

Ana Sofia dos Santos Conceição

Estudo da Cintilação em GEM's a
operar em Xénon.

Dissertação de Mestrado em Instrumentação e Microelectrónica



Universidade de Coimbra

2007

À minha família

Agradecimentos

Ao Prof. Doutor Joaquim Ferreira dos Santos pela sabia orientação do trabalho desenvolvido e pela disponibilidade demonstrada nas várias etapas, bem como o apoio e a amizade.

Ao Prof. Doutor Luís Requicha Ferreira pelo apoio e sugestões na realização do trabalho.

Ao Doutor Luís Fernandes pelos conhecimentos transmitidos e a excelente contribuição na revisão desta tese.

Aos colegas de laboratório pelo bom ambiente de trabalho que proporcionaram, mas sobretudo pela amizade e os momentos de lazer, sem os quais o processo teria sido bem mais difícil.

À minha família que sempre me apoiou.

Resumo

O trabalho apresentado refere-se ao estudo sobre a cintilação e a carga produzidas nos canais de um GEM (do inglês *Gas Electron Multiplier*), usando um LAAPD (do inglês *Large Area Avalanche Photodiode*) como sistema de leitura do sinal de cintilação. O sinal de carga foi recolhido no eléctrodo inferior do GEM. Este estudo foi efectuado para xénon puro a diferentes pressões: 1; 1,5 ; 2 e 2,5 atm. Pretendia-se estudar o comportamento dos sinais de cintilação e carga, em função da pressão e comparar o ganho e a resolução em energia obtidos em cada caso.

As medidas foram efectuadas com um detector gasoso feito de aço inoxidável, que acomoda no seu interior o GEM e o LAAPD, ligado a um sistema de admissão de gases.

O ganho medido para o sinal de carga diminui com o aumento da pressão. Para a pressão atmosférica obtém-se um ganho de $2,2 \times 10^4$ que decai para 160 para uma de pressão de xénon de 2,5 atm. O ganho do sinal de cintilação não sofre grande alteração com o aumento da pressão de xénon, sendo de $3,7 \times 10^4$ para a pressão atmosférica e de $1,9 \times 10^4$ para uma pressão de 2,5 atm.

A resolução em energia obtida para o sinal de carga degrada-se com o aumento da pressão, passando de 10% à pressão atmosférica para 27% à pressão de 2,5 atm. Para o sinal de cintilação a resolução em energia não sofre uma grande alteração com a pressão, sendo de 8% à pressão atmosférica e 12 % para 2,5 atm.

O estudo realizado no decorrer do presente trabalho deu origem à seguinte publicação (ver anexo I):

“GEM scintillation readout with avalanche photodiodes”

A.S. Conceição, L.F. Requicha Ferreira, L.M.P. Fernandes, C.M.B. Monteiro, L.C.C. Coelho, C.D.R. Azevedo, J.F.C.A. Veloso, J.A.M. Lopes, J.M.F. dos Santos,

Índice

Lista de Figuras	3
Introdução	7
O GEM	10
2.1 Origem do GEM.....	10
2.2 Estrutura do GEM.....	12
2.3 Processo de Fabrico	15
2.4 Principio de Operação.....	17
2. 4.1 <i>Multiplicação e Ganho</i>	19
2. 4.2 <i>Limitações</i>	22
2.5 Aplicações	24
O Fotodíodo de Avalanche	26
3.1 Origem do fotodíodo de avalanche	26
3.2 Fotodíodos de avalanche de grande área -LAAPD.....	28
3.3 Princípio de funcionamento	29
3.3.1 <i>Zona de depleção</i>	31
3.3.2 <i>Corrente de Fuga</i>	32
3.4 Resolução em energia.....	34
3.4.1 <i>Resolução Intrínseca</i>	36
3.5 Vantagens dos LAAPDs	38
3.6 Aplicações	41
A cintilação do GEM a operar em xénon.....	42
4.1 Introdução.....	42
4.2 Montagem Experimental	44
4.2.1 <i>O detector</i>	44
4.2.2 <i>Sistema de Vácuo</i>	47
4.2.3 <i>O Gás</i>	48
4.2.5 <i>Sistema Electrónico</i>	49

4.2.6 <i>Calibração do Sistema electrónico</i>	52
4.2.7 <i>Procedimento Experimental</i>	54
4.3 Resultados Experimentais e Discussão.....	58
4.3.1 <i>Optimização da Operação do LAAPD</i>	58
4.3.2 <i>Resultados para a pressão atmosférica</i>	61
4.3.3 <i>Resultados para altas pressões</i>	64
4.3.4 <i>Comparação dos resultados obtidos para diferentes pressões</i>	67
4.3.6 <i>Rendimento de Cintilação</i>	71
4.4 Conclusão.....	74
Referências	76
Anexos	79

Lista de Figuras

Figura 1- Esquema de um contador gasoso de cintilação proporcional usando um fotomultiplicador como fotosensor.....	8
Figura 2- Imagem de um GEM com canais de 70 μm de diâmetro e passo de 140 μm [29].....	13
Figura 3 - Imagem do corte de um GEM obtida com o microscópio electrónico [29].	13
Figura 4 - Compilação de valores de factores de amplificação para GEM de diferentes geometrias (para diferentes valores do passo, diâmetro do furo no metal e diâmetro do furo no <i>Kapton</i> , respectivamente, valores em μm). Os modelos com buracos mais estreitos (tipo N) alcançam ganhos da ordem de 2000 [20].	14
Figura 5 - Principais operações realizadas no fabrico de GEMs [21]......	16
Figura 6 - Diagrama esquemático do processo de multiplicação de carga no GEM e posterior recolha numa grelha.....	18
Figura 7 - Simulação das linhas de campo e equipotenciais no GEM, obtidas por simulação[23].....	18
Figura 8- Intensidade do campo eléctrico ao longo do canal. A posição zero corresponde ao ponto médio do canal [22].....	18
Figura 9 - Ganho efectivo, medido num eléctrodo de recolha, em função da diferença de tensão no GEM. Os valores apresentados foram obtidos em xénon gasoso para uma pressão de 1 atm.....	20
Figura 10 - Eficiência de colecção e eficiência de extracção de electrões em função da razão campo eléctrico externo e do campo no canal do GEM para diferentes valores de tensão no GEM [25]. Os valores foram obtidos por simulação.	21
Figura 11 - Radiografia de um morcego através de um GEM com leitura bidimensional de carga. A escala de contraste o número de fotões contados no pixel [24].....	24

Figura 12 - Princípio de funcionamento do tubo fotomultiplicador (a) e do fotodíodo (b) [11].	27
Figura 13 - Princípio de funcionamento de um fotodíodo de avalanche [11].	30
Figura 14- Esquema da secção de um LAAPD (direita) e perfil do comportamento do campo eléctrico nas diferentes regiões.	31
Figura 15 - Limite de resolução (distinção) de dois picos numa distribuição de energia. A linha a cheio mostra a soma de dois picos de gaussianas idênticas, separadas por um distância equivalente a FWHM.	34
Figura 16 - Resolução intrínseca do fotodíodo em função da energia, para luz e para raios X [18].	38
Figura 17 - Fotografia de um PMT convencional e de um LAAPD.	39
Figura 18 - Eficiência quântica de três PMT com diferentes fotocátodos e três APDs fabricados por API [11].	40
Figura 19 - Esquema do detector usado no trabalho experimental.	44
Figura 20- Fotografia do corpo do detector.	45
Figura 21 - Fotografia da base do detector.	46
Figura 22 - Fotografia de um GEM colado numa moldura de Macor. Os quatro orifícios nos cantos permitem inserir o GEM nos pinos indicados na Figura 21.	46
Figura 23 - Fotografia do LAAD usado.	47
Figura 24 - Esquema do detector ligado ao sistema de vácuo e ao sistema de enchimento de gases.	48
Figura 25- Esquema da electrónica usada na montagem experimental.	51
Figura 26- Esquema de um filtro electrónico passa-baixo usando um circuito RC.	51
Figura 27 - Esquema do sistema usado para calibração do sistema electrónico associado ao detector.	54
Figura 29 - Diagrama de operação do detector com um GEM e um LAAPD, este usado como sistema de leitura da cintilação.	57
Figura 29 - Comportamento da amplitude relativa em função da tensão de operação do fotodíodo. Os símbolos com fundo branco correspondem à série de	

medidas entre 100 e 1900 V e os símbolos a cheio correspondem à repetição efectuada para valores de tensão acima de 1700 V.....	59
Figura 30 - Comportamento da resolução em energia em função do ganho do LAAPD.....	60
Figura 31- Variação da corrente de fuga com a tensão de polarização do LAAPD em função da tensão de alimentação.....	61
Figura 32 - a) Espectro de carga obtido com fonte de ^{109}Cd , b) Espectro de cintilação obtido com fonte ^{109}Cd	62
Figura 33 - Ganho total do detector em modo de leitura de carga (GDet, e^-) e em modo de leitura de cintilação (GDet, Sc), em função da diferença de potencial no GEM, ΔV_{GEM} . Está ainda representada a resolução em energia obtida para o sinal de carga (Re^-) e para o sinal de cintilação (RSc).....	63
Figura 34 - Ganho total do detector e resolução em energia obtidos, em modo de carga ($\text{GDet}, e^-, \text{Re}^-$) e em modo de cintilação ($\text{GDet}, \text{Sc}, \text{RSc}$), em função de ΔV_{GEM} , para uma pressão de 1,5 atm.....	65
Figura 35 - Ganho total do detector e resolução em energia obtidos, em modo de carga ($\text{GDet}, e^-, \text{Re}^-$) e em modo de cintilação ($\text{GDet}, \text{Sc}, \text{RSc}$), em função de ΔV_{GEM} , para uma pressão de 2 atm.....	66
Figura 36 - Ganho total do detector e resolução em energia obtidos, em modo de carga ($\text{GDet}, e^-, \text{Re}^-$) e em modo de cintilação ($\text{GDet}, \text{Sc}, \text{RSc}$), em função de ΔV_{GEM} , para uma pressão de 2,5 atm.....	67
Figura 37 - Ganho de cintilação (símbolos à cheio) e ganho em carga (símbolos vazios), em função da diferença de potencial no GEM para as várias pressões do gás.....	68
Figura 38 - Resolução em energia obtida para as medidas de carga (símbolos vazios) e de cintilação (símbolos a cheio) em função da diferença de tensão no GEM, para diferentes valores de pressão.....	70
Figura 39 - Rendimento de cintilação, número de fótons produzidos por electrão primário nos canais do Gem, em função da diferença de potencial dos canais, para uma pressão de xénon de 1 atm.....	72

Capítulo 1

Introdução

Na década de 50 começaram a ser desenvolvidos detectores de cintilação baseados em cristais inorgânicos de elevada eficiência, com grande rapidez de resposta e razoável resolução em energia. O desenvolvimento dos tubos fotomultiplicadores com capacidade de detectar sinais luminosos pouco intensos, convertendo-os em sinais eléctricos, foi um factor decisivo para o desenvolvimento deste tipo de detectores.

Em 1967, Conde e Policarpo [1] desenvolveram um detector híbrido, o contador gasoso de cintilação proporcional (CGCP), que utiliza um fotomultiplicador como fotosensor. Os CGCPs são basicamente constituídos por uma zona de deriva, onde se dá a absorção da radiação e a deriva dos electrões produzidos para a região de cintilação. Nesta região os electrões serão acelerados de modo a excitar os átomos/moléculas do meio por impacto, induzindo a produção de fotões de cintilação na sequência da desexcitação daqueles. Por fim, estes fotões são recolhidos por um sensor, produzindo à saída um sinal proporcional à energia da radiação incidente. A Figura 1 representa o esquema típico de um CGCP, em que o sensor usado é um tubo fotomultiplicador. Os CGPCs operam geralmente à temperatura ambiente e apresentam uma boa resolução em energia e a capacidade de operar a taxas

elevadas sem efeitos de carga espacial. Estas características resultam do seu processo de amplificação: a produção de cintilação secundária em vez da multiplicação de carga. Uma das suas aplicações é a espectroscopia de raios X [1].

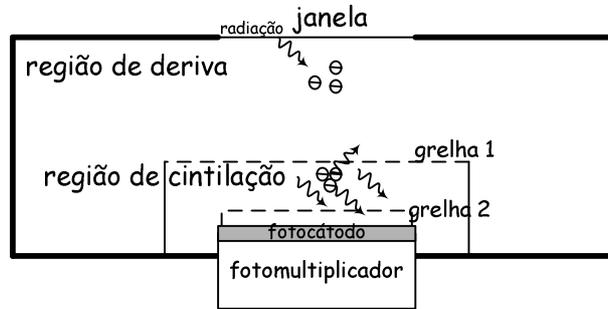


Figura 1- Esquema de um contador gasoso de cintilação proporcional usando um fotomultiplicador como fotossensor.

Os CGCPs apresentam um ganho mais elevado e melhor resolução em energia, relativamente aos detectores gasosos baseados na multiplicação de carga como processo de amplificação do sinal resultante da interação de radiação. A introdução de micro-estruturas de multiplicação de carga, tais como GEM (Gas Electron Multiplier) [2] e placas de Microfitas [3], trouxe novo desenvolvimento na área dos detectores gasosos. Nomeadamente em termos de capacidade de operar a elevadas taxas de contagem, amplificação do sinal e simplicidade de produção de detectores de grande área a baixo custo. As vantagens inerentes a estas estruturas podem ser transportadas para os detectores de cintilação proporcional, acumulando as vantagens de ambos os tipos de operação, utilizando a cintilação produzida nas avalanches como sinal óptico a ser convertido em sinal eléctrico por um fotossensor adequado.

Os primeiros estudos sobre a cintilação produzida nas avalanches que ocorrem no interior dos GEMs são apresentados em [4]e[5] e respectivas referências. A configuração usada nestes estudos inclui três GEMs em paralelo e uma câmara CCD (do inglês, *Charge Coupled Device*), como sistema de leitura. São usadas misturas de gases com produção de cintilação na região do visível. Os CCDs são caracterizados por apresentarem uma boa resolução em posição a

duas dimensões, mas apresentam desvantagens em termos de tempo de leitura. Devido ao processo intrínseco de leitura, os CCD têm baixa capacidade de resposta, o que pode ser um inconveniente para aplicações que necessitem de tempo de resposta curto.

Os fotodíodos de avalanche, APDs (do inglês, *Avalanche Photodiodes*) são bons candidatos para leitura da cintilação do GEM, devido essencialmente ao seu formato compacto, baixo consumo, elevada eficiência quântica e operação em campos magnéticos intensos. Além destas características, a fraca sensibilidade a partículas ionizantes torna-os competitivos para aplicação em instrumentação de física de médias e altas energias, sendo uma boa alternativa aos fotomultiplicadores para detecção de fótons na região do visível e o do VUV (Ultra Violeta de Vácuo). No entanto, o APD apresenta desvantagens em termos do ganho máximo alcançado e da reduzida área activa, quando comparado com os fotomultiplicadores

O trabalho experimental realizado no âmbito desta tese de mestrado consiste em estudar a cintilação produzida num GEM, usado como estrutura de multiplicação do sinal, e recolhida num APD de grande área (LAAPD) usado como fotossensor. O objectivo do trabalho é medir a cintilação produzida em xénon para diferentes valores de pressão de gás, e comparar com os sinais resultantes da multiplicação de carga.

O relatório está dividido em quatro capítulos, começando pela introdução. No capítulo dois apresenta-se uma breve descrição sobre GEMs, com referência à sua estrutura, modo de fabrico, principais características, modo de operação e algumas aplicações. O capítulo três refere-se aos LAAPDs, onde se explica a estrutura física, princípio de funcionamento, principais características e um estudo comparativo entre o LAAPDs e fotomultiplicadores convencionais. No capítulo quatro apresenta-se em detalhe o trabalho realizado no âmbito desta tese, nomeadamente a montagem experimental, os resultados obtidos, conclusões e perspectivas de trabalho futuro.

Capítulo 2

O GEM

O GEM, Gas Electron Multiplier, foi apresentado em 1996 por F. Sauli [2] como uma estrutura de pré-amplificação de carga em detectores gasosos. Consiste numa fina folha metálica, na qual se efectua uma matriz de furos de elevada densidade, tipicamente entre 50 a 100 furos por mm².

O GEM pode ser usado simultaneamente com outras microestruturas que amplificam e recolhem carga, por exemplo placas de Microfitas ou “*Microgaps*”. No entanto, como apresenta um ganho elevado ($\sim 10^4$), o GEM pode ser usado sem outra estrutura amplificadora, sendo os electrões simplesmente recolhidos com uma rede metálica. Uma configuração muito usual é a utilização de GEMs em paralelo, para aumentar o ganho global.

2.1 Origem do GEM

A investigação de métodos que permitam alcançar ganhos elevados e estáveis em detectores gasosos tem sido uma das grandes apostas da comunidade que opera detectores. Há alguns anos atrás, Charpak e Sauli introduziram uma nova estrutura, MSC (do inglês *Multi-Step Chamber*). Esta estrutura surgiu com o objectivo de ultrapassar algumas das limitações

apresentadas pela MWPC (do inglês, *Multi-Wire Proportional Chamber*) [22]. A MSC consistia em duas grelhas de eléctrodos montadas na região de deriva de um detector gasoso convencional, permitindo a pré-amplificação dos electrões de deriva e a sua transferência para o elemento de multiplicação principal. Operadas em gases fotossensíveis, as MSC conseguiam alcançar ganhos suficientemente elevados, permitindo a detecção de fóton único nos detectores RICH (do inglês, *Ring Imaging Cherenkov*).

Recentemente, Charpak e Giomataris [22] desenvolveram um novo detector gasoso, “Micromegas”, com elevado ganho, usando como elemento de multiplicação uma região de avalanche de planos paralelos com uma profundidade da ordem das centenas de micron [22]. Os autores conseguiram alcançar ganhos elevados e capacidade de elevada taxa de contagem.

Outra estrutura interessante desenvolvida recentemente foi o CAT (do inglês, *Compteur A Trou*), que consiste numa matriz de furos realizada numa folha que opera como cátodo (com polarização positiva), com a inserção de uma folha de material isolador entre o cátodo e os ânodos (com polarização negativa). Esta estrutura permite alcançar ganhos elevados e apresenta uma boa uniformidade a nível da matriz de furos.

O maior inconveniente apresentado pelas estruturas referidas deve-se à necessidade de manter os planos paralelos que compõem a estrutura esticados com elevada precisão. A presença de elevadas forças electromagnéticas é também um problema na operação destas estruturas, sobretudo para estruturas de maior tamanho. Outro dos inconvenientes é o aparecimento de descargas quando as estruturas são sujeitas a campos mais intensos, o que é atribuído ao facto de o tamanho da avalanche exceder o seu valor crítico, designado limite de Raether [23]. As descargas podem danificar a estrutura e a electrónica sensível associada ao sistema de leitura, afectando seriamente o desempenho do detector.

O GEM (do inglês *Gas Electron Multiplier*) foi então apresentado como uma estrutura que conserva a simplicidade da MSC e as vantagens a nível dos

elevados ganhos das estruturas “Micromegas” e CAT, contudo com um mecanismo de implementação mais prático e versátil e ainda com menor sensibilidade a campos eléctricos elevados.

2.2 Estrutura do GEM

O GEM é composto por uma folha de *Kapton*, $(C_{22}H_{10}N_2O_5)_n$, de espessura reduzida, cerca de 50 μm , sobre a qual se deposita, em ambos os lados, filmes finos de cobre com uma espessura de aproximadamente 5 μm . O *Kapton* é usado por ser um isolador com um limite de ruptura eléctrica relativamente elevado e possuir uma ligeira condutividade, que reduz os efeitos indesejáveis de carga espacial. Para garantir uma boa aderência entre o cobre e o *Kapton* deposita-se uma camada fina de crómio (cerca de 0,1 μm) entre os dois materiais.

O GEM é caracterizado pela distância entre dois centros de canais vizinhos, o passo, que varia entre 100 a 200 μm , pelo diâmetro dos canais no metal, de 60 a 140 μm , e pelo diâmetro dos furos no *Kapton*, entre 100 e 300 μm . Na Figura 2 pode observar-se a imagem de um GEM com canais de 70 μm de diâmetro e uma distância entre canais de 140 μm . A Figura 3 mostra a vista do corte de um GEM obtida com o microscópio electrónico, onde se pode ver a forma cónica do canal. A face superior do GEM é designada por *top* e a face inferior por *bottom*.

Outra característica importante do GEM é a sua transparência óptica, definida como a razão entre a área aberta (corresponde ao diâmetro dos canais no *Kapton*) e a área total do GEM:

$$\text{Transparência} \cdot \text{óptica} = \frac{\text{Área} \cdot \text{aberta}}{\text{Área} \cdot \text{total}} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{D_k}{P} \right)^2 \quad (2-1)$$

onde D_k é o diâmetro e P o passo dos canais.

