目　录

序言 ……iii

第一章　空间粒子辐射 …… 1

§1.1 银河宇宙线 …… 1

§1.2 太阳宇宙线 ……14

§1.3 太阳风 ……22

§1.4 磁层中的带电粒子 ……27

§1.5 空间X射线……38

§1.6 空间γ射线 ……48

§1.7 空间中子 ……57

参考文献 ……62

第二章　射线与物质的相互作用 ……75

§2.1 带电粒子与物质的相互作用 ……75

§2.2 X和γ射线与物质的相互作用 ……86

§2.3 中子与物质的相互作用 ……94

参考文献 ……98

第三章　空间带电粒子的测量 ……99

§3.1 气体探测器在空间带电粒子测量中的应用 ……99

§3.2 半导体探测器在空间带电粒子测量中的应用 …… 148

§3.3 闪烁探测器在空间带电粒子测量中的应用 …… 199

§3.4 高能粒子探测 …… 225

§3.5 低能粒子探测 …… 238

§3.6 仪器的几何因子 …… 261

参考文献 …… 268

第四章　空间X、γ射线的测量…… 276

§4.1 应用气体探测器测量空间X、γ射线 …… 277

§4.2 应用半导体探测器测量空间 X、γ射线 …… 291
§4.3 应用闪烁探测器测量空间 X、γ射线 …… 300
§4.4 测量空间 X、γ射线的其他探测器 …… 317
参考文献 …… 324
第五章 空间中子的测量 …… 330
§5.1 空间中子探测的基本原理 …… 331
§5.2 核反应法探测器 …… 336
§5.3 反冲核法探测器 …… 343
参考文献 …… 357
第六章 探测器的标定 …… 359
§6.1 实验室的标定 …… 360
§6.2 飞行过程中的标定 …… 371
§6.3 其他参量的标定 …… 378
参考文献 …… 379
第七章 宇宙线地面观测仪器 …… 381
§7.1 补偿电离室 …… 381
§7.2 计数管望远镜 …… 392
§7.3 中子堆 …… 402
§7.4 大型闪烁计数器望远镜 …… 408
§7.5 超中子堆 …… 410
§7.6 方向图 …… 413
参考文献 …… 418
附录 1 常用的物理常数 …… 420
附录 2 质子动能-刚度换算表 …… 422
附录 3 光致电离效率随高度的分布 …… 423
附录 4 质子的电离损耗和射程与能量的关系 …… 425
附录 5 电子的电离损耗和射程与能量的关系 …… 435
附录 6 常用物质的 X 射线质量吸收系数 …… 443
附录 7 常用物质的 γ 射线质量吸收系数(准直束)……444
附录 8 宽束 γ 射线在不同减弱倍数时的铅层厚度 …… 446

第一章　空间粒子辐射

空间粒子辐射主要是指空间的带电粒子（银河宇宙线、太阳宇宙线、太阳风等离子体和磁层粒子等）、空间X射线（太阳X射线、宇宙X射线和极光带X射线）、空间γ射线（太阳γ射线、宇宙γ射线和大气中的γ射线）和空间中性粒子（太阳中子和大气中子，中性原子和分子，宇宙尘埃，本书只涉及中子）。我们就目前所了解的有关它们的性质和特点作一概要介绍。

§1.1　银河宇宙线

1.1.1　初级宇宙线

1．成分

银河宇宙线是来自银河各个方向的高能带电粒子流，它的起源至今还不清楚。在地球大气层以外的宇宙线称为“初级宇宙线”，其成分主要是质子，其次是α粒子，以及少量的其他核成分。几十年来，人们利用不同手段对初级宇宙线成分作了大量观测，得到了它们的相对元素丰度[1-8]。表1.1综合了近期的观测结果[7]。最近 Klarman 等人[8]利用第三个高能天文观测卫星（HEAO-3）测得了 $26 \leqslant Z \leqslant 40$ 的宇宙线核的相对丰度，而 Fowler 等人[9]利用 Ariel-Ⅵ卫星的测量，推算了电荷 $34 \leqslant Z \leqslant 90$ 的超重宇宙线核的丰度谱，使表 1.1 的结果有了新的发展。

七十年代初，在测量低能宇宙线重离子时，揭示出一种新

表1.1　初级宇宙线中的元素丰度（归一化到氧＝100）

Z	核	能　量 100—300兆电子伏/核子	能　量>850兆电子伏/核子	宇宙线源	太阳系
1	H	11500±17	—	4.7×10^{4}	1.5×10^{5}
2	He	4020±575	—	2430	1.03×10^{4}
3	Li	22±4	16.7±0.7	—	2.3×10^{-4}
4	Be	11±2	9.7±0.5	—	3.8×10^{-5}
5	B	30±5	30.5±0.9	—	1.6×10^{-4}
6	C	115±11	114.0±2.0	94±2	54.9
7	N	25±3	27.5±0.9	10±2	17.4
8	O	100	100	100	100
9	F	2.1±0.6	1.3±0.2	—	1.1×10^{-1}
10	Ne	15±2	17.8±0.7	15±2	16
11	Na	3.4±0.8	2.9±0.3	0.8±0.4	0.3
12	Mg	20±2	20.6±0.7	22±1	4.9
13	Al	3.9±0.7	2.6±0.3	2±1	0.4
14	Si	14±2	13.6±0.6	19±3	4.7
15	P	1.0±0.2	0.45±0.11	$0.2^{+0.4}_{-0.2}$	4.5×10^{-2}
16	S	2.7±0.3	3.5±0.3	2.8±0.6	2.3
17	Cl	0.4±0.2	0.56±0.12	—	2.65×10^{-2}
18	Ar	1.2±0.3	1.3±0.2	0.7±0.5	0.55
19	K	0.8±0.5	1.2±0.2	0.4±0.2	1.95×10^{-2}
20	Ca	2.1±0.5	2.6±0.25	2.1±0.7	0.3
21	Sc	0.4±0.2	0.4±0.11	—	1.6×10^{-4}
22	Ti	2.2±0.6	1.4±0.2	—	1.29×10^{-3}
23	V	0.9±0.5	0.5±0.12	—	1.2×10^{-3}
24	Cr	2.8±1.8	1.07±0.18	0.3±0.3	5.9×10^{-2}
25	Mn	—	0.85±0.16	$0.2^{+0.4}_{-0.2}$	4.3×10^{-2}
26	Fe	12.9±1.8	10.5±0.5	19±3	3.9
27	Co	—	0.39±0.1	—	1.0×10^{-3}
28	Ni	—	0.44±0.11	0.8±0.2	0.22

的宇宙线成分，其能量范围在 2 —30兆电子伏/核子之间。它的特点是既不同于银河宇宙线的高能成分，又不同于太阳宇

宙线，故称为宇宙线的低能异常成分[7,10,11]。同高能银河宇宙线相比，异常成分中的 O,N 和 Ne 的丰度相对 C 增高 5—10 倍，通常银河宇宙线中氧、碳之比大约为 1，在太阳宇宙线中 O/C≈1.6，而在异常成分中 O/C≈10。

外此的初级银河宇宙线中还有电子，它的强度仅是相同能量质子强度，百分之几[1,12-14]。

2. 强度

初级宇宙线的强度变化不大，而且基本上是各向同性的，在太阳活动极小年宇宙线的强度约 4 个粒子/厘米^2·秒[2]。宇宙线强度随太阳活动略有变化，太阳活动极大年时的强度比极小年减小约一倍，即宇宙线的强度受太阳的调制。

随着深空探测技术的发展，已测量到宇宙线强度随远离太阳而略有增加，即存在宇宙线强度的径向梯度，平均每天文单位为 2.8%(直到 22 个天文单位)[15-17]。对于宇宙线的异常成分，其径向梯度要大些，对氦粒子每天文单位约增加 12%，对氧粒子每天文单位约增加 20%[7]。

3. 同位素

近十年来，宇宙线同位素的测量得到了迅速的发展，多数的测量结果都在每个核子数兆电子伏到数百兆电子伏的能量范围。表 1.2 综合了这些测量结果[18-25]。

1.1.2 次级宇宙线

1. 次级成分

高能银河宇宙线进入地球大气层时，它和大气中的原子核发生碰撞，引起核的分裂，产生一系列其他粒子，通过这些粒子与周围物质的相互作用及自身的转变，形成宇宙线的

表 1.2 宇宙线同位素成分

同位素比值	能量范围(兆电子伏/核子)	观测的比值	参考文献
$^{7}Be/Be$	46—135	0.585 ± 0.026	[21]
$^{9}Be/Be$	46—135	0.376 ± 0.025	[21]
$^{10}Be/Be$	46—135	0.039 ± 0.014	[21]
$^{10}B/B$	33—107	$0.19^{+0.11}_{-0.05}$	[20]
$^{13}C/^{12}C$	100—300	0.07 ± 0.006	[22]
$^{13}C/^{12}C$	30—126	$0.052^{+0.029}_{-0.011}$	[20]
	5—30	$\leqslant 0.11$	[20]
$^{15}N/^{14}N$	30—132	0.63 ± 0.17	[20]
	5—30	$0.11^{+0.19}_{-0.11}$	[20]
$^{17}O/^{16}O$	100—300	$0.019^{+0.004}_{-0.003}$	[22]
	30—148	$0.01^{+0.02}_{-0.01}$	[20]
	6—30	$\leqslant 0.03$	[20]
$^{18}O/^{16}O$	100—300	$0.019^{+0.002}_{-0.002}$	[22]
	30—148	$0.018^{+0.017}_{-0.006}$	[20]
	6—30	$\leqslant 0.03$	[20]
$^{21}Ne/^{20}Ne$	100—300	$0.25^{+0.05}_{-0.04}$	[22]
$^{22}Ne/^{20}Ne$	100—300	$0.67^{+0.1}_{-0.07}$	[22]
	78—169	$0.49^{+0.39}_{-0.11}$	[20]
	5—28	$\leqslant 0.36$	[20]
$^{25}Mg/^{24}Mg$	100—300	$0.28^{+0.04}_{-0.03}$	[22]
$^{26}Mg/^{24}Mg$	100—300	$0.30^{+0.04}_{-0.03}$	[22]
$^{29}Si/^{28}Si$	100—300	$0.109^{+0.024}_{-0.014}$	[22]
$^{30}Si/^{28}Si$	100—300	$0.084^{+0.020}_{-0.014}$	[22]

次级成分。其中一半以上是μ介子，这部分射线穿透本领很大，能透入深水或地下，称为“硬成分”，或者叫“介子成分”；另一部分主要是电子和光子，它们的穿透本领很小，称为“软成分”，或叫“电磁成分”；第三部分是核成分，包括大气中子和质子。宇宙线与大气相互作用发生的过程如图 1.1 所示。

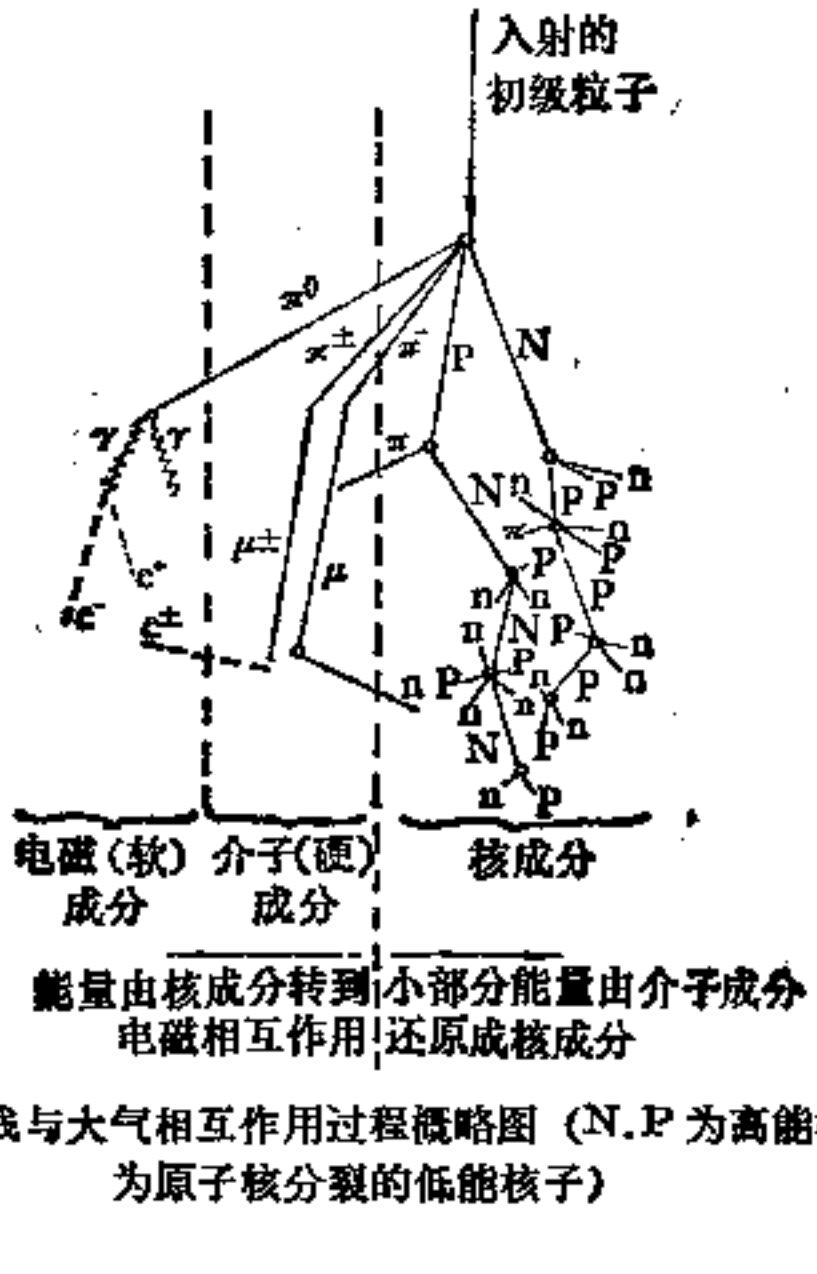


图 1.1　宇宙线与大气相互作用过程概略图（N.P 为高能核子，n.p 为原子核分裂的低能核子）

2. 强度随高度的分布

由于原始宇宙线在大气中产生了次级成分，因此在大量产生次级粒子的大气深度处，宇宙线的总强度将增加。到达一定大气深度以后，由于大气吸收效应超过次级粒子的增殖效应，因此总强度又逐渐减小。当高度大于 50 公里时，由于大气密度减小，所以宇宙线的总强度与初级宇宙线差不多，图 1.2 就是在磁纬 41°N 处用火箭测量的结果[3,5]。在磁纬

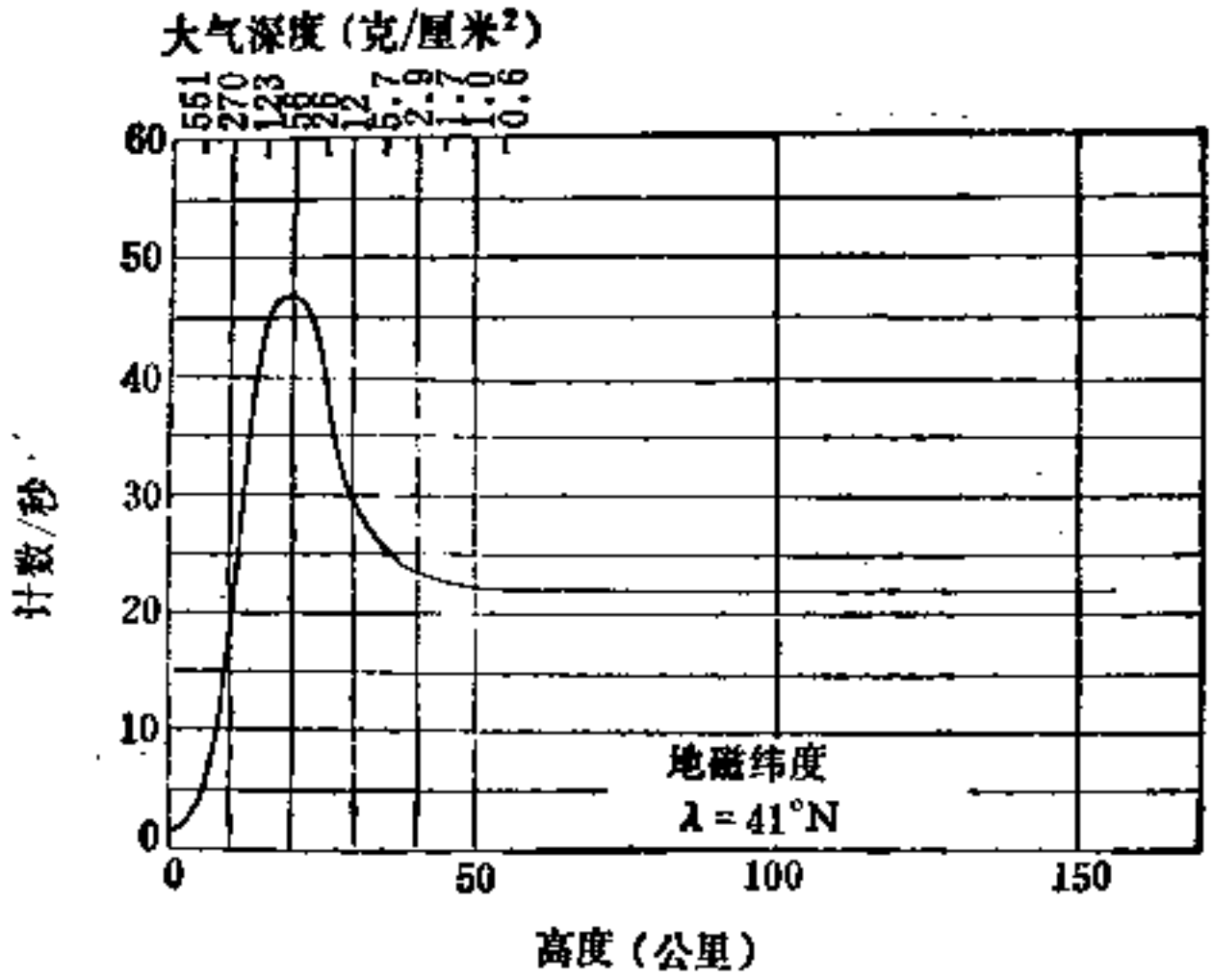


图1.2　银河宇宙线总强度随高度的变化

50°N 海平面，宇宙线的总强度约 1.79×10^{-2}个粒子/厘米²·秒，其中硬成分的强度约为 1.27×10^{-2}个粒子/厘米²·秒，软成分的强度约为 0.52×10^{-2}个粒子/厘米²·秒[2,5]。

3. 宇宙线对大气的电离

宇宙线对大气的电离效应主要发生在40—100公里之间，它是电离层 D 层的一个重要电离源。它对 D 层的电离贡献在 50—70 公里之间更明显，常称为 D_β层，也叫宇宙线层[26,27]。此外，宇宙线还是大气层中一氧化氮的源，特别是在20公里左右的高度，它是 NO 的一个重要源。

在宇宙线同大气相互作用的过程中还产生许多放射性核，如地球大气中的^{14}C、^{3}He、^{10}Be 等。表 1.3 给出了宇宙线在大气中产生的主要放射性同位素和它们的全球含量[1]。尽

表 1.3　宇宙线产生的放射性同位素

同位素	半衰期	对流层	总的大气	全球含量
^{3}He	稳　定	6.7×10^{-2}	2×10^{-1}	3200吨
^{10}B	2.5×10^{6}年	1.5×10^{-2}	4.5×10^{-2}	430吨
^{26}Al	7.5×10^{5}年	3.8×10^{-5}	1.4×10^{-4}	1.1吨
^{36}Cl	3.1×10^{5}年	4×10^{-4}	1.1×10^{-3}	15吨
^{14}C	5730年	1.1×10^{0}	2.5×10^{0}	75吨
^{32}Si	500年	5.2×10^{-5}	1.6×10^{-4}	1.4千克
^{3}H	12.5年	8.4×10^{-2}	2.5×10^{-1}	3.5千克
^{22}Na	2.6年	2.4×10^{-5}	8.6×10^{-5}	1.9千克
^{35}S	87天	4.9×10^{-4}	1.4×10^{-3}	4.5克
^{7}Be	53天	2.7×10^{-2}	8.1×10^{-2}	3.2克
^{33}P	25天	2.2×10^{-4}	6.8×10^{-4}	0.6克
^{32}P	14.3天	2.7×10^{-4}	8.1×10^{-4}	0.4克

管许多放射性同位素在全球的产额是非常小的（每年几克到几千克），但是，已经证明它们在不同地球物理过程的研究中是有用的。

1.1.3　宇宙线的地磁效应

在远离地球的空间，银河宇宙线基本上是各向同性的。由于宇宙线是带电粒子，所以当它进入地磁场的作用范围后，它的路径将被磁场弯曲。地磁场对宇宙线粒子的偏转作用，使得能量较低的粒子完全到达不了地球表面，在低纬度更是如此，从而显示出空间分布的不均匀性和各向异性，这一现象称为地磁效应。它表现为宇宙线强度的纬度效应、经度效应、东西不对称性及南北不对称性等[3,5,28,29]。

为了用同一尺度来描述宇宙线各种粒子贯穿磁场的能力，常引用磁刚度R这个量，它是表征粒子的运动轨道受地磁场偏转程度的物理量，它是粒子动量p与粒子电荷Ze的比，

即

$$R=\frac{pc}{Ze} \qquad (1-1)$$

式中 c 为光速，e 为电子电荷，Z 为粒子电荷数。动量 p 以千兆伏/c 表示，则刚度 R 的单位为千兆伏（1 千兆伏 $=10^3$ 兆伏）。

对于地磁场中任一给定的观测点和给定的入射方向，宇宙线粒子从无穷远处沿该方向到达此点的充分必要条件是，其刚度必须大于某临界值 R_c，R_c 称为截止刚度。在中心偶极磁场的近似下，R_c 可用下式表示[3,6]：

$$R_c=\frac{59.6\cos^4\lambda}{r^2}\left[1+\sqrt{1-\cos\theta\cos^3\lambda}\right]^{-2} \qquad (1-2)$$

式中 r 为考察点离地心的距离，以地球半径为量度单位，λ 为考察点的地磁纬度，θ 为粒子入射方向与西方的夹角。

由公式（1-2）可以看出，当 r 和 θ 一定时，R_c 随 λ 增加而减小，即到达观测点的宇宙线强度随 λ 而增加。一般说来，在赤道附近宇宙线强度最弱，而在极区最强。宇宙线强度从赤道到磁纬 60°左右增加比较明显，但到 60°以上变化就不显著了，进入了所谓的“膝盖区”。地磁纬度效应如图 1.3 所示。

1.1.4 宇宙线的能谱

1. 重离子能谱

银河宇宙线的能谱对各种重离子大都是一致的，在很宽的能量范围内（10^8—10^{18}电子伏）可用一幂定律表示[30]。微分能谱可写为：

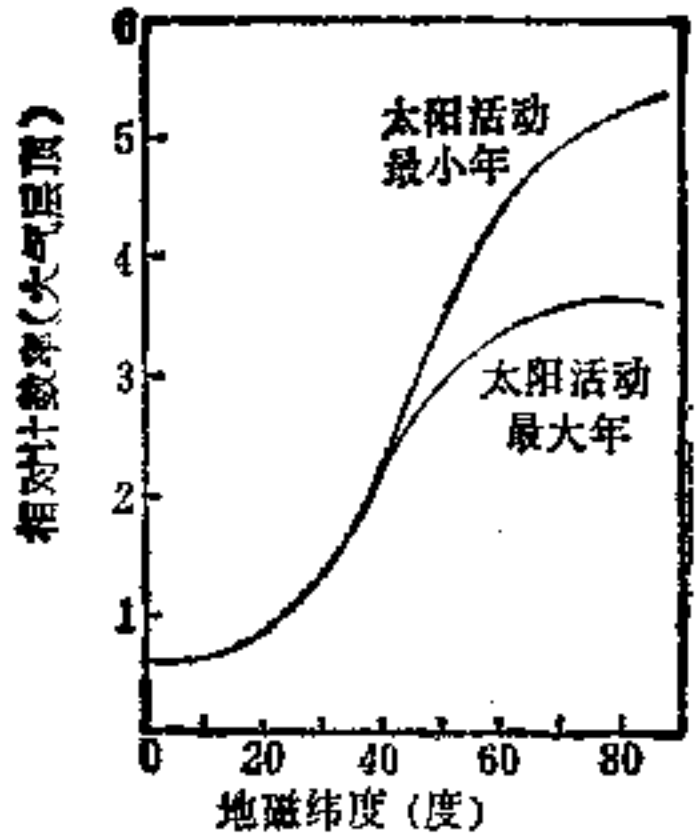


图 1-3　银河宇宙线的地磁纬度效应

$$\frac{dJ_i(E)}{dE}=A_iE^{-n_i}\ （厘米^2\cdot秒\cdot球面度\cdot千兆电子伏）^{-1} \qquad （1-3）$$

积分能谱可写为

$$J_i\ (>E)\ =C_iE^{-\gamma_i}\ （厘米^2\cdot秒\cdot球面度）^{-1} \qquad （1-4）$$

式中 E 为粒子能量，单位以千兆电子伏表示，A_i 和 C_i 为尺度参数，n_i 和 γ 为能谱指数，通常有 $1.4\leqslant\gamma_i\leqslant2.2$，$5\times10^3\leqslant C_i\leqslant10^7$。

若用刚度来表示，则微分刚度谱可写为[31]

$$\frac{dJ_i(>R_c)}{dR}=K_iR^{-\gamma_i}\ （厘米^2\cdot秒\cdot球面度\cdot千积兆伏）^{-1} \qquad （1-5）$$

分刚度谱为

$$J_i\ (>R_c)\ =K_i\ \frac{R^{1-\gamma_i}}{\gamma_i-1}\ （厘米^2\cdot秒\cdot球面度）^{-1} \qquad （1-6）$$

低能宇宙线的能谱同高能不一样，低能异常成分更是如此。Meyer[32]给出了测量的质子和α粒子的一个完整能谱，如图 1.4 所示。

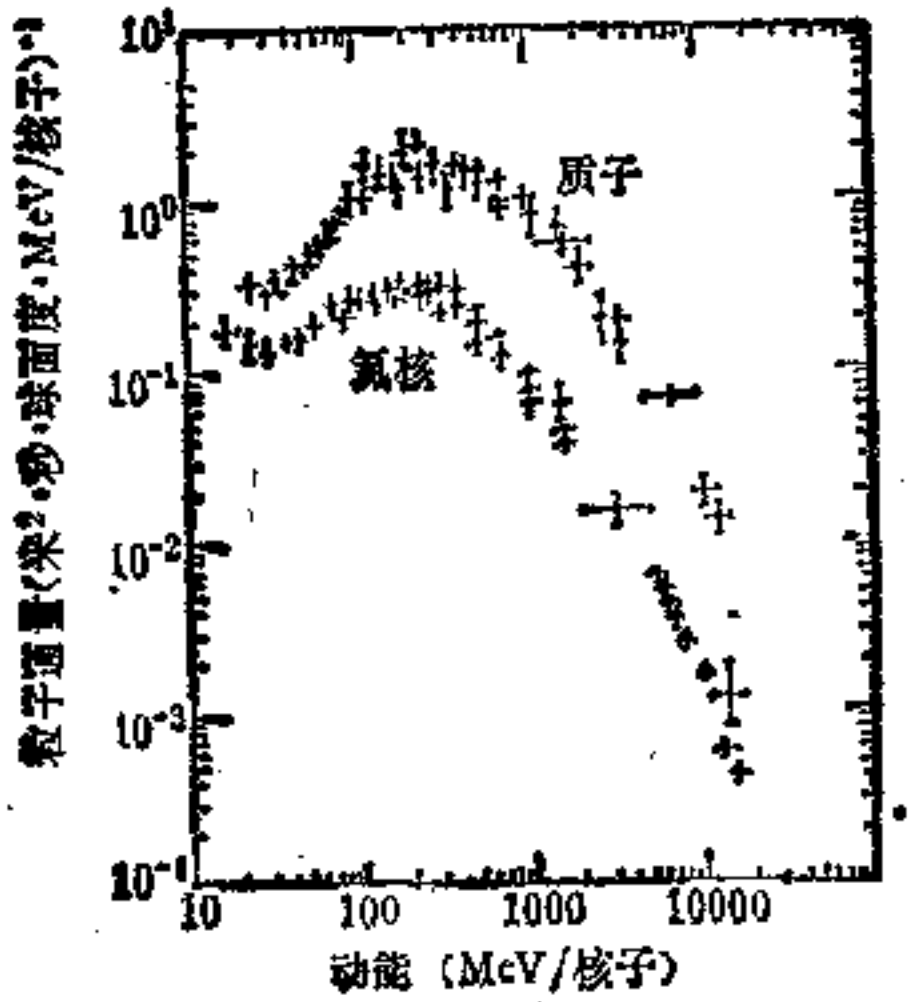


图 1.4　宇宙线质子和α粒子的能谱

2. 电子能谱

初级宇宙线中的电子和正电子近来已获得了许多测量结果，在 500 兆电子伏—3.5 千兆电子伏之间的电子微分 谱可以表示为[30]：

$$\frac{dJ(E)}{dE} = 11 \times E^{-1.6}(\text{米}^2\cdot\text{秒}\cdot\text{球面度}\cdot\text{千兆电子伏})^{-1} \qquad (1-7)$$

电子能量在$3 \leqslant E_e \leqslant 100$千兆电子伏范围的积分谱可写 为[13]

$$J(>E_e) = 53\ E_e^{-1.9\pm0.1}\ (\text{米}^2\cdot\text{秒}\cdot\text{球面度})^{-1} \qquad (1-8)$$

从低能到高能的一个完整电子能谱如图1.5所示[32,33]。 其中有大约30—40%是正电子，它的强度随能量增加而减小。

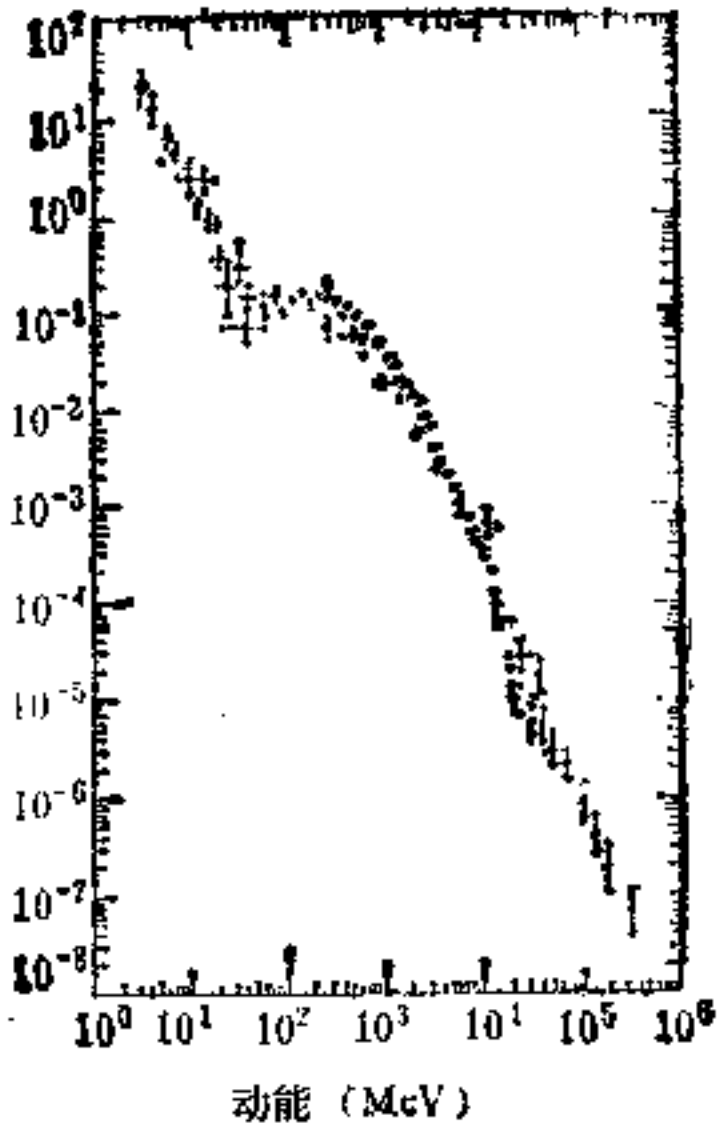


图 1.5 宇宙线电子的能谱

1.1.5 宇宙线的强度时间变化

宇宙线的强度时间变化分周期性的和非周期性的变化[6,34~56]。前者如半日变化、太阳日变化、27天变化、11年和22年变化等，后者如太阳耀斑时的宇宙线增加、宇宙线暴（Forbush 下降）等。这些变化都是受太阳和行星际电磁状态的调制而引起的，故常称为调制效应。现就几种主要的变化简述如下：

1.太阳日变化

银河宇宙线强度的日变化，就硬成分而言，其变化幅度在0.1—0.3%之间，最大值的时间在中午附近。强度的日变化与地磁纬度、经度有关，与观测点的高度、入射粒子的方

向有关，与地球物理及太阳物理现象有关[42]。日变化与能量的关系可表为：

$$\frac{\delta J(E)}{J(E)}=\begin{cases}0.155E^{-1.0}, & E\geqslant E_{min}\\ 0, & E\leqslant E_{min}\end{cases} \qquad (1-9)$$

式中E_{min}=10—15千兆电子伏，软成分的日变化幅度要比硬成分大50%左右[34]。

2.27天变化

宇宙线强度具有27天变化，其变化幅度在0.1—10%之间。它与粒子成分、地磁纬度、观测仪器的高度有关，也与太阳活动及地磁扰动有关。比如在1957年7月至1958年1月的观测中，平流层中的变化幅度约2.5%，海平面中子堆约1%，电离室约0.2—0.3%。这些表明，宇宙线的27天变化幅度是随初级粒子能量的增加而迅速下降，能谱的变化可近似表示为[34,43]：

$$\frac{\delta J(E)}{J(E)}=\begin{cases}-a, & \text{对}E\leqslant E_1\\ 0, & \text{对}E>E_1\end{cases} \qquad (1-10)$$

其中参量 $a\simeq 0.08$，$E_1\simeq 25$—30千兆电子伏。

3.11年变化

早在五十年代，通过资料分析就发现了宇宙线的强度变化同太阳黑子数间存在负相关。现在已经清楚地知道，宇宙线强度具有显著的11年变化，在太阳活动极大年时，宇宙线强度有极小值，在太阳活动极小年时，宇宙线强度有极大值。这种变化与观测点的高度、粒子的成分有关，核成分的变化大于硬成分，高高度的变化大于海平面。11年变化还与地磁

纬度有关，随着地磁纬度的升高，11年变化的幅度亦越大。对于中子成分这种变化在高纬度可达50%以上，而在赤道附近这种变化只有2—3%[38,48]。

4。宇宙线暴（Forbush）下降

在大的太阳活动之后，在世界范围内往往出现银河宇宙线强度的突然下降（12—24小时），然后缓慢地恢复（几天到十几天），人们把这种强度随时间的变化叫做宇宙线暴。因为它是 Forbush 在 1938 年首先发现的，故又称为 Forbush 下降。图 1.6 是我国北京宇宙线观测站中子堆记录的一次宇宙线暴。

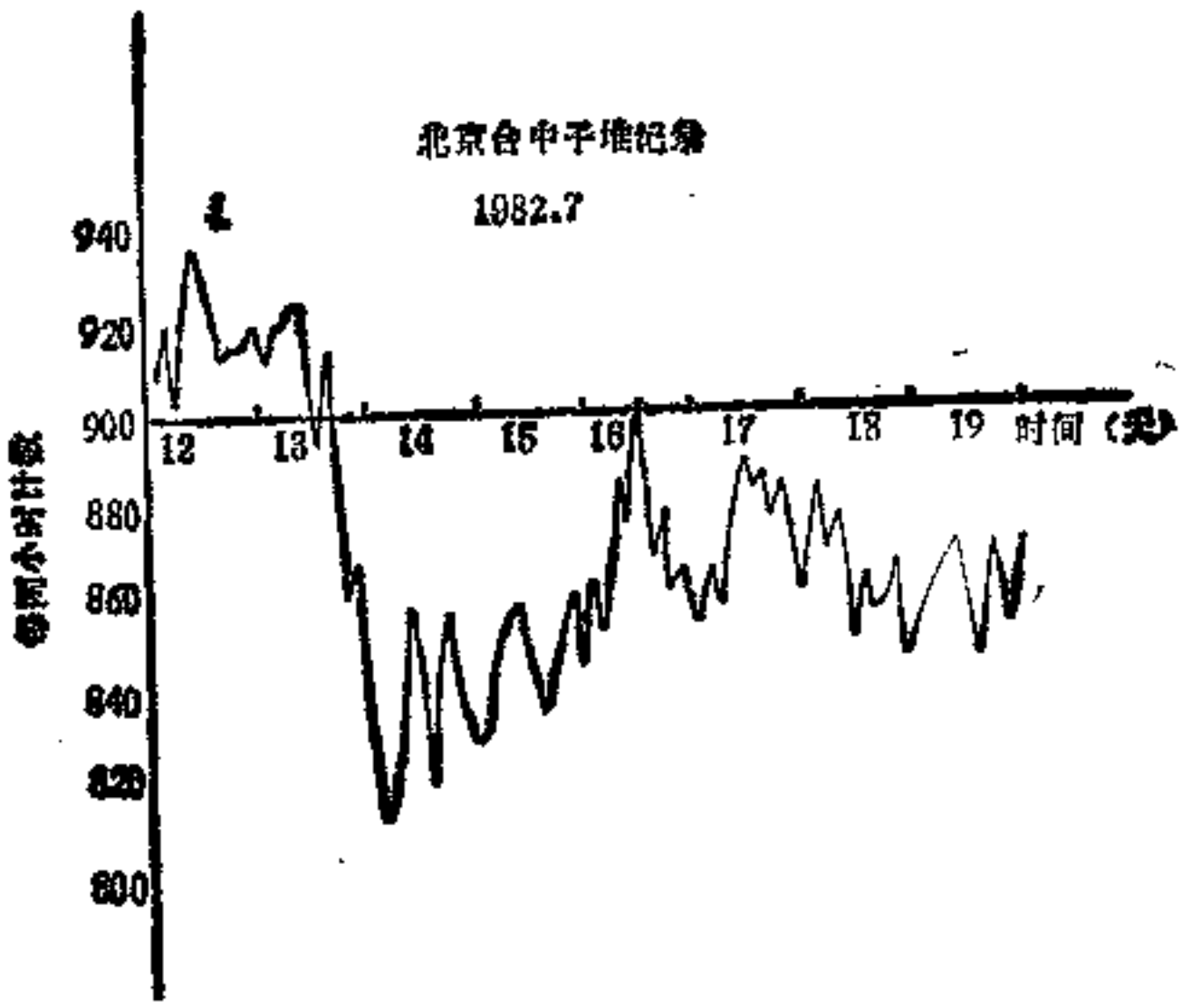


图 1.6　北京宇宙线观测站记录的1982年 7 月13日的宇宙线暴

宇宙线暴下降的幅度从百分之几到百分之几十不等，它取决于观测点的高度、纬度和测量的成分，即宇宙线暴是能

量或刚度的函数[51,52]。例如 1978年 2 月 15 日的宇宙线暴，通过地下、地面和同步卫星的联合观测，其能谱可表示为[52]

$$J(E)=BE^{-\gamma} \qquad (1-11)$$

当能量 E 从 6—300 千兆电子伏变化时，γ 从 0.15—1.45 变化，而 B是一个尺度参数。

宇宙线暴恢复阶段的特征可用以下指数规律表示：

$$J(t)=J_0\exp(-t/t_0) \qquad (1-12)$$

式中 J_0是下降的最大幅度，$J(t)$是下降前的强度和恢复阶段强度之差，t 是下降开始之后的时间，以天作度量单位，t_0是恢复特征时间常数，它与能量（刚度）有关。R_C～1 千兆伏的中子堆，$t_0=6.5$ 天，R_C～15千兆伏时，$t_0=3.0$ 天。

宇宙线暴与太阳活动和行星际扰动有紧密的关系，常出现在耀斑之后 2—3 天。空间观测发现，宇宙线暴与行星际磁场的大小和太阳风速度的大小有密切关系[29,59]。

§ 1.2 太阳宇宙线

1.2.1 概述

太阳宇宙线是太阳发生耀斑时发射出的高能带电粒子流。由于它的绝大部分是由质子组成的，故又常叫做太阳质子事件。能量在数兆电子伏以上的太阳宇宙线使地球极区之上的电离层 D 层电子密度剧增，造成无线电波的强烈吸收，这一现象称为极盖吸收事件（即 PCA 事件）。

太阳宇宙线粒子的能量一般从10兆电子伏到大于 1 千兆电子伏，10 兆电子伏以下的太阳粒子称为磁暴粒子，太阳宇宙线按能量可分为千兆电子伏事件和兆电子伏事件，或者把能量高于 0.5 千兆电子伏的太阳宇宙线称为相对论事件，

能量低于 0.5 千兆电子伏的事件称为非相对论事件。按照地面中子堆、极盖吸收和卫星观测的记录，可以详细分类，如表 1.4[54]。

表 1.4- 太阳宇宙线事件的分类

级　别	海平面中子堆的强度增加	每日极盖吸收（噪声探测仪，分贝）	卫星测量的$E>10$兆电子伏的质子强度（粒子/厘米^2·秒）
—3			10^{-3}—10^{-2}
—2			10^{-2}—10^{-1}
—1			10^{-1}—10^{0}
0	无可测量的增加	无可测量的增加	10^{0}—10^{1}
1	<3%	<1.5	10^{1}—10^{2}
2	3—10%	1.5—4.6	10^{2}—10^{3}
3	10—100%	4.6—15	10^{3}—10^{4}
4	>100%	>15	>10^{4}

不同的太阳宇宙线事件，其传播时间是各不相同的。相对论事件的传播时间一般小于 1 小时，强度增加到它的最大值只需 3—20 分钟。对于非相对论事件，传播时间从几十分钟到几十个小时。对每一事件，不同的能量都有一个强度-时间关系，如图 1.7 所示[55]。图中 t_0为滞后时间，它是太

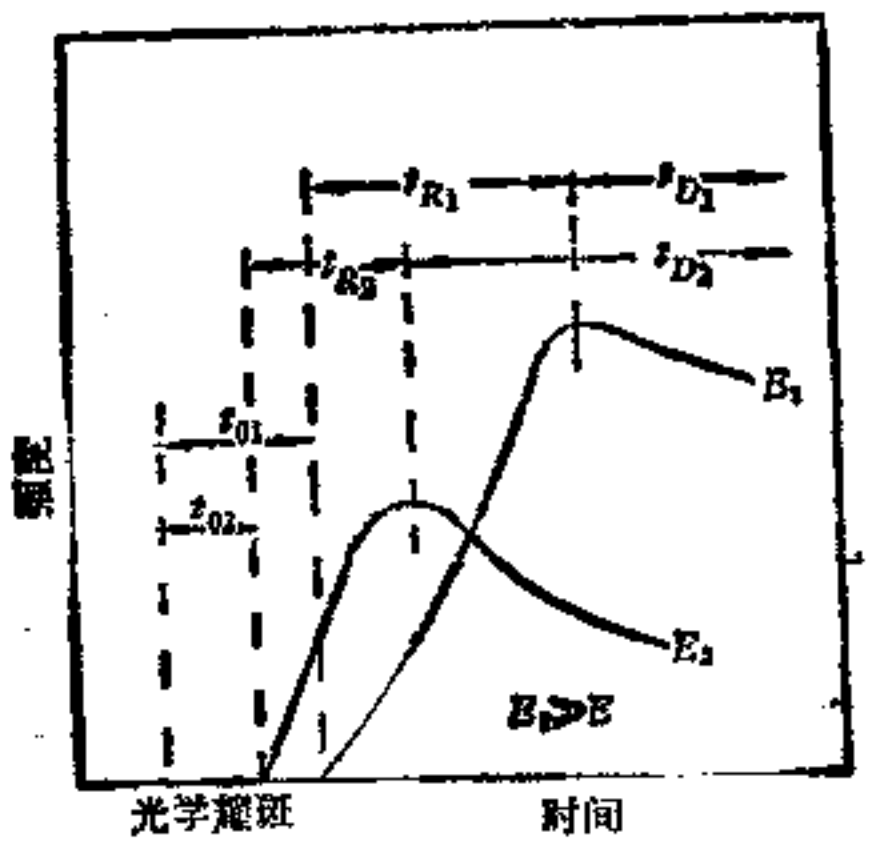


图 1.7　太阳宇宙线强度随时间的变化

阳上可见耀斑出现极大值时，到第一批粒子到达探测器的时间，它可直接由观测确定；t_R是上升时间，是特定能量的粒子从它们到达探测器开始至它们达到最大强度的时间；t_D是衰减时间，从强度最大值衰减到 $1/e$ 的时间。t_R和 t_D 都是能量的函数。

强度随时间的衰变关系是一指数形式

$$I = I_{max}(E)e^{-t/t_D} \qquad (1\text{-}13)$$

式中 $I_{max}(E)$是强度的极大值。根据太阳宇宙线的时间关系，又可把它分为瞬发事件和滞后事件[54,56]。对于瞬发事件，t_0和 t_R都要比滞后事件小得多。

1.2.2 成分和同位素丰度

太阳宇宙线主要由质子组成，此外还有氦核（3-15%），也有 $Z>2$ 的重核存在，其中 $6 \leqslant Z \leqslant 8$ 的核通量占总粒子通量的0.1—0.2%，而 $10 \leqslant Z \leqslant 18$ 的核通量仅占 0.05%[57]。对于不同的太阳宇宙线事件，它们的元素丰度不完全一样，目前已取得了许多这方面的资料[1,4,7,30,58,59]，现将 Biswas 等人[7]给出的相对丰度列于表 1.5 中。近年来又在低能太阳宇宙线方面得到了一些新的结果[60-63]。

太阳耀斑期间除发射重核外，还发射电子。太阳电子可分为两大类：相对论电子（$E_e>1$ 兆电子伏），它的通量比 1 兆电子伏的太阳质子的 1 %还要小，在地球轨道上的最大强度为 0.05—3 个电子/厘米^2·秒·球面度 大幅度变化[54]；非相对论电子（$E_e<1$ 兆电子伏），它出现更频繁，其通量大于 相对论电子，蜂值通量可达到 4×10^4个电子/厘米^2·秒[30]。

在太阳宇宙线中还存在各种元素的同位素，除早先观测到有少量的重氢核和氚核外（它们比 10^{-3}还少），还 探 测到 ^{3}He，在一般事件中^{3}He/^{4}He的比值都 小于 0.1，后来 发现

表 1.5　太阳宇宙线核成分的相对丰度（以氧为1 归一化）

元　　素	太阳宇宙线	太　　阳	宇宙丰度	银河宇宙线
^{1}H	700	1,000	1,000	350
^{2}He	107±14	~100	~100	50
^{3}Li	—	≪0.001	≪0.001	0.3
^{4}Be ^{5}B	<0.02	≪0.001	≪0.001	0.8
^{6}C	0.59±0.07	0.6	0.3	1.8
^{7}N	0.19±0.04	0.1	0.2	≪0.8
^{8}O	1.0	1.0	1.0	1.0
^{9}F	<0.03	≪0.001	≪0.001	≪0.1
^{10}Ne	0.13±0.02	?	0.40	0.30
^{11}Na	—	0.002	0.001	0.19
^{12}Mg	0.043±0.011	0.027	0.042	0.32
^{13}Al	—	0.002	0.002	0.06
^{14}Si	0.033±0.011	0.035	0.046	0.12
^{15}P—^{21}Sc	0.057±0.017	0.032	0.027	0.13
^{22}Ti—^{28}Ni	≤0.02	0.006	0.030	0.28

在一些事件中含有丰富的^{3}He，它们中$^{3}He/^{4}He \geqslant 0.1$[64-66]。此外，还观测到其他一些元素的同位素，表 1.6 列出了1978年9月23 日事件的同位素相对丰度[67]。

1.2.3　太阳宇宙线的能谱

太阳宇宙线的核成分具有大致相似的能谱形式，它们的微分能谱可以表示为：

$$\frac{dJ(E)}{dE} = KE^{-n}, \qquad 3.5 < n < 5 \qquad (1\text{-}14)$$

或以微分指数刚度谱表示：

$$\frac{dJ(R)}{dR} = J_0\ (A,Z,t,) \times \exp[-R/R_0\ (A,Z,t)\ ] \qquad (1\text{-}15)$$

表 1.6　1978 年 9 月23日事件的同位素相对丰度

同位素比	能量范围(兆电子伏/核子)	观测的比值	太阳系丰度
$^{13}C/^{12}C$	6—38	$0.010^{+0.003}_{-0.004}$	0.0112
$^{14}C/^{12}C$	6—38	<0.0014	放射性
$^{15}N/^{14}N$	9—42	$0.008^{+0.0010}_{-0.0050}$	0.0037
$^{17}O/^{16}O$	7—45	<0.0019	0.00037
$^{18}O/^{16}O$	7—45	$0.0018^{+0.0007}_{-0.0008}$	0.00204
$^{21}Ne/^{20}Ne$	11—26	<0.016	0.0030
$^{22}Ne/^{20}Ne$	11—26	$0.13^{+0.04}_{-0.03}$	0.122
$^{25}Mg/^{24}Mg$	12—36	$0.14^{+0.04}_{-0.03}$	0.129
$^{26}Mg/^{24}Mg$	12—36	$0.15^{+0.04}_{-0.03}$	0.142

式中 E 为能量(兆电子伏)，R 是磁刚度(兆伏)，n 是谱指数，R_0为特征刚度，处于 50—200 兆伏之间，J_0为尺度参数，A 为原子量，Z 为电荷数，t 为时间。

在一给定能量之上的积分谱可以表示为[68-70]

$$J(>E)=BE^{-\gamma},\ 1\leqslant\gamma\leqslant4 \tag{1-16}$$

如用指数刚度谱形式，则有

$$J(>R)\approx G\exp(R/R_0) \tag{1-17}$$

式中 B 和 G 均为尺度参数。

最近 McGuire 等人[71]对能量在 1 —400兆电子伏/核子的质子和 α 粒子的微分能谱，采用粒子动量的贝塞尔函数来表示：

$$\frac{dJ(E)}{dE}=Ap k_2\left\{2\left[3(p/c)(1/aT)\right]^{1/2}\right\} \tag{1-18}$$

式中 A 为尺度参数，p 为每个核子的动量，k_2 是大约为2的

改正贝塞尔函数，a 为加速速率，T 为从加速区逃逸的时间。1974 年 11 月 5 日的太阳宇宙线事件，其微分能谱如图 1.8 所示。图中给出了质子和 α 粒子的观测能谱，以及用指数刚度谱和贝塞尔函数表示的微分谱。可以看出，贝塞尔函数表示的谱与观测是十分一致的，其中的能谱参数是：R_0(质子)＝73兆伏，R_0(α 粒子)＝80兆伏，aT(质子)＝0.024，aT(α 粒子)＝0.015。为了对太阳宇宙线事件有一个定量的概念，表 1.7 列出了第 20 太阳周内一些主要事件的时间积分通量 J_i 和峰值通量 J_{pk}[70]。

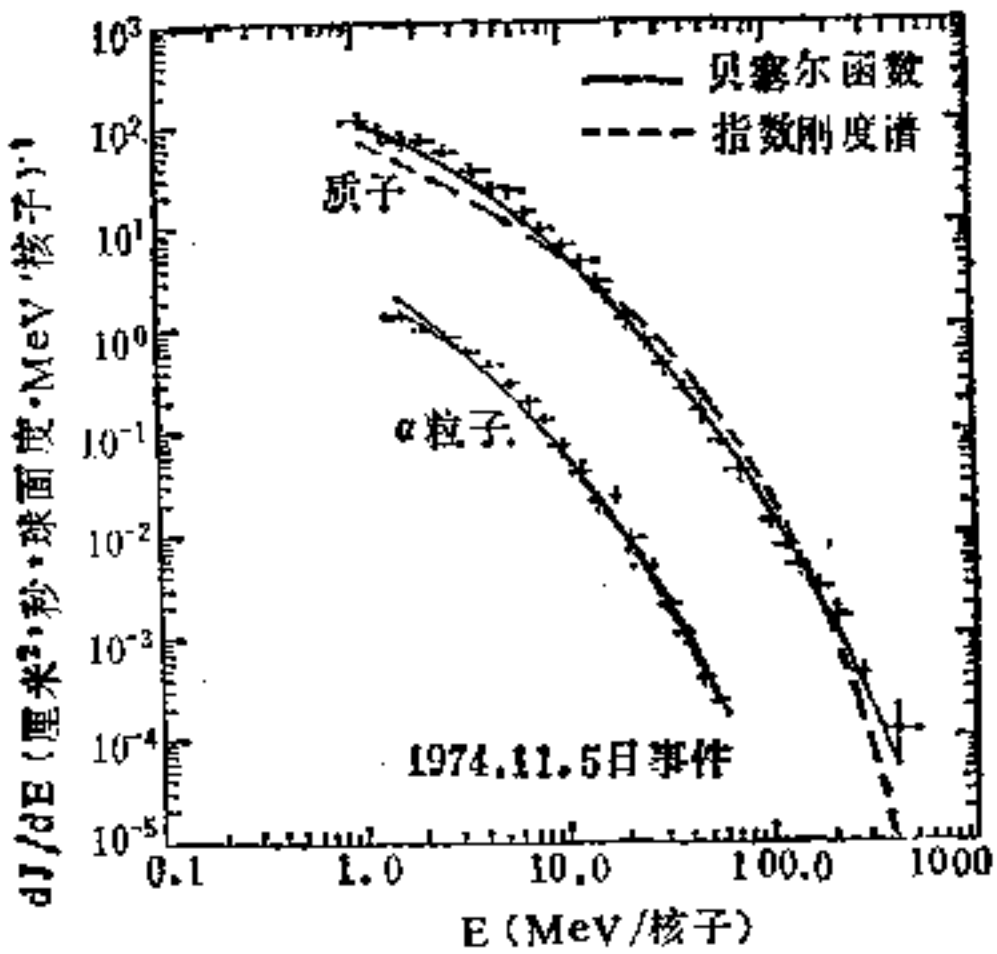


图 1.8　1974年11月 5 日事件的太阳质子和 α 粒子能谱

太阳电子和质子一样，其能谱也可以用能量的幂定律表示，对于不同的能量和事件，其谱指数是有很大差别的。Lin 等人[72]利用 IMP 卫星系列的观测资料，得到了能量在 20 千电子伏到 20 兆电子伏之间太阳电子的能谱。作为一个例

表 1.7 一些太阳宇宙线事件的质子通量和谱资料

时间	J_1 (>10兆电子伏)(厘米$^{-2}$)	J_1(>30 兆电子伏) (厘米$^{-2}$)	J_1(>60 兆电子伏) (厘米$^{-2}$)	R_n (兆伏)	J_{pk}(>10 兆电子伏) (厘米$^{-2}$·秒$^{-1}$)	J_{pk}(>30 兆电子伏) (厘米$^{-2}$·秒$^{-1}$)	J_{pk}(>60 兆电子伏) (厘米$^{-2}$·秒$^{-1}$)
1966.7.7—9	3.8×10^{7}	5.0×10^{6}	1.5×10^{6}	63a			
1966.9.2—6	1.6×10^{9}	8.0×10^{7}	1.3×10^{7}	50			
1967.1.28—2.8	7.5×10^{8}	1.4×10^{8}	5.0×10^{7}	78a			
1967.5.24—30	6.6×10^{8}	3.8×10^{7}	5.7×10^{6}	43	1.3×10^{4}	4.0×10^{2}	2.9×10^{1}
1967.12.3—6	2.8×10^{7}	5.8×10^{6}	3.1×10^{6}	86	3.9×10^{2}	1.3×10^{2}	4.8×10^{1}
1968.6.9—11	4.1×10^{8}	1.1×10^{7}	1.1×10^{6}	38	4.4×10^{3}	1.6×10^{2}	6.8×10^{1}
1968.10.31—11.3	2.6×10^{8}	1.5×10^{7}	2.5×10^{6}	43	1.7×10^{3}	1.3×10^{2}	1.8×10^{1}
1968.11.18—21	1.1×10^{9}	2.1×10^{8}	7.8×10^{7}	70	1.1×10^{4}	5.1×10^{3}	1.2×10^{3} a*
1968.12.4—9	2.8×10^{8}	4.0×10^{7}	7.0×10^{6}	55	1.9×10^{3}	3.9×10^{2}	6.5×10^{1}
1969.2.25—31	6.3×10^{7}	2.6×10^{7}	1.6×10^{7}	159	1.1×10^{3}	5.2×10^{2}	3.0×10^{2} a
1969.3.30—4.10	4.4×10^{7}	1.6×10^{7}	1.0×10^{7}	136	3.3×10^{3}	1.6×10^{2}	1.1×10^{2} a
1969.4.12—16	1.5×10^{9}	2.0×10^{8}	5.7×10^{7}	58	1.7×10^{4}	1.5×10^{3}	4.0×10^{2}
1969.11.2—6	8.7×10^{8}	2.6×10^{8}	1.2×10^{8}	93	1.6×10^{4}	9.2×10^{3}	2.5×10^{3}
1970.3.6—9	1.0×10^{8}	1.3×10^{6}	7.8×10^{4}	30	1.2×10^{3}	1.1×10^{1}	—
1970.7.23—25	8.1×10^{7}	7.2×10^{6}	3.6×10^{5}	27	2.6×10^{3}	1.0×10^{1}	—
1970.8.14—17	2.6×10^{8}	5.0×10^{6}	4.0×10^{5}	32	2.3×10^{3}	3.4×10^{1}	3.7×10^{0}
1971.1.24—29	1.5×10^{9}	3.4×10^{8}	5.9×10^{7}	62	1.5×10^{4}	5.1×10^{3}	1.1×10^{3} a
1971.9.1—5	3.8×10^{8}	1.6×10^{8}	5.5×10^{7}	103	4.4×10^{3}	2.0×10^{3}	8.3×10^{2} a
1972.5.28—6.1	6.9×10^{7}	6.6×10^{6}	1.5×10^{6}	57	4.9×10^{2}	3.4×10^{1}	1.5×10^{1}
1972.8.4—9	2.3×10^{10}	8.1×10^{9}	2.5×10^{9}	26.5	1.1×10^{5}	2.6×10^{5}	8.0×10^{4} a

* a 为大于 500 兆电子伏的粒子在 Deep River 中子堆记录到的宇宙线增加。

子，图 1.9 给出了 1973 年 9 月 7 日事件的太阳电子微分能谱[64]。

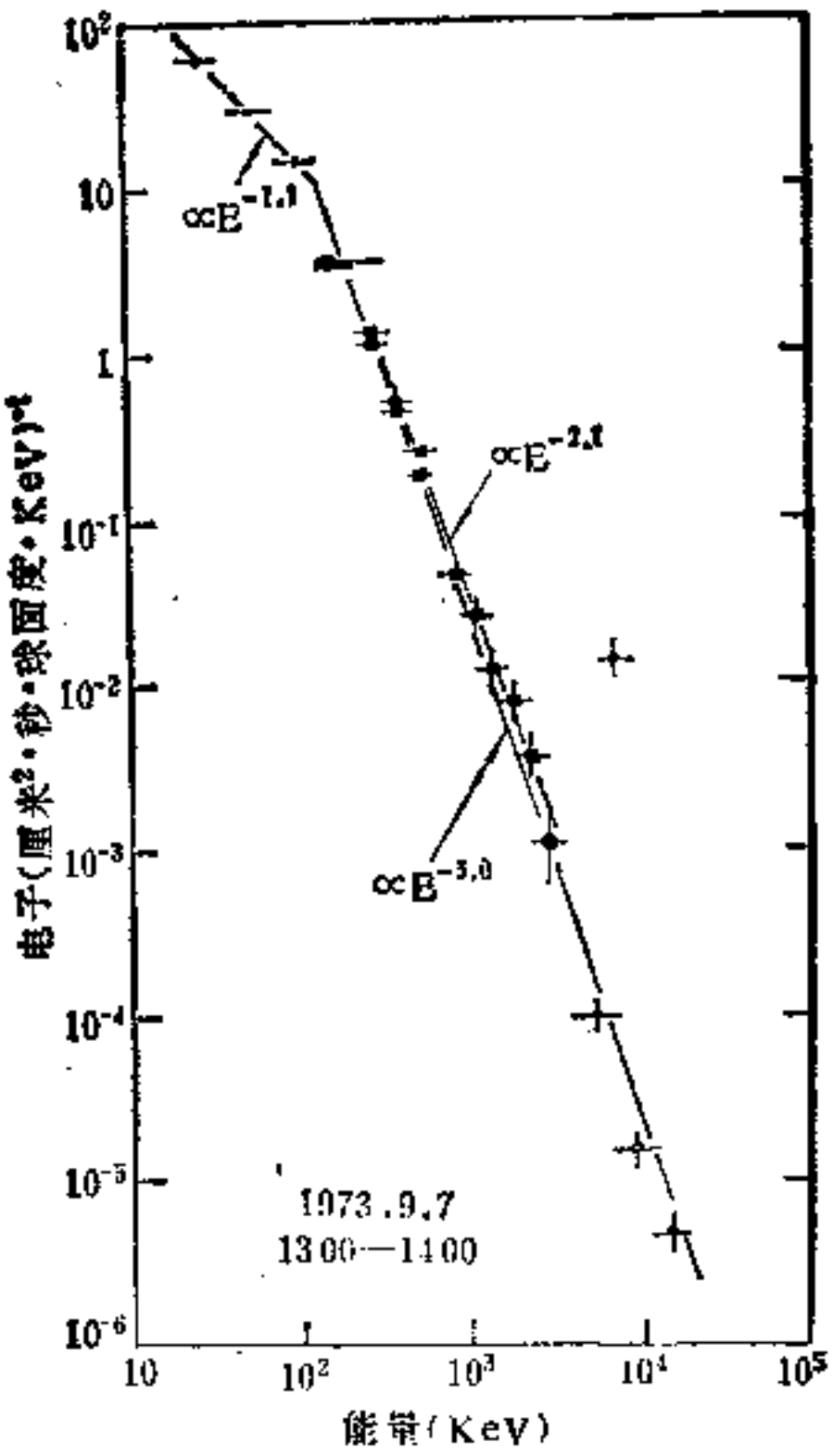


图1.9 1973年9月7日太阳电子事件的微分能谱

1.2.4 地磁效应与空间分布

太阳宇宙线的方向强度在空间是各向异性的。但是考虑到行星际电磁场和等离子体的调制作用，对于一般低能事件，在到达地球附近时已趋于各向同性。就是对某些相对论事件，虽然在事件开始时有较明显的各向异性，但经过很短时间(半

小时到一小时）的调制，也很快达到各向同性[73]。因此，太阳宇宙线的地磁效应完全类似于银河宇宙线。不同的是太阳宇宙线的能量大都比银河宇宙线低，受地磁场的影响和大气吸收更严重，所以在高纬和高高度才容易观测到它们，其空间分布可参阅文献[3]。

§ 1.3 太 阳 风

太阳风是从太阳连续不断向外喷射的等离子体流，即使在太阳宁静时也有这种粒子流存在。实际上它是太阳日冕的扩展，它至少延伸到几个天文单位[74]。太阳风的存在从五十年代初就提出来了，当时是根据极光、磁暴等地球物理现象的观测，以及彗星尾的观测间接推算出来的，Parker[75]称这种太阳微粒流为“太阳风”。第一个直接的观测证据是1962年“水手2号”（Mariner Ⅱ）飞船提供的，它取得了太阳风的通量和速度资料[76]，以后各种飞船的观测得到了太阳风更为全面的知识。

1.3.1 宁静太阳风的特点

通过一系列飞船的直接测量，已取得了表征太阳风特点的基本参量的平均值[77-79]，表1.8所列的参量就是宁静太阳风的典型特征。太阳风运动的平均方向几乎是太阳的径向

表 1.8 宁静太阳风的特征

质子密度	8个粒子/厘米^3	太阳风速度	320公里/秒
质子通量	2.4×10^8个粒子/厘米^2·秒	动能通量	2.2×10^{-4}瓦/米^2
质子温度	4×10^4 K	质子的热各向异性比	2
电子温度	10^5 K	磁场强度	5γ

方向，但偶尔也出现大约 10°的偏离。由于地球的轨道速度大约为 30 公里/秒，因此有大约 5°的偏差。

从表 1.8 可以计算太阳风整体运动的能密度、热运动的能密度和磁能密度（等离子体也包含电场，但它的能密度是非常小的，大约是磁能密度的 10^{-6}—10^{-5}），它们的相对值在表 1.9 中列出，以整体运动的能密度作为 1 。

表 1.9　太阳风中的相对能密度

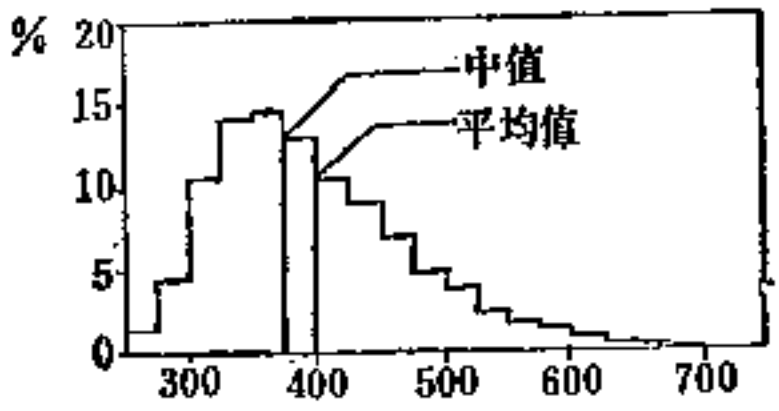
整体运动的能密度	1	质子的热能密度	1/120
电子的热能密度	1/50	磁能密度	1/70

必须注意的是，太阳风等离子体的参量（表 1.8）是在一个较宽的范围内变化的。图 1.10 和 1.11 分别定量地给出了太阳风运动的速度、质子密度、质子温度和磁场强度的分布。此外，各种参量并不是独立变化的，它们之间具有一定的依赖关系。比如质子的密度、温度是随太阳风速度而变化的，质子密度随太阳风速度的增大而减小，质子温度随太阳风速度的增大而升高。

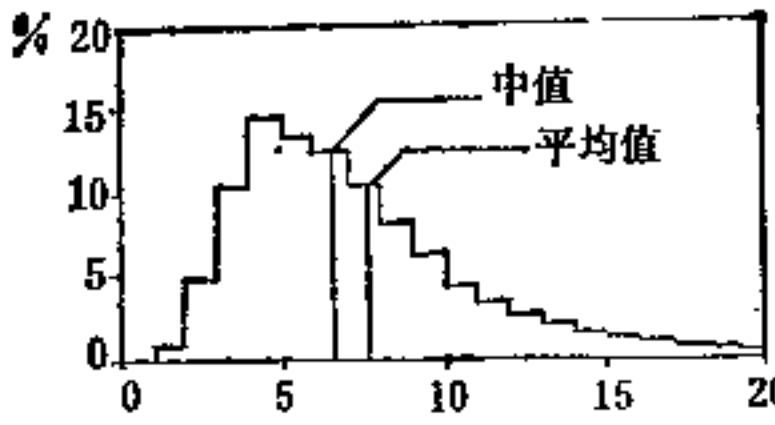
1.3.2　太阳风的成分

太阳风主要由氢等离子体组成，也包括少量的其他成分。第二个较丰富的成分是氦，它们中绝大多数是双电荷的 $^4He^{++}$，即 α 粒子，也观测到少量的 $^3He^{++}$ 和 $^4He^{+}$。氦与氢的比值在 1 %—20%之间变化、平均为 4.5%左右[77]。

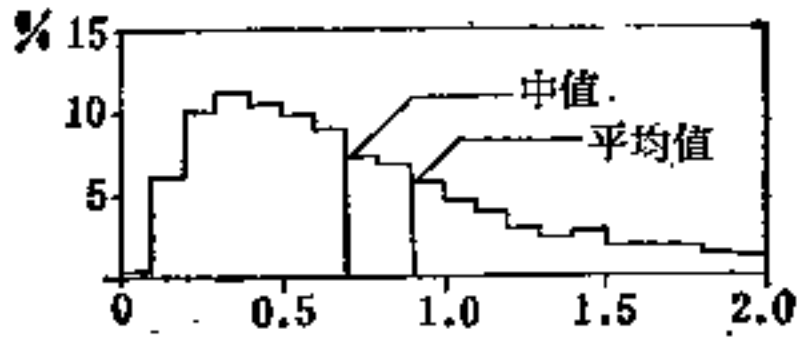
此外，还观测到存在于太阳风中的其他一些正离子，比如 $^{16}O^{+5}$，$^{16}O^{+6}$ 和 $^{16}O^{+7}$，以及 Ne,Si,Ar，Fe 等离子[78-80]。图 1.12 是测量的正离子每单位电荷的能谱，图中 A 是灵敏度较高的计数道的计数，B 是灵敏度较低的计数道的计数。



(a) 太阳风速度，公里/秒



(b) 质子数密度，厘米 ^{3}



(c) 质子温度10^{5}K

图 1.10 太阳风速度 (a) 、质子密度 (b) 和质子温度 (c) 出现频率分布图

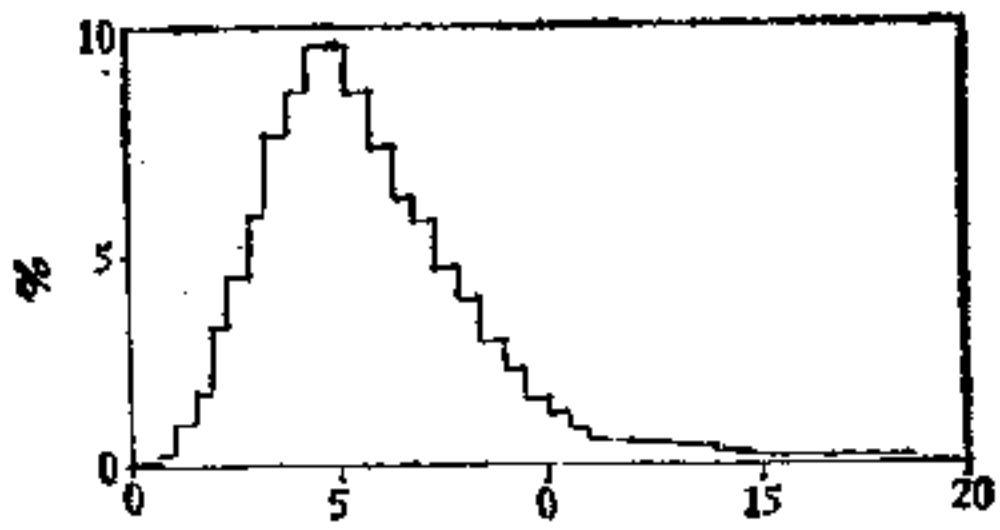


图 1.11 行星际磁场强度值出现频率分布图

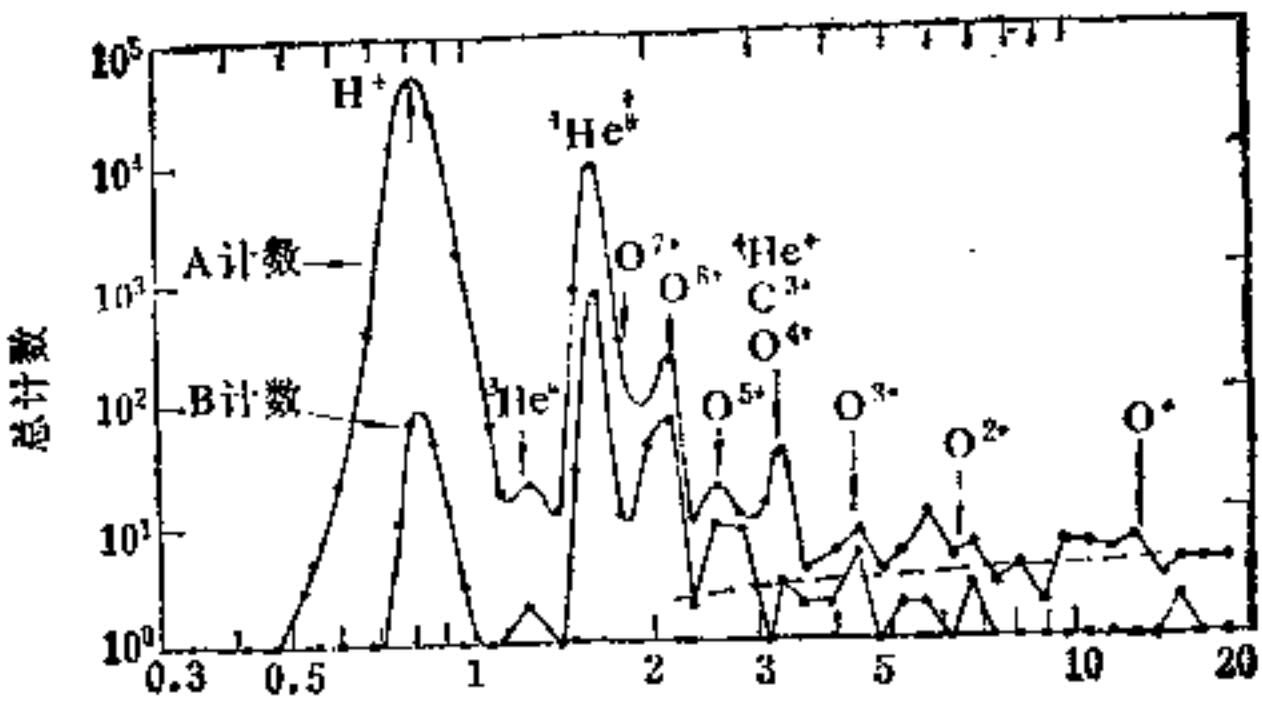


图 1.12　太阳风中正离子单位电荷的能谱

1.3.3　行星际磁场

在行星际等离子体中磁场的存在是 Alfven 的磁暴和极光理论所预言的，此后又被大量的观测事实所证实。这磁场冻结到等离子体中，并由离开太阳的等离子体携带出来。这个过程在行星际空间感应出电流，太阳风磁场几乎完全是由这些行星际电流产生的，因此可以把它作为真实的行星际磁场。行星际磁场的典型值是大约 5 γ（1 $\gamma=10^{-5}$高斯）。

Parker[81]在 1958 年指出，由于太阳的旋转和径向流动的太阳风，将使行星际磁场向外拉长成为阿基米德螺旋形，如图 1.13 所示的那样。螺旋角φ由太阳的角速度 $\omega\theta$、离开太阳的距离 r 和太阳风速度 u 确定。在地球轨道附近，在黄道面内行星际磁场和地球-太阳方向之间的平均角度φ大约是45°；在垂直黄道面内，其分布基本上在黄道面附近，垂直分量一般很小，约为 0.5—1 γ左右[77,82-84]。

行星际磁场是由大尺度的螺旋场和小尺度的不规则变化

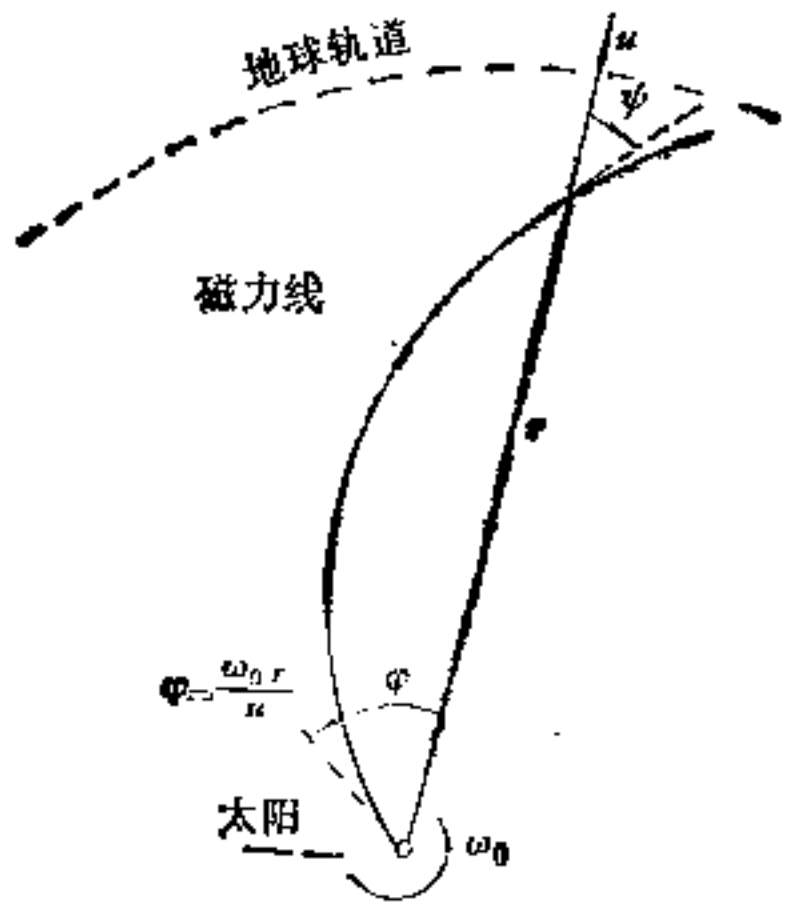


图 1.13　行星际螺旋场示意图

场迭合而成的，它随太阳共旋，具有准稳态性质。观测发现，地球近空行星际磁场有如图 1.14 所示的准稳态扇形结构。其

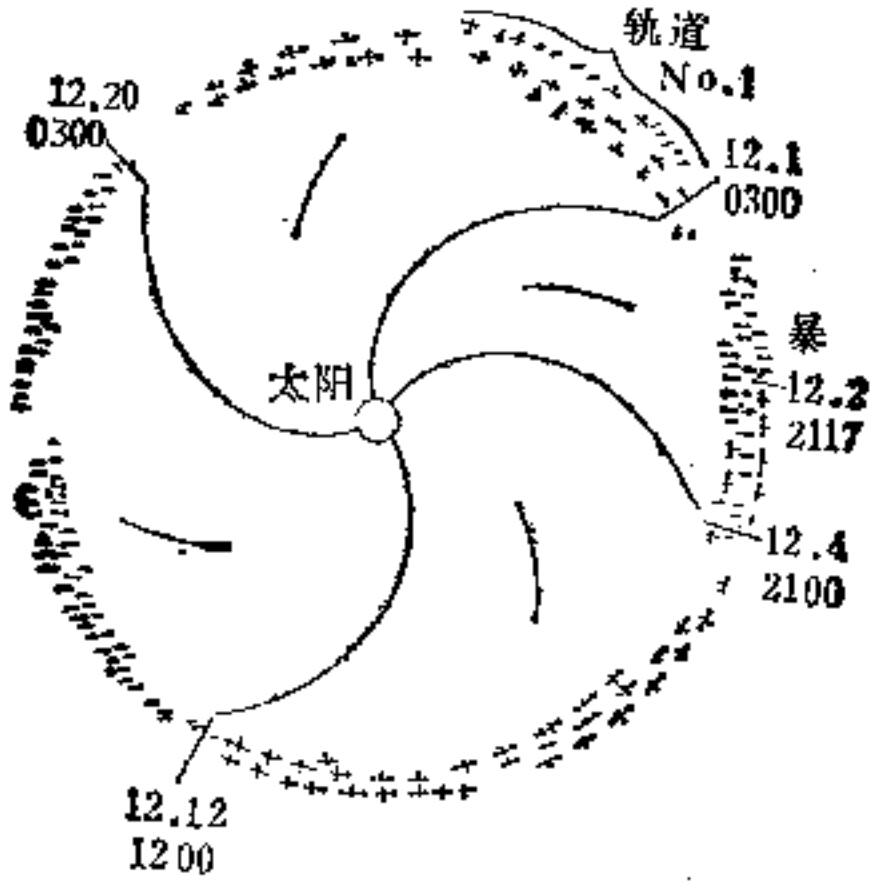


图 1.14　行星际磁场的扇形结构

特征是磁极性连续几天以一种为主，此后极性又突然相反，

相反极性之间形成扇形边界。这种扇形结构一般可保持几个太阳自转周以上，随太阳共旋而基本不变，这是大尺度螺旋场的一种基本结构。

1.3.4 扰动太阳风

扰动太阳风有两类：一是周期性地再现，即所谓高速流；另一类是非周期性的扰动，即所谓冲击波。周期性的扰动常与太阳自转周期一致，显示出行星际等离子体的一个共旋结构。这个结构是由于从太阳活动区发射出的快速等离子体流，在地球轨道附近的速度约 600—700 公里/秒，有时还更高。这种快速流的寿命可长达几个月之久，它常与地磁 K_p 指数增加的重现性周期相联系。

太阳风的非周期扰动是从太阳向外传播的冲击波引起的。当太阳有大耀斑出现时，抛射物质使邻近太阳风等离子体和磁场受到压缩，如果它的速度超过了邻近太阳风的速度，因大于该地声速（或 Alfven 速度），将在受压缩的邻近等离子体壳的前沿形成冲击面。这种冲击造成流速、质子温度、磁场强度的增加，这种冲击后观测到的扰动叫作冲击波，它持续一天到两天。

§1.4 磁层中的带电粒子

人造地球卫星出现后不久，就发现在近地空间的某些区域存在高强度的带电粒子，而这些粒子是被地磁场捕获的，人们称它为地球辐射带。由于地球辐射带是美国学者 Van Allen 首先探测到的[85]，所以也常叫它 Van Allen 辐射带。通过卫星的大量观测，对辐射带的特征已有了较全面的了解[1-4,86-95]。根据捕获粒子分布在空间的不同位置，可分为内

辐射带和外辐射带。此外，磁层中还有大量的等离子体，主要集中在磁尾的等离子体片和等离子体层中，磁层的空间结构如图 1.15所示[96]。当空间出现扰动时，还有一些粒子从极区沉降到大气中来，即所谓极光粒子。根据辐射带粒子在磁场中运动的特点，可以用 B-L 坐标来描述辐射带粒子的空间分布[97]。B 为空间某点的磁场强度，L为磁壳参数，对某一特定的磁壳，L 是常数。在中心偶极子地磁场近似下，L 即为磁壳在赤道面上离地心的距离。

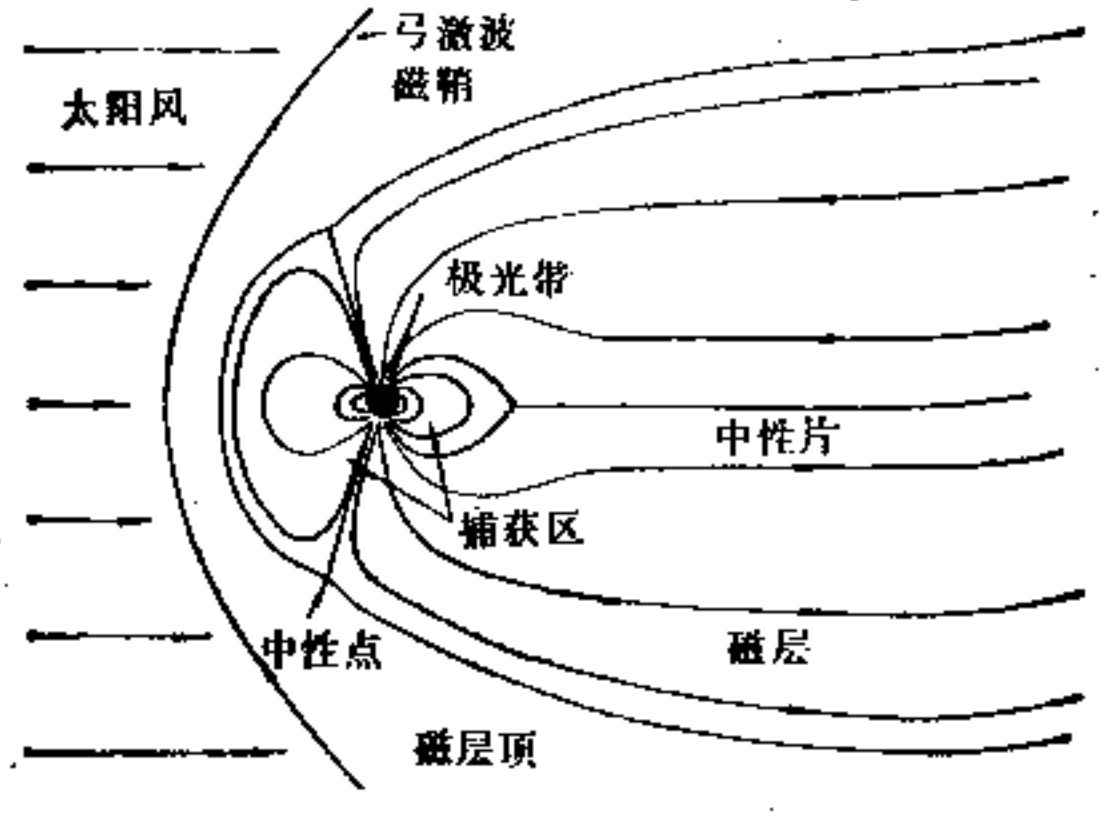


图 1.16　地球磁层结构示意图

1.4.1　内辐射带

内辐射带主要由质子和电子组成，其他成分所占比例很小。除探测到重氢和氚核外[4]（是质子的 10^{-3}量级），还探测到α粒子的存在，它与质子的通量比约为 10^{-4}量级[97]。

内辐射带的空间范围在赤道平面上大约为 600—10,000 公里的高度，在子午面纬度边界上大约为 40°左右。中心位置随粒子的能量大小而异，一般是低能粒子的中心位置离地

球远些，高能粒子的中心位置离地球近些，大致分布情况列于表 1.10 中[3]。

表 1.10　内辐射带中心位置和最大强度

粒子类型	能量范围(兆电子伏)	最大通量(厘米^2·秒)$^{-1}$	中心位置高度(公里)
质　子	$E>4$	$>10^6$	~5000
	$E>15$	$>10^5$	~4000
	$E>34$	$>2\times10^4$	~3500
	$E>60$	$>4\times10^3$	~3000
电　子	$E>0.5$	$>10^8$	~3000

1．内辐射带质子

内辐射带质子的能量从数百千电子伏到数百兆电子伏之间，它们的积分全向通量从 10^0—10^8(厘米^2·秒)$^{-1}$ 内变化，其积分能谱可以表示为指数函数：

$$J\ (>E,B,L)\ =F_i\ \ (>E_i,B,L)$$
$$\times\exp\left[\frac{E_i-E}{E_{0i}\ (B,L)}\right] \qquad (1-19)$$

式中$J(>E,B,L)$表示能量大于 E，在 B,L 处的全向强度，$F_i(>E_i,B,L)$表示能量大于 E_i，在 B,L 处的全向强度，E_{0i}是相应的能谱参数，它是 B,L的函数。内辐射带质子的微分能谱可写为：

$$\varphi\ (E)\ dE=\ \frac{F_i\ (>E_i,B,L)}{E_{0i}}$$
$$\times\exp\left(\frac{E_i-E}{E_{0i}}\right)dE \qquad (1-20)$$

由公式(1-19)可以看到，积分强度 $J\ (>E,L,B)$ 是能量、磁场和磁壳参数的函数，因此，有了 B,L 参数就能确定某一能量粒子的空间分布。图 1.16 是对几个能阈的质子赤道积分全向通量的径向分布[98]，很明显，捕获质子不论是能量和强度都有很宽的范围。

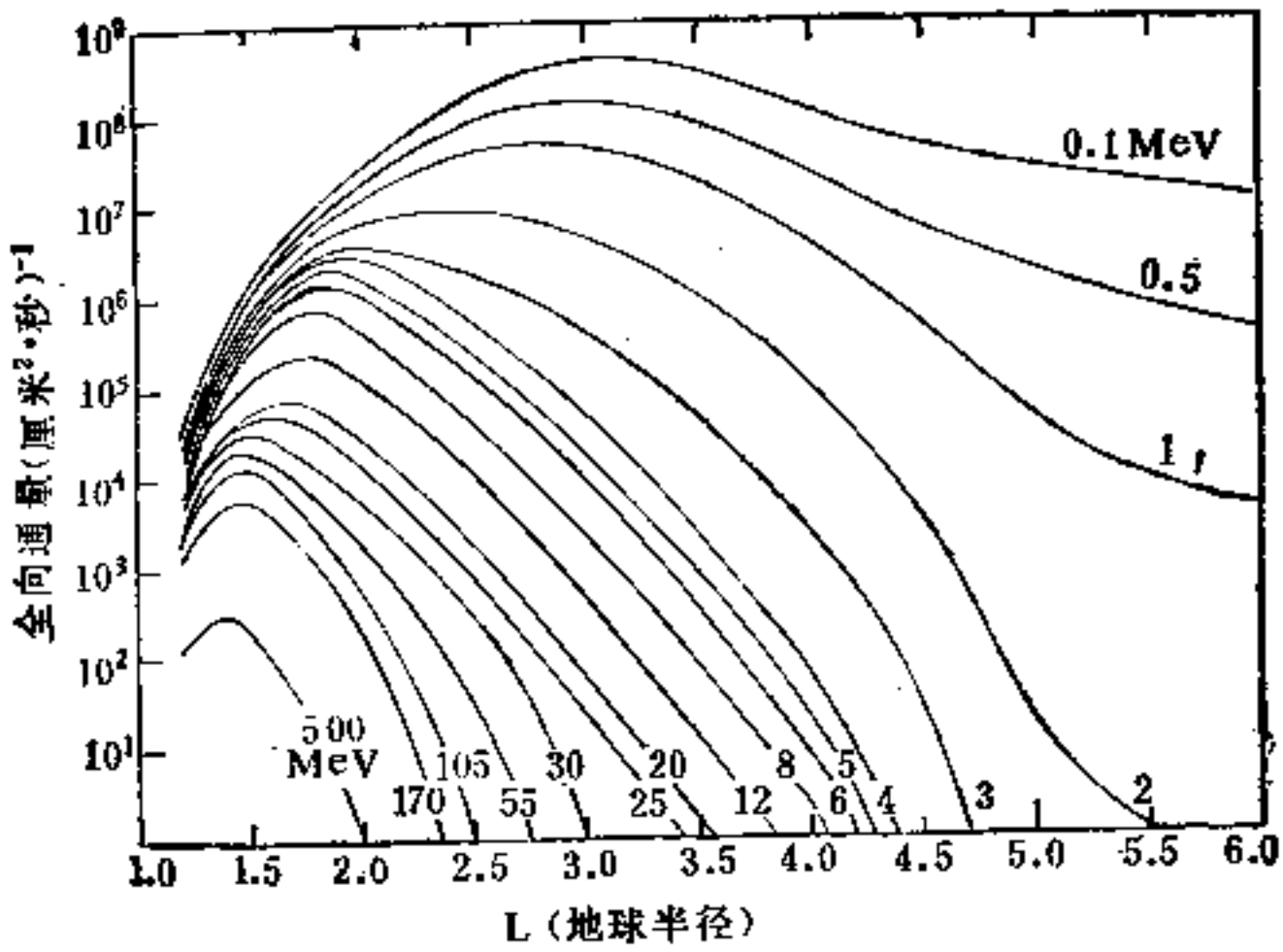


图 1.16　内辐射带质子赤道积分全向通量的径向分布

空间分布还可以用 R-λ 图形来表示，其中 R 是离地心的距离，λ 为纬度。它们与 B,L 的关系是[92]

$$B=(M/R^3)[(4-3R)/L]^{1/2} \qquad (1-21)$$

$$R=L\cos^2\lambda \qquad (1-22)$$

式中 M 是地磁偶极矩。

2. 内辐射带电子

内辐射带的电子包括天然电子和人工辐射电子。人工辐

射电子是由高空核爆炸产生的、被地磁场捕获而形成的人工辐射带。由观测知道，通常天然电子的能量都小于0.69兆电子伏，能量大于0.69兆电子伏的电子大都属于人工辐射电子。

高空核爆炸是从1958年8月至1962年11月间进行的，造成人工辐射带电子的主要核爆炸是1962年7月9日的“星鱼”(starfish)核爆炸，这种人工电子也称“星鱼电子”。它的强度随时间不断地减少，这种现象称为人工电子的衰减，它满足以下关系：

$$N(T_2)=N(T_1)e^{-(T_2-T_1)/\tau} \qquad (1-23)$$

式中 $N(T_2)$和 $N(T_1)$分别为T_2和T_1时的电子强度，T_1和T_2分别为开始和以后的时间，τ为衰减时间。按照这种衰减规律，到目前它已经基本衰减完了，剩下的主要是天然电子。

内辐射带电子的能谱也可以用指数函数表示，其积分谱为：

$$J(>E,L,B)=F(>E_1,L,B)e^{\frac{E_1-E}{E_0}} \qquad (1-24)$$

式中 $F(>E_1,L,B)$为能量大于E_1的全向积分强度，E_0为能谱参数。相应的微分能谱是：

$$\Phi(E)dE=\frac{J(>E_1,L,B)}{E_0}\ e^{\frac{E_1-E}{E_0}}\ dE \qquad (1-25)$$

1.4.2 外辐射带

在赤道平面内外辐射带的平均位置离地面约一万到六万公里，其中心强度的位置离地面约两万到两万五千公里。同步卫星运行的高度（同步高度＝35,884公里）就位于外辐射

带中。外辐射带主要由电子和质子组成，而质子的能量很低，通常在数兆电子伏以下，其强度随能量增加而迅速减小，在同步高度上能量大于 2 兆电子伏的质子通量已比银河宇宙线通量小一个数量级。此外还有少量α粒子存在，发现在 $L\simeq3.1$ 处捕获α粒子有一个最大强度，它的微分强度与质子的比值是 0.05 左右，积分谱强度的比值（$E>0.52$兆电子伏/核子）是 2.3×10^{-4}[30]。

1. 外辐射带质子

外辐射带质子通量随离开地球的距离而迅速下降，各种能量质子随距离的变化具有相同的变化形式。图 1.17 就是

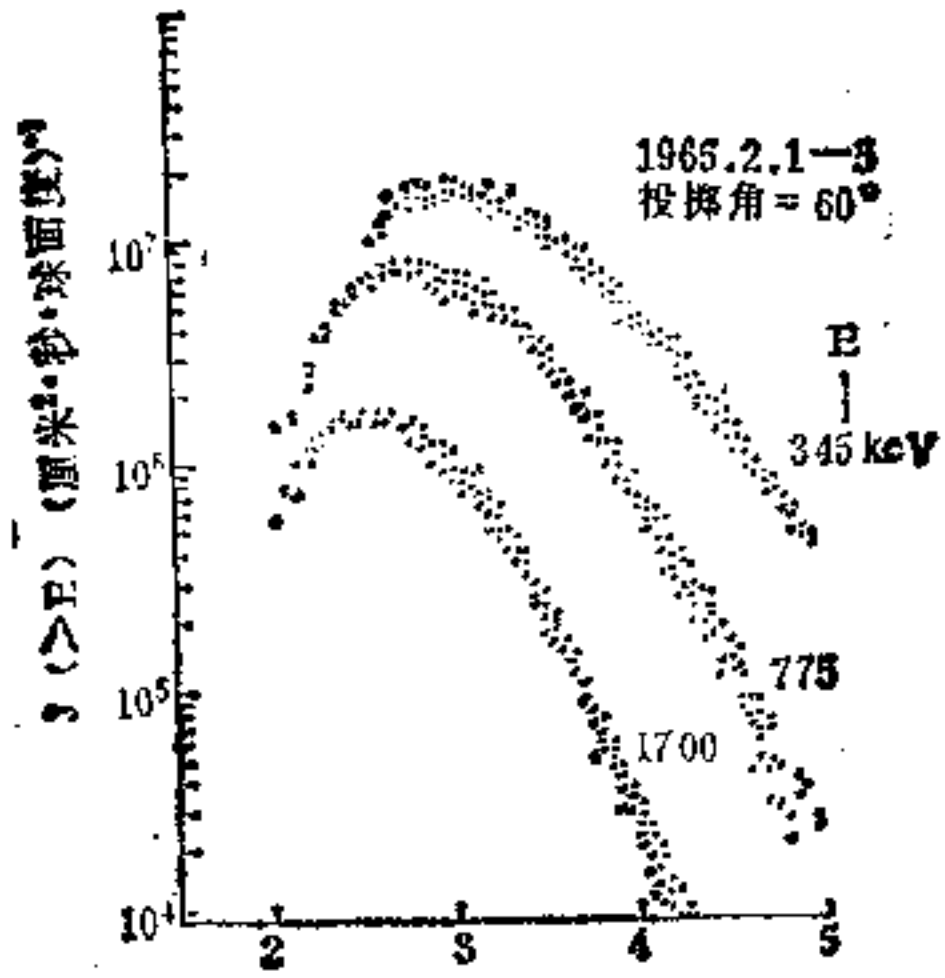


图 1.17 质子积分强度随距离L的变化

几种能量的质子积分方向强度随L的变化[94]。从图中可以看到，对于能量等于 1700 千电子伏的质子，当L从3到 4 变化

时，积分强度相差几乎两个数量级。当到了同步高度附近（$L=6.6$），相同能量的质子积分方向强度就小于1个粒子/厘米^2·秒·球面度。

外辐射带质子的能谱可以用一指数形式表示，对于同步高度，能量在400千电子伏—4兆电子伏范围内的质子积分全向通量可写为：

$$J(>E,B,L)=F(B,L)\times\exp[(0.4-E)/E_0(B,L)] \qquad (1-26)$$

式中$F(B,L)$是分布函数，E_0是谱参数。在磁赤道$F(B_0,L)=4.0\times10^5$个粒子/厘米^2·秒，$E_0(B,L)=0.111$兆电子伏。

外辐射带质子强度与投掷角有关，当投掷角增大时，质子强度也增加。对于不同的质子能量，基本上有大致相同的形式。图1.18是各种能量的质子在给定L值处，强度与投掷

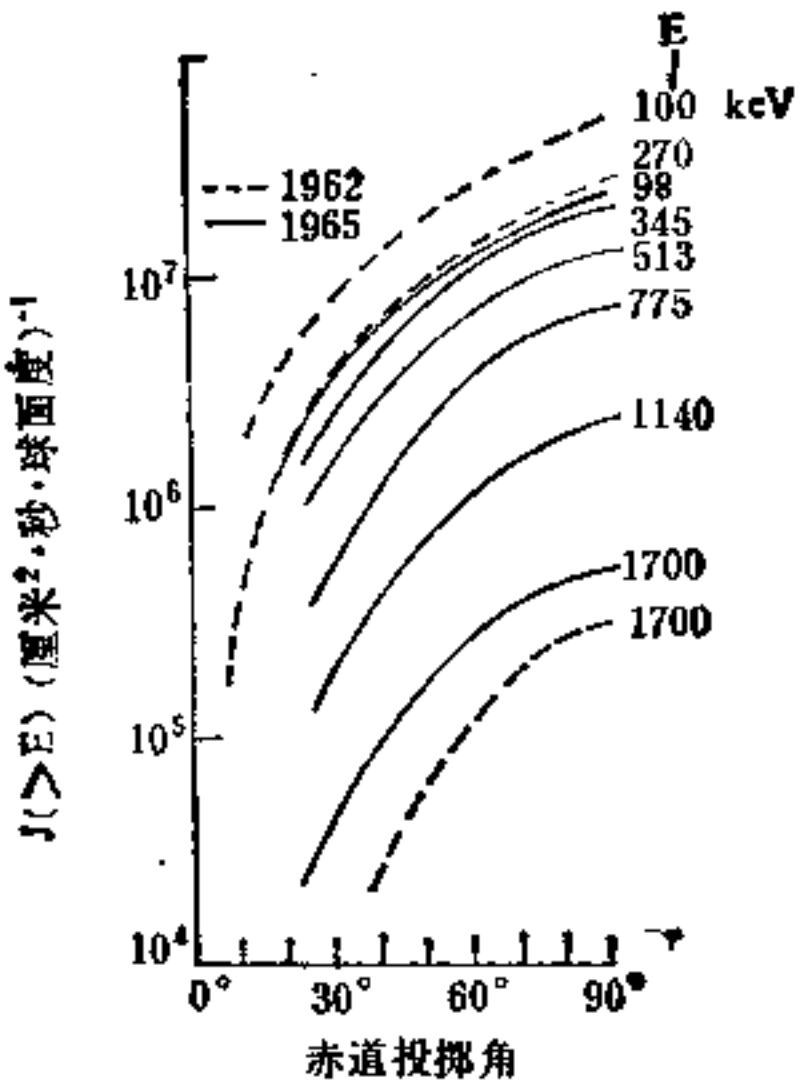


图 1.18 外辐射带质子强度的投掷角分布（$L=3.5$）

角的依赖关系[94]，图中给出了 1962 年和 1965 年两个时期的观测值，由此也可以看到它们的时间变化。此外，在磁扰时它们的强度也要发生变化。

2. 外辐射带电子

Williams[91]综合了太阳活动极小到极大值期间不同能量电子的观测资料，得到了时间平均全向积分通量随L值的变化，图 1.19 是电子能量大于 0.05 兆电子伏到大于 3 兆电

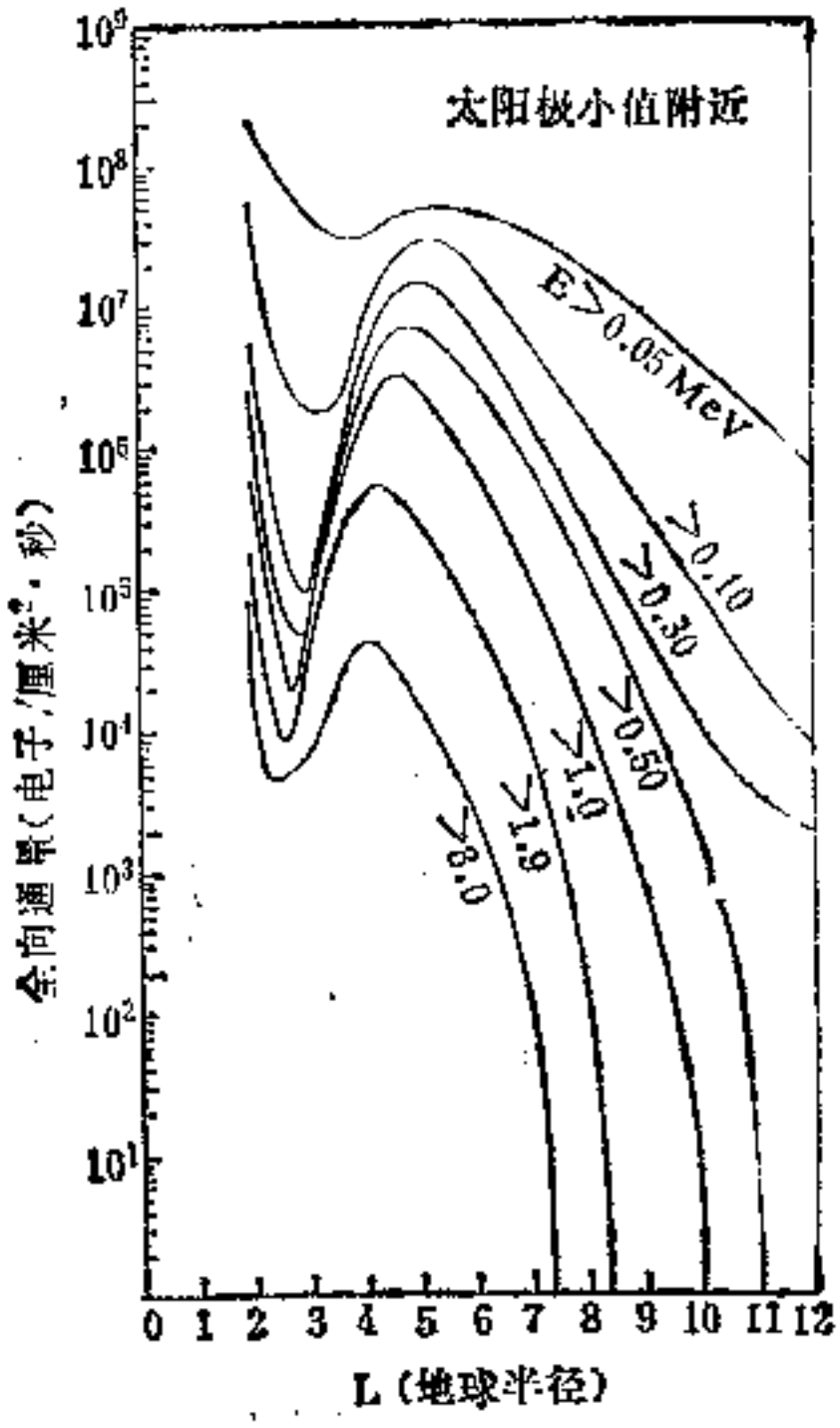


图 1.19 时间平均积分电子通量随L的变化

子伏的 7 个能阈的变化曲线。可以看出，能量大于 3 兆电子

伏的电子几乎不在 $L=7$ 以外的区域出现，而能量大于0.05兆电子伏的电子在 $L=2$—12 之间都具有很高的通量。在同步高度附近，具有各种能量的电子，而能量大于 1 兆电子伏的电子全向通量高于 10^5个粒子/厘米^2·秒。

外辐射带电子的时间平均积分能谱也可以用指数函数的形式表示。在同步高度上，能量大于 10 千电子伏的电子积分能谱可写为[30]：

$$J(>E,B/B_0,\varphi)=cA(\varphi)(B/B_0)^{-b}E^{N(\varphi)} \times \exp[-E/E_0] \qquad (1-27)$$

式中B为地磁场，B_0为赤道上的B值，即 $B/B_0=1$，φ 为地方时，$c=9\times10^7$（太阳活动极小时），$c=4.5\times10^7$(太阳活动极大时)，$b=0.625$，$E_0=0.215$，$A(\varphi)$ 和$N(\varphi)$是地方时的函数。如果能量在 0.5 兆电子伏以上，这个能谱可表示为：

$$J(>E,B/B_0)=5.04\times10^7(B/B_0)^{-0.625} \times \exp[-E/0.215] \qquad (1-28)$$

必须注意的是，外辐射带电子通量有显著的时间变化，有的变化可达两个数量级之多。时间变化包括有地方时变化，磁暴时的变化，27 天变化，太阳活动周变化等[30,91,95]。

1.4.3 磁层中的等离子体

由于太阳风的压缩，使地球磁力线向背阳面延伸，而且将磁力线拉开形成张开的磁尾。磁尾是由方向相反的张开的磁力线组成，在赤道的北面磁力线向着地球，南面的磁力线离开地球，在赤道附近构成中性片。磁尾中存在等离子体，但密度很小，$n<0.1$个粒子/厘米^3，电子的能量密度小于 0.01 千电子伏/厘米^3，质子的能量密度小于 0.1 千电子伏/厘米^3。大量的等离子体主要集中在等离子体片和等离子体

层中[99]，如图 1.20 所示。

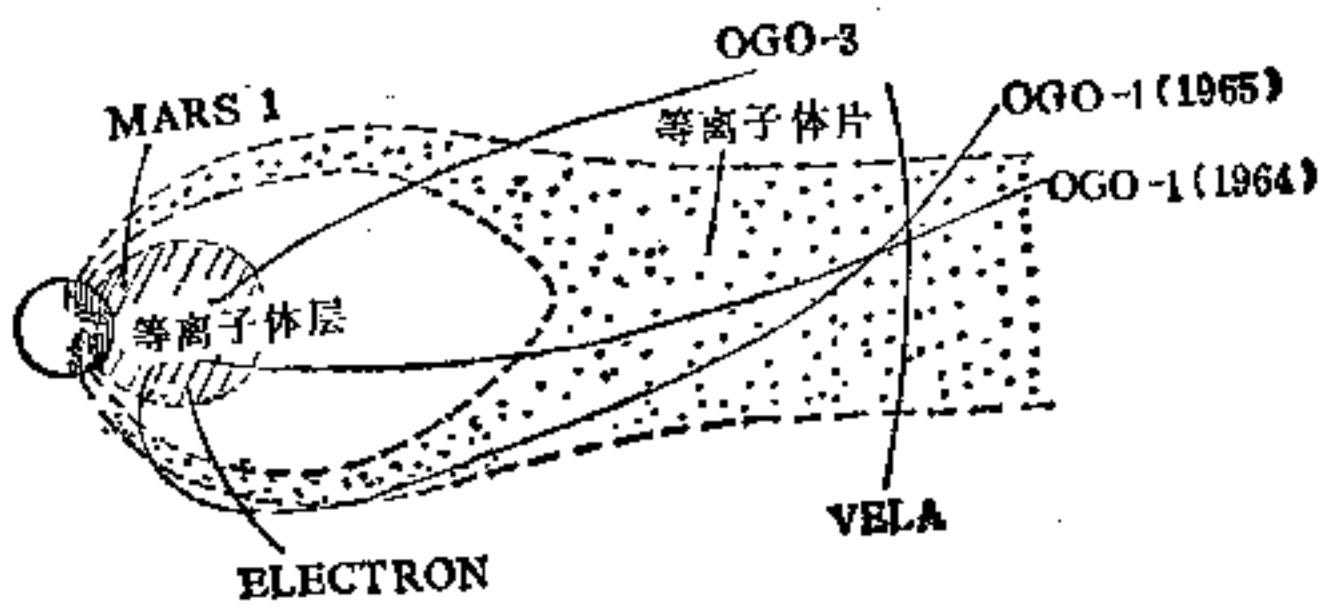


图 1.20　磁层中等离子体片和等离子体层分布示意图．其中也给出了探索这些区域的飞船轨道

在中性片两边约 10 个地球半径的范围内充满着密度较高的等离子体，这一区域称为等离子体片。其中等离子体密度大约为（0.5—1）个粒子/厘米^3，电子温度$\geqslant 10^4$K，平均自由程$\geqslant 10^9$米。观测表明[100]，在平静时中性点的位置大约在 100 个地球半径左右，吞并区的长度大约为 10 个地球半径，厚度为几十公里。吞并区中主要是电子，能量大于 0.5 千电子伏的电子数密度大约为 10^{-2}个电子/厘米^3，其通量为（10^7—10^8）个电子/厘米^2·秒。能量大于 39 千电子伏的质子要比能量大于 0.5 千电子伏的电子通量小几个数量级。

等离子体层是位于电离层之上一个密度比等离子体片高得多的等离子体区域，由于它的热能比磁能小很多，所以，它属于冷等离子体。其下部与电离层连接，并处于热平衡状态，有时也称为外电离层。等离子体层的密度约为（10^3—10^4）个粒子/厘米^3，随距离变化不大。电子温度约为 10^3—10^4K，平均自由程为 10^4—10^8米，磁场为 3×10^{-4}高斯。等离子体层的外边界称为等离子体层顶，其位置随太阳活动变化较大，平静时大约为 5 — 6 个地球半径，但当磁层亚暴发生时，可

向内推近到2—3个地球半径。

1.4.4 极光粒子

极光粒子是能量从小于100电子伏到数百千电子伏之间的超热粒子，它沉降到大气层引起大气的电离和激发，高纬的极光就是由此形成的，故称为极光粒子。同时较高能的极光粒子使低电离层的电离增强，影响无线电波的传播。极光粒子的沉降绝大部分发生在磁纬55°以上，部分高能粒子沿相应的磁力线可以到达中纬地区，造成中纬低电离层的电离增强[101-104]。

极光粒子主要是电子，它有较高的强度，比如在430公里左右最大强度达10^{10}个粒子/厘米^2·秒[101]。沉降的质子能量很低，其强度比电子小很多。测量表明，来自质子的能量输入约占电子能量输入的10—20%。此外，最近还发现有少量的重粒子沉降。

极光电子的能谱按照它的形状、空间分布、与高层大气现象的关系，可以分为具有不同特征的三个部分：

1）在最低能量区域(<0.5千电子伏)能谱绝大部分是平滑的，但有时也有起伏，投掷角分布在沿磁力线方向常常出现峰值。沉降的空间分布很广，它不产生明显的极光形态，但是它携带场向电流。

2）能量在0.3—20千电子伏范围内的粒子，它产生极光的形态，它携带沉降粒子的绝大部分能量，并表现出强的空间结构。在这个范围内的能谱绝大部分包含着一个或多个峰值（在极光驱散之前），但在极光驱散之后就变得平滑了。投掷角分布一般接近于各向同性。

3）能量大于15千电子伏的高能极光粒子，它不是能量和电流的携带者，这些粒子的通量在空间和时间变化方面都

比较大，能谱的绝大部分还是平滑的，但并不全这样。当沉降粒子的强度不太高时，投掷角分布象是一个倒空的损失锥，但在强的事件中，通量都近于各向同性分布。

§1.5 空间X射线

空间X射线主要包括：①太阳X射线。除宁静时太阳日冕发射的X射线外，在太阳发生耀斑时还出现X射线暴；②宇宙X射线。它是来自太阳系以外的X射线，包括宇宙弥散X射线背景，分立源发射的X射线，以及一些星体发射的脉冲X射线和X射线暴；③地球极光带X射线。它是由沉降电子在极区大气层中轫致辐射产生的。

1.5.1 太阳X射线

1. 分类

太阳X射线是在有了火箭和人造地球卫星之后才被人们认识的。现在知道，太阳发射0.001—100Å之间的X射线。在X射线长波一端，它们属于光学的领域，其单位是埃；在短波一端X射线光子属于核物理领域，其能量单位是电子伏（电子伏）。这两个单位的关系是[105]

$$\lambda\,(\text{Å}) \times E\,(\text{千电子伏}) = 12.34 \qquad (1\text{-}29)$$

式中λ是光子的波长，E是光子的能量。

X射线按能量（或波长）可以分为两大类[106]：

软X射线　$\lambda > 1$Å　或$E < 10$千电子伏；

硬X射线　$\lambda < 1$Å　或$E > 10$千电子伏。

硬X射线还可以分为如下三类：

万电子伏区　0.1Å$< \lambda <$1Å；

十万电子伏区　0.01Å$< \lambda <$0.1Å；

百万电子伏区　0.001 Å <λ<0.01 Å。

按照 X 射线在太阳上的产生过程，又可分为准热 X 射线发射和非热 X 射线发射。日冕等离子体发射的 X 射线叫准热 X 射线，非热 X 射线与高能现象有关，通常在太阳耀斑时发射非热 X 射线。

2. X射线在地球大气层中的吸收

地球大气层几乎全部屏蔽了来自太阳的 X 射线，使它不能到达地球表面。然而高能 X 射线可以穿入高层大气的一定深度，图1.21给出了 X 射线在大气层中的透射率作为高度的函数（在0.1—100 Å 波长内）[105]。从图中的曲线可以看出：

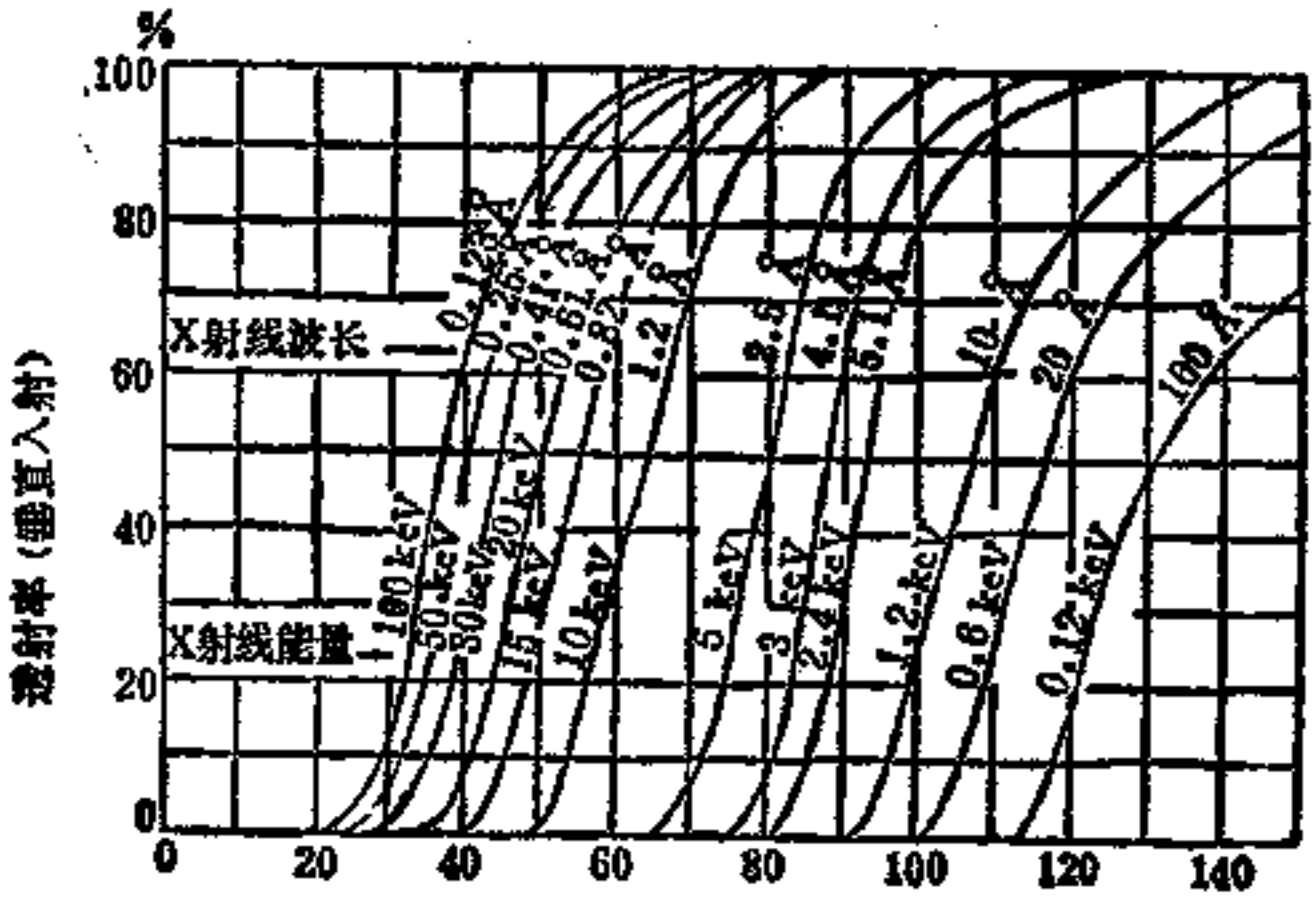


图 1.21　地球大气对X射线的吸收（透射率作为高度的函数）

1）在气球的实际最高高度（40公里），只有硬 X 射线能够到达，能量小于15千电子伏的 X 射线是不能在气球上观测到的。

2）软X射线只有在火箭和卫星可以到达的高度上才能观测到。在80公里，即电离层D层的中部，3千电子伏的X射线只有大约10%能到达。

3．太阳X射线的通量

X射线通量常用尔格/厘米^2·秒·Å(微分谱)表示，或用尔格/厘米^2·秒(积分谱)表示，有时也用光子数代替能量。太阳X射线的通量是随能量(波长)、太阳活动程度变化的，一般情况下，100Å以内的太阳X射线总通量约在0.1—1尔格/厘米^2·秒范围内变化。通量主要集中在20—100Å波段内，8—20Å内X射线通量在10^{-4}—10^{-2}尔格/厘米^2·秒内变化，8Å以下的X射线通量在10^{-5}—10^{-3}尔格/厘米^2·秒内变化[3]。

太阳X射线同其他光辐射一样，其光谱也是在连续背景上迭加不少线光谱。上述的通量值都是相应波长范围内的连续背景和线谱通量之和。人们对太阳X光进行了大量的分光测量，发现有近百条的X光谱线。20Å以下的X光由碳、氮、氧等高次电离的离子和电子复合生成的连续谱为主，谱线则是由铁、钙、镍、氖、钠等高次电离的离子发出的。波长大于20Å的X光，则主要是碳、氮、氧等低次电离的离子线谱，以及由电子的韧致辐射和电子与氢、氦离子复合而生成的连续辐射为主[3,107]。

4．X射线暴

当太阳出现耀斑时，常伴随X射线强度的急剧增加，即所谓太阳X射线暴。到目前为止，已观测到数以百计的X射线暴[108]，其基本特征是：

1）X光的辐射通量大大增加，尤其是短波部分，通量增加更大。在大耀斑时，8Å以下的X光通量可增大数百倍，

8—20Å的通量可增大数十倍，而100Å以下的总通量--般为宁静时的2到3倍。

2）X射线通量随时间变化很快。对于硬X射线脉冲上升时间一般只有几秒钟，随波长变短而上升愈快。衰减时间也较短，暴的总持续时间一般不到十分钟。图1.22是一个X射线暴时间变化的典型例子[105]，它的脉冲上升时间大约只有一秒钟，有效能量约为40千电子伏。

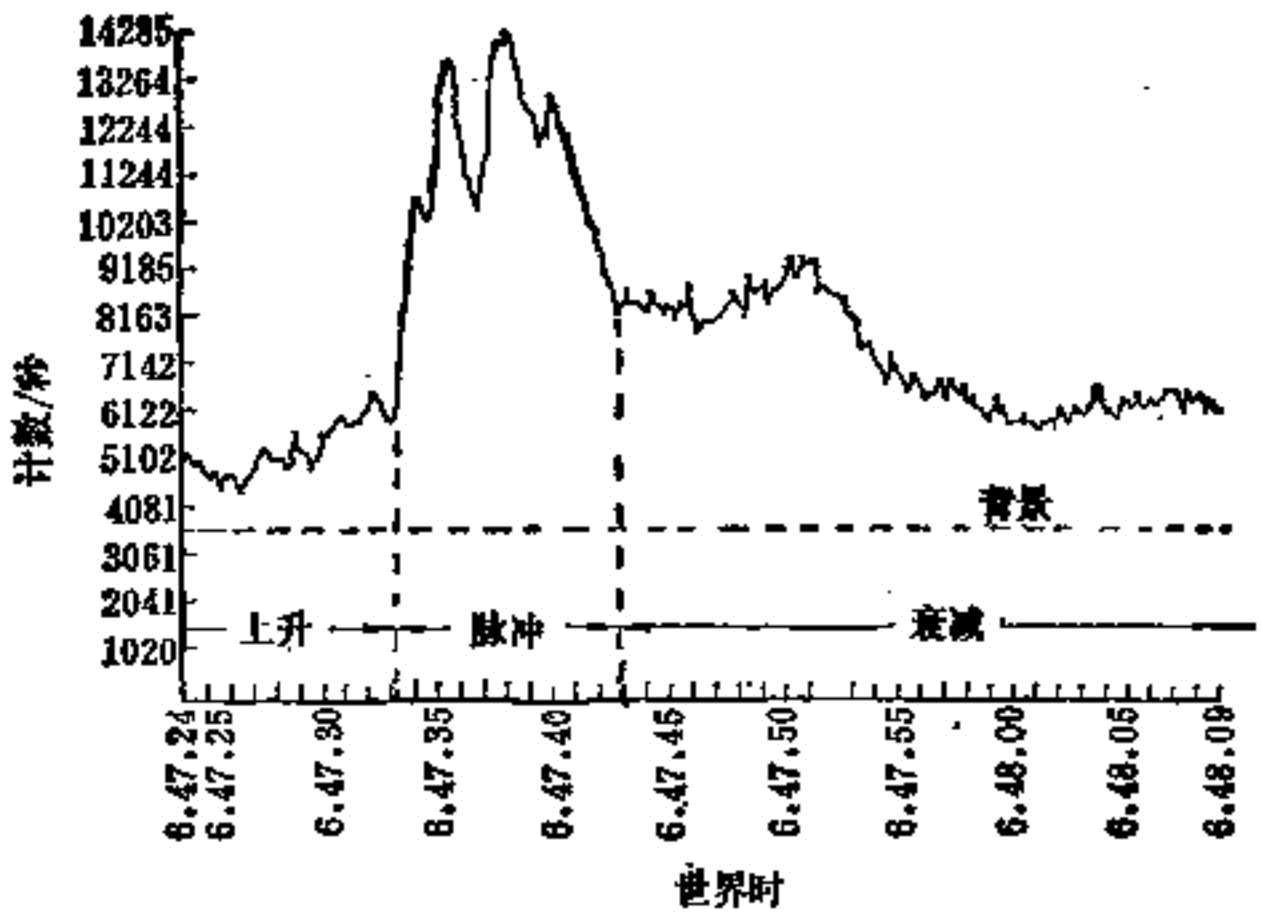


图 1.22　太阳X射线暴的时间过程

3）X射线暴的能谱可以用幂定律表示[109-111]：

$$dJ/dE = KE^{-\gamma} \qquad \text{（光子/厘米}^2\text{·秒·千电子伏）} \tag{1-30}$$

式中E为光子能量，K为尺度参数，γ为谱指数。对于光子能量在$10 \leqslant E \leqslant 100$千电子伏范围内，谱指数在$2.5 \leqslant \gamma \leqslant 7$的范围内变化，$\gamma < 2.5$的暴是很少的。

软X射线暴一般也显示出快的上升时间和稍慢的衰减时

间，但上升时间和衰减时间要比硬X射线暴更长些[105,108,112]。

1.5.2 宇宙X射线

1. 概述

宇宙X射线除了受地球大气的吸收之外，还要遭受星际空间中的气体和尘埃的衰减。对波长 $\lambda<6$ Å的X射线，整个银河都是透明的，而 $\lambda>100$ Å的X射线，只有从大约100光年距离内的源才能到达地球。在 $\lambda=912$ Å，也即光子能量等于氢的电离能（13.5电子伏）时，星际气体突然变得不透明，继续向短波推进时，吸收逐渐减小，星际空间又再次变得透明了[113,114]。

非太阳X射线是在1962年利用火箭观测到的[115]，发现在银河中心附近的天蝎星座发射强X射线，随后又知道天鹅、金牛、人马等星座也是X射线源。到目前为止已观测到数百个发射X射线的分立源，其中一些源还发射脉冲X射线。除了目前能分辨的分立源之外，整个宇宙中发射出不同波长的X射线辐射，构成了宇宙的弥散X射线背景。X射线的背景通量是很小的，在2—8 Å波段内辐射强度为 10^{-9}—10^{-8} 尔格/厘米^2·秒·球面度。在分立源中最强的天蝎星座X射线源，在2—8 Å内的强度约为 1.3×10^{-7} 尔格/厘米^2·秒·球面度[116,117]。与宁静太阳X射线相比，宇宙X射线强度要弱两个数量级左右。由于宇宙X射线通量很小，因此需要高效率和大面积的探测器进行测量。

2. 弥散X射线背景

弥散X射线通量较小，在宇宙中的分布不但是无方向的，而且在很宽的能量范围之内。利用多种探测手段已得到

了从低能X射线(数百电子伏）到γ射线能量范围的弥散X射线背景分布，图1.23是综合了在不同波段观测得到的X射线弥散谱[118]。能量在100电子伏—1千电子伏的软X射线可以与E^{-1}到E^{-2}的幂定律相拟合，从1—10千电子伏的能谱有些变平，大致与$E^{-0.4}$相拟合，在高能的硬X射线谱又逐渐变陡，10—40千电子伏的X射线谱相应于$E^{-0.75}$，从40千电子伏—1兆电子伏的X射线谱相应于$E^{-1.3}$，大于1兆电子伏的射线谱为E^{-2}[116-118]。

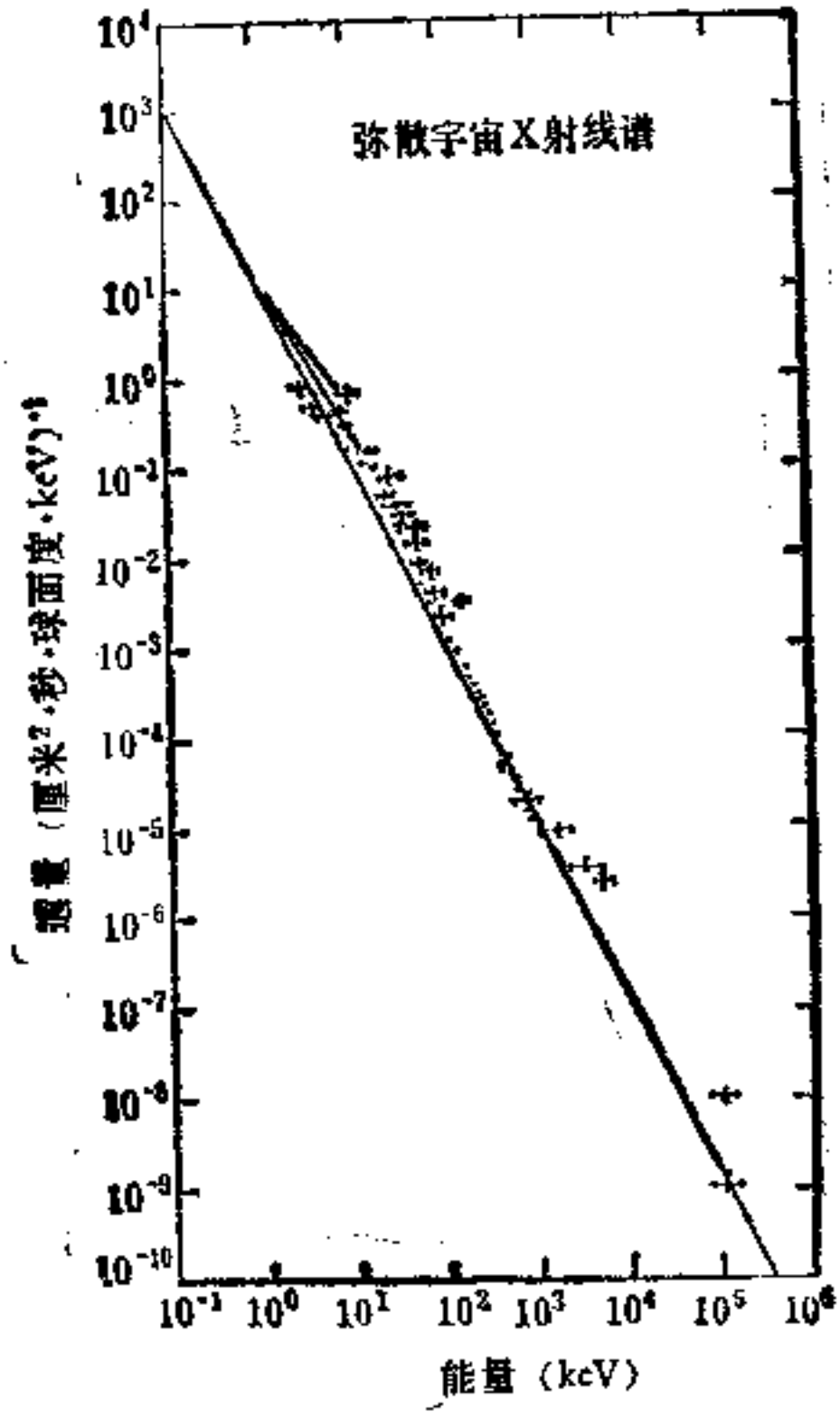


图1.23 宇宙X射线的弥散背景能谱

3. X射线分立源

所谓分立源是通过探测器能够辨认的、具有一定方向和一定位置的、发射一定能谱的X 射线源。这些源有在银河内的，如 Sco x-1，Sco x-2，Sgr x-1，Cyg x-1，Cen x-2等；也有银河外的 X射线源，如射电银河 Cyg A，类星球体 3C 273，大麦哲伦云等。

不同的X射线源所发射的X 射线能谱也不一样，但大多服从于$E^{-\gamma}$的幂定律形式，发射的通量一般都小于10^{-6} 尔格/厘米^2·秒[119-120]。比如X射线源 Tau x-1在 2—5千电子伏的范围内，通量为 $(1.6\pm0.3)\times10^{-8}$尔格/厘米^2·秒，能谱可以用$f(E)=8.0E^{\pm0.9\pm0.2}dE$相拟合。

七十年代初又发现了以辐射脉冲 X射线为特征的 X射线脉冲星，其射电脉冲较弱，X 射线脉冲周期变化不定，有的甚至愈来愈短。一般说来，脉冲周期是几小时到几天，但也有一些源其脉冲周期只有几秒钟，如 Her x-1为1.2秒，Cen x-3为4.8秒，还有更短的周期如Cyg x-1只有50毫秒[121,123]。

4. 宇宙X射线暴

宇宙X射线暴是1975年12月发现的，发现的第一个暴源是 NGC 6624[124]。X射线暴的特征是：

1）暴的上升时间极短，一般小于几秒钟。持续时间为几秒钟到几分钟，衰减时间比上升时间长，数秒钟到几分钟。暴的形状有较大的变化，来自不同源的暴其形状是很不一样的，然而来自同一源的暴，其形状又很相似。图1.24是卫星SAS-3记录的来自不同源的X射线暴的时间分布图[124]。

2）X射线暴具有重现性。来自源 MXB 1659-29的大部分规则暴，其间隔在2.0—2.6小时内变化。SAS-3探测到17

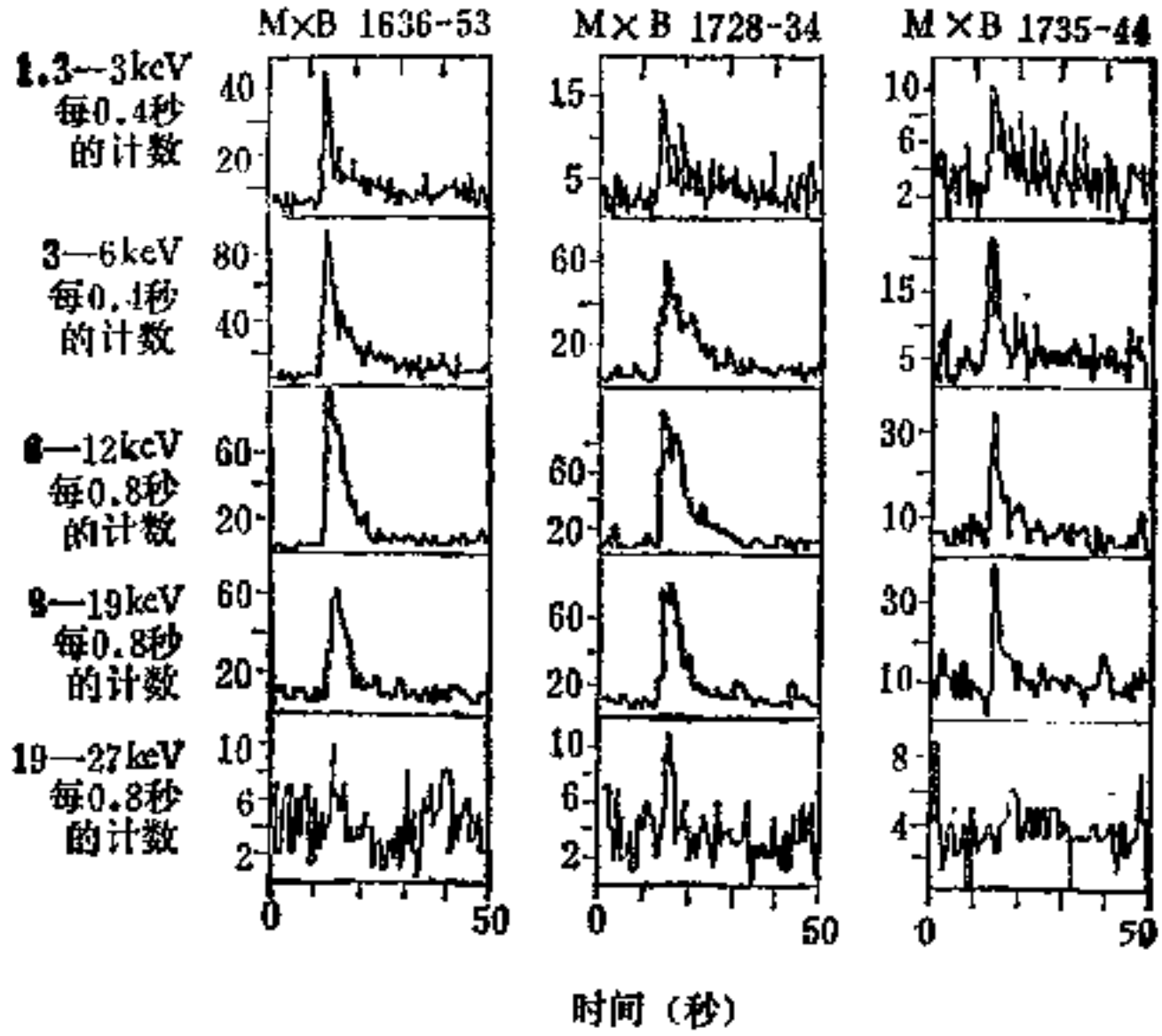


图 1.24 来自不同源的X射线暴的时间分布（5个能量范围）

个暴的系列，其间隔约为 2.5 小时，到达的时间往往可以预报。还有一些不规则暴，它们出现的间隔在1小时到2天内变化。

3）暴的峰值强度一般为10^{-8}—10^{-7}尔格/厘米^2·秒。各个暴的总通量（积分通量）是不相同的，来自不同源的X 射线暴可相差1—2个数量级。表1.11是宇宙X 射线暴的平均特征，其中E_b是它的平均积分通量，F_{max}是它的最大通量。

1.5.3 极光带 X 射线

当电子撞击大气层时，通过韧致辐射过程会产生高能光子。极光带X射线就是沉降电子在极区上空产生的韧致 X辐射。五十年代初就用火箭在 50—100 公里的高度上观测到韧

表 1.11　宇宙X射线暴的平均特征

源(MXB)	F_{max}(10^{-8}尔格/厘米^2·秒)	E_b (10^{-7}尔格/厘米^2)	暴的数目
1636−53	7.3±1.3	5.0±0.7	4
1659−29	1.2±0.4	1.5±0.2	5
1728−34	8.1±0.6	6.7±0.7	9
1935−44	2.9±0.2	1.3±0.1	19
	2.8±0.3	1.3±0.1	9
1742−29	2.7±0.4	1.8±0.3	4
1743−28	2.3±0.6	2.1±0.7	3
1742−29	4.0±0.4	4.9±0.6	3
1837+05	3.3±0.2	1.6±0.1	15
	2.7±0.3	1.6±0.2	8
1906+00	2.5±0.5	1.6±0.1	7
1916−05	2.1±0.2	1.3±0.1	6

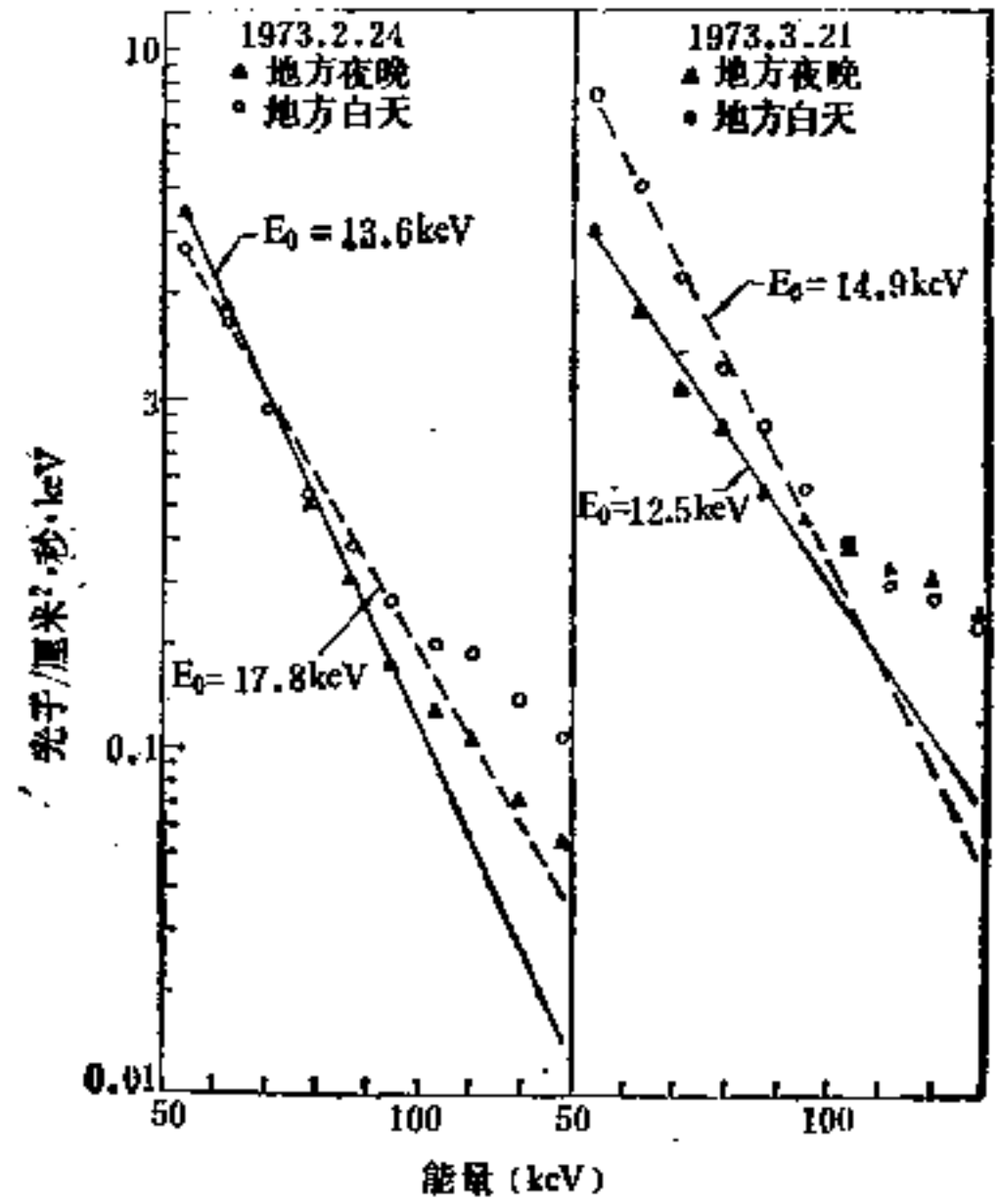


图 1.25　卫星观测的极光带X射线能谱

致X射线，以后通过气球、卫星取得了许多极光带 X射线事件的资料。对于不同的事件其能谱也不相 同，但 大 都 与 $E^{-\gamma}$ 的幂定律相拟合。作为一个例子，图1.25给出了卫星测量的1973年2月24日事件和3月21日事件的X射线能谱[127]。

由于磁层亚暴所处的不同阶段，以及局部地磁活动的区别，极光带X射线有许多种不同的类型，比如午夜事 件、白天事件、脉冲形事件等等。不同类型的事件，其时间分布也不同；同一事件在不同位置测量，其时间分布也有差异。图1.26给出了一个典型的极光带X射线事件的时间 分布，图中Andenes 和 Alta 具有相同的纬度，产生的X 射线几乎是同时开始的，Kiruna 的纬度比以上两个地方的纬度低，X 射线稍滞后才产生[126]。

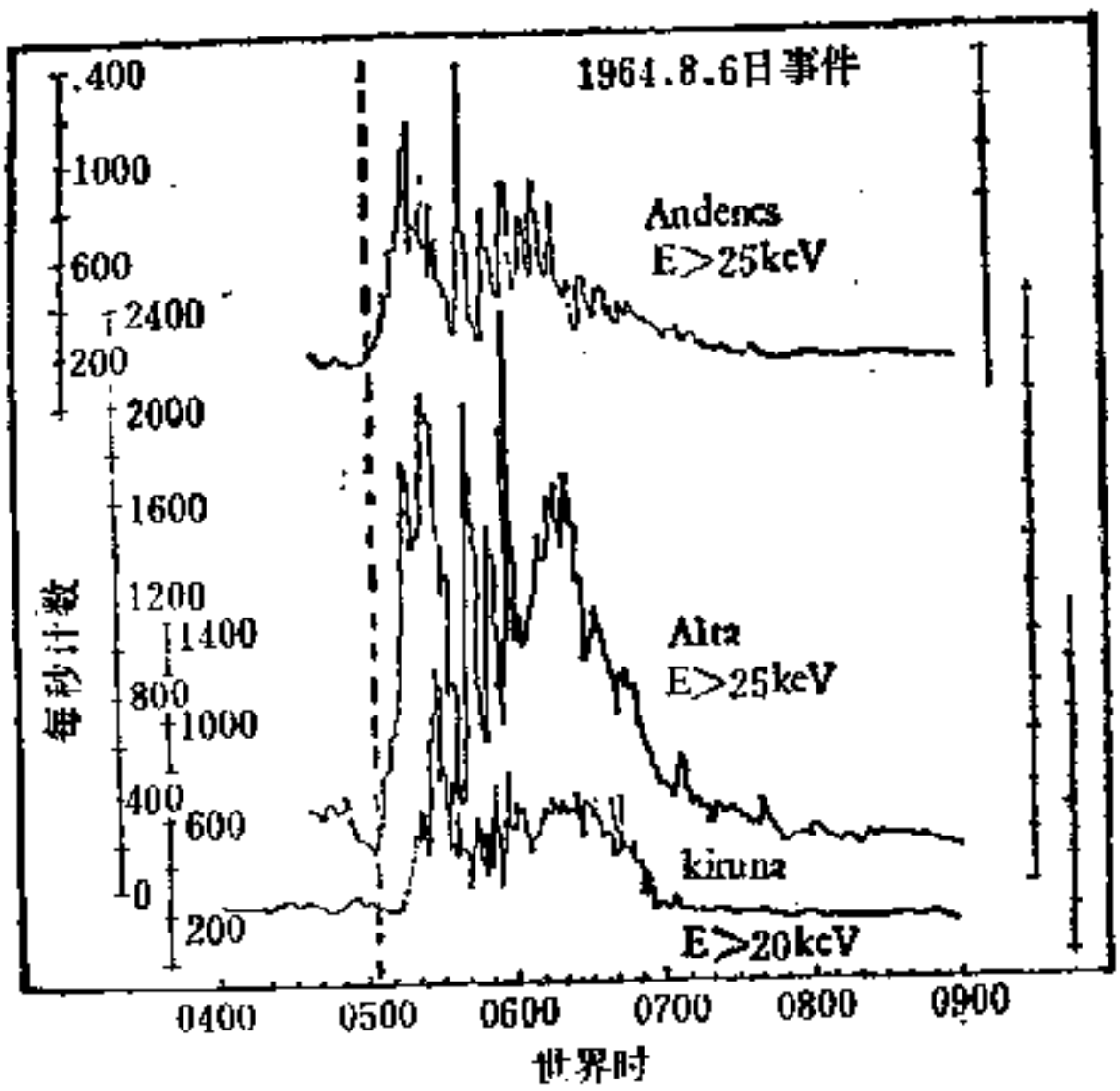


图 1.26 极光带X射线事件随时间的分布

§ 1.6 空间γ射线

这里所指的γ射线是光子能量大于0.2兆电子伏的空间电磁辐射。按照物理学中的定义，γ射线是从原子核中发出的光子，而X射线是从电子壳层中发出的光子。一般说来，γ光子的能量要高于X光子的能量，但是在天文观测中是很难严格区分X和γ辐射的，通常认为能量大于0.2兆电子伏的光子属于γ辐射。由于来自地球外的γ射线通量较低，加上大气层的吸收，观测它们需要在大气层以外进行，只有能量很高的γ射线（$E>10^{12}$电子伏）可以通过它们的次级效应在地面进行间接测量。空间γ射线主要包括太阳和宇宙γ射线，以及宇宙线同大气相互作用产生的γ射线。

