



Reginaldo Gonçalves Leão Junior

Avaliação das perturbações físicas de feixes de raios X em pequenos campos estáticos: Uma abordagem teórica pelo método de Monte Carlo

Belo Horizonte

08 de fevereiro de 2018



Reginaldo Gonçalves Leão Junior

Avaliação das perturbações físicas de feixes de raios X em pequenos campos estáticos: Uma abordagem teórica pelo método de Monte Carlo

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Ciências das Radiações.

Universidade Federal de Minas Gerais - UFMG

Escola de Engenharia

Programa de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares

Orientador: Prof. Dr. Arnaldo Prata Mourão Filho

Co-Orientadores: Dr. Rômulo Verdolin de Sousa,
Prof. Dr. Arno Heeren de Oliveira

Belo Horizonte

08 de fevereiro de 2018

L437a Leão Junior, Reginaldo Gonçalves.
Avaliação das perturbações físicas de feixes de raios X em pequenos campos
estáticos [manuscrito] : uma abordagem teórica pelo método de Monte Carlo /
Reginaldo Gonçalves Leão Junior. - 2018.
155 f., enc.: il.

Orientador: Arnaldo Prata Mourão Filho.

Coorientadores: Rômulo Verdolin de Sousa, Arno Heeren de Oliveira.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de
Engenharia.

Anexos: f. 132-155.

Bibliografia: f. 121-130.

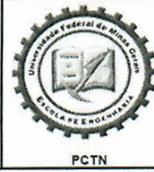
1. Engenharia nuclear - Teses. 2. Radiação - Dosimetria - Teses. 3. Raios X -
Teses. 4. Radioterapia - Teses. 5. Método de Monte Carlo - Teses. I. Mourão Filho,
Arnaldo Prata. II. Sousa, Rômulo Verdolin de. III. Oliveira, Arno H. IV. Universidade
Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. V. Título.

CDU: 621.039(043)



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES



FOLHA DE APROVAÇÃO

Avaliação das perturbações físicas de feixes de raios X em pequenos campos estáticos: Uma abordagem teórica pelo método de Monte Carlo

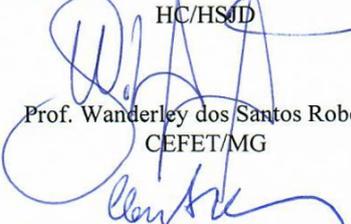
REGINALDO GONÇALVES LEÃO JUNIOR

Tese submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES, como requisito parcial para obtenção do grau de Doutor em CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES, área de concentração CIÊNCIAS DAS RADIAÇÕES.

Aprovada em 08 de fevereiro de 2018, pela banca constituída pelos membros:


Prof. Arnaldo Prata Mourão Filho - Orientador
PCTN - CEFET/MG


Dr. Rômulo Verdolin de Sousa - coorientador
HC/HSJD


Prof. Wanderley dos Santos Roberto
CEFET/MG


Prof. Clarysson Alberto Mello da Silva
Departamento de Engenharia Nuclear - UFMG


Profa. Priscila do Carmo Santana
Departamento de Anatomia e Imagem - UFMG


Dra. Thêssa Cristina Alonso
CDTN/CNEN

Belo Horizonte, 8 de fevereiro de 2018.

Aos três amados que agora são quatro.

Agradecimentos

Apesar de ser comumente tomado como nobre, os gestos de agradecimento, por mais cuidadosos que sejam, são incapazes de fazer justiça à tantos quantos estes sejam verdadeiramente devidos.

A premissa dirige-se, se seguida, ao fatídico desvanecimento de qualquer gesto de gratidão, o que me parece imensamente mais trágico do que uma pequena e involuntária injustiça cometida em um mundo de tantas injustiças voluntárias. Portanto, prefiro fazê-lo.

Não há outra forma de iniciar senão fazendo memória ao saudoso Eugênio Del Vigna Filho, o primeiro a conceber esta tese no longínquo ano de 2012. Se entre nós estivesse, por motivos unicamente cronológicos, a ele dirigiria meu primeiro *Muito Obrigado!*

Agradeço também, de maneira muito especial, ao Dr. Arnaldo Prata Mourão por quem nutro profunda estima, este me julgou merecedor de ser seu primeiro orientando de doutorado, carregarei tamanha honra por toda a vida.

Agradeço ao Dr. Rômulo Verdolin de Sousa, ao Físico Hugo Lemos Silva e à Armando Alaminos Bouza, pelos valiosos dados disponibilizados e pela colaboração na pesquisa.

Ao Dr. Bernardo Dantas do IRD, pela empenho no processo editorial do artigo "Validação de um modelo computacional de acelerador linear VARIAN CLINAC 2100 utilizando o código EGSnrc para utilização em dosimetria de pequenos campos".

Ao Dr. Ricardo Carrasco Carpio, na pessoa de quem estendo meus agradecimentos a todos os amigos do Instituto Federal de Minas Gerais nos Campus Formiga e Arcos, pelo valioso suporte que me prestaram ao absorverem uma parcela de minhas aulas nestes últimos semestres.

Agradeço aos meus pais Reginaldo Gonçalves Leão e Rosângela Carvalho de Oliveira Gonçalves, por generosamente compreenderem as contínuas ausências de seu único filho.

Finalmente, meus agradecimentos àquela que, bravamente, suportou durante todos os dias, desde o início deste trabalho, minha acidez, minha ausência e minha falta de companheirismo ao deixá-la tantas vezes sozinha em um enumeráveis noites e no cuidado de nossa pequena flor, Laura Leão Lopes. Esta tese não existiria sem Christina Lopes Carvalho.

À Deus detentor de todos os méritos, causa, motivo e razão de tudo o que antecede ou sucede estas linhas;

Te Deum laudamus: te Dominum confitemur.

*“Confitemini Domino quoniam bonus,
quoniam in aeternum misericordia eius”
(Salmo 118)*

Resumo

O aperfeiçoamento das técnicas radioterápicas têm sido conduzido de modo a priorizar a proteção de tecidos sadios, a inovação nas metodologias de conformação dosimétrica e o aumento de sua eficácia curativa, ablativa ou antiálgica. As implementações mais recentes têm empregado largamente campos estáticos com dimensões inferiores a $4 \times 4 \text{ cm}^2$ e campos dinâmicos. Estas configurações possuem especificidades fundamentalmente diferentes daquelas presentes nas exposições convencionais, por isto, requereram a criação de novos modelos dosimétricos. Suas características especiais se referem ao não estabelecimento das condições físicas idealizadas nos protocolos de dosimetria tradicionais, e aos desequilíbrios localizados do espectro de partículas carregadas. Atento a tal realidade, ao longo deste trabalho buscou-se contribuir com os esforços de determinação de fatores de correção que aumentem a concordância entre os diversos métodos e instrumentos de dosimetria, e melhorem a precisão do planejamento clínico destas técnicas. Foram realizadas diversas simulações computacionais de campos estáticos de feixes de raios X colimados por cones de radiocirurgia estereotáxica, estas visando a reprodução das exposições empregadas na rotina clínica de calibração de um Acelerador Linear operando em modo de fótons com energia nominal de 6 MeV. O setup da dosimetria numérica cobriu quatro diferentes configurações: a exposição de um volume de água, por meio do código DOSXYZnrc, além da exposição de três diferentes dosímetros especializados, sendo, um diodo dosímetro, um *single crystal diamond detector* e uma câmara de ionização tipo *Pin Point*. Estas três últimas realizadas por meio do código *egs_chamber*. Os resultados alcançados demonstraram o potencial do Método de Monte Carlo para a reprodução do comportamento dosimétrico dos feixes modelados e para a quantificação da contribuição de cada um dos fatores perturbadores na composição do comportamento dosimétrico final. O inapropriado dimensionamento da fonte de fótons no cabeçote do acelerador, mostrou-se como uma significativa fonte de erros perturbadores dos *relative output factors* medidos em água. Foi observado ainda, que o nível de colimação empregado para a obtenção dos pequenos campos, provoca influências tais sobre o perfil lateral de dose, que podem resultar em imprecisões no dimensionamento lateral dos feixes de até 10%. A modelagem e simulação de dosímetros especializados, em uma amostragem ampla dos campos clínicos mais comuns, permitiu a determinação de *stopping power ratios* e dos fatores de perturbação de cada um dos componentes das geometrias destes instrumentos. Estes fatores individualizados, mostraram os agentes causadores da perturbação total que um dosímetro provoca no espectro local em uma exposição clínica real. Finalmente, o cálculo e a utilização dos fatores de correção sugeridos nas metodologias de dosimetria de campos não-convencionais, promoveram um melhor ajuste entre as doses medidas pelos dosímetros, com aquelas quase-pontuais calculadas diretamente na água. Esta comparação revelou as potencialidades destas técnicas para o aumento da confiabilidade e da garantia de segurança nas exposições médicas que empreguem pequenos campos. Os resultados somam-se aos esforços mundialmente difundidos, que buscam quantificar e aperfeiçoar a utilização dos pequenos campos, dada a multiplicidade de instrumentos de dosimetria e de sistemas de colimação.

Palavras-chave: Radioterapia, Pequenos Campos, Raios X, Dosimetria, Monte Carlo

Abstract

The improvement of radiotherapy techniques has been conducted in order to prioritize the protection of healthy tissues, innovation in dosimetric conformation methodologies and the increase of its curative, ablative or analgesic efficacy. The most recent implementations have largely employed static fields with dimensions less than $4 \times 4 \text{cm}^2$ and dynamic fields. These configurations have fundamentally different specificities than those present in the conventional expositions, therefore, they required the creation of new dosimetric models. Its special features refer to the non-establishment of the idealized physical conditions in the traditional dosimetry protocols, and the localized charged particle disequilibrium. In view of this reality, was sought to contribute to the determination of correction factors that increase the agreement between the different dosimetry methods and instruments, and to improve the accuracy of the clinical planning of these techniques. Throughout the research, several computational simulations of static fields of X-ray beams collimated by stereotactic radiosurgery cones were performed, these simulations aiming to reproduce the exposures used in the clinical routine of Linear Accelerator calibration operating in photon mode with nominal energy of 6 MeV. The setup of the numerical dosimetry covered four different configurations: the exposure of a volume of water, using the DOSXYZnrc code, in addition to the exposure of three different specialized dosimeters, being a dosimeter diode, a single crystal diamond detector and a Pin Point ionization chamber. These last three are done using the egs_chamber code. The results showed the potential of the Monte Carlo Method for the reproduction of the dosimetric behavior of the modeled beams and for the quantification of the contribution of each of the disturbing factors in the final dosimetric behavior. The inadequate dimensioning of the photon source at the linear accelerator head, proved to be a significant source of disturbing errors of relative output factors measured in water. It was also noted that the level of collimation used to obtain the small fields causes such influences on the lateral dose profile, which can result in inaccuracies in the lateral sizing of the beam of up to 10%. The modeling and simulation of specialized dosimeters, in a wide sampling of the most common clinical fields, allowed the determination of stopping power ratios and the perturbation factors of each of the components of the geometries of these instruments. These individualized factors have shown the causative agents of the total disturbance that a dosimeter causes in the local spectrum at a real exposure. Finally, the calculation and the use of the correction factors suggested in the unconventional field dosimetry methodologies, promoted a better adjustment between doses measured by the dosimeters, with those quasi-punctual calculated directly in the water. This comparison revealed the potential of these techniques for increasing reliability and safety assurance in medical exposures employing small fields. These results are in addition to the worldwide efforts to quantify and improve the use of small fields, given the multiplicity of dosimetry instruments and collimation systems.

Keywords: Radiotherapy, Small Fields, X-Rays, Dosimetry, Monte Carlo.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Dose relativa na profundidade de dose máxima, como função das dimensões do campo.	24
Figura 2 – Lars Leksell no ciclotron de Uppsala.	28
Figura 3 – Composição geométrica da penumbra em campos convencionais e em pequenos campos.	32
Figura 4 – Fluência Φ de partículas carregadas contínua nos meios A e B.	34
Figura 5 – Câmara tipo <i>Pin Point</i> indicada pelo fabricante para dosimetria de pequenos campos. a) Vista espacial. b) Vista em corte.	41
Figura 6 – Espectro de elétrons secundários obtidos na profundidade de dose máxima de um feixe de fótons com energia de 6MV, colimado por um cone esterotáxico de 9 mm de diâmetro.	41
Figura 7 – Convergência da média dos resultados do experimento aleatório.	47
Figura 8 – Convergência das frequências relativas das médias de 1000 lançamentos de dados para uma distribuição normal.	48
Figura 9 – Curva de densidade de probabilidade de atenuação do feixe em relação à profundidade.	50
Figura 10 – Resultados da determinação da intensidade do feixe na profundidade de 4 cm obtidos pelo Método de Monte Carlo.	51
Figura 11 – Série histórica do número de publicações indexadas na PubMed que utilizaram os principais códigos de Monte Carlo nas áreas de Radioterapia, Radiodiagnóstico e Medicina Nuclear.	53
Figura 12 – Dados obtidos experimentalmente e teoricamente pelos códigos BE-AMnrc e MCNP5. a) Percentual de dose em profundidade. b) Perfil lateral de dose.	54
Figura 13 – Seções de choque específicas e total para interação de fótons com a água.	55
Figura 14 – Representação esquemática do processo de determinação do $OR_{det_{MC}}^{f_{clin}}$	59
Figura 15 – Esquema de simulação de um dosímetro de diamante para a determinação dos fatores de perturbação de cada componente do projeto.	61
Figura 16 – Estrutura de componentes de um modelo de cabeçote de acelerador linear.	63
Figura 17 – Esquema de simulação para aumento da estatística de partículas em sistemas de múltiplos campos abertos.	64
Figura 18 – Esquema de simulação para aumento da estatística de partículas em sistemas de colimação de SRS.	66
Figura 19 – Representação gráfica da estrutura do modelo do acelerador CLINAC 600CD.	68

Figura 20 – Visão tridimensional da geometria do modelo de acelerador CLINAC 600CD. Na imagem podem ser vistas ainda as trajetórias de fótons (em amarelo) e de elétrons (em azul) geradas para uma simulação de 1000 histórias.	69
Figura 21 – Representação gráfica da estrutura do modelo do acelerador CLINAC C2100.	70
Figura 22 – Visão tridimensional da geometria do modelo de acelerador CLINAC C2100.	71
Figura 23 – Ilustração do posicionamento de um <i>phase space files</i> sobre um objeto simulador de água.	76
Figura 24 – Ilustração espacial de um volume sensível composto de água para a dosimetria de pequenos campos.	77
Figura 25 – Posicionamento dos detectores de água no interior do objeto simulador.	78
Figura 26 – Representação espacial do dosímetro PTW 60019.	80
Figura 27 – Representação espacial do dosímetro PTW 60016.	80
Figura 28 – Curvas de isodose compostas nas direções de obtenção do perfil lateral de dose (a) e do PDP (b).	82
Figura 29 – Densidade de incidência de fótons na base do filtro de cobre do alvo do acelerador linear CLINAC C2100. A parte mais clara representa a ocorrência de fótons.	84
Figura 30 – Diagrama de incerteza dos feixes simulados.	89
Figura 31 – Diagrama de incertezas da dose em profundidade, tomado para voxels colocados na direção do eixo central de um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$	89
Figura 32 – Percentual de dose em profundidade do campo $4 \times 4 \text{ cm}^2$	90
Figura 33 – Percentual de dose em profundidade do campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$	90
Figura 34 – Perfil lateral do campo $4 \times 4 \text{ cm}^2$	91
Figura 35 – Perfil lateral do campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$	92
Figura 36 – Perfil lateral do campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$	93
Figura 37 – Distribuição espectral de fótons medidos na superfície do objeto simulador.	94
Figura 38 – Incertezas em profundidade e laterais de campos $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$	95
Figura 39 – Percentuais de dose em profundidade.	96
Figura 40 – Perfis laterais de dose em diversas profundidades do objeto simulador para o campo de $4 \times 4 \text{ cm}^2$	97
Figura 41 – Perfis laterais de dose em diversas profundidades do objeto simulador para o campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$	97
Figura 42 – Perfis laterais de dose em diversas profundidades do objeto simulador para o campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$	98

Figura 43 – Densidade planar de distribuição de fótons obtida com uma fonte de elétrons primordiais de 0,01 cm.	99
Figura 44 – Densidades planares de distribuição de fótons para diversos valores de RBEAM.	100
Figura 45 – Variação do FWHM em função do parâmetro RBEAM.	101
Figura 46 – Fluências energéticas normalizadas no alvo.	102
Figura 47 – Percentual de dose em profundidade para os 9, 21, 33 e 39 mm.	103
Figura 48 – Perfís laterais de dose dos cones de 9, 21, 33 e 39 mm.	104
Figura 49 – <i>Relative Output Ratios</i> medidos diretamente na água como função das dimensões dos cones e do parâmetro DSOURCE das simulações do acelerador linear.	105
Figura 50 – Comparação entre os <i>Relative Output Factor</i> medidos experimentalmente por Sonja <i>et al.</i> (2011) e os obtidos teoricamente neste trabalho.	106
Figura 51 – Percentuais de Dose em Profundidade e Perfis Laterais de Dose para campos colimados com cones de radiocirurgia.	107
Figura 52 – Dose máxima em função das dimensões do campo.	107
Figura 53 – Perfís laterais de dose para cones de SRS com diâmetros nominais de 9, 12, 15, 18, 21, 24, 27, 30, 33, 36, 39 e 42 milímetros	108
Figura 54 – Discrepâncias percentuais absolutas entre as dimensões nominais de cada campo e o FWHM da dose.	109
Figura 55 – Dose e Kerma de Colisão em profundidade.	110
Figura 56 – Variabilidade da dose na câmara monitora devido à variações das dimensões do campo.	111
Figura 57 – PDP's determinado no volume sensível dos dosímetros e diretamente em água.	112
Figura 58 – Valores de $\Omega^{f_{clin}, f_{msr}}$ e de $k_{Q_{msr}, Q}^{f_{msr}, f_{ref}}$ dos dosímetros simulados como função das dimensões dos campos.	112
Figura 59 – $k_{Q_{msr}, Q}^{f_{msr}, f_{ref}}$ reportados por publicações recentes e compiladas por Coste <i>et al.</i> (2017).	113
Figura 60 – Valores absolutos da dispersão dosimétrica da razão $\frac{D_{detMC}^{f_{clin}}}{D_{detMC}^{f_{msr}}}$	114
Figura 61 – Perturbações parciais dos dosímetros determinadas pelo método de Wulff <i>et al.</i>	115
Figura 62 – Percentuais de dose em profundidade corrigidos pela aplicação dos $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ e do p_{tot}	119
Figura 63 – Esquema de modelagem do dosímetro PTW 31016, Câmara de Ionização tipo <i>Pin-Point 3D</i> para a dosimetria de fótons de alta energia.	133
Figura 64 – Esquema de modelagem do dosímetro PTW 60019, Dosímetro de Diamante do tipo <i>SCDD</i> para a dosimetria de fótons e elétrons.	141

Figura 65 – Esquema de modelagem do dosímetro PTW 60016, Diodo Dosímetro
tipo P indicado para campos de fótons. 147

Lista de tabelas

Tabela 1	– Representação percentual das seções de choque microscópicas em relação à seção de choque total.	56
Tabela 2	– Descrição s <i>Phase space files</i>	88
Tabela 3	– Valores de densidade superficial de partículas no plano de registro dos arquivos de espaço de fase (base do colimador secundário).	95
Tabela 4	– Discrepância Absoluta Média (DAM) entre o Kerma de Colisão e a Dose em profundidade abaixo do ponto de dose máxima.	110
Tabela 5	– Razões $\left(\frac{D_{monitor_{MC}}^{f_{msr}}}{D_{monitor_{MC}}^{f_{clin}}}\right)$ obtidas para o acelerador CLINAC C2100.	111
Tabela 6	– Fatores de perturbação parciais e totais do dosímetro 31016 no campo f_{msr}	116
Tabela 7	– Fatores de perturbação parciais e totais do dosímetro PTW 60019 no campo f_{msr}	116
Tabela 8	– Fatores de perturbação parciais e totais do dosímetro PTW 60016 no campo f_{msr}	116
Tabela 9	– Dispersões médias da razão $\left(\frac{D_{monitor_{MC}}^{f_{msr}}}{D_{monitor_{MC}}^{f_{clin}}}\right)$ com e sem aplicação do fator p_{tot}	118

Lista de abreviaturas e siglas

AAPM	Associação Americana de Físicos em Medicina, do inglês <i>American Association of Physicists in Medicine</i> .
CGS	<i>Constructive Solid Geometry</i> .
CM	Módulo Componente
CoP	Código de Práticas, do inglês <i>Code of Practice</i> .
CVD	Deposição Química de Vapor, do inglês <i>Chemical Vapour Deposition</i> .
DAM	Distribuição Amostral Média.
FWHM	Largura à Meia Altura, do inglês <i>Full Width at Half Maximum</i> .
HPHT	<i>High Pressure and High Temperature</i> .
IAEA	Agência Internacional de Energia Atômica, do inglês <i>International Atomic Energy Agency</i> .
IMRT	Radioterapia de Intensidade Modulada, do inglês <i>Intensity-Modulated Radiation Therapy</i> .
KDE	Análise de Densidade de <i>Kernel</i> , do inglês <i>Kernel Density Estimation</i> .
LINAC	Acelerador de Partículas, do inglês <i>Linear Particle Accelerator</i> .
MLC	Colimador Multilâminas, do inglês <i>Multileaf Collimator</i> .
MMC	Método de Monte Carlo.
PDP	Percentual de Dose em Profundidade.
PTV	Volume de Alvo Planejado, do inglês <i>Planning Target Volume</i> .
OAR	<i>Off-axis Ratio</i> .
SCDD	<i>Single Cristal Diamond Detector</i> .
SBRT	Radioterapia Estereotáxica de Corpo, do inglês <i>Stereotactic Body Radiotherapy</i> .
SRS	Radiocirurgia Estereotáxica, do inglês <i>Stereotactic Radiosurgery</i> .
SRT	Radioterapia Esterotáxica, do inglês <i>stereotactic Radiotherapy</i> .
TPR	<i>Tissue Phantom Ratio</i> .

VBMCA *Voxel Based Monte Carlo Algorithm*

VRT Técnica de Redução de Variância, do inglês *Variance Reduction Technique*.

Lista de símbolos

α/β	Razão entre os coeficientes linear e quadrático de uma curva de sobrevivência celular.
σ_{Tot}	Seção de choque Total.
σ_{PEA}	Seção de choque para absorção fotoelétrica.
σ_{CS}	Seção de choque para espalhamento coerente.
σ_{IS}	Seção de choque para espalhamento incoerente.
σ_{PPN}	Seção de choque para produção de pares em campos nucleares.
σ_{PPE}	Seção de choque para produção de pares em campos eletrônicos.
\vec{r}	Vetor Posição.
\vec{u}	Vetor Deslocamento.
$\phi(\vec{r}, E, \vec{u})$	Fluência diferencial de partículas.
E	Energia total de uma partícula.
d_{max}	Dose máxima medida em profundidade.
$D_{w,z}$	Dose em água medida na profundidade z .
\bar{D}_m	Dose em média um meio diferente de água, obtida nas mesmas condições que $D_{w,z}$.
$f(Q)$	
$\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_w$	<i>mass energy absorption coefficient</i> para a água (w).
$\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_m$	<i>mass energy absorption coefficient</i> para o meio (m).
$\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_{w,m}$	<i>stopping power ratio</i> entre os meios w e m .
$\frac{L(E,\Delta)}{\rho}$	<i>restricted collision mass stopping power</i> .
$\frac{S_{col}(\Delta)}{(\rho)}$	<i>unrestricted collision mass stopping power</i> .
Δ	Energia de absorção de elétrons no meio m .
$P(Q)$	Fator de perturbação devido ao não estabelecimento de condições de equilíbrio eletrônico.

