INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

**DOSIMETRIA DE ELÉTRONS EM PROCESSOS DE IRRADIAÇÃO COM
DIODOS RESISTENTES A DANOS DE RADIAÇÃO**

THAÍS CAVALHERI DOS SANTOS

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Aplicações**

Orientadora:

Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno

São Paulo

2012

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

DOSIMETRIA DE ELÉTRONS EM PROCESSOS DE IRRADIAÇÃO COM
DIODOS RESISTENTES A DANOS DE RADIAÇÃO

THAÍS CAVALHERI DOS SANTOS

Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Aplicações

Orientadora:

Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno

São Paulo

2012

À minha mãe (*em memória*)

Ao Ton

À Lilian, Rafael, Thiago e Malu

AGRADECIMENTOS

À minha orientadora **Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno** (IPEN-CNEN/SP e PUC/SP) pela credibilidade, confiança e amizade. Sem mesmo me conhecer, abriu as portas do seu grupo de pesquisa para que eu fizesse parte e, com paciência, carinho e algumas vezes rigidez, me mostrou como lidar com as dificuldades da pesquisa e também da vida.

À **Profa. Dra. Josemary Angélica Corrêa Gonçalves** (IPEN-CNEN/SP e PUC/SP) pela enorme disponibilidade nos momentos de dificuldade e amizade em todas as situações.

À **PhD. Ioana Pintilie** do Instituto de Física de Hamburgo e do Instituto Nacional de Física dos Materiais de Bucareste por ter cedido grande parte dos diodos e bases de cerâmica utilizados neste estudo, pela colaboração e por ter me acolhido no Instituto em Bucareste onde aprendi muito.

Ao **PhD. Jaakko Härkönen** do Instituto de Física de Helsinki pela colaboração e por ter fornecido parte dos diodos empregados neste trabalho de doutorado.

Aos engenheiros **Elizabeth S. R. Somessari**, **Carlos Gaia da Silveira**, **Samir Luiz Somessari** e ao técnico **Hélio Antônio Paes** do Laboratório de Fontes Intensas de Radiação (LFIR) do CTR pela grande prestatividade, eficiência e principalmente pelas irradiações dos diodos no acelerador industrial de elétrons.

Ao técnico **Jair Pereira de Souza** do **Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo** (LME/POLI-USP) pela confecção de algumas bases de cerâmica para a montagem do dispositivo.

Ao gerente **Wagner Caçador Carvalho** e à técnica **Marinalva Muniz Rocha** da **Divisão de Microssistemas e Empacotamento do Centro de Tecnologia da Informação Renato Archer** pela confecção das microsoldas dos diodos na base cerâmica e também pela cobertura dos diodos com resina termorrígida.

Ao técnico **José Carlos Sabino** da **Oficina Mecânica do IPEN** pela confecção, sempre em caráter de urgência, das sondas dosimétricas.

Aos físicos **Cecília M. Haddad**, **Wellington Furtado Pimenta Neves Junior** e **José Eduardo Vaz do Nascimento** e ao aprimorando **Pedro Augusto M. M. Ramos** do Hospital Sírio Libanês do Departamento de Radioterapia pelas irradiações aos finais de semana e também pela enorme contribuição intelectual aos trabalhos envolvendo dosimetria na área médica.

Às instalações do **Centro de Tecnologia das Radiações** (CTR) do **Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares** (IPEN-CNEN/SP) pela viabilização do desenvolvimento desse projeto de doutorado.

À **Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior** (CAPES) pelo suporte financeiro durante todo o doutorado.

À secretária **Ana Cláudia Martinelli Feher** da Comissão de Pós-Graduação pela enorme prestatividade e paciência me ajudando no que diz respeito à documentação e prazos.

Aos meus amigos doutorandos **Danilo Cardenuto Ferreira**, **Iara Batista de Lima**, **Kelly Cristina da Silva Pascoalino**, **Túlio Cearamicoli Vivaldini** e à minha amiga **Dra. Renata de Faria Barbosa** pelas discussões que contribuíram para o meu trabalho, pela incansável ajuda no desenvolvimento instrumental e principalmente pela enorme paciência nos momentos de estresse.

Aos meus mais novos amigos **Pedro José Gabriel Ferreira**, **Leonardo André Testoni** e **Daniel Oliveira** pelas palavras de incentivo em momentos de tensão e principalmente pela incansável descontração no dia a dia, me mostrando com bom humor como dimensionar melhor os problemas, tanto profissionais como pessoais.

Ao meu ex-orientador e amigo **Prof. Dr. Marcelo Mulato** (USP/RP) que, mesmo em tempos de turbulência e grandes tristezas, nunca deixou de acreditar em meu potencial profissional, sempre me tratando com muito respeito e carinho onde desenvolvemos uma amizade valiosa e duradoura.

Aos meus familiares em nome de **Jônatas Miguel Manço**, **Esther M. Z. Miguel Manço** e **Walter Manço Filho** pelo apoio incondicional em todas as etapas da minha vida.

Às minhas amigas de hoje e sempre **Manoella**, **Flávia**, **Raquel**, **Gabriela**, **Nicole** e **Fernanda** pela amizade inabalável, apesar da distância.

DOSIMETRIA DE ELÉTRONS EM PROCESSOS DE IRRADIAÇÃO COM DIODOS RESISTENTES A DANOS DE RADIAÇÃO

Thaís Cavalheri dos Santos

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo o desenvolvimento de sistemas dosimétricos baseados em diodos especiais de Si, resistentes a danos de radiação, para monitoração *online* de processos de irradiação com elétrons de 1,5 MeV de energia e para dosimetria relativa e escaneamento de feixe de elétrons clínicos dentro de uma faixa de energia de 6 a 21 MeV. Os diodos utilizados foram produzidos pelos métodos de fusão zonal padrão (FZ), Czochralski em presença de um campo magnético (MCz) e crescimento Epitaxial (EPI).

Para utilizar os diodos como detectores, eles foram fixados em uma base de alumina permitindo a ligação dos eletrodos de polarização e de extração de sinais. Após a montagem na base, cada diodo foi fixado em uma sonda acrílica preta dotada de uma janela de *Mylar*[®] aluminizado e de conector do tipo *LEMO*[®]. Com os dispositivos operando em modo fotovoltaico, a integração dos sinais de corrente em função do tempo de irradiação permitiu obter a carga produzida no volume sensível de cada diodo irradiado.

O acelerador de elétrons utilizado para as irradiações de doses altas foi o DC 1500/25/4 - JOB 188 de 1,5 MeV instalado no Centro de Tecnologia das Radiações do IPEN/CNEN-SP. Foram estudados o perfil da corrente em função do tempo de exposição, a repetibilidade de resposta, a sensibilidade em função da dose absorvida e a curva resposta de cada dispositivo. Foi observada uma queda na sensibilidade mais acentuada para o diodo MCz do que para o diodo FZ e uma boa repetibilidade nos dois casos. Ainda, o aumento da carga com a dose absorvida obedeceu a uma função polinomial de segunda ordem. Na caracterização do diodo EPI, ele exibiu melhor repetibilidade que a obtida por

dosímetros CTA, rotineiramente aplicados em processamento por radiação. Os resultados acima descritos indicam a potencial utilização desses diodos de Si resistentes a danos de radiação em dosimetria *online* para aplicações envolvendo elevadas doses.

Para as irradiações de doses baixas foram utilizados os Aceleradores Lineares KD2 e Primus, ambos fabricados pela Siemens e instalados no Hospital Sírio-Libanês. A resposta dos diodos foi avaliada para energias de 6 a 21 MeV. Foram estudados: a repetibilidade de resposta, a curva dose-resposta em função da dose absorvida, a sensibilidade em carga com a energia do feixe de elétrons, a porcentagem de dose profunda (PDP) e o perfil transversal de dose. Apesar da resposta dos diodos FZ, MCz e EPI serem levemente dependentes da energia do feixe de elétrons, a resposta dosimétrica, em todo o intervalo de energia de feixe estudado, mostrou-se linear. Ainda, em relação aos diodos epitaxiais, os dispositivos estudados mostraram excelente acordo com simulações de Monte Carlo e medições realizadas com *MatriXX*[®], demonstrando que os dispositivos podem ser usados como dosímetros em elétrons radioterápicos para escaneamento de varredura de feixe, mapeamento de distribuições de dose de feixes, monitoramento rotineiro da constância do fator calibração e dosimetria relativa.

ELECTRON DOSIMETRY IN IRRADIATION PROCESSING WITH RAD-HARD DIODES

Thaís Cavalheri dos Santos

ABSTRACT

This work had the aim of the development of dosimetric systems based on Si special diodes, resistant to radiation damage to online monitoring of irradiation processing using 1.5 MeV electrons energy and for relative dosimetry and clinical electron beam scanning within an energy range of 6 MeV up to 21 MeV. The diodes used were produced by Float Zone standard (FZ), Magnetic Czochralski (MCz) and epitaxy growth (EPI) methods.

In order to use the diodes as detectors, they were fixed on alumina base to allow the connection of the polarization electrodes and the signals extraction. After the diode assembly on the base, each one was housed in a black acrylic probe with aluminized *Mylar*[®] window and *LEMO*[®] connector. With the devices operating in photovoltaic mode, the integration of the current signals as a function of irradiation time allowed obtain the charge produced in the sensitive volume of each diode irradiated.

The electron accelerator used for high doses irradiation was the DC 1500/25/4 – JOB 188 of the 1.5 MeV installed at the Radiation Technology Center of the IPEN/CNEN-SP. The current profile as function of exposure time, the response repeatability, the sensitivity as function of absorbed dose and the dose response curve were studied for each device. In comparison to FZ diode, we observed a greater decrease in the sensitivity for MCz diode, and good repeatability in both cases. Also, the increasing of the charge with the absorbed dose was well fitted by a second order polynomial function. In the EPI diode characterization, this one exhibited repeatability better than CTA dosimeters applied routinely in radiation processing. The above results indicate the potential use of these radiation hardness Si diodes in online dosimetry to high doses applications.

For low doses irradiation were used the linear accelerators KD2 and Primus, both manufactured by Siemens and located at Sirio-Libanês Hospital. The diodes responses were evaluated for electron beams within the energy range of 6 MeV up to 21 MeV. The following studies were carried out: the short-term repeatability, the dose-response curve as a function of absorbed dose, the charge sensitivity as function of electron beam energy, the percentage depth dose (PPD) and the dose transversal profile. Despite the response of the diodes FZ, MCz and EPI be slightly dependent on the electron beam energy, the dosimetric response was linear in all electron beam energy range studied. In addition to this, the EPI devices showed excellent agreement with simulation performed with Monte Carlo code and the measurements performed with *MatriXX*[®], confirming that the devices can be used as dosimeters in radiotherapy for scanning purposes, dose distribution mapping, constancy monitoring of calibration factor and relative dosimetry.

SUMÁRIO

Página

1 INTRODUÇÃO.....	18
1.1 Roteiro da Tese.....	20
2 OBJETIVOS.....	22
3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	23
3.1 Interação dos Elétrons com a Matéria.....	23
3.1.1 Perda de Energia dos Elétrons: Poder de Freamento (<i>Stopping Power</i>).....	23
3.1.1.1 Perda de Energia por Excitação e Ionização (Perda Colisional).....	24
3.1.1.2 Perda de Energia por <i>Bremsstrahlung</i> (Perda Radiativa).....	24
3.2 Alcance dos Elétrons.....	26
3.3 Espalhamento.....	29
3.3.1 Espalhamento Múltiplo.....	30
3.3.2 Retroespalhamento.....	31
3.4 Dosimetria das Radiações.....	32
3.4.1 Dosimetria em Processos de Irradiação.....	35
3.4.2 Dosimetria em Radioterapia.....	38
3.5 Dosímetros de Silício.....	42
3.6 Danos de Radiação.....	48
3.6.1 Danos Microscópicos.....	49
3.6.2 Danos Macroscópicos.....	53
4 MATERIAIS E MÉTODOS.....	54
4.1 Diodos Utilizados e Montagem da Sonda Dosimétrica.....	54
4.2 Equipamentos e Aceleradores.....	57

4.3 Arranjo Experimental para Dosimetria de Doses Altas.....	59
4.4 Arranjo Experimental para Dosimetria de Doses Baixas: Aplicação em Radioterapia.....	61
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES – DOSIMETRIA DE DOSES ALTAS.....	69
5.1 Diodos FZ – Estudos Preliminares.....	69
5.1.1 Sinais de Corrente em Função do Tempo de Exposição.....	69
5.1.2 Queda da Sensibilidade de Corrente em Função da Dose.....	70
5.1.3 Linearidade de Resposta em Corrente em Função da Taxa de Dose.....	71
5.2 Diodos FZ e MCz.....	72
5.2.1 Sinais de Corrente em Função do Tempo de Exposição.....	72
5.2.2 Queda da Sensibilidade de Corrente em Função da Dose.....	74
5.2.3 Curva Dose-Resposta (Carga x Dose).....	76
5.3 Resina Termorrígida – Resultados Preliminares.....	78
5.4 Diodos EPI.....	82
5.4.1 Estudo da Pré-Dose com Radiação Gama.....	82
5.4.2 Sinais de Corrente em Função do Tempo de Exposição.....	84
5.4.3 Queda da Sensibilidade de Corrente em Função da Dose.....	86
5.4.4 Curva Dose-Resposta (Carga x Dose).....	88
5.4.5 Espectroscopia de Transiente de Nível Profundo (<i>Deep Level Transient Spectroscopy</i> -DLTS).....	89
6 RESULTADOS E DISCUSSÕES – DOSIMETRIA DE DOSES BAIXAS: APLICAÇÃO EM RADIOTERAPIA.....	91
6.1 Diodos FZ e MCz não Pré-Irradiados.....	91
6.1.1 Sinal de Corrente e Repetibilidade.....	91
6.1.2 Curva Dose-Resposta.....	92
6.1.3 Sensibilidade em Carga.....	93
6.2 Diodo EPI não Pré-Irradiado.....	94
6.2.1 Sinal de Corrente e Repetibilidade.....	95
6.2.2 Curva Dose-Resposta.....	96
6.2.3 Sensibilidade em Carga.....	96
6.2.4 Estudo da Porcentagem de Dose Profunda (PDP).....	98

6.2.5 Estudo do Perfil Transversal de Dose.....	99
6.3 Influência da Pré-dose em diodos EPI.....	100
6.3.1 Sinal de Corrente e Repetibilidade.....	100
6.3.2 Curva Dose-Resposta.....	101
6.3.3 Sensibilidade em Carga.....	102
6.3.4 Estudo da Porcentagem de Dose Profunda (PDP).....	103
6.3.5 Estudo do Perfil Transversal de Dose.....	103
7 CONCLUSÕES.....	105
ANEXO A – Detectores de Silício.....	107
1 Técnicas de Crescimento do Silício.....	107
1.1 Silício Czochralski Padrão (Cz).....	107
1.1.1 Silício Czochralski Magnético (MCz).....	109
1.2 Silício Fusão Zonal Padrão (FZ).....	109
1.3 Silício Epitaxial (EPI).....	111
1.4 Obtenção da Lâmina de Si.....	113
2 Tecnologia dos Detectores.....	114
2.1 Processamento Planar.....	114
2.1.1 Oxidação.....	115
2.1.2 Fotolitografia.....	116
2.1.3 Dopagem.....	118
2.1.4 Tratamento Térmico.....	120
2.1.5 Metalização.....	120
2.1.6 Passivação Final.....	122
2.2 Estrutura Final do Diodo.....	122
ANEXO B – Trabalhos Apresentados.....	125
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	127

ÍNDICE DE FIGURAS

Página

FIGURA 3.1.1.2.1 – Poder de freamento colisional, radiativo e total dos elétrons interagindo com o material absorvedor silício [47].....	26
FIGURA 3.2.1 – Diagrama indicando os caminhos possíveis de duas partículas idênticas tendo a mesma energia incidente em um absorvedor de espessura x_0 . Os alcances R_1 e R_2 seguem uma distribuição estatística, e o alcance médio $\bar{R}$ é uma quantidade bem definida [42].....	27
FIGURA 3.2.2 – Distribuição dos alcances R e comprimentos de caminho S para elétrons de 0,02 MeV em absorvedor oxigênio gasoso em CNTP. O número específico de elétrons possuindo $R > x$ ou $S > x$, sendo x a espessura alvo do oxigênio em cm é plotado <i>versus</i> x . Os alcances e comprimentos de caminho médios e extrapolados são mostrados. Sob essas condições, $\bar{S}$ é em torno de $1,24R_{ex}$ [42,48].....	28
FIG.3.2.3 – Alcance dos elétrons no material absorvedor silício para diferentes energias [47].....	29
FIGURA 3.3.2.1 – (a) Retroespalhamento dos elétrons. (b) Alguns coeficientes de retroespalhamento de elétrons medidos para vários materiais. Os elétrons são perpendicularmente incidentes na superfície da amostra [46,56].....	32
FIGURA 3.4.1 – Ilustração do conceito geral de dependência em energia de um dosímetro que fornece uma leitura r , para três diferentes energias, como resultado da irradiação que é quantificada em termos da grandeza J (por exemplo, dose absorvida) [43].....	35
FIGURA 3.4.1.1 – Dosímetros de CTA. A intensidade da cor amarela dos dosímetros é proporcional à dose.....	37
FIG.3.4.2.1 – Exemplos de câmaras de ionização e diodos comerciais usados em radioterapia. Todos esses detectores fazem parte do acervo do Hospital Sírio-Libanês.....	39
FIGURA 3.5.1 – Formação da região de depleção [75].....	45
FIGURA 3.5.2 – Desenho esquemático: princípio de funcionamento do semiconductor como detector de radiação.....	46
FIGURA 3.6.1.1 – Dano da radiação. Deslocamento de um átomo do material semiconductor. Produção de (a) vacâncias e (b) interstícios [84].....	50

FIGURA 3.6.1.2 - Processos secundários gerados por átomos primariamente deslocados (<i>clusters</i>) [85].....	51
FIGURA 4.1.1 – (a) Área sensível do diodo; (b) Estrutura dos anéis de guarda. Fotografias obtidas no Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da USP (LME/Poli – USP).....	55
FIGURA 4.1.2 – (a) Diodo fixo na base de alumina; (b) Base de alumina com camada de ouro eletrodepositada; (c) Processo de microsoldagem; (d) Eletrodo microsoldado a face frontal do diodo; (e) Microsolda em detalhe.....	56
FIGURA 4.1.3 – (a) Diodo fixado no centro da sonda acrílica preta; (b) Sonda dosimétrica com janela de <i>Mylar</i> [®] ; (c) Sonda dosimétrica conectada ao cabo do tipo <i>LEMO</i> [®] ; (d) Aparato experimental para as medições de correntes geradas no diodo.....	57
FIGURA 4.2.1 – O acelerador de elétrons DC 1500/25/4 - JOB 188 de 1,5 MeV.....	57
FIGURA 4.2.2 – (a) Acelerador Linear KD2 (Siemens); (b) Acelerador Linear Primus (Siemens) [90]. Ambos instalados no Hospital Sírio-Libanês.....	58
FIGURA 4.2.3 – Irradiador Gammacell ⁶⁰ Co, instalado no Departamento de Energia Nuclear da UFPE.....	58
FIGURA 4.3.1 – (a) Posicionamento da sonda dosimétrica sob o acelerador de elétrons; (b) Em detalhe a sonda dosimétrica em uma bandeja sobre a esteira que permite a movimentação de ida e volta em relação ao feixe de elétrons. Caixa de acrílico para efeito ilustrativo; (c) Caixa de acrílico.....	59
FIGURA 4.3.2 – Monitoramento da temperatura durante as irradiações com um termopar do tipo K.....	60
FIGURA 4.3.3 – Diagrama esquemático do arranjo experimental para dosimetria de doses altas.....	61
FIGURA 4.4.1 – (a) Placas de PMMA com diferentes espessuras; (b) Placas quadradas de PMMA de 30 cm × 30 cm posicionadas sob o acelerador; (c) Sonda dosimétrica colocada na $Z_{ref,PMMA}$ para cada energia utilizada; (d) Sonda centrada em um campo de radiação de 10 cm × 10 cm; (e) DFS mantida em 100 cm.....	62
FIGURA 4.4.2 – Monitor com os parâmetros de irradiação utilizados como: energia do feixe de elétrons, UM e tempo de exposição.....	64
FIGURA 4.4.3 – Diagrama esquemático do arranjo experimental para dosimetria de doses baixas com aplicação em radioterapia.....	65
FIGURA 4.4.4 – Desenho esquemático do procedimento experimental para as medições de PDP.....	66
FIGURA 4.4.5 – Desenho esquemático do procedimento experimental para as medições de perfil transversal de dose.....	66

FIGURA 4.4.6 – Representação da distribuição de dose no acrílico obtida por meio de código Monte Carlo para várias energias do feixe de elétrons.....	67
FIGURA 4.4.7 – (a) Fotografia do sistema de dosimetria comercial <i>MatriXX</i> [®] da IBA Dosimetry [®] ; (b) <i>MatriXX</i> [®] fixo ao <i>gantry</i> do acelerador para a realização das medições do perfil transversal de dose[94].....	68
FIGURA 5.1.1.1 – Perfil da corrente em função do tempo de exposição para o diodo FZ(A). Em detalhe, a queda na corrente de pico para os ciclos seguintes ao primeiro.....	70
FIGURA 5.1.2.1 – Queda na sensibilidade do diodo FZ(A) representada por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....	71
FIGURA 5.1.3.1 – Curva de sensibilidade do diodo FZ(B) após receber uma pré-dose de 250 kGy do feixe de elétrons. A curva tracejada representa um guia para os olhos. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....	72
FIGURA 5.2.1.1 – Perfil da corrente em função do tempo de exposição de alguns ciclos de irradiação para os diodos (a) FZ(C) e (b) MCz(A).....	73
FIGURA 5.2.2.1 – Queda na sensibilidade do diodo representada por I/I_0 em função da dose acumulada (a) FZ(C) e (b) MCz(A). Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....	75
FIGURA 5.2.2.2 – Queda na sensibilidade dos diodos FZ(C) e MCz(A) representadas por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....	76
FIGURA 5.2.3.1 – Curva dose-resposta do diodo (a) FZ(C) e (b) MCz(A). Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.	77
FIGURA 5.2.3.2 – Curvas dose-resposta dos diodos FZ(C) e MCz(A). Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....	78
FIGURA 5.2.3.3 – a) Comparação entre sonda dosimétrica antes e após o intenso acúmulo de dose; b) em detalhe, a sonda deteriorada.....	78
FIGURA 5.3.1 – (a) <i>OxySIM</i> [®] 540-10 da marca <i>OxyChem, Electronic Materials</i> [®] ; (b) Área delimitada para a deposição da resina; (c) Deposição da resina; (d) Material encapsulante após a cura; (e) Aparato experimental para as irradiações com elétrons de energia de 1,5 MeV.....	80
FIGURA 5.3.2 – Queda na sensibilidade do diodo FZ(A), representada por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....	81
FIGURA 5.3.3 – Curva dose-resposta do diodo FZ(A). Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....	82

FIGURA 5.4.1.1: Queda na sensibilidade dos diodos EPI, irradiados com duas diferentes taxas de dose, representadas por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.	84
FIGURA 5.4.2.1: Perfil da corrente em função do tempo de exposição dos cinco passos de irradiação para o diodo EPI(F) logo após a pré-dose de 25 kGy. No canto superior, uma visão expandida de um desses sinais de corrente.	85
FIGURA 5.4.2.2: Para comparação, os cinco primeiros sinais de corrente (dose acumulada de 31,25 kGy apresentados em conjunto com os consecutivamente medidos no final da irradiação (dose acumulada de 750 kGy).	86
FIGURA 5.4.3.1: Queda na sensibilidade do diodo EPI(F) representada por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.	87
FIGURA 5.4.3.2: Para comparação, os dez sinais de corrente induzidos no diodo EPI(F) no final da irradiação.	87
FIGURA 5.4.4.1: Curva dose-resposta do diodo EPI para uma dose acumulada de 750 kGy. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.	88
FIGURA 5.4.5.1: Espectro DLTS para o diodo EPI(F) irradiado com elétrons de 1,5 MeV de energia com uma fluência de $3.9 \cdot 10^{13} \text{ e/cm}^2$.	90
FIGURA 6.1.1.1 – Cinco sinais de corrente registrados durante 60 s nos diodos FZ(D) e MCz(B) para o feixe de elétrons de 21 MeV.	92
FIGURA 6.1.2.1 – Curvas dose-resposta para os diodos (a) FZ(D) e (b) MCz(B) para as seis diferentes energias estudadas do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.	93
FIGURA 6.1.3.1 – Sensibilidade em carga para os diodos FZ(D) e MCz(B) como função da energia do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos. As curvas tracejadas servem de guia para os olhos.	94
FIGURA 6.2.1.1 – Sinais de corrente gerados no diodo EPI(A) para o feixe de elétrons de 21 MeV.	95
FIGURA 6.2.2.1 – Curva dose-resposta para o diodo EPI(A) para as seis diferentes energias do feixe de elétrons estudadas. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.	96
FIGURA 6.2.3.1 – Sensibilidade em carga para o EPI(A) como função da energia do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.	97

FIGURA 6.2.3.2 – Simulações Monte Carlo usando o código *CASINO*[®], para feixes de elétrons de (a) 6 e (b) 21 MeV de energia com 200.000 elétrons incidentes para cada energia.....98

FIGURA 6.2.4.1 – PDP em PMMA para feixes de elétrons de 9 e 18 MeV de energia. As medições realizadas com o diodo EPI(A) (símbolos) são apresentadas com cálculos Monte Carlo (linhas) para comparação. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....99

FIGURA 6.2.5.1 – Medições do perfil transversal de dose realizadas em PMMA com o diodo EPI(A) colocado no z_{ref} para a energia de 12 MeV do feixe de elétrons. As medições realizadas com o diodo EPI(A) (símbolos) são apresentadas com cálculos Monte Carlo (linhas) para comparação. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....100

FIGURA 6.3.1.1 – Cinco sinais de corrente consecutivamente registrados durante 20 s com os diodos sob feixe de elétrons de 15 MeV.....101

FIGURA 6.3.2.1 – Curvas dose-resposta para os diodos EPI para as energias de 9 e 15 MeV do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....102

FIGURA 6.3.3.1 – Sensibilidades em carga em função da energia do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.....102

FIGURA 6.3.4.1 – PDP em PMMA para feixes de elétrons de 9, 12, 18 e 21 MeV de energia. Cálculos Monte Carlo (linhas) são apresentados para comparação. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.
.....103

