

工业 γ 射线探伤学

〔苏联〕Л. Н. 达督琴柯 С. В. 梅特维捷夫著

科技卫生出版社

工业 γ 射线探伤学

[苏联] Л. К. 达督琴柯 C. B. 梅特维捷夫著

于 在 兹 译



0476

科技卫生出版社

1191061

內 容 提 要

这是一本用放射性同位素钴及铀的 γ 射线作金属工件的工业透照的实践性指南。

書内引用很多焊缝及鑄件的 γ 底片作說明的材料，便利于鉴定被透照的金属的質量。

本書中还对成品 γ -檢驗工作的組織問題、剂量測定及工厂条件下的安全技术等方面作了詳尽的闡明。

本書供工程技術人員作参考，而且也适用于高等專科學校的学生。

工 业 γ 射 线 探 伤 学 ПРОМЫШЛЕННАЯ ГАММА-ДЕФЕКТОСКОПИЯ

原 著 者 (苏联) Л. К. Таточенко
С. В. Медведев

原出版者 МЕТАЛЛУРГИЗДАТ
1955 年 版

譯 者 于 在 茲

科技卫生出版社出版

(上海南京西路2004号)

上海市书刊出版业营业許可証出093号

上海市印刷五厂印刷 新华书店上海发行所总經售

开本787×1092 1/27 印張5 1/3 插頁12 字數128,000
(原科技版印4,500册)

1959年1月新1版 1959年1月新1版第1次印刷
印數1—1,000

統一書号: 15119·400

定价: (十二) 1.00 元



原 序

提高产品质量乃是苏联工业生产工作者当前最主要的任务之一，因此产品质量的检验也就有其特别重大的意义。除了用肉眼直接观察之外，冶炼工厂在近代有成效地利用磁力、荧光及超音波探伤法以及 X 射线及 γ 射线透照法进行产品质量的检验。

上述检验方法中的任何一种都并非是全能的，譬如说，磁力探伤法虽然可以迅速而可靠地用来发现工件表面或贴近表面的裂缝、髮裂、非金属夹杂物等缺陷，但不可能用以检查出深离工件表面达数公厘以上的缺陷。超音波探伤法虽然具有很多无可辩论的优点，但是往往不能检查出表面缺陷，而且受检验的工件一般要进行预先的表面加工，达到适合于超音波探伤的表面光洁度。X 光透照法在检查厚度不很大的工件时可以获得良好的结果，但是要检验厚达于 80~100 公厘的钢工件就比较困难。

只有将各种探伤法互相配合起来使用才能够可靠地检验各式各样的产品。

苏联在最近几年来开始广泛地采用 γ 射线探伤法。由巨大的冶炼企业，例如库兹涅茨克及麦格里朵哥尔斯克钢铁联合公司的工作经验证明，在工业生产情况下使用这种探伤法有很多优点。冶炼工厂及科学研究院的工作人员 M. П. 日尔达德基，B. C. 督克马柯夫，E. B. 保里梭夫，M. K. 士库力斯基，B. B. 伊凡诺夫，A. П. 巴甫洛夫斯基等在改进 γ 射线探伤法的工作方面有很大的成绩，使它的应用范围得到推广。

在这本书里，我们想总结一下 γ 射线探伤法的工作经验，并且特别介绍在我国文献中还未曾述及的同位素钴及同位素铀的应用经验。书内还引用了很多图例说明，其中绝大部分是由工厂的工作人员获得的。关于理论部分，则仅将最主要的加以阐明。

