

Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra
Departamento de Física



Aplicação do Fotomultiplicador Gasoso aos Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional

Mestrado em Instrumentação e Microelectrónica

Elisabete Dinora Caldas de Freitas

Coimbra, 2006

Aos meus pais

Ao Paulo e à Inês

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Doutor Joaquim M.F. dos Santos pela sábia orientação, entusiasmo e interesse que colocou no presente trabalho e pela confiança que manifestou em mim durante a realização do mesmo.

Ao Doutor João F.C.A. Veloso, pela co-orientação do estudo desenvolvido e realizado no capítulo 4 da presente dissertação e pela disponibilidade e interesse manifestados.

Agradeço ainda ao Professor Amos Breskin pela orientação do estudo desenvolvido no capítulo 3 e pelo interesse e pela disponibilidade que manifestou ao longo da realização do mesmo.

Aos Doutores Marcin Balcerzyk, Dirk Mörmann e Jorge Maia, pela amizade e disponibilidade que sempre manifestaram.

A todas as pessoas do Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear, pelo acolhimento, convívio e boa disposição com que sempre me presentearam.

Ao Paulo e à Inês, pelo tempo que esta dissertação lhes roubou.

Aos meus pais pelo esforço, carinho e ajuda que me proporcionaram, por acreditarem em mim e estarem sempre presentes.

Índice

Introdução.....	2
-----------------	---

Capítulo 1

O Contador Gasoso de Cintilação Proporcional	5
1.1. Princípio de operação	5
1.1.1. Produção de luz por electroluminescência	7
1.2. Desempenho dos CGCP's	9
1.2.1. Linearidade em energia	10
1.2.2. Resolução em energia	11
1.3. CGCP sem região de deriva	15
1.4. O fotossensor	17

Capítulo 2

Novos Fotossensores	19
2.1. O LAAPD como fotossensor	20
2.1.1. Fotodíodos de estado sólido para UVV	20
2.1.2. Fotodíodos de avalanche	23
2.2. A CGMF como fotossensor	24
2.3. O GPMT como fotossensor	27

Capítulo 3

O Fotomultiplicador Gasoso	30
3.1. Introdução	30
3.2. Considerações Gerais	31
3.2.1. Multiplicadores de electrões	33
3.2.2. GPMT's baseados em GEM's com fotocátodos semi-transparentes.....	35
3.2.3. GPMT's baseados em GEM's com fotocátodos reflectivos.....	36
3.3. Montagem e selagem dos GPMT's.....	37
3.3.1. Descrição geral do sistema	37
3.3.1.1. Bombas de vácuo	39
3.3.1.2. Descrição do sistema de gás	40
3.3.1.3. Aquecimento do sistema	41
3.3.2. Preparação do GPMT	42
3.3.2.1. Invólucro do GPMT	42
3.3.2.1. Solda	43
3.3.2.2. Preparação do multiplicador de electrões	46
3.3.2.2.1. Soldar fios metálicos aos GEM's	46
3.3.2.2.2. Teste dos GEM's	47
3.3.2.2.3. Montagem do detector	48
3.3.2.3. Preparação da janela	50
3.3.3. Selagem da janela com o GPMT	52
3.4. Desempenho do GPMT selado	53

Capítulo 4

O CGCP com um GPMT integrado (baseado em MHSP)	57
4.1. Sistema experimental.....	59
4.2. O fotossensor - MHSP revestida com um filme de Csl.....	61
4.3. O CGCP com a MHSP revestida com Csl como fotossensor.....	67
Conclusões.	70
Referências	72

Introdução

Em 1895, William Roentgen descobriu uma nova radiação electromagnética, com comprimentos de onda menores que a luz visível, a que deu o nome de Raios X. Esta nova radiação, embora invisível a olho nú, é capaz de se propagar em linha recta e atravessar corpos com diferentes composições, bem depressa suscitou o interesse em diversas áreas da ciência.

As áreas da Medicina e da Astrofísica, assim como a Indústria, foram as que mais beneficiaram com a descoberta dos Raios-X, ao longo do século XX. Para este desenvolvimento muito contribuiu, e contribui ainda, a investigação na área dos detectores gasosos, capazes de detectar e analisar este tipo de radiação.

Actualmente, a espectroscopia de fluorescência de raios X é uma importante técnica escolhida para a análise de composição de materiais.

Para os avanços na análise por dispersão em energia, muito contribuíram os avanços nas técnicas de análise de impulsos e nos detectores gasosos, capazes de superar o desempenho dos tradicionais contadores proporcionais (CP's).

Em 1967, Conde e Policarpo introduziram os Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional (CGCP's), cujo desempenho era francamente superior aos Contadores Proporcionais, mas questões de portabilidade, simplicidade e consumo, precisariam de ser melhoradas.

O estudo do CGCP, direccionou-se de forma a ultrapassar as suas limitações relativamente a outros detectores gasosos, visando sempre o melhoramento do seu desempenho. Este último, passa em grande parte, pelo estudo e desenvolvimento de novos fotossensores, em alternativa ao fotossensor convencional dos CGCP's, o Fotomultiplicador (PMT), que apesar de apresentar baixo ruído, ganho elevado e boa relação sinal-ruído, possui algumas desvantagens, tais como: sensibilidade a campos magnéticos,

dimensões elevadas, fragilidade, área de detecção limitada e grande consumo.

A utilização dos Fotodíodos de Avalanche de Grande Área (LAAPD) acoplados aos CGCP's, assim como a utilização das Câmaras Gasosas de MicroFitas (CGMF's) como fotossensores, vieram em grande parte solucionar algumas das desvantagens do tradicional PMT, perdendo em ganho e na relação sinal-ruído, por e.g..

A utilização de um material foto-sensível, o Iodeto de Césio (CsI) como fotocátodo, possibilitou um novo avanço no estudo dos fotossensores. Desde logo, a possibilidade de operar fotocátodos em modo reflectivo, depositados na parte superior de um GEM (Gas Electron Multiplier) apresentava-se como uma alternativa ao uso do PMT nos CGCP's, ultrapassando a limitação da realimentação positiva presente nas CGMF's. Breskin et al. demonstrou que esta solução podia ser eficientemente implementada num Fotomultiplicador Gasoso (GPMT).

O presente trabalho, baseia-se no estudo e desenvolvimento do Fotomultiplicador Gasoso como fotossensor nos CGCP's, apresentando algumas alternativas ao seu uso como fotossensor: GPMT acoplado ao CGCP (em modo reflectivo e modo semi-transparente) e GPMT, baseado em microestruturas do tipo *Micro-Hole and Strip Plate* (MHSP), integrado no volume gasoso do CGCP.

No capítulo 1 é feita uma breve descrição dos principais fundamentos do funcionamento e do desempenho do Contador Gasoso de Cintilação Proporcional. O capítulo 2 aborda algumas alternativas ao uso do tradicional fotomultiplicador como fotossensor, destacando-se os Fotodíodos de Avalanche de Grande Área, as Câmaras Gasosas de MicroFitas e o Fotomultiplicador Gasoso. No capítulo 3 é feita uma descrição pormenorizada do funcionamento e montagem do GPMT e uma breve avaliação do seu desempenho. O capítulo 4 descreve e avalia o desempenho de um GPMT integrado num CGCP.

Deste trabalho resultou duas apresentações em conferencias internacionais, um trabalho submetido a uma revista internacional com avaliação e contribuiu para um outro trabalho publicado numa revista internacional com avaliação:

A simple MHSP-based Photosensor

E.D.C. Freitas, J.F.C.A. Veloso, A. Breskin, R. Chechik, J.M. Maia, F.D. Amaro, L.F. Requicha Ferreira e J.M.F. dos Santos, apresentado no 10th International Symposium on Radiation Physics - ISRP10, 17 a 22 de Setembro, 2006, Coimbra; submetido para publicação à Nucl. Instrum. and Meth.A, 2006.

Methods of preparation and performance of sealed gas photomultipliers for visible light

Marcin Balcerzyk, Dirk Mörmann, Amos Breskin, Bhartendu K. Singh, Elisabete D.C. Freitas, Rachel Chechik, Moshe Klin, Michael Rappaport, Comunicação apresentada ao IEEE Nuclear Science Symposium, Novembro 10-16, Norfolk, Virgínia, USA, 2002
IEEE Trans. Nucl. Sci. 50 (2003) 847-854.

1. O Contador Gasoso de Cintilação Proporcional

Os contadores gasosos de cintilação proporcional (CGCP's) que foram introduzidos por Conde e Policarpo em 1967, são detectores de radiação que operam à temperatura ambiente. O gás de enchimento na maioria dos casos é um gás nobre, tipicamente o Xénon, ou misturas de gases nobres com elevado grau de pureza. Os CGCP's operam normalmente a pressões próximas da pressão atmosférica, podendo ainda operar a pressões superiores [e.g., Covita *et al.* 2003, Covita D.S. 2004].

1.1. Princípio de operação

Os CGCP's são constituídos basicamente por uma região de deriva, uma região de cintilação e um fotossensor sensível à radiação de cintilação produzida no gás.

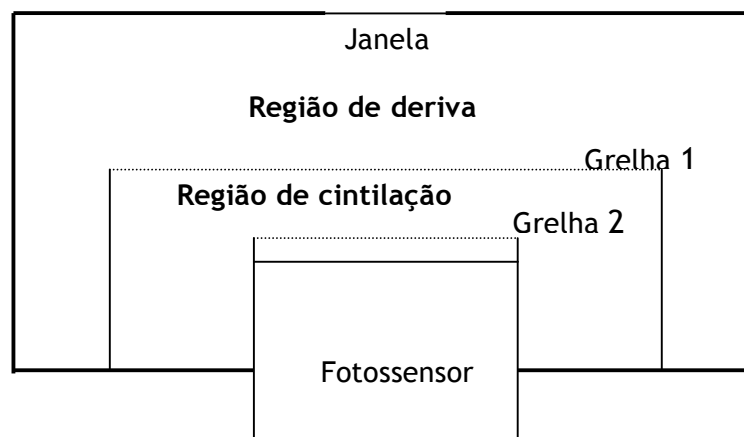


Figura 1-1 - Representação esquemática de um CGCP.

Quando uma radiação ionizante é absorvida ao atravessar a zona de deriva origina a produção de electrões livres, por ionização do gás. Se estes electrões tiverem uma energia superior ao limiar de ionização e excitação do

gás, podem perder energia através de colisões inelásticas, ionizando e excitando novos átomos. Quando a energia desses electrões for inferior ao limiar de ionização e excitação do gás, eles perdem depois a sua energia através de colisões elásticas até serem termalizados. Ao conjunto de electrões produzidos pela interacção da radiação, chamamos electrões primários e o seu número é em média proporcional à energia da radiação incidente, $N_{ep} = E_x/W$, em que E_x é a energia da radiação incidente e W é a energia média necessária para produzir um par electrão-íão. A desexcitação dos estados excitados criados no gás é feita, predominantemente, por emissão radiativa (cintilação primária).

Na região de deriva é aplicado um campo eléctrico cuja intensidade é inferior ao limiar de excitação do gás (para o caso do Xénon e do Árgon o limiar de produção de luz do gás é de cerca de $1 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$) [Conde *et al.* 1977; Feio *et al.* 1982; Favata *et al.* 1990; Santos *et al.* 1994] com o intuito de o conjunto de electrões primários ou nuvem primária, formada nesta região, derive sob a acção deste campo eléctrico até à zona de cintilação, colidindo apenas elasticamente com os átomos do meio sem provocar excitações e/ou ionizações [Dias THVT 1986]. Assim, a quantidade de cintilação produzida na região de cintilação do detector será independente da posição onde ocorreu a interacção.

Quando a nuvem de electrões primários entra na região de cintilação, fica sujeita à acção de um outro campo eléctrico, cuja intensidade é agora superior ao limiar de excitação dos átomos do meio e inferior ao limiar de ionização do mesmo. Deste modo, permite-se que os electrões adquiram, entre colisões sucessivas, energia suficiente para excitar os átomos do meio, induzindo por desexcitação, a emissão de fotões no Ultra-Violeta de Vácuo (UVV), a qual denominamos por cintilação secundária. É esta cintilação que está na base do funcionamento dos CGCP's, pois é nela que se baseia o ganho do detector. Pelo facto, de o número de fotões UVV produzidos ser proporcional à energia depositada no meio pela radiação incidente, damos o nome de "Contador Gasoso de Cintilação Proporcional". Para o caso do xénon,

o número de fótons emitidos tem um crescimento aproximadamente linear com o campo eléctrico reduzido E/p (em que E é o campo eléctrico aplicado e p é a pressão a que se encontra o meio) até um valor típico de $E/p = 6 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$. A partir deste valor inicia-se o processo de multiplicação de carga na região de cintilação, onde o crescimento do número de fótons emitidos com o campo eléctrico reduzido passa a ter um comportamento exponencial [e.g. Conde *et al.* 1977; Favata *et al.* 1990; Santos *et al.* 1994].

A preferência da utilização de gases raros deve-se ao facto de eles serem todos monoatómicos e não apresentarem estados de energia rotacionais ou vibracionais, que levariam a perdas de energia para estes estados sem haver desexcitação radiativa. Um elevado grau de pureza do gás, é também um factor importante no desempenho do detector. A presença de impurezas no gás, ou seja a presença de moléculas polares ou com afinidade electrónica capazes de capturar electrões, pode deteriorar a quantidade de cintilação produzida no detector.

1.1.1. Produção de luz por electroluminescência

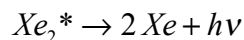
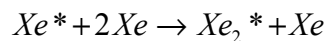
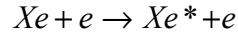
Sob determinadas condições, o processo de deriva de uma nuvem de electrões num gás raro pode conduzir, através de mecanismos de excitação dos átomos do meio, à produção de luz por impacto de electrões chamamos electroluminescência.

Pode ser descrita resumidamente do seguinte modo: atingida a zona de cintilação os electrões primários ganham, do campo eléctrico existente, energia suficiente para que ao colidirem com os átomos de xénon, transfiram uma quantidade de energia tal que os coloque em estados excitados; a desexcitação destes átomos, como já referimos, será acompanhada pela emissão de fótons na região do UVV. A intensidade do campo eléctrico deverá

ser suficiente para que haja produção de luz mas sem que ocorra multiplicação de carga.

De entre os gases raros, o xénon é aquele que apresenta melhores características para funcionar como gás de cintilação no enchimento dos CGCP's. Tem uma secção eficaz de absorção de raios X elevada, que possibilita a detecção de raios X com energias mais elevadas; a sua eficiência de cintilação também é elevada [Dias *et al.* 1993] e o rendimento de electroluminescência (fracção da energia ganha pelos electrões no campo eléctrico que é convertida em fotões ultravioleta) é também elevado [Conde *et al.* 1977; Santos *et al.* 1994]. A emissão da cintilação do xénon apresenta um comprimento de onda de cerca de 170 nm, que se encontra na região do espectro de mais fácil detecção (e.g. as janelas de quartzo são praticamente transparentes para este comprimento de onda).

O mecanismo de cintilação que ocorre durante a electroluminescência no caso do gás raro ser o xénon, pode ser descrito através das seguintes equações:



Das colisões inelásticas que ocorrem, resultam átomos de xénon em estados excitados Xe^* , devido ao seu tempo de vida relativamente longo e ao grande número de colisões com átomos no estado fundamental, haverá grande probabilidade de interacção com átomos circundantes da qual resulta o aparecimento de moléculas de xénon Xe_2 (dímeros) em estados excitados Xe_2^* (excímeros), que ao decaírem para o estado fundamental vão emitir fotões UV.

1.2. Desempenho dos CGCP's

Num CGCP o processo de amplificação do sinal, devido à interacção de uma radiação ionizante no detector, é feito à custa da cintilação secundária produzida pelos electrões primários e não à custa da multiplicação de carga através da produção de electrões secundários. Esta é uma das características mais vantajosas dos CGCP's em relação aos Contadores Proporcionais (CP's) e às Câmaras Gasosas de Micro Fitas (CGMF's), cujos processos de amplificação do sinal se baseiam na multiplicação de carga. Esta vantagem prende-se com o facto de as flutuações estatísticas envolvidas na produção de fotões secundários serem muito menores do que as envolvidas no processo de multiplicação de carga, pelo que a resolução em energia dos CGCP's é aproximadamente duas vezes melhor do que a dos CP's (~ 8 e 16%, respectivamente, para raios X de 5,9 keV em Xénon) [dos Santos *et al.* 2001].

Uma outra vantagem dos CGCP's é que estes não apresentam o efeito de carga espacial inerente aos CP's para elevadas taxas de contagem, uma vez que nos CP's, a fraca mobilidade dos iões leva a uma acumulação de iões positivos junto ao ânodo, alterando assim o valor do campo eléctrico nessa região. Assim a amplitude do sinal depende da taxa de contagem do detector. Como nos CGCP's não existe este efeito de carga espacial, têm uma capacidade intrínseca de operarem a altas taxas de contagem (10^4 e 10^5 impulsos/segundo) [Alves *et al.* 1973; Smith e Badvaz 1992] sem que haja variação da amplitude do sinal, o seu desempenho apenas é limitado pela duração do impulso de resposta, tipicamente de alguns μ s.

1.2.1. Linearidade em energia

A linearidade em energia é uma característica intrínseca de todos os detectores gasosos proporcionais, dependendo apenas do tipo de gás de enchimento do detector e do próprio processo de absorção da radiação.

Uma característica importante dos CGCP's é a sua boa linearidade em energia. Assim um sinal à saída do detector, ao ser proporcional ao número médio de electrões primários N_{ep} , exige que o valor de W , a energia média necessária para produzir um par electrão-ião, seja constante e independente da radiação incidente.

Para raios X com uma energia entre 0,1 e 60 keV, foi feito o estudo da linearidade em energia do xénon em CGCP's [e.g., Policarpo *et al.* 1972 e 1974; Andresen *et al.* 1977; Sims *et al.* 1985], não se observando qualquer tipo de não linearidade, assumiu-se então um valor constante para W . Contudo, o estudo realizado foi condicionado pelo facto das fontes radioactivas e/ou os alvos de fluorescência para raios X disponíveis, não cobrirem pormenorizadamente essa gama de energias. Estudos realizados por Inoue [Inoue *et al.* 1978] verificaram desvios da linearidade para raios X na região 0,1 a 1,5 keV, mas estes resultados foram interpretados como perdas de electrões primários difundidos para a janela da entrada da radiação.

Só mais tarde se mostrou que existiam efeitos de não linearidade no xénon, para energias próximas dos limiares de absorção das camadas L e M, sendo a mais importante verificada para a subcamada L_{III} (4,782 keV) [Koyama *et al.* 1984; Lamb *et al.* 1987]. Foi atribuída para a energia de 4,8 keV uma variação no ganho da ordem dos 1% (correspondendo a uma variação em energia entre 50 a 60 eV), que deverá ser devida ao efeito da subcamada L_{III} . Estudos efectuados na gama de 4 a 6 keV, utilizando radiação de sincrotrão (que fornece uma gama contínua de energias) permitiu monitorizar com algum

pormenor a região dos limiares de absorção das subcamadas L do xénon [Lamb *et al.* 1987].

Um estudo detalhado realizado sobre a não linearidade em energia dos detectores gasosos, por simulação de Monte Carlo [Dias *et al.* 1997], mostrou que os desvios observados na linearidade em energia ocorriam nos limiares de absorção do gás de enchimento. Eles são devidos às diferenças encontradas na energia despendida no decaimento para o estado fundamental, do átomo fotoionizado, à medida que diferentes camadas são excitadas.

Se a energia média para produzir um par electrão-ião é $W(E_x) = E_x / N_{ep}$, em que E_x é a energia da radiação incidente e N_{ep} é o número médio de electrões primários; se houver uma descontinuidade em N_{ep} então temos uma descontinuidade em $W(E_x)$. Esta variação de W com a energia entre os diversos limiares de absorção das subcamadas do xénon não pode ser desprezada mas o seu efeito em N_{ep} é pequeno, logo podemos afirmar que N_{ep} varia linearmente com a energia, excepto para os valores de energia nos limiares da absorção, onde uma variação brusca em $W(E_x)$ traduz-se numa descontinuidade em N_{ep} .

1.2.2. Resolução em energia

Duas características importantes a ter em consideração na projecção de detectores para espectroscopia é, como já vimos, a linearidade em energia do próprio detector e a sua resolução em energia.