$\frac{d\Phi_{w,z}}{dE}$ e $\frac{d\Phi_{m,z}}{dE}$	Fluências energéticas de elétrons dos meios w e z .
β	Coefficiente de atenuação do meio m componente de um detector.
L	Dimensões do detector.
$\bar{S}_{m,w}$	Razão média dos $\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_{w,m}$.
f_{msr}	<i>Machine-specific reference field</i>
f_{clin}	Feixe clínico não padrão (<i>small field</i>).
Q_{msr}	Qualidade do feixe f_{msr} .
$M_{Q_{msr}}$	Leitura do dosímetro no feixe f_{msr} .
N_{D,W,Q_0}	É o fator de calibração do dosímetro em termos da dose absorvida na água obtido de um laboratório de dosimetria padrão.
k_{Q,Q_0}	Correção para as diferenças entra a qualidade do feixe clínico Q e o feixe do laboratório de dosimetria padrão Q_0 .
$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$	Dose em água profocada pelo feixe f_{msr} .
$k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$	Correção para as diferenças entre os feixes de qualidade Q_{msr} e Q .
$D_{w,Q}^{f_{ref}}$	Dose em água provocada pelo feixe de qualidade Q .
$M_Q^{f_{ref}}$	Leitura do dosímetro obtida nas mesmas condições de $D_{w,Q}^{f_{ref}}$.
$D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}$	Dose em água provocada pelo feixe f_{clin} .
$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$	<i>Field factor</i> ou <i>output factor</i> .
$\Phi(P)_{med}$	Fluência eletrônica média no meio m .
$\bar{\Phi}_{det}$	Fluência eletrônica média no detector.
p_{dis}	Perturbações provocadas pela substituição de um determinado volume de água pelo ar no interior da câmara de ionização.
p_{wall}	Perturbação provocada pela produção de elétrons secundários na parede da câmara de ionização.
p_{cel}	Perturbação devida à não equivalência do eletrodo central com o ar.
p_{cav}	Perturbação na fluência eletrônica provocada pelo ar no interior da câmara de ionização quando esta é utilizada para a dosimetria de elétrons.

$s_{w,air}$	<i>Stopping power ratio</i> entre o ar e a água.
K	Energia cinética de um partícula.
ξ	Número aleatório.
\bar{X}	Distribuição amostral média.
\bar{X}_i	Elementos de uma amostra.
μ	Média da amostra X .
σ^2	Variância de uma amostra.
I	Intensidade de um feixe de partículas monocromático.
μ_M	Seção de choque macroscópica.
e	Número de Euler.
$p(x)$	Probabilidade de atenuação do feixe.
t_i	Valor retornado por um gerador de números aleatórios.
s_i	Valor retornado por um gerador de números aleatórios que atende à condição verdade.
θ	Ângulo polar de espalhamento incoerente de um fóton.
k	Energia do fóton incidente no espalhamento incoerente.
k'	Energia do fóton espalhado no espalhamento incoerente.
r_0	Raio eletrônico clássico].
Z	Número atômico.
$\frac{d\sigma_{KN}}{d\theta}$	Seção de choque direcional do Espalhamento Incoerente.
$J(p_z)$	<i>Hartree-Fock Compton profiles</i> .
$ \psi(\vec{p}) ^2$	Solução da equação de onda do elétron envolvido no espalhamento incoerente.
Ω	Ângulo sólido (θ, ϕ) .
ν	Frequência do fóton.
e_c	Carga eletrônica.
m	Massa relativística.

U	Função do comportamento spintrônico do elétron.
$A'_p(Z, k)$	Correção empírico para aperfeiçoamento da seção de choque de produção de pares em baixas energias.
$f_c(k, Z)$	Correção coulombiana da seção de choque de produção de pares no campo nuclear.
$\phi_i(\delta)$	Função da dispersão angular randômica dos pares pósitron elétron.
E_+, E_-	Energias totais dos pósitrons e elétrons produzidos no campo nuclear.
$Dif\%$	Desvio experimental do <i>output ratio</i> .
$TPR_{20,10}$	Razão entre as doses obtidas no isocentro do acelerador quando este é colocado à 20 cm de profundidade pela dose obtida quando este é colocado à 10 cm de profundidade dentro de um objeto simulador de água.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	23
1.1	Justificativa	24
1.2	Objetivos	25
1.2.1	Objetivo Geral	25
1.2.2	Objetivos Específicos	26
2	NOVAS TÉCNICAS DE RADIOTERAPIA	27
2.1	Breve Histórico	27
2.1.1	Radiocirurgia Estereotáxica (SRS)	27
2.1.2	Radioterapia Estereotáxica (SRT)	28
2.1.3	Radioterapia Corporal Estereotáxica (SBRT)	29
2.1.4	Radioterapia de Intensidade Modulada (IMRT)	29
2.2	Os pequenos campos de RT	30
2.2.1	Caracterização da Fonte de Fótons e dos Efeitos de Penumbra	31
2.2.2	A Física dos Pequenos Campos Estáticos de Raios X	34
2.2.3	Dosimetria dos Pequenos Campos Estáticos de Raios X	38
2.2.4	Fatores de Perturbação de Dosímetros	40
3	O MÉTODO DE MONTE CARLO COMO FERRAMENTA DE ANÁLISE DOS PEQUENOS CAMPOS DE RT	44
3.1	O Método de Monte Carlo	44
3.1.1	Aspectos teóricos do Método de Monte Carlo	45
3.2	Códigos de Transporte de Radiação Ionizante	51
3.3	Física dos Códigos de Transporte de Radiação Ionizante	54
3.3.1	Espalhamento Incoerente	56
3.3.2	Produção de Pares em Campos Nucleares	58
3.4	Dosimetria computacional de pequenos campos utilizando o Método de Monte Carlo	58
3.5	Determinação de Fatores de Perturbação p_i dos dosímetros	60
4	METODOLOGIA	63
4.1	Modelagem do Acelerador	63
4.1.1	O código BEAMnrc	66
4.1.2	Descrição da Geometria do LINAC	67
4.1.3	Simulação de Pequenos Campos	72
4.1.4	Registro de Dados em Arquivos de Espaço de Fase	73

4.2	Dosimetria Numérica em Água	74
4.2.1	O código DOSXYZnrc	75
4.2.2	O código <i>cavity</i>	76
4.3	Modelagem dos Dosímetros	78
4.3.1	Câmara Pin-Point	79
4.3.2	<i>Detector de Diamante</i>	79
4.3.3	Diodo Dosímetro	80
4.3.4	Calibração dos Dosímetros	81
4.4	Dosimetria de Campos Convencionais	81
4.4.1	Percentual de Dose em Profundidade	81
4.4.2	Perfis Laterais de Dose	82
4.4.3	Avaliação da qualidade dos feixes	82
4.5	Investigação de Parâmetros de Pequenos Campos	83
4.5.1	Dimensões da Fonte de Fótons	84
4.5.2	Influências do Filtro Aplainador	86
4.5.3	Dimensões Laterais do Campo e Percentual de Dose em Profundidade	86
5	RESULTADOS	88
5.1	Comissionamento dos Aceleradores	88
5.1.1	Clinac 600 CD	88
5.1.2	O acelerador CLINAC C2100	93
5.2	Parâmetros Modificadores dos Campos	99
5.2.1	A Fonte	99
5.3	Perfil Dosimétrico dos Cones	106
5.4	Fatores de Correção e Perturbação	110
5.4.1	Radiação Retro-espalhada	110
5.4.2	Comportamento Físico dos Dosímetros	111
6	CONCLUSÃO	120
	REFERÊNCIAS	122
	Glossário	132
	ANEXO A – CÂMARA DE IONIZAÇÃO PIN-POINT.	133
A.1	Esquema de modelagem	133
A.2	Input da geometria.	134
	ANEXO B – SINGLE CRISTAL DIAMOND DETECTOR - PTW	
	60019.	141

B.1	Esquema de modelagem	141
B.2	<i>Input</i> da geometria.	141
	ANEXO C – DIODO DOSÍMETRO TIPO P PTW 60016.	147
C.1	Esquema de modelagem	147
C.2	<i>Input</i> da geometria.	148

1 Introdução

A evolução das técnicas e protocolos disponíveis para o tratamento de câncer, utilizando radiações ionizantes, têm introduzido novos paradigmas teóricos e práticos para a garantia da qualidade e confiabilidade dessas técnicas.

Os recursos e métodos desenvolvidos desde as primeiras unidades de ortovoltagem e cobalto, até as atuais, e ainda incipientes, técnicas de conformação quadridimensionais são muito variados. Deste escopo é importante dedicar especial atenção às técnicas que se valem de pequenos campos de raios X ou mesmo de campos dinâmicos para alcançar seus objetivos e conferir vantagens sobre as antecessoras. Destacam-se de forma pronunciada a Radiocirurgia (RS) e a Radioterapia de Intensidade Modulada (IMRT), por já serem técnicas amplamente difundidas no Brasil, porém não totalmente consolidadas.

Atualmente os pequenos campos são produzidos pela implementação de ferramentas de colimação em aceleradores lineares convencionais, por meio de Cones e Colimadores Multilâminas (MLC) ou por dispositivos dedicados a este propósito, como *Cyberknifes* e *Gamma Knifes*. Esta multiplicidade de tecnologias utilizadas para a produção dos feixes, dificulta a padronização dos protocolos para a realização das exposições clínicas, já que a colimação intensa dos feixes maximiza as diferenças dosimétricas devido à multiplicidade de implementações das fontes, dos filtros aplainadores e sistemas de colimação, próprios de cada fabricante.

As especificidades físicas das técnicas mencionadas também impactaram sobre a viabilidade de utilização dos tradicionais instrumentos de dosimetria, exigindo o desenvolvimento de novos dosímetros e de novas técnicas de utilização desses.

Com a finalidade de equalizar as discrepâncias introduzidas pelas técnicas que utilizam pequenos campos, novos protocolos de controle de qualidade e dosimetria, específicos para cada técnica, têm sido propostos por várias agências reguladoras e grupos de pesquisa, porém, até o momento, as propostas ainda apresentam divergências entre si que colocam sob suspeita a total eficácia de seus métodos (DAS; DING; AHNESJO, 2008; DIETERICH *et al.*, 2011; SCHELL *et al.*, ; ANTYPAS; PANTELIS, 2008).

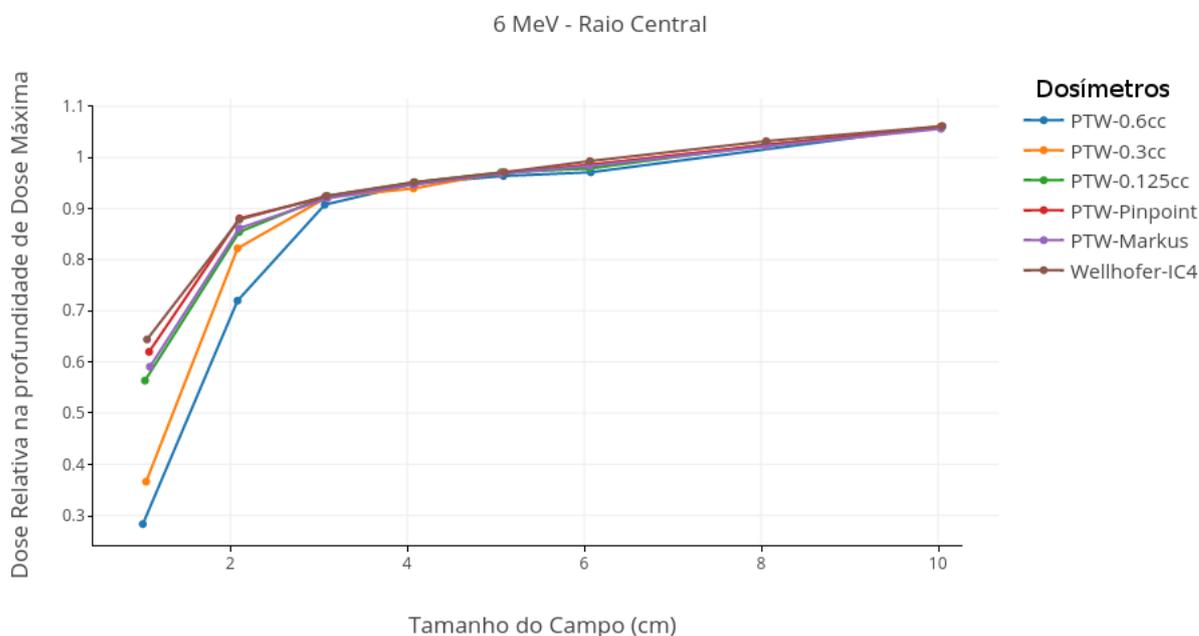
Durante o desenvolvimento deste trabalho foram realizadas investigações para listar as diversas fontes de perturbação presentes nas exposições clínicas colimadas por cones de radiocirurgia, a resposta física de diferentes dosímetros recomendados para a dosimetria de pequenos campos e os impactos desta multiplicidade de parâmetros sobre a deposição local de dose.

1.1 Justificativa

Dados obtidos em pesquisas recentes, com iniciativas coordenadas, principalmente, pela Associação Americana de Físicos em Medicina (AAPM) e pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), têm revelado a magnitude das imprecisões dosimétricas introduzidas pela diminuição do tamanho dos campos, a falta de equilíbrio eletrônico e as diferentes características dos dosímetros (SAUER; WILBERT, 2007; DAS; DING; AHNESJO, 2008; ALFONSO *et al.*, 2008).

Os gráfico das Figura 1, apresenta curvas nas quais se pode observar a discrepância entre a leitura de múltiplos dosímetros quando os tamanhos dos campos são inferiores a um valor aproximado de $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Relativismos desta natureza são comuns para diversos parâmetros associados à obtenção de pequenos campos, não se restringindo apenas à medida da dose máxima. Eles introduzem imprecisões nos tratamentos clínicos que utilizam os pequenos campos, exatamente pelo fato de impossibilitarem a obtenção de um nível satisfatório de confiabilidade durante a calibração desses feixes.

Figura 1 – Dose relativa na profundidade de dose máxima, como função das dimensões do campo.



Fonte: DAS,2008.(adaptado)

Conforme pode ser inferido pela análise dos dados apresentados nos gráficos, a discrepância entre as leituras tende a aumentar significativamente com a diminuição do tamanho do campo, apontando para um agravamento das imprecisões para campos mais colimados.

Pesquisas recentes, têm demonstrado a eficiência das simulações utilizando o Método Monte Carlo para o aumento da confiabilidade das leituras realizadas por diferentes tipos

de dosímetros, quando adequados fatores de correção são empregados (MCCAFFREY *et al.*, 2004; POPESCU *et al.*, 2005; CRANMER-SARGISON *et al.*, 2011; CHARLES *et al.*, 2014).

Fatores de correção também têm sido empregados na dosimetria experimental, garantindo um nível de confiabilidade ótimo para os campos tratados dessa maneira. Todavia, essas grandezas ainda se comportam de forma muito específica para serem generalizadas e apresentam grande dependência com a energia do feixe, o método de colimação, a geometria do acelerador linear e o dosímetro utilizado para a calibração. Por isso as correções devem ser determinadas caso a caso, considerando as especificidades do conjunto no qual serão aplicadas (ALMAVIVA *et al.*, 2008; CRANMER-SARGISON *et al.*, 2011; VENANZIO *et al.*, 2013; CIANCAGLIONI *et al.*, 2012; CZARNECKI; ZINK, 2013; O'BRIEN; LEÓN-VINTRÓ; MCCLEAN, 2016).

Publicações recentes, têm evidenciado a necessidade da iniciativa de pesquisas que se concentrem em 5 linhas principais (DAS; DING; AHNESJO, 2008):

1. Desenvolvimento de novos protocolos para dosimetria de pequenos campos e dosimetria de outras classes campos não padrões;
2. Desenvolvimento de detectores de pequeno volume que provoquem o mínimo de perturbação no meio devido à sua presença e composição;
3. Utilização de métodos de Monte Carlo para a determinação da dose em regiões de inhomogeneidade;
4. Utilização de simulações de Monte Carlo para a obtenção de parâmetros que corrijam as leituras dos dosímetros disponíveis;
5. Implementação de novos algoritmos de Monte Carlo que busquem o desenvolvimento de um modelo base para a dosimetria de pequenos campos para exposições médicas;

Em consonância com tais demandas, este trabalho se propõe a avaliar as características físicas dos pequenos campos de fótons e o comportamento de dosímetros especialistas utilizados para sua dosimetria. Determinando, nos casos pertinentes, os fatores de correção aplicáveis a estes instrumentos.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo Geral

Determinar os fatores de correção para múltiplos dosímetros, como uma função do tamanho do campo em feixes de radiocirurgia por meio da comparação entre dados

experimentais e de dados teóricos obtidos pelo Método de Monte Carlo.

1.2.2 Objetivos Específicos

1. Pesquisar e selecionar, em bibliografia recente, os códigos de transporte de radiação, baseados em Monte Carlo mais adequados para a modelagem e simulação de sistemas de radioterapia;
2. Simular exposições de campos padrões para verificar a confiabilidade do código Monte Carlo escolhido, através da confrontação dos dados teóricos com exposições experimentais;
3. Realizar dosimetria numérica dos pequenos campos para aquisição de dados físicos dos campos;
4. Quantificar teoricamente, os fatores de correção aplicáveis às leituras dos diferentes detectores especialistas na dosimetria de pequenos campos, quando estes forem empregados para a obtenção de doses em campos colimados por cones de radiocirurgia;

2 Novas técnicas de Radioterapia

As técnicas de radioterapia desenvolvidas ulteriormente, se dedicam principalmente à provisão de novos recursos que sejam cada vez mais eficazes no combate às lesões, neoplásicas ou não, para as quais sejam indicadas. Esforços neste sentido têm sido noticiados por pesquisadores de todo o mundo, e a cada dia, as imprecisões de técnicas mais defasadas de radioterapia são sanadas pela implementação de recursos novos e eficientes (TYLER *et al.*, 2016; VAQUE *et al.*, 2017; BARRETT; KNILL, 2016).

No contexto da radioterapia, deve-se entender *eficiência* como, a capacidade que uma determinada técnica possui de promover a regressão do volume tumoral provocando o mínimo de danos a tecidos sadios (PODGORSAK, 2005; LEVITT *et al.*, 2006; MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007). Com esse propósito três técnicas destacam-se: A Radiocirurgia Estereotóxica (SRS), a Radioterapia Estereotóxica Corporal (SBRT) e a Radioterapia Estereotóxica (SRT). Ainda deve se destacar uma quarta técnica, a Radioterapia de Intensidade Modulada que, mesmo empregado princípios norteadores diferentes daqueles utilizados nas técnicas mencionadas, provoca situações físicas semelhantes às enumeradas.

2.1 Breve Histórico

2.1.1 Radiocirurgia Estereotóxica (SRS)

A SRS é uma técnica que foi inicialmente proposta por *Lars Leksell* em um artigo publicado em 1951. Leksell, foi um neurocirurgião e inventor sueco cujas contribuições para este ramo da radioterapia foram tão extensas e significativas que seu legado, herdado pelos filhos Lawrence e Daniel, deu origem a ELEKTA, uma das maiores empresas de tecnologia médica do mundo (BENEDICT *et al.*, 2015; NIEDER; GROSU; GASPAR, 2014).

Em seus trabalhos Leksell propôs inicialmente uma técnica baseada em campos estáticos de raios X obtidos através de uma unidade de ortovoltagem, por meio da qual a dose seria administrada em fração única, ao passo que a imobilização e o correto posicionamento do paciente eram então garantidos pelo uso de um *stereotactic frame* desenvolvido a partir dos primeiros quadros estereotóxicos propostos por Horsley e Clarke. Por ocasião do simultâneo desenvolvimento dos ciclotrons, as unidades de ortovoltagem foram abandonadas por Leksell, que então passou a utilizar feixes de prótons derivados do acelerador da *Uppsala University* (LEKSELL, 1983; CHIN, 2008). A figura 2 mostra o Dr. Leksell conferindo o posicionamento de um paciente prestes à ser exposto a um campo de

prótons acelerados pelo ciclotron da universidade onde realizou seus primeiros testes com radiocirurgia.

Figura 2 – Lars Leksell no ciclotron de Uppsala.



Fonte: BENEDICT *et al.*, 2015.

Lars Leksell e sua equipe, após o parcial estabelecimento de sua técnica de SRS, ainda desenvolveu o conceito de *Gamma Knife*. Seu projeto visava facilitar o acesso de pacientes com indicação de radiocirurgia, a serviços de radioterapia especializados, tendo em vista as dificuldades de locomoção e de acomodação dos pacientes nos centros de pesquisa onde ciclotrons estavam localizados.

O *Gamma Knife* de Leksell era composto por 179 fontes de cobalto em um arranjo hemisférico. O aparato tornou-se operacional em 1968, pouco mais de um ano após a apresentação da proposta da técnica pelo pesquisador. Sob sua supervisão, duas unidades foram construídas, a do *Sophiahemmet Hospital* em Estocolmo, manufaturada pela Mottola (empresa sueca do ramo de construção naval), e a do *Karolinska Hospital* (CHIN, 2008; BENEDICT *et al.*, 2015).

2.1.2 Radioterapia Estereotáxica (SRT)

Em 1989 com o advento do Modelo Linear Quadrático e simultâneo avanço da radiobiologia, o não fracionamento da dose, adotado na SRS, passou a ser questionado por especialistas como o físico Jack Fowler e a Radioncologista Nancy Tarbell, o primeiro chegou a afirmar sobre a SRS não fracionada; "...bad biology saved by good physics" (BENEDICT *et al.*, 2015, p.28).

Devido a este posicionamento, estes pesquisadores lideraram em Harvard iniciativas de pesquisa na utilização dos conceitos básicos da SRS, porém associado à já conhecida técnica de fracionamento. Assim, eles estabeleceram os princípios básicos da, Radioterapia Estereotáxica que utiliza campos semelhantes aos da SRS, mas mantendo os esquemas de fracionamento convencionais (FOWLER, 1989).

Essa discussão iniciada pelos pesquisadores de Havard no final da década de 80, ainda não terminou. Muito ainda é debatido a respeito da utilização de exposições não-fracionadas e a utilização de esquemas de fracionamento convencionais extrapolando o escopo dos temas sobre os quais versa este trabalho, para entrar no domínio da radiobiologia e colocar em pauta a justificação de uma ou outra, através de uma argumentação teórica que discute Dose Biológica Efetiva, Eficiência Relativa e Razão α/β (KIM *et al.*, 2011; IKUSHIMA *et al.*, 2000; MANNING *et al.*, 2000; LINDVALL *et al.*, 2005; WIGGENRAAD *et al.*, 2011).

Além disto, a fronteira que distingue SRS de SRT é teoricamente muito tênue e Radio-Oncologistas, Físicos Médicos e Radiobiologistas ainda defendem posições as vezes divergentes. Por isso, neste texto foi utilizada a convenção mais difundida na bibliografia para distinguir ambas as técnicas. Serão referidos como SRT apenas os tratamentos intracranianos que se valham do fracionamento convencional e aqueles, também intracranianos, que utilizam doses únicas ou hipofracionadas, serão tratados como SRS (CHIN, 2008).

2.1.3 Radioterapia Corporal Estereotáxica (SBRT)

A técnica conhecida como Radioterapia Corporal Estereotáxica (SBRT) consiste basicamente na migração do uso de pequenos campos e alta conformação de dose, para volumes alvos localizados abaixo da região cervical. As limitações do emprego da técnica se dão basicamente pelas dimensões do volume alvo, já que a conformação de dose característica não pode ser alcançada de forma factível em volumes com diâmetros maiores que 5 cm.

As principais indicações são: para o tratamento de câncer pulmonar, carcinoma hepatocelular, câncer pancreático, câncer renal, neoplasias espinhais e paraespinhais. Oligometástases da região coloretal e de sarcomas, também têm sido tratadas com SBRT. Os esquemas de tratamento geralmente utilizam um número limitado de frações, mas doses biológicas superiores àquelas utilizadas nos esquemas de fracionamento convencionais (CHIN, 2008).

Além do desafio dosimétrico próprio da utilização de pequenos campos, o planejamento desta técnica deve considerar ainda, a mobilidade dos volumes tratados. Nestes casos, imobilizadores especiais podem ser empregados para reduzir o percurso torácico devido aos movimentos de respiração, e os movimentos peristálticos (MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007).

2.1.4 Radioterapia de Intensidade Modulada (IMRT)

A Radioterapia de Intensidade Modulada refere-se a uma técnica de conformação da dose ao volume alvo que visa maximizar a radioproteção dos tecidos circunvizinhos.

Para isto, é utilizado um conjunto de campos multidirecionais, ou até mesmo em um arco contínuo, cujas intensidades e dimensões são planejadas para minimizar a dose nos tecidos sadios, sem comprometer a entrega da dose prescrita no volume alvo (KHAN; GIBBONS, 2014).

Para que a técnica alcance seu objetivo, os campos são determinados segundo a forma do Volume de Planejamento do Alvo (*Planning Target Volume* - PTV) e segundo a demanda por proteção dos tecidos circunvizinhos considerando sua radiosensibilidade, em um tipo de planejamento denominado Planejamento Inverso. Neste processo, campos com pequenas dimensões, podem ser necessários, colocando a IMRT, no conjunto de técnicas que necessitam ser tratadas de forma a contemplar as especificidades dos pequenos campos, problematizadas neste trabalho (LEVITT, 2006).

2.2 Os pequenos campos de RT

A qualificação de um determinado campo de fótons como Pequeno ou Convencional é ainda um tema controverso, pois não existe consenso na literatura sobre um limite que os distinga precisamente. A causa de tal controvérsia, se deve ao fato de que os efeitos que despertam especial preocupação nos Pequenos Campos, também são observados em campos convencionais. No entanto, em campos maiores, os efeitos se manifestam de maneira mais sutil ou até imperceptível, por isso podem ser considerados como desprezíveis (DAS; DING; AHNESJO, 2008).

