



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

ESPECTROMETRIA DE RAIOS-X COM DIODOS DE Si

RODRIGO RODRIGUES DE MAGALHÃES

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

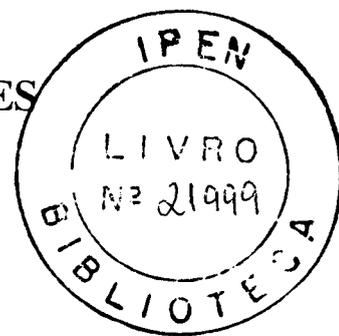
Orientadora:
Dra. Carmem Cecília Bueno Tobias

São Paulo
2000

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Espectrometria de Raios-X com Diodos de Si

RODRIGO RODRIGUES DE MAGALHÃES

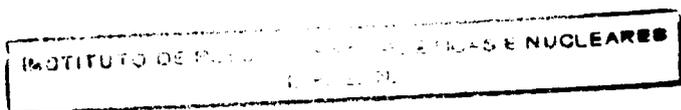


Dissertação apresentada como parte dos requisitos para a obtenção do Grau de “Mestre em Ciências” na Área de Tecnologia Nuclear – Aplicações

Orientadora: Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias

São Paulo

2000



A Minha Mãe

Comissão Julgadora

Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias (Orientadora) – IPEN-CNEN/SP e PUC/SP

Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins – IF/USP

Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati – IF/USP e IPEN-CNEN/SP

AGRADECIMENTOS

A **Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno Tobias**, minha Orientadora, por seu total apoio, incentivo, compreensão e dedicação integral durante o desenvolvimento e conclusão deste trabalho.

Ao **Prof. Dr. Marcello Damy de Souza Santos**, por sua dedicação contínua e valiosas sugestões durante a realização deste trabalho.

A **Profa. Dra. Josemary Angélica Correa Gonçalves**, pelo incentivo e dedicação durante o desenvolvimento deste trabalho.

Ao **Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati**, pelo incentivo e empréstimo de parte das fontes radioativas usadas nas medidas, sem as quais este trabalho não poderia ser realizado.

Ao **Eng. José Carlos Sabino**, pelo auxílio na confecção do protótipo final da câmara à vácuo utilizada.

A **Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP**, pela concessão de Bolsa de Estudos durante a realização deste trabalho.

A Direção do Laboratório do Acelerador Linear, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, na pessoa do **Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins**, pelas facilidades no uso da infra-estrutura.

A **Superintendência do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares** pelas facilidades proporcionadas durante a realização deste trabalho.

A Chefia da Divisão de Novos Produtos e Desenvolvimento e a Coordenadoria de Aplicações na Engenharia e na Indústria do IPEN, nas pessoas do **Dr. Leonardo Gondim de Andrade e Silva e Dr. Wanderley de Lima**, pelo interesse e pelas facilidades proporcionadas durante a realização deste trabalho.

O Autor

Espectrometria de Raios-X com Diodos de Si

Rodrigo Rodrigues de Magalhães

RESUMO

O presente trabalho contempla o desenvolvimento de um sistema para a espectrometria de radiação eletromagnética de baixa energia, baseado no emprego de fotodiodos comerciais de Si (Siemens SFH00206 e Hamamatsu S2506-02), de baixo custo, como detetores destas radiações.

Para otimizar as condições de resposta destes fotodiodos na espectrometria de alta resolução de raios-X, foi desenvolvido um sistema de resfriamento tanto do fotodiodo como do primeiro estágio de amplificação (FET) do pré-amplificador, mediante o uso de células *Peltier*.

Os melhores valores de resolução em energia para o raio- γ de 59.5 keV do ^{241}Am obtidos, em 9°C, foram FWHM = 2,10 keV para o fotodiodo Siemens SFH00206 e FWHM = 1,82 keV para o Hamamatsu S2506-02.

X-Ray Spectrometry with Si Photodiodes

Rodrigo Rodrigues de Magalhães

ABSTRACT

This work envisages the development of a high resolution electromagnetic radiation spectrometry system, based on the use of low cost commercial silicon photodiodes (Siemens SFH00206 and Hamamatsu S2506-02).

In order to improve the performance of these photodiodes for high resolution X-ray spectrometry, a cooling system using *Peltier* cells was developed to decrease the temperature of both photodiode and preamplifier's FET.

The best values of the resolution for the 59.5 keV ^{241}Am γ -ray line, at 9°C, were found to be 2.10 keV and 1.82 keV for the Siemens SFH00206 and Hamamatsu S2506-02 photodiodes respectively.

ÍNDICE

I-	Introdução	10
II-	Características Fundamentais dos Semicondutores	12
	II.1- A Junção P-N.....	12
	II.2- Capacidade da Junção Semicondutora.....	14
III-	Princípio de Operação de Fotodiodos como Detetores de Radiação	18
IV-	Fatores que Influenciam a Resolução em Energia	21
	IV.1- Flutuação Estatística na Produção dos Pares Elétron- Lacuna.....	22
	IV.2- Flutuações no Processo de Coleta de Cargas.....	25
	IV.3- Ruído Eletrônico.....	26
V-	Resultados Experimentais	34
	V.1- Escolha dos Diodos Utilizados.....	34
	V.1.a- Medida Dinâmica da Capacidade.....	34
	V.1.b- Medida da Espessura da Camada de Depleção.....	36
	V.1.c- Medida da Corrente de Fuga em Temperatura Ambiente.....	37
	V.2- Sistema de Resfriamento dos Diodos.....	38
	V.2.a- Calibração de Células <i>Peltier</i>	39
	V.3- Corrente de Fuga e Ruído Eletrônico em Baixas Temperaturas.....	40
	V.3.a- Medida da Corrente de Fuga em Função da Temperatura.....	40
	V.3.b- Medida do Ruído Eletrônico em Função da Temperatura.....	41
	V.4- Ruído Eletrônico em Função da Constante de Tempo do Amplificador....	46

V.5-	Linearidade do Sistema Eletrônico de Detecção.....	47
V.6-	Resolução em Energia para Raios-X.....	49
	V.6.a- Resolução em Função da Tensão de Polarização.....	50
	V.6.b- Resolução em Função da Temperatura	52
V.7-	Eficiência Relativa de Absorção Total de Energia.....	54
V.8-	Calibração em Energia.....	55
V.9-	Construção de um Pré-Amplificador de Baixo Ruído Eletrônico.....	62
	V.9.a- Pré-Amplificador com FET Resfriado.....	62
	V.9.b- Resolução em Energia para Raios-X.....	64
	i- Resolução em Função da Tensão de Polarização.....	64
	ii- Resolução em Função da Temperatura do Diodo.....	67
	iii- Resolução em Função da Temperatura do FET.....	69
V.10-	Sistema XR-100CR Amptek.....	70
VI-	Comparação dos Resultados.....	72
VII-	Conclusões.....	74
VIII-	Bibliografia.....	76

I- Introdução

A espectrometria de radiação eletromagnética de baixa energia tem sido intensamente estudada na última década em consequência da grande utilização desta técnica em aplicações industriais, pesquisas de física atômica e nuclear, astrofísica e física do estado sólido [1-9]. Em cada caso, a escolha do detector é fundamentalmente determinada pela sua resolução em energia e em tempo, eficiência intrínseca, estabilidade de resposta e sensibilidade. Nesse contexto, o uso de diodos de Si tem crescido muito nos últimos anos devido à possibilidade de obtenção de espectros com menores distorções na parte de menor energia, compatíveis aos obtidos com detectores de Si(Li) – os quais apresentam o inconveniente de refrigeração permanente, além do preço elevado.

Em virtude da ótima resolução em energia, os diodos de Si têm sido empregados em quase todas as técnicas que envolvem espectrometria de partículas carregadas [10-13] e de radiações eletromagnéticas de baixa energia: experimentos de radiação de síncrotron [14], medidas de coeficiente de difusão na produção de filmes condutores ou semicondutores [15], entre outros.

Os resultados recentemente obtidos em nosso laboratório [16], associados a nossa necessidade de desenvolver um sistema de espectrometria de raios-X de baixa energia para ser empregado em medidas de abundância isotópica nos minérios brasileiros, nos incentivaram a dar continuidade ao estudo de fotodiodos comerciais de Si em espectrometria destas radiações, a fim de aprimorar os resultados e aprofundar o conhecimento dos fenômenos limitantes das resoluções em energia encontradas.

Alguns conceitos físicos sobre a junção semicondutora, necessários a uma melhor compreensão sobre suas características, como por exemplo sua capacidade, aparecem no Capítulo II deste trabalho. O Capítulo III contempla o princípio de operação dos diodos como detetores de radiação eletromagnética de baixa energia.

A seguir, são descritos no Capítulo IV os fatores envolvidos na resolução em energia para a espectrometria das radiações eletromagnéticas, abordando o fator Fano (F) e efeitos como o da coleta das cargas produzidas pela interação da radiação com o material detetor, além do ruído eletrônico, para a resolução em energia.

Finalmente, são apresentados no Capítulo V os resultados experimentais obtidos e sua discussão. Uma comparação global dos sistemas de detecção empregados é feita no Capítulo VI, estando as conclusões finais do presente trabalho descritas, em seguida, no Capítulo VII.

II- Características Fundamentais dos Semicondutores

Os fotodiodos são sensores usados para a detecção de luz, gerando um impulso de corrente ou tensão quando uma junção P-N de um semicondutor é iluminada. De modo geral, os diferentes tipos de fotodiodos existentes: PNN⁺, PIN, SCHOTTKY e APD apresentam excelente linearidade relativa à luz incidente, baixo ruído, resposta espectral bastante extensa, robustez mecânica e longa vida.

Uma vez que a operação do fotodiodo como detetor de radiação está associada às propriedades da junção P-N (ou N-P), passaremos a descrevê-las a seguir.

II.1- A Junção P-N

A possibilidade de se construir diodos e transistores com semicondutores decorre da existência de processos tecnológicos que permitem estabelecer em um monocristal regiões do tipo P e do tipo N, separadas por uma região de transição extremamente delgada (espessura da ordem de 0,01 μm).

Tem-se uma junção P-N, que é então produzida quando cristais do tipo N e do tipo P são ligados de forma que se mantenha a continuidade do reticulado cristalino através da junção. Esta continuidade pode ser estabelecida por muitos processos, dos quais os mais comuns são:

a) Processo de Crescimento: no qual a concentração de impurezas é variada enquanto o cristal está sendo crescido;

b)Processo de Liga: em que a impureza é fundida sobre uma pastilha de semiconductor;

c)Processo de Difusão: onde o gás de impureza difunde-se em um cristal de material semiconductor, mantido a alta temperatura.

Consideremos um bloco de material semiconductor tipo N, que vai ser unido a outro do tipo P. Cada bloco é neutro, pois contém igual número de elétrons e de lacunas.

Quando a junção é formada, as lacunas de P e os elétrons de N difundem-se através da junção procurando igualar as densidades de elétrons livres e de lacunas em todo o cristal. Aparece então uma corrente de difusão inicial devido ao forte gradiente de concentração de cargas nas vizinhanças da junção. As lacunas deslocam-se para o lado N e os elétrons para o lado P. Em consequência, há um aumento da recombinação em ambos os lados da junção, reduzindo o número de elétrons livres e lacunas nesta região. Assim, as cargas ligadas à estrutura não são mais neutralizadas pelos portadores livres. O resultado líquido desta corrente de difusão inicial é produzir um grande número de átomos imóveis carregados: cargas positivas no lado N e negativas no lado P. Portanto, forma-se uma camada de carga espacial, cuja espessura, t , é da ordem de 10^{-4} a 10^{-5} cm. Como consequência, um campo elétrico se estabelece nessa região de carga espacial, o qual reduz a difusão dos portadores majoritários de carga através da junção. A tensão ou barreira de potencial associada a este campo, ϕ_0 , varia de cerca de 0,2 a 1V, e aumenta em magnitude à medida que a corrente de difusão inicial deixa mais átomos de impureza carregados em cada lado da junção. A região onde se encontram estes átomos carregados, por conter poucos portadores de carga é também chamada de camada de depleção. Fora desta região, entretanto, tem-se muitos portadores livres, e a condutividade do cristal é alta; apenas na camada espacial de cargas a condutividade é baixa e, portanto, toda a diferença de potencial ϕ_0 , aparece nesta região.

Os portadores minoritários de carga (lacunas do lado N e elétrons no lado P) são arrastados pela ação do campo elétrico estabelecido pelas cargas fixas e imediatamente impelidos para lados opostos da junção. Os elétrons são forçados a migrar para o lado N e lacunas para o lado P. Tal ação reduz a carga elétrica líquida em cada lado da junção, assim como a amplitude da barreira de potencial. Esse fluxo de portadores minoritários de carga através da junção constitui uma corrente de deriva chamada de corrente de saturação inversa.

A corrente de difusão é composta por duas componentes: uma de lacunas migrando do lado P para o lado N, e outra de elétrons migrando do lado N para o lado P; sendo que esses portadores de carga ainda precisam obter energia suficiente para transpor a barreira de potencial (vencer a força de repulsão do campo na junção). A corrente de saturação inversa, por sua vez, também possui duas componentes: lacunas migrando do lado N para o lado P, e elétrons migrando do lado P para o lado N. Esses portadores são produzidos na junção, ou perto dela, por energia térmica.

À medida que a diferença de potencial da barreira aumenta, pela difusão de portadores majoritários de carga, chega-se a um ponto onde a corrente de difusão é igual, em amplitude, à corrente de saturação reversa. É então estabelecido um equilíbrio, com corrente líquida nula no cristal, sem polarização externa.

II.2- Capacidade da Junção Semicondutora

De ambos os lados de uma junção forma-se, como dito acima, uma camada de carga espacial carregada com carga positiva na região N e negativa na região P. Esta condição é semelhante a duas placas paralelas opostamente carregadas, uma vez que a região de depleção no material semicondutor atua como um dielétrico.

Desta forma, a junção funciona como um capacitor plano cuja espessura da camada de depleção, t , varia com a tensão, V , externamente aplicada ao diodo. Pela definição de capacidade, pode-se inferir que:

$$C_T = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dt} \frac{dt}{dV} \quad (1)$$

onde, C_T é a capacidade total da junção e, Q , é a carga máxima acumulada em C_T .

Considerando t_p e t_n as espessuras da região de depleção nos lados P e N, respectivamente, e que a carga total dentro da região de depleção no lado N é igual, em módulo, àquela do lado P, as densidades volumétricas de carga, ρ , nestas regiões serão: $-qN_A \text{ C/cm}^3$ no lado P, e $qN_D \text{ C/cm}^3$ no lado N. N_A , e, N_D correspondem às respectivas concentrações de carga no lado P e no lado N.

A tensão na junção pode ser determinada em termos dessas densidades pela aplicação, em duas etapas, da equação de Poisson [17]:

$$\nabla\phi = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (2)$$

onde ϵ é a constante dielétrica do Si.

Portanto, para os lados N e P da junção, a aplicação da Equação de Poisson (em uma dimensão) fica:

$$\frac{d^2V_N}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon} \quad \text{e} \quad \frac{d^2V_P}{dx^2} = \frac{qN_A}{\epsilon} \quad (3) \text{ e } (4)$$

Particularizando o lado P e integrando teremos:

$$\frac{dV_P}{dx} = \frac{qN_A}{\epsilon}x + k_1 \quad \text{e} \quad V_P(x) = \frac{1}{2} \frac{qN_A}{\epsilon}x^2 + k_1x + k_2 \quad (5) \text{ e } (6)$$

onde k_1 e k_2 são constantes de integração e q a carga elementar ($1.60 \times 10^{-19} \text{C}$).

A determinação das constantes de integração k_1 e k_2 pode ser feita considerando que o campo elétrico e a tensão são nulos fora da região de depleção, ou:

$$\frac{dV_P}{dx} = 0 \quad \text{com } x = -t_p \quad \text{e} \quad V_P = 0 \quad \text{com } x = -t_p$$

Sendo t_p a espessura da região de depleção no lado P, então:

$$k_1 = \frac{qN_A}{\epsilon} t_p \quad \text{logo} \quad (7)$$

$$0 = \frac{qN_A t_p^2}{2\epsilon} - \frac{qN_A t_p^2}{\epsilon} + k_2 \quad \text{e assim}$$

$$k_2 = \frac{qN_A t_p^2}{2\epsilon} \quad (8)$$

Desta forma, chega-se a equação de $V_P(x)$:

$$V_P(x) = \frac{1}{2} \frac{qN_A}{\epsilon} \left[x^2 + 2t_p x + t_p^2 \right] \quad (9)$$

A diferença de potencial no lado P será dada pela diferença $V_P(x=0) - V_P(x=-t_P)$ e, portanto:

$$V_P = \frac{qN_A t_P^2}{2\epsilon} \quad (10)$$

Analogamente, obtém-se V_N :

$$V_N = \frac{qN_D t_N^2}{2\epsilon} \quad (11)$$

Assim, a diferença de potencial total na junção (V_T) fica dada por:

$$V_T = V_N + V_P = V + \phi_0 \quad (12)$$

onde ϕ_0 é a diferença de potencial na junção (barreira de potencial) sem tensão de polarização externa e V é a tensão de polarização externa.

Das equações 10 e 12 podemos escrever:

$$t_P = \left[\frac{2\epsilon V_P}{qN_A} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\epsilon V_T - 2\epsilon V_N}{qN_A} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

Entretanto, é sabido que $N_A t_P = N_D t_N$ e assim a equação 11 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$V_N = \frac{qN_A^2 t_P^2}{2\epsilon N_D} \quad (14)$$

Substituindo a equação 14 na equação 13 resulta:

$$t_P = \left[\frac{2\epsilon V_T}{qN_A \left[1 + \frac{N_A}{N_D} \right]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

De forma análoga, temos:

$$t_N = \left[\frac{2\epsilon V_T}{qN_D \left[1 + \frac{N_D}{N_A} \right]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

Assim, podemos calcular a espessura total da camada de depleção, pois $t = t_P + t_N$ e, portanto:

$$t = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left[\frac{N_A + N_D}{N_A - N_D} \right]} \sqrt{V_T} \quad (17)$$

Ao analisarmos esta equação, verificamos que a espessura da camada de depleção varia com a raiz quadrada da tensão total de polarização da barreira.

A variação da espessura da camada de depleção no lado P para uma variação da tensão total de polarização pode agora ser determinada como sendo:

$$\frac{dt_P}{dV_T} = \sqrt{\frac{\epsilon N_D}{2qV_T N_A (N_D + N_A)}} \quad (18)$$

Por outro lado, a variação das cargas fixas na região de depleção do lado P, com relação a variação da espessura da camada de depleção no lado P, fica dada por:

$$\frac{dQ_P}{dt_P} = qAN_A, \text{ onde } A \text{ é uma constante.} \quad (19)$$

Finalmente, retomando a equação 1, chegamos à equação abaixo para a capacidade do diodo:

$$C_T = A \sqrt{\frac{q}{2V_T} \left[\frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right]} \quad (20)$$

Conclui-se, portanto, que a capacidade do diodo é inversamente proporcional à raiz quadrada da tensão total de polarização da barreira.

III- Princípio de Operação de Fotodiodos como Detetores de Radiação

Fotodiodos do tipo PIN foram os escolhidos neste trabalho para serem estudados como detetores de radiação devido, principalmente, a sua maior rapidez de resposta (quando polarizado reversamente), baixas correntes de fuga e melhor tolerância para tensões que conduzam à ruptura ("breakdown").

Este tipo de fotodiodo possui uma camada de Si intrínseco (I), de alta resistividade (camada ou zona de depleção), formada na região da junção P-N, como pode ser visto na Figura 1 a seguir.

Quando um fóton atinge o diodo e transfere sua energia ao cristal, ele pode, dependendo da largura da banda proibida deste, arrancar por efeito fotoelétrico um elétron da banda de valência, levando-o para a banda de condução. Este elétron deixa na banda de valência uma lacuna, e diz-se então que houve a formação de um par elétron-lacuna. O elétron assim formado tem uma energia cinética proporcional à energia do fóton incidente e pode, através de colisões, causar excitações no retículo cristalino gerando fonons e também mais pares elétrons lacuna.

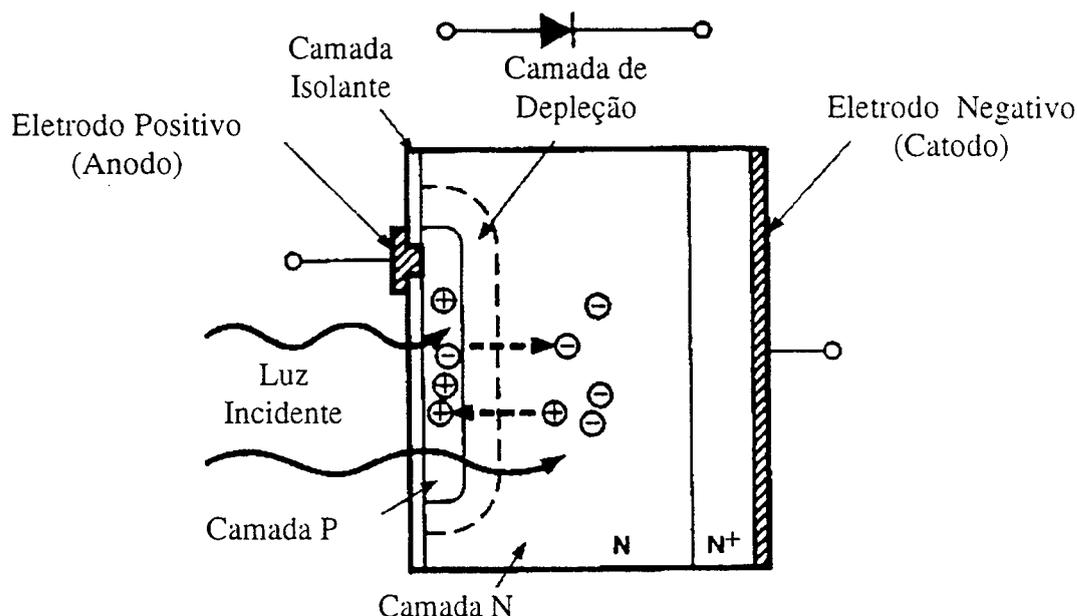


Figura 1 – Desenho esquemático de um diodo do tipo PIN

Este processo pode ocorrer em qualquer região do diodo: nas camadas P ou N e também na região de depleção. Neste último caso, mesmo em ausência de um campo elétrico externo, os elétrons são acelerados em direção à camada N e as lacunas em direção à camada P, devido à existência da barreira de potencial ϕ_0 (da ordem de 0.7V para o Si), criada na junção. Entretanto, como esta diferença de potencial é pequena, torna-se grande a probabilidade de recombinação dos pares elétrons lacuna, conduzindo a uma coleta parcial da carga produzida na região de depleção. Este efeito é o principal responsável pela perda de linearidade de resposta em relação à energia da radiação incidente. Para solucionar este inconveniente e tornar mais rápida a resposta do diodo, é necessário polarizá-lo reversamente, ou seja, conectar o lado P ao potencial negativo e o lado N ao potencial positivo de uma fonte de tensão estabilizada.