Mesmo fazendo incidir no detector uma radiação com uma energia bem determinada E_i , não obtemos como resposta um ponto no espectro de amplitudes, os sinais apresentam sim uma distribuição de amplitudes à volta de um valor médio, normalmente trata-se de uma distribuição gaussiana. A resolução em energia do detector, R (apresentada em termos de

percentagem), é definida como a razão entre a largura a meia altura, $FWHM$, dessa distribuição, e o ponto médio E_0 , a que vulgarmente chamamos centróide.

$$R = \frac{\Delta E_i}{E_i} = \frac{FWHM}{E_0}$$

Então, quanto mais estreito for o pico (isto é, a distribuição gaussiana em volta do valor médio), menor é a largura a meia altura, melhor é a resolução do sistema e maior é a capacidade do sistema em distinguir duas radiações com energias muito próximas uma da outra.

Mesmo estando perante um sistema “ideal” e operando nas melhores condições, estamos sempre sujeitos às flutuações estatísticas no número de electrões primários nos processos estocásticos da ionização, aquando da interacção da radiação. A esta resolução mínima, chamamos de resolução intrínseca do detector.

Se assumirmos que o processo de produção de electrões primários segue uma distribuição de Poisson. Teremos um número médio N_{ep} de electrões primários criados, tal que o desvio padrão seria dado por $N_{ep}^{1/2}$. Se as únicas flutuações presentes forem as anteriores e uma vez que N_{ep} é por norma, um número elevado, a função de resposta deverá ter a forma de uma distribuição gaussiana.

A largura a meia altura $FWHM$, pode ser relacionada com o desvio padrão da distribuição de Poisson, $\sigma_{Poisson}$ através da expressão

$$FWHM = 2,35 \times \sigma_{Poisson}$$

Como já sabemos, a resposta de um detector é aproximadamente linear, então podemos definir o valor do centróide E_0 como $E_0 = \alpha_p N_{ep}$, em que α_p é a constante de proporcionalidade. Da mesma forma $\sigma_{Poisson} = \alpha_p N_{ep}^{1/2}$, donde podemos retirar que a resolução limite R , do detector é dada por

$$R = \frac{FWHM}{E_0} = \frac{2,35}{\sqrt{N_{ep}}}$$

Da expressão anterior, retiramos que R só depende do número médio de electrões primários N_{ep} e que diminui, ou seja, a resolução melhora, à medida que N_{ep} aumenta.

Estudos realizados no âmbito do cálculo da resolução limite em vários tipos de detectores, mostraram valores 3 a 4 vezes melhores que o resultado esperado. Tal deve-se ao facto de não podermos considerar o processo de criação de electrões primários apenas como uma distribuição de Poisson, uma vez que os processos que levam ao aparecimento dos sucessivos electrões estão interrelacionados. Introduce-se assim o factor de Fano F , que quantifica a diferença encontrada nas variações estatísticas observadas no número de electrões primários e as da estatística de Poisson.

$$F = \frac{\sigma_{N_{ep}}^2}{\sigma_{Poisson}^2},$$

em que $\sigma_{N_{ep}}^2$ é a variância observada e $\sigma_{Poisson}^2$ a variância prevista pela distribuição de Poisson.

Podemos então apresentar uma outra forma para a expressão da resolução limite R

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F}{N_{ep}}}$$

Mas a resolução em energia de um detector tem que ter em conta outras contribuições. No caso dos CP's, a resolução é limitada pelas flutuações estatísticas na ionização primária e pelas flutuações no processo de multiplicação (avalanche), e dada pela seguinte expressão [Knoll GF 1999]

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N_{ep}} + \frac{1}{N_{ep}} \left(\frac{\sigma_q}{G_q} \right)^2} = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N_{ep}} + \frac{f}{N_{ep}}}$$

relembremos que N_{ep} é o número médio de electrões primários, F é o factor de Fano e $f = (\sigma_q/G_q)$ é a variância relativa da amplificação no gás, onde G_q é o ganho médio do processo de multiplicação e σ_q^2 é a variância de G_q . Para ganhos elevados, f torna-se independente de G_q e superior a F . Deste modo, podemos concluir que a resolução de um CP é dominada essencialmente pelo factor f .

Já no caso dos CGCP's, a resolução em energia R é determinada pelas flutuações estatísticas que ocorrem nos processos de ionização primária, na produção de fotões de cintilação UVV e no fotossensor, donde [Dias THVT 1986; Simons *et al.* 1989]

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N_{ep}} + \frac{1}{N_{ep}} \left(\frac{J}{N_s} \right) + \frac{1}{N_e} \left(1 + \left(\frac{\sigma_q}{G_q} \right)^2 \right)}$$

onde N_{ep} continua a ser o número médio de electrões primários, F o factor de Fano, N_s é o número médio de fotões de cintilação produzidos por electrão primário, J é a variância relativa de N_s , N_e é o número médio de fotoelectrões produzidos no fotossensor por cada fotão incidente de raio X absorvido na região de deriva e (σ_q/G_q) é uma medida das flutuações no ganho da multiplicação dos fotoelectrões, G_q , no fotossensor. Uma vez que $J \ll F$ [Dias THVT 1986] e usualmente $N_s > 100$, o segundo termo da equação anterior pode ser desprezado. Se o fotossensor utilizado for um PMT então $(\sigma_q/G_q) \approx 1$ [Simons *et al.* 1989] e a resolução em energia R pode ser aproximada para

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N_{ep}} + \frac{2}{N_e}}$$

Anteriormente vimos que $N_{ep} = E_x/W$ e se definirmos L como sendo o número de fotoelectrões produzidos por electrão primário, tal que $L = N_e/N_{ep}$ [Policarpo AJPL 1978], a resolução em energia vem dada por

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{W}{E_x} \left(F + \frac{2}{L} \right)}$$

As quantidades W e F são características do gás mas dependem da energia dos raios X [Dias *et al.* 1997] e L é um parâmetro que descreve a desempenho do fotossensor. Foram obtidas resoluções em energia tão baixas como 7,6%, para CGCP's com xénon como gás de enchimento, correspondendo a valores de L superiores a 20; a melhor resolução encontrada para CP's com xénon como gás de enchimento é de 16% para raios X de 5,9 keV [dos Santos *et al.* 2001].

1.3. CGCP sem região de deriva

Chamamos CGCP-*driftless* a um CGCP que não apresenta região de deriva, ou seja, a radiação incidente é directamente absorvida na região de cintilação. Esta configuração tem um papel determinante no desempenho do CGCP para raios X com energias inferiores a 2 keV. Devido ao elevado campo eléctrico da região de cintilação, as perdas de electrões primários na janela do detector de radiação são menores do que nos CGCP's convencionais [Santos *et al.* 1995]. Também a difusão lateral da nuvem de electrões primários e as perdas de electrões primários devido a impurezas são minimizadas.

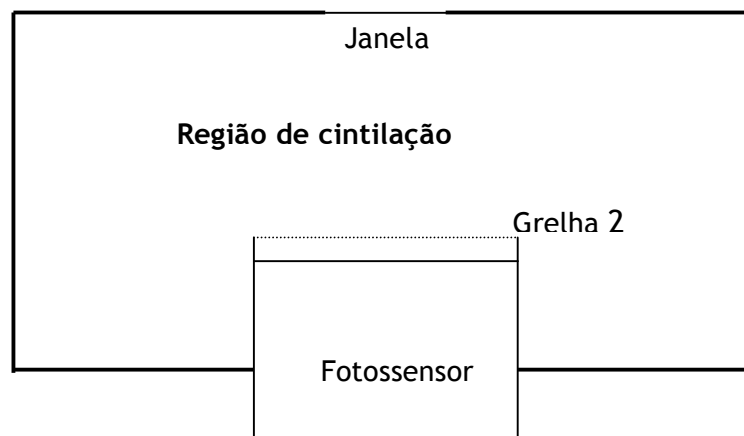


Figura 1-2 - Representação esquemática de um CGCP-*driftless*.

Se a radiação que incide no detector for de baixa energia, os fótons incidentes como possuem comprimentos de absorção reduzidos, são absorvidos junto à janela do detector de radiação. No CGCP convencional, o campo eléctrico na região de deriva é baixo, tal que a velocidade de difusão dos electrões em direcção à janela é, por vezes, superior à velocidade de deriva ao longo do campo eléctrico. Se houver perda de electrões primários para a janela, existe uma degradação no desempenho do detector, que resulta numa deterioração da resolução em energia e num aumento do fundo na região dos picos, devido ao aparecimento, no espectro, de uma cauda na região das baixas energias [Inoue *et al.* 1978].

Num CGCP-*driftless*, a amplitude da luz observada é dependente da distância que é percorrida pela nuvem de electrões primários na região de cintilação. Ou seja, é o mesmo que dizermos que é dependente da profundidade de absorção dos fótons de raios X incidentes. Existe uma correlação entre a duração da cintilação - *burst time* - e esta distância, que permite uma correcção da amplitude do impulso, de modo a restaurar a proporcionalidade entre a amplitude do impulso já corrigida e a correspondente energia do fóton de raios X. Para raios X de baixa energia, com profundidades de absorção muito mais pequenas que a espessura da região de cintilação, não é necessário proceder à análise duração tempo do impulso [dos Santos *et al.* 2001].

Simons *et al.* 1989 realizou um estudo da variação do número de electrões primários que chegam à região de cintilação, tendo verificado que este é tanto maior quanto mais elevada for a intensidade do campo eléctrico aplicado. Ao aplicar um campo eléctrico reduzido de 5 V.cm⁻¹torr⁻¹, minimiza-se a distorção resultante da perda de electrões para a janela nos espectros de energias até 2 keV.

1.4. O Fotossensor

A cintilação secundária, isto é, a luz produzida na região de cintilação, é então detectada por um sensor de luz ultravioleta. Normalmente utilizam-se fotomultiplicadores (PMT, do inglês *PhotoMultiplier Tube*) nos CGCP's como fotossensores para a recolha dessa luz e que tenham uma janela com boa transmissão na região do UVV (~170 nm para o caso do Xénon e ~128 nm para o Árgon). Normalmente, o PMT apresenta-se num invólucro de vidro, selado e em vácuo, para áreas activas entre 2,5 e 5,1 cm de diâmetro, o comprimento do PMT ronda os 10 a 15 cm. Os PMT's apresentam uma série de características técnicas vantajosas, e.g. eficiência quântica adequada, corrente de fundo desprezável, baixo ruído, ganho elevado, boa relação sinal-ruído. Mas existem situações em que não é possível recorrer ao PMT como fotossensor, devido às suas limitações: tamanho, fragilidade, área de detecção limitada, sensibilidade a campos magnéticos, fraca funcionalidade da janela acima das 2 atmosferas, consumo elevado (de alguns mA para tensões de polarização de 1 a 2 kV), etc.

Para superar as limitações inerentes ao PMT, estudaram-se algumas alternativas ao uso do PMT nos CGCP's. São exemplos, a utilização de fotodíodos [e.g. Campos 1984] e de placas de microcanais [e.g. Simons *et al.* 1985], cujo desempenho estava muito aquém do desempenho do CGCP com o PMT. Em 1978, Policarpo [Policarpo 1978] sugeriu a utilização de um PID (do inglês, *Photolonization Detector*) como fotossensor. Esta solução não é mais do que uma câmara gasosa de multifios, acoplada a um CGCP através de uma janela transparente à luz UVV, em que o gás de enchimento da câmara, é um gás fotoionizável, o tetraki(dimetilamino)etileno (TMAE). Os fotões produzidos na região de cintilação, passam pela janela transparente à luz UVV e vão interagir com o gás (TMAE), produzindo fotoelectrões devido ao efeito fotoeléctrico. Os fotoelectrões por sua vez, derivam até ao ânodo, e à medida que se aproximam dele, são multiplicados no gás. O sinal consiste então, na recolha de carga nos ânodos da câmara gasosa de multifios. A desvantagem desta solução reside no facto de o gás TMAE ser muito reactivo, provocando

um envelhecimento precoce nos ânodos da câmara gasosa de multifios e de o ponto de evaporação se situar entre os 20°C e os 40°C, dependendo das misturas e pressões parciais [Va'vra 1996], levando a que todo o sistema seja aquecido, tornando-o pouco versátil e instável.

Nos últimos anos novos fotossensores foram desenvolvidos e testados como alternativa ao uso do PMT nos CGCP's. Nomeadamente a Câmara Gasosa de Micro-Fitas (CGMF) associada a um material foto-sensível ao UV, como é o caso do Iodeto de Césio (CsI) [Veloso *et al.* 1999; Veloso JFCA 2000]. Nesta solução o material foto-sensível deixa de ser o meio gasoso e passa a ser, o filme fino de CsI depositado na placa de microfitas. A utilização de fotodíodos de avalanche de grande área (LAAPD - Large Area Avalanche Photodiode) [Lopes *et al.* 2001], como fotossensor, também se converteu numa solução vantajosa ao uso do PMT nos CGCP's em algumas situações.

A utilização de placas de microfitas (PMF ou do inglês, MSP - Micro Strip Plate) com CsI e dos LAAPD's como fotossensores nos CGCP's, vieram por e.g., ultrapassar as desvantagens do uso dos PMT's em situações de operação com presença de campo magnético [Veloso *et al.* 2002] e de operação a alta pressão [Covita *et al.* 2003]. O facto de o fotossensor operar directamente no volume do CGCP, é também uma vantagem destas soluções, evitando o uso de uma janela bastante dispendiosa, para uma boa transmissão da luz UV. Outra vantagem é a dimensão reduzida face ao volumoso PMT, o que torna o detector mais compacto e robusto, aumentando a sua portatibilidade.

2. Novos Fotossensores

O PMT foi desde sempre, o fotossensor mais utilizado nos CGCP's. Embora o PMT seja um dispositivo fiável, com áreas activas e eficiências quânticas adequadas no UVV e com ganhos elevados, podendo chegar a 10^7 , possui algumas desvantagens. De entre elas, destacam-se a fragilidade, as dimensões volumosas, a sensibilidade a campos magnéticos e à luz visível, etc.

As limitações do PMT levaram à procura de alternativas ao uso deste como fotossensor nos CGCP's. Em 1978, Policarpo [Policarpo 1978] equacionou a importância da procura de alternativas ao uso do PMT. Desde então, tem sido feito um estudo continuado no desenvolvimento de novos fotossensores. Alguns destes fotossensores utilizam gases foto-sensíveis [Charpak *et al.* 1980; Anderson 1980; Dangerdorf *et al.* 1990]; outros, conversores de comprimento de onda [Conde *et al.* 1968; Anderson *et al.* 1977B]; fotodíodos [Van Standen *et al.* 1978; de Campos 1984] ou ainda fotocátodos de Iodeto de Césio [Lopes e Conde 1995; Veloso *et al.* 2001], separados sempre do volume do CGCP, por uma janela transparente à cintilação produzida no detector. A utilização desta janela delimitadora do fotossensor e do volume do CGCP, traz desvantagens, uma vez que existe sempre absorção da cintilação por parte da janela, assim como o afastamento do fotossensor à região de cintilação traduz-se numa diminuição da cintilação recolhida pelo fotossensor, e a uma maior variação radial do ângulo sólido subentendido pelo fotossensor.

Neste capítulo, vamos descrever três alternativas possíveis ao uso do PMT como fotossensor: a utilização de um LAAPD integrado no volume do CGCP, a utilização de uma placa de microfitas com CsI depositado como fotossensor e ainda a utilização de um Fotomultiplicador Gasoso (GPMT, do inglês *Gas PhotoMultiplier Tube*). Esta última alternativa será o objecto de estudo deste trabalho.

2.1. O LAAPD como fotossensor

O LAAPD, o fotodíodo de avalanche de grande área, é uma alternativa ao uso do PMT como fotossensor nos CGCP's. A utilização de LAAPD's sensíveis à luz UVV como fotossensores, podem trazer algumas vantagens, quando comparados com os tradicionais PMT's, independentemente de o gás de enchimento do CGCP ser Xénon ou Árgon [Lopes *et al.* 2001; Monteiro *et al.* 2001].

Como o LAAPD está integrado no volume gasoso do CGCP, não é necessário a presença de uma janela de cintilação, o que é já por si uma vantagem importante, ao uso do tradicional PMT. A principal vantagem porém, do uso do LAAPD em relação ao PMT, é a sua elevada eficiência quântica. Tipicamente, um fóton de 172 nm de comprimento de onda produz, em média, 1,05 pares electrão-lacuna no LAAPD, face aos cerca de 0,15-0,25 conseguidos com um PMT [Lopes *et al.* 2001].

O acoplamento de um LAAPD a um CGCP, resulta num sistema mais compacto, mais robusto, mais portátil, com menor consumo de energia e com maior insensibilidade a campos magnéticos [Velooso *et al.* 2002].

2.1.1. Fotodíodos de estado sólido para UVV

Os fotodíodos não são mais do que detectores de estado sólido (díodos) foto-sensíveis. Eles são usados tanto na detecção de raios X como de luz visível. São constituídos por materiais semicondutores e destes, o material semicondutor mais utilizado é sem dúvida, o silício, pelas suas propriedades de operação à temperatura ambiente.

Um díodo é um cristal semicondutor, constituído basicamente por duas regiões distintas. Uma denominada tipo p, dopada com impurezas receptoras de electrões (ou p+ se esta concentração de impurezas for a maior no cristal).

A outra, designada por tipo n (ou n+) dopada com impurezas dadoras de electrões. Cria-se, assim, uma junção p-n com uma resistência reduzida ($<1k\Omega$) quando a mesma é polarizada com uma tensão superior ao limiar de condução, o que, no caso do silício é -0.7 V ($V_p > V_n$). Quando a junção é polarizada no sentido inverso ($V_n > V_p$), a resistência é elevada, tipicamente superior ao $G\Omega$, existindo apenas uma corrente de fuga que caracteriza cada junção.

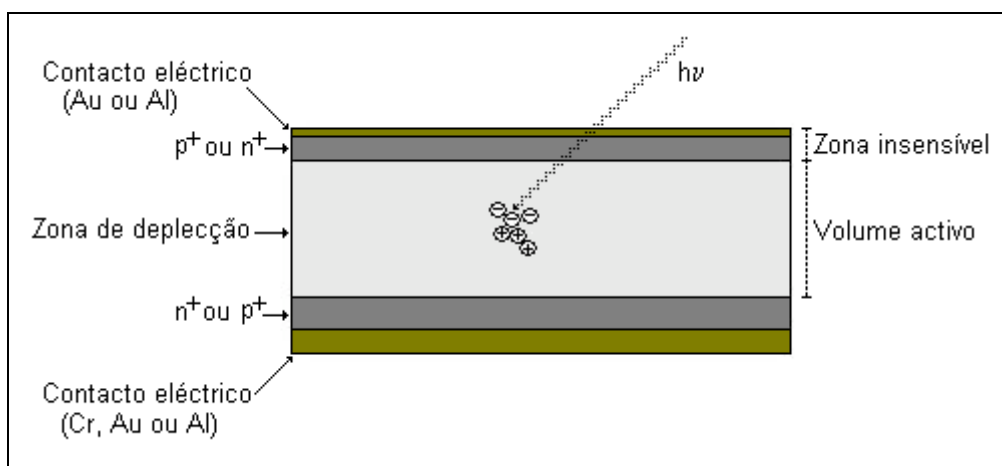


Figura 2-1: Representação esquemática de um díodo de estado sólido, com geometria epitaxial.

Na junção p-n de um díodo estabelece-se uma região, a zona de deplecção, com uma concentração muito baixa de cargas livres. Esta região pode estender-se para as zonas n (ou n+) e p (ou p+), aumentando com o acréscimo da tensão inversa aplicada aos terminais do díodo, podendo ocupar a totalidade do volume do díodo.

É na zona de deplecção que a radiação ionizante absorvida produz uma carga eléctrica detectável, devido ao elevado campo eléctrico ali presente, o qual faz com que os pares electrão-lacuna produzidos pelos fótons incidentes tenham uma probabilidade mínima de recombinação, e à quase inexistência de transportadores de carga livres que contribuiriam para o “fundo”.

A absorção da radiação incidente, radiação X e ultravioleta, nos detectores de estado sólido, ocorre preferencialmente por efeito fotoelétrico, dando origem a um número de pares electrão-lacuna proporcional à energia absorvida. A energia média necessária para a produção de um par electrão-lacuna, nos detectores de silício, é aproximadamente 3,6 eV [Knoll 1999], o que permite a detecção de uma gama de energias até à região dos infravermelhos [e.g. Zhou e Szawlowski 1999]. A detecção de luz UVV, constituiu um problema, uma vez que o comprimento médio de absorção no silício é da ordem dos 60 Å [Barnard *et al.* 1993, Gullikson *et al.* 1995]. A espessura da zona insensível, formada pela região p+ ou n+ e a necessidade de incluir uma camada condutora muito fina constituída por materiais ainda mais absorventes como o ouro, tornaram a eficiência de detecção da radiação UVV muito baixa, sem interesse prático.

