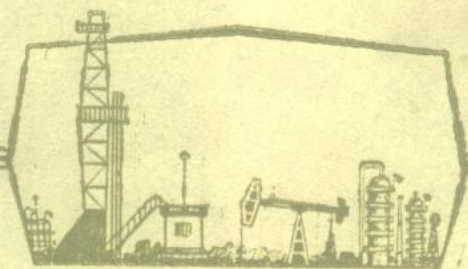


高等学校教学用书

放射性测井原理

黄隆基 编



石油工业出版社

813/1.8/1
007,

放射性测井原理

黄隆基 编

王曰才 雍世和 审校



石油工业出版社

内 容 提 要

本书为石油院校地球物理测井专业教学用书。书中论述了放射性测井的核物理基础,介绍了自然伽马、中子伽马、同位素示踪、密度、自然伽马能谱、超热中子及热中子、碳氧比能谱、中子活化及核磁测井的原理、方法和应用,本书还叙述了放射性防护的基本知识。本书还可供从事测井工作的工程技术、科研人员及地质、物探专业师生参考。

放射性测井原理

黄隆基 编 王曰才 雍世和 审校

*

石油工业部教材编译室编辑(北京902信箱)

石油工业出版社出版

(北京安定门外外馆东后街甲36号)

地质印刷厂排版

北京顺义燕华营印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

*

787×1092毫米 16 开本 16¹/₂印张 396千字 印1—7,700

1985 年 4 月北京第 1 版 1985 年 4 月北京第 1 次印刷

书号: 15037·2500 定价: 2.65 元

前 言

本书是为地球物理测井专业编写的教材，学时为66~70。

根据本专业的培养目标，本教材力求比较系统地阐述放射性测井各种方法的核物理基础、测量原理以及在油气勘探与开发中的应用。由于放射性测井是一门年轻的边缘科学技术，它的发展十分迅速，编者在过去讲义的基础上，根据国内外放射性测井的新发展和1978年石油部高校教材会议的精神，重新编写了这本教材，力求尽可能地反映当代放射性测井技术水平。此书在1982年初由校内铅印出版，先后在两个年级中试用，并在此基础上进一步修改而成。

在过去和这次编写讲义的过程中，校内外许多同志对教学大纲和教材内容提出许多意见，胜利、大庆、江汉、四川、华北等油田的许多单位、许多同志热情地为我们提供宝贵资料，石油工业出版社李希文同志对此书提出了有益建议。我们谨向热心帮助我们的各单位领导和同志们表示感谢。

本书由黄隆基编写，由王曰才、雍世和同志主审，刘洪尧、张守谦、陈一鸣等同志参加了审稿工作。在1982年9月教材审稿会议后，编者根据自己的实验结果及新的参考资料对原稿部分章节做了修改和补充，雍世和同志改写了“核辐射的防护”一章。

由于编者水平所限，书中错漏之处难免，敬请读者批评指正。

目 录

前 言

绪 论	1
第一篇 伽马测井	3
第一章 伽马测井的核物理基础	3
第一节 放射性核素和伽马辐射体	3
第二节 伽马射线与物质的相互作用	6
第三节 伽马射线的探测	10
第四节 核射线探测统计学概要	24
第二章 自然伽马测井	33
第一节 岩石的自然伽马放射性	33
第二节 自然伽马射线强度分布	38
第三节 积分电路时间常数及测井速度对测井曲线的影响	46
第四节 放射性测井曲线的涨落误差	53
第五节 井参数的影响及其校正	55
第六节 自然伽马测井仪器的标准化	59
第七节 自然伽马测井的应用	90
第三章 自然伽马能谱测井	65
第一节 自然伽马能谱测井的地质基础	65
第二节 自然伽马能谱测井原理	66
第三节 自然伽马能谱测井的应用	76
第四章 地层密度测井及岩性密度测井	81
第一节 密度测井及岩性密度测井的地质和物理基础	81
第二节 地层密度测井	87
第三节 密度测井的应用	94
第四节 岩性密度测井的应用	98
第五节 光电效应和康普顿效应在生产测井中的应用	100
第五章 放射性同位素示踪测井	103
第一节 放射性同位素的选择和一般施工方法	103
第二节 放射性同位素载体法测注水井的分层相对吸水量	105
第三节 检查管外串槽、封堵和压裂效果	109
第二篇 中子测井	112
第六章 中子测井的核物理基础	112
第一节 中子和中子源	112
第二节 中子与地层的相互作用	118
第三节 中子的探测	127
第四节 中子通量的空间分布	129
第七章 超热中子测井	136
第一节 超热中子测井原理	136

