INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

CARACTERIZAÇÃO DAS PROPRIEDADES DOSIMÉTRICAS DE
DIODOS DE SILÍCIO EMPREGADOS EM RADIOTERAPIA COM
FEIXE DE FÓTONS

CÉSAR AUGUSTO BIZETTO

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

Orientadora:
Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno

São Paulo
2013

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

CARACTERIZAÇÃO DAS PROPRIEDADES DOSIMÉTRICAS DE
DIODOS DE SILÍCIO EMPREGADOS EM RADIOTERAPIA COM
FEIXE DE FÓTONS

CÉSAR AUGUSTO BIZETTO

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

Orientadora:
Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno

São Paulo
2013

À minha família,

AGRADECIMENTOS

À orientadora **Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno**, por me acolher em seu grupo de pesquisa, pelos valiosos ensinamentos, dedicação e preocupação durante todo o desenvolvimento deste trabalho.

À **Profa. Dra. Josemary A. C. Gonçalves**, pelos ensinamentos, apoio, compreensão e discussões durante o desenvolvimento deste trabalho.

A **Dra. Thaís Cavalheri dos Santos**, pelo auxílio nas medidas realizadas no Hospital Sírio Libanês e discussões dos resultados com feixe de fótons na região de megavoltagem.

À **PhD. Ioana Pintilie** do Instituto de Física de Hamburgo e Instituto Nacional de Física dos Materiais de Bucareste por fornecer parte dos diodos e bases de cerâmica utilizadas neste trabalho.

Aos Físicos **Cecília M. Haddad** e **Wellington Furtado Pimenta Neves** do Hospital Sírio Libanês pelas irradiações dos diodos utilizados e contribuição intelectual para o desenvolvimento deste trabalho.

Às colegas, **Me. Kelly Cristina da Silva Pascoalino** e **Lilian Nunes Pereira** pela colaboração, discussões e paciência durante o desenvolvimento do trabalho.

À minha amiga **Anna Raquel Petri**, pelas discussões muito valiosas durante o desenvolvimento do trabalho e também pela ajuda e conselhos que me ajudaram a amadurecer na vida profissional e pessoal.

À **Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN)**, pela concessão da bolsa de estudos.

CARACTERIZAÇÃO DAS PROPRIEDADES DOSIMÉTRICAS DE DIODOS DE SILÍCIO EMPREGADOS EM RADIOTERAPIA COM FÓTONS

César Augusto Bizetto

RESUMO

No presente trabalho foi estudada a resposta de diodos epitaxiais (EPI) e fusão zonal (FZ) como dosímetros *on-line* em tratamentos radioterápicos com feixe de fótons na faixa de megavoltagem (diodo tipo EPI) e ortovoltagem (diodos tipo EPI e FZ). Para serem usados como dosímetros os diodos foram encapsulados em sondas de polimetilmetacrilato preto (PMMA). Para as medidas da fotocorrente os dispositivos foram conectados a um eletrômetro Keithley[®] 6517B no modo fotovoltáico. As irradiações foram feitas com feixes de fótons de 6 e 18 MV (acelerador Siemens Primus[®]), 6 e 15 MV (acelerador Novalis TX[®]) e 10, 25, 30 e 50 kV de um equipamento de Radiação X Pantak/Seifert. Nas medidas com o acelerador Siemens Primus[®] os diodos foram posicionados entre placas de PMMA a uma profundidade de 10,0 cm e com o acelerador Novalis TX[®] mantidos entre placas de água sólida a uma profundidade de 5 cm. Em ambos os casos, os diodos foram centralizados em campos de radiação de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, com distância fonte superfície (DFS) mantida fixa em 100 cm. Para as medidas com os feixes de fótons de ortovoltagem os diodos foram posicionados a 50 cm do tubo em um campo de radiação circular de 8 cm de diâmetro. A linearidade com a taxa de dose foi avaliada para as energias de 6 e 15 MV do acelerador Novalis TX[®] variando-se a taxa de dose de 100 a 600 unidades monitoras por minuto e para o feixe de 50 kV variando-se a corrente do tubo de 2 a 20 mA. Todos os dispositivos apresentaram respostas lineares com a taxa de dose e dentro das incertezas, independência da carga com a mesma. Os sinais de corrente mostraram boa repetibilidade, caracterizada por coeficientes de variação em corrente (CV) inferiores a 1,14% (megavoltagem) e 0,15% (ortovoltagem) e em carga menores que 1,84% (megavoltagem) e 1,67% (ortovoltagem). Foram obtidas curvas dose-resposta lineares com coeficientes de correlação linear melhores que 0,9999 para todos os diodos.

DOSIMETRIC PROPERTIES CHARACTERIZATION OF SILICON DIODES USED IN PHOTON BEAM RADIOTHERAPY

César Augusto Bizetto

ABSTRACT

In the current work it was studied the performance of epitaxial (EPI) and float zone (FZ) silicon diodes as on-line dosimeters for megavoltage (EPI diode) and orthovoltage (EPI and FZ diode) photon beam radiotherapy. In order to be used as dosimeters the diodes were enclosed in black polymethylmethacrylate (PMMA) probes. The devices were then connected, on photovoltaic mode, to an electrometer Keithley® 6517B to allow measurements of the photocurrent. The irradiations were performed with 6 and 18 MV photon beams (Siemens Primus® linear accelerator), 6 and 15 MV (Novalis TX®) and 10, 25, 30 and 50 kV of a Pantak / Seifert X ray radiation device. During the measurements with the Siemens Primus® the diodes were held between PMMA plates placed at 10.0 cm depth. When using Novalis TX® the devices were held between solid water plates placed at 50 cm depth. In both cases the diodes were centered in a radiation field of 10 x 10 cm², with the source-to-surface distance (SSD) kept at 100 cm. In measurements with orthovoltage photon beams the diodes were placed 50.0 cm from the tube in a radiation field of 8 cm diameter. The dose-rate dependency was studied for 6 and 15 MV (varying the dose-rate from 100 to 600 monitor units per minute) and for the 50 kV beam by varying the current tube from 2 to 20 mA. All devices showed linear response with dose rate and, within uncertainties the charge collected is independent of dose rate. The current signals induced showed good instantaneous repeatability of the diodes, characterized by coefficients of variation of current (CV) smaller than 1.14% (megavoltage beams) and 0.15% for orthovoltage beams and coefficients of variation of charge (CV) smaller than 1.84% (megavoltage beams) and 1.67% (orthovoltage beams). The dose-response curves were quite linear with linear correlation coefficients better than 0.9999 for all diodes.

SUMÁRIO

Página

1 INTRODUÇÃO	9
2 OBJETIVOS	11
3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	12
3.1 Materiais Semicondutores.....	12
3.1.1 Semicondutores intrínsecos e extrínsecos.....	14
3.2 Concentração de portadores de carga em um material semicondutor.....	15
3.3 Concentração de portadores de carga em um semicondutor intrínseco.....	17
3.4 Movimento dos portadores de carga.....	17
3.5 Junção PN.....	20
3.6 A camada de depleção.....	23
3.7 Capacitância.....	27
3.8 Interação da radiação eletromagnética com a matéria.....	28
3.9 Funcionamento de um diodo como detector de radiação.....	31
3.10 Dosimetria em radioterapia.....	33
4 MATERIAIS E MÉTODOS.....	37
4.1 Montagem das sondas dosimétricas e extração do sinal.....	37
4.2 Caracterização elétrica.....	39
4.3 Caracterização Dosimétrica.....	41
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	45
5.1 Caracterizaçõeselétricas.....	45
5.2 Caracterizações Dosimétricas.....	49
5.2.1 Fótons com energia na região de megavoltagem.....	49
5.2.1.1 Sinais de corrente em função do tempo de exposição.....	49
5.2.1.2 Linearidade da resposta em corrente em função da taxa de dose.....	52
5.2.1.3 Curva Dose-resposta (Carga-dose).....	54
5.2.1.4 Sensibilidade em Carga.....	56
5.2.1.5 Carga coletada em Função da taxa de dose.....	56

5.2.1.6 <i>Influência da pré-dose</i>	58
5.2.2 <i>Fótons com energia na região de ortovoltagem</i>	61
5.2.2.1 <i>Sinais de corrente em função do tempo de exposição</i>	61
5.2.2.2 <i>Linearidade da resposta em corrente em função da taxa de dose</i>	62
5.2.2.3 <i>Curva Dose-resposta (Carga-dose)</i>	64
5.2.2.4 <i>Sensibilidade em Carga</i>	66
5.3 <i>Estudo de Danos por Radiação</i>	68
6 CONCLUSÃO	71
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	73

1 INTRODUÇÃO

O uso de dispositivos semicondutores como detectores de radiação teve início na década de 60 e, desde então, têm sido amplamente utilizados em contagem e espectroscopia nuclear [1].

Devido à sua excelente rapidez de resposta, elevada resolução espacial e boa relação sinal-ruído, diodos de Silício (Si) tem sido cada vez mais utilizados na área de Física de Altas energias para medidas de trajetória de partículas de sistemas de *trigger*. No entanto, quando irradiados, tais dispositivos são suscetíveis à geração de defeitos na sua estrutura que se manifestam experimentalmente na queda da sensibilidade com o aumento da dose absorvida, aumento da corrente de fuga do dispositivo, alteração da tensão de depleção a até inversão do tipo inicial de semicondutor (de n para p e vice-versa). Tais danos são maiores em semicondutores de resistividade elevada, ou seja, mais puros. Este panorama tem sido alterado por pesquisas destinadas ao aperfeiçoamento dos métodos de crescimento dos cristais, inserção controlada de impurezas e das técnicas de fabricação de detectores semicondutores resistentes aos danos de radiação [2-4].

Na área médica, a radiação é utilizada para fins de diagnósticos e terapêuticos. A radioterapia tem como principal objetivo o tratamento do câncer e, estima-se que 50% dos pacientes com câncer sejam submetidos à radioterapia em algum estágio do tratamento. Quando utilizada para este fim é imprescindível se considerar os possíveis efeitos prejudiciais que a radiação pode ocasionar – doses 5% inferiores à prescrita podem diminuir em 15% a probabilidade de controle do tumor e 5% superior pode, para algumas estruturas normais, ocasionar efeitos secundários - se a dose entregue ao paciente não for determinada de maneira exata e rigorosa [5]. Por isso existe um programa de controle de qualidade que tem como objetivo observar alterações no sistema radioterápico e reduzir o impacto de qualquer um desses fatores [6].

O interesse no uso de diodos de silício em dosimetria das radiações deve-se ao fato das vantagens que os mesmos apresentam em comparação às câmaras de

ionização (detectores com maior utilização nesta área), principalmente em relação à sensibilidade, resolução espacial e pequeno volume sensível. Estas características são as responsáveis pelo grande interesse na utilização destes dispositivos na dosimetria *in vivo* e também para o mapeamento de campos de radiação na área médica [7-9].

A dosimetria *in vivo* é normalmente empregada como uma última etapa no controle de qualidade do tratamento radioterápico de feixes externos. O sinal a ser medido no detector é estimado na etapa de planejamento e comparado com a medida feita durante o tratamento. Tal procedimento permite não só a identificação de erros no planejamento e execução do tratamento, como também verificar variações no feixe de radiação utilizado [10].

Estudos prévios utilizando diodos de Si crescidos pelo método epitaxial (EPI) relacionados à dosimetria de elétrons, tanto em processamento por irradiação (esterilização de produtos médicos e conservação de alimentos, por exemplo), quanto em feixes clínicos, têm sido realizados em nosso grupo e mostrado resultados promissores [11,12]. Estes diodos foram produzidos na Universidade de Hamburgo e são mais resistentes aos danos de radiação devido a um efeito de compensação entre a geração de aceitadores e a criação de doadores em materiais epitaxiais e são candidatos favoritos à utilização no LHC (do inglês – Grande Colisor de Hádrons)[13-15].

