

INTRODUÇÃO

Denominam-se ensaios não destrutivos (END) a um conjunto de técnicas de análise que permitem qualificar e quantificar danos em, estruturas, peças, equipamentos e componentes sem causar destruição, danos ou modificações nas propriedades físicas, químicas, mecânicas ou dimensionais dos objetos examinados. Constituem uma das principais ferramentas do controle de qualidade de materiais, sistemas e componentes e podem também ser executadas nas etapas de fabricação, construção, montagem e manutenção. Os métodos mais usuais de END são [1]: ensaio visual, líquido penetrante, partículas magnéticas, ultra-som, radiografia e tomografia, análise de vibrações e análise de deformações.

A **radiografia** é uma técnica bastante usual em END, e muito utilizada na medicina, indústria, arte, agricultura e engenharias: mecânica, elétrica, civil, nuclear e aeronáutica.

Nesse trabalho foram inspecionados componentes mecânicos através da técnica de **radiografia digital por transmissão** com nêutrons térmicos e radiação eletromagnética. Ambas as radiações têm grande poder de penetração em metais, materiais geralmente usados na fabricação desses componentes, mas por apresentarem diferenças nas características de atenuação fornecem informações diferentes na imagem. Além das inspeções foi avaliado o desempenho do sistema radiográfico para ambas as radiações. Foram feitas avaliações quantitativas incluindo linearidade, "range" dinâmico, resolução espacial e sensibilidade bem como uma comparação desses parâmetros com um sistema equivalente, mas que utiliza filmes radiográficos convencionais e uma folha de Gadolínio como conversor de nêutrons em partículas ionizantes [2].

O sistema de radiografia digital em questão utiliza telas de fósforo (substância que emite luz quando exposta a radiação ionizantes) denominadas Imaging Plate (IP) como dispositivo de captação e registro de imagens. Essas telas são bem mais sensíveis à radiação quando comparadas aos filmes radiográficos convencionais, fornecem imagens digitais e são reutilizáveis.

O reator de pesquisa Argonauta instalado no *Instituto de Engenharia Nuclear - IEN/ CNEN* foi usado como fonte de nêutrons térmicos fornecendo um fluxo de $4,46 \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ na saída do principal canal de irradiação onde foi posicionado o chassi, dispositivo contendo o IP. O tipo de agente interrogador utilizado neste

trabalho foi a radiação γ de 412 keV provenientes do radioisótopo ^{198}Au produzido também no reator Argonauta, por ativação neutrônica.

Os resultados obtidos foram comparados evidenciando-se as vantagens, desvantagens e complementaridade das diferentes radiações no sistema radiográfico [3].

No capítulo 1 é feita uma revisão bibliográfica, onde são destacados os principais trabalhos publicados nessa área e importantes para o desenvolvimento deste trabalho.

No capítulo 2 são apresentados os fundamentos teóricos para a compreensão: da técnica de radiografia por transmissão, dos princípios da interação das radiações com a matéria, dos parâmetros fundamentais do desempenho de um sistema radiográfico e dos dispositivos, Imaging Plate e filmes radiográficos, utilizados na captação de registro de imagens.

Os materiais e os métodos utilizados e os desenvolvidos para este trabalho, são mostrados no capítulo 3 que inclui também os resultados quantitativos como: sensibilidade e resolução espacial dos dois sistemas estudados apresentados junto com as metodologias desenvolvidas para a sua determinação. Em uma outra subdivisão do capítulo são apresentados os métodos utilizados e os resultados obtidos numa comparação quantitativa entre os sistemas digital, que utiliza Imaging Plate, e o convencional com filme radiográfico quando o nêutron térmico é a radiação empregada.

O capítulo 4 apresenta os resultados obtidos neste trabalho. Imagens radiográficas de equipamentos, dispositivos e de componentes mecânicos geradas nos sistemas digitais que utilizam nêutron térmico e raios gama de 412 keV, mostram a capacidade de uso dessas radiações na inspeção de objetos utilizados na indústria. Também são evidenciadas as características complementares dessas radiações mostrando que os raios gama são mais atenuados em materiais pesados ao contrário do nêutron que sofre atenuação em materiais mais leves. Em uma outra subdivisão do capítulo são apresentados os resultados obtidos numa comparação quantitativa entre os sistemas digital, que utiliza Imaging Plate, e o convencional com filme radiográfico quando o nêutron térmico é a radiação empregada.

Nos apêndices são apresentadas as características principais do reator Argonauta, os “softwares” disponibilizados na internet tais como: o XCOM, que fornece os coeficientes de atenuação em função da energia da radiação

eletromagnética e o IMAGE J utilizado para obter e tratar dados da imagem, e a eventual possibilidade de ativação dos componentes durante a exposição ao campo neutrônico.

1 REVISÃO DE LITERATURA

Logo após a sua descoberta em 1895 [3], por Wilhelm Conrad Röntgen, os raios X se tornaram uma ferramenta indispensável pelos cientistas que desde essa época, até os dias atuais, vem desenvolvendo e aperfeiçoando de modo continuado sua aplicação na técnica de radiografia em diversos campos da ciência, em especial na medicina e indústria.

Em relação ao nêutron, descoberto em 1932 por CHADWICK [3], KALLMAN e KUHN [4] propuseram em 1935 a radiografia com nêutrons, denominada *neutronografia*, ao observarem a diferença na sua característica de atenuação em comparação aos raios X. Como fonte de nêutrons eles utilizaram um pequeno acelerador, equivalente a uma fonte de dois a três gramas de Ra-Be que forneceu um fluxo de nêutrons, depois de moderado e colimado, insuficiente para realizar uma boa neutronografia. Seus resultados não foram de boa qualidade, mas indicaram a potencialidade da técnica.

Em 1956, THEWLIS [5] demonstrou que poderiam ser obtidas neutronografias de alta qualidade utilizando o reator BEPO da Harwell, Inglaterra.

Na década de 60, pesquisadores do Argonne National Laboratory (ANL/EUA), tendo como um dos principais integrantes Harold Berger, publicaram diversos trabalhos sobre neutronografia. Neles foram discutidos os métodos de formação de imagem, os tipos de conversores de nêutrons, as fontes de nêutrons e o potencial de aplicação da radiografia com nêutrons térmicos em ensaios não destrutivos de materiais. Em 1962 essa mesma equipe começou a inspecionar elementos combustíveis irradiados de reatores nucleares utilizando a radiografia com nêutrons térmicos [6]. Devido ao nível de radiação proveniente desses elementos, não seria possível fazer a inspeção com raios-X ou raios- γ . O resultado mostrou a eficiência da técnica ao conseguir revelar alterações e defeitos nas pastilhas combustíveis, bem como a localização de outros componentes. Em 1965, BERGER [7] publicou um livro exclusivamente sobre neutronografia. Em 1969, a técnica de obtenção de imagens por transmissão utilizando nêutrons, já era compreendida como uma possibilidade de inspeção de materiais [6].

A utilização de reatores nucleares como fonte nos sistemas neutronográficos prejudicou a ampliação da técnica por questões de segurança e pela dificuldade de transporte dos objetos a serem inspecionados até as instalações. No fim da década

de 60, pesquisadores começam a estudar a viabilidade de utilizar pequenos aceleradores e fontes isotópicas emisoras de nêutrons, mas os reatores nucleares continuaram sendo os tipos de fonte mais empregada por produzirem imagens neutrongráficas de qualidade comparável à radiografia com raios X. Os trabalhos desenvolvidos até esta época, foram reunidos e organizados por HAWKESWORTH e WALKER [8] e publicados em 1969.

Em 1970, em alguns países europeus e nos Estados Unidos, muitos dos institutos de pesquisa com reatores nucleares possuíam unidades e recursos humanos capacitados para realizar neutrongrafias e interpretar as imagens obtidas. Para facilitar o progresso da técnica foram necessárias normas de padronização e a realização de trabalhos coordenados. Em 1973, foram organizadas em Birmingham, na Inglaterra, pesquisas relacionadas a esses tópicos. Nos Estados Unidos isso ocorreu em 1975 em Gaithersburg. Também em 1975, TYUYAKOV e SHTAN publicaram um livro sobre os princípios básicos da neutrongrafia [6].

Em 1979 foi formado um grupo de trabalho sobre esse tópico sob o patrocínio da Comissão das Comunidades Europeias. O encontro inaugural foi em Riso, na Dinamarca, e nos anos subsequentes em centros de pesquisa da comunidade europeia. Em 1981 o grupo publicou o Manual da Radiografia com Nêutrons e, em 1984, um Atlas sobre a detecção de defeitos em elementos combustíveis de reatores nucleares. Em 1986, Harms e Wyman publicaram um livro sobre os fundamentos físicos e matemáticos da neutrongrafia. Dois livros, um sobre colimadores para radiografias com nêutrons térmicos e outro sobre fundamentos da neutrongrafia, foram publicados por Domanus em 1987 e 1992, respectivamente [6].

Pesquisadores da Europa, Estados Unidos e Canadá comandaram a primeira Conferência Mundial em Radiografia com Nêutrons ocorrida em 1981 nos Estados Unidos. Desde então conferências periódicas têm sido organizadas sendo que em 2010 ocorreu a IX Conference on Neutron Radiography, na África do Sul. Os trabalhos apresentados geralmente são publicados em revistas internacionais indexadas da área nuclear.

Apesar da radiografia com nêutrons ter surgido há 70 anos, somente há 40 anos esta técnica tem se firmado e aceita como método em Ensaios Não Destrutivos. Hoje, mundialmente reconhecida, a neutrongrafia, não compete diretamente com as demais técnicas, pois dependendo das circunstâncias, dela são

obtidas informações complementares ou mesmo exclusivas, em relação aos raios X e raios γ .

Berger [9], em 1986, publicou um artigo sobre os avanços em radiografias com nêutrons. Nesse artigo ele enumera a aplicação desta técnica na inspeção de componentes contendo explosivos, lâminas de turbinas de aeronaves, montagens mecânicas, na observação de fluídos e na detecção de corrosão.

Até aproximadamente 1985 o dispositivo de captação e registro de imagem utilizado dentro do chassi, também chamado de cassete, foi o filme radiográfico convencional, sensível a raios-X, em contato com um conversor de nêutrons.

Tomografia computadorizada e ressonância magnética já são intrinsecamente digitais. Nas técnicas de análise por ultra-som e em medicina nuclear os tipos de imagem foram substituídos de analógico para digital na década de 1970. Entre as técnicas de inspeção por imagem, a radiografia foi a última modalidade que fez a transição para aquisição digital. A razão principal da baixa motivação para essa mudança é que o filme radiográfico convencional como detector no sistema, produz uma imagem de excelente qualidade sob a maioria das circunstâncias. Além disso, o campo de visão de um monitor e uma radiografia digital com alta resolução espacial contem muitos dados que ocupam um espaço muito grande em uma mídia requerendo, portanto, muito espaço para estocá-la. Outro problema é que as imagens digitais requerem uma rede de computadores de banda larga para o sistema de comunicação e arquivamento de imagens – *Picture Archiving and Communication System – PACS*.

A radiografia digital começou a ser introduzida no início da década de 1980, mas a mudança de analógico para digital ocorreu de modo definitivo na virada do século com a evolução das redes de computadores que lidam com a distribuição e armazenamento de imagens, impulsionadas pela área de saúde [10]. A partir do domínio da técnica, a neutrongrafia passou a ser utilizada na indústria como mecanismo de inspeção e controle de qualidade [11,12].

A radiografia digital, também chamada de radiografia computadorizada, faz uso de telas de fósforo, denominadas Imaging Plate – IP, no lugar do filme radiográfico. O fósforo armadilha elétrons produzidos diretamente ou indiretamente por um dos processos de interação da radiação incidente e quando são desarmadilhados emitem luz.

Embora essas telas tenham sido primeiramente desenvolvidas e utilizadas para a detecção de raios X, devido sua grande utilização na área médica, os pesquisadores que trabalham com nêutron iniciaram suas pesquisas introduzindo na substância de fósforo também um material que faz a conversão do nêutron em partícula carregada.

Em 1994 um grupo de pesquisadores japoneses [13] desenvolve dois tipos de telas Imaging Plate apropriada para nêutrons, uma com conversor de Lítio e a outra com Gadolínio. Em 1996 outro trabalho [14] mostra os resultados obtidos da utilização dessas telas IP na detecção de materiais hidrogenados em amostras biomédicas.

Em 1999 ocorreu a VI World Conference on Neutron Radiography em Osaka no Japão. Dos trabalhos apresentados e publicados destacam-se o de SHIGENORI e al [15], que mostra o desenvolvimento das telas de fósforo para a detecção de nêutrons e dois trabalhos de um grupo formado por pesquisadores alemães e franceses. No primeiro [16], apresentam a seqüência dos processos físicos que acontecem durante todo o procedimento da exposição aos nêutrons até a detecção da luminescência foto estimulada. No segundo [17] eles mostram os resultados obtidos das características de telas de fósforo nas quais foram adicionados três conversores de nêutrons, lítio, boro e gadolínio. Durante as conferências mundiais de radiografia com nêutrons, ocorridas em 2002 [18] e 2006 [19], muitos trabalhos apresentados utilizaram Imaging Plate.

A utilização de telas de fósforo – IP como detector de imagem foi introduzida nos sistemas radiográficos que utilizam o reator Argonauta em 2008. A partir daí, os pesquisadores da área desenvolveram diversos trabalhos utilizando Imaging Plates [20,21,22]. Desde 2010 [23] acrescentaram as suas tarefas à realização de radiografias com raios gama provenientes de radioisótopos produzidos também no reator Argonauta, por ativação neutrônica de isótopos naturais.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 Princípio da formação de imagens por transmissão

Todos os métodos radiográficos fazem uso da radiação e independente da sua natureza, nêutrons, raios X ou γ , eles são baseados no mesmo princípio geral: *“A radiação é atenuada ao passar através da matéria”*.

No método radiográfico via transmissão o objeto é posicionado entre a fonte e o detector (dispositivo de captação e registro de imagens). Nesta configuração, a estrutura física interna de um objeto colocado em um feixe de radiação pode ser examinada através da medida da radiação transmitida por meio de um detector apropriado, que fornece uma imagem como um mapa de atenuação do objeto.

Após atravessar o objeto, o feixe atinge o detector e este registra a fração da intensidade do feixe incidente que foi transmitida por cada ponto do objeto. Algumas inhomogeneidades ou defeitos na estrutura interna (tais como: vazios, rachaduras, porosidades, interfaces de materiais ou inclusões) serão mostradas com a mudança da intensidade da radiação que alcança o detector.

A atenuação da radiação na matéria é governada pela lei de Lambert [24] que afirma que para um material homogêneo e radiação mono energética, camadas de mesma espessura absorvem a mesma fração da radiação que a atravessam. Matematicamente, isto pode ser expresso por:

$$\frac{dI}{I} = -Cdx \quad (1)$$

Onde I é a intensidade da radiação incidente, dI/I é a fração de radiação removida do fluxo quando atravessa a espessura dx e C é o coeficiente de atenuação linear do material.

A equação (1) prediz um decréscimo exponencial na intensidade de transmissão I com a espessura x :

$$I = I_0 e^{-Cx} \quad (2)$$

Onde I_0 e I são as intensidades da radiação incidente e a transmitida após atravessar a espessura x , respectivamente. A representação gráfica da atenuação na matéria está representada na Figura 1a.

Quando um feixe de intensidade I_0 passa através de um objeto de espessura x no qual um defeito, de espessura d e coeficiente de atenuação C_d está presente, I_0 será atenuada em um grau diferente nesta região. Para calcular a intensidade I_d do feixe transmitido na região do defeito serão analisados dois casos. No primeiro será considerado que o defeito é um vazio e que não atenua a radiação, isto é, $C=0$. No segundo, o defeito será considerado uma inclusão com o coeficiente de atenuação $C_d > C$. A análise dos dois casos está graficamente representada pela Figura 1b junto com a Equação (3) que mostra como se calcula o feixe transmitido em um material heterogêneo.

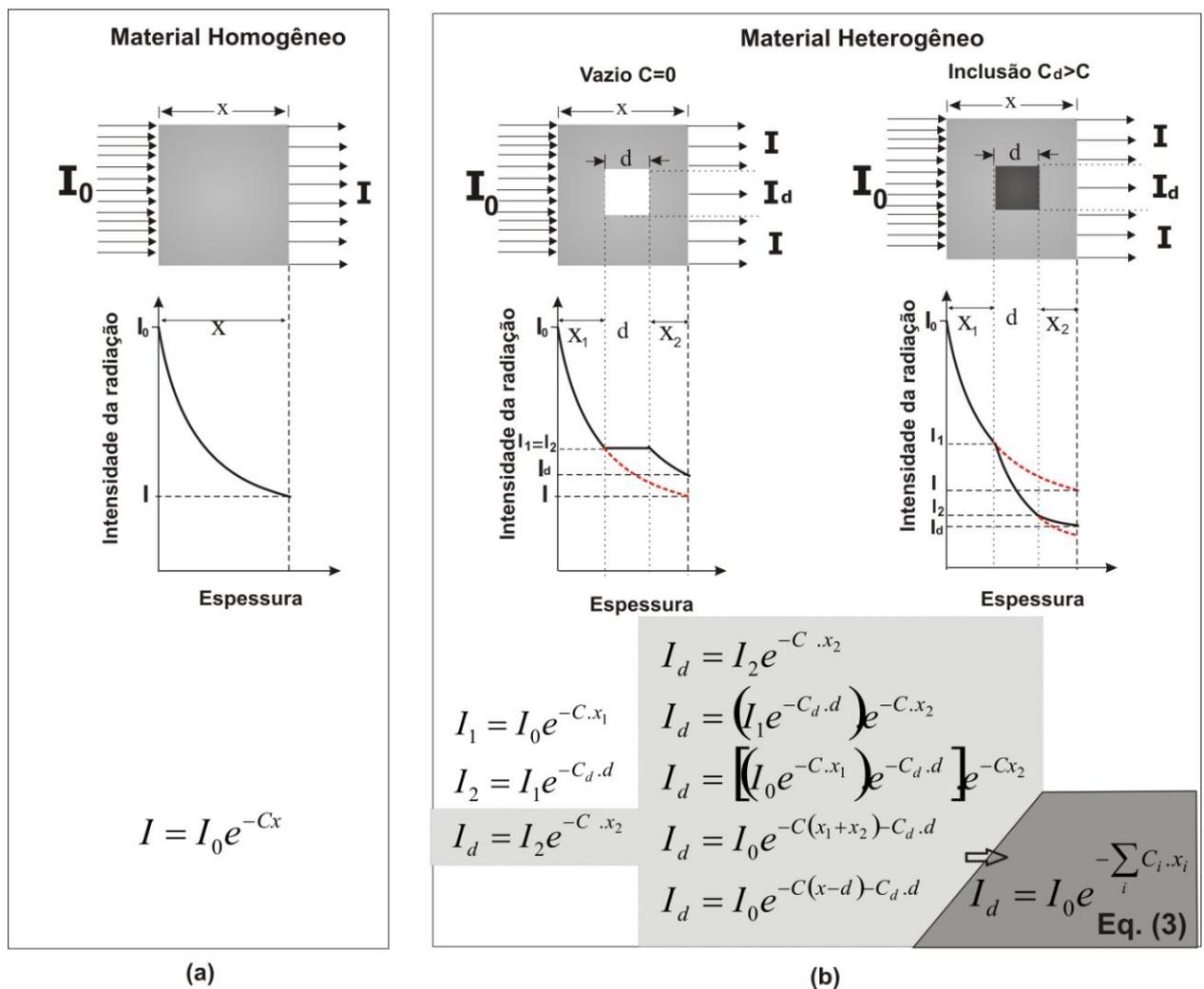


Figura 1 – Atenuação da radiação na matéria.

Se o feixe transmitido for captado por um detector de radiação poderão ser observadas essas diferenças nas intensidades. A técnica de radiologia consiste em achar um modo eficiente de detectar e visualizar essas diferenças de intensidade da radiação.

Como impressões digitais, o coeficiente de atenuação C é uma característica do material e depende fundamentalmente de como a radiação em questão, interage com ele. Conseqüentemente, a natureza e energia da radiação mais apropriada dependerão, sobretudo dos materiais envolvidos.

Outros fatores importantes que devem ser considerados são as dimensões do objeto em inspeção, o tipo de informação que se deseja extrair da imagem e o custo do procedimento para obtê-la.

Graças à ausência de carga elétrica, nêutrons, raios X e γ têm um poder de penetração na matéria maior do que partículas carregadas e são mais adequados para inspecionar objetos metálicos espessos onde essas partículas não os atravessam devido ao curto alcance.

Como os processos de interação dessas radiações com a matéria são diferentes, os materiais apresentam valores distintos de coeficientes de atenuação e conseqüentemente informações diferentes são obtidas utilizando-se diferentes radiações.

2.2 Interação da radiação com a matéria

A Figura 2 apresenta um quadro das categorias das radiações usualmente mais estudadas [25]. Neste trabalho foram utilizados nêutrons e raios γ mas, ao interagir com a matéria, a radiação pode também transformar total ou parcialmente sua energia em outro tipo de radiação. Além disso, muitas vezes o campo de radiação é misto e conhecendo-se os processos de interação será mais fácil interpretar uma imagem fornecida pelo sistema.

De um modo geral, fótons interagem pela ação de campos eletromagnéticos, atuando sobre partículas carregadas do meio; partículas carregadas devido às suas cargas elétricas, interagem continuamente através da força coulombiana com os elétrons presentes no meio por onde passam, já os nêutrons atuam sobre os núcleos atômicos.

Tipo	Natureza	$\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix} X$	Carga/Massa (x 10 ⁻²⁷ kg)	Origem	
Radiações particuladas com cargas <i>Radiação constituída de um feixe de partículas elementares ou de núcleos atômicos</i>	Pesadas	partícula α	$\begin{matrix} 4 \\ 2 \end{matrix} \alpha$	+2e/6,644	Emitidas por núcleos atômicos
		prótons p	$\begin{matrix} 1 \\ 1 \end{matrix} p$	+e/1,672	
	Elétrons rápidos	partículas β^-	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix} \beta^-$	-e/0,0009	Emitidos pelas camadas eletrônicas
		pósitrons	$\begin{matrix} 0 \\ +1 \end{matrix} \beta^+$	+e/0,0009	
		elétrons	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix} e$	-e/0,0009	
Radiações sem carga	Raios X ($\lambda=10^{-10}$ m) <i>Fótons com energia entre poucos eV e vários MeV que recebe várias denominações de acordo com a origem</i>		0/0	Desexcitações atômicas (raios X característicos) e da desaceleração de partículas carregadas (Bremsstrahlung)	
	Raios γ ($\lambda=10^{-12}$ m)			originados de desexcitações nucleares	
	nêutrons	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix} n$	0/1.675	Geralmente de reações nucleares como a fissão	

Figura 2 – Algumas características das radiações mais estudadas.

2.2.1 Interação de partícula carregada

Partículas carregadas interagem com a matéria através de forças elétricas atrativas ou repulsivas (coulombianas) e perdem a energia cinética através de uma seqüência contínua de interações com os elétrons orbitais nas qual a partícula perde pequenas frações de sua energia, até ser completamente freiada, resultando na *excitação* ou *ionização* do átomo do meio.

Na *excitação* a partícula carregada incidente transfere parte de sua energia a um elétron do átomo do meio promovendo-o para camadas mais externas (níveis de energia maiores). Nesse processo, a energia transferida ao elétron não excede sua energia de ligação. Após a excitação o elétron retorna ao seu nível de energia anterior emitindo o excesso de energia geralmente, na forma de radiação eletromagnética - raios X.

Se a energia transferida ao elétron for maior que sua energia de ligação na camada, o elétron é ejetado do átomo ocorrendo à *ionização*. O resultado desse processo é a formação de pares de íons consistindo do elétron ejetado e o átomo positivamente carregado. Se o elétron ejetado possuir energia suficiente ele produzirá mais ionizações, chamadas de ionizações secundárias.

As partículas pesadas (α e p) têm velocidade menor do que elétrons (β^- , β^+ ou e^-) de mesma energia. Portanto ionizarão um número maior de átomos ao longo de seu percurso e terá um alcance, dentro do material absorvedor, bem menor comparado ao alcance dos elétrons.

2.2.2 Interação de fótons: raios γ e raios X

Embora raios X e raios γ sejam originários de processos diferentes, se compararmos os dois fótons de mesma energia eles possuem os mesmos mecanismos de interação com a matéria. São vários os mecanismos de interação do fóton com a matéria e a importância relativa e eficiência de cada um dependem muito da energia do fóton, da densidade e número atômico do meio absorvedor. São três os principais processos de interação: *Absorção fotoelétrica*, *Espalhamento Compton* e *Formação de Pares*, cada um deles com o seu próprio coeficiente de atenuação. O coeficiente de atenuação total C , da Equação (3), é o resultado da soma dos coeficientes de cada processo.

Efeito fotoelétrico

Neste processo, o fóton é absorvido após transferir toda sua energia para um elétron que é ejetado do átomo, denominado fotoelétron. A energia cinética (E_c) adquirida por esse elétron é a diferença entre a energia do fóton incidente ($E=h\nu$) e a energia de ligação (E_b) do elétron na sua camada. Portanto a condição para ocorrer à absorção fotoelétrica é que $E > E_b$. Além do “fotoelétron”, a interação também deixa o átomo ionizado no meio absorvedor com uma vacância na camada que será preenchida por um elétron de uma camada mais externa, podendo ser em cascata, e o excesso de energia de ligação é emitido como radiação eletromagnética - *raios-X característico*. Esses fótons podem ser reabsorvidos, também por absorção fotoelétrica, ou podem escapar do meio absorvedor influenciando na intensidade do feixe transmitido e conseqüentemente deteriorando a imagem formada.

A probabilidade de ocorrer à absorção fotoelétrica aumenta com o número atômico (Z) do material absorvedor e decresce com a energia E do feixe de fótons e pode ser representada aproximadamente por [25]:

$$C_{\text{fotoelétrica}} \propto \frac{Z^{4,5}}{E^{3,5}} \quad (4)$$

Da relação (4) pode ser observado que o coeficiente de atenuação cresce rapidamente para altos valores de Z. Portanto, numa radiografia com raios γ ou X, um bom contraste é obtido se o objeto em inspeção for composto de materiais com grandes diferenças entre seus números atômicos. Também é por essa razão que se utilizam elementos de alto Z (exemplo: chumbo) como blindagem para esse tipo de radiação.

Espalhamento Compton

Neste processo, o fóton incidente transfere parte de sua energia ($E = h\nu$) a um dos elétrons, sendo espalhado a um ângulo θ em relação a sua direção original com energia $E' = h\nu'$, enquanto o elétron é ejetado do átomo. Em todas as interações há obviamente conservação de energia e de momento. A relação entre E e E' é dado na Equação (5).

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{511\text{keV}}(1 - \cos\theta)} \quad (5)$$

O elétron de recuo perderá sua energia via ionização ou excitação dos átomos do material e o fóton espalhado poderá atravessar o meio sem interação ou poderá sofrer interações subseqüentes tais como absorção fotoelétrica ou espalhamento Compton novamente. A mudança de direção do fóton desviado no espalhamento causa degradação na imagem, diminuindo o contraste [10].

Produção de Pares

A produção de pares é energeticamente possível se a energia do fóton exceder 1,022 MeV. Neste processo, o fóton interage com o campo elétrico do núcleo do átomo e sua energia é transformada em um par elétron-pósitron com energia equivalente a massa em repouso de cada partícula. A energia limiar para

ocorrer essa interação é 1,022 MeV porque a energia equivalente à massa em repouso de cada elétron (β^- e β^+) é de 0,511 MeV. A energia do fóton incidente que excede esse limiar é dividida entre as partículas em forma de energia cinética. O elétron e o fóton perdem suas energias cinéticas por excitação e ionização. Quando o pósitron perder toda sua energia e retornar ao repouso ele interage com um elétron negativamente carregado aniquilando-se, resultando na formação de dois fótons que são emitidos em direções opostas e de 0,511 MeV cada um.

A Figura 3 mostra como variam esses mecanismos de interação para o chumbo.

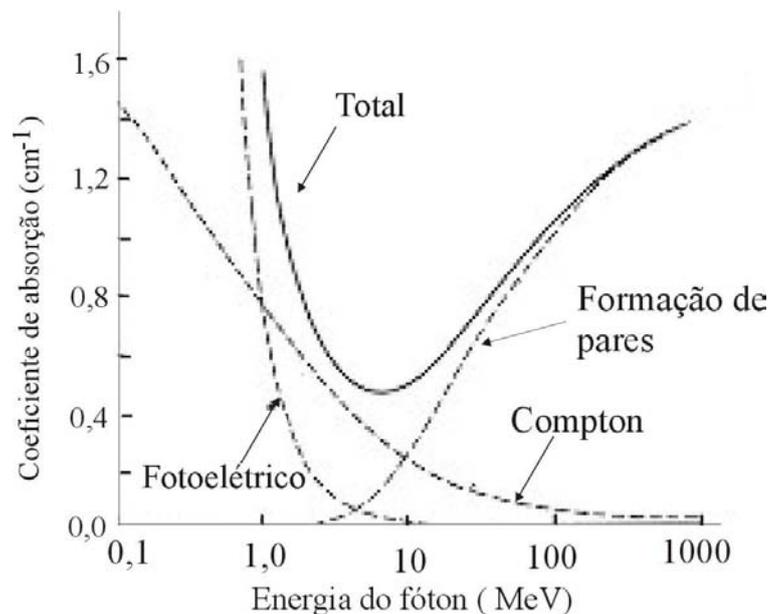


Figura 3 – Coeficiente de absorção total do chumbo mostrando as contribuições da absorção fotoelétrica, do espalhamento Compton e da formação de pares [25].

Cada mecanismo de interação tem seu próprio coeficiente de absorção. O coeficiente de absorção ou de atenuação linear total μ é o resultado da soma dos coeficientes de cada processo.

Neste trabalho foram utilizados raios γ de energia de 412 keV provenientes do radioisótopo ^{198}Au . Então a imagem de um objeto sofrerá degradação apenas devido aos processos de absorção fotoelétrica e do espalhamento Compton. A degradação devido à absorção fotoelétrica será apenas aquelas oriundas das interações dos

raios X característicos emitidos pelos átomos neste processo. No espalhamento Compton, a energia dos fótons espalhados é suficientemente alta para penetrar nos materiais e causar novas interações ou misturar-se ao feixe de fótons transmitido. Em ambos os casos a imagem será degradada, pois os coeficientes de atenuação dos materiais têm seus valores em função da energia da radiação do feixe.

2.2.3 Interação de nêutrons

Nêutrons são partículas que não possuem carga elétrica, conseqüentemente, eles não interagem com os elétrons e nem são afetados pelos campos eletrostáticos produzidos pelo núcleo, portanto não causam ionização direta e nem excitação do átomo do material absorvedor. Os nêutrons podem percorrer alguns centímetros na matéria sem interagir e serem completamente invisíveis a um receptor de imagens. Quando um nêutron sofre uma interação, ela ocorre com o núcleo atômico do material absorvedor podendo ser *espalhado* na colisão, mudando significativamente sua energia, sua direção ou ser *absorvido*, desaparecendo totalmente, podendo haver emissão de uma ou mais radiações secundárias.

Espalhamento

Neste processo o núcleo não muda sua composição isotópica após a colisão com o nêutron, mas podem ocorrer duas possibilidades. Na primeira, denominado de *espalhamento elástico*, o núcleo permanece no mesmo nível de energia que tinha antes da colisão. Na segunda, denominado *espalhamento inelástico*, o núcleo é deixado em um estado excitado (nível de energia maior do que o que tinha originalmente). As reações são representadas respectivamente, por (n,n) e (n,n') .

O espalhamento elástico é o principal responsável pela moderação dos nêutrons. Um nêutron de energia E encontrando um núcleo de peso atômico A , perde em média uma energia $2EA/(A+1)^2$ por interação. Esta expressão, apresentada em [25], mostra que para reduzir a velocidade do nêutron com poucas colisões, um núcleo de A pequeno tem que ser usado. Devido a isso materiais contendo hidrogênio são muito utilizados como moderadores.

No espalhamento inelástico verifica-se uma perda na energia cinética do sistema. Nessas reações, o núcleo pode adquirir uma velocidade de recuo e ser

deixado num estado excitado liberando a energia de excitação por emissão de radiação de energia igual à diferença de energia entre o nêutron incidente e o espalhado.

Absorção

Neste processo, o nêutron incidente é capturado pelo núcleo atômico do material absorvedor resultando numa reação nuclear exotérmica cujos produtos podem ser: uma partícula carregada como o próton ou partícula α representadas por reações (n, α) e (n, p) , respectivamente, raios γ no processo denominado captura radioativa e representado pela reação (n, γ) . Ocasionalmente podem ocorrer reações onde os produtos também podem ser nêutrons e neste caso as reações são representadas por $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ e ainda ocorrer o processo denominado fissão nuclear onde um núcleo pesado após absorver o nêutron incidente se divide em dois núcleos menores, reação representada por (n, f) .

2.2.3.1 Seção de choque

Para nêutrons de mesma energia, a probabilidade de ocorrer um dos mecanismos de interação por unidade de comprimento na sua trajetória é constante. É convencional expressar esta probabilidade em termos da seção de choque microscópica por núcleo para cada tipo de interação, denominada por σ . A seção de choque tem unidade de área, tradicionalmente medida em barn ($1\text{b}=10^{-24}\text{ cm}^2$). Cada espécie nuclear tem uma seção de choque de espalhamento elástico σ_{el} , outra de espalhamento inelástico σ_{in} , outra $\sigma_{(n,\alpha)}$ para a reação (n, α) , etc., sendo que cada uma é função da energia do nêutron incidente.

Quando σ é multiplicada pelo número de núcleos N por unidade de volume do material absorvedor ela é convertida em seção de choque macroscópica, denominada por Σ então,

$$\Sigma = N\sigma \quad (6)$$

e tem a dimensão do inverso da unidade de comprimento. A seção de choque total é a soma das probabilidades dos processos de interação separados,

$$\Sigma = \Sigma_{tot} = \Sigma_{elástico} + \Sigma_{inelástico} + \Sigma_{(n,\alpha)} + \Sigma_{\gamma} + \dots \quad (7)$$

e fisicamente significa a probabilidade por unidade de comprimento da trajetória que o nêutron pode sofrer algum tipo de interação. Esta quantidade tem para nêutrons, o mesmo significado do coeficiente de atenuação linear C . Assim, para nêutrons as equações 2 e 3 podem ser escritas como:

$$I = I_0 e^{-\Sigma \cdot x} \quad (8)$$

$$I = I_0 e^{-\sum_i \Sigma_i \cdot x_i} \quad (9)$$

para um absorvedor homogêneo e heterogêneo respectivamente. É importante notar que a fração de nêutrons transmitidos $I(x)/I_0$ depende da energia dos nêutrons através da dependência da seção de choque microscópica σ com a energia. Se a amostra é composta de i elementos, a seção de choque macroscópica total é a soma das seções de choque dos elementos individuais.

$$\Sigma = \Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3 + \dots + \Sigma_i \quad (10)$$

A densidade de átomos para cada elemento i é dada por:

$$N_i = \frac{\rho \cdot N_{AV} \cdot n_i}{M} \quad (11)$$

onde ρ é a densidade do composto, M é o peso molecular do composto, N_{AV} o número de Avogadro e n_i é o número de átomos do elemento i em uma molécula.

O diagrama da Figura 4 resume os principais tipos de interações que um nêutron pode ter com um núcleo.

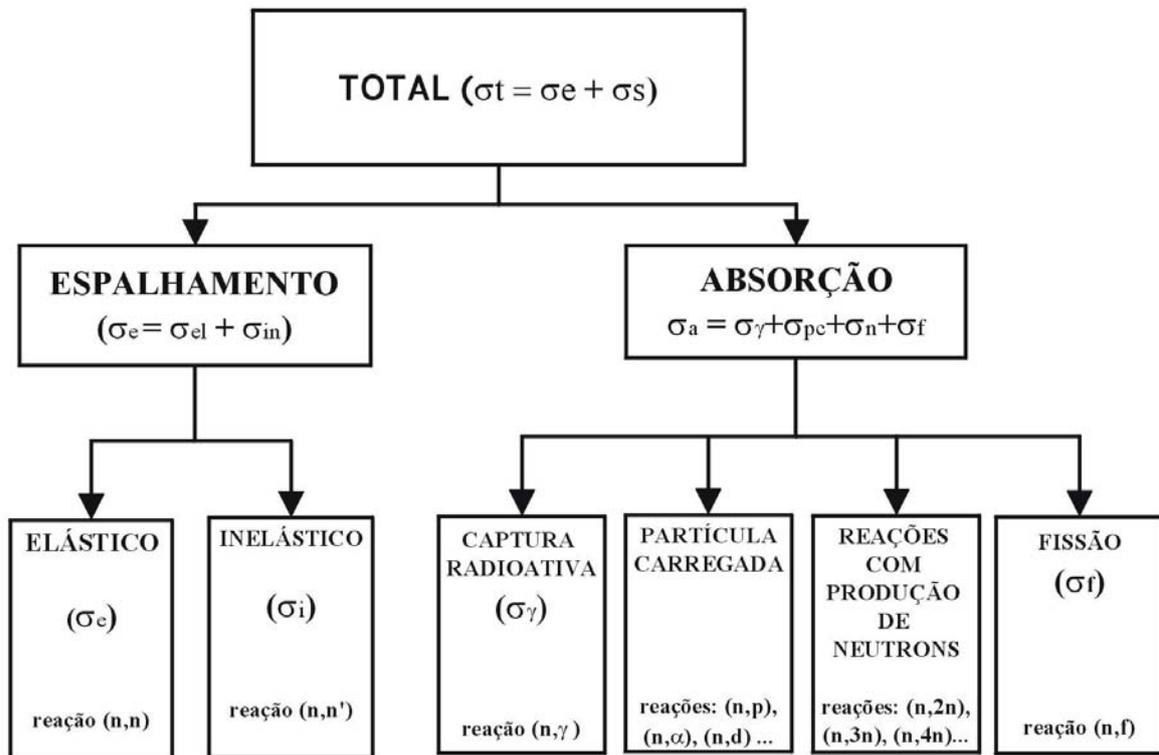


Figura 4: Tipos de interação do nêutron com a matéria.

