

3 Estrutura atômica da matéria

Neste capítulo, ir-se-á abordar a estrutura atômica da matéria procurando usar uma linguagem simples, evitando o recurso a formalismos matemáticos complexos e substituindo-os por uma abordagem tão qualitativa quanto possível. Com este propósito, serão resumidamente descritos os primeiros modelos atômicos e o enquadramento histórico do seu surgimento. Especial ênfase será dado ao átomo de hidrogénio de Bôhr, ao qual está associada a introdução de níveis energéticos correspondentes a estados electrónicos discretos para explicar o comportamento da matéria no que toca à emissão e absorção de radiação. Neste contexto, e fazendo uma breve incursão por alguns conceitos de mecânica quântica, serão compreendidas a noção de orbital atômica e a existência de números quânticos que determinam os níveis energéticos presentes nos átomos. Em seguida, referir-se-á as principais características do espectro electromagnético e a forma como a radiação interactua com a matéria. Neste ponto, obviamente que se conferirá maior importância à gama de energias pretendidas, ou seja, às radiações ionizantes: raios-X e raios gama e aos tecidos biológicos. Finalmente, o capítulo terminará com a dedução da lei do inverso do quadrado que é, afinal, uma lei válida para qualquer fonte de energia pontual.

3.1. Breve contextualização histórica do aparecimento da Física Atômica

No dealbar do século XX, poder-se-á afirmar que existiam quatro grandes áreas na Física, que se encontravam bem fundamentadas e que, por isso, chegaram até à actualidade sem sofrerem alterações significativas: A Mecânica Clássica, tal como a conhecemos hoje, e que foi magistralmente estabelecida pelas três leis de Newton (1643-1727). O Electromagnetismo, com a sua elegante formulação sugerida por Maxwell (1831-1879). A Termodinâmica, cujo desenvolvimento contou com cientistas como Thomson (1753-1814), Joule (1818-1889) ou Kelvin (1824-1907), e permitiu o surgimento de duas das mais importantes leis que regem o Universo — a 1ª Lei da Termodinâmica, que estabelece a conservação da energia e a 2ª Lei que estabelece as regras segundo as quais ocorrem transformações de energia. E a Física Estatística, que terá aparecido fundamentalmente na segunda metade do século XIX com o objectivo de compreender os fenómenos termodinâmicos com base nos efeitos macroscópicos do comportamento das partículas invisíveis constituintes da matéria.

No que respeita ao aparecimento dos modelos atômicos há a realçar alguns dados que a Física possuía já e que necessitavam de ser incluídos, qualquer que fosse o modelo proposto¹. Uma dessas observações consistia nos espectros de absorção e de emissão já conhecidos dos cientistas. Como é o conhecimento geral, um espectro é obtido quando se sujeita uma amostra a um determinado tipo de radiação e se analisa a radiação que fica depois disponível. Não admira, pois, que o primeiro espectro a ser obtido tenha sido o do Sol². Fez-se passar a luz solar por um prisma e observou-se que a gradação de cores que se podia observar apresentava algumas riscas escuras, provenientes, sabe-se agora, da absorção da radiação solar por toda a camada celestial (incluindo, claro, a nossa atmosfera). Aplicando o mesmo princípio a outros gases, chegou-se à conclusão que cada um absorvia luz em determinadas cores, sendo estas riscas características de cada um deles e, portanto, podendo ser utilizadas para

¹ Um importante realce deve ser, neste momento, feito à relevância da evolução da técnica e dos instrumentos cada vez mais perfeitos e sofisticados que foram sendo construídos, permitindo observações cada vez mais inovadoras e mais precisas.

² Primeiro por William Wollaston (1766-1828), em 1802 e mais tarde por Joseph von Fraunhofer (1787-1826).

reconhecer a presença de uma determinada substância. Além disso, quando essa mesma substância era aquecida, verificava-se que esta emitia luz com a mesma cor das zonas escuras que aparecia no espectro de absorção: passando este a ser conhecido como espectro de emissão.

Um outro evento foi a descoberta dos raios catódicos. Com a capacidade de construir tubos de vácuo, para a qual o contribuiu decisivamente o engenho de Heinrich Geissler (1814-1879), foi possível desenvolver estudos sobre o que se passava no interior desses tubos quando uma corrente eléctrica fluía no seu interior. Em particular, observou-se que existiam raios que se libertavam do cátodo (eléctrodo negativo) e que seguiam linhas rectas, sendo deflectidos por campo magnéticos. Pensou-se, aliás, inicialmente que estes raios seriam ondas electromagnéticas semelhantes à própria luz. Só mais tarde, com as experiências de William Crookes (1832-1919) no final da década de 70 do século XIX que o carácter corpuscular dos raios catódicos começou a ser aceite na Grã-Bretanha. E apenas no final da década de 90 desse mesmo século, pela comunidade científica em geral. Nesses últimos anos, Walter Kaufmann (1871-1947) e J.J. Thomson (1856-1940) conseguiram acrescentar a este dado já aceite de que os raios catódicos eram partículas carregadas negativamente a informação de que a razão entre a sua carga e a sua massa era constante, independentemente do gás onde estas fossem geradas. Concluindo que comparando essa razão com a mesma razão encontrada para o hidrogénio ionizado (que se sabe agora ser um prótão) ela era tremendamente pequena. O que pressupunha, uma carga muito grande, uma massa extremamente pequena, ou uma combinação entre estes dois efeitos. Dois anos mais tarde em 1899 terá sido o mesmo Thomson a calcular a carga dessas partículas às quais se chamou electrão!

