



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE MARINGÁ
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

**ESTUDO DA ABSORÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA EM AMOSTRAS
COM FERRO**

Acadêmico: Roger Carvalho Oliveira

Orientador: Prof. Dr. Flavio Francisco Ivashita

Maringá, 30 de janeiro de 2017



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE MARINGÁ
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

**ESTUDO DA ABSORÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA EM AMOSTRAS
COM FERRO**

Trabalho de Conclusão de Curso
apresentado ao Departamento de Física
da Universidade Estadual de Maringá,
sob orientação do professor Prof. Dr.
Flavio Francisco Ivashita, como parte
dos requisitos para obtenção do título de
bacharel em Física

Acadêmico: Roger Carvalho Oliveira

Orientador: Prof. Dr. Flavio Francisco Ivashita

Maringá, 30 de janeiro de 2017

Sumário

Resumo	2
1 Introdução	3
2 Fundamentação teórica	5
2.1 Radiação ionizante	5
2.2 Decaimento Radioativo	6
2.3 Efeito fotoelétrico	11
2.4 Espalhamento Compton	12
2.5 Produção de pares	13
2.6 Interação com a matéria	14
2.7 Detecção de radiação	17
2.8 Fonte radioativa de ^{57}Co	18
2.9 Efeito Mössbauer	19
2.10 Efeito Doppler	21
2.11 Interações hiperfinas	22
2.11.1 Interação de campo elétrico	22
2.11.2 Interação de quadrupolo elétrico	24
2.11.3 Interação de magnética	26
3 Montagem Experimental	28
4 Resultados e Análises	31
5 Conclusões	38
Referências Bibliográficas	39

Resumo

Técnicas de espectroscopia nuclear são utilizadas para sondar propriedades físicas dos materiais através de uma análise estatística da interação da radiação com a amostra. Para analisar materiais que contém o elemento ferro, pode-se utilizar uma técnica de espectroscopia nuclear que usa como fonte radioativa o ^{57}Co . No entanto, outros elementos presentes na composição de uma determinada amostra com ferro, assim como a quantidade de amostra, podem absorver mais radiação prejudicando a análise estatística. Nesse trabalho estudaremos os tipos de interações da radiação com a matéria, a técnica de espectroscopia nuclear ressonante, e verificar a absorção da radiação gama, variando a concentração de alumínio nas amostras confeccionadas.

Palavras chave: radiação, interação com a matéria, espectroscopia nuclear.

Capítulo 1

Introdução

A palavra radiação significa o ato ou o efeito de radiar, e radiar por sua vez significa aureolar, cercar de raios refulgentes [1]. Pode-se dizer então que a radiação é energia em trânsito, ou seja, é a emissão ou a transmissão de energia na forma de ondas ou partículas através do espaço.

Tal emissão ou transmissão de energia pode se dar de diversas formas, como por exemplo a radiação eletromagnética, radiação de partícula, radiação acústica, etc [2]. Por haver diversos tipos de radiações criou-se uma divisão entre elas, logo existem duas categorias utilizadas para classificar a radiação: a radiação ionizante e a radiação não-ionizante.

A radiação ionizante, como seu próprio nome diz, é a radiação que carrega energia suficiente para libertar elétrons dos átomos ou de moléculas [3], ou seja, ionizar os átomos ou moléculas. Por sua vez a radiação não-ionizante é aquela que não carrega energia suficiente para causar tal efeito.

No presente trabalho, estudaremos a radiação ionizante, em particular o efeito de blindagem. Para detectar a radiação e analisar os resultados iremos utilizar da técnica de espectroscopia Mössbauer.

Para estudar o efeito de blindagem, foram preparadas amostras metálicas em pó com dois elementos, ferro e alumínio. O ferro é o elemento responsável pela absorção ressonante da radiação gama emitido pela fonte radioativa de ^{57}Co , e o alumínio é o elemento não ressonante que blinda a radiação responsável pelo efeito Mössbauer.

Começaremos o capítulo 2 discutindo os princípios básicos de radiação, quais os tipos de radiação existentes, como um material radioativo se comporta e suas principais características, e por fim, como a radiação interage com a matéria. Ainda no capítulo 2 estudaremos os princípios físicos que possibilitam o fenômeno de absorção ressonante da radiação, chamado de efeito Mössbauer e o efeito Doppler associado. Com isso, será possível

entender as interações hiperfinas, do tipo elétrico e magnético, que ocorrem à nível quântico durante o fenômeno de espectroscopia Mössbauer.

No capítulo 3 será detalhada a preparação das amostras, a montagem do experimento para a medida da radiação e os equipamentos utilizados para a obtenção dos resultados para posterior análise.

No capítulo 4 serão apresentados os resultados e faremos uma breve discussão dos dados obtidos.

E finalmente no capítulo 5 serão expostas as conclusões obtidas.

Capítulo 2

Fundamentação teórica

2.1 Radiação ionizante

A radiação ionizante é composta por partículas energéticas se movendo em altas velocidades ou por ondas eletromagnéticas que se encontram na região de alta energia do espectro eletromagnético. Ao passarem por um meio qualquer, produzem ionização e excitações de átomos, gerando um processo chamado deposição de energia [4].

Os tipos de radiação ionizante são classificados pela natureza das partículas ou das ondas eletromagnéticas que criam o efeito de ionização. As partículas ionizantes carregadas, como elétrons, pósitrons, prótons e partículas alfa são chamadas de partículas diretamente ionizantes. Enquanto as partículas sem cargas como os fótons e nêutrons são chamadas de partículas indiretamente ionizantes [4].

Podemos ainda dividir esses dois grupos, diretamente ionizantes e indiretamente ionizantes, em outras subcategorias. O primeiro grupo pode ser dividido em partículas rápidas, pesadas e leves, enquanto o segundo grupo se divide em fótons e nêutrons.

As interações de cada um dos grupos ocorrem de forma diferente. Podemos dizer que no primeiro grupo (diretamente ionizantes) as interações são dadas pela ação de forças coulombiana entre as cargas da radiação e as cargas do meio e é caracterizada pelo seu longo alcance. Já as interações do segundo grupo (indiretamente ionizantes) são dadas de duas formas distintas, no caso dos fótons são devido a ação de campos eletromagnéticos que atuam sobre partículas carregadas presentes no meio, já para os nêutrons são devida a ação da força nuclear forte sobre prótons e nêutrons de núcleos atômicos [4].

2.2 Decaimento radioativo

Todo processo de emissão de radiação por parte de um núcleo radioativo, natural ou não, recebe o nome de decaimento radioativo. O decaimento radioativo é um processo estocástico que ocorre em nível atômico o que torna impossível determinar quando um átomo em particular irá decair [5], mas a taxa de decaimento para um número muito grande de átomos pode ser calculada medindo seu tempo de meia vida.

A primeira equação de decaimento radioativo foi determinada experimentalmente e escrita por Ernest Rutherford e Frederick Soddy em um artigo chamado “*The cause and nature of radioactivity*” publicado em 1902. Sua equação foi chamada de lei fundamental do decaimento radioativo e pode ser escrita da seguinte forma [5]:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$$

onde N_0 é o número de átomos inicialmente presentes e $N(t)$ é o número de átomos que não decaíram após um intervalo de tempo t . Tal lei também foi obtida usando considerações estatísticas. Ela foi obtida em 1905 por Ergon Schweidler, segue abaixo uma forma de obter essa lei [5].

Assumiremos que cada partícula tem a mesma constante de probabilidade λ de decair por unidade de tempo, independentemente da idade da partícula, se o número de radionuclídeos independentes no tempo t for N então o número dN decaindo no tempo dt é:

$$dN = -\lambda N(t) dt$$

O sinal negativo significa que o número de átomos que ainda não decaíram N decresce com o aumento de t . Podemos ainda escrever que:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

e integrando temos:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \rightarrow \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\lambda t$$

ou ainda

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t),$$

que é a mesma equação obtida por Rutherford e Soddy.

É possível observar a partir da lei fundamental de decaimento que todos os processos de decaimento dependem unicamente da constante de decaimento λ , que deve ser diferente para cada processo e deve ser função das propriedades do núcleo radioativo.

Definiremos o tempo necessário para que metade dos átomos numa amostra decaia como tempo de meia vida $T_{1/2}$. Então o $T_{1/2}$ é tal que $N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2}$.

Podemos escrever que:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2})$$

que resulta em:

$$-\ln 2 = -\lambda T_{1/2} \text{ de onde } \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

Assim, reescreve-se a lei fundamental de decaimento como:

$$N = \frac{N_0}{e^{\lambda t}} = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T_{1/2}}}}$$

Pode-se também, escrever a lei fundamental de decaimento em função da vida média [5] τ , que é definida como a média ponderada dos tempos de vida de cada núcleo e pode ser escrita como:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_{N_0}^0 t(-dN) = \int_0^\infty t \lambda e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}$$

ou ainda que:

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

Portanto, podemos observar que um núcleo radioativo pode ser caracterizado indistintamente por qualquer uma das três quantidades: constante de decaimento λ , tempo de meia vida $T_{1/2}$ ou vida média τ .

Ainda há outra variável que podemos utilizar para caracterizar o decaimento é a atividade, que representa o número de decaimentos por unidade de tempo de uma amostra e pode ser escrita como:

$$A = \lambda N = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

onde A_0 é a atividade inicial e A a atividade em um dado tempo t .

É importante definir a atividade, pois não há equipamentos que possam medir o número de átomos em uma amostra, mas o número de decaimentos por unidade de tempo, que é a atividade, pode ser medido por um detector de radiação como o detector Geiger-Muller.

Todo cálculo feito até aqui foi considerado o caso em que o núcleo radioativo decai em um único processo. É muito mais frequente observar diversos decaimentos diferentes, como por exemplo, o decaimento alfa, beta e gama.

2.2.1 Decaimento alfa

O decaimento alfa é um tipo de decaimento onde um núcleo atômico emite uma partícula alfa, que são compostas de dois prótons e dois nêutrons ligados (α) [6;7], idêntico a um núcleo de hélio, conforme mostra a figura 2-1. Tal decaimento resulta em um átomo com o número de massa reduzido em 4 unidades e o número atômico em duas unidades. Um exemplo do decaimento alfa é o urânio-238 que decai do tório-234

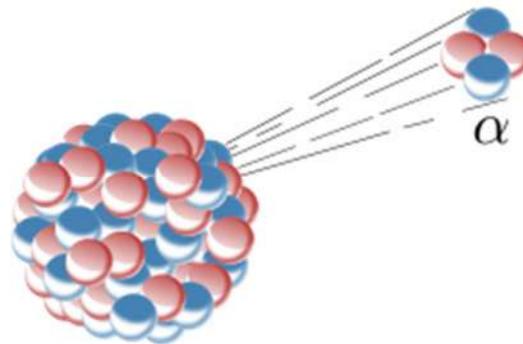
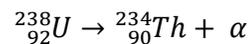


Figura 2-1: Núcleo emitindo uma partícula alfa [8].