Para ultrapassar este problema, a IRD (International Radiation Detectors, Torrance, CA 90505, EUA) desenvolveu uma nova geometria na qual a zona insensível (ou camada inerte) foi eliminada e substituída por uma camada de entrada muito fina, transparente aos UVV, com uma espessura entre 40 e 80 Å de quartzo (SiO₂) com implantação de azoto, material que é transparente ao UVV. Por outro lado, reduziu-se a espessura da zona p+, a qual passou a fazer parte da zona activa, obtendo-se eficiências quânticas, da ordem dos 115% para 170 nm [Canfield *et al.* 1998].

A eficiência quântica intrínseca do silício é ainda superior, podendo chegar aos 210% para 170 nm [Canfield *et al.* 1998], sendo apenas limitada por reflexões existentes entre a camada de quartzo e a zona activa do silício. A implantação de azoto na camada de quartzo, cria uma fina camada de Si₃N₄, cuja absorção é inferior a 1%, diminuindo a reflectividade e melhorando o desempenho dos fotodíodos na região do UVV. Mais recentemente, a API (Advanced Photonix Inc., 1240 Avenida Acaso, Camarillo CA 93012, EUA) apresentou e desenvolveu fotodíodos de avalanche com valores semelhantes de eficiência quântica na zona de UVV aos da IRD e com desempenho semelhante.

2.1.2. Fotodíodos de avalanche

Os fotodíodos de estado sólido com avalanche são fotodíodos que apresentam na sua zona de depleção um campo eléctrico suficientemente elevado para que os fotoelectrões, gerados por efeito fotoeléctrico, possam ganhar energia suficiente entre duas colisões sucessivas para induzir, por impacto, novas ionizações criando-se, desta forma, uma avalanche de electrões.

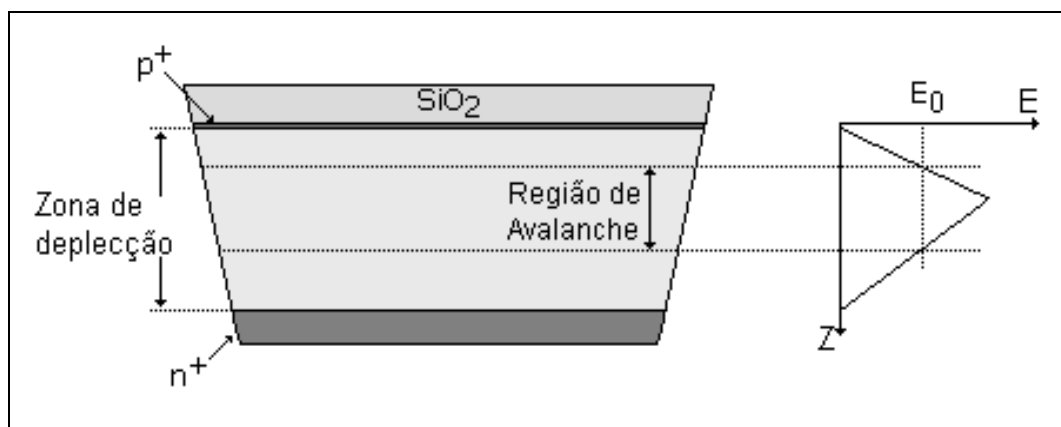


Figura 2-2: Representação esquemática de um fotodíodo de avalanche e do perfil típico de campo eléctrico no seu interior.

Na região de avalanche, o ganho que se obtém varia de uma forma supra exponencial com a tensão inversa aplicada ao fotodíodo. Se esta tensão exceder um determinado limiar, o fotodíodo entra num regime de descarga que pode conduzir à sua destruição.

A API, desenvolveu fotodíodos de avalanche cuja área activa é a maior que se encontra disponível no mercado - cerca de 200 mm², o que corresponde um diâmetro de 16mm - e foram denominados, pelo fabricante, como Fotodíodos de Avalanche de Grande Área (FAGA ou do inglês, LAAPD - *Large Area Avalanche Photodiodes*).

Normalmente, os LAAPD's comercializados pela API possuem uma atmosfera gasosa de azoto seco à pressão de 1 bar no interior do seu encapsulamento a proteger os contactos eléctricos do fotodíodo. Assim, a sua utilização fica limitada a ambientes gasosos cuja pressão não ultrapasse as 2 atm, de forma a garantir a integridade do fotodíodo, uma vez que é o próprio que estabelece a separação entre a câmara interna e o exterior e este não suporta um diferencial de pressão maior que 1 atm.

O acoplamento de um LAAPD aos CGCP's, veio demonstrar que o desempenho de uma configuração CGCP/LAAPD é idêntico ou até mesmo superior ao CGCP/PMT, quer seja o gás de enchimento do CGCP, Xénon ou Árgon, (valores em resolução em energia de 7,9% e 12,5%, respectivamente, para raios X de 5,9 keV) [Lopes *et al.* 2000 e Monteiro *et al.* 2001]. Esta configuração é mais compacta e tem menor consumo. Uma desvantagem, é o facto de o LAAPD ter uma área limitada e para áreas de detecção grandes será necessário acoplar um número significativo de fotodíodos.

2.2. A CGMF como fotossensor

Com o aparecimento da microestrutura do tipo microfita, Zeitelhack demonstrou a possibilidade de utilizar uma CGMF como fotossensor de luz UVV, quando um filme fino de CsI é depositado sobre os eléctrodos da placa de microfitas (PMF) [Zeitelhack *et al.* 1994].

A utilização de uma CGMF a operar como fotossensor, consiste essencialmente no uso de uma placa de microfitas coberta por um filme fino de CsI, que é colocada no interior do volume gasoso do CGCP, no limite inferior da região de cintilação. O filme de CsI é depositado por evaporação em vazio e tem uma espessura típica de algumas centenas de nanómetros [Veloso *et al.* 1996].

A placa de microfita é constituída por linhas de cátodos e ânodos alternadas e separadas por uma pequena distância. Os ânodos são sempre de menor

dimensão que os cátodos. Entre eles é aplicada uma diferença de potencial, criando-se um campo eléctrico. Estes eléctrodos são depositados por processos de fotolitografia num suporte isolador e comportam-se como se de uma série de contadores proporcionais contíguos se tratasse. Na face oposta do suporte isolador é depositado um outro eléctrodo, que se designa por *backplane* que, na maioria das aplicações, é ligado à terra (0V), embora noutras seja polarizado com uma tensão diferente. Os avanços nas técnicas de fotolitografia permitiram o contínuo estudo de diferentes geometrias variando-se as dimensões dos cátodos, ânodos e a sua separação, entre outras características [Freitas *et al.* 2002].

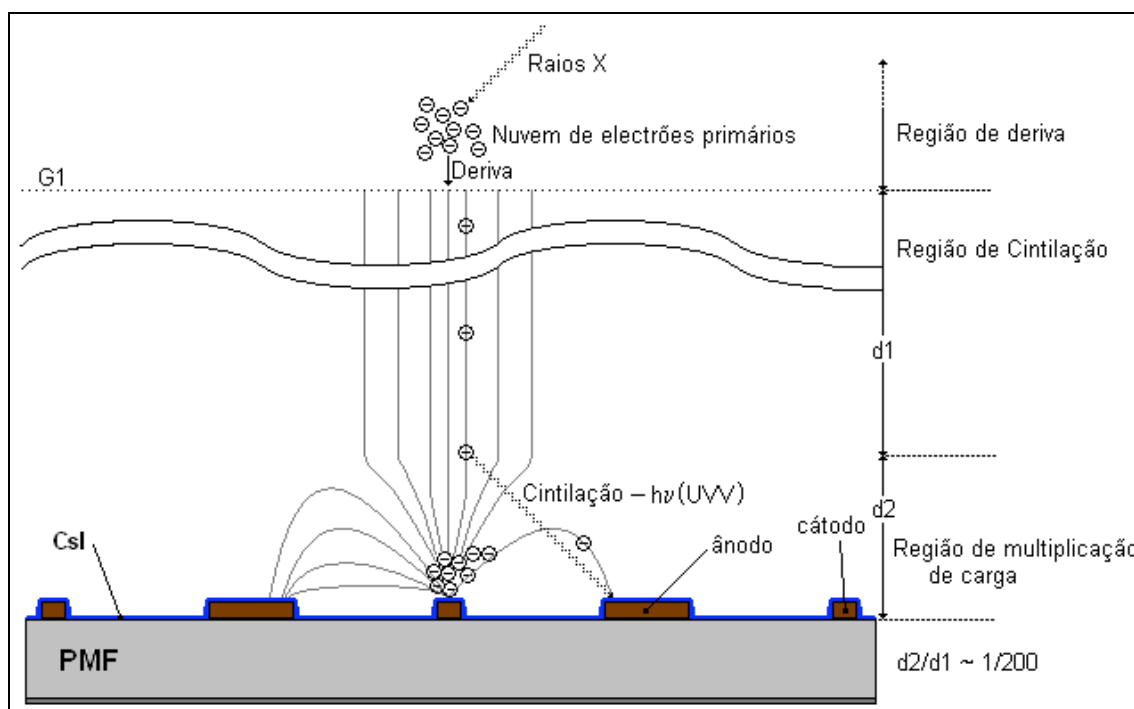


Figura 2-3: Princípio de funcionamento do CGCP com CGMF integrada, operando como fotossensor.

Quando um fóton interacciona com o gás na região de deriva/absorção do CGCP, é produzida uma nuvem de electrões primários, que derivam até à região de cintilação, por acção de um campo eléctrico inferior ao limiar de excitação do

gás. Na região de cintilação, os electrões são acelerados por acção de um campo eléctrico inferior ao limiar de ionização dos átomos do gás e ganham deste campo energia suficiente entre colisões para excitar os átomos de gás. Os átomos excitados emitem, em seguida, por processos de desexcitação, fótons UVV.

Uma fracção destes fótons vão ser absorvidos pelo Csl que se encontra depositado na PMF e existe uma probabilidade (eficiência quântica) de serem emitidos fotoelectrões da área activa do Csl (camada sobre os cátodos da PMF) iniciando uma avalanche de electrões no campo eléctrico intenso em torno dos ânodos da placa de microfítas. A carga que é recolhida no ânodo produz à saída um sinal eléctrico. Já vimos anteriormente que o processo de amplificação da nuvem primária através da cintilação é proporcional ao número de electrões primários. Como o processo de amplificação de carga dos fotoelectrões é proporcional ao número de fotoelectrões, a amplitude dos impulsos produzidos à saída do detector é proporcional à energia da radiação nele depositada.

Assim, na figura 2-3, a região designada por d1, representa o funcionamento normal de uma região de cintilação convencional de um CGCP. A região designada por d2, apresenta o comportamento típico de CGMF e representa a zona onde se formam as avalanches de electrões a cerca de 50 μm do ânodo [Bellazzini e Spezziga 1994]. Por outro lado, como d1 é cerca de 200 vezes maior que d2, d1 e d2 operam de uma forma quase independente. Assim, podemos assumir, em boa aproximação, que todo o volume compreendido entre a grelha G1 e a placa de microfítas está disponível para a produção de fótons de cintilação, constituindo assim a região de cintilação.

Como o filme de Csl está em contacto com o gás do CGCP, há a possibilidade de ocorrer realimentação positiva por fótons durante o processo de avalanche [Velooso JFCA 2000]. Os electrões que constituem a avalanche electrónica têm uma dada probabilidade de excitar os átomos do gás, pelo que são criados novos fótons UVV. Estes têm origem nas proximidades do ânodo, já que a avalanche é criada nas suas imediações, podendo atingir a área activa do

fotocátodo, dando origem a novos fotoelectrões que desencadearão novas avalanches de multiplicação de carga.

Esta realimentação positiva limita o ganho máximo utilizável no fotossensor, limitando o seu desempenho, nomeadamente a resolução em energia. No entanto, a geometria usada não é muito favorável ao processo de realimentação, embora ele seja passível de ocorrer, pois o ângulo sólido subtendido pelos fotocátodos de fotões com origem num ponto da região de multiplicação de carga é pequeno [Veloso JFCA 2000].

Nesta configuração, a PMF desempenha um papel duplo, actua como fotossensor e ainda como a segunda grelha de polarização que recolhe os electrões primários e estabelece o campo na região de cintilação.

O acoplamento de uma CGMF a um CGCP, possibilita o uso destes detectores em áreas de detecção grandes, têm um baixo consumo e uma boa estabilidade. As desvantagens deste tipo de configuração assentam num deterioramento da relação sinal-ruído, quando comparada com o CGCP/PMT e num desempenho inferior (Resolução em energia de ~11% para 5,9 keV).

2.3. O GPMT como fotossensor

Os usuais fotomultiplicadores de vácuo, os PMT's, alcançaram ao longo destes anos, um papel importante na ciência e na tecnologia. No entanto, por razões mecânicas, possuem algumas desvantagens, como o facto de não poderem ser construídos para áreas de detecção muito grandes.

Os fotomultiplicadores gasosos (GPMT's, do inglês *Gas PhotoMultiplier Tube*) [Breskin *et al.* 2000; Francke *et al.* 2002], são uma solução alternativa ao uso do habitual PMT. Eles operam à pressão atmosférica, podem ser construídos com áreas de detecção maiores, são sensíveis a fotões únicos e podem operar sob a influência de campos magnéticos.

A possibilidade de operar fotocátodos em modo reflectivo, depositados na parte superior do GEM, de modo a transportar os fotoelectrões para a região inferior do GEM e aí proceder à amplificação em carga destes fotoelectrões foi desde logo apresentado como fotossensor alternativo ao PMT [Lopes JAM 2002]. Com esta geometria ultrapassavam-se as limitações impostas pela realimentação positiva que o detector CGCP/CGMF apresentava. Contudo, tal solução foi estudada e testada no nosso grupo sem sucesso. Mormann et al. 2001 demonstrou que tal solução pode ser eficientemente implementada num GPMT.

Fotomultiplicadores de grande área, sensíveis ao UV para imagiologia, que combinam fotocátodos de CsI com câmaras de Multifios, sensíveis a fotões únicos, já são utilizados nos detectores RICH (do inglês, *Ring Imaging Cherenkov*) [Piuz et al. 1999]. Trabalhos mais recentes [Buzulutskov et al. 2000; Buzulutskov et al. 2000A; Richter et al. 2002] sugerem o uso em cascata de GEM's (do inglês, *Gas Electron Multipliers*) introduzidos por Sauli [Sauli F. 1997]. Os GPMT's que utilizam GEM's em cascata [Buzulutskov et al. 2000] têm uma espessura de apenas alguns milímetros, ganhos elevados e pouca realimentação positiva.

Estes fotomultiplicadores gasosos, podem também ser usados em aplicações que necessitam de fotossensores para a região do visível.

Usualmente, os GPMT's têm no seu interior entre 1 a 3 GEM's em cascata e possuem uma janela transparente à luz que querem absorver. Na janela do fotomultiplicador, é então depositado o fotocátodo de CsI, para luz UV ou um fotocátodo bi-alkali semi-transparente, para luz visível. Depois de selado o GPMT para luz UV, ele pode ser acoplado por exemplo, a um CGCP. Se necessarmos de um fotossensor integrado no volume do CGCP, podemos retirar a janela do GPMT e depositar o fotocátodo de CsI no primeiro GEM do GPMT .

O próximo capítulo é dedicado exclusivamente ao GPMT, descrevendo pormenorizadamente as diferentes fases de preparação do fotomultiplicador, desde a montagem e teste do detector e suas componentes, como da

preparação do fotocátodo e posterior desempenho do GPMT. São estudadas as alternativas existentes para o uso dos GPMT's em aplicações para luz UV e para a região do visível.

3. O Fotomultiplicador Gasoso

O trabalho descrito neste capítulo foi realizado no Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel no Departamento de Física de Partículas sob a orientação do Prof. Amos Breskin. O trabalho contou com o apoio de uma Bolsa de curta-duração da Fundação Calouste Gulbenkian.

Neste capítulo vai ser descrito todo o processo de montagem e selagem dos Fotomultiplicadores Gasosos (GPMT's). Vão ser mencionados os fotocátodos utilizados para a luz visível e para a luz UV e ainda algumas limitações encontradas durante todo o processo de montagem e selagem e as soluções encontradas para essas limitações. Depois da descrição do processo de selagem do GPMT, faz-se o estudo do desempenho de um GPMT para a luz UV.

3.1. Introdução

Muitas aplicações em imagiologia médica, assim como em astrofísica e física de partículas, requerem fotossensores com grandes áreas de detecção de fótons, tipicamente na ordem de alguns m^2 , com uma resolução em posição na ordem dos milímetros e ainda com sensibilidade elevada a um único fóton ou a um número pequeno de fótons. Um exemplo, é o caso dos detectores RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) em que rapidez, capacidade de operação a fluxos intensos de fótons e insensibilidade a campos magnéticos são fundamentais.

Uma grande variedade de fotossensores para a região do UV, tem sido desenvolvida nas últimas duas décadas [Va'vra 1996]. A primeira geração foram os baseados em gases foto-sensíveis ao UV, os TMAE [Policarpo 1978; Seguinot e Ypsilantis 1996], que foram ultrapassados por “fotomultiplicadores gasosos”, baseados num filme fino de CsI como fotocátodo e acoplados a GEM's [Breskin 1996].

Um avanço significativo na imagiologia de fótons, pode ser a extensão da gama do espectro a que esses fotomultiplicadores gasosos são sensíveis, estendendo-se para comprimentos de onda superiores, chegando à região do visível. Assim, para uma aplicação mais larga do GPMT foi necessário colmatar a necessidade de detectar um único fóton, com a procura de fotocátodos adequados capazes de suportar aplicações de longo-termo.

3.2. Considerações gerais

A Figura 3-1, apresenta esquematicamente o conceito geral dos fotomultiplicadores gasosos com fotocátodos sólidos. Nestes, a superfície foto-conversora, seguida da emissão de electrões, faz com que estes detectores sejam muito rápidos (da ordem dos nano-segundos) e insensíveis ao ângulo da radiação incidente [Breskin *et al.* 1995]. Como os fotoelectrões são emitidos para o gás, dependendo do tipo de multiplicador de electrões acoplado ao fotocátodo e do campo eléctrico aplicado na superfície do mesmo, os fotoelectrões ou derivam em direcção ao multiplicador de electrões ou experienciam o processo de multiplicação de carga, logo no local da emissão.

Ao contrário dos dispositivos em vácuo, o transporte dos electrões na presença de campos magnéticos é pouco perturbado neste tipo de fotomultiplicadores gasosos, logo podem operar sob a influência de campos magnéticos [Piutz *et al.* 1999].

A eficiência de detecção de fótons depende de três factores: da eficiência quântica do fotocátodo; da existência de backscattering dos electrões das moléculas do gás para o fotocátodo e ainda da eficiência de detecção de fótons únicos pelo detector. Esta última, depende da estrutura escolhida para a multiplicação, do seu ganho, da forma dos impulsos e da electrónica utilizada na leitura do sinal.

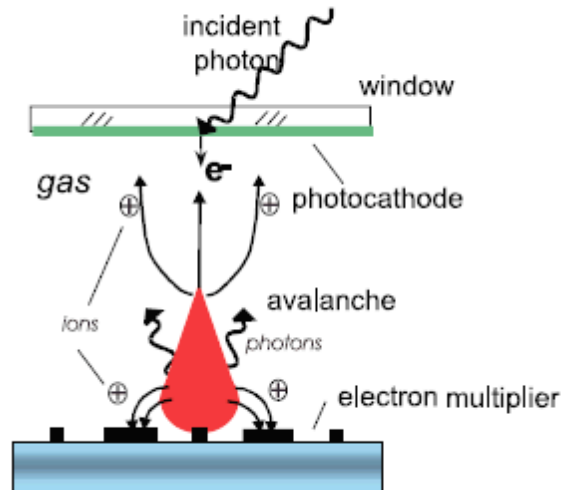


Figura 3.1: Representação esquemática do funcionamento geral de um fotomultiplicador gasoso com um fotocátodo sólido e um multiplicador de electrões [Mormann 2002]. Nesta configuração, iões e fotões secundários dão origem a realimentação positiva.

A durabilidade e estabilidade a longo termo das propriedades do fotocátodo é um factor muito importante. Mais, a factores já conhecidos como a degradação do fotocátodo, por parte das impurezas do gás e pelo *outgassing* dos materiais de construção [Bouclier *et al.* 1999], o fotocátodo pode degradar-se por reacções químicas com radicais produzidos na avalanche e pelas sucessivas colisões de fotões e iões na sua superfície. Devido ao processo de avalanche, um grande número de iões e fotões são produzidos. Os fotões secundários que atinjam o fotocátodo podem gerar impulsos provenientes da realimentação positiva, que deterioram o desempenho do detector em termos de localização, precisão temporal, estabilidade e ganho. O processo de realimentação positiva pode ser reduzido, consoante a escolha do multiplicador de electrões e das suas condições de operação [Breskin *et al.* 2001].