Desta forma, os elétrons e lacunas produzidos na região de depleção serão arrastados pelo campo elétrico nesta região de forma que os elétrons se dirigirão para o lado N e as lacunas para o lado P.

O número de pares elétron-lacuna gerados como consequência da absorção total da energia E do fóton incidente é $n_0 = \frac{E}{w}$, onde w é a energia média necessária para se produzir um par elétron-lacuna. Para o Si, em $T = 300\text{ K}$, $w = 3,62\text{ eV}$ [18] e, portanto, aproximadamente três vezes maior que a energia da banda proibida do Si na mesma

temperatura. Isto ocorre devido ao fato da perda de energia no cristal não ocorrer somente por fenômenos que conduzem a formação de pares elétron-lacuna, mas também pela produção de fonôns. Entretanto, como w é muito inferior à energia necessária para se produzir um par de íons em um gás ($w = 30$ eV) tem-se, para a mesma radiação incidente, um número de portadores de carga aproximadamente dez vezes maior ao produzido em um detector gasoso. Este fato traduz-se experimentalmente em uma resolução em energia muito superior nos semicondutores quando comparada aos detectores gasosos.

Entretanto, outros fatores, como o ruído eletrônico, coleta parcial de cargas e flutuações estatísticas na produção dos pares elétron-lacuna, limitam a obtenção de melhores resoluções em energia nos detectores semicondutores.

IV- Fatores que Influenciam a Resolução em Energia

Em muitas aplicações de detectores semicondutores é de grande interesse medir a energia da radiação incidente, sendo este tipo de medida chamado em geral de espectrometria. Uma propriedade importante de um detector relacionada à espectrometria é a sua função resposta à incidência de radiação monoenergética, a qual pode ser obtida através da distribuição das amplitudes de impulsos provenientes do detector para a energia considerada.

Como a resposta do detector deve ser proporcional à energia da radiação incidente, no caso ideal, a distribuição de amplitudes dos impulsos é representada por uma função delta, caracterizada por um pico de amplitude (H_0) muito bem definida. Entretanto, flutuações no número de pares elétron-lacuna produzidos pela absorção total da energia da radiação incidente no detector, conduzem a um alargamento do pico que, frequentemente, assume a forma de uma gaussiana.

A capacidade de um sistema de detecção de diferenciar detalhes finos sobre a energia da radiação incidente obviamente depende da função resposta do detector, e será tanto melhor quanto mais estreita for a distribuição obtida. O parâmetro relevante para se definir a resolução em energia de um detector é a largura da distribuição de amplitudes, medida em uma altura que corresponde exatamente à metade da altura máxima do pico ("Full Width at Half Maximum"- FWHM).

Outros fatores como a coleta parcial dos pares elétron-lacuna produzidos no detector, o empilhamento de impulsos para altas taxas de contagens, o ruído eletrônico gerado no sistema de amplificação dos sinais elétricos, etc. , contribuem para o alargamento do pico da distribuição. Admitindo a superposição independente desses efeitos, o valor medido da largura à meia altura do pico será dado por:

$$(\text{FWHM})_{\text{obs}}^2 = (\text{FWHM})_{\text{est}}^2 + (\text{FWHM})_{\text{col}}^2 + (\text{FWHM})_{\text{el}}^2 + \dots \quad (21)$$

onde:

$(\text{FWHM})_{\text{obs}} \rightarrow$ é a resolução observada no espectro de radiação;

$(\text{FWHM})_{\text{est}} \rightarrow$ corresponde às flutuações estatísticas no processo de criação de pares elétron-lacuna em consequência da absorção da radiação incidente: depende, fundamentalmente, do fator Fano F e da energia média necessária para a produção de um par elétron-lacuna;

$(\text{FWHM})_{\text{col}} \rightarrow$ engloba as flutuações no processo de coleta dos pares elétron-lacuna produzidos;

$(\text{FWHM})_{\text{el}} \rightarrow$ representa o ruído intrínseco do detetor e do sistema eletrônico a ele associado.

Assim, a resolução final de um sistema de detecção para uma radiação monoenergética fica definida como:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{H_0} \quad (22)$$

sendo FWHM a largura total a meia altura da distribuição e H_0 a centróide do pico.

IV.1- Flutuação Estatística na Produção dos Pares Elétron-Lacuna

Uma radiação de energia E ao atingir o material semicondutor, que constitui o detector, perde sua energia através de fenômenos competitivos que podem gerar pares elétron-lacuna, provocar vibrações no retículo cristalino, etc. Desta forma, a perda de energia da radiação incidente é um processo estatístico, resultado de um grande número de eventos sujeitos às leis de probabilidade. Admitindo-se que tais eventos sejam

independentes, as flutuações estatísticas correspondentes podem ser calculadas através da distribuição de Poisson [17, 19].

Assim, a flutuação estatística no número (n_0) de pares elétron-lacuna gerados pela absorção total da energia E da radiação incidente é representada pelo desvio padrão (σ) de Poisson, dado por $\sqrt{n_0}$. Como n_0 é sempre um número muito grande, a distribuição de amplitudes dos impulsos, ou da função resposta do detector, é uma função Gaussiana, onde o parâmetro σ determina a largura total à meia altura (FWHM) do pico da distribuição através da relação:

$$\text{FWHM} = 2,35 \cdot \sigma \quad (23)$$

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: $H_0 = K \cdot n_0$, sendo K uma constante de proporcionalidade. Assim, o desvio padrão (σ) do pico da distribuição de amplitude será $\sigma = K \cdot \sqrt{n_0}$ e, portanto:

$$\text{FWHM} = 2,35 \cdot K \cdot \sqrt{n_0} \quad (24)$$

Assim, o melhor valor possível da resolução, R , fica limitado pela flutuação estatística inerente à formação dos pares elétron-lacuna, sendo dada pela seguinte equação:

$$R = \frac{2,35}{\sqrt{n_0}} \quad (25)$$

É importante verificar que o valor mínimo da resolução em energia depende do número de pares gerados, sendo tanto menor quanto maior for a energia da radiação incidente. Portanto, o detector ideal para espectrometria é aquele que conduz, para uma

dada energia incidente, a criação do maior número de portadores de carga, o que justifica a melhor resolução em energia apresentada pelos detectores semicondutores quando comparados aos detectores gasosos e cintiladores.

Entretanto, apesar da equação 25 indicar teoricamente o menor valor possível para a resolução em energia devido às flutuações nos processos de produção de cargas no detector, resultados experimentais evidenciaram que os valores medidos de R podem ser menores do que aqueles previstos pela distribuição de Poisson. Estes resultados parecem indicar que os fenômenos de colisão não são independentes e, portanto, o número de portadores de carga produzidos não podem ser descritos simplesmente pela distribuição de Poisson. Um estudo feito por Fano [20] demonstrou que a variância (σ^2) observada é menor do que a esperada pela distribuição de Poisson; como consequência, Fano introduziu um fator, denominado "fator Fano", F, o qual é definido pela relação entre a variância obtida experimentalmente e a prevista pela estatística de Poisson. Assim a equação 25 pode ser re-escrita da seguinte forma:

$$FWHM = 2,35 \sqrt{\frac{F}{n_0}} \quad (26)$$

Para os detectores semicondutores, o valor de F geralmente é menor do que 1, porém, existem discrepâncias entre os valores citados na literatura para o silício [21, 22], o que limita a possibilidade de uma previsão teórica, com grande precisão, do melhor valor de resolução em energia que pode ser atingido em uma medida.

Um outro problema que envolve as flutuações estatísticas na resposta do detector, é o da coleta parcial das cargas geradas pela interação da radiação no material detector.

A perda das cargas devido a processos de recombinação e armadilhamento ocorre quando o seu caminho livre médio é comparável à espessura da região de depleção. As causas para este efeito são principalmente campos elétricos não homogêneos na região sensível do detector ou excesso de impurezas, determinando a perda de sua linearidade na resposta como veremos a seguir.

IV.2- Flutuações no Processo de Coleta de Cargas

A definição de amplitude do sinal elétrico gerado no detetor semiconductor, bem como a sua linearidade de resposta em função da energia da radiação incidente, são fatores fortemente influenciados pela possibilidade da carga total produzida no semiconductor ser parcialmente coletada.

De fato, elétrons e lacunas produzidos na região de depleção podem, dependendo do campo elétrico externo aplicado, sofrer recombinação ou ficar retidos nas armadilhas existentes sob a forma de impurezas ou de defeitos no retículo cristalino, fazendo com que se perca a linearidade de resposta do detetor. Qualquer um destes processos mencionados diminui a vida média dos portadores de carga gerados no cristal. Para que uma grande fração dos pares elétron-lacuna produzidos seja coletada é necessário que o tempo de coleta seja desprezível diante da vida média desses portadores de carga.

Esta condição é obtida experimentalmente fazendo-se com que as dimensões da região de depleção sejam muito menores do que o caminho livre médio, λ , de elétrons e lacunas, o qual é definido simplesmente como a distância média percorrida pelos elétrons (ou lacunas) antes de sofrerem recombinação ou ficarem presos em uma armadilha do retículo. Desta forma, o caminho livre médio pode ser dado pelo produto da vida média, τ , e da velocidade média de arrastamento, v , dos elétrons e lacunas. Assim:

$$\lambda_e = \tau_e v_e \quad e \quad \lambda_h = \tau_h v_h \quad (27)$$

sendo que a 300K, os valores das vidas médias são [23, 24]:

$$\tau_e = 1037 \mu s \quad e \quad \tau_h = 1041 \mu s$$

v_e e v_h são as velocidades médias de arrastamento de elétrons e lacunas.

Dentro de certos limites de campo elétrico, E , (no Si, em geral $E < 10^4$ V/cm) a velocidade de arrastamento é diretamente proporcional a ele, ou:

$$v_e = \mu_e E \quad e \quad v_h = \mu_h E \quad (28)$$

onde:

μ_e e $\mu_h \rightarrow$ são as mobilidades para elétrons e lacunas.

Para o Si em 300K [23, 24] $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ e $\mu_h = 480 \text{ cm}^2/\text{V.s}$

Dentro dos limites já assinalados, o caminho livre médio de elétrons e lacunas pode ser escrito como:

$$\lambda_e = \mu_e \tau_e E \quad \text{e} \quad \lambda_h = \mu_h \tau_h E \quad (29)$$

Um parâmetro importante neste estudo é a eficiência de coleta das cargas produzidas pelo campo elétrico aplicado, que em última análise é dada pela relação entre as cargas coletadas e aquelas produzidas no detetor pela interação da radiação no material detetor.

Admitindo-se que as flutuações geradas no sinal devido à coleta parcial de cargas seguem uma distribuição gaussiana [9], tem-se:

$$(\text{FWHM})_{\text{col}}^2 = 8 \ln(2) \sigma_{\text{col}}^2 \quad (30)$$

onde a variância (σ_{col}^2) está relacionada com a eficiência de coleta de cargas e portanto com a energia da radiação incidente.

IV.3- Ruído Eletrônico

O ruído eletrônico gerado pelo sistema detetor-pré-amplificador é o maior responsável pela limitação da resolução em energia obtida com a utilização de detetores semicondutores [25-28].

O detetor pode ser considerado, em uma boa aproximação, como uma fonte de corrente (sinal) em paralelo com uma capacidade, C_d , e uma resistência, R_d [25].

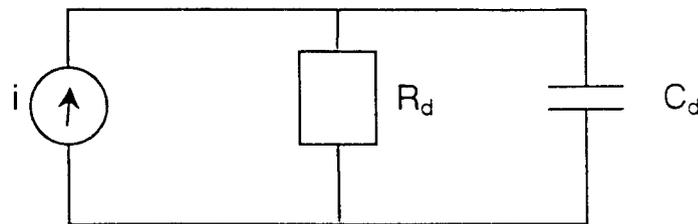


Figura 2 – Esquema equivalente de um detetor

onde R_d e C_d são, respectivamente, a resistência e a capacidade da camada de depleção e portanto, como vimos anteriormente, variam com a tensão de polarização aplicada.

Em função desta variação, é freqüentemente necessário o emprego de um pré-amplificador sensível à carga, cujo esquema simplificado está representado abaixo:

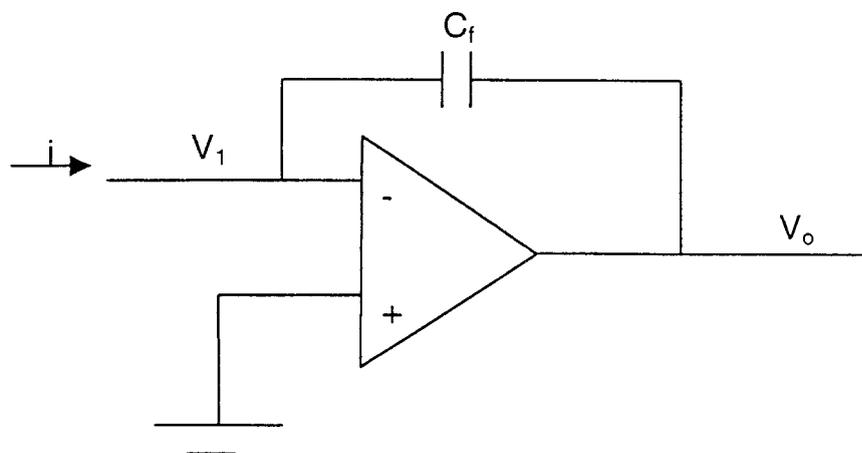


Figura 3 – Esquema simplificado de um pré-amplificador sensível à carga

onde:

$i \rightarrow$ sinal de corrente;

$V_1 \rightarrow$ amplitude do sinal de entrada;

$V_o \rightarrow$ amplitude do sinal de saída;

$C_f \rightarrow$ capacidade de realimentação.

Considerando a entrada inversora do pré-amplificador, que possui elevada impedância de entrada, o sinal de saída V_o será:

$$V_o = -AV_1 \quad (31)$$

e portanto $V_1 - V_o = Q/C_f \quad (32)$

sendo A é o ganho do amplificador e Q é a carga armazenada no capacitor de re-alimentação C_f . Portanto:

$$V_o = -\frac{QA}{(A+1)C_f} \quad (33)$$

Para elevados valores de ganho ($A \gg 1$) tem-se que $V_o \cong -\frac{Q}{C_f}$ (34)

Para obter a máxima sensibilidade do pré-amplificador, C_f deve ser a menor possível (geralmente em torno de 1pF). Entretanto, o ganho A é uma função da frequência (W), e seu comportamento está representado na figura abaixo:

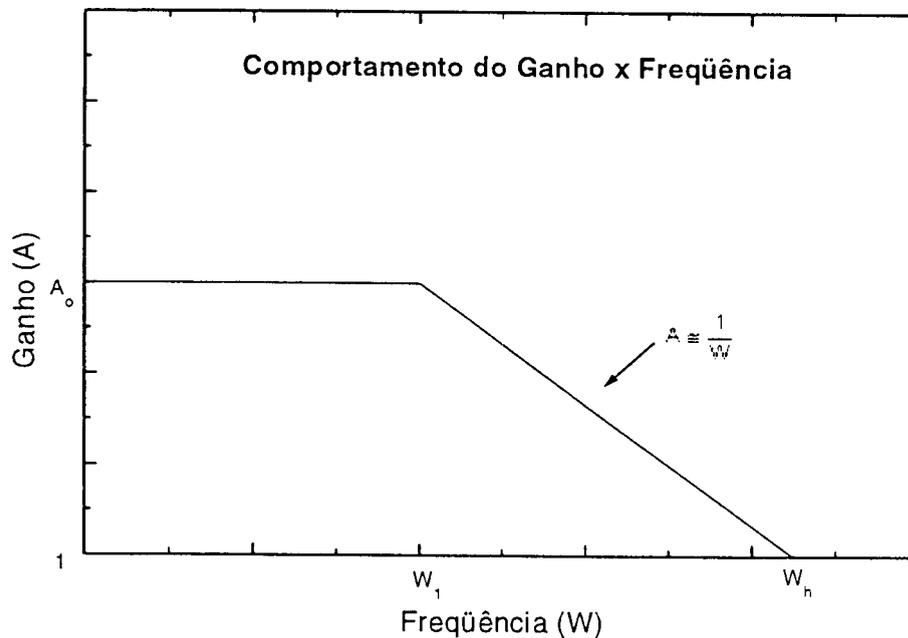


Figura 4 – Curva do ganho do amplificador em função da frequência

A curva mostra que, para valores de frequência menores do que W_1 , o ganho permanece constante e independe da frequência; já para valores de W superiores a W_1 , o ganho diminui até atingir o valor unitário para $W = W_h$. Estes dois valores de frequência são importantes para definir o ganho dc do pré-amplificador:

$$A = \frac{W_h}{W_1} \quad (35)$$

A mudança de fase entre o sinal de saída (V_o) e o de entrada (V_i) no amplificador é nula para a região em que o ganho independe da frequência, e é de 90° na região em que o ganho decresce inversamente com a frequência. Assim, o pré-amplificador sensível à carga se comporta, em relação ao sinal, como um grande capacitor em série com um resistor, e portanto o sinal de entrada, tanto para altas quanto para baixas frequências, será:

$$V_i = \frac{i}{(A + 1)WC_f} \quad (36)$$

onde i é a corrente que flui pelo circuito.

O valor da capacidade pode ser obtido pelo ganho dc (independente da frequência) e o valor da resistência pode ser obtido do ganho dependente da frequência e da capacidade de re-alimentação.

Desta forma, o circuito equivalente detetor-pré-amplificador torna-se o seguinte:

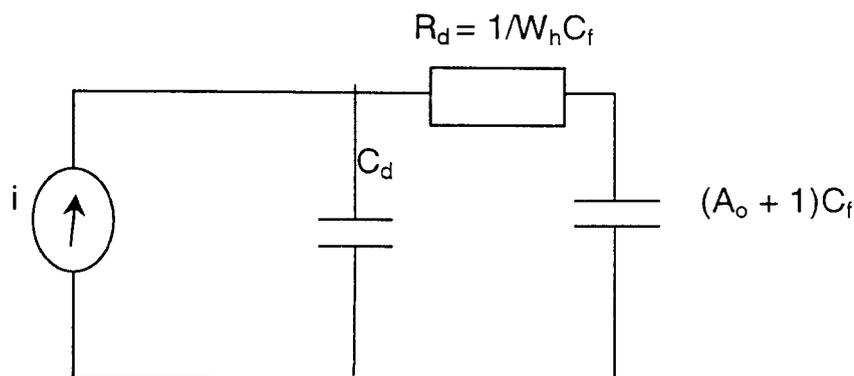


Figura 5 – Circuito equivalente detetor-pré-amplificador

Logo, se $(A_o + 1)C_f \gg C_d$, a maior parte do sinal é transferida ao amplificador através da capacidade de realimentação, e o sinal de saída V_o para $A_o C_f \gg C_d$ será:

$$V_o \cong -\frac{Q}{C_f} \quad (37)$$

Por outro lado, o tempo de subida do sinal, τ_r , isto é, o tempo necessário para que o pulso tenha sua amplitude acrescida de 10% a 90% do seu valor máximo, é determinado pela constante de tempo do detetor. Logo:

$$\tau_r = C_d R_d = \frac{C_d}{W_h C_f} \quad (38)$$

Para sinais rápidos, onde o sinal de corrente pode ser considerado como um impulso, tem-se: $i(t) = Q\delta(t)$ e o mesmo contém uma contribuição (ou mistura) igual de todas as frequências, sendo por isto denominado sinal "branco". Neste caso, o sinal de saída do pré-amplificador fica dado por:

$$V_o(t) = -\left(\frac{Q}{C_f}\right)\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}}\right) \quad (39)$$

Desta forma, medindo-se τ_r em função de C_d ou C_f pode-se obter informações sobre o detetor e o pré-amplificador. Na prática, o circuito de realimentação do pré-amplificador inclui uma grande resistência em paralelo com a capacidade, de modo que o sinal de saída decai exponencialmente do valor máximo com uma longa constante de tempo (Figura 6).

Em função do exposto, é possível agora representar as fontes de ruído geradas pelo sistema constituído pelo detetor-pré-amplificador. Neste caso, a análise do problema do ruído é simplificada consideravelmente, admitindo-se um amplificador ideal (sem ruído) com fontes de ruído colocadas na sua entrada. Em geral, é útil considerar o ruído como sendo originado em duas fontes separadas: uma em paralelo e outra em série com a entrada do amplificador, conforme mostra a Figura 7.

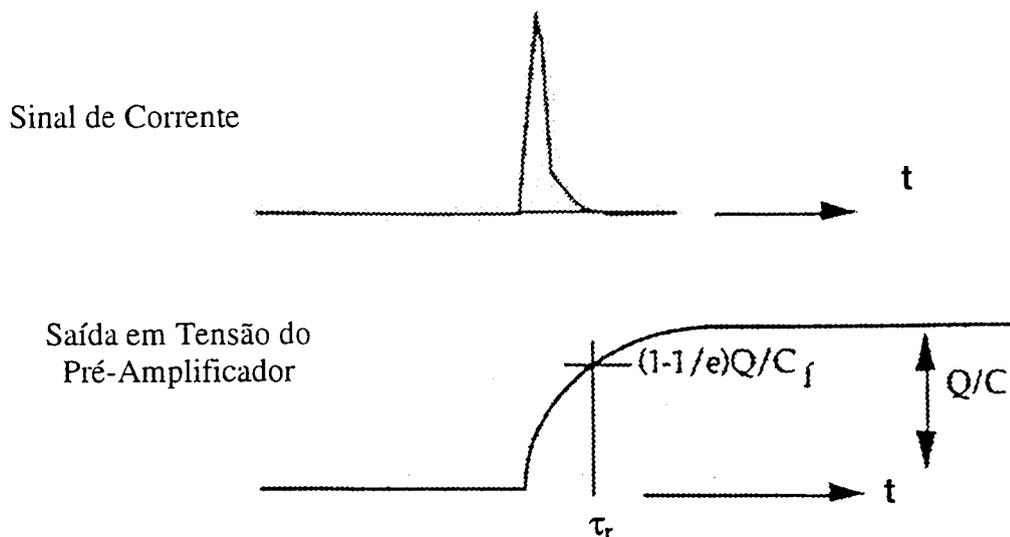


Figura 6 – Decaimento do sinal de saída com constante de tempo longa

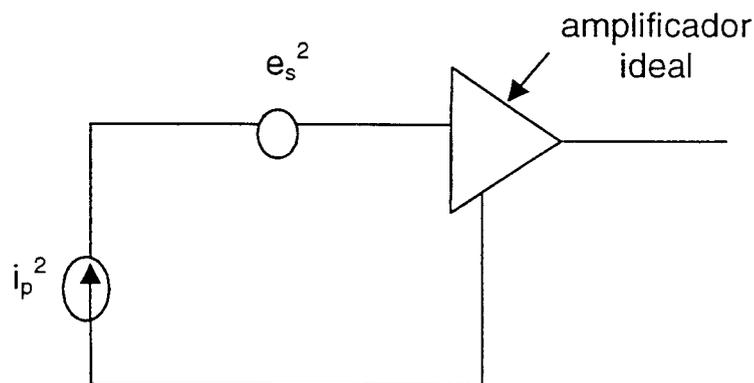


Figura 7 – Desenho esquemático das fontes de ruído do pré-amplificador

i_p^2 e e_s^2 são os valores médios quadráticos das flutuações de corrente e tensão por unidade de intervalo de frequência. Nestas condições, a questão do ruído eletrônico é tratada de modo que a grandeza que realmente interessa para a medida seja a flutuação em torno de um valor médio.