1.6.1 太阳γ射线

太阳能够发射γ射线是对1972年8月4日的大耀斑观测中证实的，当时轨道太阳观测台OSO-7正在它的轨道上运行，该卫星上的NaI（T1）探测器观测到了0·35—8兆电子伏的γ射线连续谱，还观测到2.22，0.51,4.44和6.13兆电子伏四个线谱[126]。这些发射线以2.22兆电子伏最强，其通量为（2.8±0.22）$\times10^{-1}$光子/厘米^2·秒；其次是0.51兆电子伏发射线，它的通量是（6.3±2.0）$\times10^{-2}$光子/厘米^2·秒；4.44和6.13兆电子伏两条线的通量差不多，大约是（3±1）$\times10^{-2}$光子/厘米^2·秒。能量在1兆电子伏以上的γ射线通量约1光子/厘米^2·秒；能量在2.22和0.51兆电子伏之上的连续谱通量分别为（6.9±1.1）$\times10^{-2}$和（3.0±1.5）$\times10^{-2}$光子/厘米^2·秒[64,129,130]。这次大耀斑产生的γ射线持续时间大约1000秒，计数率随时间的变化过程如图1.27

所示。这个事件产生的γ射线其微分能谱在低能服从能量的幂定律 $0.4\,E^{-3.42}$，在较高能部分（0.7—7.0 兆电子伏）服从指数定律 $3.0\exp(-E/E_0)$[130,131]，而 $E_0=1.0\pm0.1$ 兆电子伏。

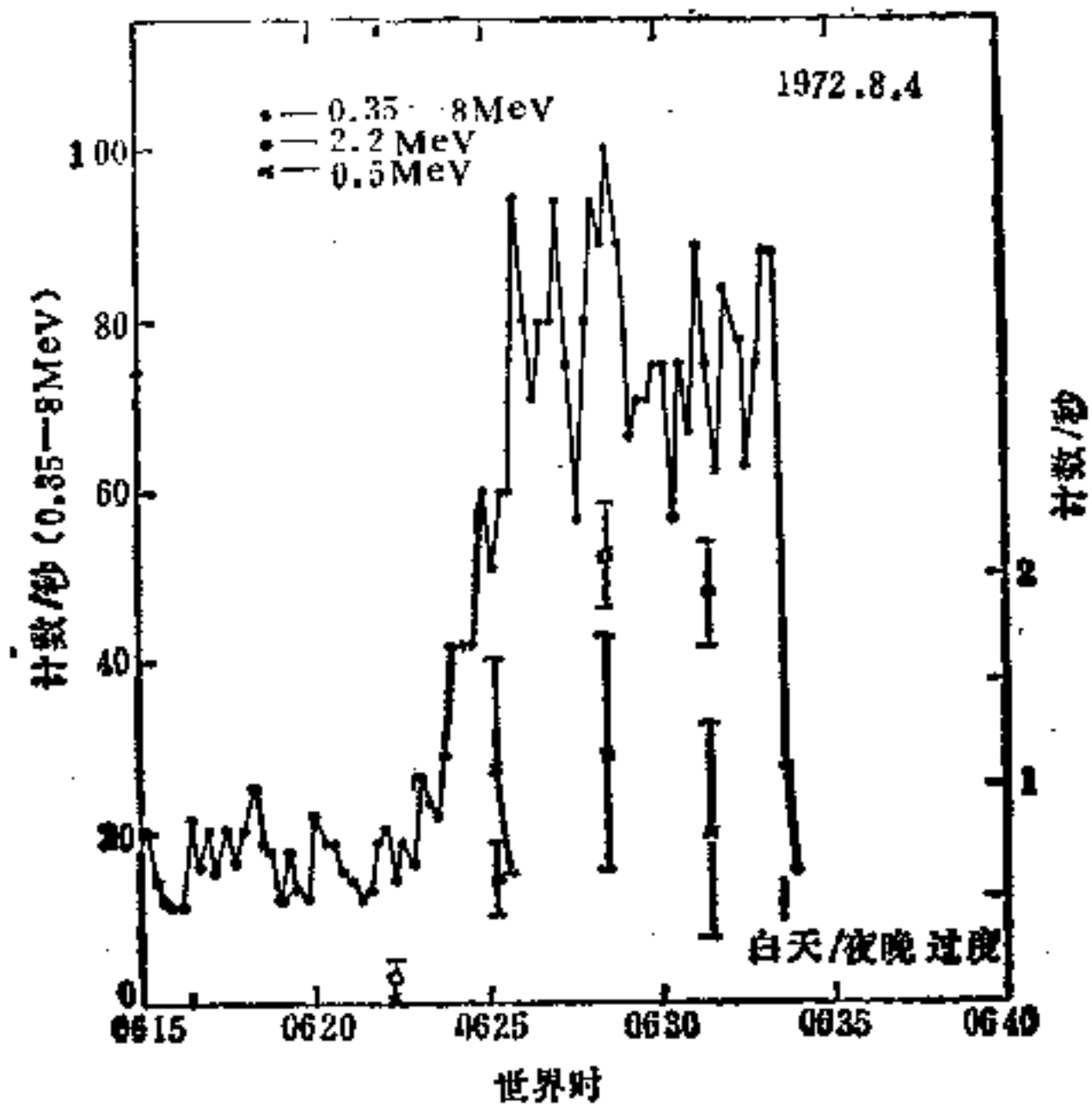


图 1.27 太阳 γ 射线的时间变化过程（1972年 8 月 4 日事件）

上述 γ 发射线在以后的太阳耀斑中也都观测到，比如在高能天文观测站卫星系列中 HEAO-1（1980）、HEAO-3（1980）、太阳峰年观测卫星 S·M·M（1980）和天文卫星 Astro-A（1981）等都先后观测到了太阳 γ 射线[132]。

太阳耀斑发射的 γ 射线 2.22 兆电子伏认为是在耀斑的剧烈核反应中产生了中子，其能量约为 1—100兆电子伏，然后慢化变成热中子，在光球上被氢原子捕获，结果发出的

是这条γ射线，其反应是 $n+p \rightarrow {}^{2}H+\gamma$。0.51 兆电子伏谱线是正电子烟灭所放出的γ射线。另外两条线 4.44和6.13 兆电子伏是由于重粒子 $^{12}C^{*}$ 和 $^{16}O^{*}$ 的退激辐射产生的。

1.6.2 宇宙γ射线

宇宙γ射线是指除太阳以外的宇宙空间发射的γ射线。同 X 射线一样，宇宙γ射线有分立源，也有弥散背景。有来自银河的γ射线源，如 2CGγ 射线源可列出的就有 20 多个，其中包括 Vela 脉冲星（2CG 263-02）和 Crab 脉冲星（2CG 184-05）它们发射的γ射线通量大都在 1.0×10^{-6}—5.0×10^{-6} 光子/厘米²·秒，只有 Vela 脉冲星发射的通量最强，约为 13.2×10^{-6} 光子/厘米²·秒[133]。也有来自银河外的γ射线，如 NGC 4151，Cen*A*，HGC 7409，NGC 1068等等[134]。

到目前为止，基本上只研究了三个能量区域的γ射线，这主要是因为存在有不同的γ射线产生过程和可能使用的不同类型的γ射线探测器。三个区域是：①核区，0.2—10.0 兆电子伏；②"π^{0} 区"，50 兆电子伏—1.0千兆电子伏；③非常高能区，能量大于 10^{6}兆电子伏，该区只有通过地面的间接手段观测。

1. γ射线的弥散背景

弥散γ射线是指宇宙空间各向同性的γ辐射背景，这里介绍100千电子伏—100 兆电子伏能量范围的γ射线背景。在§1.5 节中已给出了宇宙空间 X 射线弥散背景，在高能部分是与γ射线交合在一起的。综合卫星观测的资料，得到了能量在100千电子伏—100 兆电子伏能量范围的弥散γ背景，如图 1.28 所示。

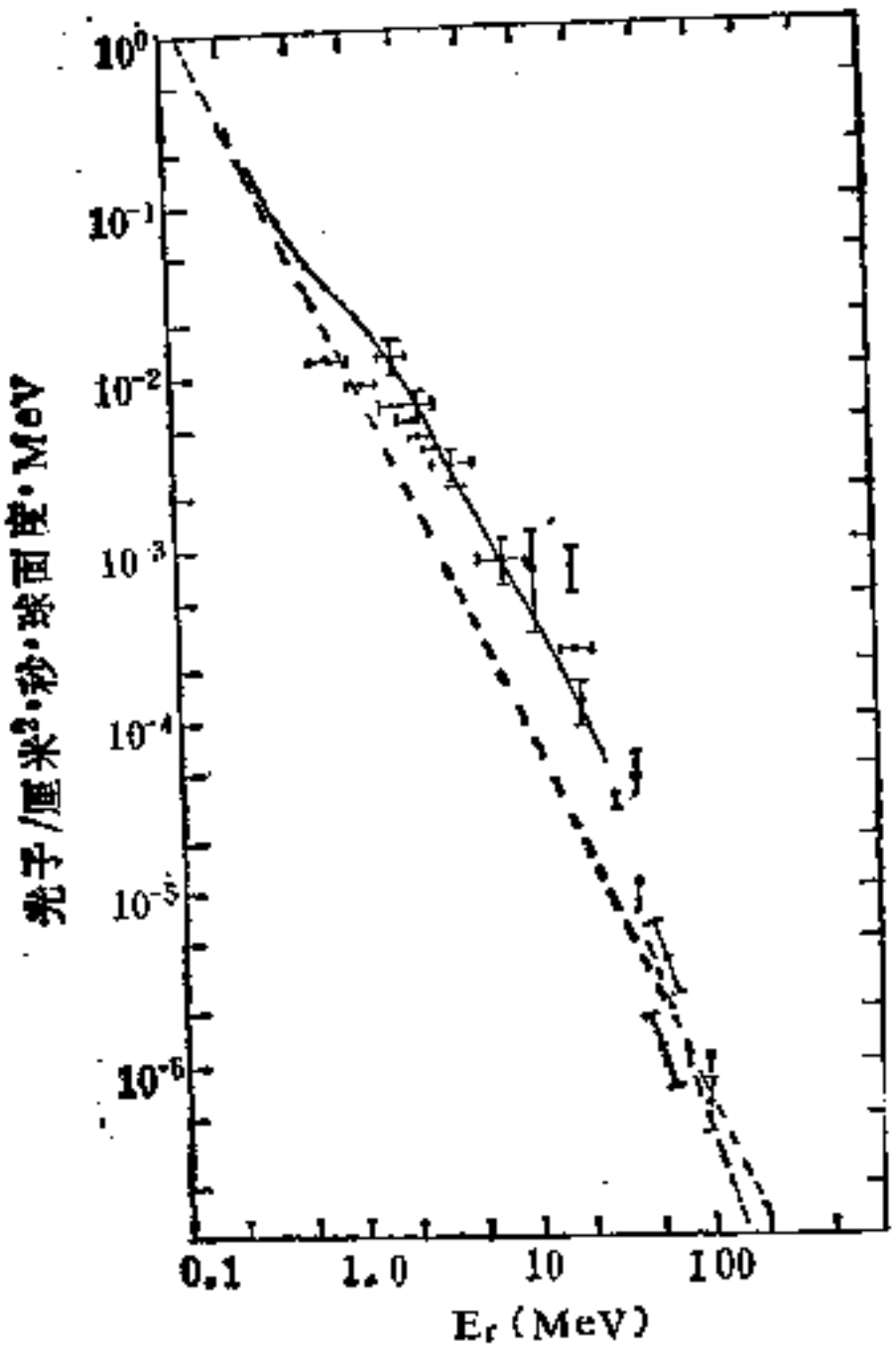


图 1.28　100千电子伏—100兆电子伏 能量范围的
宇宙 γ 射线弥散背景

根据OSO-3 的观测，能量大于 100兆电子伏的 γ 射线强度约 $(3.0\pm0.9)\times10^{-5}$ 光子/厘米²·秒·球面度，卫星 SAS-Ⅱ得到的大于100兆电子伏 的 积分强度为$(2.8\pm^{0.9}_{0.7})\times10^{-5}$ 光子/厘米²·秒·球面度，两者相差不多。

2. γ 射线分立源

同 X 射线分立源类似，γ 射线分立源是指探测器能够 辨认的，具有一定方向、一定位置、发射 γ 射线的局部区 域。这些分立源发射的 γ 射线强度各不一样，比如对能量大 于 100

兆电子伏的一般银河γ发射为(3.4±1.0)×10⁻⁵光子/厘米²·秒·球面度，而银河中心的发射为(1.3±0.3)×10⁻⁴光子/厘米²·秒·球面度。随着能量降低，强度增大，如大于40兆电子伏的γ射线，其强度为(9±5)×10⁻⁴光子/厘米²·秒·球面度。在低能区银河中心附近γ射线的能谱可以拟合为幂定律$J(E)=(14.7\pm3.3)\times E^{-(2.42\pm0.05)}$光子/厘米²·秒·千电子伏[131]。蟹状星云的γ射线能谱在0.2—10兆电子伏范围内可拟合为$J(E)=3.97\times10^{-3}E^{-2.13}$[135]。

除源的连续谱外，也观测到了线发射。如前所述，太阳上发出的4个γ射线的线发射，在宇宙源中也探测到了，特别是0.511兆电子伏的特征线，在宇宙空间中是相当强的。根据1979年的测量，银河中心附近的0.511兆电子伏γ射线的通量约为1.8×10⁻³光子/厘米²·秒。最近在HEAO-3卫星上的测量认为，这条线的通量是随时间变化的，1980年比1979年的强度减少了50%[136]。目前观测到的线发射还有0.847兆电子伏、1.238兆电子伏、1.156兆电子伏、0.078兆电子伏等，这些线的强度一般在10⁻⁴—10⁻⁵光子/厘米²·秒。

3. 宇宙γ射线暴

宇宙γ射线暴是六十年代后期观测到的，当时是核爆炸试验监测卫星Vela系列发现的，但是直到1972年底才被证实是宇宙来的γ射线暴。从1967年算起，到目前能够确定的γ射线暴已经有150个以上。γ射线暴的发现，大大促进了γ射线天文学的发展。

γ射线暴的特征已经作过许多研究，特别是在1978年以后，大量的卫星和飞船在不同轨道上获得了许多γ射线暴的资料[131,137-141]。综合起来，γ射线暴有如下一些主要特征：

1)时间结构——不同的 γ 射线暴其持续时间是不同的，一般从几百毫秒到大约 100 秒。在一个事件里有许多明显的峰值，这些峰值持续约 10 毫秒。许多 γ 射线暴表现为双峰结构，峰值之间相差 2—3 秒，这个双峰结构在一个事件内有时是重现的。图 1.29 是 Venera 12 观测到的 1979 年 1 月 13 日事件，那是 γ 射线暴的一个典型例子。

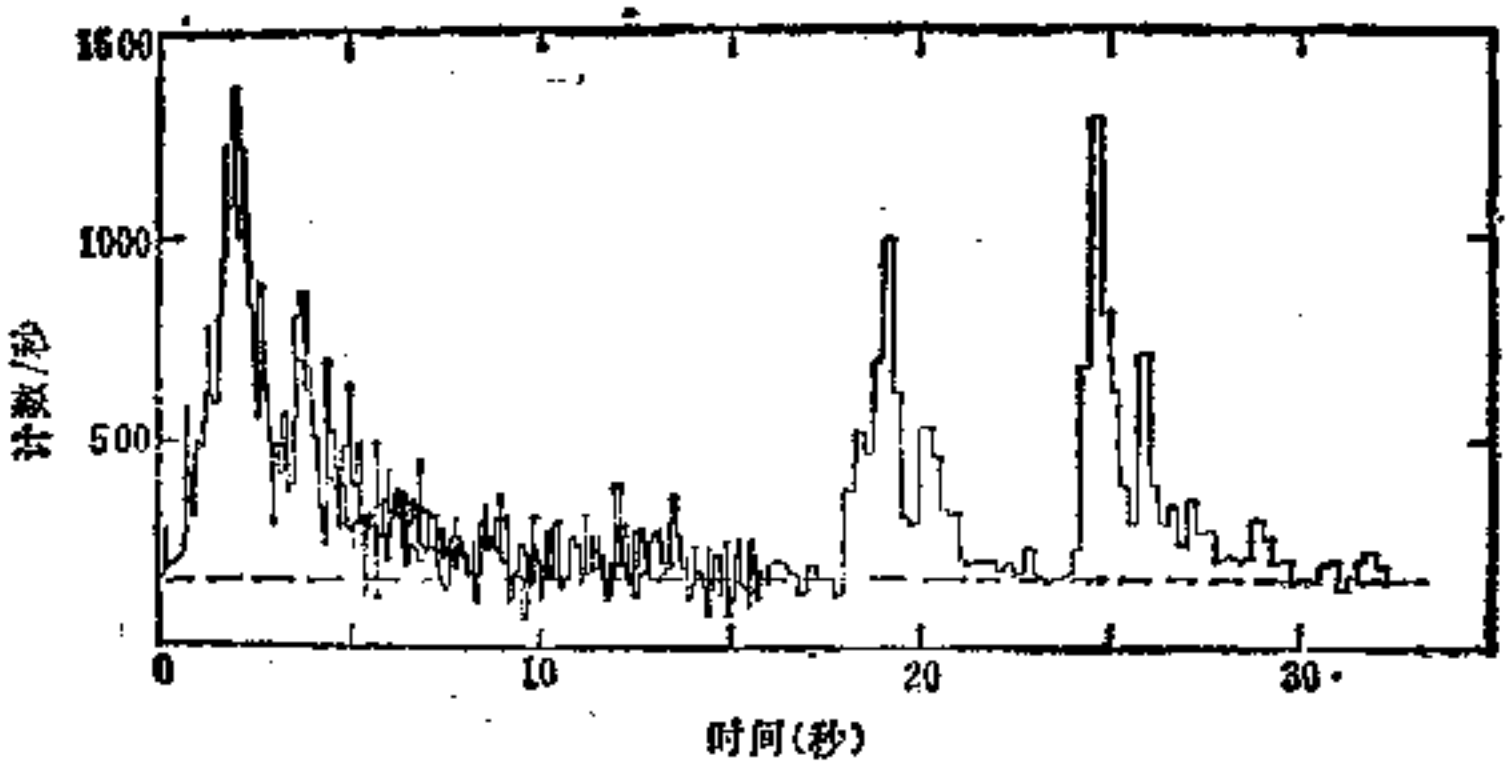


图 1.29 Venera 12 观测到的 1979 年 1 月 13 日 的 γ 射 线暴

2)能谱——对 γ 射线暴的能谱特征作过不少分析，早先发现一些暴能够与指数规律较好地拟合，即

$$dI/dE = I_0 \exp(-E/E_0) \qquad (1\text{-}31)$$

式中 I_0（厘米$^{-2}$·秒$^{-1}$）和 E_0（千电子伏）是谱参数。实际上，不同能量范围能谱形式是不完全一样的，比如在 100—400 千电子伏范围内谱的形式为：

$$dI/dE \propto (-E/150) \qquad (1\text{-}32)$$

在 400—1100 千电子伏范围内谱的形式为

$$dI/dE \propto E^{-2.5} \qquad (1\text{-}33)$$

图 1.30 是 1972 年 4 月 27 日事件的能谱，其能量范围

是 2.0千电子伏—5.1 兆电子伏。图中也给出了同 年 5 月 14 日的第二个 γ 射线暴谱，并给出了可能拟合的谱形 式[191]。但根据最近对 γ 射线暴的测量表明，γ 射线暴的能谱随时间而演化，这个可变性已被许多人注意到，特别是在低能区。这个差别还表现在特征谱线的存在，观测到的主要谱线出现在 400 和 460千 电子伏之间。

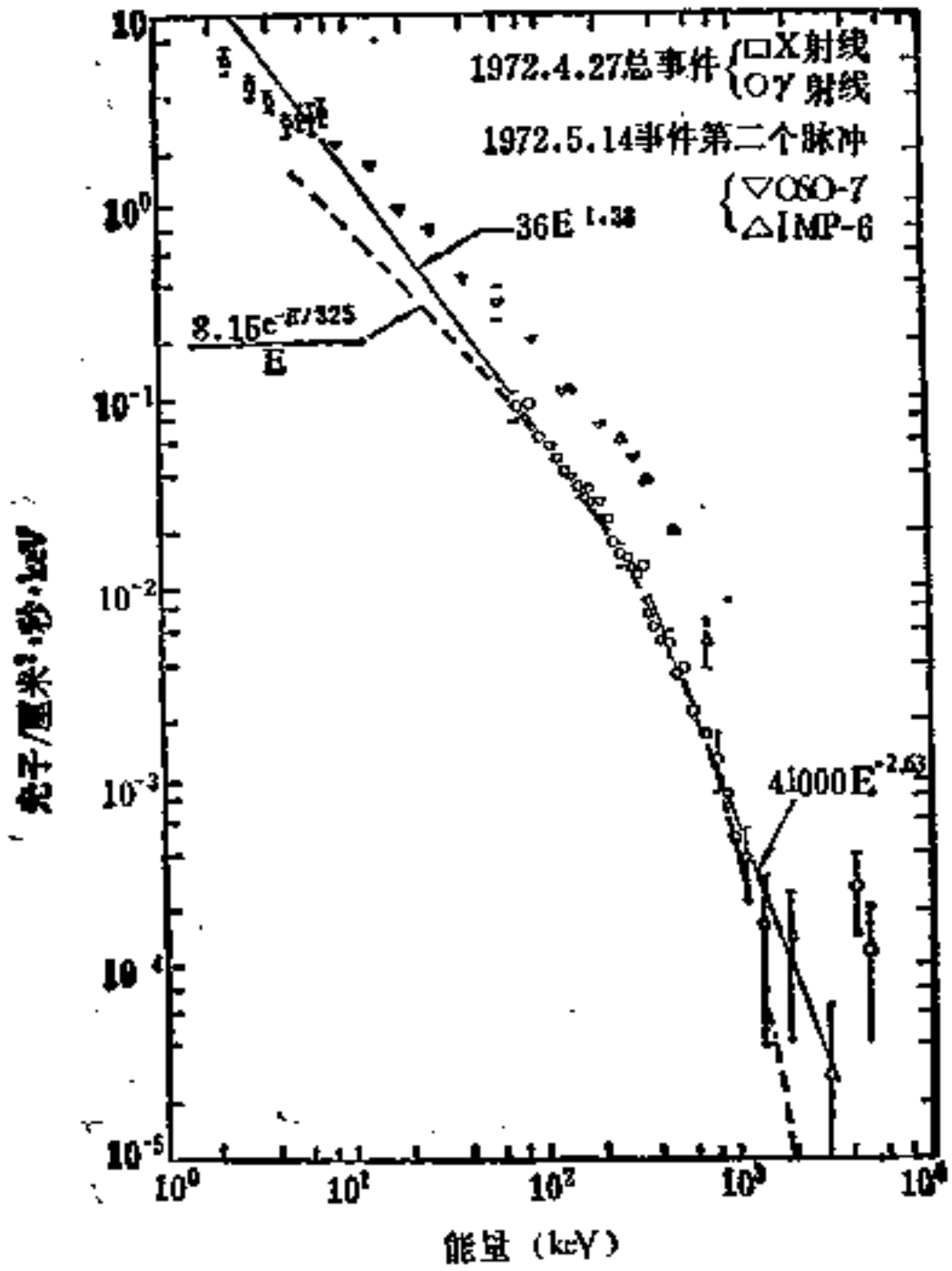


图 1.30　1972 年 4 月 27 日 γ 射线暴的能谱

1.6.3　大气中的 γ 射线

在测量大气中的 γ 射线背景时，也包含了宇宙 γ 射线的

贡献，要把两者分开是比较困难的。近年来，人们作了很大的努力来分离真实的大气γ射线，因为对于任何气球装载的γ射线天文学实验，减少和分辨大气γ射线背景是十分必要的。

一般认为，大气γ射线有两种来源：一是初级宇宙线同大气相互作用产生π^0介子的衰变，大约在70兆电子伏左右有一明显的峰值；另一部分是初级和次级电子，以及反照电子重新进入大气，由轫致辐射产生的γ射线。因此大气中的γ射线通量与大气深度、天顶角、观测点所处的地磁纬度有关。

1. 大气γ射线的角分布

在大气层某一深度产生的γ射线并不是各向同性的，随天顶角有一个分布。许多人作过观测和理论计算，大致的趋向都是一致的，通常在天顶角100°左右有极大值[142-145]。图1.31给出了理论计算和实验观测的γ射线的天顶角分布[142]。

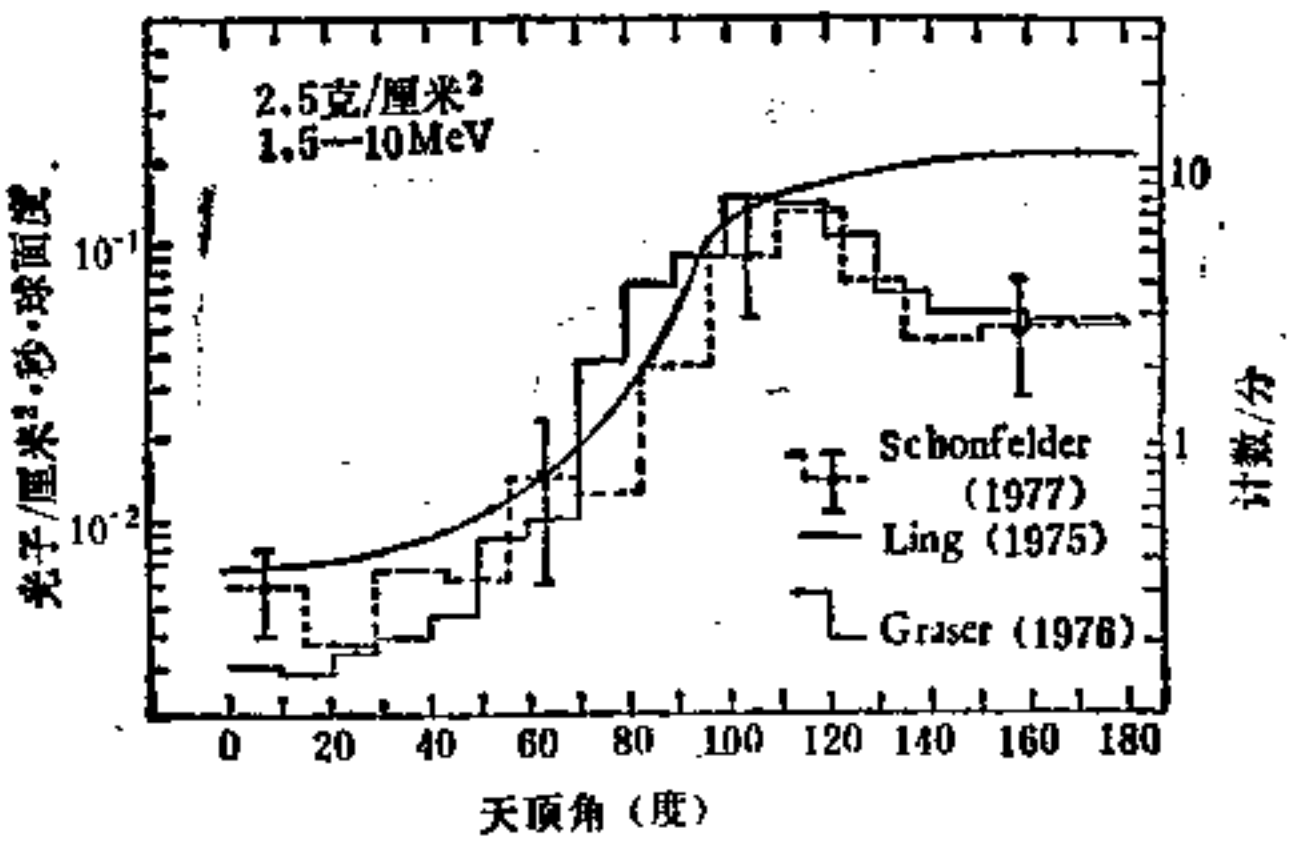


图 1.31 大气γ射线的天顶角分布

2. 大气γ射线的能谱

大气γ射线的能谱已作过许多测量，包括在不同地磁纬度、不同大气深度、太阳周的不同时期的测量。图 1.32 是在截止刚度 4.5 千兆伏处，向下运动的大气γ射线的能量分布，它综合了 1970—1975 年的观测结果，天顶角在 0—50° 以内，大气深度为 (3.4—100)克/厘米^2[143]。图中给出的是生长率，如果要知道某一大气深度的具体γ射线通量，利用图中的生长率乘以该大气深度即可得到。

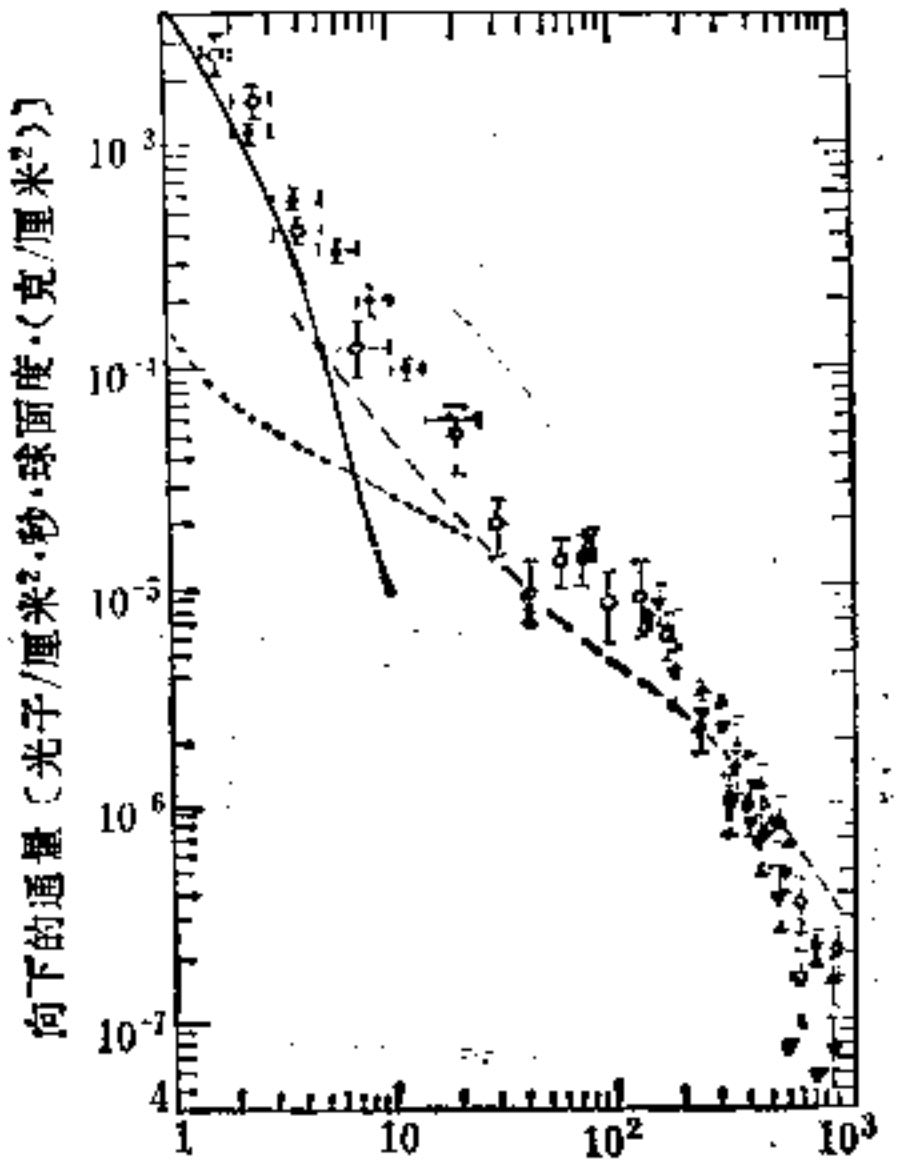


图 1.32 向下运动的大气γ射线的能量分布（生长率曲线）

随着地磁截止刚度的减小，在相同大气深度的γ射线通量增加；相反，刚度增加时，γ射线通量随着下降。比如在

4.5千兆伏处，10—200兆电子伏的大气γ射线生长率是(2.5±0.56)×10⁻³〔厘米⁻²·秒⁻¹·球面度⁻¹·(克/厘米²)⁻¹〕，而在刚度11.5千兆伏处，生长率为(1.17±0.32)×10⁻³〔厘米⁻²·秒⁻¹·球面度⁻¹·(克/厘米²)⁻¹〕。在太阳活动低年宇宙线强度增加，大气γ射线通量也相应增加。相反，在太阳活动高年γ射线通量减小。

大气γ射线除连续谱外，也存在0.511兆电子伏的线谱[146]。它的来源一部分是大气中产生的π^+介子衰变，或者π^0介子衰变成e^+-e^-对烟灭而成；另一部分是由于大气中质子和中子相互作用，在大气局部区域产生了放射性核，发出e^+，然后烟灭形成0.511兆电子伏γ射线。

§1.7 空间中子

早在三十年代后期就开始了空间中子的测量，但是真正取得有意义的结果还是六十年代以后的观测和研究。空间中子的来源主要有：①宇宙线在大气中产生的中子；②太阳发射的中子；③地球-太阳以外的其他中子源。由于中子的半衰期只有大约10^3秒，因此太阳系以外的任何天体发出的中子很难到达地球附近，哪怕是很高能的中子（$E_n \sim 10^{19}$电子伏）也难在1个天文单位的距离内探测到。

1.7.1 大气中子

大气中子的来源主要是银河宇宙线和太阳宇宙线同大气相互作用时产生的（包括初级粒子和次级粒子的作用）。这些中子一部分由于与大气中的氮、氧等核的弹性或非弹性散射，而逐渐失去它们的能量，直到最后完全损失掉。另一部分中子从大气层向外逃逸，叫做反照中子，它的衰变被认为是内

辐射带高能质子($E_p>20$ 兆电子伏)的一个主要源[147-149]。

1. 大气中子随大气深度的分布

由于宇宙线强度随大气深度而变化，所以大气中子同大气γ射线一样，在不同大气深度其通量是各不相同的，大约在（50—80)克/厘米^{2}左右有最大值。由于宇宙线受地磁场的影响，故中子分布也与地磁截止刚度有关。图 1.33 给出了中子能量在 1—10 兆电子伏内的通量随大气深度的变化，实线是计算值，虚线为观测值，字母 A—G 表示不同的截止刚度，而G′，C′ 和 A′ 分别表示观测点的地磁截止刚度为 17 千兆伏，4.5 千兆伏和 0.2 千兆伏[145]。

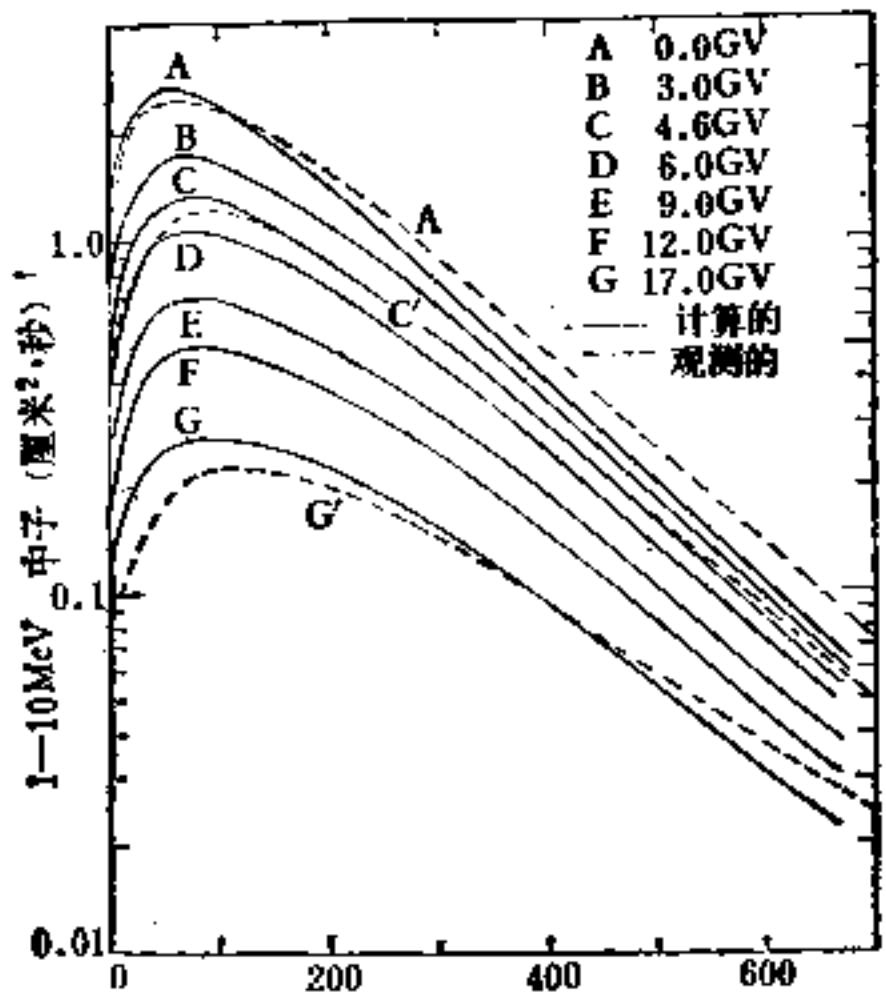


图 1.33 在不同地磁截止刚度处大气中子随大气深度的分布

2. 大气中子的天顶角分布

大气中子的角分布已作过许多测量和理论计算[149-152]。

早先White等人指出[149]，在低能时，中子通量在0°和180°有峰值，在中等能量时变平，在高能时中子通量接近90°有峰值，后来发现，理论和实验结果是相当一致的。

3．大气中子的能谱

大气中子向下、向上的能谱都作过测量，不同测量的结果大致相近。图1.34是反照中子流J_2.随能量的分布，能量

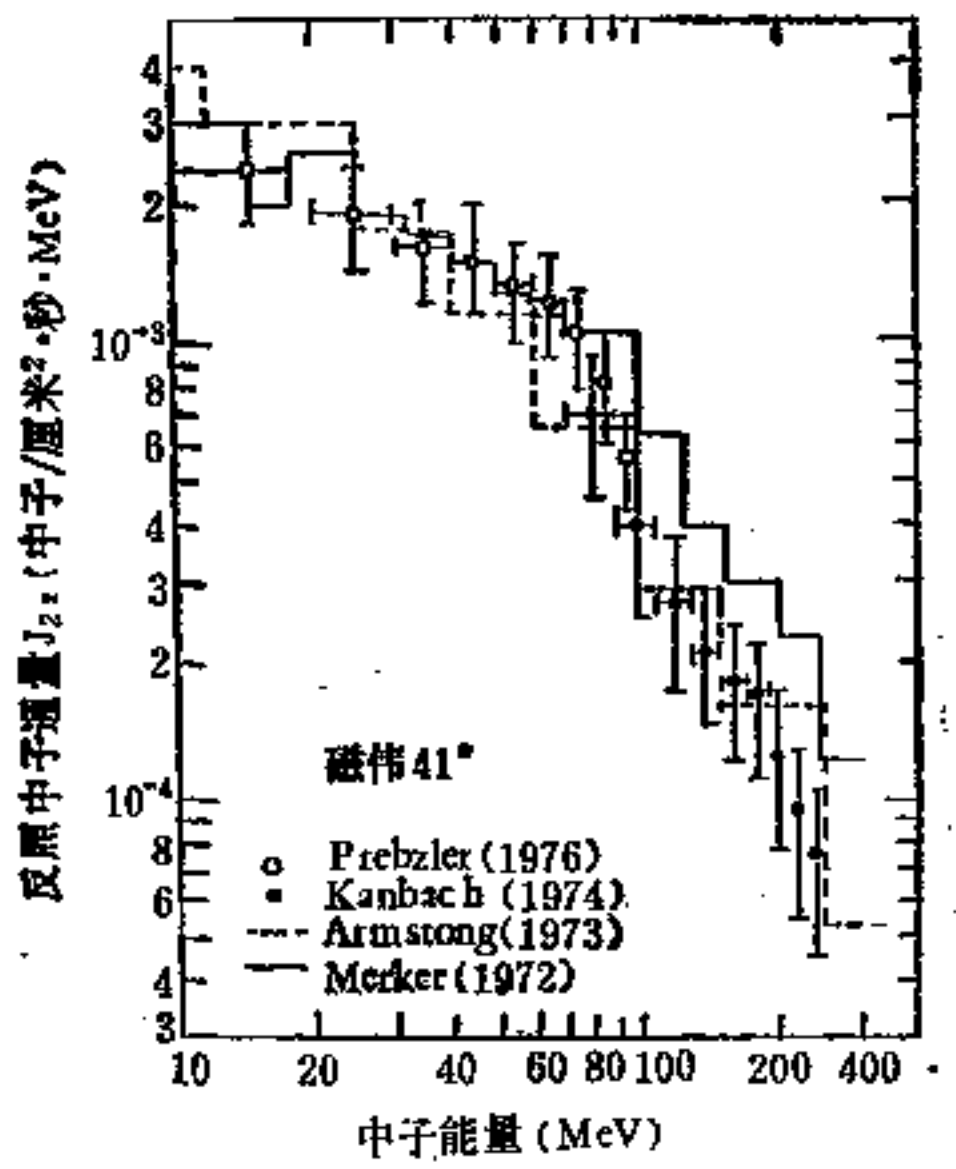


图 1.34　反照中子的能谱

范围在10—200兆电子伏之间，观测结果同理论曲线符合较好[150]。反照中子流$J_{2\pi}$是单位时间、单位能量（兆电子伏）、通过单位面积的中子数，可以按如下公式计算：

$$J_{2\pi}(\text{中子/厘米}^2\cdot\text{秒}\cdot\text{兆电子伏}) = \int_0^{90} F_{\perp} 2\pi \sin\theta\cos\theta d\theta \qquad (1-34)$$

式中 F_m 是随天顶角分布的通量值，θ 为粒子的天顶角。

许多测量表明，向上的中子通量要比向下的中子通量大，一般相差 2—3 倍。表 1.12 给出了两次实验的结果。

表1.12 向上、向下中子通量的比值

观测者	在以下能量(兆电子伏)时 $J^{上}_{2\pi}/J^{下}_{2\pi}$ 值								
	15	25	35	45	55	65	75	85	95
Preszler等〔150〕	3.0 ±0.8	2.4 ±0.6	2.6 ±0.7	2.2 ±0.6	3.4 ±0.9	2.7 ±0.7	2.2 ±0.6	1.8 ±0.5	1.8 ±0.5
Armstrong等〔153〕	3.7	4.3	2.9	2.9	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0

1.7.2 太阳中子

在五十年代初就有人提出，具有大约100兆电子伏能量的太阳耀斑质子可能与太阳大气相互作用时产生次级中子，利用太阳耀斑模式和作用截面的资料计算，认为在地球上能够探测到太阳中子。六十年代初，Hess 估算了在 1954—1960 年的太阳周内，耀斑加速的质子大到足以在 1 AU 处产生可探测的中子通量。理论计算表明，在能量 $E_n = 40$ 兆电子伏时，太阳中子的时间平均强度大约为 2×10^{-5}中子/厘米^2·秒·兆电子伏〔147〕。

从六十年代后期开始，人们就开始了对太阳中子的测量，所测量的太阳中子通量大都高于理论计算值。例如 Lockwood 等人〔154〕利用 ^{3}He 正比计数器在卫星 OGO-6 上测量的中子通量大约是 2×10^{-3}中子/厘米^2·秒(1—20兆电子伏的能量范围)。而 Cortellessa 等人〔155〕测量 10—200 兆电子伏能量范围的中子通量为 5.5×10^{-3}中子/厘米^2·秒。但这些结果都没有得到确认，其原因是，所测量的结果是否有

粒子耀斑事件产生的太阳中子，还是一个有争议的问 题[147]。其次，大多数的测量是在强 γ 射线背景和大气中子背景下进行的，几乎没有一个是微分中子通量的测量。测量太阳中子是困难的，一方面是它自身的通量很小，需要高灵敏度、大面积的探测器；另一方面还必须排除大气中子(反照中子)和 γ 射线背景的影响，因为许多对中子灵敏的探测器也 对 γ 射线灵敏。

最近已证实在卫星上观测到了太阳耀斑中子。根据《新科学家》[156]（1983 年 2 月 17 日）报道，1980 年 6 月21日太阳耀斑爆发时，S·M·M 卫星正处在非常适于观测 太 阳 的位置上，当太阳发生短时间的 γ 射线和 X 射线爆发 后 大约一分钟，卫星上的中子探测器记录到了明显的中子爆发，这些中子持续不断地被探测器记录，直到卫星沿轨道转到了地球背面为止。最先到达的中子具有最高的能量，较低能 的中子滞后到达，中子强度随时间的延长 而 减 弱[157]。

此外，同一卫星还记录了 1982 年 6 月 3 日的一次 太 阳中子爆发，其中子强度如表 1.13 所示[158]。据 报 道，此 次事件被地面站观测到，当时位于瑞士境内阿尔卑斯山少女峰高山天文台(3550米)的一架宇宙线探测器观测到中子的明显增强，他们认为这是首次在地面上探测到太阳中 子[156,158,159]。

表 1.13　1982 年 6 月 3 日中子事件的强度

时间(世界时)	能量范围(兆电子伏)	积分中子强度(中子/米²·秒)	微分中子强度(中子/米²·秒·兆电子伏)
11:44:2.8—11:45:00	1187—790	7.2×10^{2}	1.8
11:45:00—11:46:00	790—513	1.1×10^{3}	3.9
11:46:00—11:47:00	513—373	8.1×10^{2}	5.8
11:47:00—11:48:00	373—289	2.1×10^{3}	24.9
11:48:00—11:49:00	289—233	1.6×10^{3}	29.5
11:49:00—11:50:00	233—193	7.3×10^{3}	181.5

参 考 文 献

〔1〕 Egeland, A. and Holter, O. etal., Cosmical Geophysics, Chapter 23, Universitetsforlaget Oslo-Bergen-Tromsö, 1973.

〔2〕 Haffner, J. w., Radiation and Shielding in Space, Academic Press Inc. New York and London, 1967.

〔3〕 人造地球卫星环境手册，第二章和第五章，国防工业出版社，1971.

〔4〕 Johnson, F. S.著，阮忠家，李再观译，人造卫星环境手册．第三章，科学出版社，1973.

〔5〕 Wolfendale, A.W., Cosmic Rays, Chapter 6 , London, George Newnes Limited Tower House, Southampton Street, London W. C. 2 , 1963.

〔6〕 Л.И.Дорманы 著，朱岗崑，周志文等译，宇宙线强度变化，第一章，科学出版社，1965.

〔7〕 Biswas, S. and Durgaprasad, N., Skylab Measurments of Low Energy Cosmic Rays, *Space Science Review*, 25 (1980), 285.

〔8〕 Klarmann, J. and Binns, W. R. et al., Abundances of Cosmic Ray Nuclei for $26 \leqslant Z \leqslant 40$ from The HEAO-3 Heavy Nuclei Experiment, *Proc.* 17th *Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1981), 13.

〔9〕 Fowler, P. H. and Walker, R. N. F. et al., Ultra-Heavy Cosmi Ray Studies with Ariel V I , *Nature*, 291 (1981), 45.

〔10〕 Klecker, B. and Hovestadt, D. et al., Composition and Energy Spectra of Cosmic Rays between 0.6 and 24 Mev Per Nucleon During Qaiet Times: Transition from A Solar to The Anomalous Component, *The Astrophysical Journal*, 212 (1977), 290.

〔11〕 McDonald, F. B. and Teegarden, B. J. et al., The Anomalous Abundauce of Cosmic Ray Nitrogen and Oxygen Nuclei at Low Energies, *The Astrophysical Journal*, 187 (1974), L 105.

〔12〕 Scarsi, L., Experimental Observations of Primary Cosmic Ray Electrons, in Electromagnetic Radiation in Space, Edited by J G. Emming, p. 282, D. Reidel Publishing Company Dordrecht-Holland, 1967.

〔13〕 Gusev, A. A. and Pugacheva, G. I. et al., Study of

High Energy Electrons on Board "Intercosmos-17" Satellite, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.*, 2 (1981), 89.

(14) Japan-U. S. Primary Electron Collaboration C/O ISAS, Komaba, Meguro-Ku, Emulsion Chamber Observations of Primary Electrons, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1981), 94.

(15) Lockwood, J. A. and Webber, W. R., A Study of The Long-Term Variation and Radial Gradient of Cosmic Rays out to 22 AV, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1981), 259.

(16) Mckibben, R. B. and O' Gallacher, J. J. et al., Radial Gradient of Cosmic Rays, *Proc. 15th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1977), 240.

(17) Ashirov, R. R. and Gonchar, G. A. et al., Cosmic Ray Density Gradients in Interplanetary Space, *Proc. 16 th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1979), 354.

(18) Webber, W. R. and Kish, J. C. et al., New Measurements of The Isotopic Composition of Cosmic Ray Nuclei with Z= 6 —14 Using A Double Cerenkov Total Energy Technique, *Proc. 16th Inter. Cosmic Ray Conf.* 1 (1979), 424.

(19) Webber, W. R. and Kish, J. C. et al., New Measurements of The Isotopic Composition of Cosmic Ray Nuclei with Z=16—26 Using A Double Cerenkov Total Energy Technique, *Proc. 16 th Inter. Cosmic Ray Conf.* 1 (1979), 430.

(20) Mewaldt, R. A. and Spalding, J. D. et al., The Isotopic Composition of Low Energy Cosmic Rays, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1981), 68.

(21) Garcia-Munoz, M. and Simpson, J. A. et al., The Propagation Lifetime of Galactic Cosmic Rays Determined from The Measurement of The Beryllium Isotopes, *Proc. 17 th Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1981), 72.

(22) Wiedeneck, M. E. and Greiner, D. E., The Isotopic Composition of The Elements Cabon, Oxygen, Neon, Magnesium and Silicon in The Galactic Cosmic Rays, *Proc. 17 th Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1981), 76.

(23) Webber, W. R., The Isotopic Composition of Fe and Fragmentation Nuclei with Z=17—25, *Proc. 17 th Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1981), 80.

(24) Guzik, T. G., The Low-Energy Galactic Cosmic Ray

Carbon, Nitrogen and Oxygen Isotopic Composition, *The Astrophysical Journal*, 244 (1981), 695.

[25] Adams, J. H. and Shapiro, M. M. et al., Calculated Isotopic Source Composition and Tests for Origin and Propagation of Cosmic Rays with Mass Numbers≤62, *Proc. 17th. Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1981), 256.

[26] 叶宗海，宇宙线在电离层 D 层中的电离，空间物理论文集，174页，科学出版社，1980.

[27] Велинов, П., Несиоров, Г., Дорман, л., Воздействые космическох лучей на ионосферуираспрост-ранение радиоволн, софоя (1974), издатоельство Болг-арской акауемин Наук, 1974.

[28] Lin, W. C. and Venkatesan, D. et al., Latitude Survey of Cosmic Ray Intensity by Explorer 7, October 1959 to February 1961, *J. Geophys. Res.* 68 (1963), 4885.

[29] Lockwood, J. A., Forbush Decreases in The Cosmic Radiation, *Space Science Reviews*, 12 (1971), 658.

[30] Stanley, A. G., Charged Particle Radiation Environment in Synchronous Orbit, *AD*-677284, 1968.

[31] Smith, L. H. and Buffington, A. et al., A Measurement of Cosmic Ray Rigidity Spectra Obove 5 GV/c of Elements from Hydrogen to Iron, *The Astrophysical Journal*, 180 (1973), 987.

[32] Meyer, P., Cosmic rays in The Galaxy, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 7 (1969), 1.

[33] Meyer, P. et al., Measurements of The Primary Cosmic Ray Electron Spectrum between 20 Mev and 20 Gev and Its Change with Time, *Proc. 12th Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1971), 548.

[34] Dorman, L. Z., Geophysical and Astrophysical Aspects of Cosmic Radiation, in *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, vll, 79—233, edited by Wilson, J. G. and Wouthuysen, S. A., North-Holland Publishing Company Amsterdam, 1963.

[35] Fisk, L. A., Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays, 2, *J. Geophys. Res.* 76 (1971), 221.

[36] Fisk, L. A and Forman, M. A. et al., Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays, 3, *NASA TM-X* 661-72-124, 1972

[37] Negeshima, K. S., Long Term Modulation of Primary Cosmic Ray Intensity, *Planet. Space Sci.* 14 (1966), 177.

[38] Simpson, J. A., The Eleven-Year and Residual Solar Modulation of Cosmic Rays (1952—1969), *The Astrophysical Journal*, 161 (1970), 265.
[39] Messerschmidt, W., Periodic Variations of The Cosmic Radiation-I, *Planet. Space Sci.* 18 (1970), 509.
[40] Messerschmidt, W., Periodic Variations of The Cosmic Radiation-Ⅲ. The 27-day Variation, *Planet. Space Sci.* 21 (1973), 1141.
[41] Rao, U. R., Solar Modulation of Galactic Cosmic Radiation, *Space Sci. Rev.* 12 (1972), 719
[42] Pomerantz, M. A. and Duggal, S. P. et al., Solar Diurnal Variation of Cosmic Ray Intensity, *Journal of The Physical Society of Japan*, 17 (1962), Supp. A—11, 464.
[43] Л. И. Дорман, Вариации космических Лучей Исследование Космиса, Глава 5, СТР. 274, Издательство Академии Наук СССР, Москва, 1963.
[44] Parsons, N. R. and Fenton, A. G., Solar Daily Cosmic Ray Variation Observed with Meson Telescopes at High Southern Latitudes, *Nuovo Cimento Supplement*. 8 (1958), 313.
[45] Elliat, H. and Rothwell, P., The Solar Dailay Variation of The Cosmic Ray Intensity, *Philosophical Magazine*, 1 (1956), 669.
[46] Possener, M. and Van Heerden, I. J., The Dailay Variation of The Cosmic Ray Intensity Measured Near The 1954 Sunspot Minimum, *Philosophical Magazine*, 1 (1956), 253.
[47] Aldagarova, Kh. Z. and Amankulova, D. S. et al., Modulation of Galactic Cosmic Rays by Solar Wind, *Proc. 16th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1979), 343.
[48] Lockwood, J. A., Study of The Intensity Time Variation of The Cosmic Radiation, *AD*-671553, 1968.
[49] Charakchyan, T. N. and Okhlopkov, V. P., The 11-Year Cosmic Ray Cycle Relevant to Solar Activity Indices, *Proc. 16th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1979), 302.
[50] Charakchyan, T. N. and Stozhkov, Yu. I., The 11 and 22-Year Cycles in Cosmic Ray Modulation and Their Connection with The Solar Activity, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1981), 223.
[51] Yadav, R. S. and Rana, D. S. et al., Latitude Dependence of Forbush Decreases, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray*

Conf. 4 (1981), 25.
[52] Krymsky, G. F. and Krivoshapkin, P. A., Forbush-Decrease on February 15, 1978, *Proc. 16th Inter. Cosmic Ray Conf*. 3 (1979), 395.
[53] Shah, G. N. and Kaul, C. L. et al., Causes of Forbush Decrease, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf*. 4 (1981), 21.
[54] Kunitomo Sakurai, Energetic Particles from The Sun, *Astrophysics and Space Science*, 28 (1974), 375.
[55] Frank, B. McDonald, Solar Proton Manual, *NASA TR R*-169, 1963.
[56] McCracken, K. G. and Rao, U. R., Solar Cosmic Ray Phenomena, *Space Science Reviews*, 11 (1970), 155.
[57] Бобков, В.Г. and Демид, В.П., Радиационная безопасность при космилеских полетах, глава1, Атомиздат Москва, 1964.
[58] Biswas, S. and Fichtel, C. E., Nuclear Composition and Rigidity Spectra of Solar Cosmic Rays, *The Astrophysical Journal*, 139 (1964), 941.
[59] Biswas, S. and Fichtel, C. E., Composition of Solar Cosmic Rays, *Space Science Reviews*, 4(1965), 709.
[60] Meyer, J. P., A Tentative Ordering of All Available Solar Energetic Particles Abundauce Observations, 1-The Mass Unbiased Baseline, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf*. 3 (1981), 145.
[61] Kunitomo, Sakurai, Chemical Composition of Solar-Flare Particles and Its Relation to Their Acceleration Processes, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf*. 3 (1981), 153
[62] Cook, W. R. and Stone, E. C. et al., Elemantal Composition of Solar Energetic Nuclei, *The Astrophysical Journal*, 238 (1980), L-97.
[63] Mason, G. K. and Fisk, L. A. et al., A Survey of—1 MeV Nucleon^{-1} Solar Flare Particle Abundances $1 \leqslant Z \leqslant 26$ During The 1973—1977 Solar Minimum Period, *The Astrophysical Journal*, 239 (1980), 1070.
[64] Colgate, S. A. and Dulk, G. A. et al., Energetic Particles in Solar flares, P. 117—185, Edited by Peter A. Sturrock, Colorado Associated University Press, 1980.
[65] Reames, D. V. and Von Rosenvinge, T. T., Heavy-Element Abundances in ^{3}He-Rich Events, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf*. 3 (1981), 162.

[66] Möbius, E. and Hovestadt, D. et al., A Comparison of Helinm and Heavy Ion Spectra in ^{3}He Rich Solar Flares with A Model Calculation, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1981), 166.

[67] Mewaldt, R. A. aud Spalding, J. D. et al., High Resolution Measurements of Solar Flare Isotopes, *Proc. 17 th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1981), 131.

[68] Rostron, R. W., The Space Radiation Environment at Synchrons Altitude and Its Effects on Communication Satellites, *AIAA 3 rd Communications Satellite Systems Conference*, 1 (1970).

[69] Stassinopoulos, E. G. and King, J. H., Empirical Solar Proton Model for Orbiting Spacecraft Applications, *IEEE* Trans. *Aerospace and Electronic Systems*, *Aers*-10 (1974), 442.

[70] King, J. H., Solar Proton Fluences for 1977—1983 Space Missions, *Journal of Spacecraft and Rochets*, 11 (1974), 401.

[71] McGuire, R. E. and Von Rosenvinge, T. T. et al., A Survey of Solar Proton and Alpha Differential Spectra between 1 and >400 MeV/n, *Proc. 17 th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1981), 65.

[72] Lin, R. P. and Mewaldt, R. A. et al., The energy Spectrum of 20 KeV—20 MeV Electrons Accelerated in Large Solar Flares, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1981), 64.

[73] Lanzerotti, L. J., Penetration of Solar Protons and Alpha to The Geomagnetic Equator, *Phys. Rev. Letters*, 21 (1968), 929.

[74] Hundhansen, A. J., Coronal Expansion and Solar Wind, Springerverlag, Berlin-Heidelberg, New York, 1972.

[75] Parker, E. N., Interaction of The Solar Wind with The Geomagnetic Field, *Phys. Fluids*, 1 (1958), 171.

[76] Snyder, C. W. and Neugebuer, M. et al., The Solar Wind Velocity and Its Correlation with Cosmic-Ray Variation and with Solar and Geomagnetic Activity, *J. Geophys. Res.* 68 (1963), 6361.

[77] Egeland, A. and Holter, O. et al, Cosmical Geophysics, Chapter 7, The Solar Wind, P. 93—102, Universitetsforlaget Oslo-Bergen-Tromsö, 1973.

[78] Hundhausen, A. J, Direct Observations of Solar Wind

Particles, *Space Sci. Reviews*, 8 (1968), 690.
[79] Hundhausen, A. J., Composition and Dynamics of The Solar Wind Plasma, in Solar-Terrestrial Physics, Part Ⅱ, P. 1, Editored by Dyer, E. R., D. Reidel Publishing Company Dordrecht-Holland 1970.
[80] Cook, W. R. and Stone, E. C. et al., Elemental Composition of Solar Energetic Nuclei, *The Astrophysical Journal*, 238 (1980), L 97.
[81] Parker, E. N., Interplanetary Dynamical Processes, Interscience Publ., New York, 1963.
[82] Wilcox, J. M., The Interplanetary Magnetic Field Solar Origin and Terrestrial Effects, *Space Science Reviews*, 8 (1968), 258.
[83] Schatten, K. H., Large-Scale Properties of The Interplanetary Magnetic field, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 9 (1971), 773.
[84] Wilcox, J. M. and Ness, N. F., Quasi-Stationary Corotating Structure in The Interplanetary Medium, *J. Geophys. Res.* 70 (1965), 5793.
[85] Van Allen, J. A. and Mcilwain, C. E. et al., Radiation Observations with Satellite 1958, *J. Geophys. Research*, 64 (1959), 271.
[86] Vette, J. I., Models of The Trapped Radiation Environment, *NASA SP*-3024, I (1966), Inner Zone Proton and Electron.
[87] Vette, J. I., Models of The Trapped Radiation Environment, *NASA SP*-3024, Ⅱ (1966), Inner and Outer Zone Electrons.
[88] Vette, J. I. and Lucero, A. B., Models of The Trapped Radiation Environment, *NASA SP*-3024, Ⅲ, Electrons at Synchronous Altitude (1967).
[89] King, J. H., Models of The Trapped Radiation Environment, *NASA SP*-3024, Ⅳ (1967), Low Energy protons.
[90] Paulikas, G. A. and Blake, J. B., The Particle Environment at The Synchronous, *AD*-702799, 1969.
[91] Williams, D. J., Sources, Losses and Transport of Magnetospherically Trapped Particles, in *Solar-Terrestrial Physics* /1970, Edited by Dyer, E. R., Part Ⅲ: The Magnetosphere, P. 66, D. Reidel Publishing Company Dordrecht-Holland.
[92] Freden, S. C., Inner-belt Van Allen Radiation, *Space*

Science Reviews, 9 (1969), 198.

[93] Freden, S. C., Energy Spectrum of Inner Zone Protons, in Radiation Trapped in The Earth's Magnetic Field, P. 116, Edited by McCormac, B. M., D. Reidel Publishing Company/Dordrecht-Holland, Gordon and Breach/Science Publishers, New York, 1966.

[94] Davis, L. R. and Williamson, J. M., Outer Zone Protons, in Radiation Trapped in The Earth's Magnetic Field, P. 215, Edited by McCormac, B. M., D. Reidel Publishing Company/Dordrecht-Holland, Gordon and Breach/Science Publishers, New York, 1966.

[95] Williams, D. J., Outer Zone Electrons, in *Radiation Trapped* in The Earth's Magnetic Field, P. 263, Edited by McCormac, B. M., D. Reidel Publishing Company/Dordrecht-Holland, Gordon and Breach/Science Publishers, New York, 1966.

[96] Dessler, A. J. and Michel, F. C., Magnetospherie Models, in Radiation trapped in The Earth's Magnetic Field, P. 449, Edited by McCormac, B. M., D. Reidel Publishing Company/Dordrecht-Holland, Gordon and Breach/Science Publishers, New York, 1966.

[97] McIlwain, C. E., Coordinates for Mapping The Distribution of Geomagnetically Trapped Particles, *J. Geophys. Res.* 66 (1961), 3681.

[98] Vette, J. I., Summary of Particle Populations in The Magnetosphere, in Particles and Fields in The Magnetosphere, P. 305, Edited by B. M. McCormac, D. Reidel Pub. Co., Dordrecht-Holland, 1970.

[99] Vasyliunas, V. M., Magnetospheric Plasma, in *Solar-Terrestrial Physics*/1970, Part III. P. 192, Edited by E. R. Dyer, D. Reidel Pub. Co., Dordrecht-Holland, 1972.

[100] Lin, R. P. et al., Observation of Magnetic Field Merging and The Formation of The Plasma Sheet in The Earth's Magnetotail, *J. Geophys. Res.* 82 (1977), 2761.

[101] Egeland, A. et al., Cosmical Geophysics, Chapter 11, Auroral Particles, P. 161—179, Universitetsforlaget Os Lo-Bergen-Tromsö, 1973.

[102] Feldstein, Y. I., Auroras and Associated Phenomena, in *Solar-Terrestrial Physics*/1970, Part III, P. 152, Edited by E. R. Dyer, D. Reidel Pub. Co., Dordrecht-Holland, 1972.

[103] M.Ehlum, B., Auroral Phenomena Associated with

Particle Precipitations, in Radiation Trapped in The Earth's Magnetic Field, P. 504, Edited by B. M. McCormac, D. Reidel Pub. Co./Dordrecht-Holland, Gordon and Breach/Science Publishers, New York, 1966.

[104] Larsen, T. R. and Potemra, T. A. et al., Energetic Electron Precipitation and VLF Phase Disturbances at Middle Latitudes Following The Magnetic Storm of December 16, 1971, *J. Geophys. Res.* 82(1977), 1519.

[105] Labeyrie, J., Observation of Solar X-Rays, in Electromagnetic Radiation in Space, P. 125, Edited by J. G. Emming, D. Reidel Pub. Co., Dordrecht-Holland, 1967.

[106] Jager, C. DE., Theoretical Aspects of Solar X Radiation, in Electromagnetic Radiation in Space, P. 101, Edited by J. G. Emming, D. Reidel Pub. Co., Dordrecht-Holland, 1967.

[107] Doschek, G. A., Advances in X-Ray and EUV Spectroscopy of Solar Flares and Laboratory Plasmas, in Inter. Conf. on X-Rays in Space, P. 306, Sponsored by National Research Council, Ottawa, The University of Calgary, Calgary, 1975.

[108] Kane, S. R. and Crannell, C. J. et al., Impulsive Phase of Solar Flares, in Solar Flares, P. 187—225, Edited by Sturrock P. A., Colorado Associated University Press, 1980.

[109] Kane, S. R., Impulsive Solar Flare X-Rays>10 KeV and Some Characteristics of Cosmic γ-ray Bursts, in *Inter. Conf. on X-rays in Space*, P. 271, Sponsored by National Research Council, Ottawa, The University of Calgary, Calgary, 1975.

[110] Lin, R. P. and Schwartz, R., Observations of A Solar Hard X-Ray Burst with Very High Spectral and Temporal Resolution, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1981), 2.

[111] Yoshimori, M., Model for Solar Hard X-Ray Barsts, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 3 (1981), 4.

[112] Hudson, H. S., The Solar X-Ray Continuum Below 10 keV, in Inter. Conf. on X-rays in Space, P. 233, Sponsored by National Research Council, Ottawa and The University of Calgary, Calgary, 1975.

[113] Rossi, B., Observation of Stellar X-Ray Sources, in *Electromagnetic Radiation in Space*, P. 164, Edited by J. G. Emming, D. Reidel Pub. Co., Dordrcht-Holland,

1967.
[114] Rossi, B. B., Introductory Remarks, in Non-Solar X and Gamma-Ray Astronomy, P. 1. Edited by L. Gratton, D.Reidel Pub. Co., Dordrecht-Holland 1970.
[115] Giacconi, R. and Gursky, H. et al., Evidence for X-Rays from Sources Outside The Solar System, *Phys. Rev. Letters*, 9 (1962), 439.
[116] Friedman, H., High Energy Astronomy, in *Inter. Conf. on X-Rays in Space*, P. 1—39, Sponsored by National Research Council, Ottawa and The University of Calgary, Calgary 1975.
[117] Agrawal, P. C. and Biswas, S. et al., Observation on Diffuse Cosmic X-rays in The Energy Range 20—120 keV, in Non-Solar X and Gamma-Ray Astronomy, P. 289, Edited by L. Gratton, D. Reidel Pub. Co., Dordrecht-Holland, 1970.
[118] Vette, J. I., The Cosmic γ-Ray Spectrum Near 1 MeV Observed by The ERS-18 Satellite, in Non-Solar X and Gamma-Ray Astronomy, P. 335, Edited by L. Gratton, D. Reidel Pul. Co., Dordrecht-Holland, 1970.
[119] Rao, U. R., Chitnis, E. V. et al., X-ray Flux from Discrete Sources, in Non-Solar X and Gamma Ray Astronomy, P. 88, D. Reidel Pub.Co., Dordrecht-Holland, 1970.
[120] Peterson, L. E., Properties of Individual X-Ray Sources, in Non-Solar X and Gamma Ray Astronomy, P. 59, D. Reidel Pub. Co. Dordrecht-Holland, 1970.
[121] Boldt, E. and Holt, S., What is Special About Cygnus X—1? (Black Holes in Theory and Observation Ⅱ: X-Ray Observations), in *Inter, Conf. on X-rays in Space*, P. 69, Sponsored by National Research Concil, Ottawa and The University of Calgary, Calgary, 1975.
[122] Bahcall, J. N., Some Properties of X-Ray Binaries, in *Inter. Conf. on X-Rays in Space*, P. 147, Sponsored by National Research Concil, Ottawa and The University of Calgary, Calgary, 1975.
[123] W. H.-M. KU and Walff, R. S., Observations of Pulsating X-Ray Binaries 4U0900-40 and 4U1223-62, *Astrophysics and Space Science*, 62 (1979), 439.
[124] Lewin, W. H. G. and Paul, C. J., X-Ray Burst Sources, *Nature*, 270 (1977), 211.
[125] Paradijs, J. V., Average Properties of X-Ray Burst Sources, *Nature*, 274 (1978), 650.

[126] Trefall, H., Auroral Zone X-Rays, in Cosmical Geophysics, P. 237, Edited by A. Egeland et al., Universitetsforlaget OSLO-Bergen-Tromsö, 1973.
[127] Imhof, W. L., Review of Rocket and Satellite Measurements of X-Rays from Electron Precipitation at High Latitudes, in *Inter. Conf. on X-Rays in Space*, P. 742, Sponsored by National Research Council, Ottawa and The University of Calgary, Calgary, 1975.
[128] Chupp, E. L. and Forrest, D. J. et al., Solar Gamma Ray Lines Observed During The Solar Activity of August 2 to August 11, 1972, *Nature*, 241 (1973), 333.
[129] Chupp. E. L. and Forrest, D. J. et al., High Energy Gamma-Ray Radiation Above 300keV Associated With Solar Activity, in *Solar Gamma, X and EUV Radiation*, 1 AU Symp, 68 (1975), 341, Edited by Kane, S. R., Dordrecht, Reidel.
[130] Forrest, D. J. and Chupp, E. L. et al., Solar Gamma Rays and Other Nuclear Secondries, in Inter. Conf. on X-Rays in Space, P. 341, Sponsored by National Research Council, Ottawa and The University of Calgary, Calgary, 1975.
[131] Chupp, E. L., Gamma Ray Astronomy, Chapter V, P. 150—230, D, Reidel Publ. Co., Dordrecht-Holland/Boston-U. S. A. 1976.
[132] Okudaira, K. and Hirasima, Y. et al., Solar Gamma-Ray experiment on Astro-A Satellite, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf* 3 (1981), 11.
[133] Buccheri, R. and Morini, M. et al., On The Nature of The Galactic 2 CG γ-Ray Sources, in Gamma-Ray Astronomy, P. 495, Edited by Massey, S. H. etal., London The Royal Society, 1981.
[134] Dean, A. J. and Ramsden, D., Extragalactic γ-Rays, in Gamma-Ray Astronomy, P. 577, Edited by Massey, S. H. et al, London The Royal Society, 1981.
[135] Zanrosso, E. M. and Long, J. et al., Observations of The Crab Nebula, NGC 4151, CYG X-1 and CYG X-3 at Medium Gamma Ray Energies, *Proc. 16th Inter Cosmic Ray Conf*, 12 (1979), 26.
[136] Riegler, G. R. and Ling, J. C. et al., Gamma-Ray Line Emission from The Galactic Plane, *Proc. 17 th Inter. Cosmic Ray Conf*. 2 (1981), 1.
[137] Vedrenne, G., Cosmic γ Ray Bursts, in Gamma-Ray Astr-

onomy, P. 645, Edited by Massey, S. H. etal., London The Royal Society, 1981.
[138] Hurley, K., Non Solar Gamma Rays, Adv. Space Explor. I (ed. R. Cousik and R. D. Wills), P. 123, Oxford: Pergamon Press, 1980.
[139] Ulmer, M. P., Gamma Ray Bursts, in *Inter. Conf. on X Rays in Space*, P. 163, Sponsored by National Research Council, Ottawa and The University of Calgary, Calgary, 1975.
[140] White, R. S. and Long, J. L. et al., Search for Gamma Ray Bursts, *Proc. 16 th Inter. Cosmic Ray Conf.* 12 (1979), 41.
[141] Wheaton, W. A. and Ling, J. C. et al., 16 November 1979 Gamma Ray Bursts Observed With HEAO—3 High-Resolution Gamma Ray Spectrometer, *Proc. 17th Inter. Cosmic Ray Conf.* 2 (1981), 2.
[142] Schönfelder, V. and Graser, U. et al., Diffuse Cosmic and Atmospheric Mev Gamma Radiation from Balloon Observations, *The Astrophysical Journal*, 217 (1977), 306.
[143] Rayn, J. M., Atmospheric Gamma Ray Angle and Energy Distributions from 2 to 25 MeV, *J. Geophys. Res.* 82 (1977), 3593.
[144] Graser, U., Theoretical Zenith Angle Distribution of Atmospheric MeV Gamma Radiation at High Balloon Altitudes, *J. Geophys. Res.* 82 (1977), 1055.
[145] Chupp, E. L., Gamma Ray Astronomy, Chapter Vl, P 208 D. Reidel Pub. Company, 1976.
[146] Mahoney, W. A. et al., X-Rays, Gamma Rays and Cosmic Rays HEAO-3 Measuremeuts of The Atmospheric Positron Annihilation Line, *J. Geophys. Res.* 86 (1981). 1396.
[147] Lockwood, J. A., Neutron Measuremeuts in Space, *Space Science Reviews*, 14 (1973), 663.
[148] Claflin, E. S. and White, R. S., The Source of Inner Belt Protons, *J. Geophys. Res.* 73 (1968), 4675.
[149] White, R. S. and Moon, S. et al., Earth Albedo and Solar Neutrons, *Space Res.* 13 (1973), 683.
[150] Preszler, A. M. and Moon, S. et al., Atmospheric Neutrons, *J. Geophys. Res.*, 81 (1976), 4715.
[151] Lockwood, J. A. and Hsieh, L. et al., Atmospheric

Neutron and Gamma Ray Fluxes and Energy Spectra, *J. Geophys. Res.* 84 (1979),1402.

[152] Marker, M., Calculated Angular Distributions of Energetic Atmosphere Neutrons, Proc. 14 th Inter. Cosmic Ray Conf. 4 (1975), 1393.

[153] Amstrong, T. W. and Chandler, K. C. et al., Calculations of Neutron Flux Spectra Induced in The Earth's Atmosphere by Galactic Cosmic Rays, *J. Geophys. Res.*, 78 (1973),2715.

[154] Lockwood, J. A. et al.,Upper Limit to The 1—20 MeV Solar Neutron Flux, *Solar Phys.* 30 (1973), 183.

[155] Cortellessa, P. et al., A Search for Solar Neutrons Near Solar Maximum II, *Solar Phys.* 20 (1971), 474.

[156] Satellite Spots Neutrons from The Sun, "*New Scientist*" 17 February 1983, 440.

[157] Chupp, E.L. et al.,A Direct Observation of Solar Neutrons Following The 0118 UT Flare on 1980 June 21, *Astrophys. J. (Letters)*, 263 (1982), L 95.

[158] Debrunner, H. et al., The Solar Cosmic Ray Neutron Event on June 3, 1982, *Proc. 18 th Inter. Cosmic Ray Conf.*, 4 (1983), 75.

[159] Chupp, E. L. et al.,The Solar Neutron Event on 1982 June 3, *Proc. 18th Inter. Cosmic Ray Conf.*, 4 (1983), 74.

第二章　射线与物质的相互作用

所有射线的测量都取决于射线和物质的相互作用。因此，这些相互作用的性质是研究射线测量的根据。本章概述带电粒子、X和γ射线、中子与物质的主要相互作用，以及这些射线探测的基本原理，其目的在于为论述空间粒子辐射探测技术，提供物理基础。

§2.1　带电粒子与物质的相互作用

当带电粒子进入物质时，同物质相互作用会发生以下一些效应，并在这些作用过程中损失其能量：带电粒子使物质原子电离与激发；当带电粒子穿过透明介质时，如果它的速度超过了光在该介质中的速度时，会沿一定方向发射可见光，即切伦柯夫辐射；当快速带电粒子受到物质中原子核的库仑作用改变速度时，将发出能量连续分布的电磁辐射，即韧致辐射；当高速带电粒子穿过两个不同介电常数的介质交界面时，会发射电磁辐射，即穿越辐射。目前带电粒子的探测主要是利用电离和激发效应以及切伦柯夫效应。

2.1.1　射线探测的基本原理

粒子辐射探测主要是测定粒子强度，确定粒子的性质（如电荷、质量、能量和方向等）。根据不同的测量要求，制成了许多种不同类型的探测器，它们依据的原理不尽相同，但大多数是利用带电粒子对物质原子的电离和激发作

用，以及切伦柯夫效应。

1．电离和激发的应用

当带电粒子射入物质时，由于与物质原子的轨道电子发生库仑作用，损失掉自己的部分能量，使这些原子激发或电离。入射粒子在其路径上将和许许多多的原子作用，不断损失能量，产生许多正负离子对和激发原子，直至它损失掉全部能量或穿出探测物质。利用这种激发和电离效应探测入射粒子的探测器，大致可以分为三种基本类型：

1)收集电离电荷的探测器——这类探测器收集电离效应所产生的大量正负离子，记录由它们的电荷及次级电荷所产生的电压脉冲（或电流)。属于这一类的探测器有充气体作为探测物质的气体探测器，有固体作探测物质的半导体探测器，以及液体电离探测器。这类探测器必须在探测器部分加上适当的电压，使之形成电场，保证有效地收集电荷。

2)收集荧光的探测器——这类探测器收集被带电粒子激发的原子在退激发过程中所放出的光子（荧光)，由于荧光很弱，需要通过光电倍增管转换和放大，即把光脉冲变成较大的电脉冲，以便于记录。属于这类探测器主要有闪烁探测器，闪烁体大多是固体，但也可以是液体或气体。闪烁探测器不需要在闪烁体上加电压，但必须在与它连用的光电倍增管上加高压。

3)利用离子集团作为径迹中心的探测器——这种探测器的原理是以带电粒子产生的离子（或离子集团）作为粒子径迹上各个点的核心，再利用其他物理条件使围绕这些核心生成较大的颗粒或火花，从而组成可见的带电粒子径迹而被观测到。属于这类探测器的有核乳胶、云室、气泡室、火花室和固体径迹探测器。

2. 切伦柯夫辐射的应用

当带电粒子穿过透明介质时，如果它的速度 v 大于光在此介质中的相速度 c/n（c 为光在真空中的速度，n 为介质的折射率），则在粒子经过之处，将沿一定方向发出可见光，这就是切伦柯夫辐射。收集切伦柯夫辐射的探测器叫切伦柯夫探测器。产生切伦柯夫辐射的辐射体可以是固体、液体和气体。由于产生的切伦柯夫光很微弱，所以也必须配备光电倍增管加以放大后才能被记录。

轫致辐射与探测器物质作用会发射电子，这些电子在探测器物质内产生电离和激发，它们与入射粒子直接产生的电离和激发混在一起，不好区分。因此，前面讨论的直接利用电离和激发效应来探测入射粒子的探测器，实际上也包含了轫致辐射效应间接产生的电离和激发。关于穿越辐射，在空间粒子辐射探测中还很少利用，此处就不作介绍了。

2.1.2 带电粒子的能量损耗

如前所述，当带电粒子穿过物质时，由于激发、电离、轫致辐射和切伦柯夫辐射等效应，将消耗它的能量。这个能量损失与带电粒子本身的性质和吸收物质的性质有关，通常把某种物质中通过单位长度所损失的能量称为该粒子在此种物质中的能量损耗，或称为该种物质对这种粒子的阻止本领，用 $-(dE/dx)$ 表示。$-(dE/dx)$ 越大，表明这种粒子在该物质中的电离本领越大，或者说它通过单位路程损失的能量越多，即该物质对这种粒子的阻止本领越大。

1. 电离损耗

电离和激发效应引起的能量损耗叫电离损耗。理论计算

表明，当入射粒子的动能 $E \gg \frac{M}{m} E_{电离}$ 时，由于激发和电离效应引起的电离损耗有如下关系：

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} NZB \qquad (2-1)$$

式中 Ze 是入射粒子的电荷，v 和 M 是入射粒子的速度和质量，m 是电子的静止质量，$E_{电离}$ 为电离能，N 为单位体积吸收物质中的原子数，Z 为吸收物质的原子序数，NZ 为单位体积吸收物质中的电子数，即电子密度 n，B 为阻止系数，它是一个复杂的函数。对于重粒子，如质子（p）、氘（d）、α 粒子等，B 可以写为：

$$B_{重} = \ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta \qquad (2-2)$$

故能量损耗为：

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{电离} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} NZ\left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta\right] \qquad (2-3)$$

式中 $\beta = v/c$，δ 是高能时的密度效应修正，I 是物质原子的平均激发能。

在非相对论近似下（$\beta \ll 1$），则式（2-2）减化为：

$$B_{重} = \ln \frac{2mv^2}{I} \qquad (2-4)$$

对于电子，由于它的质量远小于重粒子，与轨道电子相同，因此，入射电子传给轨道电子的能量和入射重粒子传给轨道电子的能量不同，导致阻止系数也不同。根据理论计算，电子的阻止系数可写为：

$$B_{电子} = \frac{1}{2}\left\{\ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2)\ln 2\right.$$

$$+1-\beta^2+\frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2-\delta\Big] \qquad (2-5)$$

在非相对论近似下，上式简化为：

$$B_{电子}=\ln\frac{0\cdot 58mv^2}{I} \qquad (2-6)$$

上述电离损耗公式和实验结果是一致的，图 2.1 是根据上述公式计算出来的几种粒子在空气中的电离损耗与粒子动能的关系，书后附录给出了不同能量的质子和电子在几种物质中的电离损耗。

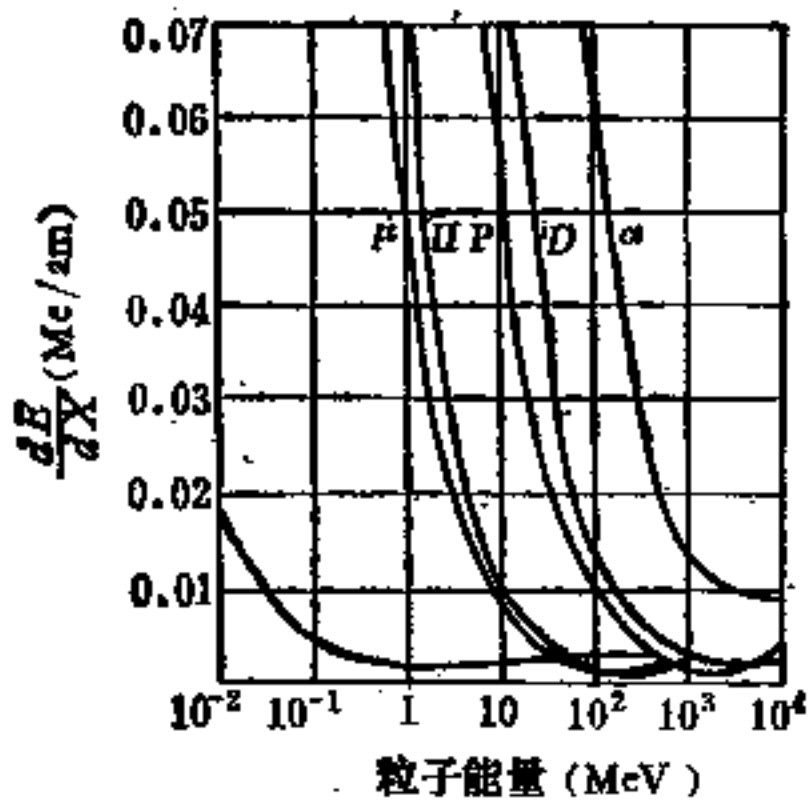


图 2.1　空气中几种粒子的电离损耗与粒子动能的关系

电离损耗有时也用电离密度 n 表示，电离密度是带电粒子通过单位路程所产生的离子对数目。如果设入射粒子产生一对离子所消耗的平均能量为 ε，根据电离损耗的定义有：

$$-(dE/dx)_{电离}=\varepsilon n \qquad (2-7)$$

对一定的物质，ε 基本上是常数，因此 n 实际上与 $-(dE/dx)_{电离}$ 成正比。所以，电离密度与入射粒子能量之间也有如图 2.1 所示的关系。

由式（2-3）可以知道，式中不直接包含入射粒子质量 M，因此，只要它们的电荷和速度相同，在同一种吸收物质中，其电离损耗也就相同。如果以能量作参量，则可以看出，质量越大的粒子，电离损耗也越大。但随着入射粒子能量增高，具有同一电荷的不同入射粒子的电离会逐渐接近。电离损耗和入射粒子的电荷 z^2 成正比，例如 α 粒子 $z=2$，质子 $z=1$，如果它们的速度相同，那末在同种物质中，α 粒子的电离损耗比质子大 4 倍。如果它们的能量相同，则 α 粒子要比质子大 16 倍。还可以看出，电离损耗正比于吸收物质的电子密度 NZ，因此，对重元素吸收物质的电离损耗较大。由于 $N=\rho N_A/A$，其中 N_A 是阿伏加德罗常数，A 是原子量，因此有 $NZ=\rho N_A\frac{Z}{A}$。因为不同物质的 Z/A 均近似一个常数，因此，电离激发与物质密度成正比。为了消除电离损耗对物质性质的依赖关系，通常也用以下的电离损耗公式：

$$-\frac{dE}{d\xi}=-\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}=\frac{4\pi z^2e^4}{\rho mv^2}NZB \qquad (2-8)$$

式中 ρ 是物质密度，单位是克/厘米^3，ξ 是物质密度与厚度的乘积，称为等效厚度，单位是克/厘米^2。但是，由于 NZ/ρ 值（即 Z/A）并不是常数，而是略有不同。元素越重，此值越小，并且平均激发能 I 也随不同物质而变化，所以，$-(dE/dx)_{电离}$ 并不严格正比于 ρ，$-(dE/d\xi)_{电离}$ 仍与吸收物质有关。不过，对于电子密度相差不大的物质，同一能量的相同粒子的 $-dE/d\xi$ 值基本上是差不多的。

2。辐射损耗

初致辐射主要是轻粒子，特别是电子损失能量的方式。

因为辐射能同粒子质量的平方成反比，电子的辐射比质子辐射强百万倍以上，所以，通常只考虑电子产生的轫致辐射。

轫致辐射引起的能量损耗的计算公式是很复杂的。当入射粒子的能量 E 在 $Mc^2 \ll E \ll 137\,Mc^2Z^{-1/3}$ 时，由下式表示：

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}} = \frac{4NZ(Z+1)}{137}\left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)^2 \times E\left[\ln\left(\frac{2E}{Mc^2}\right) - \frac{1}{3}\right] \qquad (2-9)$$

在超相对论范围（$E \gg 137Mc^2Z^{-1/3}$），则简化为：

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}} = \frac{4NZ(Z+1)}{137}\left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)^2 \times E\left[\ln\left(183Z^{-1/3}\right) + \frac{1}{18}\right] \qquad (2-10)$$

由上式可以看出，轫致辐射能量损耗正比于入射粒子能量，这与电离损耗不同。在相对论范围内两者之比近似为：

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}} \Big/ -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}} = \frac{(E+mc^2)}{1600Mc^2}Z \qquad (2-11)$$

所以，当粒子能量较低时，电离损耗起主要作用。随着粒子能量增加，轫致辐射损耗逐渐变得重要，当粒子能量很高时，轫致辐射成为损失能量的主要方式。两者相等的临界能量为：

$$E_c = \frac{1600Mc^2}{Z} \qquad (2-12)$$

2.1.3 带电粒子的射程

由于粒子在吸收物质内不断损失能量，当它把全部能量

都损失完后就停止下来。人们把带电粒子在某种物质内从产生到最后完全停下来所经过的距离称为这种粒子在该物质中的射程（单位为厘米），而把带电粒子在飞行中的某一点到完全停下来的距离称为该点的剩余射程，实际上它就是与这一点上粒子的能量相应的射程。在实际工作中，通常对射程只作了广义的了解，即从某一点（不管是产生点或者是飞行中的任一点）到停止的距离都称为射程。

由于阻止本领是粒子通过单位路程损失的能量，因此，式（2-1）对能量积分就可以得到能量为 E_0 的粒子射程

$$R(e_0)=\int_{E_0}^{0} dx=\int_{E_0}^{0}\frac{dE}{dE/dx}$$

$$=\frac{mM}{4\pi z^2 e^4 NZ}\int_0^{v_0}\frac{v^3 dv}{B(v)} \qquad (2-13)$$

因此，射程与粒子的能量和质量有关，与吸收物质的电子密度有关。能量越大，质量越小，电子密度越小，则射程越长。

在实用上，为了比较不同物质的射程，类似阻止本领也引入等效射程 R_m，$R_m=\rho R$（克/厘米^2），ρ 为吸收物质的密度（克/厘米^3）。

1。重粒子的射程

由式（2-13）知道，具有相同能量的同一种重粒子，在给定的物质中基本上有相同的固定射程。图 2.2 是 ^{210}Po α 粒子源在空气中测量的单能 α 粒子吸收曲线，由图可见，距离在 0 —3 厘米范围内，探测器记录的 α 粒子数目基本不变，当距离超过 3 厘米后，计数率迅速下降，可见单能 α 粒子具有大致相同的射程。通常把计数率为 $N_0/2$ 对应的距离

定义为粒子的平均射程 $R_{平均}$，即以上定义的射程 R。把经过 A 点沿直线作切线交于横轴的 $R_{外推}$ 叫做外推射程。两者之差反映了单能重带电粒子射程的起伏。

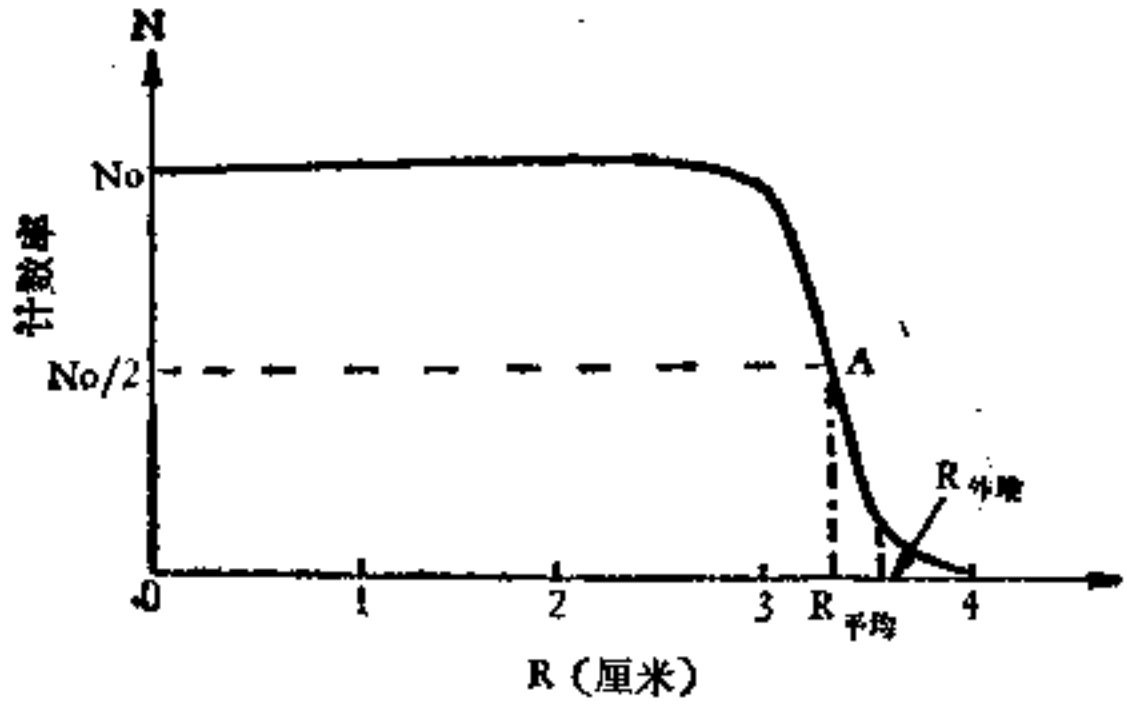


图 2.2　α 粒子数量变化与源-探测器之间距离的函数关系

多年来，人们对质子和 α 粒子在不同物质中的射程-能量关系进行了大量的实验和理论研究，得到了许多数表、曲线和经验公式，可以供我们方便地查找。书后附录给出了质子在几种物质中的射程-能量关系。图 2.3 是质子和 α 粒子在硅和锗中的射程-能量关系曲线。对于各种经验公式要注意它的适用范围与精度。例如在标准状况的空气中，质子的射程-能量经验关系为：

$$R=(E/9.3)^{1.8}\times 10^2 \qquad (2-14)$$

单位为厘米。它适用于质子的能量在数 MeV 到 200 MeV 的范围。而 α 粒子在标准状况的空气中，其射程-能量关系是：

$$R=(0.285+0.005E)\,E^{3/2} \qquad (2-15)$$

当 $4\leqslant E\leqslant 11$ MeV 时，精度为 1%；当 $11\leqslant E\leqslant 15$ MeV 时，精度为 4%。

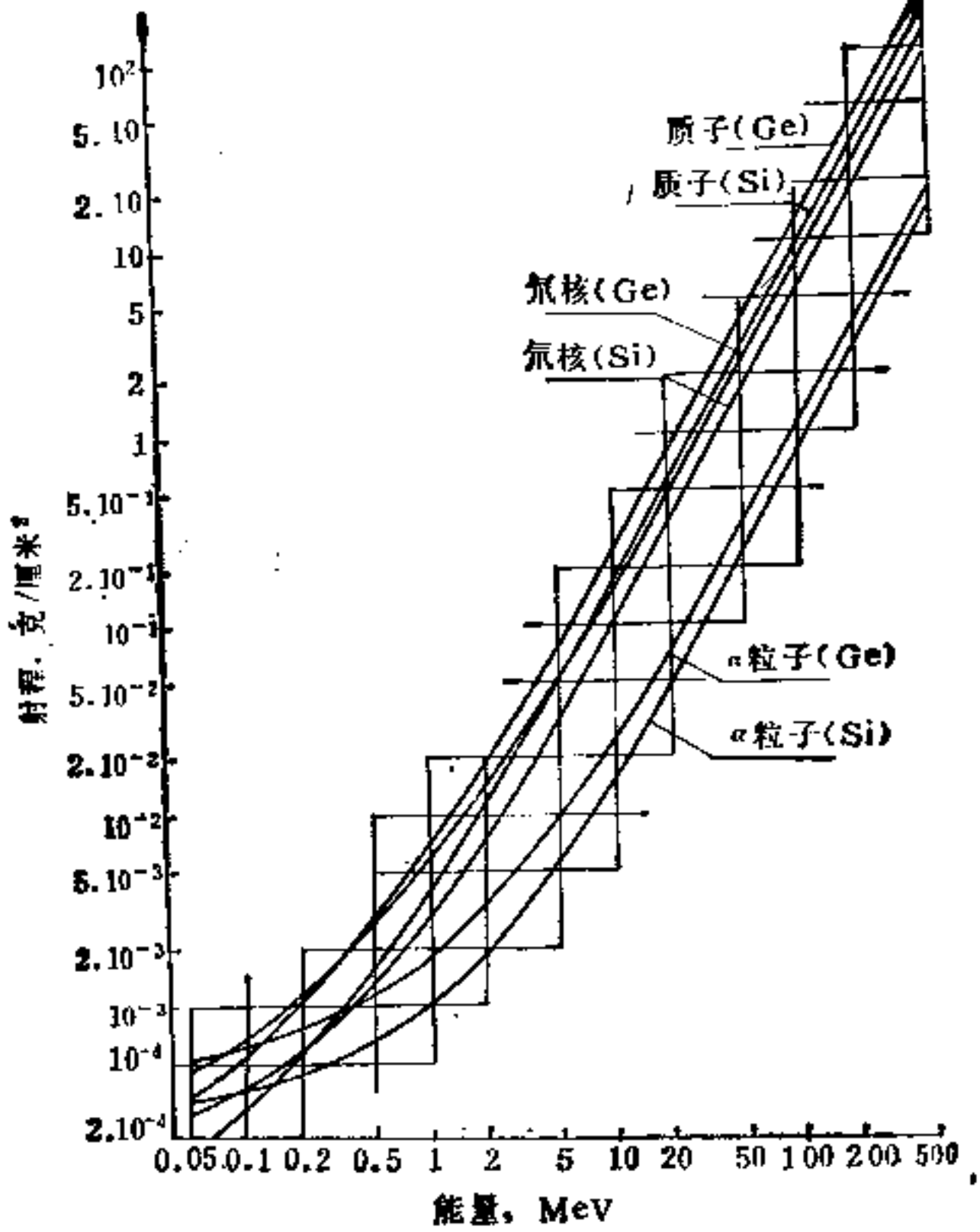


图 2.3 质子和α粒子在硅和锗中的射程-能量关系

实验表明，在不同物质中 $R\rho/\sqrt{A}$近于常数，其中 ρ 和 A 分别为物质的密度和原子量，所以，

$$\frac{R_1}{R_2}=\frac{\rho_2\sqrt{A_2}}{\rho_1\sqrt{A_1}} \qquad (2-16)$$

由此可以看出，如果知道了某种粒子在第 1 种物质中的射

程，就可以求出该种粒子在第 2 种物质中的射程。

由于有相同速度的两种不同带电粒子的能量损失率仅与它们电量的平方成正比。所以，假如已知某一种粒子 1 在给定物质中的射程-能量关系，那末可以求得具有同一速度的另一种粒子 2 在该物质中的射程-能量关系，其关系为：

$$R_{z_1M_1}(v) = \frac{M_1}{M_2}\cdot\frac{z_2^2}{z_1^2}R_{z_2M_2}(v) + C \qquad (2-17)$$

式中 C 是考虑到俘获过程及小能量时电子的损耗而引入的一个改正常数，由实验确定，对于 $z_1=z_2$ 的情况，$C=0$。

2. 电子的射程

由于电子在电离碰撞过程中丢失能量的涨落很大，甚至一次作用就会损失掉自己的全部动能，同时还存在韧致辐射损耗，所以，即使电子是单能的，它们在同一物质中行经的距离也有很大差别。此外，由于电子质量小，作用后受到的“反冲”较大，因而显著地改变自己的运动方向，加上散射作用，使电子在物质中的路径不是直线，而是弯曲的折线。所以，电子不象重粒子那样有固定的射程，其射程的定义也与重粒子稍有不同。

通常把记录电子相对强度与吸收物质厚度 R 的关系曲线的直线部分延长，延长线与横轴的交点处的 R 值（即 $R_{外推}$）定义为电子的射程 R_e，或把入射电子强度减少一半的吸收体厚度 $\overline{R}$ 定义为平均射程，如图 2.4 所示[2]。对于单能电子在铝中的射程 R_e 与能量 E_0 的关系，可以表示如下：

$$\begin{cases} R_e=412E_0^n, & 0.01\leqslant E_0\leqslant 2.5 \text{ 兆电子伏} \\ R_e=530E_0-106, & 2.5\leqslant E_0\leqslant 20 \text{ 兆电子伏} \end{cases} \qquad (2-18)$$

式中 $n=1.265-0.095\ln E_0$，E_0 以兆电子伏为单位，R_s 以毫克/厘米^2 为单位[2]。

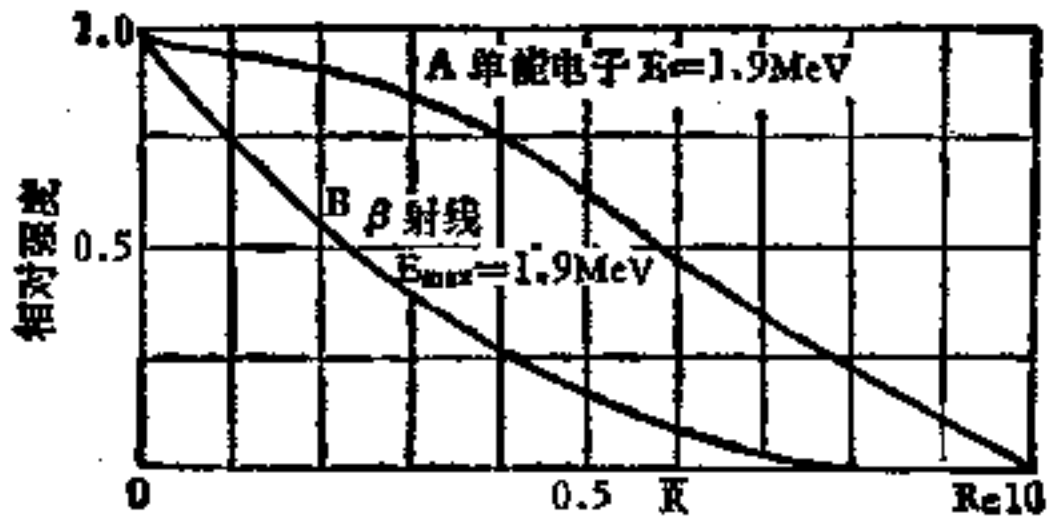


图 2.4　电子的吸收曲线

对于具有连续谱的 β 射线（图中曲线 B），由于涉及大数量的碰撞和每次碰撞期间运动方向的变化等几种因素，综合起来也能产生电子束强度的指数式衰减效应，它们的强度关系是：

$$I=I_0e^{-\mu x} \qquad (2\text{-}19)$$

式中 I_0 是 β 粒子通过吸收层之前的强度，I 是通过厚度 x 之后的强度，x 是以克/厘米^2 为单位，μ 是质量吸收系数（厘米^2/克），其经验公式是：

$$\mu=17/E_0^{1.14} \qquad 0.1<E_0<4MeV, \quad (2\text{-}20)$$

式中 E_0 是 β 粒子的最大能量，以 MeV 为单位。

§2.2 X和γ射线与物质的相互作用

2.2.1　相互作用过程

X和γ射线是高能电磁波，不象带电粒子那样能使物质的原子直接电离或激发，所以，它们不能直接被探测。但

是，当它们通过物质时，由于和原子的核外电子或原子核发生电磁相互作用，损失其大部或全部能量，而引起光电效应、康普顿效应和电子对效应。这三种作用都会产生次级电子，这些次级电子在探测器物质内会引起电离和激发，由此间接地探测到 X 和 γ 射线。

1. 光电效应

光电效应的发生是由具有能量 $E=h\nu$ 的光子和原子束缚电子发生电磁作用的结果。这些光子把整个能量交给原子中的电子（本身被吸收掉），后者把一部分能量用来克服结合能，余下的就作为电子的动能，使电子脱离原子，成为光电子，这就是光电效应。它在光子能量较低时起主要作用。如果光子的能量小于电子的结合能，将不会发生光电效应。

X 和 γ 射线与物质原子发生光电效应的几率(在原子核物理学中常用截面表示作用几率) $\sigma_{光}$ 随光子能量 E_γ 和物质的原子序数 Z 而变化，其关系为：

$$\sigma_{光}=\begin{cases} 2^{5/2}\alpha^4\phi_0 Z^5\ \left(\dfrac{mc^2}{E_\gamma}\right)^{7/2}, & \text{当} E_\gamma \geqslant E_i \\ 1.5\alpha^4\phi_0 Z^5 mc^2/E_\gamma, & \text{当} E_\gamma \gg 0.5\text{兆电子伏}, \end{cases} \qquad (2-21)$$

式中 $\alpha=e^2/\hbar c=1/137$ 是精细结构常数，$\hbar=h/2\pi$，$\phi_0=8/3\pi r_0^2=6.651\times10^{-25}$ 厘米^2，是汤姆逊散射截面，E_i 是 i 壳层电子的结合能。

由此可见，光电效应的总截面 $\sigma_{光}$ 随原子序数 Z^5 变化，随光子能量 $E\gamma^{-7/2}$ 或 $E\gamma^{-1}$ 而变化。因此，重元素的光电效应比轻元素强得多，低能 γ 射线比高能强得多，当光子能量接近电子结合能时，光电效应的截面最大。图 2.5 是 γ 射线在硅和锗中的吸收截面随能量的变化，光电效应主要发生在

光子能量较低的范围内。

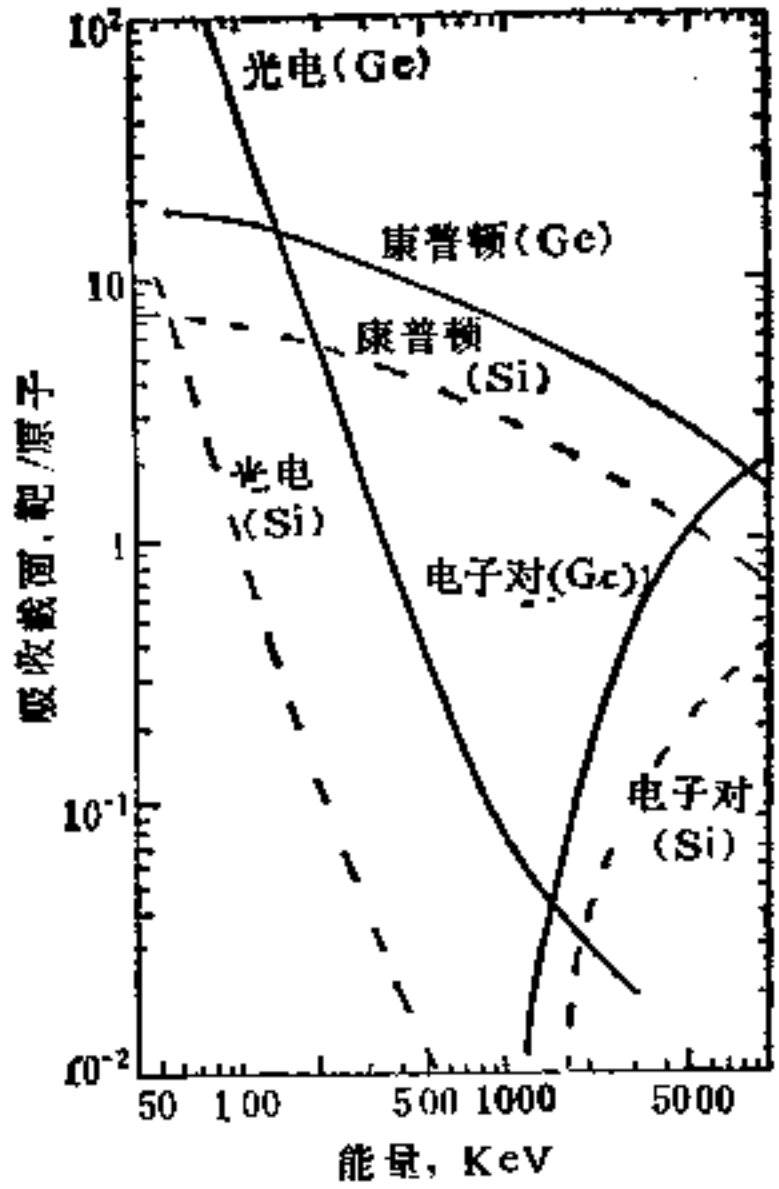


图 2.5　γ射线在硅和锗中的吸收截面随能量的变化

2。康普顿效应

康普顿效应与光电效应不同，γ射线与吸收物质作用时，光子被吸收物质原子中的电子所散射，损失其部分能量，而且γ光子的飞行方向发生偏转，如图2·6所示。因此，康普顿效应无论是对束缚电子，还是自由电子都能发生，它在光子能量为1兆电子伏左右起主要作用。

由图2·6可以看出，设入射光子能量为E_r，散射光子的能量为E_r'，散射角为ϑ，反冲电子从φ方向飞出，具有动能E_c。利用相对论公式和能量、动量守恒定律，可以得到如下

关系：

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1-\cos\theta)} \qquad (2-22)$$

$$E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1-\cos\theta)} \right] \qquad (2-23)$$

$$\mathrm{ctg}\phi = \left(1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}\right) \mathrm{tg}\frac{\theta}{2} \qquad (2-24)$$

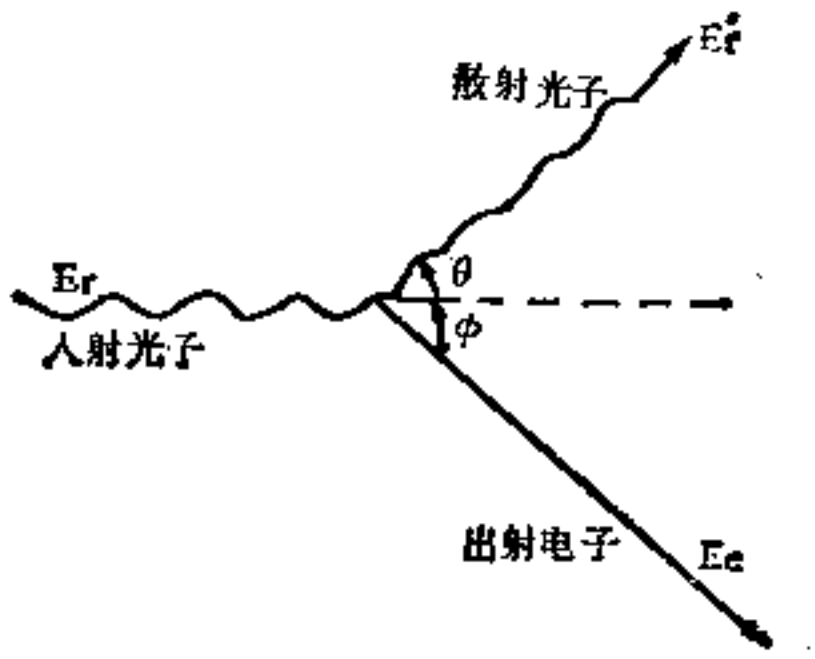


图 2.6　康普顿效应示意图

由此可见，当光子能量 $E_\gamma \ll mc^2 = 0.51\mathrm{MeV}$ 时，散射光子能量接近于入射光子能量。随着 E_γ 增大，散射光子能量增大的比例逐渐减小，反冲电子获得的能量逐渐增加，当 $E_\gamma \gg mc^2$ 时，E_e 接近于 E_γ。

每一个电子是近似地作为自由电子而独立地与 γ 射线作用，γ 射线产生康普顿效应的原子截面正比于 Z，它与能量的关系为：

$$\sigma_{康} = \frac{2\pi e^4 Z}{m^2c^4}\left\{\frac{1+a}{a^2}\left[\frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{1}{a}\ln(1+2a)\right] + \right.$$

$$\left. \frac{1}{2a}\ln(1+2a) - \frac{1+3a}{(1+2a)^2}\right\} \qquad (2-25)$$

式中 $a = E_\gamma/mc^2$。由此可以得出

$$\sigma_{康} = \begin{cases} \frac{8}{3}\pi\frac{e^4}{m^2c^4}Z\left[1 - \frac{2E_\gamma}{mc^2} + 5.2\left(\frac{E^2_\gamma}{mc^2}\right)^2 + \cdots\right] \text{当 } E_\gamma \text{较小时} \\ \left(\frac{\pi e^4}{mc^2}\right)\frac{Z}{E_\gamma}\left(\ln\frac{2E_\gamma}{mc^2} + \frac{1}{2}\right), \text{当} E_\gamma \gg 0.5 \text{兆电子伏时} \end{cases}$$

(2-26)

可见在低能时，康普顿效应截面与能量关系不大；当$E_\gamma \gg mc^2$时，截面近似与 E_γ 成反比，参看图 2.5。

比较式（2-21）和（2-26），可见康普顿效应对原子序数和能量的依赖关系远不如光电效应强烈，它随光子能量增加而下降，其速度比光电效应慢得多。在一定能量以上，康普顿效应截面将超过光电效应的截面，这个能量界限在硅中是 60 千电子伏左右，在锗中是 200 千电子伏左右。

3. 电子对效应

γ 射线与物质相互作用的第三种效应是电子对效应。它是由于 γ 射线和原子核的电磁相互作用的结果，因为 γ 射线与核外电子作用产生电子对效应的几率要比与核本身作用产生电子对效应的几率小很多。在此过程中光子消失，而转化成一对粒子，即正、负电子。光子的一部分能量转化为两个粒子的静止能量（均为 $mc^2 = 0.51$ 兆电子伏），另一部分能量转化为电子对的动能 E_e^+ 和 E_e^-，两个粒子的动能之和必须等于光子能量与总的静止能量（1.02 兆电子伏）之差，即

$$E_e^+ + E_e^- = E_\gamma - 2mc^2 \qquad (2\text{-}27)$$

显然能量小于 $2mc^2$ 的光子是不可能产生电子对效应的。还可以看到，对确定能量的 γ 射线，正负电子的动能之和为常数，但是对于单个电子（或正电子）其能量可以从 0 到 $E_\gamma - 2mc^2$ 变化。

γ 射线产生电子对效应的原子截面与原子序数 Z^2 成正比。在 γ 光子能量低时，随能量线性增加，然后近于对数增加；当 E_γ 很高时，它近于常数，参看图 2.5。它的作用截面可由下式表示：

$$\sigma_{对} = \begin{cases} \dfrac{e^4 Z(Z+1)}{137m^2c^4}\left(\dfrac{28}{9}\ln\dfrac{2E_\gamma}{2mc^2} - \dfrac{218}{27}\right), 137mc^2Z^{-\frac{1}{3}} \gg E \gg mc^2 \\ \dfrac{e^4 Z(Z+1)}{137m^2c^4}\left(\dfrac{28}{9}\ln 183Z^{-1/3} - \dfrac{2}{27}\right), E_\gamma \gg 137mc^2Z^{-1/3} \end{cases}$$

（2-28）

电子在损失其动能后就停止下来，但是正电子在物质内除由于电离和激发效应损失能量外，也可能与电子复合而转变为一对 γ 光子，这个现象称为正电子湮灭效应。它是形成电子对的逆过程，因此，正电子是不稳定的。

总的说来，X 和 γ 射线与物质的三种相互作用中，光电效应和康普顿效应是光子与核外电子作用的结果，电子对效应是光子与原子核电磁场的作用结果。粗略地说，光电效应在低能高 Z 范围占优势；电子对效应在高能高 Z 范围占优势；康普顿效应在中能特别是低 Z 区占优势。无论是哪一种效应，每个光子都是在一次作用中就损失其全部或大部分能量，并发射出电子，正是这些电子，使探测 X 和 γ 射线成为可能。光电效应和电子对效应发射的电子是单一能量，因而也能够测量 X 和 γ 射线的能量。

2.2.2 X 和 γ 射线的吸收

由于 X 和 γ 射线损失能量是通过上述三种作用方式，有关粒子的射程定义对 X 和 γ 射线是没有意义的，无法肯定它在物质中一定走多少距离。但是，对于一定能量的 X 和 γ 射线通过物质时，上述三种效应有一定的作用几率，综合效应会使射线的强度减弱。因此，大量的 X 和 γ 射线作用的统计结果，仍然有一定的吸收厚度。

假设用探测器测量强度为 I 的 X 或 γ 射线，当穿过一层厚度为 dx 的吸收材料时，由于光子和物质的相互作用结果，射线强度将减少 dI 。射线产生光电效应的部分等于每个原子的截面（τ_a)乘以每平方厘米中的原子数($\rho N_A dx/A$)，式中 ρ 是物质密度，N_A 是阿佛加德罗常数，A 是原子量。由光电相互作用引起的强度减弱是：

$$dI_1 = -\tau_a \frac{\rho N_A}{A} I\ dx \qquad (2-29)$$

同样由康普顿相互作用引起的减弱是：

$$dI_2 = -\sigma_a \frac{\rho N_A}{A} I\ dx \qquad (2-30)$$

式中用了康普顿总截面，因为在一次康普顿相互作用中光子的全部能量被转移出来，其中一部分转化成反冲电子的动能，另一部分交给散射光子。此处指的是窄束条件下，向各个方向射出的散射光子将到达不了探测器。最后由电子对效应产生的减弱是：

$$dI_3 = -\kappa_a \frac{\rho N_A}{A} I\ dx \qquad (2-31)$$

射线强度的总减弱是：

$$dI = dI_1 + dI_2 + dI_3 = -\frac{\rho N_A}{A}(\tau_a + \sigma_a + \kappa_a)$$

$$\times I\ dx, \qquad (2-32)$$

或 $$dI = -\mu I dx \qquad (2-33)$$

式中 $$\mu = \frac{\rho N_A}{A}\ (\tau_a + \sigma_a + \kappa_a) \qquad (2-34)$$

由上式定义的量 μ 称为线性吸收系数，它是吸收材料和光子能量的函数，而不是射线强度和吸收体厚度的函数。它可以看成是由各种相互作用形式的局部系数构成的：

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \qquad (2-35)$$

式中 $\tau = \rho N_A \tau_a / A$，依此类推。

探测器接收的射线强度可由积分式（2-33）得到：

$$I = I0e^{-\mu x} \qquad (2-36)$$

I_0是没有吸收体存在时的强度（入射光子的强度）。线性吸收系数 μ 正比于材料的密度，为方便起见，常使用质量吸收系数$\mu/\rho = \mu_m$，

$$\mu_m = \mu/\rho = \frac{N_A}{A}\ (\tau_a + \sigma_a + \kappa_a)\ , \qquad (2-37)$$

它与密度无关。书后附录给出了常用物质的质量吸收系数 。这样式（2-36）可写为：

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x} \qquad (2-38)$$

或 $$I = I_0 e^{-\mu_m d} \qquad (2-39)$$

式中 d 是以克/厘米^{2}表示的等效厚度。

上述公式只是对平行窄束射线（准直束射线）才是正确的。如果是宽束射线，那末一部分康普顿散射光子也要被探测器所记录，因此，探测器的计数要比公式（2-36）给出的多。

由以上可以看出，入射的 γ 射线强度随吸收物质厚度指数地衰减，因此，给 γ 射线定义射程是没有意义的。在实用上，常用半吸收层厚度 $d_{1/2}$ 来表示，它定义为 γ 射线被减

弱一半时的吸收层厚度，由公式（2-36）可得：

$$d_{1/2}=\ln 2/\mu=\frac{0.693}{\mu} \qquad (2-40)$$

§2.3 中子与物质的相互作用

2.3.1 相互作用的形式

由于中子是电中性的粒子，它与物质不存在库仑作用，几乎只与原子核相互作用。最通常的相互作用形式有弹性散射、非弹性散射、核反应和俘获等。

1. 弹性散射

弹性散射是中子与原子核作用的最简单形式。散射后，原子核从中子初能 E_n 中得到一部分能量而形成反冲核，中子改变原来的运动方向。原子核越轻，得到的能量就越多。例如靶核为氢核时，则反冲核能得到的最大能量为 $0.64\,E_n$。如果原子核为质子，则反冲质子的最大能量即为 E_n。由于中子的能量损失将转化为反冲核的动能，因而全部动能迅速地消耗在使附近的原子电离和激发上。

2. 非弹性散射

当中子与原子核发生碰撞时，有时也可以使核得到某些附加的激发能，而中子的能量则相应地减少，这种碰撞就是非弹性碰撞。它包括散射后反冲核处于亚稳态的过程(n,n)；激发核的能量在很短时间内以 γ 光子形式放出的过程(n,nγ)；产生两个中子的过程 (n,2n)，这种反应只有当入射中子能量大于 10 兆电子伏时才能发生。

3. 核反应

中子与原子核碰撞时，可能发生核反应。此时中子进入核内，而核又发射出其他的粒子，例如发射一个质子或α粒子等。这些粒子是带电的，并且把它们的能量消耗在使反应点附近的原子电离和激发上，利用带电粒子探测器可以测量它们。在核反应中以（n,α）反应截面最大，最常见的有$^{6}Li(n,\alpha)t$，$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$反应等。

4. 俘获

这种反应是指原子核俘获中子而放出一个γ光子的过程。放出的γ光子能量一般是数兆电子伏，在热中子作用下，几乎所有元素都能产生这种反应。有时在某些确定能量范围内，原子核俘获中子具有特别大的截面，这就是所谓的共振俘获。

2.2.2 中子探测方法

由于中子是不带电的粒子，它不能直接引起物质中原子的电离，同X、γ射线一样不能直接被探测。要探测中子只能利用弹性散射以及核反应，通过它们的次级效应间接地测量。由于作用数目与中子通量成正比，因此，测量作用事例就能求得中子通量。利用反冲核及飞行时间方法和某些核反应，也能测量中子的能量。

1. 反冲核法

反冲核法是通过记录中子与原子核弹性碰撞后的反冲核来探测中子的。在碰撞过程中，中子损失一部分初始动能，改变原来的运动方向，而原子核受到反冲，从中子那儿获

得一部分动能，它具有使物质电离和激发的本领。由于反冲核是重带电粒子，因此，所有重粒子探测器基本上都能用来探测中子。

根据动量和能量守恒定律，可以导出在非相对论情况下（E_n<230 兆电子伏），反冲核获得的动能为：

$$E_{反冲}=E_n\frac{4Mm_n}{(M+m_n)^2}\cos^2\theta=\alpha E_n\cos^2\theta \qquad (2-41)$$

式中 E_n 是中子的初始能量，m_n 和 M 分别为中子和原子核的质量，θ 是反冲核飞出的方向与入射中子方向的夹角，

$$\alpha=\frac{4Mm_n}{(M+m_n)^2}$$

如果用质量数 A 代替质量，则 $m_n=1$，$M=A$，故有

$$\alpha=\frac{4A}{(A+1)^2} \qquad (2-42)$$

在相对论情况下，则有

$$E_{反冲}=\frac{2MP_n^2\cos^2\theta}{(E_n+m_n+M)^2-P_n^2\cos^2\theta} \qquad (2-43)$$

式中 P_n 是中子的初始动量。

由上式可以看出，反冲核获得能量的多少与 A 和 θ 有关。当 $\theta=90°$ 时，$E_{反冲}$最小；当$\theta=0°$时，$E_{反冲}$达到最大。当 θ 角在一个小范围内变化时，反冲核的能量基本上就能反映中子的能量。如果 θ 一定，A 越小，则反冲核的能量$E_{反冲}$越大，当 $A=1$ 时，$E_{反冲}$最大。因此，中子与质子发生碰撞时，一次作用就可能损失全部初始动能。利用这一性质，在实际工作中往往选用含氢物质作中子慢化剂。在用核反冲法探测中子时．应选择轻核作靶材料，这样反冲核获得的能量较大，易于测量，精确度也高。因此，靶材料多用象氢、甲烷等这类气体，或有机玻璃、塑料等固体。

2. 核反应法

核反应法是记录中子与原子核反应时产生的次级带电粒子，因此，它所用的探测器也是重粒子探测器。核反应法主要用来探测慢中子通量，用得最广泛的核反应有如下几种：

$n + {}^{3}He \longrightarrow p + t + 0.764$兆电子伏，$\sigma_0 = 5327$靶

$n + {}^{6}Li \longrightarrow \alpha + t + 4.780$兆电子伏，$\sigma_0 = 941$靶

$n + {}^{10}B \longrightarrow \alpha + {}^{7}Li + 2.792$兆电子伏，$\sigma_0 = 3837$靶

后面的数字表示反应放出的能量，它变成次级粒子的动能，在探测器中产生电离和激发效应而被记录。σ_0是中子能量为0.0253电子伏时的反应截面。上述三种反应具有反应截面大，释放的能量多，因而得到广泛的应用。

3. 核裂变法

裂变是中子与重原子核所发生的一种核反应。在裂变过程中释放出大量的能量，而核裂片是多电荷重离子，它的电离本领很强。如果选择不同的裂变物质，那末裂变法既可以探测慢中子，又可以用来探测快中子。但是核裂变法主要用来测定中子通量，在空间中子探测中很少使用。

4. 活化法

活化法是利用俘获反应的原理，即原子核吸收中子后，变成同一元素的另一核素，通常它是一种放射性核素，会放出β或γ射线。因此，活化法用的是β或γ探测器，而不是重粒子探测器。这种方法不大适合于空间中子的探测，此处也不予介绍。

目前用于空间中子测量的方法主要是前两种，即反冲核法和核反应法，这将在第五章中详细介绍。

参 考 文 献

〔1〕 王祝翔，核物理探测器及其应用，第1,13章，科学出版社，1964.

〔2〕 徐克尊等，粒子探测技术，第1章，上海科技出版社，1981.

〔3〕 梅镇岳，原子核物理学，第1章，科学出版社，1966.

〔4〕 P.J. 奥塞夫著，姬成周译，核辐射探测器入门，第2章，科学出版社，1980.

〔5〕 G.N.怀特著，张立和陈生译，辐射剂量学原理，第2章，中国工业出版社，1965.

〔6〕 G.伯托利尼和A.科什著，金芜和谭泽祖译，半导体探测器，第4章，原子能出版社，1975.