Normalmente, os fotocátodos para UV, tal como o CsI, são quimicamente estáveis e podem até suportar curtas exposições ao ar ambiente, a parte substancial da sua degradação como fotocátodo, consiste nas sucessivas

colisões de iões e de fotões na sua superfície. Pelo contrário, os fotocátodos para o visível, são todos eles quimicamente instáveis e uma curta exposição ao ar ambiente leva à sua destruição, para estes fotocátodos serem incorporados no dispositivo do GPMT tem que obedecer a precauções especiais.

3.2.1. Multiplicadores de electrões

A escolha do multiplicador de electrões e o seu acoplamento ao fotocátodo são elementos chave no GPMT. Eles têm que garantir uma extracção de fotoelectrões eficiente do fotocátodo e um campo eléctrico elevado na sua superfície, um ganho elevado ao operar com taxas elevadas de fotões e o mínimo de fotões secundários e de realimentação positiva à volta do fotocátodo.

Um candidato a multiplicador de electrões é o GEM [Sauli 1997]. Ele não é mais do que uma folha fina de Kapton, revestido nas duas faces a Cobre e perfurado com um *array* de pequenos orifícios (ver Figura 3-2).

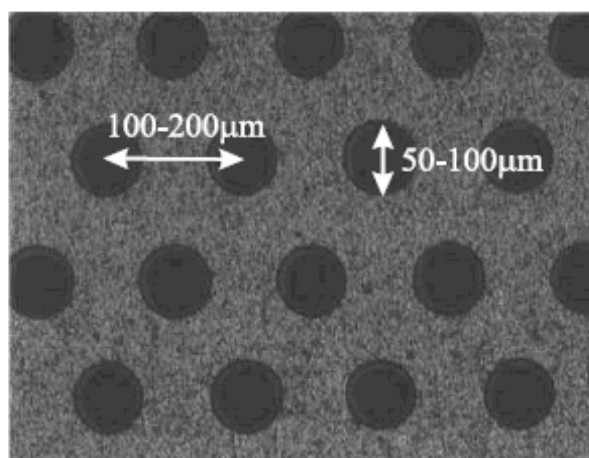


Figura 3-2: Vista amplificada de um GEM. Distancias típicas entre orifícios e diâmetros típicos dos mesmos [Mormann 2002].

Quando o GEM é polarizado com algumas centenas de Volts, as linhas de campo são muito focalizadas para os orifícios, estabelecendo aí, tipicamente, uma amplificação na ordem dos 10^3 - 10^4 (ver Figura 3-3). Se em vez de um GEM, tivermos mais em cascata ou se ele for precedido de outro multiplicador de electrões, aumentamos consideravelmente o ganho total [Sauli 1998].

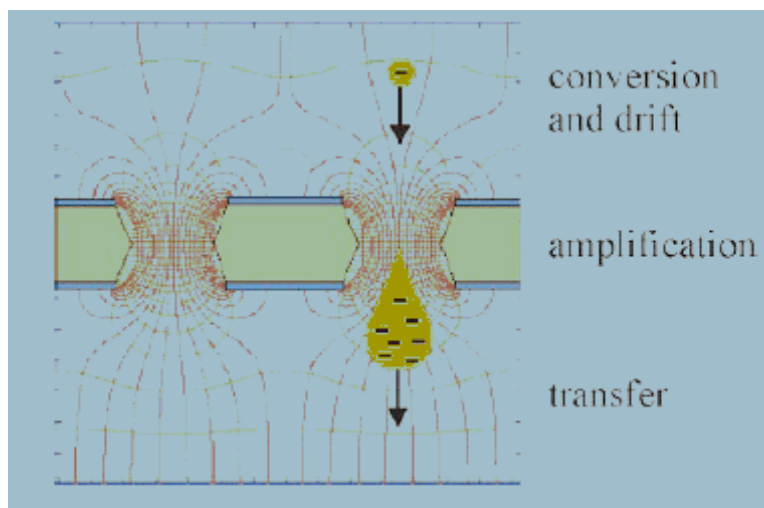


Figura 3-3: Típica configuração das linhas de campo nos orifícios do GEM [Mormann 2002]. Os electrões são focalizados para os orifícios onde sofrem amplificação, devido a campos eléctricos locais elevados.

Como o GEM tem uma transparência óptica baixa, reduz fortemente o *feedback* dos fótons para o fotocátodo [Chechik *et al.* 1998]. Por outro lado, o campo eléctrico existente, permite uma recolha eficiente dos electrões, que são multiplicados nos orifícios do GEM.

Uma particularidade do GEM, é que pode operar com gases nobres puros [Buzulutskov *et al.* 1999]. Estudos realizados com 3 e 4 GEM's em cascata acoplados a um fotocátodo para UV (com CsI) [Buzulutskov *et al.* 2000; Buzulutskov *et al.* 2000A], mostraram que se podem obter ganhos superiores e na ordem dos 10^5 para as misturas de Ar+Xe, Ar+CH₄, Ar+N₂ e outras. O processo de multiplicação é rápido, levando a impulsos rápidos da ordem dos 10 ns para algumas das misturas.

3.2.2. GPMT's baseados em GEM's com fotocátodos semi-transparentes

A figura 3-4 retrata esquematicamente um exemplo de um GPMT baseado em GEM's com um fotocátodo semi-transparente, ou seja, o fotocátodo foi depositado na parte interior da janela de transmissão de luz.

A eficiência de detecção de fótons por parte de um detector baseado em GEM's acoplado a um fotocátodo semi-transparente, depende fortemente do campo eléctrico E_{PC} entre o fotocátodo (PC do inglês, *Photocathode*) e o primeiro GEM. Para valores altos de E_{PC} , uma fracção dos fotoelectrões não passam pelos orifícios do GEM, e são absorvidos no topo do eléctrodo GEM1. Por outro lado, são necessários valores altos de campo eléctrico para extrair eficientemente electrões do fotocátodo e reduzir a probabilidade de *backscattering*.

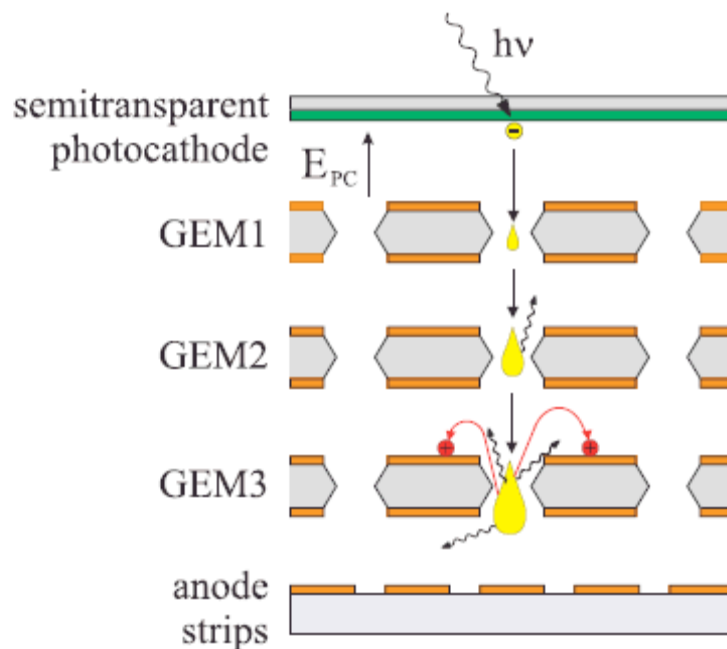


Figura 3-4: Configuração em cascata de 3 GEM's com fotocátodo semi-transparente [Mormann 2002]. Esta configuração assegura: a redução do *feedback* de iões e de fótons; um ganho elevado; impulsos rápidos e uma elevada precisão no posicionamento.

3.2.3. GPMT's baseados em GEM's com fotocátodos reflectivos

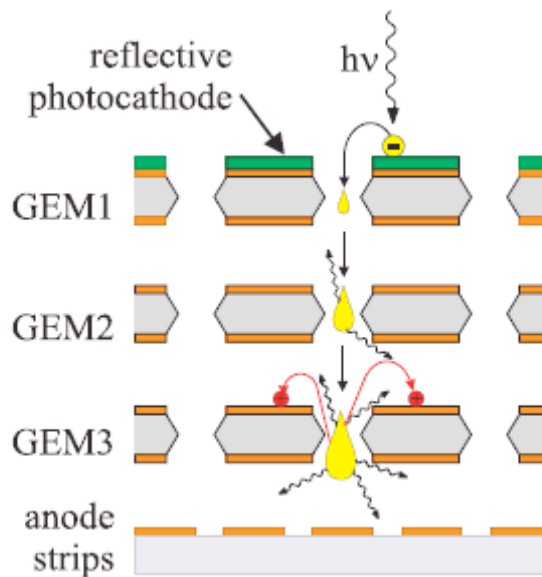


Figura 3-5: Configuração em cascata de 3 GEM's com fotocátodo reflectivo [Mormann 2002]. Nesta configuração os electrões emitidos do fotocátodo presente no GEM1, sob a presença do campo eléctrico existente, derivam até aos orifícios e são multiplicados.

Uma alternativa ao uso de GPMT's com fotocátodos semi-transparentes, é depositar um fotocátodo reflectivo directamente no primeiro GEM (ver Figura 3-5). Esta alternativa apresenta duas vantagens quando comparada com a utilização de fotocátodos semi-transparentes. Os fotocátodos reflectivos são por si só, mais fáceis de produzir uma vez que não precisam de um processo optimizado de deposição, podem apresentar espessuras maiores de material foto-sensível, o que leva a que a eficiência quântica seja, tipicamente, duas vezes superior do que a dos fotocátodos semi-transparentes. Por outro lado, os fotocátodos reflectivos são totalmente “cegos” a fotões gerados no processo de avalanche, eliminando assim a presença de realimentação positiva por parte dos fotões. Estas vantagens traduzem-se na obtenção de

ganhos mais elevados, podendo gerar, dependendo da mistura gasosa do volume do GPMT, ganhos superiores a 10^6 para detecções de fótons únicos [Mormann 2002] para pressões de 1 atmosfera dentro do volume do GPMT e para misturas de Ar/CH₄ (95:5) e (20:80), por exemplo.

3.3. Montagem e selagem dos GPMT's

Como vimos, os fotomultiplicadores gasosos não são mais do que detectores de luz. Se acoplarmos um GPMT para luz UV a um CGCP, temos um fotomultiplicador capaz de detectar a luz UVV produzida na região de cintilação do CGCP. Assim, os GPMT's devem ser estudados já que constituem uma alternativa ao uso do fotomultiplicador convencional nos CGCP's.

Todo o processo de montagem e selagem dos fotomultiplicadores gasosos, é discutido em pormenor nesta secção. É feita a descrição geral de todo o sistema usado neste processo, assim como da montagem e teste do fotomultiplicador, da preparação da janela e do fotocátodo e da selagem dos GPMT's.

3.3.1. Descrição geral do sistema

A montagem experimental para a produção e selagem de um GPMT, desenhado e construído no *Weizmann Institute of Science* em Israel está descrita na figura 3-6.

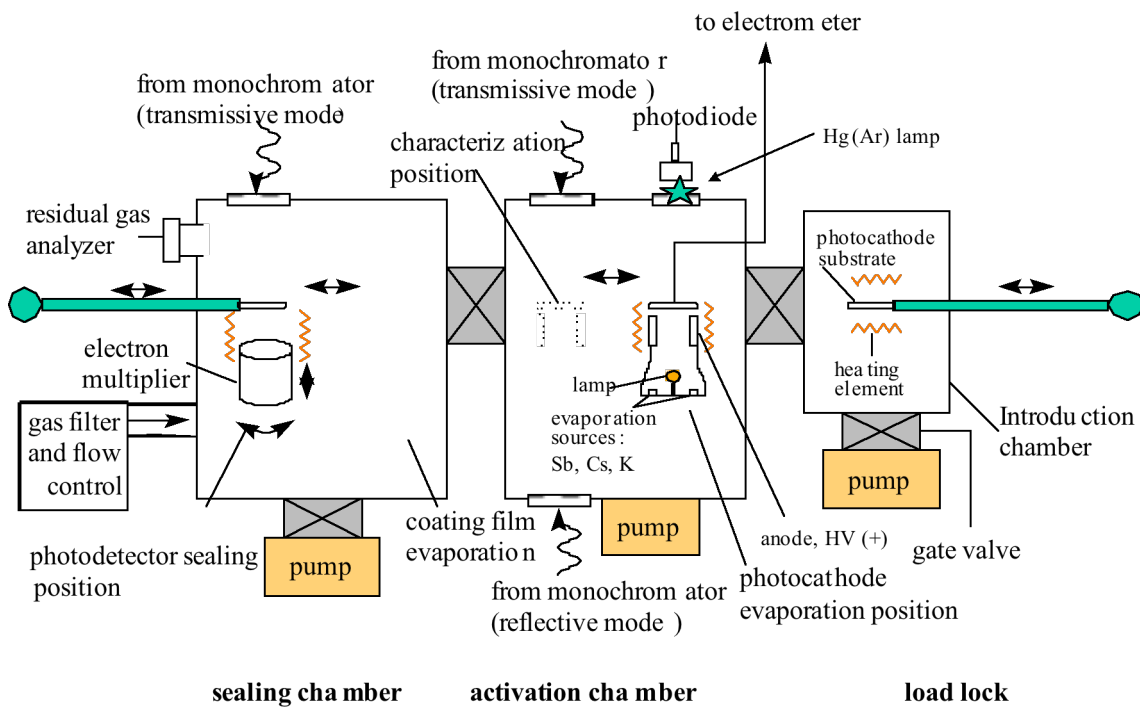
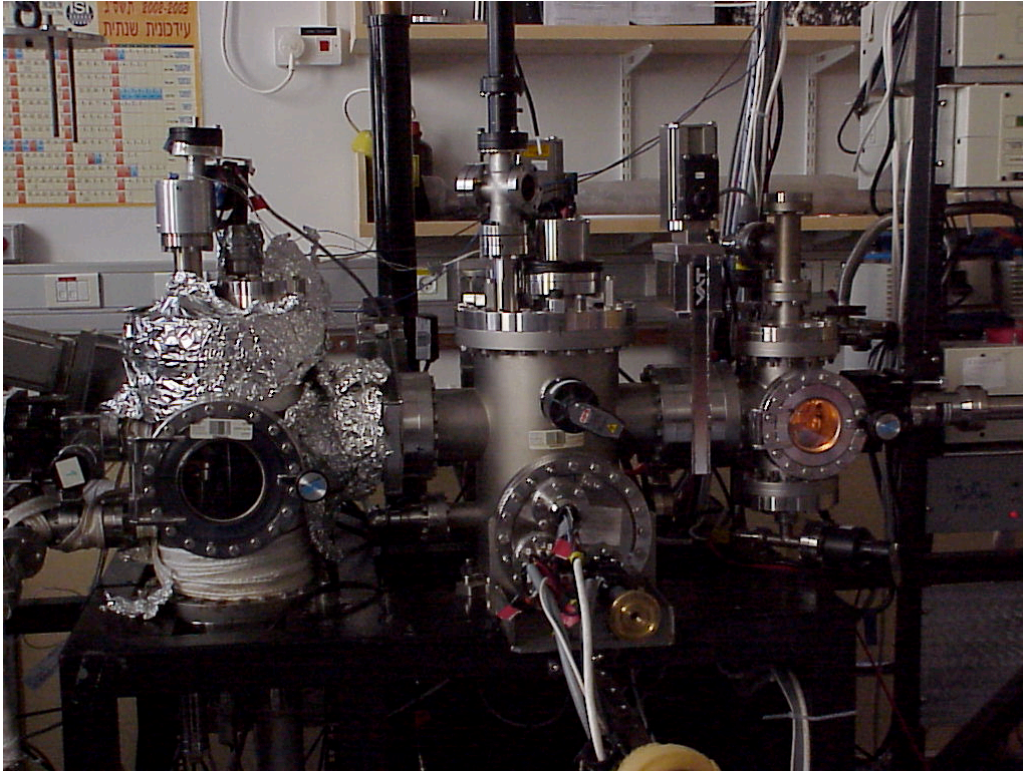


Figura 3-6: Sistema geral da produção e selagem dos GPMT's, em cima e sua representação esquemática em baixo [Balcerzyk *et al.* 2003].

O sistema consiste em três câmaras de alto vácuo e cada uma delas possui uma bomba turbo-molecular. Todas as câmaras são aquecidas com lâmpadas de halogéneo de quartzo colocadas no interior delas. Os manípulos magnéticos e restantes partes externas são aquecidas com mantas de aquecimento. A janela do GPMT depois de limpa e de ter sofrido uma metalização em Cr/Ni/Au ou em Cr/Cu, é introduzida na primeira câmara (CH1 ou *load-lock* ou câmara de introdução). Esta metalização é essencial para o processo de selagem da janela com o fotomultiplicador em si. Depois de completado o aquecimento na CH1 e com a ajuda dos manípulos magnéticos, a janela é introduzida na segunda câmara (CH2 ou *activation chamber*) para a deposição do fotocátodo e medição da eficiência quântica (QE, do inglês *Quantum Efficiency*). É transferida depois para a terceira câmara (CH3 ou *sealing chamber*) onde já se encontra o resto do fotomultiplicador e é realizada a selagem. A selagem tanto pode ser feita em vácuo ou sob a presença de gás. Está instalado um analisador de gás residual (RGA do inglês, *Residual Gas Analyzer*) na CH3, que providencia uma medição da qualidade do vácuo que temos dentro da câmara, dando as pressões existentes de gases como O₂, N₂, H₂O, CO, etc.

3.3.1.1. Bombas de Vácuo

O sistema descrito na figura 3-6, possui 3 bombas turbo-moleculares. Os modelos são os V-70, V-550 e V-250, que se encontram respectivamente na CH1, CH2 e CH3. Possuem uma potência de cerca de 15, 34 e 12 Watts, uma corrente de 0.29, 1.4 e 0.23 A e atingem pressões, quando as câmaras se encontram à temperatura ambiente de cerca de 5×10^{-8} , 3×10^{-10} e 5×10^{-9} torr, respectivamente.

A CH3 além da bomba turbo-molecular, está equipada com um bomba de sublimação de titânio. Embora o desempenho desta seja melhor quando estamos a operar à temperatura ambiente, podemos utilizá-la quando estivermos a proceder ao aquecimento da câmara. Para activar a bomba de

sublimação de titânio, aplicamos uma corrente de 30A durante 2 minutos, e esta fica activada por cerca de 6 horas, após este tempo temos que repetir a activação da bomba. Ao aplicar a corrente, a pressão aumenta primeiro e depois desce até um valor próximo do seu valor inicial. Pode acontecer, que próximo do fim do tempo de activação da bomba, a pressão volte a aumentar, devido ao aquecimento das partes circundantes. A activação da bomba de sublimação de titânio na CH₃, deve ser feita quando existem pressões na ordem dos 10⁻⁸ ou dos 10⁻⁷ Torr nos casos em que a CH₃ está à temperatura ambiente ou está a ser aquecida, respectivamente. Passado algum tempo, a pressão baixa, tipicamente, num factor de 2 quando comparada com o vácuo produzido apenas com a bomba turbo-molecular. A melhor pressão obtida na CH₃, depois de feito o aquecimento da câmara e de se ter utilizado a bomba de sublimação de titânio foi de 2 x 10⁻⁹ Torr.

A bomba de sublimação de titânio possui um *shutter*, que deverá permanecer fechado aquando da activação da bomba, para prevenir que sejam depositados os vapores de titânio na CH₃. Depois da activação será necessário abrir o *shutter* da bomba de sublimação de titânio.

3.3.1.2. Descrição do sistema de gás

O sistema de gás permite a introdução de misturas até 2 constituintes, na CH₃. A figura 3-7 representa esquematicamente o sistema de gás.

O sistema de gás é constituído por 2 controladores de fluxo de gás (MFC do inglês, *Mass Flow Controlles*) da MKS, modelo 1479A, por uma unidade de controlo, também da MKS (modelo PR4000) que controla o fluxo de gás e as percentagens de cada gás presentes na mistura e ainda por um filtro (modelo SS-35KF-I-4R da empresa Aeronex). A bomba utilizada é o modelo V-70, com uma potência de cerca de 25 W, 0.48 A de corrente e atinge pressões da

ordem dos 1×10^{-6} Torr.

