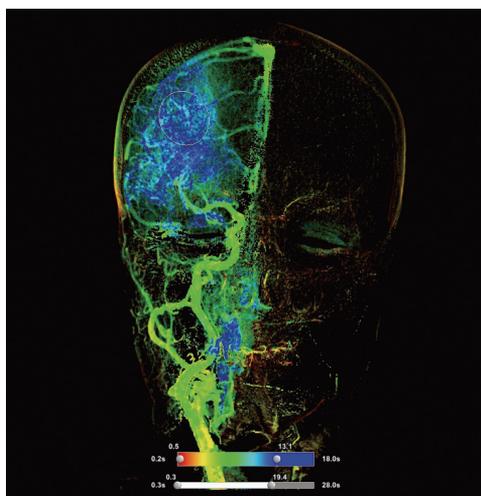


第 3 章

X 射线与物质的相互作用



X 射线与人体的相互作用能够为医学诊断提供丰富的信息，上图中的脑部增强图像能够帮助鉴别缺血性或是出血性脑卒中，从而指导治疗。只有理解 X 射线的衰减、散射和折射过程才能获得低剂量、高质量的图像。（图片由飞利浦公司提供）

伦琴发现 X 射线，跨出了以非侵入的方式取得人体内部组织影像的第一步，相关科研和临床工作开始呈现爆发式增长。“要有更多的光”被认为是约翰·沃尔夫冈·冯·歌德的最后遗言，而伦琴实现了他的愿望，利用这束看不见的光，来揭示人体组织内部的解剖学和功能信息。本章将讨论 X 射线光子与物质的主要相互作用，通过 X 射线检测来窥探物质的内部信息。

X 射线在成像时会经过软组织、脂肪、骨骼、水、空气等，与不同成分和密度的物质作用时，X 射线的光子可能会被吸收、散射或生成次级光子而无法到达探测器。入射的 X 射线中通常只有约 1% 的光子能够到达探测器单元。X 射线的能量比可见光高得多，因此 X 射线很难被折射。解析探测器接收到的 X 射线通量的空间分布，关键在于区分源于焦点的直接辐射和源于其他位置的间接辐射。虽然 X 射线经过物质

时会产生明显的相移，但相衬成像还未能日常诊断中使用。有相关研究从中提取出了额外的信息，但相较于其附加的诊断价值，剂量收益比能否被接受仍存在疑问。在现阶段，X射线衰减成像依然占据主导地位。成像的基础是X射线对人体各组织穿透性的差异。X射线穿透性越好，探测器的信噪比越高，但也越不利于组织的成像，因此在使用中会通过放置滤过来选择合适的X射线光谱来成像。

X射线属于电离辐射。在分子水平上，X射线照射会使物质分子电离并产生高能粒子，进而改变物质的化学状态、破坏分子结构。因此，X射线可能会造成生物层面的伤害，包括损伤细胞功能、抑制细胞的调节和修复过程，甚至破坏DNA和其他重要分子，诱发细胞癌变。不过好在机体自身的修复机制通常能够修复电离损伤，例如大多数情况下DNA双链断裂会自动“愈合”。对于放射生物学的详细讨论超出了本书范畴，读者可以参考关于这一问题的书籍，如Bushberg等（2012）。在作者撰写本文期间，医学成像中使用的低剂量电离辐射的风险仍在不断地被评估。在使用X射线时也遵循“合适范围内尽量低（as low as reasonably achievable, ALARA）”的剂量最优化原则，选择合理的曝光参数（管电压、管电流、曝光时间）。

后续章节从衰减和散射开始，然后讨论X射线透镜成像，最后是图像的空间分辨率、对比度及相关的X射线源特性。

3.1 X射线衰减基础

为了直观理解和得到准确结果，这一章节的讨论可能会分别基于经典电磁理论或的量子理论。Podgoršak（2010）对本部分的物理理论进行了全面地阐述，并讨论了伽马射线和重离子的放射治疗应用。

