

Detector Gasoso de Cintilação Proporcional Multi-Grelhas para Radiação X de Alta Energia e Radiação Gama



Faculdade de Ciências e Tecnologia
Universidade de Coimbra

João Carlos Raimundo Mariquito

Dissertação de Projecto do Mestrado em Engenharia Física, Especialização em
Instrumentação

Departamento de Física

Coimbra 2009

Agradecimentos

À Professora Doutora Filipa Isabel Borges Belo Soares pela dedicação e disponibilidade demonstrada na orientação e revisão deste trabalho, assim como, pela amizade, ajuda e confiança demonstrada em mim e pelos conhecimentos transmitidos.

Ao Professor Doutor Carlos Alberto Nabais Conde pela co-orientação deste trabalho, pela amizade, ajuda e confiança que depositou em mim e pelos preciosos ensinamentos transmitidos.

A todas as pessoas que colaboram no Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear, em especial, ao Alexandre, ao Sérgio, à Liliana e ao Pedro pela amizade e ajuda que sempre disponibilizaram ao longo deste trabalho, criando um excelente ambiente de trabalho e convívio.

Às Oficinas do Departamento de Física e às oficinas do LIP pela execução das peças inerentes ao detector e pela disponibilidade demonstrada para a sua execução, em especial ao Senhor Augusto José Ferreira Cordeiro, pela amizade e dedicação sempre presente.

Aos meus pais, avós e madrinha, aos quais eu dedico este trabalho, pelo amor e carinho que sempre me transmitiram, pelo apoio e incentivo manifestado nos momentos mais difíceis e por acreditarem sempre em mim.

A todos o meu sincero obrigado!

Índice

Agradecimentos.....	2
Índice.....	3
1. Objectivos.....	6
2. Introdução.....	10
2.1. Detectores Gasosos de Raios X.....	10
2.2. Absorção de Raios X em Gases.....	12
2.2.1. Absorção de Raios X em Xe.....	12
2.2.2. Efeitos de Não Linearidade.....	16
2.2.3. Flutuações Estatísticas.....	18
2.3. Transporte de Electrões em Xe.....	18
2.3.1. Deriva de Electrões em Xe.....	18
2.3.2. Os Processos de Cintilação Secundária em Xe.....	19
2.4. O Contador Gasoso de Cintilação Proporcional (CGCP).....	23
2.4.1. Princípio de Funcionamento.....	23
2.4.2. Resolução em Energia de um CGCP.....	24
2.4.3. Fotossensores para CGCP.....	26
2.4.4. Filmes Finos de Iodeto de Césio (CsI).....	27
2.4.5 Aplicações.....	30
3. Sistema Experimental.....	32
3.1 O Detector CGCP-MG Projectado.....	32
3.2. Determinação das Dimensões do CGCP-MG.....	35
3.2.1 Região de Absorção (topo do CGCP-MG e a grelha G1).....	36
3.2.2 Região de Cintilação (entre a grelha G1 e a grelha G2).....	39
3.2.3 Região de Extracção dos Foelectrões ou Região Final (entre a grelha G4 e a base do CGCP-MG).....	40
3.2.4 Região Intermédia 1 (entre a grelha G2 e a grelha G3) e Região Intermédia 2 (entre a grelha G3 e a grelha G4).....	42

3.2.5 Desempenho Previsto para o CGCP-MG.....	43
3.3 Montagem do CGCP-MG.....	47
3.3.1 Depósito de Iodeto de Césio (CsI).....	49
3.4 Electrónica Associada ao CGCP-MG.....	52
4. Resultados Experimentais e Discussão.....	56
4.1. Estudo do Ganho em Carga do CGCP-MG.....	57
4.2. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Absorção.....	58
4.3. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Extracção dos Fotoelectrões (Região Final).....	59
4.4. Estudo da Tensão na Grelha de Barreira (grelha G3).....	61
4.5. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Cintilação.....	62
4.6. Desempenho do CGCP-MG para Raios Gama.....	65
5. Conclusões.....	69
Anexos.....	71
Anexo1.....	72
Anexo2.....	74
Anexo3.....	75
Referências.....	78

1. *Objetivos*

1. Objectivos

Este Projecto tem como objectivo o desenvolvimento de um Contador Gasoso de Cintilação Proporcional com Multi-Grelhas (CGCP-MG) para detecção de radiação X de alta energia e radiação gama, visto haver um nicho no mercado comercial para este tipo de detectores. Este facto deve-se à competitividade, em termos desempenho/custo, que este tipo de detectores oferece quer em relação aos tradicionais contadores de cintilação de NaI (TI) quer em relação aos detectores de semicondutor, nomeadamente nas seguintes áreas:

- detecção de transporte ilícito de materiais radioactivos, quer accidental quer por terroristas; tais detectores deverão ser instalados em portais colocados em pontos sensíveis como aeroportos, fronteiras terrestres, portos, auto-estradas e edifícios de acesso público.
- detectores para instalar em instrumentação para furos de sondagem que utilizem fontes de neutrões para análise por reacções (n, gama) da composição das rochas atravessadas.

Para estas aplicações podem ser utilizados vários detectores, como os cintiladores inorgânicos, os detectores de semicondutor, os detectores de Xe a alta pressão (HPXe) funcionando como câmaras de ionização, entre outros.

Os cintiladores inorgânicos mais convencionais, como o NaI (TI) e o CsI (TI), apresentam uma resolução em energia de cerca de 6% para radiação de 662 keV [1,32], embora, com outro cintilador inorgânico, o detector de LaBr, tenham sido obtidos valores de resolução em energia de 2,8% também para radiação de 662 keV [2]. No entanto, de um modo geral, os cintiladores inorgânicos são caros, frágeis e podem ser danificados por choques mecânicos ou térmicos.

Por outro lado, os detectores de semicondutor de temperatura ambiente apresentam uma resolução em energia superior, isto é, cerca de 2% para radiação de 6 keV. A sua principal limitação é o facto de a área de detecção

estar limitada a pequenas dimensões (*1 cm* de diâmetro já é considerada uma área de detecção grande para estes detectores) [1].

Os detectores de HPXe funcionando como câmara de ionização, com diferentes geometrias (cilíndrica, paralela, ânodo co-planar) apresentam uma boa resolução em energia para a gama de energia referida à temperatura ambiente, são estáveis dentro de uma gama de temperaturas larga e podem funcionar facilmente com áreas de detecção, até aproximadamente *10 cm* de diâmetro. Com este tipo de detectores foram medidas resoluções em energia de 6,8% para radiação de *662 keV*. Com geometria de ânodo co-planar prevêem-se resoluções em energia de cerca de 2% para *662 keV*. Porém, este tipo de detectores apresenta degradação da resolução em energia devido a vibrações mecânicas e ruído electrónico mais significativo que o esperado (*32,3 keV* ou seja 4,9% da energia) [3].

O objectivo principal deste trabalho é construir e testar um detector do tipo Contador Gasoso de Cintilação Proporcional (CGCP), para a gama de energia entre algumas centenas de keV e alguns MeV, que permita obter uma resolução em energia superior à dos cintiladores inorgânicos e dos detectores de HPXe funcionando como câmaras de ionização, com áreas de detecção superiores e custos inferiores aos detectores de semiconductor. Deste modo, em algumas aplicações, este detector poderá ser competitivo com qualquer um destes tipos de detectores.

Os detectores do tipo CGCP fazem parte do grupo de detectores que utiliza como processo de amplificação, a produção de cintilação secundária característica do gás de enchimento, devido à interacção dos electrões primários com os átomos do gás. Por esta razão, necessitam de um fotossensor para detectar a luz assim produzida, convertendo-a num sinal eléctrico que poderá ser tratado pelo sistema electrónico associado ao detector.

O dispositivo fotossensor mais frequentemente utilizado e que oferece melhor resolução em energia é o fotomultiplicador (PMT). No entanto, este dispositivo é frágil e, por esta razão, é uma área de constante investigação a sua substituição por dispositivos mais resistentes e de mais fácil utilização (ver secção 2.4.3).

Neste projecto, pretende-se desenvolver também um fotossensor mais robusto, baseado num depósito de CsI, descrito com mais detalhe nas secções 2.4.4 e 3.3.1.

Com este detector espera-se obter uma resolução em energia de cerca de 2% para radiação de 122 keV com uma *razão sinal/ruído* $\cong 1280$ e uma eficiência de aproximadamente 20%. O gás de enchimento escolhido foi o Xénon. Devido a limitações técnicas, a pressão utilizada será entre 5 e 10 atm e começou-se por testar o detector utilizando partículas- α emitidas por uma fonte de ^{244}Cm .

O Projecto desenvolve-se em várias etapas entre elas:

- i) Projecto, construção e teste de um detector de alta pressão (10 atm) (Contador Gasoso de Cintilação Proporcional Multi-Grelhas) com janela de grande área (diâmetro da janela igual a 6 cm) para detecção de radiação X e γ de energia igual ou superior a 100 keV.
- ii) Depósito de um fotocátodo (CsI) na base do detector, sendo utilizado como fotossensor.
- iii) Estudo do seu desempenho, utilizando o Xénon como gás de enchimento. Serão medidos parâmetros como a resolução em energia, amplificação de carga primária, a razão sinal/ruído, tempo de subida dos impulsos, limiar de detecção.

2. Introdução

2.1. Detectores Gasosos de Raios X

2.2. Absorção de Raios X em Gases

2.2.1. Absorção de Raios X em Xe

2.2.2. Efeitos de Não Linearidade

2.2.3. Flutuações Estatísticas

2.3. Transporte de Electrões em Xe

2.3.1. Deriva de Electrões em Xe

2.3.2. Os Processos de Cintilação Secundária em Xe

2.4. O Contador Gasoso de Cintilação Proporcional (CGCP)

2.4.1. Princípio de Funcionamento

2.4.2. Resolução em Energia de um CGCP

2.4.3. Fotossensores para CGCP

2.4.4. Filmes Finos de Iodeto de Césio (CsI)

2.4.5 Aplicações

2. Introdução

2.1. Detectores Gasosos de Raios X

A maioria dos detectores utilizados em aplicações de espectroscopia de Raios X faz parte, essencialmente, de dois grupos: detectores de semicondutor e detectores gasosos. Enquanto os detectores de semicondutor oferecem geralmente uma resolução em energia superior, os detectores gasosos apresentam um melhor desempenho para aplicações que requerem operação à temperatura ambiente e oferecem a possibilidade de janelas com área de detecção elevada. Estes também são, normalmente, mais baratos que os detectores de semicondutor, pelo que, são bastante utilizados em sistemas de análise de fluorescência de Raios X.

Os detectores gasosos de radiação X dividem-se essencialmente em dois grupos: os contadores gasosos de cintilação proporcional (CGCP) e os contadores gasosos de ionização proporcional, de onde se destacam os contadores proporcionais convencionais (CP).

Em qualquer tipo destes detectores é originado à saída um impulso (sinal de carga eléctrica) com amplitude proporcional ao número n de electrões primários produzidos pelo fóton absorvido no gás, que é proporcional à energia E do fóton. No processo de absorção do fóton no gás ocorrem processos de ionização que conduzem a produção de electrões primários e processos de excitação que levam à produção de luz, a chamada cintilação primária.

Nos CP (figura 1), os electrões, resultantes da interacção do fóton com os átomos do gás de enchimento por diversos processos, são obrigados a derivar em direcção a uma região de campo eléctrico muito elevado, normalmente na vizinhança de um ânodo de pequeno diâmetro. Nesta região, os electrões participam em colisões ionizantes com os átomos do gás, desencadeando-se um processo de avalanche com um ganho de multiplicação médio M da ordem dos 10^3 ou 10^4 . Se M não for muito elevado, os efeitos de carga espacial podem ser desprezados, e o número médio de electrões, no fim do processo, é $N_a = M n$, proporcional à energia E do fóton X incidente.

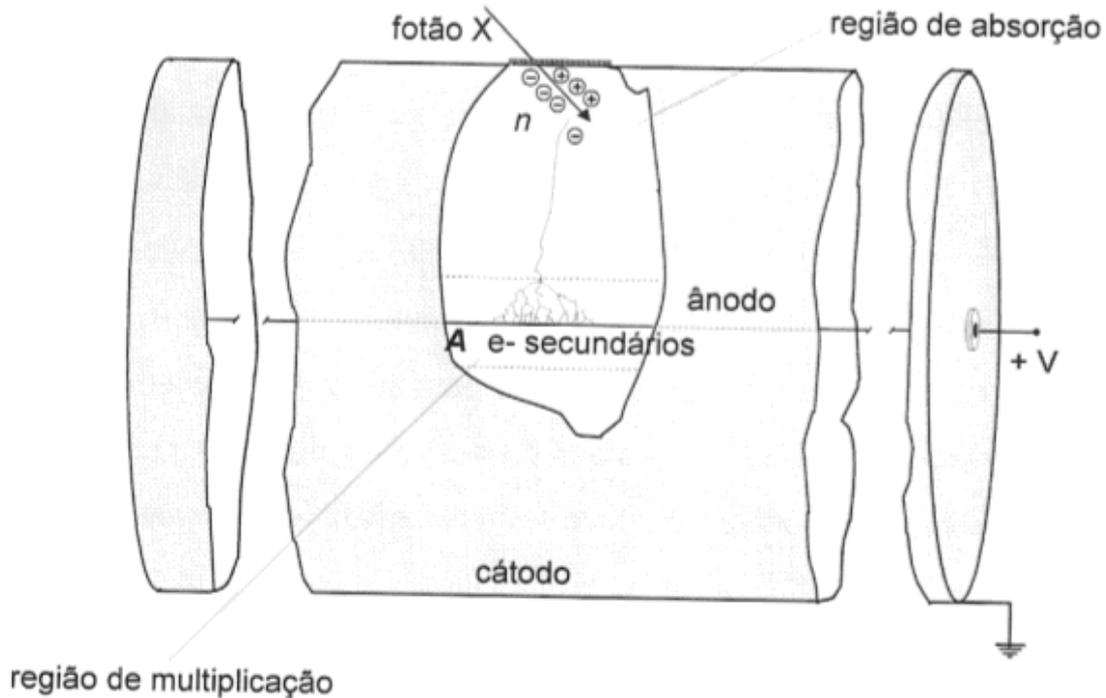


Figura 1 Representação esquemática de um CP convencional [4]

Nos CGCP (figura 2), os electrões primários derivam, sob o efeito de um campo eléctrico fraco ($E/p < 1 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$), em direcção a uma região de campo eléctrico não muito forte ($E/p = 1 \text{ a } 6-7 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$), a chamada região de cintilação, onde os electrões conseguem excitar mas não ionizar os átomos do gás. Os átomos excitados produzem luz (cintilação secundária), directa ou indirectamente, que é depois detectada por um fotossensor.

O número de fotões de cintilação secundária, N_{ph} , produzidos por um único electrão primário (para um campo eléctrico reduzido, E/p , constante) pode atingir valores de cerca de 500 fotões por electrão em 1 cm de Xe, com flutuações estatísticas muito baixas.

O número total médio de fotões de cintilação secundária, N_t , produzidos por um fóton de raios X é dado por $N_t = N_{ph}n$, sendo a amplitude do sinal do fotossensor proporcional a E .

O desempenho superior dos CGCP sobre os CP convencionais tornou-os adequados para a análise de materiais por técnicas de fluorescência de raios

X, destacando-se o bom poder de separação do CGCP para elementos de baixo número atômico como o Si, o S, o Ca e o Ti. [5]

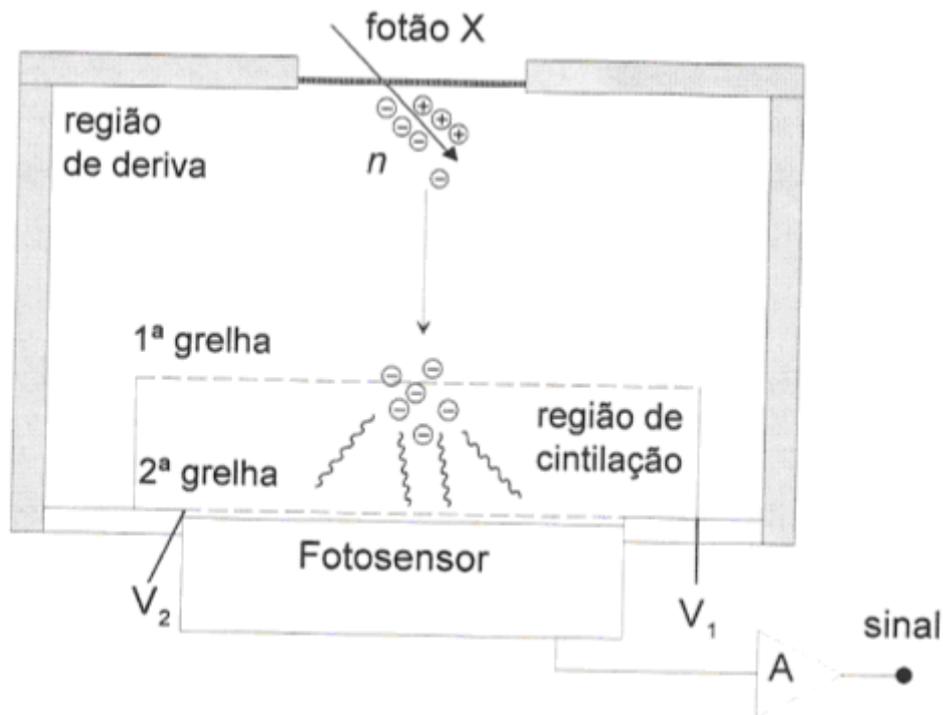


Figura 2 Representação esquemática de um CGCP com zona de deriva e campo uniforme [4]

2.2 Absorção de Raios X em Gases

2.2.1. Absorção de Raios X em Xe

Um fóton X com energia E ao incidir num contador gasoso pode interagir com os átomos do gás por efeito fotoelétrico, efeito de Compton ou dispersão de Rayleigh. A probabilidade de absorção de um fóton X depende da secção eficaz de absorção, sendo para os gases mais pesados aproximadamente igual à secção eficaz de efeito fotoelétrico, σ_p . A secção eficaz de fotoionização é aproximadamente proporcional a Z^m/E^3 , onde Z é o número atômico do gás, m é um número entre 4 e 5 e E é a energia do fóton X incidente. Desta proporção, verifica-se que quanto mais pesado for o gás nobre mais forte será a absorção,

sendo, por isso, o Xe ($Z=54$) puro ou misturas baseadas em Xe muitas vezes usadas como gás de enchimento dos detectores de radiação X.

Na figura 3 representa-se a secção eficaz total de efeito fotoeléctrico ou de fotoionização, a secção eficaz de dispersão de Rayleigh e a secção eficaz de efeito de Compton para o caso do Xe puro e energias E entre 100 eV e 100 keV , podendo-se constatar que, para a gama de energias considerada, a secção eficaz de absorção total depende essencialmente do efeito fotoeléctrico, sendo as contribuições da dispersão de Rayleigh e de efeito de Compton desprezáveis.

Como se pode verificar na figura 4, para o caso do Xe ($Z=54$) o efeito fotoeléctrico é dominante, até uma energia aproximadamente de 400 keV , a partir da qual começa a ser dominante o efeito de Compton.