FIGURA 6.3.5.1 – medições do perfil transversal de dose realizadas em PMMA com o diodo EPI(C) colocado no z_{ref} para a energia de 15 MeV do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos. As medições realizadas com o diodo EPI(C) (símbolos) são apresentadas com cálculos de Monte Carlo (linhas) e medições realizadas com *MatriXX*[®] (pontos vazados) para comparação.....104

ANEXO A – Detectores de Silício

FIGURA 1.1.1 – Esquematização simplificada do aparato experimental puxador de cristal para o crescimento de cristais de Si pelo método Czochralski (Cz) [115].....108

FIGURA 1.1.1.1 – Fotos dos cristais e pastilhas de Si crescidos pelo método Czochralski Magnético (MCz) [121].....109

FIGURA 1.2.1 – Cristal de silício sendo crescido pelo método de Fusão Zonal padrão [122].....110

FIGURA 1.2.2 – Esquema simplificado de crescimento do cristal de Si pelo método de Fusão Zonal (FZ) [115].....111

FIGURA 1.3.1 – Diagrama esquemático de um sistema de crescimento epitaxial por vapor químico (CVD) [118].....	111
FIGURA 1.3.2 – Representação esquemática de um processo de crescimento CVD de camadas epitaxiais de Si com dopagem de átomos de As [115].....	113
FIGURA 1.4.1 – Diagrama em blocos da sequência de processos para a obtenção de lâminas de Si [115,118].....	114
FIGURA 2.1.1 – Representação esquemática da obtenção das lâminas de Si [125].....	115
FIGURA 2.1.1.1 – Desenho esquemático de um forno de oxidação para lâminas de Si, com opção de ambientes de O ₂ seco, O ₂ + H ₂ (forma H ₂ O) ou vapor de H ₂ O [118].....	116
FIGURA 2.1.2.1 – Desenho esquemático (visão lateral) das etapas da técnica de fotolitografia, partindo da lâmina de Si com camada de SiO ₂ . (a) aplicação do fotorresiste; (b) iluminação do fotorresiste através da máscara; (c) revelação do fotorresiste; (d) ataque químico da camada de SiO ₂ ; (e) remoção do fotorresiste restante [118].....	117
FIGURA 2.1.2.2 – FIG.2.1.2.1 em três dimensões [118].....	118
FIGURA 2.1.3.1 – Comparação entre as técnicas de: (a) difusão e (b) implantação de íons para a introdução de dopantes no substrato semiconductor [115].....	119
FIGURA 2.1.5.1 – Diagrama esquemático do processo básico de evaporação. [127].....	121
FIGURA 2.1.5.2 – Diagrama esquemático do processo básico de <i>sputtering</i> . [127].....	122
FIGURA 2.2.1 – Esquema representativo dos diodos FZ e MCz do tipo n [128].....	123
FIGURA 2.2.2 – Esquema representativo das camadas do diodo EPI do tipo n fabricado por processamento planar. A figura está fora de escala [129].....	123
FIGURA 2.2.3 – Esquema representativo dos diodos FZ e EPI, ambos do tipo n [108].....	124

1 INTRODUÇÃO

Diodos de Si têm sido frequentemente empregados em dosimetria de fótons na área médica principalmente em aplicações que exigem pequenos campos de radiação, elevada resolução espacial e alta sensibilidade, como a dosimetria *in vivo* e o planejamento de tratamentos em radioterapia [1-10]. Quando estes dispositivos são utilizados para a dosimetria de elétrons [11-17], fenômenos de espalhamento afetam a medida de dose predominantemente em regiões de baixa energia, o que exige a introdução de fatores de correção relacionados à energia do feixe, profundidade de dose e resposta direcional dos diodos. No entanto, a maior restrição ao uso de diodo de Si na dosimetria de elétrons refere-se à queda de sensibilidade com o aumento da dose em consequência dos danos provocados por este tipo de radiação [18,19]. Estes danos comprometem as condições operacionais do diodo devido, principalmente, ao aumento da corrente de fuga e da tensão de depleção total do dispositivo e a redução da eficiência de coleta de carga nos eletrodos do detector [20-29].

O aumento da resistência de detectores semicondutores aos danos de radiação tem sido alcançado no âmbito das pesquisas realizadas no Centro Europeu de Pesquisas Nucleares (CERN) mediante o aperfeiçoamento dos métodos de crescimento dos cristais e das técnicas de fabricação dos detectores [30-35].

Dentro deste esforço de desenvolvimento de instrumentação voltada para a dosimetria de altas doses em irradiação industrial aliada à possibilidade de explorar ainda mais a elevada resistência aos danos de radiação dos diodos estudou-se neste projeto de doutorado a aplicação dos dispositivos FZ, MCz (*Magnetic Czochralski*) e Epitaxial no desenvolvimento de dosímetros de elétrons para doses de centenas de kGy. A motivação adicional para esta pesquisa deriva da inexistência de sistemas comerciais para medições *online* de altas doses de elétrons utilizando diodos de Si para a detecção direta destas radiações, dado o elevado dano de radiação sofrido pelo semicondutor crescido pelas técnicas convencionais. Do que consta na literatura, o único sistema de monitoração *online*

de doses em processos de irradiação com elétrons baseia-se na detecção de fótons de *bremsstrahlung* produzidos pela incidência de elétrons na janela de um acelerador de 250 keV [36-38]. Apesar da originalidade do sistema proposto, a sua utilização está limitada a doses inferiores a 60 kGy.

De uma forma geral, a dosimetria rotineira de processos de irradiação com elétrons em escala industrial, na faixa de dose de 10 a 300 kGy, baseia-se prioritariamente em dosímetros de triacetado de celulose (CTA) [39] que, apesar do baixo custo dos filmes, exige o emprego de espectrofotômetros com lâmpadas de deutério para a leitura do parâmetro dosimétrico, a absorvância específica para o comprimento de onda de 280 nm. Além disto, uma desvantagem na dosimetria com filmes reside no fato de que a dose registrada (com precisão máxima de 3%) corresponde a uma pequena porção do produto irradiado em um dado intervalo de tempo. Outra limitação é que a leitura do parâmetro dosimétrico, isto é, da medida da absorvância específica, só é possível após o término da irradiação, o que impossibilita eventuais correções das doses absorvidas pelos produtos durante o processo de irradiação. No caso de processadores com esteiras, a medida de dose por filmes exige que a velocidade da passagem do produto seja reduzida para garantir que a dose absorvida pelo dosímetro esteja situada dentro dos seus limites operacionais.

Por estas razões, os dosímetros baseados em diodos de Si, que também desempenham a função de monitorar *online* a estabilidade do processo mediante a medida da corrente gerada pela radiação no volume sensível do dispositivo, são mais adequados que os sistemas dosimétricos estáticos com filmes. De fato, um sistema de monitoração em tempo real com a indicação e armazenamento contínuo de dose e tensão do acelerador, com a possibilidade de medida de dose total, mediante a integração dos sinais de corrente registrados em função do tempo de irradiação é o mais preciso e o que melhor atende às exigências de controle de qualidade das plantas de irradiação.

No caso de irradiação com feixes de elétrons, as pequenas variações de energia do feixe são instantaneamente identificadas nos sinais de corrente permitindo a correção do procedimento de forma a garantir o controle das doses que podem ser ministradas aos produtos irradiados, segundo as normas de certificação dos processos de irradiação.

O desenvolvimento desse doutorado inseriu-se neste contexto com o desenvolvimento do dosímetro de elétrons para dosimetria de altas doses que, além de incorporar o avanço tecnológico de diodos de Si resistentes a danos de radiação, contribui para o aperfeiçoamento do controle de qualidade dos serviços de irradiação oferecidos pelo CTR do IPEN/CNEN-SP.

Neste projeto, os mesmos dosímetros foram avaliados para o uso em dosimetria relativa de feixe de elétrons clínicos, agregando excelentes resultados aos obtidos com dosímetros convencionais. É importante salientar que os diodos utilizados como dosímetros desenvolvem um importante papel na dosimetria em radioterapia, principalmente devido a sua versatilidade, alta sensibilidade e tamanho reduzido [40]. Ainda, por apresentar um volume bem reduzido, o diodo pode ser usado em regiões de difícil acesso. Os diodos são comumente utilizados também em controle de qualidade e dosimetria *in-vivo*, apresentando um amplo intervalo dosimétrico. Em adição, os diodos apresentam como vantagem quando comparados aos dosímetros termoluminescentes (TLD) a leitura imediata e a fácil utilização, enquanto que frente às câmaras de ionização a energia necessária para produzir um par de íons no diodo é muito menor, confirmando assim a sua alta sensibilidade.

1.1 Roteiro da Tese

No capítulo 2 são explicitados os objetivos principal e secundário que norteiam o curso deste trabalho de doutorado.

No capítulo 3 são apresentados os fundamentos teóricos mais relevantes para a compreensão do princípio de operação dos diodos de Si como dosímetros de radiação. Primeiramente são descritas as principais interações dos elétrons com a matéria nomeadamente perdas de energia colisional e radiativa. O alcance e espalhamento dos elétrons quando interagem com o detector também são descritos. São discutidos os pontos fundamentais para dosimetria em processos de irradiação como também para dosimetria em radioterapia. É explicitado o princípio de funcionamento dos diodos de Si como dosímetros de radiação, e por fim esse capítulo mostra os principais danos microscópicos de radiação causados no Si e suas consequências macroscópicas no funcionamento do diodo como um detector de radiação.

No capítulo 4 são descritos os diodos utilizados juntamente com a montagem da sonda dosimétrica. São mostrados os equipamentos e aceleradores utilizados nos estudos realizados com os diodos, detalhando os arranjos experimentais tanto para dosimetria de doses altas como para dosimetria de doses baixas.

No capítulo 5 são mostrados os resultados experimentais referentes à dosimetria de doses altas. São estudados a pré-irradiação com feixe de elétrons e também os parâmetros mais importantes como sinais de corrente em função do tempo de exposição, curva resposta e queda da sensibilidade de corrente em função da dose, a fim de caracterizar os variados tipos de diodos como dosímetros. Ainda neste mesmo capítulo, é realizado o estudo de danos de radiação no diodo de Si do tipo epitaxial por meio da Espectroscopia de Transiente de Nível Profundo.

No capítulo 6 são apresentados os resultados referentes ao estudo das características de resposta do detector como um dosímetro de doses baixas com aplicação em radioterapia. São realizados estudos dos principais parâmetros dosimétricos para diodos pré-irradiados e não pré-irradiados. Além dos estudos de sinais de corrente, repetibilidade de resposta, curva resposta e sensibilidade em carga, os quais viabilizam o uso do detector como um dosímetro, são realizados os estudos de porcentagem de dose profunda (PDP) e perfil transversal de dose com o objetivo de demonstrar a possibilidade de uso do diodo em escaneamento de varredura de feixe e dosimetria relativa.

No capítulo 7 são sintetizados os resultados mais relevantes apresentados neste trabalho.

2 OBJETIVOS

A) Objetivo Principal

- Desenvolvimento de dosímetros baseados em diodos de Si resistentes a danos de radiação para medições de doses elevadas de elétrons, da ordem de centenas de kGy, em processos de irradiação.

B) Objetivo Secundário

- Estudo da viabilidade de uso desses dosímetros para medições de doses baixas de elétrons¹, em procedimentos de radioterapia.

¹ Doses partindo de 2 Gy para tratamentos convencionais diários até 25 Gy para radiocirurgias.

3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 Interação de Elétrons com a Matéria – Perda de Energia

As principais interações dos elétrons com a matéria são aquelas que resultam nos fenômenos de excitação e ionização com a consequente perda de energia do tipo colisional. Para elétrons e partículas beta relativísticas a perda de energia por emissão de radiação (*bremsstrahlung*), ou perda radiativa, também deve ser considerada [41].

Antes de descrever os tipos de interações dos elétrons com a matéria, é necessário entender primeiramente o conceito de poder de freamento (*stopping power*).

3.1.1 Poder de Freamento (*Stopping Power*)

O poder de freamento linear S para partículas carregadas em um dado meio absorvedor é definido como a energia perdida pela partícula (dE) por unidade de comprimento de trajetória (dx) no meio considerado:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (3.1.1.1)$$

Em se tratando de perda de energia por partículas carregadas, o dE/dx pode ser subdividido em: *stopping power* colisional $(dE/dx)_{col}$ e *stopping power* radiativo $(dE/dx)_{rad}$. A energia perdida em colisões radiativas é levada pela interação de partículas carregadas com o absorvedor e a consequentemente produção de fótons por *bremsstrahlung*, enquanto que a perda de energia em interações colisionais produz excitação e ionização dos elétrons do material absorvedor. Sendo assim, a perda total de energia dos elétrons incidentes no material absorvedor é composta por duas partes [42,43]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \quad (3.1.1.2)$$

3.1.1.1 Perda de Energia por Excitação e Ionização (Perda Colisional)

As interações do tipo colisional indicam o principal modo de diminuição da energia cinética das partículas carregadas que atravessam o material absorvedor. Neste caso, parte da energia das partículas incidentes é transferida a elétrons ligados aos átomos do meio, podendo gerar os fenômenos de ionização e os de excitação.

Para descrever a perda de energia dos elétrons exclusivamente devido à ionização e excitação, a expressão foi derivada da Fórmula de Bethe [45]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_0 v^2} \left(\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \quad (3.1.1.1.1)$$

sendo $\beta \equiv v/c$.

Nessa equação, v e E representam a velocidade e a energia da partícula incidente, N e Z são a densidade atômica do meio e o número atômico dos átomos absorvedores, m_0 e e , a massa de repouso e carga do elétron, respectivamente. O parâmetro I representa o potencial médio de excitação e ionização dos átomos que constituem o meio absorvedor, sendo determinado experimentalmente para cada elemento. Para partículas carregadas não relativísticas ($v \ll c$) somente o primeiro termo da equação é significativa [42,45].

3.1.1.2 Perda de Energia por *Bremsstrahlung* (Perda Radiativa)

A perda radiativa de energia dos elétrons que atravessam um determinado meio ocorre com a emissão de radiação eletromagnética (*bremsstrahlung*) em qualquer posição ao longo do caminho do elétron pelo material absorvedor. Para energias abaixo de algumas centenas de GeV, os elétrons são as únicas partículas em que a emissão de radiação por unidade de trajetória é significativa para a perda total de energia da partícula incidente [46]. A perda específica de energia devido a processos radiativos é [45]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4\ln\frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (3.1.1.2.1)$$

Os fatores E e Z^2 no numerador da Eq.3.1.1.2.1 mostram que as perdas radiativas são mais importantes para elétrons de alta energia e para materiais absorvedores com elevado número atômico. Para energias dos elétrons inferiores alguns MeV, a energia média de fótons produzidos por *bremsstrahlung* é extremamente baixa, sendo então reabsorvidos próximo do ponto de origem.

A razão das perdas específicas de energia nos processos radiativos e colisionais é aproximadamente:

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{col}} \cong \frac{EZ}{700} \quad (3.1.1.2.2)$$

Portanto, as perdas radiativas representam sempre uma pequena fração das perdas de energia devido à ionização e excitação e são significantes somente em materiais absorvedores com elevado número atômico e energias elevadas [45].

Para cada material, existe uma energia crítica E_c para a qual o poder de freamento radiativo é igual ao poder de freamento colisional [46]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \quad \text{para } E = E_c \quad (3.1.1.2.3)$$

A energia crítica E_c pode ser definida para sólidos aproximadamente como [44]:

$$E_c = \frac{610\text{MeV}}{Z+1,24} \quad (3.1.1.2.4)$$

Para exemplificar, a FIG.3.1.1.2.1 mostra os valores de dE/dx colisional, radiativo e total para o material absorvedor silício, que constitui os diodos utilizados como dosímetros neste trabalho. Observa-se que para baixas

energias dos elétrons incidentes as perdas colisionais são maiores do que as radiativas e o inverso ocorre para energias superiores à energia crítica, a qual é aproximadamente 50 MeV para o silício.

A FIG. 3.1.1.2.1 foi obtida por meio do programa ESTAR (*stopping power and range tables for electrons*) [47], disponibilizado pelo *National Institute of Standards and Technology* (NIST), o qual permite calcular *stopping power*, alcance e outros parâmetros para elétrons em vários materiais. O ESTAR permite selecionar o material e as energias dos elétrons incidentes dentro do intervalo de 1 keV e 10^7 keV.

FIGURA 3.1.1.2.1 – Poder de freamento colisional, radiativo e total dos elétrons interagindo com o material absorvedor silício [47].

3.2 Alcance dos Elétrons

A quantidade de energia perdida na passagem de elétrons em um meio absorvedor está diretamente relacionada com os comprimentos das trajetórias percorridas por estes elétrons. No entanto, devido aos fenômenos de espalhamento múltiplo, estes comprimentos variam significativamente de forma que devem ser representados por um valor médio dado por [42]:

$$\bar{S} = \int dx = \int \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (3.2.1)$$

O cálculo do comprimento médio de trajetória $\bar{S}$ é, em termos experimentais, menos importante do que o alcance R dos elétrons no meio absorvedor. Este alcance, definido como a profundidade de penetração na direção de incidência do elétron, é muito menor que o comprimento de caminho S (obtido a partir da integração de dE/dx). Variações significativas nas profundidades de penetração também implicam na utilização de valores médios de alcance $\bar{R}$ para elétrons de energias definidas em um dado meio absorvedor como pode ser visto na FIG.3.2.1 [42].

FIGURA 3.2.1 – Diagrama indicando os caminhos possíveis de duas partículas idênticas tendo a mesma energia incidente em um absorvedor de espessura x_0 . Os alcances R_1 e R_2 seguem uma distribuição estatística, e o alcance médio $\bar{R}$ é uma quantidade bem definida [42].

A FIG.3.2.2 mostra o alcance médio $\bar{R}$, definido como a espessura de uma camada do absorvedor que reduz o número de elétrons emergentes a metade da intensidade incidente, para um feixe de elétrons de 0,02 MeV passando através de um alvo de oxigênio em condições normais de temperatura e pressão (CNTP). Observa-se nesta figura que o alcance médio é da ordem da metade do comprimento médio da trajetória dos elétrons e que apenas 3 % dos elétrons conseguem atravessar um absorvedor cuja espessura é igual ao comprimento médio de trajetória $\bar{S}$ [42].

FIGURA 3.2.2 – Distribuição dos alcances R e comprimentos de caminho S para elétrons de 0,02 MeV em absorvedor oxigênio gasoso em CNTP. O número específico de elétrons possuindo $R > x$ ou $S > x$, sendo x a espessura alvo do oxigênio em cm é plotado *versus* x . Os alcances e comprimentos de caminho médios e extrapolados são mostrados. Sob essas condições, $\bar{S}$ é em torno de $1,24R_{ex}$ [42,48].

A análise da FIG. 3.2.2 mostra que mesmo para pequenas espessuras do absorvedor tem-se uma significativa remoção de elétrons do feixe devido, principalmente, aos fenômenos de espalhamento múltiplo. Em consequência, o número de elétrons detectados em função da espessura do absorvedor inicialmente diminui drasticamente e em seguida gradualmente se aproxima do zero para absorvedores de grande espessura. Os elétrons que penetram o absorvedor de maior espessura são os que tiveram o mínimo desvio na direção inicial do seu caminho através do absorvedor.

As expressões empíricas para o alcance médio dos elétrons (dado em unidades de g/cm^2) em função da sua energia cinética E (em MeV), válidas para intervalos definidos de energia, têm sido propostas por vários autores como:

$$\bar{R} = 0,543E - 0,160 \quad (E > 0,7 \text{ MeV}) \quad [49] \quad (3.2.2)$$

$$\bar{R} = 0,571E - 0,161 \quad (1,2 < E < 2,3 \text{ MeV}) \quad [50] \quad (3.2.3)$$

$$\bar{R} = 0,407E^{1,38} \quad (0,15 < E < 0,8 \text{ MeV}) \quad [51] \quad (3.2.4)$$

$$\bar{R} = 0,542E - 0,133 \quad (0,8 < E < 3 \text{ MeV}) \quad [51] \quad (3.2.5)$$

$$\bar{R} = 0,412E^n \text{ com } n = 1,265 - 0,0954 \cdot \ln E \quad (0,01 < E < 3 \text{ MeV}) \quad [52] \quad (3.2.6)$$

$$\bar{R} = 0,530E - 0,106 \quad (2,5 < E < 20 \text{ MeV}) \quad [52] \quad (3.2.7)$$

Como exemplo, a FIG. 3.2.3 mostra os valores do alcance (em g/cm²) de elétrons de várias energias em material absorvedor de silício, obtidos com o programa ESTAR (*stopping power and range tables for electrons*) [47].

FIG.3.2.3 – Alcance dos elétrons no material absorvedor de silício para diferentes energias [47].

3.3 Espalhamento

Essencialmente, três efeitos contribuem para a diminuição da velocidade dos elétrons à medida que passam através do absorvedor: espalhamento inelástico de elétrons incidentes por elétrons atômicos, espalhamento elástico de elétrons por campo de Coulomb de um átomo e espalhamento inelástico nuclear com emissão de *bremstrahlung* [42].

3.3.1 Espalhamento Múltiplo

O espalhamento elástico de elétrons por campo de Coulomb de um átomo é um processo mais provável que os encontros de elétron-elétron (espalhamento de elétrons incidentes por elétrons atômicos), e conduz a uma diminuição na energia do feixe através da ação cumulativa de encontros de espalhamentos múltiplos, sendo que em cada um dos quais, a partícula incidente perde uma pequena quantidade de energia, apenas o suficiente para efetuar um desvio no caminho do elétron [42]. A distribuição dos ângulos de espalhamento devido ao espalhamento múltiplo Coulombiano é descrito pela teoria de Molière [53]. Para pequenos ângulos de espalhamento, eles são normalmente distribuídos em torno de um ângulo de espalhamento médio [54].

Com o aumento da espessura do absorvedor, a probabilidade de que uma partícula incidente passará por sucessivos encontros de espalhamento único se torna apreciável. Isso representa uma complicada situação descrita como espalhamento plural. Com adicional aumento na espessura do absorvedor, o número médio de sucessivos encontros aumenta para um valor o qual permite um tratamento estatístico do processo. Por exemplo, quando o número de colisões sobe acima de 20, a distribuição angular dos elétrons espalhados segue aproximadamente uma probabilidade Gaussiana. Em se tratando de espalhamento múltiplo, para o qual a probabilidade de um elétron emergir de um ângulo θ para $\theta + d\theta$ é [42]:

$$P(\theta)d\theta = \frac{2\theta}{\overline{\theta^2}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\overline{\theta^2}}\right)d\theta \quad (3.3.1.1)$$

sendo $\overline{\theta^2}$ o ângulo de espalhamento quadrado médio. A expressão para calcular $\overline{\theta^2}$ no caso de partículas tendo uma massa m , carga ze , momento linear p e velocidade v , as quais atravessam uma lâmina de massa atômica A , número atômico Z e espessura x_0 é [42]:

$$\overline{\theta^2} = \frac{4\pi Z^2 Z(Z+1)e^4 n^*}{p^2 v^2} \ln \left[4\pi Z^2 Z^{4/3} n^* \left(\frac{\hbar}{mv} \right)^2 x_0 \right] \quad (3.3.1.2)$$

sendo n^* o número de átomos do alvo por centímetro cúbico.

3.3.2 Retroespalhamento

O fato dos elétrons sofrerem frequentes deflexões em grandes ângulos ao longo de sua trajetória leva ao fenômeno de retroespalhamento. Um elétron entrando na superfície de um absorvedor pode sofrer suficiente deflexão de modo a inverter completamente a sua direção e reemergir a partir da superfície da qual ele entrou FIG.3.3.2.1(a). Tal fato se deve principalmente à pequena massa dos elétrons se tornando particularmente suscetíveis a grandes ângulos de deflexões devido ao espalhamento pelos núcleos do material absorvedor. Esses elétrons retroespalhados não depositam toda a sua energia no meio absorvente e usualmente tem energias próximas à do feixe de elétrons primários e, portanto, podem apresentar um efeito significativo na resposta dos detectores desenvolvidos para medir a energia dos elétrons incidentes externamente [45].

O efeito de retroespalhamento é mais pronunciado para elétrons de baixa energia e absorvedores com alto número atômico, também dependendo do ângulo de incidência. Os elétrons com incidência oblíqua na superfície do absorvedor têm uma maior probabilidade de serem espalhados para fora que os elétrons incidindo perpendicularmente [46].

A razão entre o número de elétrons retroespalhados e elétrons incidentes é conhecida como coeficiente de retroespalhamento (η). Para elétrons com energia incidente $E \geq 1$ MeV, o coeficiente de retroespalhamento, ou seja, a fração de elétrons incidentes perpendicularmente que são retroespalhados de uma camada infinitamente espessa de número atômico Z , é definido por Tabata como [43,55]:

$$\eta = 1,28 \cdot \exp[-11,9Z^{-0,65}(1 + 0,103Z^{0,37}E^{0,65})] \quad (3.3.2.1)$$

o qual é aplicado para elétrons com energia incidente pelo menos até 22 MeV, embora tende a subestimar pequenos valores de $\eta \leq 2\%$. A Eq.3.3.2.1 prevê que η aumenta com Z e decresce com o aumento da energia do elétron FIG.3.3.2.1(b) [43,46,56].

FIGURA 3.3.2.1 – (a) Retroespalhamento dos elétrons. (b) Alguns coeficientes de retroespalhamento de elétrons medidos para vários materiais. Os elétrons são perpendicularmente incidentes na superfície da amostra [46,56].

Para elétrons com energia abaixo de 1 MeV, a Eq.3.3.2.1 provavelmente superestima η . Os resultados experimentais obtidos com elétrons de energia menor que 1 MeV, mostram praticamente uma não dependência com a energia (FIG.3.3.2.1(b)). Para efeito comparativo, a Eq. 3.3.2.1 aplicada para o Cu fornece $\eta = 0,26$ para $E = 0,37$ MeV e 0,23 para 0,68 MeV [43].

O retroespalhamento é uma importante consideração para detectores de elétrons em que, dependendo da geometria e da energia, uma grande fração dos elétrons pode ser espalhada para fora antes de ser capaz de produzir um sinal útil [46].

3.4 Dosimetria das Radiações

Dosimetria das radiações é definida como a medição da dose absorvida ou taxa de dose resultante da interação da radiação ionizante com a matéria. Mais amplamente refere-se à determinação, por medição ou cálculo, dessas quantidades, bem como de qualquer outra quantidade relevante radiobiologicamente assim como: exposição, kerma, fluência, dose equivalente, etc. [43].

