

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



Desenvolvimento de um protótipo RPC-PET

Jorge André Dinis Neves
Coimbra, Junho de 2008

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

Desenvolvimento de um protótipo RPC-PET

Dissertação realizada sob a orientação científica do Professor Doutor Paulo Jorge Ribeiro da Fonte, com co-orientação do Professor Doutor Rui Ferreira Marques e apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Biomédica.

Jorge André Dinis Neves
Coimbra, Junho de 2008

Agradecimentos

Gostaria de deixar umas palavras de agradecimento a todos aqueles que trabalharam comigo e me acompanharam ao longo deste projecto. Um agradecimento especial ao Prof. Dr. Paulo Fonte, para mim um exemplo de integridade científica e sentido de responsabilidade. Ao Paulo fica o meu respeito, a admiração, e um sincero obrigado pelos conhecimentos e pela formação que me deu ao longo deste tempo. Ao Prof. Dr. Rui Ferreira Marques fica a minha consideração pelos ensinamentos teóricos que vem desde a disciplina de Instrumentação, mas também pelo laço de amizade que criamos e pela constante preocupação que manifestou comigo desde então. Não posso também deixar de expressar a minha satisfação e imensa gratidão por me abrirem as portas do CERN.

Aos colegas de trabalho do LIP: ao Luis Lopes e ao Alberto Blanco, exemplos de profissionalismo e cultura científica, um obrigado pelas discussões, pelos ensinamentos mas sobretudo pela amizade; ao Nuno Carolino pelas dicas de electrónica e também ao Américo Pereira e ao Orlando Cunha pela total disponibilidade que demonstraram para solucionar os problemas com que me defrontei ao longo deste ano e meio. A todos um obrigado pelo companheirismo e por este extraordinário grupo de trabalho.

Gostaria também de agradecer aos meus colegas de gabinete pelo fantástico ambiente de grupo que criamos ao longo deste tempo: ao Paulo Crespo e ao Luis Pereira pelo constante apoio e preocupação, pelas dicas e discussões, ao Miguel Couceiro pelos ensinamentos de PET e simulação Geant4, e meus aos colegas de licenciatura João Reis e Ana Eliseu.

Por fim ficam as minhas palavras de apreço às pessoas mais queridas, à minha família: aos meus Pais... pelo esforço, o apoio, e pela educação e carinho que me deram; à minha irmã Catarina que mesmo estando longe nunca deixou de me apoiar e à minha namorada, a Rosa, que me tem feito uma pessoa mais feliz e que sempre esteve a meu lado em todos os momentos.

... a todos o meu obrigado.

Jorge André Neves

Conteúdo

Lista de Figuras	vi
1 Motivação	1
2 Tomografia por Emissão de Positrões (PET)	5
2.1 Princípio	5
2.2 Tipos de Eventos	5
2.2.1 Coincidências Verdadeiras	6
2.2.2 Coincidências Dispersas	6
2.2.3 Coincidências Aleatórias	6
2.2.4 Coincidências Múltiplas	7
2.3 Características dos Sistemas PET	8
2.3.1 Resolução Espacial	8
Alcance do Positrão e não-Colinearidade	8
2.3.2 Sensibilidade	9
2.3.3 Fracção de Coincidências Dispersas	9
2.3.4 <i>NEC</i> - Taxa Equivalente de Ruído	10
2.4 Time-of-flight em PET	11
3 Câmaras de Placas Resistivas (RPCs)	13
3.1 Interação da Radiação com a Matéria	13
3.1.1 Partículas Pesadas Carregadas	13
3.1.2 Radiação Gama	14
Efeito fotoeléctrico	14
Dispersão Compton	15
Produção de Pares	16
3.2 Câmaras de Placas Resistivas	17
3.3 Multiplicação e Correntes em Avalanches	17
3.3.1 Propagação em Avalanche	17
3.3.2 Indução de Sinal em RPCs	18
3.3.3 Correntes de Portadores de Carga de uma Avalanche	20
Corrente de Electrões	20
Corrente de Iões Positivos	20
Corrente de Iões Negativos	20
3.4 Efeito de Carga Espacial - Propagação em <i>Streamer</i>	21
3.4.1 Propagação em <i>Streamer</i>	22
3.4.2 Modos de Funcionamento: <i>Avalanche vs Streamer</i>	23
3.5 Mistura Gasosa	23
3.6 Aplicações	24

4	Desenvolvimento e Construção Mecânica do Protótipo RPC-PET	25
4.1	Módulo RPC de 5 Gaps	25
4.2	Protótipo RPC-PET de 50 Gaps	28
5	Medida da Eficiência	29
5.1	Simulações	29
5.2	Medida Experimental	33
5.2.1	Detector e Montagem Experimental	33
5.2.2	Método	34
	Medida por <i>hardware</i>	34
	Medida por <i>Software</i>	37
5.2.3	Resultados	38
	Espectro de Carga	38
6	Sensibilidade em Posição	41
6.1	Princípio de Divisão de Carga	41
6.2	Electrónica para Localização de Eventos	42
6.2.1	Amplificador de Carga	45
	Calibração em Carga	46
6.3	Medidas da Sensibilidade em Posição	47
6.3.1	Análise da Linearidade da Divisão Capacitiva com a Posição	47
	Sinal de Carga Injectado por <i>Strip</i>	47
	Sinal de Carga Induzido com um Injector de Carga Pontual	50
6.3.2	Resolução Espacial - Teste Eléctrico com Injector de Carga Pontual	52
6.4	Testes com a Câmara RPC-PET	53
7	Resolução Temporal	59
7.1	Medida Experimental	59
8	Conclusões	61
	Bibliografia	62

Lista de Figuras

1.1	Sensibilidade em modo 3D em função do campo de visão axial	2
2.1	Tipos de eventos em coincidência em PET	6
2.2	Alcance e aniquilação do positrão e não-colinearidade do par de fótons de 511 keV	9
2.3	Fracção de coincidências dispersas	10
2.4	Princípio de TOF-PET	11
3.1	Perda de energia por unidade de comprimento para múons positivos em cobre	14
3.2	Secção eficaz de <i>Klein-Nishina</i> em função do ângulo de dispersão	15
3.3	Secção eficaz total para fótons no chumbo	16
3.4	Desenvolvimento de uma avalanche e efeito de carga espacial	18
3.5	Cálculo da corrente induzida pelo <i>Teorema de Ramo</i>	19
3.6	Correntes de portadores de carga de uma avalanche	21
3.7	Desenvolvimento de uma <i>Streamer</i>	23
4.1	Módulo RPC de 5 <i>gaps</i>	26
4.2	Desenvolvimento e montagem das RPCs	27
4.3	Arquitectura do protótipo RPC-PET de 50 <i>gaps</i>	28
4.4	Protótipo RPC-PET: estrutura mecânica com integração da electrónica de posição	28
5.1	Processos de interacção na RPC para fótons e para <i>mips</i>	29
5.2	Eficiência <i>versus</i> espessura do eléctrodo	30
5.3	Coefficiente de atenuação linear para fótons e dE/dx para electrões	31
5.4	Eficiência - Sensibilidade em energia	32
5.5	Eficiência e sensibilidade em energia para eléctrodos de vidro de 400 μm	32
5.6	Setup experimental para medida de eficiência	33
5.7	Setup experimental para medida de eficiência por <i>hardware</i>	35
5.8	Eficiência <i>versus threshold</i> de <i>hardware</i> do sinal de carga	36
5.9	Espectro da diferença de tempos para medida da eficiência	37
5.10	Eficiência <i>versus threshold</i> do sinal de carga	38
5.11	Espectro de carga	39
5.12	Espectro de carga - <i>trigger</i> em 511 keV	39
6.1	Modelo eléctrico de divisão de carga	42
6.2	<i>PCB</i> de recolha de sinal em X	43
6.3	<i>PCB</i> de recolha de sinal em Y	44
6.4	<i>Feedthrough</i> dos sinais de carga e tempo	44
6.5	Amplificador de Carga e <i>Shaper</i> CR-RC	45
6.6	Calibração de carga	46
6.7	Teste eléctrico da linearidade com a posição	47
6.8	Sinais de carga para informação de posição	48
6.9	Linearidade da divisão capacitiva com a posição	48

6.10	Histogramas de posição em X	49
6.11	Teste eléctrico da linearidade com a posição com injector de carga pontual	50
6.12	Teste da linearidade da divisão capacitiva com o injector de carga pontual	51
6.13	Carga total <i>versus</i> posição do injector de carga pontual	51
6.14	Teste da sensibilidade em posição da electrónica de leitura	52
6.15	Histogramas de posição com injector capacitico	52
6.16	Montagem experimental para medida da resolução em posição	53
6.17	Análise do <i>crosstalk</i> dos sinais de carga entre secções vizinhas	56
6.18	Histograma de posição com o cintilador abaixo da secção central de 16 <i>strips</i>	57
6.19	Histogramas de posição da imagem do cintilador projectado na câmara	57
7.1	Espectro da diferença de tempos para medida da resolução temporal da RPC	60

Capítulo 1

Motivação

A Tomografia por Emissão de Positrões (PET) é uma técnica de imagiologia médica na qual é injectado um traçador¹ radioactivo emissor de positrões no indivíduo em estudo, e que permite obter uma imagem da biodistribuição da actividade. O traçador radioactivo é usado na marcação de um processo fisiológico e tem aplicações desde a detecção precoce de neoplasias a estudos em neurofisiologia [1].

Um dos factores mais importantes no desenvolvimento de um tomógrafo PET é a maximização da sensibilidade do sistema. A sensibilidade de um sistema PET define-se, para um dado fantoma², como a taxa de eventos detectados por unidade de concentração do traçador radioactivo ($cps/(Ci/ml)$), determinando portanto a quantidade de traçador radioactivo que é administrado ao paciente, o tempo de aquisição e o ruído estatístico da imagem. Desta forma, uma melhoria da sensibilidade do sistema leva à redução da dose administrada e/ou do tempo de aquisição e/ou a uma melhoria na relação sinal-ruído (contraste) da imagem.

A sensibilidade é o produto da eficiência geométrica (que depende do ângulo sólido abrangido pelo tomógrafo) pela eficiência de detecção do sistema (que compreende a eficiência dos detectores e as janelas de tempo e energia aplicadas aos dados) [2]. Estudos recentes, [3] e [4], mostram que a sensibilidade é dominada pelo ângulo sólido e cresce fortemente com a dimensão do campo de visão axial (*AFOV* - *Axial Field of View*) e com o ângulo de aceitação axial (ver figura 1.1).

Neste sentido, o grupo LIP Coimbra³, em colaboração com o IBILI⁴ e o CEI⁵, com a participação do pessoal docente do Departamento de Física da Universidade de Coimbra, da FMUC⁶ e do ISEC⁷ está a desenvolver um tomógrafo PET humano de corpo inteiro de alta sensibilidade e baixo custo, baseado em detectores do tipo RPC (*Resistive Plate Chambers*) e que possibilita a implementação de TOF (*Time-of-Flight*). O tomógrafo terá um campo de visão axial de dimensão superior ao corpo humano ($\sim 2 m$), permitindo que um único e rápido *scan* amostra toda a biodistribuição da actividade administrada ao indivíduo. Desta forma, segundo sugerem os resultados experimentais e de simulação, o tomógrafo permitirá a detecção de tumores primários e/ou metastisados com uma sensibilidade à detecção do biomarcador PET cerca de

¹ Um composto marcado com um isótopo radioactivo emissor de positrões. Em PET é usado com frequência o ^{18}F -*FDG*, uma molécula de glicose em que um grupo -OH é substituído pelo isótopo radioactivo ^{18}F .

² Objecto de teste para medidas de performance em PET.

³ LIP - Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas

⁴ IBILI - Instituto Biomédico de Investigação da Luz e da Imagem, Faculdade de Medicina da Universidade de Coimbra

⁵ CEI - Centro de Electrónica e Instrumentação, Departamento de Física da Universidade de Coimbra

⁶ FMUC - Faculdade de Medicina da Universidade de Coimbra

⁷ ISEC - Instituto Superior de Engenharia de Coimbra

20 vezes superior à dos tomógrafos actuais (figura 1.1). Outra vantagem, dada a ausência de actividade fora do campo de visão da câmara, é a melhor quantificação com a correcção de coincidências dispersas por efeito Compton [5].

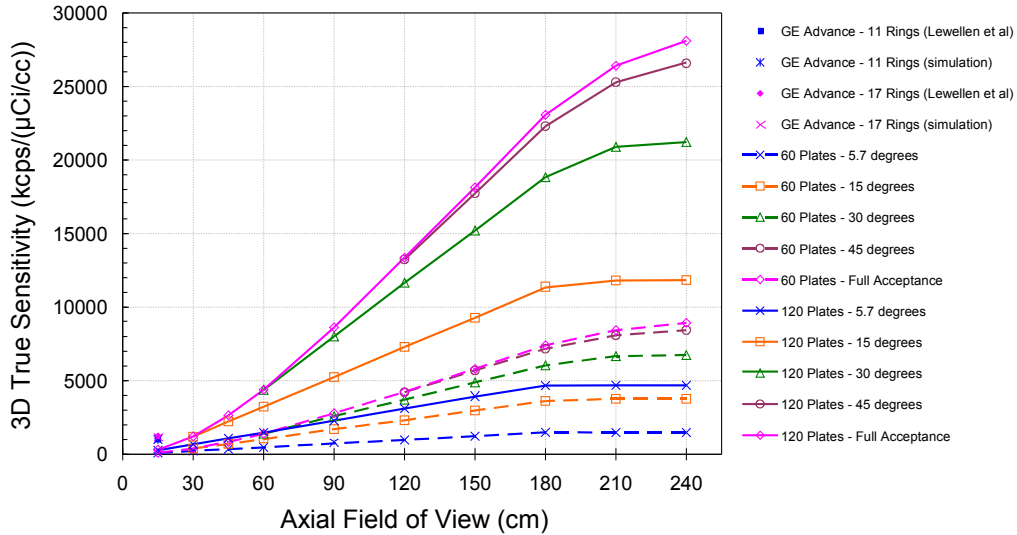


Figura 1.1: Sensibilidade em modo 3D em função do campo de visão axial [4]: A figura mostra o ganho em sensibilidade para um tomógrafo RPC-PET de corpo inteiro face aos resultados experimentais e de simulação do tomógrafo GE Advance em modo 3D ($AFOV = 15\text{ cm}$). A sensibilidade é função da eficiência dos detectores a fotões de 511 keV (que cresce com o número de placas das RPCs) e é simulada para RPCs de 60 e 120 placas ($\epsilon = 11.0\%$ e $\epsilon = 19.4\%$, respectivamente) em função do campo de visão axial e do ângulo de aceitação. A simulação contabiliza ainda o ganho em sensibilidade devido à implementação de TOF com RPCs [6].

A tecnologia dos detectores usados baseia-se nas Câmaras de Placas Resistivas (RPCs) para medidas de tempos de voo em Física das Altas Energias [7]. As RPCs são detectores gasosos de placas paralelas que detectam a passagem de uma partícula pelo desenvolvimento de uma avalanche a partir da ionização do gás no espaço de amplificação do detector (*gap*). As RPCs oferecem uma resposta temporal extremamente precisa o que torna viável a implementação de TOF [6], [8] ($\sigma_t = 50\text{ ps}$ para $MIPs^1$ e $\sigma_t = 90\text{ ps}$ para fotão único) comparativamente com os cristais cintiladores nos tomógrafos convencionais ($\sigma_t \sim 600\text{ ps}$ para $LYSO: LuYSiO_5 : Ce$, PHILIPS [9]). Por outro lado, as RPCs possibilitam uma excelente resolução espacial e uma uniformidade no campo de visão devido à capacidade de resolver a profundidade de interacção do fotão². Prova disso é a resolução espacial de 0.5 mm FWHM^3 medida com o protótipo RPC-PET Animal com duas cabeças de detecção [10]. Associando ainda a simplicidade de construção e a possibilidade de desenvolvimento de detectores de grandes áreas a baixo custo, as RPCs tornaram-se portanto fortes concorrentes aos cintiladores.

¹ Acrónimo de *Minimum Ionizing Particle*.

² Um dos efeitos geométricos que degradam a resolução espacial em PET é a espessura dos cristais cintiladores. Este efeito está associado ao *erro de paralaxe* na incerteza da profundidade de interacção do fotão no cristal, DOI (*Depth of Interaction*). Em RPCs o erro de paralaxe é suprimido com a determinação milimétrica da DOI no *gap* que detecta o fotão [6].

³ Acrónimo de *Full Width at Half Maximum*.

Resumo e Organização da Tese

O trabalho realizado ao longo deste projecto consistiu no desenvolvimento e teste de um protótipo RPC-PET. Foram realizados estudos de performance das RPCs, bem como a optimização das técnicas de construção das mesmas. Numa fase posterior foi testada a electrónica para identificação e localização da posição de eventos e finalmente integrada no protótipo com os detectores. Na fase de testes foram realizadas medidas da eficiência de detecção da câmara, medidas da resolução temporal e, finalmente, os testes de avaliação da resolução espacial do protótipo.

No que diz respeito à organização e estruturação da tese¹, os dois capítulos seguintes: *Capítulo 2 - Tomografia por Emissão de Positrões (PET)* bem como o *Capítulo 3 - Câmaras de Placas Resistivas (RPCs)* descrevem, respectivamente, os princípios básicos de PET e o funcionamento e as principais características das RPCs. O *Capítulo 4 - Desenvolvimento e Construção Mecânica do Protótipo RPC-PET* diz respeito às etapas de desenvolvimento dos detectores. Os capítulos seguintes descrevem os testes realizados com o protótipo RPC-PET: por um lado as medidas de eficiência e a comparação com as simulações existentes, *Capítulo 5 - Medida da Eficiência*, por outro, os testes eléctricos e as medidas de resolução espacial no *Capítulo 6 - Sensibilidade em Posição*. O *Capítulo 7 - Resolução Temporal* diz respeito à medida da resolução temporal da câmara e que possibilita a implementação de TOF em PET. Finalmente, no *Capítulo 8 - Conclusões*, apresentam-se os principais resultados e conclusões deste trabalho e perspectiva-se a sua evolução futura.

¹ No decorrer deste escrito é comum o aparecimento de termos técnicos na língua inglesa, bem como alguns acrónimos comumente utilizados e cuja tradução não expressa da melhor forma o seu significado. Como tal, e sempre que o autor achou oportuno, o seu significado é devidamente explicado. É também frequente o aparecimento de figuras ou gráficos nas mesmas circunstâncias. A razão para tal deve-se ao aproveitamento dessas mesmas para possíveis publicações em artigos ou comunicações orais.

Capítulo 2

Tomografia por Emissão de Positrões (PET)

A Tomografia por Emissão de Positrões (PET) é uma técnica de imagiologia médica na qual é injectado um traçador radioactivo emissor de positrões no indivíduo em estudo e que permite obter uma imagem da biodistribuição da actividade. O traçador radioactivo é usado na marcação de um processo fisiológico e tem aplicações desde a detecção precoce de neoplasias a estudos em neurofisiologia¹.

2.1 Princípio

O princípio físico subjacente a esta técnica é a emissão de positrões no decaimento radioactivo de um isótopo instável com excesso de protões². O positrão emitido é termalizado ao fim de poucos milímetros e pode formar com os electrões do meio um sistema metaestável (electrão-positrão) designado *positrónio* [12]. Este sistema colapsa rapidamente sendo as massas do electrão e do positrão aniquiladas dando origem a dois fotões de 511 keV que são emitidos simultaneamente em trajectórias colineares mas de sentidos opostos e que podem ser detectados em coincidência.

Em PET define-se LOR (*Line of Response*) como a linha de resposta dos detectores em coincidência na detecção dos fotões de aniquilação (colimação electrónica). Estas linhas contêm o ponto de aniquilação do positrão e são organizadas em *sinogramas* (mapas da coordenada radial e do ângulo de projecção das LORs) para os métodos de reconstrução de imagem³.

2.2 Tipos de Eventos

Os eventos em coincidência em PET classificam-se em 4 categorias: *coincidências verdadeiras* (T - *true*s), *coincidências dispersas* (S - *scatters*), *coincidências aleatórias* (R - *randoms*) e *coincidências múltiplas* - M . O número total de eventos detectados no circuito de coincidência é usualmente designado por *coincidências prompt* ($P = T + S + R + M$). À parte das coincidências verdadeiras, os outros tipos de eventos degradam a medida e têm de ser corrigidos de forma a produzir uma imagem fiável da biodistribuição do traçador radioactivo.

¹ Serviram de referências base para este capítulo: [1], [2], [5], [11].

² ${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_1\beta^+ + \nu$ (emissão de positrões por decaimento β^+).

³ O resultado do processo de reconstrução é uma imagem 3D, onde a intensidade do sinal num dado voxel é proporcional à quantidade de traçador nesse mesmo voxel.

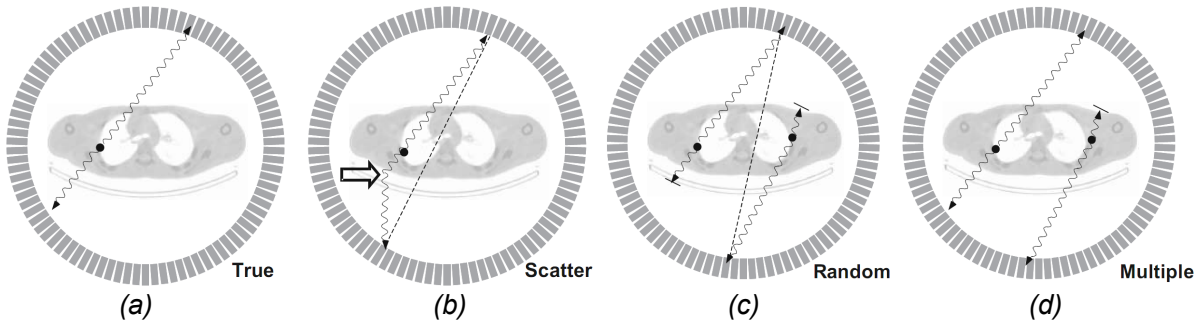


Figura 2.1: Tipos de eventos em coincidência em PET (adaptado de [1]).

2.2.1 Coincidências Verdadeiras

As coincidências verdadeiras ocorrem quando os fótons de um evento de aniquilação são detectados dentro da janela de coincidência temporal sem que tenham sofrido qualquer tipo de interação antes da detecção, e sem que tenham sido detectados outros quaisquer eventos nessa mesma janela de coincidência, ver figura 2.1(a).

2.2.2 Coincidências Dispersas

As coincidências dispersas dizem respeito a fótons detectados em coincidência em que pelo menos um deles sofreu dispersão compton, ver figura 2.1(b). Dada a mudança de direcção do fóton disperso, a LOR associada a esse evento atribui uma localização incorrecta à posição da aniquilação. As coincidências dispersas contribuem portanto para o fundo da distribuição de coincidências verdadeiras da qual resulta uma diminuição da relação sinal-ruído e do contraste da imagem reconstruída. O número de coincidências dispersas depende quer da geometria da câmara, quer do volume e das características de atenuação do objecto em estudo.

2.2.3 Coincidências Aleatórias

As coincidências aleatórias resultam da detecção simultânea de dois fótons provenientes de aniquilações independentes na janela de coincidência temporal, ver figura 2.1(c). Estes eventos não acrescentam informação espacial acerca da distribuição de actividade mas apenas contribuem para o fundo e para a perda de contraste de imagem.

Se r_1 e r_2 forem as taxas de contagem de um par de detectores, a taxa de coincidências aleatórias pode ser estimada como

$$R_{random} = r_1 r_2 \Delta t \quad (2.1)$$

onde Δt é a largura da janela de coincidência temporal. Ora, se r_1 e r_2 são proporcionais à actividade no campo de visão axial do tomógrafo, R_{random} é proporcional ao quadrado da mesma actividade. Por outro lado, R_{random} é directamente proporcional à janela de coincidência temporal Δt , pelo que é fundamental que esta tenha uma largura que não seja superior à requirida pela incerteza temporal dos eventos em coincidência verdadeira, *i.e.*, tomando como exemplo um tomógrafo com um anel de diâmetro 1 m mas com um campo de visão activo transaxial de 40 cm, a diferença de tempo máxima entre os fótons que chegam aos detectores é

cerca de 2.3 ns . Ter portanto uma janela de coincidência¹ com $\Delta t < 2.3 \text{ ns}$ levaria a uma perda substancial de eventos nas bordas do campo de visão. Para tomógrafos de longo AFOV (acima de 1 m) a janela de coincidência Δt deve ser da ordem de $3\text{-}4 \text{ ns}$ já que o tempo de trânsito do fóton para 1 m é cerca de 3.3 ns .

A correcção destes eventos pode ser levada a cabo subtraindo a taxa de coincidências aleatórias estimada à taxa de *prompts*. Uma alternativa é a medida directa da taxa de coincidências aleatórias com um circuito de coincidência auxiliar em paralelo. Esta técnica implementa uma linha de atraso temporal num dos ramos de circuito, possibilitando uma estimativa da taxa de coincidências aleatórias por rejeição de todas as coincidências verdadeiras. Ambas as técnicas de correcção, por subtracção de duas variáveis, levam contudo ao aumento da incerteza estatística na taxa de coincidências verdadeiras.

2.2.4 Coincidências Múltiplas

A elevadas taxas de contagem são frequentemente detectados mais do que dois fótons em detectores distintos e dentro da mesma janela de coincidência temporal - coincidências múltiplas, ver figura 2.1(d). A associação correcta entre as LORs e os correspondentes eventos de aniquilação torna-se ambígua levando, neste caso, à rejeição destes eventos.

¹ As janelas de tempo nos tomógrafos PET convencionais são da ordem de 12 ns para cristais de BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) e de 6 ns para LSO ($\text{Lu}_2\text{SiO}_5 : \text{Ce}$) [1].

2.3 Características dos Sistemas PET

Esta secção discute algumas das características determinantes na avaliação do desempenho dos sistemas PET (*resolução espacial, sensibilidade, fracção de coincidências dispersas e NEC*) fazendo a ponte para sistemas de corpo inteiro e no sentido do estudo de viabilidade do desenvolvimento de um tomógrafo RPC-PET de longo AFOV.