O decaimento alfa ocorre tipicamente em núcleos pesados, onde a energia geral de ligação não é mais um mínimo e por isso o núcleo se torna instável a processos de fissão. Podemos também observar que ocorre um processo de transmutação nuclear que ao decair o elemento se transforma em outro. Fundamentalmente o decaimento alfa não passa de um processo de tunelamento quântico e é governado pela interação entre a força nuclear e a força eletromagnética. Na prática o decaimento alfa só é observado em núcleos mais pesados que o níquel. Como a partícula alfa é uma partícula relativamente grande ela possui pouco poder de penetração de tal forma que é necessário apenas uma simples folha de papel para que ela seja blindada. [6;7].

2.2.2 Decaimento beta

O decaimento beta é um tipo de decaimento radioativo onde um próton é transformado em um nêutron ($\beta+$), ou onde um nêutron é transformado em um próton ($\beta-$), esse processo de transformação ocorre dentro do núcleo atômico. Como resultado desse processo, o núcleo emite uma partícula beta buscando a proporção ideal entre prótons e nêutrons, portanto, as partículas betas são formadas por elétrons ou pósitrons de alta energia, emitidas pelos núcleos radioativos [6;7].

Ambos os decaimentos ocorrem devido a ação da força fraca. No decaimento beta menos, um nêutron que decai é convertido em um próton, esse processo causa a criação de um elétron e um anti-neutrino. No decaimento beta mais, um próton que decai é convertido em um nêutron, esse processo causa a criação de um pósitron e um neutrino.

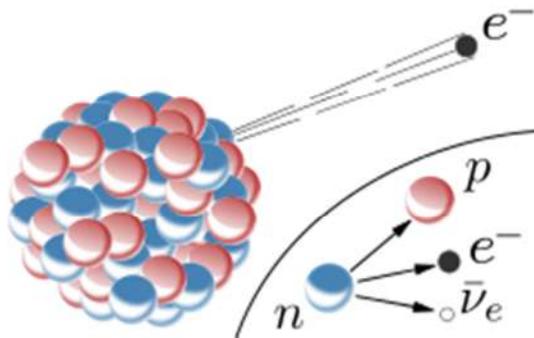
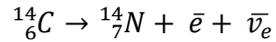
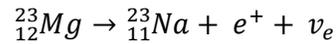


Figura 2-2: Núcleo emitindo uma partícula beta [9].

Exemplo de decaimento β^- :



Exemplo do decaimento β^+ :



Note que, em ambos os decaimentos acima, ocorre uma transmutação nuclear, processo onde ao decair um elemento se transforma em outro. A partícula beta por ser menor do que a alfa possui um poder de penetração maior, mas ela ainda pode ser blindada por poucos milímetros de silício.

2.2.3 Decaimento gama

O decaimento gama ocorre quando um núcleo se encontra em um estado excitado qualquer e ele decai para um estado de mais baixa energia emitindo um fóton [8] figura 2-3.

Por exemplo:

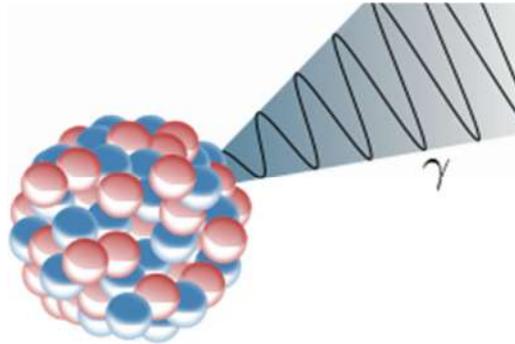
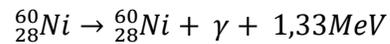


Figura 2-3: Núcleo emitindo um fóton [10].

Os raios gama possuem um grande poder de penetração, muito maior do que a da partícula alfa e beta, por apresentarem comprimento de onda curto da ordem de $10^{-11}m$. Quando um raio gama atravessa algum material ele pode interagir com esse material principalmente de três formas distintas, pelo efeito fotoelétrico, pelo espalhamento Compton e pela produção de pares [7;8].

2.3 Efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico ocorre quando um fóton, ao colidir com um átomo, transfere parte de sua energia para um dos elétrons que orbita uma das camadas eletrônicas causando a ejeção do elétron desta camada. Se a energia do fóton incidente for maior do que a necessária para provocar a ejeção, ele também irá conceder energia cinética ao elétron ejetado [6] conforme mostra a figura 2-4.

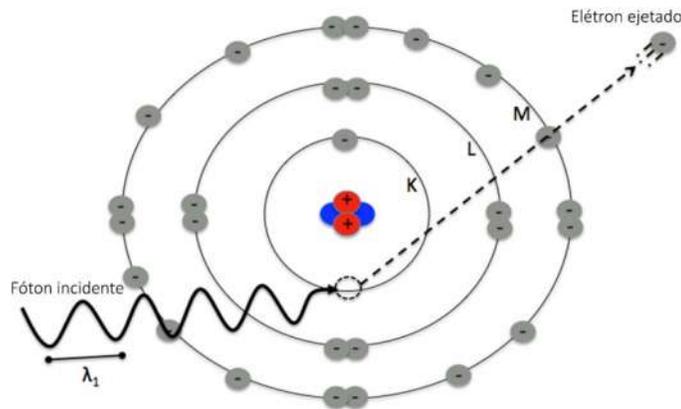


Figura 2-4: Representação do efeito fotoelétrico [11].

Pode-se descobrir a energia do fóton incidente ($h\nu$) fazendo a soma da energia cinética da partícula ejetada (E_k) com a energia necessária para ejetar a partícula (ϕ).

$$E = h\nu = \phi + E_k$$

Tais partículas ejetadas recebem o nome de fóton-elétrons e devido a forma com que são originados eles podem vir a possuir uma quantidade considerável de energia cinética [6]. Isto faz com que eles se tornem uma fonte de ionização conforme atravessa a matéria.

Como podemos observar na figura 2-8, em certos níveis de energia um ou outro efeito ocorrerá com mais frequência. A probabilidade de o efeito fotoelétrico ocorrer é medida pela seção de choque de interação (σ). Para fótons-elétrons não relativísticos podemos escrever [6]:

$$(\sigma_p) = 2,10^{-8} e \sigma_0 S(Z - 0,3)^5 \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu} \right)^{7/2} = 4,10^{-23} S(Z - 0,3)^5 (h\nu)^{7/2} \text{cm}^2$$

onde σ_0 é a seção de choque de Thomson dada por

$$\sigma_0 = 6,65 \frac{10^{-25} \text{cm}^2}{\text{elétron}}$$

e Z é o número atômico do absorvedor, $h\nu$ é a energia do fóton dado em Kev e S é dado por

$$S = -0,18 + 0,28 \log_{10} \left(\frac{\text{energia do fóton em ev}}{Z^2} \right)$$

2.4 Espalhamento Compton

O espalhamento Compton ocorre em um processo semelhante ao efeito fotoelétrico, a diferença é de que apenas uma parte da energia excedente é depositada na forma de energia cinética, o restante gera um novo fóton de energia menor [6] conforme ilustrado na figura 2-5. Nesse processo o elétron criado é chamado de elétron de Compton e, em geral, a direção do novo fóton é diferente da sua direção original.

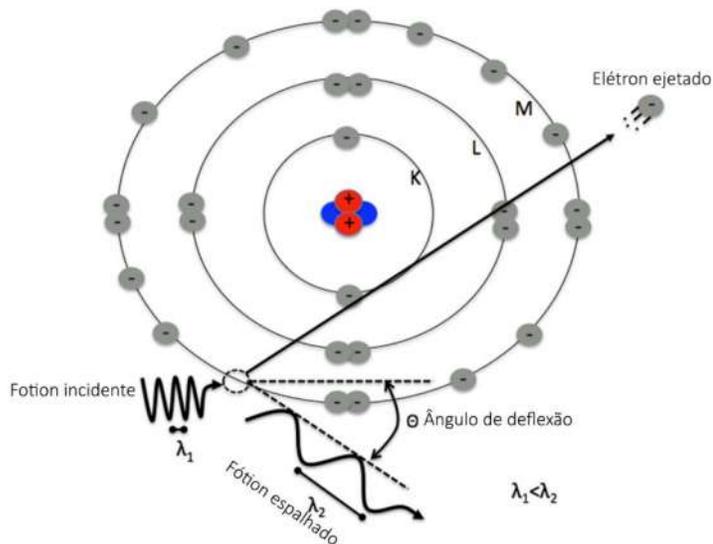


Figura 2-5: Representação do espalhamento Compton [11].

Considere um fóton γ com comprimento de onda λ colidindo com um elétron e que está inicialmente em repouso. No espalhamento Compton, teremos um novo fóton γ' com energia λ' que irá defletir do caminho do fóton original por um ângulo θ e por fim chamemos o elétron após a colisão de e' .

A integração das expressões da probabilidade angular sobre todos os ângulos resultará na seção de choque de absorção para o espalhamento Compton [6].

Devemos considerar duas distintas probabilidades, uma para a seção de choque para absorção total de Compton ($e_{\sigma_{CT}}$) [6] e uma segunda para a seção de choque de espalhamento ($e_{\sigma_{CS}}$). E a verdadeira energia absorvida localmente ($e_{\sigma_{Ca}}$) é dada pela diferença entre essas duas seções de choque. As três equações integradas de Klein-Nishina, sobre a probabilidade de espalhamento sobre todos os ângulos, são [6]:

$$(e_{\sigma_{CT}}) = \frac{3\sigma_0}{4\alpha^2} \left[\frac{2 + 8\alpha + 9\alpha^2 + \alpha^3}{(1 + 2\alpha)^3} - \frac{2 + 2\alpha - \alpha^2}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right]$$

$$(e_{\sigma_{CS}}) = \frac{3\sigma_0}{4\alpha^2} \left[\frac{3 + 15\alpha + 18\alpha^2 - 6\alpha^3 - 16\alpha^4}{3(1 + 2\alpha)^3} + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right]$$

$$(e_{\sigma_{Ca}}) = \frac{3\sigma_0}{4\alpha^2} \left[\frac{3 + 51\alpha + 93\alpha^2 + 51\alpha^3 - 10\alpha^4}{3(1 + 2\alpha)^3} - \frac{3 + 2\alpha - \alpha^2}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right]$$

Onde $\alpha = hv/m_0c^2$ para o fóton original. Valores para μ_m podem ser obtidos multiplicando o σ correto pelo número de elétrons por grama.

2.5 Produção de pares

A produção de pares é um efeito de interação com a matéria, que resulta na criação de uma partícula e sua anti-partícula. Para ocorrer esse efeito, a energia decorrente da interação devem estar acima de um mínimo, que em geral, é a energia de repouso de ambas as partículas. Tanto a energia como o momento devem ser conservados após a produção de pares [6]. Podemos observar na figura 2-6 uma representação da produção de pares.