作者在这里向仔细审阅了原稿并提出宝贵意见，因而使这本书得到改进的 Г. B. 库尔裘莫夫院士致以衷心的感谢。

目次

原序

第一章 γ 射线探伤法的理论基础	1
1. γ 射线的本质及基本特性 2. 产生 X 射线及 γ 射线的方法 3. 放射剂活动性及 γ 射线剂量率 4. γ 射线与物质之相互作用 5. 探伤法中所采用的 γ 射线放射剂	
第二章 γ 射线照相探伤法	18
1. 照相探伤法原理 2. γ 射线照相探伤用设备 3. γ 射线探伤法用照相材料及处理方法 4. γ 射线照相探伤法的检验灵敏度 5. 实际操作	
第三章 γ 射线游离探伤法	83
1. γ 射线游离探伤法的理论基础 2. γ 射线强度游离指示器 3. ИД-3 型游离探伤仪	
第四章 γ 射线的剂量测定法	94
1. γ 射线剂量及剂量率测定法 2. 射线剂量测定仪	
第五章 工厂中的 γ 射线探伤组织	106
1. 在用 γ 射线放射剂工作中的安全技术 2. γ 射线探伤工作室 3. 在车间条件下及在厂房外的透照组织 4. γ 射线放射剂容器的运输及贮藏	
附录	122
参考文献	139

第一章 γ 射綫探伤法的理論基础

1. γ 射綫的本質及基本特性

γ 射綫是一种波長极短的电磁輻射,就其性質来講,是和其他几种电磁波——无綫电波,可見光,紫外光及 X 射綫没有什么差別。

任何一种电磁輻射都可以用波長,振動頻率或者光子^①的能量来表示它的特性。

波長 λ 与振動頻率 ν 之間的关系由下列著名公式表示之:

$$\lambda = \frac{C}{\nu} \quad (1)$$

式中 C ——光在真空中之速率,等于 $3 \cdot 10^{10}$ 公分/秒。

但是为了方便起見,采取光子能量来表示探伤学中一般使用的 X 及 γ 射綫的特性。

大家都知道,任何一种射綫束的能量都是由单独的光子——一种荷有單元部分能量的介質所組成。光子能量与射綫頻率及波長之間的关系如下:

$$E = h\nu = \frac{hC}{\lambda} \quad (2)$$

式中 h ——普朗克常数,等于 6.62×10^{-27} 尔格·秒。

一般不用尔格,而是用电子伏特作光子的能量單位,这样最为方便。

1 电子伏特为一个电子在 1 伏特电位差的电场中被加速时所

^① 原文系量子,可譯为量子,或光子,或光量子,本書一律譯作光子

获得的能量。

在實踐中，則採用比較大的單位：等於1,000电子伏特的單位，名仟电子伏特以及相當於1,000,000 电子伏特的單位，名百万电子伏特。

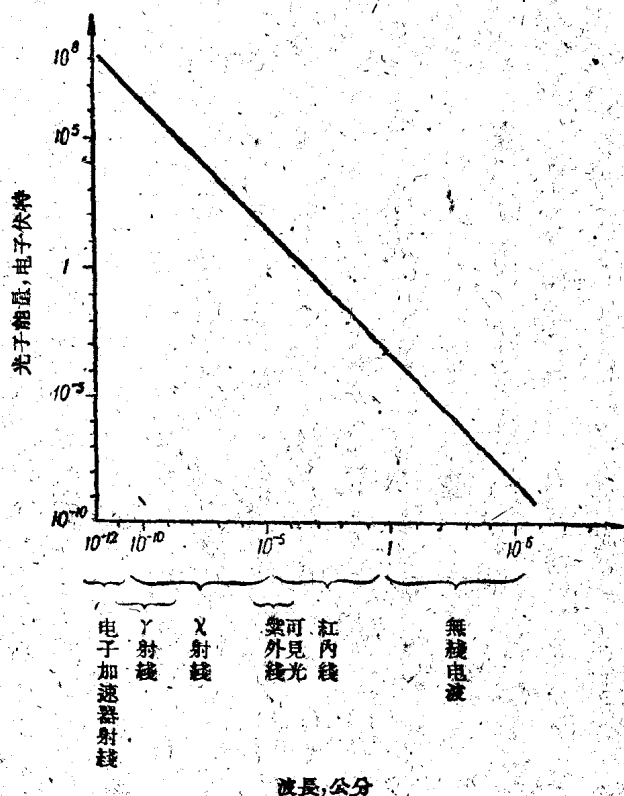


图 1. 各种电磁振动之光子能量与波長之間的关系

图 1 所示者为各种电磁輻射的波長与光子能量之間的关系。

在探伤学中采用各种光子能量的 X 射线及 γ 射线，通俗一点講，就是采用不同硬度的射线。硬射线的光子能量高，反之軟射线的光子能量就比較小。

波長为 $10^{-8} \sim 10^{-10}$ 公分的 γ 射线具有 0.1~1 百万电子伏特

的能量. 这就是 γ 射線和其他位于波長較長部分的电磁振动(可見光、紫外光)不同的地方. 可見光很容易被薄的紙張所吸收, 但是 γ 射線却可以穿透很厚的金属.