2.3.1 Resolução Espacial

A resolução espacial em PET é limitada fisicamente por uma série de factores como as características físicas do detector, as dimensões e o movimento da fonte, o *alcance do positrão* e a *não-colinearidade* dos fótons de aniquilação (\propto diâmetro do sistema). A imagem de uma fonte pontual em PET é caracterizada pela função resposta a um ponto, a PSF (*Point Spread Function*), e define-se pela convolução de todas as contribuições físicas e instrumentais acima referidas [10], [13] e [14]. Estes factores manifestam-se na degradação da imagem PET sendo que destas contribuições, o *alcance do positrão* e a *não-colinearidade* são limitações intrínsecas da física da emissão e da aniquilação do positrão e são dominantes nas caudas da PSF [2].

No que diz respeito aos tomógrafos comerciais a resolução espacial está acima de 4 mm com cristais de BGO para PET Humano. Em PET Animal a resolução espacial é da ordem de 1.5 mm. Com RPCs a resolução espacial está limitada principalmente pelo alcance do positrão e pela não-colinearidade sendo possível atingir resoluções espaciais submilimétricas para sistemas de pequeno diâmetro [10].

Alcance do Positrão e não-Colinearidade

Em PET o ponto de aniquilação difere do ponto de emissão do positrão. A diferença (*range* ou *alcance do positrão*), dependendo do radioisótopo utilizado, deve-se à energia com que o positrão é emitido e manifesta-se numa indeterminação na localização do radioisótopo. A simulação Monte-Carlo para a distribuição da posição de aniquilação do positrão mostra, para o $^{18}F(E_{max} = 635 \text{ keV})$, um radioisótopo frequentemente usado em PET, uma largura a meia altura da ordem dos 102 μm como medida do alcance médio do positrão em água [14]. Esta é uma limitação física da resolução espacial em PET, mas cujo efeito pode ser atenuado na presença de campos magnéticos elevados (mas só no plano perpendicular às linhas de campo) [15], [16]. Para detectores como as RPCs, que podem chegar a resoluções espaciais da fracção de milímetro, e dada a compatibilidade de funcionamento destas em campos magnéticos, o acoplamento à Ressonância Magnética pode, numa perspectiva optimista, atingir os limites físicos de resolução espacial.

Outro factor que contribui para a degradação da resolução espacial em PET é a *não-colinearidade* dos fótons de aniquilação, que advém do facto do centro de massa do sistema *positrão + electrão* não estar em repouso aquando da sua aniquilação. Desta forma, e por conservação de momento, a emissão dos fótons de aniquilação não é exactamente antiparalela mas segue uma distribuição angular aproximadamente gaussiana centrada em 180° com uma largura a meia altura de 0.5° [17]. A figura 2.2 representa estes dois efeitos, sendo claro que a contribuição da *não-colinearidade* é tanto mais significativa quanto maior o diâmetro do anel de detecção (o fóton diverge com a distância e maior é o erro na identificação da LOR).

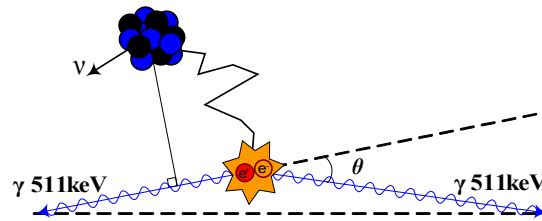


Figura 2.2: Alcance e aniquilação do positrão e não-colinearidade do par de fótons de 511 keV.

2.3.2 Sensibilidade

A sensibilidade de um sistema PET define-se¹, para um dado fantoma, como a taxa de eventos detectados por unidade de concentração do traçador radioactivo ($cps/(Ci/ml)$), determinando portanto a quantidade de traçador radioactivo que é administrado ao paciente, o tempo de aquisição e o ruído estatístico da imagem PET. A sensibilidade é o produto da eficiência geométrica (que depende do ângulo sólido abrangido pelo tomógrafo) pela eficiência de detecção do sistema (que compreende a eficiência dos detectores e as janelas de tempo e energia aplicadas aos dados) [2]. Estudos recentes [3] e [4] mostram que a sensibilidade é dominada pelo ângulo sólido e cresce fortemente com a dimensão do campo de visão axial (*AFOV - Axial Field of View*) e com o ângulo de aceitação axial (ver figura 1.1).

No entanto, com o aumento da sensibilidade a coincidências verdadeiras (da ordem de $20\times$ para um tomógrafo RPC-PET de corpo inteiro, ver figura 1.1) aumenta também sensibilidade a coincidências dispersas e aleatórias. Existe então um compromisso na optimização do sistema de forma a não reduzir a qualidade de imagem. Neste sentido, a avaliação da performance de um tomógrafo RPC-PET de corpo inteiro requer também uma análise de características de desempenho como sejam a *fracção de coincidências dispersas* e a *taxa equivalente de ruído (NEC)*.

2.3.3 Fracção de Coincidências Dispersas

A fracção de coincidências dispersas² é uma medida da contaminação dos dados por fótons dispersos por efeito compton e depende de factores como as dimensões e a densidade do meio de dispersão (objecto), a geometria do tomógrafo e a largura da janela de energia (que depende da resolução em energia dos detectores). Define-se como a razão entre o número total de eventos dispersos e o número de *prompts* medidos a baixa taxa, de forma a minimizar o número de coincidências aleatórias e o tempo morto do sistema.

A *Scatter Fraction* está tipicamente compreendida entre os 15% (para um tomógrafo em anel em modo 2D³ de operação) e os 30-40% (para o mesmo tomógrafo operado em modo 3D). Num

¹ Segundo as normas NEMA de 1994.

² *Scatter Fraction*, designação inglesa comumente utilizada.

³ A aquisição de dados nos tomógrafos PET convencionais pode ser feita em modo 2D ou 3D, consoante existam ou não septos de colimação entre anéis de cristais (e que definem os planos de reconstrução de imagem). Em modo 2D há rejeição de coincidências verdadeiras em planos oblíquos mas também das coincidências dispersas em planos transaxiais. Em modo 3D são aceites fótons com ângulos de incidência maiores, aumentando a sensibilidade da câmara quer a coincidências verdadeiras quer a coincidências dispersas. Este aumento de sensibilidade não é uniforme mas linear dos planos da periferia para os planos centrais.

tomógrafo de corpo inteiro, a geometria da câmara influencia significativamente a performance do sistema nomeadamente no aumento da sensibilidade a coincidências dispersas. No entanto, a ausência de actividade fora do campo de visão da câmara é uma vantagem no sentido da melhor quantificação com a correcção de coincidências dispersas por efeito Compton [5]. As simulações para RPC-PET [3] demonstram que a fracção de eventos dispersos é semelhante àquela espectável nos tomógrafos PET convencionais com cristais com uma janela de energia de 350 keV mas que, de facto, e como mostra a figura 2.3, é praticamente independente da geometria (do AFOV e do ângulo axial de aceitação das LORs).

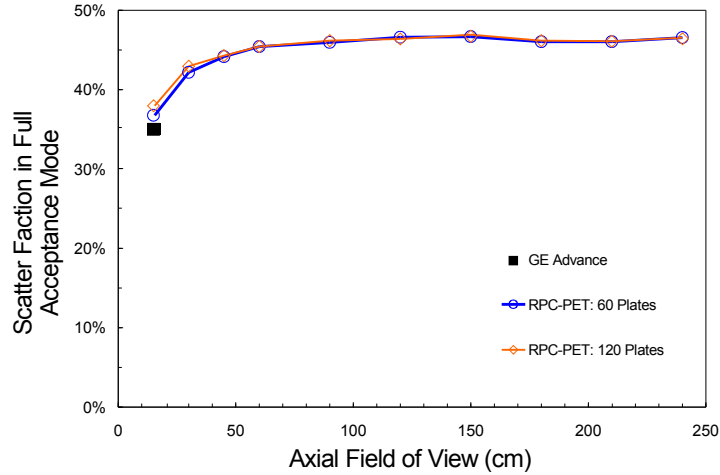


Figura 2.3: A figura mostra as simulações para RPC-PET [3] da *Scatter Fraction* em função do campo de visão axial (com RPCs de 60 e 120 placas, respectivamente $\epsilon = 11.0\%$ e $\epsilon = 19.4\%$) para comparação com o tomógrafo *GE Advance* ($AFOV = 15\text{ cm}$).

2.3.4 NEC - Taxa Equivalente de Ruído

A NEC (*Noise Equivalent Count Rate*) define-se como a taxa de coincidências verdadeiras que criaria uma imagem de igual qualidade na ausência de ruído (coincidências dispersas + coincidências aleatórias) e é dada por

$$NEC = \frac{T^2}{T + S + 2fR} \quad (2.2)$$

onde T , S e R são, respectivamente, as taxas de coincidências verdadeiras, dispersas e aleatórias, e f é a fracção do volume do objecto abrangido pelo campo de visão do tomógrafo.

Embora a NEC seja extremamente sensível à geometria da câmara e do objecto em estudo, permite avaliar taxa de contagem de eventos úteis para a formação de imagem e de que forma os diferentes tipos de eventos afectam a sua qualidade. A correcção das coincidências aleatórias e dispersas em N prompts contribui, face ao mesmo número N mas de coincidências verdadeiras, para o aumento da incerteza estatística nos dados e conseqüente aumento do ruído da imagem reconstruída. Desta forma, a taxa de contagem total medida numa câmara e para um determinado fantoma é equivalente, em termos de ruído de imagem, à NEC, isto é, à taxa de eventos medida sem ruído (detectando apenas coincidências verdadeiras) [5].

2.4 Time-of-flight em PET

Uma das principais vantagens no desenvolvimento de um tomógrafo RPC-PET de corpo inteiro é, graças à excelente resolução temporal dos detectores, a possibilidade da medida de tempos de voo. Se a resolução temporal do sistema (*detector + electrónica de leitura*) for da ordem das centenas de picosegundos, a diferença de tempo entre a chegada dos fótons a cada um dos detectores em coincidência pode ser usada para auxiliar a identificação da localização do evento ao longo da LOR. Este é o princípio de TOF (*Time-of-Flight*) em PET e está representado na figura 2.4. Considere-se uma LOR como a linha imaginária que une dois detectores em coincidência, d^1 e d^2 , e ao longo da qual se deu o evento de aniquilação, ver figura 2.4. Se L for a coordenada ao longo da linha e definida a partir do centro da LOR, a posição do evento de aniquilação é dada simplesmente por $L = (t_{d^1} - t_{d^2}) \cdot c/2$, onde c é a velocidade da luz. Desta forma, a posição no espaço de um evento está correlacionada com a diferença de tempos de chegada dos respectivos fótons de aniquilação por um factor $c/2$. A LOR que identifica um dado evento, e ao longo da qual este se pode dar com igual probabilidade, pode ser restringida em extensão, limitando as localizações possíveis desse evento.

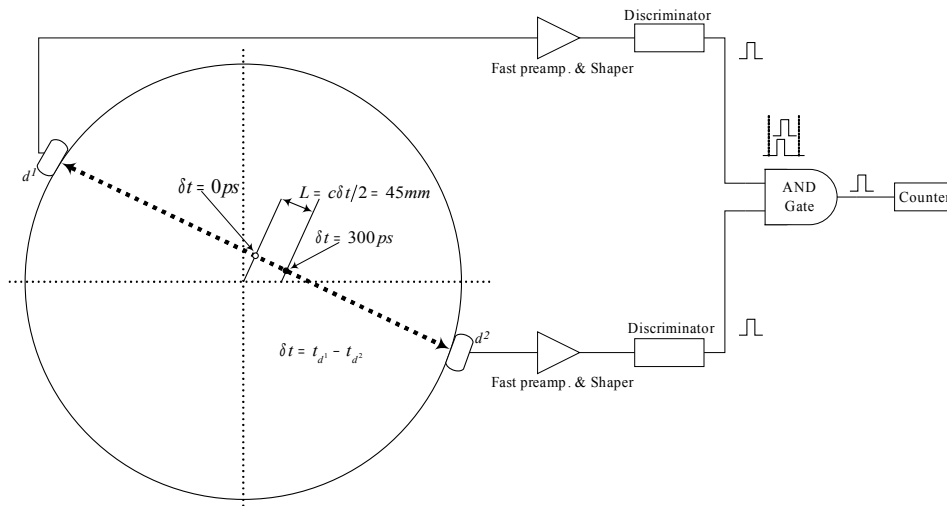


Figura 2.4: O princípio de TOF-PET: o círculo preto representa uma aniquilação localizada a 45 mm do centro da LOR definida pelos detectores d^1 e d^2 . A diferença de percurso do fóton é de 90 mm . A resolução espacial obtida com TOF-PET é portanto $c \delta t / 2$, com c a velocidade da luz e δt a resolução temporal dos detectores em coincidência (que para RPCs é de 300 ps). A figura mostra também o circuito de coincidência para os detectores d^1 e d^2 (adaptado de [18]).

A resolução temporal das RPCs para fóton único (511 keV) foi medida experimentalmente no capítulo 7 e é da ordem de 90 ps . Sejam então d^1 e d^2 duas RPCs de resolução temporal $\sigma_t = 90 \text{ ps}$. A resolução temporal dos detectores em coincidência obtém-se somando quadraticamente as contribuições de cada detector $\sigma_{d^1 d^2}^2 = \sigma_{d^1}^2 + \sigma_{d^2}^2$ e expressa-se, em termos de largura a meia altura (para uma distribuição gaussiana), como $\delta t (\text{fwhm}) = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_{d^1 d^2} = 300 \text{ ps}$. Como mostra a figura 2.4, a esta incerteza no tempo corresponde um erro na localização da posição do evento de 45 mm .

A vantagem em restringir a localização do ponto de aniquilação com o uso da informação TOF não está no entanto na melhoria da resolução espacial mas sim (nas condições em que $L < D$, com D as dimensões do objecto) na redução da propagação de ruído nos algoritmos de reconstrução¹ e no aumento da relação sinal-ruído da imagem (aumento do contraste) [8]. De facto, a excelente resolução temporal dos detectores possibilita então a redução do número de coincidências aleatórias (com a largura da janela de coincidência temporal) e a restrição da localização do ponto de aniquilação com o uso da informação de TOF, o que reduz consideravelmente a contribuição de fótons dispersos por efeito Compton e de fótons oriundos de fora do AFOV que se manifestam-se num acréscimo de contagens ao fundo e conseqüente perda de contraste da imagem PET. O factor de redução no ruído corresponde a um ganho na sensibilidade do sistema TOF-PET e é dado por

$$f = \frac{D}{(c/2)\delta t} \approx \frac{200 \text{ mm}}{45 \text{ mm}} = 4.4 \quad (2.3)$$

onde D é o diâmetro do fantoma adoptado [6]. Este ganho em TOF é contabilizado nos resultados da sensibilidade apresentados no capítulo 1 e é tanto mais influente quanto maior o tamanho do objecto (para exames imagiológicos de corpo inteiro).

Em conclusão, a elevada resolução temporal das RPCs possibilita por um lado a diminuição da taxa de coincidências aleatórias com a redução da janela de coincidência temporal (com conseqüente aumento na NEC) e, por outro, a implementação de TOF. O uso da informação TOF nos algoritmos de reconstrução de imagem reduz o valor rms¹ do ruído de um factor 4.4 [8] e aumenta a sensibilidade total do tomógrafo do mesmo factor [6]. Em termos de benefícios em PET de corpo inteiro o ganho em TOF aumenta com o tamanho D do objecto e a determinação correcta do plano axial onde ocorreu a aniquilação reduz o esborratar² da imagem 3D nesta dimensão.

¹ A redução da propagação de ruído nos processos de reconstrução de imagem pode ser explicada da seguinte forma [8]: em algoritmos de reconstrução como FBP (*Filtered Back-Projection*), para cada pixel associado a uma LOR é incrementado uma quantidade proporcional ao número de eventos medidos nessa LOR. Com o uso da informação de TOF, e antes da retro-projecção, cada pixel é incrementado por uma quantidade proporcional à probabilidade (dada pela medida da diferença de tempos de voo) da aniquilação ter ocorrido nesse pixel.

¹ *Root Mean Square*

² Em inglês designa-se vulgarmente por *blurring*.

Capítulo 3

Câmaras de Placas Resistivas (RPCs)

Este capítulo introdutório descreve o princípio de funcionamento das RPCs, sendo que está organizado do ponto de vista da partícula: a forma como interage no detector, como gera uma avalanche, e como é induzido um sinal nos eléctrodos de recolha. No entanto, em RPC-PET é a detecção de fótons que está em causa e não a de partículas carregadas (o processo físico subjacente à detecção de fótons é descrito em pormenor no Capítulo 5). Importa por isso conhecer os mecanismos de interacção da radiação gama com a matéria. Neste capítulo são ainda abordados os efeitos de carga espacial e o desenvolvimento de *streamers* bem como os modos de operação da câmara e as misturas gasosas que se utilizam. Finalmente descrevem-se algumas aplicações das RPCs em física das altas energias.

3.1 Interacção da Radiação com a Matéria

Uma partícula é geralmente detectada por deposição de parte da sua energia no meio activo de um detector. Em grande parte dos casos a assinatura da partícula é a ionização do meio, onde a carga libertada é colectada e amplificada, produzindo um sinal detectável que identifica a partícula. Ao nível da interacção da radiação com a matéria, e para o espectro de partículas de interesse em câmaras de placas resistivas, podem considera-se dois tipos de partículas: partículas carregadas e radiação gama¹.

3.1.1 Partículas Pesadas Carregadas

As partículas pesadas carregadas sofrem interacção electromagnética e perdem energia, dependendo do parâmetro de impacto, através de ionização e excitação atómica do meio. As partículas carregadas podem também perder energia por dispersão (*scattering*), emissão de radiação de transição, *Cherenkov* e *breamstrahlung*. No entanto, para detectores gasosos como as RPCs, a ionização e a excitação atómica do gás são de facto os processos fundamentais.

A figura 3.1 representa a perda de energia para muões positivos em cobre. A curva é descrita pela equação de *Bethe-Bloch* [22] para a perda de energia média por unidade de comprimento (por ionização e excitação) de partículas carregadas pesadas, $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ em unidades de $MeVcm^2g^{-1}$. Uma particularidade interessante é o mínimo de *Bethe-Bloch* ($\beta\gamma \sim 3$) para *mips* (acrónimo de *minimum ionizing particles*, são partículas tipicamente relativistas, como muões cósmicos, com uma perda de energia mínima por unidade de comprimento da ordem de 1 e 2 $MeVcm^2g^{-1}$).

¹ Serviram de referências para esta secção: [12], [19], [20], [21] e [22].

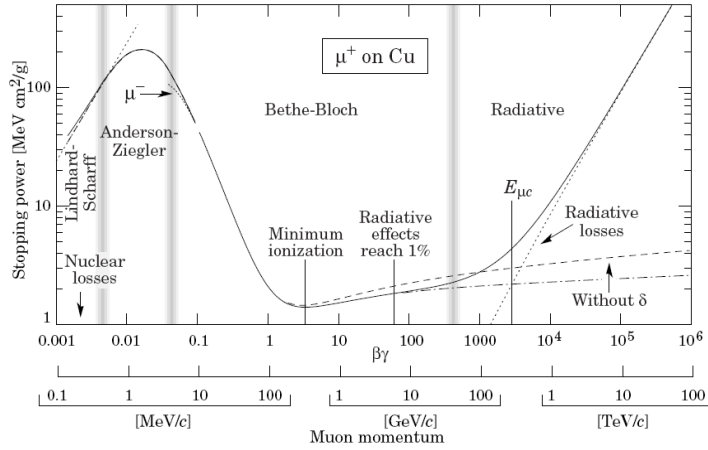


Figura 3.1: Perda de energia por unidade de comprimento $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)$, para muões positivos em cobre, em função do momento do múon $\beta\gamma = p/Mc$ [22].

3.1.2 Radiação Gama

Ao nível da radiação gama (e com especial interesse em PET), os fótons comportam-se de maneira diferente relativamente às partículas carregadas. O efeito fotoelétrico, a dispersão Compton e a produção de pares são os processos principais na interacção dos fótons com a matéria². Para um feixe de fótons que penetra e é atenuado num meio absorvente, a fracção de fótons que não interage varia exponencialmente com a distância de penetração de acordo com

$$I(x)/I_0 = e^{-\mu x} \quad (3.1)$$

onde I_0 é a intensidade do feixe incidente, x a distância de penetração ou a espessura do absorvente e μ o coeficiente de atenuação linear. Este coeficiente tem dimensões de $[cm^{-1}]$ e está relacionado com as propriedades do meio absorvente, sendo que depende directamente da secção eficaz total de interacção, do número de Avogadro N_A $[mol^{-1}]$, da massa atómica do absorvente A $[g mol^{-1}]$ e da densidade ρ $[g cm^{-3}]$

$$\mu = \rho \frac{N_A}{A} \cdot (\sigma_{photo} + \sigma_{Compton} + \sigma_{pair}) \quad (3.2)$$

Efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico caracteriza-se pela absorção completa da energia dos fótons pelos electrões atómicos. Consequentemente é ejectado um electrão de energia igual à diferença entre a energia do fóton e a energia de ligação desse mesmo electrão. A secção eficaz para a absorção de um fóton de energia E_γ é particularmente elevada para a camada atómica K (aproximadamente 80 % da secção eficaz total) e pode ser descrita por

$$\sigma_{photo}^K = \left(\frac{32}{\alpha^7}\right)^{1/2} \alpha'^4 Z^5 \sigma_{Th} [cm^2/atom] \quad (3.3)$$

² Dependendo do espectro de energia, e abaixo da centena de keV, os fótons podem ainda interagir por dispersão Rayleigh e Thomson.

onde α é a energia do fóton em unidades da energia do electrão em repouso ($\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0c^2}$, igual a 1 para fótons de 511 keV), α' é a constante de estrutura fina¹ ($\alpha' = 1/137$), Z o número atómico do absorvente e $\sigma_{Th} = \frac{8}{3}\pi r_e^2 = 665 \text{ mbarn}$ é a secção eficaz da dispersão de *Thomson*. A secção eficaz é também caracterizada por descontinuidades correspondentes à coincidência de energia do fóton E_γ e das camadas atómicas. Como resultado da foto-absorção nas camadas K são emitidos raios X característicos ou electrões *Auger*.

Dispersão Compton

A dispersão de Compton é um processo em que o fóton é espalhado nas proximidades de electrões atómicos quase-livres. Do processo resulta um fóton menos energético e um electrão de recuo que transporta a energia perdida pelo fóton. A energia E' do fóton após a interacção relaciona-se com a energia inicial E_γ e com o ângulo de dispersão θ de acordo com

$$E' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.4)$$

A dispersão não se dá com igual probabilidade para todos os ângulos θ . Esta é dada, por electrão, pela secção eficaz diferencial de *Klein-Nishina*:

$$\frac{d\sigma_{compton}}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_e^2 \cdot \left[P(E_\gamma, \theta) - P(E_\gamma, \theta)^2 \cdot \sin^2(\theta) + P(E_\gamma, \theta)^3 \right] \quad (3.5)$$

com $P(E_\gamma, \theta) = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}$, onde $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0c^2}$ e $r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_0c^2) = 2.818 \text{ fm}$ o raio clássico do electrão. A figura 3.2 mostra um gráfico polar da secção eficaz de dispersão Compton em função do ângulo de dispersão θ para fótons de energias α que incidem no meio na direcção horizontal da esquerda para a direita. A probabilidade de dispersão diminui com o aumento do ângulo de dispersão e é mínima para $\theta = 180^\circ$, o que é claro para fótons de 511 keV ($\alpha = 1$).

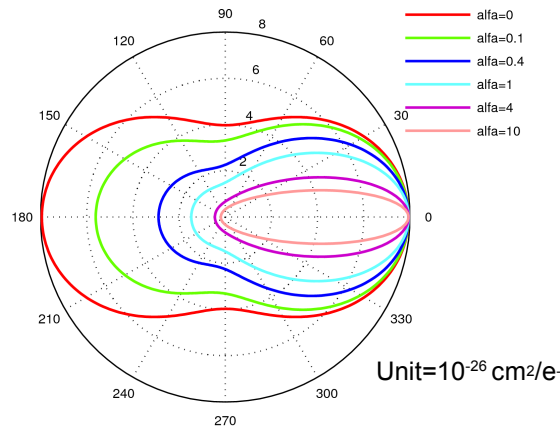


Figura 3.2: Secção eficaz de *Klein-Nishina* em função do ângulo de dispersão.

¹ É costume designar esta constante por α mas também o é a razão $\frac{E_\gamma}{m_0c^2}$, motivo pelo qual se optou pela designação de α' .

Produção de Pares

O processo de produção de pares está relacionado com a transformação de um fóton num par electrão-positrão. De acordo com a conservação do momento este processo só ocorre na presença de um terceiro corpo, o núcleo, e se o fóton tiver uma energia tal que

$$E_\gamma \geq 2m_0c^2 + \frac{2m_0^2c^2}{m_{nucl.}} \quad (3.6)$$

Mas como na realidade $m_{nucl.} \gg m_0$, resulta apenas $E_\gamma \geq 2m_0c^2 = 1.22 \text{ MeV}$.

Em geral as secções eficazes atómicas para a produção de pares no campo de um núcleo ou de um electrão orbital tem a forma

$$\sigma_{pair} = \alpha' r_e^2 Z^2 P(\epsilon, Z) \quad (3.7)$$

onde α' é a constante de estrutura fina, r_e o raio clássico do electrão, Z o número atómico do absorvente e $P(\epsilon, Z)$ uma função em geral complicada de $h\nu$ e Z .

A figura 3.3 demonstra a dependência da secção eficaz de interacção com a energia do fóton no chumbo e representa também as contribuições de diferentes processos para além dos três aqui mencionados.

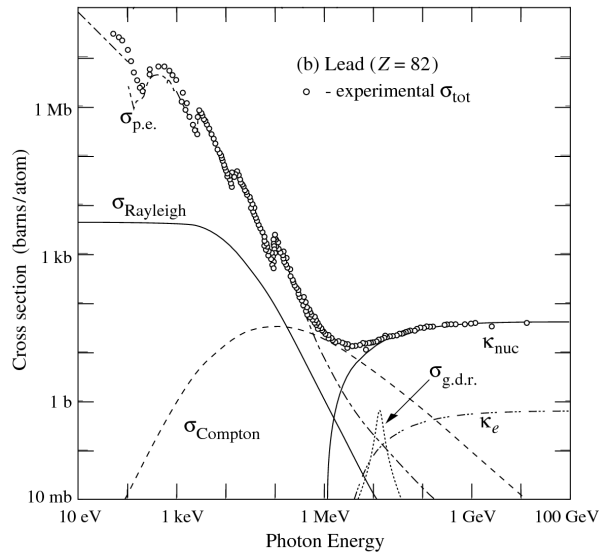


Figura 3.3: Secção eficaz total para fótons no chumbo, *vide* [22]. A figura mostra a contribuição de diferentes processos: $\sigma_{p.e.}$ = Efeito fotoeléctrico; $\sigma_{Rayleigh}$ = Dispersão Rayleigh; $\sigma_{Compton}$ = Efeito Compton; $\sigma_{g.d.r.}$ = Interações fotonucleares; κ_{nuc} = Produção de Pares (campo nuclear); κ_e = Produção de Pares (campo electrónico).