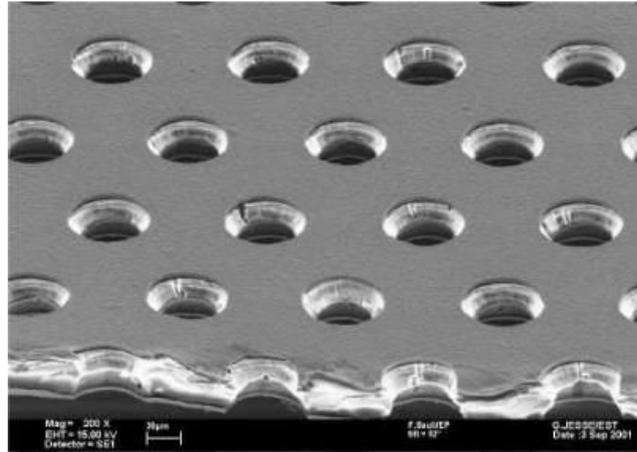


Figura 2- Imagem de um GEM com canais de 70 μm de diâmetro e passo de 140 μm [29].

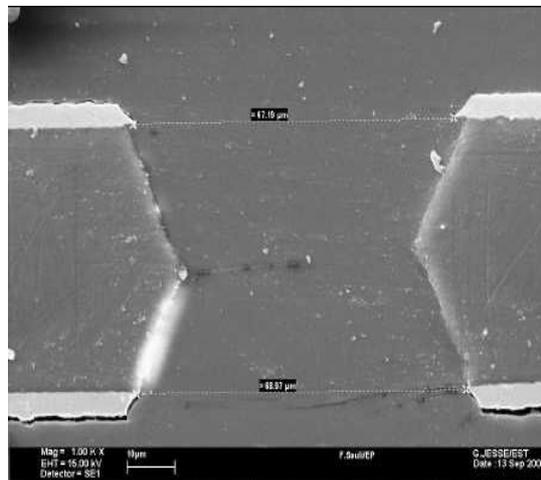


Figura 3 - Imagem do corte de um GEM obtida com o microscópio electrónico [29].

Ao longo do tempo foram produzidos e testados GEMs com cerca de 100 configurações e geometrias diferentes [20]. Estudos realizados sobre a amplificação alcançada pelo GEM em função da geometria mostram que para buracos mais estreitos o ganho máximo é maior e o rendimento é melhor [20]. Na Figura 4 pode ver-se uma compilação de um estudo da amplificação em função da geometria, efectuado com diferentes GEMs para uma mistura gasosa de argon com dióxido de carbono. As diferentes geometrias encontram-se na legenda, por exemplo o código A19 (140/95/60), A19 indica o modelo do GEM, 140 o passo, 95 o diâmetro do furo no metal e 60 o diâmetro do furo no *Kapton*, (valores em μm).

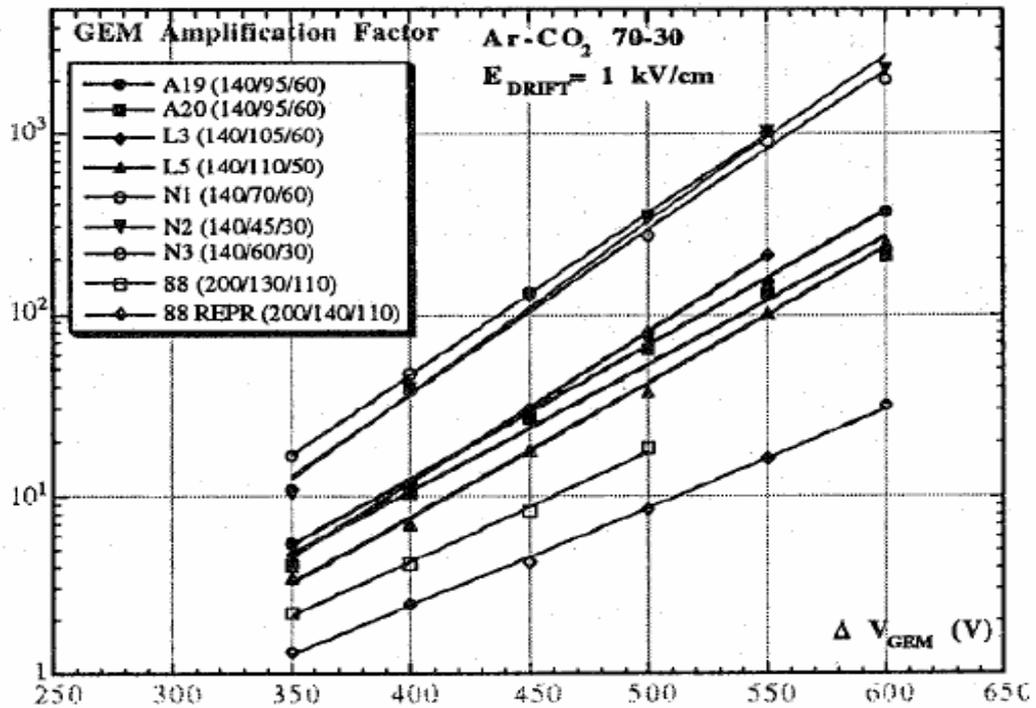


Figura 4 - Compilação de valores de factores de amplificação para GEM de diferentes geometrias (para diferentes valores do passo, diâmetro do furo no metal e diâmetro do furo no *Kapton*, respectivamente, valores em μm). Os modelos com buracos mais estreitos (tipo N) alcançam ganhos da ordem de 2000 [20].

O valor máximo de tensão a aplicar ao GEM sem que ocorram danos está relacionado com efeitos locais de carga, dependendo essencialmente da mistura gasosa. A geometria não tem grande influência neste parâmetro.

O valor do passo não influencia as características do ganho, no entanto restringe os valores de campo de deriva máximos que podem ser aplicados, de modo a ter uma eficiência de recolha e transmissão máximas. Em relação ao diâmetro do furo, verifica-se que para diâmetros menores o efeito de saturação é mais evidente, provavelmente devido à perda de cargas por difusão. Não há vantagens em reduzir o diâmetro dos furos para valores inferiores a 60-70 μm [20]. O diâmetro dos furos e o passo afectam a eficiência de colecção dos electrões presentes no volume de deriva.

2.3 Processo de Fabrico

O processo de fabrico do GEM, *etching*, é semelhante ao dos circuitos impressos, sendo por isso relativamente simples e de baixo custo. A tecnologia de *etching* que permite obter GEMs de elevada qualidade foi desenvolvida pelo CERN [20]. O *etching* é o processo de gravação que usa ácido forte para remover zonas desprotegidas de uma superfície metálica, criando assim um determinado padrão.

O processo de fabrico do GEM inicia-se com a limpeza da superfície do material base. Este é composto por *Kapton* e uma camada de cobre em ambas as faces (figura 5 a). De seguida, depositam-se filmes finos de resina sensível à luz sobre as camadas do cobre. Após este processo, produzem-se duas máscaras idênticas que se colocam sobre o filme de resina com uma precisão de $\pm 5 \mu\text{m}$ (figura 5 b).

Na fase de revelação, ambas as faces são expostas a luz ultravioleta de forma a impressionar as partes de resina que não ficaram protegidas pela máscara. O *etching*, em carbonato de sódio (Na_2CO_3) remove a resina fotossensível impressionada pela luz ultravioleta (figura 5 c).

O *etching* do metal é feito com a aplicação de Tricloreto de Ferro (FeCl_3), que remove o metal que não fica protegido pela resina (figura 5 d). As descontinuidades formadas no metal no processo anterior servem de máscara para o novo *etching*, agora no *Kapton*. A Etilenodiamina ($\text{H}_2\text{NCH}_2\text{-CH}_2\text{NH}_2$) produz furos no *Kapton* em ambas as faces, dando origem a uma estrutura bicónica (figura 5 e).

Na última fase, os GEMs são lavados com água desionizada, água mineral e álcool, de forma a remover os líquidos agressivos, sendo posteriormente colocados a secar numa estufa a 80°C .

A técnica descrita apresenta algumas limitações práticas, já que a espessura do *Kapton* tem de ter um valor fixo (*standard*) e as espessuras de cobre utilizadas não podem ter valores inferiores a $5 \mu\text{m}$. A escolha de espessuras de

Kapton maiores permitiria reduzir a capacidade eléctrica interna do GEM e deste modo atingir ganhos mais elevados.

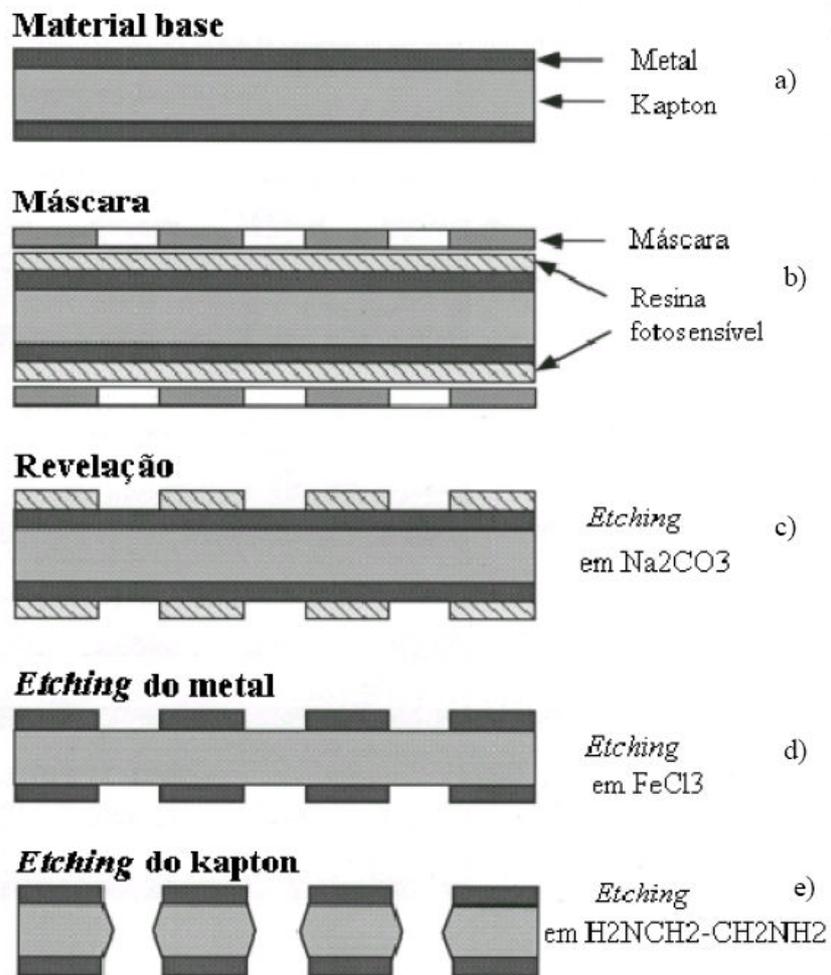


Figura 5 - Principais operações realizadas no fabrico de um GEM [21]

2.4 Princípio de Operação

O GEM multiplica electrões nos seus canais devido à elevada intensidade do campo eléctrico, que pode atingir um valor de 40 KV/cm na zona central do canal para uma diferença de potencial de 200V nos seus terminais. O valor mínimo do campo eléctrico necessário para haver multiplicação no xénon gasoso é de 4,5 KV/cm para 1bar a 20°C [30]. Cada buraco actua como um contador proporcional independente, os electrões produzidos na região de deriva/absorção do detector deslocam-se na direcção dos buracos onde se multiplicam, devido ao elevado campo eléctrico que aí se estabelece.

O detector gasoso do tipo GEM mais simples é composto apenas por um GEM e uma grelha metálica. A região entre a janela do detector e o eléctrodo superior do GEM, é a região de deriva. A aplicação de uma diferença de potencial nesta região define o campo eléctrico de deriva, uniforme, responsável pela deriva dos electrões primários para os canais do GEM, onde serão multiplicados. A região entre o eléctrodo inferior do GEM, e a grelha de recolha define a região de indução. O campo eléctrico de indução é responsável por encaminhar os electrões secundários para a grelha, onde são recolhidos. Na Figura 6 identificam-se as diferentes regiões, e exemplifica-se o processo de multiplicação e recolha de carga.

Devido ao processo de fabrico do GEM, os furos adquirem uma forma cónica em ambos os lados, o que melhora a rigidez dieléctrica [22]. Aplicando uma diferença de potencial adequada entre as duas faces do GEM, as linhas de campo são geradas de tal modo, que dentro de um canal há grande concentração de linhas, ou seja, o campo eléctrico nessa zona é elevado. Colocando o GEM entre dois eléctrodos a tensões adequadas, as linhas de campo que provêm de um eléctrodo convergem para os canais do GEM e à saída destes afastam-se de novo até atingirem o segundo eléctrodo. A Figura 7 apresenta um esquema das linhas de campo nas diferentes regiões do detector, deriva, multiplicação e indução. Na Figura 8 encontra-se uma representação

gráfica da intensidade do campo eléctrico ao longo do canal, onde se pode verificar que o valor máximo é atingido no centro.

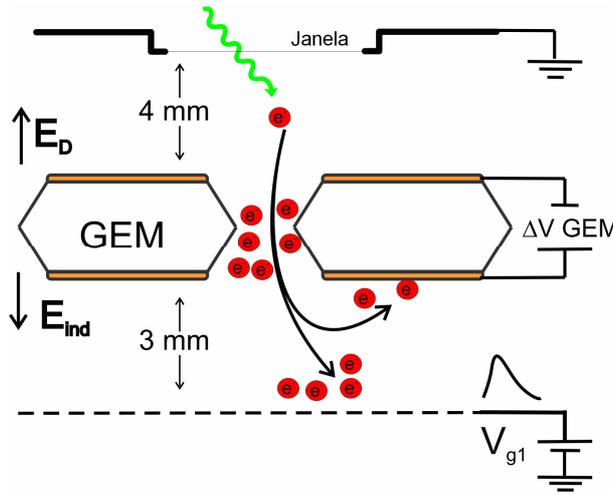


Figura 6 - Diagrama esquemático do processo de multiplicação de carga no GEM e posterior recolha numa grelha.

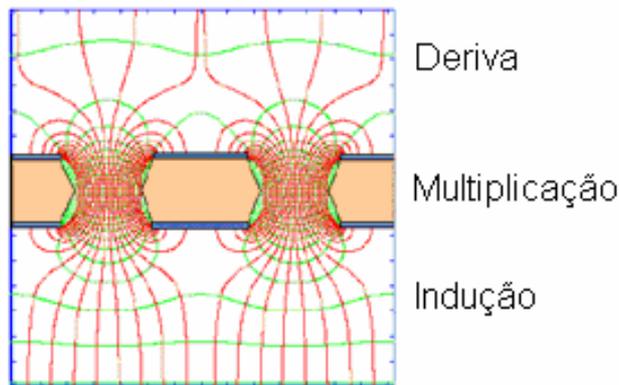


Figura 7 - Esquema das linhas de campo e equipotenciais no GEM, obtidas por simulação[23].

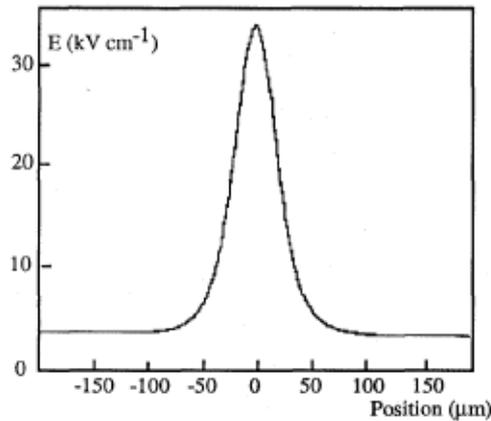


Figura 8- Intensidade do campo eléctrico ao longo do canal. A posição zero corresponde ao ponto médio do canal[22].

2. 4.1 Multiplicação e Ganho

Numa câmara de gás com geometria de placas paralelas, afastadas de uma distância d , a corrente que se gera entre o cátodo e o ânodo, devida à multiplicação de carga é:

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (2-2)$$

sendo, I_0 a corrente de electrões na ausência de multiplicação e α o primeiro coeficiente de Townsend (número de electrões secundários produzidos por centímetro, ao longo da trajectória de um electrão livre). O γ é o segundo coeficiente de Townsend que representa o número de electrões produzidos por processos secundários, tais como a libertação de electrões no cátodo por iões ou por efeito fotoeléctrico. A estrutura do GEM é tal que os efeitos de ionização secundária são suprimidos, a multiplicação no GEM pode ser descrita:

$$M = e^{\alpha d} \quad (2 - 3)$$

O ganho do GEM é normalmente definido como o número médio de electrões secundários produzidos no GEM por electrão primário que é focado num canal do GEM. O ganho aumenta exponencialmente com a diferença de potencial aplicada aos terminais do GEM, como pode ser visto no gráfico da Figura 9. A figura mostra o ganho efectivo, ou seja, que foi medido num eléctrodo de recolha.

O ganho máximo é obtido para a máxima diferença de tensão aplicada ao GEM, antes do aparecimento de descargas ou de correntes de fundo. A corrente de fundo existe pelo facto de a resistência do isolador não ser infinita, portanto pode sempre existir uma corrente entre os eléctrodos. A probabilidade de ocorrência de descargas é menor para gases que operem com menores diferenças de potencial ou maiores coeficientes de difusão, dependendo também da energia da radiação e do fluxo de irradiação. A existência de

imperfeições na geometria ou impurezas depositadas nos canais do GEM aumenta a probabilidade de descargas.

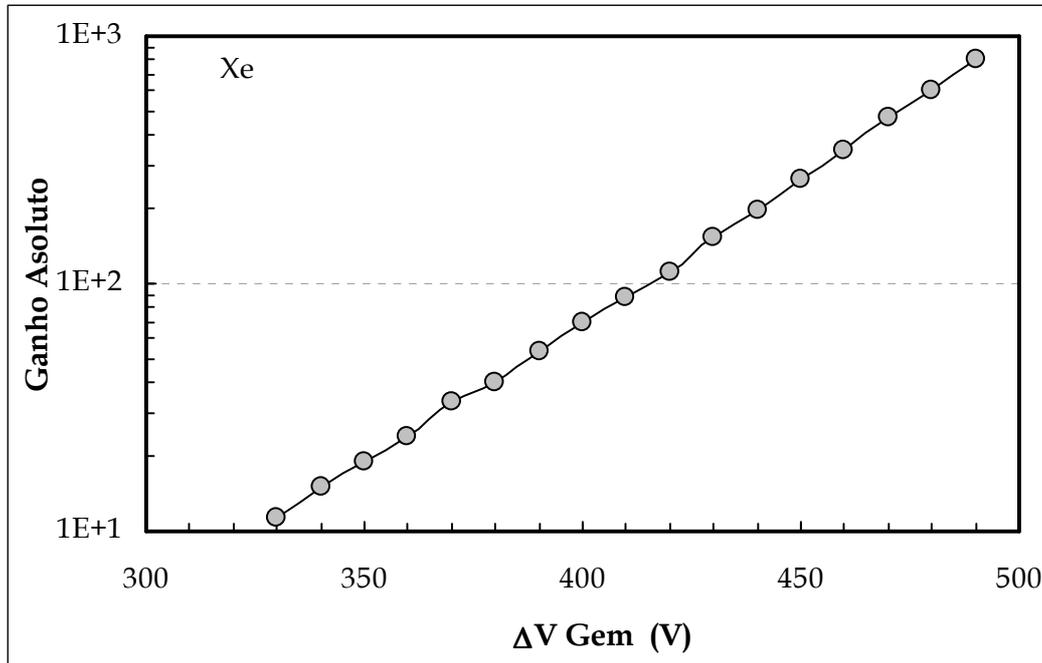


Figura 9 - Ganho efectivo, medido num eléctrodo de recolha, em função da diferença de tensão no GEM. Os valores apresentados foram obtidos em xénon gasoso para uma pressão de 1 atm.

Nem todos os electrões multiplicados no GEM alcançam o eléctrodo de recolha, uma parte deles é recolhida pela face inferior do GEM. A fracção de electrões que saem do canal do GEM e alcançam o eléctrodo de recolha é designada eficiência de extracção. De igual modo, nem todos os electrões produzidos na zona de deriva chegam aos canais do GEM, parte deles são atraídos para a face superior do GEM. À fracção de electrões produzidos na zona de deriva que chegam aos canais do GEM chama-se eficiência de colecção. A Figura 10 mostra a relação entre as eficiências de colecção e eficiência de extracção e a razão entre o campo eléctrico exterior e no canal do GEM ($E_{\text{ext}}/E_{\text{hole}}$) [25]. Para a eficiência de colecção o campo externo corresponde ao campo eléctrico da região de deriva, enquanto que para a eficiência de extracção corresponde ao campo eléctrico de indução.

A eficiência de extracção aumenta com o campo eléctrico relativo ($E_{\text{ext}}/E_{\text{hole}}$), enquanto que a eficiência de colecção que diminui. Assim, a escolha

do campo eléctrico nos canais do GEM, E_{canal} , deve resultar de um compromisso entre aquelas eficiências.

O valor E_{canal} pode ser parametrizado como:

$$E_{\text{canal}} = a V_{\text{GEM}} + b (E_d + E_i) \quad (2 - 4)$$

em que V_{GEM} é a tensão nos terminais do GEM, E_d e E_i são as intensidades dos campos eléctricos de deriva e indução, respectivamente, e a e b são parâmetros a ajustar, dependentes da geometria específica do GEM.