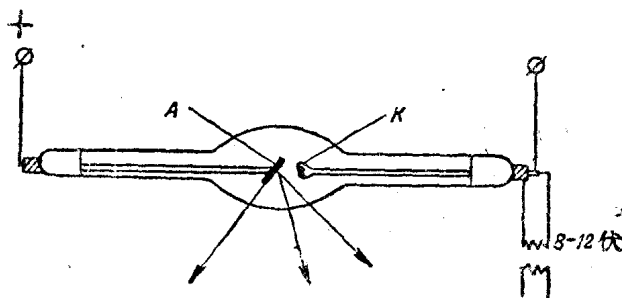
γ 射線和可見光及 X 射線一样, 能够对摄影用的乳剂光敏层起光化作用, 經過显影之后的底片即变成黑色.

γ 射線能在有机組織中引起生理作用, 經過过量的 γ 射線照射之后会发生严重的病症. 因此利用 γ 射線工作时必須严格地遵守安全技术規則. 当 γ 射線穿过空气或气体时, 就使空气或气体发生游离, 搜查 γ 射線以及測量其强度及能量的方法便是以此为基础的.

2. 产生 X 射線及 γ 射線的方法

γ 射線和 X 射線仅仅在于其来源上有所不同而已.

当在电场中加速的电子和某种物質的原子互相作用时, 就产生 X 射線, 此时, 产生的光子的最大能量——电子伏特在数值上等于加速电子的电压. 一般無線电工程中使用的电子管中的电子在阳极电压加速下撞击在管内阳极上之后而产生的 X 射線最軟, 这种射線的光子能量約为数十或数百电子伏特. 医学方面用于透視或医疗的射線是由 X 射線管产生的, 它的能量由数万到数十万电子伏特.



X 射線

图 2. X 射線管

A——阳极; K——阴极

图2为X射线管的简图。

从炽热灯丝(管内阴极)发射出电子,由于阴极和阳极之间接有高压(几万或几十万伏),因此电子在高压电场的加速作用下飞向阳极。电子达到阳极之后,在瞬间内即失去它的高速度,此时电子的能量绝大部分转变成热能,而只有一小部分(千分之几)的动能变成X射线能量。利用冷却阳极的方法(空气散热或液冷)移去阳极因电子撞击而产生的热量。

具有数千万电子伏特能量的光子是用感应加速器——电子回旋加速器①产生的,在这种装置中,电子受到交变的磁场加速。

电子回旋加速器和X射线管相似;电子经过加速后得到很大的能量,然后撞击在金属制成的阳极上而发生X射线。但是电子回旋加速器和X射线管不同,X射线管中的电子是在高压形成的静电场中获得高速度,而电子在电子回旋加速器中则受电磁感应作用所加速。如果在交变的磁场中放有封闭的导体,使得被导体电路围绕的磁力线时时刻刻在变化,则在导体中必然产生与磁力线变迁速度成比例的感应电动势

$$E = - \frac{d\Phi}{dt}$$

式中 E ——感应电动势;

Φ ——导体包围的磁力线;

t ——时间。

如果电子在交变的磁场中沿着同一个电路运动,则在每一次磁场变化时,电子即获得数值等于 eE 的能量(e —电荷)。即使电子在每转一周中所获得的能量并不大,但是仍有可能将电子加速到具有相当高的能量,为此必须使电子经过极大转数(数百万)的路程。上述即所谓感应加速法,而电子回旋加速器就是按照这个原理构造的,电子回旋加速器本身是一个射线变压器,在环形真空室内

