

粒子探测技术

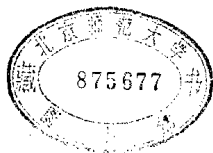
徐克尊等编



71117125

粒子探测技术

徐克尊等 编



上海科学技术出版社

内 容 提 要

本书比较系统地全面地介绍了各种微观粒子的探测器,全书共分十三章。第一、二章讲述微观粒子的性质和探测原理,从第三章开始讨论各种粒子的探测器,包括它们的原理、构造、类型、性能和应用技术等。

本书可供从事原子核物理、高能物理和原子能应用方面工作的科技人员以及高等院校有关专业的学生和研究生阅读。

粒 子 探 测 技 术

徐克尊 等 编

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路450号)

新华书店上海发行所发行 上海商务印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 22.5 字数 537,000

1981年11月第1版 1981年11月第1次印刷

印数 1—2,000

统一书号: 15119·2186 定价:(料五) 2.55元

目 录

序言	1
第一章 微观粒子及其探测原理	3
§ 1-1 微观粒子的基本特性	3
§ 1-2 粒子探测的基本原理	7
§ 1-3 射线的吸收	20
第二章 粒子探测中的统计规律	34
§ 2-1 误差基本概念	34
§ 2-2 统计分布	37
§ 2-3 统计误差	39
§ 2-4 测量数值的审查	46
§ 2-5 计数时间或源强的选择	47
§ 2-6 电离过程中的统计涨落和能量分辨率	48
第三章 气体探测器	52
§ 3-1 气体探测器的基本原理	52
§ 3-2 电离室	59
§ 3-3 正比计数器	70
§ 3-4 G-M 计数器	81
第四章 半导体探测器	90
§ 4-1 半导体的基本知识和探测器的工作原理	90
§ 4-2 半导体探测器的种类和结构	98
§ 4-3 半导体探测器的主要参量	106
§ 4-4 半导体探测器的应用	114
第五章 闪烁探测器	122
§ 5-1 概述	122
§ 5-2 闪烁体	123
§ 5-3 光电倍增管	136
§ 5-4 光学收集系统	146
§ 5-5 闪烁探测器的应用	149
第六章 切伦柯夫探测器	159
§ 6-1 切伦柯夫辐射的原理	159
§ 6-2 切伦柯夫辐射的产生和收集	163
§ 6-3 切伦柯夫探测器的分类和应用	170
第七章 气体多丝室	180
§ 7-1 多丝正比室的工作原理	180
§ 7-2 多丝正比室的构造	184
§ 7-3 多丝正比室的主要性能	188

§ 7-4	多丝正比室信号的读出	192
§ 7-5	主要优点和应用实例	194
§ 7-6	漂移室	195
§ 7-7	多丝火花室	200
第八章	核乳胶和固体径迹探测器	206
§ 8-1	核乳胶的原理和特性	206
§ 8-2	核乳胶中径迹的测量	211
§ 8-3	固体径迹探测器	214
第九章	气泡室	219
§ 9-1	气泡室的基本原理	219
§ 9-2	气泡室的构造	224
§ 9-3	气泡室的特性	230
§ 9-4	气泡室混合谱仪和径迹灵敏靶	232
§ 9-5	气泡室径迹测量	234
第十章	脉冲径迹室	240
§ 10-1	气体中火花放电的机制	240
§ 10-2	多板火花室	242
§ 10-3	流光室	244
§ 10-4	闪光管描述仪(闪光室)	253
第十一章	其它探测器	258
§ 11-1	热释光和荧光玻璃	258
§ 11-2	自给能探测器	260
§ 11-3	通道电子倍增器	263
§ 11-4	气体正比闪烁探测器	266
§ 11-5	液体电离室	269
§ 11-6	穿越辐射探测器和超导探测器	273
§ 11-7	高能探测器小结	279
第十二章	粒子探测系统	283
§ 12-1	粒子探测系统概貌	283
§ 12-2	粒子探测器的输出电路	286
§ 12-3	计数测量	290
§ 12-4	能量测量	298
第十三章	磁谱仪	311
§ 13-1	磁谱仪的基本特性	311
§ 13-2	β 磁谱仪	314
§ 13-3	重离子磁谱仪和高能磁谱仪	322
附录 1	常用的物理常数	331
附录 2	$e^{-1/x}$ 数值表(t/T 从 0.01 到 6.65)	332
附录 3	$\gamma[(1-\beta^2)^{-1/2}]$ 数值表(β 从 0.01 到 0.9999)	333
附录 4	常用物质的 X 射线质量吸收系数	333
附录 5	常用物质的 γ 射线质量吸收系数(准直束)	334