Quando dois materiais diferentes são submetidos ao mesmo feixe de radiação, em geral, absorvem diferentes quantidades de energia. Tal fato ocorre devido a muitos fenômenos importantes, incluindo mudanças nas propriedades físicas ou reações químicas induzidas. A energia absorvida pelo material proveniente de qualquer tipo de radiação por unidade de massa do absorvedor é

definida como dose absorvida, sendo o *gray* ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ joule/kilograma}$) a unidade de dose absorvida no sistema internacional (SI) [45].

A dose absorvida deve ser uma medida dos efeitos químicos ou físicos criados por uma dada exposição à radiação em um material absorvedor. Para materiais absorvedores com grandes diferenças entre seus números atômicos, os mecanismos de interações possuem importâncias relativas diferentes, e então a dose absorvida mostra maiores diferenças [45].

Para realizar a medida da dose absorvida é necessário a utilização de qualquer detector capaz de fornecer uma leitura que é uma medida direta ou indireta da dose depositada em seu volume sensível pela radiação ionizante. Esse dispositivo é chamado de dosímetro. Normalmente o dosímetro é constituído de um material sensível à radiação e um sistema que transforma os efeitos causados pela radiação em um valor relacionado, por exemplo, à dose. Se a dose não é homogênea em todo volume sensível, então a leitura é uma medida da média do valor da dose absorvida [43].

Um dispositivo qualquer para que seja considerado um detector de radiação, precisa apresentar algumas características específicas como: *repetibilidade*, *reprodutibilidade*, *estabilidade*, *precisão*, *acurácia*, *sensibilidade* e *eficiência*. A *repetibilidade* pode ser definida como a concordância dos resultados sob as mesmas condições de medição; já a *reprodutibilidade*, a concordância dos resultados sob diferentes condições. Define-se *estabilidade* quando o detector conserva suas características de medição ao longo do tempo. A *precisão* pode ser estimada a partir de dados obtidos em medições repetidas. A alta precisão significa que o dosímetro possui uma excelente reprodutibilidade de medição se empregado apropriadamente e, conseqüentemente está associada a um pequeno desvio padrão. *Acurácia* representa a proximidade do valor das medições, do valor verdadeiro da quantidade sendo medida. É importante notar que em experimentos limitados a medições relativas somente a precisão é importante e não a acurácia. A razão entre a resposta do dosímetro e a variação da grandeza a ser medida define-se como *sensibilidade*. E por fim, a *eficiência* caracteriza-se como a capacidade de converter em sinais de medição os estímulos recebidos [43,57].

Além das características que um dispositivo necessita apresentar para ser considerado um detector de radiação, existem alguns fatores que determinam

a escolha do detector como: *tipo da radiação*; *intervalo de tempo de interesse* sendo que, em alguns casos, o objetivo é a medição instantânea da radiação e em outros é a medição da radiação acumulada durante um intervalo de tempo. Ainda outros fatores que determinam a escolha do detector: *precisão e resolução*; *condições de trabalho do detector*; *tipo de informação desejada* como número de contagens ou energia da radiação detectada; *características operacionais* como facilidade de operação e finalmente *custo* [57].

Em adição às características descritas acima, um dosímetro deve apresentar um *limite de detecção adequado*, ou seja, sensibilidade à dose adequada ao longo do intervalo a ser medido. Uma sensibilidade à dose constante em todo o intervalo proporciona uma resposta linear que é desejável para facilidade de calibração e interpretação. No entanto, um único valor da função leitura *versus* dose absorvida não sendo linear, pode ser aceitável, embora seja necessária a realização da calibração para múltiplos valores de dose a fim de proporcionar uma curva de calibração. O limite inferior do intervalo de dose útil na calibração de um dosímetro pode ser imposto pela leitura de fundo instrumental ou pela leitura a dose zero. Usualmente, o limite superior do intervalo de dose é manifestado pela queda na sensibilidade à dose a um valor inaceitável. Em dosímetros medidores de taxa de dose é desejável que a leitura seja proporcional a taxa de dose. O limite superior do intervalo útil da taxa de dose é determinado por algum tipo de saturação da leitura em função da taxa de dose, provavelmente devido à recombinação dos portadores de carga [43].

A dependência em energia de um dosímetro é a dependência da sua leitura por unidade da quantidade que se deseja medir, como dose absorvida, com a energia do feixe de radiação (FIG.3.4.1c e d). O desejável é que o monitor de radiação apresente baixa dependência em energia [43].

FIGURA 3.4.1 – Ilustração do conceito geral de dependência em energia de um dosímetro que fornece uma leitura r , para três diferentes energias, como resultado da irradiação que é quantificada em termos da grandeza J (por exemplo, dose absorvida) [43].

3.4.1 Dosimetria em Processos de Irradiação

É conhecido por décadas que a radiação ionizante pode induzir efeitos que são potencialmente de uso industrial. A partir da década de 50, processos de irradiação em escala industrial tornaram-se viáveis e atualmente o processamento por radiação contribui como um importante componente dos vários setores industriais, apresentando como as três principais aplicações: a esterelização de instrumentos médicos, o tratamento de alimentos e a modificação de polímeros [58].

Em processamento por radiação, a dosimetria é utilizada para caracterizar equipamentos de radiação a fim de estabelecer o processo e o monitoramento de rotina. Em se tratando de estabelecer o processo, a dosimetria é usada para determinar as doses absorvidas mínimas e máximas e para medir distribuições de dose em produtos.

Uma das principais vantagens da radiação ionizante como ferramenta industrial é a capacidade de alcançar a reprodutibilidade de efeitos químicos e biológicos por meio da entrega conhecida da dose absorvida de radiação. A dosimetria tem sido uma importante componente em processamento por radiação

industrial, com altas doses absorvidas, uma grande variedade de taxas de dose absorvida e condições ambientais extremas oferecendo desafios específicos [58].

O intervalo de dose absorvida estudado em processos de irradiação varia em torno de 10 Gy a 100 kGy. Existem poucos dosímetros padrões primários que fornecem rastreabilidade aos sistemas de dosimetria primária para as doses absorvidas usadas em processamento por radiação e, muitos dos sistemas dosimétricos não cobrem essa faixa de dose absorvida [58].

De maneira geral, dosímetros de triacetato de celulose (CTA) são utilizados na dosimetria de rotina em processos de irradiação em escala industrial medindo dose absorvida e perfil de dose em materiais irradiados por elétrons. Esse dosímetro é especialmente útil na medição da distribuição de dose, operando de maneira satisfatória na faixa de dose de 10 a 300 kGy [39]. Ainda, segundo a norma ISO/ASTM 51261:2002 [59], dosímetros de polimetilmetacrilato (PMMA) são classificados como dosímetros de rotina para medições de dose absorvida em materiais irradiados por fótons ou elétrons. Essa prática abrange sistemas que permitem medições de dose absorvida em um intervalo de 0,1 a 100 kGy.

O dosímetro CTA é um filme contendo triacetato de celulose e plastificante. A dosimetria é baseada em reações químicas no filme resultando em mudanças nas propriedades de absorção ótica próximas à região do ultravioleta. Os parâmetros descritos logo a seguir foram estabelecidos consoantes à norma ISO/ASTM 51650:2005 [39]. Para a medida da absorbância específica, ou seja, do parâmetro dosimétrico, é necessária a utilização de espectrofotômetros com lâmpadas de deutério no comprimento de onda de 280 nm. Esses dosímetros são utilizados em forma de tiras com largura, comprimento e espessura adequados (FIG.3.4.1.1). Na maioria das aplicações, a largura e a espessura do dosímetro são 8 mm e 0,125 mm, respectivamente.

FIGURA 3.4.1.1 – Dosímetros de CTA. A intensidade da cor amarela dos dosímetros é proporcional à dose.

A dosimetria CTA possui algumas desvantagens como: precisão máxima de 3 %; longo tempo de estabilização da resposta do dosímetro, sendo recomendada que a leitura de absorbância do CTA seja realizada duas horas após a irradiação, impossibilitando eventuais correções das doses absorvidas pelos produtos durante o processo de irradiação. Em adição às desvantagens, a dose registrada por filmes corresponde a uma pequena porção do produto irradiado em um determinado intervalo de tempo e esses dosímetros irradiado com altas doses excedendo 200 kGy, se tornam frágeis e devem ser manuseados com cuidado [39].

A dosimetria CTA é baseada em dosímetros passivos, sendo que em um sistema de monitoração em tempo real as variações de energia do feixe de elétrons são instantaneamente identificadas e também indica o armazenamento contínuo de dose e tensão do acelerador, se mostrando mais preciso e se enquadrando melhor nas exigências do controle de qualidade.

Além dos dosímetros passivos (CTA), existe um sistema de monitoração em tempo real de dose entregue em processos de irradiação com elétrons. Esse sistema de monitoração, *Monitorad*[®] é constituído por detectores de raios-X montados em uma blindagem para serem capazes de detectar os raios-X provenientes do feixe de elétrons acelerados a partir de um processador na sua janela de transmissão, excluindo os campos de raios-X do ambiente. Esses detectores produzem um sinal proporcional aos raios-X gerados quando os elétrons são parados no material. Como desvantagem, esse sistema de monitoramento apresenta 60 kGy como limite superior de dose e o acelerador utilizado para esse tipo de monitoração produz elétrons num intervalo de 100 a 250 keV de energia [36-38].

3.4.2 Dosimetria em Radioterapia

A radiação é usada na área médica para aplicações diagnósticas e terapêuticas. O principal objetivo da radioterapia visa o tratamento do câncer e estima-se que mais de 50 % de todos os pacientes com câncer, em algum estágio, são submetidos à radioterapia [60,61].

Sendo a radiação utilizada para terapia, é importante considerar como a dose e os efeitos estão relacionados. Os efeitos desejados e os potenciais efeitos prejudiciais da radiação dependem da dose de radiação entregue. Sendo assim, é essencial a determinação exata da dose de radiação recebida pelo paciente e também necessária para aperfeiçoar o processo de irradiação [61].

A radioterapia moderna baseia-se na entrega de dose exata no volume alvo prescrito. O *report* nº 24 da *International Commission on Radiation Units and Measurements* (ICRU) [62,63,64] recomenda uma exatidão global da dose entregue no tumor de $\pm 5 \%$, baseado em análises de dados dose-resposta e em uma avaliação dos erros na entrega da dose em um ambiente clínico. Geralmente, assume-se que 5 % de diferença na dose pode ser clinicamente detectada. Por exemplo, em um câncer de cabeça e pescoço, uma dose entregue 5 % menor que a recomendada conduzirá a uma redução de 15 % em probabilidade no controle do tumor, enquanto que um aumento de 5 % na dose para algumas estruturas normais pode aumentar o risco de efeitos secundários [65]. Considerando todas as incertezas envolvidas na dose entregue ao paciente, a recomendação da precisão de $\pm 5 \%$ não é facilmente alcançada [64,66].

Antes mesmo do uso clínico, os feixes de fótons e elétrons produzidos externamente por um equipamento de radioterapia devem ser calibrados. Essa calibração do feixe de saída é extremamente importante, pois representa uma entrega precisa de dose ao paciente [64].

A calibração dos feixes de fótons e elétrons é realizada com dosímetros e técnicas especiais de dosimetria das radiações. Um dosímetro absoluto produz um sinal a partir do qual a dose no volume sensível pode ser determinada sem a necessidade da calibração do campo de radiação conhecido e, dosímetros relativos precisam de uma calibração prévia em campos de radiação conhecidos [64].

Os dosímetros mais utilizados em radioterapia são: câmaras de ionização, semicondutores, diamantes, TLDs (dosímetros termoluminescentes),

OSLs (luminescência opticamente estimulada), filmes radiográficos e radiocrômicos, calorímetros entre outros. É interessante notar que os dosímetros de estado sólido desenvolvem um importante papel na dosimetria em radioterapia, principalmente devido a sua versatilidade e tamanho reduzido [61]. Os mais modernos dosímetros pessoais são baseados em detectores do estado sólido assim como os TLDs e os dosímetros OSL. O amplo intervalo dosimétrico e estabilidade em longo prazo, tornam esses detectores atrativos em medições que exigem alta sensibilidade para níveis de dose menores que mGy, como também para determinar doses em excesso de vários Gys [67,68].

Exemplos de detectores usados em radioterapia como de câmaras de ionização típicas e diodos comerciais juntamente com suas descrições estão mostrados na FIG. 3.4.2.1.

Número	Detector
1	PTW-Pin Point 31014(0,013 cm ³)
2	Welhofer-IC03 (0,028 cm ³)
3	IBA-CC13 (0,125 cm ³)
4	NE-2533/3C
5	Welhofer-Farmer FC65G (0,6 cm ³)
6	IBA-Diodo SFD (fótons, campos pequenos)
7	IBA-Diodo PFD (fótons)
8	IBA-Diodo EFD (elétrons)
9	IBA-Diodo RFD (referência)
10	Welhofer-Placas Paralelas Markus (0,055 cm ³)
11	IBA-Placas Paralelas NACP (0,16 cm ³)

FIG.3.4.2.1 – Exemplos de câmaras de ionização e diodos comerciais usados em radioterapia. Todos esses detectores fazem parte do acervo do Hospital Sírio-Libanês.

A câmara de ionização é o dosímetro mais prático e largamente usado para a medição exata de feixes produzidos por equipamentos radioterápicos. A

câmara pode ser usada como dosímetro absoluto ou relativo. Seu volume sensível é usualmente preenchido com ar ambiente e a quantidade medida relacionada à dose ou à taxa de dose é a carga de ionização ou a corrente de ionização, respectivamente causadas pela radiação no volume sensível da câmara [64].

Três tipos de câmaras de ionização podem ser usados em dosimetria de referência como dosímetros absolutos: câmara de ionização de ar livre padrão, câmara de ionização de cavidade e câmara de extrapolação. Entretanto, nenhuma das técnicas dosimétricas realizadas com os três tipos de câmaras, por uma razão ou outra, é praticada para o uso em rotina clínica. Feixes clínicos de fótons e elétrons são, portanto, mais comumente calibrados com câmaras de ionização que são usadas como dosímetros relativos [64].

Sistemas dosimétricos baseados em câmaras de ionização consistem de três principais componentes: uma câmara de ionização, um eletrômetro e uma fonte de alimentação sendo que, na maioria das vezes, essa fonte já se encontra embutida no eletrômetro. As câmaras de ionização incorporam três eletrodos, eletrodo de polarização, eletrodo de medida e eletrodo de guarda, os quais definem o volume de ar sensível da câmara. O volume de ar sensível é tipicamente da ordem de 0,1 a 1 cm³ em câmaras de ionização usadas para a calibração de feixes de fótons e elétrons clínicos [64,66]. Rotineiramente, a câmara de ionização mais utilizada para esta calibração é do tipo FARMER com volume de 0,6 cm³ [66].

Quanto a forma, dois tipos de câmaras de ionização são usados na calibração de feixes de rotina: câmaras cilíndricas e câmaras de placas paralelas. As câmaras de ionização cilíndricas mais comuns são usadas em calibração de feixes de raios-X de ortovoltagem e megavoltagem e em feixes de elétrons a partir de 10 MeV, enquanto que câmaras de placas paralelas são usadas em calibrações de feixes de elétrons de baixa energia e em medições de dose na superfície, bem como em medições de dose na região de *buildup* de feixe de fótons de megavoltagem [66]. O ar é normalmente utilizado como gás sensível em uma câmara de ionização. O evento inicial da interação indireta da radiação ionizante com a câmara é caracterizado pela liberação de elétrons de alta energia na parede da câmara por meio do efeito fotoelétrico, efeito Compton ou produção de pares. Alguns desses elétrons entram no volume sensível da câmara e ionizam

as moléculas do ar, produzindo íons positivos e elétrons de baixa energia no volume sensível da câmara. Os elétrons de baixa energia se ligam a moléculas de oxigênio do ar eletro-negativas, formando íons negativos. Então, em uma câmara de ionização as partículas carregadas coletadas são as positivas e os íons negativos. Usualmente, a câmara de ionização é conectada a um eletrômetro por meio de um cabo triaxial blindado de baixo ruído, com o fio central carregando o sinal proveniente do eletrodo de medição para o eletrômetro, o primeiro isolamento conectado ao eletrodo de guarda para o aterramento e o isolamento exterior conectado ao eletrodo de polarização para o fornecimento de tensão à câmara [64].

Grandezas de influência são definidas como grandezas que não são objetos de medida, mas influenciam na quantidade a ser medida. As grandezas de influência na dosimetria com câmara de ionização são: temperatura do ar ambiente, pressão, umidade, tensão e polaridade aplicada na câmara, correntes de fuga e efeitos haste na câmara. Sempre que a polaridade for alterada, o equilíbrio de cargas e as condições estáveis de operação devem ser reestabelecidas pré-irradiando a câmara e esperando alguns minutos antes da próxima medida [64,66].

Perdas de cargas na câmara são causadas pela recombinação de íons e o excesso de cargas é causado pela multiplicação de carga e ruptura (*breakdown*) elétrica. Tanto a recombinação como a multiplicação das cargas são influenciadas pelo potencial aplicado à câmara de ionização [64].

As correntes de fuga apresentam um difícil desafio na construção de câmaras de ionização baseadas em sistemas dosimétricos. Seus efeitos são, de certa forma, minimizados com eletrodos de guarda, cabos triaxiais de baixo ruído e sofisticados eletrômetros. Não importa quão bem uma câmara de ionização seja projetada, sempre haverá, mesmo que pequeno, um sinal sem a presença de radiação quando o sistema dosimétrico está no modo leitura para responder à radiação [64].

Pode-se ressaltar que um dos mais importantes aspectos na dosimetria em radioterapia é assegurar que a dose entregue a um paciente em um centro de radioterapia é idêntica à dose entregue a um paciente em outro centro. Enquanto a rastreabilidade do dosímetro padrão é essencial para a calibração de todas as unidades de tratamento de radioterapia, é também uma prática comum realizar

intercomparações para assegurar que a dose entregue por diferentes instalações seja idêntica [61].

Enquanto que a maioria dessas intercomparações foram originalmente desenvolvidas para testes clínicos, elas também são úteis para o controle de qualidade geral e para proporcionar às instituições e aos pacientes uma importante garantia de que o tratamento de radioterapia é realizado num padrão de alta qualidade [61].

Sendo assim, diodos comerciais são conhecidos por funcionarem como dosímetros relativos e utilizados em radioterapia principalmente quando é necessária uma alta resolução espacial. Exemplos são medições de penumbra em feixes de radiação de megavoltagem [69,70], avaliação das curvas de dose em profundidade em baixas e médias energias de feixe de elétrons e fótons usadas em radioterapia e caracterização de fator rendimento (*output*) de campos pequenos, menores ou iguais a $3 \times 3 \text{ cm}^2$ [64,71,72]. Quando o posicionamento da câmara de ionização ou mesmo de outro detector em água não é possível, fantasmas plásticos são utilizados na determinação da dose absorvida em feixes de elétrons e fótons.

Outra aplicação muito importante de diodos de Si em radioterapia está na construção de painéis do tipo *Flat Panel* para a detecção bidimensional de feixes de radiação com o objetivo não só de construir imagens, mas como também para dosimetria de distribuição de doses planares, substituindo os tradicionais filmes no controle de qualidade de campos de IMRT (*Intensity Modulated Radiation Therapy*) [71,73].

3.5 Dosímetros de Silício

Os detectores semicondutores são baseados na detecção de pares elétron-lacuna, coletados por um campo elétrico, produzidos por radiação ionizante ao longo da trajetória da partícula em um material semicondutor com estrutura de bandas.

O processo de produção desses pares elétron-lacuna pode ser direto ou indireto, em que a radiação produz elétrons de alta energia que, subsequentemente perdem sua energia produzindo mais pares elétron-lacuna. Independentemente do mecanismo envolvido detalhado, a quantidade de interesse prática para aplicações desses detectores é a energia média gasta pelas

partículas primárias carregadas para produzir um par elétron-lacuna. Essa grandeza é chamada de energia de ionização e observada ser experimentalmente independente da energia e do tipo da radiação incidente. Essa importante simplificação permite a interpretação do número de pares elétron-lacuna produzidos, em termos da energia incidente da radiação, desde que a partícula seja totalmente parada dentro do volume ativo do detector [45].

O princípio de operação de quase todos os dispositivos eletrônicos presentes nos dias de hoje é baseado na formação de junções de semicondutores n-p. O mesmo princípio é a base para utilização de semicondutores como detectores de radiação ionizante.

Em uma junção do tipo n-p, a região do silício do tipo n está em contato com a região do tipo p do mesmo material. Na prática, uma junção n-p é usualmente formada a partir de um bloco homogêneo de silício do tipo-n. Um dopante é difundido no material em um dos lados do bloco, criando a região do tipo-p com uma profundidade finita. Ambas as regiões do tipo-n e do tipo-p são eletricamente neutras (FIG.3.5.1a). Entretanto, na região do tipo-n existem muitos elétrons livres, doadores, na banda de condução e quase nenhuma lacuna, aceptadores, na banda de valência, enquanto na região do tipo-p existem muitas lacunas livres na banda de valência e quase nenhum elétron na banda de condução. Devido à agitação térmica, essas cargas irão se difundir para a região adjacente de outro tipo, criando um excesso de cargas negativas na região do tipo-p e um excesso de cargas positivas na região do tipo-n (FIG.3.5.1b). A junção entre as duas regiões representa, portanto, a descontinuidade na densidade de elétrons de condução. Sempre que existir um gradiente de qualquer portador que esteja livre para migrar, a difusão a partir de regiões de alta concentração para regiões de baixa concentração deverá ocorrer. Assim, haverá alguma difusão de elétrons de condução para dentro do material do tipo-p, onde eles rapidamente se combinarão com as lacunas. Na verdade, essa aniquilação representa a captura do elétron de condução por uma das vacâncias existentes nas ligações covalentes no material do tipo-p. A difusão de elétrons de condução para fora do material do tipo-n deixa para trás cargas positivas imóveis na forma de impurezas doadoras ionizadas [45].

Um argumento similar e simétrico leva à conclusão que lacunas (majoritários em material do tipo-p) devem também difundir através da junção,

pois elas veem um gradiente abrupto de densidade. Cada lacuna que é removida a partir do lado p da junção, deixa para trás um local aceitador que capturou um elétron extra e então representa uma carga negativa fixa e imóvel. O efeito combinado é de construir um espaço de carga negativo no lado p e um espaço de carga positivo no lado n da junção (FIG.3.5.1b) [45]. Essas cargas irão criar uma diferença de potencial e então um campo elétrico na região da junção. A diferença de potencial através da junção (chamada de potencial de contato) equivale ao valor da energia de *gap* do material semiconductor, em torno de 1,12 V para o silício em temperatura ambiente (300 K) [45,74]. O processo de difusão irá parar quando o campo elétrico gerado for suficientemente grande para evitar qualquer outro acúmulo de diferença de carga, ou seja, no equilíbrio, o campo é justamente adequado para evitar difusão adicional através da junção, e uma distribuição estável do estado de carga é, portanto, estabelecida [45]. Nesta área de contato, o número de portadores de cargas livres será fortemente reduzido porque as cargas livres são removidas pelo campo elétrico. Essa região com o número reduzido de portadores de cargas é chamada de região de depleção e se estende para dentro de ambos os lados, p e n da junção (FIG.3.5.1b). O campo elétrico existente na região de depleção irá conduzir qualquer carga criada nesta região para o lado do tipo-n ou do tipo-p. Se as concentrações de doadores no lado n e aceitadores no lado p são iguais, as condições de difusão são aproximadamente as mesmas para lacunas e elétrons, e a região de depleção estende-se em distâncias iguais em ambos os lados.

Usualmente, entretanto, existe uma diferença significativa nos níveis de dopagem de um lado da junção comparado ao outro. Por exemplo, se a concentração de doadores no material do tipo-n é maior que de átomos aceitadores no lado tipo-p, a difusão dos elétrons através da junção tenderá a percorrer uma distância maior dentro do material do tipo p antes que todos tenham se recombinado com as lacunas. Neste caso, a região de depleção se estenderia para dentro do lado p. Qualquer carga criada fora da região de depleção não será coletada, elas simplesmente se recombinam até que o equilíbrio térmico seja alcançado novamente [41,45].

FIGURA 3.5.1 – Formação da região de depleção [75].

A fim de construir um detector de radiação, alguns meios devem ser fornecidos para coletar as cargas elétricas criadas pela radiação em qualquer limite do material semicondutor. Um contato ôhmico é um eletrodo que por meio do qual as cargas de qualquer sinal podem fluir livremente [45].

A região de depleção exibe algumas propriedades interessantes como um meio para a detecção de radiação. O campo elétrico que existe faz com que qualquer elétron criado nessa região ou próximo à junção seja atraído para o material do tipo-n, e as lacunas sejam similarmente conduzidas para o lado do tipo-p. A região é então “depletada”, na qual a concentração de lacunas e elétrons é largamente suprimida. A densidade remanescente de portadores na região de depleção em detectores de silício rotineiros é tão baixo como 100 elétrons ou lacunas por cm^3 . As únicas cargas remanescentes significantes na região de depleção são sítios de doadores ionizados imóveis e sítios de aceitadores preenchidos. Por essas cargas não contribuírem para a condutividade, a região de depleção exibe uma resistividade muito elevada em comparação com os materiais do tipo-p e n em ambos os lados da junção.

Durante a irradiação, pares elétron-lacuna são criados no detector, conduzidos para fora da região de depleção pelo campo elétrico, e seus movimentos constituem um sinal elétrico (FIG.3.5.2). O sinal de corrente é devido aos portadores de carga criados na região de depleção e aos portadores minoritários (elétrons no silício do tipo-p e lacunas no tipo-n) criados no material base e difundidos para a região de depleção. A espessura do volume efetivo é determinada pelo tempo de vida dos portadores minoritários. O tempo de vida finito dos portadores é devido aos centros de recombinação e às armadilhas no cristal [74].

FIGURA 3.5.2 – Desenho esquemático: princípio de funcionamento do semicondutor como detector de radiação.

Dentre os materiais detectores mais comumente utilizados para detecção de partículas carregadas está o silício. Uma vantagem de detectores semicondutores, quando comparados a detectores gasosos é que a quantidade de energia necessária para produzir portadores de cargas livres é aproximadamente 10 vezes menor. O valor da energia de ionização para silício é em torno de 3 eV, comparada com 30 eV necessária para criar um par de íon em detectores à gás típicos [45]. Assim, a quantidade de ionização produzida para uma dada energia é uma ordem de magnitude maior, resultando no aumento da resolução em energia. Comparado ao número de fotoelétrons criados em um contador cintilador, esse aumento se aproxima de duas ordens de magnitude [46].