第二节 超热中子测井的应用	141
第八章 热中子测井	150
第一节 热中子测井原理	150
第二节 热中子测井的应用	153
第九章 中子伽马测井	159
第一节 中子伽马测井原理	159
第二节 仪器和井参数的影响	163
第三节 中子伽马测井的应用	164
第十章 脉冲中子伽马能谱测井	170
第一节 脉冲中子伽马能谱测井原理	170
第二节 谱数据处理	175
第三节 资料解释及应用	177
第十一章 中子寿命测井	186
第一节 中子寿命测井原理	186
第二节 显示方式与影响因素	200
第三节 中子寿命测井的应用	205
第十二章 活化测井	213
第一节 活化测井原理	213
第二节 活化测井的应用	215
第三篇 核测井补充知识	219
第十三章 核磁测井	219
第一节 核磁测井原理	219
第二节 核磁测井的应用	225
第十四章 核辐射的防护	228
附录1 1-1 $\phi(\Delta_0) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_0^{\Delta_0} e^{-\frac{\Delta^2}{2\sigma^2}} d\Delta$ 的数值表	234
附录 2-1 天然核素及其丰度	235
附录 2-2 主要沉积岩中化学元素的平均含量, ppm	237
附录 2-3 部分矿物的核测井值	239
附录 2-4 $-E_1(-x)$ 数表	242
附录 6-1 原子核俘获和散射热中子的有效截面	244
附录 6-2 某些氧化物的分子俘获热中子及散射热中子的微观有效截面	246
附录 6-3 矿物和岩石的中子参数	247
附录 6-4 热中子引起的 (n, γ) 核反应	248
附录 6-5 在热中子作用下核素的活化	253
附录 10-1 中子非弹性散射 (n, n')	257
附录 10-2 常用单位换算表和常用核物理常数	260

绪 论

放射性测井又称核测井，是根据岩石及其孔隙流体的核物理性质，研究井地质剖面，勘探石油、天然气、煤以及铀等有用矿藏，研究石油地质、油井工程和油田开发的地球物理方法，是地球物理测井的一个极重要的分支。

放射性测井是从本世纪三十年代末发展起来的。美国和苏联首先采用自然伽马测井法测量地层的自然放射性。此后，相继出现了中子伽马测井和放射性同位素示踪测井，从五十年代末期开始，放射性测井得到了极其迅速的发展。核物理学、核电子学与核地质学的发展与应用，为放射性测井的发展提供了可能和条件，而石油、天然气和煤及铀等有用矿藏的大规模勘探与开发，更是直接推动了放射性测井的迅速发展。

我国的放射性测井工作是1956年在玉门油田开始的，继而在其它地质勘探部门也陆续采用了核测井技术。特别是1964年西安石油仪器厂研制成井下脉冲中子发生器，为放射性测井技术提供了新的中子源，直接推动了我国的核测井技术的迅速发展。1964年10月16日我国成功地爆炸了第一颗原子弹，标志着我国核工业跨入了世界先进行列。我国核工业的迅速发展，又为发展核测井技术提供了极为有利的条件。

放射性测井方法很多，目前已达数十种，每种方法都以研究岩石及其孔隙流体的某种核物理性质为基础。根据使用的放射性源或测量的放射性类型以及所研究的岩石核物理性质，可将放射性测井方法大致分为三类：

一、伽马测井 以研究伽马辐射为基础的核测井方法，主要包括自然伽马测井、自然伽马能谱测井、地层密度测井（伽马-伽马测井）、岩性密度测井以及各种放射性同位素示踪测井等。

二、中子测井 以研究中子与岩石及其孔隙流体相互作用为基础的核测井方法，主要包括超热中子测井、热中子测井、中子伽马测井、脉冲中子非弹性散射伽马能谱测井、脉冲中子俘获伽马能谱测井、中子寿命测井以及各种活化测井等。

三、核磁测井 利用核磁现象研究地层自由流体含量的测井方法。此法在目前应用还不广泛。

每种放射性测井方法都有其探测特性与适用范围。因而，应根据具体的地质条件、勘探与开发任务以及现有技术条件，适当地选用各种核测井法，以达到预期的目的。

放射性测井具有独特的优点，迄今为止，是唯一能够在井下快速分析和确定岩石及其孔隙流体中各种化学元素含量的有效方法，而且，它的测量不受井内介质的限制，在裸眼井和套管井中，在充满淡水或高矿化度泥浆、石油或油基泥浆、天然气或空气的井中均能进行测量。所以，放射性测井是目前套管井中唯一能够进行地层评价的测井方法。因此，放射性测井在油、气、煤、及其它矿藏的勘探与开发中起着重要作用，这也是它发展迅速的重要原因。

放射性测井应用领域广泛，本书将重点介绍它在油气勘探与开发中的应用。在油气勘探与开发中，放射性测井的主要应用包括：

一、与电法等测井资料进行综合解释，可对油、气、水层作出完善的地层评价，其中包括岩性分析，即判断井剖面的岩石性质，计算地层的泥质或粘土含量、岩石的主要矿物成分及其含量；计算储集层参数，其中包括有效孔隙度、缝洞孔隙度、渗透率、含油气饱和度、油气密度等；储集层综合评价，即划分油、气、水层、确定地层产液性质、可动油气量、含油气率，综合评价地层的产能。应强调指出，在地层评价中，它是研究和确定地层的岩性和孔隙度的主要方法。