医学影像中所使用的X射线光子能量介于16 ~ 150 keV之间，因此可以忽略光子与原子核的反应。一种典型的核反应是电子对效应，发生在光子能量超过1022 keV（电子静止能量的两倍，会导致原子核的光致蜕变）时，光子与强核库仑场相互作用，产生正负电子对。因此，在能量超过1022 keV的MeV级电子、光子和强子粒子治疗的应用中，会产生相互作用过程，例如所谓的三重态，即在强库仑场中产生一对电子和一个正电子，或者表现出虚拟正负电子对德布罗克散射。本书不深入讨论这些现象。

在16 ~ 150 keV能量范围内之间，光子与物质的相互作用主要有：

1. 与电子发生相干散射，如汤姆逊散射和瑞利散射。
2. 与电子发生非相干非弹性散射，如康普顿散射。
3. 与粒子作用发生光电效应。

弱束缚电子的结合能远低于入射 X 射线光子的能量, 强束缚电子的结合能则与光子能量处于同一数量级。因此光子与强束缚电子发生作用时, 必须视为与整个原子发生作用。第 5 章 (第 5.1.6.1 节) 论述了各种材料中这些散射过程的相对强度。

为完整理解这一部分内容, 简要提及几个对医学影像不太重要的其他效应:

- 光子能量超过 13 MeV 时引发的光核反应、激发以及原子核解体。
- 光子能量超过 1022 keV 时引发的核库仑场中的电子对应效应。
- 自由电子引发的汤姆逊散射。
- 原子核引发的弹性汤姆逊散射。
- 原子核引发的非弹性康普顿散射。
- 介子的产生。
- 光子能量超过 1022 keV 时引发的弹性德布罗克散射, 即存在虚拟正负电子对时, 在强库仑场中的光子散射。最近通过 Gunther 等 (2017) 的研究也使德布罗克散射受到了大家的关注。

X 射线医学成像使用 X 射线作为信号源。入射光子作为“探针”经过一段路径或空间, 探测器获取出射光子并对光子的衰减、散射、能谱变化和相移等进行分析, 得到光子所经过的路径或空间的解析信息。在这个过程中, 可以简单地将 X 射线“探针”看作形状被限定的光束——虽然没有 X 射线透镜能够证实这一点。后面将会提到这一点, 目前还没有适用于人体成像的 X 射线透镜。

因此, 用于人体成像的 X 射线“光束”总是发散的。X 射线束在空气中呈直线运动, 穿过人体组织时方向也基本不变。基于这一假设, 如果光源的尺寸相对距离 r 很小, 那么距离光源 r 处的 X 射线强度 $I(r)$ 与距离平方成反比, 如图 3.1 所示。其中 $I(r \rightarrow 0)$ 表示与真实光源无限接近时的 X 射线强度:

$$I(r) = \frac{I(\rightarrow 0)}{r^2} \quad (3.1)$$

在实际应用中, X 射线源通常不是点光源, 因此可能会与公式 3.1 产生偏差。当 X 射线照射人体时, 在靠近患者皮肤附近时发生散射。理论上, 无限大平面光源发射的 X 射线强度与距离无关。被限制在一定范围内的光束照射的患者, 其散射辐射随距离增加而减少的程度, 要比点光源慢一些。

图 3.2 中, 一束经过探测器前方狭缝准直的、单色平行 X 射线窄束经过厚度为 Δx 的板材时的衰减, 可以用朗伯特 - 比尔公式描述:

$$I(\Delta x) = I(0) e^{-\mu \Delta x} \quad (3.2)$$

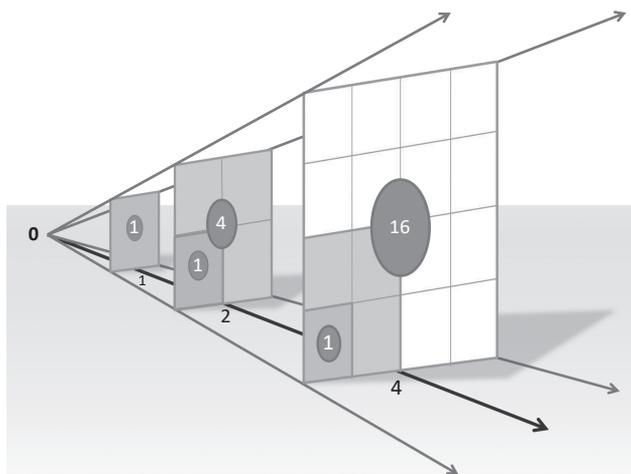


图 3.1 与距离平方成反比的 X 射线强度定律。只要没有光子在经过的路径中被吸收，穿过每个球面的光子数是恒定的，此时光子通量密度就与距离的平方成反比。光子通量与每单位空间角的 X 射线强度成正比。图中描述了点光源情形下，半径为 r (r 为到辐射源的距离) 的球体表面的辐射强度。在考虑面积元时，其辐射强度可以用公式 3.1 计算。实际应用中，对于表面平整的平板探测器，这种近似是足够精确的。圆圈中的数字表示受影响的区域，数字 1 表示单位面积；坐标轴下方的数字表示与射线源的相对距离。需要注意的是，如果焦点尺寸太大，公式 3.1 就无效了。在 X 射线源无限大的极端情况下，强度与距离无关。对于较大的散射辐射源，例如受辐照的人体，就需要考虑这种情况。

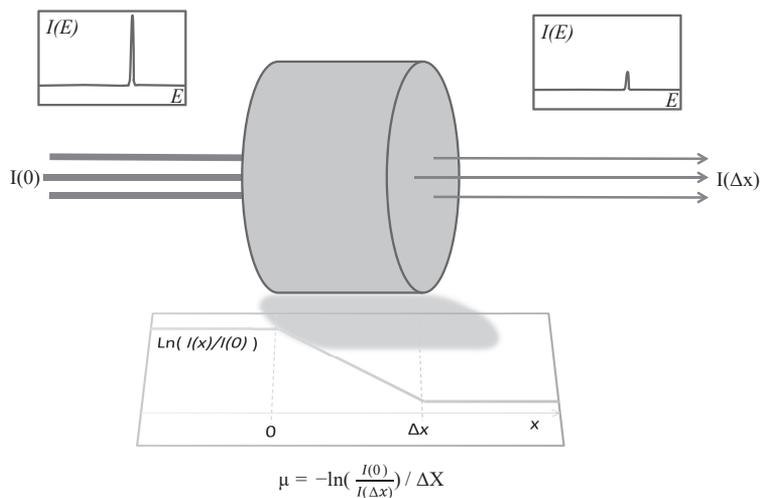


图 3.2 X 射线窄束经过薄板时的衰减。假设单能准直光束经由厚度为 Δx 的材料，以因子 $e^{-\mu \Delta x}$ 衰减，该系数的自然对数除以厚度 Δx 等于材料的能量相关衰减系数 $\mu(E)$ 。窄束大致确保了没有散射光子进入探测器，可认为散射光子衰减掉了。

其中 $I(0)$ 表示无衰减时的强度， $I(\Delta x)$ 为被衰减后的强度， μ 是与 X 射线能量相关的衰减系数。与 X 射线探测器前面安装的后准直器的作用类似，窄束模型可以排除散射光子的干扰。线性衰减系数 μ 与材料特征和光子能量相关，其与材料的关

系可以在 NIST (The National Institute of Standards and Technology) 网站上查到 (其表格中给出的是 μ/ρ , ρ 为材料的质量密度), 而 $\mu(E)$ 随着光子能量 E 增大逐渐减小, 但特征能量除外, 因为特征能量的光子会使物质发生光电电离。图 3.3 显示了对数坐标下几种常用材料衰减系数, 为典型的锯齿形分布, 其中锯齿形的阶跃代表 K、L 和 M 吸收边界及其近边结构。