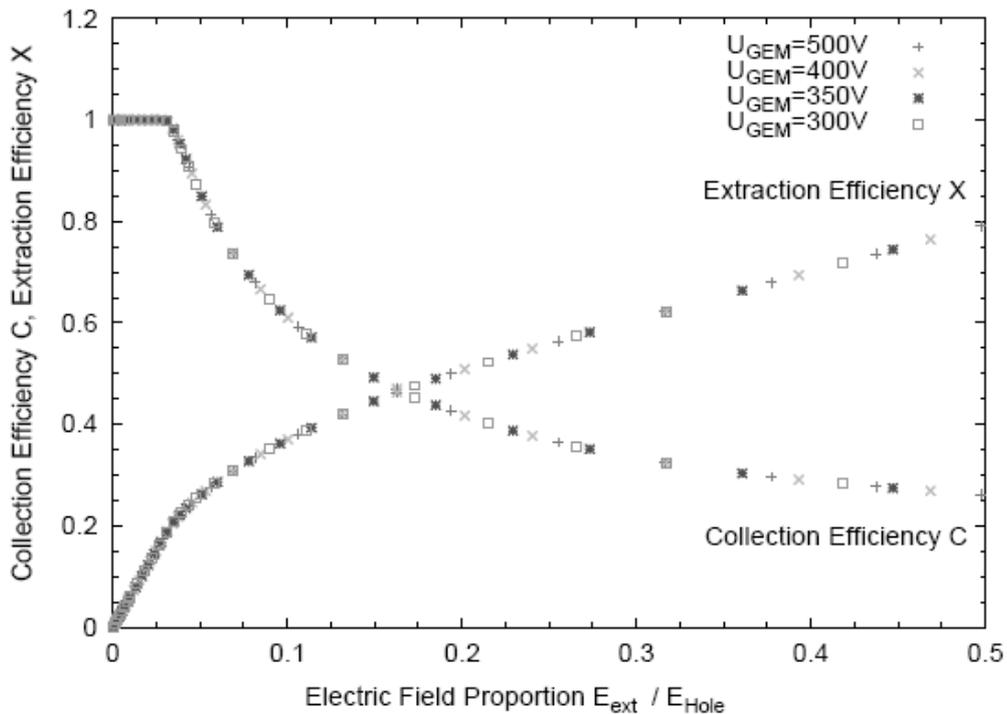


Figura 10 - Eficiência de colecção e eficiência de extração de electrões em função da razão campo eléctrico externo e do campo no canal do GEM para diferentes valores de tensão no GEM [25]. Os valores foram obtidos por simulação.

O ganho real de um GEM é medido directamente no eléctrodo inferior, neste caso é designado por ganho real do GEM, definido acima como a multiplicação, M (Eq.2-3). No entanto, existem aplicações nas quais o ganho é medido num eléctrodo de recolha independente do GEM. O ganho efectivo do GEM G_{ef} , relaciona-se com o ganho real G_{real} , através da expressão:

$$G_{ef} = CG_{real}X \quad (2 - 5)$$

No trabalho experimental realizado no âmbito desta dissertação o ganho foi medido directamente no eléctrodo inferior.

2. 4.2 Limitações

O processo de avalanche electrónica no gás é o mecanismo de multiplicação de carga do GEM. Assim, ao aumentar a diferença de potencial entre as duas faces do GEM o ganho aumenta, mas a probabilidade de ocorrência de descargas também, pois o tamanho da avalanche excede o seu valor crítico. O aumento da energia depositada no detector origina um maior número de electrões primários, aumentando também a probabilidade de ocorrência de descargas. Numa montagem com eléctrodo de recolha independente, as descargas ocorridas dentro dos canais não afectam directamente a electrónica sensível ligada ao eléctrodo de recolha. No entanto, podem danificar o GEM de modo irreversível.

Um fenómeno que limita o funcionamento do GEM para além das descargas e correntes de fundo é a realimentação devida a fotões e iões [26]. Este efeito consiste na libertação de electrões nas superfícies do detector por efeito fotoeléctrico ou por colisão de iões. Os electrões libertados são conduzidos para os canais do GEM através do campo eléctrico, resultando num aumento da amplitude do sinal original ou em réplicas que não correspondem a eventos reais.

Os fotões responsáveis pela realimentação provêm da emissão de cintilação secundária que ocorre durante a avalanche. Podem também ter origem nas zonas de deriva, se o campo eléctrico for suficientemente elevado para produzir cintilação secundária. O GEM por si só suprime a realimentação por fotões, uma vez que a maioria deles é absorvida nas paredes dos canais. Nos casos em que se verifica este tipo de realimentação, o sinal de carga torna-

se maior, mais lento alguns microsegundos e o ganho cresce supra-exponencialmente com a tensão aplicada.

A realimentação por fótons depende da eficiência quântica dos materiais usados e do comprimento de onda da luz de cintilação do gás considerado. Ocorre frequentemente nos cátodos de cobre, tendo sido observada em argon, a baixas temperaturas, e hélio [26]. Em cátodos de aço não se observa realimentação por fótons. Este problema pode ser eliminado adicionando um gás orgânico que suprime a luz de cintilação, capturando os fótons emitidos nos processos de desexcitação de gases nobres. No entanto, esta solução é bastante limitativa, porque não pode ser usada em situações em se pretenda operar somente com um gás puro. Para além disso, estes gases são difíceis de purificar e sofrem um envelhecimento rápido.

Os iões positivos que atravessam os canais do GEM, podem induzir a emissão secundária de electrões dos eléctrodos de cobre. Este efeito, é conhecido como realimentação por iões e provoca o aparecimento de sinais réplica com atraso de dezenas de microsegundos, correspondentes ao tempo de deriva dos iões[21]. A realimentação por iões limita o ganho do GEM, principalmente quando este opera a baixa pressão. Para pressões atmosféricas ou superiores este efeito é desprezável.

Para grandes fluxos de electrões (superiores a 10 pA/mm^2), a dependência do ganho com a tensão aplicada deixa de ser exponencial, com tendência para aumentar. Uma vez que algumas linhas de campo eléctrico penetrarem no dieléctrico, os iões e electrões vão aderindo às paredes dieléctricas do furo do GEM. À medida que se acumula carga, as linhas de campo deixam de penetrar no dieléctrico e passam a atravessar completamente o furo do GEM, resultando num campo eléctrico mais elevado e consequente aumento do ganho.

Para ganhos elevados e grandes quantidades de carga produzida, observa-se que a avalanche se pode estender para além dos canais [26]. A implicação prática deste facto é que na situação de se pretender acoplar outro

elemento amplificador deve existir uma distância mínima de cerca de 0,5 mm entre eles.

2.5 Aplicações

Os detectores baseados em GEMs apresentam um bom desempenho e robustez, o que tem encorajado a sua aplicação em diversas áreas. Esta estrutura apresenta várias vantagens, quando comparada com dispositivos de multiplicação do mesmo género. Uma vez que o GEM efectua a multiplicação de carga mas não a recolhe, pode ser usado em conjunto com outros dispositivos que recolham carga e eventualmente a multipliquem, como por exemplo microfítas. Outro aspecto de interesse é a possibilidade de utilizar vários GEMs em cascata, resultando num ganho total que é o produto dos ganhos de cada GEM individual.

A resolução espacial obtida com GEMs é da ordem de 0,1 -0,2 mm, permitindo realizar imagens bidimensionais de acontecimentos. As imagens podem ser obtidas através da carga ou da luz de cintilação que ocorre no interior dos furos do GEM e que pode ser detectada com uma câmara CCD, por exemplo. A Figura 11 mostra uma radiografia de um morcego obtida com a leitura de carga bidimensional [24].

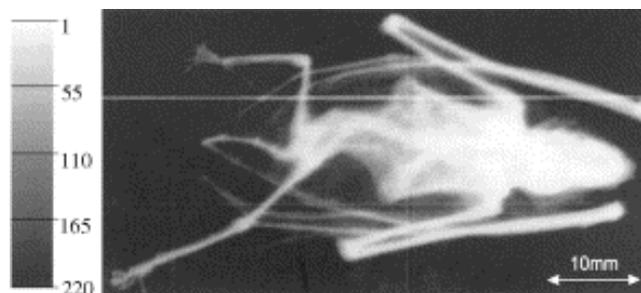


Figura 11 - Radiografia de um morcego através de um GEM com leitura bidimensional de carga. A escala de contraste o número de fótons contados no pixel [24].

Os detectores de GEMs são bons candidatos para diagnóstico médico digital e imagem portátil, devido à sua capacidade de operar sob elevada taxa de contagem (da ordem de 10^5Hz mm^{-2}), a boa resolução em posição, a robustez e boa operação em radiação intensa [23]. Outra característica de referência é a possibilidade de operação em campos magnéticos com elevada intensidade.

Capítulo 3

O Fotodíodo de Avalanche

O fotodíodo de avalanche é um dispositivo semicondutor que absorve diversos tipos de radiação, tais como fótons de luz, raios X ou partículas carregadas, convertendo-os num sinal eléctrico.

3.1 Origem do fotodíodo de avalanche

Muitas aplicações requerem um fotodetector com capacidade de responder quantitativamente a baixos níveis de luz incidente. Exemplos típicos incluem espectro-fotómetros e equipamentos para imagiologia médica. Durante muitos anos apenas os tubos fotomultiplicadores (PMTs) e os fotodíodos PIN conseguiam fazer a detecção quantitativa no espectro visível. No entanto, ambas as tecnologias apresentavam alguns inconvenientes. O maior inconveniente do PMT é o seu elevado volume, que condiciona a sua operação em vácuo. A desvantagem do fotodíodo PIN, reside no seu baixo ganho. Em resposta, foram desenvolvidos os fotodíodos de avalanche (APD), que mantêm as vantagens daqueles fotosensores e tentam colmatar as suas limitações.

O PMT é o mais antigo dos dispositivos referenciados e é baseado na tecnologia de um tubo de vácuo. É composto por um cátodo foto-sensível (o

fotocátodo), um sistema de colecção de electrões, uma secção de multiplicação de foto-electrões (um conjunto de dínodos) e um ânodo. Um fóton incide no fotocátodo e provoca a ejeção de electrões por efeito fotoeléctrico. Os foto-electrões são acelerados em direcção ao primeiro dínodo, onde ocorre a multiplicação desses electrões, com emissão de electrões secundários por impacto. O processo repete-se para os vários dínodos.

O fotodíodo PIN é um dispositivo semiconductor, tipicamente fabricado usando silício dopado. A absorção de um fóton incidente produz um par electrão-lacuna. O campo eléctrico obriga os electrões e lacunas a movimentarem-se em direcções opostas para os eléctrodos exteriores. Este movimento resulta numa corrente mensurável, que tem um comportamento linear com o fluxo de luz incidente. A Figura 12 ilustra o princípio de funcionamento do PMT e do fotodíodo PIN.

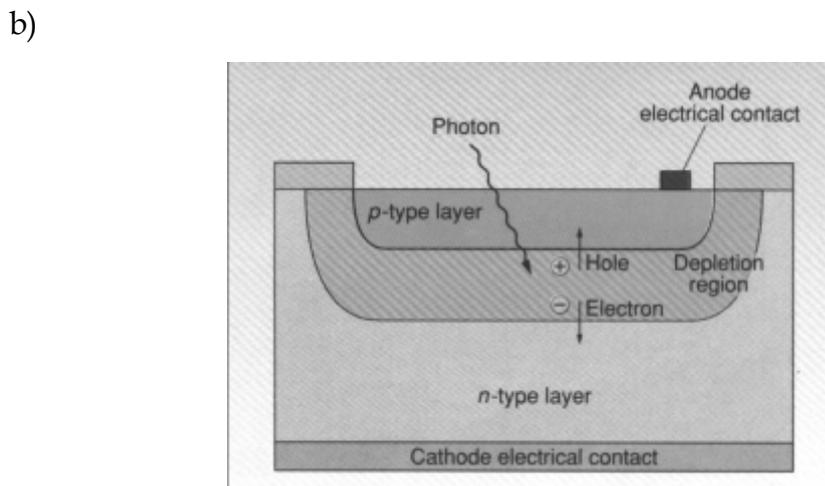
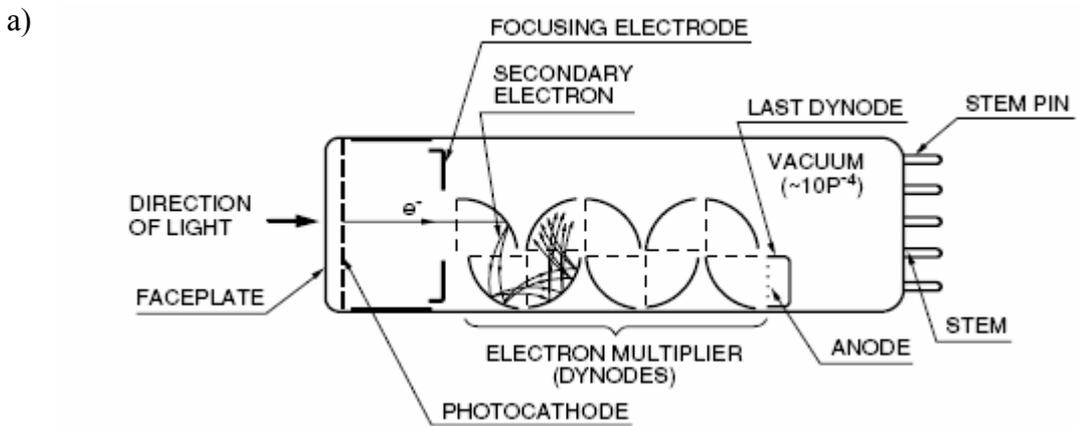


Figura 12 - Princípio de funcionamento do tubo fotomultiplicador (a) e do fotodíodo (b) [11].

O fotodíodo PIN é um dispositivo compacto, monolítico e muito mais pequeno que o PMT. É um detector de baixo custo, para aplicações com níveis de luz médios a altos. No entanto, o PMT continuou a ser usado em aplicações em que o nível de luz é muito baixo, devido ao seu elevado ganho interno. O sinal proveniente do fotodíodo PIN pode ser electronicamente amplificado, mas o nível de ruído é cerca de três vezes maior que o do PMT, limitando a capacidade de detectar baixo nível de luminosidade.

O fotodíodo de avalanche, sendo um fotodíodo de silício com ganho interno, combina os benefícios de ambos os detectores. Tal como num fotodíodo convencional, a absorção de radiação no APD cria um par electrão - lacuna. A aplicação de uma tensão de polarização inversa elevada cria um campo eléctrico interno forte. Os electrões primários são acelerados devido à acção do campo e adquirem energia suficiente para produzir novos pares electrão-lacuna, por impacto. Devido à avalanche electrónica consegue-se alcançar um ganho elevado, de algumas dezenas a algumas centenas.

3.2 Fotodíodos de avalanche de grande área -LAAPD

A primeira geração de fotodíodos de avalanche de grande área (LAAPD) apareceu no final da década de 1980 por Koren [11], embora já na década de setenta Gelzuna efectuasse estudos com este género de dispositivos [13]. A produção em massa de protótipos práticos foi conseguida pela Advanced Photonix Inc. (API) no início da década de 1990. Desde então foram introduzidas várias técnicas para corrigir alguns problemas de fabrico dos APDs. Uma das técnicas consistiu no fabrico de dispositivos com geometria de “bordos inclinados” (do inglês *beveled edge*), na qual os bordos apresentam uma determinada inclinação. Esta geometria permitiu reduzir a intensidade do campo eléctrico nos bordos da junção, evitando a sua ruptura.

Actualmente, existe um elevado interesse na aplicação dos APDs, devido ao desenvolvimento e comercialização de dispositivos com elevado ganho para

menores tensões de alimentação e com tempo de vida longo. Entre os principais destacam-se, a EG&G (Perkin-Elmer), Hamamatsu, Advanced Photonix, Inc. (API), e RMD, Inc.

Os LAAPDs disponibilizados pelos diferentes fabricantes apresentam algumas diferenças. Em 2001 Moszynki [12] comparou a tecnologia usada pela API com a desenvolvida por outros fabricantes, concluindo que os LAAPDs desenvolvidos pela API apresentam maior eficiência quântica, ganhos mais elevados e níveis de ruído mais baixos. A tecnologia API baseia-se no desenvolvimento de cristais de silício com dopagem de tipo n obtida por transmutação de neutrões. A resistividade da junção $p-n$ é mais uniforme, o que permite obter regiões de avalanche maiores para valores de campo eléctricos mais baixos e, como consequência, menor corrente de fuga.

3.3 Princípio de funcionamento

A Figura 13 ilustra a estrutura e o princípio de funcionamento de um LAAPD com “bordos inclinados”. Os fótons de luz, raio X ou partículas carregadas incidentes na região p do fotodíodo são convertidos em pares electrão - lacuna, desde que a sua energia seja maior que a energia mínima necessária para a formação dos pares. Esta energia mínima corresponde à diferença de energia entre a banda de valência e a banda de condução, sendo de 1,12eV no caso do silício. Isto significa que o LAAPD é sensível para comprimentos de onda menores que 1100 nm.

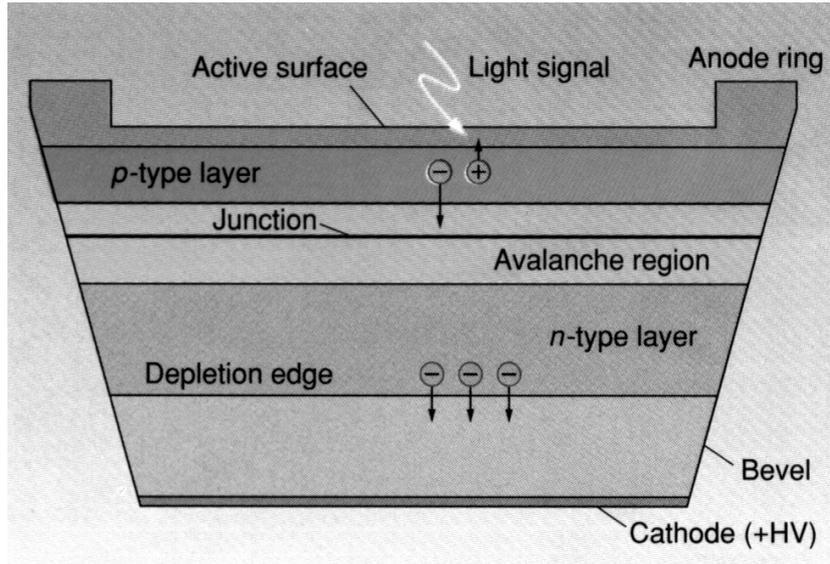


Figura 13 - Princípio de funcionamento de um fotodíodo de avalanche [11].

A aplicação de uma tensão positiva ao cátodo do fotodíodo cria um campo eléctrico entre as regiões p e n . Devido à acção do campo, os electrões primários movem-se em direcção à região n , enquanto as lacunas se movem em sentido contrário. Na zona da junção $p-n$, o campo eléctrico é elevado e os electrões no seu movimento de deriva ganham energia suficiente para ionizar os átomos da rede cristalina, produzindo novos pares electrão-lacuna, electrões secundários. A formação de electrões secundários por sucessivas colisões com os átomos é semelhante ao processo de multiplicação de electrões que ocorre num contador proporcional [15]. Os electrões secundários são acelerados pelo campo, produzindo novos pares electrão - lacuna, num processo de avalanche.

A Figura 14 representa a secção de um LAAPD, onde são visíveis as diferentes regiões do fotodíodo e o perfil do campo eléctrico no seu interior. Identificam-se três regiões diferentes, A, B e C. A região A corresponde à secção da zona p que não sofre depleção após a aplicação de tensão, e designa-se região de deriva. O valor de campo eléctrico é muito baixo em A e por isso não há multiplicação de carga. A região B sofre depleção devido à tensão aplicada e o campo eléctrico aumenta com a profundidade, atingindo um máximo na junção $p-n$. A avalanche electrónica forma-se na região C, onde o campo eléctrico é superior ao limiar de ionização por impacto electrónico ($E > E_0$).

Resumindo, A corresponde à região de deriva, B à região de depleção e C é a região de multiplicação de carga.

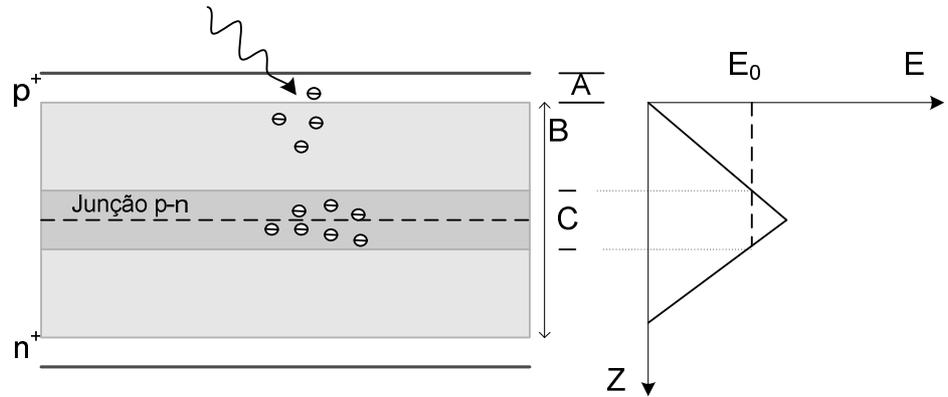


Figura 14- Esquema da secção de um LAAPD (esquerda) e perfil do comportamento do campo eléctrico nas diferentes regiões.

