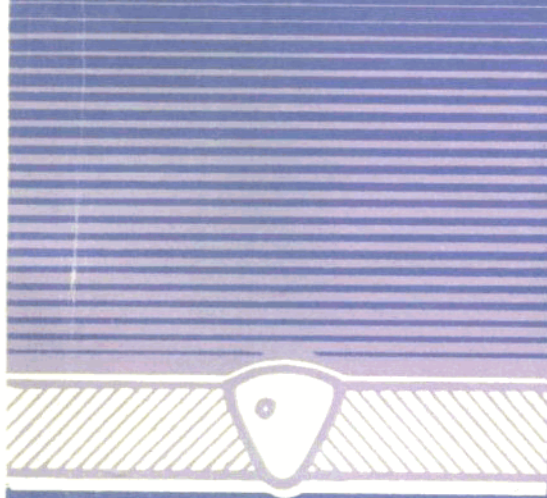


无损检测手册

射线探伤法

陆少鹏 何秀堂 庄永芬 编译



四川科学技术出版社

无损检测手册

射线探伤法

陆少鹏 何秀堂 庄永芬 编译

(K615/30)

K615/27



四川科学技术出版社

一九八六年·成都

责任编辑：崔泽海 罗孝昌

封面设计：曹辉禄

技术设计：罗孝昌

射线探伤法

陆少鹏 何秀堂 庄永芬 编译

四川科学技术出版社出版

(成都盐道街三号)

四川科学技术出版社发行

简阳美术印制厂印刷

统一书号：15298·338

1986年12月第1版 开本 787×1092 1/16

1986年12月第1次印刷 字数 319千

印数 1—3,000册 印张 12.75

定 价：2.00元

译者前言

1985年7月,日本国无损检测协会会长、日本东北大学教授高田平八先生把《无损检测便览》(1985年5月版)馈赠笔者,这本凝聚当代日本60名从事无损检测工作的专家、教授和工程技术人员辛勤劳动,洋洋洒洒百万言的著作,堪称是一部广征博采的专业工具书。

为了促进无损检测界的学术交流,又考虑到我国无损检测工作的现状,我们决定编译这部著作。然而,这是在日本出版的工具书,某些检测方法、提法都有作者各自的习惯和偏爱,请读者阅读时给予注意。

笔者还考虑到我国无损检测技术的应用和发展趋势,在四川科学技术出版社的支持下,决定以“无损检测手册”的形式分《射线探伤法》、《超声波探伤法》、《表面探伤法》三部分册共70万字编译。

本书在编译过程中,得到四川省无损检测专业委员会、四川空气压缩机厂、四川空气分离设备厂等单位的大力支持,一并致谢!

参加本书译校和插图工作的有刘号、张金奎、陈迟、严正蛟、欧阳可成、徐家振等同志。

由于时间较为仓促,加上我们水平有限,而本书涉及的面又广,可以说是应用技术学科群的集合。虽然笔者作了诸多努力,但误译和不妥之处在所难免,请读者批评指正。不过,在为拓展无损检测知识圆的欲望中,我们将得到启迪和慰藉。

一九八六年五月于成都

序 言

随着我国（日本——译注）无损检测技术的发展与普及，社团法人日本无损检测协会以石井勇五郎教授为编委主任编写了“无损检测便览”，并于1967年由日刊工业新闻社出版，获得读者的好评。尔后，根据无损检测工作者的需要又作了再版。在此期间，无损检测技术随着国内外形势的发展，有了很大进步。于是日本无损检测协会为了将旧版进行全面修订，1972年成立了编写委员会。该委员会经慎重讨论之后认为，为了赶上无损检测飞速发展的形势，仅将旧版作部分修改是不够的，而必须重新编写与发行内容全新的新版本。在编写委员会成立之后，经世界知名的60多名权威执笔并历经5年多时间，“新版无损检测便览”终于问世了，这是无损检测界十分欣喜不已的大事。

本书对每一种无损检测方法的基础理论与实际应用均作了详尽介绍，与旧版相比内容焕然一新，并且有以下特点：

- 1) 论述了无损检测对象，构件缺陷及其产生原因；
- 2) 记述了无损检测所记录的缺陷形象与强度的关系；
- 3) 记述了各种无损检测方法的应用范围；
- 4) 无损检测用语及其解释；
- 5) 随着无损检测的普及而迅速增加的JIS、NDIS及其他国家标准以及主要外国标准及其解释。

随着无损检测的迅速发展，与此有关的著作也有部分发行。特别是日本无损检测协会针对无损检测技术人员的资格考试，已经编写并发行了十多种各种技术的教科书，并正在进行不断修订。关于无损检测的便览有R·C·Mc·Master教授编著的名著“Nondestructive Testing Hand book”（1850页，2卷），但这是1959年的版本，没听说以后有过修订版。即象本书这样由许多合适的专家合作编著的新的便览，在世界上也是十分有价值的。