O ruído paralelo na entrada do amplificador ideal tem sua origem nas correntes de fuga do detetor (ruído *Shot*) e no ruído térmico na resistência R , em paralelo com a entrada. Assim:

$$i_p^2 = \left(2eI_F + \frac{4kT}{R} \right) \quad (40)$$

onde k é a constante de Boltzman, T a temperatura e I_F a corrente de fuga. Usualmente, R tem um valor grande de forma que o ruído é fundamentalmente determinado pela corrente de fuga do detetor.

O ruído em série é originado nas flutuações térmicas da corrente que flui no canal condutor do transistor de efeito de campo (FET), situado no primeiro estágio do pré-amplificador, e se comporta como uma fonte de tensão colocada na entrada do pré-amplificador. Portanto:

$$e_s^2 = 4kT \left(\frac{2}{3g_m} \right) \quad (41)$$

onde g_m é a transcondutância do FET, sendo tipicamente da ordem de $0,005\Omega^{-1}$.

Os dois tipos de ruído descritos acima são constituídos por uma mistura de frequências e são denominados brancos; entretanto, quando o detector é conectado ao sistema, o ruído total é afetado pela presença da capacidade característica do detector, como pode ser visualizado na Figura 8.

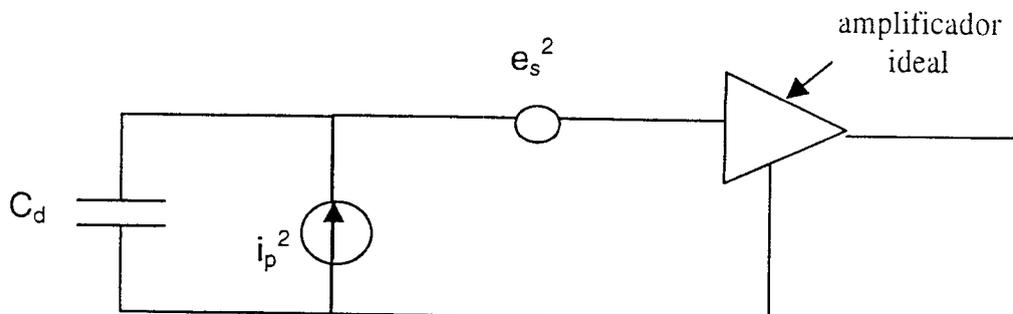


Figura 8 – Desenho esquemático das fontes de ruído do sistema detector-pré-amplificador

Então, o ruído total efetivo na entrada do pré-amplificador ideal, I_n , será:

$$I_n^2 = i_p^2 + e_s^2 W^2 C_d^2 \quad (42)$$

Por essa razão, o ruído não pode mais ser classificado como branco pois a capacitância C_d representa uma impedância que depende da frequência.

Entretanto, apesar de ter sido tratado o ruído gerado somente no sistema detector-pré-amplificador (o qual na realidade representa a maior contribuição ao ruído eletrônico total), é necessário considerar que a relação sinal/ruído pode ser melhorada escolhendo-se uma constante de tempo adequada no amplificador, usado também para formatar o pulso proveniente do pré-amplificador. Este procedimento se faz necessário pois o sinal de saída do pré-amplificador não tem a forma adequada para permitir uma análise de muitos pulsos e também porque o sistema não é otimizado para a melhor relação sinal/ruído. O fato do sinal conter várias frequências (sinal branco) e o ruído ter uma forte dependência com a frequência, sugere que a resposta pode ser melhorada selecionando-se uma banda de frequências para transmitir os sinais usando um amplificador com filtros de frequência. O amplificador frequentemente usado possui circuitos conhecidos como filtros de frequências baixas e altas colocados em série com o pré-amplificador. O efeito total é produzir uma formatação do pulso que pode ser expressa por uma função do tipo:

$$f(t) = \alpha Q \left(\frac{t}{\tau} \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (43)$$

sendo Q o impulso de carga de entrada no amplificador e α uma constante.

O ruído total do sistema é então caracterizado pelo ruído equivalente em carga (ENC), definido como o sinal de mesma amplitude que o ruído (medido em rms) do sistema.

Em sendo assim, a variância introduzida pelo ruído eletrônico pode ser dada por:

$$\sigma_r^2 = (\text{ENC})^2 = a i_p^2 \tau + b e_s^2 \frac{C_d^2}{\tau} + c \quad (44)$$

Este é um resultado geral para qualquer filtro de frequências caracterizado por uma constante de tempo τ , sendo a, b e c constantes diferentes para cada filtro.

Assim, considerando que as flutuações introduzidas pelo ruído eletrônico na definição da amplitude do impulso (e portanto na resolução em energia) seguem uma distribuição gaussiana [9], tem-se que:

$$(\text{FWHM})_r^2 = 8 \ln(2) \sigma_r^2 \quad (45)$$

Logo:

$$(\text{FWHM})_r^2 = 8 \ln(2) \left[a i_p^2 \tau + b e_s^2 \frac{C_d^2}{\tau} + c \right] \quad (46)$$

A análise da equação acima mostra que, para um dado sistema, o ruído eletrônico observado é uma função de i , C_d e τ . Como consequência, para um dado valor de i e C_d , existe um valor de τ para o qual $(\text{FWHM})_r^2$ é mínima. Esta situação se traduz experimentalmente em uma maior relação sinal ruído e, portanto, uma melhor resolução em energia.

V- Resultados Experimentais

V.1- Escolha dos Diodos Utilizados

Uma análise preliminar das características dos fotodiodos disponíveis no mercado nos conduziu a escolha dos fotodiodos Hamamatsu S2506-02 e Siemens SFH00206, cujas características fundamentais como área útil, corrente de fuga e capacidade estão representadas na tabela abaixo:

Tabela 1 – Características dos Fotodiodos Utilizados

Fotodiodos	Área Útil (mm ²)	Capacidade (pF) Tensão = 0V	Corrente de Fuga (nA) Tensão = 0V
SFH00206	7,0	78,5	0,15
S2506-02	7,5	12,2	0,08

V.1.a- Medidas Dinâmicas de Capacidade

A fim de caracterizar as condições de resposta dos fotodiodos nas faixas de tensões sugeridas pelos fabricantes, foram inicialmente realizadas medidas dinâmicas da capacidade dos fotodiodos em função da tensão de polarização reversa. Para tanto, utilizou-se um medidor C x V, marca HP, modelo 4280A, do laboratório de Micro-

Eletrônica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Para uma frequência de 1 MHz, os resultados obtidos estão apresentados nas Figuras 9 e 10 a seguir:

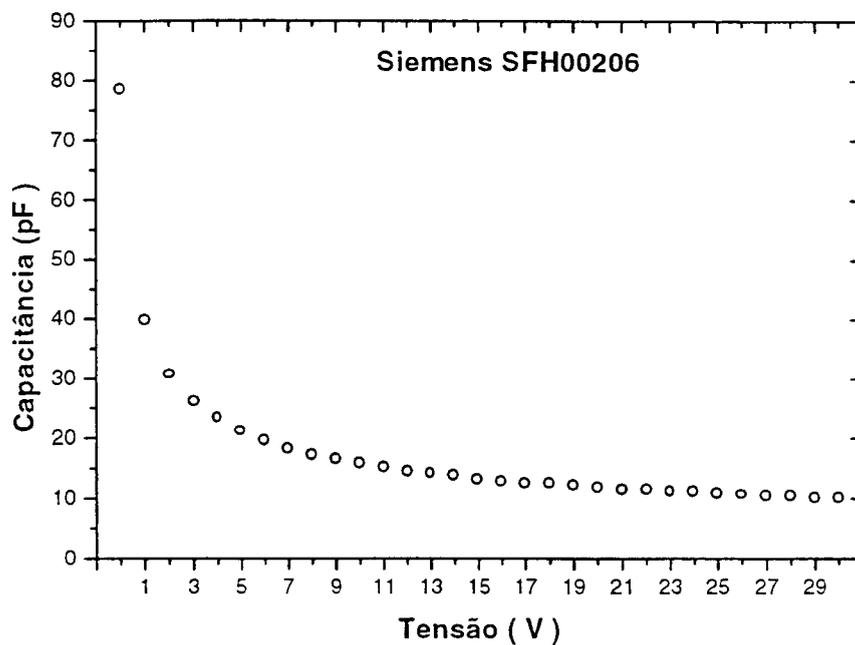


Figura 9 - Curva de capacidade em função da tensão de polarização

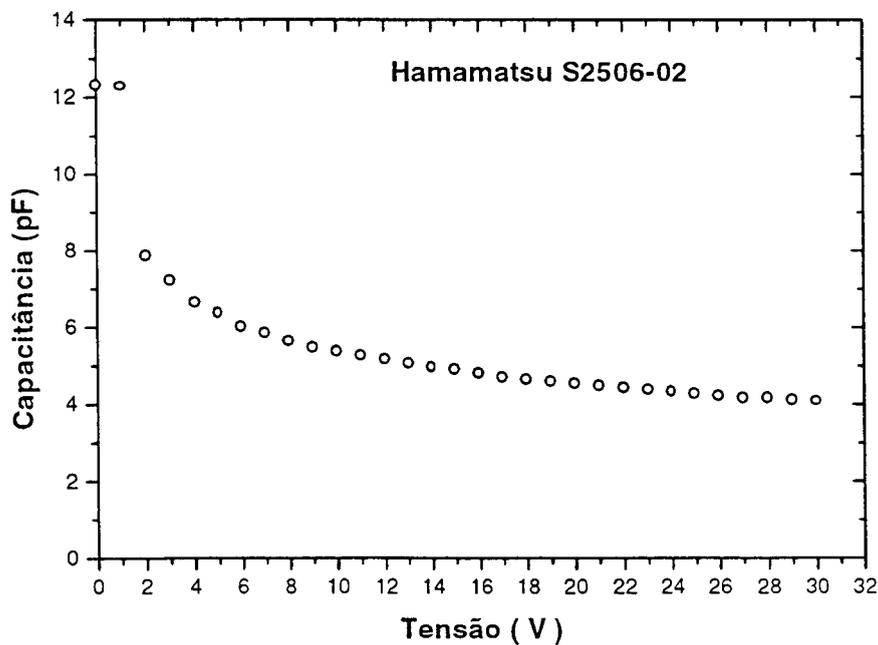


Figura 10 - Curva de capacidade em função da tensão de polarização

V.1.b- Medida da Espessura da Camada de Depleção

A análise das Figuras 9 e 10 mostra que a capacidade diminui com o aumento da tensão de polarização reversa, conseqüência do aumento da espessura da camada de depleção do fotodiodo. Portanto, em analogia a um capacitor plano, pode-se determinar a variação da espessura da camada de depleção dentro da faixa de tensão de polarização dos fotodiodos. Os resultados obtidos, considerando-se a constante dielétrica do Si como 1.062×10^{-10} F/m para os dois fotodiodos estudados, estão representados nas Figuras 11 e 12.

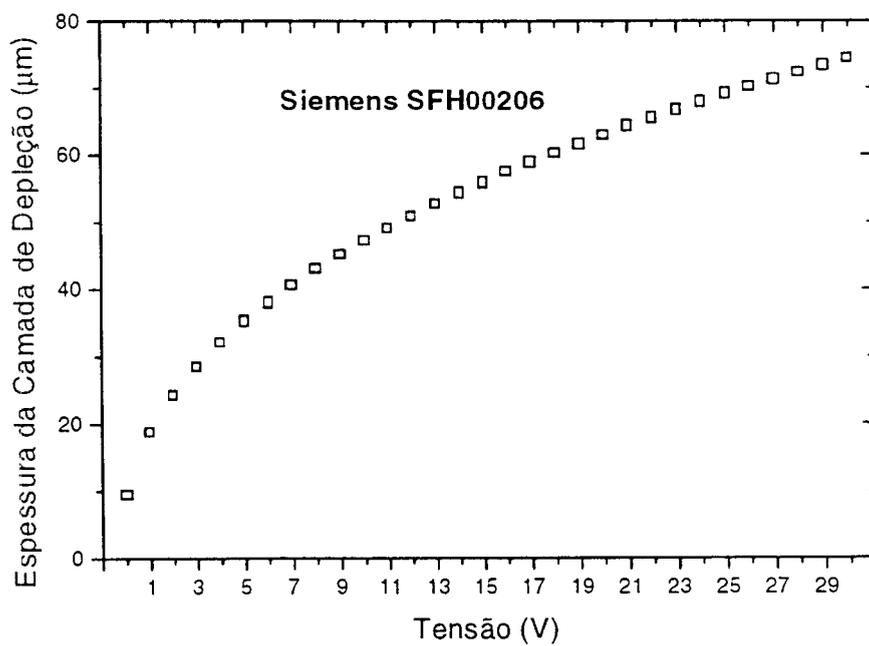


Figura 11 - Curva da variação da espessura da camada de depleção em função da tensão de polarização

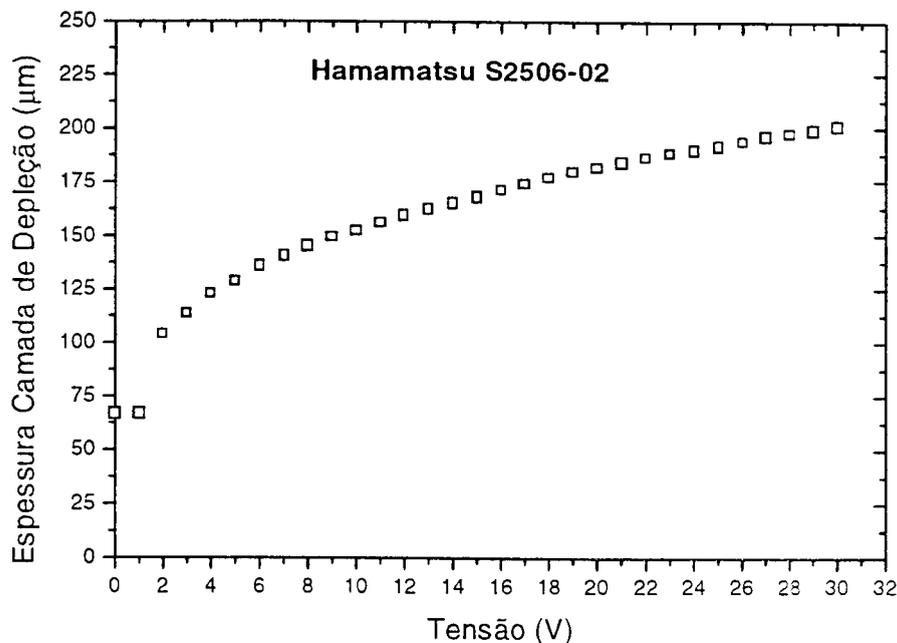


Figura 12 - Curva da variação da espessura da camada de depleção em função da tensão de polarização

Deve ser salientado que mesmo polarizando os fotodiodos com a tensão máxima sugerida pelo fabricante, não se atingiu a condição de depleção total. Este fato deve-se traduzir experimentalmente em uma limitação adicional à resolução em energia que poderá ser obtida com os fotodiodos empregados como detetores de radiação.

V.1.c- Medida da Corrente de Fuga em Temperatura Ambiente

A corrente de fuga do fotodiodo também é um fator determinante na resolução em energia pois, como foi visto, é uma das importantes causas de ruído eletrônico no sistema. Sendo assim, tornou-se necessário um estudo do comportamento das correntes de fuga dos fotodiodos em função da tensão de polarização reversa. Os resultados obtidos em temperatura ambiente, representados na Figura 13, mostram que a medida que a tensão aumenta, a corrente de fuga cresce proporcionalmente com a tensão de polarização, como era esperado.

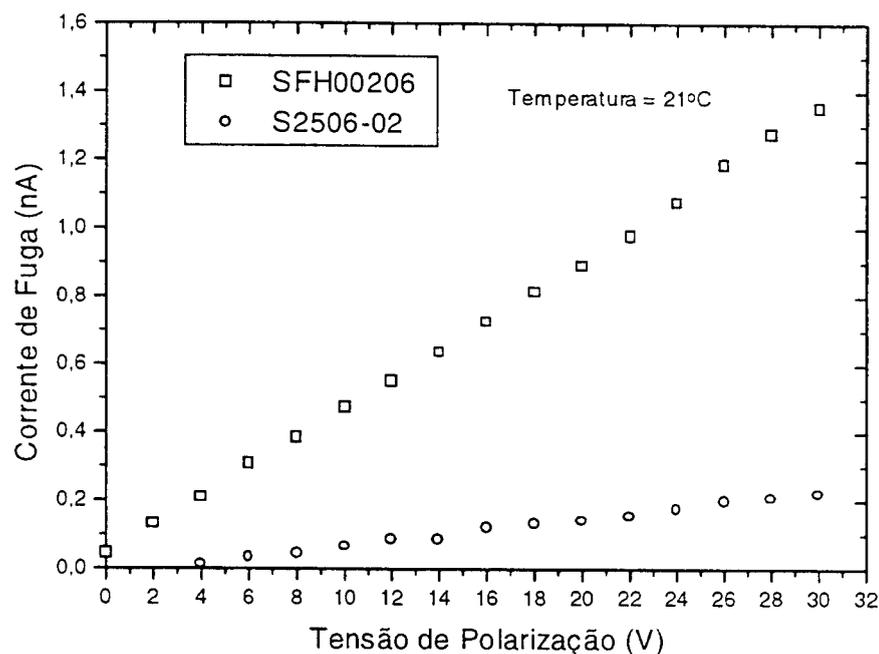


Figura 13 – Curva da corrente de fuga em função da tensão de polarização em temperatura ambiente

Como a temperatura foi mantida constante (21°C), a corrente reversa devido aos portadores minoritários de carga (gerados por excitação térmica através da junção) se mantém constante. Entretanto, com o aumento da tensão, alguns portadores podem adquirir energia cinética suficiente para romper outras ligações covalentes do retículo cristalino, aumentando ligeiramente a corrente reversa.

Apesar disso, mesmo na situação mais desfavorável, a corrente de fuga não excede 2nA, evidenciando a boa qualidade dos fotodiodos estudados. Por razões de segurança, a máxima tensão de polarização usada nos fotodiodos Hamamatsu S2506-02 e Siemens SFH00206 foi de 30V, evitando-se polarizar o fotodiodo com a tensão nominal máxima que, de acordo com o fabricante, era de 35 V.

V.2- Sistema de Resfriamento dos Fotodiodos

A componente da corrente de fuga devida aos portadores de carga gerados termicamente pode ser reduzida, para uma dada tensão de polarização do fotodiodo, através do resfriamento da junção. Em nosso caso, optou-se por usar uma célula *Peltier*

(Melcor FC 0.45-66-05L) que permite uma variação máxima de temperatura de até 50°C entre as faces quente e fria, quando a diferença de potencial entre elas é de 6 V.

V.2.a- Calibração de Células *Peltier*

Inicialmente, projetou-se o sistema de acoplamento da face fria da célula *Peltier* ao termopar (Figura 14) e posteriormente procedeu-se a sua calibração, feita mediante o emprego de um termopar tipo K acoplado a um medidor digital de temperatura (Keithley-2000 com precisão de 0,5°C).

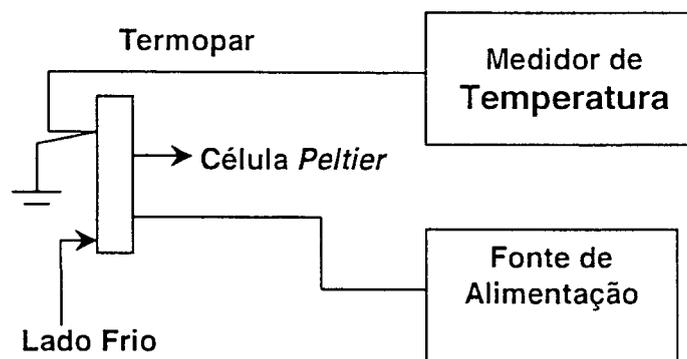


Figura 14 – Arranjo experimental para a calibração da célula *Peltier*

Os resultados obtidos à pressão ambiente, em 10^{-3} mbar e 10^{-5} mbar, estão representados na Figura 15 e mostram que é possível atingir temperaturas de até -30°C na face fria da Célula *Peltier* quando esta é polarizada com 6 V.

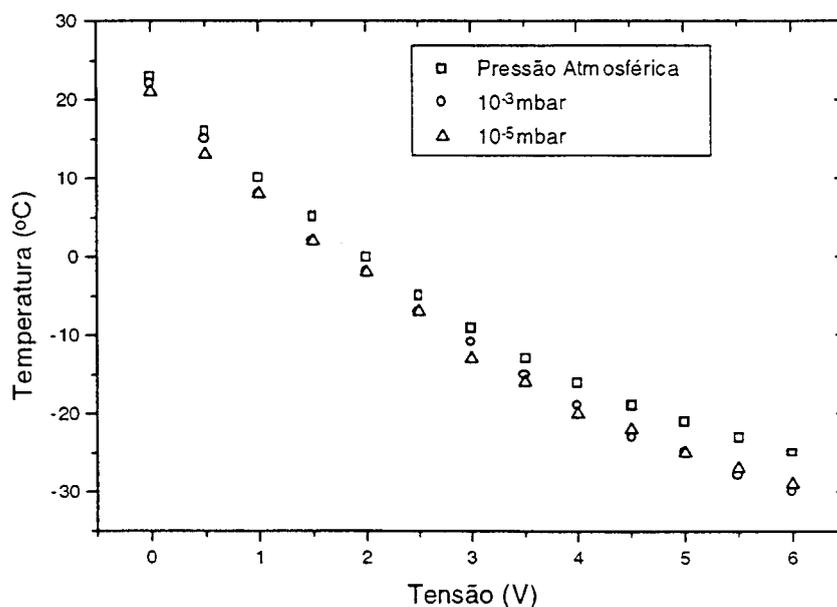


Figura 15 - Curva de calibração da célula *Peltier*

As pequenas diferenças observadas nas três condições de pressão podem ser explicadas pelas diferentes condições de troca de calor com o meio.

Através do mesmo método experimental, a temperatura do fotodiodo foi também medida (Figura 16), fixando-se o termopar na sua face superior. O fotodiodo estava acoplado a célula *Peltier* com o auxílio de uma pasta térmica.