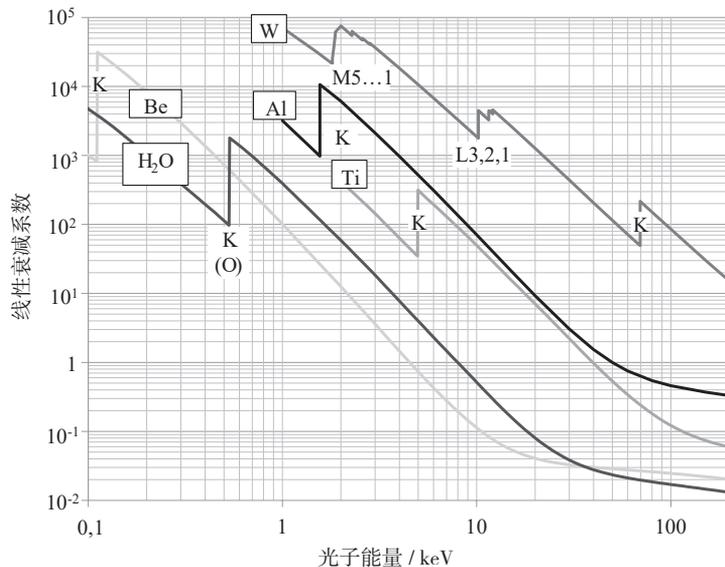


图 3.3 X 射线管和医学成像中常用重要材料的线性衰减系数。人体的衰减系数通常可以用水等效。可以看到, 低原子序数材料的衰减系数函数及其斜率都随着 X 射线硬度的提高而减小, 这个趋势导致对高能 X 射线的滤过效果不佳。高原子序数材料可以更有效地去除软 X 射线, 但由于衰减作用强, 厚度往往很小, 经常存在加工精度和机械公差问题。另一方面, 高原子序数材料的 K 壳层边界可能处于光谱的有用部分中, 光电吸收会造成高能端有价值光子的丢失, 这是在 X 射线能量最高为 150 keV 的 CT 应用中不希望看到的 (数据来自 NIST, 日期不详)。

X 射线的衰减与能量相关, 所以其衰减可以用于表征光谱的硬度。低原子序数材料 (如铝) 的吸收边很低, 最大特征能量也只有 1.56 keV, 低于医学影像应用的能量, 其线性衰减系数与能量的关系表现为连续的单调递减的趋势, 因此是很好的表征材料。某种材料的半价层 HVL (half value layer) 可以用于光谱特性的定量度量, 其定义为特定材料下, 能够将光源的光谱积分强度降低到初始值的一半的厚度。钨 ($Z=74$) 对不同能量的 X 射线的衰减函数要复杂得多, 具有多个吸收边, 因此不适合简单地将它的半价层与光谱关联起来。X 射线的穿透能力随能量升高而提高, 因此一般情况下, 低原子序数材料在高压下的 HVL 值比低能时更高。故常用铝半价层表征射线硬度和滤过。为了进一步表征光谱, 可以定义第二 HVL 值, 即通过再附加一个滤过将被衰减后的 X 射线强度进一步降低一半。对于单色射线源如钴 -60 或铯 -137 的荧光

辐射，第一和第二 HVL 的数值相等。X 射线管的轫致辐射则不同。第一步滤过会使较宽的连续光谱硬化，因此第二层需要更厚的材料才能使其进一步衰减到初始强度的 1/4。这样一来，两个 HVL 值之间的差异可以用来度量 X 射线能谱的同质性。以图 3.4 中一只典型的血管造影用 X 射线管为例，附加的铜滤过层可以使其 X 射线的能谱变窄，从而可以减少患者皮肤承受的辐射剂量。美国标准 21 CFR-1020.30 要求标称管电压为 150 kV 的 X 射线管的最小 HVL 为 4.1 mm 厚度的铝。