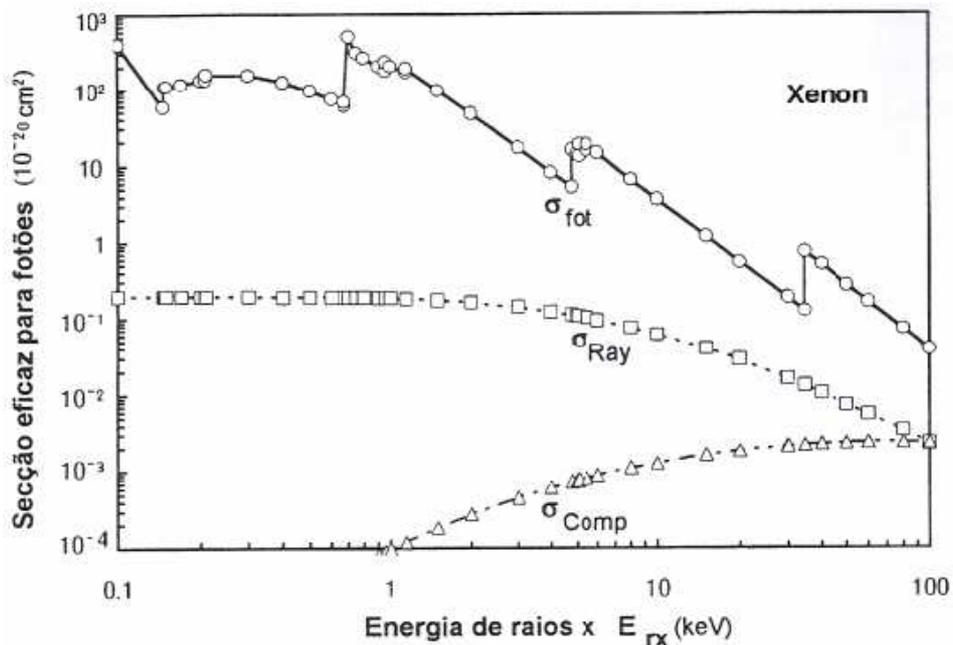


Figura 3 Secção eficaz total de fotoionização, σ_{fot} , secção eficaz de dispersão de Rayleigh, σ_{Ray} , e secção eficaz de efeito de Compton, σ_{Comp} , para raios X em Xe [6]

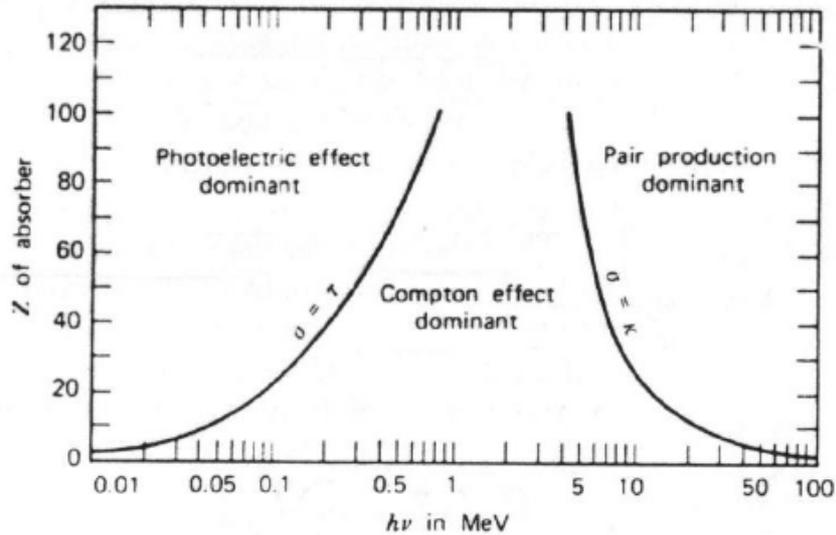


Figura 4 A importância relativa dos três tipos mais importantes de interação de raios gama com a matéria. As linhas mostram os valores de Z e $h\nu$ para os quais os dois efeitos vizinhos são iguais. [1]

Quando um fóton X é absorvido e um fotoelétron é ejetado, desencadeiam-se uma infinidade de processos que dependem da subcamada atômica envolvida. Um ião excitado, com uma vaga na subcamada ionizada, decai para o estado de energia mais baixo através da emissão de raios X (fluorescência) ou elétrons (por efeito Auger, Coster-Kronig e “shake-off”), aumentando então o seu estado de carga. Este processo em cascata encontra-se esquematizado na figura 5. O processo de decaimento cessa quando o ião Xe fica no estado fundamental. Entretanto, os raios X de fluorescência e os elétrons ejetados continuam a ionizar átomos neutros de Xe até que não haja mais fótons ou elétrons com energia suficiente para ionizar os átomos neutros. No final deste processo, n elétrons primários foram produzidos.

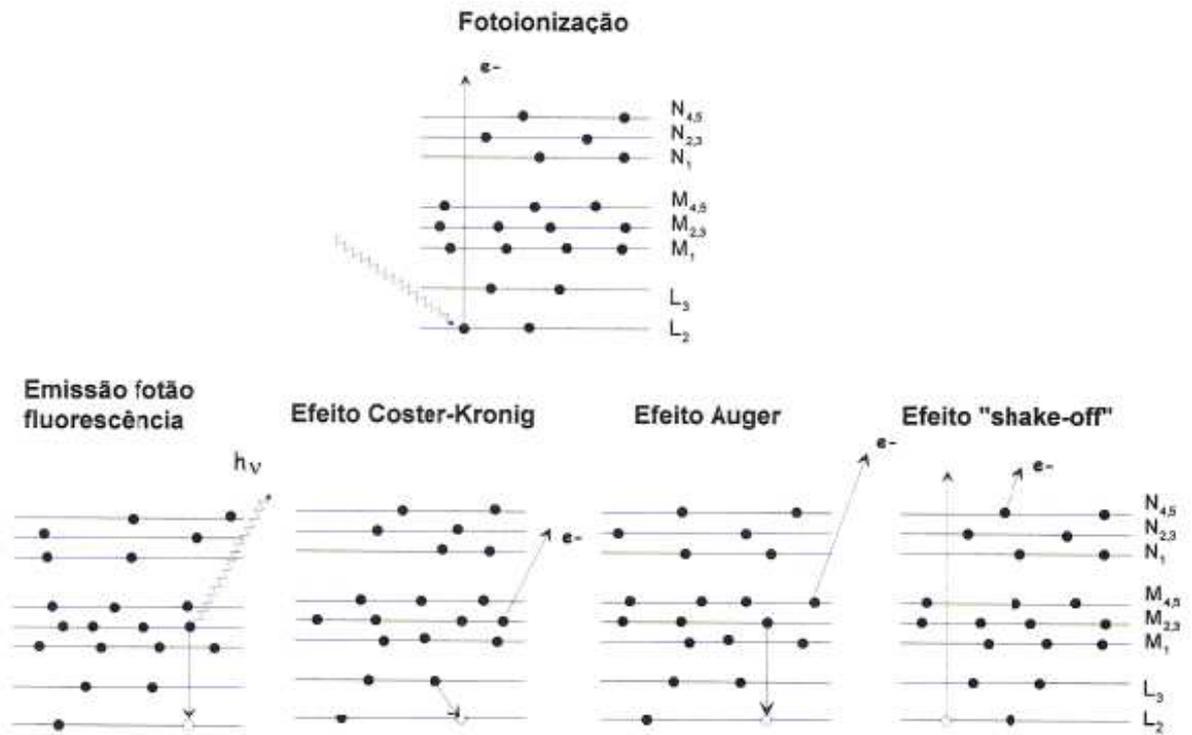


Figura 5 Esquema dos processos de fotoionização de um átomo do gás e decaimento do ião resultante por emissão de radiação de fluorescência, ou por emissão de electrões por efeito Auger, Coster-Kronig e "shake-off". [4]

Estes processos podem ser simulados com máximo detalhe por simulação de Monte Carlo desde que se conheçam as secções eficazes dos processos. A partir destas simulações pode calcular-se n para o evento de absorção de um fóton X, sendo possível calcular com boa precisão o seu valor médio, \bar{n} , e a partir deste valor, obter o chamado valor de W ($W = E / \bar{n}$), definido como a energia média necessária para formar um par electrão-ião. Pode obter-se também, a variância em \bar{n} , σ_n , e o factor de Fano, $F = \sigma_n / \bar{n}$, relacionado com esta variância, como referiremos na secção 2.2.3. [5]

2.2.2. Efeitos de Não Linearidade

O estudo da variação de n , W e F com a energia E do fóton X é de extrema importância para qualquer contador gasoso de radiação X, quer seja um CP quer seja um CGCP, uma vez que, esse estudo tem implicações na calibração de energia e na resolução em energia dos contadores. Verificou-se que n varia linearmente com E , excepto próximo dos limiares de absorção de fotoionização das camadas L e K , onde n apresenta descontinuidades. Estes factos são representados nas figuras 6 e 7 e são corroborados quer por simulação de Monte Carlo quer por medições experimentais. [5]

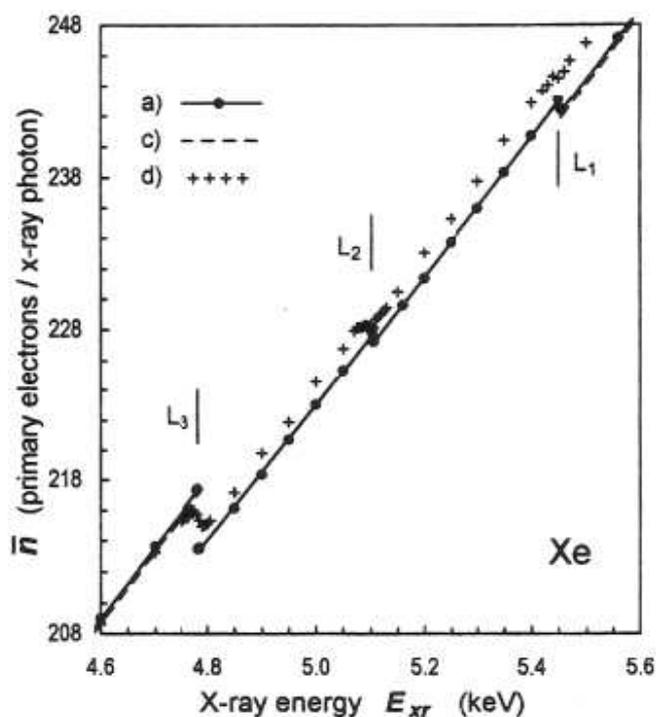


Figura 6 Número médio de electrões primários n por fóton X incidente em função da energia da radiação X, E_{rx} , entre 4,6 e 5,6 keV. As rectas a) e c) representam, respectivamente, ajustes aos pontos obtidos por simulação de Monte Carlo e experimentalmente com um CGCP. Os pontos representados por d) são resultados experimentais obtidos com uma MSGC (MicroStrip Gas Chamber), normalizados aos valores de Monte Carlo em 3,8 keV. [5], [7]

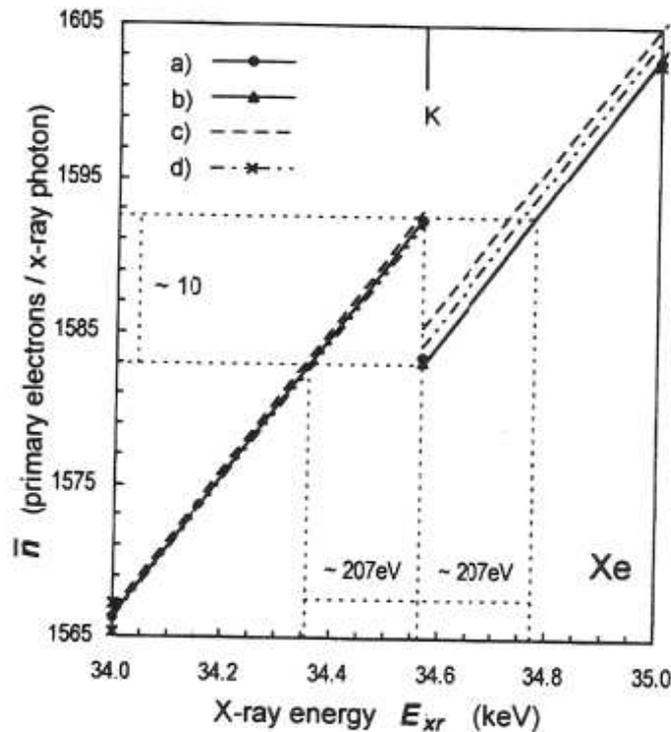


Figura 7 Número médio de electrões primários n por fóton X incidente em função da energia da radiação X, E_{rx} , entre 34 e 35 keV. As rectas representam ajustes aos resultados obtidos: a) por simulação de Monte Carlo considerando a fluorescência da camada K (34,564 keV); b) por simulação, excluindo a fluorescência da camada K; c) experimentalmente com um CGCP (resultados normalizados aos valores de Monte Carlo para $E_{rx}=33,302$ keV); d) experimentalmente com um MSGC (resultados normalizados aos valores de Monte Carlo para $E_{rx}=34$ keV). [5], [7]

Estes efeitos explicam-se pelo facto de, quando a fotoionização de uma nova camada se torna energeticamente possível, essa camada é mais provável de ionizar que as restantes camadas e, deste modo, um conjunto de novos canais de decaimento são possíveis com novos fótons X de fluorescência e distribuições de electrões (Auger, Coster-Kronig).

A variação do valor de W com E deve-se, também, à não linearidade de n com E como se pode verificar na figura 6. Esta variação foi estudada por simulação de Monte Carlo para o caso do Xe puro, verificando-se que o valor W aumenta junto dos limiares de fotoionização das camadas do Xe e decresce entre os limiares, aproximando-se do valor considerado característico do Xe, $W_{Xe} \approx 22$ eV.

2.2.3. Flutuações Estatísticas

Para uma dada energia de radiação X , E , observou-se [6] que a função de distribuição de electrões primários, n , $f(n)$, não é uma gaussiana pura. Contudo, pode aproximar-se $f(n)$ a uma gaussiana, definindo-se a variância como $\sigma_n = F n$, onde F é um parâmetro designado por factor de Fano, que traduz a correlação entre os processos na formação deste conjunto de electrões e cujo valor depende do gás utilizado na detecção, sendo no entanto inferior à unidade. Para os fotões X com energias próximas das energias de ligação das camadas, os mesmos efeitos que produzem descontinuidades em n e variações em W , produzem variações em F .

A resolução em energia, R , tem então um limite inferior associado às flutuações na formação da nuvem, designada por resolução intrínseca, R_{int} :

$$R_{int} = 2,355 \sqrt{\frac{FW}{E}} \quad (1)$$

No entanto, experimentalmente existem outros factores que afectam a resolução em energia de um CGCP, tais como ruído, não paralelismo das grelhas, imperfeições do fotossensor, flutuações no número de fotões de cintilação, etc., pelo que estes valores de resolução são limites inferiores.

2.3. Transporte de Electrões em Xe

2.3.1. Deriva de Electrões em Xe

Os n electrões primários produzidos abaixo do limiar de ionização de 12.1 eV, podem adquirir ou perder energia devido ao campo eléctrico da região onde estão situados ou, ao mesmo tempo, perder energia devido a colisões elásticas ou inelásticas.

Nos gases nobres apenas existem estados electrónicos não existindo nem estados rotacionais nem vibracionais, pois estes gases são monoatômicos. No caso do Xe, os níveis excitados mais baixos situam-se a 8.32 eV, 8.44 eV, 9.45 eV e 9.57 eV acima do nível fundamental. Assim, para energias inferiores a 8.32 eV não podem ocorrer colisões inelásticas (excitação) entre os electrões e os átomos de Xe, sendo a repulsão de um átomo de Xe numa colisão elástica a única forma dos electrões perderem energia. A mecânica clássica diz-nos que a energia máxima $\Delta E_{máx}$ que um electrão, com energia E e massa $m = 5.4858 \cdot 10^{-4} u$, perde no recuo ao colidir com um átomo de Xe (massa média $M = 131.293 u$) em repouso pode ser aproximado por:

$$\Delta E_{máx} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E = 1.6713 \times 10^{-5} E \quad (2)$$

que é uma fracção muito pequena da energia incidente.

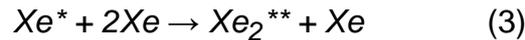
Na ausência de campo eléctrico, um electrão com uma energia inicial de 8.32 eV, necessita de 7×10^5 colisões elásticas antes que possa atingir energias térmicas [5]. Contudo, na presença de um campo eléctrico, um electrão pode adquirir energia suficiente entre colisões que compense as perdas durante as colisões elásticas, derivando os electrões ao longo das linhas de campo. Se o campo eléctrico, for suficientemente forte, o electrão pode atingir energias acima dos 8.32 eV (limiar para a excitação) e então espécies excitadas de Xe, Xe*, serão produzidas, podendo mesmo ocorrer ionização, para campos mais intensos. Contudo, se a intensidade do campo eléctrico for muito baixa, o electrão poderá nunca atingir o limiar de excitação.

2.3.2. Os Processos de Cintilação Secundária em Xe

Como acabámos de referir, quando os electrões derivam em Xe sob acção de um campo eléctrico, poderá ocorrer excitação dos átomos daquele gás. No processo de decaimento há emissão de fotões, pelos processos que a seguir

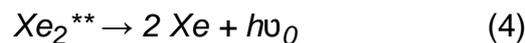
descrevemos. Estes fótons são designados por fótons de cintilação secundária, para os distinguir dos fótons de cintilação primária que são originados nos vários processos de formação da nuvem primária.

Uma vez produzida uma espécie Xe^* excitada, se a pressão for suficientemente elevada (acima de 50 Torr), existe uma forte possibilidade de ocorrer o seguinte processo de colisão de três corpos: [5]



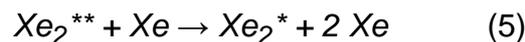
formando-se o excímero Xe_2^{**} .

Se a pressão não for muito alta, o excímero decai para o estado molecular fundamental repulsivo:

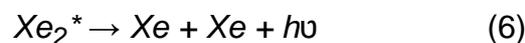


com emissão de um fóton $h\nu_0$ no 1º contínuo de radiação VUV do espectro de emissão característico do Xe.

Por outro lado, se a pressão atingir valores acima de algumas centenas de Torr a relaxação vibracional é favorecida:



seguinte-se o decaimento:



No caso de Xe, os fótons de cintilação secundária $h\nu$ estão centrados no comprimento de onda de 170 nm , na região ultravioleta de vácuo (VUV).

Assumindo que por cada espécie Xe_2^* formada pelos electrões que derivam sob influência de um campo eléctrico, um fóton de cintilação secundária é emitido, pode-se calcular o número de fótons de cintilação secundária produzidos na região de cintilação recorrendo, por exemplo, às técnicas de simulação de Monte Carlo. Normalmente, para caracterizar a maior ou menor

eficiência de cintilação secundária de um dado meio, define-se a intensidade de cintilação secundária reduzida (também designado por rendimento de electroluminescência reduzido), Y/p , ou seja, o número de fotões de cintilação secundária produzidos por unidade de comprimento percorrido pelos electrões, por unidade de pressão. Também se pode definir o rendimento de electroluminescência reduzido por unidade de densidade atómica do gás, Y/N (isto é, o número médio de fotões de cintilação secundária produzidos por um electrão primário por unidade de comprimento percorrido e por átomo) sendo a relação entre ambos, para a temperatura $T=293\text{ K}$ e pressões próximas da pressão atmosférica, dada por:

$$Y/N (10^{-17} \text{ fotões de cintilação } e^{-1} \text{ cm}^2 \text{ átomo}^{-1}) = 3,034 Y/p (\text{fotões de cintilação } e^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}) \quad (7)$$

Como exemplo, na figura 8, representa-se o rendimento de electroluminescência reduzido em função do campo eléctrico reduzido aplicado na região de cintilação num CGCP com Xe puro para raios X de 5.9 keV . A relação entre Y/p e o campo eléctrico reduzido, E/p , para $T=293\text{ K}$, é:

$$Y/p (\text{fotões } e^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}) = 0,1389 E/p - 0,1325 \quad (8)$$

aumentando a intensidade de electroluminescência reduzida com o campo eléctrico aplicado, como seria de esperar. Este aumento de Y/p com E/p é linear para campos eléctricos reduzidos abaixo de um determinado valor, crescendo a partir daí de uma forma exponencial. A zona linear corresponde aos valores de E/p para os quais a energia dos electrões ainda não é suficiente para ionizar os átomos do gás, havendo apenas excitação destes e conseqüente emissão de fotões de cintilação secundária pelos processos descritos nas Eqs. (5) e (6), respectivamente.

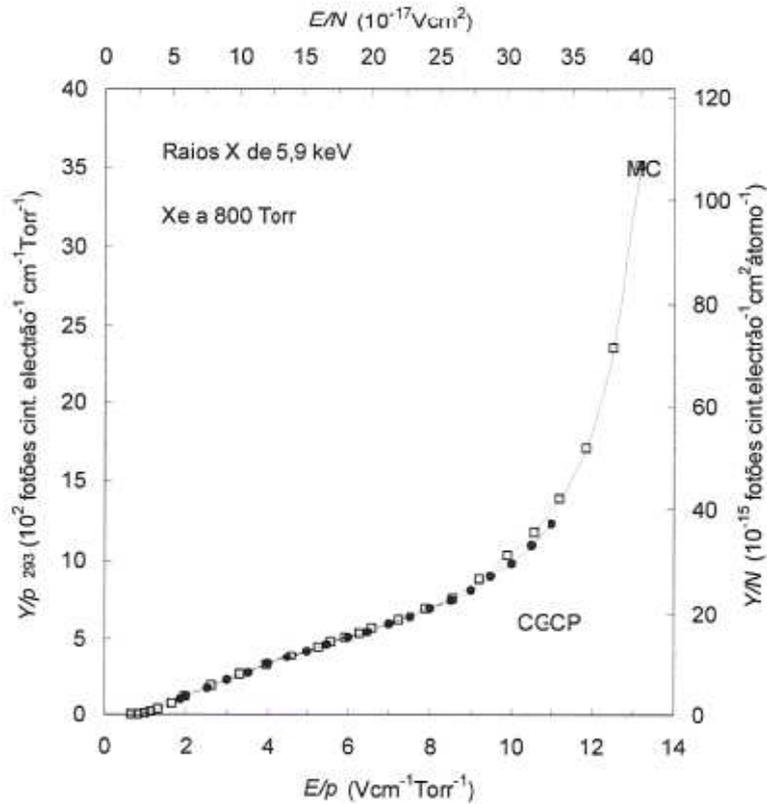


Figura 8 Rendimento de electroluminescência reduzido em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação para raios X de 5,9 keV em Xe. Os círculos correspondem a resultados obtidos experimentalmente com um CGCP; os quadrados representam resultados obtidos por simulação de Monte Carlo. [4], [8]

Para valores do campo aplicado acima do limiar de ionização do gás ($6-7 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$) deixa de existir linearidade entre o campo eléctrico aplicado e a intensidade de cintilação secundária, sendo a partir daí o crescimento exponencial, uma vez que, começou a ionização. Devido à ausência de linearidade e à deterioração de R , esta região deixa de ter interesse para o funcionamento dos CGCP.

