

安继刚 卿上玉 邬海峰 著

充气电离室



原子能出版社

ISBN 7-5022-1690-1



9 787502 216900 >

ISBN 7-5022-1690-1/TL811 定价:18.00 元



充气电离室

安继刚 卿上玉 邬海峰 著

原子能出版社
北 京

图书在版编目(CIP)数据

充气电离室/安继刚、卿上玉、邬海峰著. —北京:原子能出版社, 1997. 5

ISBN 7-5022-1690-1

I. 充… II. 安… III. 电离室, 充气 IV. TL811

中国版本图书馆 CIP 数据核字(97)第 06316 号

内 容 简 介

电离室是人类最早用来测量电离辐射的一种探测器件,一直是核能工程与核技术应用领域中的一类主导探测器。

目前广泛应用的都是一种充气电离室,它具有专门的密封壳并充有特定组分和压力的工作气体。这种电离室可选充高压与高原子序数气体,灵敏度很高,而且其性能基本上不受外界环境的影响,因而得到了极广泛的应用。

著者从事电离室研制工作几十年,积累了不少经验,本书对此作了比较系统的总结。

全书共分八章。第一章介绍辐射探测的基础知识;第二、三、四章叙述充气电离室的工作原理与输出信号,结构与工艺以及信号测量方法等共性问题;第五、六、七、八章则分别说明各类充气电离室的具体结构、参数、工艺、性能以及应用。

本书适用于从事核辐射探测器件研制、核能工程和核技术应用的专业技术人员以及大专院校有关专业的师生。

©原子能出版社, 1997

原子能出版社出版 发行

责任编辑:袁祖伟

社址:北京市海淀区阜成路 43 号 邮政编码:100037

中国文联印刷厂印刷 新华书店经销

开本:850×1168mm1/32 印张 7.375 字数 200 千字

1997 年 5 月北京第 1 版 1997 年 5 月北京第 1 次印刷

印数:001—500

定价:18.00 元

序 言

电离室是人类最早用于测量电离辐射的一种探测器件,迄今已有百年左右的历史。早在上世纪末居里夫妇发现并提取放射性同位素钋及镭时,就使用电离室来监测化学分离过程中的放射性物质。时至今日,电离室获得了极为广泛的应用,一直是核能工程与核技术应用领域中的一类主导探测器。

早期的电离室是不密封的,并直接以常压空气作为工作介质。这种电离室的结构与工艺简单,然而灵敏度低,而且其性能易受外界环境的影响。现在,除了作为辐射剂量测量基准用的自由空气壁电离室及空腔电离室(又称“顶针电离室”)外,一般都已不再使用这种“空气电离室”。目前广泛应用的电离室都具有专门的密封壳,并充有特定组分与压力的工作气体,一般称之为“充气电离室”(gas-pressurized ion chamber)。由于可选用高气压与高原子序数工作气体,充气电离室的灵敏度很高,能十倍甚至百倍于一般的空气电离室,而且其性能基本上不受外界环境的影响,因而得到了极广泛的应用。

清华大学自1958年以来,围绕核反应堆、工业核测控仪表、军用剂量仪表以及辐射成像系统等方面的需求,研制、发展了数十种充气电离室,在结构设计、制备工艺、参数选择以及性能测定与改进等方面积累了不少经验。本书就是著者这些方面工作的比较系统的总结。

全书共分八章,第一章“辐射探测基础”讲述射线与物质相互作用、概率统计及气体中离子、电子运动规律等方面的基础知识。第二、三、四章分别叙述了各种充气电离室的工作原理与输出信号,结构与工艺以及信号测量方法等共性问题。第五、六、七、八章则结合具体实例分别说明堆用电离室、工业核测控电离室、辐射成像阵列电离室以及剂量电离室等几类主要充气电离室的结构、参