A probabilidade de ocorrer cada uma destas interações é uma função complexa da energia do nêutron incidente e dos números atômicos e de massa do núcleo do material absorvedor.

Para simplificar dividem-se os nêutrons em duas categorias em função de suas energias: *nêutrons lentos* e *nêutrons rápidos* e discutem-se suas propriedades separadamente. A energia divisória é arbitrária, mas 10 keV é amplamente aceita [7]. A Tabela 1 esquematiza essas faixas de energia, segundo a referencia [7].

Muitos trabalhos em radiografia com nêutrons, têm se referido a nêutrons com velocidade correspondente ao movimento dos átomos e moléculas em temperatura ambiente ($T \sim 20^{\circ}\text{C}$). Da relação $E = kT$, onde k é a constante de Boltzmann, 0,025 eV é a energia correspondente a essa temperatura o que corresponde a nêutrons com

velocidade de 2200m/s e que são denominados térmicos. Neste trabalho, as radiografias com nêutrons foram obtidas nesta faixa de energia.

Tabela 1 – Classificação dos nêutrons em função da energia. Na categoria de nêutrons lentos ainda ocorrem subdivisões: nêutrons frios, nêutrons térmicos e nêutrons epitérmicos.

Categoria	Denominação	Energia
Lentos	Frio *	$E < 0,01 \text{ eV}$
	Térmico	$0,01 \text{ eV} < E < 0,3 \text{ eV}$ $E = 0.025 \text{ eV}$
	Epitérmico **	$0,3 \text{ eV} < E < 10 \text{ keV}$
Rápidos		$E > 10 \text{ keV}$

* neutrons com velocidade semelhante ao movimento dos gases em temperaturas extremamente baixas.
** neutrons no intervalo intermediário da termalização

2.2.4 Coeficientes de atenuação: nêutrons térmicos, raios X e raios γ

A Figura 5 mostra os coeficientes de atenuação em massa para nêutrons térmicos (dados fornecidos pela referencia [7]) e para fótons de 100 e 412 keV em função do número atômico. Para os fótons os valores dos coeficientes foram obtidos do programa XCOM [28] detalhado no apêndice 2.

Pode ser observado que as seções de choque (coeficientes de atenuação) dos materiais para nêutrons térmicos variam aleatoriamente, e não gradualmente, e de modo ordenado com o aumento do número atômico e da densidade como é o caso dos coeficientes de atenuação linear para raios-X e raios- γ . É essa propriedade que faz a técnica de inspeção com nêutrons ser indispensável em algumas situações. Isso não a torna mais vantajosa em relação aos raios-X ou raios- γ , mas pode ser encarada como uma técnica complementar de ensaios não destrutivos e constitui uma ferramenta poderosa em campos específicos. Alguns elementos como o cádmio, boro e gadolínio têm seção de choque alta, enquanto outros como o urânio e o chumbo são praticamente transparentes comparados a atenuação pelos fótons X e γ .

e $0,04\text{cm}^2/\text{g}$ para o alumínio. Entretanto para o zinco e o chumbo, $0,04\text{cm}^2/\text{g}$ e $0,038\text{cm}^2/\text{g}$ respectivamente, o sistema pode não perceber essa diferença.

Tabela 2 – Aplicações e potencialidades da radiografia com nêutrons térmicos [7]

Falhas ou posicionamento inadequado de materiais plásticos no interior de metais de grandes espessuras, como alumínio, aço ou chumbo podem ser localizados, pois esses metais possuem valores baixos de coeficientes de atenuação para nêutrons térmicos.
A inspeção de corrosão em metais, corrosão ocultas em ligas de alumínio e a detecção de pequenas fissuras causadas por corrosão. Isso é possível pois os produtos da corrosão geralmente contem hidróxidos.
Na inspeção de componentes explosivos, geralmente encapsulados em metais pesados como o aço ou chumbo, os nêutrons térmicos são de grande importância. O explosivo plástico RDX ($\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_6\text{N}_6$), a dinamite TNT ($\text{C}_7\text{H}_5\text{O}_6\text{N}_3$) e o explosivo PETN ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_{12}\text{N}_4$) contém hidrogênio em suas composições, portanto são bons absorvedores de nêutrons térmicos.
Verificação do posicionamento de juntas de borracha em montagens metálicas ou detecção de defeitos em interfaces metal-borracha. Esta particularidade faz o nêutron ser muito utilizado em tecnologia de mísseis e foguetes.
Drogas, como a cocaína ($\text{C}_{17}\text{H}_{21}\text{NO}_4$), também podem ser detetadas com nêutrons térmicos mesmo encapsuladas em chumbo.
Verificação da presença de graxa ou óleo em canais de lubrificação de componentes metálicos, pois, tanto o óleo como a graxa, são fortes absorvedores de nêutrons.
Discriminar, em alguns casos, elementos com números atômicos vizinhos ou até mesmo isótopos de um mesmo elemento devido as diferenças existentes muitas vezes nos coeficientes de absorção.
Na inspeção de elementos combustíveis utilizados em reatores nucleares, porque o nêutron tem habilidade de penetrar no material combustível. Com isso é possível observar detalhes internos e verificar a presença de materiais hidrogenados como água ou hidróxidos. Em tecnologia de reatores, os nêutrons são também utilizados para verificar a homogeneidade, continuidade e teor de veneno nuclear em barras de controle e localizar resíduos orgânicos em tubulações metálicas.
Estudos de amostras biológicas pouco espessas.
Inspeção de buchas de vedação em sistemas pressurizados ou a vácuo.
Inspeção de peças através de líquidos contrastantes (ácido bórico, água, composto de gadolínio, etc.).
Estudo da dinâmica de fluídos ou fluxos bifásicos em tubulações metálicas.
Estudos sobre transporte de água em solos

Para um material em particular há um limite de espessura da amostra que pode ser realmente examinada utilizando nêutrons térmicos. Este é definido pela espessura do material que atenua o feixe incidente em aproximadamente 90%. A Tabela 3 apresenta os valores desse limite para alguns materiais aplicáveis na engenharia quando a radiação utilizada for nêutrons térmicos.

Tabela 3 – Espessura do material em milímetros que atenua um feixe de nêutrons térmicos em 90%.

Material	mm	Material	mm	Material	mm
Gadólíneo	0,017	Água	9,2	Carbono	62,0
Cádmio	0,169	Fenol	9,5	Teflon	79,0
Boro	0,38	Poliestireno	10,0	Chumbo	81,0
Mercúrio	1,68	Níquel	14,0	Zinco	105,0
Índio	4,1	Tântalo	17,0	Vidro	112,0
Ouro	5,0	Platina	21,0	Zircônio	132,0
Resina epox	5,0	Tungstênio	22,0	Bismuto	166,0
Polietileno (ad)	6,3	Ferro	23,0	Magnésio	171,0
Polietileno (bd)	6,6	Aço (304)	26,0	Estanho	180,0
Nylon	6,7	Cobre	28,0	Alumínio	265,0
Prata	7,8	Berílio	37,0	Silício	287,0
Cobalto	8,3	Urânio	43,0	Enxofre	575,0
Inconel	8,4	Titânio	49,0		
Acrílico	8,8	Cromo	52,0		

2.3 Componentes de um sistema radiográfico

Um sistema radiográfico por transmissão da radiação envolve três componentes principais: **a fonte**, que fornecerá o feixe de radiação, **o objeto** que será inspecionado, e **o detector** para gravar o feixe de radiação que foi transmitido através do objeto, comumente chamado de dispositivo de captação e registro de imagens.

A nomenclatura utilizada neste trabalho está relacionada à fonte de radiação e é apresentada no esquema da Figura 6.

O dispositivo de captação e registro de imagens terá de ser sensível à radiação emitida pela fonte que for utilizada.



Figura 6 – Nomenclatura

2.3.1 Fontes de radiação

A fonte de radiação definirá o processo e a energia terá que se ajustar ao objeto em inspeção. Nas aplicações médicas, onde o objeto é o corpo humano com anatomia bem conhecida, a radiação mais utilizada é o raio X com energia ajustada em função da região que será inspecionada.

Nas aplicações industriais com interesse em objetos confeccionados com materiais mais pesados como aço inox, ligas de cobre e níquel, chumbo, etc. é necessário fótons mais energéticos, isto é, com maior poder de penetração. Esses fótons podem ser provenientes de fontes naturalmente radioativas ou de radioisótopos produzidos em máquinas como um ciclotron ou um reator nuclear.

O nêutron é outra radiação que pode ter um bom poder de penetração em metais pesados, como já foi descrito na seção 2.2.3 Os nêutrons podem ser produzidos por um reator nuclear, acelerador de partículas ou fontes isotópicas. Mas são os reatores nucleares as fontes preferidas de nêutrons, sobretudo para neutronografias térmicas, pois fornecem maior fluxo dessas partículas e consequentemente exposições mais curtas.

Para o desenvolvimento deste trabalho foram utilizadas duas radiações de natureza diferentes: nêutrons térmicos provenientes de um reator nuclear e raios γ de 412 keV provenientes do radioisótopo ^{198}Au também produzido em reatores nucleares.

2.3.1.1 Princípio do funcionamento de um reator nuclear

Os reatores nucleares são baseados no processo conhecido como fissão. Esta é uma reação nuclear na qual um núcleo pesado é dividido em dois núcleos mais leves liberando uma grande quantidade de energia além da emissão de raios γ e nêutrons. Embora alguns núcleos sejam tão instáveis que sofrem fissão espontânea, para aumentar a taxa de reações é necessário que a fissão seja induzida por uma partícula, geralmente nêutrons.

O isótopo de ^{235}U , com uma abundância de 0,7% no urânio natural, é o mais usado como combustível em um reator nuclear. Ele tem uma seção de choque alta para reações de fissão com nêutrons de baixa energia. Quando um núcleo de ^{235}U absorve um nêutron térmico, o núcleo composto resultante (^{236}U) é criado em um estado de energia tão excitado e instável que se dividem em dois núcleos menores, denominados fragmentos de fissão, e liberando ainda, no processo 2 a 3 nêutrons e raios γ . Todos esses produtos da fissão são muito energéticos. A energia liberada na fissão de cada núcleo é de 200 MeV. Os nêutrons que são liberados no processo têm energia entre 2 e 3 MeV, mas podem ser moderados até a energia térmica através da interação de espalhamento com núcleos de hidrogênio das moléculas da água, que geralmente envolve as placas de elementos combustíveis. Uma vez moderados, os nêutrons fissionarão outros núcleos de ^{235}U e assim por diante. Esse processo é denominado reação em cadeia.

Á razão entre o número de nêutrons de uma geração o número nêutrons da geração seguinte é chamado de fator de multiplicação k . O valor de k poderá ser maior, igual ou menor que 1 correspondendo aos estados supercrítico, crítico e subcrítico do reator, respectivamente. O controle dos nêutrons é feito através de barras de controle confeccionadas de um material muito absorvedor de nêutrons, como exemplo o cádmio, cujo coeficiente de absorção para a energia térmica é mostrado na Figura 5.

2.3.1.2 Produção de um radioisótopo em reator nuclear

Nêutrons produzidos na fissão do urânio em um reator nuclear podem ser usados para bombardear alvos de isótopos estáveis (núcleo pai) induzindo reações

que resultam em isótopos radioativos. Esta técnica é conhecida como **ativação neutrônica** e envolve sempre a captura do nêutron por um isótopo estável formando um núcleo composto radioativo. Quando nêutrons na faixa de energia térmica são usados para o bombardeio podem ocorrer emissões de partículas β , α , prótons, etc, através das reações (n, β) , (n, p) , (n, α) , etc, cuja probabilidade de ocorrência é dada pela seção de choque do isótopo alvo para reações com nêutrons nesta faixa de energia. Geralmente, o núcleo formado após a emissão da partícula beta, alfa ou próton (núcleo filho) é formado em um estado excitado, isto é, formado em um nível de energia acima do nível fundamental. No decaimento, para o nível fundamental (nível de energia=0), ou para um menos excitado, há emissão de raios γ com energia igual à diferença de energia dos estados envolvidos. As emissões da partícula β , α , p pelo núcleo composto e os raios γ pelo núcleo filho (poderá ser mais que um se o decaimento for em cascata) são instantâneas e erroneamente é muito comum dizer que o núcleo composto é o emissor da partícula e dos raios γ .

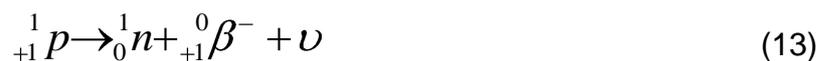
Quase todos os isótopos produzidos por ativação neutrônica decaem por emissão de partículas β^- seguindo a emissão de raios γ pelo núcleo filho.

O decaimento de partículas β engloba as emissões:

Emissão de β^- : Dentro do núcleo um nêutron se transforma em um próton e um elétron:



Emissão de pósitron β^+ : Dentro do núcleo um próton se transforma em um nêutron e um elétron positivo, denominado pósitron:

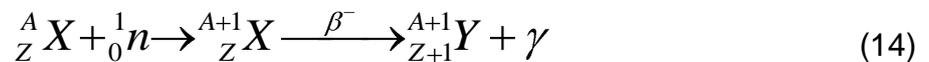


Onde ν e $\bar{\nu}$ são o neutrino e antineutrino, respectivamente provenientes da hipótese postulada por Fermi [3] para atender as exigências de conservação de

momento e energia e ainda explicar o espectro contínuo das energias das partículas β . Também foi postulado que essas partículas não possuem carga nem massa.

Geralmente a ativação neutrônica mais usada é a reação (n, β^-) . Os nêutrons térmicos podem induzir reações (n,p) e (n, α) somente em poucos isótopos de número atômico baixo.

Quase todos os isótopos produzidos por ativação neutrônica decaem por emissão β^- seguida de emissão de raios γ . Nesse caso a reação que representa a formação do núcleo composto e a do núcleo filho emissor de raios γ é:



Se um alvo de um isótopo estável ${}^A_Z X$ for irradiado em um feixe de nêutrons térmicos de fluxo constante, a atividade A_0 induzida no alvo pode ser determinada pela equação [3,29,30]:

$$A_0 = HN\sigma_{th}\phi_{th}(1 - e^{-\lambda t_i}) \quad (15)$$

Onde:

H - Abundância isotópica do isótopo ${}^A_Z X$

t_i - tempo de irradiação do alvo em segundos

σ_{th} - seção de choque da reação para nêutrons térmicos em cm^2

ϕ_{th} - fluxo de nêutrons térmicos atingindo o alvo em $\text{n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ - Constante de desintegração do núcleo composto produzido em s^{-1}

$T_{1/2}$ - Meia vida do radioisótopo formado, isto é, o tempo necessário para que

o número de núcleos N decaia para $N/2$

N - Número de núcleos radioativos presentes na amostra no tempo t_i
calculado por: $N = mN_{Av}/A$

m - massa em gramas do alvo

N_{Av} - Número de Avogadro ($= 6,023 \times 10^{23}$)

A - Número de massa do isótopo alvo

A atividade A_0 do alvo irradiado calculada através da Equação 15 é dada em desintegrações por segundo (dps). Para obter a atividade em Curie (Ci) ou Bequerel (Bq) utilizam-se as unidades de conversão: $1Bq = 1dps$ e $1Ci = 3,7 \times 10^{10} dps$.

2.3.2 Dispositivos de captação e registro de imagens

Vários tipos de detectores têm sido desenvolvidos para detectar radiação, entre eles estão: câmera de ionização, os proporcionais, os de cintilação, os semicondutores, etc. Mas para a aquisição de imagens bi-dimensionais, de objetos com estrutura tri-dimensional, são poucos os utilizados. Entre eles está o filme radiográfico, telas de fósforo, detectores proporcionais em duas dimensões e telas cintiladoras acopladas a uma câmera CCD para obtenção de imagens estáticas ou em movimento.

Devido a grande aplicação na área médica, geralmente esses dispositivos usados para a aquisição de imagens bi-dimensionais, são fabricados para serem sensíveis a fótons principalmente a raios X, ou melhor, aos elétrons que os raios X produzem ao interagir com o seu material.

Para detectar radiações que não produzam elétrons na interação com a matéria, como o nêutron, é necessário introduzir no sistema materiais que de alguma forma possam converter o nêutron em elétron. Esses materiais são denominados *conversores de nêutrons*.

O detector mais utilizado nas aplicações médicas e industriais é o filme radiográfico convencional. Ele é relativamente barato, tem excelente resolução espacial, entre 40 a 100 μm , provê um registro da imagem permanente, mas, precisa ser processado usando substâncias químicas em ambiente escuro e não fornece imagens digitais.

Neste trabalho foi utilizado como dispositivo de captação e registro de imagens telas de fósforo denominadas *Imaging Plate*. Essas telas são inferiores ao filme radiográfico em resolução, limitação imposta pelo diâmetro do feixe de laser utilizado para a digitalização, mas, é bem mais sensível necessitando um tempo bem menor de exposição, é reutilizável e fornece imagem digital.

2.3.2.1 Filme radiográfico

A maioria dos filmes radiográficos consiste em uma base de poliéster com uma emulsão, contendo grãos de haleto de prata, depositada em ambos os lados, como mostra o esquema da Figura 7. Geralmente a emulsão, material sensível à radiação, contem os seguintes haletos: brometo de prata (AgBr) e iodeto de prata (AgI) em uma proporção de 95% e de 5%, respectivamente, formando uma estrutura cristalina. Os átomos de prata, bromo e iodo formam uma molécula a partir de ligações atômicas entre si. A prata, o bromo e o iodo possuem respectivamente, 1,7 e 7 elétrons na última camada, mas o bromo e iodo se tornam mais estáveis se possuírem 8 elétrons. Então em ambos haletos a prata cede seu elétron, da última camada, ao bromo ou ao iodo que se completam. Em consequência surge na molécula do haleto íons positivos de prata (Ag^+) e íons negativos do bromo ou iodo (Br^- ou I^-), ou seja Ag^+Br^- ou Ag^+I^- . Além disso, são introduzidos defeitos na estrutura cristalina através da dopagem com a substância química AgS.

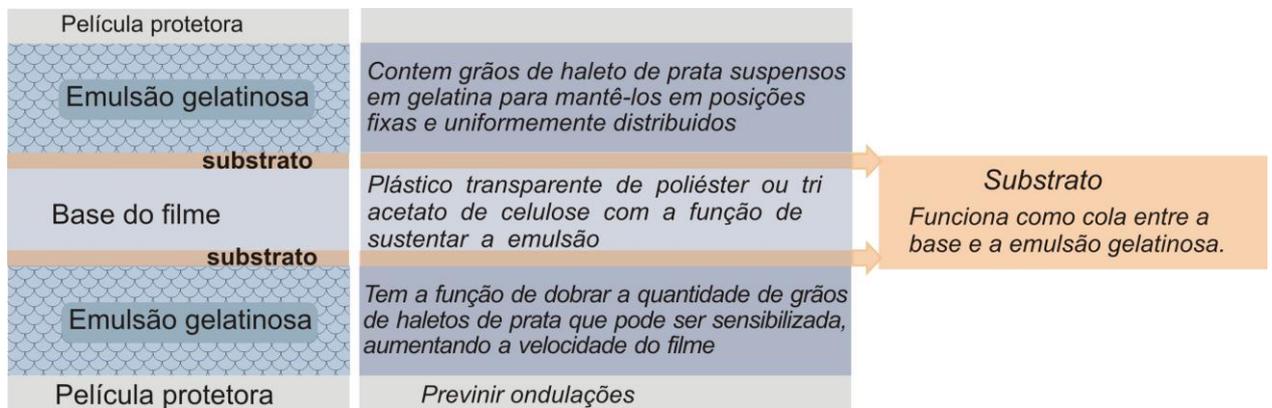


Figura 7 – Estrutura de um filme radiográfico de emulsão dupla

A utilização do filme radiográfico como detector de imagens envolve as etapas: exposição, revelação, fixação, lavagem e secagem.

Exposição: Quando o filme é exposto a raios X, na interação do fóton com os átomos das moléculas dos haletos, são liberados elétrons energéticos - por *efeito fotoelétrico*, *Compton* ou *formação de pares*. Geralmente, os átomos de bromo ou iodo, por possuírem um elétron a mais, são os que liberam elétrons mais facilmente. Este elétron, agora livre, poderá circular pelas moléculas dos haletos e então se ligar

a qualquer outro átomo. A inclusão de uma impureza na confecção do cristal, geralmente (AgS), tem o objetivo de atrair este elétron e que, em sua trajetória, poderá colidir com outros átomos e criar outros elétrons livres que ao chegarem próximos da impureza acabam criando uma região negativa dentro do cristal. O bromo ou iodo, que cedeu seu elétron extra, volta a ser um átomo neutro. Como a ligação iônica que existia entre a prata e o bromo, ou iodo, deixou de existir, este átomo, Br ou I, está livre para deixar a estrutura do haleto de prata e se misturar com a gelatina.

A região eletricamente negativa formada atrai os íons de prata, Ag^+ que estão livres, pois perderam a ligação iônica com os íons de Br e I. Ao chegarem nesta região, os íons Ag^+ se juntam com os elétrons livres e voltam a ser prata neutra - Ag^0 . Assim, há uma degradação do cristal pela dissociação dos haletos de prata. Esta degradação é tão maior quanto forem os elétrons livres que o cristal conseguir liberar, fruto dos fótons que interagiram, ou seja, os transmitidos no objeto em inspeção. A intensidade da degradação, maior ou menor, é que cria os diferentes níveis de cinza da imagem.

Na exposição, o filme radiográfico é introduzido dentro de um chassi, também chamado de cassete, completamente vedado à entrada de luz.

Revelação: No processo de revelação do filme radiográfico, a imagem latente torna-se visível por ação de um agente químico chamado de *revelador*. A solução reveladora é fornecedora de elétrons que migram para os grãos de haleto de prata. Os grãos que foram sensibilizados pelos raios X, portanto já possuem Ag^0 , agem como catalisadores da reação fazendo com que os íons de prata Ag^+ , ainda remanescentes, ganhem elétron mais rápido do que os íons Ag^+ presente nos grãos que não foram sensibilizados pela radiação. O tempo, a concentração e a temperatura da solução reveladora têm que ser otimizados de modo que haja a máxima conversão em Ag^0 nos cristais expostos e a mínima nos não expostos à radiação. A prata metálica Ag^0 , como qualquer metal finamente dividido, tem a cor escura. Então o filme, originalmente branco, após este processo terá tons de cinza variando do preto ao branco em função do número de íons convertidos, já tornando possível a visualização da imagem.

Fixação: A solução fixadora tem como objetivo estancar o processo de revelação e retirar do filme todos os haletos de prata que não foram expostos à radiação.

Lavagem e Secagem: Nesta etapa o filme passa por um banho de água corrente para que haja a remoção de toda substância química presente. A última etapa do processo é a secagem.

O grau de escurecimento do filme é quantificado pela *densidade ótica* – DO, medida em um dispositivo chamado densitométrico. Este quantifica a quantidade de luz branca que passa através do filme após seu processamento. Para obtenção da imagem digital o filme pode ser lido em um “scanner” apropriado para radiografias. Nesse caso, a densidade ótica é obtida diretamente do software utilizado para o tratamento de imagens.

2.3.2.2 Telas de fósforo: Imaging Plate

“*Imaging plate*” (IP) é um dispositivo bi-dimensional que detecta e armazena a energia da radiação ionizante em cristais de fósforo – *substâncias que emitem luz quando expostas a radiação ionizante*. Telas IP estão sendo utilizadas para obtenção de radiografias e, quando comparadas ao filme radiográfico exibem algumas vantagens como: são mais sensíveis, dispensam o processamento químico em ambiente escuro, são reutilizáveis e fornecem imagens digitais.

A tela *Imaging Plate* é constituída de uma camada de fósforo depositada em uma placa de poliéster. A camada ativa de fósforo, geralmente BaFBr, é dopado com uma pequena quantidade de Európio bivalente, BaFBr:Eu⁺².

Sua utilização envolve as seguintes etapas: *Exposição, Processamento e Limpeza da tela*.

Exposição: Na interação dos raios X com fósforo, um elétron é liberado do átomo bivalente de Eu⁺², por um dos processos de interação. A energia desse elétron é suficiente para fazê-lo saltar da banda de valência para um nível de energia abaixo ao da banda de condução. Neste nível de energia esses elétrons são

capturados por armadilhas existentes na rede cristalina. Quanto aos átomos de Eu^{+2} , serão oxidados a Eu^{+3} .

Durante a exposição o Imaging Plate é atingido por um campo de radiação que é modulado pelas características de atenuação do objeto que intercepta o feixe. O resultado é uma imagem elétrica latente que revela a estrutura interna do objeto, em inspeção, como um mapa de atenuação. A Figura 8 esquematiza esta etapa do processo.

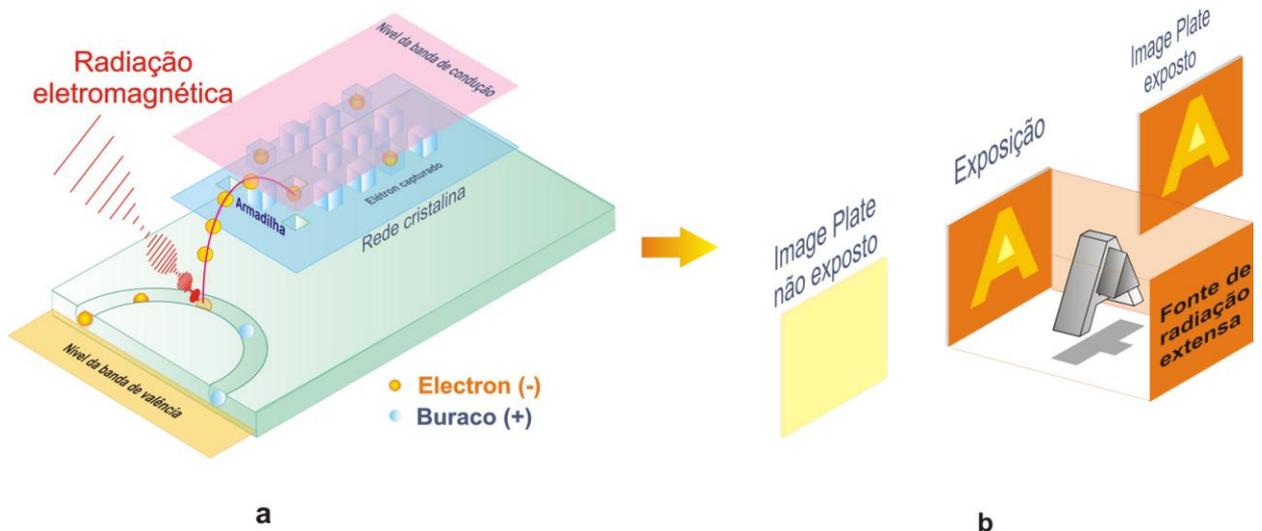


Figura 8 – Figura ilustrando a seqüência de eventos durante a exposição à radiação eletromagnética. (a) Durante a exposição à radiação eletromagnética, os elétrons são excitados da banda de valência para um nível de energia abaixo da banda de condução e presos em armadilhas. (b) Da exposição resulta uma imagem latente como uma função espacial dos elétrons armadilhados.

Uma vez exposto, o IP estoca a informação por um período de tempo suficiente para permitir a manipulação e transferência do local de irradiação ao local de processamento.

Processamento: O IP é revelado varrendo-o com um feixe de laser com energia suficiente para liberar os elétrons presos nas armadilhas e lançá-los para a banda de condução. Neste nível de energia, eles são livres e migram para a banda de valência emitindo luz visível e, reduzindo novamente os íons de Eu^{+3} para Eu^{+2} . A intensidade dessa luz e as coordenadas (x,y) de sua fonte permite a reconstrução da imagem original. A Figura 9 esquematiza com detalhes a etapa do processamento.

A primeira leitura do IP não libera todos os elétrons armadilhados que formam a imagem latente. Na realidade uma placa pode ser lida uma segunda ou uma terceira vez havendo apenas uma pequena degradação da imagem.

Limpeza da tela: Após o processamento, a imagem elétrica residual no IP é apagada para que a tela possa ser reutilizada. Para isso, o IP é exposto a uma intensa luz branca a qual desarmadilha todos os elétrons que ainda estiverem presos. Eles reduzem o Eu^{+3} para Eu^{+2} permitindo o reuso da tela.

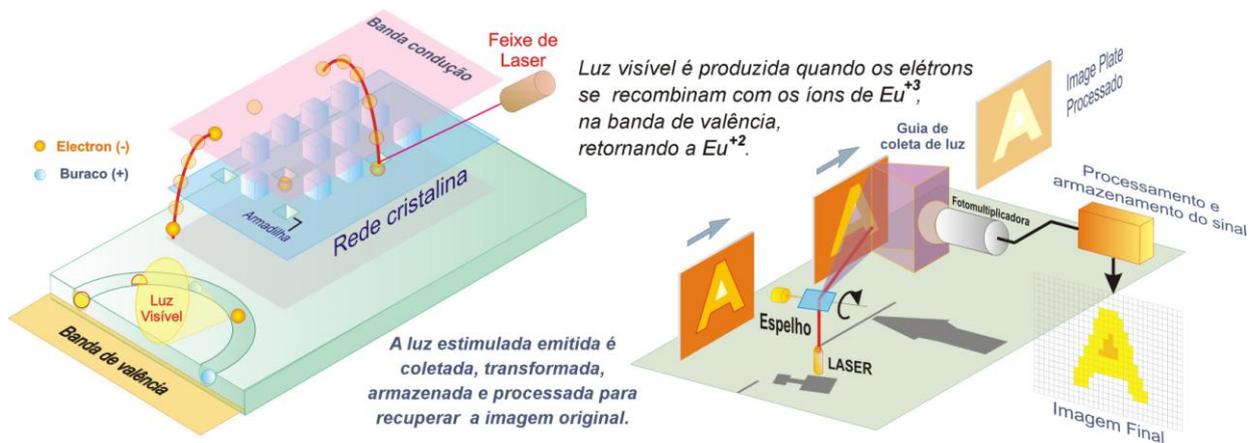


Figura 9 – Durante a leitura do Imaging Plate um feixe de laser é utilizado para estimular os elétrons presos nas armadilhas a saltarem para a banda de condução onde terão transição livre para a banda de valência, emitindo luz.

A quantidade denominada “*Photo Stimulated luminescence*” –PSL é a energia liberada dos cristais do fósforo, pela estimulação da luz do laser, produzindo o sinal luminescente. Análogo à densidade ótica, o parâmetro PSL fornece o grau de escurecimento na imagem.

2.3.3 Conversores de nêutrons

Os dispositivos, filme radiográfico e telas de fósforo IP, encontrados comercialmente para a aquisição de imagens, são sensíveis a fótons: luz, raios X e raios γ devido à sua grande aplicação na área médica. Geralmente, os materiais utilizados nas suas composições não são sensíveis a nêutrons. Para torná-los sensíveis a essa radiação é necessário introduzir no sistema um material, que é

denominado *conversor*, que de alguma forma converte o nêutron em uma radiação ionizante.

A seção de choque de absorção, as características da reação nuclear como a meia vida e energia dos produtos são os principais aspectos a serem considerados na escolha de um material conversor nêutron-radiação ionizante. São vários os materiais que possuem bons requisitos, mas, para nêutrons térmicos geralmente o boro, disprósio, gadolínio, índio e lítio, são os eleitos para utilização com filme radiográfico e Imaging Plate. Suas características são mostradas na tabela 4.

Tabela 4 – Propriedades nucleares de alguns conversores de nêutrons

Material	Seção de choque de absorção do neutron térmico (barn)	Reação nuclear predominante	Meia Vida do núcleo filho	Tipo da radiação ionizante
$^{10}_5\text{B}$	3840	(n, α)	emissão imediata	Partículas α Trítio (^3_1H)
^6_3Li	936	(n, α)	emissão imediata	Partículas α Lítio
$^{\text{nat}}_{64}\text{Gd}$	46000	(n, e^-)	emissão imediata	Elétrons de conversão interna* Raios γ
$^{115}_{49}\text{In}$	155	(n, $\beta\gamma$)	54min	Partículas β Raios γ
$^{164}_{66}\text{Dy}$	2100	(n, $\beta\gamma$)	2,3h	Partículas β Raios γ

* *Processo de conversão interna*: Existem situações que o núcleo filho formado da absorção do nêutron é deixado em um estado excitado, mas não pode decair por emissão γ para um estado de menor energia porque essas transições são proibidas. Nesse caso, o núcleo excitado transfere sua energia de excitação para um dos elétrons orbitais do átomo e este será ejetado com energia igual à diferença entre as energias de excitação e a de ligação do elétron na sua respectiva camada. Assim o dispositivo de captação e registro de imagem vai ser sensibilizado por esse elétron.

Existem dois modos de se obter uma radiografia com nêutrons: *método direto* e *método por transferência*. A escolha do material conversor apropriado dependerá do método aplicado.

Método direto: O filme, o conversor e o objeto em inspeção são expostos ao feixe de nêutrons ao mesmo tempo. Os materiais conversores escolhidos para serem utilizados nesse método apresentam uma probabilidade muito baixa de ativação, portanto, não causam problemas em relação à proteção radiológica. Entre os citados estão o gadolínio, o boro e o lítio. Podem ser usados na forma de placas metálicas, depositados sobre uma base bem fina de alumínio ou ainda serem misturados aos materiais que compõem as telas de fósforo ou telas cintiladoras, no momento da fabricação. É importante que esses materiais conversores tenham um grau de pureza elevado.

Método por transferência: Somente o objeto e o conversor são expostos ao feixe de nêutrons por um tempo suficiente para ativar o conversor. Desta forma, é formada no conversor uma imagem "radioativa" do objeto que interceptou o feixe. Após a exposição, o conversor irradiado é colocado em contato com o dispositivo de registro para que seja transferida a imagem através da radiação emitida no decaimento radioativo dos núcleos ativados. O tempo de contato necessário depende da atividade adquirida pelo o material conversor durante a exposição e que esta relacionada diretamente com a atenuação causada pelo objeto em inspeção. Em geral, um tempo de aproximadamente três meias vidas é suficiente [7]. Esse método é aplicável nas inspeções de objetos que são ativados em campos de nêutrons, como elementos combustíveis de reatores nucleares, ou quando a intensidade de raios γ presente no feixe de nêutrons é muito elevada. Dos materiais citados o índio e o disprósio são os mais adequados quando da aplicação desse método.

Neste trabalho o material conversor utilizado foi o gadolínio. Para as inspeções com filme radiográfico foi utilizada uma folha metálica de 50 μm de espessura e para as inspeções com Imaging Plate o gadolínio foi misturado ao BaFBr durante a fabricação das telas disponíveis comercialmente.

2.3.3.1 Conversor de gadolínio

Entre os isótopos estáveis que constituem o elemento gadolínio destacam-se para a detecção de nêutrons térmicos o ^{155}Gd e o ^{157}Gd , com seção de choque de absorção iguais a 61.000 e 254.000 barns, respectivamente e responsáveis pela alta seção de choque deste elemento mostrada na Figura 5. A seção de choque total do gadolínio natural em função da energia é apresentada na Figura 10 [31].

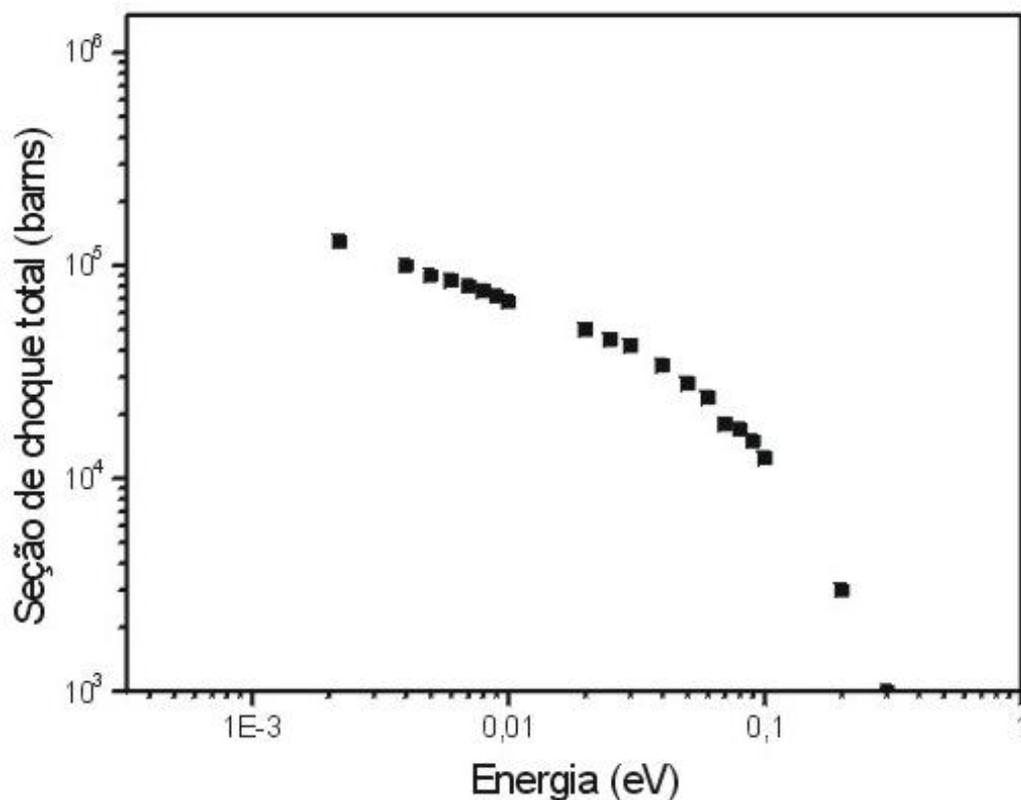


Figura 10 – Seção de choque total do gadolínio natural em função da energia do nêutron [31].