3.2. Os modelos atómicos desde o de Thomson até à actualidade

O modelo de “Pudim de Passas” de Thomson – Foi no contexto descrito anteriormente que Thomson imaginou o primeiro modelo atómico do século XX, que ficou conhecido como o modelo de “pudim de passas”, uma vez que era constituído por uma pequena esfera de carga positiva uniformemente distribuída e nesta esfera se encontravam incrustados os electrões (partículas de carga negativa) que possuíam uma massa e um volume muito menor do que a esfera ao qual se encontravam ligados (ver Figura 17). A carga dos electrões compensava completamente a carga positiva da esfera, de modo que o átomo era, no seu todo, neutro. Repare-se que esta descrição é compatível com os dados que se possuíam acerca do átomo. Ou seja, que tinha dimensões muito pequenas ($\sim 0.1 \times 10^{-9}$ m), era estável (não se dividia nem

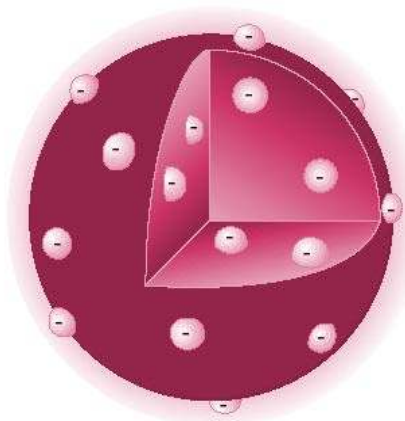


Figura 1 - Esquema do modelo atómico de Thomson (modelo de “Pudim de Passas”). Neste modelo toda a carga positiva se encontra uniformemente distribuída numa esfera (a escuro), na qual se encontram incrustados os electrões (a claro). Deste modo, assume-se que a massa está, em primeira aproximação, igualmente distribuída por todo o espaço. (Retirado de: http://www.hiru.com/es/kimika/kimika_00100.html, a 2 de Outubro de 2008.)

colapsava espontaneamente), era neutro, embora tivesse na sua constituição partículas negativas (os electrões) e era capaz de emitir e absorver radiação.

Segundo Thomson a estabilidade do seu modelo devia-se ao equilíbrio entre a força de atracção que a esfera exercia sobre os electrões e a força de repulsão que estes exerciam uns sobre os outros. De qualquer forma, uma abordagem clássica deste sistema, implicava que os electrões manter-se-iam em movimento oscilatório em torno de um ponto de equilíbrio o que conduziria à emissão de radiação (uma partícula carregada e em movimento, segundo a teoria clássica, emite radiação electromagnética, como já foi discutido no capítulo 1). Na verdade, esta começou por ser a primeira debilidade deste modelo, pois, embora se soubesse já que, em determinadas condições, a matéria poderia emitir radiação (lembrar a existência de espectros de emissão), as características da radiação emitida (nomeadamente a sua energia) não coincidiam com as previstas pelo modelo. Seja como for, foi a conhecida experiência de Rutherford, a qual será descrita de imediato nestes apontamentos, que colocou, definitivamente, de parte este modelo.

O modelo de Rutherford - Rutherford projectou uma experiência no seu laboratório em que uma finíssima folha de ouro era bombardeada com pequenas partículas carregadas positivamente (partículas α^3) e em que se media a radiação após a interacção destas partículas com a matéria (ver Figura 2). Nesta experiência verificou-se que a grande maioria das partículas ou não era desviada, ou sofria desvios caracterizados por ângulos muito pequenos. No entanto, observou-se que algumas das partículas sofriam desvios muito grandes (superiores a 90°) o que não era compatível com o modelo de Thomson em que a massa estava uniformemente distribuída por todo o átomo. Assim, Rutherford sugeriu que a massa do átomo estaria praticamente toda concentrada no seu centro, introduzindo, pela primeira vez, a noção de núcleo. É importante enfatizar que, apesar deste modelo continuar a não explicar nem o tipo de radiação absorvida e emitida pelos átomos, nem como era possível os electrões não serem atraídos pelo núcleo, chocando sobre ele, conseguiu prever quantitativamente a forma de dispersão da radiação quando esta interage com a matéria. Previu, nomeadamente, a dependência da intensidade da radiação segundo um determinado ângulo, em função da espessura da folha metálica, do seu material, da energia cinética das partículas que eram projectadas e desse mesmo ângulo.

Só a título de curiosidade pode-se atentar na expressão a que Rutherford chegou e que fornece o número de partículas α que chegam ao detector por unidade de tempo, Δn , em função do ângulo formado entre o desvio que estas sofrem e a sua direcção inicial, ϕ :

$$\Delta n = \frac{k^2 Z^2 e^4 N n A}{4 R^2 \left(\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \right)^2 \sin^4 \left(\frac{\phi}{2} \right)}$$

Equação 1

³ É de notar que em 1896 Henry Becquerel (1852-1908) obteve a primeira evidência experimental do que chamamos actualmente a radioactividade, i.e. a existência de sais que espontaneamente emitiam energia. Que nos anos seguintes, o casal Currie descobriu vários elementos que também revelavam esta propriedade e que Rutherford descobriu que existiam diferentes tipos de energia que estes elementos emitiam, dando-lhes o nome de alfa, beta e gama. No que respeita às partículas alfa, em particular, ele descobriu que seriam partículas com um curto alcance.

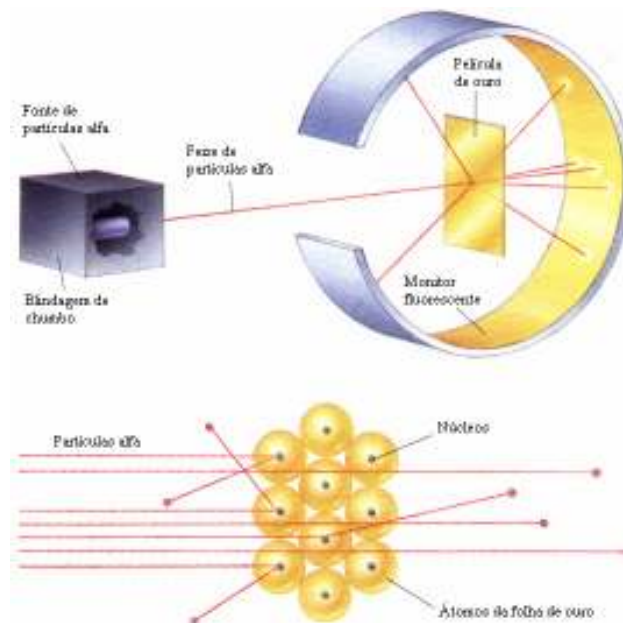


Figura 2 – Ilustração da célebre experiência de Rutherford e da sua interpretação, sugerindo-se, pela primeira vez que os átomos teriam um núcleo no qual a maior parte da massa estaria concentrada. (Adapt. de: http://sun.menloschool.org/~dspence/chemistry/atomic/ruth_expt.html, em 9 de Outubro de 2008.)

O significado das variáveis é o seguinte: k é a constante de Coulomb; Z é o número atômico do elemento de que é feita a folha; e é a carga do electrão; N é o número de partículas por unidade de tempo que colidem com a folha; n é o número de núcleos por unidade de área da folha (sendo, obviamente, proporcional à espessura da mesma); A é a área da folha; R é a distância da folha ao detector; m_α é a massa das partículas α e v_α a sua velocidade. É de notar que a Equação 1 continua a ser válida e a estar de acordo com os dados experimentais, ainda que o modelo atômico vigente seja, como se sabe, bastante diferente do imaginado por Rutherford.