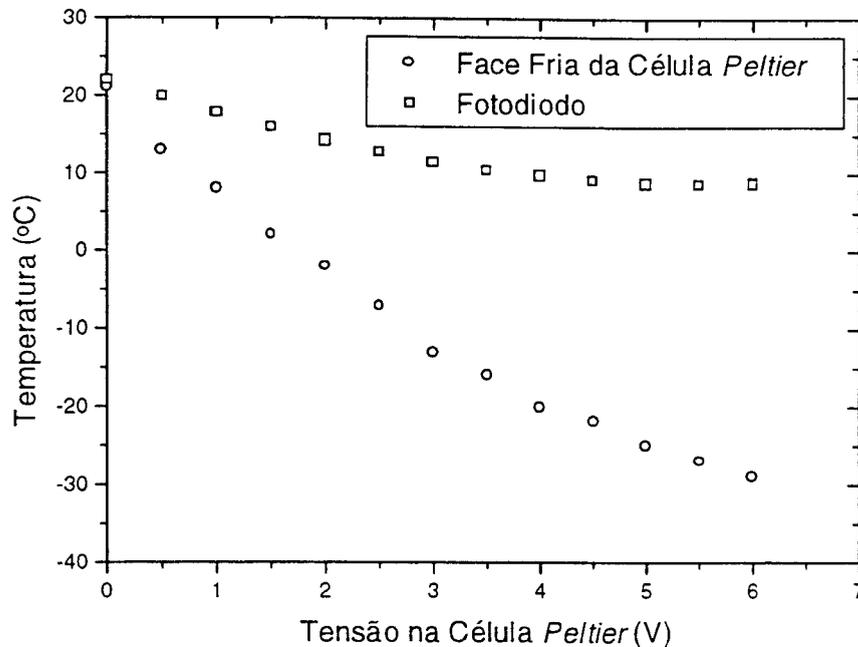


Figura 16 – Curva comparativa entre temperatura da célula *Peltier* e temperatura do diodo

A diferença entre as duas curvas na Figura 16, é atribuída à dissipação de calor no material plástico de encapsulamento do diodo, cuja espessura é de 0.7 mm e à também a dissipação de potência da *Peltier*.

V.3- Corrente de Fuga e Ruído Eletrônico em Baixas Temperaturas

V.3.a- Medida da Corrente de Fuga em Função da Temperatura

O efeito da temperatura na corrente de fuga dos fotodiodos foi estudado acoplando-se diretamente o sistema constituído pela célula *Peltier* e o fotodiodo na parte interna da tampa de uma câmara de aço inox, no interior da qual se fazia o vácuo.

Os resultados obtidos (Figura 17) para os dois fotodiodos estudados mostram uma redução da corrente de fuga com o decréscimo da temperatura.

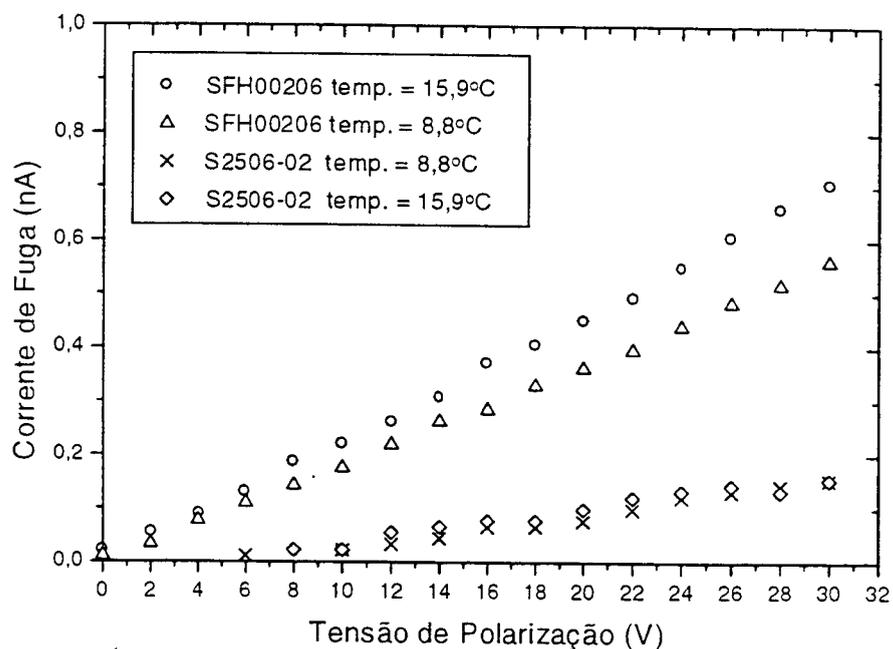


Figura 17 – Curva da corrente de fuga em função da tensão de polarização em baixas temperaturas

Para o fotodiodo Hamamatsu S2506-02 limitou-se a temperatura mínima de 8,8°C no diodo o que corresponde a -25°C na célula *Peltier*, e observou-se que a corrente de fuga nesta temperatura é quase três vezes menor do que a correspondente ao diodo Siemens SFH00206.

Por outro lado, a análise conjunta das Figuras 13 e 17 mostra que a redução percentual da corrente de fuga em função da temperatura é bem mais significativa para o diodo Siemens SFH00206, o que pode ser atribuídos a um grau de pureza inferior quando comparado ao do diodo Hamamatsu S2506-02.

V.3.b- Medida do Ruído Eletrônico em Função da Temperatura

Com a finalidade de determinar a melhor condição de resposta do sistema global de detecção (detetor e equipamento eletrônico), realizou-se um estudo do ruído eletrônico em função da tensão de polarização e da temperatura do diodo.

Apesar de existirem muitos estudos teóricos sobre métodos de cálculo de ruído eletrônico [26-28], a sua medida direta representa sempre a melhor alternativa visto que,

teoricamente, admite-se conhecida a forma do sinal proveniente do detetor – o que nem sempre corresponde à realidade. Em sendo assim, quando se deseja utilizar um pré-amplificador comercial, é importante ajustar os parâmetros de acoplamento do detetor ao pré-amplificador escolhido de forma a obter-se o menor ruído possível. Com este objetivo, estudou-se as influências de efeitos capacitivos e de temperatura no ruído eletrônico de nosso sistema de detecção.

O sistema constituído pelo fotodiodo e célula *Peltier* foi acoplado, através de um conector especial para vácuo, a um pré-amplificador sensível à carga (ORTEC 142A). A polarização do diodo foi feita através de uma resistência de 100 MΩ, interna ao pré-amplificador, o qual também permitia a entrada de sinais provenientes de um gerador de impulsos de precisão (ORTEC 448) para medidas do ruído eletrônico e da linearidade do sistema. Os impulsos provenientes do pré-amplificador eram enviados a um amplificador (ORTEC 572) e deste a um analisador multicanal (ORTEC Spectrum Ace), onde eram registrados os espectros; o diagrama de blocos do equipamento utilizado está apresentado na Figura 18.

Com o gerador de impulsos previamente calibrado em energia, injetou-se na entrada disponível para testes do pré-amplificador, impulsos de amplitude equivalente a 59.5 keV (que correspondem a linha do raio-γ do ^{241}Am), enquanto isso, o fotodiodo era mantido conectado na entrada do pré-amplificador.

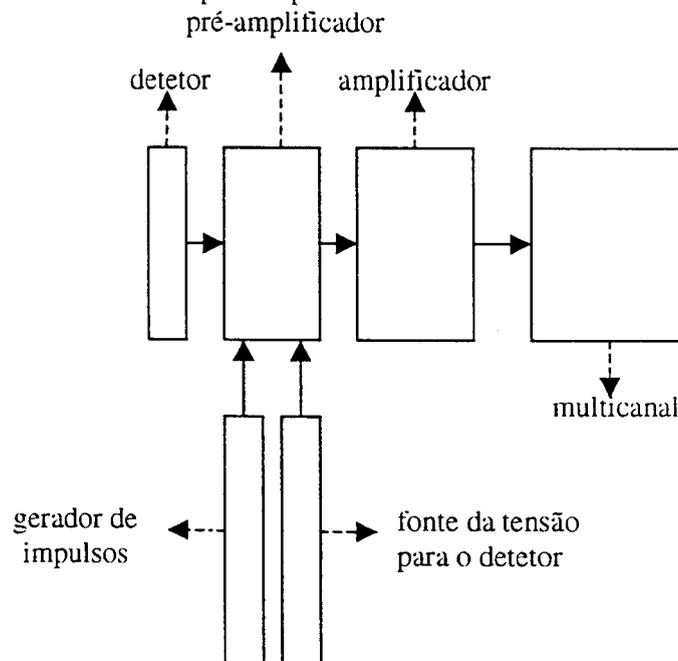


Figura 18- Diagrama de blocos do equipamento utilizado

Os resultados obtidos, à temperatura ambiente (21°C), em função da tensão de polarização dos fotodiodos estão representados na Figura 19 e mostram que existe uma região de tensão de operação para a qual o ruído eletrônico é mínimo.

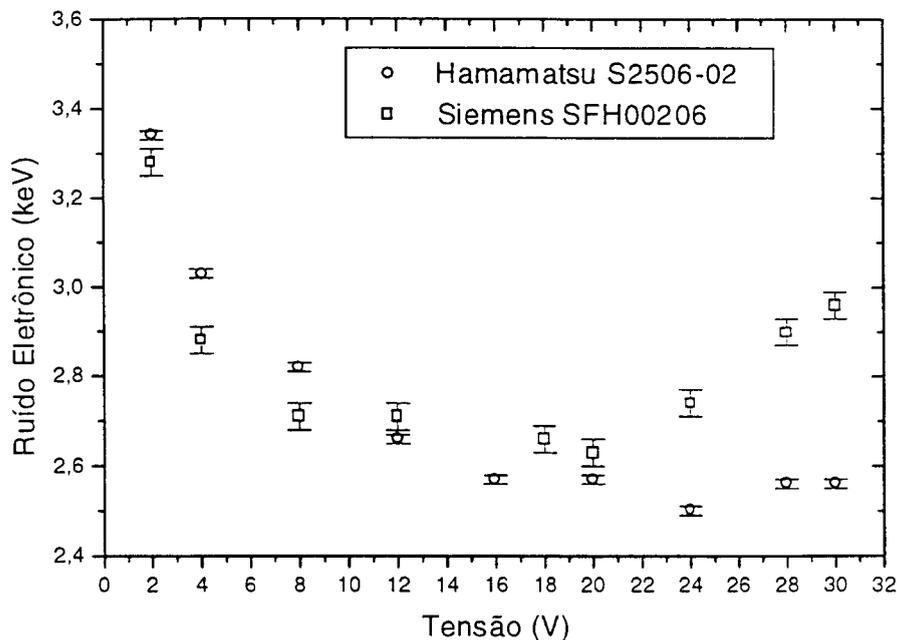


Figura 19 – Curva do ruído eletrônico em função da tensão de polarização do diodo

De fato, a influência da tensão no ruído eletrônico do sistema, para o fotodiodo da Siemens, (quando parâmetros experimentais como ganho e constante de tempo do amplificador são mantidos constantes) é tal que, para baixas tensões, é predominante a contribuição do ruído associado à capacidade elevada dos diodos. À medida que a tensão aumenta, diminui-se a capacidade, mas, em contrapartida, tem-se um crescimento da corrente de fuga. Assim, deve existir um compromisso entre a capacidade e a corrente de fuga com a tensão de polarização dos fotodiodos. A análise da Figura 19 mostra que para o diodo da Hamamatsu, para tensões superiores a 16 V, o ruído eletrônico permanece praticamente constante, visto que a contribuição da corrente de fuga do S2506-02 é pequena quando comparada à do SFH00206.

Os dados experimentais mostram que para o fotodiodo Siemens SFH00206 o menor ruído, $FWHM = 2,63 \pm 0,03$ keV, foi obtido em uma tensão de 20 V e o melhor resultado equivalente para o fotodiodo Hamamatsu S2506-02, ($FWHM = 2,50 \pm 0,02$), foi em 24V.

As figuras 20 e 21 apresentam as medidas correspondentes do ruído ENC em função da capacidade dos diodos utilizados.

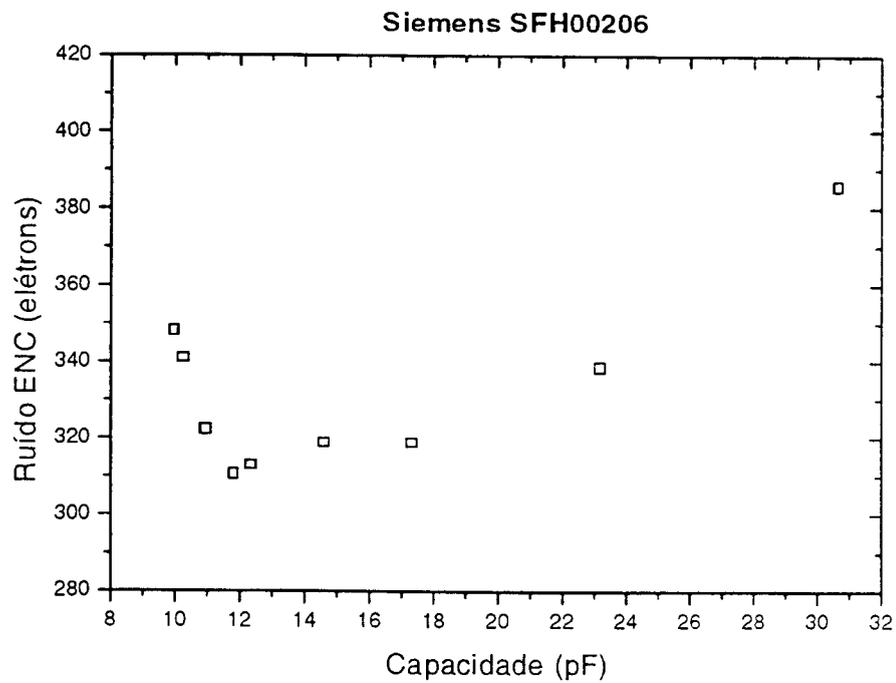


Figura 20 – Curva do ruído ENC em função da capacidade do diodo

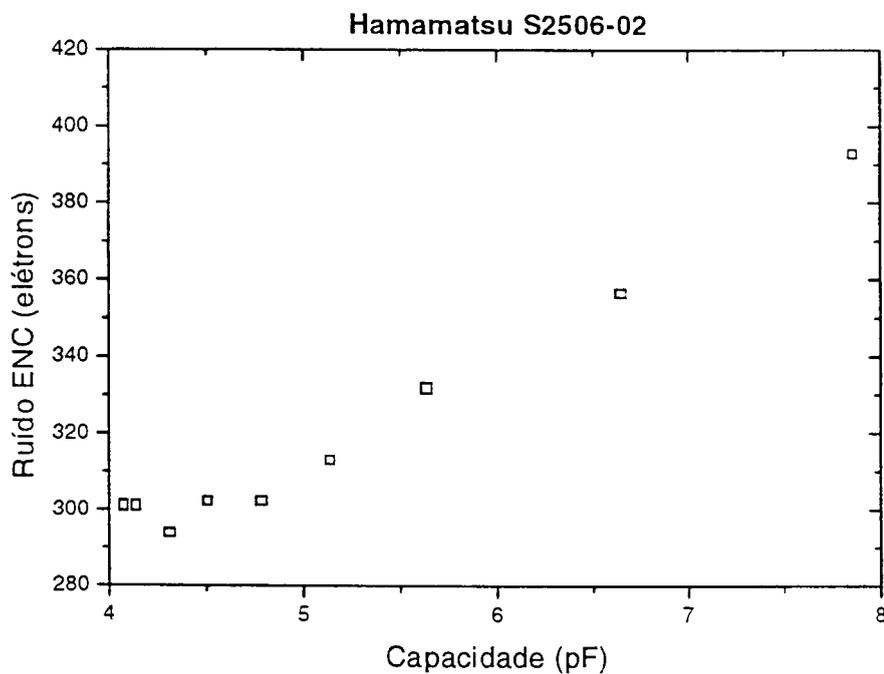


Figura 21 – Curva do ruído ENC em função da capacidade do diodo

As curvas obtidas revelam que o ruído ENC dos diodos aumenta com a capacidade do detetor, existindo um valor de capacidade para o qual o ruído é mínimo. Deve ser salientado que em nosso arranjo, o ruído ENC obtido engloba a corrente de fuga dos diodos, a qual aumenta com a tensão de polarização.

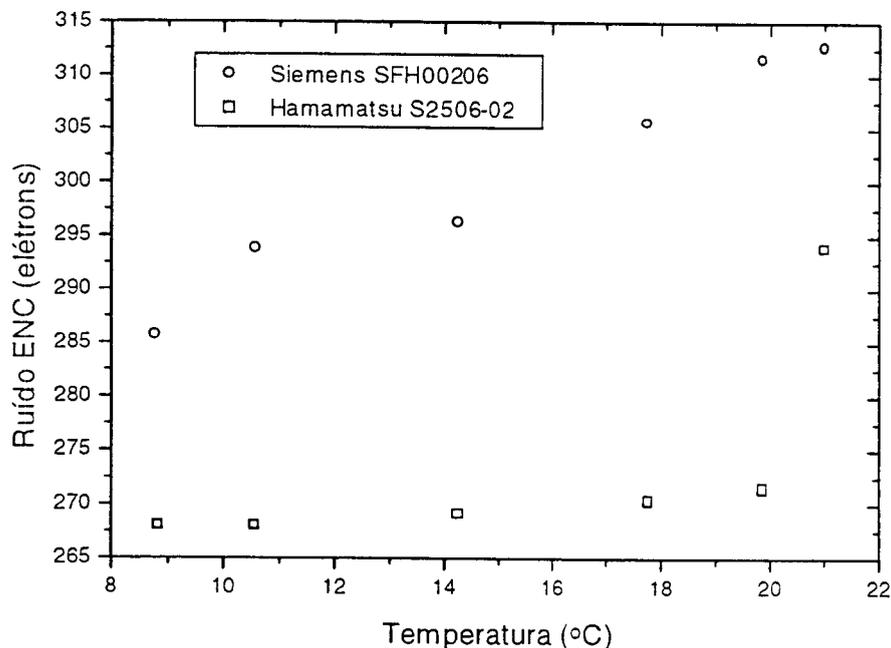


Figura 22 – Curva do ruído ENC em função da temperatura do diodo

A fim de estudar a influência da temperatura do fotodiodo no ruído eletrônico do sistema, manteve-se constante a tensão de polarização (20 V e 24 V para os fotodiodos SFH00206 e S2506-02, respectivamente) e variou-se a temperatura do fotodiodo através da célula *Peltier*.

O efeito temperatura do diodo – para o valor de capacidade onde o ruído ENC era mínimo – está representado nas Figuras 22 e 23, e determinou um decréscimo no ruído global. Esta curva evidencia que atingiu-se o limite de ruído do pré-amplificador ORTEC 142A, dado pelo fabricante [29] como sendo de cerca de 250 elétrons para uma capacidade pura de 4 pF (sem considerar portanto o efeito da corrente de fuga dos diodos).

Este fato é explicado fundamentalmente pela redução da corrente de fuga do diodo com a diminuição da temperatura, como pôde ser visto nas Figuras 13 e 17.

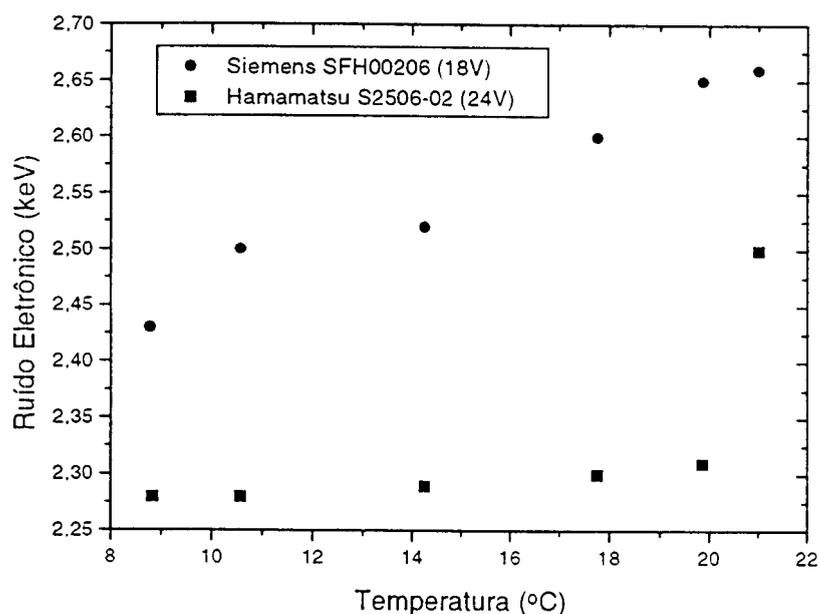


Figura 23 – Curva do ruído eletrônico em função da temperatura do diodo

Na tabela abaixo são comparados os melhores resultados obtidos de ruído eletrônico para os dois fotodiodos estudados em temperatura ambiente (21°C) e em baixas temperaturas (obs.: para o fotodiodo S2506-02 a temperatura mínima sugerida pelo fabricante é de -25°C).

Tabela 2 – Resultados Obtidos

Temperatura (°C)	SFH00206 (20V)	S2506-02 (24V)
	Ruído (keV)	Ruído (keV)
21,1	2,63 ± 0,03	2,50 ± 0,02
8,8	2,43 ± 0,02	2,28 ± 0,02

V.4- Ruído Eletrônico em Função da Constante de Tempo do Amplificador

Um outro parâmetro importante na determinação do menor ruído eletrônico do sistema de detecção é a constante de tempo do amplificador de impulsos.

Uma mudança na constante de tempo do amplificador acarreta uma mudança na faixa de frequências dos impulsos a serem amplificados, bem como no ganho total do amplificador, alterando portanto a resolução do sistema de amplificação.

A Figura 24 mostra a variação no ruído eletrônico do sistema – na melhor tensão de polarização de cada fotodiodo – causada pela alteração na constante de tempo do amplificador de impulsos.