3.2 Câmaras de Placas Resistivas

As RPCs (*Resistive Plate Chambers*) são detectores gasosos de placas paralelas onde é aplicado um campo eléctrico e uniforme e em que pelo menos o material de um dos eléctrodos é de elevada resistividade volúmica (10^7 a $10^{12} \Omega cm$) [7], ver figura 3.4. O princípio de funcionamento baseia-se na multiplicação de *Townsend* [23], no desenvolvimento de uma avalanche de portadores de carga no meio gasoso por onde passou uma partícula carregada que ionizou directamente o gás.

Para eléctrodos resistivos, a carga da avalanche Q_0 que é colectada à superfície do eléctrodo decompõe-se exponencialmente no tempo de acordo com $Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau}$, onde $\tau = \rho\epsilon$ com ρ a resistividade volúmica e ϵ a constante dieléctrica do material resistivo. Desta forma, e devido à elevada resistividade¹, as possíveis descargas na superfície dos eléctrodos são pontuais e tem um tempo de vida τ (não se propagam a toda a área do detector, evitando a completa descarga do mesmo e a destruição da electrónica de leitura). Na prática o detector não tem tempo morto.

3.3 Multiplicação e Correntes em Avalanches

3.3.1 Propagação em Avalanche

Na presença de um campo eléctrico \vec{E} uniforme e estacionário, o desenvolvimento de uma avalanche dá-se com a multiplicação, deriva e difusão dos portadores de carga [24], [25]. As equações de continuidade para as densidades de electrões e iões são dadas por

$$\frac{\partial n_e(x, y, z, t)}{\partial t} = \alpha n_e |v_e| - \nabla(n_e v_e) + D_e \nabla^2 n_e \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial n_i(x, y, z, t)}{\partial t} = \alpha n_e |v_e| - \nabla(n_i v_i) + D_i \nabla^2 n_i \quad (3.9)$$

onde $n_{e,i}$ são as densidades de electrões ou iões, α o primeiro coeficiente de *Townsend*² (o número médio de colisões ionizantes efectuadas por electrão e por unidade de comprimento do seu percurso), $v_{e,i}$ as velocidades de deriva dos electrões ou iões na direcção paralela ao campo e $D_{e,i}$ os respectivos coeficientes de difusão. Neste caso consideram-se ausentes da mistura gasosa componentes electronegativos (coeficiente de *attachment*: $\eta = 0$), sendo os iões negativos praticamente inexistentes na avalanche. O primeiro termo à direita reflecte o processo de multiplicação ou *avalanche de Townsend* e os outros dois descrevem a deriva e difusão espacial dos portadores de carga.

Se forem ejectados N_0 electrões por uma partícula carregada no instante $t = 0$, num ponto do cátodo que se toma como referência,

$$n_e(0) = N_0 \delta(t) \delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (3.10)$$

$$n_i(0) = 0 \quad (3.11)$$

e assumindo iguais os coeficientes de difusão longitudinais e transversais ao campo eléctrico \vec{E} ,

¹ Para eléctrodos de vidro, com $\rho \sim 10^{12} \Omega cm$, o tempo de relaxação τ é da ordem do segundo.

² α define-se como sendo o inverso do caminho médio livre λ de ionização de uma partícula carregada, sendo λ inversamente proporcional à densidade de partículas do gás e à secção eficaz de ionização σ desse gás. De facto, quanto maior a probabilidade de ionização da partícula carregada maior é o coeficiente α e maior é o ganho em avalanche. O coeficiente α cresce com o campo eléctrico aplicado, sendo que existe um limiar mínimo do campo aplicado que confere ganho ao detector ($\alpha > 0$).

tem-se, sem demonstração, uma solução da forma

$$n_e(x, y, z, t) = N_0 e^{\alpha v_e t} \frac{1}{(4\pi D_e t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + (z - v_e t)^2}{4D_e t}\right) \quad (3.12)$$

A avalanche cresce exponencialmente com $e^{\alpha v_e t}$, difundindo-se no espaço com um raio médio que cresce com $\sqrt{D_e t}$, ver figura 3.4. O ganho em avalanche é $G = e^{\alpha d}$, com d o tamanho do espaço de amplificação.

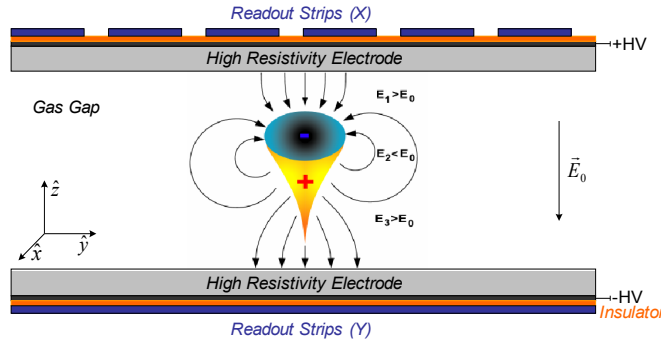


Figura 3.4: Desenvolvimento de uma avalanche. A RPC tem uma configuração típica com o espaço de amplificação d entre dois eléctrodos resistivos (*gas gap*). Estes eléctrodos são revestidos por uma folha de *kápton* dopada com carbono para aplicar alta tensão. Externamente, e isolados da alta tensão, o sinal é induzido nas duas faces do detector em eléctrodos de recolha (*strips*) em direcções ortogonais. A figura refere ainda o campo eléctrico criado pela avalanche devido ao efeito de carga espacial, um assunto abordado na secção 3.4.2. Adaptado de [26].

3.3.2 Indução de Sinal em RPCs

Em detectores gasosos o sinal é induzido logo imediatamente quando os portadores de carga iniciam a sua deriva e não apenas quando são colectados nos eléctrodos respectivos. Se assim não fosse haveria um atraso no tempo até à chegada do sinal, correspondente ao tempo deriva dos portadores de carga desde o ponto de geração até aos eléctrodos colectores. Uma vez colectados todos os portadores de carga o processo de indução termina e o sinal está completamente desenvolvido.

O *teorema de Ramo* (3.13) fornece um método para calcular a carga induzida em eléctrodos pelo movimento de portadores de carga num detector [27]. Segundo este teorema, a corrente induzida num dado eléctrodo é dada por

$$I(t) = Q \vec{E}_w(\vec{x}(t)) \cdot \dot{\vec{x}}(t). \quad (3.13)$$

onde Q é a carga do portador, $\dot{\vec{x}}(t)$ a velocidade e $\vec{E}_w(\vec{x}(t))$ é o campo de ponderação, ver figura 3.5. Para determinar o campo de ponderação resolve-se a equação de *Laplace* $\nabla^2 \Phi_w = 0$ para o potencial de ponderação mas com condições fronteira particulares para a geometria do detector:

1. O potencial no eléctrodo onde se pretende determinar a carga induzida é unitário;
2. Os restantes eléctrodos estão a potencial nulo;

3. As cargas no volume activo do detector são ignoradas para o cálculo deste potencial, caso contrário resolvia-se a equação de *Poisson*.

Finalmente, o campo obtém-se fazendo $\vec{E}_w = -\vec{\nabla}\Phi_w$. Na prática o *teorema de Ramo* traduz a corrente resultante da variação temporal da densidade de carga superficial induzida num eléctrodo quando na sua proximidade se desloca uma carga Q .

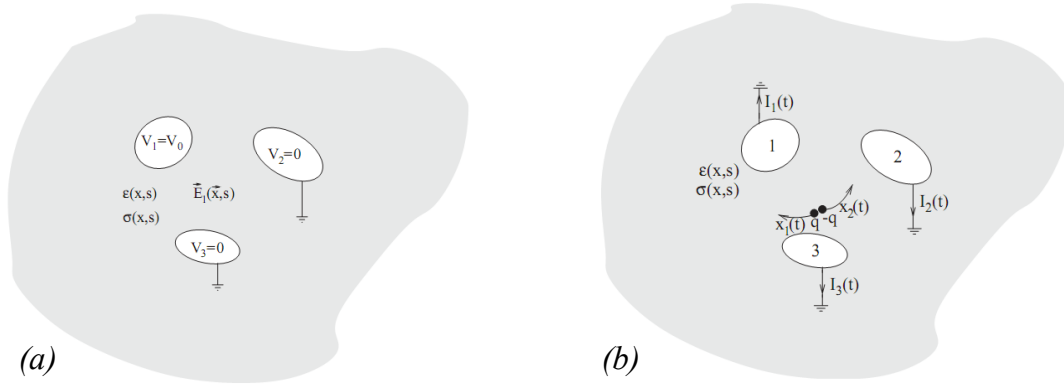


Figura 3.5: (a) O potencial de ponderação $\Phi_{w,n}(\vec{x}, s)$ e o correspondente campo de ponderação $\vec{E}_{w,n}(\vec{x}, s)$ são definidos aplicando uma tensão V_0 (com $V_0\delta(t)$) no eléctrodo n e mantendo os outros eléctrodos a potencial nulo. (b) O movimento de cargas induz uma corrente que flui entre os eléctrodos e a massa, sendo que para o eléctrodo n essa corrente é dada por (3.13) para o campo de ponderação determinado atrás. Adaptado de [28].

Tal como referido atrás, os detectores gasosos baseiam-se no princípio de ionização do gás ao longo do percurso de uma partícula carregada no volume activo do detector, sendo a indução de sinal nos eléctrodos recolhida devida à deriva e multiplicação de carga no campo eléctrico aplicado. Se os elementos do detector forem essencialmente isoladores, e os eléctrodos de condutividade infinita, o sinal induzido pode ser determinado pelo *teorema de Ramo*. Já no caso das RPCs, que contém eléctrodos resistivos, a dependência temporal dos sinais não é apenas função do movimento de cargas mas também do tempo de relaxação característico do material resistivo. Um formalismo proposto por W. Riegler [29], [28] considera uma aproximação quasi-estática das equações de *Maxwell* que permite determinar os sinais induzidos para materiais em que o campo ponderação depende do tempo. Embora esta abordagem seja complexa para ser tratada neste texto, as conclusões são de facto importantes: para um tempo T da ordem de 3 ns , correspondente à componente electrónica do sinal de carga induzido, a constante temporal do circuito RC formado pelos eléctrodos resistivos, $\tau = RC \approx \rho\epsilon$, da ordem das dezenas de milissegundo para eléctrodos de bakelite e do segundo para vidro, é tal que $\tau \gg T$. Nestas condições o sinal induzido não é afectado pela condutividade dos eléctrodos resistivos, sendo que estes se comportam-se como dieléctricos perfeitos ($R = \infty$) e praticamente transparentes aos sinais induzidos¹.

¹ Para os eléctrodos dopados de carbono, para aplicação de alta tensão, a transparência aos sinais induzidos está de certa forma condicionada já que para uma resistividade superficial da ordem do $M\Omega$ resultam tempos de relaxação da mesma ordem de grandeza dos tempos de deriva dos portadores de carga [29].

3.3.3 Correntes de Portadores de Carga de uma Avalanche

Corrente de Electrões

Em geometria paralela, colocando um eléctrodo a 0 V e outro a 1 V, o campo de ponderação tem a forma $\vec{E}_w = \hat{z}/d^1$. Se n_e electrões de carga elementar e derivam a partir do cátodo no campo $E_0 = V_0/d$, e com uma velocidade constante v_e , forma-se uma corrente em direcção ao ânodo durante o tempo de deriva $T_e = d/v_e$ dos electrões dada pelo *teorema de Ramo* (3.13),

$$I_e(t) = en_e \vec{v}_e \cdot \vec{E}_w = \frac{en_e(t)}{T_e} \quad 0 \leq t \leq T_e \quad (3.14)$$

Mas como o número de electrões aumenta, de acordo com a multiplicação de *Townsend*, com $n_e(t) = n_0 \exp(\alpha v_e t)$, a componente electrónica tem a forma

$$I_e(t) = \frac{en_0}{T_e} \exp(\alpha v_e t) \quad 0 \leq t \leq T_e \quad (3.15)$$

$$I_e(t) = 0 \quad t > T_e \quad (3.16)$$

com uma constante de tempo $\tau_e = 1/\alpha v_e$. A carga total electrónica Q_e obtém-se integrando a corrente durante o tempo de deriva T_e . Esta carga corresponde à componente rápida do sinal, sendo aproximadamente 10 % da carga total da avalanche $q_{ind}^{tot}/\ln(G)$.

$$Q_e = \int_0^{T_e} I_e(t) dt = en_0 \frac{e^{\alpha d} - 1}{\alpha d} \approx en_0 \frac{G}{\ln(G)} \Big|^{G \text{ elevado}} \quad (3.17)$$

Corrente de Iões Positivos

Os iões positivos resultantes da multiplicação na avalanche movem-se em direcção ao cátodo induzindo uma corrente que se demonstra [23] ter a forma

$$I_+(t) = \frac{en_0}{T_+} \{ \exp(\alpha v_e t) - \exp(\alpha v^* t) \} \quad 0 \leq t \leq T_e \quad (3.18)$$

$$I_+(t) = \frac{en_0}{T_+} \{ \exp(\alpha d) - \exp(\alpha v^* t) \} \quad T_e \leq t \leq T_+ + T_e \quad (3.19)$$

$$\frac{1}{v^*} = \frac{1}{v_+} + \frac{1}{v_e} \quad (3.20)$$

com v_+ a velocidade de deriva dos iões positivos e T_+ o tempo de trânsito. Já que v_e é tipicamente 3 ordens de grandeza superior a v_+ [23] é razoável aproximar $v^* \approx v_+$. Neste caso tem-se

$$I_+(t) = \frac{en_0}{T_+} \{ \exp(\alpha d) - \exp(\alpha v_+ t) \} \quad T_e \leq t \leq T_+ + T_e \quad (3.21)$$

Corrente de Iões Negativos

Na presença de gases electronegativos os electrões ligam-se às moléculas formando iões negativos, e o coeficiente de *attachment* é tal que $\eta \neq 0$. Em [23] demonstra-se que nestas condições as

¹ Define-se *gap* como o espaço de amplificação de espessura d existente entre eléctrodos resistivos.

correntes induzidas tem a forma

$$I_e(t) = \frac{en_0}{T_e} \exp[(\alpha - \eta) v_e t] \quad 0 \leq t \leq T_e \quad (3.22)$$

$$I_+(t) = \frac{en_0}{T_+} \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \{ \exp[(\alpha - \eta) d] - \exp[(\alpha - \eta) v_+ t] \} \quad T_e \leq t \leq T_+ + T_e \quad (3.23)$$

$$I_-(t) = \frac{en_0}{T_-} \frac{\eta}{\alpha - \eta} \{ \exp[(\alpha - \eta) (d - v_- t)] - 1 \} \quad T_e \leq t \leq T_- + T_e \quad (3.24)$$

com v_- a velocidade de deriva dos iões negativos e T_- o tempo de trânsito. A corrente de iões negativos diminui com a constante de tempo $\tau_- = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_-}$.

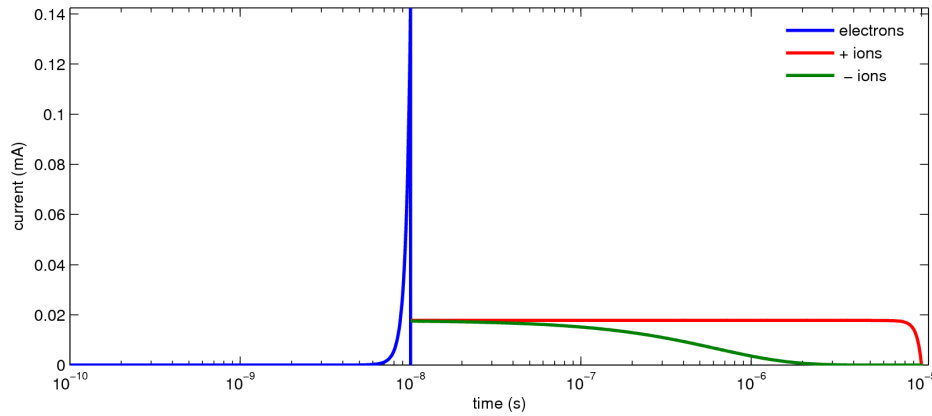


Figura 3.6: Contribuições dos portadores de carga para a corrente de uma avalanche. $v_e = 1 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$, $v_+ = v_- = 1 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-1}$, $\alpha = 200 \text{ cm}^{-1}$, $\eta = 0.2\alpha$, $d = 0.1 \text{ cm}$ [23].

A figura 3.6 representa as correntes de portadores de carga de uma avalanche. Note-se que as componentes de iões positivos e negativos são multiplicadas por um factor de escala (respectivamente 100 e 500) de forma a poderem ser visualizadas, tal é a diferença em grandeza comparativamente com a componente electrónica. De notar também a escala temporal de ambas as componentes de corrente resultado da diferença de três ordens de grandeza entre a velocidade de deriva dos electrões e dos iões.

3.4 Efeito de Carga Espacial - Propagação em *Streamer*

Nas condições de elevado ganho em avalanche ($e^{\alpha d} \sim 10^7 - 10^8$), a densidade de portadores de carga é tal que o campo eléctrico criado pela distribuição de carga da avalanche é comparável com o campo eléctrico aplicado - *Efeito de Carga Espacial* [23]. A influência deste efeito é mostrada na figura 3.4: para um campo eléctrico aplicado E_0 , o campo criado pela distribuição de carga espacial dos iões positivos reduz o campo sentido pelos electrões em deriva no corpo da avalanche ($E_2 < E_0$) com conseqüente redução do ganho em gás (efeito de saturação em avalanche); Já na cabeça e na cauda da avalanche o efeito de carga espacial é tal que $E_1 > E_0$ e $E_3 > E_0$.

O efeito de carga espacial limita portanto o tamanho da avalanche na medida em que permite explicar as elevadas eficiência observadas e a baixa carga média dos espectros de carga das medidas experimentais (da ordem do pC). Face ao regime proporcional, que não contabiliza o efeito de carga espacial, as simulações mostram de facto uma redução da carga induzida em *Timing* RPCs (*Trigger* RPCs) de um factor 10^7 (10^3) e da carga total de um factor 10^9 (10^5), [26]. Por outro lado, o efeito de carga espacial permite uma rápida resposta temporal da câmara já que permite a operação a elevado α_{eff} ¹ antes do limiar de aparecimento de *streamers*.

3.4.1 Propagação em *Streamer*

O desenvolvimento de uma avalanche segue a teoria de *Townsend*, $n_e(t) = n_0 \exp(\alpha v_e t)$. A teoria é válida apenas no regime de campo eléctrico uniforme e na ausência de efeito de carga espacial, sendo que prevê descargas difusas mas não explica as descargas filamentosas e irregulares que se observam para campos muito elevados. Ora, em condições de elevado ganho em gás, os fotões UV começam a contribuir para a propagação da avalanche, levando ao espalhamento dos portadores de carga livres e ao aparecimento de uma *streamer*².

De facto, a teoria proposta por *Raether* [23] mostra que quando uma avalanche atinge um tamanho crítico³, a combinação do campo aplicado e do efeito de carga espacial causa a excitação e ionização intensa das partículas do gás na frente da avalanche, de tal forma que da desexcitação e da recombinação instantânea entre iões positivos e electrões resulta a emissão de fotões UV responsáveis pela produção de electrões secundários por fotoionização. Estes electrões originam avalanches secundárias sob o efeito do campo eléctrico distorcido no *gap*. Dada a velocidade c de propagação dos fotões no meio, o processo de realimentação fotónica resulta num aparecimento extremamente rápido de filamentos luminosos. Estes filamentos podem tocar-se num estágio seguinte e formar um canal de plasma de elevada condutividade através do *gap* pelo qual os eléctrodos se descarregam localmente produzindo uma faísca (disrupção) [24]. Os últimos estágios requerem no entanto uma corrente considerável (da ordem do Ampère), o que não é compatível com a resistividade dos eléctrodos em RPCs.

A figura 3.7 representa um diagrama esquemático do mecanismo de realimentação rápida por fotoionização directa do gás, e que leva ao desenvolvimento de uma *streamer* a partir de uma avalanche sob o efeito de carga espacial.

Nas condições da figura 3.6, para *gaps* com espessura de alguns milímetros ou até centímetros, a corrente dos portadores de carga é bem descrita pelas expressões determinadas na secção 3.3.3, em que o campo criado pela distribuição de carga espacial da avalanche é desprezável relativamente ao campo aplicado. Já para RPCs para temporização (*Timing*), de *gaps* submilimétricos, o efeito de carga espacial é dominante e o modelo de avalanche de *Townsend* não permanece válido. Portanto, nas condições de validade do modelo, e sendo que o ganho em carga cresce exponencialmente com αd , há sempre o compromisso entre estes dois parâmetros de forma que se atinja um ganho mínimo da ordem de 10^5 para que a avalanche seja eficiente e não se observem efeitos de carga espacial.

¹ O coeficiente efectivo de *Townsend* $\alpha_{eff} = \alpha - \eta$ cresce linearmente com o campo eléctrico aplicado.

² Designação inglesa para o fenómeno de formação de descargas de aspecto filamentar.

³ O limite experimental de *Raether* estabelece o ganho máximo antes do aparecimento de *streamers*: $G_{lim} = e^{\alpha d} = e^{20} = 5 \times 10^8$. Note-se porém que este limite foi estimado para câmaras de placas paralelas metálicas com *gaps* da ordem dos 3 cm.

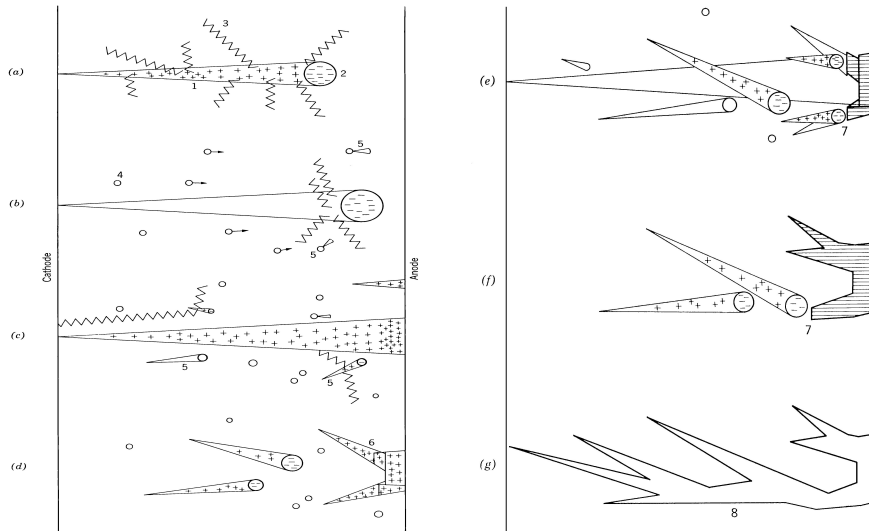


Figura 3.7: Diagrama esquemático do desenvolvimento de uma avalanche e da sua evolução para *streamer* num campo eléctrico uniforme [30]: 1. Carga espacial positiva no corpo da avalanche; 2. Carga espacial negativa na cabeça da avalanche; 3. Fótons emitidos pela avalanche; 4. Fotoelectrões; 5. Avalanches secundárias produzidas por realimentação fotónica; 6. Ápice ou frente da *streamer*; 7. Propagação da frente da *streamer*; 8. Canal de ruptura da *streamer* com algumas ramificações.

3.4.2 Modos de Funcionamento: *Avalanche vs Streamer*

As RPCs podem operar quer em modo *streamer* quer em modo avalanche. Em modo *streamer* há uma grande libertação de carga comparativamente com o modo avalanche (entre a dezena de pC a alguns nC) o que limita a taxa de contagem¹ do detector ($300 Hz cm^{-2}$ para RPCs de elevada taxa [7]). O benefício deste modo de operação é a simplicidade da electrónica de leitura sem recurso a pré-amplificação. Já em modo avalanche há um aumento da taxa de contagem (até $3 kHz cm^{-2}$) por uma diminuição da carga total média por avalanche ($\sim 10pC$ [23]). Este modo de operação requer no entanto uma electrónica para amplificação de elevada sensibilidade e o uso de gases electronegativos.

3.5 Mistura Gasosa

A multiplicação de portadores de carga numa avalanche é baseada nas ionizações criadas pelas colisões entre os electrões e as moléculas neutras do gás. Para além da simples ionização, uma colisão pode também produzir excitação das moléculas do gás sem criação de electrões secundários. Estas moléculas excitadas não contribuem directamente para o crescimento das avalanches mas o seu decaimento para estados fundamentais de energia mínima, por emissão de fótons UV ou visível (fluorescência primária), pode criar ionizações adicionais no *gap* por interacção fotoeléctrica com electrões das camadas menos fortemente ligadas. Este fenómeno é no entanto normalmente desprezável.

¹ Define-se a taxa de contagem - r como a razão entre a corrente i debitada pelo detector e a carga média de uma avalanche $\bar{q}_{aval} \sim 10 pC$. A corrente i reflecte o resultado conjunto das avalanches criadas por um fluxo de partículas carregadas que atravessam o detector.

O gás usado em RPCs para medida de tempos em modo avalanche é uma mistura padrão de $C_2H_2F_4/iso-C_4H_{10}/SF_6$ (85:5:10) a 1 atm. O tetrafluoreto (*freon R-134a*) é o principal gás ionizável cedendo electrões para o desenvolvimento da avalanche. Por outro lado, a poliatomidade do *freon* e a sua baixa luminosidade confere-lhe as características de um *quencher* de UVs: o elevado número de graus de liberdade da molécula permite que esta absorva os fotões de desexcitação suprimindo os efeitos de ionizações secundárias. Já o hexafluoreto de enxofre (SF_6) é um gás de electronegatividade elevada que capta facilmente os electrões resultantes do processo de ionização e que tem como função limitar o crescimento da avalanche e o consequente efeito de carga espacial. O SF_6 limita portanto a evolução da avalanche para *streamer* permitindo a operação da câmara a ganho superior. O isobutano, embora seja um *quencher* de UVs, em nada altera as características da câmara mas julga-se contribuir para retardar o envelhecimento da mesma (*Aging*) [31]. Há no entanto algumas variantes desta mistura, sem isobutano: a mistura gasosa $C_2H_2F_4/SF_6$ (90:10) a 1 atm é de facto usada nas medidas experimentais no protótipo RPC-PET.