数、工艺、性能以及应用。所引用的实例及文献多为在清华大学实际做过的研究与开发工作。尽管这些工作在涉及面上有一定的局限性,但都包含了大量从实践中、从很多次的失败与成功中总结出来的实际体会。对于具体从事本领域内研究、开发工作的专业人士而言,这可能具备更大的参考价值。

本书第六章及部分第八章内容由卿上玉撰写,第四章由邬海峰撰写,其它各章及全书的定稿工作则由安继刚完成。

本书的出版得到了著者所在清华大学核能技术设计研究院核技术研究室的大力支持及室内同仁的许多帮助,谨在此表示由衷的感谢。

著者

1997. 4. 1

目 录

第一章 辐射探测基础	1
§ 1.1 带电粒子与物质的相互作用	1
§ 1.2 电磁辐射光子与物质的相互作用	5
§ 1.3 中子与物质的相互作用	11
§ 1.4 气体中离子、电子的运动规律	14
§ 1.5 辐射测量中的统计涨落问题	22
参考文献	25
第二章 充气电离室的原理与性能	27
§ 2.1 电离室的基本结构与工作原理	27
§ 2.2 电离室的输出信号	32
§ 2.3 脉冲电离室	37
§ 2.4 累计电离室	44
§ 2.5 脉冲束电离室	50
参考文献	52
第三章 充气电离室的结构与工艺	53
§ 3.1 充气电离室对结构与工艺的基本要求	53
§ 3.2 密封壳的结构与工艺	56
§ 3.3 工作气体与充气工艺	64
§ 3.4 电极系统的结构与清洗、装架工艺	68
参考文献	75
第四章 电离室的信号测量	76
§ 4.1 电离室的信号测量系统	76
§ 4.2 累计电流前置放大器	83
§ 4.3 脉冲电荷量测量前置放大器	91
§ 4.4 高压电源	94
§ 4.5 计算机在电离室信号测量中的应用	97
参考文献	106
第五章 核反应堆用电离室	107
§ 5.1 核反应堆测控与堆用电离室	107

§ 5.2 堆用电离室的结构材料	110
§ 5.3 堆用硼电离室	115
§ 5.4 堆用裂变室	127
§ 5.5 真空裂变室	135
§ 5.6 堆用 γ 电离室	142
参考文献	145
第六章 工业核测控电离室	147
§ 6.1 NCS 电离室概况	148
§ 6.2 透射式测厚仪电离室	149
§ 6.3 反散射与 X 荧光测厚仪电离室	161
§ 6.4 核子秤电离室	167
§ 6.5 其它 NCS 电离室	171
参考文献	172
第七章 辐射成像阵列电离室	174
§ 7.1 数字辐射成像与阵列探测器	174
§ 7.2 阵列电离室的工作机制与性能	179
§ 7.3 医用 CT 阵列电离室	187
§ 7.4 高能 X、 γ 辐射成像阵列电离室的结构与工艺	190
§ 7.5 高能 X、 γ 辐射成像阵列电离室的性能	197
§ 7.6 高能 X、 γ 辐射成像阵列电离室的应用	203
§ 7.7 中子阵列电离室及其应用	209
参考文献	210
第八章 剂量电离室	211
§ 8.1 充气 X、 γ 剂量电离室的原理与特点	211
§ 8.2 充气 X、 γ 剂量电离室的基本结构与主要性能	213
§ 8.3 辐射级仪电离室	220
§ 8.4 车用 γ 辐射仪电离室	222
§ 8.5 高压氩气球形电离室	225
参考文献	228

第一章 辐射探测基础

充气电离室是一类以特定气体为工作介质的电离辐射探测器,用以探测重带电粒子、快电子、电磁辐射以及中子等电离辐射(ionizing radiation)。它借助于辐射与电离室内组成物质的相互作用,在工作气体内产生电离,并依靠电离产生的离子、电子在电场作用下的漂移运动而输出电信号。