Como o tempo de decaimento dos processos de cintilação secundária é muito rápido (dezenas de nanosegundos ou menos), o tempo de subida do impulso de cintilação secundária depende quase exclusivamente do tempo de deriva da nuvem de electrões primários através da região de cintilação, sendo da ordem de alguns microsegundos.

2.4. O Contador Gasoso de Cintilação Proporcional (CGCP)

2.4.1. Princípio de Funcionamento

Como vimos na discussão antes apresentada, a produção de cintilação secundária, sendo proporcional ao número de electrões primários, pode ser utilizado para amplificar este sinal e, por conseguinte, medir a energia dos fotões X absorvidos no detector. Este processo consiste em absorver toda a radiação incidente na região de absorção/deriva, onde a intensidade do campo eléctrico reduzido é inferior ao limiar de cintilação ($1 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$) sendo apenas o necessário para conduzir os n electrões primários até à região de cintilação, onde estes produzem grandes quantidades de cintilação secundária. Nesta região, a intensidade do campo eléctrico reduzido deve ser inferior ao limiar de ionização ($6-7 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$) para que a ionização não ocorra. A cintilação secundária é detectada por um fotossensor que produz um impulso enquanto há deriva de electrões através da região de cintilação (alguns microsegundos). Este impulso tem uma amplitude independente da posição de absorção da radiação e é proporcional a n e, por conseguinte, proporcional à energia da radiação, E . Um contador com estas características, como descrito na Introdução, é um contador gasoso de cintilação proporcional.

Os contadores gasosos de cintilação proporcional (CGCP) apresentam vários tipos de geometria, nomeadamente com um único eléctrodo (para além do cátodo) ou com dois eléctrodos. Na primeira, pode ser um fio ou um ânodo esférico, sendo o campo eléctrico variável na região de cintilação em torno do ânodo. Na segunda, temos os CGCP com geometria de campo esférico e os CGCP de geometria de campo uniforme, onde em ambos os casos a região de cintilação se localiza entre os dois eléctrodos. Os CGCP de geometria de campo uniforme (figura 2) são os mais comumente utilizados e os que têm uma melhor resolução em energia. Estes têm uma grelha metálica de elevada transmissão a separar a região de absorção da região de cintilação. A região de absorção tem alguns centímetros de espessura, por conseguinte, a maioria da radiação é aí absorvida. Os n electrões primários aí produzidos são transferidos para a região de cintilação secundária sob efeito de um campo

eléctrico, produzindo então o impulso de cintilação secundária que será detectado pelo fotossensor. Devido à separação das duas regiões, é possível otimizar o campo eléctrico em cada uma de maneira a produzir grande quantidade de cintilação secundária.

2.4.2. Resolução em Energia de um CGCP

A resolução em energia de um CGCP depende essencialmente das flutuações dos processos físicos envolvidos na detecção, isto é, flutuações em n (com variância σ_n), flutuações no número de fótons de cintilação secundária que atingem o fotossensor e flutuações no processo de amplificação no fotossensor. Como o número de fótons de cintilação secundária produzidos por um único electrão primário é grande e com pequenas flutuações, a resolução em energia para um feixe colimado de raios X pode ser simplificada e escrita como:

$$R = 2,355 \sqrt{\frac{FW}{E} + \frac{k}{A}} \quad (9)$$

onde k é uma constante e o termo k/A está relacionado com as flutuações no ganho A do fotossensor, sendo k/A geralmente inferior a FW/E . Existem ainda outros factores, tais como, a não-uniformidade do fotocátodo e o ruído electrónico introduzido pelas fontes de alta tensão que polarizam o CGCP que podem contribuir como factores adicionais para a resolução em energia do CGCP, alterando a Eq. (9).

Contudo, se o feixe não for colimado, verificam-se flutuações no número de fótons de cintilação que atingem a grelha, devido a efeitos de ângulo sólido. Se os raios X entram junto à extremidade da janela do detector, há uma fracção elevada de fótons de cintilação que falham o fotossensor devido ao seu tamanho finito. As amplitudes dos impulsos destes eventos são inferiores às dos eventos centrais, originando impulsos com amplitudes variáveis que

deterioram a resolução em energia, limitando o desempenho dos CGCP com janelas de grande área.

Existem algumas soluções para compensar o efeito do ângulo sólido, como por exemplo, utilizar fotossensores de grande área (o que representa um custo maior) ou encaminhar os electrões primários produzidos na região de deriva para a zona central da região de cintilação, uma técnica que tem as suas próprias limitações.

Outra técnica desenvolvida, a técnica da grelha curva, permite a construção de CGCP com janelas cujo tamanho se aproxima ao diâmetro do fotossensor, com pouca deterioração da resolução em energia. Esta técnica consiste em utilizar uma grelha curva G1 seguida por uma grelha plana G2 (ver figura 9) delimitando a região de cintilação. Deste modo, o campo eléctrico já não é uniforme: no centro é mais fraco que na extremidade da curvatura, o que significa que a intensidade de cintilação secundária aumenta com a distância radial ao eixo. Contudo, o ângulo sólido através do qual o fotossensor vê os fotões de cintilação secundária decresce com a distância radial. É possível atingir um aumento radial da produção de cintilação, que compensa o decrescimento radial do ângulo sólido, calculando correctamente a curvatura da grelha, obtendo-se um impulso de amplitude constante seja qual for a posição de um fotão X na janela de entrada [5].

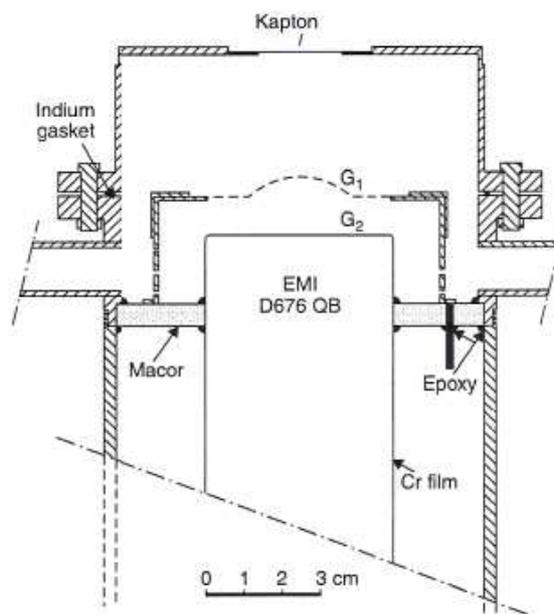


Figura 9 Diagrama esquemático de um CGCP de grelha curva. [5]

2.4.3. Fotossensores para CGCP

A cintilação secundária produzida na região de cintilação de um CGCP, que tenha como gás de enchimento um gás raro (o Xe é o mais utilizado), tem de ser detectada com o auxílio de um fotossensor sensível a luz VUV, uma vez que, o espectro de emissão de cintilação secundária destes gases se centra nesta região do espectro electromagnético. Os fotomultiplicadores (PMT) de janelas de quartzo são os fotossensores mais comumente utilizados nos CGCP para detectar e amplificar a sua cintilação.

Apesar dos PMTs fornecerem boa sensibilidade espectral, áreas de detecção grandes, ganho de carga elevado e de baixo ruído para os CGCP o seu volume, fragilidade, custo, consumo de potência elevado e a sensibilidade a campos magnéticos, são impeditivos em algumas aplicações dos CGCP.

Tem havido por esta razão um esforço em vários grupos de investigação de desenvolver dispositivos fotossensores, que possam substituir o PMT, nomeadamente utilizando microestruturas com fotocátodos semicondutores (CsI) depositados e fotodíodos.

As alternativas aos PMTs envolvem geralmente o uso de microestruturas, tais como microfitas [9,10], estruturas tipo GEM (Gas Electron Multiplier) [11,12] e associação destes microestruturas em várias geometrias diferentes [13]. O fotocátodo que é depositado é geralmente o CsI. Estes dispositivos apresentam também alguns problemas, nomeadamente retrodifusão dos fotoelectrões pelos átomos do gás, realimentação positiva e descargas eléctricas, uma vez que os valores de campo eléctrico reduzido são muito elevados junto das microestruturas.

Outro exemplo de um substituto interessante para o PMT é o caso dos fotodíodos PIN pois apresentam eficiência quântica elevada, baixo consumo de potência, insensibilidade a campos magnéticos intensos e impulsos rápidos para aplicações reguladas. No entanto, a relação sinal-ruído é menor devido à ausência de um estágio de amplificação de carga e podem comprometer a sua aplicação nos CGCP [14].

O desenvolvimento de fotodíodos de avalanche de grande área sensíveis à luz VUV (LAAPD), com um ganho intrínseco resultante de um processo de

avalanche, permitiu o desenvolvimento de CGCP de alto desempenho. Resultados da literatura indicam que resoluções em energia de 7.8% e 4.4% foram medidas para raios-X de 5.9 keV e 22.1 keV, respectivamente, demonstrando que os fotodíodos de avalanche de grande área (LAAPD) podem substituir tubos fotomultiplicadores (PMT) sem comprometer o desempenho do contador gasoso de cintilação proporcional (CGCP), em aplicações com áreas de detecção baixas. Os LAAPD têm o inconveniente de ter um ganho muito sensível a flutuações de temperatura [14,15].

Os fotossensores integrados, como o LAAPD e as diferentes microestruturas, suprimem a janela de transmissão VUV e operam no interior do CGCP em contacto directo com o meio cintilante. Isto é uma vantagem para aplicações em alta pressão, onde a janela requerida pode ser excessivamente espessa e absorver uma fracção considerável da radiação VUV. Além disso, também podem operar em ambientes onde existam campos magnéticos aos quais o PMT é sensível.

Neste trabalho, pretende-se utilizar um fotossensor baseado num fotocátodo de CsI, sabendo que, os filmes de CsI são fotoconvertidores eficientes e tirando partido das suas propriedades de emissão de fotoelectrões em meios gasosos. Existem vários trabalhos descrevendo o desempenho bem sucedido de fotocátodos de CsI em sistemas de vácuo, MCPs (Micro-Channel Plate) e outros, maioritariamente em equipamentos para ciência espacial [16].

2.4.4. Filmes Finos de Iodeto de Césio (CsI)

A eficiência quântica elevada e superior à de outros fotocátodos, entre 25-30 % para 170 nm [16], apresentada pelos filmes de CsI e a sua facilidade de preparação, tornou estes fotocátodos atractivos para a utilização em detectores de radiação. A sua relativamente baixa resistividade, da ordem de 10^{10} - $10^{11} \Omega cm$ [16, 17], torna possível a sua operação estável com altos fluxos de radiação, sob condições de multiplicação de carga elevada em longos períodos de tempo.

Os fotocátodos de CsI utilizados podem ser semi-transparentes ou reflectivos (opacos), sendo, os reflectivos mais usados em detrimento dos semi-transparentes por apresentarem uma eficiência quântica superior (ver figura 10).

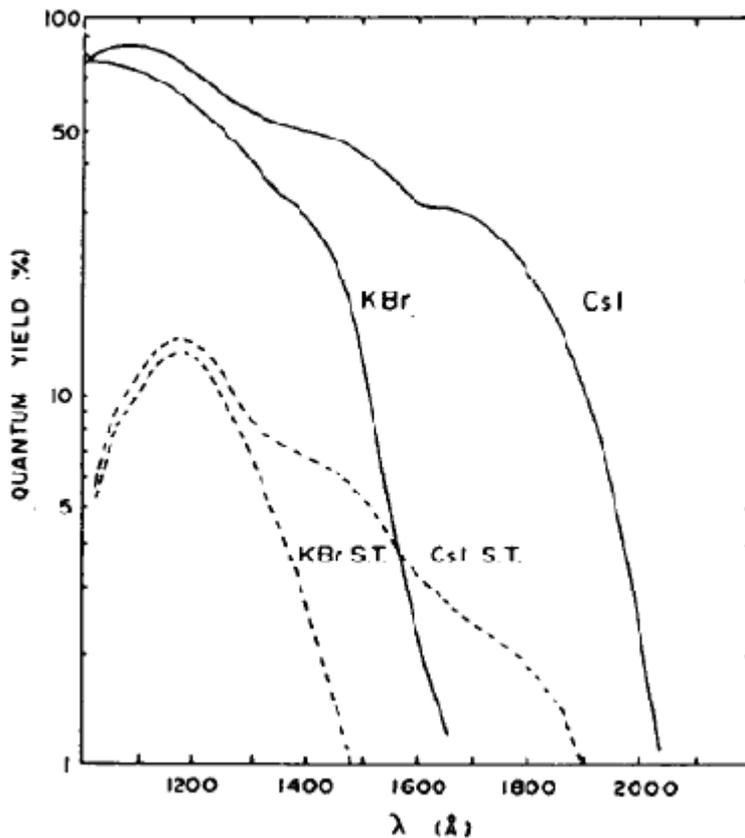


Figura 10 Comparação das eficiências quânticas de fotocátodos reflectivos e semitransparentes (S. T.) típicos de CsI e KBr [16,18]

A espessura geralmente utilizada nos filmes de CsI é de algumas centenas de nanômetros, sendo normalmente preparados por depósito em vácuo. A taxa de evaporação é, em geral, da ordem de $1-10 \text{ nm/s}$, não se notando diferenças significativas na eficiência quântica do fotocátodo para condições de vácuo entre 10^{-5} e 10^{-8} Torr . Para condições de vácuo inferiores, é recomendado aumentar a taxa de evaporação para reduzir a contaminação. O CsI é, muitas vezes, depositado em filmes de alumínio finos (100 nm) revestindo o substrato de metal, procedimento que deve melhorar a qualidade da superfície do substrato. No entanto, vários autores depositam o CsI directamente nos substratos de metal, geralmente aço inoxidável.

A eficiência quântica do Csl é em geral baixa após o processo de evaporação, podendo resultar de alguns factores, tais como, impurezas da superfície e humidade existente no substrato ou proveniente do reservatório de evaporação. Segundo alguns autores, Seguinot [19] e Anderson [20], fazendo passar um fluxo de CH₄ puro durante algumas horas sobre a superfície do fotocátodo, as suas propriedades de fotoemissão melhoram consideravelmente. Este efeito deve-se provavelmente à remoção de impurezas e contaminantes da superfície a evaporar. Outra técnica, proposta por Anderson [20], consiste no aquecimento do fotocátodo sob circulação de gás a aproximadamente 100 °C durante algumas horas, para remoção da água existente na sua superfície.

Uma desvantagem a considerar nos fotocátodos de Csl é a sua degradação quando expostos a ar húmido, levando a um decaimento na sua emissão de fotoelectrões devido à hidrólise da superfície do material. Uma diminuição de 25% na eficiência quântica para 170 nm foi observada em 100 minutos a uma humidade relativa de 25% [21]. Dangendorf [22] e Krizan [23] relatam um decaimento de 50% na eficiência quântica depois de uma exposição ao ar durante 100 minutos para uma humidade relativa de 50%. Tem sido observado que a degradação da emissão de fotoelectrões é maior para comprimentos de onda maiores, provavelmente devido a um aumento da afinidade electrónica [21].

Verificou-se, no entanto, que os fotocátodos de Csl tratados por calor após a evaporação têm uma deterioração consideravelmente mais lenta, sendo mais estáveis quando expostos a ar húmido [24]. Os fotocátodos de Csl danificados pela humidade podem, ainda assim, ser recuperados por aquecimento, desde que, a degradação sofrida tenha sido ligeira.

2.4.5 Aplicações

Desde a introdução do contador gasoso de cintilação proporcional (CGCP) nos finais dos anos 60 [25], o seu desempenho tem sido continuamente melhorado, e a sua eficiência como espectrómetro de raios-X está agora bem estabelecida. As aplicações dos CGCP incluem diversas áreas como, por exemplo, a astrofísica, a física de altas energias, a medicina e a análise de fluorescência de raios-X.

Os resultados favoráveis do desempenho do CGCP com um LAAPD integrado em comparação ao do CGCP utilizando um PMT e os avanços do desempenho do CGCP utilizando fotocátodos de CsI, permitem considerar aplicações novas e originais dos CGCP, que não eram possíveis com os PMTs, tais como, instrumentação portátil para fluorescência de raio-X, instrumentação espacial, operação em aplicações onde existam campos magnéticos intensos e utilização do CGCP para detecção de radiação gama, utilizando Xe a pressão de algumas dezenas de atmosferas.

Uma possível aplicação dos CGCP com fotossensor integrado passa pela sua utilização em controlo do tráfico de material radioactivo, por exemplo em aeroportos, uma vez que apresenta algumas características adequadas a este ambiente: robustez, capacidade de funcionamento à temperatura ambiente e dentro de uma gama larga de temperaturas, capacidade de funcionamento em ambientes com elevado ruído mecânico e electrónico, boa resolução em energia e uma eficiência de detecção aceitável. [26]

É nesta área dos detectores de alta pressão que se enquadra o detector, cujo protótipo foi desenvolvido durante este Projecto.

3. Sistema Experimental

3.1 O Detector CGCP-MG Projectado

3.2. Determinação das Dimensões do CGCP-MG

3.2.1 Região de Absorção (topo do CGCP-MG e a grelha G1)

3.2.2 Região de Cintilação (entre a grelha G1 e a grelha G2)

3.2.3 Região de Extracção dos Fotoelectrões ou Região Final (entre a grelha G4 e a base do CGCP-MG)

3.2.4 Região Intermédia 1 (entre a grelha G2 e a grelha G3) e Região Intermédia 2 (entre a grelha G3 e a grelha G4)

3.2.5 Desempenho Previsto para o CGCP-MG

3.3 Montagem do CGCP-MG

3.3.1 Depósito de Iodeto de Césio (CsI)

3.4 Electrónica Associada ao CGCP-MG

3. Sistema Experimental

3.1 O Detector CGCP-MG Projectado

O detector de radiação, representado nas figuras 11 e 12, foi projectado e desenvolvido baseado no princípio de funcionamento de um Contador Gasoso de Cintilação Proporcional (CGCP), utilizando o software “Autodesk Inventor Professional 10 ®”. Os desenhos foram projectados tendo em conta as características do CGCP-MG, tais como, pormenores para alta pressão e energias acima dos 100 keV e as dimensões descritas na secção 3.2.

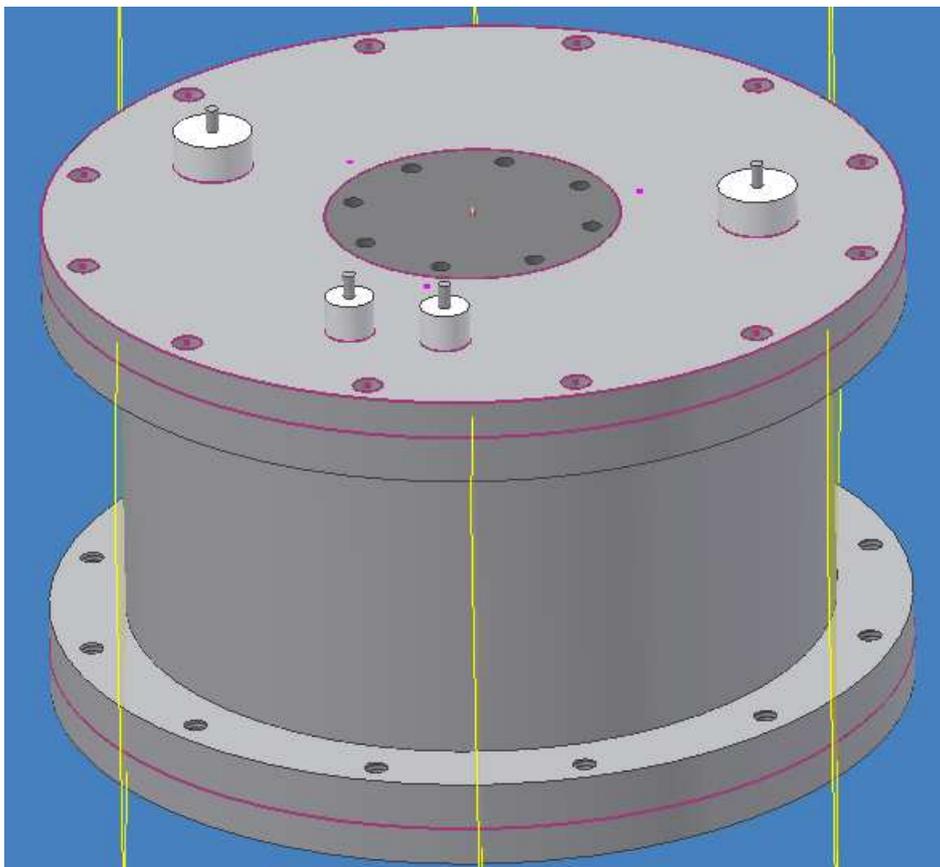


Figura 11 Vista exterior do CGCP-MG

Como se pode ver, o detector possui uma janela de alumínio (circulo central mais escuro) de 6 cm de diâmetro e 3 mm de espessura através da qual entra a radiação.

No interior do detector, figura 12, existem cinco regiões entre o topo e a base, delimitadas por quatro grelhas metálicas, designadas por G1, G2, G3 e G4.