3.6 Aplicações

Os detectores do tipo RPCs, dada a sua elevada eficiência e resolução temporal, têm particular interesse na física das altas energias para *trigger* e medida de tempos (*timing*).

Em *trigger* o objectivo é detectar com exactidão a passagem de uma partícula. Normalmente os sistemas de detectores que usam RPCs para *trigger* têm como objectivo "dizer" a outro detector que vem a jusante que chegou uma partícula e que pode ter interesse observá-la. Exemplo disso é o detector ATLAS e CMS (LHC) no CERN, em que as RPCs são usados para *trigger* de muões. Como tal, procura-se neste tipo de arquitecturas que o detector tenha uma elevada eficiência resultante da elevada probabilidade de interacção da partícula no volume gasoso do detector. Em termos de eficiência para *mips* as RPCs para *trigger*, tipicamente com *gaps* de 2 mm, placas de baquelite ($\rho \sim 10^{10} \Omega cm$) de 2 mm, e que operam a campos de 50 kV/cm numa mistura gasosa de $C_2H_2F_4/iso - C_4H_{10}/SF_6$ (97 : 2.5 : 0.5) chegam a eficiências da ordem dos 95-97 %.

Em aplicações de *timing* pretende-se uma resposta temporal extremamente rápida que possibilite a medida de tempos de voo¹. São exemplos as RPCs em ALICE (LHC) no CERN e em HADES no GSI. Para este efeito são usadas tipicamente configurações de vários *gaps* com espessuras da ordem dos 0.3 mm (multigap), o que permite aumentar a eficiência do detector. Desta forma o crescimento da avalanche é limitado à espessura reduzida do gap, induzindo um sinal extremamente rápido devido ao curto tempo de colecção dos portadores de carga. Uma particularidade destas RPCs é a possibilidade de uma configuração híbrida entre eléctrodos resistivos e metálicos (vidro/ bakelite e alumínio). As RPCs para *timing* atingem resoluções temporais de 50 ps σ (mips) e eficiências superiores a 99%, para *gaps* de 0.3 mm, placas de vidro ($\rho \sim 2 \times 10^{12} \Omega cm$) de 3 mm e de alumínio de 2 mm, e a operar a 100 kV/cm na mistura padrão (85 : 5 : 10).

Já no domínio das aplicações biomédicas, o desenvolvimento de RPCs para imagiologia médica e tomografia por emissão de positrões tem sido uma aposta cada vez mais forte e com resultados promissores [4], [6], [10], [16], [32].

¹ TOF - Time of Flight.

Capítulo 4

Desenvolvimento e Construção Mecânica do Protótipo RPC-PET

4.1 Módulo RPC de 5 Gaps

A fase de construção das RPCs compreende uma série de etapas que têm como objectivo final o módulo de detecção de 5 *gaps*. O desenvolvimento destes módulos, bem como o aperfeiçoamento e optimização das técnicas de construção mecânicas, foi uma fase significativa deste projecto (~ 3 meses). Neste capítulo são enumeradas e descritas estas etapas, sendo também discutidas algumas opções tomadas quanto à escolha de certos materiais.

A figura 4.1 representa a arquitectura em CAD¹ de um módulo RPC de 5 *gaps*. O material e a espessura dos eléctrodos resistivos (vidro², $\rho \sim 2.10^{12} \Omega cm$) foram escolhidos no sentido da maximização da eficiência do detector, de acordo com simulações *GEANT4* e com a disponibilidade dos materiais no mercado (*vide* capítulo 5.1). Já a figura 4.2 serve para ilustrar algumas das seguintes etapas de desenvolvimento das RPCs.

1. Arredondamento das arestas das placas de vidro ($300 \times 300 mm^2$) na oficina mecânica do LIP. O arredondamento diminui a rugosidade das arestas e, como tal, elimina pontos que acumulam elevada densidade de carga e que são propícios ao desenvolvimento de descargas no detector.
2. Lavagem dos vidros em banho de ultrasons e secagem rápida em estufa. De referir que todo o processo, bem como os pontos abaixo indicados, é executado na câmara limpa.
3. O detector é construído com uma ferramenta de apoio à montagem em alumínio e teflon (“imune” à resina utilizada para a colagem dos constituintes do detector), ver figura 4.2 (a).
4. É colocado o primeiro vidro sobre a superfície da ferramenta de montagem. Ao longo do comprimento do vidro, e em duas faces opostas, é colocado um espaçador em acrílico³ em 11 pontos igualmente distribuídos. São, portanto, 22 espaçadores por módulo de 5 *gaps*. Estes têm dimensões de $3,4 \times 2,5 \times 2 mm^3$, com 5 furos internos espaçados de $0.4 mm$, diâmetro $0.2 mm$ e com uma cavidade para colagem.

¹ Acrónimo de *Computer-Aided Design*.

² sodalime glass: SiO_2 71.7%, Na_2O 14.1%, CaO 8.8%, MgO 4.2%, Al_2O_3 0.8%, SO_3 0.3%, K_2O 0.1%

³ O acrílico foi escolhido por ser transparente, não condutor, e por apresentar uma constante dieléctrica semelhante à do vidro.

5. São esticados 11 monofilamentos de nylon de diâmetro 0.2 mm sobre o primeiro vidro, os quais passam pelos dois furos localizados mais abaixo em cada espaçador - figura 4.2(b). São estes fios que definem e mantêm constante a espessura do *gap*. O processo repete-se com a colocação de novo vidro e novo conjunto de fios até definir os 5 *gaps*. No total são usados 6 vidros e cerca de 16.5 m de fio na construção do detector.
6. Seguidamente, com todos os 55 fios esticados e os espaçadores encostados aos vidros, é colocada a base superior da ferramenta de montagem com o fim de comprimir todo o conjunto na fase de colagem, figura 4.2(c).
7. A última fase na sala limpa consiste na colagem de duas barras em acrílico, de comprimento 300 mm e altura 3.4 mm , que são colocadas nas duas faces livres e opostas do detector tendo como fim o suporte mecânico do conjunto. Estas barras em acrílico definem, para cada dois módulos de 5 *gaps*, uma estrutura tipo gaveta que permite a fácil inserção e remoção de um módulo de 10 *gaps* no protótipo RPC-PET de 50 *gaps*, *vide* figura 4.3. Ainda na fase de colagem, os fios são colados na cavidade dos espaçadores de forma a manterem-se esticados.

Já fora da sala limpa, e depois de retirado o detector da ferramenta de montagem e removidos os excessos de resina, segue-se a fase de aplicação dos eléctrodos de alta tensão - figura 4.2(d). Muito resumidamente, é aplicado um *transfer* autocolante em toda a área das duas faces do detector para colagem dos eléctrodos de alta tensão, figura 4.2(e). Estes são folhas de kapton dopado com carbono de resistividade $\rho \sim 10^9\ \Omega\text{cm}$. Como mostra a figura 4.2(e), são deixadas duas patilhas em cada eléctrodo para aplicar a alta tensão. Por fim é aplicado em ambas as faces uma folha de kapton isolador (laranja) de resistividade $\rho \sim 10^{16}\ \Omega\text{cm}$ para isolamento de alta tensão. O conjunto de todas estas etapas até à construção completa de um módulo de 5 *gaps* demora, e excluindo o tempo de frezagem mecânica das peças acrílicas, cerca de 10 h de trabalho.

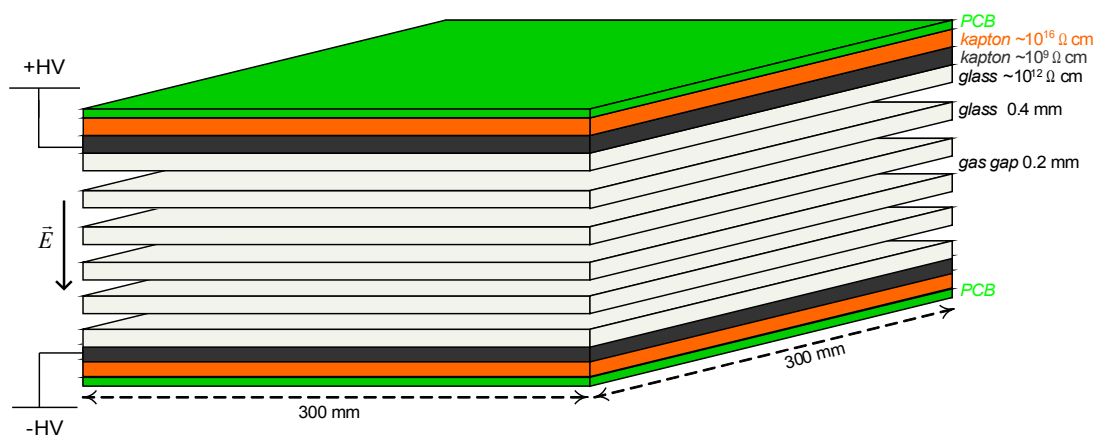


Figura 4.1: Módulo RPC de 5 *gaps*.

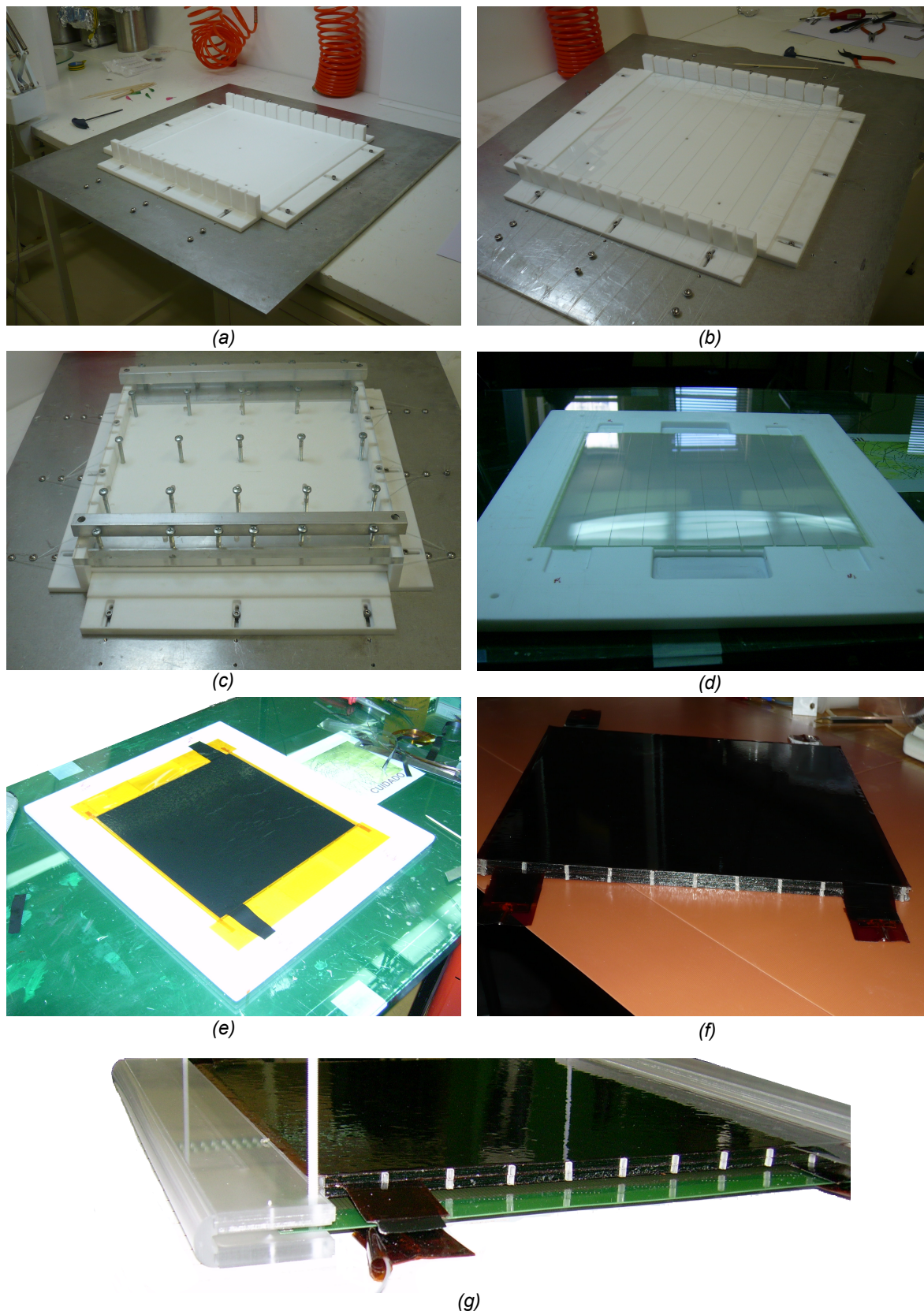


Figura 4.2: Desenvolvimento e montagem das RPCs.

4.2 Protótipo RPC-PET de 50 Gaps

O primeiro objectivo do protótipo RPC-PET é estudar em simultâneo a *eficiência de detecção* e a *resolução em posição* da câmara. Como tal, o protótipo idealizado tem uma estrutura que desdobrada cobre aproximadamente 2 m de comprimento (corpo inteiro), e em que se pode estudar a *resolução em posição* e a localização de eventos. Por outro lado, os detectores são dobrados em leque de forma a ter uma pilha de 50 *gaps* e poder avaliar ao mesmo tempo a *eficiência de detecção* em função do número de *gaps*.

A figura 4.2(f) representa 2 módulos de 5 *gaps* colados face a face para a mesma polaridade. O módulo de 10 *gaps* resultante é depois incorporado entre dois eléctrodos de recolha de sinal (para informação de posição em x e y), ver figura 4.2(g). A figura 4.3 mostra uma representação em CAD do protótipo RPC-PET de 50 *gaps* e na figura 4.4 uma fotografia da estrutura mecânica do protótipo, bem como de alguma electrónica para recolha de sinal e informação de posição. Numa primeira fase foi apenas estudada a *eficiência de detecção* e a *resolução em posição* para um módulo de 10 *gaps* de 200 μm , sendo os resultados desses estudos apresentados nos capítulos seguintes.

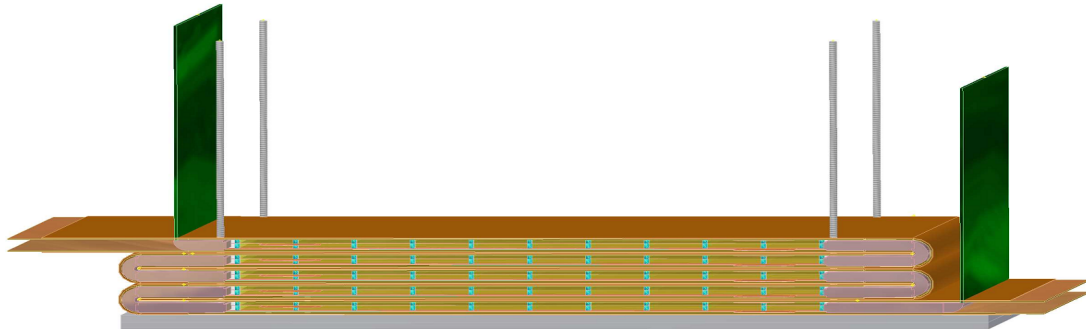


Figura 4.3: Arquitectura do protótipo RPC-PET de 50 *gaps*.

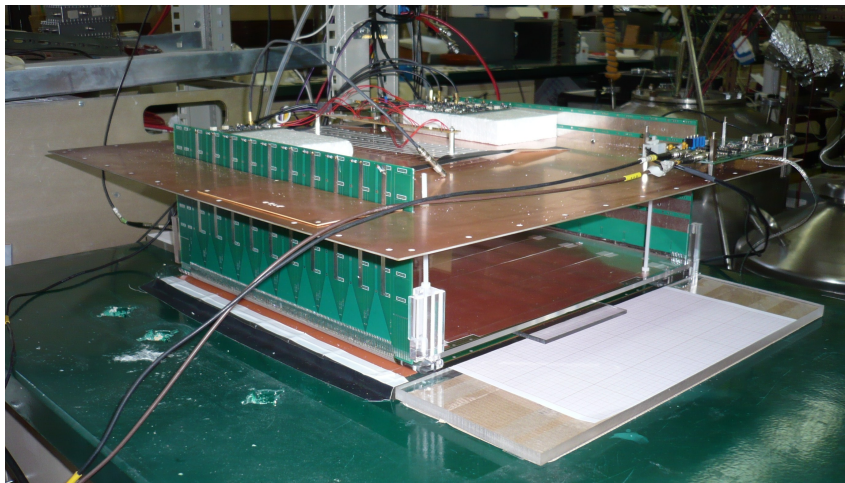


Figura 4.4: Protótipo RPC-PET: estrutura mecânica com integração da electrónica de posição.

Capítulo 5

Medida da Eficiência

A eficiência de um detector gasoso do tipo RPC está intrinsecamente ligada à estatística associada aos processos colisionais que levam à ionização do gás e, portanto, com a ionização primária pela partícula que o atravessa. O mecanismo físico subjacente à detecção de fótons diverge claramente do das partículas carregadas, sendo que a avaliação da eficiência de um detector RPC é uma das questões fundamentais para o estudo de viabilidade de um tomógrafo RPC-PET de corpo inteiro.

Neste capítulo descrevem-se os resultados de simulação bem como das medidas experimentais da eficiência do protótipo RPC-PET.

5.1 Simulações

A figura 5.1 mostra, para fótons e para *mips*, os processos de interacção na RPC e a formação de avalanches no espaço de amplificação (*gas gap*).

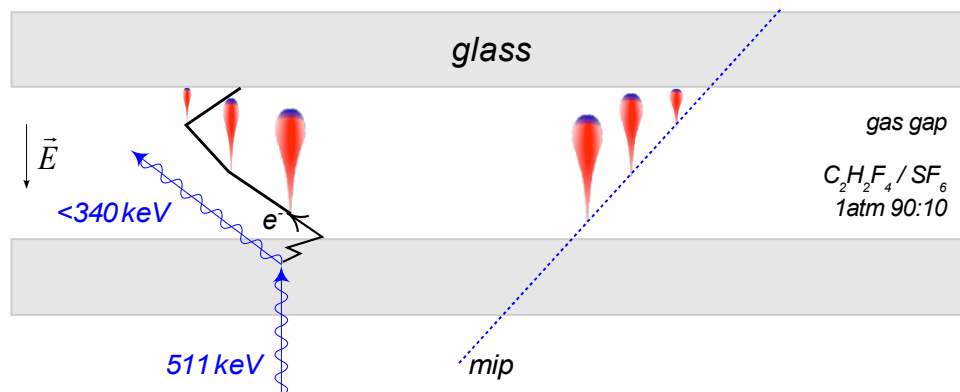


Figura 5.1: Processos de interacção na RPC para fótons e para *mips*.

Para fótons, e para a energia de $511 keV$ da aniquilação do par electrão-positrão em PET, os processos de interacção com a matéria resumem-se essencialmente, como referido na secção 3.1.2, aos efeitos *fotoeléctrico* e *Compton*. O desenvolvimento de uma avalanche resulta então

da formação de *clusters primários*¹ criados pelo electrão rápido² que é ejectado do eléctrodo resistivo por efeito fotoeléctrico ou compton. Assumindo que todo o electrão que chega ao *gap* gera um sinal de carga detectável, a eficiência é apenas função da probabilidade de interacção do fóton no eléctrodo resistivo (que aumenta com sua espessura) e da probabilidade de extracção ou escape do electrão da superfície do eléctrodo (que diminui com a espessura). A eficiência máxima resulta portanto da escolha da espessura óptima do eléctrodo que maximiza o produto destas duas probabilidades.

Por outro lado a eficiência aumenta com o número de eléctrodos, de tal forma que numa pilha de N eléctrodos (para uma RPC de $N - 1$ *gaps*) a eficiência absoluta é simplesmente a soma das eficiências para os N eléctrodos, e no limite em que $N \rightarrow \infty$ a eficiência tende para a probabilidade de extracção. Mais: no caso em que a espessura do eléctrodo tende para zero a eficiência tende para a unidade [32].

A figura 5.2 mostra os resultados de simulação *GEANT4* para a eficiência a fótons de 511keV em função da espessura do eléctrodo (*A. Blanco* [33]). Tal como descrito analiticamente [32], a eficiência cresce com o número de eléctrodos e, em função desse número, existe uma espessura óptima que maximiza a eficiência.

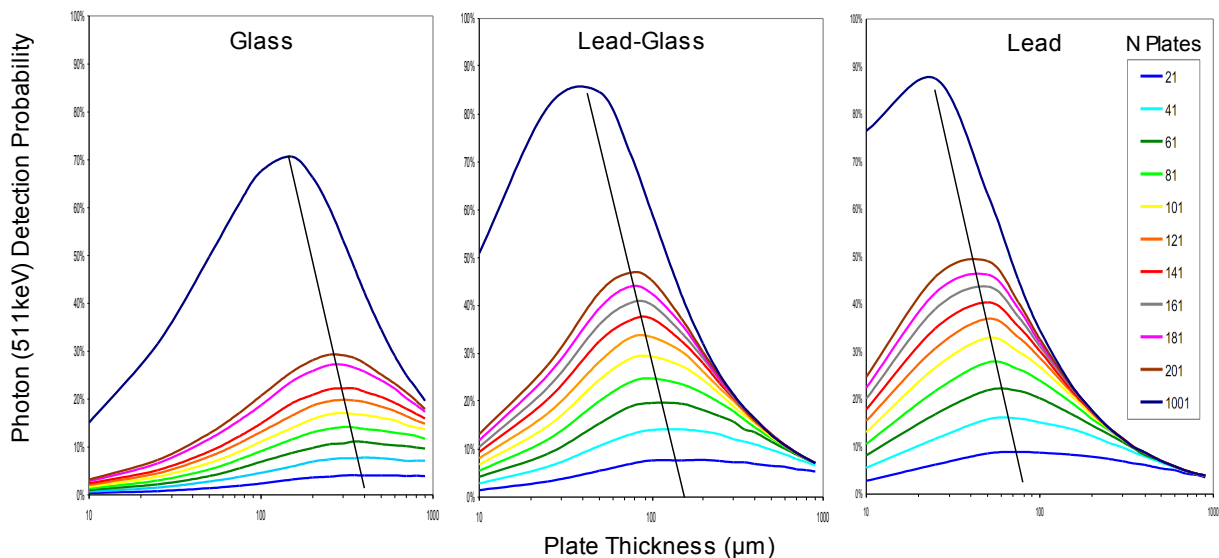


Figura 5.2: Eficiência *versus* espessura do eléctrodo. A linha a negro une os pontos de eficiência máxima de cada curva e mostra a diminuição da espessura óptima com o aumento do número de eléctrodos.

Para os materiais simulados (vidro, vidro de chumbo e chumbo) a eficiência cresce com o número atómico médio do material. Em vidro a interacção é quase exclusivamente *compton*,

¹ *Clusters* primários são aglomerados de portadores de carga livres (pares electrão-ião) que são depositados ao longo da trajectória da partícula, neste caso um electrão rápido.

² A menos do potencial de superfície, cuja energia deve ser superada pela energia do electrão para este ser extraído da superfície do eléctrodo, a distribuição de energia destes electrões rápidos (*compton*, por hipótese) vai até 340keV , correspondente ao *bordo de compton* de 511keV .

enquanto que para chumbo e vidro de chumbo é dominante a contribuição do efeito fotoeléctrico, $\sigma_{photo} \propto Z^5$ (ver secção 3.1.2). A figura 5.3 à esquerda representa o coeficiente de atenuação linear μ em função da energia para fotões em vidro e chumbo (*NIST* [34]). De acordo com a figura 3.3 para a secção eficaz para fotões em chumbo, o efeito fotoeléctrico é dominante abaixo dos 511 keV , estando o *compton* num patamar abaixo (de cerca de duas ordens de grandeza para 100 keV). Para o chumbo e o vidro de chumbo, e para o mesmo número de eléctrodos, a espessura óptima é menor do que para o vidro. Por um lado a secção eficaz ($\sigma = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N_A}$) de interacção do fotão é, para a mesma espessura, maior para o chumbo do que para o vidro. Por outro, dada a sua maior perda de energia por unidade de comprimento (*vide* figura 5.3 à direita), a probabilidade de extracção em chumbo é menor do que em vidro. A espessura óptima é então, de forma a maximizar a probabilidade de extracção mas com o compromisso da diminuição da secção eficaz de interacção, menor para o chumbo.

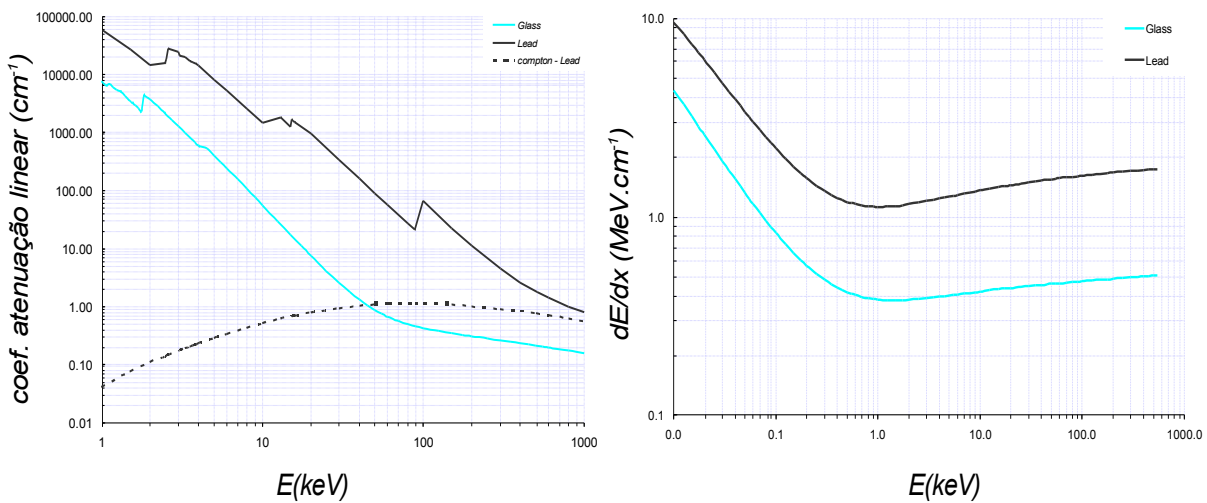


Figura 5.3: Coeficiente de atenuação linear em função da energia dos fotões para vidro e chumbo (à esquerda). Perda de energia por unidade de comprimento para electrões em vidro e em chumbo (à direita).