O modelo de Böhr – Mantinha-se, pois, em aberto a questão relacionada com a emissão e absorção de radiação pelos átomos e o motivo pelo qual os electrões não iam perdendo energia ao circularem em torno do núcleo, colidindo, por fim, sobre ele. Como já se referiu no início deste capítulo, alguns estudos baseados em descargas eléctricas em gases ou na incidência de feixes luminosos através de gases, mostraram que, nestas condições, se produziam espectros⁴ caracterizados pelo aparecimento de riscas estreitas, bem definidas e que apresentavam uma certa regularidade. É de notar, que, com o desenvolvimento da técnica se começou a verificar que os espectros de emissão não coincidiam, em geral, com os de absorção.

Böhr propôs, então, um modelo para o átomo de hidrogénio⁵ baseado na geometria do sistema solar. Ou seja, o átomo seria formado por um núcleo central de carga positiva e onde se concentraria a maior parte da massa. Em redor deste giraria o electrão descrevendo órbitas circulares (ver Figura 19). Mais uma vez a estabilidade do átomo era conseguida através do equilíbrio de forças, desta feita, entre as forças de atracção que se estabelecem entre o núcleo e o electrão, e a força centrípeta associada ao

⁴ Obtém-se um espectro quando se sujeita um determinado meio a radiação e se mede a radiação absorvida ou transmitida por esse meio para diferentes frequências.

⁵ O átomo de hidrogénio não só é o mais simples para se trabalhar, como, precisamente por esse motivo, também era o átomo do qual se possuía melhor informação referente aos seus espectros (de emissão e de absorção).

movimento circular do electrão (similarmente ao sistema solar, onde a força de atracção é a força gravítica). Mais uma vez, segundo a teoria clássica, o contínuo movimento do electrão estaria associado à emissão de radiação. Pelo que perderia energia e precipitar-se-ia sobre o núcleo.

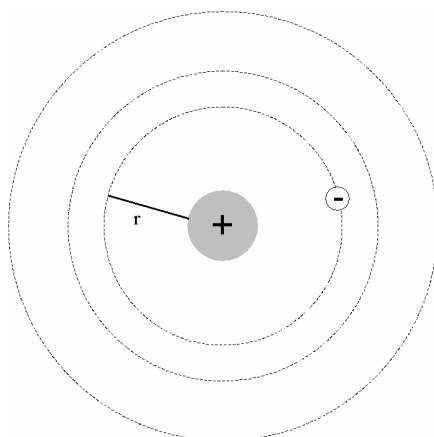


Figura 3 - Esquema do modelo de Böhrr para o átomo de hidrogénio. Neste modelo o electrão descreve órbitas circulares em redor do núcleo, correspondendo cada uma dessas órbitas a um estado estacionário, caracterizado por um determinado raio e uma determinada energia.

Para contornar esta questão, Böhrr postulou a existência de estados estacionários, nos quais o electrão não emitiria radiação e que correspondiam às suas órbitas, caracterizadas por determinados raios. De facto, Böhrr estipula que o momento angular dessas órbitas é múltiplo de \hbar^6 e determina o raio das mesmas a partir deste novo postulado. Além disso, como a energia total do sistema (soma da energia cinética com a potencial) é inversamente proporcional à distância do electrão ao núcleo, a quantização dos raios implica necessariamente a quantização da energia. Desta forma, surgiu a noção de estados energéticos quantizados, ou seja, a existência de um sistema atómico caracterizado por uma energia que não podia tomar qualquer valor, mas que, pelo contrário, apenas admitia valores discretos bem determinados. Este modelo previu quantitativamente a energia de cada nível, sendo o seu valor dado pela expressão:

$$E_n = -13.6 \frac{Z^2}{n^2} .$$

Equação 2

Onde, Z é o número atómico do átomo⁷ e n é um número inteiro positivo que corresponde a uma das órbitas. Assim, como se poderá observar a partir da análise da Equação 2, os estados caracterizados por maiores valores de n , que correspondem a maiores raios das órbitas, estão associados a maiores valores energéticos⁸, sendo no limite de $n \rightarrow \infty$ a energia considerada nula. Além disso, o valor 13.6 é uma constante

⁶ \hbar é definido como: $\hbar = h/2\pi$, sendo h a constante de Planck, que toma o valor 6.63×10^{-34} Js (unidades do Sistema Internacional). A este propósito é de realçar que na data em que Böhrr propõe este seu modelo, já Max Planck (1858-1947) ao tentar explicar a radiação do corpo negro sugere a existência de *pacotes* de energia, pelo que terá inspirado fortemente Böhrr com esta sua ideia.

⁷ Refira-se, a este propósito, que o modelo do átomo de Böhrr, apesar de ter sido desenvolvido para o átomo de hidrogénio, pode facilmente ser estendido a iões com apenas um electrão, mas com maior massa nuclear. Relembrar que o número atómico de um átomo é modernamente definido como o número de prótons existentes no seu núcleo.

⁸ Reparar que a expressão contém um sinal negativo que faz com que quanto maior for a relação Z^2/n^2 , menor seja a energia.

que depende de várias grandezas físicas, como a massa do electrão (m), a carga do electrão (e), a constante dieléctrica no vázio (ϵ_0) e a constante de Planck (h).

Desta forma, estavam reunidas as condições para compreender a existência de riscas nos espectros dos átomos, que correspondem a transições dos electrões entre diferentes níveis de energia. Segundo esta perspectiva, a passagem do electrão de um nível mais energético para outro menos energético dá origem à emissão de radiação, enquanto que a passagem de um nível menos energético para um nível mais energético, ocorre com absorção de energia (ver Figura 20).