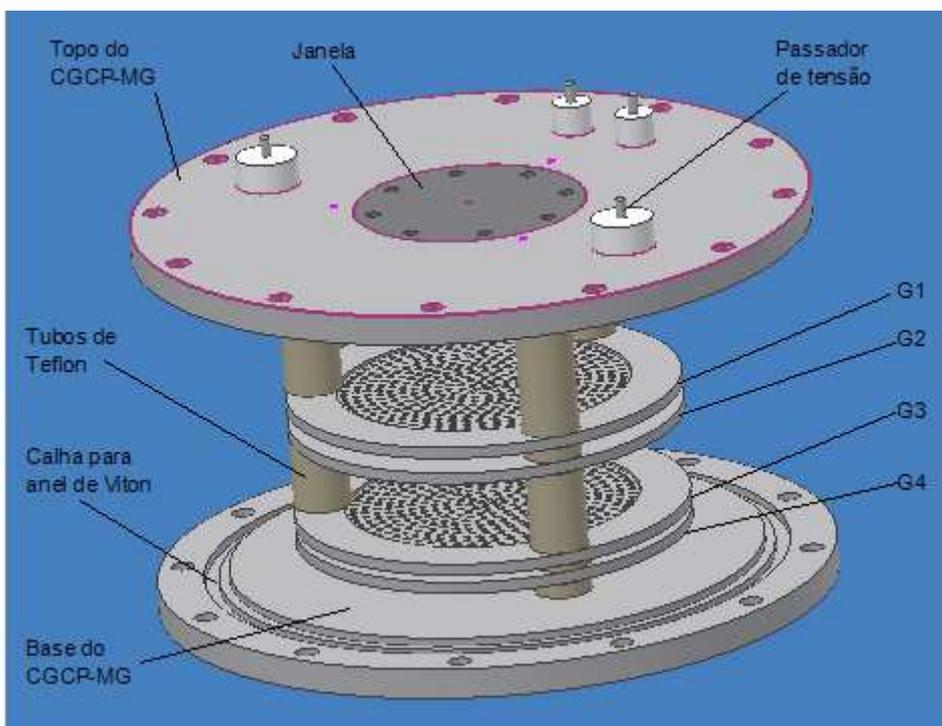


Figura 12 Vista interior do CGCP-MG

A primeira região, delimitada pelo topo do detector e a grelha G1, é a Região de Deriva ou Absorção. A segunda região, delimitada pelas grelhas G1 e G2, é a Região de Cintilação. Entre as grelhas G2 e G3 e as grelhas G3 e G4 situam-se, respectivamente, a Região Intermédia 1 e a Região Intermédia 2. Finalmente, entre a última grelha (G4) e a base do detector situa-se a Região de Extracção dos Fotoelectrões ou Região Final. Na base do detector foi directamente depositado o filme de Csl.

No topo do detector, existem quatro passadores de tensão (“feedthrough”¹), cada qual ligado a uma grelha por um fio condutor, através dos quais se aplica

¹ Passador de tensão, em aço inoxidável, colocado num isolador de Teflon (PolyTetrafluoroethylene; plástico).

a tensão nas grelhas. Como se vê nas figuras 11 e 12, existem dois passadores maiores e dois mais pequenos, servindo os dois maiores para aplicar as tensões mais altas e os dois menores para aplicar as tensões mais baixas.

Como se observa na figura 12, a base do CGCP-MG apresenta uma calha onde se coloca um anel de Viton² (isolante), que ajuda ao isolamento do detector quando é feito o vácuo no seu interior e quando este está cheio com Xénon. De modo análogo, existe uma calha no topo do detector e outra por baixo da janela de alumínio com a mesma função de isolamento.

Os tubos que se observam entre as grelhas, na figura 12, são tubos isoladores de Teflon (plástico) roscados, que fixam e sustentam as distâncias entre as grelhas, encontrando-se enroscados no topo do detector.

Como se pode ver na figura 13, o CGCP-MG está montado num circuito fechado constituído por tubos de aço inoxidável, cujas extremidades se encontram soldadas no corpo do detector, um mais junto do topo e outro mais junto da base, para permitir a circulação e a purificação do Xénon no detector. Num tubo desta linha, colocam-se as “getters”³, responsáveis pela purificação do gás.

Por precaução, e uma vez que, se poderá ter que abrir o detector em qualquer altura, devido a qualquer eventualidade, o tubo das “getters” possui uma torneira antes e outra depois (T6 e T7), para que, ao abrir o detector, as “getters” activas não voltem a contactar com o ar, o que as danificaria.

Este circuito fechado, possui ainda uma ligação para acoplar o detector à linha de vácuo do laboratório. Esta linha permite fazer vácuo no detector e é também utilizada para fazer o enchimento do mesmo com Xénon (ver figura 13).

Na secção seguinte, descrevem-se, em pormenor, cada uma das regiões e as dimensões do detector e o modo como estas dimensões foram calculadas com base no funcionamento pretendido para este detector.

² Anel de borracha utilizado como isolante, para alto vácuo e alta pressão.

³ Getters SAES Modelo ST 172/HI/7-6.

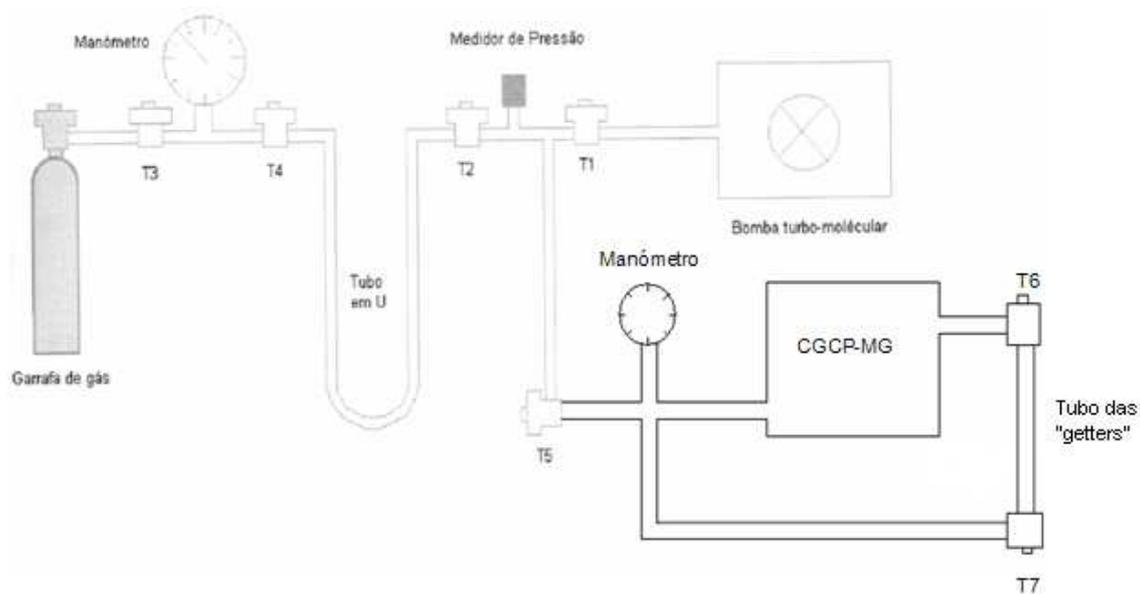


Figura 13. Esquema do CGCP-MG acoplado à linha de vácuo do laboratório

3.2. Determinação das Dimensões do CGCP-MG

O CGCP-MG projectado apresenta, como já foi referido, cinco regiões diferentes (Região de Absorção, Região de Cintilação, Região Intermédia 1, Região Intermédia 2 e Região de Extracção dos Fotoelectrões ou Região Final) delimitadas por quatro grelhas.

As dimensões do detector são as seguintes:

- O diâmetro da base é aproximadamente *17,5 cm*
- A altura do detector é aproximadamente *9,25 cm*.
- O diâmetro da janela é aproximadamente *6 cm*
- O diâmetro das grelhas é aproximadamente *7,6 cm*
- O diâmetro do fotocátodo é aproximadamente igual ao das grelhas

Esquemáticamente, na figura 14, representam-se as dimensões das várias regiões e a tensão aplicada em cada grelha, como indicado no esquema. A janela e o corpo do detector estão ligados à terra.

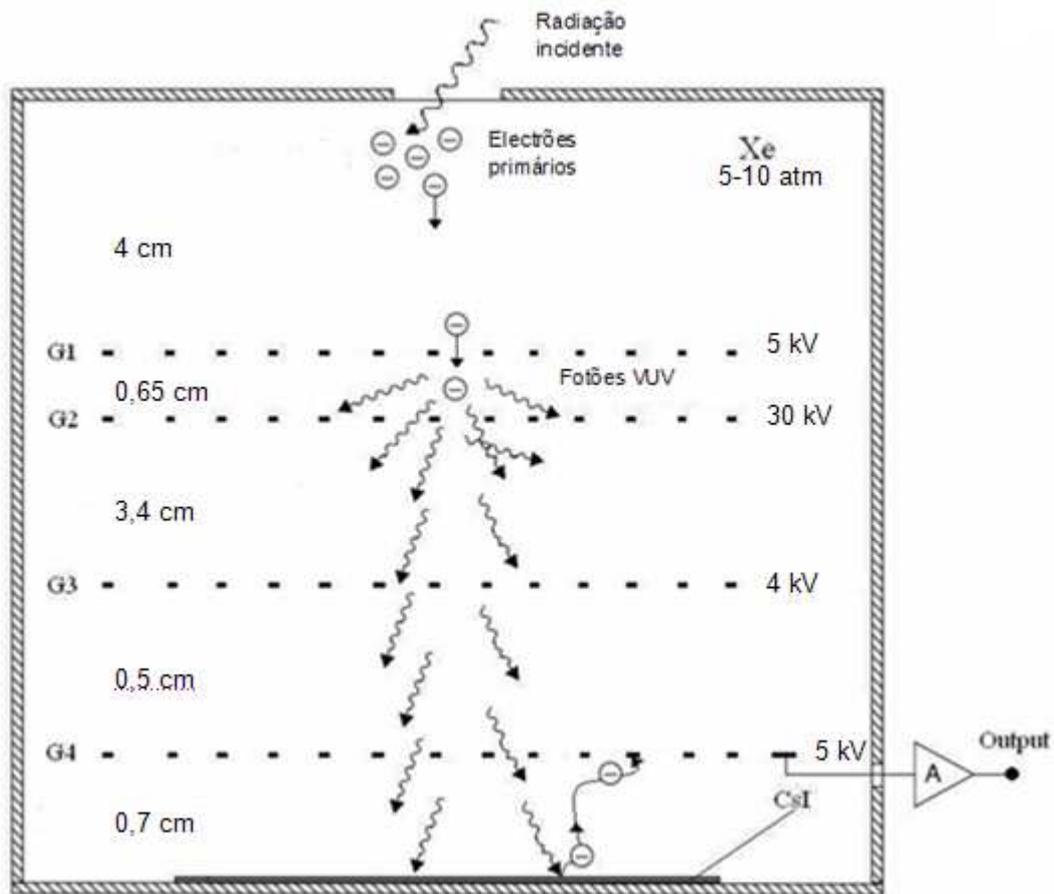


Figura 14 Esquema do CGCP-MG projectado

De seguida, descreve-se o funcionamento do detector esquematizado, assim como, os cálculos efectuados para as dimensões de cada região e diferenças de potencial a aplicar entre grelhas. Os cálculos efectuaram-se considerando uma pressão $p = 10 \text{ atm}$ no interior do detector.

3.2.1 Região de Absorção (topo do CGCP-MG e a grelha G1)

Na região de absorção, onde a intensidade do campo eléctrico reduzido deve ser inferior ao limiar de cintilação ($E/p \approx 0,2 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$), ocorre a formação da nuvem de electrões primários em consequência da absorção da radiação X ou gama incidente na janela.

Sabendo que

$$I = I_0 \times e^{-n \cdot \sigma \cdot d} \quad (10)$$

onde I é a intensidade transmitida, I_0 , é a intensidade inicial, n é o número de átomos por cm^3 , σ é a secção eficaz total e d é a espessura da região que pretendemos determinar.

Para determinar a espessura da região de absorção de modo a que uma percentagem razoável da radiação seja absorvida nesta zona procedeu-se da seguinte forma:

O número de átomos em 1 cm^3 de Xe (a 10 atm) é⁴

$$\frac{10 \times 6,02 \times 10^{23} \text{ átomos}}{22,4 \times 10^3 \text{ cm}^3} = n_{\text{Xe}} \text{ átomos} / \text{cm}^3$$

Logo,

$$n_{\text{Xe}} = \frac{10 \times 6,02 \times 10^{23} \times 1}{22,4 \times 10^3} \approx 2,69 \times 10^{20} \text{ átomos} / \text{cm}^3 \quad (11)$$

Para a radiação gama de energia $E = 122 \text{ keV}$, a secção eficaz total do Xe é

$$\sigma = 2,45 \times 10^2 \text{ barn} / \text{átomo}^5 \quad [27]$$

Como $1 \text{ barn} / \text{átomo} = 10^{-24} \text{ cm}^2 / \text{átomo}$

$$\sigma = 2,45 \times 10^2 \times 10^{-24} = 2,45 \times 10^{-22} \text{ cm}^2 / \text{átomo} \quad (12)$$

⁴ Admitindo que para uma pressão de 10 atm , o Xe ainda se comporta como um gás perfeito.

⁵ No anexo 1 apresenta-se a tabela de onde se retirou o valor da secção eficaz total do Xe, referente à referência [27]

Aplicando a Eq. (10), verifica-se que, para uma espessura da região de absorção $d_{\text{absorção}} \approx 4 \text{ cm}$, é absorvida 23% ($100\% - 77\%$) da radiação incidente

$$\frac{I}{I_0} = e^{-2,69 \times 10^{20} \times 2,45 \times 10^{-22} \times 4} \approx 0,77 \Rightarrow 77\% \quad (13)$$

Embora esta percentagem não seja muito elevada, pode ser facilmente aumentada, aumentando as dimensões do detector ou a pressão do gás no seu interior.

Visto que, se conhece o campo eléctrico reduzido ($E/p \approx 0,2 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$) e a espessura ($d_{\text{absorção}} \approx 4 \text{ cm}$) da região de absorção, pode-se determinar o potencial da grelha G1 recorrendo à expressão do campo eléctrico reduzido:

$$\frac{E}{p} = \frac{\Delta V}{d \times p} \quad (14)$$

onde ΔV é a diferença de potencial entre as grelhas, d é a distância entre as grelhas e p a pressão no interior do detector.

Então, aplicando a expressão (14) obtém-se:

$$0,2 = \frac{\Delta V_{\text{absorção}}}{4 \times 10 \times 760} \Leftrightarrow \Delta V_{\text{absorção}} \approx 5 \text{ kV} \quad (15)$$

Como o topo do detector se encontra a 0 V , determina-se que na grelha G1 se deverá aplicar aproximadamente 5 kV .

Finalmente, pode-se determinar o número de electrões primários formados nesta região, para raios gama de 122 keV , sabendo que $n = E/W$ e que W para o Xe é 22 eV , que será necessário para estimar a relação sinal/ruído mais adiante.

Então tem-se,

$$n = \frac{E}{W} = \frac{122 \times 10^3}{22} \approx 5545 \text{ e}^- \text{ primários} \quad (16)$$

3.2.2 Região de Cintilação (entre a grelha G1 e a grelha G2)

Os electrões primários derivam até à região de cintilação, onde existe um campo eléctrico reduzido mais intenso ($E/p \approx 5 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$), e sob efeito desse campo eléctrico reduzido, produzem grandes quantidades de cintilação secundária.

Para determinar a radiação de 122 keV que é absorvida nesta região procedeu-se do mesmo modo que para a região de absorção, sabendo que, nesta região a absorção deve ser baixa. Assim, para uma espessura cerca de $d_{\text{cintilação}} \approx 0,65 \text{ cm}$ na região de cintilação, aplicando a Eq. (10) vem:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-2,69 \times 10^{20} \times 2,45 \times 10^{-22} \times (4+0,65)} \approx 0,74 \Rightarrow 74 \% \quad (17)$$

Logo, a percentagem de radiação absorvida nesta região é a diferença entre a percentagem de radiação não absorvida na região de absorção, 77 %, e a percentagem de radiação não absorvida na região de cintilação 74 %, ou seja, 3 %, verificando-se que é uma percentagem baixa, como se pretendia.

Conhecido $E/p \approx 5 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ nesta região, assim como $d_{\text{cintilação}} \approx 0,65 \text{ cm}$, pode-se determinar o potencial na grelha G2. Aplicando a Eq. (14) vem:

$$5 = \frac{\Delta V_{\text{cintilação}}}{0,65 \times 10 \times 760} \Leftrightarrow \Delta V_{\text{cintilação}} \approx 25 \text{ kV} \quad (18)$$

Esta diferença de potencial é a diferença entre o potencial da grelha G1 e o potencial da grelha G2. Sendo assim, o potencial na grelha G2 é dado por:

$$V_{G2} = \Delta V_{\text{cintilação}} + V_{G1} = 25 + 5 = 30 \text{ kV} \quad (19)$$

Finalmente, pode-se calcular o número de fótons de cintilação, n_{ph} , produzidos na região de cintilação. Utilizando a Eq. (8) para $E/p \approx 5 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ e $p = 10 \text{ atm}$,

o número de fotões em Xe por cada electrão primário é $N_{ph} \approx 4270 \text{ fotões } cm^{-1} e^{-1}$, então o número de fotões por cada electrão, em aproximadamente $0,65 \text{ cm}$ na região de cintilação à pressão de 10 atm é

$$N_{ph} = 4270 \times 0,65 \approx 2776 \text{ fotões } / e^{-} \quad (20)$$

Finalmente, o número de fotões de cintilação produzidos é dado por

$$n_{ph} = N_{ph} \times n = 2776 \times 5545 \approx 15,4 \times 10^6 \text{ fotões} \quad (21)$$

3.2.3 Região de Extracção dos Foelectrões ou Região Final (entre a grelha G4 e a base do CGCP-MG)

Os fotões de cintilação secundária atravessam as regiões intermédias 1 e 2, atingindo o fotossensor que está depositado na base do detector (fotocátodo de CsI depositado como fotossensor). No fotossensor há produção de foelectrões por efeito fotoeléctrico, sendo os foelectrões recolhidos na grelha G4, onde está ligado o pré-amplificador.

Nesta região, o campo eléctrico reduzido deve ser aproximadamente $1 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ pois pretende-se que seja inferior ao limiar de cintilação, mas que possibilite o mais possível a extracção de foelectrões [28]. De modo a poder utilizar o menor número possível de fontes de tensão, assumiu-se a tensão na grelha G4 igual à da grelha G1 ($V=5 \text{ kV}$), podendo assim, ligar-se as duas grelhas à mesma fonte de tensão. Sabendo que, a base do detector está a um potencial nulo, calcula-se a espessura da região final aplicando a Eq. (14):

$$1 = \frac{(5-0) \times 10^3}{d \times 10 \times 760} \Leftrightarrow d_{\text{extracção}} \approx 0,7 \text{ cm} \quad (22)$$

Uma vez que, os fotoelectrões recolhidos na grelha G4 poderiam ser atraídos para a grelha G2, visto que, esta está a um potencial bastante superior ao da grelha G4, colocou-se a grelha intermédia G3, a um potencial inferior ao de G4 ($V_{G3}=4kV$), de modo a repelir os fotoelectrões para esta última grelha, funcionando G3 como grelha de barreira.

Por fim, determina-se o número de fotoelectrões produzidos por efeito fotoelétrico. O número de fotoelectrões, n_{foto} , é igual ao número de fotões de cintilação que atingem o fotocátodo, $n_{ph}(CsI)$, vezes a eficiência quântica do CsI, η_{CsI} :

$$n_{foto} = n_{ph}(CsI) \times \eta_{CsI} \quad (23)$$

O número de fotões que atingem o CsI é igual ao número de fotões de cintilação, n_{ph} , multiplicados pela fracção do ângulo sólido, Ω , que é dado por

$$\Omega / 4\pi = 2\pi(1 - \cos \theta) / 4\pi \quad (24)$$

onde

$$\theta = \arctg\left(\frac{R}{h}\right) \quad (25)$$

sendo h a altura entre a grelha G2 e a base do detector e R é o raio do fotocátodo. Como $h \approx 4,6 \text{ cm}$ e $R \approx 3,8 \text{ cm}$ vem $\theta \approx 39,6^\circ$.

Deste modo,

$$\Omega / 4\pi = (1 - \cos(39,6)) / 2 \approx 0,12 \quad (26)$$

Então, o número de fotões de cintilação que atingem o CsI é

$$n_{ph}(CsI) = 15,4 \times 10^6 \times 0,12 \approx 1,8 \times 10^6 \text{ fotões de cintilação} \quad (27)$$

Finalmente, estima-se o número de fotoelectrões produzidos, sabendo que a eficiência quântica do CsI é cerca de 30% para os fotões de cintilação do Xe [28].

Assim, o número de fotoelectrões produzidos é

$$n_{foto} = n_{ph}(CsI) \times \eta_{CsI} = 1,8 \times 10^6 \times 0,3 \approx 5,4 \times 10^5 \text{ fotoelectrões} \quad (28)$$

No entanto, este número poderá ser mais baixo, uma vez que os fotoelectrões emitidos podem ser retrodifundidos para a superfície do CsI, pelos átomos do gás [28]. Este efeito poderá ser minimizado, nomeadamente aumentando o valor de E/p naquela região ou variando a espessura do fotocátodo.