O par partícula e anti-partícula mais comum de ser criado é o pósitron-elétron, conforme ilustrado na figura 2-6. Esta produção de pares ocorre quando o fóton de alta energia, na ordem de MeV, apresenta energia maior do que a soma das energias da massa de

repouso da partícula e anti-partícula criadas. Quando esse fóton colide com um núcleo além da criação do par o núcleo também sofre um recuo [6].

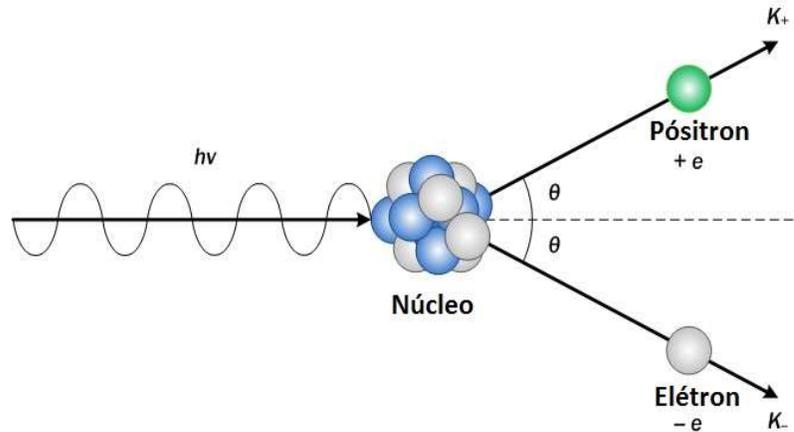


Figura 2-6: Raio gama incidindo sobre um núcleo e causando a produção de um par de pósitron/elétron [12].

2.6 Interação com a matéria

A partir de dados experimentais, observou-se que a absorção aumenta exponencialmente com a grossura do absorvedor, ou seja, a Intensidade obedece a seguinte equação [6][7]:

$$I = I_0 e^{-\mu_l x} \quad \text{Eq:2-1}$$

onde de I_0 é a intensidade sem absorvedor, μ_l é o coeficiente de absorção e x é a espessura do absorvedor.

O coeficiente de absorção depende do material utilizado como absorvedor e. Na figura 2-7 podemos observar os valores dos coeficientes de absorção para o alumínio e para o ferro conforme a energia do fóton incidente varia.

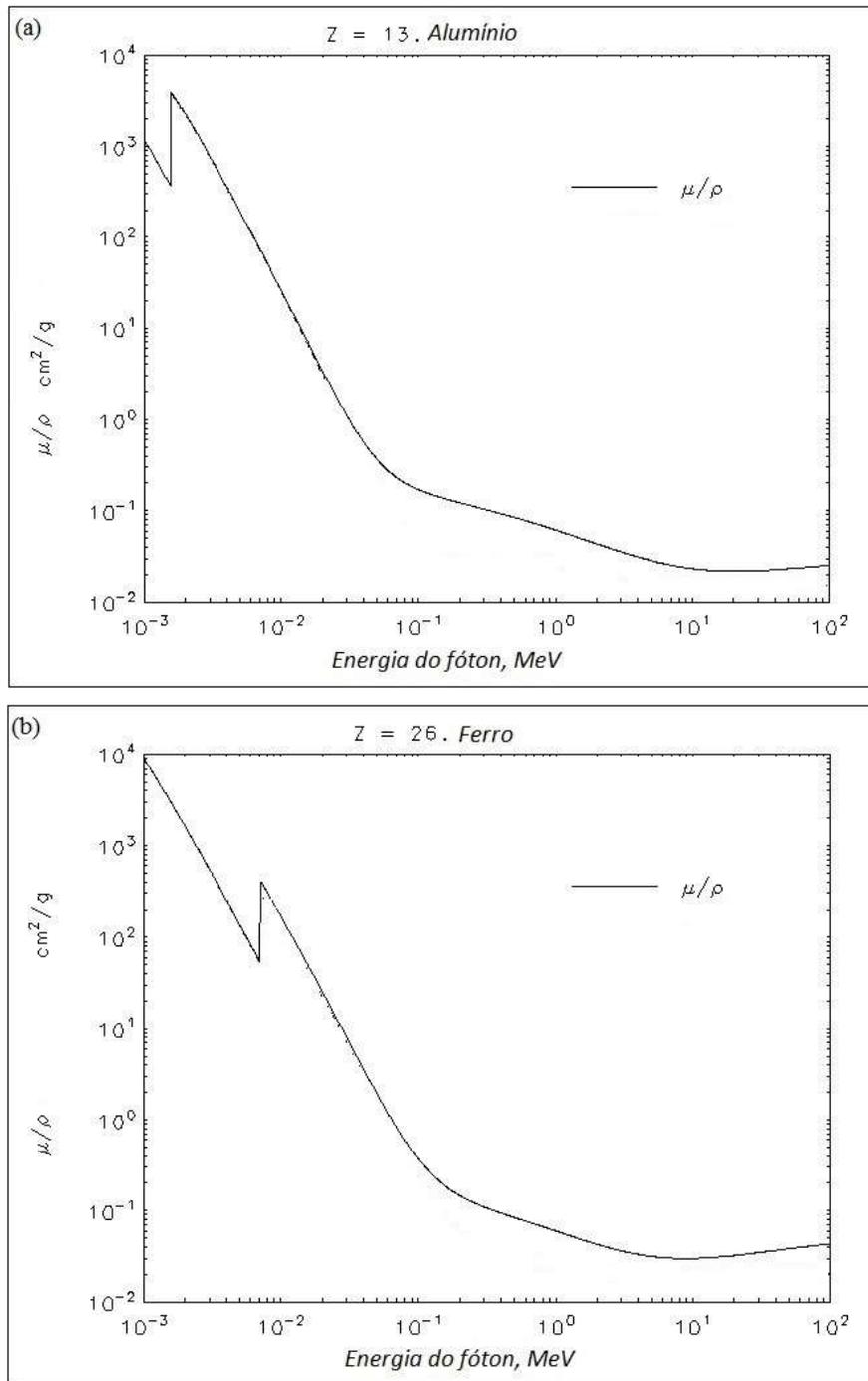


Figura 2-7: Valores dos coeficientes de absorção para o alumínio (a) e para o ferro (b) [25].

Na figura 2-8, podemos observar como o coeficiente de absorção do alumínio varia com a energia incidente e a contribuição que cada um dos três efeitos tem sobre o valor final.

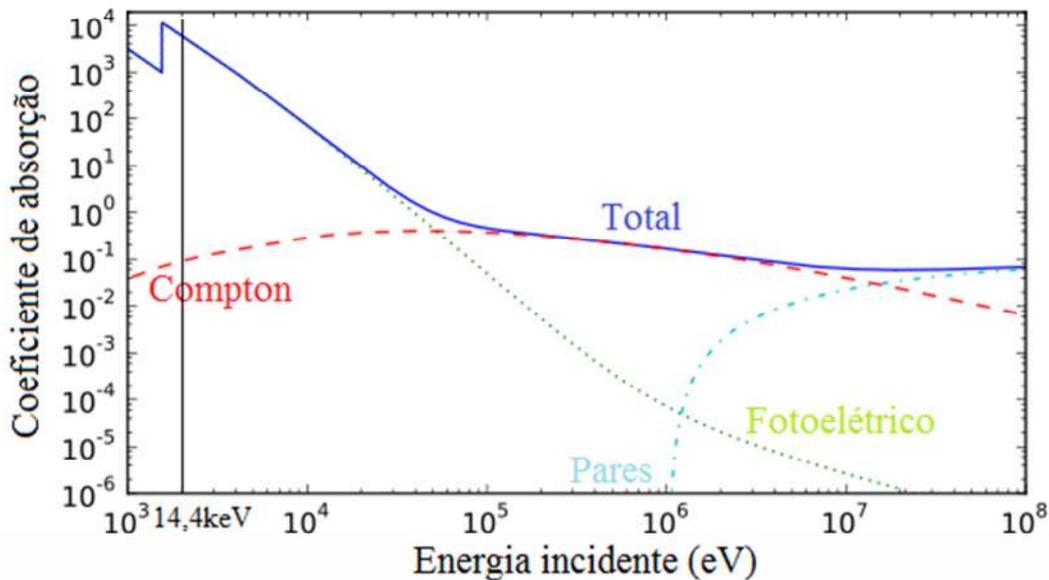


Figura 2-8: Coeficiente de absorção do alumínio para raios gamas mostrando a contribuição dos três efeitos presentes[13].

Observamos que na faixa de energia de 14,4 KeV as únicas contribuições são devidas ao espalhamento Compton e ao efeito fotoelétrico.

Podemos, ainda, reescrever a equação 2-1 da seguinte forma

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad \text{Eq: 2-2}$$

onde ρ é a densidade do absorvedor e $\mu\rho = \mu_l$.

O coeficiente de absorção é uma soma de três componentes, dada por [6]:

$$\mu = \tau_m + \mu_{mc} + \mu_{mp}$$

onde τ_m é o coeficiente de absorção de massa devido ao efeito fotoelétrico, μ_{mc} é o coeficiente de absorção de massa devido ao efeito Compton e μ_{mp} é o coeficiente de absorção de massa devido a produção de pares.

2.7 Detecção de radiação

O equipamento que detecta a radiação, tem como princípio básico transformar a energia da radiação detectada em algum tipo de sinal. Há diversos tipos de detectores, no entanto, iremos abordar somente os detectores do tipo contador proporcional utilizado nesse estudo.

O detector de contagem proporcional, é basicamente um capacitor cilíndrico preenchido por um gás a baixa pressão. A parede do detector age como o catodo e um fio metálico que passa por seu interior age como o anodo. Então, é aplicada uma diferença de potencial entre as placas do capacitor para que ocorra a ionização do gás, quanto maior essa tensão maior é a velocidade com que os íons são atraídos [14].

A figura 2-9 mostra a variação da intensidade do sinal registrado por um detector a gás conforme a diferença de potencial aplicada. O detector de contagem proporcional se encontra na região III.

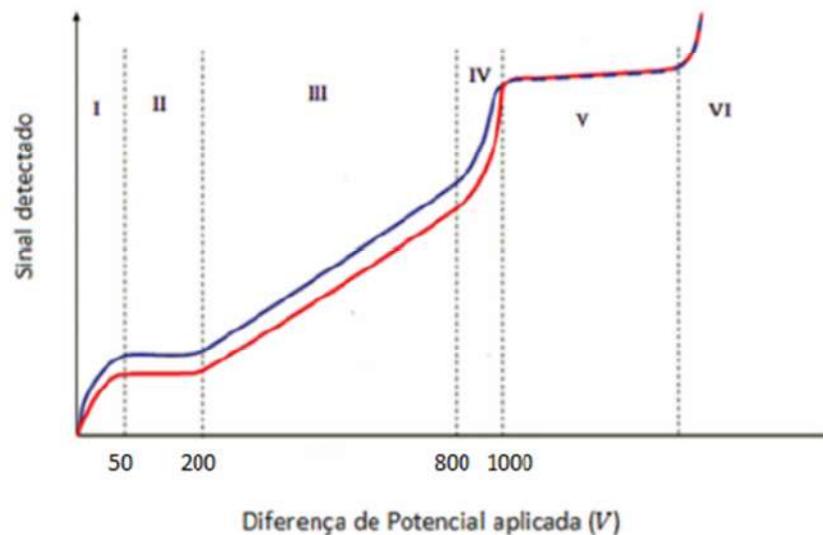


Figura 2-9: Variação da intensidade do sinal registrado por um detector a gás conforme a diferença de potencial aplicada [15].

