

Aos meus pais,

Agradecimentos

Ao Professor Doutor Joaquim Marques Ferreira dos Santos, pela sábia orientação e aconselhamento, disponibilidade, amizade e por estar sempre presente nas dificuldades.

Ao Doutor João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso, pela co-orientação do estudo desenvolvido na secção 3, assim como pela amizade, alegria, persistência e pelos preciosos ensinamentos no âmbito laboratorial.

Ao Doutor José António Matias Lopes, pela co-orientação do trabalho apresentado na secção 4, assim como pela amizade, disponibilidade, pela palavra amiga e encorajadora nos momentos de dificuldade e pela explicações sempre enriquecedoras no âmbito laboratorial.

À Cristina pela amizade, disponibilidade e ajuda na revisão linguística deste trabalho.

A todas as pessoas que constituem o Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear, pelo seu acolhimento, alegria, boa disposição e por transformarem o laboratório em algo mais que um simples lugar de trabalho.

Aos meus pais, pelo amor e carinho que sempre demonstraram, pelo apoio nos momentos mais difíceis, pela compreensão e por acreditarem sempre em mim.

A todos o meu sincero

Muito Obrigado



Este projecto foi financiado pela Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) e do programa FEDER, no âmbito do projecto POCTI/FIS/43527/00 "Estudo de novas técnicas para detectores gasosos".

Resumo

Neste trabalho realiza-se um estudo do desempenho do Contador Gasoso de Cintilação Proporcional (CGCP) com enchimento de xénon a alta pressão. Para o efeito estuda-se o desempenho de novas soluções para fotossensores, como a placa de microfita coberta por um filme fino de CsI e o fotodíodo de avalanche de grande área (FAGA), a pressões de várias atmosferas. Alarga-se, ainda, o estudo do CGCP sem região de deriva, usando um novo método de formatação de impulsos, a pressões de xénon próximas de 2 atmosferas.

Após uma introdução, onde são mencionados alguns aspectos acerca da espectroscopia de fluorescência por raios X e detecção deste tipo de radiação, no capítulo II são explicados, de uma forma sucinta, os principais fundamentos do funcionamento dos Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional (CGCP), chamando-se a atenção para o seu desenho sem região de deriva.

No capítulo III efectua-se um estudo do desempenho do CGCP a operar com uma placa de microfita coberta por CsI para enchimentos de xénon até 3 atm. Esta secção começa por referenciar alguns aspectos importantes que motivam este estudo explicando-se, em seguida e de uma forma breve, o princípio de funcionamento deste detector híbrido. Para além de se apresentar todo o sistema de detecção faz-se ainda referência a dois aspectos importantes da montagem experimental: o sistema de enchimento do gás e o sistema de purificação utilizado.

No que diz respeito aos resultados, apresentam-se todos os aspectos relevantes acerca do estudo da polarização do detector, avaliando-se em seguida o desempenho do detector com a tensão de polarização dos eléctrodos da microfita e com a variação do campo eléctrico reduzido (E/p) na região de cintilação. São, ainda,

apresentados resultados para a dependência da resolução em energia com a pressão, sendo igualmente mostrados diferentes espectros de energias até 100 keV, que permitem avaliar o desempenho do CGCP/CGMF. No final desta secção faz-se referência ao trabalho futuro a realizar com esta montagem.

No capítulo IV avalia-se o desempenho de um CGCP, acoplado a um fotodiodo de avalanche de grande área, a operar em ambiente gasoso de xénon até 6 atm. À semelhança da secção anterior, este capítulo começa por explicar vários aspectos relacionados com a importância deste estudo, seguindo-se algumas explicações acerca do funcionamento do fotodiodo de avalanche de grande área e montagem experimental.

No que diz respeito aos resultados, são apresentados estudos do desempenho do sistema de detecção em função de E/p na região de deriva e na região de cintilação. O desempenho conseguido com esta montagem é ainda avaliado tendo em conta os resultados obtidos com um CGCP com 7 cm de deriva, apresentando-se diversos espectros para diferentes regiões de energia. O capítulo termina com alguns comentários acerca dos resultados e com uma proposta de trabalho futuro.

O capítulo V apresenta o estudo do CGCP sem região de deriva, usando-se constantes de formatação curtas, para uma pressão de xénon de cerca de 2 atm. No início desta secção é explicado o funcionamento do CGCP sem região de deriva, bem como o novo método de formatação de impulsos. Na subsecção dos resultados experimentais é avaliado o desempenho desta montagem em função do E/p da região de cintilação e em função da energia dos raios X. Compara-se ainda a prestação com a de outras montagens, apresentando-se diversos espectros de fluorescência.

Publicações

Os estudos realizados no decorrer do presente trabalho deram origem às seguintes publicações:

Artigos publicados em revistas internacionais com avaliação

“High-pressure xenon GSPC/MSGC hybrid detector”

D.S. Covita, J.F.C.A. Veloso, F.D. Amaro, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde,
IEEE Trans. Nucl. Sci., 50 (4), Parte I, pag. 859-863, 2003.

“The X-ray performance of a driftless Gas Proporcional Scintillation Counter using short shaping-time constants for pulse-analysis”

D.S. Covita, P.C.P.S. Simões, L.M.P. Fernandes, E.D.C.Freitas, L.F. Requicha Ferreira, J.F.C.A. Veloso e J,M,F. Dos Santos,
Nucl. Instr. and Meth. A 516, pag. 134-142, 2004.

“High Pressure Xenon GPSC/LAAPD for hard X-ray Spectrometry”

D. S. Covita, J. A. M. Lopes, M. Szawlowski e J. M. F. dos Santos, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51, 2004, a publicar

Comunicações em congressos internacionais com avaliação

“ High-pressure xenon GSPC/MSGC hybrid detector”

D.S. Covita, J.F.C.A. Veloso, F.D. Amaro, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde,
comunicação oral apresentada no 2002- *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Norfolk, Virgínia, U.S.A., 10-16 November de 2002

“High Pressure Xenon GPSC/LAAPD for hard X-ray Spectrometry”

D. S. Covita, J. A. M. Lopes, M. Szawlowski e J. M. F. dos Santos,
painel apresentado no 2003 - *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Portland, Oregon, U.S.A., 19-25 Outubro de 2003

Índice

| | |
|--|----|
| Agradecimentos | II |
| Resumo | IV |
| Publicações | V |
| I Introdução | 1 |
| II O Contador Gasoso de Cintilação Proporcional | |
| 2.1 Descrição | 4 |
| 2.2 A região de deriva | 6 |
| 2.3 A região de cintilação | 9 |
| 2.4 A conversão do sinal óptico num sinal eléctrico | |
| -O fotossensor | 11 |
| 2.5 Desenho do CGCP sem região de deriva..... | 13 |
| III Operação do detector híbrido CGCP/CGMF a alta pressão | |
| 3.1 Motivação | 15 |
| 3.2 Descrição e funcionamento do CGCP/CGMF | 16 |
| 3.3 Montagem experimental | |
| 3.3.1 Sistema de detecção | 19 |
| 3.3.2 Admissão do gás no detector | 21 |
| 3.3.1 Sistema de purificação do xénon | 23 |
| 3.4 Resultados experimentais e análise | |
| 3.4.1 Determinação das tensões óptimas para a região de | |
| deriva..... | 25 |
| 3.4.2 Determinação das tensões óptimas na região | |
| cintilação | 30 |
| 3.4.3 Estudo da dependência do desempenho do detector | |
| com a variação da tensão aplicada aos eléctrodos da | |
| microfita | 33 |
| 3.4.4 Comportamento relativo do detector para as | |
| diferentes pressões | 37 |

| | |
|--|----|
| 3.4.5 Dependência da resolução em energia com a pressão do xénon para diferentes energias de raios X..... | 41 |
| 3.5 Conclusões | 46 |
| IV Operação do detector CGCP/FAGA a alta pressão | |
| 4.1 Motivação | 48 |
| 4.2 Descrição e funcionamento do CGCP/FAGA..... | 49 |
| 4.2.1 Fotodíodos de estado sólido para UVV | 49 |
| 4.2.2 Fotodíodos de avalanche..... | 51 |
| 4.3 Montagem experimental | |
| 4.3.1 Sistema de detecção | 53 |
| 4.3.2 Admissão do gás no detector..... | 56 |
| 4.3.3 Sistema de purificação do xénon | 58 |
| 4.4 Resultados experimentais e análise | |
| 4.4.1 Estudo do desempenho com o E/p aplicado à região de deriva..... | 60 |
| 4.4.2 Estudo do desempenho com o E/p aplicado à região de cintilação | 63 |
| 4.4.3 Desempenho do detector..... | 68 |
| 4.5 Conclusões | 74 |
| V Operação do detector CGCP/<i>driftless</i> a alta pressão usando um novo método de formatação de impulsos | |
| 5.1 Motivação | 77 |
| 5.2 Descrição e funcionamento do CGCP sem região de deriva..... | 79 |
| 5.3 Montagem experimental | |
| 5.3.1 Sistema de detecção | 84 |
| 5.3.2 Sistema de enchimento e purificação do xénon..... | 86 |

| | |
|--|-----|
| 5.4 Resultados experimentais e análise | |
| 5.4.1 Desempenho do detector em função do E/p da região de cintilação | 86 |
| 5.4.2 Desempenho do detector em função da energia | 89 |
| 5.4.3 Comparação do desempenho desta montagem com outras sistemas de detecção CGCP | 91 |
| 5.4.4 Desempenho para fluorescência de raios X..... | 94 |
| 5.5 Conclusões | 97 |
| VI Notas finais | 99 |
| VII Referências | 101 |

I

Introdução

Após a descoberta dos raios X, no início do século XX, muito evoluiu a ciência, tornando-se a espectroscopia de fluorescência de raios X num método evasivo de excelência para a análise da composição de materiais.

O desenvolvimento da espectroscopia seguiu duas técnicas bem distintas: análise por dispersão de comprimento de onda (*WDXRF* - “*Wavelength dispersive X-ray fluorescence*”) e análise por dispersão em energia (*EDXRF* - “*Energy dispersive X-ray fluorescence*”). No entanto, a aplicabilidade da segunda só registou avanços significativos nos últimos 40 anos, impulsionada pelo aparecimento de técnicas melhoradas de análise de impulsos e de novos detectores com desempenhos mais promissores do que os contadores de cintilação e contadores proporcionais iniciais.

Um desses detectores é o CGCP, Contador Gasoso de Cintilação Proporcional, desenvolvido por *Conde e Policarpo* em 1967 [1,2], cujo desempenho era superior aos contadores proporcionais. No entanto, características como a portatibilidade, fácil manutenção, simplicidade e sistema pouco dispendioso, inerentes ao contador proporcional, não são facilmente ultrapassáveis, pelo que o CGCP se viu mais vocacionado para aplicações à astrofísica e sistemas de laboratório entre outros.

O estudo do CGCP prosseguiu, visando a melhoria das suas características menos favoráveis, tentando-se anular algumas das suas principais desvantagens face ao contador proporcional, sem nunca esquecer o melhoramento do seu desempenho [3].

Pela natureza da sua concepção a detecção de raios X de energias inferiores a ~2 keV pelo CGCP revelou-se inicialmente menos eficaz. No entanto, a introdução de uma nova geometria, sem região de deriva,

ultrapassou as dificuldades iniciais do CGCP na região das baixas energias, recorrendo a electrónica de compensação analógica [4,5] ou digital [6], ou utilizando uma nova técnica de análise de impulsos [7,8,9].

Para energias mais elevadas, na ordem dos 100 keV, o CGCP demonstrou igualmente alguma inépcia na medida em que, para fótons desta energia, a sua interacção no volume gasoso do CGCP é consideravelmente menos eficiente. Desta forma, poder-se-á aumentar o volume sensível do detector ou trabalhar sob uma atmosfera gasosa pressurizada. A primeira alternativa revela-se menos interessante, uma vez que implicaria um aumento considerável no volume do CGCP, diminuindo a sua portatibilidade. A segunda, bem mais interessante, tem como principal obstáculo o fotomultiplicador, o fotossensor associado ao CGCP desde sempre.

Tradicionalmente o CGCP com fotomultiplicador opera a pressões próximas da atmosférica, podendo trabalhar a pressões próximas de duas atmosferas. No entanto, este é o limite máximo de operação. O tubo fotomultiplicador encontra-se selado e sob vácuo, possuindo uma janela de quartzo sobre a qual se deposita o fotocátodo que separa o interior do fotomultiplicador da atmosfera pressurizada do CGCP e que não suporta diferenciais de pressão superiores a duas atmosferas. Soluções que implicam janelas mais resistentes colocadas à frente do fotomultiplicador, separando o fotossensor do volume gasoso do CGCP, são pouco atractivas uma vez que comprometem o desempenho do detector.

No entanto, o desenvolvimento de novos fotossensores, alternativos ao fotomultiplicador, que funcionam sob a atmosfera gasosa do CGCP como o FAGA, fotodíodo de avalanche de grande área ou a PMF, placa de micro-fitas [10,11] permitiu que o CGCP pudesse operar a pressões superiores a duas atmosferas, limite inerente ao

fotomultiplicador. Adicionalmente, a utilização destes fotossensores alarga a aplicabilidade dos CGCP, superando algumas limitações deste detector com tubo fotomultiplicador.

Assim, com o presente trabalho pretende-se contribuir para o alargamento das potencialidades do CGCP na zona das energias da ordem dos 100 keV, desenvolvendo-se as soluções de fotossensores integrados numa atmosfera gasosa pressurizada. O estudo do desempenho do CGCP sem região de deriva acoplado a um fotomultiplicador e com enchimento a xénon, a uma pressão próxima das 2 atm, é igualmente um dos objectos de estudo do presente trabalho.

II

O Contador Gasoso de Cintilação Proporcional

2.1 Descrição

O CGCP é um detector de radiação que pertence à família dos detectores gasosos e cujo funcionamento se caracteriza por obter um ganho através da cintilação do gás de enchimento. Este gás é tipicamente o xénon pelas suas elevadas secção eficaz de fotoionização e rendimento de cintilação.

O CGCP combina algumas características do contador proporcional com outras dos detectores de cintilação, permitindo elevadas taxas de contagens e grandes áreas de detecção, sem os indesejados efeitos de carga espacial característico dos processos de avalanche gasosa. O CGCP opera à temperatura ambiente, o que se traduz numa vantagem face aos detectores de estado sólido criogénicos, que necessitam de um sistema de arrefecimento mais ou menos complexo.

Os gases nobres são os escolhidos para constituírem a atmosfera gasosa dos CGCP, uma vez que são gases monoatômicos, não apresentando estados de energia rotacionais ou vibracionais. Este facto é importante, pois pretende-se maximizar a cintilação produzida pelos electrões e a presença de estados vibracionais e rotacionais poderia levar à perda de energia para estes, uma vez que eles não desexcitariam radiativamente. Por outro lado, a presença de moléculas polares ou com afinidade electrónica que podem capturar electrões, pode conduzir à perda da desejada proporcionalidade entre a energia absorvida pela interacção dos raios X e a cintilação produzida no detector. Desta forma, a pureza do gás é também um factor muito importante e determinante no desempenho do detector.

O gás geralmente utilizado é o xénon, pelas suas propriedades favoráveis, mas são igualmente usados outros gases nobres, como o árgon, misturas de gases nobres ou misturas de gases nobres com outros gases (eg. azoto), com vista a otimizar certos aspectos do desempenho do detector [12,13,14,15]. Tradicionalmente, na maioria das suas aplicações o CGCP opera a pressões próximas da atmosférica ou ligeiramente superior.

O funcionamento do CGCP assenta na produção de cintilação secundária do gás de enchimento provocada pelos electrões primários resultantes da deposição da energia da radiação no detector. Desta forma, distinguem-se quer dos contadores proporcionais, em que os electrões primários originam multiplicação de carga e por conseguinte ionização secundária, quer dos cintiladores, em que os fotões recolhidos são provenientes da desexcitação primária dos átomos/moléculas excitados pela radiação incidente.

O facto de o ganho do CGCP ser um ganho em luz, ao invés de ser obtido por avalanche electrónica, como no contador proporcional ou na câmara gasosa de microfítas, faz com que as flutuações estatísticas associadas à amplificação do sinal transportado pelos electrões primários seja desprezável, o que permite o seu melhor desempenho quando comparado com os seus congéneres gasosos.

O CGCP é constituído, de uma forma geral, por três partes fundamentais funcionalmente distintas: a zona de absorção/deriva, a zona de cintilação e o fotossensor (figura 1); pode-se no entanto suprimir a região de deriva em aplicações de detecção de raios X de baixa energia (<2keV) [5,6,7].

A região de deriva tem como função absorver a radiação incidente, pretendendo-se que esta interaja preferencialmente nesta zona. A região de cintilação, por sua vez, tem por objectivo a produção de luz secundária detectável pelo fotossensor, de forma a que o número de

fotões produzidos seja proporcional à energia depositada pela radiação. A função do fotossensor reside no acoplamento entre o sistema físico de detecção e a instrumentação electrónica. O fotossensor recolhe o sinal luminoso gerado pela cintilação do gás e gera um impulso eléctrico passível de ser formatado por um bloco de electrónica subsequente e que deve ser proporcional ao sinal luminoso e, por conseguinte, à energia depositada no detector.

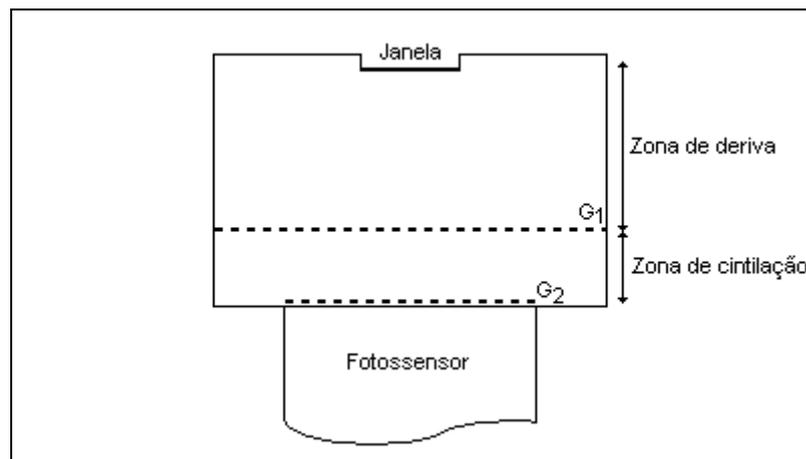


Figura 1: Representação esquemática de um CGCP.

2.2 A região de deriva

A zona compreendida entre a janela do detector e a grelha G1 (ver figura 1) constitui a região de deriva. Esta região encontra-se sob um campo eléctrico que permite o transporte dos electrões até à região de cintilação evitando a recombinação electrão-ião. O campo deverá, contudo, ser fraco, inferior ao limiar de excitação do gás utilizado, de modo a que os electrões não possam ganhar energia suficiente do campo eléctrico para excitar os átomos do gás. O referido limiar é descrito em termos de campo eléctrico reduzido, cujas unidades são $V.cm^{-1}.torr^{-1}$, sendo em primeira aproximação independente da pressão do gás [16,17,18].

Deste modo, os fótons incidentes penetram nesta região ionizando os átomos de gás e originando uma nuvem de electrões primários que deriva até à região de cintilação por acção do campo eléctrico.

Os fótons interagem com os átomos do gás por efeito fotoeléctrico, ionizando-os. Da interacção resulta a emissão de um fotoelectrão das camadas mais internas, pois a probabilidade de interacção nestas camadas é maior. Os iões, na sequência do seu decaimento, poderão emitir outros electrões por processos de *Auger* ou *Shake-off*, ou fótons de fluorescência com energias iguais às características das transições electrónicas de rearranjo dos átomos do gás, radiação essa que se pretende seja reabsorvida no volume da região de deriva.

Os fotoelectrões emitidos têm uma energia cinética igual à diferença entre a energia dos fótons incidentes e a energia de ionização da camada da qual são ejetados. Esta energia vai ser perdida, posteriormente, por colisões inelásticas com os átomos do gás, produzindo-se novas ionizações e excitações no gás enquanto a energia for suficientemente elevada, ou seja, enquanto a energia for superior ao limiar de ionização e excitação do gás.

Quando a energia dos electrões se torna inferior aos limiares citados, o processo termina e a nuvem de electrões primários deriva para a região de cintilação. A energia que ganham do campo, entre colisões elásticas com os átomos do gás, não é suficiente para provocar novas excitações ou ionizações. O elevado número de colisões elásticas com os átomos do gás mantém a energia cinética média dos electrões abaixo do limiar de excitação do gás.

O número de electrões, N_e , que constitui esta nuvem electrónica é aproximadamente proporcional à energia, E , dos fótons incidentes, de tal forma que:

$$N_e = \frac{E}{w} \quad (1);$$

em que \underline{w} é a energia média necessária para produzir um par electrão-ião no gás. A principal vantagem da região de deriva e a razão da sua existência reside no facto de o número médio de electrões primários produzidos pela radiação e subsequente cintilação não dependerem da posição, no detector, onde se iniciou a formação da nuvem. Em [19] é feito um estudo detalhado da formação de nuvens electrónicas.

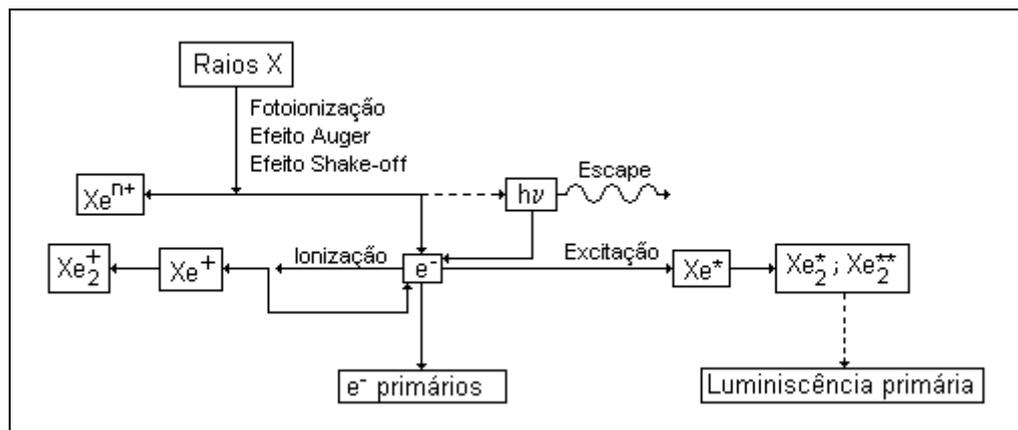


Figura 2: Esquema da interacção dos raios X na região de deriva de um CGCP [3].

Um outro fenómeno importante passível de ocorrer é a perda de parte da energia depositada no detector, caso os fótons resultantes do rearranjo dos iões não sejam reabsorvidos na região de deriva. Se isto acontecer, apenas a energia cinética do fotoelectrão é detectável, uma vez que a energia do fóton, que depende do elemento em causa e da transição electrónica em particular, se escapa. Este fenómeno é tanto mais importante quanto mais elevada for a energia dos fótons de fluorescência do gás, uma vez que a probabilidade de estes interagirem no volume útil do detector é menor quanto maior for a sua energia. Assim, na presença de radiação incidente com energia suficiente para ionizar as camadas K dos átomos do gás e para gases cujos átomos têm um maior número atómico, como o xénon, o fenómeno tem uma probabilidade apreciável. Na figura 2 encontram-se esquematizadas as interacções dos raios X na região de deriva de um CGCP.

Conjuntamente com os processos já enunciados é produzida na região de deriva uma cintilação primária causada pela desexcitação radiativa dos átomos do gás e pela recombinação electrão-ião. No entanto, a sua intensidade é muito pequena comparada com a cintilação secundária, pelo que, em geral, não é utilizada [3].

2.3 A região de cintilação

A zona compreendida entre a grelha G1 e a grelha G2 designa-se por região de cintilação e está sujeita a um campo eléctrico cuja intensidade é bastante mais elevada do que na região de deriva. Nesta região, o campo eléctrico reduzido é superior ao limiar de excitação do gás, permitindo a cintilação, mas inferior ao limiar de ionização do mesmo, de forma a evitar a produção de electrões secundários e consequente multiplicação de carga.

Ao atravessar a região de cintilação, a nuvem electrónica fica sujeita a uma força eléctrica que faz com que cada electrão ganhe, do campo, energia cinética suficiente entre colisões para excitar os átomos do gás. Estes, durante o processo de desexcitação, originam uma cintilação característica que, no caso dos gases raros e misturas destes, se situa na zona espectral do UVV (ultra violeta de vazio). Esta cintilação designa-se por secundária.

Ao contrário do contador proporcional, no CGCP não existe multiplicação de carga, de forma que não há qualquer ganho por fenómenos de avalanche electrónica. No entanto, cada electrão primário, ao atravessar a região de cintilação, pode excitar várias centenas de átomos de gás que, ao regressarem ao estado fundamental, emitem fótons de cintilação. A amplificação da cintilação secundária faz com que esta seja várias ordens de grandeza superior à cintilação primária referida na subsecção anterior. Desta forma, pode-se falar de

um ganho em luz, ao invés do ganho por avalanche electrónica característico do contador proporcional.

O número de fótons de cintilação secundária produzidos devido às interacções dos electrões primários com os átomos do gás é proporcional ao número destes electrões. Assim, existe uma proporcionalidade directa entre a energia da radiação incidente depositada na região de deriva e o número de fótons de cintilação secundária produzidos pela nuvem de electrões primários ao atravessar a região de cintilação.

O número de fótons produzido cresce de uma forma aproximadamente linear com o campo eléctrico reduzido na região de cintilação, até se atingir o limiar de ionização do gás [20] que, no caso do xénon, é de aproximadamente $6 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ [18,20].

Como já foi referido, os gases nobres são monoatômicos, pelo que não exibem estados energéticos rotacionais ou vibracionais. Esta característica é responsável por um rendimento de cintilação bastante elevado, uma vez que não existem perdas energéticas dos electrões acelerados pelo campo eléctrico para estes estados.

Apesar disso, os electrões sofrem um elevado número de colisões elásticas com os átomos de gás e, embora a energia perdida por colisão seja bastante pequena devido à relação de massas electrão/átomo, as perdas energéticas por esta via podem não ser desprezáveis e reflectirem-se na eficiência de excitação (fracção da energia ganha pelos electrões primários do campo eléctrico convertida em excitações dos átomos do gás).

Desta maneira, a pureza do gás pode ser um factor determinante no desempenho do detector, já que a presença de impurezas pode originar estados rotacionais/vibracionais excitáveis e a probabilidade de cada electrão colidir com estas, antes de possuírem energia suficiente para induzirem excitações nos átomos de gás, é considerável. Os

electrões poderão, assim, perder uma grande parte da sua energia nestes processos de colisão, diminuindo a eficiência de excitação. Isto traduz-se numa diminuição da probabilidade de excitação dos átomos de gás que, por conseguinte, origina uma diminuição da cintilação secundária. A energia que os electrões ganham do campo no seu transporte ao longo da região de cintilação e que deveria ser convertida em excitações é, em parte, transferida para processos de excitação de estados rotacionais/vibracionais, seguindo-se uma desexcitação não radiativa.

2.4 Conversão do sinal óptico num sinal eléctrico

– O fotossensor

Os fotões resultantes da cintilação secundária do gás são recolhidos pelo fotossensor, que converte o sinal luminoso num impulso eléctrico, cuja amplitude é proporcional ao número de fotões recolhidos e, desta forma, à energia depositada pela radiação na região de deriva. Para além da conversão do sinal, de uma forma geral, o fotossensor apresenta igualmente um ganho, que tem por função permitir separar mais convenientemente o sinal do ruído electrónico.

O fotomultiplicador foi, desde o aparecimento dos CGCPs, o fotossensor mais utilizado. Ele apresenta uma série de características técnicas vantajosas, e.g. eficiência quântica adequada, corrente de fundo desprezável, baixo ruído, estágio de ganho elevado, boa relação sinal-ruído.

Contudo, o seu tamanho, a sua fraca robustez, a sua sensibilidade a campos magnéticos, o seu consumo (de alguns mA para tensões de polarização de 1 a 2 kV), a necessidade de existência de uma janela a separar o volume do detector do seu interior sob vácuo, ou ainda a necessidade de uma segunda janela mais dispendiosa para

utilização com pressões de enchimento superiores a 2 atmosferas, são desvantagens muito importantes que conduziram ao desenvolvimento de soluções alternativas.

Como resposta a esta necessidade surgiram novos fotossensores, como as câmaras de multifios com gases fotoionizáveis [21], fotodíodos [22] *microchannel plates* [23], placas de microfitas (PMF) [11,24,26,32] e fotodíodos de avalanche de grande área (FAGA) [10,25,27].

As placas de microfitas cobertas por iodeto de césio (CsI) e os fotodíodos de avalanche de grande área constituem duas boas alternativas ao fotomultiplicador, ultrapassando alguns dos principais problemas deste último. Uma das principais vantagens destas soluções reside no facto de o fotossensor operar directamente no volume do CGCP, evitando-se o uso de uma janela de cintilação. Esta é, por vezes, bastante dispendiosa quando se pretende otimizar a transmissão para fótons de UVV. As PMF e os FAGA permitem ainda aplicações com o CGCP pressurizado acima da pressão atmosférica, sem a necessidade de recorrer a procedimentos especiais, ao contrário do que acontece com o fotomultiplicador, que necessita de uma segunda janela de cintilação colocada entre o este e o volume gasoso do CGCP, de forma a evitar o seu colapso.

Um CGCP com PMF ou FAGA torna-se um sistema mais robusto que um outro CGCP acoplado a um fotomultiplicador, já que o tubo de vidro deste último, com cerca de 10 cm de comprimento e alguns centímetros de diâmetro, torna o detector um sistema frágil, necessitando de alguma forma de protecção/invólucro que garanta a integridade do sistema. As PMF e os FAGA, pelo contrário, conferem ao CGCP uma maior robustez, na medida em que se encontram embutidas no interior da atmosfera gasosa, existindo no exterior apenas ligações de reduzidas dimensões, da ordem do cm, que garantem os contactos eléctricos.

Outras vantagens destas duas soluções são a sua dimensão reduzida face ao volumoso fotomultiplicador, o que permite tornar o detector mais compacto, aumentando a sua portatibilidade, a sua maior simplicidade de construção e a diminuição da sensibilidade do CGCP a campos magnéticos.

A utilização de uma PMF coberta por um fotocátodo como fotossensor conduz, no entanto, a uma ligeira degradação em energia ($\sim 11\%$ keV face aos habituais 8% para raios X de $5,9$ keV provenientes de uma fonte de ^{55}Fe) [26]. Os FAGA de UVV, por outro lado, estão limitados a utilizações que necessitem de uma menor área activa (16mm de diâmetro contra os cerca de 51mm dos fotomultiplicadores). Estes últimos têm no entanto a seu favor o bom desempenho já que, com eles, se obtêm resoluções semelhantes ou mesmo melhores que as obtidas com fotomultiplicadores [27].

2.5 Desenho do CGCP sem região de deriva

O CGCP sem região de deriva surge como resposta à necessidade de melhorar o desempenho do CGCP para baixas energias ($<2\text{keV}$) e, como o seu nome deixa antever, trata-se apenas de um CGCP ao qual foi retirada a grelha G1. Deixa assim de existir uma zona de absorção de radiação, pelo que todo o volume passa a constituir a zona de cintilação, onde os electrões originados pela interacção da radiação com o gás são imediatamente acelerados pelo campo eléctrico, originando a cintilação do gás. A figura 3 esquematiza o CGCP sem região de deriva.

Esta montagem é mais conhecida na literatura por *driftless*-CGCP e vem solucionar o problema da perda de electrões primários para a janela em aplicações que envolvem fotões incidentes de baixa energia. Fotões com energia da ordem do keV são absorvidos junto à janela do detector, uma vez que apresentam comprimentos de absorção

reduzidos. Como o campo eléctrico na região de deriva é de baixa amplitude, a velocidade de difusão dos electrões em direcção à janela é, por vezes, superior à velocidade de deriva ao longo do campo eléctrico. Da perda de electrões primários para a janela resulta uma degradação no desempenho do detector, nomeadamente um aumento da resolução em energia e do fundo na região dos picos, devido ao aparecimento, no espectro, de uma cauda na região das baixas energias [7,28].

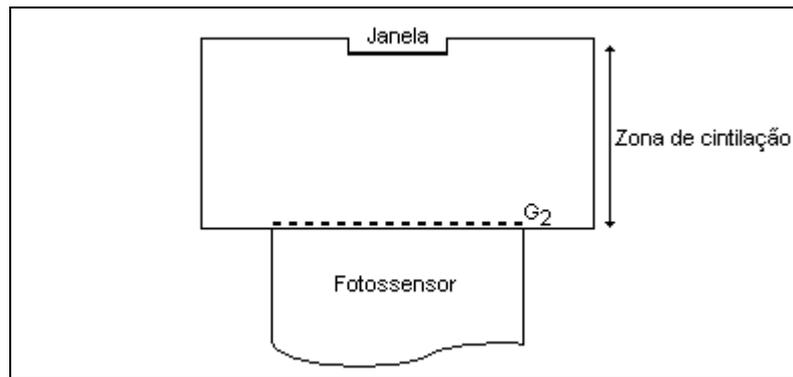


Figura 3: Representação esquemática de um CGCP.

Em *Simons* [5] é feito um estudo da variação do número de electrões primários que chegam à região de cintilação. Este é tanto maior quanto mais elevada for a intensidade do campo eléctrico aplicado [28,29]. Desta forma, aplicando-se um campo eléctrico reduzido de $5 \text{ V.cm}^{-1}\text{torr}^{-1}$, não se observa distorção resultante da perda de electrões para a janela nos espectros de energias até 2 keV [5].

