

FACULDADE DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA

UNIVERSIDADE DE COIMBRA



Projeto, Desenho e Desenvolvimento de um Sistema
para Medida de Velocidade de Deriva de Eletrões

Daniel Filipe Costa Cavaleiro

Supervisor:

Professora Doutora Filomena Pinto dos Santos

Dissertação de Mestrado Integrado em Engenharia Física, apresentada ao Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra para obtenção do grau de Mestre

Fevereiro 2016

Esta cópia da tese é fornecida na condição de que quem a consulta reconhece que os direitos de autor são pertença da Universidade de Coimbra e que nenhuma citação ou informação obtida a partir dela pode ser publicada sem a referência apropriada.

This copy of the thesis has been supplied on condition that anyone who consults it is understood to recognize that its copyright rests with University of Coimbra and that no quotation from this thesis and no information derived from it may be published without proper acknowledgement.

This work is funded by FEDER, through the Programa Operacional Factores de Competitividade – COMPETE and by National funds through FCT – Fundação para a Ciência e Tecnologia (FCT) in the frame of the Laboratory of Instrumentation and Experimental Particle Physics through the QREN RAD4LIFE project. Daniel F. C. Cavaleiro was also supported by a grant through the project CENTRO-07-ST24-FEDER-002007.



Resumo

Detetores gasosos de radiação, em especial a alta pressão, têm vindo a assumir um papel cada vez mais importante na investigação atual. Para aperfeiçoar esses detetores, estudos complementares têm vindo a ser realizados, sendo o estudo das propriedades dos meios gasosos de detecção um dos mais relevantes.

Assim, com o objetivo de contribuir para o aperfeiçoamento dos detetores gasosos de radiação, foi proposto o desenvolvimento de um sistema experimental que permitisse determinar velocidades de deriva de eletrões em gases (puros e misturas) a altas pressões. Com esse objetivo em mente, procedeu-se à familiarização dos conceitos físicos envolvidos neste tipo de detetores para que fosse possível passar ao projeto do sistema experimental. Por fim, projetou-se e montou-se um dispositivo baseado nos objetivos pretendidos e realizaram-se testes, em Xénon, para comprovar o bom funcionamento do mesmo.

Assim, nesta dissertação, é descrito o percurso seguido para o desenvolvimento de um sistema experimental funcional, que permitisse determinar velocidades de deriva de eletrões em gases a altas pressões.

Abstract

This thesis was developed due to the importance that gaseous radiation detectors have been regaining in investigation. To enhance the performance of these detectors, additional studies have been made and among those the the study of detection gas properties is one of the most relevant.

In order to contribute to the improvement of gas radiation detectors it was our goal to develop an experimental system that allows the determination of electron velocities in gases (pure and mixtures) at high pressures.

With this purpose in mind the study of theoretical basis on the physical phenomena involved in gaseous radiation detectors was carried out to allow the planning of the experimental system. After the design of the device, the experimental system was assembled and tests were performed on Xenon, to ensure the correct functioning of the experimental system.

In this dissertation, we describe the route that has been followed for the development of a working experimental system, to determine electron drift velocities in gases at high pressures.

Agradecimentos

Gostaria por começar a agradecer a todas as pessoas que me ajudaram no desenvolvimento deste trabalho, e deixar um agradecimento especial:

À minha supervisora, Professora Doutora Filomena Pinto dos Santos, pela orientação, suporte e total disponibilidade em todas as situações. Agradeço também a paciência e conselhos que me deu ao longo deste trabalho.

Ao Alexandre Trindade, que tornou este trabalho possível, ajudando-me ao longo do desenvolvimento do sistema experimental. Agradeço também pela forma como me recebeu no laboratório, fazendo-me sentir completamente integrado no ambiente de trabalho.

Ao André Cortez por me ter aberto a porta do LIP e pelos conselhos que me foi dando na realização deste trabalho. Também não posso deixar de agradecer a desestabilização que as suas conversas sempre interessantes proporcionaram.

A todas as pessoas envolvidas na oficina do LIP, pela ajuda no desenvolvimento do sistema experimental.

Aos meus amigos, pelo companheirismo e pelos momentos inesquecíveis que levo destes cinco anos. Foram sem dúvida uma parte fundamental e sem eles teria sido tudo muito mais difícil.

Como não podia de ser, quero também agradecer à minha família. Aos meus pais pelo apoio incondicional em todas as decisões, e à minha irmã, que para além do apoio e dos conselhos, me proporciona um exemplo a seguir.

Sumário

| | |
|--|----|
| Acrónimos | i |
| Lista de Figuras | ii |
| Lista de Tabelas..... | iv |
| Capítulo 1: Introdução | 1 |
| 1.1 Estado da Arte..... | 3 |
| Capítulo 2: Fundamento Teórico..... | 4 |
| 2.1 Interação da Radiação com a Matéria | 5 |
| 2.2 Deriva de Eletrões..... | 9 |
| 2.3 Difusão | 13 |
| 2.4 Indução de Carga..... | 15 |
| 2.5 Eletrónica de Sinal..... | 18 |
| 2.5.1 Pré-amplificador de carga..... | 18 |
| 2.5.2 Discriminador | 20 |
| 2.6 Meio Gasoso | 21 |
| Capítulo 3: Sistema Experimental | 24 |
| 3.1 GEM..... | 25 |
| 3.2 Grelhas | 27 |
| 3.3 Sistema de Vácuo | 29 |
| 3.4 Primeiro Protótipo | 30 |
| 3.5 Princípio de Operação do Primeiro Protótipo | 33 |
| 3.6 Segundo Protótipo | 34 |
| 3.7 Princípio de Operação do Segundo Protótipo | 35 |
| 3.8 Fonte Radioativa..... | 36 |
| Capítulo 4: Trabalho Experimental | 40 |
| 4.1 Montagem do Sistema Experimental | 40 |
| 4.2 Teste do primeiro Protótipo | 44 |
| 4.3 Eletrónica..... | 45 |
| 4.4 Teste do Segundo Protótipo | 46 |
| Capítulo 5: Resultados Experimentais | 48 |
| 5.1 Primeiras Medidas | 49 |
| 5.2 Medidas Finais | 51 |

| | | |
|---|------------------------|----|
| 5.2.1 | Análise do Sinal | 51 |
| 5.2.2 | Resultados | 54 |
| Capítulo 6: Conclusões finais e trabalho futuro | | 57 |
| Bibliografia | | 59 |

Acrónimos

LEP – Large Electron-Positron Collider

ATLAS – A Toroidal LHC Apparatus

ALICE – A Large Ion Collider Experimental

GEM – Gas Electron Multiplier

LIP – Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas

Lista de Figuras

| | |
|---|----|
| Figura 1: Importância relativa dos diferentes fenômenos de interação para raios-X e radiação gama para diferentes meios absorventes [14]. | 7 |
| Figura 2: Representação das seções eficazes do efeito fotoelétrico (σ_P), da dispersão de Compton (σ_C), e da dispersão de Rayleigh (σ_R) em Xénon. Também se encontram representados os respectivos comprimentos de absorção LP, LR, LC no eixo vertical à direita, para o Xénon a 20°C e a 760 Torr. As linhas de pontos representam as seções eficazes parciais das camadas e sub-camadas do Xénon [16]. | 7 |
| Figura 3: Velocidades de deriva do elétron em Xénon puro. Imagem retirada da referência [18]. | 13 |
| Figura 4: Carga induzida num eletrodo pela mesma carga em diferentes posições[10] | 15 |
| Figura 5: Linhas do campo elétrico que terminam em cada eletrodo em função da distância a que a carga se encontra. As linhas a tracejado representam a superfície Gaussiana (lei de Gauss). | 15 |
| Figura 6: Esquema simplificado de um pré-amplificador de carga com acoplamento AC [24]. | 19 |
| Figura 7: Figura representativa dos efeitos de “jitter” e “time walk” que podem afetar a determinação de tempos de chegada. Figura retirada da referência [25]. | 20 |
| Figura 8: Velocidades de deriva para duas misturas de Argon- Metano contaminadas por uma pequena percentagem de vapor de água. a) Ar(91%) + CH ₄ (9%) b) Ar(80%) + CH ₄ (20%) . Os erros de medição estão estimados em menos de 1%. Figura retirada da referência [17]. | 23 |
| Figura 9: Esquema da geometria típica de um GEM. ($P = 140\mu\text{m}$, $D = 70\mu\text{m}$, $d = 55\mu\text{m}$, $T = 50\mu\text{m}$, $t = 5\mu\text{m}$) [31]. | 26 |
| Figura 10: Linhas de Campo (vermelhas) e linhas equipotenciais (verdes) de um GEM. | 26 |
| Figura 11: Ganho de um GEM em função da diferença de potencial entre a superfície do GEM, em Xénon e em Neon a diferentes pressões. Figura retirada da referência [32]. | 27 |
| Figura 12: Transparência de Carga de uma grelha em função da geometria e da razão entre campos elétricos. Figura retirada da referência [10]. | 28 |
| Figura 13: Imagem representativa do sistema experimental. | 29 |
| Figura 14: Primeiro Protótipo esquematizado | 31 |
| Figura 15: Detetor vista exterior (em cima); Detetor vista interior em corte (em baixo). | 32 |
| Figura 16: Esquema da geometria do “Ball Plungers” ($A = M3$, $B = 4.83\text{mm}$, $C = 0.5\text{mm}$, $D = 1.5\text{mm}$). Figura retirada da referência [34]. | 33 |

| | |
|--|----|
| Figura 17: Esquema do interior do detector em que uma grelha substituiu o segundo GEM. | 35 |
| Figura 18: Espectro da fonte ^{55}Fe obtido com “XR-100T-CdTe X-Ray & Gamma Ray Detector” [35]. | 37 |
| Figura 19: Espectro da fonte de ^{241}Am obtido com “XR-100T-CdTe X-Ray & Gamma Ray Detector” [35]. | 38 |
| Figura 20: Peça que contém a janela do detector (à esquerda) e a peça onde essa peça irá aparafusar (à direita). | 41 |
| Figura 21: Flange superior do detector, onde é possível observar o anel de “Macor®” a branco e a janela de Polietileno Aluminizado. | 41 |
| Figura 22: Sistema experimental. 1.Pré-amplificador de alta tensão; 2.Detector; 3. Medidor de Pressão; 4.Linha de Admissão de Gás; 5.Suporte; 6.Passador de Movimento..... | 43 |
| Figura 23: GEMs do primeiro protótipo destruídos..... | 44 |
| Figura 24: Imagem do sinal obtido no osciloscópio para um campo reduzido de $0.79 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$ com uma distância de deriva de 1,15 cm. O canal 1 é o “trigger” do sistema e o canal 2 é o sinal obtido no ânodo do mesmo. | 49 |
| Figura 25: Representação gráfica dos valores de velocidades de deriva de elétrons em Xénon obtidas neste sistema experimental e comparadas com valores obtidos por simulação de Monte Carlo retirados da referência [39]. | 50 |
| Figura 26: Imagem do sinal no osciloscópio..... | 53 |
| Figura 27: Imagem do sinal reconstruído e analisado. | 53 |
| Figura 28: Representação gráfica dos valores de velocidades de deriva de elétrons em Xénon obtidas neste sistema experimental e comparadas com valores obtidos por simulação de Monte Carlo retirados da referência [39]. | 54 |
| Figura 29: Comparação da transição entre a zona linear e não linear do sinal recolhido para um $E/p = 0.14$ (esquerda) e $E/p = 0.48$ (direita) à saída do GEM e o mesmo campo elétrico reduzido na região de deriva ($E/p = 0.50$)..... | 55 |
| Figura 30: Representação gráfica dos valores de velocidades de deriva de elétrons em Xénon obtidas neste sistema experimental na curva de velocidades de deriva de elétrons em Xénon..... | 56 |

Lista de Tabelas

| | |
|---|-----------|
| <i>Fontes Radioativas de raios-X de baixa energia [13]</i> | <i>6</i> |
| <i>Velocidades de deriva experimentais de elétrons em Hélio e Xénon puros retirada da referência [17]</i> | <i>12</i> |

Capítulo 1

Introdução

Atualmente, a investigação científica mais avançada tem por objetivo o apoio à procura de partículas desconhecidas e de características que possibilitem novas formas de detecção, em detetores de traço, já que estes podem permitir determinar a partícula que induz o sinal, através da sua velocidade e energia no campo reduzido a que está sujeita [1]. Assim, uma grande quantidade de recursos e esforços tem sido orientada como objetivo de aumentar a resolução quer em posição, quer em energia dos detetores, de forma a otimizar a informação retirada em cada medida. Para tal, têm-se realizado estudos complementares a diferentes propriedades dos detetores. Por exemplo, num tipo de detetores muito usado hoje em dia, os detetores gasosos, um parâmetro fundamental é o meio de detecção [2]. Os detetores gasosos, desenvolvidos para detecção de traço a altas energias, necessitam operar a altas pressões de forma a que radiações de altas energias (e grande alcance) sejam paradas dentro do volume do detetor. Assim um estudo complementar de elevada importância é o comportamento dos gases de detecção (puros e em misturas) sob vários campos e a várias pressões.

O estudo feito nesta dissertação é motivado pelo interesse que as propriedades dos gases usados como meio de detecção têm nos detetores de traço, e pretende estudar a velocidade de deriva de eletrões a altas pressões em diferentes gases. Com esse objetivo

em mente foi desenvolvido um sistema que permite realizar essas medidas, sendo que o primeiro gás a testar será o Xénon, com o intuito de comprovar o funcionamento do detetor.

A velocidade de deriva é uma propriedade importante num meio de detecção, já que dela depende a determinação do traço de um acontecimento. O Xénon, um dos gases mais utilizados em detetores gasosos, tem uma velocidade de deriva de elétrons baixa. Esta característica transforma-se numa desvantagem em detetores de grandes dimensões já que compromete a detecção do traço do acontecimento e a rejeição de radiação de fundo.

Assim, este estudo destina-se a projetar, desenhar e construir um sistema que permita comparar propriedades de deriva de gases (puros e misturas) e assim, porventura, otimizar a resolução espacial de detetores gasosos através da escolha adequada do meio de detecção.

No capítulo 2 é apresentado um resumo dos conceitos mais importantes a ter em consideração no decurso do estudo apresentado nesta dissertação.

No capítulo 3 descrevem-se os diferentes passos realizados no desenvolvimento do sistema experimental que serviu de base a esta dissertação. Neste capítulo serão também discutidas as alternativas e as dificuldades encontradas ao longo deste processo.

No capítulo 4 tratar-se-á da montagem do sistema e dos estudos realizados para determinar as condições favoráveis de operação do sistema. Neste capítulo será também discutido o primeiro “setup” utilizado para medidas de velocidades de deriva de elétrons em Xénon.

No capítulo 5 serão apresentados os resultados obtidos em Xénon, com o sistema desenvolvido, para comprovar o seu funcionamento e comparar-se-ão os resultados obtidos com valores da literatura.

No capítulo 6 descreve-se o que se pretende realizar num futuro próximo com este sistema experimental. Neste capítulo também se discutirão modificações que poderão ser implementadas para melhorar o sistema existente, tanto em resolução como em termos de amplitude da gama de variáveis estudadas e apresentadas neste estudo.

1.1 Estado da Arte

O estudo de velocidades de deriva de elétrons através da utilização de detetores gasosos não é um tópico recente. Assim, é possível encontrar literatura sobre diversos estudos realizados nesse assunto. Dentro destes, verifica-se que há diferentes abordagens possíveis quer no que respeita aos diferentes processos de geração de elétrons, ou em relação aos diferentes métodos de medida do tempo de deriva dos mesmos. São exemplos desta diversidade de opções os trabalhos desenvolvidos por J. C. Bowe [3] em que fotões de uma lâmpada pulsada arrancam fotoelétrons de um cátodo e de T. Berghöfer [4], em que um feixe laser ioniza o meio gasoso do detetor. No que respeita à determinação do tempo de deriva dos elétrons temos que, para os primeiros autores, o tempo de deriva é determinado pela corrente induzida pelos elétrons no ânodo, enquanto no segundo o feixe laser é dividido em dois, atravessando o detetor em duas posições diferentes e produzindo duas nuvens eletrónicas a diferentes distâncias. Ao chegarem em instantes diferentes ao fio de recolha, cada nuvem eletrónica induz um impulso que ativa ou desativa um dispositivo lógico e o tempo de deriva é determinado pelo tempo em que o dispositivo lógico está ativo.

É possível também encontrar trabalhos [5] em que a produção de elétrons livres é realizada através de uma fonte radioativa e o tempo de deriva determinado pela corrente induzida num elétrodo.

Além dos sistemas referidos em cima, que nos serviram de referência, há muitos outros que apresentam outros processos de produção de elétrons e de medida do tempo de deriva de elétrons que não vamos descrever aqui [6]–[8].

Capítulo 2

Fundamento Teórico

Desde o fim do século XIX e início do século XX que se tem vindo a tentar identificar novas partículas e estudar as suas propriedades. Foi com o aparecimento de detetores como “*Cloud Chamber*” e “*Bubble Chamber*”, baseados na visualização do percurso originado pela interação das partículas com o meio gasoso do detetor, que foi possível concretizar esse objetivo. Nestes, os percursos obtidos eram fotografados e medidos, e a partir deles, inferia-se a natureza e energia das partículas que os induziam. Apesar de estes detetores terem permitido um avanço considerável na investigação, têm uma enorme desvantagem que os torna praticamente inoperantes: a medida é desencadeada por um mecanismo de controlo exterior ao detetor, e não por ação do evento físico em estudo.

Surgiu então, um novo tipo de detetores. Ao contrário dos anteriores, utilizavam eventos físicos selecionados para desencadear a medida - os “*triggers*”. O primeiro detetor desta espécie, o “*Spark Chamber*”, foi desenvolvido por volta do fim dos anos 50 e usava um conjunto de contadores de cintilação que forneciam um sinal para desencadear o processo de detecção [9].

Com a miniaturização e o desenvolvimento de eletrónica cada vez mais rápida, foi possível melhorar os sistemas de leitura (“*readout*”) empregues, e melhorar os tempos de resposta dos “*triggers*”, originando uma nova vaga de detetores. Este novo tipo de detetores, no qual se integram os detetores gasosos, começaram a surgir por volta de

1970 e já incluem recolha do sinal produzido pela ionização do gás, em vez da visualização direta do percurso das cargas. Contador Proporcional, Câmara Proporcional de Multifios, Cintiladores, Câmaras de Projecção Temporal, etc, estão entre os muitos detetores gasosos desenvolvidos até hoje. A constante investigação desenvolvida tem permitido otimizar os sistemas experimentais desenvolvidos, possibilitando a medida mais fiável da quantidade de carga produzida, da velocidade de deriva dos eletrões, da posição da interação da radiação e do percurso das partículas resultantes dessa mesma interação, a dispersão, etc [10].

Detetores como o “LEP” (Large Electron-Positron Collider 1989-2000), o “ATLAS” (A Toroidal LHC ApparatuS) e o “ALICE” (A Large Ion Collider Experiment), são os detetores das experiências mais relevantes na investigação de detecção de partículas e são alguns dos detetores de grande escala que se baseiam nos parâmetros acima discutidos [11][12][13].

De seguida irão ser abordados alguns temas com que tivemos de nos familiarizar ao longo do desenvolvimento deste projeto.

2.1 Interação da Radiação com a Matéria

No sistema desenvolvido utilizar-se-á radiação proveniente de fontes radioativas (uma fonte de raios-X ou radiação gama de baixa energia) para produzir carga. Assim, far-se-á uma breve descrição deste tema, baseada nas referências [14] [15].

As propriedades e características de ambas as radiações usadas são muito semelhantes, apesar de terem origens diferentes.

Os raios-X são fótons de radiação electromagnética tipicamente com comprimentos de onda entre os 10 e os 0.01 nm, (energias de 0.1keV a 100keV) e são provenientes de acontecimentos atómicos, resultantes da reorganização da estrutura atómica de um átomo excitado. Assim há uma transição de um eletrão de uma camada exterior para uma camada interior (onde foi produzida uma lacuna), podendo essa transição ser acompanhada da

emissão de um fóton de raios-X característico. Designa-se por “característico”, já que a sua energia constitui um modo de identificação do elemento que o produziu.

Os raios gama são fótons de radiação electromagnética tipicamente com comprimentos de ondas inferiores a 0.01 nm, (energias de alguns keV a 100MeV) e são provenientes de decaimentos de núcleos atómicos, resultantes da reorganização do núcleo atómico.

Uma fonte radioativa é caracterizada pela atividade, definida pela taxa de decaimento, dada pela lei fundamental do decaimento radioativo [14]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\lambda N \quad (1)$$

onde N é o número de núcleos radioativos e λ a taxa de decaimento (constante) que pode ser calculada através do tempo de meia vida ($T_{1/2}$) da fonte.

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \quad (2)$$

O seu inverso define o intervalo de tempo médio entre cada emissão de fótons.

Tabela 1: Fontes Radioativas de raios-X de baixa energia [14]

| Nuclide | Half-Life | Weighted K_{α} X-Ray Energy |
|------------------|-------------------|---------------------------------------|
| ³⁷ Ar | 35.1 d | 2.957 keV |
| ⁴¹ Ca | 8×10^4 y | 3.31 |
| ⁴⁴ Ti | 48 y | 4.508 |
| ⁴⁹ V | 330 d | 4.949 |
| ⁵⁵ Fe | 2.60 y | 5.895 |

^aIB represents inner bremsstrahlung.
Data primarily from Amlauer and Tuohy.¹⁷

A interacção de raios-X e raios- γ com átomos do meio gasoso pode efetuar-se através de diferentes fenómenos como o efeito fotoelétrico, a dispersão de Compton (incoerente), a dispersão de Rayleigh (coerente) e a produção de pares, sendo a probabilidade de cada uma delas dependente da energia envolvida e do meio absorvente (figura 1).

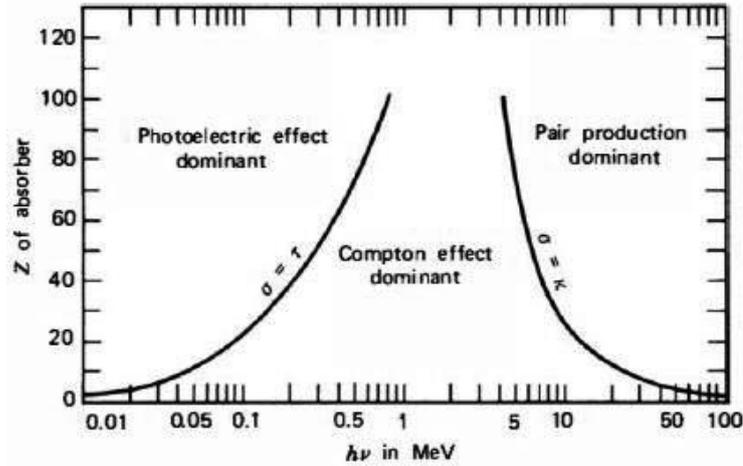


Figura 1: Importância relativa dos diferentes fenómenos de interação para raios-X e radiação gama para diferentes meios absorventes [14].

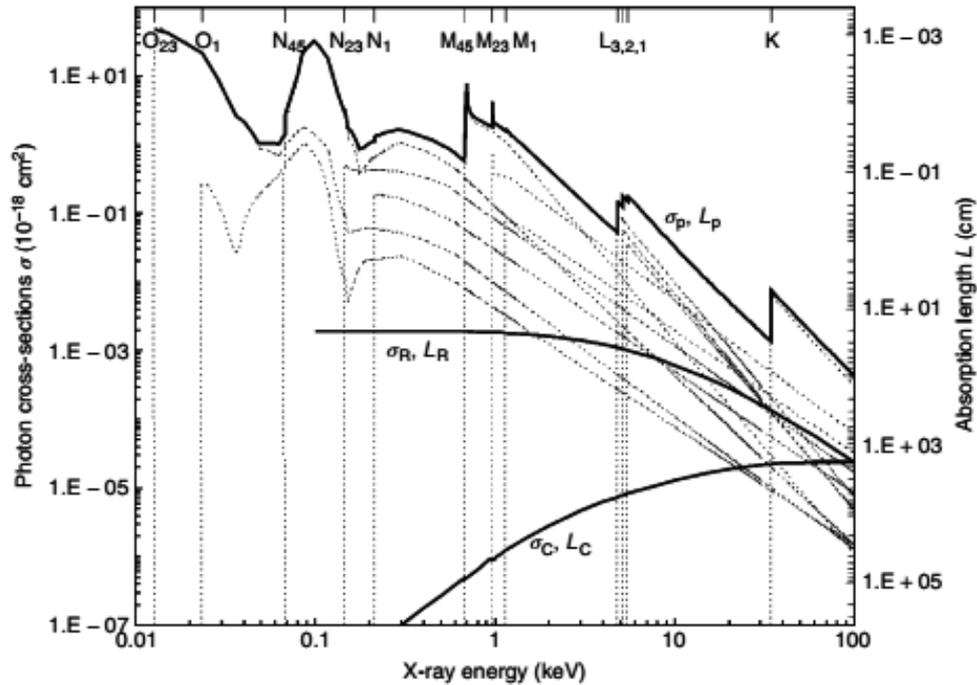


Figura 2: Representação das seções eficazes do efeito fotoelétrico (σ_p), da dispersão de Compton (σ_c), e da dispersão de Rayleigh (σ_R) em Xénon. Também se encontram representados os respectivos comprimentos de absorção L_p, L_R, L_C no eixo vertical à direita, para o Xénon a 20°C e a 760 Torr. As linhas de pontos representam as seções eficazes parciais das camadas e sub-camadas do Xénon [16].

O efeito fotoelétrico consiste na absorção de um fóton incidente por um átomo e emissão de um fotoelétrão de uma das camadas atômicas. A energia do fotoelétrão é dada por:

$$E_e = h\nu - E_l \quad (3)$$

em que E_l é a energia de ligação do elétron ejetado do átomo.

Em consequência da emissão do fotoelétrão, o átomo fica com uma lacuna, porventura, interna. Essa lacuna tende a ser rapidamente preenchida através do rearranjo dos elétrons atômicos para que o átomo volte ao nível de energia mais baixo possível e resulta na emissão do excesso de energia através de um fóton ou elétron Auger, sendo a probabilidade de cada um dos acontecimentos dependente da camada atômica envolvida.

A dispersão de Compton é um processo inelástico resultante da interação do fóton incidente com um elétron do meio absorvente. Neste processo o fóton incidente é defletido segundo um ângulo θ , em relação à direção inicial, e transfere uma porção da sua energia para o elétron. A energia transferida varia com o ângulo de deflexão, podendo ir de zero à totalidade da energia do fóton incidente.

A dispersão de Rayleigh é uma interação elástica entre o fóton incidente e a nuvem eletrônica de um átomo, sem que haja excitação ou ionização do mesmo. No entanto, com esta interação, a direção do fóton incidente é alterada.

A produção de pares é um processo que ocorre para a radiação gama, de alguns MeV (no mínimo superior em duas vezes à energia de repouso do elétron, 511 keV), na presença do campo Coulombiano de um núcleo atômico. Neste processo a radiação gama é convertida num par elétron-positrão. O excesso de energia do fóton incidente é transformada em energia cinética do par formado.

Como foi referido, no sistema experimental desenvolvido, utilizar-se-á radiação eletromagnética de baixa energia (inferiores a 60 keV). Assim sendo, o fenómeno dominante será o efeito fotoelétrico, como pode ser observado na figura 1.

2.2 Deriva de Eletrões

A velocidade de deriva dos eletrões está relacionada com a sua energia. Na ausência de campos elétricos e de campos magnéticos, os eletrões apresentam uma velocidade aleatória (v) que representa o equilíbrio nas colisões com as moléculas do meio gasoso, sendo a energia máxima que poderão ter a energia térmica. Assim, esta velocidade aleatória é normalmente designada por velocidade térmica. Considerando o comportamento dos eletrões semelhante ao dos átomos de um gás, a energia é dada por [17]:

$$\varepsilon_c = \frac{3}{2}kT \quad (4)$$

Em que k e T são respetivamente a constante de Boltzmann e a temperatura absoluta do gás.

Na presença de um campo elétrico (E), além da componente térmica, existe também o efeito do campo.

Assim alguns instantes depois de colidir, o eletrão para além da velocidade instantânea e aleatória (v) irá adquirir outra velocidade. Essa velocidade, w , é adquirida através da aceleração dos eletrões ao longo do campo elétrico que exerce sobre eles uma força. O valor médio desta velocidade (w), a velocidade de deriva, é definido através de:

$$w = \frac{eE}{m}\tau \quad (5)$$

em que τ é o intervalo de tempo médio entre cada colisão.

As colisões, dependendo da energia do eletrão e do gás envolvido, podem ter um papel de maior ou menor relevância na energia dos eletrões. Se a energia dos eletrões for inferior às energias de excitação e ionização do meio gasoso, as colisões dizem-se elásticas e não ocorre perda de energia, existindo unicamente alteração da direcção do movimento. Quando os eletrões têm energia suficiente, as colisões podem também ser inelásticas

alterando significativamente a sua energia. A perda média de energia por colisão pode ser calculada, pela fórmula da perda fracionária (φ):

$$\varphi = \frac{eEw\tau}{\mathcal{E}_E} \quad (6)$$

onde \mathcal{E}_E é a componente da energia total fornecida pelo campo elétrico. Tem-se ainda que quanto maior for a densidade do meio gasoso (N), maior será a taxa média de colisão, isto é menor o tempo médio decorrido entre cada colisão (τ):

$$\tau = \frac{1}{Nv\sigma} \quad (7)$$

em que σ é a secção eficaz de colisão do meio gasoso, N a densidade do meio e v a velocidade instantânea do eletrão entre cada colisão.

Assim pode concluir-se que a energia dos eletrões na sua deriva é dada por:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \mathcal{E} = \mathcal{E}_E + \frac{3}{2}kT \quad (8)$$

Como usualmente nos detetores gasosos se tem $\mathcal{E}_E \gg \frac{3}{2}kT$ a componente térmica da energia total pode ser desprezada, ficando assim que a energia total do eletrão na deriva dada aproximadamente por:

$$\frac{1}{2}mv^2 \cong \mathcal{E}_E \quad (9)$$

Combinando as diferentes expressões (5, 6, 7, 9), é possível chegar à equação para a velocidade de equilíbrio [17]:

$$w^2 = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{\varphi}{2}} \quad (10)$$

Daqui podemos concluir vários pontos:

- Quanto maior for a energia do eletrão (maior a energia ganha do campo entre cada colisão) maior será a perda de energia média fracionária por colisão (φ);
- Quanto menor for a secção eficaz de colisão (σ) do meio, maior será a velocidade de deriva alcançada, isto é quanto menos o eletrão colidir, mais energia ganha do campo é conservada;
- Quanto mais denso for o meio (N) menor a velocidade de deriva;
- Quanto maior for a intensidade do campo elétrico (E) maior a velocidade de deriva.

Tanto φ , como σ são função de \mathcal{E} , isto é variam com a energia do eletrão. σ é característica do meio gasoso [17].

Também é importante realçar a relação existente entre a velocidade de deriva e o rácio E/N . Essa relação implica que as velocidades de deriva possam ser comparadas mesmo que os eletrões se encontrem em dois gases diferentes, a diferentes pressões e temperaturas diferentes. A este rácio dá-se o nome de campo elétrico reduzido (cujas unidade é o Townsend) e é amplamente usado já que facilita a comparação de resultados entre diferentes gases e diferentes grupos de investigação, em vez do campo elétrico, uma grandeza por si só pouco elucidativa.

De seguida, apresenta-se uma tabela e um gráfico onde estão presentes velocidades de deriva de eletrões em Xénon em função de E/N [18].

Tabela 2: Velocidades de deriva experimentais de elétrons em Hélio e Xénon puros retirada da referência [18]

| He | | Xe | |
|-------------|-----------------------------------|-------------|-----------------------------------|
| E/N (Td) | W (10^6 cm s^{-1}) | E/N (Td) | W (10^6 cm s^{-1}) |
| 1 | 0.473 | 2 | 0.152 |
| 1.2 | 0.523 | 2.3 | 0.152 |
| 1.6 | 0.604 | 2.6 | 0.167 |
| 2 | 0.683 | 3 | 0.173 |
| 2.5 | 0.757 | 3.3 | 0.183 |
| 3 | 0.839 | 3.6 | 0.186 |
| 3.5 | 0.922 | 4 | 0.204 |
| 4 | 0.992 | 4.5 | 0.231 |
| 5 | 1.13 | 5 | 0.262 |
| 6 | 1.25 | 5.5 | 0.289 |
| 7 | 1.44 | 6 | 0.323 |
| 8 | 1.6 | 6.5 | 0.353 |
| 9 | 1.77 | 7 | 0.379 |
| 10 | 2 | 8 | 0.441 |
| 11 | 2.27 | 9 | 0.502 |
| 12 | 2.39 | 10 | 0.562 |
| 13 | 2.57 | 12 | 0.68 |
| 14 | 2.84 | 14 | 0.782 |
| 15 | 3.11 | 16 | 0.9 |
| 16 | 3.34 | 18 | 1.01 |
| 17 | 3.81 | 20 | 1.12 |
| 18 | 3.91 | 23 | 1.29 |
| 19 | 4.38 | 26 | 1.44 |
| 20 | 4.59 | 30 | 1.65 |
| 21 | 4.61 | 33 | 1.81 |
| 22 | 4.93 | 36 | 1.96 |
| 23 | 5.3 | 40 | 2.17 |
| 24 | 5.71 | 45 | 2.41 |
| 25 | 6.08 | 50 | 2.66 |
| 26 | 5.99 | 55 | 2.9 |
| 27 | 6.33 | 60 | 3.13 |
| 28 | 6.43 | 65 | 3.37 |
| 29 | 6.7 | 70 | 3.6 |
| 30 | 6.95 | 80 | 4.04 |
| 31 | 7 | 90 | 4.5 |
| 32 | 7.43 | 100 | 4.9 |
| 33 | 7.67 | 120 | 5.69 |
| 34 | 7.9 | 140 | 6.57 |
| | | 160 | 7.5 |
| | | 180 | 8.15 |
| | | 200 | 9.04 |
| | | 230 | 10.1 |

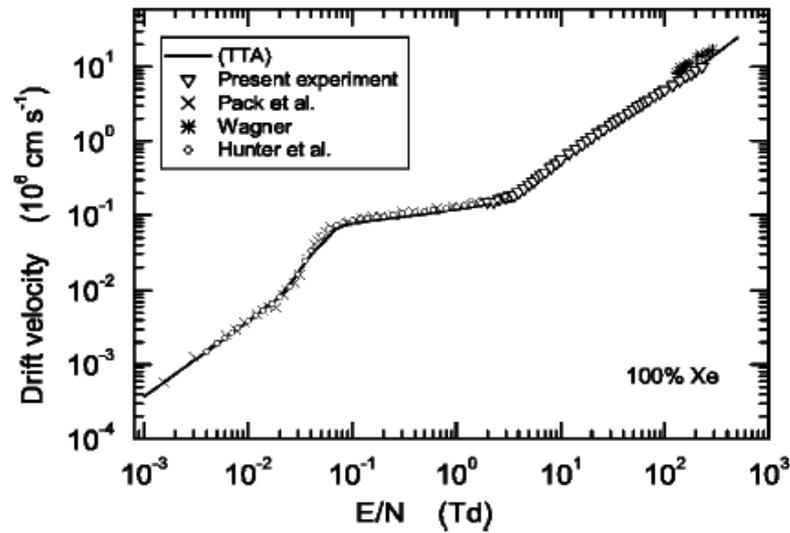


Figura 3: Velocidades de deriva do eletrão em Xénon puro. Imagem retirada da referência [18]

2.3 Difusão

Átomos e moléculas do meio gasoso estão em constante movimento térmico, afastando-se das zonas de maior densidade. Os eletrões livres produzidos também são afetados por esse movimento térmico, sendo espalhados em torno de uma posição média. Assim, apesar de em média continuarem a derivar ao longo das linhas de um campo elétrico aplicado, eletrões e iões sofrem pequenos desvios de posição devido a colisões com moléculas do meio gasoso e à repulsão de Coulomb existente quer entre cargas na nuvem eletrónica quer com os eletrões atómicos.

A este fenómeno dá-se o nome de difusão e aumenta a dimensão da nuvem eletrónica para longas distâncias de deriva.

O afastamento da posição média, depois de percorrer uma distância L segue uma distribuição espacial gaussiana que tem como desvio padrão (σ) [19]:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2DL}{w}} \quad (11)$$

em que D é o coeficiente de difusão e w a velocidade de deriva já definida.

No entanto, se houver um campo elétrico externo aplicado, como é normalmente o caso, os valores dos coeficientes de difusão não são idênticos em todas as direções, sendo a direção do campo elétrico uma direção preferencial. Assim, a dispersão eletrônica tem de ser calculada direccionalmente. Definem-se, portanto, o coeficiente de difusão longitudinal (D_L) e o coeficiente de difusão transversal (D_T). Estes coeficientes são determinados a partir da energia característica do eletrão ($\varepsilon_k = kT$), que define a energia do eletrão no campo em que se encontra [20].

$$\varepsilon_{kL} = \frac{eD_L}{\mu} \quad (12)$$

$$\varepsilon_{kT} = \frac{eD_T}{\mu} \quad (13)$$

e é a carga elétrica e μ a mobilidade do eletrão, esta última definida por:

$$\mu = \frac{w}{E} \quad (14)$$

Assim, combinando as expressões (11, 12, 13 e 14) define-se dispersão (σ), resultante da difusão, da seguinte forma [19][20]:

$$\sigma_L = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{kL}L}{Ee}} \quad (15)$$

$$\sigma_T = \sqrt{\frac{4\varepsilon_{kT}L}{Ee}} \quad (16)$$

A difusão num meio gasoso é um dos parâmetros que é necessário ter em conta na operação de detetores gasosos, como foi dito, já que limita a resolução espacial de um detetor de traço.

2.4 Indução de Carga

Uma carga posicionada entre dois eletrodos induz sobre ambos uma distribuição de carga de sinal contrário com uma forma e amplitude que dependem da geometria do sistema [10], ver figura 4.

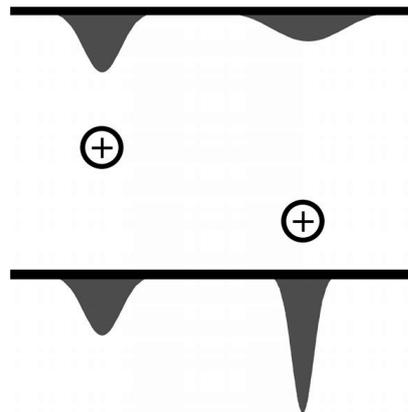


Figura 4: Carga induzida num eletrodo pela mesma carga em diferentes posições[10]

Quanto mais próxima a carga estiver do eletrodo, maior será a amplitude e menor o espalhamento da carga induzida. Assim, o sinal num eletrodo não é unicamente produzido quando as cargas são recolhidas, mas também durante a deriva das cargas até ele.

Mas por que razão a distância da carga ao eletrodo influencia a amplitude e a forma do sinal induzido? Uma forma simples de compreender este conceito pode ser através das linhas de campo elétrico da carga. A indução de carga presente na figura 4 também pode ser caracterizada pela figura 5 em termos de linhas de campo que cria [21].

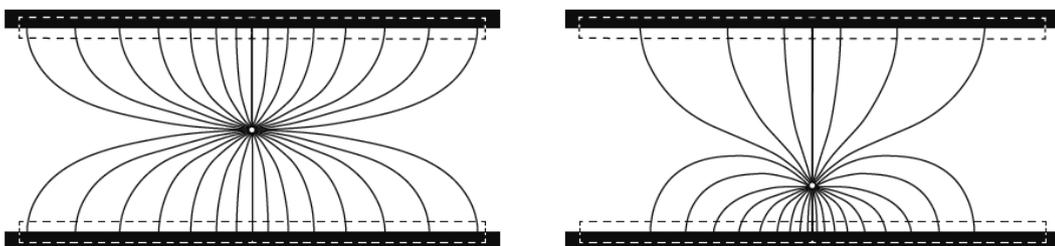


Figura 5: Linhas do campo elétrico que terminam em cada eletrodo em função da distância a que a carga se encontra. As linhas a tracejado representam a superfície Gaussiana (lei de Gauss).

Como foi exemplificado atrás (figura 5), se a carga estiver posicionada no meio de dois elétrodos, a simetria exige que metade das linhas do campo elétrico da carga terminem em cada elétrodo fazendo com que, em cada elétrodo, seja induzida metade da amplitude da carga. No entanto, se a carga se aproximar mais de um elétrodo, essa simetria é desfeita. Assim, existe um maior número de linhas do campo elétrico originado pela carga a terminarem no elétrodo que se encontra a menor distância, fazendo com que a carga induzida nesse elétrodo seja maior.

Se aplicarmos a lei de Gauss à superfície retangular do elétrodo inferior da figura 5,

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{a} = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} \quad (17)$$

onde \vec{E} é o campo elétrico, $d\vec{a}$ é o vetor normal à superfície, e Q_{enc} é a carga total englobada pela superfície Gaussiana. É a variação da carga induzida ao longo do tempo que produz uma corrente no elétrodo. Assim o deslocamento de cargas negativas em direção ao elétrodo vai aumentar nele a quantidade de carga positiva de modo a que o sistema se mantenha em equilíbrio, o que faz com que seja produzida uma corrente de cargas positivas em direção ao elétrodo (uma corrente de cargas negativas a sair do elétrodo). De igual modo, o deslocamento de cargas positivas em direção ao elétrodo vai fazer com que ocorra uma acumulação de carga negativa na superfície do elétrodo, que por sua vez vai produzir uma corrente positiva na saída do detetor.

A corrente i induzida por uma carga num elétrodo pode ser calculada pelo teorema de Shockley-Ramo [21][23][24]:

$$i = \frac{q}{V_Q} \vec{v}_q \cdot \vec{E}_q \quad (18)$$

Onde \vec{v}_q é a velocidade da carga q , V_Q e \vec{E}_q o potencial e campo elétrico a que a carga está sujeita. No caso da carga ser um eletrão, o movimento é em sentido contrário ao do campo como já foi referido, pelo que fica:

$$i = -\frac{e}{V_e} v_e E_e \quad (19)$$

isto é, a corrente induzida por um eletrão no eléctrodo é dada por:

$$i = -ev_e \frac{1}{D} \quad (20)$$

Onde D é a distância entre os dois eléctrodos.

Através da equação (20) pode concluir-se que a corrente induzida por um eletrão é constante no tempo, enquanto este estiver a derivar em direção ao eléctrodo a uma velocidade (v_e) constante. Quando chega ao eléctrodo deixa de induzir corrente e é recolhido.

A carga total induzida durante o intervalo de tempo (t_d) em que o eletrão deriva em direção ao eléctrodo é dada pelo integral da corrente (i) ao longo desse intervalo de tempo. Assim a carga induzida num eléctrodo por um conjunto de N eletrões ao longo de uma distância x é:

$$Q_e = \int i dt = it_d = -Ne \frac{x}{D} \quad (21)$$

No sistema que se vai apresentar, a distância de deriva (x) é a distância que separa os dois eléctrodos, pelo que se tem:

$$Q_e = \int i dt = it_d = -Ne \quad (22)$$

Resumindo, pode concluir-se que, apesar de a corrente induzida num eléctrodo por cargas em movimento ser constante, o mesmo não é verdade no que diz respeito à carga induzida. A carga induzida num eléctrodo cresce linearmente até os eletrões chegarem ao eléctrodo e, a partir desse momento é nula.

2.5 Eletrónica de Sinal

Para ser possível obter informação (de carga ou de corrente) de um detetor é necessária a existência de algum tipo de dispositivo eletrónico que recolha o sinal do detetor e que o formate para que se possa obter a informação desejada. Esse dispositivo é geralmente um amplificador.

No entanto, o sinal de saída de um detetor gasoso de radiação normalmente não tem amplitude suficiente para ser processado por um amplificador. Além disso, como o sinal é de baixa amplitude, há que evitar a sua degradação até chegar ao amplificador. Assim, se o sinal de saída de um detetor gasoso de radiação não for devidamente tratado pode sofrer degradação, o que leva a perda de informação que não pode ser recuperada. Para ultrapassar este contratempo, introduz-se um estágio intermédio entre a saída do detetor e o amplificador: o pré-amplificador.

A principal função do pré-amplificador é extrair o sinal de saída do detetor, sem degradar significativamente o rácio sinal-ruído intrínseco do detetor, e amplificá-lo para que possa ser transmitido, sem perda de informação. Assim o pré-amplificador deve ser colocado o mais próximo possível do detetor e as suas características devem ser de acordo com as características do sinal que se pretende medir (amplitude ou informação temporal do sinal).

Nesta dissertação ir-se-á referir apenas alguns aspetos relevantes deste tópico, já que o tema é demasiado abrangente. Assim, apesar de haver vários tipos de pré-amplificadores, iremos apenas falar do pré-amplificador de carga, utilizado no sistema experimental, bem como de discriminadores, que poderão vir a ser utilizados no futuro.

2.5.1 Pré-amplificador de carga

O pré-amplificador de carga é um dispositivo que tem, na malha de realimentação, um condensador de grande capacidade onde a carga recebida do detetor é integrada (figura 6) [14].

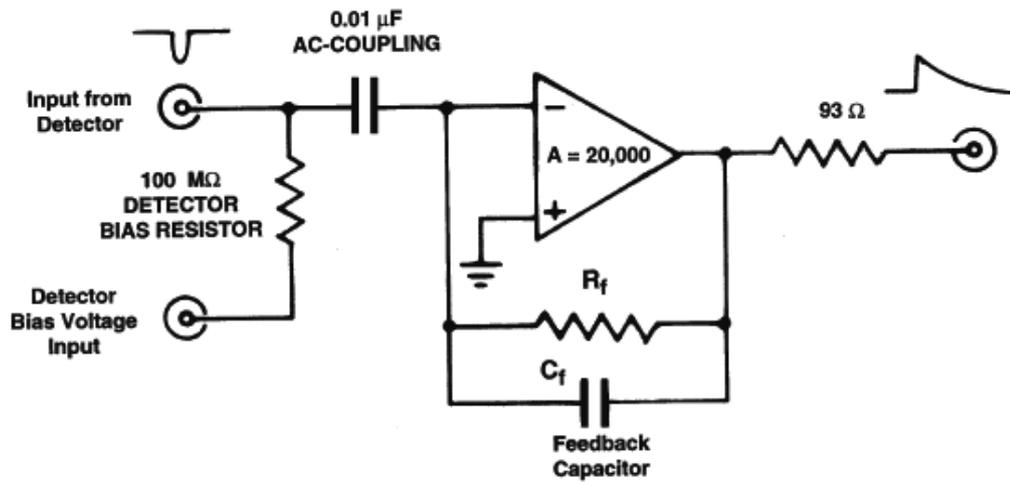


Figura 6: Esquema simplificado de um pré-amplificador de carga com acoplamento AC [24].

Assim o sinal de tensão à saída do pré-amplificador tem a amplitude V_0 e tempo de descida τ_f (constante temporal equivalente de detetor e malha de realimentação), dados por [14]:

$$V_0 = \frac{Q_D}{C_f} \text{ e } \tau_f = R_f C_f \quad (23)$$

Q_D é a carga à saída do detetor, C_f é a capacidade equivalente do condensador de realimentação/detetor/cabos (geralmente entre 0,1 e os 5 pF) e R_f é a resistência equivalente de realimentação/detetor/cabos.

O pré-amplificador, como já foi referido anteriormente, deve ser colocado o mais próximo possível do detetor de forma a reduzir as fontes de ruído, como capacidade dos cabos, terras múltiplas e interferências eletromagnéticas que degradam a relação sinal-ruído. A sensibilidade e estabilidade do pré-amplificador são também determinantes.

A entrada do pré-amplificador é vista pela saída do detetor como um condensador de grande capacidade, uma vez que a capacidade do condensador de realimentação (C_f) é amplificada pelo ganho em malha aberta. Assim a estabilidade do pré-amplificador e a sua sensibilidade, geralmente expressa em mV/MeV, é dada pela estabilidade de C_f e pela estabilidade da relação de C_f com as outras capacidades ligadas à sua entrada, como os

cabos e o próprio detetor. Essa estabilidade só é possível se o sistema for insensível a pequenas variações existentes na capacidade equivalente, pelo que se torna necessário que a capacidade C_f seja muito maior do que as restantes (como cabos, detetor, etc).

Por fim, uma característica de grande relevância para medidas temporais é o facto do tempo de subida do impulso do pré-amplificador de carga (amplitude V_0) ser o tempo de deriva das cargas. No entanto, quando os detetores têm tempos de recolha muito curtos ou elevados valores de capacidade, o próprio pré-amplificador pode impôr limitações no tempo de subida de V_0 , afetando o seu significado físico.

2.5.2 Discriminador

O discriminador é um dispositivo que dá um impulso lógico à saída, quando o sinal à entrada ultrapassa uma determinada amplitude estabelecida (limiar), geralmente definida um pouco acima do nível do ruído [17]. Assim, o discriminador é útil na contagem de impulsos ou aplicações temporais, pois permite definir níveis e evitar “falsos sinais”.

Na utilização deste dispositivo é importante analisar as características que possam afetar a sua resolução: tempo morto, “*jitter*” ou “*time walk*”. O primeiro importante em todas as aplicações, o segundo mais importante em aplicações de contagem de eventos e o terceiro em aplicações temporais [25].

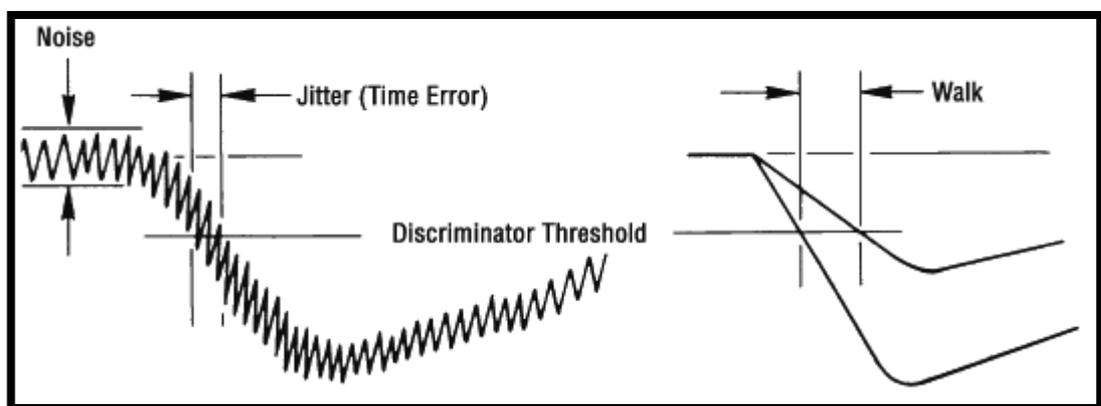


Figura 7: Figura representativa dos efeitos de “*jitter*” e “*time walk*” que podem afetar a determinação de tempos de chegada. Figura retirada da referência [25].

Como se pode observar na figura 7, o “jitter” está relacionado com a sobreposição do ruído com o sinal, enquanto o “*time walk*” com alterações da forma do impulso, afetando ambos a precisão da medida.

2.6 Meio Gasoso

Como foi referido no primeiro capítulo, o meio de deteção é um parâmetro fundamental nos detetores gasosos de radiação visto que é neste que se desenvolvem processos como absorção, deriva e amplificação [17]. Assim, é importante que a escolha do meio de deteção e das condições em que este se encontra (temperatura e pressão) sejam adequadas aos objetivos [26].

Os gases que se enquadram melhor nas características dos detetores de altas energias são os com elevado número atómico, pois apresentam baixa energia de ionização, e de entre estes os inertes, que apresentam um défice nos mecanismos de dissipação de energia fazendo com que o processo de amplificação (quer através da multiplicação de carga ou produção de luz) seja mais eficiente. Por isso, o Árgon e o Xénon são os gases mais usados, sendo muitas vezes o primeiro preferido ao segundo devido ao seu menor custo, apesar do Xénon ter características mais interessantes [27].

No entanto, estes gases têm também algumas limitações, como baixas velocidades de deriva e instabilidade em regime de multiplicação de carga.

Para a utilização no modo de multiplicação de carga, a solução encontrada para ultrapassar essas limitações foi a introdução de “*quencher*s”. “*Quencher*s” são gases, normalmente orgânicos (moleculares) como o CH_4 e CO_2 , ou até N_2 , e apresentam potenciais inelásticos mais baixos que o gás principal – um gás raro [28]. Essa propriedade faz com que os eletrões percam energia ao colidir com as moléculas presentes no gás de enchimento com limiares inelásticos mais baixos. Assim, o eletrão, em vez de perder toda a sua energia, perde simplesmente uma pequena parte, o que se traduz num aumento da sua velocidade média de deriva. Os eletrões são assim “arrefecidos” e mantêm-se na região de energia mínima chamada por Ramsauer-Townsend da secção eficaz, existente nos gases raros [29].

Os “*quenchers*” desempenham também um papel importante na neutralização dos iões do gás principal, pela transferência de eletrões das moléculas presentes no gás de enchimento. A energia restante é perdida nos modos rotacionais e vibracionais das moléculas e os iões do gás de enchimento neutralizados pelo cátodo por processos não radiativos e sem produção de eletrões.

Apesar da utilização de “*quenchers*” ser um processo comum nos detetores de ionização, é inviável em detetores em que a eletroluminiscência é o modo de amplificação. Nesses, a presença da mais pequena quantidade de impureza pode ser drástica na operação do detetor, já que inibe a produção de luz (cintilação).

Uma molécula prejudicial em ambos os detetores, é a água (H_2O), que leva à fixação de eletrões na molécula (“attachment”) e à alteração da velocidade de deriva dos electrões. A última afirmação verifica-se principalmente, para pequenos valores de campo eléctrico, já que o dipolo eléctrico das moléculas de água se traduz numa secção eficaz das colisões inelásticas extremamente elevada para os eletrões de baixa energia, levando a pequenas mas constantes perdas de energia que reduzem a velocidade de deriva de acordo com a equação (10) [17].

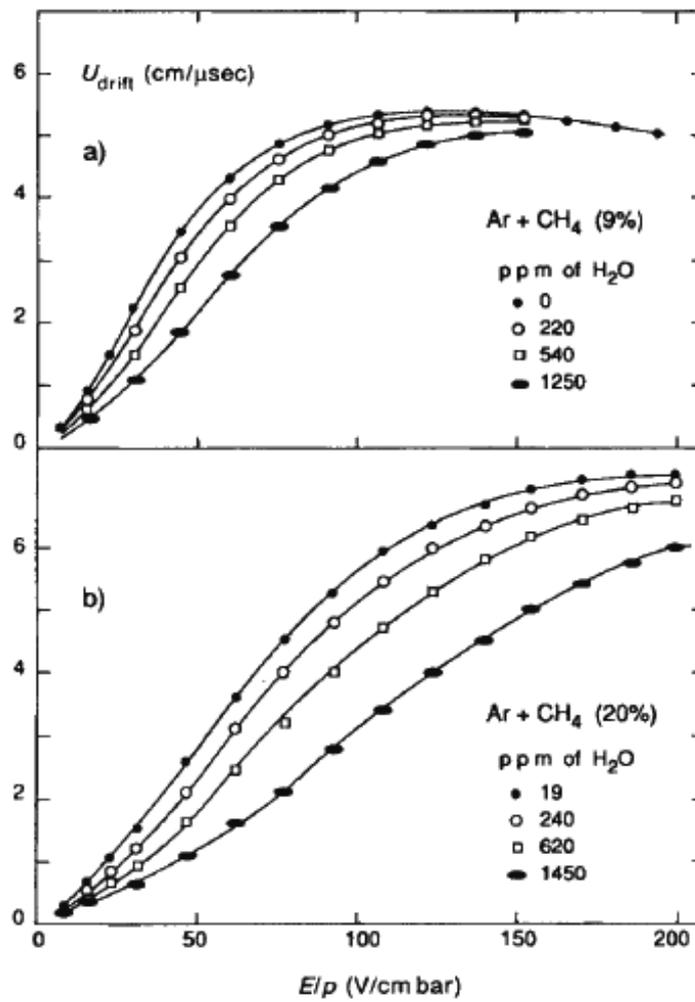


Figura 8: Velocidades de deriva para duas misturas de Argon- Metano contaminadas por uma pequena percentagem de vapor de água. a) Ar(91%) + CH₄(9%) b) Ar(80%) + CH₄(20%) . Os erros de medição estão estimados em menos de 1%. Figura retirada da referência [17].

Capítulo 3

Sistema Experimental

O desafio proposto nesta dissertação é a idealização e construção de um dispositivo que permita medir a velocidade de deriva dos eletrões.

Uma condição também definida desde o início, é que o sistema consiga variar o maior número de parâmetros dos quais a velocidade de deriva dos eletrões dependa. Assim pretende-se alcançar uma optimização do sistema, tanto em termos de resolução dos valores alcançados, como em termos de diversidade de testes.

Por fim, um objetivo futuro é que o sistema desenvolvido seja adaptável ao estudo da dispersão radial da nuvem eletrónica produzida, e compreender a sua variação com o campo e o meio de detecção.

Para alcançar os objetivos propostos, definiram-se como variáveis do sistema a pressão, o campo elétrico, a distância de deriva, o meio de deriva e a quantidade de carga a detetar.

Experimentalmente, a determinação da velocidade de deriva baseia-se na definição: distância percorrida num determinado intervalo de tempo. Assim, medindo o intervalo de tempo (t) que um eletrão demora a percorrer uma distância conhecida (x), a velocidade de deriva é dada por:

$$w = \frac{x}{t} \quad (24)$$

Apesar de ser um conceito simples, a implementação pode transformar-se num projeto complexo, devido à necessidade de uma referência temporal que permita definir o instante inicial da contagem dos tempos. Outro ponto fundamental no estudo de velocidades de deriva dos eletrões é a extrema sensibilidade a contaminações, como já foi referido anteriormente, originando frequentemente resultados incorretos.

Assim, o sistema experimental foi desenvolvido tendo em consideração os objetivos referidos em cima. Antes de passar à apresentação dos protótipos desenvolvidos, apresentar-se-ão alguns conceitos ou dispositivos experimentais utilizados no sistema experimental que ainda não foram referidos.

3.1 GEM

O GEM (*Gas Electron Multiplier*) é um dispositivo com possibilidade de detecção de radiação ionizante e foi introduzido em 1997 por Fabio Sauli [30]. É composto por uma folha de material isolador (tipicamente Kapton), coberta por uma camada de cobre em ambos os lados, que funcionam como elétrodos independentes, sendo perfurado com orifícios de iguais dimensões, regularmente espaçados entre si.

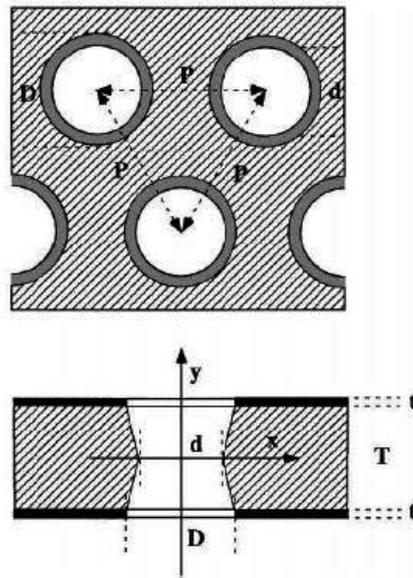


Figura 9: Esquema da geometria típica de um GEM. ($P = 140\mu\text{m}$, $D = 70\mu\text{m}$, $d = 55\mu\text{m}$, $T = 50\mu\text{m}$, $t = 5\mu\text{m}$) [31].

O mecanismo de funcionamento deste dispositivo baseia-se na formação de um campo elétrico intenso dentro dos orifícios do GEM, criado através da aplicação de uma diferença de potencial entre as duas superfícies condutoras (elétrodos). Nestas condições, os elétrons que atravessam o GEM ganham energia suficiente para ionizar o gás de enchimento, levando a um crescimento exponencial do número de elétrons (nuvem eletrónica) ao longo do orifício, podendo um único elétron criar uma avalanche entre 100 a 1000 elétrons, dependendo do gás e da tensão no GEM. À multiplicação de carga que ocorre no GEM, dá-se o nome de ganho.

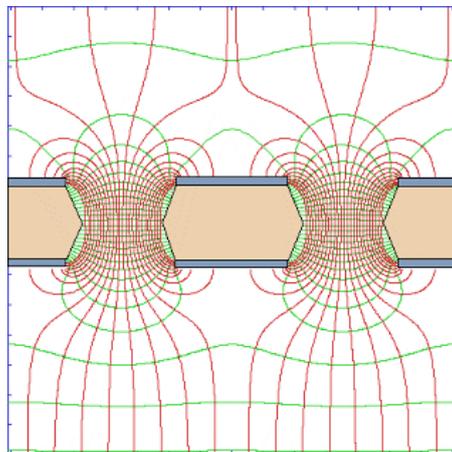


Figura 10: Linhas de Campo (vermelhas) e linhas equipotenciais (verdes) de um GEM.

Originalmente estes dispositivos eram desenvolvidos com instrumentos standard de circuitos impressos e apresentavam superfícies de apenas alguns cm^2 . Atualmente, graças ao desenvolvimento da tecnologia, podem atingir quase um metro quadrado.

Além de permitir multiplicação de carga, o GEM pode também ser utilizado como um dispositivo de recolha de carga, podendo mesmo identificar a posição onde a recolha é feita se na superfície de recolha for impresso um circuito para recolha de carga e leitura de posição [10].

De seguida apresenta-se uma figura onde está representado o comportamento do ganho de um GEM em Xénon e em Néon em função da diferença de potencial aplicada entre as suas superfícies e para diferentes pressões [32].

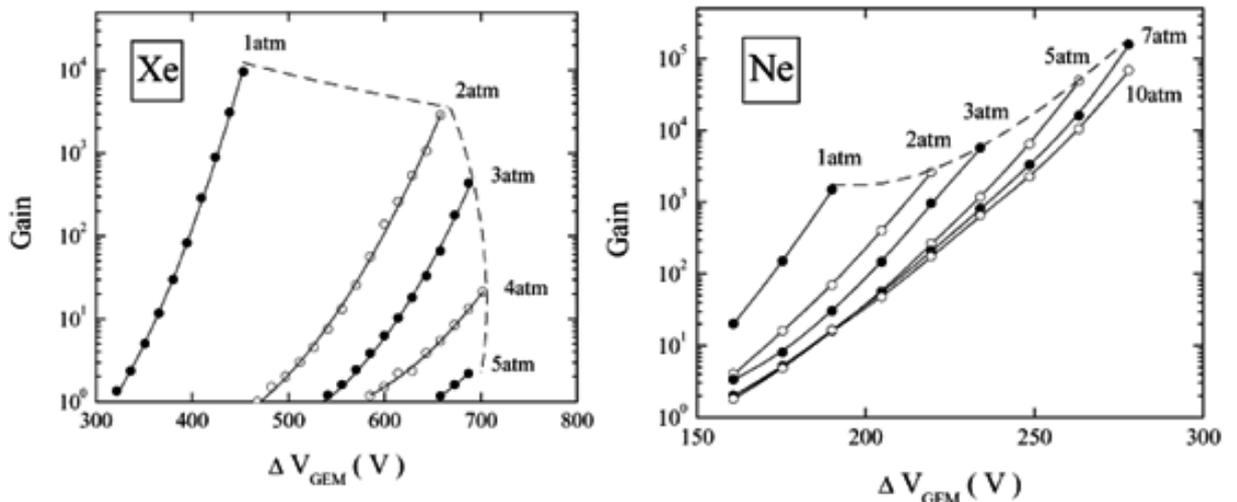


Figura 11: Ganho de um GEM em função da diferença de potencial entre a superfície do GEM, em Xénon e em Neon a diferentes pressões. Figura retirada da referência [32].

Assim, pode concluir-se que o ganho de um GEM depende do meio gasoso e da pressão, bem como da diferença de potencial aplicada entre as suas superfícies.

3.2 Grelhas

Nos detetores gasosos é frequente haver grelhas interiores, montadas entre eléctrodos. As grelhas podem ser utilizadas para localizar temporalmente a formação do sinal, impedindo

a indução de carga no ânodo ao longo de toda a distância de deriva. Assim, para diminuir o alargamento temporal do sinal, e aumentando a sua resolução, as grelhas devem ser posicionadas o mais próximo possível do eléctrodo de recolha. A estas grelhas dá-se o nome de grelhas de Frisch [10].

As grelhas podem também ser utilizadas como eléctrodos intermédios numa câmara de multi-passos (*Charpak and Sauli, 1978*), como cátodos de uma câmara de multifios ou até como separadores entre campos baixos (de deriva) e campos de avalanche em Micromegas (*Giomataris et al., 1996*).

Em todas estas aplicações é necessário definir a eficiência de transmissão da grelha, isto é a transparência eléctrica tanto para electrões como para iões. Com base na figura 12, pode-se concluir que transparência da grelha depende do parâmetro $\rho = \frac{2\pi r}{d}$, em que r e d são respetivamente o raio e o espaçamento entre fios, e da relação entre os campos eléctricos presentes antes e depois da grelha, respetivamente E_1 e E_2 .

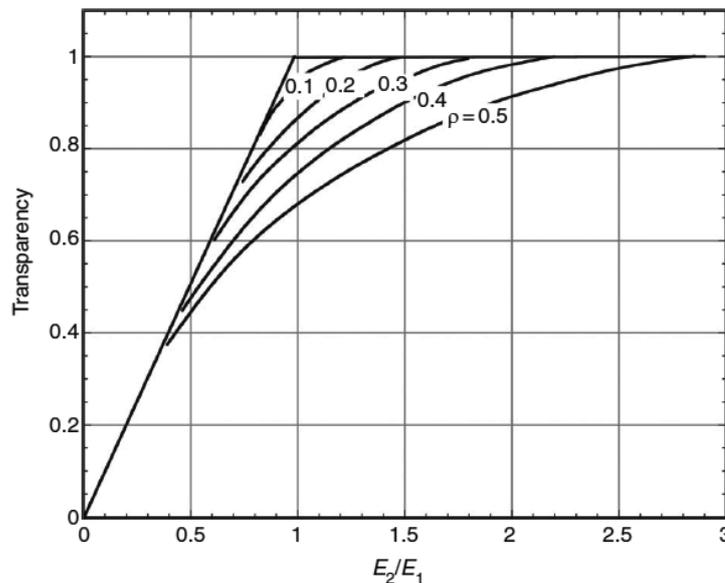


Figura 12: Transparência de Carga de uma grelha em função da geometria e da razão entre campos eléctricos. Figura retirada da referência [10].

As grelhas utilizadas neste sistema experimental são de aço inoxidável de elevada transparência, com espaçamento entre fios de $900 \mu m$, tendo este $80 \mu m$ de diâmetro, ou

seja, $\rho = 0.28$. Assim, para o caso de $E_2 > E_1$, pode afirmar-se que a transparência elétrica da grelha é praticamente 1 (figura 12) [10].

3.3 Sistema de Vácuo

Para garantir bons resultados experimentais é necessário minimizar as impurezas no sistema. Para isso usou-se um sistema de vácuo, composto por uma bomba de vácuo rotativa (Varian DS 302) que permite atingir uma pressão de 10^{-3} Torr e por uma bomba turbomolecular (Leybold TurboV AC 151) que permite atingir uma pressão no interior do sistema, da ordem dos 10^{-7} Torr. Quando esse valor é atingido, isola-se o sistema de vácuo do sistema experimental através de uma válvula e introduz-se o gás pela linha de admissão de gases. O sistema experimental engloba ainda um sistema de purificação, composto por “getters”, cujo objetivo é minimizar as impurezas do gás e as impurezas provenientes do sistema (“outgassing”). As “getters” são ativadas por aquecimento, tendo sido necessário elevá-las a $450\text{ }^\circ\text{C}$ durante dez minutos. Após a ativação, as “getters” operam a 150°C e adsorvem impurezas moléculares como ($\text{O}_2, \text{N}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2$), mas não os gases inertes. Depois de ativadas, as “getters” não podem ser expostas ao ar, caso em que perdem a sua capacidade de purificação por saturação [33].

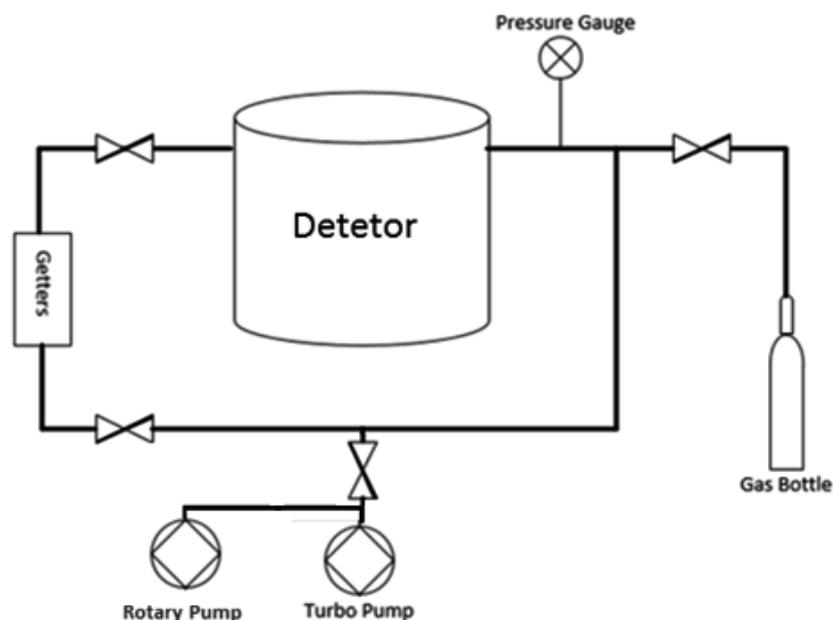


Figura 13: Imagem representativa do sistema experimental.

3.4 Primeiro Protótipo

O primeiro protótipo desenvolvido é composto por uma fonte radioativa que ioniza o meio gasoso do detetor. Como a carga produzida por este processo não é suficiente para se obter um sinal mensurável, é necessário introduzir uma região de multiplicação de carga no sistema experimental. Esta questão foi solucionada através da introdução de dois GEMs. Assim, a utilização de dois GEMs, distanciados por dois milímetros, permite um elevado ganho, sem recorrer a tensões de polarização muito elevadas que poderiam originar descargas. Os dois GEMs possibilitam ainda a variação de algumas ordens de grandeza na quantidade de carga produzida, introduzindo assim uma das variáveis pretendida no sistema.

À saída da zona de multiplicação, ou seja, à saída do segundo GEM, a carga entra numa região onde fica sujeita a um campo uniforme que a vai fazer derivar em direção ao ânodo de recolha. A esta região dá-se o nome de zona de deriva e é aqui que a velocidade de deriva dos electrões será estudada. Para isso, mede-se o tempo que a carga demora a percorrer a distância x , definida desde a saída da região de multiplicação até ao ânodo e, conhecendo x , determina-se a velocidade de deriva dos eletrões pela equação (24).

O esquema geral do detetor está representado na figura 14, baseado no esquema apresentado em [5]. É composto por uma janela, por onde os fótons da fonte radioativa entram no detetor, dois GEMs, uma grelha de Frisch e ânodo.

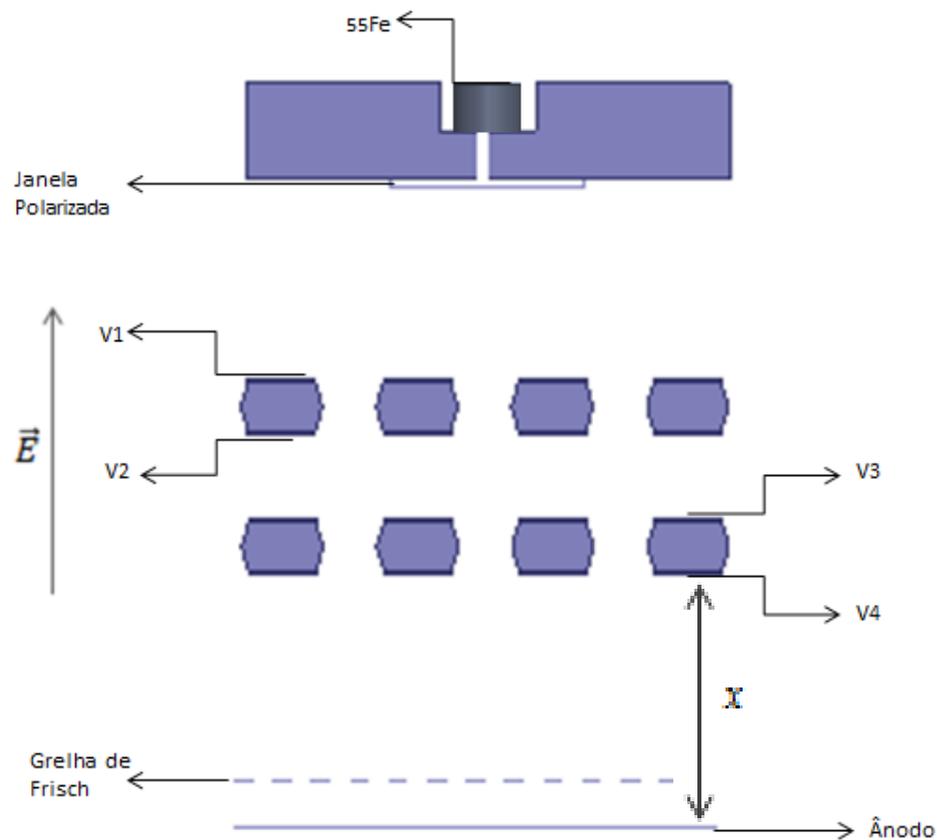


Figura 14: Primeiro Protótipo esquematizado

O esquema elétrico do detector prevê a janela polarizada negativamente, levando a que os elétrons formados tenham movimento no sentido pretendido, isto é que sigam para o primeiro GEM. As tensões de polarização sucessivas serão introduzidas por “*feedthroughs*” posicionados nas faces do detector; sendo tensões negativas, decrescentes em módulo à medida que nos aproximamos do ânodo, que se encontra à terra. A janela, apesar de polarizada, está isolada por “*Macor®*”, garantindo que o corpo do detector se mantem à terra. Os componentes dentro do detector, (GEMs, grelha e ânodo) encontram-se fixos em “*Teflon®*”, um material isolador.

Para desenvolver o detector foi necessário recorrer a iterações sucessivas de desenho, análise e estudo de soluções para os problemas observados, até se obter um resultado viável para desenvolvimento. Este processo foi realizado através de um programa de desenho especializado para este tipo de situações, o “*SolidWorks®*”, e com reuniões

sucessivas com o grupo de trabalho do LIP, Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas, para apresentação de alterações efetuadas e análise de possíveis problemas ainda existentes. Em seguida, apresenta-se o resultado final deste processo.

As peças necessárias à construção do detetor foram feitas na oficina do LIP através do desenho elaborado.

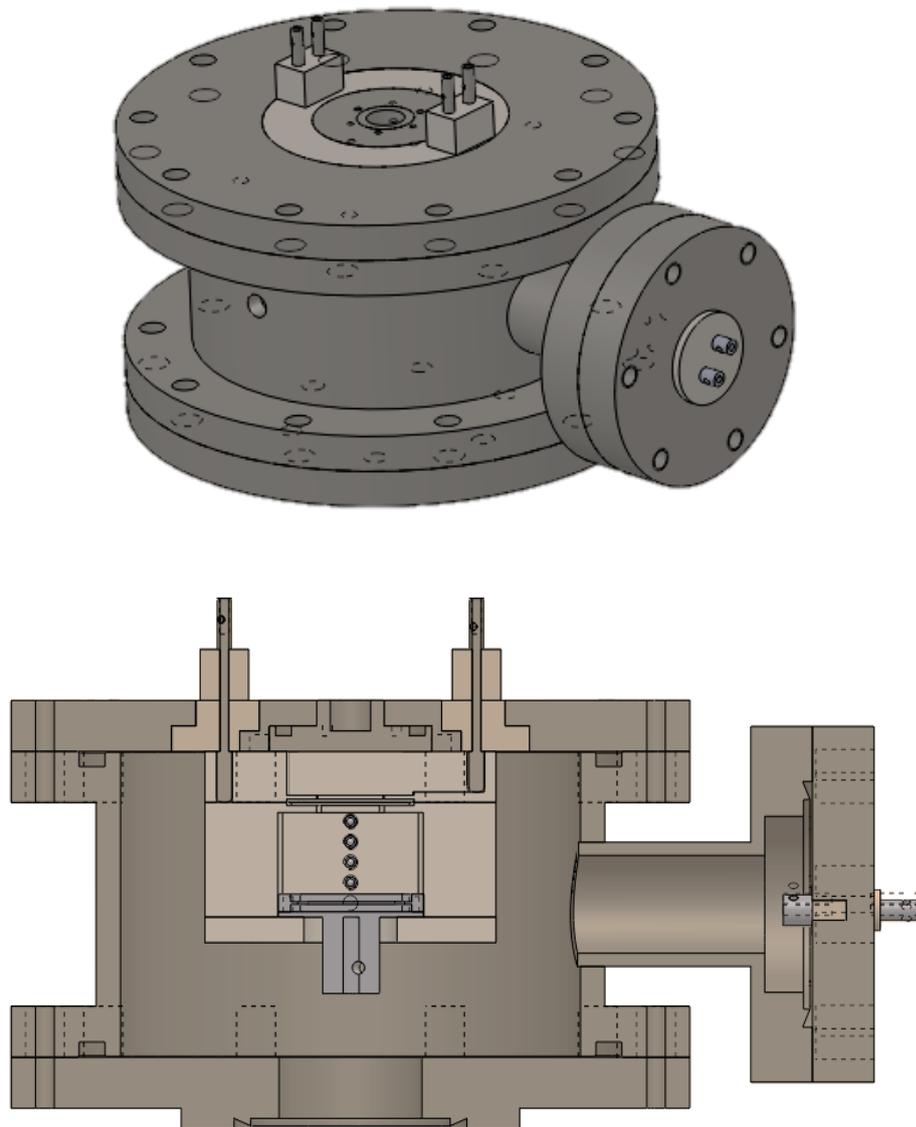


Figura 15: Detetor vista exterior (em cima); Detetor vista interior em corte (em baixo).

3.5 Princípio de Operação do Primeiro Protótipo

Como já foi referido, o objectivo é medir o tempo de deriva dos eletrões para determinar a sua velocidade. A distância de deriva tem início no ponto em que os eletrões deixam a zona de multiplicação do segundo GEM e termina na recolha da carga pelo ânodo.

É agora necessário definir os instantes que marcam o início e fim do percurso.

De forma a introduzir uma maior variabilidade nas condições experimentais, optou-se por definir uma distância de deriva variável (6,10,14,18,21.5 mm). Esse objetivo foi implementado através da fixação do ânodo a uma placa móvel, sendo a placa móvel fixada em posições pré-estabelecidas com a ajuda de um conjunto de “Ball Plungers” (figura 16).

Um ponto de grande relevância neste sistema de medida de velocidades de deriva de eletrões é o facto de a distância de deriva poder ser alterada por fora do detetor, não sendo necessário abrir o detetor para alterar as condições.

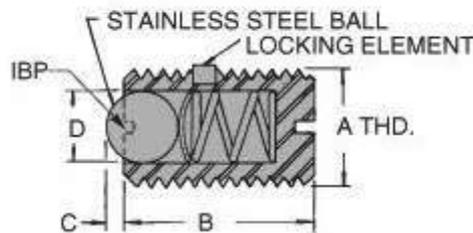


Figura 16: Esquema da geometria do “Ball Plungers” (A = M3, B = 4.83mm, C = 0.5mm, D =1.5mm). Figura retirada da referência [34].

Para definir o instante em que os eletrões saem da zona de multiplicação do segundo GEM ($t = 0$) e o instante em que são recolhidos no ânodo ($t = \tau$), optou-se por utilizar respetivamente, a recolha de iões provenientes da região de multiplicação na superfície superior do segundo GEM e a recolha de carga no ânodo.

No entanto, a velocidade de deriva dos iões é cerca de 10^3 vezes inferior à dos eletrões (que se pretende medir), o que pode levar a que o “trigger” só aconteça depois de os eletrões já terem começado a percorrer a distância de deriva.

Este problema pode ser ultrapassado utilizando distâncias de deriva variáveis. Como a distância percorrida pelos íons é constante, pode anular-se o atraso temporal subtraindo o tempo de deriva dos elétrons para duas distâncias diferentes, obtendo-se assim, o tempo e a velocidade de deriva para a distância resultante dessa subtração, dx .

Este processo irá fazer com que na realidade se tenham distâncias de deriva de (6, 10, 14, 17.5 mm), e não de (6, 10, 14, 18, 21.5 mm).

Experimentalmente o tempo de deriva será obtido pela diferença temporal entre os dois sinais. Para a recolha desses sinais, será necessária a utilização de dois pré-amplificadores, um para cada sinal, sendo a recolha do sinal dos íons feita a alta-tensão e o dos elétrons à terra. A saída dos pré-amplificadores será depois encaminhada para um discriminador que irá produzir impulsos quando os sinais à sua entrada atingirem o valor estabelecido. Esses impulsos poderão ser observados ligando a saída do discriminador a um osciloscópio e o tempo de deriva será determinado pelo intervalo temporal entre os impulsos, como foi referido anteriormente.

3.6 Segundo Protótipo

O segundo protótipo desenvolvido é muito semelhante ao primeiro, mas em vez de um segundo GEM introduziu-se uma grelha. Este protótipo foi desenvolvido devido a um problema de desenho do primeiro protótipo e de mau manuseamento. A consequência desses problemas foi uma descarga que destruiu por completo os dois GEMs.

Assim, com a ajuda do programa “*SolidWorks®*”, alterou-se o desenho do sistema experimental. Apresentam-se na figura abaixo as alterações introduzidas.

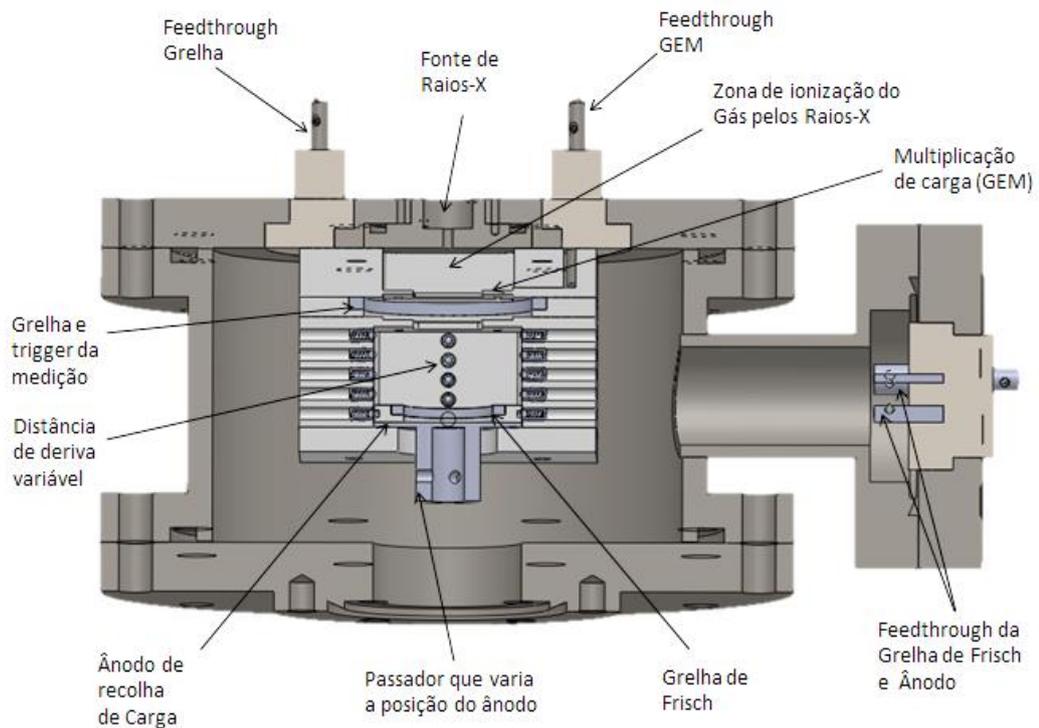


Figura 17: Esquema do interior do detetor em que uma grelha substituiu o segundo GEM.

Com a introdução desta alteração no sistema experimental, a deriva dos elétrons manter-se-á igual. Porém com a remoção do segundo GEM, o sinal obtido tem amplitude inferior à prevista com o primeiro protótipo e o “*trigger*” teve também de ser alterado.

3.7 Princípio de Operação do Segundo Protótipo

Nesta segunda versão, apesar da recolha de carga se realizar no mesmo local da versão anterior, o “*trigger*” teve de ser redefinido.

O instante de partida dos elétrons é agora definido na passagem dos elétrons pela grelha. Apesar de o sinal ter menor amplitude do que no primeiro protótipo, o novo mecanismo de “*trigger*” é melhor que o anterior. Com efeito, este “*trigger*” é feito pelos próprios elétrons na sua deriva em direcção ao ânodo. Assim elimina-se a dependência do sistema relativamente à menor velocidade dos iões, tornando-se desnecessária a subtração de sinais, que aumentaria o erro no resultado.

Com este processo também se torna possível aproveitar toda a gama de distâncias do sistema experimental, (7.5, 11.5, 15.5, 19.5, 23 mm). A contrapartida é ter de se usar outra fonte radioativa de maior energia para compensar a falta do segundo estágio de multiplicação de carga.

Experimentalmente, pode utilizar-se o mesmo método que na versão anterior. Porém, como o objetivo é provar que o sistema experimental produz resultados com significado físico, ir-se-á utilizar um método de análise mais expedito, embora muito menos correto, em que se mede o tempo de subida do sinal do pré-amplificador de carga produzido pela deriva dos elétrons entre as grelhas. Para isso, em vez da recolha de carga ser realizada no ânodo será feita na grelha de Frisch e as distâncias de deriva possíveis serão (6, 10, 14, 18, 21.5 mm).

3.8 Fonte Radioativa

A produção de carga no interior do detetor é realizada com o recurso a uma fonte radioativa e dá-se na região de absorção do detetor, antes do primeiro GEM.

Inicialmente para o primeiro protótipo, a fonte radioativa a utilizar seria a fonte de raios-X de ferro, ^{55}Fe , para qual o principal método de interação com o meio gasoso é o efeito fotoelétrico (figura 1).

O ^{55}Fe é uma fonte emissora de raios-X, que decai para o ^{55}Mn com um tempo de meia vida ($T_{1/2}$) de 2.60 anos. Na imagem apresentada de seguida pode-se observar um espectro de uma fonte de ^{55}Fe .

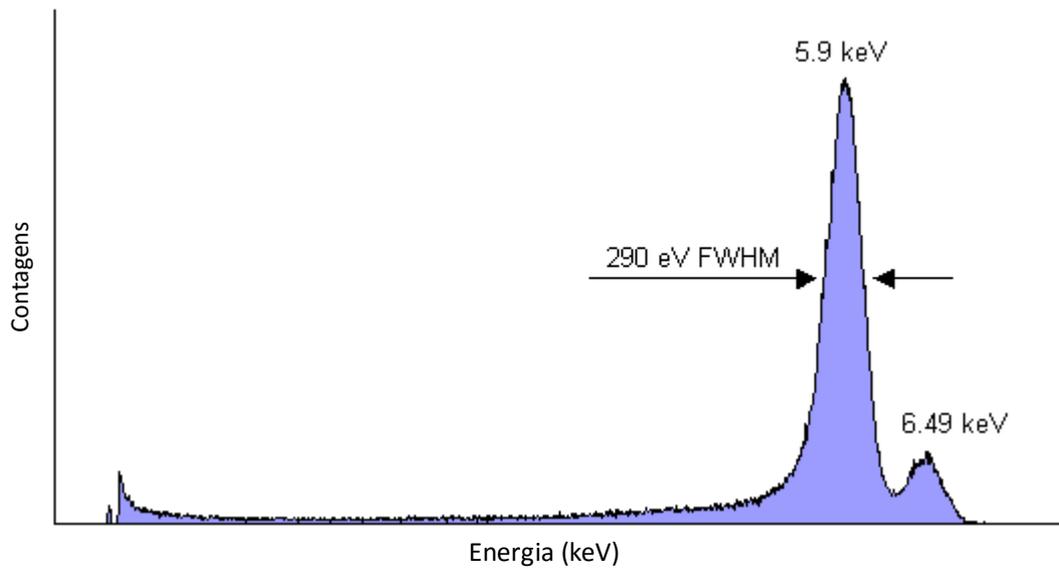


Figura 18: Espectro da fonte ^{55}Fe obtido com “XR-100T-CdTe X-Ray & Gamma Ray Detector” [35].

A carga produzida pela emissão de um fóton pode ser calculada sabido o meio absorvente. Considerando que o gás de enchimento utilizado no detetor é Xénon, para o pico predominante da fonte (5.9 keV), a cada interação produz uma nuvem primária de (n_e):

$$W_{\text{Xénon}} = 21.6 \text{ eV} \quad (25)$$

$$n_e = \frac{E_{\text{fotão}}}{W_{\text{Xénon}}} = \frac{5.9 \text{ (KeV)}}{21.6 \text{ (eV)}} \cong 273 \text{ eletrões} \quad (26)$$

onde $W_{\text{Xénon}}$ é a energia média necessária para a formação de um par elétron-íon em Xénon [36].

No entanto, como no segundo protótipo a multiplicação de carga é menor, o sinal recolhido terá uma amplitude muito inferior à esperada com o primeiro protótipo. Assim, para que a diminuição da quantidade final de carga não seja uma limitação, decidiu-se trocar a fonte de ^{55}Fe , por uma fonte de raios gama de maior energia, ^{241}Am com pico predominante de 59 keV (figura 19).

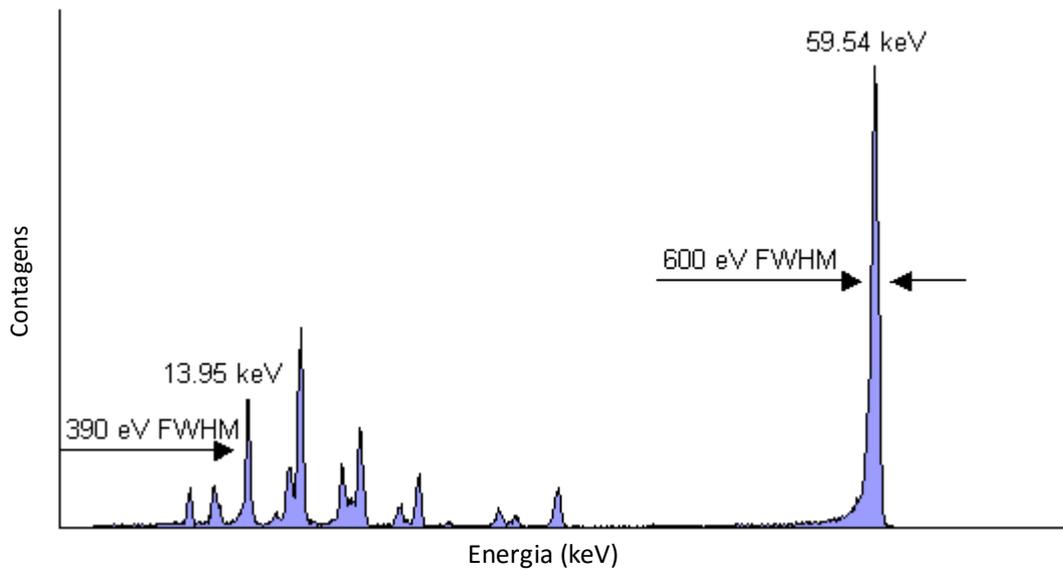


Figura 19: Espectro da fonte de ^{241}Am obtido com “XR-100T-CdTe X-Ray & Gamma Ray Detector” [35].

Esta fonte de amerício tem um tempo de meia vida de 458 anos, e cada fóton de 59 keV, em Xénon, produz uma nuvem primária de:

$$n_e = \frac{E_{\text{fotão}}}{W_{\text{Xénon}}} = \frac{59 \text{ (KeV)}}{21.6 \text{ (eV)}} \cong 2731 \text{ eletrões} \quad (27)$$

Apesar de não se conseguirem amplitudes de sinal tão elevadas como no primeiro protótipo (cada GEM permite um ganho de 100 a 1000 eletrões; a substituição de um dos GEMs com a fonte de ^{55}Fe pela fonte de ^{241}Am equivalerá a “trocar” o ganho de 100 por um ganho de 10), será o suficiente para se obter um sinal mensurável:

$$n_f = n_e \times M \cong 2.7 \times 10^5 \text{ eletrões} \quad (28)$$

onde n_f é o número de eletrões presentes na nuvem secundária. Considerou-se que o ganho do GEM (M) é de 100 vezes.

Considerando o ganho do pré-amplificador utilizado de 47 mV/M-ion-pairs, como especificado na datasheet do mesmo, obtém-se um sinal de amplitude (V_{signal}):

$$V_{\text{signal}} = 0.27 (M - \text{ion} - \text{pairs}) \times 47 \left(\frac{\text{mV}}{M - \text{ion} - \text{pairs}} \right) \cong 12 \text{ mV} \quad (29)$$

Para este cálculo, considerou-se que o ganho do GEM seria apenas de 100, (sendo que o GEM pode atingir ganhos de 1000). Portanto, a amplitude do sinal poderá ser 10 vezes superior ao calculado. No entanto, é necessário ter em atenção a perda de carga nos diferentes estágios do sistema experimental, sendo os fenómenos mais relevantes a recombinação de carga na zona de absorção, a captação de carga pela superfície inferior do GEM e a transparência das grelhas.

Capítulo 4

Trabalho Experimental

Até este ponto foram apresentados conceitos teóricos para os fenômenos físicos na base do sistema experimental. Além disso, também foram apresentados os esquemas do sistema experimental e os desenhos desenvolvidos para a sua construção.

De seguida, falar-se-á dos diversos passos realizados na montagem e testes do sistema experimental, de forma a validar os resultados alcançados.

4.1 Montagem do Sistema Experimental

O detetor, como já foi previamente referido, foi desenvolvido na oficina do LIP, tendo por base o desenho idealizado. Finalizado o seu desenvolvimento e efetuada a limpeza das peças em acetona e com recurso a ultrassons, iniciou-se a montagem do sistema experimental, que se dividiu em diversos passos.

O primeiro passo baseou-se na colagem da janela do detetor, constituída por polietileno aluminizado, de 5 μm de espessura, que permite a entrada dos fotões no interior do detetor. A peça onde a janela está inserida encontra-se aparafusada à flange superior para que se possa remover em qualquer altura, caso seja necessário efetuar alguma alteração na

janela. Esta característica permite que alterações sejam realizadas na janela, sem se ter de refazer a flange superior na sua totalidade (figura 20).



Figura 20: Peça que contém a janela do detetor (à esquerda) e a peça onde essa peça irá aparafusar (à direita).

Finalizada a colagem da janela, seguiu-se a colagem da outra peça da flange superior do detetor: um anel de “Macor®” em volta da janela do detetor (para isolar eletricamente a janela, que vai ser polarizada, do resto do corpo do detetor) (figura 21).

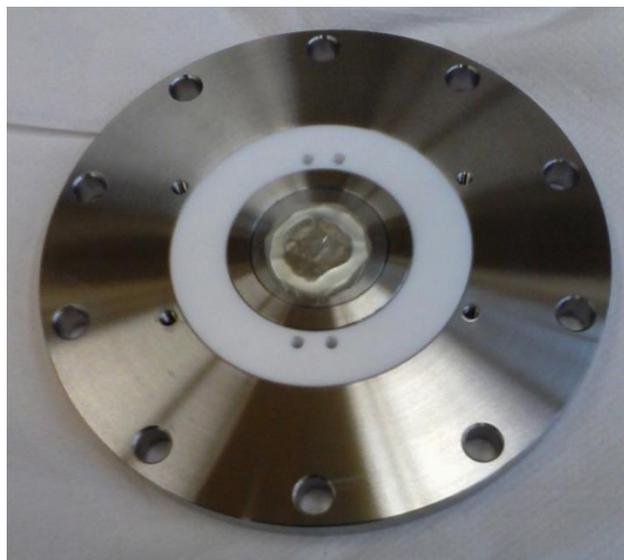


Figura 21: Flange superior do detetor, onde é possível observar o anel de “Macor®” a branco e a janela de Polietileno Aluminizado.

Por fim, realizou-se a montagem dos “*feedthroughs*” e a sua respetiva colagem. As colagens foram realizadas com uma cola específica para alto vácuo. A cola é uma mistura de dois componentes: uma cola (Araldite AY 105-1) e um endurecedor (Araldite Hardener HY 991), que se usam numa razão de massas de 2:1 respetivamente. É necessário garantir que as colagens realizadas ficaram em boas condições, pois se tal não se verificar, o detetor fica permeável aos gases atmosféricos (com fugas).

Concluída a montagem da flange superior e a montagem do restante corpo do detetor, efetuaram-se testes de fugas ao detetor. Assim, fez-se vazio no interior do detetor, tendo para isso sido necessário inseri-lo na linha de vácuo.

Se o detetor se apresentar em boas condições alcançar-se-á em minutos uma pressão de 10^{-5} Torr no seu interior. Alcançada esta fase, utilizou-se o espectrómetro de massa (Hiden Analytical) para analisar o gás residual no interior do detetor. Se as relações entre componentes do gás residual não indicarem (ao longo do tempo) nenhuma fuga, fazem-se testes com acetona e álcool etílico para despistar completamente qualquer fuga. Se as relações indicarem fuga, o mesmo teste é realizado, mas desta vez para descobrir a localização da mesma. Estes testes são realizados, uma vez que tanto a acetona como o álcool são mais voláteis que o ar e são facilmente absorvidos para o interior do detetor que se encontra a uma pressão mais baixa. Na eventualidade de fuga, ocorrerão picos correspondentes ao álcool/acetona. É importante ter em atenção que a acetona é usada para as junções vedadas com anéis de cobre e o álcool etílico nas ligações seladas com cola e com O-rings de Viton®. O uso inapropriado destas substâncias, como por exemplo, a utilização da acetona em ligações seladas com cola, diluirá a cola, afetando o isolamento do detetor.

Se este teste também não evidenciar nenhuma fuga e o interior do detetor chegar a pressões de 10^{-7} Torr pode concluir-se que o detetor tem o isolamento necessário.

Este processo teve de ser repetido três vezes, pois nas duas primeiras tentativas a janela não aguentou as diferenças de pressão.

Este estudo foi realizado sem o interior do sistema experimental, já que a libertação de bolsas de ar entre as superfícies das peças pode indicar de forma errónea a existência de fugas, já que estas fazem variar de uma forma imprevisível a pressão no detetor.

Confirmada a inexistência de fugas nas colagens realizadas e nas juntas das peças abriu-se o detetor e montou-se o interior, tendo-se verificado que todas as alimentações se encontravam em boas condições. Outro cuidado foi a verificação de que o “*feedthrough*” de deslocamento do eléctrodo de recolha estava operacional. Concluído todo o processo de teste e apesar de alguns contratemplos, passou-se à construção de uma estrutura de suporte para o sistema experimental para que este pudesse ser inserido na linha de vácuo. Na figura 22 é possível ver o sistema experimental desenvolvido.

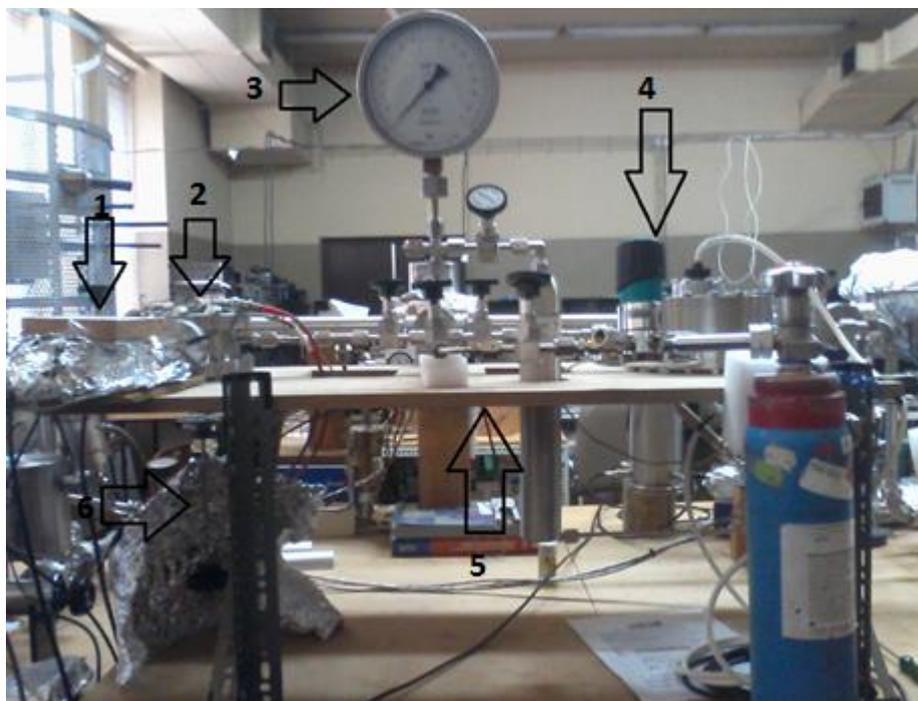


Figura 22: Sistema experimental. 1.Pré-amplificador de alta tensão; 2.Detetor; 3. Medidor de Pressão; 4.Linha de Admissão de Gás; 5.Suporte; 6.Passador de Movimento.

Por fim, fez-se um teste de fugas a todo o sistema experimental. Não havendo nenhum indício de fuga, introduziu-se Xénon no sistema e iniciaram-se as primeiras tentativas de obtenção de sinal.

4.2 Teste do primeiro Protótipo

A primeira tentativa de obtenção de um sinal, foi realizada para a menor distância de deriva possível. Assim, as primeiras tensões de alimentação foram ligadas, tendo-se tido especial atenção às tensões aplicadas às superfícies dos GEMs, uma vez que estes são um dispositivo de grande sensibilidade. Mesmo assim um campo excessivo e uma falha no desenho, descoberta posteriormente, originou um caminho de descargas entre a grelha de Frisch e o segundo GEM. Essa descarga originou múltiplas descargas no interior do detector, levando à destruição completa dos dois GEMs utilizados, como se pode visualizar na figura 23 (e já referido anteriormente).

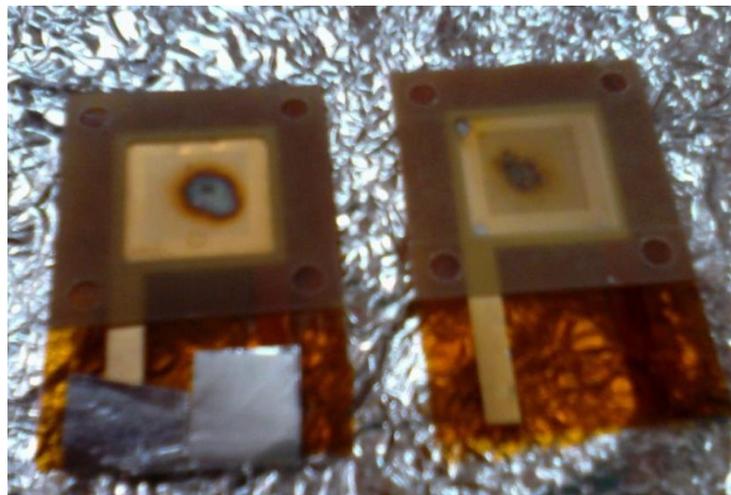


Figura 23: GEMs do primeiro protótipo destruídos

Identificados os erros cometidos, desenvolveu-se uma alternativa ao método inicial, como dito atrás. Essa alternativa teve de ser considerada, porque só existia mais um GEM com as dimensões pretendidas.

Como referido, a alternativa encontrada foi a substituição do segundo GEM por uma grelha. Como com apenas um GEM a amplificação de carga obtida é muito menor optou-se pela fonte de Amerício (secção 3.8).

Assim, desenvolveu-se uma peça em “*SolidWorks®*” que permitisse suportar a grelha no sistema experimental já desenvolvido.

Confirmada a inexistência de fugas, introduziu-se Xénon no sistema experimental, até existir no seu interior uma pressão aproximadamente 0.5 atm, ou seja, $\cong 380$ Torr.

4.3 Eletrónica

A eletrónica utilizada no primeiro protótipo não será discutida nesta dissertação, já que esse protótipo falhou sem se conseguir realizar nenhum teste. No entanto, a eletrónica prevista para o primeiro protótipo é muito semelhante à usada no segundo.

A escolha da eletrónica usada no segundo protótipo pode dividir-se em dois grupos: alimentação e leitura. Como fontes de alimentação foram necessários 5 canais: um para polarizar a janela, dois para alimentar as duas superfícies do GEM e um para cada grelha. Assim sendo, utilizaram-se duas fontes de tensão, uma com 4 canais (*CAEN 4CH HV Programmable Power Supply*) e outra de um canal (*Canberra H.V. Power Supply Model 31060*).

Para leitura do sinal utilizou-se um pré-amplificador de carga de alta tensão (*Canberra Model 2006 Proportional Counter Preamplifier* [37]) e um pré-amplificador de carga à terra (*Canberra Model 2005 Proportional Counter Preamplifier* [38]). Para observar o sinal de saída dos pré-amplificadores, utilizou-se um osciloscópio (*TeKtronix TDS 2022B*) com uma entrada de USB que permite guardar dados num ficheiro “.CSV”. Os dados desse ficheiro serão utilizados para reconstrução e análise do sinal, com o apoio da ferramenta de programação Matlab®. Para tal, foi desenvolvido um programa em Matlab® que permitisse retirar a informação desejada.

De forma a reduzir o ruído introduzido pela eletrónica, ligou-se o corpo do detetor à terra e utilizou-se papel de alumínio para minimizar o ruído. Para além disso, devido à persistência de uma fonte de ruído, utilizaram-se dois cestos NIM, o que permitiu diminuir na quase totalidade o ruído do sistema experimental.

4.4 Teste do Segundo Protótipo

Para prevenir situações como as que ocorreram durante o teste do primeiro protótipo optou-se por seguir uma estratégia diferente. Assim sendo, testou-se o sistema experimental por etapas, começando no GEM e descendo ao longo dos diversos pontos de alimentação até se chegar ao ânodo de recolha.

