

表 2 4 个 32 阶矩阵计算结果

32 阶矩阵构成	真 值		豪斯豪德方法与QR方法联用			雅可比方法			
	最大特征值	最小特征值	最大特征值	最小特征值	计算时间	最大特征值	最小特征值	ϵ	计算时间
①②③④⑤ 矩阵张量乘积	33435707	131158.38	33435708	131158.38	8分30秒	33435708	131158.38	10^{-6}	28分30秒
						33435708	131158.38	10^0	24分47秒
						33435708	131159.66	10^3	20分35秒
⑥⑦⑧⑨⑩ 矩阵张量乘积	1162850.0	40605.986	1162850.0	40605.987	9分20秒	1162850.0	40605.988	10^{-6}	20分10秒
						1162850.0	40605.988	10^0	13分49秒
						1162850.0	40739.993	10^1	12分14秒
④⑤⑥⑦⑧ 矩阵各元素分别缩小10倍后再张量乘积	354.60375	0.18782299	354.60342	0.1878230	8分20秒	354.60377	0.18782299	10^{-5}	23分49秒
						354.60377	0.18782411	10^{-3}	21分1秒
						354.60342	0.2335907	10^{-1}	12分36秒
①②③④⑤ 矩阵各元素分别缩小10倍后再张量乘积	109.64551	2.8355503	109.64552	2.8355504	9分	109.64552	2.8355505	10^{-6}	24分27秒
						109.64552	2.8355542	10^{-3}	20分10秒
						109.64552	2.9044512	10^{-1}	13分28秒

个 32 阶矩阵 (见表 2), 它们有一个共同的结论是, 在达到同样精度下, 用豪斯豪德与 QR 方法计算时间少于用雅可比方法。也就是说在同样时间内计算同样的矩阵, 豪斯豪德与 QR 方法比雅可比方法达到的精度要高。

当然, 对于特殊矩阵(比如对角元素比所有非对角元素绝对值大得多的矩阵), 用雅可比方法, 在短时间内可以达到较高的精度, 可能在精度上和时间节约上都超过豪斯豪德与 QR 方法。本文未举这样的例子。

综上所述, 将豪斯豪德方法与 QR 方法联用求对称矩阵特征值和特征向量是一个很有效的方法, 特别是对高阶矩阵。但雅可比方法程序简单, 大家熟悉。由于机器有效位数有限, 积累误差本工作未加讨论。

最后, 我们对于储连元同志的有益讨论, 邱成同志在计算中的协助谨致谢意。

参 考 文 献

[1] J. H. Wilkinson, The Algebraic Eigenvalue Problem, Clarendon Press, Oxford, 1965.

(编辑部收到日期: 1980 年 1 月 26 日)

CdTe 核辐射探测器(扩散型)

王效军 毛裕芳 蒋瑞娟 马呈德

CdTe 核辐射探测器是近年来发展起来的有希望的一种化合物半导体探测器^[1,2]。目前, 采用 CdTe 材料已制成扩散型^[3,4]、面垒型^[5,6]、离子注入型^[7]、同轴型^[8]等探测器。而扩散型探测器是早期开展的工作, 1971 年 A.И.Калучина 等人^[3]制成了扩散型 CdTe 探测器, 对²⁴¹Am 59 keV 的 γ 射线获得 7 keV 的能量分辨率(FWHM)。

我们曾开展了扩散型 CdTe 探测器的研制工作, 对 ^{170}Tm 84 keV 的 γ 射线获得 7.9 keV 的能量分辨率(FWHM)。所用材料是本实验室提供无掺杂的 P 型 CdTe, 其电阻率为 $\sim 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$, 迁移率为 $90 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, 材料直径为 15 mm。采用高温扩散技术, 将钢扩散到 P 型材料中, 制得扩散型探测器。制成的探测器厚度为 0.8~1.25 mm, 有效面积为 $9 \sim 25 \text{mm}^2$, 采用金沉积法制得良好的欧姆接触, 接触电极为 $1 \sim 2 \text{mm}^2$ 。器件封装在黄铜盒内。