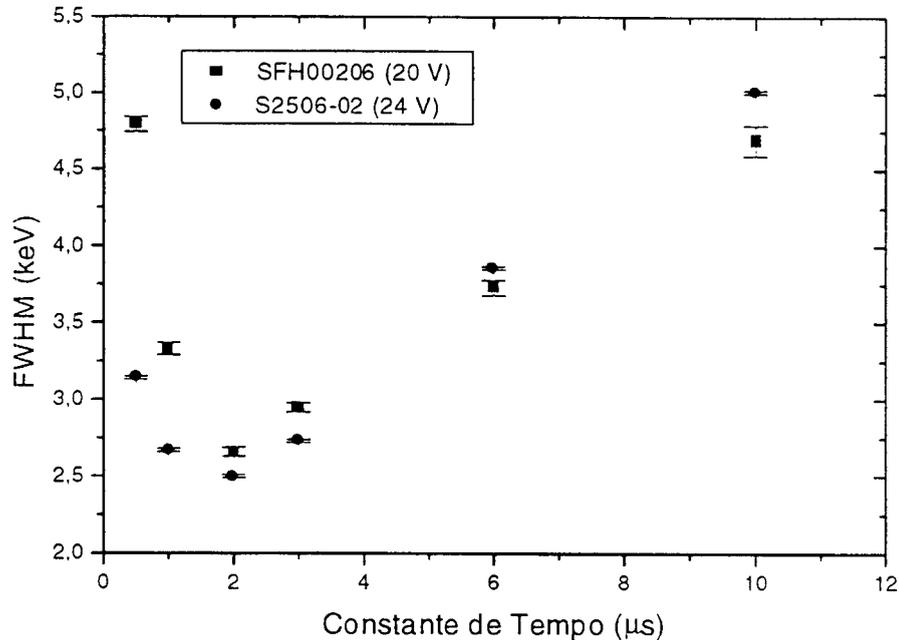


Figura 24 - Curva da variação do ruído eletrônico do sistema de detecção em função da constante de tempo do amplificador

A análise das curvas mostra que existe uma região de τ para qual o ruído é mínimo, este valor de τ que corresponde a uma melhor resolução em termos de ruído eletrônico é de 2 μ s, valor este empregado nas demais medidas efetuadas ao longo deste trabalho.

V.5- Linearidade do Sistema Eletrônico de Detecção

A fim de que um sistema de detecção possa ser usado em espectrometria de radiações é fundamental que a sua resposta seja linear em relação à energia da radiação incidente.

Com o objetivo de estudarmos somente a linearidade de resposta do sistema eletrônico de detecção, injetou-se na entrada de teste do pré-amplificador sinais de amplitudes diferentes provenientes do gerador de impulsos (calibrado em energia). Estes impulsos simulam aqueles provenientes do detetor devido a radiações nele

incidentes com diferentes energias, e têm a vantagem de eliminar o inconveniente dos fatores intrínsecos de funcionamento do diodo (como coleta parcial de cargas geradas na camada de depleção) que afetam a sua linearidade de resposta.

Os resultados obtidos para sinais de amplitudes correspondentes desde 15 keV até 80 keV estão representados nas Figuras 25 e 26 e revelam a excelente linearidade do sistema.

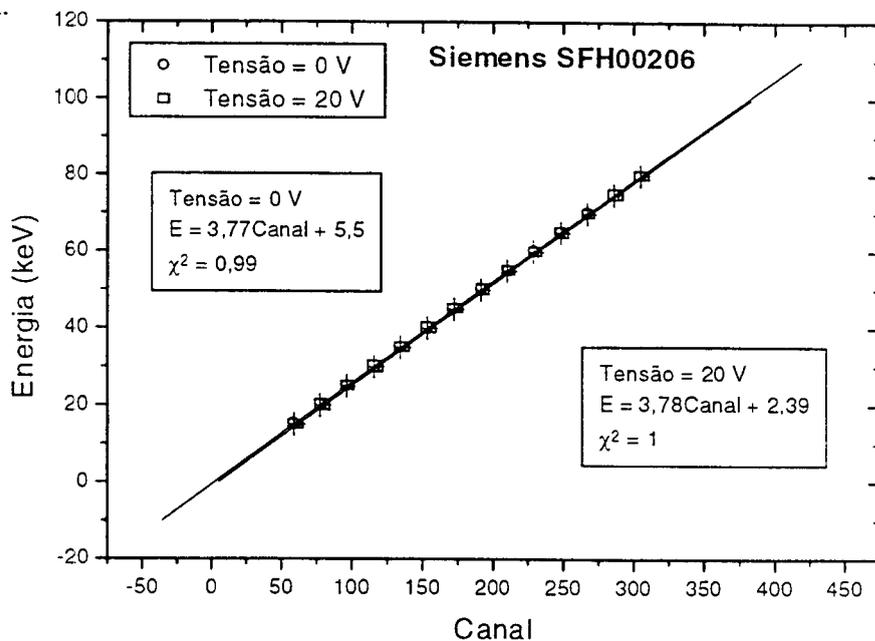


Figura 25 – Curva de linearidade de resposta do sistema de detecção utilizando o diodo Siemens SFH00206

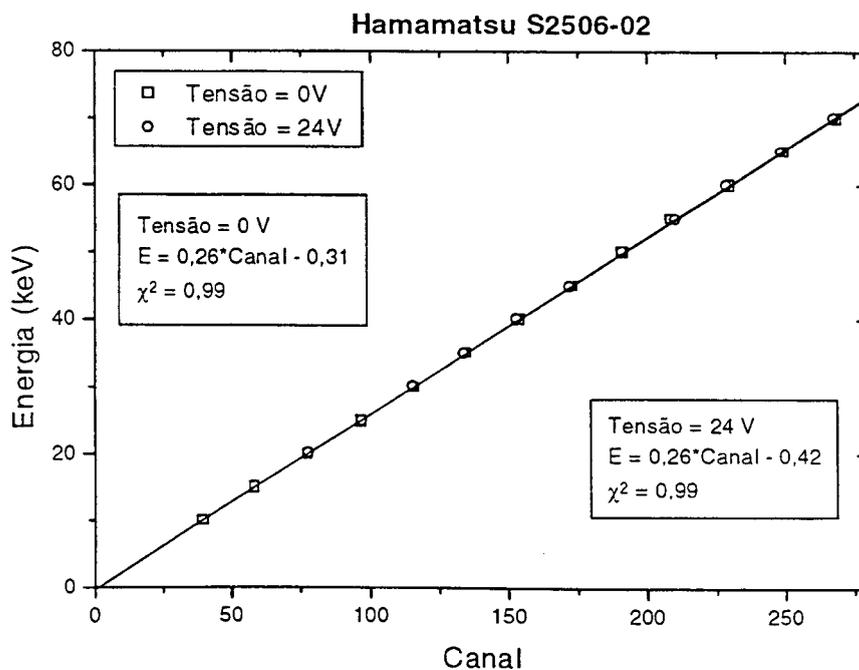


Figura 26 – Curva de linearidade de resposta do sistema de detecção utilizando o diodo Hamamatsu S2506-02

Por outro lado, estes dados também permitiram a análise do ruído eletrônico relativo à amplitude do sinal injetado na entrada do pré-amplificador. Os resultados da Figura 27 mostram que quanto menor a amplitude do sinal na entrada do pré-amplificador (que corresponde a uma menor energia da radiação incidente) maior será a influência do ruído eletrônico na medida.

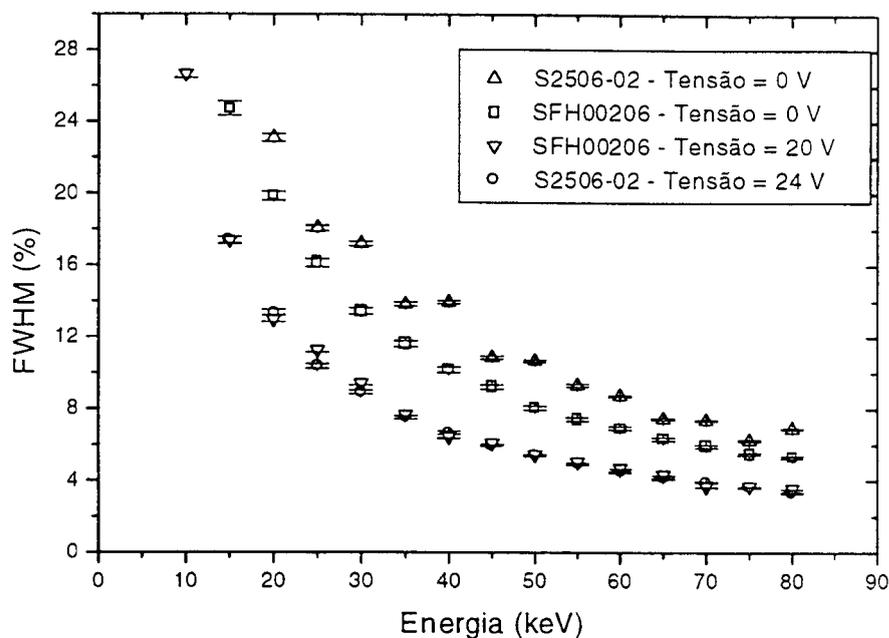


Figura 27 – Curva da resolução (FWHM) em função da amplitude do sinal na entrada do pré-amplificador

Este fato é facilmente compreendido pois, para um mesmo sistema eletrônico, quanto menor a amplitude do sinal de entrada, menor será a relação sinal/ruído e portanto pior será a condição de medida.

Estes resultados também demonstram que nestas condições experimentais dificilmente será possível detectar radiação incidente com energia inferior a 15 keV pois neste caso, além do ruído eletrônico, deve-se superar o ruído intrínseco gerado pelo próprio funcionamento do detetor.

V.6- Resolução em Energia para Raios-X

Este estudo teve como objetivo principal a determinação das condições de resposta de fotodiodos de Si comerciais – Hamamatsu S2506-02 e Siemens SFH00206 – como espectrômetros de raios-X e raios- γ de baixa energia.

V.6.a- Resolução em Função da Tensão de Polarização

Inicialmente, utilizando uma fonte selada e não colimada de ^{241}Am , com taxa de contagem de cerca de 100 contagens por segundos, estudou-se, à temperatura ambiente e pressão de 10^{-5} mbar, as condições de resposta dos diodos através da medida da resolução em energia, para a linha γ de 59,5 keV, em função da tensão de polarização reversa (Figura 28). O sistema eletrônico empregado nessas medidas é análogo ao descrito anteriormente no item V.3.b. Os melhores resultados obtidos estão resumidos na Tabela 3, enquanto os respectivos espectros são apresentados nas Figuras 29 e 30.

Tabela 3 – Resultados Obtidos

Fotodiodo	FWHM (keV)
SFH00206 (20V)	2.70 ± 0.02
S2506-02 (24V)	2.61 ± 0.02

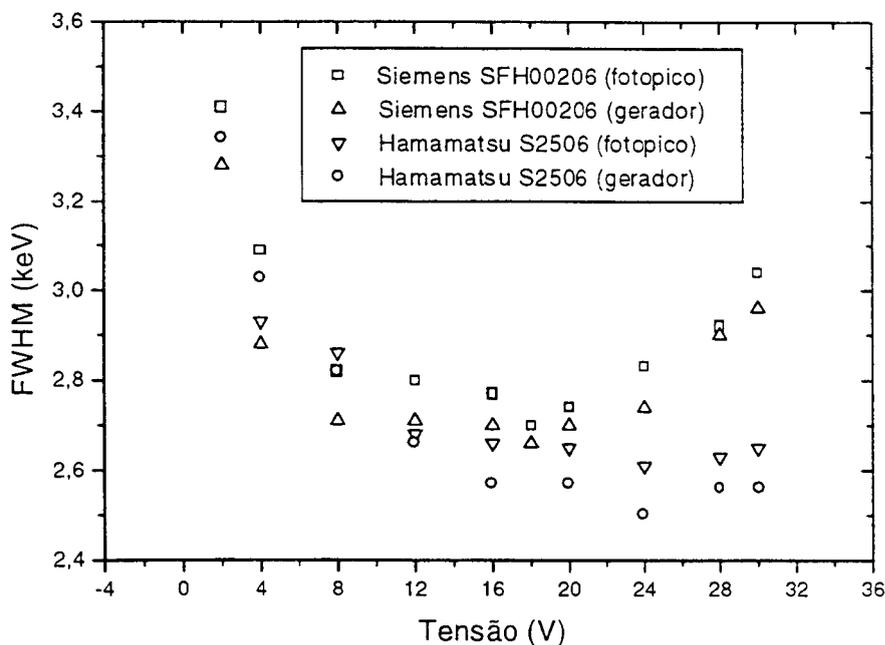


Figura 28 – Curva da resolução em energia (FWHM) em função da tensão de polarização do diodo para o raio- γ de 59,5 keV do ^{241}Am . Os dados relativos ao ruído eletrônico estão representados para comparação.

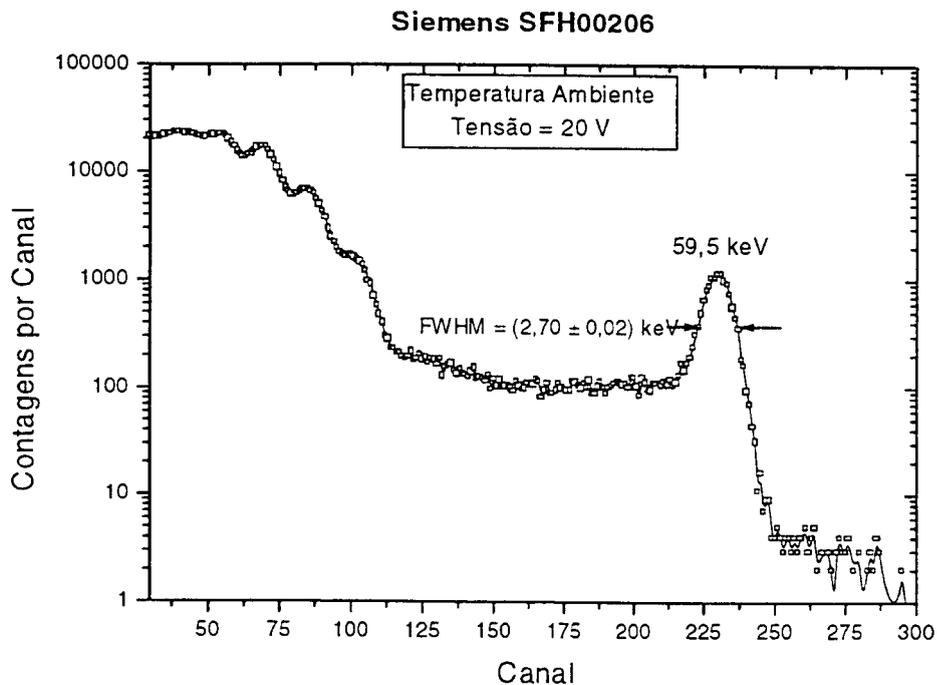


Figura 29 – Espectro da radiação eletromagnética de 59,5 keV do ^{241}Am

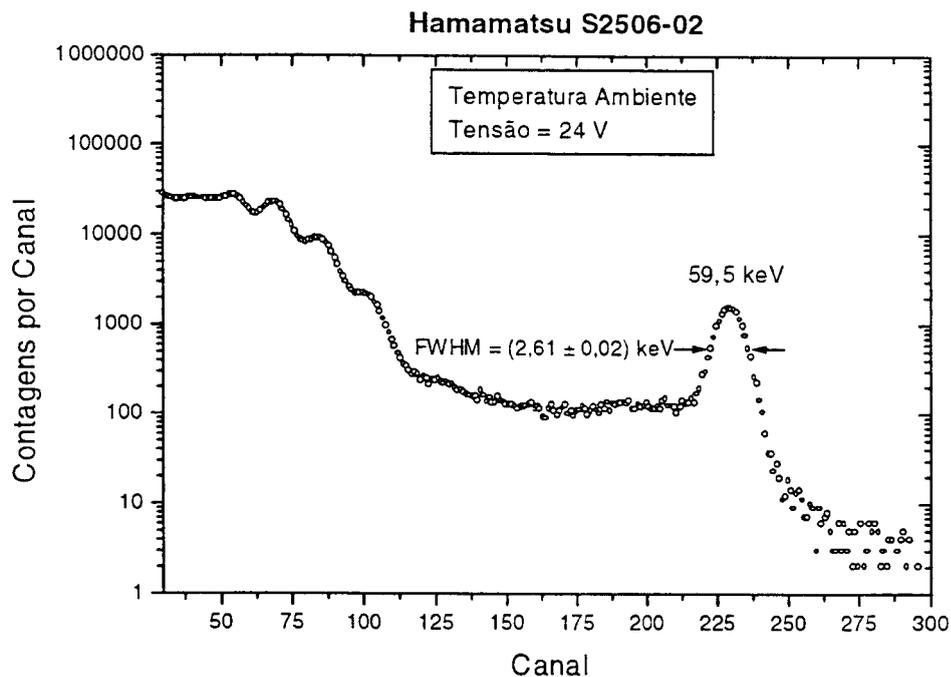


Figura 30 – Espectro da radiação eletromagnética de 59,5 keV do ^{241}Am

Ainda em relação à Figura 28, verificou-se que, à medida que há um aumento de tensão, os fatores limitantes devido ao processo de coleta parcial de cargas decrescem, o que se traduziu experimentalmente na aproximação das curvas referentes à resolução em energia observadas nos espectros de raios-X e as de ruído eletrônico. Este efeito pode ser explicado devido ao aumento do campo elétrico aplicado no detetor com

o aumento da tensão, diminuindo assim a probabilidade de recombinação e aprisionamento das cargas geradas no semiconductor.

V.6.b- Resolução em Função da Temperatura

Como a maior contribuição para a resolução em energia encontrada era proveniente do ruído eletrônico, resfriou-se os fotodiodos - mediante o emprego do sistema descrito no item V.2 - com o objetivo de reduzir a corrente de fuga do detetor e, conseqüentemente, o ruído eletrônico do sistema.

De fato, foi possível observar um decréscimo significativo no ruído eletrônico, acarretando uma melhora na resolução em energia encontrada para a linha γ de 59.5 keV do ^{241}Am , como mostra a Figura 31. Os melhores resultados obtidos nestas condições estão apresentados na Tabela 4 e as Figuras 32 e 33 representam os melhores espectros em energia para os fotodiodos Siemens SFH00206 e Hamamatsu S2506-02.

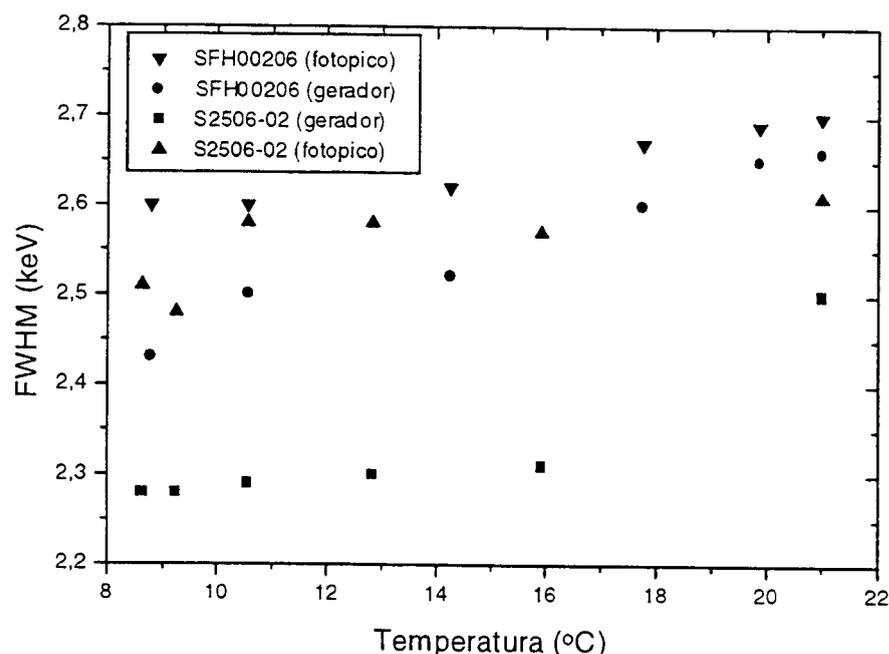


Figura 31 – Curva da resolução em energia (FWHM) em função da temperatura do diodo para o raio- γ de 59,5 keV do ^{241}Am . Os dados relativos ao ruído eletrônico estão representados para comparação

Tabela 4 – Resolução (keV) dos fotodiodos em baixas temperaturas

Fotodiodo	8,8°C
SFH00206 (20V)	$2,60 \pm 0,01$
S2506-02 (24V)	$2,48 \pm 0,01$

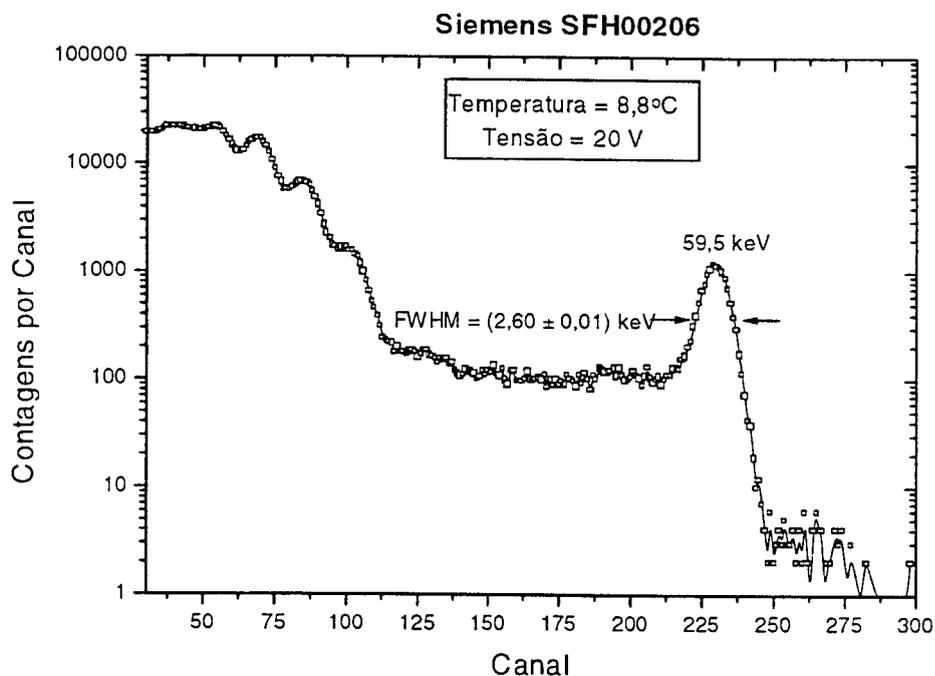


Figura 32 – Espectro da radiação eletromagnética de 59,5 keV do ^{241}Am

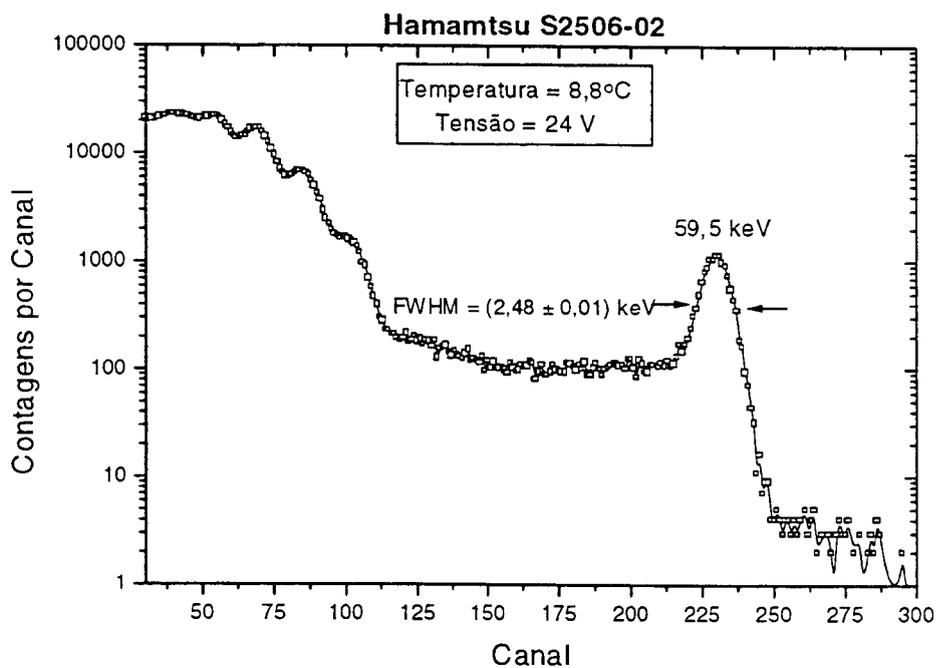


Figura 33 – Espectro da radiação eletromagnética de 59,5 keV do ^{241}Am

V.7- Eficiência Relativa de Absorção Total de Energia

Os espectros da radiação eletromagnética do ^{241}Am construídos sob diferentes tensões foram também utilizados para se verificar a eficiência relativa de absorção total dos diodos em função de sua tensão de polarização. A determinação deste parâmetro levou em consideração a razão entre a área sob o fotopico do raio- γ de 59.5keV do ^{241}Am e a área de todo o espectro.