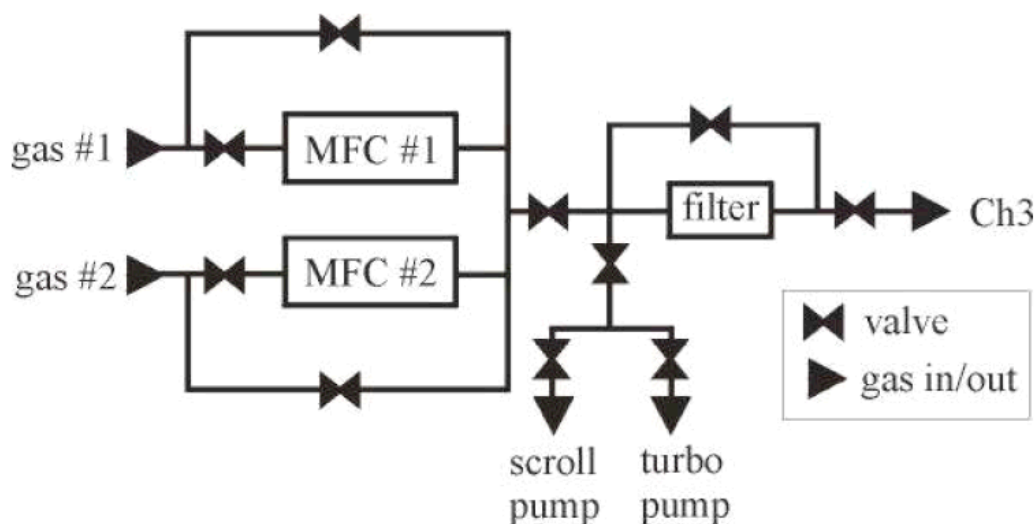


Figura 3-7: Representação esquemática do sistema de gás.

3.3.1.3. Aquecimento do sistema

Para um bom funcionamento do sistema geral que descrevemos anteriormente, é necessário que se proceda, ao aquecimento geral de todo o sistema, incluindo o sistema de gás. Com este aquecimento, pretendemos fazer o *outgassing* do sistema, ou seja, pretendemos que os gases que estão incorporados nos materiais que constituem o sistema, sejam libertados por acção do calor e sejam evacuados na sua maioria pelas bombas turbo-moleculares.

Como os GPMT's podem ser utilizados tanto para luz UV como para luz visível, dependendo do fotocátodo utilizado, temos que ter especial atenção nos fotocátodos para luz visível. Estes, são pouco tolerantes à presença dos constituintes do ar, e assim torna-se extremamente necessário que a câmara, a CH2, que contém os materiais que constituem os fotocátodos e onde eles

são produzidos, esteja a uma pressão entre 3×10^{-10} a 6×10^{-10} torr. Assim, se se expuser ao ar a CH2 ou se a pressão não baixar até aos valores anteriores, a CH2 deverá ser aquecida durante 48 horas e se necessário, recorrer à bomba de sublimação de titânio.

As três câmaras de alto-vácuo, possuem lâmpadas de halogéneo de quartzo que são controladas exteriormente e os termopares que se encontram no interior das câmaras de alto-vácuo, fornecem uma leitura da temperatura que se alcança no interior das mesmas. Com a ajuda de mantas ou fitas de aquecimento enroladas no exterior das câmaras, e cobertas com papel de alumínio (com o lado reflector para dentro), o sistema alcança temperaturas entre os 150 a 280°C dentro das câmaras de alto-vácuo. Também se procede ao *outgassing* no sistema de gás, para isso utilizam-se mantas de aquecimento em todo o sistema e depois são cobertas com papel de alumínio, para preservar melhor o calor produzido por elas.

Igualmente os manipuladores magnéticos, tanto o esquerdo como o direito, sofrem um aquecimento com mantas de aquecimento, não excedendo uma temperatura de cerca de 150°C, para não danificar os ímãs.

3.3.2. Preparação do GPMT

3.3.2.1. Invólucro do GPMT

O invólucro ou a “embalagem” do GPMT é feita de Kovar e é revestida a Níquel. Para a selagem deste invólucro com a janela é necessário usar uma solda, capaz de selar as duas partes e se existir uma fuga ela seja inferior a 5×10^{-12} mbar l/s. A solda é apenas colocada no rebordo interior do invólucro do GPMT e precisa de ser maquinada antes do GPMT entrar na CH3 para a

selagem. Quando a janela desce e encaixa no invólucro do fotomultiplicador, se houver solda em excesso esta cai para dentro do invólucro e pode danificar os GEM's que lá se encontram.



Figura 3-8: Invólucro do GPMT: vista de cima e de lado, respectivamente.

GPMT's usados podem ser novamente utilizados. Aos invólucros usados é necessário proceder à limpeza da solda no seu rebordo.

3.3.2.1. Solda

Foram testadas diversas soldas em diversas situações possíveis, procurando antever a solda apropriada para a situação em causa. Foram feitos testes usando materiais iguais aos do processo de selagem (invólucro revestido a Ni + janela com metalização de Cr/Ni/Au ou Cr/Cu), foram estudadas as temperaturas de fusão das soldas e os seus pontos de evaporação, assim como o comportamento das mesmas, na presença de temperaturas iguais às existentes na câmara onde se processa a selagem, a CH3.

De entre as soldas estudadas, a liga de In/Bi, foi a que se verificou mais eficaz, tendo-se obtido com ela, o maior número de selagens (invólucro revestido a Ni + janela com metalização de Cr/Ni/Au ou Cr/Cu), com sucesso.

A solda de In/Bi tem um ponto de fusão de 73°C, permitindo assim selagens a temperaturas baixas, o que se torna importante para manter a eficiência quântica do fotocátodo durante o processo. A temperatura de evaporação do In/Bi é de 220°C, se a liga de In/Bi atingir essa temperatura, a taxa de evaporação é bastante rápida, levando a efeitos indesejáveis no decorrer do processo.

A liga de In/Bi, antes de ser colocada na ranhura do invólucro do GPMT, deve ser limpa com acetona e colocada durante 1 minuto numa solução a 10% de HCl. Imediatamente depois de ser limpa, a liga de In/Bi deve ser colocada. São colocados cuidadosamente 4 anéis de In/Bi na ranhura do invólucro, a seguir coloca-se dentro da CH1. Depois de se atingir um vázio na câmara na ordem dos 10^{-8} Torr, ligam-se as lâmpadas de halogéneo de quartzo de forma a obter uma temperatura de cerca de 200°C. Faz-se o aquecimento da câmara e o *outgassing* durante 11 horas, depois desligam-se as lâmpadas e deixa-se a CH1 arrefecer e chegar à temperatura ambiente. Retira-se o invólucro da CH1 e com a ajuda do ferro de soldar, volta-se a fundir o In/Bi agora em ar, com o intuito de libertar algumas bolhas de gás lá existentes, ficando a superfície da solda brilhante. Depois deste procedimento, o In/Bi precisa de ser maquinado num torno mecânico (previamente limpo), de forma a que seja retirada a camada superior que se encontra oxidada e de forma, a que no processo de selagem, não existam excedentes de solda que possam cair e estragar os GEM's, que fazem parte do multiplicador de electrões.



Figura 3-9: Processo de maquinação da solda - a) GPMT com tampa protectora; b) coordenadas X e Y da máquina que controla o torno mecânico; c) vista do torno mecânico com o suporte do GPMT já introduzido; d) pormenor da lâmina utilizada; e) acerto das coordenadas para a posterior maquinação da solda no GPMT; f) GPMT com tampa protectora e suporte para o torno mecânico; g) simulação de todo o processo de maquinação com uma barra de plástico a substituir a lâmina e h) início do processo de maquinação da solda no rebordo do GPMT.

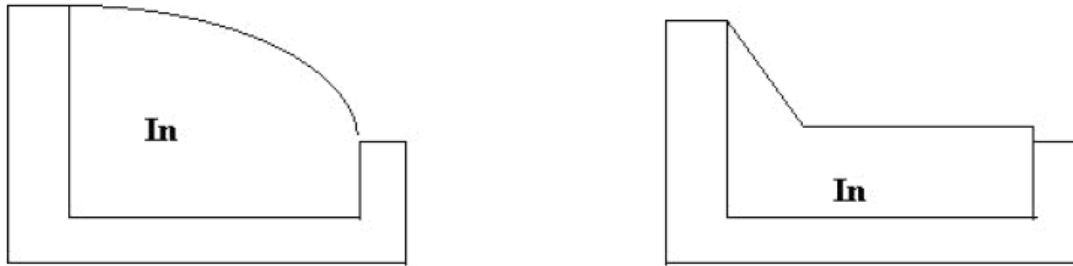


Figura 3-10: Corte transversal do invólucro do GPMT, com liga de In na sua ranhura. Antes e depois da maquinação da solda.

3.3.2.2. Preparação do multiplicador de electrões

Para o multiplicador de electrões, utiliza-se vários GEM's em cascata. Para eles serem incorporados no GPMT, será necessário soldar um fio metálico em ambas as superfícies do GEM.

3.3.2.2.1. Soldar fios metálicos aos GEM's

Durante todo o processo aconselha-se que seja coberta a área activa do GEM com um pedaço de papel limpo.

A solda a utilizar será a de Estanho puro (Sn). Ela tem um ponto de fusão de 220°C, o que permite que durante o aquecimento na CH3 (a 150°C) não sofra alterações. A ponta do ferro de soldar deve ser nova, ou usada apenas com a solda de Sn, uma vez que a introdução de impurezas no sistema pode afectar

a operação do multiplicador de electrões. Antes de fundir o Sn com o ferro de soldar, deve-se mergulhar a ponta do mesmo num reservatório de fluxo próprio, para limpá-la e para favorecer a fusão de outras substâncias. Toca-se levemente com a ponta do ferro de soldar já com Sn, no contacto do GEM, não mais do que 2 segundos, para que a camada de revestimento de cobre do GEM não se deteriore. Solda-se então um pedaço de fio de Be/Cu revestido a Au, na solda depositada no GEM. A solda deve envolver bem o fio, para evitar pontos de futuras descargas.

Depois de soldados os fios aos GEM's, é preciso proceder à limpeza dos mesmos, para retirar algum fluxo residual da solda e algumas impurezas que se possam encontrar no GEM. Os GEM's são colocados num recipiente de vidro com Isopropanol, e coloca-se durante 15 a 20 minutos num banho ultrasónico. Depois secam-se os GEM's com a ajuda de um fluxo de gás de Nitrogénio.

3.3.2.2.2. Teste dos GEM's

Depois de limpos, os GEM's devem ser testados. Como os GEM's já tem fios metálicos em ambos os lados, ligamos um dos lados a uma fonte de tensão e o outro a um amperímetro, capaz de ler correntes na ordem dos pico-amperes. É utilizada uma caixa protectora entre a fonte de tensão e o GEM de forma a proteger o GEM de possíveis descargas.

O GEM é colocado numa câmara de vazio, faz-se o vazio primário e deixa-se a bomba turbo-molecular a trabalhar durante 20 minutos, o que irá eliminar algum excedente de isopropanol que ainda se possa encontrar nos orifícios do GEM.

Depois do GEM se encontrar em vácuo, enche-se lentamente a câmara com uma mistura de Ar/CH₄ (95:5) até uma pressão de 700 Torr. Começa-se a

aplicar tensão no GEM. Até aos 200V, sobe-se de 50 em 50 Volts, dos 200V aos 300V, sobe-se de 25 em 25V e dos 300 aos 350V, sobe-se de 10 em 10 V. A cada paragem da subida de tensão, mede-se a corrente de fuga (do inglês, *dark current*) do GEM. Se durante o processo, alguma medição da corrente de fuga, dá valores acima dos 50 pA ou se é observada alguma descarga, o GEM é considerado MAU. Um bom GEM será um que não exceda os 10pA para uma tensão de 350V.

3.3.2.2.3. Montagem do detector

O detector é pensado de forma a que grandes diferenças de potencial, sejam mantidas o mais afastadas possíveis.

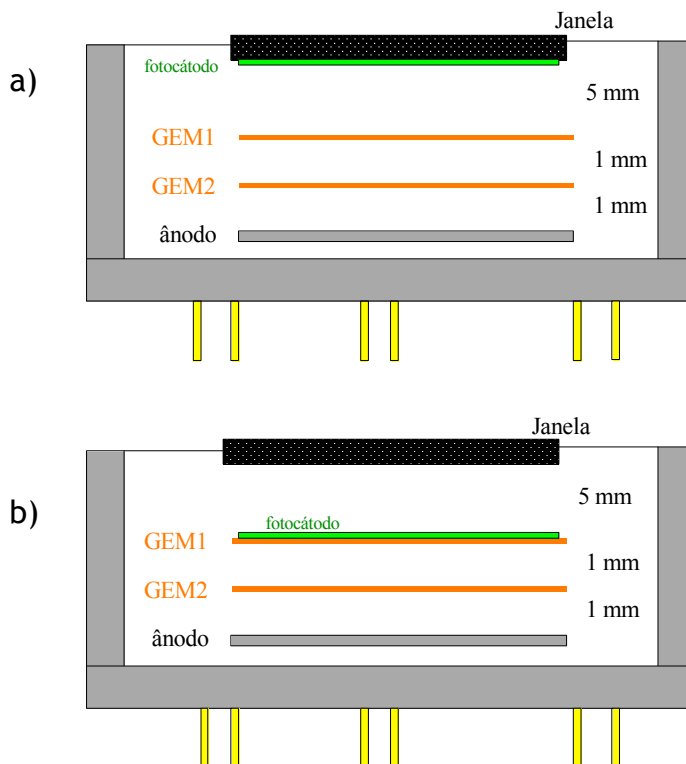


Figura 3-11: Representação esquemática da configuração de um GPMT em modo semi-transparente (a) e em modo reflectivo (b). As distâncias representadas entre os GEM's e o ânodo, são conseguidas através do uso de placas de cerâmica.

Para se proceder à montagem do multiplicador de electrões no GPMT, coloca-se primariamente nos pinos dentro do invólucro, uma base em cerâmica para suportar o ânodo, depois deste último ter sido colocado, coloca-se uma placa de cerâmica com a espessura desejada entre o ânodo e o último GEM (no caso da figura 3-11, o GEM2) e vão-se colocando placas de cerâmica e GEM's até se colocar o primeiro GEM (o GEM1), depois deste coloca-se outra base em cerâmica para o GEM ficar bem posicionado e seguro.

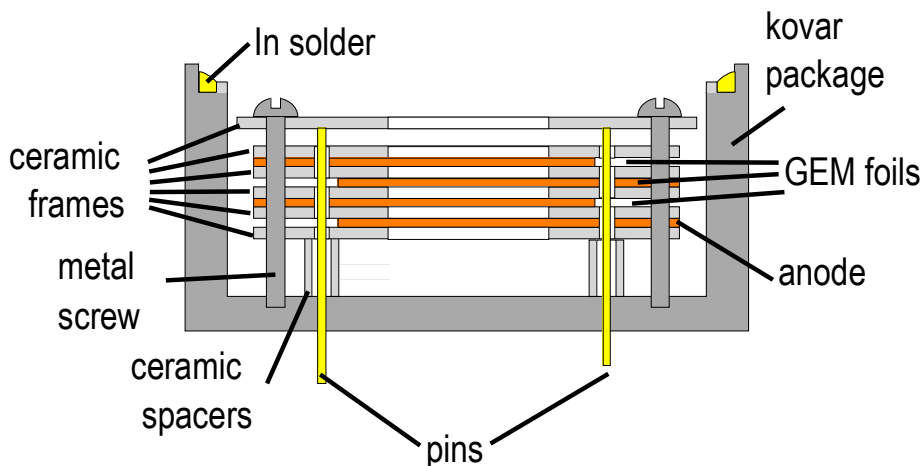


Figura 3-12: Representação esquemática do invólucro do GPMT já com o multiplicador de electrões introduzido [Balcerzik *et al.* 2003].

Depois de montado o multiplicador de electrões no invólucro do GPMT, fazem-se as ligações dos diferentes constituintes (GEM's e ânodo) que já têm fios de Be/Cu soldados aos pinos correspondentes do GPMT. Tendo em atenção a disposição dos pinos como mostra a figura 3-13.

Depois de montado o detector, e de se terem verificado os contactos realizados, coloca-se o GPMT na câmara CH3 e começa-se a proceder ao aquecimento e ao *outgassing* da CH3.

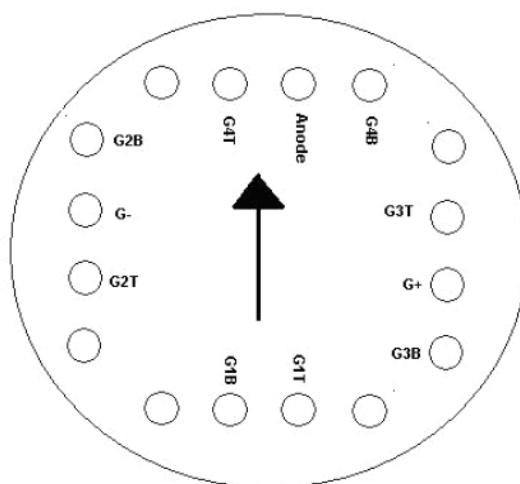


Figura 3-13: Representação esquemática da vista de baixo do invólucro do GPMT, que mostra a localização dos pinos. Ou seja, mostra a localização das ligações eléctricas de todos os componentes do GPMT. Nota: *G3T=GEM #3 Top; G3B=GEM #3 Bottom.*

3.3.2.3. Preparação da janela

Os GPMT's têm dois tipos de janela (com diâmetros de 64 mm) em conformidade com o tipo de luz que detectam. O substrato da janela tem que ser transparente à luz que o fotomultiplicador quer detectar. Assim, se forem GPMT's para luz visível, a janela utilizada é de vidro (Schott Kovar-glass #8245), se for para luz UV, a janela é de quartzo.

Ambos os tipos de substrato, sofrem uma metalização de Cr+Ni+Au ou Cr+Cu, dependendo do tipo de solda que se utilize na selagem do GPMT. Para a solda utilizada na selagem, a liga de In/Bi, verificou-se que uma metalização de Cr+Cu era a mais eficaz. Esta metalização é feita por evaporação, cobre-se apenas a borda exterior da janela, incluindo a parte lateral, para posterior contacto eléctrico. Valores típicos para uma metalização em Cr+Cu são 1000 Angstroms de Cr e 2000 Angstroms de Cu, para a borda da janela e perto de

600 Angstroms para a parte lateral da janela, para assegurar um bom contacto eléctrico. Depois de serem evaporadas e até serem postas na CH1 para sofrerem *outgassing*, elas deverão ser guardadas numa câmara de vazio a uma pressão não superior a 10^{-5} torr, pois o Cobre oxida facilmente na presença de ar e água.

As janelas deverão ser limpas, antes de serem metalizadas. Elas são limpas em banhos ultra-sónicos, de 20 min cada, primeiro numa solução de 10% de Deconex e posteriormente em água desionizada.

As janelas depois de metalizadas e antes de serem introduzidas na CH1, precisam de ser colocadas nos seus suportes para poderem ser transportadas, com a ajuda dos manípulos magnéticos entre as diversas câmaras.

Depois de colocar a janela no seu suporte, coloca-se o conjunto na CH1, faz-se vazio na câmara, seguindo-se um aquecimento por parte das lâmpadas de halogéneo da CH1 durante 24 horas, a uma temperatura de cerca de 200°C. Deixa-se arrefecer a CH1 e quando tiver alcançado a temperatura ambiente, abre-se a válvula entre a CH1 e a CH2 e com a ajuda do manípulo magnético da direita, transportamos a janela entre as suas câmaras.

A CH2 é o local onde os fotocátodos para luz visível, no modo semi-transparente, são produzidos. É também na CH2 que se fazem as medições para o cálculo da transmissão do substrato e posterior medição da eficiência quântica. Os materiais utilizados na evaporação de fotocátodos para o visível são Potássio (K), Césio (Cs) e Antimónio (Sb), que são os constituintes dos fotocátodos bi-alkali. Se o GPMT for para luz UV e semi-transparente, a evaporação do CsI é feita na CH3. Se o GPMT for de modo reflectivo, o fotocátodo é evaporado no GEM1 do detector e terá que ser feito antes de o GPMT ser colocado na CH3.