Como nos gases, a energia média de ionização para o silício a uma dada temperatura é encontrada para ser independente do tipo e da energia da radiação e depender somente do material. Outra importante diferença é que a

densidade do semiconductor é tipicamente 1000 vezes superior à densidade do gás. Portanto, o sinal de carga primária é maior que em detectores a gás, podendo então ter um volume sensível menor, bem definido e o ponto de medida efetiva pode ser colocado a menos de 1 mm abaixo da superfície externa do detector, conduzindo a uma boa resolução espacial sem prejudicar a sensibilidade [76].

A energia de ionização é dependente da temperatura. Para os mais significantes materiais que constituem os detectores, o valor da energia de ionização aumenta com a queda da temperatura. A energia de ionização no silício é em torno de 3 % maior à temperatura do nitrogênio líquido comparada à temperatura ambiente [45].

Ainda como vantagens, os detectores semicondutores apresentam tempos de resposta muito rápidos, alta estabilidade mecânica, operação em temperatura ambiente e ampla disponibilidade [41,46]. O pequeno tamanho e a alta estabilidade mecânica permitem que esses detectores sejam adequados também para a dosimetria direta de pacientes [74].

Nos últimos anos, dispositivos semicondutores tem ganho muita atenção no domínio da física de altas energias como possíveis detectores de alta resolução. O aumento no número de portadores de carga possui dois bons efeitos na resolução em energia. A flutuação estatística no número de portadores por pulso torna-se uma menor fração do total uma vez que o número de portadores é aumentado. Esse fator é predominante na determinação da limitação da resolução em energia de um detector para médias e altas energias da radiação. Para baixas energias, a resolução pode ser limitada pelo ruído eletrônico no preamplificador, e uma grande quantidade de cargas por pulso conduz a uma melhor razão sinal/ruído [45].

A corrente de fuga aparece como um ruído no sinal de saída do detector e define um limite do menor sinal que pode ser observado. Essa corrente possui várias origens. Uma é o movimento dos portadores minoritários, isto é, lacunas da região-n que são atraídas através da junção para o lado-p e elétrons da região-p que são similarmente atraídos para o lado oposto. A corrente de fuga é geralmente muito pequena e se mostra da ordem de nanoamperes por cm^2 . A segunda origem é a geração térmica de pares elétron-lacuna. E como terceira e maior fonte da corrente de fuga é por meio dos canais de superfície. Esta

componente é complexa e depende de muitos fatores incluindo a química da superfície, a existência de contaminantes, o ambiente atmosférico, o tipo de montagem, entre outros. O encapsulamento é geralmente necessário a fim de minimizar esta componente [46].

Para partículas carregadas, a eficiência intrínseca de detecção de semicondutores é próxima de 100 % sendo que poucas partículas deixarão de criar alguma ionização no volume sensível. Para assegurar um sinal adequado, a profundidade da região de depleção deve, portanto, ser suficientemente espessa para que a ionização produzida forneça um sinal maior que o nível de ruído. Se medições de energia estiverem sendo realizadas, a profundidade da região de depleção deve ser maior que o alcance das partículas [46].

Temperatura tem um importante efeito na condutibilidade do detector. Para detectores de silício, o aumento na temperatura também resulta em um aumento na corrente de fuga e um maior ruído. Para cada 10 °C de aumento na temperatura há aproximadamente um aumento de três vezes na corrente de fuga [46]. A relação entre a corrente de fuga medida em uma dada temperatura ($I_{(T)}$) e a corrente de fuga à temperatura de referência de 20 °C ($I_{(T_{ref})}$) é dada por [77]:

$$I_{(T_{ref})} = \left(\frac{T_{ref}}{T} \right)^2 \cdot \exp \left[- \frac{E_g}{2k_B} \left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T} \right) \right] \cdot I_{(T)} \quad (3.5.1)$$

sendo E_g a energia de *gap* do silício de 1,12 eV; k_B a constante de Boltzmann; T_{ref} a temperatura de referência de 20 °C e T a temperatura durante a medida.

3.6 Danos de Radiação

A operação apropriada de qualquer detector semicondutor depende da quase perfeição da rede cristalina para evitar defeitos que possam armadilhar portadores de carga e conduzir a coleta incompleta de carga. O uso intenso desses detectores, no entanto, garante que alguns danos à estrutura cristalina tenham lugar devido aos efeitos de ruptura causados pela radiação a ser medida quando esta passa através do cristal [45,78,79]. Esses defeitos estruturais, portanto, darão origem a distintos níveis de captura no intervalo de banda proibida, os quais são responsáveis pela redução no número de portadores de

carga no semicondutor [46]. Os efeitos causados pela radiação tendem a ser relativamente menores para radiações levemente ionizantes (partículas beta ou raios gama), mas podem tornar-se muito significativos sob condições típicas do uso para partículas carregadas pesadas [45]. Colisões eletrônicas não causam deslocamento de átomos nas posições da rede cristalina no semicondutor. Somente colisões nucleares podem transferir energia suficiente para a rede de modo que os átomos são deslocados, resultando em danos [80]. Sendo assim, o desempenho de detectores de silício depende também do ambiente de radiação. Partículas fortemente ionizantes ou nêutrons podem deslocar átomos na rede cristalina do silício produzindo interstícios e, assim, afetando seu funcionamento. As partículas fortemente ionizantes depositarão uma grande quantidade de carga localmente, produzindo então, efeitos de carga espacial [44].

3.6.1 Danos Microscópicos

Os danos microscópicos de radiação em detectores de silício podem ser divididos em danos superficiais e volumétricos (*bulk*). O dano que ocorre no volume do silício é o fator limitante para a utilização de detectores em campos intensos de radiação para experimentos na Física de Altas Energias (FAE). A interação de partículas de altas energias com o cristal de silício resulta na formação de defeitos pontuais e defeitos em cascatas (*clusters*) [81,27].

O tipo mais comum de dano de radiação que ocorre no volume do silício é produzido pelo deslocamento de um átomo do material semicondutor a partir de sua localização normal na rede cristalina. A vacância deixada pra trás (FIG.3.6.1.1a), juntamente com o átomo original agora numa posição intersticial (FIG.3.6.1.1b), constitui um local de aprisionamento para portadores de carga normais [45,82,83]. Tanto a vacância como o interstício pode migrar através da rede cristalina e formar defeitos pontuais com átomos de impureza presentes no silício. Para produzir um defeito desse tipo é necessário que um elétron incidente tenha energia em torno de 145 keV e muitos poucos danos são observados para elétrons com energias bem abaixo de 250 keV. Portadores de carga produzidos pelas partículas podem ser aprisionados nesses defeitos e cargas espaciais podem ser acumuladas [45].

FIGURA 3.6.1.1 – Dano da radiação. Deslocamento de um átomo do material semiconductor. Produção de (a) vacâncias e (b) interstícios [84].

Os defeitos pontuais podem ser divididos em: aceitadores, defeitos que são negativamente carregados quando ocupados por um elétron, enquanto que doadores são defeitos que são neutros quando ocupados por um elétron. Os métodos de caracterização usados para a determinação de propriedades elétricas dos defeitos utilizam-se da aplicação de uma tensão na junção do material de silício. Assim, uma região de carga espacial é estabelecida e os elétrons armadilhados nos defeitos são emitidos. A observação do tempo de emissão como função da temperatura pode ser usado para determinar a característica das propriedades elétricas dos defeitos. Entretanto, essa caracterização não é suficiente para dizer se o elétron foi emitido a partir de um aceitador ou doador. Então, o defeito é chamado de armadilha de elétron [81,82,83].

Se energia suficiente for transferida para os átomos deslocados, eles poderão gerar deslocamentos próprios, criando assim cascatas secundárias de deslocamento de átomos próximos, formando uma árvore de desordem ao longo do caminho das partículas (*clusters*) (FIG.3.6.1.2) [44,80,85]. Para produzir efeitos do tipo *clusters* em material de silício, os elétrons precisam ter uma energia maior que 8 MeV [81]. Não é conhecida a natureza exata dos defeitos dentro de um *cluster* (além da sua composição de vacâncias e interstícios), nem suas propriedades elétricas dentro da região de carga espacial ou em equilíbrio térmico. [81].

FIGURA 3.6.1.2 - Processos secundários gerados por átomos primariamente deslocados (*clusters*) [85].

As vacâncias e os interstícios migram através da rede de silício e realizam numerosas reações uns com os outros e com os átomos de impureza existentes no silício. Os defeitos produzidos por tais reações (defeitos pontuais) e os defeitos dentro dos *clusters* são os responsáveis por vários efeitos de danos reais do volume do detector silício uma vez que suas propriedades elétricas são a razão para a deterioração macroscópica das propriedades do detector. Entretanto, as perdas de energia por ionização não conduzirão a nenhuma mudança relevante na rede do silício [81,27].

Alguns pequenos reparos ou desaparecimento parcial dos danos da radiação têm sido causados por meio de *annealing* (tratamento térmico). O cristal pode até se tornar perfeito novamente, por exemplo, se as vacâncias criadas pela radiação forem preenchidas pelos interstícios do silício. Frequentemente, os defeitos podem também ser transformados em tipos de defeitos mais estáveis, os quais podem apresentar propriedades menos prejudiciais para o detector [86]. As propriedades características desses defeitos podem ser reduzidas em altas temperaturas, e essas reduções podem até acontecer devido a um longo período de tempo, até um ano após a irradiação, mas para todos os efeitos o dano é permanente. Os detalhes do processo de tratamento térmico são bastante complicados e pouco compreendidos [44].

A severidade do dano para ser antecipada, depende fortemente da natureza da radiação envolvida [87]. Para radiações penetrantes como raios gama ou nêutrons, os danos geralmente são distribuídos por todo o detector e a direção da radiação incidente apresenta um pequeno efeito. No entanto, para elétrons ou partículas carregadas, a orientação da radiação incidente com o respectivo detector é importante [45].

Entretanto, os danos de radiação produzidos não dependem somente dos diferentes tipos de partículas, mas também da energia da partícula. Por diferentes tipos de interações, os danos podem ser escalados com as mudanças observadas no material induzidas pela radiação. A hipótese – Sem Perda de Energia Ionizante (*Non Ionizing Energy Loss – NIEL*) explica que qualquer dano do tipo deslocamento induzido no material varia linearmente com a quantidade de energia transmitida nas colisões de deslocamento, independente da distribuição espacial dos defeitos de deslocamento introduzidos na cascata devido à primeira colisão das partículas com os átomos, e independente das várias sequências de *annealing* que tomam lugar após o início dos eventos de danos [81,27].

Por outro lado, detectores de silício podem ser preparados para tolerar altos níveis de radiação. A idéia de resistente à radiação é a utilização de técnicas que resultam em um material de silício o qual as propriedades não são significativamente alteradas quando este é exposto à radiação. Para alcançar essa resistência, podem ser seguidos diferentes caminhos: defeitos estáveis podem ser criados por meio do controle de dopagem ou pelo desenvolvimento de estruturas do material de silício tolerantes à radiação [44].

A mobilidade dos defeitos no silício pode ser substancialmente suprimida pelo forte resfriamento. Por outro lado, a adição de oxigênio tem o efeito de capturar vacâncias presentes na rede cristalina e podendo também capturar interstícios. Esses detectores de silício oxigenados, mesmo em resfriamento bem moderados são significativamente resistentes à radiação quando comparados a dispositivos padrões de silício sem adição de oxigênio [88].

Na tentativa de melhorar a resistência à radiação de detectores de silício, é importante lembrar que a parte elétrica associada à leitura a qual encontra-se integrada ao dispositivo, está exposta à mesma radiação que o detector. Portanto, no desenvolvimento do detector de silício resistente à radiação, o detector e a leitura têm que ser considerados juntos [44].

3.6.2 Danos Macroscópicos

Investigações na evolução de defeitos microscópicos e propriedades macroscópicas do detector conduzem ao melhor entendimento sobre a relação entre defeitos específicos e seu impacto nas propriedades macroscópicas do detector.

Como já mencionado anteriormente, os danos de radiação em silício são subdivididos em danos no volume (*bulk*) e na superfície do material. O efeito de deslocamento no volume do detector conduz a um aumento na corrente de fuga (portadores livres na região de carga espacial), sendo que diferentes tipos de defeitos também contribuem para o aumento da corrente de fuga. Ainda como consequência do deslocamento de átomos de silício da rede cristalina, ou seja, aumento na corrente de fuga, após uma quantidade suficiente destes defeitos terem sido formados, o tempo de vida dos portadores é reduzido e a resolução em energia do detector é degradada devido a flutuações na quantidade de carga perdida [45,89]. Já os danos de radiação na superfície podem conduzir ao acúmulo de cargas nas camadas da superfície com a consequência de aumentar as correntes superficiais [44].

Ainda, defeitos com mobilidade são gerados durante a irradiação na rede do silício que podem reagir com os dopantes, removendo-os então de suas posições originais na rede. Os defeitos formados não são ionizados na região de carga espacial. Então a concentração efetiva de dopagem é alterada, e consequentemente a tensão da região de depleção também se altera [27].

No contexto desse trabalho, a queda na sensibilidade do dispositivo é o principal efeito dos danos de radiação no desempenho do detector. Elétrons e lacunas gerados por partículas ionizantes no volume do silício são conduzidos para os eletrodos para a coleta das cargas. Durante essa condução, alguns portadores de carga são capturados por defeitos. Se a reemissão dos portadores de carga armadilhados levar um tempo maior que o tempo necessário para a formação da leitura de saída do detector, o resultado será uma deficiência na coleta de carga, ocasionando uma queda na sensibilidade [89].

4 MATERIAIS E MÉTODOS

4.1 Diodos Utilizados e Montagem da Sonda Dosimétrica

Os diodos utilizados neste trabalho foram obtidos a partir de pastilhas de Si crescidas pelos métodos de Fusão Zonal Padrão (FZ), Czochralski Magnético (MCz) e Epitaxial (EPI). Os dois primeiros (FZ e MCz) foram produzidos no Centro de Microeletrônica da Universidade Tecnológica de Helsinque (Finlândia (Fin)) e o do tipo EPI e também alguns do tipo FZ no Instituto de Física Experimental da Universidade de Hamburgo (Alemanha (Ale)). Os três diferentes métodos de crescimento dos tarugos de Si sólido monocristalino citados anteriormente e a técnica de processamento planar para a obtenção dos dispositivos estão descritos no anexo A.

As características elétricas e estruturais destes diodos, nomeadamente, tensão de depleção total, corrente de fuga à tensão de depleção total, área, espessura, resistividade e tipo estão apresentadas na TAB.4.1.1. Os números atribuídos às amostras pelos respectivos fabricantes correspondem às suas posições ocupadas na pastilha matriz da produção dos diodos de Si e, para simplificar a leitura do texto, serão substituídos pelas letras A, B, C, D, E e F. As fotografias de um desses diodos apresentadas na Figura 4.1.1 destacam a face frontal do dispositivo e a estrutura de anéis de guarda.

TABELA 4.1.1 – Características elétricas e estruturais dos diodos.

Diodo#Amostra	País de Origem	V _{depleção} (V)	I _{fuga} (nA)	Área (mm ²)	Espessura (μm)	Resistividade (kΩ.cm)	Tipo
FZ#31 (A)	Ale	66,10	0,291	25	285	4,02	n
FZ#80 (B)	Fin	10,00	20,000	25	300	10,00	n
FZ#83 (C)	Fin	29,00	20,000	25	300	10,00	n
FZ#88 (D)	Fin	50,00	3,000	25	300	10,00	p
MCz#27 (A)	Fin	330,00	0,300	25	300	0,90 – 1,00	n
MCz#32(B)	Fin	103,00	1,100	25	300	0,90 – 1,00	p
EPI#35 (A)	Ale	122,63	0,028	25	50	$6,44 \times 10^{-2}$	n
EPI#44 (B)	Ale	124,75	0,026	25	50	$6,48 \times 10^{-2}$	n
EPI#45 (C)	Ale	124,45	0,027	25	50	$6,42 \times 10^{-2}$	n
EPI#08 (D)	Ale	117,54	0,545	25	50	$6,96 \times 10^{-2}$	n
EPI#10 (E)	Ale	118,31	0,261	25	50	$6,92 \times 10^{-2}$	n
EPI#34 (F)	Ale	121,46	0,026	25	50	$6,44 \times 10^{-2}$	n

FIGURA 4.1.1 – (a) Área sensível do diodo; (b) Estrutura dos anéis de guarda. Fotografias obtidas no Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da USP (LME/Poli – USP).

Como os dispositivos originalmente não possuíam os contatos elétricos, eles foram individualmente fixados com cola-prata em uma base de alumina dotada de uma fina camada de ouro eletrodepositada (FIG.4.1.2a e 4.1.2b) para permitir a ligação dos eletrodos de polarização e de extração de sinais. A extração do sinal foi feita por meio de um eletrodo microsoldado na face (p+) frontal do diodo (FIG.4.1.2c; 4.1.2d e 4.1.2e) enquanto a sua base (n⁺) foi mantida aterrada. Como os diodos foram utilizados no modo fotovoltaico, os anéis de guarda foram deixados em potencial flutuante. Todo o processo de

microsoldagem foi realizado no *Centro de Tecnologia da Informação Renato Archer* em Campinas.

FIGURA 4.1.2 – (a) Diodo fixo na base de alumina; (b) Base de alumina com camada de ouro eletrodepositada; (c) Processo de microsoldagem; (d) Eletrodo microsoldado a face frontal do diodo; (e) Microsolda em detalhe.

Após a montagem na base de cerâmica, cada diodo foi fixado na parte central de uma sonda acrílica preta (FIG.4.1.3a) dotada de uma janela de *Mylar*[®] aluminizado de $3,6 \text{ mg/cm}^2$ de espessura (FIG.4.1.3b) que é suficientemente fina para minimizar a perda de energia dos elétrons provenientes dos aceleradores. A FIG.4.1.3c mostra uma foto desta sonda com o conector do tipo *LEMO*[®] que permite o engate rápido de um cabo coaxial a entrada do eletrômetro para as medições das correntes geradas nos diodos (FIG.4.1.3d). Com os dispositivos operando em modo fotovoltaico, a integração dos sinais de corrente em função do tempo de irradiação permite obter a carga produzida no volume sensível de cada diodo irradiado pelos elétrons provenientes do acelerador.

FIGURA 4.1.3 – (a) Diodo fixado no centro da sonda acrílica preta; (b) Sonda dosimétrica com janela de *Mylar*[®]; (c) Sonda dosimétrica conectada ao cabo do tipo *LEMO*[®]; (d) Aparato experimental para as medições de correntes geradas no diodo.

4.2 Equipamentos e Aceleradores

O acelerador de elétrons utilizado para as irradiações de doses altas e pré-dose do diodo EPI(A) foi o DC 1500/25/4 - JOB 188 de 1,5MeV (FIG.4.2.1), instalado no Centro de Tecnologia das Radiações do IPEN/CNEN-SP.

FIGURA 4.2.1 – O acelerador de elétrons DC 1500/25/4 - JOB 188 de 1,5MeV.

Para as irradiações de doses baixas com aplicação em radioterapia, foram utilizados os Aceleradores Lineares KD2 (FIG.4.2.2a) e Primus (FIG.4.2.2b) [90], ambos fabricados pela Siemens e instalados no Hospital Sírio-Libanês.

FIGURA 4.2.2 – (a) Acelerador Linear KD2 (Siemens); (b) Acelerador Linear Primus (Siemens) [90], ambos instalados no Hospital Sírio-Libanês.

O irradiador de ^{60}Co do tipo Gammacell modelo 220 Excel-MDS Nordion, localizado no Departamento de Energia Nuclear da Universidade de Pernambuco (UFPE) (FIG.4.2.3) [91], foi utilizado para realizar a pré-irradiação do diodo EPI(C) com raios gama.

FIGURA 4.2.3 – Irradiador Gammacell ^{60}Co , instalado no Departamento de Energia Nuclear da UFPE.

Para as medições das correntes geradas nos diodos foi utilizado o eletrômetro Keithley 6517B® (FIG.4.1.3d).

4.3 Arranjo Experimental para Dosimetria de Doses Altas

Para reproduzir as condições experimentais usuais em procedimentos de irradiação de produtos com elétrons provenientes do acelerador DC 1500/25/4 - JOB 188 descrito anteriormente, a sonda dosimétrica foi colocada em uma bandeja sobre uma esteira que permite a movimentação da mesma em dois sentidos (“ida e volta”) em relação ao feixe de elétrons (FIG.4.3.1a e 4.3.1b). A fim de proteger o cabo coaxial da degradação provocada pelo intenso feixe de elétrons, o mesmo foi envolvido por uma blindagem de chumbo. Para evitar que o espalhamento causado pelo chumbo no momento de passagem pelo feixe de elétrons interferisse na leitura do dosímetro, essa blindagem foi sobreposta por uma caixa de acrílico (FIG.4.3.1c).

FIGURA 4.3.1 – (a) Posicionamento da sonda dosimétrica sob o acelerador de elétrons; (b) Em detalhe a sonda dosimétrica em uma bandeja sobre a esteira que permite a movimentação de ida e volta em relação ao feixe de elétrons. Caixa de acrílico para efeito ilustrativo; (c) Caixa de acrílico.

Duas taxas de dose foram utilizadas para a realização das medições: 14 kGy/s e 4 kGy/s que correspondem a correntes de feixe de 3,51 mA e 1,00 mA, respectivamente, e velocidade da esteira 3,36 m/min. A temperatura foi monitorada durante todos os ciclos de irradiação por um termopar do tipo K (FIG.4.3.2) e na pior condição (maior dose absorvida), a temperatura variou de 25 °C a 40 °C. Com os parâmetros acima definidos, foram estudados: o perfil da corrente gerada no diodo em função do tempo de exposição, a repetibilidade de resposta do diodo, a variação de sensibilidade em função da dose absorvida e a curva resposta de cada dispositivo. Cabe aqui esclarecer que os parâmetros dosimétricos de corrente e carga estão representados em função da dose absorvida calculada por meio dos parâmetros da máquina (acelerador), devido às limitações de calibração primária da dose fornecida pelo acelerador.

FIGURA 4.3.2 – Monitoramento da temperatura durante as irradiações com um termopar do tipo K.

Um diagrama esquemático dos principais componentes e equipamentos utilizados no procedimento experimental de irradiação para dosimetria de doses altas está representado na FIG.4.3.3.

FIGURA 4.3.3 – Diagrama esquemático do arranjo experimental para dosimetria de doses altas.

4.4 Arranjo Experimental para Dosimetria de Doses Baixas – Aplicação em Radioterapia

A resposta dos diodos foi avaliada para energias de elétrons de 6 a 21 MeV. Durante as medições, a sonda dosimétrica foi apoiada entre placas quadradas de polimetilmetacrilato (PMMA) de 30 cm × 30 cm (FIG.4.4.1a e 4.4.1b), colocada na profundidade de referência no PMMA ($z_{\text{ref,PMMA}}$) para cada energia utilizada do acelerador (6, 9, 12, 15, 18 e 21 MeV) (FIG.4.4.1c) e centrada em um campo de radiação de 10 cm × 10 cm (FIG.4.4.1d), com a distância fonte-superfície (DFS) mantida em 100 centímetros (FIG.4.4.1e).

FIGURA 4.4.1 – (a) Placas de PMMA com diferentes espessuras; (b) Placas quadradas de PMMA de 30 cm $\times$ 30 cm posicionadas sob o acelerador; (c) Sonda dosimétrica colocada na $z_{ref,PMMA}$ para cada energia utilizada; (d) Sonda centrada em um campo de radiação de 10 cm $\times$ 10 cm; (e) DFS mantida em 100 cm.

Calculou-se a $z_{\text{ref,PMMA}}$ para cada energia utilizada (Eq.4.4.1), segundo o TRS 398 (*Technical Report Series*) [66]:

$$z_{\text{ref,PMMA}}(\text{cm}) = \frac{z_{\text{ref,H}_2\text{O}}(\text{cm}) \times \rho_{\text{H}_2\text{O}}(\text{g/cm}^3)}{\rho_{\text{PMMA}}(\text{g/cm}^3) \times c_{\text{PMMA}}} \quad (4.4.1)$$

sendo $z_{\text{ref,PMMA}}(\text{cm})$ a profundidade de referência no PMMA para cada energia do acelerador de elétrons; $z_{\text{ref,H}_2\text{O}}(\text{cm})$ a profundidade de referência na água; $\rho_{\text{H}_2\text{O}}(\text{g/cm}^3)$ a densidade nominal da água; $\rho_{\text{PMMA}}(\text{g/cm}^3)$ a densidade nominal do PMMA e c_{PMMA} o fator de escalonamento de profundidade para o PMMA. Para cada energia, a $z_{\text{ref,PMMA}}(\text{cm})$ calculada está mostrada na TAB.4.4.1:

TABELA 4.4.1 – Profundidade de referência no PMMA calculada para cada energia utilizada do acelerador de elétrons.

Energia (MeV)	$z_{\text{ref,PMMA}}$ (cm)
6	1,07
9	1,79
12	2,41
15	3,13
18	3,93
21	4,55

Sabendo que as placas de PMMA já possuíam espessuras definidas, as profundidades de referência utilizadas para cada energia durante as medições foram aproximadas das profundidades de referência calculadas (TAB.4.4.1).

Algumas placas de PMMA foram colocadas embaixo da sonda dosimétrica a fim de garantir que o retroespalhamento ocorresse no mesmo meio de interesse da medida (FIG.4.4.1c). A corrente induzida pela radiação no diodo, para cada energia do feixe de elétrons, foi investigada em função do tempo de exposição durante 60 s para 300 unidades monitoras (UM) (FIG.4.4.2) e durante 20 s para 100 UM. Unidade Monitora (UM) é uma grandeza relativa de controle da liberação de dose pelo acelerador linear. Durante a calibração dele, ela é ajustada de tal forma que 1 UM represente a liberação de uma dose específica em uma determinada condição de referência, definida pelo protocolo de dosimetria

institucional. A calibração é feita individualmente para cada um dos tipos de feixes (fótons e elétrons) e cada uma de suas energias. Geralmente, os aceleradores são calibrados para que 1 UM represente, por exemplo, uma dose em meio água de 1 cGy, na profundidade de dose máxima específica da energia, para um tamanho de campo de referência 10x10 cm² e uma distância fonte-superfície de 100 cm (de acordo com o protocolo internacional TRS 398 [66], arranjo de calibração tipo fonte-superfície). Nesta condição pode-se dizer que o *output* do acelerador é 1cGy/UM nas condições de referência.