Já a figura 5.4 mostra a forte dependência da sensibilidade em ordem à energia que existe em eléctrodos de vidro. Este efeito é muito mais evidente em eléctrodos de vidro, onde a interacção com a matéria é puramente *compton*, face aos eléctrodos de chumbo e vidro de chumbo onde a interacção por efeito fotoeléctrico é mais pronunciada. Embora as RPCs não tenham resolução em energia¹, o que para PET é fundamental para correcção de *scatter*, a sensibilidade em energia permite rejeitar estatisticamente fotões de baixa energia que tenham sofrido dispersão antes de chegar ao detector.

Dos materiais simulados, o vidro de $400 \mu\text{m}$ foi o material escolhido. O vidro apresenta uma melhor transparência aos sinais induzidos relativamente aos outros materiais e embora mostre,

¹ De facto, devido à incerteza na posição da primeira interacção, a geometria paralela não é adequada para a medição da energia libertada por uma partícula. Por outro lado, em RPCs, e devido ao efeito de carga espacial, a correlação entre a carga libertada e a carga colectada é ainda menor já que todas as avalanches estão destinadas a uma carga média final semelhante. Já para fotões adiciona-se a incerteza na energia do electrão *compton* arrancado do vidro.

para o mesmo número de eléctrodos, uma menor eficiência relativamente ao chumbo e ao vidro de chumbo, a forte dependência da sensibilidade com a energia e o baixo custo fazem do vidro o material que melhor satisfaz os requisitos impostos para o desenvolvimento de um protótipo RPC-PET. A figura 5.5 mostra os resultados de simulação para o eléctrodos de vidro à espessura de $400\ \mu\text{m}$: para fotões de $511\ \text{keV}$ e 11 eléctrodos de vidro ($10\ \text{gaps}$), as simulações mostram uma eficiência de 2.219%. De notar que a espessura do vidro não é a óptima, a que maximiza a eficiência de detecção, mas a espessura mínima que está disponível no mercado.

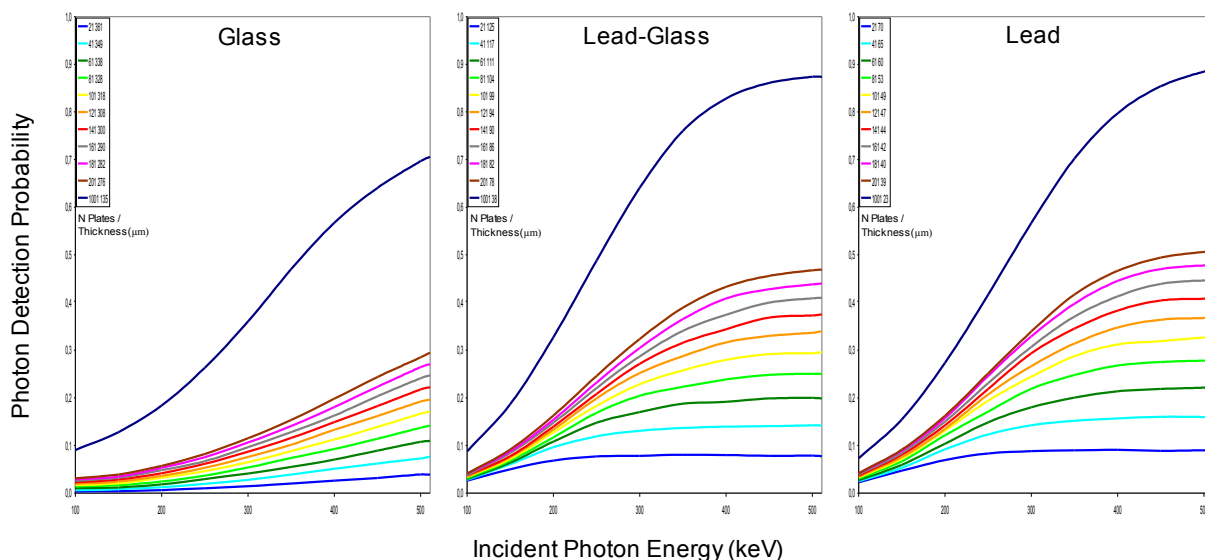


Figura 5.4: Sensibilidade em energia: Eficiência em função da energia do fotão para N eléctrodos à espessura óptima (função de N).

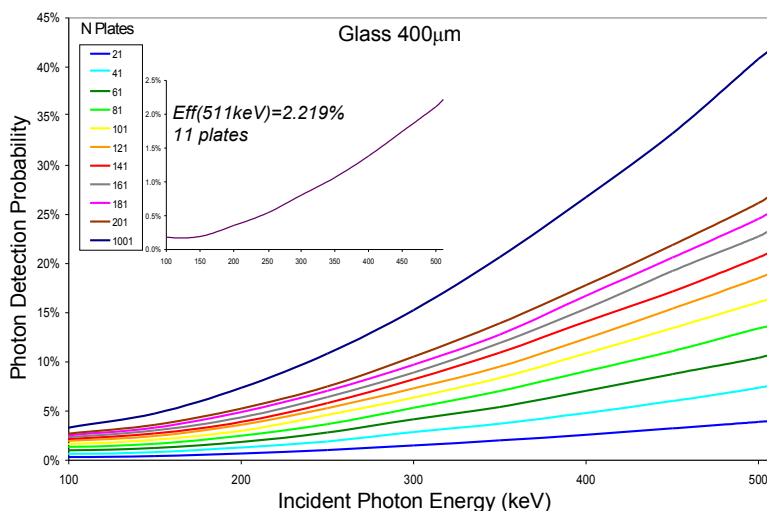


Figura 5.5: Sensibilidade em energia: Eficiência em função da energia do fotão para N eléctrodos de vidro de espessura $400\ \mu\text{m}$.

5.2 Medida Experimental

5.2.1 Detector e Montagem Experimental

A figura 5.6 representa a montagem experimental para a medida de eficiência de dois módulos RPC de 4 *gaps* ($350\ \mu\text{m}$), e eléctrodos de vidro de $400\ \mu\text{m}$ de espessura. A alta tensão (*HV*) aplicada a cada detector é simétrica relativamente ao eléctrodo de recolha de sinal, e o detector é encerrado numa caixa teste de alumínio com $90\% C_2H_2F_4 + 10\% SF_6$.

De referir que os resultados de uma primeira medida da eficiência com *gaps* de $200\ \mu\text{m}$ (para os primeiro detectores desenvolvidos, ver capítulo 4) foram abaixo do que era espectável pelas simulações em *GEANT4*. Como tal, a tomada de decisão foi no sentido de aumentar a espessura do *gap* para $350\ \mu\text{m}$ de forma a aumentar o ganho em carga das avalanches. De forma a manter constante a espessura total do detector, o módulo de detecção inicial de 5 *gaps* de espessura $200\ \mu\text{m}$ foi convertido num módulo de 4 *gaps* de espessura $350\ \mu\text{m}$. De referir também que os estudos realizados nos capítulos 6 e 7 são, no entanto, para as câmaras originais com *gaps* de $200\ \mu\text{m}$.

A eficiência a fotões de $511\ \text{keV}$ determina-se com um *trigger* na coincidência temporal entre a câmara e os cintiladores *PM1* (*CsI*) e *PM2* (*BaF₂*). Os fotões de $511\ \text{keV}$ são provenientes de uma fonte de sódio (^{22}Na) de $0.08\ \text{mCi}$ (data de 20-05-2002, $\tau = 2.62\ \text{anos}$), que decai essencialmente por emissão β^+ ($90.6\% \frac{1}{2}p \rightarrow \frac{1}{2}n + \frac{0}{1}\beta^+ + \nu$) e 9.4% captura electrónica com libertação do par de fotões de aniquilação de $511\ \text{keV}$ e de um 3^o fotão de $1.275\ \text{MeV}$ proveniente do decaimento gama do nuclídeo excitado resultante [12]. O *trigger* é dado pela coincidência do 3^o fotão no *PM2* e com um dos fotões de $511\ \text{keV}$ no *PM1*. Desta forma, a taxa *triggers* é igual à taxa de fotões de $511\ \text{keV}$ em coincidência com os *PMs* que atingem a câmara¹, sendo a eficiência desta dada pela fracção de *triggers* detectados.

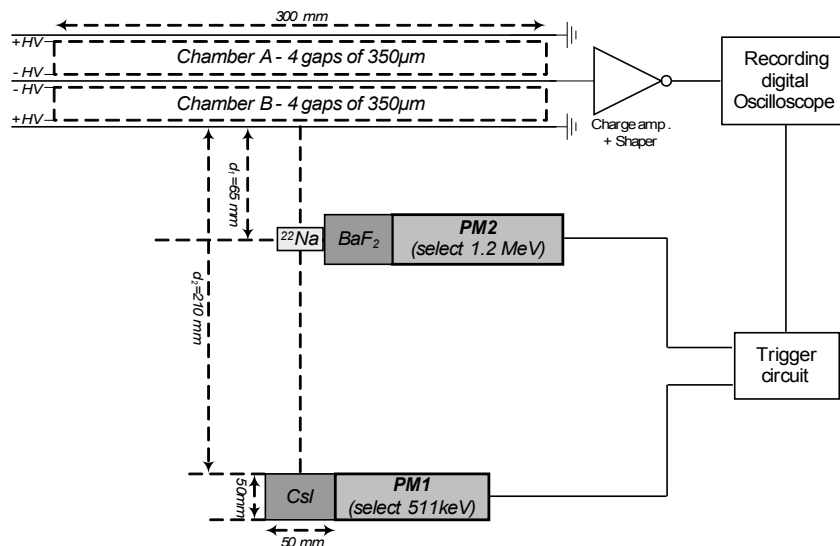


Figura 5.6: Representação esquemática da montagem experimental para medida de eficiência.

¹ Embora a emissão dos fotões de $511\ \text{keV}$ e $1.275\ \text{MeV}$ seja globalmente isotrópica, cada par de $511\ \text{keV}$ é emitido numa mesma direcção, em sentidos opostos.

5.2.2 Método

A medida de eficiência foi realizada quer por métodos de *hardware* quer por métodos de *software* e análise de dados. Em ambos os esquemas, e de forma a recolher num único canal de electrónica os sinais de carga provenientes de toda a área do detector, os sinais induzidos no eléctrodo de recolha (que para a coordenada X é dividido em 10 secções de 16 *strips* cada) e que são lidos nas extremidades de cada secção, são curto-circuitados num só canal à entrada do amplificador de carga.

Medida por *hardware*

A elevada taxa de contagem na câmara e a aleatoriedade da distribuição temporal dos eventos têm como consequência o empilhamento variável de sinais (*pile-up*) e a flutuação da linha de base. Ora, para uma medida da eficiência por *hardware*, em que se pretende variar uma série de parâmetros entre os quais o *threshold* do sinal de carga na câmara¹, as flutuações da linha de base comprometem a medida para baixos *thresholds* ($< -50\text{ mV}$). Dado o amplificador de carga projectado para RPC-PET (ver secção 6.2.1) não dispor de um restaurador da linha de base, foi utilizado um pré-amplificador de carga e um amplificador de espectroscopia que permite ajustar o *shaping*² a um $\tau = 1\ \mu\text{s}$ (da ordem do tempo característico de uma avalanche) e que dispõe de um restaurador da linha de base [35].

A figura 5.7 mostra um esquema dos módulos *NIM*³ para a medida de eficiência por *hardware*. Relativamente ao *trigger*, o sinal do *PM2* ($HV = -1800\text{ V}$) entra a um discriminador⁴ de forma a capturar o 3º fotão, e os fotões de 511 keV são seleccionados numa janela de energia num *TSCA* (*timing - Single Channel Analyser*) à saída do *PM1* ($HV = -2000\text{ V}$). O facto do *TSCA* ser um módulo algo lento requer que o *trigger* seja dado pela coincidência de dois ramos do sistema: um ramo rápido na coincidência do 3º fotão (*PM2*) com um fotão de qualquer energia no *PM1*; e um ramo lento que selecciona a energia do fotão de 511 keV no *PM1*⁵. Para a fonte de ^{22}Na referida atrás, a taxa de *trigger* é cerca de 200 Hz .

No que diz respeito ao sinal da câmara, o *threshold* do sinal de carga é imposto no canal 2 do discriminador (*Octal Discriminator PS Mod.705*)⁶. O número de coincidências do sinal lógico da câmara com o *trigger*, é contado no canal 2 da unidade de contagem (*Quad Scaler & Preset Counter-Timer CAEN Mod.N145*), e dá uma medida do número de coincidências verdadeiras e fortuitas⁷ na câmara ($T+R = \text{Trues} + \text{Randoms}$). Já o canal 3 dá uma estimativa do número de coincidências fortuitas, resultado da coincidência do sinal lógico da câmara com o *trigger* atrasado de $50\ \mu\text{s}$. O canal 4 conta somente o número de *triggers*.

¹ Limiar de carga para o qual o discriminador gera um sinal lógico.

² *Shaping* é a designação inglesa comumente utilizada para a enformação de um sinal em electrónica nuclear, e.g. um degrau de amplitude V que sofra uma enformação *CR-RC* (uma diferenciação e uma integração) tem à saída uma forma $V\frac{t}{\tau}e^{-t/\tau}$, com uma constante de tempo $\tau = RC$.

³ *Nuclear Instrumentation Modules*.

⁴ Por análise do espectro de energia da fonte de ^{22}Na , i.e., das amplitudes dos sinais do fotomultiplicador *PM2*, corta-se o fotão de 1.275 MeV acima de um *threshold* de -36 mV .

⁵ As unidades de atraso (*Dual Gate Generator - LeCroy Mod.222*) apenas corrigem diferenças de tempo no caminho eléctrico dos sinais lógicos.

⁶ A eficiência é medida varrendo o *threshold* do sinal de carga desde o nível de ruído do sinal (abaixo dos -25 mV) aos -160 mV , para $HV = 6, 6.4, 6.6$ e 6.8 kV .

⁷ Uma fracção significativa dos eventos (da ordem dos 98% para 10 *gaps*) são coincidências fortuitas (*R-Randoms*, figura 5.7), devido a fundo não-correlacionado, que ocorrem no tempo de resolução do circuito de *trigger*.

A eficiência da câmara obtém-se dividindo o número de coincidências verdadeiras pelo número de *triggers*¹. A curva de eficiência em função do *threshold* de *hardware* do sinal de carga e da *HV* aplicada ao detector, resulta de um tomada exaustiva de dados e é mostrada na figura 5.8. A eficiência intrínseca (para *threshold* nulo) é da ordem de 2.1 %, mas com erros da ordem de 0.1-0.2 %. Dado a medida por *hardware* ser extremamente morosa e com baixa repetibilidade foi desenvolvido um método por *software* muito mais eficaz e rigoroso e que permite, para cada série de tensões, varrer simultaneamente o *threshold* de sinal de carga para cada curva de eficiência.

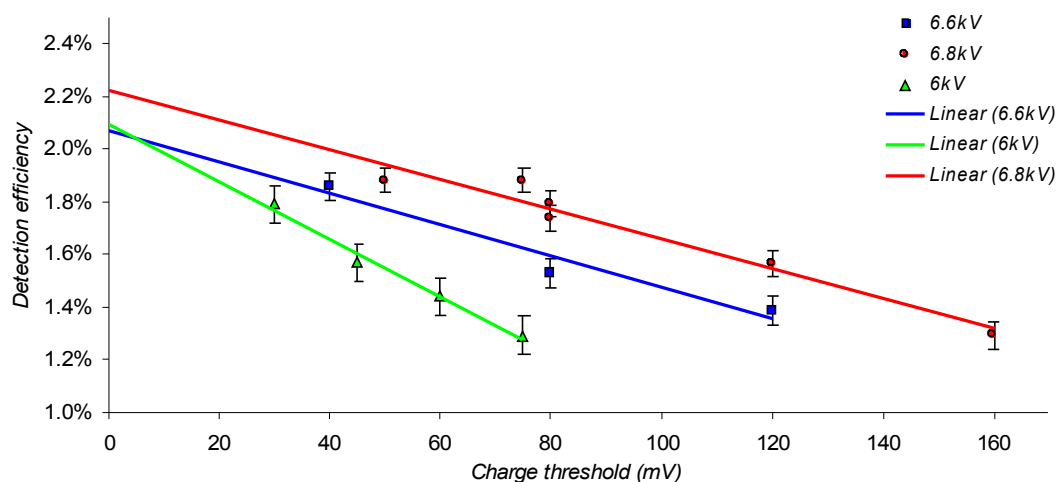


Figura 5.8: Medida da eficiência em função do *threshold* de *hardware* do sinal de carga induzido nos eléctrodos de recolha e da alta tensão aplicada no detector.

¹ O procedimento é bastante mais complexo, pois envolve uma estimativa do fundo nos *PMTs* bem como uma série de correcções como para o tempo morto no canal de carga.

Medida por *Software*

Para a medida da eficiência por *software*, as flutuações da linha de base podem ser corrigidas, sendo que foi utilizado o amplificador de carga projectado para RPC-PET (integrador + *shaper CR-RC*), ver secção 6.2.1. O sinal de carga à saída do amplificador entra directamente no osciloscópio e é adquirido com o *trigger* de *hardware* da figura 5.6.

A figura 5.9 representa um espectro da diferença de tempos entre o *trigger* (sinal lógico de largura da ordem dos 90 ns) e o sinal de carga na câmara¹. A largura a meia altura (*fwhm*) do espectro dá simplesmente a resolução temporal do sistema.

O número de coincidências (verdadeiras e fortuitas, $T+R$) pode ser estimado determinando o integral do espectro da diferença de tempos no intervalo $[-2, 2]\mu\text{s}$. Já o número de coincidências fortuitas (ou fundo, R) determina-se integrando em $[-4, -2] \cup [2, 4]\mu\text{s}$. Depois de subtraído o fundo ao número total de coincidências, a área do pico representa o número total de coincidências verdadeiras, sendo que a eficiência se obtém dividindo este número pelo número de *triggers*.

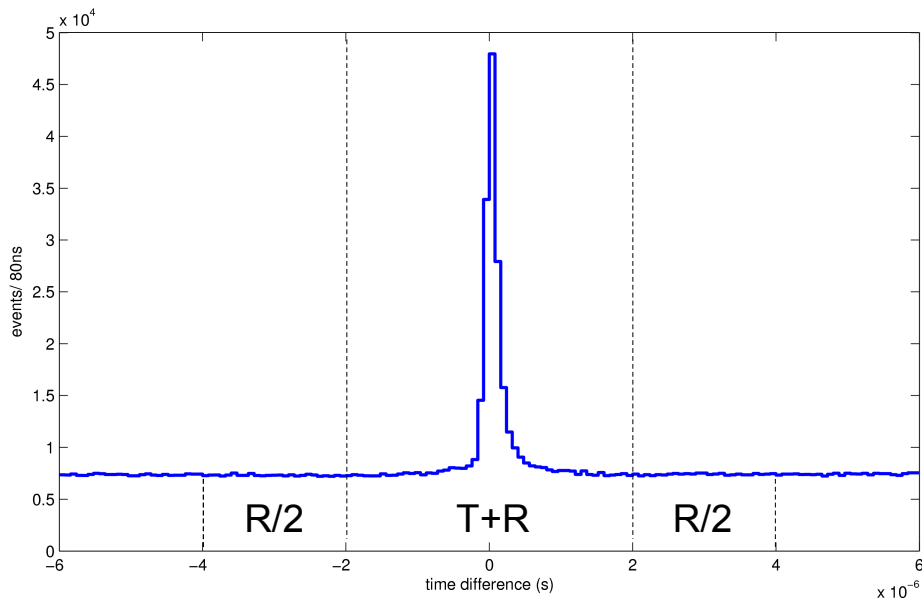


Figura 5.9: Espectro da diferença de tempos entre o sinal lógico de *trigger* e o sinal de carga para medida da eficiência da câmara.

Para uma representação gráfica da eficiência em função do *threshold* do sinal de carga², o número total de coincidências verdadeiras para o cálculo da eficiência obtêm-se somando cumulativamente, e no sentido dos baixos *thresholds* de carga, o número de eventos de carga acima desse *threshold* que contribuem para o número total de coincidências verdadeiras (*i.e.* que pertencem ao pico do espectro).

¹ Dado haver uma correlação tempo-carga devido simplesmente ao facto do tempo de subida do sinal ser fixo, o tempo é tomado a uma fracção constante da amplitude do sinal (*Constant Fraction Discrimination*), de modo a que o sinal lógico de tempo gerado não esteja correlacionado com a carga da avalanche.

² A carga em pC obtém-se por calibração do amplificador, ver secção 6.2.1.

5.2.3 Resultados

A figura 5.10 mostra, para 2 módulos RPC de 4 *gaps* ($350 \mu\text{m}$) e eléctrodos de vidro de $400 \mu\text{m}$ de espessura, a eficiência da câmara para fotões de 511 keV em função da alta tensão aplicada no detector e do *threshold* do sinal de carga induzido nos eléctrodos de recolha. A eficiência é normalizada a 10 *gaps* para comparação com a simulação *GEANT4* (2.219 %), sendo que a eficiência intrínseca (que não contabiliza efeitos da electrónica de leitura) obtém-se ajustando um polinómio de terceira ordem, e extrapolando para um *threshold* de carga zero.

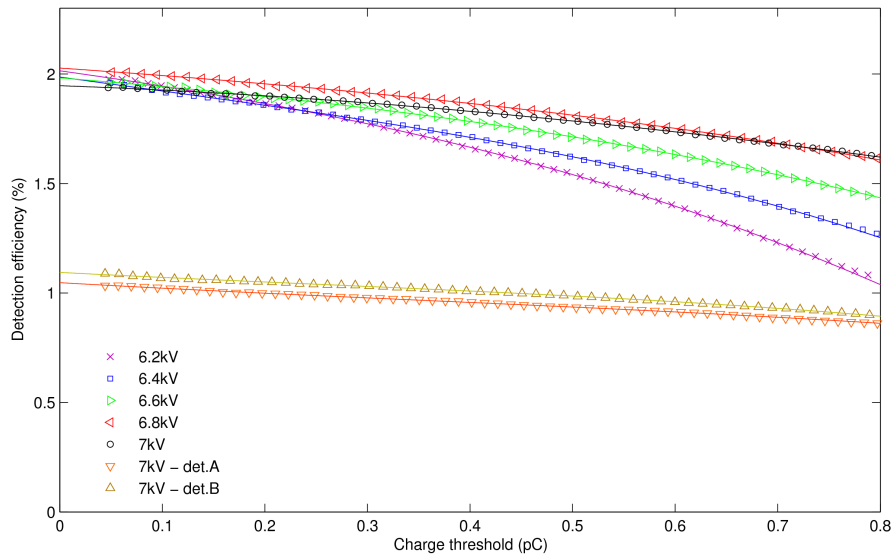


Figura 5.10: Medida da eficiência em função do *threshold* do sinal de carga induzido nos eléctrodos de recolha e da alta tensão aplicada no detector.

A figura 5.10 refere ainda as curvas de eficiência para cada módulo de 4 *gaps* individual ($HV = 7 \text{ kV}$). A eficiência de detecção na *câmara B* (det.B na figura 5.10) é ligeiramente superior à da *câmara A*, pois a interacção de um fotão em *B* diminui a probabilidade dele ser detectado em *A*, ver figura 5.6. A eficiência conjunta à mesma tensão é contudo ligeiramente inferior, indicando possivelmente a ausência de uma correcção de tempo morto na câmara. Em conclusão, de realçar a boa concordância dos resultados experimentais com as simulações, apesar da ligeira disparidade que pode simplesmente dever-se ao facto da simulação não contabilizar efeitos na câmara e na electrónica de leitura.

Espectro de Carga

A figura 5.11 representa o espectro de carga (a verde) dos sinais induzidos nos eléctrodos de recolha. O espectro corresponde à medida de eficiência para fotões de 511 keV ($HV = 6.8 \text{ kV}$) e inclui também os espectros do fundo (*R*, a vermelho) e de todos os eventos (*T+R*, a azul). Já a figura 5.12 mostra o espectro de carga mas com *trigger* apenas no fotão de 511 keV (*PM1*). A câmara tem um aumento de eficiência da ordem de 25 % já que contabiliza a detecção de 511 keV e 1.275 MeV . A contribuição dos fotões de maior energia (1.275 MeV) é no sentido da diminuição da carga do pico, enquanto que o fotão de 511 keV produz um pico de carga isolado e centrado em 1.3 pC , e acima do ruído electrónico.

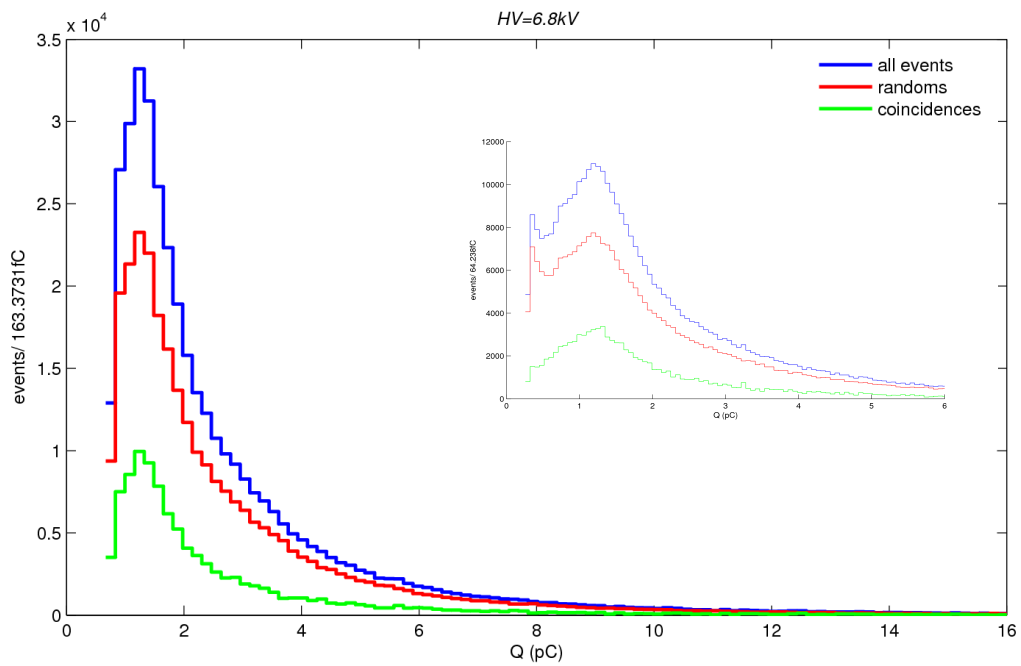


Figura 5.11: Espectro de carga induzida. O mesmo espectro está ampliado dentro da figura para visualização das características do pico e tem uma carga induzida média por avalanche ($\bar{Q}_{ind} \neq Q_{tot}$) de 2.8 pC .