① Бетатрон

运动的电子就是这个变压器的二次线圈。

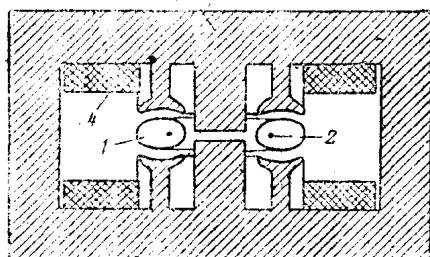


图 3. 电子加速器构造简图

图 3 是电子迴旋加速器的构造简图：环形真空室 1 位于有正弦交变电流线圈 4 的磁导体（铁心）3 的空气间隙中。当正弦交流电通过零值时，利用特殊《衍射器》① 将电子射入真空室内，电子沿着轨道 2 按照供电电压周期的 $\frac{1}{4}$ 在加速下运动。利用铁心间隙中因阴极② 特殊形状而产生的特殊磁场构形来保持电子沿轨道运动的稳定性。电子在每转一周之后，其本身的能量即增加数值等于线圈电动势的能量——一般为 30~50 电子伏特。由于电子速度与光速相近，因此电子沿轨道在加速期间内完成了数十万周转，而在加速结束时，电子即获得数百或数千万电子伏特的能量。加速后的电子撞击在阳极（极靶③）上，由于瞬息制动的缘故就在阳极上产生最大硬度相当于电子能量的 X 射线。

由于在撞击制动中而产生射线的有效作用系数和电子能量成正比例关系，所以在电子迴旋加速器中，电子的动能有 20~25% 转变为辐射能量（当电子加速到 20 百万电子伏特时），而在一般电压为 100~200 千伏的 X 射线管中，则只有千分之几转变成辐射能。

因为电子迴旋加速器发出的射线非常硬，所以可利用它穿透

① Инжектор

② 原文译作“极靶”，系指作用于电子线的磁体

③ 原文意为“极靶”

厚度达 500~600 公厘的鋼工件，而探伤的灵敏度仍能令人滿意。

图 4①为利用 X 射线(150 仟电子伏特)， Ir^{192} 之 γ 射线，鈷 C^{60} 之 γ 射线以及电子迴旋加速器之射线(15 百万电子伏特)透照电鑽后所获得的 γ 正象。

从这几张照片可以很明显地看出，当射线穿透各种金属时其硬度所起的作用。例如，电鑽的铝硅合金外壳零件(密度較小的材料)在利用 X 射线及 Ir^{192} 的 γ 射线透照时显现得最清楚(照片 a 及 b)。但此时在这两张照片上几乎看不见电鑽馬达鋼轉子零件，(密度較大的材料)。在使用鈷的 γ 射线，尤其是使用电子迴旋加速器的射线时(照片 c 及 d)，则可以很清楚地看见轉子零件，而铝硅壳零件在这两种照片上的物象则比前两张照片模糊得多(亦即檢疵灵敏度及反襯度下降)。

γ 射线与 X 射线不同之处乃是前者是放射性元素的原子核内部进行的反应結果所产生者。

众所周知，自然界中存在的元素的原子核大多数是完全稳定的，只有位于門捷列也夫周期表后一部分的元素(例如鐳)的原子核能产生放射性蜕变，并发射 α -質点(氦核)， β -粒子(电子)及 γ 光子。

α 、 β 及 γ 射线的穿透本领各不相同， α 射线能全部为很薄的物質层(例如一頁紙張)所吸收。

β 射线，根据电子能量的高低，可以穿透厚达数公厘的金属而用作测量厚度的仪器(厚度計)。

γ 射线具有最大的穿透本领——它能够穿过厚度相当大的金属，因此 γ 射线可以用于探伤試驗。

在不久以前，天然放射性元素乃是唯一的 γ 射线放射剂。这种元素价格极貴，而且开采量很小，因此大大地限制了它在 γ 探伤法

① γ 探伤軟片部分列于本書最后 141 頁——原注

中的运用。

最近几年来，发现了制造新的人造 γ 射线放射剂——人为放射性同位素——的方法，这种方法是用高能量的中子流轰击某种稳定元素，此时，一部分中子进入受轰击的物质的原子核而改变组成原子核的质点的排列，具有过剩中子的新生原子核是不稳定的，它能产生放射性的蜕变，一般放射一个或数个 γ 光子。