附录 6	宽束 γ 射线在不同减弱倍数时的铅层厚度	334
附录 7	质子的电离损耗和射程与能量的关系	335
附录 8	粒子特性表	339
附录 9	常用 β 和 γ 放射性核素表	341
附录 10	常用 α 放射性核素表	345
附录 11	X 射线临界吸收能量和发射能量	347
附录 12	各种探测器的主要性能比较	352
附录 13	世界主要的加速器实验室	353

序 言

本书讲述在原子能科学和技术领域中应用的各种微观粒子探测器,介绍它们的原理、构造、性能、种类和应用。这是原子能科学技术领域中的基本实验技术之一,尤其对于核物理和基本粒子物理的实验研究以及核素的应用来说,是一门重要的实验技术。

粒子探测技术是随着核物理和基本粒子物理的发展、以及原子能的日益广泛应用而发展的。它们相辅相成,互相促进。放射性最早是通过原始的核乳胶(X光胶片)发现的,原子的核模型是由原始的闪烁探测器(肉眼观测 $\text{ZnS}(\text{Ag})$ 的闪烁荧光)的实验结果所确认的。早期研制了正比计数器、G-M 计数器、核乳胶和云室等探测器,随之发现了中子、 μ 子、正电子等粒子,并用这些探测器进行了初步的核物理和粒子物理研究工作。

探测技术的大发展是在第二次世界大战后。首先是四十年代末的闪烁探测器,然后是六十年代初的半导体探测器,它们的应用大大促进了原子核物理的研究和核素的应用。

探测技术的另一个发展源泉是高能物理。随着加速器能量越来越高及高能物理研究工作的突飞猛进,相应地发展了气泡室、切伦柯夫探测器、火花室、多丝正比室和漂移室等探测器,发现了各种超子、反粒子和新粒子等,使高能物理学成为自然科学最前沿的一门学科。

各种探测器都有一个发展过程,适应客观需要的便存在和发展,否则就停滞,甚至被淘汰。例如,现已被泡室和核乳胶所代替的云室,早期就曾经起过很大的作用;晶体计数器已发展成为半导体探测器;火花计数器已发展成为火花室。即使现有的各种探测器也还是在不断地发展和开拓新的应用领域。例如古老的气体探测器似乎由于闪烁和半导体探测器的出现而有被取代的趋势,但近十年来,由于火花室、多丝正比室、漂移室以及低能正比计数器和气体正比闪烁探测器等的发展而似乎又恢复了青春,在高速粒子和低能 X 射线的测量方面成了主要的探测器之一。

全书共分十三章。第一章讲述微观粒子的性质和它们的探测原理,粒子探测器的统计性质加入一些必要的数据处理知识作为第二章。这些都是核物理和基本粒子物理实验和各种探测器的基本概念和基础知识。

从第三章开始介绍各种类型的探测器,各章的划分主要是根据探测器的类型。第七章气体多丝室按理应该归于气体探测器一章,但由于它的发展和应用日益广泛和重要,内容也较多,且具有自己的特色,故把它立为一章。第十一章介绍的是新近发展起来的几种探测器,我们并不能把它们归入在前面所述的各章中,故只好将它们集中在一起。

第十二章讨论了把探测器和核电子学仪器联系起来作为整体使用时的一些整体物理问题,着重介绍计数测量和能量测量中出现的问题。这些问题对于安排实验的物理条件;深入地理解探测器的特性;选择探测器类型;完整地掌握和设计探测装置均是必须的。在学习各种探测器之前,最好先把这一章初步读一下。

第十三章介绍各种磁谱仪,包括在高速物理和重粒子物理中获得广泛应用的磁谱仪。磁谱仪是一种特殊的探测技术,它把磁铁和各种探测器组合起来测量粒子的动量或能量,在粒子探测技术中占有重要的地位。

本书的基础是作者在中国科学技术大学讲授“探测技术”课的教材，这次出版时作了一些必要的修改和补充，特别是在高能探测技术方面。主观愿望力求在本书中反映国内外先进水平 and 实际情况，但是由于工作经验不足和水平有限，一定会有不少错误，希请读者批评指正。

参加本书编写的有陈宏芳、王世伟、张家铨、陈乐珺、张益群、杨继明等同志。在本书的编写过程中得到了中国科学技术大学近代物理系、中国科学院高能物理所和原子能所、国营261厂的同志以及唐孝威教授的帮助，梅镇岳教授审阅了全稿，孟广篔同志绘制了本书的草图，作者在此一并表示衷心的感谢。

第一章 微观粒子及其探测原理

使用探测器来记录微观粒子是基于它们与物质的各种相互作用。本章研究这些相互作用的基本特性，其目的仅仅在于为以后讲述探测器的工作原理及安排探测系统进行测量工作时，提供一个物理基础。因此我们在这里只是有重点的讲述物理概念和作用机理，而不去作繁琐的公式推导。在这之前先介绍一些微观粒子的有关性质。

