INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

FATORES QUE INFLUENCIAM A RESOLUÇÃO EM ENERGIA NA ESPECTROMETRIA DE PARTÍCULAS ALFA COM DIODOS DE Si

FÁBIO DE CAMARGO

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear – Aplicações.

Orientadora:
Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias

São Paulo
2005

Dedico este trabalho à minha família, em especial para meus pais; à minha namorada e seus pais; aos meus amigos e a Deus.

AGRADECIMENTOS

Gostaria expressar os meus mais sinceros votos de gratidão a todos aqueles que de uma forma ou de outra contribuíram para a execução desta dissertação de mestrado. Em particular, desejo agradecer:

À **Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias** (IPEN-CNEN/SP e PUC/SP) pelas exaustivas discussões, dedicação, amizade e orientação nesta etapa tão importante da minha vida e por todos os ensinamentos a mim transmitidos, que transcendem as barreiras acadêmicas chegando ao plano pessoal, desde os meus primeiros passos no mundo da pesquisa científica sempre me incentivando a atingir os meus objetivos de vida.

À **Profa. Dra. Josemary Angélica Correia Gonçalves** (IPEN-CNEN/SP e PUC/SP) pelas orientações, amizade e dedicação do seu precioso tempo em sempre estar pronta a ajudar, colaborar e instruir-me pelos caminhos corretos do meio científico, além de toda a atenção dispensada nas correções e sugestões a esta dissertação.

Ao **Prof. Dr. Marcello Damy de Souza Santos** (IPEN-CNEN/SP) pelo prazer de conhecê-lo e de poder desfrutar da sua elevada sabedoria e filosofia acadêmica implantada no grupo de pesquisa, que perduram até os dias atuais, com sua humildade, educação e respeito ao próximo.

Ao **Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati** (IF-USP) por ter disponibilizado toda a infra-estrutura do LAL/IF-USP e pelo voto de confiança em mim depositado.

Ao **Prof. Dr. Jiro Takahashi** (IF-USP) pelas valiosas discussões elucidativas e ensinamentos transmitidos sobre os meandros da mecânica de precisão e pela confecção do posicionador micrométrico da fonte radioativa.

Ao **Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo** (LAL/IF-USP), em nome do seu coordenador **Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins**, por ter acolhido-me calorosamente no laboratório no início deste trabalho para utilização do programa *Solid Edge*, destinado a desenhos técnicos mecânicos de precisão, além de colocar-me a disposição os funcionários da oficina mecânica para confecção da câmara de

medida, aos quais devo-lhes grandiosa gratidão, em especial ao **Tec. Wilson Aparecido de Lima**.

Ao Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (LME/POLI-USP), em nome do seu coordenador geral Prof. Dr. José Kleber da Cunha Pinto e ao Tec. Jair Pereira de Souza, pela colaboração na montagem e caracterização do detector empregado neste trabalho, conjuntamente com as discussões esclarecedoras e ensinamentos transmitidos sobre montagens eletrônicas e técnicas de medidas de parâmetros elétricos.

Ao Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LAMFI/IF-USP), em nome do Prof. Dr. Manfredo Harri Tabacniks, pela colaboração na medida das camadas constituintes da janela do detector empregado neste trabalho por meio da técnica de *RBS*.

Ao **Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico** (CNPq) pela concessão de bolsa durante o desenvolvimento deste trabalho, sem o qual não poderia realizá-lo.

À **Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo** (FAPESP) pelo suporte financeiro concedido (projeto nº 03/12720-6).

Ao **Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares** (IPEN-CNEN/SP), em nome do gerente do Centro Tecnológico das Radiações (CTR), **Msc. Wilson Aparecido Parejo Calvo** e da chefe de Divisão de Pesquisa e Desenvolvimento, **Dra. Maria Helena de Oliveira Sampa**, por ter acolhido-me no seu quadro de aluno, desde minha iniciação científica até o presente, dando o suporte necessário para a realização desta pesquisa.

Aos **Funcionários do CTR**, em nome do **Eng. Samir Luiz Somessari** e do **Tec. Cláudio Botelho**, pela ajuda e colaboração durante todo o período de realização da minha dissertação.

Aos **Funcionários** da Oficina Mecânica do IPEN, em nome do **Tec. José Carlos Sabino**, pela confecção de parte das peças constituintes da câmara de medida juntamente com suas experiências profissionais orientando-me sempre quando necessário.

"O sol nasce e se põe todo dia. Todos os dias, as pessoas saem de suas casas para trabalhar, estudar, etc. Todos os dias têm alguém que chora, que ri, que ama, que odeia, que pede e que agradece. As ações se repetem sempre. Apesar das repetições, nenhum dia é igual ao outro. Curioso não? Mas a diferença entre essas repetições é nossa carga emocional, nosso estado de espírito. Se estamos bem, tudo o que sempre fazemos parece que flui mais facilmente. Quando não estamos bem, parece que nada dá certo. Como dar certo ou errado se muitas de nossas ações se repetem a cada dia? Como isso pode acontecer? Acontece porque é assim que vemos as coisas. Quando estamos bem, vemos tudo de uma forma melhor. Temos mais paciência, mais compreensão e tolerância. Não temos pressa, temos prazer em tudo que vemos e fazemos. Porém, quando não estamos bem, não preciso nem dizer... Mas como nos manter bem constantemente com tantos problemas e dificuldades a nossa volta? Nós podemos nos manter bem pela fé, pela crença que Deus esta conosco, nos guiando, nos auxiliando para alcançarmos nossos ideais e objetivos. Crêem nisso e dêem tempo ao tempo, pois tudo se ajusta. E o ajuste se dá quando estamos em equilíbrio: saúde, corpo e alma. O equilíbrio é o eixo que sustenta a vida. Mantenham-se nos caminhos que Jesus nos ensinou. Mantenham-se firmes em seus propósitos. Não acreditem em abandono, no sofrimento ou na desilusão. Esses sentimentos refletem as nossas fraquezas diárias. Nada mais. Não se deixem tomar conta por tais sentimentos, porque a fé que há dentro de vocês é imensa e pode levá-los onde quiserem. Sempre a fortaleçam, que nada lhes faltará."

Autor desconhecido

"Faça as coisas o mais simples possível, mas não de maneira simplória."

"Quem nunca errou, jamais também experimentou algo de novo."

Albert Einstein

FATORES QUE INFLUENCIAM A RESOLUÇÃO EM ENERGIA NA ESPECTROMETRIA DE PARTÍCULAS ALFA COM DIODOS DE Si

Fábio de Camargo

RESUMO

Neste trabalho são apresentados os estudos das condições de resposta de um diodo de Si, com estrutura de múltiplos anéis de guarda, na detecção e espectrometria de partículas alfa. Este diodo foi fabricado por meio do processo de implantação iônica ($Al/p^+/n/n^+/Al$) em um substrato de Si do tipo n com resistividade de 3 kΩ·cm, 300 μm de espessura e área útil de 4 mm^2. Para usar este diodo como detector, a face n^+ deste dispositivo foi polarizada reversamente, o primeiro anel de guarda aterrado e os sinais elétricos extraídos da face p^+. Estes sinais eram enviados diretamente a um pré-amplificador desenvolvido em nosso laboratório, baseado no emprego do circuito híbrido A250 da Amptek, seguido da eletrônica nuclear convencional. Os resultados obtidos com este sistema na detecção direta de partículas alfa do ^{241}Am evidenciaram excelente estabilidade de resposta com uma elevada eficiência de detecção (≅ 100 %).

O desempenho deste diodo na espectrometria de partículas alfa foi estudado priorizando-se a influência da tensão de polarização, do ruído eletrônico, da temperatura e da distância fonte-detector na resolução em energia. Os resultados mostraram que a maior contribuição para a deterioração deste parâmetro é devida à espessura da camada morta do diodo (1 μm). No entanto, mesmo em temperatura ambiente, a resolução medida (FWHM = 18,8 keV) para as partículas alfa de 5485,6 keV (^{241}Am) é comparável àquelas obtidas com detectores convencionais de barreira de superfície freqüentemente utilizados em espectrometria destas partículas.

FACTORS AFFECTING THE ENERGY RESOLUTION IN ALPHA PARTICLE SPECTROMETRY WITH SILICON DIODES

Fábio de Camargo

ABSTRACT

In this work are presented the studies about the response of a multi-structure guard rings silicon diode for detection and spectrometry of alpha particles. This ion-implanted diode ($Al/p^+/n/n^+/Al$) was processed out of 300 μm thick, n type substrate with a resistivity of 3 kΩ·cm and an active area of 4 mm^2. In order to use this diode as a detector, the bias voltage was applied on the n^+ side, the first guard ring was grounded and the electrical signals were readout from the p^+ side. These signals were directly sent to a tailor made preamplifier, based on the hybrid circuit A250 (Amptek), followed by an conventional nuclear electronic. The results obtained with this system for the direct detection of alpha particles from ^{241}Am showed an excellent response stability with a high detection efficiency (≅ 100 %).

The performance of this diode for alpha particle spectrometry was studied and it was prioritized the influence of the polarization voltage, the electronic noise, the temperature and the source-diode distance on the energy resolution. The results showed that the major contribution for the deterioration of this parameter is due to the diode dead layer thickness (1 μm). However, even at room temperature, the energy resolution (FWHM = 18.8 keV) measured for the 5485.6 MeV alpha particles (^{241}Am) is comparable to those obtained with ordinary silicon barrier detectors frequently used for these particles spectrometry.

SUMÁRIO

página

LISTA DE TABELAS 10
LISTA DE FIGURAS 11
1 INTRODUÇÃO 16
1.1 PLANO DA DISSERTAÇÃO 17
2 OBJETIVOS 19
3 INTRODUÇÃO TEÓRICA 20
3.1 INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS CARREGADAS COM A MATÉRIA 20
3.1.1 Poder de Freamento ou *Stopping Power* 22
3.1.2 Alcance de Partículas Alfa 25
3.2 MATERIAIS SEMICONDUTORES 27
3.2.1 Semicondutores Intrínsecos 32
3.2.2 Semicondutores Extrínsecos 35
3.2.2.1 Semicondutor do tipo n 37
3.2.2.2 Semicondutor do tipo p 38
3.3 CARACTERÍSTICAS DA JUNÇÃO PN 40
3.3.1 Implantação Iônica 40
3.3.2 Condição de Equilíbrio Térmico 42
3.3.3 Características da Polarização Reversa 45
3.3.3.1 Espessura da Zona de Depleção 45
3.3.3.2 Capacitância 50
3.3.3.3 Corrente de Fuga 50
3.4 PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DOS DIODOS COMO DETECTORES 53
3.4.1 – Formação do Sinal Elétrico no Detector 54
3.5 FATORES QUE INFLUENCIAM A RESOLUÇÃO EM ENERGIA 58
3.5.1 Dispersão na Zona Morta do Detector 60
3.5.2 Flutuação Estatística na Criação dos Pares Elétron-Lacuna 62
3.5.2.1 Fator *Fano* 63
3.5.2.2 Flutuações no Processo de Coleta de Cargas 64

3.5.3 Ruído Eletrônico 66
4 ARRANJO EXPERIMENTAL 70
4.1 CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DO DIODO 70
4.1.1 Corrente de Fuga 71
4.1.2 Capacitância 72
4.1.3 Zona de Depleção 74
4.2 MONTAGEM DO DIODO COMO DETECTOR 75
5 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISES 78
5.1 DETECÇÃO DE PARTÍCULAS ALFA 78
5.2 ESPECTROMETRIA DE PARTÍCULAS ALFA 80
5.2.1 Ruído Eletrônico do Sistema de Detecção 81
5.2.1.1 Influência da Tensão Reversa e da Constante de tempo 81
5.2.1.2 Tipos de Acoplamento do Diodo ao Pré-Amplificador 82
5.2.2 Influência da Tensão Reversa na Resolução em Energia 84
5.2.3 Distância da Fonte ao Detector 87
5.2.4 Influência da Constante de Tempo do Amplificador 88
5.2.5 Colimação do Detector 90
5.2.5.1 Espessura da Zona Morta do Diodo 91
5.2.6 Influência da Temperatura na Resolução em Energia 96
5.2.7 Análise do Melhor Espectro em Energia 99
5.2.7.1 Fatores que Contribuem na Resolução em Energia 101
5.3 ESTUDO DA ORIGEM DOS PICOS SATÉLITES 102
5.3.1 Colimação do Detector 103
5.3.2 Potencial no Primeiro Anel de Guarda 105
5.3.3 Identificação dos Picos Satélites no Espectro em Energia 108
6 CONCLUSÃO 113
APÊNDICE A – DIODO CERN1 115
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 118

LISTA DE TABELAS

página

Tabela 3.2.1 – Propriedades físicas dos semicondutores intrínsecos de Si e Ge. 33

Tabela 3.5.1 – Origem da contribuição na dispersão do espectro de amplitudes em um detector de Si. 59

Tabela 5.2.1 – Espessuras da zona morta do diodo obtidas para as partículas alfa emitidas pela fonte mista. 96

Tabela 5.2.2 – Comparação entre os valores medidos e os da literatura para energias e intensidades relativas das partículas alfa da fonte mista. O número entre parênteses é o desvio padrão no último dígito dos valores apresentados. 101

Tabela 5.2.3 – Componentes da largura a meia altura total (ΔE_T) observado no espectro (em keV). 102

Tabela A.1 – Calibração da escala do microscópio empregado nas medidas do diodo CERN1. 115

LISTA DE FIGURAS

página

Figura 3.1.1 – Representação dos processos de ionização (a) e excitação de um átomo (b). 21

Figura 3.1.2 – Poder de freamento em diferentes materiais em função da energia da partícula alfa incidente. 24

Figura 3.1.3 – Alcance médio em diferentes materiais em função da energia da partícula alfa incidente. 27

Figura 3.2.1 – Típico intervalo de resistividade para condutores, semicondutores e isolantes. 28

Figura 3.2.2 – Átomo de Si com seus quatro vizinhos (a). Célula unitária da estrutura cristalina do Si (b). Visão ao longo do eixo cristalográfico axial da estrutura cristalina (c). 29

Figura 3.2.3 – Ligações covalentes do silício: à temperatura de 0 K: todos os elétrons participam das ligações covalentes (a), em 300 K: algumas ligações covalentes são quebradas pela agitação térmica, criando pares elétron-lacuna, onde o elétron está livra para condução (b). 29

Figura 3.2.4 – Interação entre átomos formando níveis de energia degenerados até que para *N* átomos constituem uma banda de energia. 30

Figura 3.2.5 – Formação das bandas de energia de um cristal de diamante. 31

Figura 3.2.6 – Representação das bandas de energia dos materiais isolantes, semicondutores e condutores. 32

Figura 3.2.7 – Densidade intrínseca dos portadores de carga e E_g em função da temperatura. 35

Figura 3.2.8 – Energia de ionização das impurezas utilizadas no Si intrínseco. 36

Figura 3.2.9 – Representação das ligações covalentes do Si com a impureza e o diagrama de bandas de *E*. 38

Figura 3.2.10 – Semicondutor tipo n a T = 0 K, todos os átomos doadores não ionizados (a), T começa aumentar, apenas alguns átomos doadores são ionizados (b), já em temperatura ambiente, todos os átomos doadores estão ionizados (c).....38
Figura 3.2.11 – Representação das ligações covalentes do Si com a impureza e o diagrama de bandas de *E*. 39
Figura 3.2.12 – Semicondutor tipo p a T = 0 K, todos os átomos aceitadores não ionizados (a), T começa aumentar, apenas alguns átomos aceitadores são ionizados (b), já em temperatura ambiente, todos os átomos aceitadores estão ionizados (c). 39
Figura 3.3.1 – Processo de fabricação de diodos através da implantação iônica. 41
Figura 3.3.2 – Semicondutores extrínsecos do tipo p e n, com os respectivos diagramas da banda de energia antes da junção (a) e após a junção, com o campo elétrico gerado na região de depleção, em equilíbrio térmico (b). E_i é a energia de referência e seu valor é $E_i = E_g/2$. 42
Figura 3.3.3 – Junção pn em equilíbrio: esquema representativo (a), diagrama das bandas de energia, com a representação do potencial de contato (b), densidade de cargas (c) e campo elétrico (d).....44
Figura 3.3.4 – Espessura da zona de depleção quando polarizada reversamente.....45
Figura 3.3.5 – Distribuição aproximada da densidade de cargas volumétrica na zona de depleção. 46
Figura 3.3.6 – Junção pn hiperabrupta: esquema da junção (a), densidade superficial de cargas (b), campo elétrico (c) e potencial de contato (d).....48
Figura 3.3.7 – Junção pn não polarizada (a), polarização direta (b) e reversa (c).....49
Figura 3.3.8 – Aumento na tensão reversa (a), densidade superficial (b) e campo elétrico (c). 50
Figura 3.4.1 – Representação da junção pn aplicada como detector de radiação.....54
Figura 3.4.2 – Fração da carga coletada em função da distância normalizada em relação catodo para diferentes valores de fator de extração. 57
Figura 3.4.3 – Formação do sinal elétrico na junção pn para o diodo do tipo $n^+/n/p^+$.....57
Figura 3.5.1 – Distribuição dos impulsos com o centróide da gaussiana (H_0) e a largura total a meia altura.....59
Figura 3.5.2 – Zona morta e de depleção, para o diodo de junção do tipo $Al/p^+/n/n^+/Al$....61
Figura 3.5.3 – Circuito equivalente do diodo acoplado ao pré-amplificador para análise do ruído. 67

Figura 3.5.4 – Equivalente em carga do ruído eletrônico em função da constante de tempo. O ruído ENC_{placa} está representado no gráfico com um valor 25 vezes superior ao real. 69
Figura 4.1.1 – Fotografia do diodo CERN1 (escala de ≅ 13:1) obtida no LME/Poli-USP (a). Fotografia tratada com o programa Adobe Photoshop com destaque para a área efetiva de detecção e a região dos anéis de guarda (b). 70
Figura 4.1.2 – Esquema do diodo CERN1 (sem escala). Primeiro anel de guarda aterrado (a) e flutuando (b). 71
Figura 4.1.3 – Corrente de fuga do diodo CERN1 em função da tensão de polarização. O desvio padrão na medida de corrente é 1 %. 72
Figura 4.1.4 – Curvas (teórica e experimental) de $1/C^2$ em função da tensão de polarização do diodo. 73
Figura 4.1.5 – Espessura da zona de depleção (experimental e teórica) em função da tensão de polarização. 74
Figura 4.2.1 – Circuito de polarização e extração de sinal do diodo com o pré-amplificador utilizando o acoplamento DC. 75
Figura 4.2.2 – Montagem do diodo na tampa da câmara de aço inox direto na placa de cobre, acoplada ao dedo frio, para realizar o resfriamento tanto do diodo como do pré-amplificador A250. 76
Figura 4.2.3 – Câmara de aço inox com janela de vidro, posicionador de precisão e porta fonte. 77
Figura 4.2.4 – Diagrama de blocos da eletrônica utilizada nas medidas do espectro em energia e eficiência intrínseca relativa de detecção. 77
Figura 5.1.1 – Taxa de contagem em função da tensão de polarização do diodo. 79
Figura 5.1.2 – Eficiência intrínseca relativa em função da tensão de polarização do detector. 80
Figura 5.2.1 – Ruído eletrônico em função da tensão de polarização do detector e da constante de tempo do amplificador. 82
Figura 5.2.2 – Circuito de polarização e extração de sinal do diodo com o pré-amplificador empregando o acoplamento AC. 83
Figura 5.2.3 – Espectro do ruído eletrônico para acoplamento AC. 83
Figura 5.2.4 – Espectro da fonte mista sem tensão de polarização, com constante de tempo de 1 μs, distância fonte-detector igual a 2 cm e ganho de ADC = 8192. 85

Figura 5.2.5 – Resolução em energia para as partículas alfa de 5,486 MeV do ^{241}Am em função da tensão de polarização. Fonte posicionada a 2,0 cm do diodo e 1 μs de constante de tempo no amplificador. Obs: linha sólida serve apenas como guia para os olhos. 85

Figura 5.2.6 – Espetro em energia das partículas alfa da fonte mista, com o detector polarizado a 60 V, distanciado da fonte 2,0 cm, com 1 μs de constante de tempo e ganho de ADC = 8192. 86

Figura 5.2.7 – Espectro em energia da fonte mista em função distância fonte-detector. Diodo polarizado a 60 V, constante de tempo do amplificador igual a 1 μs e ganho de ADC = 8192. 88

Figura 5.2.8 – Resolução em energia para as partículas alfa de 5,486 MeV do ^{241}Am em função da constante de tempo e da distância fonte-detector. Diodo polarizado a 60 V. 89

Figura 5.2.9 – Espetro em energia das partículas alfa da fonte mista, com e sem colimação do detector polarizado a 60 V, distante 2,0 cm da fonte, 1 μs de constante de tempo e ganho de ADC = 8192. Com tempo de medida de 12 e 48 horas para a situação sem e com colimação do detector, respectivamente. 91

Figura 5.2.10 – Zona morta detector (a) e incidência de partículas em diferentes ângulos (b). 92

Figura 5.2.11 – Espectros e resolução em energia para diferentes ângulos de incidência das partículas. 94

Figura 5.2.12 – Resolução em energia para as linhas principais dos isótopos da fonte mista em função do ângulo de incidência das partículas alfa no detector. 95

Figura 5.2.13 – Diferença de energia em diferentes ângulos de incidência das partículas alfa principais. 95

Figura 5.2.14 – Pré-amplificador baseado no circuito híbrido A250 com diodo CERN1... 97

Figura 5.2.15 – Curva de estabilidade da temperatura do detector mais o pré-amplificador. 97

Figura 5.2.16 – Espectro em energia das partículas alfa da fonte mista, com o detector polarizado a 60 V, distanciado da fonte 2,0 cm, com 1 μs de constante de tempo, temperatura conforme Figura 5.2.15 e ganho de ADC = 8192..... 98

Figura 5.2.17 – Espetro em energia das partículas alfa da fonte mista, com o detector polarizado a 60 V, distanciado da fonte 2,0 cm, com 1 μs de constante de tempo e ganho de ADC = 8192. 99
Figura 5.2.18 – Curva de calibração em energia do espectrômetro alfa. 100
Figura 5.3.1 – Espectro em energia da fonte mista distante do detector a 2 cm do diodo. Tensão 60 V, 1 μs de constante de tempo do amplificador e ganho do ADC de 8192. 103
Figura 5.3.2 – Espectro em energia das partículas alfa da fonte mista, com e sem colimação do detector polarizado a 60 V, distante 2 cm da fonte, com 1 μs de constante de tempo do amplificador e ganho do ADC = 8192. 104
Figura 5.3.3 – Espectro em energia das partículas alfa da fonte mista, sem (a) e com (b) colimação do detector, com o anel de guarda flutuando e aterrado. Tensão de 60 V, 1 μs de constante de tempo e ganho de ADC = 8192. 106
Figura 5.3.4 – Corrente de fuga do diodo CERN1 com o primeiro anel de guarda aterrado e flutuando. 107
Figura 5.3.5 – Espectro em energia obtido para a fonte mista com a denominação dos picos satélites. Incidência do feixe perpendicular ao plano do diodo (90º). 109
Figura 5.3.6 – Variação percentual da energia entre os picos satélites e os picos principais da fonte mista. 110
Figura 5.3.7 – Intensidade relativa dos picos satélites em relação aos picos principais.... 111
Figura 5.3.8 – Razão das diferenças dos picos principais pelas diferenças dos picos satélites. 112
Figura A.1 – Vista frontal do diodo CERN1 (medidas em μm). 117
Figura A.2 – Esquema do corte AB (vista frontal) do diodo CERN1. Medidas em indicadas em μm. 118

1 INTRODUÇÃO

Apesar da grande motivação para o desenvolvimento de detectores semicondutores ser decorrente de pesquisas no campo da Física Nuclear e de Partículas [1-5], o uso desses detectores em problemas ligados à Proteção Radiológica [6-7], Física de Raios Cósmicos [8], Astrofísica [9], Física do Meio Ambiente [10-12], Física Médica [13-14], etc. tem crescido muito nas últimas décadas. Neste contexto, a espectrometria de alta resolução tanto de radiação eletromagnética quanto de partículas carregadas tem sido a mais estudada com o intuito de tirar proveito da excelente resposta de um detector semicondutor no tocante a sua resolução em energia. A possibilidade de obtenção de materiais como o Si e o Ge com elevado grau de pureza, associada ao refinamento das técnicas de fabricação de detectores [15-18], tem conduzido à detecção de radiações com resolução em energia muito próxima ao limite mínimo teoricamente previsto considerando as flutuações estatísticas na produção dos portadores de carga no interior do semicondutor [19-20].

No campo de aplicações de técnicas nucleares, a crescente preocupação com a poluição ambiental tem estimulado o desenvolvimento de métodos de medida de concentrações de isótopos pesados emissores de partículas alfa, tendo como base a espectrometria dessas radiações [21-23]. No Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN-CNEN/SP), dois exemplos relacionados ao programa de avaliação de riscos radiológicos e tratamento de rejeitos radioativos que ilustram bem essa necessidade são os da determinação da razão isotópica de ^{241}Am/^{243}Am e a separação das emissões de partículas alfa provenientes do radônio e de seus filhos radioativos em amostras ambientais. Atualmente, nesses casos são empregados detectores de barreira de superfície cuja resolução em energia, apesar de ser boa, não tem sido suficiente para a aplicação precisa do método espectrométrico. Na realidade, medidas radioativas de amostras ambientais são acompanhadas de inúmeras dificuldades relacionadas à baixa taxa de contagem, calibração e preparação das fontes radioativas, espectros complexos, inexistência de programas adequados para a análise e

determinação precisa da posição dos picos de absorção total de energia das partículas, entre outras. Apesar dessas dificuldades, desde o trabalho pioneiro de *Martz* et al. [24], que apontou as grandes vantagens do método espectrométrico em relação ao de espectrometria de massa para amostras ambientais, grande progresso tem sido observado, por exemplo, no domínio do desenvolvimento de técnicas de preparação de amostras e de programas de ajustes e análise de espectros alfa complexos [25-27].

A experiência do nosso grupo no estudo das condições de resposta de fotodiodos de Si (SFH00206 da *Siemens* e S3590-06 da *Hamamatsu*) para detecção de partículas carregadas utilizando eletrônica nuclear convencional [28-33] nos conduziu recentemente, dentro do âmbito da colaboração que mantemos com o Laboratório de Física Experimental e de Partículas (LIP) da Universidade de Coimbra, ao estudo das características de resposta de diodos especiais de junção na espectrometria de partículas alfa. Tais diodos não são disponíveis comercialmente e foram desenvolvidos para o Centro de Pesquisas Nucleares da Europa (CERN) a fim de serem utilizados no alinhamento do feixe que será produzido no futuro colisionador de hádrons (LHC) do CERN. Em função da sua aplicação, esses diodos, de 4 mm^2 de área, são extremamente rápidos, puros e apresentam pequena capacidade e corrente de fuga. Como estas são as características exigidas em medidas de energia, espera-se uma boa condição operacional desses diodos na espectrometria de partículas carregadas. De fato, nosso grupo observou as boas condições de resposta desses diodos, tanto para partículas carregadas como para radiação eletromagnética [34-39].

As necessidades do IPEN de aperfeiçoar as técnicas de detecção de partículas carregadas nos motivaram a realizar essa pesquisa visando construir um espectrômetro alfa com resolução em energia para aplicação futura em medidas da abundância de isótopos pesados emissores alfa e a possibilidade de garantir técnicas de controle ambiental mais precisas.

1.1 Plano da Dissertação

No capítulo 2 são apresentados os objetivos desta dissertação de mestrado que estão relacionados ao desenvolvimento de um espectrômetro de partículas alfa com diodos de silício resistentes a danos de irradiação, visando principalmente verificar os fatores que influenciam a resolução em energia de tal dispositivo.

No capítulo 3 são descritos de forma sucinta os fundamentos teóricos para a compreensão e análise dos resultados aqui nesta dissertação apresentados, visando dar ao leitor o embasamento necessário de como as partículas carregadas pesadas interagem com a matéria, as propriedades dos materiais semicondutores, principalmente do Si, priorizando as características da junção pn e o princípio de funcionamento dos detectores semicondutores, quanto à coleta das cargas geradas pela radiação, formação do sinal elétrico e os fatores que influenciam a resolução em energia do detector.

No capítulo 4 é mostrado o arranjo experimental empregado nas medidas e as características do diodo, como corrente de fuga, capacitância e espessura da zona de depleção, bem como, a montagem deste para a espectrometria de partículas alfa, acoplado diretamente ao pré-amplificador sensível a carga.

No capítulo 5 são apresentados os resultados referentes aos estudos da eficiência intrínseca relativa de detecção das partículas alfa para o detector e da aplicação deste como espectrômetro de radiação. Em temperatura ambiente, para verificar os parâmetros que influenciam a resolução em energia do diodo investigou-se os seguintes fatores: o ruído eletrônico do sistema de detecção, a tensão de polarização reversa no equivalente em carga do ruído e na resolução em energia, o tipo de acoplamento adequado para aplicação em espectrometria de alta resolução, a distância entre a fonte e o detector, a melhor constante de tempo do amplificador em diferentes distâncias, a colimação do detector, a espessura da zona morta do diodo e a análise do espectro em energia na melhor condição de resposta do espectrômetro. Quanto ao aparecimento dos picos satélites, foi realizado um estudo sistematizado procurando identificar a origem de tais picos.

Por fim, no capítulo 6 são sumarizados os principais resultados descritos nesta dissertação de mestrado, seguido do apêndice e das referências bibliográficas.

2 OBJETIVOS

Os objetivos desta dissertação de mestrado são:

Desenvolvimento de um sistema de espectrometria de partículas alfa baseado no acoplamento de diodos de junção de Si a um sistema de pré-amplificação de impulsos construído em nosso laboratório, visando sua aplicação em medidas de abundância de isótopos pesados emissores alfa;

Estudo dos fatores que influenciam a resposta de diodos de Si na espectrometria de partículas alfa, como por exemplo: tensão de polarização, ruído eletrônico, colimação do feixe incidente e aparecimento de picos “satélites” nos espectros.

3 INTRODUÇÃO TEÓRICA

A seguir serão abordados, de forma resumida, os fundamentos teóricos envolvidos na análise e compreensão dos resultados obtidos no decorrer deste trabalho, como a interação de partículas carregadas com a matéria, materiais semicondutores: intrínseco e extrínseco, características da junção pn, capacitância, corrente de fuga, princípio de funcionamento dos diodos como detectores de radiação e os fatores que influenciam a resolução em energia.

3.1 INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS CARREGADAS COM A MATÉRIA

A interação de partículas carregadas com a matéria ocorre fundamentalmente pelos seguintes processos:

colisões elásticas com elétrons atômicos;

colisões inelásticas com elétrons atômicos;

colisões elásticas com núcleos atômicos e

colisões inelásticas com núcleos atômicos.

Dos processos relacionados acima os mais relevante para a interação das partículas carregadas com a matéria, são a perda de energia devido às colisões inelásticas com elétrons do meio (b) e a deflexão das partículas em relação ao seu ângulo de incidência referente ao espalhamento elástico com os núcleos atômicos (c), este último sendo significativo somente para partículas leves como elétrons e pósitrons. Por outro lado, o processo de interação (a) é predominante para partículas carregadas com energias abaixo de 100 eV [40], enquanto que as interações do tipo (d) somente ocorrem para partículas leves, que emitem radiação eletromagnética devido à interação do campo colombiano do

núcleo com a partícula (efeito *bremsstrahlung*), podendo na maioria dos casos ser negligenciada sua contribuição à perda de energia das partículas carregadas pesadas pois a probabilidade de ocorrência desse mecanismo de interação é muito pequena quando comparada aos demais processos.

Dentre essas interações mencionadas, aquelas interessam para os detectores de radiação são as colisões inelásticas da partícula carregada com os elétrons atômicos do meio, as quais se manifestam através de sucessivas colisões e que dependendo da quantidade de energia transferida aos elétrons em cada colisão, pode-se ter dois processos eletromagnéticos distintos que provocam a perda de energia da partícula, com seção de choque da ordem de 10^{-17} – 10^{-16} cm^2 [41]:

Ionização – interação na qual a partícula carregada transfere energia suficiente para o elétron ser ejetado do átomo, transformando-o em um elétron livre (Figura 3.1.1a) e, portanto, dando origem a um íon positivo, constituindo desta forma um par de íons. No rearranjo dos elétrons nas camadas atômicas ocorre a emissão de raios-X característicos ou a produção de elétrons *Auger*.

Excitação – nesta interação a partícula carregada cede parte da sua energia aos elétrons, que serão transferidos para níveis de energia mais elevados do átomo, deixando-o em um estado excitado. O retorno desses elétrons para seus estados de menor energia (estado fundamental) resulta na emissão de raios-X característicos (ou fluorescência de raios-X) ou de elétrons *Auger* (Figura 3.1.1b).

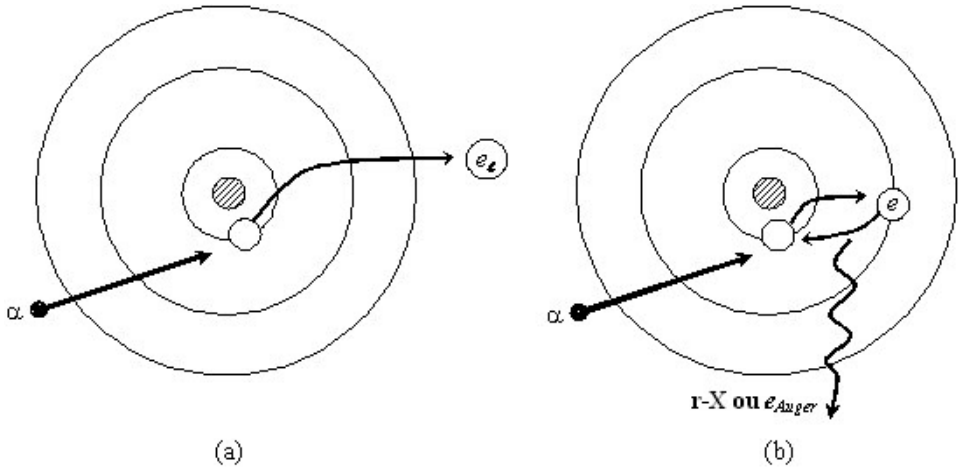

Figura 3.1.1 – Representação dos processos de ionização (a) e excitação de um átomo (b).

A quantidade de energia transferida em cada colisão inelástica com os elétrons do meio representa uma pequena fração da energia cinética das partículas carregadas; portanto, como a matéria possui uma densidade de átomos muito elevada, a quantidade de colisões que ocorrem por unidade de trajetória da partícula é bastante grande e para materiais considerados finos, a perda de energia das partículas é substancialmente pequena, sendo muitas vezes até desprezível.

Diante dessas considerações, o processo mais importante para a detecção das partículas carregadas é a ionização, pois a coleta dos portadores de carga produzidos em um meio semicondutor (como o Si) através de um campo elétrico apropriado é a responsável pela formação de um impulso elétrico como resposta à radiação incidente. Em condições específicas (que serão tratadas no item 3.5), a amplitude desse impulso gerado poderá ser proporcional à energia depositada no semicondutor.

No caso de partículas carregadas pesadas, como o número de colisões por unidade de trajetória é suficientemente grande, na maioria das interações, a perda de energia por unidade de trajetória pode ser representada pela perda de energia média, quantidade esta definida como poder de freamento ou *stopping power* [40-51].

3.1.1 Poder de Freamento ou *Stopping Power*

O poder de freamento por unidade de trajetória (*S*), conhecido também por poder de freamento linear para uma partícula carregada em um determinado material absorvedor, é definido como a energia perdida pela partícula por unidade de trajetória do meio considerado, através dos processos de ionização, excitação e *bremsstrahlung*:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (1)$$

onde *E* é a energia cinética da partícula incidente e *x* é a distância percorrida pela partícula no material em questão.

A expressão que descreve o poder de freamento linear para partículas carregadas pesadas, especificamente para ionização e excitação, obtida da teoria quântica é conhecida como a fórmula de *Bethe-Bloch* [40-46], representada por:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q^4 z^2}{m_e v^2} NZ\left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} - \delta - \frac{C_K}{Z}\right] \quad (2)$$

onde v e zq são, respectivamente, a velocidade e a carga da partícula incidente, N é o número de átomos por centímetro cúbico da substância, Z é o número atômico da substância, q é a carga elétrica elementar, m_e é a massa de repouso do elétron e I é o potencial médio de ionização da substância.

Analisando a Equação 2 verifica-se que esta contempla os efeitos relativísticos, as correções do efeito de densidade (δ) e de camada (C_K), além de apresentar uma relação com o potencial médio de ionização, o qual teoricamente é de difícil obtenção, mas pode ser deduzido das medidas experimentais do poder de freamento em diferentes materiais obtendo a fórmula semi-empírica [41]:

$$I \cong \begin{cases} 7 + 12 \cdot Z & Z < 13 \\ 9{,}76 \cdot Z + 58{,}8 \cdot Z^{-0{,}19} & Z \geq 13 \end{cases} \quad [eV]. \text{ (3)}$$

Para partículas carregadas pesadas não relativísticas (v <<< c), pode-se desconsiderar os termos relativísticos da Equação 2 e, portanto, reescrevê-la como:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} NZ \left[\ln\left(\frac{2 m_e v^2}{I} \right) - \delta - \frac{C_K}{Z} \right]. \text{ (4)}$$

Os resultados teóricos para o poder de freamento linear concordam dentro de seus limites com os valores experimentais obtidos atualmente, principalmente para as partículas alfa. Entretanto, quando for necessário aplicar o poder de freamento linear, utilizar-se-á os valores tabelados de Berger, Coursey e Zucker [52], apresentados na Figura 3.1.2 para o silício (Si), dióxido de silício (SiO_2) e alumínio (Al).

Analisando a Figura 3.1.2, observa-se que o poder de freamento para o Si é praticamente somente devido ao poder de freamento eletrônico para as energias das partículas alfa superiores a 100 keV, mostrando que a interação das partículas alfa ocorrem para energias de até 1000 MeV somente com os elétrons do átomo absorvedor e não por colisões inelásticas com os núcleos atômicos dos mesmos. Desta forma, os demais materiais absorvedores apresentados na Figura 3.1.2, apenas contemplam o poder de freamento total e não as contribuições independentes da parte eletrônica e nuclear. O mesmo comportamento observado para o absorvedor de Si, quanto às interações de partículas alfa, se aplica aos meios absorvedores de SiO_2 e Al.

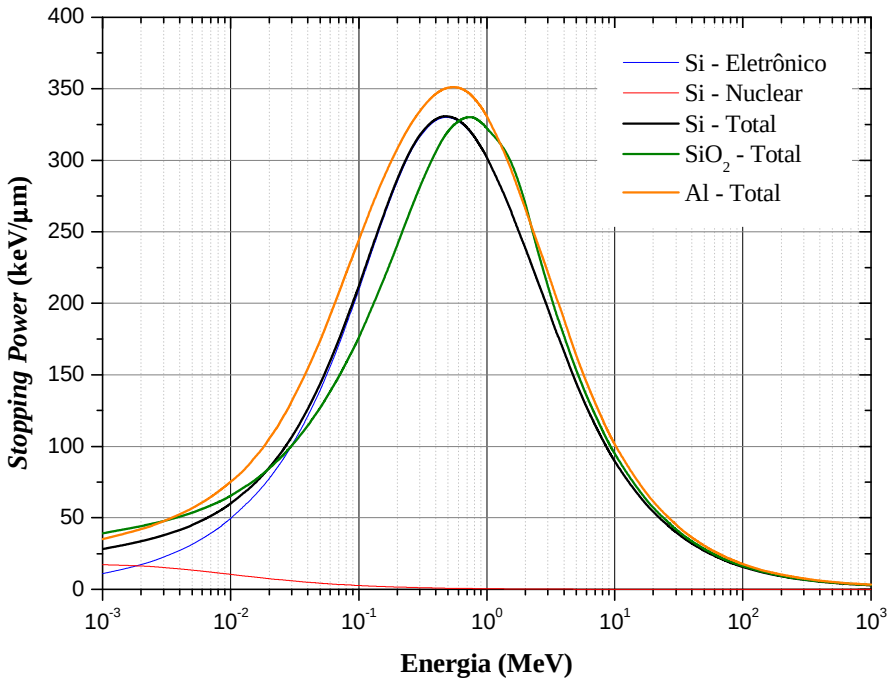

Figura 3.1.2 – Poder de freamento em diferentes materiais em função da energia da partícula alfa incidente.

Até o momento, somente descreveu-se a perda de energia por unidade de trajetória de partículas carregadas através dos processos de ionização e excitação, contudo, sabe-se pelo eletromagnetismo que quando qualquer partícula carregada experimenta uma aceleração, por exemplo, através do campo coulombiano do núcleo, esta partícula deverá emitir radiação sob a forma de radiação eletromagnética, sendo a amplitude da radiação emitida proporcional à aceleração adquirida. A energia emitida, sob a forma de radiação eletromagnética, por unidade de tempo [40] está representada pela expressão:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2q^2a^2}{3c^3} \quad (5)$$

onde q é a carga elementar do elétron, a é a aceleração adquirida pela partícula e c é a velocidade da luz.