〔7〕 Tait, W.H., Radiation Detection, 4 Interaction With Matter, Butterworths London, Boston, Sydney, Wellington, Toronto, Durban, 1980

第三章　空间带电粒子的测量

本章介绍空间带电粒子的探测技术，它包括：常用的气体探测器，如电离室、正比计数器和 G-M 计数器在空间带电粒子测量中的应用；半导体探测器在空间带电粒子测量中的应用。它在空间带电粒子测量中使用极为广泛，所测能量从数十千电子伏到 1 千兆电子伏，是测量带电粒子的优良探测器之一；闪烁探测器在空间带电粒子测量中的应用。闪烁探测器具有探测效率高，分辨时间短，测量能量范围较宽等优点，特别是对测量较高能的带电粒子具有较好的响应，所以在空间粒子测量中也得到广泛的使用；高能粒子探测器，即切伦柯夫探测器的应用，以及它与半导体探测器和闪烁探测器的组合使用；低能粒子探测器。包括单通道倍增器、微通道板的应用，以及它们与静电分析器、磁分析器相组合用来测量低能带电粒子；最后简要介绍一下空间粒子辐射探测器的几何因子，它是仪器的重要常数。

§3.1　气体探测器在空间带电粒子测量中的应用

这里，气体探测器是指电离室、正比计数器和 G-M 计数器。它们是核物理实验中最早使用的探测器，也是空间粒子辐射测量中最早使用的探测器。早在 1947—1948 年间，美国用 V-2 火箭携带脉冲电离室对宇宙线进行过测量[1,2]。人造卫星出现后，在卫星上最早使用的探测器也是电离室和

G-M 计数器。众所周知，地球辐射带的发现是由 *G-M* 计数器完成的[3]。在五十和六十年代利用气球携带电离室和 G-M 计数器对银河及太阳宇宙线作了大量观测，取得了非常丰富的资料。七十年代以前，在卫星上探测空间粒子辐射气体探测器起到了十分重要的作用，直到现在，正比计数器仍然是测量 X 射线和低能粒子的重要探测器。但是电离室和 G-M 计数器由于本身的局限性和新型探测技术的发展，为半导体探测器和闪烁计数器所取代。

3.1.1 电子和离子在气体中的运动规律

1. 气体的电离

气体探测器是一个内部充有某种气体，两极加有一定电压的探测装置，图 3.1 是圆柱形气体探测器的示意图。当带电粒子进入探测器时，由于和气体分子的轨道电子发生库仑作用，将损失其部分能量，使气体分子电离或激发。在电离情况下，气体分子的轨道电子获得足以挣脱出来的能量，形成电子和正离子对。如果给室内气体加上外电场，这些电子和离子将会在电场作用下，分别向两极运动，从而在阳极产生电讯号，由电子学系统记录。

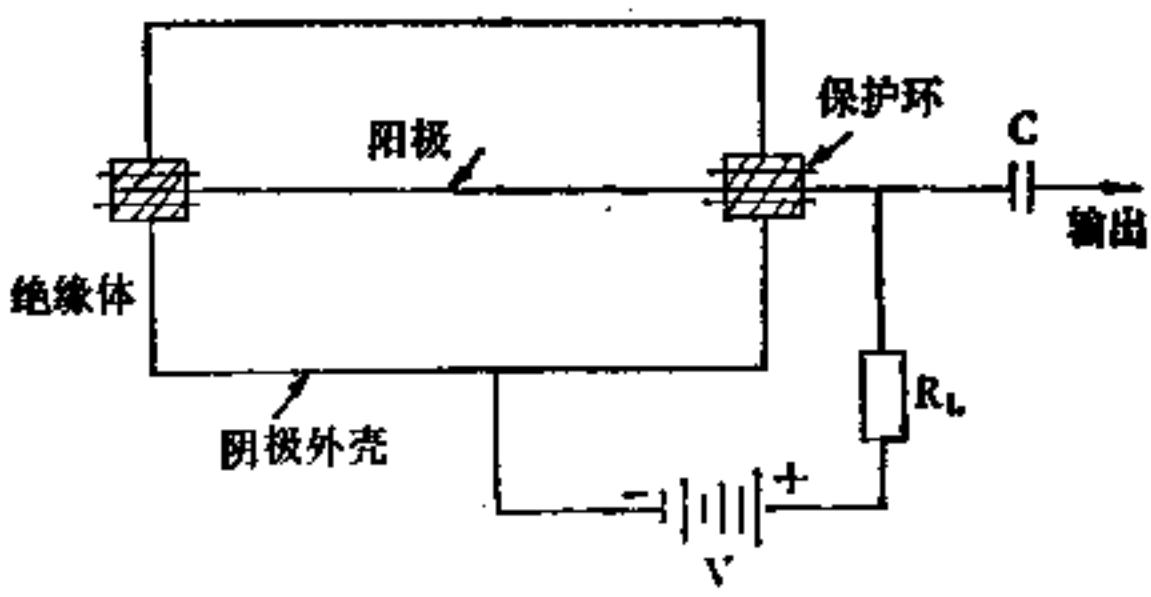


图 3.1 气体探测器示意图

能够使气体分子电离的最小能量为[4]：

$$E_{min}=\frac{(m+M)^2}{4mM}I_0 \qquad (3-1)$$

式中 M 为入射粒子的质量，m 为电子的质量，I_0 是气体的电离电位，表3-1给出了常用气体的电离电位。由上式

表 3.1 气体的电离电位和平均电离功[4,5,6]

气体		电离电位 I_0(电子伏)	第一激发电位(电子伏)	平均电离功ε_0(电子伏)		
				5.3兆电子伏α粒子	β电子	340 兆电子伏质子
氢	H_2	15.4	11.5	36.3	36.3	35.3
氮	N_2	15.5	6.1	36.6	35.0	33.6
氦	He	24.6	19.8	42.7	42.3	29.9
氧	O_2	12.2	6.0	32.5	30.9	31.5
氩	Ar	15.8	11.5	26.4	26.4	25.5
氖	Ne	21.6	16.5	36.8	36.6	28.6
氪	Kr	14.0	9.9	24.1	24.2	
氙	Xe	12.1	8.3	21.9	22.0	
水	H_2O	12.6				
二氧化碳	CO_2	13.7	10.0	34.5	32.9	
空气		15.0	6.0	35.5	34.0	33.3
甲烷	CH_4	13.1		29.2	27.9	
乙炔	C_2H_2	11.4		27.5	25.9	
酒精	C_2H_5OH	10.7			32.6	
乙烯	C_2H_4	10.8		28.0	26.2	
乙烷	C_2H_6	11.8		26.6	24.8	
丁烷	C_4H_{10}	10.8			23.0	
氯	Cl_2	13.2			23.5	
三氟化硼	BF_3	17.0		36.0	35.3	
$Ar+CH_4$		13.0			26.0	
$Ar+C_2H_2$		11.4			20.3	
Ne+Ar		15.8			25.3	
He+Ar		15.8			30.1	
He+Xe		12.1			28.7	
$He+CH_4$		13.0			30.3	

可以看出，轻粒子只需较小的能量就可以使气体电离，电子需要的能量最小，其能量只要大于 I_0 就可以产生电离。在空气中，因为氧的电离电位最小，$I_0=12.2$ 电子伏（见表3.1），所以电子的能量只需大于 12.2 电子伏就可以使氧电离。而重粒子需要较大的能量才能产生电离，如 α 粒子，其 $M=4\times1836m$，所以

$$E_{min}=MI_0/4m \qquad (3\text{-}2)$$

因此，α 粒子的能量需大于 22 千电子伏才能使氧电离。

入射粒子在它的路径上不断地产生电离，并损失能量，直到它具有的能量小于 E_{min} 为止。电离后产生的电子和离子叫次级粒子，如果它们具有足够大的能量那末它们也能产

$$E>E_{min}, \qquad (3\text{-}3)$$

生电离。我们把原始入射粒子产生的电离叫原初电离或直接电离，次级粒子产生的电离叫次级电离。原初电离和次级电离之和称为总电离。如上所述，电子只要很小的能量就能产生电离，引起次级电离的主要是电子，那些具有较高能量、能够引起次级电离的电子也叫 δ 电子。

入射粒子在气体中产生的总电离数 N_0 与它在气体中损失的能量 E 有关，实验证明，两者在相当大的能量范围内是成正比关系的，即

$$N_0=E/\varepsilon_0 \qquad (3\text{-}4)$$

式中 ε_0 是产生一对电离粒子所需要的平均能量，叫平均电离功。表 3.1 给出了一些常用气体的平均电离功。可以看出，ε_0 变化不大，对各种气体略有差别，一般在 30 电子伏左右。由式（3-4）看出，只要能测量到总电离数 N_0，就能得出入射粒子的能量。

2. 电子和离子在气体中的运动

入射带电粒子使气体电离后，产生的电子和正离子具有一定的动能，它们将在气体中运动，并与其他气体分子不断碰撞，再加上气体分子本身的热运动，那末电子和离子同气体分子碰撞后也将是无规则的运动，其结果有以下可能性：电子和正离子从密度高的区域向密度低的区域扩散；电子被中性气体分子俘获，形成负离子，即所谓电子吸附；电子和正离子结合形成中性分子，即所谓复合；在外加电压情况下将要造成一种新的运动，即电子和正离子在电场加速下沿相反方向的漂移运动。探测器而言，漂移运动是我们所希望的，因为它能达到收集入射粒子产生的总电离数N_0的目的。而前三种运动是我们所不希望的，因为它们将减少收集的离子数，造成能量测量的误差，必须尽量设法减轻它们的影响。表3.2给出了电子在不同气体中的漂移速度和离子的迁移率。

3. 外加电压与收集电荷之间的关系

由上述离子运动的规律可以看到，如果不加外电场，那末由于入射粒子产生的电子、离子对将因复合过程而消失。为了有效地收集电荷，就必须给气体探测器加上电场，电场强度正比于所加电压的大小。

假如带电粒子在气体探测器的空间产生N_0个离子对，在外加电压V的作用下，这些离子对将分别被正负电极所收集，收集到的离子对数与外加电压的关系可以明显地划分为如下几个区域（见图3.2）。

（Ⅰ）当外加电压较小时，不足以完全消除正、负离子的复合，将损失部分电荷，此时收集到的电荷小于N_0e，这一区域称为复合区。由于这段区域内存在着离子复合，所

表 3.2 电子和离子在不同气体中的漂移速度和复合系数[4]

气体	离子(厘米²·760 mmHg·秒⁻¹·伏⁻¹)		电子W(×10⁶ 厘米/秒)		正负离子复合系数α (×10⁻⁶ 厘米³/秒)	电子复合系数 (×10⁻⁶厘米³/秒)
	正离子μ^+	负离子μ^-	E/P=0.2	E/P=1		
空气	1.37	1.8		1.1	1.5	
氢	5.7	8.6	0.4	1.0	1.5	5.9×10^{-8}
氮	1.29	1.82	0.4	0.8		1.4
氧	1.33	1.80			1.6	0.27
氨	5.1	6.3	0.5	0.9		0.017
氖			0.5	1.5		
氩	1.37	1.7	0.3	0.5		0.017
二氧化碳	0.79	0.95	0.1	0.55	1.6	
水蒸气	0.83	0.72				
二氧化硫	0.41	0.41			1.31	
甲烷			2.6	9.8		
乙炔	0.71	0.86				
乙烷		1.07				
乙烯		0.75	1.6	4.0		
溴甲烷	0.29	0.28				
碘甲烷	0.23	0.23				
氩+5%CO_2			3.3	4.3	0.56	
氩+10%CH_4			6.0	5.0		

以它是非工作区。

（Ⅰ）当电压不断增加时，离子复合逐渐减少，收集电荷不断增多，当电压达到某一值V_a时，复合基本上被消除了，离子对全部被收集达到饱和，收集的电荷等于N_0e，而且随电压增加，在一定范围内（V_a—V_b）饱和值保持不变，这段范围称为饱和区，电离室就工作在这一区域，V_a称为电离室的起始电压。

（Ⅱ$_a$）如果继续增加电压使其超过V_b值，那末收集到的电荷将迅速增加，这就是第Ⅱ$_a$区。这一区域内收集到的

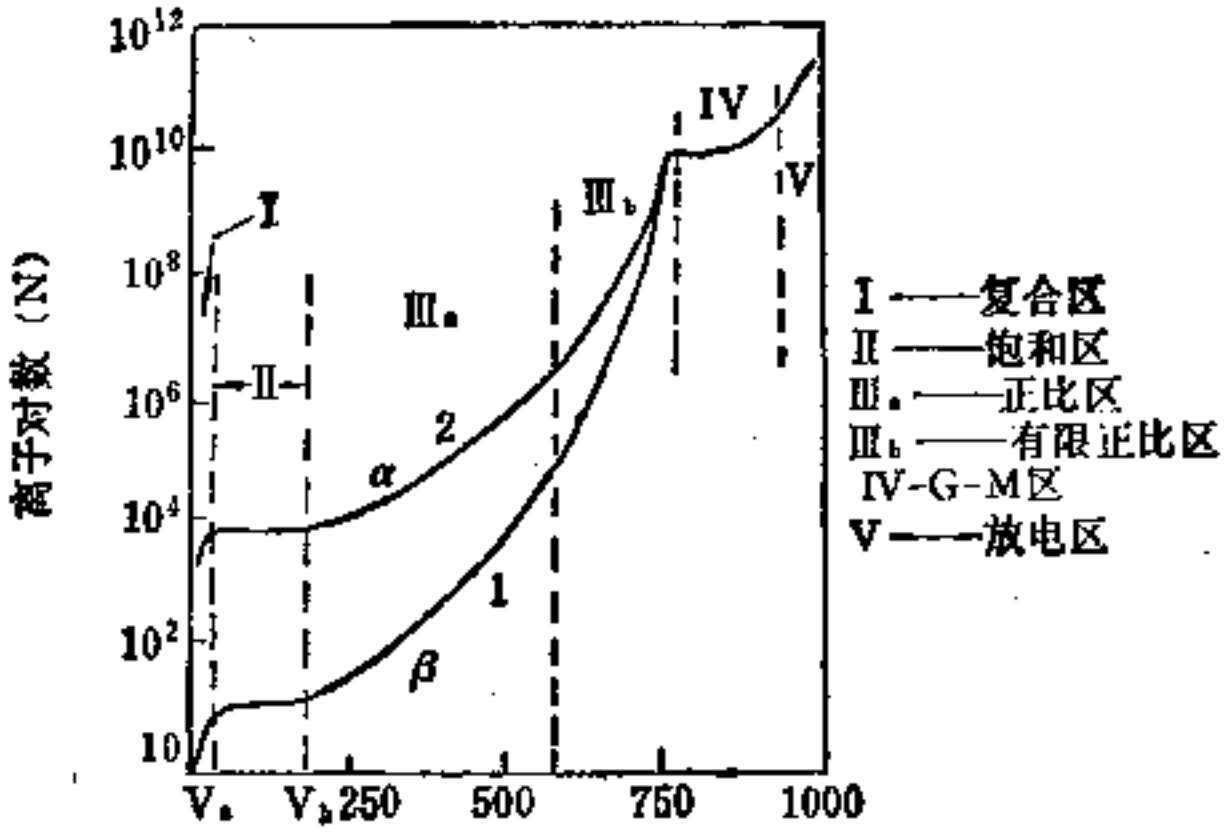


图 3.2　外加电压与收集电荷的关系

离子对数比离子对总数 N_0 大得多，特别是电压较高时，甚至比 N_0 大几个数量级。

$N>N_0$ 这个现象是由于气体存在放大过程的结果。当电场还小的时候，原初电离产生的电子在与气体分子碰撞之前所得到的能量较小，不能使气体分子发生次级电离，这就是第Ⅰ、Ⅱ区的情况。当电场较大时，电子在两次碰撞之间所获得的能量足以使气体分子发生电离，产生次级粒子对，次级电子又可以获得足够能量而再产生次级离子对，如此不断继续下去，使电离的离子对数目大大增加，出现所谓雪崩过程，最后收集到的电荷比原初总电离大很多。通常把这种现象叫做气体放大，把气体放大后的总电离数 N 与原初总电离数 N_0 之比叫气体放大倍数 M，它可写为

$$M=N/N_0 \tag{3-5}$$

放大倍数 M 随电压增加而加大，但对确定的探测器，当外加电压 V 一定时，则 M 也是一定值，那末收集到的电荷数 Ne 正比于原始电离 N_0e，同电离室一样也正比于入射粒子

的能量，只是要比电离室大 M 倍，因此这一区域也叫正比区，正比计数器就工作在这一区域。

图 3.2 中给出了不同能量的两种粒子产生的电离情况，曲线 1 是 β 粒子产生的，曲线 2 是 α 粒子产生的，而 α 粒子的能量大于 β 粒子的能量，即

$$N_{02} > N_{01} \tag{3-6}$$

可以看出，Ⅰ和Ⅱ区收集到的电荷是与入射粒子种类和能量有关的。

（II_b）如果在正比区之上继续增加电压，当电场强度大到一定程度时，产生的大量离子对中的正离子，由于漂移速度慢，滞留在气体空间形成空间电荷，它们所产生的电场会抵消一部分外加电场，结果限制了次级离子的继续增加，这就是空间电荷效应。如图 3.2 中第 II_b 区所示，空间电荷效应与原初电离有关，原初电离大的（如图中的 α 粒子），空间电荷效应强，M 较小；而原初电离小的（图中的 β 粒子），空间电荷效应弱，则 M 较大。因此，空间电荷对气体放大已有所限制了，故这一区域叫有限正比区。

（Ⅳ）当电压继续增加超过有限正比区时，空间电荷效应愈来愈强，使得收集到的总电荷又一次达到饱和，这就是图 3.2 中的第Ⅳ区。在这一区域内收集到的电荷随电压变化又减小了，并与原初电离无关，对任何粒子产生的电离，它所收集到的总电荷都一样多，即与入射粒子种类和能量无关。G-M 计数器就工作在这一区域，故称它为 G-M 区。

（Ⅴ）当外加电压超过 G-M 区继续增加时，则收集的离子对数再次急剧增加，这就是所谓的连续放电区了。

3.1.2 电离室在空间带电粒子测量中的应用

电离室是工作在饱和区的气体探测器，在这一区域内

基本上不存在正负离子的复合，也不存在离子、电子的增殖现象，即无气体放大作用。电离室的工作原理在于完全地收集由带电粒子所产生的全部离子，这时加在电离室上的工作电压必须在图 3.2 中的 V_1 到 V_b 之间。对于不同大小、不同结构和充不同气体的电离室，外加电压是很不相同的，从几十伏到上千伏不等。

电离室的形状有三种：平板电离室，圆柱形电离室和球形电离室。在空间辐射测量中常使用后两种，特别是球形电离室用得最多。

电离室的种类按其性质又分脉冲电离室和积分电离室（也叫累计电离室），在空间带电粒子测量中后者又有一般积分电离室（电流电离室）和 Neher 型电离室之分，下面将分别予以描述。

1．一般积分电离室

1）原理——一般积分电离室是记录大量入射粒子引起的总电离效应，它不是记录单个粒子的电离在集电极上的感应电荷，而是测量大量入射粒子所产生的平均电离电流。如果每秒钟进入电离室的粒子数为 n_λ，每个粒子消耗的平均能量为 E，产生一对离子所需能量为 ε_0，那末平均电离电流，即饱和电流为：

$$I_{饱和}=N_0e=n_\lambda Ee/\varepsilon_0 \qquad (3\text{-}7)$$

实际上，每个粒子平均消耗的能量 E 是与气体压力 p、穿过的距离 l 有关的，所以式（3-7）又可写为：

$$I_{饱和}=n_\lambda Slpe \qquad (3\text{-}8)$$

式中 S 是入射粒子在电离室中单位气压下的电离比值，即单位气压、单位距离内所产生的离子对数，l 为粒子在电离室中的平均路程。这个电流是很弱的，在 10^{-3}—10^{-16}A之间，

由入射粒子强度、气体压强而定。因此，这样小的电流需要放大才能记录。

2）电离室的结构——电离室主要包括正、负电极，绝缘体，保护环和电离气体几大部分，还有为抽气和充气用的管道。对于空间测量用的球形积分电离室，它的容器壁就是自身的一个电极，中心电极一般就是收集电极，图 3.3是它的结构示意图。

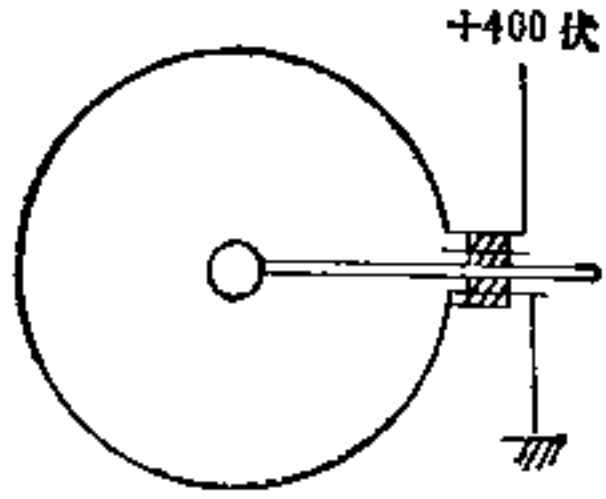


图 3.3　电离室结构示意图

球形电离室的壳体一般由两个半球壳焊接而成，下半球开一孔，以便安装中心电极和绝缘体。此外，电离室还有一抽气和充气管道焊接在下半球壳体上。

在空间使用的电离室其大小要受以下几个因素的约束：a.从测量的统计精确度考虑，希望接收粒子的体积大些。因为体积大，接收的粒子数多，电离电流就大，从而使统计精确度提高。例如地面宇宙线观测站使用的大电离室，其体积都在数百立升以上，就是为了提高测量的统计精确度；b.但是，电离室置于卫星或火箭上时，显然它的体积和重量都要受到严格的限制，须尽量作到小型化；c.电离室的体积与它本身所承受的应力 F，室壁厚度h有一定的关系：$F=Rp/2h$。在一定材料（F 一定）和气体压强 p 下，球壳半径 R 大了，

室壁就必须加厚，这就提高了探测粒子的能量下限。考虑到上述几个因素，通常空间用的电离室其半径都在6厘米左右。苏联在地球物理火箭上用过直径为24厘米的电离室，是空间使用的最大电离室[7]。当然在气球上观测时，其体积可稍大些。

球壳材料选取的原则应该是导电性能好，有较好的机械强度，允许的应力大，易于延展、焊接，其原子序数与所充电离气体比较接近，有利于保证电离电流与压力的线性关系，材料的放射性本底小，以及易于获得等等。通用的材料是不锈钢和铝，特别是不锈钢用得最多，因为它的容许应力大（如表3.3所示），比铝易焊接，放射性本底比铝小，铝具有较高的 α 本底。

表 3.3 几种常用材料的应力

材料	原子序数 Z	容许应力(千克/厘米²)	
		拉伸	压缩
2号钢	26	1400	1400
3号钢	26	1600	1600
铜	29	300—1200	300—1200
铝	13	300—800	300—800

根据材料力学对薄壁容器的计算指出，通过如下两个方程可以求出应力[8]：

$$\frac{\sigma_1}{\rho_1}+\frac{\sigma_2}{\rho_2}=\frac{p}{h} \qquad (3-9)$$

$$\sigma_1=\frac{\pi R_b^2 p+\theta}{2\pi R_b h\cos\alpha} \qquad (3-10)$$

式中 σ_1 是沿经线方向的应力，

ρ_1 是沿经线方向的曲率半径，

σ_2 是沿纬线方向的应力，

ρ_2 是沿纬线方向的曲率半径，

h 是电离室的壁厚，

p 是电离室中气体的压强，

R_b 是割截处的水平半径，

α 是 σ_1 与铅直方向所成的角度，

θ 是容器下部分所留液体的重量，对于气体 $\theta=0$。

对球形容器 $\sigma_1=\sigma_2=F$，$\rho_1=\rho_2=R$（半径），则式(3-9)变为：

$$F=\frac{Rp}{2h} \qquad (3-11)$$

此时式（3-10)也变成了式（3-11)，这就是球形容器应力的计算公式。以苏联地球物理火箭上的电离室为例：直径$\varphi=24$厘米，氩气压强$=7$个大气压，壁厚 $h=0.4$ 毫米，则承受的应力为：

$$F=\frac{12\text{厘米}\times 7\text{大气压}}{2\times 0.04\text{厘米}}=1050\text{千克/厘米}^2$$

由此可见，它的应力已超过铝和铜所能承受的应力，因此，用钢比较合适。

从探测空间粒子强度来看，希望室壁厚度 h 能尽量薄些，这既可以减轻球体的重量，又降低了要测量的粒子能量下限。能量下限可以通过能量-射程关系计算出来，以上面的电离室为例，壁厚 0.4 毫米的不锈钢，容许能量大于 17 MeV 的质子和能量大于 0.8 MeV 的电子进入室内。另一方面室壁的厚度又受到公式（3-11）的限制，既要考虑所充气体的压强，又要考虑到选择什么样的材料，设计多大的体积。当材料选定，电离室的体积大小和充气压力也定下之

后，室壁的最小厚度也就确定了。要注意的是，对材料应力的考虑必须留有余地，也就是要有安全系数。如果采用钢材料，在 $R=6$ 厘米以下的电离室，气体压强不超过 10 个大气压，其壁厚通常在 0.4 毫米左右。如“水手Ⅱ号”飞船（Marineer Ⅱ）上的电离室[9]，$R=6.25$ 厘米，其壁厚只有 0.25 毫米，很显然只有降低充气压强，不锈钢的室壁才能承受它的应力，所以只充了 4 个大气压的氩气。对于一般的空间带电粒子测量，电离室内的压强大都在 5 -10 个大气压之间，因为压强愈大，电离电流愈大，见公式（3-8）。

电离室的中心电极也就是收集极，由两个半球壳焊接而成，同它连接的金属支撑棒通过中心绝缘体引出室外。中心电极的材料与球壳相同，其直径一般为 10 毫米左右，厚度为 0.4 毫米。要求电极耐震性能好，除能经受火箭发射时的冲击、振动外，还要保证在测量过程中的振动很小，因为电极振动可能产生颤动噪声，这是我们所不希望的。

绝缘体用来使中心电极和球壳电极之间绝缘，并有固定中心电极的作用。对绝缘体的要求是：绝缘性能好（即体电阻率高），温度性能好，耐辐照，易于加工等。在绝缘材料中以聚四氟乙稀、陶瓷等性能较好，但要注意聚四氟乙稀在强紫外线照射下性能要变坏。

绝缘体中的保护环是极重要的部件，使用它的目的在于消除电极的边缘效应，以及防止高压电极的漏电电流漏至收集极。保护环与地同电位，有了它就能使收集极与高压电极间的电力线分布均匀，大大减小输出电压幅度的畸变。保护环在高压电极与收集极之间，所以漏电流全部流过保护环，而不致于到达收集极。保护环的材料一般是导电性能好的金属，比如铜，其厚度一般在 0.5 毫米左右。

电离室有专用的抽气和充气管道，利用此管道将电离室

抽成真空，一般真空度为 10^{-5}—10^{-6} mmHg，然后利用同一管道将高纯氩气充入室内，一般压强在5—10个大气压之间，然后用钎焊机进行钎焊（或叫冷焊）密封。管道一般用清洁的软铜管，比如 M_0 或 M_1 铜，便于钎焊。管道内径一般为5毫米左右，壁厚1毫米，太薄了达不到冷焊的目的。管子一般焊接在电离室下半球的气口处。

电离室中的电离气体一般按以下原则选择，即气体与室壁不起化学作用，电离电位低，电离比值高，不易产生负离子，温度效应小，容易获得等。带电粒子测量通常选用氩气比较理想。为什么选氩气，它有什么特点？将在第七章补偿电离室一节中详细描述。电离室中究竟要充多大压强的氩气，必须根据实用要求和技术条件来定。从理论上讲，压强愈高，电离比值愈大，当然压强高些为好。上面已经指出，气体的压强还要受公式（3-11）的约束，根据那些参量之间的关系选择合适的压强。

3）电离室的输出系统——电离室制作好以后，即充气和密封好之后，要测量电离室的各种参数。首先要找出它的饱和电压，并确定应选取的工作电压。对于不同的电离室（不同形状、尺寸和电离气体）其饱和电压是不一样的，通常用 ^{60}Co γ 源作照射源，测量电离室的电离电流-电压曲线，即可找出它的饱和电压。而工作电压一般选在饱和区中间附近对应的电压。当电离室加上工作电压之后，只要有带电粒子进入电离室，室中的氩气就会电离，在电场作用下，电子和正离子就会向相反的电极漂移，在中心极（收集极）上不断集累电荷，从而可以输出电流。如前所述，这个电流很小，必须采用弱电流的测量技术。在地面这种弱电流可以用静电计进行测量，如宇宙线观测站的大电离室输出的电流，就是用林德曼弦线静电计测量，可以有较高的灵敏度（见

第七章)。但是,在空间测量中这种方法就遇到了很大困难,这时常利用真空管静电计来测量小电流在高电阻上的电压降。这种方法就是利用真空管静电计代替普通静电计,真空管静电计有放大作用,相当于利用直流放大器来测量电压V(可测到10^{-6}伏),其灵敏度比地面的方法高10^3—10^4倍。由于电离电流很小(上述电离室在空间记录带电粒子大约产生10^{-11}—10^{-14}安培数量级的电流),为了得到足够的电压降,负载电阻R应取得很高,一般为10^9—10^{13}欧姆,这种高电阻要特别制造和保护。然后把放大的电流通过卫星上的遥测系统传到地面,记录到的电流(电压)大小正比于电离室内产生的电离。

用电离室测量空间粒子辐射强度时,为了避免采用复杂的弱电流放大技术,常常采用这样的办法:利用一继电器或电子开关,在确定的时间间隔通过短路接触,把中心电极所收集的电荷周期性地取下来,在短路接触时产生一电脉冲,其幅度正比于确定时间间隔内的总电离。这个脉冲幅度较大,只需通过简单放大、延迟整形,即可输送给遥测系统。苏联在早期地球物理火箭上和卫星上使用的电离室,就是采取上述方法,其电子学线路如图3.4所示[10,11]。

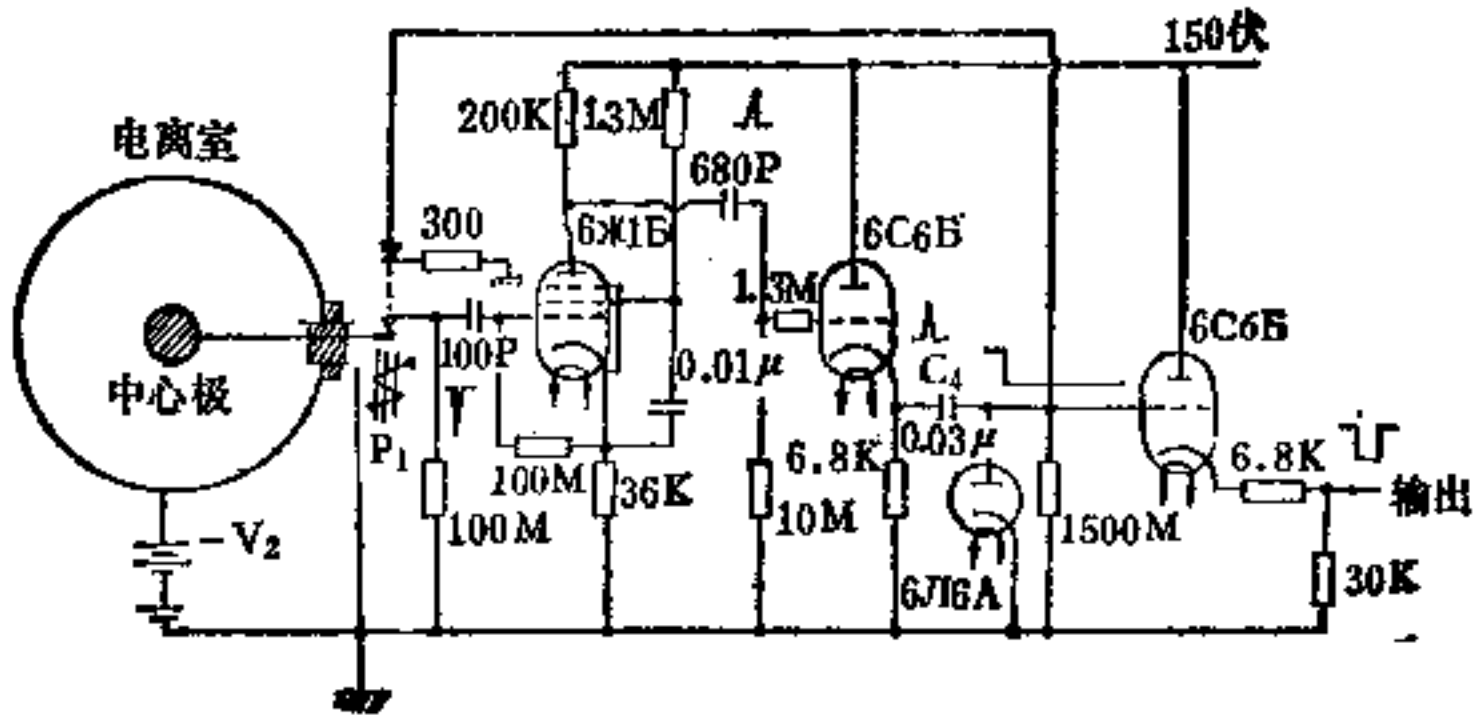


图 3.4 电离室的工作线路图

另一种方法是与计数管联合使用，即电离室与电路接通的继电器由计数管的计数控制，每当计数管记录到规定的计数之后，立即接通继电器，使电离室输出一脉冲。随着粒子辐射强度的变化，电离室单位时间内输出的脉冲数不一样，根据单位时间内的脉冲数就可以确定相应电离的大小[7,11,12]。

美国在早些时候也曾在卫星上使用过这种积分电离室，用来测量电离辐射，比如在“先驱者”（Pioneer）Ⅰ和Ⅱ上面就使用了这种积分电离室，不过它的形状是圆柱形的[13, 14]。在空间带电粒子测量中，上述的一般积分电离室用得不多，大都使用性能较好的 Neher 型电离室。

2. Neher 型电离室

在五十年代初 Neher 设计了一种球形积分电离室（简称 Neher 型电离室）[15, 16]，它的结构和基本原理同普通的积分电离室差不多，所不同的是中心电极不是一个普通的金属电极，而是一个石英静电计系统。当静电计系统收集到一定数量的电荷时，自动地输出一个脉冲，其脉冲速率与电离速率成正比。利用单位时间内输出的脉冲数来确定入射粒子的强度变化。Neher 等人把这种仪器装在气球上对银河和太阳宇宙线作了大量测量[17-20]；后来又将电离室安装在卫星上对地球辐射带、太阳宇宙线事件等作了许多观测，取得了大量有用的资料[9, 21-24]。但是 Neher 电离室在测量粒子能谱和区分粒子成分方面受到了限制。

1）Neher 电离室的结构——Neher 型电离室为一球形积分电离室，它的中心电极为一静电计系统：中心收集极 C 是涂有胶体石墨的石英棒，用作表面导体；镀金的石英纤维 L（直径 5—10 微米）固定在涂有石墨的石英棒侧臂上，

与收集极相距大约 0.5 毫米；侧臂底部和收集极底部是绝缘体，即未涂石墨的石英棒；整个石英静电计系统被一个中间绝缘的双层屏蔽罩所屏蔽，如图 3.5 所示。球壳为两个不锈钢半球或两个铝半球银焊而成。室壁厚度主要由所要测量的粒子能量下限决定，同时也要考虑所充气体的压强大小、材料承受应力等因素，如一般积分电离室的原理一样。

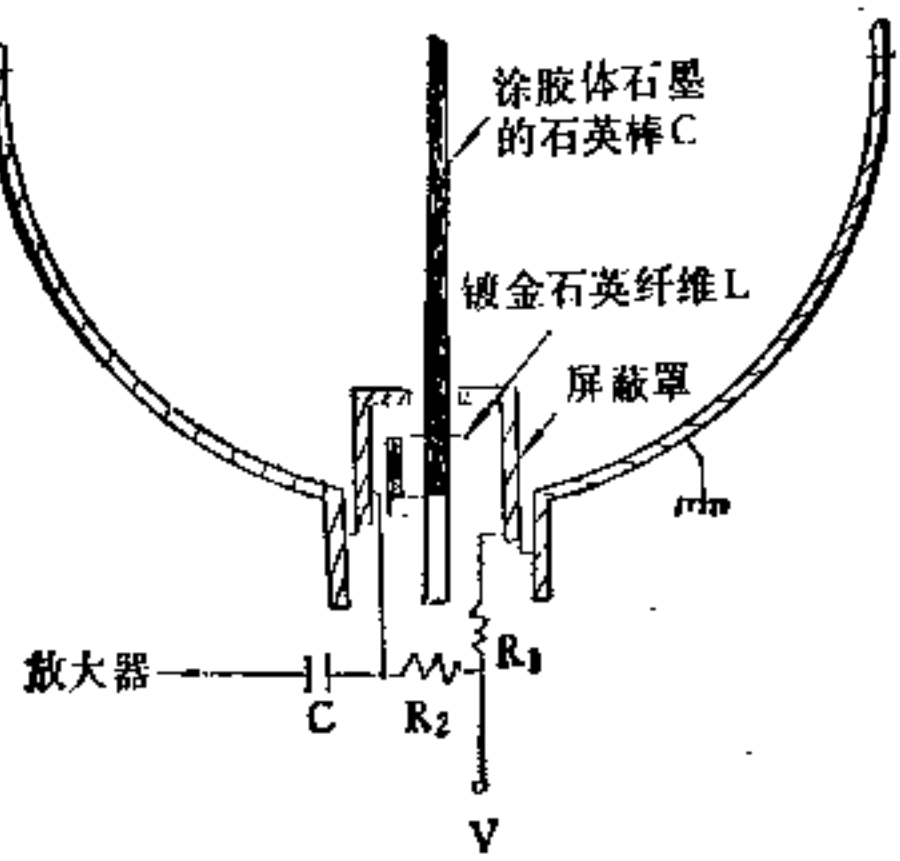


图 3.5　Neher 电离室结构示意图

2）Neher 电离室的工作原理——与一般电离室一样，Neher 电离室内也充有数个大气压的氩气，在球壳和收集极之间加上一定的工作电压，收集极 C 的电位是通过镀金石英纤维 L 加上去的。在未加电压时，镀金石英纤维 L 与收集 C 相距大约 0.5 毫米。当电压加到镀金纤维 L 时，由于静电吸力使纤维 L 与涂石墨的石英棒 C 迅速接触，使 C 与 L 带相同的电位；然而由于同号电荷的静电斥力，又使 L 纤维偏离石英柱 C，如图 3.6 所示。开始 L 纤维处于 A 的位置，加上电压后 L 就与 C 接触，运动到位置 A′，由于排斥力又使 L 到了位置 A″。当有带电粒子进入电离室时，氩气

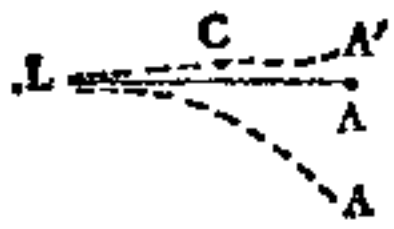


图3.6　石英纤维工作原理示意图

被电离，收集极C就集累与它相反符号的电荷，随着电荷的不断集累，收集极C上的电位就不断下降，排斥力逐渐减弱，在机械恢复力的作用下，L纤维逐渐向收集极C靠近。当收集极的电位降到足够低的时候，恢复力克服由于同号电荷产生的斥力，纤维L迅速与收集极C接触，这时C又重新带电到与L相等的电位，L又被排斥，从而重复上述的过程。

在镀金石英纤维L与收集极C接触的瞬间将出现电流，这个电流经过一个电阻时产生一个电压脉冲，脉冲具有相同的幅度，其脉冲速率与电离速率成正比。当辐射粒子强度发生变化时，单位时间内输出的脉冲数也跟随变化，根据单位时间内脉冲数的变化就可以反映入射粒子的强度变化。

为了保证电离室的正常工作，在石英静电计系统外加有双层屏蔽罩。最初Neher用玻璃烧制而成，内外两层镀金，彼此以玻璃绝缘。后来我们改用铜镀金作内外屏蔽，中间用四氟乙稀绝缘，这样既简单，又牢固。外层屏蔽与球壳连接，与地同电位，其作用相当于一般电离室中的保护环，可以将中心电极的漏电流分路掉，同时可以使电极在边缘处的电场保持均匀。内层屏蔽与中心电极几乎同电位，其作用在于使镀金石英纤维处于一自由场中，使它的运动不受外场的影响，从而可以使电离室的灵敏度大大提高。根据实验事实可以看到，如果内屏蔽层接地，当中心电极随电压增高时，计数率迅速下降；当内屏蔽层加上与中心极差不多的电位时，在相同情况下电离室的计数率基本上保持稳定。所以，

在相同条件下，内屏蔽层接地的电离室其灵敏度低于内屏蔽层加电压的电离室，其结果如图 3.7 所示。

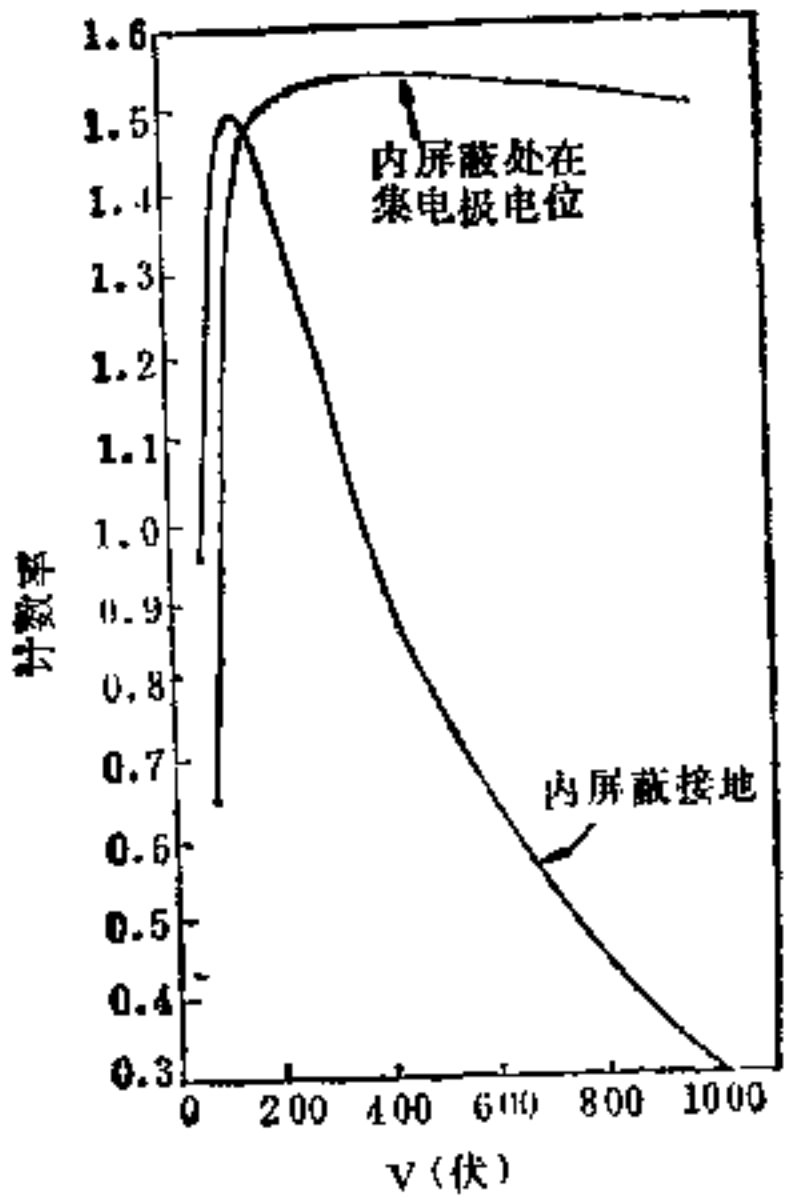


图3.7　内层屏蔽对灵敏度的影响

3）碳纤维在 Neher 电离室中的应用——Neher 型电离室结构的主要部分是石英静电计系统，其关键在于镀金石英纤维。镀金石英纤维的性能必须满足导电性能好、弹性也好。在镀金纤维与涂石墨的石英棒接触中，所镀的金不易脱落，即工作寿命要长。人们知道，石英为非金属，金对它的附着力很弱，镀金石英纤维要同时满足上述条件是比较困难的。特别是纤维与石英棒不断碰撞接触输出电脉冲，在碰撞过程中金不断氧化、脱落，导致石英纤维不能正常工作。为了克服这个缺点，我们用碳纤维来代替镀金石英纤维获得了成功[25]。

石英静电计系统的工作原理在于：在石英纤维上镀金，而石英棒的中心收集极上涂石墨，由于这两种导电材料性能差得较远，内聚力较小，当电位加到镀金纤维上时，能与收集极良好地接触与排斥。当在石英纤维上镀金遇到困难时，想到用碳纤维来代替它，因为碳纤维本身是导电的，其性能与石墨相近，直径可以作得很细，弹性也非常好。如果镀金石英纤维用碳纤维代替，而涂石墨的石英棒用导电性能很好的金属棒（最好镀金）代替，那末新的静电计系统仍然可以作到内聚力小，物理导电性能与原石英静电计系统一样。图3.8是使用碳纤维后，电离室的改装示意图。

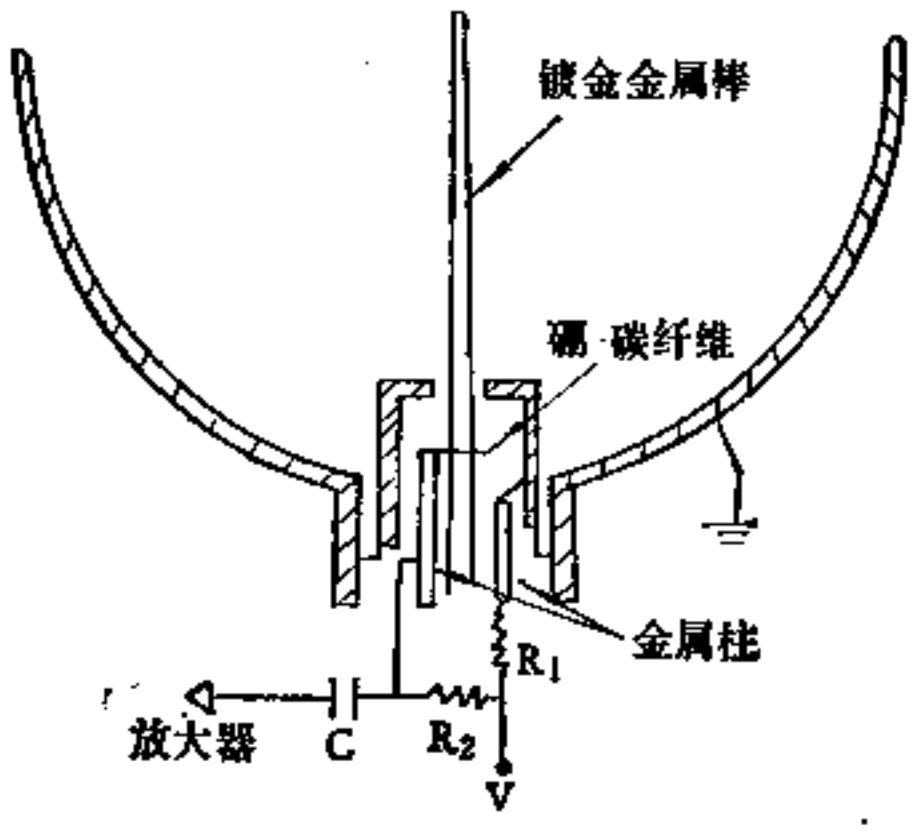


图 3.8 使用碳纤维后电离室的结构改装示意图

我们使用的是硼碳纤维，其直径为8微米，氧化温度≥500℃，抗拉强度≥10,000千克/厘米^2（石英的抗拉强度≥9000千克/厘米^2），导电性能良好，弹性合适。通过大量的实验证实[25]，新的静电计系统工作正常，表明原来的设想是正确的。由于硼碳纤维不是镀金的表面导体，在它与收集极接触过程中没有大的损伤，因此，工作寿命可以很

长，这一点已在实验上得到证实。总之，不论从原理上，还是从性能要求上，碳纤维都可以代替石英镀金纤维。

4）Neher 电离室灵敏度的改进——电离室中石英静电计系统的灵敏度取决于石英纤维直径的大小、长度以及接近收集极的程度。当静电计系统一旦作成，静电屏蔽也固定下来之后，这些参量也就固定下来了，电离室的灵敏度也就被确定了。如果引入一辅助电位，那末电离室的灵敏度就可以改变，甚至可以相当大地提高电离室的灵敏度[26]。引入辅助电位的静电计结构如图 3.9 所示。

引入辅助电位后，静电计的工作原理是：让 A 的电位处于$V_0+\triangle V$（$\triangle V$为电位增量），当收集极C 通过纤维 L 充电到 V_0 时，由于 A 的电位比B 的电位高，A 吸引 L 纤维使L 与 A 接触，结果 L 纤维与收集极C 同处于$V_0+\triangle V$的电位。接着 L纤维受到静电的排斥力，离开 A 点，又受到 B 点的吸引，所以 L 纤维又接触 B 点；同样地，L 纤维又受到 B 点的排斥和A 点的吸引，又回到 A 点。这样，L 纤维将在A和 B 之间来回摆动。如果把A 点的电位正好调节到L 纤维摆动的临界值以下，使 L 处在 V_0 的电位，那末在收集极 C 上只要电荷有小变化（即收集极 C 上集累少量的电荷，其电位下降时）就会产生 L 纤维跳到 A 点，而又回到B 点，并恢

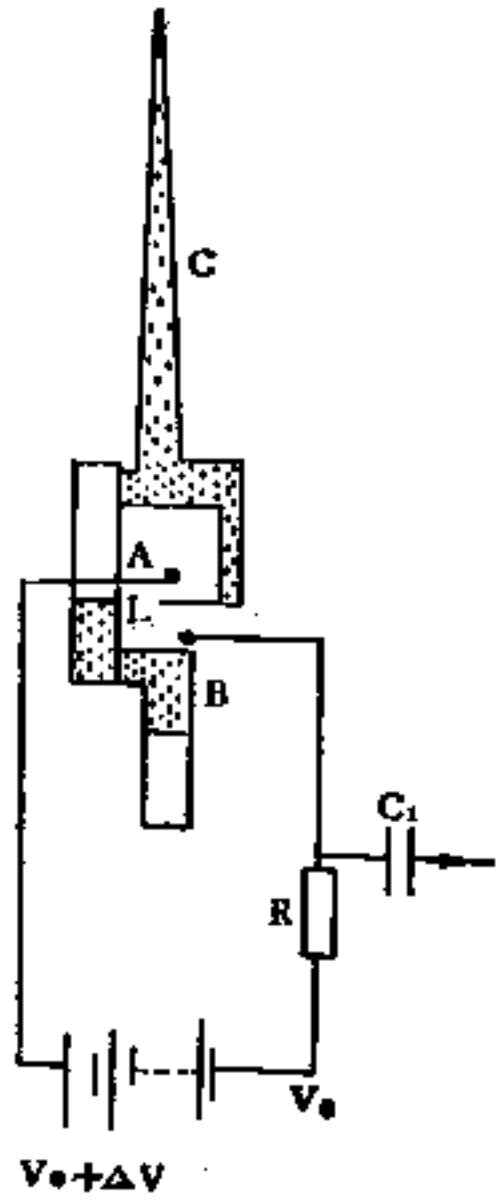


图 3.9 引入辅助电位的静电计结构示意图

复原来的位置。这样，收集极 C 累积多少电荷之后才能给放大器输入一脉冲，决定于 A 点的电位增量，因此，通过改变 A 点的电位就可以改变整个电离室的灵敏度。

Neher 电离室静电计的所有装置都是溶解石英作成，需要导电的部分用胶体石墨涂上，同导电部分的连接线是用好的铂金丝，而铂金丝用氯化银与石英粘牢。镀金石英纤维直径约 8 微米，长 7 毫米左右。A 段和 B 段的直径是 2 毫米，中心之间的间隔大约 4 毫米。在这些条件下，临界电位 $\triangle V$ 大约是 110 伏。

5）电子学线路

由于Neher 电离室的输出脉冲幅度较高（1—150 毫伏），所以只需要低放大倍数的放大器(~20 倍)进行放大即可。然后通过整形，送入定标器、移位寄存器，就可以送入卫星上的遥测系统，其原理如图 3.10 的方块图所示。图 3.11 是气球上使用的电离室线路图[27]。

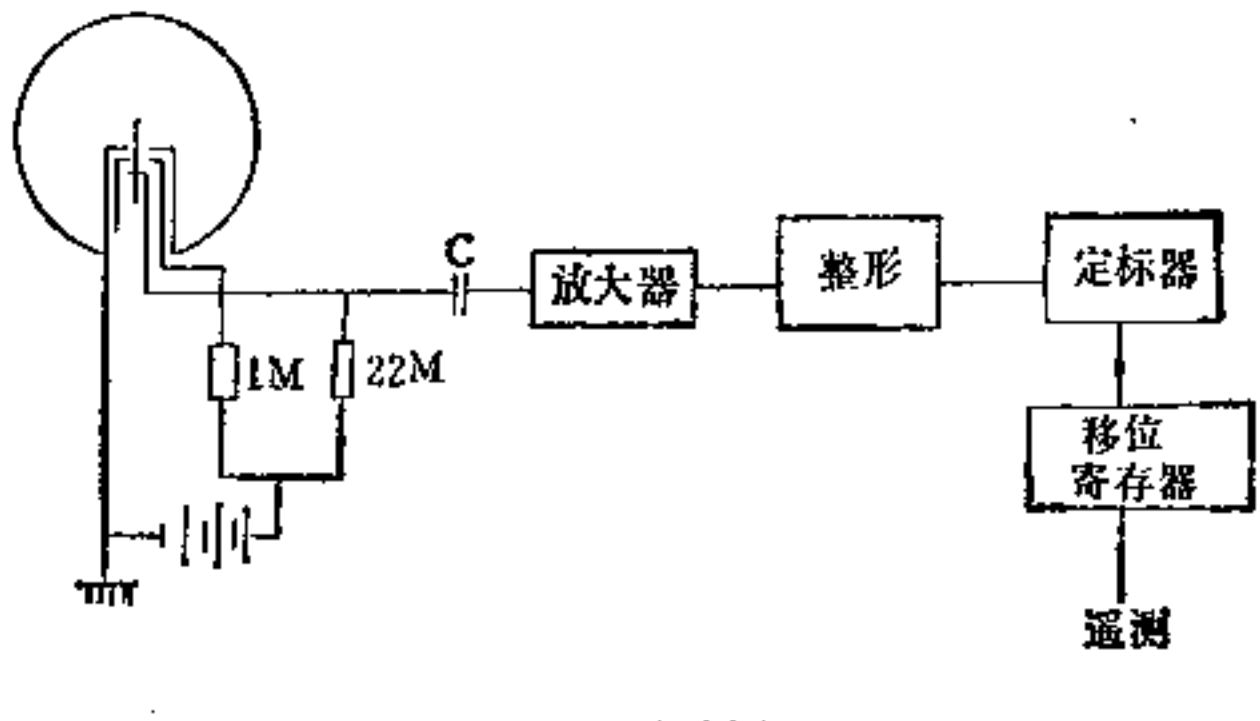


图 3.10　电离室线路原理方块图

3。脉冲电离室

1）基本原理——脉冲电离室是记录单个带电粒子的电

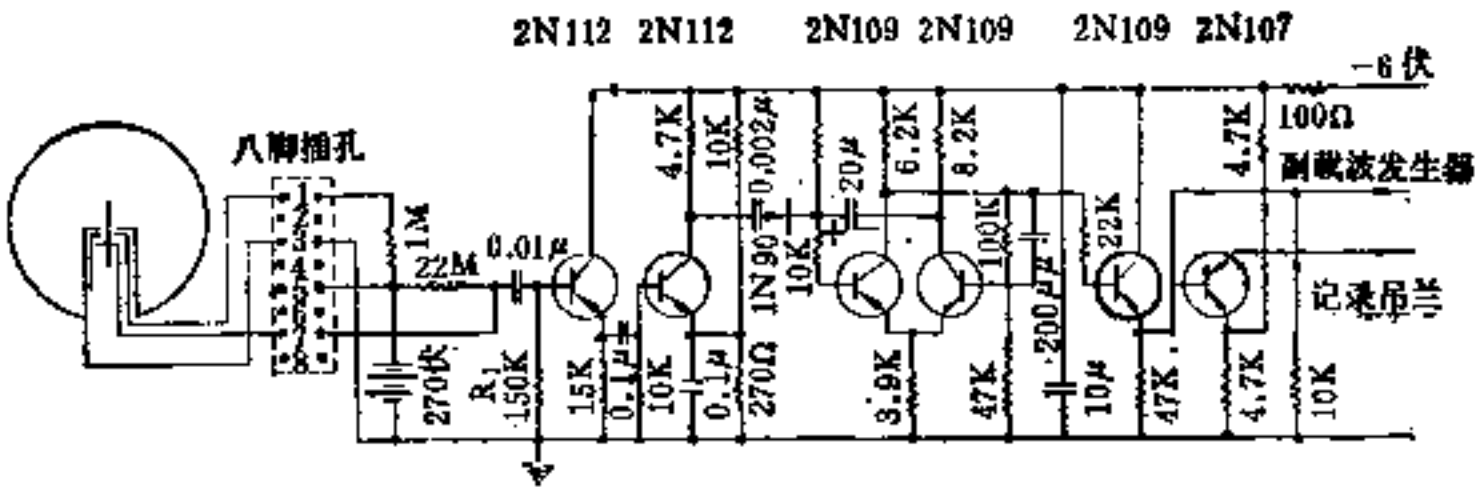


图3.11 气球上使用的电离室电子线路图

离室，每一个入射粒子产生的总电离效应将在它的输出回路中产生一个输出脉冲，输出脉冲的幅度正比于入射粒子在气体中的能量损失(如果正负离子全部被收集的话)，因此，它既可以测量粒子的强度，又可以测量粒子的能量。

对于不同用途和选取不同时间参数的电离室，其输出脉冲具有不同的形状。对圆柱形电离室(参看图 3.1)而言，它输出的脉冲电压 $V(t)$ 可以表示为[4]

$$V(t)=\begin{cases}-\dfrac{N_0 e}{C_0}\ln\dfrac{x_0}{x^-}\Big/\ln\dfrac{b}{a}, & t\leqslant T^-\\[2ex] -\dfrac{N_0 e}{C_0}\ln\dfrac{x^+}{a}\Big/\ln\dfrac{b}{a}, & T^-<t<T^+\\[2ex] -\dfrac{N_0 e}{C_0}, & t\geqslant T^+\end{cases}\qquad(3\text{-}12)$$

式中 N_0 是一个入射粒子产生的总电离数，C_0 是集电极对地的电容(包括装置电容和分布电容)，b 为电离室的阴极半径，a 为中心收集极半径，x_0 为入射粒子产生电子、离子对的地点，x^- 为电子在 t 时刻到达的地点，x^+ 为正离子在 t 时刻到达的地点，T^- 和 T^+ 分别为电子和正离子漂移到阳极和阴极的时间，式中的负号表示输出脉冲是负极性的。

从上式可以看到，电离室的输出脉冲是由电子和正离子分别在集电极上感应的电荷产生的，而当正负离子全部被收集时，其幅度最大，即达到它的饱和值 $V=-N_0e/C_0$，这个电压值是入射粒子在电离室中产生的所有正负离子对脉冲的贡献，它正比于入射粒子在气体中损失的能量，它必须满足 $RC_0\geqslant T^+$，这就是离子脉冲电离室，它的响应时间较慢。

由于电子的漂移速度比离子约大三个数量级，所以，电子到达阳极的时间 T^- 约比离子到达阴极的时间 T^+ 快三个数量级。因此，当时间常数满足 $T^-<R_0C_0\ll T^+$ 时，脉冲幅度基本上是电子贡献的。工作在这种状态下的电离室称为电子脉冲电离室。这种电离室虽然能快速计数，但是输出脉冲幅度与入射粒子在气体中产生电离的地点有关。为了克服这个缺点，在平行板电离室两电极之间加一个栅极，即所谓屏栅电离室，对圆柱形电离室而言，只要 $b/a\gg 1$，而 x_0/a 不是太小时，在 x_0 变化很大的范围内，电压脉冲基本上是电子贡献的。这是因为圆柱形电离室电场强度是不均匀的，在中心极附近电场很强，电子是向中心极运动的，因此感应的电荷多，电子的贡献就变成主要的了。

电离室输出脉冲的宽度取决于输出回路中的时间常数 RC_0，当 $RC_0\approx T^+$ 时，输出脉冲幅度接近于最大值 N_0e/C_0，宽度 T^+ 较大；当 $T^-\ll RC_0\ll T^+$ 时，脉冲宽度将大大变窄，输出脉冲幅度将变小，它主要是由电子贡献的。对圆柱形电离室而言，只要 $b/a\gg 1$，幅度减小不多，影响较小，见图 3.12。

脉冲电离室的输出幅度一般都比较小，通常只有毫伏数量级，因此需要低噪声的高倍脉冲放大器。

2）在空间带电粒子测量中的应用——由于脉冲电离室的输出脉冲幅度与入射粒子的能量损失基本上成正比，所

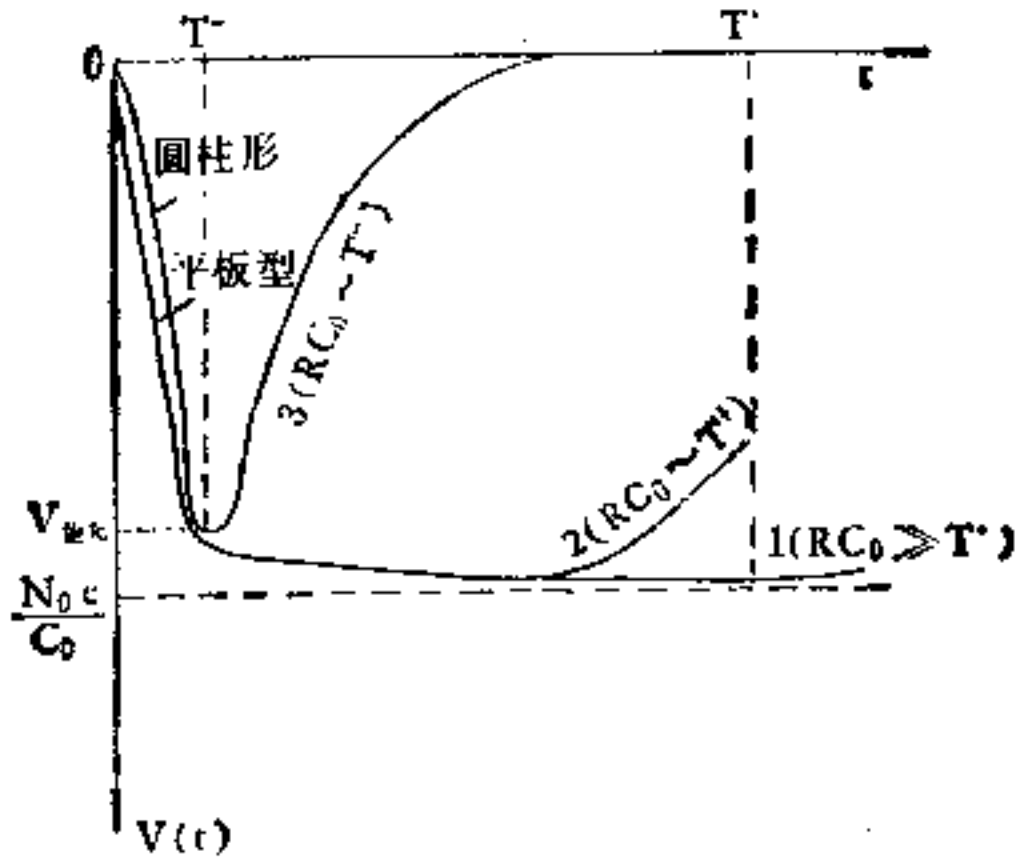


图3.12　脉冲电离室输出电压脉冲波形

以，它与入射粒子的能量、种类有关。显然，轻粒子比相同能量的重粒子产生的幅度要小；高能粒子比低能粒子的能量损失要小，产生的幅度要低。因此，脉冲电离室适于测量低能重粒子。最早在空间使用脉冲电离室就是用于测量低能宇宙线的重核含量。

早在四十年代末和五十年代初就曾利用脉冲电离室在火箭、气球上进行初级宇宙线重核的测量，特别是对宇宙线爆发的研究[1, 2, 26]。当时使用的脉冲电离室都是圆柱形的，有效长度在52厘米左右，阴极直径为7.6厘米，中心电极直径为0.063厘米，一般充有5个大气压的氩气。火箭上使用的脉冲电离室的结构和电子学系统可参阅文献[2]。

Schwed等人[29]利用脉冲电离室在“探险者7号”（Explorer Ⅶ）卫星上对初级宇宙线的重核通量进行了测量，它测量原子序数 $Z \geqslant 6$ 的相对论初级宇宙线重核通量，并且能确定重核通量作为地磁截止刚度的函数。

该脉冲电离室为一圆柱形，为使电离室重量轻，而又坚

固，其容器是由镁合金制造的，其直径为 11 厘米，长度也为 11 厘米，壁厚 2.5 毫米，两端的圆板是由 3 毫米厚的相同材料焊接而成，其中心丝是 0.25 毫米的直径。选择镁合金作容器材料的优点还在于减小室壁中核分裂所产生的本底脉冲，因为宇宙线初级或次级粒子同电离室壁中的核之间的相互作用可能产生星裂，这样的典型星裂包括低能（10—50 MeV）质子和 α 粒子，以及一些更重的裂片，它们都是高电离的粒子，当它们到达电离室时，可能产生与相对论初级核同样幅度的脉冲。它出现的几率通过用低 Z 材料制作的室壁来减小。电离室内充有 9 个大气压的氩气，当电压加到 300 伏时，进入电离室的坪区，工作电压选为 400 伏。根据上述尺寸，对于各向同性的粒子在室中的平均路程长度为 7 厘米。当确定了入射粒子的种类之后，就可确定预测的平均信号，如表 3.4 所示，其中的值都是这样归一化的，即一个 0.35 伏的幅度相当于 5.3 MeV 的 α 粒子，因此放大器要调节到这个相应的值。

表 3.4 脉冲电离室的输出脉冲幅度

产生脉冲的粒子	放大器的输出
5.3兆电子伏α粒子 (Z=2)	0.35 伏
9 兆电子伏 质子 (Z=1)	0.42 伏
40 兆电子伏 质子 (Z=1)	0.063 伏
相对论 质子 (Z=1)	0.014 伏
相对论 C核 (Z=6)	0.42 伏
相对论 F核 (Z=9)	0.95 伏
相对论 S核 (Z=16)	3.0 伏

相对论核在电离室单位路程上产生的电子数，实质上是与能量无关的，但它与 Z^2 成正比。在这个电离室中一个粒

子穿入后所产生的全部电子被中心电极所收集，产生的电流脉冲被转换成电压脉冲，它的最大幅度正比于收集的总电荷，因此也正比于 Z^2。电压脉冲通过一个稳定反馈、高增益、高输入阻抗的脉冲放大器放大，其上升时间为 3 微秒，限幅时间为 10 微秒，后者大大减小了随机噪声和与正离子收集有关的较长脉冲的灵敏度。这个放大器的输出送到三道积分脉冲高度鉴别器，它们分别只允许 $Z \geqslant 6$，$Z \geqslant 9$ 和 $Z \geqslant 16$ 的初级粒子所对应的脉冲通过。每个鉴别器的输出依次送到相联系的定标器，定标因子对较低的两个是 4，最高的那个是 2。由于这三个道的输出分配在具有其他几个测量的单一负载波上，所以，每一个道都必须有一个缓冲寄存器和存贮器，最后送入电子交换器被遥测，其原理如图 3.13 的方块图所示。

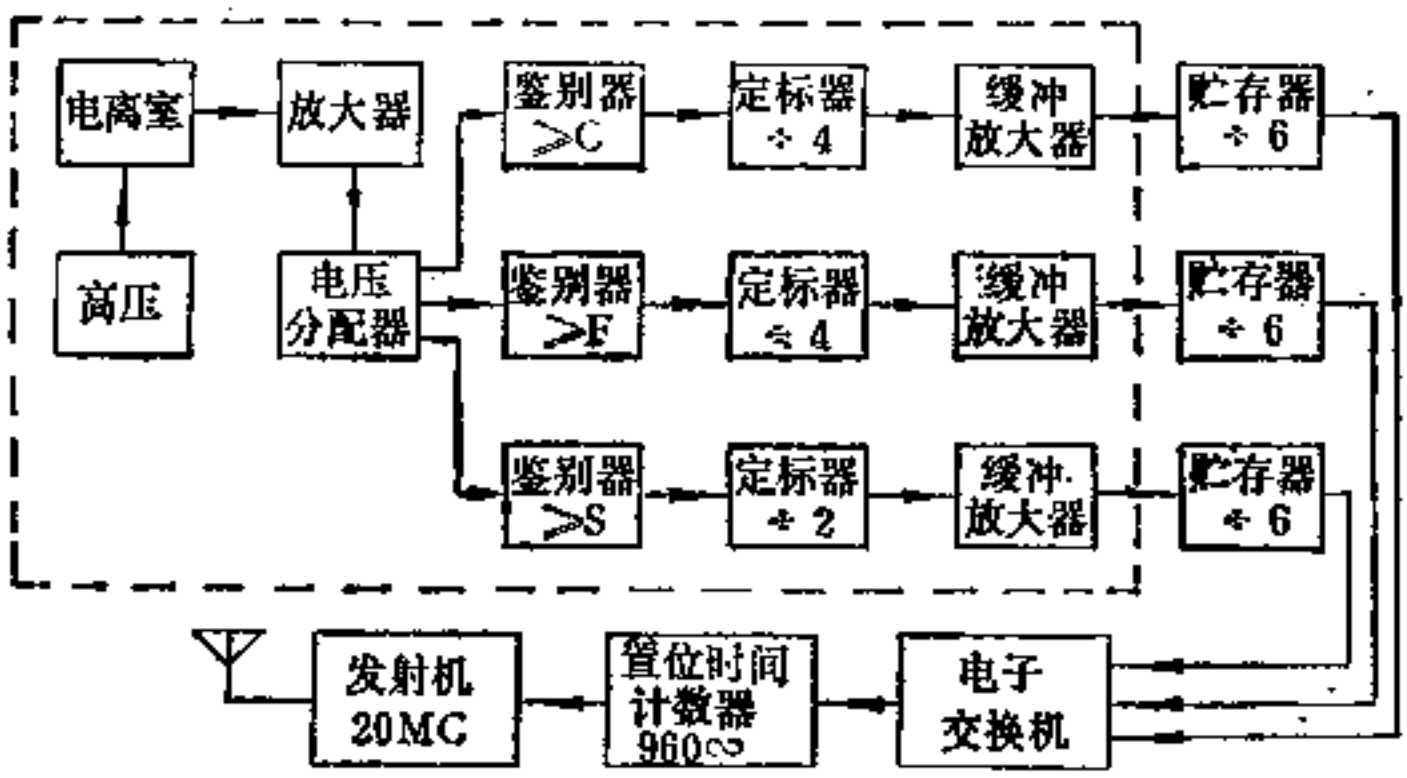


图3.13　脉冲电离室系统方块图

由于脉冲电离室输出幅度很小，在区分粒子和能量方面不能作得很精细，随着其他探测器技术的发展，已被性能更好的探测器所取代，所以，现在在空间粒子辐射测量中很

少使用脉冲电离室。

3.1.3 正比计数器在空间带电粒子测量中的应用

正比计数器同电离室一样，都是根据入射粒子在气体中产生电离的原理的一种核辐射探测器。所不同的是，正比计数器工作电压较高，气体空间电场强度较大，电离产生的电子在一个平均自由路程中所获得的能量足以使气体分子再电离。电离后的电子不断地产生新的电离，只要电子获得的动能大于气体分子的平均电离功，就能使离子对迅速增殖，其过程相当迅速，象雪崩一样，最后收集到的电离数比原初电离大M倍，而且气体放大倍数M与原初电离无关。对于同样能量的辐射粒子，正比计数器的输出脉冲要比电离室大M倍。因此，正比计数器既给出了较大的输出脉冲，又能保持与原初电离的正比关系；它既能用于粒子计数，又能作能谱测量，特别是适合于低能粒子的能谱测量，以及X射线和低能γ射线的能谱测量。

1。正比计数器的工作原理

为了使气体探测器进入正比区，即电子在加速过程中能获得足够的能量使气体分子再电离，电场强度必须很大，粗略估计，电场强度至少要达到10^4伏/厘米以上。这样高的电场强度对平板式结构的气体探测器是很难达到的，通常都是用圆柱形结构的探测器，因为圆柱形的电场分布是不均匀的，在中心阳极附近可以获得很高的电场强度。圆柱形结构的电场强度可写为：

$$E(x)=\frac{V_0}{x\ln b/a} \tag{3-13}$$

式中V_0为正比计数器两极间所加的电压，b和a分别为阴

极和阳极的半径，x为离开阳极的距离。由上式看出，在中心阳极（又称丝极）附近一个狭窄的区域内电场强度可以很大，只要V在1000伏以上，E就可以达到10^4伏/厘米。而且电场强度正比于所加的电压，所以，外加电压越大，可以进行放大的区域也越大，最后形成的脉冲也越大，这就是图3.2上的Ⅱ$_a$区。

但是，气体放大倍数M不能无限制地增大，即V_0不能太高。因为如果V_0太高，那末入射粒子除产生电离外，还会使原子激发，这些原子在退激发过程中会产生光子，它们在阴极上或气体中打出光电子，这种光电子在向阳极运动的过程中又可以引起雪崩式电离，从而使放大倍数急剧增大。如果在无光子作用下的放大倍数是M_0，每个电子产生一个光电子的几率为γ，那末有光子作用后的放大倍数M为[4,5]

$$M=\frac{M_0}{1-\gamma M_0} \qquad (3\text{-}14)$$

这就是电子与气体分子直接电离碰撞所引起的离子增殖与光电效应引起的离子增殖贡献之间的关系。从上式可以看到，当$\gamma M_0 \ll 1$时，则$M \approx M_0$，主要是电子的电离碰撞贡献；当$\gamma M_0=\frac{1}{2}$时，则$M=2M_0$，即电子和光电子的离子增殖贡献相同；当$\gamma M_0 \approx 1$时，则$M \gg M_0$，光子-光电子的离子增殖效应是主要的了；当$\gamma M_0 \gg 1$时，则式（3-14）的级数不收敛，这是G-M计数器的工作区，那是另外的机制起作用了。

对于正比计数器，它是工作在$\gamma M_0 \ll 1$的情况下，所以M_0不能过大，而且要设法使γ尽量减小。因为M_0和γ与外加电压V_0有关，V_0愈高，则M_0和γ愈大，为了降低$M_0\gamma$，

首先不能有过高的电压，但为了不降低放大倍数 M_0，所以只有想法降低 γ。γ除了与所加电压有关外，还与气体和阴极材料有关，因此，所用阴极材料要不易产生光电子，通常阴极要经过氧化处理，使产生光电子的几率变小。正比计数器所充的气体大多是混合气体，因为单纯的单原子或双原子分子气体，特别是惰性气体，尽管正比放大工作起始电压较低，但它们很不容易吸收光子，从而 γ 较大。而多原子分子气体，如甲烷、二氧化碳、酒精等，它们能强烈地吸收光子，可使 γ 大大减小，从而允许 M_0 较大，而又保证 $\gamma M \ll 1$。所以，在正比计数器中常充以 90%左右的单原子或双原子分子的气体，加上 10%左右的多原子分子的气体。

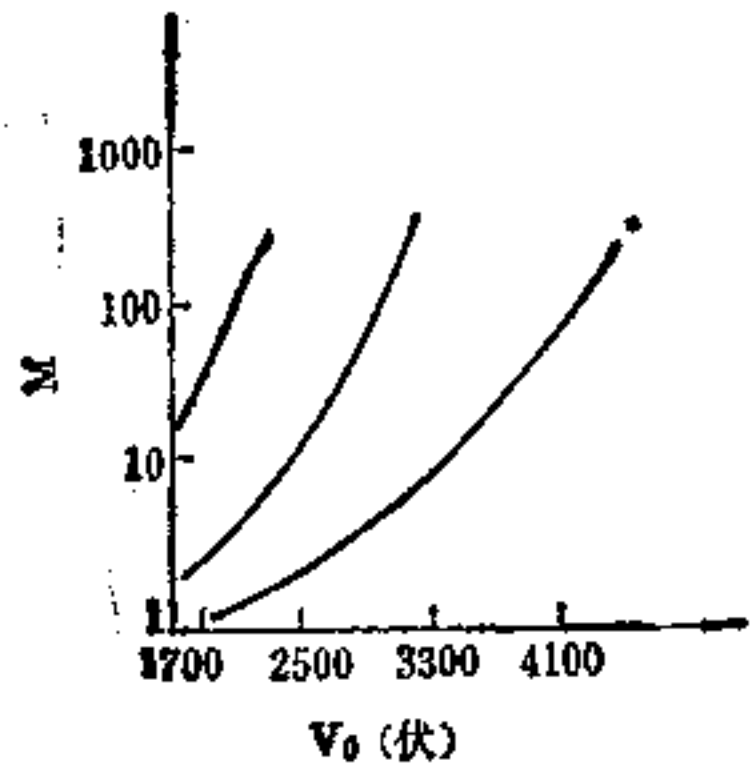
如果不考虑光电效应、放大倍数 M 是气体压强、工作电压、计数器的阴极半径 b 和阳极半径 a 的函数

$$M = f\left(\frac{V_0}{\ln b/a}, p, a\right) \qquad (3\text{-}15)$$

然而在理论上计算气体放大倍数是很复杂的，其原因是，一个电子在沿电场方向上运动所产生的离子对数依赖于电子与气体分子电离作用截面，而这并不是很清楚的。通常是对不同的气体、不同压强、不同尺寸的计数器，在实验上作出一系列的气体放大倍数 M 与工作电压 V_0 的关系曲线。图 3.14 就是这类曲线的例子[4]。在设计正比计数器时，根据这些实验曲线确定所需要的气体成分和比例、气体压强、计数器尺寸和工作电压。

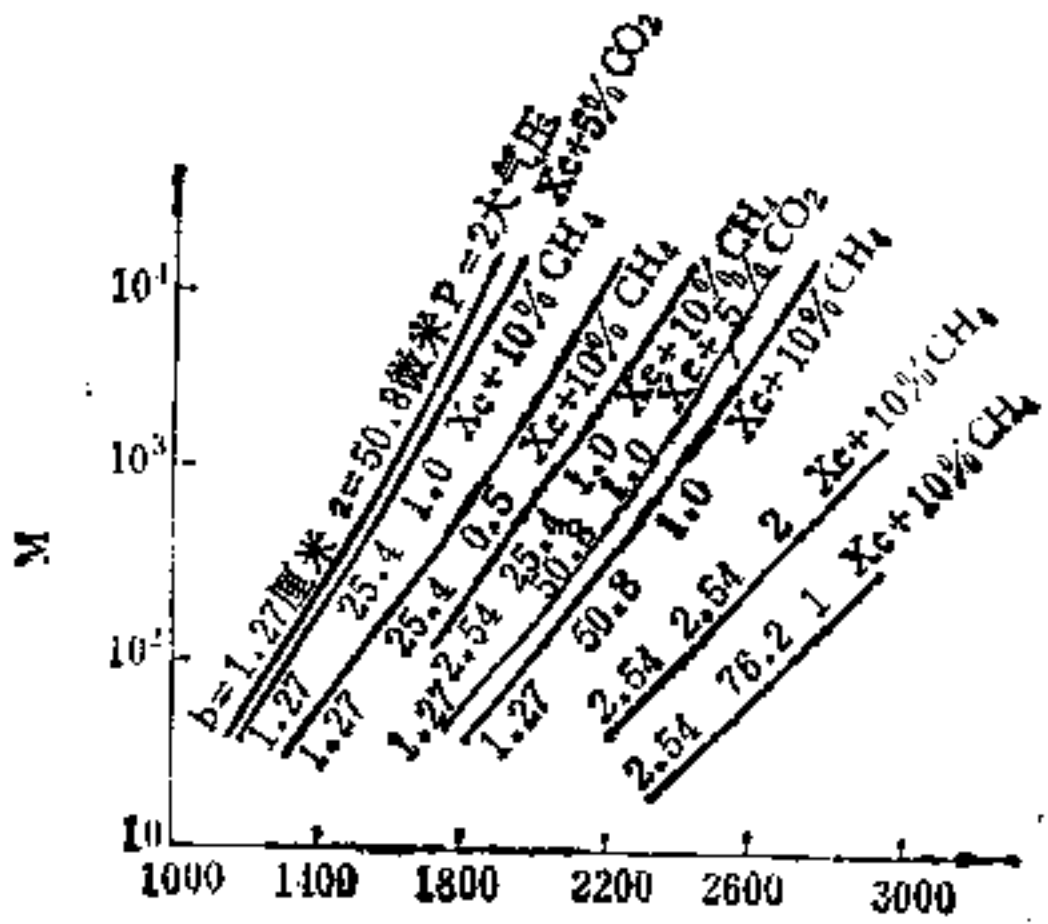
2。正比计数器的基本特性

1）坪特性——当计数器在一固定强度的放射源照射下，其输出的脉冲计数率随外加电压有一变化曲线，常称为坪曲线，如图 3.15 所示。我们称曲线上的电压范围 V_2—V_1



(a)

A. Ar+10%CO_2混合气体 ($2a$=0.017厘米，$2b$=3.96厘米)



(b)

B. Xe+CH_4或CO_2的混合气体

图 3.14 正比计数器的M与v_0的关系

为坪长，在此电压范围内计数率随外加电压变化很小，出现

一个比较平坦的区域。但是，这个坪并不是绝对的，它有一个斜率，通常把电压每升高 100 伏，计数率增加的百分数称为坪斜K，即

$$K=\frac{2(N_2-N_1)}{N_2+N_1}\times 100\%/(V_2-V_1), \qquad (3\text{-}16)$$

坪长和坪斜是正比计数器的重要特性，也是衡量计数器好坏的主要参数。坪长越长，坪斜越小，则计数器性能越好。计数坪特性与充气类型、混合比、压强和计数器的尺寸有关，也与计数器制作工艺有关，对每个计数器都必须知道它的特性，以便确定其工作电压。

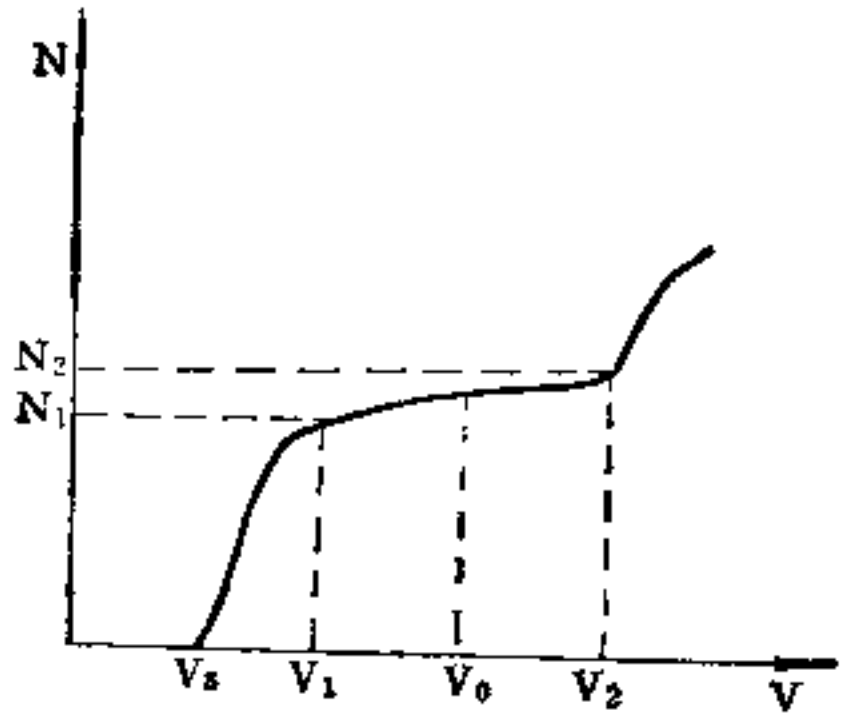


图 3.15　计数器的坪特性

图中V_s称为计数器的起始电压，即刚刚能使计数器开始计数的电压，但计数率很低。只有当电压等于或大于V_1时，计数器才进入坪区，通常工作电压选在坪区的中点附近，既保证它工作在坪区，又能延长它的使用寿命。

2）探测效率——计数器本身的探测效率定义为：计数器的输出脉冲数占进入计数器灵敏体积的入射粒子数的百分比。它是粒子通过探测器窗的透射率和粒子在探测器有效体积中的吸收率的乘积，它与粒子能量、种类，探测器窗和气

体有关。要提高探测效率必须尽量减小窗的吸收效应和增大气体的吸收效应。

3）能量分辨率

探测器的能量分辨率 η 定义为：脉冲计数最大值一半所对应的分布的全宽度 ΔU 和最大值对应的脉冲幅度 U_0 之比，即

$$\eta=\frac{\Delta U}{U_0}\times 100\% \qquad (3-17)$$

它是度量探测器能量分辨本领的一个量。所谓能量分辨本领是指探测器能探测到两种不同能量粒子的最小能量间隔，它常用能量分辨率表示。

就正比计数器而言，除了电离过程中会产生离子对数 N_0 的统计涨落外，在气体放大过程中其放大倍数 M 也存在统计涨落，这些涨落构成了正比计数器的固有能量分辨率。此外，由于计数装置不完善和电子学线路方面的原因，也会引起放大倍数的变化，从而使能量分辨率变差。前者是人为难于控制的，后者是想法可以避免的。例如，由于气体中存在负电性气体，中央阳极丝粗细不均匀，电极边缘效应，高压电源不稳等因素，会直接影响电子收集或影响电场强度，从而使气体放大倍数变化，造成分辨率变差。我们可以通过气体纯度，工艺精度等严格要求，提高电源稳定度等来提高探测器的分辨率。一个好的正比计数器对 ^{55}Fe 的 5.9千电子伏 X 射线其能量分辨率可作到 17% 以下，最好的可达 14.2%，一般要比 NaI（Tl）闪烁计数器的能量分辨率好三倍。

4）能量线性响应——能量线性响应是指正比计数器输出脉冲幅度与入射粒子能量成正比的关系。在作能量测量时，一般要求正比计数器的能量线性响应要好，即要求它的正比工作区宽。正比计数器的线性响应主要受空间电荷的限

制。当电子漂移到阳极后，漂移速度慢的正离子形成空间电荷，在总的电离离子数很多时，空间电荷效应将抵消一部分外电场作用，从而限制放大倍数，这样，正比计数器就不是精确的线性响应了。使原初电离大的，放大倍数变小；原初电离小的，放大倍数增大。作能量测量时，为了尽量保证它的线性响应，一般要求气体放大倍数 M 与 V_0 的关系曲线不要太陡。此外，为使粒子不跑出气体工作区之外，对能量高的粒子总压强要大些，放大倍数 M 取小些；能量低的粒子则总压强小些，放大倍数 M 取大些。

5）寿命——计数器的寿命是指在不明显影响它的性能情况下能进行计数的次数，有时也叫它为计数器的计数寿命。对于充有多原子分子气体的正比计数器，其计数寿命的上限为 10^{12} 个计数，影响其寿命的主要因素是多原子分子的分解，如果 $M=100$，$N_0=100$，一次放电一般要消耗 10^4 个多原子分子，正常的计数器含有 10^{19}—10^{20} 个多原子分子，故寿命上限为 10^{12} 数量级。其次，猝灭气体分解产物会沉积在阳极丝和阴极上，它会改变阳极丝直径和电场，或减小材料的脱出功。

另外，计数器还有一种搁置寿命，即计数器制成后使计数器性能变坏所放置的时间。影响它的主要因素是封接技术，特别是窗和计数器外壳之间的封接，封接性能好的搁置寿命可达 20 个月之久。

6）输出波形

正比计数器的输出波形如图 3.16 所示，它由以下几个部分组成：图中的 Oa 段是粒子进入探测器产生原始电离到发生气体放大之前的一段过程。由于无气体放大，所以幅度很小，但是这一段时间延迟确有 0.1—1 微秒之久，对符合时间测量有较大的影响。

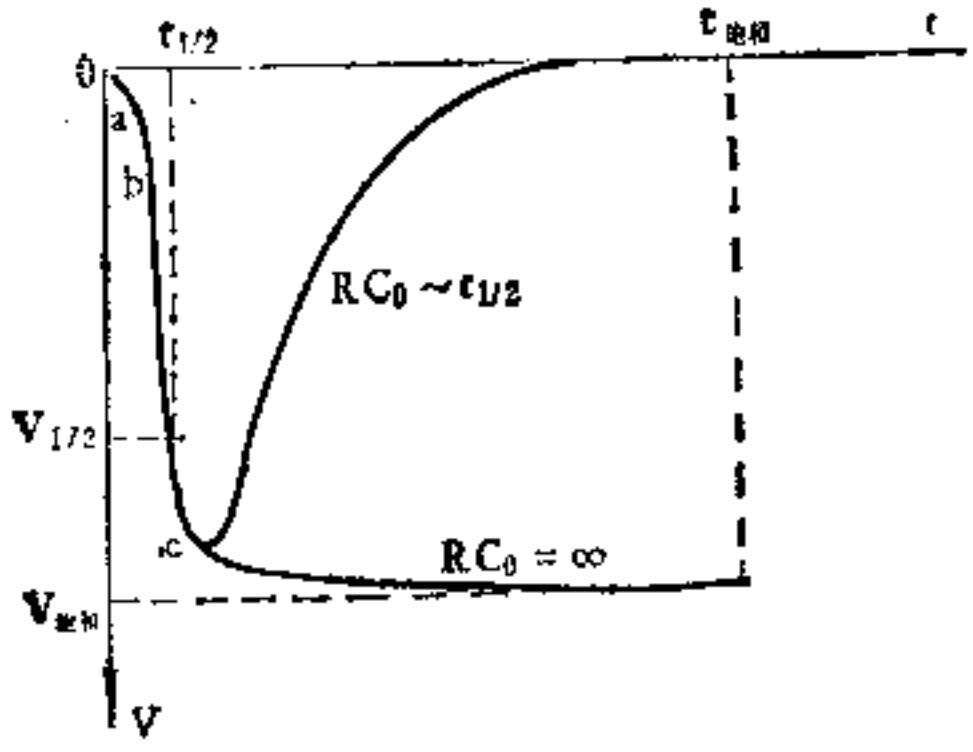


图 3.16　正比计数器的输出脉冲波形

图中 *ab*段幅度下降很快，大约 10—1 毫微秒，它是由阳极丝附近放大了 M 倍的电子向阳极漂移的贡献，对幅度贡献也不大。而 *bcd* 段则是相当于阳极丝附近放大了 M 倍的正离子向阴极漂移的贡献，由于在中心丝附近电场强度很大，所以正离子漂移速度也比较大，从而电压脉冲下降很快。如果外电路时间常数 RC_0 很大，则随着正离子逐渐离开阳极，电场强度迅速减小，电压脉冲下降开始缓慢下来，最后达到饱和电压 $-MN_0e/C_0$。要达到饱和所需的时间是很长的，一般要 100 微秒以上。如果只要求脉冲上升到饱和值的一部分，即牺牲一点脉冲幅度，那末所需的时间可以很短。例如，只要求饱和值的一半，那末对应的时间 $t_{1/2}$ 只有 1 微秒左右，如果从 *a* 点算起，则 $t_{1/2}<0.1$ 微秒。但脉冲幅度仍与原初电离成正比。因此，选择小的 RC_0 时间常数，就可以得到脉冲幅度既损失不多，而延续时间又可大大减小的脉冲波形。选择合适的 RC_0，可以作到只有 0.2—0.5 微秒的分辨时间，这样正比计数器就以用于高计数率或较快时间的场合。

3．在空间带电粒子测量中的应用

由于正比计数器有气体放大作用，输出脉冲幅度比电离室高。此外，它只放大讯号，而不放大噪声，因而输出脉冲讯噪比较好。在低能粒子测量中它的能量分辨率比闪烁计数器好得多，因此在测量低能电子和X射线中，正比计数器得到广泛的应用。关于正比计数器在测量空间X射线中的应用，我们将在第四章中详细介绍。如果正比计数器充以BF_3气体，即BF_3正比计数器，则可以测量慢中子。含氢正比计数器和^3He正比计数器则可测量快中子，这将在第五章中子测量中介绍。

1）对电子学线路的基本要求——由于正比计数器输出脉冲幅度较高，所以对于放大器的放大倍数要求不高。一般正比计数器的输出脉冲幅度在0.1—10毫伏之间，最高可达50毫伏，因此放大器的放大倍数只要10^4就足够了。为了降低计数器的输出电容，放大器分为两部分：与计数器靠近的一部分称前置放大器，另一部分称为主放大器。其前置放大器的放大倍数一般为1—10即可，放大倍数为1的前置放大器主要起阻抗匹配的作用。

为了提高计数器的时间分辨率，输出电路上要求经过*RC*数值很小（几个微秒）的微分电路加以整形。*RC*的数值要比电子的收集时间长，而比正离子全部到达阴极的时间小很多。图3.17是正比计数器输出电路的一个例子，可供读者参考。

正比计数器在用于粒子能量测量时，总希望输出脉冲幅度与入射粒子的能量保持严格的正比关系。实际上，正比计数器的输出脉冲幅度是有涨落的。引起涨落的原因很多，但正比计数器的电源电压不稳定是一主要原因，因为电极间所

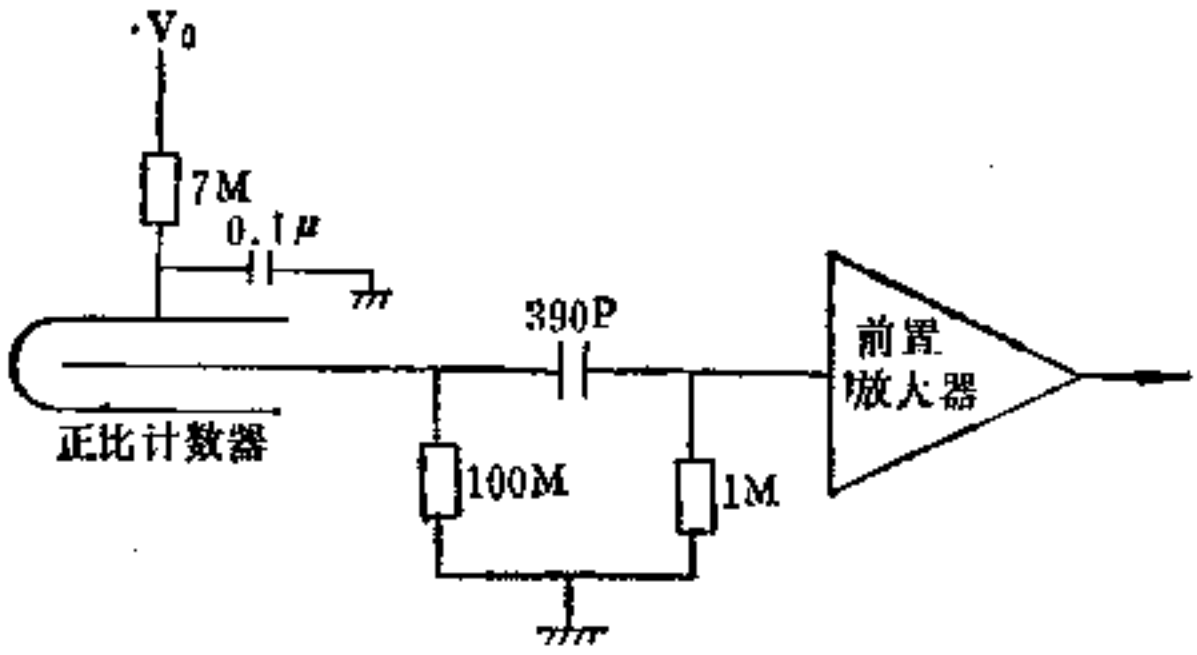


图 3.17 正比计数器的输出连接电路

加的电压不同，放大倍数就不同。理论和实验结果都表明，放大倍数 M 的对数与所加电压 V_0 之间粗略成线性关系，即

$$\log M = K\ (V_0 - V_p) \qquad (3-18)$$

式中 V_p 为临界正比电压，K 为常数，大约为百分之几。将式（3-18）微分，可得

$$\frac{\Delta M}{M} = k\Delta V_0 \qquad (3-19)$$

由此可以看出，要保持输出脉冲幅度的变化小于 1 %，电源电压的变化应该在长期工作中漂移不超过 1 伏。因此，要求有高稳定度的高压电源，通常要求电源的稳定度 ≤0.1%。

2）低能粒子测量

为了测量低能粒子，避免计数器管壁的吸收，计数器必须装置入射窗。入射窗的厚度一般都在数百微米以下，它与所测能量有关，根据需要可以薄到只有数微米的厚度。其材料一般为铝、云母、铍、有机膜等。其中铍不影响电场分布，原子序数小，可以做得很薄，最低可达 10—20 微米，

是比较理想的材料，它的缺点是铍本身有毒。如果还需要降低能量，减小窗的吸收，可用有机膜作入射窗，这种膜（Mylar）可以作到只有几微米厚。但是有机膜的强度低，抽气时易破裂，而且能漏过某些气体，因此大多做成流气式的正比计数器，以保证气体混合物的稳定。所谓流气式是指正比计数器在工作过程中，一新的气体连续不断地流过灵敏体积，以保持计数器内气体的成分不变，从而使计数器的性能保持稳定可靠。正比计数器测量电子能量的下限可达1千电子伏左右，此限度主要决定于放大器的噪声和灵敏度、气体性质、形成离子对的涨落、以及电源的稳定性等因素。测量电子的能量上限一般在100—200千电子伏之间，这主要是由于电子射程受计数器尺寸及气体压强的限制，因为对较高能的电子，要求计数器有较大的尺寸和较高的气压，以使电子完全停在管内。

正比计数器既可以作粒子强度测量，又可以作能谱测量。用作粒子强度测量时，将其讯号通过放大，鉴别之后，就可以送入计数系统，最后输送给遥测系统；用作能量测量时，则需要进行幅度分析，再将讯号送给遥测系统，如图3.18所示的原理方块图。

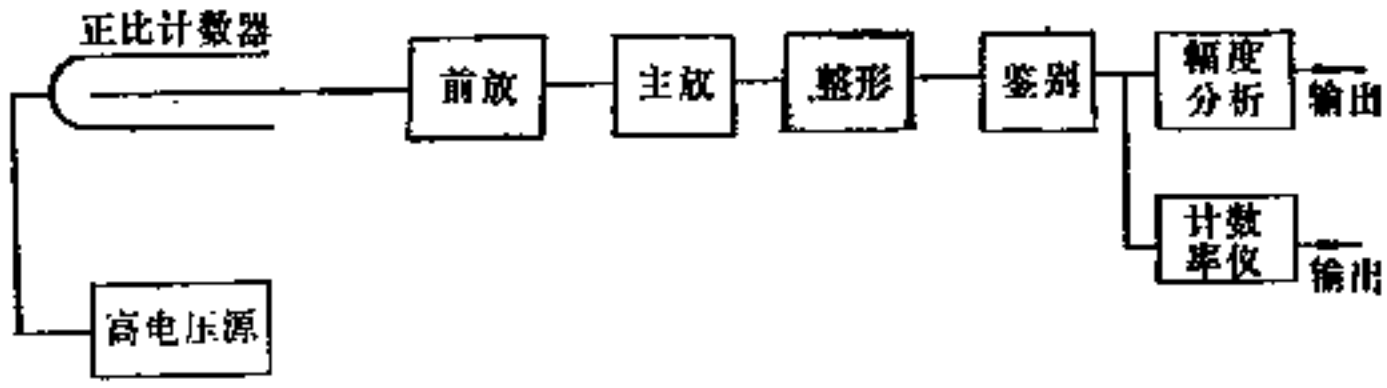


图 3.18　正比计数器电路原理方块图

在空间粒子辐射测量中往往有多种粒子成分存在，我们既要测量这些粒子的强度，又要同时测量它们的能谱，比如

银河和太阳宇宙线成分的测量，太阳风粒子成分的测量等。这时单一的探测器很难达到所要求的目的，往往需要采用多个探测器的组合，最常用的组合方式就是 dE/dx 和 E 探测器组成的望远镜形式。如果把正比计数器作为 dE/dx 探测器使用，就可以测量低能粒子成分。*Klecker* 等人[30]利用正比计数器，金硅面垒半导体探测器和塑料闪烁探测器组成一超低能望远镜（ULET）在 IMP-8 卫星上测量银河宇宙线的异常成分。其中正比计数器作为 dE/dx 探测器（D_1），它是一个流气式的薄窗正比计数器，有效窗厚 130 微克/厘米^2（总厚度 330 微克/厘米^2）；第二个探测器是金硅面垒型半导体探测器（D_2），用作 E 探测器，其灵敏厚度为 800 微米，第三单元是一个塑料闪烁探测器（D_3），用作反符合探测器，整个望远镜系统置于塑料闪烁体杯中，该闪烁体杯既作去掉其他背景事件的反符合探测器，又兼作主动准直仪，如图 3.19 所示。

在望远镜中探测器 D_1 和 D_2 可以分别输出讯号，还可以输出符合计数率，即 $D_1 \cdot D_2 \cdot \overline{D}_3$。这就是说，望远镜只记录穿过 D_1，中止于 D_2 中的粒子，穿过 D_2 的粒子不记录。根据粒子在探测器中的能量损失 dE/dX 与粒子总能量 E 的乘积正比于该粒子的质量与它的电荷平方的乘积，即

$$dE/dx \cdot E = BMZ^2 \qquad (3\text{-}20)$$

可以区分粒子成分，式中 B 为常数，M 为入射粒子的质量。关于利用 dE/dX 和 E 探测器区分粒子的原理，将在下一节中详细介绍。上述望远镜可测量 0.43—1.5兆电子伏能量范围的质子，0.26—6.6兆电子伏/核子的 α 粒子以及 0.6—24 兆电子伏/核子的C、N、O 重粒子和 0.3—35 兆电子伏/核子的 Fe 重核的通量与能谱。

3）有限正比计数器的应用——如果只测量粒子辐射的

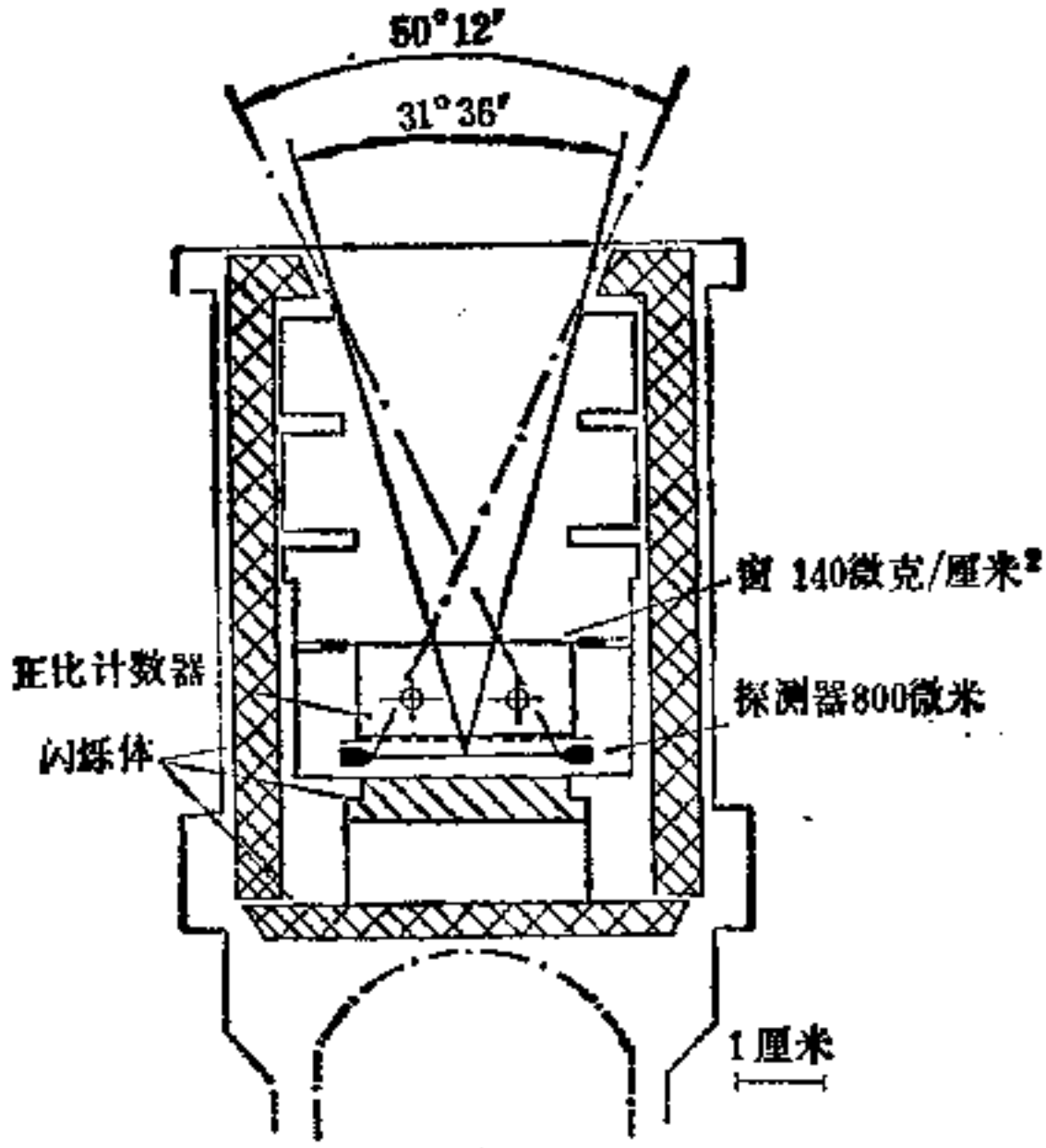


图 3.19　具有正比计数器的三单元望远镜示意图

强度，即只用于粒子计数，而又希望时间性能好，则可采用有限正比计数器。有限正比计数器工作在图 3.2 中曲线的 II_L 区域，它有较大的气体放大倍数，因而输出脉冲幅度高，同时由于工作电压很高，离子漂移速度也较大，脉冲前沿较快，所以，它的分辨时间较小，可作快速计数。由于不作能量分析，所以，它对电源的稳定度要求没有正比计数器那样高。

有限正比计数器曾广泛用于辐射带粒子、银河宇宙线强度、太阳宇宙线加速的测量，通常利用数支正比计数器组成一望远镜，如图 3.20 所示[31,32]。它是由 6 支计数器包围第 7 支计数器的密排六方形式组成的望远镜，其中 6 支管子

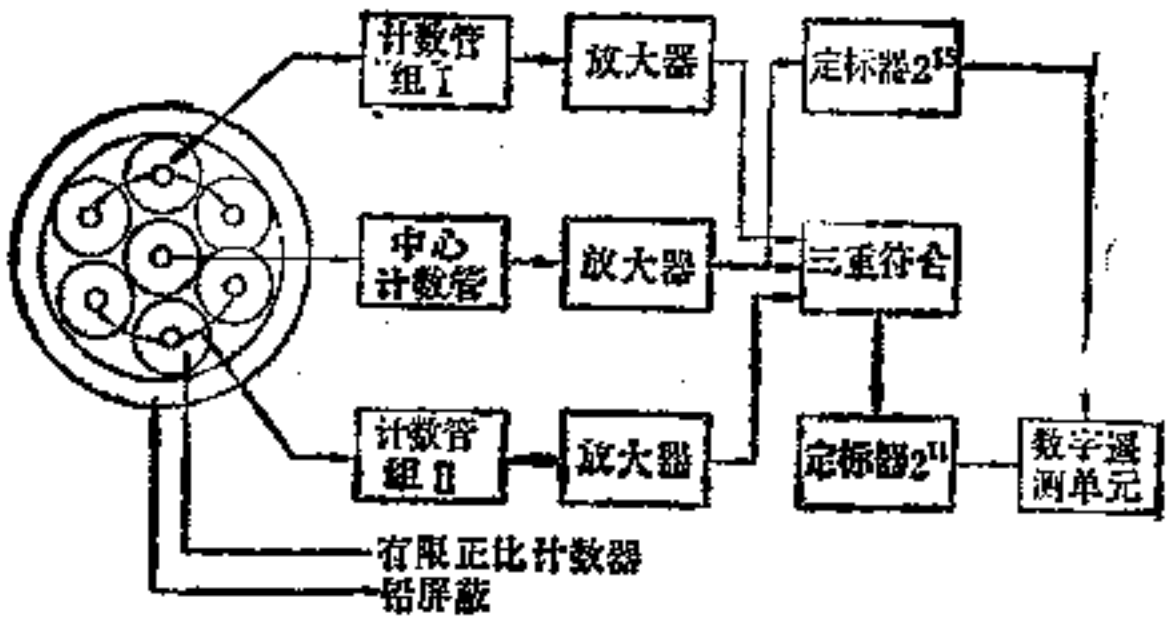


图 3.20　有限正比计数器望远镜示意图

分成两组，每组中 3 支管子相互连接，而中心探测器构成三重符合望远镜的第三单元。这样的望远镜曾先后在“探险者”Ⅵ（Explorer Ⅵ）、“先驱者”Ⅳ和Ⅴ（Pioneer Ⅳ，Ⅴ）、“徘徊者”Ⅰ和Ⅱ（Rangers Ⅰ，Ⅱ）等卫星上使用过，取得了有关宇宙线 Forbush 下降、宇宙线强度的梯度、太阳质子加速、外辐射带的动力学过程和结构等许多有用的资料。

3.1.4　G-M计数器在空间带电粒子测量中的应用

当气体探测器的外加电压越过正比区以后，探测器就进入了 G-M 计数区，即图 3.2 中曲线第Ⅳ区。工作在这一区域的气体探测器称为盖革-弥勒（Geiger-Müller）探测器，通常称为 G-M 计数器。这种计数器由于电场强度高，所以放大倍数大，输出脉冲幅度高，电子学线路简单，而且对带电粒子探测效率高（~100%），所以它常作粒子计数器使用。

1．G－M计数器的工作原理

为了获得很强的电场，G-M 计数器绝大部分都是圆柱

形结构，中心阳极丝很细，周围是管式阴极。在G-M计数器中由于电场很强，光子的作用就愈来愈占主要地位，这时公式（3-14）中的$M_0\gamma \geqslant 1$，使得放大倍数M趋向无穷大，即级数（3-14）不收敛。M不收敛表明离子将无限制地增殖下去，并扩展到整个计数器的体积内。但实际上，由于空间电荷的影响，限制了离子的无限增殖，当离子增殖到一定程度时，增殖就会自动停止。

1）离子增殖和停止的基本过程——当入射粒子在计数器内产生原初电离后，其中电子在电场作用下向中心阳极漂移，当电子接近阳极附近时，在相当短的时间内获得很大动能，它们再经过多次电离碰撞，结果在阳极附近的小区域内（$\sim 10^{-2}$厘米）使离子很快地增殖起来，形成所谓电子雪崩。由于气体放大倍数M_0很大，在离子增殖过程同时产生大量光子，这些光子被所充的有机气体吸收或打到阴极上时，能打出光电子，这些光电子被电场加速又能引起离子增殖，出现雪崩再生。其后再产生光子，打出光电子，不断重复上述过程，使增殖的离子愈来愈多，而且扩展到整个阳极附近的小区域。

当在阳极附近产生大量正负离子对时，电子很快漂移到阳极而被吸收掉，在很短的时间内，在阳极附近就留下大量的正离子，它们包围中央阳极形成一个“正离子鞘”，正离子鞘的形成使阳极附近的电场下降（即空间电荷效应），当正离子鞘加厚到一定程度时，使阳极附近的电场下降到不能再产生离子的增殖，那末，对原初电离的放大过程就停止了。

放大过程停止以后，在电场作用下正离子鞘向阴极漂移，在阳极上感应出一个电压脉冲。由于脉冲是正离子运动引起的，其大小也就决定于正离子鞘的总电荷，而与原初电

离无关。因为在放大过程中，最后形成的正离子鞘是一样的，所以不管原初电离形成多少离子对，输出脉冲幅度都一样大，而与入射粒子的种类、能量、原初电离地点无关。由于气体放大倍数很大，所以输出脉冲幅度很高，不需要放大器，这是G-M计数器的一个显著特点。

2）连续放电的猝灭——如果在只有单原子或双原子分子气体的G-M计数器中，正离子鞘在电场作用下向阴极漂移，当它到达阴极时，由于静电作用，正离子会从阴极表面拉出电子与自己中和，而处于激发态。激发态的分子、原子在退激发时发射光子，这些光子在阴极上又会产生电子。另外，激发态的分子、原子也会通过直接相互作用，把激发能交给阴极产生次级电子。这些新产生的次级电子向阳极移动，由于正离子鞘到达了阴极，中心阳极附近的电场已经恢复，所以次级电子在阳极附近又能引起新的雪崩，并产生新的正离子鞘，不断重复上述过程，造成所谓连续放电现象。显然，如果不消除这种次级电子效应，这种放电将无限制地连续下去，使计数器不能正常工作。这时一个入射粒子将在计数器中产生一连串的输出脉冲，而不是一一对应关系，计数器也就无法用于探测粒子。因此，必须终止计数器的连续放电，也就是连续放电的猝灭。其方法有两种：外电路猝灭法和自猝灭法。

外电路猝灭法，是利用计数器本身输出的脉冲来控制电子学线路（猝灭电路），反过来立即在中心阳极上加一个脉冲负电压、使阳极电压瞬时降到阈电压以下，促使放电猝灭。这种方法可使雪崩再生及早停止，缩小计数管的死时间，这种方法可使脉冲延续时间降到10^{-4}秒左右。此外，利用外电路猝灭还可延长计数器的使用寿命，在长期精确测量中是有用的。例如在地面宇宙线观测站的G-M计数器望

远镜中使用自猝灭计数器与外电路猝灭相结合，以提高测量精度和延长计数器的使用寿命，并使计数器具有确定的电路所决定的分辨时间。

如果在 G-M 计数器的工作气体中加入少量的有机气体或卤素气体，则计数器的连续放电就能自动猝灭。能够猝灭气体放电的气体称为猝灭气体，如酒精、戊烷、石油醚等有机气体，氯、溴等卤素气体。充有有机气体的 G-M 计数器称为有机 G-M 计数器，充有卤素的 G-M 计数器称为卤素 G-M 计数器。猝灭气体具有宽的和强的吸收紫外光的吸收带；当猝灭气体分子、原子处于激发态时，它们主要以超前分解方式消耗激发能而回到基态，发射光子的几率很小；猝灭气体的电离电位低于主要工作气体的电离电位。现以有机 G-M 计数器猝灭原理为例，简要说明如下：

当工作气体的正离子朝向阴极漂移时，在路上与有机分子、原子碰撞，由于有机气体的电离电位比工作气体低，所以工作气体很容易夺走有机分子中的电子而还原成原子，有机分子再变成正离子，同时放出一个能量约几个电子伏的光子，这些光子被有机分子强烈吸收。因为计数器中有许多有机分子，工作气体中的离子几乎全部能够与有机分子碰撞而交换电荷，因此，最后到达阴极的正离子实际上都是有机气体的离子，这种离子在阴极上打出次级电子的几率是十分小的。当有机气体的离子从阴极拉出电子而中和以后，受激发的分子主要通过自身的分解而释放多余的能量，其离解的几率比发射光子的几率和把能量直接交给阴极上电子的几率大一百万倍。比如酒精离子从阴极上打出次级电子的几率约为 10^{-10}，即约需 10^{10} 个酒精离子才能从阴极上打出一个电子。因此，如一次脉冲所产生的酒精离子数大大小于 10^{10}（一般为 10^8—10^9 个），就不大可能从阴极上打出次级电

子，这样，次级放电就自动停止了。

卤素 G-M 计数器的作用原理与有机 G-M 计数器基本相同，不同点在于卤素气体对紫外光的吸收系数比有机气体小得多，所以，卤素计数器中激发态分子、原子退激发产生的光子，其存在范围比有机 G-M 计数器大。其次，在卤素 G-M 计数器中，雪崩是依靠亚稳态惰性气体分子、原子使卤素气体电离来实现的，所以，卤素计数器具有低的阈电压。在卤素计数器中，卤素气体分子分解以后变为二个卤素气体原子，经过一定时间后，被分解了的卤素气体分子又可复合成卤素气体分子，所以，卤素计数器的寿命比有机 G-M 计数器长，一般大于 10^{10} 次计数。

2。G－M计数器的基本特性

1）坪特性——同正比计数器一样，G-M 计数器也有坪特性，由于不同种类和能量的入射粒子所产生的脉冲幅度都相同，因而坪特性与粒子种类和能量无关，仅对起始电压有些影响。由于猝灭不完全，随着外加电压的增高，产生假脉冲的几率增加，所以，G-M 计数器的坪长比正比计数器短，坪斜比正比计数器大。有机 G-M 计数器的坪长一般在 300 伏左右，坪斜小于 0.05/百伏；卤素计数器的坪长一般约 80 伏，坪斜小于 0.1/百伏。

2）探测效率——只要入射粒子在 G-M 计数器的灵敏体积中产生一对离子，就能触发一输出脉冲，所以，G-M计数器对带电粒子的探测效率就是带电粒子在灵敏体积中至少产生一对离子的几率。一般说来，带电粒子在 G-M 计数器灵敏体积中产生一对离子的几率接近 1，所以，G-M 计数器对带电粒子的探测效率接近 100%。

3）寿命——G-M 计数器在使用过程中猝灭气体逐渐

消耗，杂质增多，多次放电现象会逐渐严重，因而坪长和坪斜逐渐变坏。通常 G-M 计数器寿命是用引起坪曲线显著变坏时所记录的入射粒子数目表示。有机 G-M 计数器的寿命一般大于 10^8 个脉冲。如前所述，对卤素 G-M 计数器而言，由于卤素分子可以还原，故它的寿命较长，一般大于 10^{10} 个脉冲。

4）分辨时间——在 G-M 计数器中，放电的终结是由于正离子鞘形成以后，使阳极附近的电场强度降低到计数器的阈值以下。当正离子鞘逐渐向阴极漂移时，阳极附近的电场强度逐渐恢复，经过一段时间、并且在正离子鞘移动到一定距离后，阳极附近的电场强度恢复到阈值，这时如果有新的入射粒子进来，则又能够产生电压脉冲，而在这段时间以前进入的粒子不能触发放电而产生脉冲输出。计数器对入射粒子失效的这一段时间称为计数器的“死时间”，如图 3.21 中的 t_d 所示。经过死时间 t_d 之后，只要正离子鞘没有被阴

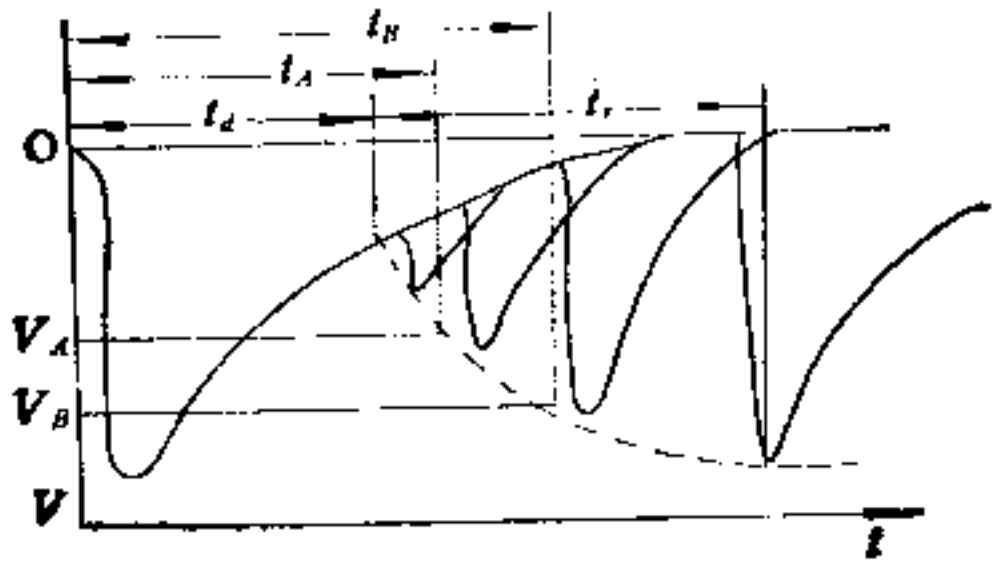


图 3 21　G-M计数器的死时间与分辨时间

极收集，阳极附近的电场总是比正常的数值低，这时入射粒子显然能够产生输出脉冲，但脉冲高度比正常值小。只有当正离子鞘完全被阴极收集后，阳极附近的电场强度才恢复到正常数值，此时入射粒子产生的脉冲幅度才恢复到正常高

度。从死时间过后到正离子鞘完全被收集，这段时间称为G-M计数器的恢复时间，如图3.21中的t_r所示。G-M计数器的死时间与气体种类、压强、几何因素有关，也与计数器的工作电压有关，它决定于正离子鞘运动的速度、空间电荷数和RC时间常数，一般都在100—300微秒之间。

G-M计数器的分辨时间也就是指能够区分两个循序入射的粒子的最小时间，它不是指t_d，而是处于t_d与t_d+t_r之间，这段时间与脉冲记录系统的鉴别阈有关。如图3.21所示，假定鉴别阈为V_A，则分辨时间为t_A；如果鉴别阈为V_B，则分辨时间为t_B，而t_A、t_B总是处于t_d和t_d+t_r之间。鉴别阈高些，则分辨时间长些。一般说来，时间特性没有正比计数器好，分辨时间比死时间还要长，所以G-M计数器一般不能用于测量很强的粒子流，也不大适合于快速符合的计数系统中。

3. 空间带电粒子测量中的应用

G-M计数器是气体探测器中工作电压最高的探测器。由于它有很强的电场强度，光子的作用占显著的地位，气体放大倍数很大，因此，它的输出脉冲幅度很高（由几伏到几十伏）。在使用G-M计数器时不需要放大器，这大大简化了计数器的电子学系统。加上它制造容易，灵敏度高，价钱便宜，对带电粒子有很高的探测效率，因此，在测量带电粒子强度方面得到了广泛的应用。正因为如此，所以，它也是最早在火箭和卫星上使用的粒子辐射探测器之一。例如利用气球对太阳宇宙线的观测[20]，利用火箭测量银河宇宙线强度随高度的变化[33]，以及通过卫星测量近地空间的带电粒子、辐射带的发现等[3,21,22,34,37]，G-M计数器都起了十分重要的作用。但是，G-M计数器在一定工作电压下输出脉冲幅度

是一样的，与入射粒子种类、能量和原初电离无关，因此，不能用这种探测器获得有关粒子辐射能量的数据，也无法辨别粒子的种类。随着新的探测技术的发展，目前 G-M 计数器已很少在空间粒子辐射测量中使用。

1）全向强度测量——在空间粒子辐射测量中，利用 G-M 计数器可以获得带电粒子的全向积分强度，利用 G-M 计数器组成的望远镜也可以获得方向强度。就单个 G-M 计数器而言，利用管壳本身，以及外加屏蔽的办法，可以获得所要求的一定能量之上的粒子全向积分强度。例如，在美国“水手”Ⅰ号（Mariner Ⅰ）飞船上的 G-M 计数器[9]，管壁玻璃厚度为 0.030 克/厘米^2，一个加有不锈钢的屏蔽层（0.160 克/厘米^2），另一个加有铍的屏蔽层（0.113 克/厘米^2），可以测量能量大于 10 兆电子伏的质子和能量大于 0.5 兆电子伏的电子的全向强度。计数器是直径大约 1.3 厘米，有效长度 6.0 厘米的圆柱体。如果利用相同的多个 G-M 计数器，而各自所加的屏蔽厚度不一样，那末，可以获得不同能量以上的带电粒子积分强度[36,38]，从而也可以得到某些能量间隔的粒子积分强度。

1966 年初，我国利用 G-M 计数器在火箭飞行中进行了银河宇宙线随高度变化的测量，其探测结果与国外早先的测量结果十分类似。1971 年在我国第一颗科学实验卫星上使用我国 J 305 型 G-M 计数器，对地球内辐带的带电粒子进行测量，获得了质子能量大于 16.9 兆电子伏和电子能量大于 0.88兆电子伏的总积分强度的空间分布。

G-M 计数器的电子学系统比较简单，输出脉冲不需放大，只要经过整形后就可以输入定标器，或者送入计数率仪变成缓慢直流电平进行遥测，其原理如方块图 3.22 所示。

2）方向强度测量——利用一些 G-M 计数器的组合，

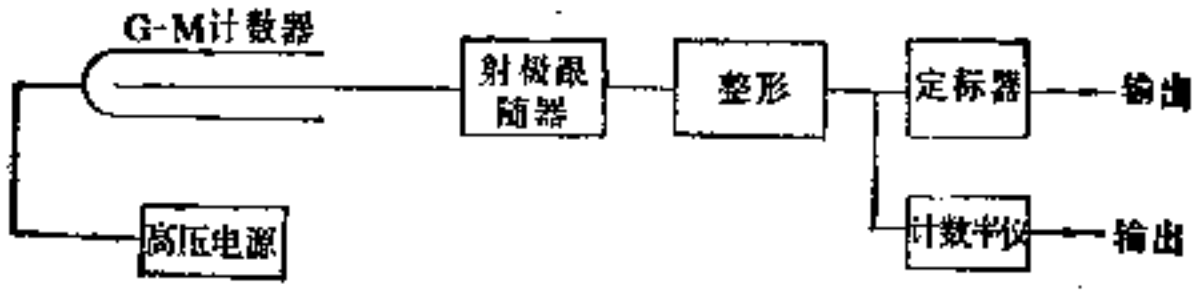


图 3.22　G-M计数器电子学原理方块图

加上相应的电子学系统，可以实现对粒子的方向测量。如果把一些 G-M 计数器分作平行的二组或三组，每组相隔一定的距离，其中的计数器相互连接，通过电子学系统构成二重或三重符合，这样一个装置就是所谓的望远镜形式。调整这个装置中每组计数器的距离和位置，改变符合线路的连接方式，就可以构成不同方向，如垂直方向、水平方向、45° 或其他角度等等，根据不同的要求，可以获得相应的方向测量[20,33]，可参看第 7 章计数管望远镜一节的详细描述。

二重或三重符合的实现是通过符合电路来完成的。所谓符合电路就是相当于“与门”电路，只有二个或三个讯号同时输入时，符合电路才有输出。这种电路只记录同时通过所有计数器组的带电粒子，也即记录某一确定的小立体角内的粒子。在正比计数器一节中提到的反符合，则恰恰相反，它相当于“或门”电路，如图 3.19 中 D_3 作反符合探测器，它的讯号是通过反符合电路来实现的，即有 D_3 的讯号输入时，则反符合电路中无输出，只有当 D_3 无输入讯号时，反符合电路才输出 D_1 和 D_2 的符合讯号，这就是 $D_1 \cdot D_2 \cdot \overline{D}_3$ 的工作方式。

§3.2 半导体探测器在空间带电粒子测量中的应用

自从美国的 Mckey 发现半导体能探测射线以来，到六十年代初就迅速发展成为一种新型的核辐射探测器。由于半导体探测器具有能量分辨率高、能量线性响应好、脉冲上升时间快等优点，所以，它在核物理研究中得到了广泛的应用。又因为它结构简单、体积小、重量轻、易于制成各种形状等，所以，它很快就在空间粒子辐射测量中得到了普遍应用。近十年来，半导体探测器不论是从种类方面，还是从探测器的技术方面，都得到了飞跃的发展，为空间粒子辐射研究提供了一种非常有用的探测工具。

3.2.1 半导体探测器的工作原理

1. 半导体材料

除了人们熟知的半导体材料硅（Si）和锗（Ge）外，又发展了化合物半导体材料，如砷化镓（GaAs）、碲化镉（CdTe）、碘化汞（HgI_2）等。它们的特性介于绝缘体和导体之间，其主要差别在于禁带宽度不一样，金属不存在禁带，而满带和导带交织在一起，导电性能好；绝缘体的禁带最宽，约 2—10 电子伏，导电性能最差；半导体的禁带较窄，约 0.1—2.2 电子伏，导电性能比绝缘体好，而次于金属导体。各种半导体材料的特性列于表 3.5 中[1,6,39]。

理想的不含杂质的半导体（称为本征半导体）在正常情况下满带完全被电子占据，导带中没有电子，如有热、光、带电粒子等外界因素的作用，满带中的电子就会获得能量而被激发到导带，从而在满带中留下空穴，这样的电子如同自

表 3.5 半导体材料的基本特性

材料	原子序数	介电常数	密度(克/厘米³)	禁带宽度(电子伏)	平均电离功(电子伏)	少数载流子寿命(微秒)	俘获长度(毫米)	迁移率(厘米²/伏·秒) 电子	迁移率(厘米²/伏·秒) 空穴
Ge	32	15.7	5.33	0.665(300°k) 0.74(77°k)	2.80(300°k) 2.96(77°k)	10^3	10^3	3900	1900
Si	14	11.7	2.33	1.12(300°k) 1.16(77°k)	3.62(300°k) 3.76(77°k)	10^3	10^3	1350	480
CdTe	48,52			1.45	4.46	6	1	1000	100
GaAs	31,33	12.5	5.30	1.45	4.35	0.1	1	8500	1000
HgI_2	80,53	8.8	3.2	2.13	4.3	25	1	100	4

由电子一样，能在晶体中运动，参与导电，这就是所谓电子型导电。除了电子外，空穴也参与导电，这是因为满带内空穴很容易被邻近原子的电子占据，而这失去电子的原子又形成空穴，从效果上看好象是空穴移动了，这就是所谓空穴型导电。半导体中的电子和空穴同气体中的电子和正离子类似，统称为载流子。

但是真正的理想半导体材料是没有的，由于化学杂质和结构缺陷会对半导体的性质产生或多或少的影响。人们常常利用半导体中存在的两种导电机构，通过掺入适当的杂质，以获得电子型半导体（N型半导体）或空穴型半导体（P型半导体）。例如在四价元素硅中掺入五价元素磷，这时磷原子和相邻四个硅原子形成共价键，剩余的第5个价电子与磷原子本身结合不很紧密，只要很小的能量（0.05电子伏）就可以激发电离而成为自由电子，参与导电，而磷原子成为带正电的离子，但这种杂质离子不是空穴，它并不参与导电。由于这种半导体的导电主要是由电子贡献的，所以叫电

子型或 N 型半导体。这种能把电子贡献给导带的杂质称为“施主杂质”，能级叫“施主能级”。常用的施主杂质有磷、砷、锑、锂等。

同样在硅中掺入少量三价元素硼，那末它和邻近硅原子形成三个共价键，这就有从邻近硅原子中吸收一个电子的趋势，使硼原子形成负离子，在满带中留下空穴。这种半导体的导电主要是由空穴贡献的，所以叫空穴型或 P 型半导体。这种能接受满带中电子而产生导电空穴的杂质称“受主杂质”，杂质能级叫“受主能级”。常用的受主杂质有硼、铝、镓、铟等。

2. P－N结

如果把 P 型半导体和 N 型半导体通过适当工艺直接接触（接触距离小于 10^{-7} 厘米），那末在交界面就形成 P-N 结。由于 N 型半导体中电子密度大，P 型半导体中空穴密度大，所以 N 型半导体中的电子向 P 型半导体中扩散，而 P 型半导体中的空穴向 N 型半导体中扩散。扩散的结果，使交界面附近的 N 区留下固定的带正电荷的离化杂质，在交界面的 P 区附近留下固定的带负电荷的离化杂质，所以在交界面附近构成了空间电荷。这些空间电荷形成一个内建电场，其方向从 N 区指向 P 区，它将阻碍电子和空穴的继续扩散，最后达到平衡状态，从而构成了 P-N 结，如图 3.23 所示。由于在 P-N 结区空间电荷形成的电场，阻碍电子和空穴的扩散，所以也叫阻挡层。在阻挡层中原子都已电离，而导电的电子和空穴数目都很少，电阻率极高，因此又叫“耗尽层”，它是入射粒子产生电离的区域。

如果在 P-N 结上加正向电压，即 P 型半导体加正电压，N 型半导体加负电压，那末电子和空穴将迎面走向阻挡层，

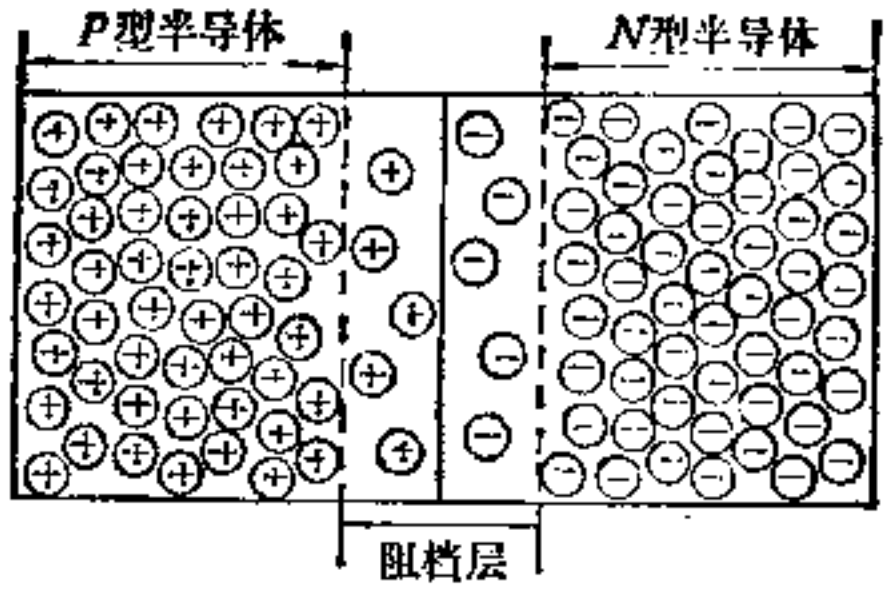


图 3.23　P-N结型半导体阻挡层

从而使阻挡层的电阻降低，因此流过的电流比较大；相反，如果在 P-N 结上加反向电压，即 P 型半导体加负电压，N 型半导体加正电压，则电子和空穴将背向阻挡层移动，从而使阻挡层增厚，相应地增大了阻挡层的电阻，因此电流很小，这就是 P-N 结的整流特性。半导体探测器的灵敏体积就是利用加有反向偏压（即 P 型加负压，N 型加正压）的 P-N 结阻挡层。当带电粒子进入此灵敏层时，在这灵敏区产生电离，形成电子-空穴对。它们在电场作用下分别向两极运动，并被电极收集，从而产生脉冲讯号，这就是 P-N 结型半导体探测器的基本工作原理。

由此可以看到，半导体探测器的工作原理和气体探测器是相当类似的，只是工作介质是固体，而不是气体，因此半导体探测器也叫做固体电离室。带电粒子在半导体中产生电子-空穴对所需的能量 ε_0（也称平均电离功）与半导体材料和温度有关，在室温下（300K）对于硅它的电离功是 3.62 电子伏，对于锗的平均电离功是 2.80电子伏，如表3.5所给出的。可见它们的平均电离功要比气体的 ε_0 小一个数量级，这乃是半导体探测器的一个重要特点。

用作半导体探测器的材料首先要求有高的电阻率，才能

保证即使加上较高的电场强度也能有低的漏电流，以使探测器具有低的噪声。其次，由于非平衡载流子的复合和俘获效应，入射粒子产生的非平衡载流子数目将随时间减少而趋向热平衡状态。为了保证载流子能通过固体厚度 d 到达电极而不被复合或俘获，那末要求探测器材料必须有足够长的载流子俘获长度 L，即 $L>d$，这也就是要求有高的载流子迁移率和长的寿命。

3.2.2 半导体探测器的种类

近些年来，半导体探测器得到了迅速的发展，制造了适用于各种目的和要求的探测器，从制造方法来分可以有P-N结型探测器，锂漂移探测器；按材料分类可有高纯探测器，化合物半导体探测器；以及有特殊用途的位置灵敏探测器，内放大探测器等等。在空间粒子辐射测量中用得最多的还是P-N结型探测器中的面垒探测器，锂漂移探测器和近几年发展起来的高纯探测器。

1。P-N结型探测器

P-N结型探测器的灵敏区就是加反向偏压的P-N结，即使在室温下P-N结（即耗尽层）内的载流子浓度也很少，电阻率极高，载流子俘获长度较大，漏电流小，适于作半导体探测器的灵敏区。P-N结型一般都是用半导体硅材料做成，硅的禁带宽度为1.12电子伏，比锗要大，室温下漏电流也小，使用时可以不用低温冷却。根据P-N结的制造方法不同，可以分为扩散型、面垒型和离子注入型等。

1）扩散型——是把一种类型的杂质扩散到浓度较低的另一类型杂质半导体内而形成的，常用5价磷在高温下(800—1000℃）扩散到P型硅中，磷可以是气态，也可以是固

态。由于扩散型探测器有较厚的死层（0.1—1微米），灵敏区的最大厚度限制在～600微米，制造时需经1000℃左右的高温，导致半导体载流子寿命减小，影响能量分辨率，所以，一般不大用它，只是在早期（六十年代初期）的空间探测中应用过。但是，随着近几年低噪声氧化物钝化P-N结探测器的发展，克服了上述缺点，使扩散型探测器又得到了新的发展。

2）面垒型——面垒型探测器是用金涂在N型硅半导体上制成的，金的厚度只有几百个原子层。金掺入硅后变成P型硅，因此与N型硅结合构成灵敏层，工作时以涂金层作为阴极，以N型硅作为阳极。由于面垒型探测器窗薄，噪声低，工艺简单，不需要高温处理，所以能量分辨率比扩散型探测器高，易于制造大面积均匀探测器，也可以制造很薄的dE/dx探测器，因而面垒探测器在空间带电粒子测量中得到广泛的应用。

3）离子注入型

利用离子注入掺杂法构成P-N结，它是用加速器产生具有一定能量的正离子束流，直接穿透半导体表面而形成P-N结的。通常用硼离子轰击N型硅，或磷离子轰击P型硅。这种方法制造的探测器对环境和真空很稳定，并可以在高阻硅上得到极薄的窗，但是，由于入射离子产生强的辐射损伤，形成大量俘获和复合中心，使能量分辨率不如面垒型好。

2．锂漂移型探测器

上述P-N结型探测器的厚度一般不超过1—1.5毫米，因此，对测量比较高能的带电粒子和X、γ射线就比较困难。锂漂移探测器具有灵敏层厚度大，适于高能粒子和X、

γ 射线的测量。

锂漂移探测器是利用 P 型半导体（可以是硅或锗） 将锂从它的一面扩散进去，由于锂在 Si 和 Ge 中有高的迁移率和低的电离能（在 Si 中是 0.03 电子伏，在 Ge 中是 0.01 电子伏），在室温下就已全部电离。而且 Li 离子的半径很小（~0.6 Å），比室温下 Ge 和 Si 的晶格间距（5.64 Å 和 5.42 Å）小很多，所以 Li 离子很容易穿过晶格，以相当高的速度深入到 Si 和 Ge 中。Li 的一个价电子在室温下全部贡献到导带内，起施主（N 型）杂质作用，它和原来 P 型杂质硼离子由于静电作用而形成稳定的 B-Li 离子对，从而达到补偿目的。

在扩散层的 P-N 结上加反向偏压，并提高温度， 则带正电的 Li^+ 离子在电场作用下将沿电场方向继续向 P 型半导体深部漂移，漂移数量可自动调节，刚好补偿 P 型中的受主，在回到室温时，有一段区域就形成了电阻率极高的本征层（I 层），它的电场强度很大，这种探测器是本征均质探测器和 P-N 结探测器的结合，常叫 NIP 型探测器。本征层厚度 I，在一定漂移电压和温度下只由漂移时间决定，一旦形成与所加反向偏压无关。

硅和锗都可用来作锂漂移探测器，分别叫做硅锂探测器〔Si(Li)〕和锗锂探测器〔Ge(Li)〕。Ge(Li)和 Si(Li)探测器在制作技术上是相似的，主要差别是锗不能使用象硅那样高的温度，所以锂离子迁移率相当低，所需漂移时间长，一般的漂移速度为每月 5 — 7 毫米。此外，Ge(Li)探测器在漂移中容易形成过补偿，高温漂移后（30—80℃）还需低温漂移一周。Si(Li)探测器可以在室温下工作， 而 Ge(Li) 探测器必须在液氮温度下工作，而且要在低温下贮存，否则它的性能会变坏。

上面讨论的是锂漂移探测器的平面型几何结构，但这种结构的灵敏体积很难超过 10—15〔厘米〕^{3}，一般都只有几个〔厘米〕^{3}，对探测高能粒子和 X、γ 射线受到了限制。为了增大体积，发展了一种同轴型的 Ge(Li)探测器。用一圆柱型（或矩形）P 型 Ge，沿轴向打一孔（ϕ8—10 毫米）镀镍，或不打孔，在一端或两端镀（ϕ8—10 毫米）镍层作一个电极，把锂涂覆在其他外表面作另一电极，加反向偏压后 Li 由整个外表面向中心径向漂移，其灵敏体积可达 100〔厘米〕^{3} 以上，适用于 X、γ 射线的测量。

3．高纯半导体探测器

这里指的高纯半导体探测器是高纯锗和硅制成的半导体探测器，这是七十年代以后发展起来的新型探测器。材料纯度以材料中所含净杂质的浓度表示，通常的高纯材料的净杂质浓度在 10^9— 5 $\times 10^{10}$ 原子/厘米^3 范围。

高纯材料型探测器采用 P 型和 N 型材料都可以，对于高纯锗探测器，目前大多用 P 型材料。它们的制造工艺类似 P-N 结型探测器，在一块高纯材料的两边作 P^+ 和 N^+ 接触，P-N 结型的扩散法、离子注入法和表面势垒法都可以用来作 P^+ 和 N^+ 接触。在高纯探测器中杂质极微，但仍含有一定极性杂质的半导体，与 P^+（或 N^+）层组成 P-N 结，因此，本质上它是一种结型探测器，同普通结型探测器一样，随偏压增加耗尽层加厚，当偏压很高时，整块晶体都成了耗尽层。

高纯探测器制造简单，不用长时间漂移，性能稳定可靠，对于高纯锗探测器除同 Ge(Li)探测器一样具有高的能量分辨率和对 γ 的高探测效率外，它还能在室温下贮存数月，只是工作时要低温冷却。高纯材料型探测器不仅可以做成平

面型，获得较厚的厚度，可高达1—2厘米；而且也可以作成同轴型，其灵敏体积目前可达50—80〔厘米〕^{3}，很适合于γ射线和高能带电粒子测量。

4．化合物半导体探测器

化合物半导体探测器是六十年代末和七十年代初发展起来的，当前有希望的化合物半导体探测器有CdTe,GeAs和HgI_2等探测器。

锑化镉（CdTe）探测器有原子序数高（$Z=48$和52），禁带宽度大（$Eg=1.45$电子伏）等特点，可作室温下的γ谱仪。主要缺点是载流子寿命还不够长，俘获长度较小，造成了电荷的不完全收集。

砷化镓（GeAs）探测器也具有禁带宽（$Eg=1.45$电子伏）的特点，其原子序数为31和33，同锗相近，但面积作不大，直径为5毫米，厚度60微米至300微米，可作室温下的β和γ谱仪。

碘化汞（HgI_2）探测器具有很高的原子序数（$Z=80$和53）和较宽的禁带宽度（$Eg=2.13$电子伏），它不仅可作室温下的γ谱仪，还能在高温200—400℃下工作。

上述化合物半导体探测器正在发展和完善之中，是很有希望的探测器，由于它还存在一些缺陷，所以在空间粒子辐射测量中还用得不很多。

5．全耗尽探测器

所谓全耗尽探测器是指“无死层”的上述半导体探测器。而上述探测器大都具有前、后两个死层，如N^+扩散层，P^+层，金层，未耗尽的P型硅和N型硅等都属于死层，它们对带电粒子不灵敏，其中产生的电子-空穴对不被收集，

即对输出讯号无贡献，它往往会使时间性能变坏，给能量测量带来误差，所以，在某些利用中希望尽量减小死层。全耗尽探测器是一种特殊的 P-N 结型探测器，使 P^+ 和 N^+ 层减至最小，使硅材料中不存在未耗尽的部分。

全耗尽探测器主要是用来鉴别粒子种类和进行能量测量。粒子穿过它时损失的能量 ΔE（即 dE/dx）与粒子的能量和种类有关，如配合一个 E 探测器，通过测量 ΔE 即可确定粒子的种类，所以全耗尽薄探测器又叫 ΔE 探测器或 dE/dx 探测器。根据测量的不同要求，这类探测器可以做成不同的厚度，比如测量重粒子，特别是测量能量很低的粒子，则要求 dE/dx 探测器很薄，一般面垒探测器可以做到数十微米，最薄的可以做到只有几微米。这类探测器在空间带电粒子测量中应用十分广泛，是一种非常重要的探测器。由于这种探测器的电容对所加偏压不存在依赖性，使计算的和探测的能量误差减小，讯号上升时间很短，输出脉冲稳定等特点，所以，目前许多半导体探测器都做成全耗尽型。

除了上述几类探测器外，还有一些特殊类型的探测器，例如位置灵敏探测器，内放大探测器，电流型探测器等，由于它们在空间测量中用得不多，这里就不作介绍了，可参阅文献[4,39]。

3.2.3 半导体探测器的主要参量

半导体探测器的主要参量是衡量半导体探测器的工作性能和质量好坏的指标，这些参量主要有窗厚、灵敏区厚度、结电容、正反向电流、噪声和能量分辨率等，现分别简述如下：

1。窗厚

所谓窗厚是指探测器的非灵敏区，即死层。粒子通过它时，只损失其能量，但对输出脉冲没有贡献。因此，窗厚导致能量损失，并使探测器能量分辨率变坏。

通常窗厚对粒子测量影响不大，只是在测量低能粒子时要求较高。为了使窗厚尽量减小，探测器大都做成全耗尽型。这样，面垒探测器的金层只有 0.03 微米左右，硅死层可以做到小于 0.06 微米，所以，面垒探测器的窗厚可以做得很薄。锂漂移探测器如做成全耗尽型，窗厚可小到0 .1 微米，一般比面垒探测器要厚。高纯材料型半导体探测器的窗也可以象面垒型和离子注入型一样做得很薄。

2。灵敏区厚度

灵敏区厚度 d 与入射粒子的方向有关，这里 d 是指垂直于灵敏区入射的厚度。探测器的灵敏区也就是耗尽层，它的厚度确定了能测量到的入射粒子的最大能量，因此，它是探测器一个十分重要的参量。

锂漂移探测器的灵敏区包括本征层及其向两边的外延，后者较小，因此，灵敏层基本上就是本征层，它是由漂移过程决定的，一旦制成就与工作电压及其外部因素无关。平面型的灵敏区一般为 0.5—10 毫米，同轴型的灵敏区可做到 50—100 毫米。

面垒型、扩散型、高纯材料型和增殖型探测器，灵敏区就是P-N 结势垒区，因此 d 就是势垒区的厚度，与工作电压有关，与所用材料及电阻率有关。当材料选定之后，d 仅与工作电压和电阻率有关[4,5,39,40]：

$$\left.\begin{array}{lll} \text{对 N型硅} & d=0.53\sqrt{\rho V} & \text{(微米)} \\ \text{对 P型硅} & d=0.32\sqrt{\rho V} & \text{(微米)} \\ \text{对 N型锗} & d=\sqrt{\rho V} & \text{(微米)} \\ \text{对 P型锗} & d=0.65\sqrt{\rho V} & \text{(微米)} \end{array}\right\} \quad (3\text{-}21)$$

对于普通的 P–N 结型探测器，其灵敏层厚度可以从数微米到一毫米之间，高纯材料型由于有很高的电阻率 ρ，也可加很高的偏压，所以灵敏层厚度可作到数厘米。

3。结电容

结电容是探测器的重要参数之一，因为探测器的输出脉冲幅度 U 和电容有关：

$$U=\frac{Q}{C_d} \qquad (3\text{-}22)$$

可见结电容大，则输出脉冲小，讯噪比小，所以．一般都希望结电容小。半导体探测器可以近似看作填充绝缘介质的电容器，其绝缘介质是厚度为 d、介电常数为 ε 的半导体材料，平面型探测器相当于平板电容器，同轴型探测器相当于圆柱型电容器，所以很容易地近似求出它们的结电容 C。对结型探测器来说，由于 d 与 $(\rho V)^{1/2}$ 成比例，所以 C 与 ρV 有关，并有

$$\left.\begin{array}{lll} \text{N 型硅} & C/s=1.9\times10^{4}\ (\rho V)^{-1/2} & \text{(微微法/厘米}^2\text{)} \\ \text{P 型硅} & C/s=3.2\times10^{4}\ (\rho V)^{-1/2} & \text{(微微法/厘米}^2\text{)} \\ \text{N 型锗} & C/s=1.37\times10^{4}\ (\rho V)^{-1/2} & \text{(微微法/厘米}^2\text{)} \\ \text{P 型锗} & C/s=2.12\times10^{4}\ (\rho V)^{-1/2} & \text{(微微法/厘米}^2\text{)} \end{array}\right\} \quad (3\text{-}23)$$

式中 S 为探测器的面积（厘米^2）。结型探测器的结电容一般在数十到数百微微法之间。对于同轴型探测器，其结电容为：

$$C_d = \frac{\varepsilon l}{2\ln r_2/r_1} \qquad (3-24)$$

式中 l 为本征区高度，r_2 为本征区外半径，r_1 为芯子半径。由于锂漂移探测器的 d 与工作电压无关，所以 C_d 近于常数，一般只有十几微微法到数十微微法。

4. 正反向电流特性

半导体探测器的正反向电流特性是用来判断探测器质量好坏的主要参数，通常正反向特性好的，探测器性能就好，正反向特性差的，性能就不好，甚至不能应 用。P-N 结型探测器的正反向电流特性就是二极管的伏安特性，如图 3.24 所示。一个好的探测器要求正向电流上升愈陡愈好，一般对

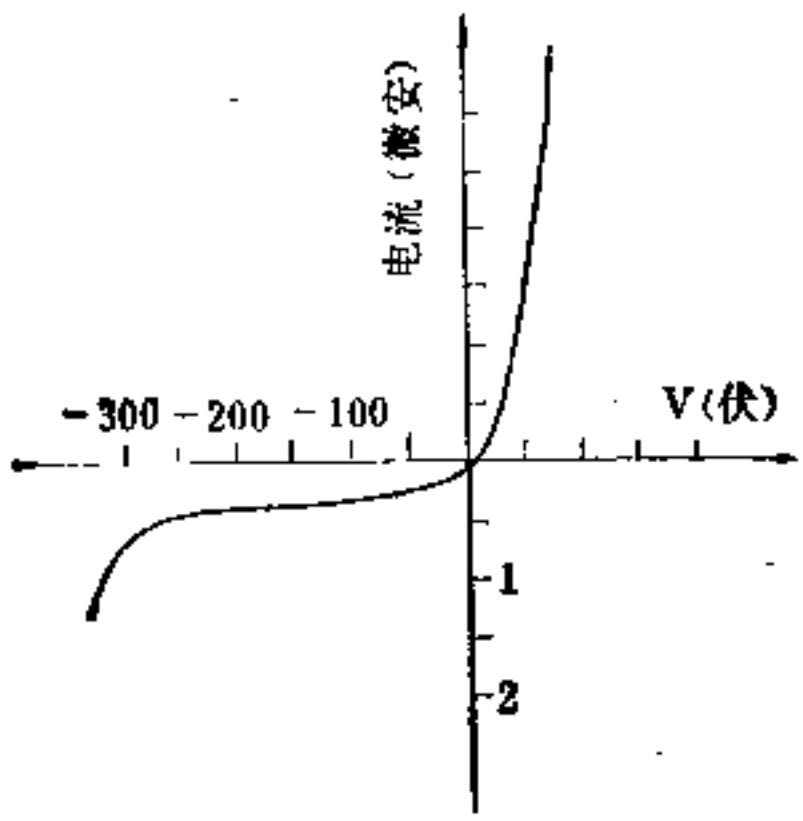


图 3.24 探测器正反向电流特性

硅加正 1 伏电压时，电流可达数十毫安，如果正向电流上升很慢，表明电路中有一个较大的电阻存在，这样的探测器其质量就不好；对反向电流则要求愈小愈好，因为讯号是迭加

在反向电流上的，因此，反向电流直接影响讯噪比及能量分辨率，反向电流的涨落是探测器噪声的主要来源。一般要求在工作电压下反向电流不超过 1 微安/厘米^2，当进行低能和高分辨率能谱测量时，要求反向电流更小。

造成反向电流的主要原因是探测器内存在的体电流、扩散电流和表面漏电流。其中体电流是灵敏区内本征热激发产生的载流子，在外电场作用下向两极漂移形成的反向电流，它是整个反向电流中的主要组成部分。通常面积愈大，灵敏层愈厚，它的体电流也大。为了减小体电流，一般要求半导体材料寿命长；其次，必须降低使用温度，低温下可以使体电流大大减小。

扩散电流是灵敏区外少数载流子扩散引起的电流。当外加反向偏压时，电场集中在 P–N 结区，在 P 区和 N 区的少数载流子将作扩散运动，一旦达到 P–N 结区边缘，在外场作用下很快漂移过 P–N 结区形成反向电流，通常这个扩散电流是很小的，可以忽略。

表面漏电流是造成探测器反向电流增大的原因之一，它主要是由于表面沾污、环境条件，特别是湿度引起的，当然也与制造时的工艺、表面处理有关。如果表面污染严重，表面漏电流甚至会比体电流大，并且会直接影响击穿电压。另外，在潮湿的夏天，如果探测器保护不妥，它的反向电流将明显加大，影响探测器的正常工作。因此，探测器生产出来之后，注意妥善保存是很重要的。此外，从制造技术上也有了新的发展，为防止漏电流增加，类似气体探测器也采用了保护环技术，即在探测器上开保护环沟槽，用外圈作保护环，内圈作探测器，可使漏电流明显减小。

5. 探测器的噪声

探测器的噪声是指没有粒子入射时，探测器就有幅度大小不一的电压输出，看起来是杂乱无章、交替涨落的。粒子进入探测器产生的真正讯号是迭加在这一噪声上的，如果噪声过大，甚至可能淹没讯号，因此，噪声影响脉冲幅度的正确测量，使能量分辨率变差。所以，要求探测器的噪声愈小愈好。

探测器噪声的主要来源是反向电流的涨落，反向电流愈大，噪声也愈大；工作电压愈高，噪声也愈大；外界电磁场干扰也会引起噪声；可见光线也会使噪声加大，这是因为光线中的短波部分产生的本征激发载流子浓度增大的缘故，所以探测器要避光使用；另外，电子学线路本身也有噪声存在。

探测器噪声有如下几种表示方法：①输出电压的均方根值 ΔV_n（等于毫伏计读出的有效值乘以 1.13）；②等效能量 ΔE_n；③电子-空穴对数目 ΔN_n。由于噪声幅度是统计分布，因此，它们都用均方根值。

等效能量 ΔE_n 有时也用能谱的半高宽度 ΔE_h 表示，它们之间的关系如下：

$$\Delta E_h = 2.35\ \Delta E_n \qquad (3-25)$$

由于

$$\Delta N_n = \frac{\Delta E_n}{\varepsilon_0} = \frac{\Delta E_h}{2.35\varepsilon_0} \qquad (3-26)$$

而

$$\Delta V_n = \frac{\Delta N_n \cdot e}{C_d} \qquad (3-27)$$

所以

$$\Delta V_n = \frac{e \cdot \Delta E_h}{2.35\varepsilon_0 \cdot C_d} \qquad (3-28)$$

式中的 ε_0 是产生一对电子-空穴所需的能量，C_d 是探测器的电容。假设一金硅面垒探测器的电容 $C_d=100$微微法，噪声电压 $\Delta V_n=100$微伏，则可以求得 $\Delta E_h=53$ 千电子伏，相应的 $\Delta N_n=6200$ 电子-空穴对。

6。能量分辨率

半导体探测器的能量分辨率主要受产生载流子的统计涨落、载流子在探测器内的俘获与复合，探测器和放大器的噪声、窗厚等因素的影响，因此要进一步提高半导体探测器的能量分辨率，必须选择好的半导体材料，比如有长的俘获长度，无位错等；在制造工艺上尽量减小探测器的噪声和窗厚等。

由于半导体探测器的平均电离功 ε_0 近于 3 电子伏，比气体探测器的 ε_0（~30 电子伏）小一个数量级，比闪烁计数器的 ε_0（~500 电子伏）小两个数量级，而且半导体探测器的法诺因子 F 值比气体还小。根据统计涨落造成的固有能量分辨率 η 可写为：

$$\eta=2.354\sqrt{\frac{F\varepsilon_0}{E}} \qquad (3-29)$$

由此可见，在相同入射能量下，由于统计涨落造成的固有能量分辨率，半导体探测器要比气体探测器和闪烁探测器小许o多。例如，大尺寸的 Ge（Li）和高纯 Ge 探测器，对 ^{60}C 的 1.33 兆电子伏 γ 射线的能量分辨率可达 1.8 千电子伏（0.14%），比 NaI（Tl）闪烁探测器好 50 倍。金硅面垒探测器在室温下测量 ^{241}Am的5.5兆电子伏 α 粒子的能量分辨率为13千电子伏，（0.24%），超过了电离室，远比闪烁探测器好。面积为 100 毫米^{2}的 Si（Li）探测器测量 ^{55}Fe 的 5.9 千电子伏 X 射线的能量分辨率达到200电子伏，远比正比计数

器好。

7. 线性响应

当一个电离粒子进入半导体探测器的灵敏区将其能量 E 全部损失，并产生电子-空穴对，那末在电极上收集到的电荷是

$$Q=\xi e\left(\frac{E}{\varepsilon_0}\right) \qquad (3-30)$$

式中 ξ 是收集效率，ε_0 是平均电离功，e 是电子电荷。相应的输出脉冲幅度 V_s 为：

$$V_s=\frac{Q}{C}=\xi e\frac{E}{\varepsilon_0 C}=\frac{k}{s}(\rho V)^{1/2}E \qquad (3-31)$$

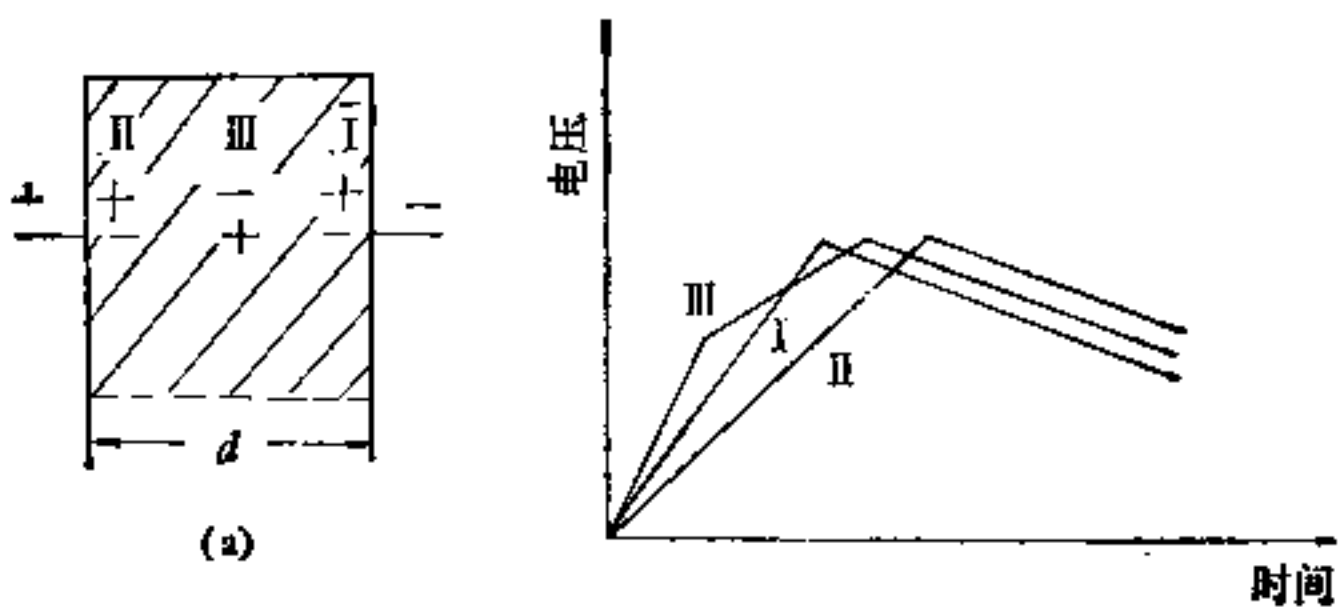
式中 C 表示面积为 S 的探测器的电容。如果效率 ξ 为 1（全部收集），或 ξ（或常数 k）与能量 E 无关，那末，脉冲幅度 V_s 与能量 E 成正比。实验证实，半导体探测器的能量线性响应是很好的，而且对各种粒子都有较好的线性响应。

但是，对于质量很大的粒子和能量很低的粒子也观测到非线性响应，这可能是对所产生的电荷收集不完全（$\xi<1$），造成较小脉冲幅度的讯号，从而引起脉冲幅度亏损。特别是当粒子的射程大于耗尽层的厚度时，会发生这种亏损现象。

8. 脉冲波形和上升时间

前面已经提到，半导体探测器是一固体电离室，所以半导体探测器的输出脉冲波形也可以用气体电离室的输出脉冲表达式来表示，所不同的是半导体探测器中电子和空穴的迁移率只相差几倍，而气体电离室中电子和正离子的迁移率则相差几个数量级。

由于电子和空穴的漂移速度 w_n 和 w_p 不一样（即迁移率 μ_n 和 μ_p 不一样，$w_n=\mu_nE$，$w_p=\mu_pE$），它们对输出脉冲的贡献也不一样，输出脉冲形状与产生电离的地点 x_0 有关 当电离发生在靠近负电极处，即 $x_0=d$（图 3.25 中的 I 处），脉冲主要由电子漂移贡献，电压脉冲上升时间决定于电子收集时间 $T_1=d/w_n$；当电离发生在靠近收集极，即 $x_0=0$（图 3.25 中的 II 处），脉冲主要由空穴漂移贡献，上升时间 $T_2=d/w_p$；当电离发生在中间（图中 III 处），电子和空穴都对脉冲有贡献。由于电子和空穴的漂移速度相差只有几倍，所以，以上三种情况的脉冲形状差别不很大，它们的电压脉冲幅度的最大值都是 $-\frac{N_0e}{C_0}$，这里 C_0 是探测器的电容，包括装置电容和分布电容在内，N_0 是产生的载流子数目。



(a) 载流子产生　　(b) 电压脉冲波形

图 3.25　粒子在灵敏区不同位置产生的脉冲波形

入射粒子是沿入射路径电离的，而不是只在 x_0 处产生电

子-空穴对，所以，电压脉冲上升时间最大值 T' 由最大漂移时间 T_2 决定：

$$T=\frac{d}{w_p}=\frac{d}{\mu_p E}=\frac{d^2}{\mu_p V_0} \qquad (3-32)$$

式中的 E 和 V_0 分别表示电场强度和电压。一般金硅面垒探测器的 T 值是数毫微秒到十几毫微秒；锂漂移探测器是几十到几百毫微秒。

9. 辐射损伤

半导体探测器除上述特点之外，在强辐射下会受到辐射损伤，这是因为入射粒子与半导体材料晶格之间相互作用把一部分能量传递给晶格原子，当晶格原子获得足够能量后就离开了原来位置，形成弗朗克缺陷。当剂量达到一定累积值后，探测器的性能变坏。这种损伤与电离辐射的种类、通量大小及照射时间有关。通常对扩散结型和面垒型探测器，在 α 粒子通量大于 10^9 个/厘米^2，快中子通量大于 10^{11} 个/厘米^{2}的照射后，探测器分辨率变坏，脉冲幅度变小，噪声增大；对 γ射线通量在 10^{15}—10^{16} 个/厘米^2 以上才会导致分辨率变坏；对锂漂移探测器和高纯材料探测器更容易受到辐射损伤。表 3.6 是硅、锗探测器辐射损伤的具体剂量大小[41]。由

表 3.6 硅、锗探测器辐射损伤的比较

探测器	辐射损伤剂量 (粒子/厘米^2)				
	电子	快中子	质子	α粒子	裂变碎片
面垒型	10^{13}	10^{12}	10^{10}	10^{9}	10^{8}
扩散结型	10^{13}	10^{12}	5×10^{10}	5×10^{8}	10^{6}
硅锂漂移	10^{12}	10^{11}	10^{8}—10^{9}		
锗锂漂移		10^{8}—10^{9}			

此可见，半导体探测器在空间使用是有一定寿命的，当剂量超过一定值之后，记录的数据就逐渐不可靠了。

3.2.4 在空间带电粒子测量中的应用

1．前言

半导体探测器在六十年代初开始用于空间带电粒子的测量，六十年代末期又开始用于空间 X 和 γ 射线的测量。由于半导体探测器有许多优异的性能，使它在空间粒子辐射测量中得到了极为广泛的利用。

如前所述，带电粒子在半导体探测器中产生一对电子-空穴所需的能量很小，即平均电离功 ε_0 很小，对硅材料 ε_0 =3.62 电子伏，对锗材料 ε_0=2.96 电子伏。所以，在半导体探测器中产生一对载流子所需的能量比气体探测器小一个数量级，比闪烁探测器小两个数量级。当粒子的全部能量都被半导体吸收时，在半导体探测器中产生的电荷要比同样能量的粒子在气体探测器和闪烁探测器中产生的电荷大一个数量级和两个数量级。所以，半导体探测器比闪烁探测器和气体探测器的能量分辨率都好，这是半导体探测器的一个重要优点。表 3.7 粗略地给出了几种探测器对不同粒子和能量的分辨率[43]，可以明显地看出它们的区别。

表 3.7 典型探测器的能量分辨率(FWHM)

探测器	100千电子伏(β)	1兆电子伏(α)	10兆电子伏(α)	100兆电子伏(α)
气体探测器	30千电子伏	30千电子伏	30千电子伏	—
闪烁探测器	15千电子伏	50千电子伏	200千电子伏	1兆电子伏
半导体探测器(25℃)	8千电子伏	10千电子伏	12千电子伏	50千电子伏
半导体探测器(77K)	3千电子伏	7千电子伏	—	—

由于外加电压只作用在半导体的灵敏层上，故在灵敏层中有强电场（10^4—10^6伏/厘米），收集电荷的时间短。因此，半导体探测器有好的时间分辨率，可用于快速计数和快符合线路中。特别是在测量地磁捕获辐射的强通量粒子和大的太阳宇宙线事件时有很好的响应。

半导体探测器有体积小、重量轻、适合作成微型探测器的优点，在测量粒子强度的空间分布时有很高的空间分辨率。对测量粒子强度的角分布、太阳宇宙线的各向异性、X和γ射线的方向等，充分显示了它的优越性。因此，它很适合于在卫星、飞船上进行空间粒子辐射测量。

半导体探测器有区分不同粒子成分和能量的特点，因此，它可以对粒子成分、能谱以及同位素进行测量。目前半导体探测器可以测量几十 KeV 到 1 GeV 能量范围内的粒子，它是当前这一能量范围内最优异的探测器之一。最近十多年来，半导体探测器在测量磁层粒子、太阳宇宙线、银河宇宙线，以及其他行星捕获粒子、X 和 γ 射线方面起到了十分重要的作用[44]。