3.3.1 Zona de depleção

A zona de depleção forma-se através da junção p-n e é assim designada por ser desprovida de praticamente todas as cargas livres. Se a concentração de dadores no lado n e aceitadores no lado p for igual as condições de difusão são aproximadamente iguais para electrões e lacunas e o comprimento da região de depleção é igual nos dois lados da junção p-n. No entanto, há uma diferença notável nos níveis de dopagem das duas regiões, o que faz com que o comprimento de ambas seja diferente.

A região de depleção tem propriedades atractivas como meio de detecção de radiação. O campo eléctrico no seu interior provoca a migração dos electrões aí criados na direcção do material tipo n , enquanto as lacunas se movem na direcção contrária, para a região p . Este movimento leva a que a concentração de electrões e lacunas na região de depleção seja quase nula. As únicas cargas que permanecem na região de depleção são as cargas imóveis, impurezas dadoras e aceitadoras. Como estas cargas não contribuem para a condutividade, a região de depleção fica com uma resistividade muito elevada

comparada com a dos materiais de tipo n e p , em cada um dos lados da junção. Os pares electrão-lacuna criados na região de depleção devido à absorção de radiação são conduzidos para o exterior por acção do campo eléctrico existente e o movimento de electrões constitui o sinal eléctrico.

Na ausência de radiação ionizante os fotodíodos exibem uma corrente de fuga de estado estacionário, devido à geração térmica de cargas móveis. A concentração destas cargas na região de depleção é muito reduzida, porque o tempo de recolha (alguns nanosegundos) é bastante inferior ao tempo necessário para estabelecer o equilíbrio térmico. Por isso, uma pequena quantidade de carga produzida na região de depleção, por uma partícula ionizante, é facilmente detectada.

3.3.2 *Corrente de Fuga*

Ao aplicar uma diferença de tensão no fotodíodo, de modo a polarizar inversamente a junção $p-n$, observa-se uma corrente de fuga da ordem de uma fracção de micro-ampere. Esta corrente pode ter origem no volume ou na superfície do detector.

A corrente de fuga volumétrica (I_{FV}), gerada no interior do volume do semiconductor deve-se a dois mecanismos diferentes. Devido ao sentido do campo eléctrico na região de depleção, os transportadores maioritários que se difundem da região p ou n do fotodíodo para as extremidades da zona de depleção, são repelidos pela junção $p-n$. No entanto, os transportadores minoritários são gerados continuamente em ambos os lados da junção e são livres de se difundirem. Do seu movimento resulta uma corrente de fuga estacionária proporcional à área da junção. Na maioria dos casos a corrente de fuga dos transportadores minoritários é pequena, sendo pouco significativa para a corrente de fuga total. A segunda fonte de corrente de fuga volumétrica é a geração térmica de pares electrão-lacuna na região de depleção, que aumenta com o volume da região de depleção e pode ser reduzida diminuindo a

temperatura de operação do fotodíodo. Esta é uma das razões pela qual é importante operar os fotodíodos a temperaturas baixas.

A corrente de fuga de superficial (I_{FS}) tem origem nas extremidades da junção $p-n$, devido ao elevado gradiente de tensão que aí se estabelece pela aplicação de tensão de polarização. A corrente de fuga superficial é afectada por factores como o encapsulamento do detector, humidade, contaminação da superfície do detector por impressões digitais, óleos provenientes do processo de evacuação de gases e outros vapores condensáveis.

A corrente de fuga superficial não é multiplicada, porque não têm origem na região de avalanche, mas a corrente gerada internamente (corrente de fuga volumétrica) flui na região de avalanche e é multiplicada pelo ganho M . A corrente de fuga total (I_F) no fotodíodo corresponde ao somatório das diferentes contribuições.

$$I_F = I_{FS} + M I_{FV} \quad (3 - 1)$$

A monitorização da corrente de fuga é um procedimento bastante importante na operação de fotodíodos, visto que permite detectar alguma anormalidade no seu comportamento. Uma variação brusca do valor de corrente de fuga indica uma alteração no desempenho do fotodíodo. O aumento da tensão de polarização do fotodíodo provoca um ligeiro aumento da corrente de fuga. No entanto, um aumento brusco pode significar a ruptura do detector e por isso é necessário baixar a tensão de alimentação.

A corrente de fuga do LAAPD afecta a resolução em energia conseguida e limita a energia mínima detectável [16]. Uma vez que a corrente de fuga diminui com a temperatura, a operação do fotodíodo a temperaturas baixas significa um melhor desempenho do APD. O estudo do desempenho do LAAPD em função da temperatura para a detecção de raios X e luz visível é apresentado na referência [12].

3.4 Resolução em energia

Na maioria das aplicações de detectores de radiação o principal objectivo é medir a distribuição em energia da radiação incidente, técnica conhecida como espectroscopia. A caracterização de um detector em medidas de espectroscopia é feita através da resposta a uma fonte de radiação monoenergética. A avaliação da resposta do detector pode ser expressa pelo conceito de resolução em energia. A resolução em energia é definida pela razão entre a largura a meia altura FWHM (do inglês, *Full-Width-at-Half-Maximum*), e o ponto médio, E_0 , da distribuição de energia [15].

$$\Delta E = \frac{FWHM}{E_0} \quad (3-2)$$

O conceito de resolução em energia e a sua importância na análise por espectroscopia está ilustrado na Figura 15. Em geral, dois picos numa distribuição de energia são geralmente distinguidos se estiverem separados por uma distância maior que as correspondentes FWHMs

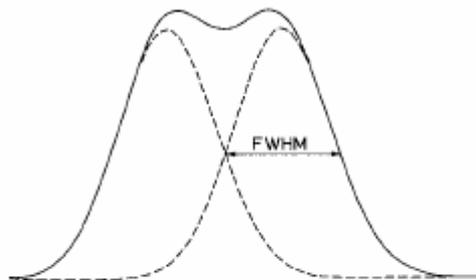


Figura 15 - Limite de resolução (distinção) de dois picos numa distribuição de energia. A linha a cheio mostra a soma de dois picos de gaussianas idênticas, separadas por um distância equivalente a FWHM.

A resolução em energia de um fotodíodo de avalanche é determinada por diversos factores, os de maior importância são [12]:

- flutuações estatísticas associadas ao número de pares electrão-lacuna produzidos no silício e ao processo de avalanche (ΔE_s);
- ruído do detector, causado pela corrente de fuga e pelo sistema electrónico, nomeadamente o pré-amplificador (ΔE_R);

- não uniformidade do ganho no volume de detecção (ΔE_U).

Assumindo que o pico detectado tem uma forma gaussiana a resolução em energia pode ser descrita pela seguinte equação:

$$\Delta E^2 = \Delta E_S^2 + \Delta E_R^2 + \Delta E_U^2 \quad (3 - 3)$$

O tipo de radiação detectada condiciona a influência dos diferentes factores na resolução em energia, havendo uma diferença significativa entre a detecção de luz e a detecção de partículas ionizantes, como os raios X. No caso da detecção de luz a influência da não uniformidade do ganho é desprezável, ao contrário do que acontece na detecção de raios X. Na detecção de luz, em que geralmente toda a área do fotodíodo é irradiada, contribuindo para a amplificação do sinal, o impulso final resulta da resposta média a todos os fótons que interagem no silício. A equação 3-3, neste caso, resume-se à soma quadrática de ΔE_S e ΔE_R . Na detecção de raios X, cada fóton é absorvido pontualmente e o impulso final é afectado pelo ganho local. A variação local do ganho deve-se sobretudo à não homogeneidade da resistividade no fotodíodo. A não uniformidade depende do processo de fabrico, podendo variar consideravelmente entre diferentes dispositivos.

Medidas de resolução em energia com fotodíodos de avalanche, obtidas para raios X e luz visível, mostram que os melhores valores são obtidos na detecção de luz visível pois a contribuição da não uniformidade do ganho é desprezável [16]. Para raios X de 5,9 KeV foram obtidos os valores de 11% e 9,6% para as temperaturas de 24°C e 0°C, respectivamente, enquanto que para a luz visível, para os mesmos valores de temperatura se obteve 7,3% e 6,5%, respectivamente, usando o mesmo fotodíodo nas mesmas condições. A diminuição da resolução com a temperatura deve-se à diminuição da corrente de fuga, tal como foi explicado na secção 3.3.2.

3.4.1 Resolução Intrínseca

A resolução intrínseca corresponde ao valor da resolução em energia sem entrar em consideração com a contribuição do ruído electrónico. Deve-se às flutuações estatísticas associadas à produção de pares electrão-lacuna, pela radiação incidente e ao processo de avalanche de cada electrão primário.

As flutuações estatísticas associadas ao número de electrões primários e ao ganho do fotodíodo pode expressar-se:

$$\frac{\Delta N}{N_{e-h}} = 2,36(F / N_{e-h})^{1/2} \quad (3 - 4)$$

Em que N_{e-h} é o número de pares electrão - lacuna primários e F é o factor de excesso de ruído.

O factor de excesso de ruído é definido por [18] :

$$F = 1 + \frac{\sigma_A^2}{G} \quad (3 - 6)$$

em que σ_A^2 é a variância do ganho da avalanche electrónica e G o ganho do fotodíodo. O factor de excesso de ruído varia com o ganho apresentando um valor superior a 1 devido às flutuações da avalanche electrónica. Um valor de $F=2$ foi obtido com um fotodíodo de 16mm de diâmetro para um ganho 100 [17]. Uma das causas desta flutuação é a natureza discreta do processo de multiplicação, em que um electrão (ou lacuna) de velocidade elevada provoca uma ionização e a consequente produção de um par electrão-lacuna, originando flutuações estatísticas no ganho.

A probabilidade de ionização desencadeada por lacunas, no silício, é muito menor que a induzida por electrões. No entanto, para ganhos elevados a ionização provocada por lacunas torna-se importante. Caso uma lacuna resultante de um processo de avalanche primária origine um par de iões, inicia-se uma nova avalanche electrónica. Se a ionização provocada pela lacuna ocorrer perto da zona de multiplicação, então a avalanche resultante sofre um ganho tão elevado como uma avalanche primária. Este mecanismo de realimentação positiva explica o rápido aumento do ganho com a tensão

aplicada, levando à ruptura para um valor crítico da tensão. Este processo de realimentação positiva é extremamente ruidoso e para tensões próximas da tensão de ruptura, F aumenta linearmente com o ganho.

A resolução intrínseca dos fotodíodos de avalanche na detecção de luz é basicamente determinada pela contribuição estatística associada ao ganho do fotodíodo, corresponde a equação 3.6:

$$R_{\text{int}}(\text{luz}) = 2,36 (F/N_{e-h})^{1/2} \quad (3 - 6)$$

Na detecção de raios X , as flutuações estatísticas associadas aos electrões primários são atenuadas pelo factor de Fano, f . Em silício, o valor de f é 0,1 [15]. O factor de fano descreve a variância relativa na produção dos electrões primários em relação a um processo puramente gaussiano. A resolução intrínseca dos fotodíodos na detecção de raios X pode ser descrita por:

$$R_{\text{int}}(\text{raios } X) = 2,36 \sqrt{\frac{F + f - 1}{N_{e-h}} + \left(\frac{\sigma_U}{G}\right)^2} \quad (3 - 7)$$

em que σ_U/G é o desvio padrão relativo, associado à não uniformidade do ganho do fotodíodo.

A Figura 16 apresenta a comparação entre a resolução intrínseca do fotodíodo na detecção de luz visível e na detecção de raios X , assumindo um valor de F igual a 2 e não uniformidade (σ_U/G) de 2%. Para baixas energias, a resolução intrínseca para raios X é menor devido à atenuação das flutuações estatísticas pelo factor de Fano. Para energias mais elevadas, em que as flutuações estatísticas diminuem, a contribuição da não uniformidade aumenta, provocando um aumento da resolução para raios X relativamente à luz.

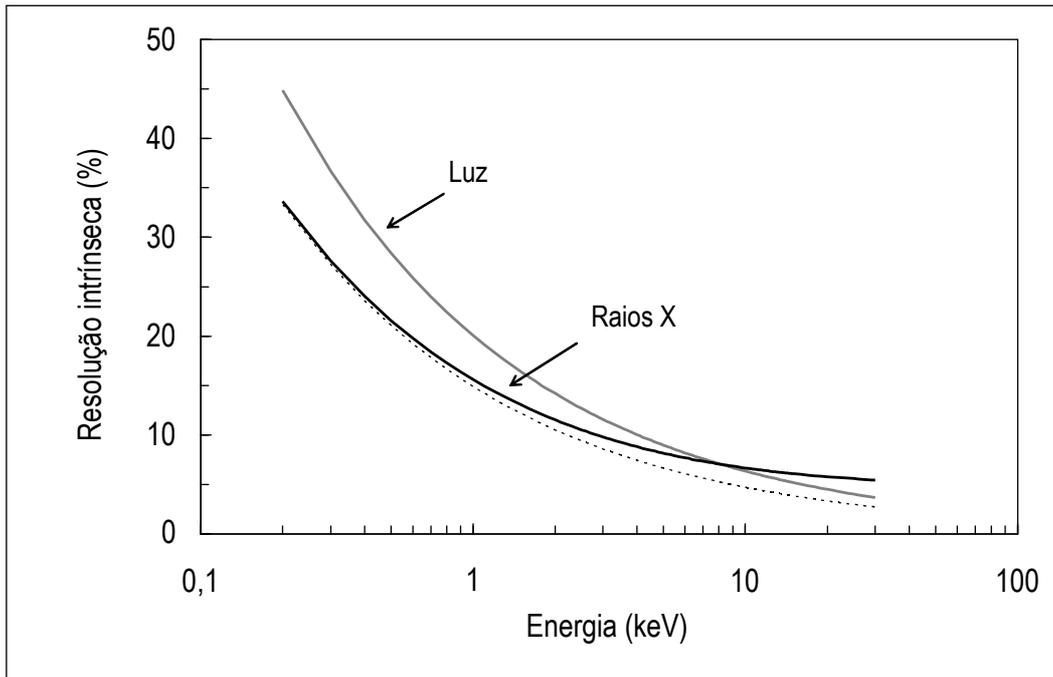


Figura 16 – Resolução intrínseca do fotodíodo em função da energia, para luz e para raios X [18].

3.5 Vantagens dos LAAPDs

Os LAAPDs têm vindo a substituir os PMTs em muitas das suas aplicações tradicionais, pelas vantagens que apresentam. A vantagem mais óbvia do LAAPD é a sua estrutura compacta e monolítica, útil em aplicações onde o espaço ocupado é um requisito e o detector está sujeito a choques ou vibrações. Contrariamente ao LAAPD, o PMT é um tubo de vidro volumoso, mecanicamente frágil e com consumo de energia mais elevado. A Figura 17 mostra uma fotografia de um PMT típico e de um LAAPD com 16 mm de diâmetro, onde se podem ver as diferenças físicas entre ambos.

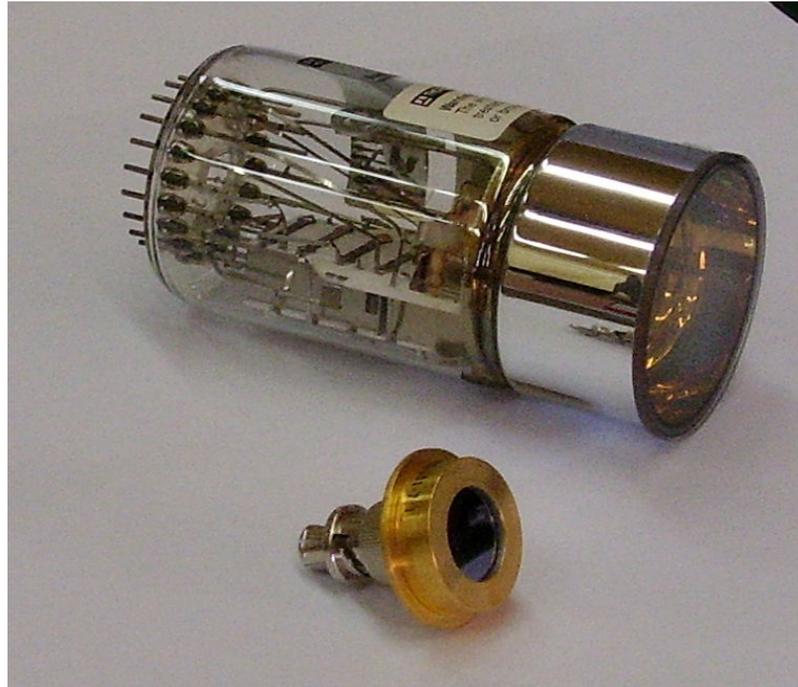


Figura 17 - Fotografia de um PMT convencional e de um LAAPD.

Uma das vantagens da tecnologia de estado sólido é a sua gama dinâmica. O aumento do nível de luz incidente num PMT provoca um acréscimo de electrões na proximidade do ânodo, o qual exerce uma força repulsiva nos electrões provenientes do dínodo final. Por esta razão, a gama de resposta linear de um PMT típico é limitada a cerca de quatro ordens de grandeza. Em contrapartida, o LAAPD permite uma resposta linear numa gama até cerca de seis ordens de grandeza [18].

A eficiência quântica, Q.E., do LAAPD é outra importante vantagem do LAAPD em relação ao PMT. A eficiência quântica é a resposta do fotossensor a diferentes comprimentos de onda do espectro electromagnético. Em termos práticos, para o LAAPD corresponde ao número de pares electrão lacuna produzidos no silício por cada fotão incidente. Num PMT típico apenas 10 a 25% dos fotões incidentes são convertidos em fotoelectrões no fotocátodo. Nos LAAPDs a eficiência quântica pode ser superior a 90% na região do visível e estende-se ao longo de uma maior gama espectral. Os fotodíodos podem ser fabricados com eficiências máximas na zona do ultravioleta, do azul ou do vermelho, de acordo com a aplicação pretendida. A Figura 18 mostra a eficiência

quântica para três PMTs com diferentes fotocátodos e para três LAAPDs produzidos pela API.

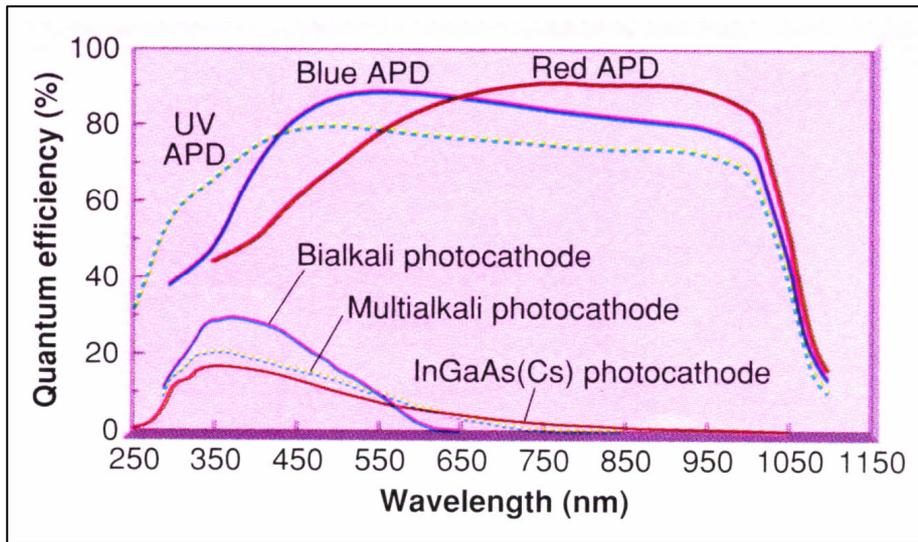


Figura 18 - Eficiência quântica de três PMT com diferentes fotocátodos e três APDs fabricados pela API [11].

O LAAPD apresenta outras vantagens em relação ao PMT, que podem ser críticas para determinadas aplicações. Uma delas relaciona-se com a janela de radiação que separa o meio exterior do fotocátodo. Num PMT, a janela é um componente essencial que faz parte do invólucro de vácuo. No LAAPD, a sua estrutura hermética evita a entrada de ar, por isso a janela é opcional. Esta é uma vantagem no caso de se pretender acoplar um cintilador directamente ao LAAPD, sem janela. Outra desvantagem dos PMTs é a sua extrema sensibilidade ao campo magnético, que altera a trajectória dos electrões no interior do tubo.

No entanto, o PMT apresenta duas vantagens importantes em relação ao LAAPD, uma área de detecção maior e elevado ganho interno (até cerca de 10^6) [7]. Por isso, o fotomultiplicador continua a ser o único usado para contagem de fóton único e em aplicações com níveis de luz muito baixos. Contudo, isto representa uma minoria das tradicionais aplicações de PMTs, cerca de 10%. Além disso, a maioria das aplicações não precisam de ganhos tão elevados, sendo a eficiência quântica mais importante.