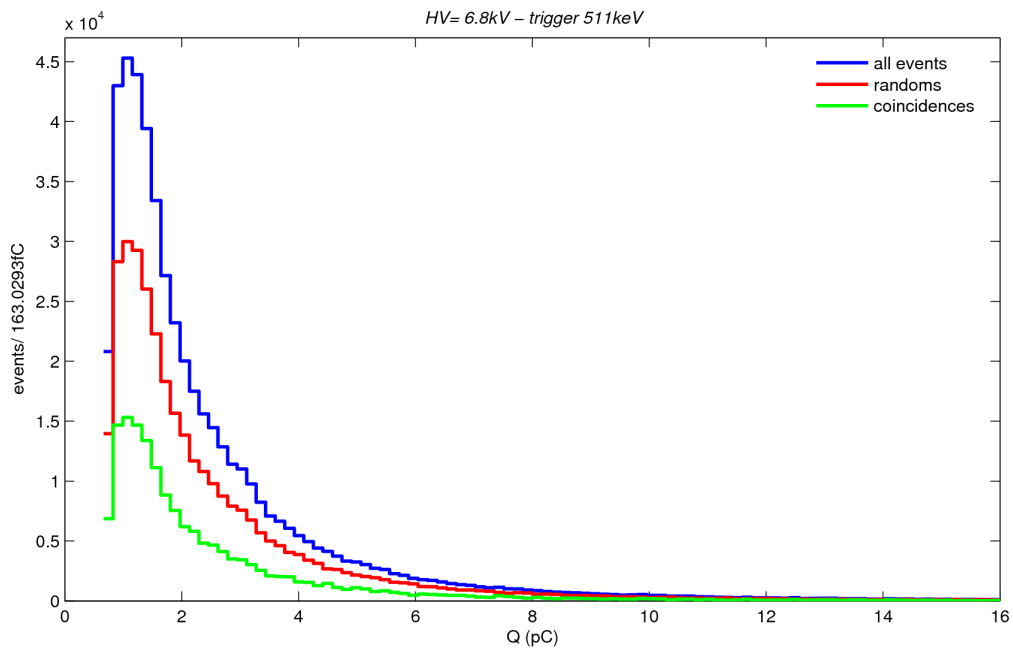


Figura 5.12: Espectro de carga induzida com *trigger* apenas no fóton de 511 keV .

Capítulo 6

Sensibilidade em Posição

Os estudos da localização de eventos e da resolução espacial da câmara integraram outra das fases significativas deste projecto. Este capítulo começa por descrever o princípio de divisão de carga bem como toda a electrónica para localização da posição de eventos. Nas secções seguintes são descritos e apresentados os testes eléctricos realizados para o estudo da linearidade da divisão capacitiva com a posição e finalmente, os testes de avaliação da resolução espacial da câmara: por um lado a resolução da electrónica de leitura e por outro a resolução de todo o sistema de detecção com a integração das RPCs.

6.1 Princípio de Divisão de Carga

Em detectores com leitura de carga e resolução em posição, como é o caso das RPCs, a posição da avalanche é identificada com electrónica de divisão de carga. Em vez de usar um canal de electrónica por cada eléctrodo (*strip*¹), apenas são necessários dois pré-amplificadores localizados nas extremidades esquerda e direita de uma série de eléctrodos separados resistiva ou capacitivamente². Desta forma, cada pré-amplificador recebe uma fracção da carga total produzida pela avalanche, sendo a posição relativa do evento χ dada por:

$$\chi = \frac{Q_L - Q_R}{Q_L + Q_R}, \quad -1 \leq \chi \leq 1 \quad (6.1)$$

Q_L e Q_R são, respectivamente, as fracções de carga da avalanche colectadas nos pré-amplificadores esquerdo e direito, e $Q_L + Q_R$ a carga total da avalanche, factor de normalização. Numa matriz de divisão de comprimento L , a posição absoluta é dada simplesmente por $x = (1 - \chi) \frac{L}{2}$.

Ambas as configurações de divisão, resistiva e capacitiva, apresentam vantagens e desvantagens em termos de ruído, linearidade e propagação de sinal [36]. No protótipo RPC-PET, a divisão de carga é capacitiva. A figura 6.1 mostra o correspondente modelo eléctrico da divisão de carga: as *strips* de recolha de sinal estão separadas por condensadores de divisão, sendo o sinal de carga induzido pela avalanche recolhido nas extremidades da série de divisão por dois amplificadores de carga.

A principal vantagem da divisão resistiva é a boa linearidade de χ com a posição, enquanto a divisão capacitiva é vantajosa na resposta rápida e no baixo nível de ruído (a contribuição do

¹ Designação inglesa de um eléctrodo fino e longo.

² Entre outros métodos existentes, a divisão capacitiva ou resistiva possibilitam a leitura simultânea do sinal de carga e de tempo de um evento detectado na câmara.

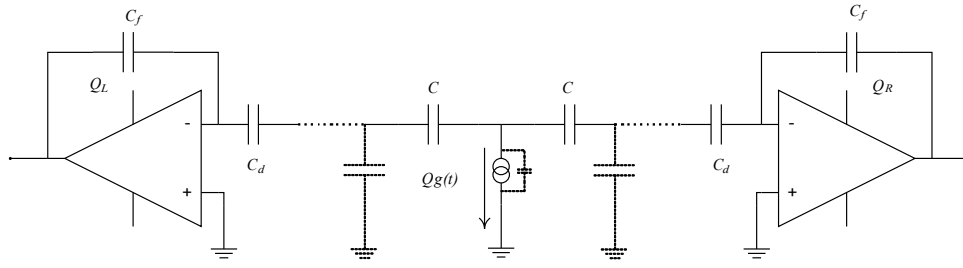


Figura 6.1: Modelo eléctrico da divisão capacitiva de carga. Cada elemento de detecção é composto por uma capacidade C entre *strips* sucessivas (C contabiliza quer a capacidade de divisão de carga quer a capacidade intrínseca entre *strips*), e pela própria capacidade da *strip* à massa (a tracejado). O sinal de corrente pode ser modelado por $Qg(t)$, onde Q é a carga da avalanche e $g(t)$ uma função normalizada à unidade que modela o mecanismo de colecção de carga. Mostram-se também as capacidades de acoplamento C_d ($C_d \gg C$) à entrada de cada pré-amplificador de carga.

ruído de *Johnson* na divisão capacitiva é de facto nula, sendo muito significativa na divisão resistiva, principalmente para resistências baixas). No entanto, a dependência de χ com a posição pode tornar-se fortemente não-linear, não-linearidade essa corrigível por *software*. Para minimizar esta não-linearidade podem usar-se capacidades relativamente elevadas. Mas uma vez que o ruído cresce linearmente com a capacidade, há que respeitar sempre um certo compromisso entre a não-linearidade e a relação sinal-ruído [36]. Além disto, a existência de uma capacidade intrínseca entre *strips* em paralelo com capacidade de divisão, abona a favor da divisão capacitiva.

6.2 Electrónica para Localização de Eventos

No protótipo RPC-PET desenvolvido, da interacção de um fóton nas placas de vidros pode ser ejectado um electrão que, uma vez no *gap* da RPC, é multiplicado em avalanche e induz um sinal de carga nos eléctrodos de recolha (*PCBs X e Y*). Ora, como referido na secção anterior, a posição da avalanche é identificada por divisão de carga numa matriz de divisão capacitiva. O módulo RPC de 10 *gaps* (2×5 *gaps* $200 \mu\text{m}$) é inserido entre dois *PCBs* de recolha de sinal que cobrem toda a área sensível do detector ($300 \times 300 \text{ mm}^2$). Os *PCBs* de recolha de sinal têm uma área activa¹ de $320 \times 320 \text{ mm}^2$, com 160 *strips* espaçadas de 2 mm .

As figuras 6.2 e 6.3 representam esquematicamente a arquitectura dos *PCBs X e Y*. Em *X* as *strips* estão associadas em 10 secções de 16 *strips*, enquanto que as ortogonais em *Y* estão divididas em 16 secções de 10 *strips*. Para a identificação da posição dos eventos a lógica é ter uma localização grosseira que identifica as secções em *X e Y* onde se deu o evento, e uma localização fina, por divisão capacitiva do sinal de carga, na secção *X e Y* correspondente. A

¹ Para uma carga Q que se move com velocidade v num *gap* de espessura d entre dois eléctrodos, o perfil da densidade de carga superficial induzido num eléctrodo à massa tem a forma $\sigma(x, y, t) = \frac{Q(d-vt)}{2\pi(x^2+y^2+(d-vt)^2)^{3/2}}$, com $\iint \sigma(x, y) dx dy = -Q$ em qualquer instante t [37]. Ora, para uma avalanche que cresce com $\exp(\alpha vt)$, o sinal de carga induzido nos eléctrodos mais não é do que a sobreposição dos perfis de densidade superficial de carga para cada um dos portadores de carga da avalanche, sendo que este perfil não é induzido exclusivamente numa *strip* mas também nas vizinhas mais próximas. Por isso, ter eléctrodos de recolha com uma área activa das mesmas dimensões do detector levaria à perda efectiva de carga nos bordos do detector.

localização grosseira em Y é dada pela diferença de tempos t_L e t_R nos amplificadores rápidos [38] diametralmente opostos a cada secção em X . A localização é dada por $Y_{gross.} = (t_L - t_R) \cdot v/2$, onde v é a velocidade de propagação do sinal ao longo das *strips* (da ordem de $c/2$). Verifica-se que a resolução temporal dos amplificadores rápidos determina essencialmente a resolução em posição para a localização grosseira Y (da ordem de 1 cm).

A figura 6.4 apresenta um desenho CAD do *feedthrough*¹ dos sinais de carga e de tempo da câmara. É no *feedthrough* que são soldadas as 160 *strips* em X e onde os sinais de carga induzidos são divididos numa rede de condensadores ($3.3nF$) entre as 16 *strips* de cada secção. Os sinais podem ser lidos a partir do *feedthrough* para 2 canais (esquerdo e direito) do amplificador de carga. Na coordenada Y , e com a implementação simples da localização grosseira a partir dos sinais de tempo, são apenas necessários 4 canais de carga para a leitura de secções alternadas cujas *strips* são divididas a 22 nF .

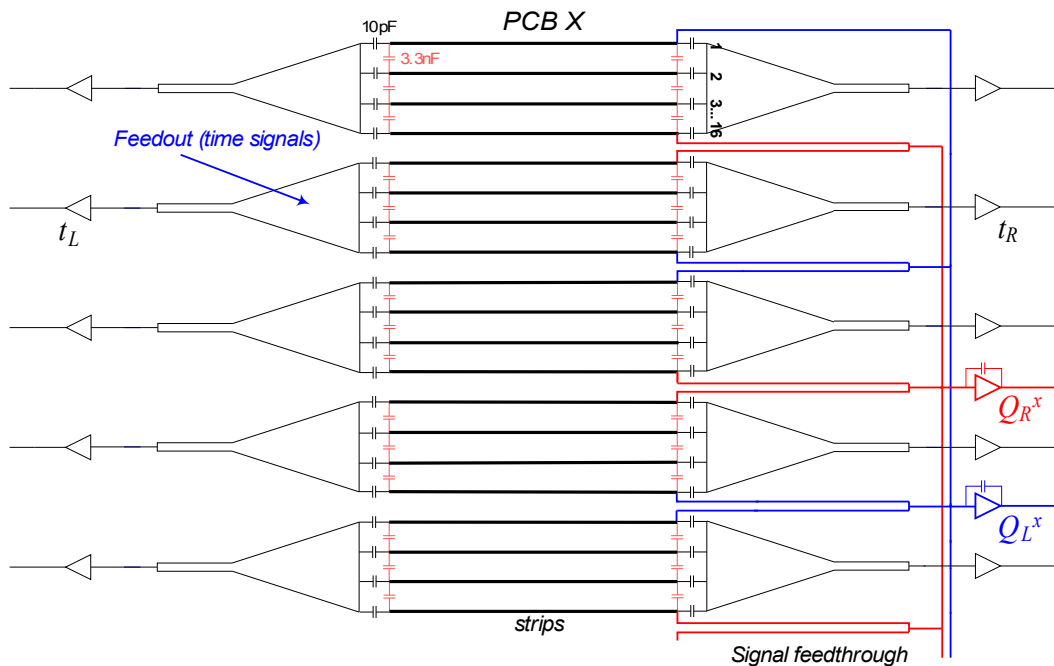


Figura 6.2: PCB de recolha de sinal em X com divisão capacitiva e recolha dos canais de carga e de tempo no *feedthrough* de sinal.

¹ O *feedthrough* é uma placa de circuito impresso onde são soldadas as *strips* dos PCBs para recolha de sinal e os condensadores para divisão de carga. A placa integra os sinais de tempo a cada secção de 16 *strips* em X e possibilita a leitura dos sinais de carga e de tempo no exterior da caixa de teste do detector.

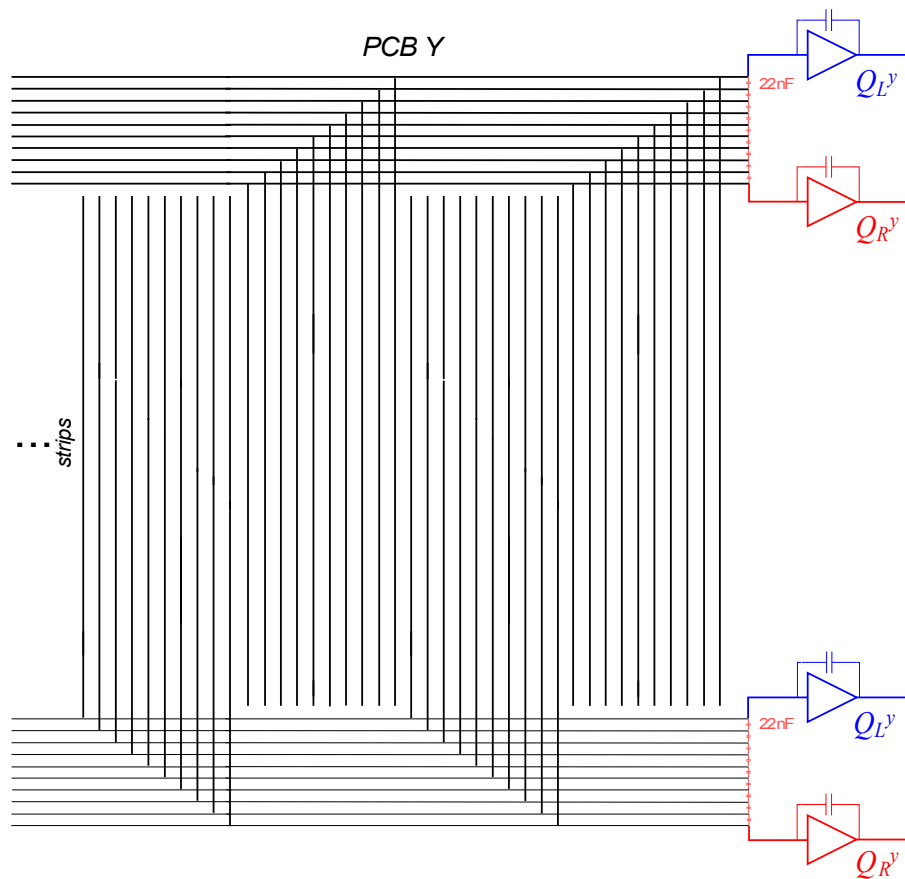


Figura 6.3: PCB de recolha de sinal em Y.

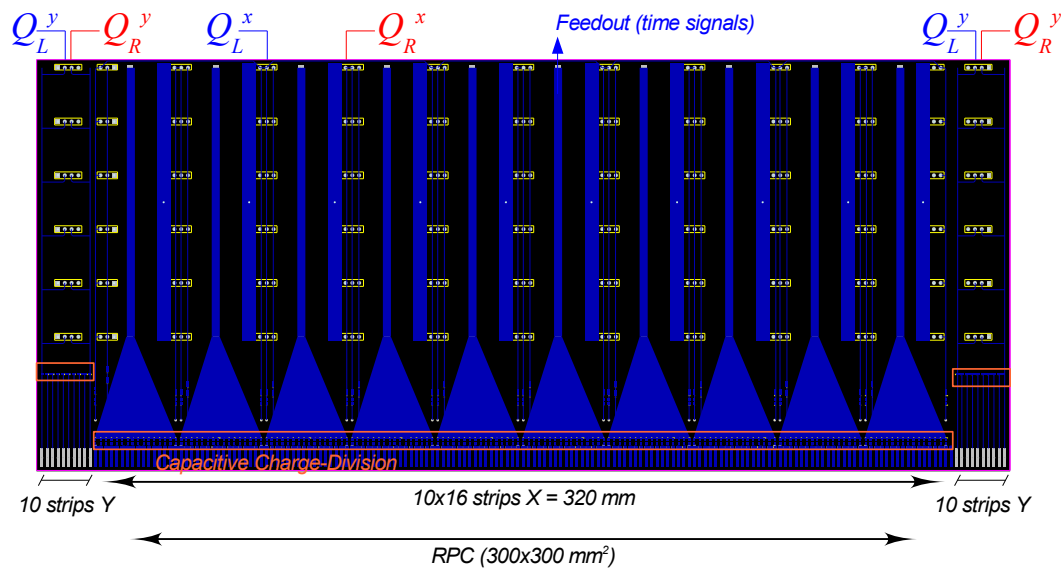


Figura 6.4: Feedthrough dos sinais de carga e tempo.

6.2.1 Amplificador de Carga

A figura 6.5 mostra o amplificador de carga usado em RPC-PET. Tem uma arquitectura clássica com um FET (*Field Effect Transistor*) à entrada do pré-amplificador de carga e um *shaper CR-RC*, [39], [40], [41]. O amplificador tem dois canais de carga à entrada, duas saídas em tensão por canal (uma invertida) e dispõe para cada saída de um potenciómetro de ajuste da linha de base (*offset dc*), e de um conjunto de 4 comutadores que podem ser combinados para ajuste de ganho. O andar de saída é ainda composto por um *Buffer* preparado para adaptar resistências e condensadores para operações aritméticas básicas e filtragem de sinais.

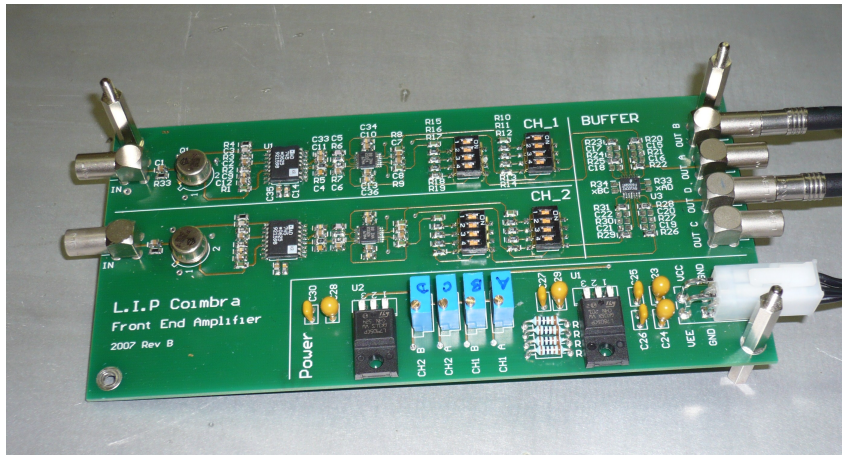


Figura 6.5: Amplificador de Carga e *Shaper CR-RC*.

O tempo de subida do sinal à saída do amplificador de carga corresponde ao tempo de colecção dos portadores de carga no detector. Para minimizar o défice balístico¹, a constante de tempo do *shaping* deve ser superior ou da mesma ordem do tempo de subida do sinal.

A razão para o *shaping* do sinal está na optimização da relação sinal-ruído² (SNR). Desta forma, o *shaping* óptimo de um sinal é tal que a *carga equivalente de ruído* Q_N é mínima³ [39]. No espaço de *Fourier*, isso corresponde a filtrar as componentes de frequência dominantes no espectro de ruído. Essa filtragem diminui a largura de banda do sinal, o que corresponde a uma alteração da distribuição de frequências e da forma do sinal.

O *shaping CR-RC* corresponde a uma diferenciação (*CR*) seguida de uma integração (*RC*), portanto uma filtragem a baixas e altas frequências. Ora, para este *shaping* tem-se $Q_{N,rel} = 1.36$ [39] e a relação sinal-ruído óptima é conseguida para iguais constantes de tempo de diferenciação e integração ($\tau = RC$). Em RPCs a constante de tempo τ deve ser da ordem de $1\mu s$ para integrar quer a carga rápida (electrónica, $\sim 10\%$ da carga total e com um tempo característico de $2-3ns$) quer a carga lenta (iónica $\sim 90\%$ da carga total, com um tempo característico de $1\mu s$), ver figura 3.6 para as correntes dos portadores de carga de uma avalanche.

¹ O grau de decréscimo da amplitude do sinal com a constante de tempo do *shaping*.

² Também dominada pelo FET à entrada do amplificador de carga.

³ Define-se *carga equivalente de ruído* Q_N como a carga do sinal à entrada do amplificador que produz um sinal à saída igual ao valor *rms* do ruído ($SNR = 1$). Define-se também $Q_{N,rel}$ como a *carga equivalente de ruído* normalizada à unidade para um *shaping* cúspide (limite teórico óptimo da SNR) [39].

Calibração em Carga

Para a calibração do amplificador em carga foi injectado um sinal quadrado de amplitude V e largura w através de uma resistência R ($100\text{ k}\Omega$) numa *strip* central de uma secção de 16 *strips* em X . Os canais de carga esquerdo e direito são curto-circuitados e lidos no amplificador de carga. A amplitude do sinal à saída do amplificador V_{pico} é proporcional à carga do sinal $Q = \frac{V \cdot w}{R}$, sendo o ganho do amplificador dado por $G = \frac{V_{pico}}{Q}$. A figura 6.6 representa o ganho do amplificador em função da largura do sinal injectado. Obviamente que o ganho depende da configuração dos comutadores, sendo de 1.356 V/pC (*shaping* de $1\text{ }\mu\text{s}$) para a configuração usada. Para sinais de largura superior a tendência é para uma diminuição do ganho explicada pelo *défice balístico*.

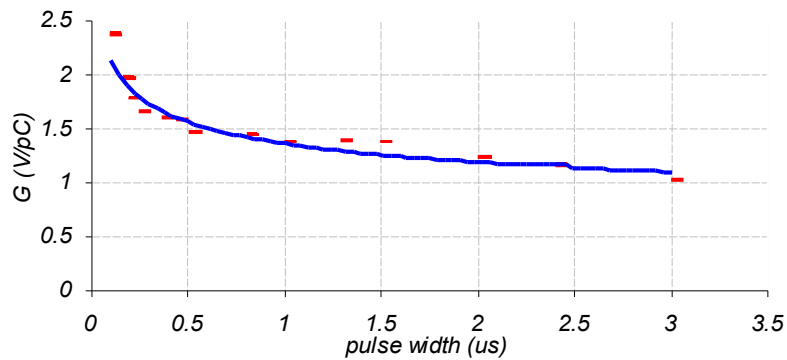


Figura 6.6: Calibração de carga: ganho *versus* largura do sinal injectado.

6.3 Medidas da Sensibilidade em Posição

6.3.1 Análise da Linearidade da Divisão Capacitiva com a Posição

Sinal de Carga Injectado por *Strip*

Para a análise da linearidade com a posição injectou-se sucessivamente à entrada de cada uma das 16 *strips* de uma secção em x, um sinal quadrado¹ de 500 mV de amplitude e duração de 10 ms, através de 1 pF (ver figura 6.7). A carga do sinal injectado, 500 fC, é dividida pela matriz capacitiva entre *strips* e lida nos canais esquerdo e direito do amplificador de carga. Os sinais de carga são visualizados no osciloscópio² e adquiridos para processamento por rotinas de aquisição em Matlab.

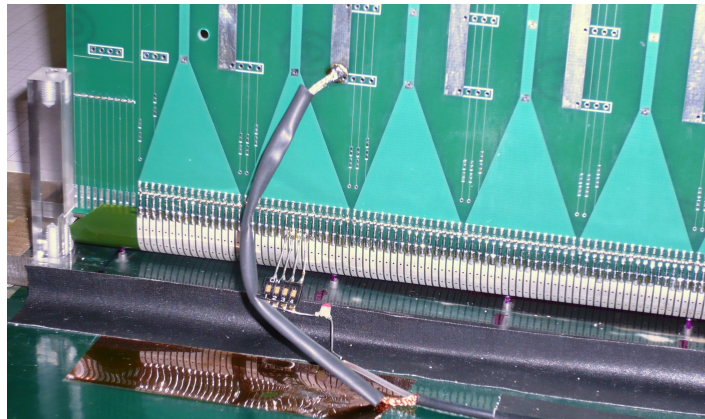


Figura 6.7: Teste eléctrico da linearidade com a posição.

A figura 6.8 representa, para cada uma das 16 *strips* em x, os sinais de carga Q_L e Q_R à saída do canal esquerdo e direito do amplificador de carga, respectivamente. À medida que se avança para a direita na posição do sinal injectado, menor é a amplitude do sinal Q_L e maior a amplitude de Q_R , de tal forma que a razão $\chi = \frac{Q_L - Q_R}{Q_L + Q_R}$ varia linearmente com a posição de injeção do sinal (*strip*).

A figura 6.9 à esquerda representa a dependência linear de χ com a posição. Já à direita está representada a variação da carga total $Q_L + Q_R$ em função da posição. Para a carga do sinal injectado, 500 fC, têm-se um valor médio de carga total de 517.8 fC. O desvio não é significativo, já que depende da calibração do amplificador e o que é relevante para a informação de posição é a diferença de cargas e não o seu valor absoluto. Por outro lado é claro a não uniformidade da carga total com a posição. Embora o efeito seja reduzido, há uma perda de carga total no centro relativamente à periferia para a mesma carga injectada. Tal como mostrado na figura 6.1, cada *strip* pode ser modelada como tendo uma capacidade parasita à massa (que corresponde à capacidade do próprio detector) e uma capacidade entre *strips*. Desta forma, à medida que se avança na posição a capacidade total dos condensadores de divisão em série diminui e maior é a contribuição da capacidade parasita em paralelo. A perda de carga para as capacidades parasitas aumenta com a posição, sendo máxima no centro e aproximadamente simétrica numa secção de 16 *strips* em x.