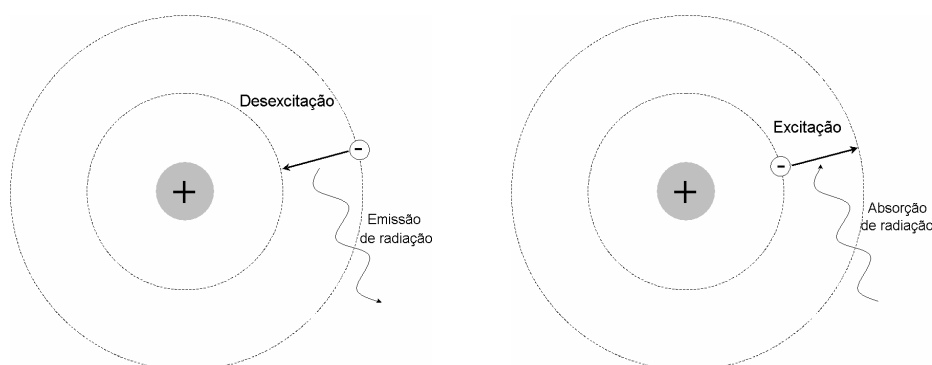


Figura 4 - Esquema do mecanismo de emissão e absorção de radiação, atendendo ao modelo atômico de Bôhr.

A energia emitida ou absorvida nesta situação, cumpre a relação de Planck⁹:

$$\Delta E = h \nu$$

Equação 3

Onde ΔE é a diferença de energia entre os estados, h é a constante de Planck e ν é a frequência da radiação.

Com esta teorização, Bôhr consegue explicar quantitativamente as riscas dos espectros do átomo de hidrogénio. Inclusivamente consegue explicar porque motivo o espectro de emissão não coincide com o espectro de absorção. De facto, embora no processo de emissão possam existir transições entre todos os níveis¹⁰, no processo de absorção os níveis diferentes do primeiro têm um tempo de vida médio tão curto que é virtualmente impossível ocorrerem transições, com ganho de energia, entre níveis que não envolvam o primeiro (é, por exemplo, impossível ocorrer uma transição do nível 2 para o nível 3, embora já seja mais provável ocorrer uma transição do nível 3 para o nível 2).

Como balanço geral, deve dizer-se que, apesar do modelo atômico de Bôhr ser bastante consistente com os resultados obtidos até ao momento em que foi proposto, apresenta, ainda, algumas debilidades, sendo as mais importantes: só ser válido para partículas mono-electrónicas e não explicar o facto de algumas das riscas do espectro, quando eram utilizados equipamentos ainda mais sofisticados, serem desdobradas em várias.

⁹ Planck tinha já estabelecido que a energia transportada por um fóton (partícula associada à radiação electromagnética) é proporcional à frequência da radiação, sendo a constante de proporcionalidade a constante de Planck, anteriormente referida.

¹⁰ Embora a este nível se possa afirmar que as transições são todas possíveis, a mecânica quântica indicará algumas restrições nessas transições, nomeadamente quando prevê a existências de níveis de energia intermédios, entre os quais, nem todas as transições são permitidas.

Os actuais modelos atómicos – Actualmente, para além de as partículas elementares constituintes dos átomos serem bem conhecidas e estudadas, alguns dos conceitos introduzidos por Bôhr para explicar o átomo de hidrogénio foram desenvolvidos e sujeitos a um formalismo matemático abrangente que suporta toda a mecânica quântica actual.

No que respeita aos constituintes dos átomos sabe-se agora que existem dois tipos de partículas que formam o núcleo: os prótons e os neutrões, em que os primeiros possuem carga positiva de $1.60 \times 10^{-19} \text{C}$ e massa igual a $1.67 \times 10^{-24} \text{g}$ e os segundos são electricamente neutros e possuem uma massa próxima da do próton. Quanto aos electrões, aceita-se que apresentam movimento em redor do núcleo, têm uma massa muito menor ($9.11 \times 10^{-28} \text{g}$) e apresentam carga negativa com o mesmo valor absoluto da carga do próton.

Relativamente às características essenciais dos átomos introduzidas pelo formalismo da mecânica quântica há a destacar: 1) A substituição do termo órbita pelo termo orbital; uma orbital é também caracterizada por um nível de energia bem definido, mas em vez de associar ao electrão uma trajectória bem determinada, associa ao electrão uma probabilidade de se encontrar em determinado ponto do espaço (ver Figura 21). 2) Associado ao termo orbital, surge então o de nuvem electrónica, como sendo o lugar geométrico associado à probabilidade de se encontrar o electrão. 3) Cada electrão passa a ser caracterizado por quatro números quânticos (n – número quântico principal; l – número quântico secundário; m_l – número quântico magnético e m_s – número quântico de spin). O número quântico principal determina a camada onde o electrão se encontra e está intimamente relacionada com a constante n encontrada por Bôhr na fórmula que fornece a energia das órbitas. O número quântico secundário permite associar à orbital níveis mais finos de energia¹¹, estando relacionado com a geometria da nuvem electrónica que está associada a essa orbital (na Figura 22, por exemplo, encontra-se representada a geometria das orbitais tipo p). O número quântico magnético relaciona-se com a orientação da orbital. Enquanto que o número quântico de spin, numa interpretação clássica, é considerado como estando relacionado com um movimento de precessão do electrão em torno de um eixo imaginário e, portanto, só pode tomar dois valores (digamos $1/2$ e $-1/2$). 4) Criação de critérios de preenchimento das orbitais pelos electrões. Estes critérios determinam, entre outras coisas, que: as orbitais menos energéticas sejam primeiramente preenchidas; que só possam existir dois electrões em cada orbital e que o seu número quântico de spin seja diferente; que orbitais de níveis energéticos iguais sejam primeiramente preenchidas com um único electrão (tendo todos eles iguais spins) e só depois vão sendo completamente preenchidas.

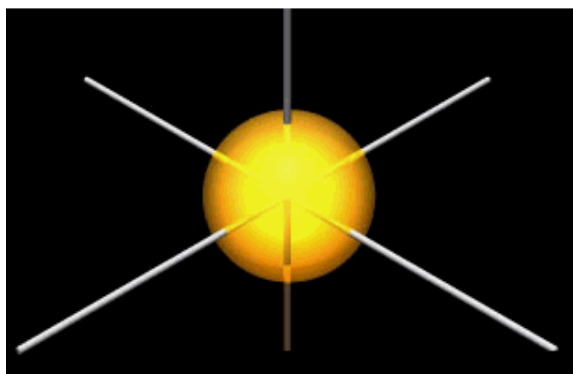


Figura 5 – Representação de uma orbital atômica tipo s (a única na 1ª camada). As regiões associadas a uma cor mais escura representam uma maior probabilidade de encontrar o electrão. (Adapt. de: <http://www.rmutphysics.com/CHARUD/scibook/crystal-structure/electron%20arrangement.htm>, em 9 de Outubro de 2008)

¹¹ Na mesma camada, podemos encontrar diferentes níveis de energia que, embora próximos, são distintos e correspondem a diferentes números quânticos secundários.