Considerando as vantagens de elevada resistência a danos de radiação e excepcional estabilidade dos sinais de corrente apresentadas pelos diodos EPI, pretende-se neste trabalho caracterizar as principais propriedades dosimétricas destes diodos: linearidade de resposta, reprodutibilidade e estabilidade de resposta, dependência com a energia do feixe e taxa de dose - utilizados em processos de radioterapia com feixes de fótons.

No capítulo 2 são apresentados de maneira concisa os objetivos desta dissertação.

No capítulo 3 são apresentados os fundamentos teóricos mais relevantes para a compreensão deste trabalho, como materiais semicondutores, diodos e princípio de funcionamento dos mesmos como detectores de radiação e seu uso na área médica em tratamentos de radioterapia.

A metodologia e resultados, bem como a análise dos mesmos estão dispostos nos capítulos 4 e 5.

Por fim, no capítulo 6, são apresentadas as conclusões obtidas durante o desenvolvimento do projeto e análise dos dados.

2 OBJETIVOS

Caracterização das principais propriedades dosimétricas (repetibilidade, curva dose resposta, linearidade com a taxa de dose e dependência energética) de diodos de Silício (Si) empregados em Radioterapia com feixes de fótons.

Estudo dos possíveis danos de radiação produzidos pela radiação eletromagnética mediante a caracterização elétrica dos diodos com a dose absorvida.

3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 Materiais semicondutores

A estrutura periódica da rede em materiais cristalinos faz com que existam bandas de energia nas quais os elétrons estão confinados. Essas faixas de energia permitidas são separadas por uma banda proibida chamada de *gap* de energia E_g .

A banda de energia mais alta é chamada de banda de condução. Nesta região os elétrons encontram-se livres e podem se movimentar pelo cristal. A banda de menor energia é chamada de banda de valência e, os elétrons que nela se encontram são mais fortemente ligados e permanecem associados à rede do átomo ao qual pertencem. Essa estrutura de bandas tem influência direta nas propriedades elétricas dos materiais cristalinos, os quais podem ser classificados em isolantes, condutores e semicondutores.

Nos materiais denominados isolantes todos os elétrons estão na banda de valência e esta é separada da banda de condução por um *gap* alto, de modo que a agitação térmica é insuficiente para excitar os elétrons e fazer com que eles atinjam a banda de condução. Assim na presença de um campo elétrico externo não haverá movimento de elétrons pelo cristal e, portanto, nenhuma corrente elétrica.

Em condutores, o fato de o *gap* ser inexistente colabora para que elétrons termicamente excitados possam migrar da banda de valência para a banda de condução, ficando livres para se movimentar pelo cristal contribuindo para a formação de corrente elétrica na presença de um campo elétrico externo.

Em alguns materiais o *gap* de energia tem um tamanho intermediário de modo que alguns elétrons termicamente excitados conseguem atingir a banda de condução. Esses materiais são denominados semicondutores. A representação das bandas de energia nos três tipos de materiais pode ser visualizada na FIG. 3.1.

Os materiais semicondutores mais comuns são o germânio e o silício. Quando átomos de um desses materiais se unem para formar um cristal, essa união é do tipo

covalente. Por exemplo, quando átomos de silício que possui quatro elétrons na camada de valência, se unem para formar um cristal os elétrons são redistribuídos de modo que cada átomo fique com oito elétrons de valência, uma vez que cada elétron nessa camada passa a pertencer simultaneamente a dois átomos, FIG.3.2.

FIGURA 3.1 – Representação das bandas de energia em materiais isolantes, semicondutores e condutores.

FIGURA3.2– Representação bidimensional de um cristal de Si. [14]

Os elétrons de valência em semicondutores formam pares covalentes e não são livres como ocorre nos metais, de modo que em temperaturas muito baixas, próxima ao zero absoluto, o cristal se comporta como um isolante. À medida que a temperatura do cristal aumenta os átomos da rede começam a vibrar em torno de suas posições ideais. Parte dessa energia térmica é transferida para os elétrons na camada de valência dos átomos. Alguns desses elétrons recebem energia suficiente para quebrar a ligação da qual participam ficando livre para mover-se pelo cristal. O “vazio” que ficou na ligação que foi rompida é chamado de lacuna. Esta lacuna pode ser preenchida por um elétron de um átomo vizinho, o qual deixa um “buraco” em sua posição original. Assim a lacuna pode deslocar-se pelo cristal em sentido contrário ao do elétron, comportando-se, portanto, como uma carga positiva de mesmo valor absoluto que a carga do elétron.

3.1.1 Semicondutores intrínsecos e extrínsecos

Um cristal semiconductor como o representado na FIG. 3.2 não contém impurezas, ou seja, átomos de outros elementos. Um semiconductor puro como este é denominado intrínseco e sua estrutura possui a mesma quantidade de elétrons e lacunas.

Para algumas aplicações adicionam-se impurezas a um semiconductor para alterar suas propriedades elétricas. O material passa a ser chamado de semiconductor extrínseco e, pode ser classificado em tipo n ou tipo p de acordo com a impureza adicionada.

Um semiconductor tipo n possui um excesso de elétrons, como pode ser observado na FIG. 3.3. Isso ocorre quando uma pequena quantidade de uma impureza pentavalente (arsênio, por exemplo) é adicionada a um semiconductor puro tetravalente, como exemplo o silício. Alguns átomos de arsênio irão ocupar o lugar de átomos de silício no cristal. Porém, ao realizar ligações covalentes com os átomos vizinhos, o arsênio vai ter um elétron extra, praticamente livre para se mover pelo cristal e juntar-se aos elétrons provenientes das quebras de ligação covalente entre os átomos de silício. Este tipo de impureza é conhecida como doadora.

Embora, ao adicionarmos impurezas doadoras, a quantidade de elétrons de condução seja muito maior que a de lacunas a neutralidade de cargas é mantida, uma vez que a impureza doadora fica ionizada positivamente ao participar da ligação covalente na rede cristalina.

Por outro lado, semicondutores tipo p possuem um excesso de lacunas, como pode ser observado na FIG. 3.4, proveniente da adição de impurezas trivalentes, por exemplo, o gálio. Tais impurezas ao realizarem ligações covalentes com os átomos de silício vizinhos terão uma das ligações incompletas por possuírem apenas três elétrons de valência.

Essas impurezas são chamadas de aceitadoras. Devido á agitação térmica sempre haverá elétrons livres para preencher as lacunas criadas pela impureza aceitadora. Portanto, para cada elétron que preenche as lacunas criadas por tal impureza outra lacuna é criada na banda de valência. A neutralidade de carga neste caso também é mantida, pois a impureza aceitadora é ionizada negativamente ao participar da ligação o na rede cristalina.

Figura 3.3– Representação bidimensional de um cristal semiconductor tipo n.
Adaptada de [15].

Figura 3.4 – Representação bidimensional de um cristal semiconductor tipo p.
Adaptada de [15].

3.2 Concentração de portadores de carga em um material semiconductor

A distribuição de energia de dos elétrons em um sólido é governada pela função de distribuição de Fermi-Dirac.

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (3.2.1)$$

onde E_F é o nível de Fermi, o qual representa a energia na qual a probabilidade de ocupação do nível é exatamente $f(E) = 1/2$. Para que isto ocorra temos $E = E_f$.

Na FIG. 3.5 pode-se observar a representação gráfica da distribuição de Fermi-Dirac para um semiconductor intrínseco e semicondutores tipo n e p, respectivamente. No caso de um semiconductor intrínseco, como dito anteriormente, temos a mesma

concentração de elétrons e buracos, de modo que o nível de Fermi está no centro da banda proibida entre as bandas de condução e valência. Para o semiconductor tipo n, devido à maior concentração de elétrons na banda de condução o nível de Fermi, bem como toda a distribuição ficam mais próximos da banda de condução. Para semicondutores tipo p, o nível de Fermi e a distribuição como um todo ficam mais próximos da banda valência, devido à maior concentração de lacunas na mesma.

Figura 3.5– Distribuição de Fermi-Dirac em semicondutores (a) intrínsecos, (b) tipo n e (c) tipo p, respectivamente[16].

A probabilidade $f_c(E)$ de que um estado na banda de condução esteja ocupado ($|E - E_f| \gg kT$, $E > E_f$) é dada por

$$f_c(E) = e^{-(E-E_F)/kT} \quad (3.2.2)$$

Já a probabilidade $f_v(E)$ de que um estado na banda de valência esteja ocupado ($|E - E_f| \gg kT$, $E < E_f$) é

$$f_v(E) = e^{(E-E_F)/kT} \quad (3.2.3)$$

A concentração de portadores de carga nas bandas de condução (N_D) e valência (N_A) podem ser determinadas conhecendo-se a probabilidade de ocupação dos estados $f(E)$ e a densidade de estados $D(E)$ disponíveis. Assim, temos para as bandas de condução e valência, respectivamente:

$$N_D = N_c e^{(E_F-E_G)/kT} \quad (3.2.4)$$

$$N_A = N_v e^{-E_F/kT} \quad (3.2.5)$$

Onde E_G é a energia do *gap* entre as bandas de condução e valência e N_c e N_v são denominadas densidade efetiva nas bandas de condução e valência, respectivamente:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.2.6)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.2.7)$$

m_e e m_h são as massas efetivas dos elétrons e lacunas respectivamente.

3.3 Concentração de portadores de carga em um semiconductor intrínseco

Em materiais semicondutores pares elétron-lacuna são constantemente gerados devido à agitação térmica. Ao mesmo tempo, também ocorrem recombinações, fato que contribui para estabelecer um equilíbrio na concentração dos portadores de carga no material.

Para um semiconductor intrínseco as concentrações de portadores de carga nas bandas de condução e valência são iguais. Assim, podemos escrever a concentração intrínseca n_i de portadores de carga como:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-E_G/kT} \quad (3.3.1)$$

3.4 Movimento dos portadores de carga

Elétrons na banda de condução e lacunas na banda valência possuem movimento térmico aleatório interrompido por colisões. Tal movimento não possui direção preferencial de modo que para um grande número de colisões o movimento total dos portadores de carga é nulo. Entretanto, se um campo elétrico for aplicado ao cristal, os

portadores de carga passam a se mover em uma direção paralela ao campo aplicado. Assim, ao movimento térmico aleatório desses portadores é adicionada uma componente de velocidade denominada de deriva, a qual é diretamente proporcional ao campo elétrico aplicado:

$$v_n = \mu_n E \quad (2.4.1)$$

$$v_p = \mu_p E \quad (3.4.2)$$

onde v_n e v_p são as velocidades de deriva dos elétrons e lacunas, μ_n e μ_p as mobilidades para cada um e E a intensidade do campo elétrico aplicado.