我迫切期待本书能对日本无损检测的发展作出贡献。

1978年1月

无损检测编委主任

丹羽 登

目 录

1	射线检验的基础理论	
1.1	射线的发生与性质	(1)
1.1.1	射线的发生	(1)
1.1.2	x射线与 γ 射线的性质	(7)
1.2	各种检测方法的原理	(18)
1.2.1	直接透照	(18)
1.2.2	透视与记录	(19)
1.2.3	特殊透照	(20)
1.2.4	射线测厚仪	(24)
1.2.5	利用射线的分析方法	(27)
1.2.6	中子射线照相术	(38)
2	射线的测定与管理	
2.1	射线的测定	(45)
2.1.1	辐射剂量的单位	(45)
2.1.2	使用电离箱的剂量计	(47)
2.1.3	气体放大与比例计数管	(50)
2.1.4	盖革——米勒计数管式检测仪	(52)
2.1.5	利用荧光作用的剂量计	(54)
2.1.6	胶片剂量计	(59)
2.1.7	射线防护检测器的选择与使用方法	(62)
2.1.8	中子束的防护检测仪	(64)
2.1.9	高能x射线的剂量测定	(66)
2.1.10	剂量计的校准方法	(67)
2.2	作业管理	(69)
2.2.1	作业管理的原则	(69)
2.2.2	实际作业管理	(73)
2.3	射线对生物体的损伤与健康管理	(90)
2.3.1	射线对生物体的损伤	(90)
2.3.2	允许剂量	(94)
2.3.3	医学的监视(健康管理)	(99)
3	射线透照试验	
3.1	透照试验的实例	(101)
3.1.1	焊接区	(101)
3.1.2	铸件及其他	(107)
3.1.3	特殊工件中的应用例	(110)
3.1.4	其他	(110)

3.2 射线机	(110)
3.2.1 低能 x 射线机	(110)
3.2.2 高能 x 射线机	(117)
3.2.3 γ 射线仪	(122)
3.3 感光材料	(127)
3.3.1 x 射线胶片	(127)
3.3.2 增感屏、荧光板及荧光倍增管	(130)
3.3.3 复制胶片与印相纸	(135)
3.4 射线用品	(139)
3.4.1 象质仪	(139)
3.4.2 胶片处理用品	(147)
3.4.3 黑度计、底片观察仪	(149)
3.4.4 透照用具	(151)
3.5 底片的透照与观察	(153)
3.5.1 底片的透照	(153)
3.5.2 胶片的处理	(154)
3.5.3 透照底片的观察	(159)
3.6 利用透照底片识别缺陷	(163)
3.6.1 透照底片的对比度	(163)
3.6.2 透照底片的识别临界对比度	(171)
3.6.3 透照条件的确定	(172)
3.6.4 管电压与 x 射线线质	(175)
3.6.5 曝光曲线	(179)
3.6.6 可允许的厚度差	(185)
3.6.7 透照灵敏度的换算	(188)
3.6.8 透照底片象质的改善	(192)
3.7 利用透视及间接透照识别缺陷	(194)
3.7.1 利用透视识别缺陷	(194)
3.7.2 利用间接透照识别缺陷	(196)

1. 射线检验的基础理论

1.1 射线的发生与性质

1.1.1 射线的发生

(1) 原子的结构

所有物质均由原子构成。其中,天然存在的有92种,加上人工制取的超铀元素,共有100多种。

(A) 电子、质子、中子

原子是直径为 10^{-8} cm左右的微小粒子,其中心为原子核,若干个电子围绕核不断快速旋转。原子核进一步可分解为质子和中子。电子带阴电荷,质子带阳电荷,这些电荷的绝对值相等,并用 e 表示:

$e = 1.6020 \times 10^{-19}$ Coulomb (库仑) $= 4.8029 \times 10^{-10}$ esu (静电单位)。即电子的电荷是 $-e$,质子的电荷是 $+e$,中子不带电荷。质子的质量与中子的质量几乎相等,电子的质量只是它们的 $1/1800$,所以原子的质量可以用原子核的质量来表示*。

(B) 原子核

用 Z 表示原子核内存在的质子数, N 表示中子数。质子数与中子数之和 $Z+N=A$ 称为质量数。在中性的原子中,围绕原子核旋转的电子数也等于 Z 。 Z 称为原子序数。最轻的元素是 $Z=1$ 的H(氢)。H原子的原子核由一个质子构成,没有中子($N=0$, $A=1$),一个电子围绕它旋转。 $Z=2$ 是He(氦),原子核由二个质子与二个中子构成($A=Z+N=4$),二个电子在核外回转。H原子与He原子可分别用 ${}^1_1\text{H}$, ${}^4_2\text{He}$ (或者 ${}^1_1\text{H}^1$, ${}^4_2\text{He}^4$)表示,左下角数标表示 Z ,左上角或者右上角数标表示 A 。因 Z 是已知的,所以要表示H、He等的元素符号的话,常略去左下角的数标,一般写作 ${}^1\text{H}$, ${}^4\text{He}$ (或者 H^1 , He^4)等。

(C) 同位素

Z 相同而 A 不同(因而 N 不同)的元素称作同位素或同位体。氢的同位素中有氕与氘。氕的原子核含有1个质子与1个中子($A=2$)用 ${}^2_1\text{H}$ 表示。氘的原子核因含有1个质子与2个中子($A=3$),所以用 ${}^3_1\text{H}$ 表示。不管是 ${}^2_1\text{H}$ 原子或 ${}^3_1\text{H}$ 原子,核外都是一个电子。天然存在的最重的元素是 $Z=92$ 的U(铀),包含有 ${}^{238}_{92}\text{U}$ 、 ${}^{235}_{92}\text{U}$ 、 ${}^{234}_{92}\text{U}$ 等同位素。

当原子核内的质子数 Z 与中子数 N 具有一定比例时,该原子核处于稳定状态。在 Z 值小的元素中, Z 与 N 基本上相等时是稳定的。当 Z 值增大时, N 略大于 Z 时是稳定的。 Z 变得很大时, N 约是 Z 的1.5倍时是稳定的。 Z 与 N 比例失调的不稳定原子核,往往会释放出射线而变成稳定的原子核。这种过程称为原子核的蜕变(或者裂变),具有这种性质的元素称之为放射性同位素(radioisotope,简称RI)。

* 各粒子的静止质量是:电子 9.1083×10^{-28} g(克),质子 1.6724×10^{-24} g(克),中子 1.6747×10^{-24} g(克)。