对于一定厚度的探测器，当能量较低的粒子进入探测器时，其能量全部损失在探测器之内，被探测器所吸收（即粒子的射程小于探测器的灵敏层厚度），此时输出脉冲幅度正比于入射粒子的能量。当能量比较高的粒子穿过探测器时（即粒子的射程大于探测器的灵敏层厚度），只损失其部分能量。能量愈高，粒子在探测器中损失的能量愈小。当粒子能量很高时，在探测器中损失的能量极微，甚至低于探测器的噪声水平，或在仪器的鉴别阈之下，这种粒子即使穿过探测器，仪器也无法记录。探测器能够测量到的粒子能量上限取决于探测器的厚度和所取的鉴别阈。可以设想，当粒子具有的能量正好穿不过探测器，也即在探测器中损失了自身的

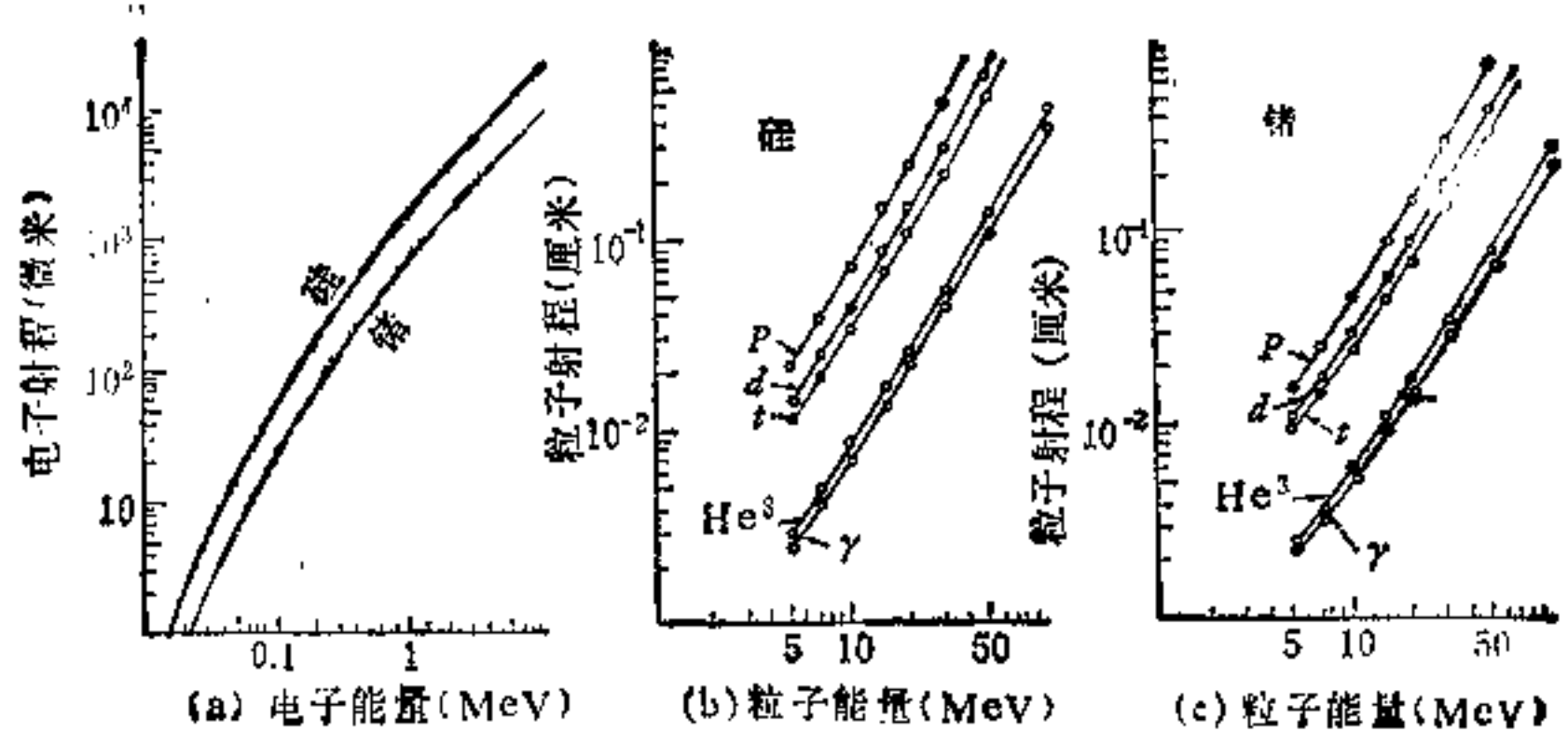
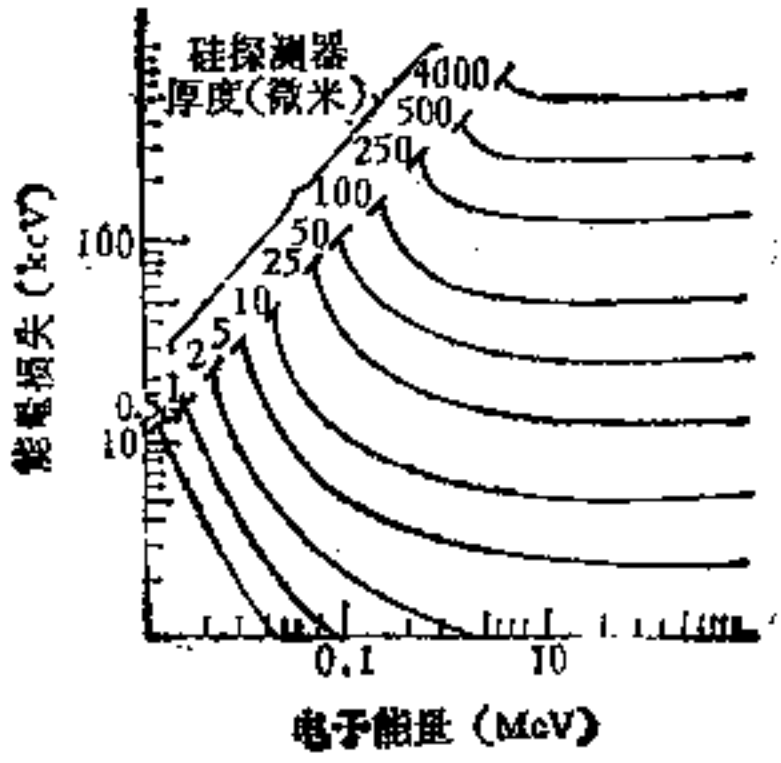
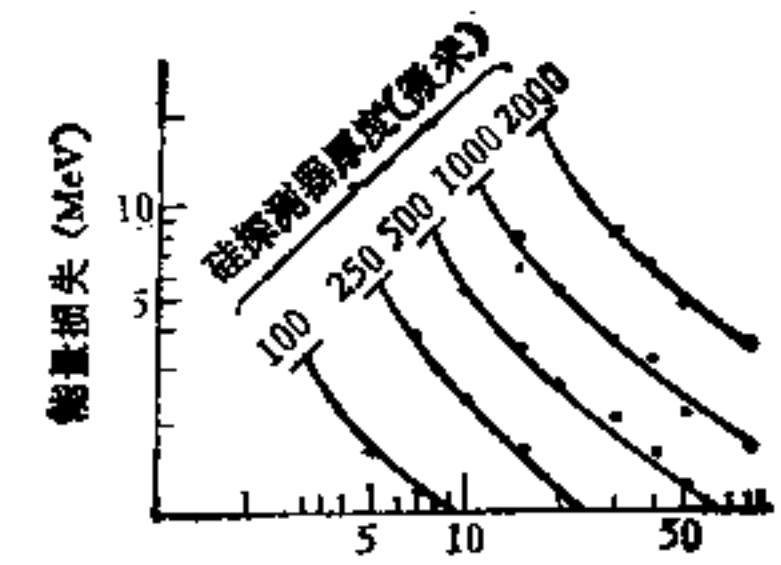


图 3.26　粒子在半导体探测器中的射程

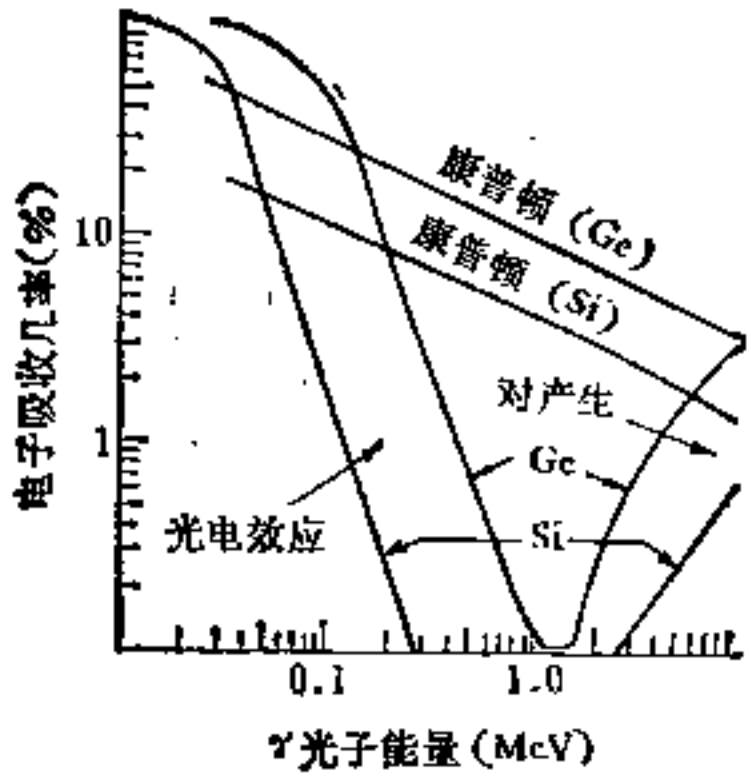
全部能量，这一能量是探测器所能吸收的最大能量，常称它为临界能量。根据带电粒子和射线与物质的相互作用时的能量损失和能量射程关系，可以给出各种粒子在半导体探测器中的射程和能量损失曲线，如图 3.26 和 3.27 所示，它们是设计各种半导体谱仪的依据。



(a)



(b)



(c)

图 3.27　粒子在半导体探测器中的能量损失（图中数字是以微米为单位的探测器厚度）

2. 能谱测量

根据带电粒子在半导体探测器中的能量损失和射程关系，如果适当选择半导体探测器的灵敏层厚度和采用多个探测器的组合，配上相应的电子学系统，就可以完成一定能量范围的粒子能谱测量。粒子能谱包括积分能谱和微分能谱，所谓积分能谱是指粒子能量超过某一 E_0 值时的粒子强度随能量的分布；微分能谱是指能量在 E_0 到 $E_0+\Delta E$ 之间的粒子强度随能量的分布。下面分别介绍半导体探测器如何实现空间粒子的积分和微分能谱测量。

1）单个探测器——利用半导体探测器测量带电粒子的能谱，最简单的方式是使用单个半导体探测器。如果选定了探测器的厚度，假定某种带电粒子在探测器中的能量损失曲线如图 3.28 所示的那样，并考虑到探测器和电子学噪声的

影响，选择合适的鉴别阈（即某一能量或电压之上的讯号），那末，利用该探测器就可以测量能量处于 E_A 和 E_D 之间的所有这种粒子，即得到能量大于 E_A 而小于 E_D 的这种粒子的积分强度。E_D 的大小取决于探测器的厚度，如果应用较厚的锂漂移探测器或高纯材料探测器，则 E_D 可以较高（可达数百兆电子伏以上）。

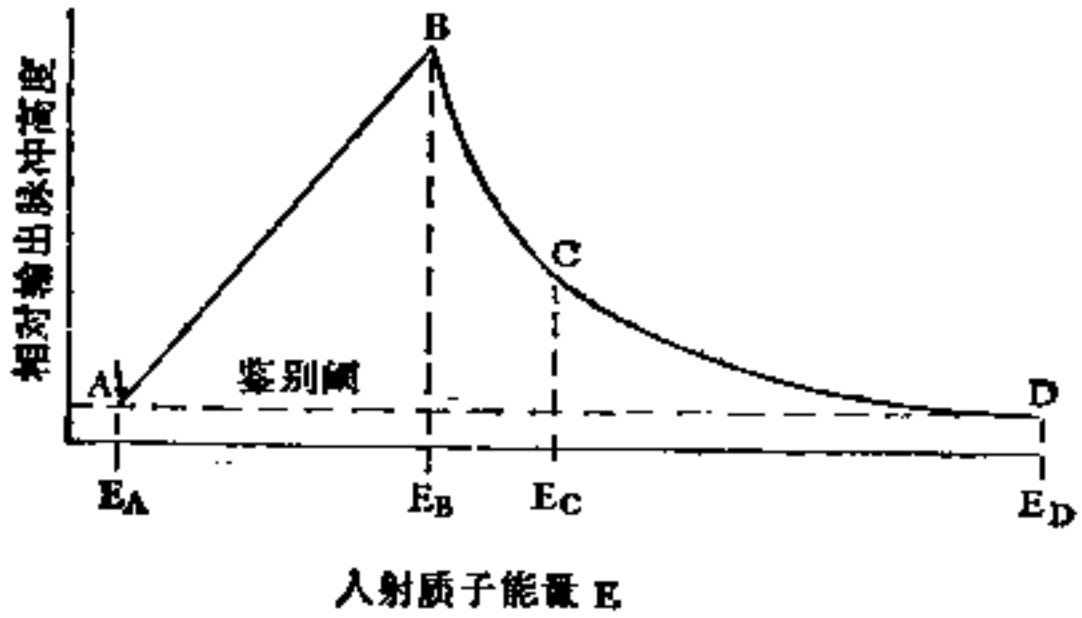


图 3.28　相对脉冲高度与入射粒子能量的关系

在空间粒子辐射测量中为了增大有效探测面积，提高探测效率，常用单个半导体探测器做成半全向探测器（2π 立体角），利用屏蔽层的厚度和鉴别器的能阈来实现某一能量之上的积分谱测量，其能量上限由该探测器的灵敏层厚度决定。在最初的辐射带粒子和宇宙线测量中曾广泛使用过这种探测器[42,45－47]。特别是在监测太阳宇宙线事件时，为增大接收面积，常采用这种半全向探测器。例如在多个行星际监测卫星（IMP）上，同时使用三个半全向探测器，测量能量 $E \geqslant 10$ 兆电子伏、$E \geqslant 30$ 兆电子伏和 $E \geqslant 60$ 兆电子伏的太阳质子强度[48]。其全向探测器的示意图如图 3.29 所示，探测器的参量在表 3.8 中给出。由于全向探测器采用了不同灵敏层厚度和加了不同材料的屏蔽层，因此，它们分别吸收了

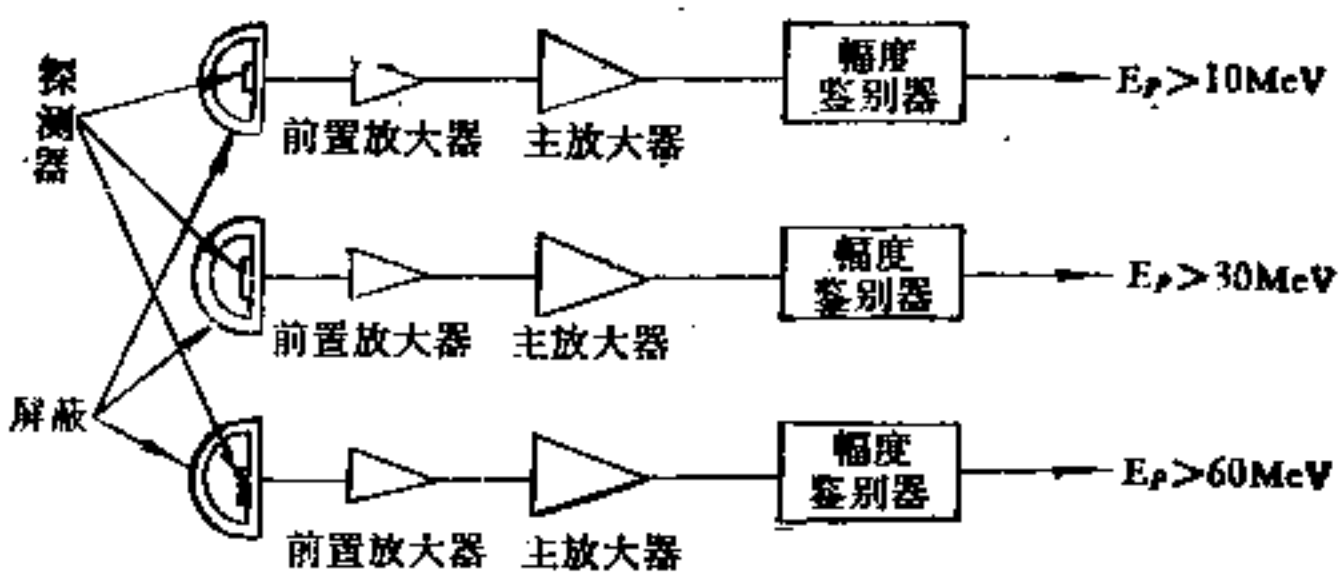


图 3.29 半全向探测器示意图

表 3.8 IMP卫星上的半全向探测器

探 测 器	质子	α粒子	屏蔽
面垒探测器 (700微米,0.83厘米³)	≥60兆电子伏	≥240兆电子伏	5.6毫米铜
同 上	≥30兆电子伏	≥120兆电子伏	1.6毫米铜
Si(Li)探测器 (3毫米立方体)	≥10兆电子伏	≥40兆电子伏	0.63毫米钽

能量 $E<10$ 兆电子伏、$E<30$ 兆电子伏和 $E<60$ 兆电子伏的太阳质子，而测量的质子能量则是分别大于上述的相应值。同时通过鉴别阈适当选择相配合，基本上都排出了空间电子的讯号。但是，这种探测器无法排除相应能量的 α 粒子和其他重粒子，只不过更重的粒子通量非常小。上述仪器曾在多个 IMP 卫星上使用，取得的太阳质子事件资料收集在太阳地球物理资料 (S·G·D·)，作为太阳地球物理的相关资料。

在我国科学实验卫星上也曾使用过半全向质子探测器，测量能量大于 60 兆电子伏的内辐射带质子以及偶发的太阳

宇宙线质子。该仪器采用一块金硅面垒型半导体探测器，其灵敏层厚度为 300 微米，有效直径为 10 毫米。为了吸收能量低于 60 兆电子伏的质子，前面加有 15 毫米厚的铝屏蔽层作吸收材料，吸收体为半球状，使半全向探测器在 2π 立体角范围内有尽可能均匀的吸收厚度。为了防止高能粒子从探测器反面入射，在探测器的反面加了很厚的铜吸收层。

当能量大于 60 兆电子伏的质子穿过吸收层进入探测器时，损失其全部或部分能量，并在探测器中产生电子-空穴对，形成电荷脉冲。然后被电荷灵敏前置放大器转换成电压脉冲，并适当加以放大，再送往脉冲主放大器进一步放大，通过鉴别器去掉电子讯号和噪声干扰，选出需要的质子讯号，最后通过对数计数率仪转换成缓慢变化的直流电平，图3.30是它的原理方块图。

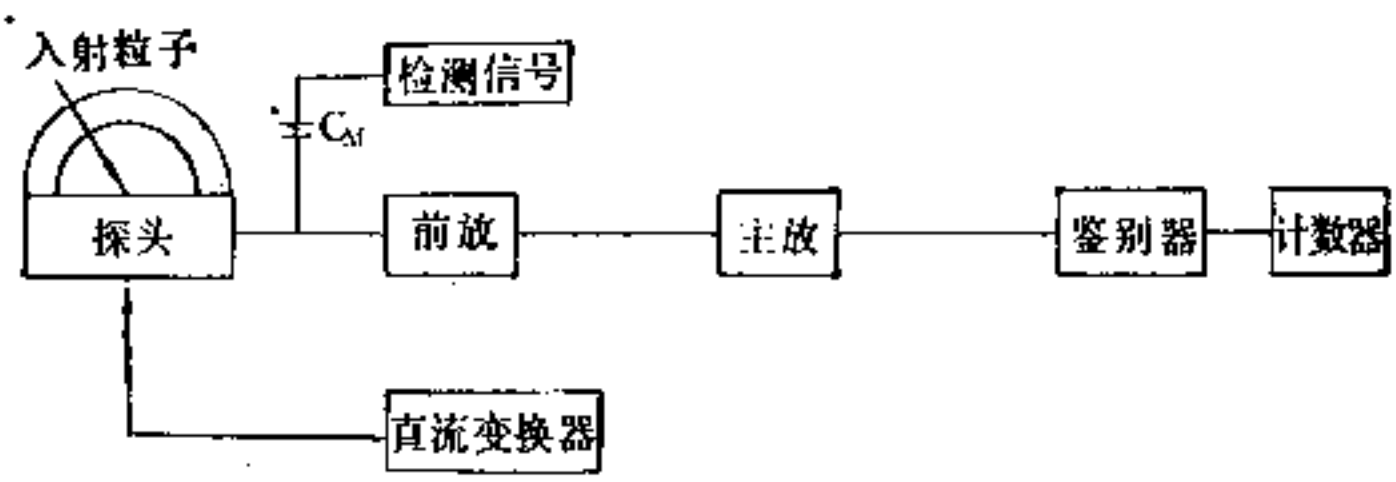


图 3.30　半全向探测器电子学系统原理方块图

虽然半全向探测器有较大的几何因子（即有大的张角和接收面积），可以获得粒子的全向强度，但是，这种探测器不能区分粒子到来的方向，即不能测量空间粒子的方向分布。如果加上合适的准直仪，单个探测器也可以获得一定方向的粒子强度。尽管如此，单个探测器还不能完全区分粒子

的种类，区分粒子种类的一种很重要的方法是利用 dE/dx 和能量 E 或射程 R 关系的望远镜形式，而单个探测器全靠粒子在其中的能量损失来区分，这就受到了很大的限制。由于这一原因，能量探测的范围也受到了限制，能谱也不可能在很宽的范围内测得很细，因此，在空间粒子辐射探测中更多地使用望远镜形式的方向谱仪，因为它具有区分能量和粒子种类的能力[44]。

2）望远镜方向探测器——所谓方向探测器是指由两元或多元半导体探测器组成的望远镜，利用探测器本身的组合和准直仪的控制，可以作成大小不同的张角，配备相应的电子学系统，即可测量相应于卫星和飞船不同方向的积分或微分能谱。在测量地球辐射带粒子的角分布和太阳宇宙线的各向异性时需用方向探测器，而且对仪器的张角具有一定的要求。张角的大小与望远镜的几何因子（探测器接收到的计数率与方向强度之比）和探测器本身的大小有关。关于几何因子的定义和详细情况在本章的最后一节中有介绍。例如对圆柱状望远镜的几何因子 G 有如下关系：

$$G=\pi^2R^2\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2} \qquad (3-33)$$

式中 R 为探测器的半径，θ 为半张角。所以，如果要选择一定的张角 θ，又要有合适的计数率(即 G 一定)，那末，就要选择相应的半导体探测器的半径 R；或者已知了探测器的大小（即 R 一定），而要求有一定的几何因子 G，那末就可以选择合适的张角 θ。张角的控制也往往采用准直仪。有被动式准直仪，如用金属材料制作的准直仪，它只允许粒子在某一个方向内进入探测器，但这种准直仪容易产生许多无法分辨的次生粒子，使仪器造成假计数，在测量精度要求不很高的情况下也常使用它；还有主动式准直仪，如大多采用塑料闪

烁探测器做成保护探测器，并兼作准直仪，它的讯号与半导体探测器的讯号进行反符合，这避免或大大减少了被动准直仪可能出现的假计数。

方向探测器是采用二元、三元、还是多元半导体探测器组成的望远镜，主要取决于所要研究的粒子能量的高低、范围，研究问题所要求的精度，以及电子学系统实现的方式。如果测量的粒子能量在一个不大的范围内，常采用二元半导体探测器望远镜；如果测量的粒子能量较高，或者能量的范围较大，测量较细，则可采用三元或更多单元组成的望远镜。下面就几个典型情况加以描述。

二元探测器望远镜是利用二个探测器组成的望远镜。它通过粒子在探测器中的能量损失，以及选取不同的鉴别阈，加上符合和反符合线路的配合，可以测量粒子的积分和微分能谱，并能区分质子、α粒子和电子等。例如我们在卫星上应用的二元半导体质子望远镜，它用来测量内辐射带的质子和太阳宇宙线的质子强度（$E\geqslant 10$ 兆电子伏和 $E\geqslant 30$ 兆电子伏的积分强度）。望远镜中的探测器采用两块完全相同的金硅面垒型半导体探测器，其灵敏层厚度为 300 微米，有效直径为 16 毫米。在第一块探测器的前面有一硅吸收片，其厚度为 660 微米，兼作挡光层。第一块探测器放在准直孔的入口处，第二块探测器放在准直仪的底部，望远镜构成 44°的全张角，几何因子约 0.21 厘米^2·球面度。望远镜的结构如图 3.31 所示*。

能量为 $E\geqslant 10$ 兆电子伏的质子入射到探测器时，首先穿过硅吸收片，并损失部分能量，然后穿过第一块探测器，再进入第二块探测器，并在两块探测器中损失能量（能量损

---

* 取自王作桂等同志编写的技术材料。

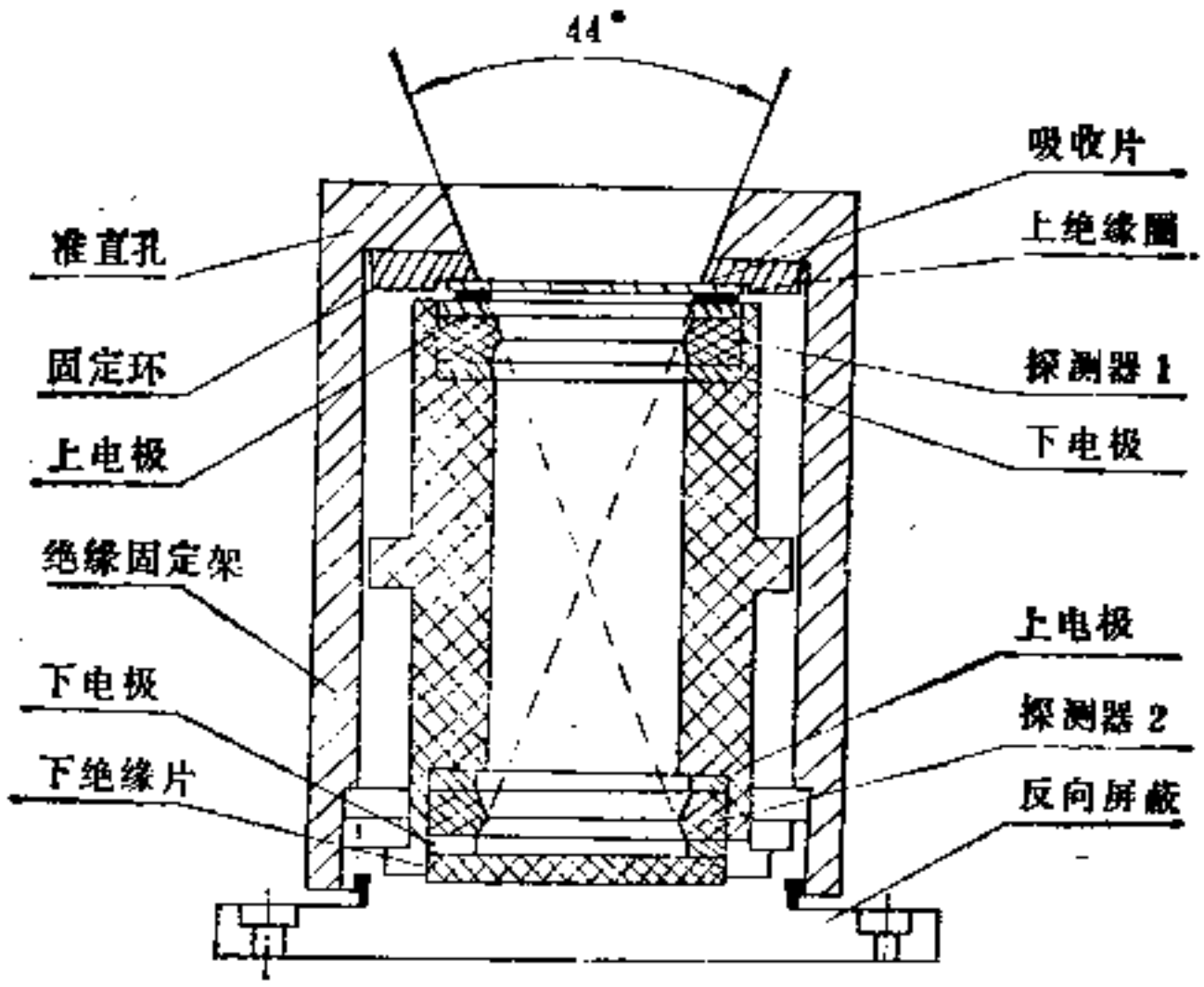


图 3.31　质子方向探测器结构示意图

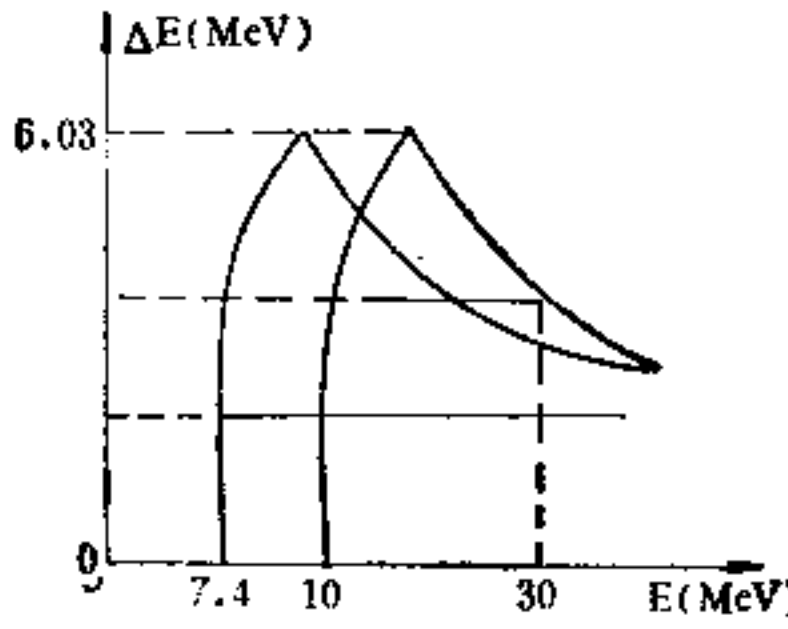


图 3.32　探测器的能量损失曲线

失曲线如图 3.32 所示)，形成相应的电荷脉冲，最后被电子学系统所记录，其原理如方块图 3.33 所示。当入射粒子能量 $E \geqslant 10$兆电子伏时，鉴别器 1 和 2 均有讯号输出，通过符合

电路进入计数率仪 1，这就是 $E \geqslant 10$ 兆电子伏的第一道输出讯号。如果此时粒子能量 $E \leqslant 30$ 兆电子伏，鉴别器 3也有输出讯号，让鉴别器 3 的输出讯号与符合电路的输出讯号进入反符合电路中，那末，此时计数率仪 2 将无输入讯号，故第二道无脉冲输出。如果质子的能量 $E \geqslant 30$ 兆电子伏，那末，主放大器 2 输出的脉冲幅度较小，只能通过鉴别器 2，而不能通过鉴别器 3。由于鉴别器 3 无输出讯号，而符合电路有输出讯号，则反符合电路将有输出讯号，因此，计数率仪 2 有讯号输出，这就是 $E \geqslant 30$ 兆电子伏的第二道讯号，与此同时计数率仪 1 也有讯号输出。

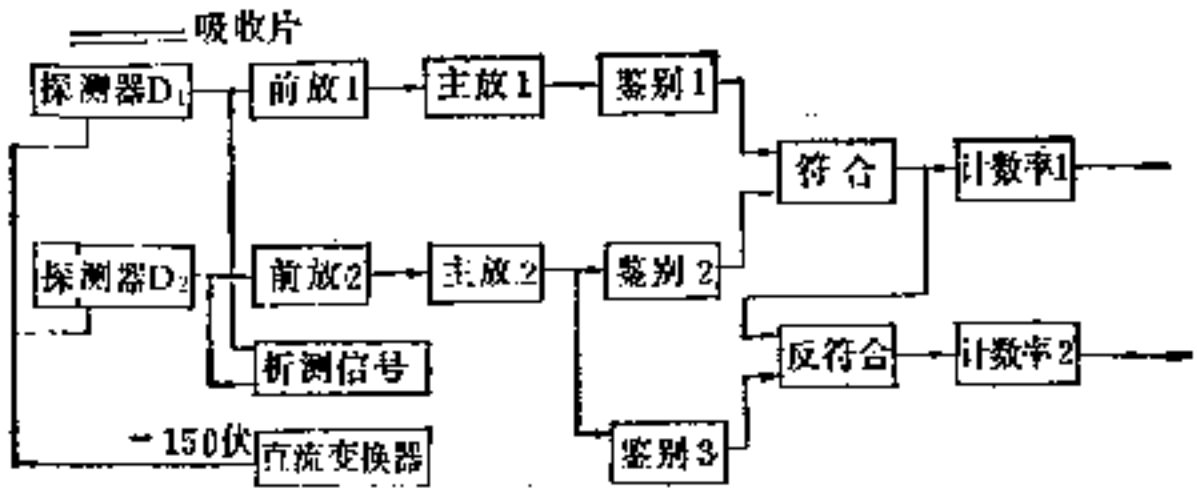


图 3.33 质子望远镜的工作原理方块图

上述望远镜是通过第一块吸收片和所取的鉴别阈去掉了电子的讯号，但是，它没能去掉和分辨出比质子更重的带电粒子，特别是太阳宇宙线中较多的 α 粒子。为了能分辨出质子和 α 粒子，我们研制了太阳质子和 α 粒子探测器[49]。该仪器由两块金硅面垒型探测器 D_1 和 D_2 组成，其中 D_1 为100微米厚、有效直径 12 毫米的 dE/dx 探测器，D_2 为 300 微米厚、有效直径与 D_1 相同的 E 探测器，构成 dE/dx-E 探测器系统。望远镜的全张角为 64°，几何因子为 0.29 厘米²·球面度。探测器 D_1 的前面有 50 微米厚的铝挡光层，它吸收

2.5 兆电子伏以下的质子和 10.5 兆电子伏以下的 α 粒子。望远镜所测能量的上限为60兆电子伏的质子和125兆电子伏的 α 粒子，即望远镜所测的能量范围是 2.5—60 兆电子伏的质子和 10.5—125 兆电子伏的 α 粒子。

为了使能量测得较细些，将质子和 α 粒子各分成三个能量区域：质子为 2.5—10 兆电子伏，10—30 兆电子伏，30—60 兆电子伏；α 粒子为 10.5—43 兆电子伏，43—70 兆电子伏以及 70—125 兆电子伏。它们的区分是通过选取不同的鉴别阈，并配合以符合、反符合电路来实现的，其原理如方块图 3.34 所示，图中给出了具体的能阈和所测量的能量范围。

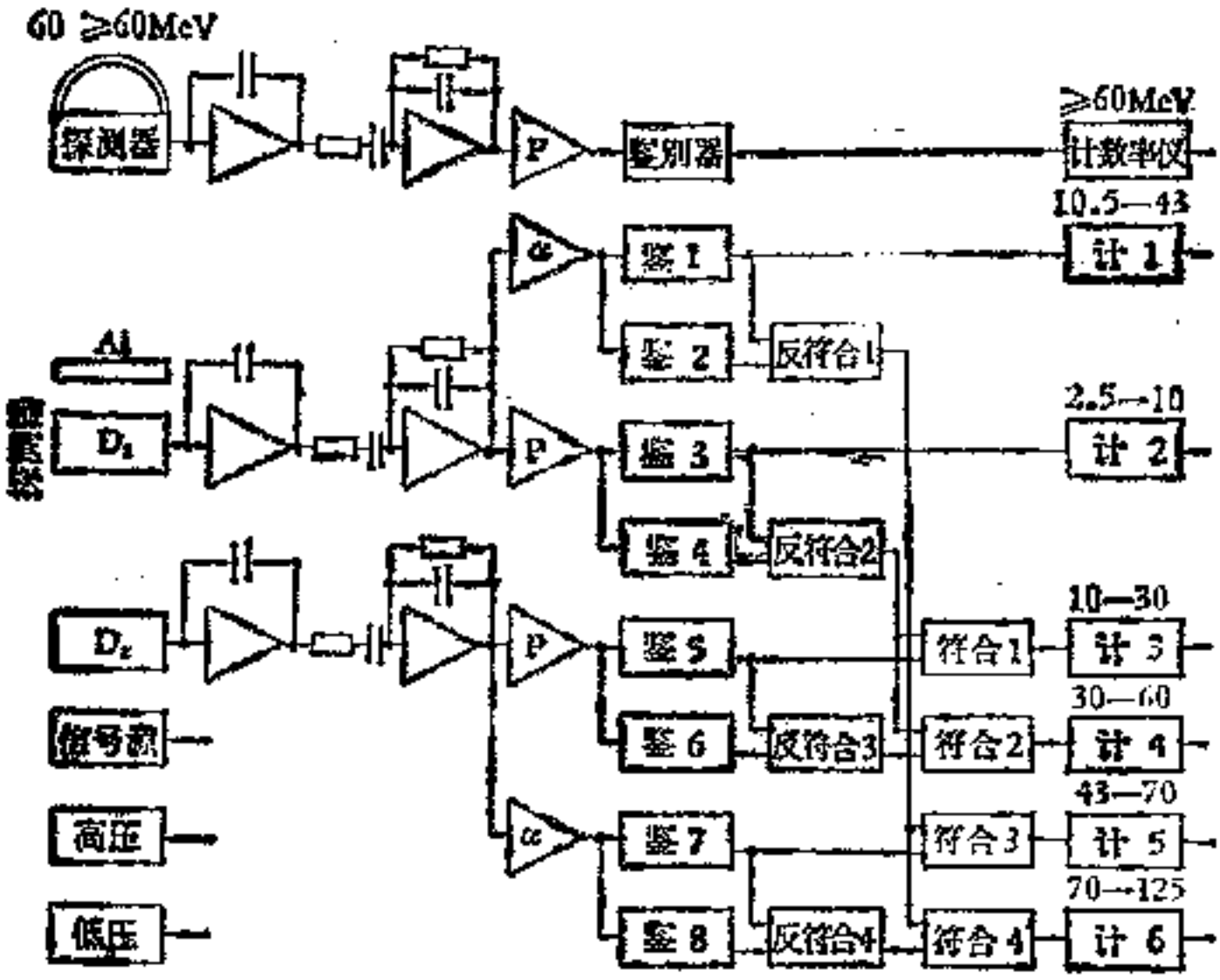


图 3.34　太阳质子和 α 粒子探测器原理方块图

当在探测器 D_1 中的能量损失 $\Delta E_1 > 0.83$ 兆电子伏时，可得到 2.5—10 兆电子伏的质子通量；0.22 兆电子伏 $< \Delta E_1 <$

0.83 兆电子伏时，则为 10—60 兆电子伏的质子通量；对于探测器 D_2 中的能量损失 $\Delta E_2 > 1.04$ 兆电子伏时，相应于 5—30 兆电子伏的质子；$0.63 < \Delta E_2 < 1.04$ 兆电子伏的部分为 30—60 兆电子伏的质子。将 D_1 的10—60 兆电子伏的质子分别与上述两个能量范围的讯号符合，则分别得到10—30 兆电子伏和 30—60 兆电子伏的质子通量。用同样原理，则可获得 α 粒子的三个能量范围的通量。

当电子进入望远镜时，由于电子在 dE/dX 探测器中的能量损失很小，已被鉴别器的鉴别阈去掉，所以，望远镜系统没有记录电子。但除 α 粒子以外的其他重粒子还没有区分出来，进一步的区分将在下一节中介绍。对于能量大于 60 兆电子伏的质子通量，由一半全向探测器来完成。

如果说在上述能量范围内还要把能量细分的话，可以采用两种方式。其一是增加更多的鉴别器，得到能量间隔更小的粒子通量，即获得更细的能谱。有的探测系统使用多达20级的鉴别器[50]，这也是一种多道分析器，但用这种方法制造的多道分析器结构庞大，不利于制造更多的分析道数。另一种方式是采用多道脉冲幅度分析器，可以获得更细的微分能谱。这种方式随着探测技术的发展，已在空间粒子辐射探测中被广泛采用[51-53]。这种多道分析器的基本原理是利用幅度-时间变换来确定道数（输出脉冲宽度与输出脉冲幅度成正比的原理）。从探测器出来的脉冲通过放大、鉴别之后，经线性门电路进入幅度-时间变换电路，产生一个宽度正比于输入脉冲幅度的脉冲，同时启动时钟（比如 2 兆赫），并输出脉冲关闭线性门，使其进入的脉冲被分析，而不被外来脉冲干扰。把分析后的脉冲送入定标器，再进入存贮器。分析完毕之后（比如 20 微秒之后），再送出一脉冲使线性门重新打开，分析下一脉冲……。依次从存贮器内取出脉冲到移

位寄存器，等待遥测。这种分析器原则上可以毫无困难地增多分析道的数目，根据测量要求而定，在空间粒子辐射测量中多用 256 道分析器或 1024 道分析器。关于火箭、卫星上使用的多道脉冲幅度分析器，可参阅文献〔54—56〕。

如果要测量一宽能量范围内的粒子能谱，又希望能谱测得较细，那末，就要采用多元探测器组成的望远镜（多元探测器望远镜）。例如在应用技术卫星（ATS-1）上用了 6 元半导体探测器组成的望远镜，用来测量太阳宇宙线的能谱[51]；在“先驱者10/11”飞船上利用 7 单元的半导体探测器高能望远镜和 4 单元的低能望远镜，配合 1024 道分析器测量 100 千电子伏—800 兆电子伏的质子，50 千电子伏—8 兆电子伏的电子，600 兆电子伏/核子的 α 粒子等[52]；还有使用 8 单元[58]和 10 单元的望远镜[59]，最多有用 15 单元的望远镜[60]。但是，不管使用多少半导体探测器组成望远镜，都包括如下几个部分：挡光层，dE/dx 探测器，能量 E 探测器（或射程 R 探测器）和反符合探测器。其中dE/dx探测器和 E 探测器可以由多个单元组成，它由所测粒子能量的范围而定。通常 dE/dx 探测器用薄的金硅面垒型探测器，E 探测器由面垒探测器、锂漂移探测器或高纯探测器组成。如果要测量低能粒子，挡光层必须很薄，最薄的可以作到 2 微米厚，采用塑料薄膜蒸上一层铝，允许低能粒子射入。此外，测量低能粒子时，也要求 dE/dx 探测器很薄，现在可以作到只有几微米厚。目前使用的最薄探测器是“航海者”（Voyager）飞船上的低能带电粒子望远镜中的 dE/dx 探测器，其中有一个 2 微米和两个 5 微米厚的金硅面垒型探测器[61]。

作为一个例子，下面详细介绍一种测量太阳宇宙线事件的高分辨率的谱仪，该谱仪由多元全耗尽金硅面垒探测器组

成，并安装在塑料闪烁保护探测器之中构成一望远镜。它可测能量在 1.6—500 兆电子伏的 α 粒子能谱；1.2—100兆电子伏内的质子能谱；0.88—1.6兆电子伏的电子能谱。它通过4个时间分配工作方式，并配有两个 256 道脉冲高度分析器来完成[53]。

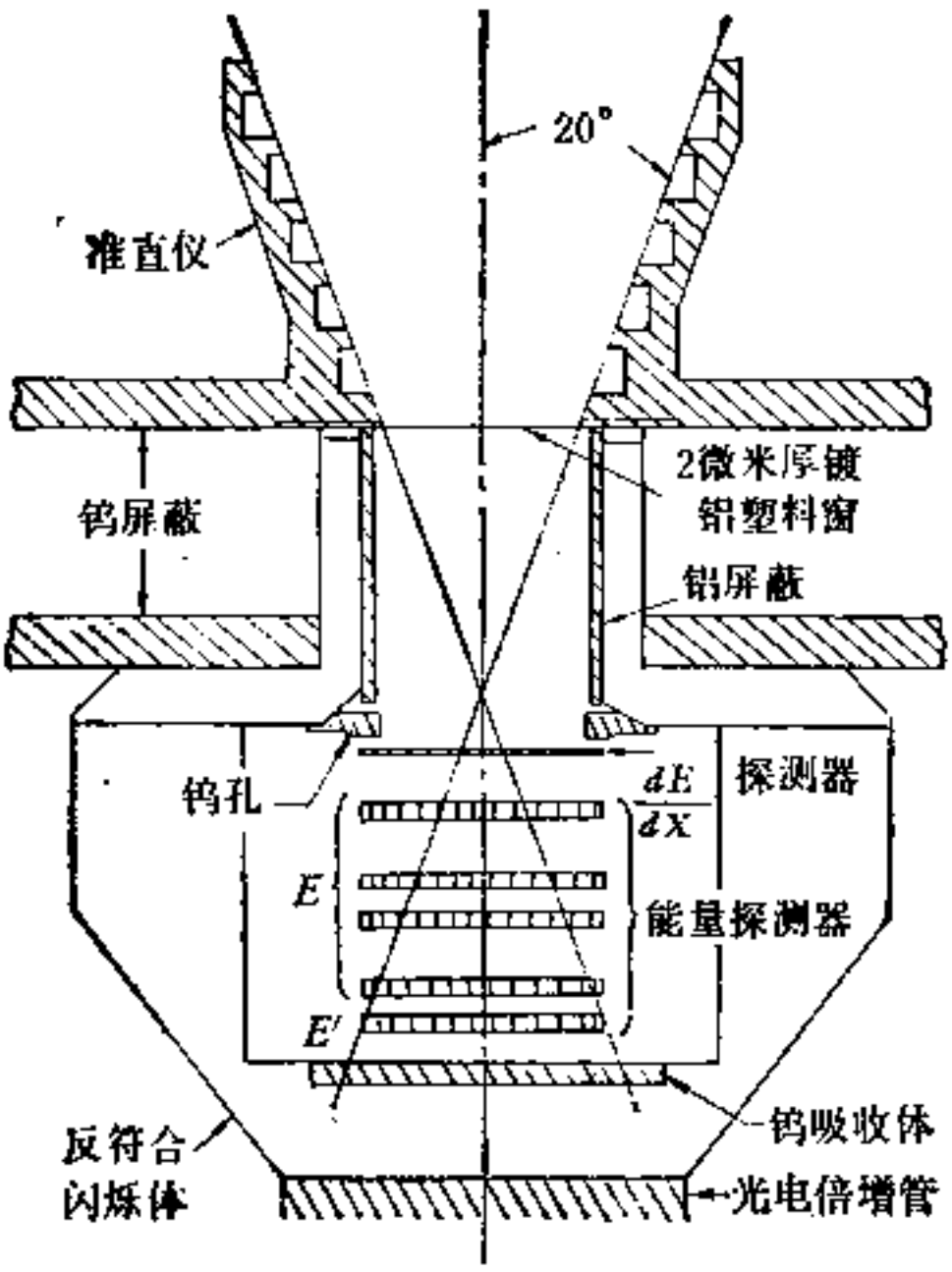


图 3.35　高分辨率望远镜的剖面图

图 3.35 是望远镜的剖面图。dE/dx 探测器 D 是一个 200 微米厚、300 毫米^{2}的面垒型探测器。这个探测器的主要目的是测量不同粒子穿过它、并进入能量探测器 E 时的能量损失（停止在探测器 D 中的粒子也被测量），根据这个能量损失的测量可以获得粒子种类的辨别。E 探测器由四个 1000 微米厚、300 毫米^{2}面积的面垒型探测器组成，以满足所要求

的厚度与射程。最后一个探测器 E′ 也是 1000 微米厚、300 毫米²面积的面垒型探测器，它与 E 探测器无关地工作，在某种意义上是作为一个主动的准直仪。所有的探测器都以陶瓷环绝缘，并以薄金属垫圈作为电极，它们被安装在塑料闪烁体之中。为了扩展质子、α粒子和电子的能量范围，在E′探测器和闪烁探测器之间放有钨合金吸收体。为了给半导体探测器和反符合闪烁探测器提供光屏蔽，入射窗是 2 微米厚的镀铝塑料薄膜。整个望远镜构成 40°的全张角，有效开口面积为 200 毫米²。对不能直接从准直仪入射口进入的高能粒子的屏蔽，采用在正面安装两块钨合金板(0.318厘米厚)、以及用壁厚 0.636 厘米的黄铜圆柱体包围整个装置，这个屏蔽能够阻止能量小于 70 兆电子伏垂直入射的质子进入探测器。

为了在通量和能量的宽范围内探测和分析质子、α粒子和电子，谱仪使用了四个工作方式，如表 3.9 所示。在这些不同的工作方式中，通过每个探测器的两个能阈（dE/dx'和E 探测器中分别为 D_1、D_2 和 E_1、E_2）和单个能阈（在E探测器中）的符合和反符合的组合来确定接收的粒子和覆盖的能量范围。在符合逻辑栏中探测器能阈上的横线表示对这个探测器电平的反符合要求。闪烁探测器 S 始终用作与其他探测器的反符合。阈逻辑用来鉴别一定的粒子种类和能量，并对鉴别出的能量进行分析。

在四个工作方式中的每一个，表 3.9 都给出了必须满足分析 D 探测器或 E 探测器中脉冲的符合逻辑要求。例如方式 1 D 表明，当脉冲幅度大于 D 探测器的能阈 $D_1=0.95$ 兆电子伏时，仅仅只分析 D 探测器中的脉冲，它与 E 探测器的脉冲（$E_1=0.81$ 兆电子伏）和塑料闪烁探测器的脉冲进行反符合，此时给出 1.2—4.8 兆电子伏能量范围的入射质子

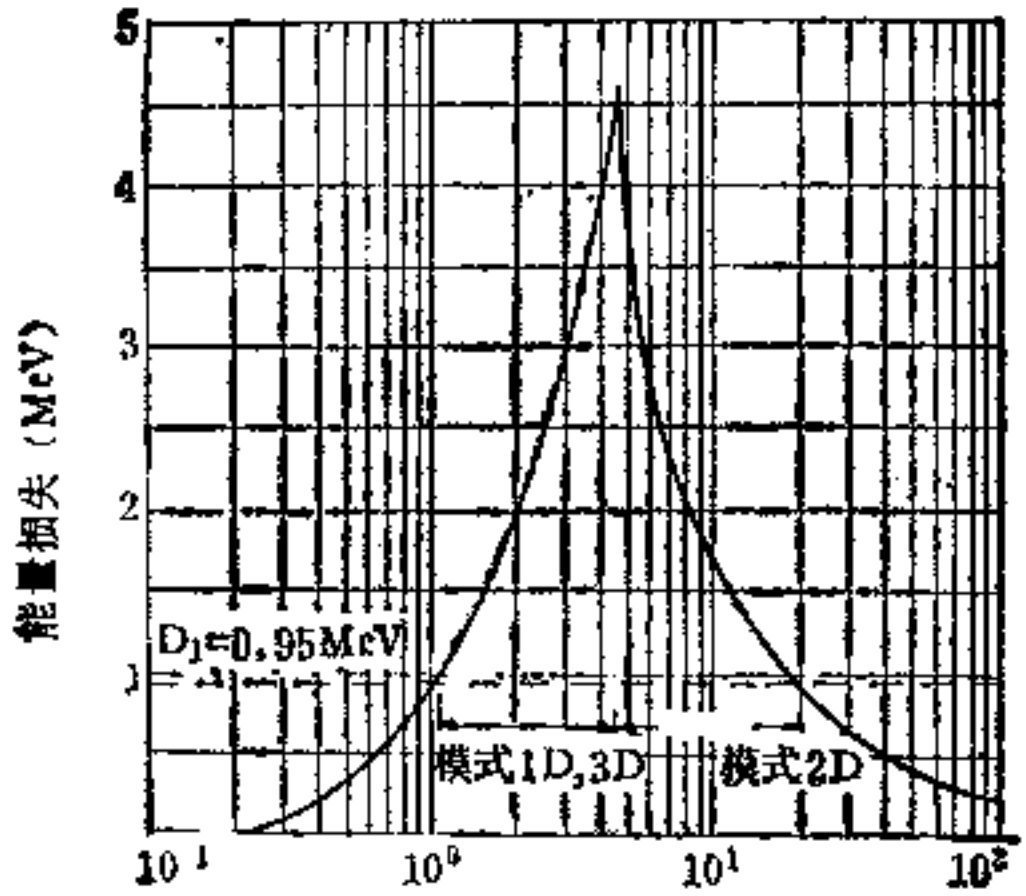
表 3.9 谱仪的工作方式

方式	探测器	逻辑	质子		α粒子		电子	
			兆电子伏	道数	兆电子伏	道数	兆电子伏	道数
1	D	$D_1\cdot\overline{E_1}\cdot\overline{S}$	1.2—4.8	49	1.6—20	237	—	—
	E	$D_2\cdot\overline{E_1}\cdot\overline{S}$	—	—	20—35	248	—	—
2	D	$D_1\cdot E_1\cdot\overline{S}$	4.8—20	49	20—500	243	—	—
	E	$D_1\cdot E_1\cdot\overline{S}$	4.8—20	148	20—500	247	—	—
3	D	$D_1\cdot\overline{E_1}\cdot\overline{S}$	1.2—4.8	49	1.6—20	237	—	—
	E	$\overline{D_1}\cdot E_1\cdot\overline{S}$	20—100	112	—	—	0.88—1.6	6
4	D	$D_2\cdot\overline{E_1}\cdot\overline{S}$	—	—	7.8—20	162	—	—
	E	$\overline{D_1}\cdot E_2\cdot E'\cdot\overline{S}$	28—100	157	—	—	—	—

注：D　dE/dx探测器
E　能量探测器
E′　主动准直仪探测器
S　反符合探测器

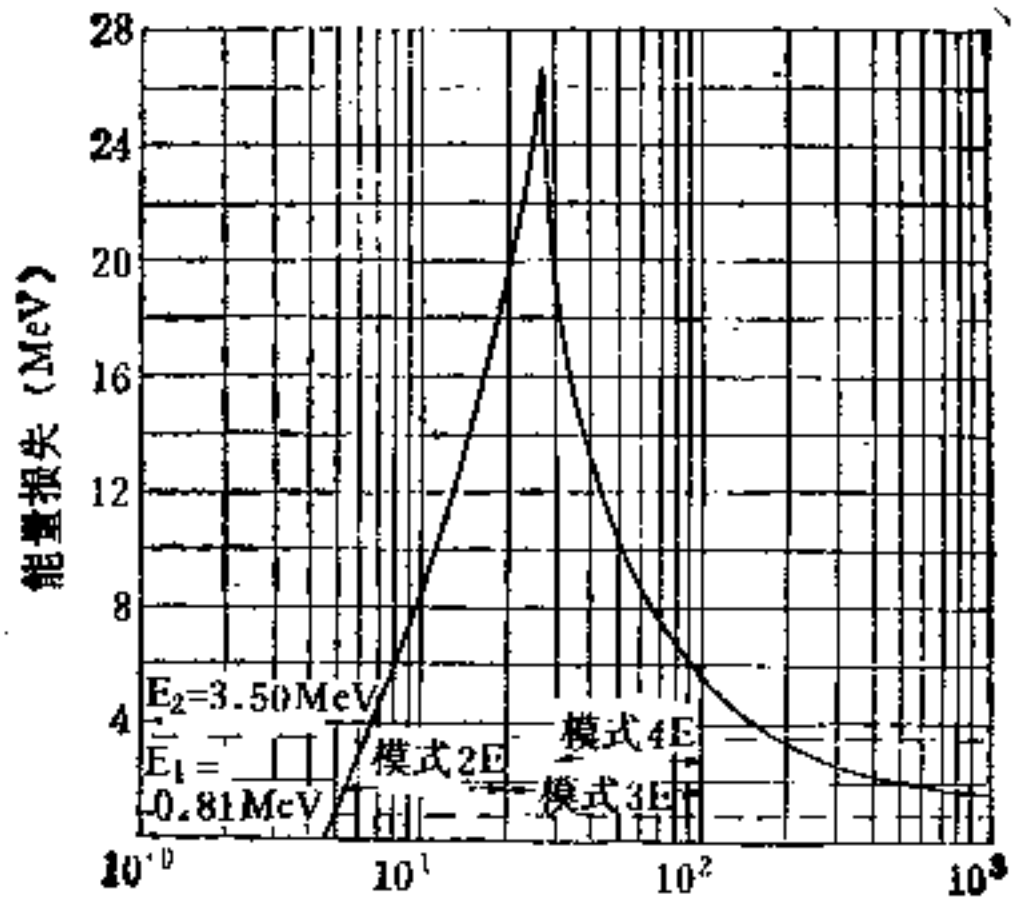
能阈：
$D_1=0.95$ 兆电子$\bar{s}$
$D_2=7.50$ 兆电子$\bar{s}$
$E_1=0.81$ 兆电子$\bar{s}$
$E_2=3.50$ 兆电子$\bar{s}$
$E'=1.00$兆电子$\bar{s}$

和 1.6—20 兆电子伏之间的 α 粒子，表中还给出了分配给这些能量范围之内各自粒子的道数。在方式 2 中 D 和 E 探测器在最低能阈 D_1 和 E_1 之间符合，这时粒子产生的脉冲同时在两个脉冲幅度分析器中分析，这个双重测量方式允许测量 4.8—20 兆电子伏的质子，并容许区分 20—500 兆电子伏的 α 粒子。此外，在 D_2 能阈 7.5 兆电子伏之上的脉冲幅度明显地对应于 α 粒子或更重的粒子，因为任何能量的质子不可能在 D 探测器中损失这样多的能量，所以，在 dE/dx 和 E 探测器中也得到了关于 α 粒子的类似资料。图 3.36 给出了



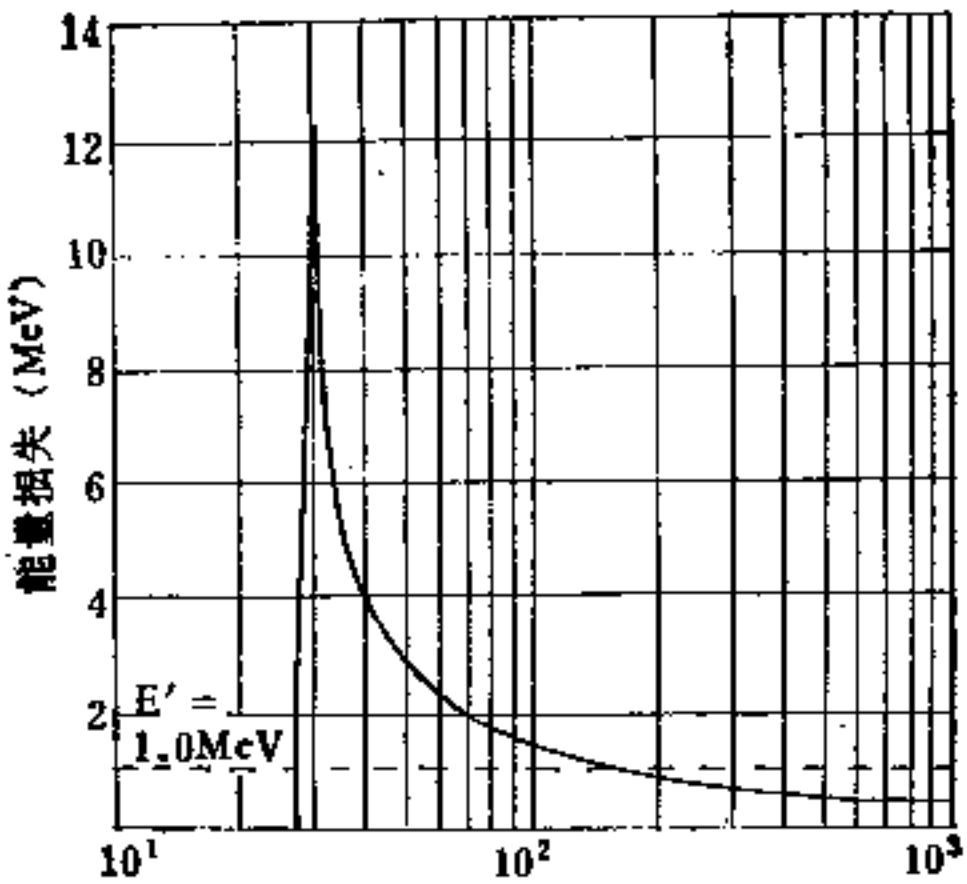
(a)

a. 在dE/dx探测器中的质子能量损失曲线



(b)

b. 在 E 探测器中的质子能量损失曲线



(c)

c. 在E′探测器中质子的能量损失曲线

图 3.36　垂直入射的质子在探测器中的能量损失

垂直入射质子在探测器 D、E 和 E′中的能量损失曲线，其中图 a 给出了 D_1能阈在 0.95 兆电子伏及 1 D，2 D 和 3 D 方式中接收的入射能量；图 b 给出了两个能阈 E_1 和 E_2 分别在 0.81 兆电子伏和 3.5 兆电子伏及方式 2 E，3 E 和 4 E 中接收的入射能量；图 c 给出了最后一个探测器 E′中的能量损失和能阈，这个探测器只用在分析高能质子的 4 E 方式中。

在方式 1 E 中，D 探测器的鉴别阈处在较高的水平 D_2，足以排斥上述的所有质子，这个能阈也排斥 35 兆电子伏以上的 α 粒子，因此，在 E 探测器中只有 20—35 兆电子伏的 α 粒子被分析。方式 3 E用来获得电子的初始测量，联合 D_1 反符合要求的低能阈（E_1），允许大约 0.88 兆电子伏—1.6 兆电子伏的电子和 20—100 兆电子伏的质子在 E 探测器中

被分析，各自的讯号按脉冲幅度极好地分开，因此，粒子容易区别。而方式 4 E 有高的鉴别阈（E_2），用来排斥电子和提供 28—100 兆电子伏范围的质子测量，有较好的统计精度。同样，在方式 4 D 中通过使用 D 探测器的一个高鉴别阈（D_2）来消去质子，而允许 7.8—20 兆电子伏范围内的 α 粒子被测量，获得较高的统计精度。

3）能量-射程谱仪——首先介绍一种用能量-射程关系测量电子的方向探测器（能量-射程谱仪）[105]。该仪器采用三块相同的金硅面垒型半导体探测器组成一望远镜，探测器的灵敏层厚度均为300微米，有效直径 10 毫米。每块探测器的前面都有一块吸收片，三块吸收片均用硅材料磨成，其厚度分别为200、100和350微米。该仪器用于测量内辐射带电子通量，其能量是$E_1 \geqslant 0.25$兆电子伏，$E_2 \geqslant 0.5$兆电子伏和 $E_3 \geqslant 0.8$兆电子伏。为了测量电子的方向分布，以及为了避免斜射电子路径的过大差异，望远镜有一圆柱形准直仪，全张角20°，几何因子为0.008厘米^2·球面度。图3.37是电子望远镜的结构示意图。

当入射电子穿过第一块吸收片 A_1 时，将损失部分能量，而后进入第一块探测器 D_1 中，所形成的电荷脉冲经过电荷灵敏前置放大器转换成电压脉冲，再经放大送入窗鉴别器（微分鉴别器）。窗鉴别器的下阈将噪声和能量＜0.25 兆电子伏的电子讯号去掉，上阈去掉质子讯号，只允许能量 $E_1 \geqslant 0.25$兆电子伏的电子讯号通过，然后把讯号送入计数率仪，这就是第一道输出。如果电子的能量 $E_2 \geqslant 0.5$ 兆电子伏，那末它还能穿过探测器 D_1 及吸收片 A_2，进入探测器 D_2 中，在 D_2 中粒子损失能量，再经放大和窗鉴别器，即可得到第二道输出。如果电子能量 $E_3 \geqslant 0.8$ 兆电子伏时，它将穿过吸收片 A_3，进入第三块探测器 D_3，同理可获得第三道的输出讯号。其原理如图 3.38 的方块所示。

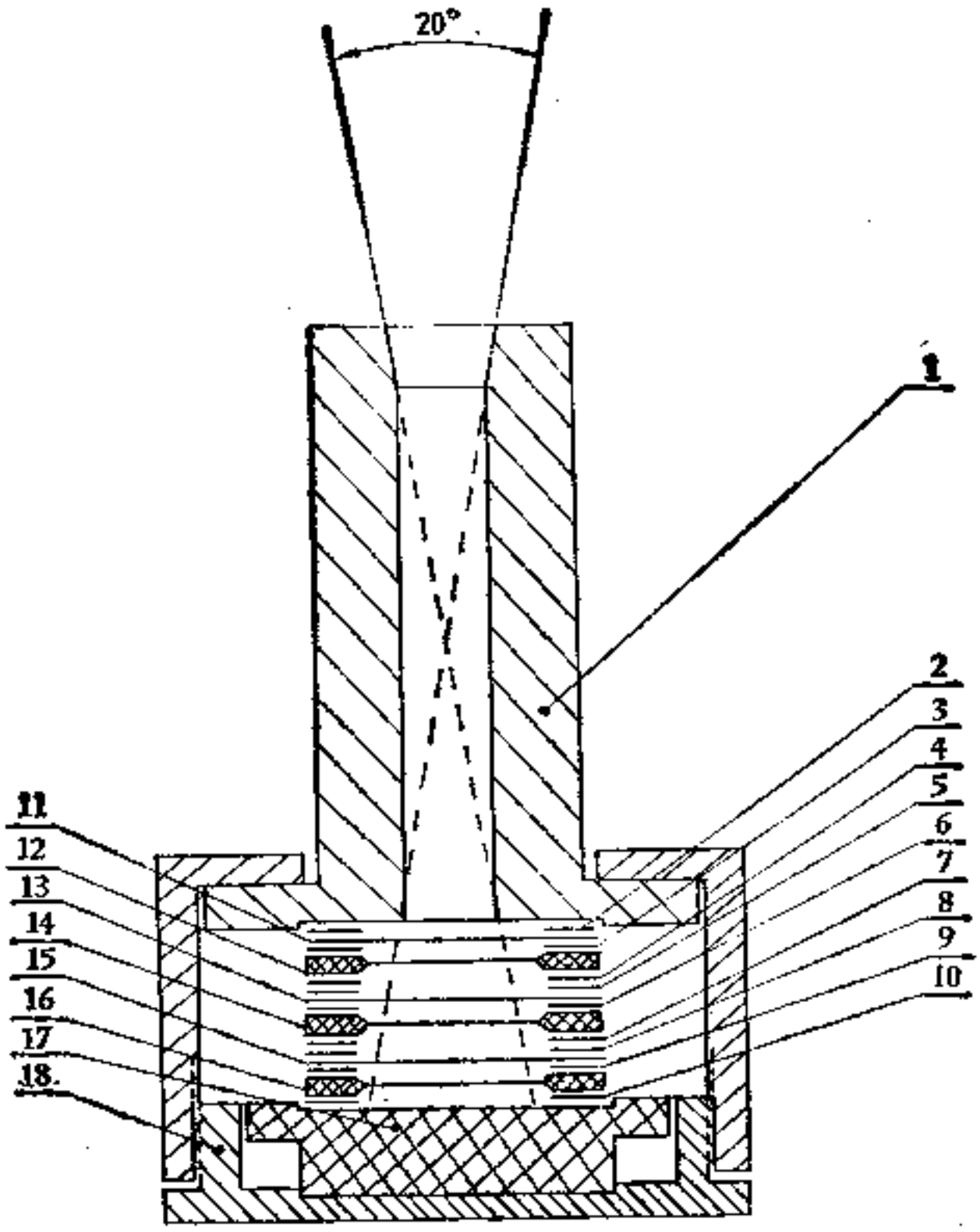


图 3.37　电子方向探测器结构示意图

1．准直孔　2．绝缘圈　3．D_1上电极　4．D_1下电极　5．绝缘圈　6．D_2上电极　7．D_2下电极　8．绝缘圈　9．D_3上电极　10．D_3下电极　11．吸收片l_1　12．探头（D_1）　13．吸收片l_2　14．探头（D_2）　15．吸收片l_3　16．探头（D_3）　17．反向屏蔽层　18．支架

上述窗鉴别器是利用隧道二极管的负阻特性和晶体管的开关特性构成的微分鉴别器。它的原理在于高过上阈或低于下阈的脉冲幅度输入时，它均无讯号输出，只有在所限定的范

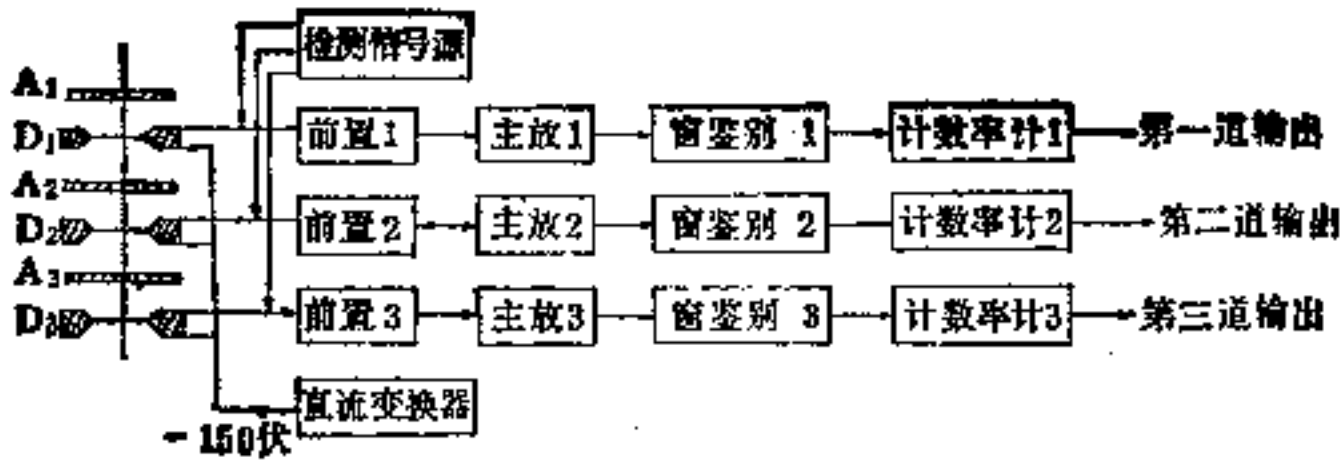


图 3.38 电子方向探测器原理方块图

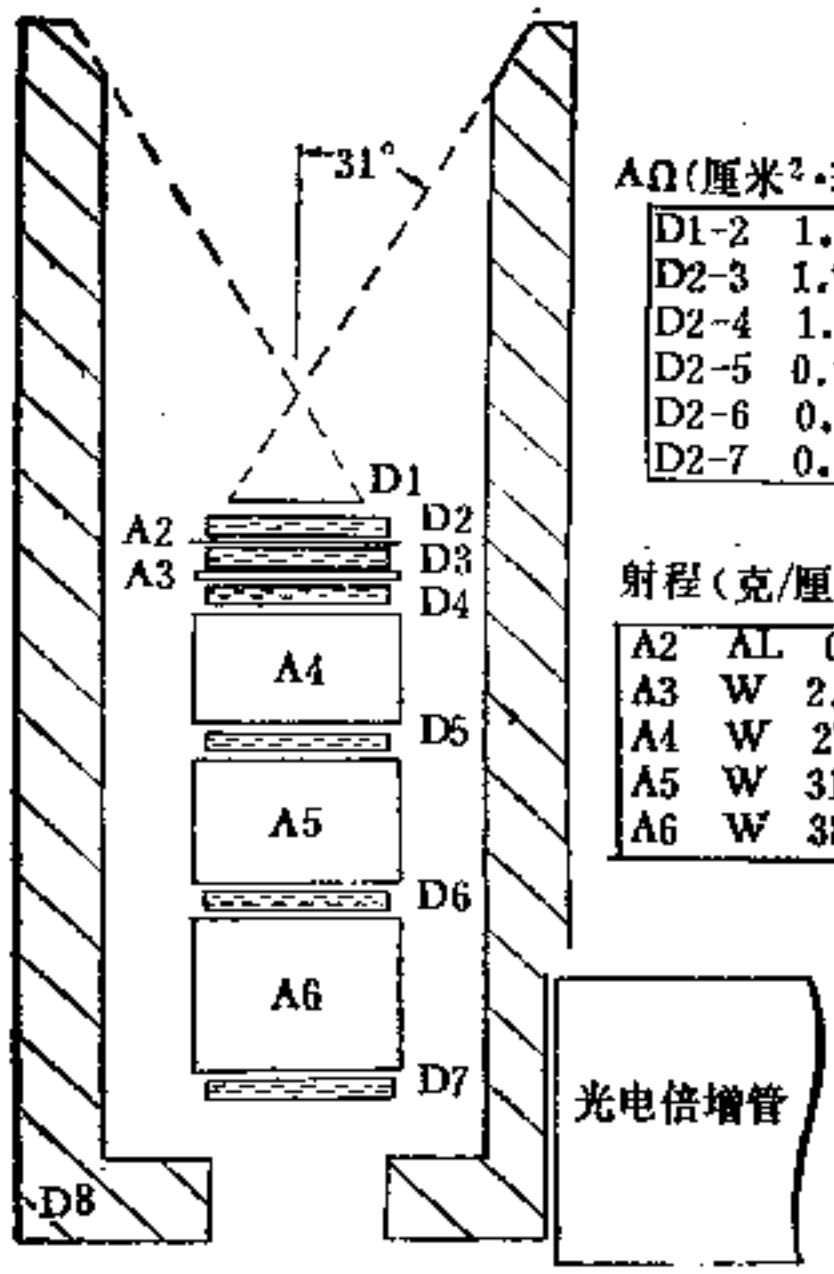
圈内才有脉冲输出。

上面介绍的电子方向探测器中，所使用的探测器较薄，讯噪比不高，对测量上述能量范围的电子并不很合适。为了使电子讯号加大，改善讯噪比，应该选灵敏层更厚的探测器，如锂漂移探测器或高纯探测器。

测量电子也还可以用 dE/dx-E 探测器望远镜来实现[62,63]，通过鉴别阈和符合与反符合电路去掉质子讯号，只记录所要求的电子讯号，通过多道脉冲幅度分析器可获得所需要的微分能谱。

如果用多元探测器和多块吸收体组成望远镜，可以获得宽能量范围的粒子测量[64,65]。例如轨道地球物理观测站（OGO-F）卫星上的 ΔE-射程望远镜就是一个多元探测器和多元吸收体组成的能量-射程谱仪[64]。它测量太阳和银河宇宙线的质子和 α 粒子能谱，其能量范围是 1—300 兆电子伏/核子。为了辨别入射粒子的电荷和能量，需要同时测量在半导体探测器中的能量损失 ΔE 和在钨吸收体中的射程 R。ΔE- 射程望远镜的剖面图在图 3.39 中给出，探测器 D_1 为 dE/dx 探测器，其灵敏层厚度为 100 微米，有效面积为4.5 厘米^2；D_2 到 D_7 都是金硅面垒型探测器，其灵敏层厚度均

为 1000 微米，有效面积均为 4.5 厘米^2。吸收体 A_2 为铝，A_3--A_6 为钨吸收体，其射程在图中给出。探测器 D_1、D_2和 D_3 分别测量能量损失 ΔE，而入射粒子的射程通过探测器 D_4 到 D_7 的穿透确定。它们在钨吸收体 A_3 至 A_6 之间分为多层，整个探测器吸收堆除了入口和引出端开口之外，全部被塑料闪烁探测器反符合套 D_8 所包围，D_8 具有准直和排斥背景事件的双重作用。准直导致几何因子 G（它是射程的函数）从 1.5 厘米^2·球面度变化到 0.19 厘米^2·球面度。准直仪的顶部用大约 2 微米厚的镀铝薄膜覆盖，作挡光层。



AΩ(厘米^2·球面度)

D1-2	1.52
D2-3	1.76
D2-4	1.36
D2-5	0.76
D2-6	0.43
D2-7	0.19

射程(克/厘米^2)

A2	AL	0.07
A3	W	2.9
A4	W	27.5
A5	W	31.0
A6	W	38.7

图 3.39　ΔE-射程望远镜的剖面图

望远镜对质子和 α 粒子的响应在图 3.40 中给出，其中画出了在 D_1 和 D_2 探测器中的能量损失 ΔE 和射程作为入

射粒子能量的函数关系。质子和 α 粒子通过 ΔE 可以辨别，由于 D_1 很薄，电子对它不产生可记录的讯号（电子产生的讯号在鉴别阈之下），但可以通过 D_2 以后的探测器来辨别能量在 1—500 兆电子伏范围内的电子，实现的方式类似于前面介绍的望远镜探测系统。

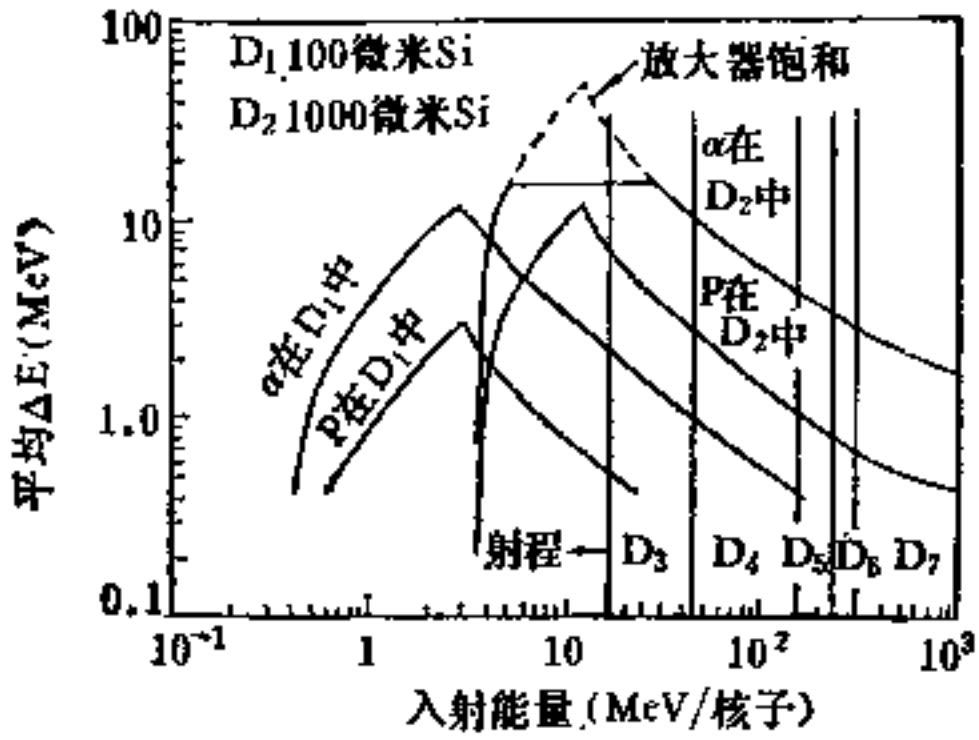


图 3.40　粒子在探测器 D_1 和 D_2 中的能量损失曲线、垂直线表示射程（D_3—D_7 确定的）与入射能量的关系

3. 粒子成分和同位素测量

人们知道，太阳和银河宇宙线、太阳风粒子等，除了质子、电子以外，还有各种重核，因此，需要把它们区分出来，并分别测量它们的能谱。前面已经提到，半导体探测器具有区分粒子成分的特点，不同能量、不同电荷、不同质量的粒子，在半导体探测器中的能量损失或射程是不相同的。因此，可以利用 dE/dX 探测器和能量 E（或射程 R）探测器，通过幅度鉴别器、符合和反符合电路的配合把粒子区分开，上面介绍的谱仪已经表明了这一点，即测量质子的探测器排除了电子讯号；测量电子的探测系统去掉了质子的干

扰；并通过 dE/dx 和 E（或 R）探测系统同时分开和测量了电子、质子和 α 粒子的能谱。但是，只利用上述原理还不能区分更多的重粒子成分，特别是元素接近的带电成分或同位素就更难分辨。因为不同粒子的高、低能量在同一探测器中可能产生同一的能量损失，以致混淆不清；加上探测器的噪声和电子学系统噪声的影响，使其相近的能量损失无法区分开。下面介绍利用能量损失与粒子电荷、质量的关系区分重粒子的探测系统。

该探测系统是一多元半导体探测器组成的望远镜，第一块探测器 D_1 为一薄的 dE/dx 探测器；第二块探测器 D_2 是较厚的硅锂漂移探测器或高纯硅探测器，它也可以是由多块探测器构成的 E 探测器，根据要测量的能量范围而定；第三块探测器 D_3 是反符合探测器；在探测器 D_1 的前面有一薄的挡光层，它们组成一个所要求的张角 θ 和一定几何因子 G 的望远镜，其结构示意图如图 3.41 所示。探测系统要测量的粒子是穿过 D_1，又终止在 D_2 中的粒子，穿过 D_1 和 D_2 又进入 D_3 的粒子要排除；从反面先经 D_3，再进入 D_2 和 D_1 的粒子也要排除，即它的工作方式应为 $D_1 \cdot D_2 \cdot \bar{D}_3$。要测量的粒子能量范围由 dE/dX 探测器和 E 探测器的厚度决定，E 探测器决定粒子的能量上限，dE/dx 探测器可以决定粒子的能量下限。

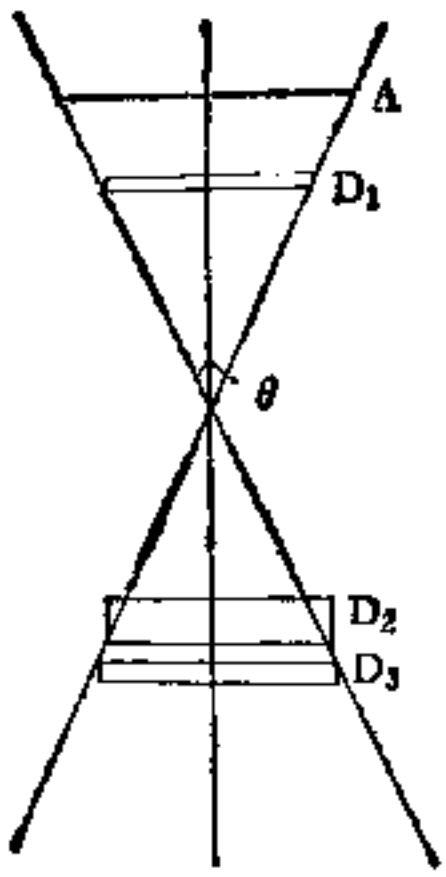


图 3.41　粒子成分望远镜示意图

根据公式（2-3），重粒子在探测器 D_1 中单位路程上的能量损失为：

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{4\pi nZ^2e^4}{mv^2}\left\{ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}-\beta^2-\delta\right\},\right.\quad(3-34)$$

上式可写为

$$-\frac{dE}{dx}=k\frac{Z^2}{v^2}f\ (v,I)\qquad(3-35)$$

或

$$-\frac{dE}{dx}=k\frac{M/2\ Z^2}{M/2\ v^2}f\ (v,I)$$

则

$$-\frac{dE}{dx}=k'\frac{MZ^2}{E}f\ \ (v,I)\qquad(3-36)$$

式中 M 为入射粒子的质量，k 和 k' 为常数。当能量 E 不太高时，函数 $f\ (V,I)$ 变化较小，近似于常数。则式（3-36）可改写为：

$$-\frac{dE}{dx}=k''\frac{MZ^2}{E}\qquad(3-37)$$

由此得出

$$-\frac{dE}{dx}\cdot E=k''MZ^2\qquad(3-38)$$

因为对每一特定的粒子成分，Z^2M 是一定的，K'' 又是一个常数，所以式（3-38）为一双曲线方程。对于不同的粒子成分，$K''MZ^2$ 有不同的值，它们构成各自的双曲线。利用这一原理，我们可以对进入半导体望远镜中的不同粒子成分进行辨别[66]。

为了测量太阳宇宙线和银河宇宙线异常成分的离子丰度，以及内辐射带的粒子成分，我们利用上述原理研制了一个三元半导体望远镜。其中第一个探测器 D_1 是100微米厚的金硅面垒型探测器，它用作 dE/dx 探测器；探测器 D_2 采用

高纯硅探测器，其灵敏层厚度为 3000 微米，它作为 E 探测器；探测器 D_3 为 2000 微米厚的高纯硅探测器，用作反符合探测器。每块探测器的有效直径均为 12 毫米，选择 15 微米厚的铝箔作挡光层。为增大几何因子，望远镜构成 60°的全张角，其几何因子 $G=0.255$ 厘米²·球面积。该探测系统测量质子、α 粒子、碳、氮、氧和铁的离子丰度，采用$D_1\cdot D_2\cdot \bar{D}_3$的工作方式区分这些粒子成分。此系统测量的粒子能量范围是：

$E_H=3.2$—23兆电子伏 ，$E_\alpha=12.6$—92兆电子伏，

$E_C=73.2$—516兆电子伏，$E_N=92.4$—658兆电子伏 ，

$E_O=115.2$—816兆电子伏，$E_{Fe}=756$—5264兆电子伏。

探测器对不同粒子和同一粒子的不同能量的响应表现为输出讯号的大小不相同，讯号大小表示该种粒子在特定能量下在探测器中的能量损失，在探测器 D_1 中输出的讯号就属于这种性质。探测器 D_2 输出的讯号是那些只进入 D_1 又终止在 D_2 中的粒子造成的，它表示阻止在 D_2 中粒子的能量损失。也就是说，D_1 输出的是ΔE，D_2 输出的是 $E-\Delta E=E'$。因为 D_1 很薄，其厚度为一常值，故在 D_1 中的能量损失 ΔE 可写为

$$\Delta E=BMZ^2/E$$

或

$$\Delta E\cdot E=BMZ^2 \qquad (3\text{-}39)$$

式中 B 为常数。根据重粒子在物质中的能量损失关系式，可以计算出 H，He，C，N，O 和Fe 离子在探测器 D_1 中的能量损失，其结果示于图 3.42 中。由于 D_1 很薄，电子在它中的能量损失很小，很容易被鉴别掉；因此，该探测系统对电子不灵敏。

由式（3-39）知道，$\Delta E\cdot E$ 对一定粒子是一常数，它是区分不同粒子成分的根据。探测器 D_2 输出的讯号不是总能

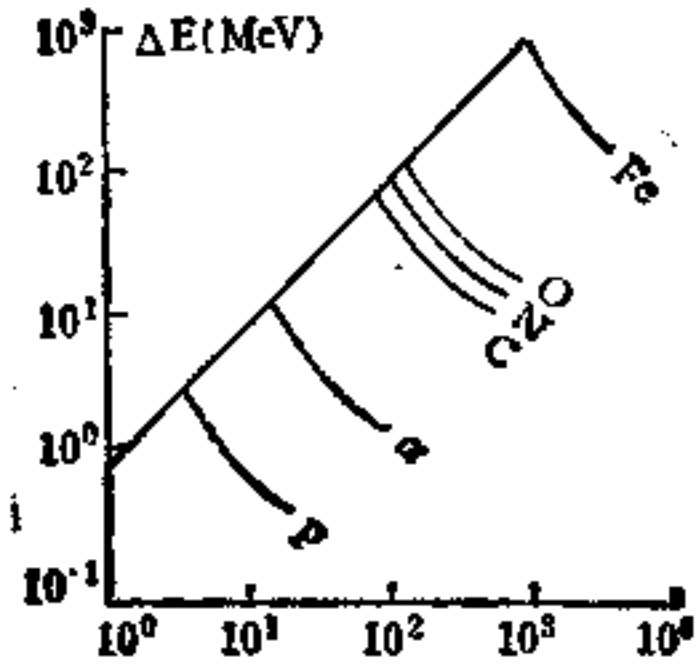


图 3.42　重粒子在探测器 D_1 中的能量损失曲线

量 E，而是剩余能量 $E'=E-\Delta E$。因此，必须先将 $E'+\Delta E$ 求出后，再与ΔE 相乘。图 3.43 是$\Delta E\cdot E$ 相对于能量 E 的

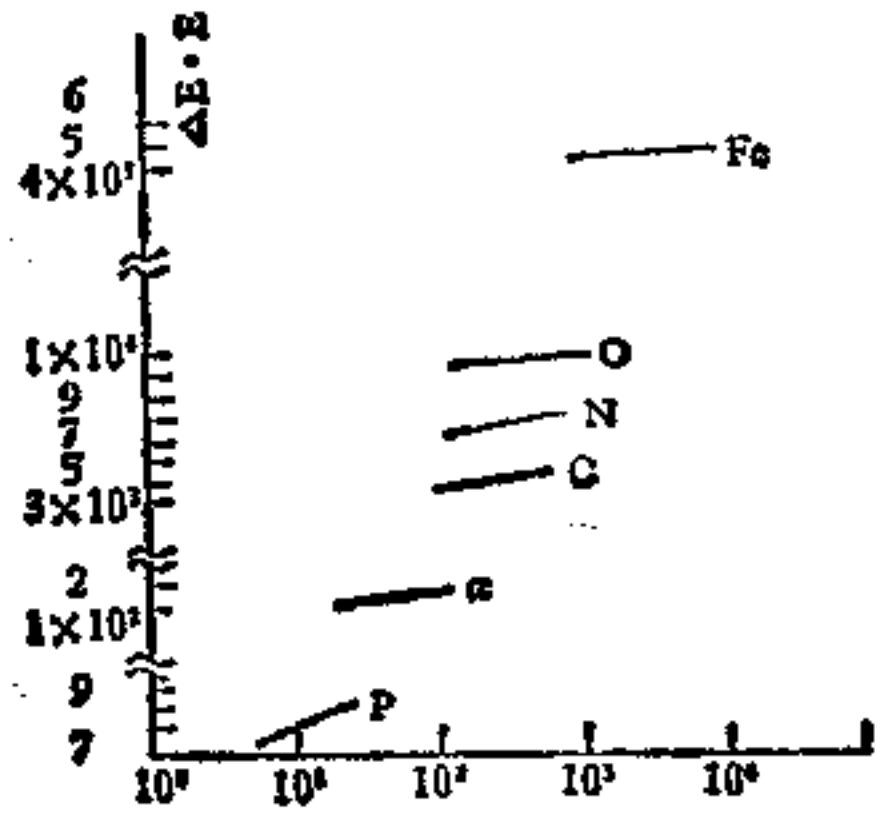


图 3.43　$\Delta E\cdot E$ 对 E 的曲线

曲线图，由此可见，在我们选定的能量范围内是能够清楚地

把它们分开的。两讯号相乘$\Delta E \cdot E$，在电子学线路上通过对数相加来实现，然后再通过反对数线路得到原来的乘积。如果事先确定了对数相加的值以后，在线路上也可以略去反对数线路，其线路原理方块图见图 3.44[67]。

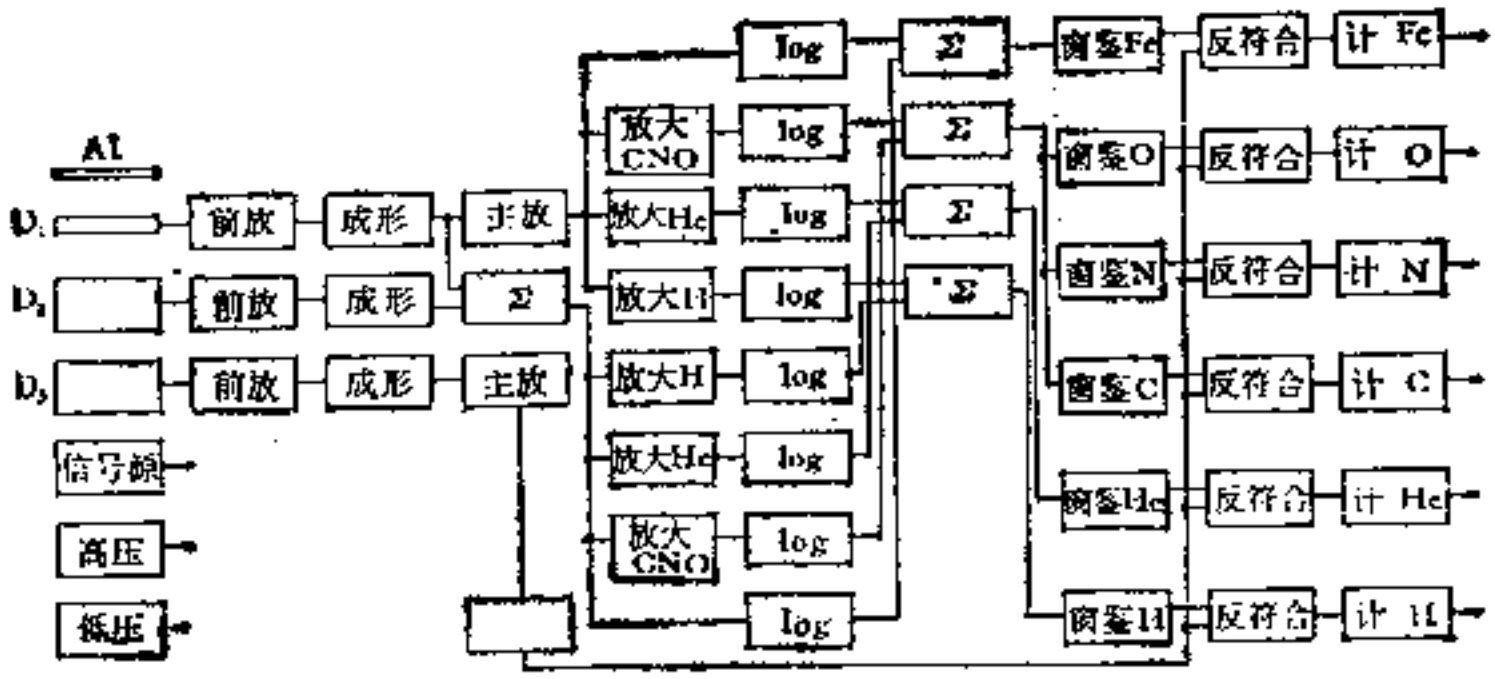


图 3.44　粒子成分探测器线路原理方块图

在空间粒子辐射测量中，通常总是希望几何因子大一些，对望远镜来说，就是要求张角大一些。但是，角度大了，粒子在不同方向穿过探测器的实际路径就相差比较大了，其能量损失也就有较大差别，这会导致能量分辨的不准确性。

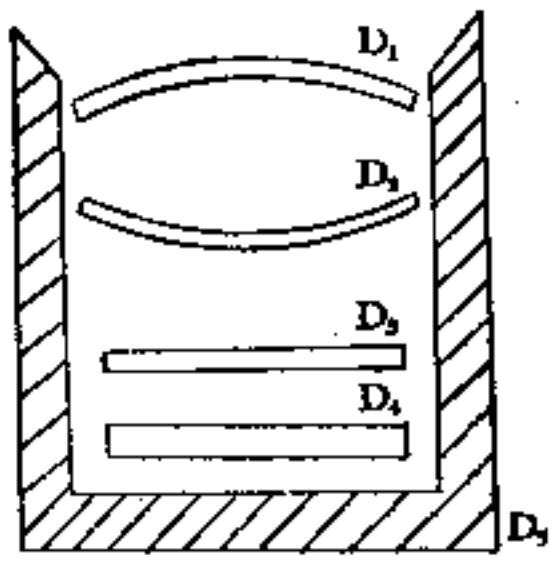


图 3.45　曲面探测器示意图

为了解决几何因子与张角大小之间的矛盾，克服路径差造成的能量损失偏差，可以把望远镜的第一、二两块探测器作成曲面状，如图 3.45 所示的那样。这样，各个方向射入探测器的粒子，基本上都垂直于D_1和D_2，既可以增大几何因子，又尽量减小了由于入射方向不同引起的路径差，最大限度地保证了能量分辨的准确性。这

种探测器已经在 IMP 7 / 8 卫星上的宇宙线成分望远镜[68]和航海者飞船上的宇宙线带电粒子望远镜中使用过[58]。

4. 粒子鉴别的其他方法

1）能量-射程关系法——这种鉴别粒子的方法是基于给定粒子的能量 E（在10—100兆电子伏之间）和射程 R 之间存在以下的经验关系：

$$R=aE^b \qquad (3\text{-}40)$$

其中 $b=1.73$，R 以毫克/厘米^{2}为单位，E 以兆电子伏为单位，常数 a 决定于粒子的性质，如表 3.10 所给出的[39]。

表 3.10 不同粒子成分的 a 值

离 子	^{4}氦	^{3}氦	氘	氚	氢
a	0.295	0.354	1.42	1.91	3.22

在这些条件下，如果 R_1 和 R_2 分别是粒子通过厚度为 T 的探测器之前和之后的能量 E_1 和 E_2 时的射程，其结果有：

$$R_1=T+R_2=aE_1^{1.73} \qquad (3\text{-}41)$$

和

$$R_2=aE_2^{1.73} \qquad (3\text{-}42)$$

因此，$$\frac{T}{a}=E_1^{1.73}-E_2^{1.73}=(E_2+\Delta E)^{1.73}-E_2^{1.73} \qquad (3\text{-}43)$$

从两个探测器来的脉冲首先相加，然后产生幅度正比于 $(E_2+\Delta E)^{1.73}$ 和 $E_2^{1.73}$ 的两个讯号；根据它们的差可以计算 $\frac{T}{a}$ 值，后者是表征粒子特性的参量，因此可以被辨认。但是，在能量低于 10兆电子伏时，对给定粒子其指数 b 的值随

能量而改变，这一方法就不能用了。

2）飞行时间鉴别法——飞行时间法鉴别粒子的原理是通过测量粒子飞过一定距离所需的时间与粒子的能量，从而可以确定粒子的质量。飞行时间法只对能量较低的粒子才便于应用，特别是在空间进行测量，不可能允许有很长的飞行距离来获得所需要的分辨时间。详细描述我们在低能粒子一节中介绍，也可参阅文献〔69〕。

3）磁偏转装置——磁偏转装置实际上就是磁谱仪。半导体探测器本身不受外磁场（＜5万高斯）的影响，因此有可能利用磁偏转方式将质量小的（如电子）偏转掉，只记录较重的粒子。在空间粒子辐射测量中，为了避免电子的干扰（例如处于外辐带的电子环境中测量太阳质子，或者测量X射线等），往往采用磁偏转办法把部分低能电子偏离探测器。例如在卫星OV 3-3上的带电粒子谱仪〔47〕，DSP同步卫星上的低能质子谱仪等〔50〕，都使用过磁偏转技术。在DSP低能质子谱仪中使用了一个开口磁场为1000—1200高斯，后洞磁场为300高斯的磁铁，使能量大于50千电子伏的质子才认为是不受偏转的影响；能量小于500千电子伏的电子全部偏离探测器，大于这个能量的电子在探测器中只产生一个很小的能量损失（30千电子伏），这远小于鉴别阈。这种去掉电子的办法需要磁铁，这对卫星及星上其他仪器设备均有影响，因此，必须采取严格的磁屏蔽措施。关于磁谱仪，将在低能粒子探测器一节中详细介绍。

4）脉冲形状鉴别法——粒子鉴别的另一种方法是适当地选择半导体探测器的某些参量，使其脉冲形状主要地决定于电荷收集时间，即决定于粒子的射程，也就是粒子的种类。这种鉴别法叫做脉冲形状鉴别法。目前利用半导体探测器作脉冲形状鉴别，在空间粒子辐射测量中还很少使用。但是，

利用闪烁探测器作脉冲形状鉴别，在空间X和γ射线的测量中已有不少应用，这将在第四章中予以介绍。

§ 3.3 闪烁探测器在空间带电粒子测量中的应用

利用荧光物质的闪烁现象来探测核辐射开始于本世纪初，但是直到四十年代末才得到迅速的发展，那是因为光电倍增管的出现和电子学仪器的发展，给它创造了有利的条件。到目前，由于光电倍增管的性能更加完善，闪烁体种类增多和质量提高，相应的电子学线路愈加完美，已使闪烁探测器成为核物理学中一种相当成熟的探测器了。

闪烁探测器的工作原理同气体探测器和半导体探测器不一样，有其自身的特点。它不仅能探测各种类型的带电粒子，X、γ射线，还能探测中子；既能探测粒子的强度，又能探测它们的能量；既具有效率高、分辨时间短，还能作成各种尺寸、形状的探测器。因此，目前它已成为空间粒子辐射测量中一种极为重要的探测器。

3.3.1 闪烁探测器的工作原理

闪烁探测器测量粒子辐射的作用过程是这样的：当粒子进入闪烁体时，它损失自己部分乃至全部能量，使闪烁体中的原子和分子电离或激发，而后产生光子（荧光）。利用光导和反射物使大部分荧光光子收集到光电倍增管的光阴极上。光子在光阴极上打出光电子，光电子在光电倍增管中倍增，最后倍增的电子束在阳极上产生电压脉冲，此脉冲被记录系统记录下来。所以，闪烁探测器由闪烁体、光导、光电倍增管组成，常称这部分为探头。由它将粒子辐射在闪烁体中损失的能量转变为电讯号，再配合电子学线路（光电倍增

管的高压，前置放大器，脉冲主放大器，脉冲幅度分析器，记数器等）构成完整的闪烁探测器系统，如图 3.46所示。

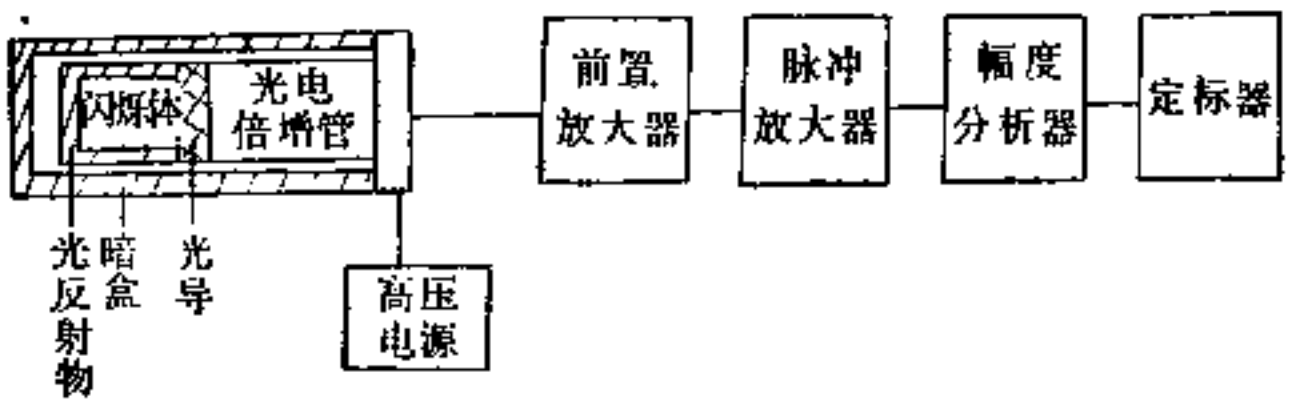


图 3.46　闪烁探测器系统原理方块图

从粒子射入闪烁体到光电倍增管输出端产生电压脉冲，大致可以分成如下几个阶段：

第一、粒子进入闪烁体损失其能量，引起闪烁体中原子和分子的电离与激发。如果入射的粒子能量为 E，当它完全停止在闪烁体内，则损失的能量 $E_1=k_1E$，而 $k_1=1$；如果粒子穿过闪烁体则只损失它的部分能量，$k_1<1$。

第二、入射粒子在闪烁体中所损失的一部分能量转化为光能，发射出光子（因为也可能将能量转化为晶格振动或热运动的能量而损失掉，它对输出无贡献）。设转化为光能的转换效率为 p，产生的光子的平均能量为 $h\bar{\nu}$，那末在闪烁体中产生的光子数 $R=Ek_1p/h\bar{\nu}$。

第三、把产生的光子收集到光电倍增管的阴极上的路程中，部分光子被闪烁体吸收，还有一部分因几何条件的限制而无法到达光阴极。设传输系数为 l，则到达光阴极的光子数 $R'=lR$。可见要使 l 尽可能大，就要求闪烁体的发射光谱和吸收光谱尽量不重合，同时要在闪烁体和光电倍增管之间加光导物质，使光子尽可能地到达光阴极。

第四、光子被光阴极吸收后，发射出光电子。若光电转换效率为 ε，从光阴极到倍增系统的第一倍增极的传输系数

为 q，则光阴极发射并到达第一倍增极的光电子数 $N=\varepsilon qR$。

第五、光电子在光电倍增管中倍增，最后在阳极形成电压脉冲。设光电倍增管的倍增系数为 M，则在输出端得到 MN 个电子，相应的脉冲电荷 $Q=eMN$，如果它们全部被输出电容 C 收集，则形成的电压脉冲幅度为

$$U=\frac{Q}{C}=\frac{k_1 pl\varepsilon qeME}{h\nu C}=\frac{neME}{C} \qquad (3-44)$$

式中 $n=k_1 pl\varepsilon q/h\nu=N/E$，是入射粒子单位能量产生的光电子数。

式（3-44）表明，要使闪烁探测器输出较大的电压脉冲，必须使与每一阶段相应的因子尽可能地大。

3.3.2 闪烁体

闪烁体是闪烁探测器直接对粒子辐射敏感的器件，通常要求它有好的发光效率、短的发光衰减时间，有合适的发射光谱、能量线性响应好、能量分辨率高等。

所谓发光效率是指闪烁体把吸收的粒子能量转变为光的本领，它常用光输出（在一次闪烁过程中产生的光子数与带电粒子在闪烁体内损失的能量之比）和能量转换效率（在一次闪烁过程中产生的光子总能量与粒子在闪烁体中损失的能量之比）来表示。在实际应用中，往往是与标准闪烁体（常用蒽晶体）相比较给出相对值。发光衰减时间是指单位时间内放出的光子数从最大值减小到 1/e 所需的时间。上述这些特性都是与闪烁体的种类、温度等有关。

闪烁体有许多种类，从化学成分上看，可分为有机闪烁体和无机闪烁体两大类；从物理形态上看，又可分为固体（晶体）、固溶体（塑料）、液体和气体。有机闪烁体有晶体、塑

料和液体三种；无机闪烁体大都是晶体，也有用惰性气体的。

1．无机闪烁体

在粒子辐射探测器中，用得最广泛的无机闪烁体是NaI（Tl），CsI（Tl），CsI（Na）和ZnS（Ag）等晶体，而空间粒子辐射探测器中最常使用前三种。

在无机闪烁体中，为了增加光输出常加入适量的杂质，如铊（Tl）、钠（Na）等，这种物质称为激活剂，通常只加很少量的就可以了。例如在NaI中加入0.1%—0.5%的铊时，称它为铊激活的碘化钠，即NaI（Tl），其发光效率最好，可达230%（相对于蒽晶体）。

1）NaI（Tl）——NaI（Tl）是透明的单晶体，它有好的发光效率（相对蒽晶体是230%），在室温下的发光衰减时间为0.23微秒，在室温下的平均波长大约为4100Å，主峰位约为4150Å，半高宽约为850Å，对于质子和电子，NaI（Tl）晶体的光输出与能量的关系基本上是线性的，只是在低能时偏离线性关系（对于电子这个能量为数千电子伏，对于质子，这个能量约1—2兆电子伏）。但是，对于重离子而言，其能量线性响应较差。

由于NaI（Tl）晶体含有高原子序数的元素碘，光电效应、康普顿效应和电子对效应等的作用截面较大，它又能制成大面积，因而对γ射线有较高的探测效率，它是目前探测γ射线最好的闪烁体。

NaI（Tl）晶体的最大缺点是容易潮解，它吸收空气中的水分后发黄变质，以致不能使用。因此必须装在严格密封的盒子内。

2）CsI（Tl）和CsI（Na）——CsI（Tl）晶体的特

点是，它只有轻微的潮解，不一定要封装，可以在室内环境使用；容易加工成薄片（0.1—500 微米之间），因而能用 于带电粒子、特别是重粒子的测量；密度和平均原子序数都大于 NaI（Tl），因此对 γ 射线吸收大，探测效率高；机 械 强度大，能耐受较大冲击、振动和温度突变。但是，它同 NaI（Tl）相比，发光衰减时间较长，且随不同入射粒子而变化（对电子、质子和 α 粒子激发分 别 是 0.7、0.52 和 0.43 微秒），发光效率是 NaI（Tl)的 30—40%(相对蒽晶体 95%)，所以能量分辨率比 NaI（Tl）差。它的光谱分布很宽，从蓝光到红光都有，主峰位在 5400 Å；能量线性与 NaI（Tl）差不多。加上 CsI（Tl）的价格昂贵，在使用上受到了一些 限制。

CsI（Na）与 CsI（Tl）差不多，更突出的是它 的发 光效率同 NaI（Tl）接近，是它的 0.8 倍；发射光谱主峰位在 4200 Å，容易与光电倍增管配合；温度效应好，在 80°—90℃时光输出最大，到 125℃时与室温一样，因此特别适用于 高温环境和空间科学研究中使用。

2．有机闪烁体

有机闪烁体有晶体、液体和塑料闪烁体三种，但用得最广泛的是塑料闪烁体。

1）有机晶体——它们大都属于芳香族的环状碳氢化合物，晶体中分子间的作用比较弱，分子间的结合力对分子的受激和退激实际上不会有什么影响，所以，引起发光的原因主要是由分子本身能量状态的改变而引起的，因而不需要激活剂。

由于有机晶体制备比较困难，不容易得到大块晶体，它的机械性能以及温度和辐照性能都比较差，而且价格昂贵，

因此应用不普遍，用得最多的是蒽晶体（$C_{14}H_{10}$）和芪晶体（$C_{14}H_{12}$）。

蒽晶体在有机闪烁体中有最大的发光效率（5%），但也不到NaI（Tl）发光效率的一半；它的发光衰减时间短，约为30毫微秒。蒽晶体对电子有很好的能量线性响应，对重粒子只有在较高的能量时才有好的线性。由于它是纯晶体，性能稳定，所以常把它作为标准闪烁体，以便确定其他闪烁体的发光效率。

芪晶体的光输出较小，是蒽的0.6倍，但发光衰减时间短，仅为4.5毫微秒。它比较容易制备和提纯，也常用作标准晶体。

2）塑料和液体闪烁体——如果把一些有机发光物质少量地溶于有机溶剂内，就可以做成液体闪烁体（溶剂是液体）或塑料闪烁体（溶剂是固体）。当入射粒子进入闪烁体中时，电离和激发主要发生在溶剂中。当溶剂分子被激发后，其能量很快传给溶质分子，溶质分子退激发后发出波长3500—4000Å的荧光，再加第二种溶质作为波长位移剂，可使发射波长变为4200—4800Å的光子，从而达到与光电倍增管的良好配合，提高光的收集效率。如果第一溶质的发光波长是在合适的范围内，也就不需要加第二种溶质。

液体闪烁体最常用的溶剂是甲苯、对二甲苯；塑料闪烁体最常用的溶剂是聚苯乙稀、聚乙稀甲苯。常用的第一溶质是聚三苯、PPO等；第二溶质是POPOP，BBO等*。其成分和浓度是各不相同的，根据所要求的性能指标而定。

塑料和液体闪烁体发射光谱的主峰位通常在3500Å—4500Å之间；发光效率相对蒽晶体约为33—50%，好的可

*PPO=2,5-二苯基-1，3-氧氮芴；POPOP=1，4-二〔2-（5-苯基氧氮杂芴）〕-苯；BBO二2,5-二-（4-联苯基）-氧氮杂芴。

达60—80%；发光衰减时间大约是1.5—5毫微秒；它们的透明度好，容易制备，成本低，尺寸可以做得很大，利于制造大面积闪烁探测器。

由于有机闪烁体的发光效率较低，输出脉冲幅度较小，能量分辨率较差，所以，这种探测器主要用于强度、计数测量，但它发光衰减时间短，常用作时间测量和快符合实验中。塑料闪烁体具有制备简单，价格便宜，可以加工成各种尺寸和形状，不需封装，具有好的机械和温度性能（－198—150℃内工作），在空间带电粒子测量中得到了广泛的应用，特别是常用于高强度，快符合，反符合和高能粒子探测中。

由于有机闪烁体含有大量氢原子，可以用来记录快中子，特别是塑料闪烁体和液体闪烁体在空间中子测量中应用较多。

3．气体闪烁体

气体闪烁体使用惰性气体，但是入射粒子在气体中产生的光子其波长扩展到远紫外区，所以需要加入波长位移剂，以便同光电倍增管有好的配合。气体闪烁体的发光效率与气体压强和探测器的尺寸有关，它随气压的增加而缓慢减小，随探测器的厚度增加而显著变小；气体闪烁体的发光衰减时间较小，约为 10^{-8}—10^{-9} 秒，与气体压强成反比；气体闪烁体的光输出与入射能量有线性关系，它与粒子的电荷和质量关系不大，这与其他闪烁体不同。气体闪烁探测器在空间带电粒子探测中使用较少，但在空间X射线探测中已有较多的应用。

3.3.3 光电倍增管

光电倍增管是把光脉冲转变为电脉冲最为灵敏的一种部

件，它不仅应用于闪烁探测器之中，而且也是切伦柯夫探测器必不可少的部件，在现代核物理实验中应用十分广泛。

1．基本原理

光电倍增管主要由光阴极、倍增极和阳极三大部分组成。光阴极是由光电效应几率大、光电子脱出功较小的特殊材料制作的（如 K_2CsSb，KNaCsSb，AgOCs 等），当光子作用在光阴极上时，由于光电效应而产生光电子。然后通过光学聚焦系统把电子聚焦到倍增极上，并依次倍增。倍增极也是一种电子脱出功较小的材料（如把 Cs_3Sb 或 K_2CsSb 蒸发在镍片上，或用合金材料 AlMgSi，AgMg 等制作），当一个快速电子打在它上面时会发出许多个电子（即二次发射效应）。这些二次电子又被电场依次加速和聚焦，打到它的下一个电极上，再次得到倍增，通常一个光电倍增管有 8—13 个倍增极。最后，一个被放大了的电子流就由阳极收集。阳极要用电子脱出功大的材料（如镍、钽、钨等）制作，它是收集电子并给出输出信号的电极，一般做成网状。有时为了消除空间电荷的影响，在最后一个倍增极和阳极之间加一屏蔽金属网状电极，并使电子束聚焦打到阳极上。图 3.47 是光电倍增管的工作原理示意图。

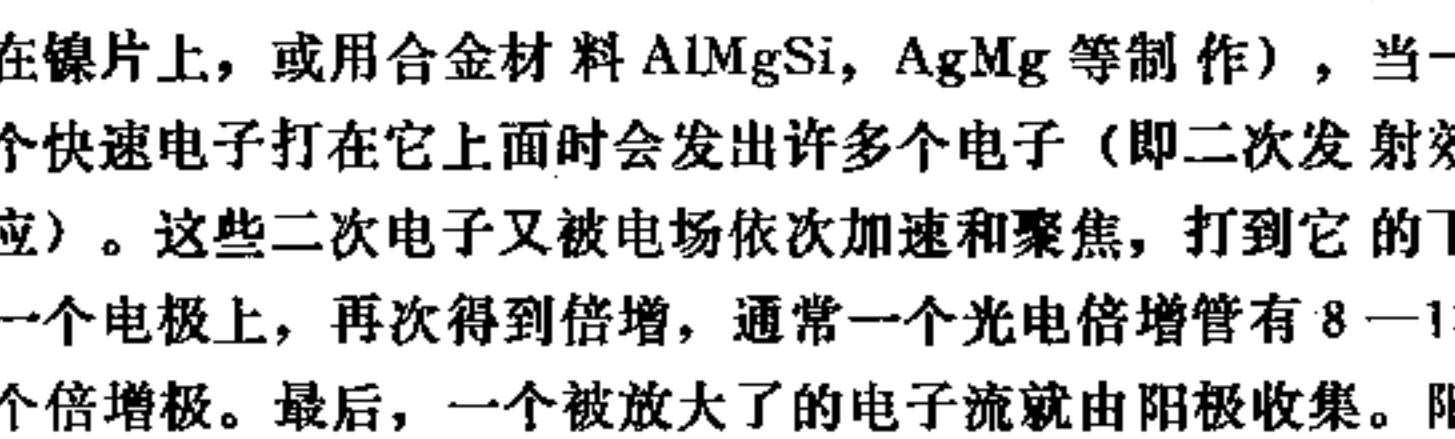


图 3.47　光电倍增管的原理示意图

光电倍增管按其倍增极的排列和工作方式不同可以分为直线聚焦型，环状聚焦型，盒式非聚焦型和百叶窗式非聚焦型四种。我国大部分国产光电倍增管属于百叶窗式非聚焦型，各种类型光电倍增管的特性可参阅文献[4]。

2。基本特性

光电倍增管的基本特性包括光阴极的灵敏度及光谱响应，倍增系数和阳极光照灵敏度，暗电流和噪声，能量分辨率，时间特性，稳定性等，它们是衡量和选择光电倍增管的依据。

1）光阴极灵敏度和光谱响应——光阴极灵敏度是一个光子在阴极上打出一个电子的几率，它常用光照灵敏度或蓝光灵敏度表示。两者只是所用光源不同，前者用标准白光源，后者再加一蓝色滤光片。这样光阴极灵敏度指的是，用上述光源照射阴极时，光阴极产生的光电流与入射光通量之比（微安/流明）。有时也用量子效率表示，即在一定辐射波长下，发射的光电子数与入射光子数之比，常用百分数表示。

除了要光阴极灵敏度高而外，还需要对闪烁体的光子有良好的光谱响应。在闪烁探测器中大多数闪烁光子在3500—6000Å的波长范围内，因此光电倍增管需要良好的蓝光灵敏度。对于使用不同的闪烁体，应根据它的发射光谱，选择合适的光电倍增管与之配合，以便获得最大的量子效率和好的光谱响应。

2）倍增系数与阳极光照灵敏度——倍增系数是表征光电倍增管放大阴极光电流的能力，它用阳极输出电流与阴极光电流之比表示。一般的光电倍增管具有10^4—10^8倍的倍增系数，它与倍增极级数和每个倍增极的倍增系数有关，通常

采用单个倍增极的倍增系数为 3— 6 倍。

一般不给出总的倍增系数，而只给出阳极光照灵敏度，它是用白光照射阴极时，阳极电流与入射光通量之比（安培/流明）。实际上，总的倍增系数就是阳极光照灵敏度与阴极光照灵敏度之比。

通常除要求有大的阳极光照灵敏度外，往往还要求阳极光照灵敏度是一个常数，以使光电倍增管的阳极电流和入射粒子能量成正比，从而便于测量入射粒子的能量。

3）暗电流和噪声——所谓暗电流是指光电倍增管完全在无光输入情况下，当加上高压时，阳极就有电流输出，通常在 10^{-7}—10^{-11} 安培。暗电流的起伏就形成了暗流噪声，它常用等效噪声能当量表示，即先用^{137}Cs 放射源和NaI(TI)与光电倍增管组合，测得 $E\gamma$=662 千电子伏光电峰所对应的脉冲幅度 $U\gamma$，然后去掉放射源和晶体，测量噪声脉冲累积计数为50次/秒时所对应的鉴别电压$U_{噪}$，那末

$$E_{噪}=\frac{U_{噪}}{U_{\gamma}}E_{\gamma} \qquad (3\text{-}45)$$

一般$E_{噪}$为零点几千电子伏到数千电子伏。

产生暗电流的原因很多，主要是光阴极和前几个倍增极的热电子发射；电极间绝缘材料的漏电；光反馈和离子反馈等。除了选用小暗流噪声的光电倍增管外，还要注意避光使用，因为光电倍增管是光灵敏的，露光后阴极能吸收能量，即使立即避光加高压，暗电流也会大大增加，需要经过很长一段时间暗电流才恢复到正常水平。

4）能量分辨率——由于光电倍增管中光电发射和二次发射的统计特性，即使入射相同数目的光子，输出讯号电荷脉冲的幅度也不相同，这限制了光电倍增管的能量分辨率。如果考虑光电倍增管对闪烁探测器的能量分辨率的贡献后，

总的能量分辨率为

$$\eta=2.36\sqrt{\frac{1}{N}\left(1+\frac{\delta}{\delta_1(\delta-1)}\right)}$$

$$=2.36\sqrt{\frac{1}{Rq\varepsilon}\left(1+\frac{\delta}{\delta_1(\delta-1)}\right)} \qquad (3\text{-}46)$$

式中N是由光阴极产生的而被第一个倍增极收集到的光电子数目，R是到达光阴极的光子数，ε是光电效率，q是第一倍增极对光电子的收集系数，δ_1是第一倍增极的倍增系数，δ是第二个及其以后各个倍增极的倍增系数（假设各倍增极的倍增系数相等）。

如果同气体和半导体探测器相比较，可类似引入平均电离功$\varepsilon_0=E/N_0$（产生一个光子所需要的能量）。由于多次转换过程中的能量损失，ε_0要比气体和半导体大得多。对NaI（Tl）晶体的ε_0值约为300—1000电子伏，有机闪烁体的ε_0值还要大3倍。闪烁探测器的ε_0值不是常数，它与闪烁体种类，粒子种类和能量有关。由此可知，闪烁探测器的能量分辨率比气体和半导体探测器差许多。

5）时间特性——所谓时间特性是指光电倍增管的光电子有一个渡越时间，即从阴极发射出来的光电子经过倍增极形成一束电子到达阳极所需的时间。由于电子在倍增过程中的统计性，电子运动轨道的不同时性，以及它们起始速度和方向的统计差别，造成了渡越时间的涨落，这个涨落限制了时间测量的分辨本领。一般的光电倍增管其渡越时间为30—60毫微秒，它的涨落为10—30毫微秒。

6）稳定性——光电倍增管的稳定性是实际应用中的重要特性。通常阳极电流在开始一段时间是“快变化”的，大约经过几十分钟到几个小时才能建立稳定的工作状态。因此

在工作时，一般至少要预先加电压半小时以上。

外界环境，如电、磁场、强辐射场、环境温度等对光电倍增管的灵敏度和能量、时间分辨率都有很大的影响，因此在使用时必须进行电磁屏蔽，减少辐照效应和控制使用温度。

3.3.4 光学收集系统

一般情况下，在闪烁体中产生的荧光光子并不能完全收集到光电倍增管的光阴极上，即传输系数并不等于 1。传输系数包括透射率和收集效率两部分。如果闪烁体、光阴极材料是光学均匀的，对发射光谱透射性较好，可以使透射率较高；为使闪烁体内产生的向四面八方发射的光都能有效地反射到光阴极上，即为使收集效率提高，除了闪烁体出射光的一面外，其他各面都应该是反射层。

当光通过闪烁体到达光阴极时，在光学系统的界面上将有各种反射情况发生，如全反射、部分反射、镜反射和漫反射等。当光从光密物质射入光疏物质时，如果出射角大于一定的角度（临界角）时将发生全反射；如果入射角小于临界角时，出现部分光反射，部分光透射。所以，为了减少全反射的损失，必须增大临界角，即增大光疏物质的折射率。假如在闪烁体和光电倍增管之间加上折射率较大的导光物质，即耦合剂，则可以达到这个目的。例如，NaI（Tl）晶体的折射率为 1.77，当与空气接触时，则临界角等于 34.4°，而与硅油（其折射率等于 1.5）接触时，则临界角为 58°，显然，这时的透射率好多了。

此外，在许多情况下，在闪烁体和光电倍增管之间还需要加入一种导光媒质，即光导。例如在闪烁体与光电倍增管有一定距离时，闪烁体大于光电倍增管阴极面积时，几个闪烁体共用一个光电倍增管等，都需要利用光导作中间过渡，

使闪烁体发出的光子尽可能均匀地进入光阴极。使用光导的最大问题是有光损失，为减少这种损失，必须同样采用上述措施。

由上可知，光学收集系统包括反射层，耦合剂和光导。各种反射层物质的反射系数与闪烁体的发射光谱有关，因此需要根据闪烁体的发射光谱来选择反射物质。在闪烁探测器中常用的反射层物质有氧化镁、铝箔、镀铝塑料薄膜等。常用的光学耦合剂是硅油，折射率约 1.5，它不仅对可 见光，而且对延伸到 2000 Å 的光都有 好的透射率。光导材 料 种类很多，最常用的是有机玻璃，它透射率好，价格便宜，易于加工；石英玻璃的透射率虽好，但难于加工；玻璃纤维是一种好材料，它有好的透射率，而且质地柔软，不用成型，使用方便，只是价格较贵。光导的形状和尺寸应根据用途、需要而定。制作光导条（或棒）首先需要切割、弯曲，然后进行抛光、粘结，最后敷设反射层，在各个工序中都尽量少损失光的输出，以保证光的传输。

3.3.5 在空间带电粒子测量中的应用

1．前言

闪烁探测器是空间带电粒子的重要探测器之一。由于它对带电粒子的探测效率很高（可达100%），分辨时间 较 短（10^{-8}—10^{-9}秒），能够探测入射粒子的能量，而且测 量的能量范围较宽，所以，在空间带电粒子的测量中得到了非常广泛的应用。但是闪烁探测器对低能粒子的灵敏度比较低，常用来探测比较高能的带电粒子。此外，它的能量分辨率不高，特别是有机闪烁体更差，所以，要测量高分辨率的能谱，在空间测量中多用半导体探测器。

闪烁探测器的重要特点之一是能够根据输出脉冲幅度的

大小，确定入射粒子在闪烁体中损失的能量。因为一般说来，能量与输出脉冲幅度有正比关系。但是在闪烁探测器中，各种闪烁体在辐射能量与脉冲幅度关系方面的性能各不相同。就无机闪烁体而言，在较宽的能量范围内，脉冲幅度与入射到闪烁体上的电子、质子和氘核的能量之间的关系是线性比例关系。如果是γ射线入射到闪烁体上时，闪烁体由γ射线所产生的电子那里接收能量。因此γ射线能量和脉冲幅度之间仍保持着同样的线性关系。至于能量在几百千电子伏以下的γ射线产生的电子，其幅度-能量关系已经观测到轻微的非线性。较重的粒子其幅度-能量关系在一个比较宽的能量范围内都存在着非线性。对有机闪烁体来说，脉冲幅度与β射线和γ射线能量的非线性关系发生在大约几个千电子伏的极低能量上。对于较重的粒子，其幅度与能量的非线性，波及较宽的能量范围。

另一点要考虑的是脉冲幅度和粒子性质之间的关系。象α粒子这样的致电离重粒子产生的脉冲幅度与同样能量的电子产生的脉冲幅度可以有明显的差别，这个差别取决于探测器的性质。在气体和半导体探测器中这个差别通常是比较小的。α粒子和β粒子在硅（Si）中产生一个电子-空穴对所需的能量分别是3.62电子伏和3.67电子伏，其差别大约是1%；对锗（Ge）探测器也得到类似的结果。α粒子和β粒子在所有常用气体探测器的气体中，每产生一个离子对需要的能量是有点不同的。β粒子在氦气中产生一离子对必须消耗42.3电子伏的能量，α粒子则必须消耗约42.7电子伏的能量。但在闪烁体中，这种差别是非常大的。通常用α/β比值表示这种差别，也就是α粒子产生的脉冲幅度与同样能量的β粒子产生的脉冲幅度之比值。铊激活的碘化钠晶体〔NaI(Tl)〕的α/β比值是0.5，蒽晶体的α/β比值是0.1，而塑料闪烁体

的 α/β 比值是 0.09。

用于带电粒子测量的闪烁体主要有铊激活的碘化铯CsI-(Tl)、钠激活的碘化铯CsI(Na)和塑料闪烁体。碘化铯晶体本身密度较大，含有高原子序数的原素，因此，它对带电粒子和 X、γ 射线都有大的阻止本领和高的探测效率，适用于带电粒子测量．特别是重粒子的测量。塑料闪烁体透明度好，易于加工成任何形状和大小的探测器，它对 X、γ 射线不太灵敏，广泛用于高能带电粒子的测量，特别是在空间粒子辐射测量中大量地用于反符合的保护探测器。

2．单个闪烁探测器

用单一闪烁体组成的探测器可以测量粒子的强度和能量，只要对输出脉冲幅度进行高度分析就可以得到，这一点与半导体探测器类似，只是能量分辨率没有半导体探测器好。单一的闪烁体探测器可以作成半全向探测器，类似半导体探测器一节所描述的半全向探测器；也可以通过限制一定的角度作成方向探测器。利用探测器输出脉冲幅度与入射粒子能量损失成正比的原理测量粒子的强度和能量。

曾在我国卫星上使用的一种闪烁探测器就属于上述类型[70]。这个仪器的目的是测量地球内辐射带中的电子和质子的方向强度与能谱。该仪器的探头部分是由塑料闪烁体（厚 3 毫米，直径 30 毫米）和光电倍增管（GDB-35）组成，在探测器的前方有一铝箔挡光层（1.35×10^{-2}克/厘米^2）。为限制粒子入射到闪烁体的方向，前面加有一准直仪，使其半张角为 7°，以达到测量粒子投掷角分布的目的。这个探测器测量的粒子能量范围是：电子 $E_{e1}\geqslant0.25$ 兆电子伏，$E_{e2}\geqslant0.45$兆电子伏，$E_{e3}\geqslant0.65$兆电子伏；质子 $E_p\geqslant5$ 兆电子伏。

当要测量的电子和质子入射到闪烁体时，在它里面产生荧光光子，经光电倍增管的阴极收集而产生光电子，再经光电倍增管倍增后，形成逐渐放大的电荷脉冲。此脉冲幅度正比于被测量电子和质子在闪烁体中的能量损失。测量该脉冲的数目和幅度就可以知道入射粒子的强度和能量。从光电倍增管输出的脉冲通过线性放大，送入幅度鉴别器，再通过计数率仪变成模拟讯号送到遥测系统。图 3.48 是它的原理方块图。

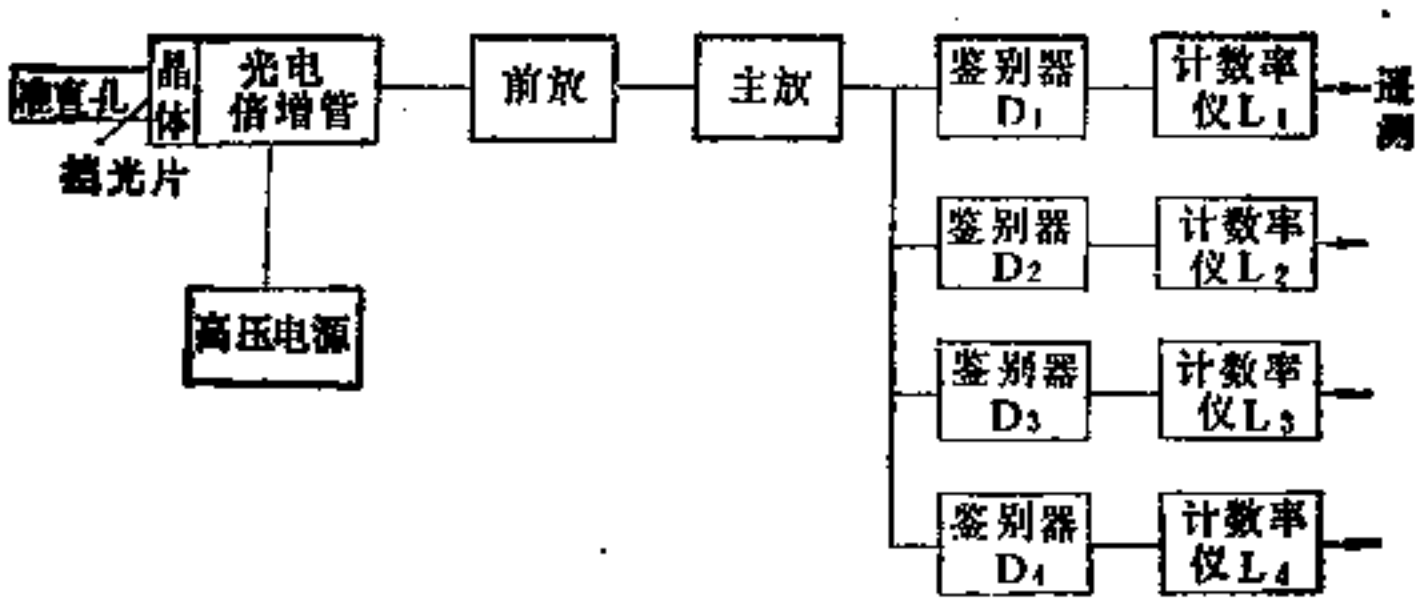


图 3.48　闪烁探测器测量原理方块图

在内辐射带中同时存在大量的电子和质子，闪烁探测器对电子和质子都灵敏，但是它们在探测器中的能量损失是不一样的，如果使用粒子鉴别器和通过幅度鉴别器能阈的选择可以把质子和电子区别开来[71－73]。假如通过幅度鉴别器的能阈选择，使其测量的电子能量满足上述的能量范围，而相等的几个质子能阈几乎相等，那末从四个对数计算率仪的输出中，可以得到相应的计数率为 $N_1(e,p)$、$N_2(e,p)$、$N_3(e,p)$ 和 $N_4(e,p)$，它们分别等于：

$N_1(e,p)=N_{1e}(E\geqslant 0.25$兆电子伏$)+N_{1p}(E\geqslant 5$ 兆电子伏)

$N_2(e,p)=N_{2e}(E\geqslant 0.45$兆电子伏$)+N_{2p}(E\geqslant 5$ 兆电子伏)

$N_3(e,p)=N_{3e}(E\geqslant 0.65$兆电子伏$)+N_{3p}(E\geqslant 5$ 兆电子伏)

$N_4(e,p)=N_{4e}(E\geqslant 0.85$兆电子伏$)+N_{4p}(E\geqslant 5$ 兆电子伏)

(3-47)

因为辐射带中质子的能谱较宽，可以认为

$$N_{1p}=N_{2p}=N_{3p}=N_{4p}$$

故有

$N_1(e,p)-N_4(e,p)=N_{1e}(E\geqslant 0.25$ 兆电子伏$)-N_{4e}(E\geqslant 0.85$兆电子伏)

$N_2(e,p)-N_4(e,p)=N_{2e}(E\geqslant 0.45$兆电子伏$)-N_{4e}(E\geqslant 0.85$兆电子伏)

$N_3(e,p)-N_4(e,p)=N_{3e}(E\geqslant 0.65$ 兆电子伏$)-N_{4e}(E\geqslant 0.85$兆电子伏)

(3-48)

考虑到天然辐射带中的电子能量较低，大都在 0.7 兆电子伏以下(在内辐射带内)，大于 0.7 兆电子伏的电子大都属于人工辐射带的电子（即由高空核爆炸所形成的）。这种人工电子随时间逐渐衰减，一般认为，六十年代初所形成的这种人工电子到目前已衰减完了。因此 $N_{4e}(E\geqslant 0.85$ 兆电子伏$)=0$，所以有

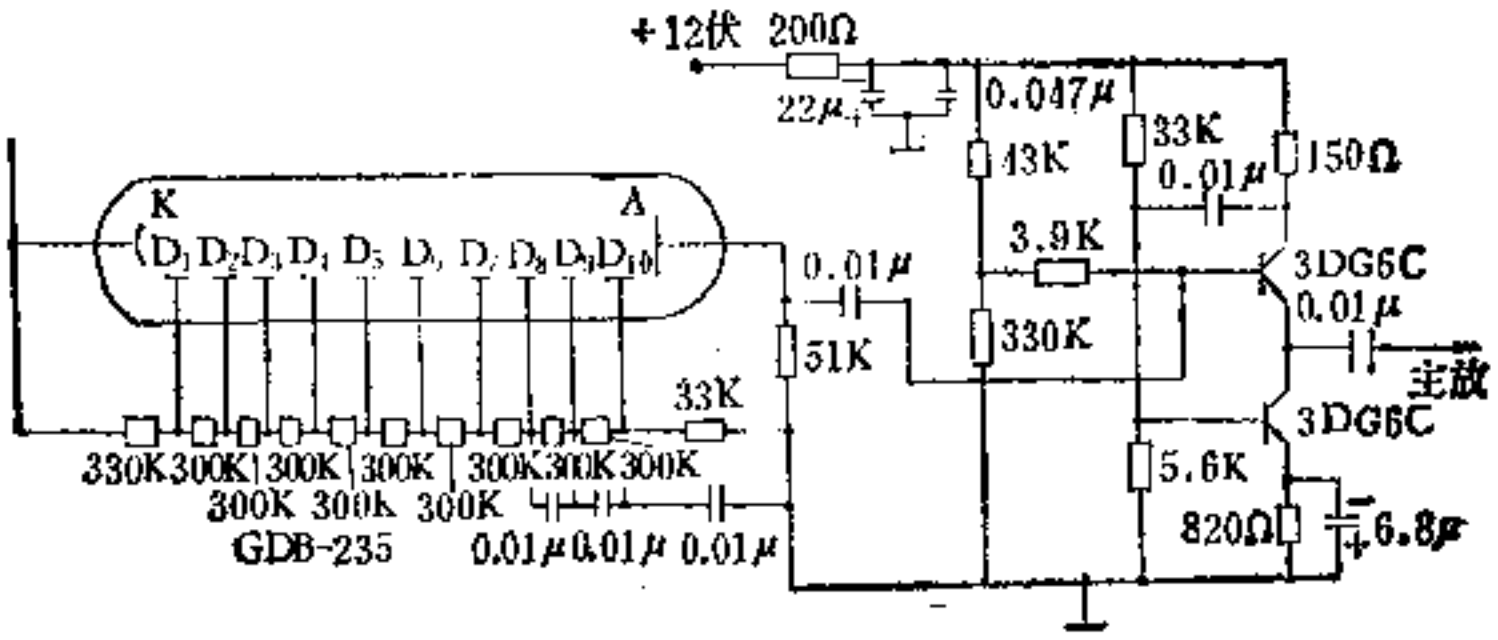
$$\begin{aligned} N_{1e}(E\geqslant 0.25\text{兆电子伏}) &= N_1(e,p)-N_4(e,p)\\ N_{2e}(E\geqslant 0.45\text{兆电子伏}) &= N_2(e,p)-N_4(e,p)\\ N_{3e}(E\geqslant 0.65\text{兆电子伏}) &= N_3(e,p)-N_4(e,p) \end{aligned} \quad (3-49)$$

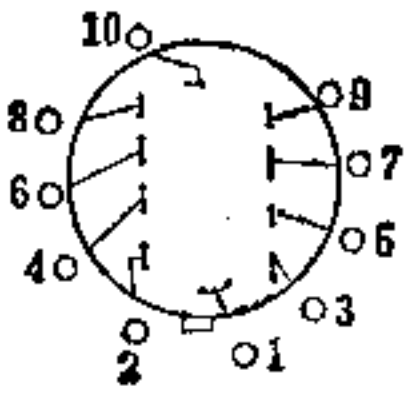
$N_4(e,p)=N_4p(E\geqslant 5$ 兆电子伏)

因此，第四道输出为能量大于 5 兆电子伏的质子，从第一、二、三道输出中减去第四道输出，即分别为三道电子的计数率。

闪烁探测器的电子学系统与半导体探测器的电子学系统有类似的部分，也有不同的地方。闪烁体本身不加电压，但需要在光电倍增管上加高压（~800 伏），并要求该电压十分稳定，因为供给光电倍增管的高压如有波动，会直接影响输出脉冲幅度，导致能量分辨率变差。

图 3.49 是光电倍增管的分压系统和射极跟随器*。用来给光电倍增管各倍增极加电压的分压电阻，通常分为三部分：





管脚	电极名称	管脚	电极名称
1	光电阴极	6	第五发射极
2	第一发射极	7	第六发射极
3	第二发射极	8	第七发射极
4	第三发射极	9	第八发射极
5	第四发射极	10	阳极

图 3.49　光电倍增管的分压系统和射极跟随器

* 引自空间物理所探测器小组，闪烁探测器的设计和校验，第一次空间探测学术会议文集，188 页，知识出版社，1983。

中间部分所连接的各个倍增极是均匀分压的；阴极和第一个倍增极之间是电子光学输入系统，它们之间的电压对能量和时间分辨影响最大，为了得到尽可能高的收集系数和倍增系数，减少飞行时间涨落，它们之间应当加上比较高的电场（即要比中间各级电压高些），电阻值的大小由光电倍增管工作所要求的电压和电流决定；光电倍增管靠近阳极的一、二级，由于电流较大，当要求有较大的输出电流时，为了避免空间电荷积累造成饱和，就需要加较高电压。光电倍增管阳极输出的讯号经射极跟随器进行阻抗变换，使其变成低阻抗输出，以便同放大器进行匹配。

在空间粒子辐射测量中，往往同时存在质子和电子，以及其他一些重粒子，比如辐射带中主要就是大量的质子和电子，沉降粒子也都是电子和质子。如果用单一的闪烁探测来分辨它们，除了根据它们在闪烁体中的能量损失不同，从而采用不同鉴别阈的方法之外，往往还需用电子学中的粒子鉴别器来区分它们。例如为了区分质子和电子而采用的质子鉴别器，图 3.50 就是用单一闪烁探测器区分质子和电子的原理方块图，其中最基本的单元就是质子鉴别器[71]。输出脉冲由两个道记录，一道是包括质子和电子在内的总计数，另一道通过质子鉴别器只记录质子讯号，两道输出讯号之差即为电子计数。质子鉴别器的原理和具体电路可参阅文献[71]。

闪烁探测器同半导体探测器一样，要利用单一的闪烁体组成的探测器同时测量几种带电粒子成分的强度和能谱是比较困难的。通常是用 dE/dx 探测器和 E 探测器（或 R 探测器）组成的望远镜来实现，它包括全部由闪烁探测器组成的望远镜，以及由闪烁探测器和半导体探测器组合而成的望远镜系统。

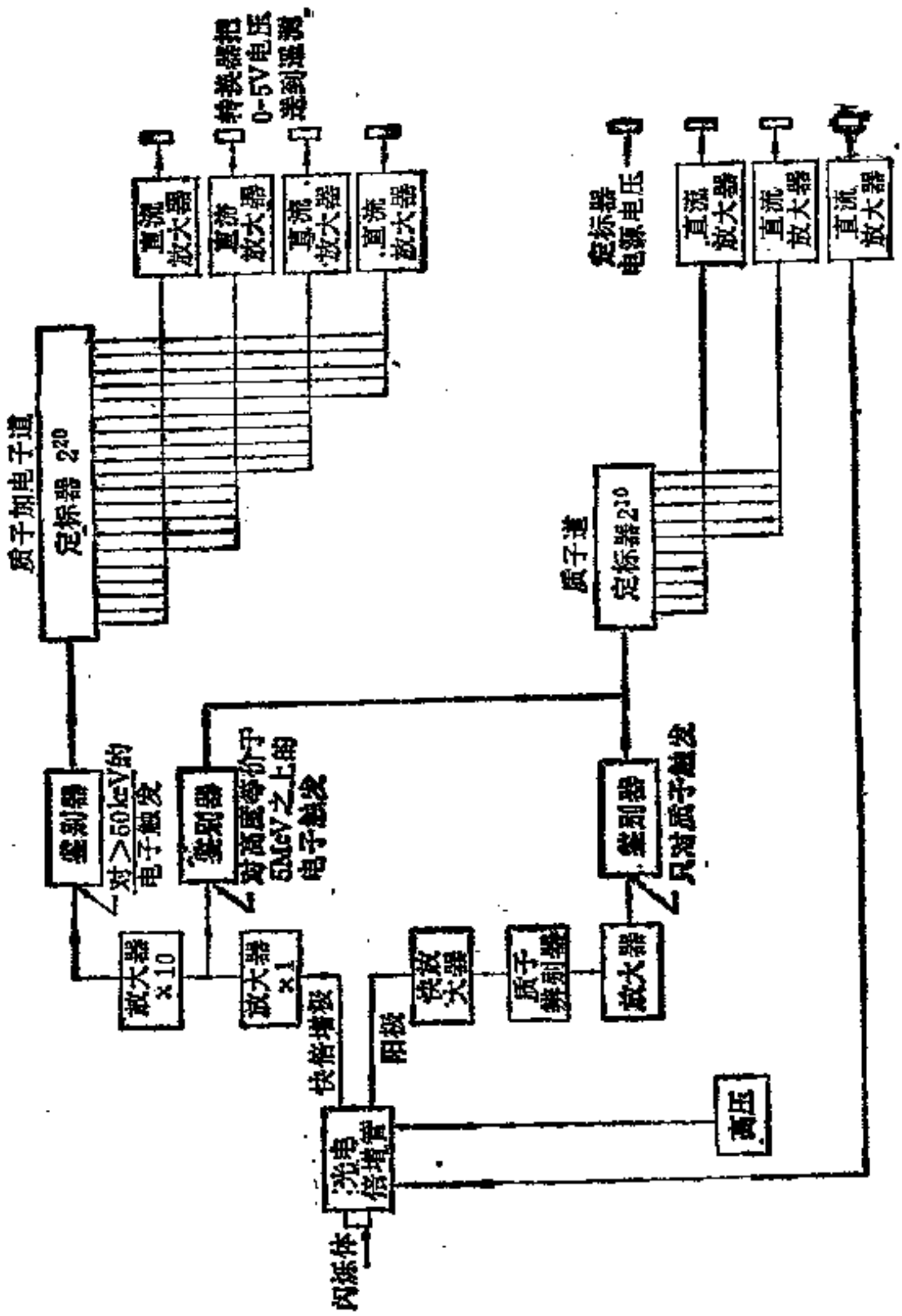


图 3.50　质子鉴别器系统方块图

3. 闪烁探测器望远镜

图 3.51 是闪烁体望远镜示意图，其中 D_1 是薄闪烁体 dE/dx探测器，它由碘化铯晶体 CsI(Tl)组成，厚度 0.15 克/厘米^2，直径 5 厘米，由光电倍增管 PM_1 收集光子；D_2 是 E 探测器，它是由厚度 5 克/厘米^2，直径 5 厘米的CsI (Tl) 晶体组成，由光电倍增管 PM_2 收集光子。PM_1和 PM_2 在闪烁体的侧面安装，通过反射层和光导把光子引向光电倍增管的阴极；D_3 是塑料闪烁体，做成杯状包住 E 探测器，它同光电倍增管 PM_3 构成反符合探测器。这样 D_1、D_2 和 D_3 就构成了一个典型的望远镜[74]。