Da Figura 11, que apresenta o esquema de decaimento desses dois núclídeos do gadolínio, pode ser observado que para a reação $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$, o primeiro estado excitado do núcleo produto é de 79 keV e tem uma probabilidade de transição para o estado fundamental de 75% por emissão γ e de 85% para emissão de elétrons por conversão interna. A transição do segundo nível excitado de 261 keV para o estado fundamental também prevê a emissão de elétrons por conversão

interna. Para a reação $^{155}\text{Gd}(n,\gamma)^{156}\text{Gd}$, o primeiro estado excitado do núcleo produto é de 89 keV, e também prevê a emissão de elétrons por conversão interna [32].

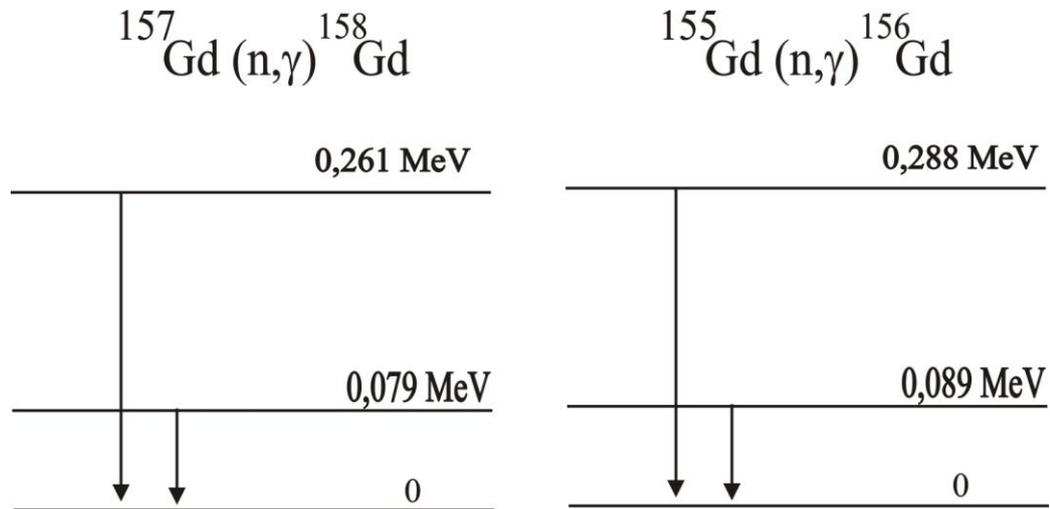


Figura 11 – Emissão γ dos primeiros estados excitados dos núcleos: (a) ^{158}Gd e (b) ^{156}Gd

A energia dos elétrons emitidos por conversão interna depende da camada eletrônica de origem, e para o gadolínio natural está na faixa de 29 a 180 keV, sendo a energia mais provável em torno de 74 keV.

Na obtenção de neutrongrafias utilizando o filme radiográfico como dispositivo de captação e registro de imagem, uma folha metálica de gadolínio é utilizada como conversor de nêutrons. Como esse elemento tem uma seção de choque muito alta para interações com nêutrons térmicos, é grande a probabilidade de ocorrerem interações assim que esses nêutrons encontrarem os primeiros átomos. Essa folha de Gd deve ser espessa o suficiente para absorver os nêutrons e ter boa probabilidade de produzir elétrons de conversão, mas ser fina suficiente para permitir que os elétrons, com pouco alcance no metal escapem da folha para serem detectados.

A Figura 12 mostra a eficiência de detecção do elétron de conversão que escapa da folha, por transmissão e por retro-espalhamento, em função da espessura da folha [33]. Pode ser observado que a folha de gadolínio natural é mais eficiente quando utilizada atrás do filme radiográfico para que esse seja sensibilizado pelos elétrons emitidos por retro espalhamento.

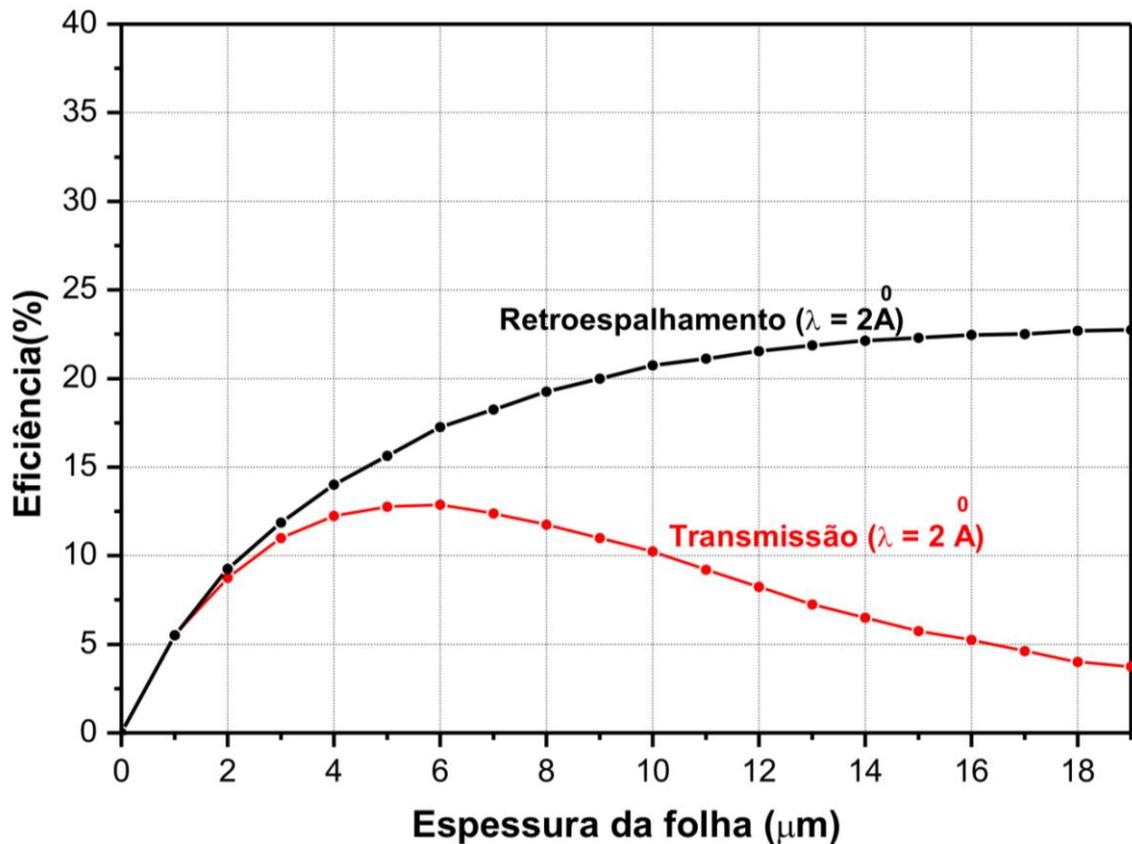


Figura 12 – Eficiência de detecção para transmissão e retro espalhamento do elétron de conversão interna produzido da absorção do nêutron pelo núcleo do gadolínio [33].

2.4 Qualidade da imagem

Duas espécies de resolução têm o papel importante em um sistema de aquisição de imagens: **resolução em densidade e resolução espacial**. A primeira expressa a capacidade de o sistema diferenciar, na imagem, materiais com propriedades de atenuação muito próximas para a radiação empregada, enquanto a outra exprime sobre sua habilidade de resolver peculiaridades bem próximas caracterizando uma alta frequência espacial. Com o aumento da frequência espacial, isto é, peculiaridades cada vez mais próximas, torna-se mais e mais difícil para o sistema resolve-las como individuais.

Neste trabalho foi determinada a resolução espacial do sistema que utiliza Imaging Plate como dispositivo de registro de imagens.

2.4.1 Resolução espacial

Em um sistema de aquisição de imagem *ideal*, um dado pixel, desprezando seu tamanho, está confinado nele próprio. Ele não interfere nos seus pixels vizinhos, não fornecendo e nem recebendo qualquer contribuição deles. Entretanto, em um sistema real o pixel é borrado devido à resolução finita do sistema, difundindo seu conteúdo para os pixels que o circundam, perdendo parte de sua intensidade e contaminando os vizinhos, causando então degradação na imagem. Nestas circunstâncias, características individuais diferentes que em um sistema ideal aparecem perfeitamente separadas poderão não ser tão resolvidas em um sistema real. Quanto mais alta é frequência espacial exibida pelo objeto sob inspeção maior será este impacto.

2.4.1.1 Curvas PSF, LSF, ERF, MTF e Transformada de Fourier

A *Point Spread Function* – PSF de um sistema radiográfico é sua resposta quando for estimulado por um único e minúsculo ponto. Assim, ao invés de fornecer a imagem de um ponto, o sistema devolve uma imagem degradada, onde a densidade ótica se reduz do centro para a periferia de um círculo. Como exemplo, um orifício em uma placa de chumbo ou de cádmio se a radiação utilizada for fótons ou nêutrons, respectivamente. É difícil medir experimentalmente a PSF porque geralmente é baixa a intensidade de radiação que passa através do orifício. Para minimizar esse obstáculo o orifício na placa é substituído por uma fenda bem estreita. A resposta do sistema a esse novo objeto é a denominada *Line spread Function* –LSF. A Figura 13 esquematiza os conceitos de PSF e LSF para sistemas ideais e reais.

A resposta de um sistema para um objeto contendo várias fendas dependerá da distância entre elas, como mostra a Figura 14, para um colimador de três fendas. O perfil em cada imagem mostra a variação da densidade ótica ou da PSL em função da posição do píxel.

As curvas LSF são obtidas ajustando-se uma Gaussiana aos pontos que representam o perfil fornecido pelo sistema de aquisição de imagem para uma fenda.

Point Spread Function & Line Spread Function

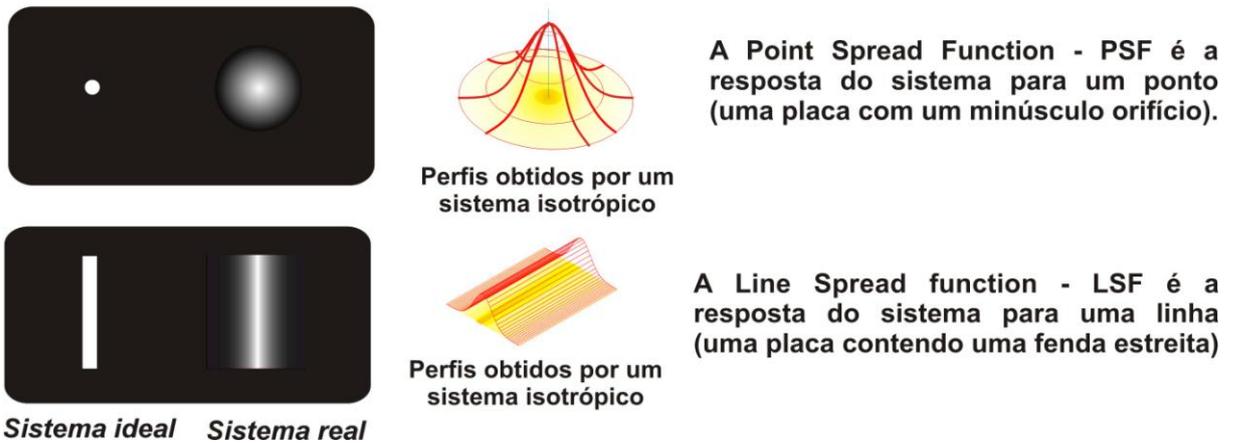


Figura 13 – As funções PSF e LSF são mostradas à esquerda para um sistema ideal, e a direita para um sistema real.

Quando a frequência espacial aumenta, isto é, as fendas se aproximam uma das outras, as LSF se sobrepõem diminuindo a amplitude e aumentando o valor médio. A Figura 15 mostra a superposição de três LSF.

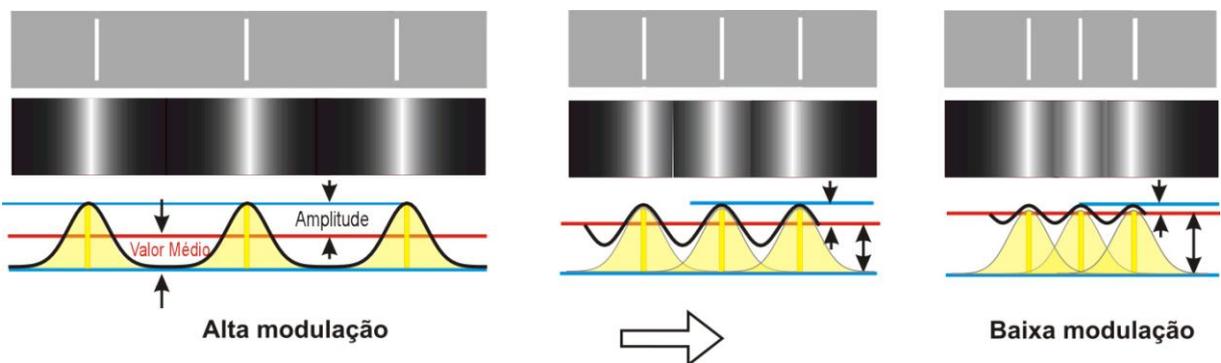


Figura 14 – Resposta de um sistema radiográfico a uma placa contendo três fendas em situações em que a distância entre elas varia.

A modulação, definida como a razão entre a amplitude e o valor médio, decresce com o aumento da frequência espacial porque o borrão em forma de sino associado a cada pixel – expresso quantitativamente pela *Point Spread Function* – PSF ou pela *Line Spread Function* – LSF emaranha-se com aqueles dos pixels circundantes, aumentando o nível do valor médio da região em torno do pixel e diminuindo simultaneamente a sua amplitude.

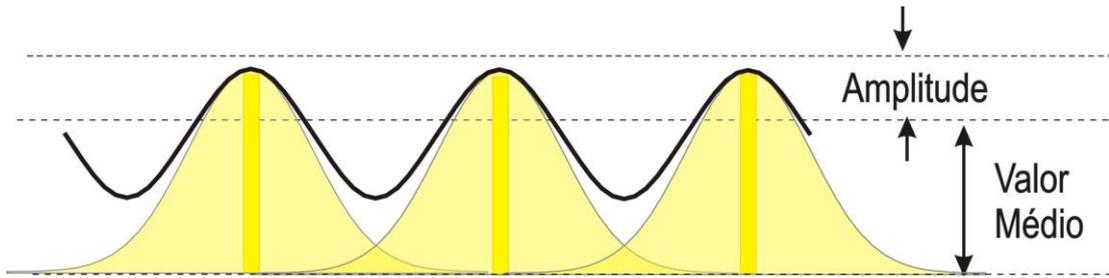


Figura 15 – Superposição de três *Line Spread Functions* vizinhas.

A Figura 16 ilustra esse conceito utilizando, como objeto, um colimador contendo múltiplas fendas sendo que a distância entre elas diminui até ficarem muito próximas uma da outra, aumentando assim a frequência espacial.

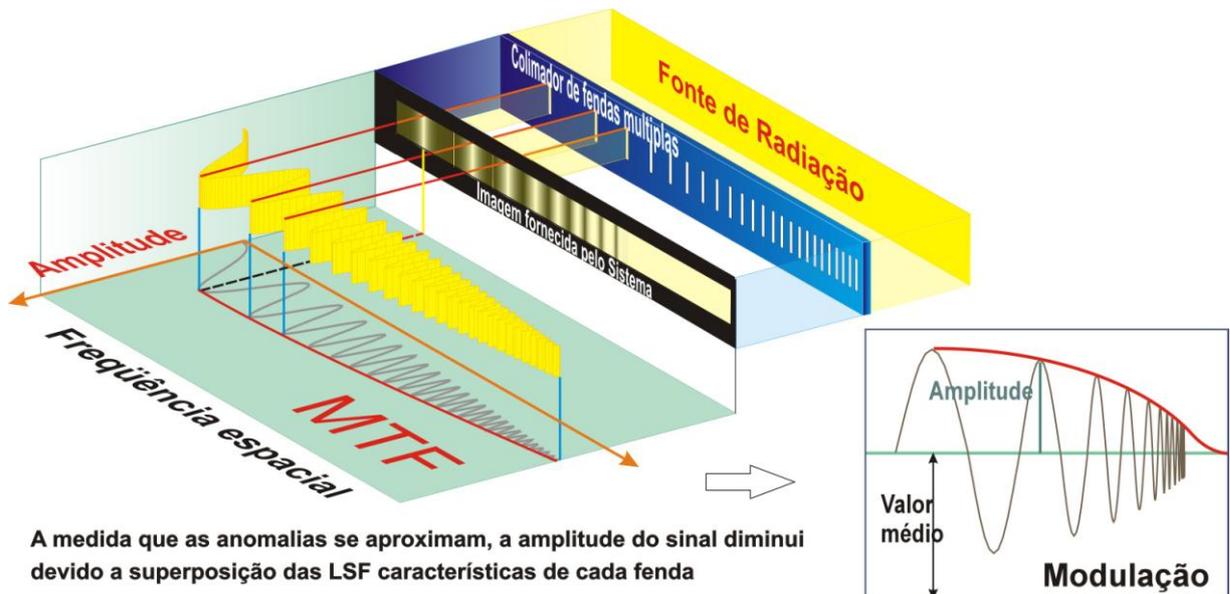


Figura 16 – Impacto da frequência espacial na resposta de um sistema de aquisição de imagem.

Embora todos os sistemas sejam afetados pela frequência espacial, os sistemas reagem diferentemente dependendo das suas resoluções. A figura de mérito apropriada para avaliar o desempenho de um sistema de aquisição de imagem é a “*Modulation Transfer Function*” – MTF, que mostra como a modulação varia com a frequência espacial. A Figura 17 mostra curvas MTF hipotéticas para dois sistemas reais 1 e 2 e como seria essa função para um sistema ideal na curva 3.

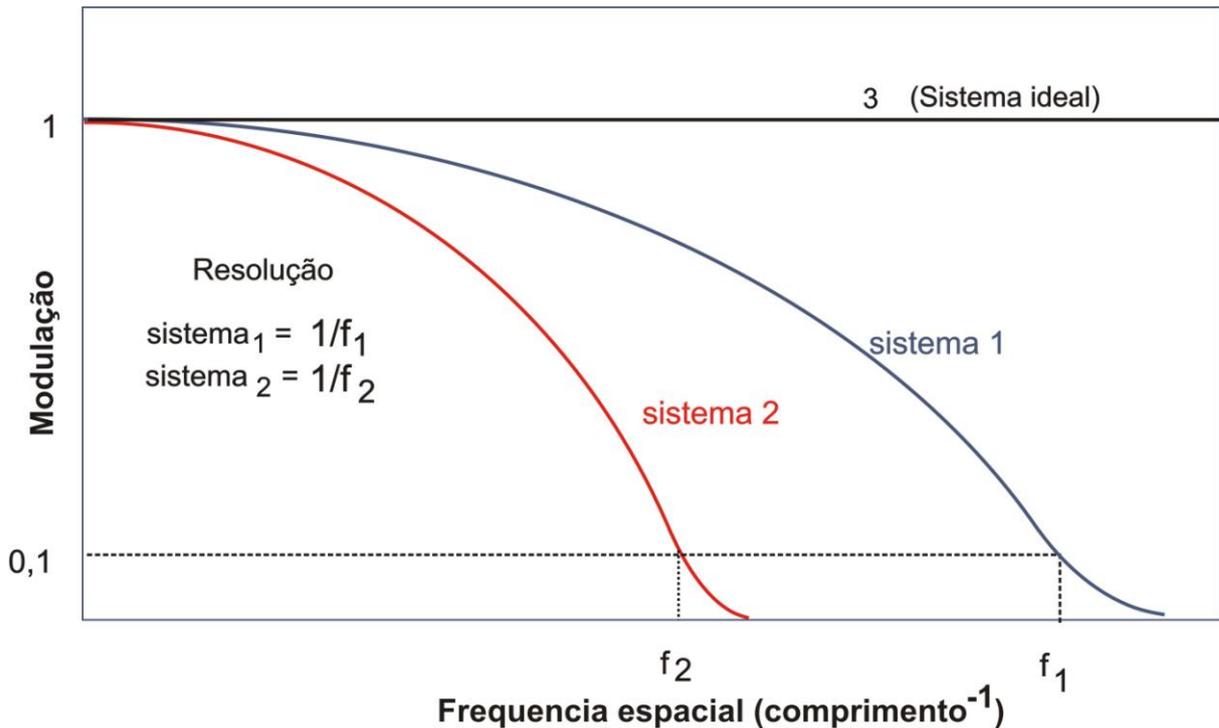


Figura 17 – Modulation Transfer Function – MTF. A melhor resolução espacial para sistemas reais é fornecida pelo sistema 1.

Para um sistema ideal essa curva seria representada por uma linha horizontal. Entretanto para um sistema real, a modulação cairá com o aumento da frequência espacial, *mas cairá mais lentamente para bons sistemas*.

É geralmente estipulado que uma imagem tem qualidade aceitável quando a modulação ultrapassa 10% [34]. A **resolução espacial** do sistema é então determinada pelo inverso da frequência especial que corresponde a 10% da modulação.

Objetos padrões em forma de fendas são muito difíceis de serem confeccionados, pois, envolvem medidas muito precisas na ordem de micra. Eles estão disponíveis para a compra no mercado internacional, mas são muito caros, sobretudo para nêutrons.

Na ausência desses objetos, a curva MTF de um sistema de aquisição de imagens pode ser determinada a partir da *Edge Response Function – ERF* obtida da imagem, gerada pelo próprio sistema, de uma placa de um material absorvedor da radiação utilizada. Na prática, os pontos da ERF são provenientes do perfil em torno de uma borda da imagem, isto é, plota-se as densidades óticas dos píxels de uma região próxima à borda ao longo da direção perpendicular. Diferenciando a ERF se

obtem a Line Spread Function –LSF. A MTF pode ser computada diretamente pela transformada de Fourier [35] da curva Gaussiana ajustada aos pontos dessa LSF. A Figura 18 ilustra três curvas LSF com diferentes larguras a meia altura – FWHM e suas respectivas MTF. À medida que a FWHM aumenta a MTF cai mais rapidamente para a modulação zero piorando a resolução do sistema.

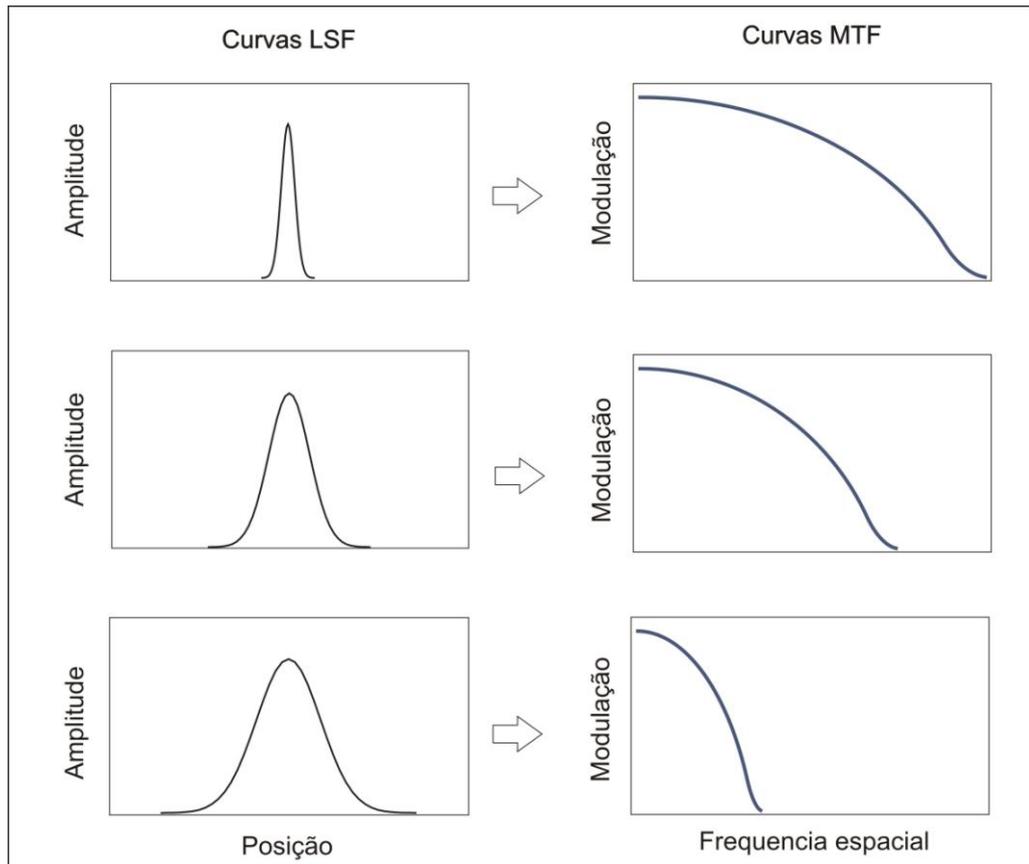


Figura 18 – A MTF é determinada a partir da *Line Spread Function* – LSF. À medida que a LSF se alarga, coluna da esquerda, a MTF correspondente, coluna da direita, cai mais rapidamente com a frequência espacial. O melhor sistema é aquele com o par LSF-MTF do topo da figura.

3. MATERIAIS, MÉTODOS E RESULTADOS QUANTITATIVOS

A metodologia utilizada neste trabalho é esquematizada, de forma geral, na Figura 19.

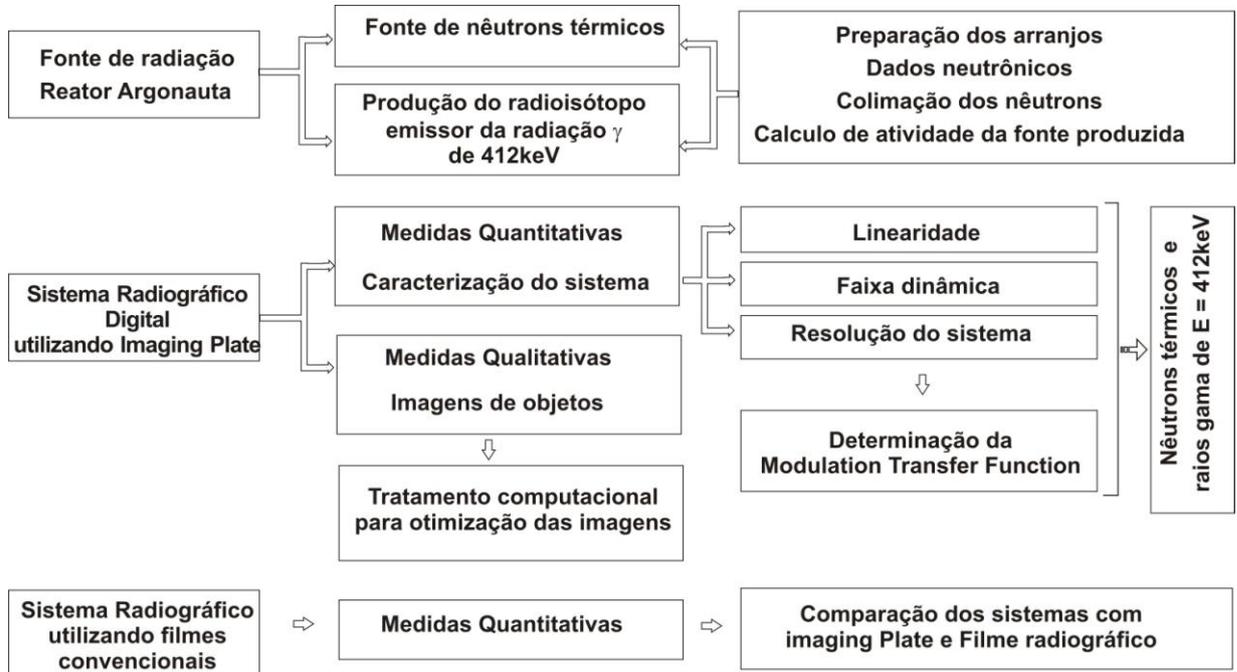


Figura 19 – Esquema da metodologia utilizada

3.1. Fonte de radiação

Duas radiações de natureza diferentes, **nêutrons térmicos e raios γ de 412keV**, foram as utilizadas para o desenvolvimento deste trabalho. O reator de pesquisa Argonauta do Instituto de Engenharia Nuclear/CNEN, apresentado na Figura 20 e com mais detalhes no Apêndice 1, foi a fonte que produziu essas radiações.

O Argonauta é um reator de pesquisa [36] que utiliza urânio como combustível nuclear na forma de U_3O_8 enriquecido a 19,9% em ^{235}U . Na configuração atual, a potência para operações contínuas pode atingir até 500 W com um fluxo de nêutrons térmicos de aproximadamente $7 \times 10^9 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ no núcleo. Os nêutrons produzidos na fissão do ^{235}U com energia de aproximadamente 2,5 MeV, são moderados até a energia térmica ($E = 0,025 \text{ eV}$) em água deionizada entre as placas e cunhas de grafite existentes entre os elementos combustíveis.

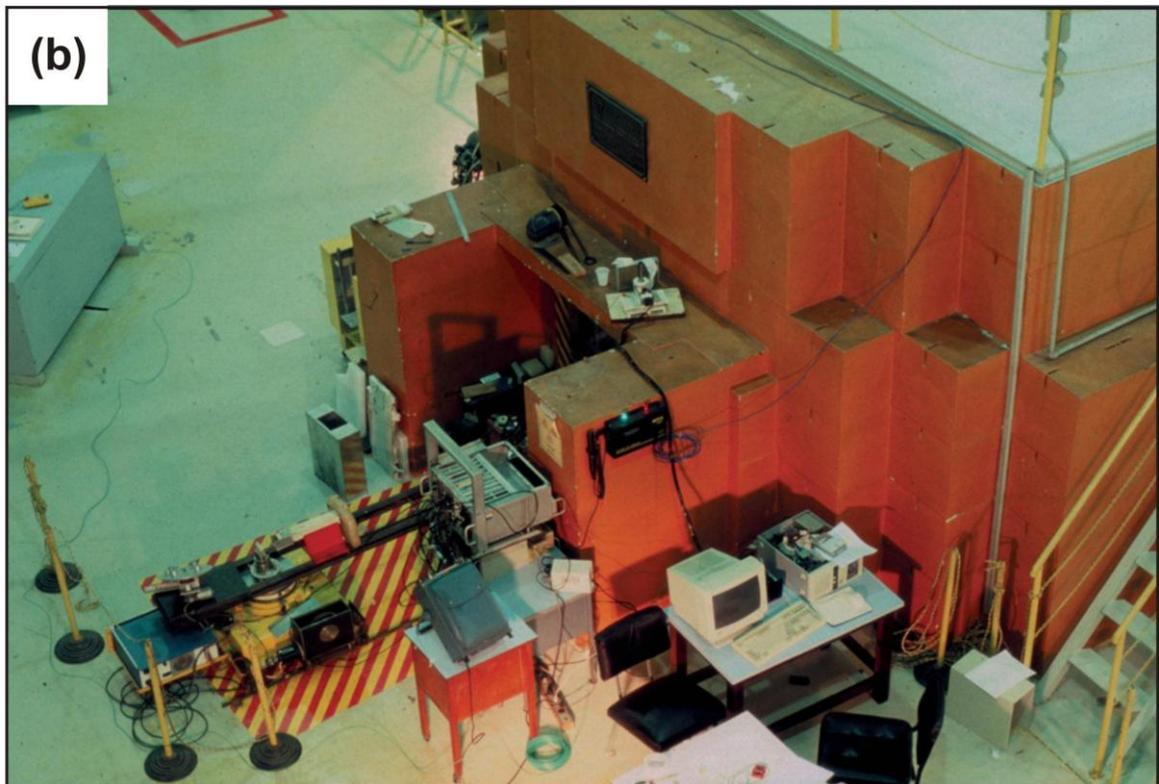
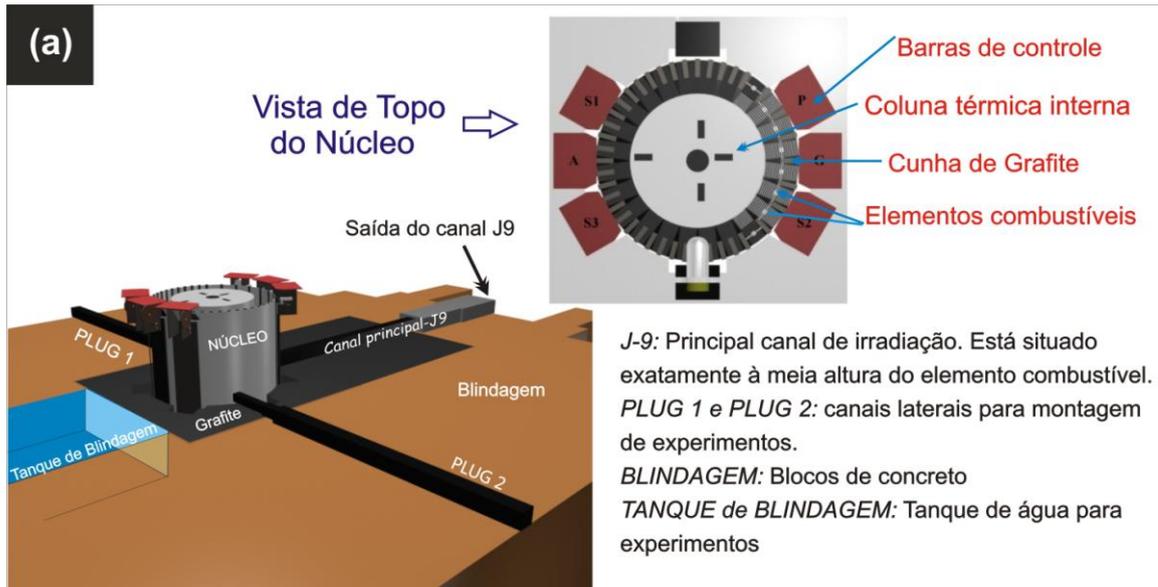


Figura 20 – (a) Esquema e (b) foto do reator Argonauta do Instituto de Engenharia Nuclear / CNEN.

3.1.1. Nêutrons térmicos produzidos pelo reator

Para extrair um feixe do fluxo de nêutrons fornecido por uma fonte de grande porte, como um reator, é necessário um colimador, construído de material com propriedades nucleares compatíveis com a técnica. A colimação melhora a

qualidade das imagens, sobretudo para objetos espessos, mas diminui a intensidade do fluxo. O valor e a uniformidade do fluxo de nêutrons dependem da geometria do colimador. Neste trabalho, optou-se por um sistema de colimação divergente, apresentado na figura 21, introduzido no principal canal de irradiação do Argonauta, denominado J-9. Esse canal, como é descrito no apêndice 1, está situado a meia altura dos elementos combustíveis e faz contato com o núcleo, e dispõe de um fluxo de nêutrons térmico, na potência usual de operação (340W), de $3,2 \times 10^9 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ no início do canal, junto ao núcleo, e, é o preferido por apresentar o maior fluxo de nêutrons. Para obtenção de imagens neutrongráficas, arranjos de moderação e colimação foram estudados especialmente para esse canal [37,38], que tem seção transversal quadrada de 10 cm de lado e 282 cm de comprimento, sendo os últimos 46 cm com seção transversal retangular de 40 cm de largura e 15 cm de altura, para encaixe de gavetas utilizadas em arranjos experimentais. O arranjo de colimadores introduzidos nesse canal, para obtenção das radiografias com nêutrons térmicos, está esquematizado na Figura 21.

Um bloco de grafite, denominado bloco moderador, também é introduzido no canal antes do bloco colimador. O comprimento desse bloco moderador foi determinado por um estudo teórico da moderação dos nêutrons na direção do canal J-9, com o objetivo de conseguir um maior percentual de nêutrons térmicos no canal. Essa dimensão foi obtida através do código ANISIN utilizado no cálculo de transporte a uma dimensão [39].