(D) 电子壳层

与原子序数 Z 同等数量的电子,在原子核周围沿圆或椭圆轨迹旋转。但在微观领域内,按测不准关系原理是无法准确描述电子运动轨迹的形状及各自的相互位置。相反,电子能量(电子对于原子核的势能)是固有的,取其分立值,能作出如图1.6所示模型,即以原子核为中心画出几个球面壳层。各球面壳层表示电子所具有的固有能量,它称为电子层。从内往外顺次定为K层、L层、M层、N层……。电子壳层并不表示电子的轨迹,各层的能量值可按量子力学计算。但由于电子与原子核带有符号相反的电荷,所以越靠近原子核,电子的能量越小。即K层处于低能量状态,L、M、N……层的能量依次增大。

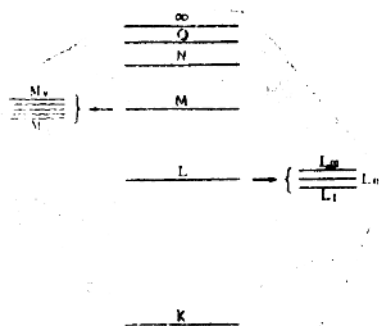


图1.1 电子的能级

能够进入各层的电子数是有限的,即K层2个、L层8个、M层18个、N层32个、O层50个。由于电子越处于低能量状态下越稳定,所以氢($Z=1$)与氦($Z=2$)电子只进入K层。锂($Z=3$)有2个电子进入K层,余下一个进入L层。铜($Z=29$)K层中2个,L层中8个,M层中18个,余下一个进入N层。

此外,也使用能级这个术语。K层电子与电子的能量状态位于K能级是同一意思。如图1.1所示,用直线表示能级,最下方为K能级,往上顺序为L、M、N……能级。最上面的粗线表示电子被牵引到很远,不受原子核约束时的能量。能级的间隔下方宽,越往上越窄。仔细观察各能级,同一能级还可以划分成几种接近的级别。虽然K级不能再分,但L可分为 L_I 、 L_{II} 、 L_{III} 这三种能级,M可分为 M_I …… M_V 这5种能级,N可分为 N_I …… N_{VII} 这7种能级。

(2) 射线的种类

放射线或电离射线乃是如下所述的电磁波或粒子流,具有电离空气的能力。

(A) x射线与γ射线

它们是波长较短的电磁波,x射线是人为地令电子束冲击金属而产生的,γ射线是放射性原子蜕变时自然产生的。关于产生的机理与波谱将在(3)中讲述,x射线与γ射线除具有诸如衍射等波动性之外,还同时具备光电效应与康普顿效应等粒子性,后者被叫做光子。因此,射线具有 $E=h\nu=hc/\lambda$ 的能量与 $P=h\nu/c=h/\lambda$ 的动量,但没有质量。 λ 与 ν 分别表示电磁波波长与频率, $c[=2.9978 \times 10^{10} \text{ cm/sec(厘米/秒)}]$ 表示光速, $h[=6.624 \times 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec(尔格} \cdot \text{秒)}]$ 表示普朗克常数。若用 $\text{ev}[=1.6020 \times 10^{-12} \text{ erg(尔格)}]$ 表示能量E的单位,用 $\text{\AA}[=1 \times 10^{-8} \text{ cm(厘米)}]$ 表示波长的单位,那么

$$E=h\nu=12.395/\lambda \quad (1.1)$$

光量子的能量与波长可以相互换算。

(B) 电子束与β射线

两者的本质是一样的,使用加速器对电子提供巨大的动能,所得的叫做电子束,不稳定

• 此外,亦有用 kx 的单位表示x线的波长, kx 与 $\text{\AA}$ 几乎相等,但严格来说有这样的差值 $1kx=1.00206\text{\AA}$

的原子核在 β 蜕变时释放的即 β 射线。在 β 蜕变的时候，原子核内的中子变成质子与电子，因为质子留在核内，所以原子质量保持不变，但是 Z 增加了1，于是电子变成 β 射线向外辐射。

电子是具有 $-e$ 的电荷及 $m_0=9.1083 \times 10^{-28}$ g(克)静止质量的粒子，但是电子束具有波动的性质。若用电压 V 伏特加速电子束，其波长为 $\lambda \text{ \AA}$ ，则：

$$\lambda = \frac{12.26}{\sqrt{V}} \times (1 - 4.9 \times 10^{-7} V) \quad (1.2)$$

$V=1\text{KV}$ 时，则 $\lambda=0.388 \text{ \AA}$ ； $V=10\text{KV}$ 时，则 $\lambda=0.122 \text{ \AA}$ 。

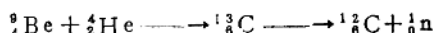
(C) 质子射线、氦核射线及 α 射线

质子射线、氦核射线及 α 射线均为带正电荷的粒子流，即轻量级的原子核以较大能量在运动。质子是普通的氢的原子核 ${}^1_1\text{H}$ 。氦核是氦的原子核 ${}^4_2\text{He}$ (也写作 ${}^4_2\text{D}^+$)，由1个质子与1个中子所构成。 α 粒子是氦的原子核 ${}^4_2\text{He}$ ，由2个质子与2个中子所构成。质子射线与氦核射线，是通过用回旋加速器或范德格拉夫型静电加速器对氢或氦的离子作巨大加速而得到的。 α 射线是在放射性原子发生 α 蜕变的时候放射出来的， α 蜕变时，原来的原子质量 A 只减少4，原子序号 Z 只减少2。

质子与氦核带 $+e$ 的电荷， α 粒子带 $+2e$ 的电荷，质子的静止质量是 $m_p=1.6724 \times 10^{-24}$ g(克)，氦核的质量是 $m_d=3.3431 \times 10^{-24}$ g(克)， α 粒子的质量是 $m_\alpha=6.6438 \times 10^{-24}$ g(克)。