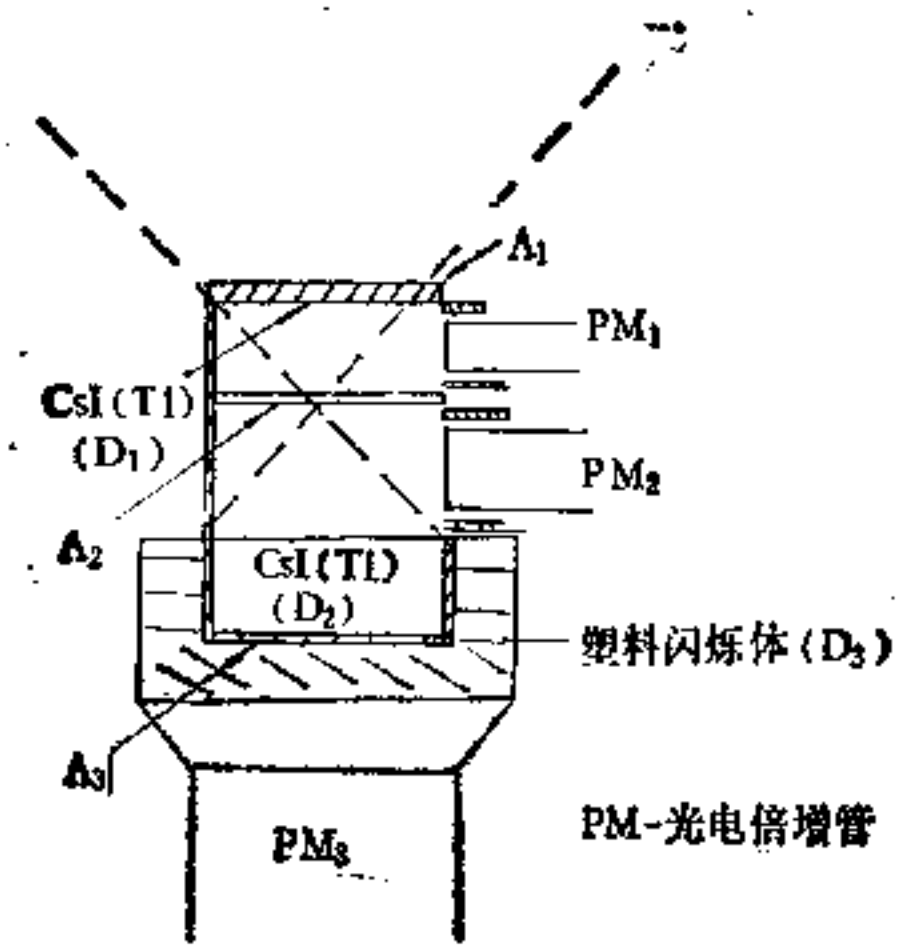


图 3.51　闪烁探测器望远镜示意图

图中 A_1 为铝合金挡光层，其厚度为 5 毫克/厘米^2，它也是 D_1 探测器的反射层之一。A_2 和 A_3 是厚度为 1.5 毫克/厘米^2 的铝合金片，起反射层的作用，使光子能被光电倍增管的光阴极收集。

这种闪烁探测器望远镜测量不同带电粒子成分的原理与半导体探测器望远镜一样，都是利用 dE/dx 和 E 探测器技术。望远镜所记录的粒子是通过 D_1，进入 D_2，并终止于 D_2 的粒子，穿过 D_2 的粒子由 D_3 反符合掉，即按 $D_1 \cdot D_2 \cdot \bar{D}_3$ 的方式工作，利用 $dE/dx \propto MZ^2$ 的原理区分不同的粒子。上述望远镜所测粒子的能量范围是 6 兆电子伏/核子到 76 兆电子伏/核子，主要测量质子、α 粒子，以及 C，N，O 等重粒子。

D_1、D_2 探测器的讯号通过放大、鉴别之后再由符合、反符合系统分别将讯号送入到 256 道脉冲幅度分析器进行能量分析，得出不同粒子的强度和能谱。其电子学的详细方块图可参阅文献[73]，简单的方块原理图类似图 3.54。

用闪烁探测器作 dE/dx 探测器，实际上并不很理想，一方面闪烁探测器的使用并不方便，特别是作成薄片的闪烁体，还要有光电倍增管的配合、光的收集等，在技术上比较复杂，而且安装也不方便；另一方面，闪烁探测器的能量分辨率不如半导体探测器好。所以，现在一般都很少用闪烁体作 dE/dx 探测器，而是用半导体探测器。由于闪烁探测器可以作得比较厚，适于测量较高能的粒子，所以闪烁探测器还多用于作 E 探测器。反符合探测器多用塑料闪烁探测器，除了它对带电粒子灵敏而外，还因它可以加工成所需要的形状，并起到保护探测器的作用。这样，很自然就构成了闪烁探测器与半导体探测器的组合使用，以充分发挥各自的特点。

4。闪烁探测器与半导体探测器的组合

在空间带电粒子测量中常常把半导体探测器和闪烁探测器组合使用，构成一混合望远镜，以便测量带电粒子的成分和它们的能谱。这种望远镜可以是二元探测器组成，即 dE/dx

探测器是金硅面垒型半导体探测器，E探测器是闪烁探测器。用这种望远镜可以测量质子或电子的能谱[75]，也可以同时测量质子和电子的能谱，如OV_1-18卫星上的高灵敏度粒子谱仪就是上述二元探测器望远镜，用来测量极盖吸收事件（PCA事件）中的电子、质子和α粒子的能谱[76]。基本原理与半导体二元望远镜相同，只是E探测器是闪烁探测器而已。

与半导体望远镜一样，混合望远镜也可以由多元探测器组成，用来测量银河或太阳宇宙线的粒子成分。美国在Pioneer 6[77]，Pioneer 8/9[78]，OGO-1[79]，IMP 1和IMP 3[80]等卫星上都曾使用过多元混合探测器组成的望远镜。图3.52是范章云等设计的四元探测器组成的混合望远镜示意图。其中D_1和D_2是半导体探测器，分别作为dE/dx探测器；D_3是碘化铯CsI（Tl）晶体与光二极管组成的E探测器；D_4是塑料闪烁体与光电倍增管组成的反符合探测器。这些探测器的几何尺寸和相对位置要求满足：①既要有较大的几何因子，又要使张角θ不能太大，否则穿过D_1、D_2探测器的路径差太大，从而引起大的偏差；②要使测量的粒子全部能量都消耗在CsI(Tl)闪烁体之中。

望远镜前有一挡光层A，它用蒸铝塑料薄膜，或用其他薄金属片。半导体探测器D_1用薄金硅面垒型探测器，选择的厚度取决于要测量的粒子能量下限，通常灵敏层的厚度小于100微米；半导体探测器D_2可用面垒型探测器，也可用锂漂移探测器Si(Li)；D_3探测器是CsI(Tl)晶体和光二极管，CsI(Tl)的厚度取决于要测量的粒子能量上限。当CsI（Tl）晶体的厚度为3厘米时，被测粒子的最大能量约100兆电子伏/核子。

在卫星或飞船上使用闪烁探测器时，不能用光直接耦合

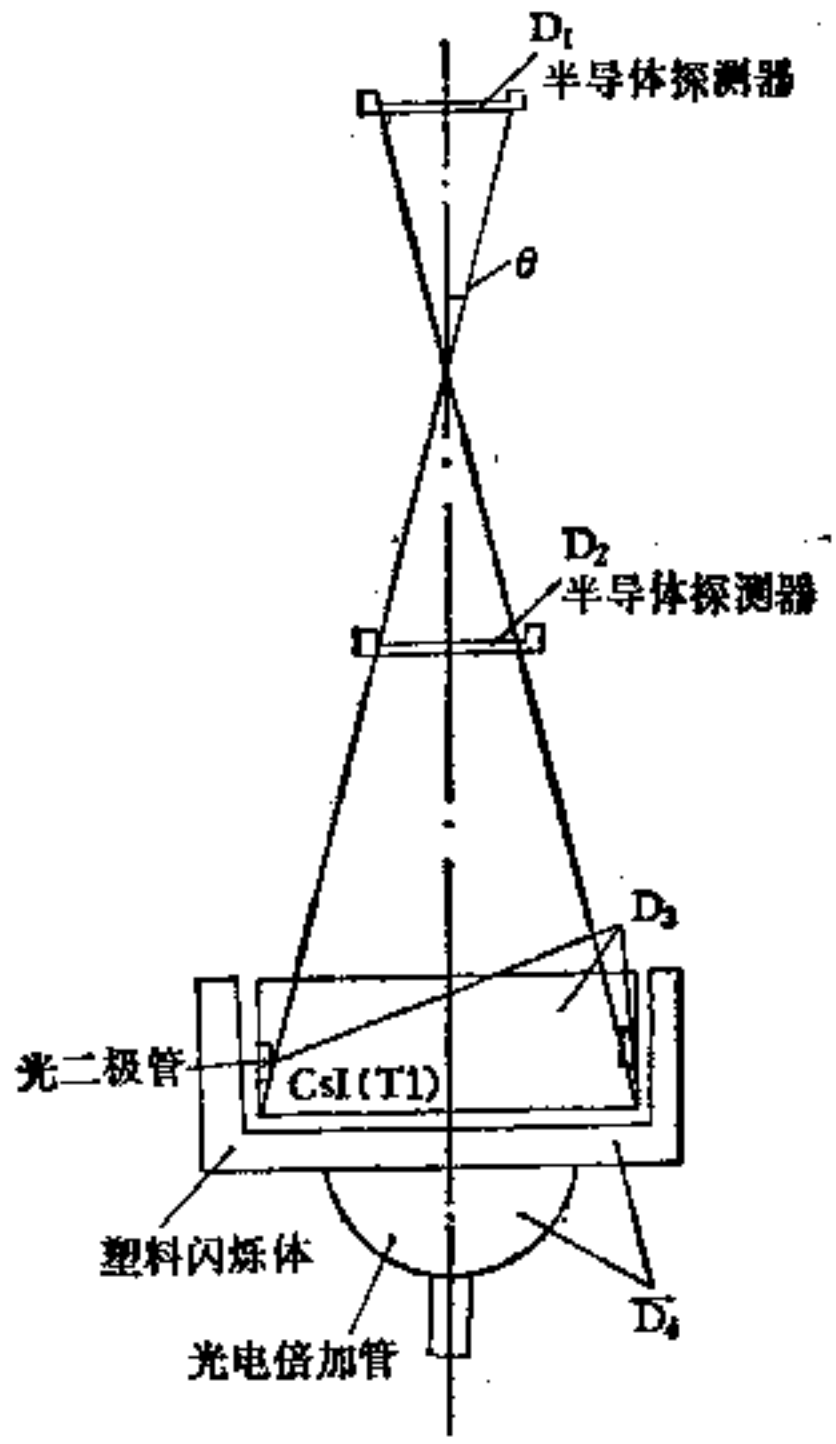


图 3.52　半导体和闪烁探测器组成的望远镜

的方法，因为这样容易震坏探测器，使其性能改变。现在常用的方法是将闪烁体装在一个内表面涂有一层氧化镁(MgO)的白漆盒内，在闪烁体与光电倍增管之间加有光收集器。闪烁探测器发出的光经白漆反射到光电倍增管的阴极上（见图3.53），当反射次数很多时，反射率的大小就很重要。MgO的反射率达94%，Ag，Al面的反射率不如MgO高，Al面最高反射率达80%。MgO白漆是用MgO粉和一种透明胶混合在一起搅拌而成的，涂上表面以后，再喷一层MgO粉，再

吹吹风。探测器 D_3 的上端面用涂有 Al 的Mylar 片封住，D_3 的周围有反射层，以便反射光子。然后在它的周围放上光二极管来收集这些光子，光二极管实质上就是厚度为 50 Å 的金硅面垒型半导体探测器，用它收集光子在探测器结构上和安装上都要比光电倍增管简单和方便。

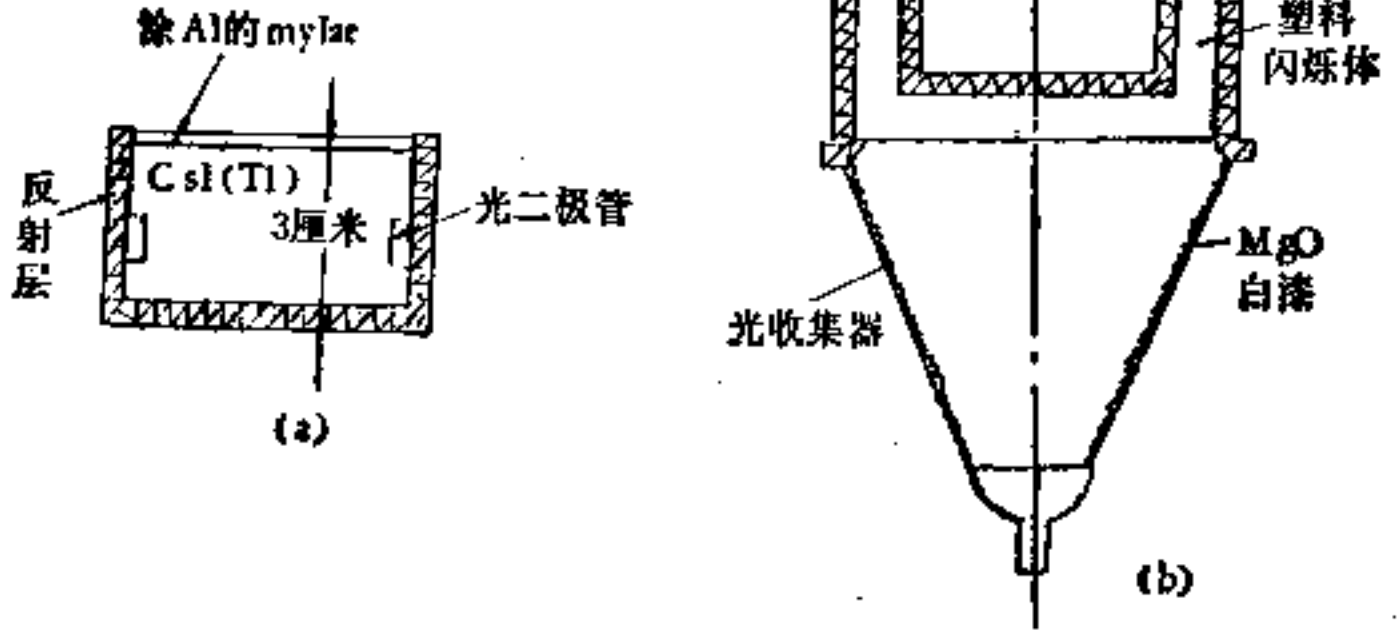


图 3.53　闪烁探测器中闪烁体与光电倍增管之间的耦合

图 3.54 是上述望远镜的测量原理方块图。四个定标器 S_1，S_2，S_3 和 S_4 分别记录四个探测器 D_1，D_2、D_3 和 D_4 经放大器 A_1，A_2，A_3 和 A_4 与鉴别器 d_1，d_2，d_3 和 d_4送来的讯号。两个多道脉冲幅度分析器 M_1 和 M_2 分别记录探测器 D_1 和 D_3 经放大器 A_1、A_3 和门电路 G_1、G_2 送来的讯号，G_1 和G_2 受反符合单元的控制。探测器 D_1，D_2 和 D_3 的讯号符合后再与探测器 D_4 的讯号反符合，然后去开门 G_1，G_2。这些多道脉冲幅度分析器M_1，M_2 就只记录经探测器 D_1，D_2到 D_3 的粒子，穿过 D_3 进入 D_4 的粒子不记录，从反面先经 D_4 和 D_3，再进入 D_2 和 D_1 的粒子也不记录，即它的工作方式是 $D_1 \cdot D_2 \cdot D_3 \cdot \overline{D_4}$。

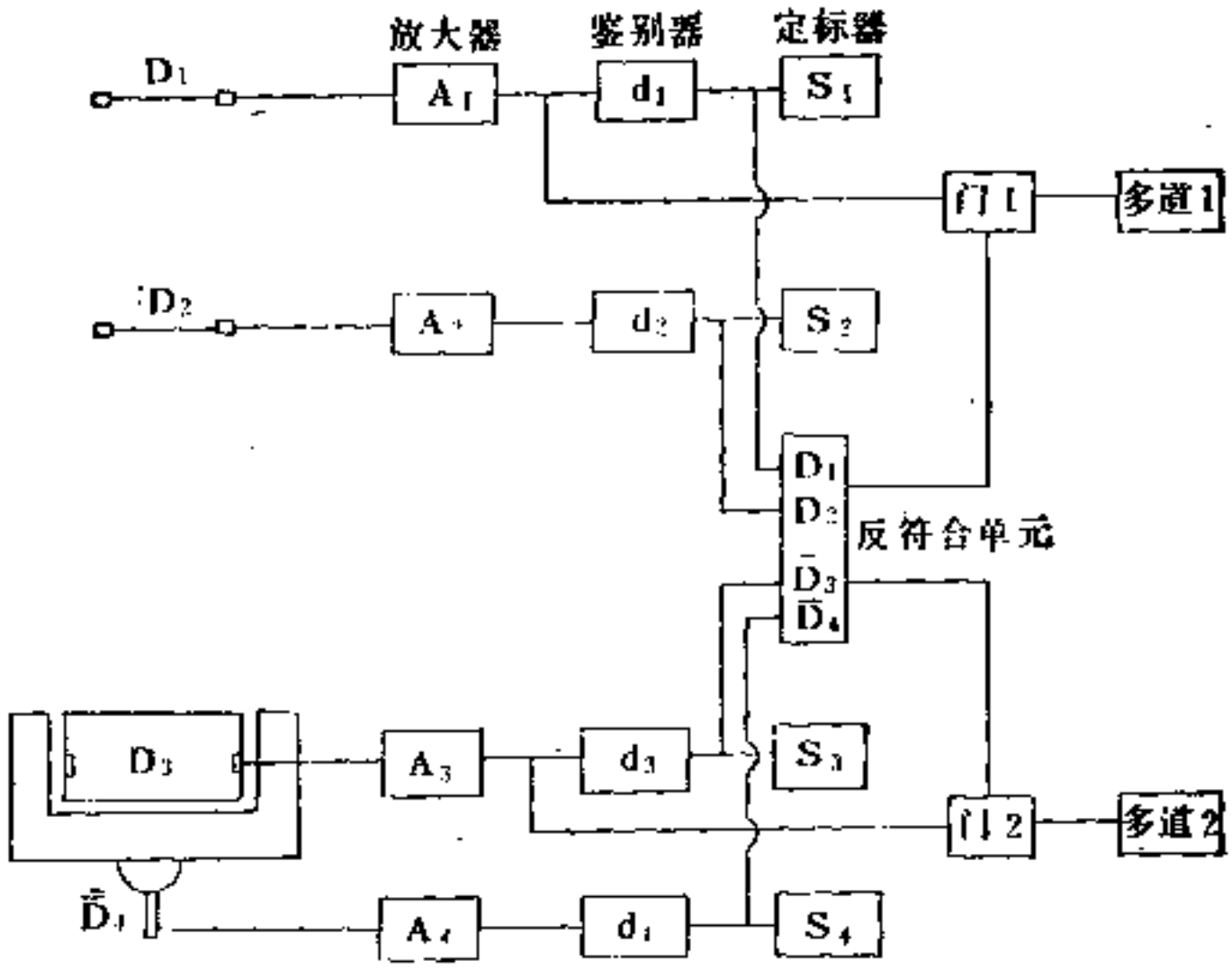


图 3.54　混合望远镜测量原理方块图

对半导体探测器 D_1 的讯号幅度v_1 满足

$$v_1 = k_1 \frac{Z^2 M}{E} \ln E/E_0 \qquad (3-50)$$

式中 Z 为入射粒子电荷，M为入射粒子质量，K_1 和 E_0为常数。由于$\ln E/E_0$随能量 E 的变化比较小，故可近似为

$$v_1 = k' \frac{Z^2 M}{E} \qquad (3-51)$$

式中v_1 是从多道分析器 M_1上读出的道数。在CsI(Tl)晶体中被测粒子的能量全部被吸收，所以探测器 D_3 的讯号幅 度 v_3 满足

$$v_3 = k_3 E \qquad (3-52)$$

式中 k_3 是常数，v_3 是多道分析器 M_2 读出的道数。从上两式可得出

$$v_1 = \frac{k_1' k_3 Z^2 M}{v_3} \qquad (3-53)$$

对一定的粒子，Z^2M 是一定值，则 v_1 和 v_3 成双曲线关系，这与前一节半导体探测器粒子成分望远镜的原理一样，可以区分不同的粒子成分。

§3.4 高能粒子探测

前一节已经提到，闪烁探测器适合于高能带电粒子的测量，而且同半导体探测器配合还可以测量粒子的成分和能谱。但是，在比较高能的情况下，用上述探测器就难于测量粒子的能谱和成分。在第七章中我们还可以看到，在地面上利用大型塑料闪烁探测器测量银河宇宙线的强度，对大于1千兆电子伏到数+千兆电子伏能量的带电粒子都有响应。但是，它只能作粒子计数测量，要通过它测量粒子能谱和成分也是困难的。在空间带电粒子测量中，特别是银河和太阳宇宙线的高能测量中，往往使用切伦柯夫探测器，以及它与闪烁探测器和半导体探测器的组合来测量宇宙线的带电粒子成分。切伦柯夫探测器是一种高能探测器，只有粒子能量达到一定值（阈能量）之后才能产生切伦柯夫辐射，带电粒子才能被记录。所以，它是测量高能宇宙线的一种重要探测器。

3.4.1 切伦柯夫探测器

1. 切伦柯夫辐射

当带电粒子穿过透明介质时，只要它的速度 v 大于光在该介质中的速度 c/n（n 为该介质的折射率，c 为光在真空中

的速度)，在介质中就会沿一定方向发出微弱的可见光，这种光称为切伦柯夫辐射。因此，产生切伦柯夫辐射的条件是：带电粒子必须是等速运动；粒子运动的速度必须大于某一确定的值（阈速度），亦即粒子的动能必须大于一定的值(阈动能)。

切伦柯夫辐射具有以下一些特点：

1)有确定的方向和阈速度——切伦柯夫辐射具有鲜明的方向性，它与粒子的运动方向所构成的角度 θ 与介质的折射率 n 和粒子 的运动 速度$\beta(\beta=v/c)$ 有关，如图 3.55 所示，

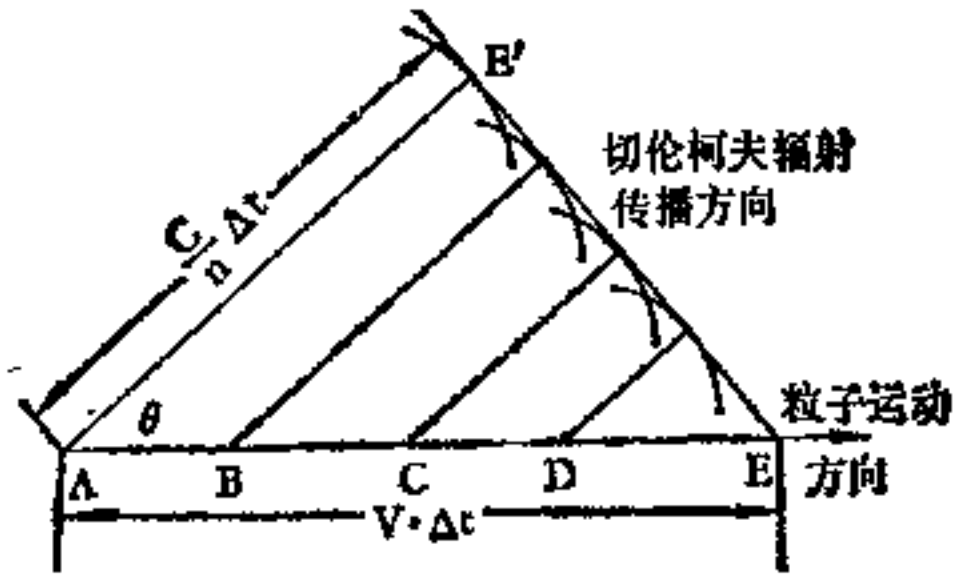


图 3.55　切伦柯夫辐射与粒子运动方向之间的关系

即

$$\cos\theta=\frac{1}{\beta n} \qquad (3-54)$$

则

$$\theta=\cos^{-1}\frac{1}{\beta n}$$

在一定的介质中（即 n 一定）对于不同速度的粒 子，θ 的变动范围是

$$0\leqslant\theta\leqslant\cos^{-1}\frac{1}{n} \qquad (3-55)$$

由于 $n>1$，θ永远是锐角，故切伦柯夫辐射的方向是永 远向前的。实际上，一个带电粒子在某一点产生的切伦柯夫辐射是以这点为顶点的一个光锥，这个光锥的轴就是粒子的运动方向，光锥的张角就是 2θ。

当 $\theta=0=\theta_{min}$ 时，带电粒子产生的切伦柯夫 辐 射的最小阈速度为

$$\beta_{min}=\frac{1}{n} \tag{3-56}$$

相应的阈动能为

$$E_{阈}=E_0\left[\frac{n}{(n^2-1)^{1/2}}-1\right]. \tag{3-57}$$

式中 E_0为粒子的 静 止 能 量。 当 $\beta\approx 1$ 时，则 θ 角 达 到 最大

$$\theta_{max}=\cos^{-1}\frac{1}{n} \tag{3-58}$$

几种辐射介质的特征列于表 3.11 中。

表 3.11　几种辐射介质的特征

辐射介质	折射率 n	阈　动　能		最大辐射角 θ_{max}
		电子(兆电子伏)	质子(千兆电子伏)	
氦	1.000035	61	112	
氢	1.000284	21	38.5	
空　气	1.000293	21	38	1.3°
氮	1.000297	20	38	
甲　烷	1.000441	17	31	
二氧化碳	1.000450	16	30	
氟里昂 (CCl_2F_2)	1.000864	12	22	
水	1.333	0.2	0.483	41°20′
有机玻璃	1.50	0.175	0.322	48°10′
铅玻璃	1.76	0.11	0.206	55°20′

2）有连续谱的可见光——切伦柯夫辐射的光谱是连续的可见光，并且以紫外光区的光通量为最强。由电荷为 Z 的带电粒子在单位介质长度上产生切伦柯夫辐射所放出的能量可表示为

$$\frac{dW}{dx}=4\pi^2Z^2e^2\sin^2\theta\ \frac{d\lambda}{\lambda^3} \qquad (3-59)$$

可见，辐射能量是波长 λ 的连续函数，且随 λ 的减小而很快地增大。

3）辐射光量很微弱——如果电荷为 Z 的带电粒子在单位长度的辐射体内所辐射出的波长在 λ_1 和 λ_2 之间的光子数为 N，而介质的折射率 n 在这一波长范围内不随 λ 改变，那末

$$N=\frac{2\pi Z^2}{137}\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right)\sin^2\theta \qquad (3-60)$$

此式表明，光的强度与 θ 有关，即与折射率 n 和速度 β 有关，并且与 Z^2 成正比，而与粒子质量无关，与介质原子序数也无直接关系。

计算和实验都证明，在单位路程上所产生的光子数是不多的，例如，对 $Z=1$，$\lambda_2=4000$ Å，$\lambda_1=7000$ Å，有 $N=450\sin^2\theta$ 个光子/厘米。如果对一个大气压的空气，$n=1$，$N=0.23$ 个光子/厘米；对有机玻璃 $n=1.5$，则 $N=250$ 个光子/厘米，以上都是对 $\beta\simeq1$ 的情况。

4）是平面偏振光——由于辐射是由许多光波在一定方向加强重叠而成的，故此辐射必定是平面偏振的，其电振动矢量是在由辐射光线和粒子运动方向所组成的平面内。

5）发光时间很短——产生切伦柯夫辐射的时间实际上等于粒子穿过辐射体的时间，它没有时间惯性，一般都小于 10^{-9} 秒。

2。辐射体和光的收集

切伦柯夫探测器就是利用切伦柯夫效应来探测粒子的，其过程是：带电粒子在辐射体中产生切伦柯夫辐射，辐射光子在光学介质中以透射、折射和反射等形式传播，最后被光子探测器所记录。切伦柯夫探测器的构成与闪烁探测器十分类似，所不同的是利用产生切伦柯夫辐射的介质-辐射体代替了闪烁探测器中的闪烁体，记录切伦柯夫光子大部分都采用光电倍增管，特别是空间粒子辐射探测中更是如此，因此作为总的结构，切伦柯夫探测器与闪烁探测器类似，也可以分为辐射体，光的收集系统和光电倍增管。

一般说来，任何透明的物质都可以作为辐射体，但实际上，由于不同介质对产生切伦柯夫辐射有不同的微扰效应，因此必须加以适当的选择，以使其微扰效应尽量小。辐射体可以是固体、液体或气体，这要根据物理上的要求来定。选择辐射体的一般要求是：对可见光和紫外光都是透明的；折射率有适当大小；光学均匀性好；密度小；原子序数小；没有闪烁效应等。通常固体辐射体用有机玻璃，或根据不同需要使用不同成分的玻璃，如切伦柯夫全吸收 γ 谱仪多用铅玻璃；液体用蒸馏水效果较好；用气体作辐射体常有 CO_2，N_2和 A_r 等气体。

同闪烁探测器类似，切伦柯夫辐射也有一部分被介质吸收，没有被吸收的部分在介质的分界面上会发生折射、反射、透射等。由于切伦柯夫辐射的强度十分微弱，所以对它的收集要求更加严格。为了更好地收集切伦柯夫辐射，常在辐射体外面包上一层或镀一层反射物质，这样，辐射在辐射体和反射物质界面上多次反射，然后进入光子探测器。所以，要求反射物质的反射率尽可能高，一般用铝作反射体。此外，

为了使辐射体同光电倍增管有良好的配合，有时需用光导设备。总之，光的收集类似闪烁探测器，最后用光电倍增管记录，这里就不再重复了。

根据切伦柯夫辐射的上述特点，切伦柯夫探测器可以用于快速计数及快符合系统中，因为切伦柯夫辐射的发光持续时间很短，一般都在10^{-10}秒数量级；可以由切伦柯夫辐射的角度θ定出粒子的速度，从而测定它的能谱；利用切伦柯夫辐射强度与Z^2成正比的关系，可以确定带电粒子的电荷数Z，在宇宙线的测量中常用切伦柯夫探测器测量多电荷粒子的电荷谱；此外，还可以用切伦柯夫探测器测定入射带电粒子的方向，选择带电粒子的速度，测定γ射线的能量等等。在高能带电粒子的测量中，切伦柯夫探测器，以及它与其他探测器的组合得到了广泛的应用，下面就几种探测技术加以简要描述。

3.4.2 高能电子测量

用切伦柯夫探测器测量高能电子是很方便的，因为高能电子（例如10兆电子伏的电子）具有很高的速度，容易满足产生切伦柯夫辐射的条件。在切伦柯夫辐射体中产生的光子数由式（3-60）给出，它可以改写为

$$N=N_0\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right) \qquad (3-61)$$

式中N_0为一常数。要产生切伦柯夫辐射必须使$n^2\beta^2>1$，即速度$v>\frac{c}{n}$，$v=c/n$是带电粒子产生切伦柯夫辐射的最小速度。

一般地说，气体作为辐射体具有较高的阈动能（见表3.11）。所以，探测高能电子多用气体切伦柯夫探测器。在

OGO-5 卫星上曾使用 2 个大气压的 SF_6(氟里昂)作为切伦柯夫辐射的辐射介质，根据公式 (3-57)，对电子的阈动能是 15 兆电子伏，也就是说，它测量能量大于 15兆电子伏的电子通量。我们知道，在空间还存在着高能宇宙线中的质子和其他粒子，所以还必须把它们给分开。切伦柯夫探测器本身具有识别粒子电荷的本领，但是，还必须同时配合其他探测器一道来完成。

图 3.56 是探测器望远镜的示意图。其中 D_2是 SF_6切伦柯夫探测器；D_1和 D_3是半导体探测器，用作 dE/dx 探测器；D_4是 CsI(Tl) 闪烁探测器，用作E 探测器；D_5是塑料闪烁探测器，用作反符合探测器。对电子而言，能量大于 15兆电子伏的电子将被 D_2 切伦柯夫探测器来测量；对于质子，只有能量大于 75 千兆电子伏的质子，D_2才能产生切伦柯夫辐射，但是这样高能的质子穿过了探测器 CsI (Tl)，并到达了反符合探测器 D_5，所以去掉了大于 75 千兆电子伏的质子，D_2只探测了电子。而低于 75 千兆电子伏的质子可以通过探测器D_1，D_3和D_4来测量，D_2只作为质子的一个吸收物质而已，它不产生可记录的质子讯号。

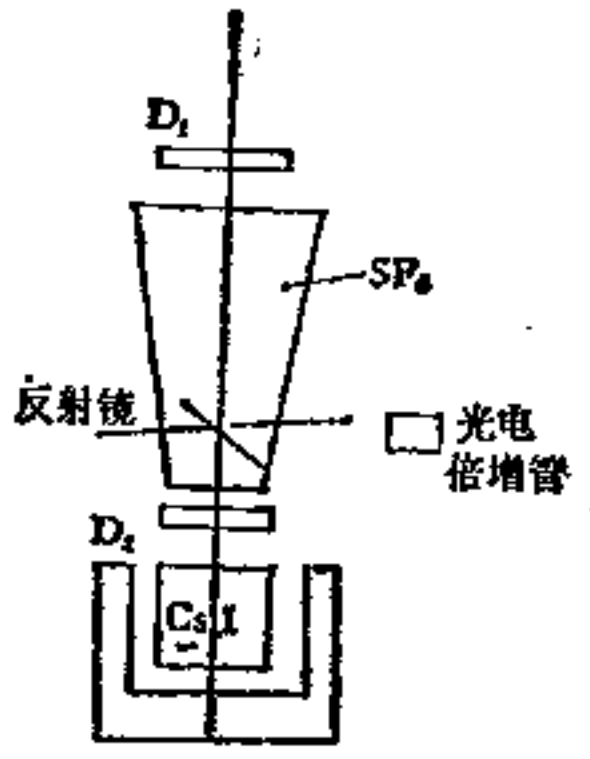


图 3.56 高能电子探测器望远镜

对于气体，折射率 $n\approx1$，$n\beta\approx1$ (对大于 15兆电子伏的电子$\beta\sim1$)，产生的切伦柯夫辐射几乎与粒子的运动方向一致，因为这时 θ 角是相当小的。光电倍增管接收到的是经反射镜反射来的切伦柯夫光，反射镜和光电倍增管放满四周，

尽量收集到全部的光子。低能粒子打到气体上产生的荧光很少，但是光电倍增管不能直接被电子所照射。

3.4.3 高能重粒子成分测量

1. ΔE-切伦柯夫方法

在上一节中描述的 $\Delta E \cdot E$ 的方法来测量粒子成分，适用于比较低能的情况，如果利用切伦柯夫探测器鉴别粒子的特点，加上其他探测器的配合，则可以测量高能带电粒子（银河和太阳宇宙线）的成分。最简单的探测系统是 ΔE-切伦柯夫探测器望远镜[64]，如图 3.57 所示。其中 D_1和D_2是全耗尽面垒型探测器，灵敏层厚度为 1000 微米，有效面积 4.5 平方厘米，它们测量能量损失 ΔE；D_3是切伦柯夫探测器，它是 1 厘米厚的石英辐射体和光电倍增管组成；D_4是塑料闪烁探测器，兼作准直仪，构成 70°的全张角。

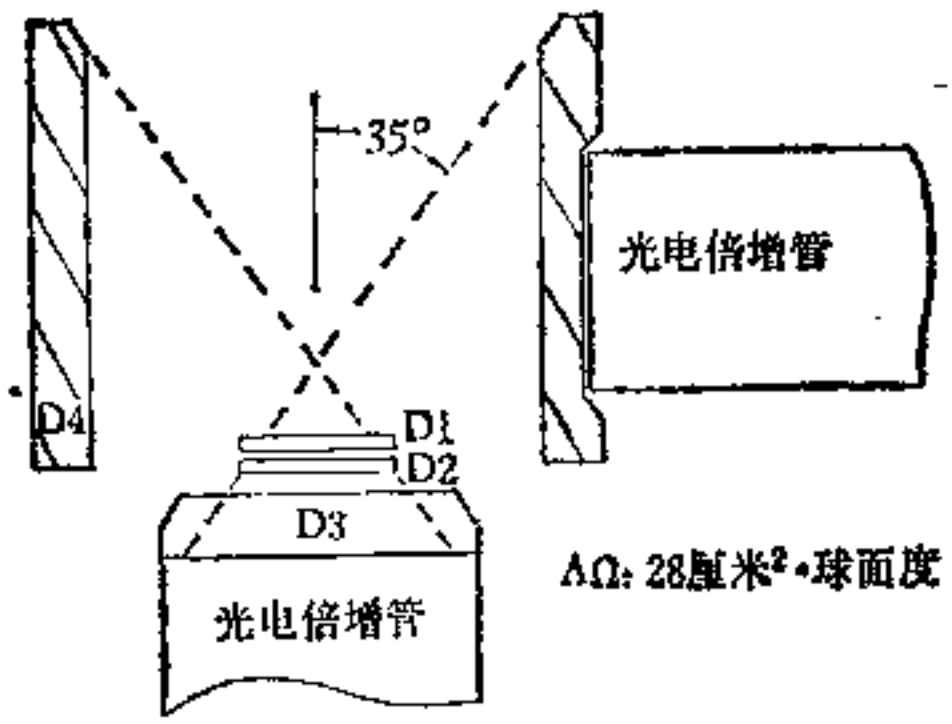


图 3.57 ΔE-切伦柯夫望远镜示意图

利用 ΔE-切伦柯夫望远镜同时辨认入射粒子的电荷和速度，从而达到区分 350—1000 兆电子伏/核子能量范围的

质子、α粒子和C，N，O等粒子成分，这已在轨道地球物理观测站OGO-6卫星上进行了观测[64]。根据相同原理，利用G-M计数器、半导体探测器和切伦柯夫探测 器组 成的六 元望远镜，以及闪烁探测器、半导体探测器和切伦柯夫探测器组成的三元望远镜，分别在Pioneer 深空探针和极轨道地 球物理观测站POGO卫星上，对$Z=1$—14的宇宙线带电粒子成分进行了测量，其能 量范围是1—1200兆电子伏/核子[81]。如果要测量更高能的粒子和更重的核成分，以及同位素的测量，则需要更复杂一些的探测系统。

2．地磁刚度-切伦柯夫方法

这种方法是通过地磁刚度来获得粒子质量的估计，磁刚度R可写为

$$R=P\frac{M}{Z} \tag{3-62}$$

式中M是粒子的原子质量，P是粒子每个核子的动量，Z是粒子电荷。如果知道了观测点（或卫星轨道处）的磁刚度，通过测量截止状态时的动量P和粒子电荷Z，那末就可以获得粒子的质量M。在高能探测器中能精确分辨电荷的是切伦柯夫探测器，为了获得一个宽能量范围需要用多个切伦柯夫探测器，而且需要好的、低折射率的辐射体，以提高切伦柯夫探测器的分辨率。

法国和丹麦合作在高能天文观测站HEAO-3卫星上，使用了一个按上述原理制作的大型切伦柯夫探测器望远镜[82]。该望远镜由五个切伦柯夫探测器和一个闪光管辐射计数器（共四排）组成，如图3.58所示。辐射计数器起两个作用，一是切伦柯夫探测器特性中几何变化的校正，另一个是确定地磁场中粒子轨道的校正。望远镜的两端对空间都是

敞开的，从它的前面和后面进入的粒子都被分析，它们穿过仪器的方向用飞行时间测量法来确定。

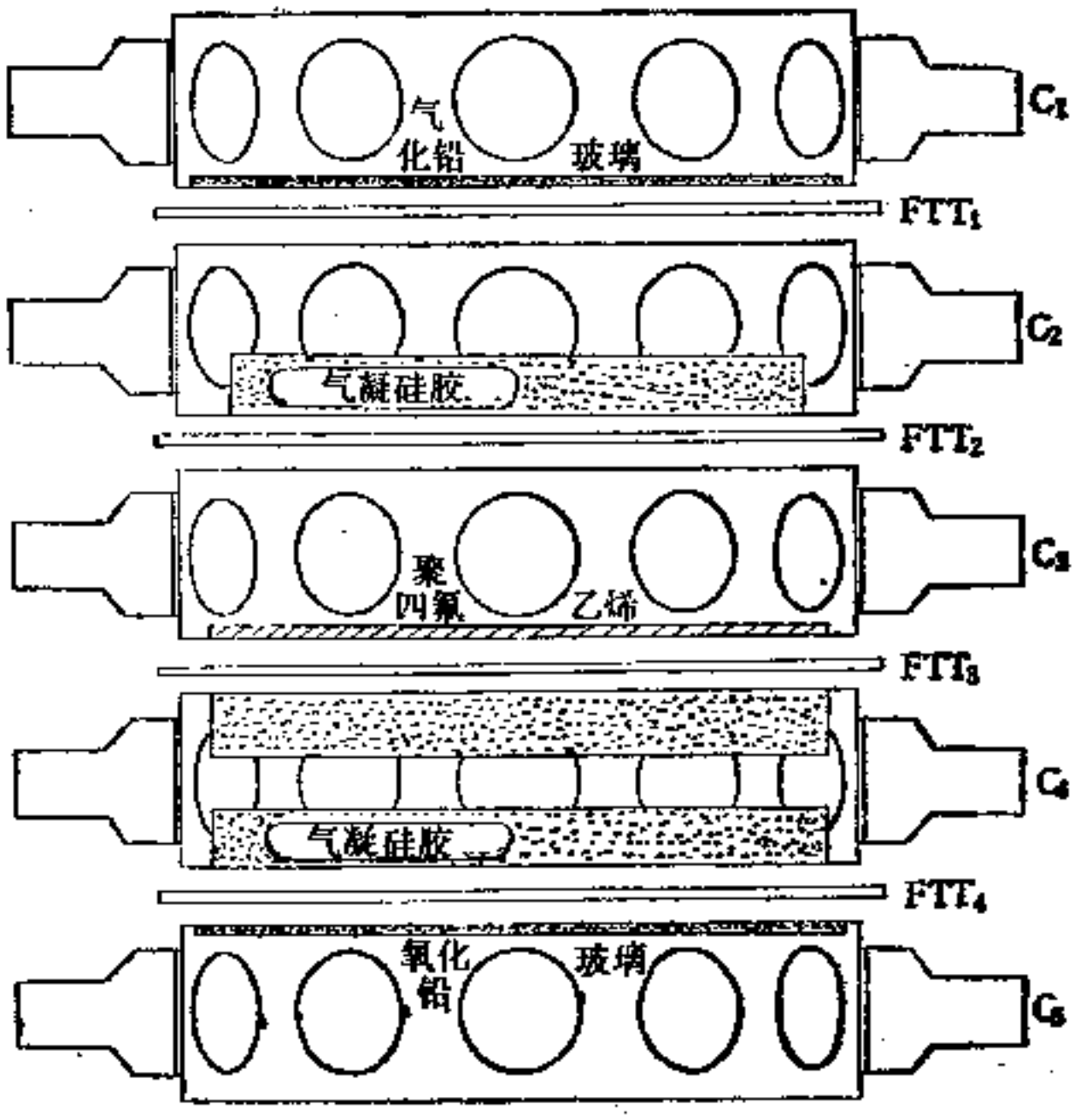


图 3.58 大型切伦柯夫望远镜示意图
FTT_1—FTT_4是闪光管辐射计数器

单个切伦柯夫探测器中的讯号 N可 以由公式 (3-60)改为如下形式

$$N=q_0Z^2\left(1-\frac{P_0^2}{P^2}\right) \qquad (3-63)$$

式中 q_0是速度，等于光在真空中运行的单个带电粒子的光产额，P_0是每个核子的阈动量，P是入射粒子每个核子的动量。而 $P_0^2=1/(n^2-1)$，n 是辐射体的折射率。

如果联合两个切伦柯夫探测器(具有不同的阈动量 P_1和 P_2) 的讯号 N_1和N_2，假定探测器对单个相对论粒子有相同的q_0响应，那末，我们可以消去 P，确定出电荷 Z，

$$Z^2=\frac{1}{q_0}\frac{P_2^2N_1-P_1^2N_2}{P_2^2-P_1^2} \qquad (3-64)$$

在观测仪器中粒子电荷是由两个或三个独立装置来确定的。一旦电荷 Z 是已知的，粒子的动量就可以被确定，而且动量的分辨率可以由下式给出

$$\frac{dP}{P}=\frac{1}{2Z\sqrt{q_0}}\frac{P}{P_0}\sqrt{\frac{P^2}{P_0}-1} \qquad (3-65)$$

从这个公式可以看到，当 P 只稍稍大于 P_0时，切伦柯夫探测器有很好的动量分辨率。但是，仪器必须覆盖一个动量范围，即沿卫星轨道截止动量变化的相应动量范围，对于HEAO-3卫星其动量大约是每个核子从 1—10 千兆电子伏/c 的范围内变化。所以，必须用一系列具有不同折射率的切伦柯夫探测器，以保证在一个大的动量范围内获得好的分辨率。

从公式（3-62）和（3-65）可以看到，对一给定的刚度 R，探测器的质量分辨率为

$$dM=\frac{M}{P}dP=\frac{M}{2Z}\frac{1}{\sqrt{q_0}}\frac{P}{P_0}\sqrt{\frac{P^2}{P_0^2}-1} \qquad (3-66)$$

上式表明，当 $M=2Z$ 时，探测器具有好的质量分辨率，而且不依赖于入射粒子的电荷（一级近似），从公式（3-62）可以看出，如果同时确定了磁刚度 R、动量 P 和电荷 Z，则允许计算粒子质量M。P 和 Z 是直接由仪器的测量确定的，而 R 必须根据粒子在地磁场中的轨道来确定，根据地磁场的模型，刚度已有许多的计算了。

这个仪器的设计是用来测量宇宙线核^{7}Be 到^{58}Fe 的同位

素，其能量范围是 0.5—7千兆电子伏/核子；同时测量 Be 和 Sn（$Z=50$）之间的电荷谱，其能量范围是 0.5—25 千兆电子伏/核子。

仪器中的五个切伦柯夫探测器的每一个都是由一个或两个辐射体（它是光透射的，但不一定是透明物质）组成，放在一个有白色漫射物质的盒内，被 12 个 5 英寸的光电倍增管收集产生的光子。所有盒子都是内径 60 厘米，高 17 厘米的容积。探测器 C_1和C_5的辐射体是重的氧化铅玻璃制作的，有效折射率 $n=1.64$，其直径 60 厘米，厚 1 厘米，表面都是用喷沙清除法处理过的，以减少整个内部反射。探测器C_3的辐射体是聚四氟乙烯制作的，它的光输出随切伦柯夫光产生，是一个常数，有效折射率 $n=1.33$。探测器 C_2和C_4的辐射体是不同类型的气凝硅胶（Silicaaerogel），这是一种新型的辐射体，其有效折射率 $n=1.053$。它是一个六角形，横向 15 厘米，厚 5.6 厘米，安装在 52 厘米直径的晶体嵌镶结构里。整个仪器的电子学系统的原理可参阅文献〔82〕。

3. 切伦柯夫-总能量E望远镜

为了提高测量同位素的分辨率，Webber 等人提出了一种切伦柯夫-总能量方法[83,84]。这个方法也是采用多元探测器组成的望远镜系统，其中包括 dE/dx 探测器（S_1和 S_2），切伦柯夫探测器 C，以及能量探测器 E，反符合探测器 E′，见图 3.59。在这个望远镜系统中，最关键的探测器单元是切伦柯夫探测器 C 和能量 E 探测器。切伦柯夫-总能量技术（C×E）在切伦柯夫辐射阈动能附近有最好的质量分辨率，因为切伦柯夫探测器可以精确地测量速度。在分开各种同位素的能力上要比其他技术好得多，比如在上一节中介绍的 dE/dx×E 技术中，对铁（Fe）同位素的分辨率是大约为

1.8%，而对于相同能量范围中的切伦柯夫-总能量技术，则是＞5%。

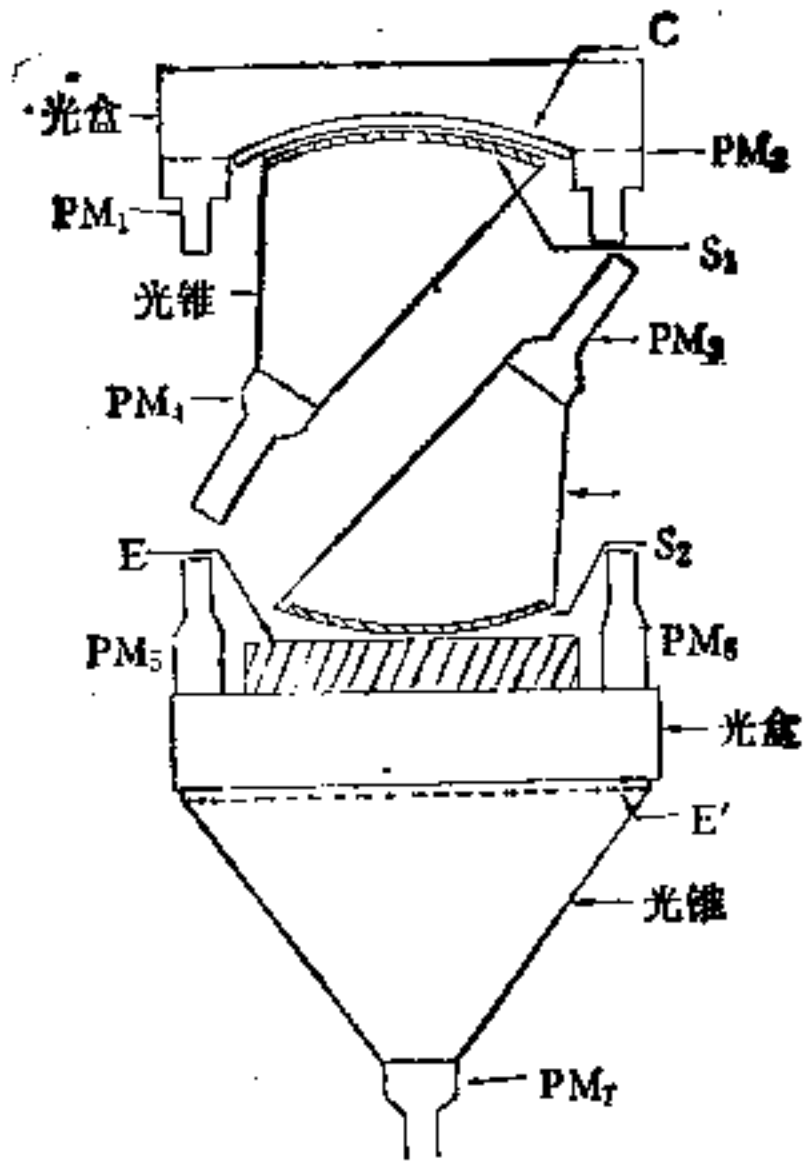


图 3.59 切伦柯夫-总能量望远镜系统示意图

望远镜测量的能量范围取决于各个探测器单元的厚度，特别是总能量探测器的厚度，以及切伦柯夫辐射体的折射率 n，n 越大，允许切伦柯夫探测器在更低的能量和低的电荷下工作。切伦柯夫探测器给出带电粒子速度的精确测量，总能量探测器可以获得粒子能量的测量，从而得到入射粒子的质量 M。由公式（3-66）知道，切伦柯夫探测器可以获得很高的质量分辨率。根据 Webber 他们的工作[83]，切伦柯夫-总能量望远镜的质量分辨率，对 Fe 可以达到 0.35 原子质量单位（AMU），这是 $dE/dx \times E$ 技术远远达不到的。

在切伦柯夫-总能量望远镜中也可以同时作 $dE/dx \times E$ 方法和 $dE/dx \times$ 切伦柯夫方法的测量，可以同时获得不同能量范围的元素丰度和同位素的测量。

§ 3.5 低能粒子探测

在前面几节中我们介绍的各种探测器都是对比较高能的粒子有较好的响应。半导体探测器由于自身的噪声和前置放大器的噪声，限制了所能探测的带电粒子能量下限，一般说来，这个能量下限不能低于 30 千电子伏/核子。闪烁探测器也由于光电倍增管的噪声，以及在低能端有很差的能量分辨率，而限制了能量下限的延伸，它主要适用于较高能粒子的测量（对于能量 100 千电子伏/核子以上的粒子响应较好）。电离室和 G-M 计数器只适用于较高能粒子的测量，只有薄窗正比计数器对低能粒子和软 X 射线有好的响应。但是，在广大的空间范围内存在着大量的低能粒子，例如在磁层中的低能质子和电子，极光粒子，太阳风粒子等，都需要进行探测，这就需要一些合适的探测器对它们有良好的响应。下面我们介绍除正比计数器外在卫星和飞船上使用的低能粒子探测器及其测量方法。主要包括电子倍增器、静电分析器、磁分析器，以及它们和其他探测器之间组合的探测系统。

3.5.1 通道电子倍增器

早在 1930 年就提出了二次电子倍增器的原理，但直到 1960 年用特种玻璃材料才研制成功。近二十年来得到了迅速的发展和应用。由于电子倍增器具有体积小、重量轻、结构牢固、增益高、功耗低等优点，特别适合于卫星和飞船使用。电子倍增器对带电粒子和电磁辐射都很灵敏，它能测量

电子、质子、各种离子、亚稳态分子、软X射线和远紫外辐射等，用途十分广泛。下面我们着重介绍它在低能带电粒子探测方面的应用。

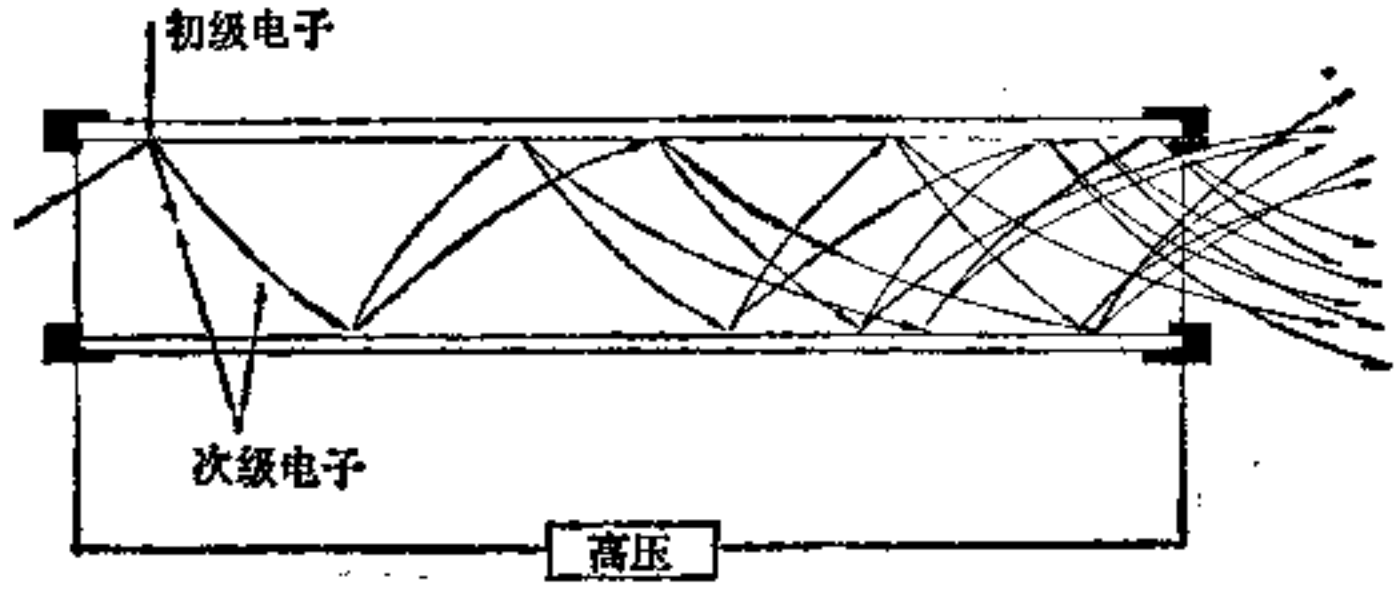
通道电子倍增器可分为单通道电子倍增器和多通道电子倍增器两大类，后者又叫微通道板。我们首先着重介绍单通道电子倍增器，因为微通道板除通道多，因而制造方法有差异外，工作原理与单通道电子倍增器是相似的。

1。单通道电子倍增器的结构和原理[85—89]

目前通道电子倍增器大多是由玻璃半导体、陶瓷半导体和有机半导体作成的。这些材料具有二次电子发射系数大，有合适电阻值的均匀电阻层，化学稳定性好，蒸汽压低等特点。当前用得最多的是高铅玻璃拉制成的管，在高温氢气中还原。玻璃表面生成一层厚为100 Å的N型铅半导体膜，此膜不但有大的二次电子发射系数（$\sigma \geqslant 3$），还有合适的电阻值（10^8—10^{10}欧姆），且化学稳定性好等特点，其中氧化铅含量高达60—70%。用钛酸钡系或钛酸锌系的陶瓷半导体材料，在高温下烧结制成的管型倍增器，具有耐轰击、耐烘烤，整体都是发射二次电子的材料，有正温度系数、寿命长等优点，是近年来新发展起来的材料，但可塑性差，成型困难。目前用电子电导的有机半导体材料加热压制而成的通道电子倍增器，易成型、寿命长、不易碎，但真空性能较差，还需进一步找到低蒸汽压的合适有机半导体材料。管型电子倍增器有直管型和弯管型或螺旋型等，根据需要可做成不同的形状。

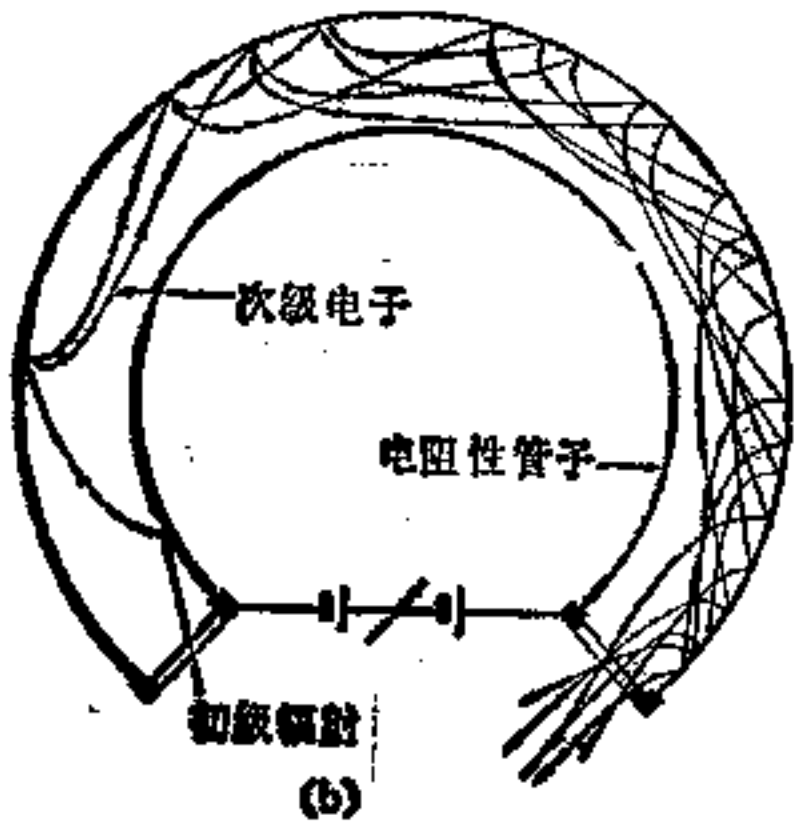
通道电子倍增器的两端间电阻值约10^8—10^{10}欧姆，其内表面有比较大的二次电子发射系数。当它的两端加上高压（如3千伏）时，它的内表面就形成连续的倍增极。如果带

电粒子或辐射光子进入倍增器的低电位端，并与管内表面碰撞时，将产生二次电子。这些二次电子被电场沿轴线加速，从场中获得足够的能量后，又再次与管壁碰撞，产生更多的二次电子。这一过程多次重复，最后从倍增管高压输出端形成电子束，如图 3.60 所示。



(a)

图 3.60 (a)直管型电子倍增器示意图



(b)

图 3.60 (b)弯管型电子倍增器示意图

带电粒子冲击倍增器内表面放出二次电子的现象与下列

因素有关：入射粒子的种类、能量和入射角度，放出的二次电子能量分布与方向分布，以及固体的表面状态等。倍增器增益的大小取决于所加的电压、管长 L 与管径 d 之比 $a(a=L/d)$，而与管子的绝对尺寸无关。对于直管型电子倍增器，其增益的理论公式为：

$$G=\left(\frac{kV_c^2}{4W_0a^2}\right)^{\frac{4W_0a^2}{V_c}} \qquad (3-67)$$

式中W_0为二次电子平均能量，V_c 为管型电子倍增器两端所加的电压，k 为常数。此式所得之值与实测值符合较好，只是在高增益时稍有偏离，实测值出现饱和现象。

直管型电子倍增器的主要缺点在于存在“离子反馈”效应。倍增器输出电子流与剩余气体分子碰撞产生正离子，这些正离子被倍增器轴向电场反向加速而流向输入端。在此过程中，正离子从场中获得能量，并不断与管壁碰撞产生二次电子。这些二次电子又被倍增，在输出端形成一个新的电子束，这一“后脉冲”持续时间可达 1 微秒，它干扰了测量的正确计数。“离子反馈”效应与剩余气体压强和管型电子倍增器的尺寸以及所加电压有关。

为了克服直管型电子倍增器中存在的离子反馈现象，研制了各种弯管型（如圆弧形、波纹形和螺旋形等）电子倍增器。在弯管型电子倍增器中，当出现正离子被反向加速时，行程很短就与管壁相碰撞。如果使它在这样短的行程中，即从电场中所获得的能量不足以使管壁释放出二次电子，那末就抑制了离子反馈效应。为达到此目的，要求弯管的曲率半径 R_0小于某个特定的数值，即要求满足以下表达式[85,87]：

$$(3R_0d)^{1/2}\,10^{8(3R_0d)^{\frac{1}{2}}/L}=0.83 \qquad (3-68)$$

弯管型电子倍增器中的电子轨迹与直管型电子倍增器的

轨迹不同，参看图 3.60 所示的轨迹示意图。二次电子在轴向电场和离心力的作用下，弯管型电子倍增器仅与外侧内壁发生碰撞，产生倍增过程。其增益取决于外加电压 V_c 和管长 L 与曲率半径 R_0之比 b ($b=L/R_0$)，增益的理论表达式为：

$$G=\left\{k\left(\frac{36W_0V_c^2}{b}\right)^{1/3}\right\}^{(W_0V_cb^2/36)^{1/3}} \qquad (3-69)$$

2. 通道电子倍增器的性能和特点

1）电阻值——管型电子倍增器必须具有一定的电阻值。如果电阻值过低，在高压（如 3 千伏）下，电阻层将因流过较大的电流而发热，以致管型电子倍增器热噪声增大。此时若材料具有负的温度系数（象高铅玻璃那样），就有可能因发生热崩溃而损坏电子倍增器。如果它的电阻值过高，当二次电子大量地从管壁放出，就很难得到迅速补充，使管壁带正电，因而阻止二次电子的继续发射，这将使计数率和输出电流受到限制。根据实验表明，管型电子倍增器的电阻值以 10^9 欧姆量级为宜。此时如果加 3 千伏的电压，仅消耗 10 毫瓦的功率，热噪声也比较小。

2）饱和效应——从理论上讲，随着电压 V_c 的增高，电子倍增器的增益迅速增加。但是，从实际测量可知，在电压不太高时，增益随电压升高而增大，当到达一定电压后，增益随电压的增高基本保持不变，这就是所谓的饱和效应，如图 3.61 所示。当电压进一步增高时，电子倍增器的增益又出现上升现象。

造成管型电子倍增器出现饱和效应的原因是：随着电压 V_c 的增加，每一电子脉冲中所包含的电荷数增多，在靠近倍增器输出端形成负的空间电荷场。此场排斥从管壁上发射出的二次电子，使这些电子在从轴向场获得足以引起倍增碰撞的能量以前就碰到管壁上，从而抑制了二次电子的进一步发

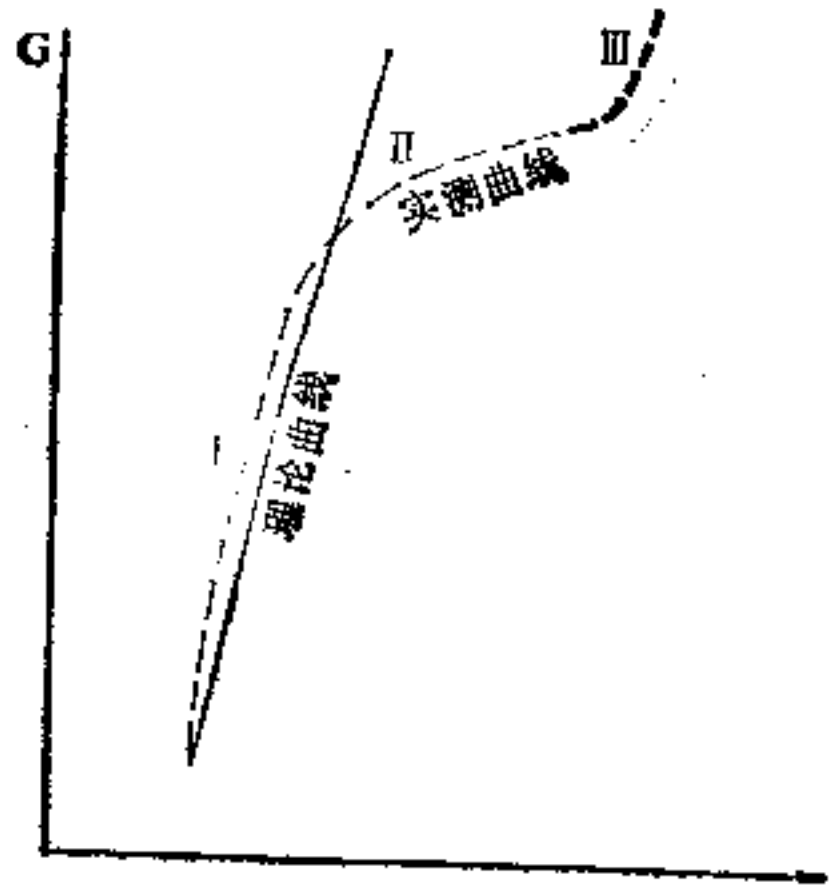


图 3.61　电子倍增器的增益与电压的关系曲线

射。当每一脉冲中的电子总数为 3×10^8个时，它就趋于饱和，此时继续增加 V_c 可使所有的电子脉冲振幅趋于相同数值（即 3×10^8个电子），而每个脉冲中的最大电子数不能超过此数目。因此，电子倍增器工作在饱和模式下，有狭窄的脉冲幅度分布，适于脉冲计数工作。

其次，随着电压 V_c 增加，从管壁上发射的二次电子数增加，电阻层中电流增大，于是在靠近输出端开始补给不上电子，管壁带正电，改变了轴向电位分布，这就使输出端的电位变平，抑制二次电子加速，阻止了二次电子的进一步增加，从而增益趋于饱和状态。管型电子倍增器的饱和增益与所加电压 V_c、以及管长与管径之比 a (L/d) 有关。实验和理论都证明，当 L/d 大于 60 时，在 3 千伏高压下，增益近于饱和。如果 $L/d=40$，需要在 3.4 千伏高压时，管型倍增器的增益才出现饱和。

图 3.61 中的曲线 Ⅱ 是管型电子倍增器处在更高的 V_c

电压下的情况，此时即使是弯管型倍增器，依然存在着离子反馈效应，从而产生寄生倍增。

管型电子倍增器的最大输出电流要小于电阻层的传导电流。当输出电流是传导电流的十分之一时，一般就趋于饱和。因此，最大输出电流要小于微安量级。

3）探测效率

尽管电子倍增器对多种粒子和电磁辐射都灵敏，但是，对它们的探测效率是各不相同的。探测效率的定义是，在输出端产生的可测量脉冲数与输入粒子数之比。一般可测量脉冲的等效计数阈选定为 2×10^7个电子/脉冲。表3.12 和 3.13 分别给出了电子和光子在不同能量下的探测效率[85]。由于 精确测量十分困难，因此所给数据仅供参考。

表3.12　电子探测效率

电子能量（电子伏）	60	100	200	400	600	1,000	4,000	10,000	50,000
效　率（计数/电子）	0.18	0.25	0.84	0.62	0.44	0.32	0.25	0.15	0.09

表3.13　光子探测效率

光子波长（埃）	1,200	1,100	1,000	900	800	700	600	500	304	2.1	0.56
效率（计数/光子）	0.022	0.055	0.100	0.150	0.190	0.230	0.250	0.130	0.080	0.040	0.012

4）脉冲计数工作特性——如前所述，如果管型电子倍增器工作在饱和增益情况下（例如高压为 3 千伏），它有很狭窄的脉冲幅度分布，其分辨率 $\Delta G/G_n<0.45$，使输出脉冲的 大部分在等效计数阈以上，特别适用于脉冲计数工作。幅 度 分辨率的定义是，最大频率的一半处分布宽度 ΔG 与峰值处 的

增益 G_0 之比。由于管型电子倍增器的倍增过程中的统计性质，使增益有变化，所以，并不是每个电子产生的输出脉冲都能获得同样的增益。在高增益下，脉冲幅度的分布是很窄的，可用脉冲幅度分布的分辨率来表征。

对管型电子倍增器而言，只有在适当的电压下才开始计数，这就是一般所说的起始电压，这个电压通常在 1500 伏以上。随着电压的增高，计数率增加，然而达到某一值之后，计数率将基本保持不变，这就是所谓的坪区，其斜率最大值为每千伏 10%，这一点类似于气体计数管的坪特性。工作电压一般应选在坪区，此时计数率受工作电压变化的影响较小。

电子倍增器的增益与计数率的大小有关，随着计数率的增加，其增益将有衰减，它们的关系如图 3.62 所示。当计数率$<10^3$/秒时，增益不衰减，如果累计数超过 10^{11} 后，其增益出现疲劳现象。

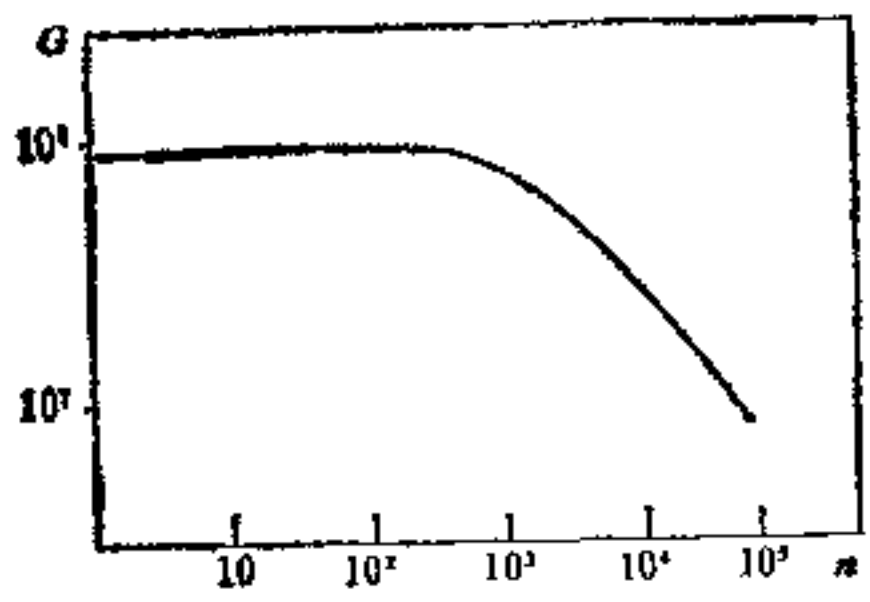


图 3.62　计数率与增益的关系曲线

5) 本底计数——管型电子倍增器的本底计数指的是与输入无关的虚假脉冲计数。它主要是由于宇宙射线、材料放射性、倍增器表面缺陷所形成的高电场作用等原因造成，倍

增器发热也能产生本底计数。一般的管型电子倍增器其本底计数为 0.1—0.01 个/秒。如果在输入端采用一定的屏蔽措施，可使本底计数小于 0.01 个/秒。对于探测深空很弱的宇宙辐射时，要求探测器有低本底计数是十分重要的。

6）增益疲劳效应——对于管型电子倍增器来说，一般的工作压强 p 必须小于 10^{-4}托。因为，如果工作压强较高，往往容易因电击穿、离子反馈和离子轰击表面等原因，造成电子倍增器的损坏。当然，对于在卫星或飞船上工作的管型电子倍增器，低气压条件是完全满足的。在 10^{-4}—10^{-7}托气压下工作时，未发现管型电子倍增器有明显的增益衰减现象。但是，在空间当气压低到 10^{-9}托时，发现管型电子倍增器在卫星上工作几个月之后，其增益明显地衰减，以致达到不能获得数据的程度。长时间处于超真空下工作的管型电子倍增器，其增益的衰减现象称为疲劳效应。这种效应的机制目前还不太清楚，更多地与管型电子倍增器的表面物理现象有关。

实践表明，疲劳效应对各个管型电子倍增器不尽相同，有些处于 10^{-8}托气压下工作几千小时后，其增益衰减一个数量级，也有的在卫星上成功地工作过两年的例子。为了使管型电子倍增器更好地、长时间地用于空间探测，最根本的是要进一步弄清楚引起疲劳效应的机理，研制出更优异的新型电子倍增器。

7）反应速度——管型电子倍增器的结构小巧，电子被电位梯度很陡的强电场所加速，从入射到输出之间的渡越时间极短，脉冲宽度很窄。若把 10%到 90%的脉冲幅度之间的时间定义为上升时间 τ，那末，在一般情况下，τ=2—3 毫微秒，在 50 欧姆负载电阻上的脉冲幅度为 80—100 毫伏。若把 50%处脉冲峰值的宽度定义为脉冲宽度 T，其 T 值大约

为 12×10^{-9}秒。由于管型电子倍增器的反应速度快，允许进行快速计数，特别实用于飞行时间法中的前端时间讯号探测器。

综上所述，管型电子倍增器有体积小、重量轻、结构牢固、增益高（3×10^{8}）、本底计数低（<0.1 个脉冲/秒）、功耗损（10 毫瓦）、反应速度快（上升时间约 2 毫微秒）、适于脉冲计数等优点，所以，它是空间低能粒子辐射的优良探测器，并已广泛用于空间粒子辐射测量中。

除了以上介绍的连续通道电子倍增器外，还有一种磁电子倍增器[90]，也在空间带电粒子测量中使用过[91]。由于它在空间粒子辐射测量中用得并不广泛，本书将不作介绍，可参阅文献[90,91]。

3。微通道板[92-94]

单通道电子倍增器的接收面积较小，当测量小通量的辐射时，总希望增大探测器的接收面积；由于通道电子倍增器的增益仅和通道长度与直径之比有关，而与管子的直径大小无直接关系，因而可以把倍增器缩小到工艺允许的程度，即为微通道。大量的微通道组合起来就构成了微通道板，从而可增大总的探测面积。典型的微通道板长度与直径之比为 40，在每平方厘米的面积上可以做到 50 万个直径 15 微米的通道，每个通道都是一个独立的电子倍增器。

目前一般使用可熔性玻璃蕊工艺制造微通道板，类似光学纤维方法。微通道板最突出的特点是有高的空间分辨本领，可以作二维探测器，并且具有图象增强能力。由于它增益高、尺寸小、并有转换和放大功能，因此，它被大量用于各种图象增强器中。

如果在微通道板前面加上一块光阴极，它也可以做成光

电倍增器。由于微道板中电子路径比普通光电倍增管短很多（1毫米：100毫米），因而它的时间性能比光电倍增管好许多，一般情况下微通道板做成的光电倍增器比普通光电倍增器的时间性能好两个数量级[94]。此外，微通道板对周围磁场不灵敏，当轴向磁场小于1千高斯，横向磁场小于500高斯时，没有观测到明显的影响。

4．管型电子倍增器在空间粒子辐射测量中的应用

由于管型电子倍增器对各种带电粒子和电磁辐射都灵敏，本身没有区分粒子的能力，如果在空间中进行粒子辐射测量，它获得的将是各种粒子辐射的总通量。为了区分不同的粒子辐射类型和能量，通常采用两种形式：一是管型电子倍增器与静电分析器组合；二是管型电子倍增器与磁分析器组合。静电分析器和磁分析器具有区分粒子和能量的能力，而电子倍增器起到粒子计数器的作用，但它只是对低能粒子有好的探测效率。

1）电子倍增器与静电分析器的组合——利用通道电子倍增器与静电分析器的组合，来选择一定能量的带电粒子，这是研究磁层粒子和极光粒子最常用的探测系统[95-98]。例如在应用技术卫星ATS-5上面[96]，为了研究同步高度上低能电子和质子的能谱，以及它们随太阳活动和时间的变化，使用了11个独立的单通道电子倍增器与静电分析器配合，能够测量9个能阈和两个角度的电子和质子通量。其中四个靠近的微分电子探测器，中心能量在1,3,9和29千电子伏；四个积分质子探测器，其能阈是10,20,50和500千电子伏；一个微分质子探测器，包括的能量范围是0.5—5千电子伏，指向平均磁场方向；一个积分电子探测器，其能阈是5千电子伏；一个质子积分探测器，其能阈为10千电子伏，偏离场线方

向 22°。这些通道电子倍增器都采用脉冲计数法，其测试原理方块图如图 3.63 所示。图中通道电子倍增器入口处的 −40 伏偏压是为了排斥在入口处附近引起的二次发射电子，以保证电子倍增器记录的准确性。

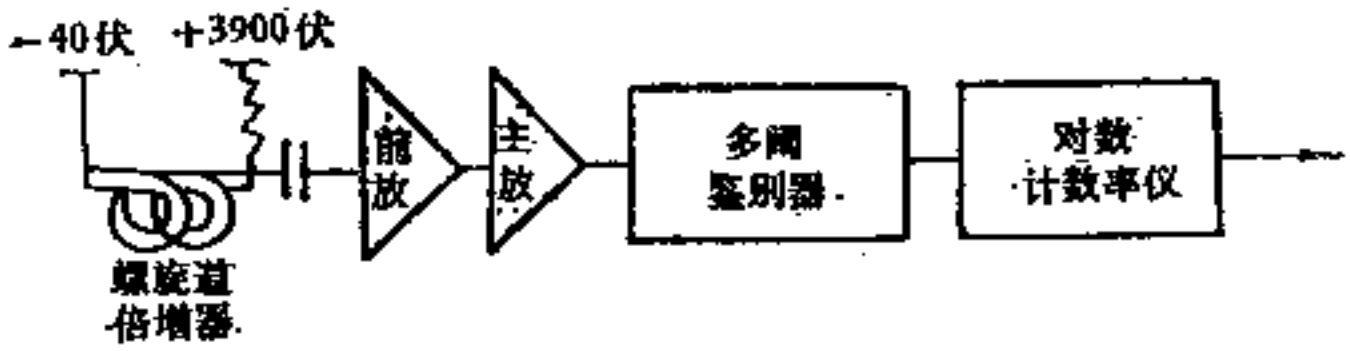


图 3.63　通道电子倍增器测试原理方块图

图 3.64 是用来探测电子能量在 1 —500 电子伏范围内的半球形分析器。其目的是研究磁层中的低密度等离子体和研究极光事件中的瞬变现象，所以要求此仪器有高的灵敏度，其探测器采用圆锥形入口的通道电子倍增器。

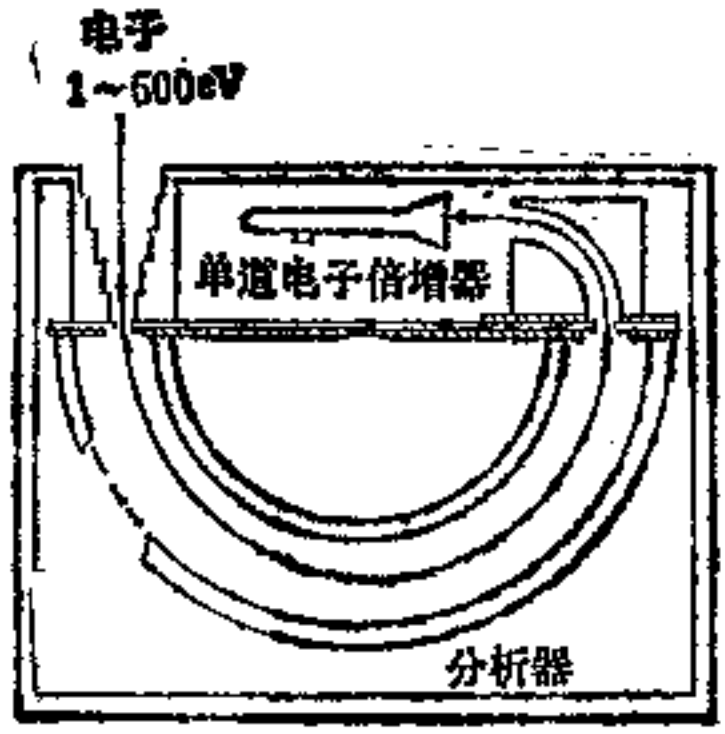


图 3.64　研究低能电子的球形分析器

图 3.65 是偏转 90°的圆柱形静电分析器，用来测量 4—

10 千电子伏的极光电子。电子经过两块板组成的静电场偏转90°，打在通道倍增器上。分析器入口有一对栅极，其上的电位为±20 伏，阻止电离层的等离子体进入，并防止电击穿 。

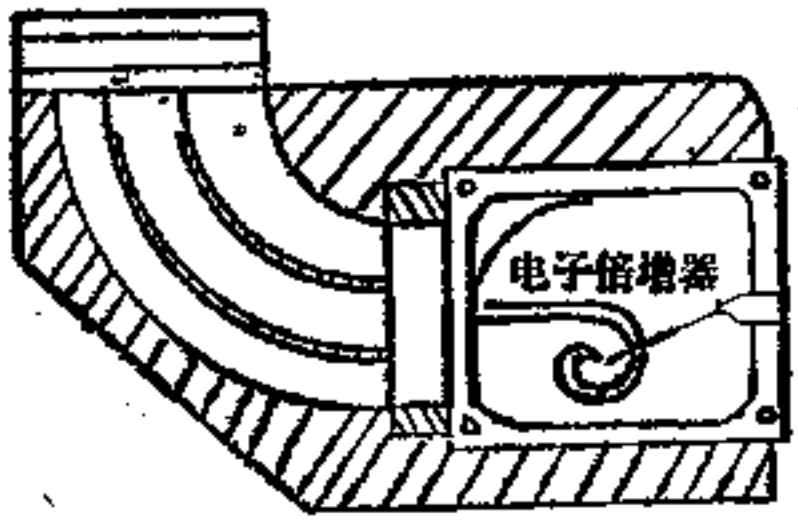


图 3.65　偏转90°的圆柱形分析器

2）电子倍增器与磁分析器的组合——粒子的鉴别和能量选择除了上述的静电分析器之外，还常用磁分析器，然后配以电子倍增器测量它们的通量[99]。这样一个测量系统，一般包括如下几个组成部分：准直仪——它规定一定的视场角，并确定其几何因子；磁分析器——使磁场强度接近于一给定的能量范围，以便选择所需要的粒子；电子倍增器——用来记录所选择的粒子通量，通常入孔的大小为 1 毫米，长100 毫米，形成 270°的环形弧；电子学系统——包括隔离电容、脉冲放大器、鉴别器、计数器和高压电源等 。

例如 Shea 等人[99]设计的、用于极轨道卫星上探测极光电子和质子的探测系统，它包括七个通道电子倍增器和磁分析器系统测量电子，其能量范围为 1 —70 千电子伏。其中 六个组成一微分谱测量，中心能量分别为 1.1，2.1，5.3，14，31 和 76千电子伏。第七个探测器设计为背景监测器，除了在电子倍增器的入口上装有一薄的镍帽之外，与 76 千 电 子伏的探测器模型是完全一样的。所有七个探测器的几何因子

都是相同的，即 1.67×10^{-5} 厘米²·球面度。总重量为 1.95 公斤，体积为 2120 立方厘米，耗功 1.5瓦。测量电子的探测系统如图 3.66 所示。

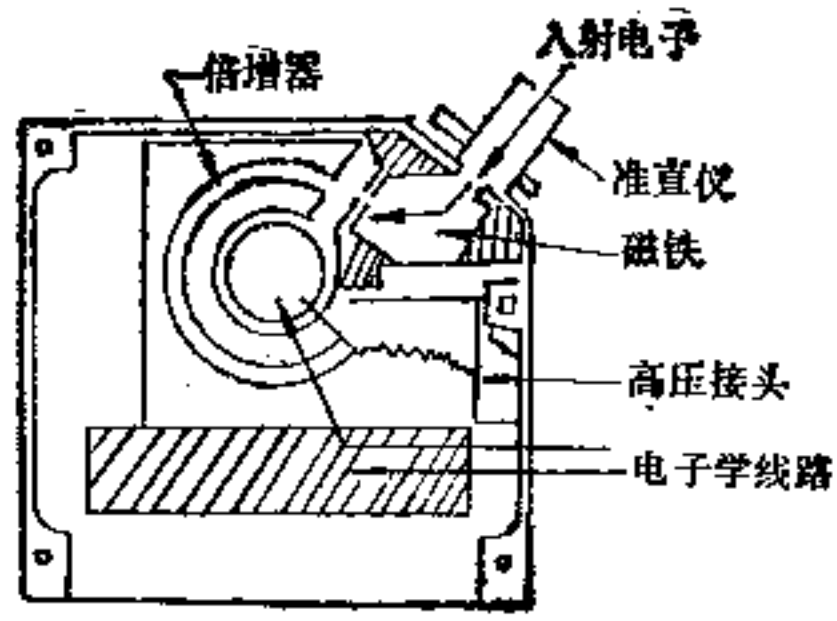


图 3.66　测量电子的通道倍增器与磁分析系统

如果把通道电子倍增器的入口用一薄膜挡住时，电子倍增器将只对有足够能量穿透薄膜的那些粒子有响应。如果在电子倍增器前方安装磁铁，偏转低能电子使之不进入探测器，那末探测器将只对有足够能量透过薄膜的质子是灵敏的，这种探测器称为薄膜阈质子探测器。利用这样的四个电子倍增器对称地安装在准直仪附近，准直仪的直径为 1.6 厘米，构成一质子探测系统，如图 3.67 所示。其中三个电子倍增器的入口分别用 68，136 和 226 微克/厘米²的镍箔覆盖，相应于最大效率 50%的能阈是21，38 和 56 千电子伏。第四个倍增器用 5 — 7 毫克/厘米²的镍箔作为背景探测器，它对能量大于 50 千电子伏的电子和能量大于 1 兆电子伏的质子灵敏。电子倍增器前面的磁铁排除能量小于 1 兆电子伏的电子。

电子倍增器对于探测质子和电子的绝对效率人们已作过测量。对于测量质子，电子倍增器的效率可接近 100%。对于电子，要获得精确的探测效率比较困难，根据估计和实验

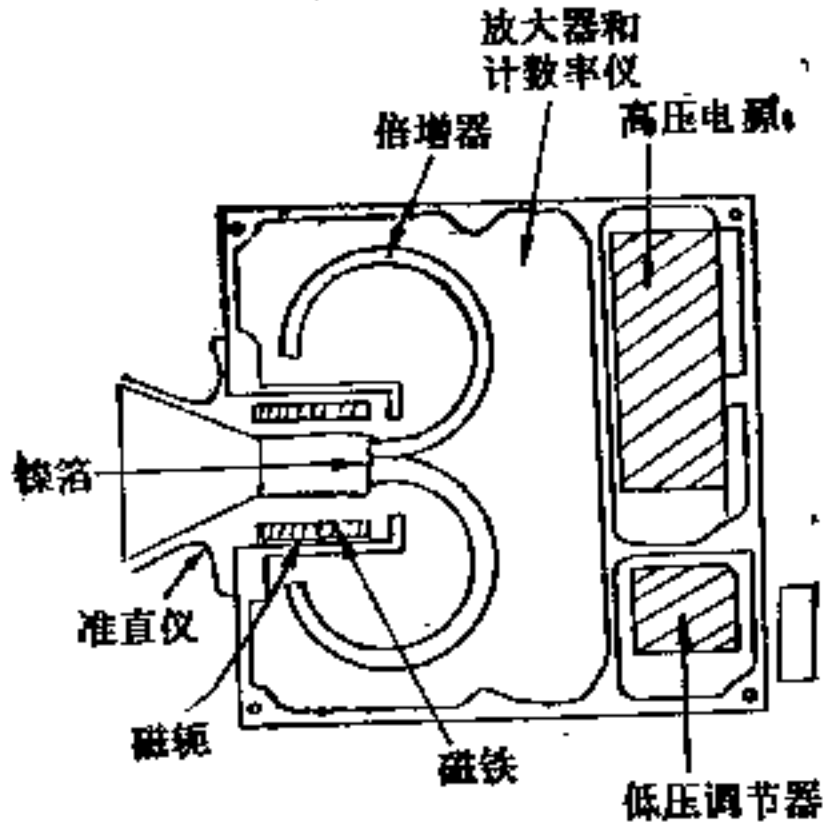


图 3.67　测量质子的电子倍增器与磁分析器系统

资料认为，电子能量在 1 —50千电子伏的范围内，电子倍增器的探测效率为 50%或更高些。

3.5.2　静电分析器

静电分析器作为低能粒子的能谱分析是非常有用的设备，它已广泛用于空间带电粒子的能谱测量中，例如对磁层低能粒子、极光粒子、和太阳风粒子等的测量[95-98,100-103]。

静电分析器是由具有一定曲率半径、加有一定电压、相距一定距离的两块金属板组成，其形状一般为圆柱形和球形两种。静电分析器只容许一定能量的粒子通过，这个能量由加在分析器板上的电压确定。假如距离为 d 的两块板上加有电压 V，则板内电场强度 $E=V/d$。当带电粒子经过窄缝或准直仪进入静电分析器，并沿 R 的轨道到达探测器 D（见图 3.68）时，电荷为 Z 的粒子必定满足

$$\frac{MU^2}{R}=Z\frac{V}{d} \tag{3-70}$$

式中 M 和 U 分别代表粒子的质量和速度。如果我们令

$$\varepsilon=\frac{1}{2}MU^2 \tag{3-71}$$

则有

$$\frac{\varepsilon}{Z}=\frac{VR}{2d} \tag{3-72}$$

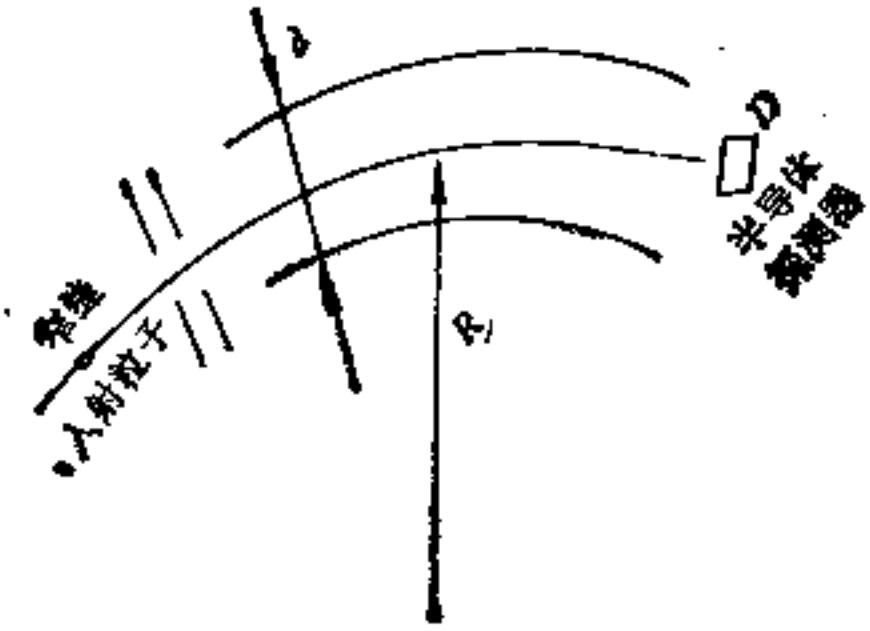


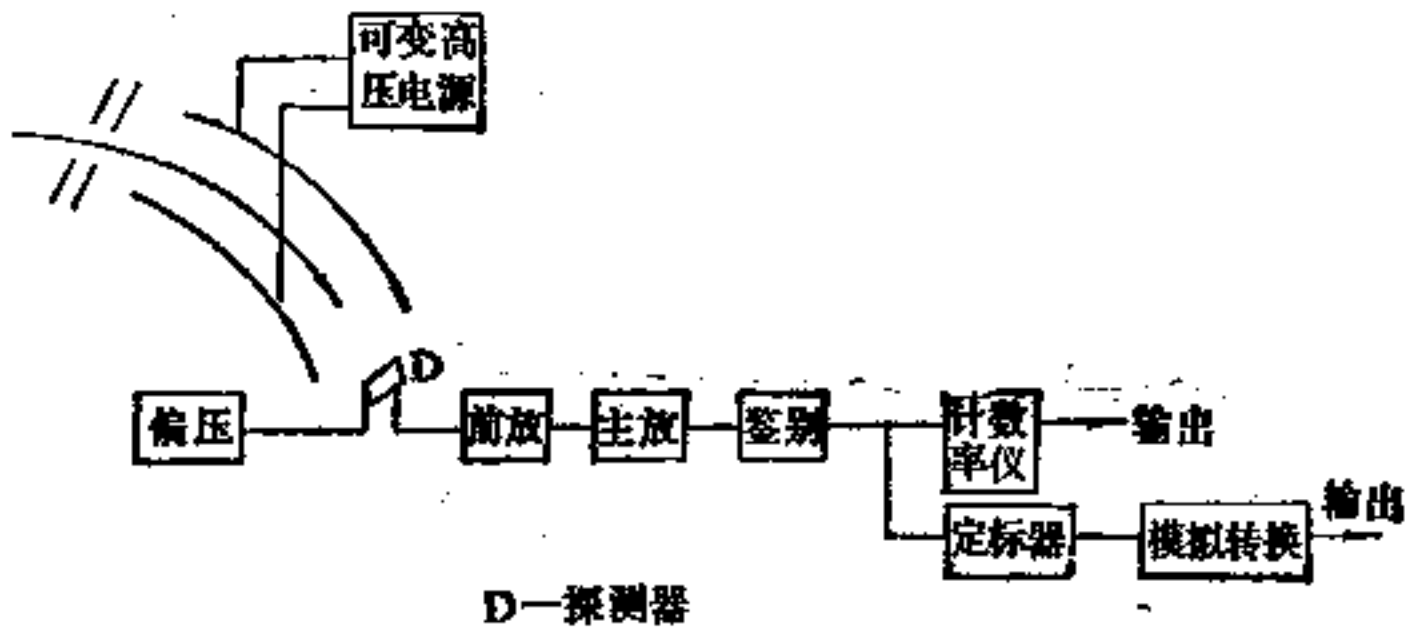
图 3.68 静电分析器示意图

由式（3-72)可以看出，当静电分析器两板间 的距离 d 一定，曲率半径 R 一定，所加电压 V 也一定时，则粒子单 位 电荷的能量也就一定了。所以，对于 0.5 兆电子伏的质 子(^1H)，1 兆电子伏的 α 粒子 (^2He)， 6 兆电子伏的碳离子 (^{12}C)等都经过同一轨道 R。如果从探测器 D 能测量出粒子的能量 ε，那末就可以定出粒子的电荷 Z。

对于结构一定（几何尺寸一定）的静电分析器，通过 改变加在分析器板上的电压，就可以改变接收粒子的能量。所以，为了测量某种粒子的微分能谱，加在分析器板上的电压应该是可变的。在空间粒子辐射测量中常使用可程序控制的

高压电源，在卫星上按自动程序不断改变加在分析器上的电压，从而得到不同能量的粒子通量，获得某一能量范围的粒子微分谱测量。例如，为了测量能量范围在1—100千电子伏的电子和质子的微分能谱，采用一球形静电分析器[91]，其金属板的电压由一可程序控制的高压电源供给。高压电源有两个输出，一个从0—15千伏变化，另一个保持大小相等的负电压（在2%的误差范围内），另外从卫星上提供一参考电压。电压变化的范围通过改变输出电压与参考电压的比值，分16道电压输出，从而可以获得16道的不同能量的电子（或质子）输出；金属板极性的改变是通过极性讯号触发继电器来实现的，从而改变从电子到质子（或者反过来）的分析。

静电分析器之后采用什么类型的探测器对粒子进行测量，可以根据测量的粒子性质、能量大小进行选择。例如测量的粒子能量较高，可以选用半导体探测器，它可以区分粒子的能量和鉴别粒子；如果能量较低，则可以采用电子倍增器来测量，如前所述；若要测量电流，则可以用合适的收集器，加上电子静电计放大器进行测量[101]。整个探测系统的原理方块图如图3.69所示。



D—探测器

图 3.69　静电分析器探测系统原理方块图

静电分析器采用什么形状，是球形分析器，还是圆柱形分析器，这要根据探测的要求而定。球形分析器接收一定能量的所有粒子，而不论它们的入射方向。如果我们希望探测一随机的粒子分布，可以利用球形分析器，在一给定能量上获得更多的计数。如果希望探测粒子的方向分布，可以利用圆柱形分析器，它可以给出粒子的运动方向和粒子的能量。圆柱形静电分析器还有一个优点，即容易加工制造。

3.5.3 磁分析器

一个电荷为Z、动量为p的带电粒子在均匀磁场中运动时，它的运动轨道将是一个圆弧。如果磁场强度是B，轨道的曲率半径R可以表示为

$$R=\frac{p}{ZB} \tag{3-73}$$

这里所用的单位是米、千克、秒单位制（MKS)。由于式中只包括了粒子的一个动力学参量，即动量，所以，磁分析器也常叫做“动量选择器”。如果用粒子的动能ε表示，那末上式可以写为

$$R=\frac{\varepsilon}{cB}\left(1+\frac{2mc^2}{\varepsilon}\right)^{1/2} \tag{3-74}$$

式中c是光速，m是粒子的静止质量。对于电子，这个公式变为

$$R=3.336\frac{\varepsilon}{B}\left(1+\frac{1.002}{\varepsilon}\right)^{1/2} \tag{3-75}$$

上式中的R以厘米为单位，B以千高斯为单位，ε以兆电子伏为单位。

由式（3-74）和（3-75）可以看出，当磁场B选定之

后，则只有确定能量的粒子沿一定的曲率半径 R 到达。在半导体探测器一节中我们曾介绍过用磁偏转技术鉴别粒子的方法，就是这一原理。它是通过磁场偏转一部分粒子，而只记录所需要的粒子，然后用半导体探测器进行能量测量。在低能粒子测量中也常应用磁分析器对粒子进行能谱测量，对于较高一些能量的粒子用半导体探测器测量它们的能量。例如在 OVL-13 卫星上用 1000高斯的磁铁作分析器，用八个半导体探测器组成一个系列，用来测量电子的能谱，其能量范围是 0.1— 1 兆电子伏[104]。对于较低能的粒子，则用电子倍增器作探测器，如前面一节中介绍的电子倍增器与磁分析器的组合。

磁分析器在空间粒子辐射探测中虽然也有较多的应用，但它有一定的缺点，除了它有较大的重量和功耗要求外，这种设备还妨碍局部地磁场测量和行星际磁场测量。使用它时必须采用严格的磁屏蔽措施，以防止对星体本身和星上其他设备的影响。所以，在空间粒子辐射测量中用得最广泛的还是静电分析器。

3.5.4 低能粒子成分测量

磁层中的低能粒子、太阳发射的低能粒子等，除了较多的质子和电子之外，还有数量较少的其他一些重粒子成分。比如太阳风粒子，除探测到质子、电子外，也观测到 α 粒子和其它的一些重粒子。但是，较重的粒子成分测量还不很多，尤其是 C，N，O 等较重的离子成分测量更少。测量太阳风粒子成分的困难在于太阳风中各元素的速度相同，而能量不一样。以前大多数探测器测量到的是单位电荷的能量 (ε/Z)，因为能量 $\varepsilon \propto M$(粒子质量)，所以，$\varepsilon/Z \propto M/Z$。故对于 M/Z 相等的那些元素，如 C，N，O，He 等就不容

易区分了。范章云教授曾介绍过几种探测能量在兆电子伏以下的太阳风粒子的方法，现综述如下：

1.静电分析器-总能法（10千电子伏/Z—500千电子伏/Z）

这种探测系统的结构和原理如图 3.68 所给出的那样，前面是一个静电分析器，用来选择粒子，后面是一金硅面垒型半导体探测器，用来测量粒子的能量。当带电粒子进入静电分析器时，在电场作用下，带电粒子受到电场的偏转，在一定的静电分析器工作电压和几何形状条件下，可以选择所需要的单位电荷能量的粒子。从静电分析器出来的粒子进入半导体探测器，半导体探测器可以测量该粒子的能量 e，从而可以定出粒子的电荷 z，达到区分和辨认粒子的目的。

用这种方法测量太阳风粒子，其最低可测量的粒子能量受到放大器噪声和探测器本身的噪声限制。一个好的放大器其噪声一般可做到 1 —2 千电子伏。如果暂不考虑探测器本身的噪声，选择讯噪比为 10∶1 的话，那末最低可测量的粒子能量大约 10 千电子伏以上。实际上，由于半导体探测器本身具有噪声，很难把能量扩展到 10 千电子伏，现在空间测量中用半导体探测器测量粒子的最低能量为 30 千电子伏左右的质子。

这种仪器的几何因子很小，大约只有 0.02 厘米^2·球面度。在探测的粒子强度不太高的情况下，本底噪声是个严重问题。探测仪器一般都装在卫星或飞船内，靠近卫星壳体，高能粒子在太空飞行器上产生大量次级粒子，引起假计数本底。这个本底与探测器体积成正比。减少本底的办法是减小探测器的厚度，但是探测器的厚度减小将会引起电容增大，使噪声增加。为了解决这两个方面的矛盾，往往需要找出探

测器的最佳厚度。图 3.70 表示本底和噪声与探测器体积的关系，一般选两条曲线相交的交点所对应的体积，作为探测器的最佳体积。

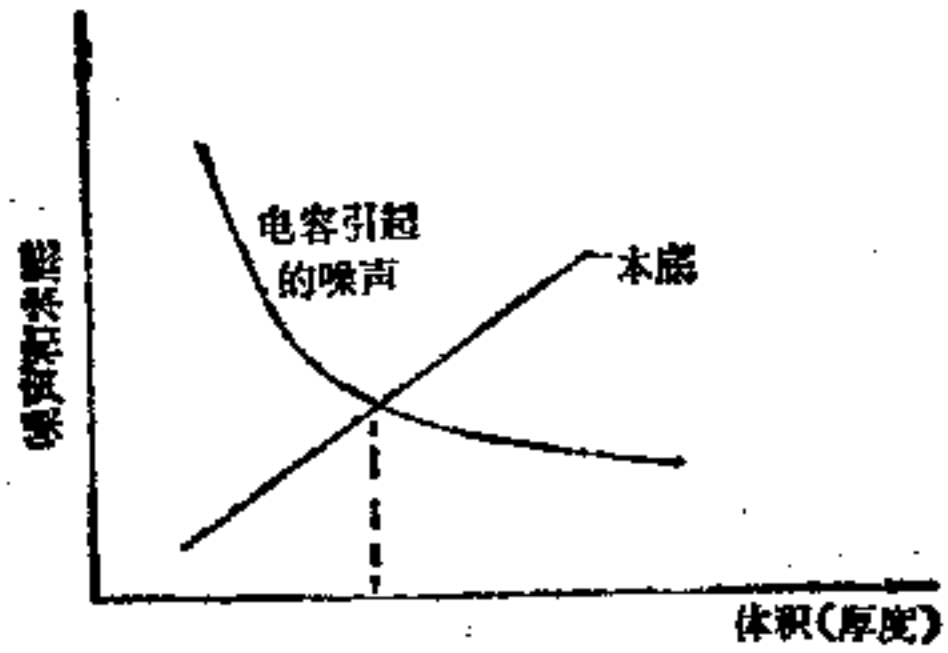


图 3.70　本底和噪声与探测器体积的关系

2。加速电场法（$e/Z<1$千电子伏）

当带电粒子的单位电荷的能量 $e/Z<1$ 千电子伏时，由于粒子的能量很低，用半导体探测器已无法测量它的能量。为了继续应用上面介绍的方法来测量粒子的成分，那末需要在带电粒子经过静电分析器之后给予适当的加速，以便使粒子的能量提高到半导体探测器能够测量的范围。加速粒子的办法是在静电分析器和半导体探测器之间加负 30 千伏以上的加速电场，如图 3.71 所示。选择适当的静电分析器的偏转电压和偏转板的几何尺寸，使得单位电荷的能量 $e/Z<1$ 千电子伏的粒子通过静电分析器。当通过静电分析器的带电粒子在加速电场（−30 千伏）下被加速后，每单位电荷可获得 30 千电子伏的能量，这乃是半导体探测器可以测量的能量范围。

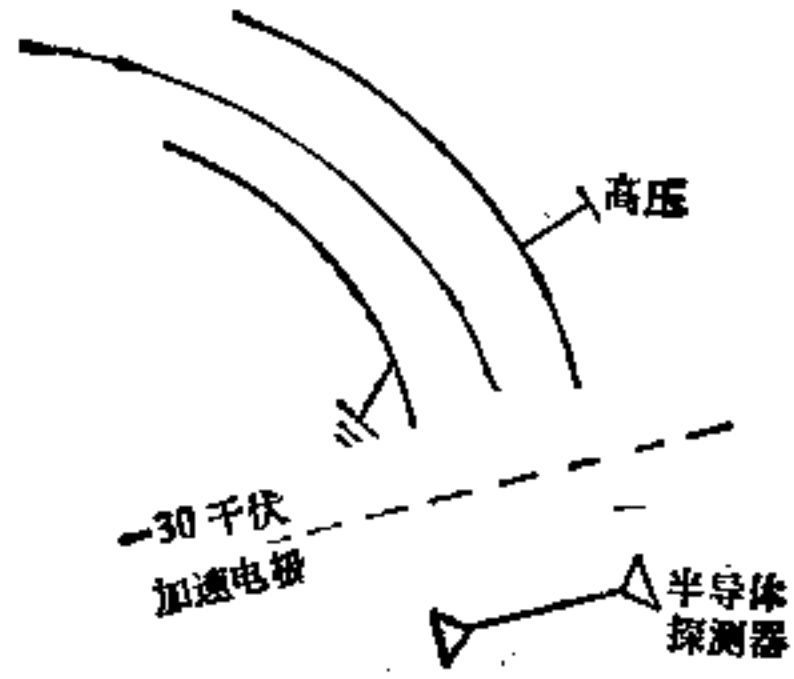


图 3.71　加速电场法示意图

设带电粒子的电荷为 Z，初始能量为 ε_1，且 $\varepsilon_1 \leqslant 1$ 千电子伏，通过 -30 千伏电压加速后获得能量为 ε_2，则

$$\varepsilon_2 = 30 \times Z \quad \text{（千电子伏）} \qquad (3\text{-}76)$$

这时金硅面垒半导体探测器测量到的粒子总能量 ε 等于

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \qquad (3\text{-}77)$$

由于 $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$，所以

$$\varepsilon \approx \varepsilon_2 = 30 \times Z \quad \text{（千电子伏）} \qquad (3\text{-}78)$$

由此可以求得

$$Z = \varepsilon/30 \quad \text{（千电子伏）} \qquad (3\text{-}79)$$

由静电分析器我们测得单位电荷能量 $\varepsilon' = \varepsilon_1/Z$，所以

$$\varepsilon_1 = \varepsilon' Z = \varepsilon' \cdot Z/30 \quad \text{（千电子伏）} \qquad (3\text{-}80)$$

3．飞行时间法($\varepsilon/Z > 50$千电子伏)

飞行时间法可以鉴别被探测的粒子种类，其原理是通过测量粒子在飞过一定的距离所需要的时间与粒子的能量，从而可以确定该粒子的质量。因此，在这个探测系统中必须设置两个粒子探测器．其中一个探测器放在飞行距离的前端，它给出粒子起飞的时间讯号，它对粒子的能量只有最小限度

的影响；另一个探测器放在飞行距离的末端，称为末端探测器，它给出粒子到达的时间讯号，并同时给出该粒子的能量讯号。飞行时间法的原理如图 3.72 所示。

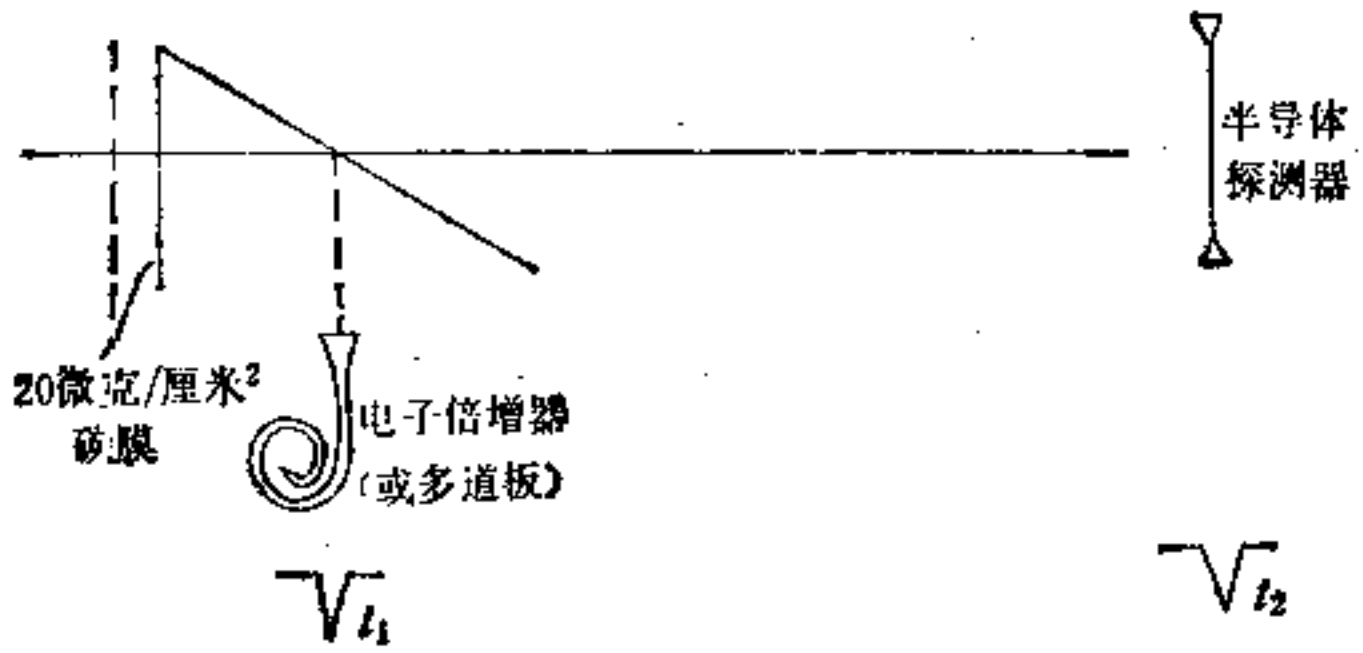


图 3.72　飞行时间法原理示意图

首先让粒子经过一个碳膜，该碳膜的厚度大约为 20 微克/厘米²，当带电粒子打在碳膜上时，它损失少许能量，并产生二次电子。二次电子在与碳膜成 45 度的反射电极(带负电位）作用下向电子倍增器（或多道板）方向加速运动，被电子倍增器所测量，并产生一讯号，此讯号代表粒子达到碳膜的时间（t_1），亦即粒子起飞的时间。带电粒子经过碳膜后继续向前运动，在时间 t_2 到达半导体探测器，测量出该粒子的能量 ε_1。设粒子的初始能量为 ε，在碳膜上损失的能量为 $\Delta\varepsilon$，则

$$\varepsilon=\varepsilon_1+\Delta\varepsilon \qquad (3\text{-}81)$$

因为 $\Delta\varepsilon\ll\varepsilon$，所以

$$\varepsilon=\varepsilon_1=\frac{1}{2}Mv^2 \qquad (3\text{-}82)$$

设碳膜到半导体探测器的距离为 L，则粒子的速度 v 为

$$v=\frac{L}{t_2-t_1}=\frac{L}{\Delta t} \qquad (3\text{-}83)$$

把上式中的 v 代入式（3-82）中，就可以求出粒子的质量 M

$$M=\frac{2\varepsilon}{(L/\Delta t)^2} \qquad (3\text{-}84)$$

为了准确地测量飞行时间，必须要求前端探测器和末端探测器有很快的时间响应，否则就难于把质量相差不多的粒子分开，达不到鉴别粒子的目的。过去在飞行时间法中前端探测器用薄膜闪烁体加光电倍增管，或者用贯穿式金硅面垒型探测器，但是，由于闪烁体的发光衰减时间较长，再加上光电倍增管的分辨时间，其总的分辨时间较差；薄的半导体探测器由于输入电容较大，输出脉冲的上升时间也在十几毫微秒左右，这些因素都限制了飞行时间分辨率的进一步提高。通道电子倍增器出现后，由于它体积小，倍增系数高，特别是时间响应快，所以，它很快就被应用于飞行时间法中作为前端探测器。

§3.6 仪器的几何因子*

1. 几何因子的定义

几何因子是探测器的特性常数，其定义是：任一接收面 S 的总通量 ϕ_t（秒$^{-1}$）与微分方向强度 $j(\theta,\varphi)$（厘米$^{-2}$·秒$^{-1}$·球面度$^{-1}$）之比 G_t（厘米^2·球面度）为接收面 S 的几何因子，即

$$G_t=\frac{\phi_t}{j}=\frac{4\pi}{J}\iint j\,d\vec{\Omega}\cdot d\vec{s} \qquad (3\text{-}85)$$

---

* 引自胡友秋等同志整理的资料。

式中

$$J=\iint j(\theta,\varphi)\sin\theta d\theta d\varphi=\iint_{4\pi} j d\Omega \qquad (3\text{-}86)$$

为全向强度，Ω 为接收面所张的立体角，θ 和 φ 分别为粒子的天顶角和方位角。对任一接收面 S（可以是封闭的，也可以是非封闭的）其总通量为

$$\phi_r=\int_{\Omega}\int_{s} j\, d\vec{\Omega}\cdot d\vec{s} \qquad (3\text{-}87)$$

实际上，由于几何因子与粒子强度的角分布有关，所以，我们通常采用的几何因子是作了以下假定：粒子强度的分布为各向同性，则公式（3-85）中的 j 可以提到积分号之外；或者接收面所张的立体角 Ω 做得很小，在此立体角内 j 可以近似当作不变，则式（3-85）可写为

$$G_r=\int_{\Omega}\int_{s} d\vec{\Omega}\cdot d\vec{s} \qquad (3\text{-}88)$$

以后讨论的几何因子都是由式（3-88）定义的，它仅是仪器的特性常数。如果获得了接收面的计数率 φ_r，则 φ_r/G_r 即为微分方向强度 j，

$$j=\frac{\varphi_r}{G_r} \qquad (3\text{-}89)$$

2. 凸面的几何因子

假设一凸面上的任一小面元 $d\vec{s}$（见图 3.73）则

$$G=\int_{\Omega}\int_{s} d\vec{s}\cdot d\vec{\Omega}=\int ds\int_{0}^{\frac{\pi}{2}}\int_{0}^{\frac{\pi}{2}}\sin\theta\cos\theta d\theta d\varphi=\pi S \qquad (3\text{-}90)$$

式中 S 为凸面的总面积。

如果 S 为球面，则几何因子为

$$G=4\pi^2\gamma^2 \qquad (3\text{-}91)$$

式中 r 为球面半径。这里所说的凸面可以是非封闭性的，如柱管面等。

3．一圆面相对任一接收点A的几何因子

假设$OA=r$，$QD=R_0$，$AB=h$，A 点处有一面元 ΔS，求圆面对 A 点的几何因子（参看图 3.74）。

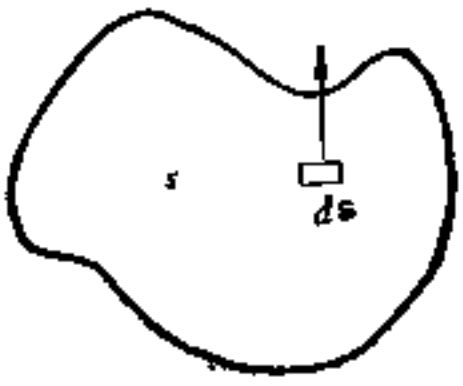


图 3.73　凸面示意图

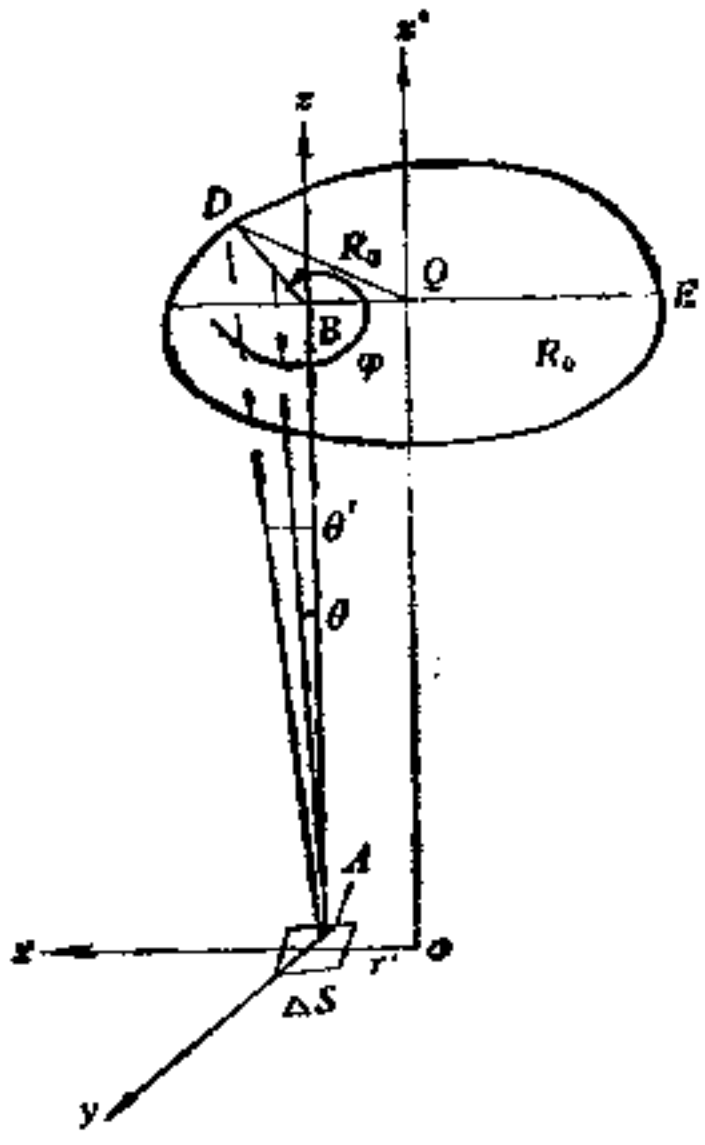


图 3.74　求圆面几何因子示意图

根据几何因子的定义

$$G_r=\iint d\vec{\Omega}\cdot d\vec{s}=\Delta S\iint\sin\theta\cos\theta d\theta d\Psi$$

$$=\Delta S\int_0^{2\pi}d\Psi\int_0^{\theta'}\sin\theta\cos\theta d\theta$$

$$= \frac{\Delta S}{2}\int_0^{2\pi} \sin^2\theta' d\varphi = \Delta S\int_0^{\pi}(1-\cos^2\theta')d\varphi \quad (3\text{-}92)$$

式中θ'为方位角φ的函数。设$BD=R$，则

$$\cos\theta' = \frac{AB}{AD} = \frac{h}{\sqrt{h^2+R^2}} \qquad (3\text{-}93)$$

对ΔBQD的分析，有

$$QD^2 = BD^2 + BQ^2 + 2BD\cdot \mathrm{BQ}\cos\angle DBQ$$

$$R_0^2 = R^2 + r^2 - 2Rr\cos(\varphi - \pi)$$

$$= R^2 + r^2 - 2Rr\cos\varphi$$

所以

$$R = -r\cos\varphi + \sqrt{r^2\cos^2\varphi + R_0^2 - r^2} \quad (3\text{-}94)$$

将上式代入式（3-93）得

$$\cos^2\theta' = \frac{h^2}{h^2 + 2r^2\cos^2\varphi + R_0^2 - r^2 - 2r\cos\varphi\sqrt{r^2\cos^2\varphi + R_0^2 - r^2}}$$

(3-95)

把式（3-95）代入（3-92），得

$$G_A = \pi\Delta S - \Delta S$$

$$\times\int_0^{\pi} \frac{h^2 d\varphi}{h^2 + 2r^2\cos^2\varphi + R_0^2 - r^2 - 2r\cos\varphi\sqrt{r^2\cos^2\varphi + R_0^2 - r^2}}$$

$$G_A = \Delta S\pi - \Delta S h^2$$

$$\times\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{h^2 + 2r^2\cos^2\varphi + R_0^2 - r^2 - 2r\cos\varphi\sqrt{r^2\cos^2\varphi + R_0^2 - r^2}}$$

$$- \Delta S h^2$$

$$\times\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi}\frac{d\varphi}{h^2+2r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2-2r\cos\varphi\sqrt{r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2}},\tag{3-96}$$

在第二积分中作代换 $\varphi=\pi-\varphi$，可以证明

$$\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi}\frac{d\varphi}{h^2+2r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2-2r\cos\varphi\sqrt{r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2}}$$

$$=\int_{0}^{\frac{\pi}{2}}\frac{d\varphi}{h^2+2r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2+2r\cos\varphi\sqrt{r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2}}$$

所以

$$G_A=\pi\Delta S-\Delta Sh^2$$

$$\times\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{2(2r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2+h^2)d\varphi}{(h^2+2r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2)^2-4r^2\cos^2\varphi(r^2\cos^2\varphi+R_0^2-r^2)}$$

$$=\pi\Delta S-\Delta Sh^2\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{4r^2\cos^2\varphi+2(R_0^2-r^2+h^2)}{4r^2\cos^2\varphi+(h^2+R_0^2-r^2)^2}d\varphi$$

$$=\pi\Delta S-\Delta S\int_0^{\frac{\pi}{2}}\left(1+\frac{h^4-(R_0^2-r^2)^2}{4r^2h^2\cos^2\varphi(h^2+R_0^2-r^2)^2}d\varphi\right)$$

$$G_A=\frac{\pi\Delta S}{2}-\frac{\pi\Delta S}{2}\cdot\frac{h^2-R_0^2+r^2}{(h^2+R_0^2+r^2)^2-4R_0^2r^2}\quad(3\text{-}97)$$

4. 圆柱形望远镜的几何因子

圆柱形望远镜是指其中的探测器具有相同的直径，如图 3.75 所示。这时式（3-97）中

$$\Delta S=rdrd\lambda$$

$$0\leqslant r\leqslant R_0\quad,\qquad 0\leqslant\lambda\leqslant 2\pi$$

则望远镜的几何因子有

$$G=\int G_A=\frac{\pi}{2}\iint r\,dr\,d\lambda$$

$$-\frac{\pi}{2}\iint r\,dr\,d\lambda\,\frac{h^2-R_0^2+r^2}{\sqrt{(h^2+R_0^2+r^2)^2-4R_0^2r^2}}$$

$$=\frac{\pi^2R_0^2}{2}-\frac{\pi^2}{2}\int_0^{R_0^2}\frac{h^2-R_0^2+r^2}{\sqrt{(h^2+R_0^2+r^2)^2-4R_0^2r^2}}\,dr^2$$

若令 $x=r^2$，则有

$$G=\frac{\pi^2R_0^2}{2}-\frac{\pi^2}{2}\int_0^{R_0^2}\frac{h^2-R_0^2+x}{\sqrt{(h^2+R_0^2+x)^2-4R_0^2x}}\,dx$$

$$=\frac{\pi^2R_0^2}{2}-\frac{\pi^2}{2}\sqrt{(h^2+R_0^2+x)^2-4R_0^2x}\Big|_0^{R_0^2}$$

$$=\frac{\pi^2R_0^2}{2}-\frac{\pi^2}{2}\sqrt{(h^2+2R_0^2)^2-4R_0^4}+\frac{\pi^2}{2}(h^2+R_0^2)$$

$$G=\pi^2R_0^2+\frac{\pi^2h^2}{2}-\frac{\pi^2}{2}\sqrt{h^4-4h^2R_0^2}\qquad(3\text{-}98)$$

又因为 $\mathrm{tg}\theta_0=\dfrac{2R_0}{h}$ （见图3.75）

所以

$$G=\pi^2R_0^2+2\pi^2R_0^2\mathrm{ctg}^2\theta_0-2\pi^2R_0^2\sqrt{\mathrm{ctg}^4\theta_0+\mathrm{ctg}^2\theta_0}$$

$$=\pi^2R_0^2+2\pi^2R_0^2\left(\mathrm{ctg}^2\theta_0-\mathrm{ctg}\theta_0\,\frac{1}{\sin\theta_0}\right)$$

$$=\pi^2R_0^2+2\pi^2R_0^2\mathrm{ctg}^2\theta_0\,\frac{\cos\theta_0-1}{\sin\theta_0}$$

$$=\pi^2R_0^2-2\pi^2R_0^2\cdot\frac{1}{2}\left(1-\mathrm{tg}^2\frac{\theta_0}{2}\right)$$

$$=\pi^2 R_0^2 \mathrm{tg}^2 \frac{\theta_0}{2}$$

即
$$G=\pi^2 R_0^2 \mathrm{tg}^2 \frac{\theta_0}{2} \qquad (3\text{-}99)$$

5. 圆台望远镜的几何因子

所谓圆台望远镜是指两个探测器的直径不一样所组成的望远镜，如图 3.76 所示。

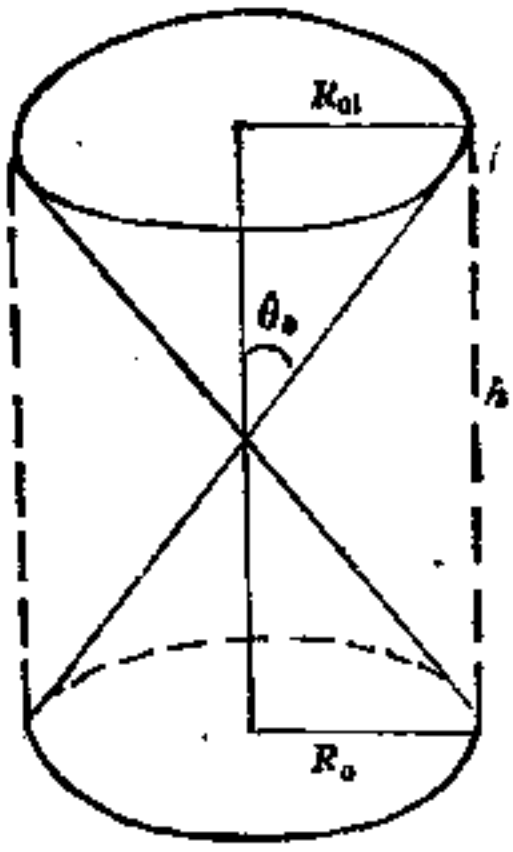


图 3.75　圆柱形望远镜示意图

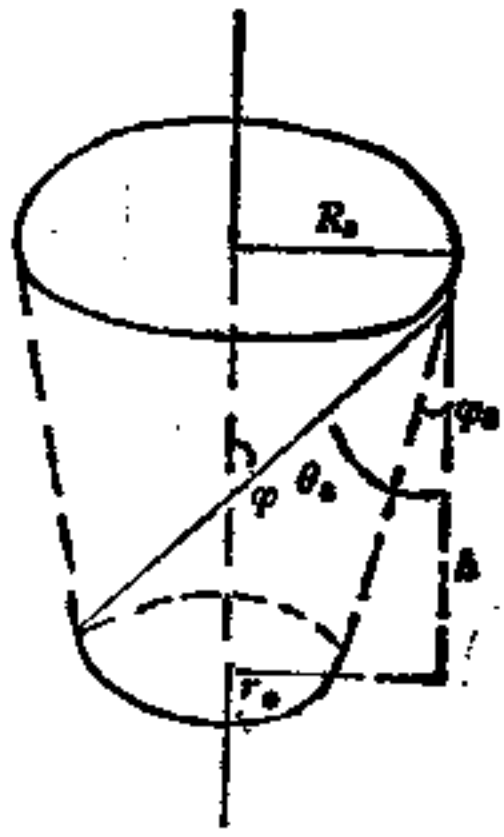


图 3.76　圆台望远镜示意图

同圆柱望远镜一样，$\Delta S = r\,dr\,d\lambda$

$$0 \leqslant r \leqslant r_0 \quad , \quad 0 \leqslant \lambda \leqslant 2\pi$$

其几何因子为

$$G=\int G_A = \frac{\pi^2 r_0^2}{2} - \frac{\pi^2}{2}\int_0^{r_0^2} \frac{h^2 - R_0^2 + x}{\sqrt{(h^2+R_0^2+x)^2 - 4R_0^2 x}}\,dx$$

$$= \frac{\pi^2 r_0^2}{2} - \frac{\pi^2}{2}\sqrt{(h^2+R_0^2+x)^2 - 4R_0^2 x}\,\Big|_0^{r_0^2}$$

$$= \frac{\pi^2 r_0^2}{2} - \frac{\pi^2}{2}(h^2+R_0^2)$$

$$-\frac{\pi^2}{2}\sqrt{(h^2+R_0^2+r_0^2)^2-4R_0^2r_0^2} \qquad (3-100)$$

若令 $\mathrm{tg}\theta_0=\frac{R_0+r_0}{h}$ ， $\mathrm{tg}\varphi_0=\frac{R_0-r_0}{h}$

则有

$$G=\frac{2+\mathrm{tg}^2\theta_0+\mathrm{tg}^2\varphi_0}{(\mathrm{tg}\theta_0-\mathrm{tg}\varphi_0)^2}\pi^2r_0^2$$

$$-\frac{2\pi^2r_0^2}{(\mathrm{tg}\theta_0-\mathrm{tg}\varphi_0)}\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\theta_0+\mathrm{tg}^2\varphi_0+\mathrm{tg}^2\theta_0\mathrm{tg}^2\varphi_0} \qquad (3-101)$$

参 考 文 献

〔1〕 Tatel, H. E. and J. A. Van Allen, Cosmic-Ray Bursts in The Upper Atmosphere, *Phys. Rev.*, 73 (1948), 87.

〔2〕 Bridge, H. S. and B. Rossi et al., A Study of Cosmic Ray Bursts, *Phys. Rev.*, 74 (1948), 1083.

〔3〕 Van Allen, J. A. and G. H. Ludwig et al., Some Preliminary Reports of Experiments in Satellites 1958 Alpha and Gamma, in *IGY Satellite Report Series* 3, 73, National Academy of Science, National Research Council, Washington, D. C., 1958.

〔4〕 徐克尊等编，粒子探测技术，上海科学技术出版社，1981.

〔5〕 王祝翔，核物理探测器及其应用，科学出版社，1964.

〔6〕 Tait, W. H., Radiation Detection, Butterworths London Boston Sydney Wellington Toronto Durban, 1980.

〔7〕 Шафер, Ю. Г и А. в. Ярыгин, Измерения космических лучей На геофизических ракетах, Всб.: искусственные Спутныки земли, 4, 184, Изд-во Ан СССР, 1960.

〔8〕 西安交通大学，材料力学，下册，§ 21-5 薄壁容器的应力计算，1960.

〔9〕 Anderson, H. R., Marineer Ⅱ: High-Energy Radiation Experiment, *Science*, 139 (1963), No. 3549, 42.

〔10〕 Дорман, Л. И., Вариации космических лучей и исследование космоса, Глава 11, издательство Академии Наук СССР, Москва 1963.

(11) Вернов, С.Н., Логачев, Ю.И., исследование вариаций космического излучения, УФН63, 1(1957), 149.
(12) Ю.Г.Шафер, Ярыгин, А.В., Исследование вариаций первичного космического излучения при помощи искусственного спутника земщ, Труды ЯФАН,Серия физ. 3 5, изд-во АН СССР, 1960.
(13) Rosen, A. et al., Ionizing Radiation at Altitudes of 3500 to 36000 km Pioneer I, *J. Geophys. Res.*,64 (1959), No. 7, 709.
(14) Rosen, A. et al., Ionizing Radiation Detected by Pioneer II, *Planet. and Space Science*, 1(1959), No. 1, 343.
(15) Neher, H. V., An Automatic Ionization Chamber, *Rev. Sci. Instr.*, 24 (1953), No. 1, 2.
(16) Neher, H. V. et al., Madification to The Automatic Ionization Chamber, *Rev. Sci. Instr.*, 27 (1956), No. 3, 173.
(17) Neher, H. V., Cosmic Rays at Balloon Altitudes and The Solar Cycle, *J. Geophys. Res.*, 67 (1962), No. 4, 1300.
(18) Wincler, J. R. et al., Balloon Study of High-Altitude Radiations During The International Geophysical Year, *J. Geophys. Res.*,65 (1960), 1331.
(19) Neher, H. V. et al., Cosmic-Ray Intensity at Thule, Greenland During 1962 and 1963 and Comparison with Date from Marineer II, *J. Geophys. Res.*, 69 (1964), No. 5, 807.
(20) Masley, A. J. and T. C. May et al., Analysis of Balloon Abservations During The April 1960 Solar Cosmic-Ray Events, *J. Geophys. Res.*, 67 (1962), No. 9, 3243.
(21) Arnaldy. R. and R. Hoffman et al., Measurements of The Van Allen Radiation Belts During Geomagnetic Storms, *Space Research*, Proceedings of The First International Space Science Symposium, 1960. 1. 11—16, 877.
(22) Glaser, P. F. and E. R. Spangler, Paylaod Desingn for A Lunar Satellite, Electronics, 33 (1960), No. 44, 63.
(23) Arnoldy, R. L., Observation of The Van Allen Radiation Regions During August and September 1959. Part 1, *J. Geophys. Rev.*, 65 (1960), 1361.
(24) Arnoldy, R. L. et al., Solar Cosmic Rays and Soft Radiation Observed at 5000,000 km from Earth, *J. Geophys. Res.*65 (1960), 3004.

〔25〕 叶宗海和曹伯俭，碳纤维在电离室中的应用，核仪器与方法，2 (1982)，87页.
〔26〕 Neher, H. V., Variable Sensitivity Automatic Ionization Chamber, *Rev. Sci. Instr.*, 32 (1961), No. 1, 48.
〔27〕 Hoffman, R. A., Standardization of Ionization Chamber, *Tech. Rept. CR-27*, Cosmic Ray Program, School of Physics, University of Minnesota, Minneapolis, 1960.
〔28〕 Van Vallen, J. A., Intensities of Heavy Cosmic-Ray Primaries by Pulse Ionization Chamber Measurements, *Phys. Rev.* 84 (1951), 791.
〔29〕 Schwed, P. and M. A. Pomerantz, Satellite-Borne Instrumentation for Observing Flux of Heavy Primary Cosmic Radiation, *J. Framkin Inst.*, 271 (1961), No. 4, 275.
〔30〕 Klecker, B. and D. Hovestadt et al., Composition and Energy Spectra of Cosmic Rays between 0.6 and 24 Mev Per Nucleon During Quiet Times: Transition from A Solar to The Anomalous Component, *The Astrophysical Journal*, 212 (1977), 290.
〔31〕 Hubbard, E. L., Nuclear Particle Spectrometers for Satellites and Space Probes, *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-9 (1962) No. 3, 357.
〔32〕 Fan, C. Y. and P. Meyer, et al., Dynamics and Structure of The Outer Radiation Belt, *J. Geophys. Res.*, 66 (1961), 2607.
〔33〕 Singer, S. F., The Primary Cosmic Radiation and Its Time Variations, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, Ed. Wilson and Wouthugsen, Ⅳ, North-Holland Publishing Co. 1958.
〔34〕 Ludwig, G. H., Cosmic-Ray Instrumentation in The First U. S. Earth Satellite, *Review of Scientific Instruments*, 30 (1959), 223.
〔35〕 Richter, H. L. et al., Instrumenting The Explorer I Satellite, *Electronics*, 32 (1959), No.6, 39.
〔36〕 Mcilwain, C. E., Coordinates for Mapping the Distribution of Magnetically Trapped Particles, *J. Geophys. Res.* 66 (1961), 3681.
〔37〕 Ludwig, G. H. et al., Corpuscular Radiation Experiment of Satellite 1959 Ieta (ExplorerⅦ), *J. Geophys. Res.* 65 (1960), 1119.
〔38〕 James, A. et al., Radiation Measurements to 658300 km with Pioneer Ⅳ, *Nature*, 184 (1959), 219.

〔39〕 Bertolini, G. and Coche, A. 著，金芜，谭泽祖译，半导体探测器，原子能出版社，1975.
〔40〕 Crouthamel, C. E. 著，高物，伍实译，应用γ射线能谱学，原子能出版社，1977.
〔41〕 丁供林，金硅面势垒探测器的漏电流、噪声、能量分辨率和辐照损伤，核仪器与方法，2 (1982)，91页.
〔42〕 Friedland, S. S. et al., Application of Nuclear Semiconductor Detectors for Space Spectrometry, *IRE Trans. Nuce. Sci.* NS-9 (1962), No. 3, 391.
〔43〕 Goulding, F. S.,Semiconductor Detectors-Their Properties and Applications, *Nucleonics*, 22 (1964), No. 5, 54.
〔44〕 叶宗海，曹伯俭，半导体探测器在空间带电粒子和X、γ辐射测量中的应用，核技术，5 (1981)，58页.
〔45〕 Freden, S. C. et al., Trapped Protons at Low Altitudes in The South Atlantic Magnetic Anomaly, *J. Geophys. Res.*, 69 (1964), No. 7, 1259.
〔46〕 Bostrom, C. O. et al., The February 5, 1965, Solar Proton Event, 1. Time History and Spectrums Observed at 1100 km, *J. Geophys. Res.*, 72 (1967), 4487.
〔47〕 Blake, J. B. et al., Observations of Solar Protons Aboard OV 3-3 and ATS-1, in Proc. Symp. on COSPAR, *Solar Flares and Space Research*, Tokyo, 1968.
〔48〕 Solar Proton Monitoring,Solar-Geophysical Data, February 1968, Descriptive Text.
〔49〕 朱光武、叶宗海等，太阳质子和α粒子探测器，宇航学报 2 (1980)，88页.
〔50〕 Aiello, W. P. et al., An Energetic Particle Detector for A Synchronous Satellite, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-22 (1975) No. 1, 575.
〔51〕 Wolpert, M. H. et al., A Low Energy Solar Cosmic Ray Experiment for OGO-F, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-15 (1968), No. 1, 238.
〔52〕 Stilwell, D. E. et al., The Pioneer 10/11 and Helios A/B Cosmic Ray Instruments, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-22 (1975), No. 1, 570.
〔53〕 Reagan, J. B. et al., A High-Resolation Multiple Particle Spectrometer for The Measurement of Solar Particle Events, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-19 (1972),No. 1, 554.
〔54〕 Way, S. et al., A Three Parameter Pulse Height Analyzer and Coincidence System for Satellite Cosmic Ray Studies,

IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-13 (1966), No. 1, 523.
[55] Ely, John T. A. et al., High Resolution Pulse Height Analyzer for Satellite Use, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-13 (1966), No. 1, 533.
[56] E wald, C. J. et al., A Low Cost-Low Power Multichannel Pulse Height Analyzer for University Balloon Rocket Experiments, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-13 (1966), No. 1, 537.
[57] Final Report, Particle Detection Experiment for Applications Technology Satellite 1 (ATS-1), *NASA CR*-106637, 1969.
[58] Stone, E. C. et al., Cosmic Ray Investigation for The Voyager Mission, Energetic Particle Studies in The Outer Heliosphere and Beyond, *Space Sci. Rev.*, 24 (1977), No. 3, 355.
[59] Mewallt, R. A. et al., Neutral Particle Background in Cosmic Ray Telescopes Composed of Silicon solid State Detectors, Space Science Instrumentation, 3 (1977), No. 3, 231.
[60] Tums, E. et al., Instrument to Measure Energy and Charge of Low Energy Interplanetary Particles, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-21 (1974), No. 1, 210.
[61] Krimigis, S. M. et al., The Low Energy Charged Particle (LECP) Experiment on The Voyager Spacecraft, *Space Sci. Rev.* 21 (1977), No. 3, 329.
[62] Marbach, J. R., An Electron Spectrometer for Project Gemini, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-13 (1966), No. 1, 464.
[63] McQuaid, J. H., An Electron and Proton Spectrometer Detector System for An OGO-E Satellite Experiment, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-13 (1966), No. 1, 515.
[64] Althouse, W. E. et al., A Solar and Galactic Cosmic Ray Satellite Experiment, *IEEE Trans. Nuol. Sci.*, NS-15 (1968), No. 1, 229.
[65] Paolini, F. R. et al., Satellite Instrumentation for Charged Particle Measurements, V. Range-Energy Spectrometer for 6—100 MeV Protons, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-15 (1968), No. 1, 210.
[66] Kuo Fu-Shong and Liang, T. C., A Systematic, Method of One-Parameter Identification for The Cosmic Ray Nucler Composition, *Proc. 16th International Cosmic Ray Conf.*

11 (1979), 74.
〔67〕 朱光武等，一种宇宙线粒子成分探测器，宇航学报，2 (1981)，69 页.
〔68〕 Guzik, T. G., The Low-Energy Galactic Cosmic Ray Carbon, Nitrogen and Oxygen Isotopic Composition, *Astrophysical Journal*, 244 (1981), 695.
〔69〕 Curtis, C. C. et al., Time of Flight Field Ionization Mass Spectrometer-TOFFIMS, *Proc. 16th Inter. Cosmic Ray Conf.*, 11 (1979), 70.
〔70〕 韦瑞干等，一个星载闪烁探测器几个参量的确定，1979 年全国空间物理学术会议文集，科学出版社，1982，156 页.
〔71〕 Bloom, S. D. et al., Space Scintillator-Detector Distinguishing between Protons and Electrons, *IRE Trans. Nucl. Sci.* NS-7 (1960), No. 2, 170.
〔72〕 Mcilwain, C. E., Scintillation Counters in Rockets and Satellites, *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-7 (1960), No. 2, 159.
〔73〕 Smith, R. V. et al., Use of Sciatillation Counters for Space Radiation Measurements, *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-9 (1962), No. 3, 386.
〔74〕 Bryant, D. A. et al., A Scintillation Counter Telescope for Charge and Mass Identification of Primary Cosmic Rays, *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-9 (1962), No. 3, 376.
〔75〕 Paolini, F. R. et al.,Satellite Instrumentation for Charged Particle Measurements, Ⅱ. Scitillation Spectrometer for Relativistic Electrons, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Ns-16 (1968), No. 1, 200.
〔76〕 Bakke, J. C. et al., A High-Sensitivity Particle Spectrometer for The Measurement of Polar-Cap-Absorption Events, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-17 (1970), No. 1, 91.
〔77〕 Fan, C. Y. et al., Anisotropy and Fluctuations of Solar Proton Fluxes of Energies 0.6—100 MeV Measured on The Pioneer 6 Space Probe, *J. Geophys. Res.*, 71 (1966), 3289.
〔78〕 Bukata, R. P., Cosmic Ray Detectors for Pioneer 8 and 9 Spacecrafts, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-17 (1970), No. 5, 18.
〔79〕 Comstock, G. et al., Composition and Spectra of Charged Particles of Solar and Cosmic Origin Measured on Satellites, in Recent Advence in Cosmic Ray Research, Edited by J. Ganger and A. J. Masley, California, 1966.

〔80〕 Fan, C. Y. et al., Cosmic Radiation Helium Spectrum Below 90 MeV Per Nucleon Measured on IMP I Satellite, *J. Geophys. Res.*, 70 (1965), 3515.
〔81〕 Bingham, R. G. et al., Two Satellite Borne Cosmic Radiation Detectors, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-13 (1966), No. 1, 478.
〔82〕 Bouffurd, B. et al., The HEAO-3 Cosmic Ray Isotope Spectrometer, *Astrophys. and Space Sci.*, 84 (1982), 3.
〔83〕 Webber, W. R., Cerenkov Total Energy Telescopes for The Study of The Mass Composition of Cosmic Rays, *Proc. 16th Inter. Cosmic Ray Conf.*, 11 (1979), 55.
〔84〕 Webber, W. R. et al., Cosmic Ray Isotope Resolution Obtained Using A New Cherenkov-Total Energy dE/dx Telescope, *Nuc. Inst. and Meth.*, 111 (1973), 301.
〔85〕 沈阳玻璃试验厂和七机部501所倍增器研制组，毛细管型连续二次电子倍增器及其应用，真空技术，5 (1976)，No. 3，71页.
〔86〕 沈阳玻璃试验厂和七机部501所倍增器研制组，管型电子倍增器在空间探测中的应用，真空技术，6 (1977)，No. 3，25页.
〔87〕 Evans, D. S., Low Energy Charged-Particle Detection Using The Continuous-Channed Electron Multiplier, *Rev. Sci. Inst.*, 36 (1965), No. 3, 375.
〔88〕 Wiley, W. C. et al., Bendix Continuous-Chamel Electron Multiplier, *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-9 (1962), No. 1, 103.
〔89〕 Eschard, G. et al., Principle and Characteristics of Channel Electron Multipliers, *Acta Electronics*, 14 (1971), No. 1, 19.
〔90〕 Josephr, H., Magnetic Electron Multiplier, *Rev. Sci. Instr.* 39 (1968), 169.
〔91〕 Paolini, F. R. et al., Satellite Instrumentation for Charged Particle Measurements, I, Electronstatic Analyzer for 1 to 100 keV Particles, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-15 (1968) No. 1, 188.
〔92〕 Woodhead, A. W. et al., Microchannel Plates and Their Applications, *Acta Electronica*, 14 (1971), No. 2, 81.
〔93〕 Dhawan, S. et al., Development Status of Microchannel Plate Photomultiplier, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-24 (1977) No. 1, 270.
〔94〕 Lo, C. C. and Lecomte, P., Perfomance Studies of Prototype Microchannel Plate Photomultiplier, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-24 (1977), No. 1, 382.