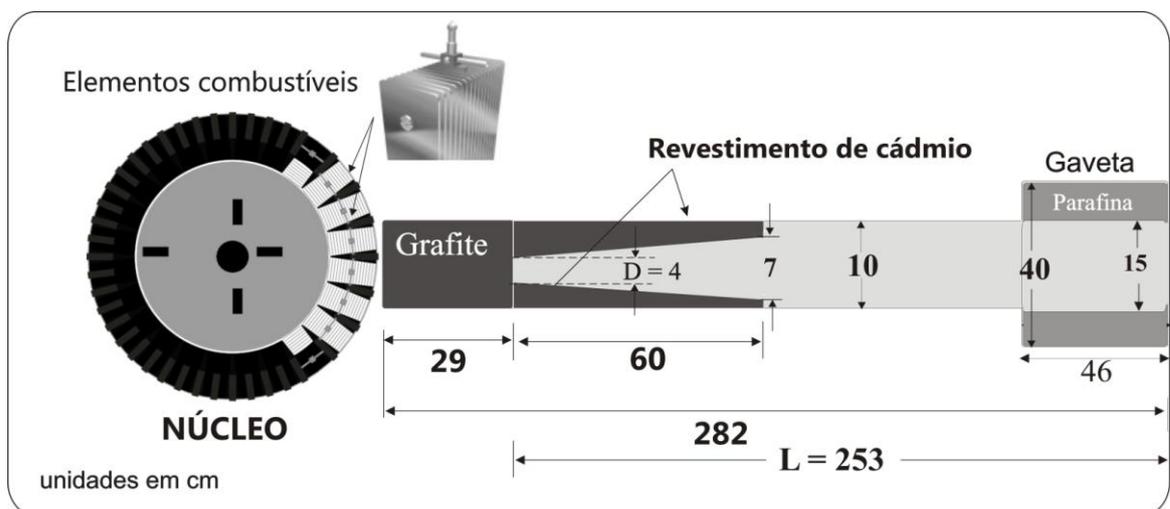


Figura 21 – Arranjo de Moderação e Colimação Instalado no Canal J-9 do Reator Argonauta para obtenção de radiografias com nêutrons térmicos

O bloco colimador, também confeccionado em grafite, possui 60 cm de comprimento e um orifício longitudinal igual a um tronco de pirâmide com bases quadradas de 16 e 49 cm² e é revestido internamente e externamente com Cd de 0,5 mm de espessura, para absorção dos nêutrons espalhados. Esse arranjo apresentou uma boa uniformidade do fluxo de nêutrons térmicos em toda a área na saída do canal e uma divergência de 1° 16' [40].

A razão de colimação é dada por L/D onde L e D são o comprimento e a abertura da colimação, respectivamente. Para o colimador da Figura 20, ela está relacionada com o fluxo de nêutrons através da equação:

$$\Phi = \frac{\Phi_0 D^2}{4\pi L^2} \quad (16)$$

onde ϕ_0 e ϕ são os fluxos de nêutrons incidente e emergente do colimador, respectivamente. O fluxo de nêutrons que emerge do colimador e alcança o objeto, diminui com o aumento de L (distância da entre o início da colimação e o objeto radiografado) e cresce com o aumento de D (lado da base quadrada da abertura do colimador). O tempo de exposição pode ser reduzido aumentando o fluxo de nêutrons que incide no objeto consequentemente, reduzindo o comprimento L . Mas, isso piora a qualidade da imagem devido o aumento da região de penumbra que é mostrado na Figura 22.

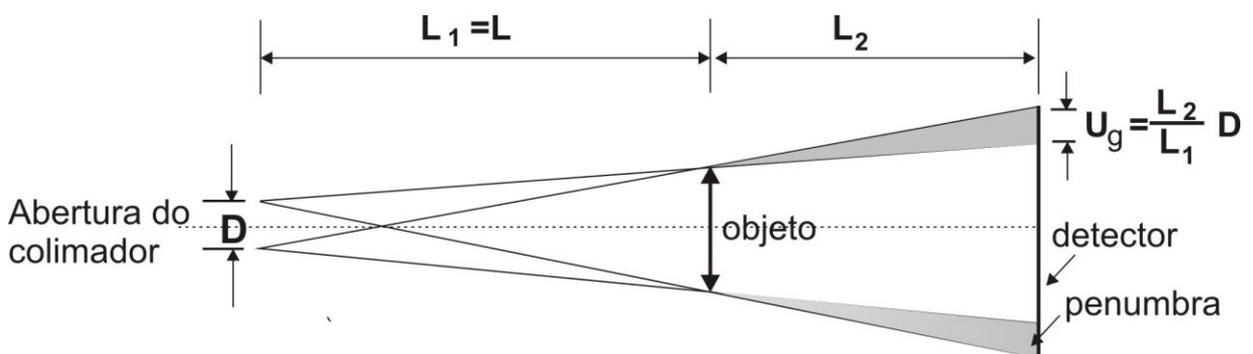


Figura 22 – Geometria mostrando a região de penumbra

Como $L_1 = L$, a região de penumbra U_g depende da razão de colimação L/D :

$$U_g = \frac{D}{L} L_2 \quad (17)$$

e decresce com o aumento desta razão. Para obtenção de radiografias com o mínimo de penumbra possível o sistema deverá ter a máxima razão L/D e o objeto o mais próximo possível do detector, diminuindo assim a distância L_2 que também contribui para o aumento de U_g .

A Figura 23 apresenta a medida [41] do espectro de nêutrons, aproximadamente Maxwelliano, emergente do canal J9 e os dados do campo neutrônico para o arranjo de colimação mostrado na Figura 21 estão apresentados na Tabela 5.

Os efeitos da geometria, materiais de revestimento e dimensões do bloco colimador sobre o fluxo de nêutrons emergente foram apresentados com clareza por Domanus [6].

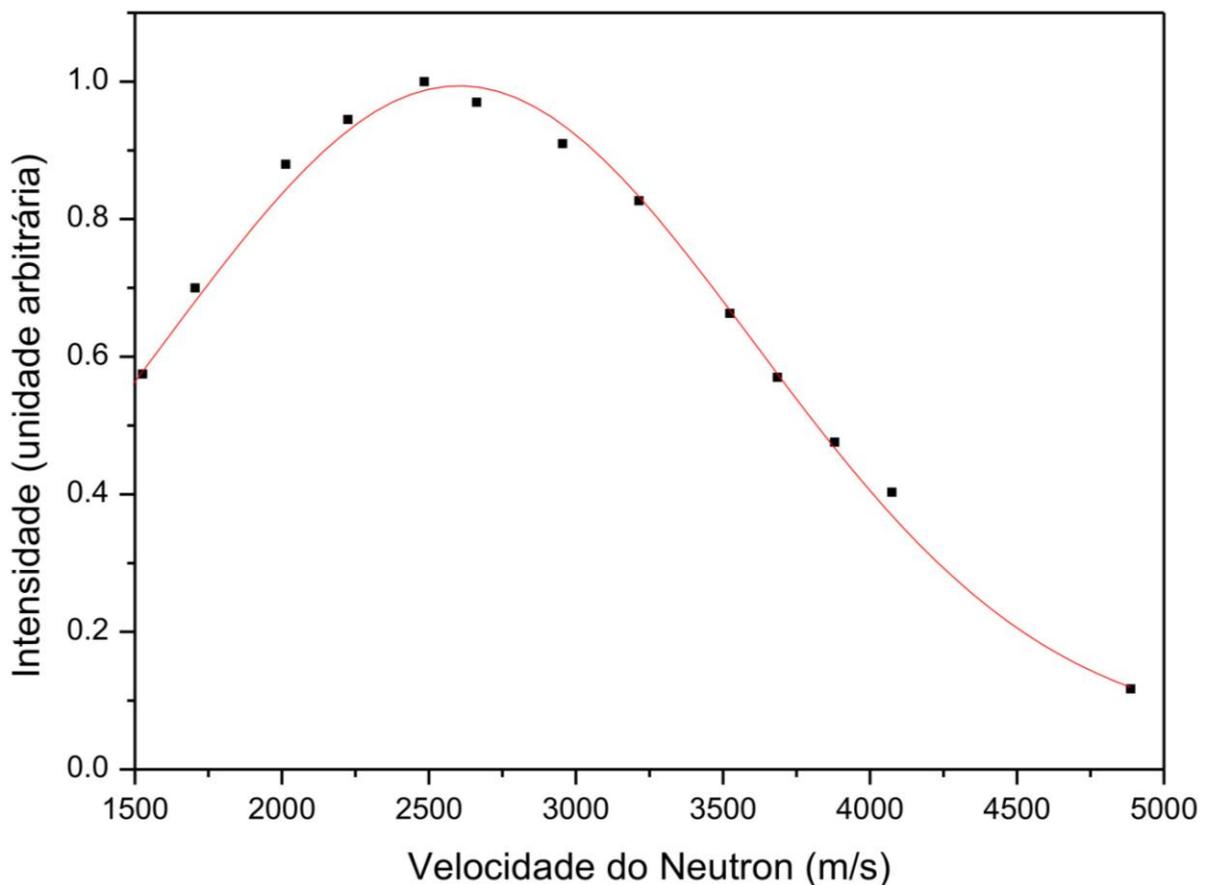


Figura 23 – Espectro de nêutrons térmicos emergente do principal canal do reator Argonauta (J9)

Tabela 5 – Propriedades do campo de nêutrons na saída do canal J9 com o arranjo apresentado na figura 21 introduzido no seu interior, para obtenção de radiografias com nêutrons térmicos

Fluxo térmico:	$4.46 \times 10^5 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Fluxo epitérmico:	$6.00 \times 10^3 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
* Razão n/γ:	$3.00 \times 10^6 \text{ n cm}^{-2} \text{ mR}^{-1}$
** Razão L/D:	63.25
Razão de Cadmio :	25
Divergência do feixe :	$1^\circ 16'$

* dado obtido da referência [37]

** Razão entre os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos

Nas radiografias com nêutrons térmicos obtidos nesse trabalho, o chassi contendo o dispositivo de registro de imagens foi posicionado bem junto à saída do canal J9 e o objeto em inspeção bem encostado a ele.

3.1.2. Raios γ de 412 keV do ^{198}Au produzido no Reator

O reator também foi utilizado para a produção da fonte de raios γ de 412 keV. A técnica utilizada foi a da ativação neutrônica já descrita no item 2.3.1.2. O isótopo estável utilizado como alvo foi o ouro natural, ^{197}Au cujas características estão apresentadas na Figura 24, como são apresentadas na tabela de isótopos [42].

Para produção de radioisótopos, amostras do elemento natural são introduzidas também no canal J9, porém próximo ao núcleo onde o fluxo de nêutrons térmicos é $3,2 \times 10^9 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, na potência de 340 Watts. Para esse objetivo o canal é fechado com blocos de grafite como apresentado na figura 25.

Neste trabalho, uma amostra de ouro natural de massa 1,576 gramas foi colocada na posição indicada na Figura 25 e irradiada por três horas em um fluxo de nêutrons térmicos de $3,2 \times 10^9 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. A reação da Figura 26 é responsável pela

produção do radioisótopo ^{198}Au , que é radioativo e decai por emissão β^- para um núcleo excitado do ^{198}Hg com meia vida de aproximadamente 2,69 dias.

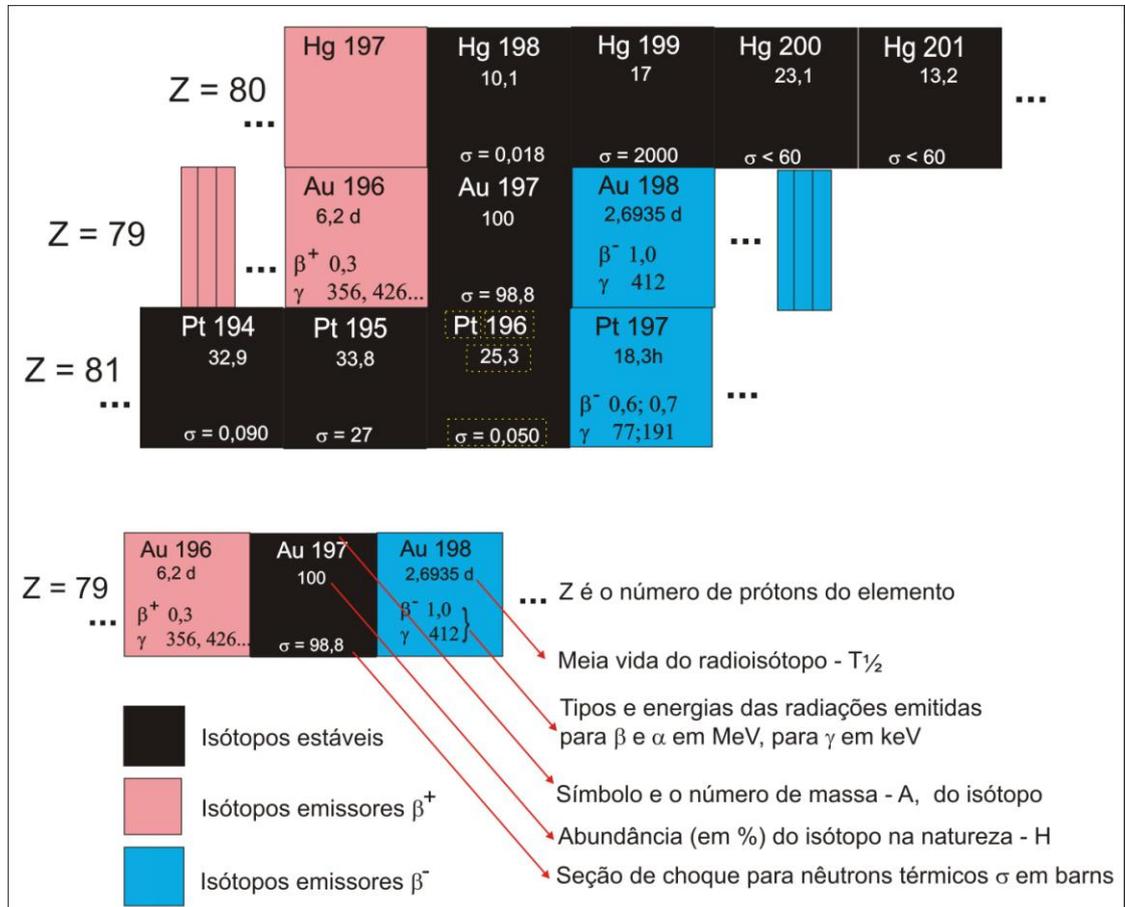


Figura 24 Características do isótopo estável do elemento químico – Au

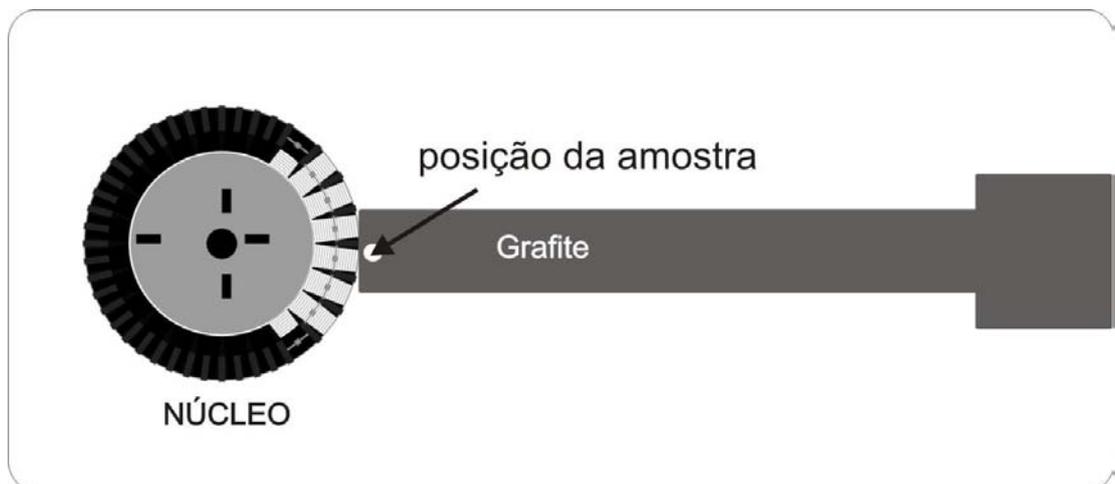


Figura 25 – Arranjo introduzido no canal principal de irradiação (J9), do reator na produção de radioisótopos.

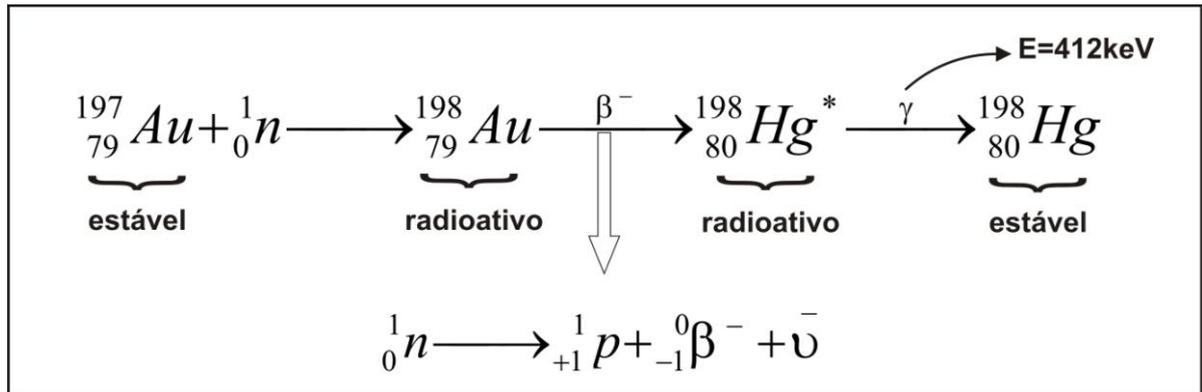


Figura 26 – Reação nuclear da produção do ^{198}Au

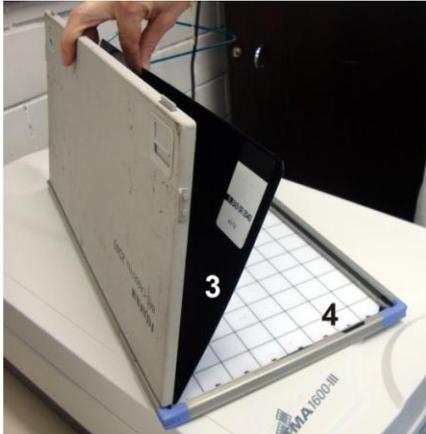
O núcleo excitado de ^{198}Hg , por sua vez, decai para seu estado fundamental, tornando-se estável, emitindo raios γ de energia única de 412KeV. É essa a fonte utilizada na obtenção das radiografias γ e nestas condições de irradiação uma amostra de ^{197}Au , em uma geometria esférica de aproximadamente 9 mm de diâmetro, com 1,576 gramas, adquire uma atividade de aproximadamente $4,8 \times 10^7$ dps após três horas de irradiação, calculada através da Equação 15. Após a irradiação, essa fonte é introduzida no sistema radiográfico para dar início ao processo de radiografia.

3.2. Sistema radiográfico digital com Imaging Plate

Neste trabalho foi utilizado um sistema disponível comercialmente - IP-READER BAS-2500 da FUJIFILM apresentado na foto da Figura 27. Esse sistema é composto de três componentes: a tela Imaging Plate, atuando simultaneamente como detector e dispositivo de estocagem temporária da imagem, um leitor da tela o qual converte a imagem latente estocada no Imaging Plate em sinais elétricos e um processador incorporando um *software* apropriado para traduzir estes sinais elétricos numa imagem digital e que, junto com a fonte de radiação, formam o sistema radiográfico completo. Para limpeza da imagem residual no IP e torná-lo reutilizável é utilizado um negatoscópio também da FUJIFILM adquirido junto com o sistema.

A leitura das telas é através do software Image Reader que apresenta as opções de 50 μm ou 100 μm para as dimensões do “spot” do feixe do laser. Para sistemas radiográficos empregando nêutrons térmicos a Fujifilm oferece telas especiais, denominadas BAS-IP ND 2040 nas quais o gadolínio na forma de óxido

(Gd_2O_3), material conversor de nêutron em radiação ionizante, está homogeneamente misturado com o fósforo do Imaging Plate. Já no sistema que emprega radiação γ de 412keV, as telas de fósforo disponíveis são sensíveis a raios-X e são denominadas BAS-IP SR 2040.



1. Leitor da tela
2. Negatoscópio
3. Telas Imaging Plate
4. Chassi vedado a entrada de luz

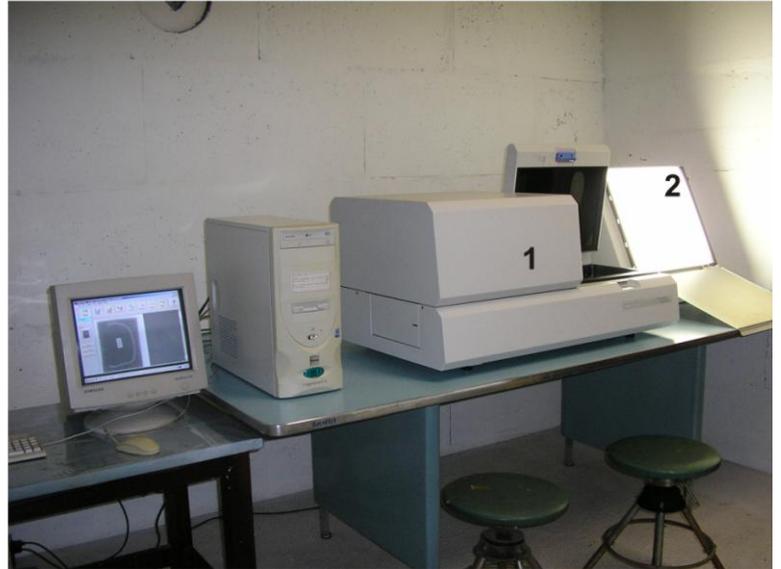


Figura 27 – Foto do sistema comercial IP-READER BAS-2500 da FUJIFILM

Os procedimentos seqüenciais para a obtenção de uma radiografia digital com IP são:

1. As telas de fósforo flexíveis, de dimensões $(20 \times 40) \text{ cm}^2$, são introduzidas em um chassi de mesmo tamanho completamente vedado a luz, similar ao chassi utilizado para filmes radiográficos convencionais.
2. No processo de exposição, idêntico ao do filme radiográfico, o chassi com o IP é posicionado depois do objeto que intercepta o feixe de radiação de forma a receber apenas o feixe transmitido através dele.
3. Após a exposição o IP é removido do chassi, em ambiente pouco luminoso, e introduzido no “scanner” que fará a varredura com o feixe de laser. Nesse estágio a luz do laser estimula os elétrons que foram armadilhados e luz visível é liberada da placa como no processo descrito no item 2.3.2.2.
4. A luz liberada da placa é coletada por um guia de fibra ótica e através de um tubo fotomultiplicador é produzido um sinal eletrônico.
5. O sinal eletrônico é digitalizado e armazenado.

6. A tela IP é então exposta à luz brilhante para desarmadilhar elétrons remanescentes.
7. O IP novamente é colocado no chassi e está pronto para reuso.

Medidas quantitativas que caracterizam esse sistema em termos de linearidade, faixa dinâmica eficiência e resolução espacial, para os dois tipos de radiações empregadas, foi o objetivo principal deste trabalho, conseqüentemente, cada um desses itens é tratado separadamente nos subitens abaixo.

3.2.1. Determinação da faixa dinâmica

Na radiografia digital uma imagem é uma matriz de números que são associados à densidade ótica – DO ou à “Photo Stimulated Luminescence” – PSL, medidas que representam o grau de escurecimento, em função da dose de radiação acumulada, do filme radiográfico convencional e das telas de IP, respectivamente. O *pixel* é a porção da imagem representada por um único número nessa matriz e o valor numérico máximo que pode ser armazenado em um pixel é determinado por 2^N , onde N é o número de bits da imagem. Assim os pixels poderão assumir valores de 0 a 255 em uma imagem de 8 bits e de 0 a 65.535 numa imagem de 16 bits. Nestes casos, o zero e o valor máximo (255 ou 65.535) são associados às cores branca e preta, respectivamente, e os valores intermediários a diferentes tons de cinza.

As faixas dinâmicas dos sistemas radiográficos, apresentadas posteriormente nos itens 3.2.1.1 e 3.2.1.2, para nêutrons e raios γ , respectivamente, foram determinadas através da curva: PSL x dose acumulada. Os valores de PSL foram lidos nas imagens obtidas das exposições da tela IP a diferentes doses de radiação. Como esse trabalho envolve fontes de diferentes geometrias, intensidade e tipo de radiação, foi utilizada uma metodologia diferenciada para cada uma delas.

3.2.1.1. Sistema radiográfico com nêutrons térmicos

Para determinar a faixa dinâmica do sistema com nêutrons térmicos, a gaveta da Figura 21 foi substituída por uma de menor área de abertura (4x3) cm². Com essas dimensões foi possível fazer seis exposições, em posições diferentes, na

mesma tela própria para nêutrons térmicos – NIP. Para a movimentação mecânica do chassi, foi construído um dispositivo, apresentado na foto da figura 28, garantindo-se assim o alinhamento, à distância fonte-detector e a minimização da dose de radiação recebida pelo usuário, já que o dispositivo facilita a movimentação do chassi em frente ao feixe.



Figura 28 – Dispositivo anexado ao canal J-9 do Argonauta para movimentação da tela NIP.

Com o reator crítico na potência que fornece um fluxo de nêutrons térmicos de $3,2 \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ no local onde o chassi é posicionado, foram feitas 22 exposições por tempos no intervalo variando de 0 a 600 segundos. A cada 6 exposições, a operação do reator foi interrompida e a tela, retirada do chassi, processada para obtenção da imagem e limpa para ser reutilizada. Em cada série de medidas uma das posições foi exposta por 180 segundos e os resultados utilizados como testemunha para o cálculo de um fator de normalização eliminando assim, possíveis variações do fluxo de nêutrons entre duas operações diferentes.

Nas imagens obtidas em cada exposição, como apresentadas na Figura 29 para duas séries de exposições, foram feitas as medidas da PSL/mm² utilizando o software Multi Gauge, desenvolvido pela Science Lab 2005. Esse software analisa dados das imagens fornecidas pelo leitor de telas IP da FUJIFILM. Foi determinado um valor médio da PSL por mm² de uma região de cada imagem correspondente a 600 x600 pixels (~1,7 mm²).

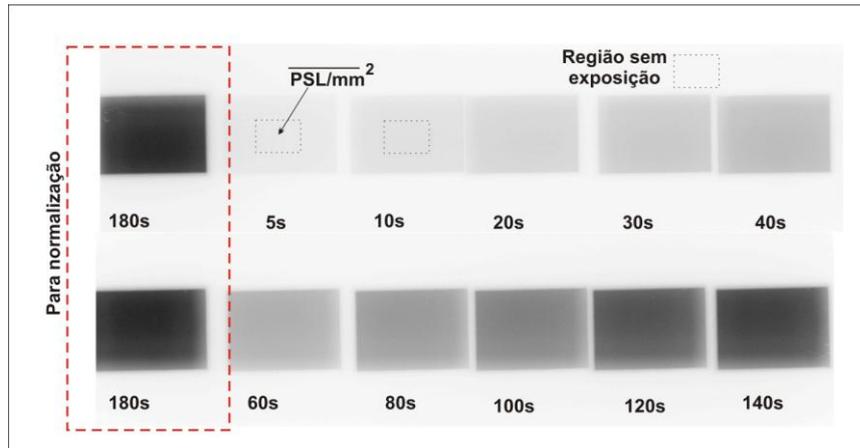


Figura 29 – Imagens obtidas expondo o NIP ao fluxo de nêutrons térmicos de $3,42 \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ em diferentes intervalos de tempo. Um fator de normalização foi determinado através da imagem do $\Delta t = 180 \text{ s}$. O valor da PSL/mm^2 de cada região é a média dos valores de cada píxel na área destacada.

A figura 30 mostra o comportamento da PSL em função da exposição recebida pelo Imaging Plate no intervalo: $3,42 \times 10^5 < E < 2,05 \times 10^8 \text{ n.cm}^{-2}$

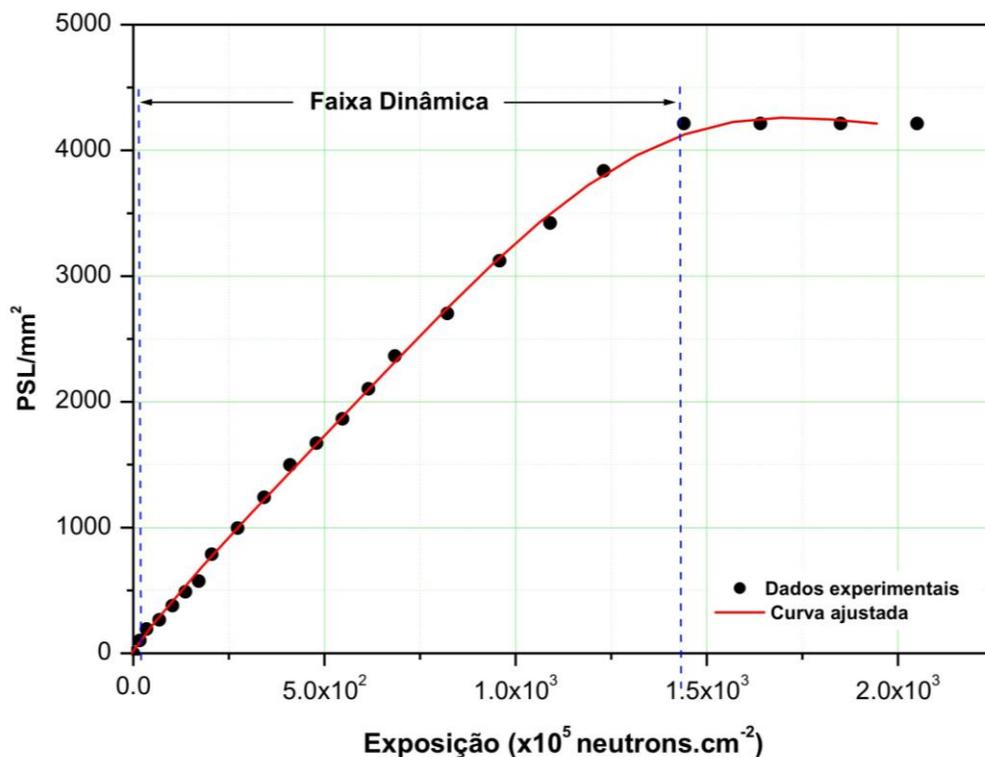


Figura 30 – Faixa dinâmica do sistema com Imaging Plate sensíveis a nêutrons -NIP. O sistema atinge a saturação quando o valor de PSL/mm^2 atinge cerca de 4200.

Sendo a exposição E dada por:

$$E = \phi.t \quad (18)$$

onde, t é o tempo que a tela ficou exposta ao fluxo de nêutrons Φ .

A linearidade desse sistema também pode ser observada na figura 30. Em toda faixa dinâmica há uma relação razoavelmente linear entre a exposição e a PSL.

3.2.1.2. Sistema radiográfico com raios γ de 412 keV

A metodologia aplicada para a determinação da faixa dinâmica para o sistema radiográfico com raios gama foi a utilização de placas, de diversos materiais e com diferentes espessuras, colocadas sobre o chassi contendo a tela IP sensível a raios γ . Assim a tela IP é atingida por fluxos diferentes de raios γ durante o intervalo de tempo de exposição e seus valores podem ser calculados a partir dos coeficientes de atenuação e espessuras dos materiais envolvidos.

A faixa dinâmica e a linearidade do sistema podem ser determinadas através do gráfico que relaciona a PSL/mm², obtida da imagem adquirida pelo sistema, com o fluxo integrado de raios γ que atingiu o IP nas posições correspondentes aos materiais utilizados.

A Figura 31 mostra uma foto do conjunto de atenuadores posicionados sobre o chassi e a figura 32 apresenta um esboço mostrando os pontos em que foram efetuadas as medidas e uma tabela com as características dos materiais.

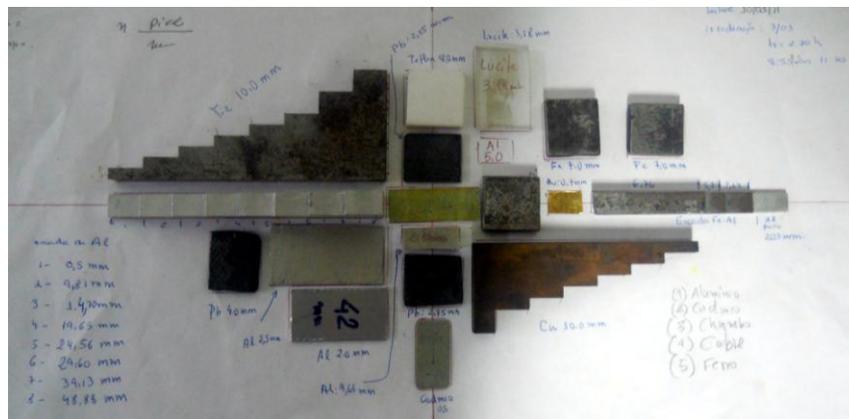


Figura 31 – Distribuição dos atenuadores sobre o chassi contendo a tela de IP sensível a fótons

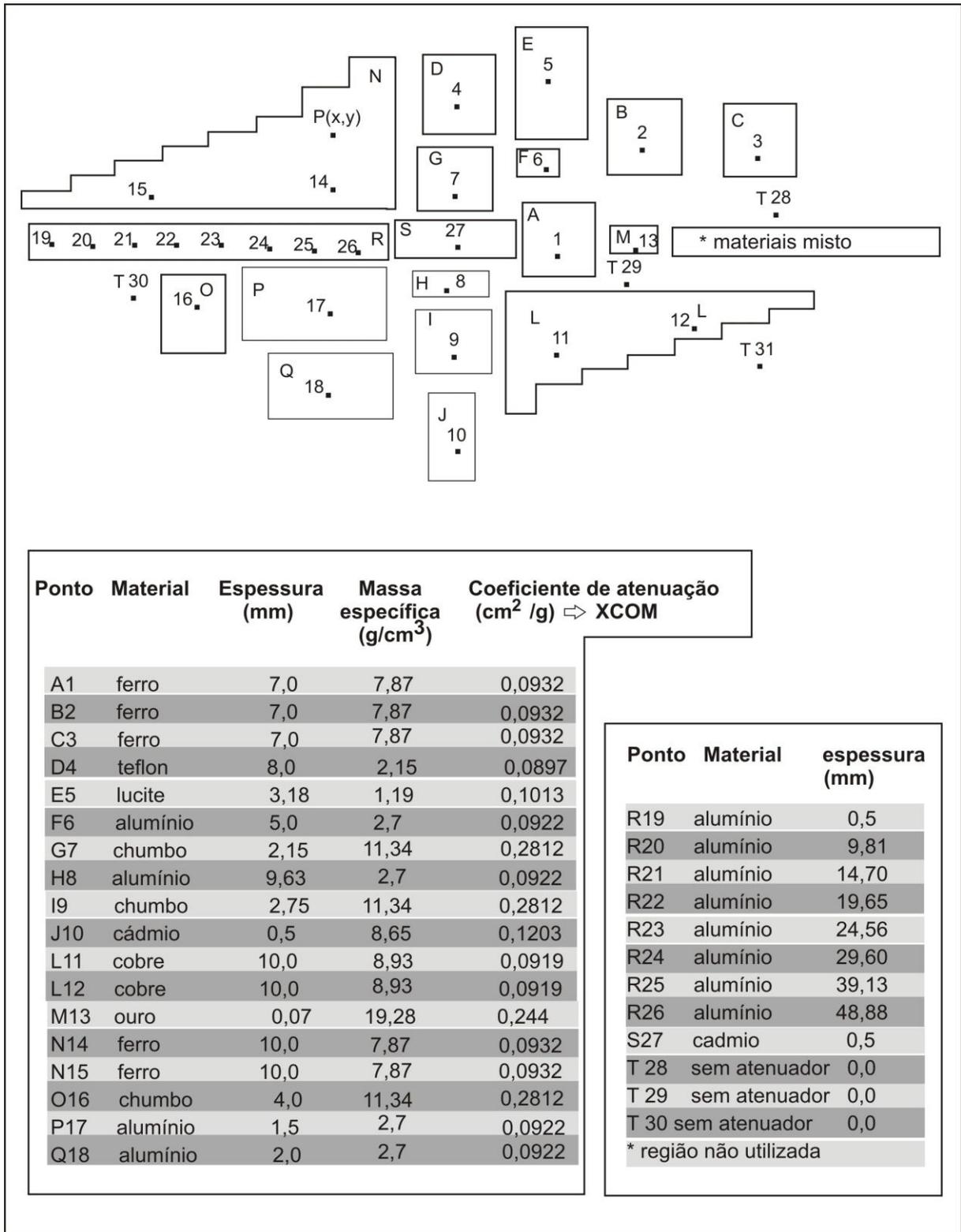


Figura 32 – Esboço mostrando os pontos onde foram efetuadas as medidas e as características de cada atenuador.

A fonte de 412 keV foi produzida, como descrito no item 3.1.1, com atividade de $4,8 \times 10^7$ dps. O crescimento da atividade durante a produção, o decaimento

radioativo da mesma após o término da irradiação no reator e os tempos envolvidos no processo de exposição no IP são apresentados na figura 33.