O estudo da eficiência relativa de absorção é importante pois mostra a influência da tensão de polarização dos fotodiodos no processo de coleta das cargas produzidas pela radiação ao perder sua energia no meio semiconductor.

A Figura 34 representa os resultados obtidos para essa grandeza em função da tensão de polarização para os fotodiodos utilizados.

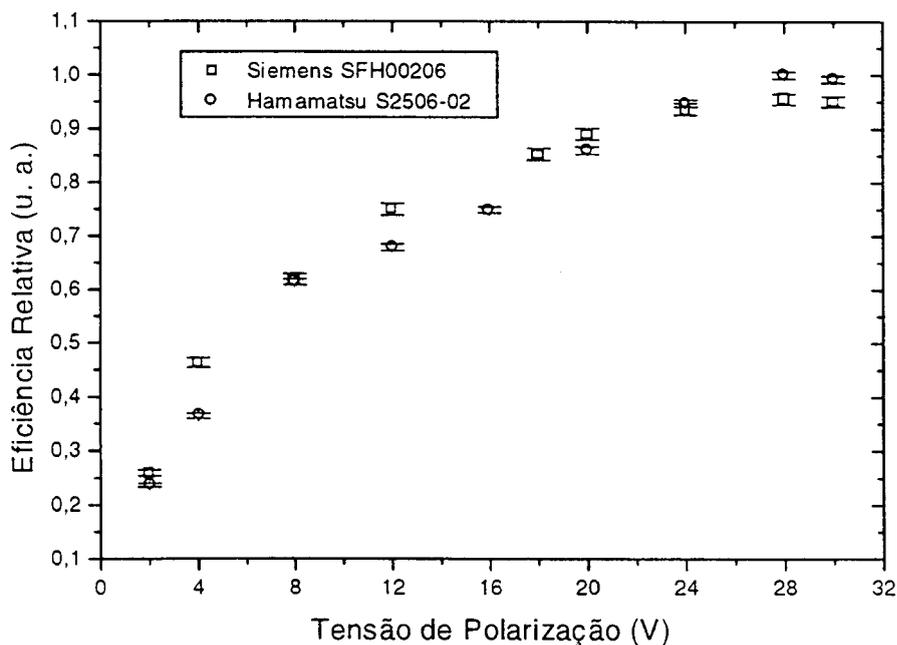


Figura 34 - Curva da eficiência de absorção total (unidades arbitrárias) em função da tensão de polarização dos fotodiodos

A análise das curvas evidencia um crescimento da eficiência relativa de absorção total de energia com o aumento da tensão de polarização, em ambos os fotodiodos estudados. De fato, quanto maior for a tensão de polarização, maior será a espessura da região de depleção e portanto maior o volume sensível do detetor,

acarretando, em conseqüência, um aumento da probabilidade de absorção total de energia da radiação incidente. Por outro lado, como a intensidade do campo elétrico na região de depleção também cresce com a tensão de polarização, tem-se uma diminuição dos efeitos de coleta parcial de cargas determinados pelos fenômenos de recombinação e aprisionamento de cargas no volume sensível do detetor.

V.8- Calibração em Energia

Uma vez determinadas as melhores condições experimentais para uma boa resolução através dos espectros com o ^{241}Am , foram feitos os espectros dos raios-X de fontes calibradas de ^{133}Ba , ^{109}Cd e do ^{152}Eu para os 2 diodos estudados. Os espectros obtidos com o diodo da Siemens estão representados nas Figuras 35, 36 e 37 respectivamente, e nos permitiram construir a curva de calibração em energia do sistema de detecção a partir de alguns fotopicos de energia conhecida. O mesmo ocorreu com o diodo S2506-02 da Hamamatsu.

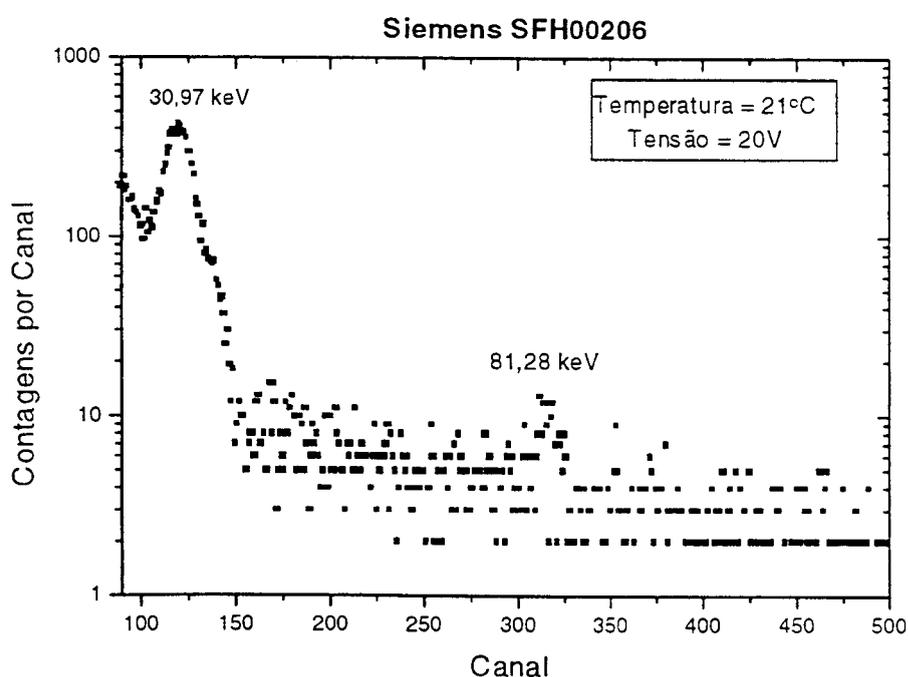


Figura 35 - Espectro de radiação eletromagnética do ^{133}Ba

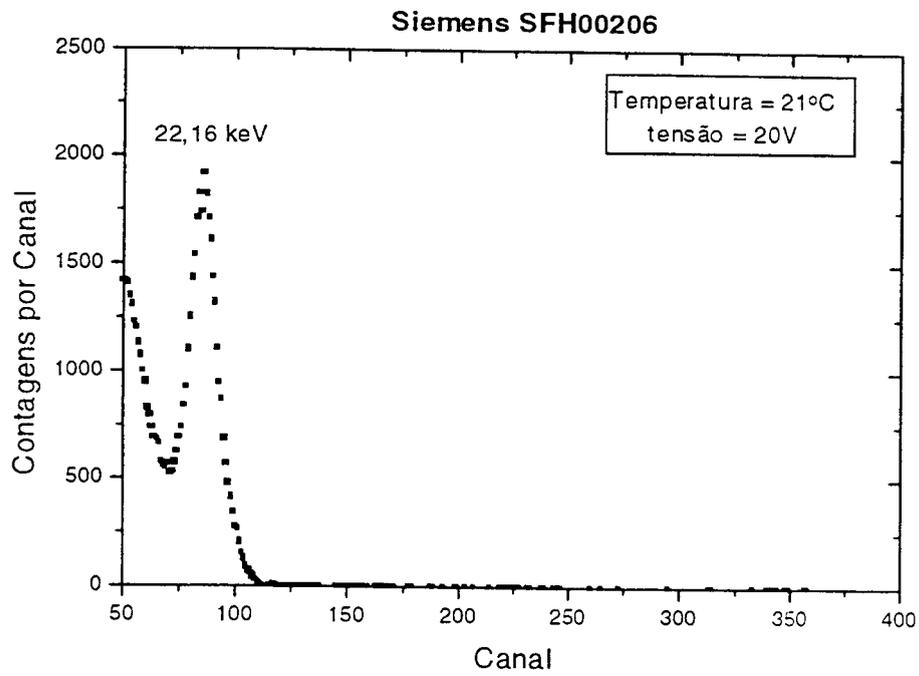


Figura 36 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{109}Cd

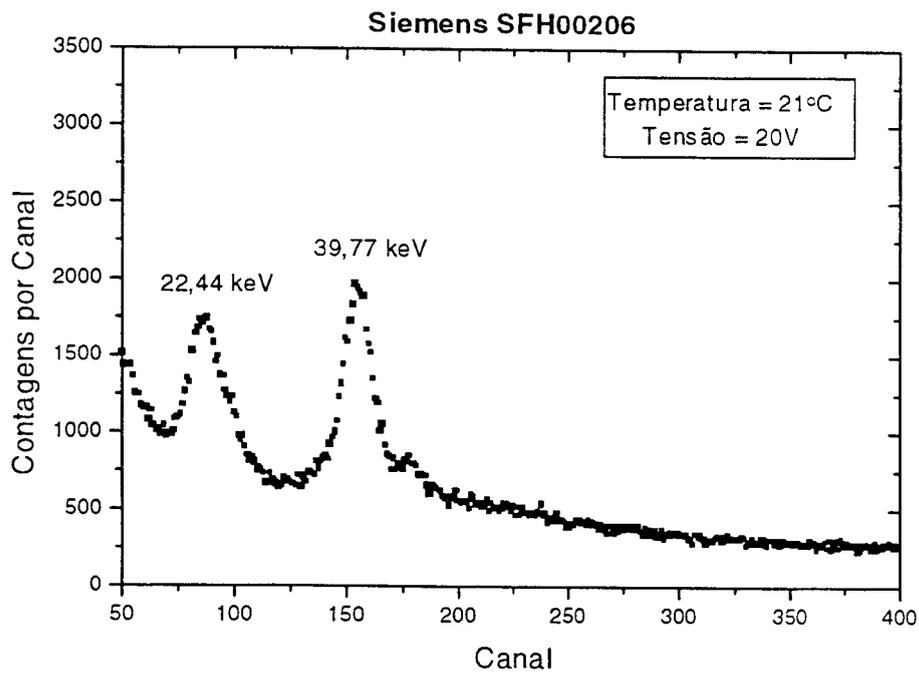


Figura 37 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{152}Eu

As tabelas 5 e 6 abaixo mostram os canais correspondentes aos fotopicos para cada fotodiodo:

Tabela 5 - Hamamatsu S2506-02:

Canal	Energia (keV) [30]	fontes
228.15	59,5	²⁴¹ Am
135.35	35,245	¹³³ Ba
118.93	30,9728	¹³³ Ba
85.01	24,9424	¹³³ Ba
81.98	22,16292	¹⁰⁹ Cd

Tabela 6 - Siemens SFH00206:

Canal	Energia (keV) [30]	Fontes
231.85	59,5	²⁴¹ Am
136.69	35,245	¹³³ Ba
119,40	30,9728	¹³³ Ba
97.93	24,9424	¹³³ Ba
86.53	22,16292	¹⁰⁹ Cd

O ajuste de uma reta pelo método dos mínimos quadrados aos pontos experimentais nos forneceram as seguintes curvas de calibração em energia (Figuras 38 e 39), que demonstram a excelente linearidade dos diodos e da eletrônica associada empregada.

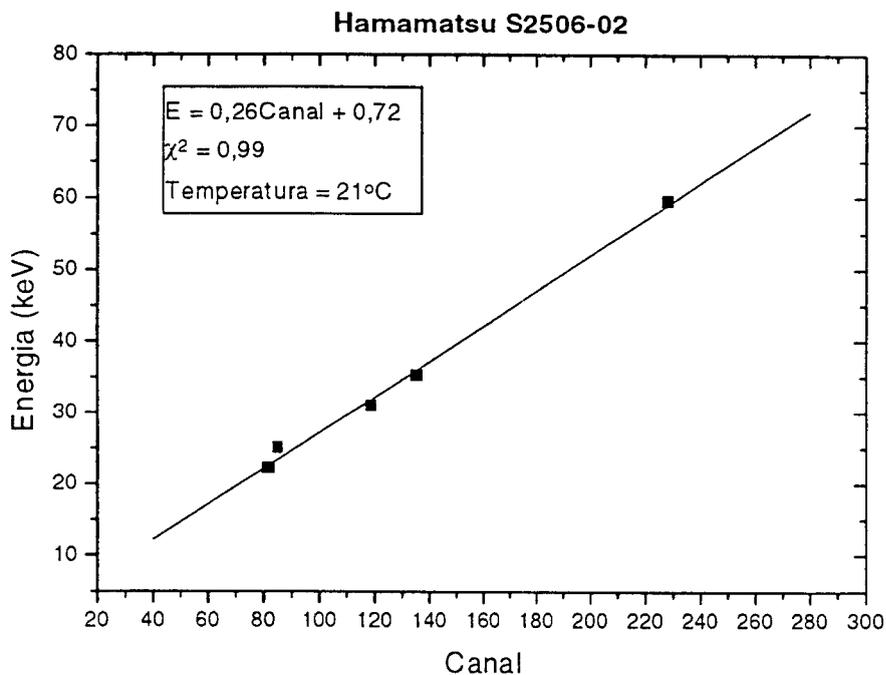


Figura 38 - Curva de calibração em energia – Hamamatsu S2506-02

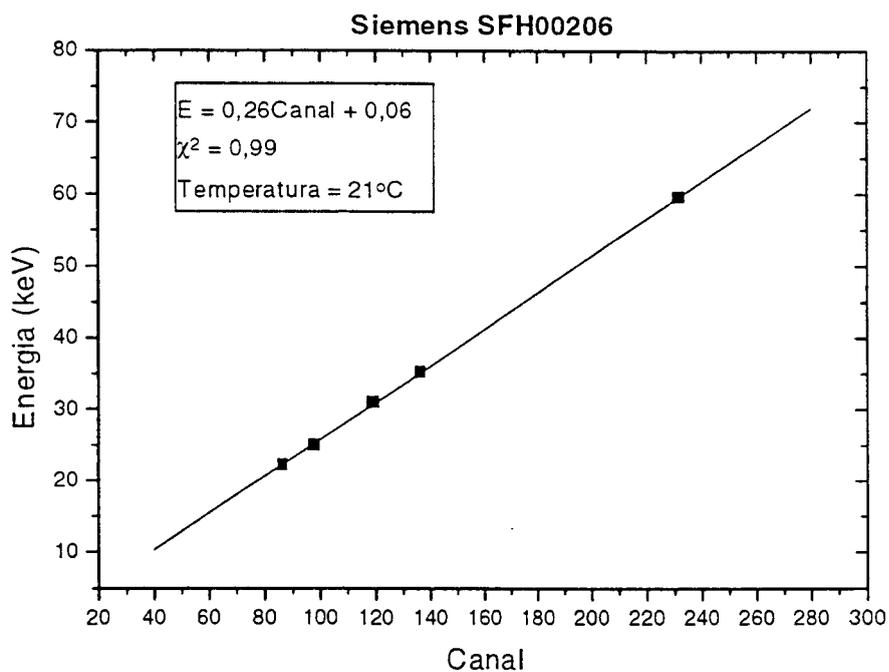


Figura 39 - Curva de calibração em energia – Siemens SFH00206

As resoluções em energia anteriormente obtidas (item V.6.b) para a linha γ de 59,5 keV do ^{241}Am com os dois diodos estudados mostraram que as suas melhores condições de resposta são: 20 V e 8,8°C, para o diodo SFH00206; e 24 V e 8,8°C para o S2506-02. Desta forma, nessas condições experimentais, construiu-se os espectros para

fontes calibradas de ^{133}Ba , ^{109}Cd e ^{152}Eu , que estão representadas nas Figuras 40, 41 e 42, para o fotodiodo S2506-02.

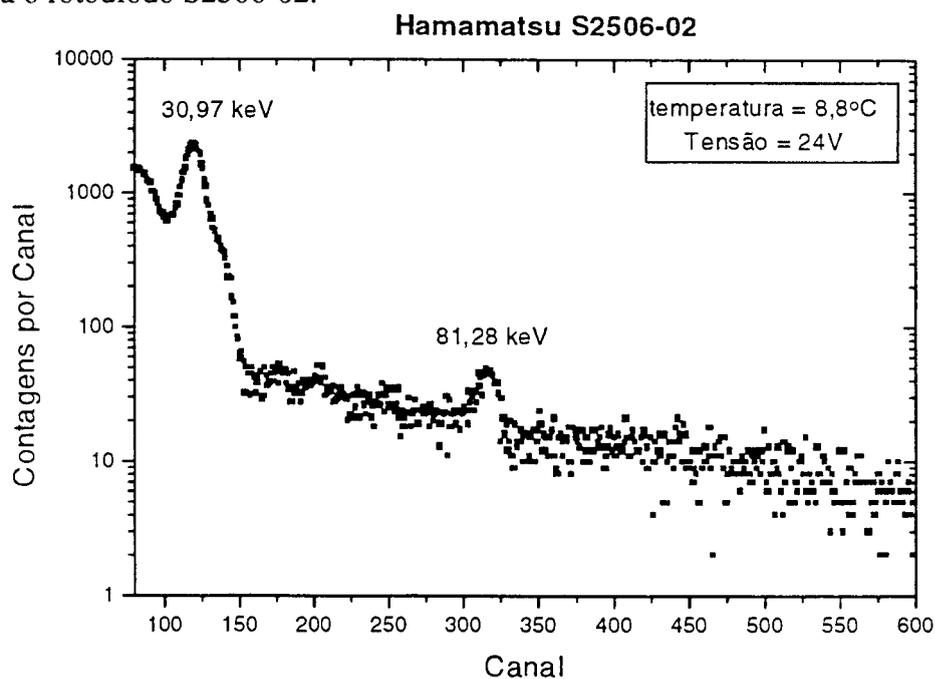


Figura 40 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{133}Ba (temperatura de -25°C na célula *Peltier*)

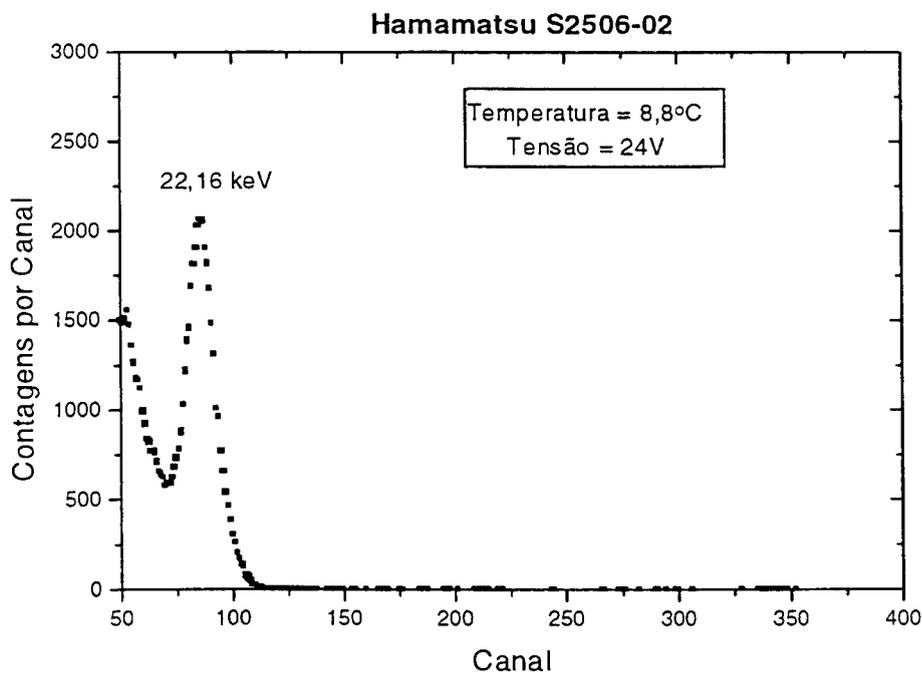


Figura 41 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{109}Cd (temperatura de -25°C na célula *Peltier*)

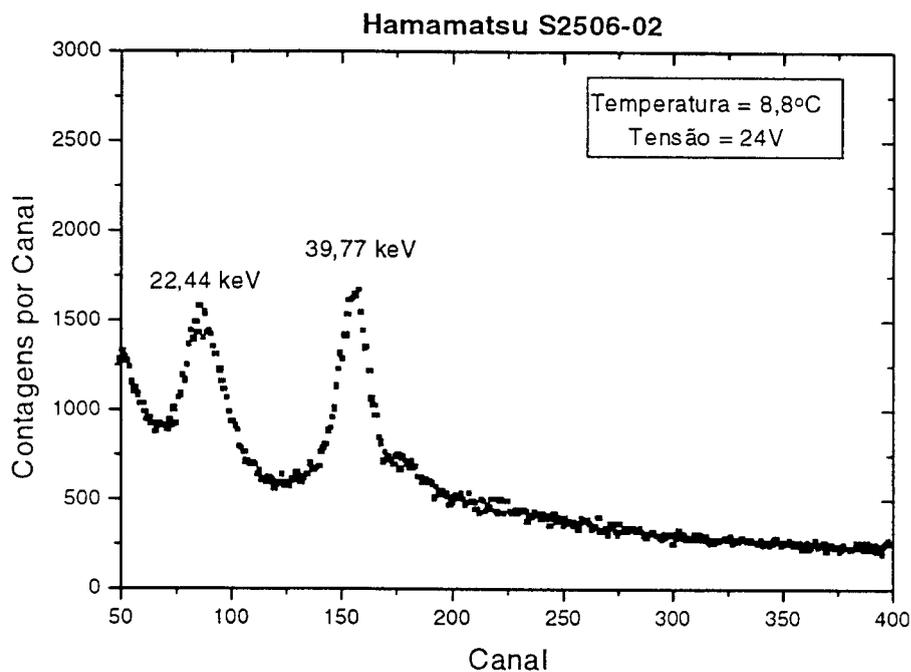


Figura 42 - Espectro de radiação eletromagnética do ^{152}Eu (temperatura de -25°C na célula *Peltier*)

Os dados obtidos, representados nas tabelas 7 e 8 foram:

Tabela 7 - Hamamatsu S2506-02

Canal	Energia (keV)	Fontes
	[30]	
228,84	59,5	^{241}Am
135,09	35,245	^{133}Ba
118,53	30,9728	^{133}Ba
85,36	24,9424	^{133}Ba
81,69	22,16292	^{109}Cd

Tabela 8 - Siemens SFH00206

Canal	Energia (keV)	fontes
	[30]	
231,35	59,5	^{241}Am
136,64	35,245	^{133}Ba
119,89	30,9728	^{133}Ba
97,06	24,9424	^{133}Ba
85,82	22,16292	^{109}Cd

As curvas de calibração obtidas a partir dos fotopicos intensos desses espectros (Tabelas 7 e 8) estão ilustradas nas Figuras 43 e 44 e mostram novamente a excelente linearidade dos fotodiodos nestas condições de medida.