Dias [30], através de simulação de Monte Carlo, apresenta um estudo detalhado acerca do efeito do campo eléctrico na distorção dos espectros de energia de raios X pouco energéticos, usando vários valores de campo eléctrico.

III

*Operação do detector híbrido CGCP/CGMF a alta pressão***3.1 Motivação**

Os detectores gasosos de alta pressão com grandes áreas efectivas apresentam-se como bastante atractivos na detecção de raios X de alta energia, como a radiografia digital de raios X, espectroscopia de sincrotrão, cristalografia e detecção de raios X e raios γ em aplicações à astrofísica.

Contudo, como já foi referido, em aplicações cuja pressão de enchimento vá para além das 2 atmosferas, um CGCP acoplado a um fotomultiplicador necessita de 2 janelas de cintilação. Estas absorvem uma fracção considerável da cintilação e limitam a área de detecção. Soluções que se baseiam no uso de compostos orgânicos que absorvem os fótons UVV e emitem segundo um comprimento de onda mais favorável [31] revelam-se pouco fiáveis, já que enfrentam problemas com a estabilidade no tempo e libertam impurezas no ambiente gasoso.

A utilização da CGMF coberta com uma fina camada de CsI como fotossensor, a operar directamente dentro do volume do CGCP, ultrapassa estes problemas. Contudo, a operação do fotossensor CsI-PMF numa atmosfera a elevada pressão pode apresentar algumas limitações. Estudos já realizados mostram que o ganho de uma CGMF diminui de um factor de 15 quando a pressão aumenta de 1 para 5 atm [34] e que a eficiência de extracção dos fotoelectrões é duas vezes menor [35]. Por outro lado, como o ganho em luz é cerca de 5 vezes maior para 5 atm, espera-se que o decréscimo no ganho total deste detector híbrido seja inferior ao verificado em montagens com detectores baseados em avalanches. Por exemplo, no caso do GEM (*gas electron multiplier*)

combinado com uma CGMF [34] o ganho reduz-se de um factor de 100 quando a pressão de operação aumenta para 5 atm.

Deste modo, torna-se importante estudar o comportamento do detector híbrido com um enchimento de algumas atmosferas para se conhecer as suas vantagens e limitações nestas condições de operação.

Nesta secção estuda-se o desempenho do detector híbrido CGCP/CGMF no que diz respeito à resolução em energia, ao ganho em luz e ao ganho do fotossensor para pressões de enchimento até 2,85 atm e usando raios X de energias compreendidas entre 5,9 e 88 keV.

3.2 Descrição e funcionamento do CGCP/CGMF

Nesta configuração a placa de microfita coberta por uma fina camada de iodeto de cézio (CsI) 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 de algumas centenas de nanómetros [32]. A figura seguinte (figura 4) clarifica a descrição e esquematiza o funcionamento desta montagem.

A microfita é constituída por linhas de cátodos e ânodos (de menores dimensões) alternadas e separadas por uma pequena distância. 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, designado por *backplane* que, na maioria das aplicações, é ligado à terra (0V), embora noutras seja polarizado com um potencial 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 [39].

A nuvem de electrões primários, resultante da deposição da energia dos fotões incidentes no detector, é transportada ao longo da região de deriva, por acção de um campo eléctrico fraco, até à região de cintilação. Uma vez aqui, 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.

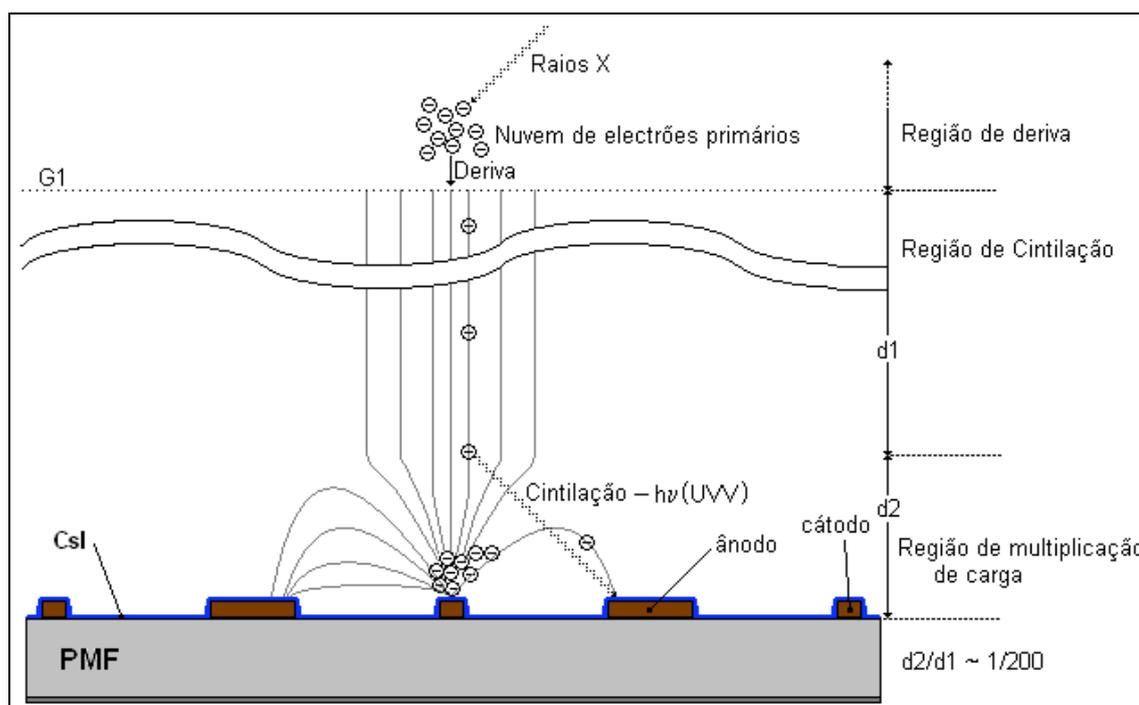


Figura 4: Esquema do funcionamento do CGCP/CGMF

Os átomos excitados emitem, em seguida, por processos de desexcitação, fotões UVV. Estes têm, no caso do xénon, uma energia média de 7,2 eV ao que corresponde um comprimento de onda de 173 nm. Uma fracção dos fotões de cintilação produzidos neste processo atinge o filme de CsI sobre a PMF. Lembre-se que os fotões são emitidos segundo um ângulo sólido 4π e que o ângulo sólido subtendido pela placa de microfitas, na parte inferior do detector, corresponde apenas a uma fracção de 4π que é tanto maior quanto mais próximo desta tiver origem a emissão do fotão.

O CsI desempenha, em seguida, o seu papel de fotocátodo, absorvendo os fótons UVV e emitindo fotoelectrões. No entanto, devido ao campo eléctrico forte entre os dois tipos de eléctrodos, apenas os fotoelectrões produzidos nas camadas de CsI sobre os cátodos se conseguem libertar, constituindo estas camadas a área activa do CsI. Cada fotoelectrão emitido sobre um cátodo é atraído para o ânodo contíguo pela força eléctrica elevada, ganhando do campo energia suficiente entre colisões para ionizar os átomos de gás no seu percurso até ao ânodo, originando um processo de avalanche. A carga recolhida no ânodo dá, posteriormente, origem a um impulso eléctrico que é, em seguida, formatado e amplificado pela electrónica subsequente.

O processo de avalanche de multiplicação de carga pela microfita mantém a proporcionalidade entre a energia dos raios X incidentes e o número total de electrões recolhidos pelo ânodo.

A zona designada por d1, na figura 4, apresenta o funcionamento normal de uma região de cintilação convencional de um CGCP. Por outro lado d2, na mesma figura, tem um comportamento típico de uma câmara gasosa de microfita (CGMF), constituindo a zona onde se formam as avalanches de electrões. Estas iniciam-se a uma distância de aproximadamente 50 μm do ânodo [33], pelo que d1 e d2 operam de uma forma praticamente independente, uma vez que d1 é tipicamente cerca de 200 vezes maior que d2. Isto conduz a que se possa assumir, em boa aproximação, que todo o volume compreendido entre a grelha G1 e a microfita está disponível para a produção de cintilação, constituindo assim a região de cintilação.

Um fenómeno que pode ocorrer durante o processo de avalanche é a realimentação positiva por fótons [11]. 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 [11].

Para além da PMF desempenhar o papel de fotossensor actua ainda como a segunda grelha de polarização que recolhe os electrões primários e estabelece o campo na região de cintilação.

Trabalhos anteriores onde se utilizou o detector híbrido mostram uma boa estabilidade desta montagem ao longo do tempo [36].

3.3 Montagem experimental

3.3.1 Sistema de detecção

O CGCP/CGMF usado neste trabalho encontra-se representado na figura 5. O corpo do detector foi fabricado em aço inoxidável e o isolamento eléctrico é conseguido através de anéis de material cerâmico *Macor*[®] colados ao aço inox através de cola isoladora TRA-BOND BB-2116. A base do detector tem um diâmetro de 15 cm de modo a acomodar microfita de 5x5 cm e é acoplada ao corpo por compressão de um anel de *Viton*[®] com a ajuda de parafusos M4. O detector possui uma região de deriva de 3 cm de profundidade e uma região de cintilação de 0,45 cm. A microfita utilizada corresponde ao modelo MS4 do CERN, sob a qual foi depositado, por evaporação em vazio, um filme de CsI de 500 nm de espessura. Esta é, seguidamente,

colocada no limite inferior da região de cintilação, como mostram as figuras 4 e 5.

O fotocátodo de CsI foi escolhido devido à sua elevada eficiência quântica na região dos ultra violetas de vazio e pela sua fácil fabricação e aplicação [37]. A grelha é formada por fios de aço inoxidável de 80 μm de diâmetro e espaçados de 0,9 mm.

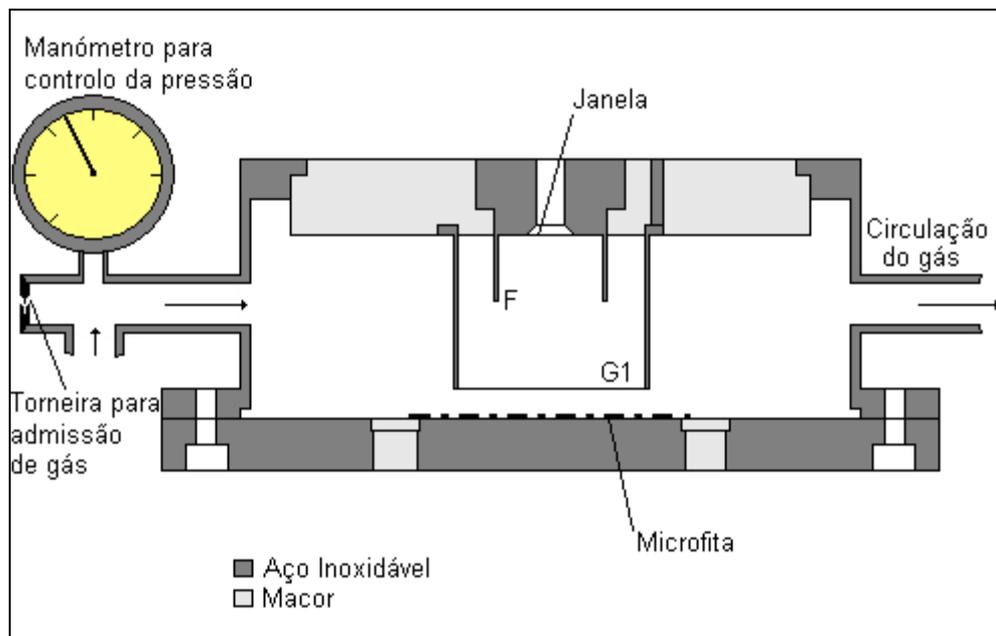


Figura 5: Esquema do detector híbrido CGCP/CGMF usado

A janela é em *Kapton*[®] de 50 μm de espessura com 5 mm de diâmetro. Esta espessura foi escolhida de forma a suportar 10 atm e ser transparente até à região do keV. À janela, ao electrodo de focagem F e à grelha G1 são aplicadas tensões negativas. Por outro lado, entre os ânodos e os cátodos da PMF é aplicado um potencial positivo. O corpo do detector é ligado à mesma terra das fontes, de forma a garantir o mesmo valor de referência eléctrica para todo o sistema. Os contactos eléctricos da microfita são garantidos por dois *feedthroughs* metálicos, isolados do detector por pequenos cilindros em Macor[®], sendo que um permite a polarização dos ânodos e a saída do sinal e o outro garante a ligação dos cátodos à terra. O *backplane* da microfita em contacto

directo com o detector fica automaticamente ligado à terra. Um outro *feedthrough* estabelece a polarização da grelha G1.

A carga recolhida nos ânodos da PMF dá origem a um impulso eléctrico formatado em seguida por um pré-amplificador *Canberra 2006*, cuja sensibilidade foi regulada para $235\text{mV}/10^6$ iões e que constitui um primeiro estágio de amplificação de baixo ruído. O sinal é, em seguida, amplificado por um amplificador *Tennelec TC 243*, onde são usadas constantes de formatação de $8\ \mu\text{s}$. Posteriormente, este entra num analisador multicanal *NUCLEUS* de 1024 canais ligado a um computador, através do qual se manipulam os espectros obtidos para posterior análise. Foram utilizadas duas fontes *Heinzinger HNC (0-10kV)* para a polarização da janela e da grelha G1. Para a polarização dos eléctrodos da microfita usou-se uma fonte de baixo ruído *EG&G Ortec 428 (0-1kV)*.

O estudo aqui presente foi realizado com uma atmosfera de xénon, cuja pressurização se variou de 1 a 2,85 atm. Os resultados de amplitude relativa e resolução em energia foram obtidos a partir das distribuições de amplitudes, a que foram ajustadas gaussianas sobrepostas a um fundo linear, a partir das quais foram determinados os centróides e a largura a meia altura.

3.3.2 Admissão do gás no detector

A figura 6 esquematiza o sistema de admissão de gás usado nesta montagem experimental. Todas as ligações entre os diversos elementos são constituídas por tubos de aço inoxidável e torneiras de alto vácuo. O detector foi acoplado ao sistema através da torneira T₆, tendo sido primeiro selado e testado num sistema de vácuo, de forma a se poderem identificar possíveis fugas.

Antes de proceder ao enchimento do detector faz-se vácuo no sistema, de forma a limpar a linha de possíveis gases contaminantes. Tenha-se atenção que o sistema de purificação do detector, constituído por *getters*® [38], deverá ser activado previamente. Com a torneira T₁ fechada, deixa-se o sistema atingir um vácuo da ordem dos 10⁷ mbar.

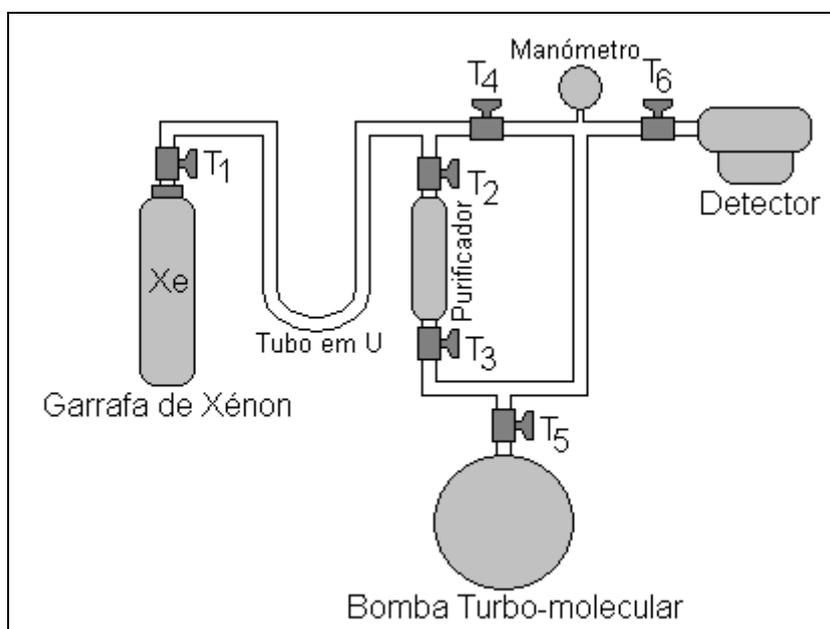


Figura 6: Esquema do sistema de admissão de gases usado nesta montagem experimental

Liga-se o aquecimento do purificador (constituído igualmente por *getters*® SAES St 707 [38]) e espera-se que atinja 450°C. Em seguida, fecham-se as torneiras T₂ e T₄ e coloca-se um recipiente com um banho de neve carbónica e acetona a envolver o tubo em U. Abrindo a torneira T₁ liberta-se, no tubo em U, xénon suficiente para encher o detector. O arrefecimento do tubo em U permite a condensação de água e outras impurezas voláteis existentes no sistema, ficando estas aí retidas. Espera-se cerca de 30 minutos, deixando o xénon no tubo em U, de forma a garantir uma boa pré-purificação.

Seguidamente, fecha-se T₅ e, lentamente, abre-se T₂ de forma a que o xénon presente no tubo em U seja admitido no detector passando pelo purificador. T₂ é uma válvula de agulha que permite controlar o

fluxo de admissão de gás no detector. Uma vez atingida a pressão desejada, fecha-se T_6 isolando o detector do sistema de admissão. Caso não se atinja a pressão desejada, repete-se o procedimento.

O detector foi cheio numa primeira fase com apenas 1 atm, de forma a realizar testes preliminares ao seu funcionamento, sem correr o risco de desperdiçar um grande volume de xénon. Uma vez garantido o funcionamento do detector realizou-se o conjunto de medidas referentes a esta pressão. Seguidamente encheu-se o sistema com 3 atm, procedendo-se a um conjunto de medidas, após as quais se libertou cuidadosamente o gás, de maneira a atingir a pressão seguinte, 2,5 atm e, de igual maneira, para 2 e 1,5 atm. A 3 atm registou-se uma pequena fuga de forma que só foi possível operar a 2,85 atm.

3.3.3 Sistema de purificação do xénon

A purificação da atmosfera gasosa de xénon foi realizada através de *getters*® SAES St 707 [38], que adsorvem as impurezas existentes no gás.

Na figura seguinte está explicitado o sistema de circulação do gás para a sua purificação. As *getters*®, em número razoável, são colocadas no interior da tubagem entre as torneiras T_2 e T_3 e aquecidas por uma manga de aquecimento, cuja temperatura exterior é controlada usando-se um termopar. Um actuador, ao qual estão ligados o termopar e a manga de aquecimento, monitoriza e controla a temperatura. A *bellows* garante a flexibilidade do sistema de circulação do gás. As torneiras T_2 e T_3 permitem o isolamento do detector das *getters*®, sempre que necessário.

As *getters*® estão inicialmente protegidas por uma fina película que as envolve e que necessita de ser removida para o seu correcto funcionamento. Essa película é removida por um processo de activação

em que se eleva a temperatura em vácuo até cerca de 350°C. Antes de se iniciar o aquecimento através da manga de aquecimento, faz-se vácuo em todo o sistema. Sobe-se em seguida a temperatura gradual e cuidadosamente, de forma que a pressão local não se altere bruscamente e não suba além dos cerca de 10^{-3} mbar durante a libertação da referida película protectora. Após se atingir os 350°C mantém-se esta temperatura durante cerca de 90 minutos [38].

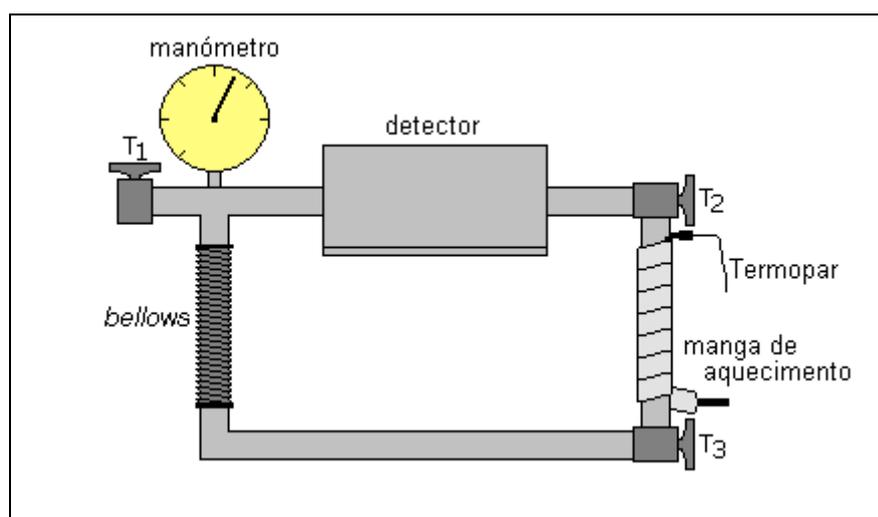


Figura 7: Sistema de circulação e purificação do gás no CGCP/CGMF

Após o processo de activação, as *getters*® começam a funcionar como se de uma bomba de vácuo se tratasse, pelo que a pressão deverá voltar para níveis mínimos na ordem dos 10^{-7} mbar. Regula-se então a temperatura para um nível que assegure uma boa eficiência de purificação. Esta temperatura situa-se entre os 100°C e os 250°C [38].

Após a utilização prolongada das *getters*®, estas poderão ficar saturadas, diminuindo a sua eficiência de purificação, pelo que deverá proceder-se a nova reactivação, como descrito atrás, para que as impurezas, por elas adsorvidas, se libertem e sejam eliminadas pelo sistema de vácuo [38].

3.4 Resultados experimentais e análise

3.4.1 Determinação das tensões óptimas para a região de deriva

O estudo que se segue foi realizado recorrendo a uma fonte radioactiva de ^{109}Cd monitorizando a amplitude média, lida no multicanal, dos impulsos produzidos pelos raios X de 22 keV. O detector foi irradiado directamente com esta fonte, tendo sido os raios X colimados com colimadores de chumbo.

Antes do início do estudo sistemático das melhores tensões de operação do CGCP/CGMF, nomeadamente as tensões aplicadas à região de deriva, à região de cintilação e ao fotossensor, escolheram-se tensões razoáveis para cada um dos casos [36]. Nomeadamente, as tensões aplicadas à região de deriva correspondem a valores de campo eléctrico reduzido de algumas décimas de $\text{V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$. Por sua vez, na região de cintilação são aplicadas tensões às quais correspondem E/p próximos do limiar de ionização, de forma a maximizar a cintilação produzida no gás.

A tensão de polarização da PMF (fotossensor) é escolhida subindo-se lentamente a tensão aplicada aos ânodos (os cátodos são mantidos a 0V) e monitorizando os sinais no osciloscópio: assim que começam a aparecer sinais de grande amplitude, evidenciando a existência de micro-descargas, reduz-se um pouco a tensão de polarização dos ânodos para valores que não apresentem micro-descargas.

Como referido atrás, para determinar a tensão óptima de polarização da região de deriva do CGCP, escolheu-se uma tensão de polarização da microfita suficientemente elevada, estável e que garantisse a integridade da mesma.

Foram assim determinadas, em primeira aproximação, as tensões a aplicar aos ânodos da microfita: 260, 380, 350, 320 e 290 V para 1, 2,85, 2,5, 2 e 1,5 atm, respectivamente.

As figuras 8 e 9 mostram a variação da intensidade relativa (canal do centróide no multicanal) e resolução em energia do detector, para raios X directos de 22,1 keV, em função do valor da diferença de potencial aplicada na região de deriva, para as diferentes pressões de enchimento.

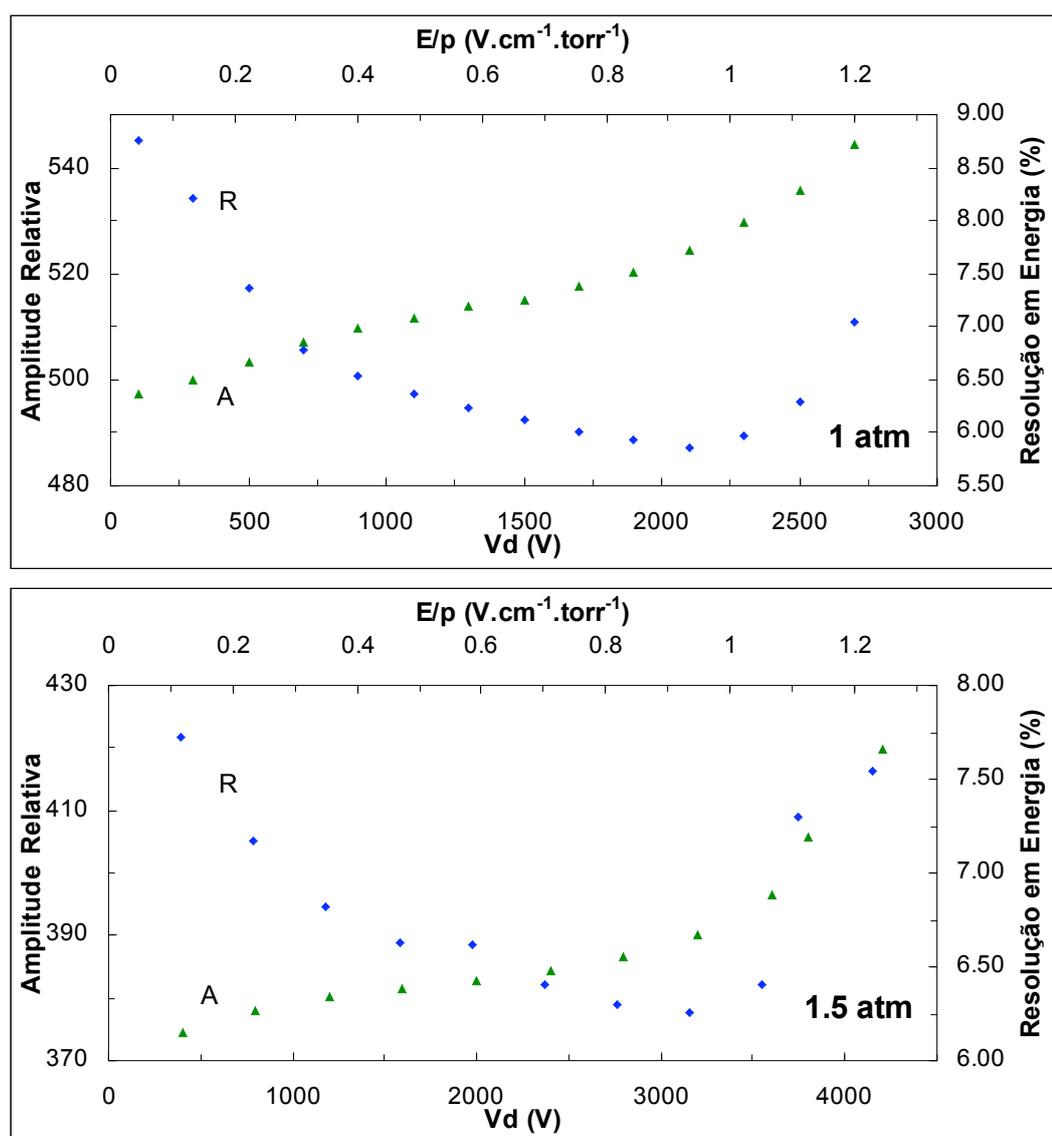


Figura 8: Variação da amplitude relativa e da resolução em energia com a diferença de potencial aplicada à região de deriva para 1 e 1,5.

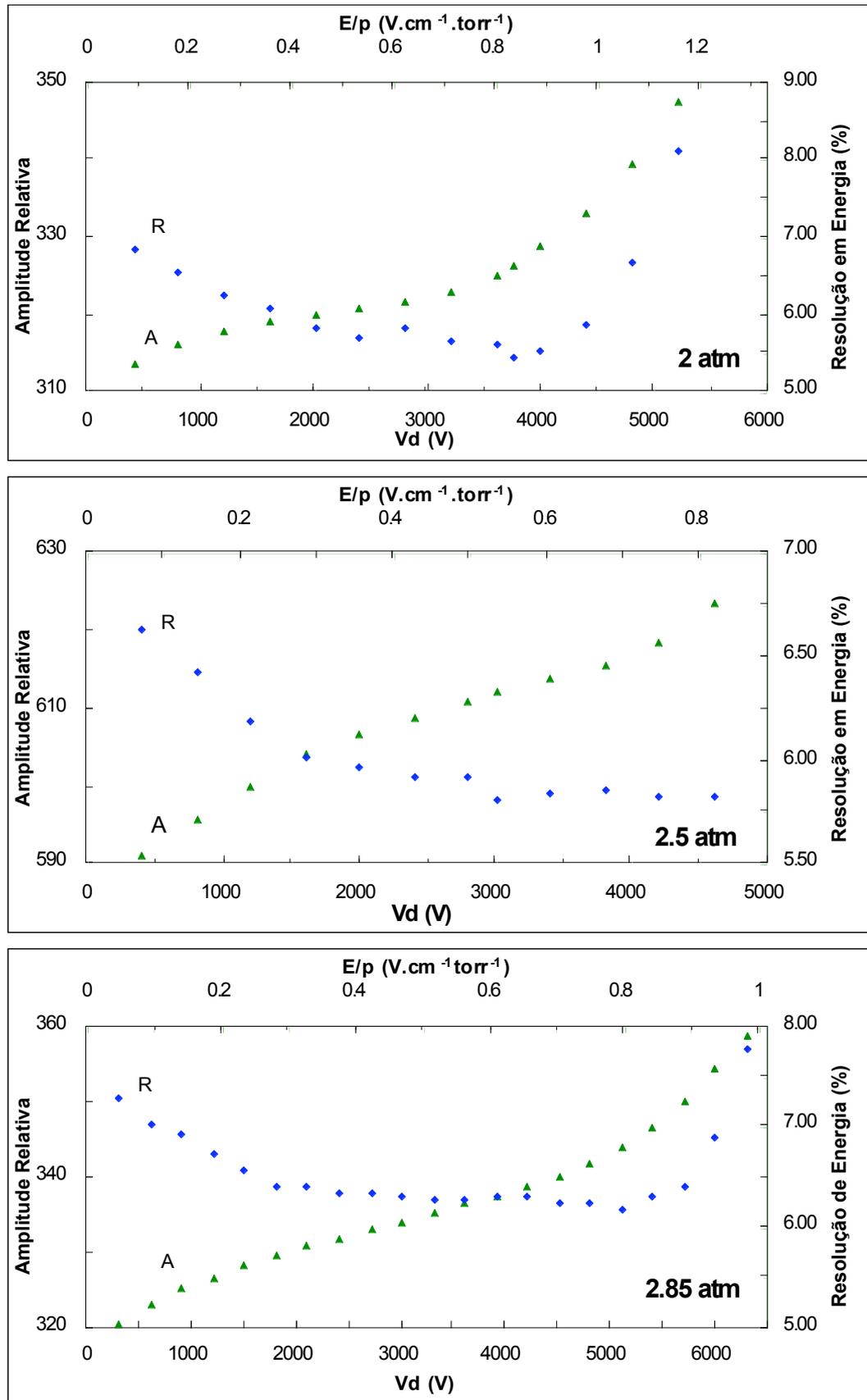


Figura 9: Variação da amplitude relativa e da resolução em energia com a diferença de potencial aplicada à região de deriva para 2, 2,5 e 2,85 atm.

Tal como se esperava, a posição do centróide no multicanal apresenta apenas uma ligeira dependência com o campo aplicado à região de deriva, uma vez que nesta região não existe qualquer processo de ganho. A pequena dependência verificada está relacionada com a perda de electrões para a janela ou paredes do detector, probabilidade de recombinação e tamanho da nuvem electrónica.

Para interacções junto da janela ou das paredes do detector, os electrões que compõem a nuvem electrónica resultante têm uma probabilidade de serem absorvidos pelos elementos referidos devido à difusão e esta é tanto maior quanto menos intenso for o campo eléctrico aplicado [28,29].

Por outro lado, um campo eléctrico cuja intensidade é mais elevada faz com que o tamanho da nuvem seja menor, na medida em que a relação entre a velocidade de deriva e a velocidade de difusão lateral aumenta, logo o ângulo sólido subtendido pela PMF é maior e, portanto, é maior a quantidade de luz recolhida. O sinal terá, deste modo, uma amplitude maior. Além disto, o número de possíveis recombinações diminui com o aumento do campo eléctrico.

Para valores em que o campo eléctrico reduzido é próximo ou maior que o limiar de excitação, começa a existir cintilação na região de deriva, o que conduz a um aumento da amplitude do sinal. O número de fotões de cintilação será tanto maior quanto maior for o campo aplicado e a amplitude varia de uma forma mais acentuada a partir deste limiar.

Por outro lado, a resolução em energia apresenta uma dependência acentuada com o campo aplicado, decrescendo até se atingirem valores de campo eléctrico reduzido próximos do limiar de excitação do xénon, pelos motivos já citados nos parágrafos anteriores e que se prendem com a difusão, deriva da nuvem electrónica e recombinação. A difusão lateral da nuvem electrónica, que determina o

tamanho da nuvem, diminui à medida que o campo eléctrico aplicado aumenta, de forma que o ângulo sólido subtendido pela PMF aumenta.

Acima do limiar de excitação a resolução degrada-se bastante, uma vez que os electrões primários podem ganhar energia suficiente do campo para excitar o xénon e produzir cintilação e, uma vez que os fótons não são absorvidos à mesma profundidade, existe uma perda de linearidade na cintilação proveniente da zona de deriva que, somada à produzida na região de cintilação, acarreta uma degradação na resolução. Esta degradação é tanto maior quanto maior for a intensidade do campo, uma vez que o peso da cintilação desta região, na luz total produzida, aumenta.