A ionização primária decorrente do raio gama inicia um processo chamado de avalanche de Townsend que é um processo onde elétrons livres são acelerados por um campo

elétrico e colidem com moléculas de gás fazendo com que mais elétrons sejam liberados como podemos observar na figura 2-10 [15].

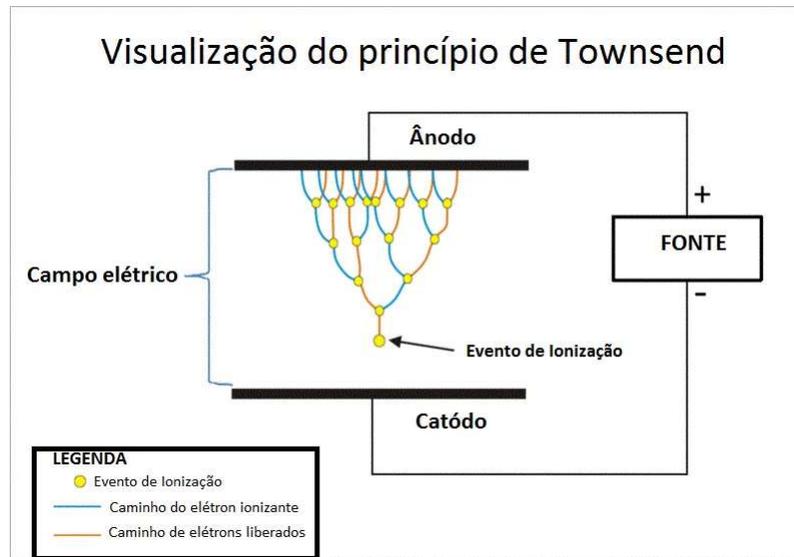


Figura 2-10: Representação gráfica do princípio de Townsend [16].

No contador proporcional, a quantidade de ionização produzida durante a avalanche de Townsend é uma função das características e condições operacionais do tubo de gás, e também do evento de ionização primário que deu origem a avalanche [15].

2.8 Fonte radioativa de ^{57}Co

O isótopo radioativo de cobalto (^{57}Co) é muito utilizado como fonte radioativa para a técnica de espectroscopia Mössbauer, em específico o decaimento do estado de energia $I = 3/2 \rightarrow I = 1/2$, que é referente a energia de 14,4keV. Veremos, logo mais, que para ocorrer a absorção ressonante, é importante que a energia do fóton seja a menor possível..

O processo de decaimento do ^{57}Co se dá como ilustrado na figura 2-11. Inicialmente, o isótopo de cobalto libera uma partícula beta e decai para o estado $I = 5/2$ do ^{57}Fe . A partir desse estado de energia ele decai para outros dois estados, $I = 3/2$ ou $I = 1/2$, sendo 15% para $I = 1/2$ e 85% para $I = 3/2$ [18].

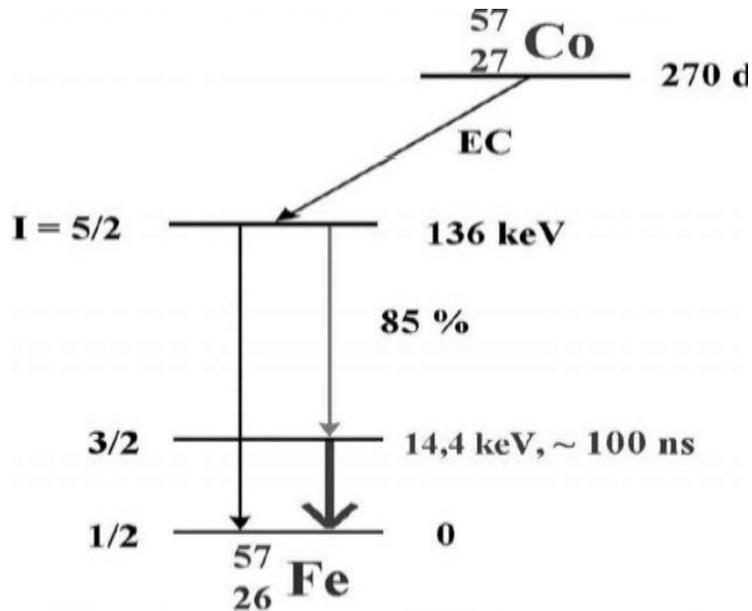


Figura 2-11:Decaimento do ^{57}Co [19].

2.9 Efeito Mössbauer

Quando há uma emissão e absorção de raios gama por núcleos de mesmo tipo, ou seja, possui a mesma quantidade de prótons e neutros, denominamos essa absorção como uma absorção nuclear ressonante. O efeito Mössbauer consiste em um fenômeno físico que envolve tal absorção [17;18].

Seja um átomo emissor que inicialmente se encontra em repouso, seu momento linear será nulo. Após a emissão de um raio gama, pela conservação do momento linear, a soma do momento do raio gama emitido e o momento linear do átomo emissor deverá ser igual ao momento que o átomo possuía antes da emissão [17;18]. Ou seja

$$P_0 = P_\gamma + P_f$$

como $P_0 = 0$

$$P_f = -P_\gamma$$

sabemos que o $P_\gamma = -\frac{E_\gamma}{c}$, logo

$$P_f = -P_\gamma = -\frac{E_\gamma}{c}$$

$$P_\gamma = mv = -\frac{E_\gamma}{c}$$

$$v = -\frac{E_\gamma}{mc}$$

Considerando a conservação de energia, temos que antes da emissão, o átomo se encontra em um estado excitado com energia E_o e possui uma energia cinética $K_o = 0$. Após a emissão um gama de energia E_γ é emitido e o átomo emissor sofre um recuo na direção contrária daquela em que o raio gama foi emitido, com energia cinética $E_r = \frac{1}{2}mv^2$, logo [17]:

$$E_o + K_o = E_\gamma + E_r$$

$$E_o - E_r = E_\gamma$$

e como

$$E_r = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\left(-\frac{E_\gamma}{mc}\right)^2 = \frac{E_\gamma^2}{2mc^2}$$

Esse recuo provoca um deslocamento na “linha de emissão” da energia do raio gama, de sua energia inicial E_o para uma energia $E_o - E_r$. Para o processo de absorção, essa linha é deslocada de sua posição E_o para uma posição $E_o + E_r$. Como podemos observar na figura 2-11 as linhas de absorção e emissão estão separadas por um valor de $2E_r$ em sua escala de energia, este valor é aproximadamente 10^6 vezes maior do que a largura natural de linha que é a largura a meia altura da linha de emissão (absorção), portanto, a energia de recuo diminui ou anula a possibilidade de ocorrer a absorção nuclear ressonante [17].

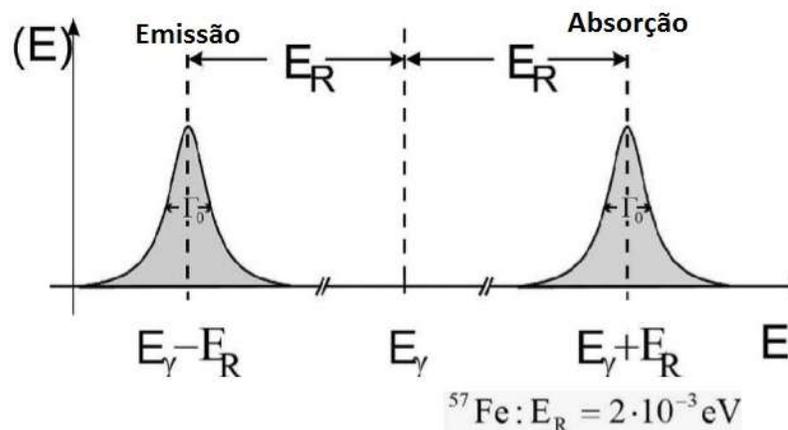


Figura 2-12: Curvas de emissão e absorção e suas respectivas energias [19].

Boa parte da energia de recuo é convertida em energia vibracional da rede cristalina, então, Mössbauer descobriu que baixando a temperatura aumentava a probabilidade dos átomos ficarem mais presos a rede cristalina, produzindo assim emissão e absorção nuclear sem recuo.

Portanto, há uma certa probabilidade de que não ocorra nenhuma transferência de energia de recuo durante a emissão ou absorção de um raio gama. Essa probabilidade é chamada de fator de Debye-Waller ou de fator Lamb-Mössbauer [17].

No entanto, na prática temos interesse em analisar amostras, cujo átomo absorvedor se encontra em uma rede cristalina diferente do átomo emissor. Consequentemente, haverá níveis diferentes de energia para o emissor e o absorvedor, impedindo a absorção ressonante mesmo sem recuo.

2.10 Efeito Doppler

O efeito Doppler descreve uma mudança na frequência devido ao movimento de uma fonte e/ou um detector. Seja f a frequência medida por um detector, v a velocidade da onda, v_r a velocidade do detector, v_f a velocidade da fonte e f_0 a frequência inicial. Então, podemos escrever [20]:

$$f = \left(\frac{v \pm v_r}{v \mp v_f} \right) f_0$$

Como a radiação gama é uma onda que se move na velocidade da luz, então $v = c$, e o nosso detector está parado, podemos reescrever a equação acima como:

$$f = \left(\frac{c}{c \mp v_f} \right) f_0$$

A energia de um fóton pode ser escrita como [21]

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} = h\nu$$

Onde h é a constante de Planck e λ o comprimento de onda.

Podemos relacionar a frequência com o comprimento de onda da seguinte maneira:

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

Assim, verifica-se que aumentando a frequência, a energia também aumenta e diminuindo a frequência, a energia também diminui, e para cada velocidade da fonte há uma energia relacionada a essa velocidade.

Portanto, utiliza-se o efeito Doppler para variar a energia de emissão do raio gama, e assim, conseguir fazer com que as curvas de absorção e emissão se sobreponham.

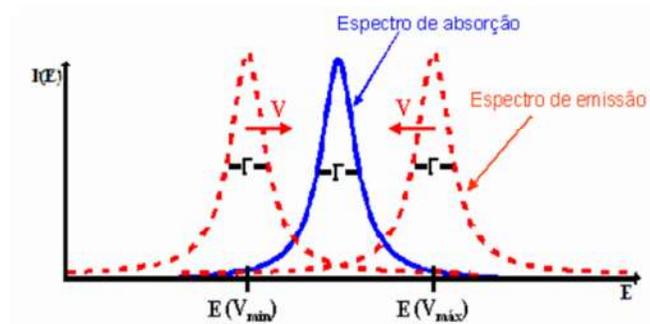


Figura 2-13: Representação das curvas de absorção/emissão devido ao efeito Doppler [21].