二、在油气田开发中，测注水井的吸水剖面；在生产井中测分层产液量、分层含水率、液体平均密度；研究油层的水淹状况和注入水的推进情况，确定剩余油饱和度及其分布，评价储集层的产液性质及产能；确定管外水泥面高度及串槽井段；检查封堵水层、压裂、酸化的效果等。

此外，放射性测井还可以研究生油层，估计地层压力，进行地层对比，研究沉积环境、油气的运移、富集等。

在煤田勘探中，放射性测井用于准确划分煤层，确定各种品位的煤层深度、厚度与结构；作地层对比、研究沉积环境和解决有关水文地质问题；与其它资料综合可以定量计算煤的灰分、水分和含碳量。

在勘探其它有用矿藏中，放射性测井广泛用来寻找铀、钾、钍、锰、铍、硼等矿藏、评价矿藏的品位。

放射性测井的主要缺点是测速低、技术较复杂、成本较高，而且需要专门的核防护措施。

放射性测井还是一门年轻的科学技术，在理论、仪器、方法及实验研究方面，都有许多急待解决的问题，都有很大发展潜力。随着核物理学、核电子学的发展和计算机技术的广泛应用，放射性测井技术必将有更大的发展，必将在石油、煤、放射性矿物以及其它有用矿藏的勘探与开发中发挥越来越重要的作用。

第一篇 伽马测井

本篇将介绍以伽马辐射为基础的测井方法，即自然伽马测井、自然伽马能谱测井、地层密度测井和岩性密度测井、放射性同位素示踪测井，重点是自然伽马测井和地层密度测井。书中将复习有关的核物理知识，然后再分别讨论这几种测井方法的原理和应用。

第一章 伽马测井的核物理基础

第一节 放射性核素和伽马辐射体

一、放射性核素和核衰变

1. 分子、原子和原子核

矿物、岩石、石油和地层水都是由分子组成的，分子又由原子组成。原子的中心是原子核，离核较远处核外电子按一定的轨道绕核运动。原子核的质量几乎等于整个原子的质量，但它只占着整个原子的极小的一部分几何空间。原子的直径约 10^{-8} 厘米，而原子核的直径仅有 10^{-13} — 10^{-12} 厘米。所以在原子核和绕行电子之间，大部分空间是“空”的。

原子核是由质子和中子（两者统称为核子）组成的。质子和中子都能以自由状态存在，因此可以研究它们各自的性质。质子带有单位正电荷，实际上它就是氢的原子核，其质量为1.00758原子质量单位^①，中子是不带电的中性粒子，其质量为1.00887原子质量单位。

原子核中的质子数与核外电子数相等，它决定着原子的化学性质和在元素周期表中的位置，称为原子序数，并用 Z 表示。而原子核中质子和中子的总数叫质量数，并用 A 表示。核内的中子数目是 $A-Z$ 。

2. 核素和同位素

核素是指原子核中具有一定数目质子和中子并在同一能态上的同类原子，同一核素的原子核中质子数和中子数都相等。而同位素是指核中质子数相同而中子数不同的核素，它们在元素周期表中占有同一位置。例如氢有三种核素。普通氢核只有一个质子；较重的氢核具有一个质子和一个中子，称为重氢（或氘）；而最重的氢在核中有一个质子和两个中子，通常称为氚。这三种核素都是氢的同位素。核素可用下列符号表示：



① 原子质量单位等于一个碳-12核素的原子质量的1/12。

1 原子质量单位 $\approx 1.660565 \times 10^{-27}$ kg。

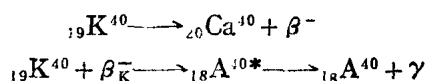
其中X为元素符号，Z和A分别为原子序数和质量数。如前所述氢的三种核素可分别写成 ${}^1_1\text{H}^1$ 、 ${}^2_1\text{H}^2$ 和 ${}^3_1\text{H}^3$ 。

某种核素在其天然同位素混合物中所占的原子核数目的百分比称为该核素的丰度。如 ${}^2_1\text{H}^2$ 的丰度是99.9844%，而 ${}^1_1\text{H}^1$ 的丰度是0.0156%。一种元素的核物理性质是由该元素中包含的所有核素的核物理性质及其丰度决定的。

3. 稳定核素和放射性核素

核素有稳定核素和放射性核素之分。稳定核素的原子核不会自发地变为另一种核，而放射性核素的原子核却能自发地发生衰变，由一种核变为另一种核。如 ${}^1_1\text{H}^1$ 和 ${}^2_1\text{H}^2$ 都是稳定核素，而 ${}^3_1\text{H}^3$ 是放射性核素。