Da análise dos gráficos anteriores e tendo em conta a melhor resolução em energia para cada pressão de enchimento, estabeleceram-se os seguintes valores como valores óptimos para a diferença de potencial a aplicar à região de deriva: 2,1 , 3,2 , 3,8 , 4,5 e 5,1 kV, ao que corresponde um E/p de 0,93 , 0,94 , 0,84 , 0,80 e 0,80 para 1, 1,5 , 2, 2,5 e 2,85 atm, respectivamente. Note-se que os valores encontrados para a diferença de potencial a aplicar à deriva para 2,5 e 2,85 atm correspondem a campos eléctricos reduzidos mais baixos que nos casos de menor pressão.

O facto anterior pode querer indicar que o tamanho da nuvem poderá ser mais determinante na resolução que outros efeitos da difusão. Para pressões maiores a absorção ocorrerá mais junto à janela e conduzirá à formação de nuvens electrónicas de menor dimensão, cujas variações são menos dependentes do campo eléctrico reduzido. Note-se que para 2,85 atm a resolução não sofre uma variação significativa a partir de cerca de $0,5 \text{ V.torr}^{-1}.\text{cm}^{-1}$, como mostra a figura 9.

3.4.2 Determinação das tensões óptimas na região de cintilação

Para otimizar a tensão a aplicar à região de cintilação, foram usados os valores dos campos eléctricos encontrados por via analítica no caso da deriva e pelo método qualitativo atrás descrito no caso do campo entre os eléctrodos da microfita. As figuras 10 e 11 mostram a variação da amplitude relativa e da resolução em energia do detector com a variação da diferença de potencial aplicada à cintilação.

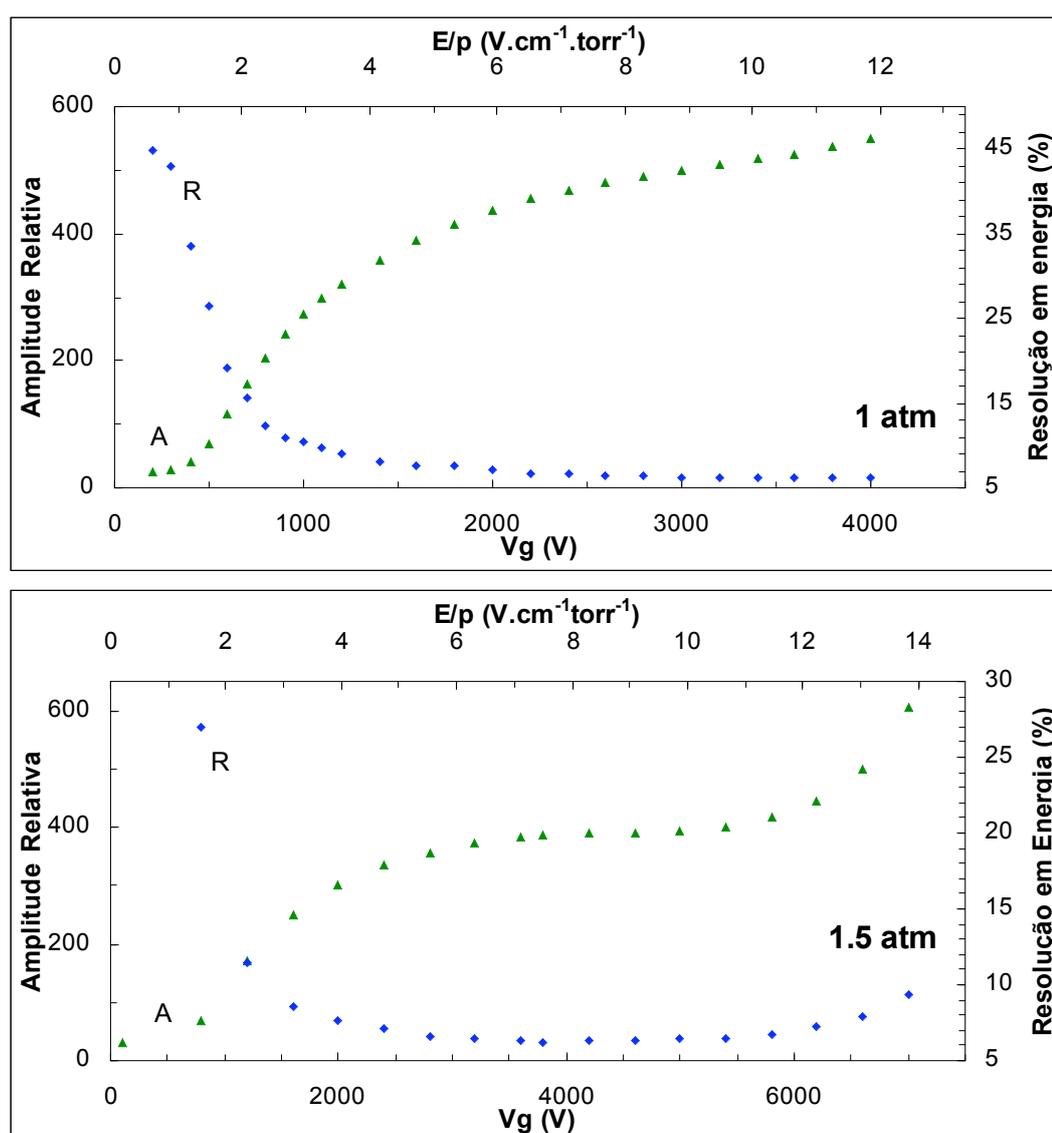


Figura 10: Variação da amplitude relativa e da resolução em energia do detector com a diferença de potencial na região de cintilação para 1 e 1,5 atm.

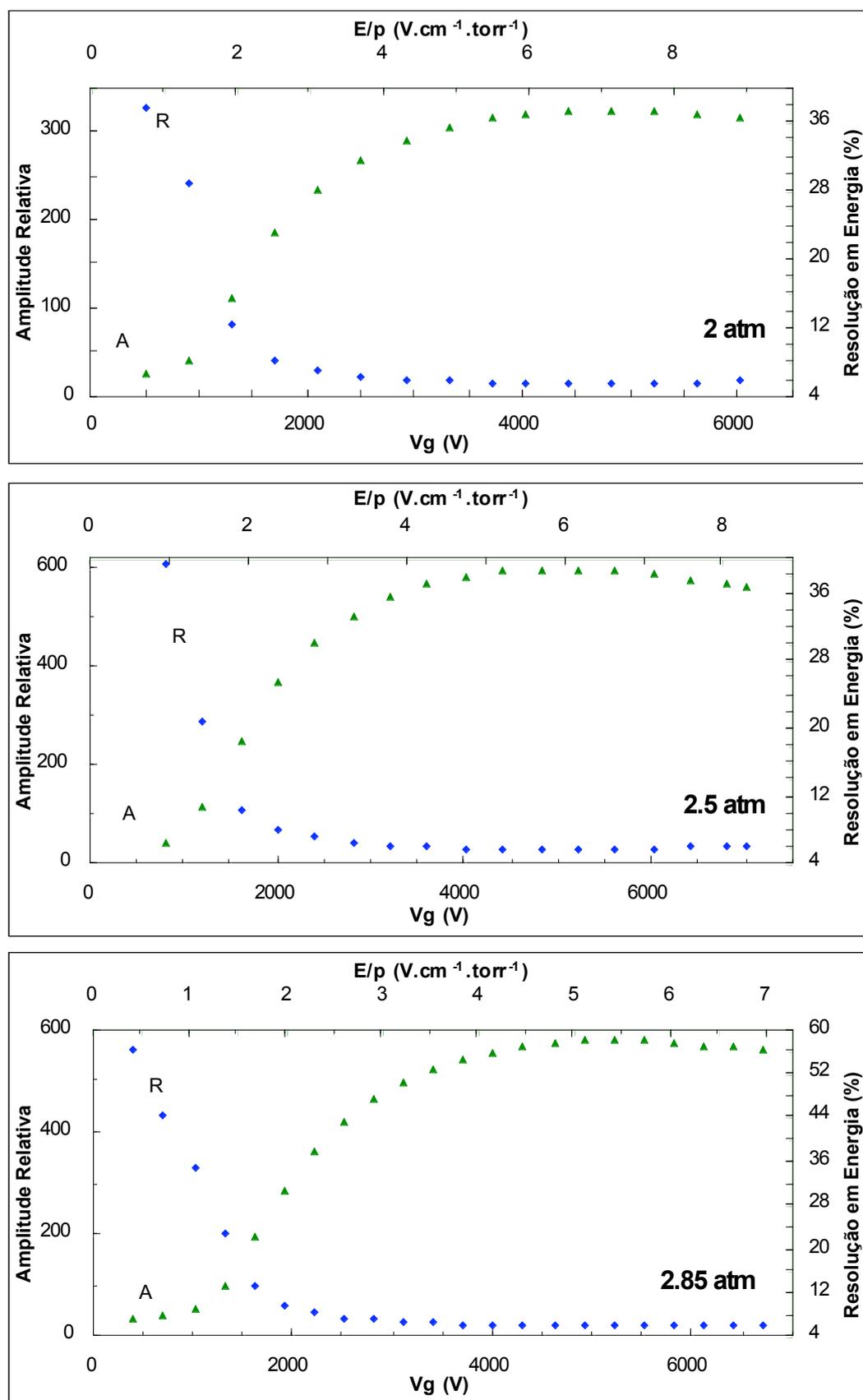


Figura 11: Variação da amplitude relativa e da resolução em energia do detector com a diferença de potencial na região de cintilação para 2, 2,5 e 2,85 atm.

Para todas as pressões de enchimento fica claro que, na zona abaixo do limiar de cintilação, a amplitude do sinal é aproximadamente constante uma vez que, não existindo cintilação do gás, não existem processos de ganho em luz que dependam do E/p. Desta forma, todo o ganho se deve à avalanche produzida pelos electrões primários entre os eléctrodos da microfita, existindo apenas um ganho em carga.

A amplitude cresce, em seguida, de uma forma aproximadamente linear, desviando-se desta linearidade antes de ser atingido o limiar de ionização. Este fenómeno será estudado com mais pormenor na subsecção 3.4.4.

Por seu lado, a resolução decresce rapidamente à medida que o campo eléctrico vai aumentando na região de cintilação, particularmente depois de se ultrapassar o limiar de excitação, estabilizando em seguida. Isto deve-se ao forte aumento da quantidade de luz produzida na região de cintilação, determinada pelo aumento do campo eléctrico nesta região. Os electrões primários produzem maior quantidade de cintilação, pois conseguem ganhar do campo mais energia.

No entanto, a partir de um certo valor, a quantidade de luz já é suficientemente elevada para que as flutuações estatísticas inerentes ao processo de cintilação já não sejam determinantes no desempenho do detector. Este fenómeno explica a estabilização da resolução a partir de um dado valor do campo eléctrico.

Da análise das figuras depreende-se igualmente que, para pressões de enchimento mais elevadas, este máximo é atingindo para valores do campo eléctrico mais próximos do limiar de excitação. Compare-se, por exemplo, a evolução da resolução para 1 e 2,85 atm. No primeiro caso a resolução parece estabilizar depois do limiar de ionização ao passo que, para 2,85 atm, com um campo eléctrico intermédio entre os limiares de excitação e ionização, ela já atingiu

valores mínimos. Para o mesmo E/p a cintilação aumenta com a pressão, aumentando o número de fotoelectrões produzidos, melhorando a resolução.

Da análise da evolução da resolução com o campo eléctrico aplicado à região de cintilação, estabeleceram-se as seguintes diferenças de potencial óptimas para esta região: 3,2 , 3,8 , 5,2 , 5,2 e 5,2 kV ao que corresponde um E/p de 9,5 , 7,5 , 7,7 , 6,2 e 5,4 para 1, 1,5 , 2 , 2,5 e 2,85 atm, respectivamente.

3.4.3 Estudo da dependência do desempenho do detector com a variação da tensão aplicada aos eléctrodos da microfita

Neste estudo foram utilizadas as tensões de polarização mais favoráveis encontradas nos procedimentos anteriores. A tensão aplicada aos ânodos foi variada cuidadosamente, de forma a evitar qualquer descarga que compromettesse a integridade da microfita. As figuras 12 e 13 mostram os resultados obtidos para as diferentes pressões no que diz respeito à evolução da amplitude do sinal e à resolução em energia em função da tensão nos ânodos.

Uma vez que se mantém constante a diferença de potencial na região de cintilação, a quantidade de luz produzida é constante. O acréscimo na amplitude do sinal deve-se apenas ao aumento do campo eléctrico entre os eléctrodos das PMF e conseqüente aumento do ganho em carga junto dos ânodos, bem como um aumento na transmissão de fotoelectrões. A figura 12 mostra, numa fase inicial e para as diferentes pressões, a evolução exponencial característica de um contador proporcional, onde o ganho é conseguido à custa de um processo de multiplicação de carga.

Por seu lado, a figura 13 deixa claro que, para cada pressão do xénon, o desempenho do detector melhora significativamente, numa primeira fase, com o aumento do ganho em carga conseguido através

da PMF. A resolução vai melhorando até atingir um mínimo, degradando-se em seguida. Note-se que esta degradação acontece para valores de tensão nos ânodos a partir dos quais a amplitude do sinal começa a apresentar um desvio ao comportamento exponencial (ver figura 12).

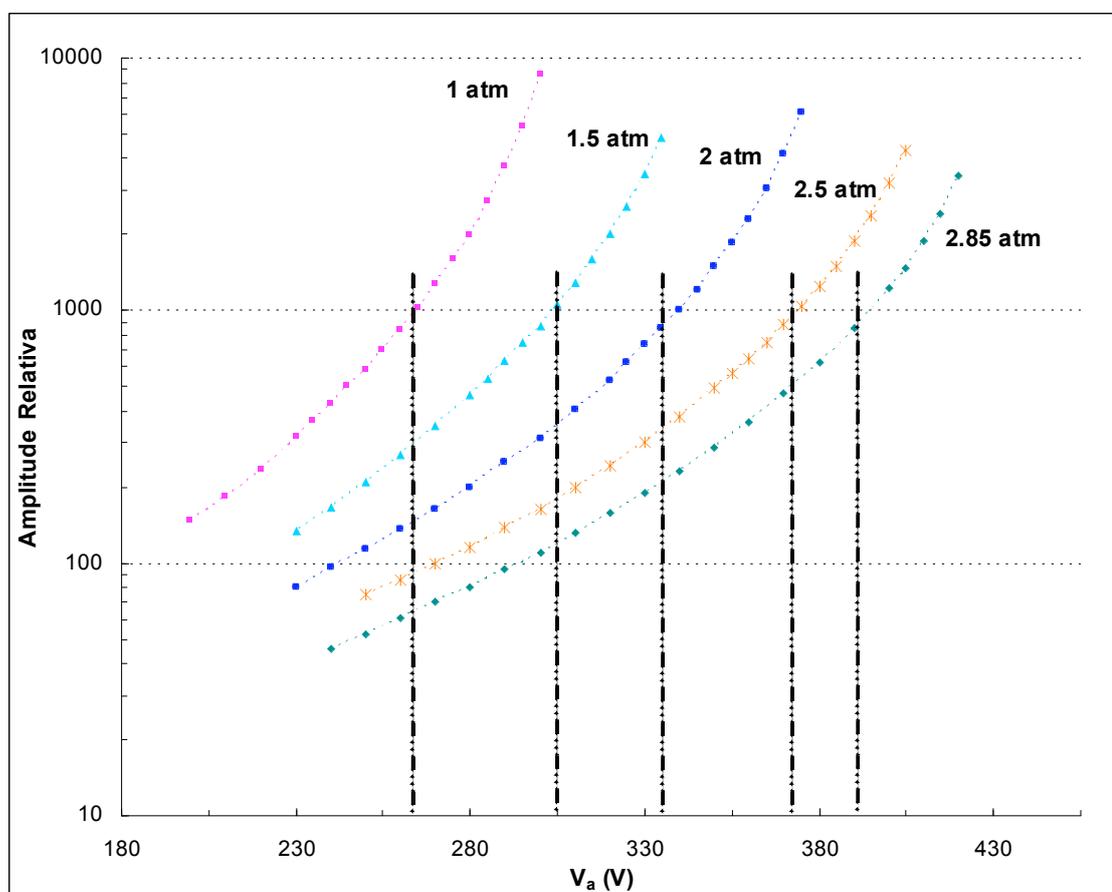


Figura 12: Variação da amplitude relativa do sinal com a tensão ânodal, usando os valores otimizados para as tensões de deriva e cintilação.

À medida que o campo eléctrico entre os eléctrodos da PMF aumenta, o número de electrões produzidos durante o processo de avalanche aumenta de tal forma que a relação sinal-ruído melhora. Assim sendo, a resolução em energia melhora significativamente.

No entanto, como já foi referido numa das secções anteriores, pode existir um fenómeno de realimentação positiva responsável pela degradação do seu desempenho. O desvio ao comportamento

exponencial que se pode verificar a partir da figura 12 revela a presença de realimentação positiva no sistema.

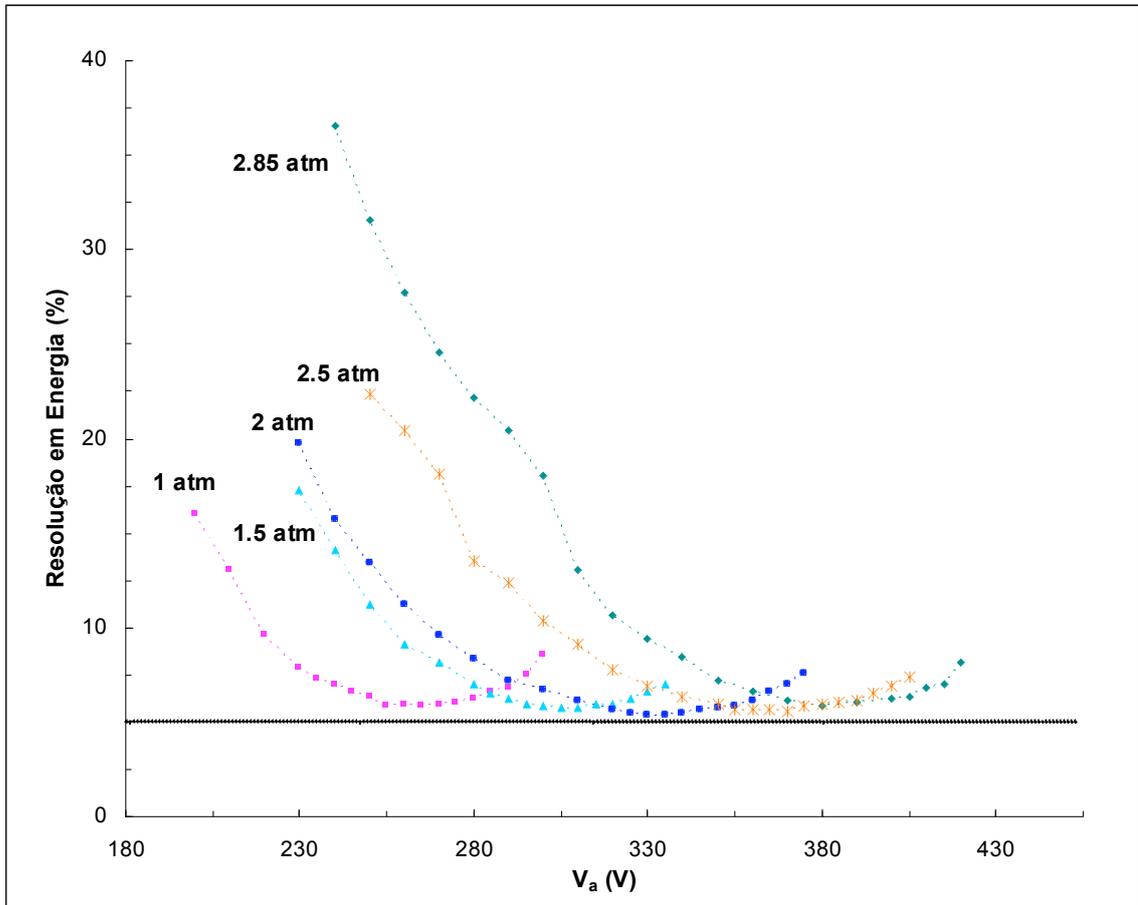


Figura 13: Variação da resolução em energia com a tensão ânoda, usando os valores otimizados para as tensões de deriva e cintilação.

Os electrões de avalanche ganham energia suficiente do campo para ionizar os átomos de gás. No entanto, também têm uma dada probabilidade de os excitar originando novos fótons UVV, aos quais o fotocátodo CsI é sensível, e que podem iniciar novas avalanches que, por sua vez, podem originar novos fótons UVV. Este processo fará com que a amplitude do sinal se desvie do comportamento exponencial, na medida em que não se trata apenas de um processo de multiplicação de carga no gás.

Sendo este um processo de avalanche em que novos fótons originam novas avalanches e estas novos fótons, à medida que o

número de fotoelectrões presentes na avalanche vai aumentando, aumenta também o número de fotões que estes podem originar, tornando-se o processo de realimentação mais relevante para campos eléctricos mais elevados. Na figura 12 nota-se um maior desvio para tensões maiores nos ânodos, assim como uma maior degradação na resolução para estas tensões se depreende da figura 13.

Embora o comportamento para cada pressão de enchimento seja semelhante, os valores de tensão a aplicar nos ânodos diferem significativamente. A tensão aplicada aos ânodos, para a qual se verifica o melhor desempenho do detector, tem um valor maior para pressões maiores, sendo necessário aplicar campos eléctricos superiores para se conseguir o mesmo ganho. No entanto, note-se que o desvio à exponencial se começa a verificar aproximadamente a partir do mesmo valor da amplitude relativa para todas as pressões. Atente-se nas linhas a traço-ponto da figura 12.

Este aumento dos valores de V_a óptimos prende-se com o facto de a distância média que os fotoelectrões percorrem, entre colisões (livre percurso médio,) durante o processo de avalanche, vá diminuindo com o aumento da pressão. Desta forma, a quantidade de energia perdida nas colisões aumenta, sendo necessário fornecer mais energia aos electrões para que estes consigam ionizar os átomos de xénon, o que se consegue aumentando o campo eléctrico entre os eléctrodos, i.e. mantendo o mesmo campo eléctrico reduzido.

O melhor valor para a resolução em energia para as diferentes pressões está limitado pelo aparecimento da realimentação positiva [36]. A amplitude máxima do sinal, à qual corresponde o melhor desempenho em resolução em energia, é independente da pressão do gás, ao contrário do que acontece em sistemas de multiplicação de carga, cuja tensão máxima aplicada, para a pressão de enchimento, é dependente apenas do limite de descarga eléctrica [34].

3.4.4 Comportamento relativo do detector para as diferentes pressões

Nesta secção comparam-se os resultados obtidos a diferentes pressões. Na figura 14 está representada a amplitude relativa dos impulsos em função de E/p para fótons de 22 keV provenientes de uma fonte de ^{109}Cd colimada e para as diferentes pressões de enchimento.

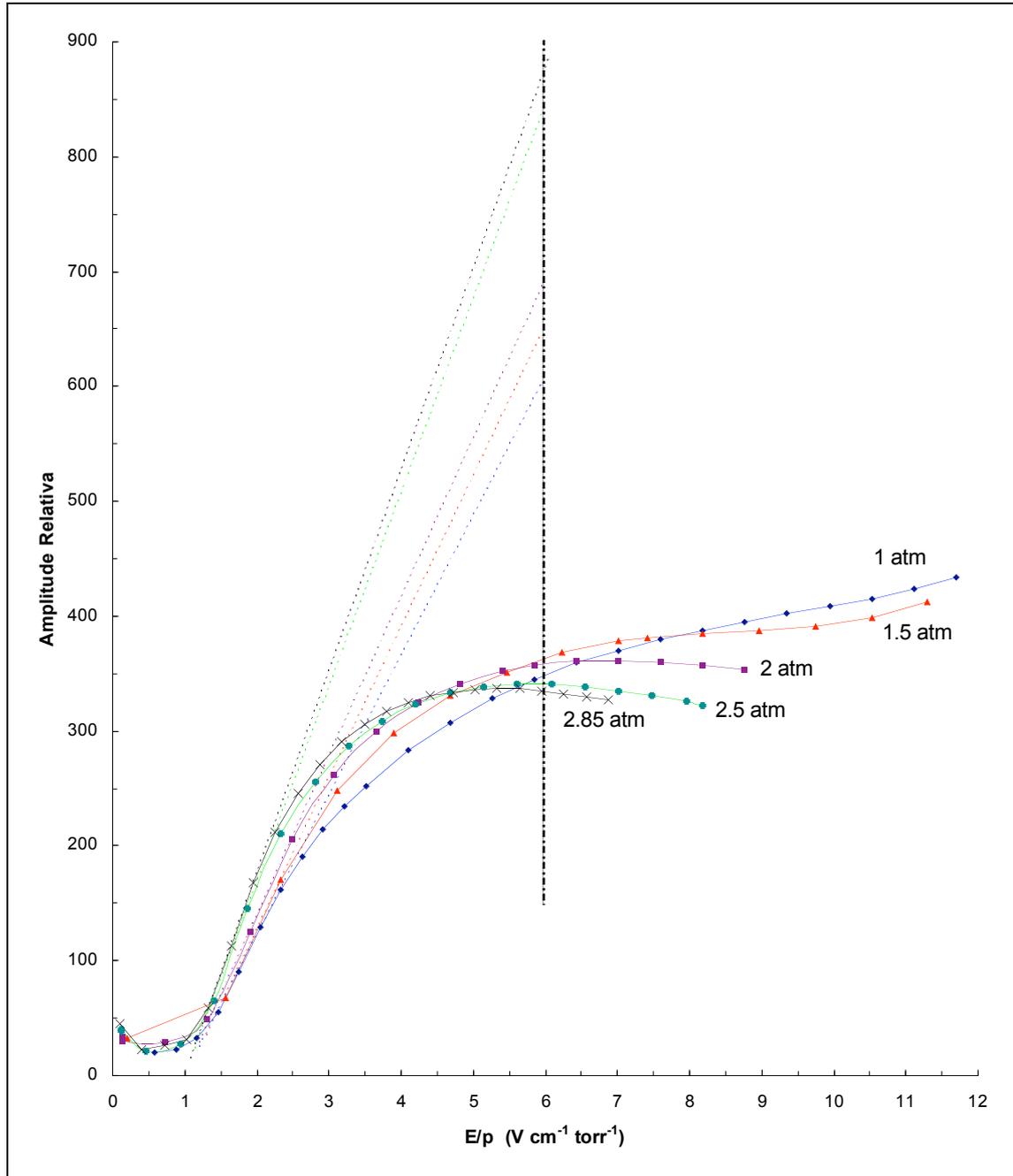


Figura 14: Variação da amplitude relativa em função do E/p para as diferentes pressões de enchimento. A amplitude relativa foi normalizada à amplitude obtida abaixo do limiar de excitação

A amplitude obtida em cada caso foi normalizada à amplitude abaixo do limiar de excitação, pois o ganho nesta região de campo eléctrico reduzido deve-se apenas à avalanche produzida pelos electrões primários nos ânodos da PMF. Desta forma, pode-se comparar directamente a quantidade de electrões recolhidos no ânodo da PMF para cada pressão.

Através da observação da figura 14 depreende-se um forte desvio à linearidade para valores de campo eléctrico reduzido entre os limiares de excitação e ionização, facto que já foi objecto de estudo [40]. As linhas a tracejado evidenciam esta situação. A linha a traço-ponto representa o limiar de ionização do gás de enchimento, o xénon.

Abaixo do limiar de excitação todo o ganho do detector é produzido na avalanche electrónica originada pela nuvem de electrões primários na região de multiplicação da microfita. A partir deste limiar, a amplitude relativa do sinal cresce de uma forma aproximadamente linear com o campo eléctrico reduzido, começando a desviar-se da linearidade antes de se atingir o limiar de ionização.

Como a figura 14 evidencia, acima do limiar de excitação a amplitude relativa tem um crescimento tanto mais acentuado quanto maior é a pressão do xénon dentro do volume do detector. Contudo, esta variação da amplitude em função da pressão não é proporcional à cintilação produzida devido ao facto de o número de fotoelectrões transmitidos para os ânodos variar com a pressão.

Para valores de E/p da ordem de $2-2,5 \text{ V.cm}^{-1}\text{torr}^{-1}$ a amplitude relativa começa a afastar-se do comportamento linear. Para pressões mais elevadas nota-se um maior desvio à linearidade: as curvas obtidas afastam-se mais das rectas de linearidade quanto maior for a pressão, para o mesmo E/p .

Este comportamento advém do facto de o campo eléctrico na região de cintilação afectar o valor do campo eléctrico à superfície dos

cátodos da microfita. Para se obter o mesmo E/p para pressões mais elevadas é necessário a presença de um campo eléctrico maior. Por outro lado quanto maior for o valor deste, maior será a sua influência no campo eléctrico à superfície dos cátodos. O decréscimo neste último tem como consequência a diminuição da probabilidade de os fotoelectrões conseguirem escapar do fotocátodo. Assim, o número de fotoelectrões que escapa dos cátodos diminui, diminuindo a amplitude do sinal recolhido e este efeito é tanto mais significativo quanto maior for a pressão de enchimento.

Desta forma, verifica-se que o aumento do número de fótons produzidos na região de cintilação, através do aumento da pressão do gás, não resulta num aumento efectivo do número de fotoelectrões recolhidos no ânodo e consequente aumento da amplitude do sinal, uma vez que a probabilidade que os fotoelectrões têm de escapar dos cátodos para os ânodos diminui.

No gráfico da figura 15 é representada a resolução em energia em função do E/p para as diferentes pressões. Este gráfico mostra o mesmo comportamento que foi referido na subsecção 3.4.2 em relação à evolução da resolução com o campo eléctrico reduzido para as diferentes pressões. Para pressões de enchimento inferiores a 2,5 atm, a melhor resolução só é atingida após a presença de fenómenos de multiplicação de carga na região de cintilação ($E/p > 6 \text{ V.cm}^{-1}\text{torr}^{-1}$) enquanto que, para pressões de enchimento superiores ou iguais a 2,5 atm, ele é atingido antes do limiar de ionização, o que significa que, acima das 2,5 atm, já não é a luz produzida que limita o desempenho do detector.

A figura 16 mostra como a amplitude do sinal varia com o aumento da pressão do xénon, nas melhores condições de polarização no que diz respeito à resolução em energia.

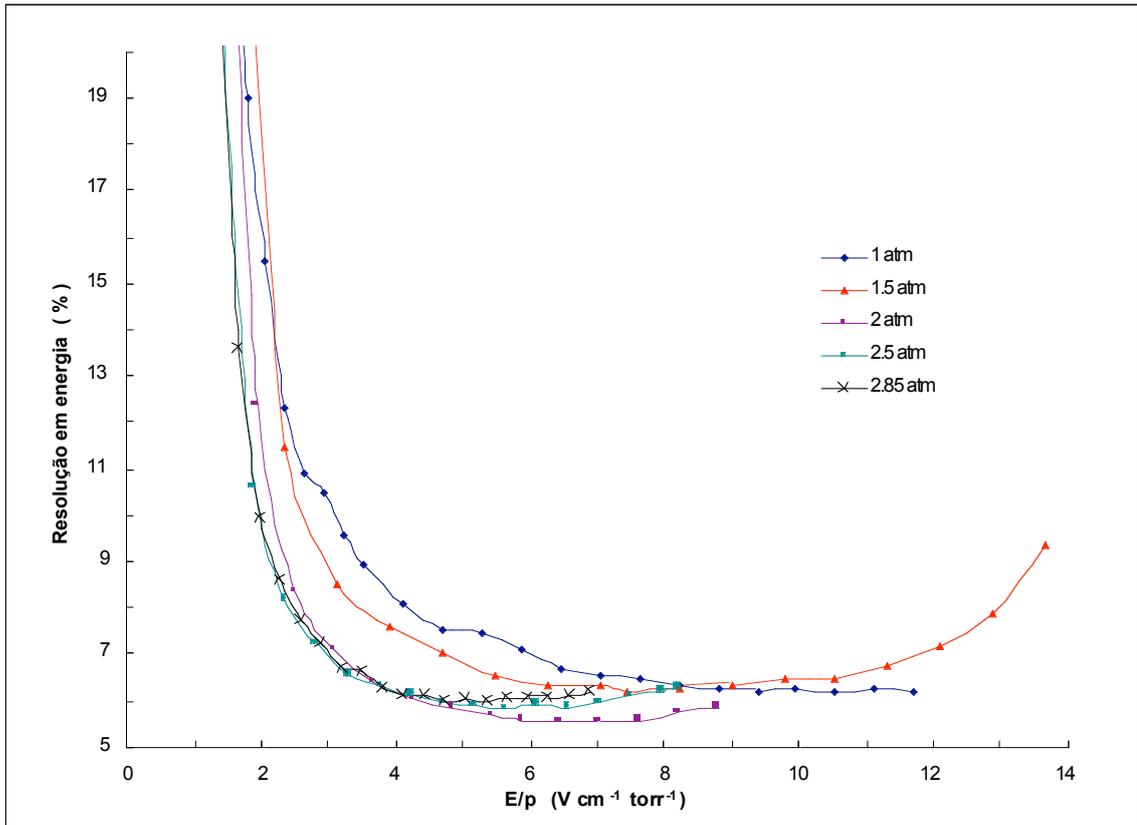


Figura 15: Resolução em energia para raios X directos e colimados de 22 keV provenientes de uma fonte ^{109}Cd em função do E/p da região de cintilação para as diferentes pressões.

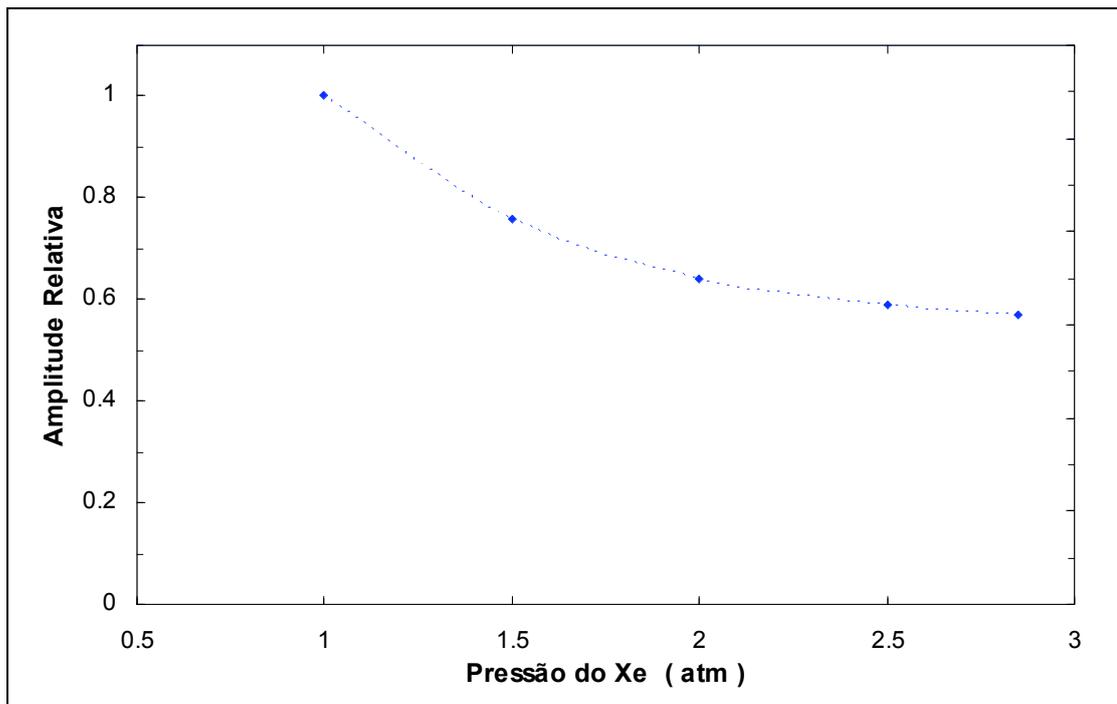


Figura 16: Amplitude relativa normalizada à obtida para 1 atm como função da pressão e medida nas condições Vd, Vc e Va que correspondem à melhor resolução em energia para os raios X de 22,1 keV directos e colimados da fonte ^{109}Cd .

Embora exista uma redução na amplitude do sinal com o aumento da pressão, esta é muito menor que noutros sistemas de multiplicação de carga [34], sofrendo apenas uma diminuição de cerca de 40% para um aumento da pressão de 2,85 vezes. Tal deve-se ao facto de o ganho ser limitado pela realimentação positiva, neste caso, ao invés de ser limitado pelo limite de descarga. A tensão óptima a aplicar aos ânodos é bastante inferior ao limite de descarga e aumenta com o aumento da pressão (ver figura 12 e 13).

3.4.5 Dependência da resolução em energia com a pressão do xénon para diferentes energias de raios X

Na figura 17 está representada a variação da melhor resolução em energia para 5,9, 22,1 e 59,6 keV, com a pressão do xénon. Os resultados foram obtidos com as condições de polarização mais favoráveis, obtidas nas secções anteriores, para as regiões de deriva e cintilação assim como para os eléctrodos. Os fotões com que se irradiou o detector são provenientes das fontes radioactivas ^{55}Fe , ^{109}Cd e ^{241}Am .

Da análise da figura 17 pode-se dizer que para os raios X de 22 keV e raios γ de 60 keV a resolução é praticamente independente da pressão de enchimento, uma vez que a variação obtida para estas energias com a pressão é muito ligeira, podendo-se dizer que está dentro dos erros experimentais. No caso dos fotões de 5,9 keV verifica-se uma pequena degradação da resolução em energia com o aumento da pressão. Isto poderá estar relacionado com o facto de para energias desta ordem os fotões serem absorvidos muito próximos da janela, tanto mais quanto maior for a pressão de enchimento. Assim, tal como já foi mencionado atrás, poderão existir perdas de electrões da nuvem primária por difusão para a janela, resultando uma degradação no desempenho em energia do sistema, devido ao aparecimento de uma cauda na região das baixas energias.

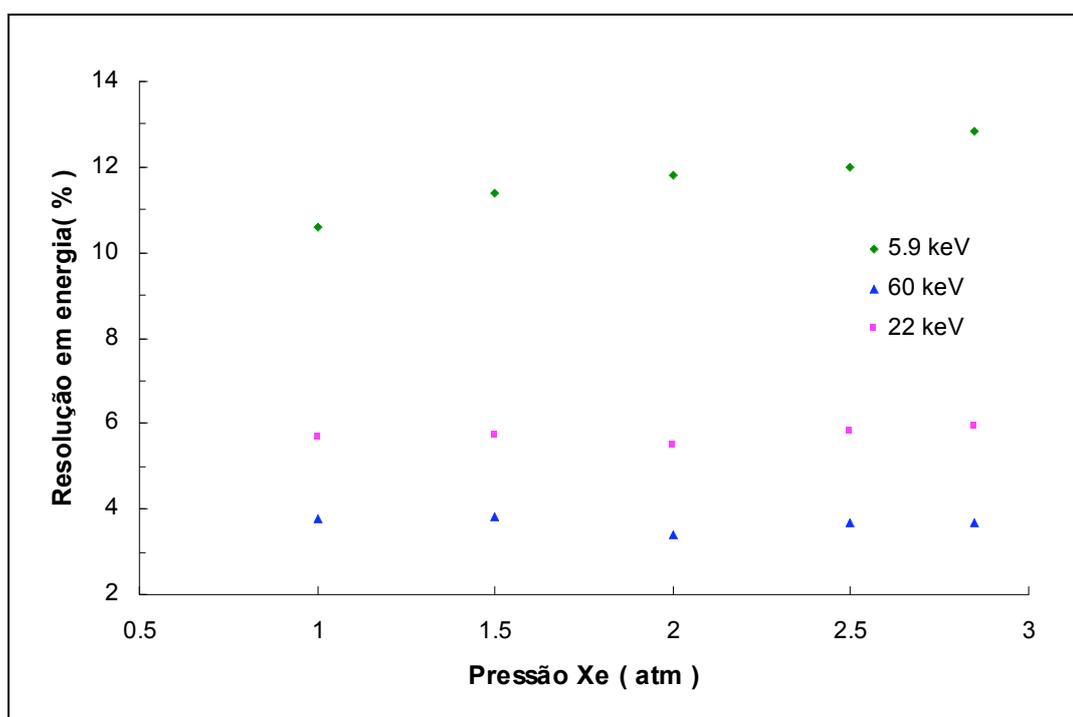


Figura 17: Variação da melhor resolução em energia do detector para raios X de 5.9, 22 e 60 keV com a pressão do xénon.

Na figura 18 são apresentados dois espectros obtidos por irradiação directa e colimada do detector com uma fonte de ^{241}Am . Os espectros apresentados foram obtidos nas melhores condições de polarização para ambas pressões do xénon.

Embora a resolução em energia não sofra alterações significativas com o aumento da pressão do gás, tal como indica a figura 17, a análise da figura 18 mostra que a eficiência de detecção para altas energias aumenta significativamente com o aumento da pressão de 1 para 2,85 atm, resultando numa melhor relação entre a intensidade do pico e a intensidade do fundo e uma menor intensidade dos picos de escape. Por outro lado o fundo na região das baixas energias diminui. Esta é uma vantagem importante de uma maior pressurização do detector, na medida em que a eficiência de detecção aumenta significativamente sem que o desempenho em resolução em energia se degrade.

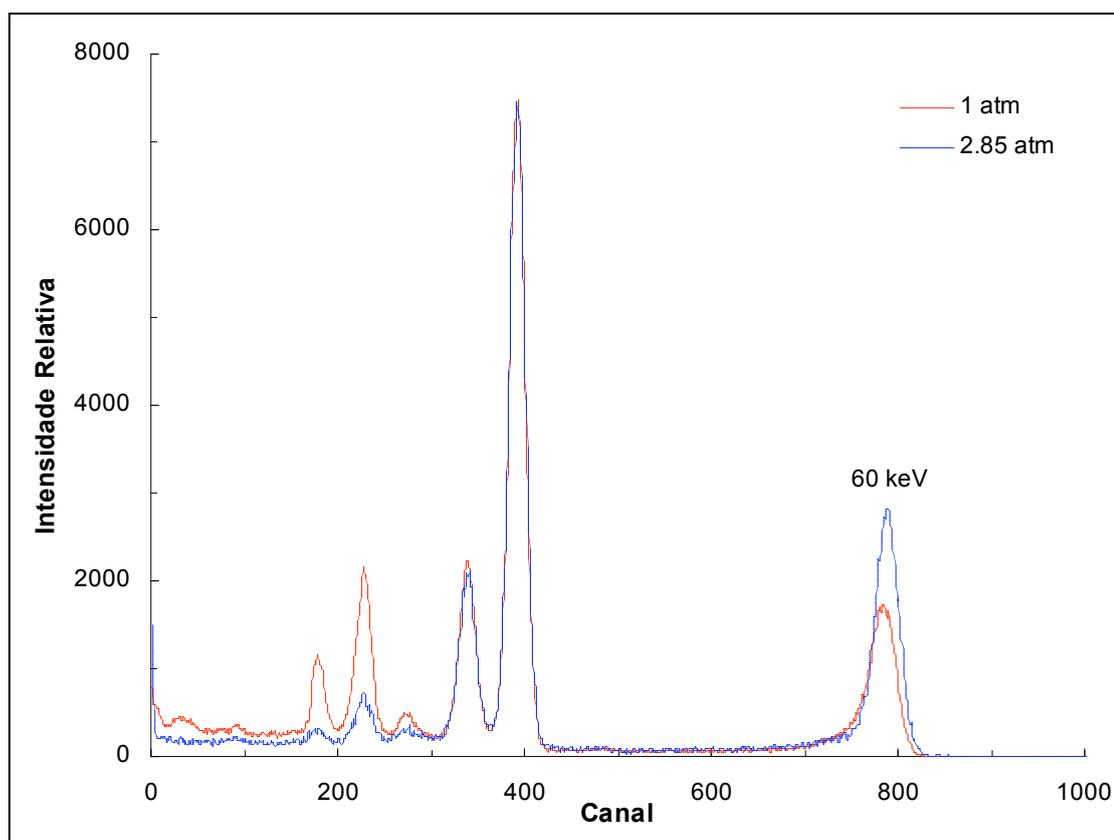


Figura 18: Espectros obtidos para raios γ directos e colimados de uma fonte ^{241}Am .

Nas figuras 19, 20, 21 e 22 estão representados vários espectros obtidos com o detector estudado nesta secção, para diferentes energias e para diferentes pressões de enchimento. Para irradiar a janela do detector foram utilizadas as fontes radioactivas ^{55}Fe , ^{109}Cd e ^{241}Am colimadas.

As figuras seguintes mostram o desempenho promissor do detector CGCP/CGMF de alta pressão através do baixo nível do fundo e de uma boa resolução em energia. Note-se a possibilidade de detectar fótons de 88 keV com uma resolução razoável.

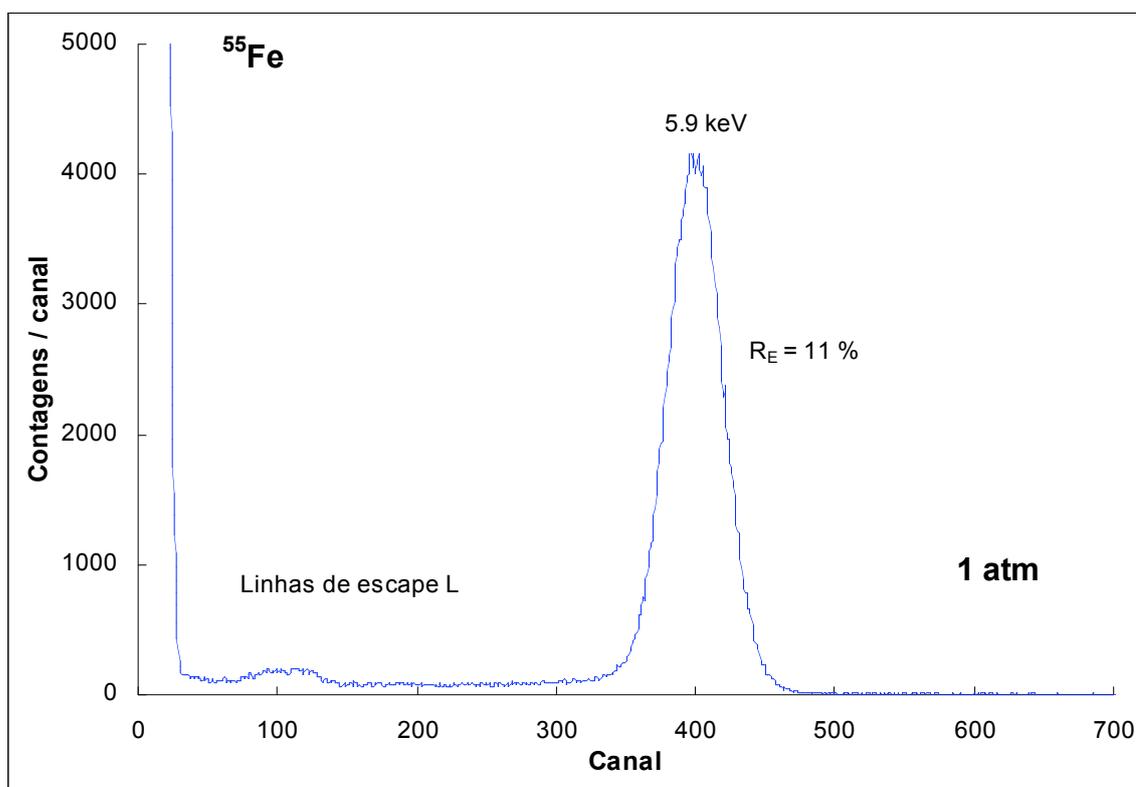


Figura 19: Espectro de raios X da fonte ^{55}Fe para 1 atm de xénon.

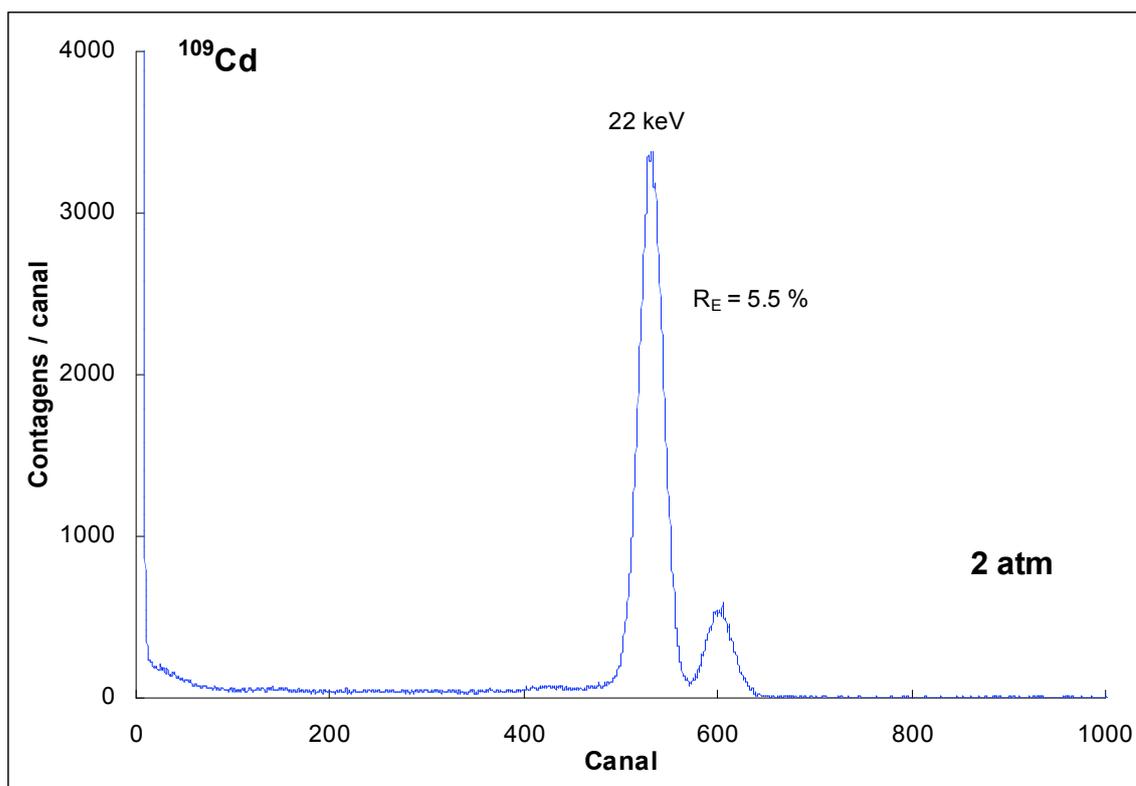


Figura 20: Espectro de raios X da fonte ^{109}Cd para 2 atm de xénon.

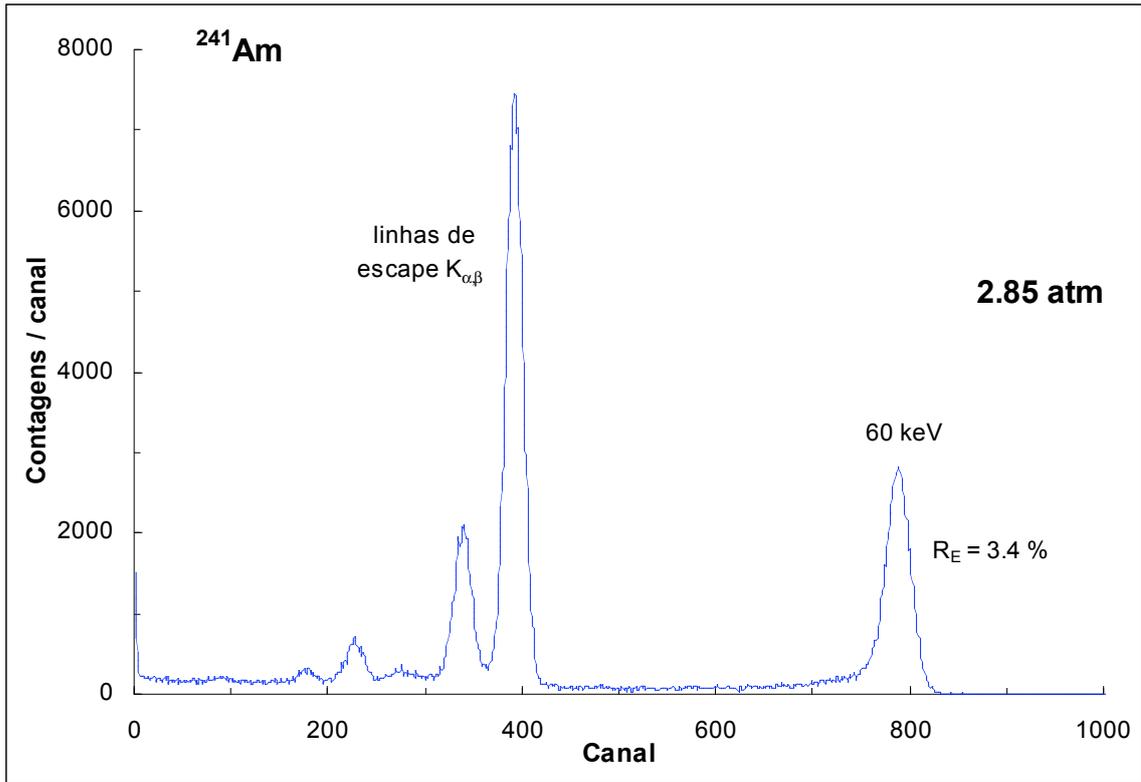


Figura 21: Espectro de raios X da fonte ^{241}Am para 2.85 atm de xénon.

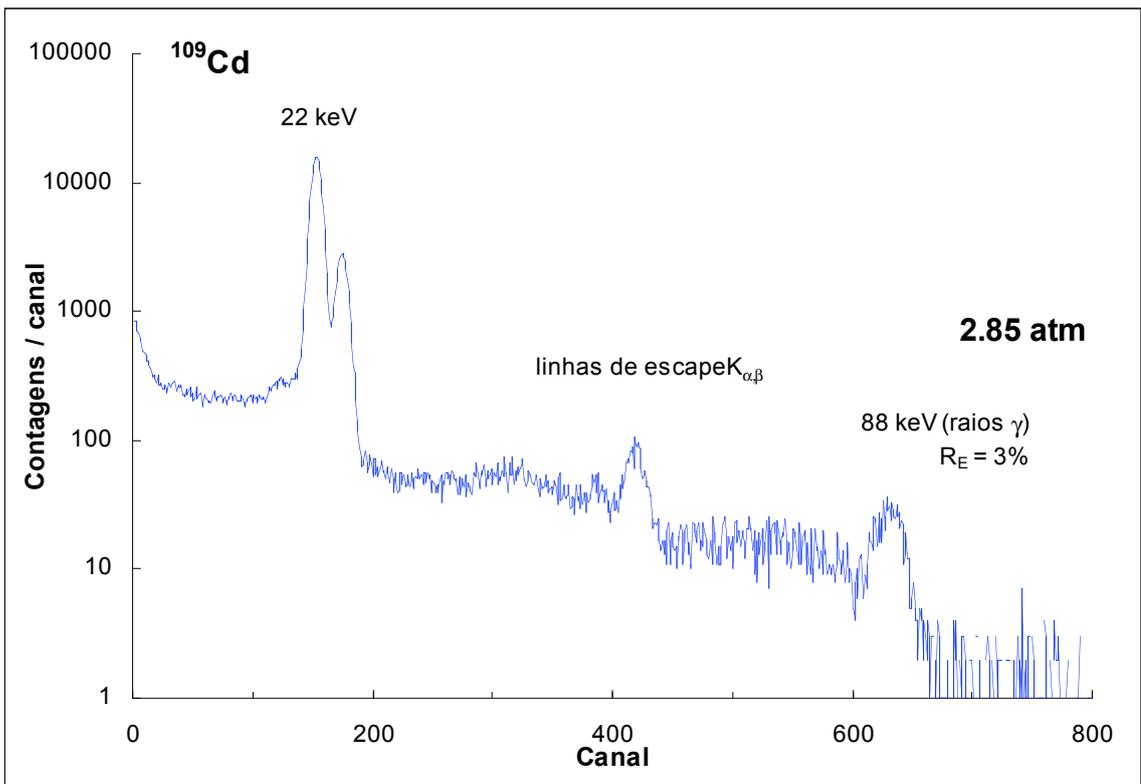


Figura 22: Espectro de raios X da fonte ^{109}Cd para 2.85 atm de xénon.

3.5 Conclusões

O detector híbrido CGCP/CGMF é um detector gasoso que possui um bom desempenho na detecção de raios-X, a operar à temperatura ambiente. A pressurização do gás de enchimento acima de 1 atm provou permitir a utilização deste detector para raios X de alta energia e raios γ até aproximadamente 100 keV, sem se verificar uma degradação significativa no seu desempenho.

Embora o ganho total decresça cerca de 40% quando a pressão é aumentada de 1 atm para 2,85 atm, esta redução é muito menor que em detectores cujo ganho se baseia apenas em avalanches de electrões. Para além do que, mesmo com a diminuição do ganho, não se verifica um aumento da resolução em energia e conseqüente degradação do desempenho do detector.

As resoluções em energia conseguidas com este sistema, de 11% (1 atm), 5,5% (2 atm), 3,4% (2,85 atm) e 3% (2,85 atm), para energias de 5,9 keV, 22,1 keV, 59,6 keV e 88 keV, respectivamente, por radiação directa e colimada com fontes de ^{55}Fe , ^{109}Cd e ^{241}Am , revelam um desempenho apreciável deste sistema híbrido. Estes valores estão ao nível dos resultados conseguidos com outras montagens, por exemplo com um CGCP de 7 cm de deriva com um enchimento de 900 torr de xénon e acoplado a um fotomultiplicador, obtiveram-se as resoluções em energia de 9,3%, 4,3% , 4,3 % e 4,5% para 5,9 , 22,1 , 59,6 e 88 keV, respectivamente [43].

As tensões óptimas de polarização dos ânodos situam-se em valores muito abaixo dos limites de descarga entre os eléctrodos da PMF, devido à limitação por realimentação positiva. No entanto, este facto acaba por constituir uma vantagem no que diz respeito à estabilidade e envelhecimento da PMF uma vez que, para tensões mais baixas, a existência de micro-descargas que deterioram a integridade dos eléctrodos da PMF é muito mais diminuta, reduzindo a

probabilidade de uma descarga maior que destruiria os eléctrodos e poderia inutilizar a PMF. Assim, a operação da PMF torna-se mais estável com uma utilização mais prolongada no tempo.

A pressurização do sistema acima de 1 atm mostrou um aumento da eficiência de detecção e a redução do fundo sem comprometer o desempenho. Este facto constitui uma grande vantagem na detecção de raios X de alta energia e raios γ , uma vez que estes não são facilmente absorvidos em sistemas gasosos, devido aos longos percursos livres médios de absorção nos gases pressurizados a 1 atm.

Em trabalhos futuros pretende-se estender este estudo a pressões de enchimento até 6 atm, numa primeira fase e, se possível, até 10 atm. Embora, em primeira análise, a necessidade de aplicar campos mais elevados possa constituir uma grande dificuldade, espera-se que se atinjam valores de elevada quantidade de cintilação para E/p mais baixos.

A degradação da eficiência de recolha de fotoelectrões provocada pela distorção do campo eléctrico na região dos eléctrodos, pelos elevados campos da região de cintilação, limita o ganho e impede o melhoramento da resolução em energia do sistema. O desacoplamento entre o campo eléctrico da região de cintilação e o campo eléctrico entre os eléctrodos da PMF permitiria melhorar as condições de recolha dos fotoelectrões nos ânodos. Este desacoplamento será também uma prioridade em trabalho futuro, assim como o estudo para pressões acima das 2,85 atm.

O trabalho desenvolvido e apresentado nesta secção deu origem a uma publicação na revista *IEEE Transactions on Nuclear Science* [41].

IV

Operação do detector CGCP/FAGA a alta pressão

4.1 Motivação

O fotodíodo de avalanche de grande área (FAGA) apresenta-se como uma outra alternativa ao fotomultiplicador no seu papel tradicional de fotossensor dos CGCP. Recentemente foi demonstrado que os FAGA sensíveis aos UVV podem substituir os fotomultiplicadores em CGCP, tanto com enchimento a argon como a xénon, inclusive com algumas vantagens [27,42].

Uma das principais vantagens do FAGA em relação aos fotomultiplicadores é sua elevada eficiência quântica. Tipicamente, um fóton de 173 nm de comprimento de onda produz, em média, 1,05 pares electrão-lacuna no FAGA, face aos cerca de 0,15-0,25 conseguidos com um fotomultiplicador [27]. Para além disto, o facto de o FAGA operar directamente dentro do volume gasoso, sem necessidade de qualquer janela de cintilação constitui igualmente uma vantagem importante, sobretudo em aplicações a alta pressão.

No que diz respeito ao desempenho de um CGCP acoplado a um FAGA, conseguem-se resoluções em energia equiparadas e até melhores que as obtidas com um sistema com fotomultiplicador, com uma área de detecção dez vezes superior.

Além do referido, um CGCP equipado com um FAGA ganha também em portatibilidade, robustez, consumo de energia e insensibilidade a campos magnéticos.

Todos estes atributos fazem do FAGA um excelente candidato a fotossensor de um CGCP para espectroscopia de raios X de alta energia,

quando a necessidade de operar a pressões superiores à atmosférica é determinante.

Nesta secção estuda-se o desempenho de um CGCP acoplado a um FAGA para pressões de enchimento de 2 a 6 atm, no que diz respeito à resolução em energia, ganho de cintilação e ganho do fotossensor. O estudo é efectuado para uma gama de energias que vai até aos 60 keV.

4.2 Descrição e funcionamento do CGCP/FAGA

Um CGCP acoplado a um FAGA tem exactamente o mesmo princípio de funcionamento que um CGCP com fotomultiplicador, apresentando as mesmas regiões de deriva e cintilação características destes sistemas, mas um fotossensor diferente. A região de cintilação, numa montagem CGCP/FAGA, é geralmente limitada por uma grelha ligada à terra (0V), colocada imediatamente antes do FAGA, a uma distância mínima que permita otimizar o ângulo sólido subtendido pelo fotossensor.

4.2.1 Fotodíodos de estado sólido para UVV

Os fotodíodos são detectores de estado sólido que podem ser utilizados, tanto como detectores de luz visível, como de raios X. São construídos a partir de materiais semicondutores, em grande maioria o silício.

Um fotodíodo, em princípio, não é mais do que um diodo fotossensível (ver figura 23). Trata-se, fundamentalmente, de um cristal semicondutor com duas regiões distintas. Uma denominada *tipo p*, ou p^+ se a sua concentração for maior que o habitual, dopada com impurezas receptoras de electrões. 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.

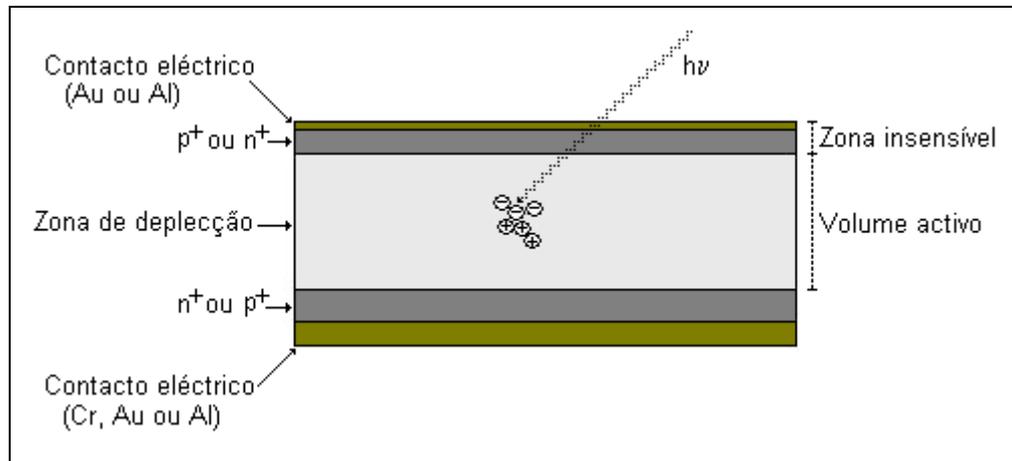


Figura 23: Esquema de um detector de estado sólido típico com geometria epitaxial

Na junção $p-n$ de um díodo estabelece-se uma região com uma concentração muito baixa de cargas livres. A qual se designa por zona de depleção. Esta região aumenta com a tensão inversa aplicada aos terminais do díodo, estendendo-se para as zonas p e n , podendo mesmo ocupar a quase totalidade do volume do díodo.

É na zona de depleção que a radiação ionizante absorvida produz uma carga eléctrica detectável, devido ao elevado campo eléctrico aqui presente, o qual faz com que os pares electrão-lacuna produzidos pelos fótons incidentes tenham uma probabilidade mínima de recombinação.

A absorção da radiação incidente neste tipo de detectores ocorre preferencialmente por efeito fotoeléctrico, dando origem a um número de pares electrão-lacuna proporcional à energia do fóton incidente. Nos detectores de silício a energia média necessária para a produção de um par electrão-lacuna é aproximadamente 3,6 eV [44], permitindo a detecção de uma gama de energias até à região dos infravermelhos [45].

Na detecção de radiação UVV a camada inerte à entrada do fotodiodo constitui um problema, na medida em que para fotões desta região do espectro o comprimento médio de absorção é cerca de 60 nm [46, 47]. A espessura desta camada, formada pela região p^+ ou n^+ e por uma camada condutora muito fina constituída por materiais ainda mais absorventes como o ouro, tornam a eficiência de detecção da radiação UVV muito baixa, sem interesse prático.

A IRD (International Radiation Detectors, Torrance, CA 90505, EUA) desenvolveu uma nova geometria na qual a camada inerte foi eliminada e substituída por uma camada de entrada transparente aos UVV, com uma espessura entre 40 e 80 nm de quartzo (SiO_2) com implantação de azoto. Deste modo conseguiu-se reduzir a espessura da região p^+ , a qual passou a fazer parte da zona activa, permitindo obter elevadas eficiências quânticas, da ordem dos 115% para 173 nm [48].

A eficiência quântica intrínseca do silício é ainda maior, chegando aos 210% para 170 nm [48], 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, criando uma fina camada de Si_3N_4 , com absorção inferior a 1%, diminui a reflectividade. Esta técnica usada pela IRD permitiu melhorar o desempenho dos seus fotodiodos na zona dos UVV. Mais recentemente a Advanced Photonix Inc. (API [49]) desenvolveu fotodiodos de avalanche com desempenho semelhante.

4.2.2 Fotodiodos de avalanche

O fotodiodo de avalanche não é mais do que um fotodiodo que na sua zona de depleção tem um campo eléctrico suficientemente elevado para que os fotoelectrões, gerados por efeito fotoeléctrico, possam ganhar energia suficiente entre colisões para induzir, por impacto,

novas ionizações criando-se, desta forma, uma avalanche de electrões (figura 24).

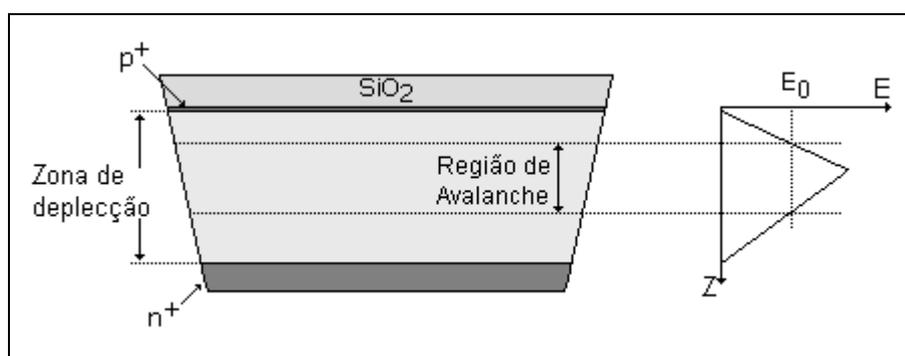


Figura 24: Esquema de um fotodiodo de avalanche e do perfil típico do campo eléctrico no seu interior.

O ganho obtido na região de avalanche varia de uma forma supra exponencial com a tensão inversa aplicada ao fotodiodo. Quando esta tensão excede um determinado limiar, o fotodiodo entra num regime de descarga que conduz à sua destruição.

No caso dos FAGA, trata-se de um fotodiodo de avalanche cuja área activa é maior do que a habitualmente presente noutros detectores de estado sólido. Esta é cerca de 200 mm², ao que corresponde um diâmetro de 16mm [49].

Os FAGA normalmente comercializados pelo fabricante API [49] possuem uma atmosfera gasosa de azoto seco à pressão de 1 bar no interior do seu encapsulamento a proteger os contactos eléctricos do fotodiodo. Desta forma, a sua utilização fica limitada a ambientes gasosos cuja pressão não ultrapasse as 2 atm, de forma a garantir a integridade do fotodiodo, 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.

Em colaboração com o fabricante, obtiveram-se dois fotodiodos especiais, a título gracioso. Estes diferem dos FAGA convencionais por possuírem orifícios a atravessar o seu encapsulamento, permitindo que

a atmosfera exterior esteja em contacto directo com os dois lados do fotodiodo, sem qualquer diferencial de pressão entre o exterior e o interior do encapsulamento. Contudo, devido à inexistência da atmosfera de azoto seco, a ausência de possíveis descargas entre os contactos eléctricos e o gás de enchimento não fica garantida, uma vez que os gases raros não são inibidores de avalanche.

4.3 Montagem experimental

4.3.1 Sistema de detecção

O CGCP/FAGA utilizado neste estudo encontra-se esquematizado na figura 24. O corpo do detector foi fabricado em aço inoxidável, sendo o isolamento eléctrico da janela conseguido através da inserção de uma peça fabricada em material cerâmico *Macor*[®]. Esta peça é fixada ao corpo do detector com cola isoladora de baixa desgasificação TRA-BOND BB-2116. A janela é constituída por um filme em *Kapton*[®], com 50 µm de espessura, aluminizado na superfície em contacto com o gás. Este filme é colado a um eléctrodo de suporte usando-se cola conductora TRA-DUCT BA-2902, também de baixa desgasificação.

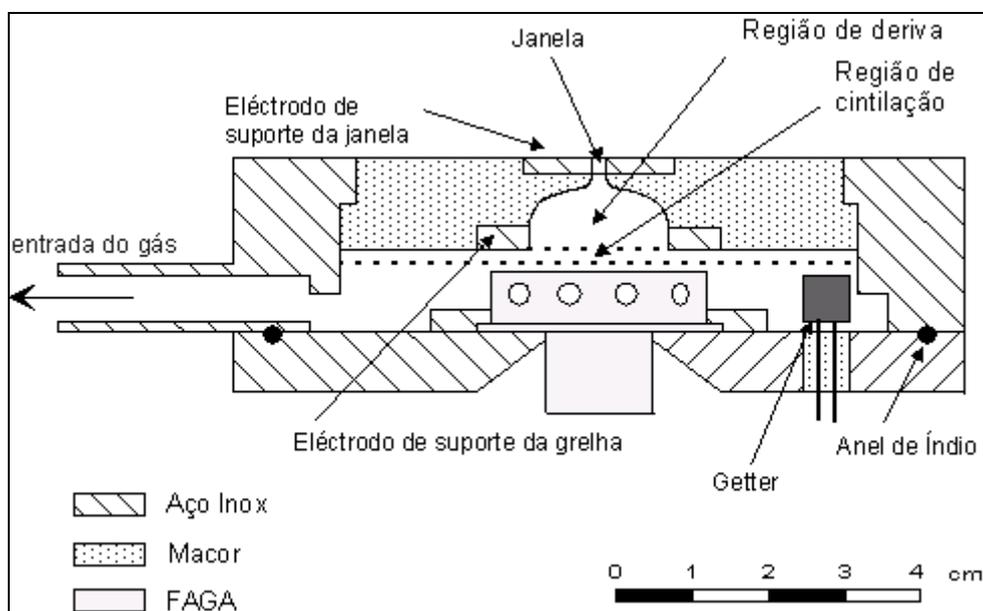


Figura 24: Esquema do CGCP/FAGA

A região de cintilação é delimitada por duas grelhas em aço inoxidável, com fios de 80 μm de diâmetro e espaçados de 0,9 mm. O fotodíodo é acoplado ao detector na parte inferior do mesmo e muito próximo da grelha inferior, de forma a maximizar o ângulo sólido subtendido por ele. O detector é selado por compressão de um anel de índio, colocado entre as duas partes principais que compõem o detector (ver figura 24) e fixado através de parafusos M4. O FAGA é igualmente posicionado na parte inferior do detector e fixado à mesma por compressão de um anel de índio (não representado na figura) através de um anel de aço (ver figura 24) fixo à parte inferior por parafusos M3.

A janela em *Kapton*[®] tem apenas 2 mm de diâmetro, de forma a minimizar a força exercida sobre a sua superfície, uma vez que se pretendeu desenhar um detector operável a 10 atm sem comprometer a sua integridade. As zonas de deriva e cintilação apresentam dimensões reduzidas para evitar o uso de tensões de polarização muito elevadas a pressões de enchimento da ordem das 10 atm. O aumento da pressão conduz a um aumento da tensão de polarização, para que o campo eléctrico reduzido seja mantido nos elevados valores de interesse. A região de deriva tem 1 cm de profundidade, sendo 1,5 mm a separação entre as grelhas que delimitam a região de cintilação.

A janela é colocada a um potencial negativo elevado, aplicando-se na grelha superior um potencial negativo inferior, em módulo, ao da janela, criando-se assim um campo eléctrico de deriva. O contacto eléctrico entre a grelha superior e o exterior é efectuado através de um *feedthrough* metálico inserido na peça em *Macor*[®] (não representado na figura 24) à qual está colado com cola isoladora (TRA-BOND BB-2116). Todo o corpo do detector, a grelha inferior e o encapsulamento do fotodíodo estão ligados à terra (0V), garantindo-se a mesma referência eléctrica para todo o sistema.

O FAGA utilizado foi cedido pela Advanced Photonix inc. [49]. Este possui uma área activa com um diâmetro de 16 mm. No seu encapsulamento existem vários orifícios de 3 mm de diâmetro que asseguram a ausência de um diferencial de pressão entre o interior do FAGA e o exterior.

Na polarização do FAGA não se ultrapassou os +1650 V para prevenir eventuais descargas que poderiam destruir o díodo. Embora, para esta tensão de polarização o ganho do FAGA seja relativamente baixo, aproximadamente 25 (pode chegar aos 250-300 para 1900V), já se consegue um bom desempenho devido à elevada amplificação na região de cintilação e à elevada eficiência quântica do fotossensor [27,25].

Os impulsos eléctricos gerados no FAGA alimentam um pré-amplificador de carga, *Canberra 2006*, de baixo ruído, cuja sensibilidade foi seleccionada para 235mV/10⁶ iões. Este constitui um primeiro estágio de amplificação. Os impulsos são em seguida encaminhados para um amplificador linear, *Tennelec TC 243*, onde são formatados usando-se constantes temporais de 1 µs. Os sinais entram em seguida num analisador multicanal, *PCA NUCLEUOS*, de 1024 canais ligado a um computador através do qual se manipulam os espectros obtidos para posterior análise.

Para análise da amplitude do sinal e da resolução em energia, às distribuições de amplitudes recolhidas são ajustadas curvas gaussianas sobrepostas a um fundo linear e são calculados o seu centróide e a sua largura a meia altura.

A janela foi polarizada por intermédio de uma fonte de alta tensão, *Fug HCN 14 12500*. Para polarizar a grelha superior que separa a região de deriva da região de cintilação utilizou-se uma fonte de alta tensão, *NHQ 206L 2x6kV/1mA*, sendo o fotodíodo polarizado através de uma segunda saída da mesma fonte, mas com polaridade positiva.

4.3.2 Admissão do gás no detector

A figura 25 esquematiza o sistema de admissão de gás no detector. Na presente situação tentou-se minimizar o quantidade de gás gasta para o enchimento, assim como simplificar o método de admissão de gás no sistema, tornando-o mais portátil. Isto foi conseguido ligando-se directamente a garrafa de xénon ao detector, através de um mano-reductor e de um conjunto de torneiras de segurança (ver figura 25). A ausência de um sistema de purificação para o enchimento poderia comprometer a pureza do gás. No entanto, dado o volume a purificar ser pequeno e o xénon usado apresentar uma contaminação total não superior a 40 ppm, o sistema de purificação do detector, descrito na próxima secção, é bastante eficiente, para as presentes necessidades.

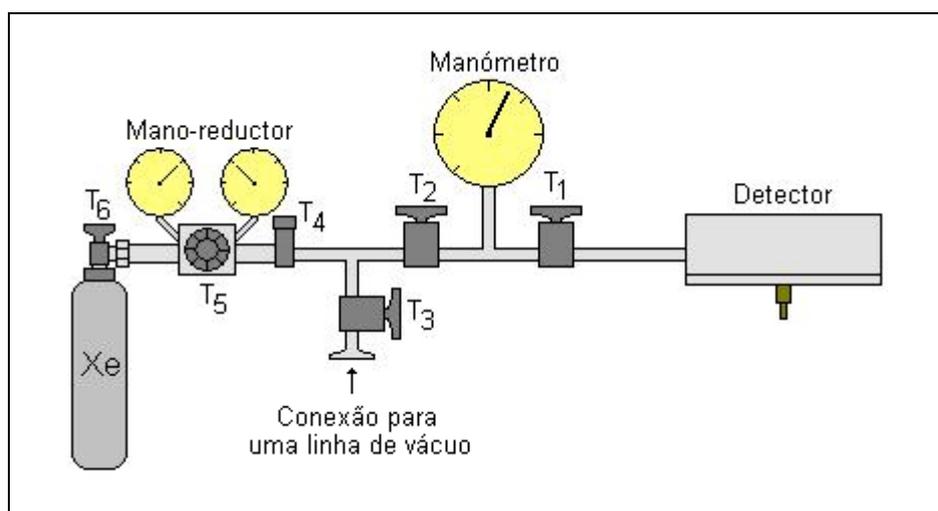


Figura 25: Sistema de admissão de gás no deetctor CGCP/FAGA

O mano-reductor garante o controlo da entrada do xénon no sistema através das torneiras T5 e T4. A torneira T3 estabelece a ligação entre o sistema e a linha de vácuo. O manómetro serve para a

monitorização da pressão no interior do detector ao longo do tempo. O manómetro usado fornece uma medida relativa da pressão no interior em relação à atmosférica, de modo que podem verificar-se pequenas oscilações, desprezáveis, nas suas medidas, ao longo do tempo. O manómetro mede pressões num intervalo de -1 a +5 bar e possui uma sensibilidade de 50 mbar.

A torneira T2 isola o conjunto detector+manómetro do restante sistema. A torneira T1, por seu lado, isola o manómetro do detector, sendo muito importante na detecção de eventuais fugas, pois permite discriminar a fuga no detector ou no bloco de ligações do manómetro.

Para se proceder ao enchimento do sistema, este foi ligado a uma linha de vácuo composta por uma bomba difusora e uma bomba rotativa, atingindo-se em todas as secções à esquerda da torneira T4, uma pressão da ordem dos 4×10^{-7} mbar. As paredes da tubagem foram aquecidas com um canhão de calor, de forma a que moléculas de água que eventualmente estivessem adsorvidas nas paredes, que posteriormente poderiam contaminar o xénon, pudessem ser libertadas.

Após o procedimento anterior fechou-se a torneira T2 e fez-se o vácuo possível, que foi da ordem dos 1×10^{-3} mbar, até à entrada da garrafa de xénon. Esta parte do sistema não está preparada para alto vácuo. Note-se, no entanto, que 1×10^{-3} mbar corresponde a uma contaminação de 1 ppm, à pressão atmosférica (1 bar), sendo este já um valor inferior à contaminação do xénon utilizado (~40ppm). Libertou-se xénon no sistema, abrindo e fechando a torneira T6 repetidamente, com o objectivo de arrastar moléculas que pudessem encontrar-se adsorvidas nas paredes desta parte do sistema.

Finalmente procedeu-se ao enchimento do detector, isolando-se previamente o sistema da linha de vácuo. O detector ficou assim cheio com xénon à pressão desejada, indicada pelo manómetro, sendo isolando de seguida através da torneira T2. A pressão pode ser, sempre

que necessário, facilmente ajustada sem que o sistema tenha de ser ligado à linha de vácuo.

Antes do enchimento do detector, a *getter* foi previamente activada. Foi igualmente realizado um teste de fugas em vácuo, assim como um teste de fugas a 6 atm, com a ajuda de um espectrómetro de massa. O sistema não registou qualquer fuga em vácuo (escala 10^{-7} mbar); no entanto, a 6 atm, o detector registava uma perda de cerca de 0,1 bar/hora. Este valor tornava-se menor para pressões mais baixas sendo, a 3 atm, cerca de 10 vezes menor. Este facto não se revelou muito importante devido à facilidade em rectificar a pressão sempre que esta variava mais de 0,1 bar.

4.3.3 Sistema de purificação do xénon

Ao contrário da montagem anterior na qual foi utilizado um sistema de circulação do gás, colocando-se um conjunto de *getters* numa parte da tubagem desse sistema, aquecidas exteriormente através de uma manga de aquecimento, nesta montagem foi utilizado apenas um elemento colocado directamente no volume interior do detector, ver figura 24.

O elemento utilizado corresponde a uma *getter*® SAES St 172 [38] e encontra-se esquematizado na figura 26. Trata-se de um modelo de reduzidas dimensões, com uma forma toroidal (cerca de 0,8 mm de diâmetro externo e 0,8 mm de altura) de maneira a maximizar a área activa. Neste modelo, o aquecimento faz-se por efeito joule num filamento que atravessa todo o elemento e ao qual deverá ser aplicada uma corrente. O elemento possui, assim, para além do toro adsorvente, dois contactos metálicos para ligação a uma fonte de corrente, ver figura 26. Foi utilizada, para o efeito, uma fonte *Topward* 6303D.

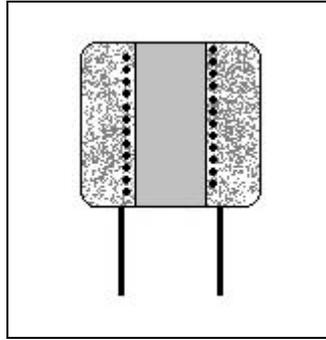


Figura 26: Esquema em corte de uma *getter* SAES St 172 [38]

À semelhança do modelo SAES St 707, também este é revestido por uma película protectora que necessita de ser removida por aquecimento da *getter*® num processo de activação.

Com a torneira T4 fechada, fez-se vácuo no detector até se atingir cerca de 3×10^{-7} mbar. Fez-se passar uma corrente de cerca de 0,8 A pela *getter*®, à qual corresponde uma temperatura de cerca de 200°C. Subiu-se lentamente a corrente, de forma a que a pressão não ultrapassasse os 1×10^{-3} mbar (à medida que a temperatura vai aumentando vão-se libertando impurezas) até se atingir uma corrente de 1,8 A ao que corresponde, aproximadamente 425°C. Deixou-se o sistema a esta temperatura durante cerca de 20 minutos, de forma a activar correctamente a *getter*®, descendo-se posteriormente a corrente para 1,3 A de modo a garantir uma boa eficiência de purificação.

Após a utilização prolongada das *getters*® estas ficam saturadas, diminuindo a sua eficiência. Dever-se-á proceder a nova reactivação, como descrito atrás, para que as impurezas por elas adsorvidas se libertem e sejam eliminadas pelo sistema de vácuo ou, então, sejam absorvidas para o seu interior, deixando a superfície livre para estabelecer novas ligações com outras impurezas.

4.4 Resultados experimentais e análise

4.4.1 Estudo do desempenho com o E/p aplicado à região de deriva de deriva

Para este estudo aplicou-se uma diferença de potencial à região de cintilação de maneira que o campo eléctrico reduzido fosse aproximadamente $4,5 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$. O estudo foi realizado com uma fonte de ^{109}Cd bem colimada, irradiando-se apenas a janela do detector.

Na figura 26 encontra-se representada, para as diferentes pressões de enchimento e para os raios X de 22,1 keV, a variação da amplitude relativa do sinal em função do E/p na região de deriva, à qual se realizou um ajuste linear (tracejado).

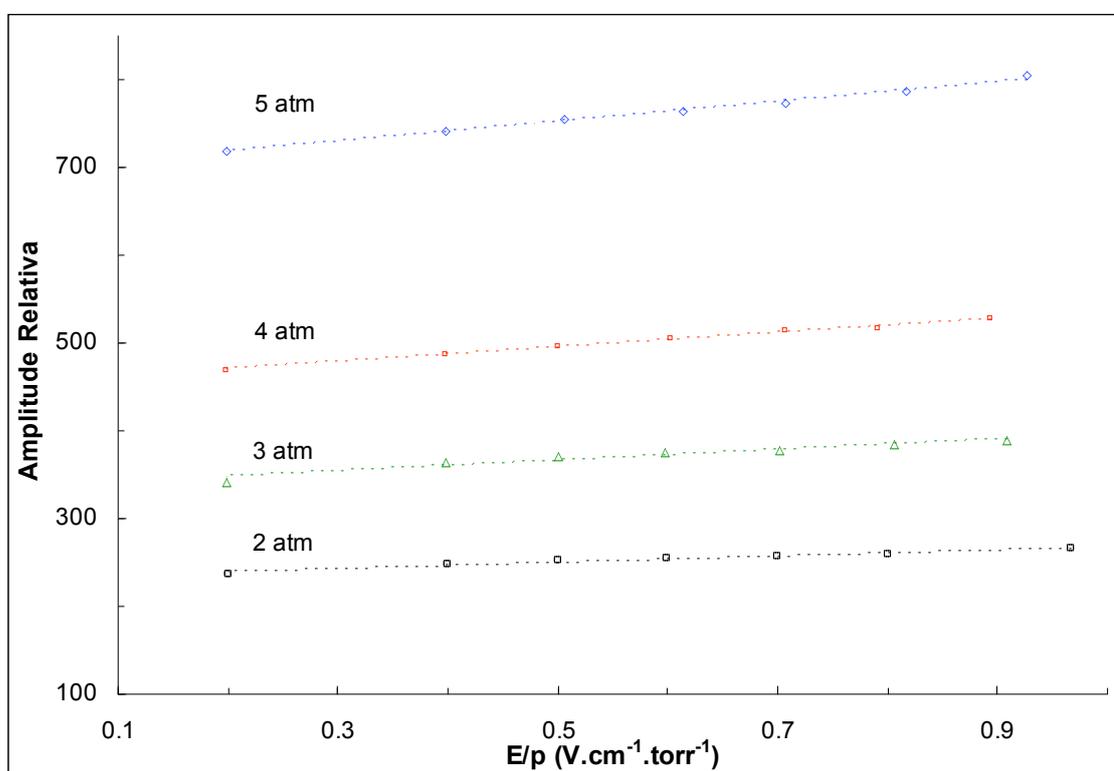


Figura 27: Variação da amplitude relativa dos impulsos obtidos por irradiação directa e colimada com uma fonte de ^{109}Cd (22 keV) em função do E/p na região de deriva e para diferentes pressões de enchimento do detector.

Como se pode observar, a amplitude relativa varia lentamente com o aumento do campo eléctrico reduzido, tal como era esperado, uma vez que não existe nenhum processo de ganho na região de deriva. A pequena variação deve-se sobretudo a flutuações no número de electrões que compõem a nuvem primária, devido à perda de electrões para a janela/paredes e fenómenos de recombinação, assim como à variação do tamanho da nuvem. Este tamanho depende da relação entre a velocidade de deriva e a velocidade de difusão, que estão dependentes do campo eléctrico reduzido [5]. O facto de a variação obtida para as diferentes pressões ter aproximadamente o mesmo comportamento corrobora a independência entre a variação da amplitude relativa e a pressão.

Na figura 28 apresentam-se os resultados obtidos para a resolução em energia em função do E/p na região de deriva, para as diferentes pressões. Fica claro que, para E/p inferiores a $0,5 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$, o campo eléctrico é muito baixo para que as flutuações no número de electrões da nuvem primária não afectem significativamente a resolução em energia. A partir de um valor de $0,8 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ para o E/p , a resolução em energia já não apresenta melhorias assinaláveis. Estabeleceu-se, assim, um E/p próximo de $0,85 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$ para estudar o desempenho do detector com o E/p da região de cintilação.

Constata-se igualmente que o aumento da pressão até 4 atm na região de deriva faz melhorar significativamente a resolução. O facto de a região de deriva apresentar um comprimento reduzido, apenas 1 cm, e de os raios X incidentes terem, no xénon, um comprimento de absorção médio relativamente elevado, cerca de 0,53 cm a 1 atm para fotões de 22,1 keV (valor calculado tendo por base as secções eficazes obtidas com o WinXcom e a densidade do xénon em [50]), faz com que, para pressões mais baixas, os fotões possam ser absorvidos na região

de cintilação, dando origem a impulsos de menor amplitude. Daqui resulta uma degradação no desempenho devido à perda de proporcionalidade.

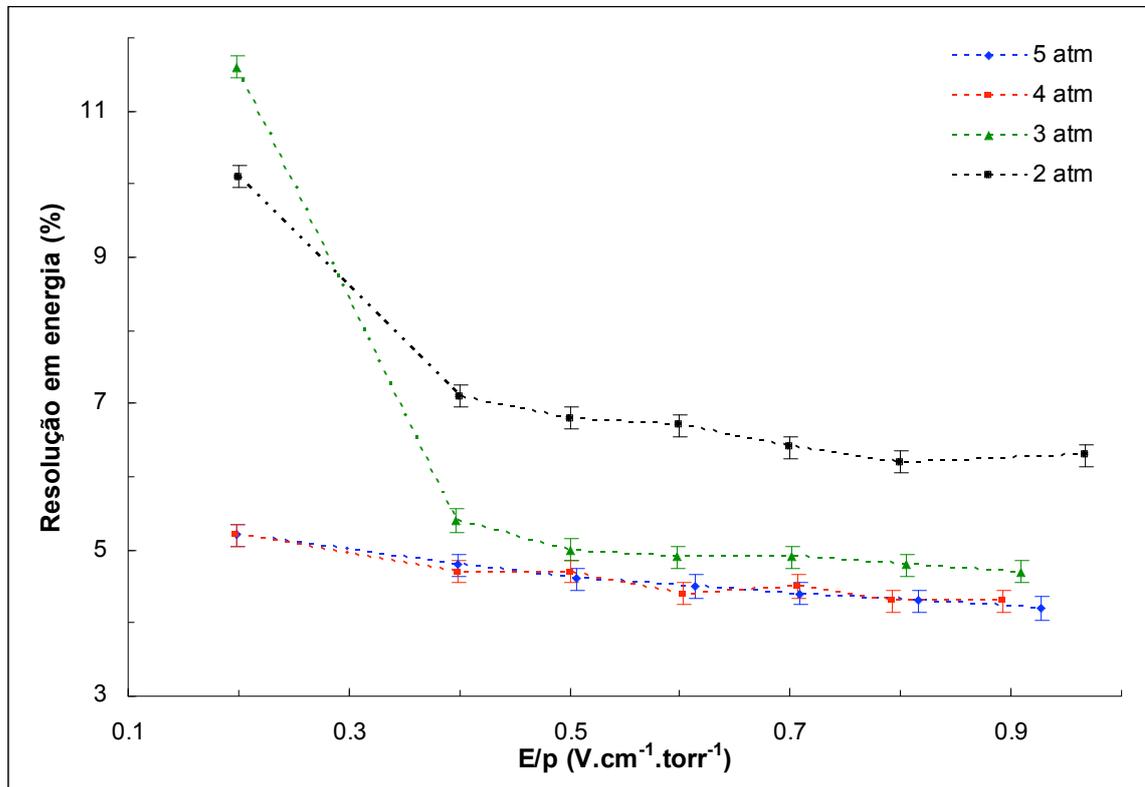


Figura 28: Variação da resolução em função do E/p da região de deriva para as várias pressões.

Para uma pressão de 3 atm praticamente todos os fótons de 22,1 keV são absorvidos na região de deriva. No entanto, se estes forem absorvidos muito perto da região de cintilação, a nuvem poderá não se formar completamente na região de deriva conduzindo uma vez mais à perda de proporcionalidade e conseqüente degradação no desempenho em resolução em energia.

O aumento da pressão de 4 para 5 atm não afecta o desempenho do detector do ponto de vista da região de deriva. Para 4 atm o comprimento médio de absorção é cerca de 0,13 cm, sendo os raios X de 22,1 keV absorvidos, na sua maioria, nas proximidades da janela,

evitando-se os problemas atrás referidos. Para 5 atm o comprimento médio de absorção, para esta energia, baixa para cerca de 0,11 cm, o que constitui uma variação pouco relevante.

4.4.2 Estudo do desempenho com o E/p aplicado à região de cintilação

Para realizar este estudo utilizaram-se as fontes radioactivas ^{55}Fe , ^{109}Cd e ^{241}Am de raios X de 5,9 keV, 22,1 keV e raios γ de 59,6 keV, respectivamente. A polarização da região de deriva foi estabelecida de acordo com os resultados da secção anterior, usando-se um E/p de aproximadamente $0,85 \text{ V.cm}^{-1}\text{.torr}^{-1}$. Utilizou-se uma colimação de 2 mm para a radiação incidente.

Nas figuras 29 e 30 representa-se a evolução da amplitude relativa em função do E/p na região de deriva, para as diferentes pressões de enchimento e para as três energias em causa.

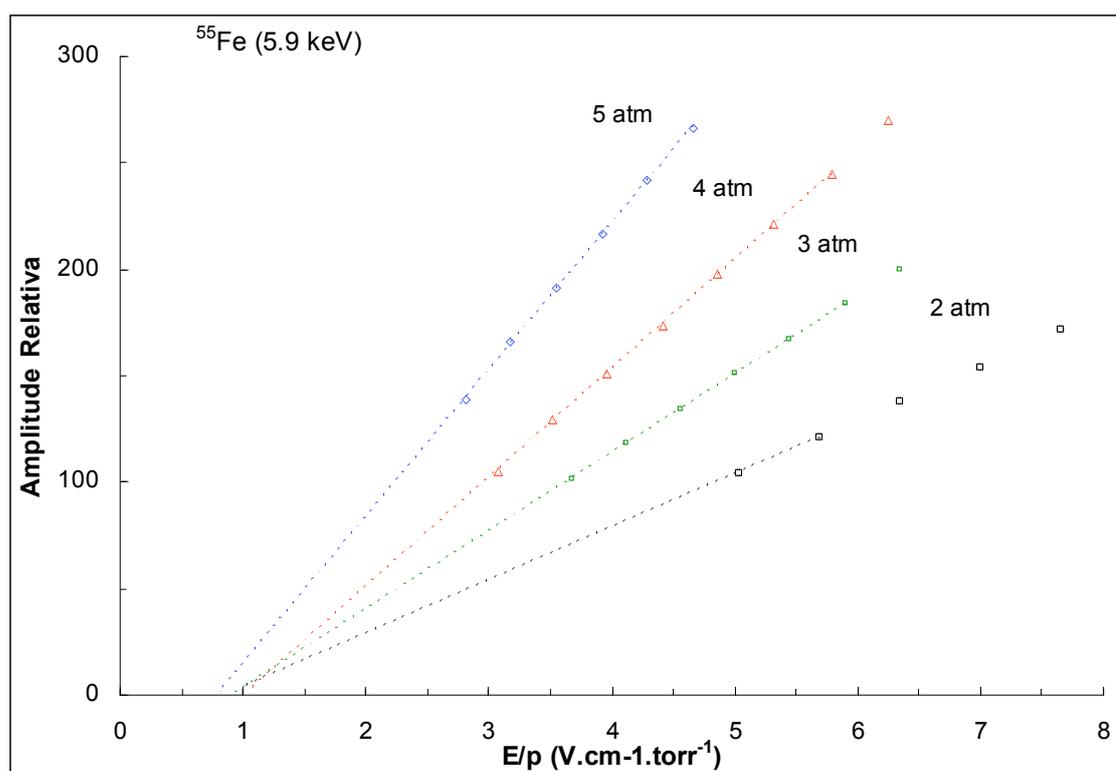


Figura 29: Amplitude relativa dos impulsos em função do E/p de cintilação a diferentes pressões de enchimento para radiação incidente de 5,9 keV

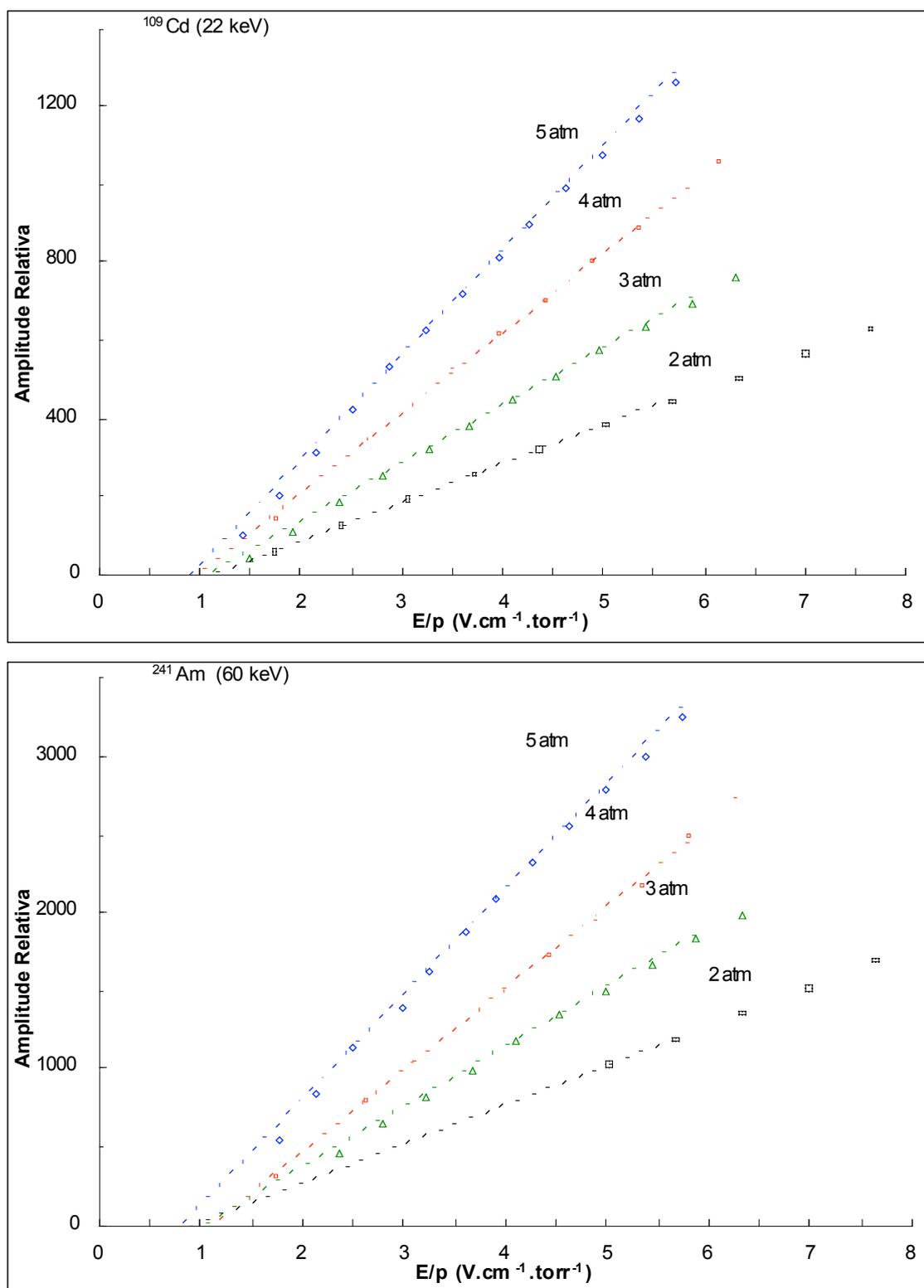


Figura 29: Amplitude relativa dos impulsos em função do E/p a diferentes pressões de enchimento para radiação incidente de 22,1 keV e 59,6 keV

As figuras 28 e 29 mostram, para as diferentes energias, o comportamento linear da amplitude dos impulsos em função do E/p entre os limiares de excitação e ionização, característico da cintilação no xénon.

O aumento da pressão na região de cintilação determina que o livre percurso médio entre colisões seja menor. Deste modo, aumentando o campo eléctrico para que os electrões ganhem energia suficiente entre colisões para excitar os átomos de xénon, o número de fótons de cintilação produzidos para o mesmo E/p é maior. A partir do limiar de ionização inicia-se a produção de novos electrões na região de cintilação, o que introduz um desvio à linearidade.

Os resultados obtidos para a resolução em energia em função do E/p , para as diferentes pressões de xénon e para as três energias utilizadas, são mostrados nas figuras 30 e 31.

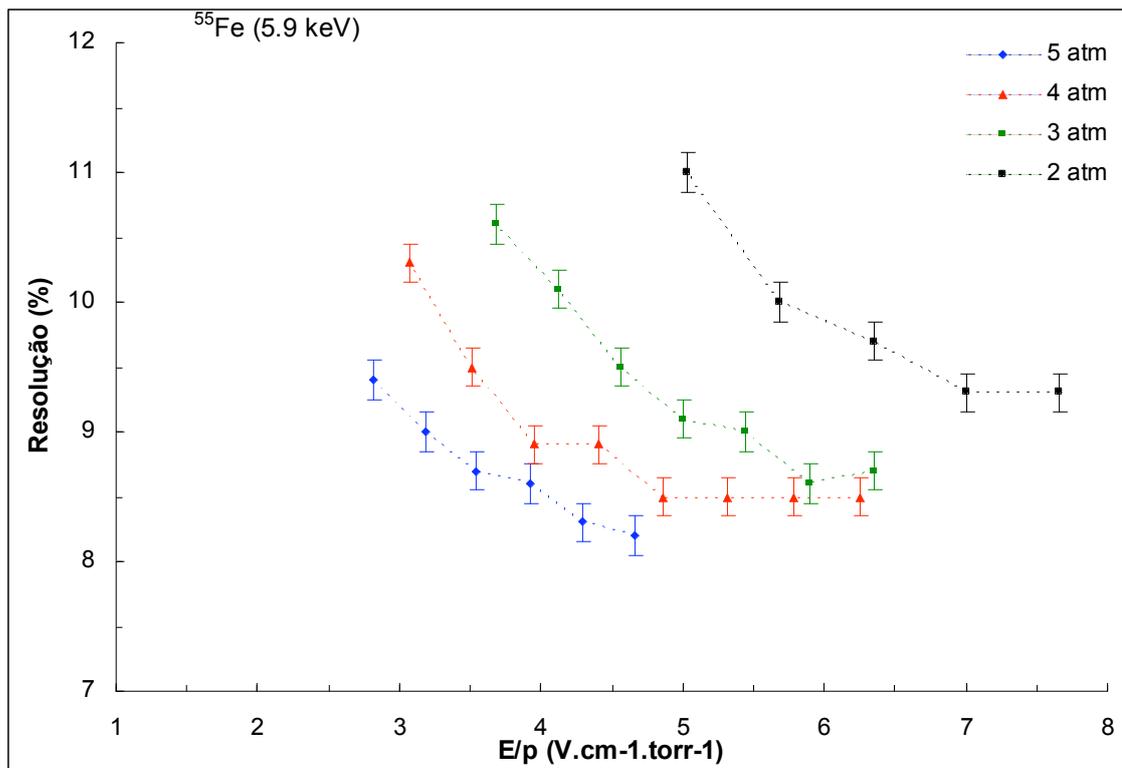


Figura 30: Resolução em energia em função do E/p para raios X de 5,9 keV (^{55}Fe) para as diferentes pressões de xénon.

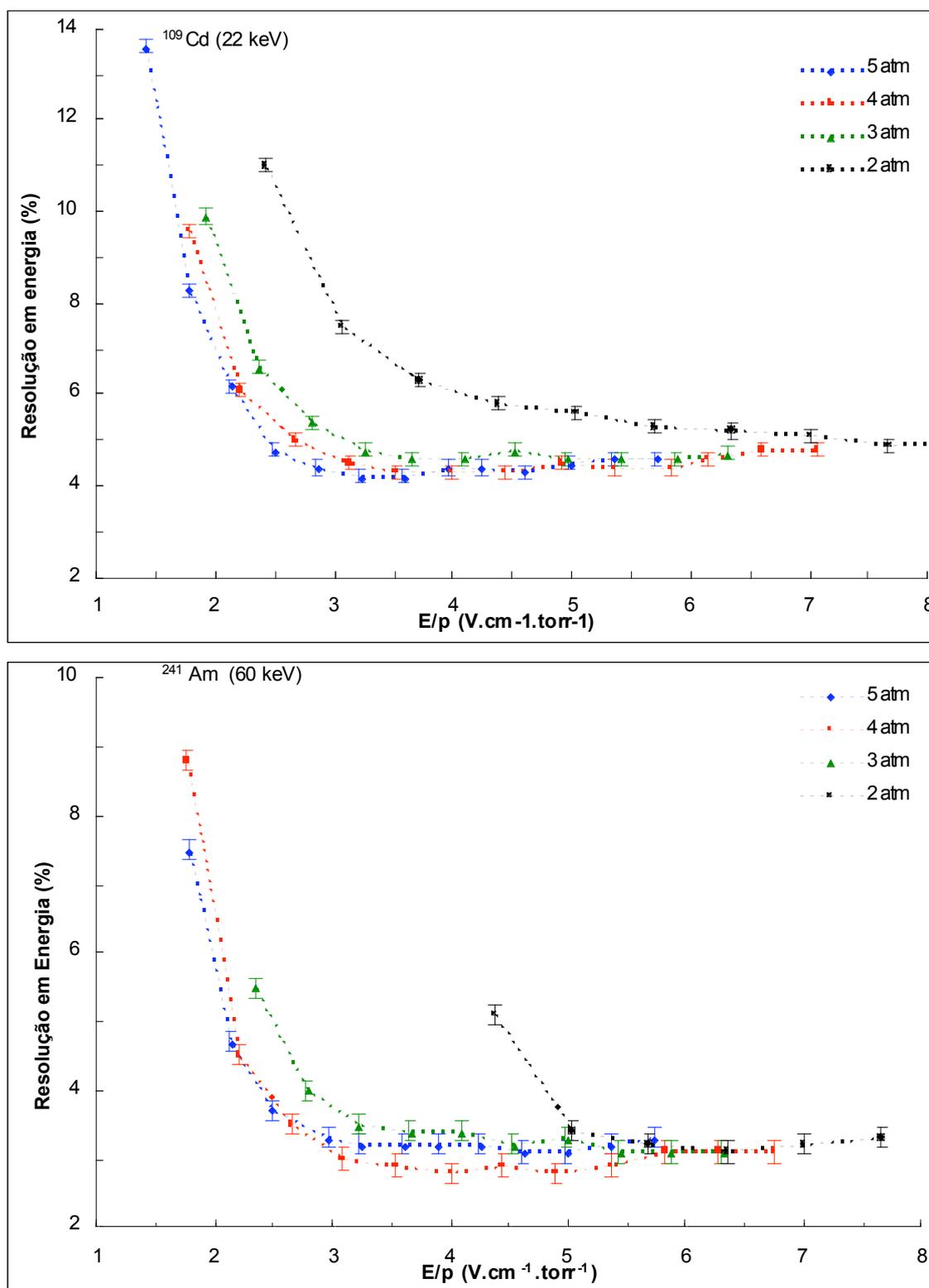


Figura 31: Resolução em energia em função do E/p para raios X de 22,1 keV (^{109}Cd) e raios γ de 59,6 keV (^{241}Am) para as diferentes pressões de xénon.

O comportamento da resolução é semelhante para qualquer das energias em causa e para as várias pressões de enchimento. Inicialmente, a resolução melhora rapidamente com o aumento do E/p , uma vez que a quantidade de cintilação é pequena. À medida que o E/p na região de cintilação vai aumentando, a resolução começa a sofrer apenas uma ligeira melhoria, chegando mesmo a estabilizar para valores mais elevados de E/p . O aumento gradual do nível de cintilação leva a que as flutuações estatísticas no fotossensor se tornem menos significativas quando comparadas com as flutuações no número de electrões primários aquando da formação da nuvem.

As figuras mostram igualmente como a resolução em energia vai melhorando com o aumento da pressão, conseguindo-se melhores resoluções para E/p mais baixos. Isto pode explicar-se pelo aumento da quantidade de luz produzida, para o mesmo E/p , à medida que a pressão vai aumentando. Como já foi explicado, a quantidade de energia disponível do campo eléctrico é maior, para o mesmo E/p .

No caso dos fotões de 5,9 keV (figura 30) a quantidade de luz é demasiadamente baixa para que se atinjam melhores valores para a resolução em energia. A pequena espessura da região de cintilação faz com que, para esta energia e para pressões de enchimento mais baixas, o ganho em luz não seja suficientemente elevado e a relação sinal-ruído seja baixa. Repare-se que, para 2 atm, a resolução só atinge um valor mínimo após o limiar de ionização, quando já existe multiplicação de carga ficando, mesmo assim, aquém dos 8% conseguidos com outras geometrias de CGCP. Neste caso, é apenas de 9,3%, para o enchimento de 2 atm. Para pressões da ordem das 5 atm, quando o ganho em luz é mais elevado, já se consegue atingir um valor de resolução em energia próximo de 8%.

A degradação que ocorre para valores elevados de E/p e pressão, que se pode observar nas figuras 30 e 31, resulta da necessidade de

aplicar elevadas diferenças de potencial às regiões de deriva e cintilação, o que aumenta as micro descargas entre as grelhas do detector.

4.4.3 Desempenho do detector

As figuras 32 e 33 mostram espectros das fontes ^{55}Fe , ^{109}Cd e ^{241}Am obtidos para as diferentes pressões de xénon, nas melhores condições de polarização da região de cintilação. A região de deriva foi polarizada de forma a apresentar um E/p próximo de $0,85 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\text{torr}^{-1}$, de acordo com os resultados da subsecção 4.4.1. Os espectros foram normalizados para se poderem comparar.

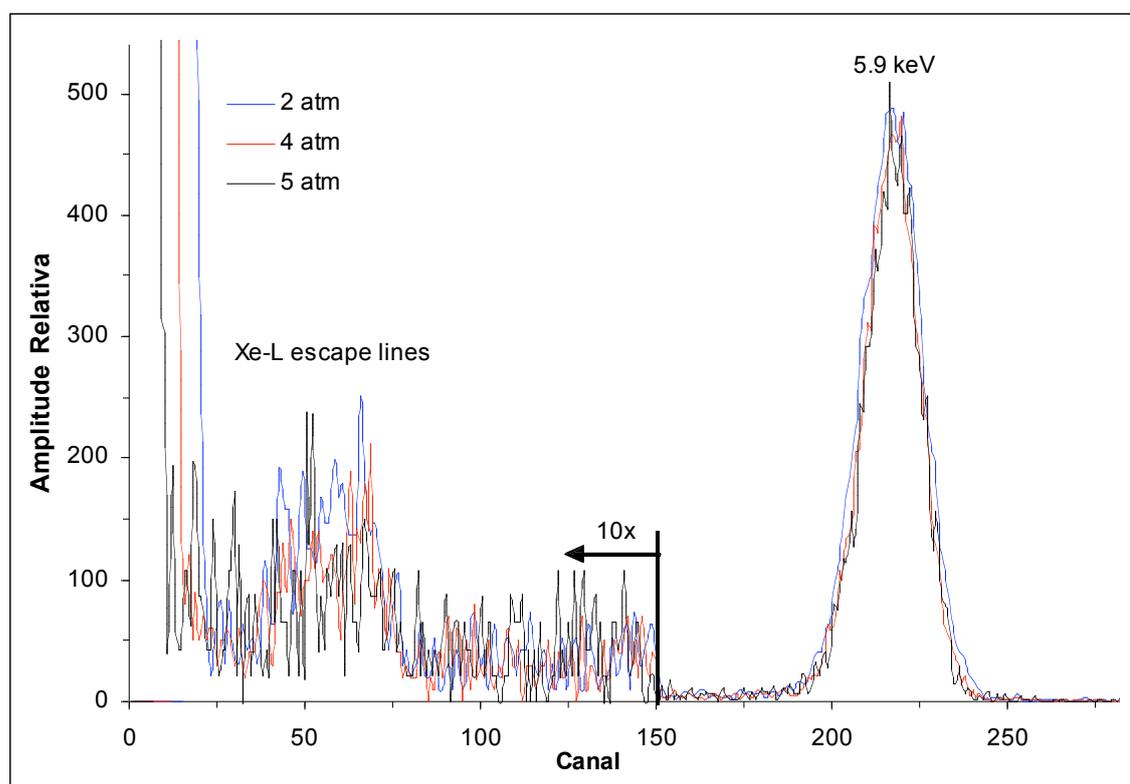


Figura 32: Espectros obtidos para a fonte ^{55}Fe nas melhores condições de polarização para as diferentes pressões de enchimento. Foi usado um filtro de crômio para suprimir a linha K_{β} .

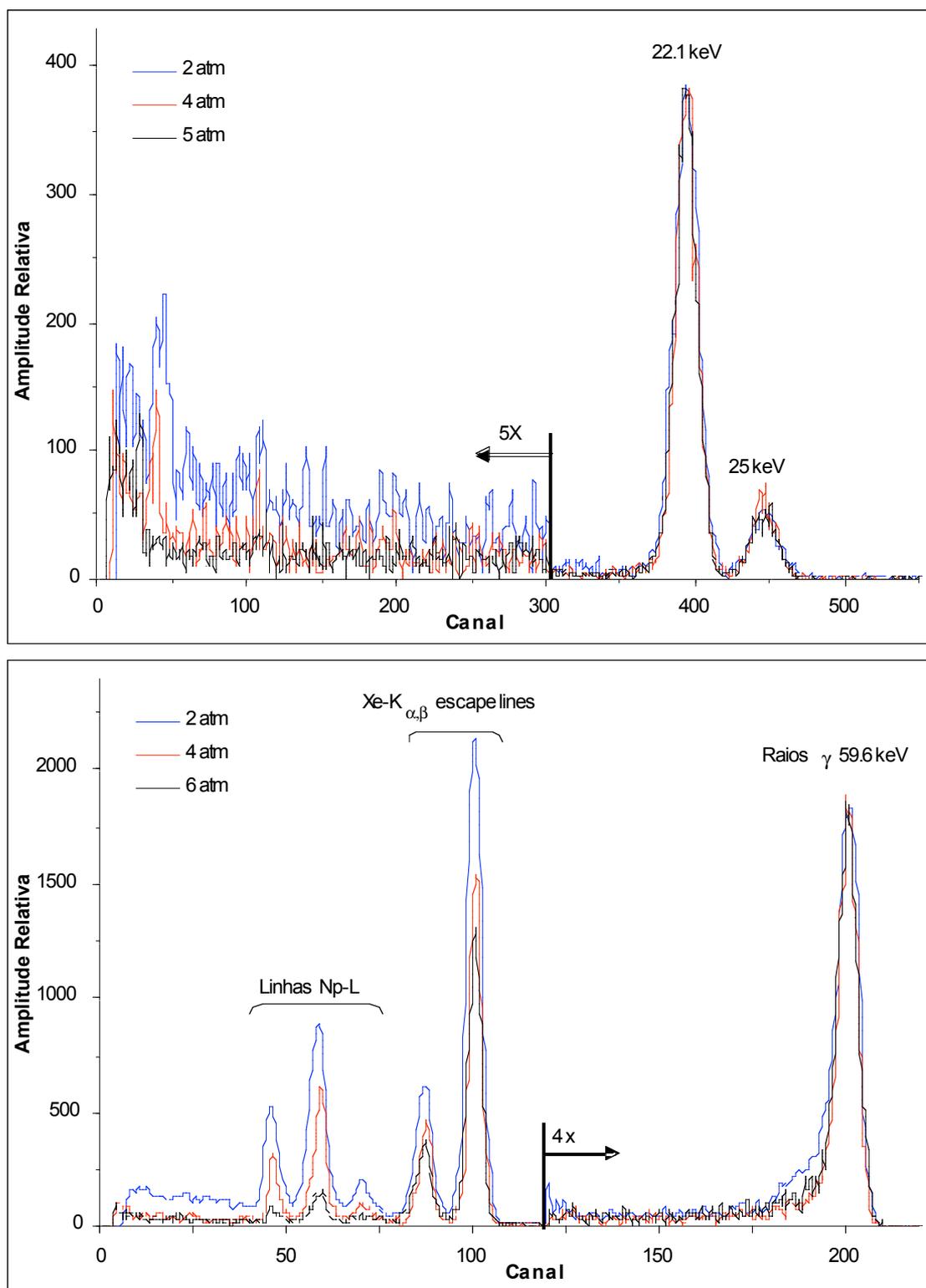


Figura 33: Espectros obtidos para as fonte ^{109}Cd e ^{241}Am nas melhores condições de polarização para as diferentes pressões de enchimento.

Como se pode observar das figuras, a relação entre o pico e o nível de fundo junto deste é semelhante para as diferentes pressões de xénon. No entanto, o nível de fundo nas baixas energias é mais elevado para pressões de enchimento menores, ou seja, 2 atm. Em especial, a forma gaussiana do pico de 59,6 keV, distorcida por uma cauda na região das baixas energias devido à absorção de raios X na região de cintilação, apresenta uma maior distorção a 2 atm.

Note-se igualmente que as linhas de escape do K_{α} e K_{β} do xénon no espectro de ^{241}Am têm uma intensidade menor à medida que a pressão aumenta, uma vez que o livre percurso médio para estas energias vai diminuindo com a pressão e a probabilidade destes fótons serem reabsorvidos dentro do volume do detector aumenta.

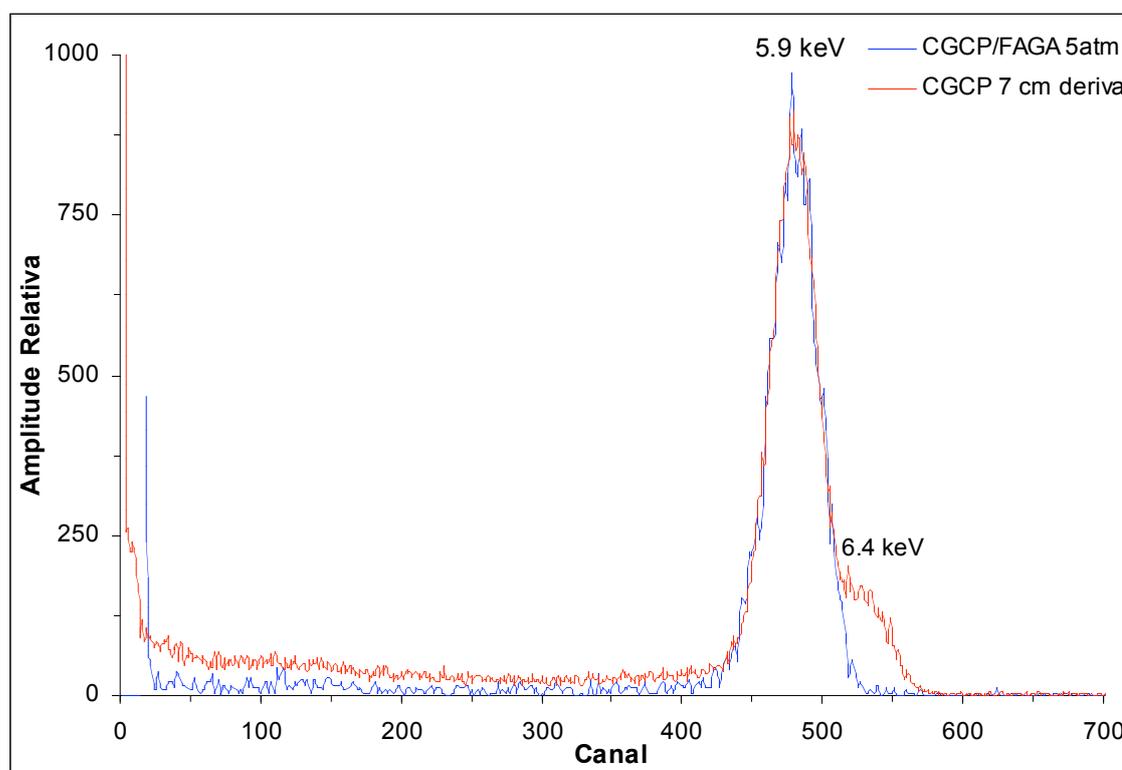


Figura 34: Espectros obtidos para a fonte ^{55}Fe com um CGCP/FAGA com 5 atm de xénon e um CGCP com 7 cm de deriva e 1,2 atm de xénon. Foi utilizado um filtro de crómio para suprimir a linha K_{β} no CGCP/FAGA.

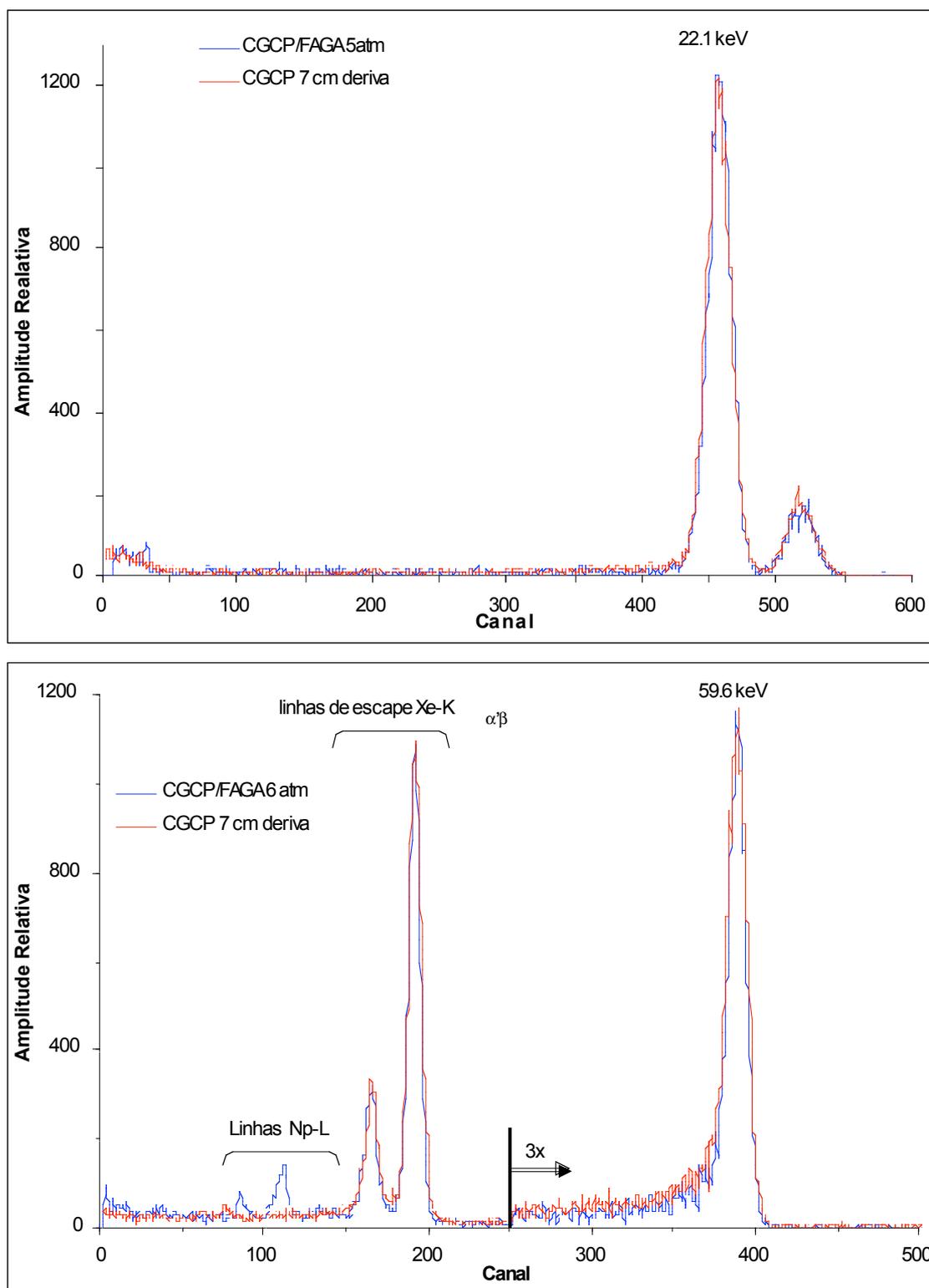


Figura 35: Espectros obtidos para a fonte ^{109}Cd e ^{241}Am com um CGCP/FAGA com 5 atm e 6 atm de xénon, respectivamente, e um CGCP com 7 cm de deriva e 1,2 atm de xénon.

Os resultados que se obtiveram para pressões mais elevadas, 4 e 5 atm, são semelhantes aos conseguidos à pressão atmosférica com outras montagens de CGCP. Os melhores resultados obtidos com esta montagem foram 8,2%, 4,3% e 2,8% para as energias de 5,9 keV (^{55}Fe), 22,1 keV (^{109}Cd) e 59,6 keV (^{241}Am), respectivamente.

Tal como as figuras 34 e 35 mostram, os resultados obtidos com esta montagem CGCP/FAGA a pressões de 5 e 6 atm são semelhantes aos obtidos com um CGCP com uma região de deriva de 7 cm de profundidade, com xénon à pressão de 1,2 atm e acoplado a um fotomultiplicador de 51 mm de diâmetro. A ausência das linhas Np-L no espectro obtido com o CGCP de 7 cm de deriva prende-se com questões geométricas de irradiação.

Na figura 36 representa-se a variação da resolução em energia em função da energia da radiação incidente para as diferentes pressões de enchimento. Os valores usados são os obtidos nas melhores condições de polarização para cada pressão e foram utilizados, para além dos picos correspondentes às energias de 5,9 , 22,1 e 59,6 keV, os picos correspondentes ao K_{β} da Ag (^{109}Cd) de 25 keV e a linha de escape K_{α} do xénon no espectro de ^{241}Am . Não foi possível realizar um estudo para outras energias devido às dificuldades da geometria para a realização de fluorescência em amostras. As necessidades de colimação e a dimensão reduzida da janela de entrada conduzem a uma eficiência demasiado baixa.

Como se verifica através da observação da figura 36, a resolução em energia segue o comportamento característico de um CGCP. Para as baixas energias a resolução em energia varia de acordo com $E^{-1/2}$, ou seja, de acordo com a expressão (2) [51]:

$$R = 2,355 \sqrt{\frac{Fw}{E} + \frac{c^{te}}{E}} \quad (2);$$

onde F é o factor de fano para o gás de enchimento e w a energia média necessária para criar um par electrão/ião. No entanto, para energias mais elevadas, a resolução afasta-se ligeiramente desta dependência, devido à distorção dos picos já referida.

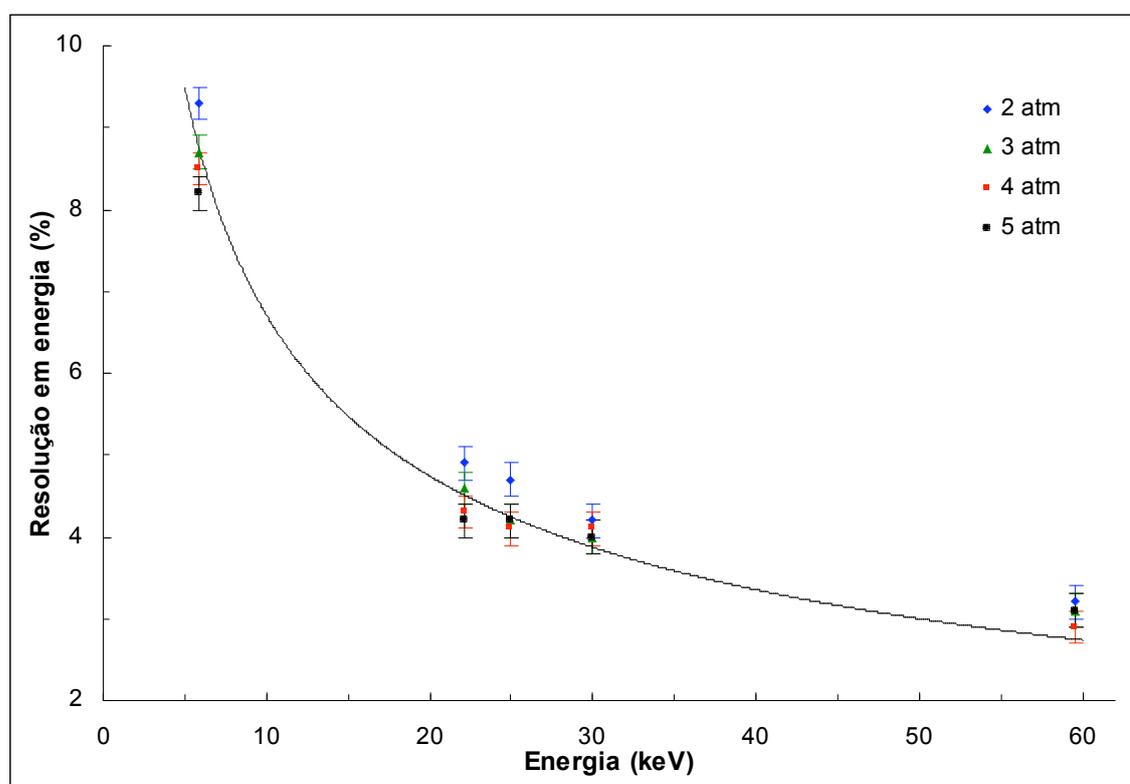


Figura 36: Resolução em energia em função da energia da radiação incidente. A linha a cheio serve apenas para guiar a vista.

Embora a resolução em energia obtida para enchimentos gasosos de xénon a alta pressão seja semelhante aos resultados para outras geometrias de CGCP à pressão atmosférica, a elevada pressão do detector permite aumentar a eficiência de detecção para raios-X de alta energia, sem degradar significativamente o desempenho para energias baixas. Isto permite alargar o uso dos CGCP a energias mais elevadas, da ordem de 100 keV.

Por outro lado, a reduzida dimensão da região de cintilação, apenas 1,5 mm de profundidade, do CGCP/FAGA para a alta pressão, apresenta a vantagem de os impulsos luminosos produzidos pela cintilação do gás serem bastantes curtos em relação aos impulsos luminosos obtidos com um CGCP à pressão atmosférica, onde a região de cintilação tem uma profundidade típica de 10 mm. O uso de constantes de formatação de 1 μ s, sem degradação do desempenho do detector, permite aumentar a taxa de contagem a que o detector consegue responder em pelo menos uma ordem de grandeza relativamente à capacidade de resposta típica de um CGCP com 10 mm de região de cintilação [43,52].

4.5 Conclusões

A robustez dos fotodíodos de avalanche de grande área e a sua capacidade de operação a alta pressão, em contacto directo com o gás de enchimento, fazem deles uma boa solução para os CGCP a alta pressão e uma boa alternativa aos tradicionais fotomultiplicadores. A aplicação dos FAGA permite ultrapassar muitos dos problemas destes últimos fotossensores, em especial a tão indesejada janela de cintilação, que absorve uma parte não desprezável da luz produzida e limita a área de detecção.

A introdução de pequenos orifícios entre no encapsulamento do FAGA permitiu a sua utilização a alta pressão. Os FAGA revelaram-se capazes de operar sem o isolamento eléctrico da atmosfera de azoto seco, funcionando de igual forma com o xénon no interior do encapsulamento.

O desempenho deste detector CGCP/FAGA a alta pressão revelou-se bastante encorajador, pois os resultados obtidos para a resolução em energia são semelhantes aos conseguidos com CGCP de maiores áreas de detecção e acoplados a fotomultiplicadores. Os 8,2%,

4,3% e 2,8% conseguidos para a resolução em energia para as energias de 5,9 , 22,1 e 59,6 keV, respectivamente, nas melhores condições de polarização e a pressões de 5 atm, constituem um bom desempenho do detector. A alta pressão permite, assim, aumentar a eficiência de detecção para raios X de alta energia, prevendo-se a aplicabilidade desta montagem até pelo menos 100 keV.

A pequena dimensão da região de cintilação permite aumentar a capacidade do detector para responder a taxas de contagem mais elevadas. Relativamente a montagens de CGCP com uma região de cintilação de 10 mm, esta melhoria é de cerca de uma ordem de grandeza.

Por outro lado as pequenas dimensões do detector, como consequência da reduzida dimensão do fotossensor e da necessidade de diminuir os tamanhos das regiões de deriva e cintilação para evitar tensões de polarização demasiado elevadas, permite aumentar a portatibilidade do sistema.

A pequena área sensível do FAGA, de apenas 2 cm², torna-o incapaz de ser utilizado isoladamente em aplicações de grandes áreas de detecção. Esta limitação pode ser, no entanto, ultrapassada usando vários FAGA lado a lado, com a vantagem adicional de possibilitar a recolha de informação de posição.

Num trabalho futuro pretende-se substituir o sistema de purificação utilizado por um sistema em tudo semelhante ao usado na montagem anterior, com a circulação do gás através de um canal exterior ao volume de detecção, pois a presença do elemento purificador junto do fotodíodo faz aumentar a temperatura do mesmo. O ganho do fotodíodo varia com a temperatura sendo inversamente proporcional a esta [10,50]. Ora, como se está a operar a um ganho relativamente baixo, é de todo o interesse que este não seja degradado, de forma a que o sinal seja bem separado do ruído electrónico.

Pretende-se ainda, em trabalho futuro, analisar a resposta do detector até pressões de 10 atm, uma vez que ele foi projectado para suportar pressões desta ordem. Mesmo que não se verifique uma melhoria do desempenho do detector em resolução em energia, espera-se que a eficiência de detecção aumente e que se possa estender a utilização do detector a energias mais elevadas, com um bom desempenho.