§ 1-1 微观粒子的基本特性

一、几种主要微观粒子的性质

本书讲述的微观粒子主要是指原子核物理和粒子物理领域中的各种微观粒子。我们常常把这些快速粒子束称为射线，这些射线可以从天然或人工放射性物质、加速器、反应堆和宇宙线中得到。在原子核物理领域中又常叫核辐射，在粒子物理中就是基本粒子。以后我们就直接把它们称为粒子或射线。附录 8 中列出了各种粒子的基本性质。这里我们着重介绍几种主要粒子的性质。

质子、中子、超子和 π 介子

质子就是氢原子核，它带有一个单位正电荷，自旋为 $1/2$ ，质量是电子的 1836.1 倍，并且是稳定的。中子的质量比质子稍大，自旋也为 $1/2$ ，但是电中性的，束缚在原子核内的中子是稳定的，而自由中子却是不稳定的，平均寿命为 16.9 分。衰变后变成质子、电子和反中微子，即 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ 。所有的原子核都是由质子和中子组成的，故质子和中子又统称为核子。一种原子，如果它的核由 Z 个质子， N 个中子组成，则就可说这个核是由 $A = Z + N$ 个核子组成，并记作 ${}_Z^AX$ ，其中 X 是元素的化学符号， Z 是质子数（即原子序数）， N 是中子数， A 是核子数（核的质量数）。例如 ${}_{55}^{137}\text{Cs}$ 是由 55 个质子和 $(137 - 55) = 82$ 个中子组成。用各种方法把氢原子的核外电子剥离，就可得到质子。若要得到更大能量的质子，就要用到加速器，现已有各种各样能量的加速器，其中能量最大的达 500 GeV。大量的中子是从反应堆和加速器中得到，实验室内也经常使用由 α 放射性产生的中子源。

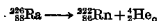
超子是质量大于质子、自旋为半整数的、寿命极短的不稳定粒子，它们和质子与中子一样都是费密子。超子共有四类： Λ 超子、 Σ 超子、 Ξ 超子和 Ω 超子。 Λ 超子只有中性的 Λ^0 一种； Σ 超子有 Σ^+ 、 Σ^0 和 Σ^- 三种； Ξ 超子有 Ξ^0 和 Ξ^- 两种； Ω 超子也只有一种 Ω^- 。它们的静止质量、平均寿命和衰变方式见附录 8。

质子、中子和超子都属于强相互作用粒子。具有强相互作用的粒子称为强子，其中包括介子，最常见的是 π 介子。 π 介子的自旋为 0，故是玻色子。 π 介子有带正电、带负电和不带电的三种，即 π^+ 、 π^- 和 π^0 ，它们的质量是电子质量的 273 倍 (π^\pm) 或 264 倍 (π^0)，平均寿命分别为 $\tau_{\pi^\pm} = 2.602 \times 10^{-8}$ 秒， $\tau_{\pi^0} = 0.84 \times 10^{-16}$ 秒，其衰变方式如附录 8 所示。 π 介子和超子是由高能核子-核子作用所产生的。

强相互作用包括强子-强子相互作用、 α -核子相互作用、核子-原子核相互作用和介子-核子相互作用等,这种作用和荷电粒子间的电磁相互作用的主要不同点在于是短程力,作用范围非常小,约 10^{-13} cm;作用时间极短,约 10^{-23} 秒;在作用范围内作用力很强,比电磁作用强 137 倍。

α 粒子

α 粒子就是氦原子核,它由两个质子和两个中子组成,带有两个单位正电荷,极为稳定。 α 粒子可以由放射性核素衰变产生,放射性产生的 α 粒子束又称 α 射线。原子核在放出一个 α 粒子后,核内减少了两个质子和两个中子,因此转变成另一种原子核。例如镭放出 α 粒子后成为氡,这个过程可以表示为:



α 放射性衰变首先在重核区域发现。现在已经知道有 400 多种核具有 α 放射性^[10]。绝大多数具有 α 放射性的原子核会放射出几种不同能量的 α 射线,只有个别的放射一组单一能量的 α 射线,例如 ${}^{210}\text{Po}$ 放出 5.304 MeV α 射线。衰变原子核放射的 α 射线能量一般都分布在 4~9 MeV 范围内。由加速器得到的 α 粒子能量可达几百 MeV。常用的 α 放射源及其特性见附录 10。

核裂片和重离子

核裂片是重核分裂的产物,也叫裂变碎片。绝大多数质量数在 72 到 170 之间,质量分布情况较复杂,有的呈单峰,有的呈双峰,这与裂变重核的原子序数和激发能量有关^[11]。它们的核外电子是不足的,因此是带多电荷的正离子。例如慢中子引起的 ${}^{235}\text{U}$ 原子核分裂产物的质量分布明显地显示出两个高峰。质量小的一组叫轻裂片,质量大的一组叫重裂片,前者平均质量数 96,总电荷 +20e,动能 101 MeV;后者平均质量数 139,总电荷 +22e,动能 70 MeV。