Assim, o que se observa para contínuas diminuições do tamanho dos campos, é um gradativo aumento da perturbação no comportamento dosimétrico. Quando as dimensões dos campos equivalentes se aproximam de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, estas perturbações passam a ser suficientemente significativas para interferirem de maneira deletéria na entrega da dose aos volumes alvo (LEAO *et al.*, 2016).

As fontes destas interferências são atribuídas a alguns fatores ausentes que são considerados padrões na dosimetria de campos convencionais, como a perda do equilíbrio eletrônico; a obstrução de parte da fonte pelo sistema de colimação do campo e o fato das dimensões do detector serem comparáveis ao tamanho do campo. Estas novas condições físicas inviabilizam a utilização de métodos dosimétricos tradicionais, como por exemplo, o uso da teoria cavitária, seja com seu formalismo tradicional ou com seu formalismo mais recente (MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007; PODGORSK, 2005).

Uma demonstração bastante clara desta questão foi apresentada por Das *et al.* (2008), nela o pesquisador faz uma exploração das discrepâncias nas respostas de diferentes dosímetros comercialmente disponíveis, quando estes são utilizados para a dosimetria de campos convencionais e de pequenos campos. Os resultados apresentados indicam uma grande probabilidade de erros significativos nas doses de exposições médicas

que empregam campos equivalentes menores que $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

2.2.1 Caracterização da Fonte de Fótons e dos Efeitos de Penumbra

Em um acelerador para a geração de pequenos campos clínicos real, a dimensão da fonte de fótons é uma grandeza constante. No entanto, isto não é sempre verdade nos modelos computacionais, um grande número de publicações especializadas têm relatado a importância do correto dimensionamento das fontes de radiação para a eficácia de um modelo de acelerador (CROP *et al.*, 2009; SHAM *et al.*, 2008; CZARNECKI; WULFF; ZINK, 2012; CHARLES *et al.*, 2014).

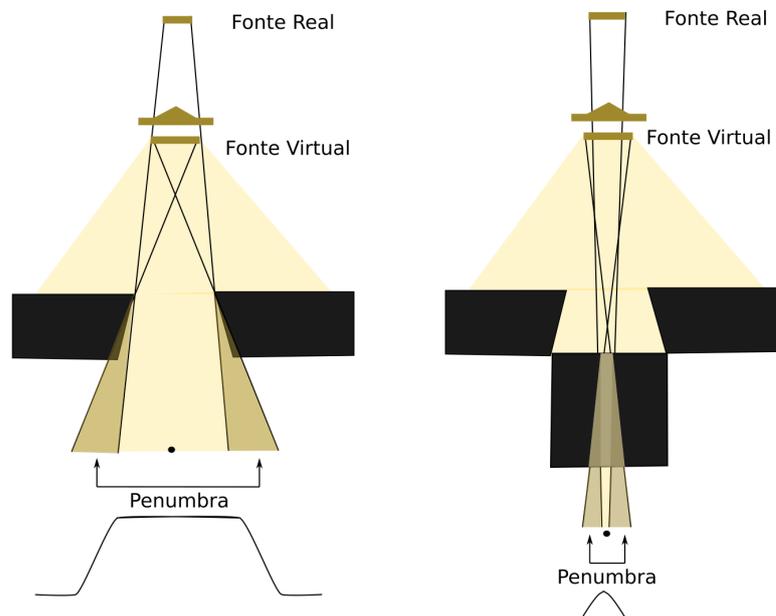
A variabilidade nas dimensões da fonte se deve à liberdade do usuário de selecionar a energia dos elétrons incidentes, as dimensões deste feixe primordial de elétrons e as espessuras do alvo e filtro. Modificações em cada uma destas características traduzem-se em alterações no perfil do feixe de fótons emitido pela fonte (SHEIKH-BAGHERI; ROGERS, 2002).

Apesar disto, as modificações provocadas por uma seleção não ideal de parâmetros, mas que sejam razoavelmente aceitáveis para a aplicabilidade do modelo, implica em pequenas, as vezes imperceptíveis, alterações dosimétricas nas simulações de campos convencionais.

No entanto, quando as simulações se destinam a reprodução de pequenos campos, as dimensões dos campos dosimétricos, tendem a se aproximar das dimensões da fonte. Em muitos casos, é comum que parte ou a totalidade da fonte de fótons seja obstruída pelo sistema de colimação. Esta obstrução provoca um aumento nas dimensões de penumbra do campo, levando inclusive, a uma falha no método de determinação convencional de suas dimensões (DAS; DING; AHNESJO, 2008).

Na Figura 3, pode ser visto uma demonstração geométrica da composição da penumbra. Na primeira imagem, é apresentada a forma de composição da penumbra em campos convencionais, a curva na base da imagem, ilustra a prevalência da homogeneidade do campo devido à planificação do filtro aplainador. Na segunda imagem, a obstrução mais intensa da fonte, provoca uma diminuição da região de homogeneidade, o que faz com que uma fração considerável do campo seja composta pela própria penumbra do feixe.

Além da questão da penumbra, o dimensionamento de pequenos campos é influenciado pelo alcance de partículas secundárias, já que a difusão lateral de partículas carregadas pode, segundo o espectro energético, ser comparável às próprias dimensões do campo. Esta condição, leva a uma extensão da dose lateral do campo que não deve ser negligenciada (DAS; DING; AHNESJO, 2008; CROP *et al.*, 2009).

Figura 3 – Composição geométrica da penumbra em campos convencionais e em pequenos campos.

Fonte: Acervo próprio.

2.2.1.1 Variações de *Stopping Power Ratios*

Como as características do processo de interação da radiação com a matéria são governadas pelas propriedades do meio de interação e pelo espectro do feixe de fótons, como por exemplo, a densidade eletrônica e a massa específica, a inserção de um instrumento sensível ao depósito energético que não seja equivalente ao meio de interação provoca modificações que podem ser significativas no processo de interação da radiação com a matéria.

Considerando a preponderância da estatística de fótons e elétrons durante uma exposição de um volume de água, busca-se conhecer o comportamento das seções de choque e do *mass collision stopping power*, já que estes parâmetros são mandatários na caracterização da interação desses dois tipos de radiação. Todavia, a teoria cavitária é capaz de lidar de maneira satisfatória com a necessidade de se aplicar uma correção às leituras de um dosímetro devido aos efeitos mencionados por meio das *Stopping Power Ratios*.

A ocorrência de fenômenos interativos no instrumento de detecção, em alguns casos, diferentes dos que acontecem no meio padrão de interação, as modificações na qualidade do feixe induzidas pela variação nas dimensões do campo, a ocorrência de uma região extensa de penumbra e o não estabelecimento da condição de equilíbrio eletrônico, provocam modificações significativas no espectro do feixe que resultam em variações nos valores das *Stopping Power Ratios* encontrados na literatura (BOUCHARD *et al.*, 2015; DAS; DING; AHNESJO, 2008).

Devido a estas imprecisões, a grandeza deve ser investigada caso a caso, sem que sejam feitas extrapolações de valores obtidos em um caso específico para outros onde exista a possibilidade de modificações no espectro local (CZARNECKI; ZINK, 2013; BOUCHARD *et al.*, 2015).

2.2.1.2 A questão do Equilíbrio Eletrônico

O conceito de equilíbrio eletrônico foi inicialmente proposto no teorema de Fano, quando este ainda era tratado como fluxo uniforme de partículas. De fato, em uma interpretação Gaussiana, o equilíbrio eletrônico nada mais é que a nulidade do fluxo líquido de partícula ao longo de uma superfície fechada que encerra um ponto do meio material exposto a um feixe de radiação direta ou indiretamente ionizante (ATTIX, 1986; BOUCHARD *et al.*, 2015).

A Equação 2.1 representa o fluxo nulo de partículas onde, \vec{r} e \vec{u} , são respectivamente os vetores posição e deslocamento e E , a energia. $\phi(\vec{r}, E, \vec{u})$ é a fluência diferencial de partículas. Tradicionalmente a consequência mais significativa para a igualdade expressa na Equação 2.1 é a equivalência numérica entre a dose absorvida e o kerma de colisão.

$$\vec{\nabla} \cdot \phi(\vec{r}, E, \vec{u}) = 0 \quad (2.1)$$

Em uma situação ideal, o equilíbrio eletrônico deveria ser observável em qualquer posição (\vec{r}) do meio. No entanto, devido às modificações laterais da fluência de partícula do feixe, as diferentes formas de atenuação que estas parcelas do feixe sofrem e o espalhamento de partículas, isto não acontece (ATTIX, 1986).

Por outro lado, quando se observa a variação da razão entre a dose absorvida e o kerma de colisão na direção do eixo central do feixe a medida que a profundidade aumenta, verifica-se que esta razão permanece quase unitária para profundidades maiores que aquela determinadora da dose máxima d_{max} (ATTIX, 1986), embora, os dados deste trabalho tenham mostrado que esta conservação não se mantém para pequenos campos.

Esta última constatação poderia ser tratada pela utilização do conceito de equilíbrio eletrônico transiente. Para que este fosse empregado de forma satisfatória, o coeficiente angular do decréscimo da curva de dose em profundidade, deveria coincidir com o coeficiente angular do decréscimo do kerma de colisão, o que não acontece em campos muito pequenos (LEAO *et al.*, 2016).

A formulação do conceito de equilíbrio eletrônico para as direções laterais do feixe (x e y), leva ao conceito de equilíbrio eletrônico lateral, matematicamente definido pela

Equação 2.2.

$$\frac{\partial\phi(\vec{r}, E, \vec{u})}{\partial x} = \frac{\partial\phi(\vec{r}, E, \vec{u})}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

Como já foi dito, a planificação do feixe incidente promovida pelo filtro aplainador não é perfeita, inclusive a própria definição do tamanho do campo está associada à seleção de um ponto onde o decréscimo lateral da dose chega a 50%, tradicionalmente conhecido como largura à meia altura ou FWHM (*full width at half maximum*). Assim, o equilíbrio eletrônico lateral só é aproximadamente estabelecido em regiões onde não há contribuição efetiva da penumbra dosimétrica (CROP *et al.*, 2009).

No caso da utilização de pequenos campos, ocorre um comprometimento significativo do equilíbrio eletrônico em profundidade e lateral. Isto porque a colimação do feixe modifica sua qualidade e provoca variações no espectro da radiação incidente. Além disso, a penumbra torna-se predominante na composição da dose o que compromete ou até neutraliza os efeitos de planificação promovidos pelo filtro aplainador (TYLER *et al.*, 2016; VAQUE *et al.*, 2017).

2.2.2 A Física dos Pequenos Campos Estáticos de Raios X

2.2.2.1 Teoria Cavitária

A forma convencional da Teoria Cavitária como proposta por William Henry Bragg (1930) e posteriormente por Louis Harold Gray (1936) é na verdade uma aplicação da definição mais clássica da dose depositada em um ponto.

Para entendê-la considere uma interface entre dois meios diferentes expostos ambos a uma fluência contínua de partículas eletricamente carregadas. Afirmar que a fluência é contínua, implica em que a diferença entre os meios não provoca perturbações no fluxo de partículas e que, portanto, a diferença nas doses entre os meios acontecerá unicamente devido a diferenças em suas densidades de massa.

Figura 4 – Fluência Φ de partículas carregadas contínua nos meios A e B.



Fonte: Acervo próprio.

Para o estabelecimento de uma relação matemática entre as doses depositadas em cada meio, a teoria cavitária sugere que se utilize a razão $f(Q)$ obtida entre as doses nos

meios A e B, conforme mostra a Figura 4 (PERTURBATION..., 1994; ATTIX, 1986; NAHUM, 1996).

Pode-se supor, por exemplo, que se queira determinar a dose em água decorrente da exposição deste meio a campo de fótons de alta energia. A interação destes fótons com a água gera uma estatística de elétrons secundários capaz de provocar uma fluência contínua dessas partículas no ponto z onde se quer determinar a dose $D_{w,z}$. Se um detector quase ideal, de composição homogênea e contínua, mas com outra composição química que não aquela do meio a sua volta, for colocado na mesma posição, então este está sujeito às mesmas condições radioativas, mas por possuir densidade diferente, recebe uma dose D_m diferente (BOUCHARD *et al.*, 2015). Caso o detector seja utilizado como um dosímetro, a dose nele provocada é aquela depositada ao longo de seu volume sensível. Ou seja, a dose não pode ser obtida em um único ponto do detector, mas em um volume finito. O que gera uma segunda razão, além da própria diferença de densidade, para a diferença entre as doses $D_{w,z}$ e D_m .

Para calibrar o detector nesta condição, a fim de que a dose que ele indique seja a depositada em água e não a do volume sensível, realiza-se o procedimento sugerido pela teoria cavitária, que consiste na obtenção da razão descrita pela Equação 2.3

$$f(Q) = \frac{D_{w,z}}{\bar{D}_m} \quad (2.3)$$

onde \bar{D}_m é a dose média no volume sensível do dosímetro.

Considerando o meio como uniforme e homogêneo, então pode-se aplicar a definição de dose ao numerador e denominador da razão anterior, fazendo com que ela assuma a forma da Equação 2.4,

$$f(Q) = \frac{\int_0^{E_{max}} E \frac{d\Phi_{w,z}}{dE} \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_w dE}{\int_0^{E_{max}} E \frac{d\Phi_{m,z}}{dE} \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_m dE} \quad (2.4)$$

Claramente pode-se ver que se a fluência Φ é constante nos dois meios, então a relação toma a forma da Equação 2.5.

$$\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{w,m} = \frac{\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_w}{\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_m} \quad (2.5)$$

onde $\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_w$ e $\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_m$ são respectivamente o *mass energy absorption coefficient* para a água (w) e o meio componente do detector (m). Enquanto $\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{w,m}$ é conhecido como a *stopping power ratio* para a interface entre os meios m e w .

As simplificações realizadas entre as equações 2.3 a 2.5, só são possíveis mediante o estabelecimento do equilíbrio eletrônico no volume onde a dose média \bar{D}_m e a dose pontual $D_{w,z}$ são obtidas (MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007).

2.2.2.2 Interpretação Moderna da Teoria Cavitária

Devido ao emprego de técnicas radioterápicas que utilizam campos não padrões, e à disponibilização de dosímetros baseados em tecnologias diferentes das tradicionais câmaras de ionização, a formulação de Bragg-Gray para a teoria cavitária precisou ser aperfeiçoada. A formulação moderna, proposta por F. H. Attix e L. V. Spencer (1955), aperfeiçoa a tradicional proposta de Bragg-Gray para contemplar situações mais gerais do que aquelas parcialmente idealizadas por Bragg e Gray, que são (BOUCHARD, 2012):

- Não consideração da interação de fótons no interior da cavidade;
- Não ocorrência da perturbação da fluência de partículas eletrônicas;
- Desconsideração da energia de ligação dos elétrons;
- Desconsideração dos efeitos provocados pela estatística de pósitrons na cavidade

A relevância desses fenômenos torna-se mais pronunciadas com o aumento da energia do feixe primário, a diminuição do tamanho dos campos de fótons e a utilização de materiais com números atômicos elevados na construção dos dosímetros (BOUCHARD *et al.*, 2009). A definição do *stopping power ratio* no modelo de Spencer-Attix assume o formato da Equação 2.6,

$$\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_{w,m} = \frac{\int_0^{E_{max}} \frac{d\Phi_{w,z}}{dE} \left(\frac{L(E,\Delta)}{\rho}\right)_w dE + \left[\frac{d\Phi_{w,z}}{dE}(\Delta) \left(\frac{S_{col}(\Delta)}{\rho}\right)_w \Delta\right]}{\int_0^{E_{max}} \frac{d\Phi_{m,z}}{dE} \left(\frac{L(E,\Delta)}{\rho}\right)_m dE + \left[\frac{d\Phi_{m,z}}{dE}(\Delta) \left(\frac{S_{col}(\Delta)}{\rho}\right)_m \Delta\right]} \quad (2.6)$$

onde $\frac{L(E,\Delta)}{\rho}$ é denominado *restricted collision mass stopping power* e $\frac{S_{col}(\Delta)}{(\rho)}$ é denominado *unrestricted collision mass stopping power*, enquanto o sinal Δ , representa a energia abaixo da qual os elétrons são absorvidos localmente, geralmente assumida como igual a 10 keV (UNITS; MEASUREMENTS, 1984).

2.2.2.3 A Teoria Cavitária em Pequenos Campos

A moderna interpretação da teoria cavitária, permite que sua aplicabilidade seja expandida a despeito dos requerimentos idealísticos necessários na sua forma clássica.

Para isto, deve-se flexionar a definição ideal do fator de correção $f(Q)_{ideal}$ dada pela Equação 2.4, para que ela contemple as perturbações provocadas pela perda das condições de equilíbrio eletrônico introduzidas pela utilização de campo não padrão.

$$f(Q) = f(Q)_{ideal}P(Q) \quad (2.7)$$

A Equação 2.7 mostra como um fator de perturbação $P(Q)$, pode ser introduzido para a composição de um fator de correção $f(Q)$ que contemple as características do campo não padrão.

Segundo Bouchard (2015), o fator de perturbação $P(Q)$ pode ser determinado através da aproximação descrita na Equação 2.8.

$$P(Q) \approx \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \frac{d\Phi_{w,z}}{dE} \left(\frac{L(E,\Delta)}{\rho} \right)_w dE + \left[\frac{d\Phi_{w,z}}{dE}(\Delta) \left(\frac{S_{col}(\Delta)}{\rho} \right)_w \Delta \right]}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \frac{d\Phi_{m,z}}{dE} \left(\frac{L(E,\Delta)}{\rho} \right)_m dE + \left[\frac{d\Phi_{w,z}}{dE}(\Delta) \left(\frac{S_{col}(\Delta)}{\rho} \right)_m \Delta \right]} \quad (2.8)$$

As equações 2.6 e 2.8, notoriamente semelhantes, diferem na consideração da mínima energia contribuinte para a composição das doses na água e no detector (denominador). Os termos $\frac{d\Phi_{w,z}}{dE}$ e $\frac{d\Phi_{m,z}}{dE}$, que se referem à fluência energética do espectro eletrônico no volume no qual se deseja determinar a dose, precisam ser obtidos individualmente, segundo as variações na geometria do detector e nas dimensões do campo, o que, atualmente, pode ser realizado unicamente por meio de simulações de Monte Carlo.

Desde que tais peculiaridades sejam corretamente tratadas, a teoria cavitária pode ser satisfatoriamente empregada para as novas condições físicas introduzidas recentemente pelas modernas técnicas radioterápicas.

2.2.2.4 A Teoria Cavitária para Dosímetros de Estado Sólido

As considerações apresentadas por Spencer e Attix para a teoria cavitária, têm sua validade restrita apenas à câmaras de ionização. Se outros instrumentos forem empregados uma formulação diferente precisa ser utilizada (SPENCER; ATTIX, 1955).

Em 1960 T. E. Burlin, apresentou um método para a dosimetria utilizando quaisquer tipos de detectores, denominada Teoria Cavitária Geral de Burlin. Em seu trabalho ele indica a utilização de um fator de correção $f(Q)_{Burlin}$ que atua exatamente como aquele definido na Equação 2.3, no entanto, que é obtido novamente por meio da razão entre a dose na água e no volume sensível do dosímetro (BURLIN, 1966).

Devido a possibilidade de que a composição química do dosímetro possua características significativamente diferentes daquelas apresentadas pela água, o valor de $f(Q)_{Burlin}$ é claramente dependente da *stopping power ratio* médio entre o dosímetro e a água e do *mass energy-absorption coefficients* médio para os mesmos meios (BURLIN, 1966).

Além disto, existe uma dependência geométrica, introduzida na definição $f(Q)_{Burlin}$ por meio do parâmetro d sugerido por Burlin. Ainda segundo a formulação original, este coeficiente pode ser obtido pelo inverso da razão média entre as fluências eletrônicas no volume sensível e um igual volume de água, ou pelo método geométrico apresentado pela Equação 2.9 (BURLIN, 1966).

$$d \equiv \frac{1 - e^{-\beta L}}{\beta L} \quad (2.9)$$

onde β é o coeficiente de atenuação do meio componente do detector e L a dimensão do detector.

A formulação anterior deixa claro que a Teoria Cavitária Geral de Burlin apresenta algumas limitações que exigem que sua utilização ocorra apenas em situações ideais. Dentre as limitações mencionadas se destacam, a necessidade de que o dosímetro seja constituído de um único material e a necessidade de que este seja esférico, tendo em vista que as trajetórias eletrônicas tendem a ter distribuição angular homogênea de modo que um valor L precisa ser o mesmo em todas as possíveis direções. Com base em tais considerações pode-se definir o fator $f(Q)_{Burlin}$ conforme mostrado na Equação 2.10.

$$f(Q)_{Burlin} = \frac{1}{d \cdot \bar{S}_{m,w} + (1 - d) \cdot \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{m,w}} \quad (2.10)$$

Os os valores da razão média dos mass collision stopping power $\bar{S}_{m,w}$ e o $\left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{m,w}$ (vide Equaçã 2.6) devem ser obtidos pelo Método de Monte Carlo.

2.2.3 Dosimetria dos Pequenos Campos Estáticos de Raios X

O formalismo proposto por Alfonso *et al.* (2008) vem sendo indicado pelas principais agências reguladoras como o método mais robusto e eficaz de corrigir dados obtidos por protocolos clássicos (*Codes of Practice - CoPs*) (ANDREO *et al.*, 2000; ALMOND *et al.*, 1999). O formalismo não propõe um novo protocolo de dosimetria e calibração de feixes, apenas complementa os já existentes para possibilitar que os mesmos sejam empregados em campos onde as condições de referência não são atingidas.

Tecnicamente, o método propõe inicialmente uma nova condição de referência diferente daquela definida pela dose absorvida em água ($D_{w,Q}$), quando exposta a um feixe de fótons convencional de alta energia e qualidade Q . Ficando a dose absorvida pela água definida pela forma demonstrada na Equação 2.11.

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot N_{D,W,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \cdot k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} \quad (2.11)$$

onde, Q_{msr} representa a qualidade do feixe f_{msr} , $M_{Q_{msr}}$ a leitura do dosímetro utilizado no processo, N_{D,W,Q_0} é o fator de calibração do dosímetro em termos da dose absorvida na água obtido de um laboratório de dosimetria padrão (LDP) com um feixe de referência de qualidade Q_0 e k_{Q,Q_0} é a correção para as diferenças entre o feixe padrão de qualidade Q_0 e o feixe clínico de qualidade Q .

Esta nova condição de referência é estabelecida por um *Machine-Specific Reference Field*, doravante representado apenas por f_{msr} . Este campo, por sua vez, deve ser um feixe estático de fótons no qual não são estabelecidas as condições de equilíbrio tradicionais. Ele deve possuir características tais que se aproximem o máximo possível das características do campo de referência utilizado no protocolo de dosimetria convencional adotado.

Esta nova referência exige a introdução de um fator de correção adicional $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$, que modifica a dose segundo influências introduzidas pelas diferenças entre o tamanho do campo, geometria, composição do objeto simulador e qualidade do feixe, existentes entre o f_{msr} e o feixe convencional de referência f_{ref} definido na rotina de calibração utilizando o CoP convencionalmente adotado.

Com a utilização deste novo recurso, a dose absorvida em água em uma profundidade de referência passa a ser representada por $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ e determinada pela Equação 2.11.

Considerando a dose e a leitura do dosímetro obtidas no feixe de referência como $D_{w,Q}^{f_{ref}}$ e $M_{Q}^{f_{ref}}$, e as respectivas grandezas no f_{msr} , pode-se definir o fator de campo $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ pela Equação 2.12.

$$k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} = \frac{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{w,Q}^{f_{ref}} / M_{Q}^{f_{ref}}} \quad (2.12)$$

A determinação deste valor pode se dar por meio da utilização de uma mesma câmara de ionização nas duas condições de exposição (f_{ref} e f_{msr}), ambos os valores obtidos em relação à calibração fornecida pelo laboratório padrão, ou pela utilização de dosímetros com baixa dependência da qualidade do feixe, como os filmes radiocrômicos e alanine, ou ainda por meio de dados obtidos de simulações utilizando o método de Monte Carlo (FRANCESCON *et al.*, 1998; BOUCHARD; SEUNTJENS, 2004; CAPOTE *et al.*, 2004; SEMPAU *et al.*, 2004; JERAJ *et al.*, 2005; THOMAS *et al.*, 2005)

Conhecida a dose em água nas condições do f_{msr} , pode-se determinar a dose de um feixe clínico f_{clin} , como $D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}$, considerando Q_{clin} a qualidade do feixe clínico de interesse. A definição da dose nestas condições fica determinada pela Equação 2.13.

$$D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot \Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (2.13)$$

onde $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ é um fator de conversão do valor de $D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ para $D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}$. Esta

grandeza é tradicionalmente conhecida como *field factor* ou *output factor* em campos únicos e estáticos nos quais a dose é medida indiretamente ¹.

