(Position Sensitive Proportional Counter)，其空间分辨率可达500μm。当用2.5MeV质子激发钛(Ti)金属产生的4.51keV K_α特征X射线，能量分辨率可达15eV；对Si的

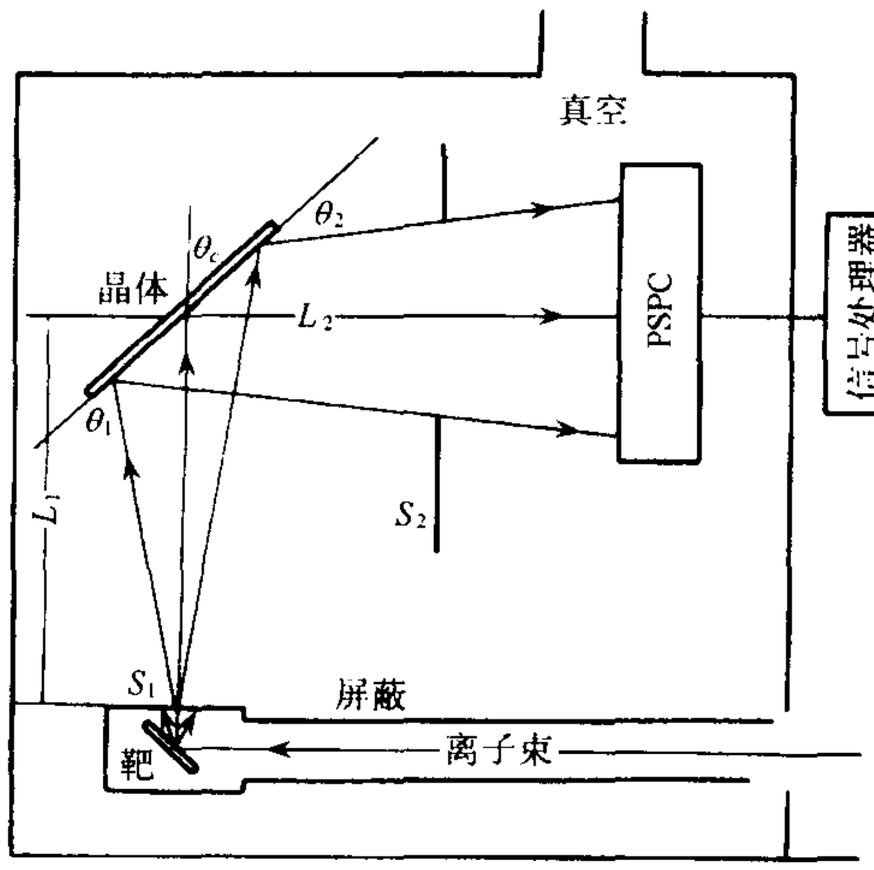


图15.19 X射线位置灵敏能谱仪PSS原理结构示意图

1.74keV K_α 特征 X 射线，可达 7eV。对^{55}Fe 源的 K 俘获 5.898keV X 射线，分辨能量可达 25eV。这些结果表明，国内研制的 PSS 的能量分辨率已达到国际上同类 PSS 的水平，并比 Si(Li)谱仪高近一个数量级。近期已用它作高能量分辨率的微量元素分析和化学研究，其性能有较大提高[39]。

另外，对软 X 射线，也有用无窗微通道板 MCP，光二极管阵列 PDA，其空间分辨率可达 50μm。电荷耦合器件 CCD 的空间分辨率可达 20μm[40]。

15.2.4 应用举例

质子荧光分析在生物、医学、文物考古、环保等方面都有广泛应用。在生物方面，如利用微探针技术进行生物学中微米级范围活细胞的生命过程分析；在考古方面，例如我国有名的越王勾践剑的成分痕量分析[41]，就是利用这种非接触测量，对剑体毫无损伤；在医学及法学方面，例如对人体头发不同部位的汞砷含量分布以了解人体中毒历史等。

近几年国内外对生物环保方面的应用也非常重视[30,40]。与污染有关的雨水、土壤、蔬菜、大气气溶胶与尘埃等以及在环保医学中的肺组织、血液及头发等的 PIXE 痕量分析都是重要的课题。例如，对大气中多种元素的含量、溶解特性及颗粒直径测定等。另外，在分析中更进一步关注化学(种)态在物质中的作用和生物传感器技术(bio-sensor)的应用等。

15.3 医用计算机断层照相

20 世纪 60 年代迅速发展起来的 γ 照相机只能得到两维图像，它利用准直 γ 射线束在人体一侧对人体特定部位进行照射，在另一侧用探测器(如闪烁计数器阵或多丝正比室)进行探测，因此所得到的图像只是不同深度人体组织对 γ 射线吸收的叠加效应。1972 年首先利用 X 射线从不同角度进行外照射得到了不同深度的断层图像，从而获得三维信息[42]，即 XCT。它是核医学发展的一次重大飞跃。

随后几年(1975～1976)出现了单 γ 光子发射断层照相 SPECT(Single Photon Emission Computerized Tomography)和利用正电子湮灭的正电子发射断层照相 PET (Positron Emission Tomography)[43,44,45,46]。它们与 XCT 相同的是也沿人体不同方向进行探测，不同于 XCT 的是不再利用射线外照射的方式，而是对人体摄入的短寿命放射性元素发射的 γ 射线进行体外探测。由于选用特定的标记药物作为某种放射源的载体被人体相应的部位或器官组织所吸收，因而能得到标记药物的三维分布图像随时间的变化信息。这种动态信息对诊断特定系统病变和研究特定的器官组织功能等有极重要的意义。由于 PET 是探测正电子在人体组织中湮灭产生的沿多个方向的背对背成对地发射的能量为 511keVγ 光子的符合计数(也称为电子准直)，从而大大减小邻道干扰。与只探测各方向单 γ 光子发射的 SPECT 相比更有其优越性，如不需用准直系统和可使用更短寿命的放射源，有更高的信噪比和探测效率等，因而可在更短的时间内得到更清晰的三维图像。

15.3.1 原理简述

下面讨论获得断层图像的原理。由第一章可知，强度为 I_0 的电磁辐射穿过厚度为 L 的物质后，其强度 I 遵守指数衰减方程 $I=I_0e^{-\mu L}$，其中 μ 为线吸收系数，它只与射线能量

和物质密度有关。我们先从最简单的方阵出发[47]，举一个浅显的例子，如图 15.20(a)所示，X_1, X_2, X_3, X_4 为四个相邻的单位容积(像素)。设四个像素的线吸收系数为 $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$[图 15.20(b)]，像素单元尺度为 ΔL。沿 A 方向，射线穿过像素单元 X_1, X_2 的强度为 $I = I_0 \exp[-(\mu_1+\mu_2)\Delta L]$。测量出 I_0 和 I，即可得到 $\mu_1+\mu_2$。例如沿 A 方向得到 $\mu_1+\mu_2=3$；沿 C 方向，$\mu_1+\mu_3=4$；沿 E 方向 $\mu_1+\mu_4=5$ 等。这样，从一个方向，只可得到像素吸收的叠加效应。这正是 γ 照相机的原理。如图 15.19 所示，显然，由 A, B, C, D, E, F 六个不同方向的强度 I 的衰减方程中的任意 4 方程个很容易解出 $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$ 分别为 1,2,3,4。这表明，由多个方向的吸收投影即可求出断层图像或全部像素的线吸收而不再是只能得到其叠加效应了。这个简单的处理过程实际上正是重建图像的逆矩阵法。

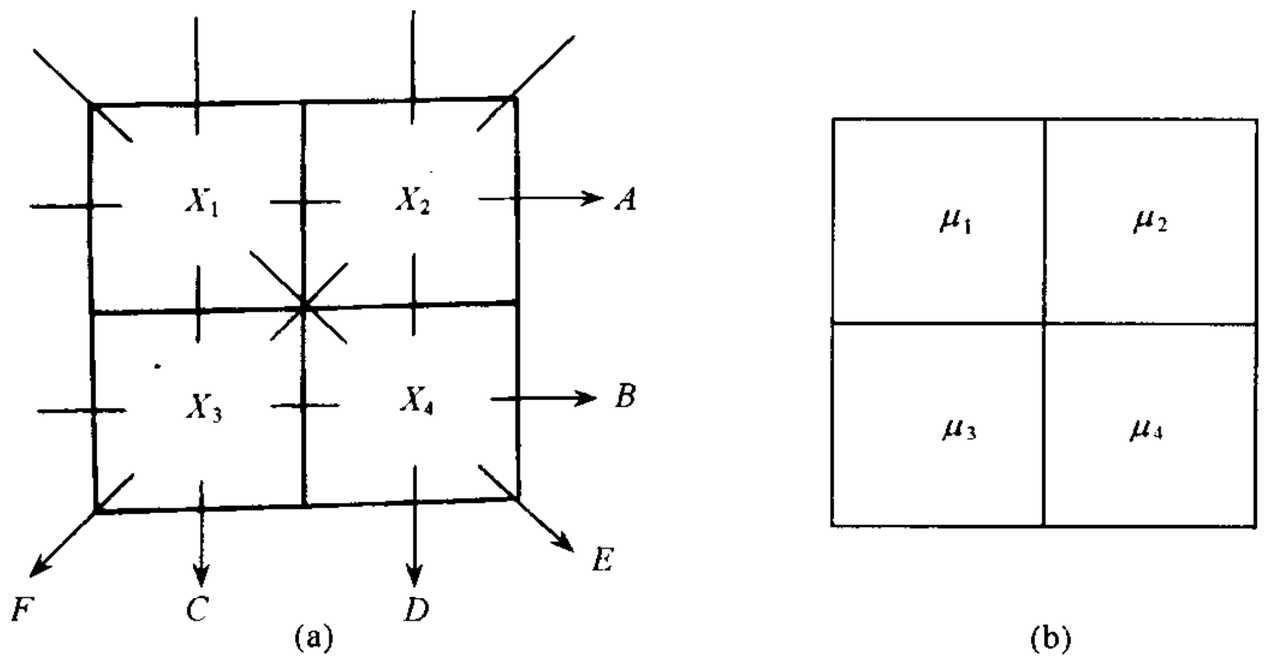


图 15.20　简单方阵的吸收投影

由投影获得断层图像是很复杂的数学过程，可参见文献[48]。我们以 PET 为例介绍获得二维断层图像的原理[49,50]。

如图 15.21(a)所示，人体某部位被环行探测器包围。体内放射性分布为 $f(x,y)$。AB 表示探测器环上的两个小探测器单元[图 15.21(b)]。这两个小单元能测到其连线的小管内人体放射性活性产生的背对背正负电子符合事例的总贡献，可用 $p(r,\theta)$表示。用 r,θ 表示沿不同方向的小管(例如图中的 AB 方向)。$p(r,\theta)$称为线响应 LOR(Line Of Response)，如图 15.21(c)所示。LOR 可用线积分表示：

$$p(r,\theta) = \int_L f(l)\mathrm{d}l \tag{15.8}$$

式中，l 为小管(理想条件下为直线)L 上的点，$f(l)$是活性的线密度函数。由 $p(r,\theta)$求出 $f(x、y)$是一个复杂的数学处理过程，称为图像重建。其核心是傅里叶变换的反投影原理，关键是利用 Radon 定理。图 15.22(a)～(c)比较清晰地描述了这一过程。

图 15.22(a)表示我们要求的活性分布函数 $f(x,y)$。用探测器可测量到的线响应 LOR 为 $p(x_r,\theta)$[图 15.22(b)]。$p(x_r,\theta)$经一维傅里叶变换后为 $P(\nu_{x_r},\theta)$ [图 15.22(c)]，其中 ν_{x_r}为频域变量。设 $F(\nu_x,\nu_y)$为函数 $f(x,y)$经傅里叶变换的频域函数。Radon 定理[48]告诉我们 $P(\nu_{x_r},\theta)$与 $F(\nu_x,\nu_y)$在角度 θ 的一维取样 $P(\nu_{x_r},\theta)$完全相等[即图 15.22(c)和 15.22(d)相等]。其中 $F(\nu_x,\nu_y)$是 $f(x,y)$经二维傅里叶变换后频域活性分布函数。再根据傅里叶逆变换就可求出 $f(x,y)$[图 15.22(d)→15.22(a)过程]。这相当于 $P(\nu_{x_r},\theta)$按角度 θ 积分[图 15.22(e)]。若将线响应 LOR 理解为“投影”，这样，图 15.22(e)表示的对各角

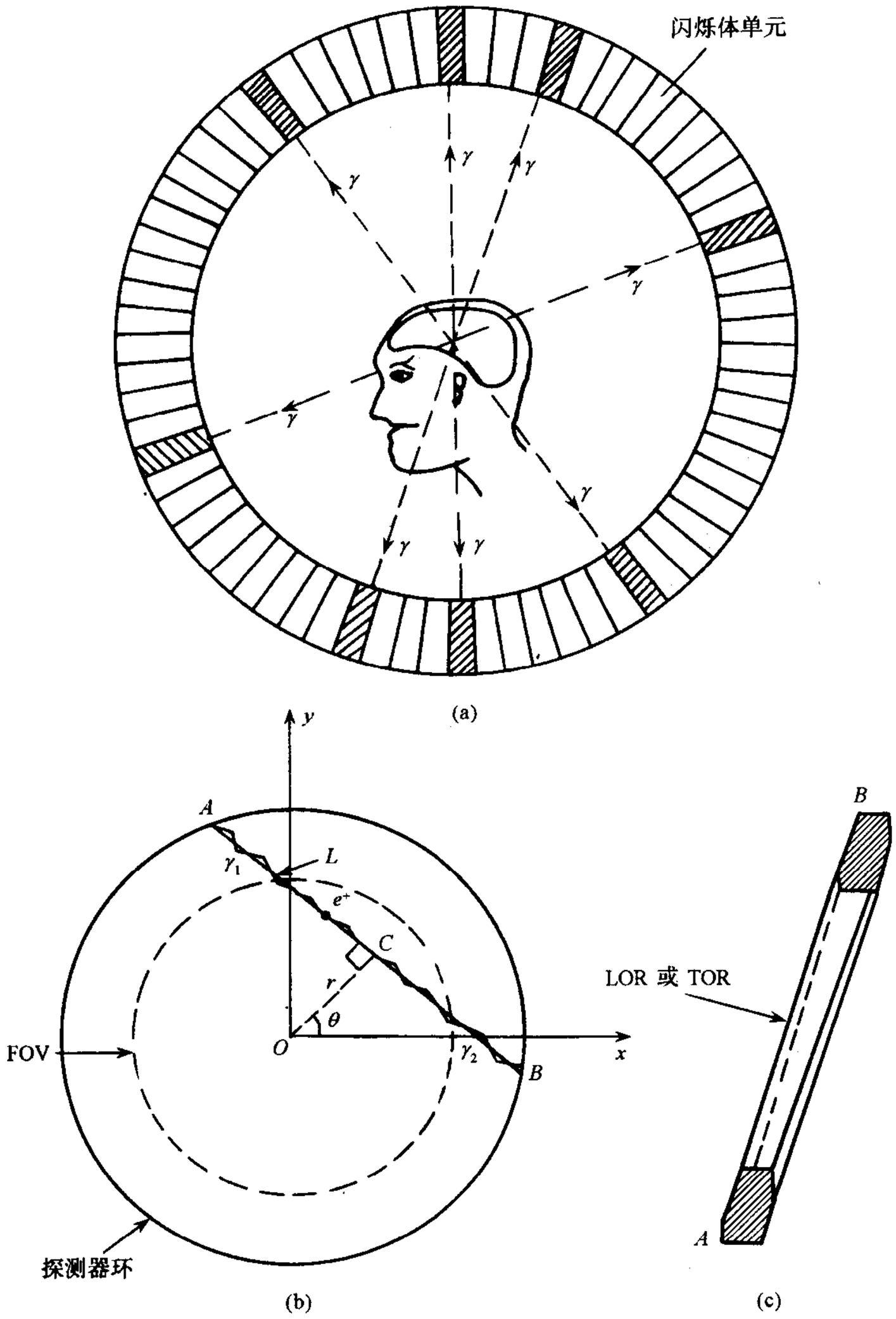


图 15.21　PET 探测器配置及线响应示意图

度 θ 的线响应 LOR 求和则相当于“反投影”。

实际处理更为复杂，一是因为在实用中不仅如上所述的要用一维傅里叶变换以求二维活性 $f(x,y)$，而且经常要用二维傅里叶变换以求三维活性 $f(x,y,z)$，这是十分复杂的。二是为了克服噪声影响等要引入滤波函数，由此发展出了许多方法，如基于傅里叶变换的滤波反投影法(FBP)、反投影滤波法(BFP)和卷积反投影法。另外还有选代法和逆矩阵法等。三是因为图像重建过程中还要考虑许多修正因子，如探测器效率归一化、光子衰减修正、光子散射修正、偶然符合影响等。在 PET 各探测器环之间一般还要装有高原子序数制成的隔板以便降低光子散射符合，例如可由 25%～40%降低到 15%～25%。另外，利用飞行时间(TOF)技术测量两个 γ 光子到达探测器环的时间差信息以减少各种杂乱信

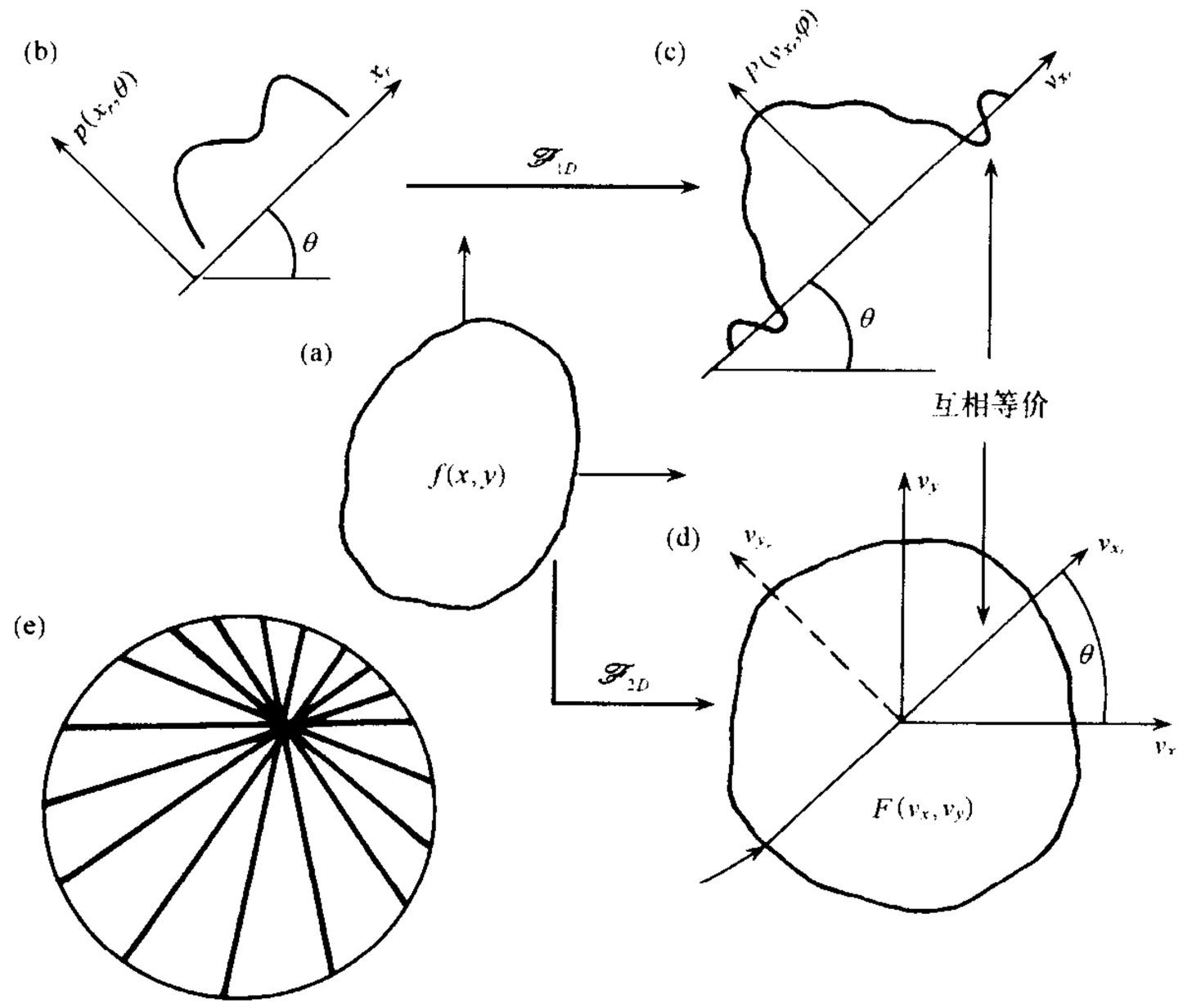


图 15.22　傅里叶变换反投影法图像重建原理

号引起的噪声可改进重建图像的清晰度。更详细的技术这里不再介绍。

15.3.2　实验装置与探测器特点及发展

1. XCT，SPECT 和 PET 特点

计算机断层照相装置最基本的特点是要求多方位角度探测射线。XCT 要求用外照射。一般利用 X 光管作为外照射源。典型的用于治疗的装置如图 15.23 所示，探测器由数十个到数百，甚至上千个环状闪烁计数阵列，并由部分环[图 15.23(a)]到封闭全环[图 15.23(b)]发展[51]。

SPECT 和 PET 则都是利用人体摄入短寿命放射源。放射源通常用回旋加速器产生。

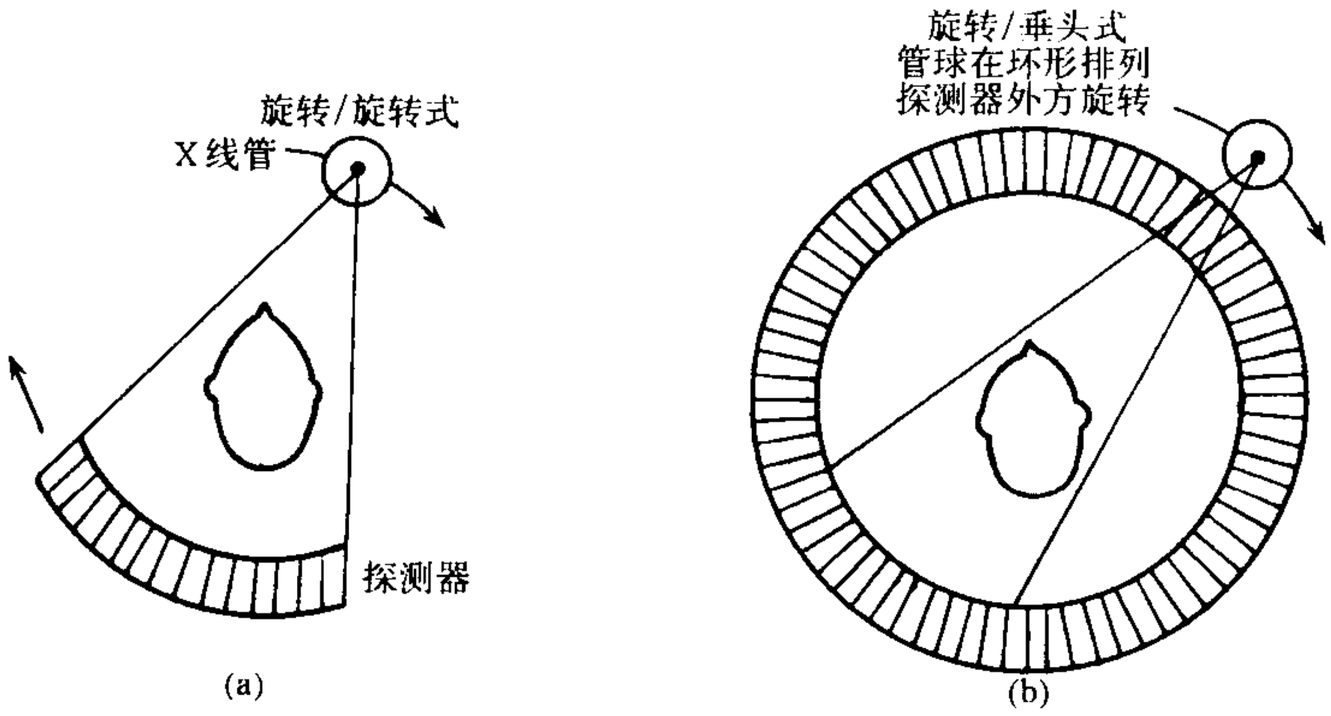


图 15.23　典型的用于治疗的 XCT 计算机断层照相装置

SPECT 常用的射源与 γ 照相机用的相同，如^{99}Tc，$^{201}T_l$，^{123}I，^{67}Ga，^{111}In 等。PET 选用产生正电子的放射源，如^{11}C，^{13}N，^{15}O，^{18}F，^{68}Ga，^{75}Br，^{82}Rb 等。其寿命往往很短，因此回旋加速器要设置在附近。SPECT 与 XCT 相似，探头与源间要安置准直器，探测器也多采用可旋转的多探头闪烁计数阵列。通常得到的是横向断层图像。利用特别的准直器（如旋转斜孔型准直器等）还可得到纵向断层图像[51]。一般而言，SPECT 比 XCT 的空间分辨率差。