对所制得的探测器, 进行了三方面的性能测试。

1. 电学特性 图 1, 2 示出测得的扩散型 CdTe 探测器 (30#, 49#) 的伏-安特性。

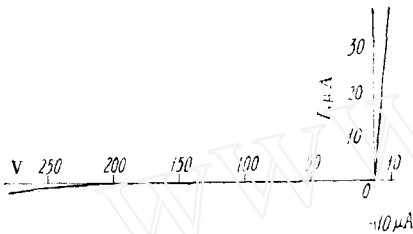


图 1 30#器件的伏-安特性

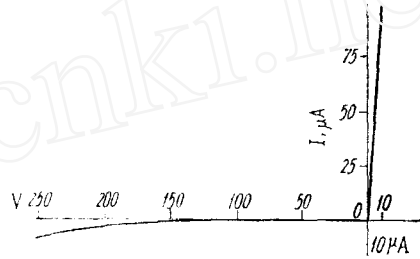


图 2 49#器件的伏-安特性

从图中可看出, 探测器具有明显的二极管特性, 测得探测器电容约为 7pF。值得注意的是, 探测器的伏-安特性与表面处理关系甚大, 有些器件的边和表面用细砂纸研磨后, 其漏电流显著下降。

2. γ 射线能谱响应 我们用 ^{144}Ce , ^{170}Tm , ^{141}Ce 等几种放射源测量了探测器的室温 γ 能谱特性。图 3 给出了 30# 探测器对 ^{144}Ce γ 射线的能谱响应, 该探测器的结面积为 25mm^2 , 厚度为 1.25 mm, 工作偏压 50 V, 对 134 keV γ 射线获得 12.6 keV 的能量分辨率。

从图中明显地看到 ^{144}Ce 的 134 keV 和 80 keV 的两组 γ 射线之光电峰及 Cd, Te 的 X 射线逃逸峰, 由于 Cd 和 Te 的 K-X 射线能量分别为 22.7 keV 和 26.8 keV, 且产生的 X 射线强度不同, 故 Cd, Te 的 X 射线逃逸峰实际上应比光电峰低 25 keV 左右, 这与图中