[95] Lind, D. L. et al., Plasma Electron Detector Using an Open Electron Multiplier, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Ns-13 (1966) No. 1, 511.
[96] Reed, R. D. et al., A Low-Energy Channel Multiplier Spectrometer for ATS-E, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Ns-16 (1969), No. 1, 359.
[97] Borg, H. et al., The keV Plasma Experiment on The GEOS-1 and GEOS-2 Satellites, *Space Science Instrumentation*, 5 (1979), No. 2, 37.
[98] Alexander, R. et al., An instrument for The Measurement of Charged Particles in The Aurora, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Ns-15 (1968), No. 1, 258.
[99] Shea, M. F. et al., Channel Multiplier Instrumentation for The Measurement of Low-Energy Auroral Particles, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Ns-14 (1967), No. 1, 96.
[100] Bader, M. et al., Two Instruments for Measuring Distributions of Low-Energy Charged Particles in Space, *NASA TND*-1035, 1961.
[101] Intriligator, D. S et al., The Pioneer Venus Orbiter Plasma Analyzer Experiment, *IEEE Trans. on Geoscience Remote Sensing*, GE-19 (1980), 39
[102] Baum, J. J. et al., Design of The Particles Experiment Subsystem of The Apollo Lunar Subsatellite, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Ns-19 (1972), No.1,632
[103] Wrenn, G. L. et al., The Supra-Thermal Plasma Analysers on The ESA GEOS Satellites, *Space Science Instramsntation*, 5 (1981), No.3. 271.
[104] Paalini, F. R. et al., Satellite Instrumentation for Charged Particle Measurements, Ⅱ. Magnetic Analyzer for 0.1 to 1.0 MeV Electrons, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Ns-15 (1968), No. 1, 194.
[105] 胡友秋，王作桂，余光华等，一种辐射带电子望远镜，空间科学学报，4 (1984)，347页

第四章　空间X、γ射线的测量

X和γ射线属于电磁辐射，它们对物质没有直接的电离和激发效应，因而不能直接被探测。但如第二章所述，当X和γ射线与物质相互作用时，通过三种基本效应（即光电效应、康普顿效应和电子对效应）产生次级电子，这些次级电子在探测器物质中再产生电离和激发，通过探测次级效应可以间接地测量X和γ射线。所以，带电粒子探测器原则上都能用于X和γ射线的测量。

气体探测器主要用于测量X射线，其中以正比计数器使用最为广泛，它不仅能测量X射线的通量，而且还能测量它的能谱。早期曾使用电离室测量一定波长范围内的X射线总通量，但因它局限性很大，现在使用较少。半导体探测器有很高的能量分辨率，所以，常用它来测量X和γ射线的精细能谱。闪烁探测器有很高的探测效率，所以，广泛地把它用于硬X射线和γ射线的测量，而且它已成为γ射线的主要探测器了。

除了探测空间X和γ射线的通量和能谱之外，另一个很重要的方面是精确测定X和γ射线源的位置。因此，探测器应具有很好的方向性，也就是具有高的空间分辨本领。为此目的，必须对探测器进行准直，使其具有好的空间分辨率。此外，由于空间还存在着带电粒子，探测器对此也是灵敏的，所以，在对X和γ射线进行探测时，必须清除或尽量减小带电粒子的影响。

§ 4.1 应用气体探测器测量空间X、γ射线

4.1.1 气体探测器对X、γ射线的响应

气体探测器主要用于X射线的探测，它也可以用于测量γ射线，早期曾用G-M计数器测量γ射线，但它的探测效率很低。例如，对具有很大气体放大倍数的G-M计数器而言，探测γ射线的效率只有1%左右。探测效率低的原因是：随着γ射线能量的增大，光电效应和康普顿效应的吸收截面减小，并且γ射线在计数管壁中产生二次电子所占的比例很快下降，因此，参与计数管内气体电离的二次电子也就很少。由于二次电子的方向和能量是变化的，而且它们在计数管壁中的路径是弯曲的，因此很难计算γ射线的探测效率。现在让我们研究γ射线进入计数管的情况，从中求出它对γ射线的探测效率，参看图4.1。

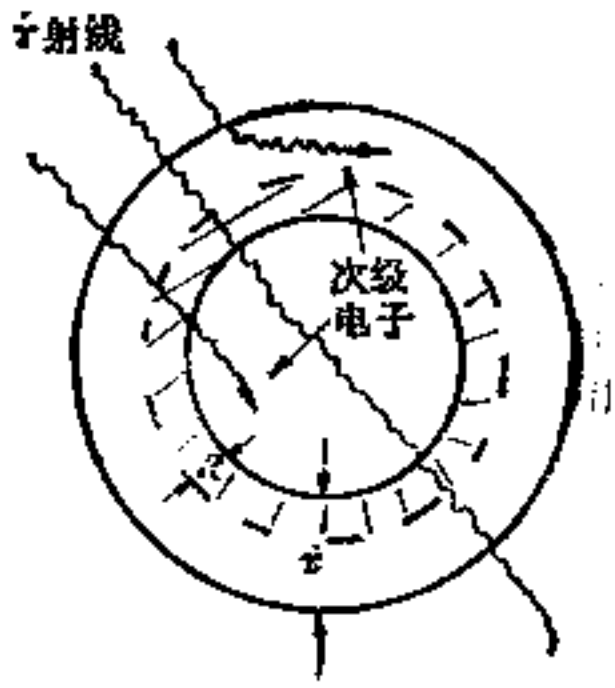


图 4.1 γ射线在计数管壁中的吸收情况

假定μ_1是光电效应的线性吸收系数，R_e是二次电子的射程。如果计数管壁的厚度稍大于R_e，那末产生光电子的那部分γ射线所占的比例是$1-\exp(-\mu_1 R_e)$。因为二次

电子可以向各个方向发射，故只有一半电子能进入计数管内。因此，产生光电子并能从计数管内侧进入计数管中的γ射线所占的比例为$\frac{1}{2}\mu_1 R_e$，而从计数管对面的另一侧进入计数管内的那部分γ射线产生的光电子所占的比例也是$\frac{1}{2}\mu_1 R_e$。与此类似，如果康普顿效应的线性系数是μ_2，电子对效应的线性吸收系数是μ_3，而R_c和R_p是通过这些效应产生的二次电子的射程，那末γ射线的探测效率η可以写为

$$\eta=\mu_1 R_e+\mu_2 R_c+2\mu_3 R_p \qquad (4\text{-}1)$$

式中最后一项的系数为2是因为在电子对的产生过程中产生了两个致电离粒子。

在低能量区（<1兆电子伏）光电效应占优势，使用高Z值的管壁材料可以制造出具有高效率的计数管，这是由于光电吸收截面与Z^5成正比，即

$$\sigma_a=BZ^5(h\nu)^{-7/2} \qquad (4\text{-}2)$$

式中B为常数，$h\nu$为入射光子的能量。在中能区（1—5兆电子伏），康普顿效应占优势，因为康普顿吸收截面与Z成正比，而光子的射程与Z成反比，管壁材料对固有效率几乎没有影响。在高能区（>3兆电子伏），粒子对的产生占优势，效率随Z的增大而增大。在低能区，虽然光电截面很大，但效率仍然很低，其所以如此，是因为由低能光子产生的光电子射程较短。

气体电离探测器不适合于作γ射线能谱测量，这是因为对低能光子它们不能得到足够的脉冲幅度。如前所述，在半导体锗中产生一电子、空穴对需要2.9电子伏的能量，而

在气体探测器中产生一对电子、正离子约需 30 电子伏的能量，两者相比差 10 倍，这样在气体探测器中产生的脉冲幅度至少比半导体探测器小 10 倍。但是，正比计数器能用于低能 γ 射线的测量，并给出较高的能量分辨率。此外，与闪烁探测器相比，正比计数器还有一个优点，即它对高能 γ 射线有鉴别作用，这是因为计数管对 100 千电子伏能量以上的 γ 射线灵敏度变得极低的缘故。

X 射线的能量比 γ 射线低，因此，探测器对 X 射线有较高的光电吸收截面。但是，为了探测 X 射线必须使用薄窗气体探测器，其目的除防止气体逃逸外，还要避免管壁对 X射线的强烈吸收。在使用半导体探测器和闪烁探测器测量 X 射线时，同样也需要有薄窗，此时的目的在于防止可见光和紫外光线进入探测器的灵敏体积。因此，探测 X 射线的探测器需要选用合适的窗材料，其厚度要尽量薄，材料的原子序数要低等。目前通常使用的薄窗材料是最轻元素 铍($Z=4$)，它不仅是低原子序数材料，而且它的光电吸收截面比较小。因此，大部分 X 射线能透过铍窗，进入探测器。图 4.2 是 X射线通过不同厚度的 Be 膜的透射率[1]。从图中可以看到，

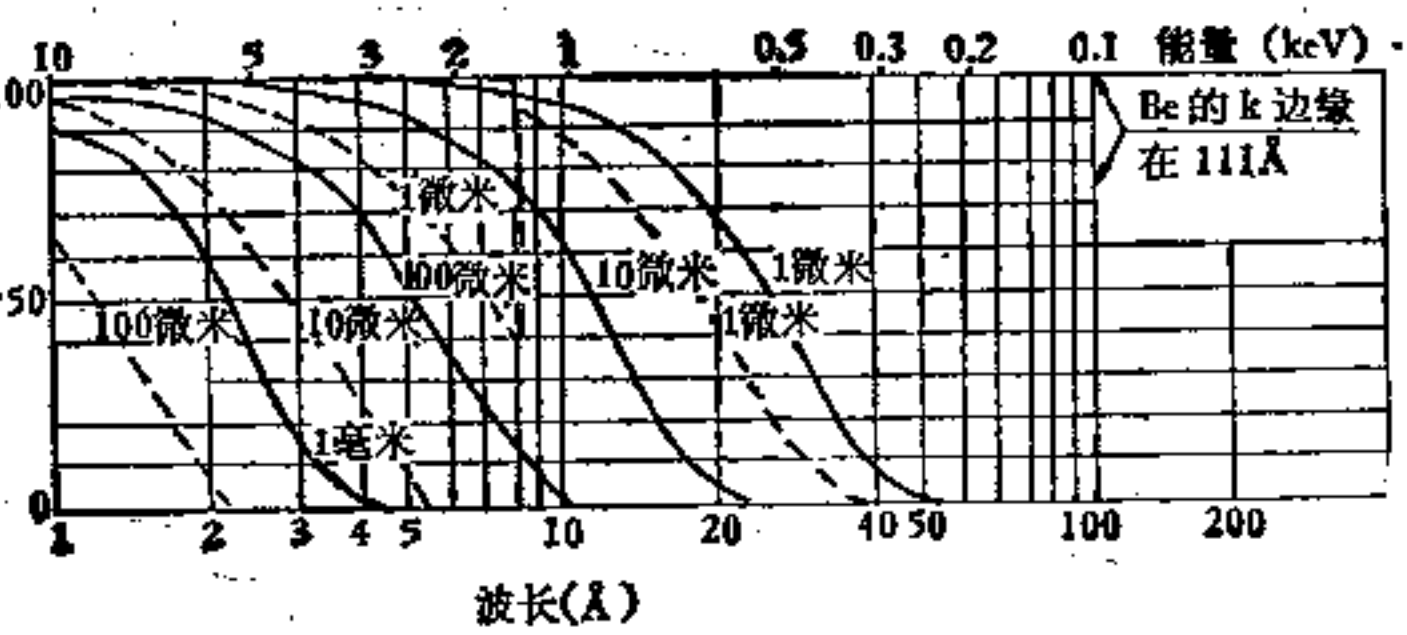


图 4.2 不同厚度铍和铝窗的透射率

在 111 Å 处 Be 的透射率突然下降，那是由于 K 边缘的原因，朝短波方向透射率再度增加。图中同时给出了铝（Al）膜的透射率，它的 K 边缘出现在 8 Å 附近。铍窗的厚度根据需要可以从几毫米做到只有几十微米，不过这种材料较贵，且具有毒性。

近年来发展了另一种窗材料，即在塑料薄膜上镀铝（称为 Mylar），其厚度可以做到几微米。这种薄窗气体探测器可以测量能量只有数千电子伏的 X 射线，而且具有较高的探测效率。

在什么样的能量范围内气体探测器对 X 射线有最好的响应，即探测效率最高，这主要取决于所采用的窗材料及其厚度，以及探测器内所充气体的种类及其压强。从图 4.2 可知，X 射线的能量与所取窗厚的关系。图 4.3 表示在几种常用气体中不同能量 X 射线的吸收与所对应气体压强的关系。在测量空间 X 射线时，通常气体压强都不超过 1 大气压，因为薄窗在真空中无法承受较高的压强。

4.1.2 X射线电离室

如果把电离室作成薄窗型，那末就可以用它来探测 X 射线。X 射线电离室的结构与测量带电粒子所用的一般积分电离室相同，不同的地方是开有一窗口，窗材料采用铍膜或塑料镀铝薄膜。一般电离室内充以氩气或氙气，其气压根据窗厚所能承受的压强，以及由所要探测 X 射线的能量范围而定。X 射线经过薄窗进入电离室，并与室内气体发生相互作用，产生次级电子，然后这些次级电子使电离室内的氩气或氙气电离，从而产生电离电流。这种电流通过微电流放大器放大，并记录下来，由此可以反映进入电离室内的 X 射线强度。

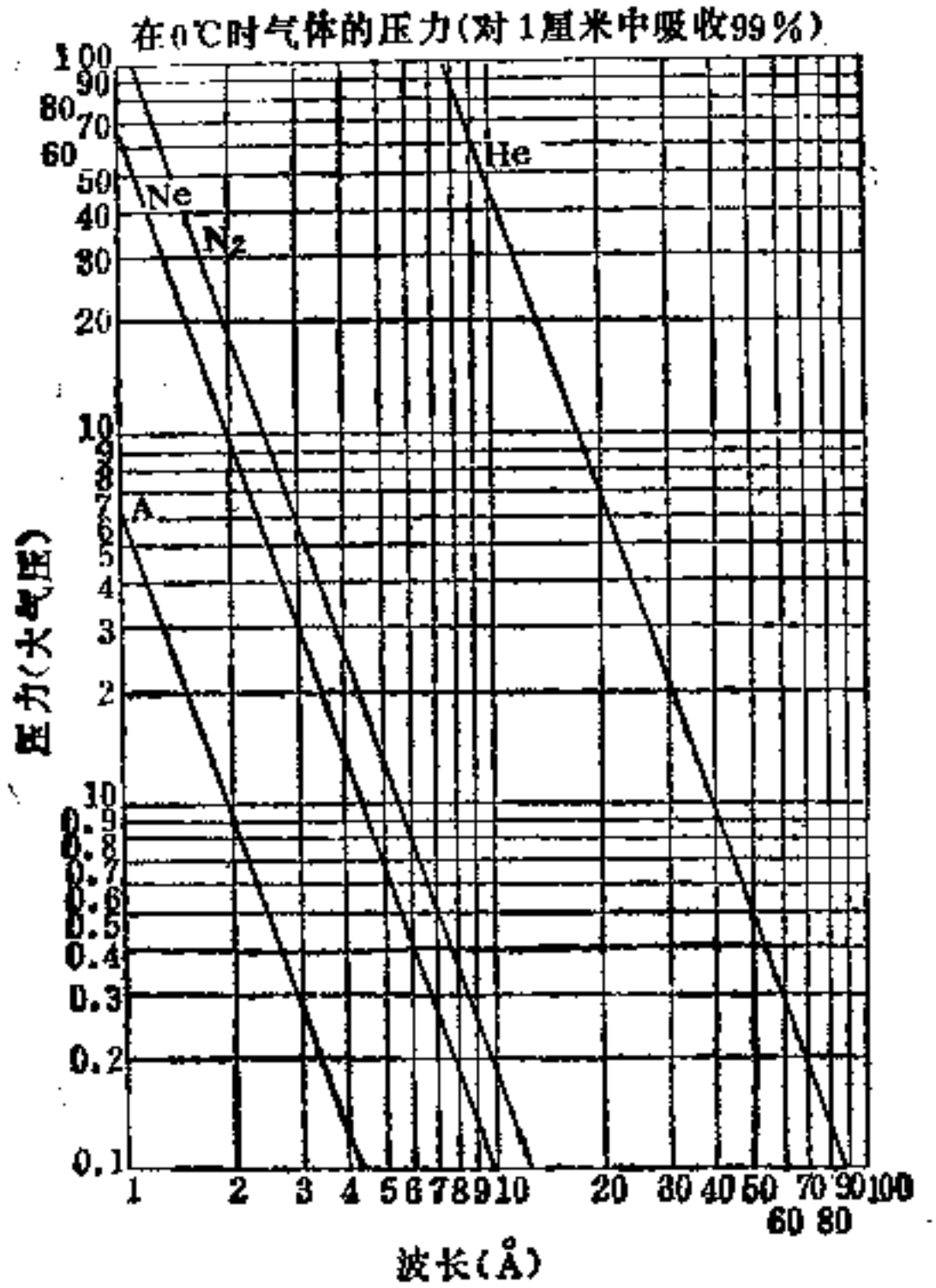


图 4.3 软 X 射线在气体中的吸收

在六十年代初，美国在 SR-1 卫星（即 1960 Eta 2）上装有测量 X 射线的探测器，其中之一就是一个简单的电离室[2]。该电离室具有 2.33 平方厘米面积的铍窗，窗厚为 0.125 毫米（25 毫克/厘米^2），室内充有氩气，等效于 4.5 毫克/厘米^2，可探测的 X 射线能量的范围是 1—7 Å，探测效率大于 10%，如图 4.4 所示。随后在轨道太阳观测站（OSO-1）[3]、在轨道地球物理观测站（OGO系列）[4]和X射线监测卫星[5]等都曾使用电离室来探测某一能量范围内的

X 射线通量。其中在 OGO系列卫星上的电离室为一球形全向积分电离室，它的直径为 17.8 厘米；球壳为铝材料，其壁厚是 0.9 毫米；室内充有 3.4 个大气压的氩气，无窗式，可测量 10—50 千电子伏能量范围内的 X 射线全向积分通量。该电离室对质子的截止能量是12兆电子伏，对电子的截止能量为700千电子伏。电离室对 X 射线的阈灵敏度为3×10^{-7}尔格/厘米^2·秒。电离室输出的电流通过漂移静电计进行测量，可以通过数字式或模拟量等多种方式输出。

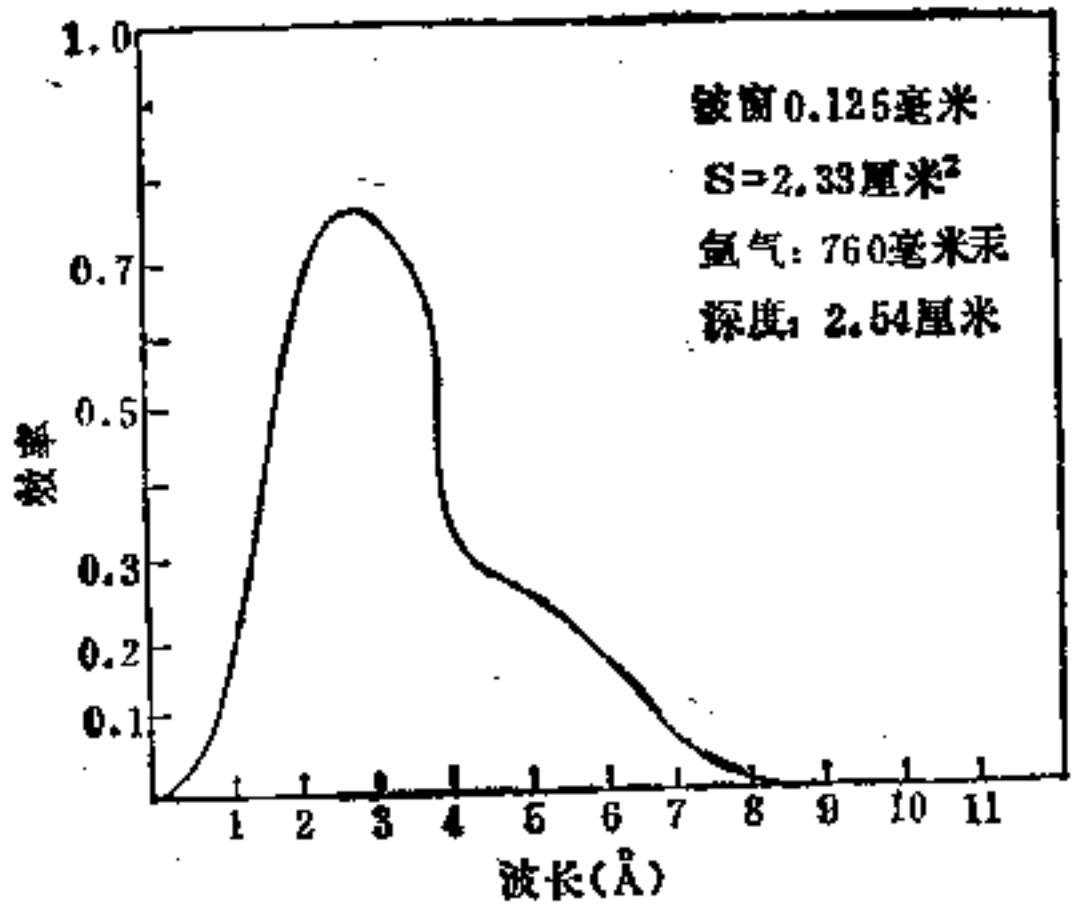


图 4.4 SR-1 电离室的效率

我国也曾在卫星上利用铍窗电离室进行太阳 X 射线的测量。该电离室为一圆柱形，其直径为 45 毫米，有效高度为 25 毫米，室内充以氩气。它在 X 射线能量为 1.2—25 千电子伏范围内（即 0.5—10 Å 波段内）输出 10^{-2}—8×10^{-9} 安培的微小电流*。这个电流通过微小电流放大器加以放大，

*引自苏贻泰等同志编写的技术资料。

然后由卫星遥测系统传到地面。

卫星在近地空间飞行时，往往要碰到带电粒子，特别是地球辐射带中的质子和电子，沉降电子等，这些带电粒子在电离室中也会对电离有贡献。为了减少带电粒子的干扰，常常在探测器的窗前加强电场或磁场，以便把大部分低能质子和电子偏离探测器，突出 X 射线的电离贡献。如果在窗前加上 2000 伏高压的平行板电场，那末就可把能量小于 1 兆电子伏的电子偏转掉。同样，如果采用大约 2400 高斯的磁场，那末也可以把能量小于 1 兆电子伏的电子偏转掉。实际上，这种办法并不能完全排除带电粒子背景，仍有部分带电粒子进入电离室，在空间 X 射线测量中它们构成了探测器的主要本底。当探测器随着卫星运转而对准太阳时，电离室将接收到从太阳来的 X 射线，这时输出的讯号将是太阳 X 射线与本底叠加的讯号；当仪器背离太阳时，输出讯号基本上是本底，从而可以识别 X 射线本身的讯号。为了获得好的结果，总希望尽量减小本底，突出所需要的观测讯号。下面我们将要介绍的主动屏蔽办法可以有效地消除带电粒子对探测器的影响。

4.1.3 正比计数器

1. X射线正比计数器

目前正比计数器是探测空间 X 射线和低能 γ 射线的重要探测器之一。由于它的输出幅度正比于入射粒子的能量，所以，它既可以作粒子辐射通量的测量，又可以作能谱测量。用于 X 和 γ 射线测量的正比计数器与用于带电粒子测量的正比计数器相比，在原理上并无差别，只不过带电粒子能直接电离正比计数器中的气体，而 X 和 γ 射线得先与气体作用产生次级电子，然后由次级电子电离探测器中的气

体。根据 X 和 γ 射线测量的要求，在结构上略有差异，例如在测量低能 X 射线时需要有很薄的窗；由于空间 X 射线通量很小，而宇宙 X 射线通量更小，则需要大面积的探测器。

在测量通量较大的 X 射线时，多采用单个圆柱形正比计数器[6-9]。在计数器上需要开一个适当大小的探测窗，窗的透明度是 X 射线探测器的重要参数之一，因为探测器的效率和对 X 射线的响应取决于窗的透明度、计数器的深度、所充气体的种类及其压强。在计数器中应该选用最小化学效应的气体，并能稳定地工作。通常比较稳定的气体是氖、氖、氩、氪、氙等，但是，因为氦气和氖气的探测效率非常低，一般都不采用。对氪气还没有进行广泛的研究，也很少采用。用得最多的是氙气和氩气，它们具有好的探测效率，但氩气的脉冲高度分辨率更好，所以，当使用脉冲形状鉴别时，氩气比氙气更好些。所谓脉冲形状鉴别是为减少本底计数和区分不同粒子辐射类型所使用的一种技术，即 X 射线在探测器中产生的脉冲和带电粒子在探测器中产生的脉冲其形状是不一样的，根据它们的脉冲形状（即脉冲的不同幅度和上升时间）进行鉴别，去掉背景计数。图 4.5 是充氙气的铍窗正比计数器的效率与能量的关系曲线[1]，探测器的窗厚为 125 微米，直径为 25 毫米，所充气体为 90%的氙气（450 mmHg 的压强）和 10%的甲烷（50 mmHg），在 X 射线的能量为 2—20千电子伏范围内有较好的探测效率。正比计数器中的猝灭气体常用甲烷，二氧化碳等，如果要求工作寿命很长，则选用二氧化碳更好，因为 CO_2 的计数寿命大约是 CH_4 的 100 倍。此外，有些证据表明，对脉冲形状鉴别用 $Ar+CO_2$ 混合气体比用 $Ar+CH_4$ 混合气体更为满意[10]。

正比计数器的增益取决于所充气体的压强、阳极丝和阴

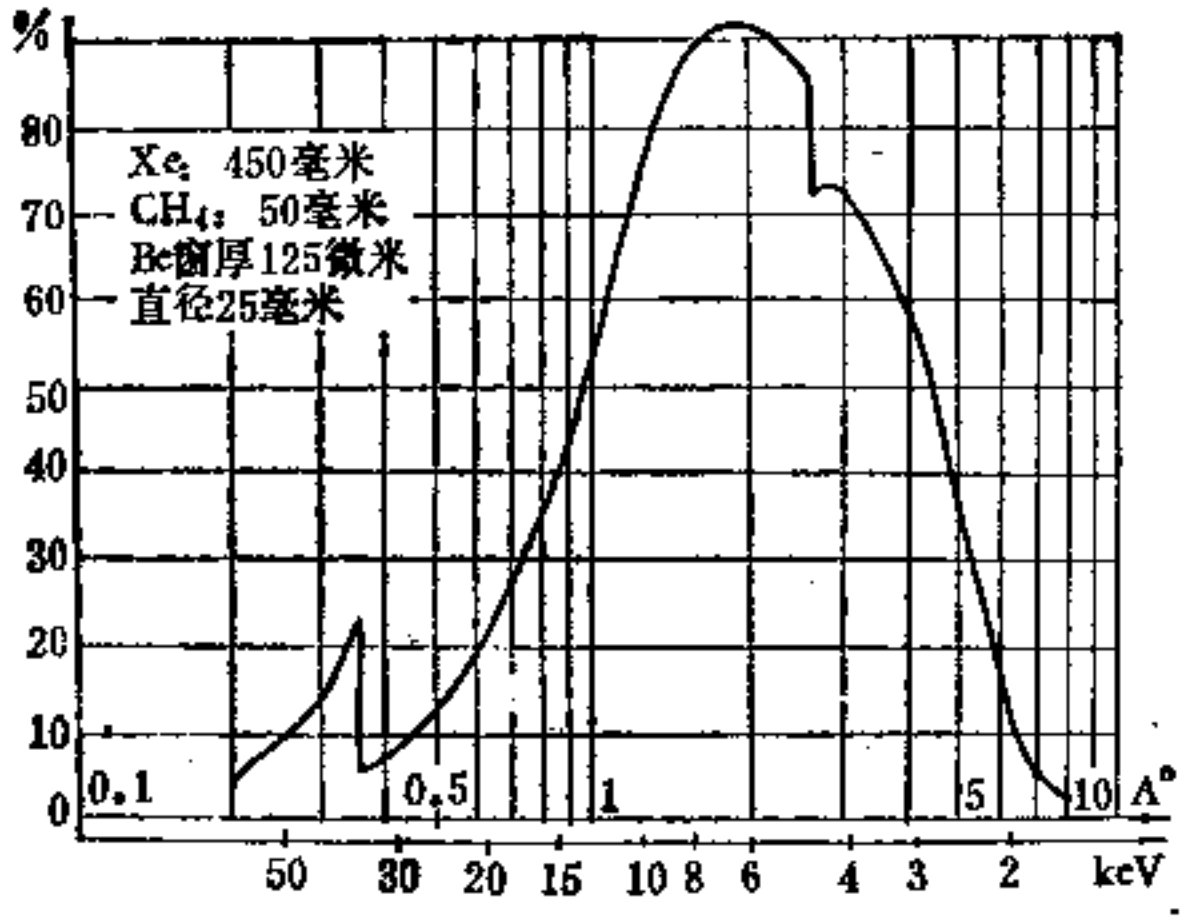


图 4.5 铍窗正比计数器的探测效率

极的直径、以及计数器的工作电压等。阳极丝必须有均匀的直径，以保证有好的分辨率；直径要尽可能地细，以满足高增益的要求。阳极丝大多采用钨丝，其直径为 50 微米左右，偏差可以作到在 ±1% 以内。

为了测量低通量的宇宙 X 射线，必须提高探测器的精度，为此往往采用多个探测器的组合或大面积的正比计数器[10-16]。这种大面积的正比计数器大多采用方形结构，如图 4.6 所示。铍窗用多格支架支撑，这样可以较大地增大探测器的有效面积。也可以用多个这样的探测器组成数排，构成大面积正比计数器阵，其面积可以从数十平方厘米到上千平方厘米。例如在测量 Vela X-1 脉冲 X 射线时，所使用的铍窗正比计数器其探测面积为 1200 平方厘米，能测量 1.5—27 千电子伏能量范围内的 X 射线[15]。又如 Reed 等人[13]为研究太阳 X 射线使用四个大面积正比计数器，每个有八个窗

(面积为71 平方厘米)，总的有效收集孔面积为 2300 平方厘米，铍窗厚 0.076 厘米，管内充有 90% 的 Ar 和 10% 的 CH_4 混合气体，总压强为 1.4 个大气压，能测量 3—30 千电子伏能量范围的 X 射线。

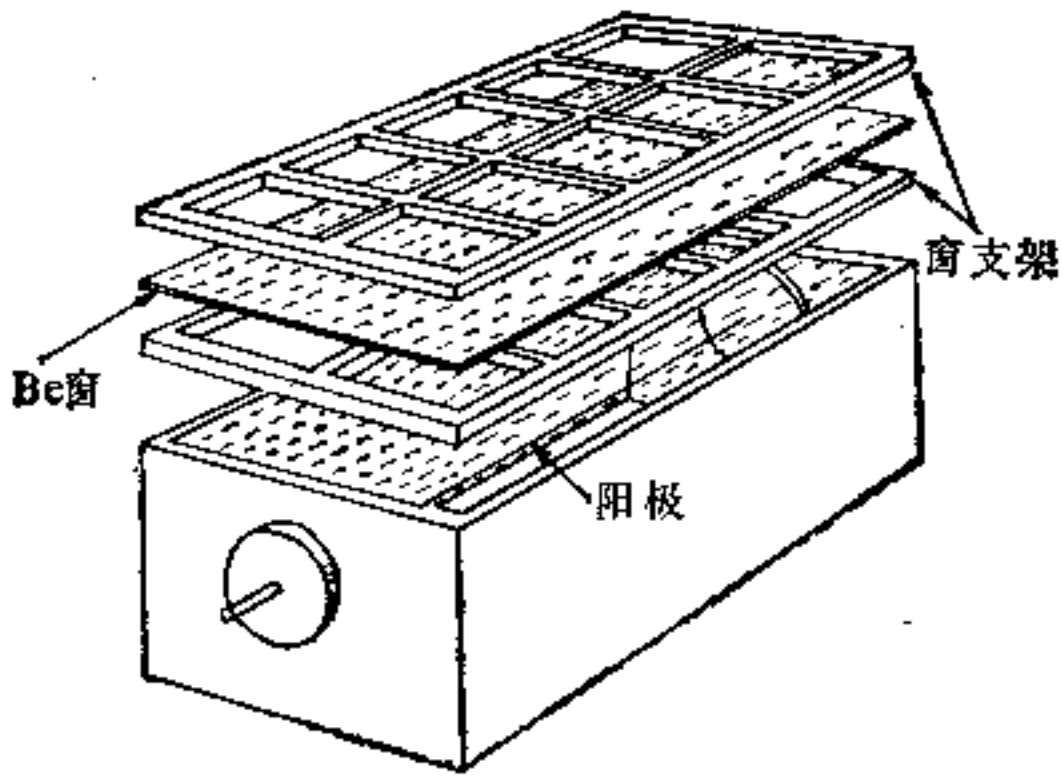


图 4.6 大面积薄窗正比计数器

我国也曾经在卫星上使用正比计数器来测量太阳 X 射线*。该正比计数器采用变丝双窗结构，工作波段在 0.5—12 Å (1—20千电子伏)。阴极为圆柱形的无氧铜，管长 18 厘米，内径 2.6 厘米，壁厚 0.05 厘米；阳极用直径为 0.05 和 0.08 毫米的钨丝对接。正比计数器内充以 90% 的氩气和 10% 的二氧化碳混合气体，总气压为 500 mmHg。探测窗为 50 微米厚的铍膜，孔径 8 毫米；标定窗为铝箔，其厚度为 5.5 毫克/厘米^2，孔径 5 毫米，用 ^{55}Fe 同位素作空间标定源。图 4.7 为变丝双窗正比计数器的结构示意图。该正比计数器正比性能良好，工作电压在 1500—1800 伏之间，气体放大倍数在 10^3—10^4 之间，能量分辨率为 20% (对 ^{55}Fe

* 引自 1980 年青岛宇宙线会议文集。

的 6.4 千电子伏)。

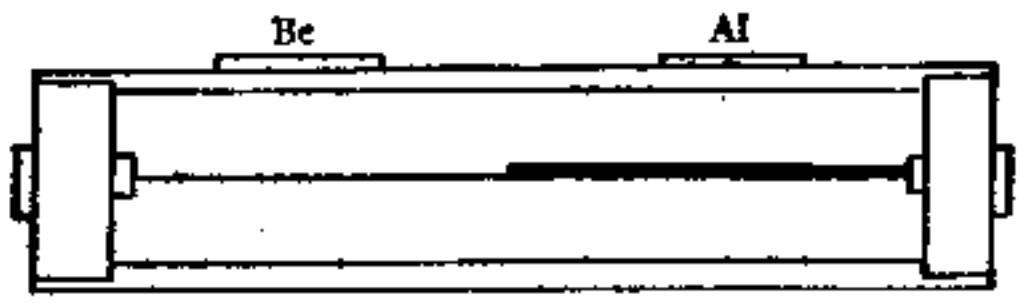


图 4.7　变丝正比计数器结构示意图

2。位置灵敏正比计数器

为了提高探测器的空间分辨率，还可以使用位置灵敏正比计数器。英国在 UK-5 卫星上使用的全天空 X 射线监测器就是位置灵敏正比计数器[17]。实际上，它是由六个单独的正比计数器所组成，中间用金属丝隔开，除一个主计数器之外，其他五个计数器都作为带电粒子反符合探测器，这样可以大大减小带电粒子对 X 射线测量的影响。探测器内充以 P_{10} 气体（即 90%的氩气和 10%的甲烷)。主计数器有 0.125 毫米厚的铍窗，容许低能 X 射线(2—8千电子伏)进入。六个阳极丝的直径为 0.025 毫米，其中主计数器的阳极丝不用普通的导电金属丝，而用具有高电阻率的石英纤维。图 4.8 是位置灵敏正比计数器的示意图以及它的探测效率与能量之间的关系曲线。

在正比计数器内某一点产生的电离经放大后，在阳极丝的相应位置感应出电荷，这些电荷分路到阳极两端，并在两个电荷灵敏放大器上收集，其输出讯号反比于各自路径的阻抗，比较两端输出讯号幅度和上升时间就可以精确地确定位置，因此，这个探测器对位置灵敏。

位置灵敏正比计数器的脉冲上升时间和幅度特征如图

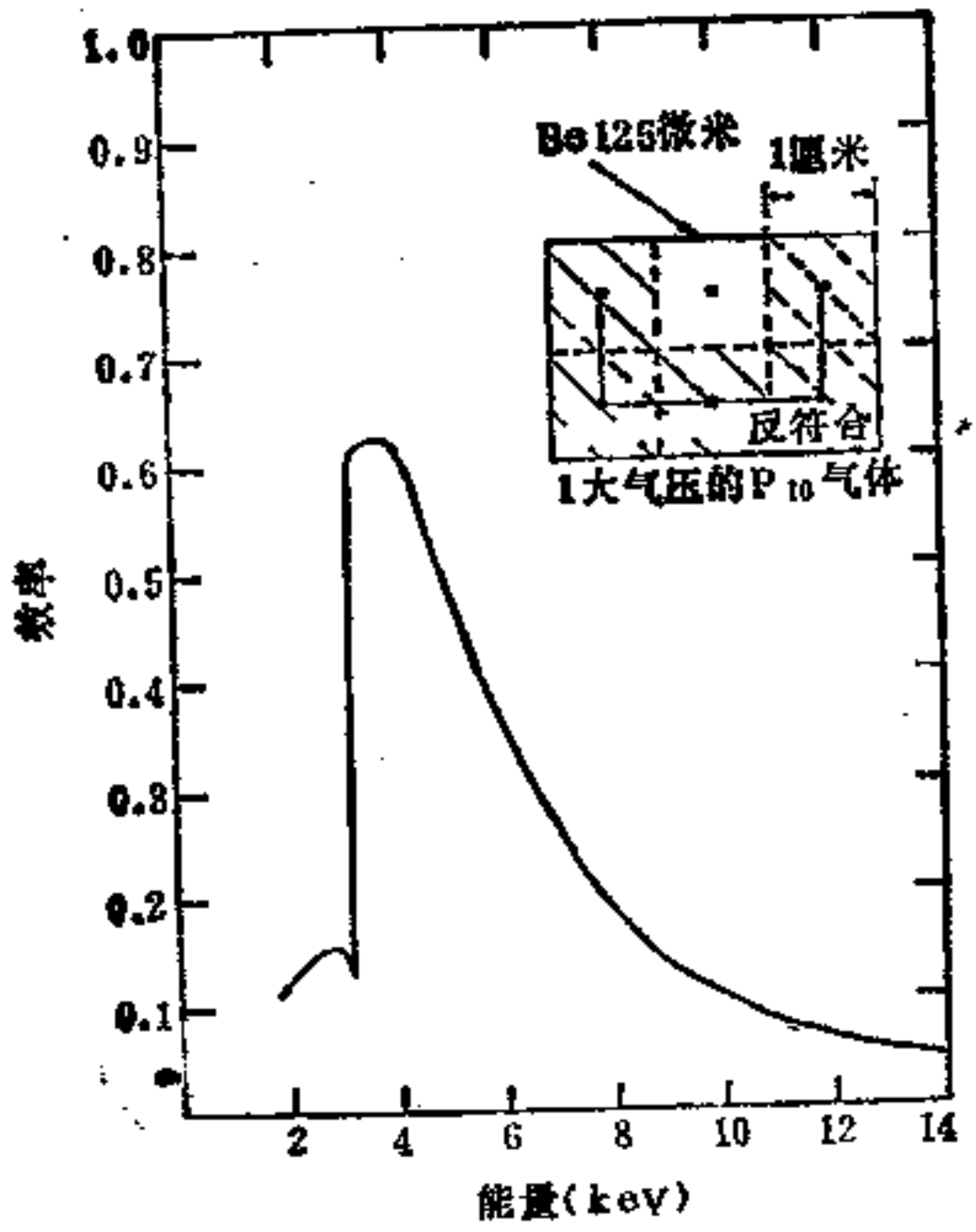
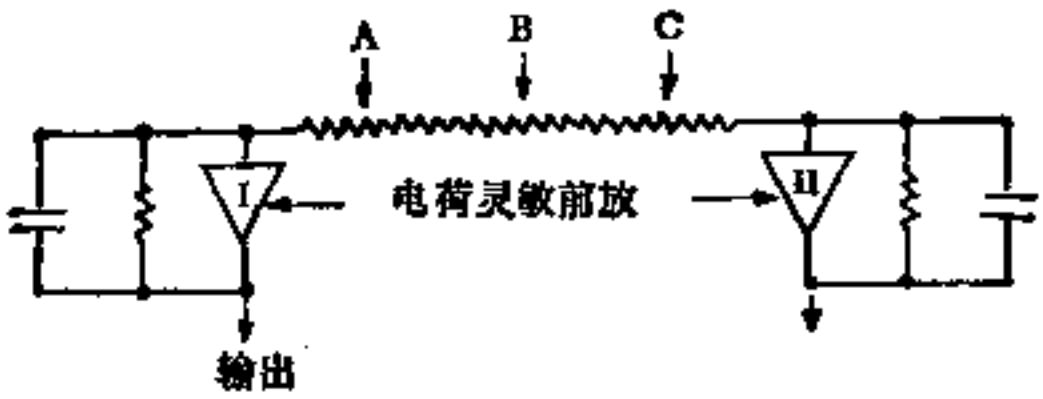
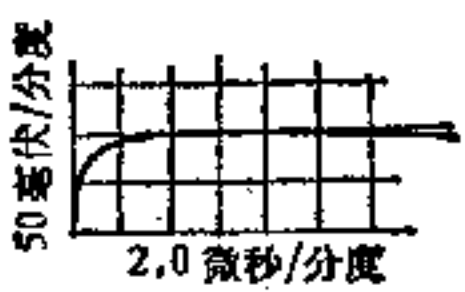


图 4.8 位置灵敏正比计数器及其探测效率

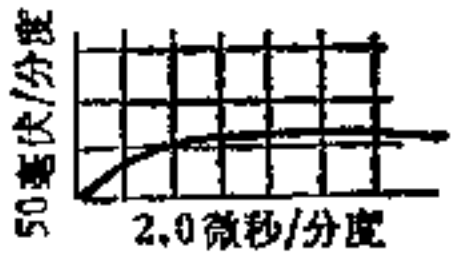
4.9 所示。从图上可以看到，在正比计数器不同位置上出现的电离事件（A，B 和 C 处），其脉冲上升时间和幅度是不同的，故可以区分它们。上述正比计数器在 30 厘米长的阳极丝上能产生 1 毫米的位置鉴别，从而能获得较好的空间分辨率。

为了消除或减少带电粒子的影响，常采用主动屏蔽和被动屏蔽两种办法，即用密度大的物质或反符合探测器将X射线探测器屏蔽起来（探测器窗口除外），排除从窗口之外的

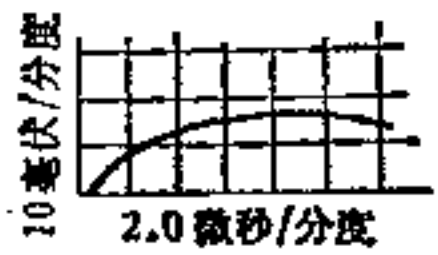




从放大器 I 的输出：
沿阳极 A 处的事件



沿阳极 B 处的事件



沿阳极 C 处的事件

图 4.9　位置灵敏正比计数器的脉冲上升时间和幅度特征

任何其他方向到达探测器的带电粒子，从而可以大大减小带电粒子产生的干扰。有时主动屏蔽和被动屏蔽联合使用[14]，效果更好，这一点在下面两节里还要详细描述。

X 射线正比计数器的输出测量系统类似于带电粒子的测量系统（如图 3.18 所示）。其中前置放大器由三个部分组成，即电荷灵敏级（Q_1，Q_2 和Q_3），增益级 Q_4 和射极跟随器 Q_5，见图 4.10[11]。正比计数器的阳极通过一耦合电容器与前置放大器的输入端连接。为了减小噪声干扰，设置了旁路电阻 R_3。为了避免正比计数器与前置放大器之间敷设高压电缆，输入耦合电容器要靠近正比计数器。图中 C_3，R_6，CR_1 和CR_2 网路是为了防止前置放大器由于高压击穿或电

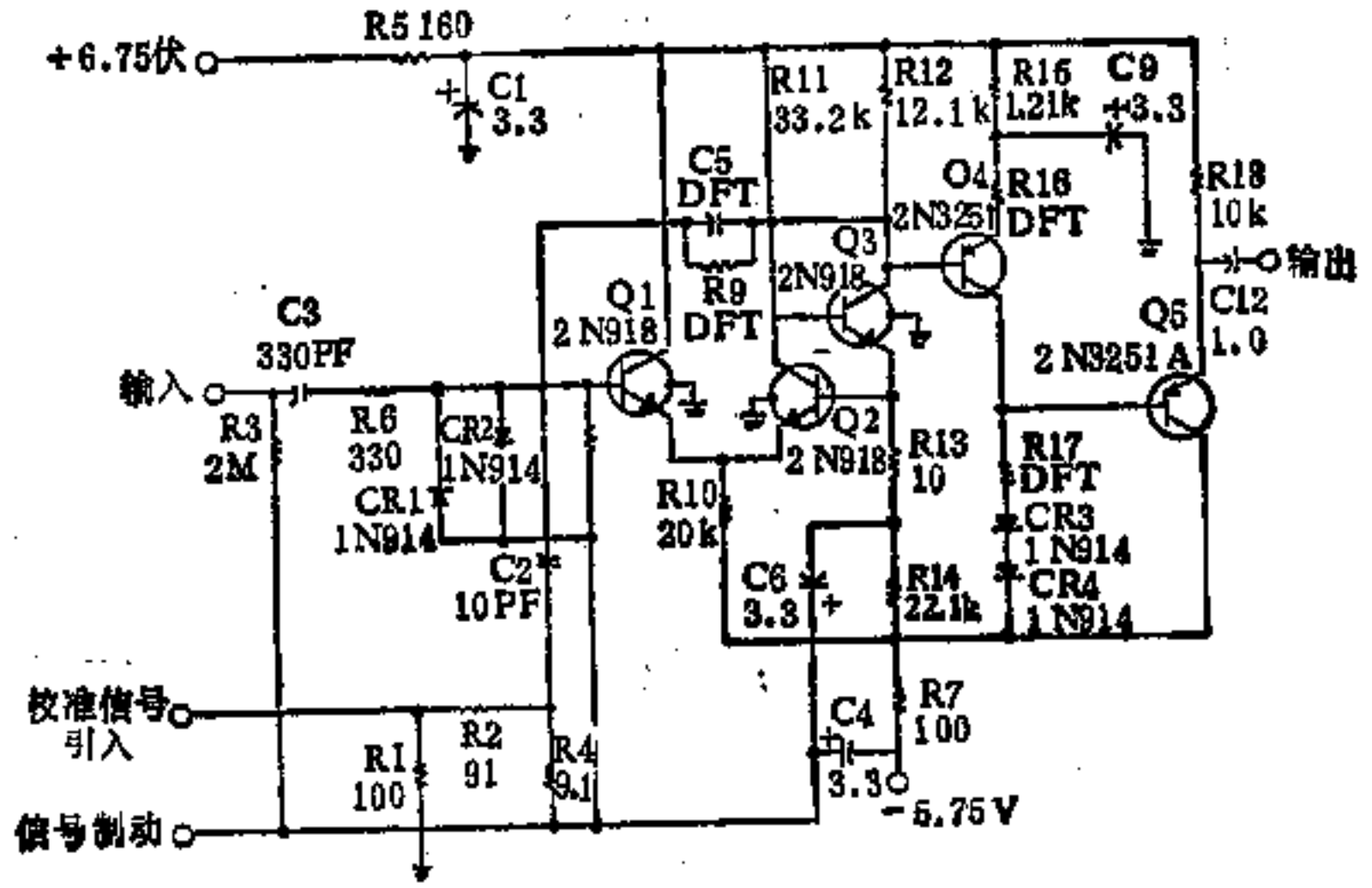


图 4.10　前置放大器电路

晕放电所引起的损坏。

图 4.11 是脉冲形状鉴别器的原理方块图，用它来分辨 X 射线探测器中 X 射线讯号与带电粒子的讯号，以消除或减小探测器的本底。当从前置放大器送来脉冲时，它产生一个禁止脉冲，其上升时间超过一预定值。这个脉冲不进入脉冲幅度分析器，而进入它的贮存器，再进入输出程序控制逻辑，然后被遥测。

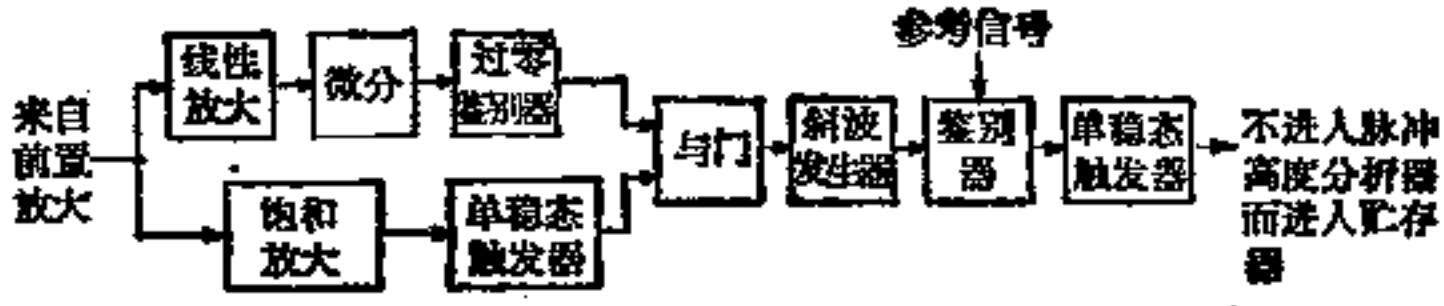


图 4.11 脉冲形状鉴别器原理方块图

§4.2 应用半导体探测器测量空间X、γ射线

4.2.1 半导体探测器对 X、γ 射线的响应

X 和 γ 射线在探测器中可能由光电效应、康普顿效应和电子对产生等过程中的一种产生电子，也可能是由这三种效应的混合过程产生电子，然后这些次级电子产生输出脉冲。一般说来，在测量 X 和 γ 射线时，半导体探测器的探测效率要比闪烁探测器低，表 4.1 给出了半导体探测器和 NaI（Tl）闪烁探测器对 γ 射线全能峰的探测效率[18]。表中所给的值是在放射源位于晶体轴线上方 30 厘米处所测量的结果。

虽然测量 X 和 γ 射线时半导体探测器的效率低于闪烁探测器，但是它比闪烁探测器有更佳的能量分辨率。在低温

表 4.1 全能峰的效率(%)

能 量 (兆电子伏)	0.5	1.0	2.0	3.0
85厘米² Ge (Li)	12.2	5.6	3.0	2.3
30厘米² Ge (Li)	12	5	2	—
2×2英寸 NaI (Tl)	25	10	5	3.5

下 Ge(Li)探测器的能量分辨率比闪烁探测器高 20—40 倍。例如，能量在 0.5—10 兆电子伏之间的 γ 射线，闪烁探测器能达到的能量分辨率是 6 %(在实验室内用 ^{60}Co γ 射线 1.33 兆电子伏测量所得到的能量分辨率是 80 千电子伏，约 6 %)。而在同样的测试条件下体积为 80 厘米³ 的低温 Ge (Li) 探测器，得到的能量分辨率是 1.8千电子伏[19]。因此，半导体探测器是一种高分辨率的谱仪，很适合于空间 X 和 γ 射线的能谱测量。

如第一章所述，在近地空间 X、γ 射线的强度是很低的。例如，能量大于 1 千电子伏的 X 射线光子流约为 15 个光子/厘米²·秒·球面度；能量大于 100 千电子伏的 γ 射线光子流约为 3×10^{-3} 个光子/厘米²·秒·球面度；能量大于 50 兆电子伏的 γ 光子流约为 4×10^{-4} 个光子/厘米²·秒·球面度[20]。因此，要探测它们是困难的，必须要求探测器有大的探测有效面积，高的探测效率。对半导体探测器来说，通常采用增大单个探测器体积（数百立方厘米），或采用多个探测器群体安装，以达到增大探测器体积、提高探测效率的目的。

半导体探测器能测量几千电子伏到几十兆电子伏能量范围内的 X 和 γ 射线的能谱。能量在 50 千电子伏以下的射线多采用 Si(Li) 或高纯 Si 探测器，这是因为 Si 的原子序

数比 Ge 的小，能构成更为透明的窗，并且用 Si 探测器还可以减小高能 γ 射线的影响。此外，与 Ge 探测器相比，Si 探测器加工比较容易，对温度要求不很苛求。而对能量较高的 γ 射线，通常采用 Ge(Li)或高纯 Ge 探测器，因为 Ge 的原子序数大于 Si 的原子序数，故对 γ 射线有较高的探测效率。图 4.12 为 γ 射线在 Si ,Ge 和 NaI 中的线性吸收系数。从图中可以看出，γ 射线在硅中的吸收系数比在锗中小得多。因此，与 Ge 相比，Si 探测器是很差的 γ 射线探测器，但它在有高能 γ 射线的情况下是探测 X 射线的极好探测器。

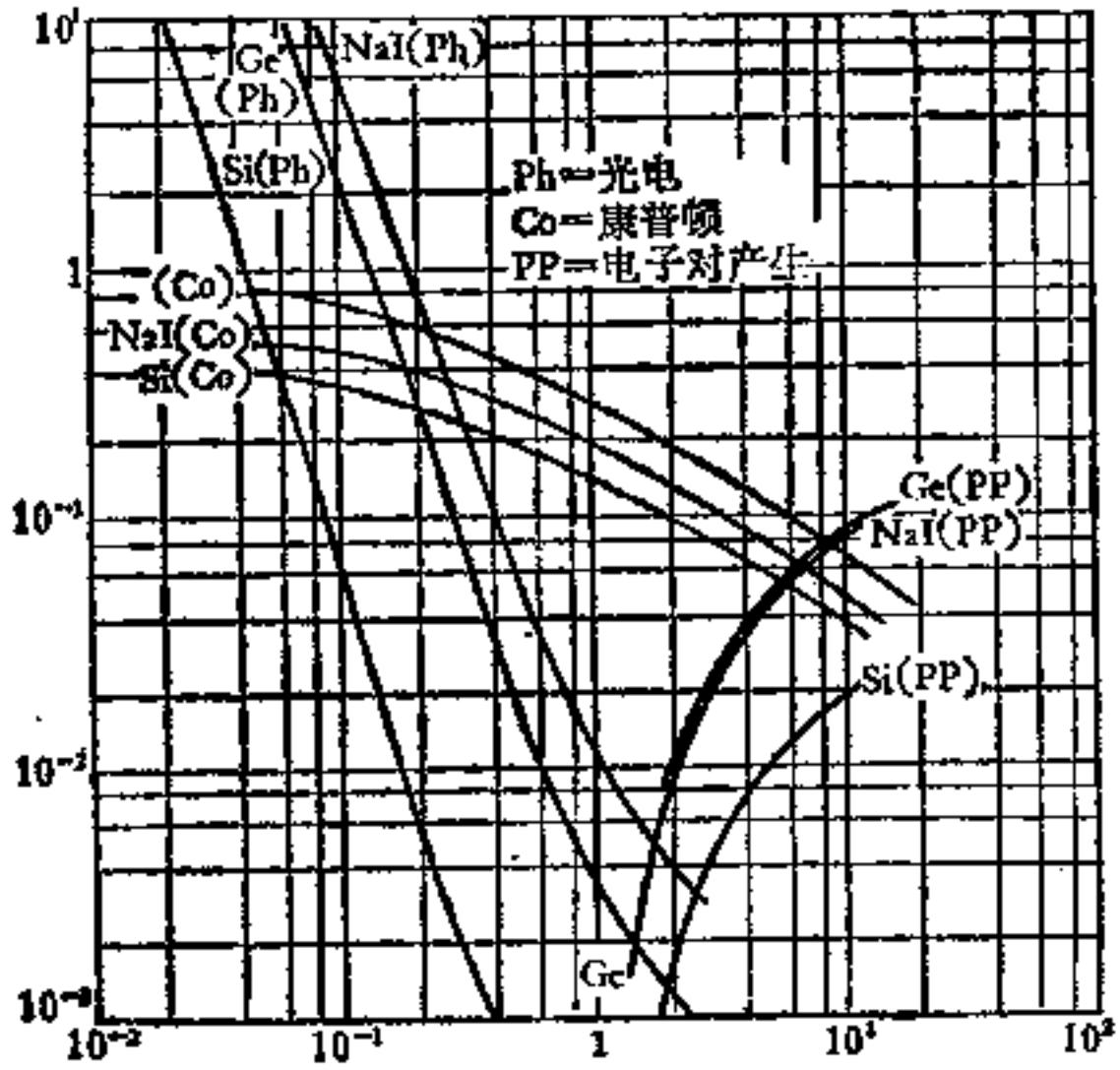


图 4.12 γ 射线在 Si，Ge 和 NaI 中的线性吸收系数

图 4.13 表示锗和硅探测器的探测效率随射线能量的变化。从图清楚地看到，在低能和高能段 Si 和Ge 分别有最好的效率[21]。探测器的窗厚规定了能探测的能量下限。在高

能一侧，例如对能量为62千电子伏的X射线，Si探测器的效率是5%，Ge探测器的效率几乎是100%。

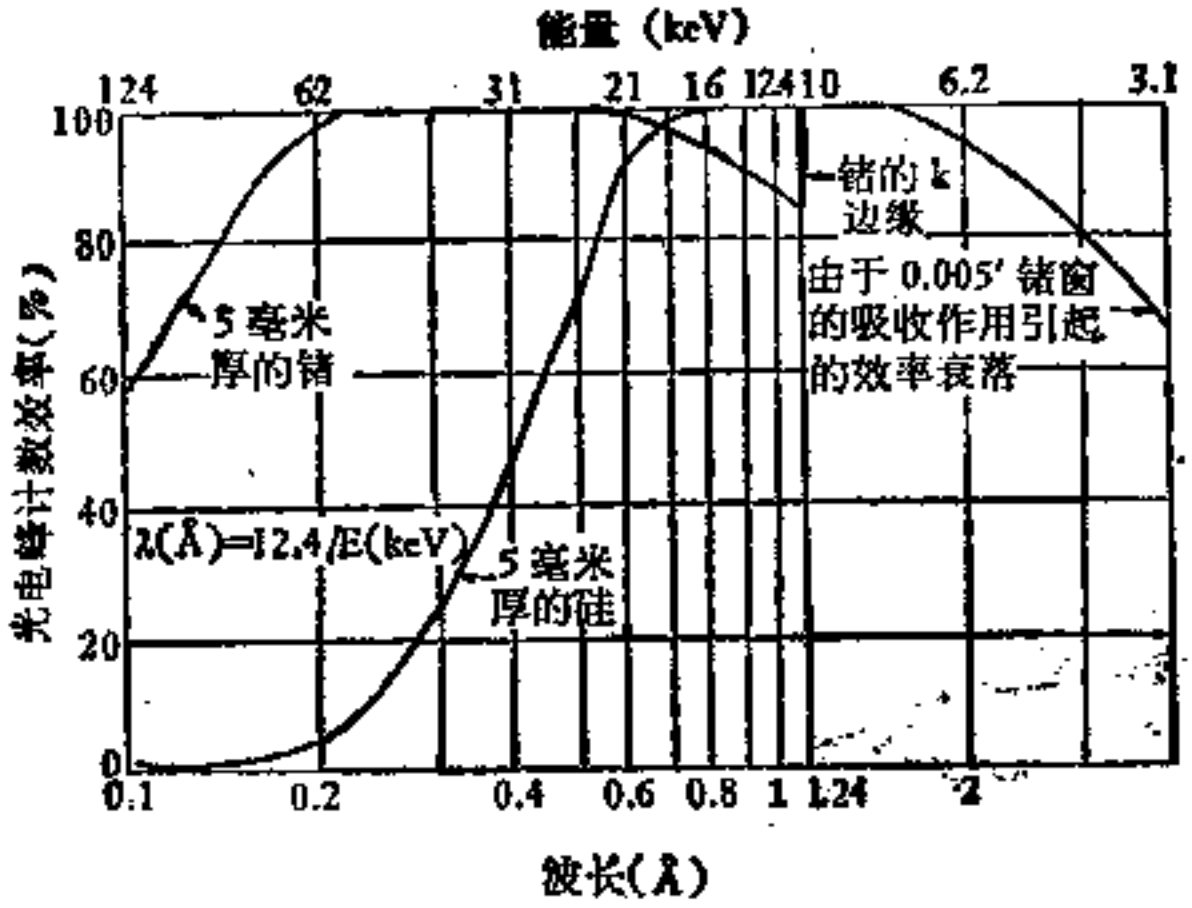


图 4.13 Si和Ge探测器的效率随能量的变化

4.2.2 测量X、γ射线的探测系统

从七十年代初就开始在气球[22]、火箭[23]、和卫星[24-34]上利用Si或Ge探测器进行X和γ射线的测量。发展至今，半导体探测器作为X、γ射线谱仪已日趋完善，相应的探测装置也愈来愈复杂和庞大。但总的说来，必须考虑如下两个问题：一是提供半导体探测器所要求的低温；二是为去掉带电粒子和空间X、γ射线的背景辐射提供必要的屏蔽。此外，还需考虑测量X和γ射线源所需要的方向准直（将在后面专题介绍）。

1。温度影响和制冷系统

Ge(Li)和Si(Li)半导体探测器，或高纯Si和高纯Ge

半导体探测器等，都只有在低温下才具有高能量分辨率的特点，而且 Ge 探测器只有在低温下才能使用。在火箭、卫星上取得低温工作条件虽然有困难，但为了获得空间 X、γ 射线能谱的精细结构和整个谱形，提供低温环境仍是必不可少的。实验表明[19]，Ge(Li)探测器的能量分辨率和温度有如下关系（参看图 4.14）：当温度低于 135 K 以下时，随着温度升高能量分辨率缓慢变差；当温度高于 135 K 时，随着温度的上升能量分辨率迅速变坏。因此，这类谱仪的正常工作温度应取在 135 K 以下，而且温度越低越好。

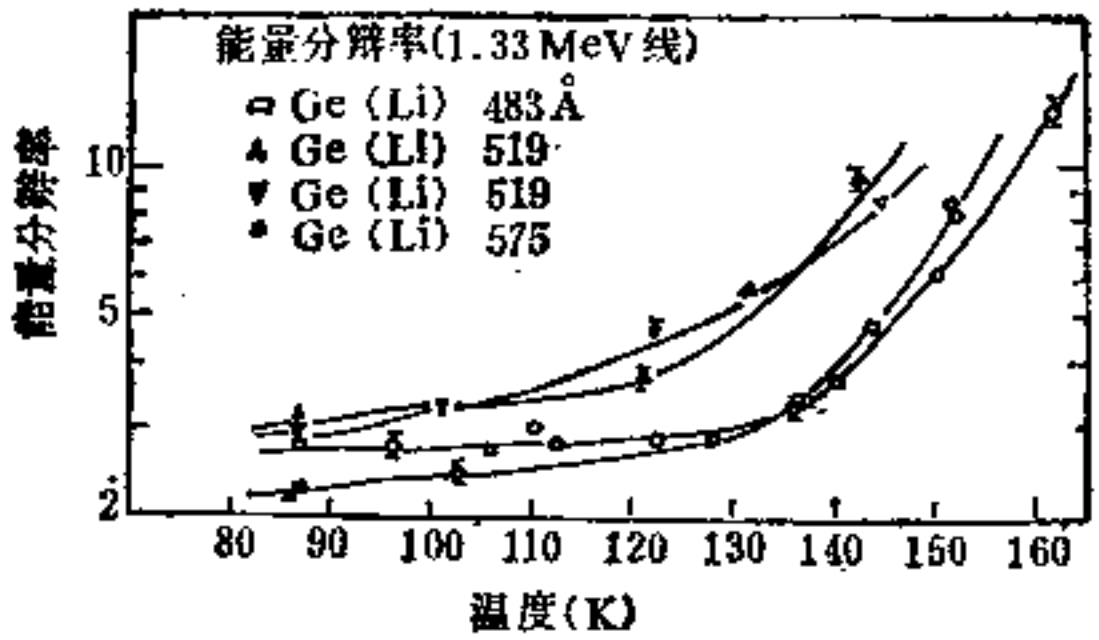


图 4.14 能量分辨率与温度的关系

探测器的脉冲输出幅度与温度之间也存在一定的关系，如图 4.15 所示。当温度升高时，输出脉冲幅度的峰值所出现的道数也增加，随温度呈线性变化，于是要求谱仪应有十分稳定的工作温度。因此，稳定的低温是谱仪正常工作的必要条件。

提供稳定低温的方法有两种[35]，一种是在低温空间中进行辐射致冷，例如在 ISEE-3 飞船上用来探测 γ 射线暴的

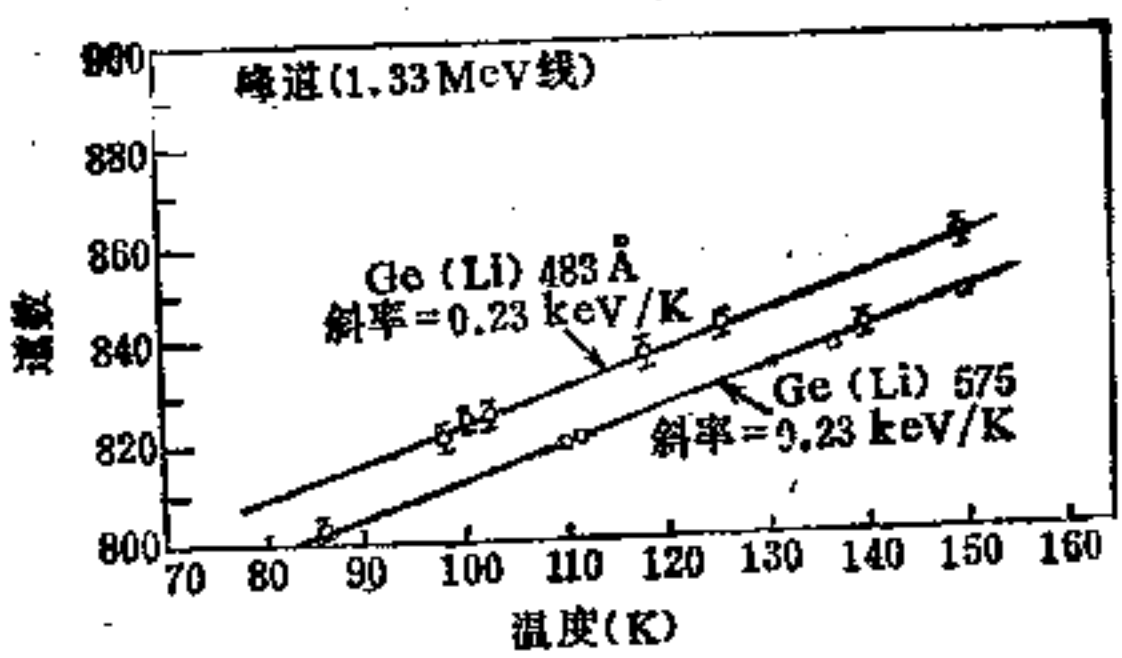


图 4.15 输出脉冲幅度与温度的关系

高纯锗探测器就是采用这种致冷办法[29,30,34]。另一种方法是主动致冷，即广泛采用固体冷冻剂升华吸热致冷。在空间飞行器上谱仪的致冷要比在地面上更困难些，因为既要致冷效果好，又要使致冷设备尽量简单，而这是矛盾的。通常只要求能使温度处于温度-能量分辨率曲线的拐点以下（即135 K以下），而且能保持稳定即可。例如，安装在美国1972-076 B卫星（低高度、极轨道、自旋稳定）上的低温高分辨率X、γ射线Ge(Li)谱仪，采用单级固态CO_2冷冻剂升华吸热致冷的冷却系统，探测器的工作温度处于（130±1）K，连续工作可达7个月以上[26]。在高能天文观测卫星（HEAO-C)上采用两级固体甲烷-氨冷却系统[29,31]，在NASA-SMM卫星上，γ射线谱仪采用乙烯-氨冷却系统[19]。为了提高致冷效率，并防止热传导和热辐射消耗致冷剂，整个致冷系统采用严格的绝热和防辐射处理（参看图4.16)。Ge和Si半导体探测器以及整个致冷系统不但要有良好的热传导和电绝缘性，而且也要能够经受发射和飞行过程

中的恶劣环境，以确保探测器处于可靠的工作温度。

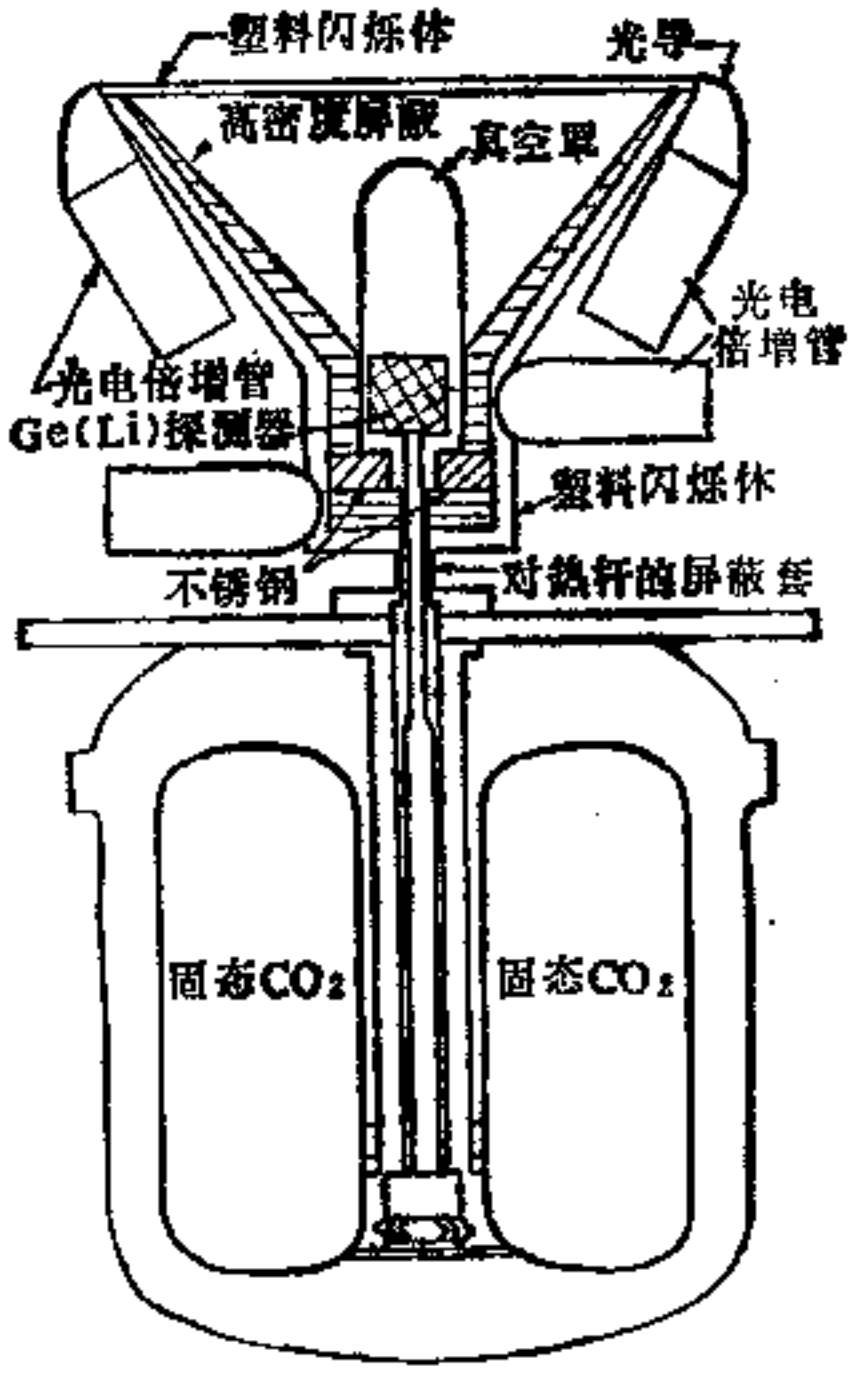


图 4.16　1972-076 B 卫星上的 Ge (Li) 谱仪的剖面图

2. 屏蔽系统

低温只能保证探测器具有最好的能量分辨率，对探测器还需要排除带电粒子及空间 X、γ 射线背景辐射的干扰。为了去掉 X、γ 射线本底，去掉或削弱带电粒子的影响，以及保证谱仪的方向准直，通常采用主动屏蔽和被动屏蔽两种办法。主动屏蔽是用适当形状的闪烁探测器把主探测器包围

起来，留下合适的探测窗口。当X、γ射线和带电粒子从周围进入时，在未到达主探测器之前先与闪烁体发生作用，把它产生的讯号与主探测的讯号进行反符合，从而排除它们。对探测窗口，只排除带电粒子，常用对带电粒子灵敏度较高的塑料闪烁体，把在其中产生的讯号与主探测器的讯号进行反符合。由于塑料闪烁体对X、γ射线不够灵敏，所以，它们能进入主探测器而被测量。被动屏蔽则是通过加吸收物质（例如钨、不锈钢等）将X、γ射线和带电粒子直接吸收掉，使它们不能进入主探测器。通常把两种屏蔽联合使用，以取得更好的效果。图4.16是1972-076 B卫星上的Ge(Li) γ射线谱仪的剖面图，是一个典型的γ射线谱仪的探测系统。

3。测量记录系统

半导体探测器的体积一般为数十立方厘米，目前单个探测器的体积可达120立方厘米以上，而且Ge(Li)探测器还可以作得更大些。但是，为了增大探测器的接收面积，往往采用多个半导体探测器进行群体安装[19,31]。例如安装在HEAO卫星上的半导体谱仪，就采用了四个60立方厘米的Ge(Li)探测器，SMM卫星上的γ谱仪采用了三个80立方厘米的高纯Ge探测器。半导体探测器在低温下工作有很高的能量分辨率，例如，安装在1972-076 B卫星上的Ge(Li) γ谱仪（见图4.16），能测量40千电子伏—2.7兆电子伏能量范围的γ射线，并采用4096道脉冲幅度分析器进行能谱分析，整个系统的分辨率达3.5—4千电子伏（脉冲幅度最大值处的半高宽FWHM）。它比卫星OSO-7上的闪烁探测器NaI(Tl)的能量分辨率高得多，在1.5兆电子伏时，Ge(Li)探测器的能量分辨率是NaI(Tl)探测器的20倍；

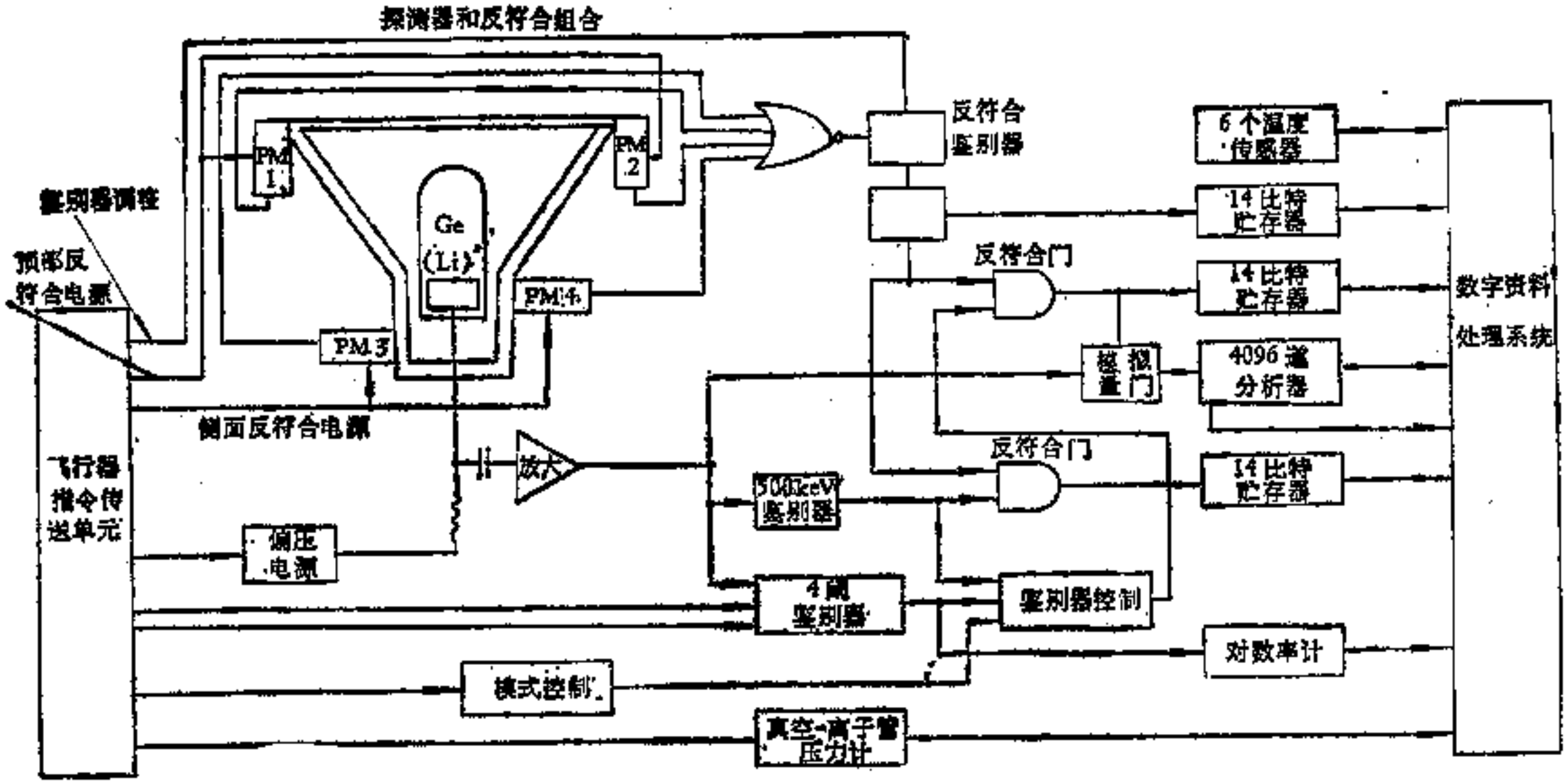


图 4.17 γ 谱仪的电子学系统原理方块图

在 3 兆电子伏时，它是 NaI(Tl) 的 30 倍。

γ 谱仪的电子学系统与带电粒子的电子学系统类似，主要包括以下几个组成部分：①电荷灵敏前置放大器，要求有特别低的噪声；②主要成形放大器，要求在计数率相当高时，仍具有高分辨本领；③反符合系统，还包括必要的逻辑电路；④脉冲幅度分析器，它应具有足够的道灵敏度，并与输入能量一致的微分线性。对上述 4096 道脉冲幅度分析器，它分别具有 ±0.2% 和 ±1% 的积分和微分线性，道灵敏度是每道约 0.66 千电子伏。图 4.17 就是卫星 1972-076 B 上 γ 谱仪的电子学线路原理方块图[27]。关于 γ 射线暴的测量，它还需要增加时间过程的测量[29,30,34]，这一点将在下一节闪烁探测器的应用中介绍。

§4.3 应用闪烁探测器测量空间X、γ射线

4.3.1 闪烁探测器对 X、γ 射线的响应

如前所述，X 和 γ 射线在与物质相互作用时，通过光电效应、康普顿效应和电子对产生等过程损失其能量，X 和 γ 射线与闪烁体作用也是如此。前两种过程产生电子，第三种过程产生电子和正电子对，这些带电粒子激发闪烁体产生光子。因此，由 X、γ 射线产生的脉冲幅度与电子（和正电子）的能量成正比，其脉冲幅度分布取决于这些过程的相对截面大小。图 4.18 为 ^{137}Cs 的 γ 射线在 NaI(Tl)晶体中产生的脉冲幅度分布，包括全能峰，康普顿峰和反散射峰。

闪烁探测器在测量 X 和 γ 射线中的主要优点是探测效率高。例如，它探测 γ 射线的效率比气体探测器大约高 100 倍，比半导体探测器高 1—2 倍，其原因是 γ 射线在闪烁探测器中会遇到较多的物质。受到阻止的 γ 射线的数量取决于

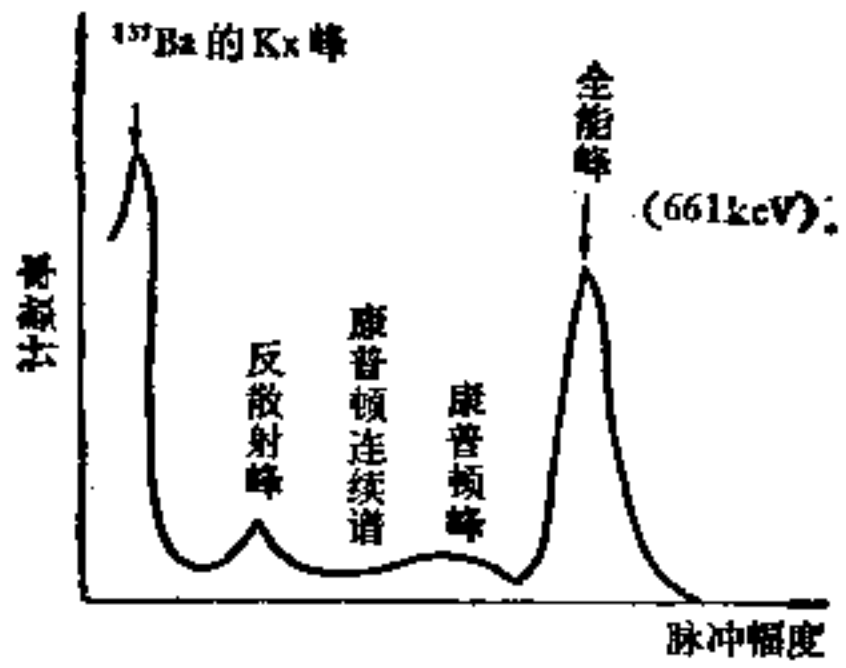


图 4.18 NaI (Tl) 测量的 ^{137}Cs γ 射线的脉冲幅度分布

γ 射线的能量，因此，吸收截面随 γ 辐射的能量而变化。如果 γ 射线垂直入射到晶体表面，受晶体阻止的 γ 射线的数量，或者说，闪烁探测器探测 γ 射线的通量可以用下式表示

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\mu x}) \qquad (4-3)$$

式中 μ 是 γ 射线的吸收系数，x 是晶体的有效厚度，N_0 是入射到晶体上的 γ 射线数量，N 是穿过晶体的 γ 射线数量。根据式（4－3）探测器的效率可表示为

$$\begin{aligned}&[(N_0 - N)/N_0] \times 100\% \\ &= (1 - e^{-\mu x}) \times 100\% \qquad (4-4)\end{aligned}$$

闪烁探测器的能量分辨率 η 可达到 6％—10％ 不等，比用电离室得到的能量分辨率差，当然更不如半导体探测器的能量分辨率好，但和正比计数器的能量分辨率差不多。使能量分辨率 η 变大的原因有以下几个方面：

第一，在闪烁体中所产生的光子数量的统计涨落是影响 η 值的主要因素。光子数量的统计变化与在闪烁体内产生的平均光子数 n 成正比。除了统计涨落外，还有其他的不规则影响，例如，由于铊浓度的变化造成晶体各处发光效率的不均

匀性；闪烁响应不成比例，即发光效率随电离比值变化；多次相互作用的影响等等。

第二，光阴极收集到的光子总数量变化。

第三，光电子产额的变化。产生光电子的效率通常是14%—19%。

第四，在光电倍增管第一倍增电极上电子收集状况的变化。

第五，顺序排列的各倍增电极的倍增系数的变化。

考虑了这些因素之后，计算能量分辨率的公式为[21]：

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35N^{1/2}\ (1-\beta^{-1})^{1/2} \qquad (4-5)$$

式中 N 是 γ 射线产生的光子数，ΔE 是相应于能量 E 的谱线半宽度，β 是与光电倍增管每级增益有关的系数。参数 β 反映由于倍增级放大系数的变化对半宽度的影响，因为如果 β 保持不变（外加电压不变），γ 射线产生的光子数 N 与输入能量成正比，那末 ΔE 就与 $E^{1/2}$ 成正比。图 4.19 给出

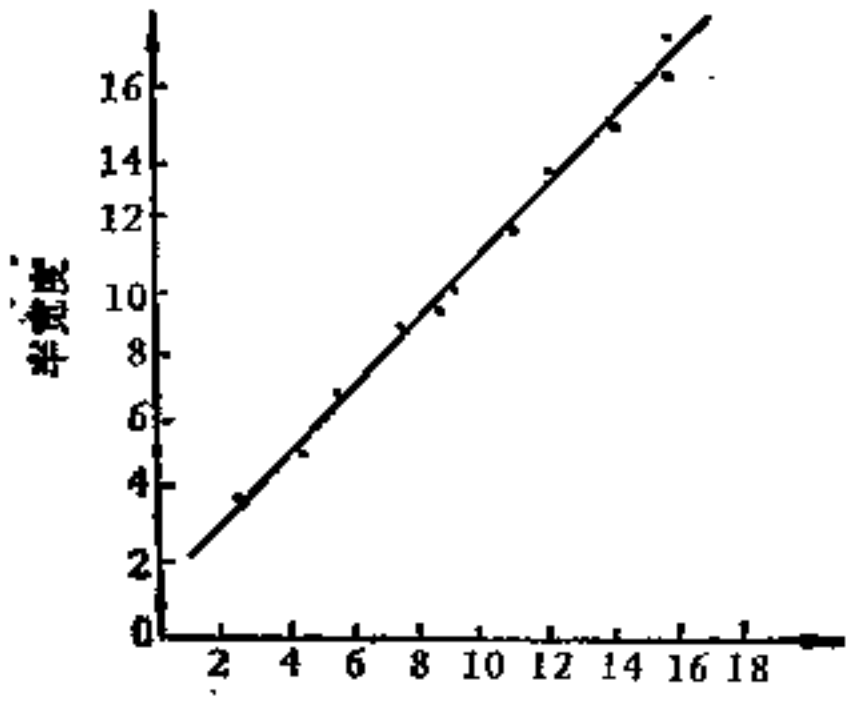


图 4.19　光电峰半宽度的变化与辐射能量的函数关系

的就是半宽度与能量的关系，通常使用的曲线是以百分比表示的能量分辨率与 $E^{1/2}$ 的关系曲线。

探测 X 和 γ 射线通常都是利用无机闪烁体，特别是碘化钠 NaI(Tl) 晶体最为理想，有时也用碘化铯 CsI(Tl) 晶体。由于它们可以作成较大的体积，密度又大，且含有大量高原子序数的碘元素（Z＝53，在 NaI 中其重量约占 85%），所以对 X、γ 射线的探测最为有效。在同类闪烁体中，NaI(Tl) 对 γ 射线的实际探测效率最高，所以，这种晶体主要用来探测 γ 射线。此外，当次级电子能量在 1 千电子伏— 6 兆电子伏范围内时，输出脉冲幅度与次级电子能量成正比，因此，同样可以用它来测量 X 和 γ 射线的能量，作成 X 和 γ 射线谱仪。

4.3.2 能谱测量系统

1. 通用 γ 射线谱仪

X 或 γ 射线探测器（或谱仪）大都是以闪烁晶体 NaI(Tl) 作主探测器（或叫中心探测器），用塑料晶体或 Cs(Tl) 晶体作屏蔽反符合探测器，以去掉带电粒子对 X、γ 射线测量的干扰[36-40]。由于 CsI(Tl) 晶体较贵，因此多采用塑料闪烁体作反符合探测器，特别是作大面积的探测系统时，更是如此。也有用 CsI(Tl) 晶体作主探测器，塑料闪烁体作反符合探测器的测量系统[41,42]。为了增大探测器的面积，也可用塑料闪烁体来探测 γ 射线，其探测器阵的探测面积可达 6.3 平方米[43]。

X 射线的探测在原理上与 γ 射线探测一样，只是 X 射线的能量较低，需要薄窗。通常用薄窗 NaI(Tl) 晶体来测量 X 射线[36,37,44]，也有用 CsI(Tl)晶体来测量 X 射线[45]。现在以轨道太阳观测站 OSO-7 卫星上的 γ 射线谱仪和 X

射线谱仪为例[45]，简要介绍整个谱仪系统。γ射线谱仪的主探测器是以7.7厘米×7.6厘米的无机晶体NaI(Tl)作成，能测量0.3—10兆电子伏能量范围的γ射线。用闪烁体CsI(Na)晶体作带电粒子和反康普顿电子的反符合屏蔽，如图4.20所示。

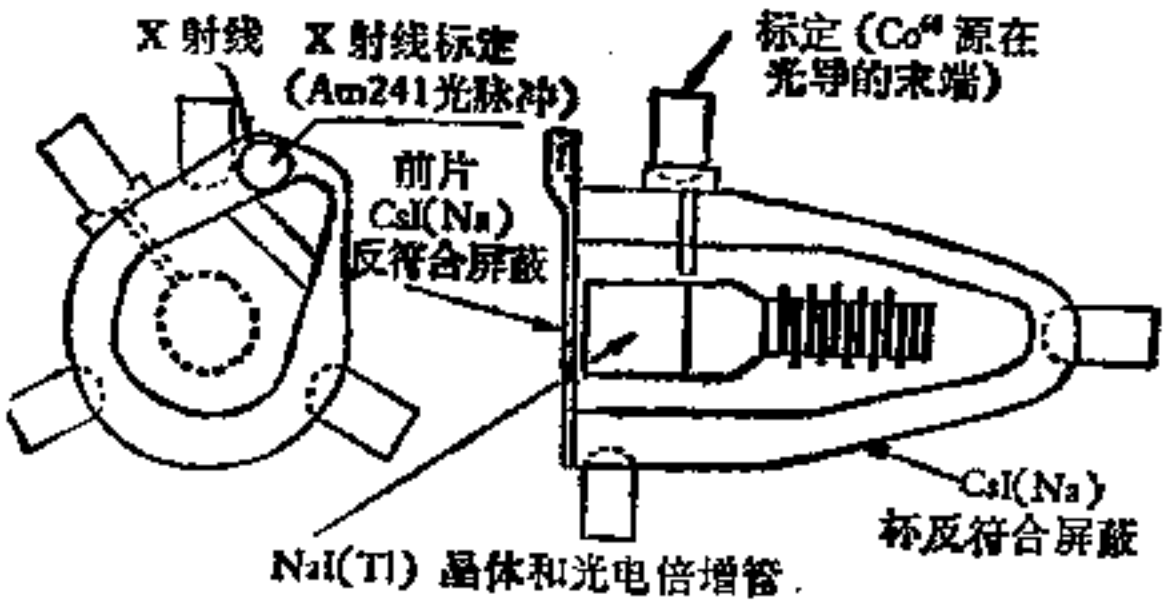


图 4.20 γ 射线谱仪示意图

中心探测器NaI(Tl)被一厚的CsI(Na)杯所屏蔽，正前面窗口是一薄层CsI(Na)晶体，带电粒子在屏蔽层中产生的讯号与主探测器中产生的讯号反符合，γ射线则经过窗口进入主探测器而被测量。CsI(Na)杯有3.8厘米厚，几乎接近中心探测器的厚度，能使1兆电子伏能量的γ射线至少减弱60%。γ射线经过前面的CsI(Na)薄片在中心探测器中遭到康普顿散射，在杯中有高的相互作用几率。原始γ射线入射到中心探测器内，产生一对0.511兆电子伏的逃逸γ射线，它们也可能在杯中相互作用。在任何一种情况下，都将产生反符合脉冲，通过加强光电峰来改善系统的响应函数。中心探测器配有RCAC 31012光电倍增管接收光子；CsI

(Na) 杯通过四个半球形的 RCA 171032 光电倍增管接收 光子，其中三个光电倍增管大约成 120^0 轴对称安装，第 四 个光电倍增管在杯的顶部。前面的 CsI(Na) 屏蔽层单独 用 一个 RCA 170132 B 光电倍增管收集光子，整个系统包在一个铝壳之中。

在同一系统上，X 射线探测器是一个无 准 直 仪 的 NaI (Tl) 晶体，其直径为 3.5 厘米，厚度为 6.4 毫米，窗口是用25 微米厚的铍膜。能测量 7.5—120 千电子伏能量范 围 的 X 射线，分四个能道输出：7.5—15 千电子伏；15—30 千 电子伏； 30—60 千电子伏； 60—120 千电子伏。

2. Phoswich 技术的应用

近年来，在测量低能和中能 γ 射线(几百千电子伏到几这十兆电子伏) 方面，发展了一种新的探测技术，即利用 γ 射线在两种不同闪烁体中衰变时间的差异，可以区分在它们中产 生 的脉冲形状，这就是所谓 Phoswich 技术。目前利用aI 种技术，可以作成各种式样的 γ 射线 望远镜[46,47]。

图 4.21 是利用 Phoswich 技术做成 的一种典型 γ 射 线望远镜。中心主探测器是利 用 对 γ 射 线 有 很 好 响 应 的 N (Tl) 晶体，其直径为 12 厘米,厚 7.6厘米。它的后面是与它光学接触的CsI(Tl) 晶体，其尺寸大小与 NaI(Tl)晶体相同。由一个光电倍增管 (RCA51012) 来 收集 γ 射线在它们中间产生的光子。由于两种性质不同的闪烁体，它们的发光衰减时间不一样，因此，在光电倍增管中形成的脉冲其上升时间也是各不相同的， 利用它们上升时间的差异，可以区分在不同闪烁体中产生的脉冲。这样，由 NaI (Tl) 晶体，CsI (Tl) 晶体加上光电倍增管就构 成 了 Phoswich 组合 件 。中心探测器NaI(T1)由CsI(Tl)闪烁体包围，构成屏蔽 和主

动准直仪（长 30 厘米，外径 25.4 厘米，内径 12.7 厘米）。准直仪前的窗口由薄塑料闪烁体（厚 1.2厘米）所覆盖，以屏蔽外来的带电粒子，其原理同前所述。

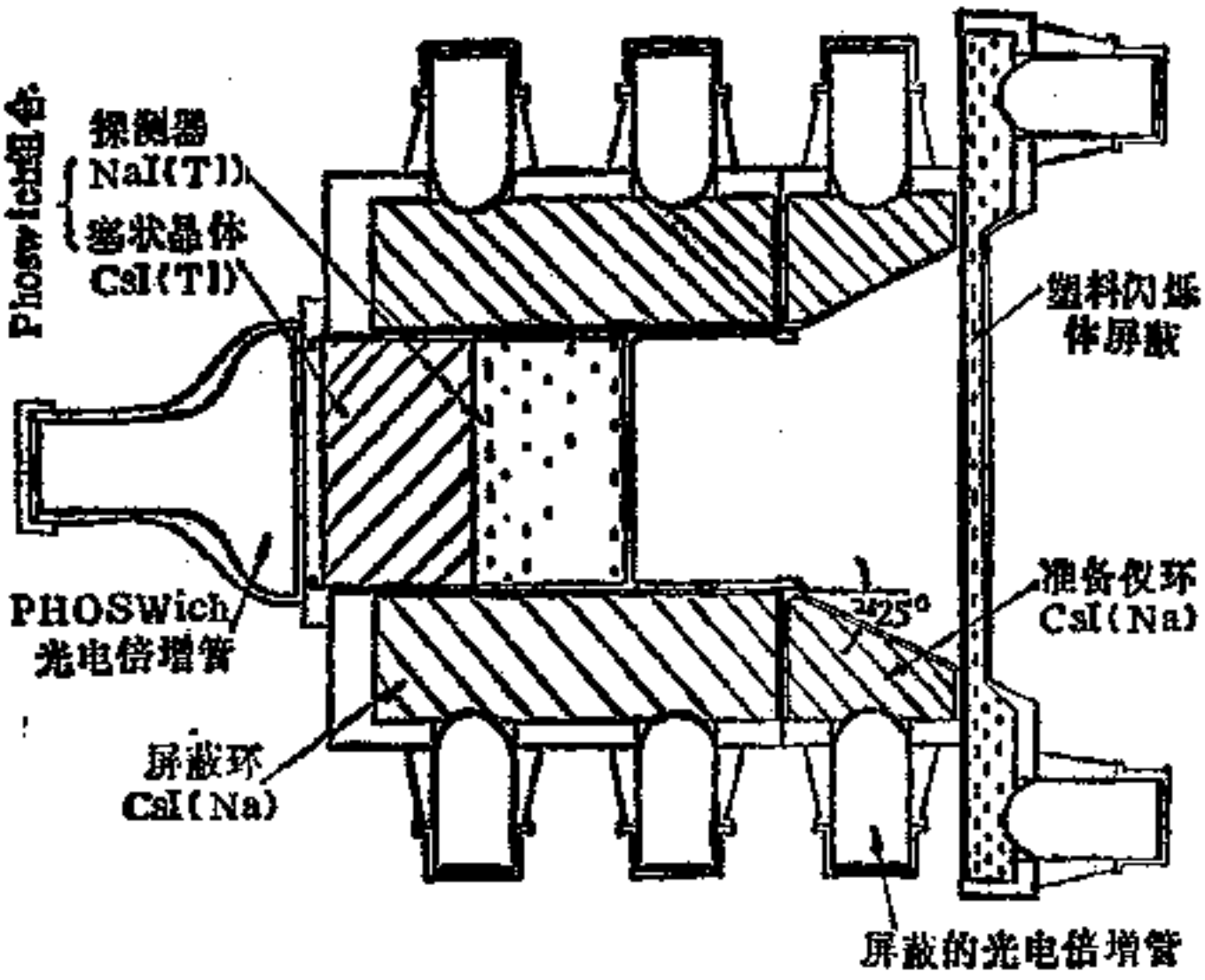


图 4.21 Phoswich γ 射线望远镜系统

由上述尺寸构成的望远镜，其灵敏面积为113平方厘米，视场角为 50°，望远镜的几何因子为 116 厘米²·球面度，屏蔽几何体为 800 平方厘米，可探测 0.2—10 兆电子伏能量范围的γ射线。

同其他望远镜一样，为了获得好的方向测量，还可以加上其他形式的准直仪，如蜂窝状准直仪、调制准直仪等，它们的角分辨率可以大大提高，这将在后面介绍。

3. 康普顿望远镜

如第二章所述，当γ射线与物质相互作用时，如果光子的能量处于中能区，则康普顿效应占优势。利用这一效应可以较好地测量γ射线的能谱和方向，康普顿散射望远镜就是根据这一原理而设计制造的。目前已有大面积、高灵敏度、高能量分辨率和高角分辨率的望远镜用于气球和卫星上测量γ射线[48,49]，并取得了很好的γ射线的能谱资料。

图 4.22 是康普顿散射望远镜的一个例子，它由两个闪

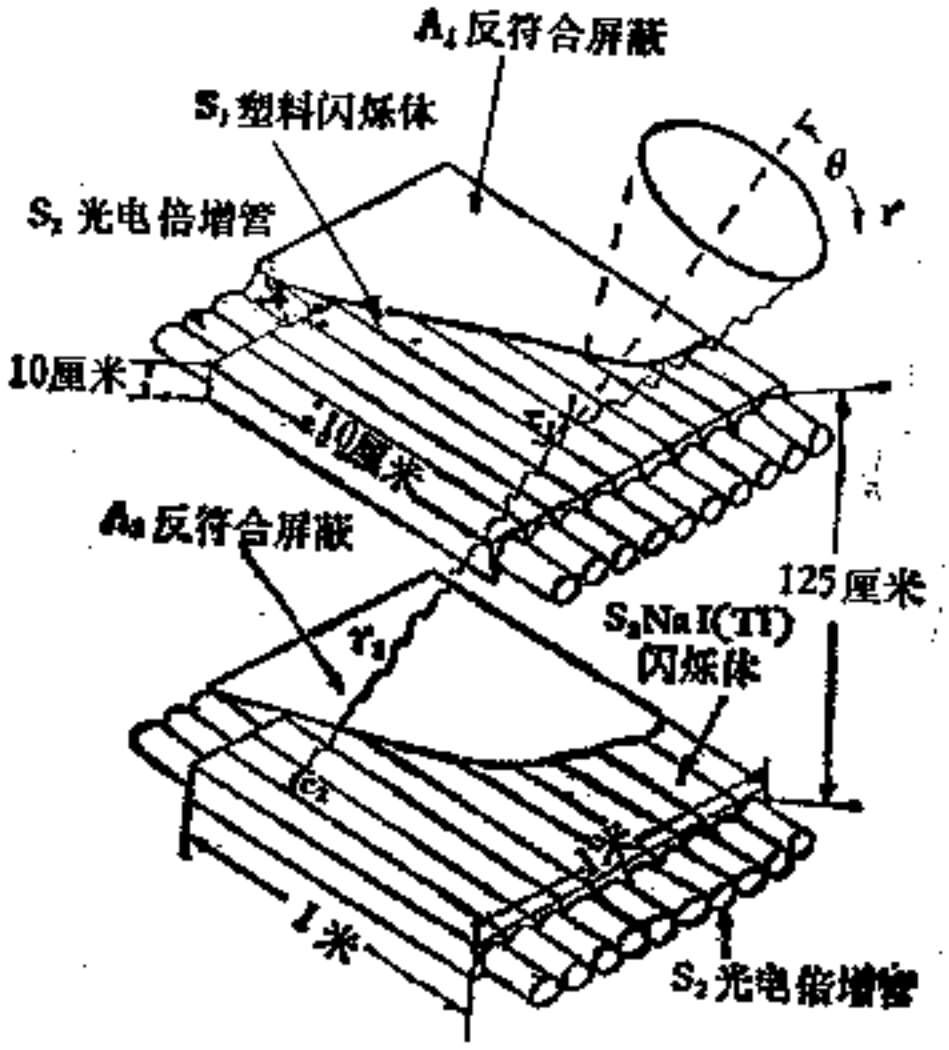


图 4.22 康普顿散射望远镜

烁探测器阵 S_1 和 S_2 组成，彼此相距 1.25 米。第一个探测器阵 S_1 是由 10 个长条形的塑料闪烁体组成（每个长 1 米，横截面为 10 厘米×10 厘米），其总的面积为 1 平方米，厚 10 厘米。探测器阵的每个单元彼此光学隔离，每个单元的两

端都由一个直径为 7.8 厘米的快光电倍增管收集光子。第二个探测器阵 S_2 也由 10 个长条形的 NaI(Tl) 闪烁体组成，其尺寸与 S_1 探测器完全一样，每个单元的两端分别由光电倍增管收集光子。为了消除带电粒子的影响，探测器阵 S_1 和 S_2 分别用薄的塑料闪烁体 A_1 和 A_2 包围（厚度为 1 厘米），加上相应的光电倍增管构成反符合屏蔽，它排除带电粒子的效率至少是 99.95%[48]。

这种望远镜测量 γ 射线的原理是：当 γ 射线进入探测器阵 S_1 时，在低原子序数的塑料闪烁体中产生康普顿散射，出射电子 e，并在 S_1 中损失能量，被散射的 γ_1 射线进入高 Z 值的 NaI(Tl) 探测器 S_2。入射γ射线的能量 E_γ 和它的散射角 θ 可根据出射电子 e 在 S_1 中的能量损失 E_e（由S中的脉冲幅度测量）和在 S_2 中记录到的散射 γ_1 射线的能量 $E_{\gamma 1}$（由 S_2 中的脉冲幅度测量）来计算，即

$$E_\gamma = E_{\gamma 1} + E_e \quad ,$$

$$\cos\theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_{\gamma 1}} - \frac{1}{E_\gamma}\right) \qquad (4-6)$$

式中 $m_e c^2 = 0.511$ 兆电子伏。散射 γ_1 射线的方向由 S_1 和 S_2 中相互作用的位置确定。对于所探测的 γ 射线，由包括入射 γ 射线在内的天球上的一个环确定，而 γ 射线源的方向则由天空上一些环的交叉来找到。

入射 γ 射线在 S_1 的长条探测器中相互作用的纵向位置通过内部反射闪烁光到达两端的时间差来确定。对于塑料闪烁体，在0.5—30 兆电子伏的能量范围内，康普顿效应占优势。S_1 的厚度保持 10 厘米，使得在整个能量范围内 γ 射线

的多次散射很少。并利用脉冲形状鉴别法去掉由于中子造成的干扰。

探测器阵 S_2 采用 NaI(Tl)，因为它有高的光输出，短的发光衰减时间，而且光输出几乎不随温度变化。探测器阵中每个单元两端收集到的闪烁光到达时间，用于 S_1 和 S_2 之间所要求事件的符合；用每个单元两端脉冲幅度差来确定相互作用的横向位置。在 0.5 兆电子伏时的最低能量，对于 1 米长的 NaI(Tl) 闪烁体单元，它能给出更好的时间分辨率。脉冲幅度能提供更好的位置分辨，因为它们依赖于总的光电子数目，而不是最初几毫微秒内到达光电倍增管阴极的数目。

从 S_1 到 S_2 的 γ 射线是根据它们的飞行时间来选择，从上到下的时间间隔是 16.8 毫微秒（对于斜射事件时间更长些），因此，有效地去掉地球大气 γ 射线在 S_2 中相互作用的背景，对提高康普顿散射望远镜的整个时间分辨率十分关键。应用飞行时间法有效地消除了背景辐射的干扰，再加上用反符合带电粒子屏蔽去掉带电粒子的影响，用脉冲形状鉴别法去掉中子的讯号，从而使望远镜有很高的灵敏度（5×10^{-6} 个光子/厘米^2·秒）。这种望远镜的能量分辨率为 8%(FWHM,在 6 兆电子伏),有 3° 的角分辨率(HWHM)，该望远镜测量 1 — 30 兆电子伏能量范围内的 γ 射线[48]。

4.3.3 γ 射线暴的测量

γ 射线暴的测量与一般 γ 射线的能谱测量，就使用的探测器而言没有什么显著的差别，关键在于要求探测系统有更高的时间分辨率。因为 γ 射线暴的时间变化很快（在第一章中已有介绍），事件总的持续时间一般从几百毫秒到大约几十秒，峰值持续时间更短，大约只有 10 毫秒左右，而且上

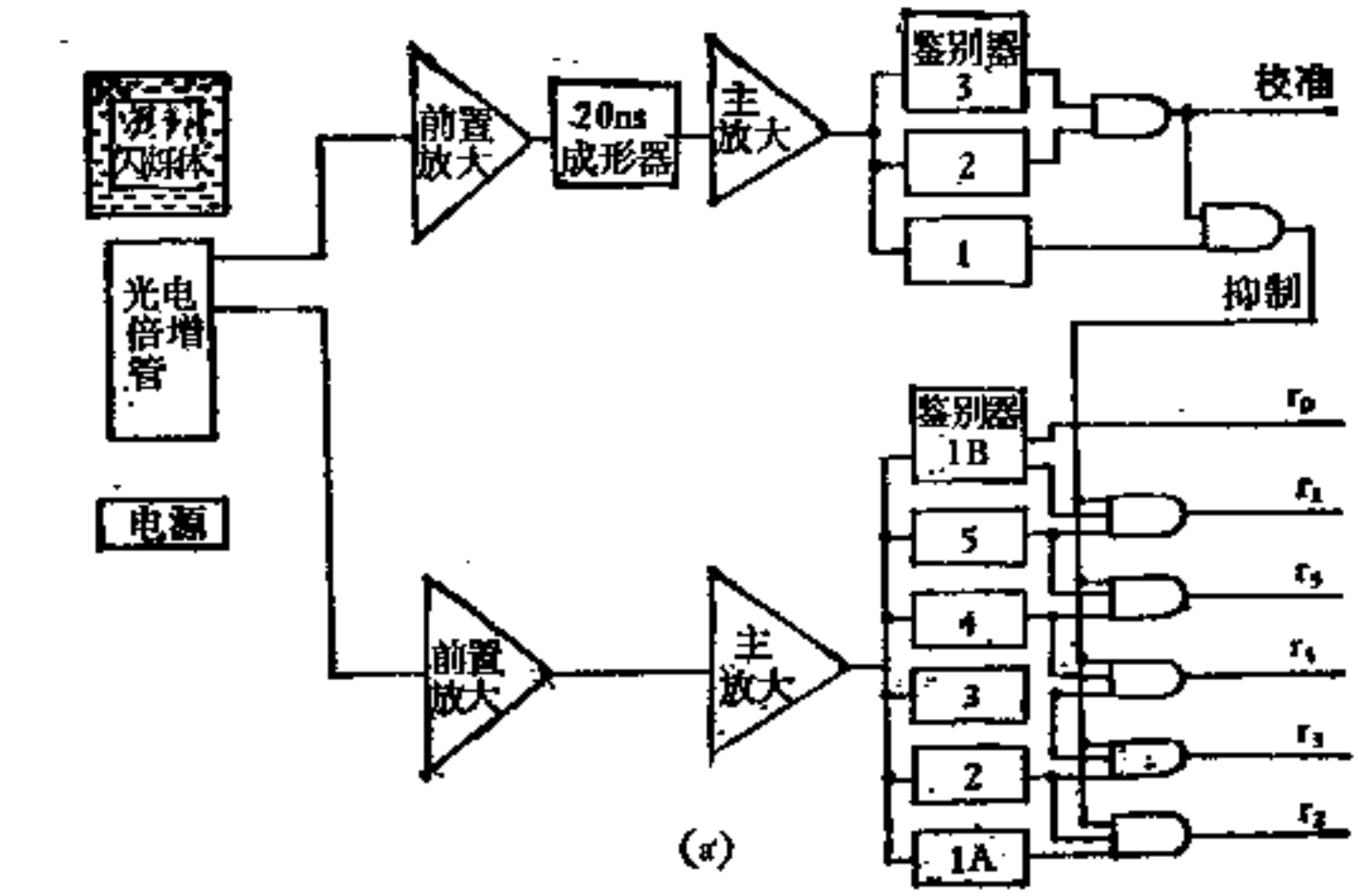
升到最大值的时间还不到 1 毫秒。因此，要能测量整个事件的时间过程，需要备有高时间分辨率的记忆装置，同时还要有判别事件的触发系统。

通常 γ 射线暴的测量有两个基本工作模式：一个是在没有 γ 射线暴时进行连续观测的“等待模式”；另一个是有 γ 射线暴发生时的“事件模式”。在等待模式中是以相当慢的速率获得资料的集累，并通过正常的飞船或卫星资料系统处理。它们提供低时间分辨率的连续信息，其中包括仪器的工作状态，探测器单元的标定，以及影响仪器工作的环境条件等。等待模式的时间分辨率一般为 2 分钟以上，有的长达数十分钟[38,39]。当 γ 射线暴发生时，仪器立即进入事件模式中工作，它通过一探测器触发一高时间分辨率的贮存器，把计数率和能谱资料贮存到实验记忆装置中。时间分辨率可用 1/4 秒、1/64秒、1/512 秒，也有同时用 1 秒、4 秒等。为了确定 γ 射线暴事件发生的时间，确定仪器应该在什么时间把资料记录到实验记忆装置中，必须取仪器的平均计数，并监测背景的连续计数率，给出一定的触发判据。如果瞬间的计数率超过某一预先选定的标准数，则认为有一个事件发生。当事件出现的时候，把具有高时间分辨率的资料送到连续贮存的记忆装置中。

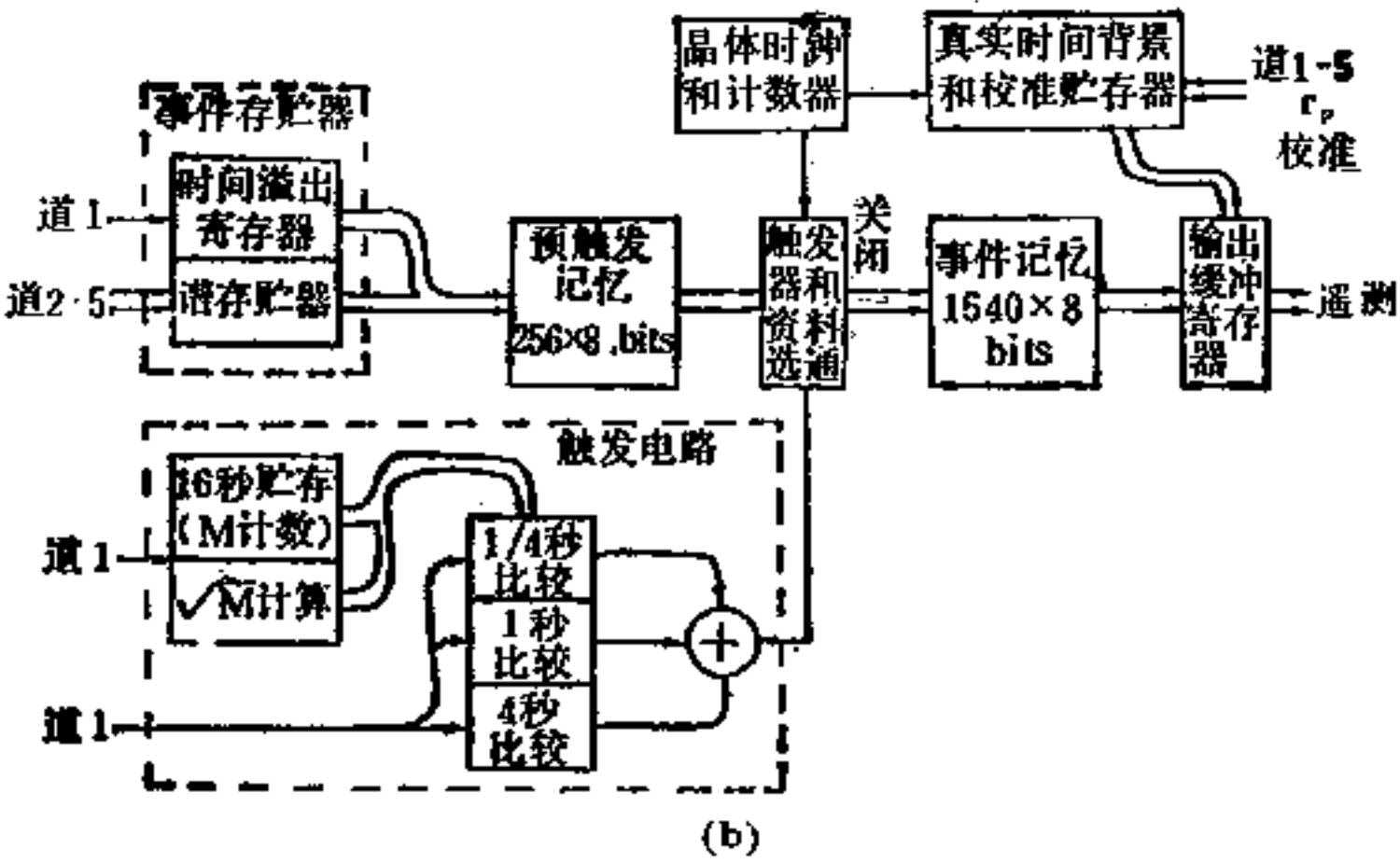
通常使用的触发判据是：每 32 秒（或 16 秒）测量一次背景计数率[38,41]，定下一个参考水平，然后将每 0.25 秒所测得的计数率与这个参考水平相比。如果测得的计数率超过参考水平，便触发贮存器进入到实验记忆装置中。

下面以先驱者金星轨道飞船(Pioneer Venus Orbiter)上的 γ 射线暴探测系统为例，简要说明 γ 射线暴的探测原理。图 4.23 是它的原理方块图。

γ 射线暴探测器是一个主动保护的闪烁探测器系统，主



(a)



(b)

图 4.23 γ射线暴探测系统原理方块图

探测器是碘化铯（CsI）闪烁晶体，其直径为3.8厘米，长3.2厘米，周围用塑料闪烁体(厚0.5厘米)包围。组合的闪烁体外层有0.25毫米铝箔，加上探测器盒的外壳组成低能辐射的被动屏蔽。闪烁体光学耦合到光电倍增管RCA 7151 Q，最后测量它的光输出。

为了简化保护系统的讯号处理，电讯号从光电倍增管的第10倍增极和阳极引出。从第10倍增极引出的讯号通过电荷灵敏前置放大器和5倍增益的脉冲放大器放大。脉冲放大器的带宽限制在300千赫，以便响应CsI闪烁体的特征衰减时间。放大后的脉冲通过五个鉴别器进行分析，鉴别器分别鉴别100千电子伏、200千电子伏、500千电子伏、1兆电子伏和2兆电子伏的γ射线在CsI闪烁体中的正常能量损失，并分别输出超过第一阈值的总的响应（γ_p）、在所有能量范围内的响应（γ_1）、以及四个能量范围的响应（γ_2—γ_5）。

从光电倍增管阳极引出的讯号，根据带电粒子穿透外壳在塑料闪烁体中的能量损失，提供阻止带电粒子的讯号。阳极讯号通过电荷灵敏前置放大器放大，并有20毫微秒的延迟成形输出，使它与塑料闪烁体的特征衰减时间响应。成形脉冲通过10倍增益的电压放大器放大，然后由三个鉴别器分析。第一个鉴别器根据透射粒子在塑料闪烁体中损失能量的最小值0.6兆电子伏提供粒子抑制信号；第二个和第三个鉴别器限制一个窄窗，规定对飞行校准系统响应，并产生一个校准控制讯号。

在无γ射线暴发生时，仪器工作在等待模式中，它给出背景计数率、能谱、工作状态信息、源的标定资料等。当有γ射线暴发生时，仪器转入事件模式中，它的起动是通过第一道记录的数据超过平均背景速率，而且计数率的增加须具有统计意义。设M为16秒钟内的背景累积计数，并以此作

为下 16 秒时间间隔内的平均速率，根据这个参考积累计数，规定 1/4 秒、1 秒和 4 秒间隔的触发水平，其规定为超过积累计数并加上积累计数的平方根与一常数的乘积（常数可控制到 5.6 或 11.2），

$$T_n = \frac{M}{16}n + C\sqrt{\frac{M}{16}n} \qquad (4\text{-}7)$$

式中 $n=\frac{1}{4}$、1 或 4 秒；$c=5.6$ 或 11.2，T_n 代表 $\frac{1}{4}$、1 和 4 秒三个时间的触发水平。

平方根的计算在线路上采用二进制的速率除法器（BRD）。当观测到的速率达到三个触发水平中的任一个时，系统转换到事件模式工作状态，并且事件模式工作状态一直保持到计数率回到背景或到记忆装置全部装满。事件资料还包括鉴别标准和事件发生的时间，它们都贮存在记忆装置中。

γ 射线暴事件开始阶段资料的获得极为重要，为防止损失事件开始时的资料，需要设置一个预触发记忆装置。资料连续不断地送到预触发记忆装置中，它有记录大约 3 秒钟资料的能力。当仪器工作在背景模式状态中时，预触发记忆中的资料不断地被新资料连续取代；但当事件触发出现时，把预触发记忆中的原存资料传送到主记忆装置中。尽管在事件被系统辨认之前，通过这个方法也可以把事件开始过程的资料记录下来。

4.3.4 探测器的准直仪

为了获得 X、γ 射线源的位置和它们的角度大小的精确信息，有必要通过适当的准直仪限制视场的大小。在前面已经介绍过一般的被动准直仪和主动准直仪。所谓被动准直仪是指用金属材料制成的准直仪，它能限制射线入射的角度

大小；主动准直仪则是指用塑料闪烁体制成的反符合探测器，它既能限制射线入射角度的大小，也能起主动屏蔽的作用。这些一般的准直仪都有较大的视场角，其角分辨率较差。下面介绍两种角分辨率很高的准直仪，即蜂窝状准直仪和调制准直仪。

1. 蜂窝状准直仪

蜂窝状准直仪是由许多象蜂窝一样的小准直仪构成的一个准直系统，每个小蜂窝都有一个小的视场角，它具有较高的角分辨率。这对于一个大面积探测器和限制可能达到的有限空间是十分必要的。这种准直仪既提高了探测器的角分辨率，又不对探测器的有效探测面积带来大的损失。利用这种准直仪，可以很容易获得各种形状和小的视场角，其角宽度可低到大约 1°。图 4.24 是蜂窝状准直仪的示意图，图 4.25 是通过计算和测量得到的对 X 射线的响应曲线[50]。

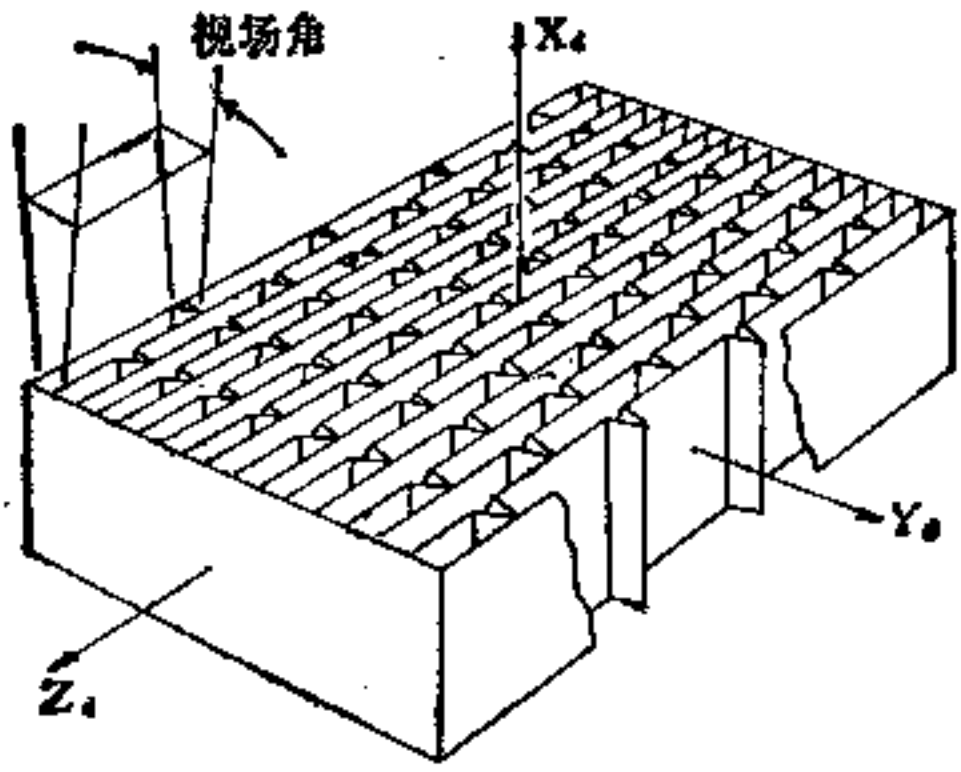


图 4.24　蜂窝状准直仪示意图

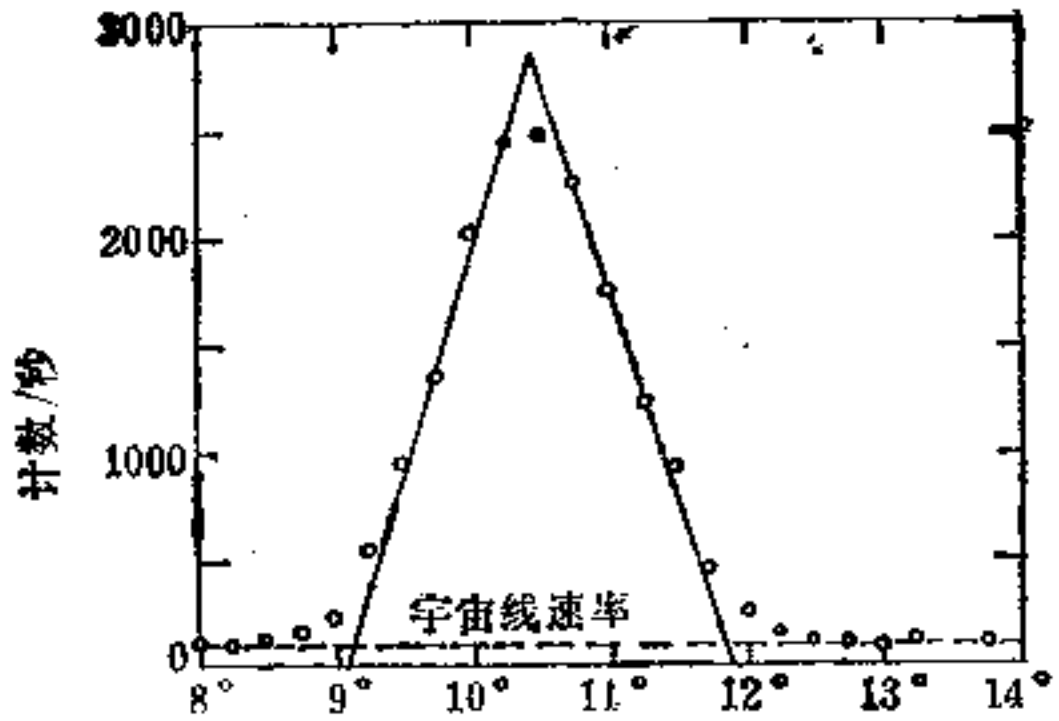


图 4.25　蜂窝状准直仪对 X 射线的响应曲线

利用蜂窝状准直仪的类似原理，还可以作成多孔主动准直仪。图 4.26 是一种 X 射线谱仪，主探测器用的是 CsI(Tl) 闪烁体，以光电倍增管 D_1 收集光子，周围仍用 CsI(Tl) 晶体作反符合探测器，以光电倍增管 D_2 收集光子，用来排除

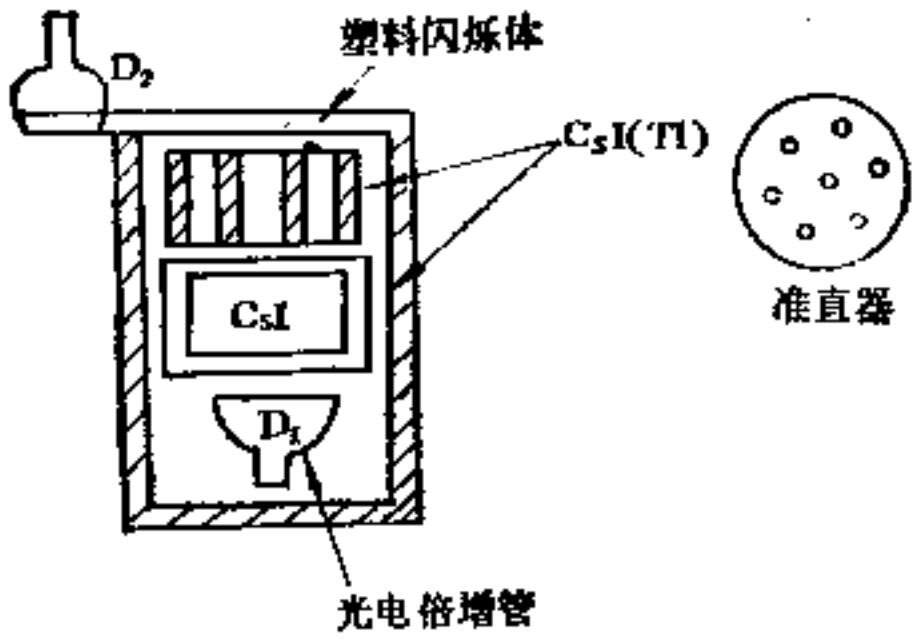


图 4.26　X 射线探测器的多孔准直仪

从周围入射的射线。前面的窗口用薄塑料闪烁体，X 射线经塑料闪烁体直接进入中心探测器 CsI(Tl)，当带电粒子经过塑料闪烁体时，由于它对带电粒子灵敏，$\bar{D}_2$ 反符合开始工作，系统不记录，这样就排除了带电粒子的干扰。准直仪是多孔的 CsI(Tl) 晶体，如果射线不从孔径入射，而是穿过孔壁方向而来，则$\bar{D}_2$ 也工作　系统将不记录，于是保证了仪器记录的方向性。

2. 调制准直仪

为了改善蜂窝状准直仪的角分辨率，则需要使它的视场角更小些，然而相应的将引起仪器计数的减小，从而降低了数据的统计精度，因此，利用这些器件可能得到的分辨率有一个实际的限制。为了克服进一步提高蜂窝状准直仪角分辨率的困难，设计了另一类准直仪，它既有宽的视场，又有高的角分辨率，这种准直仪称作“调制准直仪”[50,51]。它是目前空间 X 射线测量中角分辨率最好的准直仪，其原理示意图如 4.27 图所示。

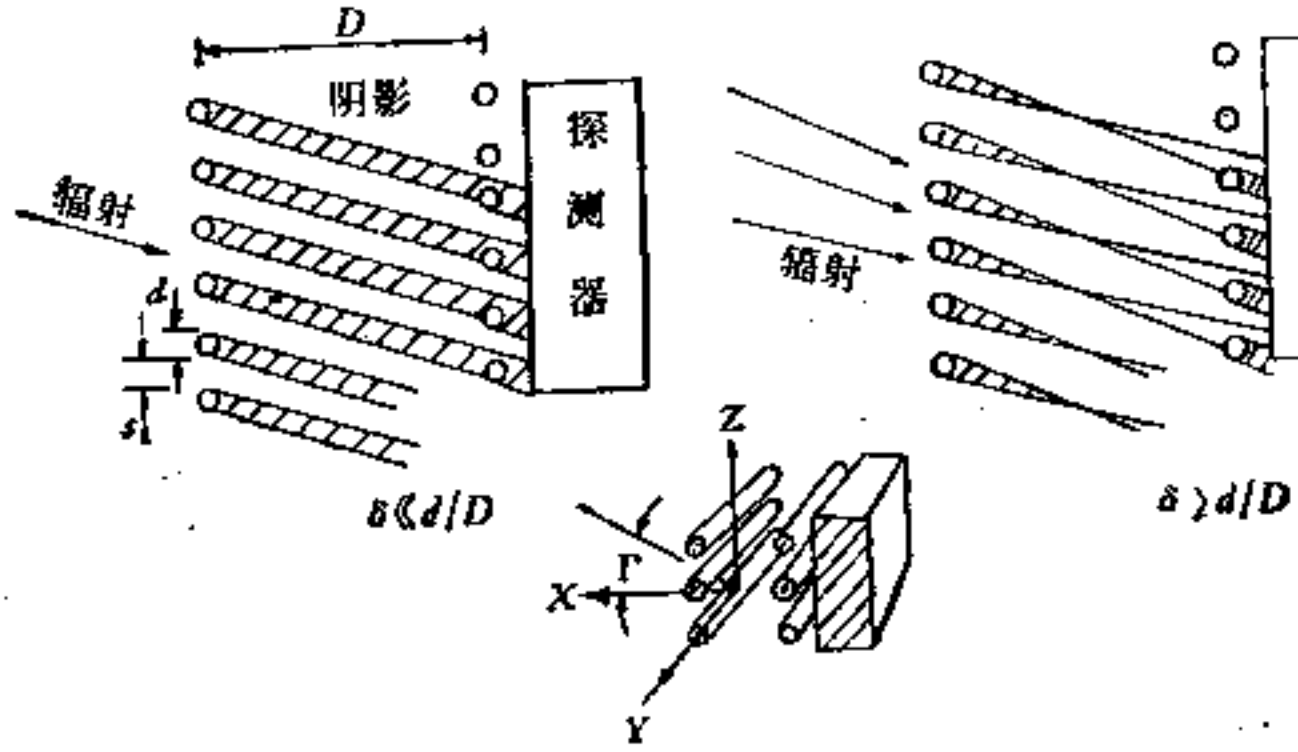


图 4.27　调制准直仪的原理示意图

调制准直仪是由两个金属丝的平行平面栅组成，一金属丝位于另一金属丝的前面，两平行平面前后金属丝的距离为 D（参看图 4.27），当金属丝的直径 d 与相邻两金属丝之间的空间 s 几乎相等时，准直仪的透射率随平行束的入射角 Γ 而变化（参看图 4.28）。对于小 Γ 值，两个最大值之间的角距离是 $\Delta\Gamma = (d+s)/D$。很清楚，调制的程度随源的角度 δ 的大小而变化，当 δ 比 $\Delta\Gamma$ 大很多时，它是零。能够分辨源的最小角度依赖于准直仪结构所能达到的机械精度、资料的统计精度和噪声水平。经验指出，可以分辨的最小角度大约是 $\Delta\Gamma/4$。

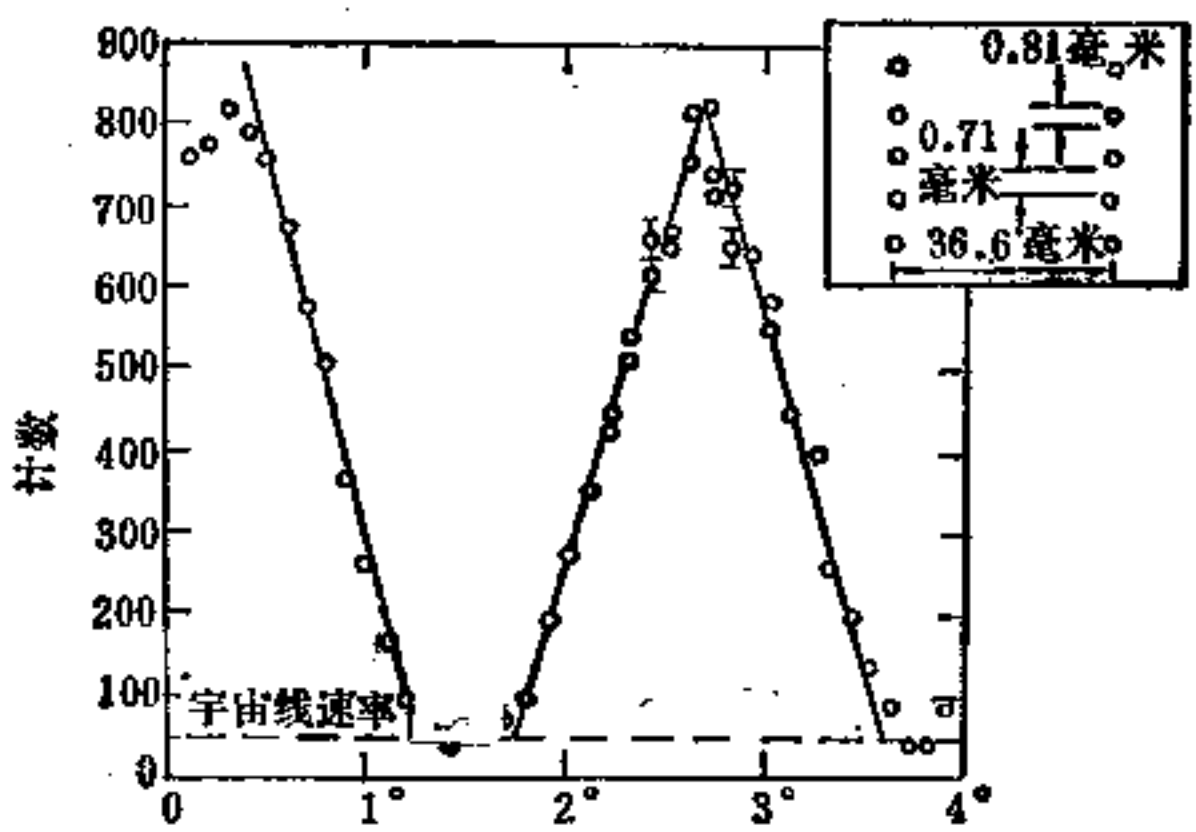


图 4.28　调制准直仪的角响应

§4.4 测量空间X、γ射线的其他探测器

除前面介绍的几种主要探测器外，在空间X、γ射线的测量中还可以使用其他一些探测器，如光电探测器、通道

电子倍增器、气体闪烁探测器等，下面对它们作一简要介绍。

4.4.1 光电探测器

测量X射线的气体探测器不能无窗，而窗的厚度却限定了探测X射线能谱的低能下限。光电探测器不需要窗，因此，可以用它来延伸低能光子的测量。苏联科学家在1960年发现几种碱金属卤化物，它们对X射线有异常高的光电产额，从而能够设计出对X射线有较好响应的光电探测器。图4.29是光电探测器的原理图[50]，光阴极用KCl覆盖（蒸发

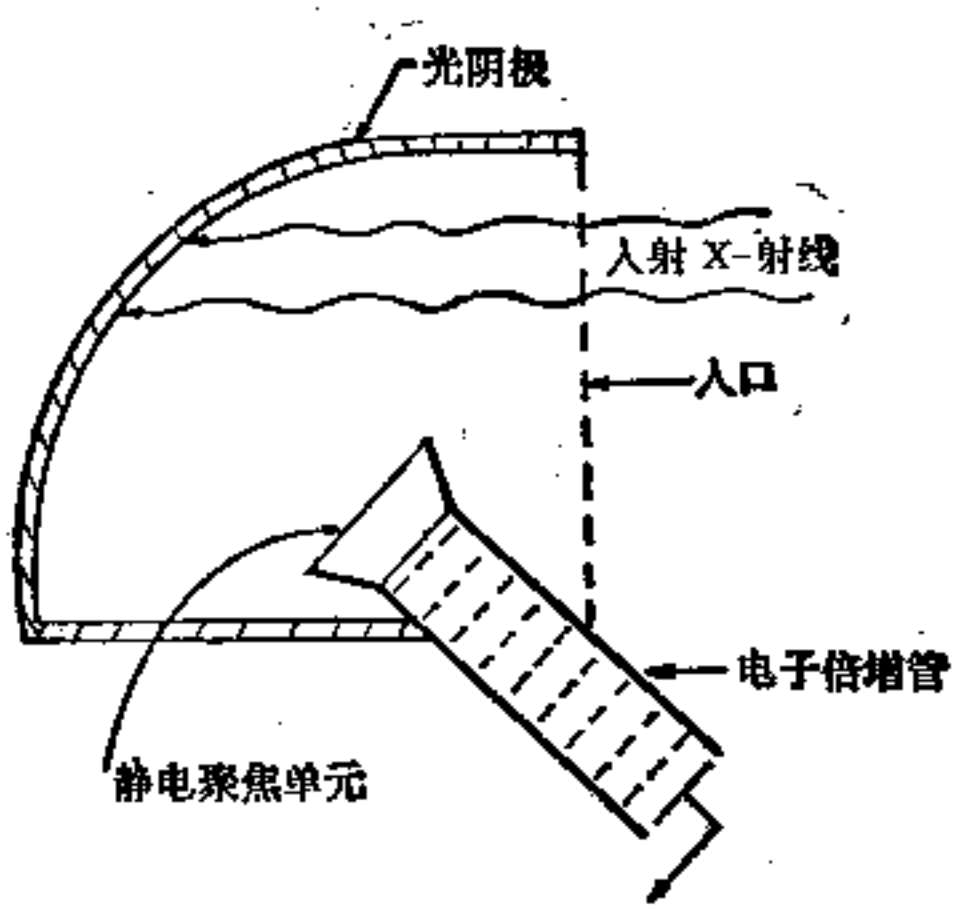


图 4.29 光电探测器原理图

在一个球面上），从光阴极发射的电子聚焦到电子倍增器的第一倍增极，通过多级倍增后，其总的输出脉冲正比于这些电子数。仪器的面积为40平方厘米，对能量为5千电子伏和0.8千电子伏的光子，其测量效率分别为8%和25%。由于KCl对可见光不灵敏，它不会被记录，为了防止紫外

光的影响，需要加一薄滤光膜。虽然在测量低能X射线方面光电探测器是很有希望的，但至今并未得到迅速发展。

4.4.2 通道电子倍增器

在第三章低能粒子测量一节中已经提到，能用通道电子倍增器来测量X射线。由于通道电子倍增器是无窗探测器，因此，它对软X射线有较好的响应。图4.30是宇宙线软X射线天文望远镜的示意图，是利用通道电子倍增器测量X射线的例子。首先采用深截面抛物线反射镜，把沿光轴光源来的X射线聚焦到入口，并用薄金属过滤器装置作为粗糙的波长鉴别，然后采用通道电子倍增器测量软X射线通量。此系统要求探测器具有很低的本底噪声水平，因为从光源来的X射线强度很低，一般为1—0.01个计数/秒·厘米^2。

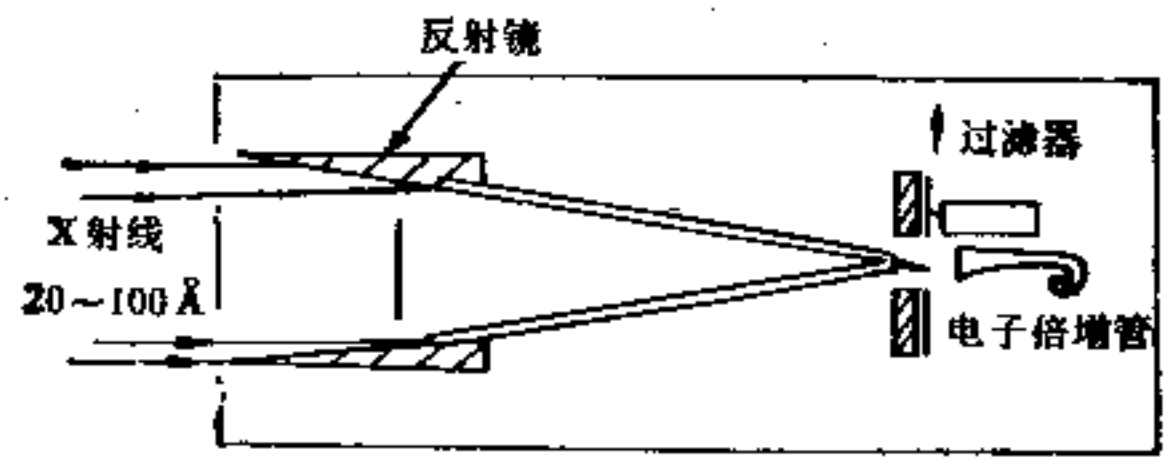


图 4.30 宇宙软X射线天文望远镜示意图

微通道板技术已开始用于空间X射线的测量中，它具有高的空间分辨本领，可作成二维探测器，并具有图象增强能力，因此，它也用于X射线成象的增强器中[52-56]。对单一直管形通道电子倍增器，由于正离子反馈效应不可能达到很高的增益，通常都采用弯管形通道倍增器，或者采用两个微通道板，把第一个微通道板的通道与第二个微通道板的通道成

一定角度串接（如图 4.31 所示），这种装置的增益就能大于 10^7。

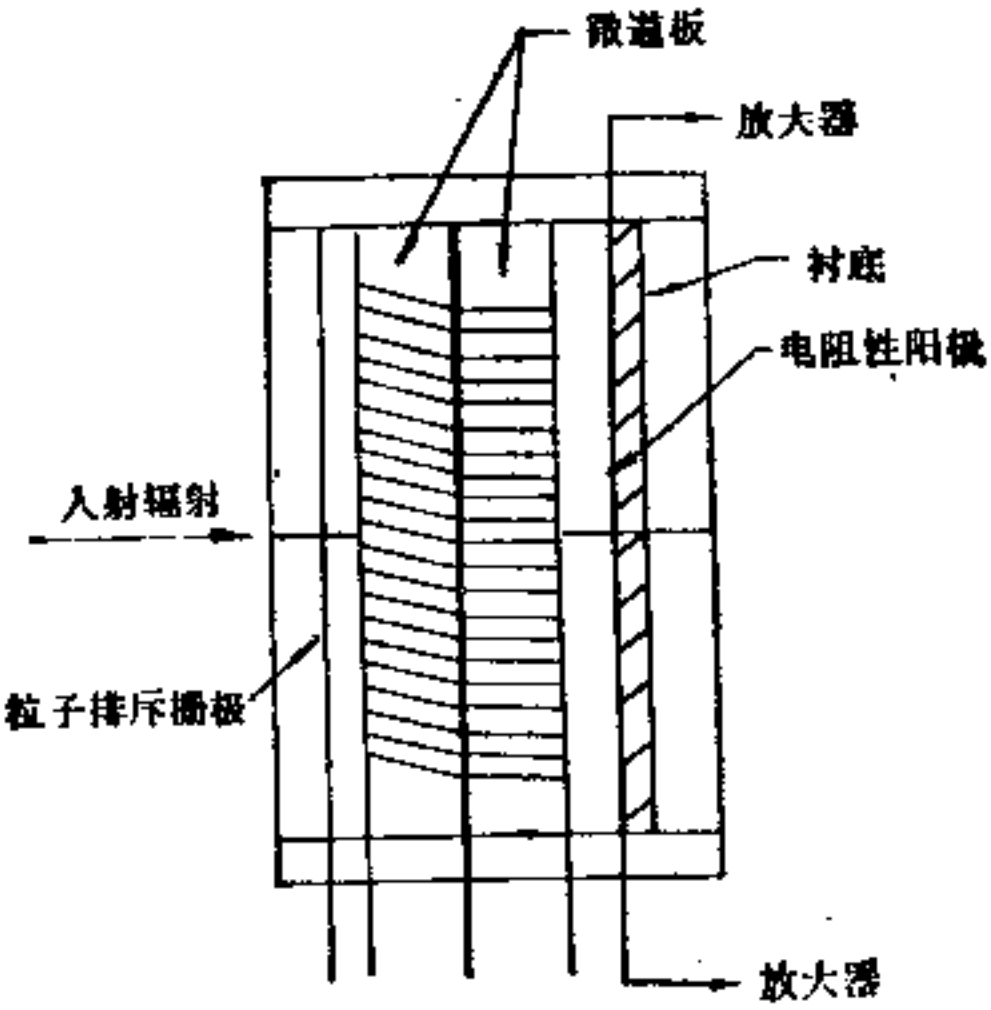


图 4.31　具有读出系统的微通道板

在微通道板的应用中，很重要的一点是它的读出系统，近年来已发展了许多种读出方法[55]。在一维探测器中曾经使用的读出系统是，把从微通道板串接方向来的输出电荷脉冲，收集到邻近的聚焦阳极阵上，这个阵由 64 个长方条电极组成（长 1.3 毫米，宽 25 微米）。以后，在 HEAO－B 卫星上又发展成为交叉丝栅读出系统[56]。另外一种新的读出系统是，在微通道板输出面之后设置四个象限电子收集阳极，来自每个探测事件的电子云分别被四个象限阳极中的每一个所栏截。从每个象限阳极收集到的电荷相对数与一定事件的位置有关，而每一个事件通过两个比率电路确定其位置。其原理如图 4.32 所示。这个技术具有高的空间分辨率

和快的时间分辨率等优点。

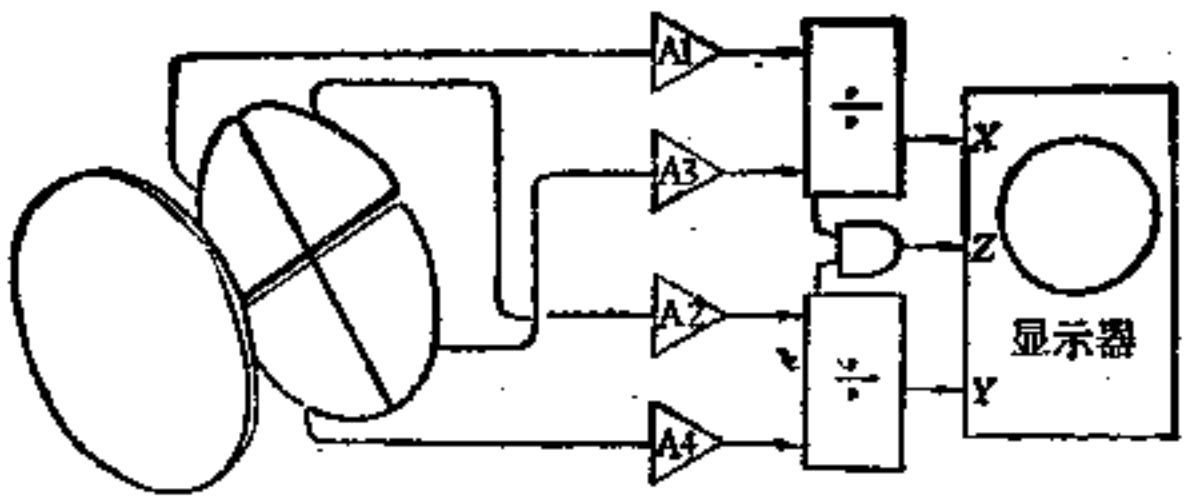


图 4.32　象限阳极成象系统示意图

4.4.3　气体闪烁正比计数器

气体闪烁正比计数器是一种利用气体探测器的电离特性制成的闪烁探测器。在这种探测器中，对气体闪烁体的不同部分分别加高压，形成弱电场和强电场区域，入射粒子在弱电场区损失能量，并产生电离电子，而这些电子在电场作用下漂移到强电场区。在强电场区电子获得能量，但不足以形成增殖，或很少形成电荷增殖，然而却能够大量产生二次闪烁光，这些二次闪烁光比入射粒子直接产生一次闪烁光要强许多倍。通过测量二次闪烁光可以确定入射粒子的能量，这种探测器适用于低能 γ 射线和 X 射线的测量。

气体闪烁正比计数器的构造通常采用球形阳极、平行栅均匀场结构，如图 4.33 所示[57]。探测器的气体工作区一般分成三段：A 段构成的气体空间是电离电子形成和漂移区，其厚度为能吸收透过窗的入射 X 射线能量。通常 A 段接地。B 段安装两个相互平行的栅网电极，加上不同的正高压 V_{G1} 和 V_{G2}，而 V_{G1} 比 V_{G2} 高很多，B 段是二次光子产生区。A 与 B 之间栅电位 V_{G2} 的选择条件是，使所有电离电子能漂移

过 G_2，而又不在 A 区引起激发；B 和 C 之间的栅电位 V_{G1} 的选择条件是，要能产生大量二次光子，但又不致产生二次电离或产生很小电荷增殖。C 段是为了使高压栅远离光电倍增管的光阴极，以减少干扰，保持稳定工作，并使整个光阴极有更均匀的光分布。入射窗通常采用一定厚度的铍窗，栅用 0.13 毫米左右的钨丝，间距为 7.87 丝/厘米，两栅距离 15 毫米左右，中间加一场环，以减少边缘效应。

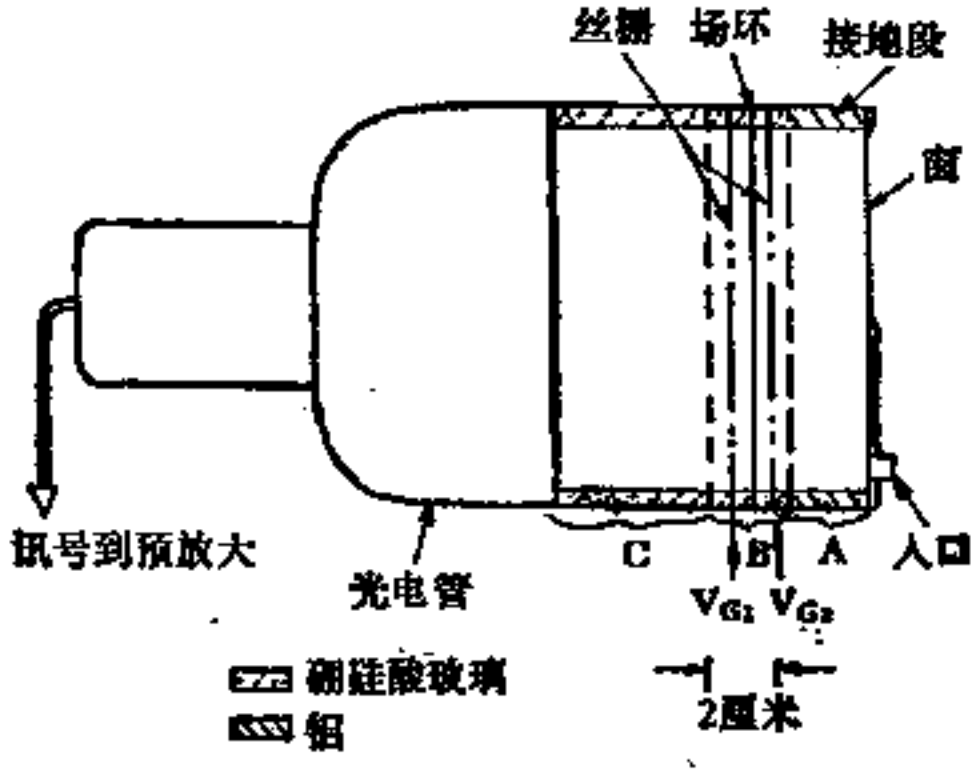


图 4.33　平行栅结构的气体闪烁正比计数器

气体闪烁正比计数器有许多优异的性能，首先它有较大的光输出，每单位能量的光输出大约是 NaI(Tl) 晶体的 100 倍；能量分辨率较高，对 5.9千电子伏的 X 射线可得到的能量分辨率为 8.5%，远比闪烁探测器为好，比一般正比计数器的能量分辨率也要好一倍。虽然它比半导体探测器的能量分辨率差些，但是，气体闪烁正比计数器不牵涉到电子学噪声和探测器电容的影响；探测器的面积可以作得很大，目前在空间使用的气体闪烁正比计数器的总收集面积可达数百平方厘米；此外，气体闪烁正比计数器的时间性能类似一般气体

闪烁探测器，属于快探测器类型，发光衰减时间在 10^{-9}—10^{-8} 秒，它取决于气体成分和压强。探测器中使用的气体一般为 Xe，或者 Xe 和 Ar 的混合气体，它们可以给出好的光输出和好的能量分辨率。正因为气体闪烁正比计数器有上述优点，目前已开始较多地用于空间 X 射线的探测[58-62]。

在空间 X 射线测量中，总希望探测器的面积大，能量分辨率高。但是，平行栅结构的气体闪烁正比计数器仍然限制了探测器有效面积的进一步增大，因为随着 X 射线从探测器的中心移向探测器的边缘时，光收集效率迅速下降，从而能量分辨率变低，导致入射窗的有效面积限制在几平方厘米以内。为了克服这个缺点，使用许多同轴会聚的环状电极，使其在探测器窗和光产生区之间产生一个球状会聚电场，这样就消除了光从探测器中心移到边缘时造成的光收集效率的变化[58]，这对增加探测器窗面积提供了有利的条件，它可以使探测器的有效面积接近 100 平方厘米。为了进一步增大探测器的有效面积，还可以将平面栅改为曲面栅，这样可以有两个好处：①窗面积可进一步增大，而且可以使用较小的光电倍增管；②至少对低能 X 射线可以保证，从产生至到达光电倍增管的初级电子其漂移长度近似相等，这一特点对在空间环境中的非 X 射线事件，其脉冲形状鉴别是非常重要的。通过上述聚焦环状电极和曲面栅的改进之后，气体闪烁正比计数器可以作到有数百平方厘米面积的探测窗[59-61]，这为空间 X 射线天文学提供了一种重要的探测仪器。图 4.34 是改进后的气体闪烁正比计数器的示意图[61]，其中 G_1 和 G_2 为曲面栅，R_1—R_5 为环状聚焦电极。

测量空间 X 射线除了以上介绍的探测器外，还有使用大面积多丝正比计数器[63]；对于较高能量的 γ 射线探测，也有应用火花室探测器[64,65]，切伦柯夫探测器等[66]，本书

不予一一介绍。

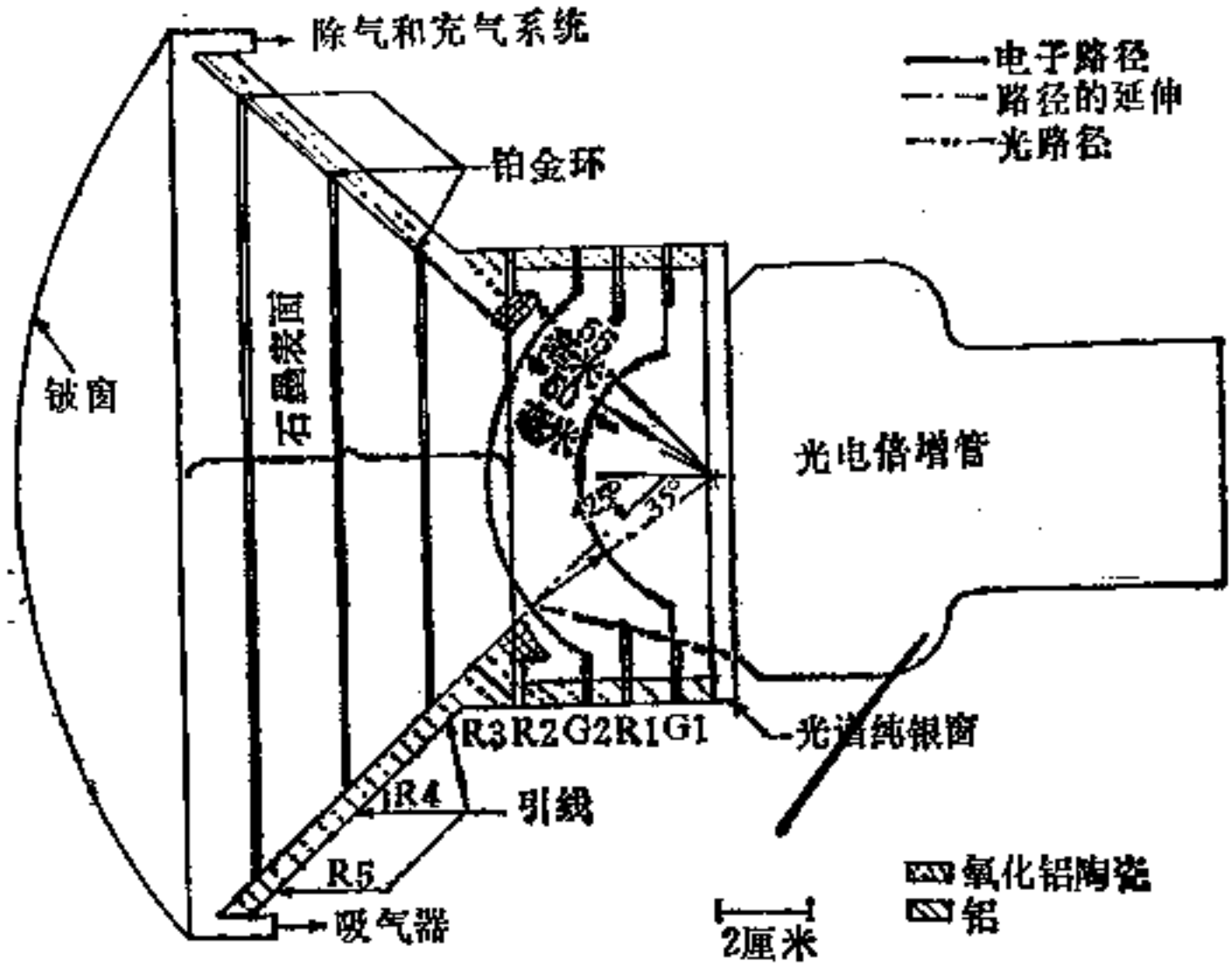


图 4.34 典型气体闪烁正比计数器示意图

参 考 文 献

〔1〕 Labeyrie, J., Observations of Solar X-Rays, *in Electromagnetic Radiation in Space*, P. 125 Edited by J. G. Emming, D. Reidel Publishing Company Dordrecht-Holland, 1967.