2.11 Interações hiperfinas

Para uma fonte radioativa utilizada na Espectroscopia Mössbauer, é necessário que a energia da fonte possa ser descrita por uma única linha de emissão conforme a figura 2-11. No entanto, para o absorvedor (amostra), as interações entre um núcleo e o ambiente que o cerca, podem produzir mais do que uma linha espectral. Estas interações são conhecidas como interações hiperfinas, e são observadas três tipos de interações hiperfinas, a interação de carga elétrica, a interação de quadrupolo elétrico e a interação magnética descritas individualmente a seguir [17;18].

2.11.1 Interação de campo elétrico

A interação de campo elétrico é conhecida também como deslocamento isomérico e se refere a interação entre o núcleo e elétrons próximos da região nuclear.

Podemos escrever a energia total da interação eletrostática de um núcleo com as cargas presentes em sua redondeza, por

$$E = E_I + E_Q$$

Onde E_I é a energia referente ao deslocamento isomérico e E_Q é referente a interação de quadrupolo elétrico. Podemos ainda escrever

$$E_I = \frac{2}{3} \pi e |\psi(0)|^2 \int \rho_n(r) r^2 dr$$

Onde $\rho_n(r)$ é a densidade de carga nuclear em função da posição r e $e|\psi(0)|^2$ é a densidade de carga próxima ao núcleo dos elétrons adjacentes [22].

Seja $\langle r^2 \rangle$ o valor esperado de r^2 e $\int \rho_n(r) dr$ a carga nuclear, Ze , podemos reescrever a equação acima como:

$$E_I = \frac{2}{3} \pi Ze |\psi(0)|^2 \langle r^2 \rangle \equiv \delta E$$

Essa equação representa a variação do nível de energia devido a interação Coulombiana, que é da ordem de $10^{-8} eV$.

Podemos então escrever a variação de energia entre o estado fundamental e o estado excitado como [22]:

$$\Delta E = E_S - E_0 = (\delta E)_S - (\delta E)_G = \frac{2}{3} \pi Ze |\psi(0)|^2 [\langle r^2 \rangle_S - \langle r^2 \rangle_G]$$

Por fim, a diferença entre a variação de energia da fonte (S) e a variação de energia do absorvedor, é o que chamamos de deslocamento isomérico δ [22].

$$\delta = (\Delta E)_A - (\Delta E)_S = \frac{2}{3} \pi Ze [\psi(0)_A^2 - \psi(0)_S^2] [\langle r^2 \rangle_S - \langle r^2 \rangle_G]$$

Na figura 2-14 podemos ver o efeito do deslocamento isomérico nos níveis de energia e no espectro Mössbauer.

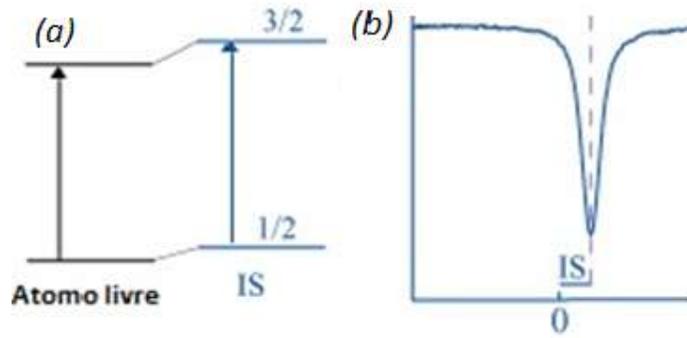


Figura 2-14: Efeito do deslocamento isomérico nos níveis de energia (a) e no espectro (b) [23].

2.11.2 Interação de quadrupolo elétrico

A interação de quadrupolo ocorre quando há um núcleo com número quântico de spin $I \geq 1/2$ e ao mesmo tempo há um gradiente de campo elétrico não nulo na região nuclear.

Na maioria dos núcleos a distribuição de carga do núcleo, deriva de uma simetria esférica. Mas se esta distribuição não for esférica, então, a medição dessa variação é dada pelo momento de quadrupolo elétrico Q :

$$Q = \frac{1}{e} \int \rho(r) r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) d\tau$$

onde e é a carga do próton, ρ é a densidade de cargas em um elemento de volume $d\tau$ a uma distancia r do centro do núcleo e fazendo um angulo θ com o eixo de simetria.

Além disso, se a distribuição de cargas ao redor do núcleo for assimétrica, então, haverá um campo elétrico também assimétrico, que produzirá um gradiente de campo elétrico (**E**lectric **F**ield **G**radient - **EFG**) ∇E na região do núcleo.

A interação entre momento de quadrupolo elétrico e o EFG é dada pela seguinte Hamiltoniana [17;22]:

$$\mathcal{H}_{EQ} = \frac{1}{6} e Q \nabla E$$

Sendo o EFG:

$$\nabla E = - \frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_j} = -V_{ij}$$

onde V é o potencial eletrostático.

Há duas contribuições para o EFG:

- i) Contribuições da rede vindas de íons próximos;
- ii) Contribuições de valência devido a camada eletrônica não completada.

É possível escolher um sistema de coordenadas de tal forma que o EFG possa ser representado por três principais eixos, V_{xx} , V_{yy} e V_{zz} . Define-se assim, um parâmetro η tal que:

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$$

onde $|V_{zz}| \geq |V_{yy}| \geq |V_{xx}|$ de modo que $0 \leq \eta \leq 1$.

Considerando um absorvedor que contenha ^{57}Fe , a energia do estado fundamental do núcleo (spin 1/2) não é afetado, mas a energia do primeiro estado excitado (spin 3/2) desdobra-se em dois subníveis de energia.

A separação entre as duas linhas de absorção Δ é conhecida como desdobramento quadrupolar, e é dada por [17;22]

$$\Delta = \frac{e^2qQ}{2} \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right)^{1/2}$$

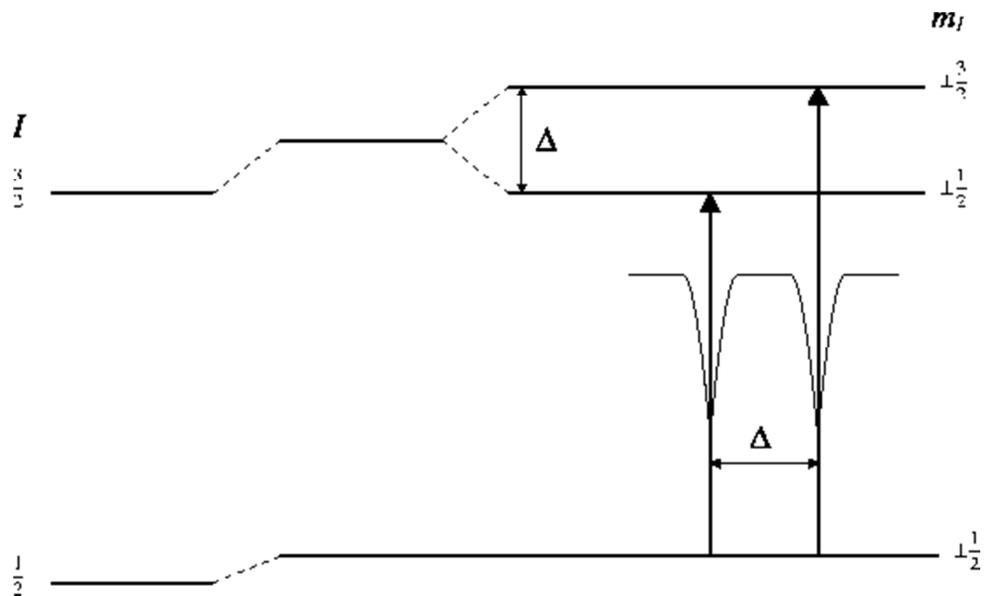


Figura 2-15: Efeito da interação de quadrupolo elétrico nos níveis de energia [22].

2.11.3 Interação magnética

A interação hiperfina de dipolo-magnético também é conhecida como efeito Zeeman, é provocada pela interação dos dipolos magnéticos do spin nuclear e a presença de um campo magnético na região nuclear.

O campo magnético gerado na região do núcleo é uma composição de campos provenientes do próprio átomo, ou provenientes da rede cristalina por meio de interação de troca. Utilizando H como o campo magnético total podemos escrever a hamiltoniana para a interação de dipolo magnético da seguinte forma

$$\mathcal{H} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H} = -g\mu_N \mathbf{I} \cdot \mathbf{H}$$

onde μ_N é o magneton nuclear de Bohr, $\boldsymbol{\mu}$ é o momento magnético nuclear, \mathbf{I} é o spin nuclear e g é o fator g-nuclear.

Com autovalores

$$E_M = -g\mu_N H m_I$$

onde m_I é o número quântico magnético que representa a componente z de \mathbf{I} .

O efeito Zeeman, divide o estado nuclear com spin I em $(2I + 1)$ sub-estados não degenerados igualmente espaçados. Seguindo as regras para transições de dipolos magnéticos podemos achar as transições permitidas entre os subestados do estado excitado que é $\Delta I = 1, \Delta m = 0, \pm 1$ [22]. A figura 2-16 mostra essa separação e o espectro Mössbauer para o ^{57}Fe . Ao analisar a figura vemos que há oito possibilidades de decaimento, no entanto, apenas seis possibilidades são representadas, isso se deve ao fato de que nem todas as possibilidades de decaimento podem ocorrer.

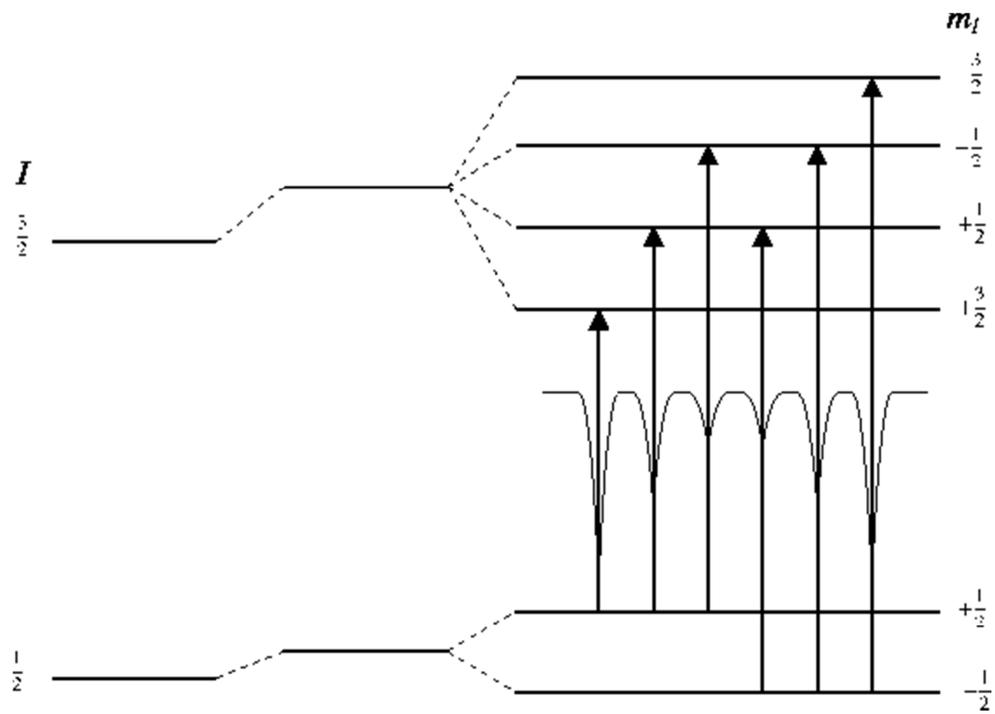


Figura 2-16: Efeito da interação magnética nos níveis de energia [22].