A mobilidade dos portadores de carga depende do campo elétrico e da temperatura do material. Para intensidades moderadas de campo ($E < 10^3$ V/cm) onde a velocidade de deriva é linear com o mesmo, os valores de mobilidade são constantes. Para intensidades de campo entre 10^3 e 10^4 V/cm esses valores variam com $E^{-1/2}$ e, para intensidades acima de 10^4 V/cm com $1/E$. [17]

A velocidade de deriva cresce mais devagar com o aumento da intensidade do campo elétrico aplicado. Para uma dada intensidade ela atinge um valor limite que se torna independente de aumentos na intensidade do campo. Essa velocidade de saturação é da ordem de 10^7 cm/s e, para detectores de radiação feitos com semicondutores, o tempo de coleta das cargas pode ser inferior a 10 ns, colocando estes dispositivos entre os detectores com mais rápida resposta à incidência de radiação. [18]

A mobilidade de elétrons e lacunas também é responsável pela corrente elétrica em materiais semicondutores. A densidade de corrente é determinada em função da densidade de carga ρ e da velocidade v dos portadores.

$$J = \rho v \quad (3.4.3)$$

Para elétrons e lacunas, respectivamente:

$$J_e = e N_D \mu_n E \quad (3.4.5)$$

$$J_h = eN_A\mu_p E \quad (3.4.6)$$

A corrente total:

$$J = e(N_D\mu_n + N_A\mu_p)E \quad (3.4.7)$$

Seja a condutividade elétrica σ do material relacionada com a densidade de corrente tal que:

$$J = \sigma E \quad (3.4.8)$$

Comparando-se as Eq. 3.4.7 e 3.4.8 concluímos que:

$$\sigma = e(N_D\mu_n + N_A\mu_p) \quad (3.4.9)$$

Como a resistividade elétrica ρ de um material é definida como o inverso da condutividade elétrica do mesmo, obtemos:

$$\rho = \frac{1}{e(N_D\mu_n + N_A\mu_p)} \quad (3.4.10)$$

Além do movimento de deriva, os portadores de carga possuem um movimento de difusão, o qual ocorre mesmo na ausência de campos elétricos externos. Em detectores semicondutores esse processo causa um espalhamento na posição de chegada dos portadores de carga nos eletrodos coletores, limitando a precisão com a qual medidas de posição podem ser feitas usando o local onde as cargas foram coletadas. Na maioria dos casos, os efeitos de difusão são desprezíveis, tornando-se significativos somente para detectores com maior volume [18].

De maneira análoga a qual foi determinada a corrente devido à mobilidade dos portadores de carga em um cristal, pode-se descrever a corrente de difusão como:

$$J_{de} = -D_e \cdot \nabla_e \quad (3.4.11)$$

$$J_{dh} = -D_h \cdot \nabla_h \quad (3.4.12)$$

onde $D_e, \nabla_e, D_h, \nabla_h$ representam a constante de difusão e o gradiente de concentração de elétrons e lacunas, respectivamente.

Na TAB 3.1 são apresentadas algumas propriedades intrínsecas do Silício e Germânio.

Tabela 3.1 -Propriedades intrínsecas do Silício e Germânio. Adaptado de [18].

	Si	Ge
Número atômico	14	32
Peso atômico	28,09	72,60
Densidade (300 K); g/cm ³	2,33	5,32
Átomos/cm ³	$4,96 \times 10^{22}$	$4,41 \times 10^{22}$
Energia da banda proibida (300 K); eV	1,115	0,665
Energia da banda proibida (0K); eV	1,165	0,746
Densidade intrínseca de portadores (300K); cm ⁻³	$1,5 \times 10^{10}$	$2,4 \times 10^{13}$
Resistividade intrínseca (300 K); $\Omega \cdot \text{cm}$	$2,3 \times 10^5$	47
Mobilidade dos elétrons (300 K); cm ² /V.s	1350	3900
Mobilidade das lacunas (300 K); cm ² /V.s	480	1900
Mobilidade dos elétrons (77 K); cm ² /V.s	$2,1 \times 10^4$	$3,6 \times 10^4$
Mobilidade das lacunas (77 K); cm ² /V.s	$1,1 \times 10^4$	$4,2 \times 10^4$
Energia para criação de par-elétron lacuna (300 K)	3,62	
Energia para criação de par-elétron lacuna (77 K)	3,76	2,96

3.5 Junção PN

Os detectores semicondutores atuais são baseados na formação de uma junção semicondutora. Essa junção é formada pela sobreposição de um semicondutor tipo p a um tipo n; motivo pela qual essa junção é conhecida como junção pn.

Para a formação de uma junção semicondutora faz-se necessário a utilização de técnicas especiais, como difundir impurezas tipo p em uma parte de um substrato homogêneo de material tipo n, em quantidade suficiente para transformar tal região em um semiconductor tipo p. [19]

Após formada, na junção existe uma diferença de concentração de portadores de carga entre as regiões n e p. Ocorre assim, um processo inicial de difusão. Neste processo, elétrons migram da região n para p e lacunas fazem o caminho inverso, como pode ser visualizado na FIG. 3.6.

Figura 3.6 - Processo de difusão em uma junção pn. Adaptada de [20].

Como consequência da difusão, elétrons preenchem lacunas na região p e lacunas capturam elétrons na região n. Essas duas estruturas que eram inicialmente neutras ganham uma configuração de carga, positiva na região n e negativa na região p, devido ao processo de recombinação. Tal configuração de carga faz surgir um campo elétrico na junção.

A presença de tal campo faz com que os elétrons retornem para região n e as lacunas para região p em um movimento de deriva que é oposto ao de difusão. Em situação de equilíbrio térmico, ou seja, na qual a produção de pares elétron-lacuna pelo efeito da temperatura é desprezível, as correntes de deriva e difusão se anulam. Forma-se então, na interface dos dois materiais uma região livre de portadores de carga, conhecida como camada de depleção.

A representação esquemática do regime de equilíbrio térmico e a camada de depleção podem ser observadas na FIG. 3.7.

O campo elétrico criado na região corresponde a uma diferença de potencial, a qual estabelece um potencial de contato V_0 na junção.

Entre os dispositivos eletrônicos baseados em uma junção, tem-se os diodos, os quais podem ser utilizados como chaves em circuitos, retificadores de sinais alternados, etc. A utilização destes dispositivos eletrônicos pode ser feita de duas formas: com polarização direta ou reversa.

Figura 3.7– Representação do regime estacionário devido ao equilíbrio térmico e a formação da camada de depleção. Adaptado de [21].

A polarização direta consiste em polarizarmos a região p positivamente e região n negativamente. Essa configuração, que pode ser observada na FIG. 3.8, faz com que o campo elétrico efetivo na junção diminua, provocando um aumento significativo na condutividade elétrica do dispositivo. Assim, para uma pequena variação da tensão aplicada temos a condução de uma corrente muito elevada.

Figura 3.8 – Representação esquemática da polarização direta em uma junção pn. Adaptado de [21].

Já na polarização reversa, aplicamos uma tensão externa de modo que a região p seja polarizada negativamente e a região n positivamente. Nesta configuração, FIG. 3.9, temos um aumento do campo elétrico efetivo e, conseqüentemente um aumento na camada de depleção.

Na utilização de um diodo de junção como detector de radiação a polarização reversa é a ideal uma vez que o aumento da camada de depleção significa um aumento do volume sensível do detector. Além disso, como o campo elétrico efetivo na junção é mais intenso, a coleta de cargas é efetuada de maneira mais eficiente.

Figura 3.9 - Representação esquemática da polarização reversa em uma junção pn. Adaptado de [21].

3.6 A camada de depleção

A camada de depleção de um diodo é uma região que não possui portadores de carga livres. Sua espessura depende da concentração de impurezas tipo p e tipo n e pode ser variada com a aplicação de tensão externa.

O potencial φ estabelecido na junção pode ser determinado resolvendo-se a equação de Poisson [18]:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (3.6.1)$$

onde ρ é a densidade de carga e ϵ dielétrica do meio. Para um sistema unidimensional podemos reescrever a Eq. 3.6.1 como:

$$\frac{\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (3.6.2)$$

Seja x_n e x_p e N_D e N_A as extensões da camada de depleção e as concentrações de átomos doadores e aceitadores nas regiões n e p, respectivamente, e, considerando uma distribuição uniforme de carga ao longo da junção como ilustrado na FIG. 3.6.1, temos:

$$\rho(x) \begin{cases} eN_D, & 0 < x < x_n \\ -eN_A, & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (3.6.3)$$

$$N_A x_p = N_D x_n \quad (3.6.4)$$

Fig. 3.10 – Representação da distribuição de cargas na camada de depleção [22].

Substituindo Eq. 3.6.3 em 3.6.2 e integrando:

$$\frac{d\phi}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\epsilon} + C_n, & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\epsilon} + C_p, & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (3.6.5)$$

C_n e C_p são constantes de integração. Uma vez que $\frac{d\phi}{dx} = 0$ para $x = x_n$ e $x = -x_p$, temos:

$$\frac{d\phi}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\epsilon}(x - x_n), & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\epsilon}(x + x_p), & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (3.6.6)$$

A Eq. 3.6.6 representa o campo elétrico na camada de depleção e, sua integração nos fornece o potencial $V(x)$:

$$V(x) = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} - x_n x \right) + C, & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} + x_p x \right) - C', & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (3.6.7)$$

Para garantir a continuidade em $x = 0$, as duas soluções devem ser equivalentes, resultando em $C = C'$.

Na região n, em $x = x_n$, $V(x) = V_0$ o qual é chamado de potencial de contato da junção. Assim:

$$V_0 = \frac{eN_D}{2\epsilon} x_n^2 + C \quad (3.6.8)$$

Na região p, $V(x) = 0$ em $x = -x_p$, o que resulta em:

$$C = \frac{eN_A}{2\epsilon} x_p^2 \quad (3.6.9)$$

Substituindo Eq. 3.6.9 em 3.6.8:

$$V_0 = \frac{e}{2\epsilon} \left(N_D x_n^2 + \frac{N_D x_n^2}{N_A} \right)$$

$$x_n \left(\frac{2\epsilon V_0}{e N_D \left[1 + \frac{N_D}{N_A} \right]} \right)^{1/2} \quad (3.6.10)$$

Analogamente, obtemos:

$$x_p = \left(\frac{2\epsilon V_0}{e N_A \left[1 + \frac{N_A}{N_D} \right]} \right)^{1/2} \quad (3.6.11)$$

Na maioria dos diodos um lado contém maior concentração de impurezas que outro. Deste modo, de acordo com as Eq. 3.6.10 e 3.6.11 a camada de depleção será mais extensa do lado que contém a menor quantidade de dopantes.

A espessura total da camada de depleção é dada por:

$$d = x_n + x_p$$

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon V_0}{e} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} \quad (3.6.12)$$

Para o caso no qual a concentração de átomos aceitadores seja muito maior que a concentração de átomos doadores ($N_A \gg N_D$) teremos $x_n \ll x_p$. Neste caso, a camada de depleção estende-se quase que inteiramente no lado n da junção. Podemos fazer a aproximação:

$$d \cong x_n = \left(\frac{2\epsilon V_0}{e N_D} \right)^{1/2} \quad (3.6.13)$$

A partir da Eq. 3.4.10 podemos reescrever a resistividade de um semiconductor tipo n como:

$$\rho_n = \frac{1}{eN_D\mu_n} \quad (3.6.14)$$

Substituindo a Eq. 3.6.14 em 3.6.13, podemos escrever a espessura da camada de depleção como:

$$d = \sqrt{2\epsilon\mu_n\rho_n V_0} \quad (3.6.15)$$

Toda a descrição feita até o momento considerou a junção sem polarização. No caso da polarização direta, o potencial efetivo diminui o que de acordo com a Eq. 3.6.15 ocasiona uma diminuição da camada de depleção, como discutido anteriormente. Para a polarização reversa o potencial efetivo na junção aumenta, ocasionando um aumento na espessura da camada de depleção fato também discutido anteriormente. Para este último caso, podemos substituir V_0 por $V_0 + V$ na Eq. 3.6.15. Inicialmente, $V \gg V_0$ nos permite escrever:

$$d = \sqrt{2\epsilon\mu_n\rho_n V} \quad (3.6.16)$$

3.7 Capacitância

Devido à sua configuração com cargas fixas em ambos os lados da junção, a camada de depleção exibe algumas características de um capacitor de placas paralelas com capacitância C :

$$C = \epsilon \frac{A}{d} \quad (3.7.1)$$

A e d são a área e a espessura da camada de depleção, respectivamente.