重离子是指带多电荷的 $Z > 2$ 的离子,核裂片是其中的一种。它存在于宇宙线中,也可以通过把原子的核外电子直接剥离产生,例如,可用重离子加速器人工产生并将之加速,以增加它的能量。

有时也将质子、 α 粒子和重离子等统称重带电粒子,以与电子等质量小的粒子和中性粒子相区别。

电子、 μ 子和中微子

电子 e^- 是质量最轻的稳定粒子,带一个单位负电荷。带一个单位正电荷的正电子 e^+ 是 e^- 的反粒子。电子可以从放射性核素 β 衰变产生,这种电子叫做 β 粒子, β 粒子的能量一般小于 2 MeV,更高能量的电子从电子加速器中得到,目前可达 22 GeV。

前已指出,原子核是由质子和中子组成,核内不存在电子, β 衰变是由于中子和质子互相转化产生的。对于 β^- 衰变,可以看作原子核内一个中子转变成质子而放射出 β^- 粒子;而对 β^+ 衰变,可以看作原子核内一个质子转变成中子而放射出 β^+ 粒子,例如:

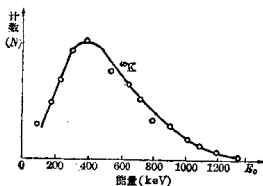
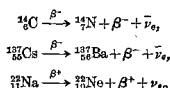


图 1-1 ${}^{40}\text{K}$ 的 β 射线能谱



无论是轻核还是重核都可能放射出 β 射线。已知的 β 放射性核素有一千多种^[10]，其中常用的列于附录9。

β 射线中电子能量不是单一的，而是连续分布的。这是 β 射线的特点。图1-1是 ${}^{40}\text{K}$ β 射线能量测量结果。这个源只有一组 β 射线。从图上很明显地看出 β 射线能量从0到最大值 E_0 之间连续分布。附录9给出的 E_0 是指 β 射线的最大能量 E_0 值。 ${}^{40}\text{K}$ 的 $E_0=1.40$ MeV。从图还可看到， β 电子能量分布有一个最高点，对应于此点的能量约等于 E_0 的三分之一。 β 射线能量虽然不算高，但由于电子质量小，因此它的速度比一般的 α 粒子快得多，例如5 MeV α 粒子速度只有光速的5%，而1 MeV的 β 粒子速度已是光速的94%了。需要指出的是虽然 β 射线能量是连续的，但加速器产生的电子能量可以是单一的。在实际工作中常常根据实验要求选用不同能量的加速器，并能根据需要来调节能量。

还有一种 β 衰变，原子核不放出电子、正电子，而是从核外俘获一个壳层电子，这样核内的一个质子就转变成中子，这叫轨道电子俘获，用符号 ϵ 表示。电子俘获只放出次级低能 X 射线或俄歇电子，这将在下节光电效应中讲述。从附录9中看到，大多数核素是 β^- 衰变，少数核素三种 β 衰变都存在。

μ 子的特性和电子相近，它们之间的主要差别是 μ 子质量比电子质量大207倍，因此 μ 子也称为“重电子”。 μ 子有两种， μ^+ 和 μ^- 。在实验中它们往往是由 π^+ 和 π^- 介子衰变而来。中微子 ν 是质量近于零、不带电的稳定粒子，目前已知有两种中微子 ν_e 和 ν_μ ，它们分别是由 π 衰变和 β 衰变(或 μ 衰变)产生的。

电子、 μ 子和中微子统称轻子，自旋都是1/2，为费米子，都是弱相互作用粒子，不参与强相互作用。弱相互作用包括 β 衰变，超子、介子衰变， μ^- -核作用， ν^- -核作用等，它们的作用强度很弱，仅为强相互作用的 10^{-14} ，而作用时间较长，为 $10^9 \sim 10^{-10}$ 秒。最近实验上又发现了一种质量比质子还重的弱相互作用粒子—— τ 子，又叫重轻子，相应地也应有 τ 中微子。

γ 射线和 X 射线

γ 射线和 X 射线都是电磁波，是电磁相互作用的传递者，静止质量为零，既表现波动性，又表现粒子特性。但它们的波长比普通光波短得多，因而显出很强的粒子性， γ 射线的波长比 X 射线还要短得多，粒子性更突出，通常也称为 γ 光子。由量子光学知道，光子的能量和动量为：

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}; \quad (1-1)$$

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}; \quad (1-2)$$

这里 h 是普朗克常数， ν 是振动频率， c 是光速， λ 是波长。如果 λ 单位 \AA ， E 单位eV，(1-1)式就为 $E = \frac{12400}{\lambda}$ 。由此可见 γ 射线和 X 射线的波长较短，频率较高，能量较大，粒子特性更显著了。