3.2.4 Região Intermédia 1 (entre a grelha G2 e a grelha G3) e Região Intermédia 2 (entre a grelha G3 e a grelha G4)

Sabendo que, nestas regiões não deve ocorrer cintilação, então os campos eléctricos reduzidos em cada região devem ser inferiores ao limiar de cintilação. Para a região intermédia 1, o campo eléctrico reduzido deve ser $E/p \approx 1 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ para que esta região seja o menos extensa possível. Para a região intermédia 2, o campo eléctrico reduzido não é necessário ser tão intenso como o da região intermédia 1, tendo sido considerado $E/p \approx 0,3 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$.

Como a diferença de potencial da região intermédia 1 é a diferença de potencial entre as grelhas G2 e G3 e a diferença de potencial da região intermédia 2 é a diferença de potencial entre as grelhas G3 e G4, pode-se calcular as espessuras de cada região, aplicando a expressão (14):

$$1 = \frac{(30-4) \times 10^3}{d_{RI1} \times 10 \times 760} \Leftrightarrow d_{RI1} \approx 3,4 \text{ cm} \quad (29)$$

$$0,3 = \frac{(5-4) \times 10^3}{d_{RI2} \times 10 \times 760} \Leftrightarrow d_{RI2} \approx 0,5 \text{ cm} \quad (30)$$

Somando as espessuras de todas as regiões, obtém-se uma altura para o detector da ordem dos 10 cm ($d_{total} \approx 9,25 \text{ cm}$).

3.2.5 Desempenho Previsto para o CGCP-MG

Para ter alguma noção acerca da resolução em energia do CGCP-MG, calculou-se a resolução de energia intrínseca do detector, R_{int} , pois esta dá-nos um limite inferior para a resolução em energia experimental. Sabendo que, para a gama de energias consideradas, o factor de Fano para o Xe é aproximadamente $0,25$ e o valor W é cerca de 22 eV , obtém-se o seguinte valor para a R_{int} :

$$R_{int} = 2,355 \sqrt{\frac{FW}{E}} = 2,355 \sqrt{\frac{0,25 \times 22}{122 \times 10^3}} \approx 1,6\% \quad (31)$$

Também se calculou a razão sinal/ruído para o detector, pois esta fornece alguma informação acerca do desempenho do detector. Para isso, necessitamos de calcular a capacidade do detector. A capacidade total do detector, quando se tira o sinal de G4, é a soma das capacidades entre as grelhas G3 e G4 e entre a grelha G4 e a base do detector com a capacidade dos cabos de ligação e com a capacidade do pré-amplificador, visto que, estes elementos correspondem a quatro condensadores em paralelo. Então,

$$C_{Total} = C_{G4,G3} + C_{G4,Terra} + C_{Cabos} + C_{pré-amplificador} \quad (32)$$

onde $C_{G4,G3}$ e $C_{G4,Terra}$ são dadas por $C = \frac{\varepsilon \times d}{A}$ sendo ε a permissividade eléctrica do Xe ($\varepsilon = \varepsilon_0 \times k_e(Xe)$), d a distância entre as placas e a A a área das placas (neste caso corresponde à área das grelhas). Sabendo que, a permissividade eléctrica no vácuo é $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ (SI) e que a constante dieléctrica do Xe é $k_e(Xe) = 2,2$, a capacidade das grelhas pode ser obtida:

$$C_{G4,G3} = \frac{8,85 \times 10^{-12} \times 2,2 \times 0,5 \times 10^{-2}}{\pi \times \left(\frac{7,6 \times 10^{-2}}{2} \right)^2} \approx 21,5 \times 10^{-12} F = 21,5 pF \quad (33)$$

$$C_{G4,Terra} = \frac{8,85 \times 10^{-12} \times 2,2 \times 0,7 \times 10^{-2}}{\pi \times \left(\frac{7,6 \times 10^{-2}}{2} \right)^2} \approx 30 \times 10^{-12} F = 30 pF \quad (34)$$

As capacidades dos cabos de ligação e do pré-amplificador estão catalogadas e são ambas iguais a $20 pF$. A capacidade total do detector é então,

$$C_{Total} \approx 21,5 + 30 + 20 + 20 = 91,5 pF \quad (35)$$

Uma vez que se determinou a capacidade do detector, pode-se estimar o valor do ruído electrónico introduzido pelo pré-amplificador utilizado, uma vez que, segundo as especificações do mesmo, o ruído é $7,4 \times 10^{-19} C/pF^6$. Logo, o número de electrões, $n_{ruído}$, correspondente a este ruído electrónico pode ser calculado:

⁶ Valor retirado da folha de especificações do pré-amplificador utilizado (Camberra Model 2006).

$$n_{\text{ruído}} = \frac{\text{Ruído} \times C_{\text{Total}}}{e} = \frac{7,4 \times 10^{-19} \times 91,5}{1,6 \times 10^{-19}} \approx 4,2 \times 10^2 \text{ electrões} \quad (36)$$

Deste modo, a razão sinal/ruído é dada por:

$$S / R = \frac{n_{\text{foto}}}{n_{\text{ruído}}} = \frac{5,4 \times 10^5}{4,2 \times 10^2} \approx 1285,7 \quad (37)$$

Finalmente, determinou-se a eficiência do detector, que corresponde à fracção dos fotões incidentes na janela que são detectados no CGCP-MG. Esta eficiência obtém-se determinando a fracção de fotões incidentes na janela que entra no detector, multiplicados pela fracção de fotões que são absorvidos na região de absorção.

Para isso, calculou-se o número de átomos em 1 cm^3 de alumínio, sabendo que a densidade do alumínio é $d \approx 2,70 \text{ g/cm}^3$ e a massa molar é $M \approx 27 \text{ g/mol}$.

$$n_{\text{Al}} \cong 6,02 \times 10^{22} \text{ átomos / cm}^3 \quad (38)$$

Sabendo que, a secção eficaz total do alumínio para raios gama de 122 keV é $\sigma = 6,4 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{átomo}$ [27] e que a espessura da janela de alumínio é $0,3 \text{ cm}$, aplicando a expressão (10) determinou-se a transmissão da janela

$$\frac{I}{I_0} = e^{-6,02 \times 10^{22} \times 6,4 \times 10^{-24} \times 0,3} \cong 0,89 \quad (39)$$

Finalmente, a eficiência do detector para raios gama de 122 keV é

$$\eta = 0,89 \times 0,23 \cong 0,20 \Rightarrow 20\% \quad (40)$$

A gama de energias para a qual o detector poderá funcionar pode ser determinada calculando o produto entre a transmissão no alumínio e a absorção na região de absorção ($d_{\text{absorção}} \approx 4 \text{ cm}$) para diferentes energias da

radiação X e gama incidente. A absorção foi determinada fazendo $100 - I/I_0$, onde I/I_0 é dado pela Eq. (10). A transmissão na janela foi calculada aplicando somente a Eq. (10). Os valores da secção eficaz total para o Xe e para o Al foram retirados de [27].

Os resultados apresentam-se de seguida na figura 15.

Como se verifica na figura 15, a gama de energias para a qual o detector funciona é aproximadamente entre os 50 keV e os 150 keV, pois até cerca de 20% da radiação X e gama incidente na janela é absorvida na região de absorção. Para valores de energia superiores a 150 keV, menos de 10% da radiação é absorvida nessa região.

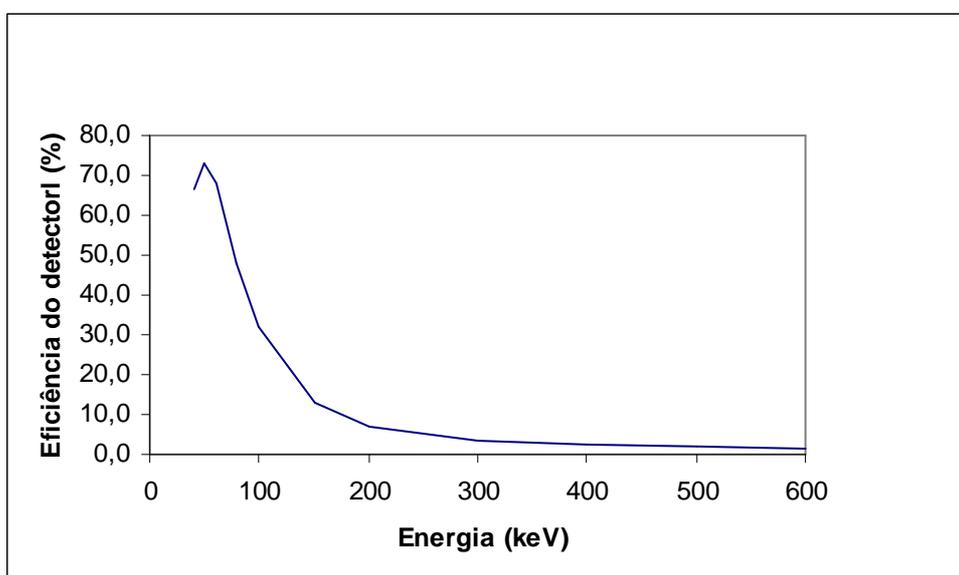


Figura 15 Eficiência do detector projectado em função da energia da radiação X e gama incidente

Deve-se ter em consideração que este detector é apenas um protótipo e, caso o seu desempenho seja o esperado, o limite máximo da gama de energias, para a qual esta técnica poderá funcionar, pode ser aumentado para valores próximos de 600 keV. Nesse caso, a pressão e as dimensões do detector terão de ser também aumentadas, necessitando-se de refazer novamente todos os cálculos.

3.3 Montagem do CGCP-MG

Depois de executadas as peças que constituem o detector, nas Oficinas do Laboratório, o primeiro passo do procedimento experimental consistiu na limpeza e preparação destas. Estas estiveram mergulhadas em ácido e foram lavadas com detergente para remover os resíduos de solda e as sujidades inerentes ao processo de maquinação nas Oficinas. Depois, foram ainda limpas com água, álcool e acetona, ficando na estufa alguns horas para secar.

Feitos os procedimentos de limpeza, o detector foi então montado. As grelhas foram instaladas nos suportes de Teflon e o conjunto foi enroscado no topo do detector. As distâncias pretendidas entre as grelhas são garantidas pelos suportes de Teflon feitos à medida. A cada uma das grelhas fixou-se um fio condutor proveniente do respectivo passador de tensão (“feedthrough”). Os “feedthrough” foram colados num suporte também de Teflon que, por sua vez, foram colados em encaixes próprios para o efeito, existentes no topo do detector. A colagem foi feita com cola TRA-BOND, não condutora.

Os contactos eléctricos entre cada um dos “feedthrough” exteriores e as respectivas grelhas foram depois verificados com um multímetro digital.

O topo e a base do detector foram fixos à estrutura do corpo do detector através do aparafusamento com doze parafusos de 4mm de rosca (M4) cada. A fixação da janela de alumínio no detector foi feita, também, por aparafusamento com oito parafusos de 3mm (M3). Na junção entre o topo e a base com o corpo do detector, assim como, na junção da janela com o topo do detector, foi utilizado um anel de Viton, previamente limpo com álcool. O aparafusamento foi feito em cruz para que a força fosse distribuída ao longo de toda a extensão do anel, garantido que o seu esmagamento fosse uniforme, evitando assim a ausência de fugas de junção.

Finalmente, foi montada a linha em circuito fechado, que inclui o tubo onde se colocaram as “getters” e ligou-se o detector à linha de vácuo do laboratório. O vácuo no sistema foi realizado com duas bombas de vácuo. Primeiro faz-se um vácuo primário, da ordem dos 10^{-3} mbar, com uma Bomba Mecânica, ligando-

se de seguida uma Bomba Turbomolecular, que permite atingir alto vácuo, da ordem dos 10^{-6} - 10^{-7} mbar.

Fez-se então um primeiro teste de vácuo ao detector para testar o seu isolamento e verificar possíveis pontos de fuga, que podiam surgir em alguns pontos sensíveis, tais como, soldas e junções, que necessitassem de ser reparadas. Neste teste, obteve-se um vácuo aceitável da ordem dos 10^{-6} mbar, junto da bomba de vácuo, tendo-se considerado que o detector estava suficientemente estanque para o objectivo proposto.

Fez-se depois um teste de alta pressão ao sistema. Através da linha de vácuo, encheu-se o detector com Azoto, de forma gradual, controlando a pressão num manómetro existente à entrada do detector, até um total de 8 atm no interior. Pretendeu-se assim, verificar a ocorrência de alguma danificação no detector ou em alguma das suas partes constituintes devido à alta pressão, o que afectaria o seu isolamento e o seu desempenho. A escolha do Azoto para fazer o teste deveu-se a uma razão económica. O Azoto é muito mais barato que o Xénon e, caso se perdesse gás, durante o teste seria menos dispendiosa a sua perda.

O passo seguinte consistiu na activação das “getters” de purificação. As “getters” quando são novas têm uma película protectora, evitando que estas entrem em funcionamento quando em contacto com o ar. A sua activação passou pela remoção desta película, em alto vácuo. A activação foi feita aumentando a temperatura da manga de aquecimento que envolve o tubo das “getters”. A temperatura foi aumentada gradualmente, com um controlador de temperatura, de $20 \text{ }^{\circ}\text{C}$ em $20 \text{ }^{\circ}\text{C}$, esperando-se mais ou menos 20 minutos em cada patamar, para garantir que a activação fosse feita lentamente. Repetiu-se o procedimento até aos $400 \text{ }^{\circ}\text{C}$. A esta temperatura, a pressão começou a melhorar, significando que as “getters” estavam activadas.

Uma vez activadas, as “getters” devem funcionar a uma temperatura de aproximadamente $180 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Realizados estes testes ao detector e activadas as “getters”, fecharam-se as torneiras que as isolam e retirou-se a base do detector para proceder ao depósito de Iodeto de Césio (CsI). Este passo é descrito pormenorizadamente na secção seguinte (3.3.1 Depósito de Iodeto de Césio).

3.3.1 Depósito de Iodeto de Césio (CsI)

O filme de CsI utilizado neste trabalho como fotossensor foi produzido no próprio laboratório, através da técnica de evaporação em vácuo, na planta de evaporação existente para este efeito. O filme de CsI foi directamente depositado na base do detector, uma vez que, esta é facilmente retirada e colocada no detector através de um sistema de aparafusamento.

A espessura escolhida para o filme de CsI foi de aproximadamente 500 nm , sendo esta uma espessura típica em aplicações de fotocátodo sólido reflectivo. Antes de iniciar a evaporação de CsI na planta de evaporação, teve de se calcular a massa de CsI necessária para efectuar um depósito de aproximadamente 500 nm . Sabendo que, a distância entre a base do detector e a barca onde é colocado o CsI é $r = 21,5\text{ cm}$, que a densidade do CsI, ρ , é $\rho(\text{CsI}) = 4,51\text{ g/cm}^3$ e considerando que o ângulo sólido, Ω , subentendido pela barca corresponde a uma semi-esfera, logo é dado por $\Omega = 2\pi r^2$, então verifica-se que o volume depositado, V , deveria ser:

$$V = 2\pi \cdot r^2 \times e \quad (41)$$

onde e designa a espessura do depósito.

Finalmente, a massa de CsI, M , a depositar seria dada por:

$$M = V \times \rho(\text{CsI}) \quad (42)$$

Substituindo a Eq. (41) na Eq. (42), obteve-se:

$$M = 2\pi \cdot r^2 \times e \times \rho(\text{CsI}) \quad (43)$$

Substituindo os valores dados em cima na Eq. (43), obteve-se uma massa a depositar de aproximadamente $M \approx 0,65\text{ g}$.

Feito este procedimento inicial, todo o processo de depósito foi feito, como já foi referido, na planta de evaporação, representada na figura 16.

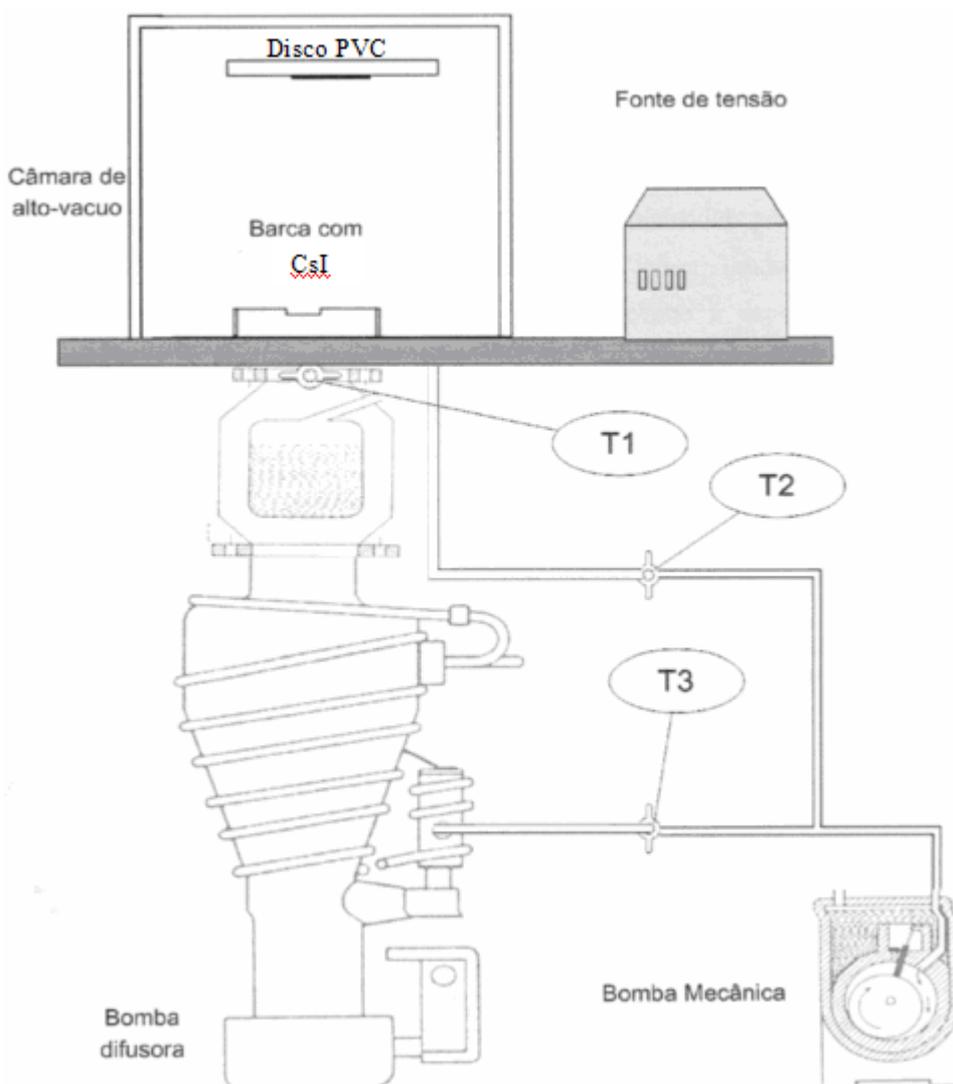


Figura 16 Planta de evaporação [29]

A planta de evaporação é constituída por uma bomba de vácuo mecânico⁷ e por uma bomba difusora⁸, servindo a primeira para fazer um vácuo primário a todo o sistema e para evacuar os gases residuais durante o funcionamento da bomba difusora (as torneiras T1, T2 e T3 permitem controlar os pontos onde se pretende efectuar o vácuo e a bomba a utilizar para esse processo).

⁷ Bomba mecânica Edwards E2M-12.

⁸ Bomba difusora CIT Alcatel Cristal 160.

Antes de se iniciar o depósito, a superfície a evaporar deve ser bem limpa com água desionizada, álcool e acetona, pela ordem descrita, e seca na estufa durante algumas horas, para que esteja o mais limpa possível de impurezas, nomeadamente de água.

A superfície a evaporar, neste caso a base do detector, foi colocada na planta de evaporação sobre um disco de PVC, o qual possui um corte circular no centro de aproximadamente 8 cm de diâmetro. Este corte permite criar um filme homogéneo e com as dimensões pretendidas na base do detector.

Seguidamente, colocou-se os cristais de Csl na barca⁹, com a massa medida anteriormente. A barca foi previamente fixa nos pólos da fonte de corrente da planta de evaporação. Finalmente, fechou-se a planta de evaporação e fez-se vácuo no sistema.

Quando a pressão estabilizou, a aproximadamente $5,0 \times 10^{-7}$ mbar, iniciou-se a passagem de corrente na barca, notando-se, simultaneamente, um aumento da pressão. O cristal de Csl começou a evaporar e quando a corrente atingiu aproximadamente 40 A, visualizou-se a fusão do cristal na barca e a pressão voltou a estabilizar próximo do valor inicial, significando que a evaporação foi concluída.

Terminada a evaporação, a base do detector foi transportada o mais rápido possível até ao detector, o qual está acoplado à linha de vácuo, aparafusou-se ao detector e ligou-se, imediatamente, as bombas de vácuo para minimizar o tempo de exposição do filme de Csl ao ar, evitando a sua degradação. O tempo de exposição do filme de Csl ao ar foi entre 5-10 min, o que é considerado adequado para permitir o seu bom funcionamento como fotocátodo.

De seguida, abriram-se novamente as torneiras das “getters” e esperou-se que toda a linha atingisse aproximadamente $2,0 \times 10^{-6}$ mbar. Com a pressão neste valor, procedeu-se ao enchimento do detector com Xénon. O enchimento foi controlado com um manómetro de pressão e foi feito gradualmente, isto é, subindo a pressão 1 atm de cada vez e esperando alguns instantes, até um pressão total de 5,4 atm no interior do detector.