(D) 中子射线

将 α 粒子照射在某种原子上，即发生 (α, n) 形的核反应，从而释放出中子。经常被使用的方法是将 α 射线照射铍，则引起如下反应：



从而高速飞出中子 ${}^1_0\text{n}$ 。此外，原子反应堆中铀发生核分裂的时候，原子核里面的中子也带着很大的能量飞出，这叫做高速中子射线。但是，让其穿透重水和石墨等时，则立即散射，并减低速度，变成热中子射线，其能量与室温达到热平衡。

中子是不带电荷的粒子，静止质量为 $m_n=1.6747 \times 10^{-24}$ g(克)，约比质子重量大0.14%。设玻尔曼常数为 $k(=1.3804 \times 10^{-16} \text{erg} \cdot \text{deg}^{-1})$ ，那么，在绝对温度 T° 下处于热平衡的中子的能量 $E=3/2KT$ 。中子射线也是一种物质波，设其波长为 $\lambda \text{ \AA}$ ，则

$$\lambda = \frac{25.18}{\sqrt{T}} \quad (1.3)$$

0°C 与 100°C 下的热中子射线的波长分别等于 $1.52 \text{ \AA}$ 与 $1.30 \text{ \AA}$ 。

(3) x射线的发生

被称为库利叶管的普通的x射线管的原理见图1.2。这是具有阴阳两极的真空管，阴极是钨丝，阳极(也叫对阴极)的表面上贴着必须具备的金属，称之为靶。将钨丝加热让它放出热电子，并在两极间提供直流电压(叫做管电压)，那么电子就向着阳极流动，并带着大

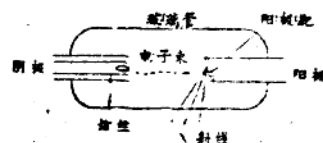


图1.2 由x射线管发生x射线

* 氘叫做deuterium，所以取其第1个字母D

的动能冲击阳极靶，这时大部分能量变成热能使靶加热，其中小部分就变成x射线向周围辐射。

(4) 白色x射线

对在阳极靶中使用钨的x射线管加以30、40、50KV的管电压之后，所产生的x射线的波谱见图1.3。图1.3(a)用横坐标表示波长，图1.3(b)用横坐标表示光量子的能量，两图表示方式不同，内容是一样的。这些波谱是连续分布的，所以称为白色x射线或连续x射线。查图1.3(a)管电压 $V=50\text{kv}$ 时，极限波长

λ_c (或者最短波长 $\lambda_{\min}$) 为 $0.248\text{\AA}$ ，波长增长，则强度增大，在 $0.45\text{\AA}$ 附近呈最大强度，波长再继续增长，则强度降低，即使在管电压不同的情况下，这种现象还是不变的。 λ_c 与 V 之间存在被叫做 Duane-Hunt 法则，其关系表达式为：

$$hc/\lambda_c = eV \quad (1.4)$$

如用 $\text{\AA}$ 表示 λ_c 、 kv 表示 V 的话，则

$$\lambda_c = 12.395/V \quad (1.5)$$

将相对于 λ_c 的光量子能量作为 $E_c(hc/\lambda_c)$ ，那么(1.4)可写成[参考图1.3(b)]

$$E_e = eV \quad (1.6)$$

当管电压为 V 时，即冲击阳极靶的1个电子的能量是 eV ，如果将它直接换算x射线的光量子 $E = h\nu = hc/\lambda$ 的话，则可以获得式(1.4)或式(1.6)的关系式。但是，电子的功能 eV 很少直接变成x射线的能量，在许多情况下 eV 变成了x射线的能量 $h\nu$ 及热能 H (即固体金属原子的振动能)，即

$$eV = h\nu + H \quad (1.7)$$

H 值越大则 $h\nu$ 相应地减小(增长)。因为 H 与 $h\nu$ 的比例连续变化， $h\nu$ 取 eV 的任意值，所以波谱是连续谱。

因为白色x射线是由于被加速的电子受到构成阳极靶原子的核外电子形成电场制动而产生，所以也被称做制动x射线。带电粒子受到加速时产生电磁波，这是经典电磁学的解释，但也可以认为所产生的x线的波长取决于负加速度的大小(即制动的效果)。

在单位时间内从x射线管放射的白色x射线的总能量 ε 可以由实验得到。

$$\varepsilon = \eta \cdot i Z V^2 \quad (1.8)$$

i 是管电流(流过x射线管的电流)， V 是管电压， Z 是构成阳极靶物质的原子序数， η 是常数。由图1.3可知，增大 V 值，则总强度(曲线与横坐标所包括的面积)几乎与 V 的平方成正比增大。之所以在放出白色x射线的x射线管内使用钨作为阳极靶，是因为其 Z 值较大。当管电流增大时，x射线的强度则相应成比例地增大。若在单位时间内从电源对x射线管送入的能量是 iV ，那么，它转化为x射线能量的效率为：

$$\eta = \varepsilon/iV = \eta \cdot ZV \quad (1.9)$$

因为 $\eta_0 = 1 \times 10^{-9}$ ，所以设靶材为钨($Z=74$)， $V=100\text{kv}$ ，则 η 约等于 0.7% 。即送入的大部分能量变成热能。 V 值越大，转换成x射线的效率就越高。