Pode-se observar que o valor de $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pode ser obtido pela razão entre as doses absorvidas provocadas pelo feixe clínico e pelo *Machine-Specific Reference Field*. No entanto, em casos onde tais doses não podem ser obtidas diretamente, sua determinação pode ainda ser realizada por meio da razão das leituras do dosímetro quando exposto aos feixes sendo comparados e pelo $k_{Q_{msr}, Q}^{f_{msr}, f_{ref}}$ obtido pelo método de Monte Carlo. A Equação 2.14, mostra a forma assumida pela definição do *field factor* quando o segundo método de determinação desta grandeza é empregado.

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{Q_{msr}, Q}^{f_{msr}, f_{ref}} \quad (2.14)$$

2.2.4 Fatores de Perturbação de Dosímetros

A utilização do método discutido na seção 2.2.3, não é suficiente para promover um grau ótimo de acuidade na dosimetria de campos não padrões, isto porque o valor de $D_{W, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ ou $D_{W, Q_{msr}}^{f_{msr}}$ são valores de dose em água, o que não pode ser obtido de forma direta. É preciso a utilização de um dosímetro que forneça informações do feixe que possam ser relacionadas à dose de interesse.

Esta necessidade introduz novas condições físicas no feixe que devem ser contempladas para a obtenção da dose real na água. Dentre elas se destacam a diferença de composição entre o meio de determinação da dose e composição do detector, juntamente com o volume finito do detector que diverge da definição de dose absorvida provida pela *International Commission on Radiation Units and Measurements* (ICRU) (RADIATION... , 1970; QUANTITIES... , 1993).

Para solucionar os problemas introduzidos por estas novas condições físicas, utiliza-se a determinação de fatores de correção que compensam as perturbações na dose.

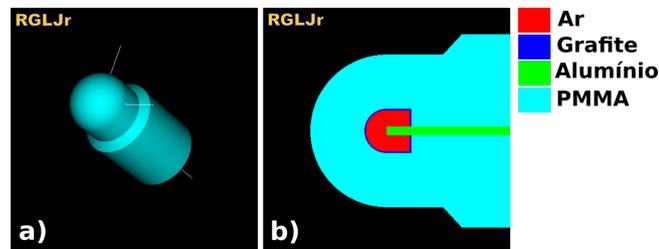
2.2.4.1 Sobre a composição do dosímetro

Considerando a presença de um detector no interior de um objeto simulador de água, e estes expostos a um campo de radiação indiretamente ionizante, como por exemplo raios X de alta energia e da radiação secundária produzida por este campo, deve-se admitir que a forma pela qual acontece o depósito energético na água é substancialmente adversa da forma como isto acontece no detector. Em outras palavras, fenômenos interativos diferentes acontecem em cada um dos meios, isto devido a diferença nas seções de choque existentes entre os meios.

¹ Para mais detalhes ver Seção 2.2.4.2

A Figura 5, mostra um modelo de câmara Pin Point. Nela pode-se ver claramente a diversidade de materiais diferentes de água o que ilustra a relevância da necessidade de correção da dose.

Figura 5 – Câmara tipo *Pin Point* indicada pelo fabricante para dosimetria de pequenos campos. a) Vista espacial. b) Vista em corte.

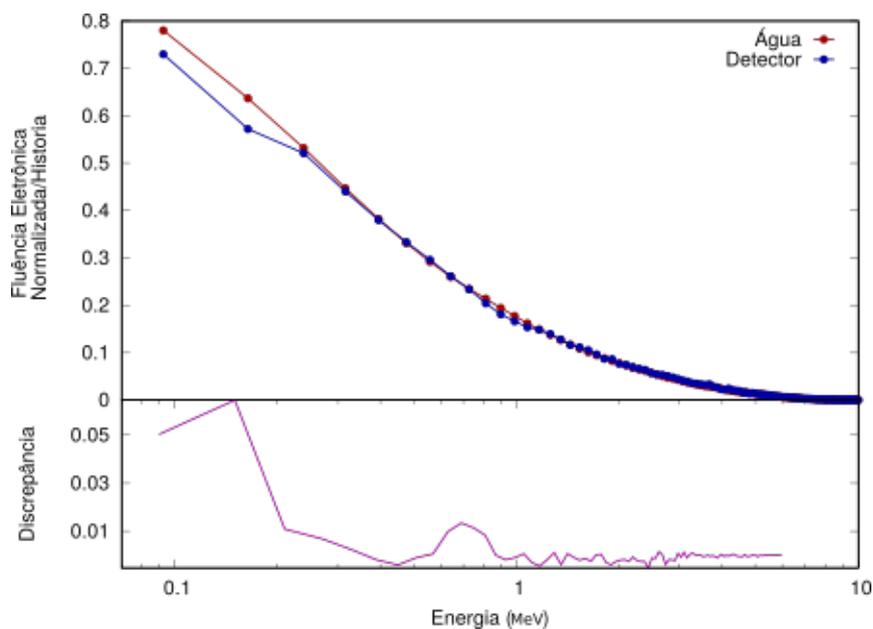


Fonte: Acervo próprio.

A diferença entre os fenômenos interativos torna-se especialmente evidente quando o espectro eletrônico é analisado em um determinado volume exposto a um mesmo feixe.

Na Figura 6, se vê o espectro de elétrons gerados por um feixe de raios X com energia de 6 MeV colimado por um cone de radiocirurgia de diâmetro igual a 9 mm. Os espectros foram obtidos na profundidade de dose máxima do feixe (1,4 cm) a partir da colocação da simulação de um dosímetro tipo Câmara *Pin Point* e uma esfera de água com o mesmo volume.

Figura 6 – Espectro de elétrons secundários obtidos na profundidade de dose máxima de um feixe de fótons com energia de 6MV, colimado por um cone esterotáxico de 9 mm de diâmetro.



Fonte: Acervo próprio.

Apesar de as energia dos elétrons serem próximas nos dois ambientes, a quantidade de elétrons chega a ser três ordens de grandeza maior no dosímetro em comparação com o

mesmo volume de água, o que influi consideravelmente na estatística de interação destas partículas.

Este aspecto mostra claramente a necessidade de se introduzir fatores de correção que contemplem a variação na composição do meio.

2.2.4.2 Definição de Fator de Perturbação

Por definição um fator de perturbação, pode ser entendido como a razão da fluência eletrônica em um ponto do meio uniforme onde a dose é desejada $\Phi(P)_{med}$ pela fluência eletrônica média no detector $\bar{\Phi}_{det}$, conforme mostra a equação 2.15 (NAHUM, 1996; PERTURBATION..., 1994; MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007).

$$p = \frac{\Phi(P)_{med}}{\bar{\Phi}_{det}} \quad (2.15)$$

Na dosimetria de campos de fótons convencionais, os fatores de perturbação são grandezas razoavelmente bem estabelecidas, e podem ser descritos de forma geral da seguinte forma:

- p_{dis} considera as perturbações provocadas pela substituição de um determinado volume de água pelo ar no interior da câmara de ionização;
- p_{wall} considera a grande produção de elétrons secundários na parede da câmara de ionização quando esta é exposta a um feixe de fótons de alta energia;
- p_{cel} considera a não equivalência do eletrodo central com o ar que o rodeia;
- p_{cav} considera a perturbação na fluência eletrônica provocada pelo ar no interior da câmara de ionização quando esta é utilizada para a dosimetria de elétrons.

Estas grandezas são utilizadas para a determinação do fator de calibração N_{D,w,Q_0} definido pelos protocolos de calibração de feixes clínicos mais usuais (ANDREO *et al.*, 2000; ALMOND *et al.*, 1999).

O N_{D,w,Q_0} corrige a dose no feixe em relação à dose medida pelo mesmo dosímetro em um feixe padrão de um laboratório de calibração padrão com qualidade Q_0 . Por definição, seu valor é a razão da dose D_0 do feixe padrão pela leitura M_0 realizada pelo dosímetro sujeito às mesmas condições. Conforme pode ser visto na equação 2.16.

$$N_{D,w,Q_0} = \frac{D_0}{M_0} \quad (2.16)$$

Em uma câmara de ionização ventilada, o meio sensível é o ar, ao passo que a dose que se deseja é em água. Devido a isto, o fator N_{D,w,Q_0} só pode ser conhecido se um

fator equivalente, porém considerando ar como o meio de depósito energético N_{D,air,Q_0} , for primeiramente determinado.

A relação entre os dois fatores se dá por meio da equação 2.17.

$$N_{D,w,Q_0} = N_{D,air,Q_0} s_{w,air} p_{Q_0} \quad (2.17)$$

Onde $s_{w,air}$ é o *stopping power ratio* entre o ar e a água, e p_{Q_0} é o fator de perturbação composto pelos fatores p_{dis} , p_{wall} , p_{cel} e p_{cav} . De forma mais específica a equação 2.17 ainda poderia ser escrita na forma como mostrado na equação 2.18.

$$N_{D,w,Q_0} = N_{D,air,Q_0} s_{w,air} [p_{dis} p_{wall} p_{cel} p_{cav}] \quad (2.18)$$

Apesar disto, na dosimetria de pequenos campos, principalmente quando outros dispositivos que não sejam câmaras de ionização são empregados, estes fatores de perturbação não se aplicam sendo necessária uma exploração mais detalhada do dosímetro de acordo com seus componentes e a qualidade do feixe no qual ele será empregado (SECO; VERHAEGEN, 2013; WULFF; HEVERHAGEN; ZINK, 2008).

A inadequação deste método para o tratamento dos fatores de perturbação de dosímetros não convencionais se deve a dois fatores principais. O primeiro deles à considerável discrepância entre os materiais componentes dos dosímetros especializados e o segundo, ao reduzido volume daqueles que foram desenvolvidos como versões miniaturizadas dos dosímetros convencionais.

Um dosímetro de diamante por exemplo possui em sua composição, além do próprio diamante, resina epoxy, aço, alumínio, polimetilmetacrilato, poliestireno e dióxido de titânio. Substâncias que em sua grande maioria não conservam a desejada equivalência de densidade em massa e densidade eletrônica com a água.

Para contornar tais dificuldades, os fatores de perturbação podem ser calculados individualmente, componente a componente, em cada dosímetro de interesse. Deste modo, fatores de perturbação de dois dosímetros pretensamente semelhantes, por exemplo dois dosímetros de diamantes construídos por diferentes fabricantes, certamente terão fatores de perturbação igualmente diferentes, já que seus projetos não são iguais. Por diferentes, deve-se entender mais do que seus valores numéricos, já que tais discrepâncias se devem principalmente as distintas causas de perturbação do fluxo de partículas.

O método de determinação dos fatores de correção p_i em dosímetros especializados na dosimetria de pequenos campos, será descrito de forma mais pormenorizada na seção 3.5.

3 O Método de Monte Carlo como ferramenta de análise dos Pequenos Campos de RT

3.1 O Método de Monte Carlo

O Método de Monte Carlo (MMC) é uma técnica numérica que permite a solução de problemas nas mais diversas áreas de conhecimento, mas com aplicações especialmente relevantes para a Física, Matemática e Engenharia.

Na Matemática, o MMC fornece condições para a obtenção de raízes de equações de alta complexidade ou ainda como alternativa numérica para a solução de integrais definidas, cuja a solução analítica é por algum motivo inviável. Nestes casos a aplicação do MMC fornece uma alternativa simples que permite a solução da integral, ainda que multi-dimensional, de forma bastante simplificada, através da implementação de um algoritmo do tipo aceita/rejeita (ROBERT; CASELLA, 2010).

Na Física e na Engenharia o método é especialmente relevante para a solução de problemas de natureza aleatória nos quais um modelo determinístico pode não ser capaz de prever o comportamento instantâneo de uma grandeza (LANDAU; BINDER, 2005). De forma mais clara, pode-se exemplificar esta situação utilizando-se um fenômeno desta natureza, como o decaimento radioativo.

A Física e a Química são perfeitamente capazes de descrever o decaimento de uma amostra de substância radioativa por meio de um modelo genérico que considera como parâmetro o período de meia-vida da amostra. Este modelo é, por exemplo, capaz de prever a atividade de uma determinada amostra da substância radioativa após um intervalo de tempo t , mas não é capaz de prever quando um átomo específico irá decair (KAPLAN, 1962). Diz-se que o decaimento radioativo é um fenômeno de natureza estocástica mas não aleatória, já que após um intervalo de tempo suficientemente extenso Δt , o decaimento assume um comportamento padronizado. Já o decaimento de átomos específicos é completamente aleatório, pois os modelos físicos clássicos são incapazes de determinar precisamente quando ele irá acontecer (AGRESTI; FRANKLIN, 2012; HAGHIGHAT, 2016). Fenômenos com estas características, são potenciais candidatos a serem reproduzíveis por simulações que utilizem o MMC.

A implementação do método, se vale do poderio de processamento dos computadores para a execução dos cálculos necessários à obtenção do resultado final e do erro associado a este resultado. Apenas através do uso de computadores, é que a técnica torna-se viável, pois

o algoritmo básico de funcionamento requer um elevado número de chamadas a funções que demandariam muito tempo para serem resolvidas de forma não automatizada.

Como exemplo desta demanda, a simulação da interação de uma única partícula indiretamente ionizante com um meio monoatômico necessitaria que no mínimo 8 procedimentos básicos fossem realizados.

1. Definição dos valores de seções de choque aplicáveis à simulação, conforme o meio de interação ρ e a energia da partícula incidente K ;
2. Construção das funções de densidade de probabilidade de cada tipo de interação, ponderadas pelos valores de ρ e K ;
3. Construção geométrica dos meios de interação e do posicionamento da partícula primária neste contexto;
4. Definição do momento \vec{p} e da energia inicial K_0 da partícula;
5. Cálculo do *mean free path* da partícula primária até a ocorrência da primeira interação, ou mudança de região;
6. Definição do tipo de interação ocorrida segundo as funções de densidade de probabilidade de interação;
7. Cálculo da perda da energia da partícula primária, da energia da partícula secundária (caso ela exista) e da energia absorvida pontualmente pelo meio;
8. Reinício dos passos 4, 5, 6 e 7 para a partícula primária, caso ela não tenha sido absorvida na interação e para cada uma das partículas secundárias geradas (SECO; VERHAEGEN, 2013; KAWRAKOW *et al.*, 2016; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008).

No fluxo anterior, o ciclo de repetições (*loop*) composto pelos passos 4, 5, 6 e 7 se repete sucessivamente até que todas as partículas primárias e secundárias tenham chegado ao final de sua vida, ou sejam, tenham sido absorvidas ou atenuadas. Além disto, estes mesmos passos são alimentados pela principal ferramenta do MMC, um gerador de números aleatórios, ou pseudo aleatórios para ser mais preciso. Esta função simula a aleatoriedade dos eventos reproduzidos em cada passo, pois estes são dependentes da inserção de um número aleatório ξ , retornados por estas funções.

3.1.1 Aspectos teóricos do Método de Monte Carlo

O Método de Monte Carlo, assim como outros tantos métodos estatísticos se fundamenta no Teorema Central do Limite e na Lei dos Grandes Números. Este primeiro

teorema enuncia que quando o tamanho de uma amostra de valores aleatórios aumenta, a distribuição amostral de sua média tende a uma distribuição gaussiana. O segundo teorema afirma que a média aritmética dos resultados de múltiplas realizações de uma mesma experiência aleatória, tende a se aproximar do valor de maior probabilidade de ocorrência, à medida que o número de experimentos realizados aumenta (ROBERT; CASELLA, 2004; GRAHAM; TALAY, 2013).

As flexões que estas afirmações provocam na teoria das probabilidades permitem a sua utilização para a previsão de valores desconhecidos ou futuros por meio de experimentos de natureza aleatória, também chamados simulações estocásticas.

Como forma de exemplificar a validade dos enunciados do Teorema Central do Limite e da Lei dos Grandes Números, pode-se considerar o experimento aleatório bastante simples, o lançamento de um dado não viciado. É senso comum que a probabilidade de ocorrência de cada valor inscrito nas faces do dado é igual e com valor de $1/6$, revelando a aleatoriedade dos resultados.

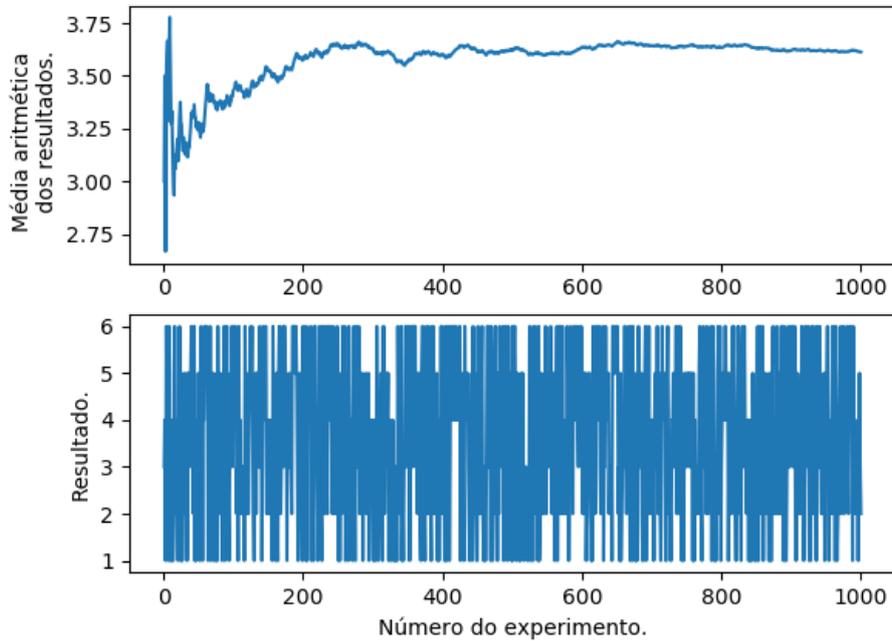
No entanto, para um número suficientemente grande de repetições do experimento de lançamento dos dados a situação pode revelar um padrão que permite alguma inferência sobre o experimento.

A Figura 7 mostra, no primeiro gráfico, o fenômeno de convergência prevista pela Lei dos Grandes Números, enquanto no segundo os resultados dos 1000 experimentos aleatórios realizados. Os dados foram gerados por meio de uma simulação computacional escrita em linguagem Python, cujo o código pode ser visto nas linhas abaixo.

```

1 #####
2 #Author: Reginaldo Goncalves Leao Junior
3 #Date: Sun Feb 05 2017
4 #Observacoes:
5 #1. As strings e comentarios neste codigo estao
6 #   propositalmente sem acento.
7 #2. As funcoes de manipulacao grafica foram
8 #   retiradas ja que nao sao relevantes para a
9 #   simulacao.
10 #####
11 import random
12 import statistics as sts
13 import matplotlib.pyplot as plt
14
15 num_experimentos = 1000
16 resultados = []
17 media = []
18

```

Figura 7 – Convergência da média dos resultados do experimento aleatório.

Fonte: Acervo próprio.

```

19 for i in range(1, num_experimentos+1):
20     resultados.append(random.randint(1,6))
21     media.append(sts.mean(resultados))

```

A simulação reproduz mil lançamentos de um dado de seis faces, a cada lançamento o resultado é registrado em uma lista de valores e a média dos valores calculada com base no histórico de valores já sorteados.

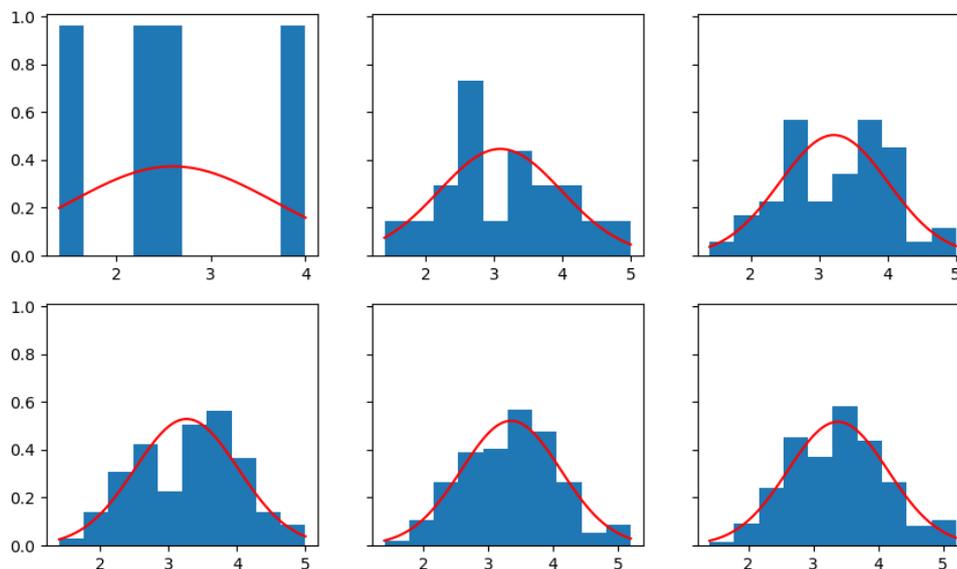
Se o mesmo processo for subdividido em 200 subconjuntos com 5 experimentos, por exemplo, o enunciado pelo Teorema Central do Limite torna-se evidente quando o histograma das médias dos experimentos é comparado com a curva de uma distribuição normal.

Na Figura 8, histogramas para as médias de 200 lotes de cinco lançamentos mostram a convergência da distribuição das médias para uma distribuição normal (curva em vermelho), cuja média tende a 3,5, exatamente como ocorre na lei dos grandes números, e o erro ao desvio padrão das médias.

```

1 #####
2 #Author: Reginaldo Goncalves Leao Junior
3 #Date: Sun Mar 18 2017
4 #Observacoes:
5 #1. As strings e comentarios neste codigo estao
6 # propositalmente sem acento.

```

Figura 8 – Convergência das frequências relativas das médias de 1000 lançamentos de dados para uma distribuição normal.

Fonte: Acervo próprio.

```

7 #2. As funcoes de manipulacao grafica foram
8 # retiradas ja que nao sao relevantes para a
9 # simulacao.
10 #####
11 import random
12 import statistics as sts
13 import matplotlib.pyplot as plt
14 import numpy as np
15 from scipy.optimize import curve_fit
16
17 def gauss_dist(xis,med,devpad):
18     y = 1/(devpad*np.sqrt(2 * np.pi)) \
19         * np.exp((-0.5 * ((xis - med)/devpad)**2))
20     return y
21
22 num_experimentos = 1000
23 exper_local = 5
24 lotes = num_experimentos//exper_local
25 resultados = np.empty([lotes,exper_local])
26 media = np.empty([lotes])
27 desv_pad = np.empty([lotes])
28

```

```

29 freq_relativa = np.zeros([lotes,6])
30
31
32 for i in range(0,lotes):
33     for j in range(0,exper_local):
34         resultados[i,j]=(random.randint(1,6))
35     media[i]=sts.mean(resultados[i,:])

```

Matematicamente isto pode ser escrito na forma da Equação 3.1, que é válida apenas se o tamanho da amostra é suficientemente grande.

$$\left[\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i \right]_{DAM}, \left[N\left(\mu, \frac{\sigma^2}{n}\right) \right]_{Normalização} \Rightarrow Z = \frac{\bar{X} - \mu}{\sigma/\sqrt{n}}, [N(0, 1)]_{Normalização} \quad (3.1)$$

Onde \bar{X} é a distribuição amostral média (DAM), n é o número de elementos da amostra, \bar{X}_i são elementos individuais da amostra, μ e σ^2 são respectivamente a média e a variância de uma amostra normal, normalizada entre 0 e 1.

Exemplificação

Para contemplar a efetividade do método de Monte Carlo, pode-se aplicá-lo a um problema cuja a solução analítica seja trivial e então comparar o resultado numérico à solução analítica considerando o erro da técnica.

Um exemplo simples seria a atenuação de um feixe de fótons unidirecional (x) promovida pela água, regida pela Equação 3.2.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_M x} \quad (3.2)$$

Considere a atenuação sendo representada pela seção de choque macroscópica μ para uma determinada energia. Neste caso, a probabilidade de atenuação do feixe é dada pela diminuição diferencial de sua intensidade $p(x) = -\frac{dI(x)}{dx}$ (KAPLAN, 1962).

Considerando que a a intensidade $I(x)$ normalizada unitariamente pode ser determinada pela Equação 3.3.

$$I(x) = e^{-\mu_M x} \quad (3.3)$$

Então a probabilidade de que haja uma redução ΔI na intensidade do feixe em um elemento Δx de profundidade é dada pela Equação 3.4.

$$p(x) = - \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta x} = - \frac{dI(x)}{dx} \quad (3.4)$$

Substituindo a Equação 3.3 em 3.4, obtêm-se a função de densidade de probabilidade de atenuação, conforme mostrado na Equação 3.5.