Substituindo as Eq. 3.6.14 e 3.6.16 em 3.7.1:

$$C = A \left(\frac{e\epsilon N_D}{2V} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.7.2)$$

A capacitância de um diodo diminui com o aumento da tensão de polarização reversa aplicada. Quando o diodo encontra-se totalmente depletado, ou seja, a espessura da camada de depleção é a maior possível, ocorre uma saturação no valor da capacitância. Assim, é possível determinar a tensão na qual um diodo encontra-se totalmente depletado [23]. Essa determinação é feita através da curva do inverso do quadrado da capacitância do diodo em função da tensão de polarização reversa [24]. O comportamento teórico desta curva pode ser observado na FIG. 3.11.

Figura 3.11– Representação do comportamento esperado da curva do inverso do quadrado da capacitância do diodo em função da tensão de polarização reversa. V_d é tensão no qual o diodo encontra-se totalmente depletado.

3.8 Interação da radiação eletromagnética com a matéria

Os mecanismos pelos quais a radiação eletromagnética pode interagir com a matéria dependerão de sua energia. Apesar do grande número de processos de interação possíveis, somente três tipos têm importância prática na detecção de fótons: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e produção de pares.

No efeito fotoelétrico (FIG. 3.12), o fóton sofre uma interação com um átomo absorvedor e desaparece. No seu lugar, um fotoelétron energético é ejetado pelo átomo de uma de suas camadas eletrônicas. A interação é com o átomo como um todo e não pode ocorrer com elétrons livres. O fotoelétron surge com uma energia igual à diferença de

energia entre o fóton incidente e a energia de ligação desse elétron em sua camada eletrônica original no átomo.

$$E_e = h\nu - h\nu' \quad (3.8.1)$$

Figura 3.12 – Ilustração do efeito fotoelétrico.

Além do fotoelétron, a interação também cria um átomo ionizado com uma lacuna em uma de suas camadas eletrônicas. Essa lacuna é rapidamente preenchida através da captura de um elétron livre do meio e/ou rearranjo dos elétrons na eletrosfera. Conseqüentemente, um ou mais fótons de raios X característico podem também ser gerados. Embora na maioria dos casos esses raios X são reabsorvidos perto do local de origem através do efeito fotoelétrico envolvendo elétrons de camadas mais externas do átomo, sua migração e possível escape do volume sensível pode influenciar a resposta do detector. Em alguns casos, a emissão de um elétron Auger pode substituir os raios X característicos, carregando a energia de excitação do átomo.

O efeito fotoelétrico é o modo predominante de interação para raios gama ou X de energia relativamente baixa. Esse processo é também maior para materiais absorvidos de alto número atômico, Z . Existe somente uma aproximação para a probabilidade de ocorrência efeito fotoelétrico (τ) em função da energia de incidência dos fótons e do número atômico do material absorvedor [18].

$$\tau = \text{constante} \times \frac{Z^n}{E_{\text{inc}}^{3,5}} \quad (3.8.2)$$

O processo de interação do espalhamento Compton (FIG. 3.13) ocorre entre o fóton incidente e um elétron do material absorvedor, que é considerado inicialmente em

repouso. Esse é o mecanismo de interação predominante para energias típicas de fontes radioativas emissoras γ . A probabilidade de espalhamento Compton por átomo do absorvedor depende do número de elétrons disponíveis como alvo de espalhamento e cresce linearmente com Z . No espalhamento Compton, o fóton incidente, com energia $h\nu$, é defletido em um ângulo θ em relação a sua direção original, após transferir uma parte de sua energia para o elétron, denominado como elétron de recuo. A energia do fóton espalhado é dada por [18]:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (3.8.3)$$

onde $m_e c^2$ é a energia de repouso do elétron (0,511 MeV). Para pequenos ângulos de espalhamento θ , pouca energia é transferida. Alguma parte da energia original é sempre retida pelo fóton incidente, mesmo no extremo de $\theta = \pi$.

Figura 3.13 - Processo de interação do espalhamento Compton[25].

Se a energia dos fótons excede duas vezes a energia de repouso de um elétron (1,02 MeV), pode ocorrer o processo de produção de pares. Na prática, a probabilidade permanece muito baixa até a energia dos fótons atingirem vários MeV. Na interação (que ocorre no campo coulombiano de um núcleo) o fóton desaparece e surge um elétron e um pósitron. A energia excedente do fóton (acima de 1,02 MeV requerida para a criação do par), torna-se energia cinética compartilhada pelo elétron e o pósitron. O pósitron é aniquilado após ser desacelerado no meio absorvedor dando origem a dois fótons de aniquilação os quais são normalmente produzidos como produtos secundários da interação.

A probabilidade de produção de par por núcleo varia aproximadamente com o quadrado do número atômico do absorvedor e sua importância aumenta acentuadamente com a energia.

Na utilização de um diodo de Silício ($Z=14$) na dosimetria em processos de radioterapia com fótons de 6, 15 e 18 MeV produzidos em um acelerador linear, a interação predominante é o espalhamento Compton, enquanto em processos radioterápicos com ortovoltagem de baixa energia (até 200 kV) predomina o efeito fotoelétrico. Na FIG. 3.14 pode-se observar a relação entre o número atômico Z e a energia da radiação incidente com os processos de interação predominantes.

Figura 3.14– Influência do número atômico Z do material e da energia da radiação eletromagnética nos três tipos predominantes de interação[18].

3.9 Funcionamento de um diodo como detector de radiação

A incidência de radiação eletromagnética em um diodo, com energias de 10 a 50 kV e 6 a 18 MV, produzirá elétrons por efeito fotoelétrico ou Compton respectivamente. Tais elétrons irão transferir energia aos elétrons de valência do meio de maneira que, se o valor transferido for maior que o valor da energia do *gap*, migrarão da banda de valência para a banda de condução, formando pares elétrons-lacuna em toda a extensão do dispositivo.

Os pares criados na camada de depleção são imediatamente separados pelo campo elétrico ali existente dando origem a uma corrente induzida pela radiação. Além disso, portadores de carga minoritários criados fora da região de depleção (elétrons na região p e

lacunas na região n) podem se difundir para dentro da mesma e contribuir para a formação do sinal.

Pode-se definir então a espessura da região sensível do detector como a soma da espessura da camada de depleção (d) e os comprimentos de difusão dos elétrons na região p (L_n) e das lacunas na região n (L_p).

Para uma dada taxa de irradiação do diodo, a magnitude da corrente gerada no seu volume sensível é dada por [1]:

$$I_s = egA(d + L_n + L_p) \quad (3.8.1)$$

onde e é a carga do elétron, g é a taxa de produção de elétrons e lacunas por unidade de volume no silício e A é área da junção. A constante g é diretamente proporcional à taxa de dose. A FIG. 3.15 apresenta um desenho esquemático do funcionamento de um diodo não polarizado e utilizado como detector de radiação.

Figura 3.15- desenho esquemático do funcionamento de um diodo, em modo fotovoltaico, como detector de radiação [26].

Devido a portadores de carga gerados termicamente, os diodos apresentam uma corrente mesmo quando não estão sendo irradiados. Essa corrente é denominada corrente

de fuga ou de escuro e, para baixas taxas de dose, quando o valor da fotocorrente é pequeno ela deve ser levada em consideração.

A incidência de radiação pode causar danos na estrutura cristalina do cristal[1]. Esses danos fazem com que ocorra uma queda na sensibilidade do diodo com o aumento da dose absorvida e aumento na corrente de escuro [13]. Observa-se uma queda exponencial na sensibilidade para doses baixas e linear para altas doses; fato que impõe a necessidade de pré-irradiação (diodos comerciais normalmente recebem uma pré-dose de 10kGy de elétrons de alta energia [13]) para que estes dispositivos sejam utilizados em radioterapia. Além disso, existe a necessidade de recalibração, a qual é feita normalmente após eles absorverem doses na faixa de 30-40 Gy [27]. Na busca por melhor estabilidade de resposta mostrou-se que ao dopar intencionalmente Silício com Platina (Pt) obtém-se diodos mais estáveis, porém com menor sensibilidade para a faixa de baixas doses [28].

Dessa maneira, aperfeiçoando técnicas de crescimento de cristais pode-se obter dispositivos com alta concentração intrínseca de oxigênio e com resistividade compatível com o uso como detector de radiação [29]. Entre elas encontra-se a técnica de crescimento epitaxial (EPI) [10] através da qual é possível construir dispositivos com volume sensível limitado através da utilização anéis de guarda e implantação do diodo sobre uma camada epitaxial. Esta técnica faz com que o volume sensível do dispositivo não varie mesmo com doses altas acumuladas. Como consequência a sensibilidade destes dispositivos permanece constante com o aumento da dose absorvida [13].

3.10 Dosimetria em radioterapia

Para se medir e investigar os efeitos da radiação no tecido humano são necessárias especificações do campo de radiação no ponto de interesse. A dosimetria das radiações trabalha com métodos para determinar a energia depositada, direta ou indiretamente, em um dado meio pela radiação ionizante [30]. Dentre essas especificações tem-se a dose absorvida, a qual é definida como a energia média absorvida por unidade de massa de um dado material. Medições da dose absorvida são realizadas com a utilização de detectores que sejam capazes de fornecer uma medida direta ou indireta da dose depositada em seu volume sensível pela radiação ionizante [10]. Tais dispositivos são chamados de dosímetros e devem apresentar algumas características para que possam ser utilizados

como dosímetros de radiação. Tais características são: repetibilidade, reprodutibilidade, linearidade, estabilidade e não dependência com a taxa de dose [10, 30].

Radioterapia é uma das três principais modalidades de tratamento de neoplasias malignas. Ela consiste da entrega de uma quantidade (dose) controlada de radiação ionizante em uma região limitada do corpo do paciente. Normalmente, tal quantidade é aplicada fracionadamente, num certo período de tempo, com objetivo de eliminar as células malignas dentro do volume irradiado[30, 31]. Durante o tratamento recomenda-se uma exatidão global da dose entregue no tumor da ordem de $\pm 5\%$ [10, 32]. Para tratamentos em regiões superficiais (próximas à pele) são utilizados feixes de elétrons com energias na faixa de 4 a 25 MeV. Para alvos mais profundos são utilizados fótons com energias entre 6 e 25 MeV. Radiação gama proveniente do ^{60}Co e raios X de ortovoltagem (200-400kV) e baixas energias (até 200kV) também são utilizados, porém estão sendo gradualmente substituídos por aceleradores lineares (linacs)[33].

Em qualquer unidade médica que preste serviço de radioterapia existe a necessidade de muito rigor para garantir a qualidade dos feixes de radiação utilizados. Esse rigor deve estar presente desde a determinação da dose absorvida, pelos Laboratórios de Dosimetria Padrões Primários, passando pela calibração dos padrões secundários existentes nos Laboratórios de Dosimetria Padrões secundários, até a calibração dos equipamentos utilizados clinicamente [34]. A câmara de ionização é o dosímetro mais utilizado para estes fins. O controle de qualidade é normalmente realizado utilizando uma câmara de ionização tipo Farmer, calibrada preferencialmente em tanque de água, blocos de plástico sólido ou fantasmas.