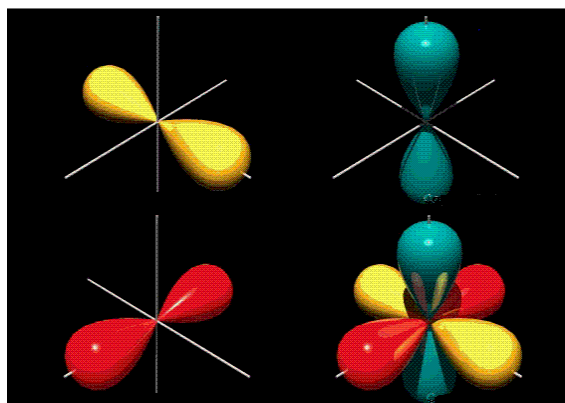


Figura 6 - Esquema das orbitais tipo *p*. (Adapt. de: <http://www.rmutphysics.com/CHARUD/scibook/crystal-structure/electron%20arrangement.htm>, em 10 de Outubro de 2008)

Uma questão que, a este respeito, deve ser referida é o facto de, tendo em consideração o modo de preenchimento das orbitais pelos electrões, se verificar que, no estado fundamental (de menor energia) apenas as últimas orbitais (correspondentes a estados de maior energia) podem ficar semi-preenchidas. Esta constatação confere aos electrões destas últimas orbitais um papel preponderante nas características da matéria, uma vez que são eles que determinam essencialmente as suas propriedades eléctricas, mecânicas, térmicas e químicas, sendo particularmente relevantes na explicação da maior ou menor reactividade dos elementos.

3.3. O espectro electromagnético

A radiação electromagnética é caracterizada pela propagação de duas ondas perpendiculares uma à outra (uma das ondas corresponde a um campo eléctrico e a outra corresponde a um campo magnético) que transportam a mesma quantidade de energia e oscilam num plano perpendicular à direcção de propagação. Dada a sua semelhança, para efeitos de alguns estudos, considera-se apenas uma delas, uma vez que conhecendo uma, se conhece perfeitamente a outra (ver Figura 7). Uma característica relacionada com o comportamento destes campos, e muito referida na descrição de algumas radiações, é a sua polarização. Uma radiação diz-se não polarizada quando o campo oscila em qualquer plano, pelo contrário, as radiações dizem-se linearmente polarizadas quando a oscilação dos campos se dá apenas num determinado plano (a projecção do vector que descreve o campo é uma linha), a polarização diz-se circular quando o vector descreve um círculo e diz-se elíptica quando descreve uma elipse.

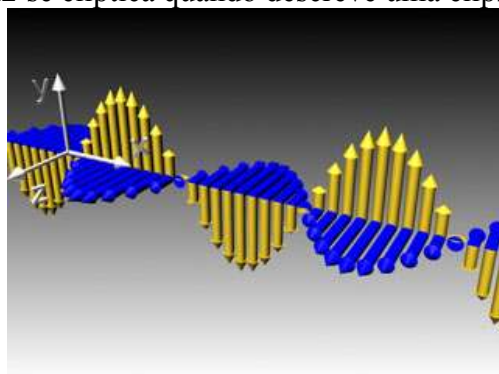


Figura 7 – Representação de uma onda electromagnética, onde estão representados claramente os campos eléctrico e magnético com geometria perpendicular entre si. (Adapt. de: http://ocw.mit.edu/ans7870/8/8.02T/f04/visualizations/light/07-EBlight/07-EB_Light_320.html, em 13 de Outubro de 2008.)

Uma das principais características das ondas é o seu carácter periódico, sendo a sua descrição feita através de algumas grandezas que reflectem essa propriedade: a sua frequência (número de ciclos existentes num segundo), cuja unidade é o Hertz (Hz), o seu comprimento de onda (tamanho espacial do seu ciclo), a unidade é o metro (m) e o seu período (duração do ciclo), dado em segundos (s) (ver Figura 24 e Figura 25). Para além destas grandezas há ainda a considerar a sua velocidade de propagação (que tem, como se sabe, unidade de m/s) e, numa enorme gama de aplicações, é considerada constante, exibindo o valor 3×10^8 m/s (velocidade das ondas electromagnéticas no vazio). Estas grandezas relacionam-se através de expressões muito simples, que vale a pena recordar.

O período (T) é o inverso da frequência (ν):

$$T = \frac{1}{\nu}$$

Equação 4

O comprimento de onda (λ), o período (T) e a velocidade de propagação (c) relacionam-se através da expressão:

$$\lambda = cT$$

Equação 5

É ainda de referir duas grandezas, muitas vezes associadas às ondas, às quais se dá o nome de frequência angular (ω) e número de onda (k) e cujas definições matemáticas são dadas pelas expressões:

$$\omega = 2\pi\nu$$

Equação 6

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Equação 7

A frequência angular é dada em radianos por segundo (rad/s) e contém o mesmo tipo de informação que a frequência, mas em unidades angulares, o mesmo acontecendo com o número de onda em relação ao comprimento de onda, cujas unidades são rad/m.

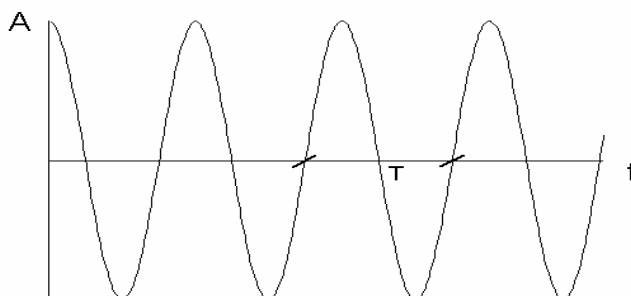


Figura 8 - Esquema de uma onda. Na figura pode observar-se a amplitude e o período, o qual corresponde também a um comprimento de onda. Repare-se que nesta figura a fase inicial da onda é de 90° . Esta representação corresponde à situação em que se está a estudar o comportamento de uma determinada partícula ao longo do tempo.

Por fim, resta introduzir o conceito de fase. Se admitirmos que a um ciclo completo corresponde 2π radianos (que é, aliás, o que está subjacente na Equação 6 e na Equação 7), a cada instante é possível definir a fase em que o ciclo se encontra, atribuindo-lhe um ângulo. Assim, assumindo que inicialmente a onda se encontra no princípio do ciclo, então nesse instante a sua fase é nula; após um quarto do período ($T/4$), a sua fase é de 90° ; em $T/2$ a fase é de 180° e no final de um período a fase é de 360° , ou, o que é mesmo, novamente de 0° .