原子核在衰变时能发射 α 、 β 和 γ 射线，其过程可用核衰变方程式或衰变图表示。如放射性核素 ${}^{40}_{19}\text{K}$ 有两种衰变方式：



前一个方程式表示，钾的放射性核素 ${}^{40}_{19}\text{K}$ 能自发地由核中发射出一个 β 粒子（即电子），而

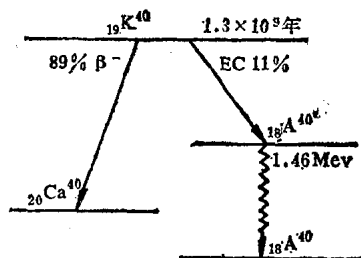


图 1-1 K^{40} 衰变图

转变成钙的原子核。而第二个方程式表示 ${}^{40}_{19}\text{K}$ 的原子核与核外K层的一个电子结合而生成激发态的氩核，然后激发态的氩核发射一个伽马光子转变成基态的氩。前述的三个过程分别称为 β^- 衰变、K层电子俘获及同质异能跃迁。

若用衰变图表示上述衰变，则如图 1-1 所示。

图中还标出 ${}^{40}_{19}\text{K}$ 的半衰期和发生每种衰变的几率。

说明它的原子核衰变到原有核数目的一半需要 1.3×10^9 年，而发生K层电子俘获的几率只有11%，这一数值通常称为分支比。从图还可看出， ${}^{40}_{18}\text{A}$ 激发态的能级是1.46MeV^①，发射一个能量为1.46MeV的伽马光子后转变成基态的核。 K^{40} 平均每一衰变发射0.11个伽马光子。 K^{40} 是使某些地层具有自然放射性的重要核素之一。

4. 核衰变定律

设在t时刻某种放射性核素有N个原子核，在dt时间间隔里有dN个核衰变，则有

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (1-1)$$

式中 λ 为衰变常数，表示单位时间内每个核发生衰变的几率， λ 大则衰变得快。

对(1-1)式积分，并令 $t=0$ 时 $N=N_0$ ，则有

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1-2)$$

此式称为衰变定律。

若用 $T_{1/2}$ 表示半衰期，即放射性核素因衰变而减少到原来一半时所需要的时间，则由上式可算出

① MeV，百万电子伏。1电子伏特是一个电子在真空中通过1伏特电位差所获得的动能，用eV表示。
1eV $\approx 1.602 \times 10^{-19}$ 焦耳 $\approx 1.602 \times 10^{-12}$ 尔格。

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1-3)$$

而原子核的平均寿命为

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (1-4)$$

5. 放射性活度和放射性比度

一定量的放射性核素，在单位时间里发生衰变的核数，叫放射性活度。以往的文献曾将活度叫做强度，在核测井及其它工程中直到现在仍沿用强度这一术语。

旧的强度单位是居里，其定义为

$$1 \text{ 居里} = 3.7 \times 10^{10} \text{ 核衰变/秒}$$

其导出单位是毫居里和微居里，

$$1 \text{ 毫居里} = 3.7 \times 10^7 \text{ 核衰变/秒}$$

$$1 \text{ 微居里} = 3.7 \times 10^4 \text{ 核衰变/秒}$$

1975年国际计量大会对放射性活度的单位做了新的规定，按规定国际单位制的活度单位命名为“贝可勒尔”，符号为Bq。

$$1\text{Bq}=1\text{次核衰变/秒}$$

$$1 \text{ 居里} = 3.7 \times 10^{10} \text{ 贝可勒尔}$$

放射性比度（比放射性、放射性浓度）是指放射性核素的放射性活度与其质量之比，其单位是贝可勒尔/克或居里/克。纯镭的放射性比度是1居里/克。

二、伽马辐射体

能在衰变时发射伽马光子的核素称为伽马辐射体。天然的和人造的伽马辐射体都是伽马测井探测和研究的对象。地层中能发射伽马光子的核素主要是铀、钍及其衰变产物和钾的放射性同位素 K^{40} 。而人造的伽马辐射体种类很多。由浓缩的放射性核素造成的发射伽马光子的装置叫伽马射线源，简称伽马源。

在表1-1中列出了几种能发射伽马射线的放射性核素。

表 1-1 几种放射性核素

核 素 名 称	符 号	半 衰 期	γ 光子能量 (MeV)	克镭当量/居里
钾 铁	K^{40} Fe^{59}	1.3×10^9 年 45 天	1.46	0.095
			1.29 (44%)	0.76
			1.10 (57%)	
			0.19 (3%)	
钴	Co^{60}	5.27 年	1.332 (100%)	1.57
			1.173 (100%)	
镅	Zr^{93}	65 天	0.76 (43%)	0.97
			0.726 (55%)	
			0.235 (1—2%)	
银	Ag^{111}	7.5 天	0.342	0.024
			0.247	
铯	Cs^{137}	30 年	0.662	0.39

由核物理知道，伽马射线是波长很短的电磁波，它的波长在 10^{-8} — 10^{-11} 厘米之间，甚至更短。伽马光子的能量为

$$E_{\gamma} = h\nu \quad (1-5)$$

式中 h 为普朗克常数，等于 6.6252×10^{-27} 尔格·秒； ν 是频率。

伽马放射量还可利用克镭当量数来衡量。凡发射伽马射线的核素，其伽马射线和一克镭（和它的子体达到平衡，并被置于0.5毫米厚的铂管内）在完全相同的情况下，所产生的电离度一样时，这一核素的放射量为克镭当量。测量岩石的伽马放射性浓度时，采用克镭当量/克为单位。显然，两种不同的放射性核素，若它们的放射性活度相等，并不意味着发射某种核射线的数值相当，更不意味着它们发射的射线具有相同的电离能力。由表1-1可知：1居里的钴-60的克镭当量数相当于活度相同的铯-137的4倍。