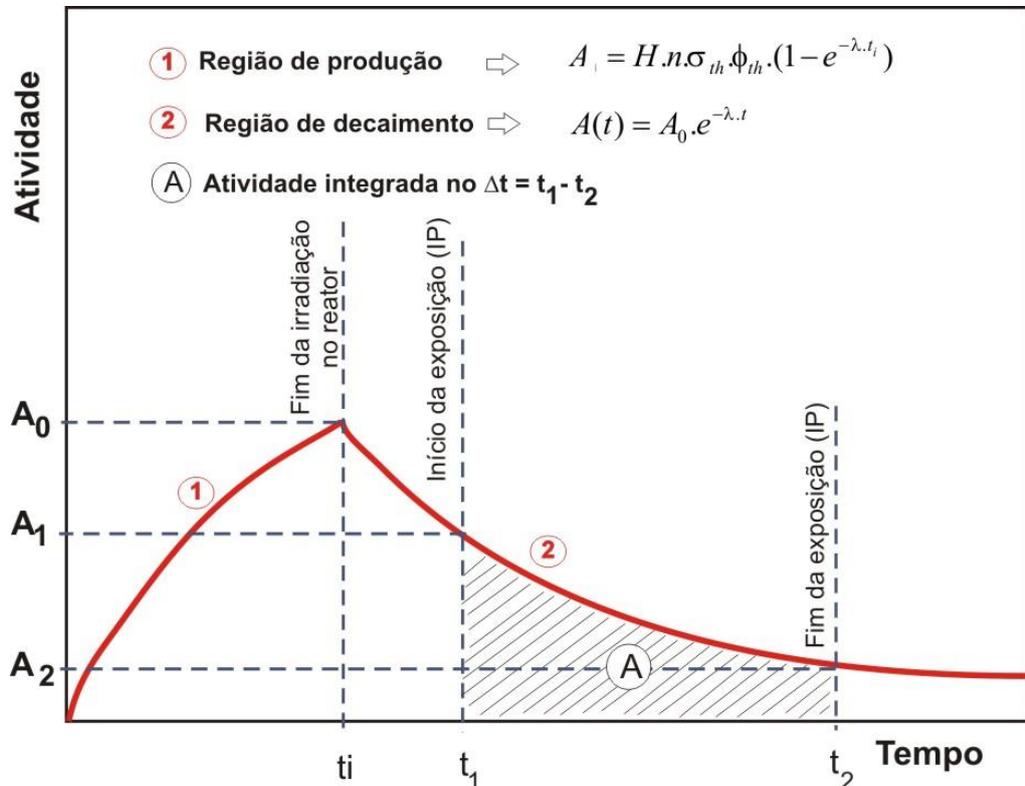


Figura 33 – Curva da atividade em função do tempo durante a produção do radioisótopo (região 1) e no decaimento (região 2). Para o ^{198}Au , após $t_i = 3$ horas de irradiação no reator $A_0 = 4,8 \times 10^7$ dps.

Cálculo da atividade integrada: Após o término da irradiação o radioisótopo é retirado do reator para ser introduzido, como fonte, no sistema radiográfico. O tempo $\Delta t = t_1 - t_i$ transcorrido nesse processo é denominado tempo de espera. Para simplificar, já que após o final da irradiação a fonte só decai, foi considerado t_i a origem na abscissa, assim o tempo de espera é igual a t_1 . Segundo a lei de decaimento radioativo a atividade de uma fonte é:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (19)$$

Onde A_0 é a atividade no instante inicial e $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ é a constante de decaimento, sendo $T_{1/2}$ a meia vida do radioisótopo. Portanto no tempo t_1 :

$$A_1 = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t_1} \quad (20)$$

A *atividade integrada*, o número de fótons emitidos pela fonte no intervalo de tempo $\Delta t = t_1 - t_2$, é dada por:

$$A = \int_{t_1}^{t_2} A(t) dt \quad (21)$$

Substituindo 20 em 21 e fazendo a integração tem-se:

$$A = \frac{A_1}{\lambda} \left[-e^{-\lambda \cdot t_1} - e^{-\lambda \cdot t_2} \right] \quad (22)$$

Os valores dos parâmetros, medidos e calculados, necessários para determinar a atividade integrada são mostrados na tabela 6.

Tabela 6 – Parâmetros para o cálculo da atividade integrada.

Tempo (segundos)	Atividade			
		Desintegrações por segundo (dps)	Mili Curie(mCi) 1 mCi = $3,7 \times 10^7$ dps	Bequerel (Bq) 1Bq=1dps
$t_i = 0$	A_0	$4,8 \times 10^7$ dps	1,30	$4,8 \times 10^7$
$t_1 = 12180$	A_1	$4,6 \times 10^7$ dps	1,24	$4,6 \times 10^7$
$t_2 = 683880$	$A_{Integrada}$	$1,3 \times 10^{13}$ desintegrações no $\Delta t = t_1 - t_2$		

Cálculo do fluxo integrado de fótons: A fonte de ^{198}Au está posicionada a uma distância H do ponto central P(0,0) do Imaging Plate e, emite radiação isotropicamente. O fluxo integrado é o número total de fótons que alcança o IP por unidade de área, é dado por:

$$F = \frac{A_{integrada}}{\text{Área}} = \frac{A_{integrada}}{4\pi R^2} \quad (23)$$

Onde R é o raio da esfera equivalente a distância entre a posição da fonte e um ponto P(x,y) no IP. Portanto, pontos diferentes são atingidos por diferentes fluxos de

fótons. A figura 34 esquematiza uma exposição em um experimento. Os retângulos coloridos representam os vários atenuadores com diferentes espessuras.

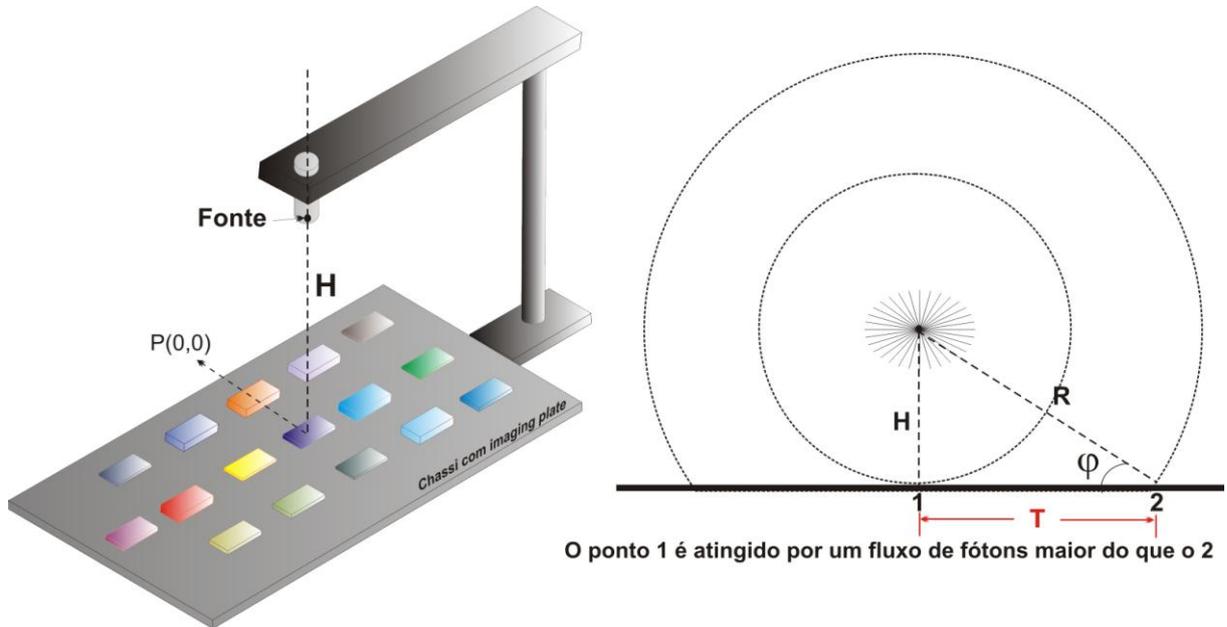


Figura 34 – Esquema mostrando que nas exposições com fótons o IP será atingido por diferentes fluxos.

No ponto 2 o fluxo de fótons que atinge o IP é:

$$F = \frac{A_{\text{integrada}}}{4\pi(H^2 + T^2)} \quad \text{e} \quad \text{tg}\varphi = \frac{H}{T} \Rightarrow \varphi = \text{tg}^{-1}\left(\frac{H}{T}\right) \quad (24)$$

Para calcular os fluxos integrados, necessários para verificar a linearidade e determinar a faixa dinâmica, algumas correções têm que ser feitas.

Correção da área atingida no IP devido a posição do bloco atenuador: Ao longo do bloco atenuador cada ponto no IP é atingido por um fluxo de fótons diferente, devido à sua posição como pode ser observado na figura 35.

O fluxo integrado F corrigido será:

$$F = \frac{A_{\text{integrada}}}{4\pi(H^2 + T^2)} \cdot \frac{S_0}{S} \quad F = \frac{A_{\text{integrada}}}{4\pi(H^2 + T^2)} \text{sen}\left[\text{tg}^{-1}\left(\frac{H}{T}\right)\right] \quad (25)$$

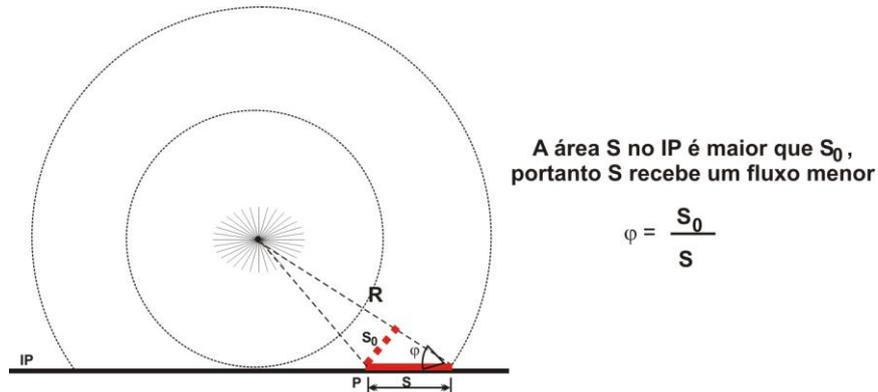


Figura 35 – A posição da placa absorvedora diminui o fluxo de fótons.

Correção da atenuação do feixe de fótons no material: O feixe de fótons que atinge o IP, exceto quando sofre espalhamento Compton, não altera sua trajetória ao atravessar a placa. Portanto a distância que o feixe atravessa no material absorvedor é maior do que sua espessura. Esse efeito é esquematizado na figura 36 que mostra um zoom na região do ponto P da figura 35.

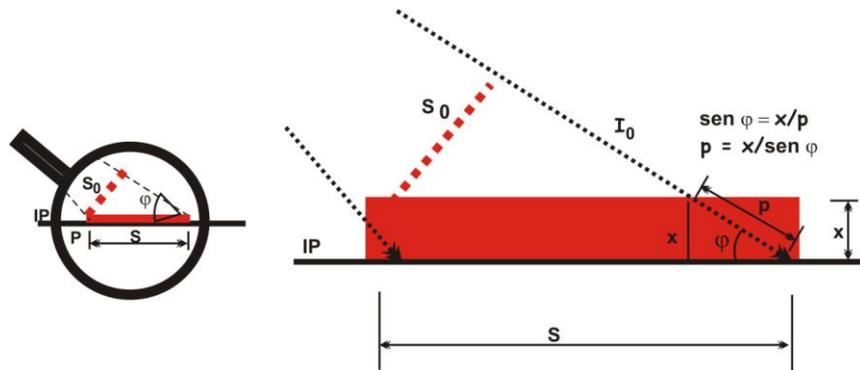


Figura 36 – A distância p percorrida pelo fóton no absorvedor é maior que sua espessura x .

O feixe transmitido I através da placa absorvedora de espessura x e coeficiente de atenuação C que atinge o IP é:

$$I = I_0 e^{-Cp} \quad (26)$$

Os valores de C para os materiais empregados como absorvedores em função da energia do fóton foram obtidos pelo software XCOM [28]. Esse software foi desenvolvido pela NIST – National Institute of Standards and Technology, uma

agência governamental dos Estados Unidos. É livre e pode ser utilizado diretamente da internet. Ele fornece, para um elemento, composto ou mistura os coeficientes de atenuação para a energia desejada. Detalhes do uso desse software são descritos no apêndice 2.

Aplicando-se também essa correção ao cálculo do fluxo integrado tem-se que:

$$F = \frac{A_{\text{integrada}}}{4\pi(H^2 + T^2)} \text{sen}\left(\text{tg}^{-1}\left(\frac{H}{T}\right)\right) e^{\frac{-Cx}{\text{sen}\left(\text{tg}^{-1}\left(\frac{H}{T}\right)\right)}} \quad (27)$$

Neste trabalho foi desenvolvido um software, denominado *Densidade ótica*, em FORTRAN para o cálculo do fluxo integrado em cada ponto do Imaging Plate. Este software fornece o fluxo integrado de fótons para qualquer ponto de coordenadas (x,y) no IP.

A figura 37 esquematiza a metodologia utilizada para determinar a faixa dinâmica para o sistema radiográfico com raios γ de 412 keV.

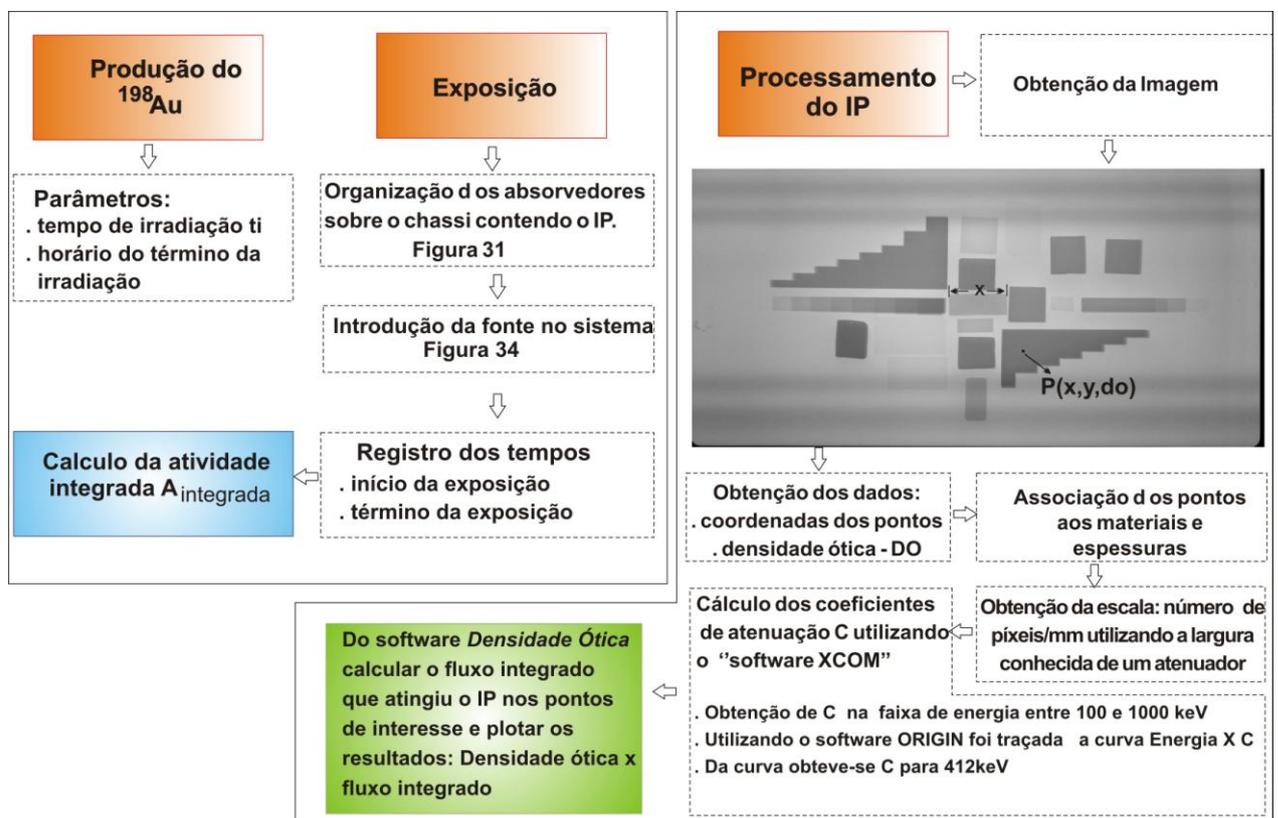


Figura 37 – Aquisição de imagens. Diagrama da metodologia utilizada para determinar a faixa dinâmica para o sistema com fótons de 412 keV.

Dois programas foram utilizados para obter e analisar os dados através de uma imagem: O **Multi Gauge** e o **Image J**. O primeiro, já mencionado anteriormente, foi adquirido junto com o sistema FUJI. O Image J é um software de domínio público [43], muito versátil e de fácil ambientação. Ele abre e salva imagens em diferentes formatos: TIFF, GIFF, JPEG, BMP, PNG, PGM, FITS e ASCII. Muitas das análises feitas neste trabalho foram feitas em imagens salvas em TIFF no Multi Gauge e processadas utilizando o Image J, principalmente quando a matriz que representa a imagem for transferida para os programas desenvolvidos em Fortran em que é necessário importar os dados no formato ASCII. O apêndice 3 apresenta as características principais do “software” IMAGE J.

A figura 38 mostra o comportamento da densidade ótica em função do fluxo integrado recebido pelo IP no intervalo: $3,6 \times 10^6 < F < 1,4 \times 10^7$ fótons/cm². Nesse intervalo a atividade da fonte não foi suficiente para causar saturação.

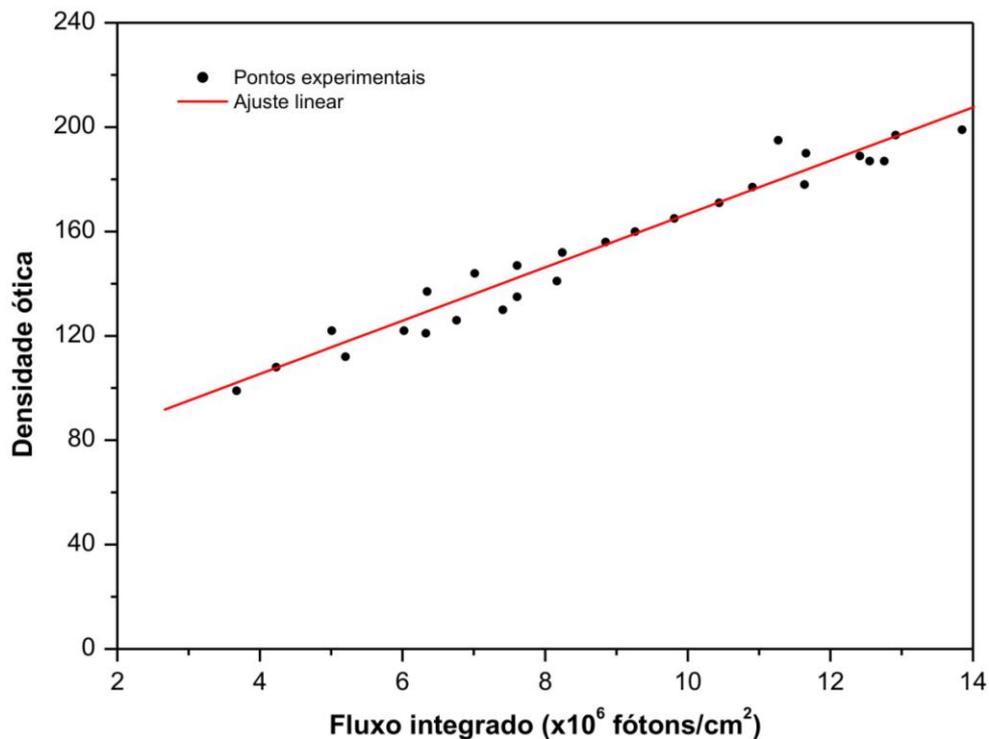


Figura 38 – Faixa dinâmica do sistema com Imaging Plate sensíveis a fótons -IP.

3.2.2 Determinação da Resolução Espacial

A resolução espacial do sistema radiográfico, para ambas as radiações envolvidas neste trabalho, foi obtida da curva MTF – *Modulation Transfer Function* -

medida a partir de uma imagem gerada pelo próprio sistema, como visto no item 2.4. Para determinar a ERF - *Edge Response Function*, ponto de partida para medida da MTF, foi utilizado como objeto uma placa de cádmio, material bastante atenuador principalmente para nêutrons, com pelo menos uma das bordas bem retilínea. A metodologia utilizada é esquematizada na figura 39 que indica de 1 a 1 os passos a serem seguidos.

Após a preparação da placa de cádmio foram obtidas as radiografias com nêutrons e com raios γ de 412keV, em duas exposições diferentes. De cada imagem resultante foi obtido um perfil ao longo da perpendicular à borda retilínea, ou seja, o valor de PSL para cada posição do píxel nessa perpendicular. Optou-se por uma área, e não por uma linha, para se ter uma estatística melhor. Aos pontos da curva traçada ajustou-se uma função de Boltzmann resultando na - *Edge Response Function* - ERF do sistema. A - *Line Spread Function* - LSF é determinada derivando a ERF. Os resultados fornecidos foram plotados e aos pontos foi ajustado uma Gaussiana da qual se obteve o valor de w o "width", que é um parâmetro da gaussiana e está relacionado à largura a meia altura (FWHM) como é mostrado na figura 40. Uma vez obtido a LSF com o valor de FWHM, a Modulation Transfer Function - MTF pode ser computada usando a transformada de Fourier - TF:

$$MTF(f) = |TF\{LSF(FWHM)\}| \quad (28)$$

Para essa operação de cálculo integral foi desenvolvido, em Fortran, um software denominado LSF-MTF. Os resultados fornecidos pelo LSF-MTF, modulação em função da frequência espacial, são plotados obtendo-se assim MTF. A resolução espacial do sistema é obtida tomando-se o inverso da frequência espacial onde a modulação atinge 10 %.

As telas de Imaging Plate deste trabalho foram reveladas utilizando um scanner com um feixe de laser de 50 micra de diâmetro o qual define a melhor resolução espacial alcançável na imagem digital adquirida. Entretanto a resolução final das imagens radiográficas é afetada por outros fatores que a estragam tal como a penumbra que é causada pela divergência do feixe de radiação. Os feixes das radiações utilizadas neste trabalho, nêutrons térmicos e raios γ de 412keV, apresentam características diferentes em relação à divergência. O feixe de nêutrons

térmicos, provenientes do canal principal do reator Argonauta, podendo ser considerado como uma fonte plana, apresenta uma divergência de 1^{016} , como já foi mostrado na tabela 5.

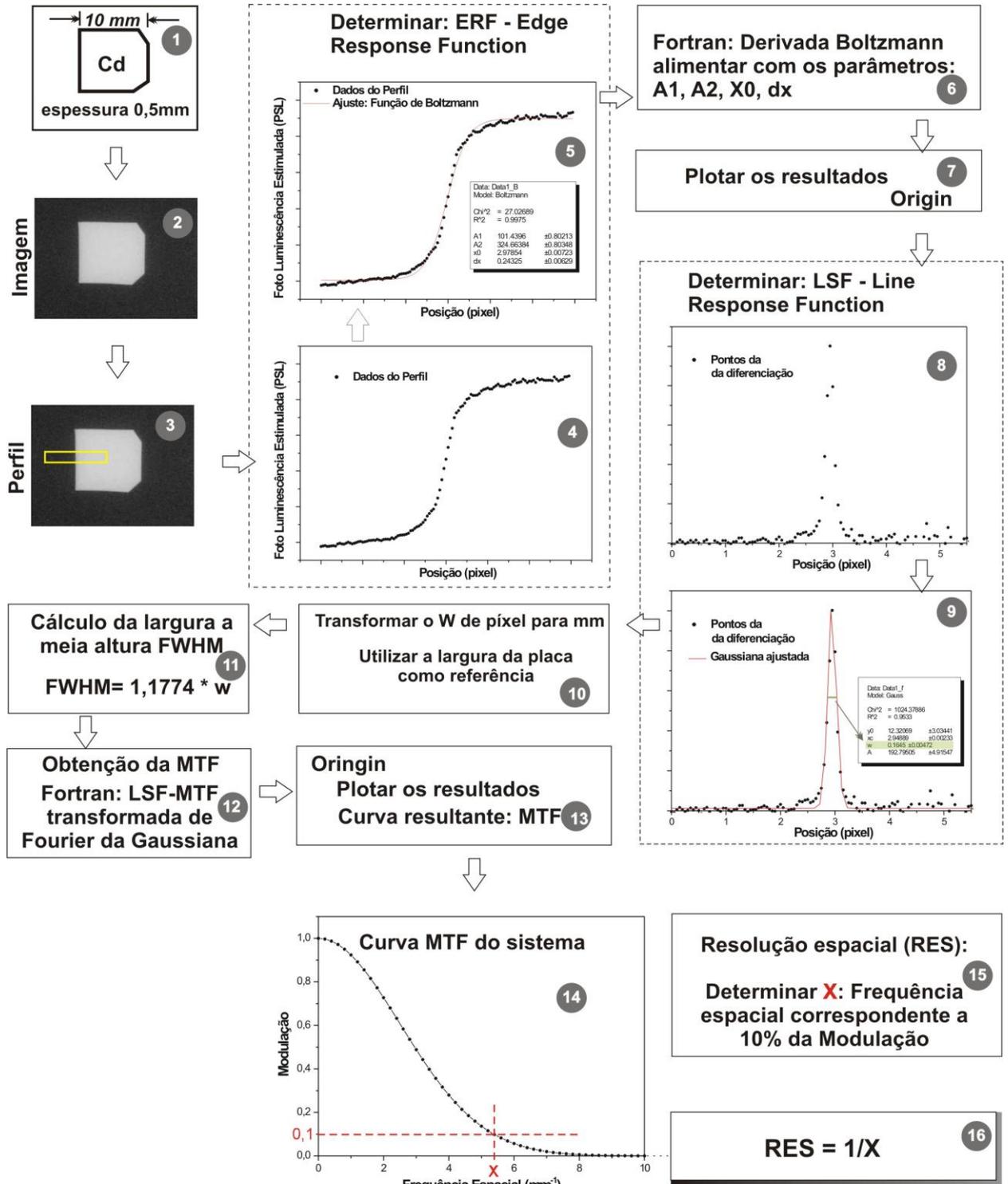


Figura 39 – Metodologia utilizada para determinar a MTF do sistema

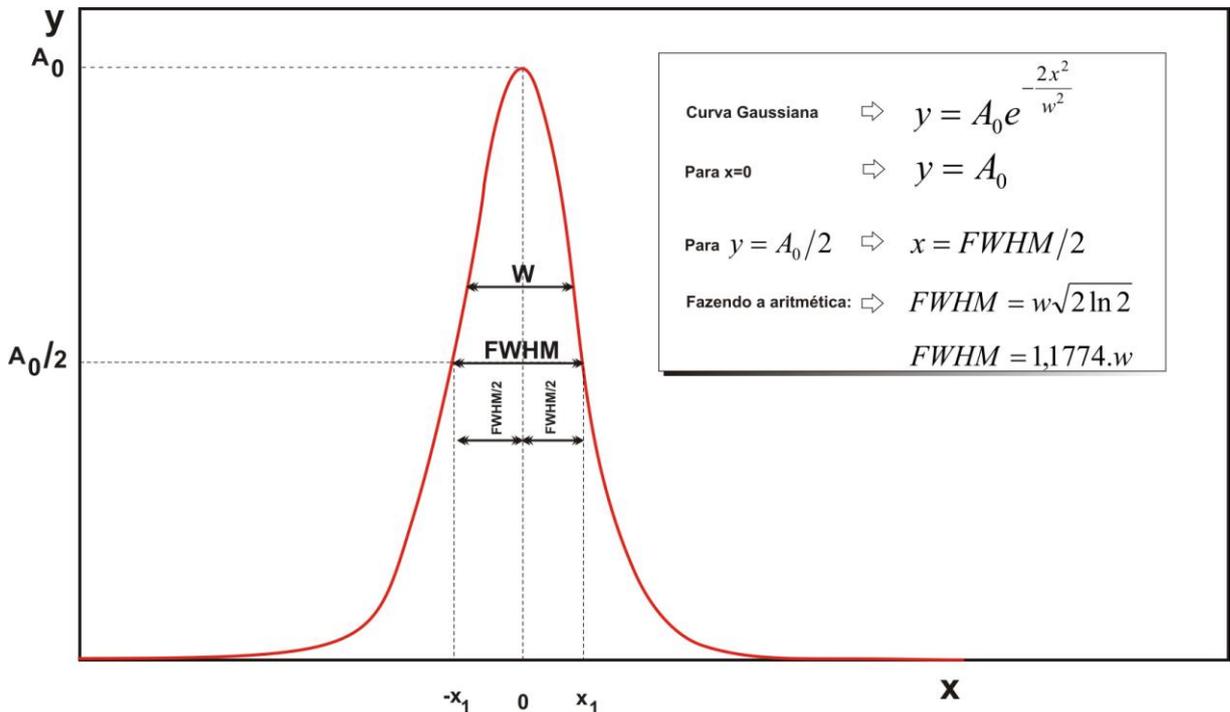


Figura 40 – Relação entre os parâmetros w e FWHM de uma Gaussiana

Já o feixe de fótons proveniente de uma fonte aproximadamente extensa, degrada a imagem devido ao seu caráter não pontual. Assim, devido aos inevitáveis espaçamentos entre regiões do objeto e o Imaging Plate serão produzidas penumbras que se tornam mais extensas quanto maiores forem esses espaçamentos degradando cada vez mais o contraste e a resolução espacial. Geralmente, um objeto sob inspeção tem vários planos em diferentes distancias do imaging plate, resultando, portanto resoluções diferentes em cada plano. Com o objetivo de avaliar o “range” da resolução espacial foram determinadas funções MTF, para vários espaçamentos entre o objeto e imaging plate. Para esse propósito foi utilizado o objeto teste com foto e esquema mostrado na figura 41. Trata-se de uma placa de alumínio, transparente a nêutrons térmicos, onde foram coladas placas de Cádmio com bordas retilíneas. A distribuição das placas de cádmio permitiu também avaliar a homogeneidade do feixe de nêutrons através das curvas MTF. Foram obtidas imagens em quatro espaçamentos entre objeto e imaging plate, denominados 1, 2, 3 e 4 correspondendo às distâncias: 0 (encostado), 14,5 mm, 23,5 mm e 53,5 mm, respectivamente.

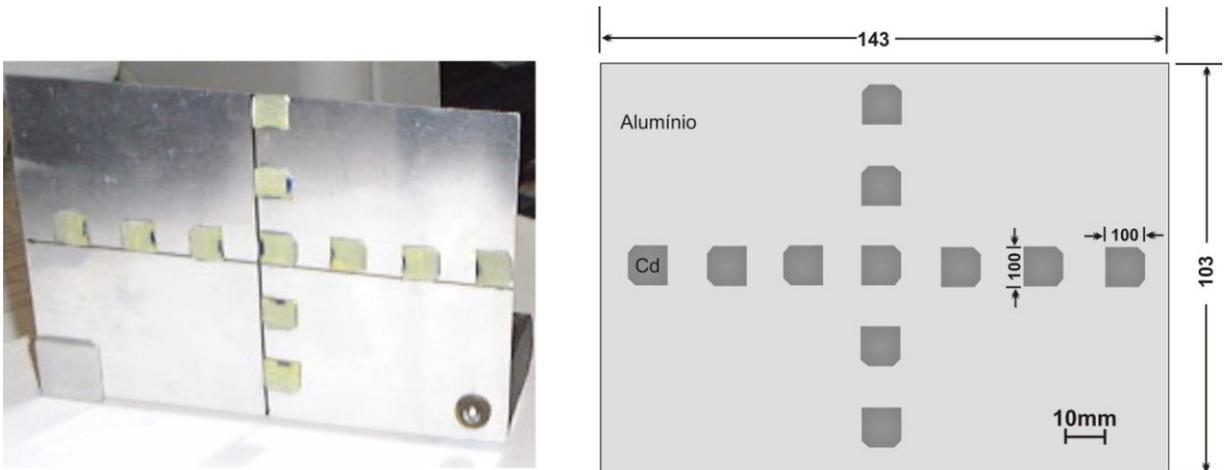


Figura 41 – Foto e esquema do objeto teste utilizado para determinar a resolução espacial.

3.2.2.1 Sistema com nêutrons térmicos

Para determinar a resolução espacial do sistema que utiliza nêutrons térmicos foram realizadas quatro neutrongrafias do objeto apresentado na figura 41, correspondendo aos espaços 1, 2, 3 e 4. As imagens obtidas são mostradas na figura 42.

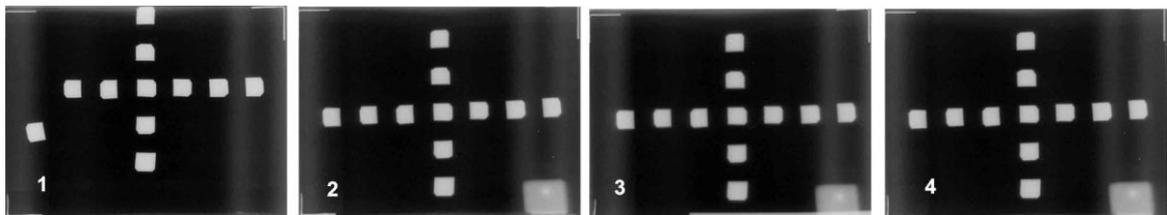


Figura 42 – Neutrongrafias realizadas variando-se a distância entre objeto e detector. As imagens 1, 2, 3 e 4 correspondem às distâncias: 0 (encostado), 14,5 mm, 23,5 mm e 53,5 mm, respectivamente.

De cada imagem foram obtidos os perfis, enumerados de 1 a 9, conforme visualizado na figura 43 que apresenta também um zoom do perfil 1. Ao utilizar uma área ao invés de uma linha, para melhorar a estatística, o software Multigaue calcula para cada posição, na figura indicada por X, o valor médio dos PSL dos pixels correspondentes à posição dentro da área do perfil. A listagem desses valores também é fornecida pelo software.

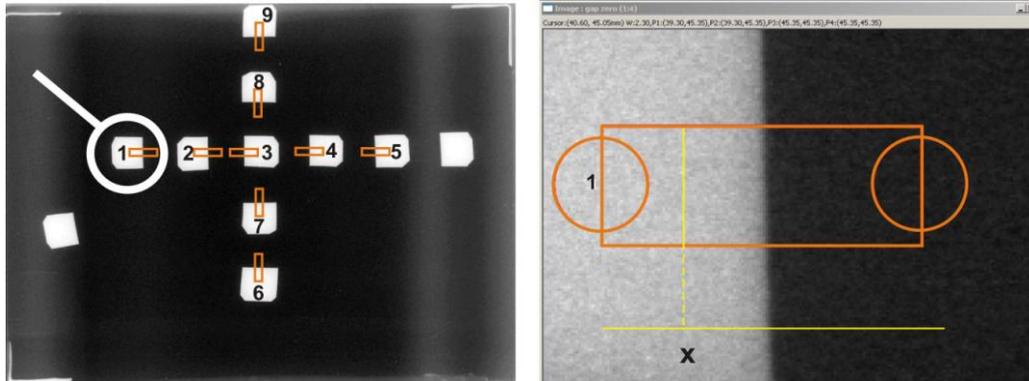


Figura 43 – Denominação dos perfis de 1 a 9 e um zoom do perfil 1

As curvas Modulation transfer Function – MTF do sistema radiográfico, obtidas seguindo o procedimento apresentado na figura 38, são apresentadas na figura 44 para os quatro espaçamentos acima descritos, utilizando o perfil 3 visualizado na figura 43 à esquerda.

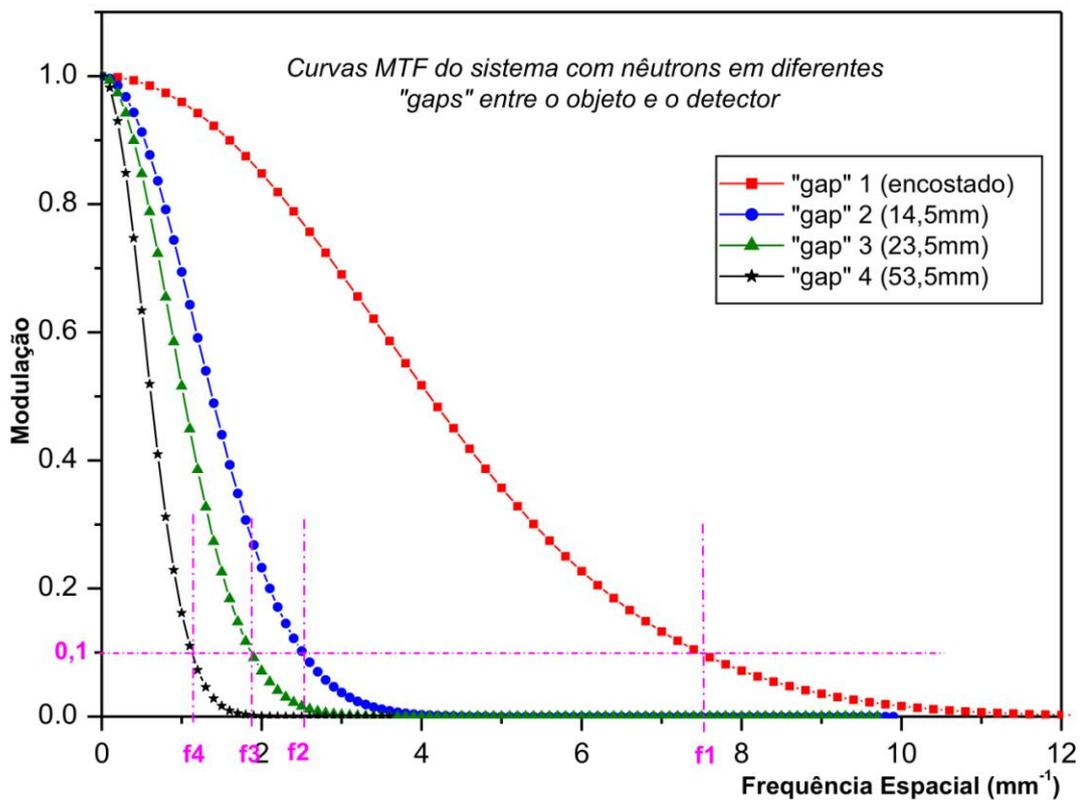


Figura 44 – Curvas MTF do sistema radiográfico com nêutrons obtidas em quatro "gaps" diferentes entre objeto e detector. As freqüências f1, f2, f3 e f4 correspondem à modulação em 10% para os "gaps" 1, 2, 3 e 4, respectivamente.