Neste contexto é, certamente, mais compreensível as várias notações que se usam para descrever uma onda caracterizada por uma amplitude A , uma frequência angular ω e cuja fase no instante inicial é ϕ e as restantes variáveis têm o significado dado anteriormente:

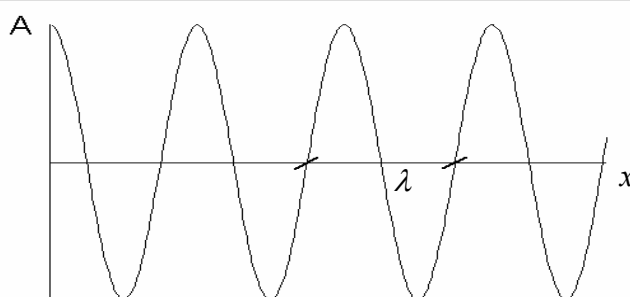


Figura 9 - Esquema de uma onda. Na figura pode observar-se a amplitude e o comprimento de onda. Esta representação corresponde à situação em que se está a estudar o comportamento de um dado instante num determinado espaço.

$$\begin{aligned} \psi(t) &= A \operatorname{sen}(kx - \omega t + \phi) = A \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - 2\pi\nu t + \phi\right) = A \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \frac{2\pi}{T}t + \phi\right) = \\ &= A \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x - ct) + \phi\right) \end{aligned}$$

Equação 8

Estamos agora em condições de introduzir o espectro electromagnético, ou seja, toda a gama de ondas conhecidas que podem ser classificadas como ondas electromagnéticas, organizadas segundo o seu comprimento de onda¹². Desde os raios- γ , mais energéticos, até às rádio-frequências de menor energia (ver Figura 26), podendo qualquer deles ser descritos através da Equação 8.

¹² Repare-se que, tendo em consideração as relações entre as várias grandezas, pode dizer-se que esta organização é estabelecida segundo os comprimentos de onda, ou segundo a frequência, ou segundo a energia).

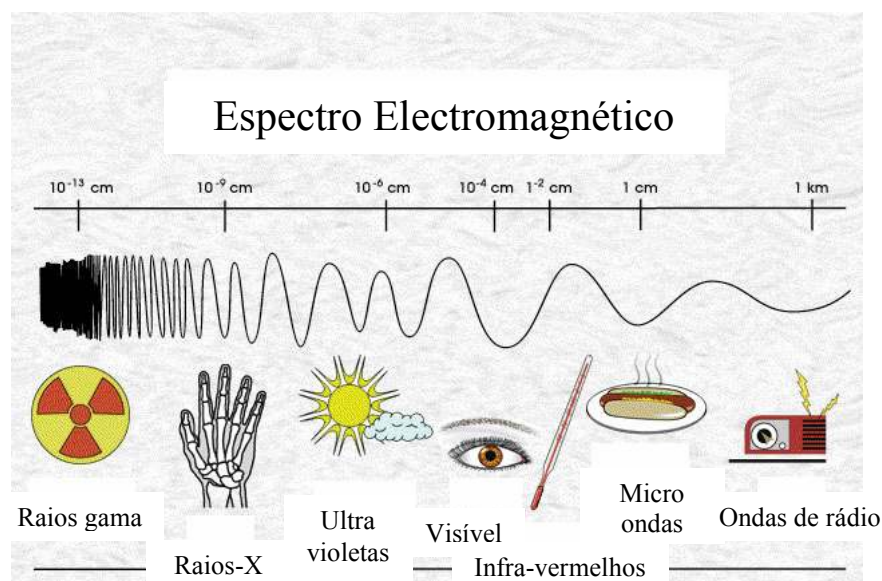


Figura 10 – Representação do espectro electromagnético, ilustrando os vários tipos de radiação e os seus comprimentos de onda. Recorde-se que quanto maior for o comprimento de onda, menor será a frequência e menor será a energia correspondente à radiação considerada. (Adapt de: <http://cassini-huygens.jpl.nasa.gov/mission/images/EM-spectrum.jpg>, em 13 de Outubro de 2008.)

3.4. Interação da radiação com a matéria

Neste sub-capítulo, ir-se-á considerar a forma como a radiação interage com a matéria. Uma questão básica que deve ser tida em conta é que a radiação electromagnética afecta as estruturas cujas dimensões são da ordem do comprimento de onda característico dessa mesma radiação. É por este motivo que materiais opacos a certo tipo de radiação não o são a outro. Neste âmbito, serão considerados basicamente, cinco tipos de interacção da radiação com a matéria, nomeadamente, com os tecidos biológicos: a radiação dispersa coerente, o efeito fotoeléctrico, o efeito de Compton, a criação de pares e a fotodesintegração, com especial destaque para o efeito fotoeléctrico e o efeito de Compton, uma vez que são estes dois tipos de fenómenos que mais influenciam as imagens radiológicas.

A chamada radiação dispersa coerente é uma interacção da radiação com a matéria cuja probabilidade de ocorrência é maior para energias baixas¹³ (tipicamente abaixo dos 10 keV¹⁴). Neste caso, embora a radiação não perca energia, a direcção do fóton sofre mudança de direcção, como se ilustra na Figura 11.

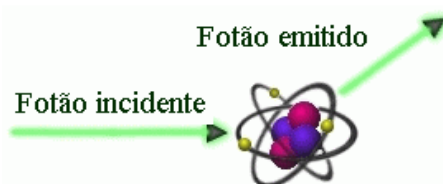


Figura 11 – Representação da radiação dispersa coerente, onde o fóton incidente tem a mesma energia do fóton emitido e é apenas redireccionado. (Adapt. de: <http://www.ndt->

¹³ Enfatize-se que as probabilidades referidas são referentes a tecidos biológicos.

¹⁴ Reparar que esta unidade de energia provém da **Erro! A origem da referência não foi encontrada.**, sendo que 1 eV é a energia associada a um electrão que se encontra num ponto cujo potencial eléctrico é 1 V.

[ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/attenuation.htm](http://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/attenuation.htm), em 13 de Outubro de 2008.)