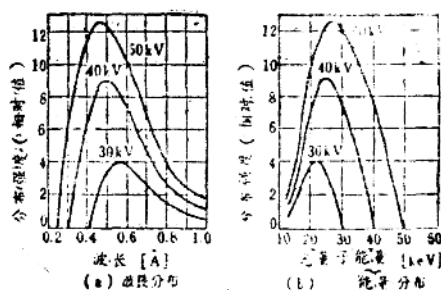


图1.3 由钨丝产生的白色x射线的光谱

(5) 特征X射线

用钼作阳极靶时产生的x射线如图1.4所示,除了连续光谱之外,还在波长 $0.71\text{\AA}$ 与 $0.63\text{\AA}$ 处显示出线状光谱。这种波长与管电压无关,是元素钼的特征值,被称作特征x射线(亦称为固有x射线,示性x射线)。图中两根光谱线为K系列的特征x射线,分别称为 $K\alpha$ 、 $K\beta$ 。再用分辨本领高的光谱仪观察的话,则 $K\alpha$ 可分为 $K\alpha_1$ 与 $K\alpha_2$ 两根光谱线。此外,在图外的 $5\text{\AA}$ 附近,还存在另一组线光谱,它们被叫做L系列特征x射线。元素的原子序号 Z 与其特征x射线的波长 λ 的关系见图1.5。当用频率 $\nu (=c/\lambda)$ 时,其关系用下式表示(Moseley法则):

$$\sqrt{\nu} = K(Z - S) \quad (1.10)$$

式中 K 与 S 是决定特征x射线的常数。

特征x射线的波长,换言之即其光子能量,与构成阳极靶原子的核外电子的能量状态有关。原子核周围的电子始终带着一定的能量,形成K、L、M……等电子壳层。铜原子($Z=29$)在稳定状态下,K层有2个电子,L层里有8个,M层里有18个,N层里有1个。现在电子束碰到铜阳极靶,铜原子的1个K电子被驱出原子系外,则K层里就出现了1个空穴,形成了不稳定状态,它较稳定状态下具有了多余的能量(这叫做K激发能,写作 E_K)。所以,L层里面8个电子中将有1个填补K层的空穴,使其趋于稳定。可是,这样L层里又形成了一个空穴。若该状态下的能量作为 E_L 的话,当然是 $E_L < E_K$ 。出现这样的能级跃迁时,则原子系的能量只是减小了 $E_K - E_L = E_{K\alpha}$,根据能量不灭定律,带有相当于 E_K 能量的光子,即放射 $K\alpha$ x射线(参考图1.6)。但是,由于L层内出现的空穴状态仍是不稳定状态,所以将由M层内的电子来填补空穴,这时候按照 $E_L - E_M = E_{L\alpha}$,L系列放射 $L\alpha$ 射线。根据具体情况,有时最初的K层的空位不是由L层的电子来填补,而是由M层电子来填补。这时候,便产生能量相当于 $E_K - E_M = E_{K\beta}$ 的 $K\beta$ 射线。

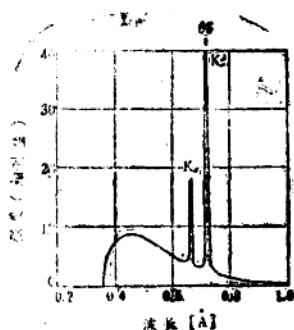


图1.4 包括特性射线的光谱
M, 阳极靶, 35KV

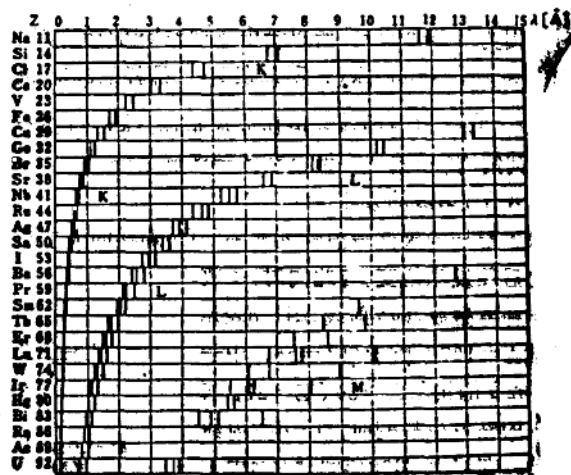


图1.5 各种元素的特性X射线的光谱

如以图表示,图1.1各能级中的1个电子跃迁时的激发能,则如图1.7所示上下倒转。如图1.1中最下方所表示的(最稳定的)K能级的1个电子跃迁时的K激发能最大(最不稳定),在图1.7中则表示在最上方。图1.7表示了特征x射线光谱的微观结构与激发状态间跃迁的相互关系。

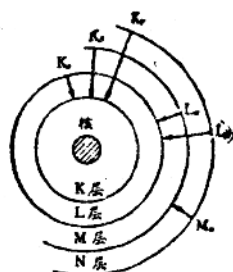


图1.6 电子层与特性X射线
的发生原理

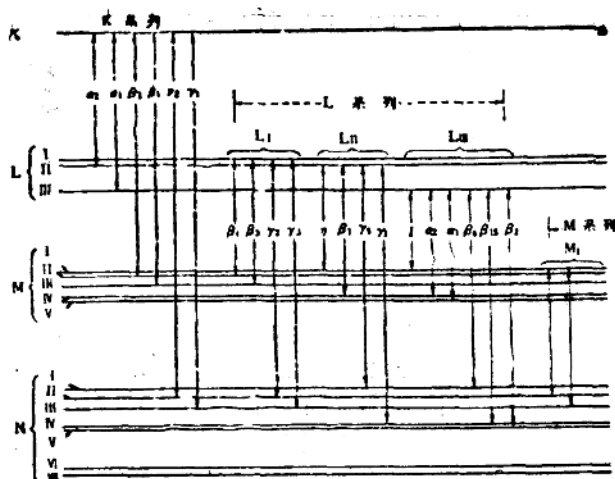


图1.7 激发能与特性X射线光谱

主要元素K系列特征x射线的波长见表1.1^{*}，这些数值在x射线衍射测定晶格常数，或者使用x射线光谱进行元素分析的场合采用。各光谱强度之比决定于跃迁几率，虽然根据元素种类有些差异，但 $K\alpha_1 : K\alpha_2 : K\beta_1$ 的强度比大致上是10:5:2。由图1.7可知，从 L_1 至 K 的跃迁是不会发生的。这取决于称为选择定则的法则。