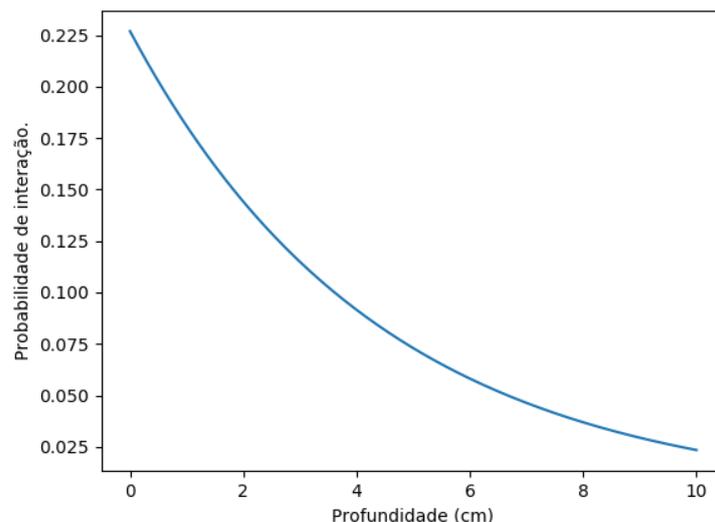
$$p(x) = \mu e^{-\mu_M x} \quad (3.5)$$

Conhecido o contexto teórico, pode-se partir para a delimitação de um problema hipotético.

Se for considerado um feixe de fótons monoenergético unidirecional com energia de 50 keV por exemplo, pode-se desejar determinar a fração de atenuação provocada pela água na profundidade de 4 cm, para este feixe.

Considerando o coeficiente a seção de choque macroscópica $\mu_M = 0.2269 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, o perfil da função da densidade de probabilidade de interação em relação à profundidade fica como mostrado na Figura 9 (XCOM..., 2017).

Figura 9 – Curva de densidade de probabilidade de atenuação do feixe em relação à profundidade.



Fonte: Acervo próprio.

Deste modo, fica evidente que a intensidade residual do feixe a uma profundidade de 4 cm, conforme proposto, é determinada pela integral da curva de densidade de probabilidade no intervalo entre 0 e 4 cm.

Claramente esta integral tem solução simples e pode ser resolvida de forma analítica, resultando em uma intensidade igual a 0,5965 porém sua solução pelo Método de Monte Carlo serve como uma aplicação contextualizada da Lei dos Grandes Números e do Teorema Central do Limite, bem como demonstra os princípios básicos deste método numérico.

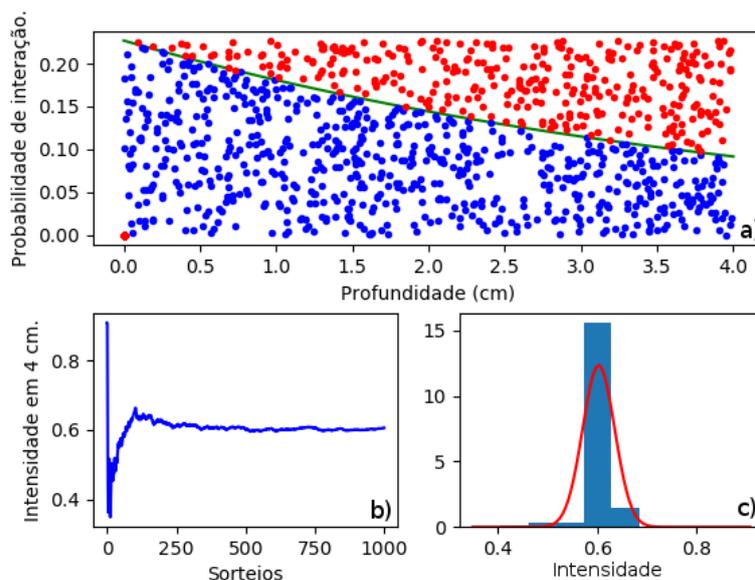
O cálculo da integral supracitada, uma integral definida, tem o resultado coincidente com a área (A_C) abaixo da curva $p(x)$ no intervalo de x igual a 0 até 4. Esta área pode

ser comparada a uma fração (f) da área de um paralelogramo (A_P), com altura igual à máxima probabilidade e base igual a 4.

$$f = \frac{A_C}{A_P} \quad (3.6)$$

Esta fração pode ser obtida de maneira aproximada, quando pontos aleatórios são sorteados entre o máximo e o mínimo das variáveis x e y da função $p(x)$. Neste caso, cada ponto sorteado com um valor de $y = p(x)$ abaixo da curva é computado como um "sucesso" (s_i), ao passo que cada sorteio é computado em uma variável específica (t_i). A razão $\frac{\sum_{i=1}^N s_i}{\sum_{i=1}^N t_i}$, aproxima-se cada vez mais do valor de f à medida que o número de sorteios (N) aumenta, ao passo que a distribuição dos valores desta razão torna-se cada vez mais semelhante a uma distribuição normal.

Figura 10 – Resultados da determinação da intensidade do feixe na profundidade de 4 cm obtidos pelo Método de Monte Carlo.



Fonte: Acervo próprio.

A Figura 10 mostra, no primeiro gráfico, pontos em azul correspondentes os experimentos bem sucedidos (s_i), enquanto os gráficos seguintes representam a convergência da frequência relativa e da média dos resultados para o valor esperado.

3.2 Códigos de Transporte de Radiação Ionizante

Atualmente existem três ferramentas principais que simulam com bastante eficácia o transporte de radiação ionizante utilizando o Método de Monte Carlo para a integração da dose depositada nos meios de interação, o *Monte Carlo N-Particle* (MCNP), o GEANT4

e o EGSnrc (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008; KAWRAKOW *et al.*, 2016). Todos os citados, de utilização gratuita, exceto pelo MCNP, que exige um processo de licenciamento através do pagamento de taxas de recuperação de custo aos distribuidores.

Os códigos, inclusive o MCNP, têm apresentado um alto índice de utilização e satisfatório grau de aderência a resultados experimentais em simulações de comissionamento dos mesmos. No entanto, nenhum deles se revelou tão vocacionado para a simulação de exposições médicas quanto o EGSnrc (AJAJ; GHASSAL, 2003; POPESCU *et al.*, 2005; CONSTANTIN *et al.*, 2011).

Este proeminente destaque ocorreu principalmente devido ao desenvolvimento de duas aplicações, o BEAMnrc e DOSXYZnrc (ROGERS; WALTERS; KAWRAKOW, 2016; WALTERS; KAWRAKOW; ROGERS, 2016). A primeira delas é composta por um conjunto de macros que reproduzem, individualmente, cada um dos componentes mais tradicionais da cabeçote de um Acelerador Linear Clínico (LINAC) e permitem uma modelagem de alto nível na qual o usuário precisa informar somente os módulos componentes (CM) de seu acelerador (Alvo, Filtro Aplainador, Colimadores, Espelho . . .) e chamar a função de compilação (ROGERS; WALTERS; KAWRAKOW, 2016).

Este processo de modelagem produz um executável único que contempla exatamente os CM's modelados. A partir daí o usuário pode estruturar seu *input file* com as dimensões geométricas e composições químicas que desejar, segundo um padrão de formatação específico, ou utilizando uma interface gráfica para a automatização da criação do *input*.

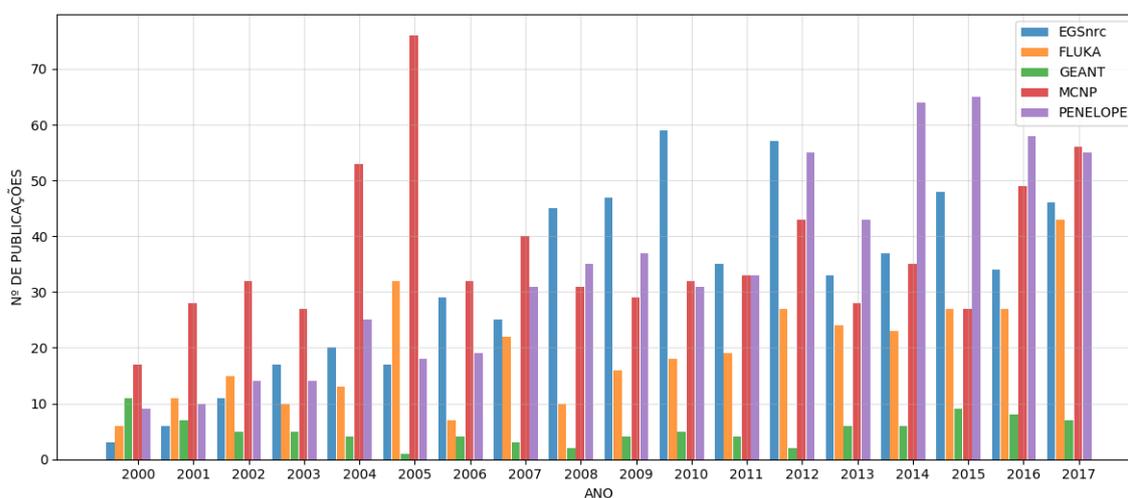
O DOSXYZnrc é, por outro lado, um executável compilado no momento da instalação do EGSnrc, que possibilita a simulação de objetos simuladores, antropomórficos ou não, mas é especialmente eficaz na simulação de tanques de água cúbico, comuns no controle de qualidade e calibração de feixe dos LINAC's. Ele também permite a criação de seu *input* por meio de uma interface gráfica o que torna o processo bastante dinâmico.

Estas duas aplicações derivadas do EGSnrc, são utilizadas em quase a totalidade das publicações produzidas utilizando ferramentas derivadas do EGSnrc. Além destas, existem outras aplicações distribuídas juntamente com o código que possuem diversas especialidades, dentre elas a simulação de câmaras de ionização, cavidades, inhomogeneidades e geometrias RZ. Devido a este extenso ferramental, o EGSnrc vem sendo uma das principais escolhas de pesquisadores de todo o mundo para a simulação numérica de feixes de radiação ionizante com propósitos clínicos.

O gráfico da Figura 11 mostra uma série histórica de publicações indexadas pela PubMed entre os anos de 2000 e 2017 que utilizaram o Método de Monte Carlo. Esta série foi construída por meio de busca direta na plataforma dos textos que citavam os cinco principais códigos de transporte de radiação e os termos Radioterapia, Radiodiagnóstico e Medicina Nuclear.

É notável a popularização do EGSnrc entre os anos 2000 e 2007, momento no qual passou a ser o código mais utilizado nas publicações indexadas pela base pesquisada até o ano de 2012, quando passou a perder lugar para o PENELOPE e novamente o MCNP.

Figura 11 – Série histórica do número de publicações indexadas na PubMed que utilizaram os principais códigos de Monte Carlo nas áreas de Radioterapia, Radiodiagnóstico e Medicina Nuclear.



Fonte: Acervo próprio.

A proposta do GEANT4, por sua vez, segue em outra direção. Ele pode ser entendido como um conjunto de ferramentas para a programação de novas aplicações que atendam ao interesse específico de cada usuário, de modo que, os códigos de simulação sejam gerados pelos próprios utilizadores, a partir das bibliotecas de funções e classes disponibilizadas. Esta filosofia fomenta a geração de código mais especialista e menos generalista, aumenta o desempenho das aplicações e contribui com a otimização do método. Todavia, demanda excessivo tempo na composição inicial do código e exige que o mesmo seja continuamente reimplementado à medida que outras demandas de simulação vão surgindo.

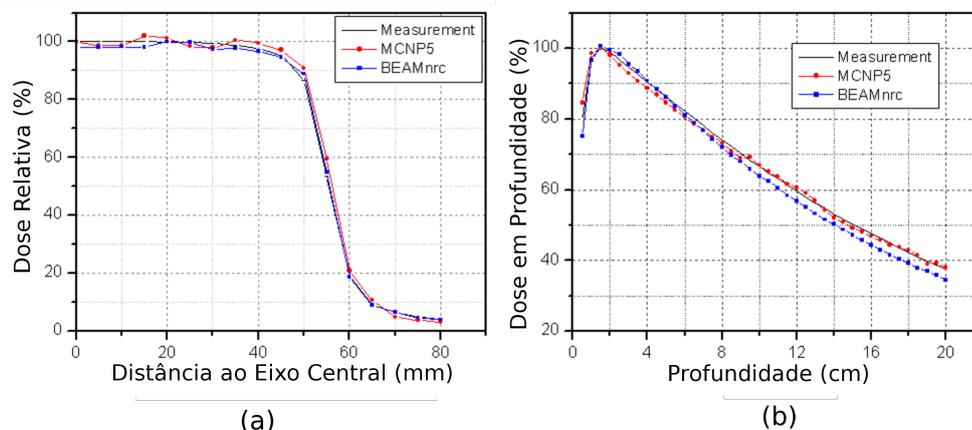
Além disto, o paradigma de programação do GEANT4, orientação a objetos, exige um grau de conhecimento do usuário em computação que geralmente não é condizente com o perfil dos utilizadores mais frequentes, relegando a utilização do código a grupos de pesquisa multidisciplinares que possuam pesquisadores desenvolvedores e pesquisadores utilizadores, ambiente ideal para implementação do código.

O MCNP, com sua forma monolítica de modelagem, é, assim como o EGSnrc, um método que exige menos esforços por parte dos usuários para a modelagem e remodelagem, mas os custos associados ao seu licenciamento inviabilizam, na maioria dos casos, a sua utilização por grupos de pesquisa carentes de financiamentos mais expressivos.

Apesar disto, um trabalho colaborativo com um pesquisador licenciado, revelou grande concordância entre ambos os códigos para simulações de percentual de dose em profundidade e perfis laterais de dose, conforme pode ser observado nos gráficos da Figura

12.

Figura 12 – Dados obtidos experimentalmente e teoricamente pelos códigos BEAMnrc e MCNP5.
a) Percentual de dose em profundidade. b) Perfil lateral de dose.



Fonte: Acervo próprio.

Devido a este conjunto de fatores, este trabalho foi desenvolvido utilizando a ferramenta EGSnrc C++, a mais recente atualizado do *National Research Council of Canada* para o código EGSnrc. Bem como suas aplicações derivadas distribuídas juntamente com o código, principalmente o BEAMnrc, egs_chamber e DOSXYZnrc (ROGERS; WALTERS; KAWRAKOW, 2016).

3.3 Física dos Códigos de Transporte de Radiação Ionizante

Em feixes clínicos de megavoltagem, a interação dos fótons com a matéria acontece principalmente por meio de cinco diferentes fenômenos; a absorção fotoelétrica, os espalhamentos coerentes e incoerentes, a produção de pares e tripletos e as reações fotonucleares. A probabilidade de cada uma destas interações ocorrer de forma mais ou menos predominante, depende do espectro energético do feixe e do número atômico do meio de interação (MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007; LEVITT *et al.*, 2006; PODGORSKAK, 2005). No entanto, é preciso destacar que esta dependência pode assumir diferentes formas para cada tipo de interação.

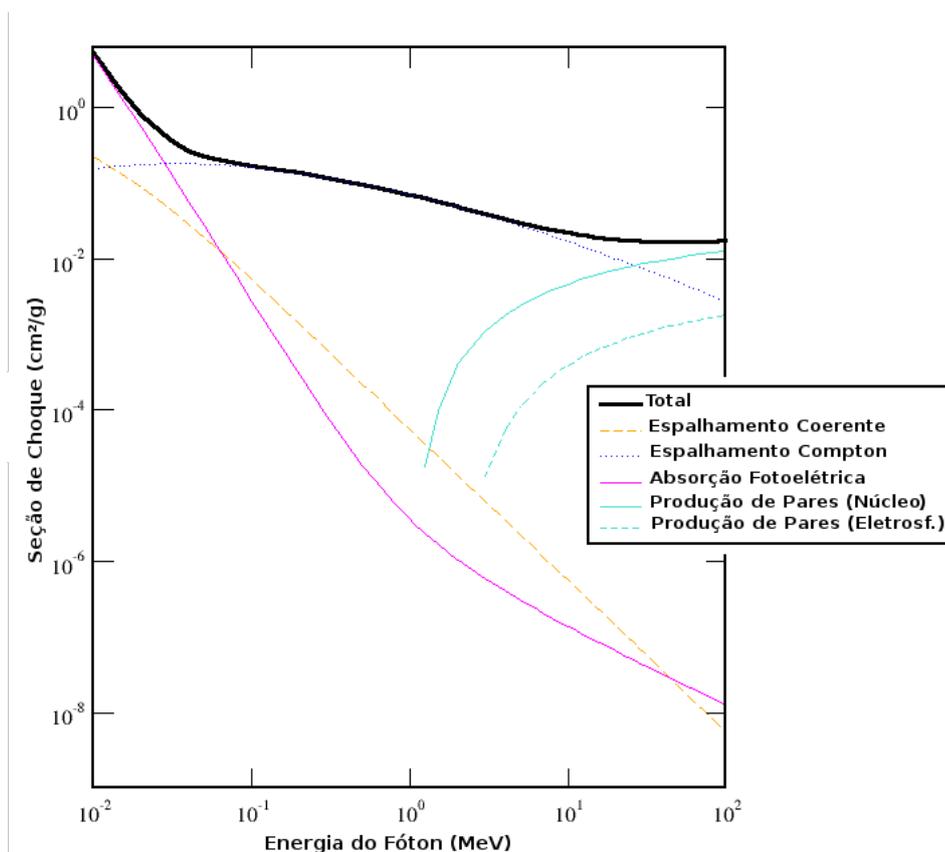
Apesar disso, em todos os casos, a probabilidade de um determinado tipo de interação pode ser medida por uma mesma grandeza, a seção de choque para interação de fótons σ . De forma simplificada, esta quantidade expressa a área disponível em um determinado átomo alvo para que fótons de determinada energia, se ali chegarem, sofram um tipo específico de interação. Assim, deve-se admitir a existência de um número de seções de choque para um determinado alvo, igual ao número de possíveis tipos de eventos interativos que ele pode sofrer. Como consequência desta pluralidade, a seção de choque

total σ_{Tot} para um feixe de fótons pode ser escrita na forma vista na Equação 3.7.

$$\sigma_{Tot} = \sigma_{PEA} + \sigma_{CS} + \sigma_{IS} + \sigma_{PPN} + \sigma_{PPE} \quad (3.7)$$

Onde cada um dos termos são as seções de choque para: σ_{PEA} a absorção fotoelétrica, σ_{CS} o Espalhamento Coerente, σ_{IS} o Espalhamento Incoerente, σ_{PPN} a Produção de Pares no campo nuclear e σ_{PPE} a Produção de Pares no campo eletrônico.

Figura 13 – Seções de choque específicas e total para interação de fótons com a água.



Fonte: Adaptado de **XCOM**: Photon Cross Sections Database.

A Figura 13 mostra as variações nas seções de choque específicas e total para a interação de fótons com a água. A quantificação destas seções de choque é essencialmente uma predição dos tipos de fenômenos que contribuem com a deposição de energia por unidade de volume.

Em exposições radioterápicas convencionais, as energias praticadas, variam entre 6 MeV e 25 MeV, na maioria dos casos, enquanto o meio de interação é fundamentalmente água. Isto reduz significativamente o número de tipos de fenômenos interativos possíveis.

Considerando os dados presentes na Tabela 1 é possível admitir que os fenômenos mais relevantes para a composição da dose são o Espalhamento Incoerente e a Produção de Pares nos núcleos atômicos. A prevalência de tais fenômenos faz com que a Equação

3.8 seja uma aproximação satisfatória da seção de choque total.

Tabela 1 – Representação percentual das seções de choque microscópicas em relação à seção de choque total.

Energia do Fóton	6 MeV
Espalhamento Coerente	$\approx 0,0 \%$
Espalhamento Incoerente	$\approx 88,6 \%$
Absorção Fotoelétrica	$\approx 0,0 \%$
Produção de Pares no Campo Nuclear	$\approx 10,8 \%$
Produção de Pares no Campo Eletrônico	$\approx 0,5 \%$
Seção de Choque Total	$2,7700 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$

Fonte: **XCOM**: Photon Cross Sections Database. (2016)

$$\sigma_{Tot} \approx \sigma_{IS} + \sigma_{PPN} \quad (3.8)$$

3.3.1 Espalhamento Incoerente

O EGSnrc usa a equação de Klein-Nishima para determinar a seção de choque direcional no Espalhamento Incoerente, método este que pode ser descrito pela Equação 3.9 (KLEIN; NISHIMA, 1929; YAZAKI, 2017).

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} = \pi r_0^2 Z \left(\frac{k}{k'} \right)^2 \left[\left(\frac{k}{k'} \right) + \left(\frac{k'}{k} \right) - \text{sen}^2\theta \right] \quad (3.9)$$

Onde θ é o ângulo polar de espalhamento do fóton, k é a energia do fóton incidente, k' é a energia do fóton espalhado, r_0 é o raio eletrônico clássico ($2.817938 \cdot 10^{-13} \text{cm}$) e Z é o número atômico. A seção de choque total pode ser obtida pela integração numérica desta equação.

O tratamento dado para os efeitos produzidos pelas energias de ligação eletrônicas durante os fenômenos interativos *Doppler broadening*, se dá pela utilização dos *Hartree-Fock Compton profiles* $J(p_z)$ (Equação 3.10). Estas funções provêm dados sobre o momento total e orbital dos elétrons antes das colisões e suas energias de ligação.

$$J(p_z) = \int |\psi(\vec{p})|^2 dp_x dp_y \quad (3.10)$$

Onde p_x , p_y e p_z são componentes do momento inicial do elétron e $|\psi(\vec{p})|^2$ a solução da equação de onda para o elétron em questão, no domínio do momento linear \vec{p} .

O EGSnrc ainda utiliza o formalismo Klein-Nishima durante a determinação dos ângulos e energias dos fótons espalhados, conforme mostra a Equação 3.11.

$$\frac{d^2\sigma_{comp}}{dk'd\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{k'}{kq} [1 + p_z^2]^{-1/2} XJ(p_z) \quad (3.11)$$

onde Ω é o ângulo sólido (θ, ϕ) , q é o módulo $q = |\vec{p}_{k'} - \vec{p}_k|$, p_z é a projeção do momento inicial do elétron na direção do vetor $\vec{p}_{k'} - \vec{p}_k$, X é determinado na forma da Equação 3.12;

$$X = \frac{R}{R'} + \frac{R'}{R} + 2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right) + \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right)^2 \quad (3.12)$$

$$\text{e, } R = k \left[\sqrt{1 + p_z^2} + \frac{k - k' \cos\theta}{q} p_z \right], \quad R' = R - kk'(1 - \cos\theta).$$

A implementação computacional dos *Hartree-Fock Compton profiles*, não é feita pela solução direta da Equação 3.10, mas pela recorrência à tabelas que provêm estas soluções. Os dados utilizados neste passo foram publicados por *Biggs et al* em 1975. O EGSnrc ainda utiliza o algoritmo de *Brusa* para implementar uma rápida forma de amostragem durante a simulação dos espalhamentos e consulta às tabelas de *Biggs* ([BRUSA et al., 1996](#)).

As correções de *Doppler broadening*, podem ser ativadas e desativadas nos códigos derivados do EGSnrc por meio do parâmetro `ibcmp`, pois em casos onde estes efeitos não são relevantes, a não utilização das correções provocam diminuições significativas nos tempos de conclusão das simulações.

Finalmente deve-se mencionar a *Radiative Compton Correction Resource* disponibilizada pelo EGSnrc. Este método permite uma minimização da seção de choque para espalhamento em grandes ângulos, discutida e proposta por Feynman ([BROWN; FEYNMAN, 1952](#)). Esta correção estabelece um *extreme relativist limit* (Equação 3.13) e *non relativist limit* (Equação 3.14) para a equação de Klein-Nishima. No entanto, o manual do EGSnrc não deixa explícito a forma de implementação.

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{8\nu^2} \left[U - \frac{e_c^2}{\pi} U^{(1)} \right] d\Omega \quad (3.13)$$

$$d\sigma = \frac{e_c^4}{2m^2} (1 - 2k + 2k^2 + \dots) \left[U - \frac{e^2}{\pi} U^{(1)} \right] d\Omega \quad (3.14)$$

Onde ν é a frequência do fóton incidente, e_c a carga eletrônica, m a massa relativística do elétron recuado, U uma expressão para o comportamento spintrônico do elétron, $U^{(1)}$ o conjugado complexo de U e e o número neperiano.