Capítulo 3

Montagem Experimental

Para a confecção das amostras foram utilizados ferro em pó de pureza de 99,9% (marca Alfa Aesar), e alumínio em pó de pureza 99,9% (marca INLAB).

As pesagens das amostras foram feita, utilizando uma balança com precisão de quatro casas decimais (marca Gehaka modelo - AG-200).

A quantidade molar de ferro, que é mantida constante em todas as amostras, foi calculada a partir do artigo da referência [24], como o objetivo de otimizar a absorção ressonante no ferro. Foram preparadas amostras com 0, 50, 60, 70, 80, 90, 95 e 97 % de alumínio em mol com relação a amostra com ferro, conforme mostradas na tabela 3-1. Ao final, foi preparado também uma amostra só com alumínio.

Tabela 3-1: Amostras confeccionadas.

NOME	Porcentagem (%)		Massa molar (mol)		Massa(g)	
	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al
Al-00	100	0	0,0013	0	0,0736	0
Al-50	50	50	0,0013	0,0013	0,0736	0,0355
Al-60	40	60	0,0013	0,0019	0,0736	0,0533
Al-70	30	70	0,0013	0,0030	0,0736	0,0829
Al-80	20	80	0,0013	0,0052	0,0736	0,1422
Al-90	10	90	0,0013	0,0118	0,0736	0,3199
Al-95	5	95	0,0013	0,0250	0,0736	0,6755
Al-100	0	100	0	0,0250	0	0,6755

Os pós metálicos de ferro e alumínio foram misturados até se tornarem uma mistura homogênea, posteriormente, foram encapsulados em um recipiente cilíndrico de acrílico de raio 9,0mm para serem realizadas as medidas de espectroscopia Mössbauer.

O sistema é disposto linearmente conforme a figura 3-1. Para a espectroscopia Mössbauer, o equipamento utilizado consiste basicamente de uma fonte emissora de raios gamas ($^{57}\text{Co/Rh}$), conectada a um transdutor que está configurado para operar com ondas triangulares de velocidade, que realiza um movimento de “vai e vem” produzindo assim o efeito Doppler na energia do gama.

O transdutor (marca HALDER ELETRONIK GmbH – modelo D-82418) é utilizado para realizar o movimento de “vai e vem” da fonte radioativa e um controlador de transdutor (marca HAULER – modelo MR- 351) gera uma função de onda triangular que regula a velocidade do transdutor.

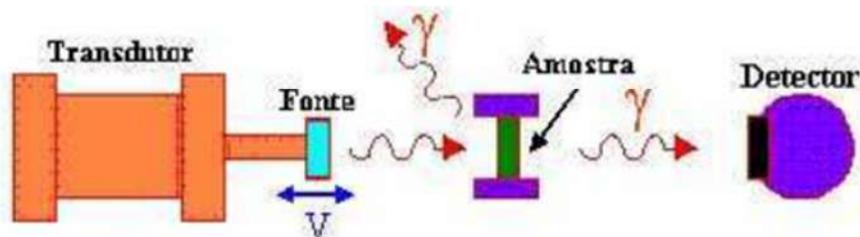


Figura 3-1: Representação esquemática do experimento [21].

Utilizou-se um detector de radiação do tipo proporcional (marca WISSEL – modelo LND-45431) alimentado por uma fonte de alta tensão (marca ORTEC – modelo 556) configurada em 1700V.

Ao ser ionizado pela radiação o gás dentro do detector produz um sinal fraco, que é imediatamente amplificado por um pré-amplificador de acordo com a figura 3-2.

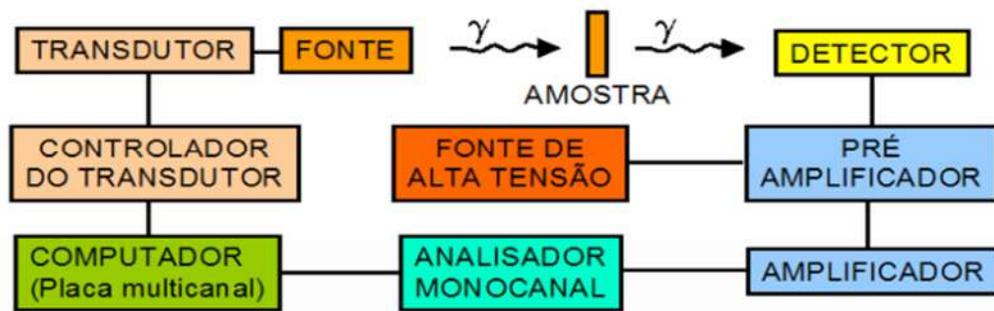


Figura 3-2: Diagrama de bloco da espectroscopia Mössbauer [21].

Posteriormente, o sinal é efetivamente amplificado por um módulo amplificador (marca CANABERRA – modelo 2024).

Várias energias são detectadas e amplificadas então, um analisador monocanal (marca WISSEL – modelo CMCA-550) tem a função de discriminar a energia que será utilizada para a espectroscopia Mössbauer que, neste caso, é a energia de 14,4 KeV. Os pulsos selecionados são enviados para o computador que contém uma placa de aquisição (marca WISSEL – modelo CMCA-550), que é um analisador multicanal, que armazena os dados em 1024 canais, onde cada canal está relacionado a uma velocidade do transdutor e conseqüentemente a uma energia do fóton gama emitido, ver figura 3-3. Observe que o espectro é “espelhado”, pois como a velocidade é triangular, ele passa duas vezes pela mesma velocidade e conseqüentemente com a mesma energia.

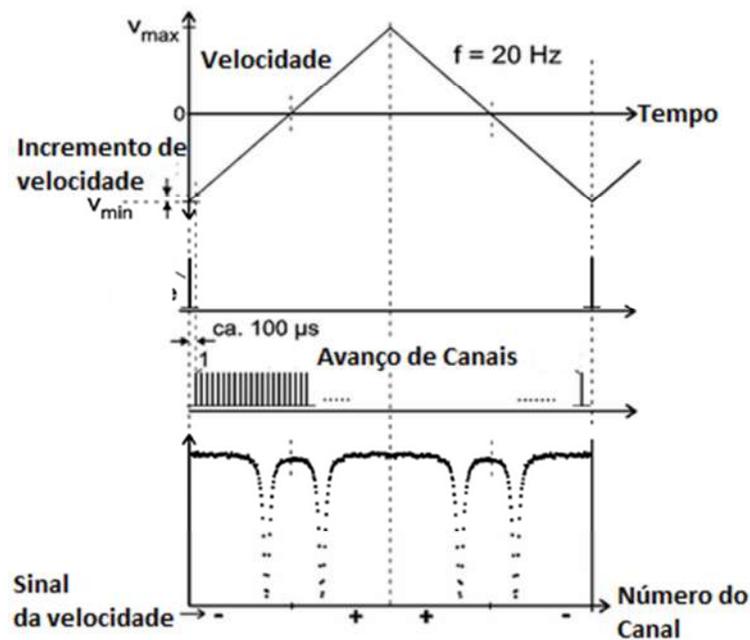


Figura 3-3: A contagem é representada em função do número do canal.[17]

Todas as medidas foram feitas em temperatura ambiente e o tempo de cada medida foi de 6 horas.

Capítulo 4

Resultados e Análises

Neste capítulo, serão apresentados e discutidos os resultados obtidos com as medidas de espectroscopia Mössbauer nas amostras preparadas.

Na figura 4-1, estão dispostos 3 espectros. A primeira figura 4-1a, trata-se da medida de “background sem amostra” (BG), ou seja, é a medida obtida quando não se introduz nenhuma amostra entre a fonte e o detector, portanto é a medida que representa a quantidade de contagens que a fonte emite.

Na figura 4-1b, temos a medida para a amostra contendo somente ferro (Al-00). Observa-se, conforme esperado para amostras com ferro, “vales” no espectro Mössbauer, indicando que nestes canais/energia há uma diminuição de raios gamas detectados, como resultado pelo efeito de absorção ressonante pela amostra. Ou seja, a energia é absorvida pela amostra e re-emitida em uma direção aleatória, e assim, não é detectada.

O ferro metálico utilizado apresenta estrutura cristalina do tipo cúbica de corpo centrado (α -Fe), neste caso, a espectroscopia Mössbauer não apresenta desdobramento quadrupolar, pois não há nesta configuração cristalina gradiente de campo elétrico na região do núcleo. No entanto o α -Fe é ferromagnético, esta propriedade produz uma interação de campo magnético na região do núcleo, produzindo um desdobramento dos níveis de energia, o que confere ao espectro 6 linhas de absorção. Note que, as 12 linhas observadas se devem ao espelhamento pela velocidade da fonte.

Na figura 4-1c, encontra-se a medida da amostra Al-100, que é referente a amostra só com alumínio que não absorve ressonantemente os raios gamas, e, portanto, não há “vales” na medida.