PET 与 SPECT 相比有以下突出优点：一是由于 PET 利用了双光子符合技术，可以大大提高探测器效率。粗略地说，SPECT 的探测效率与探头数成正比，而 PET 的探测效率与探头数平方成正比的关系。二是射线吸收校正容易，不受深度影响。因为双光子穿过吸收体的总厚度不随射源深度变化。三是 PET 的邻道干扰噪声小，不需要笨重的准直器。四是由于正电子核素多是组成人体组织的元素碳、氮、氧等的放射性同位素如^{11}C，^{13}N，^{15}O 等。而^{18}F 的化学性质又与人体重要物质氢（H）有相似之处，因而这些核素的药物载体可直接无碍地参与人体生物、生化代谢过程。另外，它们的半衰期都相当短，如^{18}F 是常用的正电子核素中的半衰期最长的，也仅为 109.7min。基于以上突出特点，PET 可以在更短的照相时间内得到更清晰的，与人体特定的生理、生化、病理有关的动态断层图像。

2. PET 的几种类型

现有的 PET 按照探测器排列方式可分为平行块型（图 15.24），圆环型（图 15.21a），及介于二者之间的六角型。20 世纪 70 年代末 80 年代初国外出现的多丝正比室正电子断层照相机，其探头即为平行块型，并用了多层、多孔、铅版以提高光子转换效率，称为 HIDAC[52,53,54]。单元室体尺寸 30cm×30cm，后发展为六角型的 6 个单元。空间分辨率小于 3mm，时间分辨率 40ns。单元室体探测器效率约 5%。发展为六角型的六个单元后可提高探测器效率数倍。我国 20 世纪 80 年代中期也研制成这种正电子照相机[55]，如图 15.24 所示。其室体面积 20cm×20cm，空间分辨率可达 1mm，两个室体平面间距离 24cm，像素设置为 64×64×16。利用三维傅里叶变化及点响应函数滤波卷积法以消除背景方式作反投影获得 16 幅断层图像，选用^{22}Na 正电子源，得到三维脑模体，并在 3mm 误差范围内与实物相符。这套装置的两个特点是也采用了 HIDAC 式的多孔、铅板使探测器效率提高到 5.6%，以及采用分群分组的前级电子学电路，可明显节约电子学路数[56]（见图 15.24）。

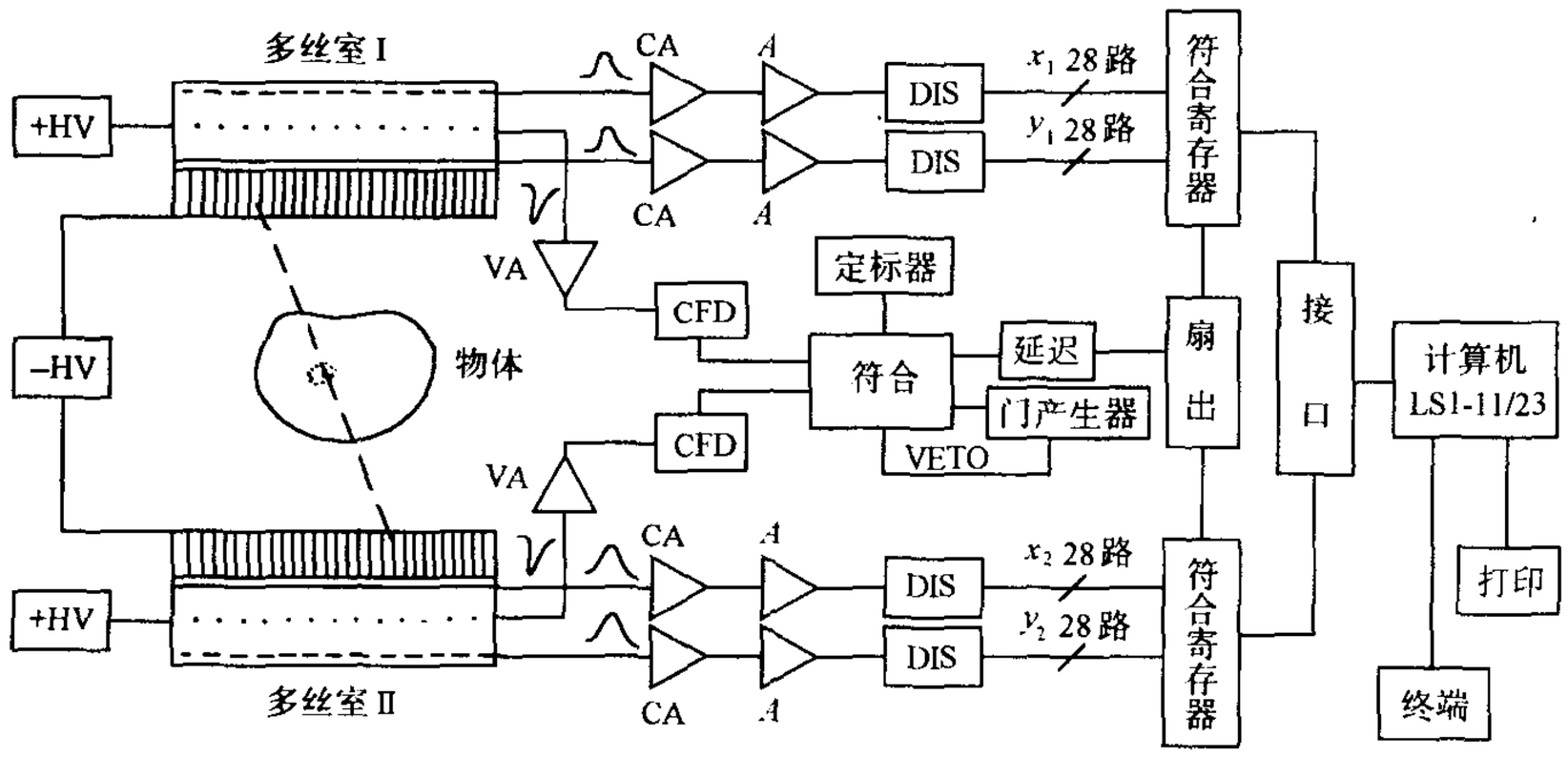


图 15.24　平行块型多丝室 PET

圆环型PET大多选用闪烁计数器环形装置。国外已较普遍使用8个环以上的锗酸铋(BGO)正电子照相机。我国20世纪80年代研制的BGO正电子照相机即为双圆环型[57]，其设备基本的配置为双环64个探头。每个探头面积12mm×12mm，空间分辨率6mm，能量分辨率20%。双环光电倍加管中间增加一环倍加管，目的是鉴别光子击中位置。双环间用重金属(Cu，Pb)隔开。由双环间的交叉符合，可得到三组断层图像，并用二维傅里叶变换卷识方法处理。另外，为了用增加照相方位以克服空间分辨率的限制和为了增加图像组数，环型探头系统可在一定角度内转动和摆动。该设备一直临床应用至今。

由于闪烁计数器有高探测效率(可达到接近100%)和快响应(参见第七章)优点，以及装置较简便，近年来使用较多，发展很快。其空间分辨率因光电倍加管尺寸而受到限制。多丝正比室探测器效率较低是其明显缺点，但因有空间分辨率高和价格较低等优点也有一定使用，例如，为获得16个断层图像，上述的HIDAC相当于8个BGO环，每环512个闪烁计数器，但HIDAC的灵敏度要低约18倍[54]。

3. 用于PET的探测技术的发展

近几年来为了缩短照射时间和获得更清晰的图像，PET装置向高空间分辨率、快响应、小型化、快数据处理的方向发展，其中发展高性能闪烁晶体是重要之点。PET中常用的闪烁晶体如表15.3所示[49,58]，文献[59]重点介绍了高密度闪烁体。

表15.3 PET中常用闪烁晶体性能比较

晶体	密度 /(g/cm³)	衰减长度 /cm	衰减时间 /ns	波长 λ/nm	光电分支比/%	光产额 /(photons/MeV)	折射率	辐射硬度 (≤rad)
NaI(T1)	3.67	3.0	230	410	16	41000	1.85	10^2
BGO	7.13	1.11	300	480	43	9000	2.15	10^2
BaF_2	4.88	2.3	0.7	210	21	1400	1.48	10^3
LSO(Ce)	7.4	1.22	40	420	33	25000	1.82	—
LuAP	8.3	1.05	17	390	30	25000	1.94	—
YAP	5.55	2.3	30	360	4.4	21300	—	—
GSO	6.71	1.5	60	440	26	9300	1.85	10^5

BGO由于比NaI密度高一倍，且无NaI易潮解的缺点，目前使用最广泛。LSO(Ce)(即Lu_2SiO_5)，LuAP(Ce)(即$LuAl_2O_3$)晶体性能良好。由表可见，两者的光产额比BGO的大3倍，且衰减时间比BGO的分别小7倍和18倍。另外，LSO有更小的光折射像数，易于光传输，很有发展前途。

最近新出现的液氙闪烁体(LXe)工作在紫外区(180nm)，其光衰减时间的快成分占98%，且很短，仅为3ns。与多单元位置灵敏光电倍增管(PSPMT)配合使用，可使空间分辨率提高到2.1mm[60]。

近几年发展起来的晶体开槽技术[61,62]已用于PET，它可以克服光电倍加管尺寸的限制，从而可明显提高空间分辨率和减少光电倍加管，降低成本。国内近来也有研究[63]，如图15.25所示，用一块48mm×24mm×30mm BGO晶体开槽，分成6×6阵列。条形槽宽0.2～0.3mm，用4个光电倍加管(见图15.25中的A、B和D，C未在图中示出)，根据其任两管输出幅度的差与和之比即可确定射线入射的二维精确位置。显然，空间分辨率由阵

列单元尺寸确定，并可大大提高。能量分辨率受反射材料及开槽表面处理等影响，可达18.7%。

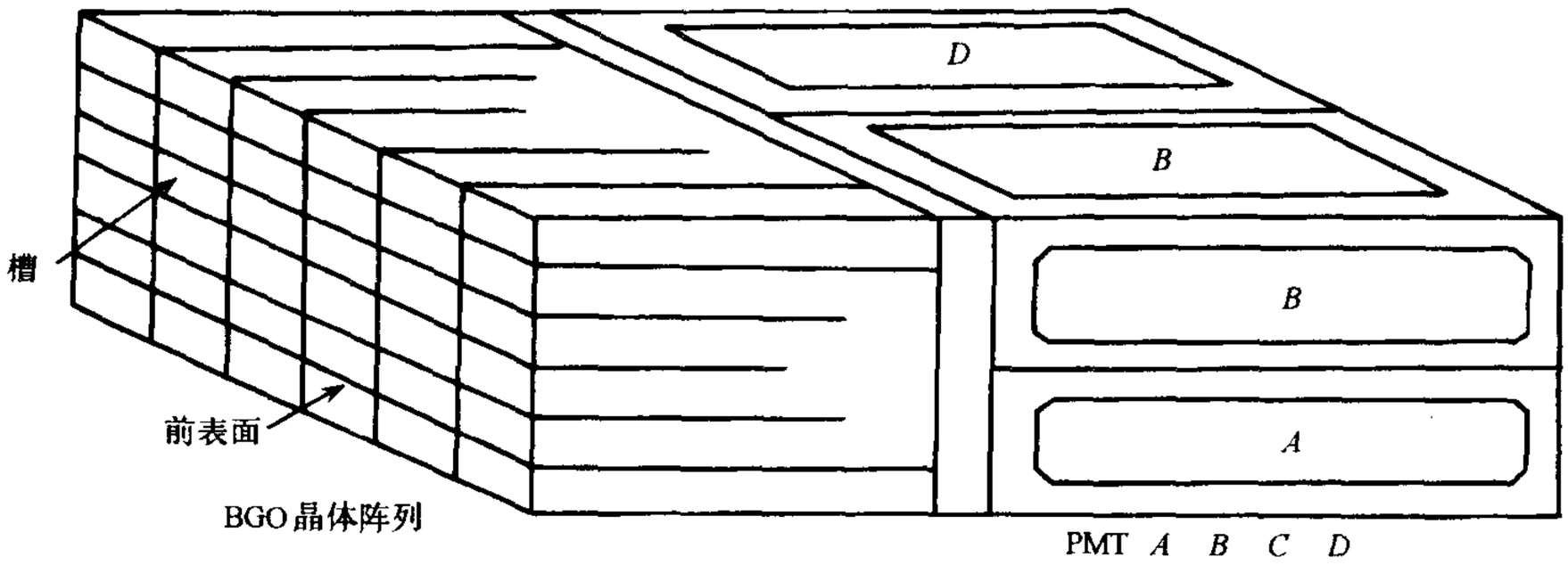


图 15.25　6×6 阵列 BGO 开槽闪烁晶体探测器示意图

选用小型半导体光电器件如硅光电二极管，雪崩二极管 APD[58,64,65]，位置灵敏多通道光电倍加管及硅光电管与真空管组合的 HPD 器件[58,66,67]也有很快增加的趋势。HPD 因有很高的增益和光子探测效率受到重视。在数据获取与处理方面也发展了一些专用集成电路 ASIC，如已出现反投影处理集成片[68,69]等。

利用气体探测器与闪烁晶体组合的新型 PET 也是有意义的探讨，它弥补了多丝室类气体探测器低探测效率的不足。例如几年前出现了利用 BaF_2 晶体与充有机气体 TMAE 的多步雪崩室探测器的组合型 PET[49,70]，如图 15.26 所示。当 γ 光子照射到 BaF_2 后产生的紫外光子与雪崩室的转换间隙内的 TMAE 作用形成光电子，光电子经过预放大区和第二级放大区后，电子倍增 10^6 倍，最后由阴极收集，可得到 37%的光子-光电子转换效率和 3mm 的空间分辨率。另外，对环型 PET，增加环的数目和改进环的形状等，也是发展的一个方面，如用五组环型探测器可得到 9 组断层图像，硅条探测器 CT 见 8.4.3 节的

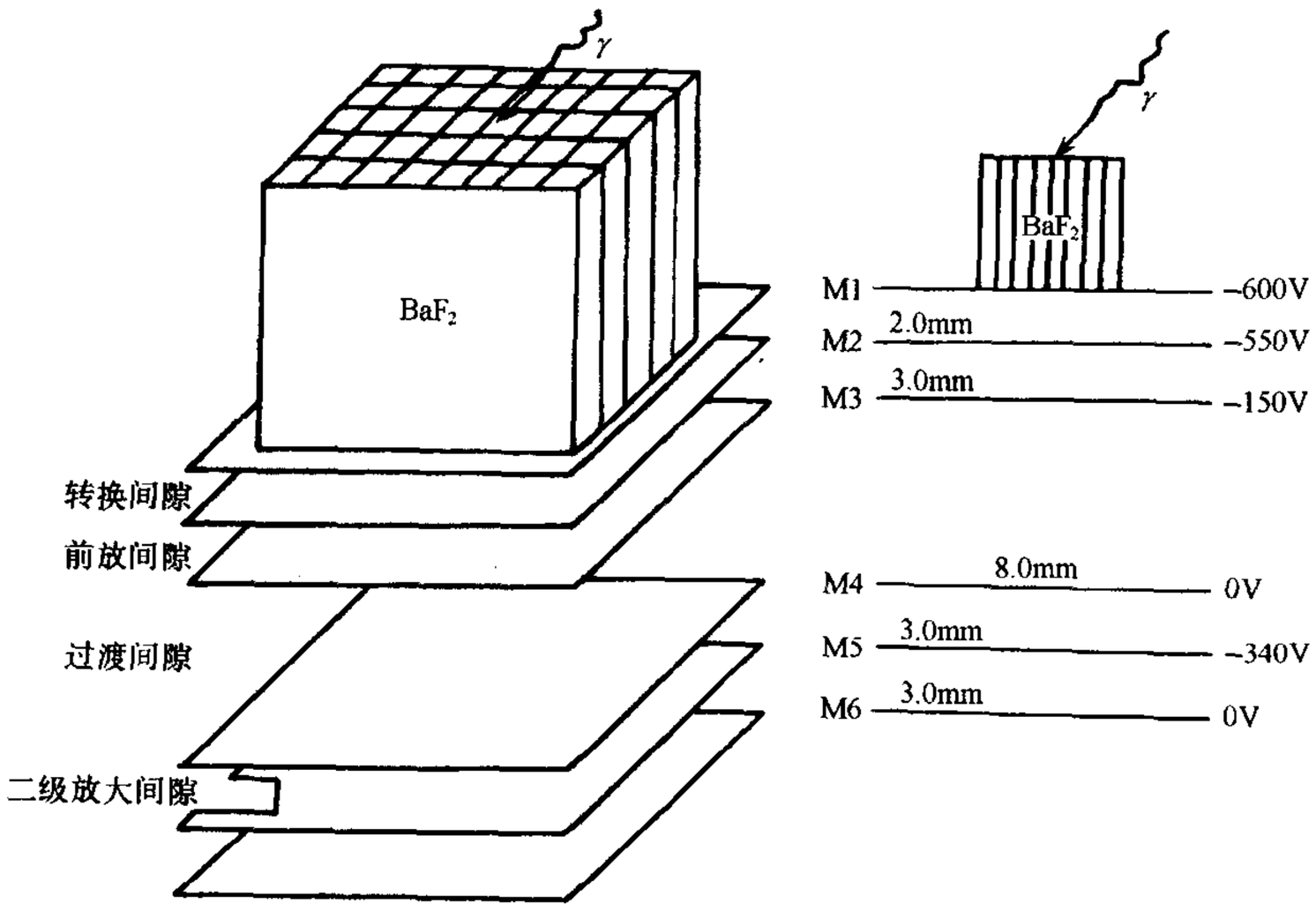


图 15.26　多步雪崩室与 BaF_2 晶体闪烁探测器组合 PET

介绍。

15.3.3 应用前景

计算机断层照相的应用在医学方面已成为不可缺少的重要手段。国外发展极为迅速，已较广泛地用于临床诊断。最近，也出现利用高分辨率装置进行小鼠脑研究等。例如用尺寸仅为 2mm×2mm×30mm 火柴式高密度(5.37g/cm^3)YAP(Ce)晶体组成的 20×20 阵列与多单元位置灵敏光电倍增管(PSPMT)组合系统，其空间分辨率可达半高宽 FWHM 仅为 1.8mm。选用很小的快符合窗时间(6ns)可将偶然符合率降至 1%以下[71]。国内也有相应的发展。目前 XCT 在我国已较普及，近年来已有两种定型产品。除在医学方面外[47]，XCT 在科研、工业等方面也有重要应用，如无损工业探伤、非接触精密定位等已在 15.5 节中专门介绍。SPECT 在国外已有较多厂家生产，20 世纪 80 年代末我国已有 30 余台，增加速度很快，到目前已有 200 余台，但都是进口的。它在我国医学诊断方面并已有较广泛的应用，如用于肝、心脏，骨关节诊断等[72]。在国外，PET 虽然受到需要专用回旋加速器生产短寿命正电子核素的限制，但这十余年来发展极为迅速，到 90 年代初国外已有近百个 PET 中心在医学方面使用。在我国已有几个大城市的医院使用，约 10 台，但使用国内研制的仅一台。从近些年几次核医学会议看，利用 SPECT 和 PET 的有关课题或诊断病例已逐年增多。如 1997 年第五次核医学会议上用 SPECT 的病例近百个，PET 也已有 9 个[72]。用它进行中医经络研究也是很值得一提的[73]。

前面已提到，利用 C,N,O,F 的标记药物对人体特定器官和功能的研究特别有利，例如，用^{18}FDG 的葡萄糖代谢研究诊断肿瘤、脑功能、各类精神疾病，以及心脏疾病等，通过灌注水 $H_2{}^{15}O$ 并利用其氧代谢功能诊断神经瘤，心肌缺血和坏死肌等[49,51]。

总的来说，由于 SPECT 价格只比 γ 相机贵 20%～30%，并不比 XCT 贵，且可用 γ 相机改装，加以 PET 受到正电子核素供应限制(要求就近配备生产短寿命同位素的专用回旋加速器)，因而目前 SPECT 还是比 PET 普及得多。在国内，今后二者更广泛的应用和设备国产化将是大势所趋的。目前国内对 SPECT 和 PET 产品的开发已受到进一步的重视，例如已在研制 32 个环的闪烁体 PET。

15.4 射线治疗

利用 X 射线、γ 射线、中子、质子及其他重离子束流对人体病变部位进行照射从而杀死病变细胞(癌等)的治疗手段称为射线治疗。近年来在这一领域发展最快的是立体放疗技术[74]。其最重要的手段医学界常称为 X 刀、伽玛刀、中子刀、质子刀等。每一种“刀”都包括三个方面：射线源、治疗计划系统、模拟定位系统。X 射线是最先使用的外照射治疗手段。20 世纪 60 年代出现伽玛刀，70 年代后已有较多的中子和质子治疗中心出现，80 年代以来，质子束治疗越来越受到重视。

医学治疗所遵循的最重要的原则是对病变组织最有效的杀伤破坏而最大限度的保护非病变组织。由此引出了两方面最重要的问题，即射线的深度效应与适形照射以及射线生物效应问题。

15.4.1 原理简述

1. 吸收的物理剂量随深度的变化

吸收的物理剂量随深度的变化与射线种类和能量有密切关系。在第一章已介绍了带电粒子与物质相互作用的能量损失。从对人体(或动物)组织影响的角度看,带电粒子(电子,质子,α 等)、中子射线与电磁辐射(X,γ)同人体组织的作用最终归结为在组织内由于电离等吸收的能量。它可以用物理剂量表示。目前常用的剂量单位为戈瑞(Gy)或格雷,即每公斤组织吸收 1J,1Gy=1J/1kg 和拉特(Rad),1Rad=0.01Gy。伦琴(R)是照射量单位(1R=2.58×10^{4}C/kg,C 为库伦),目前已较少使用。

图 15.27 中的几组曲线表示能量为 200keV 与 22MeV 的 X 射线,22MeV 电子,^{60}Co-γ射线和 180MeV 质子在不同人体组织深度处的吸收剂量[75~77]。它们是与不同深度处的剩余束流强度、能量与次级效应等有关的综合效果。可见,对电磁辐射(X、γ),其吸收