¹ Pulse Generator - 125MHz PHILIPS (PM 5785)

² Tektronix TDS 7104 DPO - 1GHz

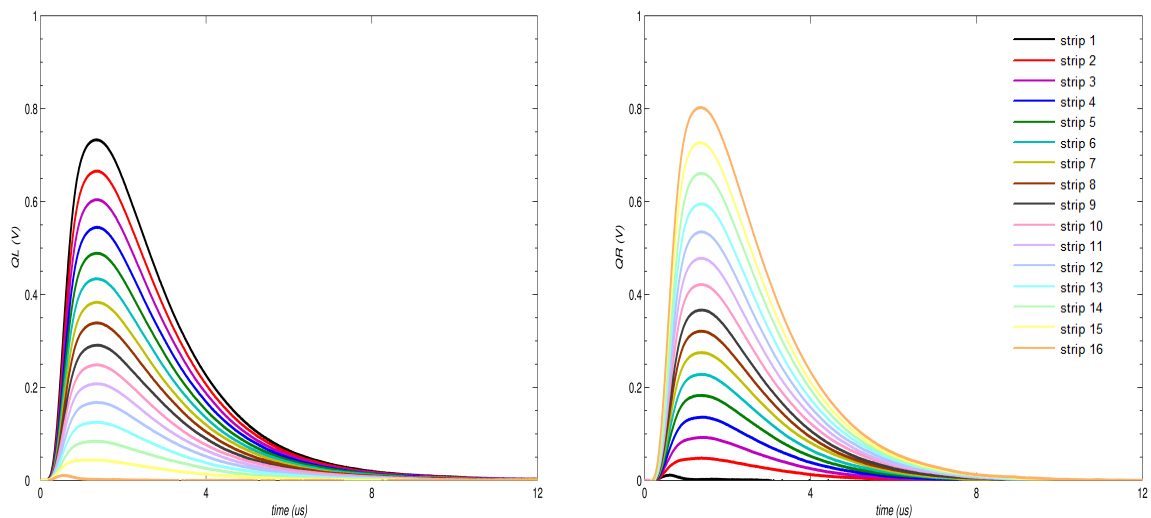


Figura 6.8: Sinais de carga Q_L e Q_R à saída dos canais esquerdo e direito do amplificador de carga para informação de posição.

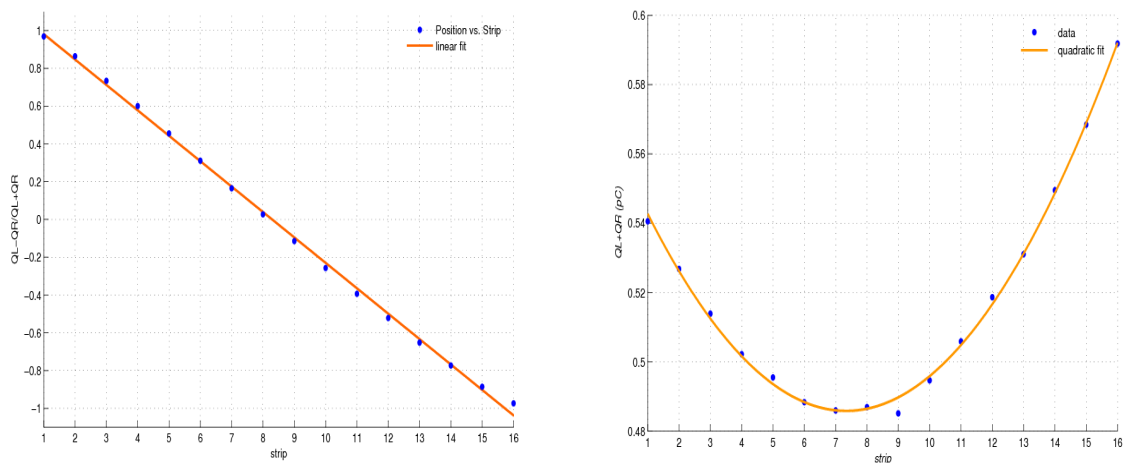


Figura 6.9: (a) Linearidade da divisão capacitiva com a posição. (b) Carga total injectada *versus* posição da *strip*.

A figura 6.10 representa, à esquerda, um histograma da posição reconstruída dos sinais de carga injectados em cada uma das 16 *strips* de uma secção em x . Se Q_L e Q_R forem respectivamente os sinais de carga esquerdo e direito correspondentes à divisão de carga de um sinal injectado numa dada *strip*, a posição é dada pelo histograma de $\frac{Q_L \otimes \langle Q_L \rangle}{\int Q_L dt} - \frac{Q_R \otimes \langle Q_R \rangle}{\int Q_R dt}$, que corresponde à diferença, para Q_L e Q_R , do produto de convolução do sinal com o sinal médio (filtragem óptima [42]) normalizado ao integral do sinal médio. O histograma mostra claramente a resolução em posição para sinais injectados em *strips* contíguas espaçadas de 2mm . O espectro para os sinais injectados nas extremidades da secção é contudo mais alargado. Isso deve-se, para a 1^a *strip*, ao facto do sinal Q_L ser máximo e o Q_R ser praticamente nulo ou estar ao nível do ruído electrónico (ver figura 6.8), resultando uma perda da resolução em posição com a filtragem óptima nestas condições. A figura 6.10 representa, à direita, em pormenor o histograma correspondente às *strips* 5 e 6. Para a *strip* 5, para uma carga total de 496 fC , a diferença $Q_L - Q_R$ tem uma carga equivalente de ruído de 10.2 fC ¹, sendo que para a *strip* 6, o nível de ruído é o mesmo para uma carga total de 488 fC . Para a *strip* 5 a relação sinal-ruído para o sinal convoluído é ordem de 24 sendo que para a *strip* 6 é da ordem de 15.

Em termos de resolução em posição, a electrónica de leitura possibilita uma resolução espacial sub-milimétrica, com uma relação sinal-ruído em posição de 9.3 (*i.e.*, tomando a razão entre 2 mm (a diferença entre picos) e a dispersão ou largura do espectro de posição).

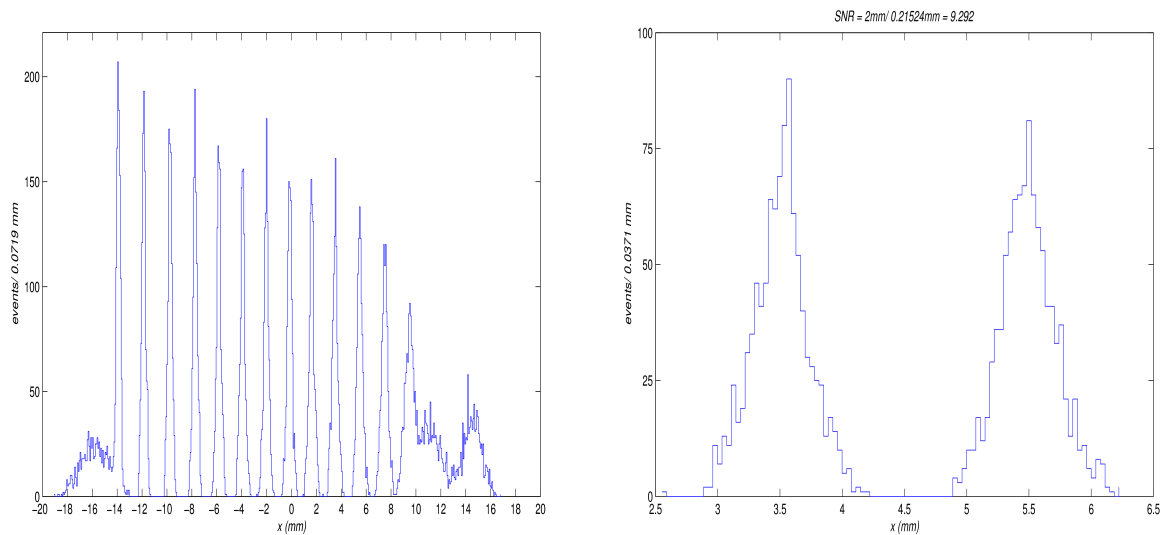


Figura 6.10: Histogramas de posição para um sinal de carga injectado nas 16 *strips* em X .

¹ À escala de 200 mV/div , o nível de ruído de um canal do osciloscópio com o amplificador alimentado mas sem sinal de carga à entrada é da ordem de 6.4 mV (rms). É essencialmente um factor 2 abaixo dos 13.8 mV a que corresponde a carga equivalente de ruído de 10.2 fC .

Sinal de Carga Induzido com um Injetor de Carga Pontual

Os resultados da secção anterior demonstram experimentalmente a linearidade da razão χ com a posição. As simulações em *SPICE* referem essencialmente o mesmo mas não contabilizam a transição entre secções (na possível existência de uma capacidade intrínseca entre *strips* que separam secções distintas). Para estudar a contribuição dessa transição para a linearidade com a posição, mas também para ter uma análise mais realista da localização dos sinais de carga que são induzidos nos eléctrodos, foi utilizado um injetor carga pontual que induz um sinal de carga nos *PCBs* e que varre a transição entre 2 secções de 16 *strips* em X em posições espaçadas de 2 mm, ver figura 6.11.

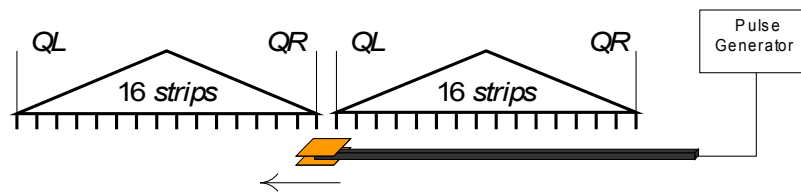


Figura 6.11: Teste eléctrico da linearidade com a posição com injetor de carga pontual.

O injetor de carga é um condensador formado por duas placas de cobre na extremidade de uma haste com duas faces em cobre que alimentam cada uma das placas (as placas estão espaçadas de 3.4 mm e tem uma área da ordem de 25 mm²). O sinal (quadrado de amplitude 2 V, 5 ms de duração e período 10 ms) é aplicado diferencialmente a ambas as faces da haste, sendo o perfil de carga induzido pelo injetor muito semelhante ao perfil induzido pela avalanche. Os sinais são recolhidos pelo amplificador de carga nas extremidades esquerda e direita de cada secção e adquiridos no osciloscópio para processamento digital.

O processamento de sinal tem algumas particularidades no que diz respeito a efeitos secundários produzidos pelo injetor. Por um lado, a haste do injetor tem uma capacidade intrínseca parasita que induz um perfil de carga nos eléctrodos e que tem de ser corrigida dos sinais de carga Q_L e Q_R de cada secção. Por outro lado, o facto do injetor induzir um perfil de carga de forma aproximadamente gaussiana, e cuja integração de toda a carga induzida engloba várias *strips* adjacentes, obriga a corrigir o efeito de *crosstalk* por *partilha de carga induzida* que se dá com o injetor posicionado na zona de transição. Isto é, num ponto antes da transição, a carga lida por hipótese em Q_L , na primeira secção, tem de ser compensada pela carga lida em Q_R da secção adjacente, de forma a integrar toda a carga induzida pelo injetor naquela posição.

A figura 6.12 representa a razão $\chi = \frac{Q_L - Q_R}{Q_L + Q_R}$ em função da posição do injetor. A posição zero define a transição entre secções e χ reproduz quer a linearidade¹ verificada no teste anterior para cada secção, quer na transição entre secções. Já a figura 6.13 representa o perfil da carga induzida pelo injetor carga pontual ($Q_L + Q_R$) em função da sua posição. Pelas mesmas razões apresentadas anteriormente, há uma perda de carga para a massa que aumenta com a posição, sendo máxima no centro na secção. O perfil da carga total é essencialmente simétrico relativamente ao centro de cada secção, sendo a boa linearidade na transição entre secções verificada pela suavidade da curva na posição zero.

¹ Os erros de não-linearidade no gráfico devem-se somente ao erro de paralaxe no posicionamento do injetor e não a não-linearidades da electrónica de divisão de carga.

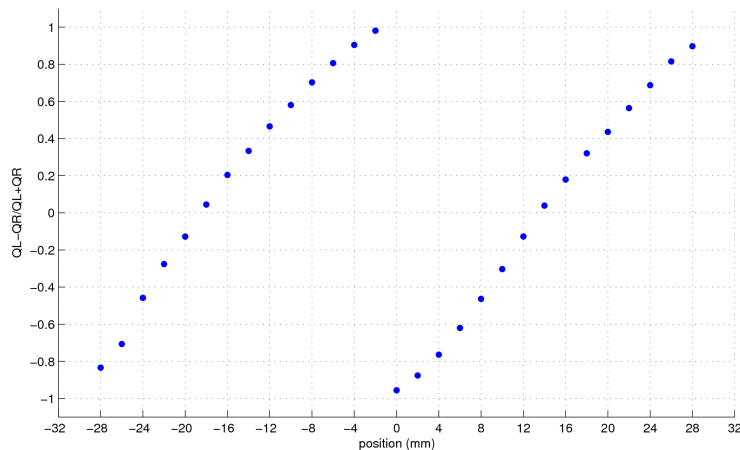


Figura 6.12: Teste da linearidade da divisão capacitiva com o injector de carga pontual.

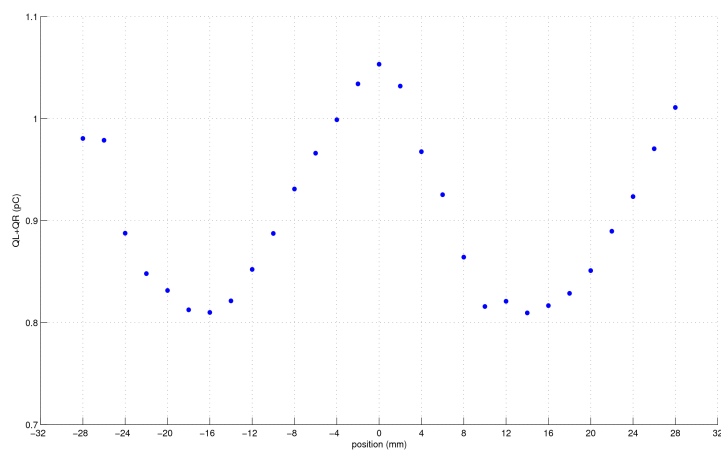


Figura 6.13: Carga total *versus* posição do injector de carga pontual.

Para finalizar esta secção, de referir que embora os testes efectuados sejam para a divisão capacitiva segundo a coordenada x , para a coordenada y e os efeitos observados serão essencialmente os mesmos, dado o principio físico subjacente à divisão de carga ser o mesmo.

6.3.2 Resolução Espacial - Teste Eléctrico com Injector de Carga Pontual

Uma outra medida da resolução espacial da electrónica de posição consistiu na injeção de um sinal de carga com o injector capacitivo pontual posicionado nos quatro vértices de um quadrado de 2 mm de lado, e entre os *PCBs* *X* e *Y* de recolha de sinal. Cada ponto é localizado pelo sinal de carga induzido nos *PCBs*. A figura 6.14 mostra uma imagem reconstruída a partir dos sinais de carga Q_L e Q_R para cada ponto e para cada coordenada x e y . Já a figura 6.15 representa, tal como na figura 6.10, os histogramas de posição dos 4 pontos. A relação sinal-ruído em x é de 6.3 para os pontos 1-3 e 7.7 para os pontos 2-4. Para a coordenada y a relação sinal-ruído é superior (\sim factor 3), sendo 21.8 para os pontos 1-2 e 18.2 para os pontos 3-4. Este factor 3 não é compreendido ainda e será um dos assuntos estudados no futuro. A resolução em posição da electrónica é dada pela largura a meia altura da gaussiana que se ajusta aos histogramas de posição ($R(fwhm) = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$), sendo $R_x(fwhm) = 0.6\text{ mm}$ e $R_y(fwhm) = 0.2\text{ mm}$, onde se mantém o factor 3 apresentado atrás.

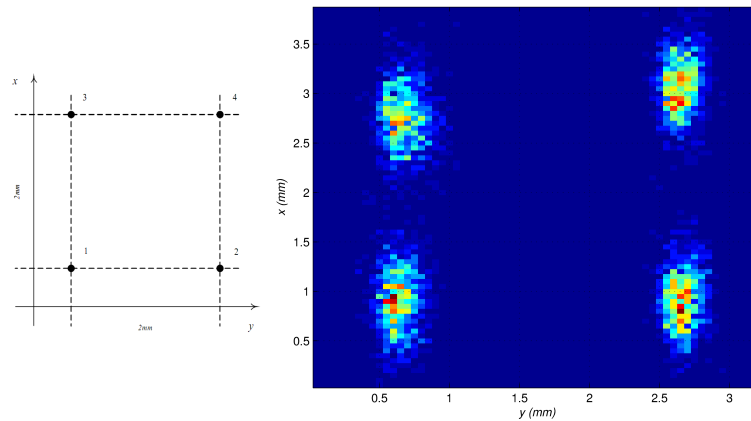


Figura 6.14: Teste da sensibilidade em posição da electrónica de leitura que mostra claramente uma resolução espacial submilimétrica.

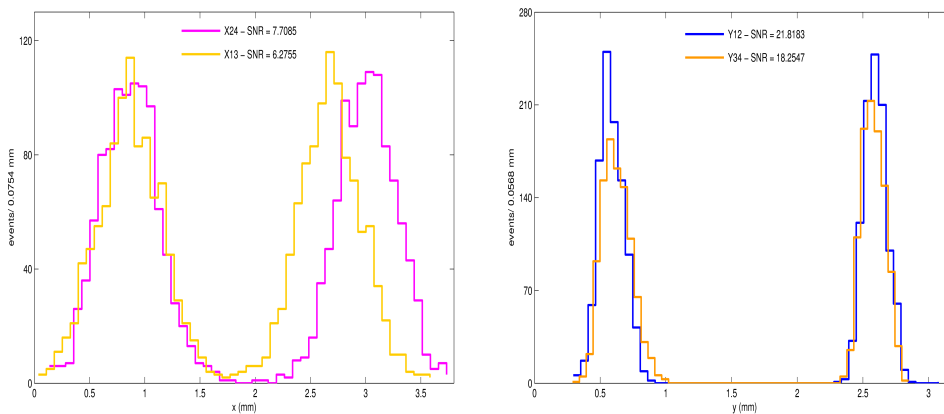


Figura 6.15: Histogramas de posição para o injector capacitivo posicionado nos vértices de um quadrado de 2 mm de lado.

6.4 Testes com a Câmara RPC-PET

Este parágrafo descreve a primeira medida de resolução espacial integrando a electrónica para localização de eventos e a câmara. A montagem experimental é equivalente à da figura 5.6 para medida de eficiência, com o *PM1* a 210 mm da câmara e o *PM2* junto da fonte de ^{22}Na , a 70 mm da câmara. O *trigger* é feito na coincidência entre o fóton de 511 keV no *PM1*, o fóton de 1.275 MeV no *PM2*, e o sinal de tempo na secção central de 16 *strips*. Foram instrumentadas 3 secções consecutivas de 16 *strips* em *X*, e lidas com os 4 canais do osciloscópio de acordo com o esquema da figura 6.16. A extremidade do cintilador (*PM1*) é alinhada com a fonte e com a câmara, de tal forma que a imagem reconstruída da projecção do cintilador é uma função degrau correspondente ao corte do cintilador. É a largura a meia altura da função derivada dessa projecção que se toma como a resolução em posição da câmara.

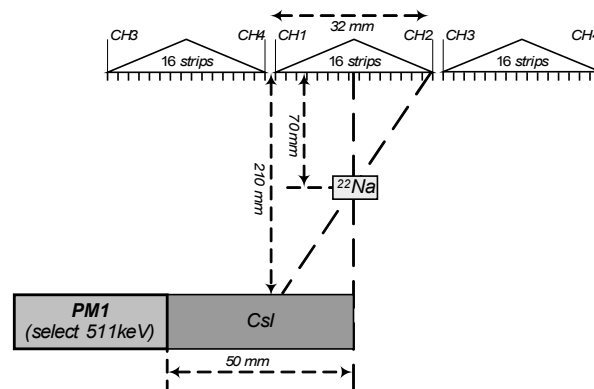


Figura 6.16: Montagem experimental para medição da resolução em posição (fora de escala).

Os sinais de carga Q_1 , Q_2 , Q_3 e Q_4 ¹ são lidos respectivamente nos canais 1, 2, 3 e 4, sendo as secções exteriores instrumentadas para uma análise do *crosstalk* entre a secção central e as vizinhas. A este nível há essencialmente dois tipos de *crosstalk*: *capacitivo*, que resulta do facto da propagação de um sinal ao longo de uma *strip* induzir um transiente por acoplamento capacitivo às *strips* vizinhas; e *crosstalk* por *partilha de carga induzida*, para avalanches que se localizam nos bordos de uma secção e cujo perfil de carga induzida abranja *strips* da secção adjacente (este efeito é tanto mais pronunciado quanto maior a carga total da avalanche).

A reconstrução da imagem projecção do cintilador requer um corte nos eventos que contribuem para o *crosstalk* entre a secção central e as vizinhas. A figura 6.17 representa um conjunto de gráficos da análise do *crosstalk* e da selecção da população de eventos para a reconstrução de imagem na situação em que o cintilador está todo por debaixo da secção central de 16 *strips* (*trigger* 100 %).

As figuras 6.17(a) e 6.17(d) mostram a contribuição do *crosstalk* para o espectro de posições. São o resultado de eventos que se dão nas secções laterais ($Q_3 + Q_4 > 0$), e que induzem sinais na secção central com uma posição² virtual que é o reflexo da sua posição efectiva. Existem duas populações distintas (a azul e vermelho), sendo que é a população azul é a relevante para a reconstrução da imagem da projecção do cintilador na câmara. Em 6.17(d) é claro que só os eventos nas extremidades da secção ($Pos_0 \rightarrow = \pm 1$) contribuem para o *crosstalk* por *partilha de*

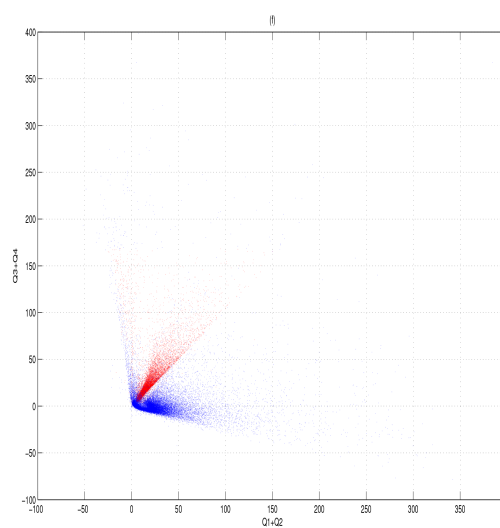
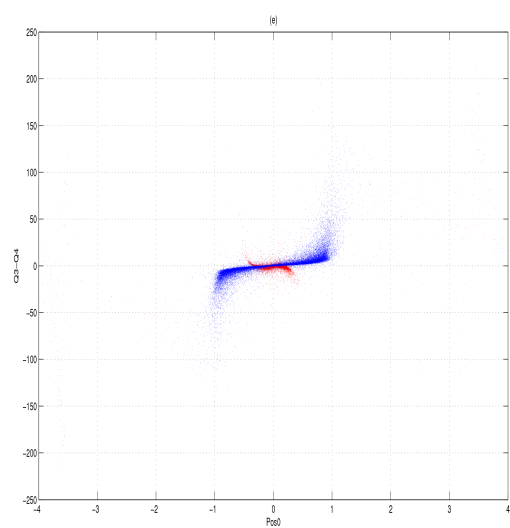
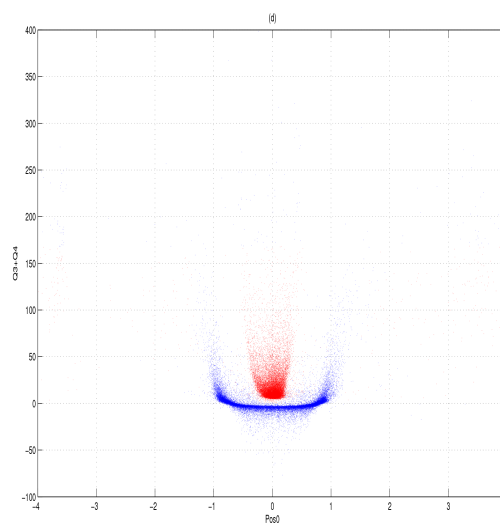
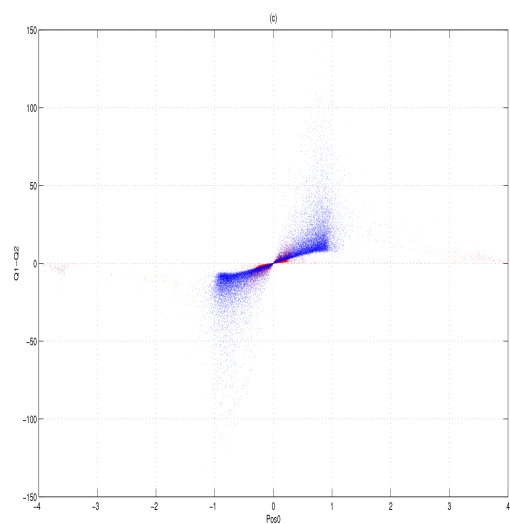
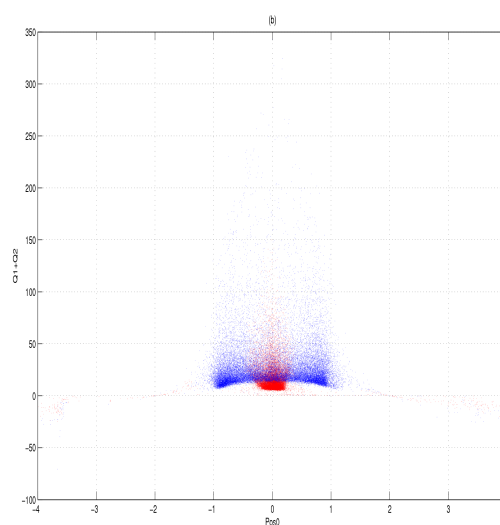
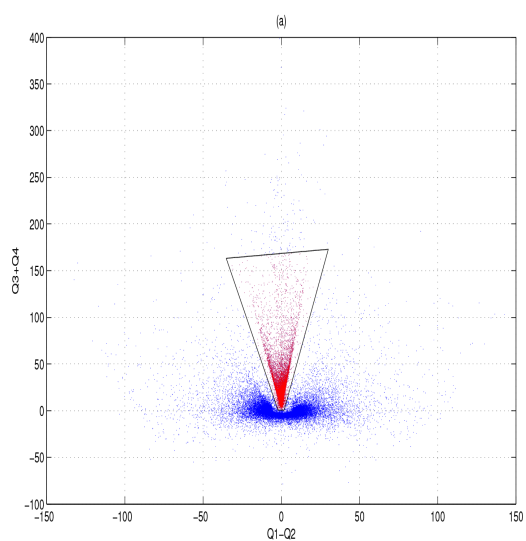
¹ A carga Q_i : $i = 1, 2, 3, 4$, é dada pelo integral do sinal à saída do amplificador de carga (u.a.).