O enchimento a estas pressões acarreta a necessidade de utilização de tensões de polarização mais elevadas para manter os mesmos E/p. No entanto, como se verificou, a luz produzida pela cintilação do gás vai aumentando com a pressão de tal forma que, para pressões mais elevadas, a quantidade de cintilação já é suficiente a E/p mais baixos para que o desempenho do detector não seja limitado por este factor. Embora exista a necessidade de aumentar as tensões de polarização, este aumento não será tão acentuado como, à partida, seria de esperar.

O trabalho desenvolvido nesta secção deu origem a uma publicação na revista *IEEE Transactions on Nuclear Science* [53].

V

Operação do detector CGCP/driftless a alta pressão usando um novo método de formatação dos impulsos

5.1 Motivação

Na detecção de raios X de baixa energia, tipicamente abaixo dos 2 keV, o CGCP convencional tem um desempenho modesto. Isto deve-se ao facto de os fotões de baixa energia apresentarem um comprimento de absorção médio muito pequeno dentro do volume gasoso. Este facto, associado ao campo eléctrico de baixa intensidade presente na região de deriva, promove a perda de electrões da nuvem para a janela, devido à difusão. Este fenómeno origina uma distorção da forma gaussiana da distribuição de amplitude dos impulsos, através da presença de uma cauda na região das baixas energias [28].

Alem deste efeito, existe ainda a perda de electrões primários para a grelha que separa a região de deriva da região de cintilação, perdas para as paredes do detector devido à difusão lateral dos electrões e perdas para impurezas presentes no gás. O campo eléctrico pouco intenso e o elevado número de colisões elásticas dos electrões no seu transporte através da região de deriva [23] são, uma vez mais, desfavoráveis para a minimização deste processos. Todos estes processos contribuem para a degradação do desempenho de um CGCP para raios X pouco energéticos, aumentando a resolução em energia e o nível de fundo.

Estes efeitos, à excepção da transmissão da grelha G1, são sensíveis à intensidade do campo eléctrico na região de deriva e a sua importância diminui com o aumento da intensidade deste último.

O CGCP sem região de deriva apresenta-se como uma boa solução para o problema. Nele, a região de deriva é eliminada e a absorção da

radiação dá-se na região de cintilação. Desta forma, os electrões primários são imediatamente acelerados, minimizando-se os problemas relacionados com a difusão e consequentes perdas de electrões; daqui resulta um melhor desempenho para energias abaixo dos 2 keV.

Para os raios X pouco energéticos não existe qualquer problema relacionado com a proporcionalidade, devido ao seu pequeno comprimento médio de absorção quando comparado com a profundidade da região de deriva. No entanto, à medida que a energia dos fotões aumenta, regista-se uma degradação cada vez maior do desempenho do CGCP sem região de deriva.

Para solucionar o problema e possibilitar o uso deste CGCP para energias mais elevadas, foram introduzidas técnicas de processamento de impulsos analógicas [5] e digitais [6]. Estas permitem corrigir os impulsos e eliminar a dependência da sua amplitude com o comprimento de absorção dos fotões X que os precedem.

Estas técnicas revelaram-se, no entanto, dispendiosas e complexas, embora a técnica digital seja bastante mais vantajosa do que a primeira. O desenvolvimento de uma nova técnica para formatação do sinal com constantes temporais curtas permitiu eliminar a pesada electrónica de compensação com as inerentes vantagens [7,8,9].

A nova técnica de formatação de impulsos permite ao CGCP sem região de deriva apresentar um bom desempenho para energias mais elevadas, até algumas dezenas de keV, para além da boa resposta para energias abaixo dos 2 keV. No entanto, a eficiência de detecção para as energias mais elevadas pode ser melhorada aumentando-se a pressão do gás de enchimento. Para além disso, o aumento da pressão permite a detecção de energias ainda mais elevadas, alargando o intervalo de energias para o qual o sistema pode ser utilizado com vantagens.

Nesta secção estuda-se o desempenho de um CGCP sem região de deriva acoplado a um fotomultiplicador e cheio com xénon a 1400 torr. Note-se que esta pressão é próxima da pressão máxima suportada pelo fotomultiplicador.

5.2 Funcionamento do CGCP sem região de deriva

Num CGCP sem região de deriva, descrito na subsecção 2.5, toda a região de absorção de radiação constitui a região de cintilação, uma vez que, entre a janela e a grelha G2 (figura 3), é aplicado um campo eléctrico elevado, superior ao limiar de excitação do gás.

A nuvem de electrões originada pela absorção de um fotão no volume sensível do detector fica, assim, imediatamente sujeita a um campo eléctrico forte. Os electrões primários, acelerados logo após a sua formação, ganham energia do campo para excitar os átomos do gás que, após o mecanismo de desexcitação, emitem cintilação UVV que é recolhida pelo fotossensor, tal como num CGCP comum.

A amplitude do impulso luminoso (quantidade total de cintilação produzida por interacção) bem como a sua duração dependem da distância percorrida pela nuvem de electrões dentro do volume gasoso e, conseqüentemente, da posição onde se inicia a sua formação, ou seja, da profundidade onde ocorreu a interacção do fotão incidente que lhe deu origem.

Esta dependência origina uma cauda no espectro de amplitudes na região das baixas energias pois, para cada energia, aparte das flutuações estatísticas, o impulso luminoso é máximo para uma interacção junto à janela e mínimo para interacções junto à grelha G2.

O comprimento de absorção médio é tanto maior quanto mais elevada for a energia dos fotões, pelo que a probabilidade de os fotões serem absorvidos a profundidades maiores aumenta com a energia, assim como a distribuição de probabilidade com a profundidade de

absorção. Isto conduz a um alargamento da distribuição das amplitudes do sinal na região das menores amplitudes, ou seja, baixas energias e, conseqüentemente, à destruição da sua forma gaussiana. Este problema não se verifica para as baixas energias (<2 keV), pois estes fótons, com um comprimento de absorção médio muito inferior ao comprimento da região de cintilação, são absorvidos junto à janela.

A perda de proporcionalidade entre a amplitude dos impulsos e a energia dos raios X incidentes pode ser restituída usando a informação temporal do impulso. A duração do impulso é proporcional à distância percorrida pela nuvem de electrões primários na região de cintilação pelo que, a partir da informação temporal dos impulsos, se pode fazer uma normalização da sua amplitude, restituindo a proporcionalidade.

O uso de técnicas analógicas ou digitais de processamento de impulsos em que é medido o tempo de duração do impulso luminoso, *burst length*, permite, para cada interacção, corrigir a amplitude do impulso resultante, normalizando-o. O sistema analógico descrito em *Simons et al* [5] realiza esta operação, mas à custa de uma electrónica pesada e onerosa; por outro lado, o sistema digital usado em *Simões et al* [6] utiliza uma configuração mais simples, que assenta num analisador digital de amplitude de impulsos (DPHA – *digital pulse-height analyser*), igualmente dispendioso.

A técnica digital alargou a aplicabilidade do detector ao processamento rápido de impulsos, uma vez que a técnica analógica estava limitada a taxas de contagem de 100 Hz [5]. Com o sistema digital consegue-se processar taxas de contagem superiores a 1 kHz [6] sem degradação do desempenho.

Embora as técnicas electrónicas de correcção não sejam necessárias para as baixas energias (<2 keV), de acordo com o já explicitado atrás, no caso da detecção deste tipo de radiação em simultâneo com a presença de fótons mais energéticos, estas técnicas

não poderão ser descuradas. O espectro da distribuição de amplitudes correspondente aos impulsos gerados pelos fotões pouco energéticos estará sobreposto a um fundo elevado causado pela radiação mais energética, o que leva à necessidade da correcção.

A técnica de processamento de sinal baseia-se na medição de toda a luz produzida nessa região, minimizando as flutuações estatísticas associadas ao processo de amplificação de luz. Desta forma, a formatação de impulsos nos CGCPs convencionais, incluindo a geometria sem região de deriva, sempre se baseou no uso de constantes temporais de integração e diferenciação longas, da ordem de grandeza do tempo de transporte dos electrões ao longo da região de cintilação, i.e. alguns μs .

Por outro lado, o uso de constantes de formatação consideravelmente curtas (~ 50 ns) produz impulsos que, de uma forma aproximada, correspondem à evolução temporal dos impulsos luminosos. A figura 37 mostra as formas dos impulsos, num CGCP sem região de deriva, correspondentes a interações de raios X de 22 keV a diferentes profundidades do detector, obtidos com um digitalizador de 20 MHz [6]. Estes impulsos foram formatados com constantes temporais de 50 ns e a sua forma é semelhante à dos obtidos com uma montagem que usa electrónica analógica [5].

Na figura é visível a correlação entre a absorção dos raios X incidentes a diferentes profundidades e a duração temporal dos impulsos. Contudo, os impulsos apresentam durações diferentes, sendo o máximo é comum a todos eles, aparte das flutuações estatísticas associadas ao processo.

O número de fotões de cintilação produzido por electrão e por unidade de comprimento é constante a qualquer profundidade, pois só depende do E/p . No entanto, o número de fotões detectados depende do ângulo sólido subtendido pelo fotossensor, em relação ao ponto de

emissão, tendo em conta que a emissão de cintilação é isotrópica. Desta forma, à medida que a emissão de luz ocorre mais próximo do fotossensor, a quantidade de luz recolhida é maior.

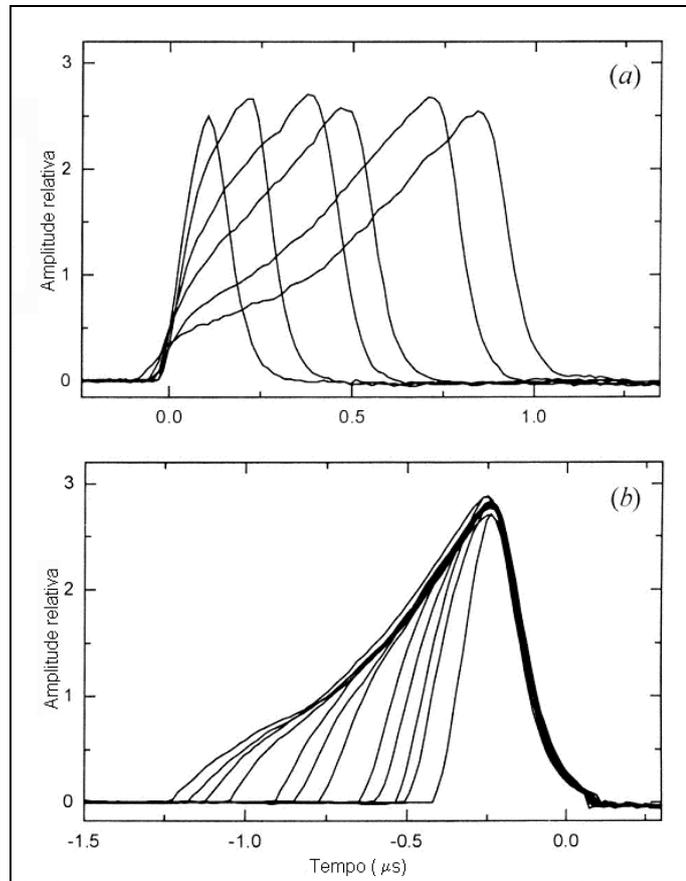


Figura 37: Impulsos típicos de um CGCP sem região de deriva para raios X de 22,1 keV a interaccionar a diferentes profundidades. Em (b) os impulsos foram alinhados pela sua zona de descida [6].

O número de fotões detectado pelo fotossensor é, assim, máximo quando a nuvem atinge o ânodo, pelo que este máximo se atinge sempre à mesma distância. O valor deste máximo não depende, deste modo, da profundidade a que a absorção da radiação ocorreu, sendo apenas dependente do número de electrões da nuvem, i.e. da energia dos raios X incidentes. Espera-se, assim, uma proporcionalidade directa entre o valor do máximo dos impulsos e a energia dos raios X.

A zona do máximo e da descida dos impulsos, como mostra a figura 37 b), apresenta aproximadamente a mesma forma, aparte das

flutuações estatísticas. Este facto indica que as nuvens de electrões primários possuem o mesmo número de electrões e uma forma semelhante quando atingem o ânodo e são recolhidas.

Contudo, se a absorção da radiação incidente ocorrer muito próxima do ânodo, para além da posição a que se regista o máximo de cintilação, a proporcionalidade entre o máximo e o sinal é perdida, pois a nuvem começa a ser recolhida pelo ânodo antes de estar completamente formada. Desta forma, o desempenho do detector degradar-se-á com o aumento da energia, uma vez que, para energias mais elevadas, a fracção de fótons absorvidos nestas condições será maior, pelas razões já explicitadas atrás e que se prendem com o comprimento de absorção médio. No entanto, a degradação introduzida por este fenómeno é consideravelmente inferior à que existiria se fossem usadas constantes temporais de formatação longas. Este problema será minimizado pelo aumento da profundidade da região de deriva ou pelo aumento da pressão do gás de enchimento.

Pelo facto de nesta nova técnica de análise de impulsos não se usar toda a quantidade de luz gerada, mas apenas uma pequena fracção produzida junto ao ânodo, as flutuações estatísticas serão maiores. Mesmo assim, com estas técnicas consegue-se um bom desempenho sem recurso a mais electrónica. Isto permite estender o uso da configuração simples e pouco dispendiosa do CGCP sem região de deriva à espectroscopia de raios X de energias mais elevadas.

A linearidade do método e o seu bom desempenho com um enchimento a 800 torr foram demonstrados em [7,8,9], garantindo-se uma aplicabilidade até aos 45,7 keV . Foram obtidas resoluções de 7,8 , 4,5 e 4,6% para 5,9 , 22,1 e 4,6 keV [7,9], respectivamente.

inferior do detector selam o volume interno por compressão de um anel de índio com a ajuda de parafusos M4.

O filme de *kapton*[®] é aluminizado na superfície interior de forma a garantir a conductividade eléctrica da janela. O fotomultiplicador de focagem linear EMI D676QB (versão de 8 dínodos do fotomultiplicador EMI 9266QB) tem um diâmetro de 51 mm. Sobre a sua janela de quartzo foi depositado uma grelha de crómio por evaporação em vácuo.

A grelha é constituída por linhas de 100 µm de espessura espaçadas de 1 mm e está ligada ao contacto eléctrico do fotocátodo através de um filme de crómio contínuo depositado na face lateral exterior do fotomultiplicador. Isto permite evitar diferenças de potencial entre o fotocátodo e a superfície externa da janela do fotomultiplicador, onde está depositada a grelha.

Esta montagem permite o contacto directo entre a região de cintilação e o fotomultiplicador. Evitando-se o uso de uma segunda janela de cintilação, maximiza-se a luz recolhida pelo fotomultiplicador. No entanto, neste caso, o enchimento do volume interior está limitado a 2 atm. O enchimento a 1400 torr (1,85 atm) garante uma certa margem de segurança. O suporte da janela e a peça em *Macor*[®] foram desenhadas de forma a garantir um campo eléctrico uniforme na região de cintilação.

À janela de *kapton*[®] é aplicada um potencial negativo elevado, ao passo que a grelha de crómio, depositada sobre a janela do fotomultiplicador, é ligada ao corpo do detector e este à terra (0V). Para a polarização da janela foi utilizada uma fonte de alta tensão *BERTAN Séries 225-20 kV*. O fotomultiplicador polarizou-se através de uma fonte de baixo ruído, HP 61110A. A polarização da região de cintilação não necessita de uma fonte de alta tensão de baixo ruído; no entanto, na polarização do fotomultiplicador isto constitui um requisito para minimizar o ruído.

Os impulsos eléctricos à saída do fotomultiplicador entram num pré-amplificador de carga, *HP5554A*, com uma sensibilidade de 10 mV/pC. Os impulsos alimentam, em seguida, um amplificador linear, *HP5582A*, no qual se usaram constantes temporais de integração e diferenciação de 50 ns. Os sinais entram em seguida num analisador multicanal, *PCA NUCLEUS*, de 1024 canais ligado a um computador, através do qual se manipulam os espectros obtidos para posterior análise. Para análise da amplitude dos sinais e resolução em energia é ajustada uma gaussiana, sobreposta a um fundo em degrau, às distribuições de amplitudes dos impulsos.

5.3.2 Sistemas de enchimento e purificação do xénon

O sistema de enchimento da montagem utilizada no presente estudo é o mesmo que o utilizado na secção 3. A sua esquematização e a explicação do processo envolvido encontra-se descrita em 3.3.2.

Nesta montagem experimental o sistema de purificação é constituído por *getters*® SAES St 707 [38], colocadas num sistema de circulação de gás em tudo semelhante da montagem da secção 3. O procedimento de activação encontra-se descrito na subsecção 3.3.3.

5.4 Resultados experimentais e análise

5.4.1 Desempenho do detector em função do E/p da região de cintilação

Na figura 39 está representada a evolução da resolução em energia (símbolos a cheio) e da amplitude relativa em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação, para fótons de 5,9 keV, 22,1 keV e 59,6 keV e para enchimentos de xénon de 1400 torr e 800 torr (para comparação). Estas energias correspondem à irradiação directa do detector com as fontes ^{55}Fe , ^{109}Cd e ^{241}Am , respectivamente,

com 2 mm de colimação. A amplitude relativa foi normalizada a um E/p de 3 V.cm⁻¹.torr⁻¹.

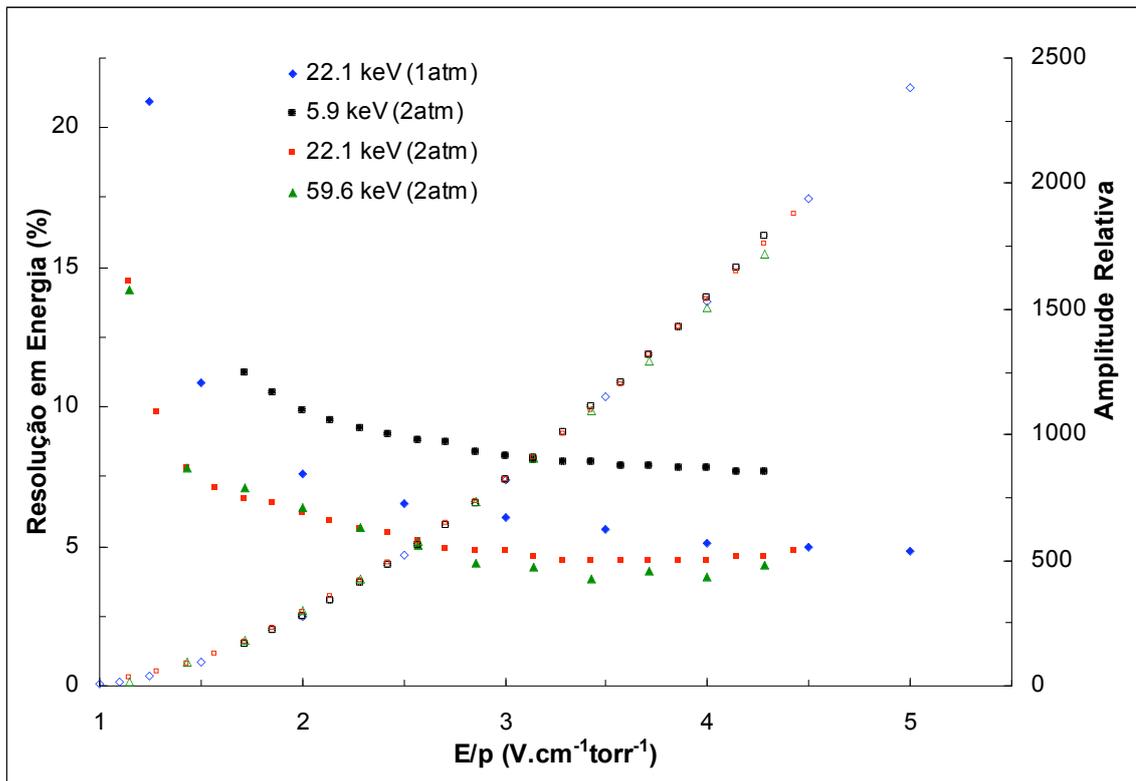


Figura 39: Resolução em energia (a cheio) e amplitude relativa (símbolos abertos) em função do E/p de cintilação para raios X de 5,9 keV (⁵⁵Fe), 22,1 keV (¹⁰⁹Cd) e 59,6 keV (²⁴¹Am) com enchimento de xénon a 1400 torr (1,85 atm) e 22,1 keV com enchimento a 800 torr (~1 atm).

O código de cores e formas no gráfico para a amplitude relativa é o mesmo da resolução.

O comportamento da variação da amplitude relativa com E/p é o mesmo para todos os casos, como mostra a figura 39. No entanto, os impulsos obtidos com um enchimento de 1400 torr têm uma amplitude cerca de duas vezes superior aos obtidos à pressão de 800 torr, nas mesmas condições.

Estes resultados experimentais mostram que, a partir do limiar de excitação do xénon (1 V.cm⁻¹.torr⁻¹), existe um desvio à linearidade característica da evolução da amplitude relativa em função do E/p nos CGCPs em que toda a informação luminosa é utilizada (eg. [51]). Este comportamento dever-se-á ao facto de a nuvem de electrões primários

apresentar uma dimensão cada vez mais reduzida à medida que o E/p cresce, existindo menor difusão. Isto conduz a que o máximo da amplitude do sinal luminoso seja atingido mais próximo do fotossensor; desta forma o ângulo sólido subtendido por este é maior. Assim sendo, a variação da amplitude relativa dos impulsos com o E/p é mais rápida na presente situação do que a que se observa aquando da integração total do impulso luminoso.

A resolução em energia, à semelhança das montagens com integração total da cintilação [51], apresenta o mesmo comportamento, melhorando à medida que o E/p e, conseqüentemente, a quantidade de cintilação produzida, aumentam. A resolução decresce rapidamente com o aumento do E/p , para valores baixos de E/p e pouca luz de cintilação. À medida que o E/p vai aumentando e as flutuações estatísticas associadas ao fotossensor se vão tornando menos importantes, relativamente às flutuações no número de electrões primários presentes na nuvem, a melhoria da resolução vai sendo menor [36,51]. Para pressões maiores, ao mesmo E/p corresponde uma maior quantidade de cintilação produzida, de forma que a resolução em energia é menor para o enchimento a 1400 torr (ver figura 39).

Para esta pressão verifica-se uma ligeira degradação na resolução em energia para E/p mais elevados. Este fenómeno deve-se ao facto de, para esta pressão de enchimento, ser necessário aplicar elevadas tensões de polarização na janela. Para tensões acima de 13 kV registou-se um aumento da corrente de fuga, micro-descargas e instabilidades eléctricas, devido ao fraco isolamento eléctrico da montagem, nestas condições. Este problema está relacionado não tanto com o detector em si, mas com as ligações SHV e os cabos de alta tensão disponíveis. O efeito torna-se mais significativo para energias mais elevadas para as quais o detector apresenta menores resoluções.

As melhores resoluções em energia foram 7,7%, 4,5% e 3,8% para 5,9 , 22,1 e 59,6 keV, respectivamente. Estes valores são semelhantes ou melhores do que os obtidos com um CGCP convencional com uma região de deriva de 4 cm de profundidade e uma região de cintilação de 1cm.

5.4.2 Desempenho do detector em função da energia

A figura 40 mostra a evolução da resolução em energia e da amplitude relativa dos impulsos em função da energia da radiação incidente.

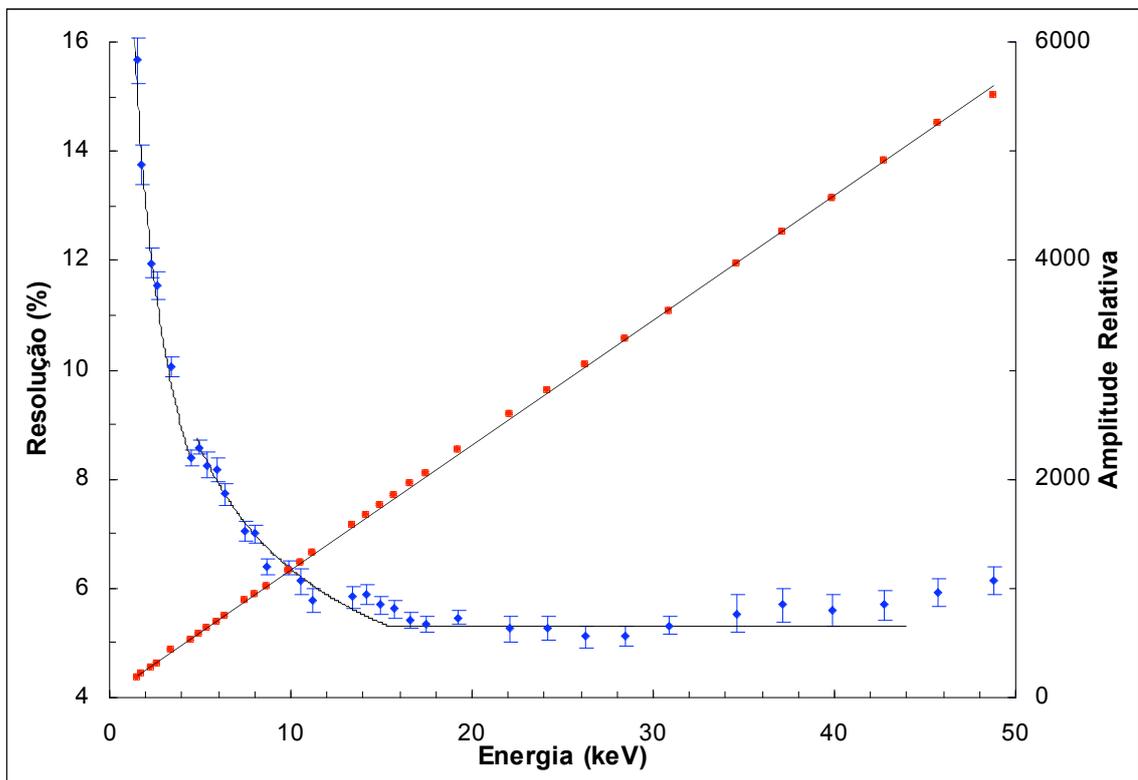


Figura 40: Resolução em energia e amplitude relativa em função da energia. As linhas apresentadas servem apenas como guia para a vista.

Este estudo foi realizado recorrendo à excitação das camadas K de alvos secundários usando as fontes de ^{55}Fe , ^{109}Cd e ^{141}Am , de acordo com as energias de fluorescência pretendidas. Os alvos foram colocados a uma distância de poucos centímetros da janela e orientados de forma

a fazerem um ângulo de 45° com o eixo longitudinal do detector. As fontes foram colocadas em frente aos alvos de forma que o seu eixo longitudinal fizesse um ângulo de 90° com o eixo longitudinal do detector.

Como a figura 40 evidencia, o detector apresenta uma boa linearidade em energia, à semelhança do que já se verificara para 800 torr [7,6] exibindo, no entanto, pequenas descontinuidades na região dos limiares K e L de absorção do xénon. Estas descontinuidades nada têm a ver com o desenho do detector em si ou com o método de formatação de impulsos utilizado, sendo antes característico dos detectores gasosos de xénon [54]. O facto de o efeito desta não-linearidade ser tão visível com este método, como acontece com a utilização de constantes de formatação longas, vem demonstrar uma vez mais que o novo método de análise dos impulsos garante a proporcionalidade entre a amplitude dos impulsos e a energia da radiação que lhes deu origem.

A resolução em energia apresenta um comportamento idêntico ao registado com uma montagem convencional do CGCP. Na região das baixas energias a resolução varia com $E^{-1/2}$. A partir dos cerca de 15 keV começa a notar-se um afastamento a este comportamento, tornando-se aproximadamente constante e até mesmo sofrendo uma ligeira degradação para as altas energias [6,52].

As resoluções em energia obtidas por fluorescência são ligeiramente piores que as obtidas para as mesmas energias na subsecção anterior, uma vez que correspondem a raios X não colimados, existindo maiores flutuações estatísticas. Para a linha K_{α} -Ag de 22,1 keV obteve-se 4,5% com a fonte ^{109}Cd bem colimada, ao passo que, por fluorescência do alvo de Ag, se obtém apenas 5,3%.

Os valores para a resolução em energia obtidos com xénon a 1400 torr são semelhantes aos obtidos à pressão de 800 torr, não se

registando qualquer degradação no desempenho do detector com a pressão, para a gama de energias já estudada com 800 torr (<45keV). O aumento da pressão tem, no entanto, a vantagem de se estender o método a energias mais elevadas e aumentar a eficiência de detecção.

5.4.3 Comparação do desempenho desta montagem com outros sistemas de detecção CGCP

Nas figuras 41 e 42 estão representados os espectros obtidos para as fontes ^{241}Am e ^{109}Cd e por fluorescência do Er, com diferentes montagens de CGCP.

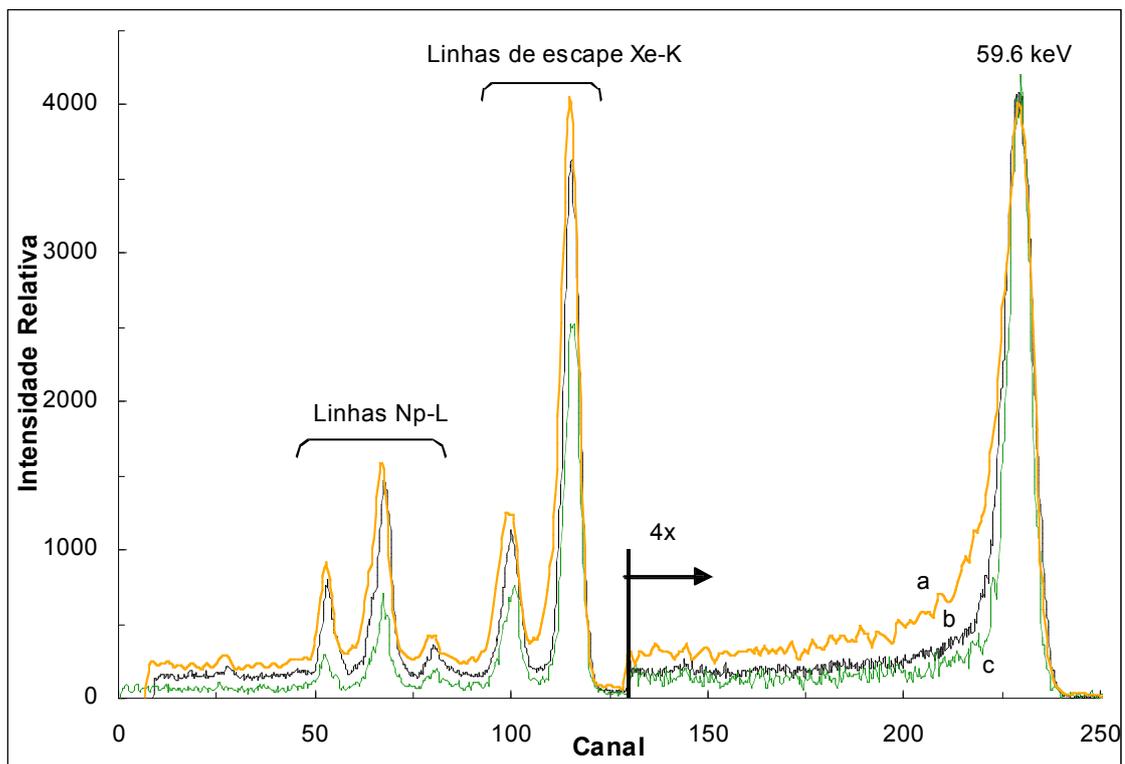


Figura 41: Espectro de ^{241}Am para CGCP sem região de deriva com Xe a 1400 torr (a); CGCP com 4 cm de deriva (b); CGCP com 7 cm de deriva (c).

Como se pode observar pela análise das figuras, a degradação no desempenho com o CGCP sem região de deriva a 1400 torr é apenas ligeira. A cauda, na região das baixas energias, presente nos espectros ^{241}Am e fluorescência do Er são mais predominantes do que nas restantes montagens, assim como o nível de fundo. No entanto, as

linhas de escape do xênon e o nível de fundo na região das baixas energias, após as caudas, têm aproximadamente valores similares aos da montagem do CGCP com 4 cm de deriva.