为了掌握充气电离室的原理、性能及应用,必须先对电离辐射(或称“射线”)与物质的相互作用,气体中离子、电子的运动规律以及统计涨落等方面有一基本的了解。本章将简要地阐述这些问题。

§ 1.1 带电粒子与物质的相互作用

在本书所涉及领域内,主要考虑带电粒子与物质原子中的轨道电子通过库仑力而发生的相互作用。

首先,物质原子的电子可能从由其附近穿过的入射带电粒子处获得能量,从而处于较高能级(称为“激发”),甚至完全脱离原子(称为“电离”)。带电粒子射入物质后沿途不断产生“激发”与“电离”,不断地损失能量,直至损失掉全部动能后被阻止下来。这种入射带电粒子损失能量的方式称为“电离损失”。

另一方面,带电粒子在与物质原子发生库仑作用过程中,其运动速度不断变化并改变方向。这会产生“韧致辐射”而消耗入射带电粒子的能量。这种方式的能量损失称为“辐射损失”。

α 及质子等重带电粒子,由于其质量显著大于电子质量,在与物质相互作用过程中基本上是按其直线方向行进,其“辐射损失”可以忽略。快电子的质量小,在物质内的径迹弯曲多变,故其“辐射损失”的份额较大。不过,也只有当快电子的能量高,而且物质的原子序数大时,快电子的“辐射损失”才有意义。在充气电离室所涉及

的各种辐射测量中,快电子的“辐射损失”一般也可不予考虑。

设用 $(-\frac{dE}{dx})$ 表示带电粒子穿过物质时,因“电离损失”而造成的平均能量损失率(称为“电离能量损失率”),Bethe 与 Bloch 得出其表达式为:

$$-\frac{dE}{dx} = k \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_0 c^2 \beta^2 E_M}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right\}$$

$$k = \frac{2\pi N z^2 e^4}{m_0 c^2} \quad (1.1)$$

其中: N 是阿伏加得罗常数; m_0 及 e 是电子的质量与电荷; Z 、 A 与 ρ 分别是物质的原子序数、相对原子质量及密度; z 是入射带电粒子的电荷数;而 $\beta = \frac{v}{C}$ 是入射带电粒子速度与光速之比。用 MeV 作为入射粒子能量单位,则对单电荷入射带电粒子而言, $k=0.154 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ 。

(1.1)式中的 E_M 代表在各次相互作用中可能发生的最大能量传递值。

(1.1)式表明,入射带电粒子的电离能量损失率 $(-\frac{dE}{dx})$ 值仅与其速度相关,而与其质量无关。首先, $(-\frac{dE}{dx})$ 值随 β 增大而迅速下降,当 $\beta=0.97$ 左右时达到一恒定值,而后再随 $\beta \rightarrow 1$ 缓慢增加。上述电离能量损失率基本恒定的区域称为“最小电离区”(minimum ionizing region)。

入射带电粒子与物质相互作用时,电离产生的电子可能具有相当高的能量,它们也可与物质原子作用而产生“激发”与“电离”。这种电子称为“ δ 电子”。入射带电粒子在物质中直接产生的电离称为“原电离”,而包括 δ 电子的电离作用在内的总电离效应称为“总电离”。

气体电离探测器所常用的各种气体(101.325 kPa 气压时)对于最小电离粒子的各项特性如表 1.1 所示。

表 1.1 几种常用气体的特性(对于最小电离粒子)^[1]