⁹ Suporte de molibdénio onde é colocado o cristal a evaporar.

3.4 Electrónica Associada ao CGCP-MG

Depois de se ter colocado o Xénon no interior do detector, procedeu-se a polarização do mesmo.

As grelhas G1, G2, G3 e G4 foram polarizadas com as tensões determinadas de modo a garantir os respectivos campos eléctricos reduzidos, em cada uma das regiões que delimitam.

As três primeiras grelhas (G1, G2 e G3) foram directamente ligadas às fontes de alta tensão que as polarizam, uma vez que, apenas se pretendia aplicar tensão nestas grelhas.

Como na grelha G4 se pretendia uma dupla funcionalidade, isto é, pretendia-se aplicar tensão e, ao mesmo tempo, recolher o sinal eléctrico produzido pelos fotoelectrões, esta estava ligada a um pré-amplificador, através do qual se aplicava a tensão, e onde o sinal do detector era amplificado. Este pré-amplificador estava por sua vez, ligado a um amplificador linear, que amplificava e formatava o sinal recolhido. A saída do amplificador linear podia depois ser conectada a um osciloscópio e a um analisador multicanal (MCA).

A visualização e a análise do sinal foram realizadas com a ajuda de um osciloscópio e de um analisador multicanal (MCA). No osciloscópio, observava-se a forma do impulso que saía do detector e parâmetros como o tempo de subida do impulso e o ruído e, no analisador multicanal (MCA), observava-se uma distribuição espectral dos impulsos.

A electrónica associada ao detector é apresentada esquematicamente na figura 17.

As fontes de alta tensão e o equipamento electrónico utilizado foi o seguinte:

- Fonte de tensão (grelha G1) – Fast NHQ 202 M
- Fonte de tensão (grelha G2) – HEINZINGER HNCs 10000-1 ump.
- Fonte de tensão (grelha G3) – Camberra 3106 D
- Fonte de tensão (grelha G4) – Fast NHQ 206 L
- Pré-amplificador – Camberra Model 2006
- Amplificador Linear– TENNELEC TC 243
- Osciloscópio – Trio Modelo CS-1830
- Analisador Multicanal - Nucleus PCA II

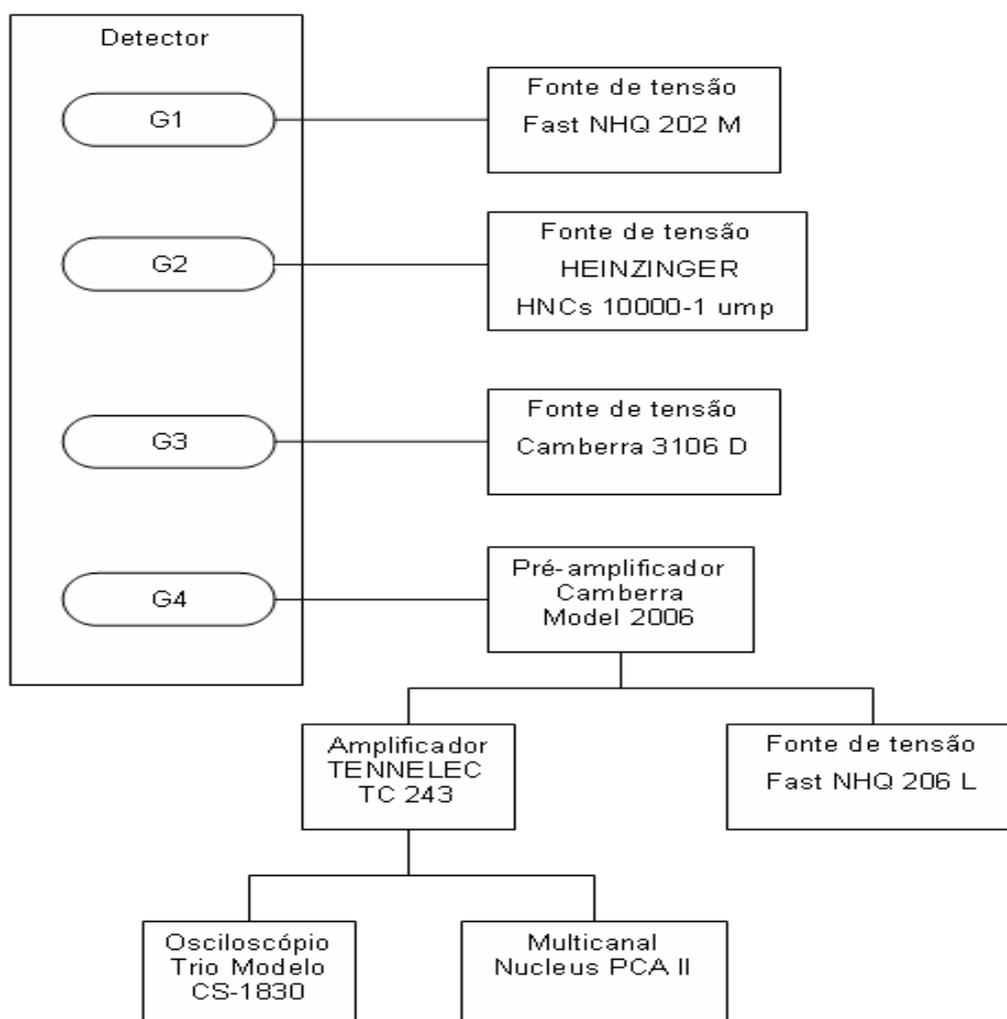


Figura 17 Esquema da electrónica associada ao detector e as respectivas ligações

As fontes de tensão foram escolhidas tendo em conta a tensão máxima e o ruído introduzido por cada uma, tendo-se o cuidado de escolher aquela que apresentava menor ruído para ligar a grelha G4, uma vez que, esta era a grelha onde se recolhia o sinal de carga. O ruído de cada uma foi verificado com o osciloscópio.

As medidas foram efectuadas com os seguintes parâmetros temporais no Amplificador linear:

- Tempo de subida= $24 \mu\text{s}$
- Tempo de integração do sinal= $12 \mu\text{s}$

Deve-se salientar que, para os campos eléctricos reduzidos aplicados, resultantes da aplicação de tensão nas grelhas, foram tidos em conta os valores calculados na secção 3. No entanto, devido às descargas eléctricas entre grelhas ou entre as grelhas e as paredes do detector, a tensão aplicada em cada grelha foi determinada experimentalmente, tendo, os campos eléctricos reduzidos aplicados em cada região sido limitados por essas condições.

4. Resultados Experimentais e Discussão

4.1. Estudo do Ganho em Carga do CGCP-MG

4.2. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Absorção

4.3. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Extracção dos Foelectrões (Região Final)

4.4. Estudo da Tensão na Grelha de Barreira (grelha G3)

4.5. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Cintilação

4.6. Desempenho do CGCP-MG para Raios Gama

4. Resultados Experimentais e Discussão

O desempenho do detector foi primeiramente testado com raios-X de energia $E=60\text{ keV}$, visto que, era a única fonte disponível no momento. No entanto, não se conseguiu obter nenhum impulso com raios-X desta energia.

Decidiu-se então experimentar o desempenho com partículas- α (emitidas por uma fonte de ^{244}Cm), uma vez que, estas são partículas com alguns MeV de energia, dando origem a um número muito elevado de electrões primários, o que facilita a obtenção do sinal à saída do detector. Contudo, as partículas- α perdem rapidamente a energia ao interagir com a matéria, sendo travadas em alguns μm de alumínio. Assim, a janela descrita no ponto 3.1, foi substituída por uma janela de Kapton de $7\ \mu\text{m}$ de espessura aluminizada¹⁰ e com um diâmetro de 2 mm, de modo a conseguir suportar a diferença de pressão entre o interior e o exterior do detector. Este filme permite que as partículas- α atravessem a janela perdendo energia inferior a $1\ \text{MeV}$ ¹¹. Note-se, no entanto, que esta fonte de partículas- α , uma vez que, tem uma janela de alumínio como protecção não emite partículas monoenergéticas e, a passagem posterior pela janela do detector, origina partículas- α com diferentes energias a serem absorvidas no detector. Este efeito é visível, como veremos adiante, nos espectros obtidos no multicanal e na deterioração da resolução em energia obtida em relação ao esperado.

Começou-se por obter a relação entre o número de fotoelectrões originados e o número de electrões primários, o que permite determinar o ganho do detector.

Depois, fez-se um estudo para obter o melhor campo eléctrico reduzido a aplicar na região de absorção e, de seguida, fez-se o mesmo para determinar o campo eléctrico reduzido na região de extracção dos fotoelectrões (região final).

No passo seguinte, verificou-se o funcionamento da grelha de barreira, G3.

¹⁰ Ver Anexo 2

¹¹ Ver Anexo 3

Determinados os campos eléctricos reduzidos a aplicar na região de absorção e na região final e determinado o valor de tensão a aplicar em G3, passou-se ao estudo do desempenho do detector em função do campo eléctrico reduzido de cintilação.

Por último, ainda se realizaram algumas medidas em função do campo eléctrico reduzido de cintilação para raios gama de energia $E=122 \text{ keV}$ (emitidos por uma fonte de ^{57}Co).

4.1. Estudo do Ganho em Carga do CGCP-MG

Primeiro, mediu-se o sinal de carga da nuvem de electrões primários (S_p), polarizando e recolhendo o sinal na primeira grelha, G1, mantendo as restantes grelhas à terra. Foi observando o respectivo impulso no osciloscópio, depois de amplificado pelo pré-amplificador e formatado pelo amplificador linear, isto é, pondo o detector a trabalhar como câmara de ionização.

O detector foi então polarizado de modo a funcionar como um CGCP, recolhendo agora o sinal na última grelha, G4, que corresponde ao sinal de carga originado pelos fotoelectrões (S_{Foto}).

A relação entre as amplitudes destes dois sinais, observada no osciloscópio,

$\frac{S_{\text{Foto}}}{S_p}$, é em média igual a 8, o que corresponde ao ganho deste detector. Este

estudo foi feito para um campo eléctrico reduzido na região de cintilação de aproximadamente $3 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$, devido às limitações impostas pelas descargas eléctricas já referidas.

4.2. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Absorção

As medidas iniciaram-se com um estudo do campo eléctrico reduzido a aplicar na região de absorção. Variou-se a tensão aplicada na grelha G1 entre 500 V e 1000 V, correspondendo a um campo eléctrico reduzido entre $0,03 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ e $0,06 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$.

A tensão na grelha G2 variou entre os 7500 V e 8000 V, para garantir um campo eléctrico reduzido constante na região de cintilação de $2,84 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$.

A tensão aplicada nas grelhas G3 e G4 foi 3000 V e 3900 V, respectivamente. Os resultados estão apresentados a seguir na figura 18.

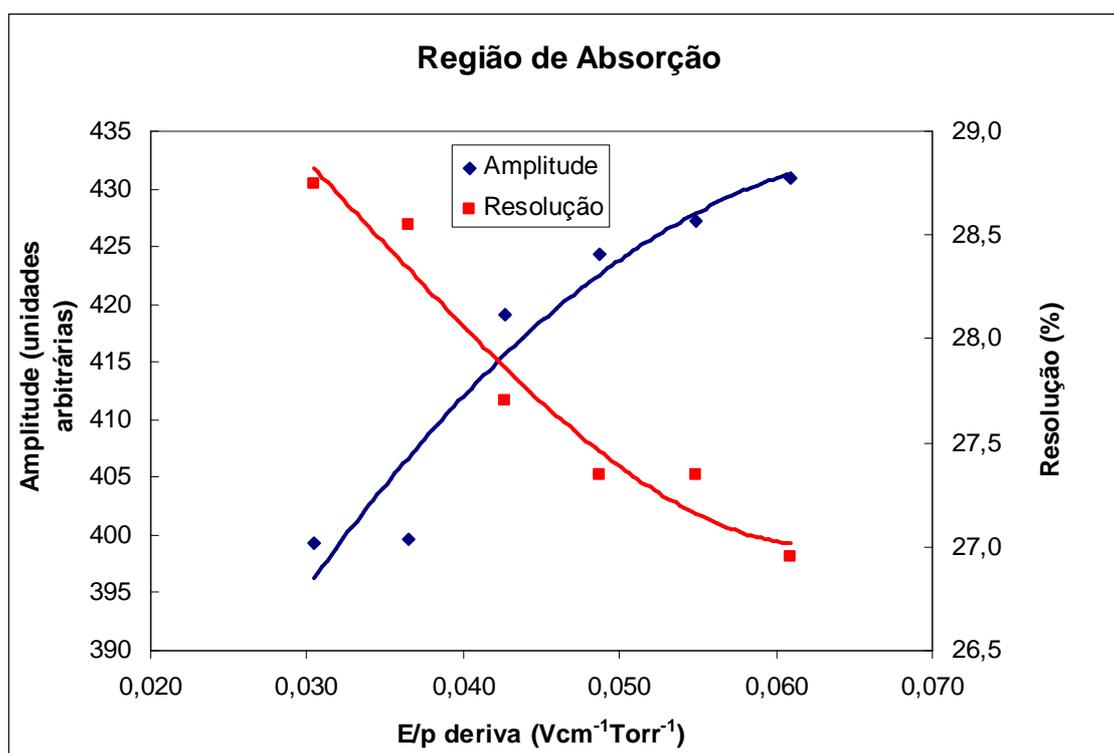


Figura 18 Amplitude do impulso à saída da grelha G4 medida no multicanal e Resolução em Energia em função do campo eléctrico reduzido na região de absorção. As linhas marcadas são apenas linhas de tendência.

Como se pode ver, existe um aumento da amplitude do impulso e uma melhoria da resolução em energia devido ao aumento do campo eléctrico reduzido nesta região e que corresponde a uma maior eficiência de recolha de

carga. Deste modo, verificamos que o campo eléctrico reduzido a aplicar nesta região deve ser o maior possível, mas inferior ao limiar de cintilação, como é de esperar num detector do tipo CGCP.

Esta melhoria é bastante significativa até ao campo eléctrico reduzido de absorção de $0,045 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$, melhorando a partir deste valor de uma forma menos acentuada, evidenciando uma recolha de electrões quase completa.

Por esta razão e devido às limitações impostas pelas fontes de tensão utilizadas, aplicou-se o campo eléctrico reduzido mais elevado determinado neste ponto, durante as restantes medições, ou seja, $E/p=0,06 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$, correspondente a uma tensão de 1000 V aplicada na grelha G1.

4.3. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Extracção dos Foelectrões (Região Final)

Para determinar o melhor campo eléctrico reduzido a aplicar na região de extracção dos fotoelectrões, variou-se a tensão na grelha G4 entre 1500 V e 4300 V , o que correspondeu a variar o campo eléctrico reduzido entre $E/p=0,37 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ e $E/p=1,05 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$.

A tensão aplicada na grelha G1 foi $G1=1000 \text{ V}$ e na grelha G2 foi $G2=7500 \text{ V}$, correspondendo a um campo eléctrico reduzido na região de absorção de $E/p=0,06 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ e a um campo eléctrico reduzido na região de cintilação de $E/p=2,40 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$. Este valor baixo na região de cintilação foi escolhido porque acima deste ocorriam descargas eléctricas.

A grelha de barreira G3 foi mantida 900 V abaixo da tensão aplicada na grelha G4, para cada medição.

Os resultados apresentam-se, de seguida, na figura 19.

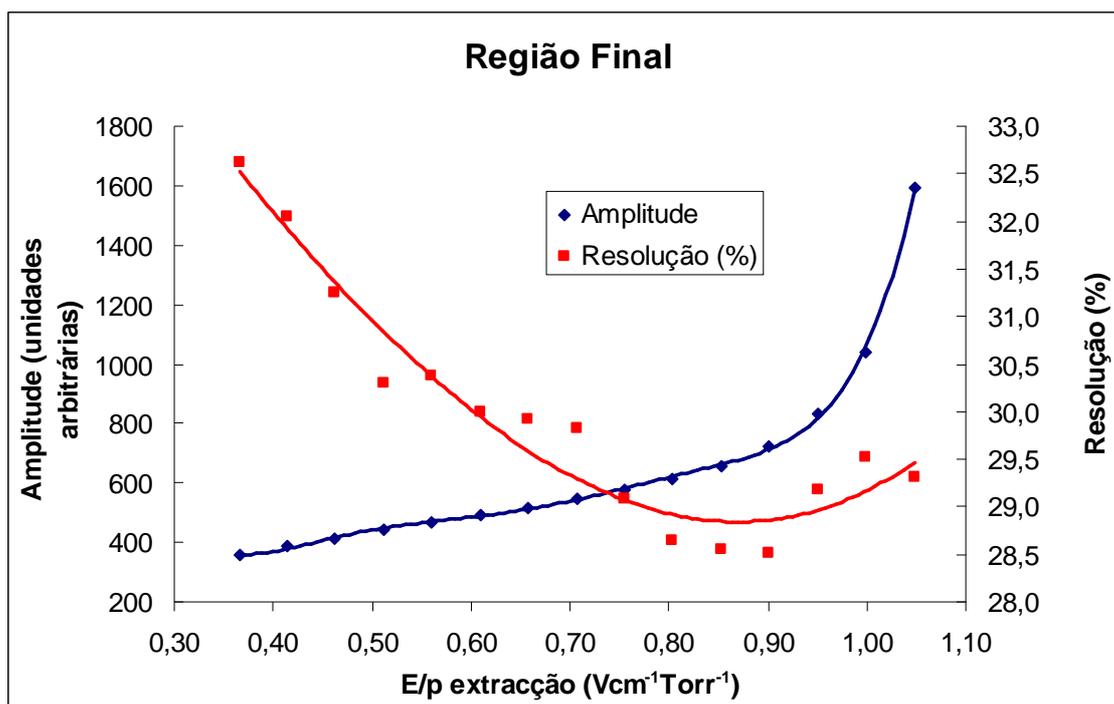


Figura 19 Amplitude do impulso à saída da grelha G4 medida no multicanal e Resolução em Energia em função do campo eléctrico reduzido na região de extracção dos fotoelectrões (região final). As linhas apresentadas são apenas linhas de tendência.

Observa-se um aumento linear da amplitude do sinal com o campo eléctrico reduzido de extracção até um valor aproximado de $0,90 Vcm^{-1}Torr^{-1}$, o que corresponde a uma maior eficiência de recolha dos fotoelectrões. A partir deste valor do campo eléctrico reduzido, já muito próximo do limiar de cintilação, o aumento da amplitude é exponencial. Isto significa que começa a haver realimentação positiva, ou seja, os fotoelectrões originam cintilação secundária, que por sua vez, origina novos fotoelectrões ao incidir no Csl, dando origem a instabilidade e a eventuais perdas de linearidade.

Estes valores de campo eléctrico reduzido deixam então de ter interesse.

Também se verifica uma melhoria da resolução em energia, até ao valor do campo eléctrico reduzido referido acima, começando depois a piorar, uma vez que, as flutuações estatísticas associadas a realimentação positiva também aumentam.

Sendo assim, decidiu-se utilizar o valor limiar para o campo eléctrico reduzido na região de extracção (região final), ou seja, $E/p=0,95 Vcm^{-1}Torr^{-1}$, o que corresponde à aplicação de uma tensão de 3900 V na grelha G4.

4.4. Estudo da Tensão na Grelha de Barreira (grelha G3)

Para verificar que a grelha G3 funciona como barreira para os fotoelectrões, variou-se a tensão aplicada em G3 entre $G3=2900V$ e $G3=5900 V$, isto é, desde valores abaixo da grelha G4 ($G4=3900 V$), determinada no ponto 4.3, e para valores acima da grelha G4, deixando de existir esse efeito de barreira.

Os campos eléctricos reduzidos aplicados na região de absorção e na região de cintilação foram os mesmos do ponto anterior, ou seja, $E/p=0,06 Vcm^{-1}Torr^{-1}$ e $E/p=2,40 Vcm^{-1}Torr^{-1}$, respectivamente.

Na figura 20, estão apresentados os resultados.