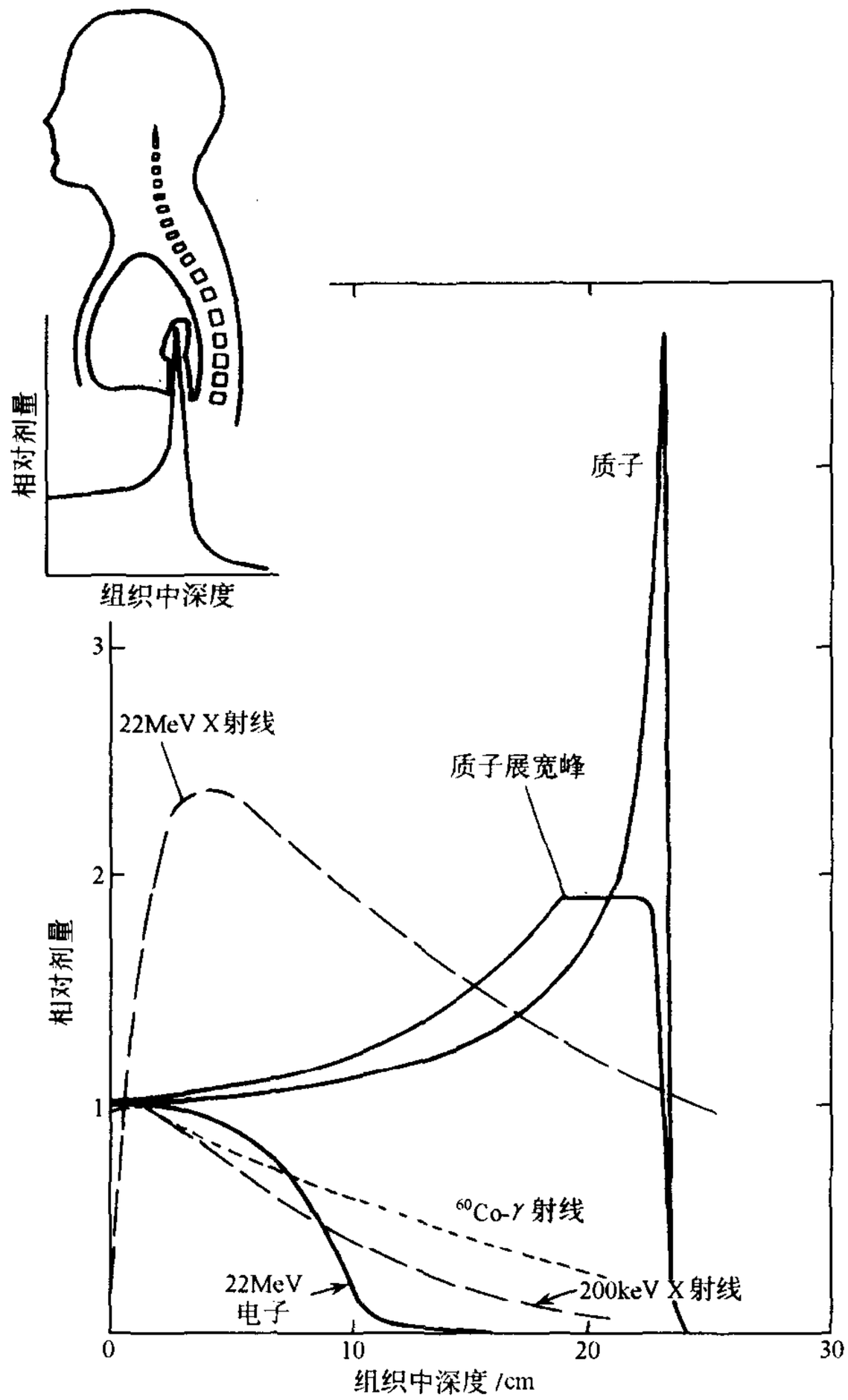


图 15.27　不同种类和能量的射线随人体组织深度的吸收剂量

剂量随透入深度增加先增加后即按指数衰减。单能中子的吸收剂量与深度关系同电磁辐射类似。而质子因其电离损失随束流能量减少而增加(见第一章),因而在最深部位出现最大吸收剂量,这就是著名的 Bragg 峰。由图 15.27 也可看到一系列不同射程的 Bragg 峰叠加在一起所构成的展宽(或)扩展 Bragg 峰。通过调整束流初能量并人为地将质子束流按短时间周期分成不同能量质子群,可使病变区域和深度恰在扩展峰区,这样就可使照射的前部表层非病变组织处在 Bragg 峰前的低吸收剂量区。这一优点正是近年来质子束流治疗特别受重视的原因[75,77]。对 X,γ 射线和中子因其吸收剂量随深度而衰减的缺点,不可避免地导致病变前区的非病变组织损伤。通过采取各种措施,如变化照射角度等以减少"非靶点区"(非治疗区)正常组织的损伤。当然,对所有射线束都需要采取适形照射的措施。因此,采取精确的束流聚焦、准直、扫描和屏蔽等措施,以获得最佳"照射野",以及发展相应的精密测量束流分布的探测器与精密的深度剂量分布测量技术就成为极为重要的了。

2. 射线的生物效应

不同能量的不同射线的生物效应有很大差异。这是剂量学和放射生物学的专门领域。这里只能提一下其最核心的问题[75,77,78,79]。相对生物效应 RBE 定义为产生某一生物学"终点效应"的参考辐射剂量与产生同一生物学终点效应所需的辐射剂量之比,即生物组织吸收相同能量情况下特定辐射比参考辐射的生物效应强多少倍。终点效应的概念是指由于电离辐射能量在生物体内沉积,经过各种物理、化学、生物过程而造成生物细胞和组织正常功能破坏和损伤。参考辐射按国际规定一般用 250keV 的 X 射线或$^{60}C_0$-γ 射线。例如不同能量的中子的 RBE 为 3～7,质子为 1.1～6 等。生物效应亦即辐射品质。它强烈地依赖于传能线密度或称线性能量传递因子 LET(Linear Energy Transfer),即在特定小区域内单位水等效物质厚度的吸收的能量。LET 的概念与高能物理与核物理中带电粒子能量损失(或阻止本领)的定义有密切联系,但有一定区别。后者强调粒子本身的能量损失,而 LET 强调生物组织吸收的能量。重要的是,LET 考虑该小区域内的全部初级和次级电离效应,但在次级 δ 电子中只计及能量小于一定能量 Δ 的 δ 电子,用 LET_Δ 表示。例如,LET_{100}就表示只计及次级效应中 δ 电子能量小于 100eV 的能量损失。显然,LET_∞即与高能物理中的带电粒子能量损失的定义完全一致了。

各种射线在不同能区产生的次级效应或次级粒子是非常复杂的。例如 20～250MeV 的质子同人体中含量最多的氧、碳、氮原子作用就可产生中子、质子、氘、氚、^{3}He 和反冲核等次级产物。X、γ 射线作为电磁辐射,被人体组织吸收主要表现为较分散的次级带电粒子的电离效应。因而 LET 较低,而重带电粒子,如质子等的能量损失则集中在径迹附近,相当于介质吸收的能量沿径迹散开程度小,故其 LET 较高。快中子主要与人体组织中的氢作用,产生反冲质子。中子和重离子等的核反应作用产生的核反应产物其次级粒子和核碎片产生的电离效应能导致更高的 LET。因为细胞核是细胞致死的敏感区,而高的 LET 可以集中作用于细胞核,因而杀死癌细胞作用强。

15.4.2 射线治疗装置与探测器特点

1. 几种射线治疗装置

(1) X 刀与伽玛刀

一般用电子直线加速器产生高能连续韧致辐射作为 X 刀的射线源。伽玛(或 γ)刀用

数百个^{60}CO源。γ刀和X刀类似，都是将射线沿不同方向会聚于靶点，以减少非靶区正常组织接受的辐射剂量。X刀和γ刀要求精确的中心定位系统和准直以及用多叶光栏MLC及补赏器等，以获得适形照射野。目的是使靶区的外轮廓与病变区一致，且靶区内剂量均匀。例如，我国自制的一种γ刀[74]，即用了201个^{60}C放射源，射源强度6400居里(Ci)，并用4个厚度为60mm的钨合金球壳(头盔)上的201个管孔，作为屏蔽准直器。孔直径4mm，精度0.1mm。我国自制的X刀STAR-2000类型的立体定向放射外科系统[74]，除包括以上各部分外，还包括多功能三维治疗计划系统(TPS)、CT模拟定位系统(CTSim)等形成完善的综合诊断治疗系统。γ刀、X刀所用的探测器主要是剂量学中常用的微型电离室、硅二极管和LiF热释光剂量仪等。它们都要在模拟体模中用标准电离室刻度，要有很高的位置精度(如1mm)，剂量测量精度(如0.5%)以及好的人体组织等效性。

(2) 中子治癌装置

中子治癌装置也称中子刀。中子源一般使用质子回旋加速器，直线加速器或放射源。我国发展的中子治疗装置利用了35MeV质子直线加速器，回旋加速器，14MeV氘-氚中子发生器和锎(^{252}Cf)放射源[80,81]。在中子探测器束流监测与剂量测量方面主要是使用长硼计数器，透过电离室与裂变电离室等。国内近年来发展的改进型长硼计数器“雷姆仪”[81,82]可测量由热中子到64.7MeV很宽的中子能量范围。

(3) 质子治疗装置的质子束流一般利用专用的回旋加速器，目前常选择的是能量固定的等时性回旋加速器，能量一般为200～250MeV，其质子的最大射程相当于人体厚度，即30～35cm，也有采用能量可调的环行质子同步加速器的。选择直线加速器的比较少。

对人体治疗所施加的总剂量、照射时间与频度、照射区(大于靶区、靶区大于肿瘤区)和剂量率等要根据病情、疗效、人体耐受和恢复等制定“放射治疗计划”。从治疗装置的性能考虑，重要的是束流直径(例如5～50mm)与精度(如±0.5mm)和可监测的剂量率(要求有很大的可变范围，如0.5～2400Gy/min)等。

2. 质子治疗装置介绍

国外已用于治疗的质子治疗系统大多选用回旋加速器，也有少数直线加速器。20世纪90年代初已逐渐由兼用到专用方式过渡，例如IBA公司已生产供应的235MeV固定能量等时回旋加速器质子治疗装置其加速器的体积较小(磁铁直径只有2.2m)，简单可靠，配套治疗设备较齐全。已安装在美国东北质子治疗中心(NPTC)和日本癌症中心(NCC)的装置如图15.28所示[83,84,77]，有一定的代表性。由回旋加速器输出的固定能量质子束流先经降能器(例如可调水柱，以及二进制厚板过滤器等)，然后进入利用耦极磁铁与

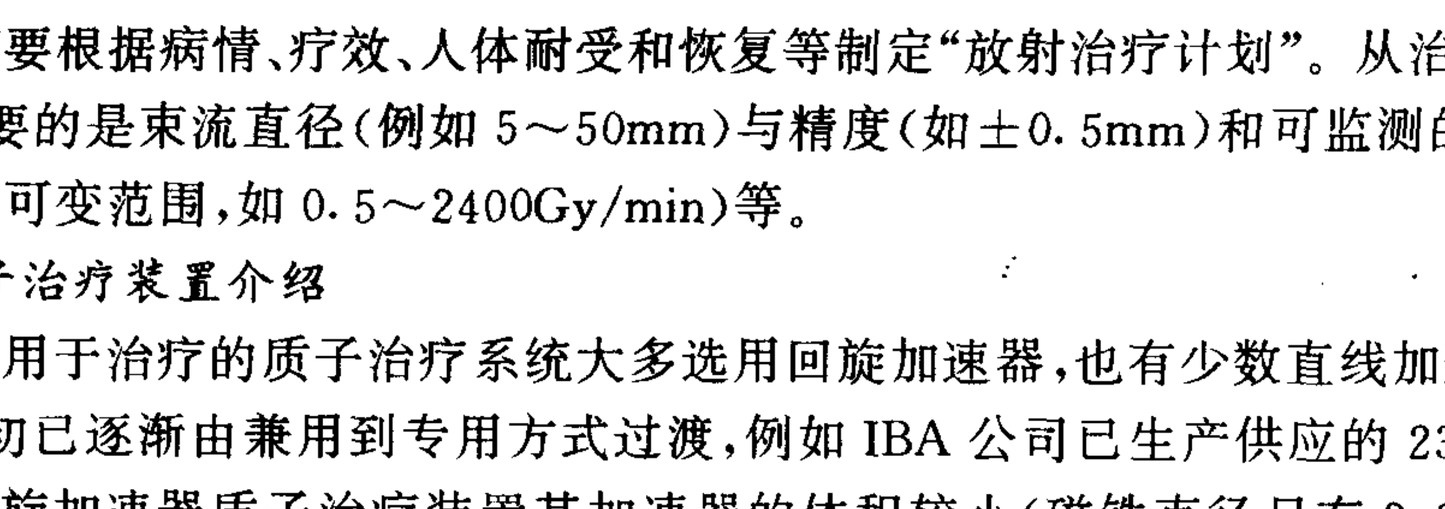


图15.28 NPTC的质子治疗系统

四极磁铁使束流偏转和聚焦的束流输运系统。输运系统的末端为转动机架(gantry),其中有束流配送系统,剂量监测系统,准直系统与作为患者定位系统的治疗床。这几部分也总称治疗头。利用转动机架及治疗床可调整质子束流的入射方向与靶区中心位置,其定位精度一般比 X 刀和 γ 刀高,通常要求小于 0.5mm。质子刀的靶区边缘比 X,γ 刀锐(即半影小)。重离子束比质子半影更小。

束流配送系统的目的是将合用的质子束送到照射野,它包括将束流扩展(如利用散射体等)和使 Bragg 峰展宽的射程调制器(如梯形螺旋射程调制器与条形搓板式过滤器等)。再加上特殊形状的吸收补偿器以调整断面不同位置的射程深度,使柱形治疗区域前方的正常组织得到保护,其中最大射程深度即展宽 Bragg 峰 SOBP。同时,利用多叶光栏限制横向轮廓,即可得到满意的适形照射野。如图 15.29 所示。最后在治疗床前方还要对束流剂量分布进行精确测量。

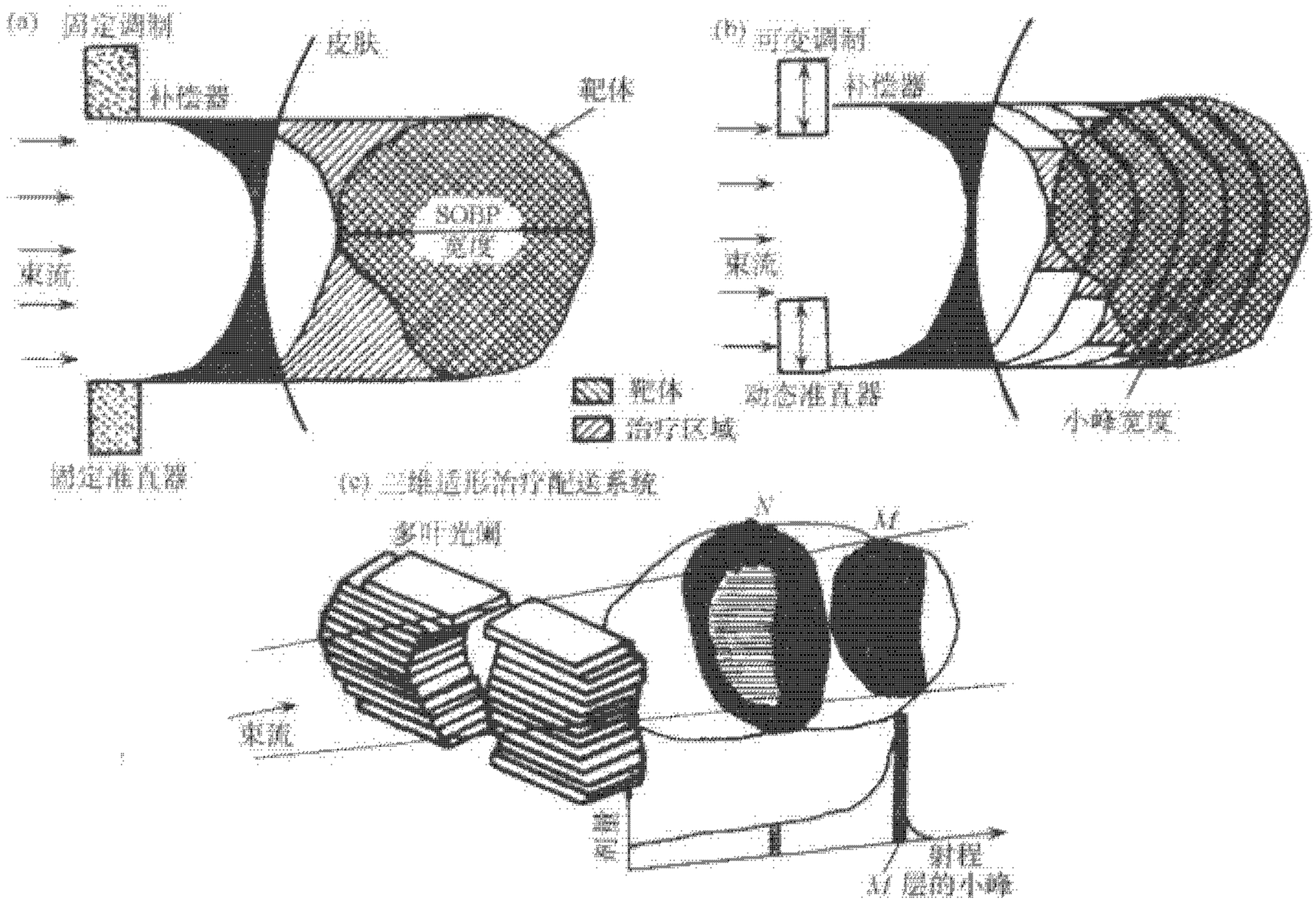


图 15.29　利用吸收补偿器和多叶光栏得到适形照射野示意图

3. 质子治疗中使用的探测器

在质子束流输运、配送系统以及治疗系统中要求安装多套用于束流监测控制和剂量监测的多种探测器。例如,如图 15.30 所示,在输运系统中有多个束流探测器 M_1,以控制束流总强度和束流分布及调整中心之用。M_1 可为二维多丝正比室,象限电离室和二次发射探测器等。经射程调制器及散射展宽器后的束流由探测器组 M_2 监测,如大面积多丝正比室或多丝电离室等。M_3 监控患者接受剂量的分布均匀性。要求大面积二维相对剂量测量,并用指型电离室等进行绝对剂量校准。显然,M_1,M_2,M_3 探测器皆须为薄窗透过型。

可用大面积平板型电离室测量绝对剂量 D。根据吸收剂量定义很容易求出电离气体中吸收剂量 D 与收集到的电离离子对总电荷 Q 的关系。设 N 为单位质量物质因电离产生的离子对数,则 $D=NW$(W 为平均电离功)。D 可表示为

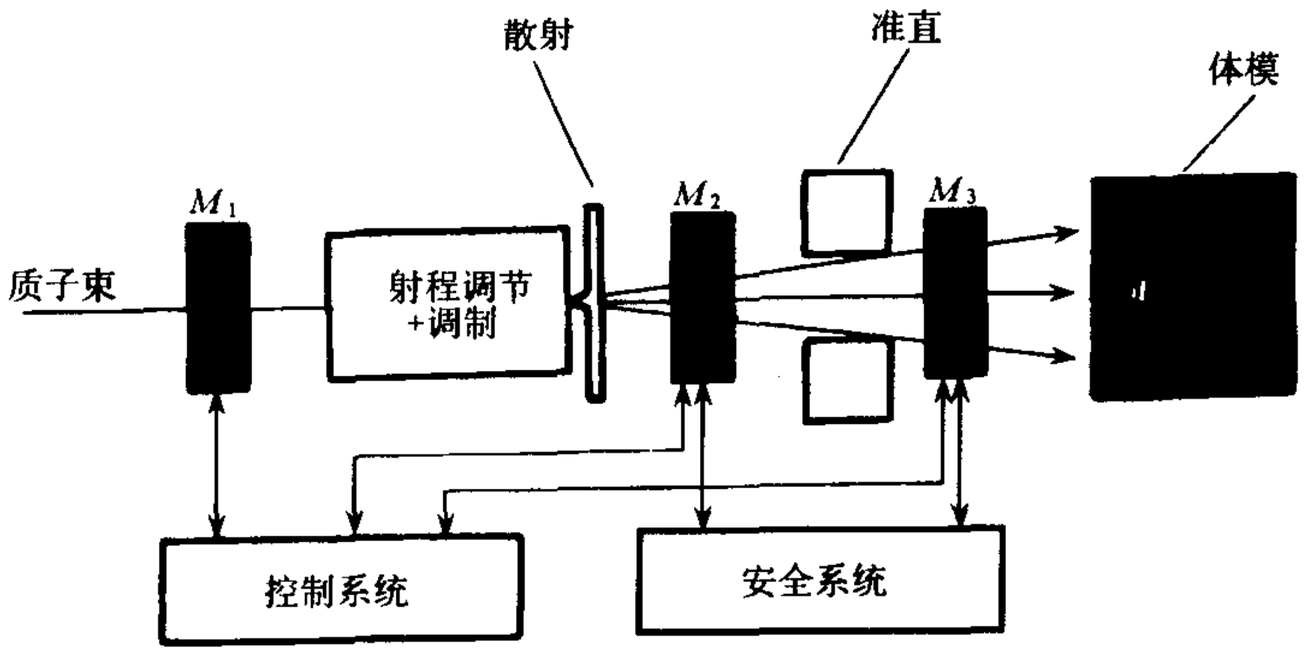


图 15.30　质子束流输运系统和配送系统中的探测器

$$D = \frac{QW}{V\rho e} \tag{15.9}$$

式中，V 为电离室灵敏体积，ρ 为工作气体密度，e 为电子电荷。质子在空气中的 $W=34.3\text{eV}$。对均匀束流。式中各量，如灵敏体积等，要精确测定。特别要注意对不同气体、不同能量的粒子有不同的 W。利用 Gray 空腔电子平衡原理，由等效组织厚壁指形电离室测得的剂量 D，可得到组织的吸收剂量 $D_0=DS$。其中 S 为组织与电离室气体的相对比电离。

在束流监测系统中，束流分布一般为高斯分布，由束流上游至下游，其高斯分布参数 σ 一般为 1mm 至 15mm。故多丝正比室或多丝电离室常用的丝距可选为 0.2～6mm。展宽后的束流要求多丝室面积大(如 20cm×20cm)。因束流强度的动态范围很大，例如输运系统前质子束流可达 0.2mA，而到治疗区可小到 0.1pA。这样，多丝室在低束流强度下，可选用单粒子记录模式，而在高束流强度下，常需选用记录束流脉冲内总积累电荷方式。典型的例子如 BEVALAC 质子-重离子加速器束流监测多丝室系统[85]。其两个丝平面相互垂直，每平面 32 根丝，可测量很宽的束流强度范围。质子束流可测到高达 10^{12}粒子/cm^2s，而重离子束流又可低到 10^4 粒子电荷/cm^2s。

由于束流强度动态范围很大，这种多丝室可以既工作在正比模式，也可工作在电离模式，并按束流占空比脉冲方式记录丝上多个粒子产生的累积电荷脉冲。日本 NIRS[86]的多丝电离室 MWIC 用 100 根长 12mm、直径 0.18mm 的镀锡铜丝形成收集电极平面。其两侧高压电极距收集丝平面 2.5mm。室体灵敏体积为 $1\times15\times12\text{mm}^3$。可测束流宽为 0.4～13mm 的一维剂量分布。将该 MWIC 按束流二维扫描配置，并置于不同厚度的有机玻璃体模后面，可得三维体模相对剂量分布，精度可达±5%。一种很有特色的多层多丝室 MEDUSA[87]，如图 15.31 所示，由 16 层多丝室组成。各层丝交角按(180°/16=11.25°)排列。每一平面有 64 根丝，丝距 4mm。根据 16 个束流投影分布，利用 CT 反投影方法重建直径为 25cm 圆范围内的二维剂量分布。空间分辨率达 2mm。另一个多个蜂房式电离室系统[88]，其灵敏面积为 30cm×30cm，空间分辨率可达 0.5cm。可以精确测量二维剂量分布。