气体	Z	A	$\frac{\delta}{\text{g/cm}^3}$	$\frac{E_{ex}}{\text{eV}}$	$\frac{E_i}{\text{eV}}$	$\frac{I_0}{\text{eV}}$	$\frac{w_i}{\text{eV}}$
H ₂	2	2	8.38×10^{-5}	10.8	15.9	15.4	37
He	2	4	1.66×10^{-4}	19.8	24.5	24.6	41
N ₂	14	28	1.17×10^{-3}	8.1	16.7	15.5	35
O ₂	16	32	1.33×10^{-3}	7.9	12.8	12.2	31
Ne	10	20.2	8.39×10^{-4}	16.6	21.5	21.6	36
Ar	18	39.9	1.66×10^{-3}	11.6	15.7	15.8	26
Kr	36	83.8	3.49×10^{-3}	10.0	13.9	14.0	24
Xe	54	131.3	5.49×10^{-3}	8.4	12.1	12.1	22
CO ₂	22	44	1.86×10^{-3}	5.2	13.7	13.7	33
CH ₄	10	16	6.70×10^{-4}		15.2	13.1	28
C ₄ H ₁₀	34	58	2.42×10^{-3}		10.6	10.8	23

气体	$\frac{dE/dx}{\text{MeV}/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-2})}$	$\frac{dE/dx}{\text{keV/cm}}$	$\frac{n_p}{\text{i. p./cm}}$ ^{a)}	$\frac{n_T}{\text{i. p./cm}}$ ^{b)}
H ₂	4.03	0.34	5.2	9.2
He	1.94	0.32	5.9	7.8
N ₂	1.68	1.96	(10)	56
O ₂	1.69	2.26	22	73
Ne	1.68	1.41	12	39
Ar	1.47	2.44	29.4	94
Kr	1.32	4.60	(22)	192
Xe	1.23	6.76	44	307
CO ₂	1.62	3.01	(34)	91
CH ₄	2.21	1.48	16	53
C ₄ H ₁₀	1.86	4.50	(46)	195

a) i. p. = 离子对。

表中 E_{ex} 与 E_i 为气体的激发电位及电离电位。 $I_0 = \frac{I}{Z}$, 而 I 是从实验测得的“有效电离电位”(effective ionization potential)。 w_i 代表每产生一对离子、电子平均消耗的能量。 n_p 及 n_T 分别表示单位距离内, 沿入射带电粒子的径迹所产生的原电离及总电离的离子对数。

带电粒子穿过物质时不断损失能量, 待动能耗尽而终止。它沿

初始运动方向所行经的最大距离称为“射程”。它在物质中行经的实际轨迹长度称为“路径”。这是两种不同的概念。显然,“射程”要小于“路径”,特别是当粒子径迹明显弯曲时,二者的差异更大。

重带电粒子的径迹基本上是直线,故其“射程”与“路径”基本相等。 α 粒子在空气以及其它一些材料中的射程—能量关系曲线示于图 1.1 及图 1.2 中。

与重带电粒子相比,快电子通过物质时,其径迹要曲折得多。由于径迹弯曲,快电子的射程通常是从它对吸收物质的透射曲线外推而求得的,所表示的是几乎没有电子能穿透的吸收体厚度——最大吸收厚度,用 R_p 表示。对于能量为数百 keV 以下的快电子, R_p 与能量的关系近似为:

$$R_p = 0.71 E^{1.72} \quad (1.2)$$

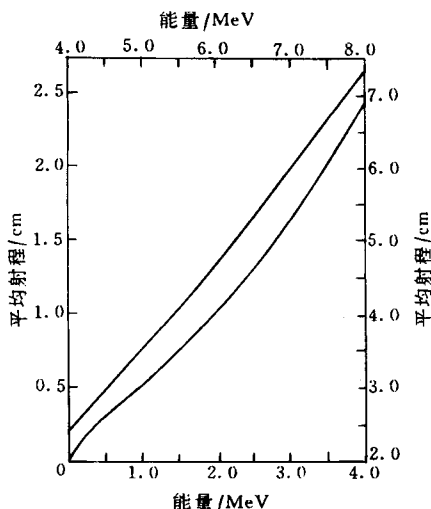


图 1.1 在标准温度和压力下, α 粒子在空气中的射程—能量关系曲线^[2]