伽马射线的穿透能力强，能穿透几十厘米的地层、套管及仪器外壳，是放射性测井探测的主要对象。

第二节 伽马射线与物质的相互作用

由放射性原子核衰变放出的伽马射线，能量一般在0.5MeV到5.3MeV之间。在这一能量范围内，伽马光子与物质的相互作用主要有电子对效应、康普顿效应及光电效应。

一、电子对效应

当伽马光子的能量大于两个电子的静止质量能($2m_0C^2=1.022\text{MeV}$)时，则它在通过原子核附近时，与核的库仑场相互作用，可以转化为一个电子和一个正电子，而本身全部被吸收。这种效应叫电子对效应。其作用过程如图1-2所示。这里 m_0 为电子的静止质量， C 是光速。

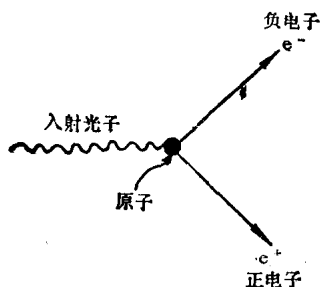


图 1-2 电子对效应

伽马射线通过单位厚度的吸收介质时，因形成电子对而导致伽马射线强度的减弱，用吸收系数（或称减弱系数） κ 表示。有经验公式

$$\kappa = K \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot Z^2 \cdot (E_{\gamma} - 1.022) \quad (1-6)$$

式中 K ——常数；

N_A ——阿佛加德罗常数， 6.02486×10^{23} 克原子 $^{-1}$ ；

ρ ——密度，克/厘米 3 ；

Z ——原子序数；

A ——克原子量；

E_{γ} ——伽马光子的能量(MeV)。

由(1-6)式可以看出，当入射的伽马光子能量 E_{γ} 小于1.022MeV时， κ 值为负，即不可能形成电子对。而当 $E_{\gamma} > 1.022\text{MeV}$ 时，减弱系数 κ 随 E_{γ} 的增大而直线上升。还可看出，吸收介质的原子序数 Z 对 κ 有明显的影响，即在重核附近形成电子对的几率比较核大得多。

二、康普顿效应

当伽马光子的能量为中等数值，即其能量不足以形成电子对，但较核外束缚电子的结合能 ϵ_i 大得多，就是说实际上对该能量的伽马光子，可以把束缚电子看成自由电子时，就可以产生康普顿效应。这种效应就是伽马光子与原子核外轨道电子相互作用时，把一部分能量传给电子，使电子从某一方向射出，而损失了部分能量的伽马光子向另一方向散射出去。其作用过程如图1—3所示。

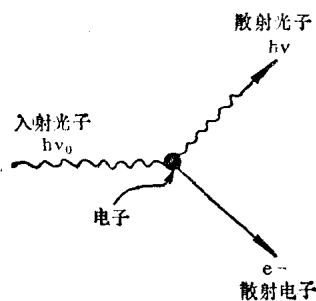


图 1—3 康普顿效应

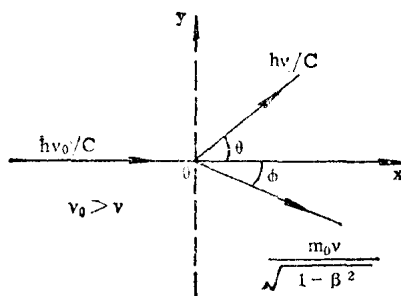


图 1—4 散射光子的动量与散射角的关系

因为康普顿效应对伽马测井非常重要，所以本节将对其做较详细的讨论。这里我们把光子看成是具有能量 $h\nu$ 和动量 $h\nu/C$ 的粒子来研究。

设能量为 $h\nu_0$ 和动量为 $h\nu_0/C$ 的入射光子在 o 点遇到电子（图1—4）。设光子原始运动方向沿 x 轴， o 点为坐标原点。当光子与电子相互作用后（类似弹性球的碰撞），具有能量 $h\nu$ 和动量 $h\nu/C$ 的散射光子将沿着与 x 方向成 θ 角的某一方向运动，而电子沿着与光子入射方向 x 成某一角度 ϕ 的方向飞出。

根据能量守恒定律有：

$$h\nu_0 = h\nu + m_0C^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (1-7)$$

式中 $\beta = \frac{v}{C}$ 是电子速度与光速之比。

而由动量守恒定律，得到动量的投影公式：

$$\frac{h\nu_0}{C} = \frac{h\nu}{C} \cos\theta + \frac{m_0v}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos\phi \quad (1-8)$$

$$0 = \frac{h\nu}{C} \sin\theta - \frac{m_0v}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin\phi \quad (1-9)$$