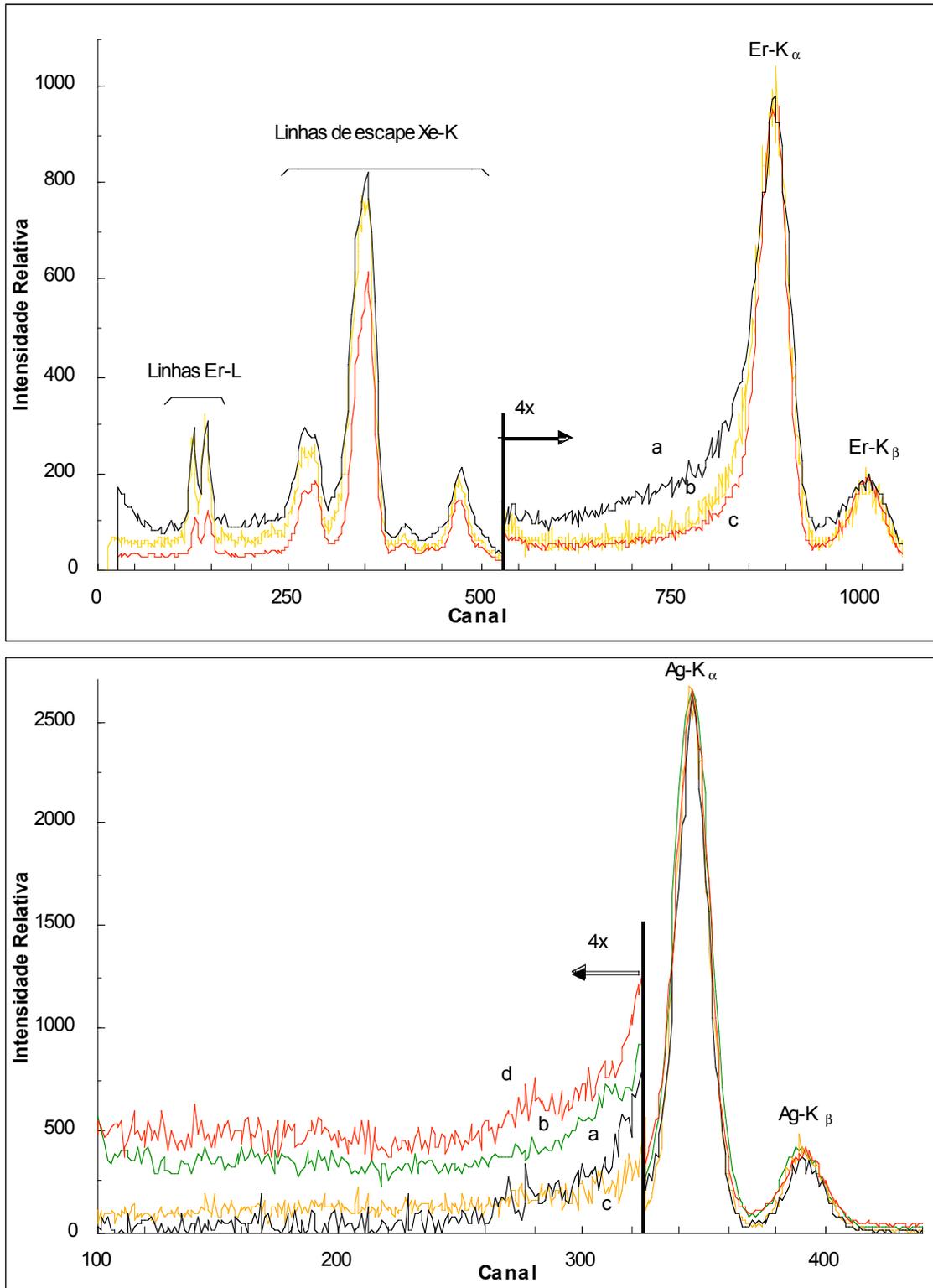


Figura 42: Espectro de fluorescência do Er e ^{109}Cd e para CGCP sem região de deriva com Xe a 1400 torr (a) e 800 torr (d); CGCP com 4 cm de deriva (b); CGCP com 7 cm de deriva (c).

No espectro obtido para a fonte de ^{109}Cd os resultados para os picos K_α e K_β da Ag são praticamente iguais para as diferentes montagens, mesmo para o CGCP sem região de deriva à pressão de 800 torr sendo, inclusive, o nível de fundo para o sistema com 1400 torr de xénon o mais baixo das quatro situações comparadas. Isto demonstra o bom desempenho do CGCP sem região de deriva para energias mais baixas, quer a 800 torr quer a 1400 torr.

Para energias muito baixas (<2 keV) o desempenho do CGCP sem região de deriva, usando-se constantes de formatação curtas, pode sofrer uma ligeira degradação. Uma vez que com o novo método apenas uma parte da luz produzida na região de cintilação é usada na determinação da amplitude dos impulsos, estes apresentam uma amplitude muito menor, cerca de 10 vezes, quando comparada com a obtida utilizando constantes de formatação longas. Isto conduz a um aumento das flutuações estatísticas responsáveis pela degradação do desempenho do detector face à formatação com constantes longas, em que toda a luz produzida é utilizada. Para energias mais elevadas, este aspecto vai-se tornando menos relevante à medida que a quantidade de cintilação produzida aumenta.

Na figura 43 está representado um espectro, obtido por fluorescência de um alvo de alumínio excitado com uma fonte ^{55}Fe , para o CGCP sem região de deriva à pressão de 1400 torr: com formatação curta (b); formatação longa (a); e um CGCP com deriva de 4 cm (c), para comparação. Esta figura mostra que este método apresenta ainda bom desempenho para energias próximas do keV.

Na figura 43 fica explícito que a resposta do detector a operar com $5\ \mu\text{s}$ ou $50\ \text{ns}$ é semelhante, na região das linhas Al-K, sendo melhor que no caso do CGCP com 4 cm de deriva. A formatação com $50\ \text{ns}$ conduz às menores caudas na região das baixas energias dos picos. Isto demonstra que o novo método de formatação conduz a um desempenho

do CGCP sem região de deriva melhor ou igual ao que é conseguido quando se usa toda a informação luminosa, pelo menos até às energias de 1 keV. Embora, na região das linhas Ca-K e Ti-K, o nível de fundo seja semelhante para as duas montagens do CGCP, para energias inferiores ele é mais elevado no caso do CGCP convencional.

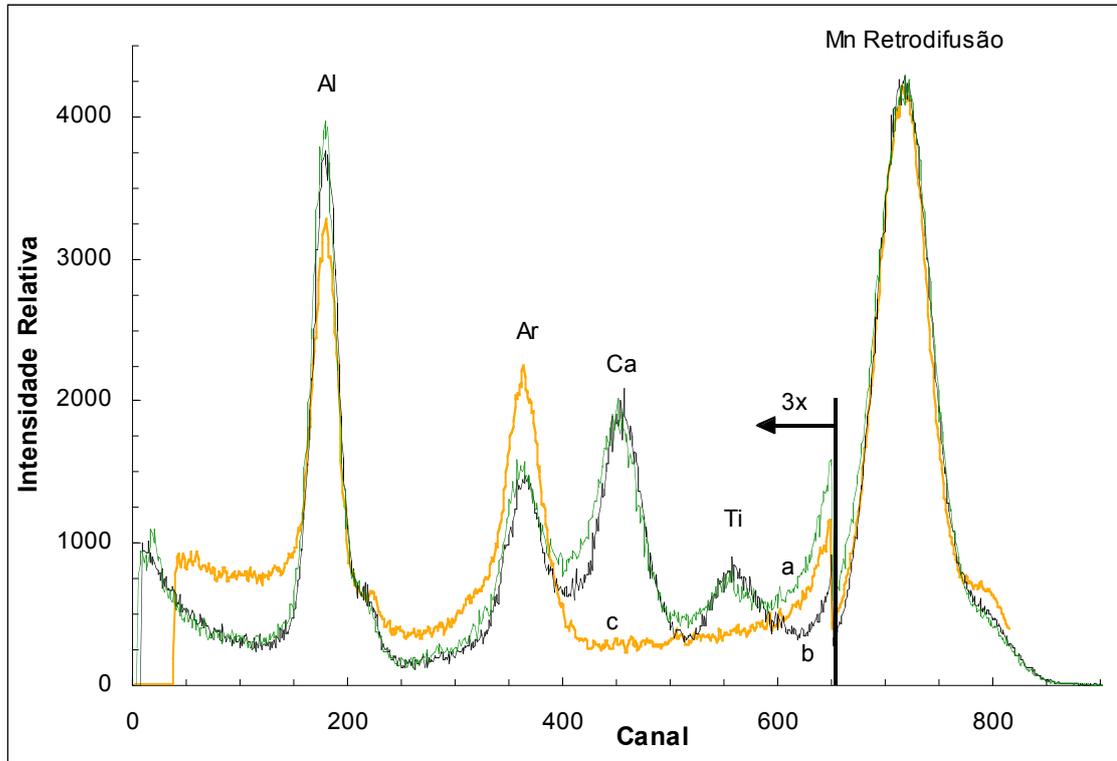


Figura 43: Espectro de fluorescência de Al para o CGCP sem região de deriva com Xe a 1400 torr usando-se 5 μ s (a) e 50ns (b) e para o CGCP com 4 cm de deriva (c);

5.4.4 Desempenho para a fluorescência de raios X

Nas figuras 44 e 45 apresentam-se três exemplos de espectros de fluorescência obtidos com o CGCP sem região de deriva com xénon à pressão de 1400 torr, usando-se a nova técnica de análise de impulsos. As amostras geológicas de antracite e calcopirite foram irradiadas com as fontes de ^{55}Fe e ^{109}Cd (figura 44), respectivamente. A amostra de *getters* SAES St 707 (70% Zr, 5,4% Fe e 26,4 V [38]) foi excitada com uma fonte de ^{109}Cd (figura 45).

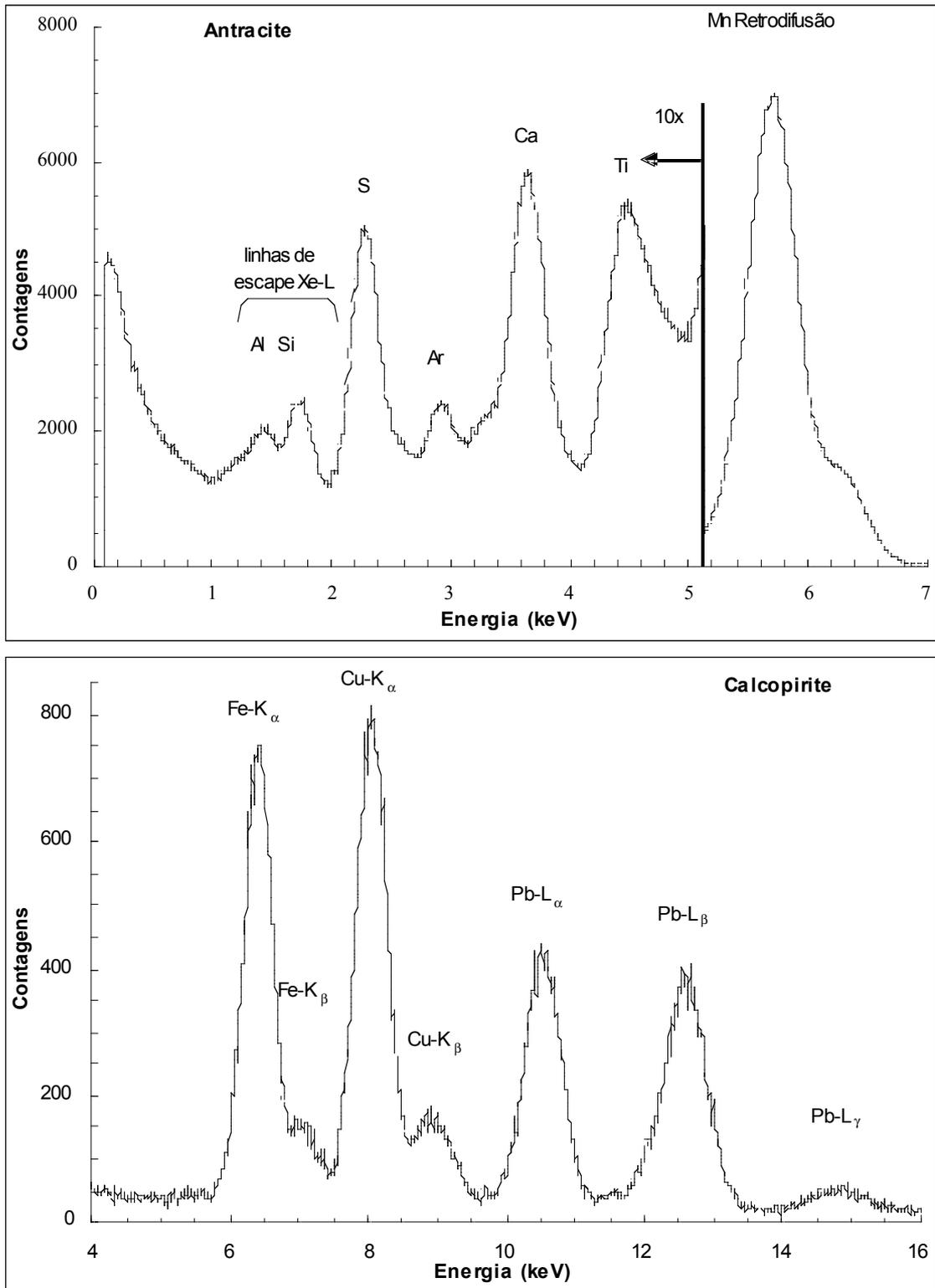


Figura 44: Espectros de fluorescência de uma amostra geológica de antracite excitada com uma fonte de ^{55}Fe e uma outra de calcopirite excita com ^{109}Cd .

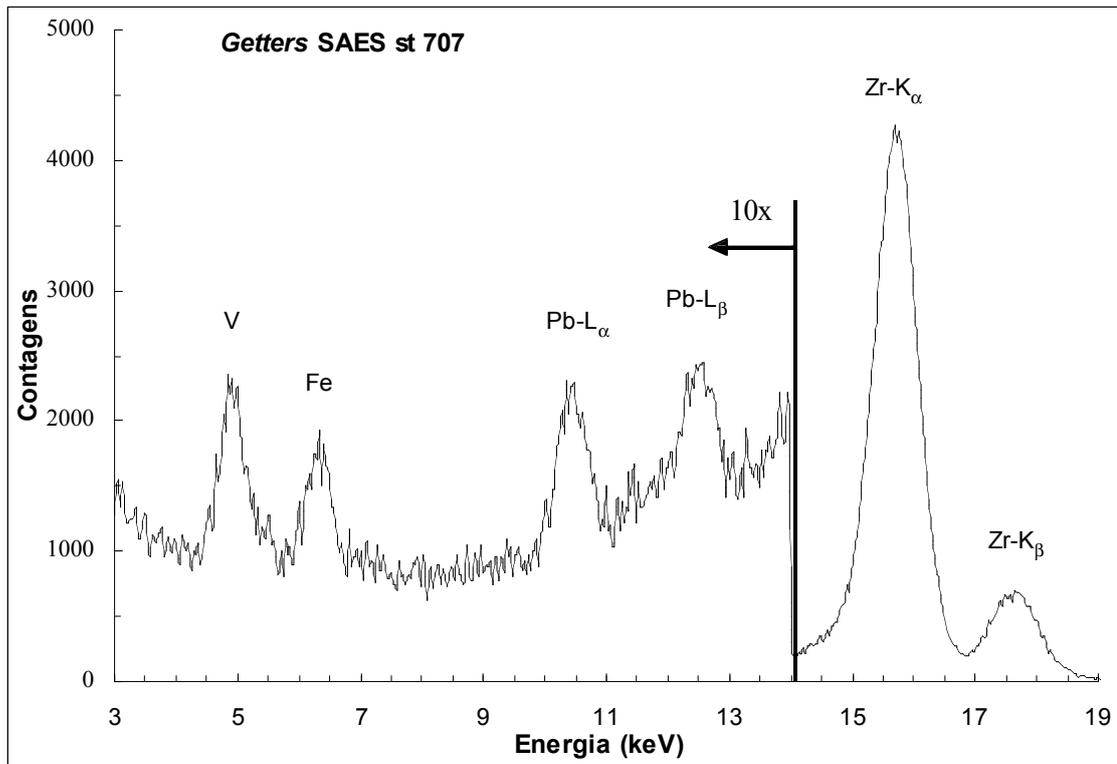


Figura 45: Espectro de fluorescência de *Getters SAES St 707* excitadas com uma fonte ^{109}Cd

Como se pode observar, o desempenho do sistema de detecção é bastante favorável, tanto na região das baixas energias como para energias mais elevadas. As linhas Pb-L presentes nos espectros de fluorescência resultam da fluorescência dos colimadores utilizados.

Nestes espectros de fluorescência foram obtidas resoluções em energia de 11,4% 9,7% , 9,2% , 7,6 % , 6,6% , 5,5% e 5,6% para as linhas K dos elementos S, Ca, V, Fe, Cu, K α do Zr e L α do Pb, respectivamente.

Como se pode observar, os picos correspondentes a emissões das linhas K de elementos de número atômico Z e $Z+1$ encontram-se completamente separados. Além disso, as linhas K α e K β começam a aparecer parcialmente separadas para energias acima de 6 keV.

Estes resultados são semelhantes aos obtidos com o mesmo sistema de detecção com enchimento a xénon à pressão de 800 torr [7].

5.5 Conclusões

Nesta secção comprova-se o bom desempenho do CGCP sem região de deriva com enchimento a xénon à pressão de 1400 torr, usando-se constantes de formatação curtas (50 ns). Este novo método de formatação permite a análise dos impulsos provenientes do detector sem o recurso à complexa e dispendiosa electrónica de análise de duração de impulsos e correcção de amplitude.

À semelhança dos resultados obtidos para esta mesma montagem com enchimento a xénon à pressão de 800 torr [7,9], o desempenho deste detector, à pressão de 1400 torr, revelou-se bastante bom num intervalo de energias entre 1 e 45 keV. No entanto, aumentando-se a pressão para 1400 torr, consegue-se estender a aplicabilidade do detector até energias de cerca de 60 keV, garantindo-se um desempenho bastante favorável, o que não acontecia a 800 torr. As resoluções obtidas de 7,7% , 4,5% e 3,8% para raios X de 5,9 e 22,1 keV e raios γ de 59,6 keV, respectivamente, comprovam o bom desempenho referido.

Como o uso de constantes de formatação curtas origina impulsos eléctricos que correspondem aproximadamente à evolução temporal dos impulsos luminosos produzidos na região de cintilação, a duração dos impulsos eléctricos produzidos pelo detector fica reduzida ao seu valor intrínseco, maximizando a taxa de contagem a que o detector consegue responder sem degradação do seu desempenho, por empilhamento de impulsos.

Uma vez mais ficou explicitado que o novo método de formatação dos impulsos garante uma boa linearidade em energia, um nível de fundo reduzido e uma resolução em energia semelhante à obtida para outras montagens de CGCP, num vasto intervalo de energias. Os resultados obtidos são, inclusive, melhores que os conseguidos com outros CGCP na região das baixas energias e muito semelhantes para

as energias mais elevadas. As caudas dos picos obtidos na região das altas energias são ligeiramente maiores que as obtidas com as montagens convencionais de CGCP.

Fica também claro que, ao contrário do comportamento linear da amplitude dos impulsos em função do E/p na região de cintilação nos CGCP, com este novo método de formatação existe um desvio àquela linearidade.

Espera-se que, aumentando ainda mais a pressão ou a profundidade da região de cintilação, o desempenho do detector melhore para raios X de alta energia. No entanto, para aumentar a pressão ter-se-ia que substituir o fotossensor, pois o limite máximo da pressão exterior suportada pelo fotomultiplicador foi quase atingido.

Fica assim uma vez mais demonstrada a grande potencialidade do novo método de formatação, que permite ao mesmo sistema de detecção todas as vantagens do CGCP sem região de deriva para energias abaixo dos 2 keV e um bom desempenho para energias até aos 60 keV, sem recorrer à complexa electrónica de correcção mas com uma simples alteração na formatação do sinal.

O trabalho desenvolvido nesta secção deu origem a uma publicação na revista *Nucl. Instr. and Meth.* A 516 [53].

VI

Notas finais

Neste trabalho ficou patente o bom desempenho de novas soluções para a detecção de raios X de alta energia e raios γ de baixa energia. Demonstrou-se a aplicabilidade do CGCP para energias próximas dos 100 keV, com um desempenho bastante favorável, recorrendo-se à pressurização do gás acima dos valores habituais, próximos da pressão atmosférica.

O estudo levado a cabo nas secções III e IV mostrou como as novas soluções para fotossensores podem substituir com vantagem os tradicionais fotomultiplicadores. Ao contrário destes últimos, podem ser utilizados em ambientes pressurizados acima das 2 atm, o que permite a detecção de energias mais elevadas com um desempenho muito bom.

O uso destes novos fotossensores, a operar directamente dentro do volume gasoso, elimina um dos principais problemas do fotomultiplicador – a janela de cintilação. Abre-se, assim, uma nova porta ao CGCP – a detecção de radiação da ordem dos 100 keV, com um bom desempenho, conseguido à custa do aumento da pressão do volume gasoso.

A utilização da microfita coberta por CsI num ambiente de xénon até 3 atm revelou que, embora haja alguma perda de ganho, esta é menor que a que existe em sistemas baseados na avalanche de electrões, não havendo degradação no desempenho do detector híbrido a alta pressão. O aumento da eficiência de detecção de raios X de alta energia constitui uma das principais vantagens desta montagem.

A possibilidade de utilização do fotodíodo de avalanche de grande área com os contactos eléctricos expostos ao ambiente gasoso, sem eventuais problemas de isolamento eléctrico, é também um facto

inovador. Isto permite trazer o fotodiodo, como fotossensor de um CGCP, para aplicações de alta pressão com todas as vantagens da sua utilização face a outras soluções para fotossensores, em especial ao fotomultiplicador.

A utilização destes fotossensores permite, assim, criar sistemas CGCP mais robustos e portáteis, devido às suas reduzidas dimensões e ao facto de estarem inseridos dentro do volume de detecção. Podem, por isso, ser utilizados na detecção de raios X e raios γ de baixa energia.

Por outro lado, a secção V confirma o bom desempenho do CGCP sem região de deriva usando-se o novo método de tratamento de impulsos. Para além das vantagens já conhecidas do CGCP sem região de deriva na detecção de energias abaixo dos 2 keV e do seu bom desempenho para energias até 40-50 keV, a pressurização deste a ~ 2 atm demonstrou a polivalência do método, pois revelou um desempenho muito favorável mesmo a 60 keV.

O CGCP sem região de deriva, associado ao novo método de formatação com constantes temporais curtas, revela-se assim um sistema de detecção polivalente que pode ser utilizado, tanto a energias baixas como a energias mais altas, sem necessidade de recorrer ao tratamento de correcção e normalização dos impulsos. Elimina-se, assim, um bloco de electrónica mais ou menos complexo e sempre dispendioso, ganhando o sistema em simplicidade.

Este estudo demonstra que o tema “CGCP” não se encontra ainda esgotado e que este tipo de detector constitui ainda uma boa alternativa para a detecção de radiação com energias até 100 keV.

VII

Referências

- [1] C.A.N. Conde e A.J.P.L. Policarpo, “A gas proportional scintillation counter”, *Nucl. Instr. Meth.*, 53, pag. 7-12, 1967.
- [2] A.J.P.L. Policarpo, M.A.F. Alves e C.A.N. Conde, “ The argon-nitrogen proportional scintillation counter”, *Nucl. Instr. Meth.*, 55, pag 105-119, 1967.
- [3] J.M.F. dos Santos, “Contadores gasosos de cintilação proporcional para análise por fluorescência de raios X”, *Tese de doutoramento*, Universidade de Coimbra, 1994.
- [4] H. Inoue, K. Koyama, M. Matsuoka, T. Ohasi, Y. Tanaka e H. Tsunemi, *Nucl. Instr. And Meth.*, 157, pag. 295, 1978.
- [5] D.G. Simons e P.A.J. De Korte, “Soft X-ray energy resolution and background rejection in driftless gas scintillation counter”, *Nucl. Instr. And Meth.*, A277, pag. 642-656, 1989.
- [6] P.C.P.S. Simões, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, “ Driftless gas proportional scintillation counter pulse analysis using digital processing techniques”, *X-Ray Spectrometry*, 30, pag. 342-347, 2001.
- [7] D.S Covita, “Estudo do CGCP sem zona de deriva- Um novo método para análise de impulsos”, *Tese de projecto*, Universidade de Coimbra, 2002.
- [8] P.C.P.S. Simões, D.S. Covita, C.M.B. Monteiro, J.M.F. dos Santos e R.E. Morgado, “ A simple approach to X-ray spectrometry with driftless gas proportional cintillation counters”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49, pag. 912-916, 2002.
- [9] P.C.P.S. Simões, D.S. Covita, J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos e R.E. Morgado, “ A new method for pulse analysis of driftless gas proportional scintillation counters”, *Nucl. Instr. And Meth*, A 505 (1-2), pag. 247-251, 2003.
- [10] J.A.M. Lopes, “Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional: Novas Aplicações e Tecnologias de Fotossensores Integrados”, *Tese de Doutoramento*, Universidade de Coimbra, 2002.
- [11] J.F.C.A Veloso, “Detectores Gasosos de Radiação Baseados em Microestruturas”, *Tese de Doutoramento*, Universidade de Coimbra, 2000.
- [12] A.J.P.L Policarpo, M.A.F. Alves e C.A.N. Conde, “The argon-nitrogen proportional scintillation counter”, *Nucl. Instr. And Meth*, 55, pag. 105, 1967.
- [13] C.A.N. Conde, A.J.P.L Policarpo e M.A.F. Alves, “ Gas proporcional scintillation counter with xenon and xenon mixtures”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-15, pag. 84, 1968.

-
- [14] M.A.F. Alves, M.S.S.C.P. Leite, M.A. Feio e A.J.P.L Policarpo, "Xenon-Kripton mixtures for the gas proportional scintillation counter", *Nucl. Instr. And Meth*, 144, pag. 605, 1977.
- [15] T. Takahashi, S. Himi, M. Suzuki, J. Z. Ruan e S. Kubota, "Emission Spectra from Ar-Xe, Ar-Kr, Ar-N₂, Ar-CH₄, Ar-CO₂ e Xe-N₂ gas scintillation proportional counters", *Nucl. Instr. And Meth*, 205, pag. 591, 1983.
- [16] M.A. Feio, A.J.P.L Policarpo e M.A.F. Alves "Thresholds for secondary light emission by noble gases", *Japan J. Appl. Phys.*, 21, pag. 1184, 1982.
- [17] F. Favata, A. Smith, M. Bavdaz e T.Z. Kowalski, "Light yield as function of gas pressure and electric field in gas scintillation proportional counters", *Nucl. Instr. and Meth*, A294, pag. 595, 1990.
- [18] F.P. Santos, T.H.V.T. Dias, A.D. Stauffer e C.A.N. Conde, "Tridimensional Monte Carlo Calculation of the VUV electroluminescence and other electron transport parameters in xenon", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27, pag 42-48, 1994.
- [19] T.H.V.T. Dias, F.P. Santos, A.D. Stauffer e C.A.N. Conde, "A Monte Carlo simulation of X-ray absorption and electron drift in gaseous xenon", *Phys. Rev. A*, 48, pag. 2887, 1993.
- [20] C.A.N. Conde, L.R. Ferreira e M.F.A Ferreira, "The secondary scintillation output of xenon in a uniform field gas proportional scintillation counter", *IEEE Trans. Nucl. Sci*, 24, pag. 221, 1977.
- [21] D.F. Anderson, "A Xenon gas scintillation proportional counter coupled to a photoionization detector", *Nucl. Instr. and Meth*, 178, pag. 125-130, 1980
- [22] J.C. Van Standen, J. Foh, M. Mutterer, J. Pannicke, K.P. Schelhaas e J.P. Theobald, "A vacuum photodiode as light sensing element for gas scintillation counters", *Nucl. Instr. and Meth*, 157, pag. 301, 1978.
- [23] D.G. Simons, P.A.J. De Korte, J.F. Pearson, A. Smith e J.A.H. Bleeker, "Performance of an imaging gas scintillation proportional counter with microchannel plate read-out", *IEEE Trans. Nucl. Sci*, 32, pag. 345-349, 1985.
- [24] J.F.C.A Veloso, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, "Performance characteristics of a gas proportional scintillation counter coupled to a microstrip gas chamber photossensor", *Nucl. Instr. and Meth*, A422, pag. 273-277, 1999.
- [25] J.A.M. Lopes, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, "A large area avalanche photodiode as the VUV photossensor for gas proportional scintillation counters", *Nucl. Instr. and Meth*, A454, pag. 421-425, 2000.
- [26] C.M.B. Monteiro, J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, "The performance of the GPSC/MSGC hybrid detector with argon-xenon mixtures", *IEEE Trans. Nucl. Sci*, 49(3), pag. 907-911, 2002.
- [27] J.A.M. Lopes, J.M.F. dos Santos, R.E. Morgado e C.A.N. Conde, "A Xenon Gas Proportional Scintillation Counter with a UV-sensitive Large-Area Avalanche Photodiode", *IEEE Trans. Nucl. Sci*, 48, pag. 312-319, 2001.

- [28] H. Inoue, K. Koyama, M. Matsuoka, T. Ohasi, Y. Tanaka e H. Tsunemi, *Nucl. Instr. and Meth*, 157, pag. 295, 1978.
- [29] J. Dutton, *J.Phys. Chem. Data* 4, pag. 577, 1975.
- [30] T.H.V.T. Dias, F.P. Santos, A.D. Staufer e C.A.N. Conde, “Distortion effects in soft x-ray energy spectra for xenon gaseous detectors: A Monte Carlo simulation study”, *Physical Review A*, 46 n°1, pag. 237-245, 1992.
- [31] A. Bolozdynya, V. Egovov, A. Koutchenkov, G. Safronov, G. Smirnov, S. Medved e V. Morgunov, “An electroluminescence emission detector to search for double-beta positron decays of ^{124}Xe and ^{78}Kr ”, *IEEE Trans. Nucl. Sci*, 44, pag. 1046-1051, 1997.
- [32] J.F.C.A. Veloso, J.A.M. Lopes, J.M.F dos Santos e C.A.N. Conde, “A microstrip gas chamber as a VUV photossensor for a xenon gas proportional scintillation counter”, *IEEE Trans. Nucl. Sci*, NS-43, pag. 1232-1236, 1996.
- [33] R. Bellazzini 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, n°12, pag.1-91, 1994.
- [34] A. Bondar, A. Buzulustskov, F. Sauli e L. Shekhtman, “High- and low-pressure operation of the gas electron multiplier”, *Nucl. Instr. and Meth*, A419, pag. 418-422, 1998.
- [35] P.J.B.M. Rachinhas, T.H.V.T. Dias, J.A.M. Lopes, F.P. Santos, L.M.N. Távora, C.A.N. Conde e A.D. Stauffer, “Dependence of the Photoelectron Collection Efficiency in Noble Gases on the Incident VUV Photon Energy”, *IEEE Nucl. Sci. Symposium Conf. Record*, 2002.
- [36] J.F.C.A. Veloso, J.M.F dos Santos e C.A.N. Conde, “Gas proportional scintillation counters with a CsI-covered microstrip plate UV-photosensor for high resolution X-ray spectrometry” *Nucl. Instr. and Meth*, A457, pag. 253-261, 2001.
- [37] A. Breskin, “CsI UV photocathode: history and mistery”, *Nucl. Instr. and Meth*, A371, pag. 116-136, 1996.
- [38] SAES Getters, Via Gallarate, Milão, Itália; <http://www.saesgetters.com>
- [39] D.S.A.P Freitas, 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.
- [40] C.M.B. Monteiro, J.F.C.A. Veloso, D.S.A.P Freitas, J.M.F dos Santos e C.A.N Conde, “The gas proportional scintillation counter/microstrip gas chamber hybrid detector with argon filling”, *Nucl. Instr. and Meth*, A490, pag. 169-176, 2002.
- [41] D.S. Covita, J.F.C.A. Veloso, F.D. Amaro, J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, “High-Pressure Xenon GPSC/MSGC Hybrid Detector”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50, n°4,1629-1633, 2003.

- [42] C.M.B. Monteiro, 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, pag. 1081-1086, 2001.
- [43] H. Natal da Luz, J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos, C.A.N. Conde, R.M.C. Silva, H.-R. Pan, Z.-Y. Li e H.-A. Lin "A large-area gas proportional scintillation counter for balloon born solar x-ray spectrometry", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49, pag. 2488-2491, 2002.
- [44] G.F. Knoll, "Radiation Detection and Measurements", 3rd edition, John Wiley & Sons, New York, 1999.
- [45] B. Zhou 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.
- [46] T.W. Barnard, M.I. Crockett, J.C. Ivaldi, P.L. Lundberg, D.A. Yates, P.A. Levine e D.J. Sauer, *Analytical Chemistry*, 65, pag. 1231-1239, 1993
- [47] E.M. Gullikson, E. Gramsch e M. Szawlowski "Large-area avalanche photodiodes for the detection of soft X-rays", *Applied Optics*, 34, pag. 4662-4668, 1995.
- [48] L.R. Canfield, R.E. Vest, R. Korde, H. Schmidtke e R. Desor, "Absolute silicon photodiodes for 160 nm to 254 nm photons", *Metrologia*, 35, pag. 329, 1998.
- [49] Advanced Photonix Inc., 1240 Avenida Acaso, Camarillo CA 93012, EUA.
- [50] <http://www.airliquide.com/en/business/products/gases/gasdata/>
- [51] F.I.G.M. Borges, J.M.F. dos Santos, T.H.V.T. Dias, F.P. Santos, P.J.B.M. Rachinhas e C.A.N. Conde, "Operation of gas proportional scintillation counters in a low charge multiplication regime", *Nucl. Instr. And Meth A*, 422, pag. 321-325, 1999.
- [52] J.M.F. dos Santos, J.F.C.A. Veloso, R.E. Morgado e C.A.N. Conde, "The performance of a compact gas proportional scintillation counter for hard x-ray spectrometry", *Nucl. Instr. And Meth A*, 353, pag. 195-200, 1994.
- [53] D. S. Covita, J. A. M. Lopes, M. Szawlowski and J. M. F. dos Santos, "High Pressure Xenon GPSC/LAAPD for hard X-ray Spectrometry", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51, 2004, a publicar
- [54] T.H.V.T. Dias, J.M.F. dos Santos, P.J.B.M. Rachinhas, F.P. Santos, C.A.N. Conde e A.D. Staufer, "Full-energy absorption of X-ray energies near the Xe L- and K-photoionization thresholds in xenon gas detectors: Simulation and experimental results", *J. Appl. Phys.*, 82, pag. 2742, 1997.

- [55] D.S. Covita, P.C.P.S. Simões, L.M.P. Fernandes, E.D.C.Freitas, L.F. Requicha Ferreira, J.F.C.A. Veloso and J,M,F. Dos Santos, “The X-ray performance of a driftless Gas Proporcional Scintilation Counter using short shaping-time constants for pulse-analysis” *Nucl. Instr. and Meth. A* 516, pag. 134-142, 2004.