Logo, essa emissão de radiação eletromagnética por parte da partícula carregada quando submetida a uma aceleração, denominada de *bremsstrahlung* ou radiação de freamento, provoca uma redução gradual da energia cinética da partícula carregada incidente, caracterizando o processo de perda de energia por unidade de trajetória devido à emissão

de radiação de freamento. A expressão que representa a perda de energia por unidade de trajetória devido à emissão de radiação, ou o poder de freamento para emissão de radiação é dada por [46]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{4NZ^2zq^4E}{137m^2}\cdot\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (6)$$

onde *zq*, *m*, *E* são a carga, a massa e a energia da partícula incidente, *N* e *Z* são o número de átomos por centímetro cúbico e o número atômico da substância absorvedora.

Observando a Equação 6, nota-se que a perda de energia por unidade de trajetória devido à emissão de radiação de freamento é inversamente proporcional ao quadrado da massa da partícula carregada incidente, deste modo, o poder de freamento para emissão de radiação é praticamente insignificante para partículas carregadas pesadas, como para as partículas alfa, devido a estas possuírem massa bem maior do que a massa do elétron.

Diante do exposto, quando se compara os dois principais processos de perda de energia por unidade de trajetória para partículas carregadas pesadas, chega-se à conclusão de que este é devido aos fenômenos de ionização e excitação, sendo a contribuição da perda de energia por unidade de trajetória através da radiação de *bremsstrahlung* desprezível. Portanto, o mecanismo predominante de perda de energia das partículas alfa é por meio da ionização e excitação (≅ 99 %).

Quanto ao alcance das partículas alfa no meio absorvedor, integrando-se a fórmula de Bethe-Bloch (Equação 4) desde a energia inicial da partícula até a energia final, obtém-se o alcance das partículas carregadas, um dos parâmetros mais importantes para a construção de detectores, pois é devido ao alcance das partículas carregadas que se escolhe o material empregado como detector, para que haja a completa absorção das partículas carregadas no meio.

3.1.2 Alcance de Partículas Alfa

As partículas alfa perdem grande parte da sua energia em ionizações e excitações ao longo de suas trajetórias. A quantidade de ionização e excitação causada por uma partícula alfa depende do número de moléculas que ela encontra ao longo de seu percurso e do parâmetro de impacto em relação a elas. Isto significa que o processo de absorção alfa é

estatístico e o seu alcance na matéria, definido como sendo a distância percorrida em linha reta até a partícula alfa perder toda sua energia, estará sujeito às leis de probabilidade. Além disso, podemos definir uma outra grandeza denominada de comprimento de trajetória, a qual representa o comprimento total da trajetória que a partícula alfa percorre até que ela perca toda sua energia, incluindo as interações por espalhamento elástico. Analiticamente, para o alcance (*R*) das partículas alfa com energia inicial (E_0), tem-se:

$$R = \int_{E_0}^{0} \frac{dE}{(dE/dx)} \,. \quad (7)$$

Mas, substituindo na Equação 7, a fórmula de Beth-Bloch simplificada para partículas carregadas pesadas (Equação 4), desprezando os termos de correção, com a mudança de variável da energia para a velocidade da partícula carregada, tem-se:

$$R = \frac{m_\alpha m_e}{4\pi z^2 q^4 NZ} \cdot \int_{E_0}^{0} \frac{v^3 dv}{\ell n\left(2m_e v^2 / I\right)} = \frac{m_\alpha m_e}{4\pi z^2 q^4 NZ} \cdot f(v) \,. \quad (8)$$

Apesar do problema de alternância de carga da partícula alfa no final de sua trajetória [41-46], pela Equação 8 estima-se a dependência do alcance das partículas carregadas com as características da partícula e do meio.

Portanto, o alcance das partículas alfa em determinado meio sempre é obtido a partir de medidas experimentais, pois a integral da Equação 7 é de difícil resolução, além de considerar constante a carga da partícula em todo o seu percurso. Na verdade, no final da sua trajetória a partícula alfa pode capturar um elétron livre e se tornar monoionizada (alternância de carga), diminuindo o seu poder de freamento, segundo a Equação 4. Na Figura 3.1.3, construída a partir dos valores tabelados de Berger, Coursey e Zucker [52], representa-se o alcance médio para partículas alfa nos materiais: Si, SiO_2 e Al, em função das suas energias.

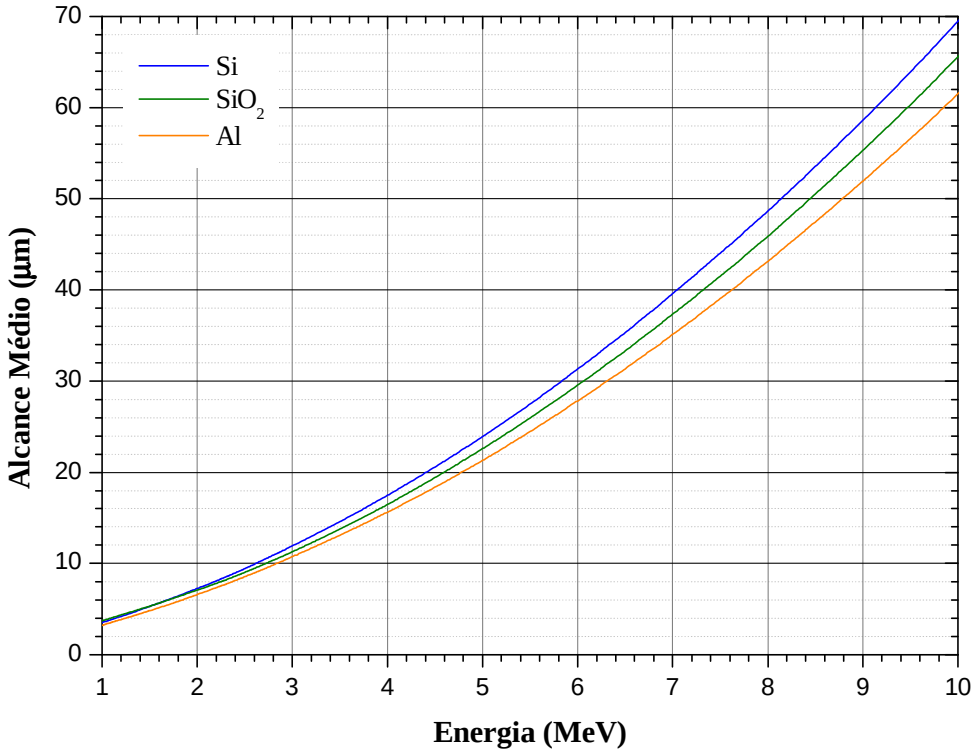

Figura 3.1.3 – Alcance médio em diferentes materiais em função da energia da partícula alfa incidente.

A análise da Figura 3.1.3 mostra que para partículas alfa com energia em torno de 5 MeV, o alcance médio no silício é ≅ 24 µm, enquanto que para o dióxido de silício e o alumínio são aproximadamente 23 e 21 µm, respectivamente. Estes alcances fornecem dados para a construção de um detector de silício que deseja realizar a espectrometria de partículas alfa com energias da ordem de 5 MeV; isto quer dizer que para realizar-se a absorção completa dessas partículas alfa o substrato de silício deve ter no mínimo o mesmo valor do alcance médio.

3.2 Materiais Semicondutores

Os materiais encontrados no estado sólido podem ser agrupados em três classes distintas, segundo suas características elétricas como: isolantes, semicondutores e condutores. A Figura 3.2.1 mostra a condutividade (σ) e a resistividade elétrica correspondente ($\rho \equiv 1/\sigma$)

associadas com alguns dos materiais mais importantes das três classes acima mencionadas [53].

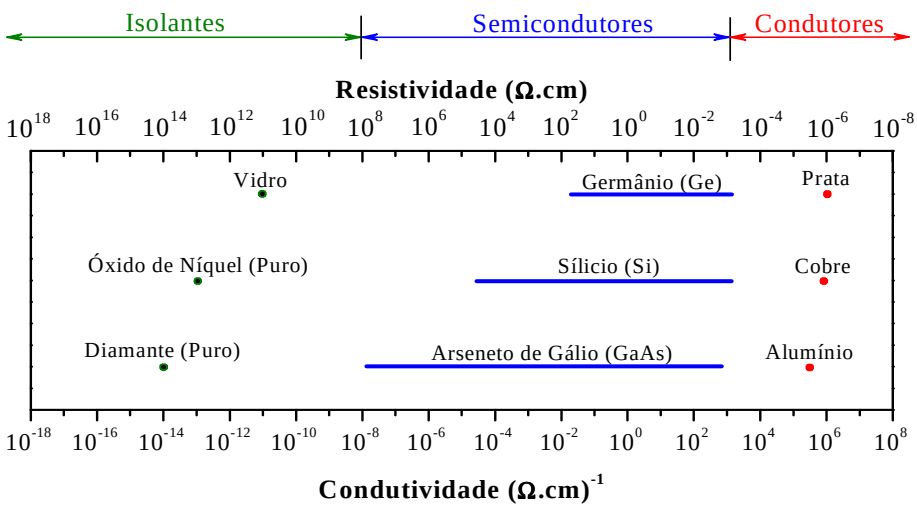

Figura 3.2.1 – Típico intervalo de resistividade para condutores, semicondutores e isolantes.

Pode-se observar pela Figura 3.2.1 que os isolantes possuem baixa condutividade, da ordem de 10^{-18} a 10^{-8} Ω·cm, enquanto que os condutores apresentam valores superiores a 10^{4} Ω·cm. Por outro lado, existem os materiais semicondutores que possuem uma condutividade intermediária entre os isolantes e os condutores (10^{-8} a 10^{3} Ω·cm). Como a condutividade dos semicondutores pode variar com a temperatura, a luz incidente, o campo magnético e com a quantidade de impurezas na sua composição, eles são os materiais mais importantes para as aplicações eletrônicas. Os elementos mais empregados para esta função são o silício (Si) e o germânio (Ge).

Tanto o Si quanto o Ge são elementos tetravalentes de modo que, em um cristal puro, um átomo de silício (ou germânio) se une a quatro átomos vizinhos eqüidistantes uns dos outros por meio de ligações covalentes (Figura 3.2.2a), formando uma estrutura cristalina do tipo tetraédrica (duas células unitárias cúbicas de face centrada), muito semelhante à estrutura cristalina do diamante (Figura 3.2.2b) [54-56].

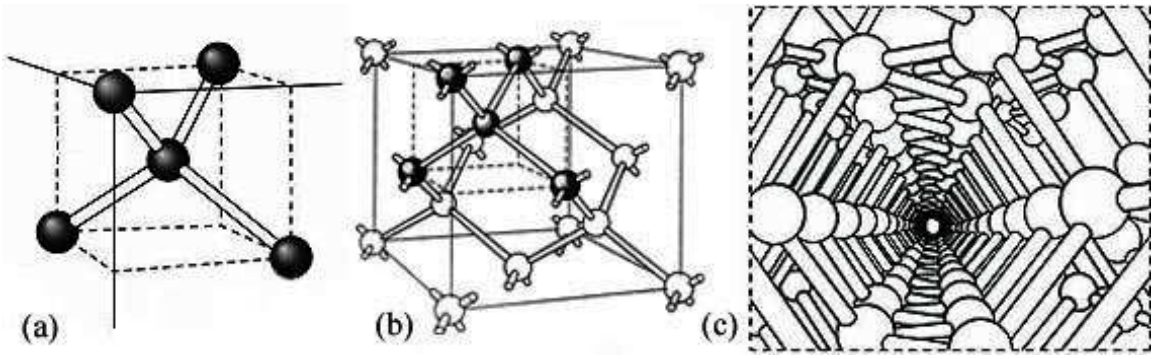

Figura 3.2.2 – Átomo de Si com seus quatro vizinhos (a). Célula unitária da estrutura cristalina do Si (b). Visão ao longo do eixo cristalográfico axial da estrutura cristalina (c).

A temperaturas muito próximas de zero absoluto (T ≅ 0 K), todas as ligações covalentes do cristal de silício (ou germânio) estão preenchidas (ou saturadas) e como conseqüência o mesmo não apresenta condutividade elétrica devido à ausência de elétrons livres no retículo (Figura 3.2.3a). No entanto, à medida que a temperatura aumenta, temos uma maior probabilidade de por agitação térmica ocorrer a ruptura de uma ou mais ligações covalentes no cristal, formando o que chamamos de um par elétron-lacuna, sendo esta última correspondente à ausência do elétron na ligação covalente (Figura 3.2.3b) [54]. Portanto, devido ao movimento dos elétrons e das lacunas no cristal temos o meio com certa condutividade elétrica. Logo, os elétrons que participam do fenômeno de condução nos materiais são os elétrons de valência dos elementos semicondutores e as lacunas que se comportam como se fossem partículas carregadas, com carga oposta a do elétron.

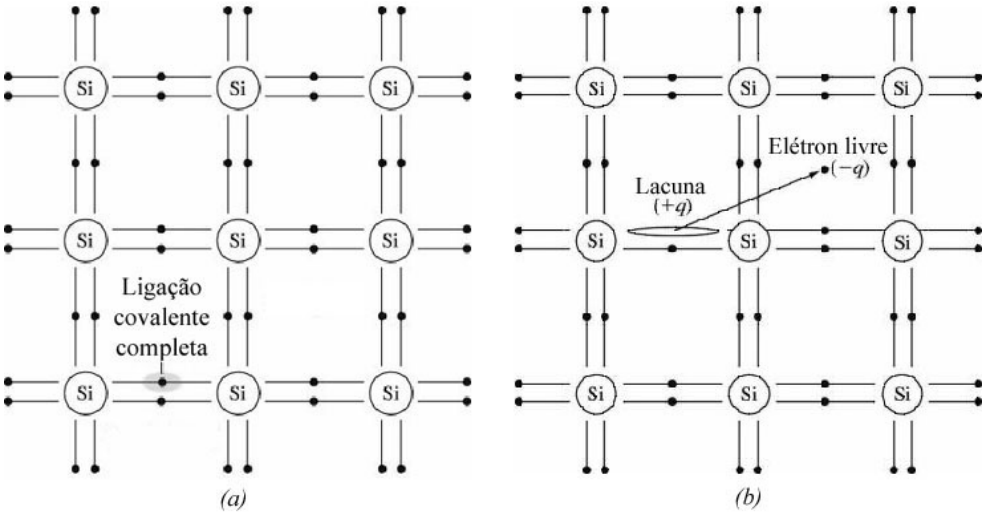

Figura 3.2.3 – Ligações covalentes do silício: à temperatura de 0 K: todos os elétrons participam das ligações covalentes (a), em 300 K: algumas ligações covalentes são quebradas pela agitação térmica, criando pares elétron-lacuna, onde o elétron está livra para condução (b).

Para átomos isolados, quando se aplicam as leis da mecânica quântica, obtêm-se seus níveis de energia, com valores discretos e muito bem definidos (como para o caso do átomo de hidrogênio do modelo de *Bohr*), sendo cada elétron representado nestes níveis por quatro números quânticos, que indicam sua distância do núcleo, o formato de sua órbita, seu momento magnético e seu *spin*. Esses níveis energéticos apresentados baseiam-se na interpretação dos espectros da radiação das substâncias no estado gasoso, quando os átomos estão distantes o suficiente entre si para que não haja interação interatômica (Figura 3.2.4a).

Contudo, quando dois átomos começam a interagir entre si em distâncias muito pequenas, formam-se níveis de energias degenerados (Figura 3.2.4b) e se uma quantidade elevada de átomos (*N*) se aproximam, para formar um sólido ou um líquido, estes começam a interagir entre si formando *N* níveis energéticos degenerados. Mas, como estes níveis de energia degenerados estão muito próximos uns dos outros devido à interação atômica, o resultado obtido é essencialmente uma banda de energia (Figura 3.2.4c) [55]. Mesmo estando a distâncias da ordem de dezenas Å, sistemas desta natureza não violam o princípio de exclusão de *Pauli*, segundo o qual, em um mesmo nível energético não pode haver mais que dois elétrons e, neste caso, embora eles tenham a mesma energia, deverão ter *spins* diferentes, porque os estados energéticos das camadas eletrônicas mais externas dos átomos apresentam-se todos alterados de algum modo pelas suas interações mútuas devido à proximidade dos átomos.

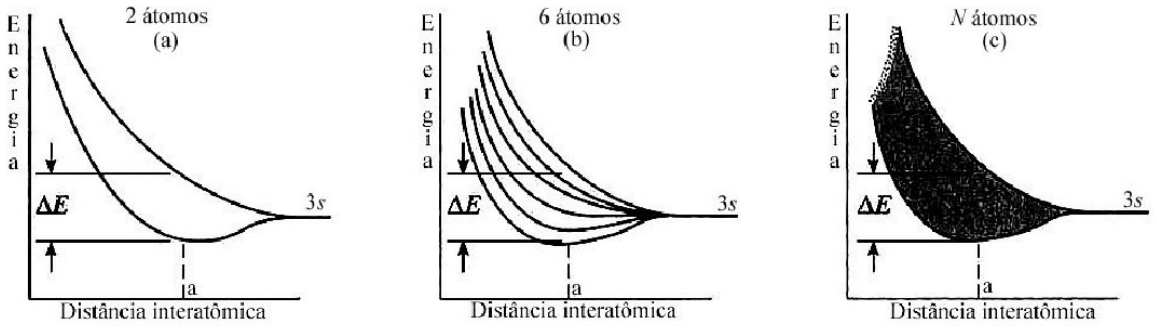

Figura 3.2.4 – Interação entre átomos formando níveis de energia degenerados até que para *N* átomos constituem uma banda de energia.

A Figura 3.2.5 [56] mostra a formação das bandas de energia de valência, condução e proibida (*bandgap*) da estrutura cristalina do silício na distância interatômica de equilíbrio para formação do cristal de 5,43 Å segundo a literatura [53].

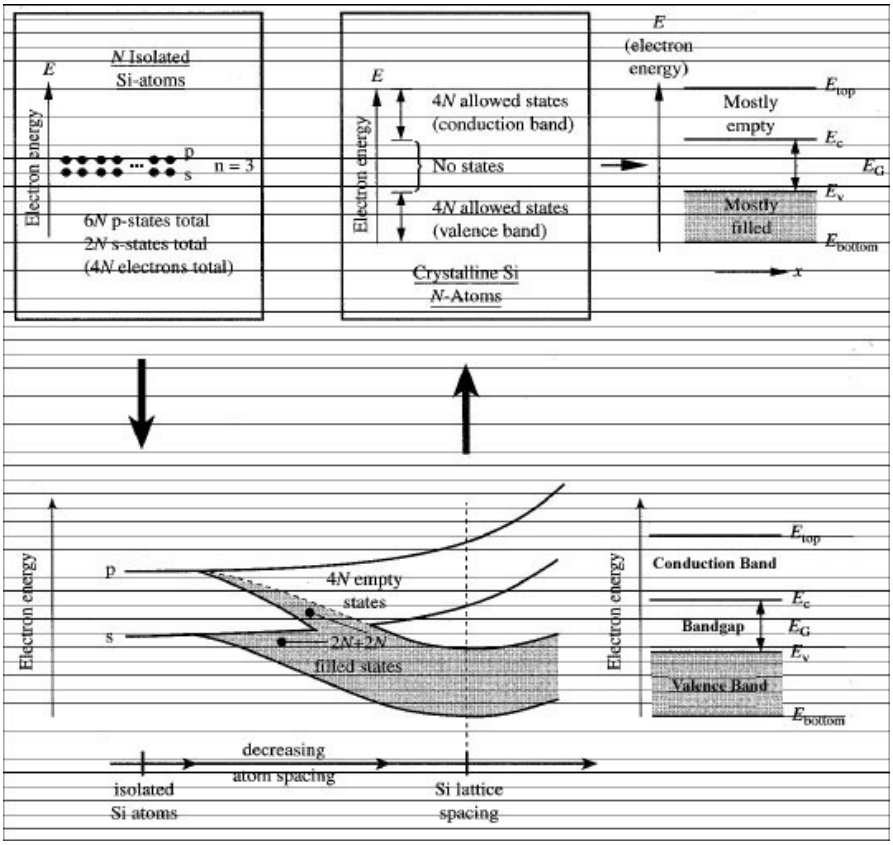

Figura 3.2.5 – Formação das bandas de energia de um cristal de diamante.

Em temperaturas próximas de 0 K todos os estados permitidos de energia da banda de valência encontram-se preenchidos pelos elétrons que ficam presos ao retículo cristalino do sólido. Por outro lado, quando em 300 K, têm-se os elétrons efetuando transições da banda de valência para banda de condução devido à quebra das ligações covalentes dos átomos de silício pelo efeito térmico, desde que a energia do elétron seja igual ou superior à energia da banda proibida.

Como observado na Figura 3.2.5, nas bandas de energia as transições quânticas entre os níveis superpostos correspondem a fótons de energia tão baixa que os diferentes níveis energéticos podem ser pensados como assumindo valores contínuos. Diante disso, para um cristal puro, os níveis de energia são representados por diagramas de bandas de energia, que é uma maneira simplificada de representar as bandas de valência, condução e proibida de um cristal. Então, ao invés de classificar-se os materiais segundo sua condutividade elétrica, pode-se fazer esta classificação de acordo com a largura da banda proibida, uma vez que o fenômeno de condução elétrica de um material está intimamente ligado aos elétrons da banda de condução.

De acordo com a distribuição dos níveis de energia, são considerados isolantes os materiais nos quais a diferença entre a banda de valência e a banda de condução é superior ou igual 6 eV. Para os condutores, não há ocorrência dessa separação entre a banda de valência e a banda de condução, uma vez que ambas estão muito próximas umas das outras e acabam se superpondo. Já para os semicondutores esta diferença de energia (E_g) apresenta um valor intermediário, em torno de 1 eV. A Figura 3.2.6 [41] mostra os diagramas de energia para os três materiais citados: isolantes, semicondutores e condutores.

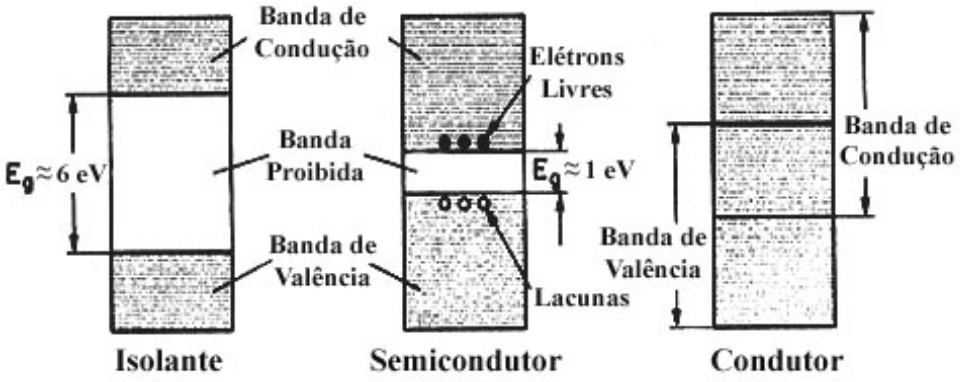

Figura 3.2.6 – Representação das bandas de energia dos materiais isolantes, semicondutores e condutores.

Até agora, classificou-se os materiais de acordo com a energia da banda proibida. Entretanto, os materiais semicondutores ainda se dividem em duas classes distintas: os intrínsecos (cristais puros) e os extrínsecos (cristais que possuem impurezas, trivalentes ou pentavalentes).

3.2.1 Semicondutores Intrínsecos

Os semicondutores intrínsecos são caracterizados por não possuírem impurezas ou defeitos no retículo cristalino. Como exemplo de semicondutor intrínseco temos o silício e o germânio, que se ligam através de quatro ligações covalentes com seus vizinhos mais próximos, constituindo um cristal puro (Figura 3.2.2). As principais propriedades físicas dos cristais de silício e germânio podem ser observadas na Tabela 3.2.1 [42]. Além destes materiais, existem outros semicondutores que não são muito convencionais como arseneto de gálio (AsGa) e brometo de tálio (TlBr), também empregados em detectores de radiação.

O aumento na temperatura do cristal provoca agitação térmica, resultando na excitação dos elétrons da banda de valência para a banda de condução, desde que a energia térmica seja

maior do que a energia da banda proibida. Desta forma, o número de lacunas presentes na banda de valência é igual ao número de elétrons na banda de condução.

Tabela 3.2.1 – Propriedades físicas dos semicondutores intrínsecos de Si e Ge.

Propriedade Física	Si	Ge
Número atômico	14	32
Peso atômico	28,09	72,60
Número de massa dos isótopos estáveis	28-29-30	70-72-73-74-76
Densidade (300 K); g/cm^3	2,33	5,32
Átomos/cm^3	$4{,}96 \times 10^{22}$	$4{,}41 \times 10^{22}$
Permissividade elétrica	$12 \cdot \varepsilon_0$	$16 \cdot \varepsilon_0$
Energia da Banda Proibida (300 K); eV	1,115	0,665
Energia da Banda Proibida (0 K); eV	1,165	0,746
Densidade Intrínseca de portadores (300 K); cm^{-3}	$1{,}5 \times 10^{10}$	$2{,}4 \times 10^{13}$
Resistividade Intrínseca (300 K); Ω·cm	$2{,}3 \times 10^5$	47
Mobilidade dos elétrons (300 K); cm^2/V·s	1350	3900
Mobilidade dos elétrons (77 K); cm^2/V·s	$2{,}1 \times 10^4$	$3{,}6 \times 10^4$
Mobilidade das lacunas (300 K); cm^2/V·s	480	1900
Mobilidade das lacuns (77 K); cm^2/V·s	$1{,}1 \times 10^4$	$4{,}2 \times 10^4$
Energia para produção do par elétron-lacuna (300 K); eV	3,62	-
Energia para produção do par elétron-lacuna (77 K); eV	3,76	2,96

Os semicondutores intrínsecos também apresentam impurezas tri ou pentavalentes na sua estrutura, mas, a quantidade destas impurezas é muito pequena quando comparada ao número de pares elétron-lacuna gerados termicamente, por isso, mesmo assim denominamos estes materiais de semicondutores intrínsecos.

Para encontrar a densidade de elétrons *n* (i.e., o número de elétrons por unidade de volume) em um cristal intrínseco primeiramente avalia-se a densidade de elétrons por meio de um incremento *dE* na energia. Assim, temos que a densidade de elétrons *n(E)* será o produto da densidade de estados permitidos por unidade de volume *N(E)* pela probabilidade de ocupação destes estados *F(E)*, para um portador de carga com energia *E*. Assim, a densidade de elétrons na banda de condução é dada pela integração de $N(E) \cdot F(E) \cdot dE$, desde o início da banda de condução (E_C considerada inicialmente como zero para simplificar) até o final da banda de condução E_{final} [53-60]:

$$n = \int_0^{E_{final}} n(E) \cdot dE = \int_0^{E_{final}} N(E) \cdot F(E) \cdot dE \tag{9}$$

$$no\ qual\ N(E) = 4\pi \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} E^{1/2}\ e\ F(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_F)/kT}}$$

onde *m* é a massa efetiva do portador de carga, *h* a constante de Planck, *E* a energia do portador, *F(E)* a função de distribuição de *Fermi-Dirac*, *k* a constante de *Boltzmann*, *T* a temperatura absoluta e E_F o nível de *Fermi*.

Aplicando-se a Equação 9 para o caso dos elétrons e lacunas dos semicondutores intrínsecos, obtêm-se a densidade efetiva de elétrons (*n*) e lacunas (*p*) [53-60]:

$$n = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2} \cdot e^{\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)} = N_C \cdot e^{\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)} \quad (10)$$

$$p = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} \cdot e^{\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)} = N_V \cdot e^{\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)} \quad (11)$$

$$onde,\ N_C \equiv 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2}\ e\ N_V \equiv 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2}$$

sendo, N_C e N_V a densidade efetiva de estados permitidos na banda de condução e de valência, respectivamente; E_C e E_V a energia do início da banda de condução e do fim da banda de valência, correspondentemente, quando representado no diagrama de bandas de energia.

Nesses materiais a 0 K, todos os estados de energia na banda de valência estão ocupados, enquanto que os estados de energia da banda de condução encontram-se vazios. Contudo, ao elevar-se progressivamente a temperatura desses cristais, os elétrons dos átomos da rede cristalina adquirem energia suficiente para efetuarem uma transição da banda de valência para a banda de condução, desde que a energia adquirida seja igual ou superior à energia da banda proibida. Este fenômeno é probabilístico e varia exponencialmente com a temperatura e com a largura da banda proibida, como pode ser visto pelas Equações 2 a 4 [53-60]:

$$n_i = n \cdot p \Rightarrow n_i(T) = \sqrt{N_C N_V} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} = 3{,}28 \times 10^{15} \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

(12)

$$sendo\ E_g = 1{,}17 - \frac{4{,}73 \times 10^{-4} \cdot T^2}{T + 636}\ [eV]$$

onde, E_g é a energia correspondente à largura da banda proibida para uma determinada temperatura, *k* é a constante de *Boltzmann* e *T* é a temperatura absoluta.

Portanto, a densidade intrínseca de portadores de carga gerados pela agitação térmica em um cristal de silício pode ser visualizada na Figura 3.2.7 (gráfico da Equação 12) considerando a variação da energia da banda proibida com a temperatura [53].

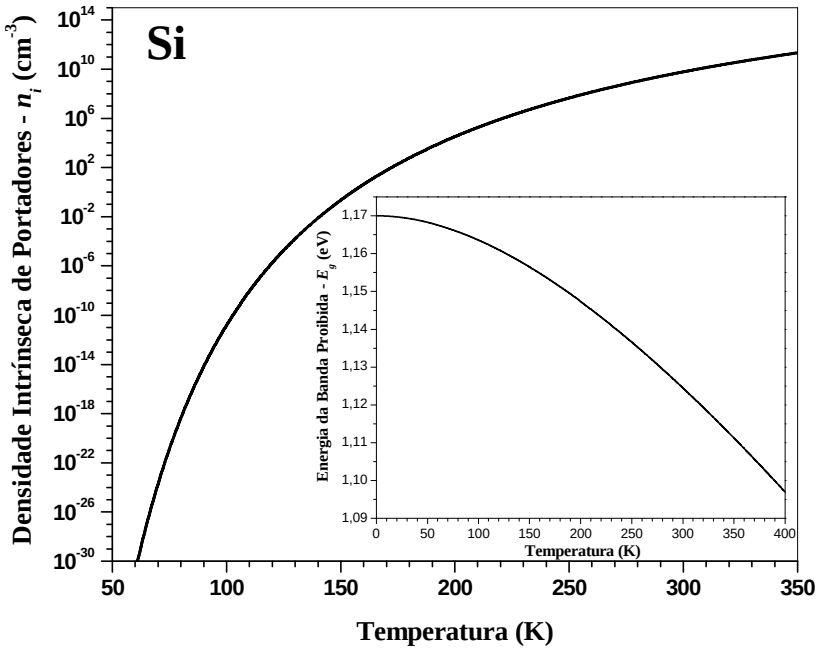

Figura 3.2.7 – Densidade intrínseca dos portadores de carga e E_g em função da temperatura.

3.2.2 Semicondutores Extrínsecos

Um novo efeito é obtido nos semicondutores intrínsecos se forem introduzidas impurezas químicas em concentrações muito baixas. A presença de impurezas no silício altera a sua condutividade, de modo que a corrente é constituída majoritariamente por elétrons ou por lacunas. Os materiais assim gerados são denominados semicondutores extrínsecos do tipo n ou tipo p, dependendo da estrutura eletrônica das impurezas ser pentavalente ou trivalente, respectivamente [41-44,53-60]. A Figura 3.2.8 [53, 60] apresenta os valores medidos da energia de ionização das impurezas mais comuns empregadas na dopagem do silício, tornando-o do tipo n ou p.

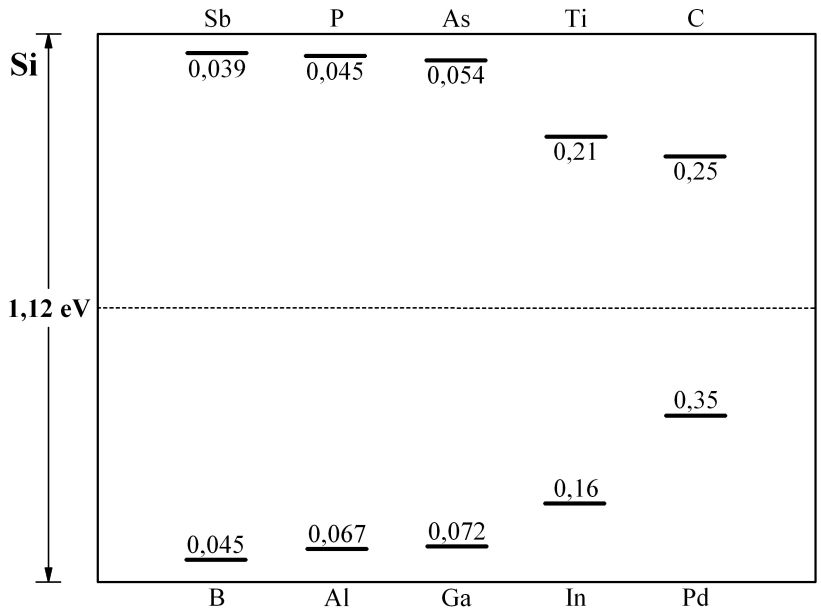

Figura 3.2.8 – Energia de ionização das impurezas utilizadas no Si intrínseco.

Os valores representados no interior da Figura 3.2.8, quando abaixo ou acima do centro da energia da banda proibida (linha tracejada) referem-se às diferenças de energia entre a banda de valência ou de condução e o nível de energia da impureza para os materiais do tipo p ou n, respectivamente. Estes níveis de energia das impurezas foram calculados adotando-se o modelo de *Bohr*, apenas substituindo o valor da massa do elétron pela massa efetiva do portador de carga majoritário no semicondutor e a permissividade elétrica do vácuo pela do silício. A equação resultante para os níveis de energia das impurezas doadoras (E_D), por exemplo, é dada por [53, 60]:

$$E_D = \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{Si}}\right)^2 \left(\frac{m_n}{m_0}\right)^2 \cdot E_H$$
$$onde\ E_H = -\frac{m_0 q^2}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2} = -\frac{13{,}6}{n^2} \quad [eV] \qquad (13)$$

no qual, ε_0 e ε_{Si} são as permissividades dielétricas do vácuo e do silício e m_n e m_0 são as massas efetiva e de repouso do elétron, respectivamente; E_H é o nível de energia para um átomo de hidrogênio isolado segundo o modelo de Bohr, q a carga elementar do elétron, h a constante de *Planck* e n é o número quântico principal (n = 1).

Da mesma forma pode-se obter o nível das impurezas aceitadoras (E_A), substituindo a massa efetiva do elétron pela massa efetiva da lacuna (m_p):

$$E_A = \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{Si}}\right)^2 \left(\frac{m_p}{m_0}\right)^2 \cdot E_H \quad (14).$$

3.2.2.1 SEMICONDUTOR DO TIPO N

A introdução de pequenas quantidades (da ordem de ppm) de impurezas do grupo V da tabela periódica (elementos pentavalentes), por exemplo: arsênio, antimônio ou fósforo, altera a propriedade do cristal semicondutor. Em princípio, a rede cristalina seria idêntica à do cristal puro de silício, mas com a diferença de que no lugar de um átomo de silício haverá um átomo pentavalente (átomo V). Isto significa que o átomo V apresentaria um comportamento semelhante ao do silício, no qual quatro dos cinco elétrons de valência realizariam as ligações covalentes com os seus vizinhos mais próximos (átomos de Si) dentro da rede cristalina, enquanto que um dos elétrons de valência fica fracamente ligado ao núcleo do átomo correspondente. Em conseqüência, este elétron se comportará como um elétron de condução, pois com pouca energia consegue-se levar este elétron para banda de condução.

Neste caso, temos um semicondutor extrínseco com excesso de elétrons, chamado de semicondutor do tipo n, pois este possui mais elétrons na banda de condução do que um cristal puro.

Além disso, é importante salientar que a introdução destas impurezas em pequenas quantidades não perturba significativamente o diagrama de energia do silício, como pode ser visto na Figura 3.2.9 [41], apenas cria um nível de energia na banda proibida muito próximo da banda de condução, sendo necessário poucos eV (Figura 3.2.8) para fazer com que os elétrons das impurezas sejam levados para a banda de condução. Assim, estas impurezas são denominadas de átomos (ou níveis) doadores de elétrons e, em temperatura ambiente, pode-se considerar que todos os átomos doadores se encontram ionizados, fornecendo elétrons para a banda de condução (Figura 3.2.10).

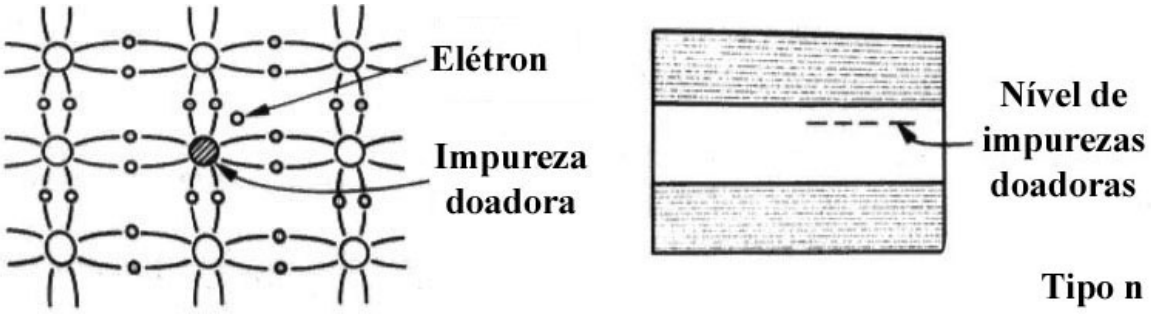

Figura 3.2.9 – Representação das ligações covalentes do Si com a impureza e o diagrama de bandas de *E*.

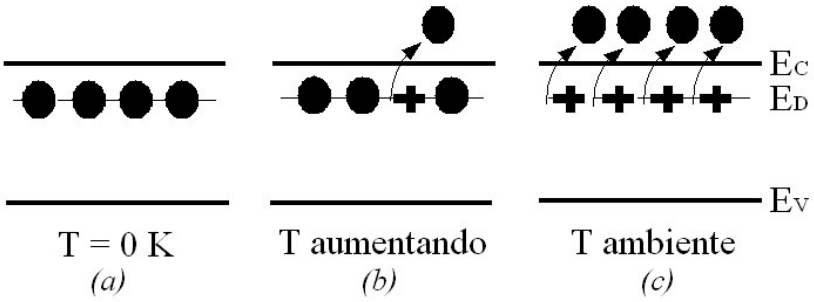

Figura 3.2.10 – Semicondutor tipo n a T = 0 K, todos os átomos doadores não ionizados (a), T começa aumentar, apenas alguns átomos doadores são ionizados (b), já em temperatura ambiente, todos os átomos doadores estão ionizados (c).

Mesmo diante destas condições, o semicondutor do tipo n conserva a neutralidade de carga, pois a cada elétron da impureza levado para a banda de condução existe um átomo ionizado positivo, preso ao retículo cristalino do cristal de Si.

3.2.2.2 SEMICONDUTOR DO TIPO P

Do mesmo modo que se pode obter um semicondutor com excesso de elétrons (tipo n), é possível também produzir um cristal que resulte em um semicondutor extrínseco com excesso de lacunas (tipo p). Neste caso, introduz-se no cristal de silício impurezas químicas pertencentes ao grupo III da tabela periódica (elementos trivalentes), como por exemplo: índio, boro, alumínio e gálio. Um átomo trivalente (átomo III) incorporado ao cristal traz consigo somente três elétrons de valência, formando-se então uma lacuna em um dos pares das ligações covalentes. Essa lacuna pode ser preenchida por um elétron proveniente de outra ligação covalente quebrada do cristal ou até mesmo um elétron gerado pela agitação térmica; como conseqüência, o átomo III fica ionizado

negativamente. Nesse processo os centros de impureza funcionam como átomos aceitadores de elétrons.

Os átomos de impurezas formam os chamados níveis aceitadores, separados da banda de valência por um intervalo da mesma ordem de grandeza que o intervalo entre níveis doadores e a banda de condução. As mesmas conclusões conferidas ao semicondutor do tipo n aplicam-se neste caso, resultando daí o diagrama de energia representado na Figura 3.2.11 [41], próprio de um semicondutor extrínseco com excesso de lacunas, ou do tipo p. Pode-se considerar que todos os átomos doadores se encontram ionizados em temperatura ambiente, fornecendo elétrons para a banda de condução (Figura 3.2.12).

