

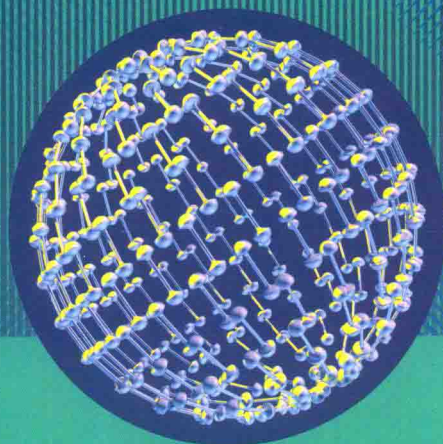


iCourse · 教材

高等学校物理实验教学示范中心系列精品教材

近代物理实验

◎主 编 韩伟 杜晓波



Experiments in
Modern Physics

高等教育出版社



iCourse · 教材

高等学校物理实验教学示范中心系列精品教材

近代物理实验

◎主 编 韩 炜 杜晓波

Experiments in
Modern Physics

高等教育出版社·北京

内容提要

本书是参照教育部高等学校物理学与天文学教学指导委员会物理学类专业教学指导分委员会编制的《高等学校物理学本科指导性专业规范》规定的实验内容编写的。本书内容涉及原子核物理、X 射线衍射物相分析、原子物理、激光与光学、微波技术、声学、磁共振、真空技术、凝聚态物理、应用技术、极端物理条件,共计 11 个单元,30 个实验项目。本书重点在于阐述实验的物理思想和方法,注重培养学生的创新思维和实验动手能力,以期提高其科学素质。

本书可作为高等院校理工科专业本科生和硕士研究生的近代物理实验课程的教材或教学参考书,也可供从事科学实验的科技人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

近代物理实验 / 韩炜,杜晓波主编.--北京:高等教育出版社,2017.7
iCourse·教材
ISBN 978-7-04-047466-4

I. ①近… II. ①韩… ②杜… III. ①物理学-实验-高等学校-教材 IV. ①O41-33

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 027854 号

Jindai Wuli Shiyan

策划编辑 程福平	责任编辑 程福平	封面设计 张申申	版式设计 王艳红
插图绘制 杜晓丹	责任校对 张 薇	责任印制 尤 静	

出版发行	高等教育出版社	网 址	http://www.hep.edu.cn
社 址	北京市西城区德外大街4号		http://www.hep.com.cn
邮政编码	100120	网上订购	http://www.hepmall.com.cn
印 刷	涿州市星河印刷有限公司		http://www.hepmall.com
开 本	787mm×1092mm 1/16		http://www.hepmall.cn
印 张	17.75		
字 数	440千字	版 次	2017年7月第1版
购书热线	010-58581118	印 次	2017年7月第1次印刷
咨询电话	400-810-0598	定 价	33.70元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换
版权所有 侵权必究
物 料 号 47466-00

前 言

近代物理实验是一门综合性较强的实验课程,具有多种理论、多种技术、多种学科交叉的特点,在高等学校理工科学生的培养过程中起到非常重要的作用。早在 20 世纪 50 年代,吉林大学物理学院(原物理系)就开设了近代物理实验课。在几代教师和实验技术人员的不懈努力下,课程取得了长足的发展,2001 年被评为校级精品课程,2003 年被评为吉林省精品课程,2008 年被评为国家级精品课程,2014 年被评为国家级精品资源共享课。在长期的教学改革实践的基础上,教学小组于 1995 年编写出版了《近代物理实验》(晏于模、王魁香主编),2007 年编写出版了《新编近代物理实验》(王魁香、韩炜、杜晓波主编)。

为提升教学水平,我们对教学内容不断进行调整优化,尽可能将物理学最新的研究成果及时引进教学体系,同时在教学方法方面不断进行新的改革和尝试。在保证总学时不变的前提下,压缩基本实验数量,增设研究型专题实验,使学生逐步受到科学研究的基本训练,提高科研创新能力。为适应新的教学形式,我们对原《近代物理实验》教材重新进行了规划设计,将原教材内容分成基本实验和研究型实验两部分,分别编写了《近代物理实验》和《近代物理拓展实验》两本教材。《近代物理实验》主要包含了原教材中比较基本的、经典的和经过优化的实验,同时吸收了部分具有吉林大学物理学科特色,更能反映现代科学技术水平,更有利于培养学生实践能力、创新能力的实验,如与高温高压极端物理条件相关的实验,实验项目共计 30 个,主要用于近代物理基本实验教学。《近代物理拓展实验》主要是与吉林大学物理学科方向密切相关的研究型实验项目,用于研究型近代物理实验教学。

参加编写本书的人员有韩炜[2.0、2.1、9.3],杜晓波[7.0],陆景彬[1.0、1.3],李剑[1.1],马克岩[1.2],杨东[1.4],崔淬砺[3.1],付作岭[3.2],王磊[3.3、4.1],王刚[4.2、4.3],苏雪梅[4.4],孙昕[4.5],贺天民[5.1、10.2],吕伟国[5.2、6.1、6.2],纪媛[7.1、7.2],李永峰[8.2、8.3],付成伟[10.1],梁桁楠[5.0、7.3、9.1、9.2、8.1、11.0、11.2],李岩[11.1]。

本书是近十几年来曾经和正在承担近代物理实验教学任务的教师与实验技术人员的集体贡献,感谢各位老师、实验技术人员的辛勤劳动,也感谢历年来使用《近代物理实验》系列教材的师生和兄弟院校的同行为此书提出的宝贵意见。在编写过程中,曾参阅了兄弟院校近代物理实验教材和讲义,在此一并致谢。我们还要感谢吉林大学教务处领导和物理学院领导的大力支持和帮助。