FIGURA 4.4.2 – Monitor com os parâmetros de irradiação utilizados como: energia do feixe de elétrons, UM e tempo de exposição.

O diagrama do arranjo experimental utilizado nos procedimentos de irradiação para dosimetria de doses baixas com aplicação em radioterapia está representado na FIG.4.4.3.

FIGURA 4.4.3 – Diagrama esquemático do arranjo experimental para dosimetria de doses baixas com aplicação em radioterapia.

Para o estudo de repetibilidade de resposta foram registrados 5 sinais consecutivos de corrente para a mesma dose de radiação, em seis diferentes energias, somente ligando e desligando o feixe de elétrons. A curva dose-resposta do diodo foi obtida através da carga em função da dose absorvida. A dependência da sensibilidade em carga com a energia do feixe de elétrons também foi estudada.

As medições de porcentagem de dose profunda (PDP) foram realizadas no fantoma constituído de placas de PMMA já descrito anteriormente. A DFS foi mantida em 100 cm, mudando a profundidade do dosímetro em relação ao fantoma (FIG.4.4.4). Para cada posição, foram registrados dois sinais de corrente consecutivos durante 20 s. As medições foram realizadas para as energias de elétrons de 9, 12, 18 e 21 MeV e repetidas a partir da parte superior até o lado inferior do fantoma de PMMA.

FIGURA 4.4.4 – Desenho esquemático do procedimento experimental para as medições de PDP.

O perfil transversal de dose foi medido em PMMA, com a sonda dosimétrica colocada na profundidade de referência ($z_{ref,PMMA}$) para as energias de elétrons de 12 e 15 MeV em um campo de irradiação de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Os dados foram coletados movendo a mesa de tratamento cruzando todo eixo plano do campo de irradiação (FIG.4.4.5).

FIGURA 4.4.5 – Desenho esquemático do procedimento experimental para as medições de perfil transversal de dose.

Os resultados experimentais de PDP e perfil transversal de dose foram comparados com cálculos realizados através do *Oncentra MasterPlan Treatment Planning System*® da *Nucletron*® baseado em código Monte Carlo (FIG.4.4.6).

FIGURA 4.4.6 – Representação da distribuição de dose no acrílico obtida por meio de código Monte Carlo para várias energias do feixe de elétrons.

Outra comparação experimental também foi feita com o perfil transversal de dose para a energia de elétrons de 15 MeV, fornecida por um sistema de dosimetria comercial *MatriXX*® da *IBA Dosimetry*®, que consiste de uma matriz 2D de 1020 câmaras de ionização de placas paralelas (cada uma com 0,5 cm de lado e 0,76 cm para o espaçamento centro a centro) (FIG.4.4.7) [92,93].

FIGURA 4.4.7 – (a) Fotografia do sistema de dosimetria comercial *MatriXX*[®] da *IBA Dosimetry*[®]; (b) *MatriXX*[®] fixo ao *gantry* do acelerador para a realização das medições do perfil transversal de dose [94].

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES – DOSIMETRIA DE DOSES ALTAS

5.1 Diodos FZ – Estudos Preliminares

5.1.1 Sinais de Corrente em Função do Tempo de Exposição

Como uma primeira investigação, os estudos dos parâmetros dosimétricos (corrente e carga) do diodo FZ(A) na monitoração *online* de processos industriais de irradiação com elétrons de 1,5 MeV foram realizados em função de cada ciclo de irradiação, correspondente a aproximadamente 25 kGy distribuídos em 4 passadas dos dispositivos sob o feixe de elétrons. Esta dose foi calculada considerando-se os parâmetros utilizados no acelerador para a realização das irradiações, desprezando-se a dose espalhada recebida pelo diodo.

Na FIG.5.1.1.1 são apresentados os sinais de corrente gerados no diodo em função do tempo em cada ciclo de irradiação. A forma de cada sinal elétrico, correspondente ao movimento de ida ou de volta da bandeja no campo uniforme de 2,54 cm × 100 cm, evidencia que o diodo é sensível à radiação espalhada no acelerador em uma área maior do que a considerada anteriormente [95]. Cabe observar que as correntes de fundo registradas em condições do feixe desligado são desprezíveis perante as máximas geradas na região de campo uniforme.

FIGURA 5.1.1.1 – Perfil da corrente em função do tempo de exposição para o diodo FZ(A). Em detalhe, a queda na corrente de pico para os ciclos seguintes ao primeiro.

5.1.2 Queda da Sensibilidade de Corrente em Função da Dose

A análise comparativa da média das intensidades máximas de correntes medidas em cada ciclo de irradiação do diodo, representada pela corrente de pico (I), normalizada pela corrente de pico (I_0) obtida no primeiro ciclo de irradiação do diodo em função da dose acumulada no dispositivo está representada graficamente na FIG.5.1.2.1. Essa análise evidencia uma queda de sensibilidade do diodo de 72% entre o primeiro e o nono ciclo de irradiação o que corresponde a uma dose acumulada de 225 kGy. No entanto, esta figura também mostra que para doses maiores que 150 kGy, a relação I/I_0 se mantém praticamente constante indicando uma saturação nas armadilhas e/ou defeitos produzidos na estrutura do dispositivo pelos elétrons incidentes. Este fato foi confirmado no estudo da repetibilidade de resposta do diodo considerando-se os oito sinais de corrente registrados em função do tempo nos dois últimos ciclos de irradiação. O coeficiente de variação (CV) de 1,3%, medido com correntes de pico 100 vezes maiores que a corrente de fundo do diodo, é melhor que o valor sugerido para dosímetros de polimetilmetacrilato ($CV = 3\%$) [59], atualmente utilizados como dosímetros de rotina para processos de irradiação nas

instalações em nosso centro de pesquisa (CTR – IPEN/CNEN – SP) [59]. Como esta condição de estabilidade é um pré-requisito para a utilização deste dispositivo como dosímetro de radiação, este resultado preliminar será considerado no procedimento de pré-irradiação deste tipo de diodo no estudo da sua resposta dosimétrica.

FIGURA 5.1.2.1 – Queda na sensibilidade do diodo FZ(A) representada por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

5.1.3 Linearidade de Resposta em Corrente em Função da Taxa de Dose

A sensibilidade em corrente do diodo FZ(B), pré-irradiado com 250 kGy, foi estudada em função da taxa de dose em um intervalo de 2 kGy/s (corrente de feixe de 0,5 mA) a 20 kGy/s (5,0 mA). Os resultados obtidos estão mostrados na FIG.5.1.3.1 onde se evidencia que a resposta em corrente do diodo se aproxima por uma reta para taxas de dose inferiores a 8,0 kGy/s (corrente de feixe de 2,0 mA). A saturação na curva de sensibilidade em corrente, cuja origem reside no equilíbrio entre a produção de pares elétrons-lacunas pela radiação incidente e a coleta destes pares nos eletrodos dos diodos, é conhecida para dispositivos semicondutores e define a taxa de dose máxima que pode ser utilizada em medições de dose. Para garantir a linearidade de resposta do diodo,

os resultados que serão apresentados a seguir, foram obtidos com uma taxa de dose de 4,0 kGy/s (1,0 mA) correspondendo a uma dose absorvida de 7,12 kGy em cada ciclo de irradiação.

FIGURA 5.1.3.1 – Curva de sensibilidade do diodo FZ(B) após receber uma pré-dose de 250 kGy do feixe de elétrons. A curva tracejada representa um guia para os olhos. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

A seguir, os estudos de pré-dose, queda na sensibilidade e curva resposta do diodo realizados para os diodos FZ(C) foram também desenvolvidos para o dispositivo MCz(A). Em uma segunda etapa, os resultados obtidos, por meio dos estudos descritos para os dois diodos FZ(C) e MCz(A), foram comparados devido à similaridade de suas características de produção e de área útil.

5.2 Diodos FZ e MCz

5.2.1 Sinais de Corrente em Função do Tempo de Exposição

Na FIG.5.2.1.1 são apresentados alguns sinais de corrente gerados nos diodos FZ(C) (FIG.5.2.1.1a) e MCz(A) (FIG.5.2.1.1b) em função do tempo em cada ciclo de irradiação.

FIGURA 5.2.1.1 – Perfil da corrente em função do tempo de exposição de alguns ciclos de irradiação para os diodos (a) FZ(C) e (b) MCz(A).

Independentemente do tipo de diodo, a análise dos sinais de corrente mostra que o valor de pico é obtido quando o dispositivo encontra-se na região de campo de irradiação uniforme (na saída direta do feixe do acelerador). No entanto, os diodos são sensíveis tanto a radiações espalhadas quanto às

possíveis variações nos parâmetros de irradiação, como corrente de feixe e velocidade da correia transportadora. É importante notar que estas variações (não detectadas por dosímetros CTA) são rastreáveis através dos sinais de corrente o que constitui uma das maiores vantagens de usar diodos como dosímetros *online* no processamento por radiação.

5.2.2 Queda da Sensibilidade de Corrente em Função da Dose

O estudo comparativo da queda de sensibilidade dos diodos FZ(C) e MCz(A), em função da dose acumulada, está mostrado na FIG.5.2.2.1. Nesta figura, a relação I/I_0 é a normalização da corrente de pico em cada ciclo de irradiação para aquela máxima registrada inicialmente com o diodo não irradiado. Como esperado, as quedas de sensibilidade são elevadas, 60% e 68% para os diodos FZ(C) (FIG.5.2.2.1a) e MCz(A) (FIG.5.2.2.1b) respectivamente, para doses acumuladas de 250 kGy. No entanto, a FIG.5.2.2.1 também mostra que após esta pré-dose de 250 kGy, as respostas dos dois diodos são estáveis com relações I/I_0 praticamente constantes. De fato, no estudo da repetibilidade de resposta nos dois ciclos de irradiação posteriores aos da pré-dose, os diodos FZ(C) e MCz(A) indicaram respectivamente CV de 1,7% e 3,1% com sinais de corrente pelo menos 200 vezes maior que o de corrente de escuro. Estes valores são superestimados, pois também incluem todas as possíveis variações de corrente de feixe do acelerador e velocidade da esteira.

FIGURA 5.2.2.1 – Queda na sensibilidade do diodo representada por I/I_0 em função da dose acumulada (a) FZ(C) e (b) MCz(A). Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

Para efeitos comparativos, na FIG.5.2.2.2 são mostradas as curvas de queda na sensibilidade em função da dose para as amostras FZ(C) e MCz(A).

FIGURA 5.2.2.2 – Queda na sensibilidade dos diodos FZ(C) e MCz(A) representadas por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

Em termos de estabilidade, cabe ressaltar que a variação total das fotocorrentes, até 250 kGy de dose acumulada, evidencia uma maior estabilidade de resposta para a amostra MCz(A) quando comparada com a amostra FZ(C).

5.2.3 Curva Dose-Resposta (Carga x Dose)

A FIG.5.2.3.1 mostra a carga gerada pelos elétrons incidentes no volume sensível dos diodos FZ(C) e MCz(A), obtida pela integração dos sinais de corrente registrados em função do tempo nos ciclos de irradiação posteriores a pré-dose. Os resultados obtidos indicam que as curvas dose-resposta apresentam um comportamento polinomial de segunda ordem, com coeficientes de correlação de ajuste (R^2) melhores que 0,999.

FIGURA 5.2.3.1 – Curva dose-resposta do diodo (a) FZ(C) e (b) MCz(A). Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

O comportamento das curvas apresentadas na FIG. 5.2.3.2 evidencia a maior sensibilidade da amostra FZ(C) em 43% quando comparada àquela do dispositivo MCz(A) para uma dose absorvida de 748 kGy. Em contrapartida, o diodo MCz(A) mostrou uma grande resistência ao acúmulo de dose (≈ 2244 kGy) quando comparado ao diodo FZ(C) (≈ 997 kGy).

FIGURA 5.2.3.2 – Curvas resposta dos diodos FZ(C) e MCz(A). Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

Todos os estudos descritos anteriormente e também os seguintes, foram realizados em função de ciclos de irradiação, pois o acúmulo contínuo de dose e o aumento brusco da temperatura causaram sérios danos à sonda dosimétrica, como pode ser visto na FIG.5.2.3.3.

FIGURA 5.2.3.3 – a) Comparação entre sonda dosimétrica antes e após o intenso acúmulo de dose; b) em detalhe, a sonda deteriorada.

5.3 Resina Termorrígida – Resultados Preliminares

É desejável que as características de um dosímetro sejam estáveis a curto e a longo prazo. Efeitos de temperatura, humidade, luz e outros podem

causar uma mudança gradual na sensibilidade à dose ou na leitura de fundo instrumental. O detector sob condições severas, pode apresentar em algum momento instabilidade na leitura latente, sofrendo atrasos no intervalo de tempo entre a irradiação e a leitura. A deterioração do dosímetro devido a efeitos ambientais pode ser evitada com o encapsulamento do dispositivo [43].

Dentro desse contexto e devido à grande resistência ao acúmulo de dose do diodo MCz quando comparado ao diodo FZ (FIG.5.2.3.2), o diodo FZ(A) foi recoberto por uma resina termorrígida a fim de estudar a influência desse material na sua resposta dosimétrica e também investigar a resistência do dispositivo à dose acumulada após a cobertura.

A resina utilizada foi a *OxySIM*[®] 540-10 da empresa *OxyChem, Electronic Materials*[®] (FIG.5.3.1a). A *OxySIM*[®] encapsulante foi desenvolvida para *chip-on-board* ou aplicações de cobertura e preenchimento [96]. A encapsulante contendo uma parte líquida é baseada em uma resina termorrígida bismaleimida (BMI) sem solvente, sendo uma classe relativamente nova de polímeros termorrígidos que estão ganhando aceitação pela indústria, pois combinam uma série de características únicas, incluindo excelente propriedade física de conservação em elevadas temperaturas e em ambientes úmidos, propriedades elétricas quase constantes ao longo de um grande intervalo de temperatura e propriedades não inflamáveis, resultando em elevada confiabilidade. Algumas BMIs são capazes de estender sua temperatura de trabalho a um intervalo de 230 a 290 °C. Além disso, as BMIs apresentam uma combinação de longa estabilidade em temperatura ambiente juntamente com baixas temperaturas de cura [97,98].

Com o diodo FZ(A) já devidamente posicionado na caixa acrílica preta, a resina foi depositada sobre o dispositivo e conexões elétricas, as quais também sofrem deterioração com o intenso acúmulo de dose (FIG.5.3.1b e 5.3.1c). O tempo de cura do material encapsulante foi de uma hora à temperatura de 110 °C. Após a cura, a resina tornou-se rígida e completamente opaca à luz (FIG.5.3.1d).

FIGURA 5.3.1 – (a) OxySIM[®] 540-10 da marca OxyChem, *Electronic Materials*[®]; (b) Área delimitada para a deposição da resina; (c) Deposição da resina; (d) Material encapsulante após a cura; (e) Aparato experimental para as irradiações com elétrons de energia de 1,5 MeV.

Com a resina depositada sobre o diodo, a sonda dosimétrica foi devidamente posicionada na bandeja sobre a esteira rolante a qual se movimenta sob o acelerador a fim de reproduzir as condições experimentais de irradiação com feixe de elétrons de energia de 1,5 MeV, procedimento este já descrito no item 4.3. A taxa de dose utilizada para a realização das medições foi de 4 kGy/s correspondendo a corrente de 1,00 mA e velocidade da esteira 3,36 m/min, correspondendo a uma dose absorvida de 7,12 kGy em cada ciclo de irradiação. Com os parâmetros anteriormente definidos, foram estudados: a variação de sensibilidade em função da dose absorvida e a curva resposta do dispositivo.

Após a pré-dose, foi realizado o estudo da queda de sensibilidade do diodo FZ(A) antes e após a aplicação da resina em função da dose acumulada, mostrado na FIG.5.3.2. O gráfico mostra que após a aplicação da encapsulante, a resposta do diodo é estável com relações I/I_0 praticamente constantes. A queda

de sensibilidade foi menor que 10 % para uma dose acumulada superior a 3,3 MGy. No estudo de repetibilidade de resposta nos dois ciclos de irradiação posteriores a uma dose acumulada de 250 kGy pós-resina, o diodo FZ(A) indicou CV de 1,8 % com sinais de corrente pelo menos 200 vezes maior que o de corrente de escuro.

No entanto, como já dito anteriormente, os diodos são sensíveis tanto a radiações espalhadas quanto às possíveis variações nos parâmetros de irradiação. É importante notar que essas instabilidades nos parâmetros de irradiação contribuem para o aumento do valor do CV, o qual, mesmo superestimado se apresentou menor que os CV apresentados pelos dosímetros CTA.

FIGURA 5.3.2 – Queda na sensibilidade do diodo FZ(A), representada por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

A FIG.5.3.3 mostra a carga gerada pelos elétrons incidentes no volume sensível do diodo FZ(A) nos ciclos de irradiação posteriores a pré-dose. Ainda, a FIG.5.3.3 foi dividida em dois momentos: antes e após a aplicação da resina encapsulante. O resultado obtido indica que a curva dose-resposta apresenta um comportamento polinomial de segunda ordem, com coeficiente de correlação de

ajuste (R^2) melhor que 0,999. Nota-se que não houve influência no comportamento polinomial da curva com a inserção da resina.

As FIG.5.3.2; 5.3.3 evidenciam que a inserção da resina sobre o diodo não influenciou na resposta dosimétrica do dispositivo e que, após a cobertura, o diodo FZ(A) acumulou uma dose superior a 3,3 MGy, mostrando um aumento da resistência mecânica do dispositivo.

FIGURA 5.3.3 – Curva dose-resposta do diodo FZ(A). Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

As incertezas experimentais associadas às medições foram calculadas através dos desvios associados aos valores de corrente obtidos por meio do eletrômetro utilizado para as medições.

5.4 Diodos EPI

5.4.1 Estudo da Pré-Dose com Radiação Gama

Antes mesmo de iniciar os estudos com os diodos EPI irradiados com elétrons, previamente esse tipo de diodo foi irradiado com raios gama, tendo como objetivo a investigação da pré-dose necessária para que diodos do tipo EPI alcancem a estabilidade necessária para funcionarem como dosímetros de radiação.

Dentro desse contexto, duas amostras de diodos EPI foram investigadas: EPI(D) e EPI(E) – ambas não irradiadas previamente. Com os dispositivos devidamente colocados na sonda dosimétrica de PMMA, a irradiação do EPI(D) foi realizada no Centro de Tecnologia das Radiações localizado no IPEN-CNEN/SP usando um irradiador de ^{60}Co (Gammacell 220 – Nordion[®]) com uma taxa de dose de 2,16 kGy/h, enquanto que a irradiação do diodo EPI(E) foi realizada no Departamento de Energia Nuclear da UFPE/PE usando o mesmo modelo de irradiador ^{60}Co , mas com uma taxa de dose de 7,47 kGy/h.

Os sinais de corrente normalizados dos diodos EPI irradiados com raios gama estão apresentados na FIG.5.4.1.1 em função da dose acumulada. Esse estudo evidenciou uma queda em torno de 50 % a partir da corrente inicial para os primeiros 25 kGy de dose recebida para ambos os diodos. Essa queda é esperada uma vez que a sensibilidade dos diodos cai com a dose de radiação [74,99,100]. Ainda, observou-se a partir da FIG.5.4.1.1 que a resposta dos diodos EPI é independente da taxa de dose dentro de um intervalo de 2,16 kGy/h até 7,47 kGy/h [101]. Portanto, a partir do estudo de queda da sensibilidade de diodos EPI em função da dose acumulada, a pré-dose definida e recebida pelo diodo EPI foi de 25 kGy de elétrons de 1,5 MeV de energia, podendo garantir uma resposta estável após a pré-dose, uma vez que resultados desse trabalho comparados a resultados de trabalhos anteriores mostram os diodos atingem uma estabilidade de resposta para pré-doses menores de elétrons quando comparadas com pré-doses de raios gama [102].

FIGURA 5.4.1.1: Queda na sensibilidade dos diodos EPI, irradiados com duas diferentes taxas de dose, representadas por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

Todos os estudos que serão apresentados neste e nos ítems 5.4.3; 5.4.4 e 5.4.5 foram realizados após o diodo EPI(F) ter recebido pré-dose de 25 kGy de elétrons de 1,5 MeV de energia [103].

5.4.2 Sinais de Corrente em Função do Tempo de Exposição

As primeiras cinco formas de onda da corrente induzida no diodo EPI(F) durante o movimento de ida e volta pelo campo de radiação de elétrons estão apresentadas na FIG.5.4.2.1. Uma visão expandida de um desses sinais de corrente (em detalhe no canto superior da FIG.5.4.2.1) mostra que o valor da corrente de pico é obtido quando o diodo passa sob a janela do acelerador de elétrons. As correntes registradas fora do campo uniforme de radiação durante o tempo de trânsito do diodo (≈ 15 s) são principalmente devido à radiação espalhada. Entretanto, pequenas variações na corrente do acelerador ou na velocidade da esteira proporcionaram alterações no perfil de subida do sinal de corrente como uma função do tempo de exposição. A corrente de fundo (90 nA), medida entre cada passo de irradiação com o feixe de elétrons ligado, foi quase quatro ordens de grandeza maior que a corrente de escuro do diodo (4 pA). Esses

valores se mantiveram constantes durante todas as 120 passadas do diodo pelo feixe de radiação (dose acumulada de 750 kGy). Porém, a corrente de pico induzida no diodo apresentou uma ligeira diminuição com a dose acumulada como pode ser visto na FIG.5.4.2.2, onde os primeiros cinco sinais de corrente foram comparados com aqueles consecutivamente registrados no final da irradiação.

FIGURA 5.4.2.1: Perfil da corrente em função do tempo de exposição dos cinco passos de irradiação para o diodo EPI(F) logo após a pré-dose de 25 kGy. No canto superior, uma visão expandida de um desses sinais de corrente.

FIGURA 5.4.2.2: Para comparação, os cinco primeiros sinais de corrente (dose acumulada de 31,25 kGy) apresentados em conjunto com os consecutivamente medidos no final da irradiação (dose acumulada de 750 kGy).

5.4.3 Queda da Sensibilidade de Corrente em Função da Dose

Para quantificar a queda na sensibilidade de corrente em função da dose (FIG.5.4.2.2), a corrente de pico de cada passada do diodo EPI(F) foi normalizada pelo valor registrado no início da irradiação e apresentada graficamente como função da dose acumulada (FIG.5.4.3.1). Como pode ser visto, a queda máxima na sensibilidade em corrente (13,5 %) do diodo EPI, mesmo após acumular 750 kGy, é muito menor que as quedas medidas com diodos MCz, DOFZ e FZ irradiados com raios gama provenientes do ^{60}Co [102].

FIGURA 5.4.3.1: Queda na sensibilidade do diodo EPI(F) representada por I/I_0 em função da dose acumulada. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

No tocante à repetibilidade do diodo EPI, o coeficiente de variação (CV) foi investigado por meio das correntes de pico medidas durante os dez últimos passos de irradiação, os quais estão apresentados na FIG.5.4.3.2.

FIGURA 5.4.3.2: Para comparação, os dez sinais de corrente induzidos no diodo EPI(F) no final da irradiação.

O CV obtido de 1,9 % é menor do que o requerido para dosímetros de CTA [39] utilizados rotineiramente em dosimetria de processamento com elétrons. É importante notar que adicionado ao CV estão as instabilidades do acelerador (rastreadáveis por meio das formas de onda da corrente), as quais estão escondidas em dosímetros estáticos como o CTA.

5.4.4 Curva Dose-Resposta (Carga x Dose)

A dose-resposta do diodo EPI foi também investigada por meio da carga gerada (integração do sinal de corrente em função do tempo) no volume sensível do diodo em função da dose acumulada. Os resultados apresentados na FIG.5.4.4.1 são bem ajustados por uma função polinomial de segunda ordem (coeficiente de correlação melhor que 0,999).

FIGURA 5.4.4.1: Curva dose-resposta do diodo EPI para uma dose acumulada de 750 kGy. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

É importante salientar que as incertezas experimentais dos resultados apresentados foram calculadas somente considerando a precisão do eletrômetro devido às dificuldades em medir as variações dos parâmetros do acelerador, como corrente e velocidade da esteira rolante.

5.4.5 Espectroscopia de Transiente de Nível Profundo (*Deep Level Transient Spectroscopy* - DLTS)

Estudos sobre danos induzidos pela radiação, que possivelmente afetam a sensibilidade em corrente do diodo EPI, tem sido realizados pela Dra. Ioana Pintilie, pesquisadora do Instituto de Física Experimental da Universidade de Hamburgo, usando um sistema de Espectroscopia de Transiente-Fourier da Capacitância de Nível Profundo (*Capacitance Deep Level Transient Fourier Spectroscopy* (C-DLTFS)) [104,105], fabricado pela *Phystech GmbH* [106].

A técnica DLTS consiste basicamente em analisar o transiente de capacitância de uma junção $p-n$ ou de uma barreira Schottky em função da temperatura da amostra. Esse transiente de capacitância é provocado pela emissão térmica dos portadores (elétrons ou lacunas) presos nos níveis profundos. Esses níveis podem ocorrer devido à contaminação ou defeitos na rede cristalina do semiconductor (nesse caso, provocados pela irradiação). Essa técnica é uma poderosa ferramenta na identificação e caracterização desses níveis. Pelo transiente de capacitância em várias temperaturas obtém-se o espectro DLTS e a partir da altura do pico do espectro ou do sinal DLTS encontra-se a concentração das armadilhas. O nível profundo, mesmo presente em pequena quantidade, pode alterar completamente as características elétricas do material. Para investigação são usadas medições elétricas provenientes do preenchimento ou esvaziamento desses níveis [107-109].

Para a obtenção do transiente de capacitância considera-se uma junção $p+/n$ inicialmente em polarização reversa e com níveis profundos vazios na região de depleção. Reduzindo-se a tensão reversa, haverá uma diminuição na região de depleção permitindo que durante certo tempo os elétrons penetrem na região onde o nível está desocupado. Aplicando a tensão reversa anterior, a região de depleção aumentará e se houver energia térmica suficiente os elétrons que foram capturados serão emitidos para a banda de condução, gerando o transiente na capacitância. Considerando a mesma junção $p+/n$ também é possível estudar níveis profundos de portadores minoritários, que para um material do tipo n são as lacunas. Inicialmente a junção está com tensão reversa. Aplicando um pulso de tensão direta, serão injetadas lacunas no lado n possibilitando a sua captura. Retornando a tensão reversa, as lacunas serão emitidas para a banda de valência. O transiente devido à emissão de um tipo de

portador é oposto ao outro tipo, permitindo uma observação do nível, caso seja uma armadilha de elétrons ou de lacunas [107-109].