由以上的三个基本关系式经过一些变换，则可得到

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \omega_0(1 - \cos\theta)} \quad (1-10)$$

式中 $\omega_0 = \frac{h\nu_0}{m_0C^2}$ 。

用 ω_0 除上式的分子和分母，并用 $m_0C^2 = 0.51\text{MeV}$ 代入，则得

$$h\nu = \frac{0.51}{1 + \frac{0.51}{h\nu_0} - \cos\theta} \text{ (MeV)} \quad (1-11)$$

从这一公式看出, 当入射伽马光子的能量比0.51MeV大很多时, 向后散射($\theta=180^\circ$)的伽马光子的能量接近于0.25MeV。如入射光子的能量较小, 则向后散射的光子能量不会超过0.25MeV。从这一公式还能看出, 成直角($\theta=90^\circ$)散射的光子能量, 总是小于0.51MeV。

电子所获得的能量, 近似等于入射光子和散射光子能量之差。当 θ 角为 180° 时, 电子得到的能量最大。 θ 角越小, 光子损失的能量越小, 康普顿电子获得的能量也就越小。

伽马光子与一个电子发生康普顿散射时, 散射光子的前进方向与入射光子的入射方向的夹角 θ 的分布与入射光子的能量有关。根据 Klein—Nishina 的理论研究, 当入射光子的能量很小时, 也即 $\omega_0 = h\nu_0/m_0C^2$ 接近于零时, 散射光子向前和向后行进的几率都一样, 且

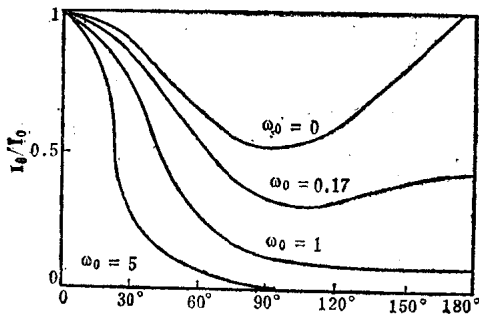


图 1—5 散射角的几率分布

散射角为 90° 的几率最小。而当能量 $h\nu_0 = 0.5\text{MeV}$ 时, 散射角大于 90° 的几率已小到可以忽略, 而当 $h\nu_0 = 2.5\text{MeV}$ 时, 实际上一切散射光子的方向都是向前的, 散射角大于 90° 的几率实际上升为零。图1—5所表示的就是这一规律。图中 $\omega_0 = h\nu_0/m_0C^2$, 而 I_0 和 I_θ 分别表示入射光子和散射角为 θ 的散射光子的强度。了解这一点, 对考虑伽马测井的探测范围将会有帮助。

由康普顿效应导致的伽马射线在通过单位距离物质时的减弱, 通常用康普顿减弱系数 σ 来表示。 σ 与吸收体的原子序数 Z 和单位体积内的原子数成正比, 也即与吸收体单位体积内的电子数成正比。其公式为

$$\sigma = \sigma_e \frac{ZN_A\rho}{A} \quad (1-12)$$

式中, σ_e 是每个电子的康普顿散射截面, 当伽马光子的能量在0.25MeV~2.5MeV的范围内时, 它可看成是常数。其余符号的意义与(1—6)式相同。而 $ZN_A\rho/A$ 是吸收介质单位体积中的电子数, 即电子密度。在一定条件下 Z/A 可看成常数, 故利用此效应可测定介质的密度。

三、光电效应

当一个光子和原子相碰撞时, 它可能将它所有的能量 $h\nu_0$ 交给一个电子, 使它脱离原子而运动, 光子本身则整个被吸收。由这种作用所释放出来的电子主要是K壳层的电子, 也可以是L壳层或其它壳层的电子。这样脱离原子的电子统称为光电子, 这种效应则称为光电效应。光电子所带走的能量由下式决定:

$$E_e = h\nu_0 - \epsilon_i (i = K, L, \dots) \quad (1-13)$$

式中, ϵ_i 为由 i 壳层移去一个电子所需要的能量, 而 $h\nu_0$ 是光子的能量。在表1—2中给出了一些元素的 ϵ_K 值。

表 1—2 K 壳层电子结合能

元 素	Al	Fe	Ag	Pt	Pb	U
Z	13	26	47	78	82	92
ϵ_K (eV)	1560	7090	25450	78200	87800	115400

当入射的伽马光子的能量大于原子中 K、L₁... 电子的结合能 ϵ_K 、 ϵ_{L_1} ... 时，相应的电子在吸收光子的能量后能脱离原子飞出来。但如果光子的能量不足，如 $h\nu_0 < \epsilon_K$ ，则 K 电子不吸收光子，这种伽马光子便能穿透物质。当入射光子的能量大于核外电子的结合能时，发生光电效应的几率 τ 可用李氏经验公式来计算：

$$\tau = 0.0089 \frac{\rho Z^{1.1}}{A} \cdot \lambda^n \quad (1-14)$$

这里 τ 代表光子穿过 1 厘米吸收物质时产生光电子的几率，也就是线性光电吸收系数。式中 λ 是用埃 ($\text{\AA} = 10^{-8}$ 厘米) 表示的光子的波长； n 是指数常数，对于元素 N、C、O 来说，它等于 3.05，对于从钠到铁的元素来说，它等于 2.85；而 A 、 ρ 、 Z 的定义与 (1-6) 式相同。