人为放射性同位素的制造方法在文献 [10] 中有详尽的介绍。

各种放射性物质在放射性蜕变中产生光子能量各相悬殊的 γ 射线，例如，当放射性同位素镍蜕变时所放射的 γ 光子的能量最高只有 7 仟电子伏特，但是由放射性同位素铝之一放射的最硬的 γ 光子具有 2.3 百万电子伏特的能量。

蜕变的結果，放射性物质的量随时间在减少，并可以由下式确定之：

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

式中 N_0 ——在观察开始时，放射性元素的原子数；

N ——在 t 秒鐘内未經放射性蜕变的原子数；

λ ——蜕变常数。

对各种放射性物质来讲，蜕变常数 λ 都各具有不同的数值，它可以表现该种物质的蜕变速度： λ 值越大，则蜕变进行得越快。实际上表示蜕变速度的最便利的方法不是引用蜕变常数 λ ，而是以半衰期 T 来表示，亦即最初的放射性物质原子数蜕变去一半所需要经过的时间。

半衰期 T 与蜕变常数 λ 之间的关系如下：

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \frac{0.693}{\lambda} \quad (4)$$

人为放射性同位素钴 Co^{60} 的半衰期为 5.3 年，换句话说；放射性同位素钴在开始观察之后，经过 5.3 年以后其原子数只残余一半，而另一半在这一期间中已经蜕变；经过 10.6 年剩下 $\frac{1}{4}$ 原子。

数; 经过 15.9 年只剩 $\frac{1}{8}$ ……, 以此类推.

人为放射性同位素比天然放射性元素便宜很多倍, 而且在今年来讲已经可以大量生产, 因此我们在γ射线探伤法中广泛地采用它作为放射剂.

3. 放射剂活动性及γ射线剂量率

γ射线的剂量率首先和用作γ射线放射剂的放射性物质的份量以及它的活动性, 亦即每秒钟内所进行的放射性蜕变数有关. 一般是用居里(Cu)作活动性的单位, 因为和 1 克镭一样, 活动性为 1 居里的放射剂在每秒钟内分裂 3.7×10^{10} 个原子. 但是单单用放射剂的活动性还不足以完全表示出由其发射γ射线的剂量率. 其原因可以这样解释, 首先当各种不同的放射性物质蜕变时会产生不同能量的γ光子, 其次各种物质的每一个原子蜕变时所发射的γ光子数也不相等, 因此要根据γ射线对气体的游离作用来确定它的剂量或剂量率.

和 X 射线一样, γ射线的剂量采用伦琴(r)作单位, 0°C 及 760 公厘水银柱压力时, 能够在 1 立方公分的空气中引起 1 个绝对静电单位电荷(同一电性符号的离子)的射线剂量作为 1 伦琴, 而射线剂量率则以每秒伦琴(r/秒)为单位; 因此在 0°C 及 760 公厘水银柱压力的 1 立方公分气体中, 每秒钟内能引起一个绝对静电单位电荷的 X 射线或γ射线束即具有一个单位剂量率.

为了进行放射剂发射的γ射线剂量率的比较起见, 引用克镭当量或简作克当量来做为活动性的单位. 1 克当量的放射性物质在某一点上的γ射线剂量率与 1 克镭的γ射线经过 0.5 公厘铂滤箔后在同一距离处的剂量率相等.

可以按下式计算在距离敞开的活动性为 A 克当量的放射剂 R 公尺处的γ射线剂量率:

$$P = \frac{8,400A}{R^2} \text{ 伦琴/小时} = \frac{2.31A}{R^2} \text{ 伦琴/秒} \quad (5)$$

目前关于放射剂活动性的单位还不统一,有时采用居里,有时也采用克当量。但是在 γ 射线探伤学中用克当量来表示活动性最为方便,因为这样可以在 γ 放射剂量率的观点上很好地表示放射剂的特征。