由于学术水平所限,编写时间仓促,书中错误与不妥之处在所难免,敬希广大读者提出宝贵意见,以使它更臻完善。

编者

2016 年 12 月

目 录

单元 1 原子核物理	1	6.1 固体介质声学参数的测量和 波形频谱分析	153
1.0 原子核物理基础知识	1	6.2 声源定位及 GPS 模拟	161
1.1 盖革-米勒计数器和核衰变的统计 规律	15	单元 7 磁共振技术	169
1.2 NaI(Tl) 闪烁谱仪及 γ 能谱测量	21	7.0 磁共振基础知识	169
1.3 相对论效应	28	7.1 核磁共振	177
1.4 特征 X 射线谱与吸收	33	7.2 电子顺磁共振	185
单元 2 X 射线衍射技术	39	7.3 YIG 单晶铁磁共振	195
2.0 晶体结构的基础知识与 X 射线衍射	39	单元 8 真空技术	201
2.1 X 射线衍射物相分析	44	8.1 真空获得与测量	201
单元 3 原子与分子物理	63	8.2 磁控溅射薄膜制备	208
3.1 塞曼效应	63	8.3 气体放电中等离子体的研究	213
3.2 氢-氘光谱	71	单元 9 凝聚态物理	223
3.3 钠原子光谱	77	9.1 振动样品磁强计	223
单元 4 激光与光学	89	9.2 介电与软磁特性测量	228
4.1 光泵磁共振	89	9.3 纳米材料制备与表征	236
4.2 光学非稳、混沌振荡和控制	96	单元 10 应用技术	245
4.3 晶体电光调制和光学双稳	103	10.1 传感器原理和应用	245
4.4 拉曼光谱	108	10.2 扫描电子显微镜及 X 射线能谱仪	253
4.5 法拉第效应	113	单元 11 极端条件物理	261
单元 5 微波技术	121	11.0 高压科学基础知识	261
5.0 微波基础知识	121	11.1 金刚石对顶砧(DAC)实验技术	265
5.1 反射速调管的工作特性	134	11.2 红宝石法测量水的相变压力	270
5.2 微波的波导传输与检测	141	参考文献	275
单元 6 声学	153		

单元 1 原子核物理

1.0 原子核物理基础知识

核物理实验技术不仅在原子核物理的基础研究领域里,而且在工农业、医学、地质、宇航、核电、核安全、核测试等方面都有着重要应用。

核物理实验探测的对象主要是核衰变时所辐射的 α 射线、 β 射线、X 射线、 γ 射线和中子。相应的探测器也大致可分为“径迹型”与“信号型”两大类。“径迹型”探测器给出粒子运动的径迹,如核乳胶、固体径迹探测器、威耳孙云室、气泡室等,这些探测器大多用于高能物理实验。“信号型”探测器则可以在一个辐射粒子到达时给出一个信号,根据工作原理的不同又可以分为气体计数器、闪烁计数器和半导体探测器三种,这是在低能核物理实验中最常用的探测器。

一、核测量的基本方法

核物理实验最基本的内容之一是测量辐射粒子的强度(单位时间内接收粒子的数目)、能谱(强度随能量的分布)、角分布(强度随角度的分布)以及它们随时间的变化关系,对于探测器和有关核电子学仪器装置的基本要求就是能把入射粒子的强度、能量和粒子到达的时间记录下来。一般情况下,核辐射粒子进入探测器所产生的信号幅度与辐射粒子能量之间的比例关系以及探测器的效率、能量分辨率和输出脉冲的波形是我们选择探测器时要考虑的重要因素。

理想的探测器的信号幅度正比于辐射粒子在探测器中损失的能量,测定信号的幅度就能标定粒子的能量。实际上,探测器脉冲幅度与能量的关系不可能是严格线性的,而是存在一些偏离,称为非线性。对于一个具体的谱仪,人们利用一组已知能量的标准源对它进行标定,测出能量与脉冲幅度的关系曲线称为能量校准曲线,对能量未知的粒子测出其脉冲幅度,利用校准曲线,就可以求出射线的能量。

探测器的效率定义为探测器中产生的可被检测的信号计数与入射粒子数的比值,其不仅与粒子的性质有关,也与粒子的能量有关。对于低能辐射,若所产生的信号幅度比噪声小,则无法检测,入射粒子可被检测时所需要探测器中损耗的最低能量称为该探测器的灵敏度。影响探测效率的另一个因素是分析信号所用的电子学设备的灵敏度限制,低于此阈值的脉冲将检测不出来,因此探测效率还与电子学仪器的阈值有关。

探测器的能量分辨率是指探测器对于能量接近的辐射粒子加以区别的能力,其取决于相同能量的辐射所产生的脉冲幅度分布的展宽程度,以百分比表示的能量分辨率 R 的定义如下:

$$R = \frac{\text{峰半高处的宽度}}{\text{峰位所对应的能量}} \times 100\%$$

R 越小,分辨率越高。

探测器输出脉冲的波形由两部分构成,它的上升前沿部分由探测器的本身机制(如电子倍增过程,发光过程等)所决定。当利用探测器作时间测量仪器时(如符合测量),脉冲前沿是首先必须考虑的因素。另一部分是脉冲的下降部分,它取决于测量系统的时间常量,由它决定脉冲宽度。脉冲宽度过大,将导致计数率较高时发生脉冲重叠现象,使先后进入的两个脉冲无法分辨而造成计数损失,这时脉冲高度将无法反映粒子能量。减小时间常量可以把脉冲宽度减小,但是为了保持能量线性关系和提高探测器灵敏度,时间常量也不能太小。

下面就所涉及的核物理的实验方法简单介绍如下:

1. 散射实验

卢瑟福利用原子对 α 粒子的散射确定了原子的核模型,康普顿的 X 射线散射实验证实了光子是具有能量 $E=h\omega$ 和动量 $p=hk$ 的粒子,在微观的光子与电子的相互作用过程中,能量守恒与动量守恒仍然成立。1960 年穆斯堡尔(Mössbauer)首先发现了原子核无反冲的 γ 射线共振吸收和共振散射现象,在该过程中入射光子完全为核所吸收,把原子核激发到激发态,此即 γ 射线的共振吸收,然后核退激时再放出 γ 光子。由于上述过程是在核无反冲的情况下发生的,穆斯堡尔谱线非常狭窄,它的测量精度可达 10^{-13} 数量级,是迄今物理学领域中测量精度最高的一种实验技术。