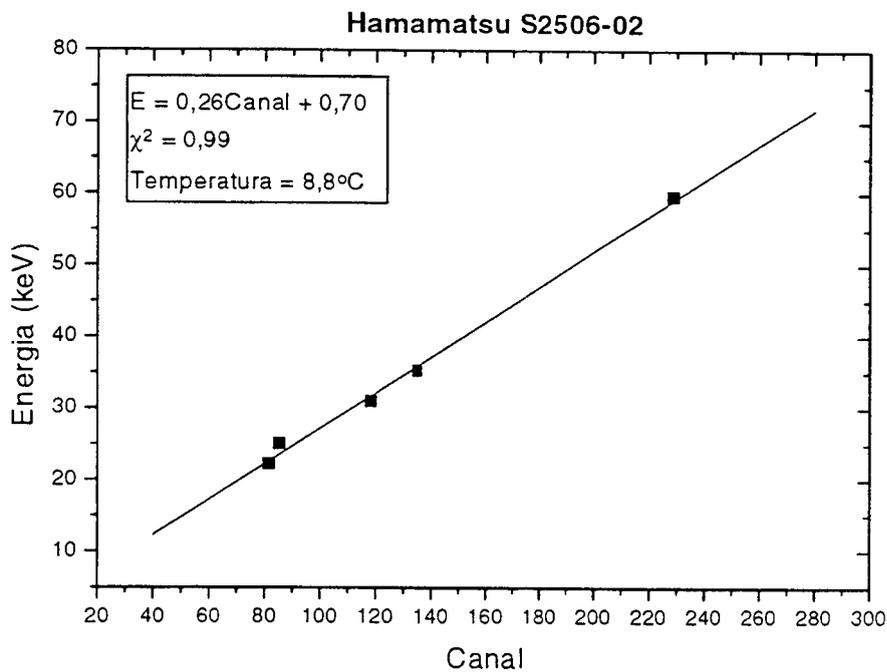


Figura 43 - Curva de calibração em energia

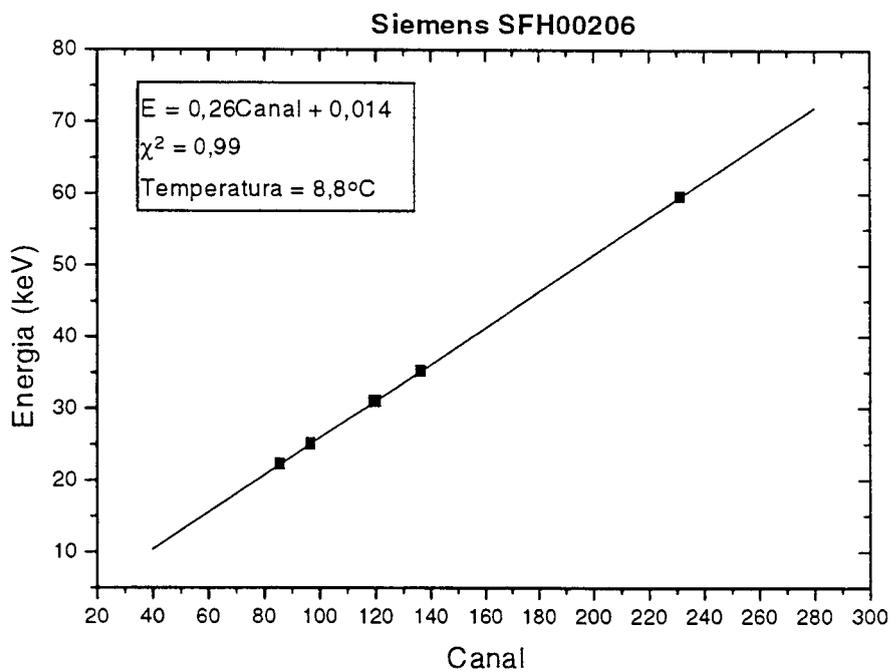


Figura 44 - Curva de calibração em energia

V.9- Construção de um Pré-Amplificador de Baixo Ruído Eletrônico

A comparação das resoluções em energia encontradas até aqui para a linha γ de 59,5keV do ^{241}Am , utilizando ambos os fotodiodos estudados, e com os valores de ruído eletrônico medido nas mesmas condições experimentais, evidenciou que a limitação na obtenção de melhores resoluções em energia encontrava-se no ruído eletrônico do pré-amplificador. No entanto, de acordo com o fabricante, na melhor condição de operação desse pré-amplificador (ou seja, com capacidade de entrada nula), deve-se esperar um ruído de 1,9keV [29], atingindo 4,6keV para uma capacidade de 100pF. Nas medidas realizadas, os valores de ruído eletrônico obtidos no acoplamento direto do pré-amplificador com os diodos SFH00206 e S2506-02, indicam que não é possível melhorar as condições de resposta do sistema. Assim, concluiu-se que a obtenção de melhores resoluções em energia estaria vinculada ao desenvolvimento de um pré-amplificador com características operacionais melhores, dispondo, inclusive da possibilidade de resfriamento do transistor de efeito de campo (FET) no primeiro estágio de amplificação.

V.9.a- Pré-Amplificador com FET Resfriado

Uma análise das características dos FET's disponíveis no mercado adequados ao acoplamento direto com os diodos estudados, nos conduziu à escolha do FET 2SK152, que possui baixo ruído de tensão e pequena capacidade de entrada. O pré-amplificador operacional usado, o dispositivo híbrido A250 da AMPTEK, foi escolhido devido à sua grande versatilidade de uso como pré-amplificador sensível à carga ou também sensível a corrente e tensão.

A montagem do sistema constituído pelo fotodiodo e pré-amplificador foi feita diretamente na tampa de uma nova câmara de aço-inoxidável (Figura 45). Esta tampa era dotada de conectores especiais que permitiam a polarização independentemente do A250, das células *Peltier*, do fotodiodo e também do FET. Os impulsos de saída eram enviados ao amplificador linear (Ortec-572) e deste ao analisador multicanal (Ortec Spectrum Ace). A Figura 45 também mostra as duas células *Peltier* (Melcor, modelo

FCO.45-66-05) empregadas no resfriamento independente do FET e do diodo. A curva de calibração destas células, está representada na Figura 15, ítem V.2 deste trabalho.

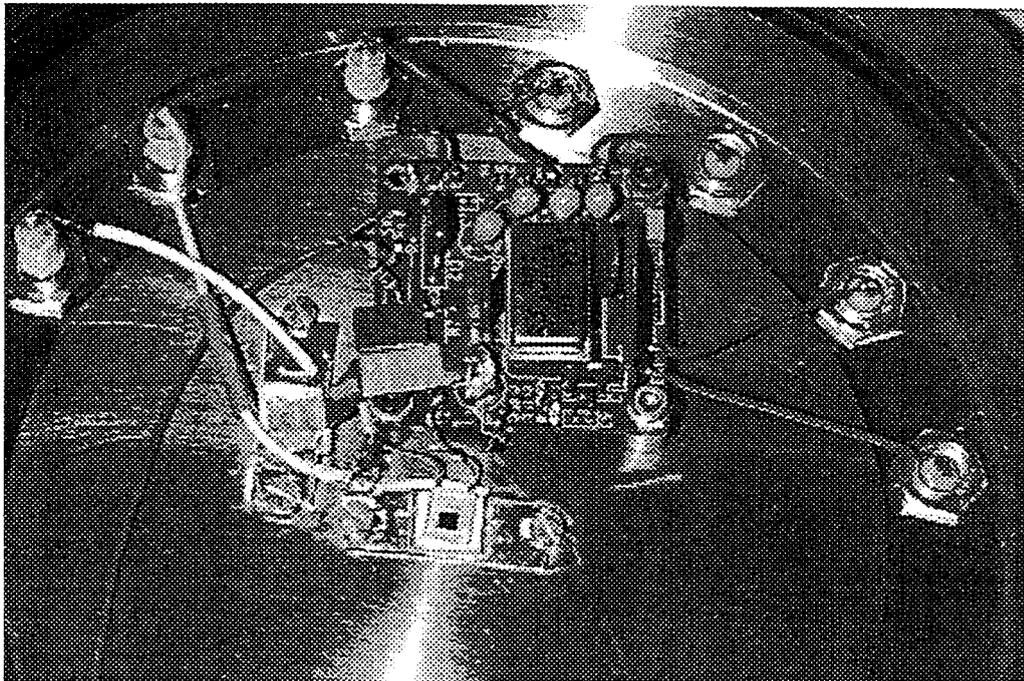


Figura 45 – Montagem do pré-amplificador de baixo ruído eletrônico

Antes de iniciar a construção dos espectros, procurou-se verificar a linearidade de resposta desse novo pré-amplificador, com capacidade de entrada nula, injetando-se na sua entrada sinais de tensão provenientes de um gerador de pulsos (Ortec-448). Os resultados destas medidas estão representados na Figura 46 que demonstra as boas condições de linearidade do sistema.

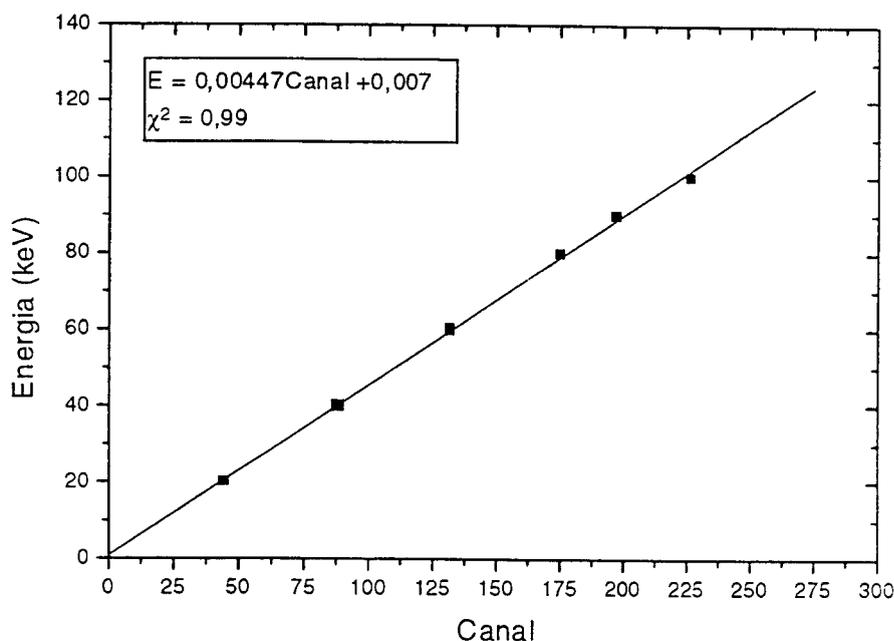


Figura 46 – Curva de linearidade de resposta do pré-amplificador A250

V.9.b- Resolução em Energia para Raios-X

O estudo das condições de resposta dos diodos empregados nesta nova configuração foi prioritariamente o da resolução em energia para fótons de energia máxima de 59,5keV em função da tensão de polarização reversa e da temperatura do diodo, bem como da temperatura do FET do primeiro estágio de amplificação dos pulsos.

O procedimento experimental adotado foi idêntico para os dois fotodiodos estudados de modo que serão descritos sempre de forma comparativa.

i- Resolução em Função da Tensão de Polarização

Os espectros de energia da fonte selada de ^{241}Am em função da tensão de polarização reversa dos diodos foram registrados em temperatura ambiente (21°C) e os respectivos valores de resolução em energia (FWHM) estão representados na Figura 47. Nela pode-se observar que a resposta do diodo S2506-02 é ligeiramente melhor do que a do SFH00206, o que pode ser explicado pelas suas próprias características medidas como corrente de fuga e capacidade da zona de depleção.

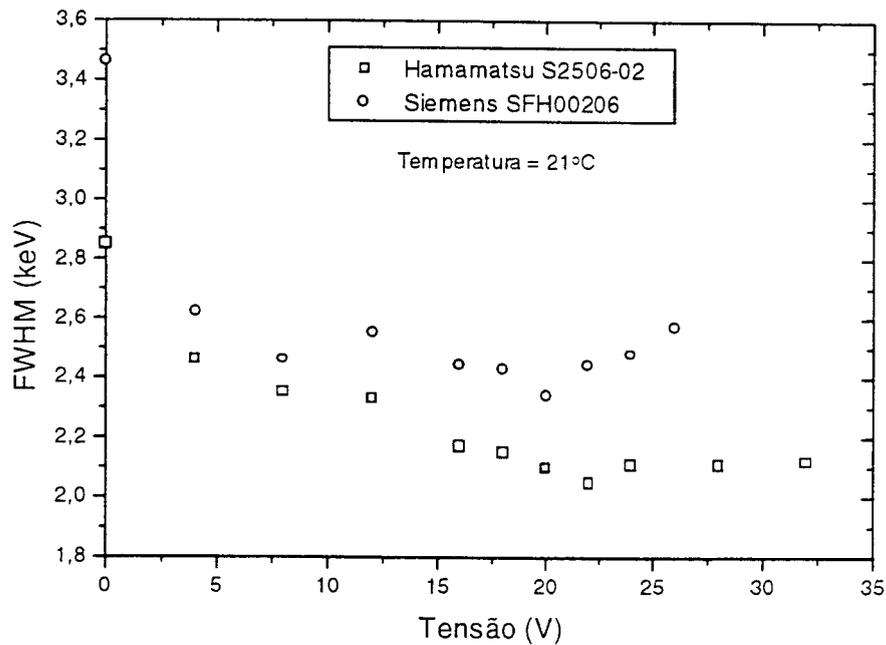


Figura 47 – Curva da resolução em energia (FWHM) em função da tensão de polarização do diodo para o raio- γ de 59,5 keV do ^{241}Am

Por outro lado, existe um valor de tensão para o qual a resolução é a melhor possível, visto que, à medida que se aumenta a tensão de polarização do detector ocorre a superposição de dois parâmetros importantes: o crescimento da corrente de fuga e a redução da capacidade do diodo. Estes parâmetros atuam de forma contrária na contribuição ao ruído eletrônico e conseqüentemente na resolução em energia encontrada. Os espectros de energia do ^{241}Am obtidos com os diodos SFH00206 e S2506-02 estão representados nas figuras 48 e 49 e indicam uma ligeira vantagem do diodo da Hamamatsu em relação ao da Siemens. É importante salientar que os dois diodos são adequados para espectrometria, sendo possível identificar nos espectros citados as linhas principais dos fótons do ^{241}Am .

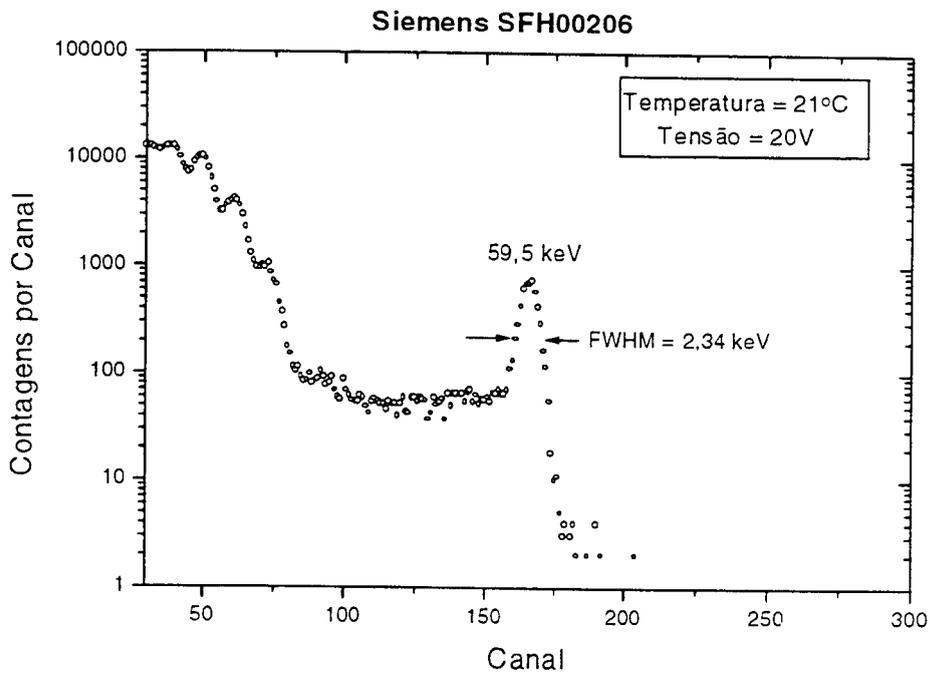


Figura 48 – Espectro da radiação eletromagnética do ^{241}Am

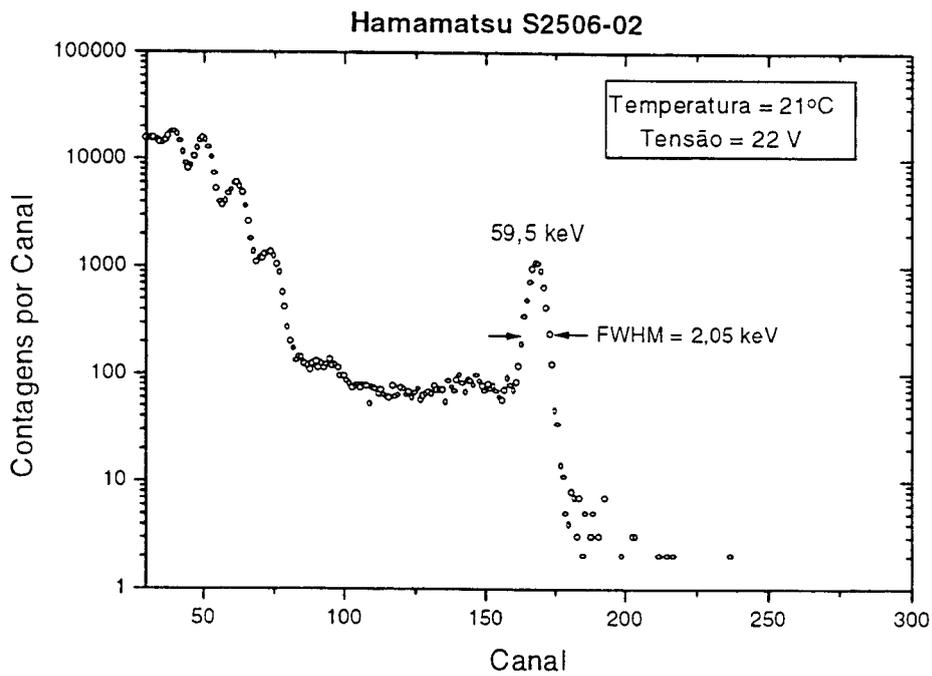


Figura 49 – Espectro da radiação eletromagnética do ^{241}Am

ii- Resolução em Função da Temperatura do Diodo

Uma vez determinadas as melhores condições de resposta de ambos diodos em temperatura ambiente, iniciaram-se as medidas de resolução em energia, para a mesma linha γ de 59,5keV, em função da temperatura dos mesmos (mantendo-se o FET em temperatura ambiente). Para tanto, fixou-se para cada fotodiodo a tensão de polarização que conduziu ao melhor resultado em temperatura ambiente ($V = 20V$ para o SFH00206 e $V = 22V$ para o S2506-02) e variou-se a temperatura do diodo através da célula *Peltier*. As resoluções em energia medidas para ambos estão representadas na Figura 50 onde é possível verificar uma ligeira melhora nos resultados com a redução da temperatura.

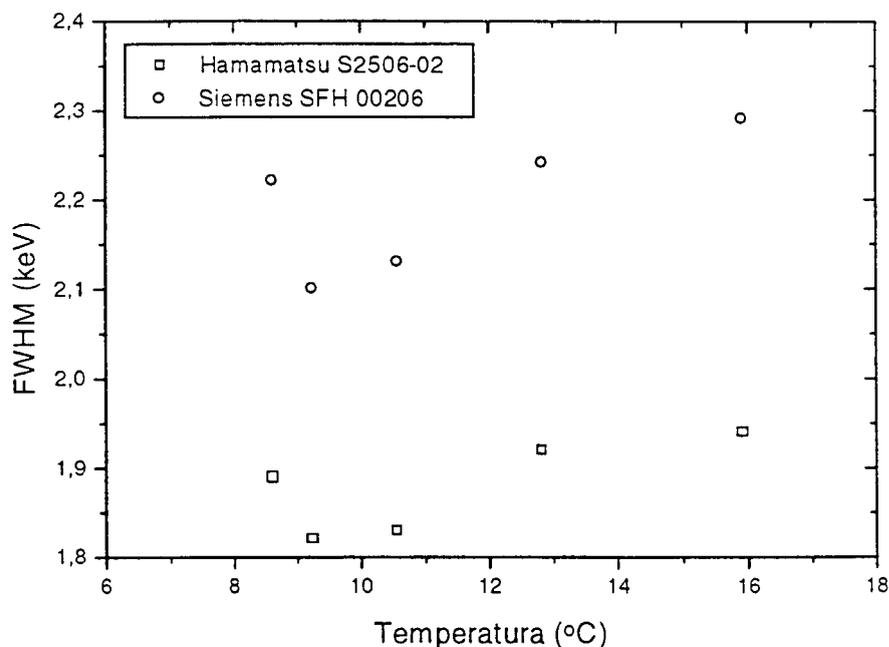


Figura 50 – Curva da resolução em energia (FWHM) em função da temperatura do diodos para o raio- γ de 59.5 keV do ^{241}Am

É importante esclarecer que, como ambos fotodiodos estão encapsulados com uma camada de plástico de 0,7 mm de espessura, a temperatura dos mesmos não é reduzida significativamente (como mostrado na Figura 16), de modo que o resultado não é muito melhor do que o obtido em temperatura ambiente. No entanto, o efeito da redução da temperatura é maior no diodo SFH00206 do que no S2506-02 indicando um menor grau de pureza do primeiro, como era esperado pelas medidas de corrente de fuga.

Os espectros de energia do ^{241}Am obtidos com os diodos SFH00206 e S2506-02 estão representados nas figuras 51 e 52.