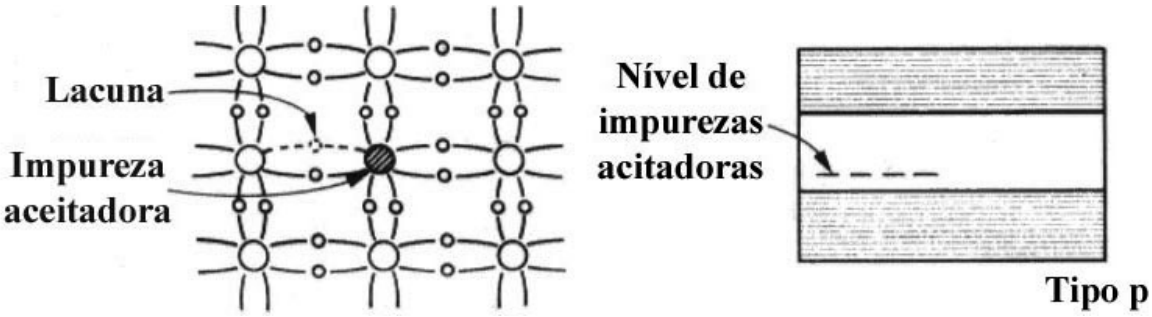

Figura 3.2.11 – Representação das ligações covalentes do Si com a impureza e o diagrama de bandas de *E*.

Também nestas condições a neutralidade do cristal é mantida, da mesma forma que para o semicondutor do tipo n, só que os átomos da impureza ficam ionizados negativamente devido à "captura" do elétron da ligação covalente com o Si, deixando lacunas livres na banda de valência do cristal.

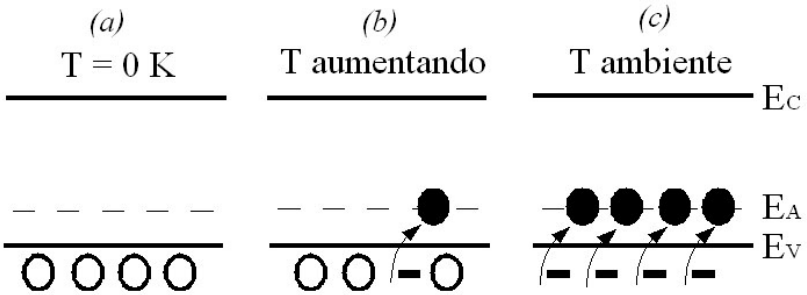

Figura 3.2.12 – Semicondutor tipo p a T = 0 K, todos os átomos aceitadores não ionizados (a), T começa aumentar, apenas alguns átomos aceitadores são ionizados (b), já em temperatura ambiente, todos os átomos aceitadores estão ionizados (c).

3.3 CARACTERÍSTICAS DA JUNÇÃO PN

A possibilidade de se obter um cristal semicondutor contendo tanto uma região do tipo p quanto outra do tipo n, permite a formação do que se denomina junção pn, que nada mais é do que a transição entre as regiões p e n em um cristal semicondutor. A maioria dos dispositivos eletrônicos modernos como retificadores, chaves, amplificadores, entre outras muitas operações em circuitos eletrônicos, apresenta pelo menos uma junção pn na sua estrutura.

Para a formação da junção pn é necessário que se estabeleçam em uma mesma estrutura cristalina as duas regiões de semicondutores extrínsecos (tipo p e n). Existem vários processos para a fabricação da junção, mas os três mais significativos e aplicados são: o epitaxial, por difusão e implantação iônica [41-44, 53-60]. Este último, aliado à técnica de fotolitografia, permite a produção de detectores com baixas correntes de fuga, alto controle do processo de dopagem e excelentes características operacionais [42]. Em função do diodo utilizado neste trabalho ser fabricado por implantação iônica, esse processo será abordado a seguir de forma simplificada.

3.3.1 IMPLANTAÇÃO IÔNICA

No processo de implantação iônica (Figura 3.3.1) toma-se um cristal semicondutor extrínseco com alta pureza, por exemplo do tipo n, e, após ser limpo e polido, este passa por um processo químico a altas temperaturas para a criação de uma camada de dióxido de silício (SiO_2) na superfície, juntamente com uma camada sensível à luz, denominada de camada fotoresistiva. Em seguida, coloca-se uma máscara não sensível à luz para delimitar a região p da junção sobre a camada fotoresistiva e incide-se luz (Figura 3.3.1a).

Após a retirada da máscara delimitadora da região p (Figura 3.3.1b) o cristal semicondutor está pronto para ser bombardeado, ou melhor, exposto a um feixe de íons, proveniente de um acelerador de partículas, contendo impurezas aceitadoras para a formação da região p (Figura 3.3.1c). Por meio da energia e da corrente dos íons que o acelerador fornece para a implantação no cristal, pode-se ter um controle preciso da espessura da camada de impurezas e da quantidade de íons implantados, respectivamente, obtendo-se a junção pn (Figura 3.3.1d).

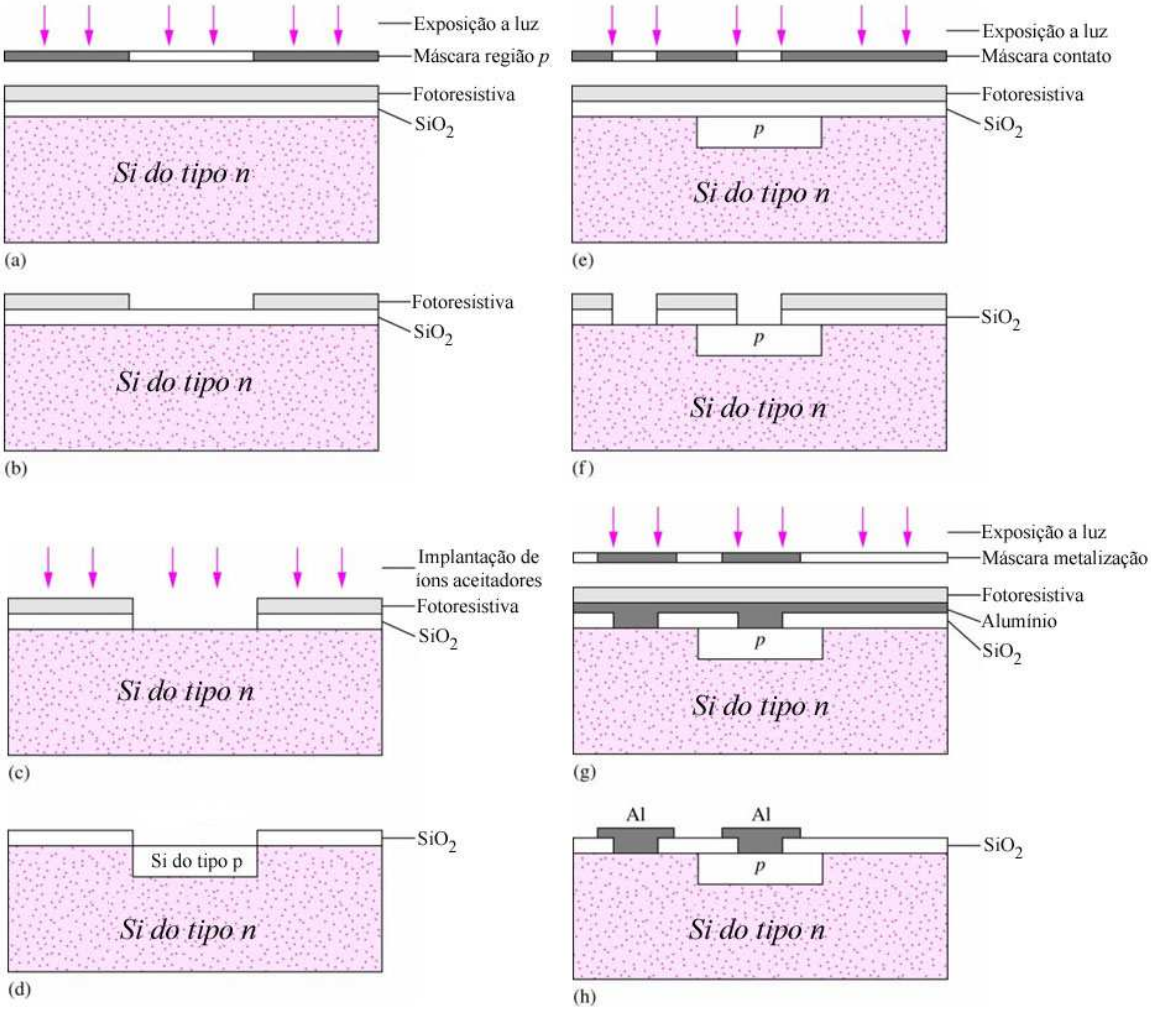

Figura 3.3.1 – Processo de fabricação de diodos através da implantação iônica.

Depois da obtenção da junção é necessário que se façam os contatos ôhmicos com as regiões n e p. Para tanto, preenche-se a camada de dióxido de silício referente à região p e adiciona-se mais uma camada fotoresistiva. Sobre essa camada é colocada uma máscara delimitadora para a abertura do local onde serão feitos os contatos ôhmicos e, em seguida, exposta à luz (Figura 3.3.1e). Após a obtenção da região dos contatos ôhmicos (Figura 3.3.1f), inserem-se duas camadas: uma de alumínio e outra fotoresistiva, preparando o dispositivo para colocar a máscara de metalização e, posteriormente, fazer a exposição à luz (Figura 3.3.1g). Finalmente, o diodo está pronto para ser submetido ao processo químico de remoção das impurezas e resinas empregadas no processo, obtendo-se o detector semicondutor de junção pn pelo método de implantação iônica (Figura 3.3.1h) [41-44, 53-60].

3.3.2 Condição de Equilíbrio Térmico

No item anterior descreveu-se como se obtém a junção pn. Entretanto, para simplificar a nossa análise consideraremos um semicondutor do tipo n sendo unido com um do tipo p, formando um único dispositivo, conforme mostra a Figura 3.3.2 [53].

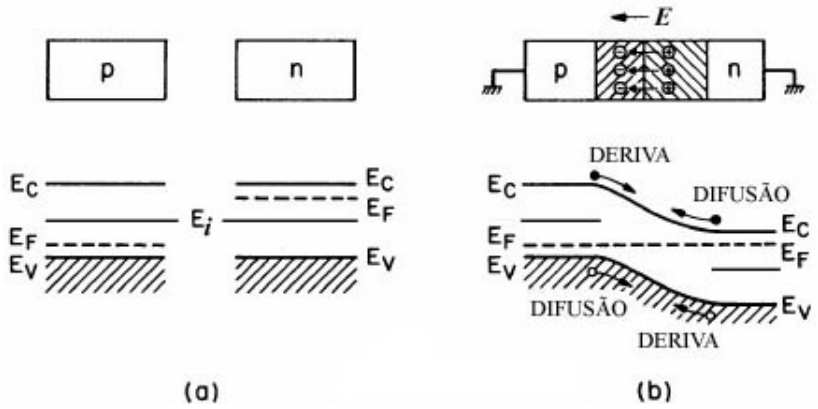

Figura 3.3.2 – Semicondutores extrínsecos do tipo p e n, com os respectivos diagramas da banda de energia antes da junção (a) e após a junção, com o campo elétrico gerado na região de depleção, em equilíbrio térmico (b). E_i é a energia de referência e seu valor é $E_i = E_g/2$.

Antes da junção ser formada, cada lâmina de silício dopado possui seu nível de Fermi próximo à banda de valência ou à banda de condução, respectivamente para os semicondutores do tipo p e n (Figura 3.3.2a). Enquanto o material do tipo n possui alta concentração de elétrons livres na banda de condução (portadores majoritários) e poucas lacunas na banda de valência (portadores minoritários), o lado o oposto, um cristal do tipo p, apresenta as lacunas como portadores majoritários e elétrons como portadores minoritários.

Quando a junção é produzida, devido ao elevado gradiente de portadores de carga, os elétrons do semicondutor do tipo n migram para o cristal do tipo p, recombinando-se com as lacunas deste lado e, ao mesmo tempo, deixando impurezas doadoras ionizadas, imóveis, na estrutura cristalina no lado n próximo a junção, estabelecendo assim uma região de cargas positivas (íons positivos). O oposto também ocorre com o semicondutor do tipo p: as lacunas migram para o cristal do tipo n, deixando o cristal do tipo p com uma região de cargas negativas próximas a junção, devido às impurezas aceitadoras ionizadas (íons negativos) produzidas pela recombinação das lacunas com os elétrons do semicondutor do tipo n. Esta difusão de cargas de um lado para o outro produz duas camadas de cargas, formadas pelas impurezas ionizadas, doadoras no lado n e aceitadores no lado p. Conseqüentemente, esta camada de carga espacial cria um campo elétrico

dirigido do lado n para o lado p, como indicado no alto da Figura 3.4.2b, que se opõe à continuação do movimento dos portadores majoritários causados pela corrente de difusão.

O campo elétrico gerado faz com que as lacunas retornem para o lado p e os elétrons para o lado n, através de uma corrente de deriva que se opõe à corrente de difusão, como mostra o diagrama de bandas de energia da Figura 24b. Em regime de equilíbrio térmico, as correntes de deriva e de difusão se anulam, tanto para elétrons quanto para lacunas, de modo que a corrente total é nula, pois para cada tipo de portador de carga a corrente de deriva devido ao campo elétrico é exatamente igual a corrente de difusão causada pelo gradiente de portadores. Considerando-se a força o negativo do gradiente da energia potencial ($qE = dE_i/dx$), pode-se escrever a densidade líquida de lacunas como sendo[53]:

$$J_p = J_p^{deriva} + J_p^{difusão} = q\mu_p pE - kT\mu_p \frac{dp}{dx} = q\mu_p p\left(\frac{1}{q}\frac{dE_i}{dx}\right) - kT\mu_p \frac{dp}{dx} = 0 \quad (15)$$

mas, substituindo na Equação 13 a expressão da concentração de lacunas [53-60], resulta:

$$p = n_i e^{(E_i - E_F)/kT} \quad \rightarrow \quad \frac{dp}{dx} = \frac{p}{kT}\left(\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx}\right) \quad (16)$$

$$J_p = \mu_p p \frac{dE_F}{dx} = 0 \Rightarrow \frac{dE_F}{dx} = 0 \,. \quad (17)$$

Da mesma forma, a densidade de corrente líquida dos elétrons é expressa por:

$$J_n = J_n^{deriva} + J_n^{difusão} = \mu_n n \frac{dE_F}{dx} = 0 \Rightarrow \frac{dE_F}{dx} = 0 \,. \quad (18)$$

Nesta situação, verifica-se pelas Equações 17 e 18 que o nível de *Fermi* é constante (i.e. independente de x) como está ilustrado na Figura 3.3.2b. O fato do nível de *Fermi* ser constante quando em equilíbrio térmico significa que existe uma única distribuição espacial de cargas na junção e, segundo a Equação de *Poisson*, teremos um potencial eletrostático V (Equação 19), que estabelece um campo estacionário na junção:

$$\frac{d^2V}{dx^2} \equiv -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\varepsilon} = -\frac{q}{\varepsilon}\left(N_D - N_A + p - n\right) \quad (19)$$

assumindo que todas as impurezas doadoras e aceitadoras estão ionizadas e ρ e ε são, respectivamente, a densidade de carga e a permissividade dielétrica do silício.

A região nas proximidades da junção onde há cargas não compensadas é chamada de região de depleção e esta estende-se em ambos os lados (p e n) da junção. A criação dessa região onde não existem cargas livres leva ao aparecimento de uma diferença de potencial elétrico através da junção, denominado de potencial de contato (V_0) e dado por [53, 60]:

$$V_0 = V_n - V_p = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (20)$$

onde V_n e V_p são os potencias eletrostáticos da região neutra em relação ao nível de *Fermi* dos lados n e p, respectivamente; esse potencial é também o responsável pela elevada resistividade da camada de depleção, quando comparada com as dos semicondutores p e n da junção (Figura 3.3.3 [41]).

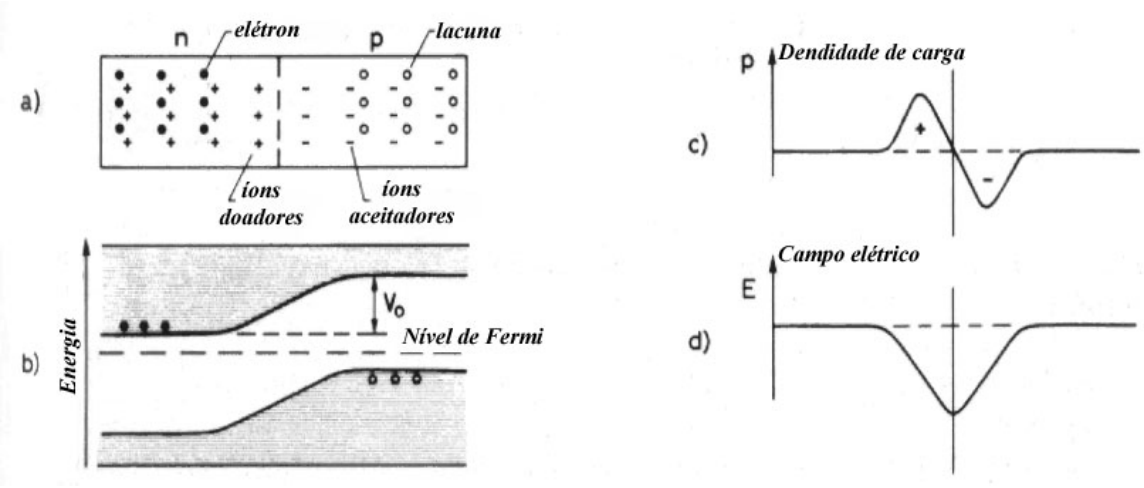

Figura 3.3.3 – Junção pn em equilíbrio: esquema representativo (a), diagrama das bandas de energia, com a representação do potencial de contato (b), densidade de cargas (c) e campo elétrico (d).

Essas propriedades são importantes para o emprego da região de depleção como um meio de detecção da radiação, pois os pares elétron-lacuna produzidos pela radiação nesta região se deslocam sob a ação do campo elétrico aí existente (os elétrons para o lado n e as lacunas para o lado p) originando um sinal elétrico.

Em função da barreira de potencial produzida pelo campo elétrico interno da junção não ser suficiente para conter a recombinação dos pares elétron-lacuna, devemos polarizar a junção pn reversamente, como mostra a Figura 3.3.4 [41]. Como a resistividade da região de depleção é elevada, na polarização reversa da junção toda a diferença de potencial

aparece na camada depletada, superpondo-se ao potencial elétrico existente inicialmente na região, promovendo um aumento da região de depleção ao longo dos dois lados da junção.

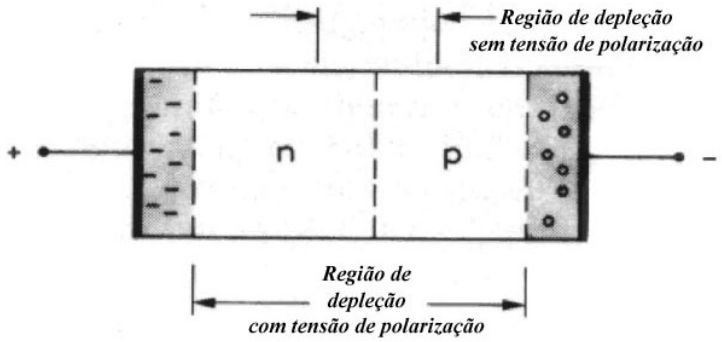

Figura 3.3.4 – Espessura da zona de depleção quando polarizada reversamente.

Por outro lado, o aumento da diferença de potencial na região de depleção além de reduzir a probabilidade de recombinação dos pares elétron-lacuna produzidos na junção, favorece a migração dos portadores minoritários do lado p (elétrons) para o lado n e a transição das lacunas, portadores minoritários do lado n, para o lado p, constituindo uma corrente de portadores minoritários que chamamos de corrente de fuga, um dos parâmetros mais importantes para um detector de radiação [41-44, 53-60].

3.3.3 Características da Polarização Reversa

3.3.3.1 Espessura da Zona de Depleção

A partir da equação de *Poisson* é possível determinar, desde que se conheça a distribuição da densidade volumétrica de cargas da junção pn, como a espessura da zona de depleção e a capacitância da junção pn são alteradas pela tensão reversa [41-44, 53-60].

Na equação de *Poisson* (Equação 19) a diferença entre as concentrações de impurezas doadoras (N_D) e aceitadoras (N_A) é dependente da distância e, além disso, a densidade de cargas varia com o método de construção da junção, tornando difícil a obtenção da dependência correta dos parâmetros da equação com essas variáveis. Sendo assim, para simplificarmos os cálculos, consideraremos uma junção abrupta (Figura 3.3.5) com as concentrações de elétrons (n) e lacunas (p) sendo desprezíveis quando comparadas às impurezas, com espessuras da camada de depleção dos lados n (x_n) e p (x_p) e densidades superficiais de cargas do lado n e p, respectivamente, ($-q\times N_D$) e ($+q\times N_A$).

Nestas condições, aplicada a Equação 19 para as regiões n e p, tem-se:

$$\frac{d^2V_n}{dx^2} = \frac{qN_A}{\varepsilon} \quad para \quad -x_p \leq x < 0 \text{ (21a)}$$

$$\frac{d^2V_n}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \quad para \quad 0 < x \leq x_n \text{ . (21b)}$$

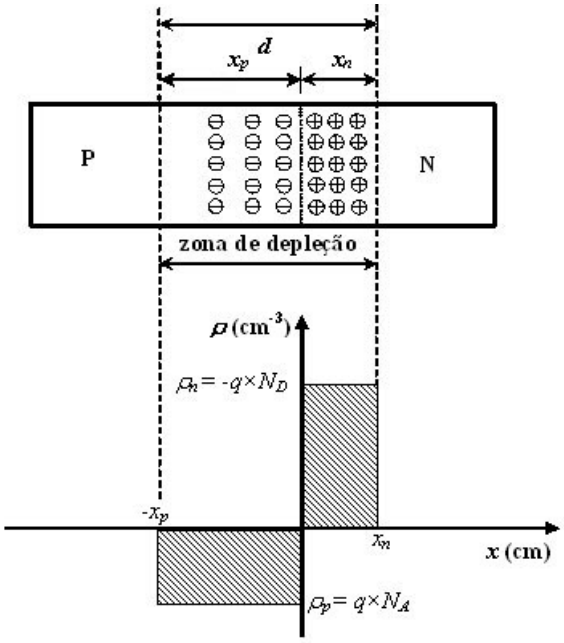

Figura 3.3.5 – Distribuição aproximada da densidade de cargas volumétrica na zona de depleção.

Pela condição de neutralidade da junção é necessário que as densidades superficiais de cargas negativa e positiva sejam iguais (Equação 22) e, portanto, obtém-se a zona de depleção por meio da soma das espessuras do lado p e n (Equação 23).

$$N_A x_p = N_D x_n \text{ (22)}$$

$$W = x_p + x_n \text{ (23)}$$

Integrando-se as Equações 21a e 21b mediante aplicação das condições de contorno, teremos o campo elétrico para as regiões p e n:

$$E_p = -\frac{dV_p}{dx} = -\frac{qN_A}{\varepsilon}(x + x_p) \quad para \quad -x_p \leq x < 0 \text{ (24a)}$$

$$E_n = -\frac{dV_n}{dx} = \frac{qN_D}{\varepsilon}(x - x_n) \quad para \quad 0 < x \leq x_n \text{ (24b)}$$

Considerando que o campo elétrico para x = 0 deve ser idêntico para ambas as regiões, chega-se ao campo elétrico máximo (Equação 25):

$$E_{\max} = \frac{qN_D x_n}{\varepsilon} = \frac{qN_A x_p}{\varepsilon} \text{ (25)}$$

Novamente, integrando-se as Equações 24 e aplicando as condições de contorno, encontra-se o potencial elétrico de contato da junção:

$$V_0 = -\int_{-x_p}^{x_n} E(x)dx = -\left[\int_{-x_p}^{0} E(x)dx\Big|_{lado\ p} + \int_{0}^{x_n} E(x)dx\Big|_{lado\ n}\right]$$

$$V_0 = \frac{qN_A x_p^2}{2\varepsilon} + \frac{qN_D x_n^2}{2\varepsilon} \Rightarrow V_0 = \frac{1}{2}E_{\max}W \text{ . (26)}$$

Aplicando na Equação 26 as Equações 22 e 25 pode-se obter a espessura da zona de depleção total da junção W, ou:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q}\left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) \cdot V_0} \text{ (27)}$$

Entretanto, quando a concentração de um dos lados da junção abrupta for muito maior do que o do outro lado, por exemplo, a concentração de átomos aceitadores for muito maior que a concentração de átomos doadores (N_A >>> N_D), a junção é denominada de hiperabrupta, como mostra a Figura 3.3.6 [53].

Assim, a espessura x_p será muito menor que x_n (x_p <<< x_n), como observa-se na Figura 3.3.6b. Então a Equação 27, torna-se simplesmente:

$$W \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{qN_D}} \text{ . (28)}$$

Entretanto, a resistividade elétrica de um cristal semicondutor é dada por:

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \text{ (29)}$$

sendo q a carga elétrica do elétron; n e p, as concentrações; μ_n e μ_p as mobilidades dos elétrons e das lacunas, respectivamente.

Desta forma, substituindo a Equação 29 para o caso dos semicondutores do tipo n ($n >>> p$), a espessura da zona de depleção pode ser escrita empregando-se a resistividade do cristal (ρ_n) e a mobilidade dos elétrons (μ_n), como segue:

$$W \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{qN_D}} \Rightarrow W \cong \sqrt{2\varepsilon\mu_n\rho_n V_0} \ . \quad (30)$$

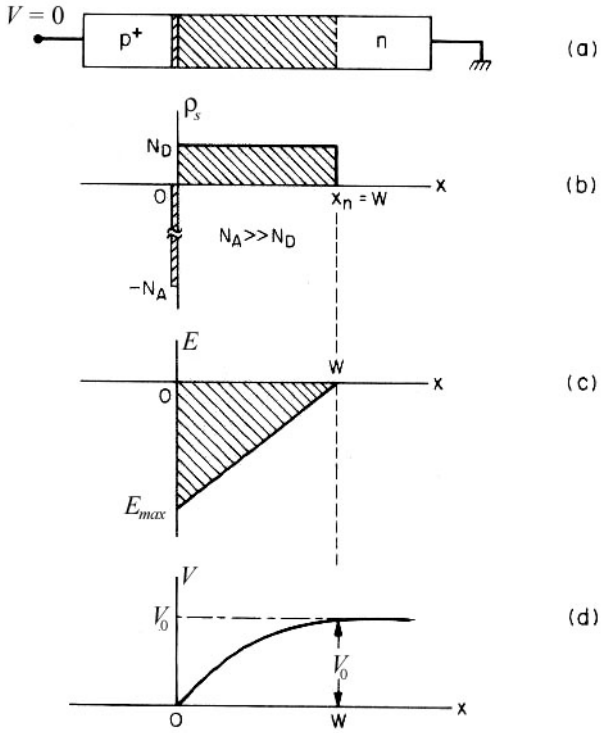

Figura 3.3.6 – Junção pn hiperabrupta: esquema da junção (a), densidade superficial de cargas (b), campo elétrico (c) e potencial de contato (d).

Na presente discussão, até o momento, somente relatou-se como é o comportamento da espessura da camada de depleção em equilíbrio térmico, ou seja, quando submetida apenas ao potencial de contato (Figura 3.3.7a) [53]. Porém, se aplicarmos uma tensão de polarização direta (V_F), o potencial elétrico da junção diminuirá com V_F (Figura 3.3.7b), pois a espessura da zona de depleção diminuirá. Ao polarizar-se a junção reversamente, ocorrerá o oposto em relação à polarização direta, ou seja, a tensão reversa (V_R) se somará ao potencial de contato, fazendo com que a espessura da zona de depleção aumente (Figura

3.3.7c). Portanto, na Equação 30, deve-se substituir o potencial elétrico de contato da junção por ($V_0 - V_F$) ou ($V_0 + V_R$) para a polarização direta ou reversa, respectivamente.

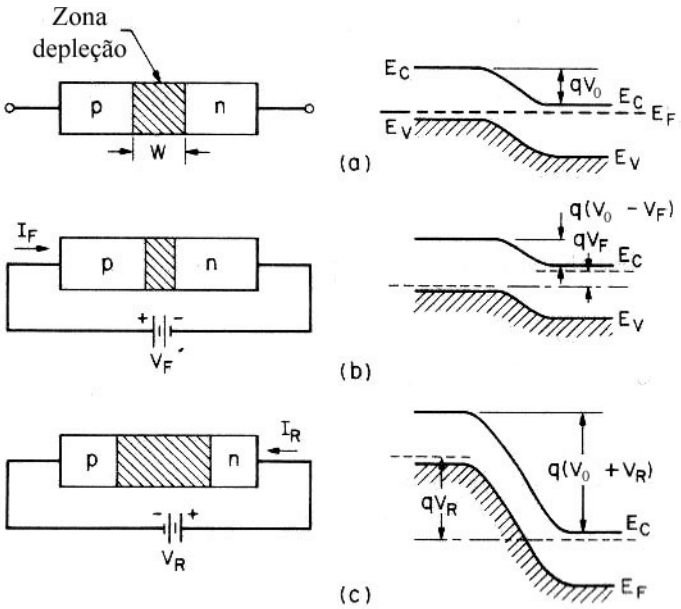

Figura 3.3.7 – Junção pn não polarizada (a), polarização direta (b) e reversa (c).

Para a aplicação da junção pn como detector, a situação de interesse é aquela em que a região de depleção é a maior possível, oferecendo assim um maior volume sensível (região depletada) para detectar a radiação, ou seja, quando há polarização reversa da junção. Neste caso, assume-se que a tensão de polarização reversa da junção é muito maior do que o potencial de contato da junção ($V_R >>> V_0$). Então, a Equação 30 pode ser escrita da seguinte maneira:

$$W \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_0 + V_R)}{qN_D}} \Rightarrow W \cong \sqrt{2\varepsilon\mu_n\rho_n(V_0 + V_R)}$$

$$W \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon V_R}{qN_D}} \Rightarrow W \cong \sqrt{2\varepsilon\mu_n\rho_n V_R} \ . \quad (31)$$

Na situação de polarização reversa, os lados p e n estão separados pela região de depleção do diodo, o que equivale a um capacitor de placas paralelas submetido a um campo elétrico. Diante dessa analogia, deve-se verificar como varia a capacitância do diodo em função da tensão de polarização reversa da junção e também quais são as características da corrente que atravessa o detector nesta condição.

3.3.3.2 CAPACITÂNCIA

A capacitância por unidade de área (*C*) é definida por $C = dQ/dV$, onde dQ representa um aumento da carga da zona de depleção por unidade de área devido ao incremento da tensão de polarização da junção dV. A Figura 3.3.8 [53] ilustra a capacitância da junção pn para uma junção hiperabrupta, mostrando que o aumento da carga provoca um incremento no campo elétrico da junção com valor dado pela equação de *Poisson* igual à $dE = dQ/\varepsilon$ (Figura 3.3.8c), sendo $dV \cong WdE$.

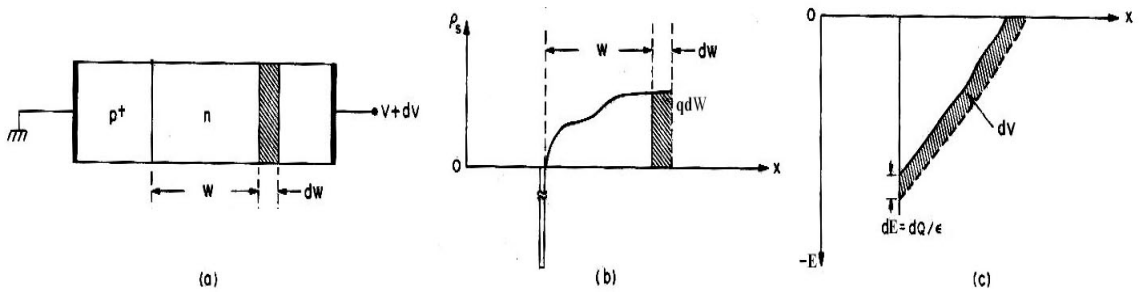

Figura 3.3.8 – Aumento na tensão reversa (a), densidade superficial (b) e campo elétrico (c).

Portanto, aplicando as condições acima mencionadas e empregando a Equação 31, a capacitância da junção hiperabrupta por unidade de área será dada por:

$$C \equiv \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{W\, dQ/\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{W} \Rightarrow C \cong \sqrt{\frac{q\varepsilon N_D}{2V_R}} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\rho_n \mu_n V_R}} \,. \quad (32)$$

Observa-se que a Equação 30 é igual à expressão da capacitância por unidade de área para um capacitor de placas paralelas, na qual a separação entre as placas é a espessura da zona de depleção, como sugerido anteriormente.

3.3.3.3 CORRENTE DE FUGA

Para diodos ideais sob polarização reversa não há condução de corrente. Entretanto, nos diodos reais uma pequena corrente é observada quando o mesmo encontra-se polarizado, pois nesse caso os portadores minoritários dos cristais semicondutores empregados para a fabricação da junção ficam submetidos a um campo elétrico e estabelecem a corrente

denominada de corrente de fuga. Essa corrente aparece no detector como um ruído e estabelece um limite mínimo para o sinal elétrico que poderá ser observado no detector.

A origem da corrente de fuga está relacionada ao volume e a superfície do dispositivo semicondutor, sendo que a sua componente volumétrica está ligada internamente aos processos de difusão dos portadores de carga e à criação de pares elétron-lacuna pela agitação térmica na zona de depleção, podendo facilmente ser obtida pela equação de difusão dos portadores minoritários e densidade de portadores gerados devido à agitação térmica e aos centros de impurezas.

Portanto, a densidade da corrente de fuga de volume total para uma junção pn é dada pela soma das componentes referentes à difusão e à geração de portadores, ou seja:

$$J_R^{volume} = J_{difusão} + J_{geração}. \quad (33)$$

A densidade de corrente de difusão, também conhecida como densidade de corrente de saturação, é dada por [43,53]:

$$J_{difusão} = qn_i^2\left(\frac{1}{N_A}\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{1}{N_D}\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}\right) \quad (34a)$$

$$J_{difusão} = q^{3/2}n_i^2\left(kT\mu_p\mu_n\right)^{1/2}\left(\frac{\mu_p^{1/2}\rho_p}{\tau_n^{1/2}} + \frac{\mu_n^{1/2}\rho_n}{\tau_p^{1/2}}\right) \quad (34b)$$

onde D_p e D_n são os coeficientes de difusão; τ_p e τ_p são as vidas média das lacunas e elétrons, respectivamente.

Quando há somente contribuição de uma das regiões, considerando o caso da região n, a Equação 34b pode ser reduzida a:

$$J_{difusão} = q^{3/2}n_i^2\mu_p\rho_p\left(\frac{kT\mu_n}{\tau_n}\right)^{1/2}. \quad (35)$$

Por outro lado, quanto à densidade de corrente de geração, podemos escrever que a geração dos pares elétron-lacuna (U em cm^{-3}/s) na condição de equilíbrio térmico da junção, com $p < n_i$ e $n < n_i$, é dada por [53]:

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_t (pn - n_i^2) N_{arm}}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_{arm} - E_i}{kT} \right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_{arm} - E_i}{kT} \right) \right]}$$

$$G = -U = \left[\frac{\sigma_p \sigma_n v_t N_{arm}}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_{arm} - E_i}{kT} \right) + \sigma_p \exp\left(-\frac{E_{arm} - E_i}{kT} \right)} \right] n_i \equiv \frac{n_i}{\tau_g} \quad (35)$$

onde σ_p e σ_n são as seções de choque das lacunas e elétrons, respectivamente; v_t é a velocidade térmica do portador; N_{arm} é a densidade das armadilhas; E_{arm} é o nível de energia das armadilhas; E_i é o nível intrínseco de *Fermi*, n_i é a densidade intrínseca de portadores e τ_g é a vida média de geração dos pares elétron-lacuna.

Portanto, a densidade de corrente de geração é igual a integral da Equação 36 com extremos de integração igual à espessura da região de depleção [53].

$$J_{geração} = \int_0^W qGdx \cong qGW \Rightarrow J_{geração} = \frac{qn_i W}{\tau_g} \quad (37)$$

Entretanto, levando-se em conta a contribuição da região n da junção e considerando que a vida média dos portadores minoritários de ambos os lados da junção são iguais ($\tau_p = \tau_n$) e a vida média de geração é igual à soma das vidas médias dos portadores minoritários ($\tau_g = \tau_p + \tau_n$), pode-se reescrever a densidade de corrente de geração com auxílio da Equação 31 [43,53]:

$$J_{geração} = \frac{qn_i W}{\tau_g} = \frac{qn_i}{2\tau_p} \left(2\varepsilon \mu_n \rho_n V_R \right)^{1/2} . \quad (38)$$

Desta forma, obtemos que a densidade de corrente de volume é a soma das Equações 35 e 38:

$$J_R^{volume} = q^{3/2} n_i^2 \mu_p \rho_p \left(\frac{kT\mu_n}{\tau_n} \right)^{1/2} + \frac{qn_i}{2\tau_p} \left(2\varepsilon \mu_n \rho_n V_R \right)^{1/2} . \quad (39)$$

Outra componente da corrente de fuga importante é a corrente superficial, devida ao efeito de borda da junção por causa do elevado gradiente de tensão em uma curta distância. O valor desta corrente pode ser grande em relação à volumétrica e depende de fatores como:

tipo do encapsulamento empregado no dispositivo, umidade e muitas outras contaminações da superfície do detector por digitais, óleo da bomba de vácuo e outros vapores condensados, que geram portadores de carga indesejados [61]. Para reduzir esta corrente, uma das técnicas utilizadas é colocar anéis de guarda na estrutura do diodo [62-64]. Entretanto, com a introdução do processo de fabricação por implantação iônica aliada a técnicas de encapsulamento extremamente limpas, consegue-se produzir junções pn precisas, reduzindo-se significativamente os efeitos de borda na junção da pastilha de silício e conseqüentemente, tem-se a corrente de fuga superficial suficientemente pequena (da ordem de algumas frações das correntes superficiais observadas quando as junções são fabricadas pelo processo de difusão ou barreira de superfície [41-44]) para a aplicação do dispositivo como detector de radiação.

3.4 Princípio de Operação dos Diodos como Detectores

A junção pn pode ser empregada como detector de radiação pois quando a partícula carregada atravessa o semicondutor ela sofre colisões inelásticas com os elétrons ligados ao retículo cristalino, transferindo parte da sua energia. Se a energia transferida em cada colisão for superior à energia da banda proibida, o elétron torna-se livre migrando da banda de valência para a banda de condução, determinando a formação de um par elétron-lacuna.

O número total de pares elétron-lacuna produzido é proporcional à quantidade de energia da partícula que é absorvida na junção podendo ser calculado pela relação entre esta última e a energia média necessária para se produzir um par elétron-lacuna, que leva em consideração as perdas de energia devido as vibrações da rede cristalina, excitação dos átomos, entre outras. Apenas para exemplificar, a energia média necessária para se produzir um par elétron-lacuna no silício a 300 K (temperatura ambiente) é de 3,62 eV (Tabela 3.2.1), assim uma partícula alfa de 6,0 MeV de energia deve produzir, quando totalmente absorvida, $\cong 1{,}7 \times 10^6$ pares elétron-lacuna no silício. Quando esta ionização ocorre na junção semicondutora, estes pares são acelerados pela diferença de potencial de contato existente na região de depleção de forma que os elétrons são atraídos para o lado n e as lacunas para o lado p. Como a diferença de potencial intrínseca na junção não excede 1,0 V [53-60], ocorre a recombinação de grande parte dos pares elétron-lacuna formados, conduzindo a uma coleta parcial destas cargas. Este efeito afeta a amplitude do sinal gerado, visto que esta depende da carga coletada e também da capacitância da junção.

Assim, é sempre desejável que toda a ionização produzida na junção seja coletada para garantir a proporcionalidade entre a amplitude do sinal elétrico e a energia da radiação incidente. Na Figura 3.4.1 está representado um esquema simplificado de um diodo de junção pn sendo utilizado como detector de radiação.

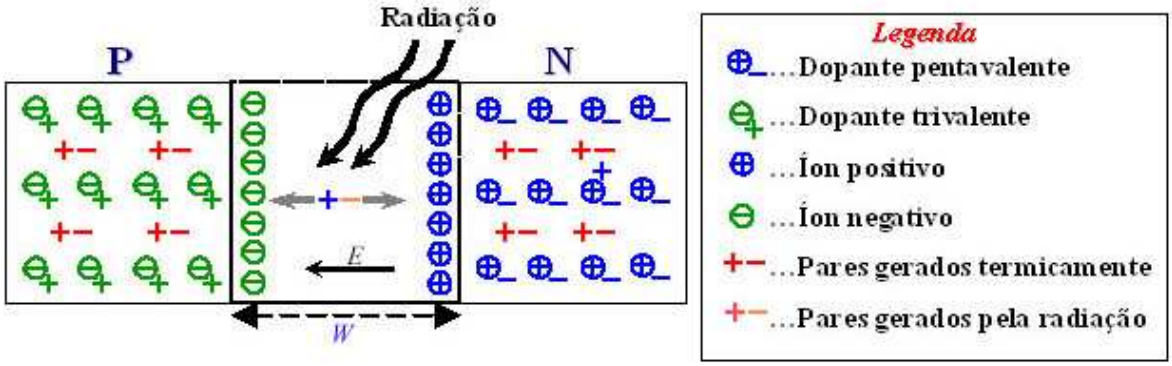

Figura 3.4.1 – Representação da junção pn aplicada como detector de radiação.