A resolução espacial do sistema, calculada através do inverso da frequência espacial f indicada no gráfico que mostra a curva MTF, é mostrada na figura 45 para as diferentes distancias entre objeto – Imaging Plate.

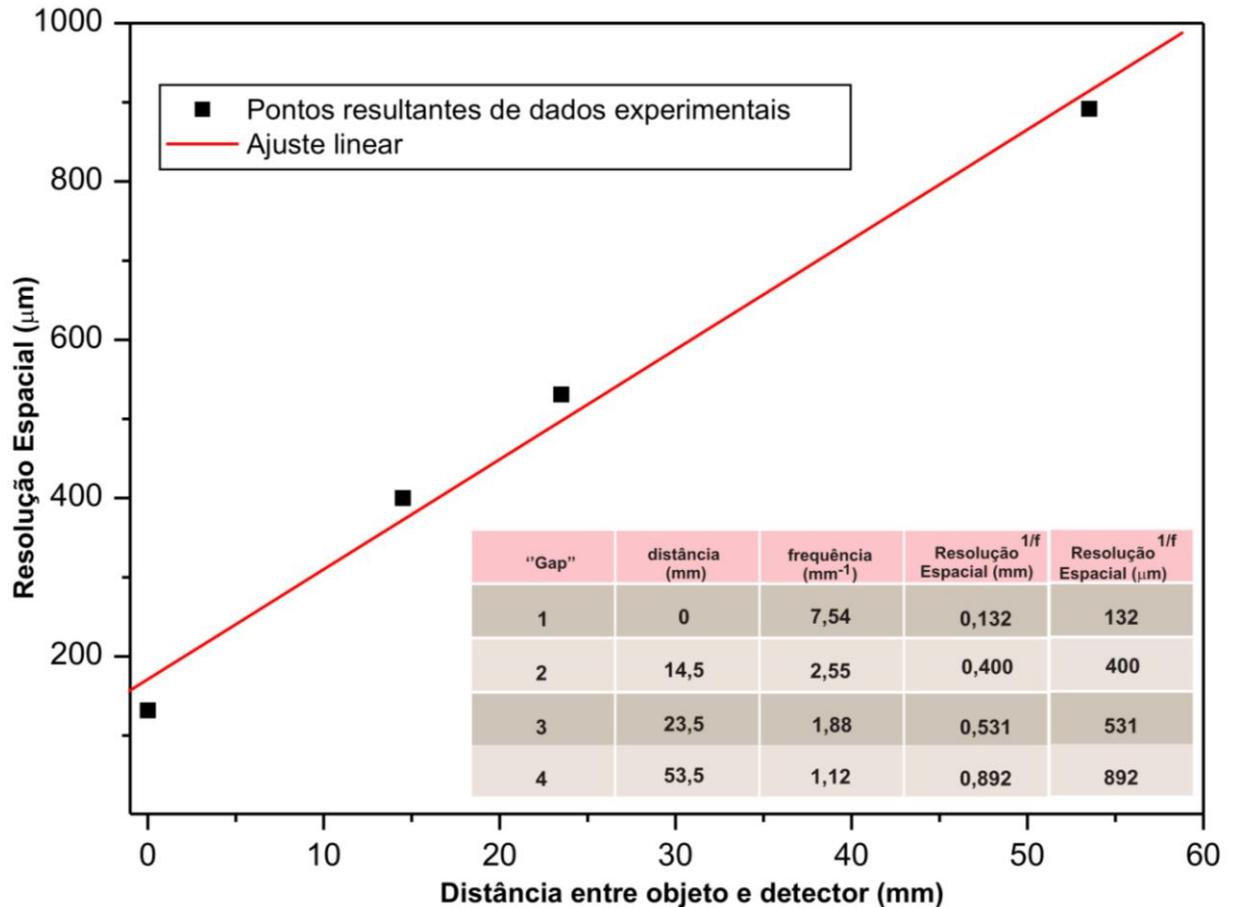


Figura 45 – Resolução espacial do sistema radiográfico com nêutrons térmicos para diferentes distancias entre o objeto e o NIP

Pode ser observado que na área disponível para radiografar, (15x11)cm², as curvas MTF's obtidas para os nove perfis mostrados na figura 43 para um mesmo "gap", não sofrem muita dispersão mostrando a homogeneidade do fluxo de nêutrons nessa região. A figura 46 mostra a dispersão das curvas MTF's obtidas para os "gaps" 2 e 3.

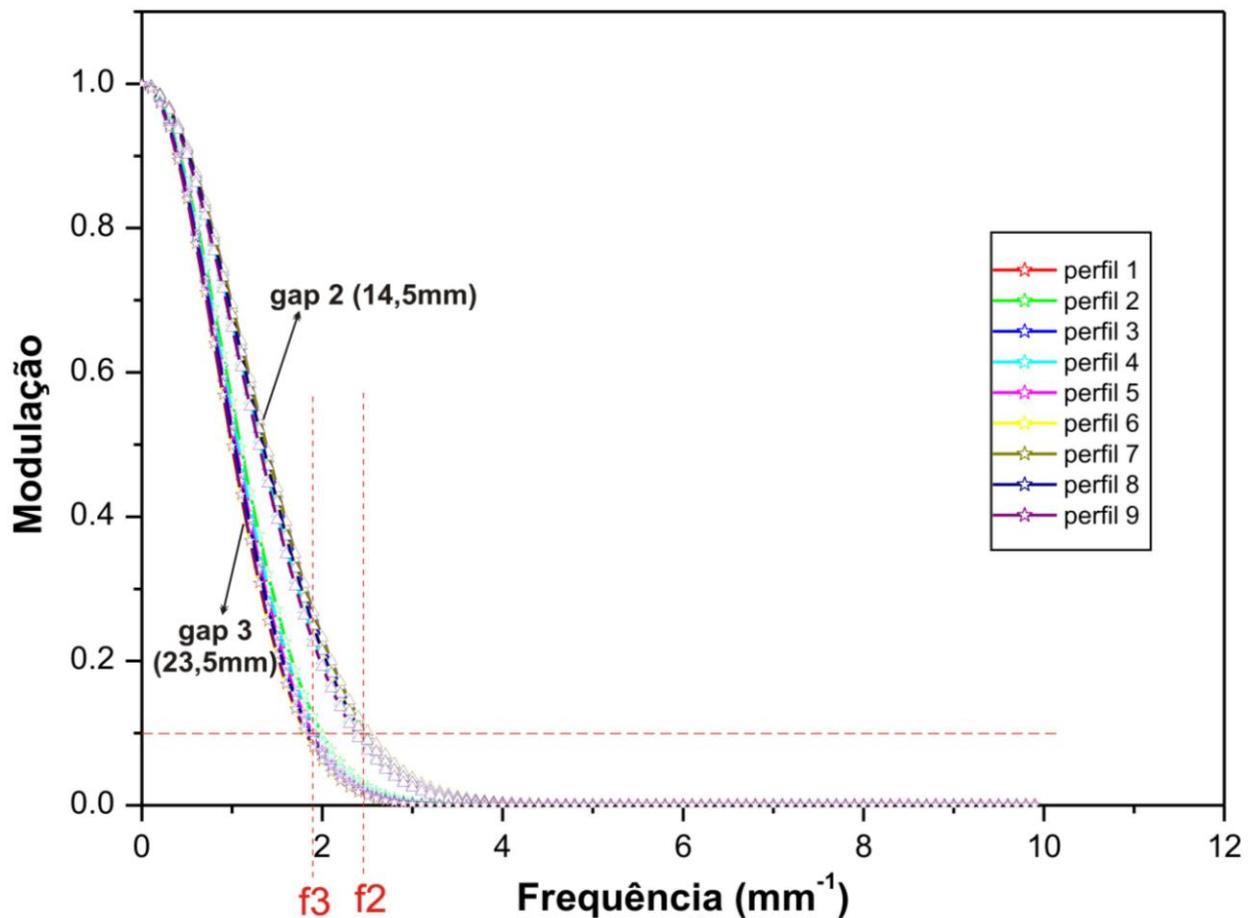


Figura 46 – Família de curvas MTF's do sistema radiográfico com nêutrons para o plano do objeto paralelo ao chassi contendo o Imaging Plate, distante de 14,4mm e a 23,5mm. O corte em 10% da modulação fornece a máxima freqüência espacial ainda capaz de produzir imagens com qualidade aceitável.

3.2.2.2 Sistema com raios gama de 412 keV

Para determinar a resolução espacial do sistema que utiliza fótons de 412keV, provenientes da fonte de ^{198}Au produzida no reator e telas de fósforo sensíveis a fótons - IP, também foram realizadas quatro radiografias do objeto apresentado na figura 41 correspondendo aos mesmos “gaps” 1, 2,3 e 4 utilizado para o sistema com nêutrons térmicos. As imagens obtidas são mostradas na figura 47.

Como realizado para o sistema com nêutrons térmicos, de cada imagem foram obtidos os perfis, enumerados de 1 a 9, conforme já visualizado na figura 43. Nesse caso não foram feitas medidas para as placas das extremidades da horizontal.

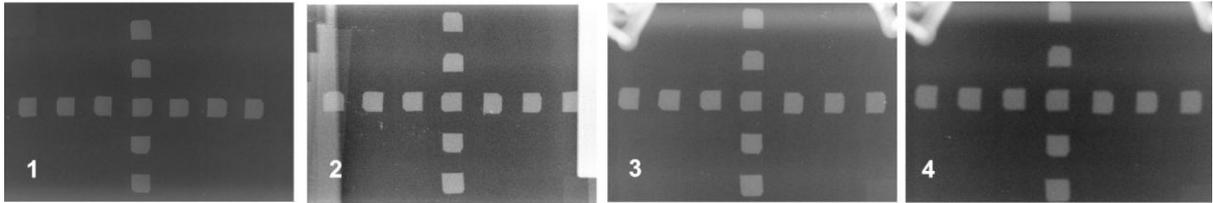


Figura 47 – Radiografias realizadas variando a distância entre objeto e detector. As imagens 1, 2, 3 e 4 correspondem as distâncias: 0 (encostado), 14,5 mm, 23,5 mm e 53,5 mm, respectivamente.

As curvas Modulation Transfer Function – MTF para o sistema, obtidas seguindo o procedimento apresentado na figura 39, são apresentadas nas figuras 48 para os quatro “gaps” em questão.

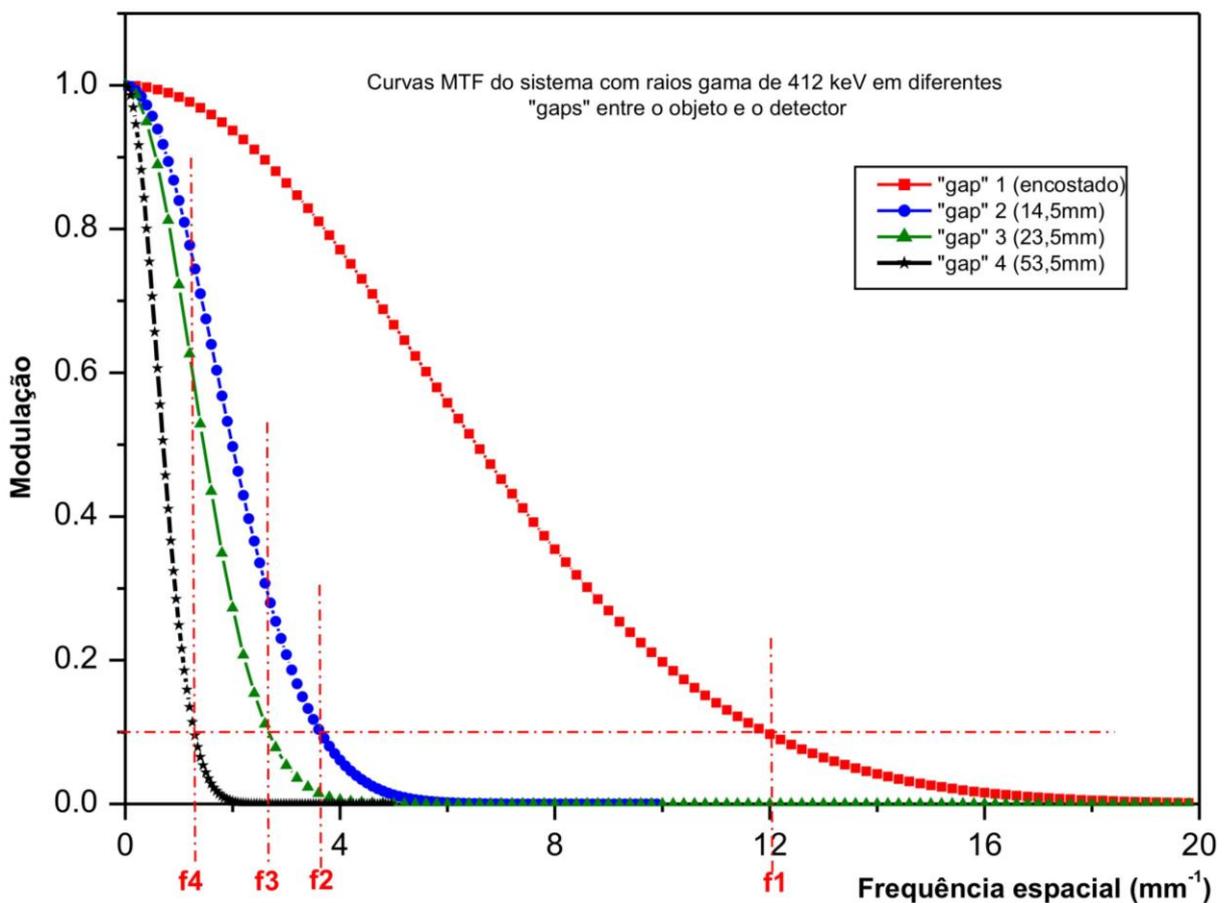


Figura 48 – Curvas MTF do sistema radiográfico com raios γ de 412 keV obtidas em quatro “gaps” diferentes entre objeto e detector. As frequências f_1 , f_2 , f_3 e f_4 correspondem a modulação em 10% para os “gaps” 1, 2, 3 e 4, respectivamente.

A resolução espacial do sistema, calculada através do inverso da frequência espacial f indicada no gráfico que mostra a curva MTF, é mostrada na figura 49 para as diferentes distancias entre objeto – Imaging Plate. Pode ser observado que a resolução piora na medida que o plano do objeto se afasta da tela IP, e que esse detrimento é linear.

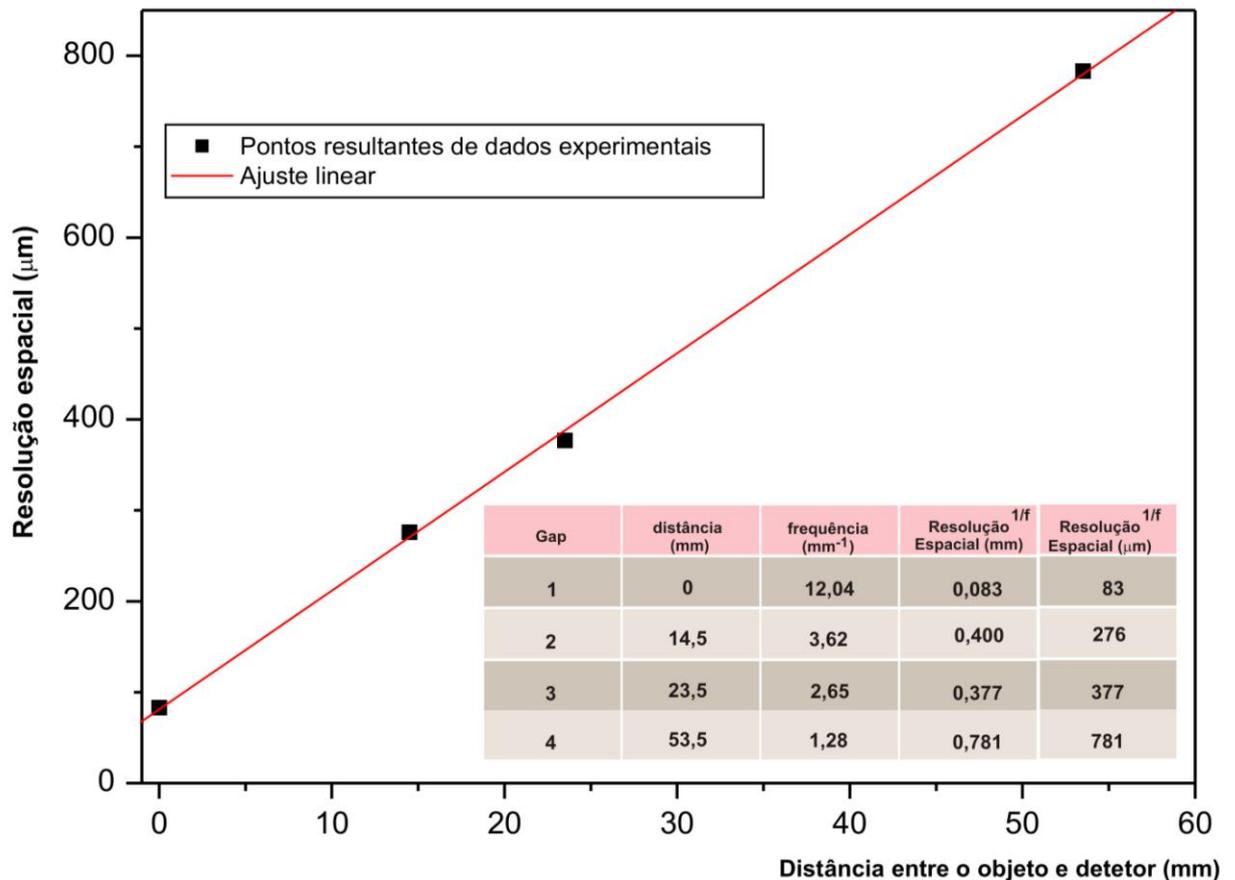


Figura 49 – Resolução espacial do sistema radiográfico com fótons de 412 keV para diferentes distancias entre o objeto e o Imaging Plate

Nesse sistema, a divergência do feixe resulta do caráter não puntual da fonte de fótons que atinge o IP causando uma dispersão maior das curvas MTF's, obtidas dos vários perfis de um determinado "gap", quando comparado ao sistema com nêutrons térmicos.

A figura 50 mostra essa dispersão em dois conjuntos de curvas MTF.

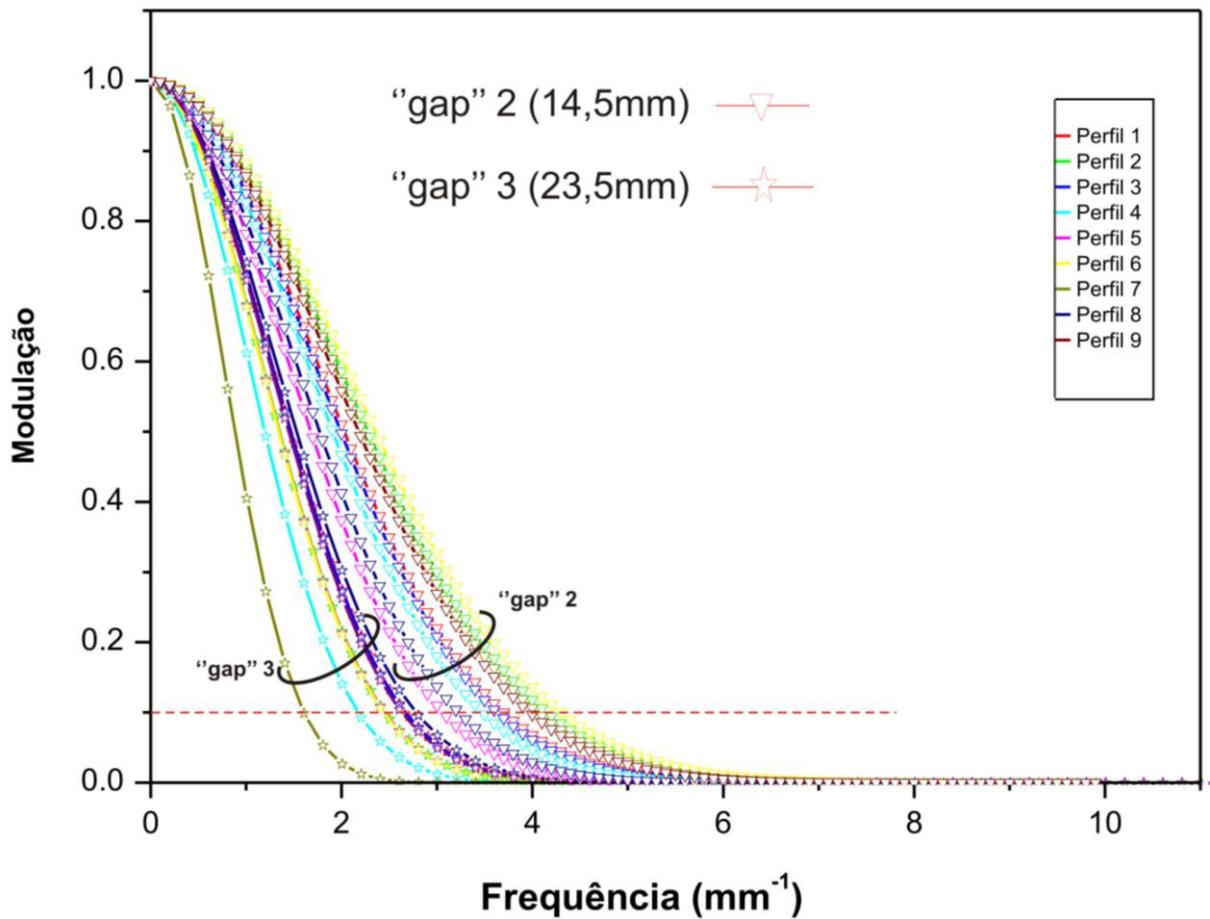


Figura 50 – Família de curvas MTF do sistema radiográfico com fótons de 412 keV para o plano do objeto paralelo ao chassi contendo o Imaging Plate, distante 14,4mm e a 23,5mm, em 2 e 3, respectivamente. O corte em 10% da modulação fornece a máxima frequência espacial ainda capaz de produzir imagens com qualidade aceitável.

4 RESULTADOS

4.1 Processamento para correção e otimização de imagens

O equipamento IP-READER BAS 2500 da FUJI-FILM, utilizado neste trabalho, apresenta um defeito de leitura. Trata-se de faixas horizontais nas bordas inferior e superior da tela, observadas nas imagens. Essa anormalidade tem maior evidência nas radiografias com raios γ porque toda a tela é exposta à radiação. Nas radiografias com nêutrons térmicos, somente é exposta a radiação, a área central da tela correspondente à da saída do canal onde é instalado o chassi contendo o NIP: (15X11) cm². A figura 51 apresenta uma radiografia com fótons de um motor de passo onde o problema pode ser visualizado.

Além disso, também pode ser observado através da imagem o efeito da divergência do feixe através da não uniformidade no tom de cinza, escurecendo das bordas para o centro do IP.

Um programa, em Fortran, foi desenvolvido para corrigir estes defeitos. Denominado **Plotimage** ele tem duas opções. A primeira corrige a divergência do feixe em cada píxel da imagem e é utilizada neste trabalho para todas as radiografias com raios γ . A segunda, aplicada para imagens obtidas com ambas as radiações, faz a correção das faixas geradas na imagem.

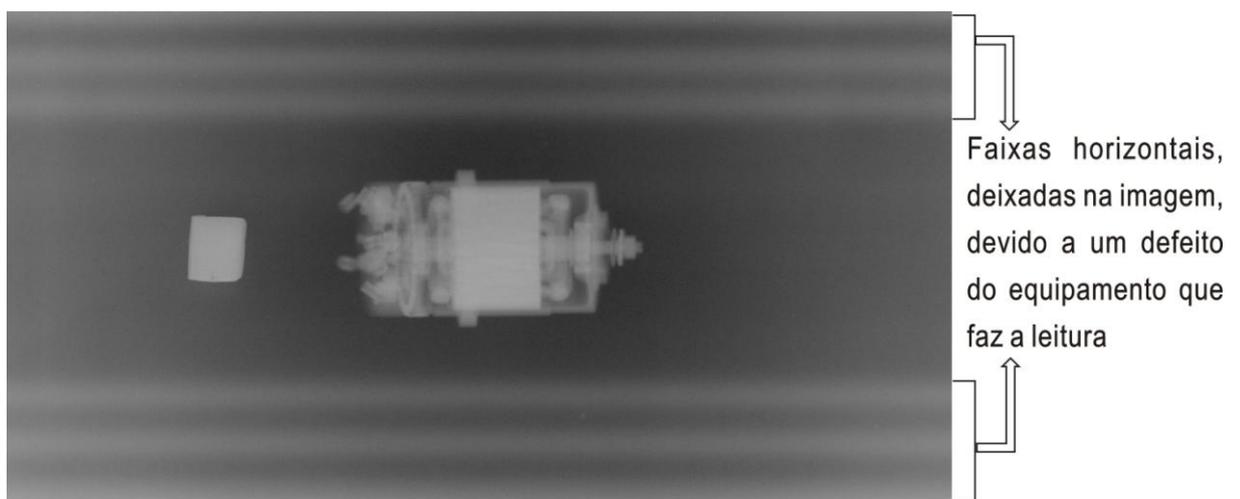


Figura 51 – Radiografia com fótons de 412 keV de um motor de passo. As faixas na imagem são provenientes de um defeito do equipamento que faz a leitura da tela.

Através do software Image J (apêndice 3) é obtida a matriz de dados de entrada para o Plotimage, contendo as coordenadas e a densidade ótica de cada píxel da imagem. A divergência do feixe é corrigida geometricamente a partir das coordenadas (x,y) de cada píxel em relação ao centro da tela, coordenadas (0,0), onde está posicionada a fonte de radiação a uma distância de 30 cm.

A figura 52 mostra a mesma imagem do motor de passo da figura 51 com a correção devido à divergência do feixe.

Para correção das faixas apresentadas na imagem, o software “Plotimage”, considera que as faixas possuem as mesmas características em toda sua extensão. Assim o software corrige uma área na parte superior e faz uma extrusão sobre toda área horizontal que contem a faixa. O mesmo procedimento é aplicado para corrigir as faixas inferiores. A figura 53 mostra a imagem do motor de passo fornecida pelo “Plotimage” após a correção das faixas.

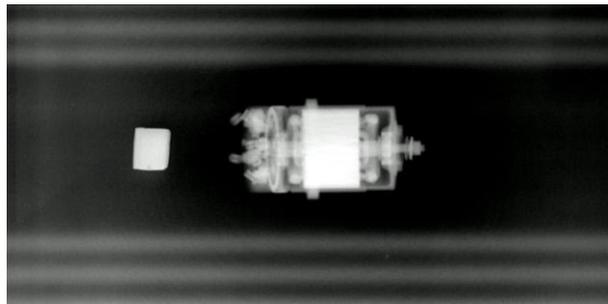


Figura 52 – Radiografia com fótons de 412 keV de um motor de passo com correção da divergência do feixe.

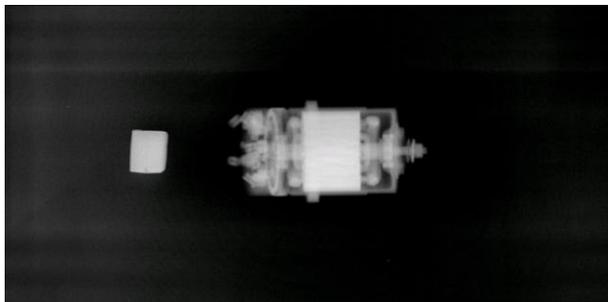


Figura 53 – Imagem fornecida pelo software “Plotimage” após a correção da divergência do feixe e das faixas horizontais geradas pelo defeito na leitura.

A figura 54 apresenta um diagrama de bloco simplificado do programa Plotimage desenvolvido para a correção das imagens.

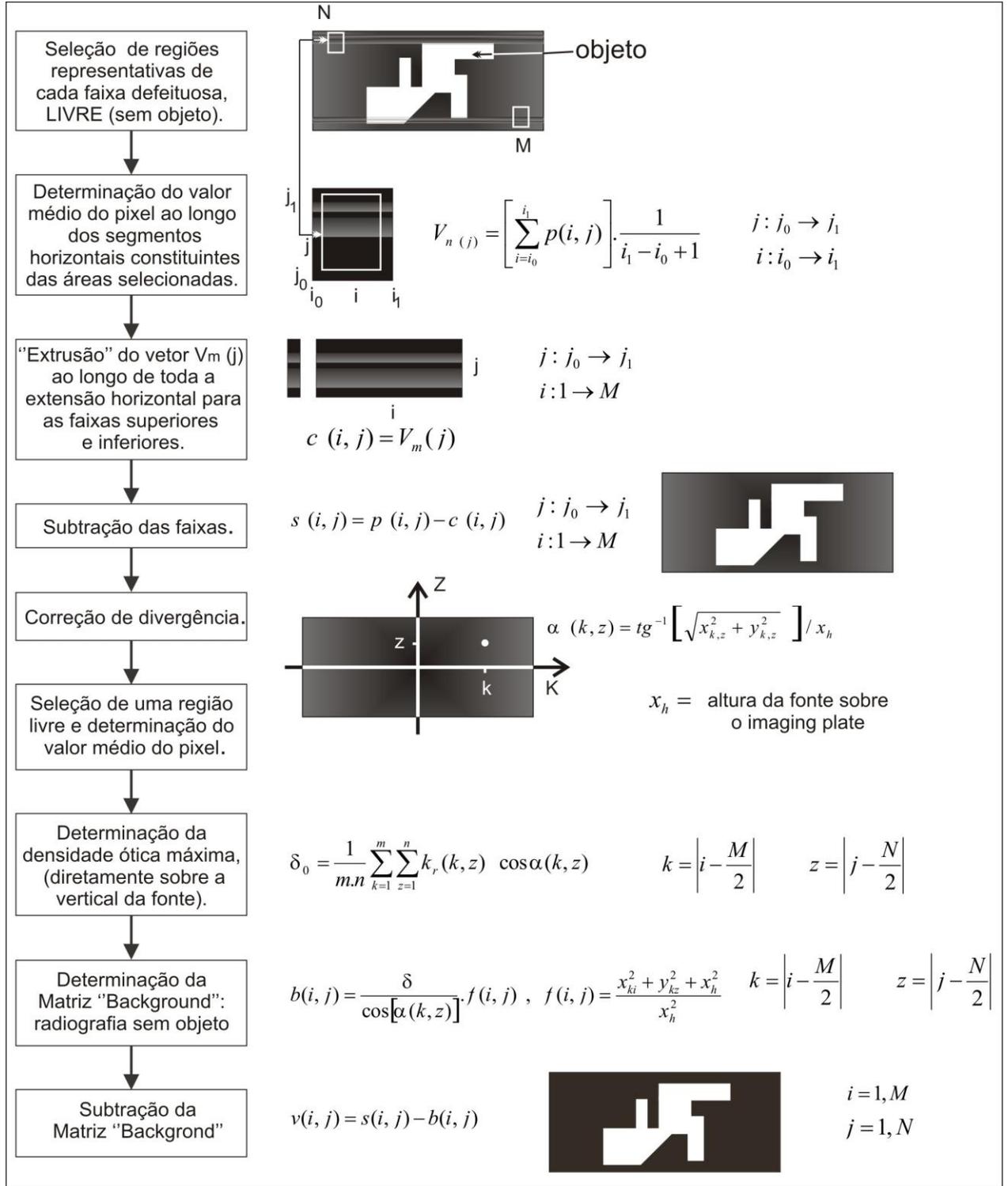


Figura 54 – Diagrama do “software” Plotimage

4.2 “Imaging plate” e filme radiográfico

A sensibilidade do Imaging Plate em relação ao filme radiográfico convencional em sistemas radiográficos que utilizam nêutrons térmicos como radiação foi medida através de dados obtidos das imagens geradas pelos dois sistemas. Foram realizadas, em duas etapas, neutrongrafias de uma placa de cádmio, de 0,5mm de espessura, em diversos tempos de exposição. Na primeira, em cada neutrongrafia, o filme radiográfico convencional, *KODAK – M100*, junto com uma folha de gadolínio de 50 μm de espessura, foram introduzidos no chassi. A folha de gadolínio funciona como conversor de nêutrons em radiação ionizante, e é posicionada dentro do chassi atrás do filme radiográfico, pelos motivos apresentados na figura 12 do item 2.3.3.1. Na segunda as neutrongrafias foram realizadas com a tela de fósforo Imaging Plate NIP. Em ambos os sistemas a placa de cádmio foi colocada encostada no chassi que foi posicionado na saída do canal principal do reator.

A sensibilidade nos dois sistemas foi medida através da razão branco/preto obtida da imagem. Esses valores resultam de medidas das densidades óticas em uma região da placa e do fundo sem interferência de objetos, para o branco e preto, respectivamente.

Após o processamento, as neutrongrafias obtidas com o sistema que utiliza o filme radiográfico foram digitalizadas em um scanner *Scan Maker i900 da MICROTEK*, apropriado para digitalização de radiografias. Cabe aqui salientar que na digitalização a imagem perde em resolução devido à resolução discreta e limite do scanner, mas como é feita a medida da razão entre duas regiões na mesma imagem esse problema é minimizado.

As figuras 55 e 56 mostram as imagens obtidas para os dois sistemas, com filme radiográfico e NIP, respectivamente. Para o sistema com filme radiográfico os dados foram obtidos da placa de cádmio contendo orifícios.

Nessa etapa os dados foram obtidos utilizando o software Image J para os dois sistemas em questão. Para melhorar a estatística a densidade ótica média foi obtida dos pixels dentro de uma área.

A figura 57 mostra os gráficos obtidos para os dois sistemas onde a razão entre as densidades óticas (branco/preto) são plotadas em função do tempo de exposição ao feixe de nêutrons térmicos.

Pode ser observado pela figura que o sistema digital é no mínimo 20 vezes mais sensível que o sistema que utiliza filme radiográfico convencional necessitando, portanto 20 vezes menos tempo de exposição para obter uma imagem de qualidade semelhante.

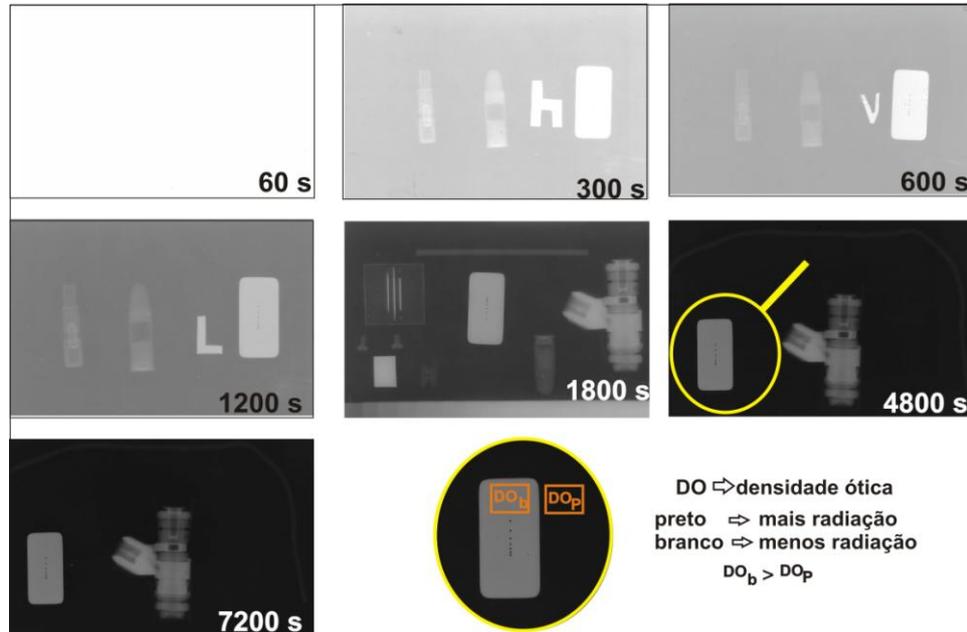


Figura 55 – Neutronografias com filme radiográfico *KODAK – M100* em diversos tempos de exposição.