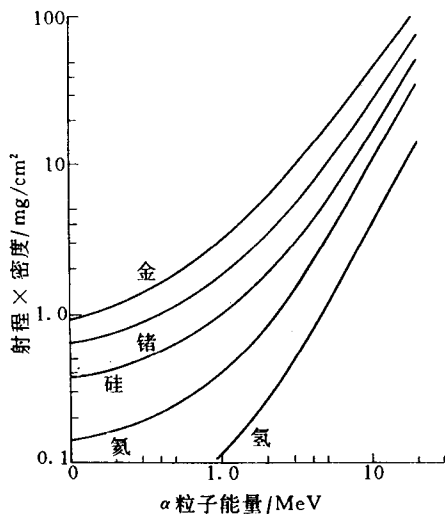


图 1.2 由计算得到的 α 粒子在不同材料中的射程—能量关系曲线^[3]

其中 E 以 MeV 为单位。在图 1.3 中给出了快电子在标准状态氩气中的 R_p - E 关系曲线^[4]。

§ 1.2 电磁辐射 光子与物质的相互作用

由核衰变或核反应发出的 γ 射线、正电子湮没时产生的湮没辐射、带电粒子变

速时发射的轫致辐射以及物质原子被激发而给出的特征 X 射线等在本质上是相同的——都是具有相当能量的电磁辐射光子。这些光子的能量可能是分立的(如 γ 射线),也可能是连续分布的(如轫致辐射),但均相当高而足以使物质原子电离,都是致电离电磁辐射。

辐射光子不带电,不能通过库仑力作用直接在物质中产生“电离”与“激发”,因而不能用能量损失率($-\frac{dE}{dx}$)来描述它们与物质的相互作用,而且“射程”与“最大吸收厚度”等概念也不再适用。

辐射光子的探测,借助于它们与物质相互作用而产生的“次级电子”,“次级电子”在物质中会引起“电离”与“激发”。

辐射光子与物质相互作用产生“次级电子”是一种“单次性”的随机事件,其作用概率由“截面” σ 表示。就各个光子而言,它们穿过物质时只有两种可能:要么发生作用后消失或转换成另一种能量与方向的光子;要么毫无变化地通过。但是,就大量入射光子的宏观效果而言,穿过一定厚度的物质后,必然有一部分被吸收,剩

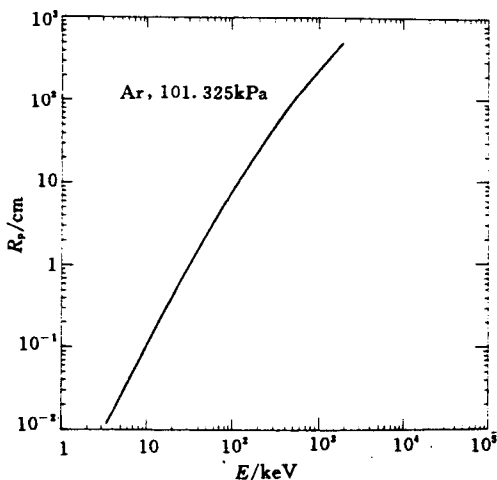


图 1.3 电子在氩气(标准状态)中的 R_p - E 关系曲线

余部分则毫无变化地通过。辐射光子束流(强度 I)通过物质时的吸收情况如下式所示:

$$I = I_0 e^{-\sigma NX} = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.3)$$

式中: I_0 是入射光子流的初始强度; N 是单位体积内的物质分子数; X 是吸收物质的厚度; 而 $x = \rho X$ 为其质量厚度; $\mu = \frac{N\sigma}{\rho}$ 称为质量吸收系数。

辐射光子与物质相互作用而产生次级电子主要有三种机制: 光电吸收、康普顿散射以及电子对产生。在低能领域, 主要发生光电效应, 而后康普顿效应随光子能量增大而变得更为重要。当光子能量大于 1.02 MeV 后, 电子对效应开始发生, 并随着光子能量增大而逐渐成为最主要的相互作用机制。