薄塑料闪烁体和闪烁光纤一般用于束流通量监测。其优点为响应快、简单，但因抗辐射较差，使用较少。因其光产额输出的非线性，作为剂量测量受到限制，但也有人研究发展。

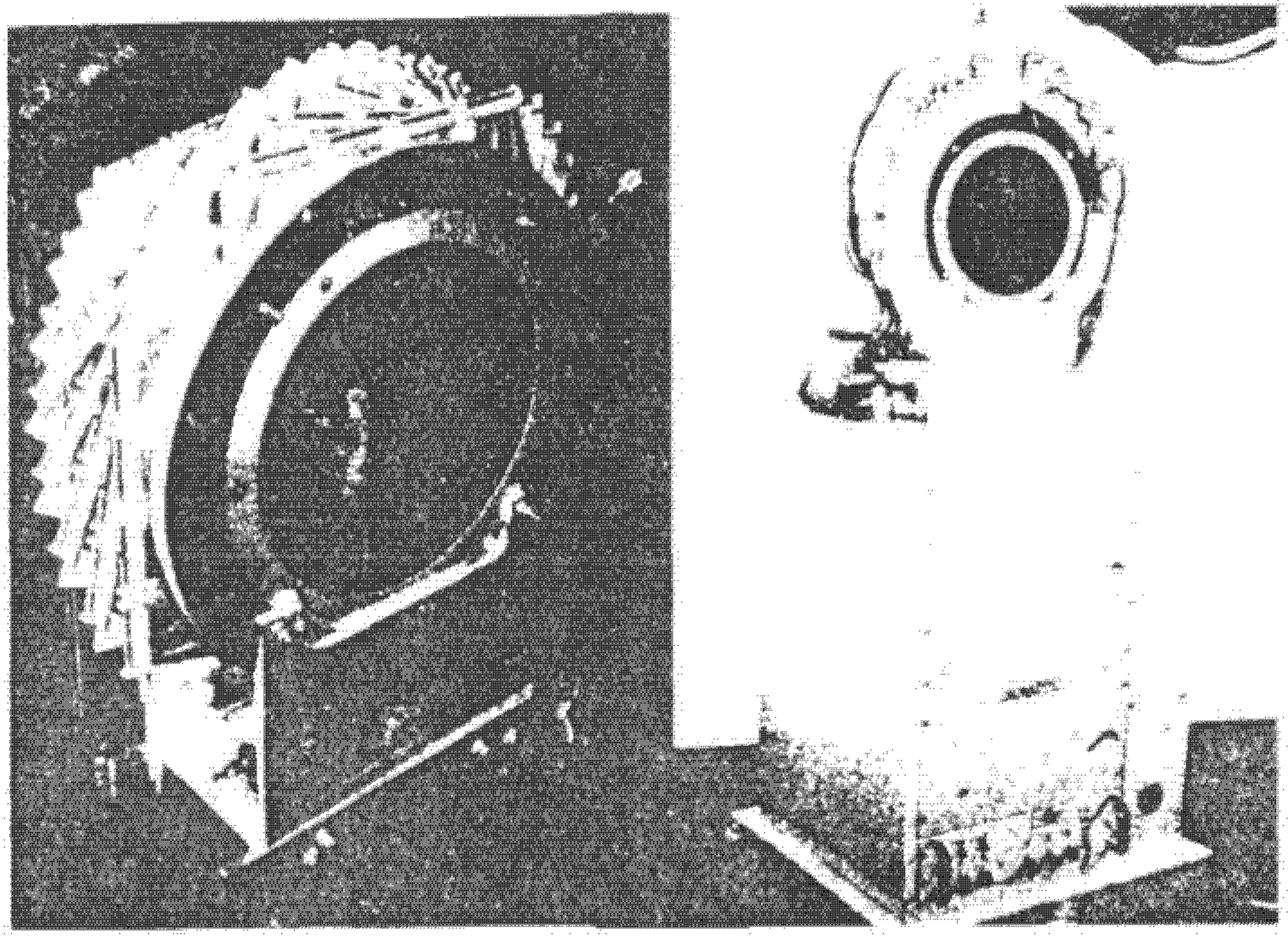


图 15.31　多层多丝室(MEDUSA)

15.4.3　应用前景

国外X刀与γ刀治疗已相当普及,国内近些年也有可喜的发展。直到1998年全世各医院已安装^{60}Co放射源γ刀90余台。直线加速器X刀300余台。γ刀比X刀维修方便,但X刀价格比γ刀低很多,并且没有定时更换^{60}Co源问题,因此普及更快。国内近几年以每年增加百余台的速度迅速增加。国内已建成立体定向外科治疗中心100余家。我国近几年以来已定型生产几种X刀和γ刀。1995年开始生产出γ刀。至1998年生产出的14台已在国内临床使用,如STAR-2000,JX-100,WDXK-808γ刀等[74]。

中子治癌有其特点,国内已有相当的发展。近十余年来用35MeV质子直线加速器已作为中子源治疗[80,81,82],但成本较高。另外,用放射源锎(Cf)产生中子的小型中子治疗系统发展较快[81]。

质子治疗虽然在1946年就已提出,有其突出优点,20世纪60年代已开始应用,但因治疗设备庞大发展受到限制。近十余年来在国外受到高度重视,发展很快。到1998年全世界质子治疗中心已有19个,都分布在发达国家。治疗患者达2.2万人以上[77,78,79]。另外,由于质子治癌的靶区精度很高,边缘半影小和前区损伤小,适于治疗眼部肿瘤。例如德国的一台加速器就重点作眼科手术[89],并用粒子物理的探测器模拟软件GEANT3模拟治疗头和体模剂量分布,很有特色。目前我国已有单位正在筹备质子治疗设备的外购或研制,今后几年,其将有更快速的发展。

15.5　工业探伤与集装箱检测

利用电子加速器产生的高能X射线与放射源产生的γ射线进行无损探伤检测,并利

用计算机进行图像处理的技术，近 20 年来发展很快。图像处理由密度叠加型成像发展到三维断层图像的工业 CT。这一技术已广泛用于国民经济的许多领域，如业冶金，航天，精密加工和海关检查等。

15.5.1 简单原理及射线源与探测器特点

一般原理已在本章 15.3 一节中介绍。由第一章可知，窄束电磁辐射(X、γ 射线)穿过物质遵守指数衰减规律，其线性衰减系数随物质密度增加而增大，随射线能量增加而减小。密度叠加型成像的图像处理同医用 γ 相机类似。三维断层图像的工业 CT 也同医用 XCT 类似。不同之处主要是在工业探伤和海关集装箱领域被检测的对象深度与扫描视场范围较大，被检测物质一般密度较大且较厚，因而一般选用能量较高的电子加速器或高强度的钴(^{60}Co)γ 放射源。对较薄的物件，也有用能量仅为数百 keV 普通 X 射线机的。根据加速电子轫致辐射 X 射线能量分布，其有效能量约为最大电子能量的 2/3。工业探伤用的电子加速器能量一般不超过 9MeV，但国外也有高至 60MeV 的专用探伤电子加速器。总的看来，使用的设备较大。

探测器及图像系统有以下几种。一种是在暗箱内由 X 射线转换成可见光，用摄像机将可见光转换成视频信号，再送入微机进行图像处理分析。另一种是利用电离室或闪烁计数器阵列等进行探测后再作数据处理。若将探测器及图像处理系统制成或改装成可旋转的系统，即可将密度叠加型图像升级成三维断层图像，这种 CT 有时也称为 KCT[90]。另外，根据特殊需要，也发展了小型化无损检测系统。

目前国内研制的大型集装箱检测系统有用电子直线加速器[90]和用 ^{60}Co 放射源[91]的两类。如图 15.32 所示，电子直线加速器产生的高能 X 射线通过狭缝准直器形成垂直的扇形射线束，透过集装箱的一个横断面后，由 1000 多个探测器单元测量。由此可得到集装箱的具有 1000 个像素的一列纵向密度累计信息。当集装箱货车匀速通过射线束时，射线束依次扫描集装箱的一系列横断面。最后显示出集装箱的全部二维透视图像。由于加速

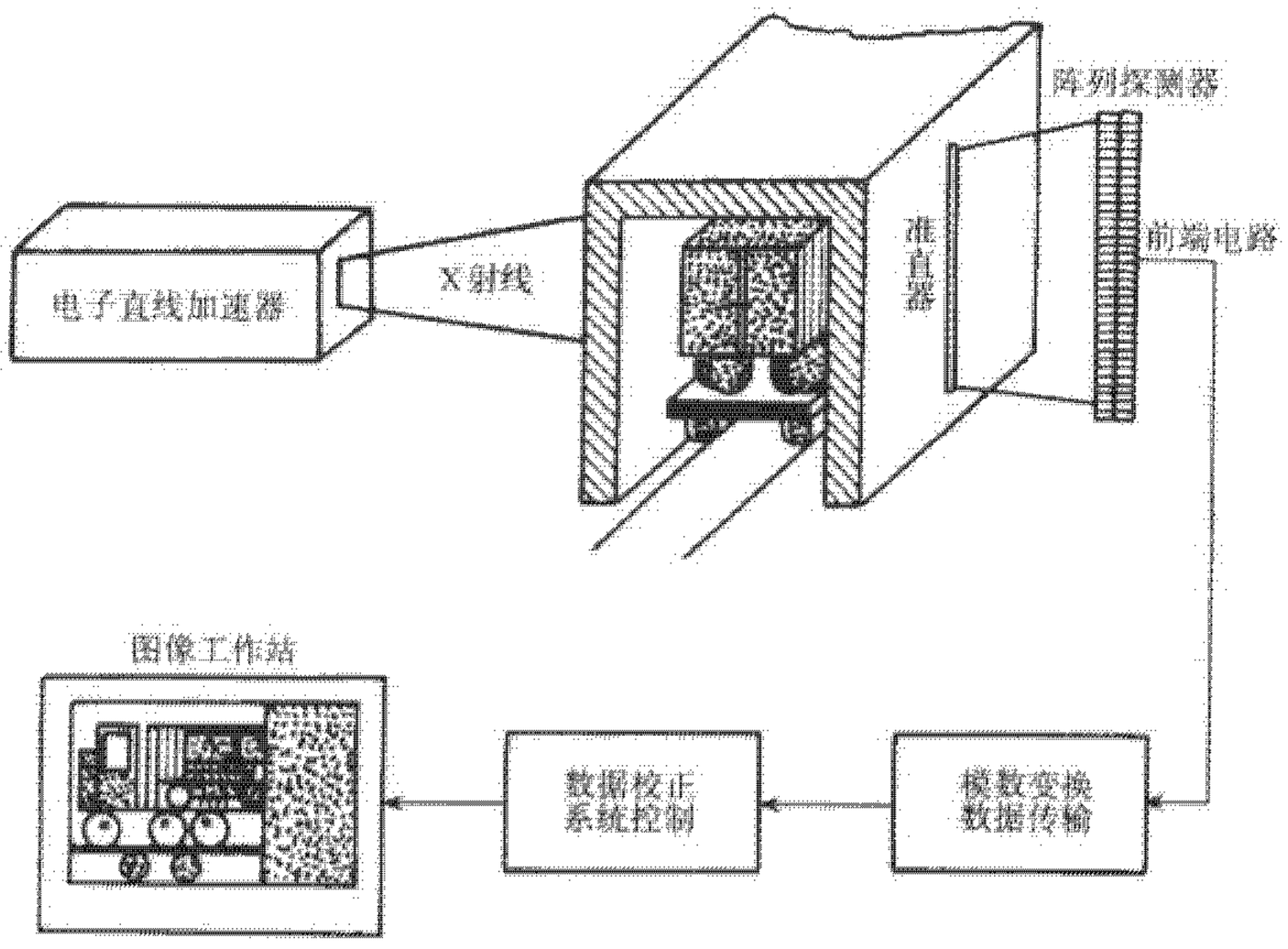


图 15.32 电子直线加速器集装箱检测系统

器电子束为脉冲式(脉冲宽度 9μs),所得到的一幅横段面图像,可视为是由集装箱静止时获得的,因而可得最好的空间分辨率。合适的选取源距(加速器靶点到集装箱中垂面的距离)与像距(集装箱中垂面到阵列探测器的距离)对获取畸变小的图像且设备经济化(如源强与探测器尺寸适度)是很有关系的。例如,当源距为 3.17m,象距为 9.33m 时,可得到最窄的像素轮廓,其平均宽度约为 1.5mm。这表示所得到的该垂直面密度分布有好的空间分辨率。当加速器脉冲周期为 4ms 时,最快横向扫描速度可达 1.2m/s。这样,20m 长的集装箱可在 17s 内扫描完毕。水平方向可获得 4167 个像素。

关于电磁辐射(X、γ 射线)对物质层物质的线性衰减系数 μ 的选取,应根据待测物质密度和厚度范围选择。例如对铅和水泥,能量为 1MeV 的射线的 μ 分别为 $0.79cm^{-1}$和 $0.141cm^{-1}$,而对 9MeV,则分别为 $0.58cm^{-1}$和 $0.054cm^{-1}$。一般 μ 值不宜过大或过小,平均吸收系数为 $0.25cm^{-1}$左右,因此加速器能量一般选为 3～9MeV。利用^{60}Co 的海关大型集装箱检测系统,其源强度为 3.7～11.1TBq[Bq 即贝可勒尔,放射性活度单位,1Bq=1/s,1TBq=10^{12}/s,1 居里(Ci)=3.7×10^{10}/s]。源与探测器距离为 5m 到 7m。

探测器的选择目前多为固体闪烁探测器或气体电离室,如图 15.33 所示。作为集装箱检测,由于要使用大量阵列单元,从经济方面考虑,气体电离室比闪烁计数的价格低,抗辐射性能较好,但缺点是效率低,约为 30%。我国目前研制的系统采用了排笔式阵列电离室[90,92]。各单元排成直线阵列,其几何与物理结构一致性很好,显著改进了图像质量,对车辆传送系统的速度恒定性要求较低,具有一系列优点。固体闪烁探测器的探测效率高,有其明显优点。国内近年来已生产出采用碘化铯(CsI)探测器的集装箱检测系统[93]。

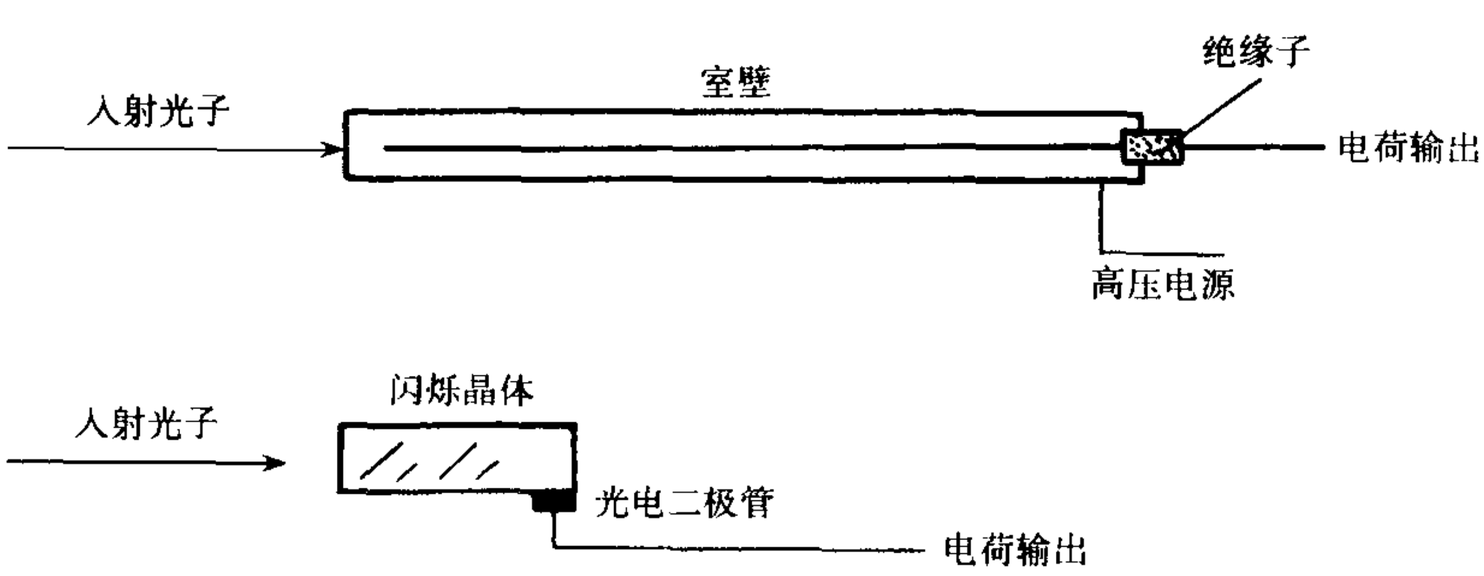


图 15.33　集装箱检测系统用探测器

同用于集装箱检测的电子直线加速器相比,用^{60}Co 源的装置的优点是价格较便宜,占地面积及辐射强度较小,维护较简单,缺点是不像加速器能随用随停、可脉冲式工作并可选用不同能量,且辐射强度不可能太大。

15.5.2　应用前景

目前全世界利用加速器的无损检测设备已约 1000 台,绝大多数为电子直线加速器,并已有商用产品。放射源型设备因其简单灵活也在积极投入使用。20 世纪 80 年代以来,新一代产品和小型化、便携式无损检测用电子加速器已进入国际市场。在此时期,实时成像和工业 CT 发展也很快。在工业和国民经济许多方面有广泛用途。如对大型固体火箭发动机和小型精密工件无损探伤检测,CT 图像提供的密度及尺寸信息适用复杂工件缺陷

的定位、定性及定量检测，动态范围可达 10^6，远高于胶片和实时成像，密度分辨率可达 0.1%。对大型工件，空间精度可达数毫米，如检测发动机焊铝活塞等航空、航天、兵器、汽车行业的零件。对小型工件可探测的缺陷尺度可达 0.1mm；精密测量可测到 30μm[94]。在基础科研方面也有广泛应用，例如在高能物理实验方面用 XCT 方法测量高能物理大型实验装置 ATLASμ 子谱仪中的由多个铝壁监控漂移管 MDT 组成的 MDT 室的各漂移管内中心阳极丝的位置，精度达到 10μm[95]。

在我国，20 世纪 60 年代已有小批量电子感应加速器无损检测产品。80 年代以来快速发展。近十余年来，已逐步形成 2MeV，4MeV，6MeV，9MeV 电子直线加速器系列产品[94]。在重型机电设备方面，如大型钢罐等金属容器探伤，应用 4MeV 电子加速器[96]产生的硬 X 射线有效能量为2.7MeV，对钢材的线性衰减系数为 0.295cm^{-1}，衰减半厚度为 2.35cm。9MeV 电子直线加速器实时图像系统已在海关集装箱检测与工业无损检测方面开始批量定型生产[94]。9MeV 电子加速器实时成像系统已用于检测重型产品，如 20cm 厚钢板及各种零件内部的裂纹、气孔、夹渣的缺陷检查等。

小型便携式无损检测设备多用于各种现场质量监测。它的核心装置为小型微波功率源(磁控管等)及 S 和 X 波段加速管。国内正在研制电子能量可加速到 2.3～6.0MeV 的 X 波段加速器[94,97]。

15.6 放射性探矿

地质勘探中放射性探矿是射线应用的一个重要方面。它包括天然 γ 放射性测井、航空 γ 测量、γ-γ 测井、中子测井以及射气测量、室内 X 射线荧光分析与中子活化分析等。勘探的对象包括寻找放射性矿物，如同放射性物质铀，钍等共生的金属与非金属矿物，以及勘探石油和矿床岩层，进行矿体鉴别和按矿床品位划界等。以下简要介绍几个主要方面。

15.6.1 工作原理

1. 天然 γ 测井

利用矿体本身的天然 γ 射线放射性测井用以普查勘探放射性矿床如铀、钍、钾盐或它们共生的金属或非金属矿可以采用能谱测量法，即利用铀(U)和钍(Th)放射系的 γ 射线谱的明显差别进行测量。例如可在 U 的 1.05～1.50MeV 和 Th 的 2.2～2.8MeV 的两个 γ 谱段上，以确定铀(U)和钍(Th)放射系的含量[98]。能量测量中探测器多用碘化钠(NaI)闪烁谱仪。在一般非能谱测量中常用装有盖格管的轻便测井仪(如国产 FD-61 测井仪)。

2. 航空测量

利用航空探测地表的天然放射性矿物主要是铀(^{238}U)、钍(^{232}Th)和钾(^{40}K)。利用安装在低空飞行的飞机上的大体积闪烁探测器(例如 50L 碘化钠晶体)和多道脉冲分析器可测量这些矿物发射的单能 γ 射线，其能量分别为 1.46MeV、2.62MeV 与1.76MeV[98]。

3. γ-γ 测井

一般的 γ 测井是沿井轴测量天然 γ 放射性活度的空间分布。γ-γ 测井则是利用在井下人为安放的 γ 源的射线与地层物质的相互作用进行次级 γ 射线探测，用以测定岩层密度，岩性石油流体等的测井方法[99]。如图 15.34 所示，γ 射线源与 γ 射线探测器中间用铅

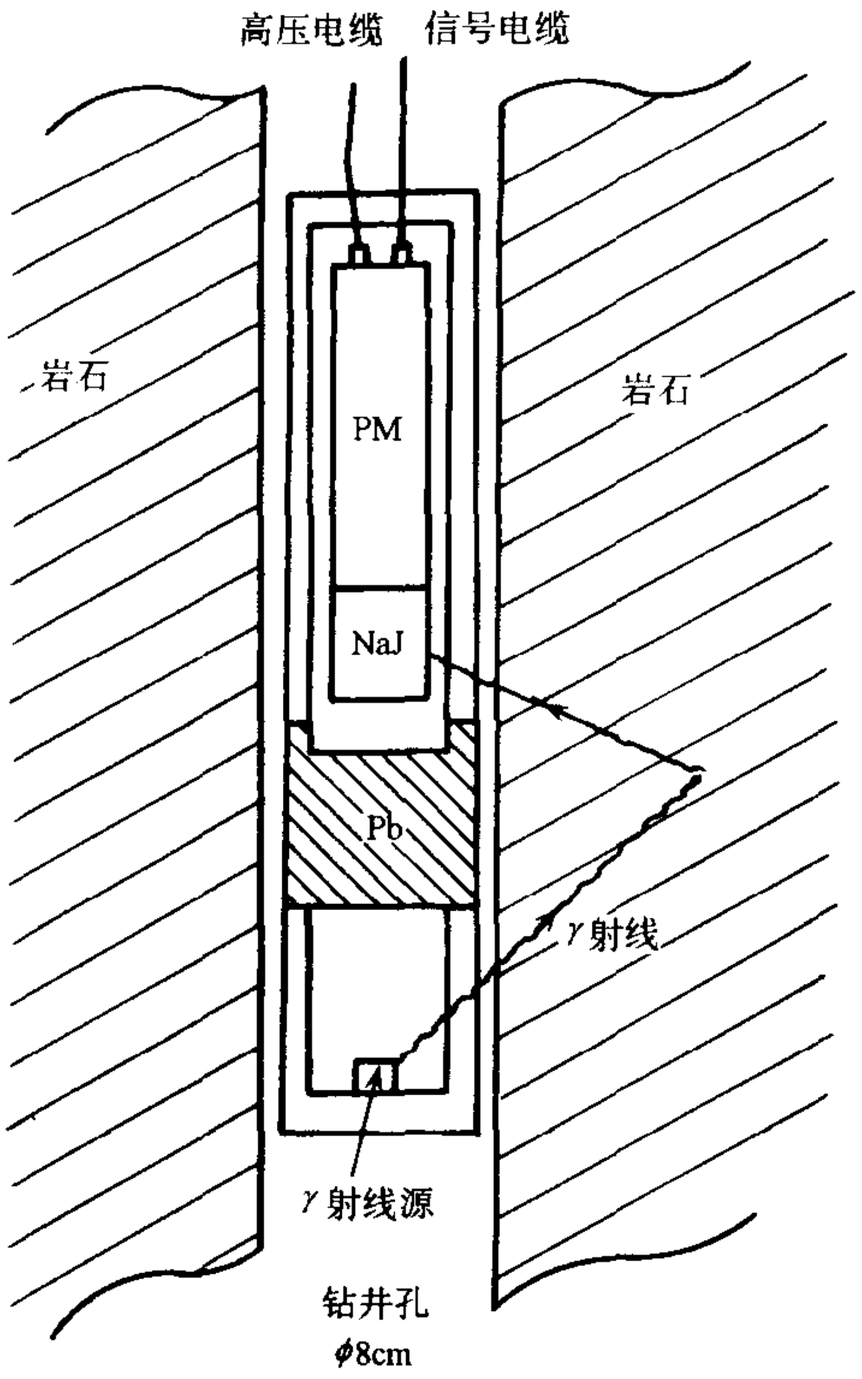


图 15.34 γ-γ 测井示意图

屏蔽防止直接探测 γ 射线源的初级射线。最常用的 γ 源用铯(^{137}Cs)，由于其 γ 射线能量 0.662MeV 较低，不能产生电子对效应，与井周围物质作用主要为康普顿效应和光电效应。对于康普顿散射，探测器处 γ 射线强度 I 与源处射线强度 I 有简单指数衰减关系

$$I = I_0 \exp(-\mu_c X) \qquad (15.10)$$

式中，μ_c 为康普顿减弱系数，依赖于岩石康普顿效应截面、原子量和岩石体密度。X 为源与探测器距离。由此可由 I 的变化鉴别井周围地层物质，定出其密度等。这就是地层密度测井的简单原理。通常利用已知岩层对探测器进行刻度，并用短源距和长源距的双探测器系统进行补偿测量以减少干扰影响等。