2. 符合测量

在核衰变现象中,有许多时间上相互关联的事件,这种相关的事件往往反映了原子核内在的运动规律,例如核级联衰变时所放射的粒子之间在时间上是相关的,级联衰变的平均时间间隔就是核激发态的平均寿命,又如上述衰变的粒子还有方向上的相关性即方向角关联。通过这些相关现象的研究可了解原子核结构和转化规律。符合测量就是研究相关事件的一种方法,近 20 年来由于快电子学、多道分析器和多参量分析系统(直接测定核反应过程中各种参量之间的相互关系)的发展和电子计算机在核物理实验领域中的应用,符合方法已成为实现多参量测量的必不可少的实验手段。

3. 能谱测量

测量带电粒子能量最简单的方法是射程测量方法,该方法比较粗糙,已很少应用。第二种是能量灵敏探测器方法,它包括电离室、正比计数器、闪烁计数器和半导体探测器。利用探测器的输出脉冲幅度与入射粒子能量成正比这一规律,通过脉冲幅度与时间变换器把不同幅度的脉冲信号记录在多道分析器的不同地址单元中,以测定入射粒子的能谱(此方法也适用于 γ 射线和 X 射线能谱的测量)。它是迄今为止最常用、技术设备发展最快的一种方法。第三种方法是能量色散方法(又称磁分析法),如 α 磁谱仪和 β 磁谱仪等。它利用不同能量的粒子因其动量不同造成在磁场中运动的轨迹不同而把具有不同能量的粒子区别开,目前是分辨率最好,精度最高的方法。

4. 时间谱测量

测量核事件之间短的时间间隔,如测量核激发态的短寿命、正电子在各种物质中平均湮没寿命、核粒子的飞行时间等是核物理实验中的一项重要技术,正电子湮没的研究和应用也是利用了短寿命测量的实验技术。

二、常用核电子仪器

本节仅对常用的前置放大器、能量放大器、高压电源、单道脉冲幅度分析器及多道脉冲幅度分析器的主要功能及使用加以介绍。

1. 前置放大器

探测器输出脉冲幅度较小,内阻较高,一般在探头内部安置一级射极跟随器以减少外界干扰的影响,同时使之与线性放大器输入端实现阻抗匹配。

2. 能量放大器

各种辐射探测器的原理及结构完全不同,被探测的辐射特性及能量也有差异,致使获得的电信号幅度大小及波形各不相同。因此,必须采用线性脉冲电压放大器对脉冲信号放大和成形,同时又应严格保持原信号的能量信息和时间信息。一般线性放大器的放大倍数在 10~1 000 倍范围内变化,对其性能的要求是稳定性高、线性好和噪声低(信噪比高)。

3. 高压电源

对探测器提供高压,稳定性要好。高压变化对脉冲幅度影响很大,直接影响能量的测量。

4. 单道脉冲幅度分析器

单道脉冲幅度分析器,基本上是由两个脉冲甄别器(上甄别器和下甄别器,只对幅度超过一定值的脉冲才能动作的线路装置)和一个反符合电路组成,如图 1.0.1 所示。

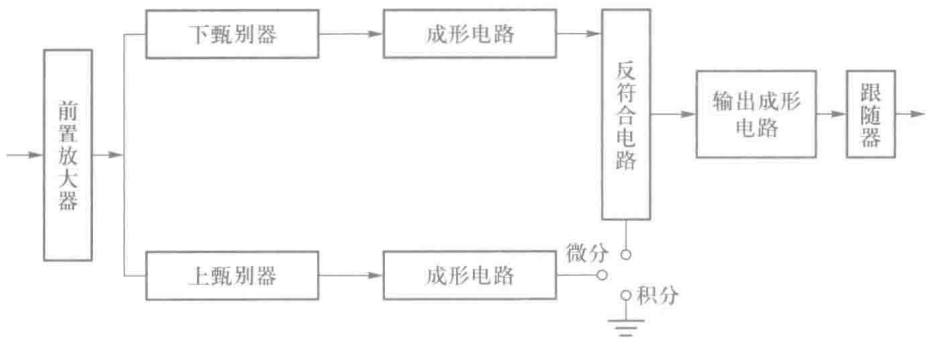


图 1.0.1 单道脉冲幅度分析器框图

两个脉冲甄别器分别决定了触发脉冲高度的上限和下限,上限与下限之差称为道宽。从上下甄别器输出的触发脉冲送到反符合电路,反符合电路的逻辑功能是只有在下甄别器被触发而上甄别器没被触发的情况下,它才能有脉冲输出。如果下甄别器的阈值为 E_1 (触发脉冲高度的下限),上甄别器的阈值为 E_2 (触发脉冲高度的上限),则 $E_0 = E_2 - E_1$ 即为单道脉冲幅度分析器的道宽。当 E_0 一定时我们可以连续改值分别为 V_1 和 V_2 ,则输入脉冲高度为 V_0 时,只有当 $V_1 < V_0 < V_2$ 时,输入脉冲才能触发下甄别器而上甄别器不被触发,此时反符合电路才能有脉冲输出。即输入脉冲才能通过单道分析器。因此可以用 E_1 和 E_2 值来限定,只允许某一脉冲高度范围的输入脉冲通过,在这个范围以外的任何脉冲(大的或小的)都不能通过,所以就可以利用单道脉冲幅度分析器测量出脉冲计数率按幅度的分布。

5. 多道脉冲幅度分析器

多道分析器是核物理实验、核技术应用、凝聚态物理、光学以及许多学科用于实验测量的通用设备,比较常用而且实验中涉及的是多道微机系统。

从数据获取的观点,多道分析器所有应用可以采用脉冲高度分析(PHA)或多路定标(MCS)两种方式,下面分别予以介绍:

(1) 脉冲高度分析

在 PHA 操作方式,一系列脉冲,例如从一探测系统来的脉冲,被送到多道分析器输入端,这些脉冲的振幅(高度)正比于被探测器所吸收的入射粒子的能量,按照每一个高度脉冲的数目和形式的直方图,多道分析器记录的正是探测器得到的辐射能谱。