要产生K系列的x射线，必须使K能级的电子处于激发状态。所以作用的电子束能量eV必须大于 E_K 。以 $eV_K = E_K$ 决定的 V_K 值，叫做K激发电压。表1.1中也列出此值。铜作阳极靶时，因为 $V_K = 20\text{kv}$ ，所以管电压取35kv的话，则如图1.4那样出现 $K\alpha$ 与 $K\beta$ 。钨作阳极靶时，因为 $V_K = 69.5\text{kv}$ ，所以在图1.3那样的50kv以下的管电压时，不出现K系列。可是，由于 L_{II} 、 L_{III} 、 L_{IV} 的激发电压分别是12.1kv、11.5kv、10.2kv，因此，在 $1.2\text{\AA} \sim 1.5\text{\AA}$ 内出现L系列的特征x射线，但已在图示区域之外。

(6) γ射线的发生

象镭那样的天然放射性元素和 ^{60}Co 那样的人工放射性同位素，其原子核放射α射线和β射线之后便发生蜕变，与此同时，还放射出一种电磁波，即γ射线。图1.8表示质量数 $A=137$ （质子数 $Z=55$ ，中子数 $N=82$ ）的铯与 $A=60$ （ $Z=27$ ， $N=33$ ）的钴发生蜕变时，产生γ射线的状况。在半衰期30年的 ^{137}Cs 中，蜕变92%放出带有0.31MeV能量的β射线，形成 ^{137}Ba （ $Z=56$ ， $N=81$ ）的激发状态，但它很快就趋于稳定，并放出等于这两种状态之能差的0.66MeV

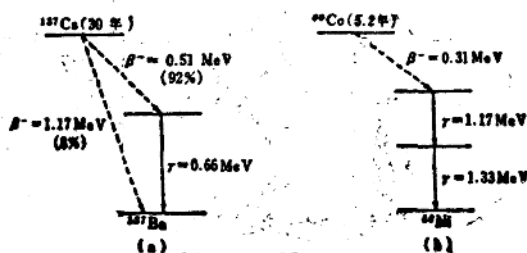


图1.8 ^{137}Cs 与 ^{60}Co 之蜕变图

* 其他元素与L系列的波长参考 International tables for X-ray Crystallography, Vol.3, (1902)。

表1.1 特征x射线与吸收端的波长以及激发电压(K系列)
波长单位Å, 激发电压单位KV

Z	元 素	$K\alpha_2$	$K\alpha_1$	$K\beta_1$	K 吸收端	K 激发电压
22	Ti	2.75207	2.74841	2.51381	2.497	5.0
23	V	2.50729	2.50348	2.28434	2.269	5.5
24	Cr	2.29351	2.28962	2.08480	2.070	6.0
25	Mn	2.10568	2.10175	1.91015	1.896	6.6
26	Fe	1.93991	1.93597	1.75653	1.743	7.1
27	Co	1.79278	1.78892	1.62075	1.608	7.7
28	Ni	1.66169	1.65784	1.50010	1.488	8.4
29	Cu	1.54433	1.54051	1.39217	1.380	9.0
30	Zn	1.43894	1.43511	1.29522	1.283	9.7
35	Br	1.04376	1.03969	0.93273	0.9200	13.5
42	Mo	0.71354	0.70926	0.63225	0.6198	20.0
47	Ag	0.56377	0.55936	0.49701	0.4858	25.5
50	Sn	0.49502	0.49056	0.43522	0.4247	29.2
74	W	0.21381	0.20899	0.18436	0.1784	69.5
79	Au	0.18506	0.18019	0.15897	0.1534	80.8
82	Pb	0.17029	0.16536	0.14598	0.1408	88.0

的光量子,即 γ 射线,余下的8%作 1.17MeV 的 β 裂变,但它不伴随发生 γ 射线。半衰期5.2年的 ^{60}Co 发生 β 蜕变形成 $^{60}\text{Ni}(Z=28, N=32)$ 的第一激发状态,当它过渡到第二激发状态时就放出 1.17MeV 的 γ 射线,当它从第二激发状态再过渡到稳定状态时就放出 1.33MeV 的 γ 射线,所以从 ^{137}Cs 得到一根 γ 光谱线, ^{60}Co 得到二根 γ 光谱线,还有会发生更复杂裂变的原子核, ^{192}Ir 的 γ 射线是由20多根光谱线组成的。 ^{226}Ra 经过若干个被称为铀系列阶段的蜕变后变成稳定的 ^{206}Pb ,并在其蜕变过程中放出 γ 射线。与蜕变生成物同时存在的镭放射出来的 γ 射线的光谱,见图1.9。为了便于比较,图中还表示了被称之为高能x射线的100万伏特级x射线的连续光谱。

从x射线与 γ 射线均属于电磁波这一点来说,两者无本质差别,但仍有下述不同之处。其一,就其产生机理而言,x射线的产生是决定于核外电子,而 γ 射线是伴随原子核内能量的变化而产生的;其二,从光谱来说,x射线在连续光谱中出现线光谱,而 γ 射线只有线光谱。但下面将讲到, γ 射线与物质发生相互作用时,由于康普顿效应,也将产生连续光谱。