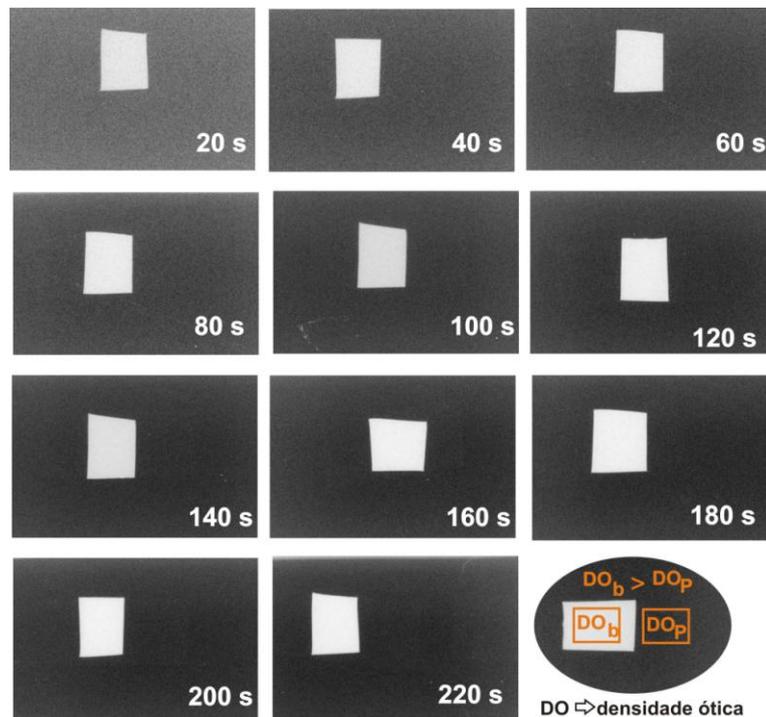


Figura 56 – Neutronografias com NIP – Imaging Plate sensível a nêutrons em diversos tempos de exposição.

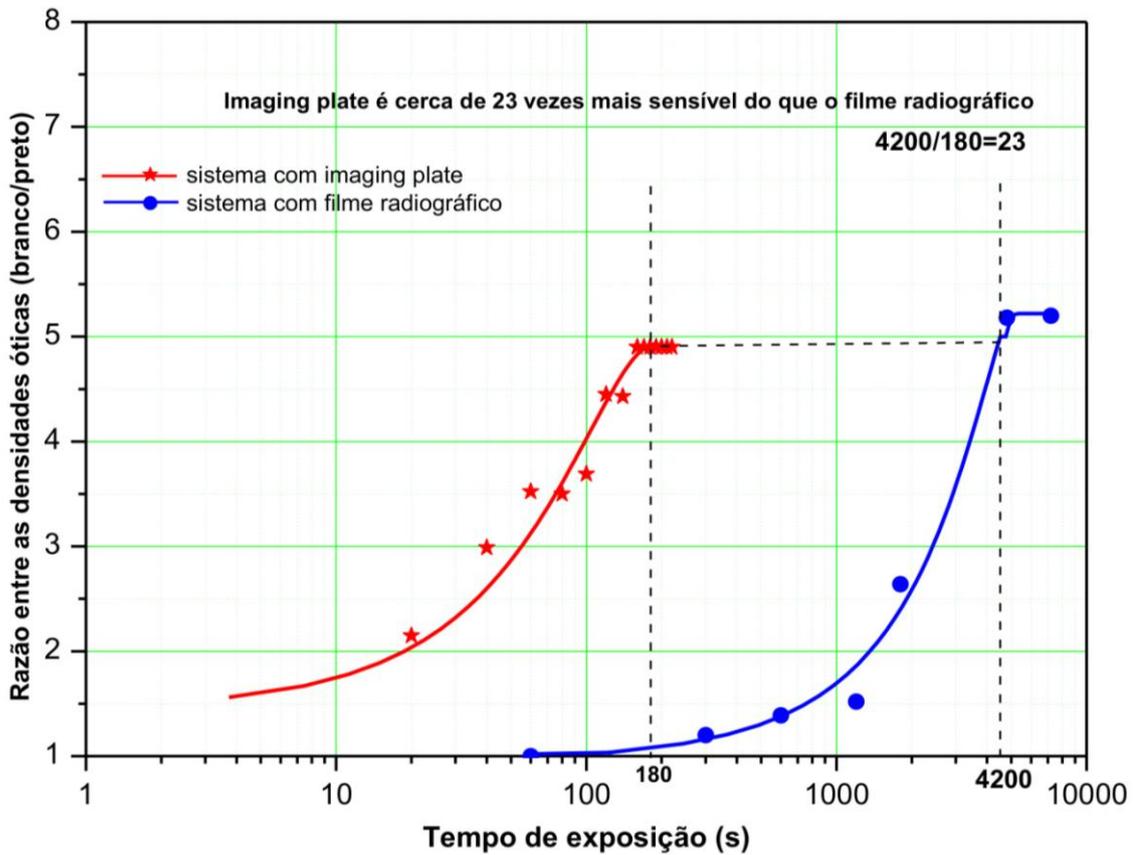


Figura 57 – Comparação entre sistema Imaging Plate da Fuji Film versus o sistema com filme radiográfico Kodak M100. Ambos os sistemas utilizam nêutrons térmicos como radiação.

Um resultado qualitativo mostrando imagens dos dois sistemas pode ser observado na figura 58.

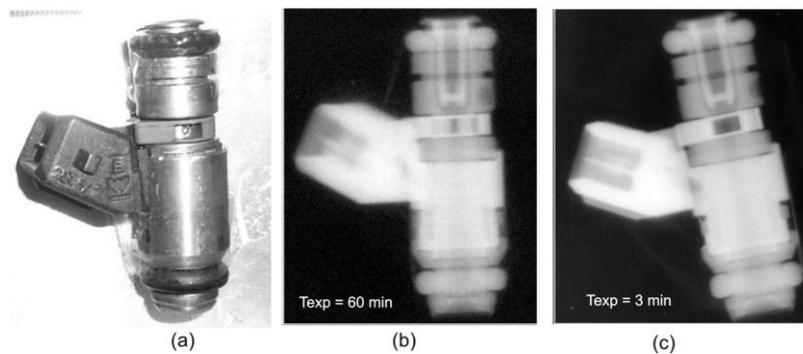


Figura 58 – Fotografia convencional de um bico injetor automobilístico e neutrongrafias usando filme radiográfico Kodak M100 com folha de gadolínio e Imaging Plate - NIP em (a), (b) e (c), respectivamente. Texp é o tempo de exposição ao fluxo de nêutrons.

A figura apresenta as imagens de um bico injetor, utilizado na indústria automobilística, obtidas nos dois sistemas. Os tempos de exposição ao feixe de radiação foram de 3 e 60 minutos para os sistemas com NIP e filme radiográfico, respectivamente.

4.3 Resultados qualitativos

Diversas peças de equipamentos, dispositivos e componentes mecânicos foram radiografados nos sistemas que utilizam fótons de 412 keV e nêutrons térmicos.

Uma comparação do desempenho dos dois sistemas pode ser feita através das imagens obtidas que mostram as diferenças e vantagens de cada tipo de radiação na inspeção daquele objeto específico.

A capacidade que o nêutron térmico tem de ser muito atenuado em hidrogênio e passar através de alguns metais pesados, que são opacos a fótons tais como aço, titânio e chumbo fazem dele uma ferramenta poderosa para ensaios não destrutivos para esses tipos de materiais.

Os tempos de exposição à fonte de radiação para obtenção das imagens apresentadas nas figuras posteriores foram de 3 minutos e de 2 dias para nêutrons e gama, respectivamente. Para as gamagrafias esse tempo, condicionado às limitações do fluxo do reator, foi estabelecido experimentalmente através do contraste observado nas imagens.

A figura 59 mostra radiografias de um sensor de pressão automotivo onde a pressão do óleo desloca o cursor do reostato. Após a obtenção das radiografias o casco deste dispositivo foi removido com o objetivo de confirmar os danos observados no reostato. Embora as imagens com raios gama e nêutrons térmicos não tenham sido obtidas com a peça na mesma posição pode ser observado, por inspeção visual, que o reostato danificado foi identificado melhor na neutrongrafia, mesmo tendo a gamagrafia exibido melhor resolução espacial como já era esperado através dos resultados das curvas obtidas na caracterização dos dois sistemas

Um exemplo onde é muito evidente que o nêutron térmico é a melhor opção de radiação é na inspeção de aletas do estator de turbinas de avião. Essas aletas são dispositivos de monel, liga constituída basicamente de Ni e Cu. São

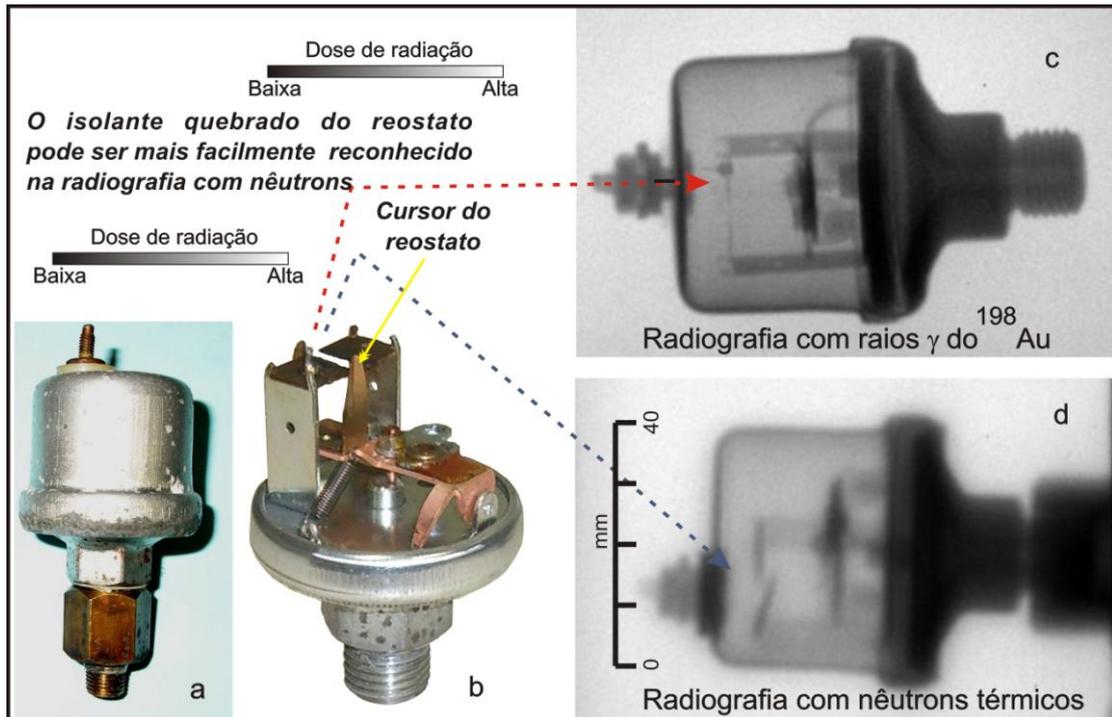


Figura 59 – Foto em (a) e radiografias de um sensor de pressão automotivo obtidas com γ de 412 keV do ^{198}Au (c) e com nêutrons térmicos (d). A foto em (b) foi tirada após ser removido o casco de ferro.

posicionadas em turbinas de aeronaves e projetadas para alinhar o fluxo do ar e aumentar o empuxo. Canais de refrigeração existentes no interior de cada peça evitam o superaquecimento. A figura 60 mostra um desenho esquemático de uma dessas aletas e como elas se posicionam nas turbinas tipo turbo-fan.

No processo de fabricação dessas aletas são confeccionados moldes de material cerâmico que recebem o material fundido. Posteriormente o molde é fragmentado e a cerâmica é retirada, mas parte dela pode permanecer dentro dos canais obstruindo totalmente ou parcialmente o fluxo de ar. Ensaio não destrutivo é o ideal para a inspeção de uma peça de alto custo como esta e a radiografia com nêutrons térmicos é a técnica utilizada. Para isso, os canais são preenchidos com uma solução de nitrato de Gadolínio, matéria com alta seção de choque de absorção para nêutrons térmicos. A absorção desta solução pelos escombros de cerâmica remanescentes permite sua detecção.

A figura 61 apresenta em (a) e (b) as imagens radiográficas, da mesma aleta, obtidas com nêutrons térmicos e raios γ , respectivamente.

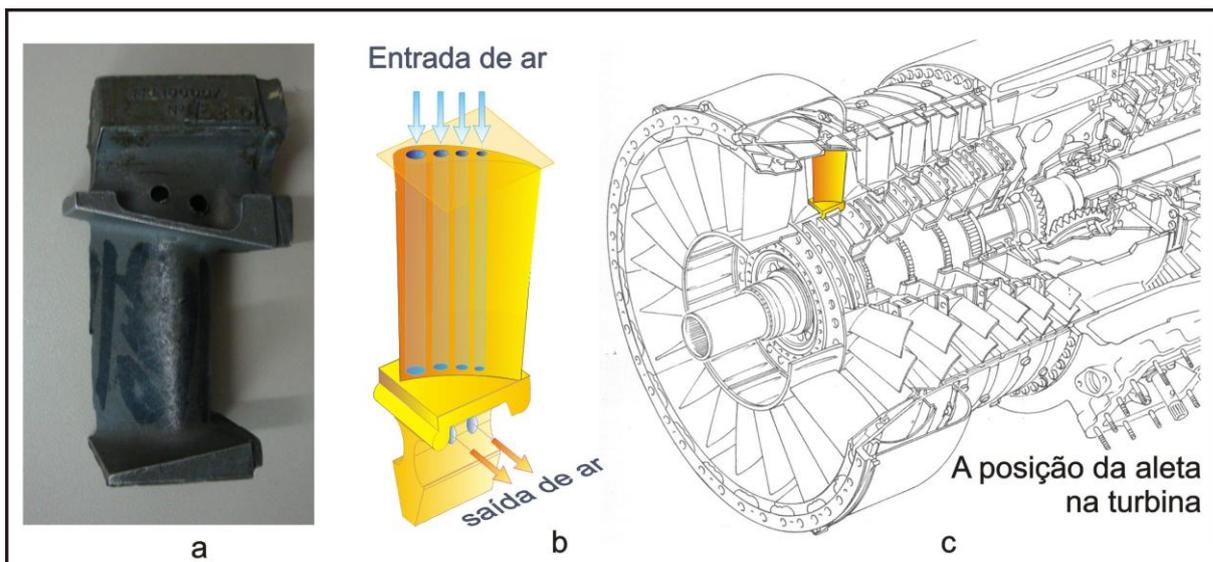


Figura 60 – Aleta do estator de turbinas de aeronaves. (a) Fotografia convencional mostrando a aparência externa. (b) Desenho isométrico para referência. (c) Posição da aleta na turbina [44] .

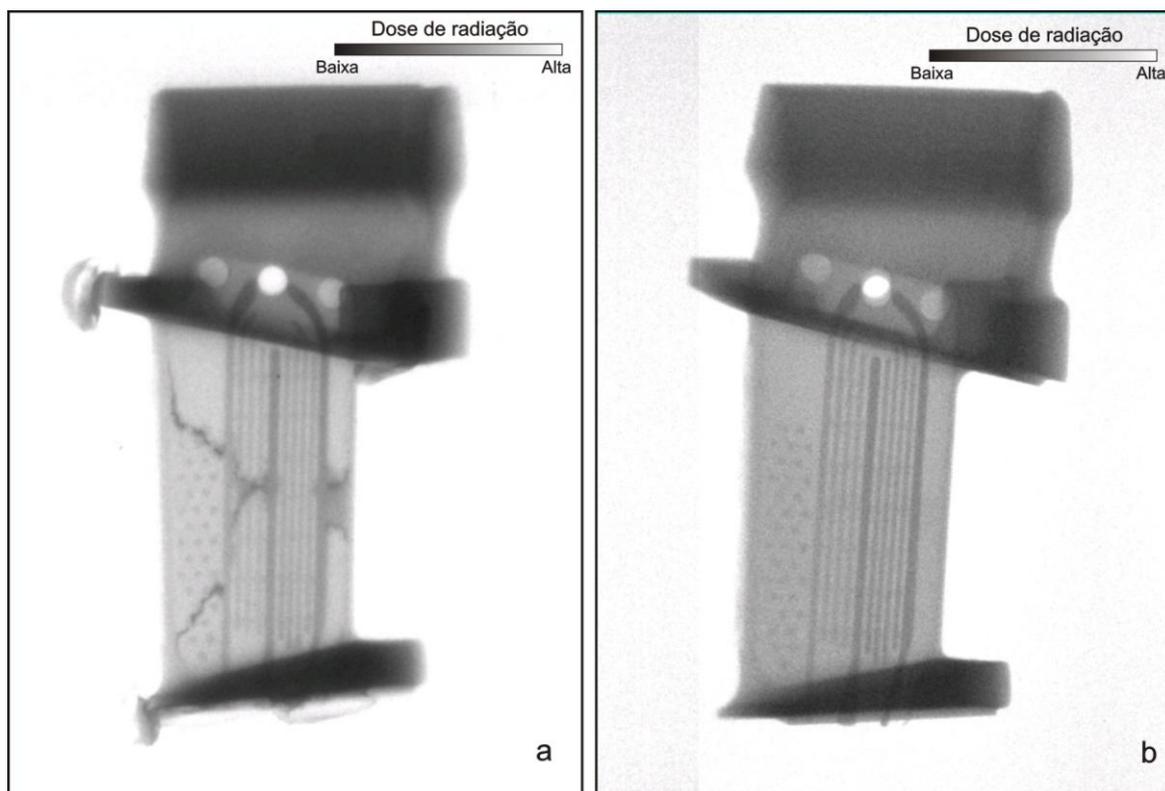


Figura 61 – Radiografias de uma aleta do estator de turbinas de aeronaves obtidas com nêutrons térmicos (a) e com γ de 412 keV do ^{198}Au (b). A radiografia com raios γ não detecta os escombros de cerâmica embebidos com Gadolínio.

Pode ser observado na figura 61(a) que os escombros de cerâmica embebidos com gadolínio são claramente visíveis na radiografia com nêutron. Em relação a gamagrafia, figura 61 (b). embora os canais para refrigeração no interior da peça também possam ser observados, ela não detecta o material cerâmico.

O nêutron térmico também é a melhor opção nas inspeções de explosivos plásticos encapsulados em chumbo. Esses componentes são muito usados na indústria aero-espacial. A habilidade que o nêutron tem de atravessar o chumbo permite a inspeção do explosivo nele encapsulado. A estrutura interna como variações de densidades, vazios, outros materiais, etc., parâmetros importantes para o controle de qualidade do produto, podem ser visualizados através da imagem. A figura 62 mostra as imagens de uma gaxeta de chumbo contendo explosivo plástico em seu interior, obtidas com os sistemas que utilizam: raios γ de 412 keV e nêutrons térmicos em a e b, respectivamente.

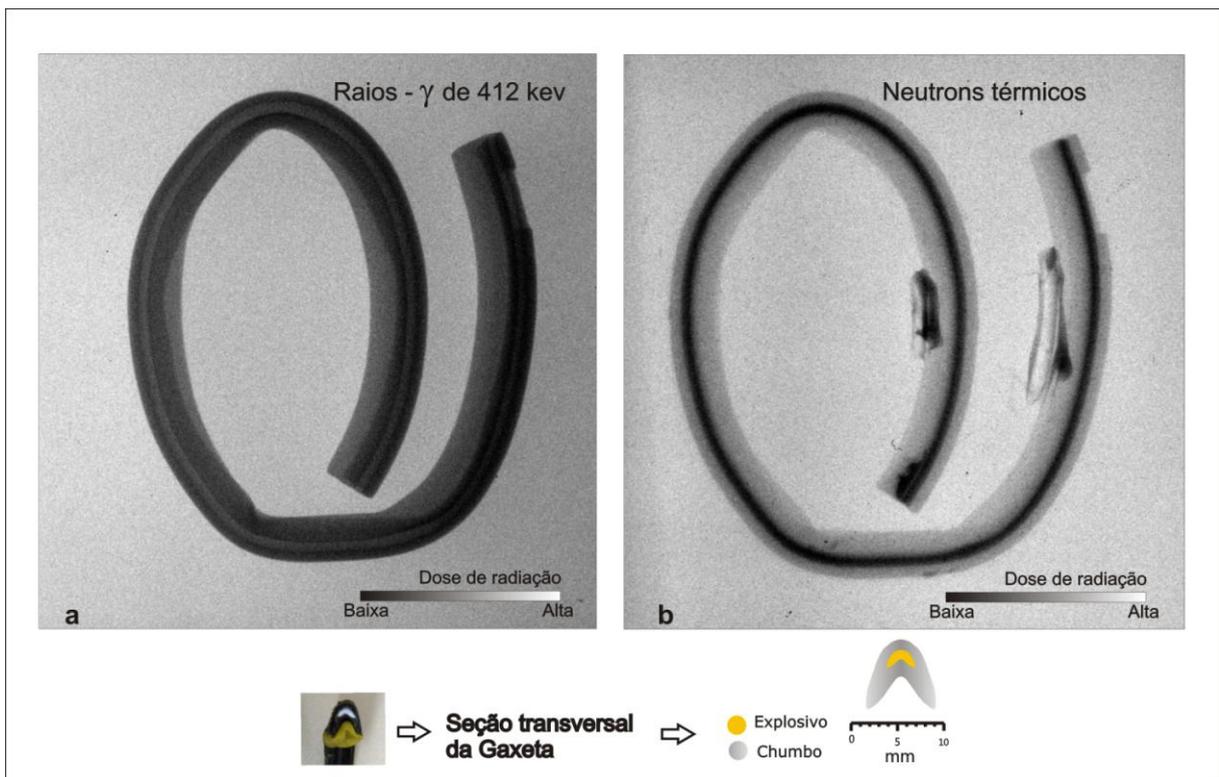


Figura 62 – Radiografias com Imaging Plate de uma gaxeta de chumbo contendo explosivo plástico em seu interior obtidas com raios γ de 412 keV do ^{198}Au em (a) e nêutrons térmicos em (b). A propriedade que o nêutron tem de atravessar o chumbo faz com que o explosivo plástico, mais absorvedor devido ao seu conteúdo de hidrogênio, fique bem mais visível na neutrongrafia.

A foto da seção transversal da gaxeta é adicionada às imagens para visualizar suas diferenças. Pode ser observado que o explosivo é bem mais visível na imagem obtida com nêutrons térmicos, facilitando a inspeção.

Os defeitos observados na imagem da figura b são causados pela cola usada para fixar a gaxeta no chassi contendo o Imaging Plate, sensível a nêutrons – NIP, durante a exposição.

A figura 63 apresenta a foto e uma neutrongrafia obtida com nêutrons térmicos e Imaging Plate - NIP de um variômetro, equipamento utilizado em aeronaves para medidas de velocidade vertical. Duas radiografias com raios γ de 412 keV do ^{198}Au , tomadas em ângulos diferentes em torno do eixo longitudinal, são mostradas na figura 64. Comparando as duas figuras pode ser afirmado que o sistema que utiliza raios γ tem um desempenho melhor para essa inspeção.

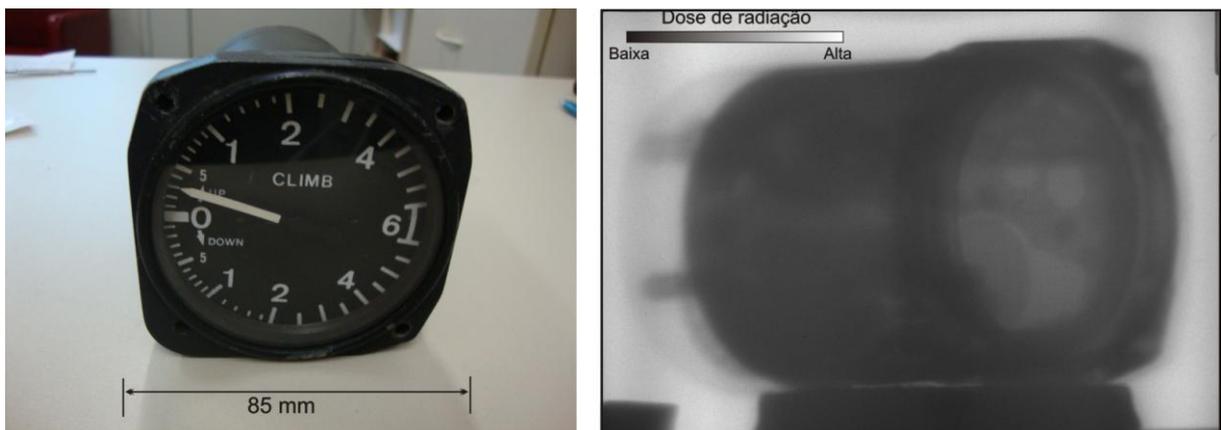


Figura 63 – Fotografia convencional e uma neutrongrafia, de um variômetro, utilizado na indústria aeronáutica. O invólucro plástico desse instrumento, altamente atenuador para nêutrons, não permite visualizar o seu interior. O tempo de exposição do NIP ao feixe de radiação foi de 3 minutos.

Semelhante a inspeção anterior, a figura 65 apresenta a foto e a imagem de um altímetro, equipamento também utilizado na indústria aeronáutica para medidas de altitudes, obtida no sistema que utiliza raios γ de 412 keV do ^{198}Au , que também neste caso, apresenta melhor desempenho que o sistema utilizando nêutrons térmicos, devido também ao seu invólucro plástico.

A figura 66 mostra imagens de uma máquina fotográfica antiga, obtidas nos dois sistemas, com nêutrons térmicos e raios γ de 412 keV do ^{198}Au , em (a) e (b),

respectivamente. Pode ser observado que cada uma das imagens apresenta detalhes diferentes.

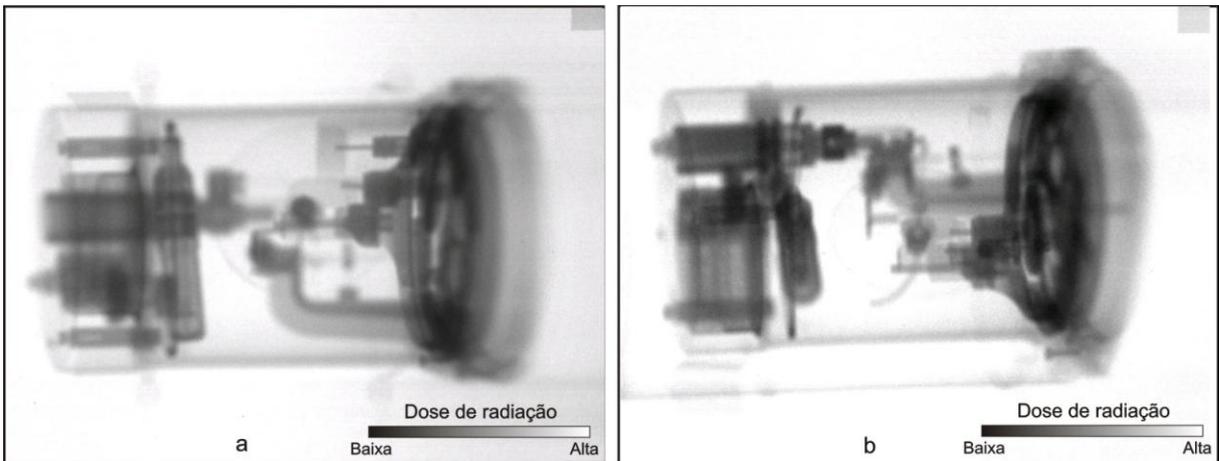


Figura 64 – Radiografias obtidas com raios γ de 412 keV do ^{198}Au , de um variômetro utilizado na indústria aeronáutica, tomadas em dois ângulos diferentes em torno do eixo longitudinal. O invólucro plástico, transparente para os raios gama, permite visualizar o interior do equipamento. O tempo de exposição do IP ao feixe de radiação foi de 2 dias.

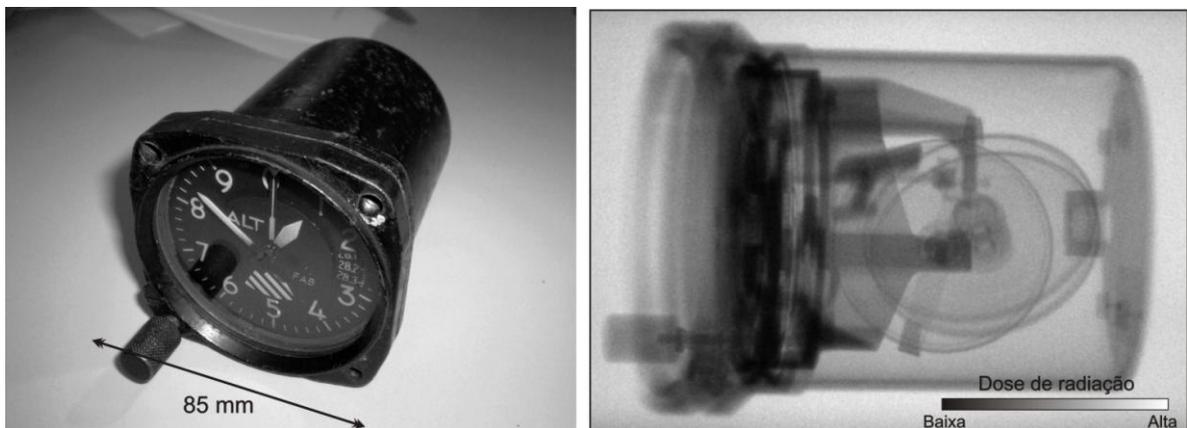


Figura 65 – Fotografia convencional e uma radiografia obtida com raios γ de 412 keV do ^{198}Au , de um altímetro utilizado na indústria aeronáutica. O bom desempenho de o sistema visualizar o interior do equipamento. O tempo de exposição do IP ao feixe de radiação foi de 2 dias.

Um disco rígido utilizado em computadores também foi radiografado nos dois sistemas e as imagens obtidas são mostradas na figura 67. Pode ser observado que nêutrons térmicos e fótons de 412 keV fornecem informações diferentes deste componente.

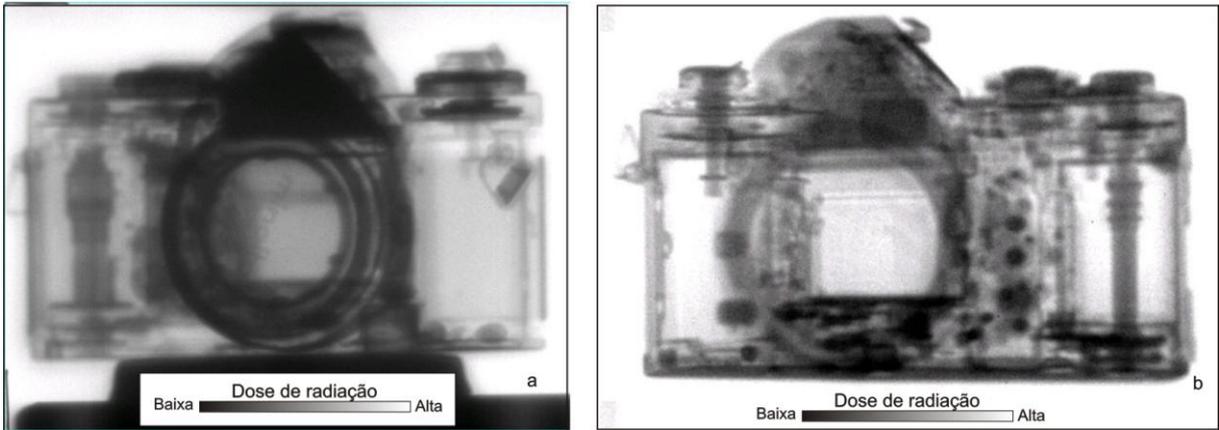


Figura 66 – Radiografias obtidas nos sistemas: com nêutrons térmicos em (a) e raios γ de 412 keV do ^{198}Au em (b), de uma maquina fotográfica antiga da marca Minolta.

A estrutura interna do equipamento aparece de modo diferente nas duas imagens. Por exemplo, na gamagrafia se verifica terminais de metais que não são observados na imagem com nêutrons que por sua vez detecta com bom contraste partes de plásticos existentes na peca ( esquerda em baixo).

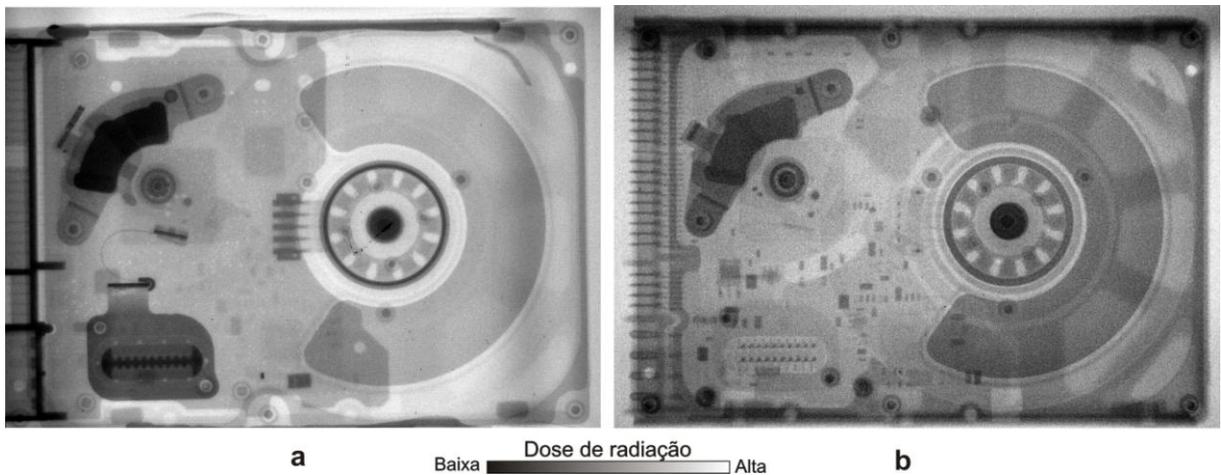


Figura 67 – Radiografias obtidas nos sistemas: com nêutrons térmicos em (a) e raios γ de 412keV do ^{198}Au em (b), de um HD utilizado em computadores para armazenamento de dados. As duas radiaes fornecem imagens diferentes para o mesmo objeto. O tempo de exposição do NIP e IP aos feixes de radiaes foi de 3 minutos e 2 dias, respectivamente.

A figura 68 mostra imagens de uma bússola aeronáutica e de um motor de passo, obtidas no sistema com de 412keV do ^{198}Au , em (a) e (b), respectivamente.

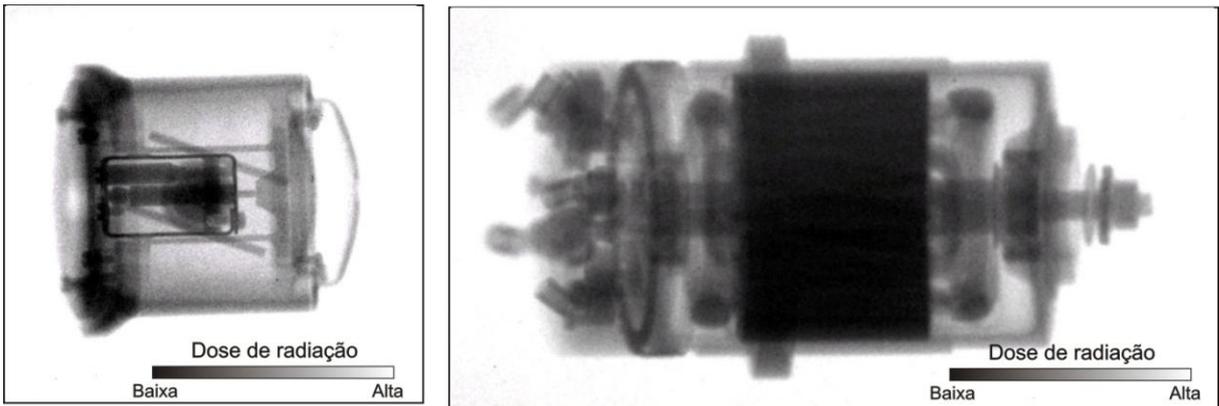


Figura 68 – Radiografias de uma bússola aeronáutica em (a) e de um motor de passo em (b). Ambas as imagens obtidas com raios γ de 412keV do ^{198}Au . O tempo de exposição do Imaging Plate a fonte foi de 2 dias para tomada de cada imagem.

A figura 69 mostra imagens de conectores, utilizados na indústria eletrônica, tomadas no sistema que utiliza nêutrons térmicos

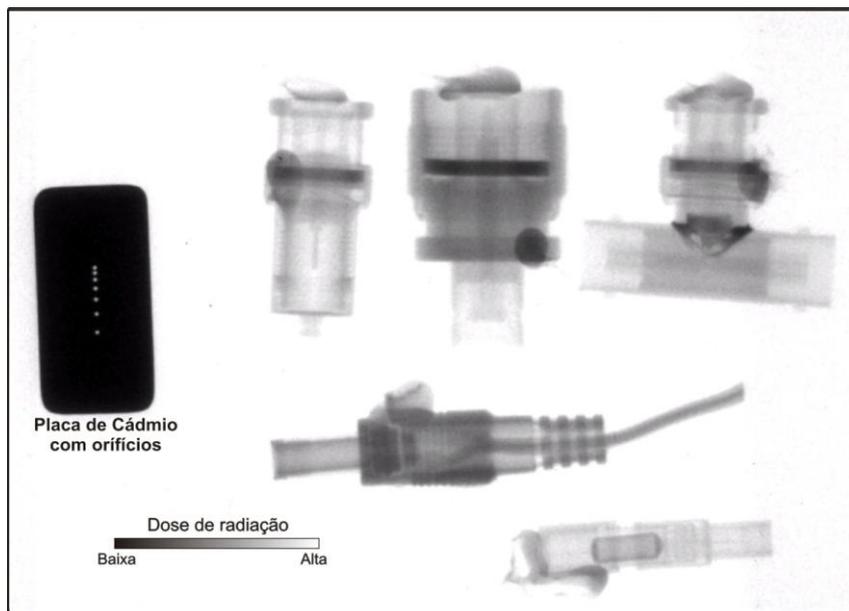


Figura 69 – Imagens de conectores obtidas com nêutrons térmicos. O tempo de exposição do NIP ao feixe foi de 3 minutos.