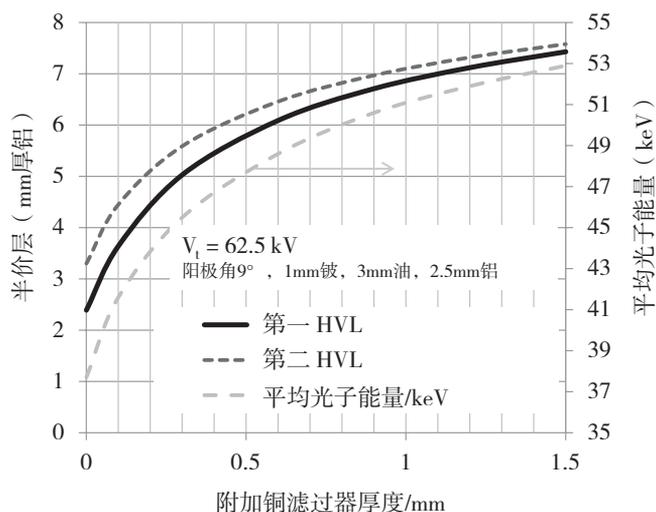


图 3.4 血管造影射线管的第一和第二 HVL 及平均光子能量的模拟结果。为了提高光谱的同质性，在患者前增加一层铜，对 X 射线进行滤过。模拟代码 XSim1.2，飞利浦。

实际应用中，通常会在准直器单元中增加可更换的前置滤过。铜滤过越厚，第一 HVL 和第二 HVL 的数值越接近，意味着光谱的单色性越好。然而如图 3.5 中所示，更好的单色性是以牺牲强度为代价的，因此需要增大 X 射线管功率来弥补强度的不足。

X 射线管冷却非常耗时，会影响 workflow，用于血管造影和心脏成像的 X 射线管的功率要足够大，以便在需要冷却的情况下，能够不费时而发射足够多的光子。同时，更大功率的 X 射线管有助于减少患者的辐射剂量。第 7 章将更详细地讨论 X 射线线束质量的问题。

3.2 X 射线折射和 X 射线透镜

讨论 X 射线折射时，可以参考光学折射的过程，将折射率 n_x ，衰减系数 μ 代入。Als-Nielsen 和 McMorrow (2011) 沿这个思路，用 δ_x 表示相干相移，表示 X 射线的反射和折射，而虚部 $i\beta_x$ 表示降低强度的阻尼效应。根据光学模型，在折射率为 n_x 的

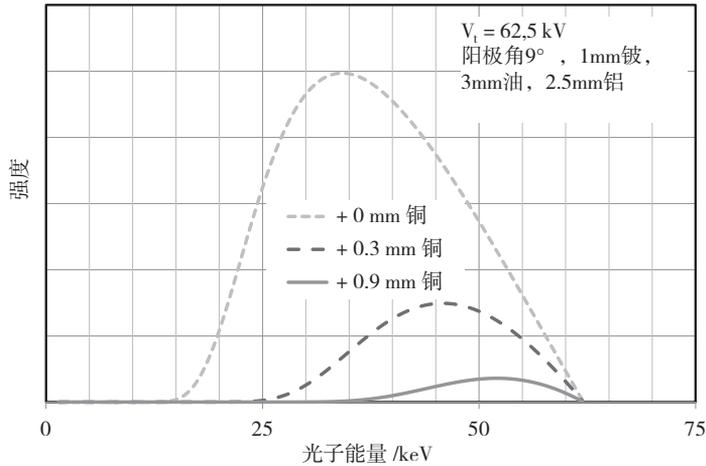


图 3.5 血管造影 X 射线管附加不同厚度的铜滤过后的模拟光谱。随着滤过厚度的增加, 光谱的单色性变好, 半宽收缩超过 2 倍。软 X 射线在照射患者之前就被衰减。然而, 从图 3.4 中第一和第二 HVL 的比较可以看出, 铜滤过的光谱收窄效应在厚度超过约 0.9 mm 时会大幅降低。模拟代码 XSim1.2, 飞利浦。