由此式看出，光电吸收系数与原子序数 Z 关系密切。低能伽马射线 (λ 大) 对重原子的 τ 值很大。利用此效应可寻找重金属及识别富含重矿物的地层。

四、伽马射线的吸收

伽马射线穿过物质时，由于伽马光子与该物质发生电子对效应、康普顿效应及光电效应，它的强度将随着通过物质厚度的增加而减弱。

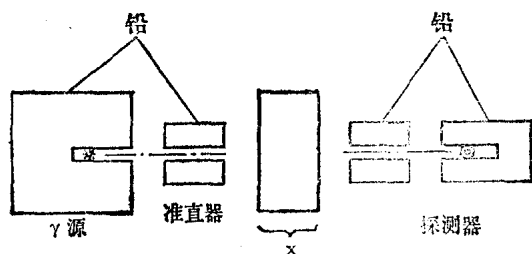


图 1—6 伽马射线的吸收

在图 1—6 所示的实验装置上，厚度为 x 的板置于单能伽马射线准直器和探测器之间，则光子在密度为 ρ 的介质中穿行 dx 距离时，经受相互作用的光子份额 dN/N ，同线性吸收系数 μ 和厚度 dx 成正比，即

$$-\frac{dN}{N} = \mu dx \quad (1-15)$$

对此式积分，并假定入射束的通量为 N_0 ，

对于均匀介质则得

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (1-16)$$

式中 $\mu = \kappa + \sigma + \tau$ ，其量纲是厘米⁻¹。

使辐射源的通量减弱 e 倍，即 $N/N_0 = 1/e = 0.36788$ ，所需吸收体的厚度 x 称为平均自由程 (记作 mfp)。同样，如果减弱一半或十倍，则分别称为半厚度值 ($t_{1/2}$) 或什值厚度 ($t_{1/10}$)。它们和线性系数的关系是

$$1mfp = \frac{1}{\mu} \quad (1-17)$$

$$t_{1/2} = 0.69315/\mu \quad (1-18)$$

$$t_{1/10} = 2.3026/\mu$$

(1-19)

虽然线性吸收系数 μ 在工程使用时比较方便,但由于它近似地正比于吸收体密度 ρ ,而 ρ 是随介质的物理状态而变化的,为了消除 ρ 的影响,通常采用质量吸收系数 μ/ρ ,它的单位是厘米²/克。若用 μ_m 表示质量吸收系数,则

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\chi}{\rho} \quad (1-20)$$

图1-7 (a)、(b) 分别给出铝和铅的质量吸收系数曲线。图中 σ_s 称为康普顿真散射系数,它表示由散射光子带走能量而引起的衰减;而 σ_a 叫康普顿真吸收系数,它表示由光子能量传给反冲电子而引起的衰减。通常所说的康普顿减弱系数 $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$ 。