3.6 Aplicações

Os LAADPs têm sido usados maioritariamente como fotossensores ópticos associados a cintiladores [17], para a detecção de raios X e raios γ , em substituição dos tubos fotomultiplicadores, em aplicações de calorimetria e física das altas energias, tais como o detector CMS (do inglês *Compact Muon Solenoid*) desenvolvido no CERN [9], em experiências de física nuclear e na instrumentação PET (do inglês *Positron Emission Tomography*), bem como em sistema de leitura de cristais e cintiladores plásticos em espectroscopia de raios γ . Recentemente, têm sido aplicados como fotossensores de luz ultravioleta de vazio (VUV) em contadores gasosos de cintilação proporcional [19] e como detectores de raio X para espectrometria [8]. Os LAAPD também têm sido usados em microscópios confocais para estudos de fluorescência.

Pode referir-se, em particular, a utilização dos LAAPDs na experiência para determinação do desvio de Lamb no hidrogénio muónico, realizada no Paul Scherrer Institute (PSI), Suíça, com colaboração de várias instituições, entre as quais o GIAN (Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear), <http://gian.fis.uc.pt/pt/muoes.html>. Nesta experiência os fotodíodos são utilizados para detectar os raios X do hidrogénio muónico.

Capítulo 4

A cintilação do GEM a operar em xénon

Neste trabalho pretende-se estudar as características da cintilação do GEM a operar em xénon puro a diferentes pressões, usando como elemento de leitura sensível ao VUV, um fotodíodo de avalanche de grande área (LAAPD). A amplitude e a resolução em energia do sinal de cintilação foram determinadas em função da tensão aplicada ao GEM e comparadas com os valores obtidos para o sinal de carga.

4.1 Introdução

Conde e Policarpo [1] realizaram um trabalho inovador com o desenvolvimento do Contador Gasoso de cintilação proporcional. Neste trabalho demonstraram que a cintilação produzida nas avalanches de electrões, que ocorrem nos ânodos, resulta em impulsos de sinais caracterizados por uma elevada amplitude, com melhoria na resolução em energia, quando comparados com impulsos de carga. Desde de então, a cintilação produzida nas avalanches electrónicas tem sido uma alternativa para amplificação de sinal e leitura em detectores de radiação. Ao contrário do que acontece na leitura electrónica convencional da carga produzida numa avalanche, a leitura óptica da cintilação resulta num impulso mais rápido e insensível ao ruído electrónico, o que se

deve ao facto de a electrónica de leitura não estar associada ao elemento de multiplicação. Estes resultados conduziram ao desenvolvimento de um novo tipo de detector OTPCs, (do inglês *Optical Time Projection Chambers (OTPCs)*), no qual se efectuava a leitura óptica da cintilação produzida nas avalanches electrónicas [27]. No entanto, este tipo de detector teve apenas algumas aplicações na detecção de radiação e experiências de física nuclear.

Ao longo do tempo tem havido uma aposta na investigação de misturas gasosas apropriadas aos sistemas de leitura de fotões. Com o objectivo de obter elevados rendimentos de luz, nas regiões visível e próximo do ultravioleta, de forma a coincidir com o intervalo espectral dos componentes ópticos. Os gases nobres puros e o CF_4 exibem elevados rendimentos de cintilação, no entanto cintilam na região do VUV ($\lambda < 200\text{nm}$). Esta característica inibe o seu uso como gases de elevado rendimento na maioria das aplicações com detectores gasosos. Além disso, o efeito de realimentação por fotões limita o ganho e o desempenho do detector.

Este inconveniente foi ultrapassado com a introdução do GEM, uma vez que a estrutura do GEM inibe a realimentação por fotões. As avalanches estão confinadas aos buracos do GEM, o que impede os processos secundários desencadeados por fotões, conseguido assim atingir ganhos elevados em gases de cintilação ultravioleta.

Dependendo da configuração do campo eléctrico dentro dos canais do GEM, é produzida luz de cintilação resultante dos processos de excitação dos átomos e moléculas do gás. A detecção de radiação ionizante e a determinação da energia depositada no detector podem ser obtidas a partir da cintilação produzida nos canais do GEM.

4.2 Montagem Experimental

O detector usado na realização do trabalho experimental tem geometria cilíndrica, e foi projectado de modo a estabelecer campos eléctricos uniformes nas regiões de deriva e de indução. Nesta secção será descrito o sistema experimental usado, com referência à electrónica associada à alimentação do detector e ao sistema de aquisição sinais.

4.2.1 O detector

A Figura 19 mostra um esquema do detector usado na realização do trabalho experimental. O detector é constituído por um invólucro de aço inoxidável com um diâmetro de 85 mm e 40 mm de altura, contendo um GEM e um LAAPD no seu interior. A região entre a janela e a face superior do GEM corresponde à região de deriva e tem um comprimento de 4 mm. A região entre a face inferior do GEM e o LAAPD corresponde à região de indução, e tem uma espessura de 3 mm.

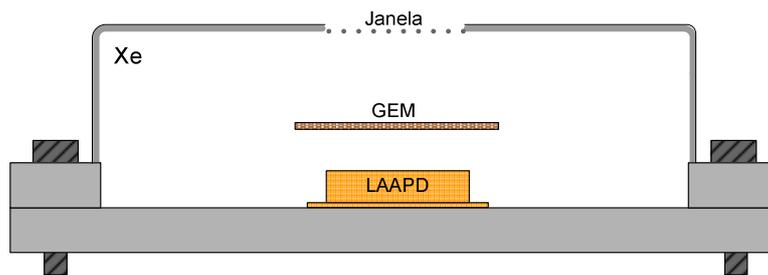


Figura 19 - Esquema do detector usado no trabalho experimental.

No topo do detector encontra-se a janela de entrada da radiação, que é composta por um padrão circular de furos, como mostra a Figura 20. O suporte da janela é uma peça de aço inoxidável amovível que encaixa no elemento de macor. A união da janela é feita através de um anel de *Viton* e apertada por parafusos. O elemento de macor foi colado ao corpo de aço inoxidável do

detector com uma cola de baixa pressão de vapor (“epoxy” TRA-BOND 2116). O *Viton* e a cola garantem isolamento de vácuo no detector.

O material usado para a janela foi uma folha de *Mylar* aluminizado com uma espessura de 25 μm . O *Mylar* é um filme de poliéster, que apresenta elevada resistência mecânica, uma boa transparência aos raios X e bom isolamento eléctrico. A folha de *Mylar* foi colada e pressionada interiormente com uma placa circular de aço inoxidável, com o mesmo padrão de furos, de modo a aumentar a resistência da janela.

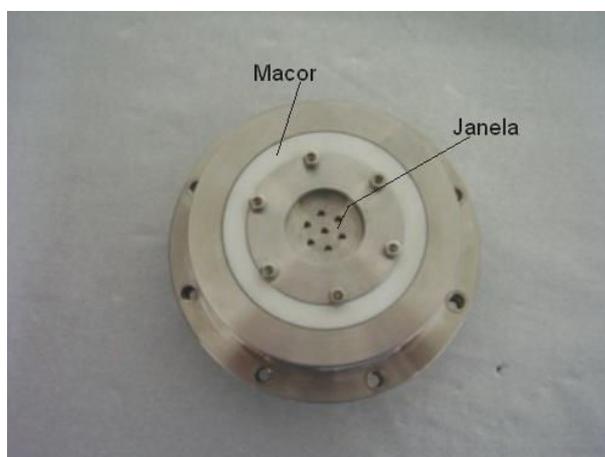


Figura 20- Fotografia do corpo do detector.

A base do detector é de aço inoxidável, Figura 21. No centro da base encontra-se um orifício para o LAAPD. O GEM é sustentado com auxílio de quatro pinos, como o identificado com o número 1 na Figura 21. Os anéis de Macor (um dos quais assinalado com o número 2), servem para estabelecer a distância entre o LAAPD e o GEM.

Existem quatro feedthroughs na base, um deles assinalados com o número 3 (Figura 21). O GEM é polarizado através de dois dos feedthroughs, inseridos em blocos de Macor embutidos na base, que asseguram o isolamento eléctrico entre os feedthrough e o restante detector. Exteriormente a base é composta pelos quatro feedthroughs onde se aplica a alta tensão e duas entradas Cajon-VCR para a entrada dos gases de enchimento e bombeamento de vácuo.

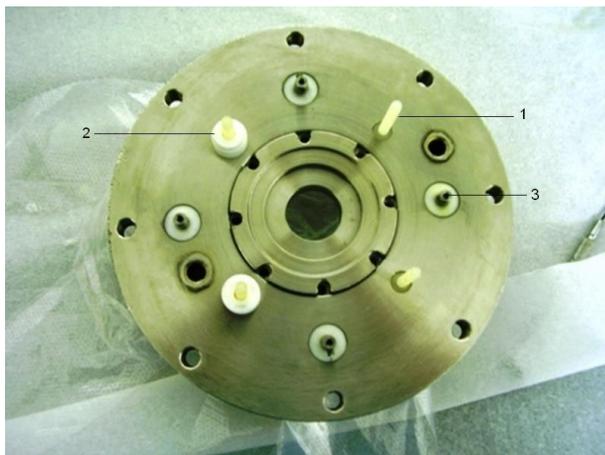


Figura 21 - Fotografia da base do detector.

O GEM utilizado neste trabalho foi produzido no CERN e apresenta dimensões standard: 50 μm de *Kapton* coberto com um filme de cobre de 5 μm em ambos os lados, uma matriz de furos de geometria bicónica com diâmetros de 50 μm e 70 μm no *Kapton* e no cobre, respectivamente. A geometria de disposição dos canais têm uma configuração hexagonal com um passo de 140 μm . O GEM tem uma área activa de 2.8x2.8 cm^2 . A Figura 22 mostra a fotografia de um dos GEM utilizados no trabalho experimental.

O GEM foi colado numa moldura de Macor, Figura 22. O processo de colagem do GEM à moldura divide-se em duas etapas. Na primeira etapa, cola-se o GEM numa moldura de Macor com cola de baixa pressão de vapor e espera-se que esta seque. Na segunda etapa colam-se os eléctrodos do GEM aos fios condutores utilizando cola condutora de baixa pressão de vapor. Os fios colados aos eléctrodos são inseridos nos diferentes feedthroughs, permitindo polarizar o GEM.

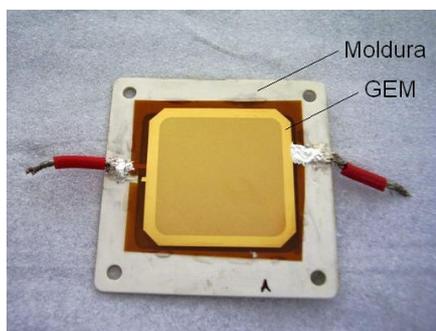


Figura 22 - Fotografia de um GEM colado numa moldura de Macor. Os quatro orifícios nos cantos permitem inserir o GEM nos pinos indicados na Figura 21.

Na Figura 23 pode ver-se o LAAPD usado para as medidas de cintilação. O LAAPD é inserido no orifício existente na base e fixado através de anel de aço inoxidável, Figura 21. Entre a base e o fotodíodo é colocado um fio de índio de forma a garantir o vácuo no interior do detector. A base foi selada ao corpo do detector através do esmagamento de um fio de índio, apertada por meio de parafusos.



Figura 23 - Fotografia do LAAD usado.

A escolha de aço inoxidável para a construção do detector deve-se à sua elevada resistência mecânica e baixa desgaseificação. O Macor é usado por ser isolador, fixando os feedthroughs no seu interior, podem polarizar-se as estruturas colocadas no interior do detector. Além das características referidas, ambos os materiais não poluem o gás do detector e as suas propriedades não se alteram significativamente com a temperatura de operação.

4.2.2 Sistema de Vácuo

O objectivo do sistema de vácuo é eliminar o ar e as impurezas existentes no interior do detector. A eliminação do maior número de impurezas é fundamental para um bom desempenho do detector, uma vez que a pureza do xénon é essencial para a sua cintilação. O sistema de vácuo é composto por uma bomba turbomolecular e uma bomba rotativa.

Na Figura 24 pode ver-se o esquema da ligação do detector ao sistema de vácuo, e aos diferentes elementos acessórios ao detector. A ligação entre o detector e os restantes elementos é feita através de tubos de aço inoxidável de

diâmetro variável. As torneiras de alto-vácuo identificadas na Figura 24 pela letra T permitem isolar as diferentes partes do sistema.

O detector foi bombeado a pressões inferiores a 10^{-5} mbar, antes do enchimento com gás.

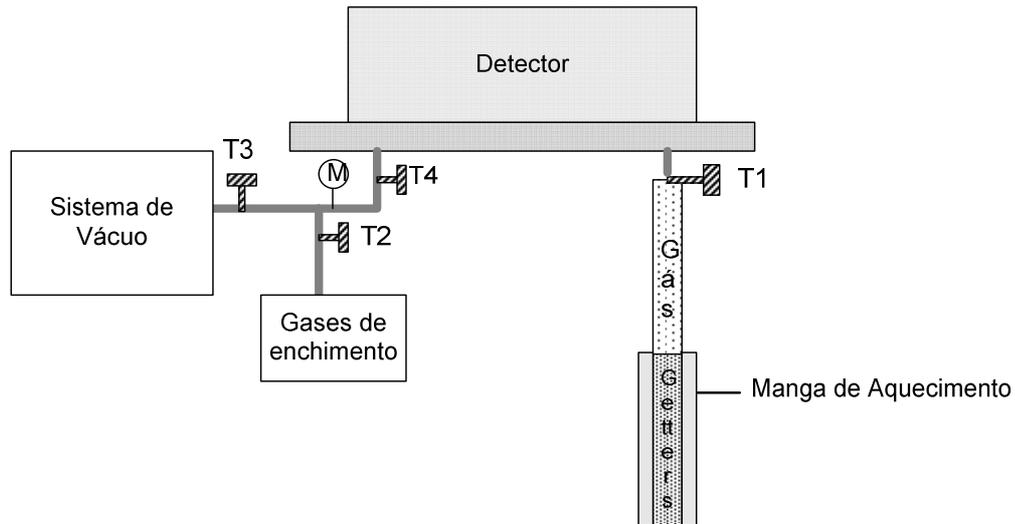


Figura 24 - Esquema do detector ligado ao sistema de vácuo e ao sistema de enchimento de gases.

4.2.3 O Gás

A escolha da mistura gasosa está directamente relacionada com a aplicação a que se destina o detector e as características que se pretendem otimizar. As principais características a ter em conta são, a difusão, elevado ganho em carga, intensidade de luz de cintilação produzida, resolução em energia, resolução temporal, capacidade de suportar elevadas taxas de contagem, baixa tensão de operação e durabilidade. Além destes factores é ainda importante uma análise do custo associado ao gás e às especificações de segurança.

Os gases nobres são bastante utilizados em detectores gasosos, pelo facto de não necessitarem de campos eléctricos elevados para a formação de avalanches. Além desta, existem outras vantagens importantes, tais como,

procedimentos de manipulação e purificação simples e o facto de não apresentarem efeitos significativos de envelhecimento, provocados pelas avalanches de carga. Estas características permitem a construção de detectores selados que operam durante um longo período de tempo de forma estável.

O xénon é um gás nobre bastante usado em detectores de radiação, que apresenta uma elevada eficiência de ionização e um elevado ganho.

Efectuaram-se estudos com xénon, para diferentes valores de pressão de enchimento, 1; 1,5; 2 e 2,5 atm. Para garantir a purificação do gás utilizaram-se “getters”.

As getters são essencialmente um material capaz de adsorver impurezas electronegativas, com o objectivo de purificar o gás. Usaram-se getters SAES St707. Estas foram colocadas num volume ligado ao detector e mantidas a uma temperatura de 120°C através de uma manga de aquecimento (ver Figura 24). É necessário garantir que a temperatura das torneiras de alto-vácuo próximas da manga não aumenta muito, uma vez que estas torneiras apresentam alguma sensibilidade à temperatura. Outro cuidado adicional é manter a manga de aquecimento relativamente afastada do fotodíodo, pois a sua operação pode alterar-se para temperaturas elevadas.

4.2.5 Sistema Electrónico

A polarização de todos os elementos é garantida por quatro fontes de alta tensão independentes, CAEN modelo N471A. Entre o eléctrodo superior e a fonte de alta-tensão há um filtro passa baixo assinalado com a letra F na Figura 25. O eléctrodo inferior é polarizado através de um pré-amplificador Canberra 2006 (com uma sensibilidade de 1.5 V/C), ao qual se liga a fonte de alta tensão. O fotodíodo também é polarizado através do pré-amplificador Canberra 2006 (1.5 V/C sensibilidade).

O sinal recolhido no eléctrodo inferior tem a forma de impulso de carga. O impulso é recolhido pelo pré-amplificador de carga e conduzido para um

amplificador linear Hewlett Packard 5582 (com constantes de diferenciação e integração de $2\mu\text{s}$). Os impulsos à saída do amplificador linear são processados num analisador multicanal (MCA do inglês *Multi Chanel Analyser modelo Nucleous PCA*), com 1024 canais, originando um espectro característico da radiação emitida pela fonte.

O sinal recolhido no LAAPD tem a forma de impulso de cintilação. Sofre o mesmo tratamento que o impulso de carga.

A função principal do pré-amplificador é converter o sinal de carga proveniente do detector para um sinal em tensão. Além disso, proporciona alguma amplificação do sinal, possibilitando que os sinais dos detectores, em geral demasiado baixos, possam ser transmitidos a longas distâncias sem se degradarem.

O amplificador tem como funções a amplificação do sinal que recebe do pré-amplificador e a sua formatação. A formatação é feita através de dois processos sequenciais: diferenciação e integração. À saída obtém-se um sinal em tensão proporcional à carga recolhida no detector. O amplificador encontra-se ligado simultaneamente ao MCA, onde é obtido o espectro de energias, e a um osciloscópio da Trio 30 MHz modelo CS-1830, para visualização dos impulsos e de eventuais descargas.

A alimentação do pré-amplificador, o amplificador e as fontes de alta tensão é feita através de um cesto NIM(EB&G ORTEC).

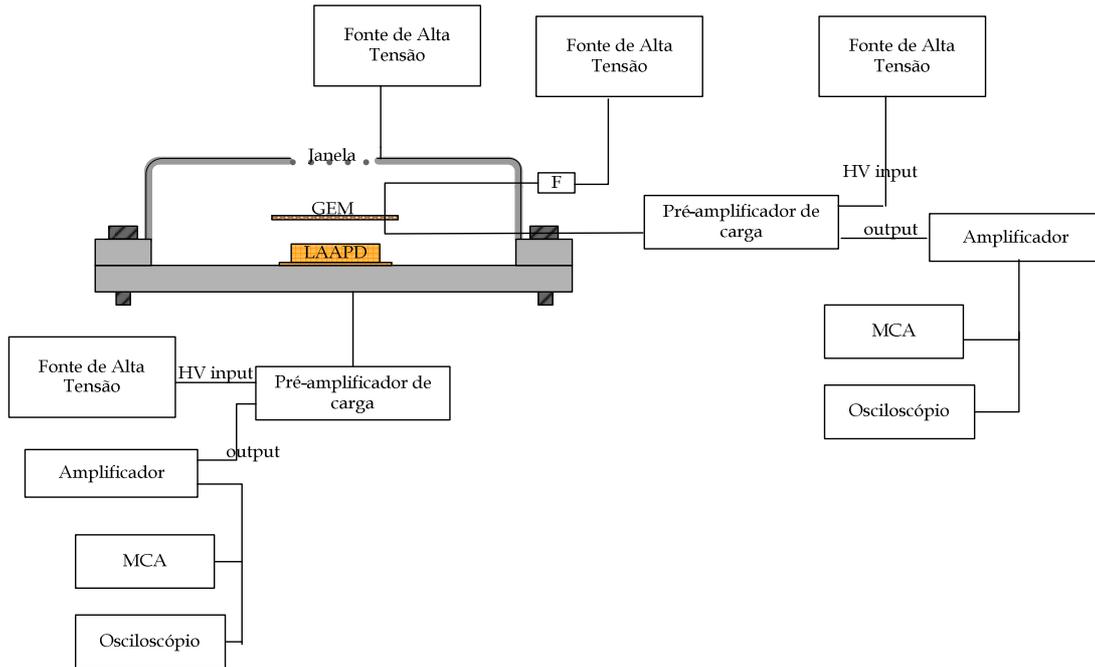


Figura 25- Esquema da electrónica usada na montagem experimental.

O eléctrodo superior do GEM foi polarizado com uma fonte de alta tensão através de um filtro electrónico passa baixo (Figura 26). No eléctrodo superior não houve necessidade de colocar um filtro uma vez que este é polarizado através do pré-amplificador que já possui no seu circuito interno um filtro electrónico passa baixo.

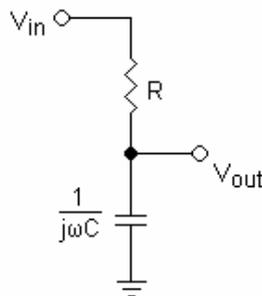


Figura 26- Esquema de um filtro electrónico passa-baixo usando um circuito RC.