Os pulsos de preenchimento dos níveis profundos são repetidamente aplicados enquanto a temperatura varia numa taxa constante. Devido à emissão dos níveis profundos serem termicamente ativa, a constante de tempo do transiente mudará com a temperatura [108].

Os espectros DLTS padrões de diodos EPI idênticos irradiados com elétrons de 1,5 MeV de energia e uma fluência de até $3,9 \times 10^{13} \text{ e/cm}^2$ foram registrados num intervalo de temperatura entre 30 e 280 K. O espectro DLTS da amostra EPI(F) irradiada com 31,25 kGy está apresentado no FIG.5.4.5.1. As investigações dos danos mostraram que até quase 1,5 MGy somente três tipos de defeitos podem influenciar o tempo de vida dos portadores e a corrente gerada: VO (vacância-oxigênio), V_2 (divacância) e C_iO_i (interstício de carbono com interstício de oxigênio), com taxas de introdução de defeitos de $4,25 \times 10^{11} \text{ kGy}^{-1} \text{ cm}^{-3}$, $3,84 \times 10^{10} \text{ kGy}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ e $3,6 \times 10^{11} \text{ kGy}^{-1} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente.

FIGURA 5.4.5.1: Espectro DLTS para o diodo EPI(F) irradiado com elétrons de 1,5 MeV de energia com uma fluência de $3,9 \times 10^{13} \text{ e/cm}^2$.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES – DOSIMETRIA DE DOSES BAIXAS – APLICAÇÃO EM RADIOTERAPIA

6.1 Diodos FZ e MCz não Pré-Irradiados

A seguir, os estudos de sinal de corrente, repetibilidade, curva resposta e sensibilidade em carga realizados para o diodo FZ(D) também foram investigados para o dispositivo MCz(B), devido à similaridade de suas características de produção e de área útil. Sendo assim, em se tratando dos diodos FZ(D) e MCz(B), os resultados preliminares das suas condições operacionais como dosímetros de elétrons [110,111] estão representados nas FIG. 6.1.1.1 e 6.1.2.1.

6.1.1. Sinal de Corrente e Repetibilidade

Foram investigadas as respostas em corrente dinâmica dos diodos FZ e MCz sob irradiação com feixe de elétrons dentro de um intervalo de 6 a 21 MeV de energia. Os resultados obtidos nesse intervalo de energia evidenciaram que, para uma mesma taxa de dose de 5,0 cGy/s, os sinais de corrente são estáveis e repetitivos em ambos os casos, como pode ser visto na FIG.6.1.1.1. Esta figura mostra cinco sinais consecutivos de corrente registrados durante 60 s cada um com os diodos sob um feixe de elétrons de 21 MeV de energia.

Para todas as energias, os diodos mostraram uma boa repetibilidade, caracterizada pelo coeficiente de variação (CV) dentro de um intervalo de 0,5 – 2,8 % e 0,6 – 2,5 % para os diodos FZ e MCz, respectivamente.

FIGURA 6.1.1.1 – Cinco sinais de corrente registrados durante 60 s nos diodos FZ(D) e MCz(B) para o feixe de elétrons de 21 MeV.

6.1.2. Curva Dose-Resposta

As curvas dose-resposta dos diodos FZ(D) e MCz(B) para doses absorvidas até 16 Gy estão representadas nas FIG.6.1.2.1a e b. As respostas lineares dos diodos em toda faixa de energia estudada estão comprovadas por ajustes com coeficientes de correlação melhores do que 0,999.

FIGURA 6.1.2.1 – Curvas dose-resposta para os diodos (a) FZ(D) e (b) MCz(B) para as seis diferentes energias estudadas do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

6.1.3. Sensibilidade em Carga

Sensibilidades em carga são melhores que 0,55 μCGy e 0,68 μCGy para os diodos FZ e MCz respectivamente, mostrando que o diodo MCz é mais sensível quando comparado ao diodo FZ do mesmo tipo. Entretanto, os diodos mostraram uma dependência em energia como mostrado na FIG.6.1.3.1, onde a

corrente média, normalizada pela taxa de dose, está apresentada para cada energia do feixe de elétrons. Essa dependência em energia será esclarecida a seguir (6.2.3) em estudos realizados com diodos EPI.

A corrente induzida no diodo decresce com a energia do elétron mas, mesmo para 21 MeV de energia, o sinal de corrente é quase cinco ordens de magnitude maior que a corrente de escuro do diodo ($\cong 0,25$ pA) adquirida após cada passo de irradiação quando o feixe era desligado. Por essa razão, as curvas dose-resposta foram obtidas separadamente para cada energia do feixe de elétrons investigada.

FIGURA 6.1.3.1 – Sensibilidade em carga para os diodos FZ(D) e MCz(B) como função da energia do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos. As curvas tracejadas servem de guia para os olhos.

6.2 Diodo EPI não Pré-Irradiado

No tocante ao diodo EPI(A), crescido pelo método epitaxial, os resultados preliminares das suas condições operacionais como dosímetros de elétrons [112] estão representados nas FIG. 6.2.1.1 e 6.2.2.1.

6.2.1 Sinal de Corrente e Repetibilidade

A corrente resposta do diodo irradiado para energia de elétrons de 21 MeV a uma taxa de dose de 5 cGy/s (300 cGy/min) está apresentada na FIG.6.2.1.1. Como pode ser visto, os cinco sinais de corrente registrados no EPI(A) consecutivamente durante 60 s, para uma mesma taxa de dose média, são estáveis com coeficientes de variação menores que 2,4%. Este comportamento é evidenciado na FIG.6.2.1.1 para o feixe de elétrons de 21 MeV e resultados semelhantes são obtidos para toda a faixa de energia de feixe estudada. Coeficientes de variação (CV) obtidos com feixes de elétrons de 6 até 18 MeV são apresentados na TABELA 6.2.1.1.

FIGURA 6.2.1.1 – Sinais de corrente gerados no diodo EPI(A) para o feixe de elétrons de 21 MeV.

TABELA 6.2.1.1 – Coeficientes de variação (CV) e sensibilidades em carga do diodo EPI(A) para todas as energias de elétrons estudadas.

Energia (MeV)	C.V. (%)	Sensibilidade ($\mu\text{C}/\text{Gy}$)
6	1,5	1,31
9	2,4	1,08
12	1,3	0,93
15	1,4	0,89
18	1,1	0,87
21	2,4	0,86

Além disto, a corrente registrada durante a irradiação com elétrons é três ordens de magnitude superior (≈ 40 nA) à corrente de fundo (≈ 27 pA) do diodo. Este resultado valida a nossa opção de não polarização dos dispositivos que, além de simplificar o projeto da sonda dosimétrica, também reduz sensivelmente a possível dependência da resposta dos diodos com a temperatura.

6.2.2 Curva Dose-Resposta

A curva da carga gerada no volume sensível do diodo EPI(A) em função da dose absorvida até 16 Gy está representada na FIG.6.2.2.1. A resposta linear do diodo em toda faixa de energia estudada está comprovada por ajustes com coeficientes de correlação melhores do que 0,999.

FIGURA 6.2.2.1 – Curva dose-resposta para o diodo EPI(A) para as seis diferentes energias do feixe de elétrons estudadas. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

6.2.3 Sensibilidade em Carga

A sensibilidade em carga obtida a partir das curvas dose-resposta (FIG.6.2.2.1) é maior do que $0,86 \mu\text{C/Gy}$ (TABELA 6.2.1.1). Todavia, os resultados de sensibilidade em carga plotados na FIG.6.2.3.1 mostram uma dependência da resposta do diodo EPI(A) em função da energia do feixe de

elétrons. De fato, a sensibilidade em carga para 6 MeV de energia do feixe de elétrons é quase 34% maior que a obtida para 21 MeV.

FIGURA 6.2.3.1 – Sensibilidade em carga para o EPI(A) como função da energia do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

Para esclarecer a origem dessa dependência em energia, simulações Monte Carlo foram realizadas usando o código *CASINO*[®] considerando feixes de elétrons de 6 e 21 MeV de energia com 200.000 elétrons incidentes para cada energia (FIG.6.2.3.2, somente ilustrativa). Os resultados obtidos mostram que a energia depositada no diodo EPI para elétrons de 6 MeV é 31% maior comparada àquela depositada por elétrons de 21 MeV. Apesar do *CASINO*[®] ser um código designado especificamente para interações de feixes com baixas energias, o acordo com os nossos resultados experimentais foi satisfatório. Essa diferença em energia depositada pode ser explicada, pois elétrons de 21 MeV sofrem mais interações do tipo radiativa e também ocorre mais retroespalhamento dos elétrons incidentes quando comparada a elétrons com 6 MeV de energia.

FIGURA 6.2.3.2 – Simulações Monte Carlo usando o código *CASINO*[®], para feixes de elétrons de (a) 6 e (b) 21 MeV de energia com 200.000 elétrons incidentes para cada energia.

6.2.4 Estudo da Porcentagem de Dose Profunda (PDP)

As medições de PDP para feixe de elétrons de 9 e 18 MeV em PMMA são apresentadas na FIG.6.2.4.1 juntamente com valores teóricos obtidos através do sistema de planejamento *Oncentra MasterPlan Treatment Planning System*[®]. A boa concordância entre resultados experimentais e simulações evidencia que o diodo EPI pode ser usado para medições de PDP. Esses resultados podem também ser considerados como uma primeira sugestão de que o diodo pode não apresentar dependência com a taxa de dose pelo menos dentro da faixa de

1,73 cGy/s até 8,25 cGy/s. Entretanto, esse fato precisa ser confirmado com experimentos adicionais, uma vez que a influência da diminuição da energia de elétrons com a profundidade deve ser levada em conta.

FIGURA 6.2.4.1 – PDP em PMMA para feixes de elétrons de 9 e 18 MeV de energia. As medições realizadas com o diodo EPI(A) (símbolos) são apresentadas com cálculos de Monte Carlo (linhas) para comparação. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

6.2.5 Estudo do Perfil Transversal de Dose

A FIG.6.2.5.1 mostra as medições do perfil transversal de dose realizadas em PMMA com o diodo EPI(A) colocado na profundidade de referência (z_{ref}) de 2,5 cm para a energia do feixe de elétrons de 12 MeV. Dentro de um campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, a carga medida em cada posição do plano transversal do campo foi normalizada em relação à carga registrada com o diodo centrado no campo de irradiação (0 mm). Os resultados experimentais apresentados na FIG.6.2.5.1 concordam com a simulação do perfil transversal de dose realizada com o *Oncentra MasterPlan Treatment Planning System*® (linha sólida), confirmando então a boa resolução espacial do diodo EPI. A superestimação da região de penumbra é devido ao tamanho finito do diodo EPI, o qual causa um efeito chamado de efeito média [72] que suaviza o alto gradiente da borda do campo, resultando numa penumbra medida maior que a real. Embora diferenças

pontuais entre as medições e os cálculos podem ser de até 10% (na posição 60 mm), a distância-para-concordância neste ponto é somente 3 mm. Porém, a diferença média entre as medições e os cálculos é 2,6%.

FIGURA 6.2.5.1 – medições do perfil transversal de dose realizadas em PMMA com o diodo EPI(A) colocado no z_{ref} para a energia de 12 MeV do feixe de elétrons. As medições realizadas com o diodo EPI(A) (símbolos) são apresentadas com cálculos de Monte Carlo (linhas) para comparação. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

6.3 Influência da Pré-dose em diodos EPI(A)

As respostas de corrente dos diodos EPI(A'), pré-irradiado com 200 kGy por elétrons de 1,5 MeV, (B), não irradiado e (C), pré-irradiado com 200 kGy por raios gama, sob irradiação com feixe de elétrons dentro de um intervalo de energia de 6 até 21 MeV foram investigadas [113,114].

6.3.1 Sinal de Corrente e Repetibilidade

Os resultados obtidos nesse intervalo de energia evidenciaram que para a mesma taxa de dose de 5,0 cGy/s, os sinais de corrente são muito estáveis e repetitivos nos três casos. Isto pode ser visto na FIG.6.3.1.1, a qual mostra os cinco sinais consecutivamente registrados durante 20 s com o diodo irradiado com elétrons de 15 MeV.

FIGURA 6.3.1.1 – Cinco sinais de corrente consecutivamente registrados durante 20 s com os diodos sob feixe de elétrons de 15 MeV.

Para todas as energias, os dados dos diodos mostram boa repetibilidade instantânea, caracterizada por coeficientes de variação menores que 2,8%. Ainda, vale a pena notar que mesmo para o diodo EPI(A'), o sinal de corrente (≈ 10 nA) foi quatro ordens de magnitude maior que a corrente de fundo do diodo ($\approx 2,5$ pA), adquirida após cada passo da irradiação quando o feixe era desligado.

6.3.2 Curva Dose-Resposta

As curvas dose-resposta dos diodos mostram a carga gerada pelos elétrons incidentes no volume sensível dos dispositivos obtida pela integração dos sinais de corrente registrados em função do tempo (FIG.6.3.2.1). Estas curvas são lineares com coeficientes de correlação melhores que 0,999. Além de ser mais sensível, o diodo não pré-irradiado (EPI(B)) apresentou o mínimo de dependência em energia do feixe de elétrons em comparação com os outros EPI estudados.

FIGURA 6.3.2.1 – Curvas dose-resposta para os diodos EPI para as energias de 9 e 15 MeV do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

6.3.3 Sensibilidade em Carga

Os resultados de sensibilidade em carga plotados na FIG.6.3.3.1 mostram sensibilidades maiores que 0,21 $\mu\text{C}/\text{Gy}$.

FIGURA 6.3.3.1 – Sensibilidades em carga em função da energia do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

6.3.4 Estudo da Porcentagem de Dose Profunda (PDP)

As medições de PDP em PMMA são apresentadas na FIG.6.3.4.1 para duas amostras em diferentes energias do feixe de elétrons juntamente com os valores calculados através do *Oncentra MasterPlan Treatment Planning System*[®]. A boa concordância entre resultados experimentais e as simulações evidencia que os diodos EPI, mesmo os pré-irradiados, podem ser usados para medições de PDP. Como já foi considerado para o diodo EPI(A) sem pré-dose, esses resultados podem também ser considerados como uma primeira sugestão que o diodo pode não apresentar dependência com a taxa de dose, pelo menos dentro da faixa de 1,73 cGy/s até 8,25 cGy/s.

FIGURA 6.3.4.1 – PDP em PMMA para feixes de elétrons de 9,12,18 e 21 MeV de energia. Cálculos Monte Carlo (linhas) são apresentados para comparação. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos.

6.3.5 Estudo do Perfil Transversal de Dose

FIG.6.3.5.1 mostra as medições do perfil transversal de dose realizadas em PMMA com o diodo EPI(C) colocado no z_{ref} para a energia de 15 MeV de elétrons. Dentro de um campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, a carga medida em cada posição do plano transversal do campo foi normalizada em relação à carga registrada com o diodo centrado no campo de irradiação (0 mm). Os resultados

experimentais apresentados na FIG.6.3.5.1 concordam com a simulação do perfil transversal de dose realizada com o *Oncentra MasterPlan Treatment Planning System*® (linha sólida) e as medições realizadas com *MatriXX*® (pontos vazios), confirmando então a excelente resolução espacial dos diodos EPI.

FIGURA 6.3.5.1 – medições do perfil transversal de dose realizadas em PMMA com o diodo EPI(C) colocado no z_{ref} para a energia de 15 MeV do feixe de elétrons. Incertezas experimentais (0,3%) são menores que as dimensões dos símbolos. As medições realizadas com o diodo EPI(C) (símbolos) são apresentadas com cálculos de Monte Carlo (linhas) e medições realizadas com *MatriXX*® (pontos vazados) para comparação.

7 CONCLUSÕES

Foram estudadas as características dosimétricas de diodos de silício do tipo FZ e MCz para irradiação de feixe de elétrons de 1,5 MeV de energia para processos de irradiação. Foi observada uma queda na sensibilidade mais acentuada para o diodo MCz(A) do que para o diodo FZ(C) em intervalos iguais de dose absorvida. Em relação ao estudo de repetibilidade das amostras, pode-se concluir que os diodos apresentaram uma resposta em corrente de pico muito estável após a pré-dose. A carga produzida no volume sensível dos diodos aumenta com a dose absorvida obedecendo a uma função polinomial de segunda ordem, e também evidencia a maior sensibilidade da amostra FZ(C).

Ainda, por meio do estudo dos parâmetros dosimétricos do diodo FZ(A) após a inserção da resina *OxySIM*[®] encapsulante pode-se concluir que a inserção da resina sobre o diodo não influenciou na resposta dosimétrica do dispositivo e que, após a cobertura, o diodo FZ(A) acumulou uma dose superior a 3,3 MGy, contribuindo para o aumento da resistência mecânica do dispositivo.

O diodo EPI foi caracterizado visando sua aplicação em dosimetria *online* para feixe de elétrons de 1,5 MeV de energia em processamento por radiação. Dentro de um intervalo de dose até 750 kGy, observou-se uma queda na sensibilidade muito menor que as quedas encontradas com os diodos MCz, DOFZ e FZ irradiados com raios gama a partir do ⁶⁰Co. Como esperado, a partir dessa pequena dependência em sensibilidade na dose acumulada, o diodo EPI exibiu boa repetibilidade, com CV melhor que o obtido com dosímetros CTA.

Os diodos FZ e MCz resistentes a danos de radiação foram caracterizados visando sua aplicação em dosimetria *online* de feixe de elétrons clínicos. Os resultados indicaram uma resposta linear com a dose com boa repetibilidade instantânea.

As características dosimétricas de um diodo de silício epitaxial para irradiação de feixe de elétrons clínicos foram investigadas em um intervalo de 6 a 21 MeV de energia. Os resultados mostraram que a corrente resposta desse dispositivo é estável com boa repetibilidade. Também foi observado que a carga

produzida no volume sensível do diodo EPI(A) aumenta linearmente com a dose absorvida. Apesar desses bons resultados, as medições de sensibilidade em carga evidenciaram que a resposta do diodo é levemente dependente da energia do feixe de elétrons. Os resultados obtidos usando o código *CASINO*[®] mostram que a energia depositada no diodo EPI para elétrons de 6 MeV é 31% maior comparada a depositada por elétrons de 21 MeV.

Os resultados de PDP e perfil transversal de dose, que estão em excelente acordo com simulações Monte Carlo, também demonstram que o dispositivo investigado pode ser usado como um dosímetro de feixe de elétrons radioterápicos. Além disso, é esperado que este dispositivo seja adequado para o mapeamento de distribuições de dose de feixes de teleterapia, bem como para monitorar rotineiramente a constância do fator de calibração (cGy/UM) de aceleradores lineares clínicos.

A influência da pré-dose em diodos de silício epitaxial viabilizando sua aplicação em dosimetria *online* de feixe de elétrons clínicos foi investigada em um intervalo de energia de 6 a 21 MeV. Os resultados indicam uma boa repetibilidade de corrente instantânea desses dispositivos e a carga produzida no volume sensível de todas as amostras aumenta linearmente com a dose absorvida.

Os resultados de PDP e perfil transversal de dose, os quais estão em excelente acordo com simulações Monte Carlo e medições realizadas com *MatriXX*[®], também demonstram que os dispositivos investigados podem ser usados como dosímetros *online* em elétrons radioterápicos para escaneamento de varredura de feixe e dosimetria relativa.

Cabe ressaltar que os resultados aqui apresentados servem como indicadores da potencialidade de utilização dos diodos de Si resistentes a danos de radiação em dosimetria em tempo real para aplicações que envolvem elevadas doses como processamento de produtos por elétrons bem como na área de dosimetria médica.

ANEXO A – Detectores de Silício

1 Técnicas de Crescimento do Silício

Neste anexo serão descritas as técnicas básicas para o crescimento de cristais de silício e as de fabricação dos diodos utilizados no presente trabalho. Os três diferentes métodos de crescimento dos tarugos de Si sólido monocristalino abordados aqui são: Czochralski Magnético (MCz), Fusão Zonal padrão (FZ) e crescimento Epitaxial (EPI) de Si.

1.1 Silício Czochralski Padrão (Cz)

Na técnica Czochralski é utilizado um aparato experimental chamado puxador de cristal (*crystal puller*) (FIG.1.1.1). Além dos componentes mostrados na FIG.1.1.1 que constituem o aparato experimental, o puxador de cristal possui ainda um sistema que permite controlar automaticamente os parâmetros de crescimento, como temperatura, diâmetro do cristal, taxa de retirada e velocidade de rotação. [115].

No método de crescimento de cristais Czochralski, o silício policristalino é colocado em um cadinho de sílica (SiO_2 puro) com o dopante desejado. No silício, os dopantes mais comuns são elementos do grupo III para obter silício do tipo-p e elementos do grupo V para obter silício do tipo-n. Em seguida, o silício é fundido no cadinho rotacionando por meio de um campo de radio-frequência em uma atmosfera inerte e um pequeno cristal semente de orientação conhecida é colocado na superfície do silício líquido. O cadinho e o cristal semente são rotacionados em sentidos opostos, concomitantemente ao puxamento vertical para cima da haste com a semente, resultando na formação de um grande cristal único. O tamanho do diâmetro do tarugo depende inversamente da velocidade do puxamento vertical da haste com a semente. Após essa etapa, o cristal semente é rapidamente retirado da massa fundida a fim de formar uma fina estrutura para suprimir os deslocamentos causados pela diferença de temperatura entre o material fundido e o cristal semente; logo após a taxa de retirada do cristal semente é abaixada. Se o deslocamento da temperatura for gradual e bem

controlado, ocorrerá uma solidificação na interface, com os átomos seguindo o mesmo arranjo atômico do cristal semente. A taxa de retirada da semente está dentro de um intervalo de poucos milímetros por minuto. Com esse método, podem ser obtidos cristais com até 50 cm de diâmetro [115-118].

FIGURA 1.1.1 – Esquematização simplificada do aparato experimental puxador de cristal para o crescimento de cristais de Si pelo método Czochralski (Cz) [115].

Durante o crescimento do cristal, o cadinho de sílica gradualmente dissolve oxigênio liberando carbono e outras impurezas, como alumínio e boro dentro do silício fundido. A maior parte do oxigênio vaporiza a partir do fundido como monóxido de silício (SiO) que é transportado para longe através da proteção do gás, mas o restante permanece no estado fundido e pode se dissolver no cristal. As concentrações das impurezas oxigênio [O] e carbono [C] no cristal são tipicamente $1\text{-}10 \cdot 10^{17}$ e $1\text{-}5 \cdot 10^{16}$ átomos/ cm^3 , respectivamente. A alta concentração de oxigênio pode conduzir a formação de pequenos *clusters* de oxigênio. Esses *clusters* podem ser eletricamente ativos mudando as propriedades elétricas do material [116,117].

A presença de gradiente térmico no cadinho de fusão pode causar fortes fluxos de fluidez e tensão na superfície livre do material fundido. Esses fluxos são pelo menos parcialmente turbulentos e são largamente responsáveis pelas imperfeições no cristal e distribuições radiais e microscopicamente não uniformes de dopantes e átomos de impureza nos

cristais. Sendo assim, a resistividade do lingote diminui como uma função do comprimento do lingote. Por essas razões, a resistividade máxima de pastilhas de Czochralski padrão é bastante limitada [116,117].

1.1.1 Silício Czochralski Magnético (MCz)

O método Czochralski Magnético segue o mesmo princípio do crescimento do cristal pelo método Czochralski padrão, mas, neste caso, o lingote é crescido em presença de forte campo magnético [119], o qual é usado para amortecer oscilações no silício fundido [120]. Isto é, a força de Lorentz resultante a partir do campo magnético aplicado, influencia o fluxo e reduz a amplitude das flutuações da massa fundida. Nesse método, a concentração de defeitos, impurezas e distribuição de oxigênio podem ser controladas melhor que no método Cz padrão, o qual é importante para as aplicações que exigem detectores de grande área [115].

Hoje em dia, o método de crescimento de cristais Czochralski Magnético é largamente usado na indústria de semicondutores, tornando as pastilhas disponíveis também para aplicações como detectores (FIG.1.1.1.1).

FIGURA 1.1.1.1 – Fotos dos cristais e pastilhas de Si crescidos pelo método Czochralski Magnético (MCz) [121].

1.2 Silício Fusão Zonal Padrão (FZ)

O material produzido pelo método de Fusão Zonal apresenta usualmente uma menor contaminação e também maior resistividade que materiais produzidos pelo método MCz [115]. O material de partida é uma semente de polissilício, o qual já está formado em uma haste. Esta haste de alta pureza de silício policristalino, com esta semente de cristal de orientação

conhecida na parte inferior, é colocada na posição vertical e rotacionada em torno de um eixo. Um campo de radio-frequência (RF) é usado para derreter uma pequena zona da haste de silício, chamada de zona flutuante. À medida que o silício fundido cristaliza, com a zona fundida se movendo lentamente ao longo da haste, o mesmo segue a estrutura cristalina do cristal semente e, assim, é formado o cristal de silício único (FIG.1.2.1 e FIG.1.2.2). Esse processo é realizado sob vácuo ou em atmosfera gasosa inerte. Além disso, como a solubilidade de muitas impurezas é maior em líquido do que na fase sólida, o silício é purificado. O processo pode ser repetido várias vezes até que uma quantidade pequena de impurezas em um único cristal seja obtida (a concentração aceitável de impurezas metálicas nos substratos de um detector é menor que 10^{10} cm^{-3}). No processo FZ há ausência de fontes de dissolução de oxigênio e carbono no Si fundido, devido ao fato de o Si líquido não ter contato com o cadinho de quartzo e por não haver resistências e suportes de grafite aquecidos. Por meio desse método de crescimento do cristal é possível produzir silício com concentrações típicas de oxigênio e carbono: $[\text{O}] \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ e $[\text{C}] \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ respectivamente e resistividades de até $30 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ [116-118].

A tecnologia empregada no método FZ é um processo mais caro e resulta em um material mais puro quando comparado ao método MCz. Isso é importante para aplicações como a fabricação de dispositivos de alta potência e detectores de radiação [118].