在石油勘探测井中常用 γ 射线与地层相互作用的光电效应和康普顿效应确定油水混合体的平均密度及原油的含水率等。图 15.35 给出了水、原油和甲烷的质量吸收系数 μm 对 γ 射线能量 $h\gamma_0$ 的依赖关系[100]。由图可见，当 γ 能量小于 30keV 时，水、原油和甲烷的质量吸收系数有明显差别，这是因为光电效应起主要作用。光电吸收截面与物质原子序数有强烈依赖关系，但当 γ 能量大于 60keV 时，由于康普顿作用占优势，三者的质量吸收系数差别不大。一般利用这一特点即可以方便地测定混水原油的密度。通常使用^{137}Cs 源和 NaI 闪烁谱仪进行测量。

4. 连续中子测井

通常使用的同位素中子源如钋-铍(^{210}Po-Be)源等都是连续发射的。根据被测量射线的不同又可分为中子-γ 测井与中子-中子测井[100,101]。因为同位素中子源的能量低于碳和氧的非弹性散射阈能，这样对于与石油岩层有密切关系的碳/氧比测量只能用 14MeV 的中子发生器测量[102]。

中子-γ 测井利用快中子在轻物质中慢化较快的特点，慢化为热中子的位置离中子源较近，因而热中子俘获核反应所产生的 γ 射线穿过较厚的岩石层才能达到探测器，这样测到的衰减 γ 射线强度较弱。反之，对重物质岩石层则测得的强度较强。据此可以了解岩石的含氢量，进而可以鉴别油气层和鉴定岩性、确定岩层孔隙度等。其测井灵敏度是很重要的。

中子-中子测井与前者原理类似，只是用热中子探测器或超热中子探测器代替 γ 探测器。通过中子通量的测量可以更精确地反映地层的油含量及油层或水层的孔隙度，这是因为超热中子通量仅与地层物质的慢化性质有关而不受吸收物质的影响。但是，在划分气层、油-气界面和气-水界面方面，中子-γ 测井法更准确、清晰，而中子-中子测井法不易区分油和水。因此共同使用这几种方法，综合分析发挥各种方法的特点，才能得到全面准确

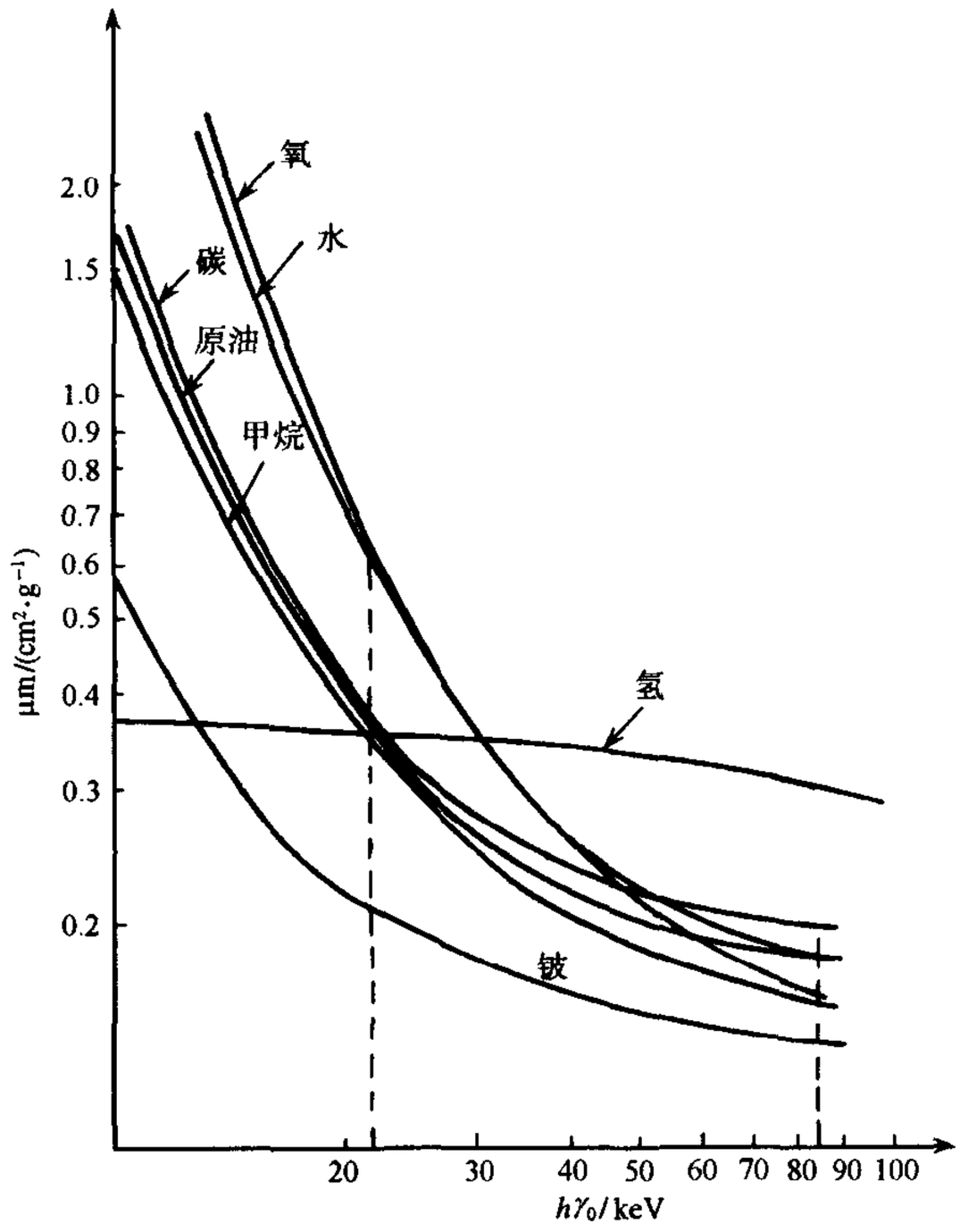


图 15.35　水、原油和甲烷的质量吸收系数与 γ 射线能量的依赖关系

的结果。

常用的 γ 探测器除 NaI 闪烁体外，近年来也有选用 BGO 的[103]。慢中子探测器一般选用三氟化硼正比计数管，含硼硫化锌闪烁计数器，^{3}He 计数管与含 Li 锂(^{6}Li)薄膜半导体探测器等[104]。

5. 脉冲中子测井

一般利用 14MeV 脉冲中子源产生的快中子与地层物质的作用可进行中子寿命测井及中子-γ 测井[101,102]。

快中子与轻核经多次碰撞后很快减速为热中子并不断被周围物质吸收，热中子由产生到被吸收的时间称为热中子寿命。利用脉冲中子测量热中子寿命的方法即中子寿命测井法。

在地层内中子源附近某点热中子强度 N 随时间 t 按指数衰减，可用下式表示：

$$N = N_0 e^{-t/\tau} \tag{15.11}$$

式中，N_0 为被选定为开始时刻的热中子密度，τ 为热中子寿命。由测得的 τ 值可确定地层特性，如区分油、气、水和划分岩性等。

脉冲中子-γ 测井主要是利用中子与地层物质作用的三种反应所产生的 γ 射线的时间差来分析岩层成分。如图 15.36 所示，三种反应为：非弹性散射产生的 γ 射线几乎与脉冲中子同时产生，例如脉冲中子源时间宽度为 10μs 非弹性散射也大都在 10μs 内产生，热中子俘获反应及其产生的 γ 射线约在 2000μs 范围内产生，而中子活化核衰变产生的 γ 射

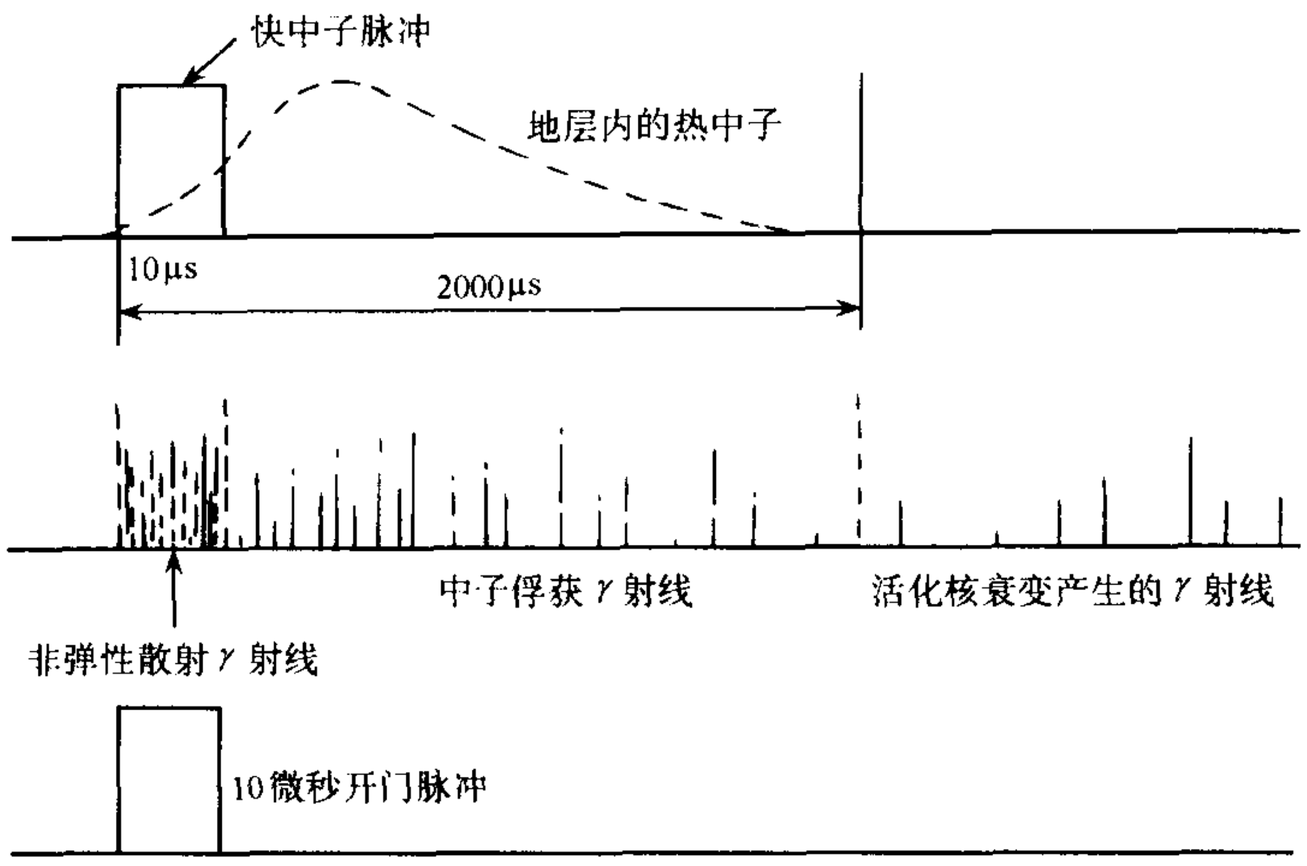


图 15.36　脉冲快中子的三种反应所产生的 γ 射线的时间分布

线则在更长的延迟时间后产生，从 ms 到长至若干天。设置特定的时间门宽即可区分不同来源的 γ 射线。特别是利用岩石中不同元素的非弹性散射 γ 射线能谱分析，可以很有效地判明油及水的含量。在实际应用中中子同核物质作用常使用宏观截面，即微观作用截面同原子密度的乘积，或核作用长度的倒数。因为碳在含油砂岩中的宏观非弹性散射截面（$38.44\times10^{-4}cm^{-1}$）远比在含水砂岩中的（$0.28\times10^{-4}cm^{-1}$）为大，氧的截面在含油砂岩中的值都比在含水砂岩中的值小，且碳和氧的非弹性散射 γ 能量很易区分（碳为 4.43MeV，氧为 6.13MeV）。因而碳与氧的非弹性散射 γ 峰之比是地层含油、水量的灵敏指示。这种方法也称为碳/氧法或 C/O 法，是淡水油田测井的一种较新的独特方法。特别是利用快中子非弹性散射 γ 全能谱，热中子俘获反应 γ 全能谱及二者混合 γ 全能谱的综合分析可以获得碳/氧（C/O），硅/钙（Si/Ca），H/（Si+Ca）等多种元素的相对比值。它们和油岩地层参数有重要关系[102]。

利用脉冲中子测井的中子源称为中子发生器，即一个小型加速器。一般利用高能氘束轰击氚靶的 $t(d,n)$He 核反应产生 14MeV 的快中子。其技术关键是要求体积小、耐高温。小型中子发生器有时也称为 Schlumberger 管[105]，国际上一般使用的脉冲高压约为 100～200kV，平均中子强度达 10^8n/s，峰值中子强度达 3×10^{10}n/s，脉冲宽度 3～40μs，耐高温达 145℃，运行寿命长于 200h。

15.6.2　应用前景

放射性探矿，特别是各种类型的中子探井已广泛地用于地质勘探及石油行业。20 世纪 80 年代以来，我国已有多种通用的标准产品，如用于地面勘探普查的 FD-71 和 FD-840 等，测井仪如 FD-61。这些产品多用碘化钠闪烁计数器，也有用 G-M 管的。放射性气体氡测量仪一般选用探测 α 射线的硫化锌闪烁体，如 FD-118。中子测井在国内各大油田已广泛开展，并建立了标准刻度井以便刻度测井设备。近年来国外小型中子发生器的中子强度已达 10^{12}n/s[106]。国内 80 年代末已研制出几种小型中子发生器，如 FC841 型中子寿命测井仪，COPJ 型碳氧比能谱测井仪等。小型中子发生器的研制和改进也不断有进展[106,107]。

探测器与数据获取方面也有新发展，如适于井下使用的掺铈过氧硅酸钆(GSO:Ce)闪烁晶体和井下数字信号传输技术等。半导体锗-锂(Ge-Li)探测器虽然其能量分辨率很高，但因需要低温，在井下实现尚有一定困难。从测量方法角度看，国外目前测量方法已发展到数十种。γ全能谱测井技术是发展方向[102]。

参 考 文 献

[1] Tsu H. Y. Proc. Roy. Soc. A, Physics, 1948, 192 : 231

[2] 章乃森. 粒子物理学(下册). 北京：科学出版社，1987

[3] 谢家麟. 北京正负电子对撞机和北京谱仪. 杭州：浙江科学技术出版社，1996

[4] H. Winick, S. Doniach. Synchrotron, Radiation Research. NewYork, Plenum Press, 1980

[5] 冼鼎昌. 神秘的光——同步辐射. 长沙：湖南教育出版社，1994

[6] 姜晓明，修立松等. 同步辐射及其应用. 北京：科学技术出版社，1996

[7] Winick H et al. NIM, 1984, 222:373; Kirz J. et al. X-Ray Booklet. LBL. Pub-490 Rev., 1986

[8] 包忠谋. 高能物理学会成立十周年专辑. 1991：139

[9] 唐鄂生. 高能物理学会成立十周年专辑. 1991：152

[10] 吴应荣. 核技术，1999，22 (2) ：53

[11] Cork C et al. Syn. Rad. News., 1999, 12(4): 7

[12] Samson J A R. Techniques of vacuum Ultra-violet Spectroscopy, Viley, New York, 1975

[13] Smith G C. NIM, 1984, 222:230

[14] Bearden J A. Rev. Mod. Phys., 1967, 39:78

[15] Charpak G et al. NIM, 1978, 152:185; 156 :1

[16] 沈长铨等. 高能物理与核物理，1989，13(5)：38；核技术，1987，10(6)：97

[17] Aulchenko V M et al. NIM, 2001, A470:168

[18] Miller K M. NIM, 1979, 163 : 583

[19] Suzuki M J. Syncrotron Rad., 1999, 6:6

[20] Suzuki M et al. NIM, 2001, A467:1121

[21] Smith A D. Berlin SR Conference. NIM, 2001, A467:1136

[22] Ochi A et al. Berlin SR Conference. NIM, 2001, A467:1148

[23] Menk R H et al. Syn. Rad. News., 1999, 12(4): 14

[24] Sarvestani A et al. J. Synchotron Rad., 1999, 6:985

[25] Giomataris Y et al. NIM, 1996, A376: 29

[26] Sauli F. NIM, 1997, A386 : 531

[27] 崔明启等. 核电子学与探测技术，1997，17(1)：265

[28] 李建平，汤月里等. 高能物理与核物理，1992，16(2)：105

[29] 王庆斌. 中科院高能所博士论文，2000 年 4 月

[30] 柴芝芳. 核技术，1999，22(7)：441

[31] E. Merzbacher et al. X-Ray Production by Heavy Charged Particles. Encyclopedia of Physics (Handbuch der Physik), Vol. 34, 166, 1958

[32] Grupen C. Particle Detectors. Cambridge Press, 1996

[33] 任炽刚等. 质子荧光分析和质子显微镜. 北京：原子能出版社，1981

[34] 张家骅等. 放射性同位素 X 射线荧光分析. 北京：原子能出版社，1981

[35] 马祖光主编. 中国理学 XRF 光谱仪用户论文集. 1997 年第 8 期

[36] Hendee C F. Rev. SCI. Inst, 1956, 27:531; Raymond S et al. Rev. SCI. Inst. 1966, 27:934

[37] Hitachi A et al. NIM, 1982, 195: 631; Tesauro P. et al. NIM, 1996, B108:197

[38] 胡朝辉等. 高能物理与核物理，1999，23 (7)：723
[39] 胡朝辉等. 核技术，2001，24 (8)：691
[40] International Journal of PIXE.，1996，6，1&2；Proceedings of Second Intrnational Symposium on Bio-PIXE，Beijing August，1996：97～155，299～361
[41] 复旦大学加速器实验室等. 复旦学报（自然科学版），1979 年第 1 期
[42] Hounsfield G N. Brit. Jour. Radio.，1973，146：1016；Brit. Radiol. Conf.，1972
[43] 潘中允. 临床核医学. 北京：原子能出版社，1994
[44] 花铁森. 核医学仪器. 北京：中国医药科技出版社，1991
[45] Ter-Pogossian M M et al. Radiology.，1975，114：89
[46] Brooks R A et al. Phys. Med. Biol.，1976，21：689
[47] 吴恩惠. 头部 CT 诊断学. 第二版. 北京：人民卫生出版社，1991
[48] 赫尔曼著. 由投影重建图像. 严洪范译. 北京：科学出版社，1985
[49] 唐孝威等. 脑功能成像，北京：原子能出版社，1998；唐孝威主编，核医学和放射性治疗技术. 北京：北京医科大学出版社，2001
[50] Townsend D. W. CERN Yellow Book. June 1993
[51] 王世真等. 核医学与核生物学. 北京：科学出版社，1990
[52] Jeavons P A. IEEE Trans. 1980，NS-27：1463；5th Conference of PET，Japan1979：355
[53] Bateman J E et al. NIM，1984，225：209
[54] Townsend D W et al. NIM，1988，A269：443
[55] 王德武，李云山，陈琨等. 高能物理与核物理学，1988，12(3)：289
[56] 陈芝萍等. 全国第三次核电子学与探测器会议. 昆明，1986，6
[57] 程绍臣，赵永介等. 物理，1996，25：239
[58] 孟烈. 核电子学与探测技术，1998，18：460
[59] Carel W. E. van Eijk. Frascati Physics Series，XXI Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics，Annecy，Oct. 2000：293
[60] Collot J et al. ibid：305
[61] Rogess J G et al. IEEE Trans.，1992，NS-39 (4)：1063
[62] Tornai M P et al. IEEE Trans.，1994，NS-41 (4)：1458
[63] 程绍臣，毛成生等. 核技术，1999，22：628
[64] Holl I et al. IEEE Trans.，1995，42 (4)：351
[65] Mosznski M et al. IEEE Trans.，1996，43 (3)：1298，1952
[66] Anzivino G et al. NIM. A365：76
[67] DeSalvo R NIM，1997，A387：92；New Detectors，Proceedings of the 36th Workshop of the INFN Eloisatron Project，1997：97
[68] Joneset W F et al. IEEE Trans.，1990，37：2800
[69] Gurrero T M et al. 1993，40，(4)：1082
[70] Bruyndonckx P，Liu Xuan et al. NIM. 1996，A382：589
[71] Zavattini G et al. Frascati Physics Series，XXI Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics，Annecy，Oct. 2000：317
[72] 潘中允，陈涤明，赵永介等. 全国第五次核医学会议摘要. 上海：1997：21～23
[73] 甄力苻. 核电子学与探测技术，1997，16(3)：234
[74] 王迎选等. 现代立体放射治疗学. 北京：人民军医出版社，1999
[75] Chu W T. Rev. Sci. Inst.，1993，64：2055
[76] Loma LindaCH2669-018910000737 $ 01. 00@1989 IEEE
[77] 郁庆长等. 质子治癌技术基础. 北京：原子能出版社，1999
[78] Raju M R. Heavy Particle Radiaotherapy . HPR Academic Press，1980

[79] Fowler J F. Nuclear Particles in Cancer Treatment. NPCT Adam Hilger Ltd. Bristol, 1981 (Medical Physics Handbook)
[80] 唐锦华等. 全国加速器应用会议文集. 黄山,1997 年 10 月
唐锦华等. 全国快中子治疗学术会议文集. 北京, 1997 年 3 月
[81] 全国中子治癌会议文集. 北京,CCAST,1999 年 11 月
[82] 汤月里,李建平等. 高能物理与核物理,1998, 22,1: 78
[83] Jongen Y et al. NIM, 1993,B79:885
[84] Beeckman W et al. NIM, 1991,B56/57:201
[85] Cuperus J et al. IEEE Trans., 1975, NS-22: 1561
[86] Kanai T et al. NIM, 1983, 214 : 419
[87] Chu W T et al. IEEE Trans., 1981, NS-28: 2198, Alonso J R. IEEE Trans. NS, 1979, 26(3):3077
[88] Renner T R NIM, 1989, A281: 640
[89] Paganetti H et al. Med. Phys., 1998, 25: 2370
[90] 夏宇正,徐宜发,王经谨等. 第一届全国加速器无损检测设备及其应用技术交流会论文集. 1998 年 5 月:66,79, 82
[91] 安继刚等. 核电子学与探测技术, 1998, 18: 81; 同位素, 1995, 8: 16
[92] 安继刚等. 第 7 届全国核电子学与探测技术会文集, 庐山, 1994, 279
[93] http://www.bet-scan.com
[94] 黄正新,孙翔,倪培君等. 第一届全国加速器无损检测设备及其应用技术交流会文集. 庐山, 1998: 17,48, 71
[95] Bini et al. ATLAS Note Muon No-189(1997)
[96] 宋文杰. 核技术, 1997, 12 (22): 748
[97] 孙翔等. 原子能科学技术, 1998, 20 : 256
[98] 石玉春等. 放射性物探. 北京: 原子能出版社, 1986
[99] Kleinknecht K. Detectors for Particle Radiation. Cambridge University Press, 1998
[100] 郭余峰等. 石油测井中的核物理基础. 北京: 石油工业出版社,1990
[101] 袁翰榕等. 中子源及其应用. 北京: 科学出版社. 1978
[102] 庞巨丰. 核电子学与探测技术, 1993, 13: 116
[103] 吉朋松等. 核电子学与探测技术,1997, 17(3): 116
[104] 复旦大学,清华大学,北京大学合编. 原子核物理实验方法. 北京: 原子能出版社, 1997
[105] Reifenschweiler O. Nucleonics, 1960, 18(12): 69
[106] 彭琥. 核电子学与探测技术,1993, 13: 165
[107] 卢洪波. 核电子学与探测技术,1996,(3): 202