O filtro passa-baixo utilizado é constituído por uma resistência em série com um condensador, que está em paralelo com a carga. Para frequências baixas o condensador exibe uma reactância (que corresponde à oposição oferecida à passagem de corrente alternada por indutância ou capacitância num circuito) e bloqueia os sinais de baixa frequência, obrigando-os a passar pela

carga. Para frequências mais altas a reactância é baixa e o condensador conduz com facilidade. A frequência de corte é determinada pela escolha da resistência e da capacidade do condensador., sendo dada por:

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (4-1)$$

onde R é a resistência, em Ohm, e C a capacidade do condensador em Farad.

A resistência usada neste trabalho tem um valor de 15 MΩ e o condensador de 1 nF. Neste caso particular a frequência de corte é 10 HZ.

O objectivo deste filtro é absorver as altas-frequências provenientes da fonte de alimentação. A polarização do GEM deve ser feita de forma lenta, para evitar correntes de polarização suficientemente elevadas que possam provocar descargas.

4.2.6 Calibração do Sistema electrónico

A sensibilidade de ambas as cadeias electrónicas foi calibrada para determinação do ganho absoluto do detector, usando um condensador de calibração directamente ligado à entrada do pré-amplificador e a um gerador de impulsos de precisão. O ganho é determinado a partir da posição do pico através das distribuições da altura do impulso.

O sinal recolhido no eléctrodo inferior do GEM e no fotodíodo, segue para a cadeia electrónica (pré-amplificador e amplificador), na qual sofre processos de amplificação. O sinal à saída do amplificador de amplitude V_f é digitalizado pelo multicanal e de acordo com a sua amplitude aparece num determinado canal. O ganho do detector, G_d , é determinado relacionando o canal médio das distribuições de amplitude obtidas no MCA, com a carga depositada no condensador de entradas do pré-amplificador.

A calibração é feita substituindo o sinal do detector por um sinal proveniente de um gerador de impulsos BNC, modelo PB-4, ligado à entrada do pré-amplificador de carga, através de um condensador calibrado de

capacidade conhecida, C_0 . Na Figura 27 encontra-se um esquema da montagem realizada para a calibração da electrónica. O sinal do gerador de impulsos, de amplitude V_i deposita uma carga no condensador dada por:

$$Q_i = C_0 V_i \quad (4-2)$$

e corresponde a um canal médio no multicanal, #BNC. Deste modo, o multicanal fica calibrado em carga, uma vez que tem uma resposta linear relativamente à amplitude do sinal adquirido.

O ganho do detector é dado por:

$$G_{\text{detector}} = \frac{N_{e, \text{total}}}{N_{e, \text{primários}}} \quad (4-3)$$

Sendo $N_{e, \text{total}}$ o número de electrões recolhidos à saída do detector e $N_{e, \text{primário}}$ é o número de electrões primários resultantes da interacção do raio X no gás.

O número de electrões primários é independente da cadeia de electrónica sendo determinado por:

$$N_{e, \text{primários}} = \frac{E_{R_x}}{W} \quad (4-4)$$

Onde E_{R_x} corresponde à energia do raio X e w é a energia dispendida na formação de um electrão primário no gás.

O número de electrões total é dado por comparação com a carga depositada no condensador calibrado e com o canal correspondente no MCA:

$$N_{e, \text{total}} = \frac{\# \text{Det}}{\# \text{BNC}} \frac{C_0 V_i}{e^-} \quad (4-5)$$

Em que, # Det é o canal médio no MCA, correspondente aos sinais produzidos no detector pela interacção de raio X, e e^- a carga do electrão.

O ganho do detector é dado por:

$$G_{\text{detector}} = \# \text{Det} \frac{C_0 V_i}{\# \text{BNC}} \frac{W}{E_{\text{raio-X}}} \quad (4-6)$$

A relação anterior define um factor de calibração para determinar o ganho do detector. Este processo foi realizado para os dois canais electrónicos, medidas de ganho em carga e de ganho em luz.



Figura 27 - Esquema do sistema usado para calibração do sistema electrónico associado ao detector.

4.2.7 Procedimento Experimental

Neste trabalho efectuaram-se medidas de cintilação e de ganho em carga com uma fonte de cádmio, ^{109}Cd (22.1 KeV), colimada 1mm.

A diferença de potencial aplicada entre a janela do detector e o eléctrodo superior do GEM determina o campo eléctrico de deriva, E_D . Este valor deve ser optimizado para cada gás, garantindo que não ocorram processos de excitação, nem multiplicação de carga naquela região. Pretende-se que os electrões apenas adquiram velocidade suficiente para derivarem para o próximo estágio.

A diferença de potencial entre o eléctrodo superior e o eléctrodo inferior do GEM, ΔV_{GEM} , determina o ganho da avalanche nos canais do GEM, região de multiplicação de carga. Quanto maior for o ΔV_{GEM} maior será o ganho alcançado. Isto acontece até um certo valor de ΔV_{GEM} , a partir do qual a estrutura entra em processo de descarga.

O campo eléctrico de indução, E_{ind} , é determinado pela tensão aplicada no eléctrodo inferior do GEM, uma vez que exteriormente o fotodíodo se encontra à tensão de referência da terra. O valor de E_{ind} , também deve ser tal que, não ocorram processos de excitação e multiplicação de carga na região de indução.

Os campos eléctricos reduzidos, E/p , de deriva e indução, devem ser optimizados de modo a que as eficiências de recolha e extracção de electrões nos orifícios do GEM, sejam máximas. Na optimização do campo eléctrico reduzido na região de deriva fixa-se o valor de tensão do eléctrodo inferior, e

variam-se os valores de tensão da janela e do eléctrodo superior. O valor de tensão escolhido para a região de deriva corresponde ao menor valor de resolução em energia.

Na optimização do campo de indução o processo é idêntico ao anterior, mas agora mantém-se fixa a tensão da região de deriva (valor da tensão aplicado entre a janela e o eléctrodo superior) e varia-se a tensão aplicada ao eléctrodo inferior. O valor da tensão de indução escolhido é aquele que corresponde à maior amplitude.

Os valores dos campos eléctricos de deriva e indução usados no trabalho experimental mantiveram-se constantes em 0,5 e -0,1 KV/cm, respectivamente. O valor negativo utilizado para campo eléctrico de indução, teve em vista a recolha dos electrões da avalanche no eléctrodo inferior do GEM, não havendo electrões a incidir na superfície do LAAPD.

Os electrões primários originados pela interacção dos raios X na região de deriva são conduzidos para o GEM, devido ao E_D . Aplicando uma diferença de potencial aos eléctrodos do GEM os electrões primários são conduzidos para os canais onde são multiplicados numa avalanche de electrões secundários. Aumenta-se o valor do ΔV_{GEM} até valores próximos do limiar de descarga do GEM, de modo a atingir valores de ganho em carga e cintilação elevados. É preciso garantir que o GEM não entre em descarga. Para medir os ganhos em carga e cintilação, obtidos no GEM, varia-se a diferença de potencial aplicada nos seus eléctrodos, mantendo fixos os valores determinados para os campos de deriva e indução. As medidas de ganho em luz iniciam-se para valores de ΔV_{GEM} muito pequenos, ao contrário do que acontece para o ganho em carga que apenas se torna evidente para ΔV_{GEM} muito superiores.

Os electrões secundários produzidos nos canais do GEM são extraídos dos canais, sob a acção do campo eléctrico de indução, e recolhidos no eléctrodo inferior. O valor do campo eléctrico de indução é muito reduzido, porque apenas se pretende garantir que os electrões extraídos dos canais se dirijam para o eléctrodo inferior.

Nas medidas de amplitude e resolução em energia, as distribuições de amplitude obtidas no MCA são ajustadas a curvas gaussianas, com correcção do fundo, a partir das quais se determina o centroíde e a largura a meia altura dos picos. Este ajuste foi efectuado usando um programa informático desenvolvido no laboratório.

No processo de avalanche que ocorre nos canais do GEM também são produzidos fotões de cintilação (~172 nm), resultantes dos processos de desexcitação do gás. Uma fracção destes fotões atinge a área activa do fotodíodo, e o correspondente sinal eléctrico é amplificado através do processo de avalanche que ocorre no interior do fotodíodo. Tal como nas avalanches electrónicas, o número de fotões de cintilação é proporcional ao número de electrões primários, que por sua vez é proporcional à energia do raio X incidente.

A interacção directa de raios X no LAAPD pode ser usada como referência para a determinação do número de electrões primários produzidos no LAAPD por um impulso de luz. A comparação entre as amplitudes dos impulsos resultantes das medidas de cintilação e de raio X directamente absorvidos no LAAPD, fornecem uma quantificação directa dos fotões VUV que alcançam o LAAPD. Assim, é possível determinar a eficiência quântica do LAAPD. Este método tem sido bastante usado em medidas de cintilação primária de cristais inorgânicos e medidas de electroluminescência do xénon puro em campos eléctricos uniformes.

A tensão de alimentação do LAAPD foi a mesma para as medidas efectuadas com diferentes pressões de xénon, correspondendo ao valor de 1840 V.

Na Figura 28 encontra-se um esquema do detector constituído por um GEM e um LAAPD, no qual se podem ver os processos referidos, nomeadamente a multiplicação de carga e a produção de cintilação nos canais do GEM, bem como a recolha da carga pelo eléctrodo inferior e dos fotões de cintilação pelo LAAPD.

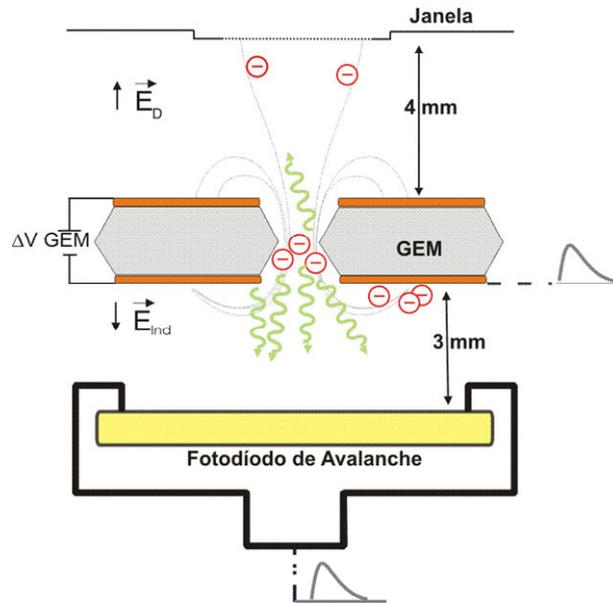


Figura 28 - Diagrama de operação do detector com um GEM e um LAAPD, este usado como sistema de leitura da cintilação.

4.3 Resultados Experimentais e Discussão

Neste trabalho experimental realizaram-se medidas da cintilação e da carga produzida nos canais do GEM em função da diferença de potencial aplicada ao GEM, para diferentes valores de pressão de xénon puro. O objectivo é determinar o ganho máximo alcançado em cada um dos casos. As medidas foram efectuadas com uma fonte de raio X de cádmio, ^{109}Cd , que emite raios X de 22,1 KeV.

4.3.1 Optimização da Operação do LAAPD

A determinação do ponto óptimo de funcionamento do LAAPD é essencial ao seu bom desempenho durante o período de operação. Para tal efectua-se um estudo do ganho do LAADP e da sua resolução em energia em função da tensão aplicada. Além destes parâmetros, deve-se ainda observar o comportamento da corrente de fuga.

O gráfico da Figura 29, mostra a amplitude relativa do sinal do LAAPD em função da tensão aplicada. As medidas foram efectuadas, mantendo as tensões da janela e do GEM constantes. A tensão na janela foi de -680 V, o eléctrodo superior foi polarizado a -410 V e o eléctrodo inferior a 30V. As medidas de amplitude correspondem aos fotões de cintilação produzidos no GEM e detectados no LAAPD. O gráfico mostra uma segunda série de medidas, repetidas para tensões acima de 1700V. Nesta segunda série diminui-se a temperatura do LAAPD, como consequência a corrente de fuga era menor, o que explica a diferença que existe entre o ganho.

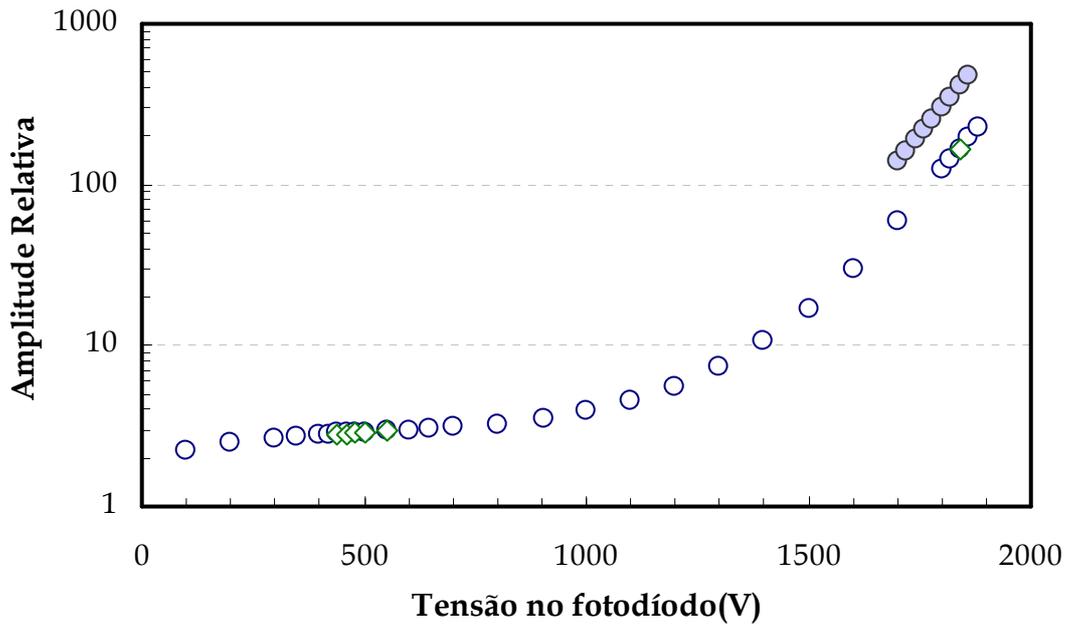


Figura 29 – Comportamento da amplitude relativa em função da tensão de operação do fotodíodo. Os símbolos com fundo branco correspondem à série de medidas entre 100 e 1900 V e os símbolos a cheio correspondem à repetição efectuada para valores de tensão acima de 1700 V.

Analisando o gráfico verifica-se que a amplitude aumenta ligeiramente no início e depois mantém-se constante para um determinado intervalo de tensão. A determinação do ganho unitário do LAAPD consiste em determinar o valor de tensão a partir do qual a amplitude do LAAPD deixa de ser constante e aumenta com a tensão aplicada. Da análise da figura conclui-se que o ganho unitário é obtido para uma tensão de 500 V. O ganho do LAAPD para determinado valor de tensão é obtido normalizando a amplitude obtida para esse valor de tensão à amplitude registada a 500V.

Para determinar a tensão óptima de operação do LAAPD analisa-se o comportamento da resolução em energia em função do ganho ou da tensão do LAAPD, escolhendo-se o valor que corresponde à melhor resolução em energia. O gráfico da Figura 30 mostra a resolução em energia em função do ganho do LAAPD, onde se pode ver as duas séries de medidas realizadas. Verifica-se que a resolução melhora com o ganho mas a partir de certo valor mantém-se

praticamente constante ou aumenta ligeiramente. Na segunda série de medidas, o valor óptimo da resolução em energia é da ordem de 8%.

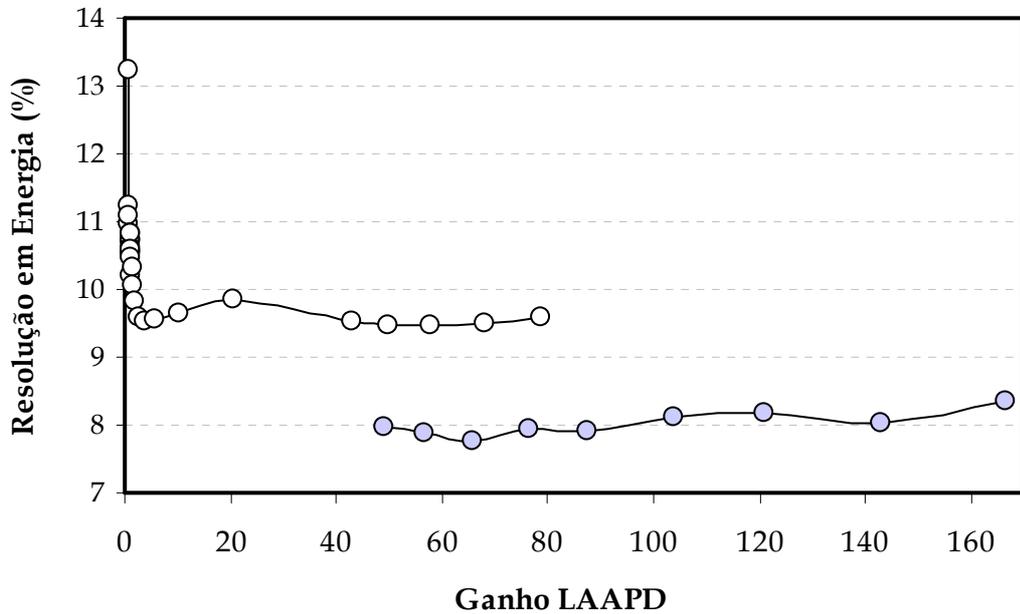


Figura 30 - Comportamento da resolução em energia em função do ganho do LAAPD. Os símbolos com fundo branco correspondem à série de medidas entre 100 e 1900 V e os símbolos a cheio correspondem à repetição efectuada para valores de tensão acima de 1700 V.

Uma vez que a resolução em energia obtida não varia muito numa vasta gama de ganhos, podemos analisar o comportamento da corrente de fuga para complementar a escolha da tensão óptima de operação. A monitorização da corrente de fuga do LAAPD é igualmente um método de verificar e controlar o desempenho do fotodíodo ao longo do seu período de operação. Na Figura 31 encontra-se o gráfico da corrente de fuga em função da tensão de alimentação do LAAPD, onde se mostra que a corrente de fuga aumenta com a tensão aplicada. Esse aumento é mais significativo para valores de tensão acima de 1800 V.

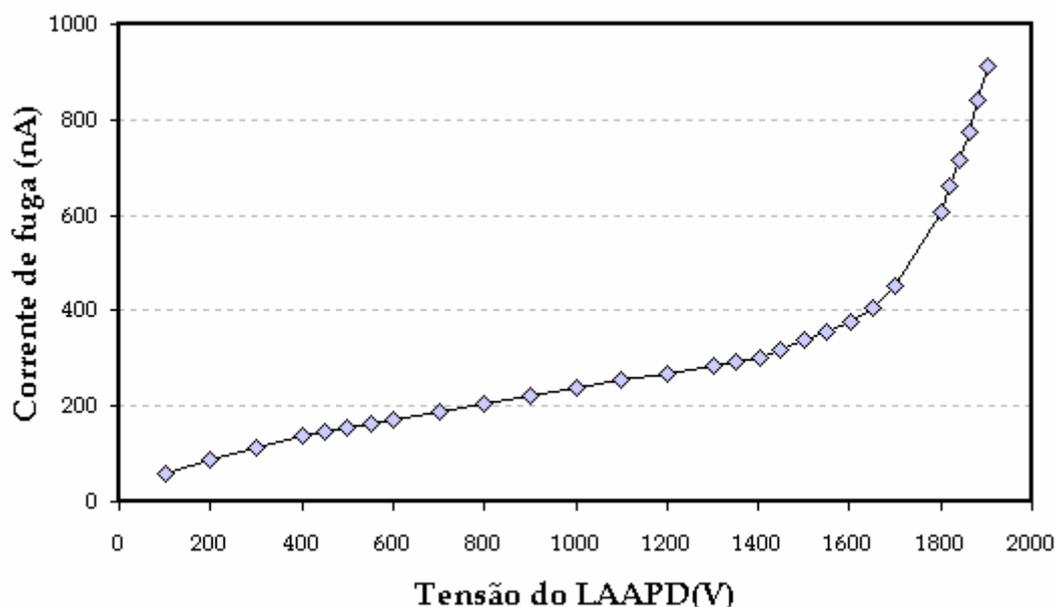


Figura 31- Variação da corrente de fuga com a tensão de polarização do LAAPD em função da tensão de alimentação.

Atendendo aos factores analisados, ganho, resolução em energia e corrente de fuga, escolheu-se o valor de 1840 V para a tensão de operação do LAAPD. Este valor corresponde a um ganho da ordem de 140 e uma resolução em energia de 8%. Para valores de tensão superiores a 1840 V, apesar da resolução em energia não degradar significativamente, a corrente de fuga é elevada, não sendo aconselhável operar o fotodíodo nestas condições.

4.3.2 Resultados para a pressão atmosférica

Efectuaram-se medidas de ganho de cintilação e ganho em carga, em função da diferença de potencial aplicada ao GEM, para uma pressão de 1 atmosfera de xénon. As medidas foram realizadas para valores de campos eléctricos reduzidos de 0,5 e 0,1 V cm⁻¹ torr⁻¹, nas regiões de deriva e indução, respectivamente.