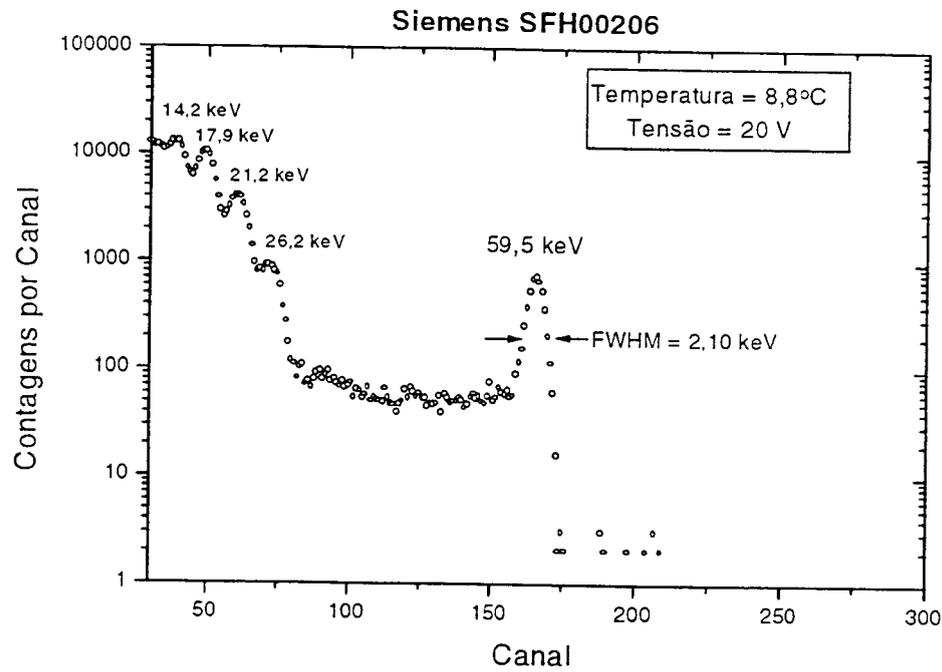


Figura 51 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{241}Am

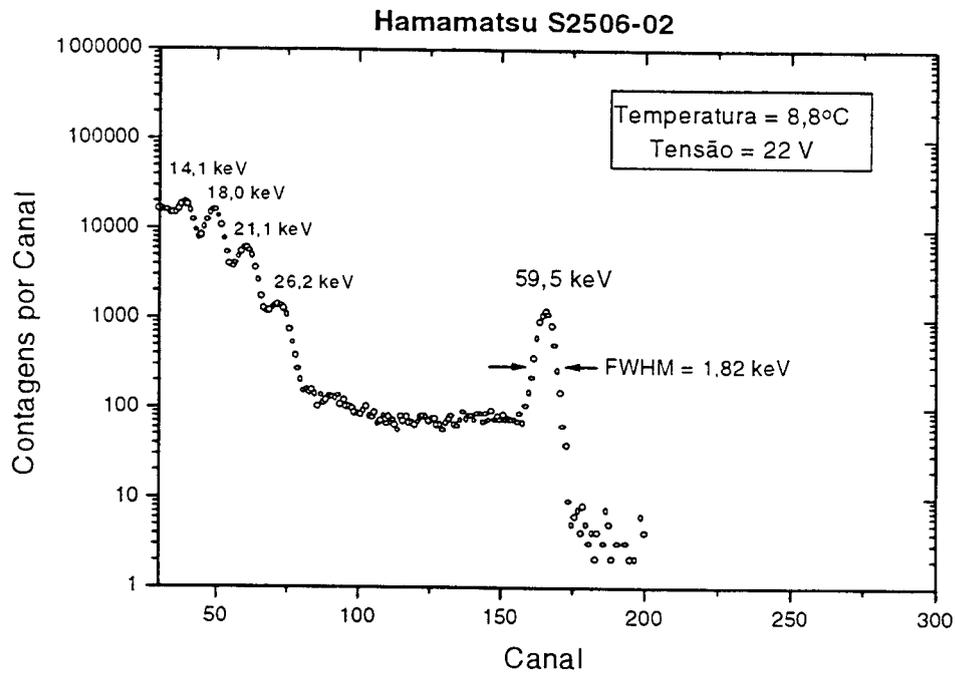


Figura 52 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{241}Am

iii- Resolução em Função da Temperatura do FET

A partir dos resultados obtidos anteriormente, pôde-se determinar o valor de tensão de polarização e de temperatura dos diodos que conduziram à melhor condição de resposta dos mesmos. Desta forma, mantendo-se fixas estas condições: $V = 20V$ e $T = 8,8^{\circ}C$, para o SFH00206 e $V = 22V$ e $T = 8,8^{\circ}C$, para o S2506-02, iniciaram-se as medidas de resolução em energia em função da temperatura do FET. O resfriamento do transistor foi feito através de um dedo frio que o conectava à face fria da célula *Peltier*, como pode ser visto na fotografia do sistema (Figura 45).

Os resultados obtidos estão representados na Figura 53, cuja análise mostra que praticamente não se tem uma influência significativa da temperatura do FET nas resoluções medidas. Isto deve-se ao fato de a corrente de fuga do diodo, que se superpõe à do FET, ser muito superior à do transistor e, portanto, é a que mais influencia o ruído eletrônico.

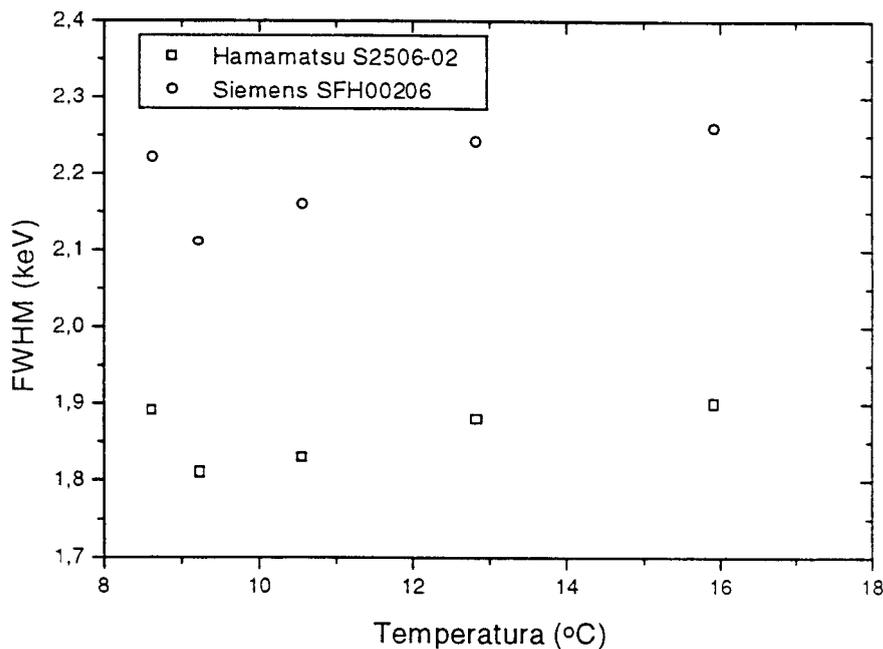


Figura 53 – Curva da resolução em energia (FWHM) em função da temperatura do FET para o raio- γ de 59,5 keV do ^{241}Am – mantidos os diodos à $8,8^{\circ}C$

V.10- Sistema XR100CR Amptek

Com a finalidade de efetuar estudos comparativos entre o sistema de espectrometria que desenvolvemos e o melhor existente no mercado, que também se baseia no uso de um fotodiodo e FET resfriados por células *Peltier*, adquirimos o dispositivo de espectrometria de r-X e gama de baixa energia, o XR-100CR desenvolvido pela AMPTEK. Este sistema é constituído por um diodo desencapsulado de Si (de tipo não citado pelo fabricante) acoplado diretamente a um transistor de efeito de campo, ambos resfriados a uma temperatura de -30°C (constante) e mantidos em uma pequena câmara em alto vácuo. Uma fina janela de Be permite a entrada das radiações e uma fonte de tensão estabilizada interna ao sistema permite a polarização do diodo e também das células *Peltier*. As condições de resposta foram estudadas usando-se as fontes de ^{241}Am , ^{109}Cd e ^{133}Ba , cujos espectros estão representados nas Figuras 54 a 56, respectivamente. A resolução em energia encontrada para a linha γ de 59.5keV do ^{241}Am foi de 433,34 eV.

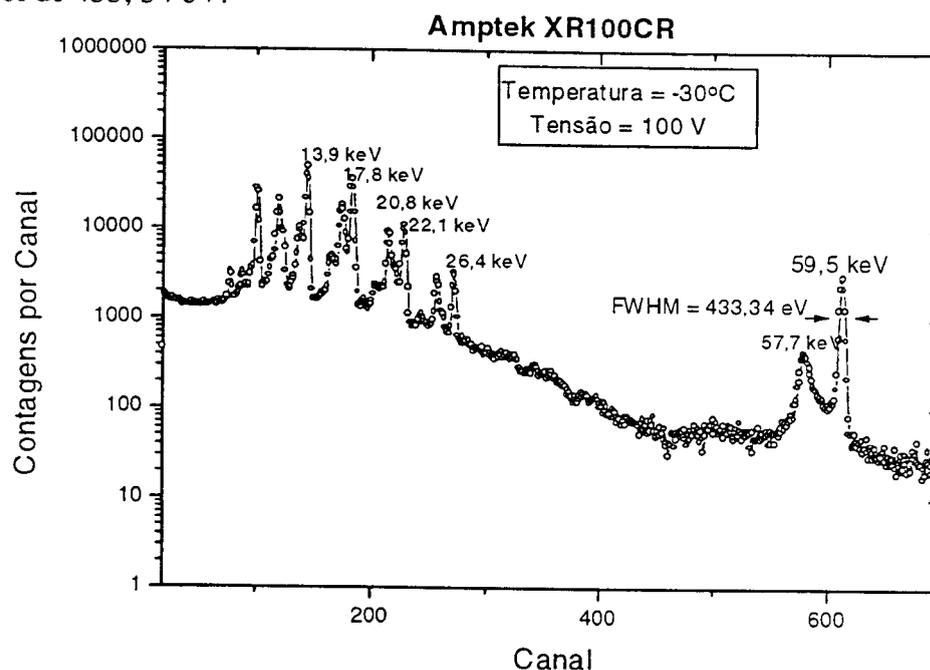


Figura 54 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{241}Am

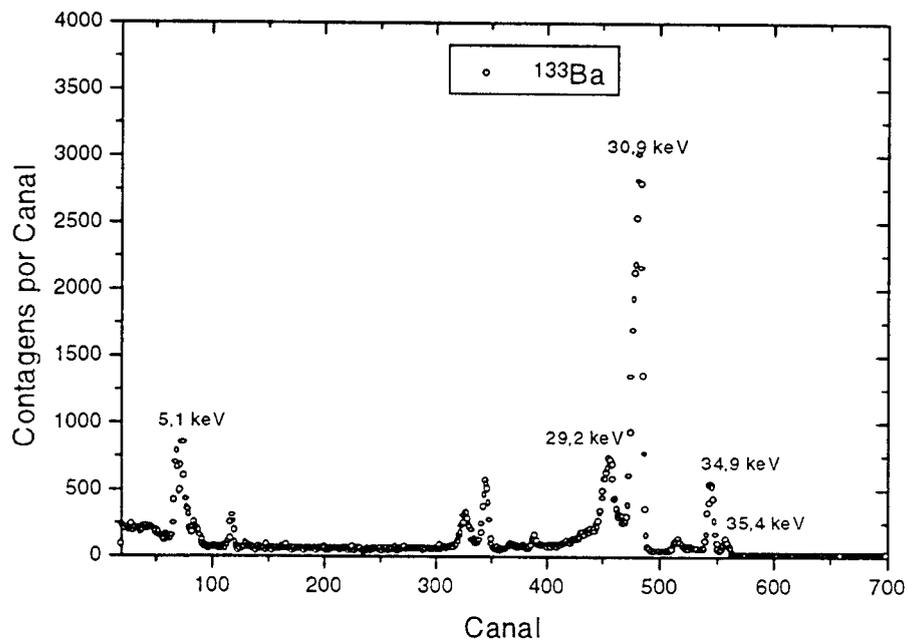


Figura 55 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{133}Ba

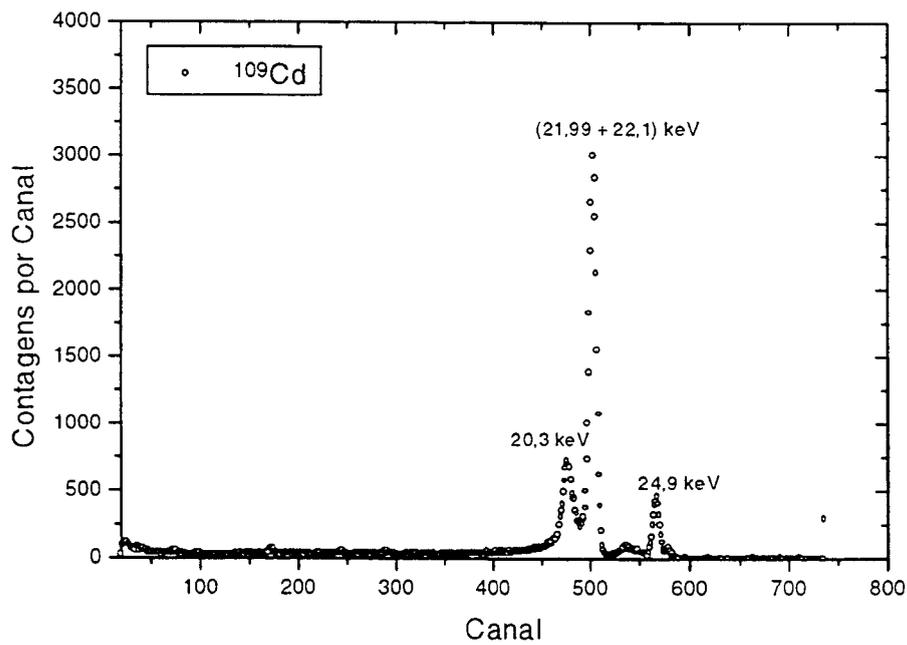


Figura 56 – Espectro de radiação eletromagnética do ^{109}Cd

VI- Comparação dos Resultados

A fim de estabelecermos uma comparação das condições de resposta para a espectrometria de radiação eletromagnética entre nosso sistema e os da ORTEC e AMPTEK, estão representados na tabela 9 abaixo os melhores resultados com eles obtidos para a linha γ de 59,5keV do ^{241}Am .

Tabela 9 – Resumo dos resultados obtidos

Sistema		Resolução (keV)		
		21°C	8.8°C	-30°C
Este Trabalho (A250)	Siemens SFH00206	2.34	2,10	-
	Hamamatsu S2506-02	2.05	1,82	-
ORTEC	Siemens SFH00206	2,7	2,6	-
	Hamamatsu S2506-02	2.61	2,48	-
XR100CR		-	-	0.433

De acordo com a tabela acima, os resultados obtidos com o pré-amplificador baseado no uso do circuito A250 são bem melhores que aqueles devidos ao uso do pré-amplificador 142A da ORTEC. Por outro lado, apesar da superioridade do sistema da Amptek em relação ao nosso, uma comparação criteriosa das respostas

envolve a análise de outros parâmetros importantes na escolha destes sistemas de detecção:

a) a temperatura mínima de operação dos fotodiodos estudados foi de 8.8°C. apesar da célula *Peltier* atingir até -30°C. Esta limitação é consequência do encapsulamento de plástico dos diodos, que, se por um lado, não permite a redução das suas temperaturas quando colocados em contato com a face fria da célula, por outro, os tornam mais robustos mecanicamente.

b) os fotodiodos estudados em nossa câmara não foram selecionados segundo características especiais de pureza, visto que são disponíveis no mercado como dispositivos eletrônicos convencionais enquanto que, no caso do sistema da AMPTEK, o diodo usado apresenta elevado grau de pureza (dado não fornecido pelo fabricante).

c) apesar de ser um parâmetro de importância secundária, o custo do XR-100CR é elevado (US\$3,000.00) sendo cerca de quatro vezes maior que o do sistema desenvolvido em nosso laboratório.

VII- Conclusões

A análise dos resultados obtidos neste trabalho, nos permitiram concluir o que se segue:

- a) os dois fotodiodos estudados (S2506-02 e SFH00206) são adequados para a espectrometria de radiação eletromagnética de energia inferior a 60keV. sendo possível obter resoluções ligeiramente melhores para o diodo fabricado pela Hamamatsu (S2506-02).
- b) o efeito da redução da temperatura de operação dos diodos na resolução em energia não é muito significativo, devido, fundamentalmente ao fato de ambos serem envolvidos por uma camada de plástico que dificulta o seu resfriamento para temperaturas abaixo de 8°C. Em sendo assim, a temperatura mínima de operação é muito superior à do detetor da Amptek (-30°C).
- c) o acoplamento direto dos fotodiodos ao transistor de efeito de campo, com a possibilidade de resfriamento de ambos, conduziu a uma melhora significativa nas resoluções em energia para a linha γ de 59,5keV do ^{241}Am em relação àquelas obtidas com o sistema de pré-amplificação convencional (ORTEC-142A).

- d) as resoluções em energia obtidas, mesmo em temperatura ambiente, são suficientes para permitir a construção de um sistema de espectrometria de radiações eletromagnéticas bastante compacto e barato.

VIII- Bibliografia

- [1] Miller, K.M. An Application of the Maximum Entropy Method for Assessments of Residual Radioactivity at Contaminated Sites. *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 70 (1994) 47.
- [2] Jones, A.O. et al. Design Considerations for Preamplifiers to be Used on Fast Multiwire Gas Proportional Counter Readout System. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 348 (1994) 256.
- [3] Kageyama, K. et al. Characteristic of a Single-Wire Proportional Counter with Very Thin Rectangular Cross Section. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 342 (1994) 509.
- [4] Cesareo R., Gigante G. et al Thermoelectrically Cooled Semiconductor Detector for Non-Destructive Analysis of Works of Art by Means of Energy Dispersive X-ray Fluorescence. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 428 (1999) 171.
- [5] Schweitzer J. S. and Trombka J. I. Room Temperature Semiconductors and Scintillators for Planetary Instruments. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 428 (1999) 193.
- [6] Trombka J. I., Evans L. G. et al Future Planetary X-ray and Gama-Ray Remote Sensing System and in Situ Requirements for Room Temperature Solid State Detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 428 (1999)199.

- [18] Lechner, P. et al. Pair Creation Energy and Fano Factor of Silicon in the Energy Range of Soft X-Rays. Nucl. Instr. and Meth., A 377(1996) 206.
- [19] Leo, W. R.. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag, Berlin, 1987.
- [20] Fano, U. Ionization Yield of Radiations II. The Fluctuations of the Number of Ions. Phys. Rev., 72 (1947) 26.
- [21] Zulliguer, H. R. et al. Fano Factor and Fallacy. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-15 (1968) 187.
- [22] J. M. Palms et al. A Fano Factor Measurement for Silicon Using Low Energy Photons. Nucl. Instr. And Meth., 76 (1969) 59.
- [23] Zulliguer, H. R. et al. Charge Collection Efficiencies for Lithium Drifted Silicon and Germanium Detectors in the X-Ray Energy Region. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-15 (1968) 466.
- [24] Zulliger, H. R. et al. The Linearity of the Charge Conversion Function for Cooled Lithium Drifted Silicon Detectors in Response to X-Ray and Low Energy Gamma Ray Excitation. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-16 (1969) 563.
- [25] Anjos, J. C., Hartill, D., Sauli, F. and Sheaff, M. Proceedings of the III ICFA School on Instrumentation in Elementary Physics (1990).
- [26] Fabris, L et al A Fast, Compact Solution for Low Noise Charge Pre-Amplifier. Nucl. Instr. and Meth., A 424 (1999) 545.
- [27] Seller P. Noise Analysis in Linear Electronic Circuits. Nucl. Instr. and Meth., A376 (1996) 229.
- [28] Seller P. Summary of Thermal, Shot and Flicker Noise in Detectors and Readout Circuits. Nucl. Instr. and Meth., A426 (1999) 538.

- [7] Starr R. et al Radiation Effects in the Si-PIN Detector on the near Earth Asteroid Rendezvous Mission. Nucl. Instr. and Meth., A 428 (1999) 209.
- [8] Karar A., Musienko Y. et al Characterisation of Avalanche Photodiode for Calorimetry Applications. Nucl. Instr. and Meth., A 428 (1999) 413.
- [9] Traczyk, M.; Slapa, M. Commercially Manufactured Photodiodes in Detection of Low Energy X- and γ - Ray Radiation. Nukleonika, 40 – vol.1 (1995) 51.
- [10] Kollwe, D. Performance of $10 \times 10 \text{ mm}^2$ PIN Silicon Photocells Used as High Resolution Charged Particle Detectors. Nucl. Instr. and Meth., A 254 (1987) 637.
- [11] Gooda, P.H. and Gilboy, W.B. High Resolution Alpha Spectroscopy with Low Cost Photodiodes. Nucl. Instr. and Meth., A 255 (1987) 222.
- [12] Sueva, D. et al. Silicon Detectors for Charged Particles Manufactured by Conventional Planar Technology. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-40 (3) (1993) 257.
- [13] Steinbauer, E. et al. Energy Resolution of Silicon Detectors: Approaching the Physical Limit. Nucl. Instr. and Meth., B 85 (1994) 642.
- [14] Hall, C. and Lewis, R. Recent Development in X-Ray Detectors for Synchrotron Radiation Experiments. Nucl. Instr. and Meth., A 348 (1994) 627.
- [15] Ladna, B. and Birbaun, H. K. Proceedings on Evolution of Surface and Thin Film Microstructure Symposium, Pittsburgh, Pa. USA (1993) 160.
- [16] Bueno, C.C.; Gonçalves, J.A. C. and Santos, M. D. S. The Performance of Low Cost Commercial Photodiodes for Charged Particle and X-Ray Spectrometry. Nucl. Instr. and Meth., A 371 (1996) 464.
- [17] Knoll, G. F. Radiation Detection and Measurement, 2nd Ed. John Wiley & Sons. N.Y., 1989.

[29] EG&G ORTEC Models 142A, 142B and 142C Preamplifiers Operating and Service Manual.

[30] Lederer, C. M. and Shirley, V. S. Table of Isotopes. Seventh Edition. (1978).



M21999



instituto de pesquisas energéticas e nucleares

Travessa "R", nº 400 - Cidade Universitária - Butantã
São Paulo - CEP.: 05508-900

Tel.: (011) 816-9000 - Fax.: (011) 212-3546

<http://www.ipen.br>

O Ipen é uma autarquia vinculada à Secretaria de Ciência, Tecnologia e Desenvolvimento Econômico do Estado de São Paulo, gerida técnica, administrativa e financeiramente pela Comissão Nacional de Energia Nuclear e associada à Universidade de São Paulo para fins de ensino de Pós-Graduação.