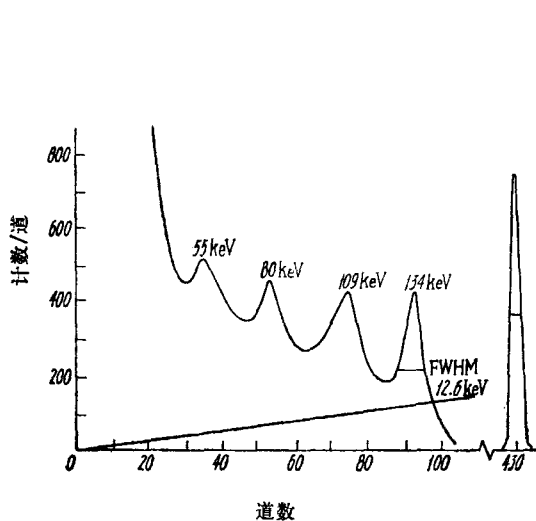


图 3 ^{144}Ce γ 射线能谱图

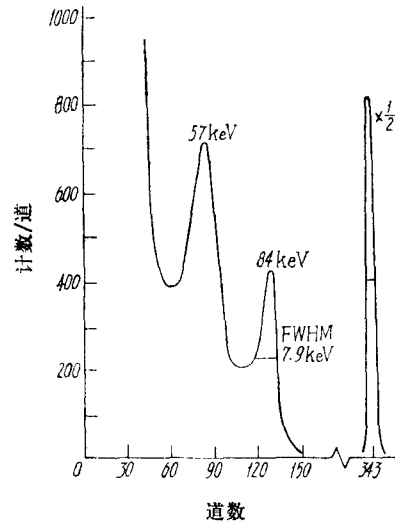


图 4 ^{170}Tm 84 keV γ 射线能谱图

观察到的峰位 (109 keV, 55 keV) 相符合。

图 4 给出另一块探测器对 ^{170}Tm γ 射线响应的能谱图, 该探测器结面积为 9mm^2 , 厚度为 0.7mm , 工作偏压 90V 。同样, 观察到 ^{170}Tm 84keV 的光电峰及在 57keV 附近的 Cd, Te K-X 射线逃逸峰和 YbK-X 射线的重迭峰。

图 5 给出 ^{141}Ce γ 射线能谱图, 该探测器结面积为 9mm^2 , 厚度为 1mm , 工作偏压为 100V , 获得类似结果。

3. γ 射线能谱响应与工作偏压的关系 我们测量了 ^{170}Tm γ 射线光电峰随工作偏压变化, 其结果于图 6 给出。从图中可以看出, 反向偏压从 25V 增加到 110V 时, 均能观察到 84keV γ 射线的光电峰及 Cd 和 Te 的 X 射线逃逸峰。另外, 还观察到这样的现象:

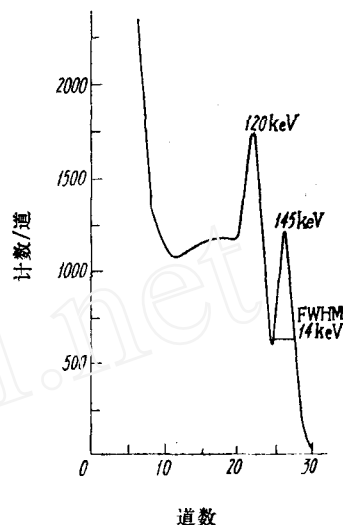


图 5 ^{141}Ce γ 射线能谱图

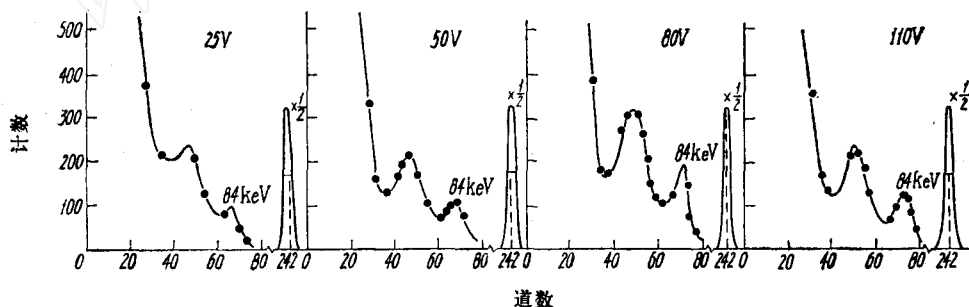


图 6 ^{170}Tm 84KeV γ 射线能谱曲线随反向偏压的变化

(1) 光电峰的峰位随反向偏压增加而右移, 即光电峰脉冲高度增大, 到 80V 左右达到极大值, 偏压再继续增加, 峰位基本不变。

(2) 光电峰的能量分辨率随偏压增加而改善, 到 80V 时, 达最佳值, 偏压继续增加, 分辨率反而变差。

我们认为, 形成这些现象的主要原因是, 随着反向偏压的增加, 探测器灵敏体积内电场强度增大, 从而提高电荷收集率, 使光电峰的脉冲幅度增大, 并改善了能量分辨率。但是, 由于材料的陷阱效应和不均匀性的影响, 当探测器的灵敏体积随偏压增加而增大时, 载流子被捕获的几率增大, 从而造成电荷收集的不完全, 影响了光电峰脉冲幅度的提高。我们对这种类型的探测器的电荷收集效率和 $\mu\tau^+$ 积做了初步估计, 并用 Ge(Li) 探测器作比较, 测得此类探测器的电荷收集效率约为 65% , 其 $\mu\tau^+$ 积约为 $2 \times 10^{-5}\text{cm}^2/\text{V}$ 。另外, 随反向偏压的增加, 漏电流变大, 致使能量分辨率变差。