Quanto ao efeito fotoelétrico é aquele em que a energia do fóton incidente é totalmente absorvida pela matéria, sendo utilizada para ionizar determinado elemento (ver Figura 12). Este efeito dá-se também prioritariamente a energias baixas (inferiores a 35 keV) e é tanto mais frequente quanto maior for o número atómico efectivo da matéria¹⁵. De facto, a probabilidade de um fóton interagir com uma dada substância através de efeito fotoelétrico aceita-se que tem uma dependência entre a terceira e a quarta potência do número atómico efectivo dessa substância. É esta dependência que é, maioritariamente, responsável pelo contraste existente nas imagens médicas de raios-X e que é explorada na fabricação de agentes que são injectados nos doentes com o objectivo de aumentar o contraste da imagem.



Figura 12 – Representação do efeito fotoelétrico, onde o fóton incidente utiliza toda a sua energia para ionizar um átomo, libertando-se um electrão. (Adapt. de: <http://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/attenuation.htm>, em 13 de Outubro de 2008.)

Tendo em conta o que foi descrito relativamente ao efeito fotoelétrico e atendendo à conservação da energia cinética, é possível escrever a expressão:

$$E_i = E_l + E_{ce},$$

Equação 9

onde E_i é a energia do fóton incidente; E_l a energia de ligação do electrão e E_{ce} a energia cinética adquirida pelo electrão.

Quando a energia dos fótons aumenta, é o efeito de Compton que se torna preponderante, ou seja, os fótons interagem com os electrões livres da matéria¹⁶, adquirindo uma frequência diferente da inicial (o que corresponde a uma diminuição de energia – ver Figura 13). Este segundo fóton seguirá noutra direcção (entre 0° e 180°) e poderá interagir novamente através deste ou de qualquer outro efeito. O efeito de Compton pode ser visto como um choque elástico entre duas partículas (entre o fóton e o electrão livre, estando este último inicialmente em repouso). O choque é considerado elástico uma vez que tanto o momento linear, como a energia cinética se mantêm, passando o electrão liberto denominado electrão secundário, uma vez que poderá ele próprio ser responsável por outras ionizações. Repare-se que a conservação da energia conduz à Equação 10:

$$E_i = E_e + E_l + E_{ce},$$

Equação 10

¹⁵ O número atómico efectivo de um elemento é simplesmente o seu nº atómico, no caso de compostos, é uma função relacionada com a fracção do nº total de electrões associados a cada elemento, f_n , e o seu nº atómico, Z_n : $2.94 \sqrt{\sum_i f_i(Z_i)^{2.94}}$, (referência: http://en.wikipedia.org/wiki/Effective_atomic_number, a 14 de Outubro de 2008).

¹⁶ Entende-se por electrões livres aqueles cuja energia de ligação ao átomo é muito menor do que a energia do fóton incidente, ou seja, aqueles que se encontram, geralmente, nas camadas mais externas.

onde E_e a energia do fóton emitido e E_i , E_l e E_{ce} têm os significados atribuídos anteriormente.

No caso do efeito de Compton, note-se que a probabilidade de interacção de um fóton com a matéria não depende directamente do número atómico, mas sim do número de electrões por unidade de massa. Ora como o número de electrões por unidade de massa decresce com o número atómico de uma forma muito lenta, a razão entre o coeficiente de atenuação devida ao efeito de Compton é muito semelhante para todos os materiais, à excepção do hidrogénio.

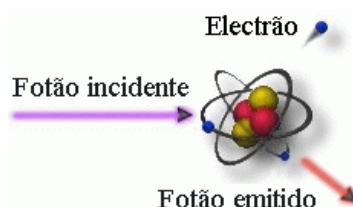


Figura 13 – Representação do efeito de Compton, onde o fóton incidente utiliza parte da sua energia para interagir com um electrão pouco ligado ao átomo, libertando-se um electrão e sendo emitido um fóton de energia menor do que a do fóton incidente. (Adapt. de: <http://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/attenuation.htm>, em 13 de Outubro de 2008.)

O quarto processo considerado é a criação de pares electrão/positrão, o qual só ocorre para energias superiores a 1.022 MeV, uma vez que é esta a soma das energias de um electrão e um positrão livres ($E = 2mc^2$). Para efeitos de imagem com raios-X, este efeito é considerado desprezável, uma vez que a gama de energias utilizadas não abarca valores tão elevados, estando, aproximadamente, no intervalo entre 20 keV e 250 keV. Porém, quando se trabalha com raios de energia superior este fenómeno poderá ocorrer e está ilustrado na Figura 14.

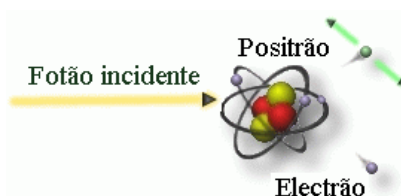


Figura 14 – Representação da criação de pares. Neste caso, o fóton incidente é suficientemente energético para que haja criação de um par electrão/positrão¹⁷. O electrão liberta-se, enquanto que o positrão rapidamente encontra um outro electrão com o qual se aniquila libertando dois raios gama de 0.51 MeV, em direcções opostas. (Adapt. de: <http://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/attenuation.htm>, em 13 de Outubro de 2008.)

Finalmente, e embora seja completamente irrelevante do ponto de vista de diagnóstico médico, uma vez que só ocorre a energias fora da gama das utilizadas neste âmbito, pode ainda referir-se a fotodesintegração, como sendo um processo através do qual um fóton altamente energético interage com o núcleo de um átomo, sendo a sua

¹⁷ O positrão é a antipartícula do electrão. Ou seja, é uma partícula de igual massa, de carga oposta, mas de valor igual e com a qual se aniquila, transformando-se ambas em energia sob a forma de radiação electromagnética.

energia totalmente consumida para que o núcleo se desintegre e seja libertado um fragmento nuclear (ver Figura 15).

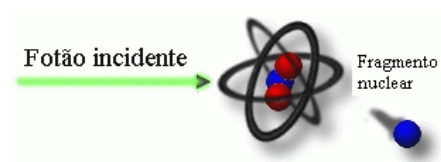


Figura 15 – Representação da fotodesintegração. Neste caso, o fóton incidente é tão energético que interage ao nível do núcleo fazendo com que um fragmento deste se liberte. Evidentemente que este efeito é completamente negligenciável em radiologia. (Adapt. de: <http://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/attenuation.htm>, em 13 de Outubro de 2008.)