附　录

1. 物质的原子与原子核特性表

物质	Z	A	$\langle Z/A\rangle$	核碰撞长度[a] $\lambda_T/(g/cm^2)$	核作用长度[a] $\lambda_I/(g/cm^2)$	$dE/dx\|^b_{min}$ $/\left(\frac{MeV}{g/cm^2}\right)$	辐射长度[c] X_0 $/(g/cm^2)$	/cm	密度 $/(g/cm^3)$	液体沸点 (1atm)/K	折射系数 $n(n-1)\times10^6$
H_2 气体	1	1.00794	0.99212	43.3	50.8	(4.103)	61.28[d]	(731 000)	(0.0838)[0.0899]		[139.2]
H_2 液体	1	1.00794	0.99212	43.3	50.8	4.034	61.28[d]	866	0.0708	20.39	1.112
D_2	1	2.0140	0.49652	45.7	54.7	(2.052)	122.4	724	0.169[0.179]	23.65	1.128[138]
He	2	4.002602	0.49968	49.9	65.1	(1.937)	94.32	456	0.1249[0.1786]	4.224	1.024[34.9]
Li	3	6.941	0.43221	54.6	73.4	1.639	82.76	155	0.534		—
Be	4	9.012182	0.44384	55.8	75.2	1.594	65.19	35.28	1.848		—
C	6	12.011	0.49954	60.2	86.3	1.745	42.70	18.8	2.265[e]		—
N_2	7	14.00674	0.49976	61.4	87.8	(1.825)	37.99	47.1	0.8073[1.250]	77.36	1.205[298]
O_2	8	15.9994	0.50002	63.2	91.0	(1.801)	34.24	30.0	1.141[1.428]	90.18	1.22[296]
F_2	9	18.9984032	0.47372	65.5	95.3	(1.675)	32.93	21.85	1.507[1.696]	85.24	[195]
Ne	10	20.1797	0.49555	66.1	96.6	(1.724)	28.94	24.0	1.204[0.9005]	27.09	1.092[67.1]
Al	13	26.981539	0.48181	70.6	106.4	1.615	24.01	8.9	2.70		—
Si	14	28.0855	0.49848	70.6	106.0	1.664	21.82	9.36	2.33		3.95

Ar	18	39.948	0.45059	76.4	117.2	(1.519)	19.55	14.0	1.396[1.782]	87.28	1.233[283]
Ti	22	47.867	0.45948	79.9	127.9	1.476	16.17	3.56	4.54		—
Fe	26	55.845	0.46556	82.8	131.9	1.451	13.84	1.76	7.87		—
Cu	29	63.546	0.45636	85.6	134.9	1.403	12.86	1.43	8.96		—
Ge	32	72.61	0.44071	88.3	140.5	1.371	12.25	2.30	5.323		—
Sn	50	118.710	0.42120	100.2	163	1.264	8.82	1.21	7.31		—
Xe	54	131.29	0.41130	102.8	169	(1.255)	8.48	2.87	2.953[5.858]	165.1	[701]
W	74	183.84	0.40250	110.3	185	1.145	6.76	0.35	19.3		—
Pt	78	195.08	0.39984	113.3	189.7	1.129	6.54	0.305	21.45		—
Pb	82	207.2	0.39575	116.2	194	1.123	6.37	0.56	11.35		—
U	92	238.0289	0.38651	117.0	199	1.082	6.00	≈0.32	≈18.95		—
	物质										
Air,(20℃,1atm),(STP)			0.49919	62.0	90.0	(1.815)	36.66	[30420]	(1.205)[1.2931]	78.8	(273)[293]
H_2O			0.55509	60.1	83.6	1.991	36.08	36.1	1.00	373.15	1.33
CO_2 气体			0.49989	62.4	89.7	(1.819)	36.2	[18310]	[1.977]		[410]
CO_2 固体(干冰)			0.49989	62.4	89.7	1.787	36.2	23.2	1.563	sublimes	—
屏蔽混凝土[f]			0.50274	67.4	99.9	1.711	26.7	10.7	2.5		—
SiO_2(熔融石英)			0.49926	66.5	97.4	1.699	27.05	12.3	2.20[g]		1.458
Dimethyl ether,$(CH_3)_2O$			0.54778	59.4	82.9	—	38.89	—	—	248.7	—
甲烷,CH_4			0.62333	54.8	73.4	(2.417)	46.22	[64850]	0.4224[0.717]	111.7	[444]
乙烷,C_2H_6			0.59841	55.8	75.7	(2.304)	45.47	[34035]	0.509(1.356)[h]	184.5	(1.038)[h]
丙烷 C_3H_8			0.58962	56.2	76.5	(2.262)	45.20	—	(1.879)	231.1	—

续表

物质	$\langle Z/A\rangle$	核碰撞长度[a] $\lambda_T/(g/cm^2)$	核作用长度[a] $\lambda_I/(g/cm^2)$	$dE/dx\|^b_{min}$ $/\left(\frac{MeV}{g/cm^2}\right)$	辐射长度[c] c X_0 $/(g/cm^2)$	/cm	密度 $/(g/cm^3)$	液体沸点 (1atm)/K	折射系数 $n(n-1)\times10^6$
异丁烷，$(CH_3)_2CHCH_3$	0.58496	56.4	77.0	(2.239)	45.07	[16 930]	[2.67]	261.42	[1900]
辛烷，液体，$CH_3(CH_2)_6CH_3$	0.57778	56.7	77.7	2.123	44.86	63.8	0.703	398.8	1.397
石蜡 $CH_3(CH_2)_n\approx23CH_3$	0.57275	56.9	78.2	2.087	44.71	48.1	0.93		—
尼龙，6 型[i]	0.54790	58.5	81.5	1.974	41.84	36.7	1.14		—
聚碳酸脂(Lexan)[j]	0.52697	59.5	83.9	1.886	41.46	34.6	1.20		—
聚乙烯-对苯二甲酸脂(Mylar)[k]	0.52037	60.2	85.7	1.848	39.95	28.7	1.39		—
聚乙烯[l]	0.57034	57.0	78.4	2.076	44.64	≈47.9	0.92～0.95		—
聚酰亚胺薄膜(Kapton)[m]	0.51264	60.3	85.8	1.820	40.56	28.6	1.42		—
有机玻璃[n]	0.53937	59.3	83.0	1.929	40.49	≈34.4	1.16～1.20		≈1.49
聚苯乙烯，闪烁体[o]	0.53768	58.5	81.9	1.936	43.72	42.4	1.032		1.581
聚四氟乙烯(Teflon)[p]	0.47992	64.2	93.0	1.671	34.84	15.8	2.20		—
聚甲基苯乙烯，闪烁体[q]	0.54155	58.3	81.5	1.956	43.83	42.5	1.032		—
氧化铝(Al_2O_3)	0.49038	67.0	98.9	1.647	27.94	7.04	3.97		1.761
氟化钡(BaF_2)	0.42207	92.0	145	1.303	9.91	2.05	4.86		1.56
锗酸铋(BGO)[r]	0.42065	98.2	157	1.251	7.97	1.12	7.1		2.15
碘化铯(CsI)	0.41569	102	167	1.243	8.39	1.85	4.53		1.80
氟化锂(LiF)	0.46262	62.2	88.2	1.614	39.25	14.91	2.632		1.392
氟化钠(NaF)	0.47632	66.9	98.3	1.69	29.87	11.68	2.558		1.336

碘化钠(NaI)	0.42697	94.6	151	1.305	9.49	2.59	3.67	1.775
气凝硅胶[s]	0.50093	66.3	96.9	1.740	27.25	136@ρ=0.2	0.04—0.6	1.0+0.21ρ
NEMA G-10 板[t]		62.6	90.2	1.87	33.0	19.4	1.7	

( )括弧表示 20℃,1atm 条件下的气体;[ ]括弧表示标准状态(STP)条件下的气体。

本表译自 Particle Data Group Review of Particle Physics, Phys. Rev. D, 2002 ,66, July, part-1。表中内容在实验安排和粒子探测器设计等方面经常用到,并与本书许多章节有关。

a. 核碰撞长度(nuclear collision length)Λ_T 与核作用长度(nuclear interaction length)Λ_I 见本书第一章 1.7 节,$1/\Lambda_T=N\sigma_T/A$;$1/\Lambda_I=N\sigma_{inelastic}/A$[式中 N 为阿伏伽德罗常量,A 为原子量,σ_T 为全截面,$\sigma_{inelastic}$为非弹性截面,即入射粒子被吸收的吸收截面 σ_a。两者关系为:$\sigma_{inelastic}=\sigma_T-\sigma_{elastic}-\sigma_{quasielastic}$(式中 $\sigma_{elastic}$为弹性散射截面,$\sigma_{quasielastic}$为准弹性散射截面)]。

b. 对最小电离粒子的能量损失,即对 μ 子等(见本书第一章 1.1.2 节)。

c. 辐射长度(radiation length)[引自 Y. S. Tsai,Rev.(蔡永思),Rev. Mod. Phys. 1974,46:815]。

d. 对分子氢和氘,对原子氢,$X_0=63.047\text{g cm}^{-2}$。

e. 对纯石墨。对工业石墨,密度可为 2.1～2.3g·cm^{-3}。

f. 对标准防护混凝土砖(shielding concrete)O_2 52%,Si 32.5 %,Ca 6 %,Na 1.5%, Fe 2%, Al 4%。

g. 对熔融石英,对石英晶体,其比重为 2.64。

h. 密度为−60℃固态,折射率为 0℃, 555 mmHg.

i. Nylon, type 6 $(NH(CH_2)_5CO)_n$.

j. Polycarbonate $(C_{16}H_{14}O_3)$.

k. Polyethylene terephthlate $(C_5H_4O_2)$.

l. Polyethylene $C_5H_2-=C_5H_2$.

m. Polymide (kapton) $(C_{22}H_{10}N_2O_5)_n$.

n. Polyethylene $C_5H_2-=C_5H_2$.

o. Polystyrene $C_6H_5CH=CH_2$.

p. Teflon $CF_2-=CF_2$.

q. Polyvinyltoluene $2-CH_3C_6H_4CH=CH_2$.

r. Bismuth germanate (BGO), $(Bi_2O_3)_2(GeO_2)_3$.

s. Silica Aerogel, $N(SiO_2)+2n(H_2O)$.

t. G-10 plate 60%SiO_2+40% 环氧树脂.

2. 气体压力各种单位比较表

因国家、学科不同及历史等原因，目前常见以下气压单位[帕(Pa)(MKS 制)]为我国的法定单位，其他为非法定单位。

	1 帕(Pa)	1 毫米汞柱(mmHg)	1 巴(bar)	1 物理大气压(atm)	1 工程大气压(kg/cm^2)	1 磅/平方英寸(psi)
1 帕 Pa(N/m^2)(MKS 制)=	1	0.750×10^{-2}	10^{-5}	0.986×10^{-5}	1.0341×10^{-5}	0.145×10^{-3}
1 毫米汞柱(mmHg)[托(Torr)]=	1.333×10^{2}	1	1.333×10^{-3}	1.316×10^{-3}	1.359×10^{-3}	1.935×10^{-2}
1 巴(bar)(10^6 dyn/cm^2)=	10^5	749	1	0.986	0.9670	14.49
1 物理大气压(atm)=	1.014×10^{5}	760	1.014	1	1.0336	14.71
1 工程大气压(kg/cm^2)=	0.102×10^{-5}	735.4	1.0341	0.9675	1	14.22
1psi(磅/平方英寸)(英制)=	6.90×10^{3}	51.7	0.0690	0.0680	0.0703	1

注：按 1kg=9.81N，汞密度=13.6g/cm^3 计算，1psi=0.4536kg。

3. 流光形成的机制与平行板探测器雪崩放电模式简介

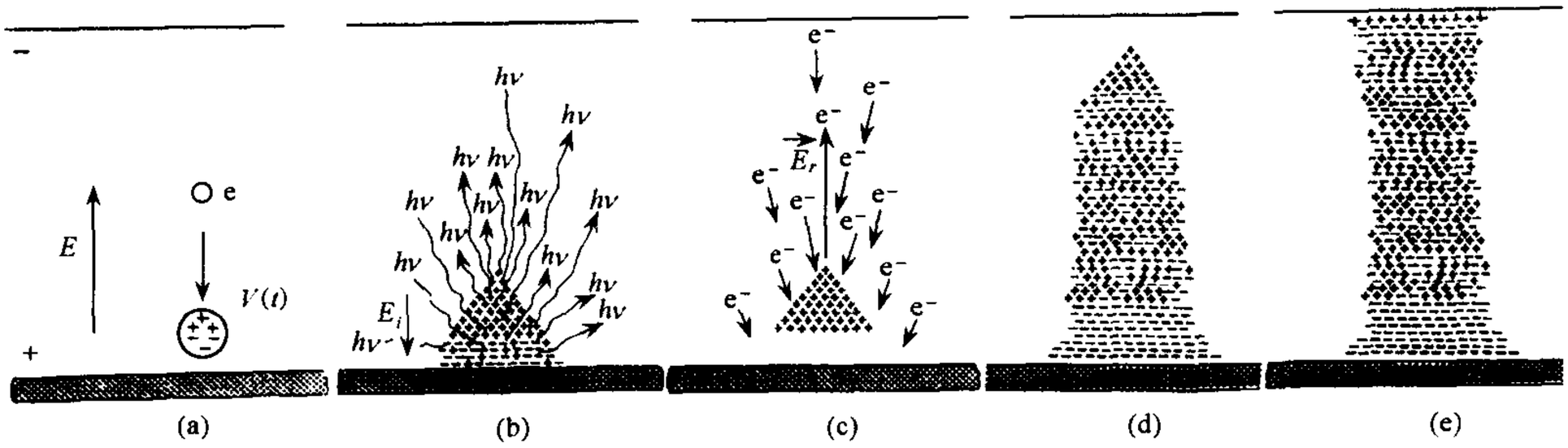
(1) 流光形成的机制

流光形成的机制因较复杂且缺少较充分的参数，虽然自 20 世纪 30 年代对火花放电的过程研究中已有较多研究，但至今尚无成熟的全面定量理论，不同作者强调的方面也不相同。以下所作介绍供参考和便于比较(参见文献[1,2]和本书第二章文献[19,20])：

流光模式在粒子探测器领域主要应用于流光室、阻性板室(RPC，也称电阻板室)和自猝灭流光管等方面，其电极分别为平行板型和丝状阳极的圆筒型。为避免发展成为电流贯穿型火花放电，放电的抑制或猝灭方式可用加短脉冲高压，如仅充氦-氖混合气的流光室的所加的脉冲高压仅为几十纳秒宽度(见本书第二章文献[22])或加有许多低激发态振动和转动能级的易于吸收光子的多原子分子气体，如甲烷(CH_4，7.9～14.5eV)，CO_2、乙烷(C_2H_6)、异丁烷(C_4H_{10})、正戊烷(C_5H_{12})等。另外，也要加同时能吸附电子的负电性气体，如氟里昂[freon，F(R)13B1，即 $CBrF_3$]或“环保氟里昂”四氟乙烷($C_2H_2F_4$，即 F134A)、C_2HF_5、四氯化碳(CCl_4)、六氟化硫(SF_6)等。对阻性板探测器，由于感性瞬时电流在两侧阻性板上产生的电压降及板表面的极化电荷皆使间隙内电场瞬时降低，起到抑制火花放电作用。参见本书第二章和第六章。

要点与形成的几个阶段：

附图 3.1 给出丝状阳极附近流光形成的几个阶段并简单说明：



附图 3.1　丝状阳极附近流光形成的几个阶段

1）粒子径迹产生原电离电子向阳极渡越在阳极丝附近的高电场区条件下同气体分子碰撞产生初级雪崩(由第一汤逊系数决定)，所产生的大量电子和正离子在电场中分别向阳极和阴极运动[见第三章 3.13 和附图 3.1(a)]。

2）在初级雪崩区内产生大量光子和光电离电子。如氩被电子激发发光和光电离过程：$A_r^+ + e \rightarrow A_r^* + h\nu$。该光子 $h\nu$ 的能量为 11.6eV，而一些气体分子的电离电位低于此值，如 CO_2 的值为 10.2eV，可使这些气体电离，产生光电子。大量光子射出雪崩区外(如附图 3.1(b)所示)。在雪崩区正离子团头部外附近(50～100μm)产生的电子也可被正离子团头部的强电场所吸引和加速成为新的雪崩源[如附图 3.1(c)所示]。

3）过程(1,2)的发展使大量电子和正离子的正负空间电荷偶极子团形成的内电场(附图 3.1(b)中 E_i)和外加电场 E 方向相反，部分地抵消了外电场，使偶极子团区域内的总电场降低。低速电子较易和正离子复合形成分子激发态进一步放出光子(第二章文献[20]强调这一复合效应)，或处于亚稳态的激发态分子使其他中性气体分子电离并产生电子的彭宁(Penning)效应(即 $A_r^* + C \rightarrow C^+ + e$)以及亚稳态分子相互作用产生电子和光子的反应 $A_r^* + A_r^* \rightarrow A_r^+ + A_r + h\nu + e$ 等。有的作者[3]强调阳极附近的这种反应的重要性并以此解释由有限正比区突变式的转变为流光模式。这些过程使初级雪崩继续增强。

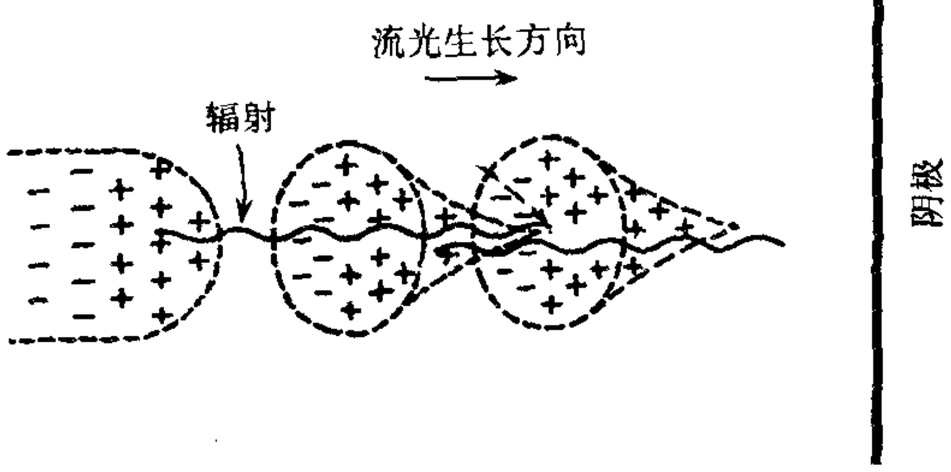
4）在偶极子团头部(tip)外形成的电场 E_r 和外加电场方向相同，叠加后的强电场产生次级雪崩，并按过程(2,3)发展。若干个次级雪崩连接在一起即形成可见流光，其长度可达 2～3mm，直径 1mm 左右[如附图 3.1(d)所示]。

5）因光子作用流光的发展速度比雪崩速度快，这使初次级(或前后级)雪崩容易连接起来形成较连续的流光。向阴极发展的为正流光；实验也观察到向阳极发展的负流光，分别如附图 3.2(a)，(b)所示[1,2]。在平行电极的间隙中部的高均匀电场中正负流光都可能发生。

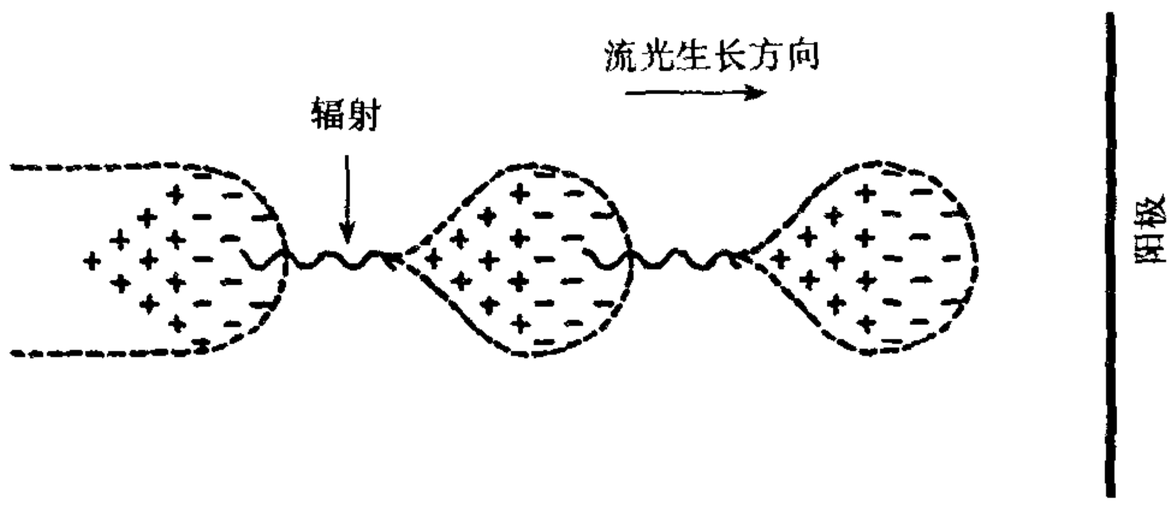
6）因外电场的减小(或消失)和正离子头愈加增大使偶极子团头部外的电场不足以产生新雪崩，特别是多原子分子的吸收光子和负电性气体的吸附电子作用使流光停止发展。例如由第二章图 2.28 可见，外加电压越高，流光越强越长；离阳极丝越远，流光越小(亮度、尺度越小)。若外电场过强(或脉冲电场持续时间过长)，则形成电流贯穿型的火花放电[如附图 3.1(e)所示]。

在上述过程中形成流光的几个基本条件[1,2]：

1）有足够长的高电场区(指垂直于电极方向。例如当圆筒型管子用细阳极丝时，其径



附图 3.2(a)　正流光示意图



附图 3.2(b)　负流光示意图

向电场分布沿径向急剧下降，因此就不满足这一条件)。一般直径要求在 50μm 以上，常用 100μm，这样就有毫米级的高场区。

2) 偶极子端头部空间电荷外的初级雪崩电场(光子及光电子起重要作用)要大到和外电场强度相等或略小于时，就达到产生次级雪崩条件。有 $E=KE_r(K\approx1)$，即米克(Meek)条件。若电场不够强，则新雪崩产生的电子就会回落到正离子空间电荷头部而被中和掉，从而使次级雪崩不能发展。Meek 给出[1,2,4,5]该空间电荷场强 E_r

$$Er=\frac{4\varepsilon\alpha e^{\alpha x}}{3r} \tag{附 3.1}$$

式中，α 为第一 Townsend 系数，ε 为电子电荷，x 为雪崩增长所经过的距离，r 为雪崩团空间电荷由于扩散而形成的球体半径。由上式可见，E_r 和空间电荷密度与形状有关。Raether[6,1,2]等也得到类似的结果。可见随着流光发展，r 越来越大，E_r 变小，最后流光得到抑制。例如对简单的 1～10cm 的空气间隙 d，当 $\exp(\alpha d)=10^9(\alpha d=20)$时，就会达到火花击穿条件。