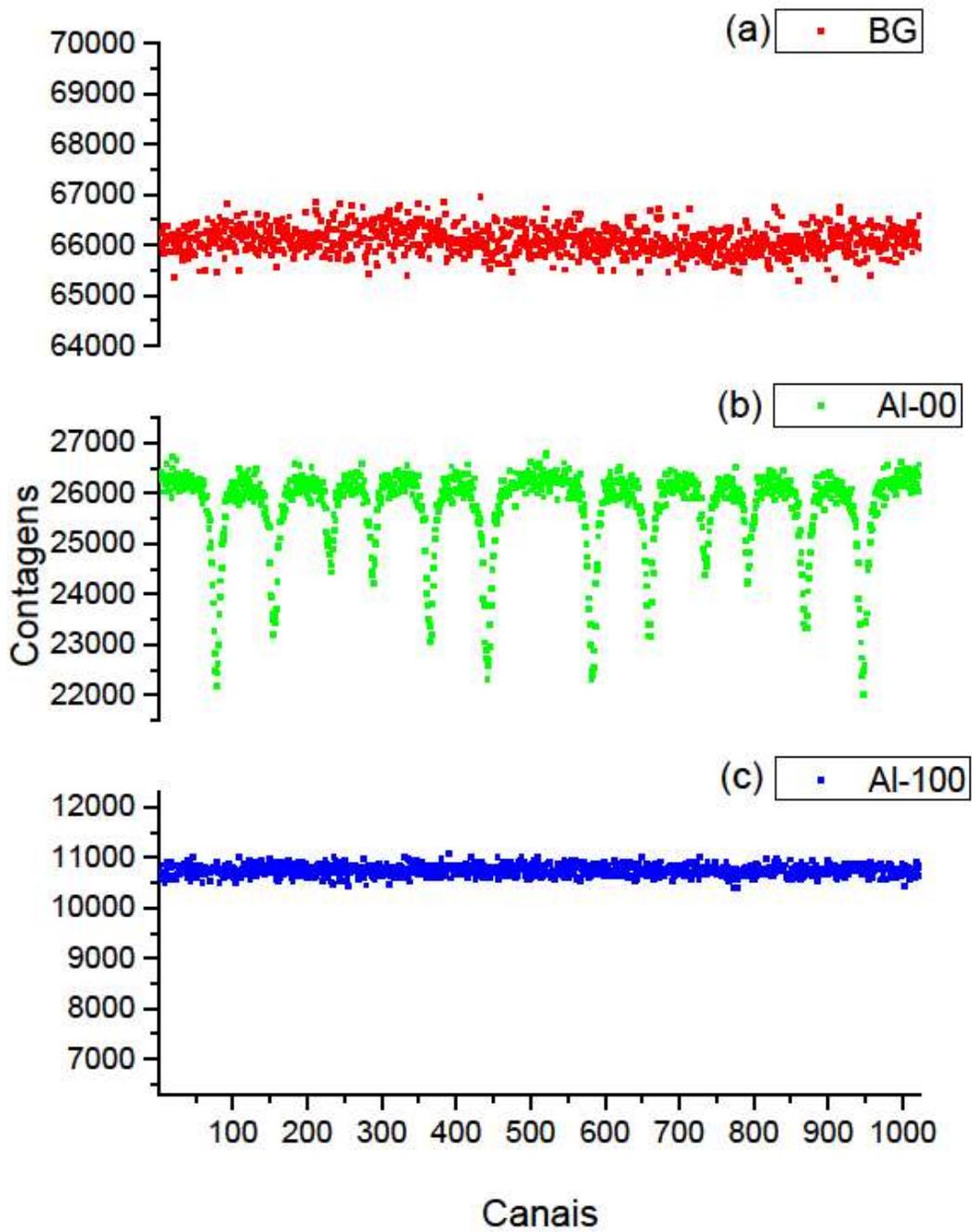


Figura 4-1: Espectro do (a) BG, (b) Al-00, e (c) Al-100

Verifica-se que a contagem, de raios gama, diminui mais para a amostra com alumínio do que para a amostra com ferro. Sabemos que para a energia de raios gamas da ordem de 14,4 keV, ocorre basicamente o efeito Compton e o efeito fotoelétrico, no entanto, a diferença

entre a ocorrência do efeito Compton e do efeito fotoelétrico é muito grande, conforme se verifica na figura 2-8, chegando a ser da ordem de 10^6 . Podemos então desprezar a contribuição do efeito Compton, e no coeficiente de absorção de massa será considerado apenas a contribuição do efeito fotoelétrico. Considerando os coeficientes $5,71 * 10^1 \text{ g/cm}^2$ para o ferro e $7,955 \text{ g/cm}^2$ para o alumínio [25], verifica-se pela equação 2-2 que a intensidade é menor para a amostra de ferro do que para a amostra de alumínio, se considerado a mesma espessura.

No entanto a medida, apresentada, mostra uma contagem menor na amostra de alumínio do que na amostra de ferro, isso se deve a quantidade de massa na amostra de alumínio ser muito maior do que a quantidade de massa na amostra de ferro.

Agora, mantendo a quantidade de massa de ferro constante, a medida em que adicionamos e aumentamos a quantidade de alumínio, a diminuição de contagem também se verifica conforme observa-se na figura 4-2. Note que os “vales”, que representa a absorção ressonante dos raios gama pelo ferro, são mais acentuados nas amostras com menos alumínio, e conseqüentemente maior contagens. Embora a quantidade de ferro fosse mantida constante, a quantidade de alumínio presente, aumenta a interação (blindagem) dos raios gama, diminuindo assim a quantidade de radiação gama que chega no detector.

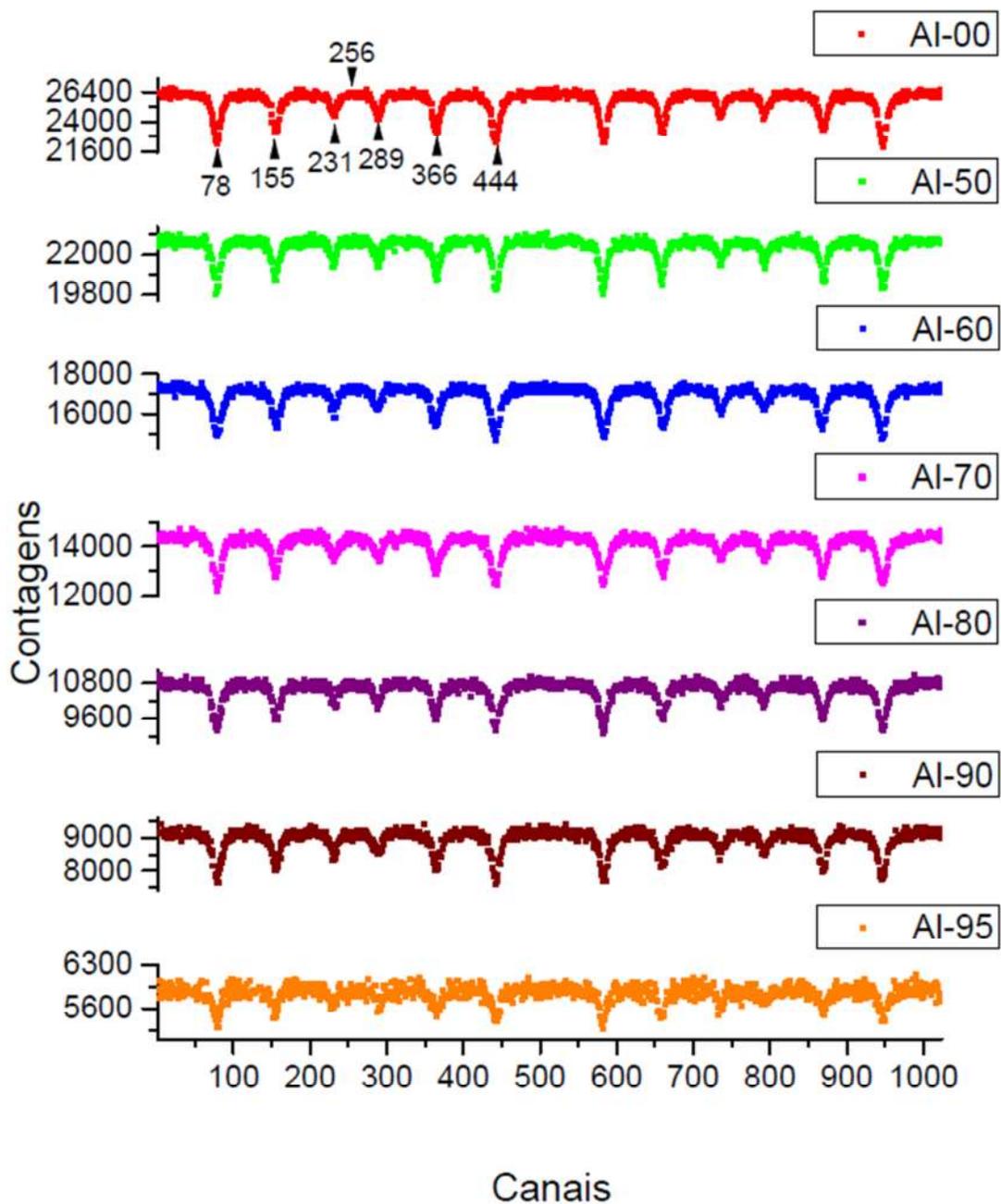


Figura 4-2: Espectro Mössbauer das amostras com diferentes concentrações de alumínio

Na Tabela 4-1 temos as informações referente a quantidade de raios gama detectado em 7 canais escolhidos, onde o canal 78, 155, 231, 289, 366 e 444 são os canais que se encontra cada um dos 6 primeiros “vales”, já o canal 256 é de um “background com amostra”, ou seja, os raios gamas ali detectados não sofreram absorção ressonante, apenas espalhamento

atômico. A figura 4-3 apresenta graficamente os dados da tabela 4-1 para os canais 78, 155, 231 e 256.

Tabela 4-2: Contagens registradas em determinados canais para as amostras contendo ferro e alumínio.

Amostras \ Canais (em % de Al)	78	155	231	256	289	366	444
0	22178	23211	24616	26091	24226	23365	22571
50	20002	20574	21582	22493	21585	20575	20203
60	14862	15691	16247	17154	16255	15610	14848
70	12207	12773	13364	14259	13675	12989	12571
80	9163	9556	10066	10880	9919	9767	9166
90	7910	7999	8628	9086	8604	8062	7827
95	5342	5486	5659	5909	5545	5460	5388

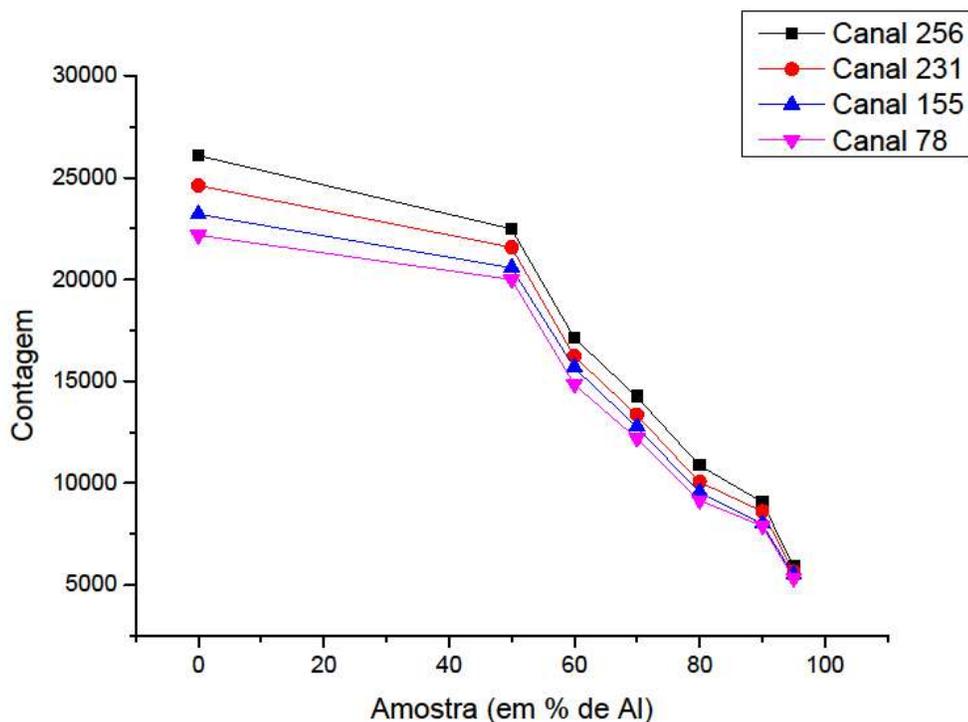


Figura 4-3: Contagens nos 3 primeiros “vales” e no “background” para as amostras com ferro e alumínio.