脉冲高度分析的一个主要内容是脉冲高度分布分析,因为输入脉冲是按电压振幅分类而产生一个直方图,代表不同脉冲高度产生的次数,图 1.0.2 用图示方法代表了这个过程。

图 1.0.2(a) 描述一系列可能出现在多道分析器输入端的电压脉冲,垂直轴分为相等间隔的 10 格,每一格代表 1 V 的脉冲电压高度。图右边的数字代表落入各个间隔中的脉冲数,这个同样的数据在图 1.0.2(b) 中以直方图形式表示,水平轴分格相应原来信号电压分格,这就是在 PHA 数据获取方式期间,多道分析器所执行的脉冲高度分布分析。

PHA 操作的最初应用是定量分析从探测器吸收的辐射能量而产生的电流或电压脉冲(其幅度正比于探测器所吸收的能量)输出信号,常用的探测器有 NaI(Tl) 闪烁探测器、半导体探测器和充气正比计数器等,所有这些探测器的共同特征是由探测器所产生的每一电压脉冲相应于每一个光子或粒子沉积在探测器中的能量。由于核衰变是一个随机的过程,从探测器输出到多道分析器的一系列脉冲,具有所有可能振幅的时间随机混合的脉冲,在 PHA 操作方式下的多道分析器的任务,就是把这些脉冲按振幅分类并且存储,成谱。当然,实际的情况可以是 1 024、2 048 或 4 096 个分立的振幅电平(这远大于 10 个电平),所对应的是 1 024、2 048 或 4 096 道直方图,这些脉冲高度分布直方图即是能谱图。

从分析的观点看,一个 PHA 分布直方图(谱)之所以能提供定性和定量的结果,是因为道数相应于输入电压,输入电压相应于入射到探测器的能量,而在谱中任何峰的能量较容易确定,从而能进一步确定放射源种类。

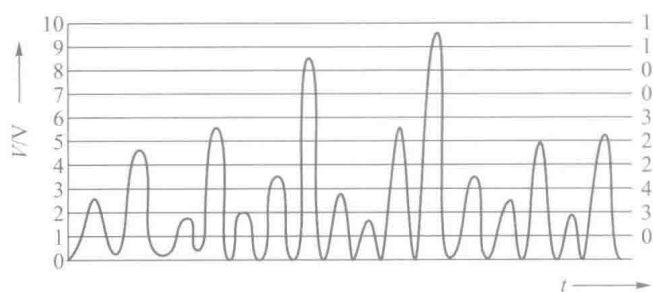
(2) 多路定标

MCS 分析产生一个代表事件(辐射强度)数相对于时间的直方图,正如在 PHA 中,输入信号是一系列脉冲,每一个代表一简单事件,但是,MCS 分析不涉及这些脉冲振幅本身,所存储的数据是各个脉冲在一个给定的时间周期内被记录的数目。

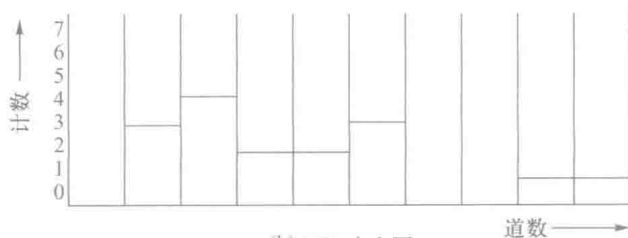
在 MCS 操作方式下,一个预先确定的时间周期内将多道分析器输入端探测到的脉冲一个接一个地记录到当前存储器道址中,在时间周期(dwelling time)末尾,MCS 时间基准推进到下一存储道址,而当前脉冲在 dwelling time 被记录入当前道,每一存储道按次序选择为一个时间函数,这种操作在图 1.0.3 中可以用一简化形式表示。在图 1.0.3(a) 中,输入脉冲系列将产生如图 1.0.3(b) 的直方图。注意:一个 MCS 分析产生一个积分直方图。

MCS 分析有几种应用,其中一种应用包括研究时间函数的事件的分布,这类应用之一是研究核衰变,合成的 MCS 直方图代表指数衰变曲线。

许多其他应用——例如穆斯堡尔谱测量方法——包括 MCS 对外部装置的同步扫描,在这种

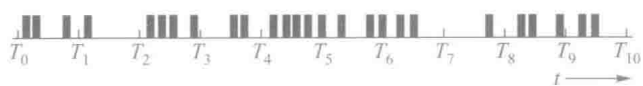


(a) 输入电压脉冲

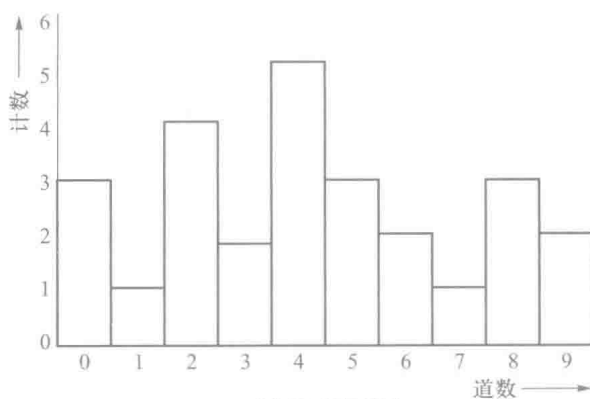


(b) PHA直方图

图 1.0.2 PHA 操作



(a) 输入脉冲系列



(b) MCS直方图

图 1.0.3 MCS 操作

情况下,时间轴事实上代表外部装置位置或条件,例如在穆斯堡尔工作中,代表振子速度。

在所有应用中,合适的“dwell time”(也可称每道停留时间)必须预先选择好,以下几种因素能影响这种选择:

- ① 对整个扫描所要求的时间;
- ② 为数据存储所使用的道数;
- ③ 要求的计数统计性(每道计数);