A forma adequada para garantir a coleta de cargas é a de polarizar-se reversamente a junção aumentando a diferença de potencial nesta região e, simultaneamente, reduzindo a capacitância do diodo. Estes dois efeitos conduzem a um aumento na amplitude do sinal que, analogamente a um capacitor de placas paralelas, é diretamente proporcional à carga gerada e inversamente proporcional à capacitância da junção, como será visto no item seguinte. O sinal elétrico assim produzido tem amplitude proporcional à energia da radiação depositada na zona de depleção, sendo adequado o emprego deste tipo de detector em espectrometria de partículas carregadas com boa resolução em energia.

3.4.1 – Formação do Sinal Elétrico no Detector

Quando da interação das partículas alfa com a zona de depleção, estas depositam energia (E_α) no meio gerando pares elétron-lacuna, separados rapidamente pelo campo elétrico externo criado devido a polarização reversa (V_R). Se w é a energia média necessária para a criação de um par elétron-lacuna (para o Si w = 3,62 eV em temperatura ambiente) e η é a eficiência intrínseca de coleta das cargas geradas, a carga total coletada pelos eletrodos é dada por:

$$Q = \eta \frac{qE_\alpha}{w} \quad (40)$$

onde q é a carga elétrica fundamental.

Portanto, em analogia a um capacitor de placas paralelas, a amplitude do sinal produzido pela interação das partículas alfa vai ser proporcional à energia depositada na zona de depleção e inversamente proporcional à capacitância (C) da junção. Para o caso da eficiência intrínseca de coleta de cargas ser 100 % (η = 1) a amplitude do sinal será:

$$V_i = \frac{Q}{C} = \frac{qE_\alpha}{wC} \Rightarrow V_i = \frac{qE_\alpha}{wC} \quad (41)$$

sendo V_i a amplitude do sinal elétrico, Q a carga total coletada e C a capacitância do detector com área A.

Substituindo a Equação 32 na Equação 41 tem-se a amplitude do sinal em função das propriedades elétricas de um cristal semicondutor do tipo n, tem-se:

$$V_i = \frac{1}{A}\sqrt{\frac{2\mu_n \rho_n V_R}{\varepsilon}}\frac{q}{w}E_\alpha \Rightarrow V_i = \frac{K}{A}\left(\rho_n V_R\right)^{1/2} E_\alpha \quad (42)$$

no qual K é uma constante que independe da energia da partícula, ρ_n é a resistividade do cristal e μ_n é a mobilidade dos elétrons. Desta forma, quanto maior for a energia da partícula depositada no volume sensível do detector, maior será a amplitude do sinal.

A forma do impulso elétrico gerado no Si é determinada pelo movimento dos portadores de carga gerados no volume sensível, que se deslocam em direção aos eletrodos sob a influência do campo elétrico presente na região onde se induzem cargas de sinais opostos em ambos os elétrodos. Assumindo que o detector esta totalmente depletado, a relação geral para a indução de cargas em movimento (dx) dos portadores pode ser obtida através do teorema de *Ramo* e dos estudos de *Sckoley* [41-44], dada por:

$$dQ = -\frac{qN_0}{W}\left(dx\big|_e + dx\big|_l\right) \quad (43)$$

onde dQ é a carga induzida, N_0 é o número de pares elétrons lacuna gerados, W é a espessura da zona depleção e q é a carga fundamental do elétron.

Para semicondutores puros e livres de defeitos na estrutura cristalina, a carga total coletada dos elétrons e lacunas é a integral da Equação 43, que acaba se resumindo a apenas:

$$Q = qN_0 \quad (44).$$

Portanto, a carga induzida nos eletrodos é função do local onde os pares elétron-lacuna foram gerados e, além disso, quando se considera os efeitos das armadilhas no cristal semicondutor durante a coleta de cargas, a amplitude do sinal é dada pela relação de *Hecht* (Equação 45) [42].

$$Q = qN_0\left\{\frac{v_p\tau_p}{W}\left[1-\exp\left(-\frac{x_0}{v_p\tau_p}\right)\right]+\frac{v_n\tau_n}{W}\left[1-\exp\left(-\frac{x_0}{v_n\tau_n}\right)\right]\right\} \quad (45)$$

sendo v_p e v_n, as velocidades; τ_p e τ_n as vidas médias, ambas grandezas das lacunas e dos elétrons, respectivamente; x_0 local da produção dos pares elétron-lacuna em relação ao catodo e W a espessura da zona de depleção.

A análise da Equação 45 evidencia que indução de cargas depende do fator de extração dos portadores ($v_i\tau_i/W$) e desvios observados na coleta de carga devido à posição da geração dos pares elétron-lacuna comprometerem a resolução em energia do detector. A Figura 3.4.2, mostra a fração de carga coletada (Q/qN_0) em função da distância do local onde foram criados os pares elétron-lacuna normalizada em relação ao catodo (d), adotando-se idênticas as propriedades elétricas dos elétrons e lacunas, com diferentes valores do fator de extração. Nesta figura observa-se que para o fator de extração dos portadores de cargas igual a 50, toda a carga produzida no detector é coletada, o que deve resultar em uma melhor resolução em energia.

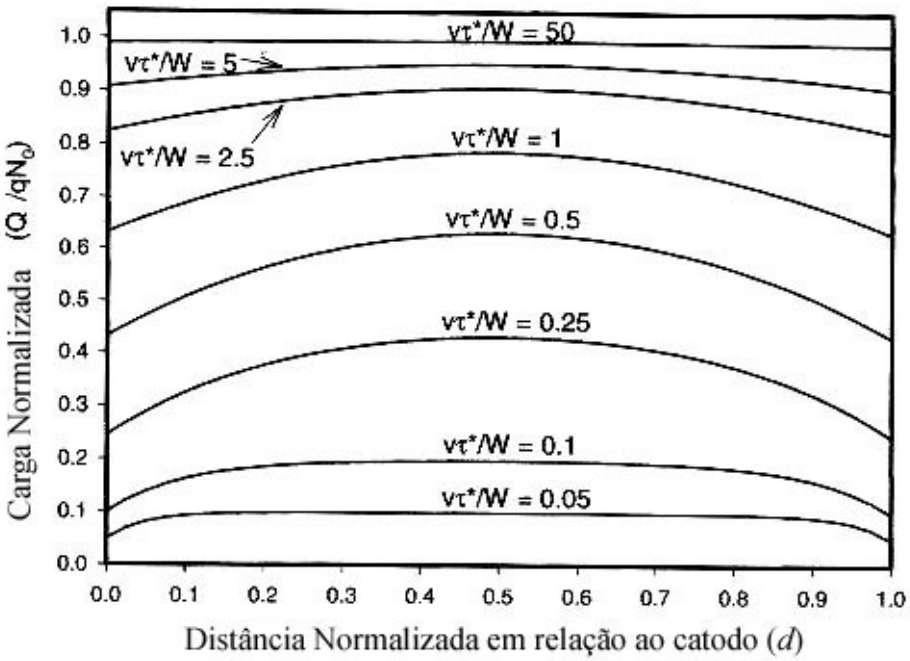

Figura 3.4.2 – Fração da carga coletada em função da distância normalizada em relação catodo para diferentes valores de fator de extração.

A Figura 3.4.3 [43], ilustra a situação onde apenas um par elétron-lacuna foi criado a certa distância do catodo e a carga induzida em função do tempo, segundo a Equação 44, que representa a indução de cargas em função das propriedades elétricas do cristal para os elétrons (Q_n) e lacunas (Q_p), em uma junção do tipo $n^+/n/p^+$.

$$Q_p = -q\frac{W - x_0}{W}\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]$$
$$Q_n = -q\frac{W - x_0}{W}\left[1 - \exp\left(-\frac{t\mu_p}{\tau\mu_n}\right)\right] \quad (46)$$

onde $\tau = \rho \cdot \varepsilon$ é definido como tempo de relaxação do dielétrico, ρ é a resistividade do cristal e ε é a permissividade dielétrica do silício.

Na Equação 46 nota-se que a indução de carga depende de um fator que é função somente das características do material e, portanto, a indução de carga referente aos elétrons é mais rápida do que a parcela das lacunas, desta forma, o tempo para coleta dos elétrons é dado por:

$$t_n = \tau\frac{\mu_p}{\mu_n}\ln\left(\frac{W}{W - x_0}\right). \quad (47)$$

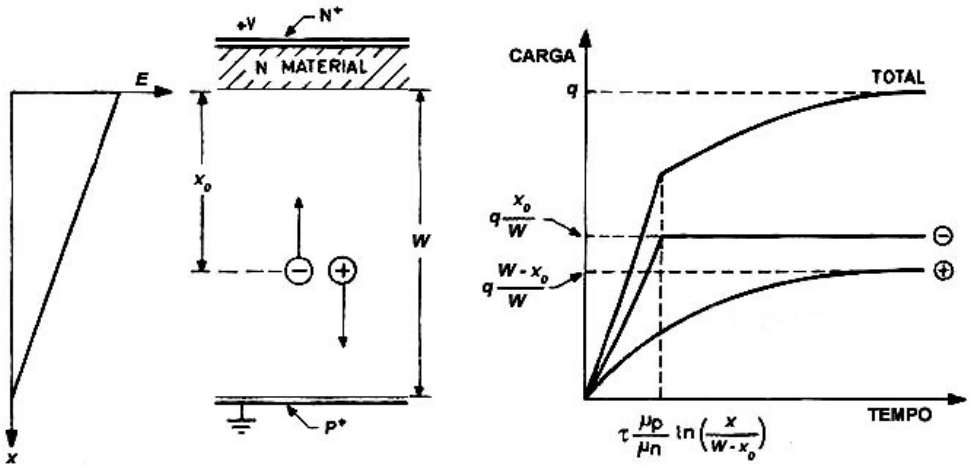

Figura 3.4.3 – Formação do sinal elétrico na junção pn para o diodo do tipo $n^+/n/p^+$.

O tempo de coleta dos elétrons é da ordem de 10^{-9} s [41-44], o que mostra que detectores desse tipo são extremamente rápidos, apesar das limitações quanto à eficiência de detecção absoluta para radiação eletromagnética de alta energia.

3.5 Fatores que Influenciam a Resolução em Energia

A principal propriedade e a mais relevante para a espectrometria das radiações é a função resposta do detector com relação à incidência de partículas monoenergéticas, a qual pode ser obtida através da distribuição das amplitudes de impulsos provenientes do diodo para uma dada fonte radioativa.

A distribuição das amplitudes dos impulsos provenientes do detector é representada por uma função delta que, no caso ideal, apresenta variância nula, pois a resposta do detector para partículas monoenergéticas é a geração de impulsos com amplitude diretamente proporcional à energia da radiação depositada no meio semicondutor. Contudo, quando a partícula carregada é detectada, vários mecanismos complexos de colisão atômica ocorrem dentro do material detector e a energia da partícula é dissipada na produção de pares elétron-lacuna e também em vibrações e danos da estrutura cristalina.

Como a amplitude de um impulso é proporcional ao número de pares elétron-lacuna produzidos no volume sensível do detector e a energia média para produção de um par elétron-lacuna não depende linearmente da energia dissipada no detector, pois é intrinsecamente um processo de natureza estatística, a variância da distribuição dos impulsos não é nula, como previsto no caso ideal.

Quanto menor for esta variância (e o desvio padrão associado) maior será a capacidade de um sistema de detecção diferenciar detalhes finos sobre a energia da radiação incidente. O parâmetro de maior importância para definir a função resposta do detector é denominado de resolução em energia e, por definição, é a largura da distribuição de amplitudes, medida em uma altura que corresponde exatamente à metade da altura máxima do pico (FWHM – *Full Width at Half Maximum*) [19, 41-44].

Fatores como a coleta parcial de cargas, o ruído eletrônico gerado no sistema de amplificação dos sinais elétricos, o empilhamento de impulsos para altas taxas de contagens, a corrente de fuga, etc., influenciam na distribuição dos impulsos, contribuindo para o alargamento do pico. Admitindo a superposição independente destes efeitos no

desvio padrão total (δE_T), a largura total a meia altura ($FWHM_T$) do pico é dada por [41-44]:

$$FWHM_T = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \delta E_T \,. \quad (48)$$

Assim, a resolução final do sistema de detecção para radiação monoenergética, é definida por:

$$R = \frac{FWHM_T}{H_0} \quad (49)$$

sendo H_0 o centróide do pico, como mostra a Figura 3.5.1.

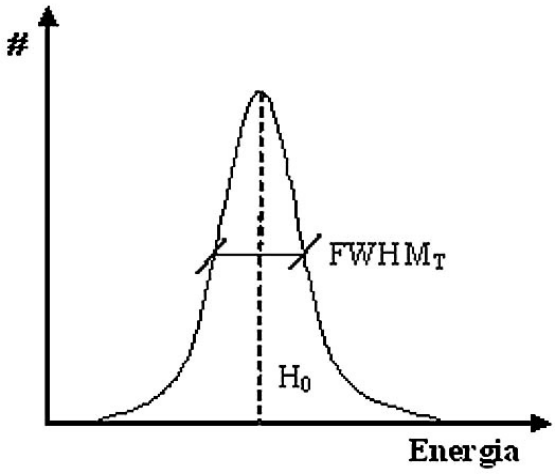

Figura 3.5.1 – Distribuição dos impulsos com o centróide da gaussiana (H_0) e a largura total a meia altura.

Segundo o modelo de detector adotado por *Steinbauer* et al. [19], para determinação dos limites mínimos de resolução em energia obtidos para os detectores semicondutores, em especial de silício, tem-se:

$$\delta E_T = \sqrt{\delta E_{d,t}^2 + \delta E_{d,s}^2 + \delta E_{s,e}^2 + \delta E_{s,p}^2 + \delta E_{el.}^2} \quad (50)$$

onde δE_T é o desvio padrão total observado na distribuição de amplitudes dos impulsos elétricos devidos à absorção da energia das partículas monoenergéticas. A Tabela 3.5.1 [19] apresenta os demais fatores que contribuem para a resolução em energia obtida com detectores semicondutores.

Tabela 3.5.1 – Origem da contribuição na dispersão do espectro de amplitudes em um detector de Si.

Fator	Origem da Contribuição	Forma da Função

$\delta E_{d,t}$	Dispersão na perda de energia das partículas na zona morta.	Gaussiana
$\delta E_{d,s}$	Variação na espessura da zona morta.	Gaussiana/Assimétrica
$\delta E_{s,e}$	Energia necessária para produção de um par elétron-lacuna.	Assimétrica
$\delta E_{s,p}$	Criação do par elétron-lacuna.	Gaussiana
$\delta E_{el.}$	Ruído eletrônico.	Gaussiana

Como mostra a Tabela 3.5.1, existe uma parcela da contribuição na resolução do detector devida à dispersão da energia das partículas na zona morta do detector ($\delta E_{d,t}$ e $\delta E_{d,s}$), outra referente à flutuação estatística na produção de um par elétron-lacuna ($\delta E_{s,e}$ e $\delta E_{s,p}$) e a uma parcela associada ao ruído eletrônico do sistema de detecção. Portanto, pode-se reescrever a Equação 48, resumidamente como:

$$\delta E_T = \sqrt{\delta E_d^2 + \delta E_s^2 + \delta E_{el.}^2} \quad (51)$$

sendo, $\delta E_d^2 = \delta E_{d,t}^2 + \delta E_{d,s}^2$ a variância na dispersão da energia das partículas na zona morta do detector, $\delta E_s^2 = \delta E_{s,e}^2 + \delta E_{s,p}^2$ a flutuação estatística na produção do par elétron-lacuna e $\delta E_{el.}^2$ a variância no ruído eletrônico do sistema de detecção.

Desta forma, será mostrado a seguir, quais são as origens desses fatores que influenciam na resolução em energia dos detectores semicondutores, traduzindo-se experimentalmente como um fator limitante na espectrometria das radiações, em especial para o caso das partículas alfa.

3.5.1 Dispersão na Zona Morta do Detector

As partículas carregadas com energia inicial E_0 ao interagirem com o material semicondutor que antecede o volume sensível do detector (camada morta) perdem parte de sua energia, o que provoca uma dispersão na energia das partículas que atingem a zona de

depleção (região sensível) do detector. A Figura 3.5.2 mostra as zonas morta e de depleção do diodo estudado neste trabalho.

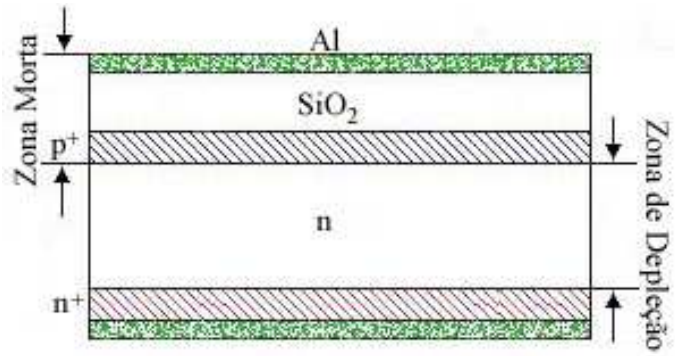

Figura 3.5.2 – Zona morta e de depleção, para o diodo de junção do tipo Al/p$^+$/n/n$^+$/Al.

Na interação de partículas carregadas com a matéria, sabe-se que o desvio padrão na dispersão em energia (δE_d) tem a contribuição de quatro processos: colisões inelásticas com elétrons ($\delta E_{d,s}$) e núcleos ($\delta E_{d,n}$) do meio, variações na trajetória da partícula referente aos espalhamentos múltiplos ($\delta E_{d,m}$) e dispersão na espessura efetiva da zona morta ($\delta E_{d,t}$) devido o processo de fabricação do detector [19]. Dentre as contribuições mencionadas, para partículas alfa, pode-se considerar desprezível a contribuição das colisões inelásticas com núcleos e as variações nas trajetórias das partículas.

Portanto, os fatores que efetivamente contribuem para a dispersão na zona morta do detector e, conseqüentemente na resolução, são as colisões inelásticas com elétrons e a espessura da zona morta do detector. O primeiro deles geralmente é estimado teoricamente [65] e o segundo, através do desvio padrão da espessura da zona morta (δW) e do poder de freamento das partículas carregadas $(dE/dx)_{zm}$ como segue:

$$\delta E_{d,t} = \left.\frac{dE}{dx}\right|_{zm} \cdot \delta W \ . \quad (52)$$

Assim, pode-se estimar a contribuição da dispersão na energia das partículas alfa no material semicondutor (δE_d) que afetam a resolução do detector.

3.5.2 Flutuação Estatística na Criação dos Pares Elétron-Lacuna

Quando as partículas atravessam a zona morta do detector, elas perdem parte da sua energia inicial restando-lhes a energia ($E_0 - E_d$), a qual é dissipada no cristal semicondutor, por meio de fenômenos competitivos que podem gerar pares elétron-lacuna, provocar vibrações no retículo cristalino, transferir energia aos átomos de recuo, etc.

Como a energia ($E_0 - E_d$) é distribuída estatisticamente entre as excitações e ionizações eletrônicas (energia total $E_{s,e}$) e não eletrônicas ($E_0 - E_d - E_{s,e}$), é esperada uma flutuação estatística em $E_{s,e}$. Além disso, a distribuição que rege a perda de energia pelos processos de ionização e excitação eletrônicos é uma função não gaussiana (assimétrica), a qual alguns autores [66-68] atribuem a assimetria observada nos espectros de partículas alfa monoenergéticas. Resultados experimentais verificados na literatura [69-74] mostram que a perda de energia $E_{s,e}$ é um processo estatístico, como previsto teoricamente.

Conseqüentemente, a flutuação estatística observada na criação dos pares elétron-lacuna é dada pelo desvio padrão $\delta E_{s,p}$ para a distribuição estatística da energia $E_{s,p}$ associada ao número de pares elétron-lacuna produzidos. Levando-se em conta que tais fenômenos sejam independentes, pode-se calcular as flutuações estatísticas correspondentes através da distribuição de *Poisson* [19, 41-44].

Assim, a flutuação estatística do número (n_0) de pares elétron-lacuna gerados pela absorção total da energia é representada pelo desvio padrão de *Poisson* ($\delta E_{s,p}$), dado por $\sqrt{n_0}$. Como n_0 é sempre um número muito grande, a distribuição de amplitudes dos impulsos é, na maioria dos casos, uma função gaussiana, onde o parâmetro $\delta E_{s,p}$ determina a largura à meia altura (*FWHM*) do pico da distribuição através da relação:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \delta E_{s,p} \,. \quad (53)$$

Como a resposta do detector a ser empregado em espectrometria de radiação deve ser linear, a amplitude média (H_0) do impulso deve ser proporcional à energia da radiação e, portanto, ao número de pares elétron-lacuna n_0, ou seja:

$$H_0 = K \cdot n_0 \quad (54)$$

sendo K uma constante de proporcionalidade. Assim, o desvio padrão do pico da distribuição de amplitude será $\delta E_{s,p} = K.\sqrt{n_0}$ e, portanto:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot K \cdot \sqrt{n_0} \text{ . (55)}$$

Assim, substituindo as Equações 54 e 55 na Equação 49, o melhor valor possível da resolução fica limitado pela flutuação estatística inerente à formação dos pares elétron-lacuna, sendo dado pela seguinte equação:

$$R = \frac{2\sqrt{2\ln 2}}{\sqrt{n_0}} \text{ . (56)}$$

É importante verificar que o valor mínimo da resolução em energia depende do número de pares elétron-lacuna gerados, sendo tanto menor quanto maior for a energia da radiação incidente e menor a energia média para produção de portadores de cargas. Portanto, o detector ideal para espectrometria é aquele que conduz, para uma dada energia incidente, à criação do maior número de portadores de carga, o que justifica a melhor resolução em energia apresentada pelos detectores semicondutores quando comparados com os gasosos e cintiladores. De fato, os materiais empregados nos detectores semicondutores possuem uma energia média para produção de um par elétron-lacuna da ordem de 10 vezes menor do que a dos detectores gasosos e cintiladores [41-44].

3.5.2.1 FATOR *FANO*

Resultados experimentais evidenciaram que os valores medidos da resolução em energia são menores do que aqueles previstos pela distribuição de *Poisson* (Equação 54) devido às flutuações estatísticas nos processos de produção de pares elétron-lacuna no detector. Estes resultados indicam que os fenômenos de colisão não são independentes e, desta forma, o número de portadores de carga produzido não pode ser descrito simplesmente pela distribuição de *Poisson*.

Um estudo realizado por *Fano* demonstrou que a variância ($\delta E_{s,p}^2$) observada é menor do que a esperada pela distribuição de *Poisson* e introduziu um fator *Fano* (*F*) definido pela relação entre a variância obtida experimentalmente e a prevista pela estatística de *Poisson* [41-44]. Assim, o desvio padrão gaussiano para a flutuação estatística (em analogia a Equação 56) pode ser escrito como [19]:

$$\delta E_{s,p} = \sqrt{w \cdot E_{s,e} \cdot F} \quad (57)$$

onde *w* é a energia média necessária para geração de um par elétron-lacuna.

Para os detectores semicondutores, o valor de *F* geralmente é menor que 1, porém, existem variações entre os valores encontrados na literatura [41-44] atribuídos para o silício, que variam desde 0,057 até 0,16. Entretanto, as medidas experimentais realizadas por *Steinbauer* et al. [19], demonstraram que o valor médio é $F = 0{,}134 \pm 0{,}007$, o qual será empregado daqui por diante em nossas análises.

As diferenças observadas no valor do fator *Fano* podem ser devidas ao tipo de ajuste utilizado no espectro em energia, visto que para as partículas alfa a curva que se ajusta ao espectro em energia é diferente de uma gaussiana pura, sendo um conjunto de funções que ainda encontra-se em estudos [20-27].

3.5.2.2 Flutuações no Processo de Coleta de Cargas

Um outro problema que envolve flutuações estatísticas na resposta do detector é o da coleta parcial das cargas geradas pela incidência no detector.

A perda das cargas devido à processos de armadilhamento e recombinação ocorre quando o caminho livre médio dos portadores de carga é comparável à espessura da região de depleção. As causas para este efeito são principalmente excessos de impurezas ou campos elétricos não homogêneos na região sensível do detector, determinando a perda de sua linearidade na resposta. Assim sendo, a amplitude do sinal elétrico produzido pela incidência da radiação no detector, está ligada à possibilidade da carga total gerada no volume sensível ser parcialmente coletada.

Os elétrons e as lacunas criados na região de depleção podem, dependendo do campo elétrico aplicado externamente, sofrerem recombinações ou ficarem presos nas armadilhas existentes no retículo cristalino sob a forma de impurezas ou defeitos da estrutura, prejudicando a linearidade de resposta do detector. Qualquer um destes efeitos mencionados diminui a vida média dos portadores de carga produzidos no cristal. Para que uma grande fração dos pares elétron-lacuna gerada seja coletada é necessário que o tempo de coleta seja desprezível diante da vida média desses portadores de carga [41-44].

Experimentalmente, esta condição é obtida fazendo-se a espessura da região de depleção menor do que o caminho livre médio (λ) dos portadores, o qual é definido como a distância média percorrida pelos elétrons e lacunas até ficarem presos a alguma armadilha do

retículo cristalino ou se recombinarem. Desta forma, o caminho livre médio pode ser dado pelo produto da vida média, τ, e da velocidade média de deriva, v, dos portadores de carga [42]. Assim:

$$\lambda_n = \tau_n \cdot v_n \quad (58)$$

$$\lambda_p = \tau_p \cdot v_p \quad (59)$$

onde o λ_n e λ_p são o caminho livre médio; τ_n e τ_p são a vida média; e v_n e v_p são a velocidade média de deriva, respectivamente dos elétrons e das lacunas.

Dentro de certos limites de campo elétrico (inferior a 3×10^3 V/cm para elétrons [43,53]) a velocidade de deriva é diretamente proporcional a esse campo. Portanto, o caminho livre médio de elétrons e lacunas pode ser escrito como:

$$\lambda_n = \tau_n \mu_n E \quad (60)$$

$$\lambda_p = \tau_p \mu_p E \quad (61)$$

sendo μ_n e μ_p as mobilidade dos elétrons e das lacunas, respectivamente.

Um parâmetro importante neste estudo é a eficiência de coleta de cargas produzidas pelo campo elétrico aplicado, dada pela relação entre as cargas coletadas e aquelas produzidas no detector pela interação da radiação no material semicondutor. Admitindo que as flutuações geradas no sinal devido à coleta parcial de cargas seguem uma distribuição gaussiana, tem-se [42]:

$$(FWHM)_{col}^{\ 2} = 8 \cdot \ln 2 \cdot \sigma_{col}^{\ 2} \quad (62)$$

onde a variância (σ_{col}^2) está relacionada com a eficiência de coleta de cargas e portanto com a energia das partículas alfa incidentes.

Entretanto, para o caso das partículas alfa e nas condições experimentais estudadas esta componente pode ser desprezada, uma vez que o detector opera em regime de saturação, ou seja, com o campo elétrico na junção suficientemente elevado para impedir a recombinação de cargas.

3.5.3 Ruído Eletrônico

As fontes de ruído eletrônico em medidas de espectrometria são divididas em duas categorias: ruído em série e ruído em paralelo. O que difere uma categoria da outra é a dependência com a constante de tempo do sistema de pré e amplificação dos impulsos provenientes do detector. As principais fontes de ruído eletrônico em paralelo que interferem na resposta do detector semicondutor são as flutuações na corrente de fuga gerada no volume e na superfície do semicondutor. A componente de ruído em série que é o ruído *Johnson* ou também conhecido como ruído térmico, está vinculada as resistências associadas ao detector, bem como a contatos metálicos imperfeitos.

A contribuição do ruído em paralelo pode ser diminuída através do resfriamento do detector, enquanto que a corrente de fuga superficial é muito mais variável e depende de métodos de fabricação. Por outro lado, a componente em série inclui as resistências e os contatos elétricos, e pode ser diminuída com montagens experimentais mais cuidadosas.

Em geral, os ruídos eletrônicos são denominados como: ruído *Johnson*, ruído *shot* e ruído *Flicker*. O primeiro está relacionado com o movimento térmico dos portadores de carga e são predominantes nos portadores majoritários em dispositivos como os resistores e o transistor de efeito de campo (FET – *Field Effect Transistor*). Neste caso a densidade média quadrática da corrente para uma dada freqüência (*f*) é dada por [75]:

$$\frac{\overline{di^2}}{df} = \frac{4kT}{R} \quad (63)$$

onde *k* é a constante de *Boltzmann*, *T* é a temperatura absoluta, *R* é a resistência.

Em contraste ao ruído térmico, tem-se o ruído *shot* que está relacionado às flutuações no número de portadores de carga minoritários devido à possibilidade de recombinação e armadilhamento destas cargas. Quando a junção pn está reversamente polarizada estes efeitos podem ser desprezados e as cargas são geradas independentemente. Nesta situação a densidade média quadrática da corrente para uma dada freqüência (*f*) é dada por [75]:

$$\frac{\overline{di^2}}{df} = 2qI \quad (64)$$

sendo *I* a corrente de fuga do detector e *q* a carga fundamental.

Por outro lado, o ruído *Flicker* soma-se aos dois outros tipos de ruído, e torna-se a principal componente deste para regiões de baixas freqüências. A densidade espectral *F(f)* do ruído *Flicker* é proporcional a $1/f^{n}$, onde os valores de *n* variam entre 0,8 a 1,5 [75]. Em semicondutores este tipo de ruído está presente em função das condições da superfície e pode ser reduzido com montagens experimentais mais cuidadosas. Em cada tipo de dispositivo a origem deste ruído é diferenciada podendo assumir valores distintos em componentes eletrônicos do mesmo modelo [75-84].

Até o presente discutiu-se como estes ruídos se originam nos componentes eletrônicos. Entretanto, na espectrometria das radiações emprega-se um sistema de pré-amplificação do sinal baseado no uso de um FET no primeiro estágio de amplificação. O ruído gerado pelo transistor juntamente com a corrente de fuga do detector representam a maior a componente do ruído eletrônico do sistema de detecção.

Para a análise do ruído eletrônico do nosso sistema de detecção, empregou-se o circuito equivalente básico do pré-amplificador acoplado ao diodo CERN1 apresentado na Figura 3.5.3. Nesta figura os parâmetros indicados são: C_d a capacitância da junção, R_{sh} a resistência de *shunt*, R_s a resistência em série, I_d a corrente de fuga, C_{gs} a capacitância entre o gatilho e a fonte do FET, R_{eq} é a resistência do canal, g_m é a transcondutância, I_g é a corrente do gatilho, R_g é a resistência do gatilho.

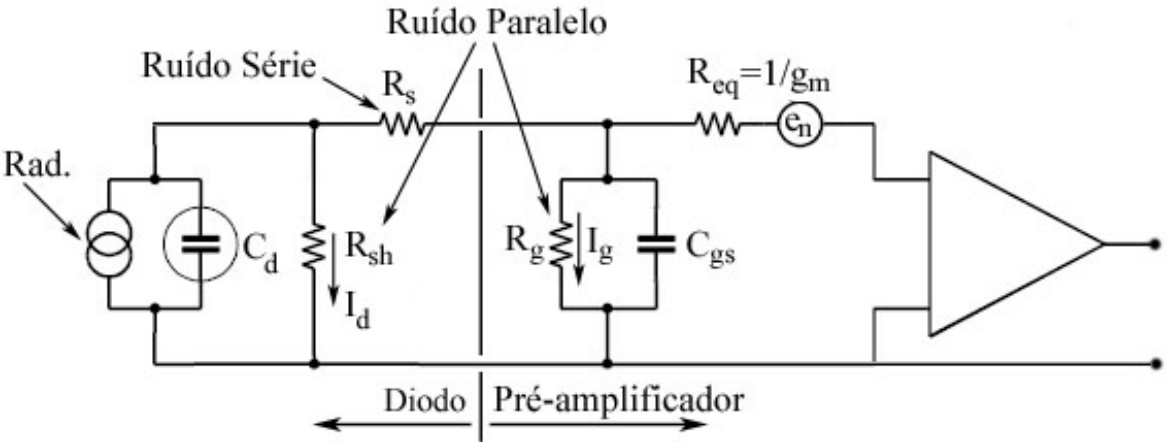

Figura 3.5.3 – Circuito equivalente do diodo acoplado ao pré-amplificador para análise do ruído.

O ruído eletrônico do sistema é representado através do equivalente em carga do ruído (ENC – *Equivalent Noise Charge*), que é o número de pares elétron-lacuna necessário para gerar um sinal equivalente ao ruído do sistema de detecção. Várias são as fontes que contribuem para o ruído eletrônico total e, portanto, seu valor é dado por [81]:

$$ENC_{Total}^2 = ENC_{série}^2 + ENC_{paralelo}^2 + ENC_{placa}^2 \quad (65)$$

$$ENC_{série}^2 = \left[\sqrt{\frac{C_d}{C_{gs}}} + \sqrt{\frac{C_{gs}}{C_d}}\right]^2 \left(\frac{4kT\alpha C_d C_{gs}}{g_m} \times \frac{1}{\tau} + 2A_{1/f} C_{gs} C_d\right) \quad (66)$$

$$ENC_{paralelo}^2 = \frac{1}{3}\left(2qI_d + \frac{4kT}{R_f}\right)\tau \quad (67)$$

$$ENC_{placa}^2 = 2{,}4kTD_p C_p \quad (68)$$

sendo k a constante de *Boltzmann*, T a temperatura absoluta, α um parâmetro do dispositivo de amplificação, τ a constante de tempo do amplificador, q é a carga do elétron, R_f a resistência de *feedback* do pré-amplificador sensível à carga, D_p o fator de perda devido ao dielétrico da montagem placa do circuito integrado e C_p a capacitância associada.

O termo entre colchetes da Equação 66, chamado de fator de acoplamento entre a capacitância do diodo e o FET, determina a condição de menor ruído eletrônico para a componente em série, sendo mínimo quando a capacitância do diodo e do FET são iguais. No caso destas serem diferentes, é melhor empregar diodos com capacitância menor do a do FET [81]. Além disso, teoricamente o parâmetro α (dado pelo produto de R_s e g_m) deste transistor é ⅔ segundo a literatura [78], entretanto na prática encontra-se valores que variam desde 0,9 a 1,5, dependendo do dispositivo. Outro parâmetro envolvido nessa equação ($A_{1/f} C_{gs}$) assume valores da ordem de 10^{-26} J para o FET de junção [78].

Para as demais contribuições do ruído eletrônico na Equação 66, o fator de perda no dielétrico é da ordem de 5×10^{-5} e a capacitância associada a placa de circuito impresso é de 1 pF, o que gera uma contribuição de ≅ 4,5 elétrons *rms* [78, 81].

Por outro lado, o ruído *Flicker* depende do fator de acoplamento e da capacitância do detector e não é influenciado pela constante de tempo adotada. A Figura 3.5.4, apresenta o resultado do cálculo da contribuição de cada uma das componentes do ruído eletrônico, em temperatura ambiente, para o diodo usado neste trabalho (capacitância de 1,6 pF e corrente de fuga de 20 nA) e para um FET com transconductância de 15 mS, capacitância entre o gatilho e a fonte de 15 pF e resistência de feedback igual a 10 MΩ.

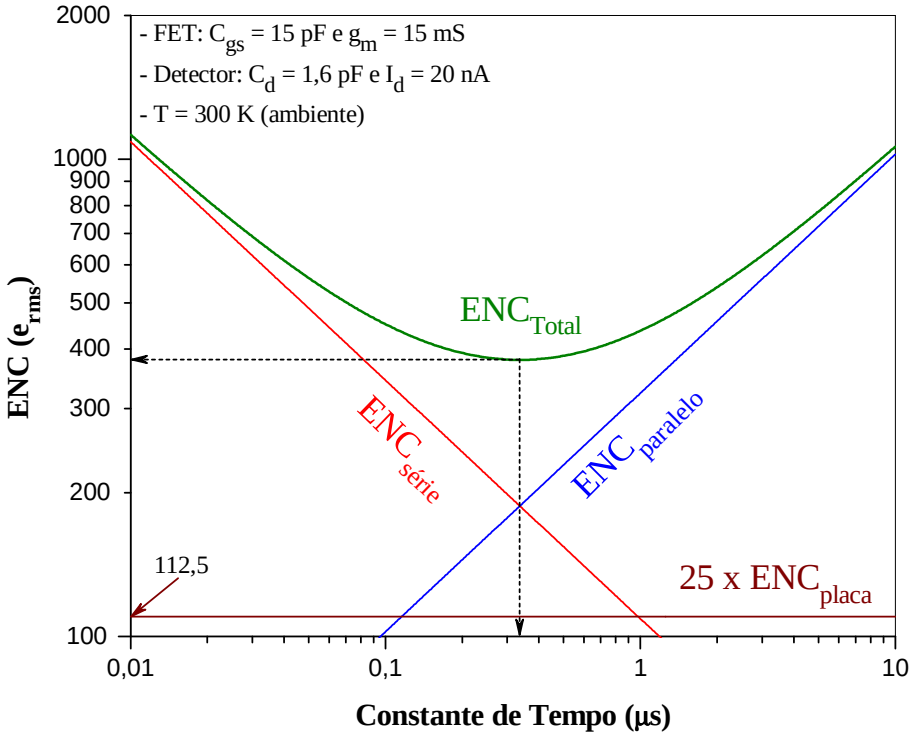

Figura 3.5.4 – Equivalente em carga do ruído eletrônico em função da constante de tempo. O ruído ENC_{placa} está representado no gráfico com um valor 25 vezes superior ao real.

Os resultados mostrados na Figura 3.5.4 evidenciam que o ruído eletrônico do sistema de detecção é mínimo (≅ 400 elétrons *rms*) quando a constante de tempo do sistema de amplificação do sinal for igual a aproximadamente 0,3 µs. Nesta situação as componentes do ruído em série e paralelo são iguais e a componente do ruído devido à placa de montagem do diodo pode ser desprezada.

4 ARRANJO EXPERIMENTAL

4.1 CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DO DIODO

O diodo empregado como detector de partículas alfa neste trabalho foi fabricado para o Centro Europeu de Pesquisas Nucleares (CERN) por meio do processo de implantação iônica ($Al/p^+/n/n^+/Al$) em um substrato de Si do tipo n com 3,0 kΩ·cm de resistividade [64, 85-88] e 300 μm de espessura. Este diodo, daqui por diante denominado diodo CERN1, possui dez anéis de guarda na sua estrutura e área útil de 4 mm^2, como pode ser observado na Figura 4.1.1. Maiores detalhes sobre a estrutura e dimensões deste dispositivo são apresentados no Apêndice A.

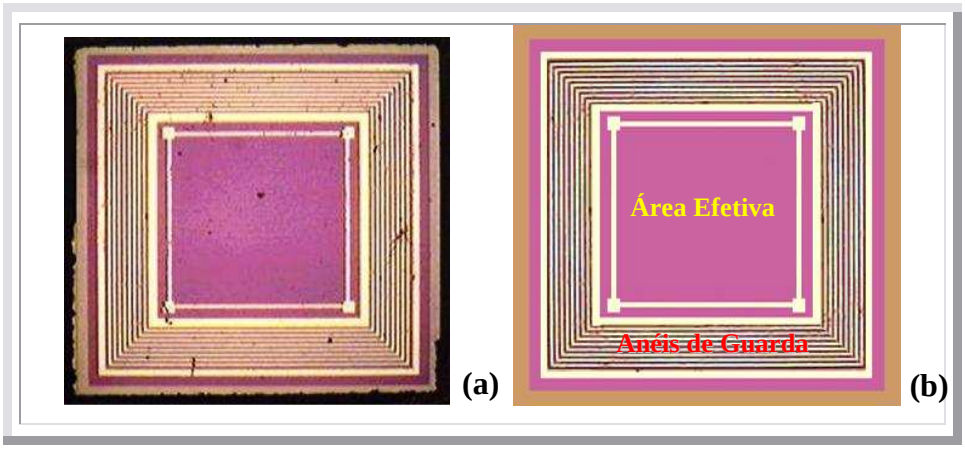

Figura 4.1.1 – Fotografia do diodo CERN1 (escala de ≅ 13:1) obtida no LME/Poli-USP (a). Fotografia tratada com o programa Adobe Photoshop com destaque para a área efetiva de detecção e a região dos anéis de guarda (b).

Para empregar o diodo como detector, montou-se a pastilha de silício (Figura 4.1.1) no Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (LME-PoliUSP), em uma cápsula de ouro que permitia a ligação dos eletrodos de sinal, polarização e anéis de guarda.