4. γ 射线与物质之相互作用

γ 射线在探伤学中的应用乃是以其在穿透物质时所发生的现象为基础的。

当 γ 射线穿过物体时,由于 γ 射线和物质原子之间的相互作用,初级 γ 光子的数量——初级射线强度立即有所衰退。对窄的平行单色(即所有的光子都具有同样的能量)射线来讲,可以用下列公式来表示射线强度的变化:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6)$$

式中 I ——通过厚度为 x 公分的物质后的射线强度;

I_0 ——射线原始强度;

μ ——常数,代表已知硬度的射线穿过单位厚度的某一物质时的减弱值。

系数 μ 称为线形减弱系数,由下列三种减弱系数所组成:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

式右第一个常数 τ 是 γ 射线因光电效应而被吸收时的减弱系数。在光电效应中, γ 光子全部为原子所吸收而将其能量传递给原子的电子,使后者由内层电子轨道跳出来。在探伤学中所应用的射线的 γ 光子的能量大大地高于最大的电子结合能,因此由光电效应发生的电子(光电子)按照能量守恒定律而具有相当大的动能其数值等于 γ 光子能量和电子结合能之差。

当 γ 光子的能量较小时($E_\gamma < 0.5$ 百万电子伏特)光电子的方向大半都与初级射线垂直。而能量较大时($E_\gamma > 0.5$ 百万电子伏特),光电子的主要射程与初级射线之间成一锐角,此角度随能量

之增加而变小,失去电子的原子即处于受激状态,经过极短的时间后,电子飞离后的位置被外层电子所占据,此时即发生特性X射线的光子,光电吸收系数与原子序数的4次幂成正比。因此,例如铝的光电吸收就比铅的光电吸收程度小得多。

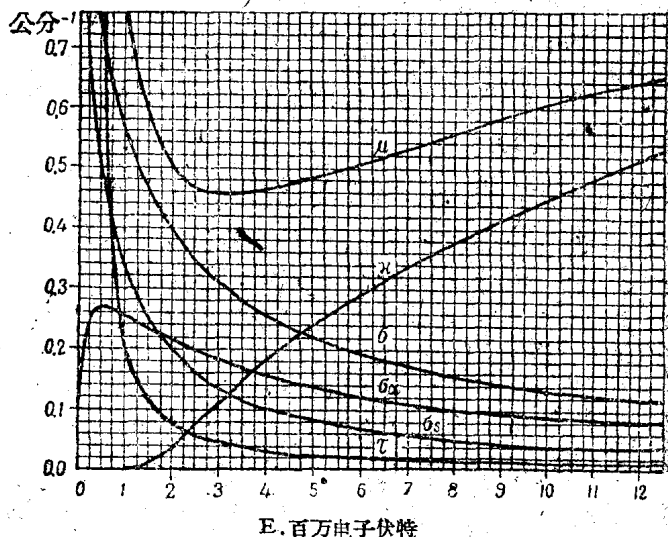
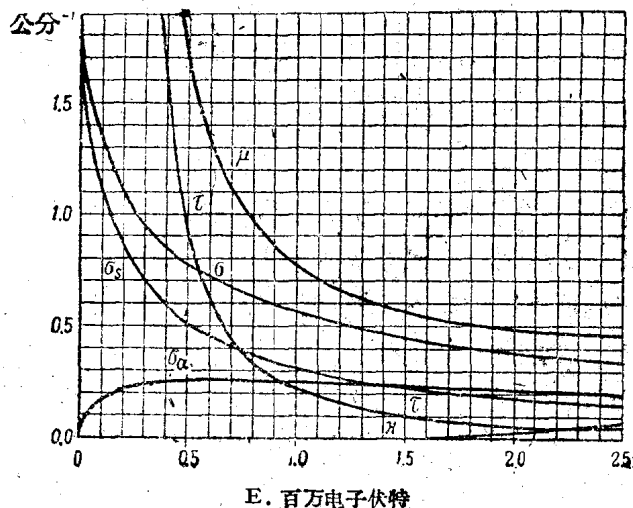