1. 光电效应——光电吸收

光电效应是一种包含分子电子壳层中一个或多个跃迁的量子过程。光电效应中, 入射光子被吸收, 而产生一光电子, 其能量 E 为:

$$E_e = h\nu - E_K \quad (1.4)$$

其中: $h\nu$ 是入射光子能量; 而 E_K 是光电子在其原来电子壳层中的“结合能”。对于能量足够高的入射光子, 光电子最可能来自 K 壳层。

光电效应发生后, 分子的电子壳层上留下一空位, 因而处于激发状态。可能发生两种退激过程: 一种是外壳层电子向处于内壳层的空位跃迁, 发出能量等于二壳层结合能之差的特征 X 射线; 另一种是将激发能传递给外壳层电子, 使之从分子中发射出来, 称为“俄歇(Auger)电子”。

光电效应的发生概率称为“光电效应截面”, 简称“光电截面”用 σ_{ph} 表示。光电截面随光子能量增大而减小, 但与物质原子序数的 5 次方成正比关系。

量子力学计算给出了光电截面的计算公式^[5]。在非相对论情

况下($h\nu \ll 0.51 \text{ MeV}$), K 层电子的光电截面为:

$$\sigma_K = (32)^{1/2} \alpha^4 \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu} \right)^{7/2} Z^5 \sigma_{Th}$$

即
$$\sigma_K \propto Z^5 \left(\frac{1}{h\nu} \right)^{7/2} \quad (1.5)$$

式中: $\alpha = 1/137$, 为精细结构常数; 而 $\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} (e/m_0 c^2)^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ 。

在相对论情况下($h\nu \gg 0.51 \text{ MeV}$),

$$\sigma_K = 1.5 \alpha^4 \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu} \right) Z^5 \sigma_{Th} \quad (1.6)$$

即
$$\sigma_K \propto Z^5 \frac{1}{h\nu}$$

光子在分子的 L、M 等壳层上也可以产生光电效应, 但其光电截面要比 K 层的小得多。设用 σ_{ph} 代表分子的光电效应总截面, 则

$$\sigma_{ph} = \frac{5}{4} \sigma_K \quad (1.7)$$

光电截面与能量关系曲线的低能(例如, $h\nu < 100 \text{ keV}$)部分显示出特征性的锯齿状。此类尖锐的突变称为“吸收限”, 是当入射光子能量与分子 K、L、M... 等壳层电子的结合能相同时

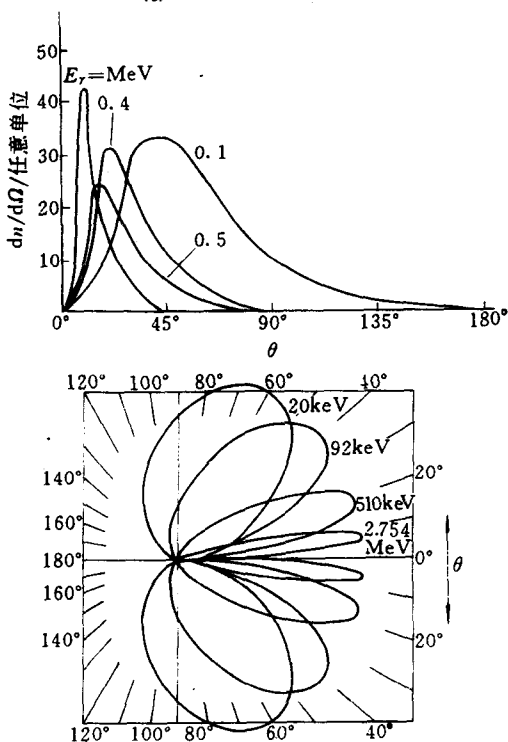


图 1.4 不同角度光电子的发生概率与入射光子能量关系

出现的。

相对于光子的入射方向而言,不同角度光电子的发生概率是不同的。实验和计算都表明在 0° 及 180° 方向均不可能出现光电子。光电子出现概率最大的角度随入射光子能量增大而由 90° 逐渐变小,如图 1.4 所示。