As medidas de controle de qualidade em aceleradores lineares incluem:

- Calibração do feixe – uma câmara de ionização é colocada em um fantoma padrão de PMMA para medir a taxa de dose no eixo central do feixe. Tais medidas são realizadas diariamente para cada energia de feixe e cada máquina de tratamento;
- Medidas de dose no eixo central do feixe em função da profundidade na água;
- Variação da resposta com o tamanho de campo (fator de *output*). Medidas realizadas com câmara de ionização na água para determinar a resposta em função do tamanho do campo de radiação;

- Simetria, penumbra e planura do feixe – utiliza-se uma câmara de ionização para efetuar medidas ao longo dos eixos principais de um feixe padrão de radiação em profundidades de referência na água [33].

Além da câmara de ionização, outros dosímetros também são utilizados nesta área, tais como, diodos semicondutores, diamante, TLDs (dosímetros termoluminescentes), OSLs (luminescência opticamente estimulada), filmes radiográficos e radiocrômicos e calorímetros [10].

Dosímetros TLDs e OSLs são amplamente utilizados nos mais modernos dosímetros pessoais devida à elevada estabilidade em longo prazo e alta sensibilidade para doses em faixas menores que mGy [10,35]. Porém estes dosímetros requerem cuidados muito cuidados, tais como calibração antes do uso e proteção contra luz e umidade. Eles também requerem longos intervalos de tempo para leitura para se garantir uma precisão melhor que 3% [1,35].

A radioterapia moderna requer alta resolução espacial dos dosímetros, possibilidade de se medir dose na superfície e dentro do alvo irradiado e principalmente sistemas que permitam medidas *in vivo* e *online*[4,36]. A dosimetria *in vivo* é a última etapa a ser seguida no controle de qualidade em tratamentos radioterápicos permitindo checar a dose em órgãos críticos ou em geometrias nas quais é difícil prever a dose diretamente do planejamento [37]. Este método permite comparar a dose prescrita com a dose recebida pelo paciente durante o tratamento, assegurando, assim, um nível de qualidade que complementa portal filme e modelos computacionais [38]. Através de tal procedimento, é possível checar as incertezas no planejamento do tratamento, tais como cálculo de dose, calibração da máquina de tratamento e posicionamento do paciente. Erros de posicionamento de paciente podem ser devidos à forma do mesmo, movimentos, não homogeneidade e movimento interno dos órgãos. Além disso, erros podem ser introduzidos durante a transferência dos dados do sistema de planejamento para o acelerador [38,39].

A dosimetria *in vivo* pode ser dividida em três classes de acordo com o posicionamento dos detectores: na pele, em cavidades do corpo ou atrás do paciente. Quando o detector é posicionado na pele do paciente pode-se medir a dose de entrada ou saída e, combinando-se a duas, a dose na parte interna do paciente. Medir a dose de entrada também auxilia na checagem do feixe de saída e desempenho da máquina de tratamento e

cálculo do número de unidades monitoras. A dose de saída ajuda a determinar a influência da forma, tamanho e variações de densidade do paciente no procedimento de cálculo da dose. Quando introduzidos em cavidades do corpo do paciente tais como, esôfago, reto, vagina e bexiga, os detectores de dosimetria *in vivo* permitem medir diretamente a dose recebida na parte interna do paciente [37,39].

Os detectores mais utilizados para dosimetria *in vivo* são diodos e dosímetros termoluminescentes (TLDs). Dosímetros semicondutores apresentam vantagens em relação aos TLDs, como pequeno volume sensível e, por serem dosímetros ativos, a possibilidade de leitura em tempo real do sinal gerado[4,40].

Além de aplicações na dosimetria *in vivo*, a elevada resolução espacial dos diodos faz com que eles sejam de grande interesse também na radioterapia estereotáxica ou radiocirurgia. Esta técnica é utilizada para tratar lesões pequenas e bem definidas na qual o paciente recebe uma alta dose de radiação em uma única vez. Os campos de radiação utilizados nesse tipo de tratamento são pequenos e requerem dosímetros com boa resolução espacial devido aos elevados gradientes de campo [40,41].

4 MATERIAIS E MÉTODOS

4.1 Montagem das sondas dosimétricas e extração do sinal

Os três diodos EPI utilizados neste trabalho foram produzidos pela técnica de deposição de uma camada de Si de 50 μm de espessura, obtida por crescimento epitaxial, sobre um substrato de 300 μm de Si, do tipo n, crescido pelo método Czochralski [10]. Para efeitos comparativos também foi utilizado um diodo (FZ) de Si crescido pela técnica de fusão zonal padrão. As características elétricas e estruturais destes diodos, ambos produzidos na Universidade de Hamburgo, estão representadas na TAB 4.1. Os números a eles atribuídos pelo fabricante referem-se às suas posições na pastilha matriz de processamento destes dispositivos.

Tabela 4.1 – Características elétricas e estruturais dos diodos fornecidas pelos fabricantes [10]

Diodo	País de Origem	$V_{\text{depleção}}$ (V)	I_{fuga} (nA)	Área (mm^2)	Espessura (μm)	Resistividade ($\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$)	Tipo
FZ#04	Fin	14	30	25	300	10,00	n
EPI#44	Ale	124,75	0,026	25	50	$6,48 \times 10^{-2}$	n
EPI#45	Ale	124,45	0,027	25	50	$6,96 \times 10^{-2}$	n
EPI#46	Ale	120,13	0,026	25	50	$6,13 \times 10^{-2}$	n

Os dispositivos EPI foram fornecidos sem os contatos elétricos e, por esta razão, desenvolveu-se uma base de cerâmica (alumina) para permitir a conexão dos eletrodos de polarização e extração de sinais (FIG.4.1). Tal base foi projetada e construída, dentro de um projeto de doutorado [42], com auxílio do Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da USP. Os diodos foram fixados sobre as bases utilizando cola de

prata para que o *backplane* (face n^+) do diodo pudesse ser polarizado durante o procedimento de caracterização elétrica. A extração do sinal foi feita por meio de um eletrodo soldado na face p^+ . Estas bases foram utilizadas para as montagens dos diodos EPI#44 e 45 (FIG. 4.1a).

Os diodos EPI#46 e FZ#04 foram fixados da mesma forma previamente descrita, porém, em uma base fornecida pelo Instituto Nacional de Física dos Materiais de Bucareste (FIG.4.1b).Essa nova base permite a retirada do diodo da base, caso necessário, e não apresenta problemas de evaporação do ouro depositado na mesma.

Após a etapa descrita anteriormente, os diodos foram posicionados em sondas acrílicas (FIG.4.2a), as quais foram projetadas para proteger os dispositivos contra luz ambiente e fornecer resistência mecânica à montagem. Os diodos EPI# 44 e 45 foram colocados em sondas com janela de Mylar[®] (FIG. 4.2b). Os diodos EPI#46 e FZ#04 foram colocados em sondas com janela de papel cartolina (FIG. 4.2c). A escolha das janelas foi feita de modo a minimizar a atenuação dos feixes considerando-se as energias a serem utilizadas e também a proteção dos diodos contra luz. Os dispositivos são utilizados no modo fotovoltaico, de modo que a corrente gerada no diodo pela incidência de radiação é registrada conectando-se diretamente o conector LEMO[®] de engate rápido da sonda dosimétrica ao eletrômetro Keithley[®] 6517B através de um cabo coaxial.

FIGURA 4.1 – Base de cerâmica para a montagem dos diodos e um diodo já colado na cerâmica com o eletrodo soldado.a) base utilizada para os diodos EPI#44 e 45. b)Base utilizada para os diodos EPI#46 e FZ#04.

FIGURA 4.2 – a) Diodo fixado no centro da sonda acrílica preta (EPIs#44 e 45); b) Sonda dosimétrica com a janela de Mylar®; c) Sonda dosimétrica com a janela de cartolina [10].

4.2 Caracterização elétrica dos diodos

A caracterização elétrica dos diodos foi feita medindo-se a corrente de fuga e a capacitância em função da tensão de polarização reversa dos dispositivos [43] para a construção das curvas I-V e C-V, respectivamente. As medidas dinâmicas de corrente foram efetuadas com o eletrômetro Keithley® 6517B conectado aos diodos como mostrado na FIG. 4.3 Para as medições de capacitância em função da tensão utilizou-se o circuito elétrico representado na Fig. 4.4, com o diodo acoplado ao amplificador operacional (OPA656U) projetado e construído pelo Eng. Jair S. do Nascimento [44]. O método empregado baseou-se na determinação do ganho G do amplificador definido pela razão entre a amplitude V_{in} de um sinal de tensão AC de entrada e a amplitude V_{out} do correspondente sinal de tensão AC de saída do amplificador. Sendo a resistência R interna do circuito de amplificação, para um sinal de tensão AC de frequência f , a capacitância C_d do diodo é dada por:

$$|G| = \left| \frac{V_{out}}{V_{in}} \right| \cong 2\pi f C_d R \Rightarrow C_d \cong \left| \frac{V_{out}}{V_{in}} \right| \times \frac{1}{2\pi f R} \quad (4.2.1)$$

O procedimento adotado para as medições de capacitância dos diodos FZ e EPI consistiu em injetar na entrada do amplificador sinais senoidais de 200 mV de amplitude, com frequências de 1 kHz (EPI) e 10 kHz (FZ), provenientes de um gerador de pulsos Minipa[®] MFG-4220, e medir as amplitudes dos correspondentes sinais de saída com o osciloscópio Tektronix[®] TDS-3034B. A curva C-V foi obtida reduzindo-se a tensão inicial de polarização reversa, fornecida pela fonte Ortec[®] 659, de 136 V (EPI) e 20V (FZ) em intervalos de 4 V (EPI) 2 V (FZ) até atingir 0 V.

a) conexões

b) circuito equivalente

FIGURA 4.3 - a) Conexões entre o eletrômetro e o circuito com a sonda dosimétrica. b) Esquema do circuito equivalente.

FIGURA 4.4 – Representação esquemática do circuito utilizado nas medidas de capacitância dos diodos. [44]

4.3 Caracterização Dosimétrica

Para a caracterização dosimétrica dos diodos EPI (#44, #45) com feixes de fótons na região de megavoltagem (6 MV, 15 MV e 18 MV) foram utilizados os aceleradores Siemens Primus[®] (6 e 18 MV) e o Novalis TX[®] (6 e 15 MV), ambos instalados no Hospital Sírio Libanês de São Paulo. Com o acelerador Siemens Primus[®] os diodos EPI (#44, #45) foram mantidos entre placas de polimetilmetacrilato (PMMA) a uma profundidade de 10 cm e com o acelerador Novalis TX[®], o dispositivo EPI#44 foi posicionado entre placas de água sólida (material com o número atômico equivalente ao da água) a uma profundidade de 5 cm. Em ambos os casos, os diodos foram centralizados em um campo de radiação de 10 x 10 cm² e a distância fonte-superfície (DFS) foi mantida em 100 cm. As montagens em ambos os aceleradores podem ser visualizadas na FIG.4.5.

A caracterização dosimétrica dos diodos EPI#46 e FZ#04 foi realizada com feixes de fótons na região de ortovoltagem (10 kV, 25 kV, 30 kV e 50 kV) provenientes de um equipamento de Radiação X Pantak/Seifert (FIG. 4.6) instalado no Laboratório de Calibração de Instrumentos (LCI) do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN). Os diodos foram posicionados a 50 cm do tubo em um campo circular de radiação

de 8 cm de diâmetro. As informações referentes às energias dos feixes (megavoltagem e ortovoltagem) e taxa de dose para um estãõ apresentados nas TAB. 4.2 e 4.3.

Tabela 4.2 – Qualidades de radioterapia com fótons na região de megavoltagem.

Acelerador	Energia (MV)	Unidades Monitoras por minuto	Taxa de dose (cGy/s)
Siemens Primus[®]	6	200	2,11
	18	300	3,70
Varias Novalis TX[®]	6	200	2,85
	15	300	4,72

Tabela 4.3 – Qualidades de radioterapia implantadas no sistema Pantak/Seifert [45].