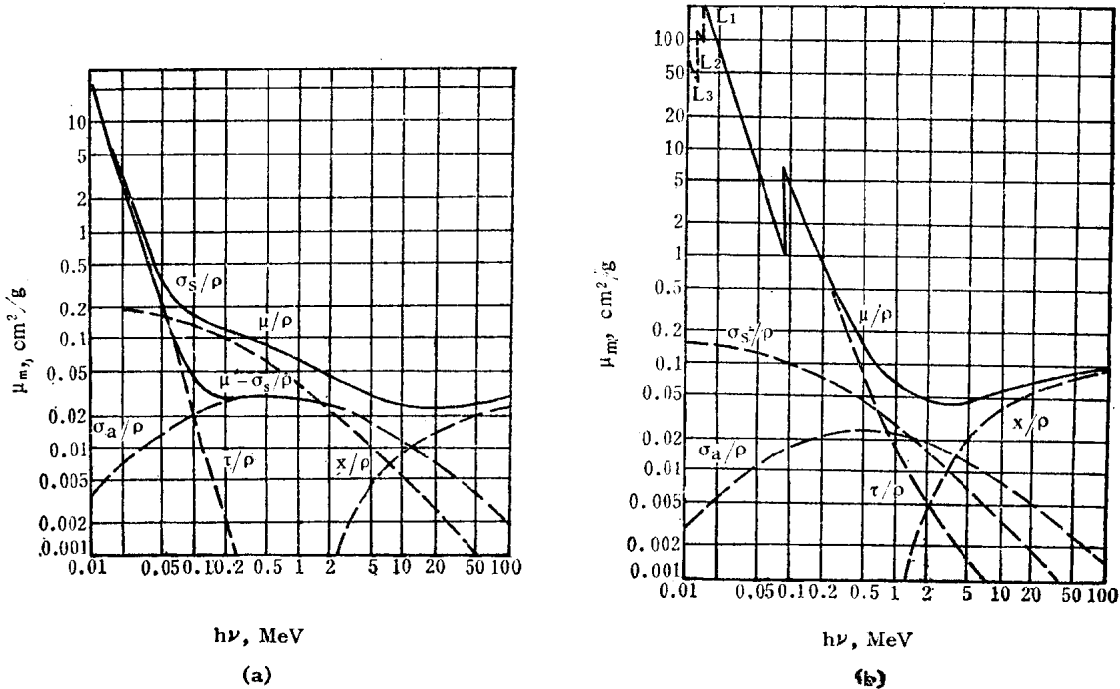


图 1-7 铝质量吸收系数曲线

从图上可以看出,上述三种效应占的比例随光子的能量的变化而异。一般说来,当光子能量 $h\nu_0 < 0.1\text{MeV}$ 时,光电效应占主要地位;光子能量 $h\nu_0$ 在 $0.1-2\text{MeV}$ 的范围内时,康普顿效应占比例最大;而当 $h\nu_0 > 2\text{MeV}$ 时,电子对效应逐步处于主导地位。

第三节 伽马射线的探测

一、伽马射线探测的基本原理

伽马射线与物质相互作用的过程中,主要通过前述的三种效应而产生次级电子。这些电子能引起物质中原子的电离和激发,绝大多数仪器都是利用这两种物理现象来探测伽马射线的。

当运动的带电粒子在物质中通过时,它的速度将慢慢减低,能量逐步减小。这些能量

主要消耗在使物质电离和激发上。电离作用是带电粒子和组成物质的原子的束缚电子间非弹性碰撞的结果。由于带电粒子和束缚电子之间的静电作用，使束缚电子产生加速运动，因而获得足够的能量而变成自由电子。这样就产生了一对由自由电子和正离子所组成的离子对。这样的电离过程称为直接电离。若直接电离产生的电子仍有足够的能量，它就能再按前面所说的过程产生离子对。对于 β 粒子或电子，穿过气体时直接电离约占20—30%，其余为次级电离作用。

如果束缚电子所获得的能量还不够使它变成自由电子，而只是激发到更高的能级，则称为激发作用。受激的原子在退激发过程中能放出光子，发生闪光（荧光）。

收集电离电荷的探测器有电离室、正比计数管和盖革弥勒计数管等。收集荧光的探测器是闪烁计数器。在测井仪器中，主要使用闪烁计数器，其次是盖革—弥勒计数管。

二、盖革-弥勒计数管

盖革-弥勒计数管（通常简称为G-M计数管）是盖革和弥勒在1928年首先制成和使用的。其优点是：制造容易、灵敏度高、价格便宜、附属设备简单。

1. 气体的电离作用和电压的关系

利用气体电离作用的脉冲探测器，其原理结构如图1—8所示。用一金属圆筒或在玻璃外壳上涂一层金属膜作阴极，中间安一细导线做阳极，分别通过两个端子与外电路相联。管内充以气体。在管内没有电离电流时，电路不通，阳极A的电位是 U_0 。若伽马光子在管壳上打出次级电子，它射入管内时使气体电离，阳极因收集了所产生的电子，电位瞬时降低，此时电源则有瞬时电流通过电阻R流向阳极，因而阳极又很快地恢复到原来的电位。这样在A点处就产生了一个电压脉冲。脉冲的高度等于电位改变的数值，即

$$\Delta U = \frac{\Delta Q}{C} = \frac{ne}{C} \quad (1-21)$$

式中 ne 为阳极收集的电荷数量， C 为探测管的电容。

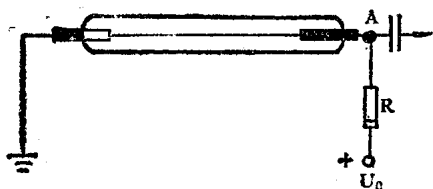


图 1—8 盖革-弥勒计数管示意图

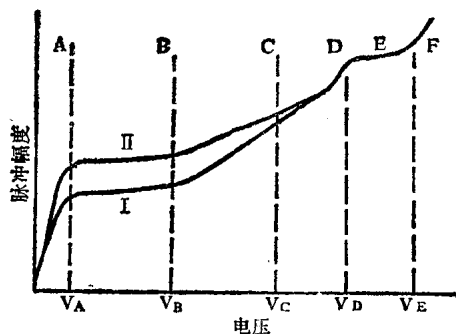


图 1—9 脉冲幅度与外加电压的关系

实验证明，在相同射线的照射下，脉冲的大小是随着两极间的电压大小而改变的。它们间的变化关系如图1—9所示。图中，曲线I的原离子数目（即射线进入探测器后所造成的离子对总数）比曲线II的原离子数目少。但它们的形状是相似的。曲线可分六个区域，在A区里脉冲幅度随电压的增高而增大。这是因为在电压较低时，所产生的离子对在到达两极前有复合的机会。电压越小，复合的机会越大，因而影响到脉冲的幅度。当电压增高