3.3.2 Produção de Pares em Campos Nucleares

A simulação da produção de pares no EGSnrc, usa a formulação de Motz, Olsen e Koch para a determinação da seção de choque diferencial, conforme pode ser visto na Equação 3.15.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{PPN}}{dE_+} &= \frac{A'_p(Z, k)r_0^2\alpha Z(Z + \varepsilon(Z))}{k}(\dots) \\ &(\dots) \left((E_+^2 + E_-^2) \left(\phi_1(\delta) - \frac{4}{3}\ln Z - 4fc(k, Z) \right) \right) (\dots) \\ &(\dots) + \frac{2}{3}E_+E_- - \left(\phi_2(\delta) - \frac{4}{3}\ln Z - 4fc(k, z) \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

onde $A'_p(Z, k)$ é um fator de correção empírico que aperfeiçoa a seção de choque para o fenômeno em baixas energias, e $fc(k, Z)$ é a correção coulombiana. As funções $\phi_1(\delta)$ e $\phi_2(\delta)$ são funções que levam em conta os efeitos da dispersão angular randômica e E_+ e E_- são as energias totais do pósitron e do elétron.

3.4 Dosimetria computacional de pequenos campos utilizando o Método de Monte Carlo

Atualmente o método de Monte Carlo tem se mostrado como uma eficaz ferramenta de determinação dos valores de $k_{Q_{msr}, Q}^{f_{msr}, f_{ref}}$ e $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de campos não padrões (ARAKI, 2006; SCOTT; NAHUM; FENWICK, 2008; FRANCESCON *et al.*, 1998; BOUCHARD; SEUNTJENS, 2004; THOMAS *et al.*, 2005; FRANCESCON; CORA; CAVEDON, 2008). Dentre as várias publicações recentes sobre o tema se destacam os trabalhos de FRANCESCON *et al.* e CRANMER *et al.*, que introduzem modificações ao formulismo de Alfonso para explorar o potencial deste método na determinação dos valores do fator de correção e do *field factor* (ALFONSO *et al.*, 2008; FRANCESCON; CORA; SATARIANO, 2011; CRANMER-SARGISON *et al.*, 2011).

Em seus trabalhos os autores propõem o emprego do método de dosimetria numérica absoluta proposto por Popescu (POPESCU *et al.*, 2005), para a determinação de *Output Ratios* $OR_{det}^{f_{clin}}$ para a correção das doses obtidas de dosímetros em pequenos campos não padrões.

Para a determinação de *Output Ratios* em pequenos campos estáticos não padrões faz-se a razão das leituras obtidas por um mesmo dosímetro quando exposto ao f_{clin} e ao f_{msr} , conforme mostra a Equação 3.16.

$$OR_{det}^{f_{clin}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (3.16)$$

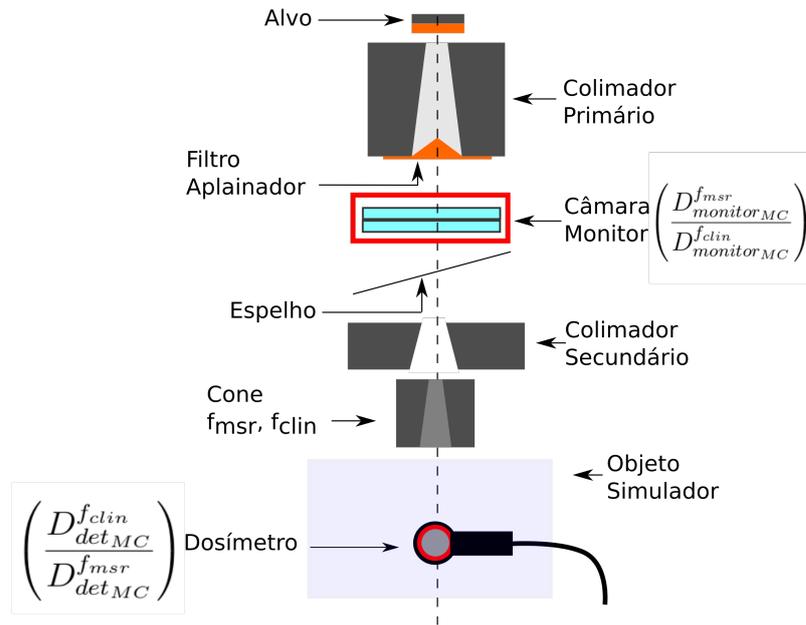
No entanto, em explorações teóricas a leitura da câmara não pode ser obtida, deste modo o valor de $OR_{det_{MC}}^{f_{clin}}$ precisa ser encontrado por outras vias.

No método proposto por Francescon e Cranmer (2011), a dose na câmara monitora é comparada para os feixes f_{clin} e f_{msr} , por meio da razão entre elas. Então este valor é multiplicado pela razão das doses no volume sensível do modelo de detector quando exposto aos mesmos feixes. Ficando a definição de $OR_{det_{MC}}^{f_{clin}}$ com a forma mostrada pela Equação 3.17.

$$OR_{det_{MC}}^{f_{clin}} = \left(\frac{D_{det_{MC}}^{f_{clin}}}{D_{det_{MC}}^{f_{msr}}} \right) \cdot \left(\frac{D_{monitor_{MC}}^{f_{msr}}}{D_{monitor_{MC}}^{f_{clin}}} \right) \quad (3.17)$$

Na Figura 14 pode-se ver uma representação esquemática do cabeçote do acelerador linear. As regiões destacadas em vermelho, correspondem aos volumes onde as doses de interesse para a determinação do $OR_{det_{MC}}^{f_{clin}}$ são computadas, ao passo que o cone é a estrutura responsável pela diferenciação entre os feixes f_{clin} e f_{msr} .

Figura 14 – Representação esquemática do processo de determinação do $OR_{det_{MC}}^{f_{clin}}$.



Fonte: Acervo próprio.

No entanto, para a determinação da dose no f_{clin} é preciso que seja conhecido o *field factor* $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ para que este seja aplicado à Equação 2.13. Partindo da definição dada na Equação 3.16, e da definição de *field factor* dada pela Equação 2.14. Pode-se enunciar que este valor é determinado pelo produto do $OR_{det}^{f_{clin}}$ pelo fator de calibração $k_{Q_{msr}, Q_{clin}}^{f_{msr}, f_{clin}}$, conforme mostra a Equação 3.18.

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = OR_{det}^{f_{clin}} \cdot k_{Q_{msr}, Q_{clin}}^{f_{msr}, f_{clin}} \quad (3.18)$$

No caso da utilização do $OR_{det_{MC}}^{f_{clin}}$, então o valor de $k_{Q_{msr}, Q_{clin}}^{f_{msr}, f_{clin}}$ precisa ser obtido também pelo método de Monte Carlo. Francescon e Cranmer sugerem então a utilização do método constante na Equação 3.19.

$$k_{Q_{msr}, Q_{clin}}^{f_{msr}, f_{clin}} = \frac{\left(\frac{D_{WMC}^{f_{clin}}}{D_{WMC}^{f_{msr}}} \right)}{\left(\frac{D_{det_{MC}}^{f_{clin}}}{D_{det_{MC}}^{f_{msr}}} \right)} \quad (3.19)$$

De posse destes dados a Equação 2.13 pode ser aplicada para a determinação da dose do campo clínico em questão.

Como forma de validação dos dados teóricos obtidos pela metodologia descrita, é comum que se meça o desvio do *output ratio* obtido experimentalmente, daquele obtido por método de Monte Carlo. A metodologia correntemente empregada para tal restringe-se simplesmente ao cálculo da diferença percentual entre as duas grandezas, conforme mostra a Equação 3.20.

$$Dif_{\%} = 100\% \left(\frac{OR_{det}^{f_{clin}} - OR_{det_{MC}}^{f_{clin}}}{OR_{det}^{f_{clin}}} \right) \quad (3.20)$$

3.5 Determinação de Fatores de Perturbação p_i dos dosímetros

A seção 2.2.4, tratou da definição e das fontes de perturbação de um feixe de radiação ionizante introduzidas pela presença de um dosímetro no meio no qual se quer determinar a dose, sem contudo discorrer sobre os métodos de determinação destes fatores.

Assim como o que vem sendo discutido nesta seção, o Método de Monte Carlo também tem sido largamente empregado para o cálculo teórico destes valores, apresentando resultados bastante satisfatórios quando empregados na rotina dosimétrica dos centros de radioterapia, pesquisa e calibração de feixes (MCCAFFREY *et al.*, 2004; BüERMANN; KRAMER; CSETE, 2003; BURNS; BüERMANN, 2009).

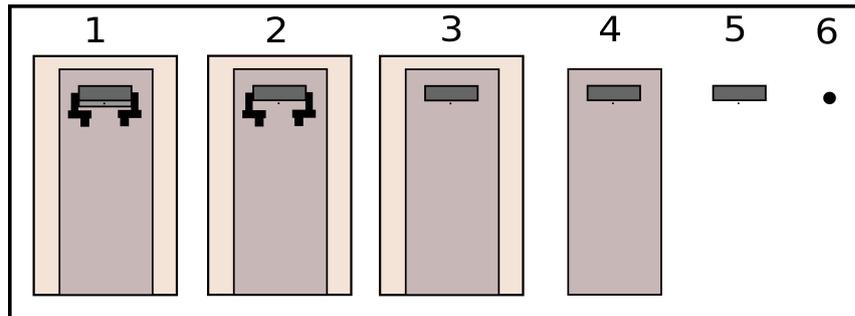
O método para a determinação dos fatores de perturbação foi inicialmente proposto por Wulff *et al.* Em seu artigo ele demonstra um método de simulação da geometria do dosímetro com complexidade regressiva (WULFF; HEVERHAGEN; ZINK, 2008).

No método proposto por Wulff para a determinação destes fatores de perturbação, inicialmente deve ser considerado o projeto do dosímetro que será investigado, a fim de determinar quais partes serão modeladas separadamente.

A Figura 15 ilustra a diminuição da complexidade geométrica proposta por Wulff, aplicada a um *single crystal diamond detector* (SCDD). Cada uma das geometrias representa uma simulação individual realizada. No primeiro passo, ocorre a determinação da dose no

volume sensível do SCDD na presença de todos os demais componentes do dosímetro. Em seguida, os demais componentes vão sendo subtraídos conservando-se o volume sensível para que a dose nele depositada seja calculada a cada simulação. Finalmente o próprio volume sensível é retirado e é obtida a dose em água D_w , de um volume de dimensões desprezíveis em relação às dimensões do campo incidente.

Figura 15 – Esquema de simulação de um dosímetro de diamante para a determinação dos fatores de perturbação de cada componente do projeto.



Fonte: Acervo próprio.

Em todas as simulações o modelo é colocado em uma profundidade de referência z_{ref} ao longo do eixo central do campo e os fatores de perturbação são referidos como funções prováveis da qualidade do feixe, da profundidade em que as doses são calculadas e as dimensões do campo.

Considerando uma combinação específica destas condições, então os fatores de perturbação podem ser determinados conforme mostrado pelas equações 3.21, 3.22, 3.23, 3.24 e 3.25.

$$p_1 = \frac{D_2}{D_1} \quad (3.21)$$

$$p_2 = \frac{D_3}{D_2} \quad (3.22)$$

$$p_3 = \frac{D_4}{D_3} \quad (3.23)$$

$$p_4 = \frac{D_5}{D_4} \quad (3.24)$$

$$p_5 \cdot s_{w,m} = \frac{D_w}{D_5} \quad (3.25)$$

De posse dos valores anteriores, o fator de perturbação total pode ser determinado pelo produto dos fatores individuais e então aplicado ao método descrito na seção 2.2.4, conforme pode ser visto na Equação 3.26.

$$p_{tot} = [p_1 \cdot p_2 \cdot p_3 \cdot p_4 \cdot p_5(s_{w,m})] \quad (3.26)$$

De uma forma genérica, a Equação 3.26, pode também ser enunciada conforme a Equação 3.27, aplicável a qualquer complexidade geométrica do dosímetro.

$$p_{tot} = \prod^i p_i(s_{med_1, med_2}) \quad (3.27)$$

Onde p_i é o fator de perturbação medido na i ésima configuração geométrica e (s_{med_1, med_2}) o *stopping power ratio* entre os meios med_1 e med_2

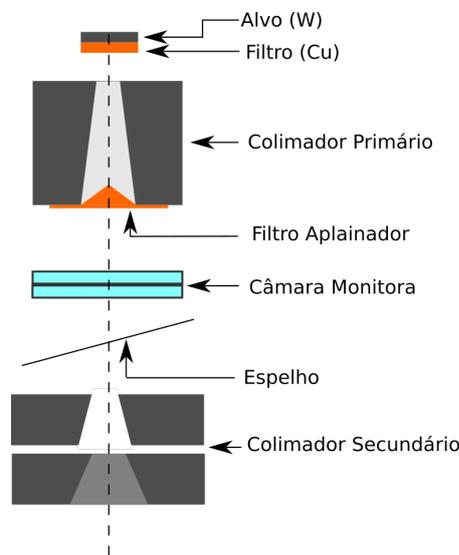
4 Metodologia

4.1 Modelagem do Acelerador

Os modelos computacionais de aceleradores lineares, criados como geometria para a simulação do transporte da radiação por Método de Monte Carlo, são, na verdade, modelos de cabeçotes de aceleradores, já que os códigos de MMC modernos conseguem prover funções que reproduzem o fluxo de elétrons provindos do acelerador propriamente dito, de modo que o utilizador precisa selecionar apenas o espectro energético, ou a energia dos elétrons gerados, a forma do feixe primordial e suas dimensões (KAWRAKOW *et al.*, 2016; X-5 MONTE CARLO TEAM, 2008; CONSTANTIN *et al.*, 2011; AJAJ; GHASSAL, 2003; LEWIS *et al.*, 1999). Este por, sua vez, é empregado para iniciar o intrincado processo de interações que resultará na composição do feixe de interesse.

Nos modelos mais convencionais, é utilizada a estrutura de componentes semelhante à mostrada na Figura 16.

Figura 16 – Estrutura de componentes de um modelo de cabeçote de acelerador linear.



Fonte: Acervo próprio.

Este esquema de modelagem, possui um *setup* característico de um acelerador linear real operando em modo de fótons. O que pode ser notado pela presença do alvo de tungstênio, do filtro de cobre correspondente e pela presença do filtro aplainador, na saída do sistema de colimação primário.

Durante o trabalho foram criados dois modelos de acelerados lineares diferentes, selecionados a partir da disponibilidade local dos mesmos para a obtenção de dados experimentais, um CLINAC 600CD e um CLINAC C2100, ambos fabricados pela VA-

RIAN Medical Systems. O primeiro acelerador foi utilizado na fase de seleção do código computacional a ser empregado, e no processo de validação da metodologia de simulação (LEÃO *et al.*, 2015).

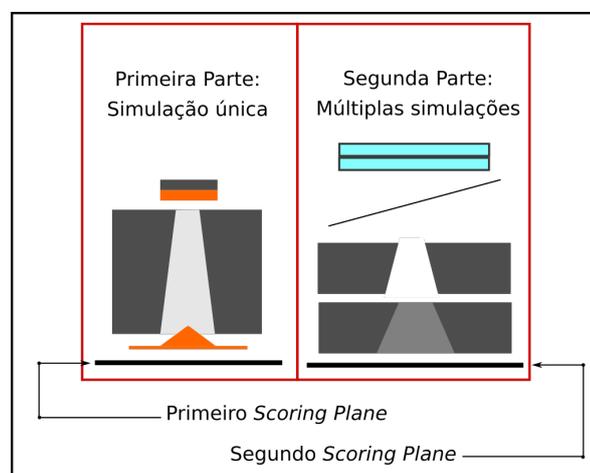
Três técnicas de modelagem foram empregadas, selecionadas segundo o interesse final para o qual o acelerador foi empregado. A primeira delas consiste em uma cisão do cabeçote do acelerador em duas ou mais frações segundo a complexidade e a variabilidade da geometria. Esta técnica é empregada com vistas ao aumento da estatística de partículas nos *phase space files*, e diminuição do tempo de computação para casos nos quais se quer simular tamanhos múltiplos de campos.

Esta potencialidade surge da inserção de um *scoring plane* na base do filtro aplainador, onde a primeira parte do acelerador é terminada. Este *scoring plane* registra dados para a criação de um *phase space files* com dados sobre as partículas que atravessam este plano.

Após a obtenção deste arquivo, ele é empregado como fonte de partículas para a segunda parte do acelerador, iniciada imediatamente abaixo do filtro aplainador, de modo que a história das partículas são computadas deste ponto em diante. Uma representação ilustrativa da técnica pode ser vista na Figura 17.

Assim, a segunda parte da simulação é realizada através de uma geometria consideravelmente menos complexa reduzindo a demanda computacional. Este ganho de desempenho permite que a simulação desta parte seja realizada com um número maior de histórias o que resulta em uma diminuição dos erros da técnica e maximiza o número de partículas em um segundo *scoring plane* colocado na base do sistema de colimação secundária. O último registro é então utilizado como fonte de partículas para o sistema de dosimetria computacional (KAWRAKOW; WALTERS, 2006; VERHAEGEN; SEUNTJENS, 2003).

Figura 17 – Esquema de simulação para aumento da estatística de partículas em sistemas de múltiplos campos abertos.



Fonte: Acervo próprio.

Além das vantagens mencionadas, pode-se modificar a abertura do sistema de colimação secundária, com a finalidade de alterar as dimensões do campo, sem que a primeira parte do acelerador precise ser simulada novamente. Isto permite que dados de múltiplas dimensões de campos sejam obtidas em menos tempo, ou que se estabeleça patamares de confiabilidade dos resultados bastante satisfatórios.

Em contrapartida, a criação de múltiplos *phase-space-files* demanda grande disponibilidade de espaço no disco rígido do sistema computacional empregado e pode, devido à demanda por tráfego de dados, reduzir a eficiência de simulações paralelizadas em múltiplos núcleos. Além disto, do ponto de vista físico, pode-se fazer uma crítica ao método, já que a fragmentação do acelerador elimina os efeitos da radiação retroespalhada pelo cabeçote.

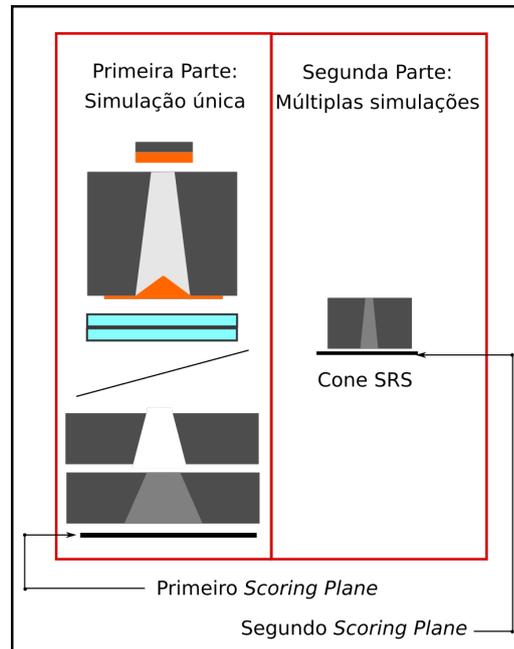
A segunda técnica de modelagem dos aceleradores prima, não pelo desempenho, mas pela manutenção da confiabilidade das doses no interior do cabeçote. Quando aplicada, o acelerador é modelado como um todo sem que haja o seccionamento mencionado. Sua utilização aumenta a demanda computacional para a simulação de múltiplas dimensões de campo, e reduz a estatística de partículas no *phase-space-files* da saída do sistema de colimação secundário. No entanto, a dose na câmara monitora pode ser obtida considerando a radiação resto-espalhada o que é fundamental para alguns métodos de dosimetria numérica que consideram esta dose como recurso de normalização (CRANMER-SARGISON *et al.*, 2011).

A terceira técnica empregada foi desenvolvida pelos autores, como uma espécie de fusão das anteriores. Ela pode ser empregada quando um terceiro sistema de colimação é utilizado, no caso deste texto, cones de Radiocirurgia Estereotáxica, no entanto, com potencialidades para a utilização também em sistemas de colimação multilâminas. Além do terceiro sistema de colimação, é preciso que os colimadores secundários operem com abertura suficientemente pequena para que não haja redução significativa da radiação retroespalhada. Deste modo, o acelerador pode ser seccionado, separando o corpo do cabeçote dos cones de SRS ou do MLC .

Esta técnica gera um *phase-space-files* único na base do sistema de colimação secundário que é utilizado como fonte para todos os campos que se quer simular. Assim, simulações muito simples, apenas da geometria dos cones, podem ser realizadas para a obtenção da fonte de partículas para a dosimetria numérica. Isto permite um significativo aumento do número de partículas no arquivo com o registro das partículas.

Na Figura 18, pode-se ver uma descrição gráfica da técnica empregada na modelagem de aceleradores para pequenos campos. O primeiro *Scoring Plane* é utilizado como fonte de partículas para a simulação do próprio cone. Isto é possível pois o sistema de colimação secundária opera, independentemente do cone com abertura de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ no isocentro, o que significa uma abertura real de aproximadamente $1,4 \text{ cm}$ na mandíbula com movimentação na direção de x e $1,8 \text{ cm}$ na de direção y .

Figura 18 – Esquema de simulação para aumento da estatística de partículas em sistemas de colimação de SRS.



Fonte: Acervo próprio.

4.1.1 O código BEAMnrc

O BEAMnrc é um *user code*, desenvolvido por D. W. Rogers *et.al.* (ROGERS *et al.*, 1995). Seu principal propósito é facilitar a modelagem e simulação das tecnologias empregadas para exposições clínicas disponíveis, incluindo, radiodiagnóstico, unidades de ortovoltagem, unidades de ^{60}Co e aceleradores lineares em modo de fótons ou elétrons.

O programa em si não se encarrega dos métodos computacionais para o transporte da radiação ionizante pela matéria, ele apenas faz a estruturação geométrica e transfere os parâmetros de simulação para o EGSnrc. Para isto, o BEAMnrc disponibiliza ao usuário uma série de macros que reproduzem os componentes (*Component Module - CM*) da tecnologia que será reproduzida. No caso dos aceleradores lineares são largamente utilizados os seguintes CM's:

1. SLAB - Usado para a reprodução de múltiplos planos com composição e espessuras completamente controláveis. Os SLABS são recomendados para a criação de modelos de alvos e filtros.
2. CONESTAK - Usado para a reprodução de cones, de ângulo sólido de abertura única ou de múltiplas aberturas. O CONESTAK possui ainda uma barreira lateral que permite simular revestimentos para os cones. Caso esta barreira não seja necessária, opcionalmente o CM CONS3R pode ser utilizado. Estes CM's são recomendados para a representação de colimadores primários e em alguns casos, filtros aplainadores.

3. **FLATFILT** - Este é um tipo especial de **CONESTAK**, sua principal funcionalidade é a possibilidade de inserção de cones, dentro de cones, mesmo com diferentes composições químicas. O **FLATFILT** é muito utilizado para Filtros Aplainadores de alta complexidade.
4. **CHAMBER** - Uma série de **SLAB's** com delimitação lateral, para a reprodução de câmaras monitoras. Sua utilização para a reprodução de fantasmas de água também é comum.
5. **JAWS** - Blocos maciços com aberturas centrais e mobilidade lateral em direções perpendiculares (x e y). São recomendados para a reprodução do colimador secundário.

Além dos CM's mencionados, ainda poderiam ser citados outros 15 componentes disponíveis no programa, mas que não foram utilizados ao longo deste trabalho.

Para mais informações sobre os *Components Modules*, o documento "NRCC Report PIRS-0509", editado pelos próprios criadores do BEAMnrc e publicado pelo *National Research Council of Canada*, pode ser consultado (ROGERS; WALTERS; KAWRAKOW, 2016).

Após a descrição via CM's do modelo que se quer construir, o BEAMnrc faz a chamada das funções pertinentes do EGSnrc, por meio de uma aplicação denominada **beam_build**. Esta aplicação cria um executável único, útil apenas para o conjunto de CM's selecionado pelo usuário. Este, finalmente, fará a leitura do *input* do modelo e a execução da simulação.

O *input* no BEAMnrc, por sua vez, difere substancialmente daqueles encontrados comumente em outros códigos de simulação de MC. Isto porque, no BEAMnrc, o *input* precisa descrever apenas os parâmetros de simulação e as dimensões geométricas de cada componente do modelo, já que a seleção CM's foi realizada previamente.

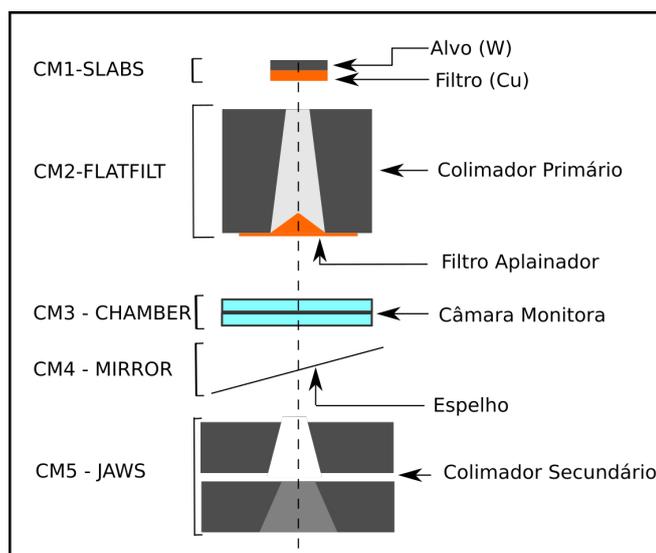
Esta abordagem permite que os *inputs* sejam muito mais condensados que os de outros códigos. Além da criação do executável ser realizada na máquina onde as simulações serão executadas, o que permite uma compilação otimizada.