④ 外部装置的情况。

在许多情况下,这些标准可能是不相容的,例如,对一个简单数据探测扫描要求合适的统计性,这时的穆斯堡尔谱仪的扫描速率可能是过快了,在这些情况下,35 系列和 40 系列允许多重 MCS 探测扫描。

多道脉冲幅度分析器微机数据采集及处理软件主要功能包括:

- ① 定时/定数据获取;
- ② 谱压缩及放大;
- ③ 光标随机指示道址和道计数;
- ④ 谱数据格式变换及存盘;
- ⑤ 建立感兴趣区,计算峰面积;
- ⑥ 谱平滑及自动寻峰,存/读盘;
- ⑦ 打印数据及谱线。

微机多道分析器使用方法:

运行 winmca 程序:点击开始,然后程序,winmca,主窗口见图 1.0.4。

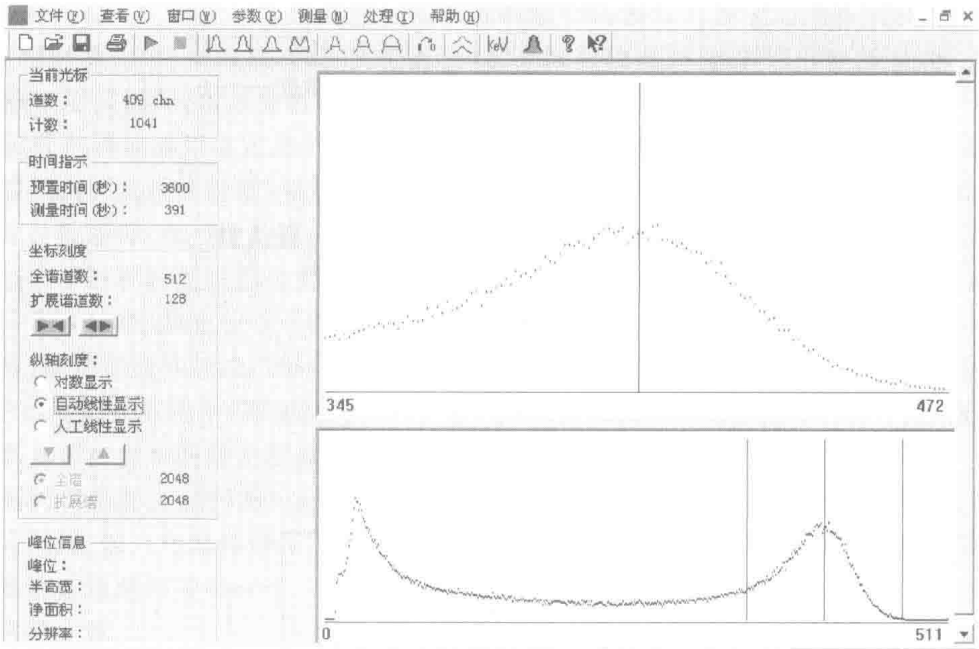


图 1.0.4 winmca 程序主窗口

其简单使用步骤:

- ① 设置测量:预置时间;
- ② 按开始按钮开始测量,得到标准源能谱后,存谱;
- ③ 单击主菜单“处理”,选择“能量刻度”进行刻度;
- ④ 然后测量样品的能谱,得到谱后进行寻峰,得到峰的能量和峰面积。

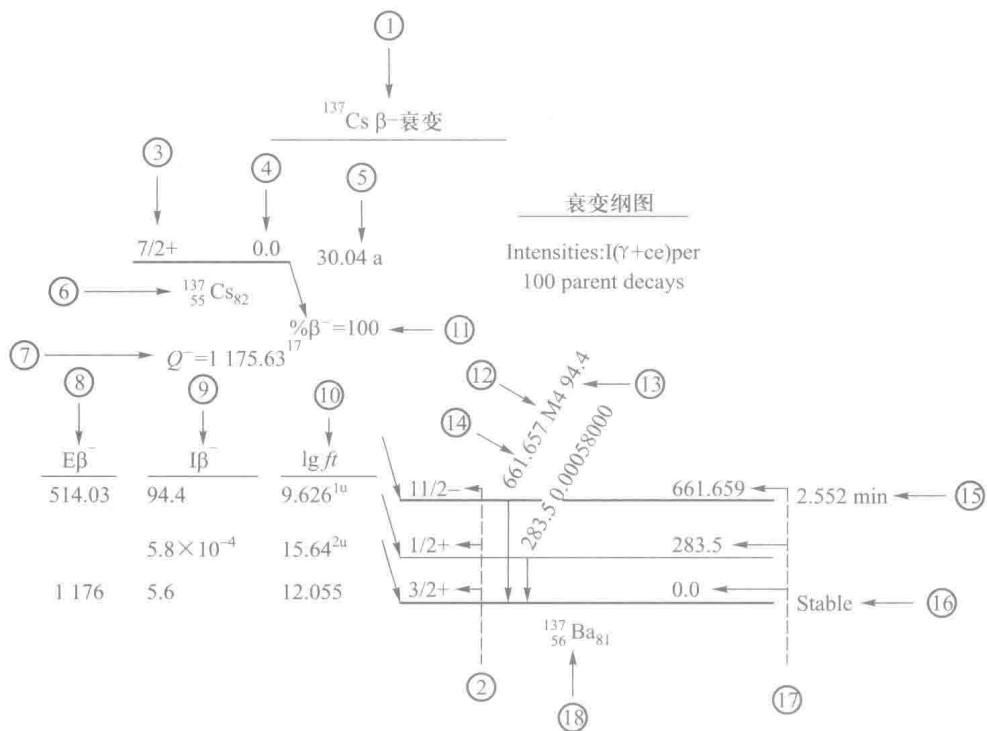
三、放射源、射线及防护

1. 常用放射源

实验中常用的放射源有¹³⁷Cs、⁶⁰Co、⁹⁰Sr、¹⁵²Eu、²³⁸Pu、²⁴¹Am,其中¹³⁷Cs、⁶⁰Co、¹⁵²Eu 是 γ 源,⁹⁰Sr

是 β 源, ^{238}Pu 是 X 射线源, ^{241}Am 是 α 源。

原子核衰变过程可用图表来表示,这种图称为衰变纲图。从衰变纲图可获得原子核及核衰变的许多信息,是核结构研究的一个重要内容,在核技术应用中也发挥着重要作用,下面,以 ^{137}Cs 为例介绍一下衰变纲图的表示方法:

图 1.0.5 ^{137}Cs 衰变纲图

- ① 核素衰变的类型,所列纲图中出现衰变类型的符号有: α 表示 α 衰变; β 表示 β 衰变,包括 β^- 表示 β^- 衰变, β^+ 表示 β^+ 衰变, ϵ 表示轨道电子俘获;
- ② 表示子核基态及激发态的自旋及宇称;
- ③ 衰变核素的自旋及宇称;
- ④ 衰变核素的基态,在图 1.0.5 中基态用粗黑线表示,基态能量值表示为 0;
- ⑤ 衰变核素的半衰期;
- ⑥ 衰变核素符号,左上角数字表示质量数,左下角数字为原子序数,右下角数字为中子数;
- ⑦ 衰变能,表明衰变前后整个系统静止能量的减少;
- ⑧ 衰变核素衰变时放出的粒子能量,单位是 keV;
- ⑨ 衰变核素衰变时放出的粒子分支比;
- ⑩ 表示 β 衰变的比较半衰期,即 $\lg f t$ 值;
- ⑪ 图中所示的所有衰变核素衰变时放出粒子的分支比总和;
- ⑫ 表示 γ 跃迁多极性;
- ⑬ 表示 γ 跃迁绝对强度;

⑭ 表示 γ 跃迁能量值,以 keV 为单位;

⑮ 表示核素长寿命激发态半衰期,图中用较粗黑线表示这种同核异能态;

⑯ 表明子核基态是稳定的,不再衰变。如果子核是不稳定的,就在其基态线旁边列出半衰期并标明衰变类型;

⑰ 表示子核激发态的能量值,以 keV 为单位;

⑱ 子核的核素符号;

其余放射源的衰变纲图可参照 ^{137}Cs 的说明来理解。

2. 射线种类和性质

(1) α 粒子

α 粒子是一个氦核,它是由 α 发射体以分立能量和特有的半衰期而发射出来的, α 粒子具有下列性质:① 绝大多数 α 粒子在给定的气体中具有相同射程;② α 粒子沿着直线径迹运动;③ 某些 α 粒子在射程末端附近散射;④ 少数 α 粒子在离开放射源不远的地方就被散射了。

α 粒子有很强的电离本领,在致密物质中具有很短的路程,对人体的危害远比其他外来辐射小。天然放射性物质发射能量最高的 α 粒子也仅能穿过人体皮肤的角质层,对于绝大多数 α 辐射源受损伤的只是无生命的组织,不存在外照射危害。

相反,一旦到体内, α 粒子的短射程就变得非常有害了。在体内 α 放射源受活组织包围,损伤高度地集中在 α 粒子源点附近,如果 α 粒子辐射源积在人体内的重要器官,这器官就会受到严重损伤,因为粒子的能量全部被这器官吸收,而不会分布到较大体积的整个组织, α 粒子作为一种内照射时其危害是值得重视的。

(2) β 粒子

β 粒子是由不稳定的原子核发射出来的高速电子, β 辐射概念已经扩大到包括正电子辐射。可以认为 β 粒子是正电子和电子,它们的静止质量相同,电荷相等,但符号相反。和 α 粒子不同, β 粒子展示出一个连续能谱。当电子通过物质时,它们以多种方式损失能量。与轨道电子碰撞引起电离和激发而损失能量是发生最多的机理, β 粒子也会和核发生相互作用,引起 X 射线发射(轫致辐射)。

一个 β 辐射源可以构成外部危害,危害的大小取决于电子能量。大约 70 keV 能量的 β 粒子就能穿透皮肤角质层而损伤活组织。通常 β 辐射被认为只是一种轻微的外部危害因素,用很薄的铅层(例如 1 mm 的铅片)就能完全屏蔽掉 β 辐射源。

对高能 β 辐射源进行屏蔽时,在屏蔽物中产生的 X 射线也可以引起外照射危害,选择低原子序数 Z 的屏蔽物质能减小轫致辐射的数量。

β 粒子在体内的危害不如 α 粒子大,在组织中, β 具有较大射程,但是它的比电离要比 α 粒子小,在组织的一个小体积中, β 粒子放出的能量没有 α 粒子放出的多, β 粒子在引起体内损伤方面不是那么严重。

(3) X 射线和 γ 辐射

X 射线具有如下性质:① X 射线能穿透绝大多数物质;② 许多物质受到 X 射线照射时会发光;③ X 射线在气体中产生电离;④ 高能电子打到固体上产生 X 射线;⑤ X 射线对相底片起作用;⑥ X 射线在电场和磁场中并不偏转, γ 射线也具有相同的性质。进一步工作表明,X 射线

和 γ 射线都是电磁波,唯一区别是来源: γ 射线是由原子核发射出来的辐射; X 射线是在原子核外部产生的辐射。

作为潜在的外部危害, X 射线和 γ 射线最为严重, X 射线和 γ 射线在空气和其他物质中具有很大的射程,所以即使在离开放射源相当远的地方也可以造成重大危害。为了保证不受危害,在绝大多数情况下,需要进行屏蔽。 X 射线和 γ 射线所要求的屏蔽层厚度远大于用来屏蔽 α 粒子和 β 粒子的厚度。由于 X 射线和 γ 射线穿透物质的能力很强,以致对组织的损伤遍及全身。当人的身体处在外部 γ 射线场中时,辐射敏感性较高的组织会受到照射。这些器官的损伤对人体的影响比其他部位的损伤要大得多。为此,在外照射情况下, X 射线和 γ 射线比 α 射线和 β 射线有更大危害。