图 5. 铅之吸收系数与γ光子能量之间的关系曲线

图 5 为鉛的 τ 值与 γ 光子能量之間的关系曲綫。由图可以看出, τ 值随能量之增加而急剧下降, 对鉛来講, 当 γ 射綫之能量高于 2 百万电子伏特时, 实际上光电效应可以不加考虑。根据下列公式可以由鉛的光电吸收系数 τ_{Pb} 換算出其他任何一种物質的 τ 值:

$$\tau = \tau_{\text{Pb}} \frac{\rho}{11.3} \cdot \frac{207}{A} \left(\frac{Z}{82} \right)^4$$

式中 ρ ——物質密度;

A ——物質原子量;

Z ——物質元素的原子序数。

系数 σ 的出現乃是康普頓效应的原故, 在这种情况下, γ 光子与原子的电子相互作用而仅有一部分光子能量傳遞給电子。从初級射綫的方向上析离出的散射光子帶走了残余一部分的能量。因康普頓效应而由原子飞出的电子, 根据它本身的运动方向与初級 γ 射綫之間的角度大小而具有各种不同的能量, 其中主要是沿 γ 射綫方向上的运动, 能量为 E_γ 的光子的康氏电子的最大能量 $E_{\text{Компт}}$ 可由下列公式計算:

$$E_{\text{Компт}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{0.511}{2E_\gamma}}$$

式中 $E_{\text{Компт}}$ 及 E_γ 的單位为百万电子伏特。

散射角为 φ 的 γ 光子的能量可根据下列公式計算:

$$E'_\gamma = \frac{E}{1 + \frac{E}{0.511}(1 - \cos\varphi)}$$

式中 E'_γ ——散射 γ 光子的能量。

当散射射綫穿过物質时, 由于前者与电子相互作用而出現次級, 三級……的散射光子, 散射过程照例是由光电效应来結束。

由以上所述可以明显地看出, 康普頓效应中 γ 射綫的减弱乃是射綫的散射作用, 能量的损失等于散射射綫的能量及产生康普

頓光电子的能量之和. 因此, 康普頓綫性减弱系数 σ 也是由吸收系数 σ_a 及散射系数 σ_s 所組成.

减弱系数 σ 与元素原子序数的一次幂成正比. 当 γ 射綫的能量增加时, σ 值下降. 在图 5 中亦列有鉛的减弱系数 σ 与 γ 射綫能量之間的关系, 为了將鉛中的康普頓綫性减弱系数 σ_{pb} 換算成其他任何元素的 σ 值起見, 应按下列公式計算:

$$\sigma = \sigma_{pb} \cdot \frac{\rho}{11.3} \cdot \frac{207}{A} \cdot \frac{Z}{82}$$

κ 为电子-正电子偶生成过程存在时的减弱系数. 这种現象乃是 γ 光子在原子核附近形成电子-正电子偶: 电子+正电子. 静止电子或正电子的能量为 0.511 百万电子伏特, 显然只有当 γ 光子的能量不小于 1.02 百万电子伏特时才有可能形成电子+正电子的电子-正电子偶.

对于使用放射性同位素的 γ 射綫探伤法来講, 电子-正电子偶生成过程并不显著, 因为只有极硬的射綫与物質相互作用时才会发生强烈的电子-正电子偶.

当 z 值增加时, γ 射綫因形成电子-正电子偶而出現的吸收系数 κ 也随 z^2 成正比地增加. 此外当 γ 射綫的能量增加时, κ 值亦急剧上升(見图 5). 为了將在鉛中生成电子-正电子偶的吸收系数 κ_{pb} 換算成其他物質的 κ 应采用下列公式:

$$\kappa = \kappa_{pb} \cdot \frac{\rho}{11.3} \cdot \frac{207}{A} \left(\frac{Z}{82} \right)^2$$

必須注意, 前面所列出的公式(6)只有当 γ 射綫窄而平行时始能获得足够的准确度. 在这种情况下, 因康普頓效应而散射的次級 γ 射綫越出射綫范围以外. 在穿过物質的任何寬的 γ 射綫中, 不可避免地会包括能量与初級射綫能量不同的散射射綫. 由于 μ 值与射綫能量有关, 而散射射綫的光子相对数又与物質厚度有关, 所以严格地講, 公式(6)在这种情况下是不准确的, 但是將公式(6)稍加修正