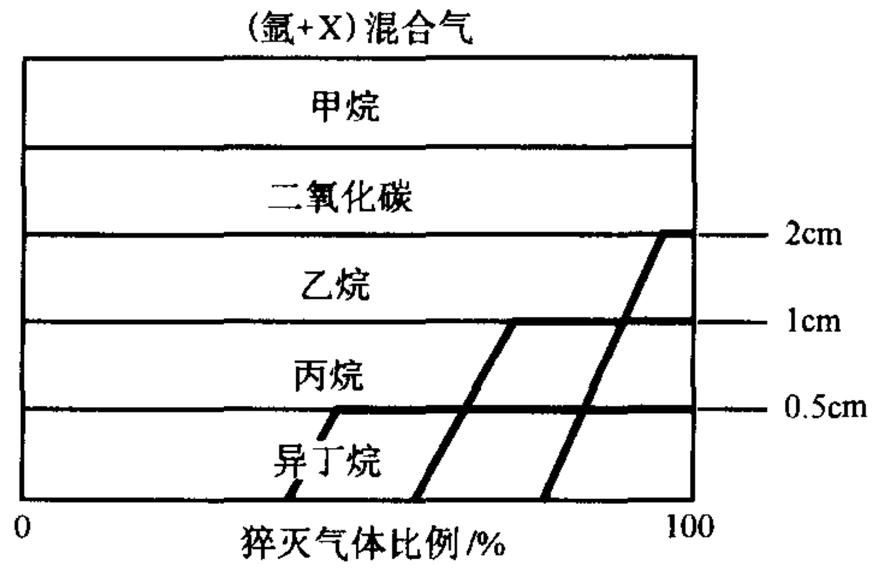
3) 能量足够高的光子除了必须在初级雪崩内产生外，而且光子自由程要小于(或等于)雪崩尺寸。这就是说，要求大多数光子须在初级雪崩头(tip)附近被吸收而产生电子，即雪崩头部所发出的光子数足以使流光维持和扩展。由这一概念导出的辽勃(Loeb)条件强烈依赖于光子的吸收系数 μ 和雪崩头内光子和正离子数的比值 f[1,2,7]。可以这样考虑这一条件：在半径为 r 的空间电荷头部只有向有限的立体角 a 内射出的光子才对维持流光有贡献。射出的光子强度按指数衰减规律 $\exp(-\mu_x)$被吸收(μ 为光子吸收系数)。到 $x=x_1$ 处已吸收足够的光子，即有可能产生二次雪崩。由此可得到 Loeb 条件：

$$\frac{4}{3}K^2r\alpha fe^{\alpha\delta}=1 \qquad \text{(附 3.2)}$$

式中，$K=(a/4\pi)\exp(-\mu x_1)$；δ 为雪崩头与阴极的距离。

4）反之若光子的自由程很长且阳极丝很细，则飞出雪崩区的光子将产生沿阳极丝周围高场区的沿轴丝型 G-M 模式放电。竞争的结果，沿径向的流光放电不再发生。这也正好说明，若要强调出现流光模式，则不但要用粗阳极丝，而且要选择强猝灭气体或加大猝灭气体成分以使光子的自由程减小，以抑制 G-M 模式放电的发生。

5）电极间距离必须足够大以使流光头(tip)在离阴极一定距离被抑制，否则形成火花放电。Iarocci 特别指出这一条件[8]。强调自猝灭流光管的阳极丝与阴极间距离(管半径)受到猝灭气体种类、含量的限制。附图 3.3 给出几种猝灭气体含量在氩中的比例(横坐标)与探测器尺度(纵坐标)关系的示意图。可见，气体猝灭能力以 CH_4 最弱，依次增强，异丁烷(i-C_4H_{10})最强；管尺度愈小需用猝灭能力愈强的气体，反之亦然；同样管尺度，猝灭能力愈强的气体可用的比例愈小(为说明此，附图 3.3 与文献[8]中示意图略有不同)。例如当管尺度为 0.5cm 时，选用异丁烷为好，且比例约为 40%即可。但因异丁烷易燃，从安全角度考虑，常用与二氧化碳的混合气(如塑料流光管用 $Ar:CO_2:i$-$C_4H_{10}=23\%:47\%:30\%$)，甚至于要求比例小到 10%的 i-C_4H_{10} 与更高比例的 CO_2。图中左上方大致表示正比或有限正比模式区，右下方为流光模式区。另外，对于 2mm 间隙的典型阻性板探测器，常用的混合气当用一般氟里昂时为 $Ar:C_4H_{10}:Freon=(30\sim60)\%:(35\sim70)\%:(2\sim5)\%$，如 BaBar 实验的比例为 59：38：3。当选用“环保型氟里昂”时，在流光模式下一般要用较大比例的负电性气体如 $C_2H_2F_4$ 等。可用的比例范围一般为：$Ar:C_2H_2F_4:i$-$C_4H_{10}=(15\sim60)\%:(30\sim70)\%:(4\sim10)\%$。目前一般 $C_2H_2F_4$ 常用 40%以上。如西藏羊八井实验(见第六章 6.2.4 节及文献)曾用 $Ar:C_2H_2F_4:C_4H_{10}=15:75:10$。总的目的是为改善效率坪、降低相邻读出条的多重数和减少后续脉冲等[一些物质的电离阈(脱出功)]较低，如铜为 7.7eV，作为阴极也有可能被击出光电子，产生后续的次级脉冲(after pulse)。

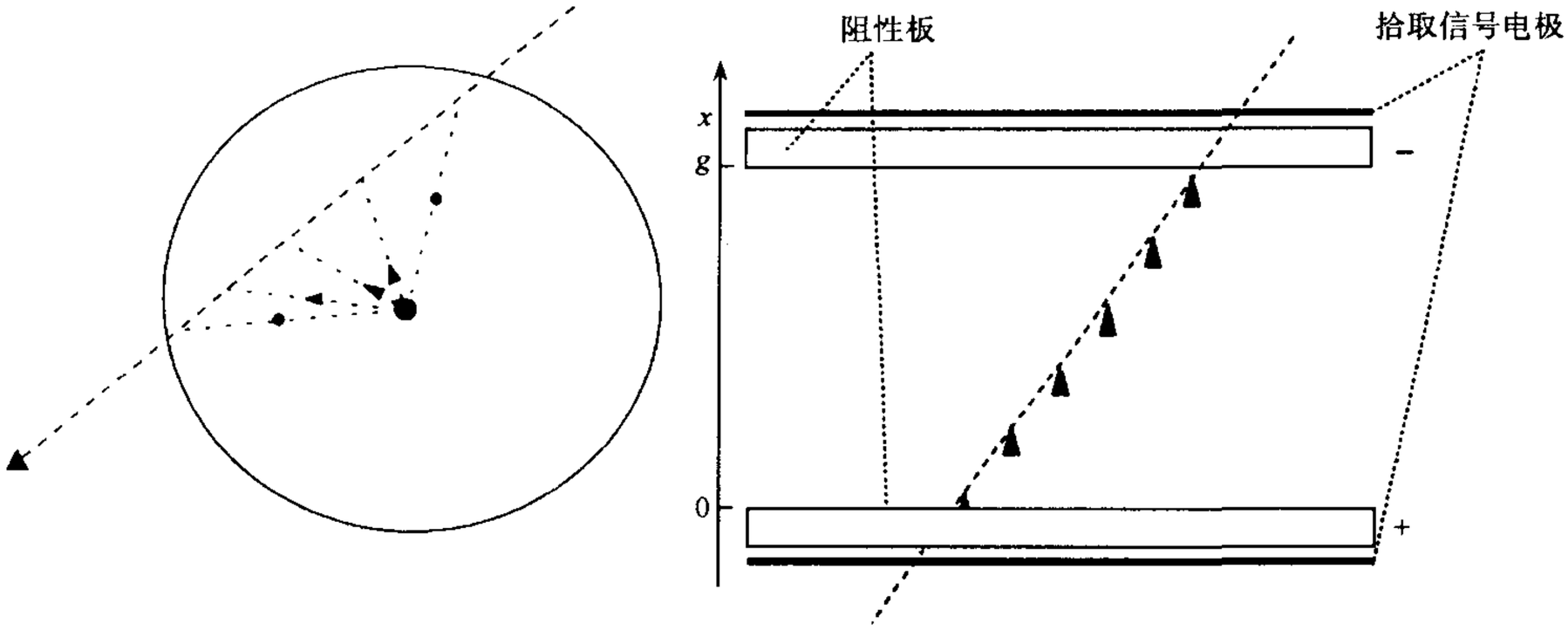


附图 3.3　不同比例的几种猝灭气体与流光管尺度关系

(2) 平行板电极型气体探测器的雪崩模式简介

对于平板型电极探测器，如平行板室 PPC(参见本书 6.2.3 节)与阻性板室 RPC(参见本书 6.2.4 节)，当工作在雪崩模式时，在平行板电极的均匀高电场内任意位置产生的原电离电子都可同时发生雪崩放大，由此脉冲的上升时间极快(～1ns)，如附图 3.4(b)所示。因此，它们都有很好的时间性能(分辨时间小，～0.3ns)，而且几乎没有与粒子径迹信号的时延、时间晃动和随电压等变化引起的时间游动(time walk)小。虽然它们同一般圆筒型正比管(参见第三章)一样都工作在雪崩模式，但又有很大区别[9]。其最主要的区别是：在正比管中原初电离的电子(或电子束团)陆续到达阳极丝附近才发生汤逊式雪崩。这些电子(束团)的渡越时间分散在几个到几百纳秒内，如附图 3.4(a)所示。这样，阳极上

形成的脉冲的上升时间也就较长(10^2ns)。从计数率(恢复时间影响)方面看,PPC 可以达到很高的计数率(1×10^6Hz/cm^2),而阻性板探测器 RPC 因为阻性板的高体电阻率导致局部放电的恢复时间 t_{rec}太长($t_{rec}>10$ms)。流光模式虽然可获得大电荷(>50pC)输出,但因为电极上积累的正电荷要通过阻性板体电阻和极间电容放掉。由关系式 $t_{rec}(RC)\propto\rho\varepsilon$($\rho$ 为体电阻系数,ε 为阻性板相对电介质常数),即使对同样的 $\rho\varepsilon$ 条件,由于雪崩模式的输出电荷量比流光信号小两个数量级左右,输出信号电荷也就较小(~1pC)。近几年来发展的雪崩模式 RPC 可使恢复时间很短(<1ms),计数率可达到 1kHz/cm^2 以上。一般更关心的是这种机制在电极上感生的瞬时电流,电荷及其给出的快信号特点。以下简介要点[9,10]:



附图 3.4(a)　圆筒型电极的雪崩模式示意图　附图 3.4(b)　平行板电极的雪崩模式示意图

1) 为便于理解,利用附图 3.4(b)和简单公式可给出较清晰的物理图像和过程。设电极间隙中产生的总原初电离 I 为

$$I = eng \tag{附 3.3}$$

式中,e 为电子电荷;n 粒子径迹上单位长度的原初电离;g 为沿 x 方向的电极间隙宽度(如图中所示)。这些电子按束团(cluster,或称群)分布。设电子束团以速度 v 向阳极漂移。经时间 t 后走过 $\Delta x=vt$ 距离,在这段和阳极的距离 Δx 中该电子束团按气体放大因子 $\exp(\alpha\Delta x)$雪崩倍增。式中 α 为汤生第一系数。到达 Δx 处能发生雪崩的电子数显然应为 $n(g-\Delta x)$,其相应的雪崩即为 $n(g-\Delta x)\cdot\exp(\alpha\Delta x)$。各初电离电子束团离开阳极的距离不同,其雪崩发展程度也就不同。靠近阳极的会过早的被阳极吸收。这样时间 t 时到达阳极电子束团的雪崩电荷即为

$$N(t) = n(g - vt)e^{\alpha vt} \tag{附 3.4}$$

由单个电子的位移 Δx_e 与正离子的位移 $e\Delta x_I$ 所贡献在电极上感生的电荷为

$$q = (-e\Delta x_e + e\Delta x_I)/g \tag{附 3.5}$$

上式可由简单地验证得到:若时间足够长,电子和正离子分别达到阳极和阴极,则 $\Delta x_e+\Delta x_I=g$,于是有 $q=e$。由(附 3.5)式,考虑到正离子速度仅为电子的 10^{-3}倍,即正离子的贡献可忽略,可得到单个电子对瞬时电流的贡献为

$$dq/dt \approx ev/g \tag{附 3.6}$$

则由电子束团雪崩贡献的总电流 $i(t)=eN(t)v/g$

$$i(t) = evn\left(1 - \frac{vt}{g}\right)e^{\alpha vt} \tag{附 3.7}$$

由 $\mathrm{d}i(t)/\mathrm{d}t$ 求出电流最大值 $i(t)_{\max}$和最大漂移时间 $t_{\max}$，$t_{\max}=g/v-1/\alpha v\approx g/v$。电子束团雪崩贡献的总电荷即为

$$q = \int_0^{g/v} i(t)\mathrm{d}t \approx \frac{Ie^{\alpha g}}{(\alpha g)^2} \tag{附 3.8}$$

式中，q 为瞬时电流对电荷贡献的快成分。流出电极的全部电荷 Q 还应包括缓慢运动的全部电子与缓慢运动的正离子的贡献，相当于全部径迹总原初电离在电极全间隙 g 内产生的雪崩所感生的电流贡献，则 Q 为

$$Q = en\int_0^g e^{\alpha x}\mathrm{d}x \approx \frac{Ie^{\alpha g}}{\alpha g} \tag{附 3.9}$$

于是有

$$\frac{q}{Q} = \frac{1}{\alpha g} \tag{附 3.10}$$

在雪崩模式下，αg 一般应稍小于 20(即 Raether 条件)。由以上三式可以得知：①快电荷和总电荷之比 q/Q 值约为 1/20，即快成分为总电荷的 5%～7%左右。②q 与 Q 都仍然同总原初电离 I 成正比，要注意的是这只是对穿过气隙的总原初电离平均而言。显然，因不同位置的原初电子束团与阳极的距离 Δx 不同而有不同的气体放大因子[见(附 3.4)式]。③最大的气体放大因子为 $\exp(\alpha g)$，快电荷比它多一因子 $1/(\alpha g)^2$。另外，关于读出条的信号输出，对 RPC 除远端信号吸收 1/2 外，由于阻性板的介质吸收(例如对间隙为 2mm 且阻性板相对电介质常数为 5 左右)还要损失约 30%。这样，能测到的感生快信号电荷 q 仅为总电荷 Q 的 1.8%左右。一般总电荷 Q 略小于饱和雪崩电荷 $e\cdot\exp(20)=78\mathrm{pC}$ (e 为电子电荷)，由此雪崩模式的快信号电荷约为 1pC(50Ω 上为几个毫伏)左右。总电荷可用高压电源的漏电流方法测得。快电荷用 ADC 等方法直接测到。一般达到一定高压时，先出现小的雪崩信号，电压更高时出现雪崩与流光信号并存的情况，可以加少量强负电性气体，如 1%～5%的 SiF_6，以降低流光信号比例(streamer fraction)，可得到在较宽的电压范围内为纯雪崩模式工作。另外，通常是先出现小的雪崩信号，约几十纳秒(20～30ns)后才出现大于数十毫伏的流光信号。

2) 上述图像的几个过程若更严格地考虑，有以下几点[10,11]：

① 单位长度的原电离不是均匀的，即出现电子束团个数的分布按泊松分布[10,12]。

② 电子束团在向阳极渡越并雪崩的过程要考虑电子被吸附的效应，即要引入有效汤生系数 η，并有 $\eta=\alpha-\beta$(其中 β 为电子吸附系数)。例如在雪崩模式下的工作气体要选用高比例的负电性气体和部分多原子分子气体，甚至不用氩。一般 $C_2H_2F_4:C_4H_{10}=90:10$。例如 ATLAS 实验用的 2mm 间隙的 RPC，该混合气比例为 93∶7，同流光模式用的明显不同。

③ 雪崩增殖的过程有很大的涨落，增殖后的电子按近似指数下降的 Furry 分布。而在目前常用的高电场下还要用 Polya 分布形式的涨落[10,12]。

④ 雪崩电荷在电场中运动致使电极上感生的电流遵守 Ramo 定理(或由格林互易定理导出)[13,14]。也可由能量平衡原理导出[15,16,17]。可概括为：电极系统的能量变化用于该系统内部电子与正离子在电场中运动克服同杂乱运动的气体分子碰撞(摩擦)所做的功。这

里只给出最简单的形式：单位时间在电场 E 中以速度 v 运动的单位电荷所做的功为 $e \cdot E \cdot v$。系统能量 $C V^2/2$（C 与 V 分别为系统电容与电压）变化与电极上感生的电压降 ΔV 的关系，当 $\Delta V = V_0 - V$ 同电极间初电压 V_0 相比甚小时，可简单表示为

$$\frac{1}{2}C(V_0^2 - V^2) \approx CV_0\Delta V \qquad \text{(附 3.11)}$$

对任意时刻 t 运动的正负电荷 $N^-(t)e$ 与 $N^+(t)e$，脉冲幅度即 ΔV 可由上式得到，即为

$$\Delta V = \frac{e}{CV_0}\vec{E} \cdot [N^+(t)v^+ - N^-(t)v^-] \qquad \text{(附 3.12)}$$

因雪崩模式下快感生电荷仅为电子运动 $N^-(t)$ 所贡献，即只有（附 3.4）式中 $N(t)$。更复杂的形式参见文献[10,11]等。

（5）文献[13,14]特别对电极为多电极的情况进行了分析计算，对于除引出信号电极连接负载外，其他电极接地和浮置的两种情况进行了讨论，特别是多个浮置电极间的电离雪崩效应从输出感应电极看是“电透明”的，即可以叠加。借此可分析多间隙阻性板探测器 MRPC。可见，多个极窄间隙（～0.2mm）可以得到和相当的宽间隙同样的脉冲幅度，而且又有极快的时间响应（分辨时间可小到 20ps）。国外国内已有 Monte Carlo 计算，并与实验符合较好[10]（参见第六章 6.2.4 节和文献[35]）。

参 考 文 献

[1] Meek J M. Electrical Breakdown od Gases, Chap 6. Oxford Press, 1953, 251～271

[2] 卡普卓夫 H A. 气体与真空中的电现象，下册，第 18 章第 4 节，557～576

[3] 张良生，科学通报 1985,1136；高能物理与核物理，8,1984，118

[4] Meek J M. Phys. Rev., 1940, 57:722

[5] 王祝翔. 核物理探测器及其应用，北京：科学出版社，1964

[6] Raether H Z. Phys. 1941,117:394,524

[7] Loeb L B. Phys. Rev., 1948,74:210, Rev. Mod. Phys. 1948,20:151

[8] Iarocci A. NIM, A 1984,255 :105

[9] Santonico R, International Workshop on Resistive Plate Chambers 1995:1～10 (Scientifica Acta of University of Pavia May 1996)

[10] Abbrescia A et al. , NIM, 1999, A431 :413

[11] Abbrescia A et al. NIM, 1997, A398 ;173; CMS Note, Jan. 1997,004

[12] Genz H, NIM, 1973, 112 :83; Alkhazov G D, NIM, 1970, 80:155;Garfield User Guide

[13] Walenta A H,1978, NIM, 151:451 (appendix); Ramo S. ,1939 ,P. IRE 27:584

[14] Gatti et al. NIM, 1982,193:651

[15] Yuan C L, WU C. S. Methods of Experimental Physics, Vol. 5. NuclearPhysics,partA,page95

[16] 于群. 原子核物理实验方法，北京：人民教育出版社，1961

[17] Grupen C. Particle Detectors, Cambridge Press,1996

4. 检测粒子探测器常用的放射源与宇宙线特性及放射性剂量与屏蔽

（1）常用的放射源特性

测量粒子探测器性能参数时最常用的一些 α,β,γ 放射源由表 F4.1 给出[1,2,3]。因 β 衰变为连续谱，表中给出的是谱的最大能量（平均能量约为最大能量的 40%）。表中的 K

表示核俘获 K 层电子(EC)后外层电子跃迁至 K 层空位产生的 X 射线效应。以下介绍几种射源的使用特点：

表 F4.1　用于检测探测器的常用放射源与特性

放射性核	衰变种类	半衰期	射线能量	
			$\beta(\max),\alpha$	$\gamma(X)$
$_{11}Na^{22}$	β^+(89%) K (11%)	2.6 年	β_1^+ 1.83MeV (0.05%) β_2^+ 0.54MeV (90%)	Ne(γ)1.28MeV
$_{26}Fe^{55}$	K	2.7 年		Mn(X) 5.89keV (24%) 6.49keV (2.9%)
$_{27}Co^{57}$	K	267 天		Fe(X) 14keV (10%) 122keV (86%) 136keV (11%)
$_{27}Co^{60}$	β^-	5.27 年	β^-0.316MeV (100%)	Ni(γ) 1.173MeV (100%) 1.333MeV (100%)
$_{38}Sr^{90}$ $\rightarrow_{39}Y^{90}$	β^- β^-	28.5 年 64.8h	β^- 0.546MeV (100%) β^-2.283MeV (100%)	
$_{44}Ru^{106}$ $\rightarrow_{45}Rh^{106}$	β^- β^-	1.0 年 30s	β^- 0.039MeV (100%) β_1^-3.54MeV (79%) β_2^-2.41MeV (10%) β_3^- 3.05MeV (8%)	0.512MeV (21%) 0.62MeV (11%)
$_{48}Cd^{109}$	K	5.27 年	单能内变换电子 64keV (41%) 84keV (45%)	Ag (X) 88keV (3.6%)
$_{55}Cs^{137}$	β^-	30 年	β_1^- 0.514MeV (94%) β_2^-1.176MeV (6%)	Ba(γ) 0.662MeV (85%)
$_{83}Bi^{207}$	K	32.2 年	单能内变换电子 0.482MeV (2%) 0.554MeV (1%) 0.976MeV (7%) 1.048MeV (2%)	Pb(γ) 0.570MeV (98%) 1.063MeV (75%) 1.770MeV (7%)
$_{95}Am^{241}$	α	433 年	α,5.443MeV (13%) α,5.486MeV (85%)	Np (X) 60keV (36%)

Na^{22}：为仅有的寿命较长的正电子源 β^+。因为它在物质中湮灭后产生一对背对背发射的能量为 0.511MeV 的 γ 射线，故常用作符合(关联)测量，特别是医用 CT 如 PET 的检测。另外，一般也能在晶体闪烁体中观察到能量为 1.28MeV 的 γ 射线全能峰。因该能量仅稍高于产生电子对的能量(1.02MeV)，有可能产生电子对效应。电子对在闪烁体消耗动能用于闪烁发光。而正电子与闪烁体原子的外层电子产生湮灭作用转化为两个光子(2×0.511MeV)。有可能其中一个光子逃逸出闪烁体即观察到单逃逸峰(*1.28−0.511=*

0.77MeV)；逸出两个光子则观察到双逃逸峰(1.28－1.02＝0.26MeV)。但因该能量仅稍高于产生电子对的能量，因此几率很小，不容易观察到逃逸峰。而对 Na^{24}，其发射的高能 γ 射线(2.76MeV)，则不仅可观察到单逃逸峰(2.25MeV)，而且还可观察到双逃逸峰(1.79MeV)[3]。了解这些峰位(参见 Cs^{137})对检测探测器是很有帮助的。

Fe^{55}：为测量气体探测器性能非常有用的射源。Fe^{55}经核 K 俘获后生成 Mn^{54}。Mn^{54}产生能量为 5.89keV 的 X 射线。X 射线穿过探测器室壁后进入气体灵敏区皆按指数衰减。因为这种低能量的光子强度明显衰减，故一般要求有较薄的探测器室壁(或薄窗，参看第十五章 15.1.5 节)。该 X 射线同探测器内气体(如 Ar)作用产生光电效应并击出 Ar 的 K 壳层电子(结和能 B 为 3.20keV)，其能量 $E_e=5.89\text{keV}-B=2.70\text{keV}$。进而发生的 L 壳层到 K 壳层空位的跃迁所产生的 X 射线(2.91keV)可直接击出 L 壳层的俄歇(Auger)电子(2.63keV)。因此可观察到这两种电子电离贡献的能量为 5.33keV“全能峰”。其在铝中射程约为 0.1mg/cm^2，相当于在 1 大气压的氩气(密度 $\rho=0.00178\text{g/cm}^3$)中只有约 0.56mm的射程，因而被气体全吸收。另外并可观察到能量为 2.70keV 的逃逸峰(详见第一章 1.5.1 节)。这样，对在正比区工作的气体探测器，利用已知电荷灵敏度的电荷放大器，根据产生的脉冲幅度即可完全确定气体增益。并可用脉冲幅度谱的此二峰峰位(全能峰/逃逸峰～2)进行刻度和检验正比性、利用全能峰测定能量分辨率等。