Um esquema representativo do diodo está mostrado na Figura 4.1.2, onde se observa as linhas de campo elétrico, as ligações dos eletrodos de extração do sinal (p^+) e polarização (n^+), o primeiro anel de guarda aterrado e os outros nove anéis em potencial flutuante.

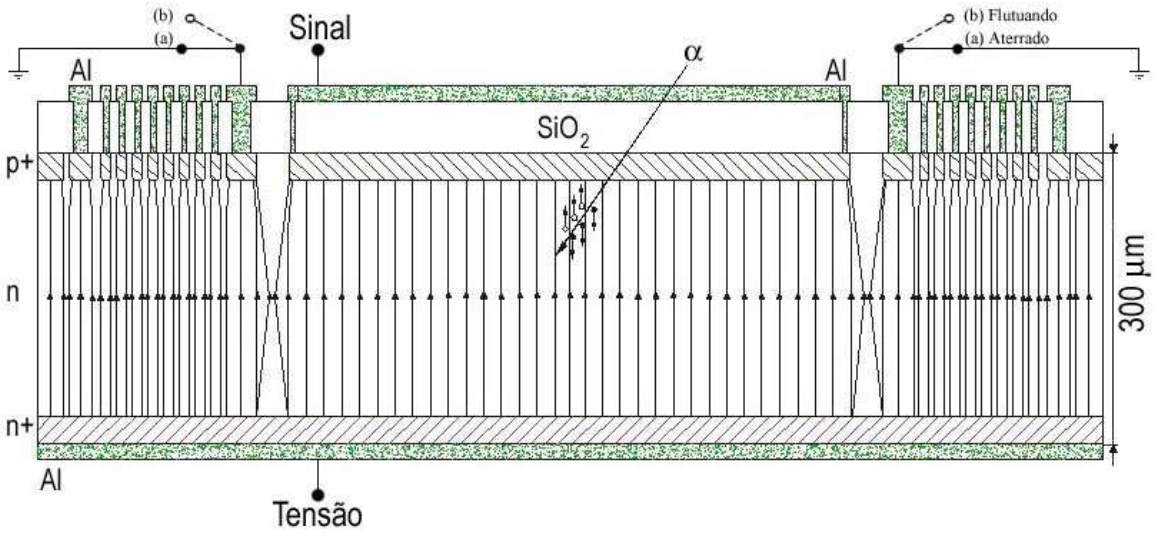

Figura 4.1.2 – Esquema do diodo CERN1 (sem escala). Primeiro anel de guarda aterrado (a) e flutuando (b).

As espessuras das camadas frontais do diodo, a de alumínio (Al) com no máximo 2 nm e a outra de dióxido de silício (SiO_2) com 650 nm, ambas medidas no Laboratório de Análises de Materiais por Feixes Iônicos do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LAMFI/IF-USP) por meio da técnica de Espectrometria do Retroespalhamento de Rutherford (RBS – *Rutherford Backscattering Spectrometry*), com desvios padrão de 5 %, podem ser visualizadas na Figura 4.1.2.

As características elétricas do diodo relativas à corrente de fuga, capacitância e espessura da zona de depleção foram medidas e estão descritas a seguir.

4.1.1 Corrente de Fuga

A corrente de fuga do diodo foi obtida medindo-se a queda de potencial que esta provoca ao passar por uma resistência interna (1 MΩ) à fonte de tensão ORTEC 428, disponível para monitoração. Esta queda de potencial foi medida com o multímetro Keithley modelo 2000 ajustado para obter o valor médio de 100 medidas e o seu respectivo desvio amostral para uma mesma tensão de polarização do diodo. A medida da corrente de fuga em função da tensão de polarização do diodo é apresentada na Figura 4.1.3. O comportamento da

corrente de fuga verificado é típico dos diodos de junção: aumenta com a tensão de polarização aplicada, atingindo um valor máximo de 29 nA para uma tensão de 145 V.

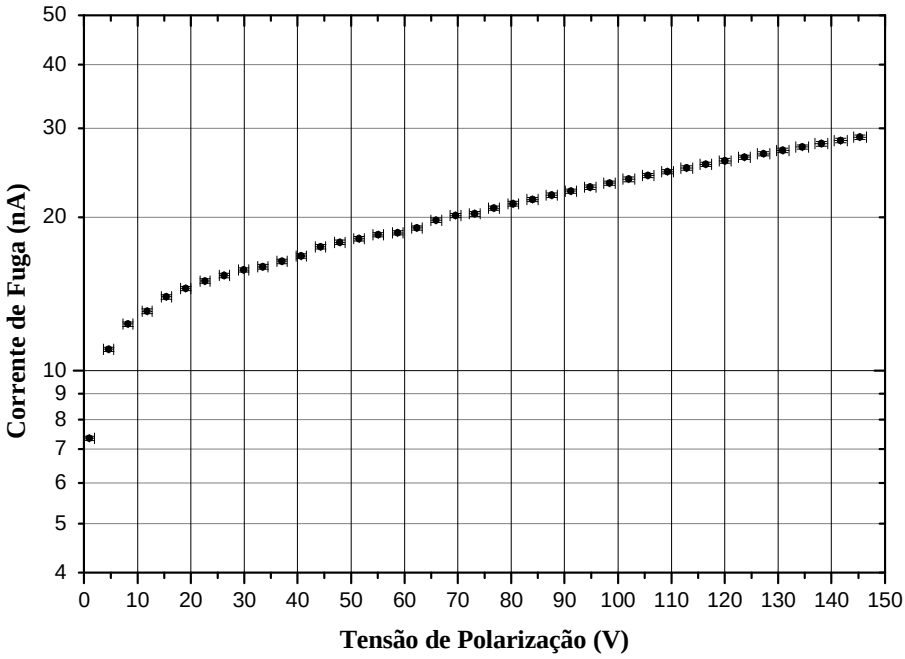

Figura 4.1.3 – Corrente de fuga do diodo CERN1 em função da tensão de polarização. O desvio padrão na medida de corrente é 1 %.

Como a temperatura e, portanto, a taxa de geração térmica de portadores de carga mantiveram-se constantes, o aumento da corrente de fuga com a tensão é devido fundamentalmente ao rompimento de ligações covalentes do retículo cristalino pela ação do campo elétrico na junção. Apesar disso, mesmo na situação mais desfavorável, a corrente de fuga não excede 30 nA, o que evidencia a viabilidade de emprego deste diodo como detector de radiação.

4.1.2 CAPACITÂNCIA

A medida dinâmica da capacitância foi realizada no LME-PoliUSP utilizando-se o medidor C-V da Keithley modelo KI82CV, envolvendo os seguintes equipamentos, interligados via protocolo de comunicação HPIB: sistema de alta freqüência, sistema quase-estático, acoplador, fonte de tensão controlada, microcomputador tipo PC-386, controlador do sistema KI82CV, microprovador manual (marca Micromanipulator) e câmara escura para

confinar o microprovador e o diodo. As medidas dinâmicas de capacitância, obtidas a uma freqüência de 1 MHz, estão representadas na Figura 4.1.4, sob a forma usual de $1/C^2$ em função da tensão de polarização.

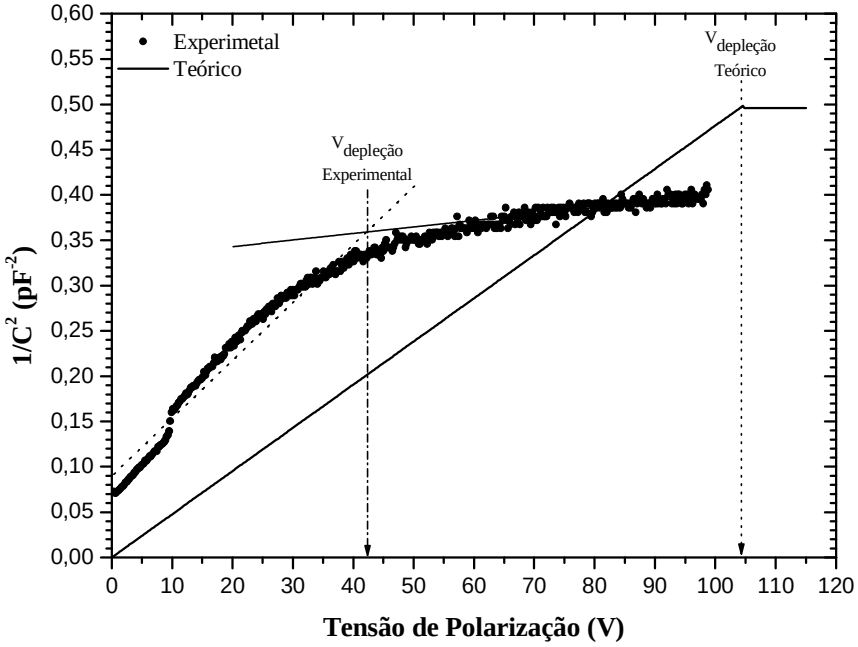

Figura 4.1.4 – Curvas (teórica e experimental) de $1/C^2$ em função da tensão de polarização do diodo.

Teoricamente (Equação 30), seria esperado um crescimento linear de $1/C^2$ com o aumento da tensão de polarização até atingir-se a condição de depleção total do diodo. Para tensões superiores, a capacitância se tornaria constante em conseqüência da espessura da zona de depleção ter atingido o seu valor máximo. Entretanto, apesar da curva experimental representada na Figura 4.1.4 evidenciar uma diminuição na capacitância do diodo com o aumento da tensão, esta apresenta um comportamento ligeiramente diferente do esperado teoricamente para um diodo de junção pn simples. As causas desta discrepância podem ser atribuídas às diferenças estruturais do diodo estudado, visto que o expoente na tensão de polarização depende das características da junção e da estrutura do dispositivo semicondutor [38, 53, 60].

Por outro lado, além do fato da estrutura do diodo usado (Figura 4.1.2) ser mais complexa do que uma junção pn simples, o programa empregado na medida da capacitância foi desenvolvido para o uso em capacitores MOS (Metal – Óxido Semicondutor), o que não é

o nosso caso. Também por estas razões, o valor teórico da tensão de depleção total (105 V), obtido pela Equação 30, é muito superior ao experimental de 40V correspondente ao ponto de inflexão da curva C-V. Para tensões maiores que 40V a capacitância do diodo torna-se praticamente constante, indicando que atingiu-se a condição de depleção total do dispositivo.

4.1.3 Zona de Depleção

Em analogia a um capacitor plano, a determinação da espessura da camada de depleção em função da tensão de polarização foi obtida substituindo-se na Equação 58 os valores experimentais da capacitância, da permissividade dielétrica do Si ($1{,}062\times10^{-10}$ F/m) e da área efetiva (4 mm^2) do diodo. Para fins comparativos, a Figura 4.1.5 apresenta estes resultados experimentais juntamente com os teóricos obtidos pela Equação 57 com os valores de mobilidade dos elétrons (Tabela 3.2.1) e resistividade (3 kΩ·cm.) do cristal de Si. As possíveis causas das diferenças observadas entre as duas curvas são as mesmas descritas nas medidas de capacitância do diodo.

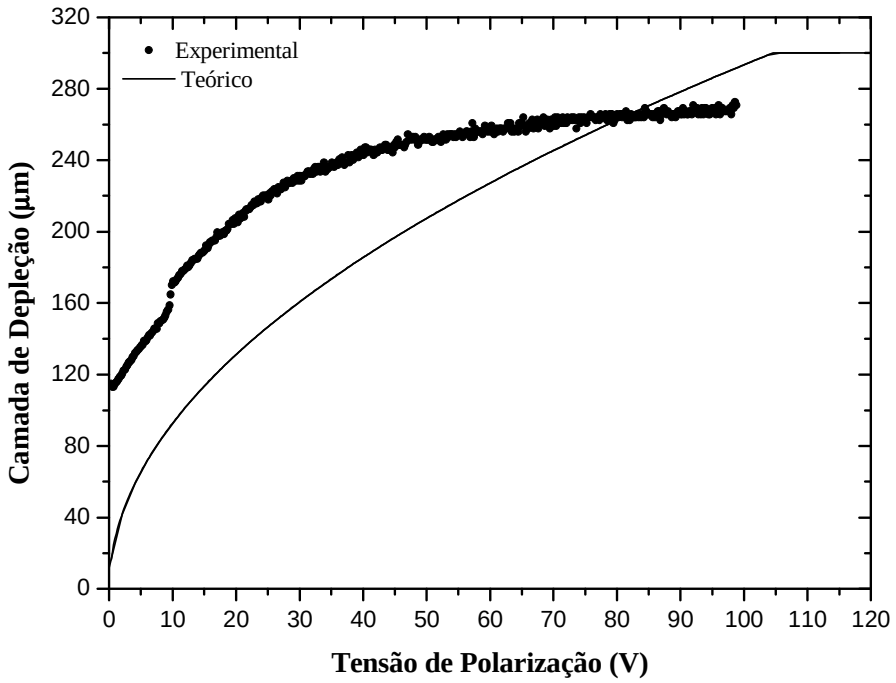

Figura 4.1.5 – Espessura da zona de depleção (experimental e teórica) em função da tensão de polarização.

A análise da Figura 4.1.5 evidencia que para tensões superiores a 40 V a espessura da camada de depleção praticamente se mantém constante, o que já era esperado pelas medidas dinâmicas de capacitância (Figura 4.1.4). Além disso, observa-se que mesmo sem tensão de polarização a espessura da camada de depleção do diodo (≅ 110 μm) é suficiente para absorver toda energia das partículas alfa emitidas por qualquer radionuclídeo. Apenas para exemplificar, o alcance médio de partículas alfa de 6 MeV no Si é de aproximadamente 33 μm (Figura 3.1.3).

4.2 Montagem do Diodo como Detector

O estudo das características de resposta do diodo CERN1 como detector foi feito polarizando-o positivamente na face n^+ através de uma resistência de 100 MΩ e mantendo-se apenas o primeiro anel de guarda aterrado. Os sinais extraídos do substrato p^+ foram enviados por meio de um acoplamento DC diretamente a um transistor de efeito de campo (FET), modelo 2SK152, no primeiro estágio de amplificação do pré-amplificador sensível a carga baseado no circuito híbrido A250 da *Amptek* [89] como mostra a Figura 4.2.1.

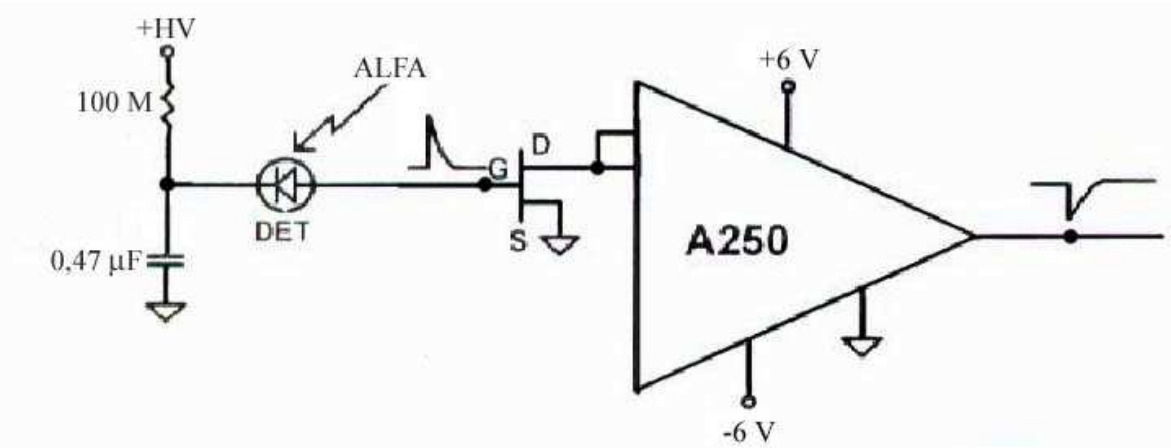

Figura 4.2.1 – Circuito de polarização e extração de sinal do diodo com o pré-amplificador utilizando o acoplamento DC.

Este circuito, originalmente projetado para a espectrometria de raios-X de baixa energia, teve a sua sensibilidade reduzida devido à elevada carga associada ao impulso gerado pela partícula alfa.

O conjunto diodo e pré-amplificador foi fixado na tampa de uma câmara de aço inoxidável por meio de uma placa de cobre acoplada diretamente ao dedo frio para possibilitar o

resfriamento do conjunto (diodo + pré-amplificador). Para minimizar o ruído eletrônico originado por capacitâncias parasitas a distância entre o FET e o detector foi a menor possível, como pode-se observar na Figura 4.2.2, que apresenta a montagem do detector realizada na tampa da câmara de aço inox.

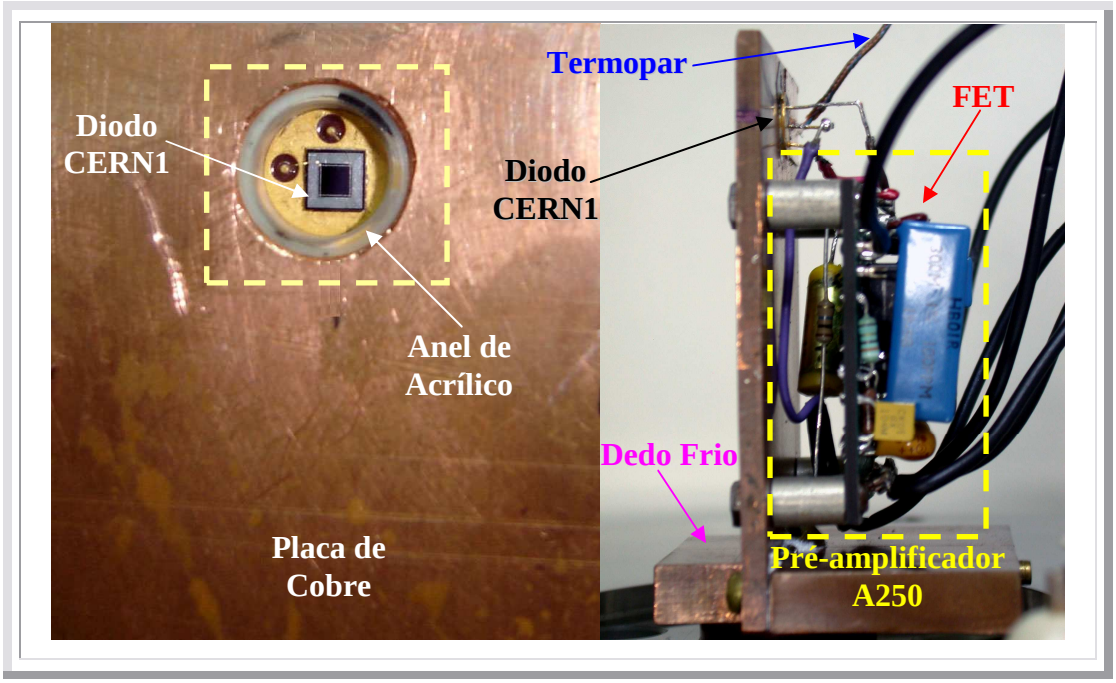

Figura 4.2.2 – Montagem do diodo na tampa da câmara de aço inox direto na placa de cobre, acoplada ao dedo frio, para realizar o resfriamento tanto do diodo como do pré-amplificador A250.

A câmara de aço inox[1] permite a obtenção de alto vácuo ($\cong 10^{-6}$ mbar) e possui um posicionador de fonte radioativa com precisão de 0,125 mm (Figura 4.2.3a). Por meio de uma janela de vidro disponível na lateral da câmara (Figura 4.2.3b) podia-se verificar o alinhamento entre a fonte e o detector. As fontes radioativas utilizadas (uma de ^{241}Am com 2,4 kBq de atividade e outra mista de 1 kBq contendo ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm [90]) foram fixadas no suporte situado na extremidade do atuador, que possibilita o uso de colimadores e o deslocamento vertical das referidas fontes (Figura 4.2.3c).

Os impulsos elétricos provenientes do pré-amplificador, gerados no diodo pela incidência das partículas alfa, eram formatados e amplificados por um amplificador linear (ORTEC 572), dotado de controles variáveis de ganho e constante de tempo. Posteriormente, os sinais elétricos provenientes desse amplificador eram enviados a um analisador multicanal (ORTEC Spectrum Ace – 8k), que os selecionava em amplitude para a construção do

[1] A câmara foi desenvolvida em parceria com o Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LAL/IF-USP) sob a supervisão do Prof. Dr. Jiro Takahashi.

espectro em energia. Ao mesmo tempo, quando necessário, esses sinais elétricos do amplificador linear também podiam ser injetados em um analisador monocanal (Canberra SCA2030) para a medida da eficiência intrínseca relativa de detecção.

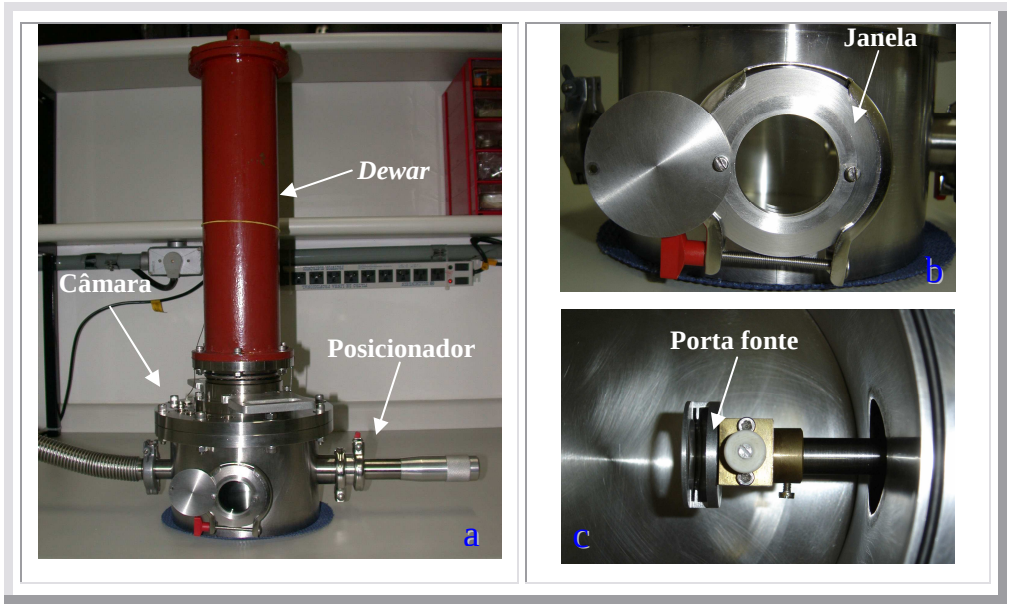

Figura 4.2.3 – Câmara de aço inox com janela de vidro, posicionador de precisão e porta fonte.

O diagrama de blocos da Figura 4.2.4 apresenta a configuração eletrônica empregada nas medidas do espectro em energia e da eficiência intrínseca relativa de detecção.

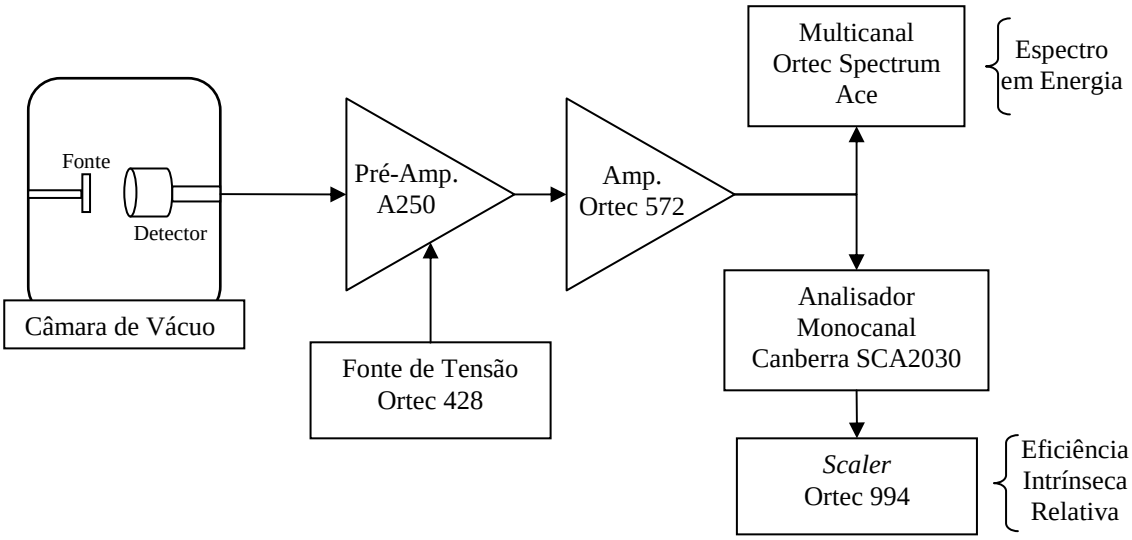

Figura 4.2.4 – Diagrama de blocos da eletrônica utilizada nas medidas do espectro em energia e eficiência intrínseca relativa de detecção.

5 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISES

5.1 DETECÇÃO DE PARTÍCULAS ALFA

Uma das características operacionais mais importantes de um detector de radiação é a sua estabilidade de resposta avaliada através da curva da contagem integral de impulsos em função da tensão. Idealmente, para uma irradiação estacionária do detector, espera-se que o número de impulsos registrados (em um mesmo intervalo de tempo) se mantenha constante em toda a faixa de tensão de operação do dispositivo. Este comportamento deve se traduzir em um patamar na curva da contagem em função da tensão, cuja extensão e inclinação indicam o desempenho do detector para medir o número de pulsos correspondentes às radiações nele incidentes.

O estudo da estabilidade de resposta do diodo CERN1 como detector de partículas alfa foi feito utilizando-se como fonte radioativa um depósito de ^{241}Am com 2,4 kBq de atividade. Neste caso, os impulsos elétricos provenientes do amplificador eram enviados a um analisador monocanal (Canberra SCA 2030), cujo nível de discriminação foi previamente ajustado para eliminar a contribuição do ruído eletrônico do sistema. Os sinais elétricos com amplitudes superiores ao nível de discriminação do analisador monocanal eram enviados a um *scaler* (ORTEC 994) que os registrava em um tempo pré-determinado. O diagrama de blocos da instrumentação utilizada nestas medidas está representado na Figura 4.2.4.

Os resultados obtidos da taxa de contagem em função da tensão de polarização do diodo estão representados na Figura 5.1.1 onde é nítida a presença de um patamar com uma inclinação de 0,42 %/V que se estende praticamente ao longo de toda faixa de tensão utilizada. É importante notar que mesmo em ausência de tensão de polarização tem-se a detecção das partículas alfa provenientes do ^{241}Am evidenciando que este diodo pode operar como detector mesmo no modo fotovoltaico. Nesta condição a taxa de contagem é

ligeiramente inferior às da região do patamar devido possivelmente aos efeitos de coleta parcial de cargas que conduzem à formação de sinais de menor amplitude.

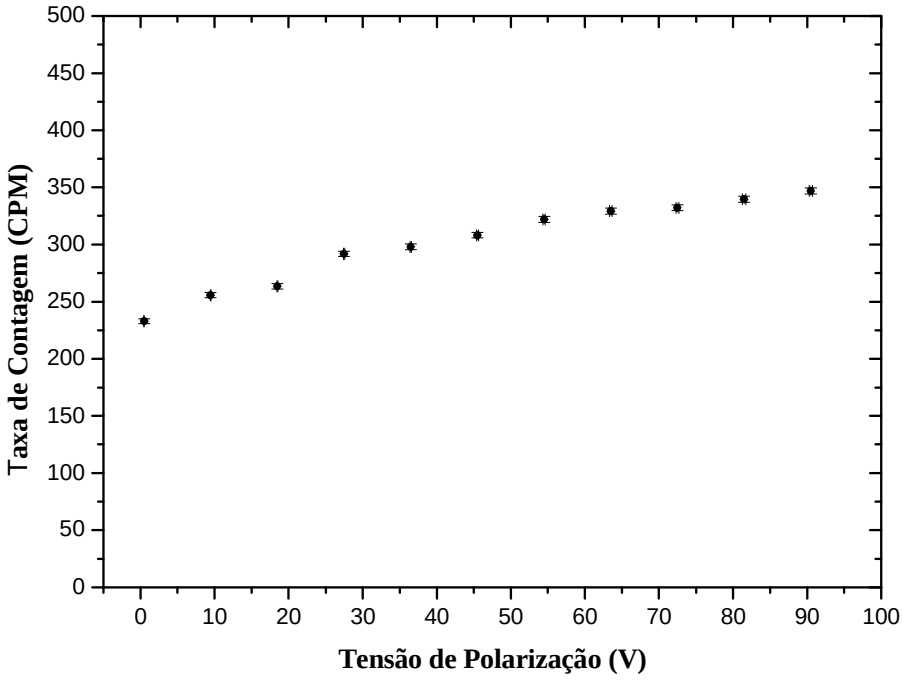

Figura 5.1.1 – Taxa de contagem em função da tensão de polarização do diodo.

Para tensões superiores a 30 V, a contagem se mantém praticamente constante podendo-se admitir a eficiência intrínseca de detecção como sendo de 100%. Neste caso, a relação entre a taxa de contagem obtida em qualquer valor de tensão e o valor médio da taxa de contagem na região do patamar, permite determinar a eficiência intrínseca relativa do diodo, representada na Figura 5.1.2. A elevada eficiência de detecção das partículas alfa em quase toda faixa de tensão de operação é justificada pelo fato delas serem absorvidas junto à região p^+ do substrato de dióxido de silício, onde o sinal elétrico é coletado (Figura 4.1.2).

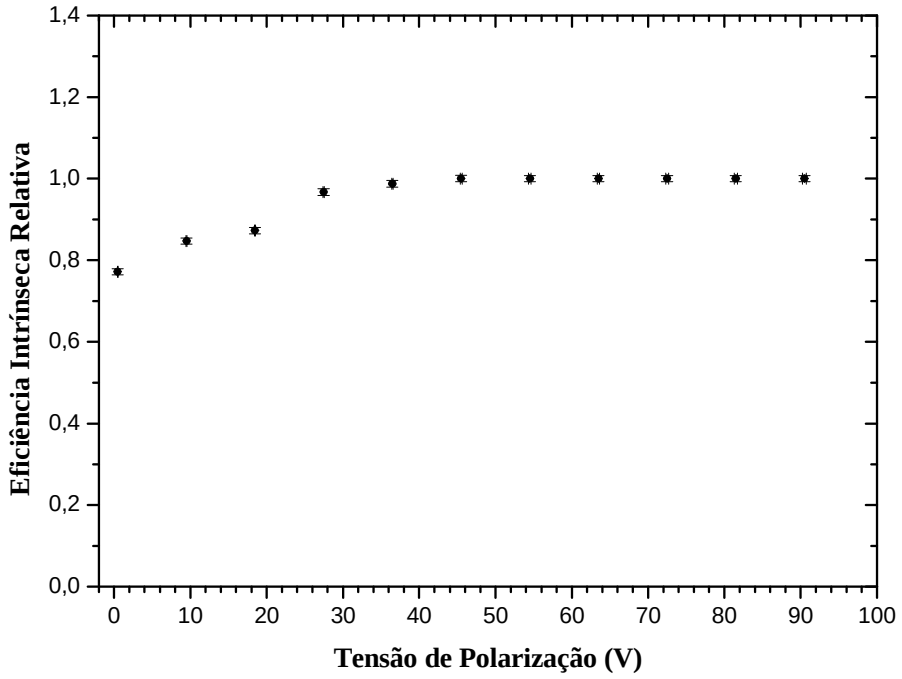

Figura 5.1.2 – Eficiência intrínseca relativa em função da tensão de polarização do detector.

Uma vez verificadas as excelentes características operacionais do diodo como detector de radiação, estudou-se a sua condição de resposta na espectrometria de partículas alfa, cujos resultados são descritos a seguir.

5.2 ESPECTROMETRIA DE PARTÍCULAS ALFA

Na espectrometria das radiações o parâmetro experimental mais importante do detector é a sua resolução em energia medida através da distribuição das amplitudes dos impulsos gerados por radiações monoenergéticas. Neste trabalho, o estudo da resposta do diodo baseou-se na investigação da influência de fatores como ruído eletrônico do sistema de detecção, tensão de polarização reversa, distância da fonte ao diodo, efeitos de colimação do feixe, etc. na sua resolução em energia.

Dada a importância do ruído eletrônico na limitação da resolução em energia obtida com a utilização de detectores semicondutores, este foi o primeiro fator estudado com a finalidade de determinar a melhor condição de resposta do sistema de detecção. Os resultados obtidos estão descritos abaixo.

5.2.1 Ruído Eletrônico do Sistema de Detecção

5.2.1.1 Influência da Tensão Reversa e da Constante de tempo

A medida do ruído eletrônico do sistema de detecção foi feita mediante a injeção de sinais de amplitudes conhecidas provenientes de um gerador de pulsos de precisão (ORTEC 448), na entrada de teste do pré-amplificador A250, dotada de um capacitor padrão de 2 pF. Os sinais do pré-amplificador eram enviados ao amplificador linear (ORTEC 572) cuja saída era monitorada por um osciloscópio Tektronix (TDS 3034B) e a medida da tensão quadrática média (tensão *r.m.s.*) feita pelo multímetro Keithley modelo 2000, configurado para registrar o valor da média de 100 medidas e seu respectivo desvio padrão.

O estudo da influência da tensão de polarização do diodo e da constante de tempo do amplificador no ruído eletrônico (Figura 5.2.1) foi realizado através do equivalente em carga do ruído (ENC – *Equivalent Noise Charge*), segundo a equação [43]:

$$ENC = \frac{C_{teste} V_{RMS} V_{gerador}}{q V_{impulso}} \quad (69)$$

onde, C_{teste} é a capacitância onde injeta-se o sinal, V_{RMS} é a tensão r.m.s. do ruído, $V_{gerador}$ e $V_{impulso}$ são a amplitude do sinal do gerador de precisão e a amplitude do impulso na saída do amplificador em Volts e, por fim, q é a carga fundamental do elétron.

A análise da Figura 5.2.1 evidencia que o ruído eletrônico em função da tensão de polarização do diodo é praticamente constante para tensões superiores a 10 V, nas constantes de tempo estudadas. Este resultado é coerente com as características apresentadas pelo diodo, pois tanto a corrente de fuga quanto a capacitância do detector não sofrem variações significativas para tensões de polarização superiores 40 V.

Por outro lado, observa-se um aumento do ruído eletrônico com a constante de tempo do amplificador o que indica a presença de componentes de alta freqüência no espectro do ruído medido. De fato, quanto menor a constante de tempo do amplificador maior é a freqüência de corte do sistema de detecção, proporcionando uma filtragem para altas freqüências, o que é confirmado experimentalmente pelo menor ruído eletrônico do sistema de detecção para 0,5 μs de constante de tempo.

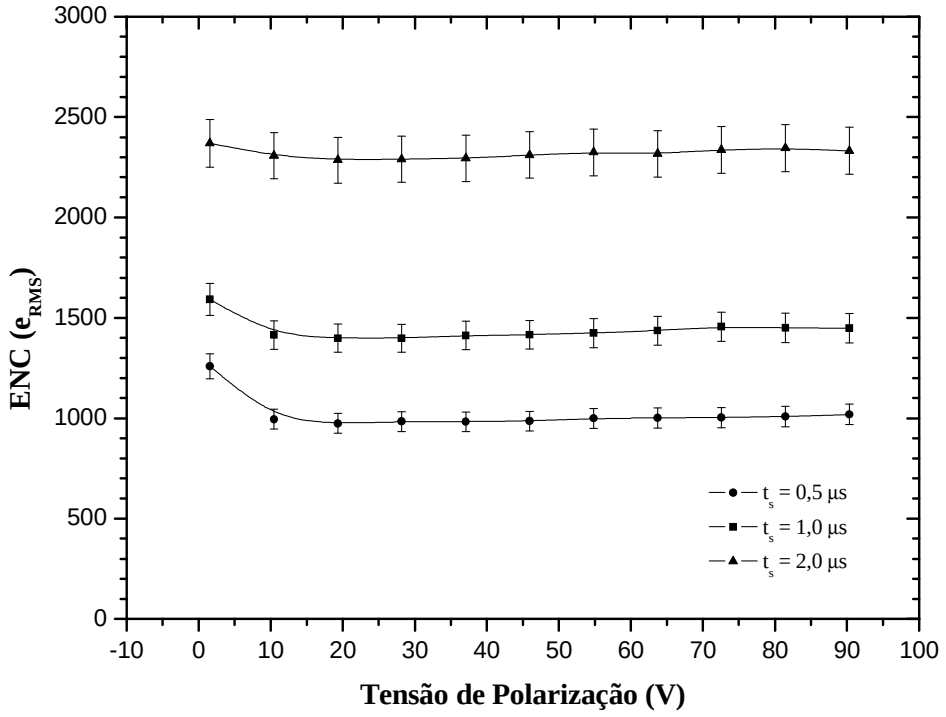

Figura 5.2.1 – Ruído eletrônico em função da tensão de polarização do detector e da constante de tempo do amplificador.

5.2.1.2 Tipos de Acoplamento do Diodo ao Pré-Amplificador

O tipo de acoplamento entre o diodo e o pré-amplificador também influencia o ruído eletrônico do sistema de detecção, principalmente no primeiro estágio de amplificação dos impulsos. Até o presente, utilizou-se o acoplamento DC (Figura 4.2.1), mas alguns autores [41-44, 89] indicam como o melhor tipo de acoplamento para espectrometria de partículas carregadas pesadas o acoplamento AC. Diante disso, estudou-se a resposta do diodo com este tipo de acoplamento empregando-se o circuito da Figura 5.2.2, onde a face n^+ foi aterrada e a face p^+ polarizada reversamente. Os sinais elétricos eram extraídos da face p+ e enviados ao pré-amplificador A250 por meio de um capacitor de 10 nF.

O método de medida do ruído eletrônico neste tipo de acoplamento foi idêntico ao descrito no item 5.2.1.1.

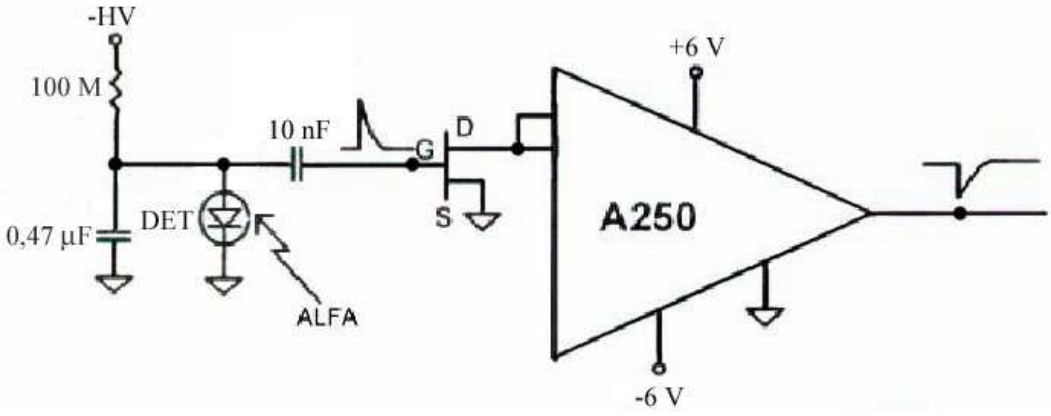

Figura 5.2.2 – Circuito de polarização e extração de sinal do diodo com o pré-amplificador empregando o acoplamento AC.

Os resultados obtidos nesta configuração indicam que o ruído eletrônico é muito superior ao do acoplamento DC nas mesmas condições experimentais (tensão de polarização e constante de tempo). Apenas para confirmar estes resultados, os espectros de ruído obtidos no acoplamento AC mediante a injeção de sinais provenientes de um gerador de pulsos Ortec, modelo 448, na entrada de teste do pré-amplificador A250, estão representados na Figura 5.2.3.

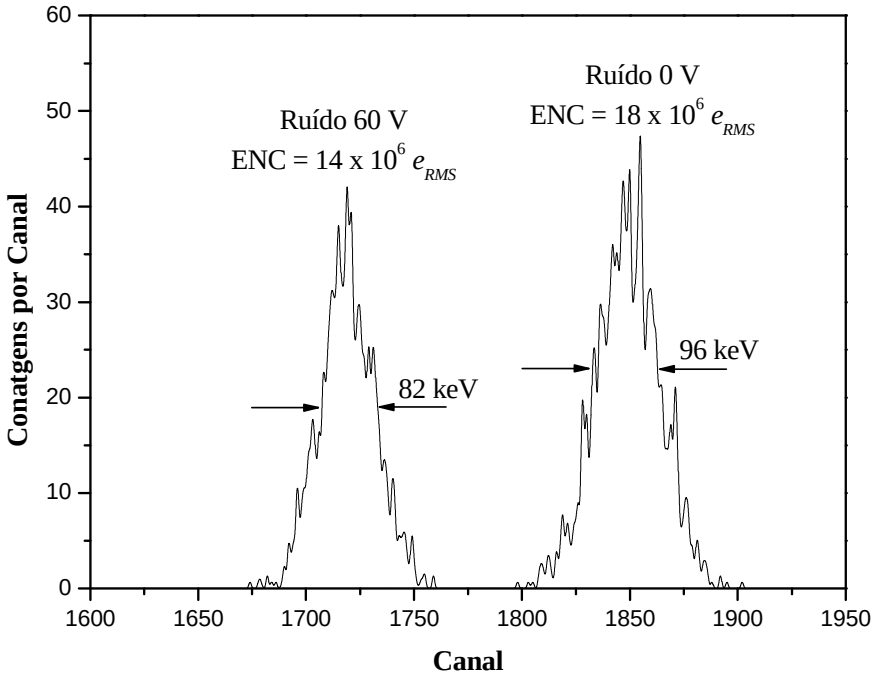

Figura 5.2.3 – Espectro do ruído eletrônico para acoplamento AC.