除了能量不同之外， γ 射线、 X 射线和普通光线的产生方式也不同。光线是原子外层

电子从激发态跃迁到基态或从更高激发态跃迁到较低激发态产生的, 能量较低, 一般在 $1.6 \sim 3\text{eV}$ 左右, 波长为 $4000 \sim 7500 \text{ \AA}$ 左右; X 射线是原子内层电子跃迁产生的, 能量一般在 100eV 到 100keV (见附录 11), 波长 100 到 0.1 \AA ; γ 射线是原子核从较高能量状态向较低能量状态跃迁时发射出来的, 能量一般从几十 keV 到几 MeV ; 正、反粒子湮灭也能产生 γ 射线。需要强调指出, 这种区别纯粹是历史上和形式上的区别, 实际上它们都是电磁波, 故它们往往被统称为电磁波或光子。

当原子核发射 α 或 β 粒子后, 往往处于激发态, 随即就会放出 γ 光子而跃迁到较低的能量态, 所以 γ 射线常常是跟随在 α 或 β 射线的发射之后。原子核发射的 γ 射线能量不象 β 射线那样, 它是不连续的、单一的。目前已知的 γ 放射性核素有二千多种^[10]。附录 9 也列出了常用的 γ 放射性核素。

二、射线的基本衰变规律

上而介绍了微观粒子的基本性质, 谈到了稳定性问题。只有少数粒子, 如 α 、 p 、 e^- 、 γ 等是稳定的, 绝大多数粒子是不稳定的, 要衰变。而射线的衰变是有其基本规律的。我们知道, α 、 β 、 γ 射线是由放射性核素的原子核内部放出的, 这种放射性衰变是原子核的自发现象, 与原子核所在原子的物理和化学状态关系非常小, 即外界温度、压力、电磁场、化学反应等对放射性的影响是很微弱的。在原子核衰变过程中, 各个原子核之间是相互无关的, 某一个原子核是否衰变与其它原子核的存在无关, 完全是一个偶然事件。因此虽然我们 cannot 确切知道某一个原子核在什么时间衰变, 但是如果有大量的这种原子核在衰变的话, 从统计的观点来看, 在 t 到 $t+dt$ 时间内衰变的原子核数 $-dN$ 应当和时间 dt 及 t 时刻尚未衰变的原子核数 N 成正比, 即

$$-dN = \lambda N dt, \quad (1-3)$$

这里比例系数 λ 叫衰变常数。加负号是因为 N 随时间减少, dN 是负值之故。设 $t=0$ 时刻原子核数为 N_0 , 将上式积分, 得

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1-4)$$

由此可见, 虽然每一个原子核衰变具有偶然性, 但是大量的原子核衰变却表现出一定的必然规律。就整体说, 放射性随时间是按指数规律衰减的, 这是放射性衰变的基本公式, 与实验完全一致。

由于实际上 N 是测量不到的, 在大多数情况下, 实验上测量的是单位时间内衰变的原子核数 $-\frac{dN}{dt}$, 即放射性强度 $I(t)$:

$$I(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = I_0 e^{-\lambda t}, \quad (1-5)$$

其中 $I_0 = \lambda N_0$ 是 $t=0$ 时刻的放射性强度。因此放射性强度也是以同样的指数规律减弱。将 (1-5) 式取对数, 则有

$$\ln I(t) = \ln I_0 - \lambda t. \quad (1-6)$$

图 1-2 给出 ^{132}I 的衰变曲线, 它以放射性强度作纵坐标(相对单位), 时间为横坐标。由图上可见, 衰变曲线在普通坐标纸上(a)是指数下降, 在半对数坐标纸上(b)是直线下降。

放射性原子核另一个重要特性是寿命, 常用半衰期 T 来表征。 T 是放射性原子核衰变

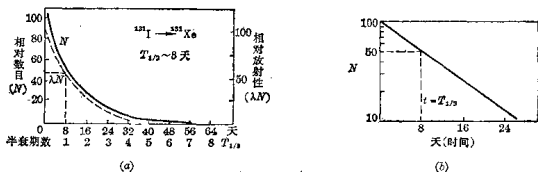


图 1-2 ^{125}I 放射性衰变曲线

掉一半所需时间, 将 $N = \frac{N_0}{2}$ 和 $t = T$ 代入 (1-4) 式, 就可以得到 T :

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1-7)$$

除了放射性核素衰变之外, 附录 8 列出的绝大多数粒子都是不稳定的, 同样要衰变, 其衰变也是统计性过程, 因此也服从上述衰变规律。不过理论上用平均寿命 τ 比较方便, 而不常用半衰期。 τ 可以这样来求得, 因为在时间间隔 t 到 $t+dt$ 之间发生衰变的射线数目就是寿命为 t 秒的射线数, 由 (1-3) 式, 它等于 $\lambda N dt$, 它们的寿命总和为 $t\lambda N dt$ 。因此 $t=0$ 时刻所有 N_0 个射线的寿命总和是 $\int_0^{\infty} t\lambda N dt$, 因此平均寿命 τ :