FIGURA 1.2.1 – Cristal de silício sendo crescido pelo método de Fusão Zonal padrão [122].

FIGURA 1.2.2 – Esquema simplificado de crescimento do cristal de Si pelo método de Fusão Zonal (FZ) [115].

1.3 Silício Epitaxial (EPI)

Camadas epitaxiais são crescidas como filmes finos em um substrato de cristal único [123]. A estrutura cristalina da camada epitaxial é definida pela estrutura e orientação da superfície do substrato. Se as camadas e o substrato são idênticos, o processo é chamado homoepitaxial, se eles são diferentes, o processo é chamado heteroepitaxial.

Existem diferentes métodos para crescer camadas epitaxiais, os mais comuns são: feixe molecular epitaxial (*molecular-beam epitaxy* (MBE)) e deposição por vapor químico (*chemical vapor deposition* (CVD)). Com o MBE a mistura de átomos a ser depositada pode ser bem controlada. Portanto, essa técnica é preferida para o crescimento de semicondutores compostos [116].

Os diodos utilizados neste trabalho de doutorado foram manufacturados por meio do processo de deposição CVD das camadas epitaxiais (FIG.1.3.1).

FIGURA 1.3.1 – Diagrama esquemático de um sistema de crescimento epitaxial por vapor químico (CVD) [118].

Uma das substâncias básicas para o crescimento das camadas epitaxiais é o tetracloreto de silício (SiCl_4). O primeiro passo no crescimento epitaxial é remover a camada de óxido nativo do substrato de Czochralski. Isto é feito esquentando o substrato Cz até 700 °C sob um fluxo permanente de gás hidrogênio. A reação global do SiCl_4 que resulta no crescimento das camadas de Si é [116,115]:

Após esse procedimento, a temperatura é aumentada para 1150 °C e a pastilha sofre o *etching* com HCl para remover/limpar as pastilhas de silício antes do crescimento das camadas epitaxiais. Na temperatura de 1130 °C o tetracloreto de silício, hidrogênio e dopantes são adicionados no reator ao mesmo tempo durante o crescimento epitaxial. Nessa temperatura os átomos de silício podem se organizar e juntar-se à rede cristalina do substrato (FIG.1.3.2). Diferentes tipos de reatores podem ser usados para o crescimento CVD das camadas epitaxiais como: reatores horizontais, verticais e cilíndricos. O reator CVD deve apresentar alguns componentes básicos como: controle de pressão, controle de entrada de gases e controle de temperatura da lâmina [115,116,118].

A dopagem química com o arsênio (As) está ilustrada na FIG.1.3.2, a qual mostra o arsênio inicialmente sendo adsorvido sobre a superfície, decompondo-se e sendo incorporado nas camadas durante o crescimento. Ainda a FIG.1.3.2 mostra os mecanismos de crescimento na superfície, os quais são baseados na adsorção sobre a superfície dos átomos principais (Si) bem como do átomo dopante (neste caso o As) e o movimento desses átomos em direção aos locais salientes. Para dar mobilidade suficiente aos átomos adsorvidos para encontrar suas posições corretas dentro da rede cristalina, o crescimento epitaxial necessita acontecer em altas temperaturas [115,116].

FIGURA 1.3.2 – Representação esquemática de um processo de crescimento CVD de camadas epitaxiais de Si com dopagem de átomos de As [115].

Existem duas possibilidades para a dopagem das camadas epitaxiais. A primeira é a autodopagem, a qual é causada pelos átomos dopantes evaporados através do substrato. Além dos dopantes, outras impurezas difundirão do substrato para dentro das camadas epitaxiais como oxigênio, carbono, hidrogênio e nitrogênio. Apesar do crescimento epitaxial ser muito mais limpo comparado ao material Czochralski, essas impurezas estarão presentes dentro das camadas epitaxiais, especialmente oxigênio sabendo que o substrato Cz é extremamente rico nessa substância e a constante difusão de oxigênio é alta [115,116].

A outra possibilidade é a dopagem intencional. A dopagem nas camadas é controlada pelo mesmo mecanismo usado no crescimento epitaxial. Os dopantes são construídos nas camadas em vez de átomos de silício. Camadas epitaxiais dopadas podem ser obtidas introduzindo gás dopante dentro da reação, comumente são usados fosfano (PH_3) como dopante do tipo-n ou diborano (B_2H_6) como dopante do tipo-p. Misturas de gases são normalmente usadas com hidrogênio como diluente a fim de permitir o controle das taxas de fluxo para alcançar a concentração desejada de dopagem. A taxa típica de crescimento das camadas epitaxiais é da ordem de $1 \mu\text{m}/\text{min}$ [115,116].

1.4 Obtenção da Lâmina de Si

Anterior à obtenção das lâminas de Si, é necessário realizar a caracterização dos tarugos. Nesse controle de qualidade incluem os seguintes

aspectos: parâmetros mecânicos como as medições das dimensões do tarugo, seu peso e determinação da densidade do material; tipo de condutividade; resistividade; perfeição cristalina e presença de contaminantes [118].

Independente do método de crescimento dos tarugos de Si sólido monocristalino, a fabricação das lâminas de Si a partir da matéria-prima segue as etapas básicas indicadas no diagrama em blocos (FIG.1.4.1):

FIGURA 1.4.1 – Diagrama em blocos da sequência de processos para a obtenção de lâminas de Si [115,118].

2 Tecnologia dos Detectores

2.1 Processamento Planar

J. Kemmer em 1979 [124] foi o primeiro pesquisador a utilizar a tecnologia de processamento planar para a fabricação de detectores. Após o crescimento do cristal, os lingotes são cortados em finas lâminas que, depois de polidas, constituem o material de partida para o processamento do detector (FIG.2.1.1) [86].

O processamento planar constitui o princípio fundamental de fabricação de dispositivos semicondutores, pois permite moldar simultaneamente várias áreas isoladas eletricamente em uma mesma superfície [115,118]. Esse processo pode ser descrito em etapas como: oxidação ou proteção da superfície por um filme isolante como o óxido de silício (SiO_2), fotolitografia ou fotogração que define as janelas no filme protetor, ataque químico removendo parcialmente o

filme protetor da superfície, dopagem, tratamento térmico, metalização e passivação final. As etapas que serão descritas a seguir são largamente utilizadas.

FIGURA 2.1.1 – Representação esquemática da obtenção das lâminas de Si [125].

2.1.1 Oxidação

SiO_2 é usado como um filme isolante para delimitar áreas da superfície da lâmina para dopagem localizada e remoção localizada de material por corrosão química. Ainda como aplicação, o SiO_2 funciona como: proteção ou passivação da superfície do silício e isolante elétrico entre o metal e o semiconductor. A oxidação é feita por aquecimento do silício em oxigênio seco a cerca de $1000\text{ }^\circ\text{C}$ ou em atmosfera úmida, pois o Si reage, de forma controlada, a altas temperaturas, com substâncias oxidantes como o oxigênio e o vapor de água (FIG.2.1.1.1). Para melhorar a qualidade de oxidação da pastilha, uma porcentagem de cloreto de hidrogênio é adicionada ao oxigênio. Em ambos os casos o oxigênio se difunde através da camada de óxido já crescido na fronteira Si – SiO_2 , o qual irá criar um perfil de oxigênio no interior do volume do silício. É importante ressaltar que, embora o substrato utilizado seja cristalino, a estrutura do óxido de silício formado não tem ordenação e pode ser considerado amorfo. Nesse processo de obtenção do filme isolante, as propriedades do silício são fundamentais, pois: permite a formação do filme de SiO_2 por oxidação térmica, o SiO_2 formado é extremamente estável, a interface Si – SiO_2 é de alta qualidade e Si e o SiO_2 apresentam coeficientes de expansão térmica compatíveis ($2,6 \cdot 10^{-6}\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ e $0,5 \cdot 10^{-6}\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ para Si e SiO_2 respectivamente) [115,116,118,124].

FIGURA 2.1.1.1 – Desenho esquemático de um forno de oxidação para lâminas de Si, com opção de ambientes de O_2 seco, $O_2 + H_2$ (forma H_2O) ou vapor de H_2O [118].

2.1.2 Fotolitografia

A fotolitografia é uma técnica utilizada para transferir uma estrutura, um padrão geométrico à superfície da pastilha de Si. O processo de fotolitografia pode ser dividido em três partes:

- 1ª Fabricação da máscara:

A máscara é constituída por uma placa de material transparente, mais comumente o quartzo, com uma superfície extremamente plana. Sobre a placa é depositado um filme de material opaco e sobre o material opaco é usado um filme de emulsão fotossensível. Nesse filme é impresso a estrutura do dispositivo, a qual é revelada quimicamente, dissolvendo a área exposta e sensibilizada da emulsão. Em seguida, uma etapa de corrosão química remove o metal (material opaco) das áreas não mais cobertas por emulsão, e logo após remove-se o restante da emulsão por um solvente. Sendo assim, agora a placa possui regiões opacas e regiões transparentes, de acordo com o padrão impresso desejado [115, 116,118].

- 2ª Transferência da estrutura para a lâmina de Si:

A superfície da lâmina é coberta com uma fina camada de resina fotossensível, denominada fotorresiste, que é submetida a um processo de cura a uma temperatura de aproximadamente $90^\circ C$. Após a secagem, o fotorresiste é iluminado e em seguida, revelado. Se o fotorresiste usado for positivo, a parte iluminada do material se dissolve (no negativo ocorre o inverso), de modo que a superfície da pastilha fica desprotegida nessas regiões e, conseqüentemente,

exposta aos passos subsequentes do processo de ataque químico (*etching*) e dopagem [115,116,118].

- 3ª Corrosão química (*etching*):

O ataque químico (*etching*) é usado pra remover o óxido nas regiões que não são protegidas pelo fotorresiste. A corrosão química pode ser feita por ataque úmido ou por ataque iônico seco. O ataque iônico tem a desvantagem de criar danos de radiação no óxido sendo, portanto, raramente usado. Em seguida, todo o fotorresiste pode ser removido, não sendo mais necessário [115,116,118].

Após todas as etapas da técnica de fotolitografia, a superfície está pronta para a dopagem por difusão ou implantação iônica. A dopagem ocorrerá nas regiões que não se encontram cobertas pelo óxido de silício isolante. As FIG. 2.1.2.1 e 2.1.2.2 ilustram de forma simplificada as etapas do processo de fotolitografia, primeiramente numa visão lateral e logo após desenhos em três dimensões.

FIGURA 2.1.2.1 – Desenho esquemático (visão lateral) das etapas da técnica de fotolitografia, partindo da lâmina de Si com camada de SiO₂. (a) aplicação do fotorresiste; (b) iluminação do fotorresiste através da máscara; (c) revelação do fotorresiste; (d) ataque químico da camada de SiO₂; (e) remoção do fotorresiste restante [118].

FIGURA 2.1.2.2 – FIG.2.1.2.1 em três dimensões [118].

2.1.3 Dopagem

Após o crescimento do cristal, as pastilhas são uniformemente dopadas para alterar a concentração de dopantes em uma pequena região e criar as junções p-n. Esse procedimento, que altera as propriedades elétricas dos semicondutores, pode ser feito por processos de difusão ou implantação iônica.

A dopagem por difusão é feita por meio da deposição na superfície da pastilha de uma quantidade definida de dopantes (em fase gasosa ou fontes de óxidos dopados) que migram, por gradiente de temperatura, para o interior do cristal. O perfil da distribuição dos dopantes é determinado principalmente pela temperatura e pelo tempo de difusão. Particularmente, o processo de dopagem por difusão no Si é realizado em temperaturas elevadas dentro de um intervalo que varia de 800 °C a 1200 °C. Neste caso, o boro é o dopante mais comum para introduzir impurezas do tipo-p, enquanto que o fósforo e o arsênio são os usados frequentemente como dopantes do tipo-n [115,116].

Por outro lado, a dopagem por implantação iônica é realizada através do bombardeamento da pastilha com um feixe de íons de energia definida. Os íons irão se depositar nas regiões do semicondutor que foram submetidas aos procedimentos de fotolitografia e corrosão química. O perfil de distribuição dos dopantes é determinado principalmente pela massa e energia do íon implantado. As energias de implantação estão entre 1 keV e 1 MeV, resultando em uma

distribuição dos íons dopantes com profundidades médias no substrato dentro de um intervalo de 10 nm até 10 μm . A profundidade média e a quantidade de dopantes podem ser controladas mediante, respectivamente, o ajuste da energia de aceleração e intensidade de corrente dos íons durante a implantação. As principais vantagens da implantação iônica são: reprodutibilidade na dopagem com impurezas e temperaturas de processamento mais baixas do que as utilizadas nos processos de difusão. No entanto, a maior desvantagem, na implantação é o dano produzido pelas colisões dos íons com a estrutura da rede cristalina do semiconductor. Para a remoção destes danos, após o procedimento de implante de íons a pastilha é submetida a um tratamento térmico [115,116].

Ambos os procedimentos de dopagem por difusão e por implantação de íons são usados para fabricação de dispositivos discretos, e geralmente complementam: a primeira é usada para formar uma junção profunda, enquanto que a segunda é usada para formar uma junção de pouca profundidade [115].

FIGURA 2.1.3.1 – Comparação entre as técnicas de: (a) difusão e (b) implantação de íons para a introdução de dopantes no substrato semiconductor [115].

2.1.4 Tratamento Térmico

As regiões danificadas e os *clusters* desordenados resultantes da implantação de íons conduzem a degradação severa dos parâmetros do semiconductor, tal como, mobilidade e tempo de vida dos portadores de carga. Além disto, a maioria dos íons implantados está usualmente localizada em posições intersticiais na rede cristalina do silício. O tratamento térmico, com uma combinação apropriada de tempo e temperatura, é necessário para mover os dopantes para posições regulares dentro da rede e reparar a maioria dos danos que ocorrem durante o processo de implantação. Em particular, o aquecimento do dispositivo numa atmosfera de hidrogênio é usado para passivar as ligações pendentes com hidrogênio que são deixadas na interface Si – SiO₂ [116].

2.1.5 Metalização

Os contatos da estrutura do semiconductor são cobertos com finas camadas de metal para uma ligação de baixa resistividade para o exterior. O metal mais comumente usado é o alumínio, o qual pode ser depositado pelo método padrão de deposição de metais, a deposição física de vapor (*physical vapor deposition* PVD). O método PVD abrange tecnologias de deposição na qual o material é liberado a partir de uma fonte e transferido para o substrato. As duas tecnologias mais importantes são a evaporação e *sputtering* (técnica de deposição por pulverização) [116].

Na evaporação, a pastilha de Si é colocada em uma câmara de vácuo, com um bloco do material a ser depositado, nesse caso o alumínio, que é aquecido até a evaporação. O vácuo é necessário para evitar a condensação do Al nas paredes da câmara e a perda de energia das moléculas em colisões com os átomos do meio. Este princípio é o mesmo para todas as tecnologias de evaporação, apenas o método utilizado para evaporar o material a ser depositado é diferente (FIG.2.1.5.1) [115,126].

FIGURA 2.1.5.1 – Diagrama esquemático do processo básico de evaporação. [127].

Na tecnologia *sputtering*, o Al é liberado a partir de uma temperatura muito mais baixa que a temperatura na evaporação. A pastilha de Si é colocada em uma câmara de vácuo com o Al, e um gás inerte (por exemplo, o argônio) é introduzido a baixa pressão. Um plasma de gás é obtido utilizando uma fonte de RF (rádio frequência), onde os íons são acelerados em direção ao alvo colidindo com a sua superfície. O material pulverizado (Al) deposita sobre a pastilha de Si (FIG.2.1.5.2), a qual é colocada em frente ao alvo. A corrente de íons e a energia podem ser ajustadas independentemente. Uma vez que o material a ser depositado e a pastilha são colocados em uma câmara de baixa pressão, são transferidos à pastilha mais material e menos contaminação [115,126].

FIGURA 2.1.5.2 – Diagrama esquemático do processo básico de *sputtering*. [127].

O alumínio tem a habilidade de dissolver uma pequena fração do Si, mas seu ponto de fusão é muito baixo (660 °C). A temperatura da pastilha durante a metalização é mantida abaixo de 300 °C para evitar a formação da liga Si-Al, a qual poderia criar as chamadas pontas térmicas através da junção, as quais criariam atalhos entre a camada de metal e o volume do silício [116].

2.1.6 Passivação Final

A última etapa do processamento planar é a passivação onde a pastilha é recoberta com uma camada de isolante elétrico (exceto as conexões elétricas) para proteger as estruturas contra deterioração química e mudanças ambientais. O óxido de silício, o nitreto de silício (Si_3N_4) ou nitreto de silício oxigenado podem ser usados para essa finalidade [116].

2.2 Estrutura Final do Diodo

Um esquema representativo dos diodos FZ e MCz fabricados na Finlândia, ambos do tipo n dopados pelo método de implantação iônica, utilizados nesse trabalho de doutorado está mostrado na FIG.2.2.1. Observa-se por meio do esquema as espessuras das camadas frontais do diodo, sendo a de alumínio (Al) com no máximo 2 nm e a outra de dióxido de silício (SiO_2) com 650 nm, ambas medidas no Laboratório de Análises de Materiais por Feixes Iônicos do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LAMFI/IF-USP) por meio da técnica de

Espectrometria de Retroespalhamento de Rutherford (RBS – *Rutherford Backscattering Spectrometry*) [128].

Ainda na FIG.2.2.1, como informação adicional, observa-se as linhas de campo elétrico, a ligação do eletrodo de extração do sinal (p^+) e os dez anéis de guarda em potencial flutuante.

FIGURA 2.2.1 – Esquema representativo dos diodos FZ e MCz do tipo n [128].

A FIG.2.2.2 mostra de forma simplificada, um esquema representativo do corte transversal de um diodo EPI do tipo n fabricado por meio do processo planar. É importante lembrar que a espessura do substrato (t_{SUB}) é muito maior que a espessura da camada epitaxial (t_{EPI}).

FIGURA 2.2.2 – Esquema representativo das camadas do diodo EPI do tipo n fabricado por processamento planar. A figura está fora de escala [129].

Todos os detalhes descritos a seguir referem-se aos diodos FZ e EPI, ambos do tipo n, produzidos na Universidade de Hamburgo, Alemanha.

O centro do diodo é circundado por uma estrutura de múltiplos anéis de guarda, sendo que o mais interno apresenta uma largura de $100\ \mu\text{m}$, e a distância entre esse anel de guarda e o *pad* é de $10\ \mu\text{m}$. Todos os anéis de guarda menores possuem uma largura de $10\ \mu\text{m}$ operando em potencial flutuante a fim de diminuir a diferença de potencial entre o centro do diodo e as bordas do detector [108].

A principal camada do diodo é o volume n, o qual é dopado com fósforo pelo método de difusão. O material silício utilizado para a fabricação dos diodos apresenta uma dopagem entre $5 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-3}$ e $7 \cdot 10^{13}\ \text{cm}^{-3}$. Na parte inferior do volume n, encontra-se uma camada altamente dopada n+ ($1 \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$) com uma espessura de $1\ \mu\text{m}$. A metalização na parte de trás do detector possui uma malha como estrutura para permitir injeção ótica [108].

A camada p+ possui uma espessura de $0,6\ \mu\text{m}$, sendo dopada com uma concentração de boro em torno de $1 \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$. As partes do detector que não são metalizadas são cobertas com óxido de silício (SiO_2). A FIG.2.2.3 mostra um esquema representativo, com alguns detalhes descritos acima, dos diodos FZ e EPI do tipo n [108].

FIGURA 2.2.3 – Esquema representativo dos diodos FZ e EPI, ambos do tipo n [108].

ANEXO B – Trabalhos Apresentados

A seguir estão descritos os trabalhos que foram apresentados em congresso e também os trabalhos que foram e estão sendo desenvolvidos para publicação:

- ***“Estudo de diodo de Si epitaxial para dosimetria de feixes de elétrons clínicos”***. Trabalho apresentado na forma oral. I Simpósio de Dosimetria de Estado Sólido e suas Aplicações. 26-28 de maio de 2010. Recife, Pernambuco.
- ***“Avaliação de um novo diodo de Si resistente a danos de radiação para dosimetria de processos com elétrons”***. Trabalho apresentado na forma de pôster. I Simpósio de Dosimetria de Estado Sólido e suas Aplicações. 26-28 de maio de 2010. Recife, Pernambuco. Trabalho completo aceito para publicação na Revista Brasileira de Pesquisa e Desenvolvimento.
- ***“Use of a Rad-Hard Si diode in Clinical Electron Beam Dosimetry”***. Trabalho apresentado na forma de pôster. 52nd Annual Meeting - AAPM (The American Association of Physicists in Medicine). 18-22 de julho de 2010, Philadelphia, Pennsylvania. Abstract publicado na *Medical Physics*, v. 37(6), p. 3272, 2010.
- ***“Evaluation of rad-hard epitaxial silicon diode in radiotherapy electron beam dosimetry”***. Trabalho apresentado na forma de pôster. 16th International Conference on Solid State Dosimetry. 19-24 de setembro de 2010, em Sydney, Austrália. Trabalho completo publicado na *Radiation Measurements*, v.46, p. 1662-1665, 2011
- ***“Comparison Between Rad-Hard Standard Float Zone (FZ) and Magnetic Czochralski (MCZ) Silicon Diodes in Radiotherapy Electron Beam Dosimetry”***. Trabalho apresentado na forma de pôster. XXXIII Reunião de

Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil. 7-11 de setembro de 2010, em Campos do Jordão, SP. Trabalho completo publicado na *AIP Conference Proceedings*, v. 1351, p. 228-232, 2011.

- ***"Influence of the pre-dose on the dosimetric response of Rad-Hard Epitaxial Silicon Diodes for clinical electron beams"***. Trabalho apresentado na forma de pôster. International Conference on Medical Physics. 17-20 de abril de 2011, em Porto Alegre, RS.

- ***"Feasibility study of using Epitaxial Silicon Diodes for clinical electron and photon beams dosimetry"***. Trabalho apresentado na forma de pôster. 2011 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. 23-29 de outubro de 2011, em Valência, Espanha. Trabalho completo publicado em: 2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NP1.M-35). ISBN: 978-1-4673-0119-0. Trabalho completo aceito, sob-revisão, para publicação na Transactions on Nuclear Science.

- ***"Short-term repeatability of a rad-hard EPI diode applied in electron processing dosimetry"***. Trabalho apresentado na forma de pôster. 2011 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. 23-29 de outubro de 2011, em Valência, Espanha. Trabalho completo publicado em: 2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NP1.M-37). ISBN: 978-1-4673-0119-0.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] DIXON, R.L.; EKSTRAND, K.E. Silicon diode dosimetry. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, v.33, p.1171-1176, 1982.
- [2] AOKI, K.; KOYAMA, M. Measurement of diagnostic x-ray spectra using a silicon photodiode. *Med. Phys.* v. 16, n. 4, p.529-536, 1989.
- [3] SLAPA, M.; TRACZYK, M. A new concept of dosimeter with silicon photodiodes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, v. 43(3), p.1855-1859, 1996.
- [4] MALI, T.; CINDRO, V.; MIKUZ, M. Silicon microstrip detectors for digital mammography – evaluation and apatial resolution study. Nucl. Instrum. *Methods Phys. Res., Sect. A*. v. 460, p.76-80, 2001.
- [5] PAVEL, N.A. Particle detectors for biomedical applications – demands and trends. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. v. 478, p.1-12, 2002.
- [6] METZGER, W.; ENGDAHL, J.; ROSSNER, W.; BOSLAU, O.; KEMMER, J. Large-area silicon drift detectors for new applications in nuclear medicine imaging. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* v. 51(4), p.1631-1635, 2004.
- [7] GRIESSBACH, I.; LAPP, M.; BOHSUNG, J.; GADEMANN, G.; HARDER, D. Dosimetric characteristics of a new unshielded silicon diode and its application in clinical photon and electron beams. *Med. Phys.*,v. 32(12), p.3750-3754, 2005.
- [8] CAMARGO, F.; KHOURY, H.J.; NASCIMENTO, C.R.; ASFORA, V.K.; BUENO, C.C. Evaluation of a multi-guard ring structure (MGR) diode as diagnostic X-ray dosimeter. Nucl. Instrum. *Methods Phys. Res., Sect. A.*, v. 580, p.194-196, 2007.
- [9] ALAEI, P.; HIGGINS, P. D.; GERBI, B. J. In vivo diode dosimetry for IMRT treatments generated by pinnacle treatment planning system. *Med. Dosim.*, v. 34, N° 1 p. 26-29, 2009.
- [10] DJOUGUELA, A.; GRIEBBACH, I.; HARDER, D.; KOLLHOFF, R.; CHOFOR, N.; RÜHMANN, A.; WILLBORN, K.; POPPE, B. Dosimetric characteristics of an unshielded p-type Si diode: linearity, photon energy dependence and spacial resolution. *Med. Phys.*, v. 18, p. 301-306, 2008.
- [11] KHOURY, H.J.; HAZIN, C.A.; MASCARENHAS, A.P.; DA SILVA JR, E.F. Low cost silicon photodiode for electron dosimetry. *Radiat. Prot. Dosim.*,v. 84(1-4), p. 341-343, 1999.