A título exemplificativo e com o objectivo de ilustrar os efeitos da atenuação dos fótons com energias entre 10 e 10000 keV, pode observar-se a Figura 16. Nela encontra-se representada a atenuação total na água (devida a todos os factores que anteriormente se consideraram) e as atenuações parciais relativas ao efeito fotoeléctrico e ao efeito de Compton. Da sua observação torna-se muito claro que, pelo menos na água, é o efeito fotoeléctrico que predomina para mais baixas energias, dentro da gama considerada, (até cerca das poucas dezenas de keV) e que é o efeito de Compton o determinante a partir de energias acima de 100 keV. Evidentemente que entre uma energia e outra a atenuação total será uma combinação dos dois...

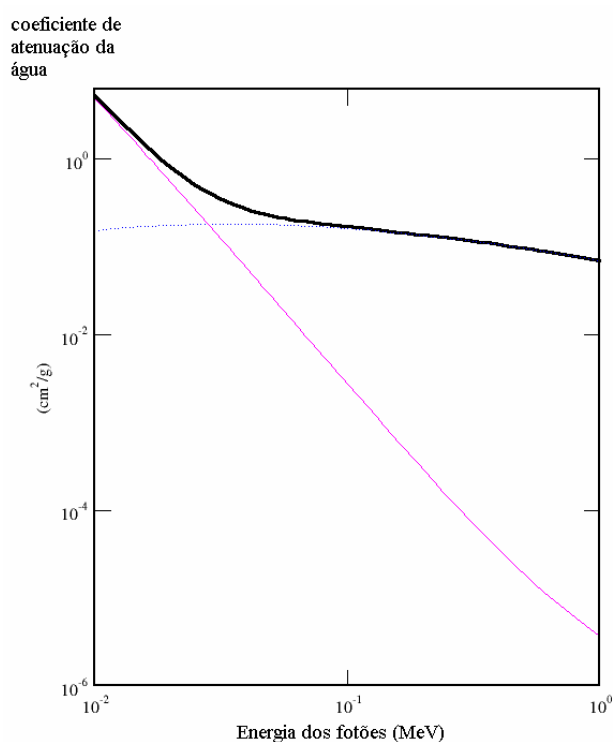


Figura 16 – Neste gráfico encontra-se representado a escuro o coeficiente total de atenuação¹⁸ da água para fótons numa determinada gama de energias. A cor-de-rosa fino o correspondente apenas

¹⁸ No decorrer deste texto será fornecido o conceito formal de coeficiente de atenuação, a este nível interessa que é uma medida da atenuação da radiação num determinado elemento, composto ou mistura.

ao efeito fotoelétrico e a azul tracejado o correspondente ao efeito de Compton. (O gráfico foi obtido em: http://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom3_2, a 14 de Outubro de 2008).

3.5. Atenuação da radiação ao atravessar os tecidos humanos

Como em qualquer outra substância, a atenuação sofrida por um feixe de raios-X em tecidos biológicos ocorre graças às interacções consideradas anteriormente. De facto, atendendo a que a fracção de intensidade perdida por um feixe mono-energético, quando ultrapassa um material, é proporcional à sua espessura dx :

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx$$

Equação 11

então, é válida a expressão:

$$I = I_0 e^{-\mu h}$$

Equação 12

onde, μ é o coeficiente de atenuação do material, h a sua espessura, I_0 a intensidade inicial do feixe e I a intensidade do feixe após ter atravessado o material.

É, pois, com base nesta expressão que se obtêm as imagens de raios-X, uma vez que, como se aprofundará adiante, uma radiografia é a projecção dos fotões que atravessam o indivíduo e que são medidos por um detector (ver Figura 17). Ou seja, os tecidos são discriminados mediante o seu coeficiente de atenuação, que depende, obviamente, das interacções sofridas através dos efeitos fotoelétrico e de Compton (uma vez que, como se mencionou anteriormente, se despreza os restantes efeitos, visto não terem representação considerada para as energias consideradas e para os tecidos biológicos).

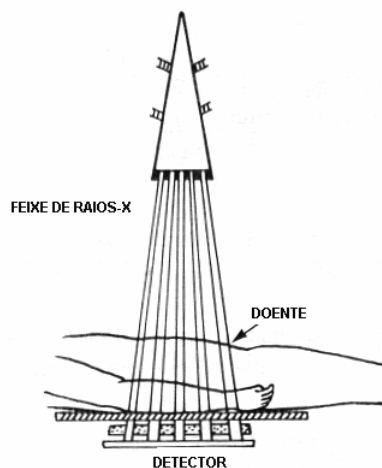


Figura 17– Esquema da formação de uma radiografia (adapt. W.R. Hendee, E.R. Ritenour, 1992).

3.6. Lei do inverso do quadrado

Uma propriedade comum a todas as fontes que emitem radiação isotropicamente (de igual forma em todas as direcções) é a de que a intensidade, I , medida por um detector colocado a uma distância d varia com o inverso do quadrado dessa distância. É fácil mostrar que assim é: se a fonte é isotrópica, então o número de partículas (ou fótons) emitidas em qualquer direcção é sempre o mesmo. Ou seja, o número N de partículas emitidas no ângulo sólido - definido em torno de uma determinada direcção do espaço é constante: $N/\Omega = c^{te}$.

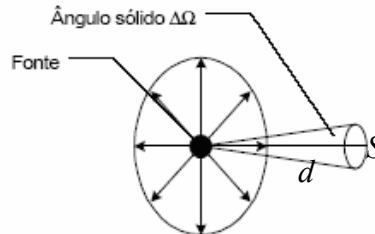


Figura 18 - Esquema da dependência da taxa de contagem com o quadrado da distância. (Utilizado com a gentileza do Prof. José Mariano.)

Sabendo que o ângulo sólido, $\Delta\Omega$, pode ser calculado de forma aproximada como a razão entre a área normal ao cone considerado, S , num determinado ponto e o quadrado da distância d (distância desse ponto à fonte) (ver Figura 18), tem-se:

$$\Delta\Omega = \frac{S}{d^2} \text{ e como } \frac{N}{\Delta\Omega} = k \text{ então: } d^2 \frac{N}{S} = k,$$

Equação 13

com k constante, logo:

$$N = k \frac{S}{d^2},$$

Equação 14

o que significa que se S se mantiver constante, a intensidade obtida é apenas função da distância d , mais precisamente:

$$I \propto \frac{1}{d^2},$$

Equação 15

i.e., a relação entre I e $1/d^2$ é do tipo linear.