4.1.2 Descrição da Geometria do LINAC

4.1.2.1 CLINAC 600CD

O primeiro acelerador modelado, foi um VARIAN CLINAC 600CD em operação no serviço de radioterapia do Hospital São João de Deus em Divinópolis-MG. Sua estrutura geral e sua composição virtual podem ser vistas na Figura 19.

O alvo foi modelado por um CM do tipo **slab** que é basicamente composto por um empilhamento de camadas de diferentes materiais com o propósito de possibilitar a

Figura 19 – Representação gráfica da estrutura do modelo do acelerador CLINAC 600CD.

Fonte: Acervo próprio.

desaceleração dos *bunches* de elétrons provindos do acelerador linear e, em camadas mais inferiores, promover filtragem dos fótons de baixa energia desinteressantes para a terapia.

O feixe produzido tem sua dispersão angular restringida por um sistema de colimação primário cônico que determina um ângulo máximo de divergência deste, este procedimento é necessário devido à distribuição angular do feixe de 6MeV produzido no alvo, garantindo assim a minimização da radiação espalhada que, do contrário, contribuiria para o aumento de doses indesejadas no paciente. Para este propósito, foi utilizado o CM *CONESTAK* associado a um segundo, tratado no código como *FLATFILT*.

Com o mesmo componente módulo, foi também modelado o filtro aplainador. Esta abordagem se fez necessária devido ao posicionamento deste no acelerador, já que as frações mais superiores do filtro estão posicionadas no interior do colimador primário. Como pode ser visto na Figura 19.

Este último módulo componente, um filtro aplainador, é responsável por planificar a frente do feixe possibilitando a obtenção de um campo de radiação com distribuição uniforme. No entanto, é preciso ressaltar a complexidade deste componente. A correta modelagem do filtro aplainador é, provavelmente, aquela que mais afeta a concordância entre os dados simulados e reais já que este afeta diretamente a forma das isodoses provocadas pelo feixe a medida que estas vão sendo construídas com o incremento da profundidade.

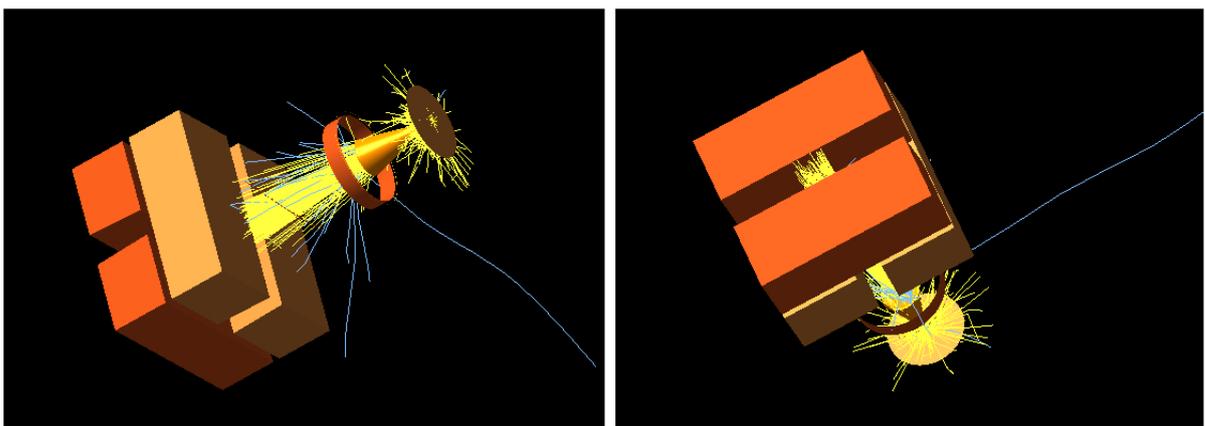
Tal importância se deve, principalmente devido a dois efeitos principais: o filtro aplainador atua como uma nova fonte de fótons; o feixe que poderia inicialmente ser tratado como proveniente de uma fonte pontual, devido às pequenas dimensões do alvo, após a interação com filtro precisa ser tratado como um feixe oriundo de uma fonte

extensa e a ocorrência de uma penumbra deve ser levada em consideração. O segundo efeito está associado à capacidade do filtro aplainador de influenciar o espalhamento dos fótons com o aumento da profundidade devido ao subsequente aumento da região de penumbra (MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007). Um terceiro efeito poderia ainda ser mencionado para energias superiores a 10 MeV que está associado à saída de elétrons secundários para regiões externas à borda do campo, sem a devida compensação, o que, a princípio, compromete o equilíbrio eletrônico.

A fim de minimizar quaisquer efeitos que possam introduzir discrepâncias entre o feixe simulado e o real, foram introduzidos os CM *CHAMBER* e *MIRROR* para representarem respectivamente as câmara monitoras do acelerador e o espelho. As funções destes componentes não estão associadas à qualidade do feixe mas sim à segurança dos procedimentos. O primeiro checa a passagem de radiação no cabeçote mantendo um controle sobre o correto acionamento e interrupção do feixe. O segundo possibilita a projeção de um campo luminoso de dimensões idênticas às do campo de radiação na superfície a ser exposta. Todavia, como os raios X interagem também com estes, sua utilização no modelo maximiza a similaridade entre os feixes reais e o simulado.

O colimador secundário foi modelado pela utilização do componente módulo *JAWS*, que provê a disponibilização de dois pares de blocos que podem se mover em direções perpendiculares entre si, aumentando ou diminuindo suas distâncias até o raio central. Esta mobilidade possibilita a determinação do campo desejado no isocentro.

Figura 20 – Visão tridimensional da geometria do modelo de acelerador CLINAC 600CD. Na imagem podem ser vistas ainda as trajetórias de fótons (em amarelo) e de elétrons (em azul) geradas para uma simulação de 1000 histórias.



Fonte: Acervo próprio.

A geometria descrita foi fragmentada conforme o método ilustrado pela Figura 17, e simulado utilizando, para cada parte, um total de 10^9 partículas (NCASE).

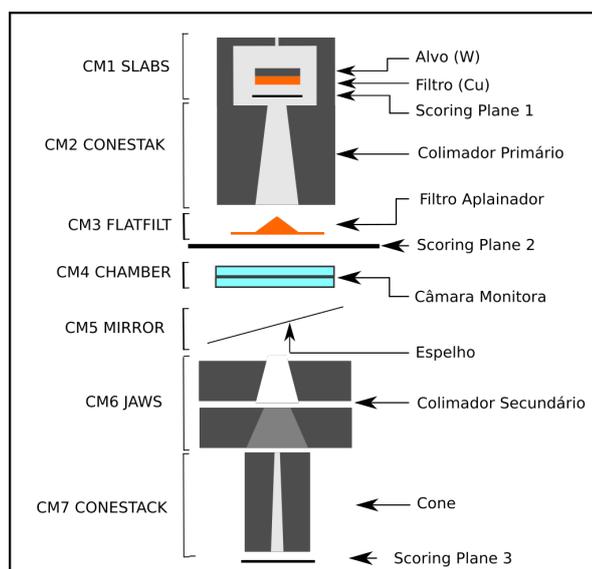
4.1.2.2 O acelerador CLINAC C2100

O segundo acelerador, foi utilizado como o acelerador padrão para a obtenção dos pequenos campos. Ele foi escolhido por ser o acelerador padrão na rotina clínica de procedimento de Radioterapia Estereotáxica na Santa Casa de Belo Horizonte.

O CLINAC C2100 pode operar com múltiplas energias de fótons, no entanto, apenas o modo de 6MeV foi utilizado por ser o padrão para os procedimentos radioterápicos no serviço.

A técnica de simulação empregada foi a ilustrada pela Figura 18, já que para a obtenção dos pequenos campos de SRS, um terceiro sistema de colimação é adicionado ao acelerador. Estes colimadores são cones feitos de chumbo e revestidos com uma camisa de aço.

Figura 21 – Representação gráfica da estrutura do modelo do acelerador CLINAC C2100.



Fonte: Acervo próprio.

A Figura 21 mostra a representação global do modelo criado pelos autores. O CM1 desta nova geometria mostra o alvo no interior de uma blindagem de tungstênio, isto se faz necessário para promover a blindagem da radiação espalhada durante a interação do feixe de elétrons com o alvo e a transmissão do feixe de raios X pelo filtro (MAYLES; NAHUM; ROSENWALD, 2007; PODGORSK, 2005).

O colimador primário e o filtro aplainador também foram separados em dois diferentes CM's, diferentemente do que acontecia no CLINAC 600CD. Esta separação, foi necessária devido a separação que existe entre o colimador primário e o filtro aplainador, presente no CLINAC C2100.

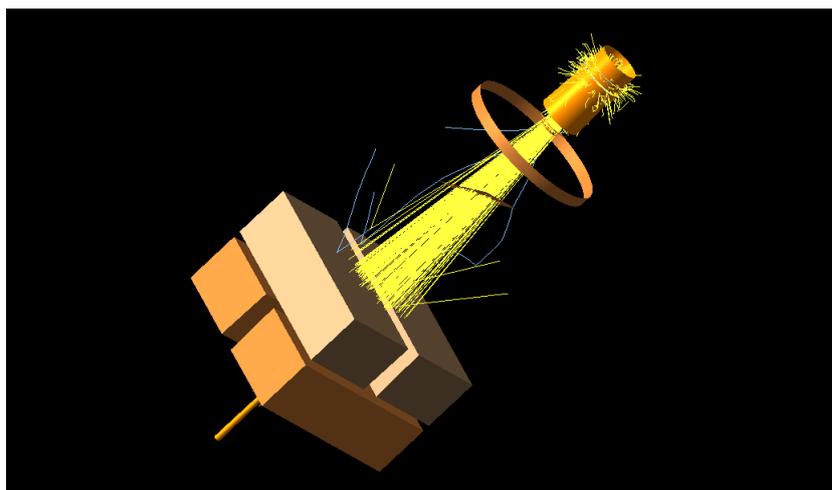
O CM7 deste modelo, inexistente no CLINAC 600CD, representa os cones de SRS. Um CONESTACK foi selecionado para realizar este papel de acordo com o já mencionado

na seção 4.1.1. Os cones possuem diâmetros nominais no isocentro entre 9 e 33 mm, com incrementos no diâmetro de 3 mm totalizando 9 cones.

Apesar de seu perfil externo ser cilíndrico, os cones possuem abertura interna realmente cônica, com ângulo sólido selecionado para que o diâmetro nominal de um feixe luminoso no isocentro tenha a dimensão desejada. Apesar disto, o tamanho dosimétrico do campo, depende ainda de outros fatores.

A Figura 21, mostra ainda a presença de três diferentes *scoring planes* no modelo, o que resulta em três diferentes *phase space files*. Isto foi necessário para que dados a respeito do fluxo de partículas na base do alvo e do filtro aplainador fossem obtidos. O conhecimento do fluxo de partículas nestes níveis é importante para a determinação da influência das dimensões da fonte no tamanho dosimétrico do campo (SHAM *et al.*, 2008; CROP *et al.*, 2009; CZARNECKI; WULFF; ZINK, 2012).

Figura 22 – Visão tridimensional da geometria do modelo de acelerador CLINAC C2100.



Fonte: Acervo próprio.

A Figura 22 mostra uma representação espacial do modelo C2100 construído pelos autores. A blindagem do cabeçote atenuando a radiação espalhada pelo alvo, a localização da câmara monitora (anel) e o posicionamento do cone na parte inferior dos colimadores secundários, são detalhes importantes do acelerador que podem ser vistos nesta imagem.

4.1.2.3 Fontes de Partículas

Para modelagem de LINAC's operando em modo de fótons, a fonte de partículas primordiais - elétrons com a energia desejada - pode ser configurada segundo alguns parâmetros que impactam significativamente nas dimensões da fonte de raios x após a interação com o alvo (CROP *et al.*, 2009; CHARLES *et al.*, 2014).

Para os aceleradores modelados as configurações relevantes são; o diâmetro do feixe primordial de partículas, ângulo de incidência, e a energia das partículas. Tanto no

CLINAC 600CD quanto no C2100, foi utilizado um feixe circular de elétrons com diâmetro de 0,13 cm, incidindo perpendicularmente sobre o alvo de tungstênio.

Além destas configurações, o número de partículas provenientes da fonte de elétrons (NCASE), também impacta bastante no desenrolar de toda a simulação. Este parâmetro determinará a confiabilidade dos resultados e o tempo de simulação, juntamente com a complexidade da geometria.

4.1.2.4 Câmara Monitora

A câmara monitora do modelo computacional de LINAC, impacta pouco sobre a qualidade do feixe final. No entanto, sua correta modelagem é fundamental para algumas técnicas de dosimetria numérica.

Quando se deseja a obtenção de perfís laterais de dose (OAR), ou percentuais de dose em profundidade (PDP), a normalização da dose se dá em função da dose máxima provocada pelo feixe, ou pela dose máxima (central), na profundidade que se deseja analisar.

No entanto, quando se deseja obter uma normalização em função da dose por unidade monitora (Gy/UM), então a dose na câmara monitora é fundamental.

O procedimento convencional, adotado, inclusive neste trabalho, consiste em determinar o número de histórias (NCASE) que provocaram o mínimo erro exequível segundo a disponibilidade de recursos computacionais e o tempo de simulação. Geralmente, este valor é conseguido por re-simulações com valores de (NCASE) progressivamente maiores, até que se obtenha um erro percentual de dose admissível.

Após esta determinação, a dose computada na câmara monitora é tomada como dose monitora D_{monit} . De posse desse valor, as doses no meio onde será a dosimetria é determinada pelo método definido na Equação 4.1,

$$D_{Gy/UM} = \frac{D_{i,med}}{D_{monit}} \quad (4.1)$$

onde $D_{Gy/UM}$ é a dose em grays por unidade monitora e $D_{i,med}$ a dose na posição i no meio med .

4.1.3 Simulação de Pequenos Campos

Os pequenos campos empregados em SRS podem ser obtidos em aceleradores lineares por meio de um terceiro sistema de colimação, que podem ser implementados com o uso de cones ou colimadores multilâminas. Apesar do último método estar vinculado a recursos tecnológicos mais robustos, os cones provêm uma maior eficácia na blindagem de doses nas regiões circunvizinhas ao volume alvo. Além disto, os cones são mais efetivos na

constituição da dimensão do campo desejado. Por este motivo, cones são utilizados em sistemas dedicados como *Gama-Knife* e *Cyber-Knife* (HACKER *et al.*, 1997).

Cones de SRS

Os cones utilizados na rotina clínica do acelerador modelado, são cilindros de chumbo com altura de 12 cm e diâmetro de 7,5 cm, escavados em perfil cônico com ângulo sólido cuja abertura é determinada pela dimensão do campo luminoso que se deseja no isocentro.

No CLINAC C2100, estes ângulos são determinados em função da posição do furo de entrada em relação à fonte de raios X, 59,9 cm. Além disso, os cones possuem ainda uma camisa de aço com diâmetro de 5 mm revestindo o cilindro de chumbo. Esta camisa serve como um atenuador adicional para a radiação secundária produzida no próprio cone e para a proteção e conservação da integridade física do cone.

4.1.4 Registro de Dados em Arquivos de Espaço de Fase

Espaço de Fase é um conceito derivado da formulação Hamiltoniana da Mecânica Clássica. Ele é constituído pelo conjunto (espaço vetorial) de todos os estados dos elementos de um sistema. Por estado, deve-se entender a posição, a velocidade instantânea e o momento destes elementos (CALKIN, 1996; DERIGLAZOV, 2016).

No contexto das simulações utilizando o EGSnrc e seus códigos derivados, o Espaço de Fase registra os estados das partículas de radiação direta e indiretamente ionizantes que atravessam um plano de registro ou *scoring plane*.

No BEAMnrc os *scoring planes* podem ser posicionados na base de qualquer *component module*. Nos demais códigos derivados do EGSnrc, principalmente os construídos utilizando a linguagem C++ (EGSNRC ++), os *scoring planes* podem ser colocados em qualquer posição desejada.

Quando um *scoring plane* é colocado no modelo, o código automaticamente promove o registro de um *phase space file*. Esse arquivo binário armazena todos os dados característicos de um espaço de fase. Devido ao grande volume de partículas primárias e secundárias, estes arquivos podem superar vários gigabytes de volume de dados.

Apesar da clara desvantagem de ocuparem frações consideráveis do disco rígido, estes arquivos são extremamente versáteis pois podem ser utilizados para a obtenção de um grande número de dados sobre o feixe de partículas no nível onde eles foram registrados.

O pacote EGSnrc, fornece em sua instalação básica o `beamdp`, que permite que sejam obtidos desses arquivos tabelas de dados para a fluência de partículas, fluência energética, distribuição espectral, energia média, distribuição angular de partículas de

interesse, fração de composição particular do feixe e *scatter plots* das partículas registradas, além de poderem ser utilizados como fonte de partículas para outras simulações.

4.2 Dosimetria Numérica em Água

Todos as doses obtidas durante a pesquisa foram calculadas para um objeto simulador de água com formato cúbico com aresta de 30 cm, uma recomendação dos protocolos de calibração de feixe vigentes (ANDREO *et al.*, 2000; ALMOND *et al.*, 1999).

Ao contrário do que é geralmente implementado em outros códigos de MC para a obtenção de dose nestes objetos simuladores, todos os casos estudados foram simulados separadamente do restante do acelerador. Ou seja, simulações prévias foram conduzidas utilizando o BEAMnrc para a produção de *phase space file*, e então estes foram utilizados como fonte para as simulações do objeto cúbico de água (AJAJ; GHASSAL, 2003; SEMPAU *et al.*, 2004; CONSTANTIN *et al.*, 2011).

Isto permite que doses em posições diferentes sejam obtidas rapidamente sem que novas simulações do acelerador completo sejam realizadas, ou de suas partes fixas precisem ser realizadas. Além disto, foi observado que a obtenção de volumes menores de dados em um número maior de simulações, produzem um maior rendimento do método, diminuindo, simultaneamente, o tempo de simulação e o erro percentual dos dados.

Outra flexão na metodologia de simulação fomentada pelo comportamento dos resultados que merece menção, foi a seleção dos códigos de simulação do objeto simulador de água.

Inicialmente a dosimetria numérica estava sendo realizada exclusivamente pelo código DOSXYZnrc, parte integrante do sistema EGSnrc. No entanto, com o acréscimo da demanda por uma maior resolução de dose em pequenos campos, notou-se uma diminuição de seu rendimento.

Devido a este comportamento, outros métodos de simulação foram testados, a fim de que se pudesse, por exemplo, obter perfis laterais de dose satisfatórios para campos tão pequenos quanto campos circulares de 9 mm. Dentre os *user codes* fornecidos com o sistema, aquele que apresentou melhor rendimento foi o *cavity*.

O *cavity* foi criado originalmente para a determinação de dose em câmaras de ionização, de modo que fatores importantes para a teoria cavitária pudessem ser apreciados. No entanto, o mesmo possui uma excelente resposta de dose também para a água, de modo que volumes neste meios com formas geométricas completamente arbitrarias podem ser construídos e utilizados como volumes sensíveis à determinação da dose.

Devido a esse comportamento mencionado, estabeleceu-se um critério de utilização. A dosimetria em campos convencionais foi realizada por meio do código DOSXYZnrc e a

dosimetria de pequenos campos, ou de casos onde apenas a dose em pontos específicos precisam ser determinadas, foi realizada por meio do código *cavity*.

4.2.1 O código DOSXYZnrc

O DOSXYZnrc é um *user code* derivado do EGSnrc, criado por Dave Rogers (WALTERS; KAWRAKOW; ROGERS, 2016). Sua principal característica é a utilização de geometria reticulada composta por voxels para a criação da geometria de simulação. Técnica esta comumente denominada *voxel based Monte Carlo algorithm* (VBMCA) (FOLEY, 1996).

A geometria é criada pela seleção das dimensões dos voxels individuais nas direções x , y e z , pela seleção das posições iniciais de cada vetor de voxels e pela dimensionamento global da geometria.

Para a dosimetria numérica de campos convencionais, foi construído um objeto simulador de água com aresta de 30 cm, este por sua vez, foi subdividido em voxels de $(0,3 \times 0,3 \times 0,3) \text{ cm}^3$, totalizando 1.10^6 voxels. Este modelo de objeto simulador, foi empregado, tanto para a dosimetria dos campos convencionais do CLINAC 600CD, quanto para a dosimetria de campos convencionais no CLINAC C2100.

Apesar do grande número de voxels constituintes do objeto simulador, as doses foram registradas apenas naqueles de interesse para a dosimetria, já que o DOSXYZnrc permite a seleção dos voxels onde as doses serão registradas, num processo chamado de indexação de dose.

Os inúmeros *phase space files* criados nas simulações de campos convencionais dos cabeçotes modelados, foram utilizadas como fontes de partículas para a dosimetria. No entanto, estes arquivos não preservam dados do posicionamento em que as partículas foram registradas em relação ao isocentro. Isto faz com que a fonte precise ser posicionada pelo próprio programador, através do parâmetro DSOURCE.

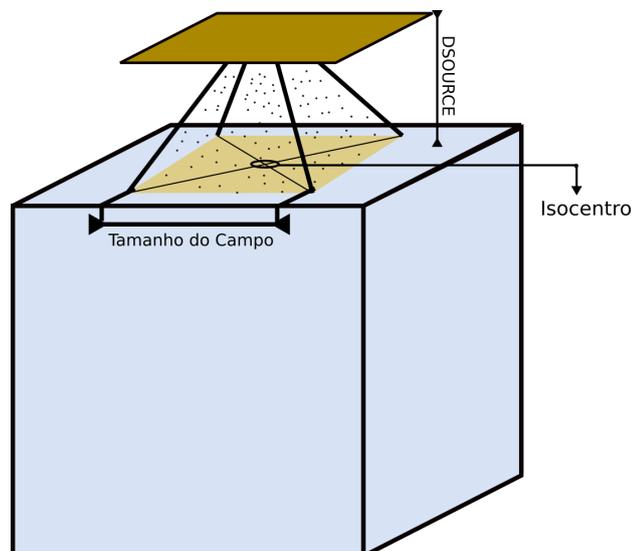
A determinação deste parâmetro é tarefa simples, mas sua escolha depende fortemente do tipo de técnica dosimétrica que se vai empregar. No caso da obtenção de perfis de dose em profundidade, o DSOURCE é apenas a diferença entre a distância do isocentro e a fonte $D_{\text{fonte} \rightarrow \text{isocentro}}$, pela distância entre o *scoring plane* e a fonte $D_{\text{fonte} \rightarrow \text{ScorPlane}}$.

Em outras técnicas dosimétricas que posicionam o isocentro em uma profundidade p_{ref} no interior do objeto simulador, o valor de DSOURCE foi obtido pela Equação 4.2.

$$DSOURCE = D_{\text{fonte} \rightarrow \text{isocentro}} - D_{\text{fonte} \rightarrow \text{ScorPlane}} - p_{ref} \quad (4.2)$$

A Figura 23, mostra o esquema de posicionamento do *phase space files* sobre o objeto simulador e a indicação geométrica do parâmetro DSOURCE.

Figura 23 – Ilustração do posicionamento de um *phase space files* sobre um objeto simulador de água.



Fonte: Acervo próprio.

Ainda que a obtenção do valor de `DSOURCE` seja uma tarefa bastante simples, é comum que ele seja introduzido erroneamente na rotina de simulações. Isto ocorre porque, geralmente, múltiplos *inputs* são criados simultaneamente, e somente quando um lote significativo destes arquivos está pronto é que elas são iniciadas.

Neste processo, alguns trechos de código são copiados para múltiplos *inputs* a fim de dinamizar o processo de modelagem. Este recurso geralmente introduz erros de modelagem perceptíveis, geralmente apenas após a obtenção dos dados. Dentre os trechos de código copiados entre diferentes arquivos, está a determinação do parâmetro `DSOURCE`. Com a finalidade de evitar erros introduzidos por equívocos desta natureza, optou-se por manter um rigoroso controle sobre o valor do FWHM da dose nos perfis laterais de campo, já que esta grandeza é mais claramente modificada por erros na inserção do `DSOURCE`.