II. 康普顿效应

——康普顿散射(Compton scattering)

在康普顿效应中,入射光子与壳层电子发生弹性碰撞,一部分能量传给电子,使之脱离原子射出而成为“反冲电子”,同时入射光子损失能量并改变方向成为“散射光子”。

当入射光子能量显著高于最大原子能级,康普顿散射将成为主要的相互作用过程。

设入射光子能量为 $h\nu$ 、散射光子能量为 $h\nu'$ 、散射角为 θ 、反冲电子能量为 E_e 、反冲角为 φ ,则可证明存在下列关系式:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1.8)$$

$$E_e = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu(1 - \cos\theta)}{m_0c^2 + h\nu(1 - \cos\theta)} \quad (1.9)$$

以及

$$\text{ctg}\varphi = (1 + \frac{h\nu}{m_0c^2})\text{tg}\frac{\theta}{2} \quad (1.10)$$

同样,可由量子力学导出康普顿散射截面的计算公式:

当 $h\nu \ll 0.51 \text{ MeV}$, 康普顿散射截面

$$\sigma_c \xrightarrow{h\nu \rightarrow 0} \sigma_{\text{Th}} = \frac{8}{3}\pi r_0^2 Z \quad (1.11)$$

式中 $r_0 = e^2/m_0c^2 = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}$, 为经典电子半径。

当 $h\nu \gg 0.51 \text{ MeV}$,

$$\sigma_c = Z\pi r_0^2 \frac{m_0c^2}{h\nu} \left(\ln \frac{2h\nu}{m_0c^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (1.12)$$

可以看出,上述两种情况下, σ_c 均与 Z 成正比。

康普顿散射截面与入射光子能量以及散射角有关,如图 1.5 所示。

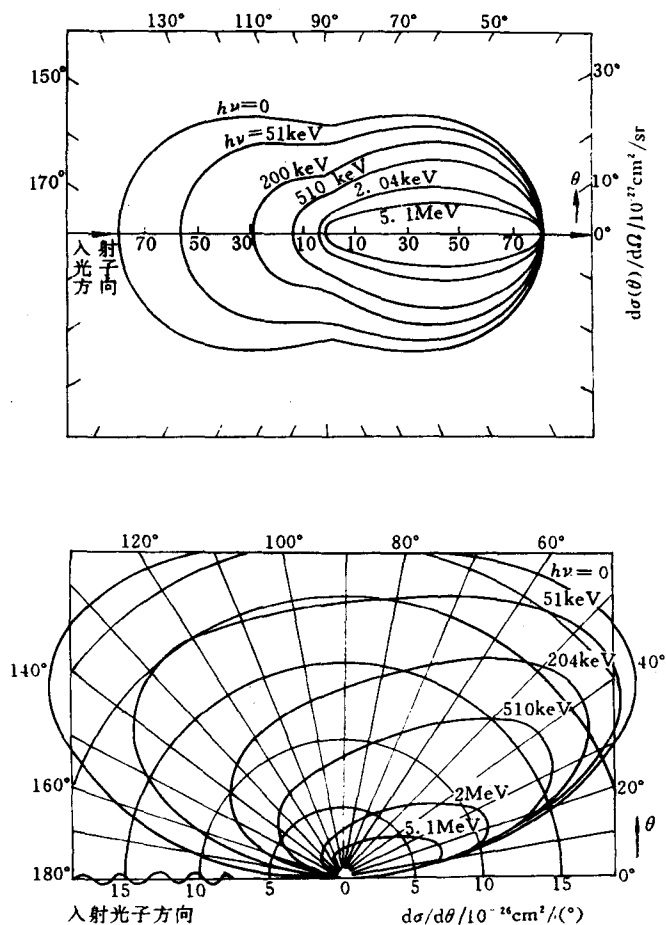


图 1.5 若干入射光子能量的康普顿
散射截面与散射角的关系