O efeito da tensão de polarização no ruído também é evidenciado para tensões de 0 V e 60 V indicando a contribuição da capacitância do diodo no ruído eletrônico gerado. De fato, com o aumento da tensão tem-se uma redução da capacitância do diodo e, conseqüentemente da geração de ruído eletrônico. No entanto, mesmo na melhor condição (60 V) o ruído equivalente a 82 keV já limita o uso deste acoplamento em espectrometria de radiações. No entanto, como no acoplamento DC a capacitância do diodo também contribui para a geração de ruído, o pior desempenho da configuração AC está relacionado com a presença do capacitor de 10 nF. A escolha de capacitores de menor ruído eletrônico e um ajuste das constantes de acoplamento podem resultar em um melhor desempenho do que o atualmente obtido e deverá ser objeto de investigações futuras. Em sendo assim, optou-se neste trabalho pelo acoplamento direto do diodo com o pré-amplificador.

5.2.2 Influência da Tensão Reversa na Resolução em Energia

O estudo da condição de resposta do diodo na espectrometria de partículas alfa em função da tensão de polarização baseou-se na análise das resoluções em energia obtidas nas distribuições de amplitudes dos impulsos gerados por partículas alfa emitidas pelo ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm presentes em uma fonte radioativa de 1 kBq [90]. Vários espectros foram registrados em temperatura ambiente (20 ºC) com a fonte radioativa posicionada a 2,0 cm do diodo e constante de tempo de 1 μs. Os resultados obtidos (Figura 5.2.4) mostram que, mesmo sem tensão de polarização, é possível identificar o grupo principal das partículas alfa emitidas pelo ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm. No entanto, nesta condição, as resoluções em energia são fortemente comprometidas pelo ruído eletrônico (devido à elevada capacitância do diodo) e pela possível recombinação dos pares elétron-lacuna gerados no volume sensível do detector.

Com o aumento da tensão espera-se uma melhora na resolução em energia devido à redução tanto da capacitância do diodo, devido ao crescimento da espessura da camada de depleção, quanto da recombinação dos portadores de carga gerados pela partícula incidente. Este comportamento é comprovado na Figura 5.2.5 que mostra as resoluções em energia (FWHM) das partículas alfa de 5,486 MeV emitidas pelo ^{241}Am em função da tensão de polarização reversa do diodo.

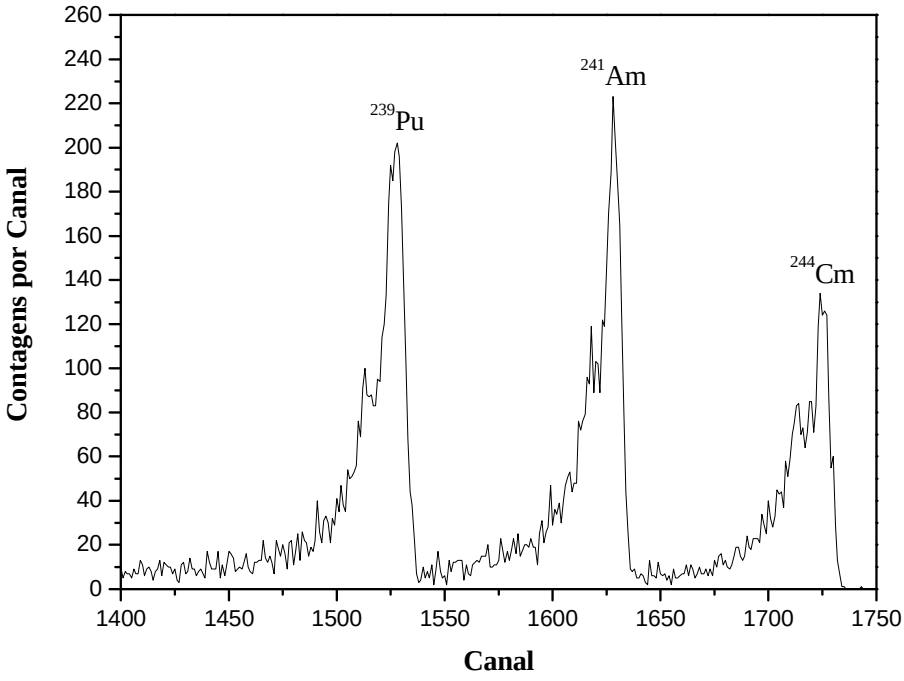

Figura 5.2.4 – Espectro da fonte mista sem tensão de polarização, com constante de tempo de 1 μs, distância fonte-detector igual a 2 cm e ganho de ADC = 8192.

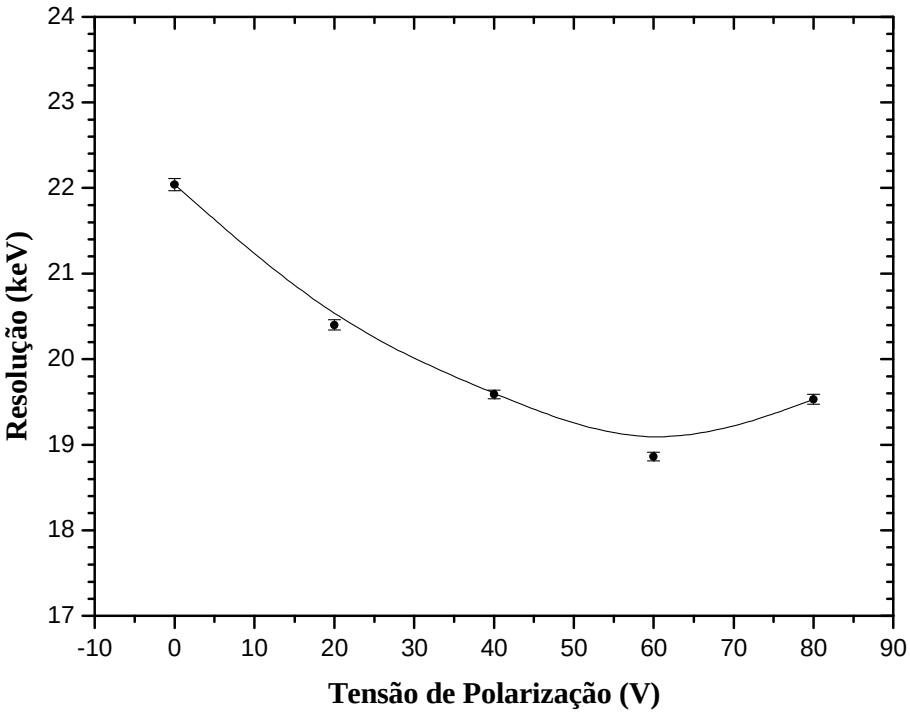

Figura 5.2.5 – Resolução em energia para as partículas alfa de 5,486 MeV do ^{241}Am em função da tensão de polarização. Fonte posicionada a 2,0 cm do diodo e 1 μs de constante de tempo no amplificador. Obs: linha sólida serve apenas como guia para os olhos.

O comportamento da resolução em energia observado justifica-se pelo fato de que à medida que se aumenta à tensão de polarização, a capacitância do diodo diminui e a corrente de fuga aumenta, de modo que deve existir uma situação na qual a relação sinal ruído seja a menor possível, a qual ocorre quando o diodo está polarizado a 60 V. O espectro de energia obtido nesta condição está representado na Figura 5.2.6 onde se evidencia tanto os picos correspondentes às linhas principais quanto a estrutura fina das partículas alfa emitidas pelos três isótopos radioativos.

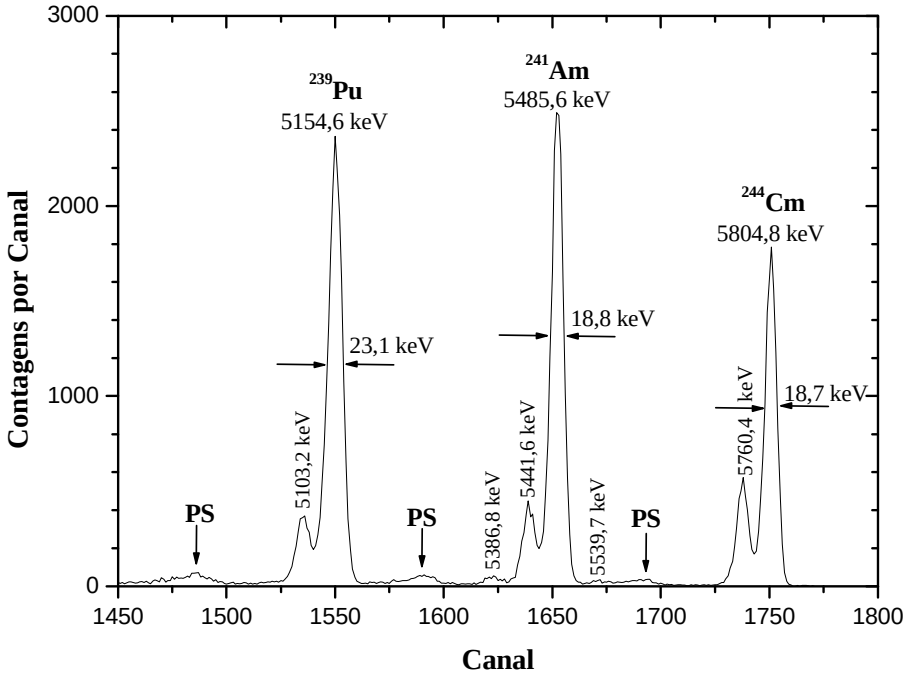

Figura 5.2.6 – Espetro em energia das partículas alfa da fonte mista, com o detector polarizado a 60 V, distanciado da fonte 2,0 cm, com 1 μs de constante de tempo e ganho de ADC = 8192.

No entanto, apesar das resoluções em energia obtidas serem equivalentes às dos melhores detectores de barreira de superfície comercialmente disponíveis, a análise da Figura 5.2.6 evidencia o aparecimento de picos satélites (PS) de pequena intensidade e de menor energia do que as partículas alfa emitidas pela fonte.

Para verificar se tais picos poderiam estar relacionados com problemas de dispersão de energia das partículas alfa nas camadas de entrada do diodo ou simplesmente por diferenças de suas trajetórias ao longo do volume sensível do detector, estudou-se a

influência da distância fonte-diodo nos espectros de energia cujos resultados são descritos a seguir.

5.2.3 Distância da Fonte ao Detector

A distância da fonte radioativa ao detector é um dos parâmetros importantes para espectrometria de partículas carregadas, principalmente quando as dimensões da fonte (20 mm^2) não são desprezíveis em relação à área útil do diodo (4 mm^2) [91-96]. No caso da existência de camada morta do detector, a incidência de partículas em diferentes ângulos resulta em dispersões significativas nas suas perdas de energia com a conseqüente piora na resolução em energia. A influência da distância da fonte ao detector na resolução em energia foi estudada mediante o registro das distribuições das amplitudes dos impulsos correspondentes às partículas alfa emitidas pela fonte mista (^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}C) posicionada a 1,0 e 2,0 cm do diodo. Problemas relacionados com a estatística de contagens não permitiram o registro de espectros de energia para distâncias entre a fonte e o detector maiores do que 2,0 cm [12]. Os resultados obtidos com diodo polarizado a 60 V e 1 μs de constante de tempo estão representados na Figura 5.2.7 onde são indicadas apenas as resoluções em energia obtidas para as partículas alfa de 5,486 MeV emitidas pelo ^{241}Am. Conforme esperado, a resolução em energia é melhor para a fonte mais distante do detector visto que, nesta condição, as trajetórias das partículas alfa são mais uniformes o que resulta em menor dispersão de energia na camada morta do diodo.

No entanto, nas duas condições experimentais estão presentes os picos satélites com intensidades e energias praticamente iguais. Como estes picos são gerados por sinais que possuem amplitudes menores do que os correspondentes aos picos principais, procurou-se verificar se não seria um problema de coleta parcial de cargas devido a uma possível escolha inadequada da constante de tempo do amplificador. De fato, se este fosse o caso, também teríamos uma deterioração das resoluções em energia obtidas nas duas condições experimentais.

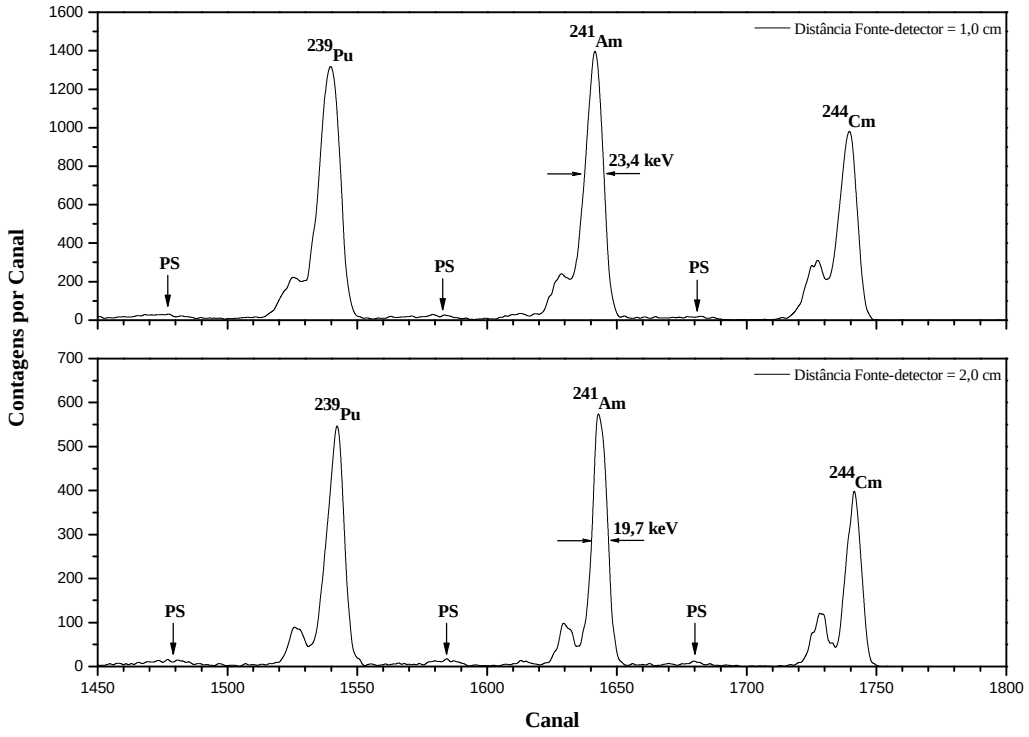

Figura 5.2.7 – Espectro em energia da fonte mista em função distância fonte-detector. Diodo polarizado a 60 V, constante de tempo do amplificador igual a 1 μs e ganho de ADC = 8192.

Desta forma, passou-se a estudar a influência da constante de tempo nos espectros de energia registrados nas duas distâncias da fonte ao detector cujos resultados estão descritos abaixo.

5.2.4 Influência da Constante de Tempo do Amplificador

Na espectrometria de radiações é necessário que ocorra o registro de todas as cargas geradas no volume sensível do detector e, portanto, a escolha da constante de tempo do amplificador tem um papel significativo no desempenho de qualquer detector no tocante à resolução em energia. De modo geral, a constante de tempo deve ser suficientemente grande para que ocorra a coleta total dos portadores de carga produzidos pela radiação incidente e, ao mesmo tempo, a menor possível para filtrar as componentes de alta freqüência do ruído. Para encontrar o valor da constante de tempo ideal para tal situação, estudou-se a dependência da constante de tempo do amplificador na resolução em energia

somente para as partículas alfa do ^{241}Am (Figura 5.2.8), medindo-se vários espectros de energia da fonte mista com o diodo polarizado a 60 V e para duas distâncias fonte-detector.

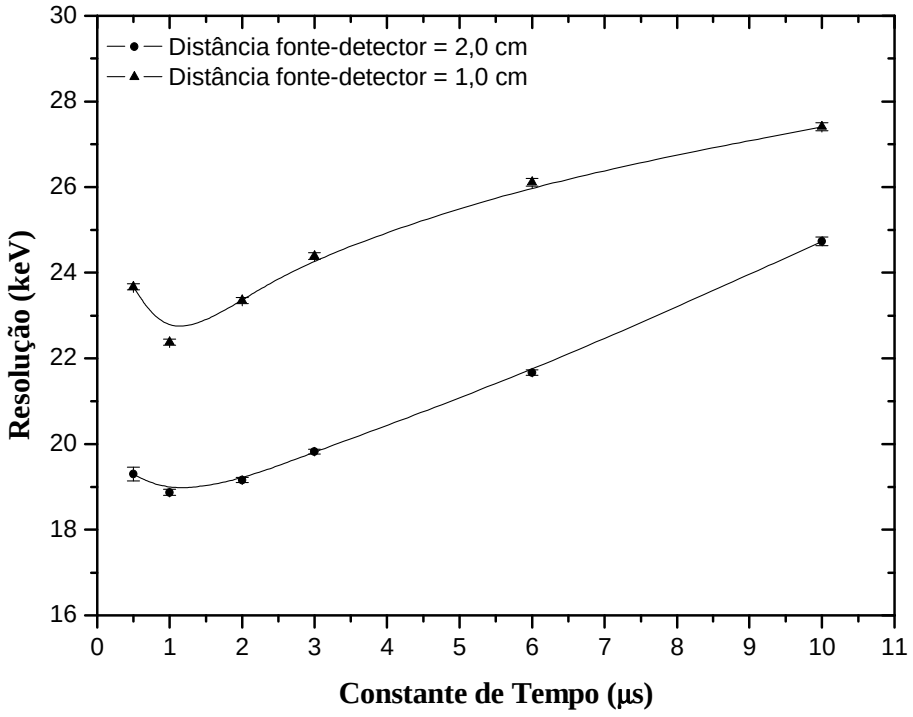

Figura 5.2.8 – Resolução em energia para as partículas alfa de 5,486 MeV do ^{241}Am em função da constante de tempo e da distância fonte-detector. Diodo polarizado a 60 V.

A Figura 5.2.8 mostra os resultados obtidos e evidencia que a melhor resolução é obtida para a constante de tempo de 1 μs e quando a fonte está 2 cm distante do diodo. Vale a pena ressaltar que, o menor ruído eletrônico foi obtido para a constante de tempo de 0,5 μs (Figura 5.2.1) e que nesta condição deve ocorrer coleta parcial de cargas, pois a amplitude dos sinais correspondentes aos picos principais é ligeiramente menor do que àqueles obtidos com a constante de tempo de 1,0 μs. Os resultados experimentais mostram que o compromisso entre o menor ruído eletrônico e maior coleta de cargas é atingido para a constante de tempo de 1 μs. Desta forma, em todas as medidas daqui por diante a constante de tempo foi mantida em 1 μs.

Como foi observada a presença dos picos satélites em todos os espectros registrados, concluiu-se que a sua origem não poderia estar relacionada à escolha da constante de tempo do amplificador. Uma outra possível explicação para a presença de picos de menor

energia no espectro pode ser a incidência das partículas alfa nas bordas no diodo onde o campo elétrico é menor do que o da região central deste dispositivo. Para verificar esta hipótese estudou-se o efeito de colimação do diodo que está descrito no item a seguir.

5.2.5 Colimação do Detector

Como descrito no item 5.2.3 a incidência de partículas em uma direção perpendicular ao plano do diodo deve resultar em uma melhor condição de medida eliminando-se os problemas de dispersão das energias depositadas no volume sensível do detector e da coleta parcial de cargas em regiões de menor campo elétrico. No entanto, como a área do depósito de material radioativo é bem maior do que a área do diodo estudado, é impossível garantir experimentalmente que, sem colimadores, não ocorram incidências das partículas alfa nas bordas do dispositivo onde o campo elétrico é menos intenso devido à presença dos anéis de guarda.

Para aumentar a probabilidade de incidência das partículas alfa apenas na região sensível do detector e verificar a influência deste parâmetro na resolução em energia e geração dos picos satélites, utilizou-se um colimador de teflon de 1 mm de diâmetro e 1,6 mm de espessura posicionado a 2 mm do diodo. A distância fonte-detector foi mantida a 2,0 cm e o espectro em energia da fonte mista registrado durante 48 horas a uma tensão de 60 V e constante de tempo de 1 μs. Este espectro está representado na Figura 5.2.9 onde, para comparação, também é mostrado aquele registrado em 12 horas nas mesmas condições experimentais sem o uso do colimador.

As resoluções em energia obtidas para a linha principal do ^{241}Am, (21,2 ± 1,6) keV e (22,0 ± 1,6) keV para o diodo colimado e não colimado, respectivamente, indicam valores coincidentes dentro do erro experimental. Vale a pena salientar que as pequenas dimensões do diodo e as condições da montagem experimental impediram o uso de um colimador de menor diâmetro e a sua maior aproximação do dispositivo. Esta também deve ser a causa da semelhança observadas nos picos satélites próximos aos picos principais nos dois espectros registrados como será discutido no item 5.3.

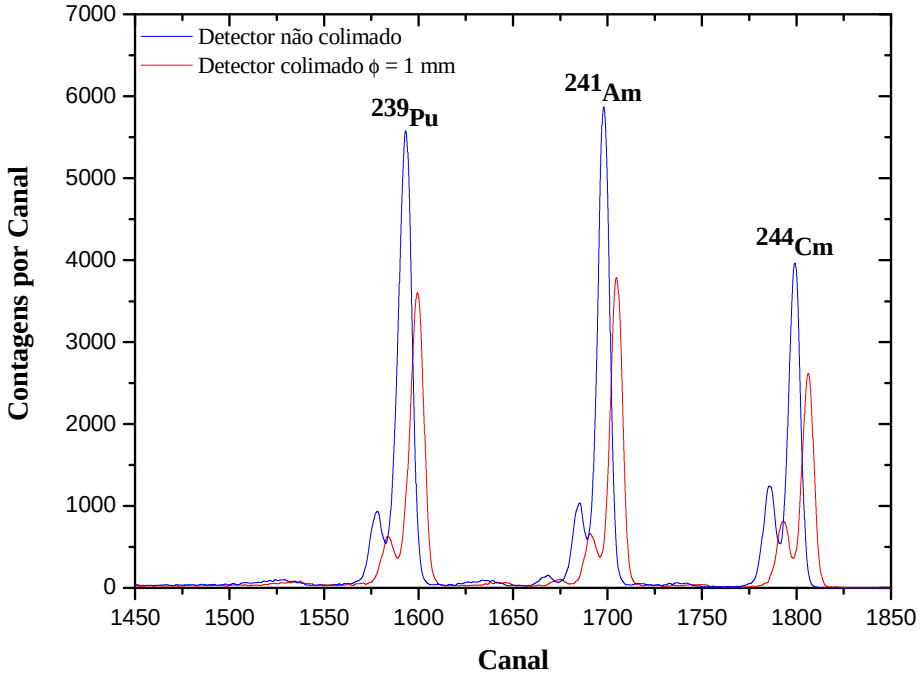

Figura 5.2.9 – Espetro em energia das partículas alfa da fonte mista, com e sem colimação do detector polarizado a 60 V, distante 2,0 cm da fonte, 1 μs de constante de tempo e ganho de ADC = 8192. Com tempo de medida de 12 e 48 horas para a situação sem e com colimação do detector, respectivamente.

Por outro lado, o pequeno aumento dos canais correspondentes aos picos principais no espectro obtido com o diodo colimado, quando comparado àquele sem colimação, é possivelmente devido a uma maior incidência de partículas perpendicularmente ao plano do detector. Com o colimador, as trajetórias das partículas são menores e mais uniformes, o que além de diminuir a perda de energia na camada morta do diodo deve também reduzir a dispersão da energia depositada no volume sensível do diodo. Desta forma, como a espessura da camada morta do diodo determina o limite de resolução em energia que pode com ele ser obtida, decidiu-se determinar este parâmetro por meio da técnica de espectrometria de partículas alfa em diferentes ângulos de incidência do detector.

5.2.5.1 Espessura da Zona Morta do Diodo

Quando partículas carregadas incidem em um diodo têm que atravessar camadas de materiais estruturais do dispositivo antes de alcançarem o volume sensível do detector.

Estas camadas constituem a zona morta do diodo e são as responsáveis pela perda de energia e comprometimento na resolução que pode ser obtida com o detector. A estrutura do diodo CERN1, representada na Figura 4.1.2, mostra que a zona morta deste diodo é constituída pelas camadas de alumínio (máximo de 2 nm), de dióxido de silício (650 nm) e da face p^+, cuja espessura varia com a tensão de polarização [41-44, 53-59]. Quando o diodo está totalmente depletado, a espessura da zona morta (Figura 5.2.10a) é mínima e melhor deve ser a condição operacional do detector para espectrometria de partículas carregadas.

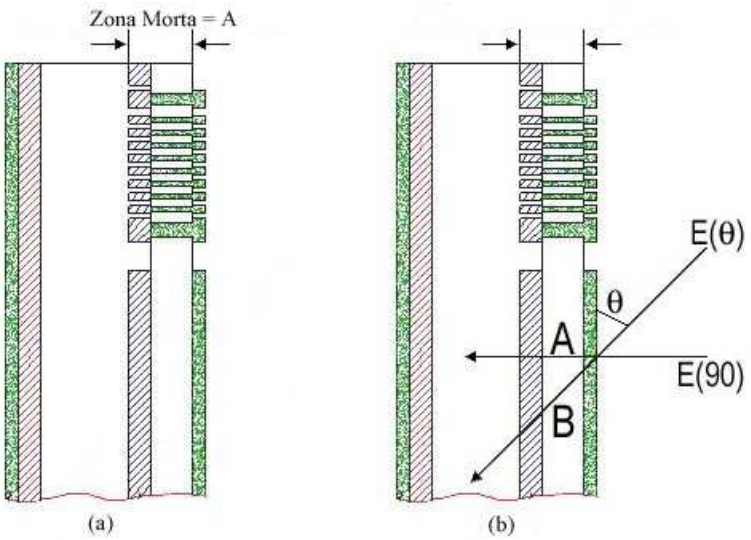

Figura 5.2.10 – Zona morta detector (a) e incidência de partículas em diferentes ângulos (b).

Para a determinação da espessura da zona morta do detector o método mais empregado consiste no estudo da variação da amplitude dos impulsos elétricos devidos à incidência de partículas alfa no detector em diferentes ângulos. Neste caso, o parâmetro experimental considerado é o deslocamento dos canais correspondentes aos picos das partículas alfa incidentes em um ângulo θ qualquer em relação à incidência perpendicular (90˚). Na Figura 5.2.10b observa-se que para a incidência normal a perda de energia sofrida pela partícula alfa ocorre justamente em uma espessura igual a da zona morta do diodo (A). Desta forma, considerando-se que a perda de energia das partículas alfa ao longo de suas trajetórias é praticamente constante, tem-se para duas partículas de mesma energia inicial E_0 que incidem em um ângulo de 90˚ e um ângulo qualquer θ as seguintes energias restantes:

$$E(90) = E_0 - \frac{dE}{dx} \cdot A(70)$$

$$E(\theta) = E_0 - \frac{dE}{dx} \cdot B \Rightarrow E(\theta) = E_0 - \frac{dE}{dx}\frac{A}{sen\theta} \quad (71)$$

sendo dE/dx o poder de freamento da partícula no meio e A a espessura da zona morta do detector.

Assim, a diferença de energia observada entre as partículas que emergem da zona morta, para os diferentes ângulos de incidência, é diretamente proporcional à espessura da zona morta do detector, ao poder de freamento e a um fator que depende do ângulo de incidência da radiação (Z), como mostra a Equação 72 [42-43].

$$\Delta E = E(90) - E(\theta) \Rightarrow \Delta E = \frac{dE}{dx} A \cdot \left(\frac{1}{sen\theta} - 1 \right) \equiv \frac{dE}{dx} A \cdot Z \quad (72)$$

Desta forma, um gráfico das diferenças de energia das partículas alfa que emergem da zona morta em função do parâmetro Z deve resultar em uma reta cujo coeficiente angular é igual ao produto do poder de freamento pela espessura da zona morta do diodo. Assim, conhecendo-se a energia das partículas incidentes no detector e os valores do poder de freamento dos materiais da zona morta determina-se a espessura A.

Para empregar o método descrito acima na determinação da espessura da camada morta do diodo, foram registrados vários espectros de energia das partículas alfa emitidas pela fonte mista contendo ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}C em diferentes ângulos de incidência (de 90º à 30º em intervalos de 15º) mediante o deslocamento angular do detector em relação à fonte radioativa. A tensão de polarização do diodo foi mantida constante em 60 V, constante de tempo de 1 μs e a fonte posicionada a 2,0 cm do detector. Os espectros registrados nestas condições são apresentados na Figura 5.2.11, onde se evidencia também o efeito da degradação da resolução em energia obtida com o ângulo de incidência. Este comportamento está relacionado ao fato de que à medida que os ângulos de incidência da radiação diminuem em relação à 90º tem-se um aumento no comprimento das trajetórias das partículas ao longo da zona morta do diodo e conseqüentemente uma dispersão maior na energia das partículas que atingem o volume sensível do detector.

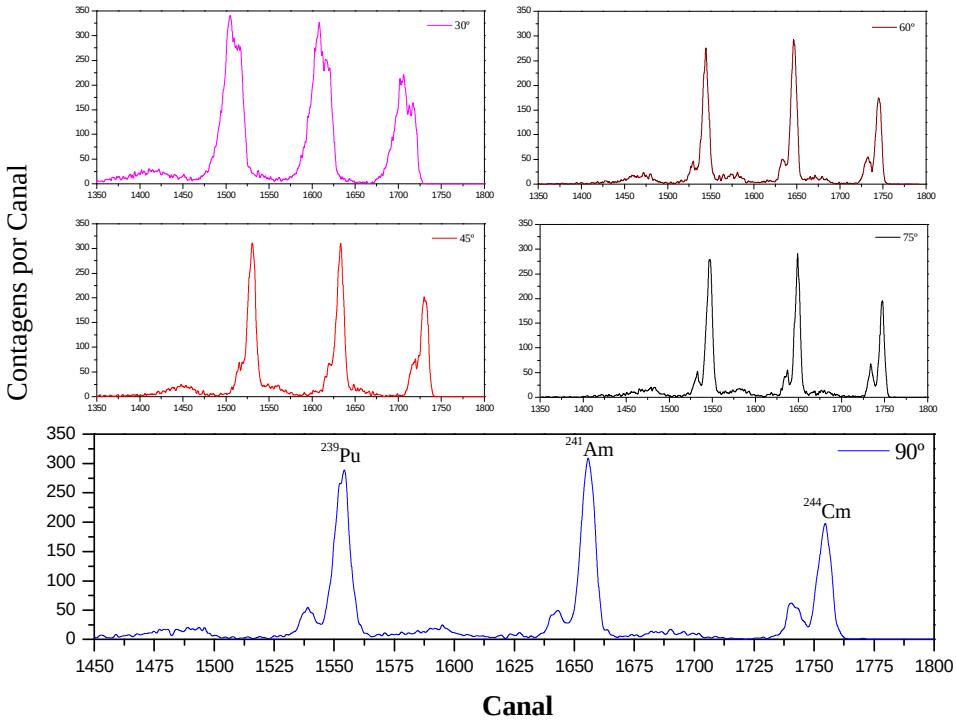

Figura 5.2.11 – Espectros e resolução em energia para diferentes ângulos de incidência das partículas.

De fato, os resultados obtidos mostram que a pior resolução em energia é obtida para o ângulo de 30º, sendo neste caso impossível distinguir a estrutura fina das partículas alfa dos isótopos que compõem a fonte mista. Este comportamento é comprovado na Figura 5.2.12, onde são representadas as resoluções em energia obtidas para as linhas principais dos isótopos presentes na fonte mista.

Uma vez obtidos os canais correspondentes aos picos principais das partículas alfa emitidas pelo ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm em diferentes ângulos de incidência, procedeu-se o cálculo da variação da energia destas partículas em função do ângulo de incidência. Os resultados obtidos estão representados na Figura 5.2.13 que mostra o comportamento linear previsto pela Equação 98 para os três isótopos radioativos utilizados. Os coeficientes angulares destas retas estão representados na Tabela 5.2.1 juntamente com os valores calculados do poder de freamento destas partículas no dióxido de silício. O cálculo do poder de freamento foi feito mediante um ajuste dos dados experimentais existentes na literatura [52] para partículas alfa com energias no intervalo de 3 e 8 MeV considerando a constituição da camada morta fundamentalmente pelo SiO_2.

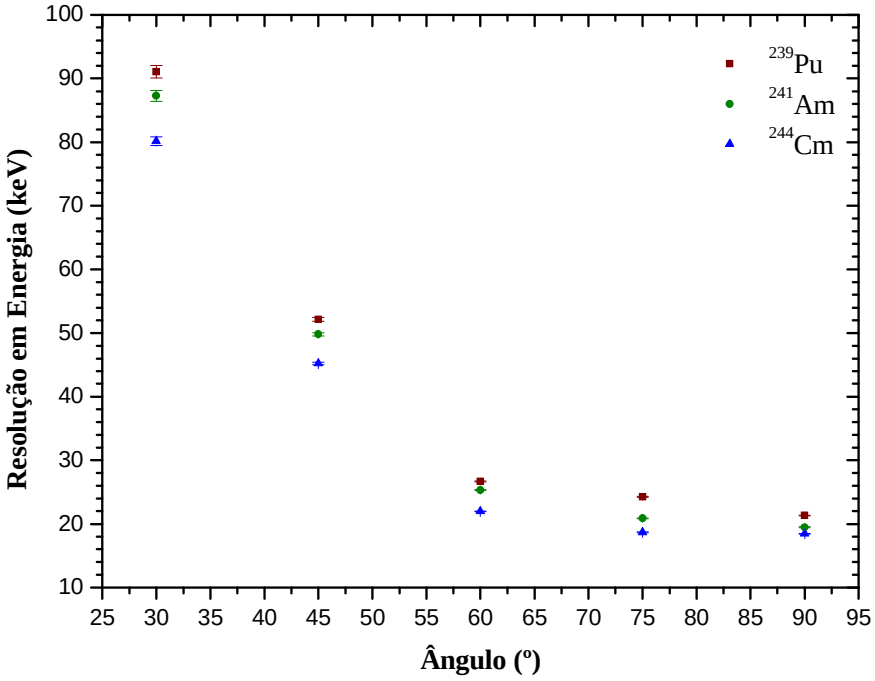

Figura 5.2.12 – Resolução em energia para as linhas principais dos isótopos da fonte mista em função do ângulo de incidência das partículas alfa no detector.

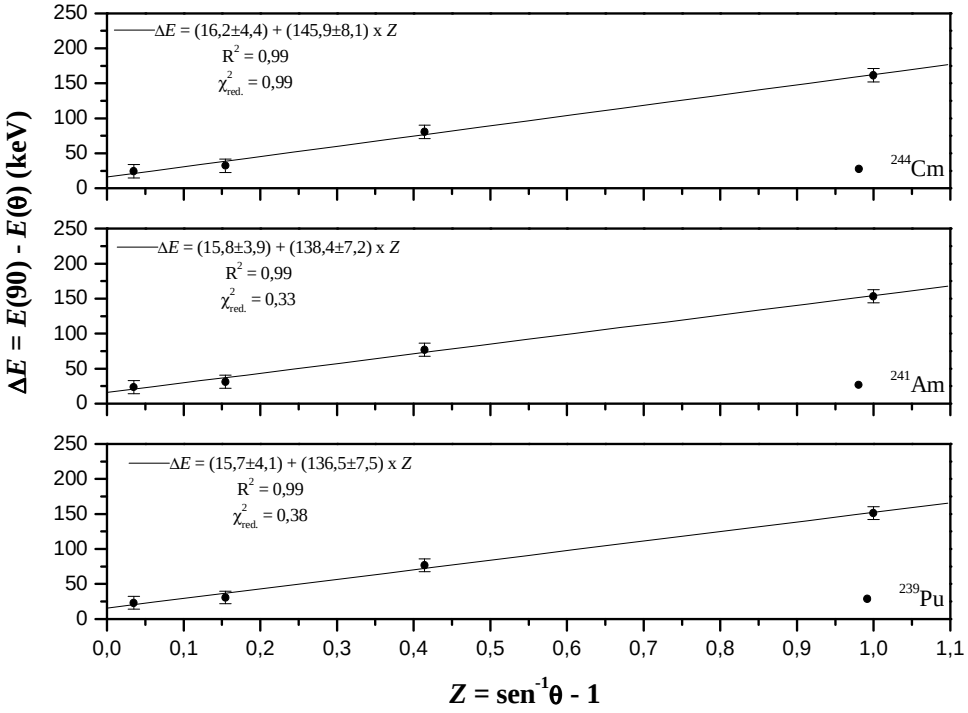

Figura 5.2.13 – Diferença de energia em diferentes ângulos de incidência das partículas alfa principais.

Tabela 5.2.1 – Espessuras da zona morta do diodo obtidas para as partículas alfa emitidas pela fonte mista.

Isótopo	Ajuste da Reta		Energia	σ_E	$(dE/dx)_{SiO2}$	$\sigma_{dE/dx}$	A	σ_A
	a	σ_a	keV		keV/μm		μm	
^{239}Pu	136,5	7,5	5154,49	0,20	149,89	1,79	0,911	0,051
^{241}Am	138,4	7,2	5485,63	0,12	143,56	1,79	0,964	0,052
^{244}Cm	145,9	8,1	5804,82	0,05	138,04	1,79	1,057	0,060

Pelos resultados apresentados na Tabela 5.2.1, calculou-se a espessura da zona morta do diodo por meio da média ponderada [97-98] dos valores individuais obtidos para cada isótopo da fonte mista. O valor obtido, (969 ± 31) nm, permitiu também calcular a espessura da camada p^+ visto que são conhecidas as espessuras das camadas de alumínio e de SiO_2. O valor obtido de (317 ± 45) nm concorda dentro do erro experimental com o obtido (300 nm) por G. Casse et al., da colaboração RD48/ROSE do CERN, para diodos semelhantes ao utilizado neste trabalho [88].

5.2.6 Influência da Temperatura na Resolução em Energia

A temperatura de um semicondutor afeta diretamente a geração térmica de portadores de carga e, portanto, a corrente de fuga do detector. Com o resfriamento, a corrente e o ruído eletrônico do sistema de detecção são reduzidos o que deve, dentro de certos limites, resultar em uma melhora na resolução em energia.

Como segundo o fabricante, o FET utilizado na construção do pré-amplificador não pode ser resfriado a temperaturas abaixo de -55 ºC [89], para refrigerar o conjunto diodo e pré-amplificador empregou-se uma mistura de nitrogênio líquido com álcool etílico [99] que permite a obtenção de uma temperatura mínima de -50 ºC. As temperaturas da mistura e do detector foram monitoradas com dois termopares do tipo K sendo um deles imerso na mistura e o outro fixado na placa de cobre o mais próximo possível do detector (Figura 5.2.14).

A condição que mais se aproxima do equilíbrio térmico obtido entre a mistura e o diodo está representada na Figura 5.2.15, onde se observa uma elevação da temperatura para um intervalo de tempo maior do que 20 minutos. Neste caso, para resfriar a mistura eram adicionadas pequenas quantidades de nitrogênio líquido e simultaneamente monitoradas as

temperaturas tanto da mistura quanto da placa de cobre onde estava fixado o diodo. Vale a pena salientar que foram realizadas várias tentativas de obtenção de uma mistura que mantivesse uma temperatura estável, mas, em todas elas havia a necessidade de monitoração permanente com freqüentes adições de N_2 líquido.