〔2〕 Kreplin, R. W. et al., X-Ray and Lyman-Alpha Emission from The Sun as Measured from The NRL SR-1 Satellite, *J. Geophys. Res.*, 67 (1962), 2231.

〔3〕 White, W. A., Solar X-Rays:Slow Variations and Transient Events, *Space Res.*, 4 (1964), 771.

〔4〕 Arnoly, R. L. et al., Energetic Solar Flare X-Rays Observed.by Satellite and Their Correlation with Solar Radio and Energetic Particle Emission, *Astrophysical Journal*, 151 (1968), 711.

[5] Kreplin, R. W., NRL Solar Monitoring Satellite-Description of Instrumentation and Preliminary Results, *Space Res.*, 5 (1965), 951.
[6] Pounds, K. A. and Willmore, A. P., Instrumentation of Satellite UK-1 for Obtaining Low-Resolution Solar X-Ray Spectra, *Space Res.*, 3 (1963), 1195.
[7] Underwood, J. H. et al., A Glancing Incidence, Solar Telescope for Soft X Ray Region, *Solar Phys.*, 1 (1967), 129.
[8] Chubb, T. A. et al., Spectrum of Solar X-Ray Emission from 2—20 keV During Subflare Activity, *Space Res.*, 4 (1964), 759.
[9] Harrington, T. M. et al., Desing of The Solar X-ray Instrument for OSO-H, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-19 (1972), No.1, 596.
[10] Tananbaum, H. et al., Large Area Beryllium Proportional Counters, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-17 (1970), No. 1, 97.
[11] Jagoda, N. et al., The Apollo X-Ray Fluorescence Spectrometer, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-21 (1974), No.1, 194.
[12] Kondo, H. et al., Cosmic X-Ray Satellite"Hakucho", *Space Science Instrumentation*, 5 (1981); No.3, 211.
[13] Reed, R. D., et al., A Unique Rocket-Borne Data Handling System for Solar X-Ray Studies, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-16 (1969), No.1, 252.
[14] Talon, R. et al., X and γ-Ray Measurements During The 1972, August 2 and 7 Large Solar Flare, in *Solar Gamma-X-and EUV Radiation*, Edited by S. H. Kane, D. Reidel Pub. Co. Dordrecht-Holland /Boston-U. S. A., 1975.
[15] M. KU, W. H. and Wolff, R. S., Observations of Pulsating X-Ray Binaries 4U 0900-40 and 4U 1223-62, *Astrophysics and Space Science*, 62 (1979), No.2, 439.
[16] Fisher, P. C. et al., High Sensitivity Detectors for Few-keV X-Rays, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-13 (1966), No.1, 580.
[17] Desai, U. D. et al., An All-Sky X-Ray Monitor for The UK-5 Satellite, *IEEE Trans. Nucl.* Sci., *Ns*-18 (1972), No.1, 592.
[18] Crouthamel, C. E. 著，高物，伍实译，应用 γ 射线能谱学，原子能出版社，1977.
[19] Nakano, G. H. et al., Cooled Germanium Spectrometers for

X and Gamma-Ray Astronomy, *Space Science Instrumentation*, 2 (1976), No.1/2/3, 219.

[20] Imhof, W. L. et al., High-Resolution Measurements of Atmospheric Gamma Rays from A Satellite, *J. Geophys. Res.*, 81 (1976), No.16, 2835.

[21] Ouseph, P. J. 著，姬成周译，核辐射探测器入门，科学出版社，1980.

[22] Ling, J. C. et al., Measurement of 0.511MeV Gamma Rays with A Balloon-Borne Ge(Li) Spectrometer, *J. Geophys. Res.*, 82 (1977), No. 10, 1463.

[23] Griffiths, R.E. et al., An Si (Li) Detector System for Application to X-Ray Astronomy Rocket Experiments, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22 (1975), No.1, 611.

[24] Nakano, G. H. et al., Preliminary Results from The First Satellite Flight of A High-Resolution Germanium Gamma-Ray Spectramter:Description of Instrument, Some Activation Lines Encoutered and Studies of The Diffuse Spectra, *NASA SP*-339, (1971),71.

[25] Howard Marshall et al., A High-Resolution Gamma-Ray Spectrometer for Use in Outer Space, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-15 (1968), No.1, 242.

[26] Nakano, G.H. et al., A Satellite-Borne High-Resolution Ge(Li) Gamma-Ray Spectrometer System Part 1:Description of The Instrument and Gamma-Ray Backgrounnd in Earth Orbit, *IEEE Trans.Nucl. Sci.*, NS-21 (1974), No. 1, 159.

[27] Bakke, J.C. et al., A Satellite-Borne High-Resolution Ge (Li) Gamma-Ray Spectrometer System Part 2: Description of The Electronic, Data Handling and Auxiliary Sensor Systems, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-21 (1974), No.1, 163.

[28] Stephen, S. Holt, Si (Li) X-Ray Astronomical Spectroscopy, *Space Sci. Instr.*, 2 (1976), No. 1～3, 205.

[29] Mahoney, W. A. et al., The HEAO-3 Gamma-Ray Spectrometer, *Nucl.Instr. Meth.*, 178 (1980), 363.

[30] Teegarden, B. J. et al., High-Resolution Spectroscopy of Gamma-Ray Bursts, *Astrophysics and Space Science*, 75 (1981), 181.

[31] Hicks, D. B. et al., A Ge (Li) Spectrometer for Gamma-Ray Astronomy, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-21 (1974), No.1, 169.

〔32〕 Womack, E. A. et al., High-Resolution Search for Solar Gamma-Ray Lines, *J. Geophys. Res.*, 75 (1970), 1811.
〔33〕 Jacobson, A. S. et al., Gamma-Ray Spectroscopy in Astrophysics, *NASA-TM*-79619 (1978), 228.
〔34〕 Hovestadt, D. et al., High-Rosolution Spectroscopy of Gamma-Ray Bursts ,*IEEE Trans. Geosci. Electron*, GE-16 (1978), 166.
〔35〕 叶宗海和曹伯俭，半导体探测器在空间带电粒子和 X、γ射线测量中的应用，核技术，NO.5 (1981)，58页。
〔36〕 Highie, P. R. et al., A Gamma-Ray Monitor for The OSO-7 Spacecraft, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-19 (1972), No.1 606.
〔37〕 Hudson, H. S. et al, The Hard Solar X-Ray Spectrum Observed from The Third Orbiting Solar Observatory, *Astrophysical Journal*, 157 (1969), 389.
〔38〕 Chambon, G. et al., Singe II MP: Franco-Soviet Gamma-Ray Burst Satellite Experiment, *Space Sci. Instr.* 5 (1979), No.1, 73.
〔39〕 Barat, C. et al., The Signe 2 Franco-Soviet Insterplanetary Gamma-Ray Burst Experiment Netowork, *Space Sci. Instr.*, 5 (1981), No.3, 229.
〔40〕 Fishman, G. L., The NASA/Marshall Space Flight Center Program in Gamma Ray Burst Astronomy, *Astrophysics and Space Science* 75 (1981), 125.
〔41〕 Kiebesadel, R. W. et al., The Pioneer Venus Orbiter Gamma Burst Detector, *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, GE-18 (1980), No.1, 76.
〔42〕 Evans, W. D. et al., Gamma Burst Observations from The Pioneer Venus Orbiter, *Astrophysics and Space Science*, 75 (1981), 35.
〔43〕 Beurle, K. et al., Gamma-Ray Burst Measurements With A 6.3m² Array, *Astrophysics and Space Science*, 77 (1981), 201.
〔44〕 Frost, K. J., Comments on High-Energy X-Ray Bursts Observed by OSO-1, *Space Res.*, 5 (1965), 513.
〔45〕 Harrington, T. M. et al., Design of The Solar X-Ray Instrument for OSO-H, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-19 (1972), No.1, 596.
〔46〕 Vedrenne, G., Recent Developments in Low and Medium Energy Gamma Ray Instrumentation, in New Instrumentation for Space Astronomy, COSPAR Advances in Space

Exploration 1, 151, Edited by K. A. Van Der Hucht, Oxford Pergamon Press, 1978.

[47] James, C.Ling et al., Spectra and Angular Distributions of Atmospheric Gamma Ray from 0.3 to 10 MeV at $\lambda=40°$, *J. Geophys. Res.*, 82 (1977),No.7, 1121.

[48] Zych, A. D. et al., Double Scatter Telescope for Medium Energy Gamma Ray Astronomy from Satellite, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-26 (1979), No.1, 506.

[49] Schönfelder, V. et al., A Tellescope for Sofc Gamma Ray Astronomy, *Nucl. Instr. Meth.*, 107 (1973) 385.

[50] Rossi,B., Observation of Stellar X-Ray Sources, in Electromagnetic Radiation in Space, Edited by J. G. Emming, P.164, D. Reidel Publishing Company Dordrecht-Holll and, 1967.

[51] Oda, M. et al., The Design and Construction of Modulation Collimators,*Space Sci. Instr.*, 2 (1976), No.1-3, 141.

[52] Woodhead, A. W. et al., Microchannel Plates and Their Applications, *Acta Electronica*, 14 (1971), No.2, 181.

[53] Dhawan, S. et al., Development Status of Microchannel Plate Photomultipliers, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-24 (1977),No.1, 270.

[54] Timothy, J. G., A Progress Report on Multi-Anode Microchannel Arrays, in *New Instrumentation for Space Astronomy*, Edited by K. A. Van, COSPAR Advances in Space Exploration 1, p 43, Published for The Committee on Space Research by Pergamon press, OxFord, New York, 1978.

[55] Sanford, P. W. Position Sensitive Detectors in X-Ray Astronomy, in *New Instrumentation for Space Astronomy*, Edited by K. A. Van, COSPAR Advances in Space Exploration 1, p. 217, Published for the Committee on Space Research by Pergamon Press, Oxford, New York, 1978.

[56] Kollogg, E. et al., High-Resolution Imaging X-Ray Detector,*Rev. Sci. Instr.*, 47 (1976), 282.

[57] 徐克尊等编，粒子探测技术，第11章,266页，上海科学技术出版社，1981.

[58] Anderson, D. F. et al., A Large-Area Focusing Gas Scintillation Proportional Counter for Use in X-Ray As tronomy, in *New Instrumentaion for Space Astronomy*, Proceedings of A Symposium of The Twentieth Plenary Meeting of COSPAR Telaviv, Israel, June, 1977, p. 173, Edited by K.

A. Van Oxford, Pergamon, Press, 1978.

[59] Peacock, A. et al., The Development of Gas Scintillation Proportional Counter for The First Spacelab Mission, *in New Instrumentation for Space Astronomy*, Proceedings of A Symposium of The Twentieth Plenary Meeting of COSPAR Telaviv, Israel, June, 1977, p. 115, Edited by K. A. Van, Oxford Pergamon Press, 1978.

[60] Peacock, A. et al., Performance of A Flight Model Gas Scinitillation Counter Spactrometer for X-Ray Astronomy, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-26 (1979), No.1, 486.

[61] William, H. M. Ku et al., An Improved Large-Area Gas Scinitillation Proportional Counter, *IEEE Trans. Nucl. Scl.*, NS-26 (1979), No.1, 490.

[62] Anderson, D. F. et al., Recent Developments in Parallel-grid Gas-Scintillation Counters, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-24 (1977), No., 283.

[63] Ubertini, P. et al., Very Large Area Multiwire Spectroscopic Proportional Counters, *Space Science Instrumentation*, 5 (1981), No.3, 237.

[64] Helmke, H. F. et al., Vidicon Spark Chamber Detector for Gamma-Ray Astronomy, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-13 (1966), No.1, 486.

[65] Larigne, J. M. et al., Study of Diffuse Cosmic and Atmospheric Gamma Radiation Using A Spark Chamber in The Energy Range 4—100 MeV, *Astrophysical Journal*, *Part*1, 261 (1982), 720.

[66] Bignami, G. F. et al., A Satellite Experiment to Measure The Intensity and Energy Spectrum of Gamma Rays from Solar Flares in The Range 50—500 MeV, *Nucl. Instr. Meth.*, 103 (1972), 149.

第五章　空间中子的测量

在第二章中已提到，由于中子在物质中不能直接引起原子的电离与激发，因此探测中子只能通过中子与物质原子核的强相互作用，并借助于记录作用后的带电产物来间接地进行测量，对于不同能量范围的带电产物的测量，可以利用第三章中所描述的各种探测器。

如在第一章中介绍的，空间中子包括宇宙线同大气相互作用时产生的大气中子和太阳发射的中子。其他星体也可能发射中子，但人们在地球轨道附近还没有观测到。

早在五十年代初期，在地面宇宙线观测台就用 Simpson 设计的中子堆测量大气中子成分（参看第七章）。以后又在气球、卫星上进行大气中子的测量，特别是大气反照中子的测量。太阳中子的探测，特别是对太阳耀斑时产生的中子观测，一直是人们十分感兴趣的研究课题。对从太阳上发射出的带电粒子，X 和 γ 射线都已探测到，并且取得了丰富的资料。按理，从太阳上也应有中子发射，根据中子衰变规律计算，在地球轨道附近应该观测到太阳耀斑时发射的中子。多年来人们一直在进行太阳中子的测量，但未能得到完全肯定的结果。直到运行在轨道上的 SMM 卫星于 1980 年 6 月 21 日耀斑后观测到太阳中子；随后在 1982 年 6 月 3 日耀斑后又观测到太阳中子；同时，瑞士 Alps 高山观测站的中子堆也记录到这次耀斑事件[1]，从而首次确认为太阳耀斑中子的存在。

由于空间中子通量很小，因此，测量它的探测器必须具

有大有效探测面积和高探测效率。探测中子的仪器一般对带电粒子和γ射线都灵敏，因此在测量空间中子时，必须设法消除带电粒子和γ射线的影响，或者从其中能够鉴别出γ射线。空间中子大多数是快中子，但在测量过程中快中子的多次散射使其能量迅速地降低，因此常伴有不少热中子。由于很多常用的核反应对热中子的作用截面比快中子大得多，这就使得测量快中子比测量慢中子更困难。

§5.1 空间中子探测的基本原理

中子是不带电的强相互作用的粒子，不能直接探测它，只有通过测量中子在核作用中产生的次级效应来反推中子的性质。如第二章所述，探测中子的方法主要有反冲核法、核反应法、核裂变法和活化法等。根据空间中子的特点和测量要求，主要是使用反冲核法和核反应法。

5.1.1 反冲核法

反冲核法是测量中子与原子核弹性散射后的反冲核来反推原始中子的性质。由于反冲核都是重带电粒子，因此所有重粒子探测器基本上都能应用。但每种重粒子探测器都有自己测量能量的下限，由前两章知道，这个下限大多在300千电子伏以上，而且反冲核得到的动能只是中子动能的一部分，只有高能中子才能使反冲核的能量超过探测器的能量下限，因此，这种方法只适用于探测快中子。在确定的条件下，反冲核数与入射中子数成正比，通过反冲核通量的测量可以确定中子通量。

对于在一定能量下确定形式的弹性散射，反冲核能量与飞出角度有确定的关系，因此，通过测量相对于中子方向的

某一狭窄角度范围内飞出的反冲核的能量分布，就能确定中子能谱。

根据动量和能量守恒定律，对于非相对论的情况下，反冲核获得的动能为：

$$E_{反冲}=E_n\frac{4m_nM}{(m_n+M)^2}\cos^2\theta \qquad (5-1)$$

式中 E_n 是中子的初始动能，m_n 和 M 分别是中子和原子核的质量，θ 是反冲核飞出方向与入射中子方向的夹角。当$\theta=0$时，$E_{反冲}$达到最大；当 θ 在0—10°范围内变化时，$E_{反冲}$的变化不超过 3 %。这说明，如以中子束方向为轴，只记录张角为 10°圆锥范围内的反冲核的能量，则反冲核能量基本上就是入射中子的近似能量。

由式(5-1)知道，反冲核质量越小，得到的反冲能量就越大，而且在实验上测量较轻核的能量要比测量重核能量（重于 α 粒子）来得精确，因此，首先应选择轻核作为反冲核靶。此外，还应该选择散射截面大、随能量变化比较平滑的反冲核靶。由此，靶材料通常都选用含氢物质，如氢气、甲烷等气体，或有机玻璃、有机晶体、塑料等固体。利用反冲核法在空间使用的中子探测器有反冲正比计数器（充甲烷）、液体闪烁探测器和塑料闪烁探测器，特别是后面两种探测器具有面积大、探测效率高等特点，得到广泛的利用。如果利用飞行时间法，则可以制作能量分辨率很高的中子谱仪。这种谱仪是由两个闪烁探测器组成，中子在第一个闪烁体中以 θ 角散射，而被第二个闪烁探测器所记录。由中子飞过两闪烁探测器之间的确定距离所需的时间，可测量出散射中子的能量分布。在相对论情况下，飞行时间 t 和反冲中子动能 E'_n 及飞行距离 L 之间有以下关系：

$$t=\frac{L}{v_n}=\frac{L}{\beta\cdot c}=\frac{L(E'_n+m_n)}{\sqrt{E'^2_n+2E'_n m_n}\cdot c} \qquad (5-2)$$

式中 v_n 是中子的速度，$\beta=v_n/c$，c为光速。

在非相对论情况下，可以忽略 E'_n 项，此时式（5-2）可写为

$$t=\frac{72.3L}{\sqrt{E_n}} \qquad (5-3)$$

式中 t 以毫微秒为单位，L 以米为单位，E'_n 以 MeV 为单位。从而根据第一个探测器中的 dE/dx（脉冲幅度）得到反冲质子的能量 E_p，由飞行时间法得到散射中子的能量 E'_n，即可求得初始中子的能量 E_n。

5.1.2 核反应法

核反应法是以记录中子引起的核反应中产生的带电粒子为基础的，基本探测器也是重粒子探测器，这种方法主要用于探测慢中子的强度。这种方法还可以用来测定快中子的能谱，此时主要是根据带电产物的射程，或者是根据它们的电离损失，测量出带电产物的总动能，然后减去反应能而求得中子的初能。

如在第二章中所述，目前广泛应用的记录慢中子强度的反应有以下三种：

$n+{}^3He\longrightarrow P+t+0.764$ 兆电子伏，$\sigma_0=5327$ 靶

$n+{}^6Li\longrightarrow \alpha+t+4.78$ 兆电子伏，$\sigma_0=941$ 靶

$n+{}^{10}B\longrightarrow \alpha+{}^7Li+2.792$ 兆电子伏，$\sigma_0=3837$ 靶

后面 数字表示反应放出的能量，它变成次级粒子的动能；σ_0 是中子能量处于 0.0253 兆电子伏时的反应截面。

在实用上，以上三种反应各有优缺点。例如 ${}^3He$ (n,p)

t反应的截面相当大，但是反应能较小，探测时不易除去γ本底，^{3}He的制备稍困难些；^{6}Li（n，α）t反应的反应能很大，探测和区分γ本底比较容易，但^{6}Li没有合适的气体化合物，使用时只能作固态辐射体；至于^{10}B（n，α）^{7}Li反应，截面和反应能都比较大，并且天然硼中^{10}B含量较高，也易于获得。硼既可以采用气态化合物，如BF_3做成的三氟化硼正比计数器，它又可做成固体硼辐射体，因此，在探测慢中子时，^{10}B（n，α）^{7}Li反应得到了极为广泛的应用。有时将快中子慢化成热中子，再用这种反应来记录，如地面宇宙线观测站中的中子堆，就是用石蜡或塑料先将快中子减速，变成慢中子，然后用BF_3正比计数器进行测量，这将在第七章中介绍。

对于快中子强度及能谱的测量，最合适的反应是^{3}He（n,p）t及^{6}Li（n，α)t，如^{3}He电离谱仪和^{6}Li闪烁谱仪等。

5.1.3 本底计数的消除

在探测空间中子时，主要的本底影响是空间中的带电粒子和γ射线。因为测量中子的探测器都是重粒子探测器，在探测中子的同时也记录了空间带电粒子；此外，许多中子探测器对γ射线也是灵敏的，特别是有机闪烁探测器对γ射线有很高的灵敏度，因此，在空间测量中子的探测器必须设法排除背景干扰。

对带电粒子的排除，同探测空间X和γ射线一样，利用反符合屏蔽探测器即可以解决，大多数情况下，是采用一层塑料闪烁体把主探测器包起来，然后把屏蔽讯号同主探测器的讯号实行反符合，以去掉外界带电粒子的影响。

利用有机闪烁体（有机晶体、液体闪烁体和塑料闪烁

体）探测快中子的一个主要问题是必须去掉γ本底的影响。中子探测器去掉γ射线影响有以下几种方法：

1．闪烁衰减时间差异法

这种方法的原理是利用在有机闪烁体中，快中子所产生的反冲质子引起的闪烁和γ射线产生的电子引起的闪烁，其衰减时间是不同的，因此，光电倍增管输出的脉冲形状（幅度和上升时间）也就不同，利用这种差异来识别中子和γ射线就是脉冲形状鉴别法（如X、γ射线测量一章所描述的）。这种方法又有饱和鉴别法和脉冲对消法两种不同技术。

在饱和鉴别法中，使光电倍增管最后一个次阴极和阳极保持很小的电位差（仅几伏左右）。γ射线引起的闪烁时间短，故在光电倍增管中产生的电流脉冲会在这个空间范围内瞬时形成强烈的空间电荷区，即产生所谓饱和现象，此时从最后一个次阴极上发射出的一部分电子将不被阳极收集而返回，因此，在这个次阴极上输出的正脉冲比较小。由于中子引起的闪烁衰变时间较长，这种饱和现象不严重，因此，在该次阴极上输出的正脉冲比较大。这样就可以利用幅度鉴别来分辨中子和γ射线产生的脉冲，此法适用于中子和γ射线能量范围相近的情况。

脉冲对消法的技术是利用光电倍增管最后一个次阴极取出脉冲，使这个极的输出电路时间常数远大于闪烁衰减时间，故这个极输出脉冲幅度与闪烁衰减时间无关。同时又从光电倍增管的阳极输出脉冲，如果输出电路时间常数取得与闪烁衰减时间差不多大小，则这个脉冲幅度将随闪烁衰减时间而异。把上述两路脉冲成形、延迟、叠加以后，得到一个总的输出。由于中子引起的衰减时间与γ射线引起的衰减时间不同，因此可以调节电路参数，使得γ射线的叠加脉冲相

互抵消，此时中子叠加的脉冲并不能抵消，可以被记录下来。利用这种方法，对能量为2兆电子伏的γ射线其探测效率仅为10^{-5}；而对2兆电子伏的中子，其探测效率可达10%左右。

2。射程差异法

这种方法的原理是利用反冲质子和电子的射程不同来分辨中子和γ射线。此时主要是利用多层式闪烁体，闪烁层的厚度是根据所需要分辨的中子和γ射线能量来决定，原则是使得由中子所产生的反冲质子只停留在一层闪烁体内，而由γ射线产生的电子则可以穿过二层以上的闪烁体。所有偶数的各层与一组光电倍增管相连，所有奇数各层与另一组光电倍增管相连，讯号送入反符合电路。当两组的讯号发生符合时（这表示γ产生的讯号），则没有脉冲输出，当只有一组有讯号时（中子产生的讯号），则有脉冲输出，这样就鉴别掉了γ射线。

3。飞行时间法

在空间中子探测中常使用双散射望远镜，利用飞行时间法既可以测量中子的能量，还可以通过中子在两个探测器之间的飞行时间来辨别中子和γ射线。由于中子和γ射线在飞过确定距离时，各自所需的时间是不一样的，由此可以把中子和γ射线分开。

§5.2 核反应法探测器

在空间中子探测中常使用$^{10}B(n, \alpha)^{7}Li$反应制造的BF_3正比计数器和$^{3}He(n, p)t$反应制造的^{3}He正比计数

器，利用它们主要是探测空间中子的积分强度。由于 BF_3 和 ^3He 正比计数器都只能测量比较低能的中子，而空间中子大多是快中子，所以，需要用减速剂使快中子慢化到 BF_3 和 ^3He 正比计数器所能记录的速度，现就它们的探测系统给予简要描述。

5.2.1 BF_3 正比计数器

在第三章中已描述过一般的正比计数器，如果在其中充以 BF_3 气体，就构成了 BF_3 正比计数器。在 BF_3 正比计数器中同中子起核反应的主要是 ^{10}B，所以希望 BF_3 化合物中含 ^{10}B 的量要高，通常浓缩到 96%。由于 BF_3 气体是负电性气体，所充气压不能太高，通常为数百毫米汞柱的气压。当中子进入 BF_3 正比计数器以后，与其中的 ^{10}B 反应，产生 Li 核和 α 粒子，其反应式如下：

$$^{10}B + n \longrightarrow {}^{7}Li + \alpha + 2.792 \text{ 兆电子伏}$$

Li 核和 α 粒子都具有很高的能量，在它们的路径上将对气体产生可观的电离，从而很容易被电子学系统所记录。

为测量快中子而使用的减速剂，大多是采用石蜡或聚乙稀塑料。减速剂的厚度决定于所测量的中子能量（在第七章中子堆一节中还要详细描述）。为了消除带电粒子的影响，用一系列带电粒子正比计数器把主探测器（BF_3 正比计数器）包围起来，并把它们的讯号同 BF_3 正比计数器的讯号进行反符合，从而去掉带电粒子对中子测量的干扰。

图 5.1 是在极轨道卫星上探测反照中子的探测系统示意图[5]。图中 A 是 BF_3 正比计数器，其直径为 2.5 厘米，长为 7.5 厘米，内充有 60 厘米汞柱高压强的 BF_3 气体，^{10}B 被浓缩到 96%。BF_3 正比计数器周围用 10 个带电粒子正比计数器包围，每个正比计数器的直径是 1.8 厘米，长为 7.5

厘米，充有氩气和甲烷的混合气体，它们工作在有限正比区。10个正比计数器分为两组（1—5为B组，6—10为C组）进行符合，然后再与BF_3正比计数器的讯号进行反符号。所有计数器都包装在一个以石蜡减速剂作成的圆柱体内，石蜡层D的厚度为1.8厘米。石蜡层外面用1.5毫米厚的铝作外壳，以固定整个探测系统。在圆柱体的两端用作高压绝缘的环氧树脂和填充支撑物也作为减速剂。探测系统是用来测量大气反照中子的积分通量，探测中子的能量上限为10兆电子伏左右。整个探测系统对外界γ射线不灵敏，因此不需要有排除γ射线影响的装置。

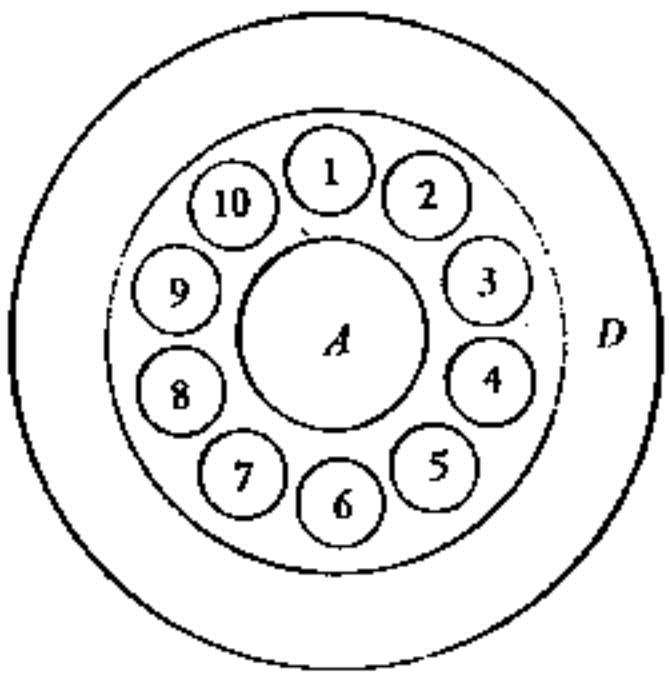


图 5.1 BF_3 中子探测器系统示意图
A——BF_3 中子计数器
(1—5) ——B排正比计数器
(6—10) ——C排正比计数器
D——石蜡层圆柱体

图5.2是中子探测系统的电子学原理方块图。带电粒子由有限正比计数器记录，其输出脉冲经放大器放大，幅度鉴别，馈送到符合电路，其分辨时间为5微秒，这些符合脉冲由定标器记录，再送到遥测系统，从而给出带电粒子信息。

这些符合脉冲同时用来触发闭锁的单稳态触发器，然后与BF_3的输出脉冲进行反符合，给出反符合的中子信息。此外，由BF_3正比计数器还可以输出无反符合的总输出。不论是BF_3正比计数器的总输出，还是选通脉冲输出都由定标器记录，并馈送到遥测系统。通过这种方法，带电粒子与探测器装置相互作用产生的中子效应可以被消除。

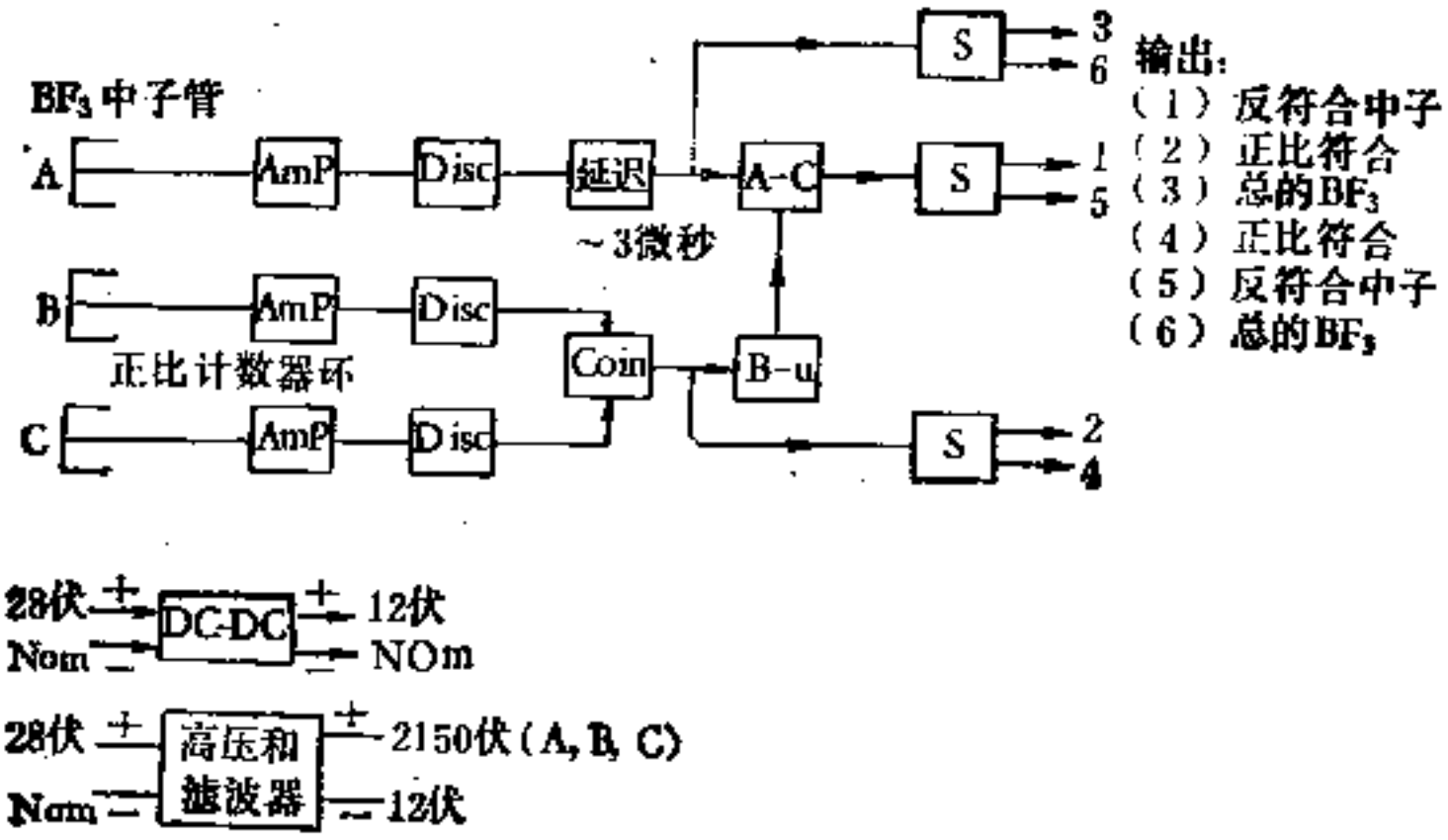


图 5.2 BF_3中子探测系统的电子学原理方块图

Amp——放大器　　Disc——鉴别器和整形
Coin——符合　　A-C——反符合
B-u——闭锁　　S——定标器
DC-DC——直流变换器

为了增大探测器的面积，提高测量精度，可以采取增大探测器的直径、长度，或采用多个探测器的系统，这将在第七章中详细介绍。

5.2.2 ^{3}He 正比计数器

^{3}He 正比计数器是利用中子与 ^{3}He 的核相互作用产生的带电粒子（质子和氚核）来记录中子，其核反应式如下：

$$n + {}^3He \longrightarrow P + t + 0.764 \text{ 兆电子伏}$$

在正比计数器中充以浓缩的 ^{3}He 气体就构成了 ^{3}He 正比计数器。为了减小带电产物的射程，使大部分粒子停留在计数器内，一般需要在 ^{3}He 中添加重气体，如 Ar，Kr和Xe等气体，并且气压充到数个大气压以上。

因为对于慢中子而言，其核反应 ^{3}He(n，p)t 的截面要比快中子大得多（大数千倍），所以，与 BF_3 正比计数器类似，^{3}He 正比计数器要测量快中子时，也需要加减速剂。同样，在空间使用 ^{3}He 正比计数器测量中子时，也需要消除带电粒子的影响。

^{3}He 正比计数器曾在火箭、卫星上用来测量大气中子和太阳中子[6-8]，图 5.3 是 ^{3}He 正比计数器探测系统原理

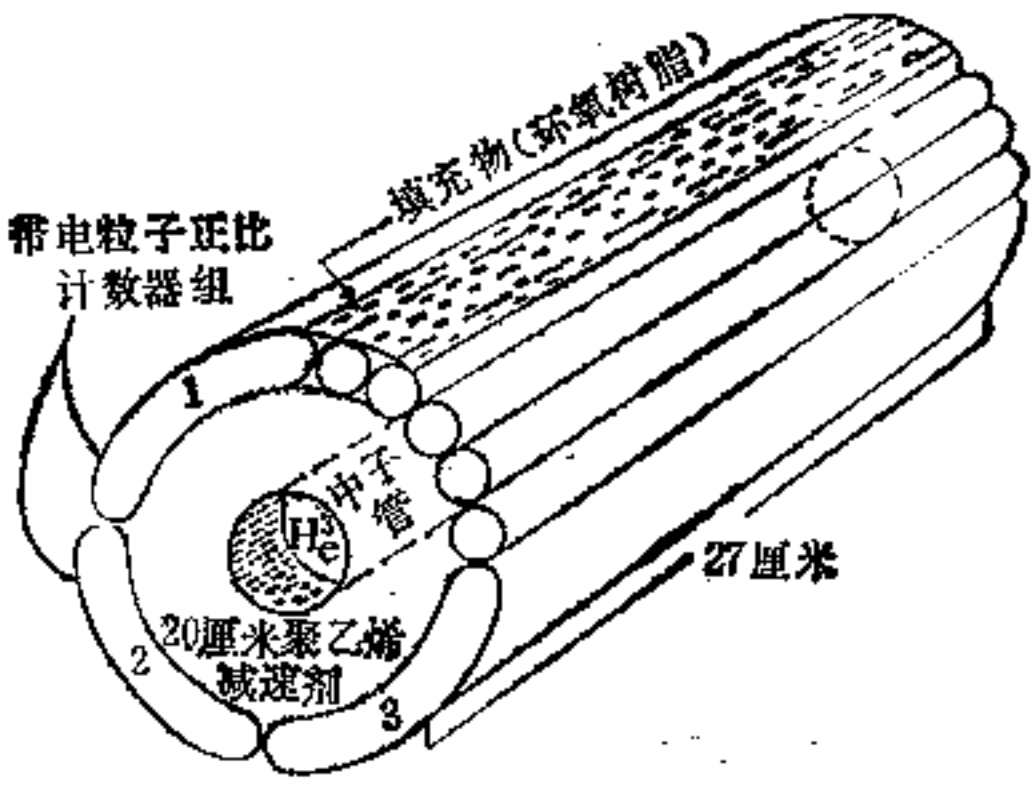


图 5.3 ^{3}He 中子探测器结构示意图

图。中心主探测器是 ^3He 中子探测器，其直径为 2.5 厘米，有效长度 10 厘米，并充有 10 个大气压的压强。把它安装在 2 厘米厚的聚乙烯减速剂之中，减速剂的外面由带电粒子 正比计数器所包围，正比计数器的直径为 1.3 厘米，有效长度为 17.8 厘米，内充有氩气和甲烷的混合气体，工作在 有 限正比区。在计数器系列的两端采用罐装混合物环 氧 树 脂 作为高压绝缘材料，这些绝缘体和填充支撑物也起减速剂的作用。

采用 20 支带电粒子正比计数器作为反符合探测器，把它们分成四组，每组 5 支正比计数器，让相对两组的讯号进行符合，单个计数器的输出串联相加。图 5.4 是整个探测系统的电子学原理方块图。从单个计数器串联相加和符合模式出来的输出脉冲都由定标器记录，并送入遥测系统，给出带电粒子的总计数率和符合计数率；这些脉冲还被用来分别触发一个单稳态（门电路），以便封闭一定的中子道，封闭时间是200 微秒，大 于 中子在探测系统内的半寿命的 三 倍。在相加模式电路中，一个双稳态单元提供附加 200 微秒的封锁时间，以便对 200 微秒内的两个带电粒子事件进行鉴别。

由 ^3He 正比计数器来的总的中子计数和符合选通模式的输出都是定标器记录，并馈送到遥测系统。把未处理的或总的中子计数率记作 N_T，由带电粒子屏蔽总计数率所控制 的中子计数率记为 N_{GT}，由带电粒子符合组控制的中子计数率记作 N_{GC}，如图 5.4 所示。

在上述探测系统中，由于带电粒子探测器并没有完全包围中子探测器，带电粒子还可以从中子探测器的两端进入，将产生一个小通量的非中子贡献。对于各向同性的带电粒子通量，根据几何关系估计，这个非中子贡献大约是 6 %。而且，带电粒子探测器彼此并没有重叠包围中子探测器，所以

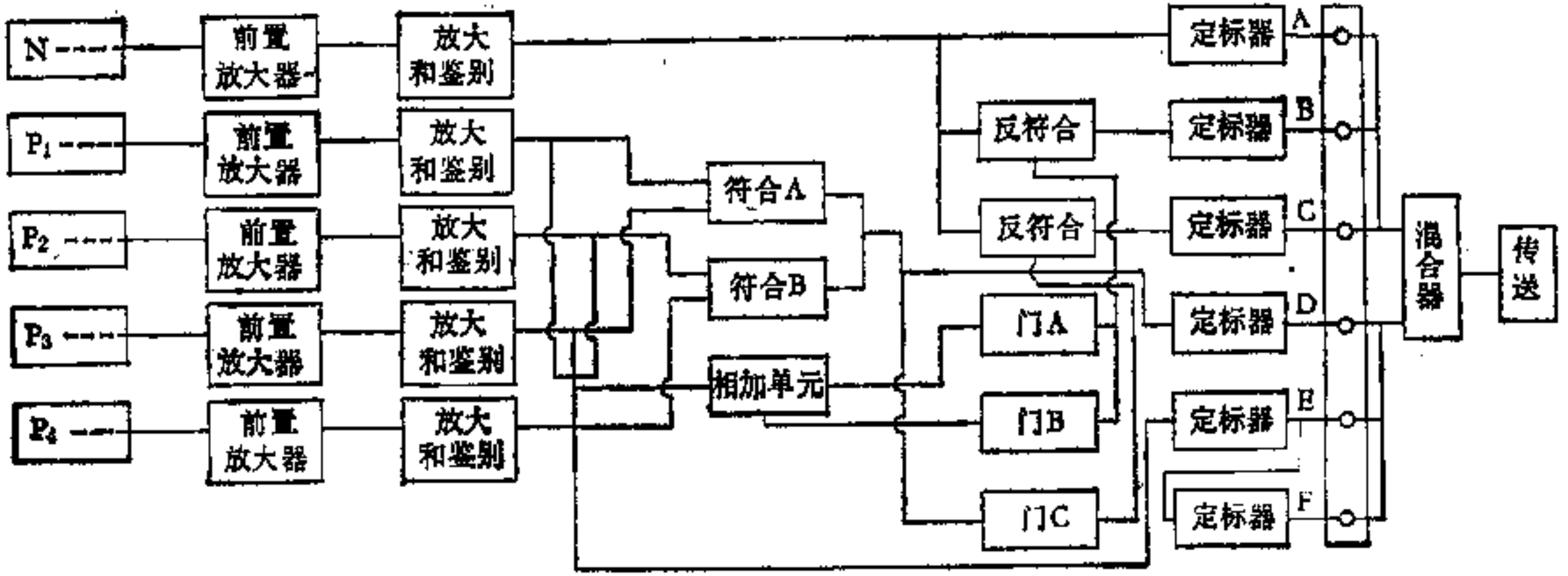


图 5.4 ^3He 中子探测系统电子学原理方块图

A——无选通中子 N_T，　B——总的选通中子

C——符合选通中子 N_{GT}，　D——符合选通速率

E——总的选通速率（×8），F——总的选通速率（×64）

大约有 5 %的带电粒子从边缘进入而不被探测。由于每当正比计数器探测到一个带电粒子时，中子探测器有 200 微秒的封闭时间，故差值 N_T-N_{GT} 代表了由于带电粒子产生中子的上限。考虑到带电粒子通过两端和边缘的泄漏，这个差可能增加到大约 10%。

§5.3 反冲核法探测器

前面已经提到，空间中子大都是快中子，探测它们主要是利用反冲核法。使用这种方法时，选择质子作为靶核最为有利，因为这种反冲散射的截面比较大，随能量变化比较平滑，因此，在下面将主要讨论含氢的反冲探测器。其中用得较多的是反冲正比计数器，塑料闪烁探测器和液体闪烁探测器，特别是由它们组成的闪烁体散射望远镜，是目前在空间中子探测中使用最广泛的探测系统。

5.3.1 反冲正比计数器

如果在正比计数器中充以含氢物就可以构成反冲正比计数器，含氢物可以是气态，也可以是固态。常用的气态物质是氢气或甲烷，为缩短反冲质子的射程，在正比计数器中常充以氩气（Ar）或氙气(Xe)构成混合气体。固态辐射体多用聚乙烯和石蜡等。当中子入射到计数器中时，它与其中的氢原子碰撞产生反冲质子，其质子使计数器中的气体电离，从而输出脉冲讯号。当反冲角很小时，可以根据脉冲幅度确定入射中子的能量。由于光电子在正比计数器中的能量损失比反冲质子的电离损失小得多，故用含氢正比计数器来记录快中子具有很强的 γ 射线鉴别能力。反冲正比计数器测量中子的能量大都在数 + MeV 以下，如要测量更高能的中子，还

需用闪烁体散射望远镜系统，这将在下面介绍。

为了使反冲角很小，尽量使中子沿计数器轴向入射，研制了一种电子学准直的气体反冲中子谱仪[9-10]。它的基本原理是：在正比计数器中输出脉冲的主要贡献是经过气体放大的正离子，气体放大仅仅发生在正比计数器中靠近中心丝附近的有限体积内，这个体积的直径仅为电子平均自由程的20—30倍。正比计数器输出脉冲的上升时间强烈地依赖于进入这个放大体积的电子的时间分布，这意味着电离粒子平行于阳极将产生快的上升脉冲，而其他的上升较慢的脉冲输出，则相应于其他各个方向进入的粒子所产生的。因此，借助于脉冲上升时间的鉴别，可以选取平行于阳极方向来的粒子，此时测量的质子能量基本上代表了入射中子的能量。

图5.5为相应的电子学系统原理方块图，阳极上的输出讯号通过前置放大器和主放大器放大之后，输入到多道分析器作出能量分析；前置放大器的输出同时馈送到上升时间通道，首先进行线性放大，不进行任何脉冲成形，放大后的脉冲馈送到上升时间脉冲幅度变换器，该变换器使脉冲上升时间正比地变换成脉冲幅度，把所要求的上升时间脉冲选出来，然后把它们送入多道分析器的符合输入。通过上述程序，得到了带电粒子的电子学准直系统，从而可以对平行于计数器轴的粒子进行能量分析。因为已知在气体反冲中子谱仪中，中子能量 E_n 由下式给出

$$E_p = E_n \cos^2\theta \qquad (5\text{-}4)$$

这里 E_p 为反冲质子能量，θ 为反冲角。在准直系统中，中子束沿平行于计数器轴向方向入射到计数器中，中子能量 E_n 可直接由 E_p 给出，亦即通过电子学准直后，相应于 $\theta = 0$ 的质子被探测到了。为了要消除空间带电粒子的影响，还需要有反符合屏蔽探测器，这一点同 BF_3 和 ^3He 正比计

数器探测系统类似。

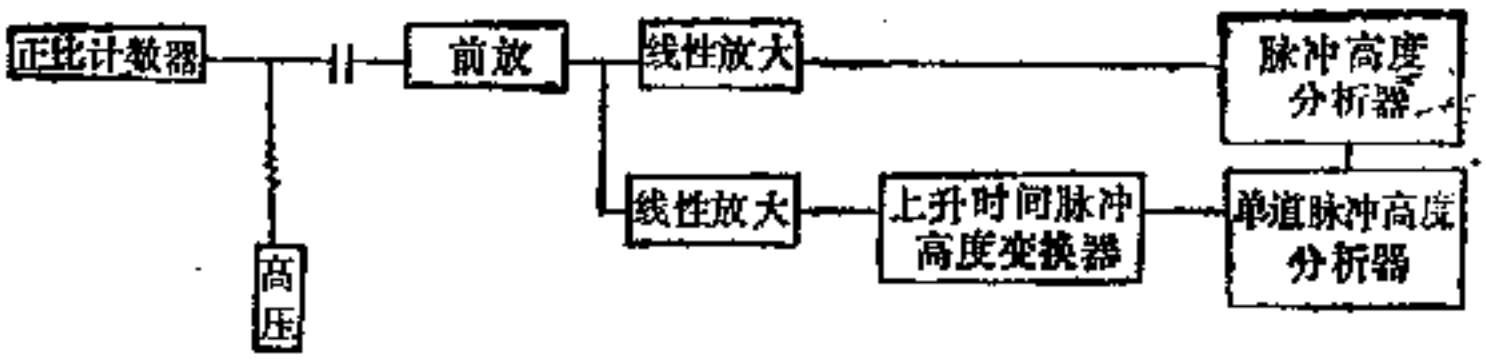


图 5.5　电子学准直仪的原理方块图

5.3.2　方向中子探测器

这里介绍一个质子反冲型的方向中子探测器，它由大约1000根直径为1毫米的塑料闪烁纤维所组成，把这些纤维嵌入一个非闪烁物质中[11]。当中子进入到闪烁体时，它受到质子的弹性散射，反冲质子的能量可写为

$$E_p = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \cos^2\theta \qquad (5-5)$$

这里 E_n 为入射中子的能量，A 为物质的质量数，θ 为相对于入射中子的反冲角。对于一给定的中子能量，向前散射的是最显著的。倘若纤维的直径明显地小于大多数能量的反冲质子的射程范围，那末，对于沿纤维轴向传播的中子情况，沉积在纤维中的反冲能量是最大的（见图 5.6）。如果纤维之间的非闪烁物质的厚度大于反冲粒子的射程，那末反冲核将只在一个纤维中损失它们的能量。因此，当上述闪烁体纤维受到合适能量的中子照射时，脉冲幅度分布将强烈依赖于中子的入射方向。应该注意的是，探测器的角响应具有 2π 的对称性。

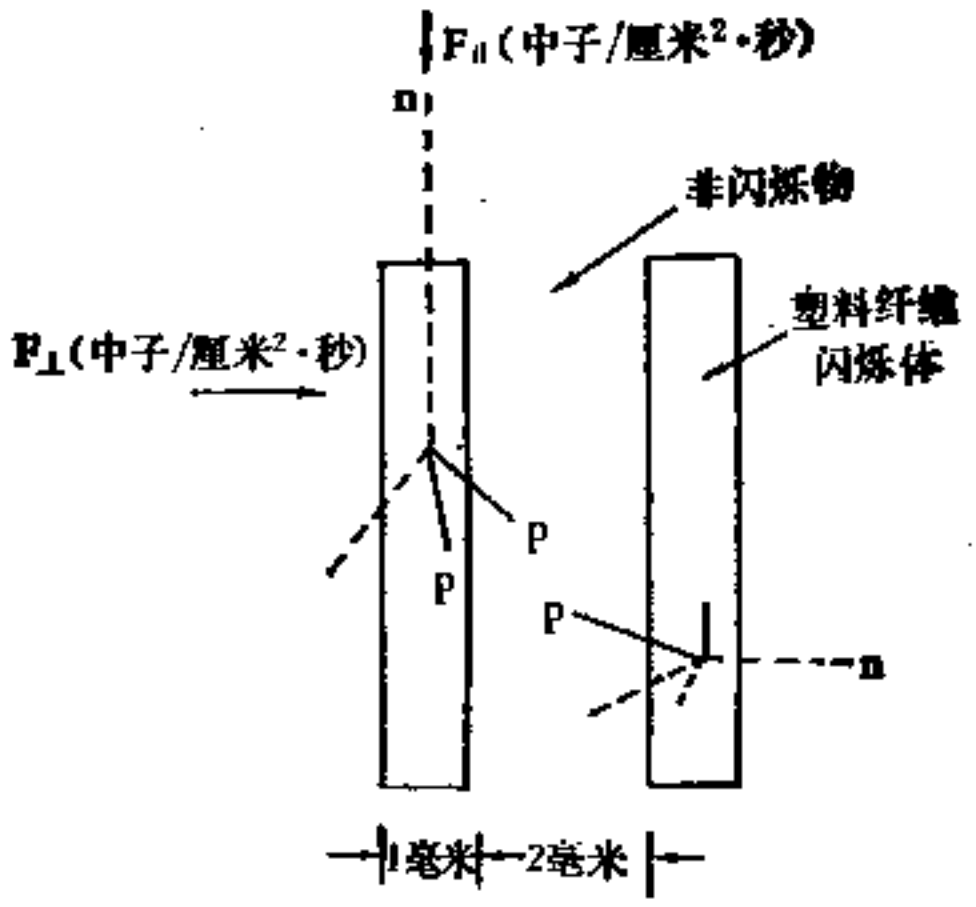


图 5.6　方向探测器原理说明示意图

在建造这类方向中子探测器之前，首先必须选择感兴趣的中子能量范围，塑料闪烁体的材料，以及纤维之间非闪烁物质的类型。为了保证一给定中子能量的方向特性，必须满足以下两个基本条件：

首先，纤维直径与最大能量的反冲质子的射程 R_{max} 的比值 δ 必须是小的；

其次，纤维中心之间的距离与 R_{max} 之比△必须≥1。

Chupp 等人[11]设计的塑料纤维方向中子探测器，曾用于气球和卫星上测量太阳中子，探测中子的能量范围是 10—40 兆电子伏。中子探测器使用塑料纤维的最大数量取决于纤维的直径、彼此间的间隔和所用光电倍增管的直径。例如，RCA 8055 型光电倍增管的有效阴极直径是～11 厘米，可制成 980 根纤维的探测器，纤维末端的总面积大约是 8 平方厘米。由于要求对所有纤维来的光进行均匀收集，所以，必须选择具有均匀阴极的光电倍增管。

在制造方向探测器时，必须选择适当的纤维长度，在增加纤维长度时的必要条件是：输出脉冲幅度必须不依赖于沿纤维长度反冲产生的地点。通过不同长度纤维的实验，发现探测器的效率可能随纤维长度的增加而增加，其最大纤维长度约为 7.6 厘米。如果从纤维两端收集光子，探测效率将有更好的改善。最佳的塑料纤维材料要通过实验进行选择，目前发现塑料闪烁体 NE 103 型性能最好。

在制造纤维探测器时，一个重要的问题是寻找合适的非闪烁环氧化物。所有硬的环氧化物不是在固化时产生过多的热量，就是塑料纤维的溶剂。后来选择的罐装混合物是一个透明的、室温固化的硅酮环氧化物（GE-615），这物质在加固化剂之前是粘性液体，在固化之后变成象橡皮一样的固体。它具有好的光学特性，但它太软，以致不便于机械加工或抛光。

Chupp 等人研制定型的纤维探测器具有以下技术指标：

a. 探测器的整个直径为 12 厘米，

b. 塑料纤维长度为 7.6 厘米，

c. 塑料纤维数量为 980 根，每根纤维的直径为 1 毫米，

d. 塑料纤维之间的距离为 3 毫米，

e. 塑料闪烁体材料为 NE-103，

f. 非闪烁罐装材料为 GE-615 硅橡胶，

g. 采用 RCA 8055 光电倍增管，具有均匀的光阴极，

h. 探测的轴向效率对 14 兆电子伏中子为 2%，

i. 有 30°的角响应半宽度。

因为空间中子通量很低，而带电粒子通量往往要比中子通量高得多，所以，排除带电粒子的干扰是十分重要的。为此，整个纤维探测器用塑料闪烁体或 C_sI (T1)闪烁体包围

起来，以构成反符合屏蔽，从而消除带电粒子的影响。

由于上述探测器对γ射线也是灵敏的，所以要分开γ射线。在探测器所测量的中子范围(能量大于10兆电子伏)，γ射线的主要相互作用是电子对的产生过程，由于探测器物质是低原子序数（$z\sim6$)材料，它与γ射线相互作用的几率很小；此外，由于它们的射程长（2—5 厘米)，这种能量的电子 散射明显，因此，它们的能量不会在任何一个塑料纤维中损失很多。而且它们是在首先穿过屏蔽带电粒子的塑料闪烁体之后才进入纤维探测器，于是大大减小了γ射线的脉冲幅度。已对纤维探测器进行过γ射线的响应研究，发现相应于能量在 5 兆电子伏以上的中子所预计的γ射线脉冲幅度，在纤维探测器中没有观测到。根据实验资料，对于这种能量的γ射线产生一脉冲幅度高于相当 5 兆电子伏中子的脉冲幅度，其最高效率为 0.003%。

5.3.3 闪烁体反冲望远镜

1. 反冲望远镜

根据反冲核法的基本原理，当中子同含氢靶作用时，反冲核的能量 $E_{反冲}$如式(5-1)所给出的

$$E_{反冲}=E_n\frac{4m_nM}{(m_n+M)^2}\cos^2\theta$$

如果反冲角 θ 较小时，则 $E_{反冲}$就能代表原始中子的能量。反冲望远镜就是利用中子同闪烁体发生弹性碰撞，探测其反冲质子，而反冲质子的探测则利用一质子望远镜来实现。这种反冲望远镜可以测量较高能的太阳中子，并能有效地分开中子和γ射线。

Eyles 等人[12-14]曾多次利用这种望远镜在气球上对太阳中子进行观测，图 5.7 是它的结构示意图。反冲

靶是一圆柱形的聚乙烯闪烁体，其直径为 0.152米，长 0.174米。当中子入射到靶中后转换成反冲质子，用一带电粒子望远镜探测该反冲质子。质子望远镜由闪烁体单元 2，3 和 4 组成，并构成三重符合。在单元 3 和 4 之间有一切伦柯夫探测器，其辐射体是一有机玻璃，厚度为 10 厘米。使用切伦柯夫探测器的目的在于消除 95%以上的相对论带电粒子的影响。该探测系统可以测量 50—350 兆电子伏能量范围的中子，并有大约 30°的半张角。

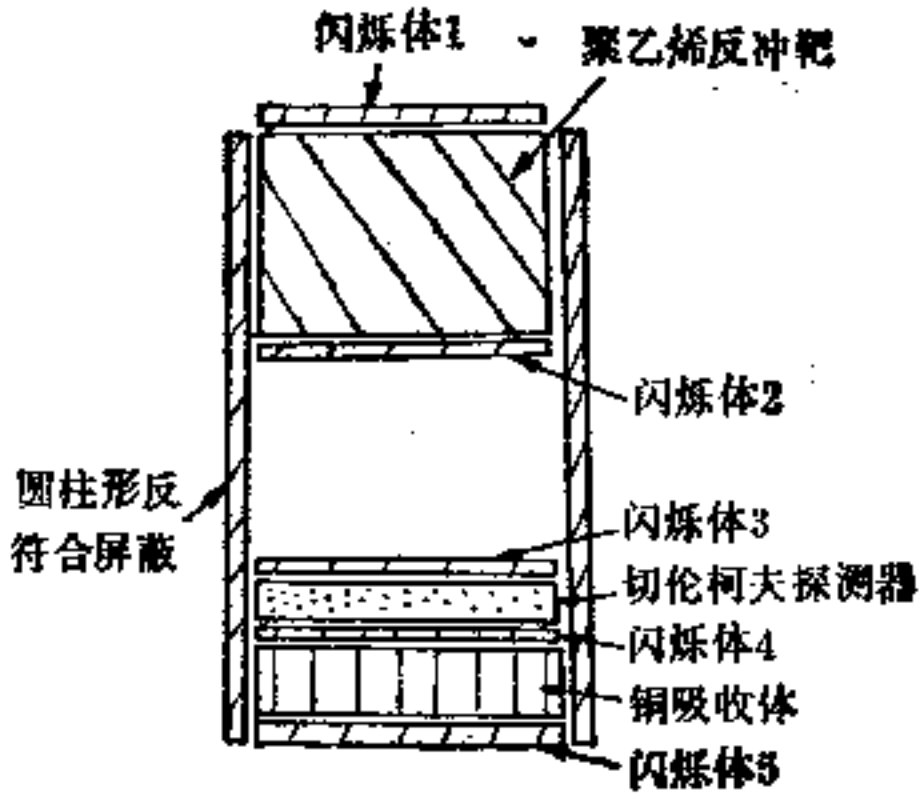


图 5.7　闪烁体反冲望远镜示意图

为了消除带电粒子的影响，对粒子转换器、质子望远镜系统用一圆柱形的塑料闪烁体作为屏蔽反符合探测器，对望远镜的两端用闪烁体单元 1 和 5 作屏蔽反符合探测器，于是反冲望远镜联合装置几乎完全排除了带电粒子的影响。

2。飞行时间法

这种方法也是一个反冲望远镜，它由两块大面积的闪烁体组成，彼此分开一米左右的距离。中子入射到上闪烁体探

测器时，由于弹性碰撞而产生 n–p 反冲，反冲质子由下一个闪烁探测器进行测量。由上闪烁探测器中的 dE/dx 和两探测器之间的飞行时间的联合测量给出反冲质子的能量。因为通过飞行时间法可以求得反冲质子的速度，从而可以获得它的能量，加上上闪烁探测器的脉冲幅度，就得到了反冲质子的总能量。如果知道了反冲角度，就可以求出入射中子的能量。飞行时间法也同时用来分开质子与康普顿电子和反照中子。近几年来，Koga 等人[15,16]利用上述原理研制出大面积、高探效率的中子探测器，而且该探测器对 γ 射线和反照中子有较高的鉴别能力，它主要用来探测太阳中子。图 5.8 是具有飞行时间测量的反冲望远镜示意图。

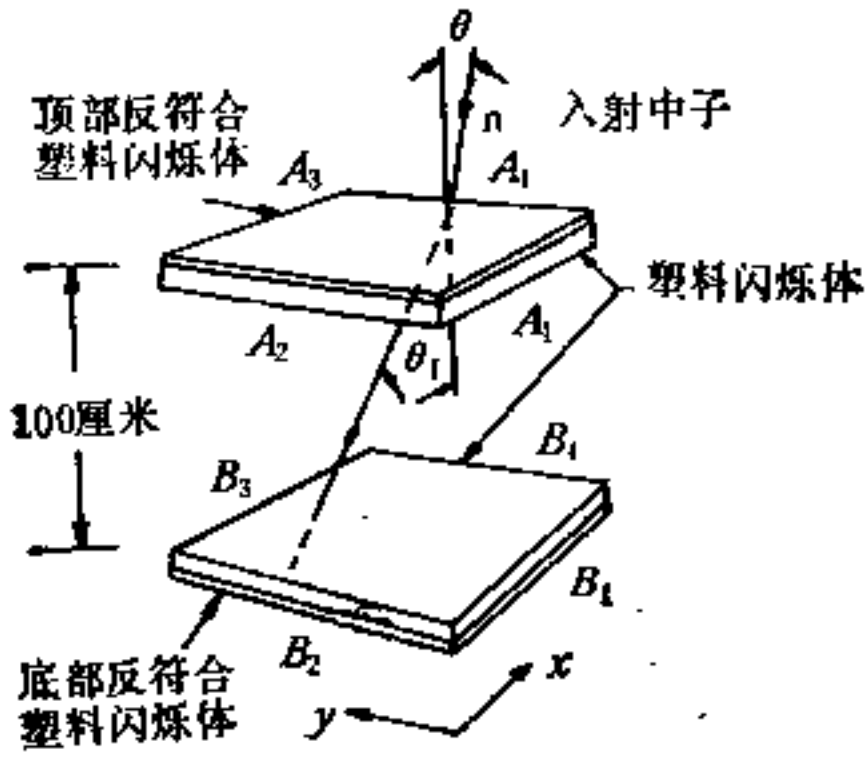


图 5.8 飞行时间测量的反冲望远镜示意图

反冲望远镜中的上探测器 A 和下探测器 B 都是塑料闪烁探测器，其有效面积均为 1 平方米，闪烁体 A 厚为 2 厘米，闪烁体 B 厚为 1 厘米，彼此相距 1 米的距离。闪烁体 A 和B 分别由 4 个光电倍增管收集它们中产生的光子，闪烁体与光电倍增管之间用绝热同步光导连接，以获得有效的光收

集。在闪烁体 A之上和B 之下有 0.5 厘米厚的反符合塑料闪烁体，其尺寸比闪烁体 A 和 B 稍大一些，为 1.06×1.06 平方米，加上光电倍增管和相应的光导设备，收集由带电粒子在其中产生的光子，通过与望远镜讯号进行反符合而消除带电粒子的影响。该望远镜系统能测量 20—150 兆电子伏能量范围的太阳中子。

当中子入射到上闪烁体 A 时，通过弹性碰撞产生 n-p 反冲，或者在上靶探测器中通过 $^{12}C(n,px)$相互作用产生的质子，首先在闪烁体 A 中损失部分能量，然后飞过 1 米的距离进入 B 探测器。通过飞行时间的测量，可以获得反冲质子在 A 中损失一部分能量之后飞行的速度，联合 A 探测器中的脉冲幅度测量得到反冲质子的能量。测量底部闪烁体中的脉冲幅度还可以提供探测器的背景鉴别。飞行时间除给出质子速度外，还用来鉴别反照中子事件，并区分 γ 射线产生的康普顿电子和相对论电子与正电子。

考虑在探测器 $A(X_A,Y_A)$ 和 $B(X_B,Y_B)$穿透向下运动的粒子（参看图 5.8），如果光导和电子学线路对A_2 和B 都是相同的，则 $\triangle t_2=\tau+(X_A-X_B)/V_s$，其中 τ 是 A 和 B 之间的飞行时间，V_s 是闪烁体中的有效光速。同样 $\triangle t_4=\tau+(X_B-X_A)/V_s$，所以

$$\Delta t_2+\Delta t_4=2\tau; \qquad \Delta t_2-\Delta t_4=2(X_A-X_B)/V_s。$$

$$\Delta t_1+\Delta t_3=2\tau; \qquad \Delta t_1-\Delta t_3=2(Y_A-Y_B)/V_s。$$

Δt_1 通过时间幅度变换器来测量(从 A_1来的开始脉冲和 B_1来的终止脉冲)，4 个时间幅度变换器给出 4 个 τ 的独立测量，并给出质子轨道的倾斜度（由 X_A-X_B 和 Y_A-Y_B 知道)，这些资料的联合测量给出质子的速度。

太阳中子事件是通过在大气中子背景之上增加的中子计数率来辨别，其时间它与太阳耀斑相关联。而且已知垂直探测

器轴和中子到达方向之间的夹角θ，并已获得作为中子能量和θ函数的探测效率。当然n-p截面是已知的，并随能量增加而减小，在实验室系统内已测量出在56兆电子伏能量时的$^{12}C(n,px)$微分截面[15,16]。通过以上获得的资料即可得到中子能量的测量。

图5.9是上述望远镜的电子学系统原理方块图。这个系统用来辨别、存贮、预处理事件资料，为此使用了微处理机控制的数字处理单元。最后提供事件的计数率、飞行时间、脉冲幅度，以及一些独立的原始资料。

5.3.4 双散射望远镜

双散射望远镜是利用中子在液体闪烁探测器望远镜中的双散射原理制成的。当中子与上闪烁体发生弹性碰撞产生n-p反冲时，反冲质子在液体闪烁体中损失能量，其脉冲幅度由脉冲幅度分析器来测量；n-p反冲中的散射中子通过飞行1米左右的距离之后，同下液体闪烁体再次发生n-p反冲，通过测量反冲质子给出散射中子到达的讯号。利用飞行时间法，通过测量散射中子飞过上、下两闪烁体之间所需的时间，即可求得散射中子的能量，其原理已在探测中子原理一节中描述过了。

入射中子的能量E_n可以从反冲质子能量E_{p1}和散射中子的能量E_{n1}之和得到（参看图5.10）：

$$E_n = E_{n1} + E_{p1} \qquad (5-6)$$

天顶角θ是入射中子n的方向和反冲质子P_t的方向之间的夹角，由下式确定

$$\mathrm{tg}\theta = \left(\frac{E_{p1}}{E_{n1}}\right)^{1/2} \qquad (5-7)$$

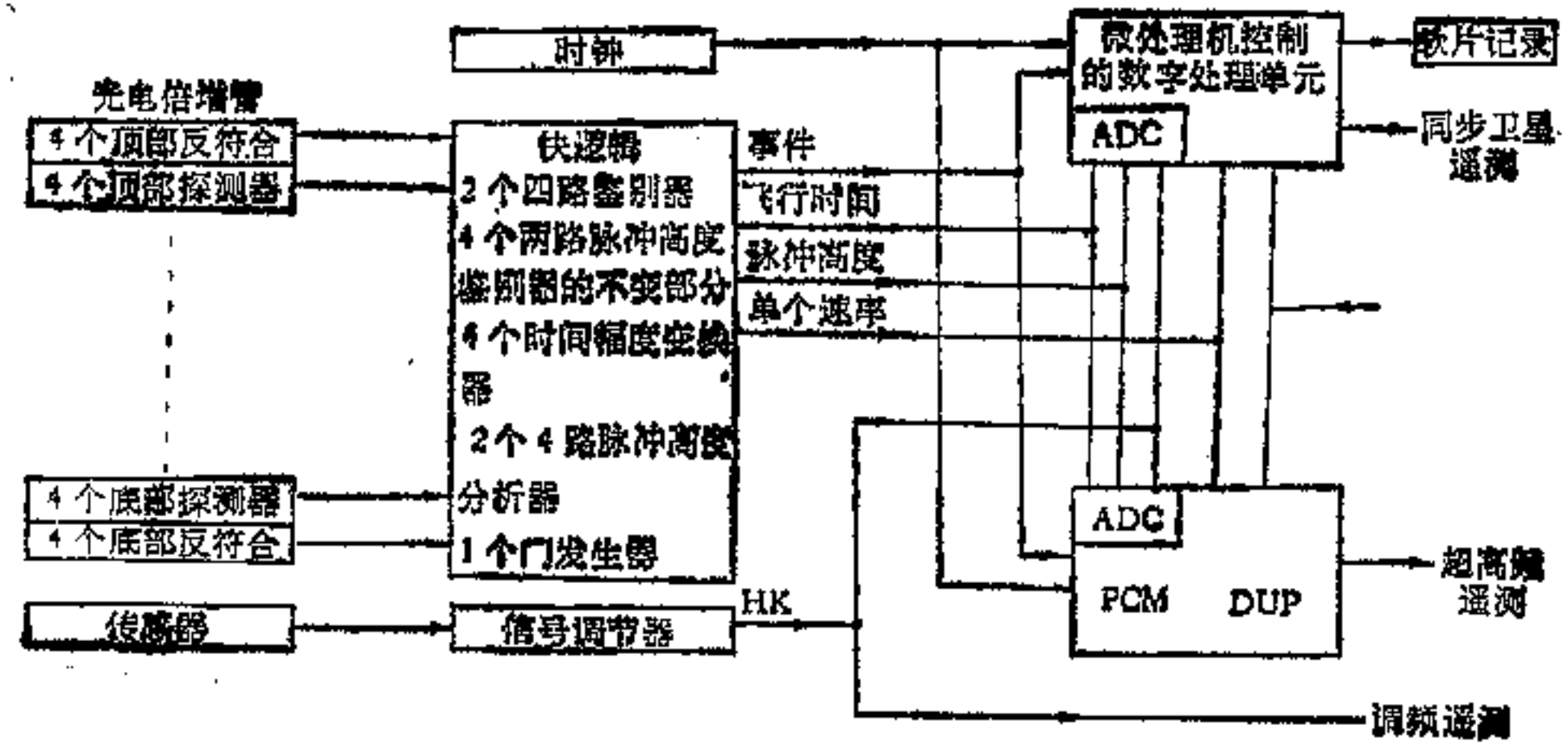


图 5.9 飞行时间测量反冲望远镜的电子学原理方块图

ADC——模拟数字变换器

HK——内务处理

PCM——脉冲码调制

DUP——数字处理单元

这种双散射望远镜已用来测量太阳中子和大气中子[17-19]，对这种望远镜的基本要求是：探测器对向上和向下运动的中子有相同的响应；具有大面积、大立体角、高探测效率；在2—100兆电子伏的能量范围内具有确定中子能量的能力；对背景具有高鉴别能力。为此，探测器需选用具有大氢、碳比值（1.67）的液体闪烁体，以便减少中子与碳的相互作用几率；液体闪烁体彼此相距 1 米左右，从而构成望远镜，采用飞行时间法测量散射中子的能量，并能鉴别中子与 γ 射线的讯号；为了消除带电粒子的影响，液体闪烁体装置完全置于塑料闪烁体的包围之中，构成带电粒子反符合探测器。

中子双散射望远镜示意图如图 5.10所示，铝罐 S_1 和S_2充

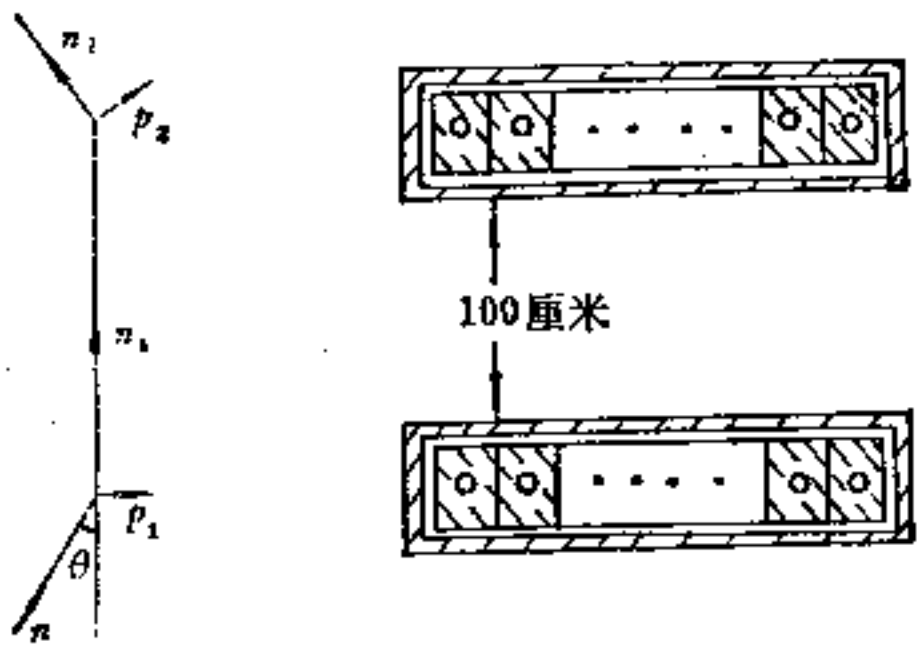


图 5.10　中子双散射望远镜示意图

以液体闪烁体（NE 223），罐的大小为 100×50×15 立方厘米，它们共面安装，两面中心之间相距 100 厘米。每个罐由 8 个独立的光学单元构成，每个单元由直径 12.7 厘米的光电倍增管收集光子。为了获得最佳的光收集，每个单元的壁都涂上反射层的白漆，每个光电倍增管的阴极面都与液体闪烁体直接接触。闪烁体容器罐具有正负压安全阀，安全阀

安装在主罐上，并容许液体闪烁体的热胀冷缩。

在望远镜系统中要尽可能地避免任何外界物质对入射中子或散射中子的减弱，容器壁和光分离器在结构允许的条件下，要尽可能地薄，光电倍增管沿罐的两边安装，不要安装在罐的顶部和底部。罐的顶部和底部厚度为0.32厘米，罐和光电倍增管的总体尺寸约为102×110×16立方厘米。探测器的整个尺寸受能量响应、分辨率和探测效率等要求的限制。探测器的效率由S_1和S_2的面积、厚度，以及一个罐对另一罐所张的立体角来确定。由于有上、下对称性方面的约束，最佳探测器的厚度约为15厘米（对于能量在2—100兆电子伏范围的中子）。如果探测器增厚些，探测效率会有所提高，但多重中子散射将影响角度测量。

排除带电粒子影响所用的反符合探测器是由厚6毫米的塑料闪烁体构成，每个反符合单元具有大约1.2平方米的面积，4π球面度的立体角，它完全包围了每个液体闪烁体罐。反符合闪烁体的顶部片用两个直径12.7厘米的光电倍增管、通过绝热光导收集光子；底部片用两个直径约5厘米的光电倍增管、通过锥形光导收集光子。

整个液体闪烁体罐在四个角上用铬-钼钢管支撑，钢管横截面为2.5平方厘米，壁厚6毫米，整个装置重量约为135公斤。

为了辨别和测量中子的能谱、角度，探测器的电子学系统必须具有如下功能：

a．排除带电粒子和γ射线的讯号，

b．在S_1和S_2中测量反冲质子的能量，

c．测量散射中子在S_1和S_2之间的飞行时间，

d．记录一个单元或多个单元中发生的完整事件，

e．测量探测器相对于太阳的方位，

f. 测量向上和向下入射中子模式之间的开关系统要能探测太阳中子和反照中子。

电子学系统的原理方块图在图 5.11 给出。把每个探测器罐中的光电倍增管阳极输出的脉冲馈送到线性的相加线路中。在求和之前，每个光电倍增的输出脉冲还馈送到单元辨别线路（由脉冲幅度鉴别器、脉冲展宽器和作为临时记忆的移位寄存器所组成）。相加讯号送到 512 道脉冲幅度分析器，进行脉冲幅度分析；相加讯号还送到过零鉴别器，产生一个精确逻辑脉冲，打开飞行时间测量系统。脉冲幅度分析器由脉冲放大展宽器、线性门电路、一个简单的保持电路和一个 8 比特（bit）模拟数字变换器所组成。

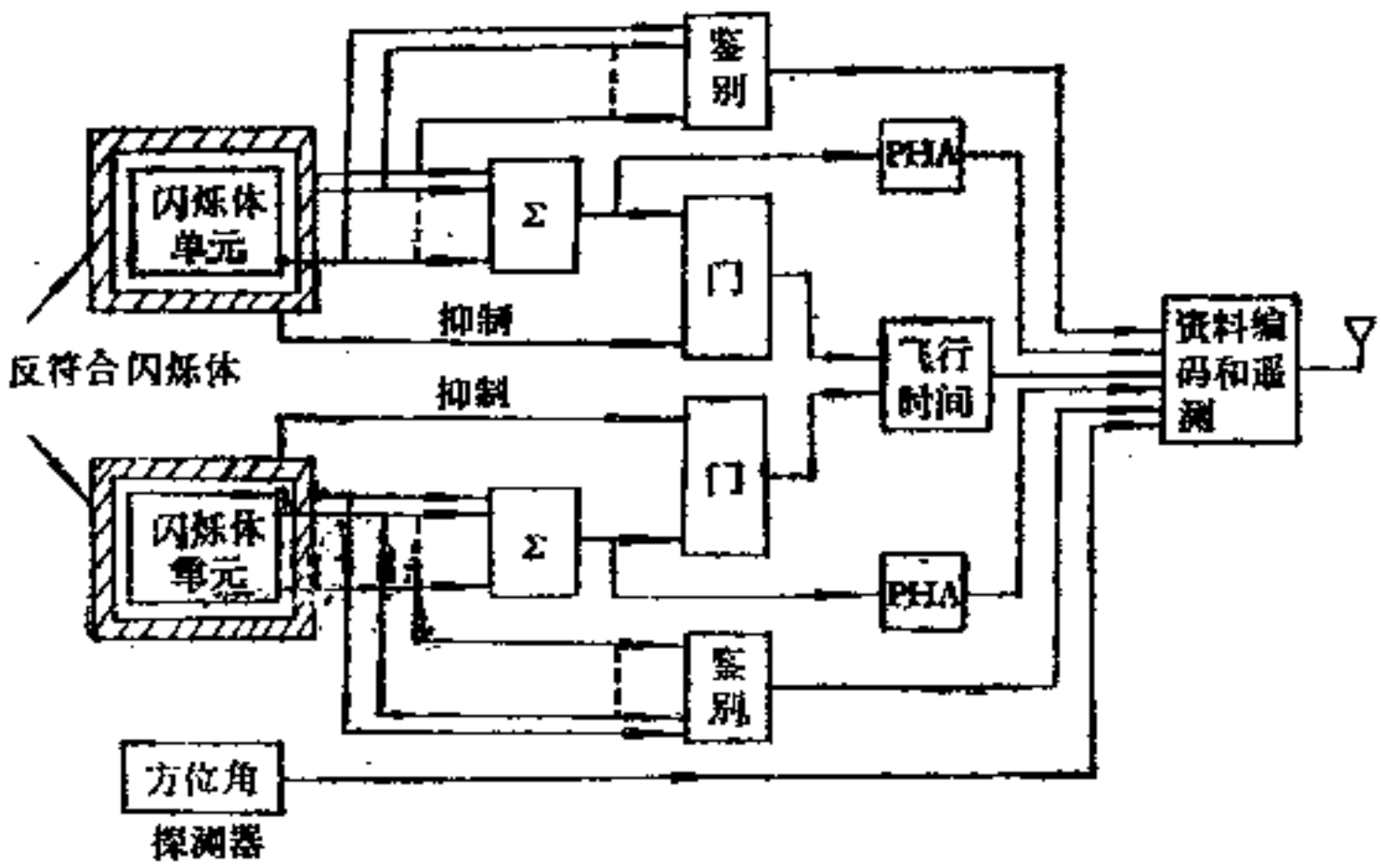


图 5.11　双散射望远镜电子学系统原理方块图

来自反符合系统的讯号被馈送到门电路，抑制门的起动，资料处理被抑制。此外，飞行时间还用来鉴别相对论中子和 γ 射线，可接收的最小飞行时间是 5 毫微秒，它是相对论粒子或光子在 S_1 和 S_2 探测器之间传播的最大时间；飞

行的最长时间是70毫微秒，它是可接收的最长中子飞行时间。

当反符合无讯号输出时，则存在真实事件，此时输入鉴别器处于抑制态，脉冲高度分析器和飞行时间电路产生合适的双输出，这时单元辨别和方位角信息一道被编码，连续发射遥测帧。

参考文献

〔1〕 Satellite Spots Neutron from The sun, *New Scientist*, 17 February 1983, 440.

〔2〕 王祝翔，核物理探测器及其应用，第十三章，科学出版社，1964.

〔3〕 徐克尊等，粒子探测技术，第一章，上海科技出版社，1981.

〔4〕 P. J. 奥塞夫著，姬成周译，核辐射探测器入门，科学出版社，1980.

〔5〕 Trainor, J. H. and J. A. Lockwood, Neutron Albedo Measurements on Polar Orbiting Satellites, *J. Geophys. Res.*, 69 (1964), No.15, 3115.

〔6〕 Lockwood, J. A. and L.A. Friling, Cosmic Ray Neutron Flux Measurements Above The Atmosphere, *J. Geophs. Res.*, 73 (1968), No. 21, 6649.

〔7〕 Lockwood, J. A.et al., Cosmic Ray Neutron Monitor for OGO-F, *IEEE Trans. Geoscience Electronics*, GE-7 (1969), No.2, 88.

〔8〕 Lockwood, J. A. et al., Upper Limit to The 1—20 MeV Solar Neutron Flux, *Solar Phys.*, 30 (1973), 183.

〔9〕 Mizuho, M. and T. Yamanaka, A Fast Neutron Spectrometer with Fast Coincidence Technique in Proportional Counters, *Nucl. Instr. and Meth.*, 91 (1971), 57.

〔10〕 Mizuho, M. and Mizoguchi T., A Gas Recoil Neutron Spectrometer with Electronic Collimation by Risetime Discrimination, *Nucl. Instr. and Meth.*, 91 (1971), 439.

〔11〕 Chupp, E. L. et al., A Directional Neutron Detector for space Research Use, *IEEE Trans. Nucl. sci.*, Ns-13 (1966) No.1, 468.

〔12〕 Eyles, C. J. et al., A Search for Neutrons of Solar Origin Using Balloon Borne Detectors 1967—69, *Solar Phys.*, 24 (1972), 483.

[13] Leavitt, C.P. et al., Search for Solar Neutrons on OSO-6, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 17 (1972), 687.
[14] Cortellessa, P. et al.,A Search for Solar Neutrons Near Solar Maximum Ⅱ, *Solar Phys.*, 20 (1971), 474.
[15] Koga, R. et al., EOSCOR: A Light Weight, Microprocessor Controlied Solar Neutron Detector, *Nucl. Instr. and Meth.*, 165 (1979), 47.
[16] Koga, R. et al.,EOSCOR Ⅲ: A High Energy Solar Neutron Detector, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*SN-28 (1981),No.1, 878.
[17] Herzo, D. et al., A Large Double Scatter Telescope for Gamma Rays and Neutrons, *Nacl. Instr. and Meth.*,123 (1975), 583.
[18] Grannan, R. T. et al.,A Large Area Detector for Neutrons between 2 and 100 MeV, *Nucl. Instr. and Meth.*, 103 (1972), 99.
[19] Lockwood, J. A. et al., Energy Spectrum and Flux of High Energy Atmospheric Neutrons, *Bull. Am. Phys. Soc.*,22 (1977), 601.

第六章　探测器的标定

当探测器按设计要求作好之后，必须对它的性能和主要参量进行测试与标定，检验原来的理论计算和设计是否与实验结果相近，并定下探测器的实际参数，这就是所谓实验室的标定。人们知道，探测器的参数直接关系到它所取得的数据的真实可靠程度，因此，对它的标定是不可缺少的步骤。对于在空间飞行器上使用的探测器，除实验室标定外，还需要进行空间飞行中的标定。虽然一个探测器在发射到空间之前，已对各种环境进行过充分的模拟试验，但是，实际上仪器在空间环境中的运行过程并不能完全模拟，为了增加仪器性能的可靠性，飞行中的标定仍是必要的。

对于前面所描述的一些粒子辐射探测器，大体说来要标定的参量有：粒子在探测器中的能量损失、射程、鉴别器的能阈、探测器的效率、能量分辨率以及仪器的各种常数等。对不同的探测器所要标定的参量略有不同，但所使用的方法却大同小异，其关键在于采用合适的能量来激励探测器，以便监测整个系统的特征。激励源的选择依赖于探测器本身的类型和所要研究的粒子种类。常用的激励源包括放射源、光源、加速器粒子源等。下面就几种常用的标定方法作简要介绍。

§6.1 实验室的标定

6.1.1 放射源标定法

放射源是能够放出一定能量的核辐射源，包括粒子源（如电子源、α粒子源、中子源等）和发射X、γ射线的放射源，它们是粒子辐射探测器的重要激励源，利用它们可以检测探测器的性能和一些重要参数。作为标定粒子辐射探测器用的放射源要有足够长的寿命，以便在标定实验过程中其源强无显著的变化。此外，放射源发出的粒子能量要能够满足探测器的需要，以便输出合适的讯号。

1．探测器常数的测定

1） 比例常数的测定——例如，半导体探测器的输出脉冲讯号幅度与粒子在其中的能量损失成正比，如果利用放射源^{210}Po发出的α粒子(其能量为$E_\alpha=5.3$兆电子伏)照射探测器，通过多道脉冲幅度分析器测量其输出脉冲幅度，那末有

$$N_{道数}=k\cdot\Delta E \qquad (6\text{-}1)$$

式中$N_{道数}$是多道脉冲幅度分析器的道数，或者讯号脉冲幅度，ΔE为探测器中的能量损失。从而利用上式可以定出比例常数k。

2） 半导体探测器死层的确定——半导体探测器的死层即探测器的非灵敏区，粒子通过死层时，只损失其能量，而对输出脉冲幅度没有贡献。探测器的死层可以通过实验确定，即测量一个准直源从两个不同角度入射时，所产生的脉冲幅度差来确定。例如用一单能放射源，其射程大于死层的两倍，但小于灵敏区的厚度，如果使粒子从垂直方向和从45°角方向入射到探测器，则从两个不同角度入射的粒子分别损失其能

量，损失的能量差为

$$E_{斜}-E_{垂}=\Delta E=\Delta E_{死}(\sqrt{2}-1)=0.414\Delta E_{死} \quad (6-2)$$

这里的$\Delta E_{死}$是粒子垂直入射时通过死层损失的能量，ΔE可从实验上测出，故由上式可以求出$\Delta E_{死}$，从而可求出死层l，因为

$$\Delta E_{死}=l\cdot\frac{dE}{dx}$$

所以

$$l=\Delta E_{死}/\frac{dE}{dx} \quad (6-3)$$

3）Neher 电离室脉冲电荷的测定——在第三章中曾提到的 Neher 电离室，它的一个重要参数必须标定，即输出脉冲所包含的电荷数，利用这个参数才能换算出电离室输出的脉冲相当于入射多强的辐射。对于不同的电离室，其输出脉冲所包含的电荷数并不一样，它与静电计系统的结构、中心收集极和导电纤维的材料、尺寸大小以及它们安装的位置等有关，因此，对每个电离室都必须进行标定，给出该电离室输出脉冲所包含的电荷数。

测量每个脉冲所包含的电荷数，最容易和最直接的方法是：当电离室的输出脉冲通过一电容时，测定电容上电压的突然变化。用强度为 1 毫居里的 ^{60}Co γ 源，置于电离室附近照射，γ 射线通过三种效应产生的次级电子在电离室中产生电离，收集的电荷通过电容器和高阻值的电阻（10^{11}欧姆）相并联的电路，形成电压脉冲。该电压通过静电计放大器来测量（放大器具有大约 500 倍的增益），从阴极跟随器输出具有100%的负反馈，因此，仪器的有效增益约为－1。这样，通过高阻抗的电阻器和电容器上的电压变化被传输到阴极跟随器的阴极电阻，由记录器进行记录[1]。

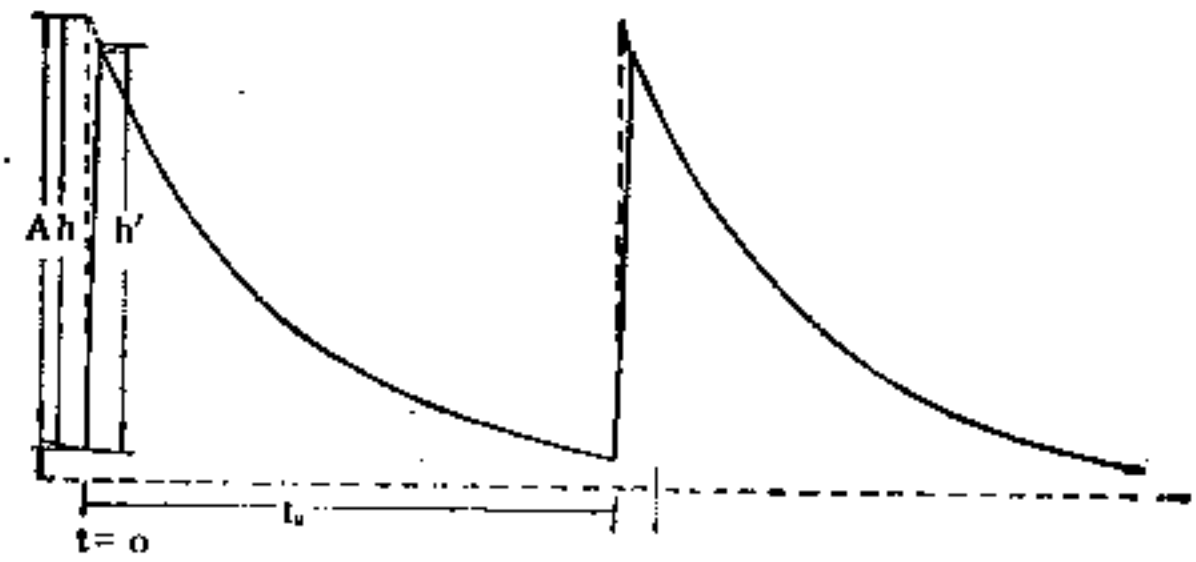


图 6.1　Neher电离室从记录器输出的脉冲波形

图6.1是记录到的脉冲波形，电压跃变 h′要比真实值 h 小，h可由指数衰减曲线外推到时间 t＝ 0 时确定。如果静电计放大器的灵敏度为k（伏/分度），输出幅度为h，那末输出脉冲的电荷 Q等于

$$Q=C\Delta V=Ch\cdot k \qquad (6-4)$$

式中C 为电容，ΔV 为电压变化。对于通常在空间使用的Neher电离室来说，Q值在10^{-9}—10^{-10}库仑范围之内。

如果已知了电离室每个脉冲所包含的电荷数，根据带电粒子在气体中电离的原理，就可以算出每个脉冲相应于进入电离室的粒子数，其表达式为[2]：

$$\frac{\text{粒子}}{\text{脉冲}}=\left(\frac{dE}{dx}\rho\bar{p}\ \frac{e}{W\cdot Q}\right)^{-1} \qquad (6-5)$$

式中Q——静电计输出脉冲所包含的电荷数（库仑/脉冲），

ρ——电离室内所充气体的密度（克/厘米^3），

$\bar{p}$——电离室中每个粒子的平均路程（厘米/粒子），

W——26.3（eV/离子对），

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{最小}$ = 1.49（MeV/克/厘米^2）　（对于氩气），

$e=1.6\times10^{-19}$（库仑/电子）。

2. 电子能阈的确定

在第三章第三节中曾介绍过用闪烁探测器测量辐射带电子的探测系统，用它可以测量四个能阈的电子，对这些能阈可以利用放射源进行标定，其实验装置如图6.2所示[1]。

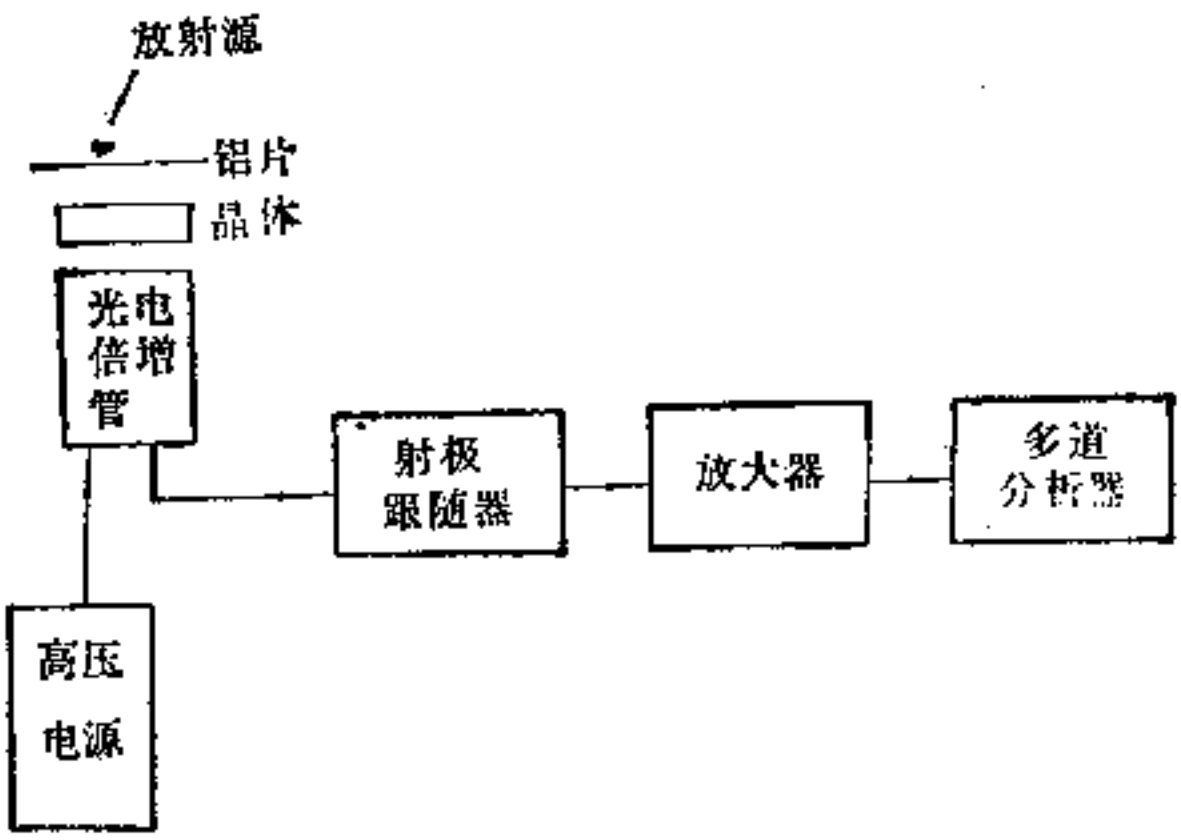


图 6.2　电子能阈标定装置示意图

假定入射粒子的能量为E，它到达闪烁晶体之前要穿过挡光铝片（Al），在铝片中损失少量能量ΔE_{Al}，然后以能量E_s进入探测器，并假定这个能量完全被晶体所吸收，则

$$E=\Delta E_{Al}+E_s \qquad (6\text{-}6)$$

在晶体中吸收的那部分能量E_s转换成电压脉冲，其幅度与E_s成正比。如果用放射源作激励源，测定输出电压脉冲幅度与能量的关系，然后从所给的鉴别阈值D_1，D_2，D_3和D_4的电压来确定能阈E_{1c}，E_{2c}，E_{3c}和E_{4c}。

利用放射源^{137}Cs内转换β峰（峰值能量为0.624兆电子伏），$^{147}P_m$连续β源（终端能量为$E_{max}=0.224$兆电子伏）和

^{204}Tl连续β源(终端能量为$E_{max}=0.766$兆电子伏)，分别测量它们的能谱，从它们的能谱图上可以找到上述三个特征能量所对应的电压[3]。通过对本底和分辨率的修正之后，可以得到如图6.3所示的电压-能量曲线。当探测器的四个鉴别阈电压分别为$D_1=0.96$伏，$D_2=1.75$伏，$D_3=2.62$伏和$D_4=3.15$伏时，则对应的能阈分别为$E_{1e}=0.26$兆电子伏，$E_{2e}=0.48$兆电子伏，$E_{3e}=0.72$兆电子伏，$E_{4e}=0.87$兆电子伏。

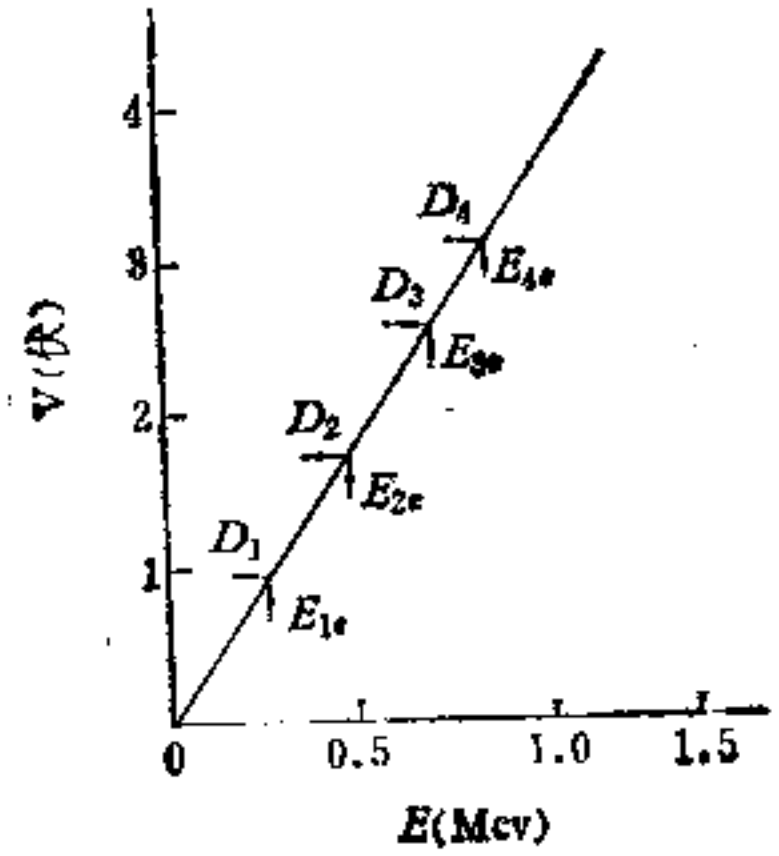


图 6.3 电压-能量曲线

3. γ 射线探测器效率的标定

探测效率是指粒子进入探测器后，能使探测器有输出脉冲讯号的几率，即

$$\eta = \frac{\text{能测量到的粒子数}}{\text{进入探测器灵敏体积的粒子数}} \qquad (6-7)$$

γ射线同物质相互作用很复杂，它包括三种不同的作用过程，即光电效应、康普顿效应和电子对效应，这些过程明显地依赖于γ射线的能量和吸收物质的原子序数。此外，多次的级联

过程在整个相互作用机构中起着重要的作用，因而γ射线探测效率的研究显然是一个复杂的问题。因为探测器的类型不一样，对γ射线的探测效率明显不同，因此，完全有必要对确定的探测器进行γ射线探测效率的测量。

对γ射线探测器的标定，只能用γ射线源作激励源，所用的激励源必须已知其强度和存在显著的γ跃迁。可用的合适的同位素、以及它们相应的γ射线能量为[4]：^{60}Co(122千电子伏和136千电子伏)，^{137}Cs (661千电子伏)，^{60}Co(1.17兆电子伏和1.33兆电子伏)和^{208}Tl(2.61兆电子伏)。也可用 ^{75}Se，^{87}Br，^{56}Co 等源的组合体，其能量在90—3300千电子伏范围；还可以用 ^{75}Se、^{22}Na 和 ^{137}Cs 的组合体；^{241}Am，^{155}Eu 和^{145}Pm的组合方法；或用^{249}Cf，^{243}Am，^{239}Np和^{249}Cm 的组合方法等[5]。

在标定过程中，探测器距源的位置必须置于其灵敏区最大直线尺寸十倍的地方，而且要记录下此距离，其测量装置如图6.4所示。在一确定的计数时间之后，总吸收峰下的计

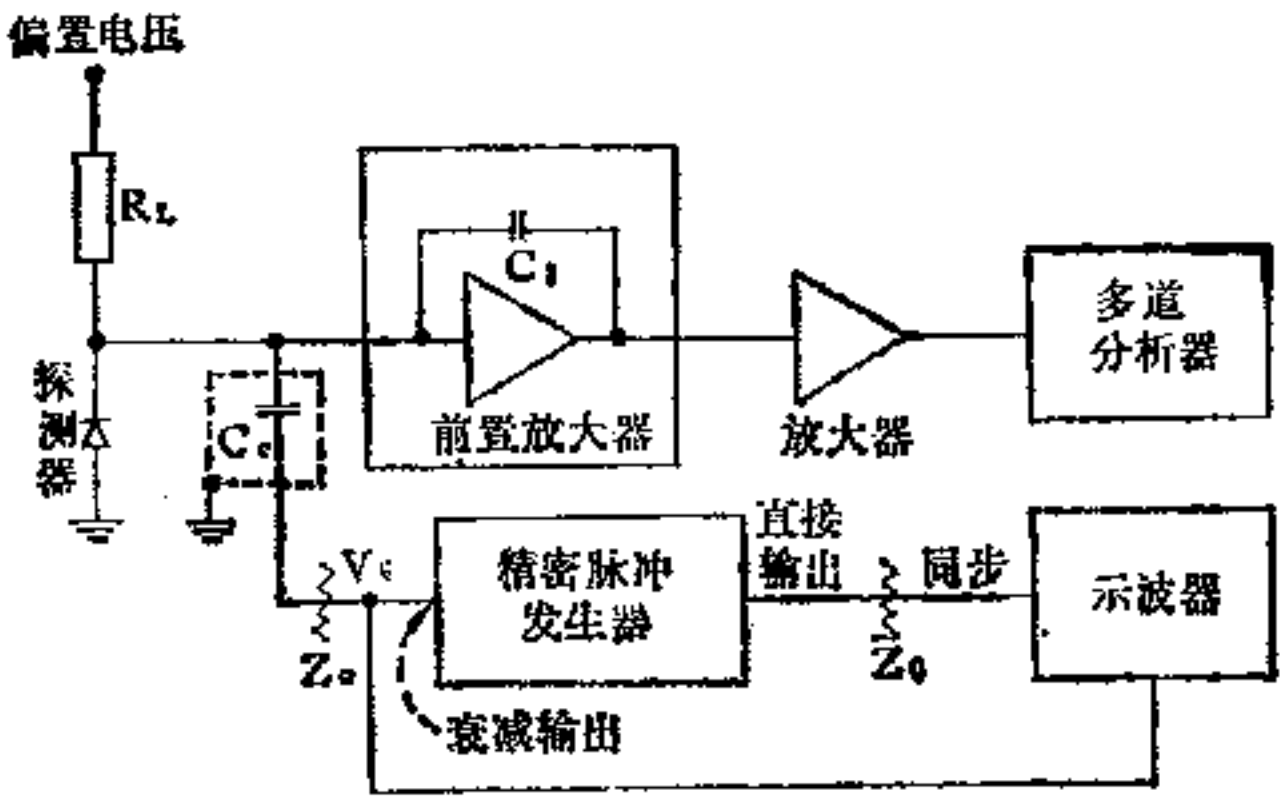


图 6.4　γ射线探测效率测量装置

数就能被确定。对已知能量的γ射线，探测器对γ射线的总吸收效率应表示为占γ射线通量的百分数。

6.1.2 加速器标定法

加速器是获得各种能量、不同强度粒子的辐射源，除电子、质子加速器外，还有重粒子加速器，它是提供重粒子源的主要手段。加速器的一个重要优点是，输出的粒子流能量可以连续地改变，并且加速器出来的粒子流能量可以比一般放射源发出的粒子能量高得多，它为粒子辐射探测器的标定工作提供了极大的方便。因此，利用加速器作粒子源可以获得探测器实际能量损失曲线、能阈、探测效率、角响应等多种参量。

在利用一般加速器作为标定源时，会遇到一个问题，即加速器出来的粒子通量都比较大，标定时必须设法把粒子通量减小。因为，一方面是要避免探测器受到过大剂量的照射而受到损伤，另一方面是被标定的仪器计数容量有限，计数率过高容易出现饱和。减小粒子通量的办法可以利用磁场散焦方法把粒子流散开，取用其中一部分粒子流。当然，这需要附设产生磁场的装置，而且对于高能粒子来说，需要较强的磁场才能散焦。方法之二是采用靶散射，利用散射中的一部分粒子流作标定源，但散射后的粒子能量会发生变化，这需要用监测仪器测量它们的能量。为了避免加速器中的强 X、γ 射线的影响，标定仪器要放在离加速器较远的地方，因此，需要有真空室（最好为特制的长真空室），采用多个阀门，用几个真空泵分段抽空。

例如，美国在ATS-1 卫星上使用的半导体探测器望远镜的标定就是采用金箔作散射靶，使加速器的粒子进行分流[6]。标定的装置是：把质子流加速到所需要的能量，然

后由一弯曲成90°角的磁铁所分析，通过偏转、聚焦、准直入射到与分析射束成45°的射束管中。粒子流碰撞一个1.9平方厘米的金箔后被散射，并准直入射到一个20°角的射束管中，在这个管的末端有一个大真空室，要标定的仪器放在这个室内，测量准直后的粒子流。

图6.5是加速器标定装置的示意图。在真空室内，投射到探测器入射口处的射束，其直径约为7厘米。散射金箔的支架结构能同时容纳六个不同厚度的金箔，而且不同的金箔可各自旋转进入射束内，而不破坏射束传输系统的真空。此外，金箔都具有0.61厘米直径的中心孔，它使射束一直向前流动不受阻挡，可同时用它来进行各种核物理实验。将射束的一部分偏离20°角，用一标准固态探测器监测，该探测器位于从金箔到标定仪器路径的3/4处。散射金箔的厚度从0.9毫克/厘米^{2}到15毫克/厘米^{2}范围内变化，用它既可调节散射束的计数率，又可降低散射束的能量。采用上述类似的办法也可以利用电子加速器的电子束对电子探测器进行标定。

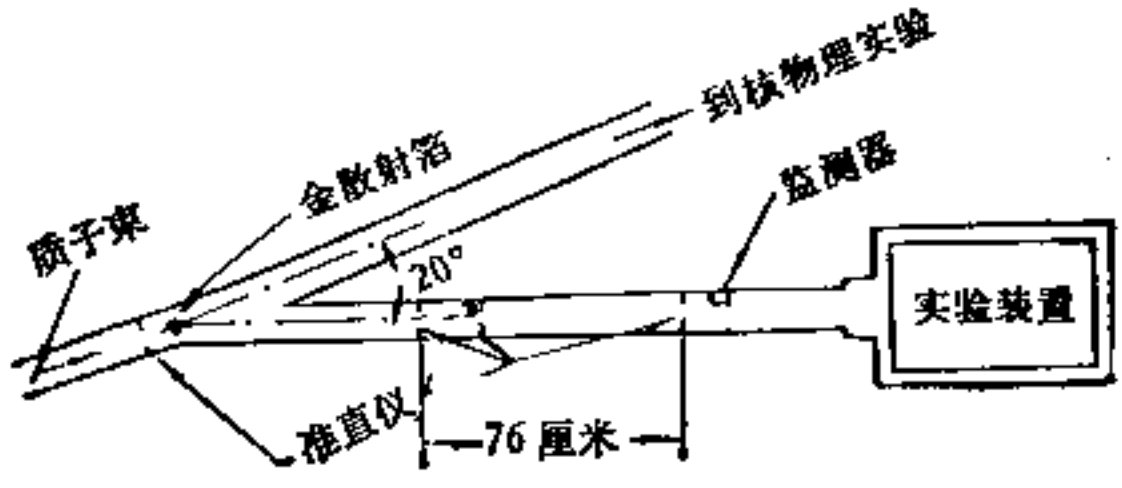


图 6.5　加速器标定装置示意图

此外，对于只有单能的粒子加速器，为获得不同能量的粒子对探测器进行标定，也可以应用靶散射的办法[7]。因为粒子打在靶上将向各个方向散射，不同方向散射的粒子其

能量是各不相同的，根据散射理论可以算出每个方向粒子所具有的能量。如果把要探测的仪器置于各个方向，那末，就可以接收不同能量的粒子进行仪器的标定。用这种方法来标定仪器并不很精确，这是因为散射理论的计算值与实际的测量值存在差异，同时仪器放置的角度也难于掌握得十分准确。

为适应粒子辐射探测器标定的需要，最好的方法是研制一种专用的小型加速器，其粒子通量较小，而能量在一定范围内能连续可调。此种专用小型加速器，目前国外已有应用。

6.1.3 宇宙线标定法

利用天然宇宙线（μ介子）作辐射源也可以标定探测器。根据相对论粒子在一定的探测器厚度中的能量损失，基本上为一常数的事实，它可以使探测器得到能量损失的一个校准点。对于一定厚度的探测器，粒子在其中的能量损失应落在多道分析器的确定能道上。为了确定宇宙线到来的方向，利用两个闪烁探测器 D_1和D_2组成一望远镜(参看图6.6)，把要标定的探测器置于望远镜两探测器之间，用探测器 D_1和D_2的符合讯号去打开门电路，这样就只记录通过 D_1和 D_2探测器所构成的张角之内到来的粒子。最后，把从门电路输出的脉冲送到多道脉冲幅度分析器进行分析。利用这种方法标定时，由于宇宙线的计数率很低（对小面积的探测器几分钟才有一个计数），标定工作需要很长时间，所以，要求标定的仪器本底计数小，工作稳定，无假计数出现。利用宇宙线作为探测器的标定源，只有对较高能的辐射探测器比较有效，例如，利用它可以测定切伦柯夫探测器的一些参数。

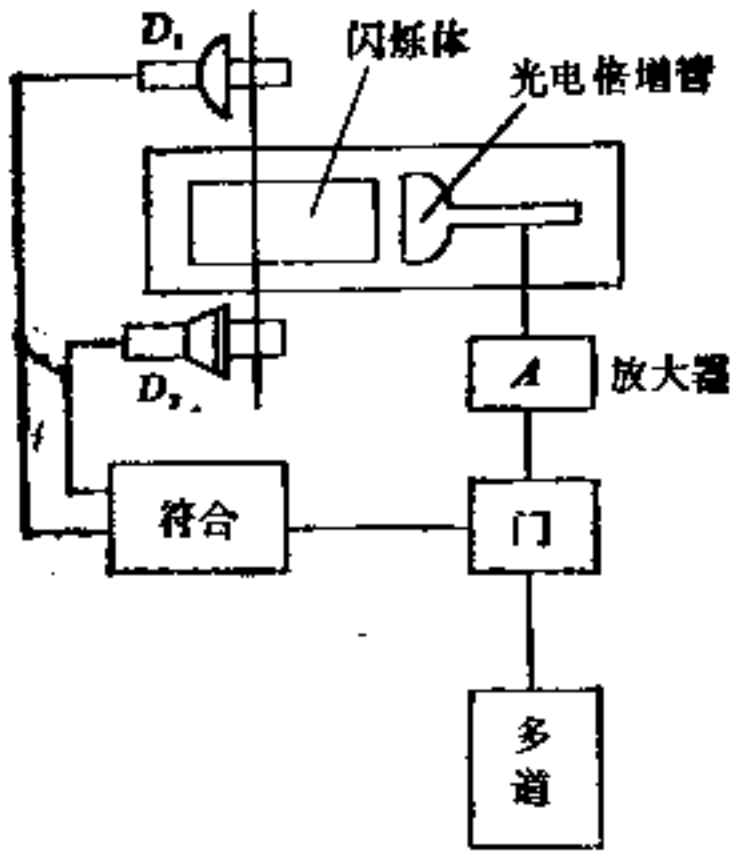


图 6.6　宇宙线标定法示意图

6.1.4　电子枪标定法

电子枪也是一种电子源。利用它在真空系统中发射出的一定能量电子束，可以作为电子探测器的激励源，从而可以测定电子探测器的某些参量。这种方法主要用于通道电子倍增器特性的测试与标定，因为通道电子倍增器只适合于真空条件下工作，而且只对低能粒子响应，电子枪发出的电子能量正好可以作为它的激励源。电子枪激励源的主要缺点是，它发射的电子能量通常是固定的，不能连续改变；而且发出的电子能量一般较低，只能作低能粒子的标定源。

6.1.5　脉冲标定法

带电粒子在半导体探测器中损失其能量，以电荷脉冲形式输出。例如放射源 ^{210}Po 放出的 α 粒子（$E\alpha=5.3$ 兆电子伏）在硅半导体探测器中产生的电荷数为

$$Q_0 = \frac{5.3\times10^6}{3.6}\times1.6\times10^{-19}\text{库仑}$$

其中 3.6eV 是粒子在硅中产生一对电子-空穴所需要的能量。

所谓脉冲标定法就是模拟电荷源法，即在电荷灵敏前置放大器之前的电容 C 上，加具有精确幅度的脉冲电压V（常为阶跃脉冲），如图 6.7 所示。这时放大器接收到的电荷量 Q 为

$$Q=CV=10\times10^{-12}\ V \qquad (6-8)$$

如果 C 已确定，假如取$C=10$微微法，那末可以选择电压 V 的值使其产生的 Q 与上述Q_0相等，因此，可以用电压 V 代替放射源 ^{210}Po 进行标定。但是，这种方法只能标定电子学线路部分。从式（6-8)知道，当取不同的电压值时，可以得到不同的电荷量，也就相当于获得不同的能量损失 ΔE，或者说等效地改变了 ΔE。从而可以标定电子学系统中放大器的增益、鉴别器的鉴别阈、脉冲堆积响应、资料储存的容量、符合门的宽度、模拟量到数字变换器的响应等等。

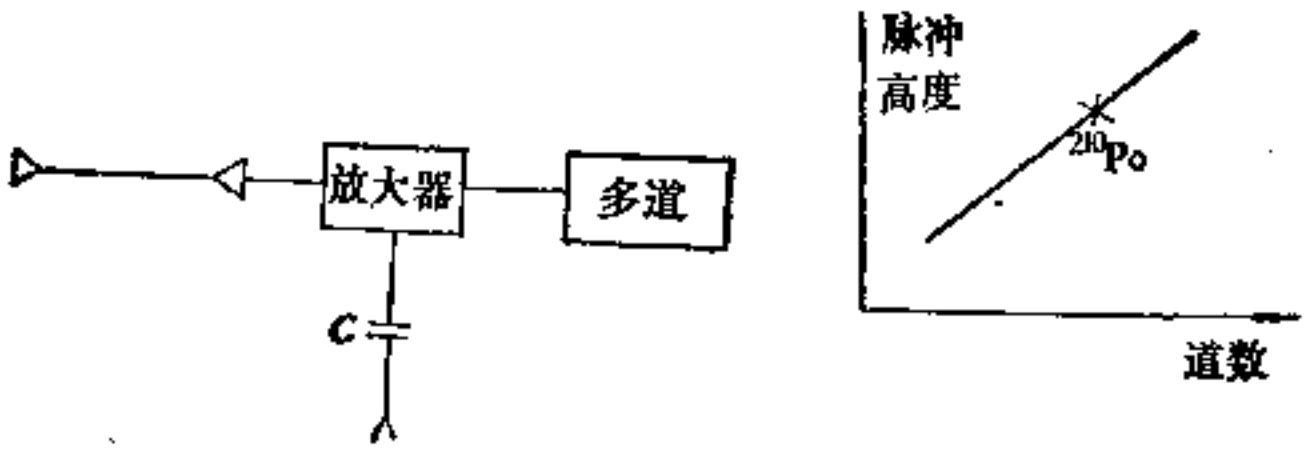


图 6.7　脉冲标定法示意图

§6.2 飞行过程中的标定

在飞行过程中提供仪器的标定资料可以提高对仪器的信任程度。当仪器记录到不寻常的数据时，往往是最感兴趣，那末，了解此时仪器是否处于正常工作状态则极为重要。例如，当卫星处于低轨道、低纬度区运行时，粒子探测器在某些地区可能很长时间无计数输出，则可以通过飞行中的标定判断仪器是否失效；当遇到强粒子辐射通量时（太阳耀斑期间发出的太阳宇宙线或太阳 X 射线暴等），通过飞行中的标定可以判断仪器是否处于正常工作状态，取得的资料是否可靠。

飞行中的标定主要包括检查仪器是否失效（探测器是否损坏，整个系统的响应是否正常），放大器的增益、鉴别器的鉴别阈是否发生变化等等，为此，空间探测系统必须携带合适的标定设备，以满足空间飞行中的标定要求。

6.2.1 标定探测器的激励源

图 6.8 是典型的单通道粒子探测器实验原理方块图。首先粒子进入探测器产生电荷脉冲，然后馈送到脉冲放大器进行放大和成形，该脉冲可以驱动一个或多个脉冲幅度鉴别器电路，或用脉冲幅度分析器进行分析。资料信息处理机能存贮脉冲计数，或者处理来自几个鉴别道的资料，从而得到脉冲能量分布的测量。

为了观测整个探测系统的特性，探测器需要用一个合适的能源激励，以便监测系统的响应。激励源的类型和性质要由探测器的种类和所要研究的粒子性质来确定，激励源大多采用放射源，也可采用光发射源。

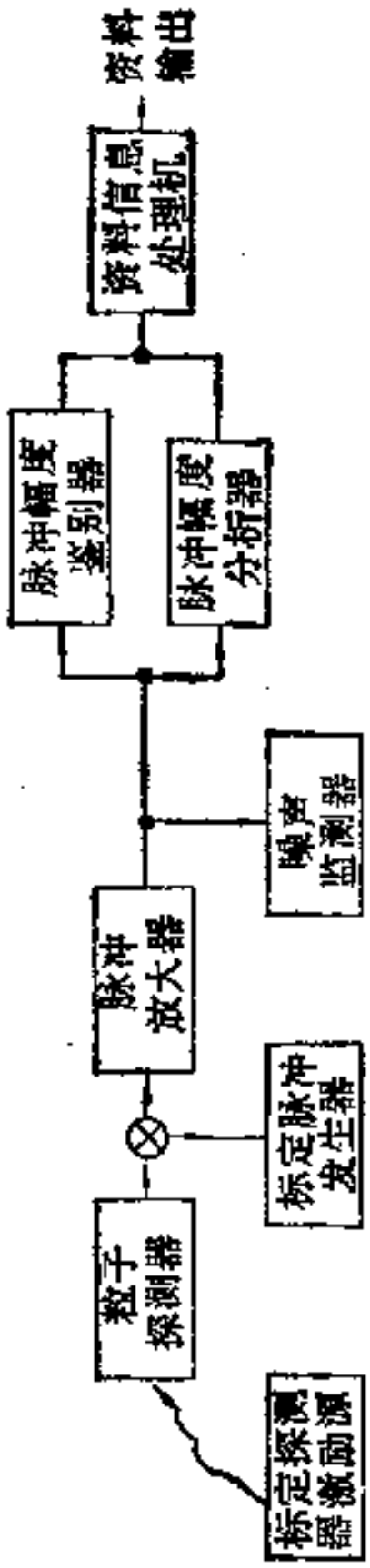


图 6.8 带有标定设备的粒子探测器实验原理方块图

1. 低强度放射源

空间标定中最常用和最简单的技术是使用低强度放射源激励探测器，并观测系统对它的响应。源强的选择必须满足如下的条件，即计数率要比需要观测的事件小很多，但必须高于预计的背景计数率。为了估计合适的源强，需要参考以前的实验结果。利用这种办法对探测器进行标定，它规定了整个实验的背景计数率，当放射源的强度满足上述条件时，如果事件计数率低于整个背景计数率，则探测器不能观测它，高于这个背景计数率时，放射源的标定计数率也一道被测量了。因此，尽管低强度放射源标定法是简单的，而且在地面是有效的标定器件，但它在飞行中作为标定源也受到了一定的限制。

为了弥补上述方法的不足，可以将低强度标定源由一个分开的探测器观测，在标定时期内实验中使用的探测器和符合门全被抑制，从而获得标定资料[8]。这个技术改进了低强度放射源作为飞行标定源的有效性，而增加了系统的复杂性。

如果使用单能源，除检验系统的响应外，它只给出一个通过或不通过每道鉴别阈的检验。如使用一个具有发射连续均匀能量分布的粒子源，可以用来测量象鉴别阈变化这样的

量。虽然一个合适的粒子均匀连续谱的发射源难于找到，但有效的近似半连续发射源，如β源和改进发射源，象α粒子的镀金 ^{241}Am 源都具有有效的连续能量分布。

2. 高强度放射源

另一种标定技术是使用一个高强度放射源，它携带一个机械装置，在标定周期结束之后，能有效地将源从探测器移开。源的强度要这样选择，即甚至有中等的实验资料正在被收集时，也能提供一个占优势的标定计数。因此，在飞行轨道上，以及在地面检测期间，这个源都能执行一个有效的标定。

在一个标定周期结束之后，源的位置可以变更，或用一个开关挡板屏蔽放射源，以使探测器观测不到放射源发出的粒子。如果标定源的机械装置失灵，应该有一个适当的预防措施，以使探测器的正常工作不受影响。

3. 光发射源

在某些情况下，激励探测器的源不限于使用粒子发射源，例如光电倍增管和半导体结型探测器，它们都对光灵敏，因此，光发射源也可以用来作为标定的激励源。

例如，光发射体 GaAs 适合于硅结型探测器作激励源，它发射的波长近于 9000 Å。GaAs 的光发射特性与温度有关，而且随器件的不同而不同。对 GaAs 源和Si 探测器的温度漂移已作过实验测定，用计算机选择成对的元件，成功地进行了温度补偿，得到了 ±10% 的标定精度[9]。

此外，一个电子学系统控制的光发射体，可以是脉冲幅度调制而得到的一个能谱，从而可以改装成一个特殊的实验设备，此设备设计成为一个完整的电子学系统标定器，它可

以对探测器进行有效的标定。这个标定器既灵活，也很可靠。

4。γ射线标定源

在气球和卫星上进行X和γ射线天文学实验时，需要对探测器进行标定（包括探测器对X、γ射线能量响应的刻度），这种标定可以用恒定的放射源来完成，但是，对弱的谱线和小的变化可能是模糊不清的。在气球上可以把放射源移近或远离探测器，用交替移动来获得标定资料，但在卫星实验中，这种方法是不太可靠的。

Chupp等人[10]介绍了一种方法，并用于卫星OSO-H上的X和γ射线谱仪的标定，其方法是：把一个闪烁体钮扣探测器嵌入γ谱仪底部的闪烁体内，并将放射源置于闪烁体钮扣中。该放射源除放射γ射线外，还伴随发射一种带电粒子。钮扣闪烁体为一塑料体，它使放射源中的带电粒子阻止于其中，而它对源放出的γ射线则是透明的。钮扣闪烁体用一低噪声的光电倍增管收集光子，当带电粒子在钮扣闪烁探测器中产生脉冲时，用其输出讯号来控制NaI(Tl)γ谱仪中的符合γ射线探测。钮扣闪烁体中的放射源放出的γ射线，穿过钮扣闪烁体之后进入NaI(Tl)γ谱仪产生讯号，如果把钮扣闪烁探测器的带电粒子讯号同γ谱仪中的γ射线讯号进行符合，那末就提供了γ谱仪的标定模式。如果把钮扣闪烁探测器的带电粒子讯号与γ射线谱仪中的讯号进行反符合，则提供卫星实验中的正常工作模式。

飞行中的标定源必须满足以下条件：

a。用于标定的γ射线必须伴随一种带电粒子发射，而且带电粒子能高效率地被探测。

b。至少应该具有两条以上的标定γ谱线，以便有效地

确定探测系统的能量刻度。

c. 放射源应该具有较长的寿命，以便在卫星飞行寿命期间认为源强不变。

在1—5兆电子伏的能量范围内，^{60}Co γ源（半衰期为5.26年）满足上述要求。它发射的电子具有连续谱，其最大能量为314千电子伏。两个级联跃迁给出能量很接近的两条γ射线，即1.17兆电子伏线和1.33兆电子伏线。利用它们在谱仪中的峰值和谷值之比来检测谱仪的分辨率。为了满足上述第二个条件，可以用宇宙γ射线中的0.511兆电子伏γ射线（或大气中的0.511兆电子伏γ射线），这是在卫星和气球上观测γ射线谱的一个显著特征线。

在10—100千电子伏的能量范围，^{241}Am 是飞行中一个极好的标定源。它发射α粒子，其能量为5.5兆电子伏，并能在NaI(Tl)中给出较大的光脉冲。衰变时可发出能量为0.059兆电子伏和0.026兆电子伏的强γ射线。

此外，还可应用 ^{249}Cf α源，它提供能量为0.388兆电子伏的强γ射线和能量为0.333兆电子伏的弱γ射线。对于X射线谱仪的标定，可以利用如下的衰变级联

$$^{44}Ti \xrightarrow{48年} {}^{44}Sc \xrightarrow{392\ 小时} {}^{44}Ca$$

从 ^{44}Sc 衰变到 ^{44}Ca 时可发射能量为0.068兆电子伏和0.078兆电子伏的γ射线。

6.2.2 标定脉冲发生器

用电子学脉冲发生器产生的脉冲来驱动脉冲放大器（参看图6·8），可按程序试验逻辑电路的性能和资料信息处理机的能力。通过调制一个合适的脉冲幅度时序，可用它来检验任何鉴别器系统或脉冲幅度分析器。大量的脉冲可以按程序

检验资料信息处理机中累计寄存器，脉冲重复频率可以扫描检验放大器的脉冲堆积响应，可以通过两个脉冲输出之间的扫描延迟来检查符合门宽度等等。

标定脉冲的形状应仿真探测器的输出，这意味着一个有短上升时间、长下降时间的电压脉冲通过一小电容加到电荷灵敏前置放大器，脉冲重复频率受其宽度的限制。在标定周期内，标定脉冲重复频率必须大于来自探测器的计数率，或者探测器的计数率被贮存到时间调制格式中，以使标定资料对背景计数占绝对优势。

标定脉冲发生器的具体电路和对鉴别器鉴别阈的标定可参阅文献〔8〕。图 6.9 是模拟和数字脉冲波形发生器的方块图，模拟发生器使用一个电流源和 Miller 积分器产一个线性斜坡电压脉冲。如果电流源作不连续的阶梯改变，那末，得到如图 6.9a 的分段线性波形。当波形达到所希望的电压最大值时，通过反馈电容器放电，在串联的断续器中产生一个尾巴形的脉冲。电流源的稳定性、反馈电容和断续器的频率决定了输出脉冲的数目和幅度。

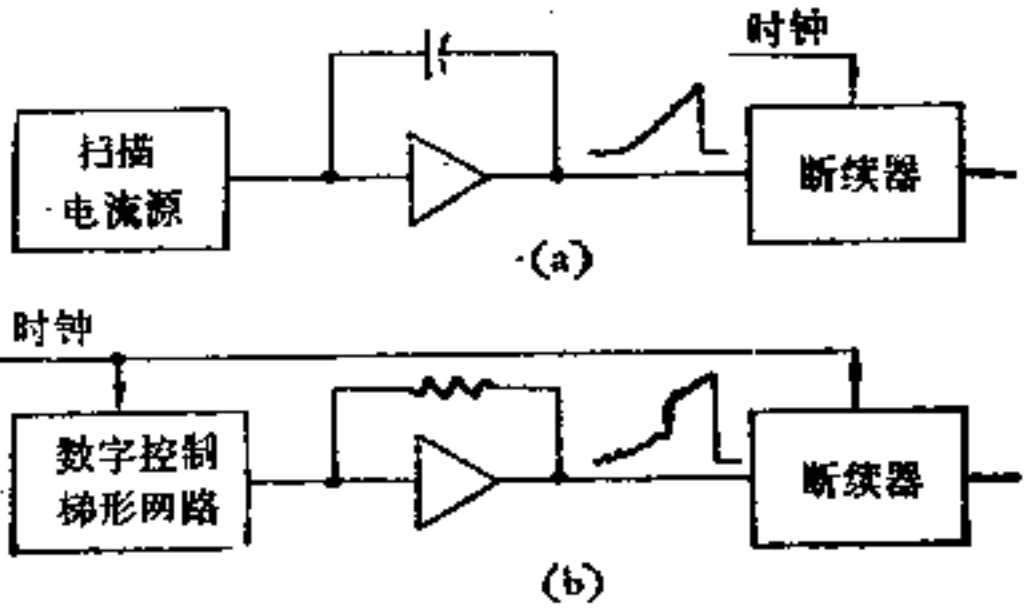


图 6.9　标定脉冲发生器的方块图
a. 模拟控制的脉冲发生器
b. 数字控制的脉冲发生器

数字脉冲用电阻器梯形网路提供电流（图6.9b），然后馈送到运算放大器，通过梯形网路得到一个逐次不连续的电压波形。如果梯形的每一级有相同的电阻值，则得到的电压波形是具有相等梯度的电压阶梯。假如一个有 N 比特的阶梯，其最初（N－1）比特是相等的，而第 N 比特比其他比特具有更大的电流，那末就得到图 6·9b 所示的波形。阶梯的高度可以通过改变反馈电阻来调节，这样得到的一个数字近似于图 6·9a 的波形。梯形网路和反馈电阻的稳定性决定了脉冲幅度的稳定性，但是，梯形网路和断续器是由相同的时钟所驱动，因此，脉冲数实际上由控制梯形的逻辑所决定。

6.2.3 噪声监测器

如果使用半导体探测器在空间测量粒子辐射，监测它的噪声变化具有重要的意义。因为半导体探测器的噪声输出随温度和使用时间而出现特有的变化，当探测器损坏时，通常表现为噪声的明显增加，因此，噪声可以作为半导体探测器性能的重要指标之一。按照资料修正的观点，还须知道总系统的噪声水平，以便对资料进行修正。探测器比电子学系统更有可能成为噪声源，而且，增加的噪声输出往往是由探测器所引起的。

噪声监测器与最后的脉冲放大器相连，如图 6.8 所示，它产生的直流电压正比于探测器和探测器电子学系统的平均噪声。图 6.10 是 IMP-1 卫星上的太阳质子监测实验中噪声监测器的电路图，它由一跨导放大器和二极管整流器组成[8]。输入晶体管 Q_1 产生跨导为 $1/(R_1+r_e)$，其中 r_e 是 Q_1 的发射极电阻。Q_2 采取自举接法呈现为高阻抗，以驱动半波整流器（CR_2）。载流子二极管用来保持一带宽，它有较低的和较高的 3 分贝点，分别为 30 千赫和 5 兆赫（在标称

的 10毫伏到100 毫伏输入范围内)。在标称的 10：1 范围内，线路存在± 2 %的非线性，它可以通过在 Q_1 内增加一公共基极和增加 Q_1 的偏流来改进。

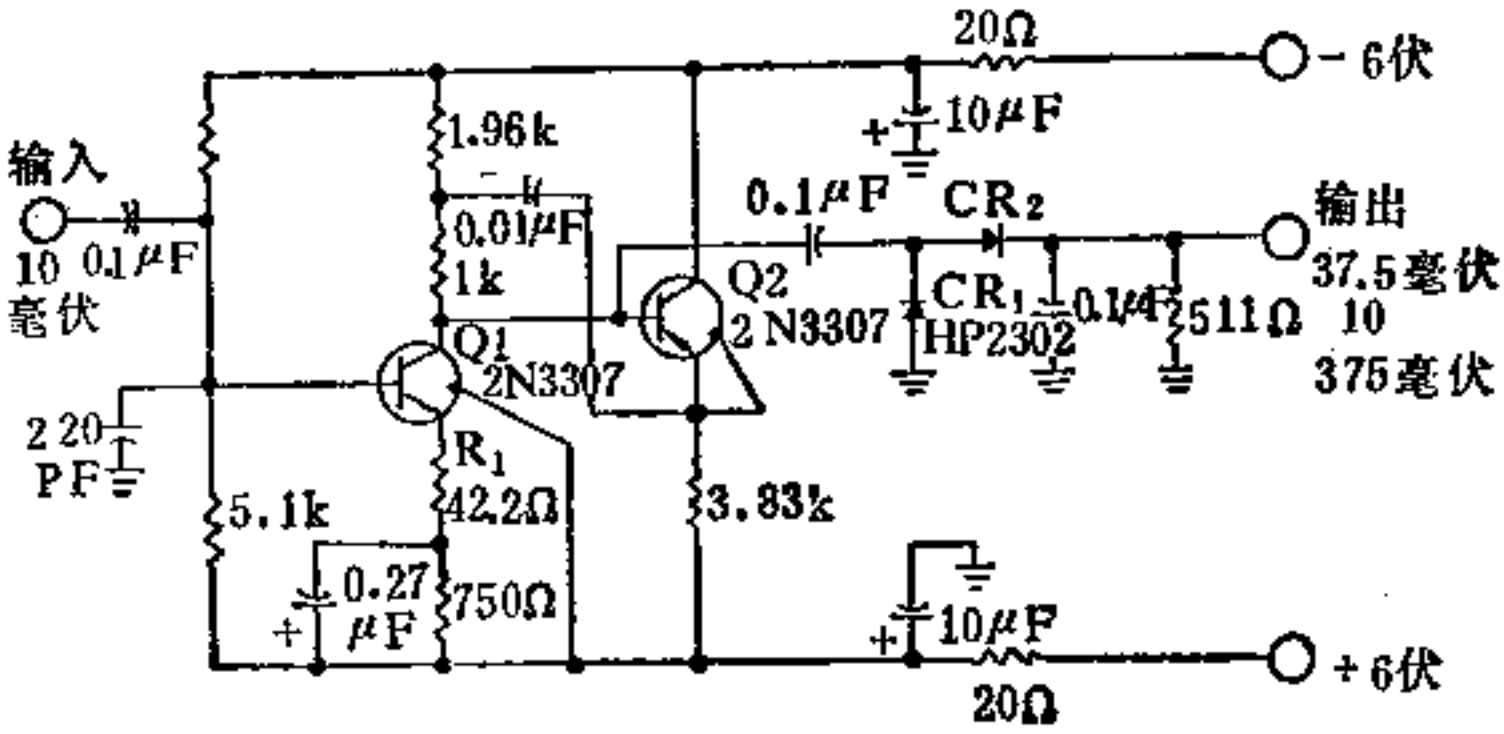


图 6.10　平均噪声监测器电路图

当用正弦波 驱动 电路时，电路的标称增益是 3.75。对于试验目的用正弦波是方便的，但是，实验的平均噪声将依赖于仪器的噪声分布和仪器的滤波特性，对此需要事先作好标定。

§6.3　其他参量的标定

6.3.1　温度影响的标定

任何探测系统（包括探测器及其电子学系统）都是处于一定的温度范围内才能保持其正常工作状态。空间探测器在运行过程中可能遇到较大的温度变化，尽管对飞行器内的设备提供了必要的温度控制，保证了温度变化范围，但是，对空间探测器的温度标定仍是必要的。一方面监测仪器工作是

否正常，另一方面是为取得的资料提供修正的依据。

首先必须在地面上对所作的仪器进行高温、低温环境模拟实验，对不合格的仪器必须改进或淘汰。对于在允许的温度变化范围内，仪器能正常工作时，应作出标定曲线，作为今后资料修正的依据。仪器在飞行过程中必须知道它所处的温度环境，特别是对那些温度变化敏感的部件（如半导体探测器）应有温度监测，并根据地面测得的标定曲线判断所取资料的可靠程度。