Na figura 4-3 observamos que a distância entre os valores de dois canais da mesma amostra varia pouco em comparação com a mesma distância para outra amostra. Isso quer dizer que a absorção ressonante não é afetada pela quantidade de alumínio que é adicionada e que o valor de contagens registrado diminui devido ao aumento da espessura da amostra. Podemos observar melhor esse comportamento na figura 4-4, onde conseguimos constatar que o valor da absorção ressonante permanece quase constante para todas as amostras independentemente da quantidade de alumínio presente nela.

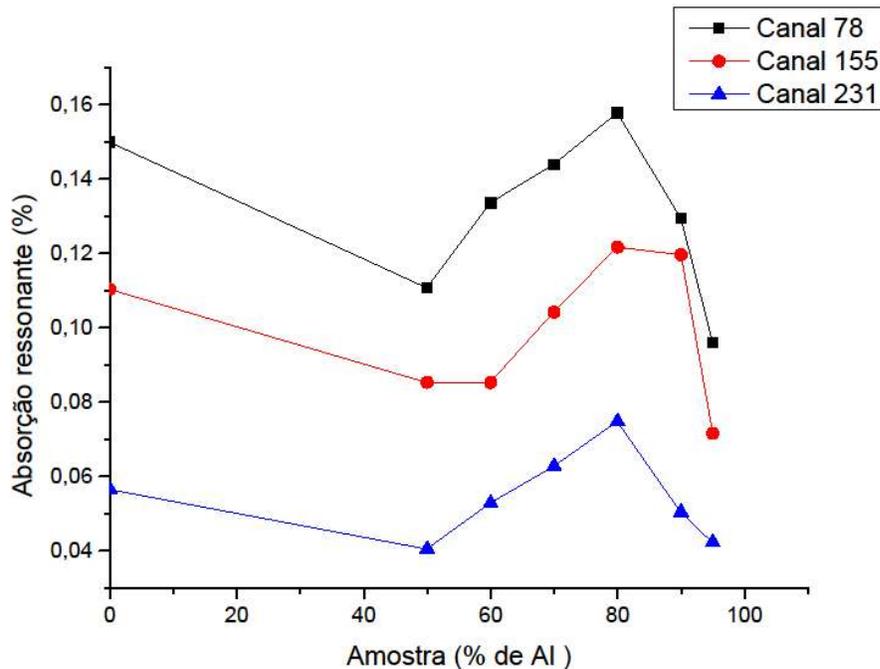


Figura 4-4: Quantidade de absorção ressonante nos três canais referente aos três primeiros “vales”.

A diminuição das contagens de uma amostra para outra é prevista com o aumento da espessura da amostra conforme a equação 2-1. Entretanto, não é razoável medir a espessura de amostra em pó, mas há uma relação direta da espessura com a massa, portanto, a adição de alumínio na mesma área, está diretamente relacionada com sua espessura.

Conhecemos a massa e a densidade dos elementos utilizados em cada amostra, logo:

$$\rho = \frac{M}{V}$$

Substituindo o volume por:

$$V = Ab \cdot h$$

onde Ab é a área da base e h é a espessura da amostra, temos:

$$\rho = \frac{M}{Ab \cdot h} \rightarrow h = \frac{M}{\rho \cdot Ab}$$

Utilizando os valores de massa da tabela 3-1 e considerando a densidade do alumínio como $2700 \text{ Kg}/\text{m}^3$ e a do ferro como $7870 \text{ Kg}/\text{m}^3$ [26], obtêm-se as espessuras calculadas das amostras em pó. A figura 4-5 é um gráfico da contagem por espessura, e podemos observar que ele demonstra um comportamento exponencial como é esperado de acordo com a equação 2-1.

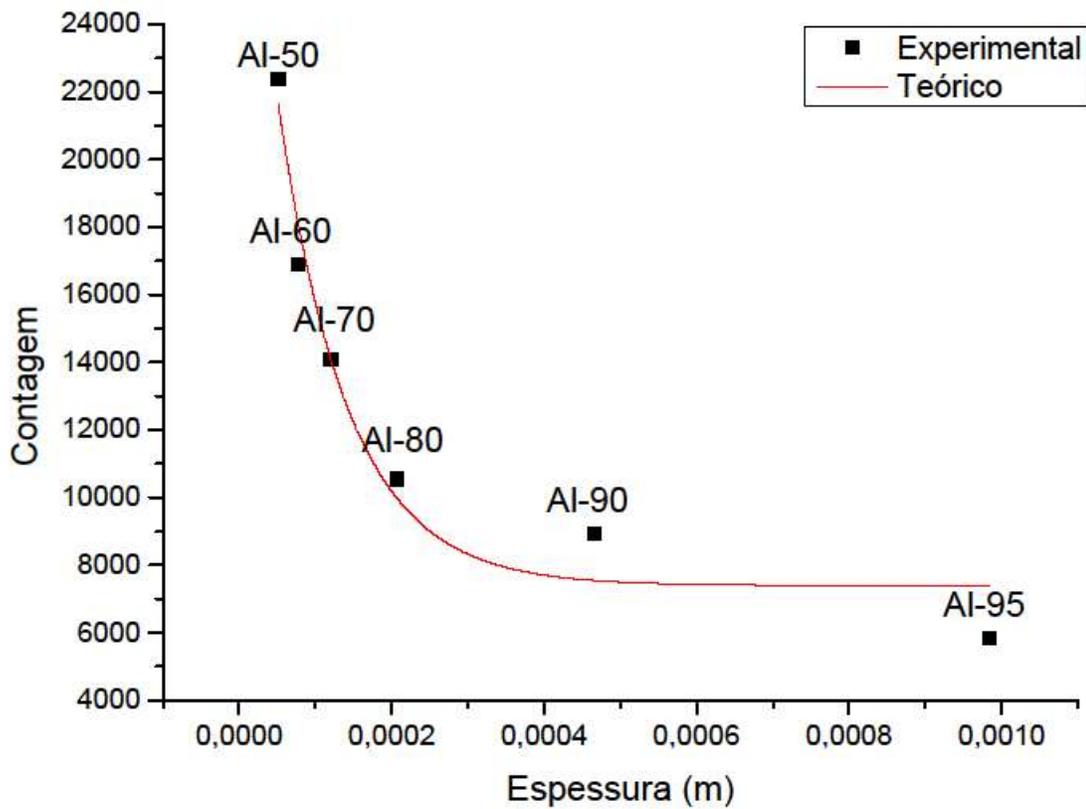


Figura 4-5: Gráfico da contagem por grossura das amostras contendo ferro e alumínio.

Capítulo 5

Conclusões

No decorrer deste trabalho foi estudado as principais características da radiação ionizante. Vimos os tipos existente, radiação alfa, beta e gama e a interação desses tipos de radiação com a matéria pode produzir diversos efeitos.

Os efeitos que ocorrem na matéria são o efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e a produção de pares, vimos que na faixa de energia trabalhada de 14,4Kev o único efeito que ocorre de forma considerável é o efeito fotoelétrico.

Ao estudar a espectroscopia Mössbauer, vimos que é necessário que a fonte radioativa utilizada emita um gama com energia compatível com o material utilizado, para que a amostra possa absorver ressonantemente a energia emitida.

Observamos no espectro Mössbauer, 6 “vales” devido à interação magnética que ocorre com o ferro presente nas amostras, assim como conseguimos observar que quanto mais alumínio era adicionado menor era o número de contagem registrado, conforme era esperado de acordo com a equação 2-1.

Embora a contagem registrada diminua, a absorção ressonante não é influenciada pela quantidade de alumínio presente na amostra.

Referências Bibliográficas

- [1] FERREIRA, Aurélio Buarque de Holanda. **Novo dicionário da língua portuguesa**. Nova Fronteira, 1986.
- [2] <https://goo.gl/0kOxAO> Acesso em 10/12/2016
- [3] Knoll, Glenn F. ***Radiation detection and measurement***. John Wiley & Sons, 2010.
- [4] <https://goo.gl/exVQkS> Acesso em 10/12/2016
- [5] KC Chung. **Introdução à física nuclear**. EdUERJ, 2001.
- [6] Lapp, Ralph E., and Howard L. Andrews. ***"Nuclear radiation physics."*** (1954).
- [7] Kaplan, Irving. ***"Nuclear physics."*** (1963)
- [8] <https://goo.gl/7CJASG> Acesso em 10/12/2016
- [9] <https://goo.gl/UUNIIA> Acesso em 10/12/2016
- [10] <https://goo.gl/FNizm7> Acesso em 10/12/2016
- [11] Bushberg JT. ***The Essential Physics of Medical Imaging***: Lippincott Williams & Wilkins; 2002
- [12] <https://goo.gl/aTW0cO> Acesso em 20/12/2016
- [13] <https://goo.gl/7ceWth> Acesso em 10/12/2016
- [14] Knoll, Glenn F. ***Radiation detection and measurement***. John Wiley & Sons, 2010.
- [15] Arthur Ernandes. **Estudo de Detectores de Radiação**. Trabalho de Conclusão de Curso – UEM – Maringá - 2016
- [16] <https://goo.gl/Qw8zOe> Acesso em 20/12/2016
- [17] Gütlich, Philipp, Eckhard Bill, and Alfred X. Trautwein. ***Mössbauer spectroscopy and transition metal chemistry: fundamentals and applications***. Springer Science & Business Media, 2010.
- [18] WERTHEIM, Gunther K. ***Mössbauer effect: principles and applications***. Academic Press, 2013.
- [19] <https://goo.gl/bFktrr> Acesso em 10/01/2017

[20] <https://goo.gl/Gim7xK> Acesso em 10/01/2017

[21] Flávio Francisco Ivashita. **Caracterização estrutural e das propriedades hiperfinas de compostos $\text{UO}_2\text{-EU}_2\text{O}_3$ sintetizados**. Dissertação de Mestrado – UEM – Maringá – 2006

[22] Jhon Bland. *A Mössbauer Spectroscopy and Magnetometry Study of Magnetic Multilayers and Oxides*. Tese de Doutorado – Universidade de Liverpool – Liverpool - 2002

[23] <https://goo.gl/sJD2XG> Acesso em 10/01/2017

[24] LONG, Gary J.; CRANSHAW, T. E.; LONGWORTH, G. *The ideal Mössbauer effect absorber thickness*. Mössbauer Effect Reference and Data Journal, v. 6, n. 2, p. 42-49, 1983.

[25] <https://goo.gl/kLlbo2> Acesso em 22/01/2017

[26] <https://goo.gl/xn6OFL> Acesso em 10/01/2017