Sr^{90}：为寿命较长的纯 β 源。虽然 Sr^{90}的 β 射线能量较低，但它的短寿命子体 Y^{90}有能量为 2.283MeV 的 β 射线。根据 β 谱最大能量 E 与射程 R 的经验公式[4]

$$R = 0.543 \quad E - 0.160 \qquad \text{(附 4.1)}$$

式中，R 单位为 g/cm^2；E 单位为 MeV；$E>0.8\text{MeV}$。可知 Y^{90}的 2.283MeV 高能 β 射线能穿透厚度约 1.1g/cm^2 的铝，即约 4.1mm(铝密度 $\rho=2.7\text{g/cm}^3$)或厚度约 10.5mm 的塑料闪烁体(密度 $\rho=1.032\text{g/cm}^3$)。注意，β 谱平均能量约为其最大能量的 40%，且其强度粗略地按指数衰减(半减弱层厚度为 0.15g/cm^2)。因此，若利用稍强一些的源和两块较薄的塑料闪烁体(例如厚度小于 1cm)置于薄壁气体探测器的两侧作为符合触发系统，选用 Y^{90}的硬 β 射线是能贯穿三者的。特别当用宇宙线测量符合计数率很低时，选用这种硬 β 源测量探测器的效率、时间分辨率等特性参数是很有用的。另外，用 Sr^{90}检测正比模式气体探测器时，其产生的脉冲信号幅度并不一定比用 Fe^{55}源的大很多，这是因为 β 粒子只有很小一部分能量沉积在气体室内。例如，粗略地估计一下，如上所述，Sr^{90}的 β 射线在氩气中的射程为$(1.1\text{g/cm}^2)/(0.00178\text{g/cm}^3)=618\text{cm}$。例如，穿过直径为 3cm 的漂移管，只能在管内沉积约几 keV 到几十 keV，并取决于粒子径迹的哪一段沉积在管内以及粒子入射位置等。电子的电离能损和重粒子类似也是在末端较大(参见第一章 1.1.1 节)，因此包含末端的径迹段产生的电离信号大。

Ru^{106}：其寿命虽不如 Sr^{90}长，但它的特点是其子体 Rh^{106}的 β 射线谱最大能量比 Y^{90}的更高，为 3.54MeV。它可穿透厚度约 6.5mm 的铝层。

Cd^{107}，Bi^{207}：这两种源的共同特点是有多组单能内变换电子，因此可同时刻度探测器的几种能量下的响应，例如能量分辨率和线性等。内变换机制是核从原子内 K 壳层俘获电子($p+e^-\rightarrow n+\nu$)后使核处于非连续的一组激发态，激发核与核外电子作用击出能量不连续的一组电子。

Co^{60}：为最常用的 γ 射线源。其 β 射线很软，极易屏蔽掉。两组 γ 射线的平均能量为

1.25MeV。当气体探测器的室壁较厚而利用上述的硬 β 射线也难以穿入且用宇宙线计数又过低时，也可用此源的 γ 射线同探测器室壁和室内气体作用产生的次级电子(效率约1%数量级)粗略地检测探测器。注意，因为 γ 光子与物质作用一次后就消失，因此不能作为粒子贯穿型的符合测量用。

Cs^{137}：常用于闪烁计数器性能测量。这是因为其 γ 射线能量较低，不能产生电子对，因而它在闪烁晶体中的谱型相对简单，即有明显的能量为 0.662MeV 的全能峰。它由光电效应及多次次级效应(如 L、M 层 Auger 电子)所贡献。即在闪烁晶体中的能量沉积仅比 0.662MeV 低 10^{-1}keV 数量级(外层电子结合能)，已极近似 γ 射线能量。故常以此全能峰校准各种闪烁晶体探测器等。常用其半高全宽(FWHM)与谱峰位之比作为测定能量分辨率的标准。与全能峰相伴随的是能量较低且平坦的能量从 0 到 $E_\gamma/(1+1/(4E_\gamma))$的连续康普顿电子谱和能量更低的反散射峰。反散射峰由没有与闪烁晶体作用而逸出的光子与闪烁晶体壁发生康普顿效应所产生的散射光子等返回闪烁晶体后又产生光电效应所致，因此峰位更低，大约为 E_γ 的 1/3，即在 200keV 附近。另外，还可观察到能量最低的约为 31.8～37.5keV 的 X 射线峰。它来源于由 Cs^{137} 的子体 Ba^{137} 的内变换电子效应导致的原子外层电子到 K 空位跃迁所产生的 K_α、K_β、K_Y 的 X 射线。

Am^{241}：为常用的 α 射线源。需用很薄(例如 10～30μm 的 Mylar)的窗才能使其能量为 5.5MeV 的 α 射线穿入探测器并产生很大的电离信号，在空气中有约 3.5cm 的射程。另外它的子体 Np 产生的 60keV 的 X 射线也是很好的硬 X 射线源。用这个源可进一步照射钼(Mo)箔在 Ar 气中产生 17keV 次级电子，可测量薄壁气体探测器性能，其峰宽比 Np 的窄很多。如利用其幅度谱随时间的变化检测探测器的稳定性，甚至漏气率等。

(2)用于检测探测器的宇宙线特性

利用宇宙线 μ 子测量探测器是常用的方法。特别是对厚壁或多层探测器系统，除了用加速器束流外，在一般实验室中只能借助于宇宙线 μ 子。主要是高能质子和原子核的原初宇宙射线大约在地面以上约 15km 的大气层处因各种次级作用已产生大量高能 μ 子，μ 子穿过大气层后主要通过电离损失丢失约 2GeV 能量。到达地面的 μ 子的平均能量约为 4GeV[5]。海平面宇宙线包括穿透性很强的硬成分和穿透性较弱的软成分。硬成分主要是指穿透性很强的 μ 子，约占总通量(强度)的 75%，软成分占总强度的 25%[6]。软成分为大气簇射和与周围物质作用的各种次级低能粒子如 π、e 和 μ 子等，它们经过约 10cm 厚的铅(相当于约 0.3GeV 能量以下的 μ 子)就可以完全被吸收。投射到地面的 μ 子强度按 $\cos^2\theta$ 分布(对平均能量为 3GeV 的 μ 子)，其中 θ 为天顶角，即与地面垂线的夹角。垂直入射($\theta=0$)到地面的能量约为 1GeV 以上的 μ 子通量最新的通量数据为 $I_v=70m^{-2}\cdot s^{-1}\cdot sr^{-1}$[5](1994 年 PDG 给出的硬成分通量为 $80m^{-2}\cdot s^{-1}\cdot sr^{-1}$[6]，并指出随纬度的不同有约 10%的差别)。从地面上方 2π 立体角内投射到水平面上的硬 μ 子总强度 $J\approx110m^{-2}\cdot s^{-1}$。实验工作者常很粗略地对水平放置的探测器用每分钟每平方厘米 1 个($1cm^{-2}\cdot min^{-1}$)以便于记忆。1GeV 以上的质子通量为 $0.9m^{-2}\cdot s^{-1}\cdot sr^{-1}$。质子、氘、氚和 α 粒子的通量依次约为 μ 子的 10^{-2}～10^{-5}[5,7]，在探测器测量中完全可以不考虑。

经常在测量探测器特性时要用到一对或更多个闪烁计数器组成的望远镜系统，参见图 4.14。对大面积闪烁计数器系统要注意其光收集和传输效率等[8](参见第七章 7.5.2 节)。已知望远镜系统的接收度 A 和 μ 子通量 I_0，即可确定该系统记录到的总 μ 子数，并

可进一步确定待测探测器的效率等。由两块矩形闪烁体计数器(或其他有相同灵敏面积的探测器)组成的望远镜系统的接收度 A 可用专门的公式计算[7]。

$$A = (w^2/4)[(3t/L)\mathrm{tg}^{-1}(t/L) + t^2/(t^2 + L^2)] \qquad (附\ 4.2)$$

式中,t 为闪烁体长度,w 为闪烁体宽度,L 为上下闪烁体间距离。例如 $t=31\mathrm{cm}$;$w=25\mathrm{cm}$;$L=233\mathrm{cm}$,由(附 4.2)式得到 $A=10.99\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sr}$。当闪烁体为任意形状且其尺度相对于两者距离 L 比较小时,接收度 A 可简单地这样估算:

$$A = S_d\Omega \qquad (附\ 4.3)$$

式中,S_d 为下方闪烁体面积;Ω 为上方闪烁体对下方闪烁体中心所张的立体角,即 $\Omega=S_u/L^2$。对上述的例子,$S_u=t\cdot w=31\mathrm{cm}\times 25\mathrm{cm}=775\mathrm{cm}^2$,则 $\Omega=775/(233)^2=0.014\mathrm{sr}$,$A=10.9\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sr}$。可见,在闪烁体尺度相对于两者距离 L 较小的条件下,(附 4.3)式与(附 4.2)式的结果是很接近的。利用这套装置测得北京地区海平面宇宙线 μ 子通量为 $(9.2\pm0.4)\times10^{-3}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{sr}^{-1}$[9] 这样,记录的 μ 子数为 $N=AI_0=(11.1\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sr})\times(9.2\times10^{-3}\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1}\cdot\mathrm{sr}^{-1})=0.1\mathrm{s}^{-1}$。在两块闪烁体的下面再增加一组铅-闪烁体构成三重符合系统可以只选取硬 μ 子。例如,选用不同厚度为 6.8～85.8cm 的铅层,得到能量下限分别为 0.20GeV～1.31GeV 的 μ 子强度,测得了北京地区海平面宇宙线 μ 子积分能谱[9]。检测探测器时可用约 7～10cm 厚的铅即可剔除能量在0.2～0.3GeV 以下的宇宙射线软成分。用相应厚度的铁也可达到同样效果。这些数据可供安排检测探测器时参考。利用多层二维位置灵敏探测器重建宇宙线 μ 子(最小电离粒子 MIP)径迹可快速和精细地测出待测探测器(特别是其面积较大时)的效率分布和刻度量能器多个单元的能量沉积等。另外,当需要测量探测器的时间性能或是测量漂移管或漂移室时,确定与 μ 子穿过望远镜系统"同时"的时间零点 T_0 是很必要的。例如,当使用大面积闪烁计数器时要利用时间平均器等以获得与入射粒子位置无关的的 T_0。仔细了解系统的定时性能和减小时间分辨率也都是很重要的(参见第七章 7.2.5 节与 7.5.2 节和文献[10,11])。

(3) 放射源强度和剂量单位[1]

1) 放射源强度单位。

放射源活度(强度)的法定单位为贝可勒尔(Bq),即每秒衰变一次(s^{-1})。它与单位赫兹相同,但后者是周期性的,而前者是随机的即统计性的。最常用的单位为居里(Ci)

$$1\mathrm{Ci} = 3.7\times10^{10}\mathrm{Bq} \qquad (附\ 4.4)$$

其他非法定单位如卢瑟福(Rd,$1\mathrm{Rd}=10^6\mathrm{Bq}$)等皆不常用。

2)放射性剂量。

放射性吸收剂量 D 即人体或其他动植物组织等单位质量所吸收的射线能量。其单位为戈瑞(Gy)

$$1\mathrm{Gy} = 1\ 焦耳/公斤(\mathrm{J/kg}) \qquad (附\ 4.5)$$

另一常用的 CGS 制单位的吸收剂量单位为拉德(rad,Roetgen Absorbed Dose),$1\mathrm{rad}=100\mathrm{erg/g}$,rad 为非法定单位,它与过去常用的伦琴(Roetgen,即 1g 组织吸收 93erg 或 1g 空气中吸收 88erg)的关系为

$$1\mathrm{rad} = 1.14\mathrm{R} \qquad (附\ 4.6)$$

Gy 和 rad 的关系为

$$1\text{Gy} = 100\text{rad} \tag{附 4.7}$$

这里要注意的是：上述的伦琴(R)为照射剂量单位，为我国的非法定单位。我国的法定单位为C/kg(库仑每千克)。$1\text{R}=2.58\times10^{4}\text{C/kg}$。它有如下的发展过程：最早的伦琴定义为由X射线和γ射线导致每cm^3中标准状态的空气电离产生离子对的正或负电荷电量为CGS制1静电单位(esu)，即可产生2.08×10^{9}个离子对(一个电子或离子的电荷量为4.8×10^{-10}esu或1.602×10^{-19}C)。设空气中产生一离子对所需平均电离能为34eV，则所需总能量为$2.08\times10^{9}\times34=7.07\times10^{4}\text{MeV}=0.114\text{erg}$($1\text{MeV}=1.6110^{-6}\text{erg}$)。由空气密度可得1g空气的辐射剂量为$0.114/0.001293=88\text{erg}$。20世纪50年代前后称为克-伦琴，并因软组织与空气的有效原子序数相近，因此也称对"组织伦琴"，即目前所称的伦琴。由于对X射线及γ射线以外的其他粒子用伦琴表示不够适当，为此引入物理当量伦雷普(rep)，即任何一种电离辐射所产生的剂量，在这样的辐射作用下，1g物质所吸收的能量等于剂量的1R的X射线或γ射线在1g空气中消耗于电离的能量，如前述相当于88erg(以前定为85erg)。考虑到1R在组织内吸收的能量因组织和射线能量的差异，大约在60～100erg范围内。经各方面论证后，确定为93erg。$1\text{rep}=93\text{erg}=8.38\times10^{-3}\text{Gy}$。我国现规定rep是吸收剂量的非法定单位。

由于不同射线对人体的危害不同，引入相对生物效应因子RBE(Relative Biological Effect)。RBE因子表示该射线与同量标准射线(如Co^{60}-γ)的吸收剂量D相比引起的生物作用或危害程度的倍数。不同射线的RBE因子为：β、γ、X：1；热中子：3；快中子(<20MeV)、质子：10；α、重反冲核、快中子(>20MeV)：20。为了度量对人体或其他生物组织作用或危害的程度，引入剂量当量H

$$H = \text{RBE}\cdot\text{D} \tag{附 4.8}$$

与戈瑞对应的剂量当量的单位为希沃特(Sievert，Sv)(1Sv＝1J/kg)，为法定单位。非法定单位为雷姆[rem与拉德(rad)对应]和生物当量伦(与物理当量伦rep对应)有以下关系：

$$1\text{Sv} = 100\text{rem} \tag{附 4.9}$$

(4) 放射源屏蔽[2]

对α和β射线很容易屏蔽。一层薄纸和几毫米的铝板即可分别屏蔽α和β射线，例如对Po^{210}(5.3MeV)、Am^{241}(5.5MeV)和RaC(7.1MeV)的α射线源在一大气压空气中的射程分别为3.7cm、4.0cm和6.3cm或穿过40～60μm的mylar膜($\rho=1.38$)；Sr^{90}的β射线在空气中有长达几米的射程。因此要避免在空气中直接照射，特别是照射眼睛。另外不能选用重物质作为β射线的屏蔽材料，因为高Z物质产生的韧致辐射的X射线很强，不利于屏蔽，因此强β源也要放入铁柜中。下面主要介绍γ射线的屏蔽。

由第一章和相关书籍[1,2]可知，γ射线与物质的三种作用：对中等和较高Z的物质，大致有：能量小于0.06MeV以光电效应为主；0.06～0.09MeV光电和康普顿效应相同；0.2～2MeV以康普顿效应为主；大于2MeV以上以电子对产生效应为主。这三种效应导致γ射线强度随物质的厚度严格按指数衰减$I=I_0\exp(-\mu x)$，其中I_0为射入前的强度；I为穿过厚度为x的物质层后的强度。吸收系数μ依赖于γ射线能量$h\nu$和物质的原子序数Z。Z愈高吸收愈有效。要注意的是：上述关系只是指窄束而言。实际的屏蔽计算必须考虑宽束，即不仅要考虑防护层的原子序数Z、γ射线能量$h\nu$、还要考虑射线的几何形状、多

次散射作用等，后者还与透入深度 x 有关。引入宽束因子 $B(h\nu,x,Z)$，则有

$$I = I_0 B(h\nu,x,Z)\exp(-\mu x) \qquad \text{(附 4.10)}$$

例如 γ 射线被厚度为 14.5cm 的铁($\mu=0.47\text{cm}^{-1}$)层屏蔽后的减弱倍数 k，当不考虑多次散射作用时为 $k=I_0/I=\exp(\mu x)\cong e^7=1096$；但考虑多次散射后为 $k=I_0/I=\exp(\mu x)/B=e^7/10.21\cong 100$。可见两者有 10 倍之差。因宽束因子 B 的复杂性，没有简单的公式可以遵循。为估算屏蔽方便，附表 4.2 给出常用的不同能量的宽束 γ 射线在不同的减弱倍数 k 时铅的厚度。对铅、铁、混凝土、水更详细的数据表参见书[2]中第十三章。从对铅的表中数据可见，当 γ 射线能量为 3MeV 左右时要求的厚度最大。而对铁则为 6MeV 左右。这正是线性衰减系数 μ(或衰减长度 λ，$\lambda=1/\mu$)随能量变化的结果[1](见第一章 1.5)。另外，也不能按照这些材料的密度 ρ 之间的关系(即等质量厚度)简单地进行减弱倍数或厚度换算，但可利用它进行粗略估计。例如利用附表 4.2 中铅的数据求铁的厚度。由 $\rho_{Pb}/\rho_{Fe}=11.34/7.89\cong 1.44$。对能量为 1MeV 的 γ 射线，当减弱倍数 $k=10$ 时，可得铁的厚度为 $3.8\times 1.44=5.5$cm。但由铁的宽束 γ 射线的减弱倍数 k 与厚度关系表查得为 $=8.5$cm，此值为用简单关系估算得到的结果的 G 倍($G=8.5/5.5=1.54$)。在相当宽的减弱倍数 k 范围内修正因子 G 变化不很大($k=1.5\sim 100$，$G=1.8\sim 1.5$)。对减弱倍数 $k=10$，能量为 0.5MeV时，$G=2.5$。能量为 2MeV 时，$G=1.3$；对水泥也有类似的结果。$\rho_{Pb}/\rho_{水泥}=11.34/2.3\cong 4.9$。对 1MeV，$k=10$，有 $G=1.6$，在 $k=1.5\sim 100$ 范围内，$G=2.8\sim 1.5$。当手边缺乏相应的表格时，可以利用表 F4.2 和这些数据粗略地估算几种屏蔽材料的厚度。

表 F4.2　宽束 γ 射线在不同减弱倍数 k 时铅的厚度(单位为 cm)

铅的密度 $\rho=11.34\text{g/cm}^3$

减弱倍数 k	γ 射线能量($h\nu$)/MeV														
	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.25	1.5	1.75	2.0	2.2	3	4	6	8	10
1.5	0.1	0.2	0.3	0.6	0.8	0.95	1.1	1.2	1.2	1.2	1.3	1.2	1.0	0.9	0.9
2	0.2	0.4	0.7	1.0	1.3	1.5	1.7	1.85	2.0	2.0	2.1	2.0	1.6	1.5	1.4
5	0.4	0.9	1.5	2.2	2.8	3.4	3.8	4.1	4.3	4.4	4.6	4.5	3.8	3.3	3.0
8	0.5	1.1	2.0	2.8	3.5	4.2	4.8	5.25	5.5	5.7	5.9	5.8	5.0	4.3	3.8
10	0.55	1.3	2.1	3.1	3.8	4.5	5.1	5.6	5.9	6.1	6.5	6.4	5.5	4.9	4.2
20	0.6	1.5	2.6	3.9	4.9	5.8	6.6	7.2	7.6	7.8	8.3	8.2	7.1	6.3	5.6
30	0.7	1.7	3.0	4.3	5.5	6.5	7.3	8.0	8.5	8.8	9.3	9.2	8.0	7.2	6.3
40	0.8	1.8	3.1	4.5	5.8	6.85	7.8	8.6	9.1	9.4	10.0	9.9	8.7	7.8	6.8
50	0.85	2.0	3.3	4.6	6.0	7.2	8.2	9.0	9.6	10.0	10.6	10.5	9.2	8.3	7.3
60	0.9	2.1	3.5	5.0	6.3	7.5	8.6	9.5	10.1	10.4	11.0	10.9	9.7	8.7	7.7
80	1.0	2.2	3.7	5.3	6.7	8.0	9.2	10.1	10.7	11.1	11.7	11.6	10.4	9.4	8.2
100	1.0	2.3	3.9	5.5	7.0	8.45	9.7	10.6	11.3	11.7	12.2	12.1	10.9	9.9	8.7

在考虑剂量防护时了解关于放射源强度与剂量率的关系是很重要的。一般用毫克镭当量为单位的量 m 或 K_γ 常数给出源强与剂量率关系。毫克镭当量定义为：某射源放出的 γ 射线和 1mg 镭(置于 0.5mm 厚的铂管内)在同样条件下引起的电离作用相等时，则其放射性称为 1mg 镭当量。1mg 镭当量，即在空气中距离源 1cm 处产生的剂量率为

8.4R/h。

K_γ 定义为：强度为 1mCi 的任意射源在相距 1cm 处的空气的剂量伦数。显然 K_γ 与放射源每次衰变的 γ 光子数及其能量 $h\nu$ 和在空气中的吸收系数等有关。这说明物理剂量与放射源的衰变方式和末态粒子的能量等有关。几种常用的放射源的 K_γ 为：Co^{60}：13.20；Rh^{106}：1.17；$Cs^{137}(+Ba^{137})$：3.55；$Am^{241}(+Np^{237})$：0.20。有以下的关系，即 $K_\gamma M=8.4m$，其中源强 M 以 MCi 为单位，m 以毫克镭当量为单位。例如，1mCi 的 Co^{60}相当于 13.20/8.4=1.57 毫克镭当量的剂量率。任何点源，强度为 M(mCi)在 t(h)内的剂量 D 和当量剂量 H 分别为以下两式：

$$D = K_\gamma Mt/R^2(\times 10^{-4}\text{R}, \text{或} \times 0.88\mu\text{Gy}) \qquad (\text{附 } 4.11)$$

$$H = 0.88(\text{RBE})K_\gamma Mt/R^2(\mu\text{Sv}) \qquad (\text{附 } 4.12)$$

式中，R 单位为 m。当考虑容许剂量时一般用剂量当量 H。目前，我国新规定的容许剂量为 20mSv/年(以前为 50mSv，美国为 50mSv/年，英国为 15mSv/年)，每天连续 8h 的容许剂量为 80μSv。例如对 1mCi 的 Co^{60}源在 1m 远处每小时的当量剂量为 $H=0.88\times13.2=11.6\mu\text{Sv}>10\mu\text{Sv/h}$，稍高于容许剂量。显然，在 30cm 附近，$H=126\mu$Sv，只能连续工作约 5h。一般 1mCi 的 Co^{60}源(平均能量为 1.25MeV)就需用防护层约厚约 4.5cm 的铅罐容器。据表 F4.2，减弱系数 $K\cong10$。利用半减弱层(1.5cm)粗估，也得到相近的结果。这样在 30cm 附近就是容许剂量。例如用 1mCi 的 Co^{60}源的铅罐壁厚为 4.5cm。在其外侧测得的剂量率为 9.2μSv/h。打开源孔塞后，在 1m 远处的实验测量区测得为 12μSv/h。在源旁加一块厚 3cm 的铅砖后减弱 5 倍。在 1m 远处测得剂量率降为2.5μSv/h。实际测得的各项结果符合上述估算。

参 考 文 献

[1] Grupen C. Particle Detectors. Cambridge Print, 1996 :Chap. 1,3

[2] 中国科学院原子能研究所编．放射性同位素应用知识．北京：科学出版社，1959，第 12，13 章

[3] 复旦大学等编．原子核物理实验方法．北京：原子能出版社，1997：第 4 章第 4 节

[4] Physics Handbook. Vol. XXXIV，Corpuscles and Radiation in Matter II，Springer Verlag ，1958：153

[5] PDG，The Europe Physical Journal，2000，15(1～4)：151

[6] PDG，Review of Particles Properties，Phys. Rev. D ，1994，50，(3)：1628～1270

[7] 王殿荣等．高能物理与核物理，1985，9(5)：514；Heritchi D J NIM，1967，47：39；Brumberg E A，Ark，Fys. 1966，14：195

[8] 李金．高能物理与核物理，1983，7(5)：537

[9] 高能物理所物理二室，高能物理与核物理，1983，7(4)：401

[10] 王殿荣等．高能物理与核物理，1983，7(5)：529

[11] 王朝俊等．高能物理与核物理，1985，9(2)：147