6.3.2 压强影响的标定

这里是指气体探测器内压强的标定。对于气体探测器，内充气体压强是否保持不变，是关系到探测器的性能和记录资料可靠程度的关键，因此，监测探测器内的压强变化是必要的。对于已制造好的气体探测器，在恒定源的照射下，其计数率与充气压强有一定的关系。例如，电离室中当气体压强不太高时，计数率与气体压强成线性关系，当压强较高时，计数率增加缓慢，其后电离-压强曲线开始下垂。当气体压强不变时，在恒定源照射下，其计数率是不变的，因此，电离-压强曲线是检验电离室是否漏气的重要手段。

仪器在空中运行时，也可以携带标定源，按时标定探测器的计数率是否有明显的变化。因为标定源强是基本不变的，每次标定的测试条件相同，那末，可以从标定计数率的变化来判断探测器是否漏气，以及漏气的程度，从而确定记录资料的可靠性和需要修正的程度。

参考文献

[1] Hoffmam, R. A., Standardization of Ionization Chambers, *Tech. Rept. CR-27*, Cosmic Ray Program, School of Physics, University of Minnesota, Minneapolis, 1964。

〔2〕 Masley, A. J. et al., Analysis of Balloon Observations During The April 1960 Solar Cosmic Ray Events, *J. Geophys. Res.*, 67 (1962), No.9, 3243。
〔3〕 韦瑞干等，一个星载闪烁计数器几个参量的确定，全国空间物理学术会议文集（1979），p 156页，科学出版社，1982。
〔4〕 电离辐射半导体探测器测试方法，国际电工委员会推荐标准，IEC出版物 333，第1版，11页，1970。
〔5〕 阪井英次，半导体γ射线探测器，核物理仪器（译文集）80页，原子能出版社，1977。
〔6〕 Lanzerrotti, L. J., Calibration of A Semiconductor Detector Telescope for Space Experiments, *Nucl. Instr. and Meth.*, 61 (1968), 99。
〔7〕 王作桂，空间半导体质子探测器的能阈计算和校准，全国空间物理学术会议文集（1979），170页，科学出版社，1982。
〔8〕 Peletier, D. P., In Flight calibration Systems for Particle Detector Experiments, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Ns-17 (1970), No.1, 110。
〔9〕 Trainor, J. H. et al., A Solid State Detector Experiment for Electron Measurements, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-15 (1968), No.3, 562。
〔10〕 Chupp, E. L. et al., On Board Calibration System for γ-Ray Spectrometers in Space Satellites, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Ns-16 (1969), No.1, 309。

第七章　宇宙线地面观测仪器

本章主要介绍记录宇宙线强度变化的地面仪器。宇宙线强度存在各种不同的时间变化，特别是较长周期（长达数年之久）的变化，因此，需要在地面进行长期连续地记录，寻找各种周期和非周期的变化，以及查明各类时间变化的特征。这些变化的研究，对于了解太阳和行星际的调制过程是十分重要的。由于宇宙线强度变化的幅度很小，有的变化仅为万分之几，为了发现这种变化，并保证有较大的统计精确度，所以，使用的探测器必须具有较大的有效计数面积和较高的灵敏度。

自国际地球物理年（IGY，1957—1958）以来，在世界上已建立了全球宇宙线地面观测网，观测站分布于不同的地磁纬度和经度，其中还包括南、北两极和赤道附近的观测站。特别是在国际宁静太阳年（IQSY，1964—1965)之后，由于超中子堆观测仪器的推广，使地面宇宙线的观测又大大地推进了一步。到目前为止，全球的宇宙线地面观测站已有一百多个，其主要观测仪器是国际地球物理年推荐的康普顿型(Compton）补偿电离室、μ介子望远镜和辛普生（Simpson）中子堆，以及国际宁静太阳年期间推荐的超中子堆和大型闪烁计数器望远镜，现分别概述如下。

§7.1 补偿电离室

补偿电离室是Compton等人[1]在三十年代设计和制造

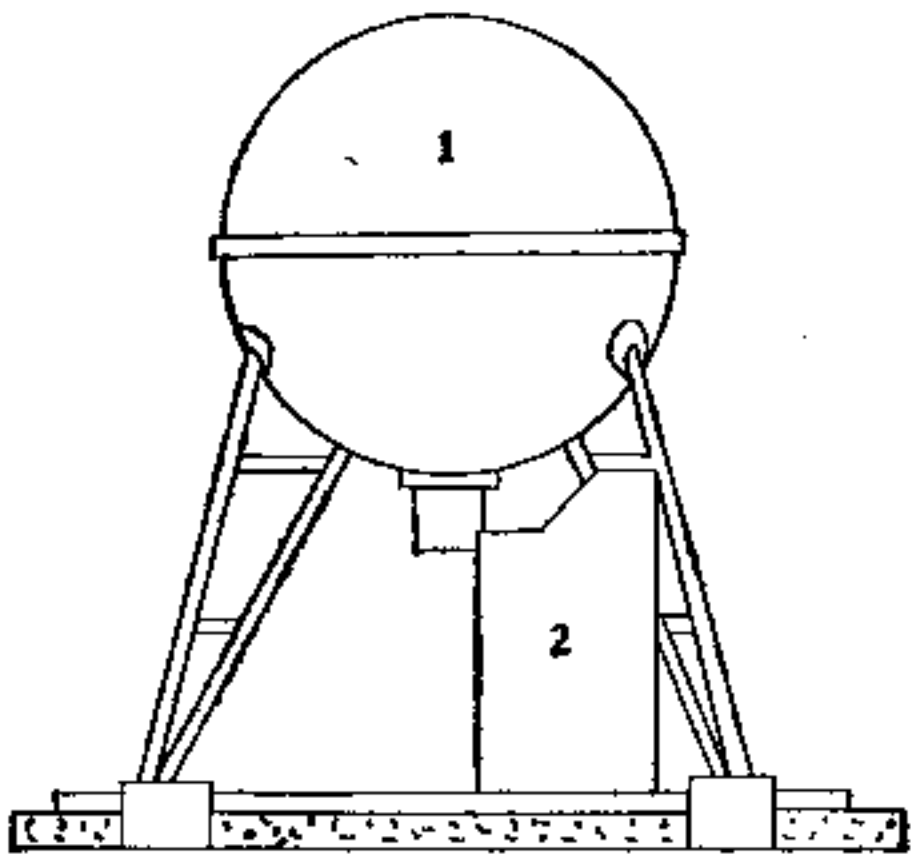
的，其原理与普通球型积分电离室类似，而其主要特点是采用放射源来补偿宇宙线产生的电离电流，使所测量的宇宙线强度变化偏离某一平均值，从而能精确地测量宇宙线强度的相对变化。

7.1.1 电离室的结构

补偿电离室的结构主要由以下几个部分组成（参看图 7.1 a,b）[2-4]。

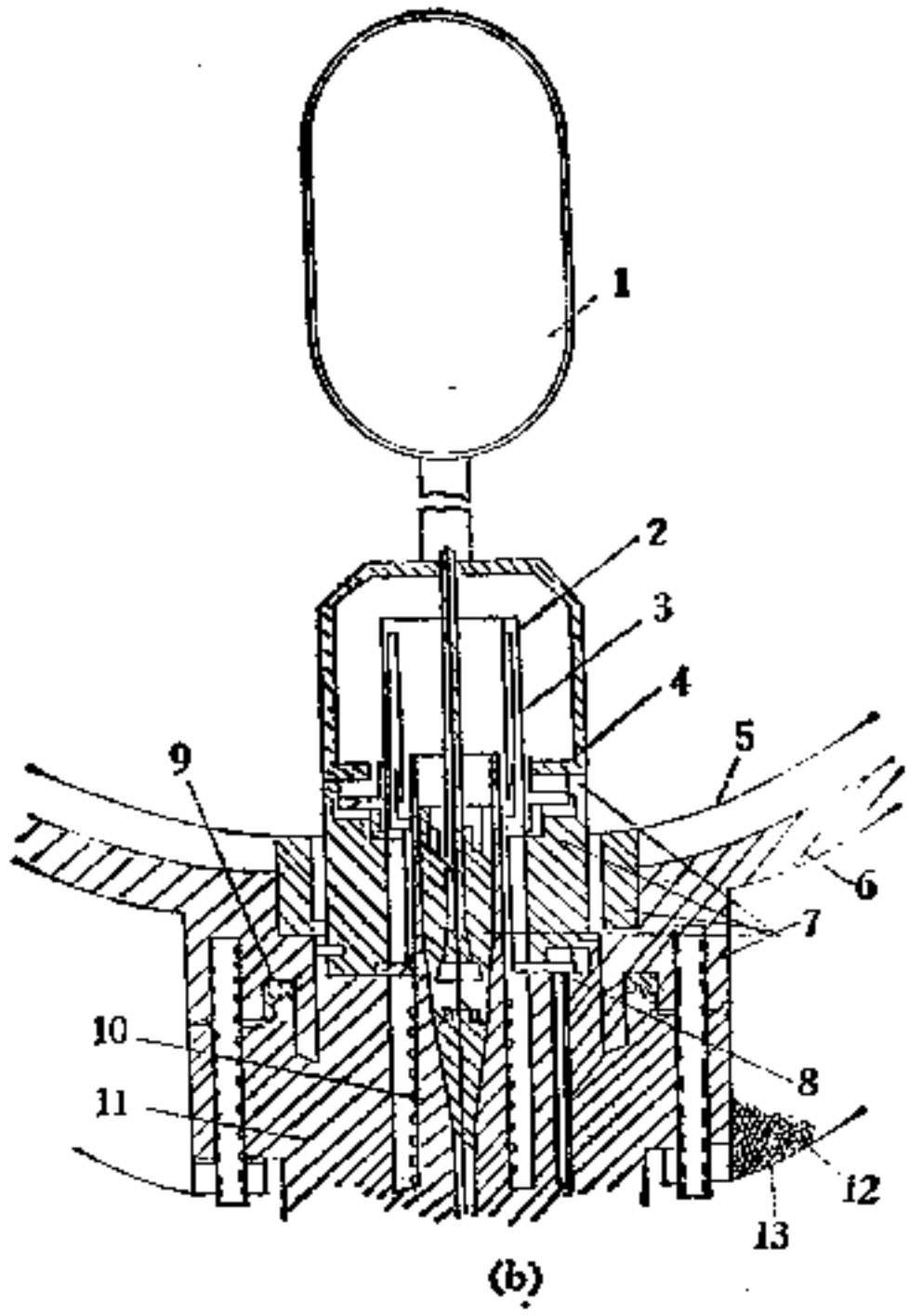
a. 大体积的薄壁钢球是主室的电极之一，其体积从数十立升到数百立升不等。北京宇宙线观测站现有电离室的体积为 950 立升，是目前世界上最大的电离室之一。室内充有高纯度、高压强的氩气，其压强一般为 10 至数十个大气压，北京站的电离室充有 10 个大气压的氩气。

b. 补偿室由两个钢制的同轴圆柱形薄壁细颈管组成，其上端密接，它是补偿室的电极之一。补偿室内装有 β 放射



(a)

图 7.1 a 电离室外形图
1. 电离室，2. 操纵台



(b)

图 7.1 b　电离室结构示意图

1．中心收集极，2．β制备，3．圆柱形细颈管，4．补偿室，5．薄壁钢球，6．高压室钢外壳，7．绝缘体，8．微动螺旋，9．密封装置　10．微动螺旋弹簧，11．室的头部，12．铅丸，13．外围半钢球

源，利用微动螺旋装置可以移动源的上下位置，以调节补偿室电离电流的大小，使其与主室正常电离条件下的电流达到平衡。主室和补偿室相通，有相同的氩气作为补偿室的电离气体。

c．中心收集极是主室和补偿室的共用电极，由它输出补偿后的电离电流。

d．林德曼型静电计与中心收集极相连接，它记录补偿后

的电离电流。

e. 主室的高压钢外壳，它一方面是为了承受所充气体的高压，另一方面是为了承受屏蔽层的铅丸重量，因此，它有比较厚的钢壁。

f. 外壳及铅屏蔽层，为了屏蔽局部放射性沾污和吸收宇宙线的软成分，采用 17.3 厘米厚的铅丸层作屏蔽，其等效铅层厚度为 10.7 厘米。如果把钢球外壳的屏蔽估计在内，总等效铅层屏蔽厚为 12 厘米。外壳是两个半钢球合成的，它起保护和固定铅丸的作用。

g. 电源，包括电离室各电极、静电计各象限所需的电源电压，通常由干电池组提供。

h. 照相记录系统，静电计指针移动的位置经过放大投影到连续运动的照相纸上，照相纸由同步马达带动，电钟和控制系统在纸带上给出时标信号。

i. 控制系统，它包括控制接地继电器，灵敏度继电器，以及控制照明设备等。

7.1.2 工作原理

如果在电离室中对主室和补偿室电极加上相反极性的高压，而中心收集极为主室和补偿的公共电极，当宇宙线粒子进入主室时，使室内氩气电离，产生电离电流；而补偿室主要是通过特制的 β 放射源放出的β射线对氩气电离，产生补偿电离电流。由于公共电极上积累不同符号的离子，所以主室电离电流与补偿室的电离电流相互补偿。宇宙线在主室中产生电离，β 源放出的 β 射线在补偿室中产生电离，β 射线能自由地穿过体积不大的补偿室，最后被阻止在补偿室的铜壁中（厚约 3 毫米），而不能进入主室，故补偿室的电离主要是由放射源产生的。由于补偿室的体积很小，宇宙线在其中产生的电

离可以忽略不计。β源进入补偿室的位置可以通过微动螺旋的移动来实现，因此，补偿电离电流的大小可以由调整β源的上下位置而改变。

如果选在太阳活动和地磁场都比较平静的日期，调整β源的位置，使补偿室的电流等于主室中的电流，那末与中心电极相连的高灵敏度静电计的指针就不会出现偏转，或者说指针处于零的位置，把此时主室中产生电离电流的宇宙线强度称为平均宇宙线强度。当宇宙线强度发生变化时，静电计的指针就会偏离零点位置，在零点左右移动，仪器记录的乃是偏离平均值的宇宙线强度变化。通过时间控制系统使静电计的弦线（指针）在一定时间间隔内（例如一小时）自动接地一次，则记录的是单位时间内的宇宙线强度变化。

7.1.3 电离气体

通常电离室中所充电离气体是按以下原则选择的，即气体与室壁不起化学作用，气体的电离电位小，电离比值高，产生的电离电流大，不易产生负离子，温度效应小，容易获得等。在常用的气体中氩气（Ar）是比较理想的电离气体，为了便于比较，表7.1—7.3分别给出了几种常用气体的电

表 7.1 几种常用气体的电离电位

气 体	H_2	He	N_2	O_2	Ne	Ar	Kr	Xe	BF_3	空气
电离电位(电子伏)	33.0	27.8	35.0	32.3	27.4	25.4	22.8	20.8	33.8	32.4

表 7.2 不同气体对宇宙线的电离比值

气 体	H_2	He	Ar	CH_4	Ne	BF_3	C_2H_5OH	空气
电离比值	6	5.9	29.4	16	12	44	33	21

离电位、电离比值和同样条件下的电离电流的大小。

从上表可以看出，虽然 Kr 和 Xe 的电离电位比 Ar 低，但 Ar 比它们更容易获得。BF_3 和 C_2H_5OH 气体的电离比值要比 Ar 高，但 BF_3 气体只适合于测量中子，而 C_2H_5OH 气体很不稳定，其电离-压强关系也远不及氩气好。

表 7.3 是在一定强度的 γ 辐射下各种气体产生的电离电流。可以看出，除 Kr 和 Xe 气外，氩气的电离电流要比一般气体的电离电流大，虽然二氧化碳与氩气的电离电流差不多，但是，二氧化碳的稳定性、温度效应以及电离-压强曲线都没有氩气的性能好。

表 7.3 在 γ 辐射下各种气体的电离电流

气体	H_2	He	Ne	Ar	Kr	Xe	O_2	CO_2	空气
电离电流	0.89	1.00	4.25	8.51	19.4	31.9	5.82	8.70	5.08

在标准状况下，氩气的电离比值是空气的1.6倍，纯氩气在 50 个大气压下的电离可以是标准状况下空气电离的 67 倍，这样高的电离大大减小了扰动影响的程度。电离气体随着压强增高，其电离也增加，图 7.2 是氩气、氮气和空气的电离-压强曲线[5]，可以清楚地看出电离与所充气体压强的关系。

由 7.2 图可以得出以下结论：　纯氩气的电离-压强曲线近于直线，即随着压强增加，电离线性增加，所以，通常都在电离室中充以高压强的氩气，以便获得足够大的电离电流。氩气的电离-压强曲线比氮气和空气更接近于直线，这表明在一定辐射强度和压强下，在氩气中产生的电离饱和程度比空气和氮气中的高；　氩气的电离-压强曲线比空气和

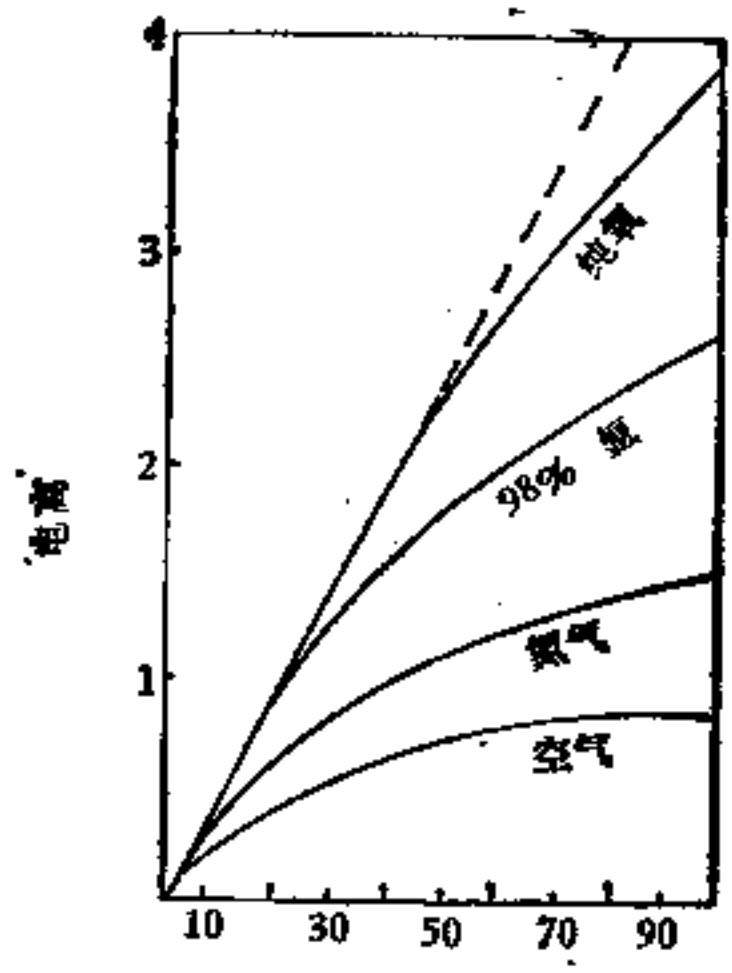


图 7.2 气体电离与压强的关系（在相同条件下）

氮气的都陡，这说明在高压强下电离室中采用氩气比空气和氮气有更高的灵敏度，氩气大约要比氮气灵敏两倍；氩气愈纯，电离-压强曲线愈陡，产生的电离愈大，所以，氩气愈纯愈好，一般要求纯度在 99.98%以上；在纯氩气中离子的复合几率很小，因此，它的温度效应很小；气体压强愈高，由室壁 α 粒子所引起的剩余电流就愈小。因为宇宙线产生的电流在整个时间内都是随气体压强的增加而上升，而剩余电流除了在很小压强时之外，它是随着室中气体压强的增加而减小，因为 α 粒子的射程随压强增加而缩短。

7.1.4 补偿电离室的特点

补偿电离室与一般积分电离室相比有如下一些特点：

a. 补偿电离室对小电离电流的变化十分灵敏。因为补偿

电离室是采用相差电流测量法，静电计具有高灵敏度，只要宇宙线强度稍有变化，那末主室中的电离电流就与补偿室中 β 射线产生的电离电流失去平衡，其差值立即由静电计弦线移动的位置指示出来。

b．电离室对于压强和温度起伏有补偿作用。一般情况下，随着压强增加，电离比值增加（大致与压强成正比）。随着温度的增加，离子复合有一定的减少，于是导致电离电流的增加。因为不论在主室和补偿室，由于压强引起的变化，以及温度变化引起的离子复合条件的改变都是一样的，所以，对于补偿电离室完全能够补偿由于气体压强和温度变化所引起的任何电离变化。只有主室中的 α 粒子产生的剩余电流不能被补偿，然而，当气体压强很高时，主室中 α 粒子的作用就十分小了，这就是室中充以高压强气体的原因之一。同样，β 粒子径迹在补偿室气体中的中断，也会破坏这种平衡。为了使平衡不被破坏，在放射源的周围包以 0.2 毫米厚的铅箔，用它来吸收 α 粒子和软 β 粒子。能够穿过这层屏蔽的 β 粒子在 50 个大气压的氩气中，其自由路程约为 6 厘米，所以，β 粒子能自由穿过体积不大的补偿室，而不至于中断在气体中，最终它们停留在补偿室的铜壁中。

c．电离室对电压的波动有补偿作用。如果主室和补偿室在所加电压下以相同的饱和程度工作，而且两个室的电容和电位器两臂的电阻（参看图 7.3）满足如下关系

$$R_a C_a = R_b C_b \qquad (7-1)$$

那末，能够完全消除由于电离室所加电压的波动而在电极上产生的感应电荷。式中 C_a 和 C_b 是主室和补偿室的电容，R_a 和 R_b 是相应的电位计二臂上的电阻值。

d．为了得到较高的统计精确度，电离室必须有大的体积。通常主室的体积为数立升至数百立升，目前最大的电离

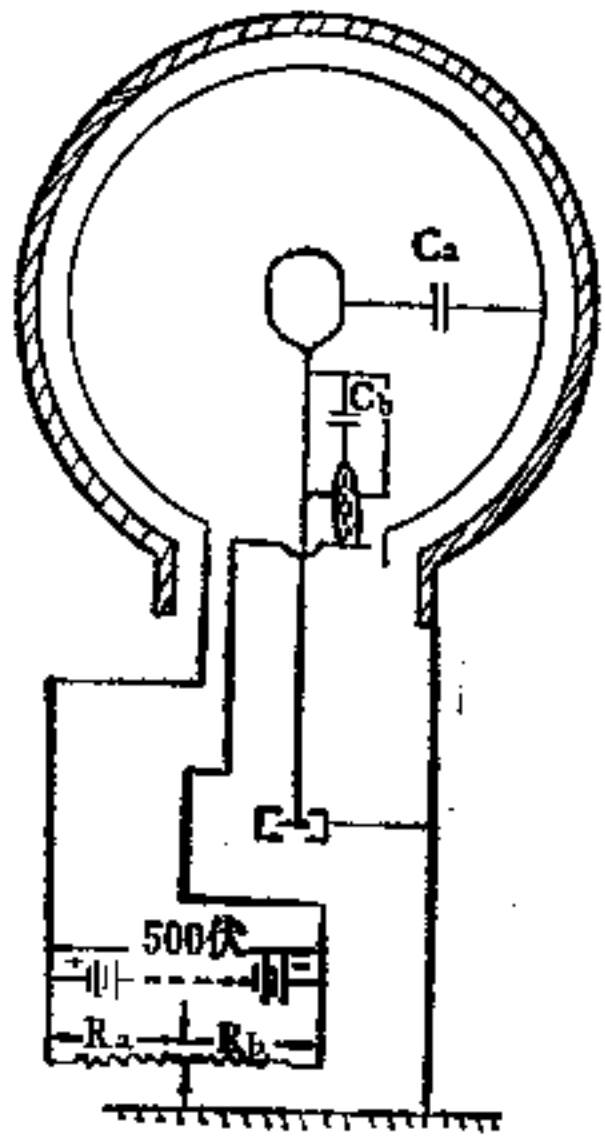


图 7.3　补尝感应电荷的等效电路

室体积为 950 立升。室内充有数十个大气压的高纯度氩气，对地面观测站，电离室使用的最大压强为 50 个大气压。

7.1.5　剩余电离和仪器的标定

所谓剩余电离电流是指电离室在没有遭受宇宙线或其他粒子辐射的照射时，主室中仍然存在的微弱电离。其来源是：1）放射源的γ射线没有完全被补偿室的壁所吸收，它们穿入了主室，并产生了不大的恒定电离（它与气体压强近似正比关系），大约占剩余电流的 90%。2）剩余电流的 10%主要来自金属壁的放射性污染，如室壁的α粒子等。

剩余电流和宇宙线产生的绝对电离电流的测量采用如下方法：首先，在两个室的电极上加相同极性的电压，则电离

电流 $J_1=J_a+J_b$。然后加相反极性的电压，则电离电流 $J_2=J_a-J_b$，其中 J_a 和 J_b 分别代表主室和补偿室中的电离电流。因此有

$$\left.\begin{aligned} J_a&=\frac{1}{2}\ (J_1+J_2)\\ J_b&=\frac{1}{2}\ (J_1-J_2)\end{aligned}\right\} \qquad (7-2)$$

主室中的电流 J_a 是由宇宙线产生的电流 J_0 和剩余电流 J 的和，即

$$J_a=J_0+J_c \qquad (7-3)$$

为了确定剩余电流 J_c，把仪器置于很深的矿井中（约100米等效水深），在这里宇宙线的强度是非常小的（约为地面宇宙线强度的千分之几）。实验所得结果是 J_a 和 J_b 与 β 放射源的位置关系曲线，如图7.4所示[2,4]。β 源的位置由微动螺旋的刻度确定，在地面上，仪器正常工作时有它的确定位置。在深井中，$J_0\simeq 0$，则 $J_a\simeq J_c$，从关系曲线即可找到 J_0，知道了 J_0 和 J_c 就可以对仪器进行刻度和标定。不同的仪器其剩余电流是不一样的，对ACK-1型（北京站现有的电离室）大约为 2.6×10^6 离子对/秒。剩余电流的大小约为宇宙线产生的电流大小的10—25%。当调整仪器时，一般假定剩余电流是常数，在零点校正时是不变的，因此，在记录宇宙线时，它不引起误差。但是，在长期连续工作中，实际上剩余电流是在缓慢变化的，因为它将随放射性沾污的衰变而减小。

7.1.6 仪器的统计精确度

电离室的测量精度主要取决于，在观测时间 t 内通过电

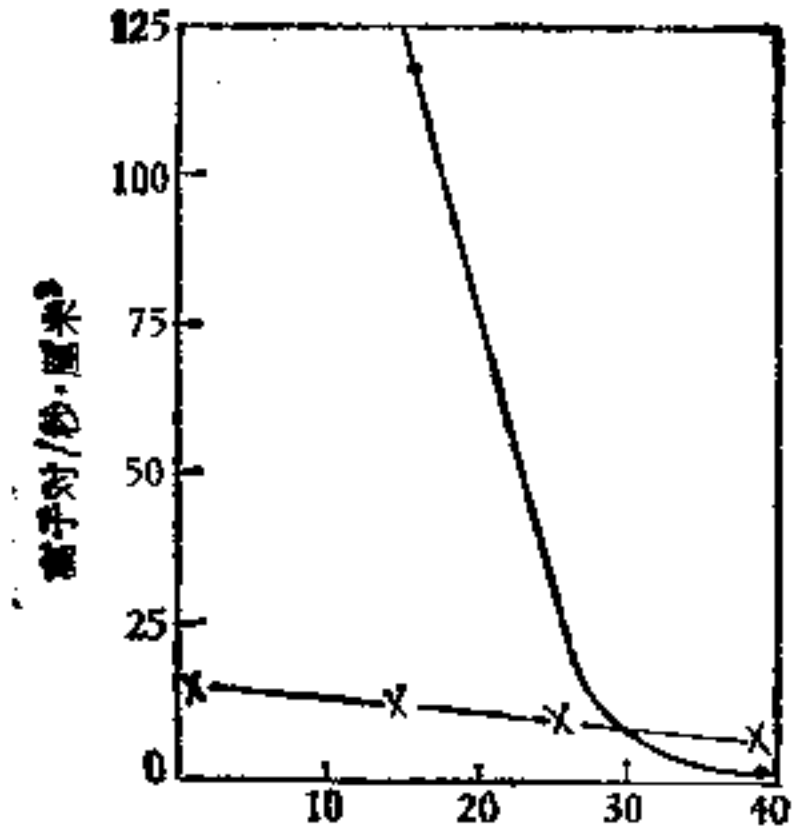


图 7.4　电离室电离电流的校验曲线

离室的宇宙线粒子流的统计涨落。如果认为宇宙线粒子流满足泊松分布，那末绝对误差是$\sqrt{\overline{Nt}}$，相对误差是$1/\sqrt{\overline{Nt}}$，其中N是在单位时间内进入电离室的粒子数，它可以根据电离电流J_0求得。假设N_0为单位体积的粒子数，则

$$J_0=N_0\frac{4}{3t}RjP \qquad \text{离子对/秒·厘米}^3 \qquad (7-4)$$

式中R是电离室的半径，j是760 mmHg压强下在氩气中的电离比值，P是充气压强，对于整个体积而言

$$N=\frac{3}{4}t\cdot\frac{J_0}{RjP}\times\frac{4}{3}\pi R^3=\frac{J_0t}{jP}\pi R^2 \qquad (7-5)$$

7.1.7　方向图

方向图$N(\theta)$是电离室的基本特性之一，它反映电离室记

录的粒子强度与天顶角 θ 的关系。方向图的详细推导见第 6 节。由于电离室是球对称形式，计算方向图就非常简单，其结果是

$$N(\theta)d\theta=2\pi SI_0\cos^2\theta\sin\theta d\theta \qquad (7-6)$$

式中 S 为电离室的大圆面积，I_0 为垂直方向的强度。图 7.5 表示电离室的方向图，即N（θ）与θ角的关系，从图中可以清楚地看到，它的最大值出现在 35°。

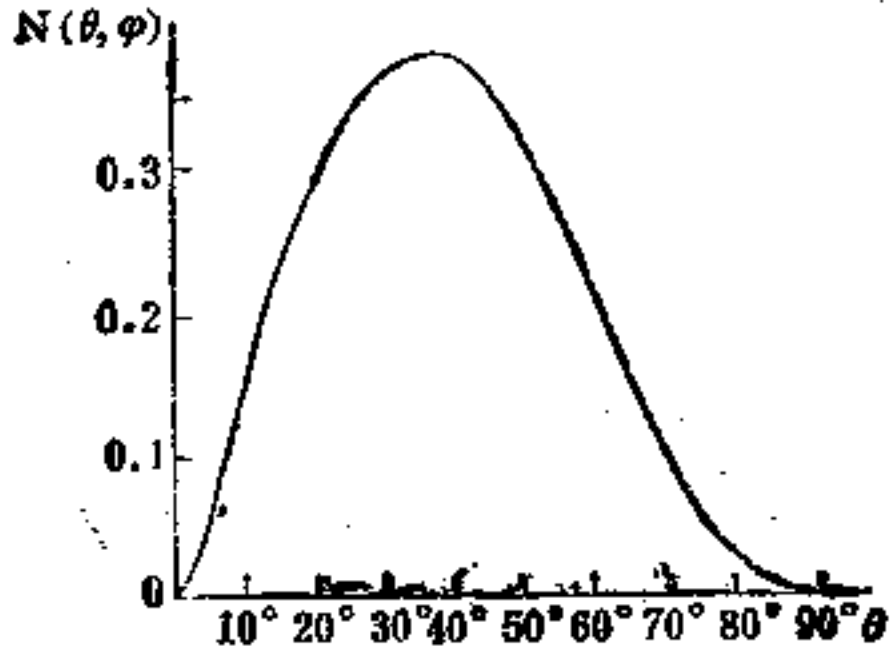


图 7.5　电离室的方向图

§ 7.2　计数管望远镜

7.2.1　望远镜的原理和结构

所谓计数管望远镜是由许多G-M 计数管组成 的，把一些 G-M 计数管分作平行的二组或三组，每组 相隔一定的距离，每组的计数管相互连接，并配合相应的符合（或反符合）电路。符合电路只记录同时通过二组或三组计数管的宇宙线粒子，即记录某一确定的小立体角内的粒子。因此，它能够研究宇宙线强度变化与粒子入射方向的关系，即该仪器能够测

量宇宙线的方向强度。为了记录宇宙线的硬成分（μ介子），在计数管组之间加有铅屏蔽层（10厘米厚），用它来吸收软成分。由于望远镜是由许多计数管组成，增大了有效接收面积，使仪器的统计精度大大提高。由于采用了符合装置，这就排除了局部放射性粒子的干扰，仪器所记录的只是来自空间的宇宙射线。此外，由于计数管望远镜有上述特点，它也适合于地下（或水下）记录宇宙线的强度变化。

用于连续记录宇宙线变化的计数管望远镜有各种不同的结构，国际地球物理年推荐的望远镜是标准的立方体望远镜（在海平面记录），而在较深的地下记录多用半立方体望远镜，并利用三重符合装置，以减少粒子的偶然符合[2]。

立方体望远镜的结构如图 7.6 所示[6,7]，望远镜由三列

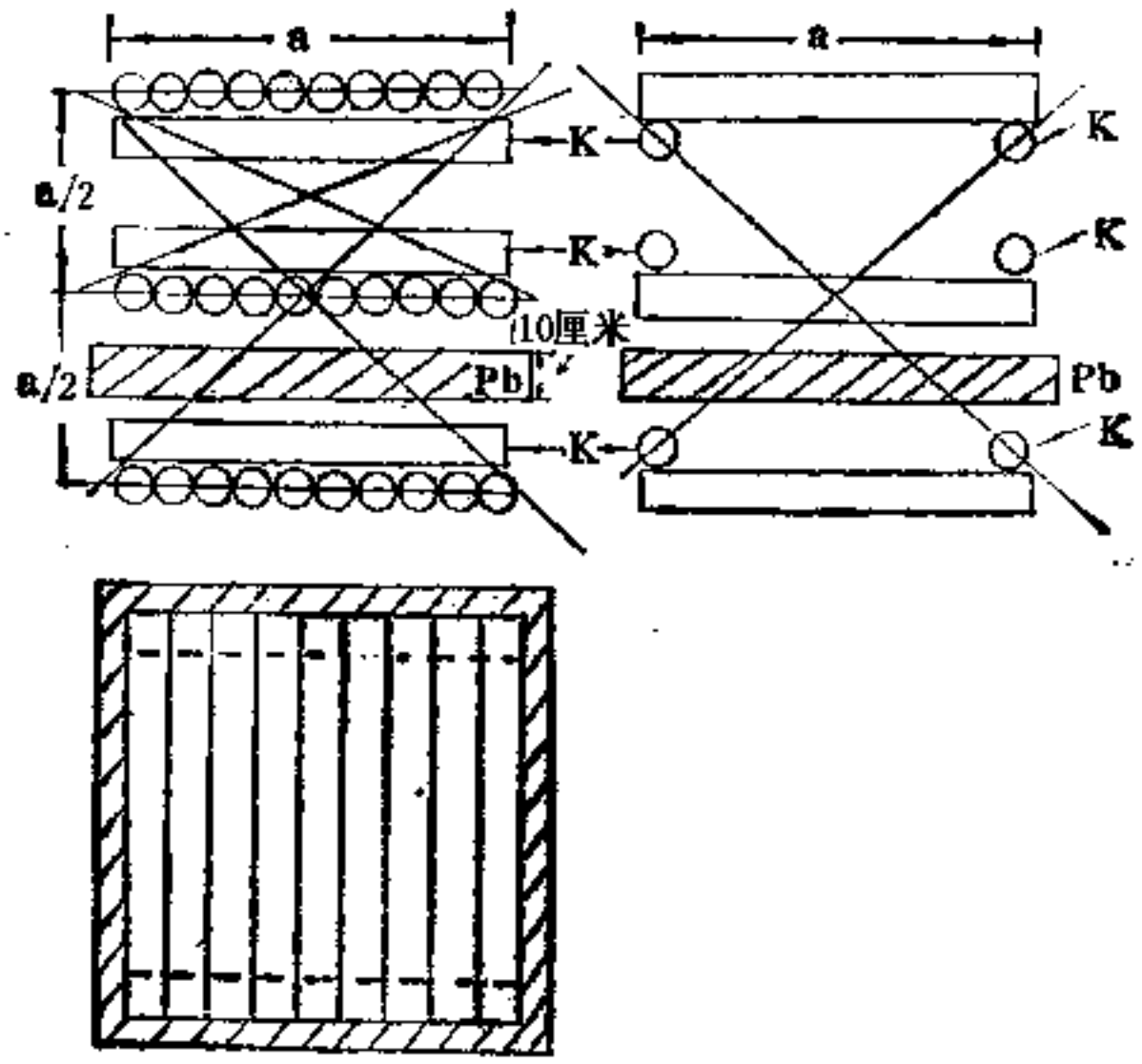


图 7.6　立方体望远镜
K–减少末端效应的计数管

G-M 计数管组成，第二列（中间一列）的配置要使它和上下两列的距离相等，这样，除记录立方体的三重符合外，还可以记录半立方体望远镜的两重符合。对于第一列和第二列接成的符合线路（简称$N_{1,2}$，其余类推）记录总成分，而第二、三列符合记录半立方体望远镜的硬成分$N_{2,3}$。两种符合的差$N_{1,2}-N_{2,3}$给出半立方体望远镜的软成分。此外，还分别记录第一、三列符合和通过每列计数管的粒子数。第二、三列符合和第一、三列符合之差，即$N_{2,3}-N_{1,3}$给出与垂直方向成较大角度进入的硬成分（也叫倾斜成分）。在宇宙线地面观测站都是使用两架或三架相同的望远镜同时进行记录，通过比较两架或三架仪器所记录的数据，可以检查仪器工作的可靠性，并及时发现问题。

用于连续记录宇宙线强度变化的望远镜还有交叉望远镜，如图 7.7 所示。这种仪器能够同时记录从同一天顶角和相反方位角进来的粒子，对垂直方向入射的宇宙线粒子也能记录，因此用它可以比较几个方向的强度变化。

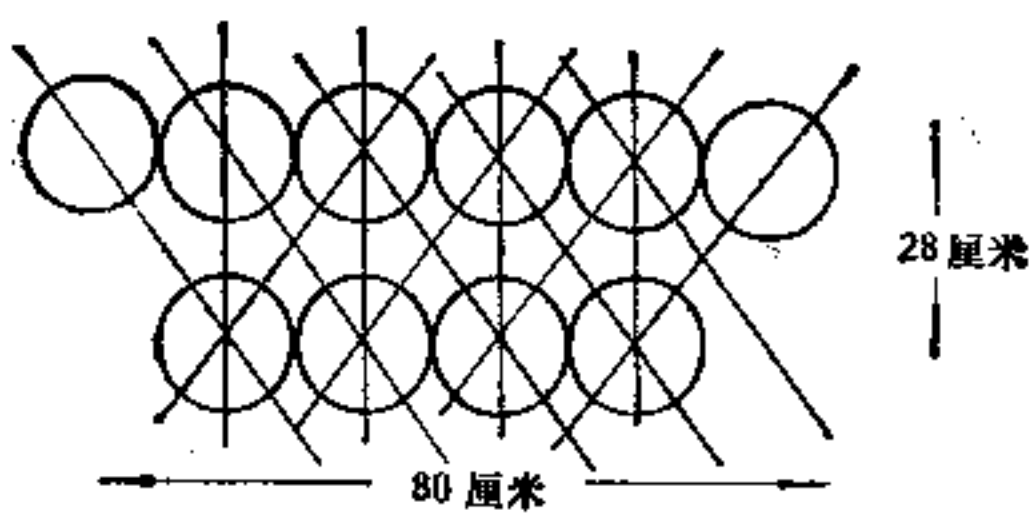


图 7.7　交叉望远镜示意图

此外，日本在国际地球物理年期间设计了所谓标准的万能立方体望远镜[8]，它由两架相同的仪器组成，每架仪器是

由两个立方体望远镜构成。这样的仪器具有较大的精度，允许记录垂直方向和四个不同方向（如南、北、东、西）的宇宙线硬成分和总电离成分，总成分与硬成分之差给出软成分。它同上述立方体望远镜一样，利用一系列计数管的二路和三路符合来选择入射粒子的方向，以研究宇宙线强度的方向变化。

7.2.2 计数管

在计数管望远镜中使用的是大体积的 G-M 计数管（长度从 0.5-1.5 米，直径从 3 — 8 厘米），其目的是为了提高连续记录资料的统计精度。对计数管要求有好的坪长、小的斜率、长的工作寿命。一般都是采用自猝灭计数管，因为它有较好的特性，但它的工作寿命较短，因此，在它的输出端常加猝灭电路，用以缩短计数管的死时间，延长计数管的工作寿命。所谓猝灭电路就是反转电路，当计数管有脉冲输出时，利用该电路迅速改变中心丝上的负电位（对外圆柱而言），从而导致计数管放电停止（$\sim 3 \times 10^{-5}$ 秒，甚至比自猝灭计数管的死时间还小得多），达到缩短计数管的死时间和延长工作寿命的目的。

计数管出现坪斜的主要原因是猝灭不完全。当入射粒子在计数管中产生脉冲后，又出现了一个或几个假脉冲讯号，这是由于工作电压增高后，酒精离子从阴极打出电子，以及氩离子不与酒精分子碰撞，而到达阴极后打出电子的几率增大。此外，计数管存在末端效应。当电压改变时，计数管的有效面积改变，在圆柱体末端附近，电场发生严重畸变，以致使某些地方的强度小于盖革区，因而电离粒子经过这些地方时，自激放电并不发生；当增加电压时，不灵敏的区域减小，计数管的有效面积增加，从而导致真脉冲数的增加。当电

压改变 100 伏时，末端效应约为 3 — 5 %[9]。

加在计数管上的电压和温度的起伏，其结果也转变为末端效应。当计数管上的工作电压改变时，假的脉冲不能使符合数有任何明显的改变。如果计数管的坪斜每 100 伏小于 10%，则电压改变 100 伏时，对两重符合其坪斜≤ 1 %，对三重符合其坪斜≤ 0.1%。如果计数管的坪斜每 100 伏≤ 3 %，那末，所引起的数字改变将显著地减小，甚至在两重符合时，由于假脉冲引起的变化将≤0.1%。图 7.8 给出了计数管符合计数率与电压的依赖关系，当电压增加 100 伏时，符合计数率增加 (4 ±0.5)%。由此可见，这种增加决定于当工作电压增高时，计数管有效面积的增加。

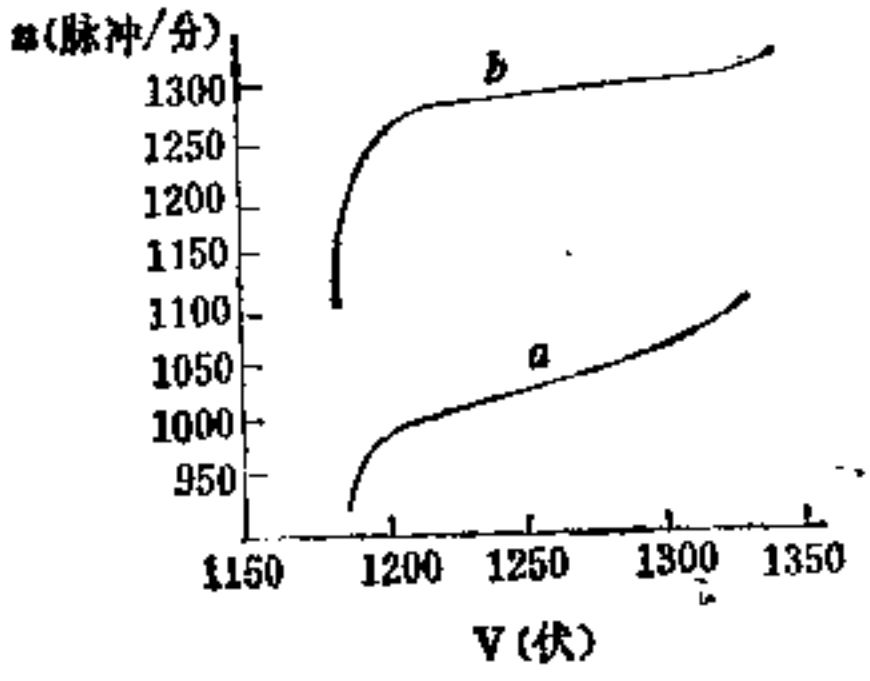


图 7.8 双重符合数与加在计数管上电压的关系
a. 没有消除末端效应
b. 消除了末端效应

温度改变时也应该观察到同样的变化。假如温度有某些增加，由于气体分子杂乱运动的平均速度增加，使电子自由路程相应减小。为了使电子仍具有足以产生碰撞电离所必须的能量，需要稍微增加计数管上的电压，这相当于特性曲线

向右移动一个距离。实验指出，当温度增加 1 ℃时，计数管特性曲线向右移动 1 —1.5 伏，即等效于工作电压 的减小。这就使得当温度增加 1 ℃时，符合计数减少(0.04—0.06)%。

如果要研究宇宙线强度的精细变化，那末，上述电压和温度起伏的影响是重要的。例如，要研究振幅为万分之几的变化，必须要求假变化的振幅最大不应 超过 0.01%。这就要求高压稳定度在 ±0.2 之 间，温度 变 化 在 ±1.1℃ 之 间。

如果消除了末端效应，那末，上述的严格要求可以大为降低。消除末端效应的办法是：①利用交叉组成的四重符合望远镜，这样，计数管边缘效应一般从工作 中 就 被 消除掉了。这时，当望远镜上面的电压改变时，没有观测到符合数的改变（在 100 伏时精确到 ± 1 %）。②在每排计数管的周围用几个计数管屏蔽边缘（参看图 7.6），并采 用符合或反符合方式，将有效地消除末端效应（图7.8 中曲线 b 所示）。③改进计数管制造的工艺技术，也能够消除末端效应。

7.2.3 电子学系统

计数管望远镜的电子学系统比较简单，易于实现。由于计数管输出脉冲幅度很大，不需要高放大倍数的放大器。它的电路主要包括供给计数管的高压电源，猝灭计数管放电的猝灭电路，前置放大器，脉冲成形电路，符合电路（或者有反符合电路），计数电路以及自动记录系统，其原理方块图如图 7.9 所示。

在地下利用望远镜记录宇宙线时，符合电路的分辨时间必须很小，以便使偶然符合计数可以忽略。对于二重符合，偶然符合由 $2\tau N_1^2/N_2$ 决定，对于三重符合则由 $(3\tau^2 N_1^3 + 6\tau N_1 N_2)/N_3$ 决定。其中 τ 是线路的分 辨 时间，N_1 为单道计数，N_2，N_3 相应于二重符合、三重符合的计 数。计算

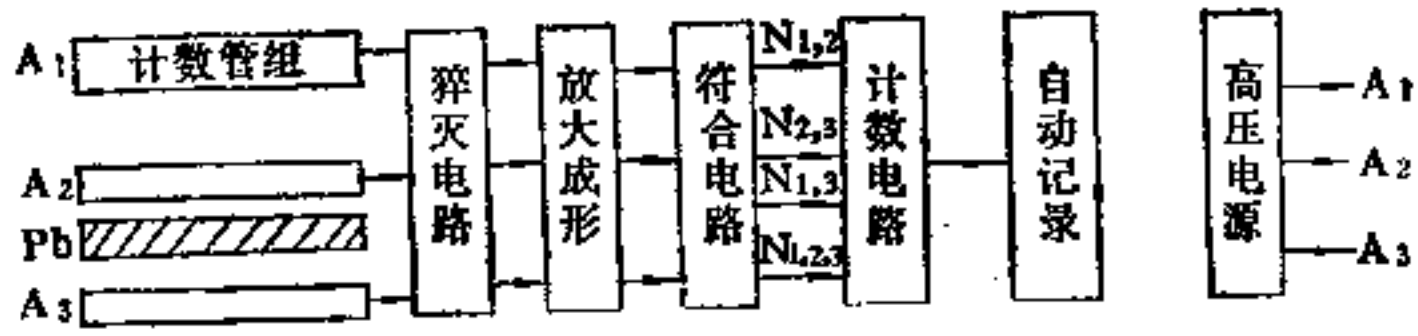


图 7.9　计数管望远镜电路系统方块图

指出，在 60 米等效水深的地下，为了把偶然符合 减小到10^{-3}，只须利用分辨时间 $\tau \leqslant 2 \times 10^{-6}$ 秒的三重符合线路。

7.2.4　方向图

与电离室一样，方向图 $N(\theta)$也是望远镜的 基本特性之一，它表示望远镜记录的粒子强度与天顶角 θ（粒子 运动方向与垂直方向之间的夹角）的关系。对于一给 定 的 仪 器，N（θ）值可以用来研究大气和非大气起源的强度变化，也允许从理论上对这种仪器的气象效应进行计算。

宇宙线强度与天顶角的关系可表示为[2]

$$I\ (\theta) = I_0 \cos^2 \theta \qquad (7-7)$$

式中 I（θ）是单位时间内经过单位面积与垂 直 方 向 成 θ角的单位立体角内的粒子数，I_0 是垂直方 向 的 强度。对于海平面和不高的高度上，宇宙线的硬成分和软成分 都 满足关系式（7－7），随着观测高度的增加，角分布就 变得不那末依赖于方向，在大气顶部就变成各向 同 性了。对 于 地下直到 100 米等效水深，关系式（7－7）也是正 确 的。对于更大的深度，$\cos\theta$ 的幂指数将要增加，当深度大约为 2000 米等效水深时，幂指数将达到 3 。

对于质子、中子和其他核成分的角分布则不相同，这些

粒子比较明显地集中在垂直方向周围。

在单位时间内，在 θ 角方向，$d\theta$，$d\varphi$角范围内，望远镜记录的粒子数等于

$$N(\theta,\varphi)\,d\theta\,d\varphi = I(\theta)\,S_L(\theta,\varphi)\,d\omega \qquad (7-8)$$

式中 $$S_L(\theta,\varphi) = S(\theta,\varphi)\cos\theta \qquad (7-9)$$

它表示在 θ 和 φ 角下，望远镜记录到的垂直入射粒子的面积，$S(\theta,\varphi)$ 是望远镜在角度 θ、φ 下记录粒子的横穿面积。

$$d\omega = \sin\theta\,d\theta\,d\varphi \qquad (7-10)$$

是立体角元。如果求得 $S(\theta,\varphi)$ 的表达式，并求出积分，就可以得到方向图 $N(\theta)$ 的解析表达式，其结果如下（详细推导见第 6 节）[6]：

对于立方体望远镜

$$N(\theta)=\begin{cases} 4a^2I_0\cos^3\theta\sin\theta\left(\dfrac{\pi}{2}-2\operatorname{tg}\theta+\dfrac{1}{2}\operatorname{tg}^2\theta\right), & \text{对}0\leqslant\theta\leqslant45^\circ \\ 4a^2I_0\cos^3\theta\sin\theta\left\{\dfrac{\pi}{2}-2\alpha+2\operatorname{tg}\theta(\sin\alpha-\cos\alpha)\right. & \\ \qquad\left.+\dfrac{1}{2}\operatorname{tg}^2\theta(\cos^2\alpha-\sin^2\alpha)\right. & \\ \qquad\qquad \text{对}45^\circ\leqslant\theta\leqslant\operatorname{arctg}\sqrt{2} & \\ 0 \qquad\qquad \text{对}\theta\geqslant\operatorname{arctg}\sqrt{2} & \end{cases} \qquad (7-11)$$

式中 $$\alpha=\arccos\frac{1}{\operatorname{tg}\theta}$$

对于半立方体望远镜

$$N(\theta)=\begin{cases} 4a^2I_0\cos^3\theta\sin\theta\left(\dfrac{\pi}{2}-\mathrm{tg}\theta+\dfrac{1}{8}\mathrm{tg}^2\theta\right) \\ \qquad\qquad \text{对}\ 0\leqslant\theta\leqslant\mathrm{arctg}2 \\ 4a^2I_0\cos^3\theta\sin\theta\left(\dfrac{\pi}{2}-2\beta+\mathrm{tg}\theta(\sin\beta-\cos\beta)\right. \\ \qquad\qquad \left.+\dfrac{1}{8}\mathrm{tg}^2\theta\ (\cos^2\beta-\sin^2\beta)\right) \\ \qquad\qquad \text{对}\ \mathrm{arctg}2\leqslant\theta\leqslant\mathrm{arctg}2\sqrt{2} \\ 0 \qquad\qquad \text{对}\ \theta\geqslant\mathrm{arctg}\,2\sqrt{2} \end{cases} \tag{7-12}$$

其中$\beta=\arccos\dfrac{2}{\mathrm{tg}\theta}$。式(7-11)和(7-12)的计算结果画在图7.10中，从图中可以看出，对于立方体和半立方体望远镜，粒子的最大计数率出现在19°和24°。而电离室的最大值出现在35°(参看图7.5)。由此可知，电离室记录到的粒子比立方体望远镜有更硬的谱。实验指出，对于电离室观测到的各类变化都要比立方体望远镜观测的小。

7.2.5 统计精确度

对于连续记录宇宙线强度变化的仪器，统计精度是它的重要特性之一。已知道，相对统计误差可以表示为：

$$\sigma=\frac{1}{\sqrt{NT}}\times 100\% \tag{7-13}$$

式中N是单位时间内的计数，T是记录的时间。按照望远镜每个符合道分别在2小时内记录的数N_x大约等于[6]：

$N_{1,2,3}=10^5$　立方体望远镜记录的硬成分，

$N_{2,3}=1.6\times10^5$　半立方体望远镜记录的硬成分，

$N_{1,2}=2.4\times10^5$　半立方体望远镜记录的总成分，

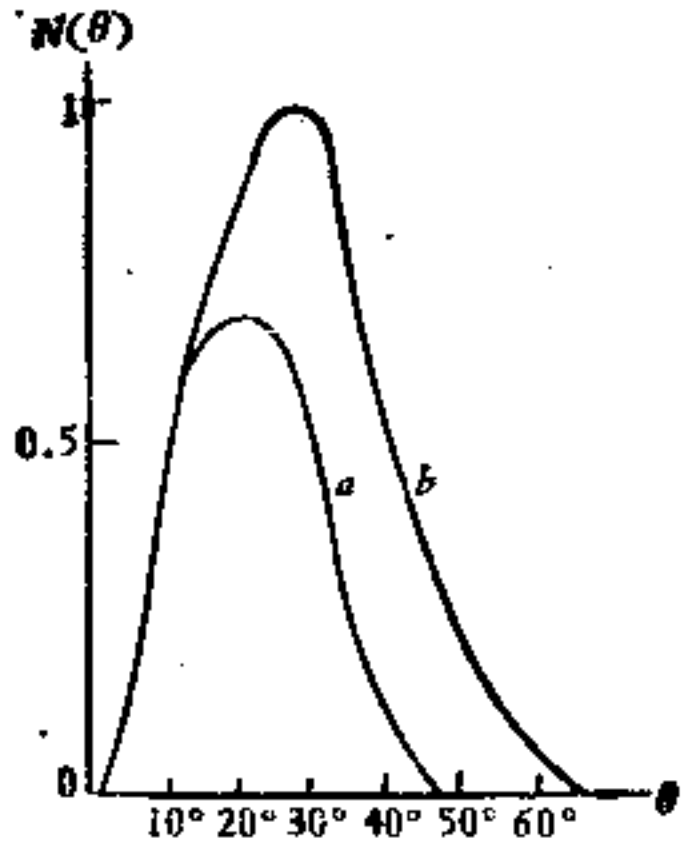


图 7.10　望远镜的方向图
a. 立方体望远镜　　b. 半立方体望远镜

$N_{1,3}=1.05\times10^5$　立方体望远镜记录的硬成分

$N_1=3.0\times10^5$　单道计数。

除了直接记录的成分外，还可以获得导出成分：

$N_M=N_{1,2}-N_{2,3}=0.8\times10^5$　半立方体望远镜记录的软成分，

$N_H=N_{2,3}-N_{1,3}=0.55\times10^5$　倾斜望远镜记录的硬成分。

对于直接记录成分的统计误差可按公式（7-13）计算，对于导出成分的误差由下式计算：

$$\sigma_M=\frac{\sqrt{N_{1,2}+N_{2,3}-2N_{1,2,3}}}{N_{1,2}-N_{2,3}}\times100\% \qquad (7-14)$$

$$\sigma_M=\frac{\sqrt{N_{2,3}+N_{1,3}-2N_{1,2,3}}}{N_{2,3}-N_{1,3}}\times100\% \qquad (7-15)$$

§7.3 中子堆

宇宙线中子是由宇宙线的活性核成分（初级粒子和在大气中形成的各种次级粒子)和空气原子核相互作用而产生的。

由于中子成分具有较大的纬度效应（与初级粒子的纬度效应有相同的数量级，超过μ介子成分纬度效应约几十倍），这表明，大部分的中子是由能量较低的、易受地磁场影响的初级粒子形成，所以，中子成分的强度变化，主要反映低能初级粒子的强度变化。此外，在中子形成过程中，参加作用的主要是稳定的核子，仅有极少数中子由不稳定的粒子产生。所以，它的温度效应非常小，一般认为中子成分没有温度效应，其强度只依赖于装置之上的物质质量，因此，只产生气压效应（表示为简单的吸收效应）。由于中子成分的气象效应只包括气压效应，所以，在研究宇宙线强度变化时，其数据处理较为简便。

7.3.1 中子堆的工作原理

通常慢中子探测器是采用BF_3正比计数器，而以大气作为减速介质。在探测快中子时，是用专门的减速材料（如石蜡或塑料）包围探测器，使快中子减速。这样的探测器取代了大气作减速介质，从而减少甚至消除了与大气减速性质和气象特性（如云和下雨等）有关的影响。所以，为了研究中子成分的性质，主要采用快中子探测器。

但是把它作为连续记录宇宙线中子成分的探测器时，又遇到了新的困难。首先，这种探测器只反映探测器周围空间形成的快中子的变化，例如，由于周围重物的移动，所在地

放射性污染等等，都能引起中子形成的显著变化。其次，由于中子强度随深度很快减小，导致在大气深处（海平面或高山）中子通量很小。所以，一般类型的BF_3正比计数器，其计数率很低，相应的统计误差也大。为了克服上述困难，提出了局部产生中子的方法，使快中子与中子管周围的局部浓缩物质（高原子量的物质）发生核反应，产生次级中子。在该物质中产生的中子是原子量的函数，即

$$N \sim A^{2/3} \cdot \gamma \ (\rho/A) \qquad (7-16)$$

式中 γ 为倍增系数，它表示一个低能核裂变所产生的中子数。A 为物质的原子量，ρ 为物质的密度。在铅中产生的中子数（当小能量的核分裂时所放出的平均中子数）与在石墨中产生的中子数之比为 8：1。因此，利用原子量大的材料作为局部产生物质，并且用减速剂（石蜡或塑料）来减速局部产生的中子。利用这种方法可使大气和周围物质中所形成和减速的中子大为减少，而且增加了中子的计数，提高了测量的统计精确度。这种局部中子产生器（如铅）、减速剂（石蜡或塑料）和中子探测器（BF_3正比计数器）的组合称为中子堆，如图 7.11 所示[2,10-13]。

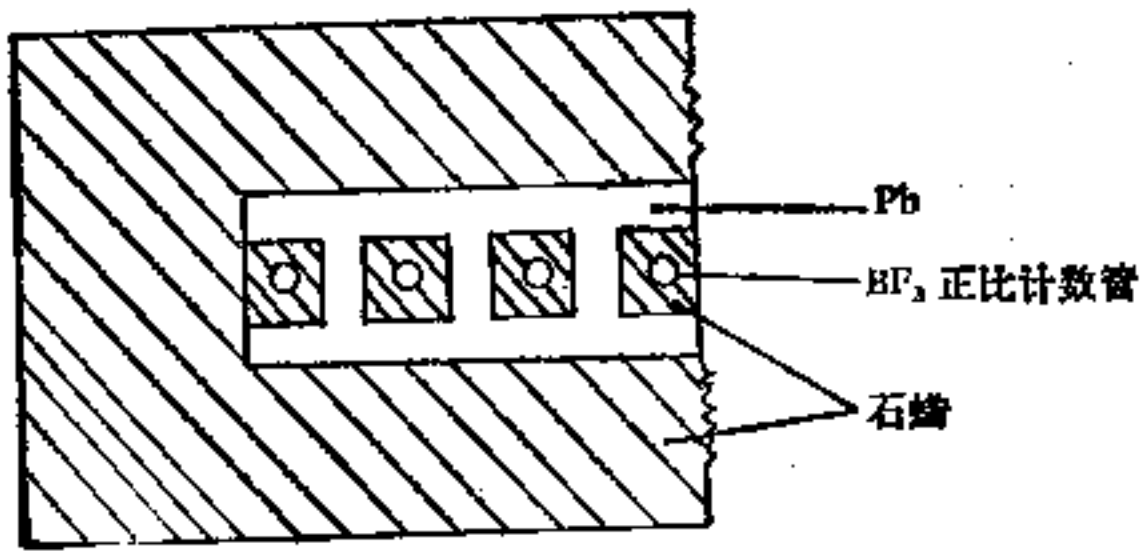


图 7.11　中子堆的剖面示意图

中子堆的基本原理是：在外部石蜡层中得到减速的中子与铅原子核发生反应，由于核分裂，在铅中产生次级中子，这些次级中子又被包围计数器的石蜡层减速到热中子速度，最后被 BF_3 正比计数器所记录。

当中子进入 BF_3 正比计数器内时，与其中同位素 ^{10}B 发生如下反应

$$^{10}B + n \longrightarrow {}^{7}Li + {}^{4}He + 2.792 \text{ 兆电子伏} \quad (7\text{-}17)$$

反应所放出的能量转变为 Li 和 He 的动能，这两种粒子向相反方向分开，当自由路程完全被利用时，大约产生 80,000 对电离离子，从而产生比较大的、并易于记录的脉冲。由于氟化硼属于猝灭气体，即使当放大系数高达几千时，计数器的工作状态仍然稳定。

天然硼是由 ^{10}B（~20%）及 ^{11}B（~80%）二种同位素混合组成的，而参加反应的只有 ^{10}B。因此，为了增加计数器的探测效率，需要浓缩同位素 ^{10}B。BF_3 正比计数器的计数效率决定于硼核俘获中子的几率，在很宽的中子能量范围内，捕获截面 σ 和它的速度成反比。对于热中子 σ 达到最大值（$\sigma \approx 3837$ 靶），因而这种计数器记录的是热中子。

由于正比计数器每记录一个事件仅仅分离一个同位素 ^{10}B 的原子核，所以用它记录宇宙线中子时，计数器的寿命实际上是相当长的。

7.3.2 中子堆的结构

美国宇宙线物理学家辛甫生（J.A.Simpson）[10,11]最早提出和设计了中子堆，并于五十年代初，利用中子堆进行地面宇宙线中子的观测。中子堆的简单设计由以下几个尺寸来决定，即 l_1，l_2，l_3 和 l_4。l_1 是铅层和计数管之间的石蜡层厚度，因为在铅中由星裂产生的中子能量分布是不知道的，

减速中子的最佳石蜡层厚度 l_1 只能由实验确定。当用 BF_3 正比计数器作探测器时，实验结果如图 7.12 所示。由图可知，最佳石蜡层 $l_1=3.2$ 厘米。

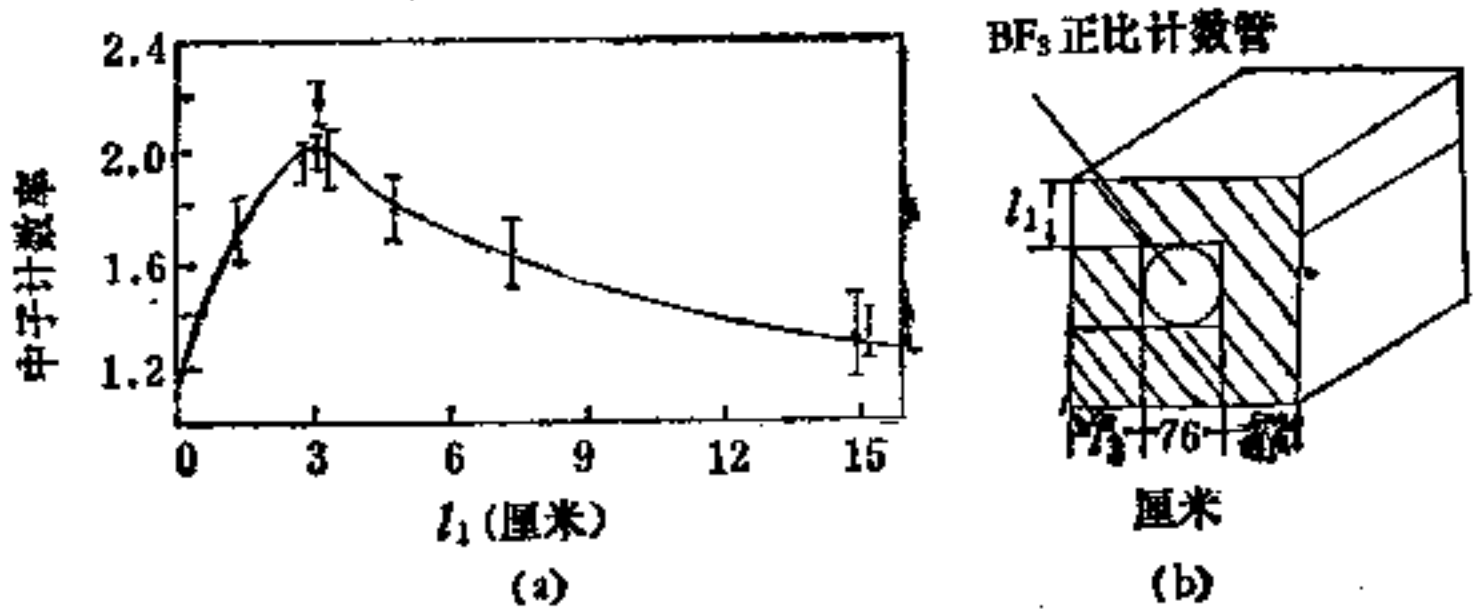


图 7.12　石蜡最佳厚度l_1的确定

l_2 是中子局部产生器（铅）的厚度，根据中子在铅中局部转换的最大值厚度确定，l_2 的厚度必须大于这个厚度，通常取 $l_2=5$ 厘米。

l_3 是中子堆的最外层石蜡的厚度，必须考虑到 l_3 的厚度既能使入射中子得到适当的减速，又要使中子有足够的能量进入铅中产生局部中子（即星裂过程），并且，还希望能尽量减少探测器外面产生的低能中子。一般是通过把镭-铍（Ra-Be）中子源放置在中子堆之外，由实验确定 l_3 的大小。每增加 3.8厘米的石蜡厚度，从中子堆外面进入的中子计数率减小约 2 倍，通常取 $l_3=15.2$厘米，则足以保证有效地减慢中子，以及铅中形成的中子散射。

l_4 为中子堆的总几何长度，它由 BF_3 正比计数器的长度来决定，整个中子堆的总长度为计数器的长度加上两端石蜡厚度。例如采用象CHM-8 型中子管，其长度为1060 ± 2毫米，直径为 38 毫米，其中子堆的总长度为

$$1060 \pm 2 + 152 \times 2 = 1364 \pm 2 \text{ 毫米}$$

中子堆由多支正比计数器组成，计数器的数目愈多，计数率愈高，则统计误差就愈小。但计数器数目太多，会使整个中子堆过大，这也是不合适的。通常一个中子堆由 12 支 BF_3 正比计数器组成，至少不能少于六支。国际地球物理年推荐用 12 支计数器的中子堆为标准中子堆，北京宇宙线观测站就设有这种标准中子堆。中子堆分成两个独立的电路系统，各有一半的正比计数器，分别记录中子数据。一般说来，两部分记录的数据应该十分相近，如果两部分记录出现明显的差异，那末表明中子堆出现了故障。因此，通过比较两部分的结果，可以检查仪器的工作是否正常，以提高资料的可靠性。

由 12 支 BF_3 正比计数器组成的中子堆，其剖面示意图如图 7.11 所示。这个堆包括有大约 2600 公斤的铅和 1200 公斤的石蜡。研究指出，记录到的中子有 84% 是在铅中形成的，在石蜡中形成的中子约占 13%，从外面进入的中子和计数管本底只占 3 %。

7.3.3 电子学系统

为了保证中子堆的正常工作，对电子学系统有如下一些要求：

a. 为了保证正比计数器的电场强度满足 10^3—10^4 伏/厘米，必须加有适当的高压，对上述尺寸的 BF_3 正比计数管，其工作电压约为 2000 伏。

b. 由于正比计数器的输出脉冲幅度为毫伏量级，故需要数千倍至万倍的放大器。

c. 由于计数器出来的脉冲波形决定于正离子的贡献，而与粒子进入计数器的路径无关。为了提高分辨率，输出脉

冲要经过 RC 微分电路整形，RC 之值要比电子的收集时间大，而比正离子全部到达阴极的时间小许多。

d．由于电源变化将引起计数器输出脉冲幅度的变化，因此，对电源稳定性的要求较高。由于气体放大系数与电源电压有如下关系：

$$\ln A = k\ (U_0 - U_p) \qquad (7-18)$$

式中 A 是气体放大系数，U_0 是计数器所加的电压，U_p 是临界电压。而

$$\frac{\Delta A}{A} = k\Delta U \qquad (7-19)$$

所以，要使输出脉冲幅度变化小于 1 %，在长期工作中电源电压的漂移不应该超过 1 伏。

其次，要求电子学线路有低的噪声，并要求不存在由于温度变化和电子元件老化而引起的灵敏度严重漂移。

电子学系统主要包括前置放大器（紧接计数器的输出端，以尽量缩短馈送电缆），脉冲主放大器，脉冲幅度鉴别器，定标器，自动记录系统，以及高压电源等。其原理方块图如图 7.13 所示。

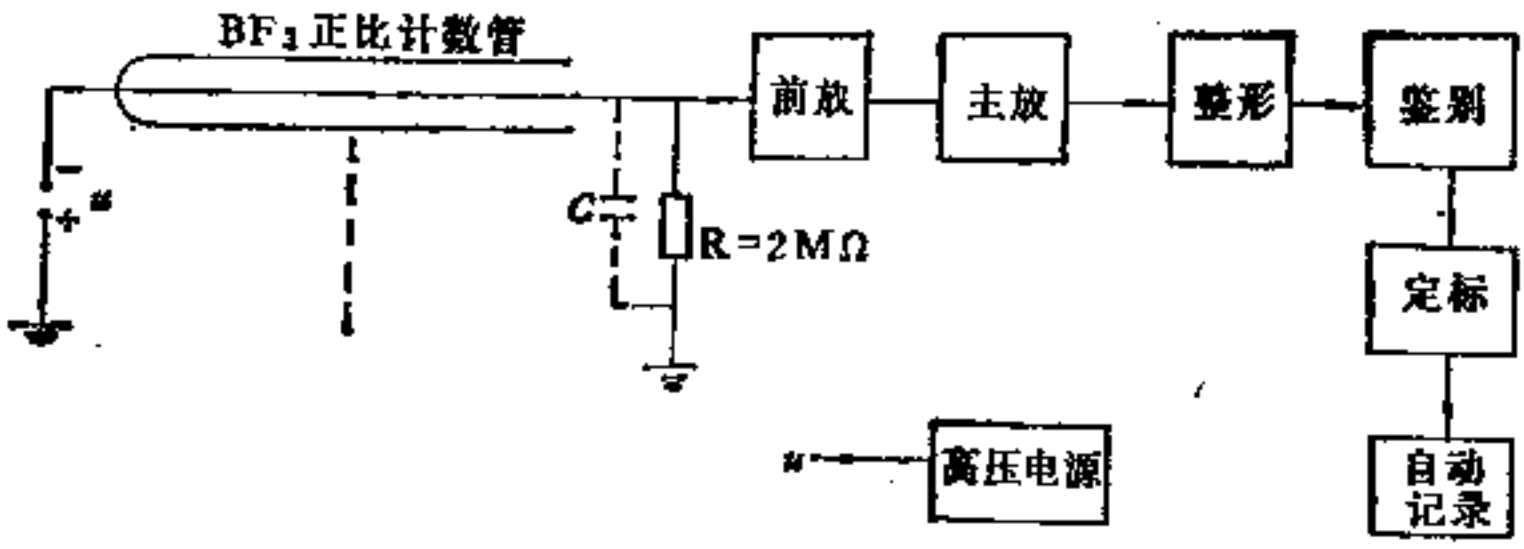


图 7.13　中子堆电子学系统原理方块图

7.3.4 中子堆的方向图

如前所述，在单位时间内，在 θ 角方向，$d\theta$，$d\varphi$ 角范围内中子堆的粒子数等于

$$N(\theta,\ \varphi)\ d\theta d\varphi = I\ (\theta)\ S_L\ (\theta,\ \varphi)\ d\omega$$

由于中子堆中正比计数器记录到的是局部产生中子，故 $I(\theta)$ 为各向同性，令 $I(\theta) = I_c$，则

$$N(\theta)\ d\theta d\varphi = I_c S_L\ (\theta,\ \varphi)\ d\omega$$
$$= I_c S_L\ (\theta,\ \varphi)\ \sin\theta\ d\theta\ d\varphi$$

如果假设 BF_3 正比计数器的有效长度为 l，直径为 d，求出中子堆的 $S_L\ (\theta,\ \varphi)$，并求其积分，则有

$$N\ (6) = 3\ dlI_c \sin 2\theta \qquad (7\text{-}20)$$

可见中子堆在 $\theta = 45^\circ$ 时有最大值。

§7.4 大型闪烁计数器望远镜

随着闪烁计数器的发展，目前可以制成大面积的塑料闪烁体，用这种大面积的塑料闪烁体组成望远镜式的探测器，可在地面或地下连续记录宇宙线强度的变化。大型闪烁计数器望远镜同 G–M 计数器望远镜相比，有以下几个特点：首先，闪烁体具有短的发光衰减时间(大约为 10^{-8}—10^{-9} 秒)，用它能够测量高辐射强度。其次，塑料闪烁体的使用寿命较长，而 G–M 计数器的工作寿命短。对连续记录宇宙线强度变化来说，要求记录的资料有高的统计精确度，为此需要大面积的探测器。对于 G–M 计数器望远镜，它的最大面积约为 0.5 平方米，在 1 小时内，计数的统计精确度约为 0.3%；而大型闪烁计数器望远镜的面积可达 4 — 8 平方米，在 1 小时内计数的统计精确度为万分之几，这对于研究短时间的强

度变化非常重要。由于闪烁计数器望远镜具有上述一系列优点，目前有不少地面宇宙线观测站已用它来取代 G-M 计数器望远镜。

通常，闪烁计数器望远镜由面积大约 1 平方米，高 5 —10 厘米的正方形或圆柱形的 8 个塑料闪烁体单元组成，分上下两层，每层 4 个单元，其面积为 4 平方米[14]。两层之间用 7 —10厘米的铅作吸收层，以便记录 μ 介子成分，望远镜的结构示意图如图 7.14 所示[15]。望远镜电子学系统的主要部分同空间使用的闪烁计数器相同，符合线路也与上述探测器类似，只是要求符合线路的分辨时间＜0.1 微秒。光电倍增管的高压要求非常稳定，其稳定度应在 0.02％以内。

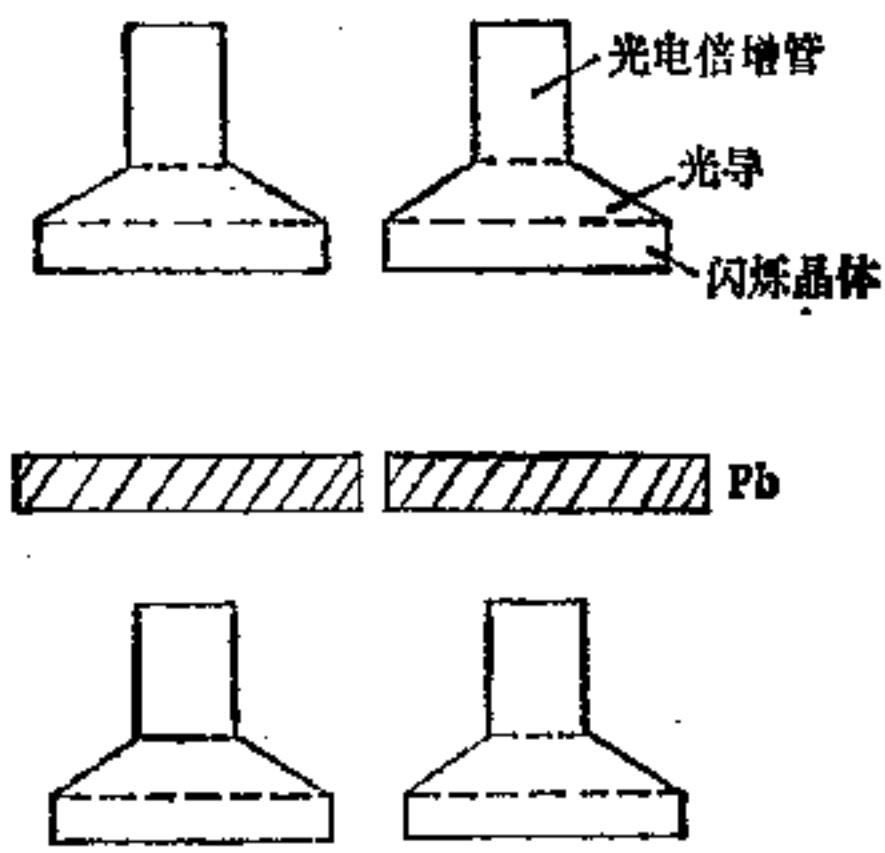


图 7.14　大型闪烁体望远镜示意图

大型闪烁计数器存在这样一个问题，即大面积闪烁体输出的光脉冲只能用不大的光阴极表面的光电倍增管来收集。

此外，还必须考虑到，荧光脉冲可能多次从闪烁体的壁反射，部分光将逐渐被闪烁体的物质及其壁所吸收，剩下部分的光脉冲将在某种程度上被散射。由于这些过程，将导致光电倍增管的收集效率较低，它只能收集到能在光阴极上产生光电子的荧光光子的一部分。如果 β 是入射到光电倍增管阴极上的荧光光子的几率，t 是光子在闪烁体中被吸收的几率，γ 是塑料闪烁体壁的反射本领，σ 是光电倍增管阴极表面积与反射表面积之比，那末，通过反射和散射过程的计算，可以得出收集效率的近似表达式为：

$$\eta=\frac{t\sigma\beta}{1-\gamma t\ (1-\sigma)} \qquad (7-21)$$

当然，不管其他条件，闪烁体输出脉冲的大小将正比于 η。为了解决上述存在的问题，除了增大光电倍增管的阴极外，还应在闪烁体和光电倍增管之间加光导物质，以增加收集效率。另外，就是采用多个光电倍增管同时收集光子。

国际宁静太阳年（IQSY）已推荐大型闪烁望远镜作为地面宇宙线观测站的标准仪器之一，并命名为 MT-64 型望远镜[16]。这种大型望远镜已广泛应用于地面、地下以及水下的宇宙线测量中，为了保证地面连续记录的可靠性，一般采用三架相同的望远镜同时工作。

§7.5 超中子堆

五十年代末至六十年代初，加拿大Chalk River 核子实验室研制成功了大型的三氟化硼正比计数器，并用它来观测地面宇宙线的中子[17]。在 1961 年 7 月太阳宇宙线事件期间，曾用 12 支大型 BF_3 正比计数器组成的中子堆进行观测，由于高计数率的特点，在 7 月 20 日小太阳粒子事件时，明显地

记录到了强度的增加，这是过去用小中子堆难于记录到的小事件。这一成功极大地鼓舞了宇宙线研究工作者，并得到了国际纯粹和应用物理协会（IUPAP）宇宙线委员会的重视，在国际宁静太阳年期间（IQSY，1964—1965）委托加拿大生产该种超中子计数器，并称为 PB 28型中子管，由此种中子管组成的超中子堆命名为 NM-64 型堆，委员会推荐它作为地面宇宙线观测站的标准仪器[16]。

NM-64 型超中子堆与 IGY 型小中子堆相比较，它们的工作原理和结构基本上相同，其主要差别在于：由于中子管的有效尺寸增大，使整个堆扩大了，从而使中子计数率大为增加，统计精确度大为提高。超中子管的内径为 14.8 厘米，为 IGY 中子管的 4 倍。超中子管的有效长度为 191 厘米，是 IGY 中子管的 2 倍多。在高纬，每支超中子管的计数率为 43，000 个/小时，IGY中子管的计数率为 2000 个/小时，两者相差 20 倍。超中子管的坪斜 $<2\%$/100 伏，本底计数 $<$10 个/分，中子脉冲分布半高度处的全宽度$<20\%$。此外，IGY 中子堆大都是用石蜡作减速剂，超中子堆用聚乙烯作减速剂。聚乙烯有许多优点：它可以精确加工成所要求的尺寸，而不需要支持物；容易固定，以防止移动；材料在任何可能的大气温度不会变软。

根据 IQSY 的建议[16]，*NM*-64 型超中子堆由三个单元组成，每个单元在电路系统方面是独立的，因此，三个单元计数率的比较能够迅速判断出有故障的单元，以保证仪器的可靠记录。其中每个单元由二、三或六支BF_3正比计数器组成，每单元二支计数管的中子堆称为6-NM-64，三支中子管的堆称为 9-NM-64，六支中子管的堆称为18-NM-64等。为保证高计数率，通常使用六支中子管为一单元的超中子堆为地面宇宙线观测站的标准观测仪器，北京宇宙线观测站就是采用

18-NM-64 型超中子堆。在表 7.4 中给出了 NM-64 型超中子堆六支计数管单元与 IGY 中子堆六支计数管单元的比较结果[18]，可以看到，对每单位面积铅产生器，NM-64 型超中子堆中的计数率大约是 IGY 中子堆中计数率的 3.3 倍，NM-64 型超中子堆的整个计数率是 IGY 堆的 20 倍，NM-64 型超中子堆的统计精确度大约是 IGY 中子堆的 4.5 倍。

表 7.4 NM-64 中子堆与 IGY 中子堆的比较

参　　数	NM-64(六支管)	IGY(六支管)
计数管		
有效长度(厘米)	191	86.4
内　　径(厘米)	14.8	3.66
压　　强(0°C，厘米)	18.5	45
有效体积(升)	33	0.91
减速剂		
厚　度　(厘米)	2.0	～3.7
截　面	直径24.1厘米	10.2平方厘米
产生器		
铅的质量　(公斤)	9650	1412
铅的长度　(厘米)	207	102
平均厚度　(厘米)	13.7	13.4
面　　积 (平方米)	6.21	0.94
反射层		
总长度　(厘米)	222	168
宽　度　(厘米)	315	245
厚　度　(厘米)	52	29
计数率　(1963)		
计数率　(小时)	～260,000	～12,000
每个计数管的计数率	43,000	2,000
每平方米铅的计数率	42,000	12,800

由于超中子堆记录的是低能核成分，对宇宙线的强度变

化反映灵敏，统计精确度又高，所以，它是当前地面观测站和研究宇宙线强度变化的重要仪器，超中子堆的连续记录资料已成为重要的太阳地球物理相关资料之一。

§7.6 方向图

方向图$N(\theta)$是地面观测仪器的基本特性之一。它表示观测仪器记录的粒子强度与粒子入射天顶角θ的关系。

如前所述，宇宙线强度与天顶角的关系可以用如下公式表式[2,6]：

$$I(\theta) = I_0 \cos^2\theta \qquad (7-7)$$

式中$I(\theta)$是单位时间内，经过单位面积，与垂直方向成θ角的强度（单位立体角内），I_0是垂直方向的强度，强度与方位角φ的关系在我们的计算中可以忽略。在单位时间内，在θ方向，$d\theta$，$d\varphi$角范围内望远镜记录的粒子数等于

$$N(\theta, \varphi)\, d\theta\, d\varphi = I(\theta)\, S_L(\theta, \varphi)\, d\omega \qquad (7-8)$$

式中$S_L(\theta, \varphi) = S(\theta, \varphi)\cos\theta$是面积，即在角$\theta$和$\varphi$下望远镜记录的垂直入射粒子的面积，而$S(\theta, \varphi)$是望远镜在角度$\theta$和$\varphi$下记录的粒子横穿面积。参看图7.15。

$$d\omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi \qquad (7-10)$$

是立体角元。函数$S(\theta, \varphi)$以如下形式给出是方便的：

$$S(\theta,\varphi) = \begin{cases} S_1(\theta,\varphi) & \text{对} \quad 0 \leqslant \varphi \leqslant \dfrac{\pi}{2} \\ S_2(\theta,\varphi) & \dfrac{\pi}{2} \leqslant \varphi \leqslant \pi \\ S_3(\theta,\varphi) & \pi \leqslant \varphi \leqslant \dfrac{3}{2}\pi \\ S_4(\theta,\varphi) & \dfrac{3\pi}{2} \leqslant \varphi \leqslant 2\pi \end{cases} \qquad (7-22)$$

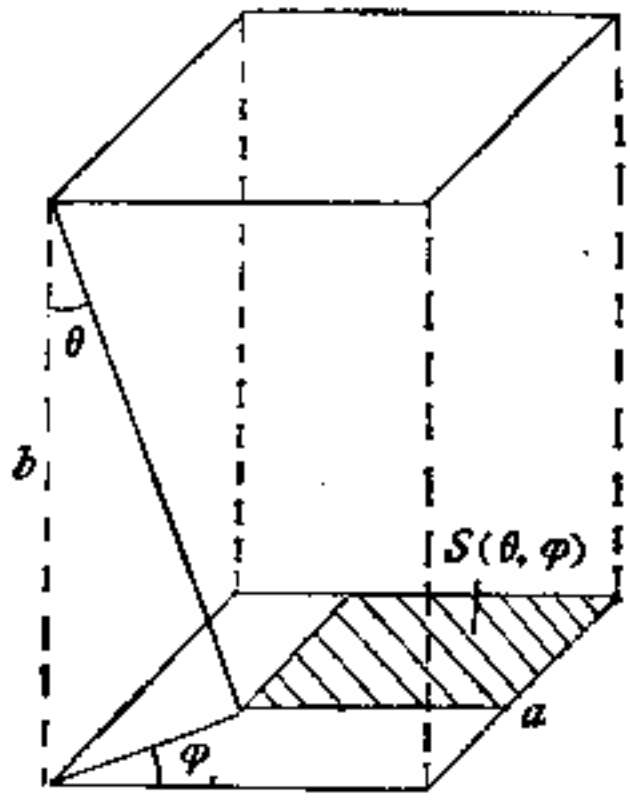


图 7.15　在角度 θ、Φ 下望远镜记录的粒子横穿有效面积

式中　$S_1(\theta,\Phi)=(a-b\mathrm{tg}\theta\cos\Phi)(a-b\mathrm{tg}\theta\sin\Phi)$　　(7-23)

$S_2(\theta,\Phi)=(a+b\mathrm{tg}\theta\cos\Phi)(a-b\mathrm{tg}\theta\sin\Phi)$　　(7-24)

$S_3(\theta,\Phi)=(a+b\mathrm{tg}\theta\cos\Phi)(a+b\mathrm{tg}\theta\sin\Phi)$　　(7-25)

$S_4(\theta,\Phi)=(a-b\mathrm{tg}\theta\cos\Phi)(a+b\mathrm{tg}\theta\sin\Phi)$　　(7-26)

利用式(7-7)、(7-8)、(7-9)和(7-10)，得到

$$N(\theta,\Phi)d\theta d\Phi=I_0\cos^3\theta\sin\theta S(\theta,\Phi)d\theta d\Phi \qquad (7-27)$$

如果对Φ积分上式，并令

$$A(\theta)=I_0\cos^3\theta\sin\theta \qquad (7-28)$$

我们得到

$$N(\theta)d\theta=A(\theta)d\theta\int_0^{2\pi}S(\theta,\Phi)d\Phi \qquad (7-29)$$

或者考虑到式(7-22)—(7-26)，可得到

$$N(\theta)d\theta=A(\theta)d\theta\left[\int_0^{\frac{\pi}{2}}S_1(\theta,\Phi)d\Phi+\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi}S_2(\theta,\Phi)d\Phi\right.$$
$$\left.+\int_{\pi}^{\frac{3\pi}{2}}S_3(\theta,\Phi)d\Phi+\int_{\frac{3\pi}{2}}^{2\pi}S_4(\theta,\Phi)d\Phi\right] \qquad (7-30)$$

容易看出，

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} S_1(\theta,\varphi)d\varphi = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} S_2(\theta,\varphi)d\varphi$$

$$= \int_{\pi}^{\frac{3}{2}\pi} S_3(\theta,\varphi)d\varphi = \int_{\frac{3}{2}\pi}^{2\pi} S_4(\theta,\varphi)d\varphi \quad (7-31)$$

因此

$$N(\theta)d\theta = 4A(\theta)d\theta \int_0^{\frac{\pi}{2}} S_1(\theta,\varphi)d\varphi \quad (7-32)$$

对于天顶角

$$0 \leqslant \theta \leqslant \operatorname{arctg}\frac{a}{b} \quad (7-33)$$

在角度 $0 \leqslant \varphi \leqslant \frac{\pi}{2}$ 下表达式（7-32）是正确的。对于天顶角

$$\operatorname{arctg}\frac{a}{b} \leqslant \theta \leqslant \operatorname{arctg}\frac{a}{b}\sqrt{2} \quad (7-34)$$

只有方位角在

$$\arccos\frac{a}{b\operatorname{tg}\theta} \leqslant \varphi \leqslant \frac{\pi}{2} - \arccos\frac{a}{b\operatorname{tg}\theta} \quad (7-35)$$

范围内表达式（7-32）才是正确的。对于天顶角

$$\theta > \operatorname{arctg}\frac{a}{b}\sqrt{2} \quad (7-36)$$

表达式（7-32）始终是负的。根据实用性分析，公式（7-32）可以写为

$$N(\theta)\,d\theta=\begin{cases}4A(\theta)d\theta\int_0^{\frac{\pi}{2}}(a-b\mathrm{tg}\theta\cos\varphi)(a-b\mathrm{tg}\theta\sin\varphi)d\varphi \\ \qquad\text{对于 } 0\leqslant\theta\leqslant\mathrm{arctg}\,\frac{a}{b} \\ 4A(\theta)d\theta\int_{\arccos\frac{a}{b\mathrm{tg}\theta}}^{\frac{\pi}{2}-\arccos\frac{a}{b\mathrm{tg}\theta}}(a-b\mathrm{tg}\theta\cos\varphi)(a-b\mathrm{tg}\theta\sin\varphi)d\varphi \\ \qquad\text{对于 } \mathrm{arctg}\frac{a}{b}\leqslant\theta\leqslant\mathrm{arctg}\,\frac{a}{b}\sqrt{2} \\ 0 \qquad\text{对于}\theta\geqslant\mathrm{arctg}\frac{a}{b}\sqrt{2}\end{cases}\qquad(7-37)$$

将表达式按 φ 积分，并考虑到立方体望远镜有 $b=a$，半立方体望远镜有 $b=a/2$（参看图 7.6），可以得到这些望远镜方向图的解析表达式：

对于立方体望远镜

$$N(\theta)=\begin{cases}4a^2I_0\cos^3\theta\sin\theta\left(\frac{\pi}{2}-2\mathrm{tg}\theta+\frac{1}{2}\mathrm{tg}^2\theta\right) \\ \qquad\text{对 } 0\leqslant\theta\leqslant45^\circ \\ 4a^2I_0\cos^3\theta\sin\theta\left[\frac{\pi}{2}-2\alpha+2\mathrm{tg}\theta\,(\sin\alpha-\cos\alpha)\right. \\ \left.+\frac{1}{2}\mathrm{tg}^2\theta\,(\cos^2\alpha-\sin^2\alpha)\right]\qquad(7-11) \\ \qquad\text{对 } 45^\circ\leqslant\theta\leqslant\mathrm{arctg}\sqrt{2} \\ \qquad\text{对 } \theta\geqslant\mathrm{arctg}\sqrt{2} \\ 0\end{cases}$$

其中 $\alpha=\arccos\dfrac{1}{\mathrm{tg}\theta}$ （7-38）

对于半立方体望远镜有

$$N(\theta)=\begin{cases} 4a^2 I_0\cos^3\theta\sin\theta\left(\frac{\pi}{2}-\mathrm{tg}\theta+\frac{1}{8}\mathrm{tg}^2\theta\right) \\ \qquad\qquad 对0\leqslant\theta\leqslant\mathrm{arctg}2 \\ 4a^2 I_0\cos^3\theta\sin\theta\left[\frac{\pi}{2}-2\beta+\mathrm{tg}\theta(\sin\beta-\cos\beta)\right. \\ \left.\quad+\frac{1}{8}\mathrm{tg}^2\theta(\cos^2\beta-\sin^2\beta)\right] \qquad (7-12) \\ \qquad\qquad 对\mathrm{arctg}2\leqslant\theta\leqslant\mathrm{arctg}\ 2\sqrt{2} \\ 0 \qquad\qquad 对\theta\geqslant\mathrm{arctg}2\ \sqrt{2} \end{cases}$$

其中

$$\beta=\arccos\frac{2}{\mathrm{tg}\theta} \qquad (7-39)$$

在表达式（7-11）和（7-12）的推导中没有考虑到铅吸收厚度的改变与粒子入射天顶角的关系，如果考虑屏蔽，可以给出以下形式因子：

$$k(\theta)=1-10^{-2}a(\theta)\frac{d}{\cos\theta} \qquad (7-40)$$

其中 d 为铅吸收体的厚度（克/厘米^2），a（θ）为气压效应的吸收部分（%/厘米^2）作为天顶角的函数。对于大多数情况，因子k（θ）可以忽略。

对于球对称的电离室乃是上述情况的特例，其解析表达式为：

$$N(\theta)\,d\theta=2\pi SI_0\cos^2\theta\sin\theta\,d\theta \qquad (7-6)$$

式中S是电离室的大圆面积。以上表达式可以画出它们的方向图，如图7.16所示。

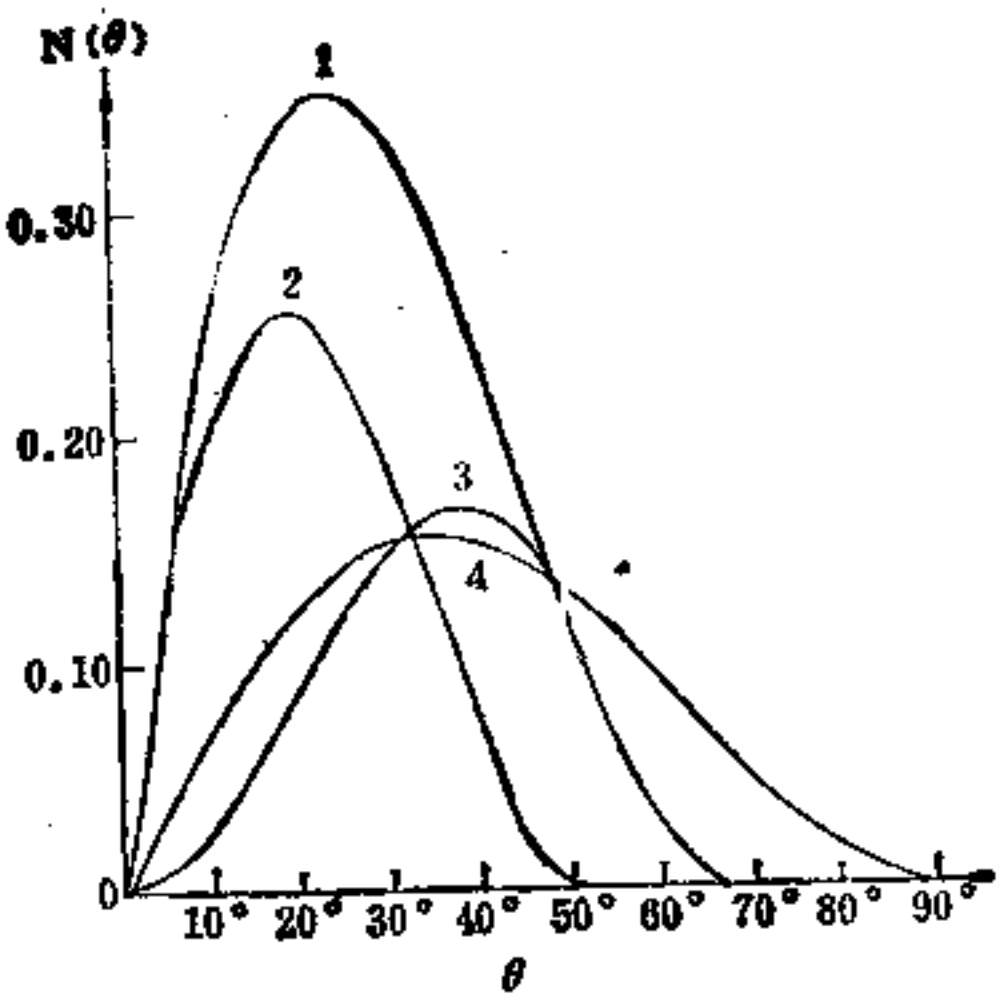


图 7.16 各种仪器的方向图

1.半立方体望远镜，2.立方体望远镜，3.倾斜成分，4.电离室

参 考 文 献

〔1〕 Compton, A. H. et al., A Precision Recording Cosmic Ray Meter, *Rev. Sci.Inst.*, 5 (1934),415.

〔2〕 Дорман, л.и.著, 朱岗崑等译. 宇宙线强度变化,第2章,科学出版社, 1965.

〔3〕 Шафер, Ю.Г., Прецизионный решстратор Космических лучей, Диссертация, ФИАН, 1950.

〔4〕 Шафер, Ю.Г., Непрерывная регистрация вариаций интенсивности космических лупей ионизационной камерой с Автоматическм управлениеM, Труды ЯФАН, Серия физ., 2, изд-во АНСССР, 1958, 7.

〔5〕 Hopfield, J. J., Use of Argon in The Ionization Method of Measuring Cosmic Ray and Gamm-Rays, *Phys. Rev.*, 43 (1933), No. 9 , 675.

〔6〕 Блох, я., Стандартный кубический телескоп, космигеские лучи, 3, изд-во АНСССР1961, 80.

〔7〕 Kawasoki, S: et al., On The Standard Cosmic Ray Meson

Monitor, *J. Sci. Res. Inst.*, 51 (1957), 107.
[8] Japanese Contribution to The International Geophysical Year 1957/8, vll. Cosmic Ray, p. 63, National Committee of IGY Science Council of Japan, Ueno Park, Tokyo, Japan, 1958.
[9] Cocroft, A. L. et al., Elimintion of The End Effects in Counters, *Rev. Sci. Inst.*, 22 (1951), 37.
[10] Simpson, J. A. et al., Cosmic Radiation Intensity-Time Variation and Their Origion, I, Neutron Intensity Variation Method and Meteorological Factors, *Phys. Rev.*, 90 (1953), No. 5, 934.
[11] Simpson, J. A., Cosmic Radiation Neutron Intensity Monitor, *Annals of IGY*, 4 (1958), No. 7, 351.
[12] Kodama, M. et al., On the Standard Cosmic-Ray Neutron Monitor, *J. Sci. Res. Inst.*, 51 (1957), 37.
[13] Копылов, Ю.М., Советские станции космических лучей, изд-во АН СССР, 1960.
[14] Каминер, Н.С., Регистрация интесивности космических мучей с помощью пластигескир сцинтилляторов, Космические лучи, 3(1961), 122 изд-во АН*СССР*, 1961.
[15] Kawasaki, S. et al., On The μ-meson Telescope Using Plastic Scintillators, *J. Sci. Res. Inst.*, 52 (1958) 1.
[16] Carmichael, H., Ground-based Synoptic Observations of Cosmic Rays, *Annals of IQSY*, 4 (1969), 141.
[17] Fowler, I. L., Very Large $B^{10}F_3$ Proportional Counters, *Rev. Sci. Inst.*, 34 (1963), No. 7, 731.
[18] Hatton, C. J. etal., Experimental Investigation of The NM-64 Neutron Monitor, *Can. J. Phys.*, 42 (1964), 2443.

附录1　常用的物理常数

物　理　量	符　号	数　值
真空中光速	c	2.99792458×10^{10}厘米·秒$^{-1}$
精细结构常数($e^2/\hbar c$)	α	1/137.03604
基本电荷	e	1.6021892×10^{-19}库仑$=4.803242\times10^{-10}$绝对静电单位
普朗克常数	$\hbar=h/2\pi$	1.0545887×10^{-27}尔格·秒$=6.582173\times10^{-22}$兆电子伏·秒
阿伏伽德罗常数	N_A	6.022045×10^{23}摩尔$^{-1}$
里德伯常数($m\cdot ca^2/2h$)	$R\infty$	1.097373177×10^{5}厘米$^{-1}$
摩尔气体常数	R	8.31441×10^{7}尔格·摩尔$^{-1}$·开$^{-1}$
玻耳兹曼常数	k	1.380662×10^{-16}尔格·开$^{-1}=8.61735\times10^{-11}$兆电子伏·开$^{-1}$
理想气体在标准状况下的摩尔体积	V_m	22.41383×10^{3}厘米^3·摩尔$^{-1}$
电子静止质量	m_e	9.109534×10^{-28}克$=0.5110034$兆电子伏
质子静止质量	m_p	1.6726485×10^{-24}克$=938.2796$兆电子伏$=1836.15152m_e$

续表

物　　理　　量	符　　号	数　　值
中子静止质量	m_n	1.6749543×10^{-24}克＝939.5731兆电子伏
原子质量单位	1u	$1/12m_{^{12}C}$＝931.5016兆电子伏
电子荷质比	e/m_e	1.7588047×10^{8}库仑·克$^{-1}$
第一玻尔(氢原子)半径($\hbar^2/m_ee^2$)	a_1	0.52917706×10^{-8}厘米
经典电子半径(e^2/m_ec^2)	r_e	2.8179380×10^{-13}厘米
电子磁矩	μ_e	9.284832×10^{-21}尔格·高斯$^{-1}$
玻尔磁子($\hbar e/2m_ec$)	μ_B	9.274078×10^{-21}尔格·高斯$^{-1}$＝0.57883785×10^{-14}兆电子伏·高斯$^{-1}$
质子磁矩	μ_P	1.4106171×10^{-23}尔格·高斯$^{-1}$
核磁子($\hbar e/2m_Pc$)	μ_N	5.050824×10^{-24}尔格·高斯$^{-1}$
	1兆电子伏	1.6021892×10^{-6}尔格＝1.6021892×10^{-13}焦耳＝3.830×10^{-14}卡
	1年	365.256天＝3.1558×10^{7}秒

* 引自自然杂志，NO.5.p.71 (1978)，国际科学协会“科学技术数据委员会”的基本常数工作组 1973 年平差值。

附录2　质子动能-刚度换算表

动能(兆电子伏)	刚度(兆伏)	动能(兆电子伏)	刚度(兆伏)
1	43.3	400	954.1
2	61.3	450	1023.1
3	75.1	500	1090.0
4	86.7	550	1155.1
5	97.0	600	1218.9
6	106.3	650	1281.4
7	114.8	700	1342.8
8	122.8	750	1403.4
9	130.3	800	1463.1
10	137.3	850	1522.2
11	144.1	900	1580.6
12	150.5	950	1638.5
13	156.7	1000	1695.9
14	162.7	1500	2250.3
15	168.4	2000	2784.2
16	174.0	2500	2870.5
17	179.3	3000	3824.7
18	184.6	3500	4337.7
19	189.8	4000	4848.1
20	194.7	4500	5356.5
25	218.0	5000	5863.4
30	239.1	5500	6369.3
35	258.6	6000	6874.3
40	276.8	6500	7378.6
45	294.0	7000	7882.4
50	310.3	7500	8385.7
55	325.9	8000	8888.6
60	340.8	8500	9391.3
65	355.2	9000	9893.6
70	369.1	9500	10395.8
75	382.5	10,000	10897.7
80	395.6	11,000	11901.1
85	408.3	12,000	12903.9
90	420.6	13,000	13906.4
95	432.7	14,000	14908.5
100	444.5	15,000	15910.4
150	551.3	16,000	16912.0
200	644.4	17,000	17913.5
250	729.0	18,000	18914.8
300	808.0	19,000	19915.9
350	882.7	20,000	20917.0

附录3　光致电离效率随高度的分布*

（天顶角 $\chi=0$）

λ(Å) / h(公里)	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	20.0	50.0	100.0
200	$1.683E-10$	$1.108E-10$	$2.823E-10$	$4.692E-9$	$1.223E-8$	$3.514E-8$	$1.444E-8$	$3.435E-8$
195	$1.984E-10$	$1.304E-10$	$3.325E-10$	$5.502E-9$	$1.435E-8$	$4.134E-8$	$1.695E-8$	$4.038E-8$
190	$2.298E-10$	$1.510E-10$	$3.849E-10$	$6.343E-9$	$1.655E-8$	$4.780E-8$	$1.956E-8$	$4.661E-8$
185	$2.738E-10$	$1.798E-10$	$4.583E-10$	$7.517E-9$	$1.962E-8$	$5.680E-8$	$2.319E-8$	$5.525E-8$
180	$3.242E-10$	$2.128E-10$	$5.427E-10$	$8.858E-9$	$2.312E-8$	$6.708E-8$	$2.733E-8$	$6.504E-8$
175	$3.902E-10$	$2.562E-10$	$6.536E-10$	$1.061E-8$	$2.771E-8$	$8.049E-8$	$3.274E-8$	$7.771E-8$
170	$4.768E-10$	$3.131E-10$	$7.994E-10$	$1.290E-8$	$3.369E-8$	$9.797E-8$	$3.979E-8$	$9.403E-8$
165	$5.833E-10$	$3.834E-10$	$9.794E-10$	$1.571E-8$	$4.101E-8$	$1.193E-7$	$4.841E-8$	$1.137E-7$
160	$7.419E-10$	$4.882E-10$	$1.248E-9$	$1.988E-8$	$5.188E-8$	$1.509E-7$	$6.113E-8$	$1.422E-7$
155	$9.350E-10$	$6.164E-10$	$1.578E-9$	$2.495E-8$	$6.505E-8$	$1.888E-7$	$7.649E-8$	$1.757E-7$
150	$1.244E-9$	$8.226E-10$	$2.109E-9$	$3.303E-8$	$8.604E-8$	$2.489E-7$	$1.008E-7$	$2.272E-7$
145	$1.657E-9$	$1.099E-9$	$2.824E-9$	$4.379E-8$	$1.139E-7$	$3.276E-7$	$1.328E-7$	$2.919E-7$
140	$2.319E-9$	$1.546E-9$	$3.981E-9$	$6.097E-8$	$1.582E-7$	$4.507E-7$	$1.832E-7$	$3.877E-7$
135	$3.385E-9$	$2.271E-9$	$5.868E-9$	$8.857E-8$	$2.289E-7$	$6.426E-7$	$2.623E-7$	$5.248E-7$
130	$5.044E-9$	$3.413E-9$	$8.852E-9$	$1.314E-7$	$3.376E-7$	$9.269E-7$	$3.810E-7$	$7.038E-7$
125	$8.401E-9$	$5.754E-9$	$1.500E-8$	$2.177E-7$	$5.541E-7$	$1.462E-6$	$6.088E-7$	$9.811E-7$
120	$1.470E-8$	$1.023E-8$	$2.686E-8$	$3.788E-7$	$9.497E-7$	$2.360E-6$	$1.000E-6$	$1.296E-6$
115	$2.717E-8$	$1.902E-8$	$5.009E-8$	$6.937E-7$	$1.692E-6$	$3.714E-6$	$1.647E-6$	$1.417E-6$
110	$5.839E-8$	$4.084E-8$	$1.076E-7$	$1.470E-6$	$3.393E-6$	$5.851E-6$	$2.818E-6$	$1.065E-6$
105	$1.242E-7$	$8.683E-8$	$2.288E-7$	$3.060E-6$	$6.269E-6$	$6.379E-6$	$3.688E-6$	$2.356E-7$

（续表）

λ(Å) / h(公里)	0.1	0.5	1.0	5.0	10.0	20.0	50.0	100.0
100	2.945E−7	2.060E−7	5.430E−7	6.946E−6	1.087E−5	3.361E−6	2.927E−6	3.430E−9
95	7.101E−7	4.970E−7	1.310E−6	1.514E−5	1.232E−5	2.160E−7	5.002E−7	4.005E−14
90	1.808E−6	1.265E−6	3.327E−6	2.958E−5	4.684E−6	6.179E−11	1.640E−9	4.829E−27
85	4.408E−6	3.081E−6	8.054E−6	3.743E−5	1.023E−7	2.472E−20	2.726E−16	0.000E−00
80	1.076E−5	7.505E−6	1.934E−5	1.847E−5	2.519E−12	7.881E−44	2.163E−33	0.000E−00
75	2.347E−5	1.627E−5	4.057E−5	1.012E−6	1.677E−23	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
70	4.826E−5	3.308E−5	7.699E−5	6.598E−10	1.536E−47	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
65	9.524E−5	6.383E−5	1.291E−4	2.450E−16	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
60	1.796E−4	1.152E−4	1.774E−4	2.158E−29	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
55	3.219E−4	1.900E−4	1.755E−4	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
50	5.450E−4	2.768E−4	1.011E−04	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
45	9.591E−4	3.676E−4	2.360E− 5	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
40	1.564E−3	3.426E−4	6.972E− 7	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
35	2.109E−3	1.473E−4	2.586E−10	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00
30	1.824E−3	1.143E−5	6.846E−18	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00	0.000E−00

*引自Ohshio, M. et al., *Journal of the Radio Research Laboratories*, 13(1966), 270—577.

附录4　质子的电离损耗和射程与能量的关系*

质子在一些物质中的电离损耗值　$-(1/\rho)(dE/dx)$　（单位：兆电子伏/克·厘米$^{-2}$）

质子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
2	131.9	140.6	110.6	78.93	41.14	134.0
3	97.45	104.4	83.16	61.83	34.62	99.86
4	78.06	83.97	67.44	51.27	29.85	80.53
5	66.59	70.74	57.19	44.08	26.36	68.00
6	56.69	61.29	49.84	38.73	23.65	58.99
7	50.15	54.28	44.38	34.71	21.54	52.32
8	45.03	49.81	40.09	31.50	19.81	47.11
9	40.99	44.47	36.67	28.94	18.40	42.96
10	37.63	40.67	33.80	26.77	17.18	39.51
12	32.44	35.29	29.35	23.38	15.23	34.15
14	28.62	31.17	26.04	20.83	13.73	30.20
16	25.66	27.96	23.45	18.82	12.52	27.10
18	23.30	25.42	21.39	17.22	11.54	24.66
20	21.38	23.34	19.70	15.91	10.73	22.66
22.5	19.41	21.31	17.95	14.54	9.874	20.61
25	17.80	19.46	16.52	13.42	9.163	18.93

* 引自 D.M.Ritson, Techniques of High Energy Physics, p.526, N.Y, Interscience(1961).

（续表）

质子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
27.5	16.47	18.01	15.32	12.48	8.564	17.53
30	15.34	16.79	14.31	11.68	8.050	16.36
35	13.53	14.82	12.67	10.38	7.203	14.44
40	12.15	13.32	11.41	9.383	6.548	12.98
45	11.05	12.12	10.41	8.584	6.020	11.82
50	10.15	11.14	9.584	7.926	5.581	10.87
55	9.412	10.33	8.902	7.378	5.213	10.09
60	8.788	9.645	8.325	6.914	4.900	9.420
65	8.254	9.062	7.831	6.514	4.629	8.852
70	7.791	8.556	7.402	6.167	4.391	8.380
75	7.385	8.112	7.026	5.861	4.181	7.928
80	7.026	7.719	6.693	5.590	3.996	7.546
90	6.424	7.061	6.132	5.133	3.682	6.904
100	5.933	6.526	5.674	4.760	3.424	6.382
110	5.527	6.079	5.292	4.449	3.209	5.950
120	5.187	5.706	4.973	4.187	3.027	5.587
130	4.896	5.388	4.700	3.961	2.870	5.276
140	4.644	5.112	4.464	3.767	2.734	5.007

（续表）

质子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
150	4.424	4.872	4.258	3.594	2.616	4.773
160	4.232	4.659	4.077	3.445	2.511	4.567
180	3.908	4.304	3.768	3.192	2.333	4.221
200	3.647	4.016	3.522	2.989	2.189	3.942
225	3.384	3.728	3.272	2.783	2.042	3.660
250	3.173	3.497	3.072	2.616	1.925	3.434
275	3.000	3.307	2.908	2.480	1.828	3.248
300	2.853	3.148	2.771	2.368	1.747	3.093
325	2.730	3.013	2.655	2.268	1.678	2.961
350	2.625	2.896	2.555	2.185	1.619	2.848
375	2.534	2.797	2.469	2.112	1.568	2.751
400	2.453	2.709	2.392	2.049	1.523	2.666
450	2.321	2.563	2.268	1.945	1.448	2.524
500	2.215	2.448	2.169	1.863	1.390	2.413
550	2.129	2.355	2.090	1.795	1.343	2.323
600	2.059	2.278	2.022	1.741	1.305	2.249
700	1.950	2.159	1.921	1.658	1.246	2.136
800	1.871	2.074	1.849	1.598	1.205	2.055
900	1.812	2.009	1.795	1.555	1.175	1.995

（续表）

（质子能量）（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
1000	1.767	1.960	1.754	1.522	1.153	1.950
1250	1.692	1.879	1.687	1.471	1.120	1.877
1500	1.649	1.833	1.649	1.443	1.104	1.838
1750	1.623	1.806	1.629	1.429	1.099	1.819
2000	1.608	1.791	1.618	1.422	1.099	1.809
2250	1.599	1.782	1.613	1.420	1.102	1.806
2500	1.595	1.778	1.611	1.422	1.108	1.808
2750	1.593	1.777	1.613	1.425	1.114	1.812
3000	1.593	1.778	1.615	1.429	1.121	1.818
3500	1.597	1.784	1.624	1.440	1.135	1.834
4000	1.604	1.793	1.635	1.452	1.150	1.851
4500	1.612	1.802	1.647	1.465	1.164	1.870
5000	1.621	1.813	1.659	1.478	1.178	1.889
6000	1.638	1.834	1.682	1.502	1.204	1.924
7000	1.655	1.854	1.704	1.524	1.227	1.958
8000	1.670	1.873	1.724	1.544	1.248	1.989
9000	1.685	1.890	1.743	1.562	1.267	2.017
10000	1.699	1.905	1.759	1.579	1.284	2.044
12500	1.728	1.939	1.796	1.615	1.321	2.102

（续表）

质子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
15000	1.753	1.968	1.827	1.645	1.361	2.151
17500	1.774	1.993	1.853	1.671	1.377	2.194
20000	1.792	2.014	1.876	1.693	1.399	2.232
22500	1.808	2.033	1.895	1.712	1.418	2.265
25000	1.822	2.050	1.913	1.729	1.436	2.296
27500	1.835	2.065	1.929	1.749	1.451	2.323
30000	1.847	2.077	1.944	1.759	1.465	2.348
40000	1.886	2.122	1.991	1.804	1.511	2.433
50000	1.915	2.158	2.027	1.839	1.546	2.499
60000	1.939	2.183	2.056	1.866	1.574	2.552
70000	1.959	2.206	2.080	1.890	1.597	2.597
80000	1.976	2.225	2.100	1.909	1.616	2.631
90000	1.991	2.242	2.118	1.926	1.633	2.661
100000	2.005	2.257	2.134	1.941	1.648	2.687

质子在一些物质中的射程-能量关系（R单位，克/厘米²）　　（续表）

质子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
2	0.0091	0.0084	0.0115	0.0190	0.0410	0.0087
3	0.0180	0.0168	0.0221	0.0335	0.0676	0.0175
4	0.0296	0.0275	0.0355	0.0513	0.0988	0.0287
5	0.0436	0.0406	0.0517	0.0724	0.1345	0.0423
6	0.0601	0.0558	0.0704	0.0967	0.1746	0.0581
7	0.0789	0.0732	0.0917	0.1240	0.2190	0.0761
8	0.0999	0.0926	0.1155	0.1542	0.2674	0.0963
9	0.1232	0.1141	0.1416	0.1874	0.3198	0.1185
10	0.1487	0.1376	0.1700	0.2234	0.3761	0.1428
12	0.2061	0.1904	0.2337	0.3035	0.6000	0.1974
14	0.2719	0.2508	0.3062	0.3943	0.6385	0.2598
16	0.3459	0.3187	0.3872	0.4954	0.7919	0.3299
18	0.4278	0.3937	0.4766	0.6066	0.9576	0.4073
20	0.5175	0.4759	0.5742	0.7276	1.138	0.4920
22.5	0.6404	0.5884	0.7073	0.8922	1.381	0.6078
25	0.7750	0.7116	0.8526	1.071	1.644	0.7346
27.5	0.9212	0.8452	1.010	1.265	1.926	0.8720
30	1.079	0.9891	1.179	1.472	2.229	1.020
35	1.426	1.307	1.551	1.927	2.885	1.346

（续表）

质子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
40	1.817	1.663	1.967	2.434	3.614	1.712
45	2.249	2.057	2.427	2.992	4.411	2.116
50	2.722	2.488	2.928	3.599	5.275	2.557
55	3.234	2.954	3.469	4.253	6.202	3.035
60	3.784	3.456	4.051	4.953	7.192	3.549
65	4.371	3.991	4.670	5.699	8.243	4.097
70	4.996	4.559	5.327	6.488	9.352	4.678
75	5.655	5.160	6.021	7.321	10.52	5.293
80	6.349	5.792	6.750	8.195	11.74	5.940
90	7.840	7.148	8.313	10.06	14.35	7.327
100	9.461	8.623	10.01	12.09	17.17	8.835
110	11.21	10.21	11.84	14.27	20.19	10.46
120	13.08	11.91	13.79	16.58	23.40	12.20
130	15.06	13.72	15.86	19.04	26.80	14.04
140	17.16	15.62	18.04	21.63	30.37	15.99
150	19.37	17.63	20.34	24.35	34.11	18.03
160	21.68	19.73	22.74	27.19	38.02	20.17
180	26.61	24.20	27.85	33.23	46.29	24.73
200	31.91	29.02	33.34	39.71	55.14	29.64

（续表）

质子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
225	39.03	36.49	40.72	48.39	66.98	36.23
250	46.67	42.42	48.61	57.66	79.61	43.29
275	54.78	49.77	56.98	67.49	92.95	50.79
300	63.33	57.53	66.79	77.82	107.0	58.68
325	72.30	65.65	75.02	88.61	121.6	66.95
350	81.64	74.12	84.62	99.86	136.7	75.66
375	91.34	82.91	94.58	111.5	152.4	84.50
400	101.4	91.99	104.9	123.5	168.6	93.73
450	122.3	111.0	126.4	148.6	202.3	113.0
500	144.4	131.0	148.9	174.9	237.6	133.3
550	167.5	151.8	172.4	202.2	274.2	154.4
600	191.3	173.4	196.7	230.5	312.0	176.3
700	241.3	218.6	247.6	289.5	390.5	222.0
800	293.7	265.9	300.7	350.9	472.2	269.8
900	348.1	314.9	355.6	414.4	556.3	319.2
1000	404.0	365.3	412.0	479.4	642.2	370.0
1250	548.9	495.8	557.7	646.8	862.7	500.9
1500	698.8	630.7	707.7	818.7	1088	635.7
1750	851.7	768.2	860.4	992.9	1315	772.5

（续表）

质子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
2000	1007	907.3	1014	1168	1543	910.3
2250	1163	1047	1169	1344	1770	1049
2500	1319	1188	1324	1520	1996	1187
2750	1476	1328	1479	1696	2221	1325
3000	1633	1469	1634	1871	2445	1463
3500	1946	1750	1943	2220	2888	1737
4000	2259	2029	2250	2566	3326	2008
4500	2570	2308	2555	2908	3758	2277
5000	2879	2584	2857	3248	4185	2543
6000	3493	3133	3456	3919	5024	3067
7000	4100	3675	4046	4580	5847	3583
8000	4702	4212	4629	5232	6655	4089
9000	5298	4743	5206	5876	7450	4589
10000	6889	5270	5777	6512	8234	5081
12500	7347	6570	7183	8077	10153	6287

（续表）

质子能量（伏兆子电）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
15000	8784	7850	8563	9610	12023	7462
17500	10202	9112	9922	11117	13856	8612
20000	11604	10359	11262	12604	15657	9742
22500	12993	11595	12588	14072	17432	10853
25000	14370	12820	13901	15525	19184	11950
27500	15737	14036	15202	16964	20915	13032
30000	17095	15243	16494	18391	22629	14102
40000	22450	20003	21574	24002	29344	18282
50000	27711	24677	26550	29491	35883	22336
60000	32899	29286	31448	34888	42290	26295
70000	38030	33843	36284	40214	48596	30177
80000	43112	38356	41067	45477	54820	34002
90000	48152	42833	45807	50692	60975	37781
100000	53158	47278	50509	55863	67070	41619

附录5　电子的电离损耗和射程与能量的关系*

电子在一些物质中的电离损耗（兆电子伏·厘米²/克）

电子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
0.010	18.850	20.160	16.580	13.290	8.464	19.710
0.015	13.710	14.720	12.260	9.991	6.602	14.420
0.020	10.950	11.780	9.893	8.137	5.496	11.550
0.025	9.209	9.925	8.380	6.939	4.758	9.737
0.030	8.005	8.638	7.325	6.096	4.228	8.479
0.035	7.119	7.690	6.543	5.468	3.827	7.552
0.040	6.440	6.962	5.940	4.981	3.513	6.840
0.045	5.900	6.383	5.459	4.591	3.259	6.273
0.050	5.462	5.913	5.067	4.272	3.049	5.812
0.055	5.098	5.522	4.741	4.005	2.873	5.429
0.060	4.791	5.192	4.465	3.779	2.724	5.106
0.065	4.529	4.910	4.228	3.585	2.594	4.829
0.070	4.301	4.655	4.023	3.417	2.481	4.590
0.075	4.103	4.451	3.843	3.269	2.382	4.380
0.080	3.928	4.263	3.684	3.138	2.294	4.195
0.085	3.772	4.095	3.543	3.022	2.216	4.031
0.090	3.633	3.945	3.417	2.917	2.145	3.884
0.095	3.508	3.811	3.303	2.823	2.082	3.752
0.100	3.395	3.689	3.200	2.738	2.024	3.632
0.150	2.669	2.904	2.536	2.188	1.650	2.862

* Berger, M.J.and S.M.Seltzer, NASA SP-3012, 1964.

（续表）

电子能量（兆电子伏）	Be	C	Al	Cu	Pb	空 气
0.200	2.301	2.498	2.199	1.908	1.461	2.472
0.250	2.080	2.260	1.998	1.741	1.350	2.240
0.300	1.935	2.103	1.861	1.634	1.280	2.088
0.350	1.834	1.994	1.771	1.560	1.234	1.984
0.400	1.760	1.914	1.706	1.508	1.203	1.908
0.450	1.704	1.855	1.658	1.465	1.181	1.852
0.500	1.660	1.809	1.621	1.436	1.167	1.810
0.550	1.626	1.773	1.593	1.414	1.158	1.777
0.600	1.599	1.745	1.571	1.398	1.152	1.752
0.650	1.578	1.722	1.553	1.386	1.149	1.732
0.700	1.560	1.704	1.540	1.376	1.149	1.717
0.750	1.545	1.689	1.529	1.369	1.150	1.705
0.800	1.533	1.677	1.521	1.364	1.153	1.696
0.850	1.523	1.667	1.514	1.360	1.157	1.688
0.900	1.514	1.659	1.509	1.358	1.157	1.683
0.950	1.508	1.653	1.505	1.357	1.162	1.679
1.000	1.502	1.648	1.502	1.356	1.168	1.676
1.100	1.494	1.640	1.499	1.358	1.180	1.673
1.200	1.489	1.636	1.498	1.361	1.194	1.673
1.300	1.486	1.633	1.499	1.366	1.208	1.675

电子在一些物质中的电离损耗（兆电子伏·厘米²/克）　　（续表）

电子能量(兆电子伏)	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
1.400	1.484	1.633	1.502	1.371	1.223	1.679
1.500	1.484	1.633	1.505	1.378	1.238	1.683
1.600	1.484	1.635	1.509	1.385	1.254	1.689
1.700	1.487	1.637	1.513	1.392	1.269	1.695
1.800	1.489	1.639	1.518	1.400	1.284	1.701
1.900	1.491	1.642	1.523	1.408	1.300	1.708
2.000	1.493	1.645	1.528	1.417	1.361	1.714
2.200	1.498	1.653	1.539	1.433	1.348	1.729
2.400	1.503	1.660	1.550	1.450	1.380	1.743
2.600	1.509	1.668	1.562	1.467	1.412	1.757
2.800	1.510	1.676	1.573	1.486	1.444	1.771
3.000	1.515	1.684	1.584	1.502	1.476	1.786
3.500	1.528	1.704	1.612	1.544	1.554	1.820
4.000	1.541	1.724	1.639	1.584	1.630	1.852
4.500	1.554	1.743	1.666	1.624	1.705	1.884
5.000	1.566	1.761	1.692	1.663	1.779	1.915
5.500	1.579	1.778	1.717	1.702	1.852	1.942
6.000	1.590	1.795	1.741	1.740	1.925	1.969
6.500	1.601	1.811	1.765	1.778	1.997	1.995
7.000	1.612	1.826	1.789	1.815	2.069	2.020

（续表）

电子能量(兆电子伏)	Be	C	Al	Cu	Pb	空 气
7.500	1.623	1.842	1.812	1.852	2.140	2.045
8.000	1.633	1.856	1.835	1.889	2.211	2.068
8.500	1.643	1.871	1.857	1.926	2.282	2.091
9.000	1.654	1.886	1.880	1.965	2.352	2.115
9.500	1.663	1.900	1.902	2.002	2.422	2.137
10.000	1.673	1.914	1.924	2.038	2.493	2.159
20.000	1.844	2.164	2.341	2.759	3.907	2.534
30.000	2.001	2.396	2.745	3.490	5.337	2.859
40.000	2.152	2.622	3.146	4.234	6.783	3.158
50.000	2.302	2.847	3.547	4.981	8.303	3.443
60.000	2.451	3.071	3.949	5.732	9.829	3.721
80.000	2.748	3.519	4.754	7.242	12.90	4.268
100.000	3.042	3.966	5.559	8.756	15.99	4.807
200.000	4.513	6.206	9.614	16.400	31.56	7.468
300.000	5.984	8.452	13.690	24.090	47.22	10.120
400.000	7.455	10.700	17.770	31.790	62.89	12.760
500.000	8.925	12.950	21.850	39.490	78.68	15.410
600.000	10.400	15.200	25.940	47.200	94.30	18.050
800.000	13.340	19.700	34.120	62.630	125.700	23.340
1000.000	16.280	24.190	42.300	78.070	157.200	28.260

电子在一些物质中的射程-能量关系（克/厘米²）　　（续表）

电子能量(兆电子伏)	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
0.010	2.993E—04	2.819E—04	3.519E—04	4.556E—04	8.251E—04	2.892E—04
0.015	6.150E—04	5.764E—04	7.074E—04	8.949E—04	1.501E—03	5.901E—04
0.020	1.026E—03	9.589E—04	1.165E—03	1.453E—03	2.335E—03	9.805E—04
0.025	1.526E—03	1.423E—03	1.716E—03	2.121E—03	3.316E—03	1.454E—03
0.030	2.110E—03	1.965E—03	2.356E—03	2.892E—03	4.434E—03	2.006E—03
0.035	2.774E—03	2.580E—03	3.080E—03	3.760E—03	5.679E—03	2.632E—03
0.040	3.514E—03	3.264E—03	3.883E—03	4.719E—03	7.044E—03	3.329E—03
0.045	4.326E—03	4.015E—03	4.762E—03	5.766E—03	8.254E—03	4.093E—03
0.050	5.208E—03	4.830E—03	5.714E—03	6.896E—03	1.011E—02	4.922E—03
0.055	6.156E—03	5.706E—03	6.735E—03	8.106E—03	1.180E—02	5.813E—03
0.060	7.168E—03	6.640E—03	7.822E—03	9.392E—03	1.359E—02	6.763E—03
0.065	8.242E—03	7.631E—03	8.974E—03	1.075E—02	1.547E—02	7.771E—03
0.070	9.376E—03	8.676E—03	1.109E—02	1.218E—02	1.744E—02	8.833E—03
0.075	1.057E—02	9.774E—03	1.146E—02	1.368E—02	1.950E—02	9.949E—03
0.080	1.181E—02	1.092E—02	1.279E—02	1.524E—02	2.164E—02	1.112E—02
0.085	1.311E—02	1.212E—02	1.417E—02	1.686E—02	2.386E—02	1.233E—02
0.090	1.446E—02	1.336E—02	1.561E—02	1.855E—02	2.615E—02	1.360E—02
0.095	1.586E—02	1.465E—02	1.710E—02	2.029E—02	2.852E—02	1.491E—02
0.100	1.731E—02	1.599E—02	1.864E—02	2.209E—02	3.096E—02	1.626E—02
0.150	3.415E—02	3.147E—02	3.641E—02	4.277E—02	5.863E—02	3.197E—02

电子在一些物质中的射程-能量关系(克/厘米²)　　(续表)

电子能量(兆电子空)	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
0.200	5.445E−02	5.015E−02	5.772E−02	6.739E−02	9.100E−02	5.089E−02
0.250	7.738E−02	7.126E−02	8.165E−02	9.492E−02	1.267E−01	7.221E−02
0.300	1.024E−01	9.425E−02	1.077E−01	1.246E−01	1.648E−01	9.537E−02
0.350	1.289E−01	1.187E−01	1.353E−01	1.560E−01	2.046E−01	1.200E−01
0.400	1.568E−01	1.443E−01	1.640E−01	1.886E−01	2.457E−01	1.457E−01
0.450	1.857E−01	1.709E−01	1.938E−01	2.222E−01	2.877E−01	1.723E−01
0.500	2.154E−01	1.982E−01	2.243E−01	2.567E−01	3.303E−01	1.996E−01
0.550	2.459E−01	2.261E−01	2.554E−01	2.918E−01	3.733E−01	2.275E−01
0.600	2.769E−01	2.545E−01	2.871E−01	3.274E−01	4.166E−01	2.559E−01
0.650	3.084E−01	2.834E−01	3.191E−01	3.633E−01	4.601E−01	2.846E−01
0.700	3.402E−01	3.126E−01	3.514E−01	3.995E−01	5.036E−01	3.136E−01
0.750	3.725E−01	3.421E−01	3.840E−01	4.360E−01	5.471E−01	3.428E−01
0.800	4.049E−01	3.718E−01	4.168E−01	4.725E−01	5.906E−01	3.722E−01
0.850	4.377E−01	4.017E−01	4.498E−01	5.093E−01	6.339E−01	4.018E−01
0.900	4.706E−01	4.317E−01	4.828E−01	5.461E−01	6.771E−01	4.314E−01
0.950	5.037E−01	4.619E−01	5.160E−01	5.829E−01	7.202E−01	4.612E−01
1.000	5.369E−01	4.922E−01	5.493E−01	6.198E−01	7.631E−01	4.910E−01
1.100	6.037E−01	5.531E−01	6.159E−01	6.935E−01	8.483E−01	5.507E−01
1.200	6.707E−01	6.141E−01	6.826E−01	7.670E−01	9.326E−01	6.105E−01
1.300	7.380E−01	6.753E−01	7.493E−01	8.404E−01	1.016E−00	6.702E−01

电子在一些物质中的射程-能量关系(克/厘米²)　　(续表)

电子能量(兆电子伏)	Be	C	Al	Cu	Pb	空 气
1.400	8.054E−01	7.366E−01	8.160E−01	9.135E−01	1.098E 00	7.298E−01
1.500	8.728E−01	7.978E−01	8.825E−01	9.862E−01	1.179E 00	7.893E−01
1.600	9.401E−01	8.590E−01	9.489E−01	1.059E−00	1.260E 00	8.487E−01
1.700	1.007E−00	9.202E−01	1.015E 00	1.131E 00	1.339E 00	9.078E−01
1.800	1.076E−00	9.812E−01	1.081E 00	1.202E 00	1.417E 00	9.667E−01
1.900	1.142E−00	1.042E 00	1.147E 00	1.273E 00	1.495E 00	1.025E 00
2.000	1.209E−00	1.103E 00	1.212E 00	1.344E 00	1.571E 00	1.084E 00
2.200	1.343E−00	1.224E 00	1.343E 00	1.485E 00	1.721E 00	1.200E 00
2.400	1.476E−00	1.345E 00	1.472E 00	1.623E 00	1.868E 00	1.315E 00
2.600	1.609E−00	1.465E 00	1.601E 00	1.760E 00	2.011E 00	1.429E 00
2.800	1.741E−00	1.585E 00	1.728E 00	1.896E 00	2.151E 00	1.543E 00
3.000	1.873E−00	1.704E 00	1.855E 00	2.030E 00	2.288E 00	1.655E 00
3.500	2.202E−00	1.999E 00	2.168E 00	2.358E 00	2.618E 00	1.933E 00
4.000	2.528E−00	2.291E 00	2.476E 00	2.678E 00	2.933E 00	2.206E 00
4.500	2.851E−00	2.579E 00	2.778E 00	2.990E 00	3.232E 00	2.473E 00
5.000	3.172E−00	2.864E 00	3.076E 00	3.294E 00	3.519E 00	2.736E 00
5.500	3.489E−00	3.147E 00	3.369E 00	3.591E 00	3.795E 00	2.995E 00
6.000	3.805E−00	3.427E 00	3.658E 00	3.881E 00	4.060E 00	3.251E 00
6.500	4.118E−00	3.704E 00	3.944E 00	4.166E 00	4.315E 00	3.503E 00
7.000	4.430E−00	3.979E 00	4.225E 00	4.444E 00	4.561E 00	3.752E 00

电子在一些物质中的射程-能量关系(克/厘米²)　　(续表)

电子能量(兆电子伏)	Be	C	Al	Cu	Pb	空　气
7.500	4.739E−00	4.252E 00	4.503E 00	4.717E 00	4.798E 00	3.998E 00
8.000	5.046E−00	4.522E 00	4.777E 00	4.984E 00	5.028E 00	4.241E 00
8.500	5.351E−00	4.791E 00	5.048E 00	5.246E 00	5.251E 00	4.482E 00
9.000	5.654E−00	5.057E 00	5.316E 00	5.503E 00	5.466E 00	4.720E 00
9.500	5.956E−00	5.321E 00	5.580E 00	5.756E 00	5.676E 00	4.955E 00
10.000	6.255E−00	5.583E 00	5.841E 00	6.003E 00	5.879E 00	5.188E 00
20.000	1.194E+01	1.049E 01	1.054E 01	1.020E 01	9.060E 00	9.447E 00
30.000	1.714E 01	1.488E 01	1.448E 01	1.342E 01	1.124E 01	1.316E 01
40.000	2.196E 01	1.887E 01	1.788E 01	1.602E 01	1.290E 01	1.648E 01
50.000	2.646E 01	2.252E 01	2.087E 01	1.819E 01	1.423E 01	1.951E 01
60.000	3.066E 01	2.591E 01	2.365E 01	2.006E 01	1.534E 01	2.231E 01
80.000	3.836E 01	3.198E 01	2.816E 01	2.316E 01	1.711E 01	2.732E 01
100.000	4.528E 01	3.734E 01	3.204E 01	2.567E 01	1.850E 01	3.173E 01
200.000	7.208E 01	5.732E 01	4.555E 01	3.388E 01	2.287E 01	4.828E 01
300.000	9.126E 01	7.108E 01	5.423E 01	3.888E 01	2.544E 01	5.974E 01
400.000	1.062E 02	8.157E 01	6.062E 01	4.249E 01	2.727E 01	6.852E 01
500.000	1.184E 02	9.005E 01	6.569E 01	4.530E 01	2.869E 01	7.564E 01
600.000	1.288E 02	9.718E 01	6.988E 01	4.762E 01	2.985E 01	8.163E 01
800.000	1.458E 02	1.087E 02	7.658E 01	5.128E 01	3.168E 01	9.135E 01
1000.000	1.593E 02	1.178E 02	8.184E 01	5.414E 01	3.310E 01	9.907E 01

附录6 常用物质的χ射线质量吸收系数*

（厘米²/克）

能量电子(千伏)	波长(Å)	$_{7}N$	$_{8}O$	$_{2}He$	$_{10}Ne$	$_{18}Ar$	$_{36}Kr$	$_{54}Xe$	$_{4}Be$	$_{13}Al$	$_{26}Fe$	$_{29}Cu$
124	0.1	0.144	0.145	0.144	0.149	0.183	0.535	1.42	0.131	0.155	0.265	0.328
83	0.15	0.159	0.162	0.124	0.169	0.278	1.41	3.68	0.142	0.205	0.58	0.786
62	0.2	0.175	0.181	0.132	0.208	0.490	2.81	7.33	0.153	0.277	1.11	1.57
49.5	0.25	0.195	0.206	0.140	0.256	0.76	5.05	13.4	0.162	0.380	2.02	2.79
41.2	0.3	0.216	0.236	0.146	0.319	1.2	8.30	21.9	0.171	0.525	3.45	4.15
31	0.4	0.288	0.345	0.159	0.508	2.62	18.3	8.2	0.185	0.97	7.6	10.1
24.9	0.5	0.395	0.508	0.173	0.865	5.09	33.3	15.2	0.210	1.82	14.1	18.6
20.6	0.6	0.62	0.87	0.186	1.55	8.80	56.5	25.2	0.240	3.70	23.8	32.4
17.7	0.7	1.25	1.85	0.203	3.25	15.3	93	39.8	0.292	7.20	38.8	53
15.5	0.8	1.25	1.80	0.222	3.50	21.1	116	58	0.362	8.80	53.2	70
13.8	0.9	1.73	2.40	0.241	4.75	26.4	26.5	78.5	0.445	11.8	74	95.5
12.4	1.0	2.20	3.20	0.255	6.50	34.4	37.2	101	0.57	15.2	100	130
8.3	1.5	6.9	10.5	0.335	19.8	112	87	296	1.55	41.5	312	48.5
6.2	2.0	16.0	24.0	0.715	43	240	192	622	3.38	87	80	101
4.95	2.5	30.5	45.5	1.04	90	485	359	710	6.2	235	162	212
4.12	3	52	78	1.48	145	780	550	340	10.3	360	255	320
3.10	4	123	180	3.55	325	170	1100	710	22.7	780	510	660
2.49	5	235	350	6.9	630	300	1860	1230	43.7	1400	880	1150
2.06	6	400	580	11.8	1040	490	2900	1930	74	2250	1400	1750
1.77	7	620	920	18.1	1580	730	2280	2850	118	3300	2050	2550
1.55	8	910	1350	26.6	2350	1050	1350	4000	174	2800	2800	3500
1.38	9	1290	1900	37.7	3200	1450	1870	5300	245	390	3700	4600
1.24	10	1800	2600	51	4300	1900	2450	7000	333	520	4700	6000

* 引自 Handbook of X-Ray, *Analytical Chemistry*, 32,No.5,240 (1960)。

附录7 常用物质的γ射线质量吸收系数(准直束)(厘米²/克)*

能量 (Mev)	铍	铝	氢	硅	铜	铁	钨	铅	碘化钠	空气	水泥	水
0.01	0.586	26.2	64.6	34.1	225	180	93.4	142	156	4.98	23.5	5.18
0.015	0.291	7.91	20.2	10.3	76.7	68.4	141	171	60.2	1.55	7.25	1.60
0.02	0.219	3.37	8.61	4.40	33.5	25.4	67.0	92	23.1	0.749	3.14	0.772
0.03	0.178	1.11	2.71	1.42	10.9	8.15	23.1	31.8	7.84	0.347	1.07	0.368
0.04	0.162	0.543	1.17	0.670	4.74	3.61	10.7	15.1	19.3	0.243	0.536	0.262
0.05	0.154	0.353	0.665	0.421	2.52	1.90	6.03	8.49	10.7	0.203	0.352	0.221
0.06	0.148	0.268	0.461	0.311	1.56	1.18	3.70	5.12	6.60	0.185	0.272	0.204
0.08	0.140	0.197	0.270	0.219	0.757	0.590	8.01	2.37	3.07	0.166	0.204	0.183
0.10	0.133	0.169	0.203	0.182	0 459	0.370	4.52	5.73	1.79	0.155	0.175	0.171
0.15	0.119	0.138	0.142	0.145	0.224	0.197	1.58	2.01	0.623	0.136	0.143	0.151
0.20	0.109	0.122	0.120	0.127	0.157	0.148	0 .770	0.983	0.334	0.123	0.127	0.137
0.30	0.0945	0.104	0.0995	0.108	0.112	0.110	0.318	0.391	0.167	0.107	0.108	0.119
0.40	0.0847	0.0927	0.0877	0.0960	0.0943	0.0942	0.188	0.231	0.118	0.0954	0.0966	0.106
0.50	0.0773	0.0845	0.0794	0.0875	0.0838	0.0841	0.135	0.159	0.0954	0.0868	0.0879	0.0966
0.60	0.0715	0.0780	0.0732	0.0806	0.0762	0.0770	0.107	0.124	0.0823	0.0804	0.0812	0.0896
0.80	0.0628	0.0684	0.0641	0.0708	0.0660	0.0669	0.0799	0.0881	0.0676	0.0706	0.0713	0.0788

（续表）

能量 (Mev)	铍	铝	氩	硅	铜	铁	钨	铅	碘化钠	空气	水泥	水
1.0	0.0565	0.0614	0.0575	0.0635	0.0589	0.0599	0.0654	0.0704	0.0586	0.0635	0.0640	0.0706
1.5	0.0459	0.0500	0.0469	0.0517	0.0479	0.0486	0.0495	0.0521	0.0470	0.0517	0.0521	0.0575
2.0	0.0394	0.0432	0.0407	0.0447	0.0420	0.0425	0.0437	0.0457	0.0413	0.0444	0.0449	0.0493
3.0	0.0313	0.0353	0.0338	0.0367	0.0358	0.0361	0.0403	0.0419	0.0366	0.0358	0.0366	0.0396
4.0	0.0266	0.0310	0.0302	0.0323	0.0331	0.0331	0.0399	0.0416	0.0351	0.0308	0.0319	0.0340
5.0	0.0234	0.0283	0.0280	0.0296	0.0317	0.0314	0.0407	0.0423	0.0347	0.0274	0.0288	0.0302
6.0	0.0212	0.0265	0.0266	0.0278	0.0310	0.0305	0.0417	0.0433	0.0348	0.0251	0.0268	0.0276
8.0	0.0181	0.0242	0.0249	0.0256	0.0305	0.0297	0.0437	0.0458	0.0355	0.0222	0.0242	0.0242
10	0.0162	0.0230	0.0243	0.0244	0.0307	0.0296	0.0464	0.0487	0.0367	0.0203	0.0227	0.0220
15	0.0135	0.0217	0.0238	0.0233	0.0320	0.0306	0.0527	0.0554	0.0402	0.0179	0.0210	0.0193
20	0.0122	0.0215	0.0242	0.0231	0.0336	0.0318	0.0579	0.0612	0.0432	0.0169	0.0204	0.0180
30	0.0109	0.0217	0.0254	0.0236	0.0365	0.0342	0.0661	0.0698	0.0482	0.0161	0.0204	0.0170
50	0.0100	0.0229	0.0274	0.0250	0.0407	0.0380	0.0760	0.0807	0.0550	0.0161	0.0210	0.0166
80	0.098	0.0243	0.0295	0.0266	0.0446	0.0415	0.0849	0.0903	0.0605	0.0164	0.0222	0.0169
100	0.099	0.0251	0.0306	0.0275	0.0463	0.0431	0.0889	0.0944	0.0630	0.0168	0.0228	0.0172
密度 (g/cm^3)	1.84	2.70	1.78×10^{-3}	2.35	8.89	7.8	19.3	11.34	3.67	1.29×10^{-3}	2.30	1.0

* 引自 K.Siegbahn, α-, β-and γ-RaySpectroscopy, 1, App, 1, p. 827, Amsterdam, North-Holland Pub, Co. (1965)。

附录8　宽束γ射线在不同减弱倍数时的铅层厚度

（厚度以厘米表示，铅的密度=11.34克/厘米³）

减弱倍数(K)	γ射线能量 $h\nu$（兆电子伏）															
	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.25	1.5	1.75	2.0	2.2	3	4	6	8	10
10	1.6	2.1	2.6	3.06	3.5	3.8	4.5	5.1	5.6	5.9	6.1	6.5	6.4	5.5	4.9	4.2
20	2.0	2.6	3.25	3.85	4.4	4.9	5.8	6.6	7.2	7.6	7.8	8.3	8.2	7.1	6.3	5.6
30	2.3	3.0	3.65	4.3	4.95	5.5	6.5	7.3	8.0	8.5	8.8	9.3	9.2	8.0	7.2	6.3
40	2.4	3.1	3.8	4.5	5.2	5.8	6.85	7.8	8.6	9.1	9.4	10.0	9.9	8.7	7.8	6.8
50	2.6	3.25	3.95	4.6	5.3	6.0	7.2	8.2	9.0	9.6	10.0	10.6	10.5	9.2	8.3	7.3
60	2.7	3.45	4.2	4.95	5.6	6.3	7.5	8.6	9.5	10.1	10.4	11.0	10.9	9.7	8.7	7.7
80	2.8	3.7	4.5	5.3	6.0	6.7	8.0	9.2	10.1	10.7	11.1	11.7	11.6	10.4	9.4	8.2
100	3.0	3.85	4.7	5.5	6.3	7.0	8.45	9.65	10.6	11.3	11.7	12.2	12.1	10.9	9.9	8.7
200	3.4	4.4	5.3	6.3	7.2	8.0	9.65	11.1	12.2	12.9	13.4	14.0	13.8	12.6	11.4	10.2
500	4.0	5.1	5.5	7.2	8.2	9.2	11.3	12.9	14.2	15.0	15.4	16.3	16.1	14.9	13.3	11.9
1000	4.4	5.7	6.95	8.1	9.2	10.2	12.3	14.1	15.5	16.5	17.0	18.0	17.3	16.5	15.1	13.3
2000	5.0	6.3	7.6	8.8	10.0	11.1	13.5	15.4	16.8	17.9	18.5	19.7	19.5	18.1	16.6	14.8
5000	5.5	7.0	8.5	9.9	11.2	12.4	14.9	17.0	18.0	19.8	20.5	21.9	21.7	20.3	18.5	16.6
10000	5.9	7.5	9.1	10.6	12.0	13.3	16.1	18.3	20.1	21.3	22.1	23.6	23.4	22.0	20.1	18.0

*引自徐克尊等，粒子探测技术，上海科技出版社，1981.