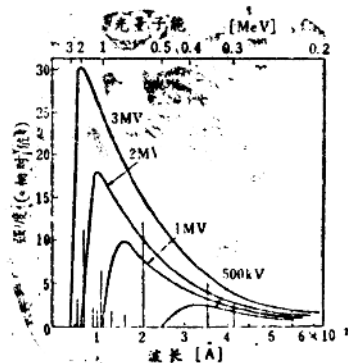


图1.9 镭的 γ 射线光谱与白色X射线之光谱

1.1.2 x射线与 γ 射线的性质

x射线与 γ 射线均系波长较短的电磁波,两者只是产生的原因有异,而其性质完全一样。以下主要叙述x射线的各种性质,而它们对 γ 射线也同样适用。

(1) 直线传播与平方反比定律

在1.1.1项(2)(A)中已讲到x射线具有二重性,即既是电磁波,又是光子流。光量子的运动方向与电磁波的传播方向一致。x射线在真空中的射线源(x射线管的焦点),将以点源为中心,以球面波向四周传播。如采用光子概念,x射线的量子流从射线源呈放射状地(与电磁波的波面相垂直)直线传播。

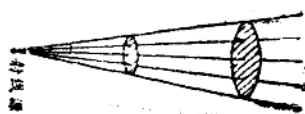


图1.10 x射线束与平方反比定律

现在分析如图1.10所示的小立体角内的x射线量子流(可将它称做x射线束或者x射线锥),在真空中因为不受阻挡,所以取任意垂直截面,其单位时间内通过的光量子总数是不变的。但是,由于其截面积与离射线源的距离的平方成正比,所以单位面积的光量子的密度与距离的平方成反比。所谓x射线的强度,即与单位时间内垂直通过单位面积的光量子数成正比,与可见光的照度相对应。因此,x射线的强度与离射线源距离的平方成反比,这就称为平方反比定律。若从电磁波的角度来分析,其振幅与距离成反比地衰减。由于x射线的强度与振幅的平方成正比,所以这种分析方法也可以说明平方反比定律。

(2) 相互作用

当x射线在物质中传播时,将对物质产生影响并引起某些变异;反之亦然,x射线也受到物质的影响,被吸收部分能量,或者使其改变传播方向,这种现象称作x射线与物质的相互作用。相互作用的基本单元是物质的原子,但应指出x射线几乎与原子核不发生作用,主要是与电子发生相互作用。相互作用有多种形式,主要有以下四种。

(A) 光电效应

当x射线的光量子能 $h\nu$ 大于原子的核外电子,例如k电子的结合能(亦称k激发能) E_k 的时候,x射线的量子被它的原子吸收,1个k电子将带着相当于 $h\nu - E_k$ 的动能飞出原子系,这种现象称作光电效应。相当于激发能的波长称为吸收端,主要元素的k吸收端的波长见表1.1。k电子的光电效应一旦发生,则k层中就出现空穴,并产生k系列的特征x射线。从原子角度来看,与前节所述的高速电子产生的特征x射线的原理是一样的。但由于激发核外电子的方法不同,所以将光电效应产生的特征x射线称为荧光x射线,以示区别。从吸收端起波长较长的x射线不发生光电效应,因此不会产生荧光x射线。从吸收端起,波长稍短的x射线最容易发生荧光x射线,因此它是光子能量较大的x射线。可是当波长再逐渐变短时,则光电效应逐渐难以发生。

(B) Thomson(汤姆逊)散射

Thomson散射即射线遇到物质后改变传播方向的现象。波长短的电磁波(即x射线)遇到物质时,因电场分量对物质内的电子诱发导致强制振动,按照经典电磁学理论,振动的电子将在周围空间发射电磁波,这种电磁波被定义为散射x射线。J·J·Thomson根据这种观点确立了关于x射线散射的理论,所以这种散射也被称为古典散射。在这种情况下,入射线与散射线的波长当然是相同的,各电子散射的电磁波将互相干涉,因此也称作干涉性散射。如下面将叙述的那样,由晶格引起的x射线衍射正是这种散射线的干涉效应。从量子的概念来分析,可以这样理解,即光子与原子弹性碰撞,并不向原子提供能量,因而光量子的能量丝毫不变,仅仅改变了运动方向。为此这种散射也称之为弹性散射。

由于Thomson散射是依据x射线与核外所有轨道电子的相互作用,所以散射的几率与原

子序数 Z 成正比,并且质量越重的元素越容易引起散射。

(C) Compton (康普顿) 效应

Compton效应是x射线及 γ 射线与物质相互作用并产生散射,从而波长增长的现象。实际上这一重要现象,只有引入光量子概念来解释,用经典电磁波理论对此是无法说明的,这一观点,在物理学发展史上也具有深远的意义。当康普顿散射一旦发生,入射x射线的光量子便向原子提供一定的能量,使电子以反跳电子的形态从原子溢出,散射的x射线的能量就相应减少。根据这个机理,Compton效应也被称作非弹性散射。这时,入射光量子、散射光量子以及反跳电子之间,能量不灭定律与动量守恒定律依然成立。现在如图1.11所示的试验,设频率 ν 的x射线光量子与电子碰撞,并在角 φ 的方向上变成频率 ν' 的量子后散射,电子在 θ 角方向上以速度 V 作反跳。设电子的静止质量为 m_0 ,以速度 V 运动的电子的质量可以由 $m_0/\sqrt{1-\beta^2}$ 来计算。 $\beta=V/C$, C 为光速,静止电子与运动电子的能量分别可以由 m_0C^2 与 $m_0C^2/\sqrt{1-\beta^2}$ 来计算。能量不灭定律可以用下式表示:

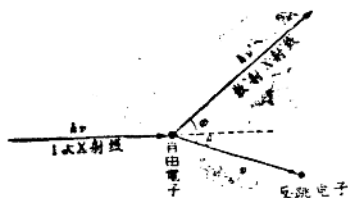


图1.11 康普顿效应

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1.11)$$

并且,入射x射线方向与垂直方向上的动量守恒定律可用下式表示:

$$\frac{h\nu}{C} = \frac{h\nu'}{C} \cos\varphi + \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos\theta \quad (1.12)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{C} \sin\varphi - \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin\theta \quad (1.13)$$

由此可获得入射线波长 λ 与散射线波长 λ' 之间的关系式:

$$\lambda' - \lambda = \frac{m_0c}{h} (1 - \cos\varphi) = 0.024 (1 - \cos\varphi) \quad (1.14)$$

波长的单位是 $\text{\AA}$ 。入射线与原子碰撞后向相反方向散射时($\varphi=180^\circ$)波长增加最大($0.024\text{\AA}$), φ 越小两者的波长越接近。

发生Compton效应时,不仅波长发生变化,而且由于入射线与散射线之间没有确定的相位关系,因而互相不会产生干涉,所以也称为非干涉性散射。

Compton效应的产生与轨道电子无关,而主要是与固体内的自由电子之间的相互作用所致,所以散射几率与原子序数 Z 几乎无关。

(D) 电子对的形成

这是 1.02MeV 以上的高能x射线与 γ 射线的光量子在通过原子核附近时,光量子消失,而代之以成对出现的阳电子与电子的现象。正电子与电子带着相等的静止质量 m ,它们的电荷分别是 $+e$ 与 $-e$ 。x射线的光量子能为 $h\nu$,其中部分转变成相当于两电子静止质量之和的能量 $2m_0C^2$ (C 是光速),剩下的转变成阳电子与电子的运动能 E_p 与 E_e ,即

$$E_p + E_e = h\nu - 2m_0C^2 \quad (1.15)$$

因而,在光量子能量 $2m_0C^2 < 1.02\text{MeV}$ 场合不会发生这种现象。正电子的运动能量 E_p 减小,则阳电子与电子将重新结合而湮没,并向相反方向放射2个 0.51MeV 的光量子,这种现象叫做物质湮没放射(annihilation)。

(3) 物质引起的x射线衰减

(A) 衰减规律

使用光量子能 $h\nu$ 不变的x射线, 即波长 λ 不变的x射线(叫做单色x射线), 按图1.12那样经过狭缝 I 节流后形成窄的x射线束, 并让它透过吸收体, 再通过狭缝 II 之后, 测定x射线的强度。与吸收体相互作用后产生的散射x射线及荧光x射线将被狭缝 II 阻挡。

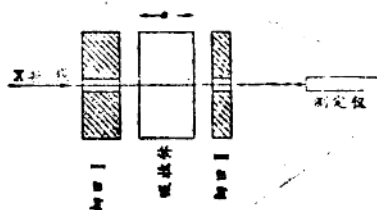


图1.12 因物质引起细束x射线衰减的测定方法

设透过厚度为 x 的吸收体后的x射线的强度为 I , 透过厚度增加 dx 薄层的吸收体 $x+dx$ 后的x射线的强度为 $I+dI$ 。 dI 当然为负值。实验结果表明, 薄层引起的衰减增加率 $-dI/I$ 与 dx 成正比。设比例常数为 μ , 则有

$$-dI/I = \mu dx \quad (1.16)$$

将它积分则可获得下式:

$$I = I_0 \exp(-\mu x) \quad (1.17)$$

I_0 为积分常数, 表示没有吸收体时的x射线的强度。比例常数 μ 被称为吸收系数或衰减系数。式(1.17)是表示x射线衰减规律的基本公式, 但严格地说, 只能在窄的单色x射线束条件下成立。式(1.17)可以用常用对数形式写成下式:

$$\log(I/I_0) = -0.434\mu x \quad (1.18)$$

$$\text{或者} \quad \mu = \frac{2.30(\log I_0 - \log I)}{x} \quad (1.19)$$

若厚度 x 用单位 cm 表示的话, 则 μ 必须用单位 cm^{-1} 表示。使用半对数方格纸画出式(1.18)的关系图, 则可以获得图1.13所示的直线, 图中说明 μ 值越大, 直线的斜率越大, 则衰减增大。如果根据实验数据作出这样的衰减直线, 从而计算直线斜率的话, 即可从式(1.19)的关系计算 μ 值。

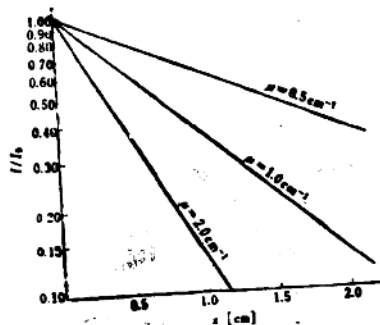


图1.13 细束单色射线之衰减

(B) 吸收系数(衰减系数)

式(1.17)的指数项所含的吸收系数 μ 是常数, 它与吸收物质的种类, 透过x射线的波长或光量子能有关。设吸收体的密度为 ρ (g/cm^3), 那么式(1.17)还可以写成如下形式:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \rho x\right) \quad (1.20)$$

这时 $\frac{\mu}{\rho}$ 称为质量吸收系数, 与此相对应地把 μ 叫做线吸收系数。在混合物与化合物的条件下, 设各元素的所含比例分别为 $a_1, a_2, \dots, \%$, 质量吸收系数分别为 $(\mu/\rho)_1, (\mu/\rho)_2, \dots$, 那么混合物之类的质量吸收系数 μ/ρ 可以用下式计算:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{a_1}{100} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_1 + \frac{a_2}{100} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_2 + \dots \quad (1.21)$$

μ 还可以按照下面进行分解: