



**Universidade de  
Aveiro**  
2010

Departamento de Física

**Cátia Cristina  
Rodrigues de Caldas**

**Eficiência de Extracção de electrões em fotocátodos  
de CsI em Xe e Ar**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física realizada sob a orientação científica do Doutor João Filipe Calapez Albuquerque Veloso, Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

## **o júri**

presidente

**Prof. Dr. Fernão Rodrigues Vístulo De Abreu**

Professor auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

**Doutor Luís Manuel Panchorrinha Fernandes**

Investigador do Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia ,Universidade de Coimbra

**Prof. Dr. João Filipe Calapez De Albuquerque Veloso**

Professor auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

## **agradecimentos**

Ao Rafa.

Ao Carlos por toda a sua paciência, explicações e ajuda no laboratório. Foi sempre excepcional e o qual agradeço tê-lo tido como colega de laboratório.

Ao professor João Veloso que não deixou que o pós laboral fosse um problema.

Gostaria também de agradecer aos seguintes projectos:

- PTDC/FIS/65455/2006, "Detectores gama para imagiologia medica"
- CERN/FP/109283/2009 "R&D on Micro-Pattern Gas Detectors - Participation on CERN RD51 Collaboration II"

palavras-chave

Fotocátodo CsI, "Backscattering", Gases nobres, Detectores de radiação, fotosensor UVV, Cintilação

resumo

O estudo realizado neste trabalho relaciona detectores gasosos e fotocátodos em gases nobres.

Os detectores gasosos têm por base a produção de cintilação. Esta pode ser recolhida/medida por meio de um foto-sensor. Entre alguns exemplos podemos citar os detectores Cherenkov, contadores gasosos de cintilação, TPCs de xénon, fotomultiplicadores gasosos, etc.

Os mais diversos estudos têm sido realizados, principalmente por simulação ou via experimental para se determinar a eficiência de extracção de fotoelectrões.

Nos detectores gasosos, os fotocátodos encontram-se em contacto directo com a atmosfera gasosa, permitindo o "backscattering" dos fotoelectrões ao fotocátodo levando a que a eficiência quântica efectiva decresça.

Resultados preliminares realizados com uma MHSP revestido com um fotocátodo CsI, operando em modo pulso mostra a possibilidade de aumentar pressão do gás mantendo as estatísticas de recuo de fotoelectrões.

Um fotocátodo de CsI depositado em um substrato de cobre banhado a ouro irá ser irradiado por um lâmpada Hg (Ar) a fim de converter os fótons em fotoelectrões para um meio com xénon e posteriormente com argon, variando-se para cada um deles a pressão de 1 a 10bar. Os fotoelectrões serão recolhidos num filme metálico depositado numa janela de quartzo que se encontra acima do fotocátodo de CsI.

keywords

CsI photocathode, Backscattering, Noble gases, Radiation detectors, VUV photosensor, scintillation.

abstract

The study in this work relates photocathodes in gaseous detectors and noble gases.

The gas detectors are based on the production of scintillation. This can be collected / measured by a photosensor. Some examples we can cite the Cherenkov detectors, scintillation counters, gas, Xenon TPCs, gaseous photomultipliers, etc.

Many different studies have been carried out mainly by simulation or experimental way to determine the efficiency of extraction of photoelectrons. In gaseous detectors, the photocathodes are in direct contact with the gaseous atmosphere, allowing the "backscattering" of photoelectrons to the photocathode which means that the actual quantum efficiency decrease. Preliminary results achieved with a MHSP coated with a CsI photocathode, operating in pulse mode shows the possibility of increasing gas pressure keeping the statistics of photoelectrons retreat.

A CsI photocathode deposited on a substrate of copper-plated gold will be irradiated by a Hg lamp (Ar) to convert photons into photoelectrons as having half the gas Xenon and Argon subsequently, varying for each pressure from 1 to 10bar. The photoelectrons are collected in a metallized quartz window that is above the CsI photocathode.



## Índice

|  |      |
|--|------|
| Índice .....   | vii  |
| Índice de Figuras.....   | viii |
| Acrónimos.....   | x    |
| 1. Introdução .....  | 13   |
| 1.1. BREVE CONTEXTUALIZAÇÃO.....   | 13   |
| 1.2. DETECTORES GASOSOS.....   | 14   |
| 1.2.1. Detectores de Ionização.....  | 14   |
| 1.2.2. Produção de cargas primárias.....   | 15   |
| 1.2.3. Gases Nobres .....  | 15   |
| 1.2.4. Emissão Fotoelectrões.....  | 18   |
| 1.2.5. Fotocátodos.....  | 19   |
| 1.3. BACKSCATTERING .....  | 24   |
| 1.3.1. Eficiência de extracção.....  | 25   |
| 2. Método Experimental .....   | 26   |
| 2.1. DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL.....   | 27   |
| 2.1.1. Procedimento de limpeza do material.....                                    | 30   |
| 2.1.2. Detector.....   | 30   |
| 2.2. SISTEMA DETECÇÃO USANDO GÁS .....   | 31   |
| 2.2.1. Sistema de vazio.....   | 31   |
| 2.2.2. Sistema de enchimento - Gás xénon.....                                      | 35   |
| 2.2.3. Sistema enchimento - Gás árgon.....   | 35   |
| 3. Resultados e Discussão .....  | 36   |
| 3.1. RESULTADOS – EFICIÊNCIA EXTRACÇÃO EM FUNÇÃO $E_{DRIFT}$ GÁS ÁRGON/XÉNON ..... | 39   |
| 3.1. RESULTADOS – EFICIÊNCIA EXTRACÇÃO EM FUNÇÃO E/P GÁS ÁRGON/XÉNON.....          | 40   |
| 4. Conclusões .....  | 43   |
| 5. Referências.....  | 44   |

## Índice de Figuras

|   |    |
|---|----|
| Figura 1.1- Exemplo de funcionamento de detector gasoso .....   | 14 |
| Figura 1.2 – Figura típica do modo de funcionamento E/P [9] .....   | 17 |
| Figura 1.3 - Espectro da cintilação secundária dos gases raros a $4.05 \times 10^{-5}$ Pa , [5] .....   | 19 |
| Figura 1.4 – Eficiência Quântica típica para fotocátodos de CsI, I e CVD-diamante, em função do comprimento de onda [17] .....  | 20 |
| Figura 1.5 – Comparação das eficiências quânticas de fotocátodos reflectivos e .....  | 21 |
| Figura 1.6 - Eficiência Quântica do CsI em função do comprimento de onda para vários substratos [19].....   | 22 |
| Figura 1.7 - Modelos da morfologia de um fotocátodo de CsI tendo o mesmo substrato por base, por TE e IBS [21] .....  | 23 |
| Figura 1.8 – Eficiência Quântica para um filme de CsI depositado num substrato PCB coberto por Ni/Au e exposto ao ar com humidade relativa de 35% [20].....   | 23 |
| Figura 1.9– Exemplo de material usado como substrato .....  | 24 |
| Figura 2.1 – Distribuição da energia de emissão dos fotoelectrões emitidos por um fotocátodo de CsI quando irradiado por uma lâmpada de UVV Hg(Ar) com pico em $E_{ph} = 6.7$ eV (185 nm), Adaptado [4] ..... | 26 |
| Figura 2.2 – Detalhe da montagem do detector com a fonte tensão e a lâmpada UV .....  | 27 |
| Figura 2.3 – Esquema do sistema experimental utilizado. ....  | 28 |
| Figura 2.4 - Parte de cima do detector a) , Parte de baixo do detector b).....  | 29 |
| Figura 2.5 – Visão global do sistema experimental montado.....  | 29 |
| Figura 2.6 – Sistema completo - vazio mais enchimento .....   | 31 |
| Figura 2.7 - Imagem do sistema de válvulas .....  | 33 |
| Figura 2.8 - Sistema de válvulas acoplado detector.....   | 34 |
| Figura 2.9 – Detalhe das válvulas da garrafa gás argon .....  | 34 |
| Figura 3.1– Corrente no fotocátodo, em vácuo e em gás, em função do campo deriva para pressão 8atm .....  | 37 |
| Figura 3.2 -- Corrente típica de um fotocátodo, em vácuo e em xénon, em função do campo deriva para 1 atm.....  | 37 |
| Figura 3.3-- Corrente típica de um fotocátodo, em vácuo e em argon, em função do campo deriva .....   | 38 |
| Figura 3.4 -- Eficiência de extracção do Ar em função do campo deriva para pressões até os 10 bar.....  | 39 |
| Figura 3.5 -- Eficiência de extracção do Xe em função do campo deriva para pressões até os 10 bar.....  | 40 |
| Figura 3.6 -- Eficiência de extracção do Ar em função do campo eléctrico reduzido para pressões de 1 a 10 bar. ....   | 41 |



Figura 3.7 -- Eficiência de extracção do Xe em função do campo eléctrico reduzido, para pressões de 1 a 10 bar. ....41

## Acrónimos

|      |                                   |
|------|-----------------------------------|
| MHSP | <i>Micro Hole and Strip Plate</i> |
| TPC  | <i>Time Projection Chamber</i>    |
| CsI  | <i>Iodeto de Césio</i>            |
| UVV  | <i>Ultra Violeta do Vazio</i>     |

## *Motivação*

A cada minuto que passa algo de novo é descoberto: uma nova molécula, um novo vírus, uma nova maneira de ser “*hacker*”, uma nova tática de jogo, etc. Em termos de saúde, a constante mutação de vírus e o aparecimento cada vez mais precoce de problemas de saúde graves leva a que, um diagnóstico rápido, rigoroso e eficiente seja uma necessidade constante. De igual forma, novas aplicações surgem quase diariamente na área dos detectores gasosos, quer seja para Imagiologia Médica, quer para a física de partículas.

Muitos das aplicações dos detectores gasosos incluem o uso de um fotocátodo de CsI incorporado no próprio detector. Recorrendo à bibliografia denota-se que são muitos os estudos já realizados acerca de aplicações com fotocátodos de CsI. Recentemente, um interesse em detectores gasosos a alta pressão, quer na área de Imagiologia Médica Nuclear, quer na área de Física de Partículas tem despertado a atenção da comunidade científica. A inclusão, desenvolvimento e estudos de fotocátodos neste tipo de detectores em atmosferas gasosas de alta pressão é neste momento um aspecto de interesse onde se denota a falta de estudos experimentais acerca do comportamento dos mesmos.

Este estudo permitirá compreender o comportamento do fotocátodo a alta pressão, bem como confirmar algumas suposições teóricas que serão descritas ao longo deste trabalho. A compreensão e o conhecimento acerca do fotocátodo poderão permitir o desenvolvimento de novos detectores mais eficientes que, no caso da Medicina Nuclear implica directamente uma redução da dose absorvida pelo paciente, bem como o aumento do conhecimento académico acerca dos mesmos, motivando assim a realização deste trabalho.



# 1. Introdução

## 1.1. Breve Contextualização

O desenvolvimento e investigação em detectores gasosos englobando fotocátodos, gases nobres, quer sejam puros ou misturas (CH<sub>4</sub>, CF<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub>, e outros hidrocarbonetos), é hoje em dia um grande pólo de interesse da comunidade científica. O objecto de estudo em torno do fotocátodo de CsI centra-se na consolidação dos conhecimentos em relação ao estudo das eficiências quânticas e de extração de modo a aumentar a eficiência de detecção de um detector.

As aplicações de detectores gasosos com fotocátodos são inúmeras, por exemplo em Detectores RICH COMPASS, [1] e ALICE, [2], fotomultiplicadores na região UV, astrofísica [3], havendo também algumas sugestões para a sua aplicação em medicina nuclear [4]

De uma forma resumida este estudo consiste na deposição de um fotocátodo por evaporação térmica simples, num substrato de ouro/cobre, seguindo-se a instalação no detector e posteriormente iluminação do fotocátodo com uma lâmpada UV. A partir deste ponto, segue-se a leitura do foto-sensor, de modo a obter a eficiência de extração para diversas pressões de gás, em função do campo eléctrico aplicado.

## 1.2. Detectores Gasosos

### 1.2.1. Detectores de Ionização

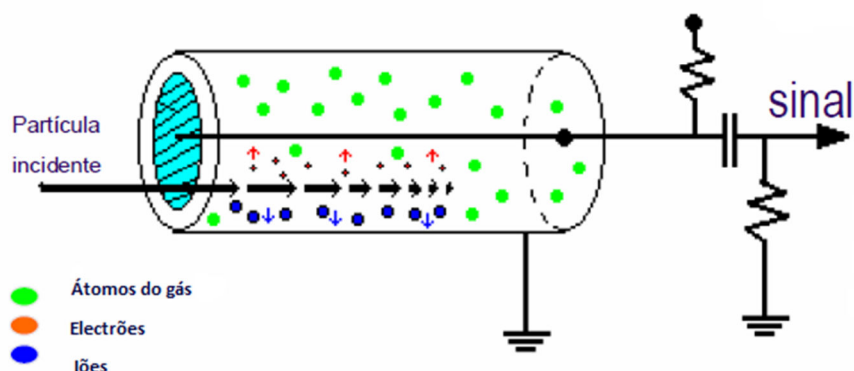


Figura 1.1- Exemplo de funcionamento de detector gasoso

Nos detectores gasosos, o meio activo de detecção de fotões  $\gamma$  ou X e outras partículas ionizantes, é um gás. Este gás pode ser constituído apenas por um elemento ou por uma mistura de vários gases, geralmente com uma base de gases nobres. A partícula ou fotão que se pretende detectar e caracterizar penetra no volume activo do detector e interage com as moléculas do gás. Na Figura 1.1 apresenta-se uma imagem exemplificativa do modo de funcionamento de detectores gasosos no geral. O resultado desta interacção é a produção duma nuvem de cargas eléctricas, composta por pares electrão-íon, cujo número é proporcional à energia depositada pela radiação incidente no detector. Os electrões criados sofrem processos de multiplicação no gás e são posteriormente recolhidos na forma dum sinal eléctrico medido nos eléctrodos de recolha do detector [5],

Fisicamente este tipo de detectores é, de uma forma muito geral composto por um contentor, com uma janela por onde penetra radiação e no interior do qual se encontram a mistura gasosa e os eléctrodo que estabelecem campos eléctricos bem definidos e nos quais serão recolhidas as cargas eléctricas produzidas. A forma, número e tipo de eléctrodos utilizados bem como os campos eléctricos aplicados determinam as propriedades específicas do detector [5],

### **1.2.2. Produção de cargas primárias**

Nos detectores gasosos de ionização, os electrões resultantes da ionização dos átomos e moléculas do gás pela da interacção da radiação, são utilizados para quantificar a energia desta [5], [6], [7]. Nos processos de ionização o electrão removido das orbitais atómicas é emitido com uma energia cinética que corresponde à diferença entre a energia de ionização da camada de onde é removido e a energia da radiação incidente. Este electrão, caso a energia com que é emitido seja suficientemente elevada, vai depois excitar e ionizar os átomos e molécula do gás até que a sua energia desça abaixo do limiar de excitação do gás [5], [6], [7]. [8], [9], [10].

Como resultado da passagem da radiação pelo volume do detector forma-se uma nuvem de pares electrão-ião, cargas primárias, que, dependendo das características do gás e da energia da radiação incidente, se vai distribuir por uma zona mais ou menos extensa, ao longo do trajecto da radiação no detector Para o caso de fóton de luz, aquando da sua passagem pelo gás (sendo que o feixe de luz possua energia suficiente para ionizar o gás), vai ionizando as partículas do gás que por sua vez vão ionizando outras até que a energia de ionização já não seja suficiente para ionizar as partículas. Deste processo de ionizações sucessivas resulta uma nuvem com um certo valor espacial. [5], [6], [7]. [8], [9], [10].

### **1.2.3. Gases Nobres**

Os gases nobres, monoatómicos, para além de não possuírem estados vibracionais ou rotacionais através da energia dissipada no choque entre os electrões e os átomos têm a vantagem de serem facilmente purificáveis e não envelhecerem quando sujeitos à ionização. [5], [6], [7], [9]

Estas características tornam os gases nobres apropriados ao uso em detectores gasosos de ionização selados, com elevado grau de pureza e de fácil purificação, com possíveis aplicações em áreas como a detecção de matéria negra, [3], [5], [6], [7], [8] PET, [5], [6], [7], desenvolvimento de fotomultiplicadores gasosos, [3], [5], [6], [7], e imagiologia de raios-X, [5].

A operação de um detector gasoso a pressões elevadas poderá ser vantajosa devido ao aumento do número de átomos/moléculas por unidade de volume do gás de detecção. Desta forma aumenta-se a probabilidade de interacção da radiação aumentando assim a sua eficiência de detecção, [5], [6], [7], [8], [9], [10]. As colisões entre um electrão e uma molécula ou átomo do gás classificam-se em elásticas e inelásticas, de acordo com a forma como a energia do electrão incidente é distribuída. Nas colisões elásticas a energia cinética

do electrão conserva-se e neste tipo de colisões não resulta nem na ionização nem na excitação do átomo, [5], [6], [7], [8], [9], [10].

As colisões inelásticas são classificadas como as interacções onde a energia cinética final dos produtos da colisão é diferente da energia cinética inicial. Neste processo há transferência de energia do electrão para o átomo ou molécula através de excitações ou ionizações, [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11].

A probabilidade de ocorrer um ou outro tipo de colisão e, no caso das colisões inelásticas se dar a excitação ou ionização do átomo ou molécula, depende da energia que o electrão adquire entre cada colisão e da natureza do gás em causa. A energia que o electrão adquire do campo eléctrico depende do percurso livre médio do electrão (ou seja da pressão a que se encontra o gás) e do campo eléctrico aplicado ao longo do trajecto do electrão. É usual definir-se a grandeza campo eléctrico reduzido como a relação entre o campo eléctrico e a pressão do gás,  $E/p$ . A energia que os electrões adquirem do campo eléctrico ao serem acelerados através dum gás é então dependente do valor de  $E/p$ . [5], [6], [7], [8], [10], [11].

Para baixos valores de  $E/p$  aplicado na zona onde se deu a interacção da radiação com os átomos ou moléculas do gás, apenas uma fracção da carga primária produzida é recolhida nos eléctrodos do detector. A fracção restante perde-se em recombinações ou para as paredes e janela do detector, [5], [6], [7], [8], [10], [11].

Assim, a corrente medida entre os eléctrodos de recolha dependerá do campo eléctrico reduzido e aumenta com o aumento deste, [5], [6], [7], [8], [10], [11].

O incremento na quantidade de carga recolhida com o aumento de  $E/p$  continua até que o campo eléctrico aplicado atinge um valor suficientemente elevado para recolher a totalidade das cargas primárias produzidas pela passagem da radiação no detector. Nesta situação um ligeiro aumento do campo eléctrico já não se traduz num aumento de corrente entre os eléctrodos do detector. É nesta zona de campo eléctrico que operam os detectores do tipo câmara de ionização [5], [6], [8], [9], [10], [11].

Acima de um certo valor de campo eléctrico, que depende do gás utilizado, os electrões adquirem uma energia suficientemente elevada para promover a excitação dos átomos do gás, sem contudo os ionizar. Para estes valores de  $E/p$  os electrões adquirem entre cada colisão com os átomos ou moléculas do gás uma energia acima da energia mínima de excitação do gás (Tabela 1-1). [5], [6], [8], [10], [11].



|    | $\langle E_i \rangle$ , eV | $N_{ex}/N_i$ , eV | $\langle E_{ex} \rangle$ , eV | $\zeta_{se}$ , eV |
|----|----------------------------|-------------------|-------------------------------|-------------------|
| Ar | 15.4                       | 0.21              | 12.7                          | 5.15              |
| Kr | 13                         | 0.08              | 10.5                          | 5.50              |
| Xe | 10.5                       | 0.06              | 8.4                           | 4.45              |

Tabela 1-1 - Energia de ionização, valores de W e energia do primeiro estado excitado para alguns gases com interesse em detecção de radiação[7]

Uma vez num estado excitado o átomo decai para o estado fundamental com a emissão de radiação característica.

Continuando a aumentar o campo eléctrico atinge-se uma zona onde os electrões primários adquirem, entre cada colisão, energia superior ao potencial de ionização do gás e promovem ionizações secundárias nos átomos do gás. [5], [6], [8], [9], [10], [11].

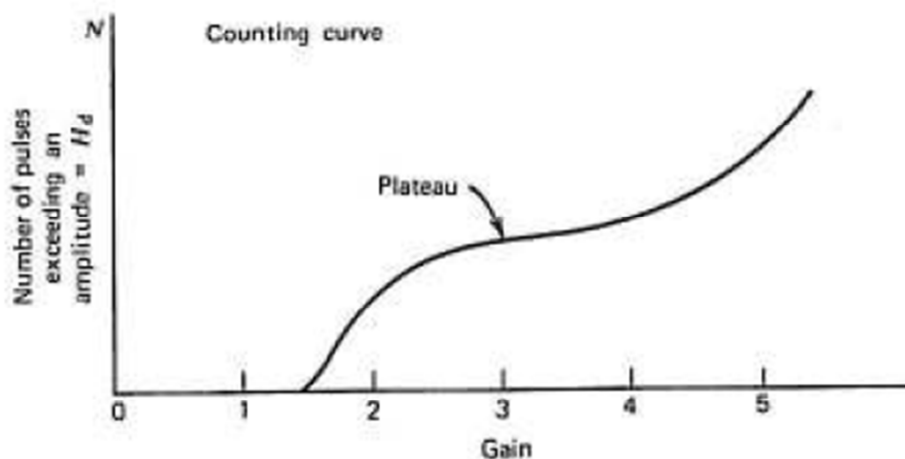


Figura 1.2 – Figura típica do modo de funcionamento E/P [9]

A operação de um detector a alta pressão coloca alguns problemas relacionados com aspectos práticos e de funcionamento dum detector gasoso de radiação. Por exemplo, o aumento da pressão também se traduz, numa perda de ganho máximo que se pode atingir no detector [5], [6], [7], [8], [11].

Para compensar esta perda, a solução é aumentar o campo eléctrico aplicado, procurando manter a relação  $E/p$ , campo eléctrico reduzido, constante com o aumento de pressão, para que o campo reduzido se mantenha estável [5], [6], [8], [10], [11].

Mas a manutenção da relação  $E/p$  com o aumento da pressão é finita, uma vez que a tensão máxima aplicável a qualquer detector encontra-se limitada pela ocorrência de

descargas que surgem invariavelmente com o aumento das diferenças de tensão entre eléctrodos do detector [5], [6], [7], [9], [10], [11].

Para a detecção da radiação os mais populares são os gases nobres: árgon (Ar), krypton (Kr), xénon (Xe) e o neon (Ne) [5], [6], [12]. Nos três primeiros casos são interessantes devido ao seu superior poder de paragem relativamente aos restantes gases nobres. No caso do Néon, embora o poder de paragem da radiação seja baixo, permite obter ganhos elevados com baixas tensões, diminuindo a probabilidade de descarga, ficando a escolha dos gases intrinsecamente ligada ao objectivo da aplicação do detector, [7]

O gás preferencialmente utilizado como enchimento, por exemplo nos Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional é o xénon, dado possuir uma boa secção eficaz [13]. Porém, em aplicações em que seja necessário um ganho elevado o Xe revela-se como sendo um gás desfavorável.

A utilização de um gás alternativo que tenha um número atómico inferior, ou seja, que seja menos denso, como por exemplo o árgon, mostra ser uma solução extremamente atractiva, nomeadamente em situações onde é necessária ou vantajosa a aplicação de detectores de alta pressão, por exemplo o caso de aplicações onde se requer detectores gasosos de fluxo contínuo que possam ser construídos sem ter que se recorrer a sistemas de purificação de gás, de natureza complexa e, também, em que não seja necessária a aplicação das técnicas de ultra-alto vácuo, bastante mais exigentes, utilizadas na manutenção da pureza do gás em detectores selados. [14]. O factor monetário também é tida em conta, já que o árgon comparativamente ao xénon é um gás muito mais barato.

#### **1.2.4. Emissão Fotoelectrões**

Para impedir que a recombinação dos electrões primários se dê, aplica-se um campo eléctrico que faz com que estes possam ser acelerados e adquiram energia cinética suficiente para excitar ou mesmo ionizar mais átomos do meio. No processo de desexcitação dá-se emissão de um fotão UVV – Cintilação. [5], [7].

Os gases nobres, tipicamente utilizados em detectores de radiação gasosos, são cintiladores muito eficientes emitindo radiação na zona do ultravioleta, na gama 100 a 200nm. Podemos ver na Figura 1.3, o espectro de cintilação secundária para vários gases raros.

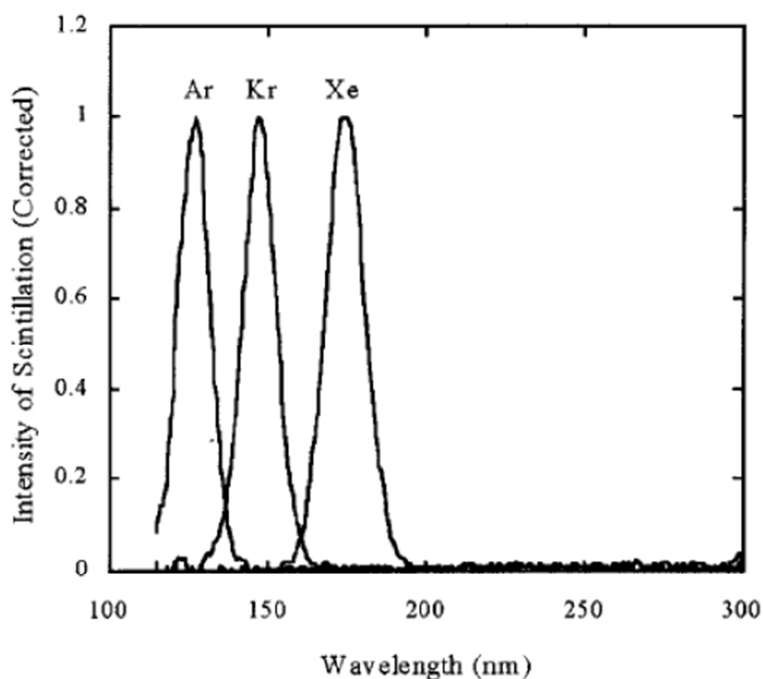


Figura 1.3 - Espectro da cintilação secundária dos gases raros a  $4.05 \times 10^{-5}$  Pa , [5]

A leitura desta amplificação com luz – cintilação – é feita recorrendo a um fotocátodo.

### 1.2.5. Fotocátodos

Um fotocátodo é um filme, fotossensível a um determinado comprimento de onda, que quando irradiado tem como propriedade a ejeção de um electrão, designado por fotoelectrão, através do efeito fotoelétrico.

Nem sempre que um fóton incide no fotocátodo tem como consequente resposta a ejeção de um fotoelectrão. A este efeito dá-se a designação de eficiência quântica (QE), definida pelo quociente entre o número de fotoelectrões ejectados e o número de fótons incidentes, ou seja, o número de fotoelectrões ejectados por fóton incidente.

$$QE = \frac{\text{Número de fotoelectrões emitidos}}{\text{Número de fótons incidentes}} \quad (\text{Equação 1})$$

O valor da QE de um fotocátodo é uma característica do próprio fotocátodo e extrema importância na medida em que desempenha uma contribuição directa e significativa na eficiência de detecção de um detector, [5], [16].

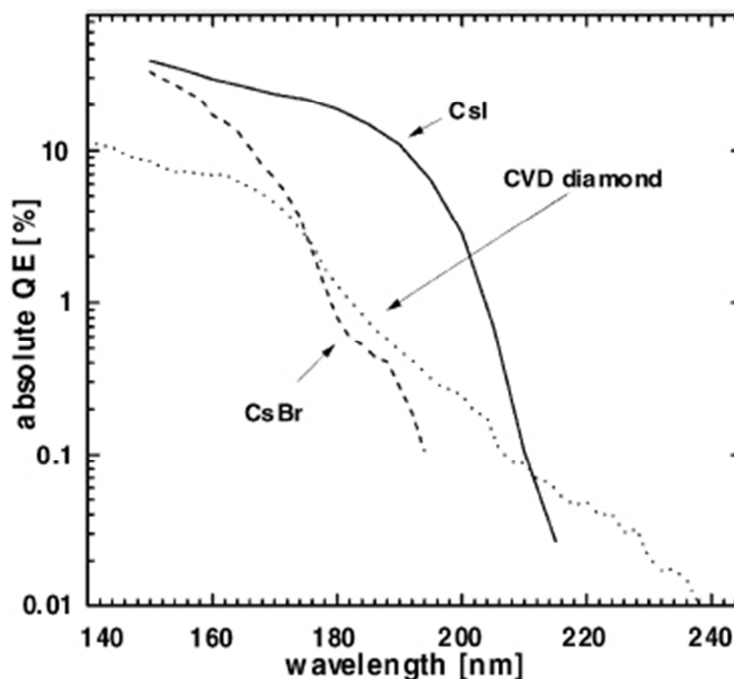


Figura 1.4 – Eficiência Quântica típica para fotocátodos de CsI, I e CVD-diamante, em função do comprimento de onda [17]

Através da Figura 1.3 e da Figura 1.5 verifica-se que o fotocátodo que apresenta uma QE maior para a zona do UV é o CsI e daí a sua escolha. Existem estudos que reiteram esta afirmação [17], [18].

Para o caso particular do CsI, a EQ depende do material fotossensível, do estado da superfície e do comprimento de onda do fóton incidente bem como do substrato escolhido.

### 1.2.5.1. Factores que influenciam a EQ

Os fotocátodos utilizados em detectores gasosos são classificados quanto à geometria de operação em semi-transparentes ou reflectivos (opacos), sendo, que os segundos apresentam uma eficiência quântica superior relativamente aos últimos, ver Figura 1.5, [19].

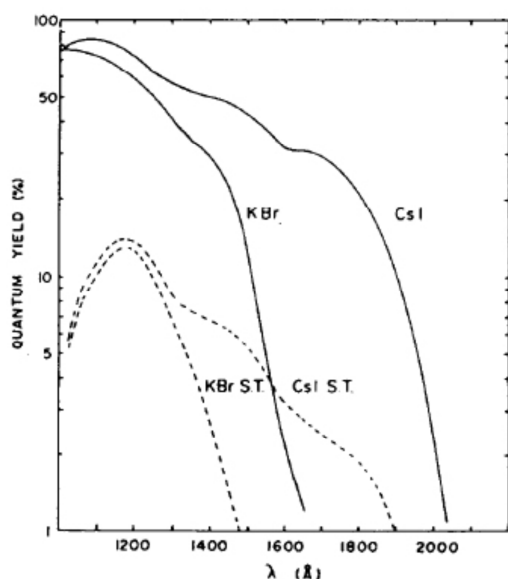


Figura 1.5 – Comparação das eficiências quânticas de fotocátodos reflectivos e semitransparentes (S. T.) típicos de CsI e KBr, [19].

A diferença entre estes dois modos reside na geometria entre as superfícies de onde são ejectados os fotoelectrões e onde são absorvidos os fotões, isto é: nos fotocátodos semitransparentes os fotoelectrões são ejectados da superfície do filme oposta à superfície onde incidem os fotões, enquanto que, nos fotocátodos reflectivos a superfície de onde são ejectados os fotoelectrões é a mesma onde são absorvidos os fotões. [17], [19].

Estudos prévios com fotocátodos de CsI em *Printed Board Circuit* (PCB) revelam uma reacção do cobre com o CsI, promovendo uma dissociação resultando na formação de CuI, I<sub>2</sub> e Cs. [20]. A Figura 1.6 apresenta valores de QE, em função do comprimento de onda dos fotões incidentes, para fotocátodos de CsI, depositados em substratos de Cu/Au, Ni/Au e um substrato de aço-inoxidável (RD-26).

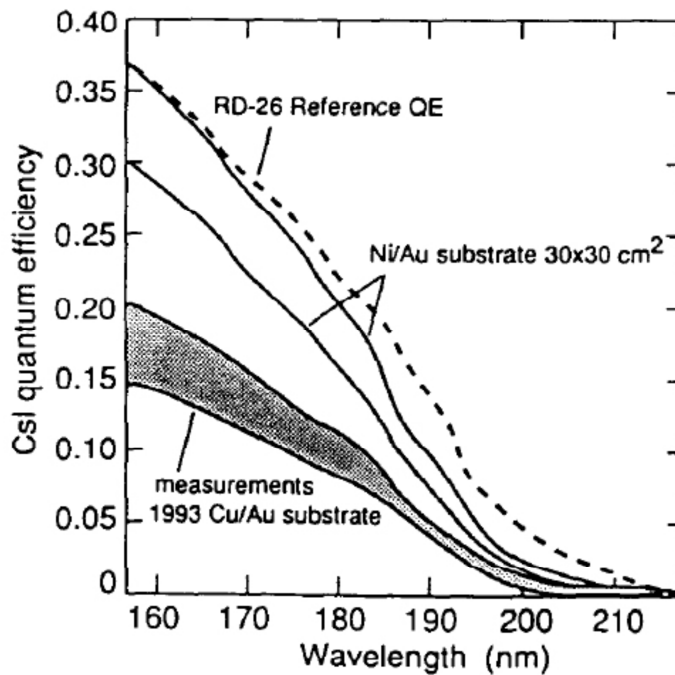


Figura 1.6 - Eficiência Quântica do CsI em função do comprimento de onda para vários substratos [19]

Da Figura 1.6 podemos concluir que os substratos que apresentam melhor eficiência quântica para a gama de comprimento de onda pretendido (UV) são o Ni/Au e o Cu/Au., sendo que o substrato usado neste trabalho foi Cu/Ni/Au.

Por outro lado, a própria técnica de deposição do substrato influencia a QE, nomeadamente devido à resultante morfologia da superfície do fotocátodo depositado. Existem estudos, em que os autores concluem que a técnica mais favorável para a produção de fotocátodos de CsI tendo como objectivo uma elevada QE, é a evaporação térmica, [21]. Observa-se na Figura 1.7, que de facto na técnica de evaporação térmica (TE) existe uma maior área de excitação próxima da superfície do filme do que na técnica de *Ion Beam Sputtering* (ISB). Para que o processo de fotoexcitação do electrão ocorra, os fotoelectrões terão de percorrer uma distância superior até alcançarem a superfície do filme. Ou seja, um filme depositado via TE permite que um maior número de fotoelectrões possam escapar do filme havendo uma clara contribuição para probabilidade de escape dos mesmos [21].

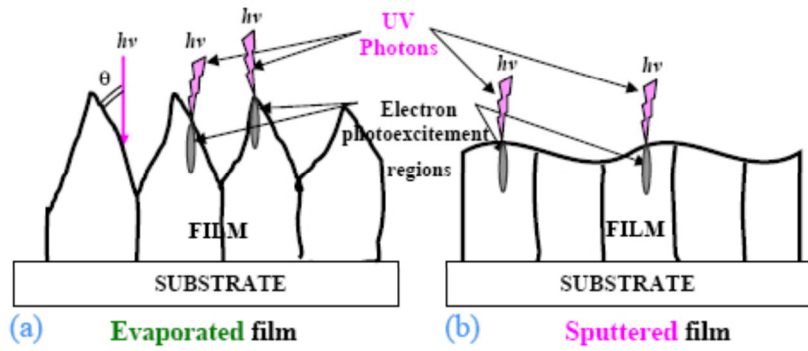


Figura 1.7 - Modelos da morfologia de um fotocátodo de CsI tendo o mesmo substrato por base, por TE e IBS [21]

Uma eventual desvantagem da utilização do CsI como fotocátodo reside no facto de este material ser higroscópico e degradar-se quando exposto á humidade - Figura 1.8 [6]. Esta característica face á humidade, tem implicações na QE de uma forma negativa, já que potencia uma diminuição da QE [5],[19].

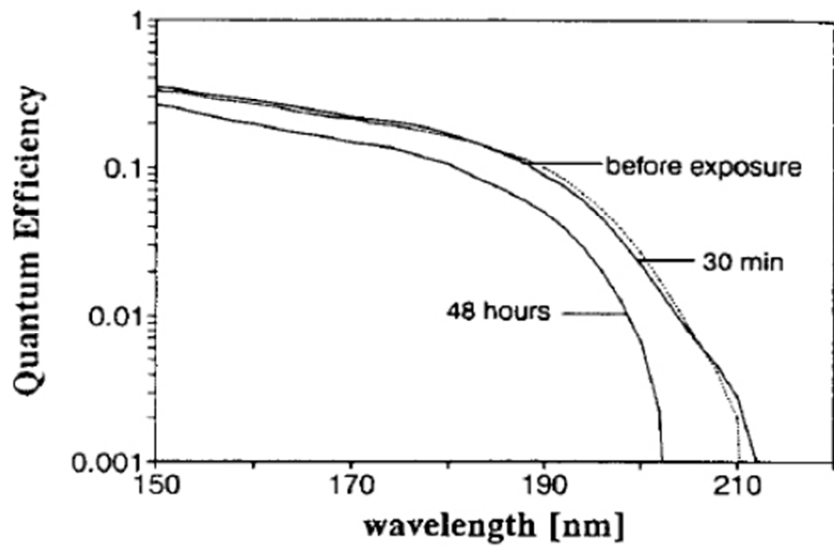


Figura 1.8 – Eficiência Quântica para um filme de CsI depositado num substrato PCB coberto por Ni/Au e exposto ao ar com humidade relativa de 35% [20]

Particularizando, ao fotocátodo de CsI, estes podem ser depositados em microestruturas como as GEMs, MHSPs, MSPs, etc., [22], podendo ser utilizados como foto-sensores, por exemplo, para detectar cintilação primária ou secundária produzida nos detectores radiação [5],[7].



Figura 1.9– Exemplo de material usado como substrato

### 1.3. Backscattering

Ao incidir radiação UV na superfície do fotocátodo dá-se a possibilidade da emissão de um fotoelectrão. Este fotoelectrão ao ser ejectado para o meio gasoso interage com os átomos do gás. No caso de ocorrer uma colisão elástica os fotoelectrões emitidos poderão ter energia suficiente para retornar ao fotocátodo sendo capturados (efeito de *backscattering*), reduzindo assim a extração efectiva dos fotoelectrões provenientes do fotocátodo ,[5],[7], [8], [10].

O efeito de *backscattering* tem dependências com a energia dos fotões UVV, o tipo de gás, do próprio fotocátodo, do campo eléctrico à superfície do fotocátodo e da pressão. O aumento da pressão aumenta a probabilidade de choques mais perto da superfície, o que levam a que os fotoelectrões regressem ao detector. Contudo, este efeito de *backscattering* é reduzido progressivamente com aumento de  $E/p$ , onde  $E$  representa o campo eléctrico e  $p$  é a pressão do gás. Foi já verificado que a eficiência de recolha de fotoelectrões em gás pode ser reduzida em relação ao vácuo pelo *backscattering* elástico dos electrões nas moléculas do gás. Esta eficiência depende do tipo de gás utilizado e do valor  $E/p$  à superfície do fotocátodo, ou seja, o *backscattering* aumenta com a pressão mas diminui com o campo eléctrico aplicado no fotocátodo,[6],[7], [8], [10], [14].



### **1.3.1. Eficiência de extração**

A maneira mais usual para quantificar o efeito de *backscattering* é através da eficiência de extração. Esta eficiência pode ser medida através do quociente entre a corrente de fotoelectrões em gás e a corrente em vazio, ou seja, é o valor em percentagem dada pelo número de electrões que saem do fotocátodo quando estamos perante gás, pelo número de electrões que saem do fotocátodo em vazio. É de notar que, quando estamos perante o vazio, não existe o efeito de *backscattering* e como tal a corrente do fotocátodo é máxima [5].

Podemos então obter a eficiência de extração através da seguinte expressão:

$$\text{Eficiência Extração} = \frac{\text{Intensidade Gás}}{\text{Intensidade Vazio}} \quad (\text{Equação 2})$$

## 2. Método Experimental

O objectivo deste trabalho é medir a eficiência de extração de fotoelectrões em função da pressão.

Tal como referido no secção 1.3.1, a eficiência de extração é dada pelo quociente entre a corrente gás e a corrente em vazio.

Como também já foi referido existe a necessidade de se induzir a emissão dos fotoelectrões do fotocátodo CsI e a sua extração. Para tal foi usada uma lâmpada de Hg(Ar) VUV ( $185 \pm 5$ nm), Figura 2.1, para iluminar o fotocátodo de CsI (500nm). O uso desta lâmpada deve-se ao facto desta apresentar linhas espectrais muito próximas para a gama de comprimento de onda dos fotões de cintilação dos gases do estudo que, para o xénon o é de 172 nm (7,2eV) e para o árgon é de 127nm (9,8eV), Figura 1.3.

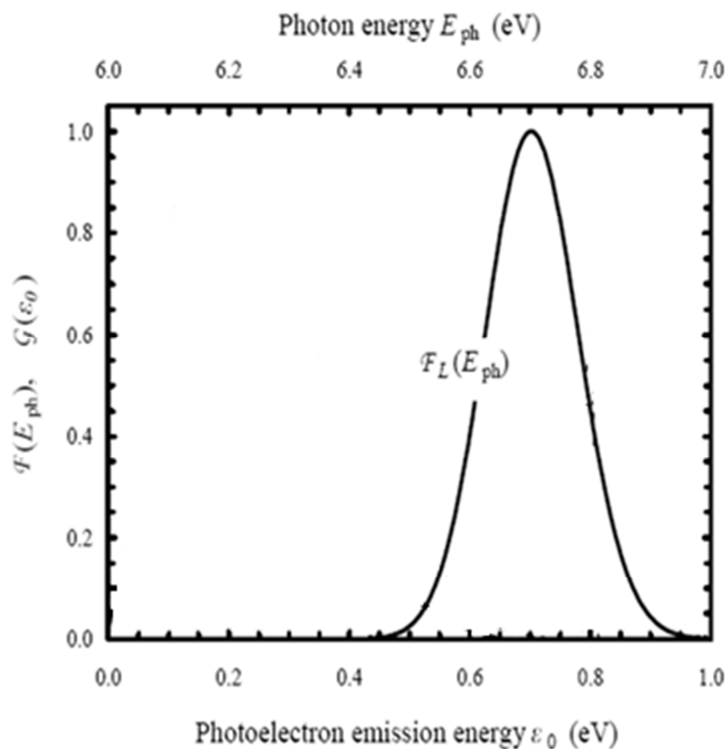
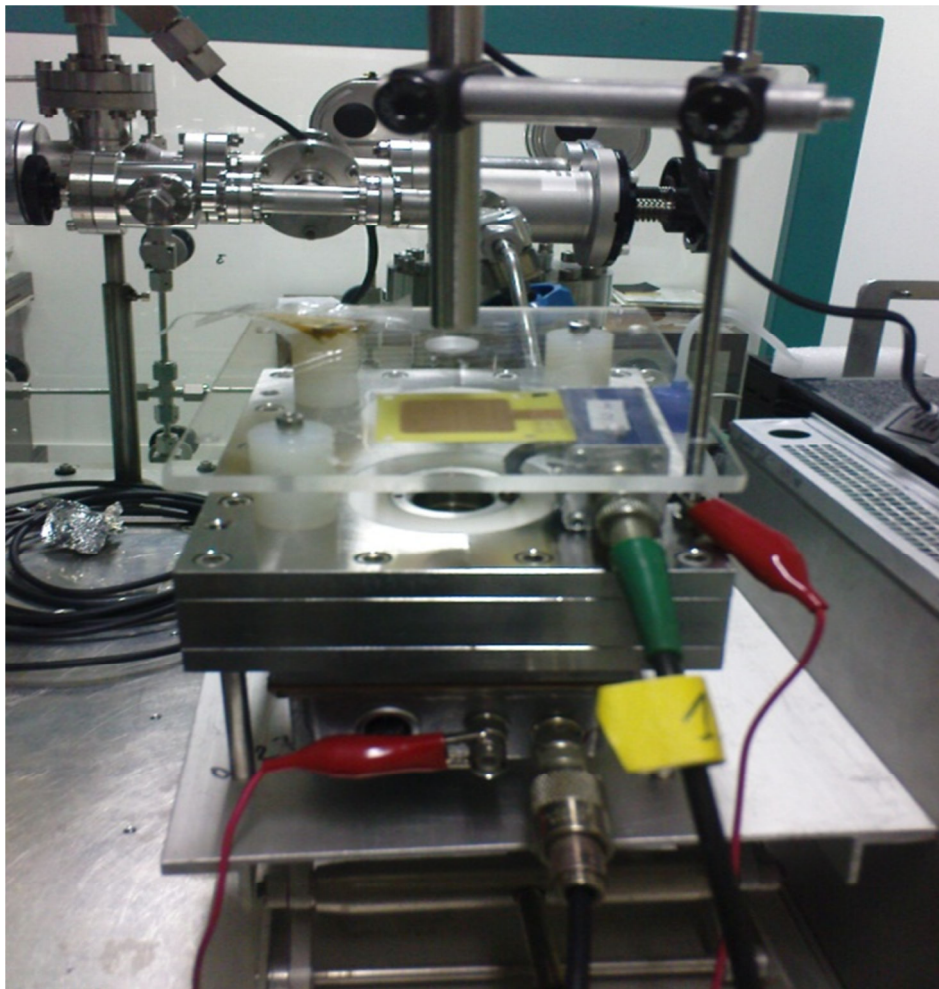


Figura 2.1 – Distribuição da energia de emissão dos fotoelectrões emitidos por um fotocátodo de CsI quando irradiado por uma lâmpada de UVV Hg(Ar) com pico em  $E_{ph} = 6.7$  eV (185 nm), Adaptado [4]

## 2.1. Descrição experimental



**Figura 2.2 – Detalhe da montagem do detector com a fonte tensão e a lâmpada UV**

Tal como referido no secção 1.2.5.1, existem factores que influenciam a eficiência extração, tais como o substrato, o fotocátodo, o valor de  $E/p$ , etc. A técnica usada para a deposição do fotocátodo foi a evaporação térmica simples dado ser a que apresenta melhores resultados a nível da EQ [16]. O facto de se usar o substrato Cu/Au/Ni é devido também ao factor referido. O valor de espessura tipicamente usado para este tipo de estudos é de 500nm, que também foi o valor adoptado para os fotocátodos usados no presente estudo.

O facto de o fotocátodo ser sensível à humidade e a sua exposição ao ar diminuir a eficiência quântica,[5], [9], levou a que o fotocátodo, após o processo de deposição fosse protegido da exposição ao ambiente atmosférico através do seu isolamento numa atmosfera de azoto seco entre o processo de deposição e do fecho do detector.

O uso da janela de quartzo deve-se ao facto de este material ser transparente à região do UV pretendida. Assim possibilita que os fotões vindos da lâmpada cheguem ao fotocátodo. No entanto, a janela de quartzo apresenta a desvantagem de que, à volta dela existe um material isolador que fixa a janela ao detector, sendo ela própria isoladora. Este só por si, levaria a que o campo eléctrico reduzido acima do fotocátodo não fosse uniforme e fosse sendo alterado à medida que a carga fosse sendo nele depositada. Para que isto não suceda, e se consiga manter um campo eléctrico uniforme acima do fotocátodo foi depositada uma camada fina de alumínio (50 Å de espessura) sobre a janela de quartzo, também através da evaporação térmica simples. Esta camada tem de ser fina para garantir que a janela de quartzo continue a ser transparente aos UV. No processo de deposição do alumínio, todo o detector com excepção da janela foi protegido para evitar deposição de alumínio nos isoladores de Makor e prováveis ocorrências de curto circuitos, Figura 2.3.

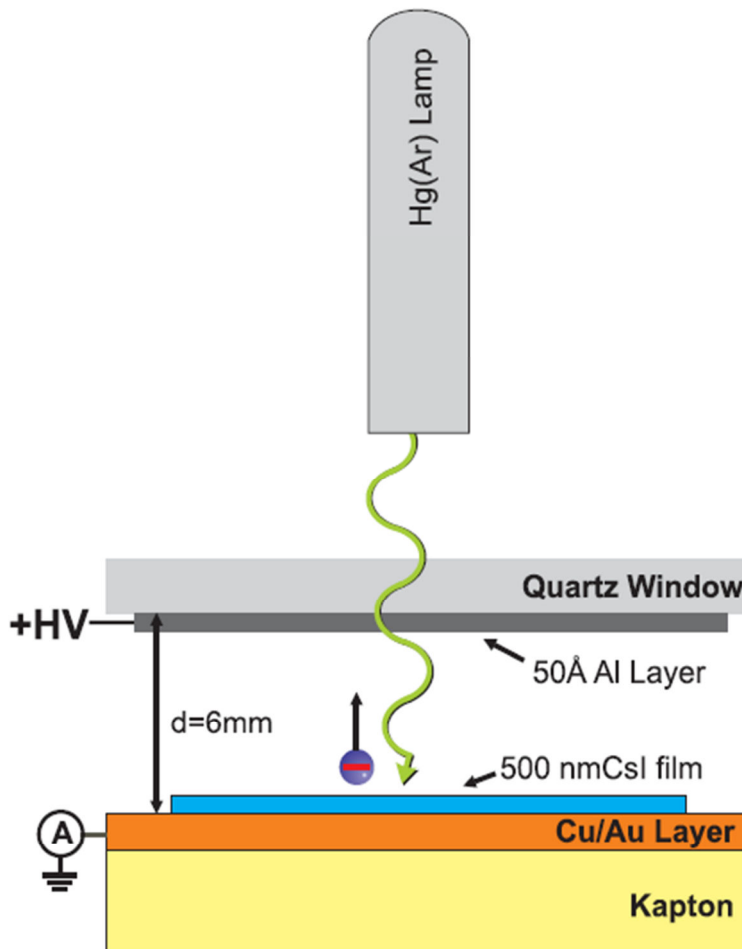


Figura 2.3 – Esquema do sistema experimental utilizado.

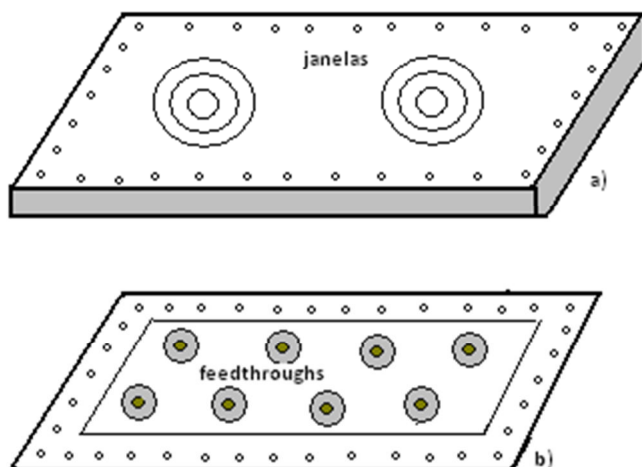


Figura 2.4 - Parte de cima do detector a) , Parte de baixo do detector b)

A lâmpada UV Hg(Ar) usada para a obtenção dos fótons UV foi a ORIEL CALIBRATION LAMP 6035. O fotocátodo foi polarizado à terra através do picoamperímetro. O filme de alumínio depositado na janela de quartzo foi polarizado com recurso a uma fonte de tensão CAEN N471A. Através de um picoamperímetro KEITHLEY 610C ELECTROMETER foram lidas as correntes em gás e em vazio para valores de pressão de 1atm até 10 atm, Figura 2.5. Os manómetros utilizados no processo de enchimento de gás são WIKA 0 a 10 bar (precisão 1%).

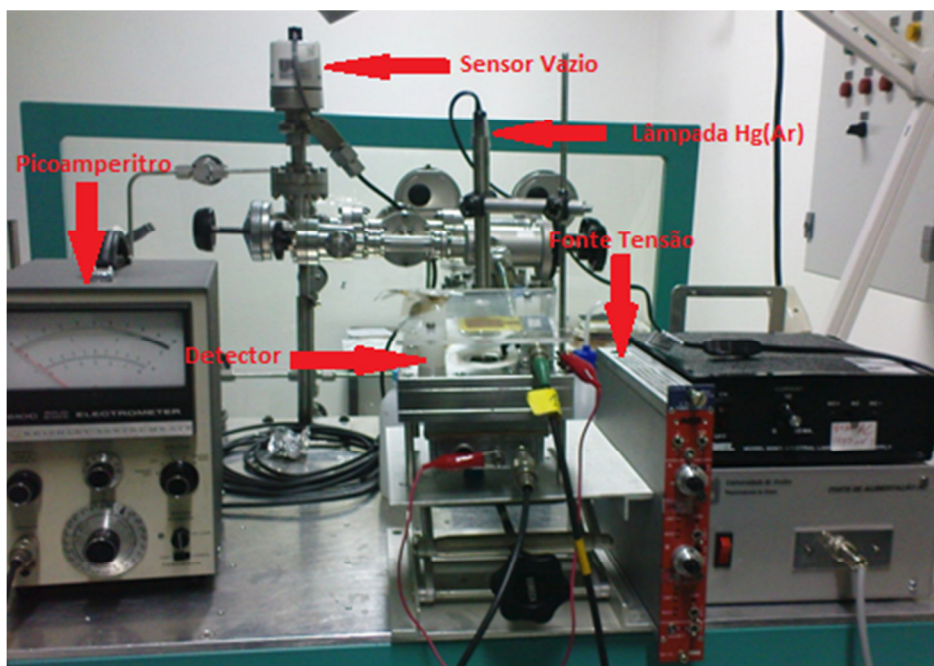


Figura 2.5 – Visão global do sistema experimental montado.

### **2.1.1. Procedimento de limpeza do material**

Para manter a pureza do gás é necessária e imprescindível que se lave todo o equipamento. Segue-se uma breve descrição do processo seguido.

Colocou-se todo o equipamento numa mistura de água desionizada com solução RBS por 20 minutos. Encheu-se os ultra-sons com água desionizada e inseriu-se, por um período de 10 minutos, cada peça. Passado o tempo de imersão, o equipamento foi retirado e limpo com recurso a acetona. Posteriormente à limpeza com acetona, colocou-se o equipamento numa estufa a uma temperatura de 40 graus Celsius aproximadamente durante 45 minutos.

### **2.1.2. Detector**

#### **2.1.2.1. Montagem do Detector**

Após a limpeza prévia do material, secção 2.1.1, e da deposição do fotocátodo no substrato, este foi aparafusado aos *feedthroughs*, Figura 2.4

O próprio aparafusamento das tampas foi realizado com cuidado dado que uma posição incorrecta das tampas levaria à ocorrência de fugas, permitindo eventuais impurezas no gás/vazio que como tal condicionariam os resultados. Vai ser então descrito o procedimento seguido para validação da hermeticidade do detector.

#### **2.1.2.2. Verificação de Fugas**

As fugas no detector quando não detectadas levam a que a pureza do gás/vazio seja comprometida. Descreve-se de seguida os passos seguidos nesta verificação para duas situações, uma primeira sem se ter o sistema completo e uma segunda com o sistema total

No primeiro, ainda sem o fotocátodo depositado, encheu-se o detector com ar comprimido a uma pressão de 4 bar e cobriu-se o detector com espuma (“*1000bubbles*”) tendo especial atenção e incidência às zonas críticas (zona dos parafusos, janela, colas, etc.).

A presença de fugas é denunciada pela visualização de uma espécie de aglomerado de bolhas finas no local da fuga. Na validação foram detectadas fugas por diversas vezes.

Estas fugas foram corrigidas com a aplicação de cola vítrea (“*Trabond*”) em todos os *feedthroughs* e na zona envolvente do parafuso e colas.

Na segunda situação, já na presença do sistema completo, a verificação de existência de fugas foi realizada seguindo o procedimento/método seguinte:

Efectuou-se vazio no detector. As partes contendo “*viton*” foram aspergidas por álcool e, as restantes partes com acetona. A razão de se aplicarem dois líquidos diferentes relaciona-se com o facto de a acetona, sendo mais volátil que o álcool, apresenta melhores resultados na detecção de fugas, porém devido às suas propriedades poder corroer a borracha.

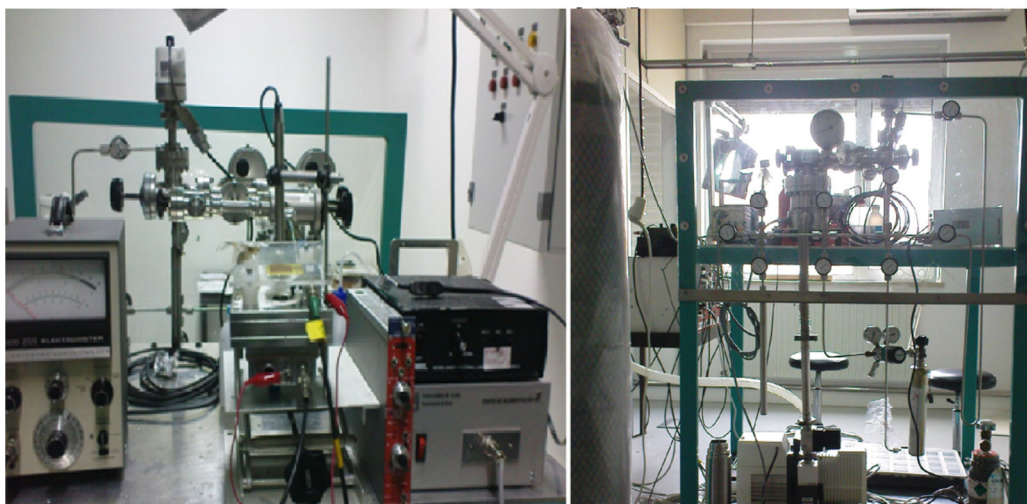
Nesta situação, a presença de fuga era evidenciada pelo aumento do valor da pressão. Também no sistema completo, foram detectadas fugas.

Para estas fugas, o processo para as controlar envolveu mais esforço dado que foi necessário desmontar o detector do sistema e colar os sítios críticos recorrendo também à cola vítrea. Tendo o sistema liberto de fugas detectáveis, procedeu-se à leitura dos valores da corrente no vazio para valores de pressão de 1 atm a 10 atm para os dois gases em estudo, o xénon e o árgon.

## **2.2. Sistema detecção usando gás**

### **2.2.1. Sistema de vazio**

Num sistema único foi possível combinar um sistema de vazio com um sistema de enchimento do detector, Figura 2.6.



**Figura 2.6 – Sistema completo - vazio mais enchimento**

O sistema de vácuo é composto basicamente por duas bombas, uma bomba turbomolecular e uma rotativa.

A ligação entre o detector e os restantes elementos é feita através de tubos de aço inoxidável. As válvulas de alto-vácuo permitem o isolamento entre as diferentes partes do sistema. O procedimento para evitar comprometer o sistema bem como desperdícios gás, para ordem da abertura das válvulas tal como para a entrada de pressão mais aconselhada encontra-se descrito a seguir à Figura 2.7 e Figura 2.8.

O procedimento para fazer o vazio no detector consistiu no seguinte:

Verificar que o sistema, detector mais a fonte de tensão, se encontram desligados. Verificar que as válvulas C e D estão abertas e as restantes estão fechadas, Figura 2.8.

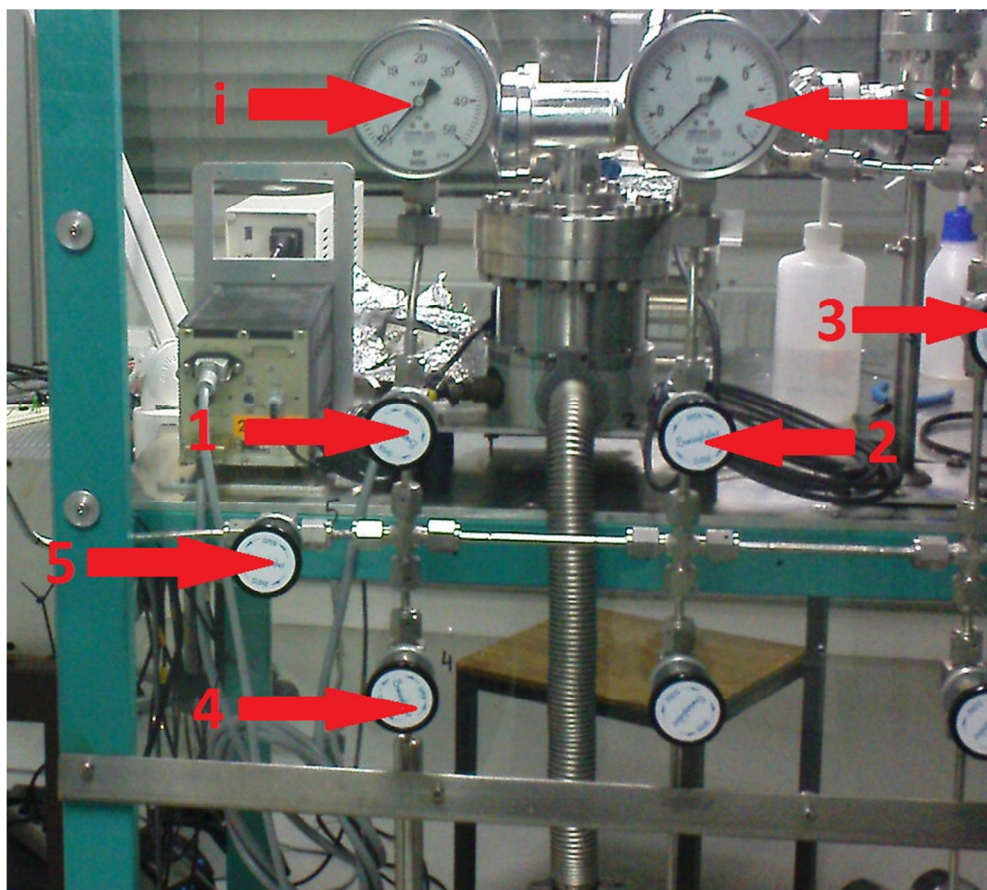
Em relação às válvulas 1 e 2 torna-se indiferente dado não entrarem directamente no sistema de enchimento, no entanto, aconselha-se estarem SEMPRE abertas para que não acumulem impurezas e para que não haja a probabilidade de aquando do enchimento passar alguma impureza, Figura 2.7.

Abrir da válvula B lentamente (válvula de acoplamento ao detector). Quando o vazio for da ordem de  $10^{-5}$  mbar, de modo a incorporar o menor número de impurezas possíveis, abrir a válvula A (válvula do detector) e a válvula 3 (válvula de separação do sistema vazio/enchimento), Figura 2.8 e Figura 2.7 .

Após o vazio, foi seguido um processo similar para o enchimento de gás.

Todo este processo requer certa destreza e “à-vontade” com o sistema de válvulas existente no laboratório. Para tal foi produzido um tutorial de forma a não haver lapsos de válvulas abertas/fechadas na ordem errada e comprometer tanto o sistema bem como os resultados.

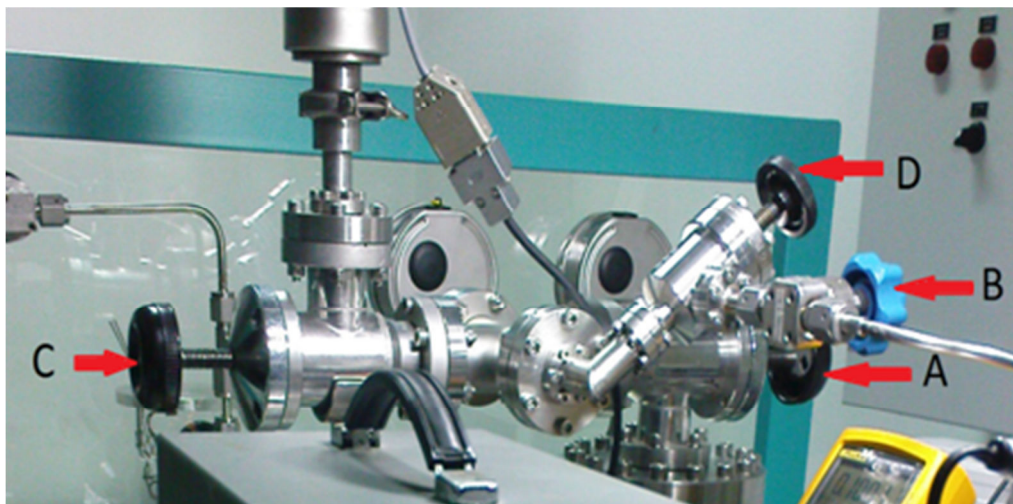




**Figura 2.7 - Imagem do sistema de válvulas**

Legenda do sistema de válvulas da Figura 2.7

- 1 - Válvula para o Manómetro 0-60 bar
- 2 – Válvula para o Manómetro 0-10 bar
- 3 – Válvula Separação Sistema Vazio/Enchimento
- 4,5 – Válvulas de controlo das entradas de gás, xénon e árgon respectivamente
- i,ii – Manómetros



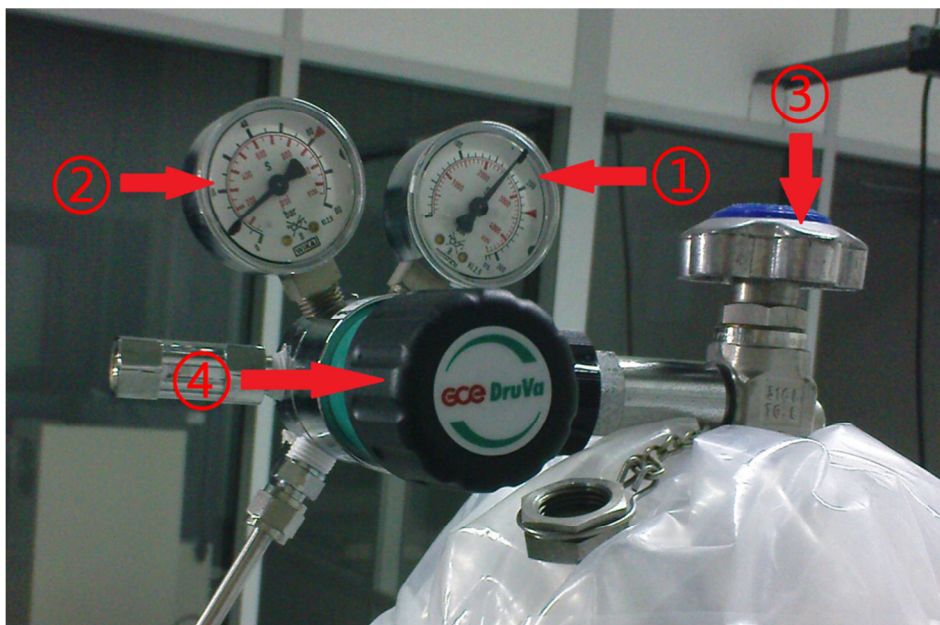
**Figura 2.8 - Sistema de válvulas acoplado detector**

Legenda do sistema de válvulas acoplado detector da Figura 2.8

A – Válvula Turbomolecular

B, D – Válvulas Acoplamento Detector

C – Válvula Medidor de Pressão



**Figura 2.9 – Detalhe das válvulas da garrafa gás árgon**

Legenda da Figura 2.9

① – Válvula Manómetro 200bar

- ② – Válvula Manómetro 10bar
- ③ – Válvula garrafa árgon
- ④ – Manorredutor

### 2.2.2. Sistema de enchimento - Gás xénon

O procedimento de enchimento do gás consistiu no seguinte:

Bomba turbo molecular a funcionar e a fazer vazio em todo o sistema com a válvula A aberta, Figura 2.8.

Colocar um *dewar* com azoto líquido no tubo (recipiente para o xénon isolado pela válvula 4 durante 5 min. Posteriormente abrir a válvula 4, Figura 2.7.

Retirar o *dewar* de azoto líquido e assim que a pressão for da ordem de  $10^{-2}$  mbar fechar a válvula 3 e a válvula C, Figura 2.8 e Figura 2.7 respectivamente.

Ver a pressão nos manómetros analógicos diferenciais

Assim que a pressão se aproximar da pressão pretendida, fechar a válvula A e abrir a 3 de modo a deixar entrar o gás para o detector, Figura 2.7 e Figura 2.8.

Quando for atingida a pressão pretendida fechar imediatamente a válvulas 3, e de seguida as B e D, Figura 2.8, e colocar o *dewar* com azoto no tubo (tubo de ligação à válvula 4), Figura 2.7, e recolher o gás. Abrir as válvulas 3 e B, Figura 2.7 e Figura 2.8.

Quando o gás tiver sido recolhido fechar a válvula 4, Figura 2.7, e de seguida retirar o azoto. No caso de se querer retirar o detector após fechar a válvula 4 deve-se garantir que a válvula D está fechada. Por fim, abrir as válvulas A e C para fazer vazio em todo o sistema, Figura 2.7 e Figura 2.8.

### 2.2.3. Sistema enchimento - Gás árgon

Antes do processo de enchimento fez-se o vazio no detector de acordo com o já descrito em 2.2.1 tendo a precaução do cuidado especial quanto à abertura e fecho das válvulas na ordem correcta.

O processo de enchimento de gás encontra-se descrito a seguir:

Fechar a válvula 5 e abrir a torneira ③ da garrafa de árgon até que a pressão no manómetro esteja a 10bar.

Abrir o mano-redutor D devagar até que a pressão no manómetros i/ii, Figura 2.9 seja a soma da pressão pretendida mais 1 atm.

Abrir a válvula 5 devagar até que a pressão no manómetro ii, Figura 2.9 seja a pretendida.

Fechar a válvula 5 e fechar a válvula da garrafa do árgon, ③.

Fechar o mano redutor ④.

Desligar a turbomolecular no botão (esperar até que a luz verde se desligue) e finalmente fechar a válvula da rotativa. Note que ao contrário do xénon, no qual o gás era recolhido, para o árgon o gás não é recolhido sendo libertado para meio ambiente aquando do processo de vazio.

## **3. Resultados e Discussão**

Antes do enchimento com gás no detector e para cada valor de pressão de 1atm até 10 atm, foi realizado o respectivo vazio de acordo com o procedimento descrito na secção 2.2.1.

O sistema de medida foi irradiado com a fonte de UV (lâmpada Hg(Ar)) através da sua janela de quartzo e iluminando o fotocátodo de CsI. Para cada incremento do valor da tensão aplicado à janela registou-se o respectivo valor de intensidade da corrente lida no fotocátodo. O campo de deriva é dado pela razão entre a tensão aplicada à janela e a distância entre a janela ao fotocátodo CsI (6mm) e corresponde ao campo à superfície do fotocátodo.

Para cada valor de pressão estudado, foram realizadas 3 medições. Isto é, por exemplo para pressão 1 atm, foram realizadas 3 medições para o vazio. Após as 3 medições foi feita a sua média, sendo este o valor final admitido para cada valor de tensão, Figura 3.1.

Posteriormente a cada vazio realizado (findo as 3 medições), realizou-se o processo de enchimento de gás. Este foi realizado seguindo o procedimento descrito em 2.2.2 e 2.2.3, para o xénon e árgon respectivamente e repetido para cada valor de pressão. Os registos dos pares de valores (V, I) foram obtidos da mesma forma explicada anteriormente, Figura 3.1.

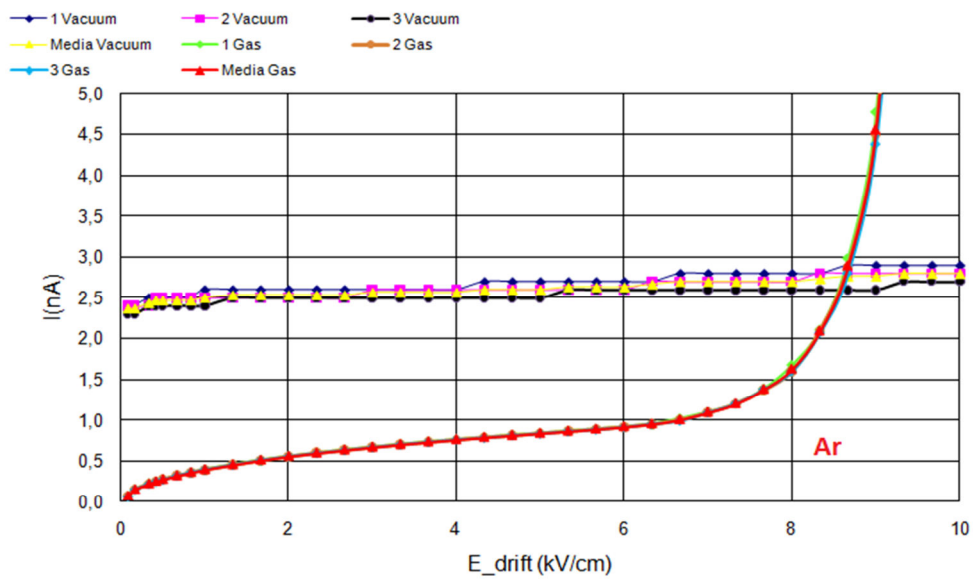


Figura 3.1– Corrente no fotocátodo, em vácuo e em gás, em função do campo deriva para pressão 8atm