A **Erro! A origem da referência não foi encontrada.** representa dois espectros típicos do sinal de carga obtido no detector e do sinal de cintilação

detectado pelo LAAPD. Os espectros apresentados foram obtidos para uma diferença de potencial de 480V no GEM.

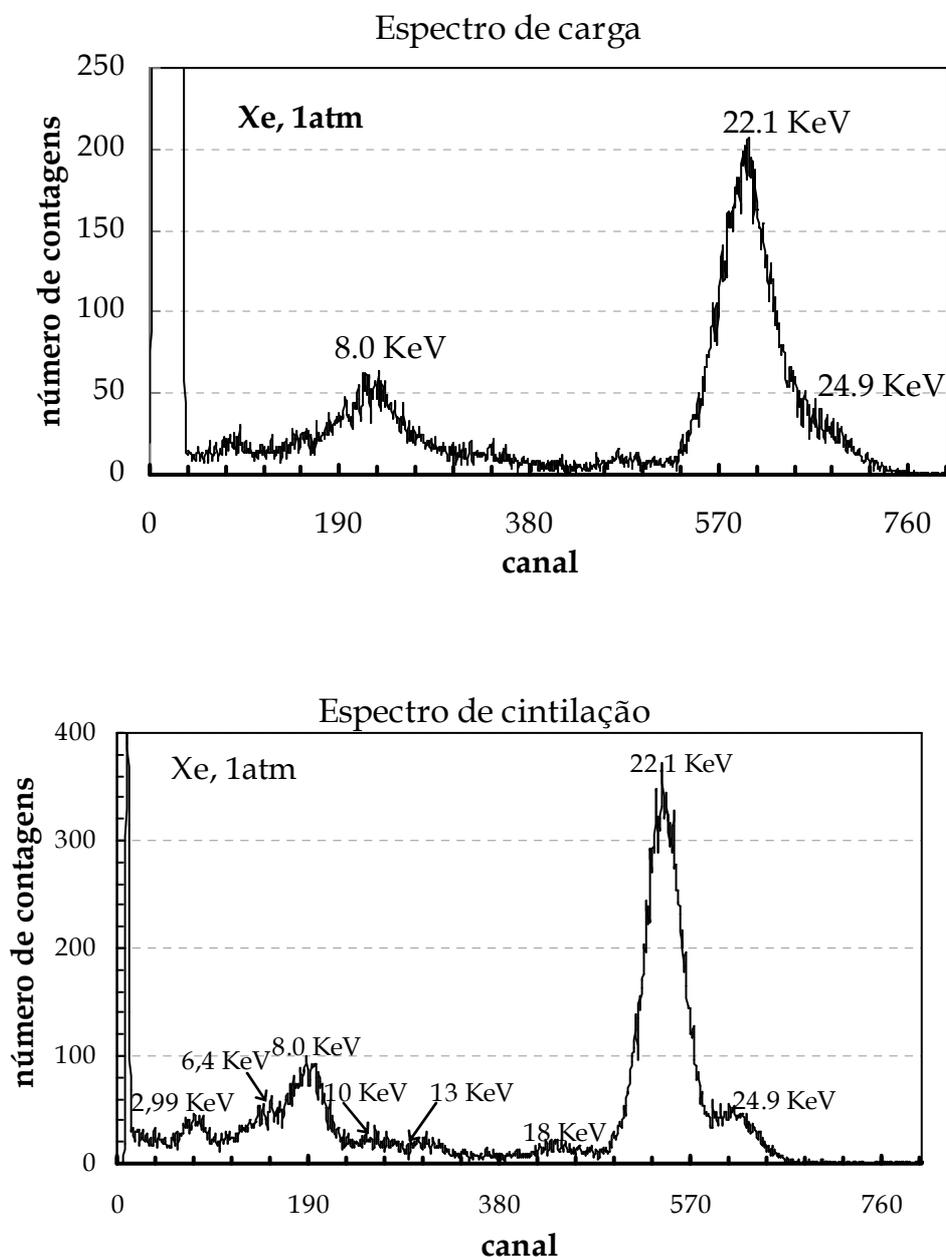


Figura 32 - a) Espectro de carga obtido com fonte de ^{109}Cd , **b)** Espectro de cintilação obtido com fonte ^{109}Cd .

As distribuições mostram as linhas K características da prata (raios X emitidos pela fonte de cádmio 22,1 e 24,9 KeV), a linha L característica da prata (2,99 KeV), as linhas K de fluorescência de cobre, resultantes da interação dos raios X emitidos pela fonte de cádmio com a camada de cobre do GEM (raios X característicos de 8,0 KeV) e com o colimador de chumbo (linhas L

características, 10,5 e 13 KeV). Além destas ainda é visível o pico de escape do xénon, de cerca de 18 KeV. Apesar das distribuições não mostrarem o pico resultante da interacção directa dos raios X no LAAPD, que se encontra sobreposta ao ruído, foram efectuadas medidas de raios X directos polarizando apenas o LAAPD e mantendo os restantes elementos do detector a 0V.

A Figura 1Figura 33 apresenta o ganho absoluto para os sinais de carga e de cintilação, em função da diferença de potencial aplicada nos canais do GEM, ΔV_{GEM} . O ΔV_{GEM} foi aumentado gradualmente até ao limiar de descarga da estrutura. O ganho em carga foi determinado a partir dos sinais detectados no eléctrodo inferior e o ganho de cintilação foi obtido a partir dos sinais detectados no LAAPD. Na figura, os símbolos a cheio correspondem às medidas do ganho absoluto de cintilação e carga, enquanto que os símbolos a branco correspondem à resolução em energia obtida para cada caso.

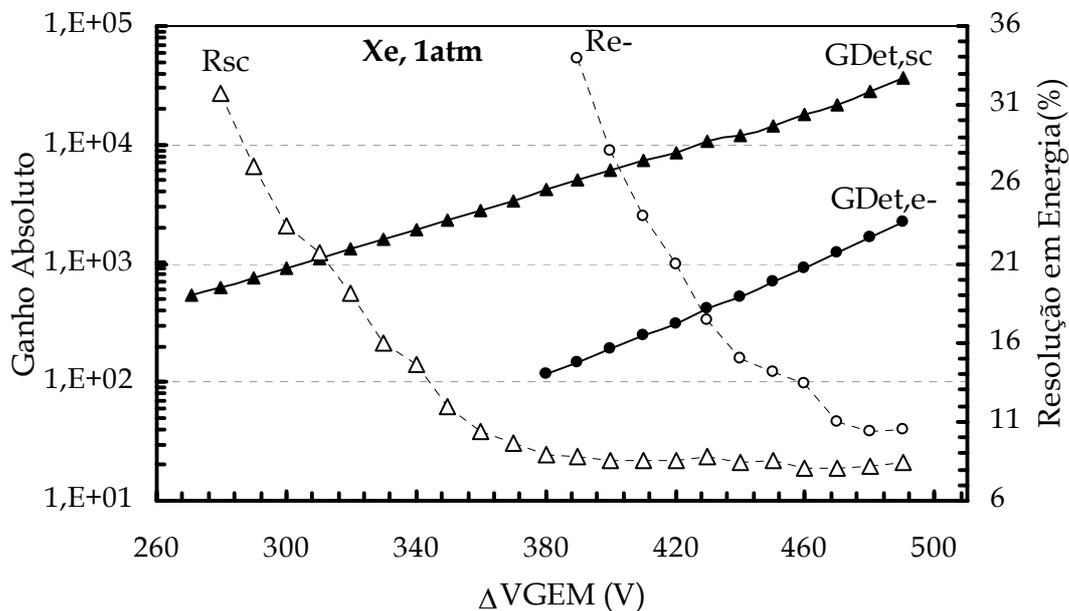


Figura 33 - Ganho total do detector em modo de leitura de carga ($G_{Det,e-}$) e em modo de leitura de cintilação ($G_{Det,sc}$), em função da diferença de potencial no GEM, ΔV_{GEM} . Está ainda representada a resolução em energia obtida para o sinal de carga (R_{e-}) e para o sinal de cintilação (R_{sc}).

Analisando o gráfico verifica-se que para um valor de ΔV_{GEM} da ordem de 250 V já se consegue medir a cintilação produzida nos canais do GEM, ao

passo que a multiplicação de carga só é detectável para tensões da ordem de 380 V. Este comportamento era esperado pois o processo de cintilação inicia-se para valores de campo eléctricos mais baixos que a multiplicação de carga. Os electrões necessitam de menor energia para iniciar processos de excitação do que para iniciar processos de ionização.

O valor do ganho absoluto máximo de cintilação é igual a $3,7 \times 10^4$ enquanto que o valor do ganho absoluto de carga é de apenas de $2,2 \times 10^3$, obtidos para um ΔV_{GEM} de 490V.

No gráfico também está presente o comportamento da resolução em energia, para as diferentes medidas. Em ambos os casos, verifica-se que a resolução em energia melhora com o aumento da diferença de potencial aplicada aos canais do GEM. No entanto, os valores obtidos nas medidas de cintilação são melhores que os obtidos nas medidas de carga. Para a cintilação a resolução é da ordem de 9% para tensões de GEM inferiores a 380V, diminuindo para 8% para tensões mais elevadas. No caso do sinal de carga, a resolução em energia atinge os 10% para ΔV_{GEM} de 490 V, e degrada-se rapidamente com a diminuição da tensão.

4.3.3 Resultados para altas pressões

A pressão de xénon no interior do detector foi aumentada para 1,5 atmosferas, e efectuaram-se novas medidas de ganho e resolução em energia. Os campos eléctricos de deriva e de indução mantiveram-se nos valores, 0, 5 e 0,1 V cm⁻¹ torr⁻¹. A Figura 34 apresenta os resultados obtidos para aquela pressão de enchimento.

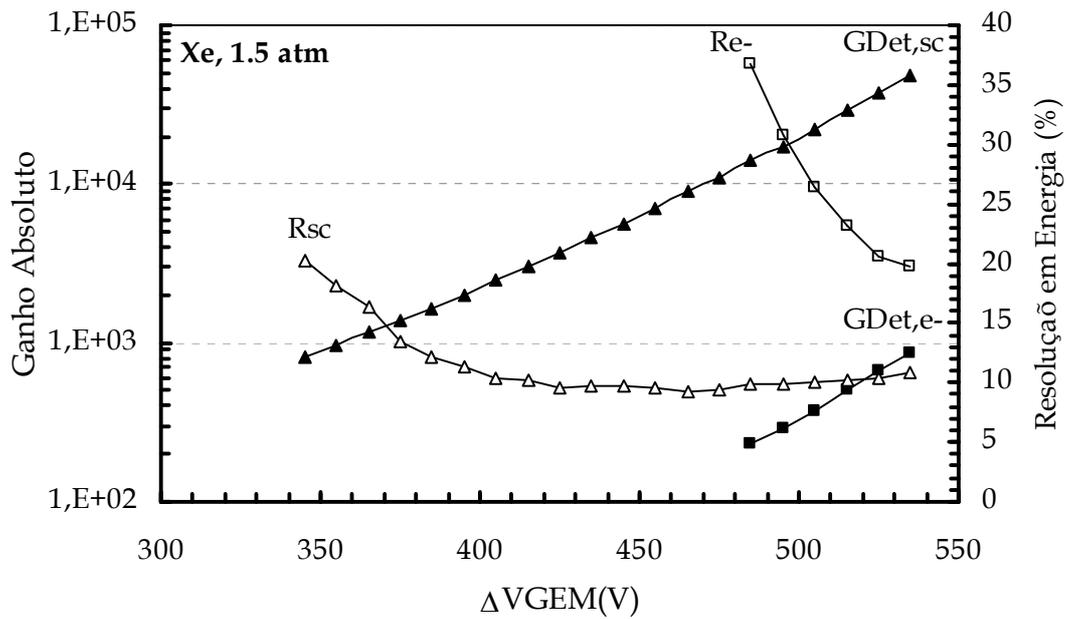


Figura 34 - Ganho total do detector e resolução em energia obtidos, em modo de carga (GDet,e-, Re-) e em modo de cintilação (GDet, Sc , RSc), em função de ΔV_{GEM} , para uma pressão de 1,5 atm.

O ganho absoluto aumenta com a diferença de potencial aplicada aos canais do GEM, nos diferentes conjuntos de medidas. O sinal de cintilação inicia-se muito antes do sinal de ionização, sendo visível para ΔV_{GEM} a partir de 340 V, enquanto o sinal de carga é visível apenas para tensões a partir de 480 V. O ganho de cintilação máximo é de $4,8 \times 10^4$ e o ganho em carga máximo é de $8,7 \times 10^2$, obtidos para ΔV_{GEM} de 535 V.

A resolução em energia melhora com o aumento de ΔV_{GEM} . Para um ΔV_{GEM} de 535 V, a resolução em energia atinge um valor de 10% para as medidas de carga e um valor de 19% para as medidas de cintilação.

A pressão de xénon foi aumentada para um valor de 2 atm, efectuando-se novo conjunto de medidas. Os resultados obtidos são apresentados no gráfico da Figura 35.

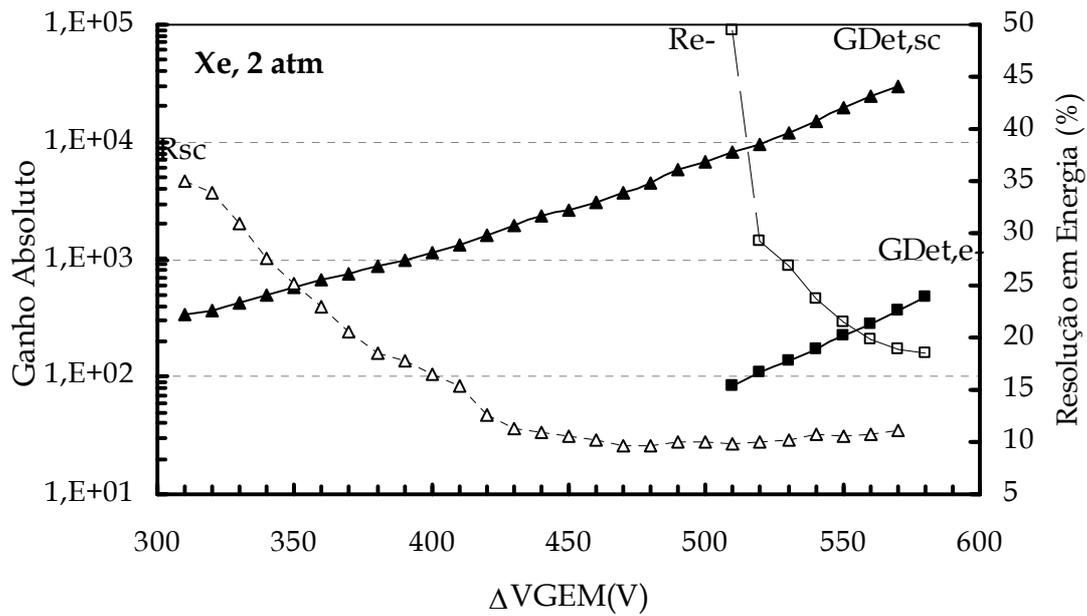


Figura 35 - Ganho total do detector e resolução em energia obtidos, em modo de carga (GDet,e, Re-) e em modo de cintilação (GDet, Sc , RSc), em função de ΔV_{GEM} , para uma pressão de 2 atm.

O sinal de cintilação consegue distinguir-se para tensões no GEM a partir de 300V e atinge um ganho máximo de $2,9 \times 10^4$ para ΔV_{GEM} de 570 V. O sinal correspondente à multiplicação de carga é visível para tensões a partir de 510 V, atingindo um ganho máximo de 470 a 580V no GEM. O melhor valor de resolução em energia do sinal de cintilação é de 11% e para um ΔV_{GEM} de 570 V de 18% para o sinal de carga, obtido para uma tensão de 580V no GEM.

O valor mais elevado de pressão de xénon no detector foi de 2,5 atm, por limitação do LAAPD. O LAAPD usado foi testado pelo fabricante (API) para pressões até 2,6 atm. Por uma questão de segurança não se ultrapassou a pressão de 2,5 atm.

Os resultados obtidos para este caso encontram-se no gráfico da Figura 36.

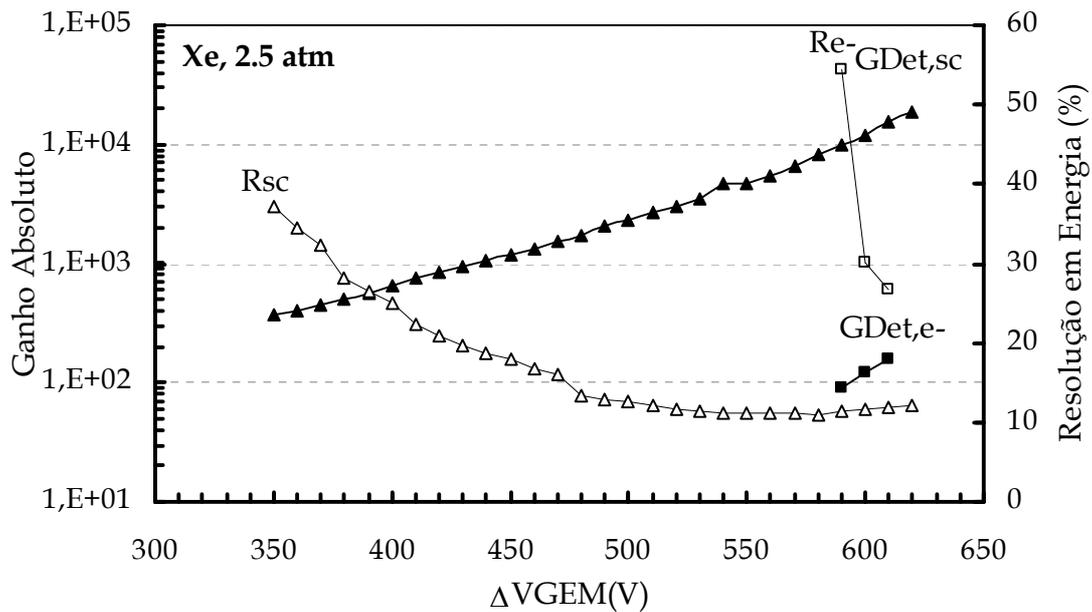


Figura 36 - Ganho total do detector e resolução em energia obtidos, em modo de carga (GDet,e-, Re-) e em modo de cintilação (GDet, Sc , RSc), em função de ΔV_{GEM} , para uma pressão de 2,5 atm.

Novamente se verifica que o sinal de cintilação é visível para uma tensão mais baixa relativamente ao sinal de carga. Para a tensão de 610 V, o ganho máximo do sinal de cintilação é de $1,6 \times 10^4$ e o ganho máximo do sinal de carga é de 160.

A resolução em energia obtida para a cintilação foi de 12% e para a carga foi de 27%, para ΔV_{GEM} de 610 V.

4.3.4 Comparação dos resultados obtidos para diferentes pressões

Para melhor compreender o comportamento do detector com a pressão é útil fazer uma análise comparativa dos resultados obtidos. No gráfico da **Figura 37** encontra-se uma compilação dos resultados obtidos para o ganho de cintilação e de carga, para as diferentes pressões. Na tabela 1 encontra-se o valor referente ao ganho máximo em modo de cintilação e em modo de carga obtido, para os diferentes valores de pressão.

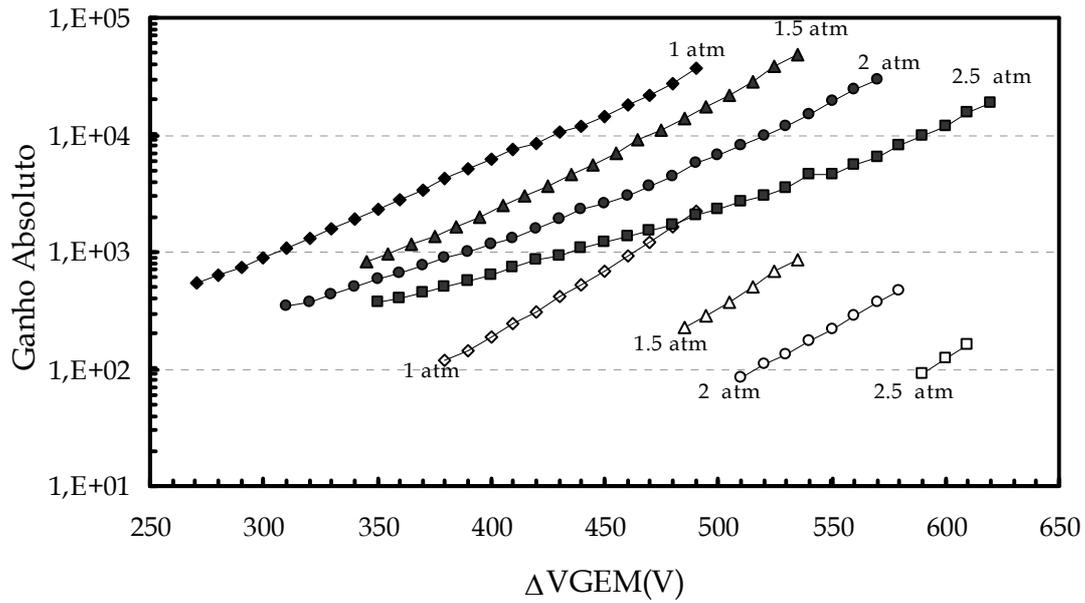


Figura 37 – Ganho de cintilação (símbolos à cheio) e ganho em carga (símbolos vazios), em função da diferença de potencial no GEM para as várias pressões do gás.