我们利用完好的扩散型 CdTe 探测器对 ^{203}Hg , ^{137}Cs , ^{60}Co 等 γ 射线源进行了测量, 但都未能观察到明显的光电峰, 这主要是由于探测器的灵敏层厚度小(约 $200\ \mu\text{m}$), 使高能光电子的能量不能全部耗尽在灵敏体积内所致。

参 考 文 献

- [1] G. L. Miller, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-19**, 251 (1972).
- [2] R. Triboulet, *Nature Phys. Sci.*, **245** (140), 13 (1973).
- [3] Л. И. Калучина, *ФТП*, **5**, 9 (1971).
- [4] П. С. Киреев и др., *Докл. АН СССР*, **184**, 324 (1968).
- [5] J. M. Palms, *Nucl. Instrum. Methods*, **98**, 597 (1972).
- [6] K. Zanio, *Appl. Phys. Lett.*, **20**(8), 294 (1972).
- [7] A. Cornet, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-19**, 358 (1972).
- [8] J. T. Erans Jr, *Mater. Sci. Eng.*, **4**, 186 (1969).

(编辑部收到日期: 1980年2月4日)

强流离子束在横向磁场中传输的若干试验研究

于丽华 李公攀 王朝驹 杨德清

利用横向磁场对离子束进行导向、分析和聚焦, 已经成为日益发展的离子束应用技术中的一个重要环节。因此, 研究离子束在横向磁场中的传输问题有着广泛的意义。

实验是在离子轨道半径为 1000 毫米和 1600 毫米的两台磁分析器上进行的^[1]。用阻滞场方法测量了束电位^[2]。束电位的大小表征了束在传输过程中的中和程度和离子束的品质。

一、横向磁场中离子束的自中和特点

离子束在磁分析器中传输时, 由于磁场力的作用, 使得“电子过剩区域”中的电子很难横越过磁力线直接进入“正离子过剩区域”, 而是比较容易沿磁力线运动消失在器壁上; 涅兹林^[3]和拉伊科^[4]等人认为束空间内束流密度的涨落是造成束空间电荷失去中和的重要原因, 就是以此为依据的。

我们认为, 离子束在传输过程中得到完全的自中和是不可能的。因而垂直于磁场方向的电场分量总是存在, 电子的横向漂移也就总是存在, 而且与束电位的大小直接关系。我们通过测量束电位, 测量慢电子和慢正粒子的相对量的变化, 证明了电子横向漂移的存在和受束电位影响的事实。

还有一个有趣的实验结果, 证明了电子漂移运动的存在。通常认为, 在平行于磁场方向的束外区域是存在二次等离子体的^[5]。而在垂直于磁场方向的束外区域是否存在二次等离子体, 则一直没有见到确切的论述。我们测量了距离离子源出口缝 300 毫米处的束电位分布(图 1)。根据测量和计算可知, 此处的离子束横截面宽度为 150 毫米。而图 1 表明, 束电位分布范围竟达 400 毫米。由于束电位的分布代表着慢粒子的存在范围, 因而证明了在垂直于磁场方向的束外区, 同样存在着二次等离子体。

顺便在此提到, 彼得斯等人^[6]曾经把一对平行平板分别置于离子束上、下方, 以测量快离子单位时间内产生的慢粒子数目。他们根据在平行板上测得的负电流大于正电流, 就得出结论, 快离子产生的负电荷比正电荷多。这结论显然是不对的。很难认为, 快离子只产生电子, 而不同时产生相同数量的正离子。相反, 电子与快离子的复合, 有可能残存比电子数更多的慢正离子。我们认为, 他们测量的结果可以用电子漂移运动来解释。