O primeiro ponto de testes foi a superfície inferior do GEM, já que é nesse ponto, à saída da zona de multiplicação, que a nuvem eletrónica apresenta amplitude suficiente para poder ser detetada. Assim, foi-se aumentando gradualmente a diferença de potencial entre as superfícies do GEM até se visualizar o sinal desejado com a ajuda de um pré-amplificador de carga de alta tensão, ligado à superfície inferior do GEM e de um osciloscópio. Este processo foi realizado com base na figura 11 para nos certificarmos que a diferença de potencial aplicada se encontrava dentro do intervalo de operação do GEM, evitando assim a ocorrência de descargas que o pudessem danificar. Seguindo este protocolo, o sinal induzido na superfície inferior do GEM começou a ser detetado para uma diferença de potencial de 300 V, embora só a 320V se obtivesse um sinal razoável. Com este teste comprovou-se que a região de multiplicação do detetor opera corretamente. Assim, sempre que se estiver a trabalhar com Xénon a uma pressão de 380 Torr, o GEM deverá ter em si aplicada uma diferença de potencial de 320V. Se a pressão no interior do detetor for alterada, ou se outro gás for utilizado, terá de se voltar a repetir este procedimento, pois como se pode ver na figura 11, o ganho do GEM altera-se tanto com a pressão como também com o meio gasoso utilizado.

O segundo ponto de testes foi a primeira grelha, isto é, a grelha introduzida para substituir o segundo GEM. O procedimento experimental deste teste foi igual ao primeiro. O pré-amplificador foi colocado na grelha e a diferença de potencial que se variou foi entre a superfície inferior do GEM e a grelha. Nesta situação só haverá sinal induzido se se conseguir aplicar um campo elétrico suficientemente forte, para que os eletrões não sejam capturados pela superfície inferior do GEM. Foi-se aumentando a diferença de potencial entre estas duas superfícies até que surgisse um sinal detetável na grelha.

Por forma a não aplicar tensões elevadas no interior do detetor, tentou-se encontrar um compromisso entre amplitude do sinal e intensidade do campo elétrico. Neste estágio esse compromisso é ainda mais importante, pois quanto maior for o campo elétrico nesta região (entre GEM e grelha), maior terá de ser a amplitude do campo elétrico seguinte (região de deriva entre grelhas), para que a grelha apresente uma transparência quase total.

Testou-se ainda a influência do campo elétrico existente entre a janela e a superfície superior do GEM (região de absorção), medindo a amplitude do sinal induzido na grelha. O campo na região de absorção afeta a recombinação da carga produzida pela fotoionização do meio gasoso. A recombinação produzirá uma diminuição da amplitude do sinal. Assim, enquanto se mantinham os restantes campos elétricos constantes, foi-se alterando o campo na região de absorção e mediram-se as alterações na amplitude do sinal. O estudo realizado permitiu estabelecer um valor de campo elétrico de aproximadamente 137 V/cm, o que equivale a uma diferença de potencial aplicada de 110V para a pressão de trabalho, para garantir recombinação mínima.

De seguida, realizaram-se testes com a grelha de Frisch e o ânodo. Esses testes basearam-se na confirmação da existência de um sinal tanto na grelha de Frisch como no ânodo e na verificação de um rácio sinal-ruído aceitável. Pode-se concluir que apesar da relação sinal ruído na grelha de Frisch ser aceitável, essa relação deteriorava-se consideravelmente quando se fazia a recolha no ânodo. Concluiu-se que este fator se devia em parte à diminuição da amplitude do sinal devido à transparência da grelha de Frisch, mas principalmente ao contacto elétrico entre o ânodo e o “*feedthrough*” de deslocamento. Para evitar este ruído devido à aproximação de objetos ao “*feedthrough*” de deslocamento, decidiu-se construir uma espécie de gaiola de Faraday, protegendo o “*feedthrough*” de deslocamento com papel de prata ligado à terra.

Finalizados todos os testes ao sistema experimental e encontradas as condições “ideais” de funcionamento, iniciaram-se as tentativas de recolha de informação.

Capítulo 5

Resultados Experimentais

Os resultados apresentados nesta dissertação são utilizados para comprovar a viabilidade do sistema experimental desenvolvido na realização de medidas de velocidades de deriva de elétrons. Não se apresentará grande variedade de estudos, já que o tempo não permitiu, tendo-se variado apenas o campo elétrico reduzido e a quantidade de carga.

As medidas feitas foram realizadas à temperatura ambiente, com uma pressão de 380 Torr de Xénon. Os valores de campos elétricos reduzidos para quais se estudaram as velocidades de deriva dos elétrons foram sempre mantidos abaixo de 1 ($\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Torr}^{-1}$), valor a partir do qual os elétrons ganham energia suficiente para excitar o Xénon. Assim, apesar de o sistema experimental desenvolvido possibilitar o estudo de velocidades de deriva de elétrons para campos reduzidos superiores a 1 ($\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Torr}^{-1}$), optou-se por não ultrapassar esse limiar, e realizar medidas numa região de campo elétrico reduzido onde não haja excitação (nem ionização) de Xénon.

Por outro lado, os valores de campo elétrico reduzido a partir dos quais se iniciou o estudo da velocidade de deriva dos elétrons, foram definidos através do rácio sinal-ruído. Assim, só se estudaram valores de campo reduzido para os quais se pudesse desprezar a interferência do ruído.

Quando, no capítulo 6, se discutirem formas de melhorar o sistema experimental desenvolvido, apresentar-se-ão alternativas que permitam utilizar campos reduzidos de menor amplitude na região de deriva.

A pressão do gás foi mantida constante ao longo de todo o procedimento experimental, sendo que apenas o campo elétrico na região de deriva foi variado.

5.1 Primeiras Medidas

Nas primeiras medidas realizadas considerou-se que a distância de deriva era definida pela primeira grelha e o ânodo. O “*trigger*”, como referido previamente, foi feito pelo o pré-amplificador de carga de alta tensão posicionado na primeira grelha e a recolha de sinal pelo pré-amplificador de carga no ânodo ligado à terra. As saídas dos pré-amplificadores, passadas por amplificadores, foram ligadas aos dois canais do osciloscópio.

O “*trigger*” no osciloscópio foi realizado através de um “*trigger*” externo, que se definiu como o sinal proveniente do “*trigger*” do sistema experimental. Na figura abaixo é possível observar o sinal obtido no osciloscópio.

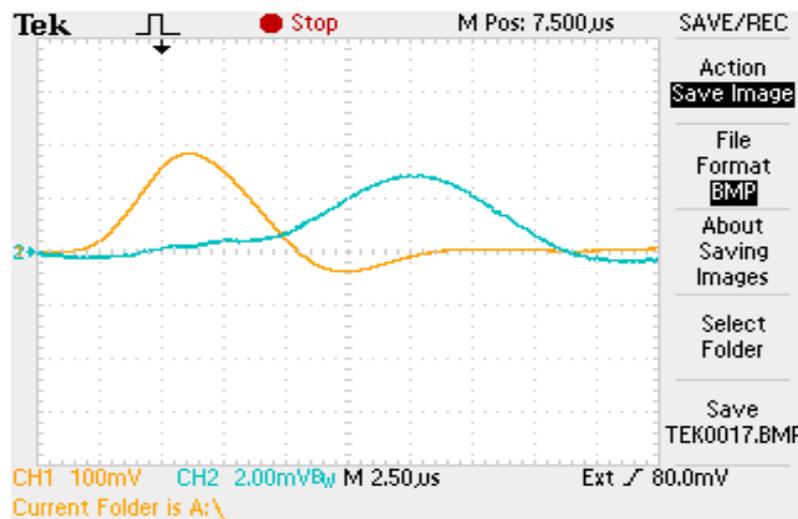


Figura 24: Imagem do sinal obtido no osciloscópio para um campo reduzido de $0.79 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$ com uma distância de deriva de 1,15 cm. O canal 1 é o “*trigger*” do sistema e o canal 2 é o sinal obtido no ânodo do mesmo.

O tempo de deriva, foi determinado pelo desvio temporal entre os picos dos sinais obtidos, já que os picos representam, respetivamente, o instante da passagem da carga na primeira grelha e da recolha no ânodo.

Para fazer a análise dos resultados obtidos desenvolveu-se um programa em Matlab® que fizesse o ajuste aos sinais e calcula-se a diferença temporal entre os centróides.

Na figura 25 é possível observar os valores de velocidade de deriva de eletrões, em Xénon, alcançados com este “setup”.

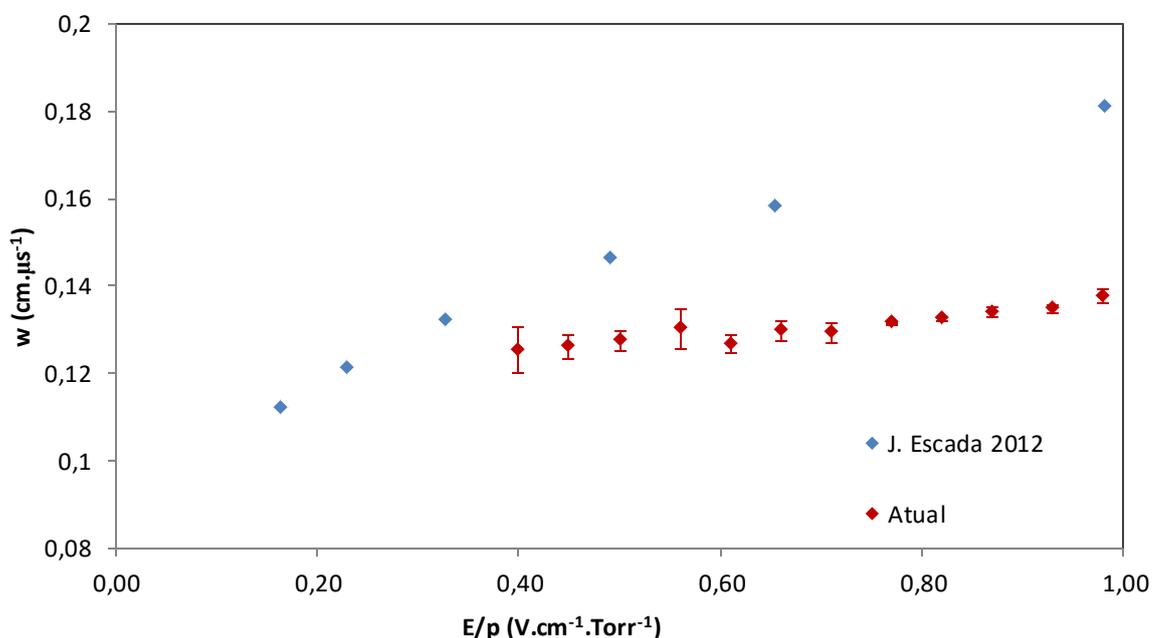


Figura 25: Representação gráfica dos valores de velocidades de deriva de eletrões em Xénon obtidas neste sistema experimental e comparadas com valores obtidos por simulação de Monte Carlo retirados da referência [39].

Depois de realizadas variadas medidas, e de observar os resultados obtidos (figura 25) pode concluir-se que o “setup eletrónico” escolhido não é viável, já que é praticamente insensível às variações temporais. Uma das possíveis razões para essa condição, pode ser o facto de o “trigger” externo, realizado com o osciloscópio, não ter precisão suficiente para este estudo. Conclui-se que para esta análise seria melhor utilizar um dispositivo específico, como o discriminador.

5.2 Medidas Finais

Os resultados, nesta segunda tentativa, foram obtidos através do sinal recolhido na grelha de Frisch, passado pelo pré-amplificador de alta tensão (*Canberra Model 2006 Proportional Counter Preamplifier* [37]), sendo a distância de deriva a distância existente entre as duas grelhas (figura 17). Decidiu-se utilizar este processo devido a sua simplicidade, já que o tempo de deriva é dado pelo tempo de subida do sinal do pré-amplificador (como referido previamente no capítulo 2.5.1 desta dissertação) sem ser necessária a utilização de múltiplos pré-amplificadores nem a de um discriminador. No entanto, este processo apresentará resultados com muito menor rigor do que os que seriam obtidos através da utilização de um discriminador. Além disso, o método utilizado na análise do sinal também poderá introduzir algum erro nos valores apresentados. Assim, no capítulo 6 apresentar-se-á uma alternativa a este método, que se pretende implementar e que não foi realizada devido à falta de disponibilidade de um discriminador.

5.2.1 Análise do Sinal

A análise do sinal através do pré-amplificador foi realizada com outro programa de Matlab® desenvolvido que permite ler o ficheiro de formato “.CSV” e processá-lo.

O programa desenvolvido vai buscar os dados do sinal ao ficheiro de formato “.CSV” e cria dois arrays: um com os valores temporais e outros com as correspondentes amplitudes.

Como foi discutido no capítulo 2.4 desta dissertação, cargas que se movem em direcção a um eléctrodo induzem nele um sinal, que aumenta linearmente até as cargas serem recolhidas. Sendo assim, o tempo de deriva das cargas, neste caso, será dado pela componente linear do tempo de subida do sinal do pré-amplificador. No entanto, é necessário determinar o instante em que o sinal se torna linear (início da deriva) e o instante em que o deixa de ser (fim da deriva).

Assim, para determinar esses instantes, o programa desenvolvido faz um ajuste linear ao sinal de subida, estabelecendo um intervalo (entre 0,1 e 0,9 da amplitude máxima do sinal). Em seguida compara o ajuste linear com o sinal original obtido através do Chi quadrado (χ^2):

$$\chi^2 = abs\left(\frac{(y_{Sinal} - y_{ajuste})^2}{y_{ajuste}}\right) \quad (30)$$

em que y_{Sinal} e y_{ajuste} são respetivamente a amplitude do sinal à saída do pré-amplificador e a amplitude do sinal de ajuste.

O instante inicial da deriva dos eletrões é então dado pelo instante em que o Chi quadrado se torna inferior a 0,1 ($\chi^2 < 0,1$) e o instante final quando o Chi quadrado se torna superior a 0,1 ($\chi^2 > 0,1$) (figura 27).

Finalizado o processo o programa desenha, na mesma figura, os diferentes conjuntos de valores calculados e dá os parâmetros usados na medida e os resultados finais: a distância, o campo elétrico reduzido, o tempo de deriva e a velocidade de deriva dos eletrões. Para além de indicar estes valores, o programa guarda numa pasta pré-definida todos os ficheiros criados: uma imagem em formato “.jpeg” e um ficheiro “.txt” com os valores mais importantes.

Em seguida apresenta-se uma imagem (figura 26) com o sinal observado no osciloscópio. A figura 27 apresenta a imagem do sinal reconstruído e a análise realizada, criada pelo programa desenvolvido.

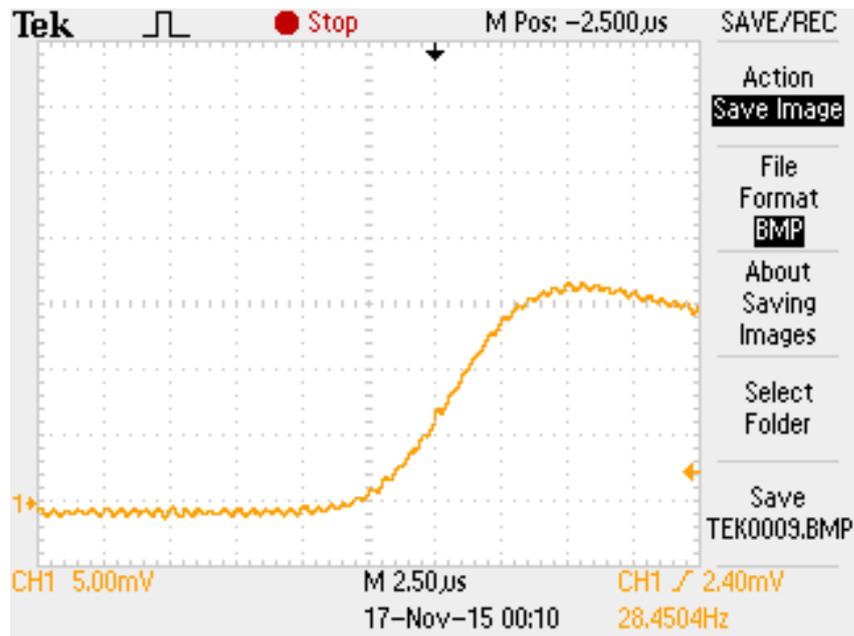


Figura 26: Imagem do sinal no osciloscópio

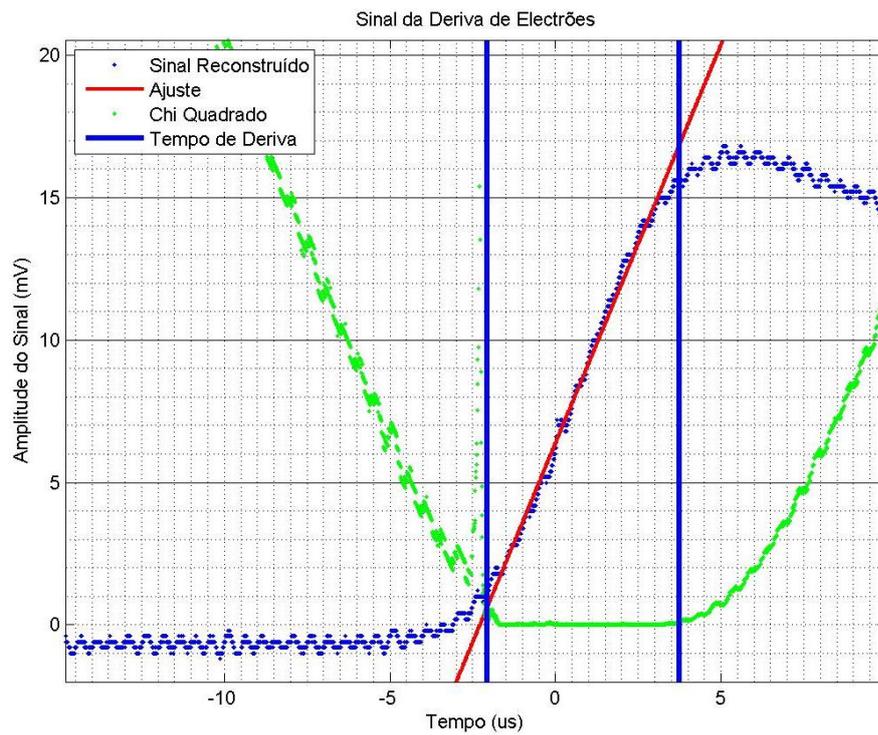


Figura 27: Imagem do sinal reconstruído e analisado.