Qualidade	kV	mA	CSR (mmAl)	Filtração de Al (mm)	Taxa de kerma no ar (mGy/s)
T-10	10	10	0,043	---	$3,130 \pm 0,013$
T-25	25	10	0,279	0,40	$2,762 \pm 0,011$
T-30	30	10	0,185	0,20	$9,638 \pm 0,042$
T-50 (a)	50	10	2,411	4,0	$0,821 \pm 0,004$
T-50 (b)	50	10	1,079	1,0	$4,027 \pm 0,016$

FIGURA 4.5 – Diodos posicionados para o processo de irradiação. A) entre as placas de PMMA[10] e B) entre as placas de água sólida no acelerador Novalis TX®.

Em todos os testes, a repetibilidade foi avaliada registrando-se cinco pulsos consecutivos de 60 segundos ligando-se e desligando-se o feixe. Ao final de cada irradiação, mediu-se o valor de corrente de escuro. Com estes resultados também foram obtidas as curvas dose-resposta e as sensibilidades em carga dos diodos. Para verificar a linearidade de resposta do diodo com a taxa de dose foram utilizadas as energias de 6 e 15 MV do acelerador Novalis TX® medindo-se a fotocorrente em função da taxa de dose entre 100 e 600 unidades monitoras por minuto (TAB. 4.4). Foram registrados dois sinais de corrente para cada taxa de dose. O tempo de irradiação foi diferente para cada taxa de dose de modo que em todas as etapas a dose absorvida pelo dispositivo fosse a mesma. Com feixes de ortovoltagem foi utilizada a qualidade T50(b) variando-se a corrente 2 a 20 mA.

Figura 4.6: Equipamento de radiação X Pantak/Seifert [34].

Tabela 4.4 – Taxas de dose utilizadas para estudo da linearidade de resposta com fótons na região de megavoltagem (acelerador Novalis TX®).

Taxa de dose	6 MV	15MV
	Taxa de dose (cGy/s)	Taxa de dose (cGy/s)
100	1,43	1,57
200	2,85	3,14
300	4,29	4,72
400	5,72	6,29
500	7,14	7,86
600	8,57	9,43

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1 Caracterização Elétrica

As curvas I-V dos diodos EPI e FZ, representadas nas FIG. 5.1 e 5.2, respectivamente, estão em conformidade com as esperadas para os diodos de junção, evidenciando um crescimento da corrente com o aumento da tensão de polarização reversa. Observa-se que para um mesmo valor de tensão, as correntes de fuga dos diodos EPI#44 e 46 são coincidentes dentro da incerteza experimental de 1% definido pelo eletrômetro. Além disto, mesmo para tensões reversas que correspondem a depleção total dos dispositivos, as correntes de fuga não excedem 3 nA (EPI) e 40 nA (FZ). No entanto, como as aplicações dosímetros serão realizadas com os diodos não polarizados, o maior interesse reside nos valores de correntes a 0 V sendo $(0,4 \pm 0,4)$ pA (EPI) e $(4,40 \pm 0,13)$ pA (FZ).

As medidas de capacitância em função da tensão de polarização reversa dos diodos EPI e FZ são apresentadas, respectivamente, nas FIG. 5.3 e 5.4. A análise destas figuras mostra que a capacitância diminui com o aumento da tensão, consequência do aumento da espessura da camada de depleção dos dispositivos. De fato, a 0 V, são observados os maiores valores de capacitância: (862 ± 7) pF (EPI) e (117 ± 1) pF (FZ). Como os dispositivos têm áreas idênticas (25 mm^2), as diferenças encontradas nos valores de capacitância são devidas às espessuras das zonas de depleção dos dois tipos de diodos. Portanto, em analogia a um capacitor plano, pode-se determinar a variação da espessura da camada de depleção em função da função de polarização reversa. Os resultados obtidos, considerando-se a constante dielétrica do Si como $1,035 \times 10^{-10}$ F/m para os dois tipos de diodos, estão representados nas FIG. 5.5 (EPI) e 5.6 (FZ). Na TAB. 5.1 estão apresentados os valores das espessuras das camadas de depleção, volumes sensíveis e correntes de fuga por unidade de volume para os dois tipos de diodos não polarizados.

FIGURA 5.1 – Corrente de fuga em função da tensão de polarização reversa dos dispositivos EPI#44 e 46 antes das irradiações.

FIGURA 5.2 – Corrente de fuga em função da tensão de polarização reversa do dispositivo FZ antes das irradiações.

FIGURA5.3 – Capacitância em função da tensão de polarização reversa do dispositivo EPI.

FIGURA 5.4 Capacitância em função da tensão de polarização reversa do dispositivo FZ.

FIGURA 5.5-Curva da variação da espessura da camada de depleção do diodo EPI em função da tensão de polarização reversa.

FIGURA 5.6- Curva da variação da espessura da camada de depleção do diodo FZ em função da tensão de polarização reversa.

Tabela 5.1 – Espessura da camada de depleção, volume sensível e corrente por unidade de volume dos diodos EPI e FZ a 0V.

Dispositivo	Espessura da camada de depleção (μm)	Volume sensível do detector (mm^3)	Densidade de corrente (pA/mm^3)
EPI#46	$3,00 \pm 0,06$	$0,075 \pm 0,002$	4,8
FZ#04	$22,10 \pm 0,11$	$0,550 \pm 0,003$	8,0

5.2 Caracterizações Dosimétricas dos Diodos

5.2.1 Fótons com energias na região de megavoltagem

5.2.1.1 Sinais de corrente em função do tempo de exposição

Os sinais de corrente gerados no volume sensível do diodo EPI (#44) quando irradiado durante 60 s com fótons de 6 e 15 MV (acelerador Siemens Primus[®]) e 6 e 18 MV (acelerador Novalis TX[®]) estão representados nas FIGs.5.7 a 5.10. As taxas de dose utilizadas foram definidas pelo tipo de acelerador e energia do feixe e estão representadas na Tabela 4.3.1. É importante notar que em todas as medições, as fotocorrentes são, pelo menos, 100 vezes maiores que as correntes de fuga (0,30 pA) registradas entre cada etapa de irradiação do diodo.

Para uma mesma energia e taxa de dose, os cinco sinais consecutivos de corrente foram utilizados para os estudos de repetibilidade de resposta do diodo mediante o cálculo de coeficiente de variação (CV) das correntes. O valor de CV é dado pelo quociente entre o desvio padrão das medições e a média das medições de cada sinal de corrente. Os coeficientes de variação em corrente podem ser observados na TAB. 5.2.

FIGURA 5.7 – Cinco sinais de corrente registrados durante 60 s para irradiação com fótons de 6 MV e taxa de dose 2,11 cGy/s. Acelerador Siemens Primus®.

FIGURA 5.8 – Cinco sinais de corrente registrados durante 60 s para irradiação com fótons de 18 MV e taxa de dose 3,70 cGy/s. Acelerador Siemens Primus®.

FIGURA 5.9—Cinco sinais de corrente registrados durante 60 s para irradiação com fótons de 6 MV e taxa de dose 2,85 cGy/s. Acelerador Novalis TX[®].

FIGURA 5.10—Cinco sinais de corrente registrados durante 60 s para irradiação com fótons de 15 MV e taxa de dose 4,72 cGy/s. Acelerador Novalis TX[®].

Tabela 5.2- Coeficientes de variação (%) em corrente do diodo EPI para os dois aceleradores utilizados.

Energia	EPI
6MV_Primus	0,12
6MV_Novalis	0,56
15 MV_Novalis	1,14
18 MV_Primus	0,81

Os resultados obtidos estão em acordo com a estabilidade observada nos sinais de corrente, principalmente nas irradiações com fótons de 6 MV e 18 MV provenientes do acelerador Siemens Primus[®]. No entanto, no que se refere aos fótons de 15 MV as instabilidades observadas nos sinais de corrente (FIG. 5.10) podem ser atribuídas às variações de taxas de dose observadas no painel de controle das Unidades Monitoras do acelerador Novalis TX[®]. Cabe aqui ressaltar que estas medições foram realizadas no período de comissionamento deste acelerador recentemente adquirido pelo Hospital Sírio Libanês de São Paulo.

5.2.1.2 Resposta em corrente do diodo em função da taxa de dose

Como o parâmetro dosimétrico é a fotocorrente gerada para uma mesma taxa de dose, o estudo da resposta em corrente do diodo em função da taxa de dose foi realizado com fótons de 6 e 15 MV do acelerador Novalis TX[®] em um intervalo de taxa de dose de 100 a 600 UM/min. Os resultados obtidos para os fótons de 6 MV e 15 MV mostrados na FIG. 5.11e FIG.5.12, respectivamente, evidenciam a esperada linearidade de resposta dentro do intervalo de 100 a 600 UM. No entanto, é nítida a melhor condição de resposta para 6 MV (coeficiente de correlação linear 0,999) para taxas de dose entre 1,43cGy/s (100UM/min) e 8,57cGy/s (600 UM/min). Para os fótons de 15 MV, com taxas de dose entre 1,57 cGy/s (100UM/min) e 9,43 cGy/s (600UM/min), obteve-se coeficiente de correlação linear 0,989 possivelmente atribuídas às instabilidades do acelerador já manifestadas experimentalmente nos sinais de corrente obtidos para a taxa de dose de 300 UM/min (FIG. 5.10).

FIGURA 5.11–Fotocorrente gerada no diodo EPI em função da taxa de dose para os fótons de 6MV. Acelerador Novalis TX[®].

FIGURA 5.12–Fotocorrente gerada no diodo EPI em função da taxa de dose para os fótons de 15MV. Acelerador Novalis TX[®].

Na FIG 5.13 estão representadas as correntes obtidas para a energia de 6MV provenientes de ambos os aceleradores. Os valores foram normalizados para uma mesma taxa de dose (2,85 cGy/s), uma vez que a resposta em corrente é linear coma mesma. O esperado seria que os sinais normalizados fossem equivalentes, porém, a diferença entre os valores é 7,2%. Essa discrepância pode estar relacionada ao grande intervalo de tempo (02 anos) entre as medições e possíveis diferenças nas condições operacionais dos dois aceleradores..

FIGURA 5.13–Fotocorrentes obtidas durante as irradiações com fótons de 6 MV de ambos os aceleradores. Sinais de corrente normalizados para a taxa de dose de 2,85 cGy/s.

5.2.1.3 Curva Dose-Resposta (Carga-dose) do diodo

As cargas geradas no volume sensível do diodo EPI durante as irradiações com fótons de 6 e 18 MV (acelerador Siemens Primus®) e de 6 e 15 MV (acelerador Novalis TX®) foram obtidas por integração dos sinais de corrente em função do tempo de irradiação. As curvas dose-resposta estão mostradas nas FIG. 5.14 (Primus®) e 5.15 (Novalis®), evidenciando a dependência linear entre a carga e a dose para os feixes fornecidos pelos dois aceleradores. Os coeficientes de correlação linear, para os fótons de 6 MV, foram iguais a 1 e 0,999 para os fótons de 15 e 18 MV.

FIGURA 5.14 – Curva dose resposta do diodo EPI para as energias de 6 e 18 MV do acelerador Siemens Primus®.

FIGURA 5.15 – Curva dose respostado diodo EPI para as energias de 6 e 15 MV do acelerador Novalis TX®.

Na TAB. 5.3 estão relacionados os coeficientes de variação em carga, evidenciando a boa estabilidade de resposta do dispositivo EPI em todo intervalo de energia dos fótons.