² A abcissa $Pos_0 = \frac{4}{\pi} \cdot \arctan \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2}$ define, entre -1 e 1 , a posição relativa na secção central de 16 *strips*.

carga induzida para as secções adjacentes. Já a população a vermelho corresponde a avalanches nas secções laterais, que induzem sinais na secção central por acoplamento capacitivo, e cuja leitura nos canais 1 e 2 (com sinais induzidos de amplitudes idênticas) sobrestima o número de eventos que se dão na região central desta secção. Por outro lado, o que é espectável na figura 6.17(g), para $Q1 + Q2$ vs $Q1 - Q2$, é um quadrado com vértice em $Q1 - Q2 = 0$, com elevada densidade de eventos para cargas baixas (de acordo com o espectro de carga 5.11) e com uma bossa em $Q1 - Q2 = 0$ para eventos no centro da secção, e onde a carga total da avalanche é tal que $Q1 + Q2 \neq 0$. A população azul está de acordo com o esperado, e o mesmo se verifica em 6.17(b), onde o gráfico $Q1 + Q2$ vs $Pos0$ tem a forma de um rectângulo entre -1 e 1 . Já a figura 6.17(f), para $Q3 + Q4$ vs $Q1 + Q2$, mostra que as duas populações são de facto anti-correlacionadas evidenciando a importância do *crossstalk* entre secções.

Finalmente, as figuras 6.17(i-l) mostram essencialmente as mesmas representações, mas apenas para a população de eventos azul e ainda com as condições para corte de *crossstalk* $Q3 + Q4 < 5$ (figura 6.17(a)) e $Q3 + Q4 < Q1 + Q2$ (6.17(f)) para o corte de eventos com muita carga lateral na periferia da secção central. Para os eventos nestas circunstâncias o espectro de posição é dado na figura 6.18 e representa a projecção do cintilador na câmara. A não uniformidade no espectro de posição deve-se exclusivamente aos cortes de eventos que contribuem para o *crossstalk*, e é notória a perda de resolução na leitura das extremidades da secção de 16 *strips* como de facto já foi referido anteriormente nos testes eléctricos.

De forma a determinar a resolução em posição da câmara, foi reconstruída a imagem da projecção do cintilador na câmara com a extremidade do cintilador (*PM1*) alinhada com a fonte e com o centro da secção central (*trigger* 50%) e com o cintilador deslocado $\pm 5mm$. A figura 6.19 mostra os histogramas obtidos, correspondendo um deslocamento de $5mm$ a uma variação da posição relativa da ordem de 0.30. Aproximando o histograma *trigger* 50% + $5mm$ a uma função degrau entre zero $[-\infty, -0.5]$ (pedestal de contagens de fundo) e um $[-0.07, \infty]$, a resolução em posição é da ordem de $6.1 mm$ (*fwhm*), e é dada pela largura a meia altura da gaussiana que se ajusta ao impulso de Dirac resultante da derivada do degrau. A resolução em posição obtida com este método não é muito boa quando comparada com a resolução em posição da electrónica de leitura, $0.6 mm$ (*fwhm*), mas deve-se em muito à dificuldade da colimação dos fotões e à largura da transição no corte do cintilador. O corte não abrupto deve-se essencialmente ao facto dos fotões poderem passar tangentes à extremidade do cintilador, e os que aí interajam terem menor probabilidade de ser detectados do que fotões que interajam no centro deste.



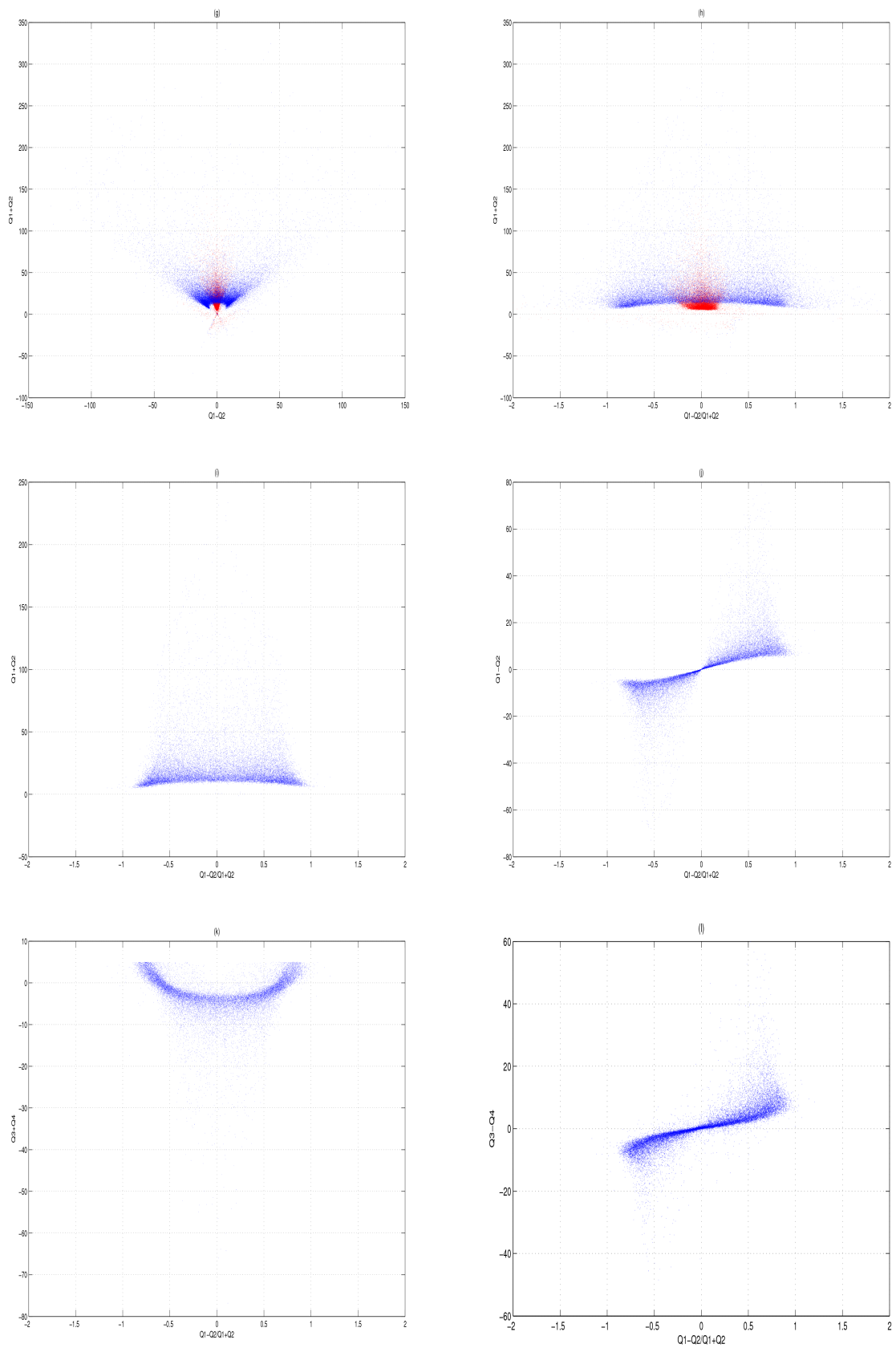


Figura 6.17: Análise do *crosstalk* dos sinais de carga entre secções vizinhas.

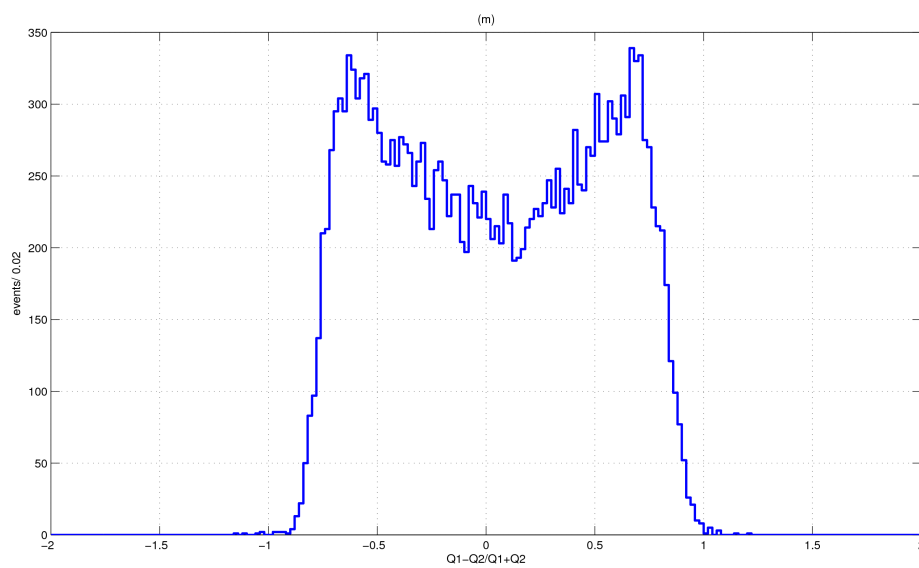


Figura 6.18: Histograma de posição com o cintilador abaixo da secção central de 16 *strips*.

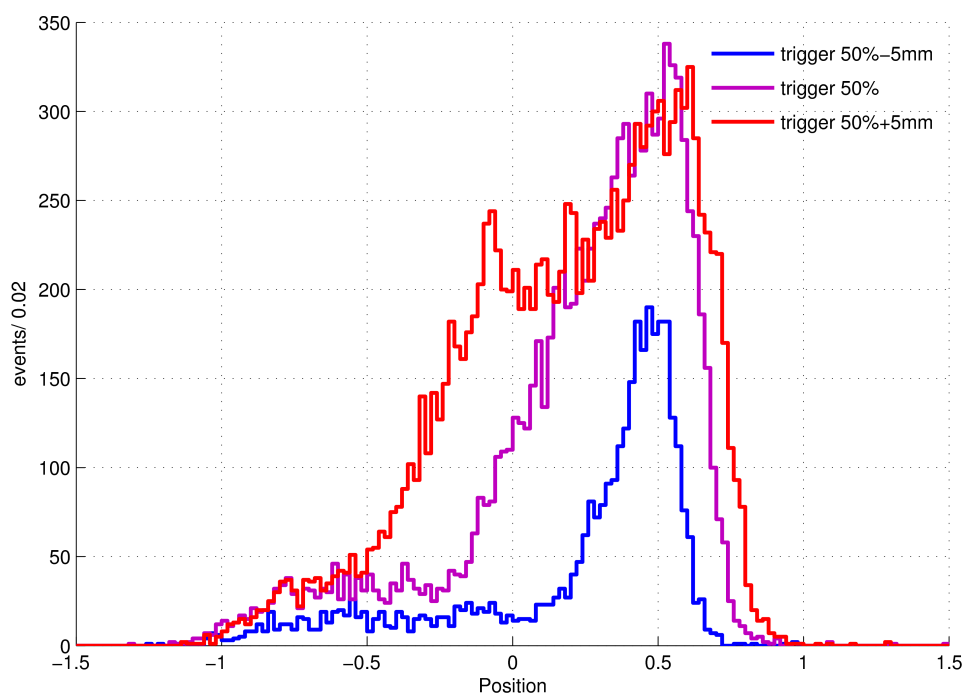


Figura 6.19: Histogramas de posição da imagem do cintilador projectado na câmara.

Capítulo 7

Resolução Temporal

Como referido no capítulo 2, o uso da informação do tempo do voo do fóton (*TOF*) nos algoritmos de reconstrução de imagem resulta numa diminuição do valor rms do ruído (por um factor 4.4) e consequente melhoria da relação sinal-ruído e do contraste da imagem PET [8]. A boa resolução temporal das RPCs possibilita a medida de tempos de voo o que torna o protótipo RPC-PET de corpo inteiro promissor em termos do contraste de imagem. Neste sentido, este capítulo final refere o procedimento experimental bem como os resultados da medida da resolução temporal da câmara ¹.

7.1 Medida Experimental

Considere-se uma montagem experimental constituída por dois contadores de referência (dois cintiladores plásticos *PM1* e *PM2*, com uma resolução temporal da ordem de 110 ps^2), por uma fonte de ^{22}Na e pela RPC. A medida da resolução temporal da câmara faz uso do conhecimento das resoluções dos cintiladores sendo que para tal foram feitas três medidas independentes: da resolução temporal da câmara contra cada um dos cintiladores e entre ambos os cintiladores.

Para a medida dos cintiladores contra a câmara, o *trigger* é dado pela coincidência entre o sinal à saída dos fotomultiplicadores e o sinal de tempo na câmara, sendo que este último é o sinal de tempo numa secção de 16 *strips* em *X* alinhada com o cintilador e com a fonte, e que é instrumentada com o amplificador rápido para medida de tempos de voo³ [38]. Já na medida entre cintiladores, o *trigger* é dado na coincidência de ambos os sinais lógicos.

Desta forma, considere-se um esquema com a fonte de ^{22}Na entre ambos os cintiladores. Se a resolução temporal dos cintiladores for σ_{PM1} e σ_{PM2} (desconhecidos), o desvio padrão da

¹ Embora o autor não tenha intervindo na medida da resolução temporal da câmara, considera-se oportuno uma descrição simples desta medida, dado tratar-se de um protótipo RPC-PET com implementação de TOF.

² De facto, cada cintilador (de forma cilíndrica) tem acoplado um fotomultiplicador em cada face, sendo que o tempo do sinal é dado pelo tempo médio de ambos os fotomultiplicadores.

³ Na realidade, a existência de um *jitter* no sinal tempo ao longo da extensão do detector (300 mm) leva a que seja necessário ler o tempo noutro amplificador rápido instrumentado na extremidade oposta da mesma secção, de tal forma que o tempo do sinal é dado pela média dos tempos de ambos os amplificadores e que é independente da posição do evento.

diferença de tempos⁴ entre ambos os cintiladores é dado simplesmente por

$$\sigma_{PM1,PM2}^2 = \sigma_{PM1}^2 + \sigma_{PM2}^2 \quad (7.1)$$

Fazendo a mesma medida mas entre a câmara e cada um dos cintiladores tem-se

$$\sigma_{RPC,PM1}^2 = \sigma_{RPC}^2 + \sigma_{PM1}^2 \quad (7.2)$$

$$\sigma_{RPC,PM2}^2 = \sigma_{RPC}^2 + \sigma_{PM2}^2 \quad (7.3)$$

A resolução temporal da câmara, σ_{RPC} , obtém-se simplesmente resolvendo o sistema de 3 equações a 3 incógnitas. Outra forma é admitir que $\sigma_{PM1} \approx \sigma_{PM2}$ e medir a diferença de tempos entre a câmara e apenas um dos cintiladores ($PM1$, por hipótese). Desta forma, a resolução temporal da câmara é somente

$$\sigma_{RPC} = \sqrt{\sigma_{RPC,PM1}^2 - \sigma_{PM1,PM1}^2/2} \quad (7.4)$$

A figura 7.1 representa o espectro da diferença de tempos entre a câmara e o contador de referência para um módulo RPC de 10 *gaps* de 200 μm de espessura. A resolução temporal medida para fótons é de $\sigma_{RPC} = 90 ps$, e está de acordo com a resolução temporal medida para RPCs de geometria diferente, pelo que se espera uma resolução da mesma ordem para *gaps* de 350 μm .

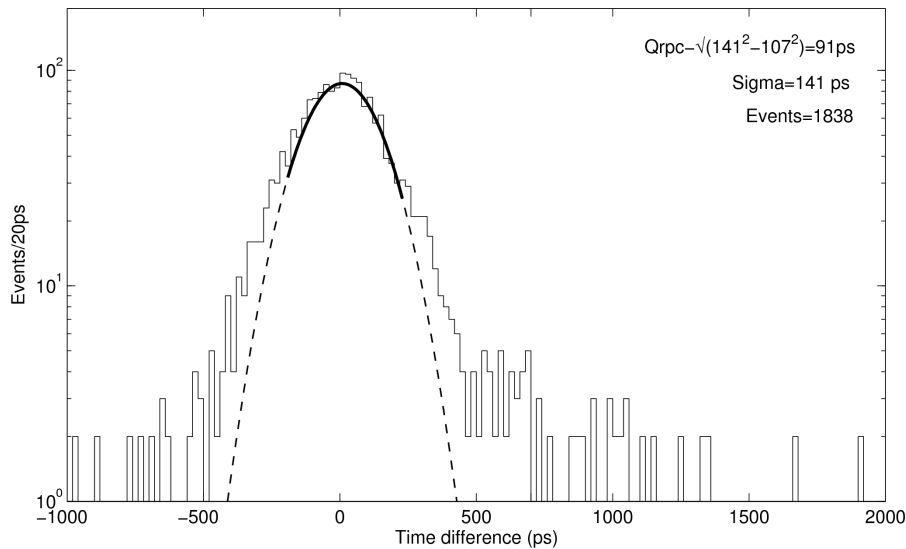


Figura 7.1: Espectro da diferença de tempos entre a câmara e um contador de referência para medida da resolução temporal.

⁴ O tempo do sinal pode ser determinado por *hardware*, a partir do sinal lógico à saída de um *discriminador de fracção constante* que recebe à entrada o sinal analógico do fotomultiplicador. Desta forma o tempo é independente da amplitude do sinal. Por outro lado, o procedimento por *software* implica a aquisição dos sinais analógicos à saída dos fotomultiplicadores, sendo que o processamento é no sentido de gerar um sinal lógico a *threshold* fixo para posterior correcção tempo-carga.

Capítulo 8

Conclusões

O trabalho apresentado nesta tese consistiu no desenvolvimento e teste de um protótipo RPC-PET. Os principais resultados resumem-se à avaliação da eficiência de detecção da câmara, aos estudos de sensibilidade em posição e medida da resolução espacial e, por fim, à determinação da resolução temporal da câmara.

A eficiência de detecção foi medida por dois métodos distintos e comparada com as simulações em *GEANT4*. Numa primeira medida por *hardware* obteve-se uma eficiência de $2.1 \pm 0.2\%$ e, posteriormente, uma segunda medida de 2% mas por métodos de *software* mais precisos. Os resultados vão ao encontro da simulação para a eficiência de detecção (2.219%) e resolvem aparentemente uma das principais questões no estudo de viabilidade do desenvolvimento de um tomógrafo RPC-PET de corpo inteiro: a eficiência de detecção.

No que concerne aos estudos e medidas da sensibilidade em posição: verificou-se a linearidade da divisão capacitiva de carga com a posição; foi medida a resolução em posição da electrónica para localização de eventos com uma largura a meia altura da ordem 0.6 mm em X e 0.2 mm em Y ; e, finalmente, foram realizadas avaliações da resolução espacial do sistema com a câmara e a electrónica de localização integradas. A resolução obtida é da ordem de 6.2 mm (*fwhm*) mas espera-se, num futuro próximo, e uma vez ultrapassadas as dificuldades de colimação de feixes de fótons, o alcance de resoluções espaciais da ordem do milímetro ou até da fracção de milímetro.

Finalmente, e em relação à resolução temporal, os resultados vão ao encontro de outras medidas de resolução temporal das RPCs para fótons, $90\text{ ps } \sigma$, o que perspectiva favoravelmente a implementação da informação de TOF no protótipo RPC-PET.

As perspectivas de evolução a curto prazo deste projecto são no sentido da conclusão da construção da cabeça RPC-PET de 50 gaps ; novas medidas de verificação da eficiência de detecção e a continuação dos estudos da localização da posição de eventos e da resolução espacial da câmara. Num futuro a médio prazo (2-3 anos) o desenvolvimento de uma segunda cabeça RPC-PET para o estudo da detecção em coincidência, de sistemas de *trigger* de eventos e da implementação da informação TOF (paralelamente à constante evolução no domínio da reconstrução de imagem em modo 3D-TOF). Já num futuro a médio-longo prazo (3-5 anos) o início de testes com fantasmas para avaliação das características de performance do sistema.

Bibliografia

- [1] D.L. Bailey, D.W. Townsend, P.E. Valk, and M.N. Maisey. *Positron Emission Tomography: Basic Sciences*. Springer, 2005.
- [2] M.E. Phelps. *PET Physics, Instrumentation, and Scanners*. Springer, Los Angeles, 2006.
- [3] M. Couceiro., N. C. Ferreira, and P. Fonte. Sensitivity assessment of wide axial field of view PET systems via monte carlo simulations of nema-like measurements. *NNucl. Instr. and Meth. A*, 580:485–488, 2007.
- [4] M. Couceiro, A. Blanco, N. C. Ferreira, R. Ferreira-Marques, P. Fonte, and L. Lopes. RPC-PET: Status and perspectives. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 580:915–918, 2007.
- [5] N. Ferreira. *Contribuição para a Quantificação em Tomografia de Emissão de Positrões no Modo 3D*. PhD Thesis, Coimbra, 2002.
- [6] A. Blanco, V. Chepel, R. Ferreira-Marques, P. Fonte, M. I. Lopes, V. Peskov, and A. Policarpo. Perspectives for positron emission tomography with RPCs. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 508:88–93, 2003.
- [7] P. Fonte. Applications and new developments in resistive plate chambers. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49:881–887, 2002.
- [8] W. Moses. Time of flight in PET revisited. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50(5):1325–1330, 2003.
- [9] W. Moses. Recent advances an future advances in time-of-flight PET. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 580:919–924, 2007.
- [10] A. Blanco et al. RPC-PET: A new very high resolution PET technology. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53(5), Oct 2006.
- [11] H. Lundqvist et al. Positron emission tomography. *Eur. J. Phys.*, 19:537–552, 1998.
- [12] K. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, New York, 2nd edition, 1988.
- [13] A. Blanco. Positron range effects on the spatial resolution of RPC-PET. *2006 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*.
- [14] C. Levin and E. Hoffman. Calculation of positron range and its effect on the fundamental limit of positron emission tomography system spatial resolution. *Phys. Med. Biol.*, 44:781–799, 1999.
- [15] A. Wirrawar et al. 4.5 tesla magnetic field reduces range of high-energy positrons - potential implications for positron emission tomography. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44(2):184–188, 1997.
- [16] A. Blanco et al. Spatial resolution on a small animal RPC-PET prototype operating under magnetic field. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 158, 2006.

- [17] S. DeBenedetti, C. E. Cowan, W. R. Konneker, and H. Primakoff. On the angular distribution of two-photon annihilation radiation. *Phys. Rev.*, 77(2):205–212, 1950.
- [18] P. Crespo. *Optimization of In-Beam Positron Emission Tomography for Monitoring Heavy Ion Tumor Therapy*. PhD. Thesis, Technische Universität Darmstadt, Germany, 2005.
- [19] C. Grupen. *Physics of Particle Detection*. ICFA Instrumentation School, Istanbul, 1999.
- [20] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, 2nd edition, 1989.
- [21] W.R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [22] W.-M. Yao et al. Review of particle physics. *Journal of Physics G*, 33, 2006. <http://pdg.lbl.gov>.
- [23] H. Raether. *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. Butterworths, London, 1964.
- [24] P. Fonte. *Realimentação e Disrupção em Detectores Gasosos de Faces Paralelas*. Dissertação de Doutorado, Coimbra, 1993.
- [25] D. González-Díaz. *Research and Developments on Timing RPCs. Application to the ESTRELA Detector of the HADES Experiment at GSI*. PhD. Thesis, Santiago de Compostela, 2006.
- [26] C. Lippmann. *Detector Physics of Resistive Plate Chambers*. PhD. Thesis, 2003.
- [27] S. Ramo. Currents induced by electron motion. *IRE*, 27:584–585, 1939.
- [28] W. Riegler. Extended theorems for signal induction in particle detectors VCI 2004. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 535:287–293, 2004.
- [29] W. Riegler. Induced signals in resistive plate chambers. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 491:258–271, 2002.
- [30] E. Nasser. *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics*. John Wiley & Sons, 1971.
- [31] A. Alici et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 579:979–988, 2007.
- [32] M. Couceiro. Sensitivity characteristics of an RPC-PET approach to whole-body human TOF-PET. *Talk presented at the RPC 2007: IX International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors, February 13-16, 2008*.
- [33] P. Fonte et al. RPC-PET: Status and perspectives. *Imaging 2006 - Proceedings of the 3th International Conference on Imaging Techniques in Subatomic Physics, Astrophysics, Medicine, Biology and Industry*.
- [34] NIST. *National Institute of Standards and Technology*. <http://nist.gov/>.
- [35] V. Radeka. Effect of baseline restoration on signal-to-noise ratio in pulse amplitude measurements. *The Rev. Sci. Instrum.*, 38(10):1397, 1967.
- [36] A. Pullia, W. Müller, C. Boiano, and R. Bassini. Resistive or capacitive charge-division readout for position-sensitive detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49(6):3269–3277, 2002.

-
- [37] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1998.
- [38] A. Gouvêa. *Medida da Resolução Temporal de um Detector Gasoso RPC destinado a TOF-PET*. tese de licenciatura em Eng.^a Biomédica, 2007.
- [39] E. Kowalski. *Nuclear Electronics*. Springer-Verlag, New York, 1970.
- [40] P. W. Nicholson. *Nuclear Electronics*. John Wiley & Sons, 1974.
- [41] P. Horowitz. *The Art of Electronics*. Cambridge University Press, 2nd edition, 1989.
- [42] G. Turin. An introduction to matched filters. *IRE Transactions on Information Theory*, pages 311–329, 1960.