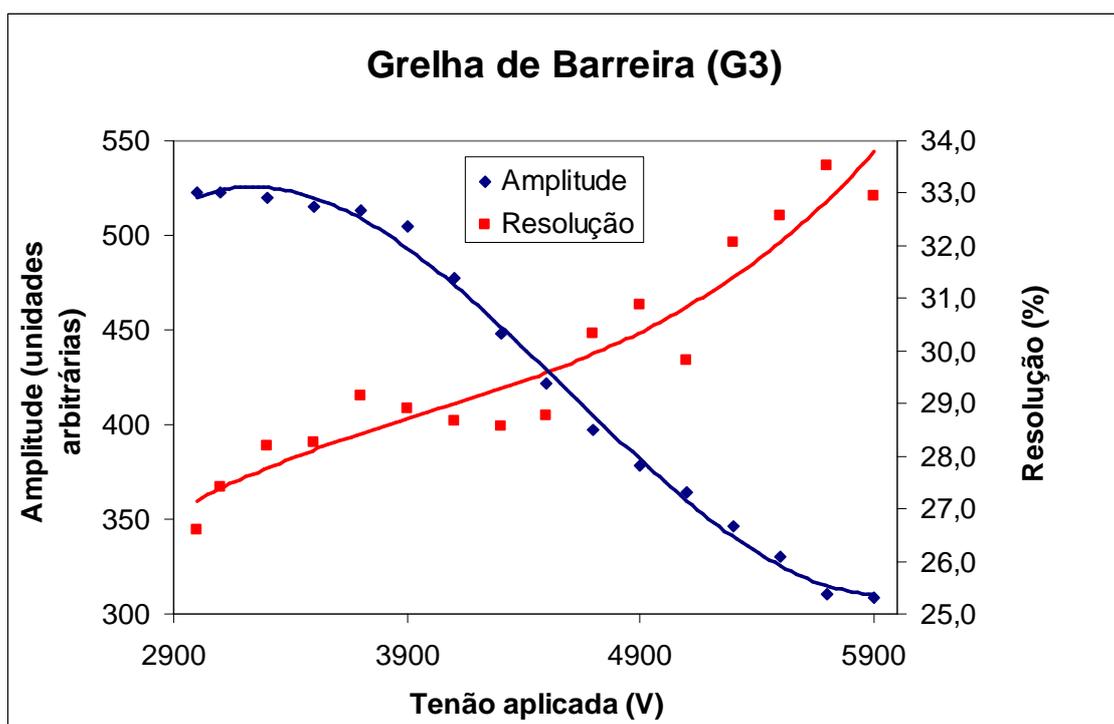


Figura 20 Amplitude do impulso à saída da grelha G4 medida no multicanal e Resolução em Energia em função da tensão aplicada na grelha de barreira (G3). As linhas marcadas são apenas linhas de tendência.

Como se pode constatar, a resolução em energia tende a piorar com o aumento da tensão em G3, como é esperado, associada a um decréscimo da

amplitude do impulso, que é francamente acentuado para tensões acima de 3900 V.

Estes resultados estão de acordo com o previsto, visto que, até cerca de 3900 V (valor de tensão da grelha G4), verifica-se um efeito de barreira, desaparecendo este efeito acima deste valor. Isto significa que a partir de 3900 V, os fotoelectrões já não são todos recolhidos em G4, perdendo-se alguns para as grelhas superiores.

Perante os resultados, a tensão aplicada na grelha G3, durante as restantes medidas, foi $G3=3000$ V.

4.5. Estudo do Campo Eléctrico Reduzido na Região de Cintilação

Determinados os melhores valores para os campos eléctricos reduzidos, permitidos pelas limitações já referidas, nas regiões de absorção e de extracção dos fotoelectrões, isto é, determinados os melhores valores de tensão a aplicar nas grelhas G1 e G4, respectivamente, procedeu-se à variação do campo eléctrico reduzido de cintilação, variando a tensão na grelha G2. Como foi referido no ponto anterior, a tensão aplicada na grelha G3 foi $G3=3000$ V.

Sendo assim, as tensões aplicadas nas grelhas foram $G1=1000$ V, $G3=3000$ V e $G4=3900$ V. A tensão em G2 variou entre os 4900 V e os 9500 V, valor para o qual começam a surgir de novo descargas eléctricas.

Isto significa que, durante a realização das medidas, o campo eléctrico reduzido aplicado na região de absorção foi $0,06$ $Vcm^{-1}Torr^{-1}$, o campo eléctrico reduzido aplicado na região de extracção dos fotoelectrões foi $0,95$ $Vcm^{-1}Torr^{-1}$ e o campo eléctrico reduzido aplicado na região de cintilação variou entre $1,44$ $Vcm^{-1}Torr^{-1}$ e $3,14$ $Vcm^{-1}Torr^{-1}$.

Na figura 21, apresentam-se os resultados do estudo da cintilação secundária. Como se pode analisar, a amplitude do impulso varia linearmente com a intensidade do campo eléctrico reduzido na região de cintilação, como era esperado.

O ajuste linear feito aos resultados é descrito pela equação,

$$y = 665,61x - 762,86 \quad (44)$$

Por conseguinte, pode-se determinar o campo eléctrico reduzido para o qual se inicia a cintilação, fazendo $y=0$ na equação (44)

$$0 = 665,61x - 762,86 \Leftrightarrow x = \frac{762,86}{665,61} = 1,15 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1} \quad (45)$$

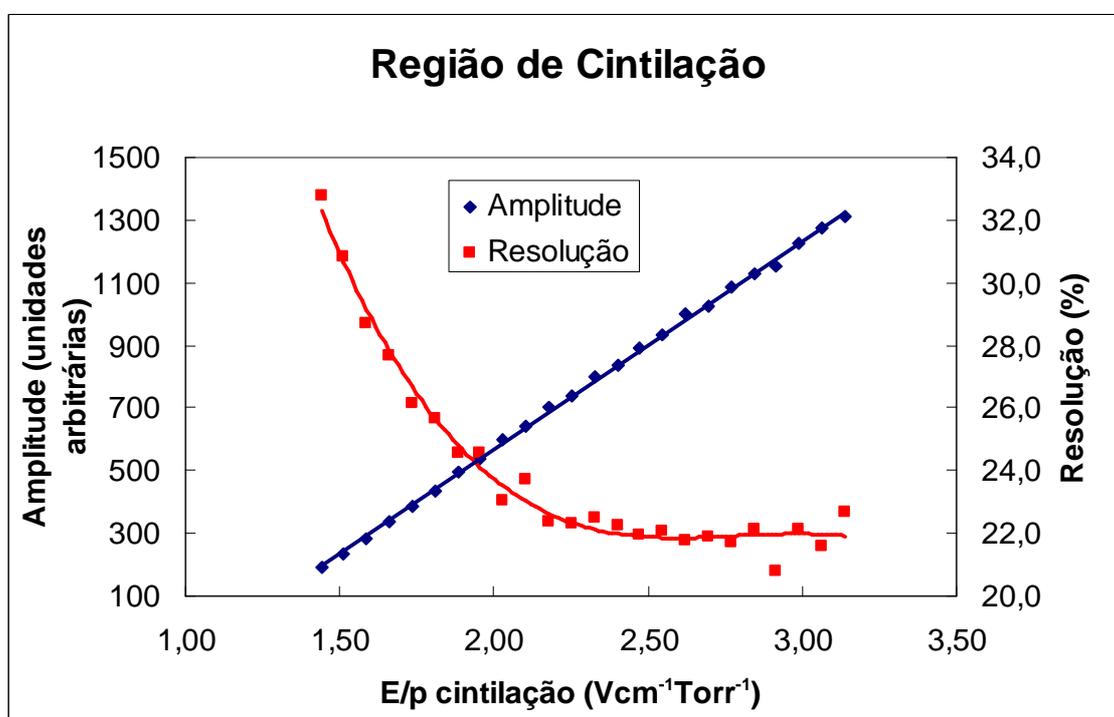


Figura 21 Amplitude do impulso à saída da grelha G4 medida no multicanal e Resolução em Energia em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação. As linhas apresentadas são apenas linhas de tendência.

Para a pressão de $5,4 \text{ atm}$, verificamos que o limiar de cintilação do Xénon obtido está bastante próximo do limiar de cintilação referido na literatura, para pressões próximas da atmosférica [30].

Também se verifica que, a resolução em energia diminui com o aumento da intensidade do campo eléctrico reduzido, estabilizando aproximadamente nos 22%.

Este valor está bastante acima do esperado (cerca de 2 % para 122 keV), mas pode ser explicado pelas razões a seguir mencionadas:

- Os campos eléctricos reduzidos utilizados são sensivelmente metade do valor do limiar de ionização ($6-7 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$), valores para os quais os CGCP têm o seu melhor desempenho, devido às limitações de descargas já referidas;
- O ruído electrónico introduzido no sistema, quer pelas fontes de alta tensão utilizadas na polarização das grelhas quer o ruído inerente a todo o laboratório, era considerável
- As partículas- α de uma fonte de ^{244}Cm com energia inicial igual a 5,8 MeV atravessam duas janelas, a janela de protecção da própria fonte radioactiva e a janela do detector, antes de serem absorvidas no mesmo, com ângulos de incidência variáveis, não sendo, por isso, monoenergéticas.

A figura 22 apresenta um espectro para partículas- α com uma resolução em energia de cerca de 22%, onde é clara a existência de uma cauda devido as flutuações de energia das partículas- α , sendo também visível o elevado ruído electrónico. Estes factores afectam o desempenho do detector, nomeadamente a sua resolução em energia.

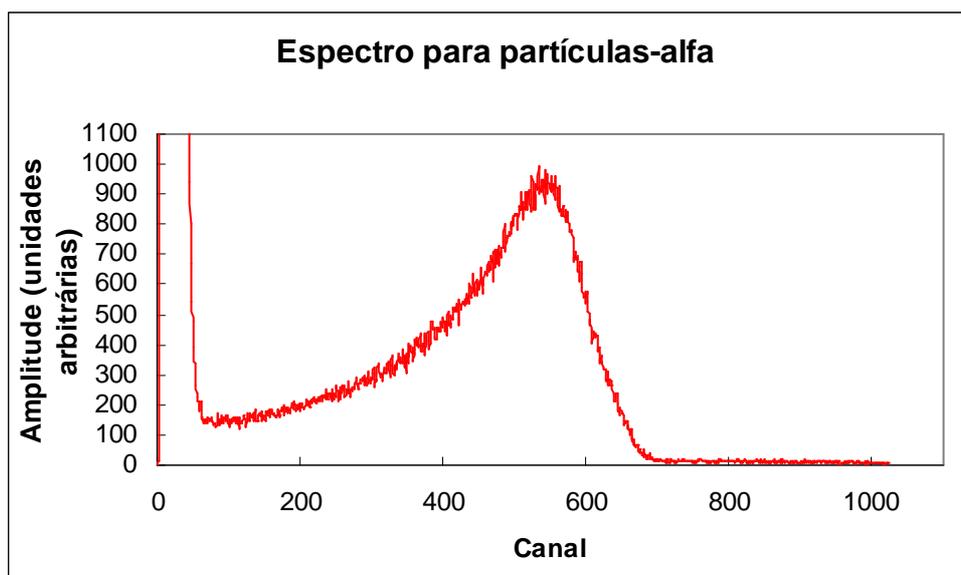


Figura 22 Espectro de energia para partículas- α , para uma tensão de 8500 V aplicada na grelha G2 ($E/\rho_{\text{cintilação}} = 2,77 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$).

4.6. Desempenho do CGCP-MG para Raios Gama

Finalmente, testou-se o detector com uma fonte de raios gama de energia $E=122\text{ keV}$ (^{57}Co). Com esta fonte radioactiva, embora se detectasse a presença ou ausência da fonte através da visualização no osciloscópio, a amplitude do sinal era muito próxima do ruído. De facto, o espectro obtido no MCA só era distinguível subtraindo o ruído durante o mesmo intervalo de tempo, sem a fonte radioactiva sobre a janela.

A figura 23 mostra um desses espectros de energia para 122 keV , subtraindo o ruído electrónico.

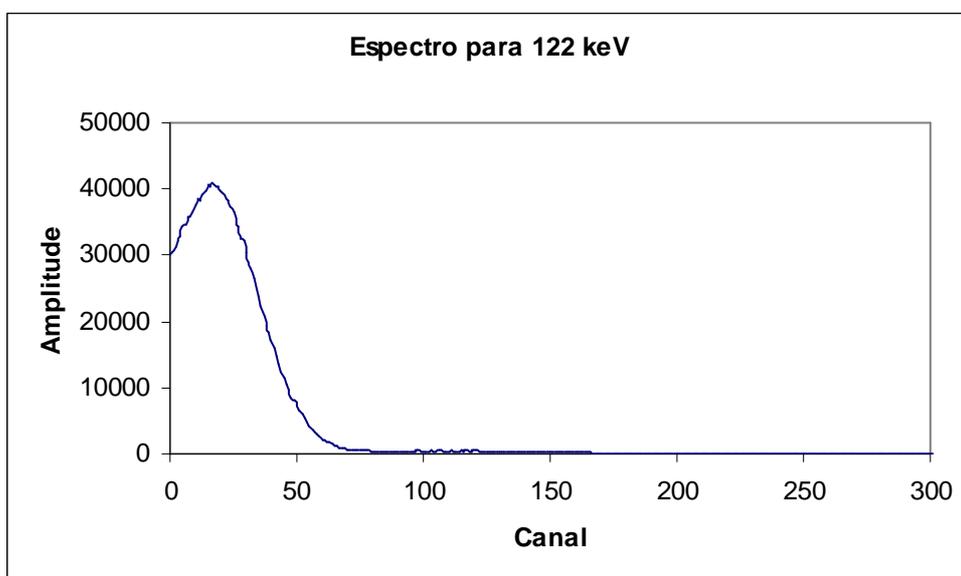


Figura 23 Espectro de energia para 122 keV , para uma tensão de 8900 V aplicada na grelha G2 ($E/p_{\text{cintilação}} = 2,92\text{ Vcm}^{-1}\text{ Torr}^{-1}$).

Ainda assim, podemos afirmar que o pico observado era resultado da cintilação secundária, visto que, analisámos o espectro com a fonte colocada sobre a janela e sem esta, notando-se o surgimento e a ausência do pico, respectivamente. Esta análise é também confirmada com a visualização no osciloscópio.

Nestas condições, testou-se o detector para esta energia, tendo-se variado o campo eléctrico reduzido na região de cintilação e mantendo as restantes grelhas com as tensões utilizadas nos testes com partículas- α .

A tensão na grelha G2 variou entre $G2=5100\text{ V}$ e $G2=8900\text{ V}$, correspondendo a um campo eléctrico reduzido entre $E/p=1,51\text{ Vcm}^{-1}\text{ Torr}^{-1}$ e $E/p=2,92\text{ Vcm}^{-1}\text{ Torr}^{-1}$ nesta região.

Na figura 24, apresentam-se os resultados obtidos relativamente à amplitude do sinal à saída do detector.

Observa-se na figura uma variação linear da amplitude do impulso em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação, tal como aconteceu com as partículas- α .

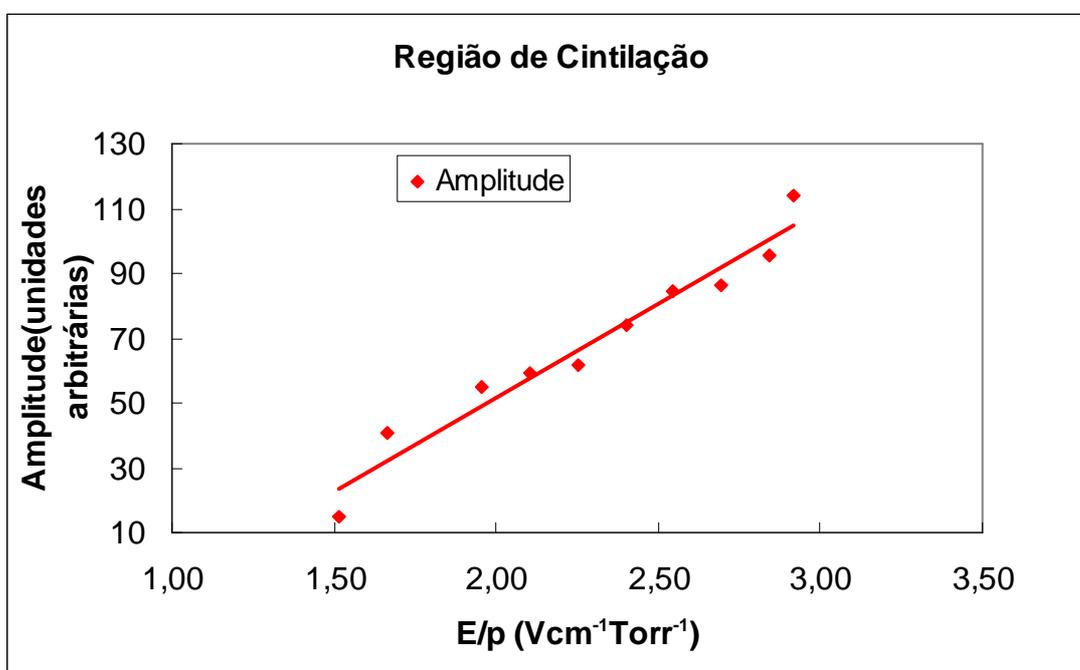


Figura 24 Amplitude do impulso à saída da grelha G4 medida no multicanal em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação para raios gama de $E=122\text{ keV}$

O ajuste linear feito aos resultados é descrito pela equação,

$$y = 58,02x - 64,23 \quad (46)$$

Pode-se determinar o campo eléctrico reduzido para o qual se inicia a cintilação, fazendo $y=0$ na equação (46)

$$0 = 58,02x - 64,23 \Leftrightarrow x = \frac{64,23}{58,02} = 1,11 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1} \quad (47)$$

Este valor para o limiar de cintilação do Xénon, está também muito perto do valor da literatura [30], como vimos no ponto anterior.

No entanto, este valor pode não ser muito fiável. Como podemos ver na figura anterior, existem alguns pontos no gráfico que estão afastados do ajuste linear e, mesmo com a variação linear da amplitude do impulso com o campo eléctrico reduzido, constatou-se que, nos espectros recolhidos no multicanal, o sinal de carga estava muito próximo do ruído. Observou-se também, que a amplitude do impulso variava lentamente com a intensidade do campo eléctrico reduzido.

5. Conclusões

5. Conclusões

Neste trabalho foi construído e testado, do ponto de vista operacional, um detector do tipo Contador Gasoso de Cintilação Proporcional (CGCP) com multi-grelhas (CGCP-MG).

Numa primeira análise aos resultados, conclui-se que o princípio do detector funciona, originando impulsos cerca de oito vezes superiores em amplitude ao sinal de ionização primária, o que o torna menos sensível ao ruído electrónico e microfónico do que a câmara de ionização.

De facto, verificou-se que há ganho de carga no detector e que o aumento do campo eléctrico reduzido na região de absorção, origina um aumento na recolha dos electrões. Constatou-se que, um aumento do campo eléctrico reduzido na região final provoca um aumento da eficiência de extracção dos fotoelectrões e que o campo eléctrico reduzido nesta região não pode exceder o limiar de cintilação, para que não ocorra cintilação nesta zona, o que originaria extracção de novos fotoelectrões e provocaria instabilidade e eventual não linearidade, como já foi referido.

Ainda em relação ao funcionamento do detector, verificou-se a importância da grelha de barreira G3, notando-se que na ausência desta, os fotoelectrões eram atraídos para as grelhas superiores, observando-se uma degradação do impulso à saída do detector. Por esta razão, pode-se concluir que a existência da barreira é essencial para o bom funcionamento do CGCP-MG.

Finalmente, conclui-se que um aumento do campo eléctrico reduzido na região de cintilação origina um aumento linear do sinal à saída do detector, de acordo com o princípio de funcionamento dos CGCP em geral.

No entanto, devido a descargas eléctricas no interior do detector, não foi possível aplicar as tensões ideais nas grelhas. Como consequência, o campo eléctrico reduzido máximo, aplicado na região de cintilação, foi aproximadamente metade do limiar de ionização para o Xénon, diminuindo bastante o desempenho do detector, relativamente ao esperado.

Outro problema presente durante os testes foi o elevado ruído electrónico existente no laboratório, que limita o desempenho do detector, nomeadamente a sua resolução em energia. Este efeito é ainda mais acentuado nos espectros

com raios gama, devido ao menor sinal de carga primária produzida no detector.

Pelas razões apresentadas, existem algumas melhorias que se poderiam fazer como trabalho futuro. Para resolver o problema das descargas eléctricas e poder aplicar tensões mais elevadas nas grelhas, optimizando o desempenho do mesmo, as dimensões de cada região podem ser alteradas. Por exemplo, aumentando o diâmetro do CGCP-MG ou diminuindo o diâmetro das grelhas, o que diminuiria as descargas eléctricas para as paredes do detector. Deste modo, a pressão no interior do detector poderia ser aumentada, o que contribuiria para uma maior eficiência de detecção do mesmo.

Apesar da blindagem com papel de alumínio utilizada no detector, o ruído electrónico no laboratório era muito elevado. Para o diminuir, poderão trocar-se as fontes de tensão utilizadas por outras que introduzam menos ruído e utilizar também pré-amplificadores de baixo ruído.

O estudo da variação da espessura do fotocátodo e a sua influência no desempenho de detector poderá também ser efectuado, como trabalho futuro.

O trabalho desenvolvido neste Projecto originou a seguinte comunicação submetida ao 2009 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference:

“New Technique for Gaseous Gamma Ray Detectors: the Multigrid High Pressure Xenon Gas Proportional Scintillation Counter”

Filipa I.G.M. Borges, Sérgio J. C. Do Carmo, João C. R. Mariquito, Alexandre M. F. Trindade, Carlos A. N. Conde

No âmbito deste Projecto foi também efectuado um Pedido Provisório de Patente com o título “Multigrid High Pressure Gas Proportional Scintillation Counter for the Detection of Ionizing Radiation”, tendo como inventores Filipa I.G.M. Borges, Sérgio J. C. Do Carmo, João C. R. Mariquito, Alexandre M. F. Trindade, Carlos A. N. Conde.

Anexos

Anexo 1 – Secção eficaz total e comprimento médio de absorção em Xe e Al em função da energia da radiação detectada

Xénon

O gráfico e a tabela seguintes foram retirados da referência [27] e apenas foram utilizados para consulta do valor da secção eficaz total do Xénon.