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t\lambda N dt = \lambda \int_0^{\infty} te^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (1-8)$$

与 (1-7) 比较, 得到 τ 与 T 的关系

$$T = 0.693\tau \quad (1-9)$$

因此 (1-4) 式可以改写为

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = N_0 e^{-\frac{0.693}{T} t} \quad (1-10)$$

由此可见, T 是放射性核素或不稳定粒子衰减一半的时间, τ 是它们衰减为 $1/e$ (即 0.368) 的时间。对于每一种放射性核素或粒子都有确定的寿命, 这在附录 8、9 和 10 中已给出。必须指出这些寿命是对静止状态下的粒子而言的, 对于高速运动的粒子, 由于相对论效应, 寿命将会增大。为了计算方便, 附录 2 中给出了 $e^{-\frac{t}{\tau}}$ 随 t/T 变化表。

§ 1-2 粒子探测的基本原理

粒子探测基本上是指记录射线数目, 测定它的强度, 确定射线的性质 (例如能量、动量、飞行方向等)。根据不同的探测要求, 目前制成了许多种不同类型的探测器。这些探测器所依据的原理是不尽相同的。绝大多数是利用带电粒子对物质原子的电离和激发作用, 也有利用切伦柯夫效应和穿越辐射效应的。对于不带电的粒子, 如 γ 、 X 、 n 和 π^0 等, 通常都是利用其它作用机制产生次级带电粒子, 通过探测次级带电粒子而间接地来探测的。因此我们常常按照荷电性质, 将射线分成三大类:

- 带电的射线, 例如 α 、 p 、 d 、 t 、 π^+ 、 μ^+ 、 e^+ 或 β^+ 、 f 等;
- 电磁辐射, 如 γ 、 X 等;

(c) 中性射线, 如 n , ν , π^0 等。

下面我们就分别讨论带电粒子、 γ 射线和中子的探测原理。在讨论中我们使用截面这一物理量来表示入射粒子与靶粒子的作用几率。一个粒子垂直地通过单位面积 (1cm^2)、单位长度 (1cm) 的靶物质时, 它与靶内的一个粒子的作用几率称为该粒子与靶粒子的作用截面。如靶物质厚为 d , 单位体积内原子数为 N , 垂直入射到靶物质单位面积上的粒子数为 N_λ , 作用事例数为 N_n , 由此就可得到原子作用截面为:

$$\sigma_n = N_n / N_\lambda \cdot N \cdot d \quad (1-11)$$

一、带电粒子探测

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。

电离和激发

当带电粒子进入物质时, 就会和物质原子的轨道电子发生库仑相互作用。由于轨道电子具有的能量较低, 相互作用的结果使入射带电粒子损失能量, 电子获得能量, 而电子所获得的能量多少是与两者靠近程度有关的, 入射粒子通过时越靠近电子, 两者相互作用就越大, 因而电子获得的能量也就越多。

由于每一个轨道电子就有一定的能量, 处在一定的能级上。当电子获得的能量较少, 不足以完全克服原子核的吸引力而脱离原子核电磁场的影响时, 电子将跃迁到较高的能级上, 这就是原子的激发; 当电子获得能量较多时, 它将脱离原子而游离出来, 成为自由电子, 剩下的原子是带一个正电的离子, 这种情况就是电离。电离的结果形成了一对正负离子, 在气体中就是电子和正离子对, 在半导体中就是电子空穴对, 以后将详细讨论。

入射粒子在其路径上将会和许许多多原子作用, 不断损失能量, 产生出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。

绝大多数探测器都是利用这种激发和电离效应来探测入射粒子的, 它们的差别在于记录的方法不一样, 大致可以分为三类:

(a) 收集电离电荷的探测器 这类探测器收集由于电离效应而形成的大量正负离子, 属于这一类的有充气体作探测器物质的气体探测器, 固体的半导体探测器, 以及液体电离探测器。

(b) 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, 必须用光电倍增管放大才能被探测到。属于这一类的有闪烁探测器。

(c) 利用离子集团作为径迹中心的探测器 这类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(路程)上各个点的核心, 再利用其它物理条件使围绕这些核心生成较大的颗粒或产生火花, 从而组成可见的带电粒子径迹而被观测到。因此这类探测器称为径迹探测器, 核乳胶、云室、气泡室和火花室就属于这类探测器。