介质中, 沿 x 轴的电磁波振幅将正比于

$$e^{ixk_x n_x} = e^{ixk_x(1-\delta_x)} e^{-xk_x\beta_x} \quad (3.3)$$

式中, 忽略光的发散, k_x 表示绝对值为 $2\pi/\lambda$ 的波数, 其中 λ 是光源发出且沿 x 轴传播的 X 射线束的波长。方程右侧的第一“振荡”项代表所述的相移, 第二负指数项是阻尼项, 代表介质引起的普通衰减。当强度等于振幅的均方值时, 可得 $\mu = 2\beta_x k_x$ 。

一束可见光和一束 X 射线都从折射率为 1 的低密度介质, 进入高原子核密度和高电子密度的介质时, 折射过程的差异如图 3.6 所示。其中与 X 射线发生相互作用的主要是电子。忽略虚部射线吸收 β_x , 入射辐射掠射角 α_{in} 、致密材料内的辐射掠射角 α' 、折射率 n_x 的关系可以通过斯涅尔定律表达:

$$\cos(\alpha_{in}) = n_x \cos(\alpha') \quad (3.4)$$

掠射角低于临界掠射角 α_c 时将发生全反射, α_c 为:

$$\alpha_c = \sqrt{2\delta_x} \quad (3.5)$$

假设折射介质完全透明, 则折射率为 $n_x = 1 - \delta_x$ 。X 射线的 δ_x 通常在 10^{-5} 数量级以下, 因此 X 射线的反射只在以毫弧度为单位的极小掠射角下发生。而可见光的折射率实部要大 5 个数量级, 其折射率介于 1 和 2 之间。此外, 可见光和 X 射线的折射行为还存在一个显著的区别。如图 3.6 所示, 致密介质内部可见光的掠射角大于在真空或空气中可见光的掠射角, 相反, 对于大部分光谱范围内的 X 射线, 其折射率小于 1, X 射线以小于入射角的掠射角折射。

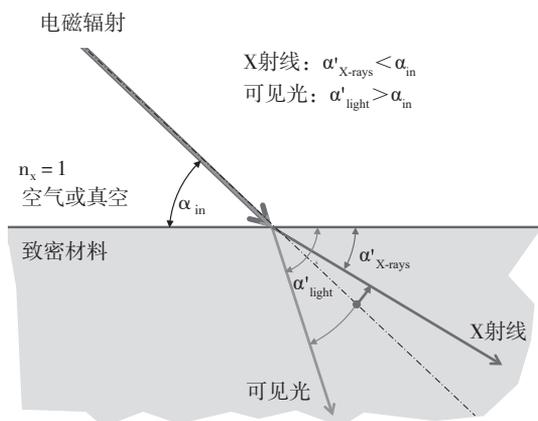


图 3.6 折射示意图。可见光和 X 射线从低密度介质进入电子密度较高的致密介质时，可见光折射后将更接近法线，而光子能量超过主特征线、硬度更高的 X 射线，则会稍微偏离法线。

X 射线和可见光之间折射的差异，可以用产生折射的物理效应来解释。如前文所述，X 射线与原子核的相互作用可以忽略不计，它在物质中的表现主要由光子 - 电子相互作用决定。首先，X 射线的折射率比可见光的折射率更接近 1，折射角也更小。其次，X 射线折射的“异常”方向表明电子振荡与入射辐射的电磁场之间存在不同的相位关系，如图 3.7 所示。强束缚电子的结合能比可见光光子的能量大得多，因此可见光不会使强束缚电子电离，而是使其产生同相振荡，光子能量越高，越接近共振频率，震荡也越强烈。束缚态电子的固有共振频率高于可见光的频率，因此蓝光在空气中的散射比红光更强烈，X 射线则不同，其光子能量高于主特征线的能量，X 射线的频率也高于振荡电子的共振频率。图 3.7 显示了折射率实部相位关系的反转。从最左侧对应的可见光开始， n_x 的数值较大，而随着能量的升高 n_x 的实部在共振处穿过 1 并下降到 1 以下。 δ_x 正比于 $1/E^2$ ，如式 3.9 所示。