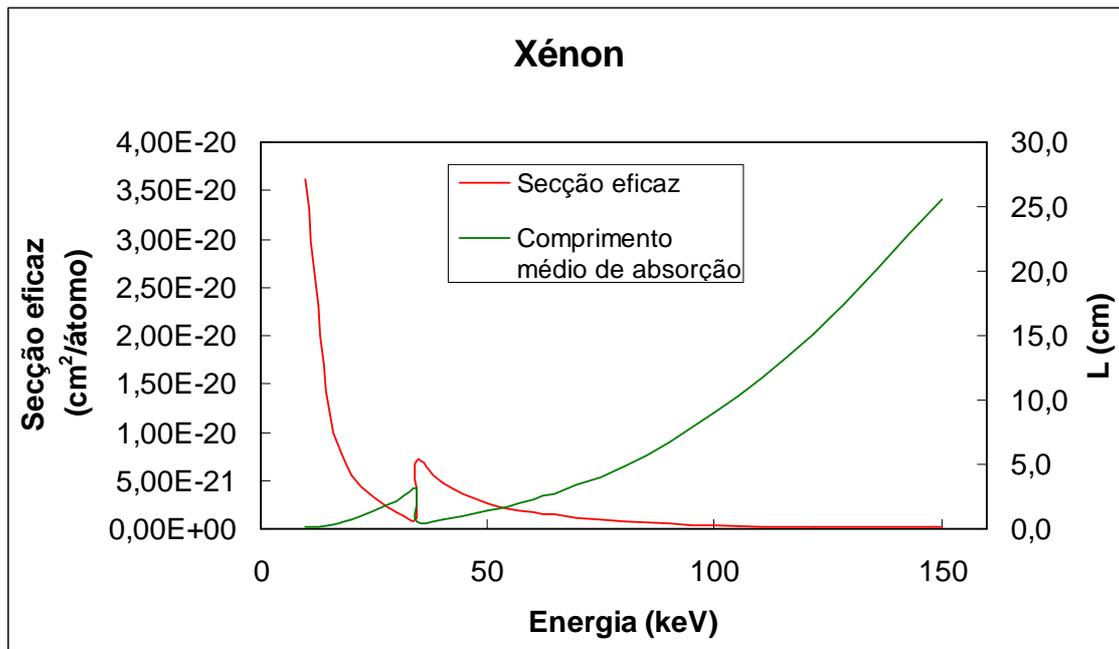


Gráfico 1. Secção eficaz total e comprimento médio de absorção do Xénon em função da energia da radiação X e gama

E (keV)	σ (barn/átomo)	σ (cm ² /átomo)	$L = 1/\sigma n(\text{Xe})$ (cm)
10	3,62E+04	3,62E-20	0,10
15	1,21E+04	1,21E-20	0,31
20	5,49E+03	5,49E-21	0,68
30	1,78E+03	1,78E-21	2,09
34,56	1,20E+03	1,20E-21	3,10
34,56	7,09E+03	7,09E-21	0,52
40	4,84E+03	4,84E-21	0,77
50	2,70E+03	2,70E-21	1,38
60	1,65E+03	1,65E-21	2,25
80	7,57E+02	7,57E-22	4,91
100	4,15E+02	4,15E-22	8,96
122	2,45E+02	2,45E-22	15,17
150	1,45E+02	1,45E-22	25,64

Tabela 1. Secção eficaz total e comprimento médio de absorção do Xénon em função da energia de radiação X e gama.

Alumínio

O gráfico e a tabela seguintes foram retirados da referência [27] e apenas foram utilizados para consulta do valor da secção eficaz total do Alumínio.

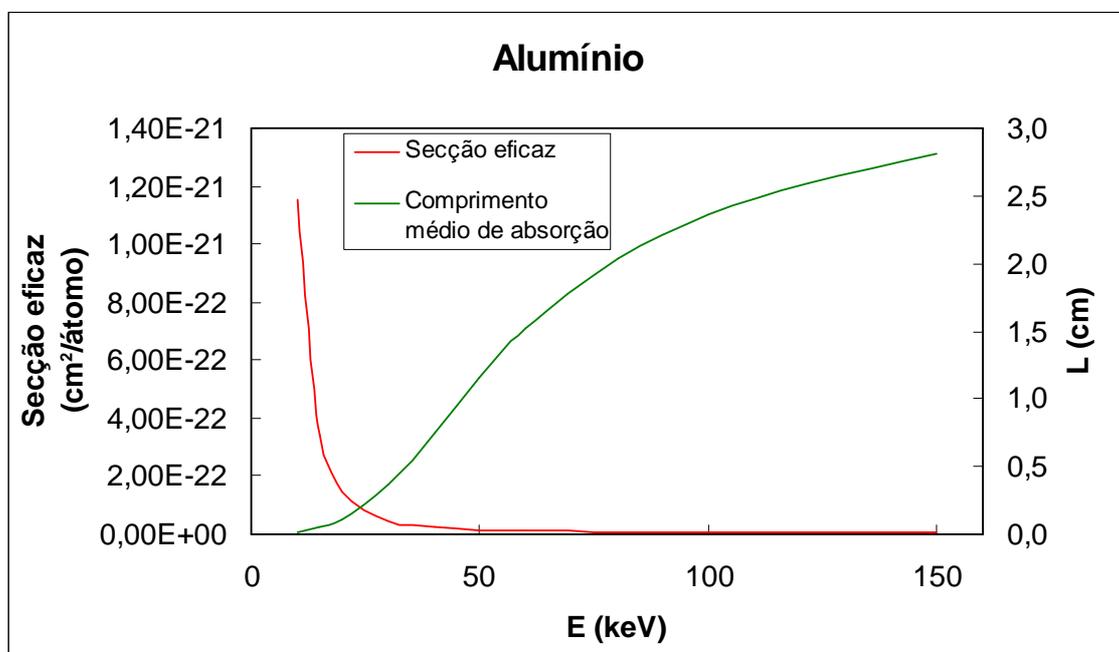


Gráfico 2. Secção eficaz total e comprimento médio de absorção do Alumínio em função da energia da radiação X e gama

E (keV)	σ (barn/átomo)	σ (cm ² /átomo)	L = 1/ σ n(Xe) (cm)
10	1,15E+03	1,15E-21	0,01
15	3,42E+02	3,42E-22	0,05
20	1,45E+02	1,45E-22	0,11
30	4,56E+01	4,56E-23	0,36
40	2,24E+01	2,24E-23	0,74
50	1,44E+01	1,44E-23	1,15
60	1,09E+01	1,09E-23	1,52
80	8,14E+00	8,14E-24	2,04
100	7,04E+00	7,04E-24	2,36
122	6,40E+00	6,40E-24	2,59
150	5,90E+00	5,90E-24	2,81

Tabela 2. Secção eficaz total e comprimento médio de absorção do Alumínio em função da energia de radiação X e gama.

Anexo 2 – Depósito de Alumínio sobre a janela de Kapton

Seguindo o mesmo raciocínio da secção 3.3.1, para determinar a massa de Alumínio necessária para efectuar um depósito de 40 nm de espessura, recorreu-se à Eq. (43), sabendo que a densidade do Alumínio é 2,70 g/cm³.

$$M = 2\pi \cdot r^2 \times e \times \rho(Al) \quad (48)$$

Substituindo na Eq. (48) os valores dados (o valor de r é o mesmo da secção 3.3.1), obtém-se uma massa de Al a depositar de cerca de $M \approx 0,031$ g.

O filme de Alumínio foi, de seguida, evaporado sobre a janela de Kapton, na Planta de Evaporação do laboratório, utilizando o mesmo procedimento do depósito de Csl.

Anexo 3 – Poder de Paragem Total de Partículas- α em Kapton e Alumínio

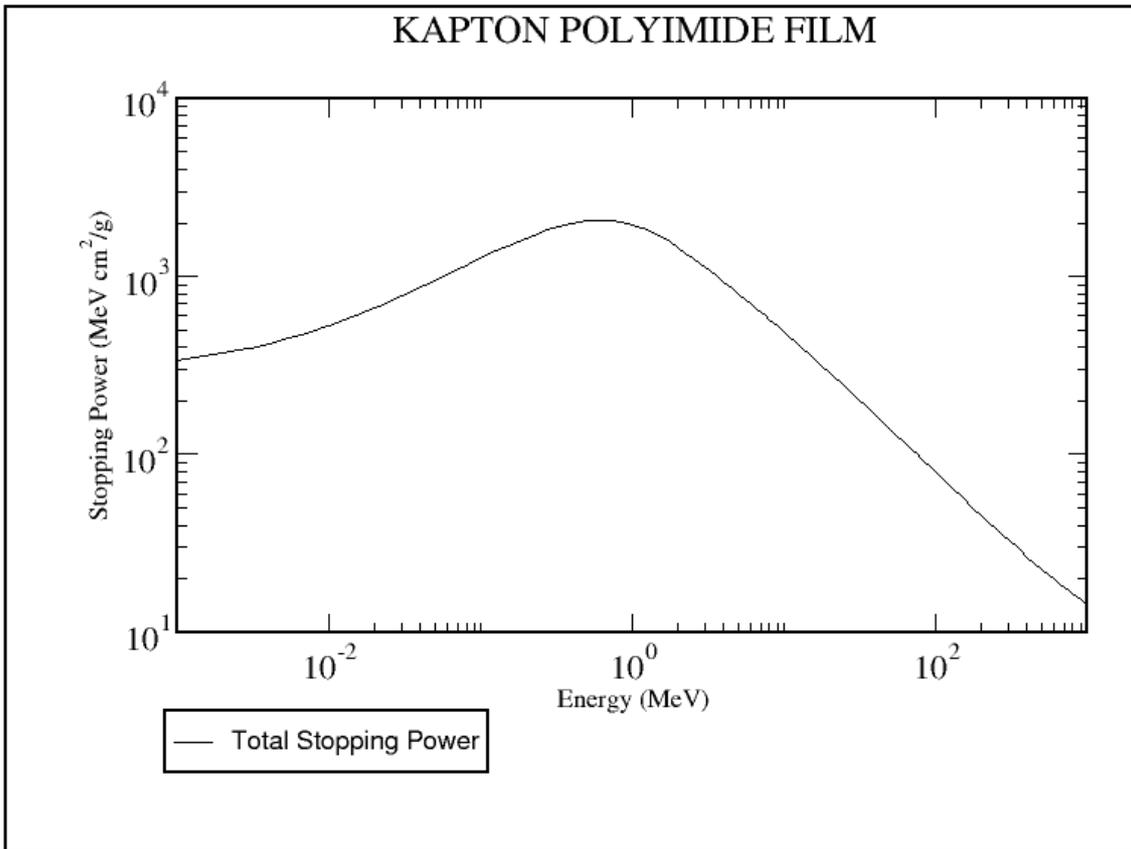


Gráfico 3. Poder de paragem em Kapton em função da energia das partículas- α [31]

O poder de paragem total em Kapton para partículas- α de energia igual a 5,8 MeV (fonte de ^{244}Cm) é $7,203 \times 10^2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ [31].

Sabendo que, a espessura da janela de Kapton, e , é $7 \mu\text{m}$ e que a densidade do Kapton, $\rho(\text{Kapton})$, é $1,42 \text{ g/cm}^3$, pode-se determinar a energia perdida pelas partículas- α , incidentes perpendicularmente no filme, ao atravessar a janela, dada por:

$$E_{\text{perdida}} = \text{Poder Paragem} \times \rho(\text{Kapton}) \times e \quad (49)$$

Substituindo na Eq. (49) os valores dados acima, obtém-se:

$$E_{perdida} = 7,203 \times 10^2 \times 1,42 \times 7 \times 10^{-4} \approx 0,72 \text{ MeV} \quad (50)$$

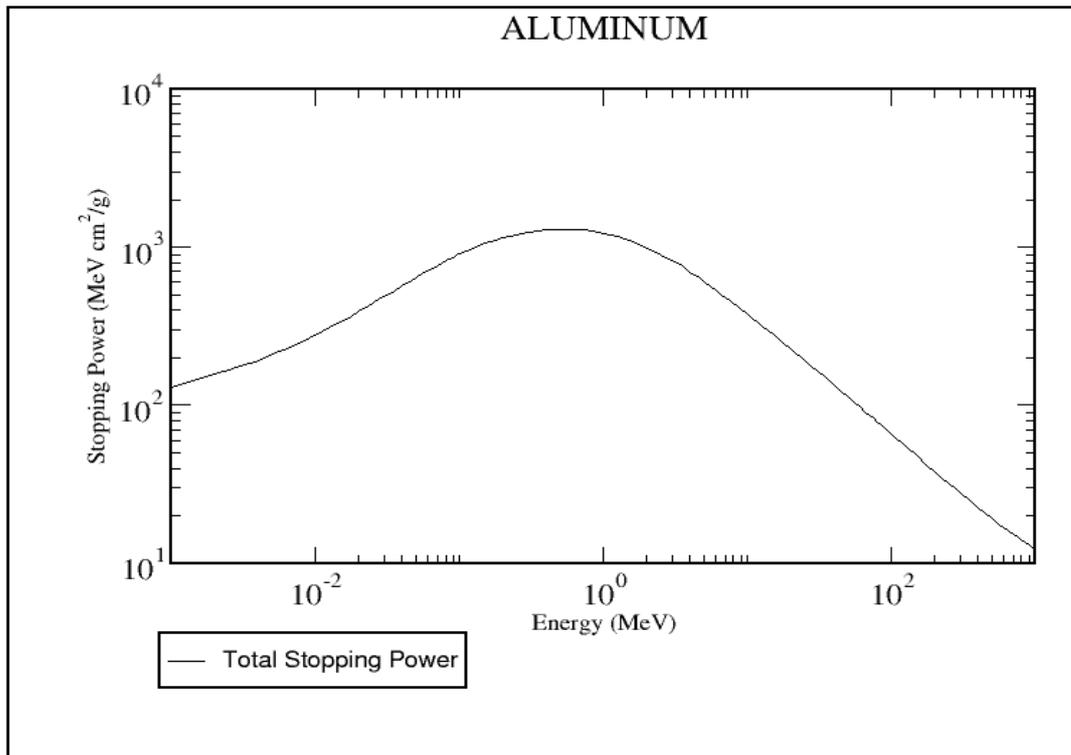


Gráfico 4. Poder de paragem em Alumínio em função da energia das partículas- α [31]

O poder de paragem total em Alumínio para partículas- α de energia igual a $5,8 \text{ MeV}$ (^{244}Cm) é $5,484 \times 10^2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ [31].

Sabendo que, a espessura do filme de Alumínio, e , é 40 nm e que a densidade do Alumínio, $\rho(\text{Al})$, é $2,70 \text{ g/cm}^3$, pode-se determinar a energia perdida pelas partículas- α , incidentes perpendicularmente no filme, ao atravessá-lo, dada por:

$$E_{perdida} = \text{Poder Paragem} \times \rho(\text{Al}) \times e \quad (51)$$

Substituindo na Eq. (51) os valores dados acima, obtém-se:

$$E_{perdida} = 5,484 \times 10^2 \times 2,70 \times 40 \times 10^{-7} \approx 0,006 \text{ MeV} \quad (52)$$

Como se pode facilmente concluir, as partículas- α ao atravessar a janela de Kapton aluminizada perdem energia inferior a 1 MeV.

Por outro lado, deve salientar-se que, como a fonte de ^{244}Cm tem um filme fino de protecção de Alumínio de espessura não conhecida, as partículas- α ao sair da fonte têm uma energia menor que os 5,8 MeV iniciais.

Referências

1. **Knoll** G.F., “Radiation Detection and Measurement”, 3rd edition, Wiley, New York, **1999**.
2. <http://www.berkeley-nucleonics.com>
3. **Kiff** S.D., He Z. and Tepper G.C., “A new complanar-grid high-pressure xenon gamma-ray spectrometer”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, no. 6, pp. 2932-2939, **Dezembro 2005**.
4. **Borges** F.I.G.M., “Detectores gasosos – princípios físicos e aplicação à detecção de radiação X de baixa energia”, Dissertação de Doutoramento, Departamento de Física, Universidade de Coimbra, Coimbra, Portugal, **2003**.
5. **Conde** C.A.N., “Gas Proportional Scintillation Counters for X-Ray Spectrometry” in *X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances*. Edited by K. Tsuji, J. Injuk and R. Van Grieken, John Wiley & Sons, Ltd, **2004**.
6. **Santos** F.P., “Detectores gasosos para raios X: simulação e estudo experimental”, Dissertação de Doutoramento, Departamento de Física, Universidade de Coimbra, Coimbra, Portugal, **1994**.
7. **Dias** T.H.V.T., dos Santos J.M.F., Rachinhas P.J.B.M., Santos F.P., Conde C.A.N. e Stauffer A.D., “Full-energy absorption of x-ray energies near the Xe L- and K-photoionization thresholds in xenon gas detectors: Simulation and experimental results”, *J. Appl. Phys.* 82, 2742, **1997**.

8. **Borges** F.I.G.M., dos Santos J.M.F., Dias T.H.V.T., Santos F.P., Rachinhas P.J.B.M. e Conde C.A.N., “ Operation of gas proportional scintillation counters in a low charge multiplication regime”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 422, 321, **1999**.
9. **Veloso** J.F.C.A., Freitas D.S.A.P., dos Santos J.M.F., Morgado R.E., “ μ -Strip photosensors for gas proportional scintillation counters”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 505, 223-227, **2003**.
10. **Freitas** D.S.A.P., Veloso J.F.C.A., Monteiro C.M.B., dos Santos J.M.F., Conde C.A.N., “The gas proportional scintillation counter/microstrip gas chamber hybrid detector”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 505, 228-232, **2003**.
11. **Lopes** J.A.M., dos Santos J.M.F., Conde C.A.N., Morgado R.E., “A new integrated photosensor for gas proportional scintillation counters based on the gas electron multiplier (GEM)”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 426, 469-476, **1999**.
12. **Mormann** D., Breskin A., Chechik R., Cwetanski P., Singh B.K., “A gas avalanche photomultiplier with a CsI-coated GEM”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 478, 230-234, **2002**.
13. **Freitas** D.S.A.P., Veloso J.F.C.A., dos Santos J.M.F., Conde C.A.N., “Dependence of the performance of CsI-covered microstrip plate VUV photosensors on geometry: Experimental Results”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49, 1629-1633, **2002**.
14. **Lopes** J. A. M., dos Santos J. M. F., Morgado R. E., Conde C. A. N., “A Xénon Gas Proportional Scintillation Counter with a UV-Sensitive Large-Area Avalanche Photodiode”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 48, No. 3, 312-319, **June 2001**

15. **Lopes** J.A.M, dos Santos J.M.F. and Conde C.A.N., "A large area avalanche photodiode as the VUV photosensor in gas proportional scintillation counters", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, A454, 421-425, **2000**
16. **Breskin** A., "CsI UV photocathodes: history and mystery", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, A371, 116-136, **1996**
17. **Va'vra** J., Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R., Shefer E., "Study of CsI photocathodes: Volume resistivity and ageing", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, A387, 154-162, **1997**
18. **Carruthers** G. F., *Appl. Opt.* 14, 1667, **1975**
19. **Seguinot** J., Charpak G., Giomataris Y., Peskov V., Tischauser J., Ypsilantis T., *Nucl. Instrum. and Methods A* 297, 133, **1990**
20. **Anderson** D.F., Hoeneisen B., Kwan S., Peskov V., FNAL TM-1753, **1991**
21. **Simons** D.G., Fraser G.W., De Korte P.A.J., Pearson J.F., De Jong L., *Nucl. Instrum. and Methods A* 261, 579, **1987**
22. **Dangendorf** V., Breskin A., Chechik R., Schmidt-Böcking, *Nucl. Instrum. and Methods A* 289, 322, **1990**
23. **Krizan** P., Cindro M., Cindro V., Korpar S., Omahen G., Stanovnik A., Staric M., *Nucl. Instrum. and Methods A* 364, 243, **1995**
24. **Almeida** J. et al., *Nucl. Instrum. and Methods A* 367, 337, **1995**
25. **Conde** C.A.N., Policarpo A.J.P.L., "A gas proportional scintillation counter", *Nucl. Instrum. and Methods*, vol. 53, 7-12, **1967**

26. **Cochran** T.B. and Mckinzie M.G., “Detecting Nuclear Smuggling”, *Scientific American*, vol. 298(4), pg. 76-81, **April 2008**.
27. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
28. **Dias** T.H.V.T., Rachinhas P.J.B.M., Lopes J.A.M., Santos F.P., Távora L.M.N., Conde C.A.N. and Stauffer A.D., “The transmission of photoelectrons emitted from CsI photocathodes into Xe, Ar, Ne and their mixtures: a Monte Carlo study of the dependence on E/N and incident VUV photon energy”, *J. Appl. Phys.* 37, 540-549, **2004**.
29. **Carmo** S.J.C.D., “Desenvolvimento de novos fotosensores baseados em microestruturas”, Relatório de Projecto da licenciatura em Engenharia Física, Departamento de Física, Universidade de Coimbra, **2006**
30. **Conde** C.A.N., Requicha L.F., Ferreira M.F.A., “The secondary Scintillation Output of Xénon in a Uniform Field Gas Proportional Scintillation Counter”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-24, No.1, 291-224, **February 1977**
31. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html>
32. **Aprile** E., Bolotnikov A. E., Bolozdynya A. I., Doke T., “Noble Gas Detectors”, Wiley-VCH Verlag GmbH **2006**