3.3.3. Selagem da janela com o GPMT

Quando a janela estiver pronta a ser selada com o invólucro do GPMT, transporta-se, novamente com a ajuda dos manípulos magnéticos, a janela da CH2 para a CH3. A selagem da janela com o invólucro do GPMT decorre sob a presença de gás, para isso, deixa-se entrar gás dentro do sistema muito lentamente e até ser atingida uma pressão de cerca de 740 torr. Depois de atingida a pressão, começa-se a proceder à selagem. Não esquecer que no processo de selagem, a CH3 está a uma temperatura de cerca de 150°C, para uma correcta selagem por parte da solda entre o invólucro e a metalização da janela. O processo da selagem é bastante simples, uma vez que a CH3 tem manipuladores no encaixe do invólucro do GPMT, que permite movimentá-lo, não esquecendo que o manípulo magnético esquerdo, permite deslocar a janela, até que fique alguns centímetros acima do invólucro. É com os manipuladores do encaixe do GPMT que finalizamos a selagem, movimentando o invólucro de tal forma que ele e a janela, encaixem na perfeição. Depois do processo de selagem estar completo, deixa-se arrefecer o sistema até à temperatura ambiente. O GPMT é retirado do interior da CH3, retira-se então com muito cuidado o suporte da janela e coloca-se um vedante entre a janela e o invólucro para evitar possíveis fugas.

3.4. Desempenho do GPMT selado

Um exemplo de um GPMT selado com 700 Torr de Ar/CH₄ (95:5) e com fotocátodo bi-alkali em modo semi-transparente está representado na figura 3-19 a) e com fotocátodo de Csl em modo reflectivo, na figura 3-19 b). O anel escuro que é visível na superfície da janela de ambos os GPMT's é uma área metalizada (Cr+Cu) apropriada para a selagem do GPMT e para o contacto eléctrico da janela/fotocátodo. A área activa dos GEM's é representada pela parte rectangular nas figuras e tem cerca de 20 x 20 mm².

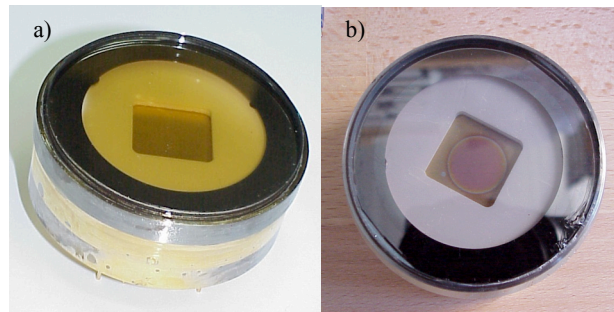


Figura 3-14: GPMT selado com fotocátodo bi-alkali semi-transparente (a) e com fotocátodo de Csl em modo reflectivo (b).

O GPMT bi-alkali em modo semi-transparente, representado na figura 3-14a tem a configuração apresentada na figura 3-11a. O GPMT-CsI com fotocátodo em modo reflectivo, representado na figura 3-14b, tem a configuração apresentada na figura 3-11b. Ou seja, ambos têm um multiplicador de electrões constituído por 2 GEM's.

A figura seguinte mostra a corrente do fotocátodo do GPMT-CsI em função do campo eléctrico à superfície do fotocátodo quando se incidiu na janela do

GPMT uma luz de Mercúrio (fotões com cerca de 180 nm de comprimento de onda). Esta corrente foi medida, mantendo o G1T e o G1B a uma mesma tensão negativa, e a janela do GPMT à terra. A corrente foi lida na janela com a ajuda de um pico-amperímetro.

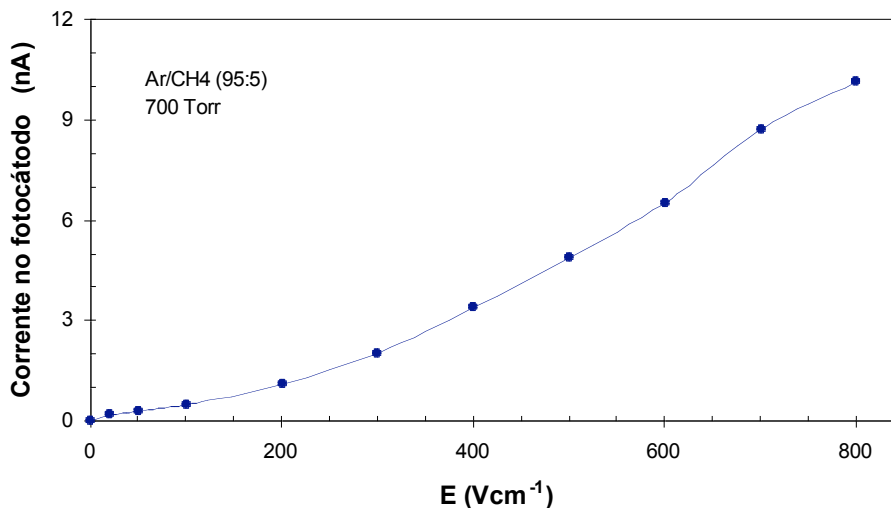


Figura 3-15: Variação da corrente no fotocátodo em função do campo eléctrico aplicado.

O número de fotoelectrões extraídos aumenta com o campo eléctrico à superfície do fotocátodo. Embora a eficiência quântica seja independente daquele campo, a transmissão e recolha dos fotoelectrões através do gás aumenta com o campo. Este efeito é conhecido e largamente discutido nas referências Di Mauro 1996, Breskin *et al.* 2002 e Dias *et al.* 2004.

O multiplicador de electrões do GPMT é constituído por 2 GEM's; o GPMT pode operar com um único GEM (SGEM, do inglês *Single GEM*) ou com os dois GEM's (DGEM, do inglês *Double GEM*). Para analisar o desempenho dos GPMT's e calcular o ganho do GPMT, fez-se variar a diferença de tensão nos GEM's, ΔV_{GEM} ; o campo eléctrico de deriva (entre a janela e o GEM1) é constante e nulo, sendo esta a condição mais favorável para que os electrões sejam

transferidos pelos orifícios do GEM [Mormann *et al.* 2004; Freitas *et al.* 2006]; o campo eléctrico de transferência (entre o GEM2 e o GEM1) tem um valor constante de $2,0 \text{ kV cm}^{-1}$, assim como o valor do campo eléctrico de indução (entre o ânodo e o GEM2). No caso de operação em SGEM, a corrente não é medida no ânodo como no caso do DGEM, mas sim no G2T.

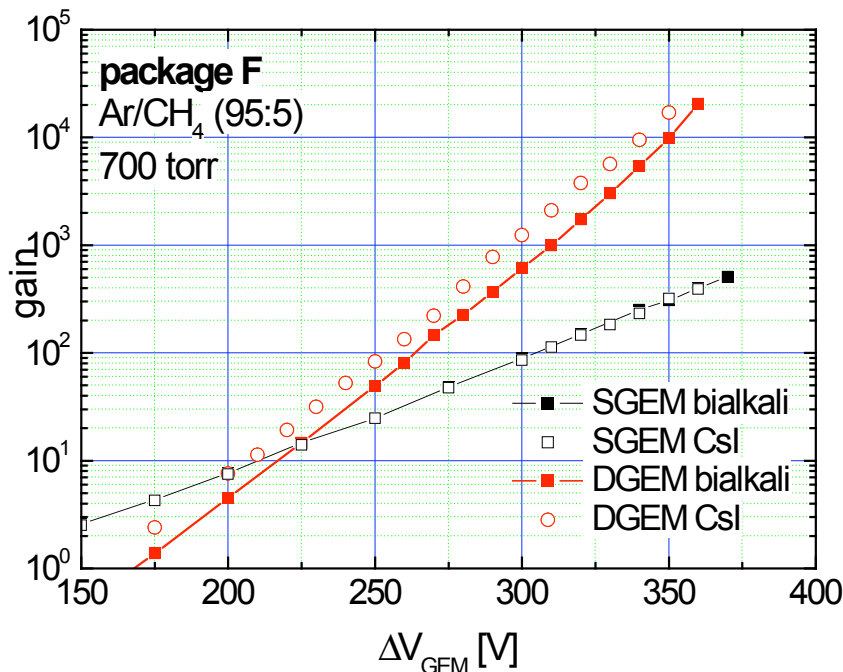


Figura 3-16: Ganhos atingidos para GPMT's para luz visível (bi-alkali em modo semi-transparente) e para luz UV (CsI em modo reflectivo), em modo de operação de *single* GEM (SGEM) e *double* GEM (DGEM) [Balcerzik *et al.* 2003].

O desempenho dos GPMT's tanto para a luz visível como para a luz UV, em função do ganho alcançado mostraram ser muito próximos um do outro. Os GPMT's estudados em modo de operação de SGEM alcançaram um ganho da ordem dos 10^2 e em DGEM um ganho de 10^4 .

A figura 3-17 apresenta a corrente no escuro do GPMT, tendo sido a janela colocada a uma tensão negativa e o ânodo ligado à terra, a corrente no escuro foi medida neste último. Como se pode observar pela análise da figura 3-17, a

corrente no escuro aumenta com o ganho do GPMT. De qualquer modo, este valor é muito baixo, cerca de 6 ordens de grandeza mais baixo do que o sinal produzido pelos fótons UVV.

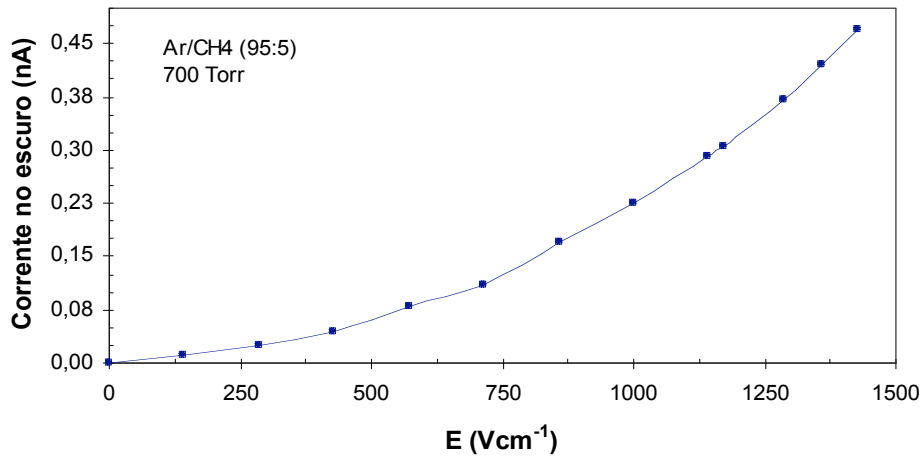
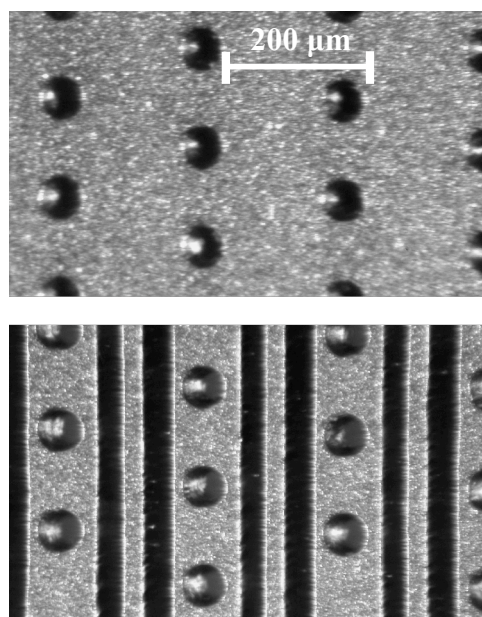


Figura 3-17: Variação da corrente no escuro em função do campo eléctrico aplicado.

4. O CGCP com um GPMT integrado (baseado em MHSP)

A microestrutura de Micro-Hole & Strip Plate (MHSP) [Velooso *et al.* 2000, Velooso *et al.* 2004] é um multiplicador gasoso concebido como uma combinação de uma CGMF e de um GEM num único elemento (Figura 4-1). Integra numa única placa, dois estágios sucessivos e independentes de amplificação da carga, nos furos como no GEM e nas fitas dos ânodos, como nas CGMF's.

Como o GEM, a MHSP é fabricada com tecnologia da placa de circuito impressa (PCB) de um filme de Kapton de 50 μm e metalizada com 5 μm de cobre em ambos os lados. Um padrão típico de orifícios do GEM é gravado na placa, na face superior e um padrão típico de microfita é gravado na face inferior da microestrutura, com os orifícios centrados no meio das fitas largas do cátodo e as fitas mais estreitas dos ânodos ficam entre as fitas dos cátodos (Figura 4-



1).

Figura 4-1: Fotografia microscópica do multiplicador de electrões MHSP, face superior e inferior respectivamente [Freitas *et al.* 2006].

A MHSP apresenta dois estágios independentes de multiplicação de carga, que resultam num ganho total elevado. Ela tem ainda a particularidade de separar a região da multiplicação da carga dos ânodos, da região de deriva dos electrões, reduzindo assim os efeitos de realimentação positiva por parte dos fótons. Para além disso, reduz também o fluxo dos iões positivos, por exemplo numa única MHSP mais de 80% dos iões produzidos na avalanche são retidos nos cátodos [Maia *et al.* 2004]; isto ajuda a controlar os efeitos induzidos pela realimentação positiva por parte dos iões. Um detector gasoso de Ar/Xe (95:5) baseado neste tipo de microestrutura mostrou ganhos acima de 10^4 e resoluções em energia de aproximadamente 14% para raios X de 5.9 keV [Veloso *et al.* 2004].

Neste trabalho é investigado o desempenho de um fotossensor baseado em MHSP com um fotocátodo reflectido de CsI depositado na face superior (Figura 4-2), similar aos detectores de fótons baseados em GEM [Meinschad *et al.* 2004, Chechik *et al.* 2003]. É feito o estudo do ganho e da eficiência de recolha dos fotoelectrões em função das tensões dos diferentes eléctrodos da MHSP. Embora o ganho conseguido com uma única MHSP não seja suficientemente elevado para a detecção de fótons únicos, este detector de fótons UV pode ser útil para a detecção de um maior número de fótons, como por exemplo a cintilação secundária de gases nobres.

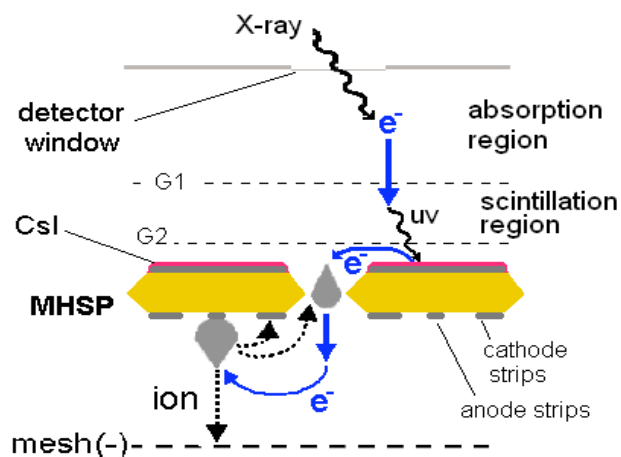


Figura 4-2: Representação esquemática do funcionamento do CGCP com MHSP-Csl [Freitas *et al.* 2006].

Como exemplo, estuda-se o comportamento de uma MHSP com Csl depositado na face superior, não estruturada, como fotossensor de um CGCP e como alternativa ao tradicional PMT. Pode apresentar-se como uma alternativa a um PMT, em aplicações onde custo, robustez, área de detecção e consumo de potência é importante. Uma característica atractiva adicional é o conceito de um detector sem janela, onde o CGCP e o fotossensor operam dentro do mesmo volume de gás.

4.1. Sistema experimental

Foi estudado o desempenho do fotossensor, integrado num CGCP; o fotossensor foi colocado a uma distância de 3 mm da região de cintilação (Figura 4-2). O CGCP integrado com a MHSP tinha 1 atm de Ar/Xe (95:5), que era constantemente purificada com *getters* [SAES St707/washer 883] mantidas a uma temperatura de 150°C. Raios X de 5.9 keV interagem na região de deriva do CGCP, induzindo nuvens de electrões que derivam até à região de cintilação com 1,5 cm de profundidade. A intensidade do campo eléctrico na região de cintilação, entre as grelhas G1 e G2, foi escolhida de tal forma que os electrões primários ganharam energia suficiente para excitar e não ionizar, os átomos do gás, levando a uma posterior emissão de cintilação.

O princípio de operação do fotossensor de MHSP-Csl é representado na Figura 4-2. A luz UVV emitida da região de cintilação é convertida no fotocátodo de Csl, produzindo fotoelectrões que são focados para os orifícios da MHSP e sujeitam-se a um duplo estágio de multiplicação com uma avalanche final nas fitas do ânodo do lado inferior. Os iões da avalanche são recolhidos na maior parte no cátodo. Como o fotocátodo de Csl, não “vê” as avalanches, não se verifica realimentação positiva por parte de fotões secundários. Esta

característica é muito importante em gases nobres puros, com elevada transparência de fótons UVV.

Como foi demonstrado em trabalhos anteriores, fotomultiplicadores baseados em multi-GEM com fotocátodos reflectivos de CsI [Mormann *et al.* 2004, Frankel *et al.* 2005], a eficiência máxima para a recolha de fotoelectrões nos orifícios ocorre num campo de deriva nulo acima do fotocátodo. Demonstrou-se também que um campo ligeiramente invertido acima do fotocátodo, Figura 4-2, não afecta seriamente a eficiência de recolha, e remove electrões induzidos por ionizações indesejadas, naquela região. Por outro lado, um campo eléctrico com sentido oposto ao representado na Figura 4-2 para a região entre a MHSP e G2, permite acumular separadamente os sinais de carga primários dos sinais de cintilação, e estudar a relação entre eles (Figura 4-3).

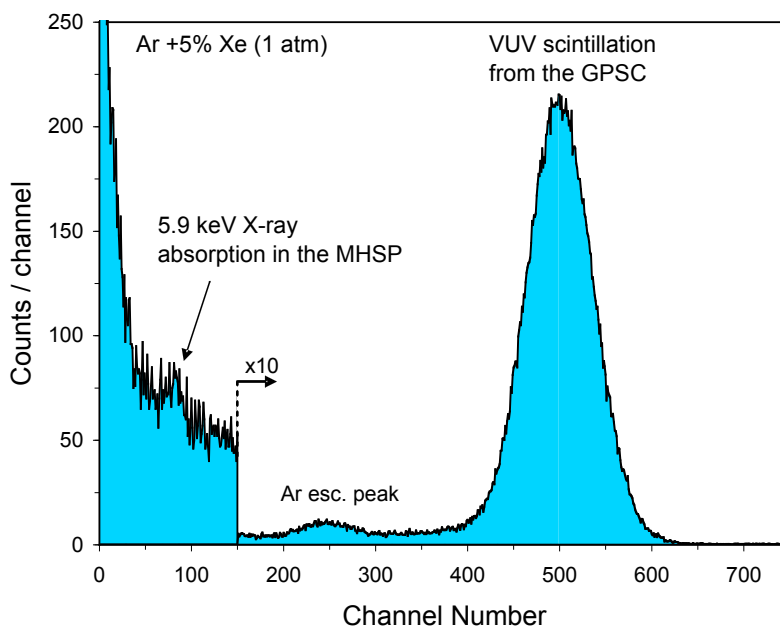


Figura 4-3: Distribuição típica característica da interacção de raios X de 5.9 keV no CGCP, obtida através do fotossensor baseado em MHSP-CsI, com o intervalo MHSP-G2 polarizado positivamente. O pico da cintilação secundário está no canal ~500, é acompanhado por um pico de menor intensidade no canal ~80, originário da conversão directa de raios x no intervalo MHSP-G2 [Freitas *et al.* 2006].

A MHSP usada tem uma área activa de $2.8 \times 2.8 \text{ cm}^2$. Os orifícios são bi-cónicos, com cerca de 40 e 70 μm de diâmetro no Kapton e no filme de cobre, respectivamente; estão arranados numa grelha hexagonal assimétrica, cujas distâncias na direcção paralela e perpendicular às fitas são da ordem dos 140 e 200 μm (Figura 4-1). As larguras do ânodo e do cátodo da microfita são de 30 e 100 μm , respectivamente, com cerca de 35 μm de intervalo entre eles e uns 200 μm de passo. Todos os eléctrodos da MHSP são polarizados independentemente e o eléctrodo de cima está ligado à terra. O campo eléctrico nos orifícios é estabelecido através da diferença de potencial entre o cátodo e o eléctrodo de cima, VCT, enquanto a diferença de potencial entre o ânodo e o cátodo, VAC, estabelece um campo eléctrico no lado inferior da MHSP. A rede do eléctrodo inferior foi operada com tensões negativas para capturar cerca de 50% dos iões positivos produzidos na avalanche final em torno das fitas do ânodo [Maia *et al.* 2004].