对于可忽略的衰减，根据上文假设， n_x 的实部 δ_x 与电子密度 ρ_e 相关联：

$$\delta_x = \frac{2\pi\rho_e r_e}{k_x^2} \quad (3.6)$$

式中， k_x 为波数 $2\pi/\lambda$ ， r_e 是电子的散射长度 (Als-Nielsen & McMorro, 2011, 第 3.1 章)。

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} = 2.82 \times 10^{-15} m \quad (3.7)$$

这里 r_e 是经典的电子半径。因此，对于给定的光子能量，折射率只与材料电子密度相关。此外，折射率偏离 1 的程度正比于光子能量的倒数，由于：

$$k_x = \frac{2\pi E}{hc} \quad (3.8)$$

因此

$$\delta_x = \frac{\rho_e r_0 h^2 c^2}{2\pi E^2} \quad (3.9)$$

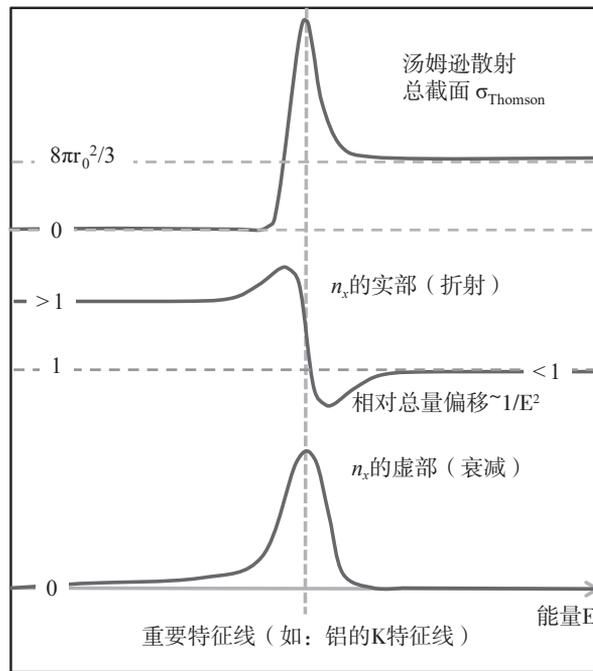


图 3.7 主要光谱线 (由内层电子定义) 附近汤姆逊散射总截面的电子共振模式示意图。内层电子震荡与入射 X 射线相位会产生相位差, 这个相位差会在光谱的主特征线处发生变化, 例如铝的 K 特征线。X 射线频率低于共振频率时振荡是同相的, 高于共振频率时则是反相, 相位差为 π 。

这里 ρ_e 代表凝聚态物质每单位体积的电子数, 约为 10^{30} m^{-3} 。根据平方反比能量关系, 折射效应在光子能量较高时显著降低, 如图 3.8 所示。

上述 X 射线的折射特性, 严重影响了其在医学应用中的效益。利用反射和透镜可以使可见光的利用率几乎达到 100%, 但医学影响中所使用的韧致辐射 X 射线就完全不一样了。在 X 射线能量低于 20 keV (特殊情况下可以高至 40 keV) 时, 可以通过各种透镜组来控制 X 射线管或同步辐射产生的软射线, 如在 X 射线衍射和 X 射线荧光分析中的应用。但当需要平均能量高于 40 keV 的硬射线时, X 射线从致密介质进入到疏松介质时的折射率极小, 透镜系统也因而难以设计。因此需要设计多个经过透镜组的光通路, 相应的, X 射线穿过介质的路径更长, 光束的强度降低, 所以需要提高能量进行补偿。另外一个限制是带宽有限, 所以目前尚未出现用于人体成像的折射透镜。人们还尝试过另外一种可能。通过式 3.5 可以求得 X 射线的临界角, 其反比