反之,在内照射情况下, X 射线和 γ 辐射对人体内的危害并不如 α 或 β 辐射那么大,如同 β 辐射一样, γ 射线在组织中的能量较少。一个光子只是在它和物质相互作用时才交出能量。它不像 β 射线和 α 射线那样产生连续的电离径迹, γ 放射源对人体小器官的损伤比相同强度的 α 放射源和 β 放射源所引起的损伤要小。

(4) 中子

中子能以各种方式产生出来,用放射源和一定靶物质通过 (α, n) 反应就可以产生中子;在加速器中用高能粒子打击靶材时,也能产生中子;反应堆中裂变过程也生成中子。下面我们讨论 (α, n) 反应中子源,这类中子源通常是将 α 辐射体和细而均匀的靶物质粉末混合而成的。通常采用的 α 辐射体是 ^{226}Ra 、 ^{210}Po 、 ^{239}Pu ,作为靶物质的是 B 、 Be 、 Li 、 Na 和 F ,其中, Be 是最常用的靶物质,能给出最高的中子产额,中子源强度经常用 α 辐射体的强度来表示。

Ra 、 Po 、 Pu 和 Be 有剧毒,所以这些中子源必须密封在金属容器中。中子不带电,在空气和其他物质中,可以走过很大距离,屏蔽中子要比屏蔽 α 射线和 β 射线困难得多。

3. 放射性工作中的安全操作和防护

在核物理实验中,所用的放射源基本上分成两类:一类是将放射性物质放在密封的容器中,正常使用中不会泄漏,称为封闭源;另一类是将放射性物质黏附在小托盘上或镀在小金属片上(有时在这种源的活性面上覆盖一层极薄的有机膜),在使用过程中放射性物质有可能向周围环境扩散,这类放射源称为开放源。在实验教学中,源的放射性强度不宜太大,除必须用 mCi (毫居里)级的实验外,其余一般用 μCi (微居里)级。

(1) 外照射防护的基本原则与措施

外照射是指射线从外部照射人体组织,其防护原则及措施是:

- ① 控制时间:接触放射源的时间越短,人体所受的照射量就越小,因而要求操作人员事前要做好充分准备,操作步骤尽可能简单快捷,同时避免在辐射场所中作不必要的逗留。
- ② 控制距离:人体受到辐照的剂量与离放射源距离的平方成反比。增大人体与放射源的距离,可以显著地减少人体所受的辐射剂量,如利用镊子或具有不同功用的长柄器械及机械手进行远距离操作,让控制室与放射源之间有足够的距离等。
- ③ 实施屏蔽:利用射线通过物质后能量、强度会损失的性质,在人体与放射源之间设置屏障,可以有效减少辐射对人体伤害。常用的屏蔽材料有砖石、混凝土、有机玻璃以及铅、铁、铝等金属。

实际工作中,以上三种防护措施常常是综合使用的。

(2) 内照射防护的原则与措施

内照射是指放射性物质经过吸入、吃入或伤口渗入等途径进入体内,造成辐射及其化学毒性对人体器官的双重危害,其防护原则及措施是:

① 防止放射性物质由呼吸道进入体内:在操作开放性液体源时,需在通风橱中进行,操作粉末状放射物质,必须在手套箱中进行,并戴上口罩。

② 防止放射性物质经手转移或直接入口:放射性工作场所内,严禁进食、吸烟、饮水和存放食物,要正确使用相应的个人防护用品,实验结束后要洗手。

③ 防止放射性物质经体表进入体内:面部和手臂等处有伤口者,应暂时停止从事可能受到放射性污染的工作。

(3) 放射源的安全操作

① 放射源要有固定的存放地点(如保险柜),并加铅块屏蔽,实验结束应立即归还原处锁好。

② 任何形式封装的放射源,均不得直接用手接触其活性区,取放射源必须使用专用镊子或托盘等工具。

③ 操作 β 源、 γ 源、 X 源时,应佩戴防护眼镜,切忌用眼睛直视活性区,以免损伤角膜。

四、放射性测量统计误差

1. 泊松分布,高斯分布,标准误差,置信度和置信区间

我们知道核衰变过程本身以及用于探测的射线与物质相互作用过程都具有统计特征。

对于大量原子核 N ,经过时间 t 后,平均地说其数目将按指数规律 $e^{-\mu}$ 衰减, λ 为衰变常量,它与放射源半衰期 T 之间满足公式:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}$$

在 t 时间内平均衰变的原子核数目 m 为

$$m = N(1 - e^{-\mu}) \quad (1.0.1)$$

根据上式,统计平均看,每个核在时间 t 内发生衰变的概率为 $1 - e^{-\mu}$,不发生衰变的概率为 $e^{-\mu}$ 。因此,在时间 t 内,统计平均看,在 N 个原子核中有 n 个核发生衰变的概率为

$$P(n) = \frac{N!}{(N-n)! n!} (1 - e^{-\mu})^n (e^{-\mu})^{N-n} \quad (1.0.2)$$

上式中系数 $N!/(N-n)! n!$ 是考虑了 N 个原子核中发生衰变的 N 个核的各种可能的组合数。现设原子核总数 N 远大于 1,测量时间 t 远小于放射源半衰期 T ,即 $t\lambda$ 远小于 1,衰变数 n 远小于粒子总数 N ,这时式(1.0.2)分子中的 $(N-1), (N-2), \dots, (N-n+1)$ 均可用 N 代替,于是有

$$P(n) \approx \frac{N^n}{n!} (\lambda t)^n (e^{-\mu})^{N-n} \approx \frac{N\lambda t}{n!} e^{-N\lambda t}$$