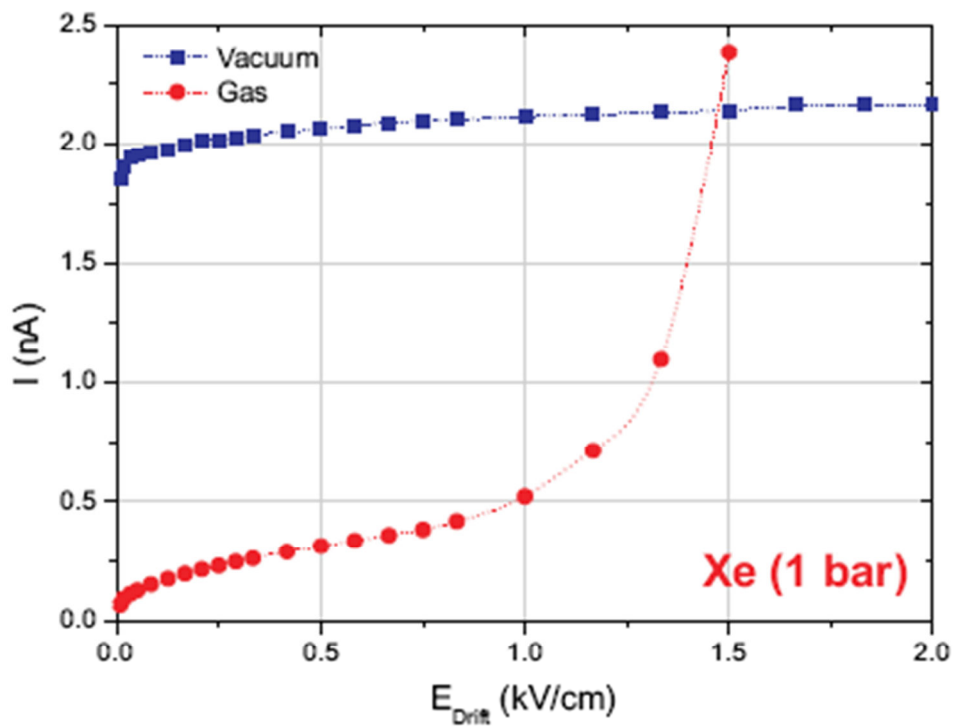
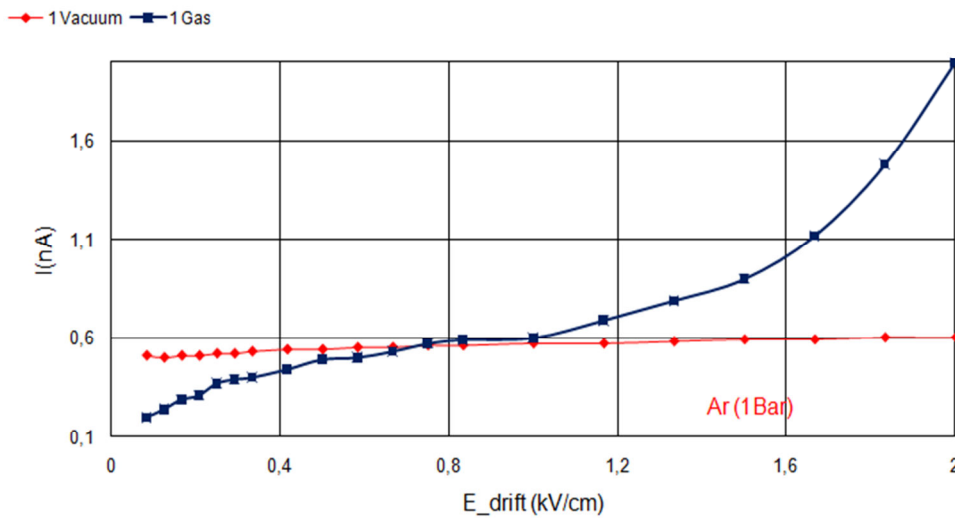


Figura 3.2 -- Corrente típica de um fotocátodo, em vácuo e em xénon, em função do campo deriva para 1 atm



**Figura 3.3-- Corrente típica de um fotocátodo, em vácuo e em argônio, em função do campo deriva**

Na Figura 3.2 e 3.3 podemos ver como se comporta a corrente produzida no fotocátodo em função do campo deriva,  $E_{Drift}$ , para o caso do xénon a 1 atm e em vazio, bem como para o argônio. Em relação ao vácuo poderemos verificar que o aumento do campo de deriva não altera significativamente a corrente no fotocátodo após a aplicação de um pequeno potencial. Esse pequeno potencial é o necessário para produzir um campo eléctrico suficiente para que os electrões possam ultrapassar a barreira de potencial de superfície do fotocátodo.

Quando o fotocátodo é iluminado por luz UV, e se aplica um campo eléctrico entre a janela e o fotocátodo, fotoelectrões são ejectados do fotocátodo originando a corrente  $I$ . O campo de deriva produzido faz com que os fotoelectrões se dirijam para a janela, contudo em presença meio gasoso, chocam, perto do fotocátodo com os átomos do meio e possibilitando o regresso de uma percentagem significativa destes fotoelectrões ao fotocátodo. Este retorno é designado por *backscattering*, tal como explicado anteriormente. Verifica-se no entanto que este efeito diminui com o aumento do campo, para o xénon o valor a partir do qual este efeito deixa de ser notório é aproximadamente aos 1kV/cm e no argônio aos 0.8kV/cm para 1 bar, valores a partir qual iniciam um crescimento súbito na corrente medida devido à possibilidade de aparecimento de colisões inelásticas. Podemos então concluir que a diferença entre as curvas de vácuo e gás é devido ao *backscattering*.

Embora existam choques entre os fotoelectrões e os átomos do gás, os fotoelectrões adquirem energia através do campo eléctrico produzido. Se esta energia for superior ao limiar de excitação do gás, estes excitam os átomos do gás. Estes, ao se desexcitarem, isto é, ao decaírem para o estado fundamental emitem um fóton. Este processo é designado por cintilação (ou electroluminescência). Com o aumento do campo e estando em condições

superiores ao limiar de excitação do gás, os choques sucedem-se levando a que mais fótons possam excitar os átomos do gás. Este crescimento deve-se a esta realimentação óptica tendo por base o fenómeno de cintilação.

A diferença entre as curvas dos dois gases, em termos de ocorrência de *backscattering*, bem como em termos de realimentação óptica deve-se às propriedades de cada gás. A cintilação no árgon inicia mais cedo do que o xénon.

### 3.1. Resultados – Eficiência Extração em função $E_{\text{Drift}}$ Gás árgon/xénon

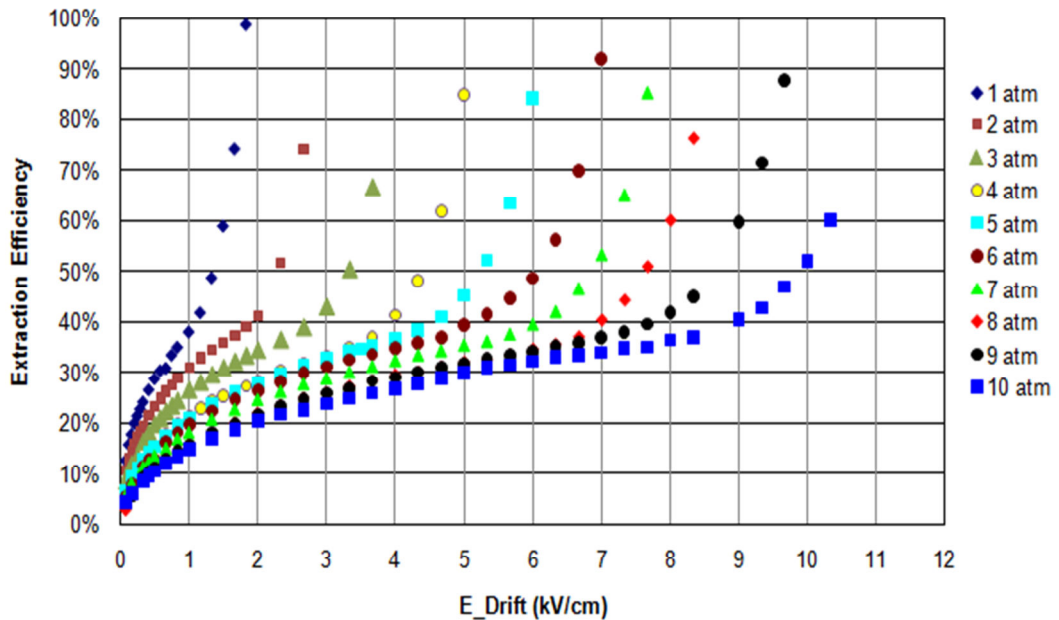


Figura 3.4 -- Eficiência de extração do Ar em função do campo deriva para pressões até os 10 bar.

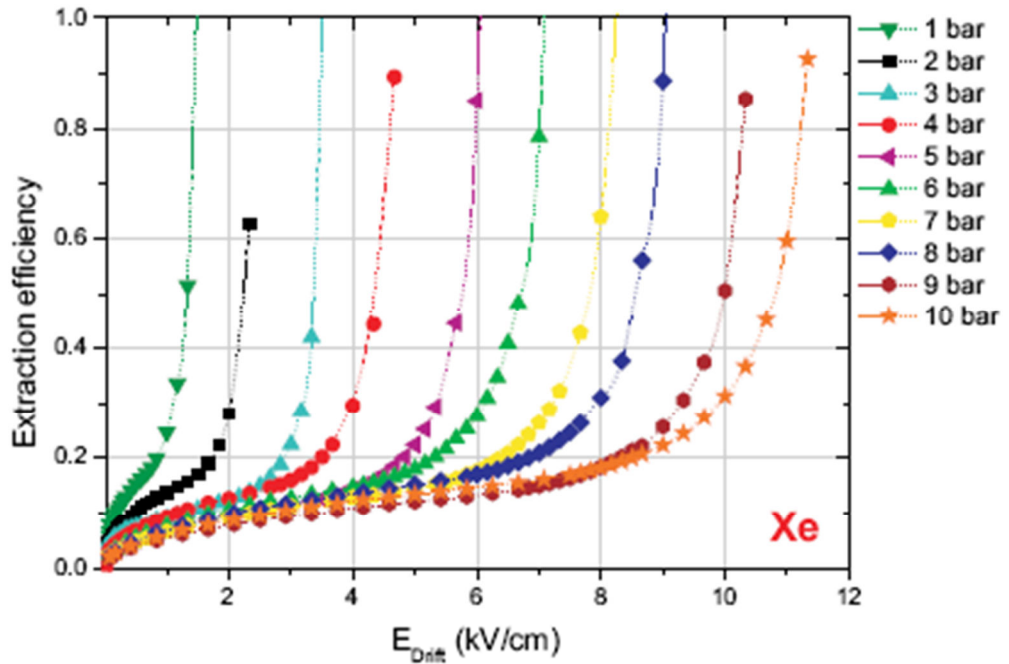


Figura 3.5 -- Eficiência de extração do Xe em função do campo deriva para pressões até os 10 bar.

### 3.1. Resultados – Eficiência Extração em função E/P Gás árgon/xénon

Normalizando os gráficos das Figura 3.4 e Figura 3.5, com a pressão, e representando-os em função de E/p, obtemos as seguintes Figuras.



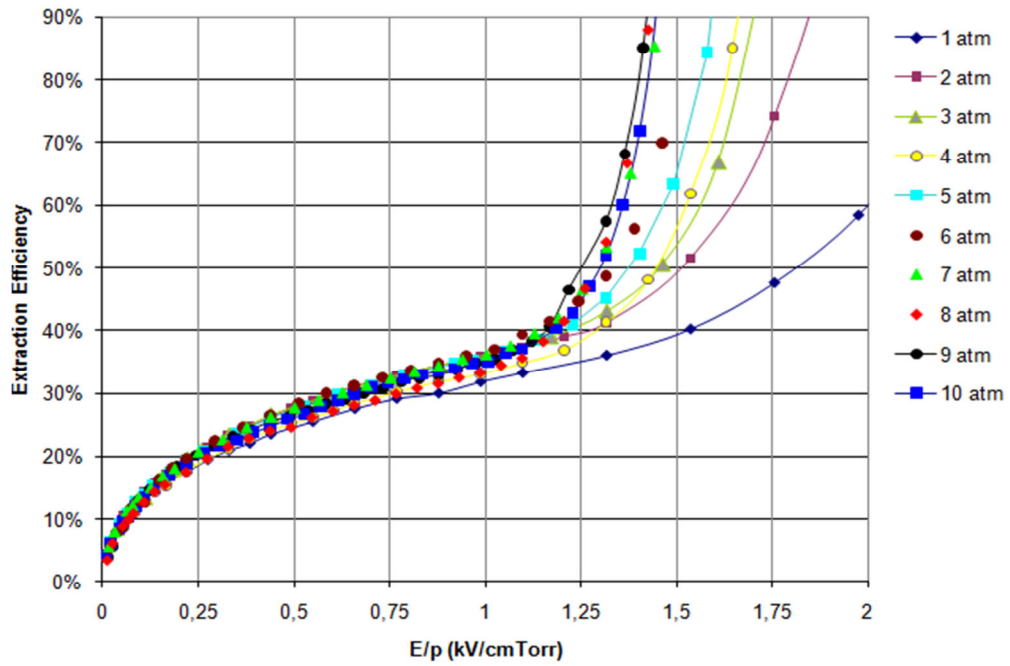


Figura 3.6 -- Eficiência de extração do Ar em função do campo eléctrico reduzido para pressões de 1 a 10 bar.