- [12] SONG, H.; AHMAD, M.; DENG, J.; CHEN, Z.; YUE, N.J.; NATH, R. Limitations of silicon diodes for clinical electron dosimetry. ***Radiat. Prot. Dosim.***, v. 120(1-4), p. 56-59, 2006.
- [13] KHOURY, H.J.; SCHELIN, H.; SOBOLL, D.; LUNELLI, N.; BAPTISTA, C. Evaluation of commercial silicon diode for electron dosimetry. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.***, v. 580, p.537-539, 2007.
- [14] BARTHE, J. Electronic dosimeters based on solid state detectors. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.*** v. 184, p.158-189, 2001.
- [15] BRUZZI, M.; BUCCIOLINI, M.; NAVA, F.; PINI, S.; RUSSO, S. Advanced materials in radiation dosimetry. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.*** v. 485, p. 172-177, 2002.
- [16] ROSENFELD, A.B. Electronic dosimetry in radiation therapy. ***Radiat. Meas.***, v. 41, p. S134-S153, 2007.
- [17] KRISHNAN, S.; SANJEEV, G.; PATTABI, M. Electron irradiation effects on the Schottky diode characteristics of p-Si. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.*** v. 266, p. 621-624, 2008.
- [18] PINI, S.; BRUZZI, M.; BUCCIOLINI, M.; BORCHI, E.; LAGOMARSINO, S.; MENICHELLI, D.; MIGLIO, S.; NAVA, F.; SCIORTINO, S. High-bandgap semiconductor dosimeters for radiotherapy applications. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.***, v. 514, p.135-140, 2003.
- [19] SAINI, A.S.; ZHU, T.C. Dose rate SDD dependence of commercially available diode detectors. ***Med. Phys.***, v. 31(4), p. 914-924, 2004.
- [20] WITTENBURG, K. Radiation damage in pin-photodiodes. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.*** v. 270, p.56-61, 1988.
- [21] LUTZ, G. Silicon radiation detectors. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.***, v. 367, p. 21-33, 1995.
- [22] LI, Z.; LI, C.J.; VERBITSKAYA, E. Study of bulk damage in high resistivity silicon detectors irradiated by high dose of ^{60}Co γ -radiation. ***IEEE Trans. Nucl. Sci.***, v. 44(3), p.834-839, 1997.
- [23] SADROZINSKI, H.F.W. Applications of silicon detectors. ***IEEE Trans. Nucl. Sci.*** v. 48(4), p.933-940, 2001.
- [24] BORER, K.; JANOS, S.; LI, Z.; DEZILLIE, B.; VIA, C.DA.; GRANATA, V.; CASAGRANDE, L.; DE BOER, R.W.I.; LOURENÇO, C.; NIINIKOSKI, T.O.; PALMIERI, V.G.; CHAPUY, S.; DIMCOVSKI, Z.; et.al. Charge collection efficiency of an irradiated cryogenic double-p silicon detector. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.*** v. 462, p. 474-483, 2001.

- [25] AL-MOHAMAD, A.; CHAHOUD, M. Gamma-ray irradiation effects on high-power diodes and bipolar transistors. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 538, p. 703-707, 2005.
- [26] VERBITSKAYA, E.; EREMIN, V.; ILYASHENKO, I.; LI, Z.; HARKONEN, J.; TUOVINEN, E.; LUUKKA, P. Operation of heavily irradiated silicon detectors in non-depletion mode. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.**, v. 557, p. 528-536, 2006.
- [27] BOSISIO, L.; DITTONGO, S.; QUAI, E.; RACHEVSKAIA, I. Observation of substrate-type inversion in high-resistivity silicon structures irradiated with high-energy electrons. **IEEE Trans. Nucl. Sci.**, v. 50(1), p.219-225, 2003.
- [28] HARTMANN, F. Semiconductor sensors. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 628, p. 40-49, 2011.
- [29] PINTILIE, I.; LINDSTRÖM, G.; JUNKES, A.; FRETWURST, E. Radiation induced point and cluster related defects with strong impact on damage properties of silicon detectors. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 611, p. 52-68, 2009.
- [30] ALESSANDRO, B.; BEOLÉ, S.; BONAZZOLA, G.; CRESCIO, E.; DABROWSKI, W.; GIUBELLINO, P.; GRYBOS, P.; IDZIK, M.; MARTINETTO, M.; MARZARI-CHIESA, A.; MASERA, M.; PRINO, F.; RAMELLO, L.; MENDES, P.R.; RICCATI, L.; SITTA, M. Radiation damage of silicon strip detectors in the NA50 experiment. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 419, p. 556-569, 1998.
- [31] ALESSANDRO, B.; BEOLÉ, S.; BONAZZOLA, G.; CRESCIO, E.; DABROWSKI, W.; GIUBELLINO, P.; GRYBOS, P.; IDZIK, M.; MARTINETTO, M.; MARZARI-CHIESA, A.; MASERA, M.; PRINO, F.; RAMELLO, L.; MENDES, P.R.; RICCATI, L.; SITTA, M. Analysis of radiation effects on silicon strip detectors in the NA50 experiment. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 432, p. 342-357, 1999.
- [32] XIE, X.B.; CHO, H.S.; LIANG, G.W.; HUANG, W.; LI, Z.; CHIEN, C.Y. Electrical characterization of a radiation-hardened silicon pixel desing for CMS. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 476, p. 665-669, 2002.
- [33] ZONTAR, D. Radiation monitoring at belle. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 501, p. 164-166, 2003.
- [34] HARKÖNEN, J.; ABERU, M.; ANBINDERIS, P.; ANBINDERIS, T.; D'AMBROSIO, N.; DE BOER, W.; et.al. Recent results from the CERN RD39 collaboration on super-radiation hard cryogenic silicon detectors for LHC and LHC upgrade. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 535, p. 384-388, 2004.
- [35] MOLL, M. Radiation tolerant semiconductor sensors for tracking detectors. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.** v. 565, p. 202-211, 2006.

- [36] KNEELAND, D.R.; NABLO, S.V.; WEISS, D.E.; SINZ, T.E. Industrial use of the real time monitor for quality assurance in electron processing. ***Radiat. Phys. Chem.***, v. 55, p. 429-436, 1999.
- [37] KNEELAND, D.R.; TRUDEAU, R.G.; KESSEL, E.D.; NABLO, S.V. Control of an electron processor with a real time dose rate monitor. ***Radiat. Phys. Chem.***, v.57, p. 675-678, 2000.
- [38] NABLO, S.V.; KNEELAND, D.R.; MCLAUGHLIN, W.L. Real time monitoring of electron processors. ***Radiat. Phys. Chem.***, v.46, p. 1377-1383, 1995.
- [39] ISO/ASTM 51650. ***Standard practice for use of a cellulose triacetate dosimetry system.***, 2005.
- [40] ROSENFELD, A.B.; KRON, T.; D'ERRICO, F.; MOSCOVITCH, M. ***Concepts and trends in medical radiation dosimetry***. Melville, N.Y.: AIP – Conference Proceedings, 2011.
- [41] TAVERNIER, S. ***Experimental techniques in nuclear and particle physics***. 1. ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [42] MARMIER, P.; SHELDON, E. ***Physics of nuclei and particles***. v. 1. New York, N.Y. Academic Press, 1969.
- [43] ATTIX, F.H. ***Introduction to radiological physics and radiation dosimetry***. 1. ed. John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey, 1986.
- [44] GRUPEN, C. ***Particle detectors***. 1. ed. Cambridge University Press, 1996.
- [45] KNOLL, G.F. ***Radiation detection and measurement***. New York, N.Y.: 2. ed. John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey, 1989.
- [46] LEO, W.R. ***Techniques for nuclear and particle physics experiments***. La Tour de Peilz, Switzerland.: 2. ed. rev. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1994.
- [47] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY. Disponível em: <<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>>. Acesso em: 10 de fevereiro de 2009.
- [48] WILLIAMS, E.J. The Rate of Loss of Energy by β -Particles in Passing through Matter. ***Proc. Roy. Soc.*** v.130, p. 310-327, 1931.
- [49] FEATHER, N. Further possibilities for the absorption method of investigating the primary β -particles from radioactive substances. ***Math. Proc. Cambridge***. v.34, p. 599-611, 1938.
- [50] BLEULER, E.; ZÜNTI, W. Über die Isotope S^{37} und P^{34} , die bei Bestrahlung von Chior mit Schnellen Neutronen Entstehen. ***Helv. Phys. Acta***. v.19, p. 137-166, 1946.

- [51] GLENDENIN, L.E. Determination of the energy of beta particles and photons by absorption. **Nucleonics**. v.2, p. 12-32, 1948.
- [52] KATZ, L.; PENFOLD, A.S. Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption. **Rev. Mod. Phys.** v.24, p. 28-44, 1952.
- [53] BETHE, H.A. Molière's theory of multiple scattering. **Phys. Rev.** v. 89, p. 1256-1266, 1953.
- [54] GRUPEN, C. Physics for particle detection. Siegen University publication ed. B. Wenclawiak; S. Wilnewski, 2004. In: 10 ICFA School on instrumentation in elementary particle physics. December 8-20, 2003, Itacuruça, Rio de Janeiro, Brazil. **Proceedings of the 10 ICFA School on instrumentation in elementary particle physics**. www.cbpf.br/icfa2003/
- [55] TABATA, T. Backscattering of electrons from 3.2 to 14 MeV. **Phys. Rev.**, v.162(2), p. 336-347, 1967.
- [56] TABATA, T.; ITO, R.; OKABE, S. An empirical equation for the backscattering coefficient of electrons. **Nucl. Instrum. Methods**. v.94, p. 509-513, 1971.
- [57] CARDOSO, E.M. Aplicações da energia nuclear. Disponível em: <<http://www.cnen.gov.br/ensino/apostilas/aplica.pdf>>. Acesso em: 05 de abril de 2010.
- [58] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS REPORT 80. **Dosimetry systems for use in radiation processing**. Bethesda, MD, ICRU, 2009.
- [59] ISO/ASTM 51276. **Standard practice for use of a polymethylmethacrylate dosimetry system**., 2002.
- [60] DELANEY, G.; JACOB, S.; FEATHERSTONE, C.; BARTON, M. The role of radiotherapy in cancer treatment: estimating optimal utilization from a review of evidence-based clinical guidelines. **Cancer Treat. Res.**, v.104(6), p.1129-1137, 2005.
- [61] ROSENFELD, A.B.; KRON, T.; D'ERRICO, F.; MOSCOVITCH, M. **Concepts and trends in medical radiation dosimetry**. Melville, N.Y.: AIP – Conference Proceedings, 2011.
- [62] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS REPORT 24. **Determination of Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures**. Bethesda, MD, ICRU, 1976.

- [63] BRAHME, A., CHAUAUDRA, J., LANDBERG, T., McCULLOUGH, E.C., NÜSSLIN, F., RAWLINSON, J.A., SVENSSON, G., SVENSSON, H. Accuracy requirements and quality assurance of external beam therapy with photons and electrons. **Acta. Oncol.** v. 27, p. 1-76 (suppl.1), 1988.
- [64] PODGORSK, E.B. **Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students**. International Atomic Energy Agency (IAEA), Austria, 2005.
- [65] BRAHME, A. Dosimetric precision requirements in radiation therapy. **Acta. Radiol. Oncol.** v. 23, p. 379-391, 1984.
- [66] TRS 398. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy. **International Atomic Energy Agency (IAEA)**, 2000.
- [67] ALVES, J.G.; ABRANTES, J.N.; MARGO, O.; RANGEL S.; SANTOS, L. Long-term stability of a TLD-based individual monitoring system. **Radiat. Prot. Dosim.** v. 120(1-4), p. 289-292, 2006.
- [68] LEE, S.Y.; LEE, K.J. Development of a personal dosimetry system based on optically stimulated luminescence of $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ for mixed radiation fields. **Appl. Radiat. Isot.** v. 54(4), p. 675-685, 2001.
- [69] GARCIA-VICENTE, F.; BEJAR M.J.; PEREZ L.; TORRES, J.J. Clinical impact of the detector size effect in 3D-CRT. **Radiother. Oncol.** v. 74(3), p. 315-322, 2005.
- [70] METCALFE, P.; KRON, T.; ELLIOTT, A.; WONG, T.; HOBAN, P. Dosimetry of 6 MV x-ray beam penumbra. **Med. Phys.** v. 20(5), p. 1439-1445, 1993.
- [71] TG 120. LOW, D.A., MORAN, J.M., DEMPSEY, J.F., DONG, L., OLDHAM, M. Dosimetry tools and techniques for IMRT. **Therapy Physics Committee of the American Association of Physicists in Medicine. Med. Phys.** v. 38(3), p. 1313-1338, 2011.
- [72] TG 106. Accelerator beam data commissioning equipment and procedures. **Therapy Physics Committee of the American Association of Physicists in Medicine**. 2008.
- [73] BUDGELL, G.J., ZHANG, Q., TROUNCER, R.J., MACKAY, R.I. Improving IMRT quality control efficiency using an amorphous silicon electronic portal imager. **Med. Phys.** v. 32, p. 3267-3278, 2005.
- [74] RIKNER, G.; GRUSELL, E. General specifications for silicon semiconductors for use in radiation dosimetry. **Phys. Med. Biol.**, v. 32, p. 1109-1117, 1987.
- [75] RENESAS. Renesas Edge Engineer School. Disponível em: < http://am.renesas.com/edge_ol/engineer/02/index.jsp>. Acesso em 26 de julho de 2012.

[76] RIKNER, G. ***Silicon diodes as detector in relative dosimetry of photon, electron and proton radiation fields***. 1983. Tese (Doutorado) – Universidade de Uppsala, Suécia.

[77] RD50 STATUS REPORT 2003/2003 – Versão 5/15.10.04: ***Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders***. CERN-LHCC-2003-058/LHCC-RD-002. Disponível em: <<http://rd50.web.cern.ch/rd50/default.htm>>. Acesso em: 5 março 2012.

[78] KRANER, H.W. Radiation damage in semiconductor detectors. ***IEEE Trans. Nucl. Sci.***, v. NS-29(3), p.1088-1100, 1982.

[79] KRANER, H.W. Radiation damage in semiconductor detectors. ***Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res.*** v. 225, p. 615-618, 1984.

[80] SZE, S.M.; NG, K.K. ***Physics of semiconductor devices***. 3. ed. John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.

[81] MOLL, M. ***Radiation damage in silicon particle detectors – microscopic defects and macroscopic properties***. 1999. Tese (Doutorado) – Departamento de Física da Universidade de Hamburgo, Alemanha.

[82] WATKINS, G.D. Intrinsic defects in silicon. ***Mat. Sci. Semicon. Proc.*** v. 3, p. 227-235, 2000.

[83] CAHN, J.H. Irradiation damage in germanium and silicon due to electrons and gamma rays. ***J. Appl. Phys.*** v. 30, p. 1310-1316, 1959.

[84] E-AGPS.INFO. Disponível em: <<http://www.e-agps.info/angelus/cap6/defeitos.htm>>. Acesso em: 08 de maio 2012.

[85] VAN LINT, V.A.J. The physics of radiation damage in particle detectors. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A***. v. 253, p. 453-459, 1987.

[86] LUTZ, G. ***Semiconductor radiation detectors – device physics***. 1. ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1999.

[87] LIU, Y.M.; COLEMAN, J.A. Radiation damage effects by electrons, protons and neutrons in Si(Li) detectors. ***IEEE Trans. Nucl. Sci.***, v. 19(3), p.346-352, 1972.

[88] EIDELMAN, S.; HAYES, K.G.; OLIVE, K.A.; AGUILAR-BENITEZ, M.; AMSLER, C.; ASNER, D.; BABU, K.S.; BARNETT, R.M.; BERINGER, J.; BUCHAT, P.R.; CARONE, C.D.; CASO, C.; CONFORTO, G.; DAHL, O.; D'AMBROSIO, G.; DOSER, M.; FENG, J.L.; GHERGHETTA, T.; GIBBONS, L.; GOODMAN, M.; GRAB, C.; GROOM, D.E.; GURTU, A.; HAGIWARA, K.; HERNÁNDEZ-REY, J.J.; HIKASA, K.; HONSCHIED, K.; JAWAHERY, H.; KOLDA, C.; KWON, Y.; MANGANO, M.L.; MANOHAR, A.V.; MARCH-RUSSELL, J.; MASONI, A.; MIQUEL, R.; MÖNIG, K.; MURAYAMA, H.; NAKAMURA, K.

NAVAS, S.; PAPE, L.; PATRIGNANI, C.; PIEPKE, A.; RAFFELT, G.; ROOS, M.; TANABASHI, M.; TERNING, J.; TÖRNQVIST, N.A.; TRIPPE, T.G.; VOGEL, P.; WOHL, C.G.; WORKMAN, R.L.; YAO, W.M.; ZYLA, P.A. Review of particle physics. **Phys. Lett. B.** v. 592, p. 1-1109, 2004.

[89] OHYAMA, H.; HIRAO, T.; SIMOEN E.; CLAEYS C.; ONODA, S.; TAKAMI, Y.; ITOH. Impact of lattice defects on the performance degradation of Si photodiodes by high-temperature gamma and electron irradiation. **Physica B.** v. 308-310, p. 1226-1229, 2001.

[90] SIEMENS HEALTHCARE. Disponível em: http://www.medical.siemens.com/siemens/en_US/gg_ocs_FBAs/files/brochures/SIE07005_PRIMUS_final.pdf. Acesso em: 2 de fevereiro de 2012.

[91] MENDES, F.O. **Avaliação das ações moluscicida e antimicrobiana de extratos hidroalcoólicos de Ziziphus joazeiro Mart. Expostos a altas taxas de doses de radiação gama de ^{60}Co .** 2010. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco, Departamento de Energia Nuclear, Pernambuco.

[92] HERZEN, J.; TODOROVIC, M.; CREMERS, F.; PLATZ, V.; ALBERS, D.; BARTELS, A.; Schmidt, R. Dosimetric evaluation of a 2D pixel ionization chamber for implementation in clinical routine. **Phys. Med. Biol.**, v. 52, p. 1197-1208, 2007.

[93] ALASHRAH, S.; KANDAIYA, S.; YONG, S.Y.; CHENG, S.K. Characterization of a 2D ionization chamber array for IMRT plan verification. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.**, v. 619, p. 181-185, 2010.

[94] IBA DOSIMETRY. Disponível em: <http://www.iba-dosimetry.com/complete-solutions/radiotherapy/imrt-igrt-rotational-qa/matrixxex>. Acesso em: 18 de janeiro de 2012.

[95] SANTOS, T.C.; BARBOSA, R.F.; GONÇALVES, J.A.C.; BUENO, C.C. Avaliação de um novo diodo de Si resistente a danos de radiação para dosimetria de processos com elétrons. **Rev. Bras. Pes. Desenvol.** ISSN 0104-7698. *In press*, 2010.

[96] SEMICONDUCTOR ONLINE. Disponível em: <http://www.semiconductoronline.com/product.mvc/OxySIM-530-0001>. Acesso em: 14 de novembro de 2011.

[97] ASM Handbook. Composites. Volume 21. **ASM International Handbook Committee. The Materials Information Company.**, 2001.

[98] COSTA, M. L.; REZENDE, M. C.; ALMEIDA, S. F. M. Resinas Bismaleimidas: obtenção e potencial de aplicação no setor aeroespacial. **Rev. Cienc. Tecnol.**, v. 8(18), p. 97-107, 2001.

[99] HARKONEN, J. TUOVINEN, E.; LUUKA P.; NORDLUND, H.K.; TUOMINEN, R. Magnetic Czochralski silicon as detector material. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.**, v. 579, p. 648-652, 2007.

- [100] LINDSTROM, G.; DOLENC, I.; FRETWURST, E.; HONNIGER, F.; KRAMBERGER, G.; MOLL, M.; NOSSARZEWSKA, E.; PINTILIE, I.; RÖDER, R. Epitaxial silicon detectors for particle tracking – radiation tolerance at extreme hadron fluences. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.**, v. 568, p. 66-71, 2006.
- [101] GONÇALVES, J.A.C.; SANTOS, T.C.; BARBOSA, R.F.; PASCOALINO, K.C.S.; BUENO, C.C. Dose-rate dependence of epitaxial diodes response for gamma dosimetry. In: XXXIV EDITION OF THE BRAZILIAN WORKSHOP ON NUCLEAR PHYSICS, June 5-10, 2011. **PoS – Proceedings of Science**. p. 1-5, 2011.
- [102] CAMARGO, F.; GONÇALVES, J.A.C.; KHOURY, H.J.; NAPOLITANO, C.M.; HARKÖNEN, J.; BUENO, C.C. MCz diode response as a high-dose gamma radiation dosimeter. **Rad. Meas.**, v. 43, p. 1160-1162, 2008.
- [103] SANTOS, T.C.; GONÇALVES, J.A.C.; PINTILIE, I.; BUENO C.C. Short-term repeatability of a rad-hard EPI diode applied in electron processing dosimetry. In: 2011 IEEE NUCLEAR SCIENCE SYMPOSIUM AND MEDICAL IMAGING CONFERENCE. October 23-29, 2011, Valencia, Spain. **2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record**. ISBN: 978-1-4673-0119-0. NP1.M-37, p. 233-236, 2011.
- [104] HÖNNIGER, F.; FRETWURST, E.; LINDSTRÖM, G.; KRAMBERGER, G.; PINTILIE, I.; RÖDER, R. DLTS measurements of radiation induced defects in epitaxial and MCz silicon detectors. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.**, v. 583, p. 104-108, 2007.
- [105] WEISS, S.; KASSING, R. Deep level transient fourier spectroscopy (DLTFS) – A technique for the analysis of deep level properties. **Solid State Electron.**, v. 31(12), p. 1733-1742, 1988.
- [106] PHYSTECH GMBH. Deep-Level Transient Spectroscopy System. Disponível em: <www.phystech.de>. Acesso em: 27 de novembro de 2009.
- [107] LANG, D.V. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. **J. Appl. Phys.** v.45(7), p. 3023-3032, 1974.
- [108] STAHL, J. **Defect characterization in high-purity silicone after γ and hadron irradiation**. 2004. Tese (Doutorado) – Instituto de Física Teórica – Deutsches Elektronen – Synchrotron (DESY), Hamburgo, Alemanha.
- [109] TATSCH, P.J.; DAMIANI, F.; MANERA, L.T. Medidas de caracterização para microeletrônica. DLTS – Espectroscopia de Transiente de Nível Profundo. **Unicamp**, p. 1-18, 2000.
- [110] SANTOS, T.C.; NEVES-JUNIOR, W.F.P.; GONÇALVES, J.A.C.; HADDAD, C.M.K.; HARKONEN, J.; BUENO C.C. Use of a rad-hard Si diode in clinical electron beam dosimetry. **Med. Phys.** v.37, p. 3272-3272, 2010.

[111] SANTOS, T.C.; GONÇALVES, J.A.C.; VASQUES, M.M.; NEVES-JUNIOR, W.F.P.; HADDAD, C.M.K.; HARKONEN, J.; BUENO C.C. A comparison between rad-hard standard Float Zone (FZ) and Magnetic Czochralski (MCz) silicon diodes in radiotherapy electron beams dosimetry. *AIP Conf. Proc.* v. 1351, p. 228-232, 2011.

[112] SANTOS, T.C.; NEVES-JUNIOR, W.F.P.; GONÇALVES, J.A.C.; HADDAD, C.M.K.; BUENO, C.C. Evaluation of rad-hard epitaxial silicon diode in radiotherapy electron beam dosimetry. *Radiat. Meas.* v.46, p. 1662-1665, 2011.

[113] GONÇALVES, J.A.C.; SANTOS, T.C.; NEVES-JUNIOR, W.F.P.; HADDAD, C.M.K.; BUENO, C.C. Feasibility study of using epitaxial silicon diodes for clinical electron and photon beams dosimetry. In: 2011 IEEE NUCLEAR SCIENCE SYMPOSIUM AND MEDICAL IMAGING CONFERENCE. October 23-29, 2011, Valencia, Spain. **2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record**. ISBN: 978-1-4673-0119-0. NP1.M-35, p. 228-232, 2011.

[114] SANTOS T.C.; NEVES-JUNIOR, W.F.P.; VASQUES, M.M.; GONÇALVES, J.A.C.; HADDAD, C.M.K.; BUENO, C.C. Influence of the pre-dose on the dosimetric response of rad-hard epitaxial silicon diodes for clinical electron beams. In: 18TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON MEDICAL PHYSICS, April 17-20, 2011. ICMP 2011 Proceedings - **Braz. J. Med. Phys.** v. 5(1), p. 122-122, 2011.

[115] SZE, S.M. **Semiconductor Devices, Physics and Technology**. 2. ed. John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey, 2001.

[116] STAHL, J. **Defect characterization in high-purity silicon after γ and hadron irradiation**. 2004. Tese (Doutorado) – Departamento de Física da Universidade de Hamburgo, Alemanha.

[117] LUUKKA, P-R. **Characterization of Czochralski silicon detectors**. 2006. Tese (Doutorado) – Departamento de Engenharia Elétrica e Comunicações da Universidade de Tecnologia de Helsinki, Finlândia.

[118] SWART, J.W. **Semicondutores. Fundamentos, técnicas e aplicações**. 1. ed. Editora Unicamp, Campinas, São Paulo, 2008.

[119] SERIES, R.W.; HURLE, D.T.J. The use of magnetic fields in semiconductor Crystal growth. *J. Cryst. Growth*. v. 113, p. 305-328, 1991.

[120] HURLE, D.T.J.; JAKEMAN, E. Natural oscillations in heated fluid layers. *Phys. Lett. A*. v. 43, p. 127-129, 1973.

[121] SUMCO CORPORATION. Disponível em: < <http://www.sumcosi.com/english/products/lineup.html> >. Acesso em: 28 de junho de 2012.

[122] ANDREAS, B.; AZUMA, Y.; BARTL G.; BECKER, P.; BETTIN, H.; BORYS, M.; BUSCH, I.; GRAY M.; FUCHS, P.; FUJII, K.; FUJIMOTO, H.; KESSLER, E.; KRUMREY, M.; KUETGENS, U.; KURAMOTO, N.; MANA, G.; MANSON, P.; MASSA, E.; MIZUSHIMA, S.; NICOLAUS, A.; PICARD, A.; PRAMANN, A.;

RIENITZ, O.; SCHIEL D.; VALKIERS, S.; WASEDA A. An accurate determination of the Avogadro constant by counting the atoms in a ^{28}Si crystal. **Phys. Rev. Lett.** v. 106, p. 1-4, 2011.

[123] DEZILLIE, B. **Radiation hardness studies of epitaxial silicon particle detectors for applications at the CERN Large Hadron Collider**. 1997. Tese (Doutorado) – Universidade Joseph Fourier-Grenoble, França.

[124] KEMMER, J. Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process. **Nucl. Instrum. Methods**, v. 169, p. 499-502, 1980.

[125] LEARN ABOUT ELECTRONICS. Disponível em: <http://www.learnabout-electronics.org/bipolar_junction_transistors_03.php>. Acesso em: 10 de julho de 2012.

[126] MEMSnet. Disponível em: <<http://www.memsnet.org/mems/processes/deposition.html>>. Acesso em: 23 de julho de 2012.

[127] MATEC. Division of Academic and Student Affairs. Disponível em: <<http://matec.org/ps/library3/secure/modules/061/LA3/M061LA3.html>>. Acesso em: 23 de julho de 2012.

[128] CAMARGO, F. **Fatores que influenciam a resolução em energia na espectrometria de partículas alfa com diodos de Si**. 2005. Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.

[129] CIRCUITS TODAY. Epitaxial Devices – Characteristics. Disponível em: <<http://www.circuitstoday.com/epitaxial-devices-characteristics>>. Acesso em: 15 de agosto de 2012.