由式(1.0.1)可知,这时 $m = N\lambda t$,则有

$$P(n) \approx \frac{m^n}{n!} e^{-m} \quad (1.0.3)$$

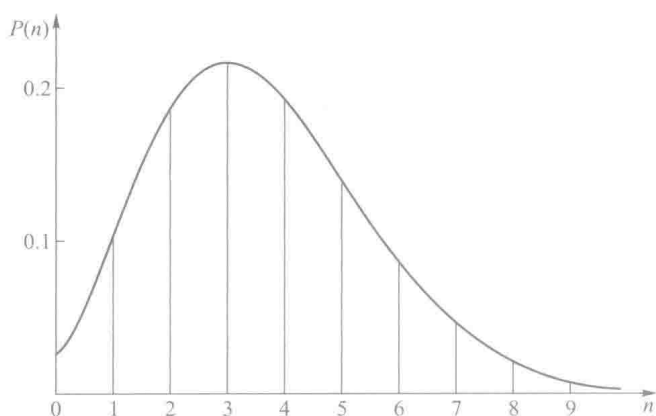


图 1.0.6 $m = 3.5$ 的泊松分布曲线

此即泊松分布。它告诉我们如果在时间间隔 t 内平均衰变次数为 n , 则在时间间隔 t 内衰变数为 n 出现的概率 $P(n)$ 即如式 (1.0.3) 所示, 图 1.0.6 给出了, $m = 3.5$ 的泊松分布。

泊松分布有下列四个重要性质:

(1) 满足归一化条件

$$\sum_{n \rightarrow 0}^{\infty} P(n) = e^{-m} \sum_{n \rightarrow 0}^{\infty} \frac{m^n}{n!} = e^{-m} e^m = 1$$

(2) 根据式 (12-3), 时间 t 内平均衰变数为

$$\sum n P(N) = e^{-m} \sum_{n \rightarrow 0}^{\infty} n \frac{m^n}{n!} = e^{-m} m \frac{d}{dm} \left(\sum_{n \rightarrow 0}^{\infty} \frac{m^n}{n!} \right) = m e^{-m} e^m = m$$

(3) 每次测量得到的衰变数 n 与平均衰变数 m 之间的偏差的平均值为 0, 即

$$\overline{(n-m)} = \sum_{n \rightarrow 0}^{\infty} (n-m) P(n) = 0$$

(4) 通常用上述偏差 $n-m$ 的均方根值 σ 来表征核衰变统计涨落的大小, σ 称为标准误差。

$$\sigma^2 = \overline{(n-m)^2} = \overline{n^2 - 2nm + m^2} = \overline{n^2} - (m)^2$$

因为

$$\begin{aligned} \overline{n^2} &= \sum_{n \rightarrow 0}^{\infty} n^2 P(n) \\ &= \sum_{n \rightarrow 0}^{\infty} n^2 \frac{m^n}{n!} e^{-m} = e^{-m} m \frac{d}{dm} \left(\sum_{n \rightarrow 0}^{\infty} \frac{nm^n}{n!} \right) \\ &= e^{-m} m \frac{d}{dm} (me^m) = m(m+1) \end{aligned}$$

所以

$$\sigma^2 = m(m+1) - m^2 = m$$

或

$$\sigma = \sqrt{m} \quad (1.0.4)$$

由于放射性衰变存在统计涨落,当我们作重复放射性测量时,即使保持完全相同的实验条件,每次测量的结果也不相同,而是围绕平均值 m 上下涨落,有时甚至有很大差别,这种现象就叫放射性计数的统计性。放射性计数的这种统计性是放射性原子核衰变本身固有特性,与使用的测量仪器及技术无关,通常把 m 看作是测量结果的最概然值,把起伏带来的误差称为统计误差,它的大小用标准误差 σ 来描述,当 m 较大时可以用有限次测量的平均值 $\bar{N}$ 甚至单次计数值代替,设一次测量得到的总计数为 N ,它的标准误差为

$$\sigma \approx \sqrt{N}$$

它的相对标准误差为

$$\sigma \approx \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{1.0.5}$$

当 n 值较大时,根据泊松分布公式计算误差十分复杂,在实际应用中很不方便,这时可对泊松分布利用 Stirling 近似公式

$$n! \approx \sqrt{2\pi n} n^n e^{-n}$$

化为高斯分布

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi m}} \exp \left[-\frac{(m-n)^2}{2m} \right] \tag{1.0.6}$$

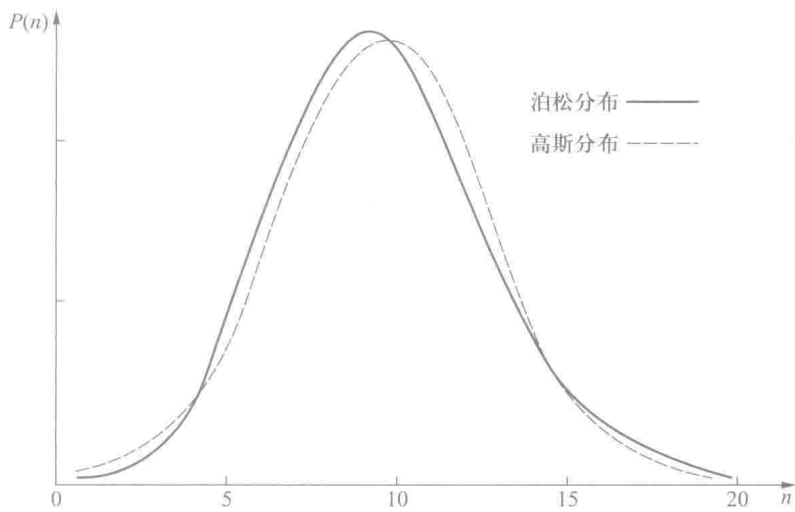


图 1.0.7 $m = 10$ 时的泊松分布和高斯分布曲线

图 1.0.7 给出, $m = 10$ 时的高斯分布曲线,由图可见它与泊松分布十分接近。

高斯分布在误差理论中很重要,它给出了偶然误差所遵从的规律。考虑到 m 较大时,泊松分布与高斯分布的近似性质,式(1.0.4)给出的标准误差有如下的含义:在完全相同的条件下,作一次测量,出现的值,有 68.3% 的概率,处于 $m \pm \sigma$ ($\sigma = \sqrt{m}$) 内,我们称此概率为置信度。有时需要测量值具有不同的置信度,这相当于将此区间写成

$$m \pm k\sigma \tag{1.0.7}$$

称此区间为置信区间。对各名称误差置信度和置信区间相应的 k 值可见表 1.0.1,计数结果可以