Os sinais do detector foram retirados das fitas do ânodo através de um pré-amplificador de carga de Canberra 2006, (com uma sensibilidade de 1.5 V/pC) e de um amplificador linear Tennelec TC243 (com constantes de formatação de 4 μs) para um analisador multicanal Tennelec PCA2 1024. A sensibilidade electrónica foi calibrada para a medição do ganho absoluto, usando um condensador calibrado ligado directamente à entrada do pré-amplificador e a um gerador de impulsos de precisão. Para a determinação da amplitude dos picos e para a resolução em energia, as distribuições dos impulsos foram ajustadas a uma função gaussiana, num fundo linear.

4.2. O fotossensor - MHSP revestida com um filme de CsI

Na Figura 4-3 apresentamos uma distribuição para raios X de 5.9 keV e um campo eléctrico de 3.7 kV/cm na região de cintilação do CGCP. Nesta medição, foi aplicado um campo eléctrico de 100 V/cm no intervalo MHSP-G2, com sentido oposto ao apresentado na Figura 4-2. Nestas condições, os electrões que atravessam a região de cintilação são ainda recolhidos na G2, mas os electrões primários que resultam da interacção do raio X de 5.9 keV no intervalo MHSP-G2 são dirigidos para a MHSP, produzindo o pico marcado na região de energias baixas do espectro. A amplitude destes eventos é independente da polarização da região de cintilação e são detectados mesmo sem a presença da cintilação secundária. Por outro lado, desaparecem do espectro quando o campo eléctrico na região MHSP-G2 é invertido ligeiramente, como descrito na Figura 4-2. Assume-se que estes electrões, originários da conversão do raio X no intervalo MHSP-G2, se submetem a uma multiplicação similar à dos fotoelectrões produzidos no fotocátodo de CsI. Assim, a relação do impulso-altura do pico de cintilação, que é proporcional ao número médio de fotoelectrões produzidos por cada raio X, e do pico de conversão, que é proporcional ao número dos electrões provenientes das ionizações produzidos por cada raio X, fornece-nos o ganho de cintilação, L . Um ganho L de cintilação de ~ 6 é obtido da Figura 4-3. Este valor é consistente com o obtido para um CGCP baseado num fotossensor de CGMF-CsI, operando com uma mistura de gás de Ar/5%Xe (Fig.5 da referência Monteiro *et al.* 2002). A contribuição da luz de cintilação primária no espectro pode ser negligenciada devido à sua amplitude muito pequena, sobreposta ao ruído.

A Figura 4-4 apresenta o ganho do fotossensor de MHSP-CsI em função do VAC, para VCT=250V (Figura 4-4a) e em função de VCT, para tensões do VAC de 130 e 180 V (Figura 4-4b). Este ganho foi obtido dividindo o ganho do total do detector pelo valor obtido para L , em cada ponto. Como esperado, os dados experimentais revelam uma dependência exponencial característica do processo do avalanche de carga no regime proporcional. Ganhos acima de 10^4 foram alcançados sem descargas, em consistência com os resultados obtidos com uma MHSP operando na mesma mistura do gás [Veloso *et al.* 2004]. O fotossensor de MHSP-CsI alcança ganhos que são duas ordens de grandeza

superiores quando comparados os de um fotossensor de MSGC-CsI operando num CGCP com Ar/Xe (95:5) [Monteiro *et al.* 2002], descrito também na Figura 4-4a, livre dos efeitos da realimentação positiva dos fótons.

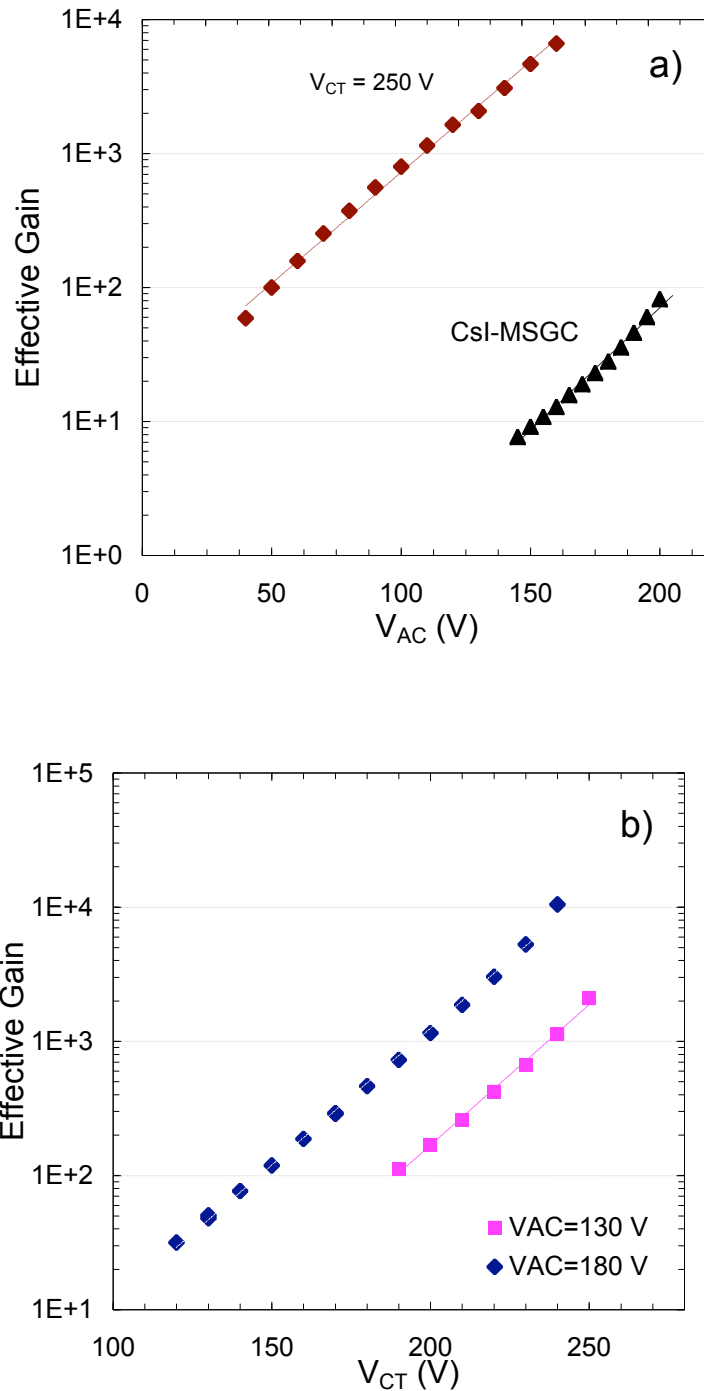


Figura 4-4: Ganho do fotossensor MHSP-CsI em função de: (a) diferença de tensão entre o ânodo e o cátodo, V_{AC} , para $V_{CT}=250$ V; (b) diferença de

tensão entre o cátodo e o eléctrodo superior, VCT, para VAC igual a 130 e 180V; para uma mistura de Ar/Xe (95:5) a 1 atm. O ganho obtido para o fotossensor CGMF-CsI [Monteiro *et al.* 2002] é também apresentado em (a), para comparação [Freitas *et al.* 2006].

A Figura 4-5 descreve o ganho de cintilação do detector e a correspondente eficiência efectiva da recolha do fotoelectrão em função de VCT, para tensões de VAC de 130 e de 180 V. O ganho de cintilação, L, permite que determinemos o comportamento relativo da eficiência efectiva da recolha do fotoelectrão, Ce, no fotossensor:

$$Ce = L / (Nuv \times QE)$$

onde QE é a eficiência quântica do fotocátodo e Nuv o número de fotões de UVV, produzidos na região de cintilação por electrão primário e que atingem o fotocátodo. Assim, para um valor constante de Nuv, isto é, para condições de polarização constantes, tanto para a região de deriva como para a região de cintilação no CGCP, Ce é proporcional a L. Não é possível determinar valores absolutos para Ce em virtude de Nuv não ser conhecido. Por outro lado o valor de L, está pensado no pressuposto de que o ganho em avalanche é igual para os electrões primários e para os fotoelectrões. Em Monteiro *et al.* 2002 foi demonstrado que numa CGMF os ganhos das avalanches dos fotoelectrões são superiores ao dos electrões primários em 20% e 90% em atmosferas de Árgon e Xénon puro, respectivamente. Deste modo, o valor estimado para o L neste trabalho vem afectado de um factor idêntico, tendo sido estimado por excesso.

Valores mais elevados de VCT são equivalentes a um campo eléctrico mais elevado nos orifícios da MHSP e na superfície do fotocátodo, que por sua vez, melhora a extracção dos fotoelectões e a focagem nos orifícios, Figura 4-5; para valores de VCT baixos, a eficiência de recolha dos fotoelectrões apresenta um aumento rápido, seguido de um aumento muito mais lento com o aumento de ~50% de VCT. Para valores de VCT elevados a curva continua a

aumentar; este aumento deve-se aos fótons resultantes da cintilação produzidos pelos fotoelectrões que seguem o seu caminho para os orifícios.

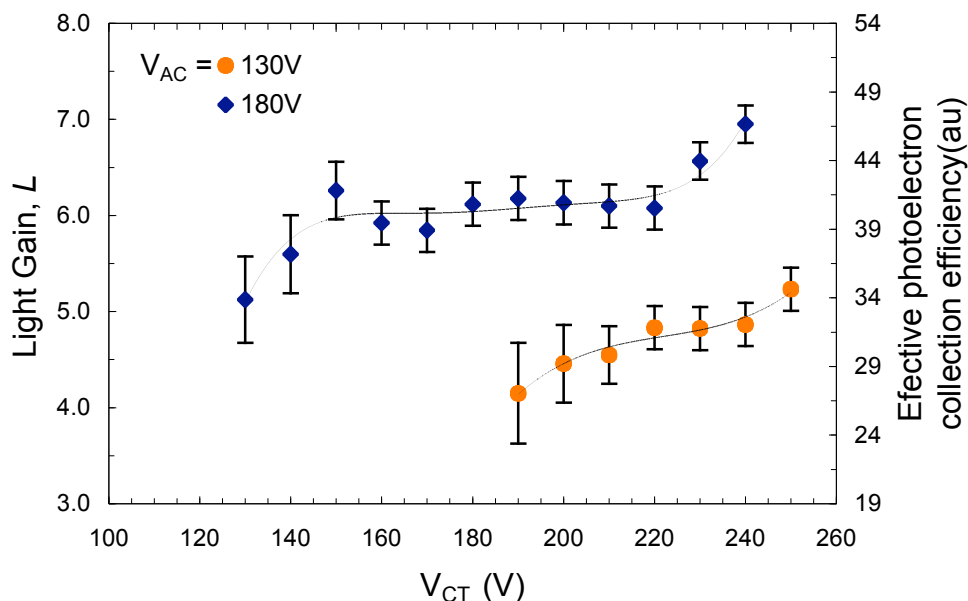


Figura 4-5: - Ganho em luz e eficiência efectiva de recolha dos fotoelectrões no fotossensor MHSP-CsI em função de V_{CT}, para V_{AC} de 130 e 180 V, para uma mistura gasosa de Ar/Xe (95:5) a 1 atm e para $\Delta V = 4.5$ kV aplicada na região de cintilação do CGCP [Freitas *et al.* 2006].

Para estes valores elevados de V_{CT}, o campo eléctrico na vizinhança do fotocátodo está acima do limiar de cintilação do gás (~1 kV/cm nos gases nobres [Feio e Policarpo 1983] à pressão atmosférica). Não obstante, este efeito é reduzido devido ao trajecto de deriva muito pequeno destes fotoelectrões. A dependência do ganho de cintilação, ou da eficiência de recolha dos fotoelectrões, em V_{AC} reflecte os processos que ocorrem no segundo estágio de amplificação da MHSP, nomeadamente a eficiência para transportar os electrões da avalanche, dos orifícios às fitas do ânodo; esta eficiência aumenta com V_{AC}.

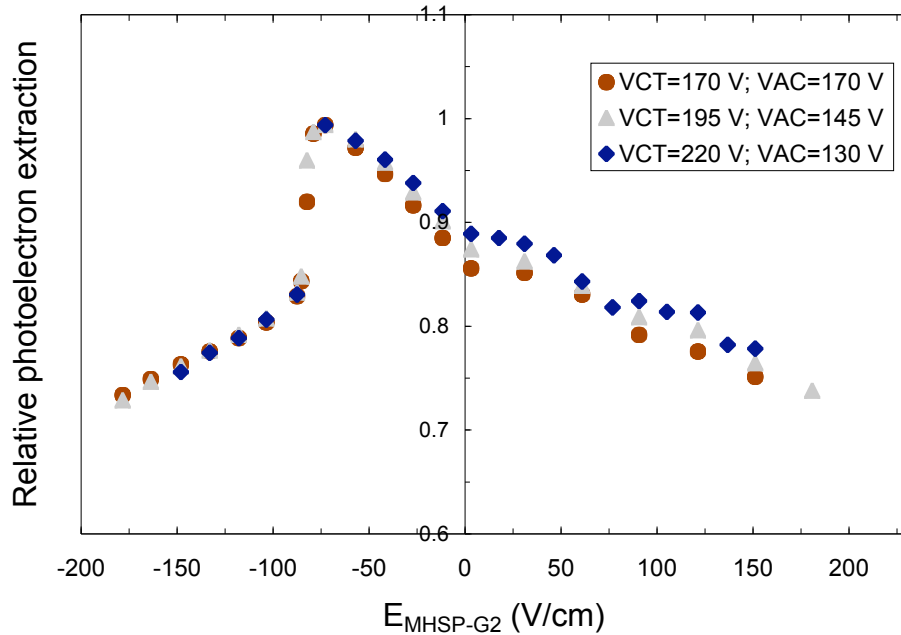


Figura 4-6: Eficiência relativa de extração de fotoelectrões em função do campo eléctrico no intervalo MHSP-G2 para diferentes condições de polarização de VAC e VCT [Freitas *et al.* 2006].

Para a escolha das melhores condições de operação da configuração apresentada, estudou-se L e a eficiência relativa da recolha dos fotoelectrões em função do campo entre a MHSP e a G2 (Figura 4-2); os campos de deriva e de cintilação foram mantidos constantes, com $E_{drift}=0.5$ e $E_{scint}=3.1$ kV/cm, enquanto VCT e VAC foram variando (Figura 4-6). Como noutros trabalhos [Mormann *et al.* 2004, Frankel *et al.* 2005] os dados mostram um comportamento relativo quase independente das tensões de polarização da MHSP; a eficiência mais elevada da recolha dos fotoelectrões é para campos eléctricos ligeiramente invertidos através do intervalo MHSP-G2, com ~ -75 V/cm, que é provavelmente o valor requerido para cancelar a penetração do campo da região de cintilação. Para valores mais elevados de campo invertido, uma fracção significativa de fotoelectrões é recolhida em G2, não sendo transferidos para os orifícios. No sentido normal do campo, o número de fotoelectrões que se dirigem aos orifícios diminui devido à diminuição da extração de fotoelectrões do fotocátodo [Mormann *et al.* 2004].

4.3. O CGCP com a MHSP revestida com CsI como fotossensor

Estudou-se o desempenho do detector de CGCP com fotossensor integrado de MHSP. Fez-se variar o campo eléctrico na região de cintilação, Escint, enquanto Edrift, o campo de deriva, foi mantido constante a $\sim 0.2 \text{ kVcm}^{-1}$, as tensões de polarização do fotossensor foram de $VCT=230 \text{ V}$ e $VAC=150 \text{ V}$. A amplitude do impulso e a resolução em energia, medidas para raios X de 5.9 keV estão representadas na Figura 4-7.

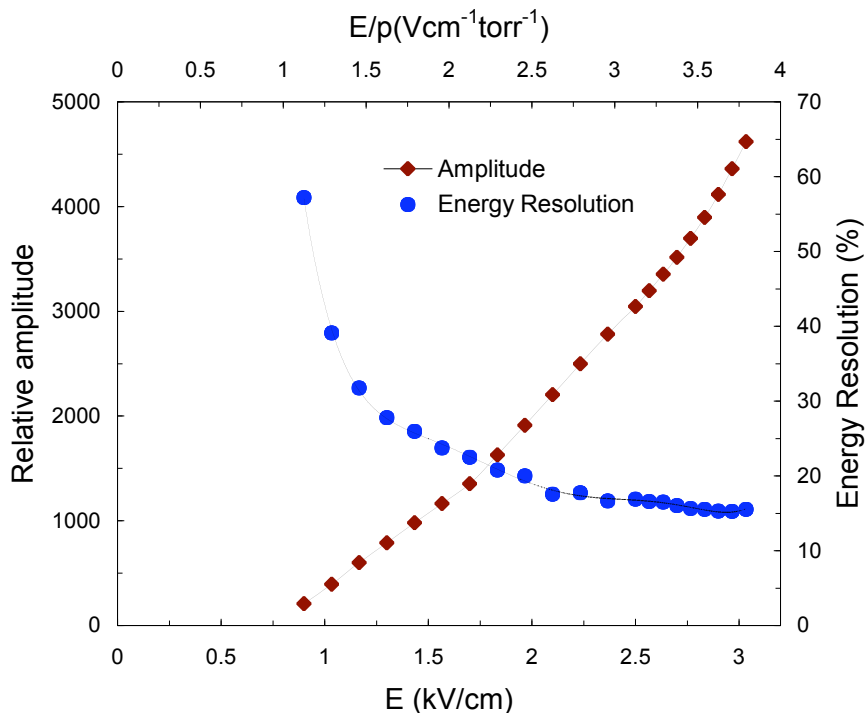


Figura 4-7: Amplitude dos impulsos do detector e resolução em energia em função do campo eléctrico na região de cintilação do CGCP, para um campo eléctrico na região de deriva de 0.2 V cm^{-1} , e para $VCT = 230 \text{ V}$ e $VAC = 150 \text{ V}$ [Freitas *et al.* 2006].

A amplitude do impulso exhibe um aumento quase linear com o Escint, para valores acima de $\sim 0.7 \text{ kVcm}^{-1}$, característico da cintilação secundária do

CGCP. Para a mistura utilizada, o rendimento de cintilação começa aumentar e mais rapidamente para Escint $> \sim 1.9 \text{ Vcm}^{-1}$ devido ao aparecimento de multiplicação de carga na região de cintilação [Monteiro *et al.* 2002]. A resolução em energia melhora com Escint, tornando-se constante e degradando-se em campos, acima do limiar da multiplicação de carga.

A melhor resolução em energia alcançada com este detector é $\sim 13.5\%$ FWHM, para interações de raios X de 5.9 keV no CGCP, como se verifica na Figura 4-8. Este valor é similar ao 13% obtido com o detector híbrido de CGCP/CGMF-Csl [Monteiro *et al.* 2002] e aos 14% obtidos com o detector de avalanche de electrões baseado em MHSP [Veloso *et al.* 2004], para o mesmo enchimento de gás.

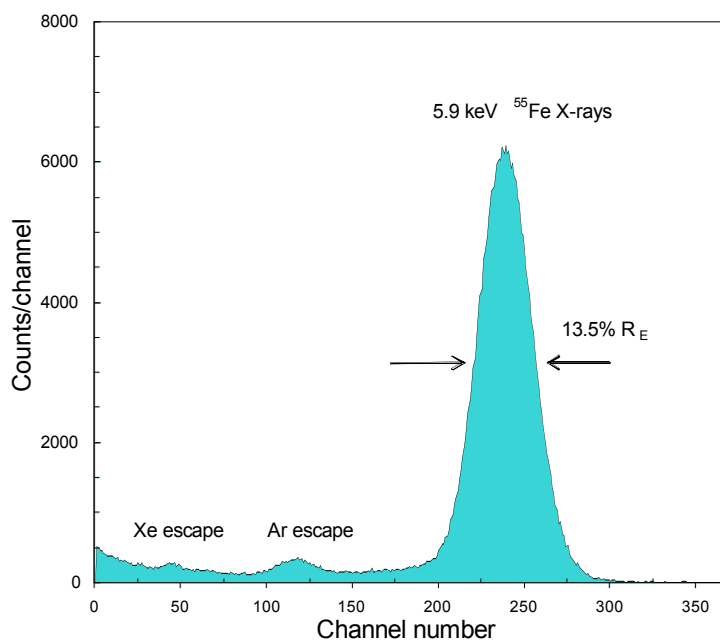


Figura 4-8: Distribuição dos sinais do detector para interações de raios X de 5.9 keV no CGCP, obtida nas condições de operação óptimas [Freitas *et al.* 2006].