切伦柯夫辐射

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 为光在真空中速度, n 为介质折射系数), 则在粒子经过之处, 沿一定方向会发射出可见光, 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, 由于切伦柯夫辐射很微弱, 也要用光电倍增管进行放大才能被探测, 切伦柯夫探测器要求入射粒子速度大, 因此

主要用来探测高速粒子。关于切伦柯夫辐射在第六章还要详细讨论。

韧致辐射

根据电磁作用理论,受到加速或减速的带电粒子会发射电磁辐射。因此,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,也将会发射出能量连续分布的电磁辐射,这就是韧致辐射。产生韧致辐射的总截面为^[24]:

$$\sigma_{\text{总}} = \begin{cases} \frac{4r_0^2 Z(Z+1)}{187} \left[\ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{3} \right]; & \text{当 } 187mc^2 Z^{-\frac{1}{2}} \gg E \gg mc^2 \\ \frac{4r_0^2 Z(Z+1)}{187} \left[\ln(183Z^{\frac{1}{2}}) + \frac{1}{18} \right]; & \text{当 } E \gg 187mc^2 Z^{-\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (1-12)$$

式中 $r_0 = e^2/mc^2$, 是经典电子半径, m 是电子质量, E 是它的能量, Z 为物质的原子序数。

韧致辐射的能量分布较复杂,如图 1-3 所示。

韧致辐射和探测器物质的作用会发射电子,下面将讨论这些电子在探测器内产生电离和激发,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,实际上也包括了韧致辐射效应所间接产生的电离和激发。由于探测 X 射线比探测电离效应困难得多,而间接产生的电离和直接电离不好区分,人们总是利用总的电离和激发效应(包括韧致辐射产生的)来探测入射粒子。

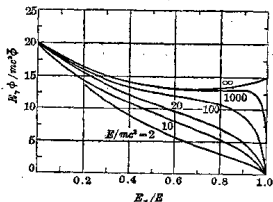


图 1-3 韧致辐射能量分布^[27]

其次,在极端相对论区还有一种穿越辐射,它是带电粒子越过两种介电常数不同的介质交界面时发生的辐射。当粒子的 $\gamma \gg 1$ 时,辐射主要集中于 X 射线能区。辐射总能量和粒子的 γ 值成正比,一般很微弱,只有在高能时才有意义,这在第十一章还要详细讨论。

二、X 和 γ 射线探测

前已指出, X 射线和 γ 射线是能量很高的电磁波,它们没有直接的电离和激发效应,不能直接被探测到。但是当它们通过物质时,由于和原子的核外电子或原子核存在电磁相互作用,故会产生一些效应,主要是光电效应、康普顿效应和电子对效应。这三种作用都会产生电子,这些电子不是原来入射的粒子,常叫次级电子,它们在探测器物质内会引起电离和激发效应,因此通过探测次级电子的电离和激发能够间接地探测到 X 和 γ 射线。换句话说, γ 射线(以及 X 射线)的探测是首先利用上述三种效应将它们转变成次级电子,然后通过测量这些次级电子引起的电离和激发效应而得以实现的,后面的过程在带电粒子探测中已讨论过了,现在来分别讨论 γ 射线的这三种作用。

光电效应

在量子光学和原子物理中指出,紫外光线和 X 射线可以产生光电效应。也就是说,物质在它们作用下能放出电子来。在原子核物理中, γ 射线和物质作用也能发生光电效应。光

光电效应的发生是由于具有能量 $E_\gamma = h\nu$ 的光子和原子中的束缚电子产生电磁作用的结果。这时光子被吸收，而它把全部能量交给了一个电子，使它脱离原子，习惯上把这个电子叫做光电子。光电子可以来自于原子的 K 、 L 、 M 等各个壳层中的任何一个。但是由于在满足能量守恒的同时又要满足动量守恒定律，这就必须要有第三者即原子核参加。因此自由电子是不可能产生光电效应的。原子中的外层电子结合能很小，原子核反冲动量也很小，动量守恒不易满足，但随着电子束缚程度的增加，它的结合能急剧地增加，原子核得到的反冲动量很快增加，故较易满足动量守恒。因而，光电效应几率是随着电子的束缚程度而很快增加。当光子能量比 K 电子结合能 E_k 大时， K 壳层电子贡献更大些，如光子能量比 K 电子结合能小， K 壳层光电效应不能产生，只有 L 壳层光电效应。一般只考虑 K 及 L 电子的光电效应，而忽略掉外层电子的贡献。

设 i 壳层电子的结合能为 E_i ，则 γ 射线能量 E_γ 的一部分就用作电子克服原子的束缚能，余下的能量则转变为电子的动能 E_e ，因此

$$E_e = E_\gamma - E_i \quad (1-13)$$

光电子和普通电子一样，在物质中运动时会逐渐损失能量而被阻止住。在 γ 射线能量很低时，光电子的发射方向主要是垂直于入射 γ 方向，但随着 E_γ 的增大，向前方向的光电子数就会增多，当 E_γ 很大时，将沿着入射 γ 射线方向发射。