Tabela 5.3 - Coeficientes de variação em carga (%) do diodo EPI para os fótons de 6, 15 e 18 MV. Aceleradores Primus[®] e Novalis[®].

Energia	EPI
6MV_Primus[®]	0,56
6MV_Novalis[®]	0,55
15 MV_Novalis[®]	1,84
18 MV_Primus[®]	0,80

5.2.1.4 Sensibilidade em carga

As sensibilidades em carga do diodo, dadas pelos coeficientes angulares das curvas dose-reposta (FIG. 5.14 e 5.15), estão apresentadas na TAB. 5.4, evidenciando uma pequena dependência energética na resposta do dispositivo. Também se pode notar que a sensibilidade em carga é ligeiramente maior para fótons de 6MV.

Tabela 5.4 – Sensibilidade em carga ($\mu\text{C}/\text{Gy}$) do diodo EPI para os fótons de 6, 15 e 18 MV. Aceleradores Primus[®] e Novalis[®].

Energia	EPI
6MV_Primus	1,73 $\pm$ 0,06
6MV_Novalis	1,60 $\pm$ 0,08
15 MV_Novalis	1,30 $\pm$ 0,15
18 MV_Primus	1,63 $\pm$ 0,05

5.2.1.5 Carga coletada em função da taxa de dose

A verificação da independência da carga gerada no diodo, para uma mesma dose absorvida, em função da taxa de dose, foi feita apenas para o acelerador Novalis disponível para as medições. Os resultados obtidos estão mostrados nas FIG. 5.16 e 5.17

pode-se observar carga coletada no dispositivo em função da taxa de dose. Para a energia de 6MV, verifica-se a independência da carga com a taxa de dose. Para energia de 15MV, para as taxas de 200 a 500 UM/min pode-se observar também uma independência da carga com a taxa de dose. Para 100 e 600 UM/min, era possível durante o procedimento verificar oscilações no painel de controle do acelerador o que pode justificar os valores tão diferentes.

FIGURA 5.16– Carga coletada em função da taxa de dose. EPI#44, energia de 6MV.

FIGURA 5.17– Carga coletada em função da taxa de dose. EPI#44, energia de 15MV.

5.2.1.6 Influência da pré-dose

Nas FIG. 5.18 e 5.19 pode-se observar os sinais de corrente dos diodos EPI#44 (sem pré-irradiação) e EPI#45 (200k Gy de pré-dose). Na TAB 5.5 pode-se comparar os coeficientes de variação em corrente de ambos os dispositivos. É possível verificar que o diodo (EPI#45), que recebeu pré-dose, como esperado, apresentou sinais mais estáveis, porém com menor sensibilidade em corrente.

FIGURA 5.18 – Repetibilidade a curto prazo dos diodos utilizados. Acelerador Siemens Primus[®]. Energia 6 MV.

FIGURA 5.19 – Repetibilidade a curto prazo dos diodos utilizados. Acelerador Siemens Primus[®]. Energia 18 MV.

Tabela 5.5 – Coeficientes de variação em corrente (%)

Energia	EPI#44	EPI#45
6MV_Primus	0,54	0,31
18 MV_Primus	0,21	0,10

Na FIG. 5.20 é possível visualizar a curva dose resposta do dispositivo EPI#45, o qual apresentou resposta linear (entre 1,3 e 11,1 Gy) para as energias de 6 e 18 MV do acelerador Siemens Primus[®], com coeficientes de correlação linear 1 e 0,999, respectivamente.

FIGURA 5.20 – Curva dose resposta para as energias de 6 e 18 MV do acelerador Siemens Primus[®]. EPI#45 com pré-dose.

Na TAB 5.6 pode-se comparar os coeficientes de variação em carga dos dispositivos.

Tabela 5.6 – Coeficientes de variação em carga(%).

Energia	EPI#44	EPI#45
6MV_Primus [®]	0,56	0,27
18 MV_Primus [®]	0,80	0,73

As sensibilidades em carga dos diodos, apresentadas na TAB. 5.7, evidenciam que os mesmos são mais sensíveis à energia de 6 MV do que 18 MV. É possível notar também que o dispositivo que recebeu uma pré-dose de radiação gama de 200 kGy teve sua sensibilidade em carga diminuída em aproximadamente 58% e 56% para as energias de 6 e 18 MV, respectivamente. Esta queda de sensibilidade também pode ser visualizada na FIG. 5.21.

Tabela 5.7– Sensibilidade em carga ($\mu\text{C}/\text{Gy}$)

Energia	EPI#44	EPI#45
6MV_Primus	$1,73 \pm 0,06$	$0,73 \pm 0,02$
18 MV_Primus	$1,63 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,03$

FIGURA 5.21 – Curva dose resposta (EPI# 44 sem pré-dose e EPI#45 com pré-dose para de 200 kGy de radiação gama.) para as energias de 6 e 18 MV do acelerador Siemens Primus®.

5.2.2 Fótons com energias na região de ortovoltagem

5.2.2.1 Sinais de corrente em função do tempo de exposição

Os sinais de corrente gerados pelos diodos EPI e FZ quando irradiados, durante 60 s, por fótons das qualidades 10 kV, 25 kV, 30 kV, e 50 kV são mostrados nas FIGs. 5.22 e 5.23. As fotocorrentes, proporcionais as respectivas taxas de kerma no ar (TAB. 4.3.2), são estáveis e, em todos os casos, bem maiores que as correntes de escuro (0,15 pA-EPI) e (0,60 pA-FZ) registradas entre cada irradiação. Os coeficientes de variação da corrente, calculados para os cinco sinais de corrente consecutivos, dados na TAB. 5.8, evidenciam que a resposta do diodo EPI é mais estável do que a do FZ.

FIGURA 5.22- Cinco sinais de corrente registrados durante 60 s para irradiação com as qualidades T-10,25,30,50(a) e 50(b) (diodo EPI)

FIGURA 5.23- Cinco sinais de corrente registrados durante 60 s para irradiação com as qualidades T-10,25,30,50(a) e 50(b) (diodo FZ)

Tabela5.8- Coeficientes de variação em corrente (%)

Qualidade	EPI	FZ
T-10	0,08	0,12
T-25	0,04	0,11
T-30	0,08	0,09
T-50(a)	0,06	0,15
T-50(b)	0,06	0,08

5.2.2.2 Resposta em corrente do diodo em função da taxa de dose

O teste da linearidade com a taxa de dose (FIG. 5.24 e 5.25) foi realizado com a qualidade T-50(b). Ambos os dispositivos testados apresentaram resposta linear (coeficiente de correlação linear 0,9998) para taxas de dose entre 0,8 e 8,05 mGy/s.

FIGURA 5.24 – Corrente em função da taxa de dose. EPI, qualidade T-50(b).

FIGURA 5.25 – Corrente em função da taxa de dose. FZ, qualidade T-50(b).

5.2.2.3 Curva Dose-Resposta (Carga-dose) do diodo

A carga gerada nos dispositivos durante as irradiações foi obtida por meio da integração dos sinais de corrente em função do tempo de irradiação. Nas FIG. 5.26 e 5.27 estão representadas as curvas carga-dose para cada diodo em todas as qualidades testadas. O dispositivo EPI apresentou uma resposta linear entre 5,0 cGy e 2,96 Gy em todos os testes com coeficientes de correlação linear melhores que 0,9999. O outro dispositivo (FZ) apresentou resposta linear (entre 5,0 cGy e 3,0 Gy) com coeficientes de correlação linear igual a 1.

Na TAB. 5.9 estão relacionados os coeficientes de variação em carga, evidenciando a boa resposta de ambos os dispositivos em todos os testes. No entanto, a dependência energética é evidente e mais significativa para o diodo FZ. Este comportamento é esperado pelas diferenças estruturais dos dois diodos onde a espessura da camada morta, dada pela técnica de fabricação do dispositivo, é menor para aqueles crescidos pelo método epitaxial.

Tabela 5.9 – Coeficientes de variação em carga (%) para os diodos EPI e FZ para os fótons das qualidades estudadas neste trabalho.

Qualidade	EPI	FZ
T-10	1,03	1,64
T-25	1,37	0,19
T-30	1,25	0,28
T-50(a)	1,67	0,16
T-50(b)	0,73	0,09

FIGURA 5.26 –Curvas dose-resposta do diodo EPI para as qualidades T-10,25,30,50(a) e 50(b).

FIGURA 5.27 –Curvas dose-resposta do diodo FZ para as qualidades T-10,25,30,50(a) e 50(b).

5.2.2.4 Sensibilidade em Carga

As sensibilidades em carga dos diodos EPI e FZ, dadas pelos coeficientes angulares das curvas dose-reposta nas FIG. 5.26 e 5.27, estão apresentadas na TAB. 5.10. Os resultados obtidos evidenciam a dependência energética de ambos dispositivos sendo, como já mostrado anteriormente, maior para o diodo FZ. Além disto, os maiores valores de sensibilidade em carga para o diodo FZ são devidos às diferenças de volumes entre os diodos. A comprovação deste fato está na FIG. 5.28 onde são dados os sinais de corrente normalizados pelo volume sensível dos diodos EPI e FZ para a qualidade de fótons T-50 (b). Nesta curva, fica evidente que a sensibilidade (em corrente e em carga) do diodo EPI é aproximadamente o dobro daquela obtida para o dispositivo FZ.

Tabela 5.10 – Sensibilidade em carga ($\mu\text{C}/\text{Gy}$) dos diodos EPI e FZ para os fótons das qualidades estudadas neste trabalho.

Qualidade	EPI	FZ
T-10	4,16	6,74
T-25	9,87	27,05
T-30	6,69	22,56
T-50(a)	14,03	47,16
T-50(b)	12,71	41,32

FIGURA 5.28 – Corrente por unidade de volume dos dispositivos EPI e FZ para fótons de qualidade T50(b)

Nas FIG. 5.29 (EPI) e 5.30 (FZ) são dadas as sensibilidades em carga em função da taxa de kerma no ar para os diodos EPI e FZ para fótons de qualidade T50(b). A análise destas figuras mostra a independência da resposta dos dispositivos com a taxa de dose no intervalo estudado.

FIGURA 5.29 – Sensibilidade em carga do diodo EPI em função da taxa de dose para qualidade T50(b).

FIGURA 5.30 – Sensibilidade em carga do diodo FZ em função da taxa de dose para qualidade T50(b).

5.3 Estudo de Danos por radiação

O estudo da possível presença de danos induzidos pela radiação nos diodos EPI e FZ, foi realizado mediante a comparação das suas curvas I-V e C-V em função da dose acumulada nestes diodos. As curvas I-V mostradas nas FIG. 5.31 (EPI) e 5.32 (FZ) indicam o crescimento dinâmico das correntes em função da dose absorvida. No entanto, nas condições utilizadas neste trabalho (diodos não são polarizados), pode-se verificar que as correntes fuga dos dois diodos são constantes, dentro das incertezas experimentais, para doses absorvidas de até 80 Gy.

O mesmo resultado é obtido na comparação das curvas C-V registradas para os diodos EPI (FIG. 5.33) e FZ (FIG. 5.34) em função da dose acumulada. Estas figuras comprovam a inexistência de qualquer dano de radiação sobre estes componentes para as doses acumuladas de até 80 Gy.

FIGURA 5.31 –Corrente de fuga do dispositivo EPI em função da tensão de polarização para diferentes doses absorvidas.

FIGURA 5.32 – Corrente de fuga do dispositivo FZ em função da tensão de polarização para diferentes doses absorvidas.

FIGURA 5.33 – Capacitância do dispositivo EPI em função da tensão de polarização para diferentes doses absorvidas.