A resolução em energia alcançada é limitada principalmente pelas não-uniformidades na MHSP e pela extracção baixa de fotoelectrões. O nível baixo de fundo e a resolução em energia podem ser vantagens importantes em algumas aplicações. Além disso, a cauda do ruído electrónico deste detector,

no limite mais baixo de energia, é ~10 eV, similar ao detector de ionização de Ar/Xe (95:5) baseado em MHSP [Veloso *et al.* 2004] e quase duas ordens de grandeza abaixo daquele conseguido no detector híbrido de Ar/Xe(95:5) com CGCP/CGMF-CsI (~700 eV) [Monteiro *et al.* 2002].

Conclusões

O estudo do Fotomultiplicador Gasoso (GPMT) como fotossensor, revelou que este é uma boa alternativa ao fotomultiplicador e outros fotossensores, como os LAAPD's e as CGMF's. É possível atingir ganhos de 10^4 (utilizando 2 GEM's) com baixo consumo, possibilidade de operação em campos magnéticos intensos e potencialidade para áreas de detecção maiores do que as do PMT. Contudo, o envelhecimento do gás de enchimento e a acumulação de carga nas superfícies isoladoras das microestruturas que o compõem podem ser desvantagens. Será necessário maior esforço de investigação, de modo a ultrapassar essas desvantagens. A selagem do GPMT embora não esteja completamente dominada é uma questão técnica, facilmente ultrapassável face às soluções já existentes para os PMT's.

O GPMT baseado em MHSP, com CsI depositado no seu eléctrodo superior, operando numa mistura de gás de Ar/Xe (95:5) com 1 atm, revelou ser uma alternativa simples, fornecendo ganhos acima de 10^4 num único elemento multiplicador, sem evidenciar efeitos de realimentação positiva, ao contrário do que acontece no fotossensor de Ar/Xe (95:5) de CGMF-CsI cujo ganho é duas ordens de grandeza abaixo daquele conseguido na MHSP. Do mesmo modo, a relação sinal-ruído do fotossensor baseado na MHSP (~600, para raios X de 5,9 keV) apresenta uma relação sinal-ruído cerca de duas ordens de grandeza inferior à encontrada num CGCP/CGMF-CsI [Monteiro *et al.* 2002].

A resolução em energia do GPMT baseado em MHSP é limitada por alguns factores: por um lado, o número de fotoelectrões libertados é ditado pela qualidade do fotocátodo de CsI, que pode ser optimizado [Breskin 1996], por outro lado as perdas de fotoelectrões que retornam ao fotocátodo, devido à dispersão elástica daqueles fotoelectrões nos átomos do gás são particularmente importante nas misturas de gases nobres [Dias *et al.* 2004]; as não uniformidades encontradas nos eléctrodos da MHSP, devido às imperfeições actuais no processo de fabrico, afectam também a resposta do detector.

No entanto, é a baixa transparência do gás de enchimento aos fotoelectrões emitidos pelo CsI que limita o desempenho deste fotossensor e do CGCP estudado. A baixa intensidade do campo eléctrico à superfície do fotocátodo de CsI ($\sim 1 \text{ Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1}$) é o factor principal, responsável pela baixa eficiência de transmissão.

Assim a utilização do GPMT integrado no gás de enchimento do CGCP, revelou-se num dispositivo simples, compacto e de baixo custo, podendo ser realizado para grandes áreas de detecção.

Contudo, o desempenho desta configuração relativamente à resolução em energia (13,5%, em largura a meia altura, para raios X de 5,9 keV) mostrou ser semelhante à encontrada num detector de ionização baseado em MHSP [Veloso *et al.* 2004] e/ou no CGCP/CGMF-CsI, para o mesmo gás de enchimento do CGCP (Ar/5% Xe). A intensidade do campo eléctrico à superfície do fotocátodo é menor na MHSP do que nas fitas dos cátodos na CGMF; este facto é um dos responsáveis pela baixa transmissão dos fotoelectrões para os orifícios da MHSP.

Trabalho futuro envolverá a operação do fotossensor MHSP num CGCP com Xénon puro e a utilização de microestruturas de superior qualidade de modo a estudar a contribuição da não-uniformidade da MHSP, para a degradação da resolução em energia do CGCP/MHSP-CsI. Se a baixa transmissão dos fotoelectrões for o factor preponderante, o desempenho do referido detector será inferior ao desempenho da CGMF-CsI, uma vez que o Xénon apresenta valores de eficiência de transmissão dos fotoelectrões inferiores aos da mistura de Ar/5% Xe.

Referências

- Alves M.A.F., Policarpo A.J.P.L. e Santos M.C.M., “Peak shifts in gas proportional scintillation counters”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, 111(1973)413.
- Anderson D.F., Bodine O.H., Novick R. e Wolff R.S., “A focusing gas scintillation proportional counter”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, 144(1977)485.
- Anderson D.F., “A xenon gas scintillation proportional counter coupled to a photoionization detector”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, 178(1980)125-130.
- Andresen R.D., Leimann E.A. e PeacockA., “The nature of the light produced inside a gas scintillation proportional counter”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, 140(1977)371.
- Balcerzik M., Dirk Mörmann, Amos Breskin, Bhartendu K. Singh, Elisabete D.C. Freitas, Rachel Chechik, Moshe Klin, Michael Rappaport “Methods of preparation and performance of sealed gas photomultipliers for visible light”, 2003.
- Barnard T.W., M.I. Crockett, J.C. Ivaldi, P.L. Lundberg, D.A. Yates, P.A. Levine e D.J. Sauer, *Analytical Chemistry*, 65(1993)1231-1239.
- Bellazzini R. e M.A. Spezziga, “Electric field, avalanche growth and signal development in micro-strip gas chambers and micro-gapchambers”, *Rivista del Nuovo Cimento*, vol 17, nº12 (1994)1-91.

-
- Bouclier A., et al., “Ageing of microstrip gas chambers: problems and solutions”, *Nucl. Instrum. Methods*, A 381(1996)289.
- Bouclier R., W. Dominik, M. Hoch, J. C. Labbe, G. Million, L. Ropelewski, F. Sauli, A. Sharma, G. Manzini, *Nucl. Instr. and Meth.* A 396 (1997)50.
- Breskin A., et al., “A proposal for a hadron-blind fast TRD based on secondary electron emission”, *Nucl. Physics B*.44(1995).
- Breskin A., “CsI UV photocathodes: history and mystery”, *Nucl. Instrum. Methods*, A 371(1996)116.
- Breskin A., T. Boutboul, A. Buzulutskov, R. Chechik, G. Garty, E. Shefer and B. K. Singh, “Advances in gas avalanche photomultipliers,” *Nucl. Instrum. Methods A* 442(2000)58-67 e referências.
- Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R., Shefer E. and Singh B.K., “Sealed gas UV-photon detector with a multi-GEM multiplier”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 48 (2001) 417.
- Breskin A., A. Buzulutskov and R. Chechik, “GEM photomultiplier operation in CF₄”, *Nucl. Instrum. Methods A* 483(2002)670-675.
- Buzulutskov A., A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, and L. Shekhtman “Further studies of the GEM photomultiplier,” *Nucl. Instrum. Methods*, A 442(2000)68-73.
- Buzulutskov A., A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, and L. Shekhtman, “The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures,” *Nucl. Instrum. Methods*, A 443(2000)164-180.=>A

- Campos A.J., "A Silicon photodiode based gas proportional scintillation counter", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-31 (1984)133-135.
- Canfield L.R., R.E. Vest, R. Korde, H. Schmidtke e R. Desor, "Absolute silicon photodiodes for 160 nm to 254 nm photons", *Metrologia*, 35(1998)329.
- Charpak G., Policarpo A. e Sauli F., "The photo-ionization proportional scintillation chamber", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-27(1980)212-215.
- Chechik R. et al., "First results on the GEM operated at low pressures", *Nucl. Instrum. and Meth.*, A419(1998)423.
- Chechik R., M. Balcerzyk, A. Breskin, A. Buzulutskov, G.P. Guedes, D. Mörmann and B.K. Singh, *Nucl. Instr. and Meth.* A502 (2003)19 e referências.
- Conde C.A.N. e Policarpo A.J.P.L., "A gas proportional scintillation counter", *Nucl. Instrum. and Meth.*, 53(1967)7-12.
- Conde C.A.N., Policarpo A.J.P.L. e Alves M.A.F., "Gas proportional scintillation counter with xenon and xenon mistures", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-15 (1968)84.
- Conde C.A.N., Ferreira L.R. e Ferreira M.F.A., "The secondary scintillation output of xenon in a uniform field gas proportional scintillation counter", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-24(1977)221-224.
- Covita D.S., "CGCPs a alta pressão: Fossensores integrados", Tese de Mestrado (2004), Universidade de Coimbra.

- Covita D.S., J.F.C.A. Veloso, F.D. Amaro, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, "High-pressure xenon GSPC/MSGC hybrid detector", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 (4)(2003) 859-863.
- Dangerdorf V., Breskin A., Chechik R. e Schmidt-Bocking H., "A gas filled UV-photon detector with CsI photocathode for the detection of Xe light", *Nucl. Instrum. and Meth.*, A289(1990)322-324.
- Dias T.H.V.T., "Simulação do transporte de electrões em gases raros", Tese de Doutoramento (1986), Universidade de Coimbra
- Dias T.H.V.T., Santos F.P., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., "A Monte Carlo simulation of X-ray absorption and electron drift in gaseous xenon", *Phys. Rev.*, A48(1993)2887.
- Dias T.H.V.T., dos Santos J.M.F., Rachinhas P.J.B.M., Santos F.P., Conde C.A.N. e Stauffer A.D., "Full-energy absorption of X-ray energies near the Xe L- and K- photoionization thresholds in xenon gas detectors: Simulation and experimental results", *J. Appl. Phys.*, vol.82, nº6(1997)2742-2753.
- Dias T.H.V.T., P.J.B.M. Rachinhas, J.A.M. Lopes, F.P. Santos, L.M.N. Tavora, , C.A.N. Conde and A.D. Stauffer, "The transmission of photoelectrons emitted from CsI photocathodes into Xe, Ar, Ne and their mixtures: a Monte Carlo study of the dependence on E/N and incident VUV photon energy", *J. Phys D* 37 (2004)540-549.
- Di Mauro A., E. Nappi, F. Posa, A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, S.F. Biagi, G. Paic and F. Piuz, "Photoelectron backscattering effects in photoemission from CsI into gas media", *Nucl. Instrum. and Meth.*, A371(1996)595137-142.

- dos Santos J.M.F., Lopes J.A.M., Veloso J.F.C.A., Simões P.C.P.S., Dias T.H.V.T., Santos F.P., Rachinhas P.J.B.M., Requicha L.F. e Conde C.A.N., “Development of portable gas proportional scintillation counters for X-ray spectrometry”, *X-ray Spectrometry*, vol.30(2001)373-381.
- Dutton J. Dutton, *J.Phys. Chem. Data*, 4(1975)577.
- Favata F., Smith A., Bavdaz M. e Kowalski T.Z., “Light yield as a function of gas pressure and electric field in gas scintillation proportional counters”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, A294(1990)595.
- Feio M.A., Policarpo A.J.P.L. e Alves M.A.F., “Thresholds for secondary light emission by noble gases”, *Japan. J. Appl. Phys.*, 21(1982)1184.
- Feio M.A., A.J.P.L. Policarpo, *Nucl. Instrum. Meth.* 217(1983)473.
- Francke T., V. Peskov, I. Rodionov, and T. Sokolova, “Novel position-sensitive gaseous detectors with solid photocathodes,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49(2002)977-83 e referências.
- Frankel Z. et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 546 (2005) 466.
- Freitas D.S.A.P, J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, “Dependence of Performance of CsI-Covered Microstrip Plate VUV Photosensors on Geometry: Experimental Results”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(2002)1629-1633.
- Freitas E.D.C., J.F.C.A. Veloso, A. Breskin, R. Chechik, J.M. Maia, F.D. Amaro, L.F. Requicha Ferreira e J.M.F. dos Santos, “A simple MHSP-based Photosensor”, apresentado ao ISRP-10, 22-27 de

- Setembro de 2006, Coimbra, Portugal, submetido para publicação à *Nucl. Instrum. and Meth.A*, 2006.
- Gullikson E.M., E. Gramsch e M. Szawlowski “Large-area avalanche photodiodes for the detection of soft X-rays”, *Applied Optics*, 34(1995)4662-4668.
- Inoue H., Koyama K., Matsuoka M., Ohashi T. e Tanaka Y., “Properties of gas scintillation proportional counters for soft X-rays”, *Nucl. Instrum. And Meth.*, 157(1978)295.
- Knoll Glenn F., “Radiation Detection and Measurement”, Terceira Edição, John Wiley & Sons, New York, 1999; capítulos 5 e 6.
- Koyama K., Ikegama T., Inoue H., Kaway N., Makishima K., Matsuoka T., Ogawara Y., Ohashi T., Suzuki K., Tanaka Y., Waki I. e Fenimore E.E., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 36(1984)659.
- Lamb P., Manzo G., Re S., Boella G., Villa G., Andresen R., Sims M.R. e Clark G.F., “The gas scintillation proportional counter in the spacelab invironment: In-flight performance and post-flight calibration”, *Astrophys. and Space Sci.*, 136(1987)369.
- Lopes J.A.M. e Conde C.A.N, “ A large área VUV photosensor with high gain by means of photoelectron acceleration and concentration”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42(1995)364-368.
- Lopes J.A.M., dos Santos J.M.F. e Conde C.A.N., “A large area avalanche photodiode as the VUV photosensor for gas proportional scintillation counters”, *Nucl. Instr. and Meth. A* 454 (2000) 421-425.

- Lopes J.A.M., dos Santos J.M.F., Conde C.A.N. e Morgado R.E., “A Xenon Gas Proportional Scintillation Counter with a UV-Sensitive, Large-Area Avalanche Photodiode”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48(2001)312-319.
- Lopes J.A.M., “Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional: Novas Aplicações e Tecnologias de Fotossensores Integrados”, Tese de Doutorado, Universidade de Coimbra, 2002.
- Maia J., D. Mörmann, A. Breskin, R. Chechik, J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos, “Avalanche-ion back-flow reduction in gaseous electron multipliers based on GEM/MHSP”, *Nucl. Instr. and Meth. A* 523 (2004) 334.
- Meinschad T., L. Ropelewski, F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth. A* 535 (2004) 324.
- Monteiro C.M.B., J.A.M. Lopes, P.C.P.S. Simões, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, “An Argon Gas Proportional Scintillation Counter with UV Avalanche Photodiode Scintillation Readout” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48(2001)1081-1086.
- Monteiro C.M.B., J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos, C.A.N. Conde, “The Performance of the GPSC/MSGC Hybrid Detector With Argon-Xenon Gas Mixtures”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49(2002)907.
- Mormann D., A. Breskin, R. Chechik, B.K. Singh, “On the efficient operation of a CsI-coated GEM photon detector”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 471 (2001) 333-339.
- Mormann D., “Study of novel gaseous photomultipliers for UV and visible light”, Department of Particle Physics, Weizmann Institute of Science, 2002.

- Mormann D., M. Balcerzyk, A. Breskin, R. Chechik, B.K. Singh, A. Buzulutskov, “GEM-based gaseous photomultipliers for UV and visible photon imaging “, *Nucl. Instrum. Meth. A* 504 (2003) 93.
- Mormann D., A. Breskin, R. Chechik, C. Shalem, “Operation principles and properties of the multi-GEM gaseous photomultiplier with reflective photocathode”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 530 (2004) 258.
- Piuz F., Y. Andres, A. Braem, M. Davenport, A. di Mauro, B. Goret, et al., “The CsI-based ring imaging detector for the ALICE experiment: technical description of a large prototype,” *Nucl. Instrum. Methods, A* 433(1999)222-234.
- Piuz F., *Nucl. Instr. and Meth. A* 502 (2003)76 e referências.
- Policarpo A.J.P.L., Alves M.A.F., Santos M.C.M. e Carvalho M.J.T., “Improved resolution for low energies with gas proportional scintillation counters”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, 102(1972)337.
- Policarpo A.J.P.L., Alves M.A.F., Leite M.S.S.C.P. e Santos M.C.M., “Detection of Soft X-rays with a xenon proportional scintillation counter”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, 118(1974)221.
- Policarpo A.J.P.L., “Coupling the gas scintillation proportional counter to photoionization detectors”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, 153(1978)389-391.
- Richter C., A. Breskin, R. Chechik, D. Mörmann, G. Garty and A. Sharma, “On the efficient electron transfer through GEM,” *Nucl. Instrum. Methods, A* 478(2002)538-58.

- Santos F.P., Dias T.H.V.T., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., "Tridimensional Monte Carlo Calculation of the VUV electroluminescence and other electron transport parameters in xenon", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol.27(1994)42-48.
- Santos F.P., dos Santos J.M.F., Dias T.H.V.T. e Conde C.A.N., "Pulse-height-spectrum distortion in xenon gaseous detectors for soft x-rays: Experimental results", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-42(1995)611-614.
- Sauli F., "GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors," *Nucl. Instrum. Methods*, A 386(1997)531-534.
- Sauli F., "Gas detectors: Recent developments and future perspectives", *Nucl. Instrum. Methods*, A 419(1998)189.
- Seguinot J., Ypsilantis T., "Theory of ring imaging Cherenkov counters", *Nucl. Instrum. Methods*, A 343(1996)30.
- Simons D.G., de Korte P.A.J., Peacock A., Smith A. e Bleeker J.A.M., "Performance of an imaging gas scintillation proportional counter with microchannelplate readout", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-32(1985)345-349.
- Simons D.G., de Korte P.A.J., "Soft X-ray energy resolution and background rejection in a driftless gas scintillation proportional counter", *Nucl. Instrum. Meth.. A*, 277(1989)642-656.
- Sims M.R., Andresen R.D., Leimann E.A., Lamb P., Raymont J., Ives J., Kellock S., Boella G., Villa G., falconi B., Manzo G. e Robba R.M., "The X-ray gas scintillation spectrometer experiment on the first Spacelab flight", *Astrophys. Space Sci.*, 116(1985)61.

- Smith A. e Bavdaz M., “Gas scintillation proportional counters for X-ray synchrotron applications”, *Rev. Sci. Instrum.*, 63(1)(1992)689.
- Van Standen J.C., Foh J., Mutterer M., Pannicke J., Schelhaas k.P. e Theobald J.P., “A vacuum photodiode as light sensing element for gas scintillation counters”, *Nucl. Instr. and Meth*, 157(1978)301.
- Va’vra J., “Photon detectors”, *Nucl. Instrum. Meth.. A*, 371(1996)33-56.
- Veloso J.F.C.A., J.A.M. Lopes, J.M.F dos Santos e C.A.N. Conde, “A microstrip gas chamber as a VUV photosensor for a xenon gas proportional scintillation counter”, *IEEE Trans. Nucl. Sci*, NS-43(1996)1232-1236.
- Veloso J.F.C.A., dos Santos J.M.F. e Conde C.A.N., “ Performance characteristics of a gas proportional scintillation counter coupled to a microstrip gas chamber photosensor”, *Nucl. Instrum. Meth*, A422(1999)273-277.
- Veloso J.F.C.A., “Detectores gasosos de radiação baseados em Microestruturas”, Tese de Doutorado (2000), Universidade de Coimbra
- Veloso J.F.C.A., J.M.F. dos Santos, C.A.N. Conde, *Rev. Sci. Instrum.* 71 (2000) 2371
- Veloso J.F.C.A., dos Santos J.M.F. e Conde C.A.N. “Gas proportional scintillation counters with a CsI-covered microstrip plate UV photosensor for high-resolution x-ray spectrometry”, *Nucl. Instrum. Meth.*, A457(2001)253-261.

- Veloso J.F.C.A., Lopes J.A.M., Conde C.A.N., Freitas E.D.C., Huot O., Knowles P., Kottmann F., Mulhauser F., dos Santos J.M.F. e Taqu D., “Gas proportional scintillation counters for the μ -Lamb Shift experiment”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49(2002)899-906.
- Veloso J. F. C. A., J. M. Maia, J. M. F. dos Santos, L.M. Requicha Ferreira, A. Breskin, R. Chechik, *Nucl. Instr. and Meth. A* 524 (2004) 124
- Zeitelhack K., Friese J., Gernhauser R., Kienle P., Korner H.J., Maier-Komor P.e Winkler, “A microstrip gas counter for single VUV photons”, *Nucl. Instrum. Meth.*, A351 (1994)585-587.
- Zhou B. e M. Szawlowski “An explanation on the APD spectral quantum efficiency in deep UV range”, Interoffice Memo, Advanced Photonix Inc., 1240 Avenida Acaso, Camarillo, CA 93012, EUA, 1999.