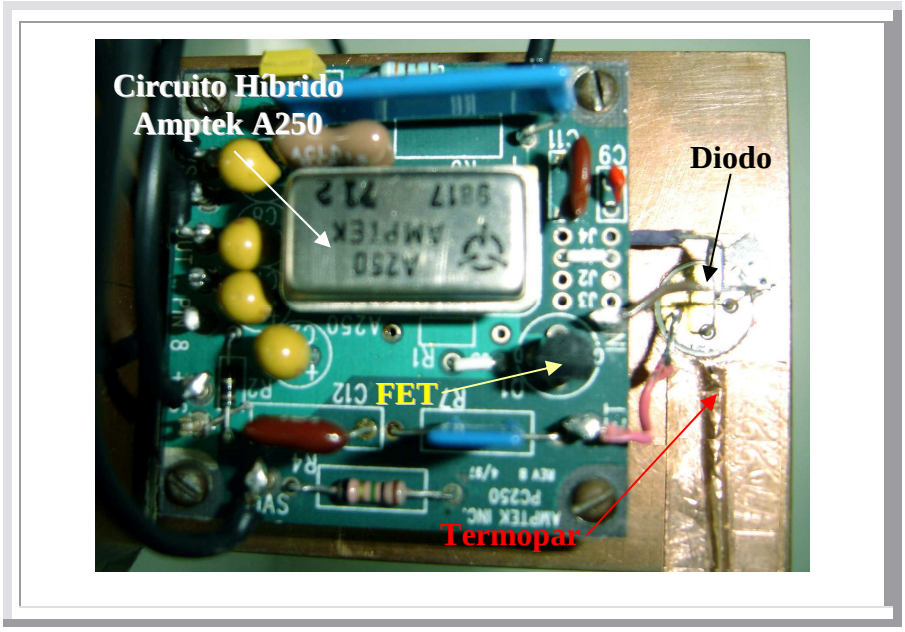

Figura 5.2.14 – Pré-amplificador baseado no circuito híbrido A250 com diodo CERN1.

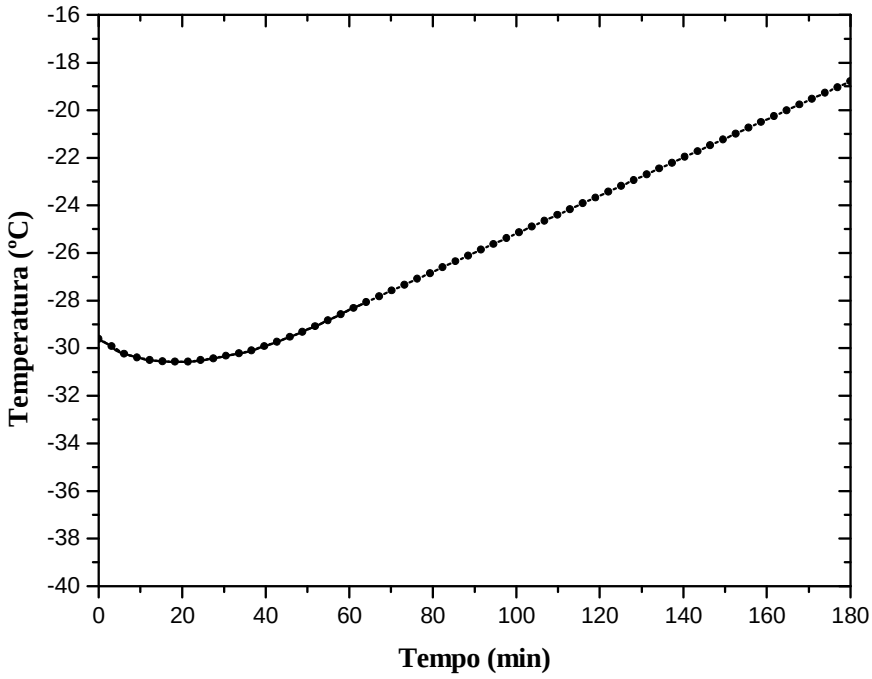

Figura 5.2.15 – Curva de estabilidade da temperatura do detector mais o pré-amplificador.

Com estes cuidados foram registrados espectros de energia das partículas alfa emitidas pela fonte de ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm, esta posicionada a 2,0 cm do diodo, polarizado em 60 V e 1 μs de constante de tempo do amplificador. Os resultados obtidos estão representados na Figura 5.2.16 sendo praticamente idênticos aos obtidos em temperatura ambiente (Figura 5.2.6). O mesmo comportamento foi observado no ruído eletrônico do sistema de detecção e também na corrente de fuga do diodo. Uma análise da configuração experimental utilizada nos leva a acreditar que a montagem do diodo não garante que este dispositivo esteja sendo efetivamente resfriado visto que a sua fixação na placa de cobre é feita através de um anel de acrílico (Figura 4.2.2) que dificulta a transferência de calor. O mesmo pode-se dizer em relação ao FET que não está em contacto direto com a placa de cobre além do fato de ter o encapsulamento plástico (Figura 5.2.14).

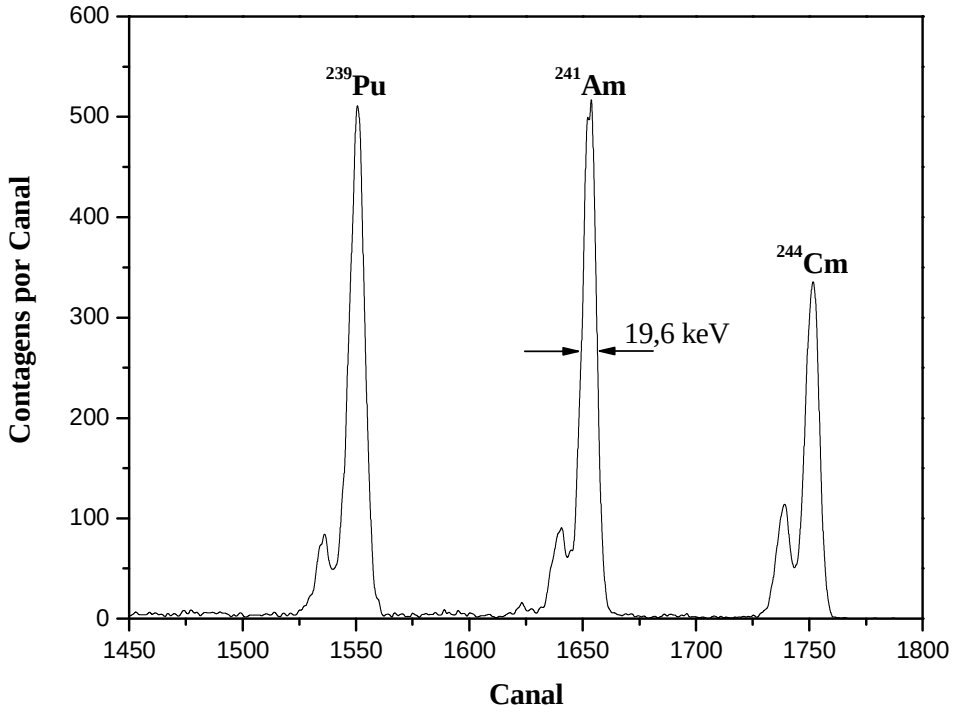

Figura 5.2.16 – Espectro em energia das partículas alfa da fonte mista, com o detector polarizado a 60 V, distanciado da fonte 2,0 cm, com 1 μs de constante de tempo, temperatura conforme Figura 5.2.15 e ganho de ADC = 8192.

Em função do exposto, a utilização do dedo frio em nossas medidas não foi eficiente dada à condição experimental da montagem, uma vez que não permitiu o estudo da influência da temperatura na resolução em energia do diodo. No entanto, deve ser observado que em

aplicações de espectrometria de alta resolução a mistura refrigerante não é a mais adequada visto que exige uma monitoração permanente da temperatura com a adição de pequenas quantidades de nitrogênio líquido. A freqüência destes procedimentos impede a aquisição de dados em longos intervalos de tempo.

5.2.7 Análise do Melhor Espectro em Energia

A Figura 5.2.17 representa o espectro alfa obtido na melhor condição de reposta do diodo: tensão de 60 V, distância fonte-detector de 2,0 cm e constante de tempo igual a 1 μs, onde se observa nitidamente a estrutura fina dos emissores alfa empregados (^{239}Pu, ^{241}Am, ^{244}Cm).

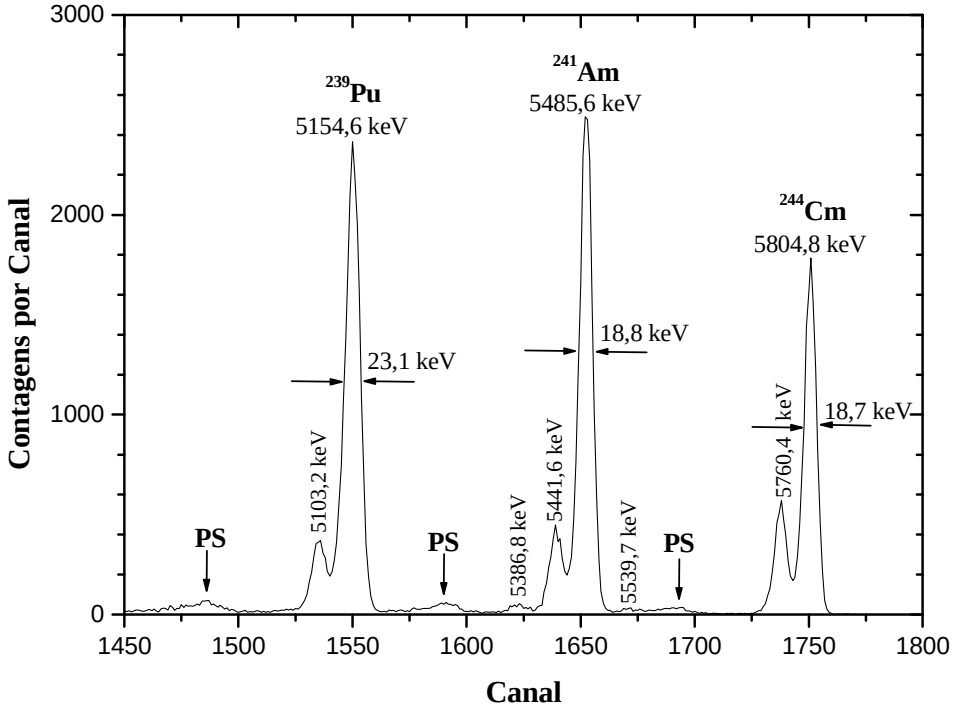

Figura 5.2.17 – Espetro em energia das partículas alfa da fonte mista, com o detector polarizado a 60 V, distanciado da fonte 2,0 cm, com 1 μs de constante de tempo e ganho de ADC = 8192.

A Figura 5.2.17 mostra também a presença de picos satélites (PS) na região de baixa energia de cada um dos grupos principais de emissores alfa, com intensidade relativa ao respectivo pico principal praticamente constante e igual a 4 %. O aparecimento de tais

picos pode estar relacionado aos efeitos de borda do campo elétrico devido os anéis de guarda presentes na estrutura do diodo [34, 36, 38, 100-103].

É de se notar que mesmo com a presença dos picos satélites a resolução em energia medida para a linha principal do ^{241}Am (18,8 keV) é comparável com as obtidas com detectores de barreira de superfície [104]. Por outro lado, a dispersão na energia das partículas alfa originada na camada de SiO_2 (650 nm) e p^+ (317 nm) também representa uma contribuição importante para o alargamento do pico de energia.

A partir das linhas principais dos emissores alfa identificados no espectro da Figura 5.2.17 pôde-se construir a curva de calibração em energia do sistema, apresentada na Figura 5.2.18, que evidencia a linearidade do espectrômetro.

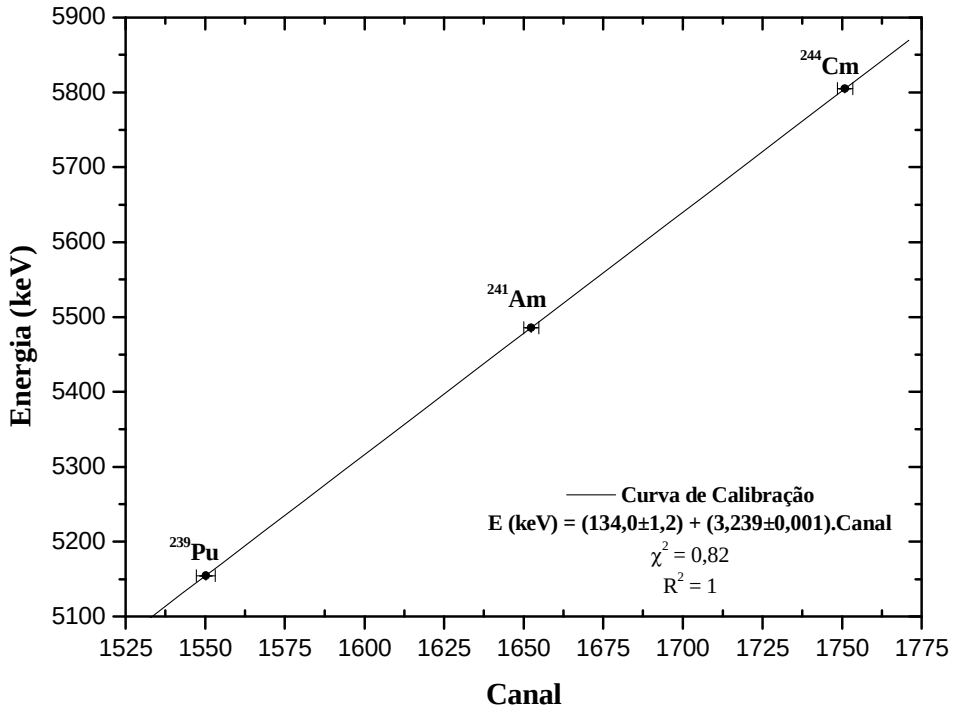

Figura 5.2.18 – Curva de calibração em energia do espectrômetro alfa.

Esta curva permitiu a obtenção do valor da energia dos demais picos da estrutura fina do espectro alfa de cada isótopo, cujas intensidades relativas foram determinadas e seus valores comparados com os resultados da literatura [105] (Tabela 5.2.2).

A análise da Tabela 5.2.2 mostra que os nossos resultados, com seus respectivos erros experimentais, estão em acordo com os dados mais precisos da literatura, mostrando que o diodo CERN1 apresenta uma boa condição de resposta como espectrômetro de radiação.

Tabela 5.2.2 – Comparação entre os valores medidos e os da literatura para energias e intensidades relativas das partículas alfa da fonte mista. O número entre parênteses é o desvio padrão no último dígito dos valores apresentados.

	Literatura		Este Trabalho	
Isótopo	**Energia Alfa (keV)**	**I (%)**	**Energia Alfa (kev)**	**I (%)**
^{239}Pu	5105,50 (8)	11,50 (8)	5103 (4)	13,56 (27)
	5144,30 (8)	15,10 (8)	não resolvido	–
	5156,59 (14)	73,30 (8)	5155 (9)	86,44 (86)
^{241}Am	5388,23 (13)	1,60 (2)	5387 (8)	2,36 (11)
	5442,80 (13)	13,23 (6)	5442 (2)	14,39 (28)
	5485,56 (12)	84,50 (10)	5486 (8)	82,27 (83)
	5511,47 (13)	0,22 (3)	não resolvido	–
	5544,50 (16)	0,34 (5)	5540 (5)	0,98 (7)
^{244}Cm	5762,70 (3)	23,60 (2)	5760 (4)	24,64 (44)
	5804,82 (5)	76,40 (2)	5805 (8)	75,36 (92)

5.2.7.1 Fatores que Contribuem na Resolução em Energia

As resoluções em energia (FWHM ≡ ΔE) obtidas para as partículas alfa provenientes do ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm são determinadas pela superposição do ruído eletrônico total do sistema de amplificação de impulsos, da flutuação estatística na geração de portadores de carga e da dispersão da energia destas partículas ao atravessarem a camada morta do diodo. Mesmo nas melhores condições experimentais, as mínimas resoluções que podem ser obtidas estão limitadas pela contribuição relativa de cada um dos parâmetros acima citados.

Em nossas medidas a componente do ruído eletrônico ($\Delta E_{el.}$), obtido experimentalmente como descrito no item 5.2.1, contribui com 8,86 keV e a largura a meia altura devido às flutuações estatísticas na produção dos pares elétron-lacuna (ΔE_s), da ordem de 3,8 keV, foi determinado por meio da Equação 55. Para este cálculo, foram adotados os valores do fator de *Fano* e da energia média para geração de um par elétron-lacuna como iguais a (0,134 ± 0,007) [19] e (3,62 ± 0,02) keV [43], respectivamente.

Por outro lado, a largura a meia altura associada à dispersão da energia das partículas alfa devida à camada morta do diodo, foi calculada a partir da Equação 51 cujos resultados estão representados na Tabela 5.2.3, juntamente com os desvios experimentais obtidos para

o espectro em energia da fonte mista apresentados na Figura 5.2.17. Os valores mostrados na Tabela 5.2.3, tanto para a largura a meia altura como para o desvio experimental, são dados em unidades de keV.

Tabela 5.2.3 – Componentes da largura a meia altura total (ΔE_T) observado no espectro (em keV).

	$\Delta E_{el.}$	$\sigma_{el.}$	$\Delta E_{S.}$	$\sigma_{S.}$	ΔE_d	σ_d	ΔE_T	σ_T
^{239}Pu	8,86	0,19	3,67	0,42	21,06	1,78	23,14	0,34
^{241}Am	8,86	0,19	3,79	0,43	16,13	1,67	18,79	0,33
^{244}Cm	8,86	0,19	3,91	0,45	16,00	1,67	18,70	0,33

A análise destes resultados mostra que a maior contribuição para o desvio padrão total e, portanto, para a deterioração na resolução em energia obtida é devida à dispersão da energia das partículas alfa ao atravessarem a camada morta do diodo que, neste caso é de 1 μm. De fato, a energia perdida pelas partículas alfa nesta camada é em torno de 140 keV o que certamente limita a resolução mínima que pode ser obtida com este detector.

5.3 Estudo da Origem dos Picos Satélites

Uma análise do melhor espectro de energia obtido, representado na Figura 5.3.1 em escala logarítmica, evidencia que além dos picos satélites situados nas proximidades dos picos principais das partículas alfa emitidas pelo ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm também são observados outros picos bem menos intensos na região de baixa energia (entre os canais 150 e 750) com estrutura muito bem definida e complexa.

A origem desses picos, supostamente relacionada aos efeitos de borda do diodo, foi estudada priorizando-se os efeitos de colimação e tensão dos anéis de guarda do diodo, cujos resultados são descritos a seguir.

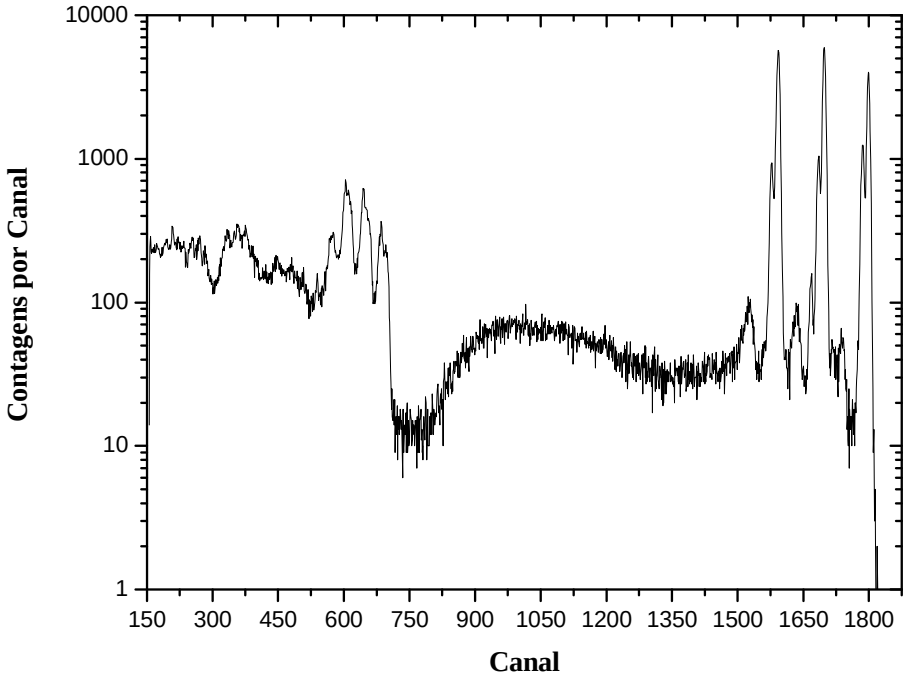

Figura 5.3.1 – Espectro em energia da fonte mista distante do detector a 2 cm do diodo. Tensão 60 V, 1 μs de constante de tempo do amplificador e ganho do ADC de 8192.

5.3.1 Colimação do Detector

Para o estudo da influência da colimação do detector na geração de picos satélites empregou-se o colimador descrito no item 5.2.6, mantendo-se a distância fonte-detector igual a 2 cm, tensão de 60 V e 1 μs de constante de tempo. Os espectros em energia da fonte mista com e sem colimador no detector são mostrados na Figura 5.3.2, a qual apresenta a superposição das duas situações e cada uma delas em detalhe.

A análise dos espectros evidencia o aparecimento de conjuntos de picos satélites na região de baixa energia (até o canal 750) com estruturas semelhantes às dos picos principais. Entre os canais 750 a 1500, em ausência de colimação, observa-se a presença de um pico bastante alargado cuja intensidade é reduzida com o uso do colimador e cinco conjuntos de picos satélites com estrutura definida, com maior definição para o quinto grupo. Além disso, para o detector colimado, a estrutura de picos satélites que se repetem na região de baixa energia é reduzida por um fator dez quando comparado ao espectro obtido sem colimação e apenas um conjunto de picos pouco definido é observado.

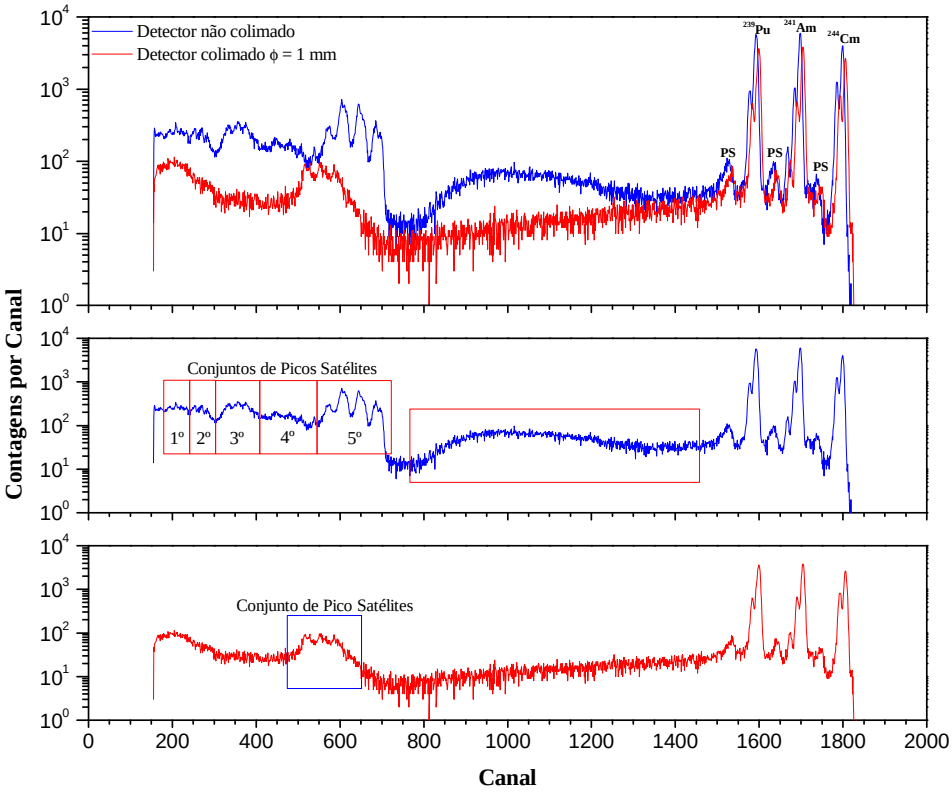

Figura 5.3.2 – Espectro em energia das partículas alfa da fonte mista, com e sem colimação do detector polarizado a 60 V, distante 2 cm da fonte, com 1 μs de constante de tempo do amplificador e ganho do ADC = 8192.

Estes resultados (Figura 5.3.2) sugerem que o aparecimento de tais picos é devido aos efeitos de borda do campo elétrico na junção e também à indução de cargas nos anéis de guarda do diodo [106-108]. Como dos dez anéis de guarda apenas o primeiro está aterrado, os demais anéis se comportam como uma *microstrip*, onde as cargas geradas nesta região induzem sinais de menor amplitude no eletrodo coletor central [41-44, 78-79].

Os resultados obtidos comprovam esta hipótese, pois quando se colima o detector prioriza-se a incidência da radiação apenas na região central do diodo. Entretanto, devido às limitações experimentais da montagem (posicionamento do colimador e pequena área sensível do diodo) não se consegue eliminar totalmente os picos satélites da região de baixa energia dada a possibilidade de incidência de partículas alfa na região próxima ao primeiro anel de guarda. Para verificar esta hipótese estudou-se a influência do potencial

do primeiro anel de guarda na formação dos picos satélites cujos resultados estão descritos abaixo.

5.3.2 Potencial no Primeiro Anel de Guarda

Com a finalidade de estudar a influência do potencial do primeiro anel de guarda na estrutura dos picos satélites registraram-se os espectros de energia das partículas alfa com o anel de guarda aterrado e em potencial flutuante. Os melhores resultados obtidos nestas condições e com o diodo não colimado e colimado são mostrados nas Figuras 5.3.3a e 5.3.3b, respectivamente.

Pelos resultados apresentados nas Figuras 5.3.3, observa-se que a amplitude dos sinais quando o primeiro anel de guarda está flutuando é menor do que quando este está aterrado. Este resultado era esperado, pois quando o anel de guarda está flutuando e, portanto, no mesmo potencial do eletrodo p^+, a capacitância equivalente do detector é maior de forma que para uma mesma tensão de polarização menor será a amplitude do sinal gerado pela partícula incidente. A diferença entre os picos principais se mantém constante e por volta de 54, 86 e 62 canais para os picos do ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm, respectivamente, em ambos os casos com o diodo colimado e não colimado. Da mesma maneira, a diferença dos canais dos picos satélites próximos aos picos principais se mantém constante (56 canais) o que comprova a explicação dada acima para as diferenças de amplitudes observadas com o primeiro anel de guarda aterrado ou flutuando.

Vale a pena observar que nas duas condições as resoluções em energia são praticamente iguais, apesar da corrente de fuga do diodo na situação do potencial flutuante ser maior do que a correspondente ao anel aterrado, como pode ser verificado na Figura 5.3.4. De fato, parte da corrente superficial é drenada pelo anel aterrado enquanto que na outra situação esta componente contribui para a corrente de fuga (total) do diodo.

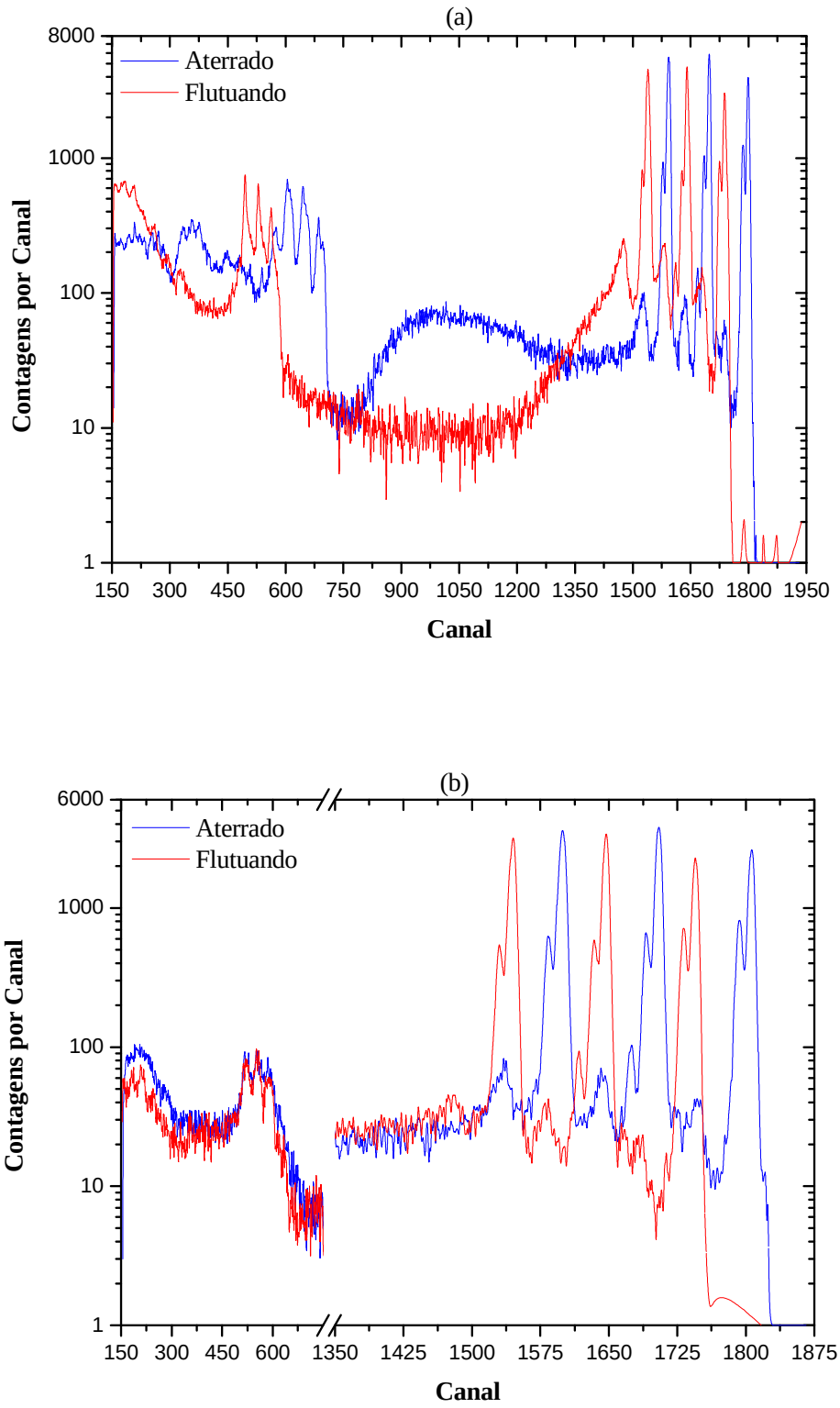

Figura 5.3.3 – Espectro em energia das partículas alfa da fonte mista, sem (a) e com (b) colimação do detector, com o anel de guarda flutuando e aterrado. Tensão de 60 V, 1 μs de constante de tempo e ganho de ADC = 8192.

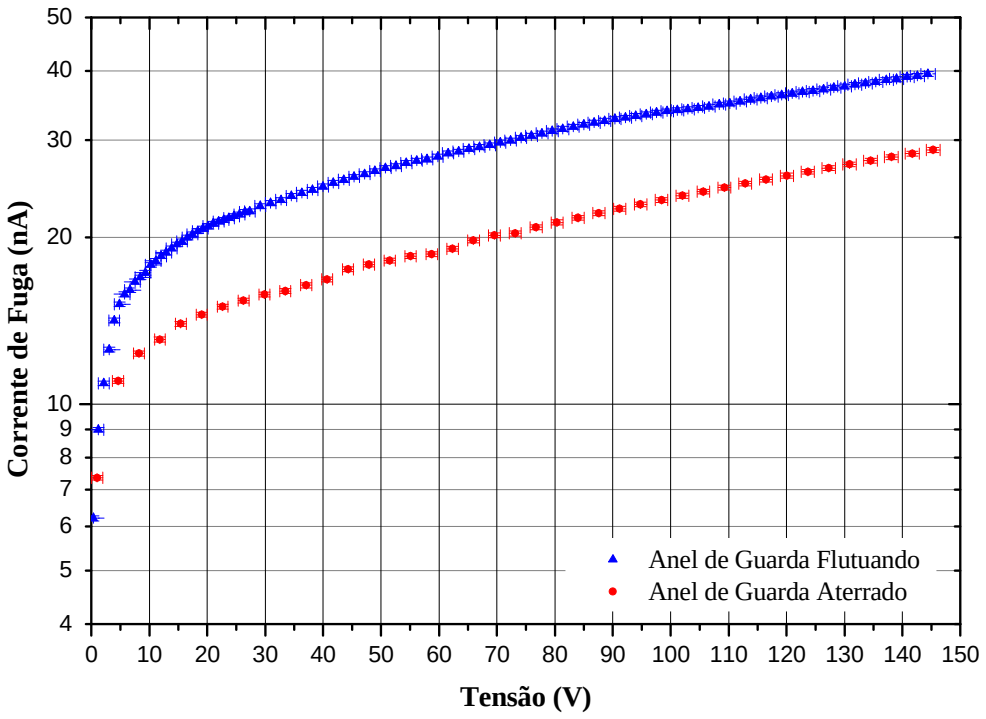

Figura 5.3.4 – Corrente de fuga do diodo CERN1 com o primeiro anel de guarda aterrado e flutuando.

Por outro lado, a análise da Figura 5.3.3a evidencia que em ausência de colimação do diodo, a estrutura complexa de picos satélites observada para o anel de guarda aterrado (Figura 5.3.1) é bastante simplificada quando o anel de guarda está flutuando, não mais apresentando tantos conjuntos de picos satélites para a região de baixa energia. No entanto, quando o diodo é colimado, as duas condições em questão (anel de guarda aterrado e flutuando) resultam em espectros com estruturas dos picos satélites na região de baixa energia praticamente iguais. Já para a região próxima dos picos principais, as intensidades dos picos satélites são praticamente constantes e a amplitude dos sinais para a condição do anel de guarda aterrado é maior, como justificado acima.

Uma análise destes resultados nos leva a admitir que a origem dos picos satélites mais próximos dos picos principais está relacionada à indução de cargas no primeiro anel de guarda enquanto que os picos de menor energia estão associados à indução nos demais anéis de guarda que, por estarem mais distantes do eletrodo coletor induzem menores quantidades de carga. Esta hipótese é parcialmente confirmada pela influência do

colimador nas diferenças observadas nos espectros obtidos com o anel de guarda flutuando ou aterrado.

5.3.3 Identificação dos Picos Satélites no Espectro em Energia

Uma outra forma utilizada para verificar a nossa teoria sobre a origem dos picos satélites baseou-se na identificação das energias destes picos e das suas relações com as partículas alfa emitidas pelos isótopos que constituem a fonte radioativa. Neste caso, além de identificar os picos e atribuir a sua formação a cada um dos grupos de partículas alfa também é necessário deduzir qual anel de guarda é o responsável pela indução de cargas.

Assim, se a origem dos picos estiver relacionada com os fenômenos de indução de parte das cargas geradas pela partícula incidente, a relação entre as amplitudes e intensidades entre os picos satélites e os principais deve se manter praticamente constante para cada grupo de partículas alfa. O mesmo comportamento deve ser observado se por um processo qualquer a energia depositada por cada partícula no volume sensível do diodo for alterada.

Para verificar esta hipótese, foram registrados vários espectros de energia em diferentes ângulos de incidência das partículas no diodo não colimado e com o primeiro anel de guarda flutuando. Esta condição experimental foi escolhida, pois neste caso a estrutura dos picos satélites é mais simples do que aquela observada com o anel aterrado. Por outro lado, a não colimação permite a observação dos picos de menor energia possivelmente gerados pelos anéis mais distantes do eletrodo central.

O espectro de energia registrado, para uma incidência perpendicular das partículas alfa no diodo polarizado a 60 V está representado na Figura 5.3.5 juntamente com a nomenclatura que será adotada daqui por diante para os picos satélites.

Vários espectros foram registrados para ângulos de incidência de 30º, 45º, 60º, 75º e 90º, onde apenas os três últimos puderam ser analisados dada a limitação do programa de ajuste dos picos com pior resolução em energia. Em cada condição experimental procedeu-se a calibração em energia do sistema, o que permitiu a determinação das variações percentuais da energia e da intensidade relativa entre os picos principais (PP) do ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm, e os picos satélites (PS_i).

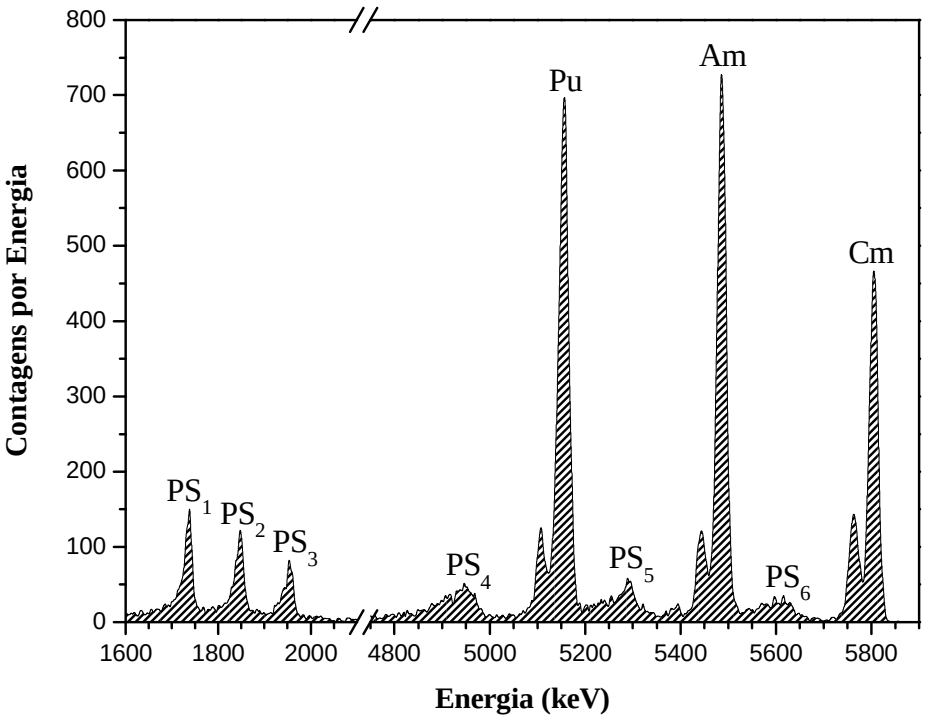

Figura 5.3.5 – Espectro em energia obtido para a fonte mista com a denominação dos picos satélites. Incidência do feixe perpendicular ao plano do diodo (90º).

Os resultados obtidos representados na Figura 5.3.6 confirmam a nossa teoria sobre a origem dos picos satélites uma vez que as variações percentuais entre as energias dos picos principais e dos satélites para os diferentes ângulos de incidência coincidem dentro dos erros experimentais. A discrepância observada para os picos satélites de maior energia (P_4, P_5 e P_6) pode ser atribuída às limitações do ajuste destes picos dada a sua proximidade aos dos grupos principais de partículas alfa.

A relação entre os picos satélites e os principais do ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm foi verificada através da variação percentual das suas intensidades relativas para os diferentes ângulos de incidência. Os resultados obtidos estão representados na Figura 5.3.7 onde os valores obtidos para os picos satélites de maior energia evidenciam que as intensidades destes picos em relação aos dos grupos principais se mantêm praticamente constantes dentro do erro experimental, sendo o mesmo comportamento observado para os picos de menor energia, com valor médio de (66,50 ± 0,06) e (4,21 ± 0,06) %, respectivamente.

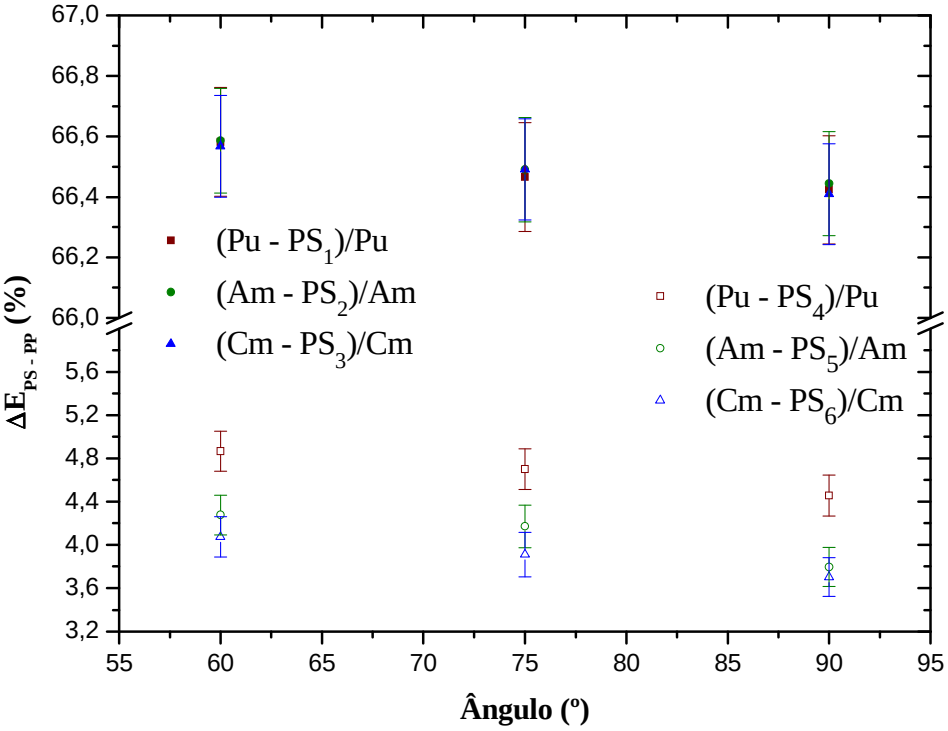

Figura 5.3.6 – Variação percentual da energia entre os picos satélites e os picos principais da fonte mista.