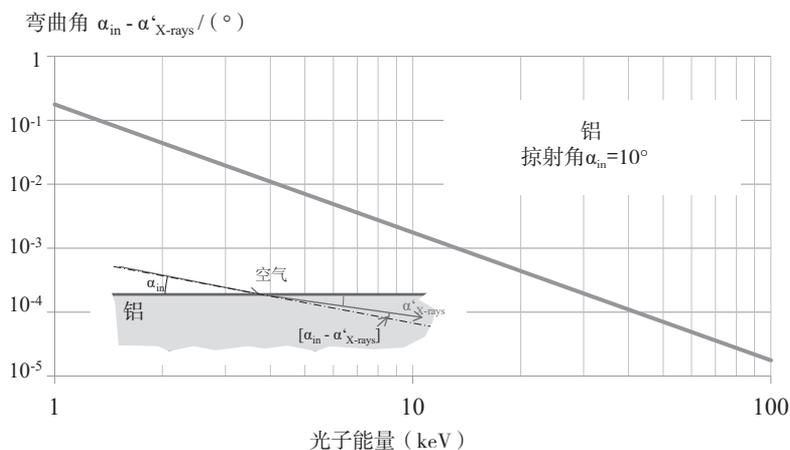


图 3.8 X 射线束在铝材料中发生折射时, 折射角与光子能量的关系。X 射线束从真空或稀薄气体 (例如空气) 中入射, 以掠射角 $\alpha_{in}=10^\circ$ 为例, 角弯曲度是 $\alpha_{in}-\alpha'_{X\text{-rays}}$ 。弯曲角度正比于 $1/E^2$, 所以对能量高于 10 keV 的 X 射线的聚焦变得困难。而且光束通过透镜材料后强度会衰减, 需要提高能量来补偿。因此, 除了软 X 射线和天文学上的特殊应用外, 医学影像领域尚未出现实用的 X 射线透镜 (详见 Als-Nielsen & McMorrow, 2011, 第 3.10 节)

于光子能量并且数值较小, 所以需要多次反射来充分弯曲 X 射线管的发散光束。有人提出了一种基于弯曲中空玻璃纤维束的光束压缩装置, 称为库马霍夫透镜 (Gibson 等, 1991)。在医学影像应用的能量范围内, 库马霍夫透镜需要很大的曲率半径, 以致长度达 1 m 数量级, 因此难以应用。此外, 在非理想的粗糙表面上的多次反射会降低强度, 带来负面效果。综上所述, 用于人体医学成像的 X 射线束只能使用名为“准直器”的部件来控制, 但其对可见光而言是不存在的。

3.3 汤姆逊散射

图 3.7 给出了电子振荡的共振模式, 有助于理解光子遇到弱束缚、几乎自由的电子时的散射。从这个角度来看, X 射线的频率大于弱束缚振荡电子的共振频率, 因此电子相对入射波反相辐射出偶极电磁波。输出波的角强度分布则是这种异相振荡的特征。汤姆逊用非相对论的经典方法解释了这一基本特征, 所以这种散射以汤姆逊的名字命名。图 3.9 描绘了未极化的入射 X 射线的角截面 $\frac{d\sigma_{\text{Thomson_electronics}}}{d\Omega}$, 如下式所示:

$$\frac{d\sigma_{\text{Thomson_electronics}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{1} (1 + \cos^2 \theta) \quad (3.10)$$

其中 r_e 是经典电子半径, θ 是散射角。

对于 X 射线能量足够高的情况, 总电子截面 σ_{Thomson} 的能量散射接近于零, 此时