发射光电子后的原子处于激发态，它会通过发射特征 X 射线（例如 L 壳层电子跃迁到 K 壳层而发射 KX 射线）、俄歇电子（ L 壳层电子跃迁到 K 壳层，把多余的能量直接交给外层电子，使这个外层电子跑出原子）或其它方式回复到正常状态^[3]。 KX 射线能量等于 K 壳层结合能与 L 壳层结合能之差，即 $E_{KX} = E_K - E_L$ ，而 KLL 俄歇电子能量 $E_{KLL} = (E_K - E_L) - E_L = E_K - 2E_L$ 。

γ 射线与物质原子发生光电效应的总截面 σ_{Σ} 为^[23, 24]：

$$\sigma_{\Sigma} = \begin{cases} 2^{\frac{5}{2}} \alpha^4 \varphi_0 Z^3 \left(\frac{mc^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} ; & \text{当 } E_\gamma \geq E_i \\ 1.5 \alpha^4 \varphi_0 Z^3 \frac{mc^2}{E_\gamma} ; & \text{当 } E_\gamma \gg 0.5 \text{ MeV} \end{cases} \quad (1-14)$$

式中 $\alpha = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$ 是精细结构常数； φ_0 是汤姆逊散射截面，为

$$\varphi_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2 = 6.651 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (1-15)$$

由此可见， σ_{Σ} 随原子序数的变化为 Z^5 ，随 γ 射线能量变化是从较低能量的约 $E_\gamma^{-\frac{7}{2}}$ 变到高能（即 $E_\gamma \gg mc^2$ ）的 E_γ^{-1} 。因此重元素的光电效应比轻元素强得多，低能 γ 射线又比高能强得多，当 γ 射线能量接近电子的结合能时，光电效应截而最大。图 1-4 就是 γ 射线在铅和铝中的吸收系数 μ 与 γ 能量的关系曲线，低能端主要来自光电效应的贡献（后面将指出 $\mu = N\sigma$ ）。

康普顿效应

γ 射线与原子电子的另一种相互作用，不是被吸收，而是被电子所散射，因而偏离它原来的运动方向。散射效应较复杂，当光子能量远大于电子在原子中的束缚能时，光子被电子散射的情况就好象电子是自由和静止的一样，这时会发生康普顿散射和汤姆逊散射两种情况。前者光子不仅改变方向，而且损失能量。后者光子仅改变方向，而不损失能量。可以把

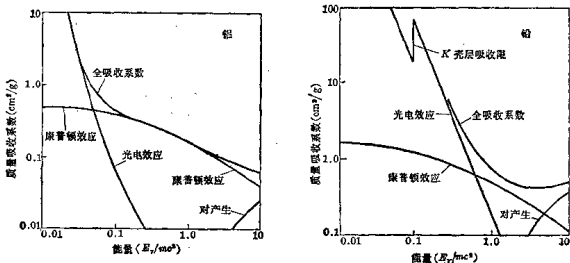


图 1-4 γ 射线在铝和铅中吸收系数与能量的关系

汤姆逊散射看作康普顿散射的低能极限,其散射截面由公式(1-15)表示。

除了 γ 射线与自由电子散射情况外,当光子能量与电子在原子中的束缚能相当时,还会发生另外种类的散射,这时不能把电子看作自由电子。光子与束缚电子的这种散射也有损失能量和不损失能量两种,均以小角度散射为主。不损失能量的散射(即相干散射)叫瑞利散射。

一般情况下,康普顿散射比较突出,我们这儿仅详细讨论这一种。只有在低能时,相干散射包括汤姆逊散射和瑞利散射才重要起来,详细讨论参见文献[3,2]。

由图 1-5, 设入射光子能量为 E_γ , 散射光子能量为 E'_γ , 散射角为 θ , 反冲电子从 φ 方向飞出, 具有动能 E_e 。利用相对论公式和能量、动量守恒定律, 得到如下关系:

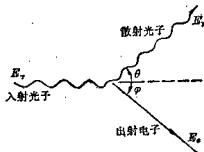


图 1-5 康普顿效应示意图

$$\left. \begin{aligned} E_\gamma &= E'_\gamma + E_e = E'_\gamma + mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \\ \frac{E_\gamma}{c} &= \frac{E'_\gamma}{c} \cos \theta + mc \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \varphi \\ \frac{E'_\gamma}{c} \sin \theta &= mc \beta \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right) \sin \varphi \end{aligned} \right\}$$

其中 $\beta = \frac{v}{c}$, mc^2 是电子静止能量, 求解得到:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1-16)$$

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} (1 - \cos \theta)} = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (1-17)$$

$$\operatorname{ctg} \varphi = \left(1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} \right) \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (1-18)$$