De fato, para os diferentes ângulos, as médias ponderadas [105-106] das intensidades relativas para os picos satélites da região de baixa energia e próximos aos picos principais são (17,4 ± 0,5) % e (23,3 ± 0,7) %, respectivamente. Estes resultados nos permitem admitir que os picos satélites de maior energia são devidos à indução de cargas no primeiro anel de guarda que está mais próximo do eletrodo de extração do sinal. Por outro lado, os picos PS_1, PS_2 e PS_3, devem ser produzidos pela indução de cargas das partículas emitidas pelo ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm, respectivamente, no segundo anel de guarda do diodo.

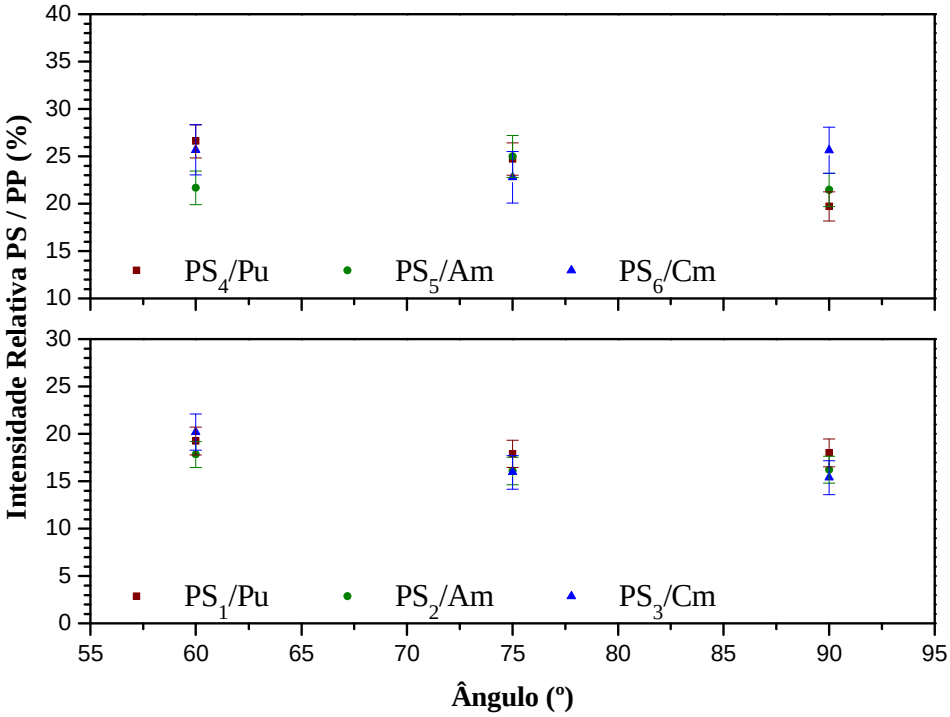

Figura 5.3.7 – Intensidade relativa dos picos satélites em relação aos picos principais.

A comprovação da hipótese levantada está na Figura 5.3.8 onde as razões entre as diferenças de energias dos picos correspondentes ao (Pu, Am e Cm) e as dos picos satélites (PS_1, PS_2 e PS_3) se mantêm constantes dentro do erro experimental com um valor médio de (33,80 ± 0,78) %.

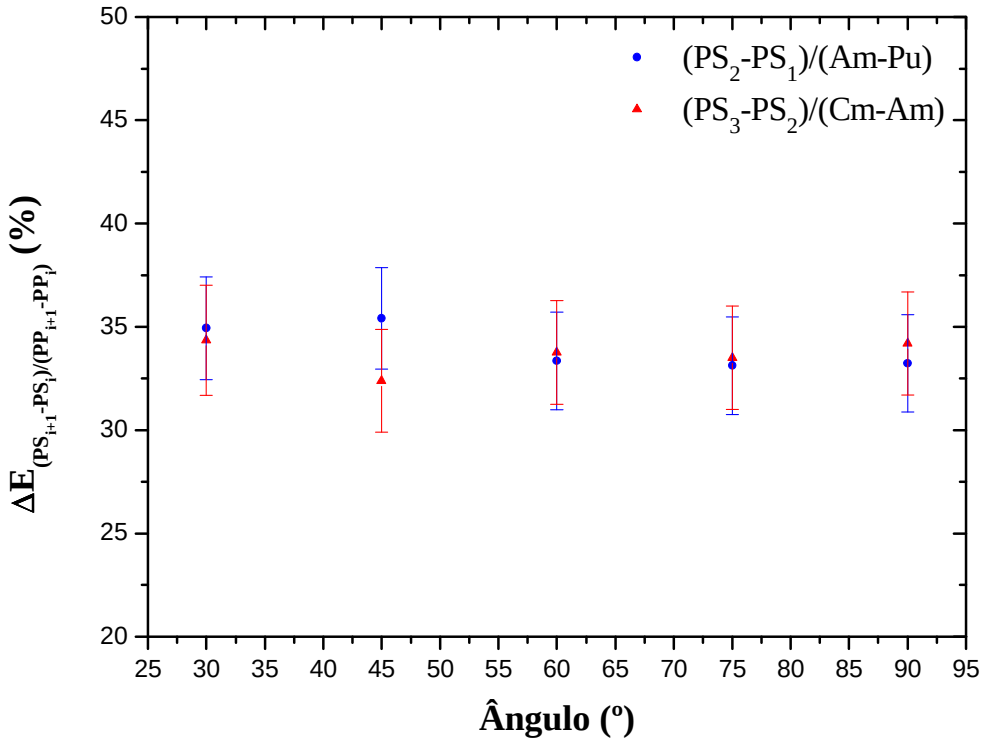

Figura 5.3.8 – Razão das diferenças dos picos principais pelas diferenças dos picos satélites.

6 CONCLUSÃO

Os resultados obtidos com o diodo CERN1 na detecção direta de partículas alfa com energias em torno de 6 MeV indicam uma excelente estabilidade de resposta que se traduz na obtenção de um patamar de contagens com inclinação de apenas 0,42 %/V e que se estende ao longo de toda faixa de tensão de operação. A eficiência intrínseca de detecção destas partículas é elevada, mesmo para uma tensão reversa nula (≅ 80 %), o que é justificado pelo fato das partículas serem absorvidas junto à face p+ do diodo, onde o sinal elétrico é coletado.

O estudo das condições de resposta deste diodo para a espectrometria das partículas alfa provenientes do ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm envolveu uma investigação detalhada de vários fatores que influenciam a resolução em energia cujas conclusões principais são as descritas a seguir:

O ruído eletrônico do sistema de detecção é menor no acoplamento direto (DC) entre o diodo e o transistor de efeito de campo no primeiro estágio de amplificação dos sinais. O elevado ruído gerado no acoplamento AC é devido ao capacitor de 10 nF, que mesmo sendo de boa qualidade, contribui para a elevação do ruído eletrônico e, conseqüentemente, para deterioração da resolução em energia.

A influência da tensão de polarização reversa nas resoluções em energia evidenciou que para baixas tensões a elevada capacitância do diodo e a coleta parcial de cargas limitam a resolução em energia que pode ser obtida com o sistema. Por outro lado, para tensões elevadas tem-se o aumento da corrente de fuga do diodo o que pode comprometer a resposta do detector. O melhor compromisso entre estes parâmetros foi obtido para uma tensão de 60 V. Vale a pena ressaltar que, mesmo sem tensão de polarização, foi obtido um espectro de energia das partículas alfa no qual os três grupos principais destas partículas foram identificados.

O uso de colimador no diodo e a variação da distância fonte-detector alteram os espectros obtidos, principalmente no tocante à geração de picos satélites e resoluções em energia. Os melhores os resultados são observados nas situações de maior colimação do feixe ou definição da região de incidência das partículas no diodo.

O estudo da influência da temperatura do diodo e do pré-amplificador mediante a mistura refrigerante composta de proporções adequadas de nitrogênio líquido e álcool etílico não evidenciou melhora significativa nas resoluções em energia. Este resultado possivelmente está relacionado com a montagem experimental, uma vez que o diodo e o FET não estão em contacto direto com a placa de Cu. Vale a pena observar que a estabilidade da mistura exige uma monitoração constante com a adição freqüente de pequenas quantidades de nitrogênio líquido o que dificulta a utilização deste sistema em medidas que envolvem longos tempos de aquisição.

A origem dos picos satélites foi esclarecida e de fato, está relacionada com a presença dos anéis de guarda do diodo. É importante salientar que esta estrutura de múltiplos anéis é determinada para o aumento de resistência deste dispositivo aos danos de radiação e, conseqüentemente, não é a mais adequada para a espectrometria de partículas carregadas que possuam elevada densidade de ionização.

A análise do melhor espectro obtido evidenciou que a maior contribuição para a deterioração da resolução em energia é devida à elevada espessura (1 μm) da camada morta do diodo, a qual está relacionada com a própria estrutura deste dispositivo. Talvez seja esta a razão pela qual não tenha sido observada uma resposta melhor do sistema quando o diodo foi resfriado. No entanto, mesmo em temperatura ambiente, a resolução medida (FWHM = 18,8 keV) para partículas alfa de 5485,6 keV (^{241}Am) é comparável àquelas obtidas com detectores convencionais de barreira de superfície freqüentemente utilizados em espectrometria destas partículas.

APÊNDICE A – DIODO CERN1

As medidas dos elementos que compõem a estrutura do diodo CERN1 (anéis de guarda, área útil, eletrodo de sinal e zona de corte) foram obtidas no Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, onde se empregou um microscópio calibrado em micrometros, para cada tipo de lente de aumento, com uma escala de dez divisões, como apresenta a Tabela A1.

Tabela A.1 – Calibração da escala do microscópio empregado nas medidas do diodo CERN1.

Lente de Aumento	μm/divisão
50	2
20	5
10	10
5	20
2	50

A vista frontal do diodo CERN1 é mostrada na Figura A.1, a qual evidencia a estrutura do diodo em escala com alguns detalhes para uma melhor visualização, sendo todas as medidas indicadas na unidade de μm.

Por outro lado, nota-se também na Figura A.1, que existe um corte AB da vista frontal, representado na Figura A.2 apenas como um esquema do diodo CERN1 indicando as camadas de alumínio, dióxido de silício e a junção pn, com as medidas indicadas em unidades de μm, estabelecidas como descrito no item 4.1 do capítulo do arranjo experimental.

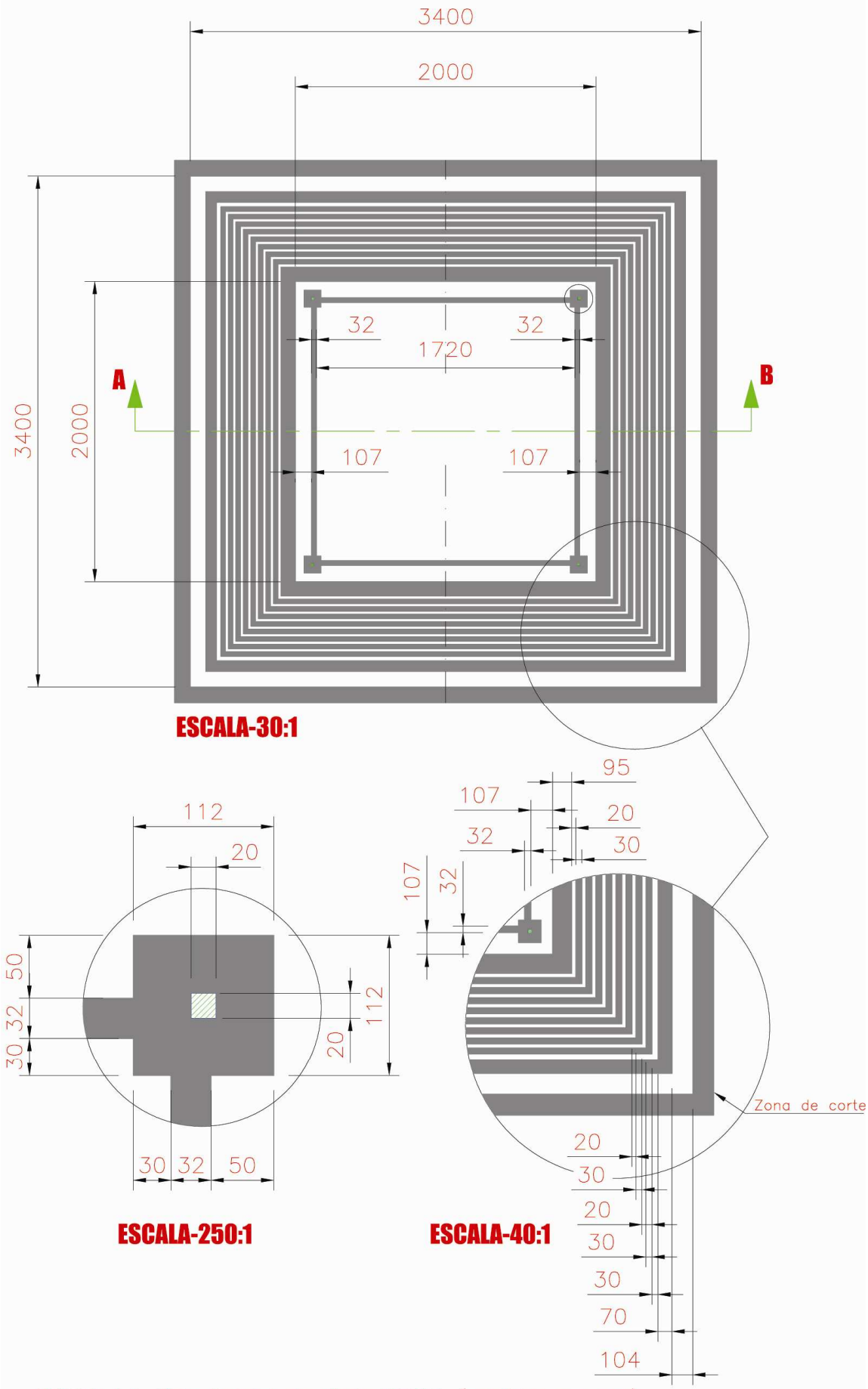

FIGURA A.1–Vista frontal do diodo CERN1 (medidas em μm).

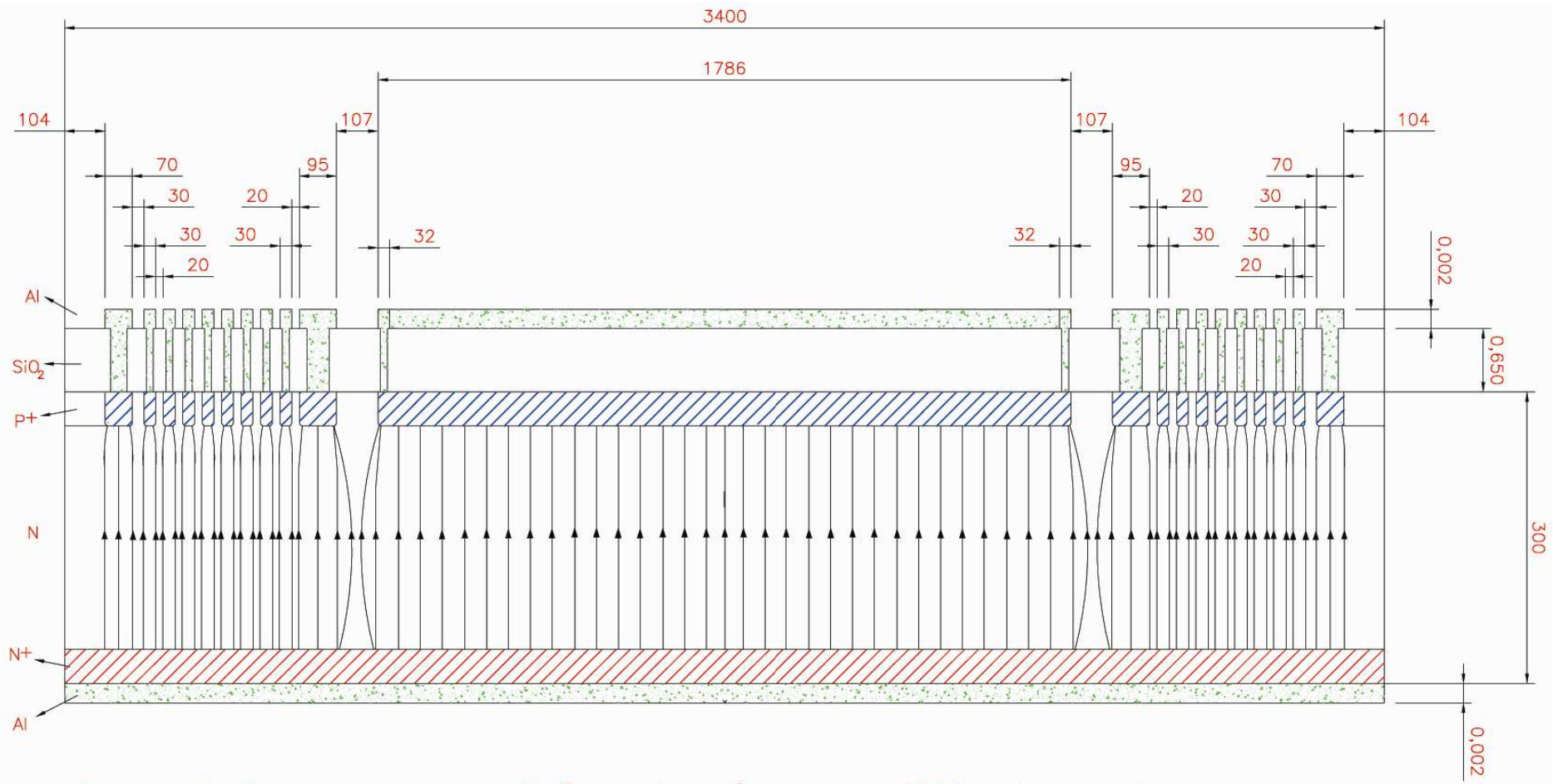

Figura A.2—Esquema do corte AB (vista frontal) do diodo CERN1. Medidas indicadas em μm.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] BELLUCCI, L. Silicon detector developments for CMS. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 462, p. 243-248, 2001. Section A.

[2] PAULUZZI, M. The AMS-01 silicon tracker assembly and the industrial approach to detector construction. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 473, p. 67-74, 2001. Section A.

[3] TOSELLO, F. The ALICE inner tracking system. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 473, p. 210-218, 2001. Section A.

[4] TSYGANOV, Y.S.; SUKHOY, A.M.; POLYAKOV, A.N.; YAKUSHEV, A.B.; VAKATOV, V.I. Real-time mode detection of heavy ion-induced nuclear reaction products. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 477, p. 406-409, 2002. Section A.

[5] SIEVERS, P. The LHCb Silicon Inner Tracker. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 485, p. 23-26, 2002. Section A.

[6] BRADLEY, P.D.; ROSENFELD, A.B.; ZAIDER M. Solid State microdosimetry. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 184, p. 135-157, 2001. Section B.

[7] BRUZZI, M.; BUCCIOLINI, M.; NAVA, F.; PINI, S.; RUSSO, S. Advanced materials in radiation dosimetry. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 485, p. 172-177, 2002. Section A.

[8] COUTO E SILVA, E. do. Space experiments with silicon strip detectors. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 473, p. 107-113, 2001. Section A.

[9] LUTZ, G.; RICHTER, R.H.; STRÜDER, L. Novel pixel detectors for X-ray astronomy and other applications. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 461, p. 393-404, 2001. Section A.

[10] CHAMBAUDET, A.; KLEIN, D.; VOYTCHEV, M. Study of the response of silicon detectors for alpha particles. ***Radiation Measurements***, v. 28, p. 127-132, 1997.

[11] VOYTCHEV, M; KLEIN, D.; CHAMBAUDET, A.; GEORGIEV, G.; IOVTCHEV, M. Applications of silicon photodiode detector for radon progeny measurements. ***Radiation Measurements***, v. 31, p. 375-378, 1999.

[12] TOMÉ, F.V.; RODRÍGUEZ, B.M.P.; LOZANO, J.C. Study of the representativity of uranium and thorium assays in soil an sediment samples by alpha spectrometry. ***Applied Radiation and Isotopes***, v. 56, p. 393-398, 2002.

[13] KRAFT, G. Tumortherapy with ion beams. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 454, p. 1-10, 2000. Section A.

[14] PAVEL, N.A.; Particle detectors for biomedical applications – demands and trends. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 478, p. 1-12, 2002. Section A.

[15] LINDSTRÖM, G.; MOLL, M.; FRETWURST, E. Radiation hardness of silicon detectors – a challenge from high-energy physics. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 426, p. 1-15, 1999. Section A.

[16] KAMAE, T. Developments in semiconductor detector technology and new applications – symposium summary. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 436, p. 297-303, 1999. Section A.

[17] KHODIN, A.; SHVARKOV, D.; ZALESSKI, V. Silicon avalanche photodiodes particle detector: modeling and fabrication. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 465, p. 253-256, 2001. Section A.

[18] WICHERT, T.; DEICHER, M. Studies of semiconductors. ***Nuclear Physics A***, v. 693, p. 327-357, 2001.

[19] STEINBAUER, E.; BAUER, P.; GERETSCHLAGER, M.; BORTELS, G.; BIERSACK, J.P.; BURGER, P. Energy resolution of silicon detectors – approaching the physical limit. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 85, p. 642-649, 1994. Section B.

[20] STEINBAUER, E.; BORTELS, G.; BAUER, P.; BIERSACK, J.P.; BURGER, P.; AHMAD, I. A survey of the physical process which determine the response function of silicon detectors to alpha-particles. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 339, p. 102-108, 1994. Section A.

[21] SÁNCHEZ, M.A; MARZAL, C.D.; Experimetal study of the curve-shape variations in alpha-particle spectrometry. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 414, p. 265-273, 1998. Section A.

[22] CALABUIG, F.J.L.; TOMÉ, V.F.; SÁNCHEZ, M.A.; GARCÍA, C.R.; SILVA, M.F. da; SOARES, J.C.; AGER, F.J.; BARBER, J.D.; MONTERO, R.P. Ion Beam analysis and alpha spectrometry of sources electrodeposited on several backings. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 136, p. 136-138, 1998. Section B.

[23] SÁNCHEZ, M.A.; MONTERO, R.P. Simplifying data fitting using branching ratios as constraints in alpha spectrometry. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 420, p. 81-488, 1999. Section A.

[24] MARTZ, D.E.; HOLLEMAN D.F.; MCCURDY, D.E. SCHIAGER, K.J. Analysis of atmospheric concentrations of RAA, RAB and RAC by alpha spectroscopy. ***Health Physics***, v. 17, p. 131-, 1969.

[25] KONDRSHOV, V.S.; SAJO-BOHUS, L.; GREAVES, E.D.; LIENDO, J.A. Approximation of spectrum alpha peaks by robust estimation. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 399, p. 140-146, 1997. Section A.

[26] DAYRAS, F. Analysis of ^{239}Pu, ^{244}Cm and 243Am spectra using the unfolding code Colégram without prior use of nuclear data library. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 490, p. 492-504, 2002. Section A.

[27] LIN, Z.; BERNE, A.; CUMMINGS, B.; FILLIBEN, J.J.; INN K.G.W. Competence of alpha spectrometry analysis algorithms used to resolve the ^{241}Am and ^{243}Am alpha peak overlap. ***Applied Radiation and Isotopes***, v. 56, p. 57-63, 2002.

[28] BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; SANTOS, M.D.S. The performance of low-cost commercial photodiodes for charged particle and X-ray spectrometry. *Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.*, v. 371, p. 460-464, 1996. Section A.

[29] BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; MAGALHÃES, R.R. de.; SANTOS, M.D.S. Espectrômetro de radiação eletromagnética com fotodiodos de Si In: V NATIONAL MEETING ON NUCLEAR APPLICATIONS, 2000, Rio de Janeiro, RJ. ***Proceedings...*** Rio de Janeiro: ABEN, 2000. CD-ROM.

[30] MAGALHÃES, R.R. de. ***Espectrometria de raios-X com diodos de Si***. 2000. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.

[31] CAMARGO, F.; BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; SANTOS, M.D.S. Utilização de diodos de Si para espectrometria alfa. In: VI NATIONAL MEETING ON NUCLEAR APPLICATIONS, 2002, Rio de Janeiro, RJ. ***Proceedings...*** Rio de Janeiro: ABEN, 2002. CD-ROM.

[32] CORRÊA, A.A.S.; BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; SANTOS, M.D.S. Detecção e espectrometria de elétrons de conversão interna e partículas beta com diodos de Si. In: VI NATIONAL MEETING ON NUCLEAR APPLICATIONS, 2002, Rio de Janeiro, RJ. ***Proceedings...*** Rio de Janeiro: ABEN, 2002. CD-ROM.

[33] BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; MAGALHÃES, R.R. de; SANTOS, M.D.S. Response of PIN diode as room temperature photon detectors. ***Applied Radiation and Isotopes***, v. 61, p. 1343-1347, 2004.

[34] CAMARGO, F. ***Estudo das características de resposta de diodos especiais para a espectrometria de partículas alfa***. 2002. Projeto de Conclusão de Curso (Monografia) – Pontifícia Universidade Católica de São Paulo, Campus Marquês de Paranaguá, São Paulo.

[35] CORRÊA, A.A.S. ***Detecção e espectrometria de elétrons de conversão interna e partículas beta com diodos de Si***. 2002. Projeto de Conclusão de Curso (Monografia) – Pontifícia Universidade Católica de São Paulo, Campus Marquês de Paranaguá, São Paulo.

[36] CAMARGO, F.; BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; RATO-MENDES, P.F.P.; PINTO, J.K.C.; SOUZA, J.P. de; SANTOS, M.D.S. On the origin of the satellite peaks in alpha particle spectra. ***Brazilian Journal Physics***, vol. 34, n. 3A, p. 936-938, 2004.

[37] CORRÊA, A.A.S.; BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; RATO-MENDES, P.F.P.; PINTO, J.K.C.; SOUZA, J.P. de; SANTOS, M.D.S. Manufactured silicon diode used as an internal conversion electrons detector. ***Brazilian Journal Physics***, vol. 34, n. 3A, p. 973-975, 2004.

[38] BUENO, C.C.; CORRÊA, A.A.S.; CAMARGO, F.; GONÇALVES, J.A.C.; MENDES, P.F.P.R. Response of a rad-hard silicon diode for charged particles. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 533, p. 435-441, 2004. Section A.

[39] GONÇALVES, J.A.C.; BUENO, C.C.; CAMARGO, F.; CORRÊA, A.A.S.; PINTO, J.K.C. Use of a rad-hard silicon diode for photon spectrometry. In: IEEE CONFERENCE ON NUCELAR SCIENCE SYMPOSIUM, 2004, Rome, Italy. ***Proceedings…*** Rome: IEEE, 2004. CD-ROM.

[40] MARMIER, P.; SHELDON, E. ***Physics of Nuclei and Particles***. 2.ed. New York: Academic, 1971, v.1.

[41] LEO, W.R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, A How-to Approach. 2. ed. Berlin: Springer-Verlag, 1994.

[42] KNOLL, G.F. ***Radiation Detection and Measurement***. 3. ed. New York: John Wiley & Sons,1999.

[43] BERTOLINI, G.; COCHE A. ***Semiconductor Detectors***. Amsterdam: North-Holland, 1968.

[44] DEARNALEY, G.; NORTHROP D.C. ***Semiconductor Counters for Nuclear Radiations***. 2. ed. Great Britain, London: E. & F.N. SPON Limited, 1966.

[45] PRICE, W.J. ***Nuclear Radiation Detection***. New York, N.Y.: Mc Graw-Hill,1958.

[46] FERMI, E. ***Nuclear Physics***. Chigaco: The University of Chigaco, 1974.

[47] TANARRO, A.S. ***Instrumentacion Nuclear***. Madrid: Servico de Publicaciones de La J.E.N.,1970.

[48] KAPLAN, I. ***Física Nuclear***. 2. ed. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1978.

[49] CHUNG, K.C. ***Introdução à Física Nuclear***. Rio de Janeiro: UERJ, 2001.

[50] BEISER, A. ***Conceitos de Física Moderna***. São Paulo: Poligono, 1969.

[51] ALMEIDA, E.S.; TAUHATA, L. ***Física Nuclear***. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1981.

[52] BERGER, M.J.; COURSEY, J.S.; ZUCKER, M.A. ESTAR, PSTAR and STAR: computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions, version 1.22. NIST. National Institute of Standards and Technology, June 1994-2002. Disponível em: <http://www.physics.nist.gov/star>. Acesso em: 05 mar. 2005.

[53] SZE, S.M. ***Semiconductor Devices Physics and Technology***. New York: John Wiley & Sons, 1985.

[54] JAEGER, R.C.; BLALOCK, T.N. ***Microeletronic Circuit Design: Chapter 2 Solid-State Eletronics***. Auburn University, United State of America. Disponível em: <http://eng.auburn.edu>. Acessado em: 15 mar. 2005.

[55] BASKI, A. ***Review of Solid-State Physics: Band theory of Solids***. Disponível em: <http://www.courses.vcu.edu/PHYS661/pdf/01SolidState041.ppt>. Acessado em: 13 mar. 2005.

[56] SARASWAT, K.C.; PEASE, R.F.W. ***Semiconductors in Equilibrium***. Stanford University. Disponível em: <http://www.stanford.edu>. Acessado em: 10 mar. 2005.

[57] CASSIGNOL, E.J. ***Semicondutores Física e Eletrônica***. São Paulo, S.P.: Edgard Blücher [s.d.].

[58] REZENDE, M.S. ***Materiais e Dispositivos Eletrônicos***. 2. ed. São Paulo, S.P.: Livraria da Física, 2004.

[59] STREETMAN, B.G. ***Solid State Electronic Devices***. 4.ed. New Jersey: Pretince Hall, 1995.

[60] SZE, S.M. ***Physics of Semiconductor Devices***. 2. ed. New York, N.Y.: John Wiley & Sons, 1981.

[61] EVENSEN, L.; HANNEBORG, A.; AVSET, B.S.; NESE, M. Guard ring design for high voltage operation of silicon detectors. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 337, p. 44-52, 1993. Section A.

[62] JAKLEVIC, J.M.; GOULDING, F.S. Semiconductor detector X-ray fluorescence spectrometry applied to environmental and biological analysis. ***IEEE Transaction on Nuclear Science***, v. NS-19, n. 1, p. 384-391, 1972.

[63] BELCARZ, E.; CHWASZCEWSKA, J.; SLAPA, M.; SZYMCZAK, M.; TYS, J. Surface barrier lithium drifted silicon detector with evaporated guard ring. ***Nuclear Instruments and Methods***, v. 77, p. 21-28, 1970.

[64] RANJAN, K.; BHARDWAJ, A; NAMRATA; CHATTERJI, S.; SRIVASTAVA, A.K,; KUMAR-JHA, M.; KUMAR, A.; SHIVPURI, R.K. High-voltage planar Si detectors

for high-energy physics experiments: comparison between metal-overhang and fiel-limiting ring techniques. ***Solid-State Eletronics***, v. 48, p. 1587-1595, 2004.

[65] KANEKO, T.; YAMAMURA, Y. Energy straggling of light-ion beams. ***Physical Review A***, v. 33, n. 3, p. 1653-1660, 1986.

[66] L'HOIR, A. Study of the asymmetrical response of silicon surface barrier detectors to MeV light ions. Application to the precise analysis of light ions energy spectra I. Helium ions. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 223, n. 2-3, p. 336-345, 1984.

[67] AMSEL, G.;COHEN, C.; L'HOIR, A. ***Ion Beam Surface Analysis***. Plenum, NY: O. Meyer, G. Linker and F. Käppeler, 1976. p. 963.

[68] BORTELS, G.; COLLAERS, P. Analytical function for fitting peaks in alpha-particle spectra from Si. ***Applied Radiation and Isotopes***, v. 38, n. 10, p. 831-837, 1987.

[69] ROOSBROECK, W. van. Theory of yield and fano factor of electron-hole pairs generated in semiconductors by high-energy particles. ***Physical Review***, v. 139, n. 5A, p. 1702-1716, 1965.

[70] DRUMMOND, W.E.; MOLL, J.L. Hot carriers in Si and Ge radiation detectors. ***Applied Radiation and Isotopes***, v. 42, n. 13, p. 5556-5562, 1971.

[71] ZULLIGER, H.R. Hole-electron production in semiconductors. ***Applied Radiation and Isotopes***, v. 42, n. 13, p. 5570-5577, 1971.

[72] ZULLIGER, H.R.; AITKEN, D.W. Fano factor fact and fallacy. ***IEEE Transaction on Nuclear Science***, v. NS-17, n. 3, p. 187-195, 1970.

[73] EBERHARD, J.E. Fano Factor in Silicon at 90 K. ***Nuclear Instruments and Methods***, v. 80, n. 2, p. 291-292, 1970.

[74] DÉSI, S. Low energy radiation detection with silicon semiconductor detectors using a new type preamplifier. ***Nuclear Instruments and Methods***, v. 70, n.1, p. 57-60, 1969.

[75] NICOLSON, P.W. ***Nuclear Electronics***. London: John Wiley & Sons, 1974.

[76] HOROWITZ, P.; HILL, W. ***The Art of Electronics***. 2. ed. New York: Cambridge University, 1997.

[77] OTT, H.W. ***Noise Reduction Techniques in Electronic Systems***. 2. ed. New York: John Wiley & Sons, 1988.

[78] VELJKO, R. Low-noise techniques in detectors. ***Annual Review of Nuclear and Particle Science***, v. 38, p. 217-277, 1988.

[79] VELJKO, R. Semiconductor position-sensitive detectors. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 226, p. 209-218, 1984.

[80] SELLER, P. Summary of thermal, shot and flicker noise in detectors and readout circuits. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 426, p. 538-543, 1999. Section A.

[81] GRAMSCH, E.; LYNN, K.G.; WEBER, M. Silicon PIN photodetectors in high resolution nuclear spectroscopy. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 311, p. 529-538, 1992. Section A.

[82] BERTUCCIO, G.; PULLIA, A. A method for the determination of the noise parameters in preamplifying systems for semiconductor radiation detectors. ***Review of Scientific Instruments***, v. 66, n. 11, p. 3294-3298, 1993.

[83] DABROWSKI, W.; KORBEL, K. Noise and optimum filtering in spectrometers with semiconductor detectors operating at elevated temperatures. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 227, p. 293-300, 1984.

[84] SPIELER, H. Front-end eletronics and signal processing. Disponível em: <http://www-physics.lbl.gov/~spieler>. Acessado em: 4 mar. 2005.

[85] BORER, K.; JANOS; S.; PALMIERI, V.G.; DEZILLIE, B.; LI, Z.; COLLINS, P.; NIINIKOSKI, T.O.; LOURENÇO, C.; SONDEREGGER, P.; BORCHI, E.; BRUZZI, M.; PIROLLO, S.; GRANATA, V.; PAGANO, S.; CHAPUY, S.; DIMCOVSKI, Z.; GRIGORIEV, E.; BELL, W.; DEVINE, S.R.H.; O'SHEA, V.; SMIYH, K.; BERGLUND, P.; BOER, W. de; HAULER, F.; HEISING, S.; JUNGERMANN, L.; CASAGRANDE, L.; CINDRO, V.; MIKUŽ, M.; ZAVARTANIK, M.; VIÁ, C. da; ESPOSITO, A.; KONOROV, I.; PAUL, I.; SCHMITT, L.; BUONTEMPO, S.; D'AMBROSIO, N.; PAGANO, S.; RUGGIERO, G.; EREMIN, V.; VERBISKAYA, E. Charge collection efficiency of irradiated silicon detector operated at cryogenic temperatures. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 440, p. 5-16, 2000. Section A.

[86] LEROY, C.; ROY, P.; CASSE, G.L.; GLASER, M.; GRIGORIEV, E.; LEMEILLEUR, F. Charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 434, p. 90-102, 1999. Section A.

[87] LEROY, C.; ROY, P.; CASSE, G.L.; GLASER, M.; GRIGORIEV, E.; LEMEILLEUR, F. Study of charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 426, p. 99-108, 1999. Section A.

[88] CASSE, G.; DOLEŽAL, Z.; GLASER, M.; KOHOUT, Z.; KONÍČEK, J.; LEMEILLEUR, F.; LEROY, C.; LINHART, V.; MARES, J.J.; POSPÍŠIL, S.; ROY, P.; SOPKO, B.; ŠIŇOR, M.; ŠVEJDA, J.; VOROBEL, V.; WILHELM, I. Scanning of irradiated silicon detectors using alpha particles and low-energy protons. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 434, p. 118-130, 1999. Section A.

[89] A250 Application Notes, AN250-2, Revision 3, 2001. Disponível em: <http://www.amptek.com>. Acessado em: 2 fev. 2005.

[90] AEA TECHNOLOGY. ***Source Certificate nº 104820 – GE 149***. AEA Technology QSA GmbH, Germany, 1998.

[91] CARRILLO, H.R.V. Geometrical efficiency for parallel disk source and detector. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 371, p. 535-537, 1996. Section A.

[92] CARRILLO, H.R.V. Erratum to "Geometrical efficiency for parallel disk source and detector. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 371, p. 535-537, 1996. Section A". ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 538, p. 814, 2005. Section A.

[93] RUBY, L. Further comments on the geometrical efficiency of a parallel-disk source and detector system. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 337, p. 531-534, 1994. Section A.

[94] WIELOPOLSKI, L. Monte Carlo calculation of the average solid angle subtended by a parallelepiped detector from a distributed source. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 226, p. 436-448, 1984.

[95] BELLUSCIO, M.; LEO, R. de; VOX, A. Effects of finite dimensions in source-detector solid-angle evaluation. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 114, p. 145-147, 1974.

[96] JAFFEY, A.H. Solid Angle subtended by a circular aperture at point and spread sources: formulas and same tables. ***Review of Scientific Instruments***, v. 25, n. 4, p. 349-354, 1954.

[97] OTAVIANO, A.M.; HELENE, A.M.; VANIN, V.R. ***Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental***. São Paulo: Edgard Blücher, 1981.

[98] VUOLO, J.H. ***Fundamentos da Teoria de Erros***. 2. ed. São Paulo: Edgard Blücher, 2000.

[99] GAMMAL, A. ***Correlação Angular Gama-Gama e Elétron-Gama no Decaimento do ^{134}Cs***. 1992. Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo, Instituto de Física, São Paulo.

[100] BURGER, P.; BEROUD, Y. Industrial applications of passivated ion-implanted silicon detectors. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 226, p. 45-49, 1984. Section A.

[101] KOLLEWE, D. Performance of 10 × 10 mm^2 PIN silicon photocells used as high resolution charged particle detectors. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 254, p. 637-638, 1987. Section A.

[102] GOODA, P.H., GILBOY, W.B. High Resolution alpha spectroscopy with low cost photodiodes. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 255, p. 222-224, 1987. Section A.

[103] AHMAD, I.; BETTS, R.R.; HAPP, T.; HENDERSON, D.J.; WOLFS, F.L.H.; WUOSMAA, A.H. Nuclear spectroscopy with Si PIN diode detectors at room temperature. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 299, p. 201-204, 1999. Section A.

[104] CHANDA, R.N.; DEAL, R.A. Catalogue of semiconductor alpha-particle spectra, IN-1261, 1970.

[105] CHU, S.Y.F.; EKSTRÖM, L.P.; FIRESTONE, R.B. ***The Lund/LBNL Nuclear Data Search, Version 2.0: WWW Table Of radioactive Isotopes – database 2/28/1999***. Disponível em: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>. Acessado em: 10 mar. 2005.

[106] ERGOROV, N.; EREMIN, V.; GOLUBKOV, S.; KONKOV, K.; KOZLOV, Y.;LI, Z.; SIDOROV, A. Operation of guard rings on the ohmic side of n^+-p-p^+ diodes. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 426, p. 197-205, 1999. Section A.

[107] LI, Z.; ANDERSON, D.; BARNETT, B.; CHEN, W.; CHIEN, C.Y.; EREMIN, V.; FRAUSTSCHI, M.; GRIM, G.; HU, G.; KWAN, S.; LANDER, D.; MANI, S.; PANDEY, S.U.; WANG, Q.; WILLARD, S.; XIE, X. Simulation and design of various configurations of silicon detectors for high irradiation tolerance up to 6 ×10^{14} n/cm^2 in LHC application. ***Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res.***, v. 409, p. 180-183, 1998. Section A.

[108] LI, Z.; HUANG, W.; ZHAO, L.J. Study of the correlation between the cutting edge current breakdown and the simulated lateral electrical field boundary in high resistivity silicon detectors with multi-guard ring structure. ***IEEE Transaction on Nuclear Science***, v. 47, n. 3, p. 729-736, 2000.