Tabela 1- Valores máximos do ganho de cintilação e de carga obtidos para os diferentes valores de pressão.

Pressão	Ganho_cintilação	Ganho_carga
1	3,7E+04	2,2E+03
1,5	4,8E+04	8,7E+02
2	2,9E+04	4,7E+02
2,5	1,9E+04	1,6E+02

A tabela 1 mostra o ganho máximo obtido para cada valor de pressão. O ganho obtido nas medidas de cintilação é bastante mais elevado do que o ganho em carga e o seu valor mantém-se quase inalterável com a pressão de xénon. Já o ganho em carga diminui consideravelmente com o aumento da pressão de xénon. O ganho em cintilação é reduzido por um factor de 2 quando a pressão aumenta de 1 para 2,5 atm, enquanto o ganho em carga é reduzido em mais do que uma ordem de grandeza. Para 1 atm o ganho do detector a operar em modo de leitura de cintilação é cerca de 15 vezes maior do que o ganho obtido no modo de leitura de carga. Para uma pressão de 2,5 atm, a diferença entre os dois ganhos é superior a duas ordens de grandeza. De notar, que a diferença entre os ganhos seria ainda maior, por um factor de cerca de 2, no caso mais comum em

que a carga é lida no plano de indução. Cerca de 50% da carga perde-se para o eléctrodo inferior do GEM, reduzindo deste modo o ganho do detector por aquele factor de 2.

A diminuição do ganho em carga com a pressão pode explicar-se através da diminuição do campo eléctrico reduzido, E/p , nos orifícios do GEM, onde ocorre a multiplicação de carga. O campo na região de multiplicação é limitado pela tensão máxima que se pode aplicar ao GEM no seu limiar de descarga. O aumento da pressão deveria ser acompanhado por um aumento proporcional de tensão, de modo a manter o E/p constante e consequentemente, manter o coeficiente de Townsend. Contudo, tal não é possível devido às limitações impostas pelas descargas no GEM. Na realidade, o máximo valor de E/P que se consegue atingir diminui à medida que se aumenta a pressão de enchimento, o que leva a que o número de electrões secundários diminua com o aumento de pressão e a quantidade de carga recolhida seja menor, o que corresponde a uma diminuição do ganho.

A partir de uma dada pressão de enchimento o aumento de tensão aplicada já não é suficiente para produzir electrões secundários, ou seja o ganho é igual a 1.

No caso da cintilação, a variação do coeficiente de excitação com o campo eléctrico é muito pequena. Como resultado, a variação do ganho em cintilação máximo atingido não diminui significativamente, ainda que o valor máximo de E/p atingido tenha uma diminuição acentuada.

O comportamento da resolução em energia, também é diferente para o sinal de cintilação e o sinal de carga. Na **Figura 38** representa-se a resolução em energia obtida para cada caso, para diferentes pressões, mostrando que a resolução tende a diminuir com o aumento de pressão para a mesma tensão aplicada. Na tabela 2 encontra-se o melhor valor de resolução em energia obtido em modo de cintilação e carga, para os diferentes valores de pressão.

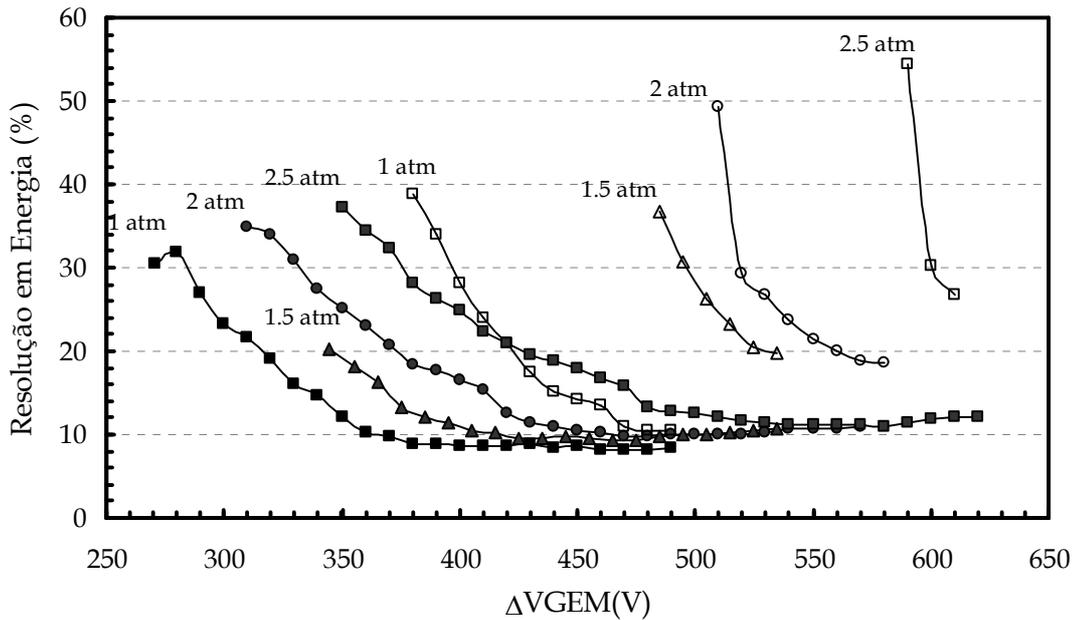


Figura 38 – Resolução em energia obtida para as medidas de carga (símbolos vazios) e de cintilação (símbolos a cheio) em função da diferença de tensão no GEM, para diferentes valores de pressão.

Tabela 2- Resolução em energia óptima obtida para o sinal de cintilação e para o sinal de carga, para os diferentes valores de pressão.

Pressão	R cintilação	R carga
1	8,4	10,5
1,5	10,8	19,7
2	11,0	18,6
2,5	12,0	26,7

A resolução em energia melhora com o aumento de tensão nos canais do GEM, para os dois casos estudados. Para as medidas de cintilação, verifica-se que a resolução melhora até determinado valor de ΔV_{GEM} , bastante inferior ao limiar de descarga, a partir do qual se mantém praticamente constante. Para as medidas de carga, a resolução melhora com ΔV_{GEM} , mas apenas para a pressão de 1atm se consegue observar que a resolução estabiliza. Para pressões mais elevadas não se consegue ver esse efeito, pois o GEM entra em descarga sem que a resolução em energia estabilize.

Por outro lado, também se verifica que com o aumento da pressão de xénon a resolução em energia piora, sendo esse efeito mais evidente no caso das

medidas de carga. A degradação da resolução em energia é drástica no modo de leitura de carga, aumentando de 10% a 1 atm para 27% a 2,5atm. Para o modo de leitura de cintilação a degradação é muito menor, de 8% a 1atm para 12 % a 2,5 atm.

4.3.6 Rendimento de Cintilação

A razão entre a amplitude do impulso de cintilação resultante da absorção total de 22,1 KeV no gás e a amplitude resultante da interacção directa dos raio X no LAAPD, A_{UV}/A_{RX} , fornece uma medida directa do número de portadores de carga, $N_{e,sc}$, produzidos no fotodíodo pelo impulso de cintilação:

$$N_{e,sc} = N_{e,XR} \times \frac{A_{UV}}{A_{XR}} \quad (4 - 6)$$

em que $N_{e,XR}$ é o número de portadores de carga produzidos no fotodíodo, pela absorção dos raio X de 22,1 KeV:

$$N_{e,XR} = \frac{22,104KeV}{3,62eV} \cong 6.1 \times 10^3 .electrõeslivres \quad (4-7)$$

Onde se usou o valor w do silício, 3,62 eV [15].

A quantificação directa do número de fotões VUV produzidos nos canais do GEM, N_{UV} , obtém-se a partir da eficiência quântica do fotossensor, QE , e do ângulo sólido subentendido pelo LAAPD, relativo à região de cintilação, Ω_{sc} :

$$N_{UV} = \frac{N_{e,sc}}{QE} \times \frac{4\pi}{\Omega_{sc}} = \frac{A_{UV}}{A_{XR}} \times \frac{N_{e,XR}}{QE} \times \frac{4\pi}{\Omega_{sc}} \quad (4 -8)$$

O valor de QE , definida como o número de transportadores de carga produzidos no fotodíodo por cada fotão VUV de 172nm incidente, é igual a 1,1 [7]. O ângulo sólido médio subentendido pelo fotodíodo é obtido assumindo que a cintilação ocorre 3mm acima do plano do detector, segundo o eixo do LAAPD, que tem um diâmetro de 16mm. Assim:

$$\frac{\Omega_{sc}}{4\pi} = 0,32 \quad (4- 9)$$

O rendimento de cintilação do GEM, Y , definido como o número de fótons produzidos nos canais do GEM por electrão primário, é dado por:

$$Y = N_{UV} \left(\frac{22,104 \text{ KeV}}{21,77 \text{ eV}} \right)^{-1} \quad (4-10)$$

Onde se considera o valor de w para o xénon de 21,77 eV para raio-X de 22,1 KeV.

A Figura 39 mostra o rendimento de cintilação para os diferentes valores de pressão de xénon, em função da diferença de potencial do GEM. O número de fótons produzidos nas avalanches electrónicas nos canais do GEM é de cerca de metade dos electrões de avalanche, ou seja 730 fótons por electrão primário para um ΔV_{GEM} de 490V, à pressão de 1 atm. Contudo, o ganho adicional e as menores flutuações estatísticas associadas à detecção de cintilação e à amplificação no fotossensor, comparativamente à amplificação das avalanches de carga, é uma das vantagens do modo de leitura de cintilação. O rendimento de cintilação não sofre grande alteração com o aumento de pressão.

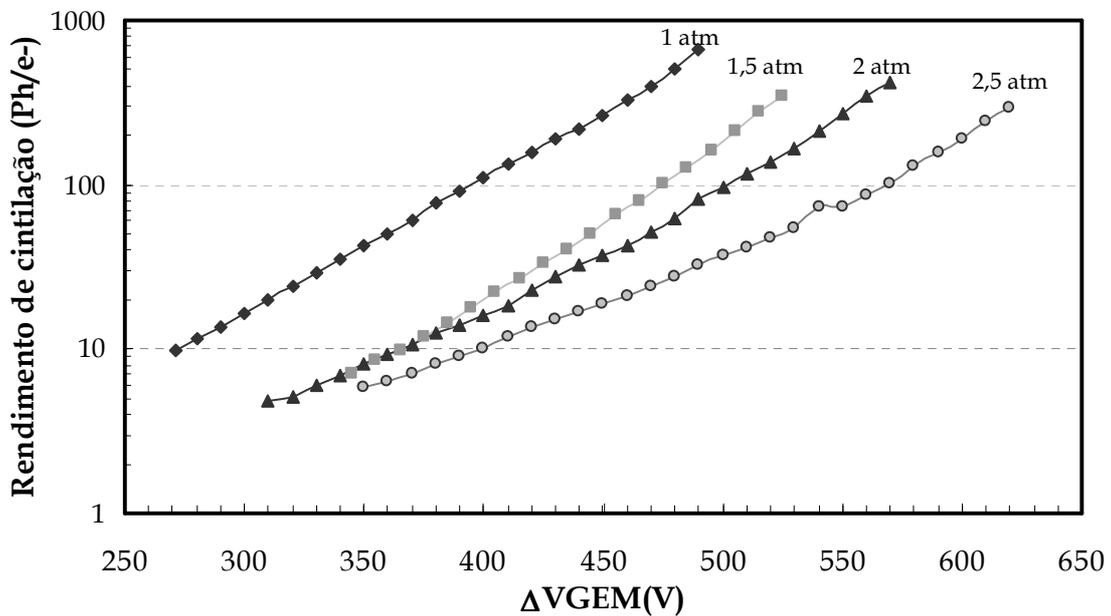


Figura 39 - Rendimento de cintilação, número de fótons produzidos por electrão primário nos canais do Gem, em função da diferença de potencial dos canais, para uma pressão de xénon de 1 atm.

O ganho do detector em modo de cintilação pode ser descrito por:

$$G_{Det,Sc} = N_{e,sc} G_{APD} \left(\frac{22,104keV}{21,77eV} \right)^{-1} \quad (5-5)$$

em que $G_{Det,sc}$ é o ganho absoluto do detector apresentado na **Erro! A origem da referência não foi encontrada.** e o valor de $N_{e,sc}$ é obtido através da equação 5.1 . O resultado obtido é consistente com o ganho do APD, G_{APD} , cerca de 150 a 1840 V. Este valor está também de acordo com as especificações do fabricante.

4.4 Conclusão

Este trabalho consistiu em investigar o desempenho de um GEM simples a operar em xénon puro a diferentes valores de pressão, usando como sistema de leitura da cintilação produzida nas avalanches de carga, um fotodíodo de avalanche de grande área com elevada eficiência quântica na região VUV. O sinal de cintilação foi comparado com o sinal de carga recolhido no eléctrodo inferior do GEM, nas mesmas condições de operação.

Demonstrou-se que, usando o sinal de cintilação como sistema de leitura é possível alcançar ganhos mais elevados e melhor resolução em energia, mesmo para tensões mais baixas no GEM, permitindo uma operação estável com uma baixa probabilidade de descargas. Por exemplo, à pressão atmosférica para uma tensão no GEM de 430 V, obtém-se um ganho em cintilação da ordem de 10^4 , 25 vezes superior ao obtido no modo de leitura em carga, nas mesmas condições. Nestas condições, a resolução em energia para raio X de 22,1 KeV foi de 9 e 18% para leitura em cintilação e em carga, respectivamente. A cintilação produzida nas avalanches electrónicas é uma alternativa viável para amplificação de sinal e leitura em detectores de radiação.

O estudo do desempenho do detector em função da pressão de xénon mostrou que o aumento da pressão se traduz numa diminuição acentuada do ganho em carga, ao contrário do que acontece com o ganho de cintilação que se mantém praticamente constante. O ganho em cintilação apresenta valores superiores a 10^4 na gama de pressões investigada, enquanto o ganho em carga passa de $2,2 \times 10^3$ para 160, quando a pressão aumenta de 1 para 2,5 atm. A resolução em energia associada ao sinal de cintilação não apresenta uma variação significativa mantendo-se em cerca de 10%. Já a resolução em energia associada ao sinal de carga degrada-se bastante com o aumento da pressão, passando de 10% a 1 atm, para 26% a 2,5 atm. Para estudar com maior detalhe o comportamento do ganho em cintilação com a pressão seria necessário aumentar a pressão do xénon para valores da ordem de 7- 8 atm, o que não foi

possível por limitação do LAAPD, cuja operação a alta pressão é garantida apenas até 2,6 atm.

O rendimento de cintilação alcançado pelo GEM à pressão atmosférica foi medido em função da diferença de potencial aplicada. Foram obtidos valores de cerca de 730 e 200 fótons por electrão primário para ΔV_{GEM} de 490 e 430, respectivamente. Estes valores são cerca de metade dos conseguidos para as avalanches de electrões nos canais do GEM. No entanto, para ΔV_{GEM} da ordem de 470 V o rendimento de cintilação é maior do que o alcançado num contador gasoso de cintilação com um campo eléctrico de $4 \text{ kV cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$, com uma espessura de região de cintilação de espessura 1 cm.

Com este trabalho conseguiu-se demonstrar que um detector constituído por um GEM e um LAAPD é uma boa alternativa aos tradicionais detectores usando PMT, como sistema de leitura de cintilação. As potenciais aplicações incluem experiências na área de matéria negra, tais como XENON e ZEPLIN. A relação custo/área do LAAPD é um inconveniente relativamente ao PMT, mas a sua sensibilidade abaixo de 200 nm e elevada eficiência quântica de certo modo compensam aquela desvantagem.

Como trabalho futuro pretende-se efectuar este estudo para cripton e Árgon. Além deste, será efectuado um estudo semelhante com substituição do GEM por um Thick GEM (THGEM). O THGEM é uma estrutura de multiplicação introduzida a alguns anos, que apresenta uma estrutura e princípio de operação semelhante ao GEM convencional, mas com uma espessura mais elevada, que pode ir desde 5 a 20 vezes. Devido à larga dimensão dos buracos conseguem-se alcançar ganhos de multiplicação de carga da ordem de 10^5 , usando apenas um elemento. O estudo será estendido a outros gases, nomeadamente cripton e o Árgon.

Referências

- [1] Conde C.A.N., et al., "A Gas Proportional scintillation counter", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 53(1967) 7-12.
- [2] Sauli F., "GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 386(1997), 531-534.
- [3] Oed A., "Position-Sensitive Detector with Microstrip Anode For Electron Multiplication With Gases", Nuclear Instruments and Methods A 263 (1988) 351-359.
- [4] Fraga F.A.F., et al., "Optical readout with GEM's" Nuclear Instruments and Methods A 471 (2001) 125.
- [5] Fetal S. G.T., et al., "Dose imaging in radiotherapy with an Ar-CF₄ filled scintillating GEM" Nuclear Instruments and Methods A 513 (2003) 42-46.
- [6] Sze S. M., "Semiconductor Devices Physics and Technology", John Wiley & Sons, Inc, 2nd edition, 2001.
- [7] Advanced Photonix, Inc, Application Notes.
- [8] Fernandes L.M.P. et all, "Digital Processing of Large-Area Avalanche Photodiode Signals for X-Ray Spectrometry Application", IEEE, (869-872), kil2002
- [9] Britvitch et all, "Avalanche photodiodes now and possible developments", Nuclear Instruments and Methods, A 535 (2004) 523-527.
- [10] Renker D., "Properties of avalanche photodiodes for applications in high energy physics, astrophysics and medical imaging", Nuclear Instruments and Methods, A 486 (2002) 164-169.
- [11] Koren B. et all "Large area avalanche photodiodes challenge PMTs" Advanced and application in Optoelectronics, Laser Focus World (November 1998).

- [12] Moszynski M. et al "Comparative Study of Avalanche Photodiodes With Different Structures in Scintillation Detection." IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 48, N^o. 4, August 2001.
- [13] Gelzunas V. L., "Uniform large-area high-gain silicon avalanche radiation detectors from transmutation doped silicon" Applied Physics, Vol 30, N^o 2, 15 January 1977.
- [14] Moszynski M. et al "Performance of Large Area Avalanche Photodiodes" IEEE, 1993.
- [15] Knoll G.F., Radiation Detection and Measurement, Third Edition, John Wiley & Sons, New York (2000).
- [16] Fernandes L.M.P. et al, "LAAPD Temperature Performance in X-Ray and Visible-Light Detection", IEEE, Vol. 51, N^o 4, (1575-1580), 2004.
- [17] Moszynski M. et al "Avalanche photodiodes in scintillation detection", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 497 (2003) 226-233.
- [18] Fernandes L. M. P., "Caracterização dos Fotodíodos de Avalanche de Grande Área Para Detecção De Raios X, Ultravioleta de Vazio e Luz Visível", Dissertação de Doutoramento em Física, especialidade de Física Tecnológica, apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra (2005).
- [19] Lopes J.A.M, "A large area avalanche photodiode as the VUV photosensor for gas proportional scintillation counters", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (454 (200) 421-425.
- [20] Benlloch J., et al, "Development of the Gas Electron Multiplier (GEM)", IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 45, N^o 3, June 1998.
- [21] Fetal S.G.T., "Leitura de Cintiladores activos com GEMs por CCds Aplicação dosimétrica para radioterapia com protões", Dissertação de Mestrado em Instrumentação, Área de especialização em Instrumentação Atómica e Nuclear, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, Julho de 2002.
- [22] Bouclier R. "The Gas Electron Multiplier", IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol 44, N^o 3, June 1997, 646-650.

-
- [23] Bachmann S. et al, "Development and applications of the gas electron multiplier", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 427 (2001) 115-119.
- [24] Bachmann S. et al, "High rate X-ray imaging using multi-GEM detectors with a novel readout design", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 478 (2002) 104-108.
- [25] Killenberg M., "Modeling and measurement of charge transfer in multiple GEM structures", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 498 (2003) 369-383.
- [26] Meleiro R., Estudo do funcionamento de GEMs em vapor de Xénon líquido, *Relatório de projecto de final de licenciatura*, Universidade de Coimbra, 2004.
- [27] Breskin A., et al., "A highly efficient low-pressure UV-rich detector with optical avalanche recording" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 273 (1988) 798-804.
- [28] Conceição A., " Operação com Single-GEM em Gases Nobres a Alta Pressão", *Relatório de projecto de final de licenciatura*, Universidade de Coimbra, 2006.
- [29] Gas Detectors Development-CERN. <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>.
- [30] Borges F.I.G.M. et al, "Operation of gas proportional scintillation counters in a low charge multiplication regime", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 422 (1999) 321-325.

Anexo