Outra diferença notável entre radiografias com nêutrons e raios γ de 412 keV como ferramenta em ensaios não destrutivos é ilustrado comparando as duas imagens de projéteis. Enquanto os raios γ são fortemente atenuados no invólucro de metal e no chumbo do projétil, mas fracamente na pólvora, os nêutrons se

comportam de maneira oposta. O invólucro de metal e o chumbo são quase transparentes, enquanto os grãos de pólvora e a espoleta podem ser claramente identificados.

A figura 70 mostra as diferenças entre a radiografia com nêutrons e a radiografia com raios γ de 412 keV, na visualização do interior de projéteis.

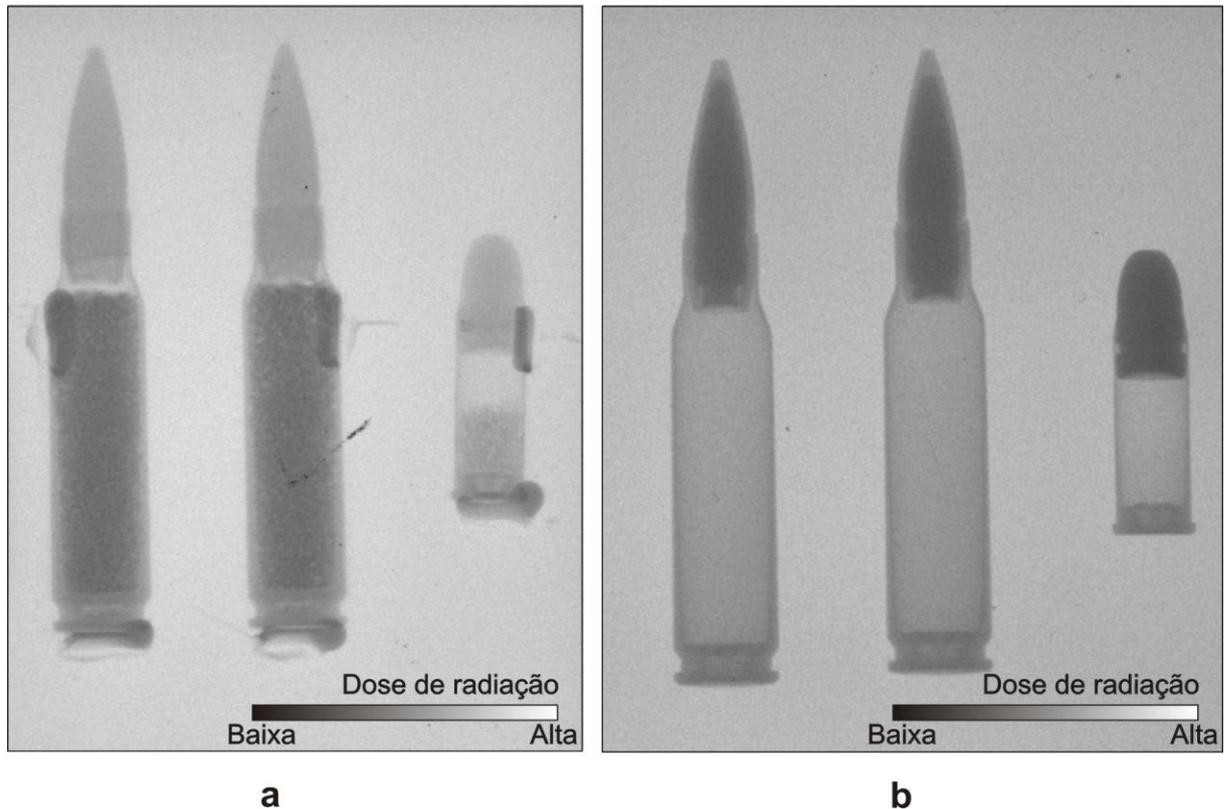


Figura 70 – Radiografias obtidas nos sistemas: com nêutrons térmicos em (a) e raios γ de 412 keV do ^{198}Au em (b), de projéteis convencionais utilizados em arma de fogo. Na neutrongrafia os grãos de pólvora e a espoleta são claramente visíveis.

Os defeitos observados na imagem da figura 70a são causados pela cola usada para fixar os projéteis no chassi contendo o Imaging Plate, sensível a nêutrons – NIP, durante a exposição.

A eventual possibilidade de ativação dos componentes expostos ao campo neutrônico é discutida no apêndice 4.

5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Os resultados obtidos neste trabalho mostraram que radiografias com nêutrons e raios γ provenientes do ^{198}Au são técnicas muito úteis na realização de ensaios não destrutivos de componentes mecânicos devido, principalmente, as suas características complementares.

A utilização das telas de fósforo *Imaging Plate* como dispositivo de captação e registro de imagens em ambos os sistemas radiográficos indiscutivelmente acrescentaram vantagens à técnica.

Comparada ao filme radiográfico convencional, as telas *Imaging Plate* exibem melhor “range” dinâmico, linearidade e sensibilidade. Além da alta sensibilidade, que faz com que o tempo de aquisição de uma imagem seja no mínimo 20 vezes menor, as telas *Imaging Plate* não requerem o complicado processo de revelação que necessita produtos químicos e ambientes completamente escuros. Além dessas vantagens, após a “revelação” eletrônica as telas são reutilizáveis e as imagens já são fornecidas no formato digital o que facilita e favorece eventuais tratamentos, enquanto os filmes radiográficos precisam ser digitalizados após a revelação química.

Além da caracterização dos sistemas de aquisição de imagens por transmissão de nêutrons térmicos e radiação gama, diversos equipamentos e componentes foram radiografados com ambos os sistemas visando-se avaliar suas capacidades de desvendar a estrutura interna desses objetos e detectar estruturas e estados anormais. Dentro desta abordagem, uma neutrongrafia detectou a presença de material cerâmico remanescente – empregado como molde no processo de fabricação – nos canais de refrigeração de uma aleta do estator de uma turbina aeronáutica Rolls-Royce tipo turbo-fan, que deveria estar livre desse material. Devido ao baixo coeficiente de atenuação do material cerâmico para a radiação de 412 keV ele passaria despercebido por um controle de qualidade baseado numa radiografia por transmissão. A impregnação desse material com uma solução de nitrato de gadolínio – altamente atenuador para nêutrons térmicos – permitiu sua detecção por neutrongrafia. O reostato danificado de um sensor de pressão automotivo, foi identificado por neutrongrafia, embora nesse caso a radiografia também conseguiu realizar essa tarefa com melhor resolução, corroborando assim as curvas de resolução espacial obtidas na caracterização dos dois sistemas.

A homogeneidade da distribuição do material encapsulado em uma gaxeta explosiva de chumbo utilizada na indústria aeroespacial foi igualmente verificada por neutronografia porque esse metal é relativamente transparente para nêutrons, mas suficientemente opaco para o explosivo rico em hidrogênio. Nesse caso, a radiografia mostrou-se completamente incapaz de realizar essa tarefa devido aos alto e baixo coeficientes de atenuação do chumbo e do explosivo respectivamente. Diversos outros instrumentos e componentes tais como variômetro, altímetro, bússola aeronáutica, injetor automotivo de combustível, foto-câmera, disco rígido de computador, motor de passo, conectores eletrônicos e projéteis foram radiografados com ambos os sistemas. Os resultados obtidos mostraram que as radiografias obtidas com nêutrons térmicos e raios gama de 412 keV exibem diferentes aspectos e detalhes dos objetos sob inspeção em função do tipo de agente interrogador.

A alta sensibilidade das telas também está relacionada à redução dos custos, principalmente no caso dos nêutrons onde a fonte é geralmente um reator nuclear que fornece fluxos maiores que outras alternativas como geradores ou fonte de nêutrons. No caso das radiografias com raios γ de 412 keV, o longo tempo de exposição é aceitável em termos de proteção radiológica pois dispensa supervisão humana.

A produção de radioisótopos em reatores nucleares para serem utilizados como fontes em sistemas radiográficos também é uma opção apreciável para centros de pesquisas onde um reator está disponível. Radioisótopos adequados ao sistema geram imagens de qualidade principalmente se emitirem radiação mono energética.

Sugestões para trabalhos futuros com nêutrons incluem a obtenção de imagens utilizando colimadores tipo colméia, na saída do canal de irradiação do reator onde são realizadas as neutronografias, para diminuir ainda mais a divergência do feixe. Após o tratamento computacional, para retirar das imagens os efeitos do colimador, os resultados quantitativos e qualitativos seriam avaliados. A resolução espacial das neutronografias poderia ainda ser melhorada com a utilização de emissores *quasi-pontuais* como fontes ou geradores de nêutrons, que teriam sobre os reatores a vantagem do baixo custo e da portabilidade. Entretanto a condição *quasi-pontual* só é atingida com o emissor à grande distância, o que exige uma alta intensidade para se conseguir um fluxo adequado. Além disso, como os nêutrons produzidos por esses emissores ainda teriam que ser termalizados reduzindo o fluxo, o tempo de exposição teria que ser estendido. Essa restrição, entretanto não

comprometeria a utilização desses emissores pois durante a exposição com a fonte a intervenção humana seria desnecessária. Quanto à exposição com geradores de nêutrons, apesar da necessidade de um operador para o equipamento os custos de investimento, operação e manutenção seriam várias ordens de grandeza menores que as de um reator nuclear. Ainda com a utilização de nêutrons poder-se-ia verificar a viabilidade de utilizar telas *Imaging Plate* sensíveis à raios X com uma folha de gadolínio como conversor de nêutrons em radiação ionizante pois há muita dificuldade de se conseguir no mercado essas telas sensíveis à nêutrons.

Em relação à radiação γ , poder-se-ia caracterizar o sistema em termos quantitativos, com outros radioisótopos que emitam raios γ com outras energias, também produzidos em reator como o ^{140}La e o ^{165}Dy , por exemplo. À exemplo dos emissores de nêutrons, a resolução espacial poderia ser melhorada com o emprego de fontes *quase-pontuais* preferencialmente de baixa energia - não necessariamente mono-energéticas. Com efeito, além da menor sensibilidade das *Imaging Plates* para energias mais altas, elas transformam - via espalhamento Compton - o objeto sob inspeção em uma fonte volumétrica degradando assim a imagem final.

REFERÊNCIAS

- [1] Associação Brasileira de Ensaios não Destrutivos e Inspeção. Disponível em: <<http://www.abende.org.br>>. Acesso em: 01 de julho de 2011.
- [2] SILVANI SOUZA, E., AVELINO, M. R., ALMEIDA, G. L., Non-destructive assay of mechanical components using gamma-rays and thermal neutrons, Proceedings:XXXV RTFNB, Reunião de trabalhos sobre física nuclear no Brasil, p-23.
- [3] KAPLAN, I. *Física Nuclear*. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 2a ed, 1962.
- [4] KALLMAN, H. I; KUHN, E.. Neutron Image Converter, *U.S. Patent-2*, 1942, 270-373 p.
- [5] THEWLIS, J.; DERBYSHIRE, R. T. P.. “Neutron Radiography”, *British J. Appl. Phys*, 1956, vol. 7, no 34.
- [6] DOMANUS, J. C.. *Practical Neutron Radiography*, Commission of the Europeannn Commnities, Kluwer Academic Publishers, ed. 1, 1992.
- [7] BERGER, H.. *Neutron Radiography Methods, Capabilities and Applications*. Elsevies Publishing Company, 1965.
- [8] HAWKESWORTH, M.R.; WALKER, J..Review: Radiography with Neutrons. *Journal of Materials Science* 4. 1969; 817 – 835 p.
- [9] BERGER, H.. *Advances in Neutron Radiography*, La Grange Park, v.53, 1986. 177 p.
- [10] BUSERG, J. T., at al. *The Essential Physics of Medical Imaging* Williams & Wilkins, editora Lippincott, 2 ed.
- [11] STROBL, at al.. *Advances in neutron radiography and tomography*; *Journal of Physics D: Applied Physics*, v 42, 2009, 243001 p.
- [12] LEE, W., at al. *Scientific Review: Neutron Radiography*. *Neutron News*, v 17, n° 3, 2006, 13 – 19 p.

- [13] NOBUO, N., et al.. An Imaging Plate neutron detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 349, 1994, 521-525p.
- [14] KAZUO, K., at al. Neutron radiography of thick hydrogenous materials with use of an imaging plate neutron detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 377, 1996, 123-125 p.
- [15] SHIGENORI, F., et al. Application of imaging plate neutron detector to neutron radiography, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 424, 1999, 200-208 p.
- [16] THOMS, M., MYLES, D., WILKISON, C.. Neutron detection with imaging plates. Part I. Image storage and Readout, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 424, 1999, 26-33 p.
- [17] THOMS, M.. Neutron detection with imaging plates. Part II. Detectors and characteristics, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 424, 1999, 34-39 p.
- [18] Proceedings of the 7th World Conference on Neutron radiography, Roma, Itália, 2002.
- [19] Proceedings of the 8th World Conference on Neutron radiography, Gaithersburg, USA, 2006.
- [20] SOUZA, M. I. S.; ALMEIDA, G. L.; Lopes, R. T.. Performance of a thermal neutron radiographic system using imaging plates, Proceedings do IX Encontro Nacional de Aplicações nucleares, Rio de Janeiro, Brasil.
- [21] SOUZA, M. I. S., at al. Stereoscopic radiographic images with thermal neutrons, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 652, 2011, 634–637 p.
- [22] ALMEIDA, G. L.; SOUZA, M. I. S.; LOPES R. T.. Active filtering applied to radiographic images unfolded by the Richardson-Lucy algorithm, Proceedings of Science, pos 9XXXIV BWNP, 2011, 36 p.
- [23] SILVANI, M. I. S, ALMEIDA, G. L., FURIERI, R., LOPES, R. T., On the performance of X-ray Imaging Plates in gamma radiography employing reactor-

produced radioisotopes, American Institute of Physics-AIP, vol. 1351, p. 262-267, 2011.

[24] Handbook of Chemistry and Physics, Chemical Rubber Company, 51st ed., F-83, 1970-1971 p.

[25] KNOLL, G.. Radiation Detection and Measurement, editora Wiley, 2 ed.

[26] REILLY, D., ENSSLIN, N., SMITH, H. Jr., 1991, *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*. 1 ed., USA, Sarah Kreiner.

[27] OSNEY M. The Neutron Demonstrator Facility, Oxford.

[28] National Institute of Standard and technology (NIST) Disponível em: <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.

[29] ALFASSI, Z. B. Actination Analysis. CRC Press, Inc. Vol I, 1990.

[30] ALFASSI, Z. B. Actination Analysis. CRC Press, Inc. Vol II, 1990.

[31] HUGHES, D. J. and HARVEY, J. A, 1955, *Neutron Cross Sections*, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York.

[32] LEDERER, C. M and SHIRLEY, V. S.. *Table of Isotopes*, John Wiley and Sons. ed.7, USA, 1978.

[33] MELCHART, G., CHARPAK, G., SAULI, F., "The Multistep Avalanch Chamber as a Detector for Thermal Neutrons", *Nuclear Instruments and Methods*, 1981, 613-620 pp.

[34] ASTM, E., "Non-Destructive Testing, Radiation Methods, Computed Tomography". *Guide for Imaging and Practice for Examination*, ISSO/TC 135/SC, N118 USA, 1441-95 and 1570-95a, 1996.

[35] BUTKOV, E., Matemactical Physics. Addison-Wesley Publishing Company, 1973.

[36] Manual de Construção e Operação do Reator Argonauta, IEN-CNEN, Departamento de Reatores, 1989.

[37] SANTOS, J. E. S. C., Neutronografia com Nêutrons Térmicos, Tese de M.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 1977

- [38] SOUZA, M. I. S., Tomografia computadorizada com nêutrons térmicos e detector a gás sensível à posição, tese D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2001.
- [39] RENKE, C.A.K., 1993, “Estudo da Moderação de Neutrons na Direção do canal J-9 do Reator Argonauta”, *Comunicação Técnica*, IEN/CNEN, Rio de Janeiro.
- [40] Almeida, G. L., et al., *Evaluation of the Divergence of a Thermal Neutron Beam using a Position Sensitive Detector*, Brazilian Journal of Physics, vol 35, 3B (2005).
- [41] VOI, D.L., 1990, *Estudo da Estabilidade e Dinâmica Moleculares da Baquelite Através de Medidas de Seção de Choque para Nêutrons*. Tese de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ ,Brasil.
- [42] Karlsruheher Nuklidkarte, Tabela de nuclídeos, 5. Auflage, 1981.
- [43] <http://es.wikipedia.org/wiki/ImageJ> acesso em 15 de janeiro de 2012
- [44] Las Artes del Vuelo, Enciclopédia Aeronáutica Ilustrada, pp 208, Editoria Blume, 1974
- [45] SOUZA, M. I. S, FURIERI, R. C. A. A., *Mapeamento do Fluxo de Nêutrons do Reator Argonauta na Nova Configuração do seu Núcleo*”, XII ENFIR, 2000, Rio de Janeiro, Brasil.

APÊNDICE 1

Reator Argonauta

O reator Argonauta, utilizado como fonte de nêutrons térmicos para obtenção das neutrografias é um reator de pesquisa [36] que utiliza urânio como combustível nuclear na forma de U_3O_8 enriquecido à 19,9% em ^{235}U . Na configuração atual, a potência para operações contínuas pode atingir até 500 W com um fluxo de nêutrons térmicos de aproximadamente $7 \times 10^9 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ no núcleo.

O combustível está distribuído num total de oito elementos constituídos de placas formadas por uma mistura sinterizada de óxido de urânio com alumínio em pó e revestidas de alumínio.

O núcleo do reator é constituído de dois cilindros de alumínio concêntricos de diâmetros 603,2mm e 904,4 mm, que comportam, no anel formado entre eles, os oito elementos combustíveis atuais no reator distribuídos conforme a Figura 71.

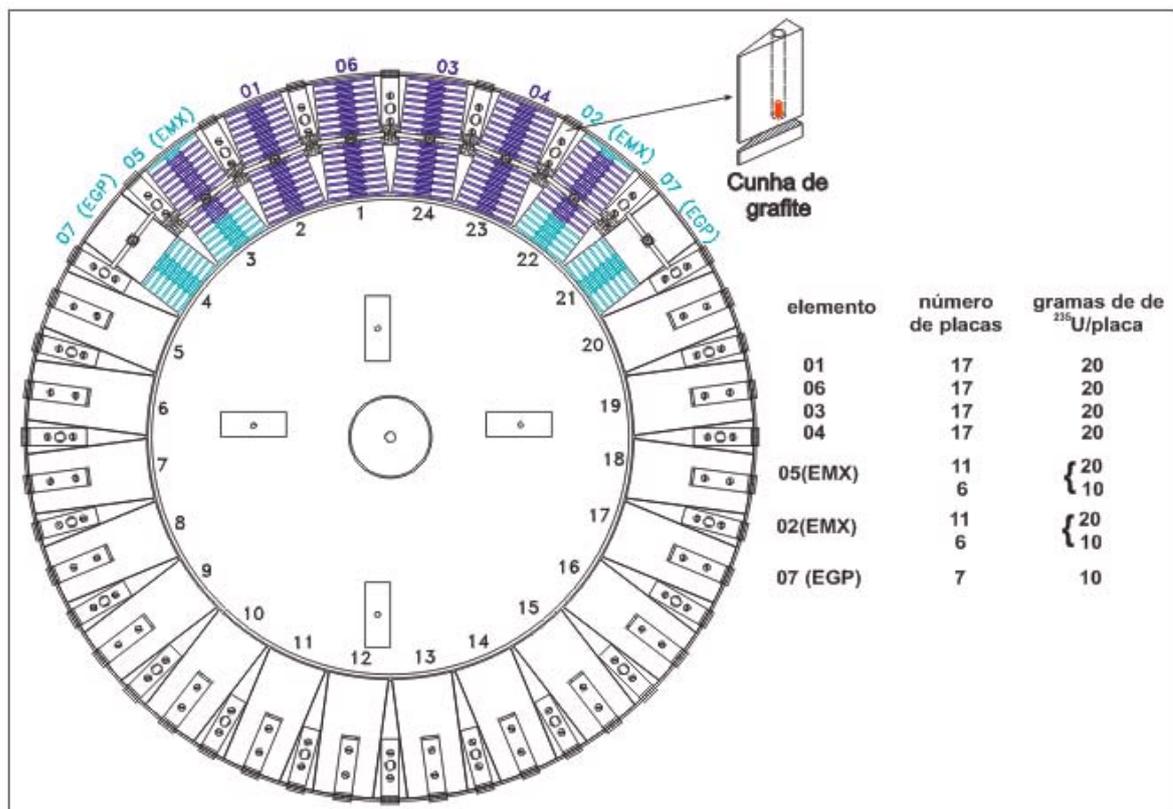


Figura 71 – Arranjo dos elementos combustíveis no núcleo do reator Argonauta

Quatro elementos são constituídos de 17 placas contendo cada uma 20 gramas de ^{235}U , dois elementos constituídos de 11 placas de 20 gramas e seis placas com 10 gramas de ^{235}U e dois elementos com sete placas de 10 gramas de

^{235}U , mais meio prisma de grafite. Cada conjunto de placas é fixado por meio de dois pinos, também de alumínio, que atravessam as mesmas próximas às extremidades, mantendo um espaçamento de aproximadamente 6,77 mm entre elas.

Os nêutrons rápidos, produzidos na fissão do urânio, são moderados até a energia térmica em água deionizada entre as placas e cunhas de grafite entre os elementos combustíveis. No núcleo a água também é usada como refrigerante e como refletor na direção vertical. Na direção radial e azimutal é utilizada a grafite nuclearmente pura como refletor.

Dentro do tanque cilíndrico menor é ajustado um arranjo em grafite formado por blocos e denominado coluna térmica interna. Nela existem quatro gavetas de seção retangular para colocação de amostras para irradiação.

O refletor externo é constituído de blocos de grafite empilhados que com o núcleo completa um conjunto de (1580 x 1560 x 1220) mm³.

O controle do fluxo de nêutrons é feito por seis barras absorvedoras constituídas por lâminas de cádmio revestidas de alumínio, que se deslocam dentro de canais existentes na grafite refletora externo, paralelamente à geratriz do cilindro maior.

Em uma das faces do refletor se justapõe a coluna térmica externa com dimensões de 1559 mm de frente, 1257 mm de altura e 1572 mm de profundidade. É constituída de peças longas de grafite empilhadas com 13 (canais) longitudinais removíveis, sendo que 12 dão acesso ao refletor e uma, denominada canal J-9, tangência o tanque externo do núcleo. O J-9 está situado à meia altura dos elementos combustíveis e dispõe de um fluxo térmico de $4,46 \times 10^9 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ no início do canal. Embora todos os canais possam ser utilizados para montagens de experimentos e irradiação de amostras, o canal J-9 é o preferido por apresentar o maior fluxo de nêutrons. Para obtenção de imagens neutrongráficas, arranjos de moderação e colimação foram estudados especialmente para esse canal [37,38]

A blindagem para proteção, denominada biológica, é feita nas laterais de blocos de concreto empilhados em torno do refletor. No topo, a blindagem é feita por um bloco de concreto revestido com uma chapa de aço possuindo um tampão circular para permitir o acesso ao núcleo construído em aço e preenchido com concreto e minério de ferro.

No lado oposto da coluna térmica externa há um tanque de água removível (tanque de blindagem) que, além de permitir acesso aos detectores localizados em canais existentes no refletor, constitui uma facilidade experimental.

Na direção perpendicular à coluna térmica externa existem dois canais, um de cada lado, que atravessam a blindagem e tangenciam o núcleo, denominados “plug” 1 e “plug” 2. São construídos em aço e preenchidos de concreto e barita e extremidades, que ficam próximas ao núcleo, são de grafite de modo que complementam e simulam a blindagem e o refletor respectivamente. Esses canais também são utilizados para irradiação de amostras ou montagens de experimentos.

O fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos, em todos os locais de acesso de irradiação de amostras e montagens de experimentos atualmente disponíveis no reator, está apresentado em [45].

APÊNDICE 2

“Software” XCOM

O NIST – National Institute of Standards and Technology – USA, dispõe gratuitamente na “web” uma base de dados para o cálculo dos coeficientes de atenuação para qualquer elemento ($Z \leq 100$), composto ou mistura para fótons de energia entre 1 keV e 100 GeV. Nesta base de dados é possível obter dados dos coeficientes de atenuação para um único elemento, composto ou mistura (uma combinação de elementos e compostos). O software XCOM, desempenha esta tarefa e possui duas formas de saída de dados: valores em forma de tabela e em gráfico. Além do coeficiente de atenuação total, também podem ser obtidos os coeficientes parciais para cada processo de interação incluindo a absorção fotoelétrica, espalhamento Compton e formação de pares. Os diagramas da figura 72 esquematizam, respectivamente, os procedimentos de utilização e a saída correspondente.

site na web \Rightarrow <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>

Entrada dos dados

Identify material by:

Element

Compound

Mixture

Method of entering additional energies: (optional)

Enter additional energies by hand

Additional energies from file

submeter a informação \Rightarrow

Select by: (only elements 1 - 100)

Atomic Number:

or

Symbol:

Graph options:

Total Attenuation with Coherent Scattering

Total Attenuation without Coherent Scattering

Coherent Scattering

Incoherent Scattering

Photoelectric Absorption

Pair Production in Nuclear Field

Pair Production in Electron Field

None

Options for output units:

All quantities in cm^2/g

All quantities in $barns/atom$

Partial interaction coefficients in $barns/atom$ and total attenuation coefficients in cm^2/g

Additional energies in MeV: (optional) (up to 75 allowed)

Note: Energies must be between 0.001 - 100000 MeV
One energy per line. Blank lines will be ignored.

Include the standard grid

Energy Range:

Minimum: MeV

Maximum: MeV

submeter a informação \Rightarrow

Figura 72 – Entrada de dados no software XCOM. O exemplo é para obtenção do coeficiente de atenuação do elemento químico Ferro para fótons na faixa de energia entre 1keV e 1 MeV

Os coeficientes de atenuação são fornecidos em cm^2/g (coeficientes de atenuação em massa). Para obtê-los em cm^{-1} é necessário multiplicá-los pela massa específica em g/cm^3 . O exemplo da Figura 73 mostra uma saída do programa para

os coeficientes de atenuação do Ferro (Z=26) para o intervalo de energia entre 1 a 1000 keV.

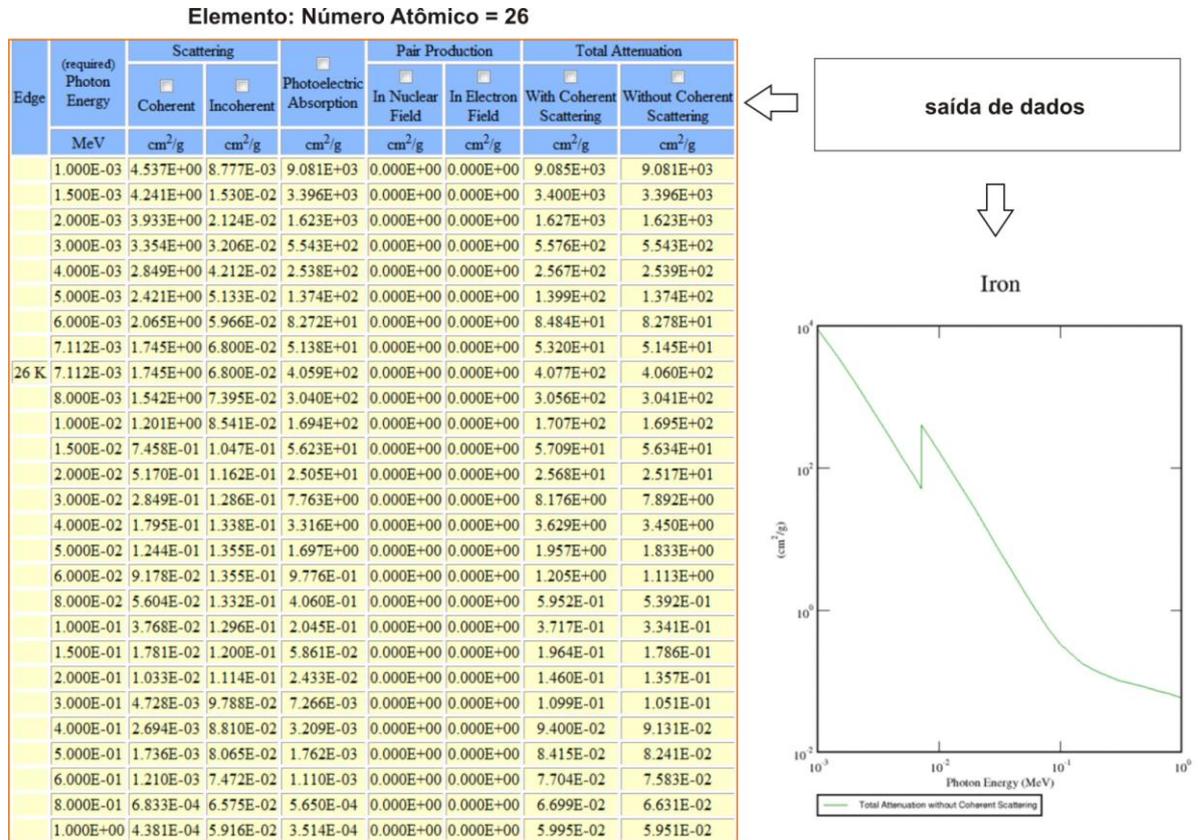


Figura 73 – Saída dos dados do programa XCOM para os dados de entrada da Figura 71

APÊNDICE 3

“Software” IMAGEJ

O *IMAGEJ* é um software desenvolvido no National Institutes of Health [42] para ser utilizado no processamento e análise de imagens digitais. É escrito em Java e de domínio público está disponível na rede no site: <http://rsb.info.nih.gov/ij/>.

O Image J pode mostrar, editar, analisar, processar imagens de 8, 16 e 32 bits. Pode ler imagens em vários formatos incluindo TIFF, PNG, GIF, JPEG E BMP. Com este software é possível trabalhar com várias imagens ao mesmo tempo pois se tem opção para abrir mais de uma janela. Com ele podem ser efetuados cálculos na imagem como o valor médio dos pixels em uma área selecionada pelo usuário, medidas de distancias e de ângulos, criados histogramas de densidade ótica e gráficos de perfil. É compatível com as funções padrões de processamento de imagens tais como, operações aritméticas entre imagens, manipulação do contraste, análise de Fourier, nitidez, detecção de bordas, etc. Faz também transformações geométricas como ampliação e rotação.

A Figura 74 apresenta a página inicial do Image J. A imagem é uma neutrongrafia de um motor de passo e placas de cádmio contendo pequenos orifícios.

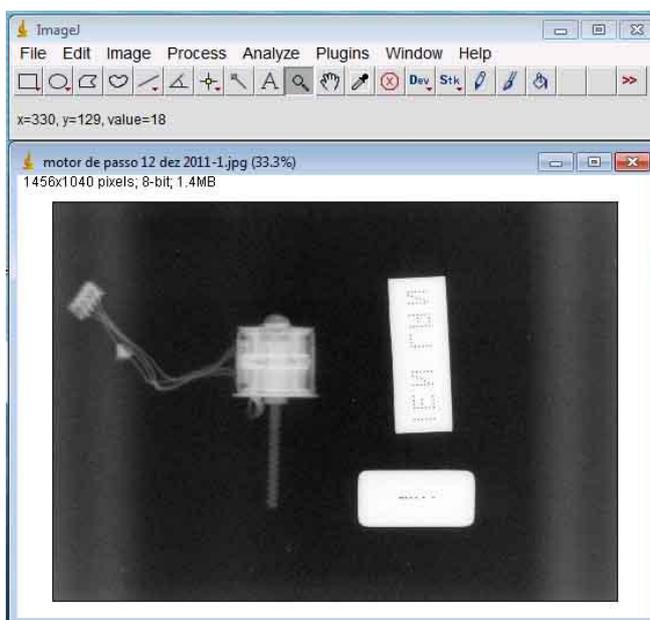


Figura 74 – Ambiente de trabalho do Image J

APÊNDICE 4

Ativação do objeto durante a exposição ao campo neutrônico

Ao interagir com a matéria o nêutron pode sofrer espalhamento ou ser absorvido. No espalhamento não há produção de núcleos radioativos mas quando absorvido por um núcleo pode ocorrer uma reação nuclear tornando-o radioativo e geralmente emissor de radiação gama como foi descrito no item 2.3.1.2.

Na obtenção das neutrongrafias os objetos são expostos por um tempo t_i a um fluxo de nêutrons ϕ que poderá eventualmente ativar algum elemento presente tornando-o radioativo. A probabilidade de ocorrer esse processo é uma função da seção de choque para a reação, da massa e abundância isotópica dos isótopos presentes, do tempo de exposição t_i e do fluxo de nêutrons ϕ . Levando-se em conta esses parâmetros, a Figura 75 apresenta os elementos que são mais ativáveis em um campo neutrônico. Os elementos de uma mesma linha possuem a mesma probabilidade de ativação quando submetidos aos mesmos fluxos e tempos de exposição. A mesma probabilidade é obtida para cada linha subsequente com o aumento do tempo de exposição. Assim, os elementos mais fáceis de serem ativados são o Dy e o In enquanto o Fe é o mais difícil.

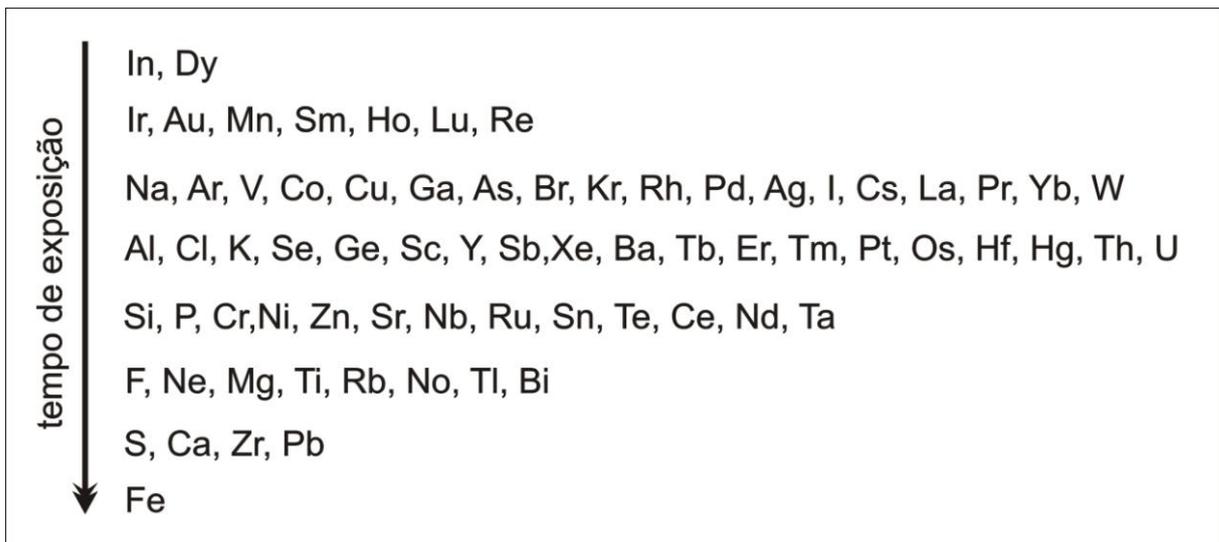


Figura 75. Elementos que podem ser ativados em um campo neutrônico

Uma relação aproximada entre atividade e dose foi obtida para o caso do Au - elemento da segunda linha - levando-se em conta o fluxo $\phi = 4.46 \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$

incidente num objeto de 100 g constituído por esse metal durante 3 min (tempo de exposição empregado neste trabalho). Tal exposição ativaria o ^{197}Au resultando na produção de ^{198}Au com atividade A_1 de 7153 dps. Como 1,576 g de Au irradiado com um fluxo de $3,2 \times 10^9 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ produz uma atividade A_0 de $4,8 \times 10^7$ dps resultando numa taxa de dose T_0 de 2725 $\mu\text{Sv/h}$, então o objeto de 100g de Au causaria uma taxa de dose T_1 de:

$$T_1 = \frac{A_1}{A_0} T_0 \rightarrow T_1 = 0.4 \mu\text{Sv/h} \quad (29)$$

Como o nível de radiação do *background* corresponde a cerca de 3 $\mu\text{Sv/h}$ - conforme medidas experimentais - vê-se que a taxa de dose devido a esse objeto hipotético de ouro após a exposição ao campo neutrônico seria cerca de 8 vezes menor que a taxa de dose devido à radiação ambiental natural. Consequentemente, os elementos das linhas abaixo irradiados no mesmo fluxo de nêutrons por 3 minutos adquirem uma taxa de dose ainda menor.