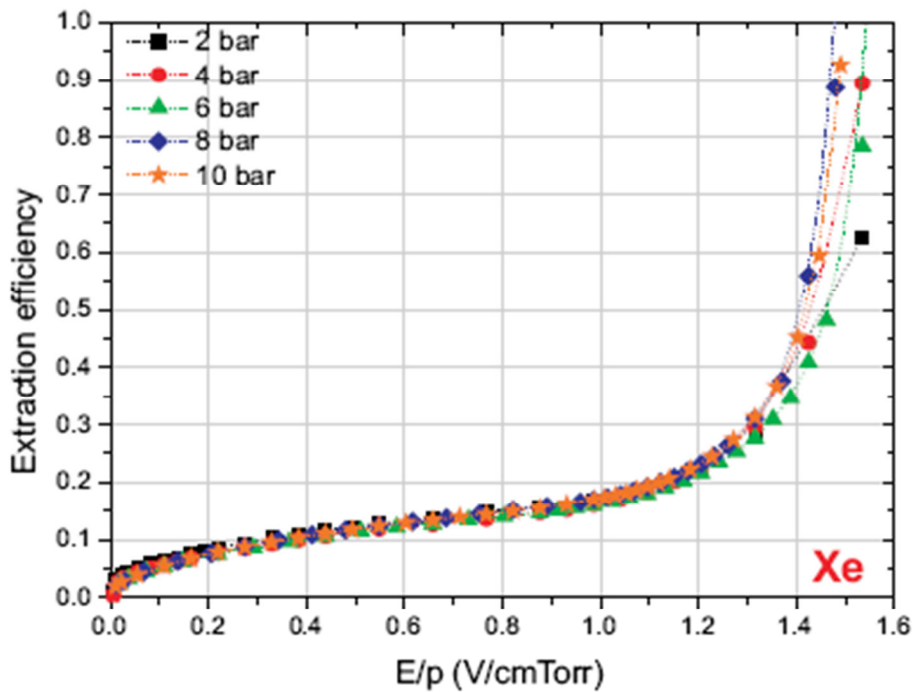


Figura 3.7 -- Eficiência de extração do Xe em função do campo eléctrico reduzido, para pressões de 1 a 10 bar.

O objectivo deste trabalho é medir a eficiência de extração em função do campo eléctrico para várias pressões. Sabemos de bibliografia (ver secção 1.2.5) que a Eficiência Quântica do CsI em vazio é aproximadamente 30%, [13], [20], para fotões de 185 nm. A eficiência de extração tal como já referido é dada pela razão entre corrente no gás e a corrente no vazio obtidas nas mesmas condições de luminosidade. Neste caso será a média das correntes no gás e a média de corrente no vazio

Comparando as Figuras Figura 3.4 e Figura 3.5, observamos que a eficiência de extração obtida para o xénon é inferior ao árgon, ~ 17% e ~ 35% respectivamente.

O xénon possui um número atómico superior ao árgon, logo, é maior que o árgon conduzindo a uma maior probabilidade de *backscattering*. Quando iluminamos o fotocátodo com luz UV, os fotoelectrões ejetados chocam com os átomos do gás, como existem mais átomos no meio gasoso quando a pressão aumenta, a probabilidade de um fotoelectrão chocar elasticamente com um átomo do gás é superior, levando a que estes possam regressar ao fotocátodo e serem capturados. Isto leva a que haja um aumento do *backscattering* e uma consequente diminuição da extração efectiva dos fotoelectrões provenientes do fotocátodo. Podemos ver que o *backscattering* diminui com a diminuição do campo mas aumenta com aumento de pressão

Quando observamos a curva ascendente rápida nas Figuras Figura 3.6 e Figura 3.7, significa que o limiar de excitação do gás foi ultrapassado. Este foi adquirido com o aumento do campo e com os choques com os átomos do meio. Os fotoelectrões ao chocarem com os átomos do gás excita-os. Os átomos excitados, ao decaírem para o estado fundamental emitem um fóton UVV que, possui energia na zona de sensibilidade do fotocátodo e como tal têm probabilidade de extrair mais fotoelectrões, entrando num ciclo de realimentação.

Verifica-se que, tanto o efeito de *backscattering* como a cintilação são mais evidenciados no xénon que no árgon.

Podemos ver que, tanto na Figura 3.6 como na Figura 3.7, o efeito de cintilação ocorre mais cedo para pressões menores.

Podemos também observar que na Figura 3.6, o efeito de cintilação é notório no árgon a partir de  $E/p \sim 1,1$  kV/cm torr enquanto que para o xénon, Figura 3.7, o mesmo ocorre sensivelmente para o mesmo valor, a partir de  $E/p \sim 1$  V/cm torr.

## 4. Conclusões

Tal como afirmado anteriormente, uma das formas de aumentar a eficiência de detecção de fótons de alta energia em detectores gasosos passa por aumentar a densidade do gás de absorção, de forma a aumentar a probabilidade da interacção dos fótons com os átomos do gás. Esse aumento da densidade realiza-se através do aumento da pressão do gás.

Existem vários sistemas em que é integrado um fotocátodo de CsI a operar no meio gasoso, para detectar fótons na região do UVV produzidos em processos físicos associados com a detecção de radiação ionizante. Ao aumentar a pressão do gás, a probabilidade de um fotoelectrão, ejectado do fotocátodo CsI, colidir com o átomo do meio aumenta fazendo com que ocorram mais choques e que consequentemente o percurso livre médio para as colisões elásticas diminua levando a um efeito de retro-dispersão. Para diminuir este efeito, é necessário aumentar o campo eléctrico à superfície do fotocátodo.

No presente estudo da eficiência de extração de fotoelectrões de fotocátodos de CsI em atmosfera gasosa concluímos que:

-A eficiência de extração aumenta com o aumento do valor do campo à superfície do fotocátodo.

-A eficiência de extração, para o mesmo valor de  $E/p$ , é maior para o Argon que para o Xe. Valores máximos de aproximadamente 35% para o Ar e 17 % para o Xe, para valores de  $E/p$  abaixo do limiar de excitação foram medidos.

-Por fim, o maior objectivo do trabalho foi atingido, verificando-se pela primeira vez que a eficiência de extração dos fotoelectrões só depende do valor de  $E/p$  produzido à superfície do fotocátodo, para pressões de operação em Ar ou Xe até 10 bars. Assim, para que a eficiência máxima de extração seja mantida com o aumento da pressão, basta garantir que seja aplicado um campo eléctrico que garanta o mesmo valor de  $E/p$ .

Estudos futuros da eficiência de extração de fotoelectrões de fotocátodos de CsI a operar em atmosfera de outros gases nobres e misturas com outros gases a diferentes pressões serão considerados, sendo de grande importância por exemplo para TPCs criogénicos e detectores RICH.

## 5. Referências

- [1] Torre, S. Dalla, “Status and perspectives of gaseous photon detectors”, *Nuclear Instruments and Methods A* (2010), doi:10.1016/j.nima.2010.09.070
- [2] Gallas ,Abraham, on behalf of the ALICE/HMPID Group,” Experience from the construction and installation of the HMPID CsI-RICH detector in ALICE” , *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 581 (2007) 402–405
- [3] L.C.C.Coelho,J.A.M.Lopes,J.Escada,T.H.V.T.Dias,J.M.F.dosSantos : “Photoelectron transmission efficiency in Ar–CH<sub>4</sub> and Xe–CH<sub>4</sub> mixtures: Experimental result” , *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 607 (2009) 587–590
- [4] J. Escada T.H.V.T. Dias, P.J.B.M. Rachinhas, J.A.M. Lopes, F.P. Santos,L.M.N. Távora, C.A.N. Conde and A.D. Stauffer, “A Monte Carlo study of backscattering effects in the photoelectron emission from CsI into CH<sub>4</sub> and Ar CH<sub>4</sub> mixtures”, Published by Institute of Physics Publishing and SISSA, 3-08-2007
- [5] .Azevedo, Carlos Davide da Rocha,”Desenvolvimento de um Detector de Raios-gama com Vista à Aplicação em Medicina Nuclear”, Dissertação de Mestrado em Física Aplicada, apresentada à Universidade de Aveiro, 2007
- [6] P. J. B. M. Rachinhas, T. H. V. T. Dias, J. A. M. Lopes, F. P. Santos, L. M. N. Távora,C. A. N. Conde and A. D. Stauffer, “Dependence of the Photoelectron collection efficiency in noble gases in the Incident VUV photon energy”, *IEEE*, 2003.
- [7] E.Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, T.Doke, “Noble Gas Detectors”. Federal Republic of Germany, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA,Weinheim,2006
- [8] C.M.B. Monteiro<sup>1</sup>, L.M.P. Fernandes, J.A.M. Lopes, L.C.C. Coelho, J.F.C.A. Veloso, J.M.F.dos Santos, K. Giboni, E. Aprile, Electroluminescence yield in xenon gas detectors, *Revista do Detua*, Vol. 4, N° 7, Workshop on Medical Instrumentation Signal and Imaging 11 – 12 April 2007
- [9] G. F. Knoll, “Radiation detection and measurement”. New York: John Wiley & Sons, 3rd ed., 2000.
- [10] T H V T Dias, P J B M Rachinhas, J A M Lopes,F P Santos, L M N Távora, C A N Conde and A D Stauffer ,”The transmission of photoelectrons emitted from CsI photocathodes into Xe, Ar, Ne and their mixtures: a Monte Carlo study of the dependence on E/N and incident VUV photon energy”,*J. Phys. D: Appl. Phys.* 37 (2004) 540–549
- [11] J. Escada, P. J. B. M. Rachinhas, T. H. V. T. Dias, F. P. Santos, J. A. M. Lopes,C. A. N. Conde, Member, IEEE, and A. D. Stauffer, “Photoelectron Collection Efficiency in Mixtures of Noble gases with CF<sub>4</sub> “,*IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* , 2006

- [12] L. C. C. Coelho, H. Ferreira, J. Lopes, T. Dias, L. Ferreira, J. dos Santos, A. Breskin, and R. Chechik, "Measurement of the photoelectron collection efficiency in noble gases and methane," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, vol. 581, no. 1-2, (1997) 190-193
- [13] J. Va'vra, A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, E. Shefer, "Study of CsI photocathodes", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 387 (1997) 154- 162.
- [14] A. Di Mauro, E. Nappi, F. Posa, A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, S.F. Biagi, G. Paic, F. Piuz, "Photoelectron backscattering effects in photoemission from CsI into gas media", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 371 ( 1996) 137-142
- [15] P. J. B. M. Rachinhas, J. M. D. Escada, T. H. V. T. Dias, F. P. Santos, J. A. M. Lopes, C. A. N. Conde, and A. D. Stauer, "Photoelectron Collection Efficiency in CH<sub>4</sub> and Xe-CH<sub>4</sub> Mixtures," in *IEEE Nuclear Science Symposium Medical Imaging Conference* (B. Yu, ed.), vol. 3, (Puerto Rico), pp. 1271-1274, *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*
- [16] D. Mormann, A. Breskin, R. Chechik, and C. Shalem, "Operation principles and properties of the multi-GEM gaseous photomultiplier with reflective photocathode," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, vol. 530, no. 3, pp. 258-274, 2004
- [17] A. Breskin, T. Boutboul, A. Buzulutskov, R. Chechik, G. Garty, E. Shefer, and B. K. Singh, "Advances in gas avalanche photomultipliers," *Nuclear Instruments & Methods A*, vol. 442, no. 1-3, pp. 58-67, 2000.
- [18] K. Arisaka, "New trends in vacuum-based photon detectors," *Nuclear Instruments & Methods A*, vol. 442, no. 1-3, pp. 80-90, 2000.
- [19] A. Breskin, "CsI UV photocathodes: History and mystery" *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 371 (1996) 116-136
- [20] J. Almeida, A. Braem, A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, S. Cohen, C. Coluzza, E. Conforto, G. Margaritondo, E. Nappi, G. Paic, F. Piuz, T. dell'Orto, T. Scognetti, S. Sgobba, and B. P. Tonner, "Microanalysis surface studies and photoemission properties of CsI photocathodes," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, vol. 367, no. 1-3, pp. 337- 341, 1995
- [21] M. A. Nitti, E. Nappi, A. Valentini, F. Benedic, P. Bruno, and G. Cicala, "Progress in the production of CsI and diamond thin film photocathodes," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, vol. 553, no. 1-2, pp. 157-164, 2005.
- [22] E.D.C. Freitas, J.F.C.A. Veloso, A. Breskin, R. Chechik, F.D. Amaro, L.F. Requicha Ferreira, J.M. Maia, J.M.F. dos Santos, "Micro-hole and strip plate-based photosensor, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 580 (2007) 214–217