Este método de análise está longe de ser o mais correto já que introduz grande incerteza no tratamento dos dados. No entanto, dentro das possibilidades disponíveis, este foi o mais

simples e rápido que se encontrou para comprovar o bom funcionamento do sistema experimental desenvolvido.

5.2.2 Resultados

Os resultados obtidos, para este “setup” podem ser observados no gráfico abaixo. A distância de deriva foi definida como a distância existente entre as duas grelhas.

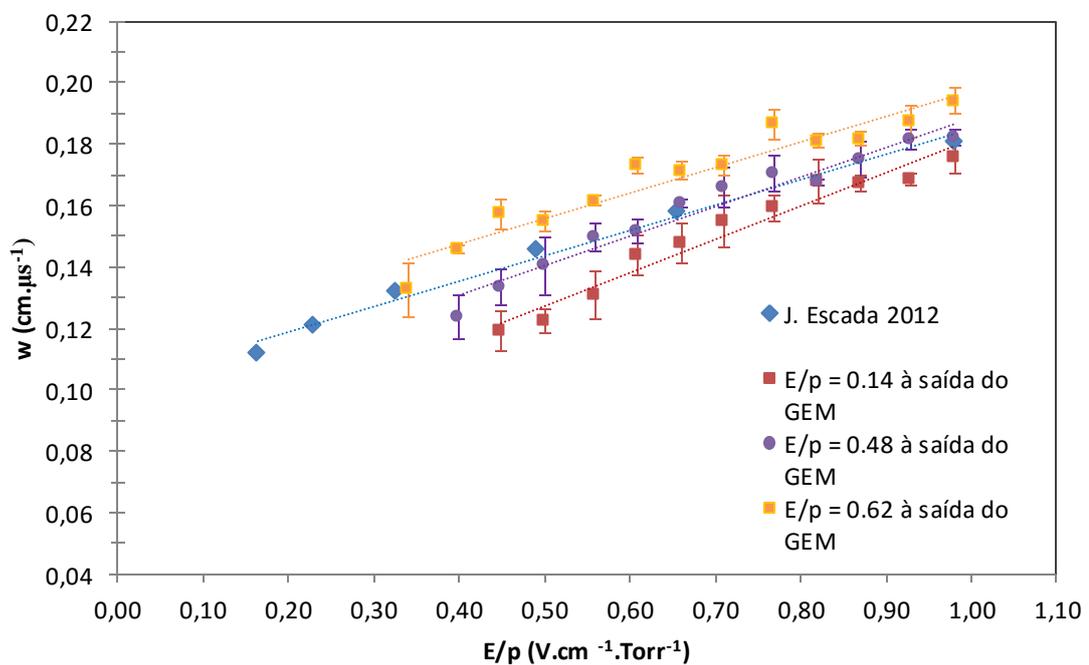


Figura 28: Representação gráfica dos valores de velocidades de deriva de elétrons em Xénon obtidas neste sistema experimental e comparadas com valores obtidos por simulação de Monte Carlo retirados da referência [39].

Da figura 28 pode concluir-se que ao aumentar o campo elétrico reduzido entre o GEM e a grelha, isto é, ao aumentar o número de elétrons extraídos do GEM, é possível melhorar-se o rácio sinal-ruído e determinar velocidades de deriva de elétrons para valores inferiores de E/p .

Outro aspeto que é possível observar na figura 28, e que evidencia a incerteza do método de análise usado, é a variação dos resultados obtidos com o campo elétrico reduzido entre o GEM e a grelha. Isso deve-se ao facto de se estar a trabalhar com sinais de baixa

amplitude, o que faz com que a transição da zona linear para a não linear do sinal recolhido seja mais longa e demore mais tempo a ultrapassar o valor de Chi quadrado definido. No entanto, com o aumento da amplitude do sinal recolhido, esse factor tem menos importância, como se pode observar na figura 28, onde com o aumento dos campos eléctricos reduzidos de deriva se verifica uma dispersão menor dos resultados obtidos para diferentes E/p à saída do GEM. Para demonstrar as diferenças nas transições entre a zona linear e não linear do sinal recolhido, pode-se observar a figura 29.

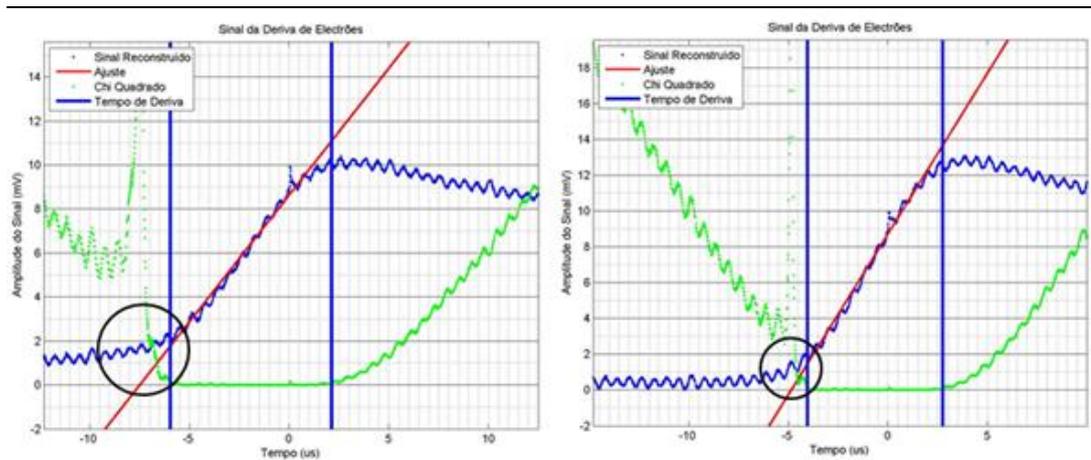


Figura 29: Comparação da transição entre a zona linear e não linear do sinal recolhido para um $E/p = 0.14$ (esquerda) e $E/p = 0.48$ (direita) à saída do GEM e o mesmo campo eléctrico reduzido na região de deriva ($E/p = 0.50$)

As barras de erro observadas na figura 28 representam o desvio padrão das medidas realizadas. Este deve-se principalmente, à incerteza inerente ao método de análise do sinal utilizado, sendo mais visível para campos eléctricos reduzidos de menor valor.

Pode também concluir-se que apesar dos resultados apresentarem um pequeno desvio em relação aos valores teóricos (retirados da referência [39]), são concordantes com eles apresentando, à semelhança deles um aumento linear, como se pode observar na figura 30.

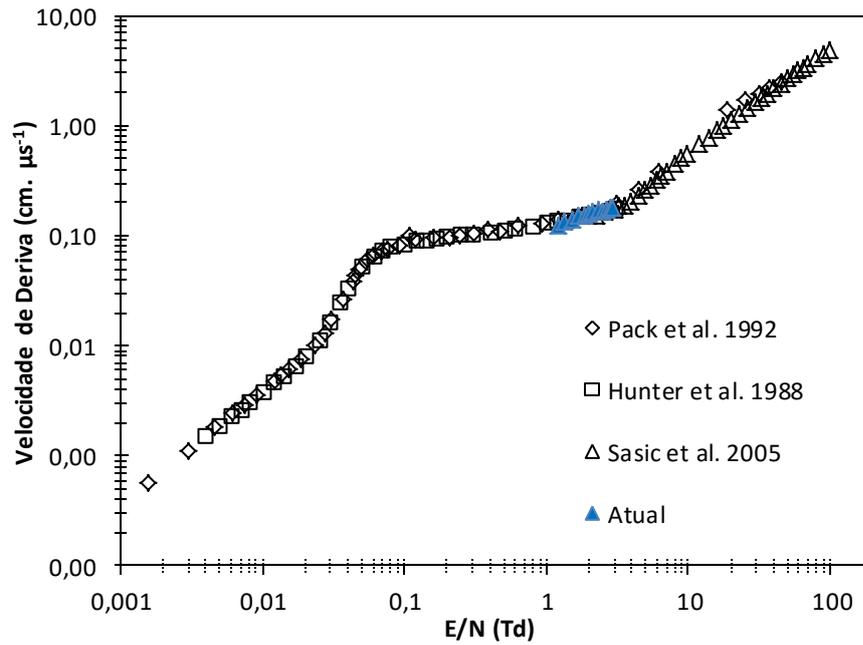


Figura 30: Representação gráfica dos valores de velocidades de deriva de elétrons em Xénon obtidas neste sistema experimental na curva de velocidades de deriva de elétrons em Xénon.

Assim, pode dizer-se que, de acordo com o objetivo desta dissertação, o sistema experimental desenvolvido está operacional e permite determinar a velocidade de deriva de elétrons.

Capítulo 6

Conclusões finais e trabalho futuro

Com a execução do trabalho experimental e da discussão/análise dos resultados foi possível ter contacto com áreas essenciais para um aluno de engenharia: projecto, desenvolvimento a nível de desenho teórico de um sistema experimental, bem como da montagem e teste de um sistema.

Esta dissertação permitiu também a interação com um grande número de ferramentas desconhecidas ou que só tinham sido estudadas teóricamente, como por exemplo o SolidWorks®, GEMs, sistemas de vácuo, etc.

Através do desenvolvimento do protótipo (em SolidWorks®) e com as trocas de opiniões com os engenheiros responsáveis pela oficina do LIP sobre problemas de desenho e de projeto foi possível compreender vários aspectos que até então considerava irrelevantes ou desconhecia por completo. Permitiu também compreender o funcionamento básico da maquinaria utilizada no desenvolvimento das peças desenvolvidas para este sistema experimental.

Em relação aos resultados obtidos com este sistema experimental, pode concluir-se que os objetivos propostos inicialmente foram alcançados: conseguiu-se desenvolver um sistema experimental que produzisse resultados válidos de velocidades de deriva de

elétrons e que permitisse introduzir o máximo de variáveis possíveis. Foram elas a distância, o campo reduzido, a quantidade de carga e meio gasoso. Apesar do sucesso do sistema experimental a gama de valores dos campos elétricos reduzidos estudada ($E/p = 0.34 - 1$ ($\text{V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$)) é bastante reduzida.

Comprovou-se também que a escolha do método utilizado na leitura do sinal e na sua respetiva análise foi razoável e que, para primeira análise dos resultados obtidos, foi considerado suficiente.

De futuro, o percurso a seguir deverá ser o alargamento da gama de valores do campo elétrico reduzido aplicado. Apesar de o seu limite superior ter sido estabelecido por nós, o mesmo não se aplica ao limite inferior, que é uma limitação do sistema experimental. Esta limitação é imposta pela degradação do sinal, que afeta o rácio sinal-ruído, para valores de campos elétricos reduzidos inferiores a 0.34 ($\text{V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$). Para se ultrapassar essa limitação, deve-se aumentar a quantidade de carga na deriva. Esse efeito pode ser alcançado através da introdução de um segundo GEM. Outro melhoramento passará pela utilização de outro método de leitura e análise de sinal, nomeadamente pela introdução de amplificadores à saída dos pré-amplificadores, de forma a aumentar a amplitude do sinal. A saída desses amplificadores poderá depois passar por um discriminador, que fará a definição do “*trigger*”. Com este método, o “*trigger*” seria desencadeado na grelha introduzida no segundo protótipo (através do início da chegada da carga ou do centróide da nuvem) e da recolha de carga realizada no ânodo.

Outra alteração que deverá ser introduzida no sistema, é a separação entre o ânodo e o “*feedthrough*” de deslocamento. No protótipo atual, estas duas peças encontram-se em contacto elétrico, transformando o “*feedthrough*” de deslocamento numa fonte de ruído.

Em relação a experiências futuras, dever-se-á diversificar o estudo de velocidades de deriva de elétrons para outros gases. Num futuro mais longínquo poderá-se-á também alterar o sistema experimental para que estudos sobre a difusão de carga ao longo da deriva da mesma possam ser realizados, para assim medir os coeficientes de deriva.

Bibliografia

- [1] “How a detector works.” [Online]. Available: <http://home.cern/about/how-detector-works>. [Accessed: 26-Jan-2016].
- [2] A. Sharma and R. Veenhof, “Properties of some gas mixtures used in tracking detectors,” *SLAC Journal, ICFA*, 1998.
- [3] J. C. Bowe, “Drift velocity of electrons in nitrogen, helium, neon, argon, krypton, and xenon,” *Phys. Rev.*, vol. 117, no. 130, 1960.
- [4] T. Berghöfer, J. Blümer, and J. R. Hörandel, “A measurement of drift velocities of electrons in xenon-methane mixtures,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 525, no. 3, pp. 544–552, 2004.
- [5] P. Marinho, G. Guedes, A. Barbosa, and P. Farias, “Effects of the electric field on the electron drift velocity in a double-GEM detector in different gas mixtures,” *Radiat. Meas.*, vol. 39, no. 5, pp. 515–519, 2005.
- [6] Y. Kondo, Y. Sekiya, and M. Mohandes, “Pulse Townsend Measurement of Electron Swarm Parameters at Low Pressure,” vol. 3, no. 11, pp. 309–316, 2013.
- [7] S. F. Biagi, “Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 421, no. 1–2, pp. 234–240, 1999.
- [8] A. Andronic, S. Biagi, P. Braun-Munzinger, C. Garabatos, and G. Tsileidakis, “Drift velocity and gain in argon- and xenon-based mixtures,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 523, no. 3, pp. 302–308, 2004.
- [9] S. Fukui and A. Miyamoto, “A new type of particle detector: the discharge chamber,” *Nuovo Cim.*, vol. 11, no. 1, pp. 113–115, 1959.
- [10] F. Sauli, “Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications,” 2014.
- [11] “The Large Electron-Positron Collider.” [Online]. Available: <http://home.cern/about/accelerators/large-electron-positron-collider>. [Accessed: 26-Feb-2016].
- [12] “ATLAS EXPERIMENT.” [Online]. Available: <http://atlas.ch/>. [Accessed: 26-Feb-2016].
- [13] “A Large Ion Collider Experiment.” [Online]. Available: <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>. [Accessed: 26-Feb-2016].
- [14] G. F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement,” 4th ed., 2010.
- [15] J. C. Russ, “Fundamentals of Energy Dispersive X-Ray Analysis,” 1st ed., 1984.

- [16] C. CONDE, “Gas Proportional Scintillation Counters for X-ray Spectrometry,” in *X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances*, .
- [17] W. Blum, W. Riegler, and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*. 2008.
- [18] O. Sasić and J. Jovanović, “Electron drift velocities in mixtures of helium and xenon and experimental verification of corrections to Blanc’s law,” *Phys. Rev. E*, vol. 71, no. 4, pp. 1–8, 2005.
- [19] R. S. Gilmore, “Single Particles Detection And Measurement,” 1992.
- [20] T. Koizumi, E. Shirakawa, and I. Ogawa, “Momentum transfer cross sections for low-energy electrons in Krypton and Xenon from characteristic energies,” *J. Phys.*, vol. B 19, p. 2331, 1986.
- [21] K. a. Recine, J. B. R. Battat, and S. Henderson, “Understanding current signals induced by drifting electrons,” *Am. J. Phys.*, vol. 82, no. 4, pp. 322–330, 2014.
- [22] S. Ramo, “Currents induced by electron motion,” *Proc. IRE*, no. 27, p. 584, 1939.
- [23] W. Shockley, “Currents to conductors induced by a moving point charge,” *J. Appl. Phys.*, vol. 9, p. 635, 1938.
- [24] ORTEC®, “Preamplifier Introduction.”
- [25] ORTEC®, “Fast-Timing Discriminator Introduction.”
- [26] T. Alber, V. Eckardt, H. Fessler, S. Schönfelder, and P. Seyboth, “A study of argon, neon and helium based gas mixtures for improving the spatial resolution in time projection chambers,” *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 349, pp. 56–61, 1994.
- [27] N. Booth, “Gaseous Detectors.” [Online]. Available: <https://cbooth.staff.shef.ac.uk/phy6040det/gaseous.htm>. [Accessed: 26-Jan-2016].
- [28] T. D. Elena Aprile, Aleksey E. Bolotnikov, Alexander I. Bolozdynya, *Noble Gas Detectors*. 2006.
- [29] C. Grupen and I. Buvat, Eds., *Handbook of Particle Detection and Imaging*. Springer Berlin Heidelberg.
- [30] F. Sauli, “GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.*, vol. A, 386, p. 531, 1997.
- [31] S. Bachmann, “Charge amplification and transfer process in the Gas Electron Multiplier,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, pp. 376–408, 1999.
- [32] A. Bondar, A. Buzulutskov, and L. Shekhtman, “High pressure operation of the triple-GEM detector in pure Ne, Ar and Xe,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 481, no. 1–3, pp. 200–203, 2002.

- [33] “Getter.” [Online]. Available: <http://www.sjmaterials.co.kr/eng/getter03.html>. [Accessed: 01-Dec-2015].
- [34] “Carr Lane Delrin Ball Plunger - Stainless Steel Body - Metric - CLM-3-SBPN-1.” [Online]. Available: <https://hyquip.co.uk/delrin-ball-metric/1282-carr-lane-delrin-ball-plunger-stainless-steel-body-metric-clm-3-sbpn-1.html>.
- [35] “Materials Analysis Division.” [Online]. Available: <http://amptek.com/>. [Accessed: 05-Feb-2016].
- [36] S. Carmo, F. Borges, C. Conde, and F. Vinagre, “Experimental Study of the w-Values and Fano Factors of Gaseous Xenon and Ar-Xe Mixtures for X-Rays,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, pp. 2637–2642, 2008.
- [37] CANBERRA, “Model 2006 Proportional Counter Preamplifier.”
- [38] CANBERRA, “Model 2005 Scintillation Preamplifier Model 2005 Scintillation Preamplifier.”
- [39] J. Escada, “Detetores Gasosos de Radiação: Efeitos da retrodifusão na emissão de fotoelétrons por fotocátodos de CsI em meio gasoso e eletroluminescência em Xe dopado com CH 4 e CF 4,” 2012.