FIGURA 5.34 – Capacitância do dispositivo FZ em função da tensão de polarização para diferentes doses absorvidas.

6 CONCLUSÃO

Neste trabalho são descritos os resultados obtidos na caracterização dosimétrica dos diodos epitaxiais (EPI) e os crescidos por fusão zonal padrão (FZ), na dosimetria de fótons com energias nas regiões de mega e ortovoltagem utilizados em radioterapia.

As condições de resposta destes dispositivos foram estudadas utilizando como parâmetro dosimétrico a fotocorrente gerada no volume sensível de cada diodo para uma mesma taxa de kerma no ar. A repetibilidade de resposta destes dispositivos, dada pelos coeficientes de variação de corrente medidos para cinco pulsos consecutivos, indicou valores de $CV \leq 0,15\%$ e $1,14\%$ para fótons com energias nas regiões de ortovoltagem e megavoltagem, respectivamente. Resultados semelhantes foram obtidos nos CV das cargas sendo inferiores a $1,67\%$ (ortovoltagem) e $1,84\%$ (megavoltagem). Tais resultados estão em ótima concordância com os valores aceitos pelo ICRU Report nº 24 (exatidão global de $\pm 5\%$).

A linearidade de resposta dos diodos em regime de corrente com a taxa de dose, e em carga com a dose, também foi comprovada pelos coeficientes de correlação lineares maiores que 0,9998 para os dois dispositivos. Também foi verificada neste trabalho a independência da resposta em carga dos dispositivos com a taxa de dose. Por outro lado, ficou evidenciada a dependência energética na resposta dos diodos, sendo a do dispositivo FZ ligeiramente superior a do EPI dada a maior espessura da camada morta do diodo produzido pela técnica de fusão zonal padrão.

No que se refere ao estudo da influência da pré-dose na resposta do diodo EPI, os resultados mostraram uma maior estabilidade apesar de uma redução significativa nas sensibilidades em corrente e em carga. Os estudos dos possíveis danos de radiação produzidos nestes diodos, mediante as medidas dinâmicas de capacitância e de corrente de fuga em função da dose acumulada, indicou que os dois diodos são resistentes a danos com a superioridade esperada para o dispositivo epitaxial. Cabe aqui salientar que ainda não foi

possível definir a dose máxima suportável por estas dispositivos dadas as suas características de elevada tolerância aos danos de radiação.

Finalizando, os resultados obtidos comprovam que os diodos EPI e FZ podem, de fato, ser usados em dosimetria de feixes de fótons na área da radioterapia atendendo as especificações contidas no ICRU Report nº 24.

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] MALI, T.; CINDRO, V.; MIKUZ, M. Silicon microstrip detectors for digital mammography – evaluation and spatial resolution study. *Nucl.Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* v. 460, p.76-80, 2001.
- [4] ROSENFELD, A.B. Electronic dosimetry in radiation therapy. *Radiat.Meas.* v. 41, p. S134-S153, 2007.
- [5] KADESJÖ, N.;KADESJÖ, T.;NYHOLM, OLOFSSON, J. A practical approach to diode based in vivo dosimetry for intensity modulated radiotherapy. *Radiotherapy and Oncology* 98 (2011) 378.
- [6] LINDSTROM, G.; MOLL, M.; FRETWURST, E. Radiation hardness of silicon detectors – a challenge from high-energy physics. *Nucl.Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* v. 426, **p. 1-15**, 1999.
- [7] 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.
- [8] MOLL, M. Radiation tolerant semiconductor sensors for tracking detectors. *Nucl.Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* v. 565, **p. 202-211**, 2006.
- [9] SANTOS, T. C., NEVES-JUNIOR, W.F.P.,GONÇALVES, J.A.C., HADDAD, C.M.K., BUENO, C.C. “Evaluation of rad-hard epitaxial silicone diode in radiotherapy electron beam dosimetry”,*Radiat. Meas.*,doi: 10.1016/j.radmeas.2011.05.064 (2011).

[10] SANTOS, T.C. Dosimetria de elétrons em processos de irradiação com diodos resistentes a danos de radiação. 2012. Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.

[11] LINDSTROM, G., FRETWURST, E., HONNIGER, F., KRAMBERGER, G., MOLLER-IVENS, M., PINTILIE, I., SCHRAMM, A. Radiation tolerance of epitaxial silicon detectors at very large proton fluencies. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. v. 556, p. **451-458**, 2006.

[12] CREANZA, D., BASSIGNANA, D., BORRELLOC, L., BOSCARDIN, M., BRUZZI, M., PALMA, M. DE, FOCARDI, E., MACCHIOLO, A., MANNA, N., MENICHELLI, D., MESSINEO, A., PIEMONTE, C., POZZA, A., RADICCI, V., SCARINGELLA, M., ZORZI, N. Comparison of the radiation hardness of Magnetic Czochralski and Epitaxial silicon substrates after 26MeV proton and reactor neutron irradiation. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. v. 579, p. **608-613**, 2007.

[13] BRUZZI, M., BUCCIOLINI, M., CASATI, M., MENICHELLI, D., TALAMONTI, C., PIEMONTE, C., SVENSSON, B. G. Epitaxial silicon devices for dosimetry applications. Appl. Phys. Letters, v. 90, p. **172109/1-171109-3**, 2007.

[14] SILICON COVALENT BOND. WIKIMEDIA COMMONS.
Disponível em: <commons.wikimedia.org/wiki/File:Silicon_covalent_bond.PNG?>.
Acesso em: 05 janeiro 2013.

[15] EXTRINSIC SEMICONDUCTORS. ELECTRONIQUE ET TECHNOLOGIE.
Disponível em:
<electronique1.blogspot.com.br/2011/01/classificationofsemiconductors.html>
Acesso em: 23 de novembro de 2012.

[16] MELO, H. A.; Biasi, R. S. Introdução à Física dos semicondutores, Edgard Blucher, 1975.

[17] LEO, W. R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. 2nd ed.; Springer – Verlag, 1994.

[18] KNOLL, G. F. Radiation detection and measurement. 3rd ed. Hoboken, NJ.: John Wiley & Sons, 2001.

[19] REZENDE, S. M. Materiais e dispositivos eletrônicos. 2^a Ed. Editora Livraria da Física, 2004.

[20] RENESAS. RenesasEngineerSchool.
Disponível em: <http://am.renesas.com/edge_ol/engineer/02/index.jsp>
Acesso em 12 de janeiro de 2013.

[21] ELETRÔNICA BÁSICA.

Disponível em:

manoel.pesqueira.ifpe.edu.br/fmn/anterior/2007.1/eletronica1/cursoeletronica/cursoEN1/Aulas002.htm

Acesso em: 26 nov2012.

[22] PASCOALINO, K. C. S. Estudo Comparativo das Respostas de Diodos de Si para Dosimetria de Radiação Gama. 2010. Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.

[23] ALESSANDRO, B.; BEOLÉ, S.; BONAZZOLA, G.; CRESCIO, E.; DABROWSKI, W.; GIUBELLINO, P.; GRYBOS, P.; IDZIK, M.; MARTINETTO, M.; MARZARICHIESA, 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.

[24] XIE, X.B.; CHO, H.S.; LIANG, G.W.; HUANG, W.; LI, Z.; CHIEN, C.Y. Electrical characterization of a radiation-hardened silicon pixel design for CMS. Nucl.Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. **v. 476**, **p. 665-669**, 2002.

[25] EFEITOS FOTOELÉTRICO E COMPTON.

Disponível em: <<http://efeitofotoeletricoecompton.webnode.com.br/efeito-compton/>>

Acesso em 12 de janeiro de 2013

[26] SHI, J., SIMON, E., ZHU, T.C. Modeling the instantaneous dose rate dependency of radiation diode detectors. Med. Phys. **v.30**, **p.2509**, 2003.

[27] S. PINI, M. BRUZZI, M. BUCCIOLINI, E. BORCHI, S. LAGOMARSINO, D. MENICHELLI, S. MIGLIO, F. NAVA, S. SCIORTINO. High-bandgap semiconductor dosimeters for radiotherapy applications..Nucl.Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. **v. 514**, **p. 135-140**, 2003

[28] SAINI, A.S., ZHU, T.C..Dose rate and SSD dependence of commercially available diode detectors.Med.Phys.**v. 31**,**p.914-924**.2004

[29] CREANZA ,D., BASSIGNANA, D., BORRELLO, L., .BOSCARDIN ,M, BRUZZI ,M., DE PALMA, M., FOCARDI E., MACCHIOLO, A., MANNA, N., MENICHELLI, D., MESSINEOC, A., C., PIEMONTE , POZZA ,A., RADICCI, V., SCARINGELLA ,M., ZORZI ,N. Comparison of the radiation hardness of Magnetic Czochralski and Epitaxial silicon substrates after 26MeV proton and reactor neutron irradiation.Nucl.Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. **v. 579**, **p. 608-613**, 2007.

[30] PODGORSKAK, E.B.Radiation Oncology Physics: A handbook for teachers and students. International Atomic Energy Agency (IAEA), Austria, 2005.

- [31] TRS 398. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy. . International Atomic Energy Agency (IAEA), 2000.
- [32] 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
- [33] GUERRA, A. Ionizing Radiation Detectors for Medical Imaging.Word Scientific. 2004
- [34] YOSHIZUMI, M.T., Projeto, Construção e Caracterização de Câmaras de Ionização Especiais para Monitoração de Feixes de Radiação X. 2010. Tese (Doutorado). Universidade de São Paulo.
- [35] 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.v120 (1-4). p.289-292, 2006.
- [36]PAVEL ,N.A. Particle Detectors for biomedical applications – demands and trends. .Nucl.Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. v. 535, p. 1-12, 2002.
- [37]KADESJP, N., NYHOLM, T., OLOFSSON, J. A practical approach to diode based in vivo dosimetry of intensity modulated radiotherapy. Radiotherapy and Oncology, v.98, p.378-381, 2011
- [38] ESSERS, M., MIJNHEER, B.J. In vivo dosimetry during external photon beam radiotherapy. Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys. v. 43, p. 245-259, 1999.
- [39]COSTA., A.M., BARBI, G.L., BERTUCCI, E.C., FERREIRA, H., SANSAVINO, S.Z., COLENCI, B. CALDAS, L.V.E. In vivo dosimetry with thermoluminescentdosimeters in external photon beam radiotherapy. Ap.Radiation and Isotopes.v.68, p. 760-762, 2010.
- [40] WESTERMARK, M., ARNDT, J., NILSSON , B., BRAHME,A.Comparativedosimetry in narrow high-energy photon beams. Phys. Med. Biol. 45 685–702, 2000.
- [41] TALAMONTI,C., BRUZZI, M., MENICHELLI, D., SCARINGELLA, M., BUCCIOLINI, M. Bidimensional Silicon dosimeter: Development and Characterization.Nucl.Instrum. MethodsPhys.Res., Sect. A. v. 658, p. 84-89, 2011.
- [42] CAMARGO, F. Desenvolvimento de Dosímetros com diodos de Si Resistentes à Radiação para dosimetria de altas doses. 2009. Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.

[43]] CHILENGAROV, A. RD50 Technical Report note RD50-2003-03. Recommendations towards a standardization of the macroscopic parameters measurements. Part 2: IV and CV measurements in Si diodes. Lancaster University.

Disponível em: <<http://rd50.web.cern.ch/rd50?>>

Acesso em: 12 de janeiro 2013

[44] NASCIMENTO, J. S. Development of a Semiconductor parameter analyser. Private communication, 2007.

[45] BESSA, A. C. M. Intercomparação de câmaras de ionização em feixes padrões de raios X, níveis radioterapia, radiodiagnóstico e radioproteção. 2007. Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.