O `DOSXYZnrc` possui ainda outros parâmetros de controle da fonte de partículas, como por exemplo, controle de rotação da fonte em torno de qualquer um dos eixos cartesianos, restrição da área útil do *phase space file* ou seleção do tipo de partículas aproveitadas deste arquivo durante as simulações. Apesar dessa disponibilidade de recursos, nenhum deles foi utilizado para as simulações deste trabalho, sendo mantida a incidência do feixe em direção perpendicular à superfície do objeto simulador e o aproveitamento de todas as partículas presentes no *phase space file* para o transporte da radiação e cálculo da dose.

4.2.2 O código *cavity*

O código *cavity*, é uma aplicação desenvolvida em C++ por meio da mais recente versão das bibliotecas componentes do `EGSnrc`, também denominado de `EGSnrc ++`,

devido à possibilidade de sua utilização por meio de algoritmos orientados à objetos.

O *cavity* foi criado com a intenção de ser uma ferramenta de determinação da dose em cavidades com formas geométricas diversas, cuja a composição química pode ser selecionada. Além disso, o código apresenta grande viabilidade de utilização para a determinação de fatores de correção devido à presença de substâncias de composição diferente do meio no qual se quer determinar a dose.

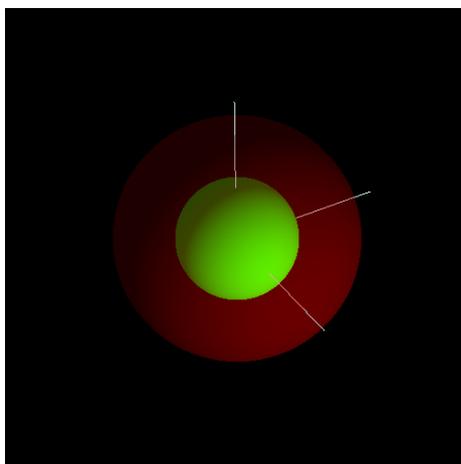
A modelagem geométrica no código, se dá por meio da biblioteca de classes *Geometry Module*, disponibilizada conjuntamente com o EGSnrc++. Esta biblioteca possibilita uma programação da geometria utilizando o mais alto nível de abstração possibilitado por técnicas de *constructive solid geometry* (CGS), de modo que sólidos fundamentais como paralelepípedos, esferas e cilindros, possam ser facilmente criados e unidos, interceptados ou inter-contidos por meio de operadores booleanos bastante acessíveis (KAWRAKOW *et al.*, 2017).

O *cavity* utiliza também a biblioteca de classes *Particle Sources* do EGSnrc ++. As classes disponíveis nesta biblioteca permitem a utilização de 11 tipos de fontes de partículas, dentre elas, os *phase space files*.

O *cavity* foi utilizado para a dosimetria de pequenos campos diretamente em água. Nestas simulações, volumes sensíveis esféricos de raio 0,05 cm foram utilizados, resultando em erros médios menores que 1%, para simulações com 10^8 histórias.

Na Figura 24, representativa do volume sensível de água, a região em verde representa o volume sensível propriamente dito, ao passo que a vermelha, representa o espaço de aplicação das VRTs.

Figura 24 – Ilustração espacial de um volume sensível composto de água para a dosimetria de pequenos campos.



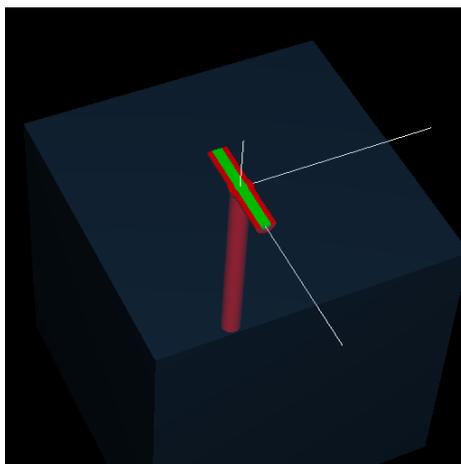
Fonte: Acervo próprio.

Esses detectores foram posicionados no interior de um objeto simulador de água cúbico com aresta de 30 cm, idêntico ao criado através do DOSXYZnrc. O posicionamento

destes elementos foi conduzido de forma tal que foi possível a obtenção de perfis laterais de dose e percentuais e dose em profundidade, conforme a necessidade de observação dos dados em cada simulação.

A Figura 25, mostra o posicionamento dos detectores no objeto simulador, região em verde representa o volume sensível devido a presença dos múltiplos dosímetros, enquanto a região em vermelho, representa o espaço de aplicação das VRTs.

Figura 25 – Posicionamento dos detectores de água no interior do objeto simulador.



Fonte: Acervo próprio.

4.2.2.1 Redução de variância no *cavity*

O aumento da confiabilidade dos resultados das simulações de Monte Carlo, está ligado à diminuição do desvio padrão, ou da variância dos resultados obtidos no cálculo de múltiplas histórias. Para minimizar esses valores, o *cavity* tem implementado em suas rotinas as VRTs *Russian Roulette* e *Range rejection*, ambas utilizadas para as determinações de dose em água. No entanto para a simulação dos dosímetros apenas a primeira foi empregada, afim de preservar a contribuição de fótons gerados por *bremssstrahlung* nos materiais componentes dos dosímetros (FRAGOSO *et al.*, 2009; SECO; VERHAEGEN, 2013).

4.3 Modelagem dos Dosímetros

Os dosímetros simulados foram selecionados segundo a disponibilidade de dados para a modelagem e segundo o nível de especialização dos mesmos para a utilização em pequenos campos de raios X. Foram escolhidos uma câmara de ionização do tipo *pin-point*, o dosímetro de diamante do tipo *single cristal diamond detector* e um diodo dosímetro, todos fabricado pela *PTW-Freiburg*. Os dados para a criação das geometrias e a descrição dos materiais utilizados são disponibilizados pelo fabricante (DOWNLOAD-CENTER..., 2017).

4.3.1 Câmara Pin-Point

A *PinPoint 3D Chamber* modelo 31016 da PTW, é uma câmara de ionização com $0,016 \text{ cm}^3$ de volume sensível, ventilada, com eletrodo central de alumínio e baixíssima dependência direcional de incidência do feixe.

A parede do volume sensível é composta de polimetilmetacrilato (PMMA) e por grafite, sendo possível a colocação de capa de *build-up*, também de PMMA com espessura de 3 mm .

É destinada para a dosimetria de fótons de alta energia seja no ar, na água ou em objetos simuladores sólidos. Segundo o fabricante, pode ser empregada para campos com dimensões entre $2 \times 2 \text{ cm}^2$ até $30 \times 30 \text{ cm}^2$. No entanto, apesar desta restrição ela foi utilizada em simulações em campos com dimensões laterais de até $0,9 \text{ cm}$.

Os detalhes da geometria de modelagem e o *input* da geometria podem ser encontrados no Anexo A. Uma representação espacial do modelo também pode ser vista na Figura 5.

4.3.2 Detector de Diamante

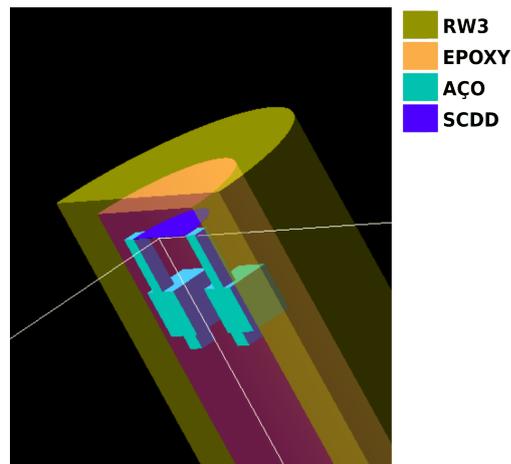
O detector PTW 60019, é um detector de diamante classificado como *Single Crystal Diamond Detector*, cujo cristal sintético é obtido pela técnica *Chemical Vapour Deposition* (CVD), em condições de alta pressão e temperatura (HPHT).

Sua principal característica é a longa estabilidade de resposta devido à resistência do diamante a danos estruturais severos provocados pela radiação ionizante. No entanto, devido à presença de defeitos estruturais, criados durante a deposição dos elementos do cristal, a resposta de dois dosímetros estruturalmente iguais podem apresentar diferenças significantes quando ambos são expostos a um mesmo feixe de radiação, o que exige cuidados adicionais em sua calibração (ALMAVIVA *et al.*, 2008; VENANZIO *et al.*, 2013; CIANCAGLIONI *et al.*, 2012).

O PTW 60019 pode ser utilizado para feixes de fótons com energias entre 100 keV até 25 MeV e para feixes de elétrons com energias entre 6 MeV e 25 MeV . O dosímetro sequer possui limitações quanto ao tamanho dos campos, apresentando respostas satisfatórias tanto quando exposto a campos pequenos, menores que $4 \times 4 \text{ cm}^2$, quanto quando exposto a campos consideravelmente extensos como $40 \times 40 \text{ cm}^2$ (MICRODIAMOND... , 2014; DETECTORS... , 2015).

A Figura 26, mostra uma imagem do dosímetro com a identificação dos os materiais que compõem cada um de seus elementos.

No Anexo C, também pode ser encontrado o esquema gráfico de modelagem e o *input* da geometria do dosímetro.

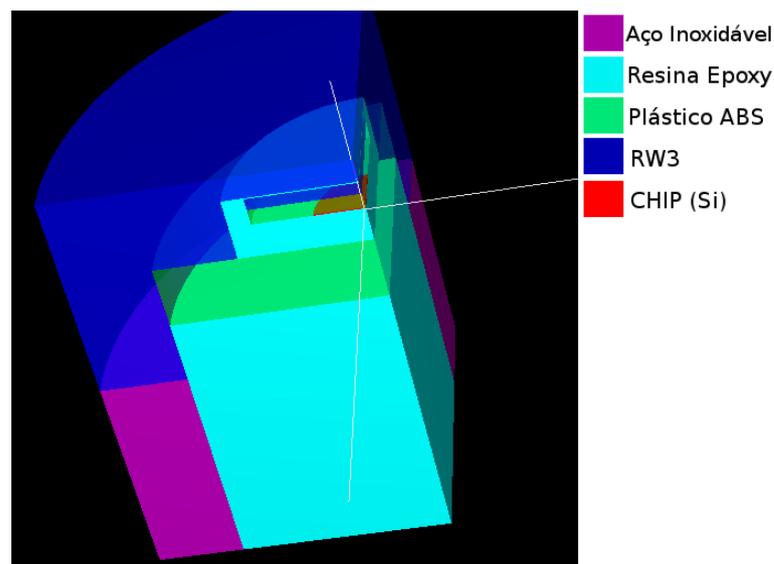
Figura 26 – Representação espacial do dosímetro PTW 60019.

Fonte: Acervo próprio.

4.3.3 Diodo Dosímetro

O diodo dosímetro empregado na pesquisa foi o PTW 60016, um dosímetro com alta resolução espacial indicado principalmente para a dosimetria de campos de elétrons e de pequenos campos de fótons.

Segundo o fabricante, o dosímetro possui excelente resolução espacial, mesmo em regiões de penumbra e pode ser aplicado para quaisquer campos equivalentes com dimensões superiores à $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

Figura 27 – Representação espacial do dosímetro PTW 60016.

Fonte: Acervo próprio.

Na Figura 27, pode ser vista uma representação espacial em corte duplo do PTW 60016, juntamente com a descrição dos materiais componentes de cada região.

4.3.4 Calibração dos Dosímetros

A calibração de cada um dos modelos de dosímetro foi realizada por meio da aplicação do TRS-398 da Agência Internacional de Energia Atômica, por meio da determinação de um fator de calibração $N_{D,w,Q}$, determinado pela Equação 4.3.

$$N_{D,w,Q} = \frac{D_{w,Q}}{D_{D,Q}} \quad (4.3)$$

Onde $D_{w,Q}$, é a dose medida diretamente na água pelo método de Monte Carlo, e $D_{D,Q}$ é a dose medida no dosímetro também por meio do método de Monte Carlo.

As seguintes configurações foram utilizadas para a obtenção dos dados de calibração:

1. Profundidade - 10 cm
2. Tamanho do Campo - $10 \times 10 \text{ cm}^2$
3. Distância Fonte Superfície - 100 cm

4.4 Dosimetria de Campos Convencionais

A dosimetria em campos convencionais, foi realizada com o objetivo de validar os modelos de aceleradores por meio da comparação destes dados com os obtidos experimentalmente nos aceleradores reais. Para isto, tanto na aquisição de dados experimentais quanto nas simulações foi empregado o código de práticas sugerido pela Agência Internacional de Energia Atômica, TRS-398 (ANDREO *et al.*, 2000).

Três caracterizadores dosimétricos do campo foram investigados, o percentual de dose em profundidade (PDP), o perfil lateral de dose em múltiplos níveis e o *tissue phantom ratio* TPR nas profundidade de 10 cm e 20 cm. Para a dosimetria experimental foram utilizados os seguintes instrumentos:

- Um objeto simulador de água com volume de $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$;
- Uma câmara de ionização Wellhoffer IC 70 Farmer com parede de grafite e densidade superficial igual a $0,068 \text{ g.cm}^{-2}$, a prova d'água;
- Um eletrômetro CNMC 1100.

4.4.1 Percentual de Dose em Profundidade

O PDP é medido na direção do eixo central do feixe com acréscimos de profundidade proporcionais ao nível de resolução de dados que se deseja no experimento.

Experimentalmente a progressão em profundidade da câmara de ionização é conseguida por um mecanismo de fixação da câmara preso a um trilho que desloca o dosímetro na profundidade desejada.

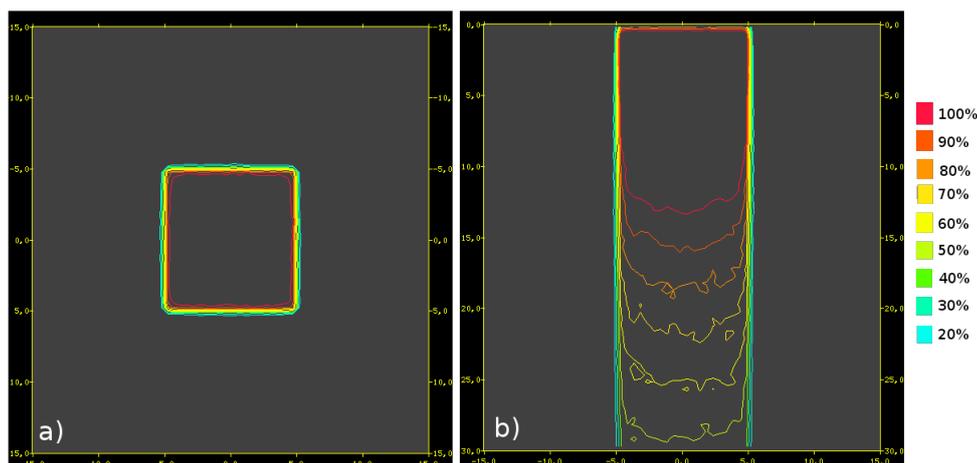
Na dosimetria numérica a doses são obtidas no interior de cada voxel criado e indexado com o DOSXYZnrc, de modo que a resolução é determinada, neste caso, pelas dimensões do voxel. A normalização da dose foi realizada segundo a dose máxima obtida, que se dá aproximadamente à profundidade de 1,5 cm para um feixe de 6 MeV.

4.4.2 Perfis Laterais de Dose

Os perfis laterais de dose, são obtidos experimentalmente deslocando-se a câmara de ionização a partir do eixo central nas direções x e y perpendiculares ao próprio eixo central do feixe, sem incrementos na profundidade do dosímetro. Esta técnica permite que se aprecie as variações da dose ao longo de toda a extensão lateral do campo. Na dosimetria numérica, o perfil lateral é obtido pela indexação de voxels de uma mesma profundidade mas que se distribuem ao longo das direções x e y a partir do eixo central.

A Figura 28, mostra dois diagramas de isodoses obtidos por meio de uma simulação conduzida no *DOSXYZNRC*. A Figura 28 a) mostra uma distribuição superficial de dose obtida na profundidade de 1,5 cm. Enquanto Figura 28 b), mostra o comportamento das doses laterais e em profundidade provocadas pelo feixe.

Figura 28 – Curvas de isodose compostas nas direções de obtenção do perfil lateral de dose (a) e do PDP (b).



Fonte: Acervo próprio.

4.4.3 Avaliação da qualidade dos feixes

O especificador de qualidade do feixe utilizado foi o $TPR_{20,10}$. Esta grandeza nada mais é que a razão entre a dose obtida no isocentro de um acelerador em duas situações distintas. Na primeira delas, o tanque (objeto simulador), é preenchido com

água até que o nível do isocentro esteja submerso em 10 cm de água. Na segunda, uma quantidade adicional de água é adicionada para que o isocentro esteja então submerso até uma profundidade de 20 cm. A razão entre as doses obtidas nas duas situações determina o $TPR_{20,10}$.

Na dosimetria numérica utilizando o DOSXYZnrc, esta grandeza foi obtida apenas modificando as dimensões do objeto simulador e reindexado os voxels para que a dose no ponto de interesse fosse corretamente determinada.

Outro aspecto importante comumente causador de erros na determinação de valores teóricos do $TPR_{20,10}$ é quanto ao posicionamento da fonte em relação ao objeto simulador. Para a determinação do PDP ou do perfil lateral de dose, o isocentro do modelo de acelerador, é virtualmente colocado na superfície do tanque. Na determinação da qualidade do feixe pelo $TPR_{20,10}$, a fonte precisa ser reposicionada para que o isocentro virtual do modelo esteja exatamente sobre o ponto onde a dose será calculada.

Nas simulações com este propósito também foi empregada a técnica de **dsurround**, disponibilizada pelo código. Este método consiste em reduzir o objeto simulador apenas ao número de voxels de interesse, e circundá-los com o meio de interação desejado. No trabalho, apenas um voxel foi criado em uma posição coincidente com o isocentro virtual da fonte, enquanto o restante do objeto simulador foi criado como meio circundante, onde ocorrem interações mas não registros de grandezas.

Este método reduz consideravelmente o tempo de determinação do $TPR_{20,10}$, de modo que o mesmo pode ser obtido com níveis de incerteza menor que 1%, em simulações com duração de poucos minutos.

4.5 Investigação de Parâmetros de Pequenos Campos

Os parâmetros apontados pela literatura recente como mais impactantes no comportamento dosimétrico de pequenos campos são:

- o tamanho da fonte de fótons;
- a influência do filtro aplainador para o tipo de colimação empregado;
- as dimensões dosimétricas laterais do campo;
- as variações de percentuais de dose em profundidade

(DAS; DING; AHNESJO, 2008; BOUCHARD *et al.*, 2015; BOUCHARD *et al.*, 2015; O'BRIEN; LEÓN-VINTRÓ; MCCLEAN, 2016).

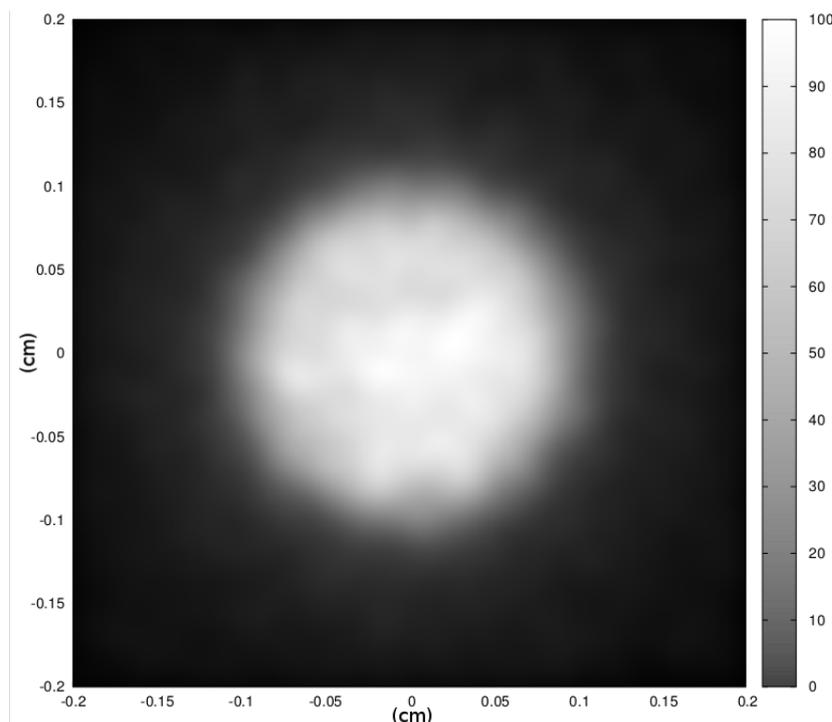
Cada um dos fatores citados podem contribuir de forma mais ou menos significativa para a modificação da dose entregue pelo campo em um determinado ponto e, conseqüentemente, na necessidade de adequação dos fatores de correção empregados.

4.5.1 Dimensões da Fonte de Fótons

Para o dimensionamento da fonte de fótons foram colocados nos modelos de cabeçotes *scoring planes* na base dos alvos conforme pode ser visto na Figura 21. Os *phase space files* gerados nestes níveis foram posteriormente tratados com o código `beamdp`, que permite a extração de informações dos arquivos binários.

Na análise das dimensões da fonte uma distribuição plana dos pontos de registro de partículas foi derivado, de modo que se pode obter um gráfico com uma estatística limitada de fótons naquele nível, conforme pode ser visto na Figura 29.

Figura 29 – Densidade de incidência de fótons na base do filtro de cobre do alvo do acelerador linear CLINAC C2100. A parte mais clara representa a ocorrência de fótons.



Fonte: Acervo próprio.

A imagem foi reconstruída utilizando uma técnica de análise estatística multivariacional denominada "análise de densidade de kernel". Mais especificadamente, foi utilizado o *kernel* de *Epanechnikov* por ser o que provocou menor incremento no desvio padrão dos resultados (SCOTT, 1992; SHARMA; MUKHERJEE, 1996).

Modificações nas dimensões da fonte de fótons foram então provocadas por meio da variação do diâmetro da fonte primordial de elétrons que atinge o alvo. No EGSnrc este parâmetro é denominado `RBEAM` e pode ser livremente controlado pelo usuário. Foram

utilizados valores para o RBEAM que variaram entre 0,001 cm até 1,000 cm. A implementação da análise estatística dos resultados foi realizada utilizando a linguagem R, devido a grande vocação desta linguagem para o tratamento estatístico de grandes volumes de dados.

O código abaixo mostra o método empregado pelos autores para a obtenção e aplicação da análise de densidade de kernel mencionada.

```
1 #####
2 # Algoritmo de tratamento de #
3 # scatter dados original. #
4 # Autor: Reginaldo Goncalves #
5 # Leao Junior #
6 # Data : 11 de Julho de 2015 #
7 #####
8
9 library("MASS")
10 library("grid")
11 #library("gridExtra")
12 library("ggplot2")
13 library("directlabels")
14
15 #Leitura dos dados
16 read.table("scTgt0p001.dat")->dados
17
18 #densidade tridimensional
19 dens <- ekde2d(dados$V1,dados$V2, n = 300)
20 densmod <- data.frame(expand.grid(V1=dens$x, V2=dens$y),
21 z=as.vector(dens$z)) # $
22 densmod[,3]<-(densmod[,3]/max(densmod[,3]))*100
23 write.table(densmod,
24 file="dadosTratados0p001/densidade0p001.dat", sep=" ",
25 quote=FALSE, row.names=FALSE)
26
27 #Mapa de distribuicao de densidades.
28 grafico1<- ggplot(densmod,aes(V1,V2,z=z)) +
29 xlim(-0.13,0.13) + ylim(-0.13,0.13) +
30 stat_contour(aes(colour=..level..)) +
31 xlab("X until the central axis.(cm)") +
32 ylab("Y until the central axis.(cm)")
33 direct.label(grafico1, "bottom.pieces")
34 ggsave("dadosTratados0p001/dens_img.ps")
```

4.5.2 Influências do Filtro Aplainador

Para a análise dos efeitos do inapropriado dimensionamento da fonte de fótons para a simulação de pequenos campos, foi utilizada uma análise estatística semelhante à aplicada no dimensionamento da fonte, mas realizada de modo unidirecional.

O *phase space files* gerado na base do filtro aplainador foi analisado também utilizando a ferramenta `beamdp`, de modo que outra distribuição plana de pontos de registro de partículas foi obtida.

Esta nova distribuição foi analisada apenas na direção de um dos eixos perpendiculares ao eixo central do feixe (z), e então foi feita uma análise da densidade de ocorrência de partículas ao longo deste eixo. Isto permitiu a obtenção de um perfil do campo de fótons que emerge do filtro aplainador e, conseqüentemente, pôde ser usado como uma ferramenta para a análise da eficácia do filtro no caso de uma seleção indevida das dimensões da fonte.

4.5.3 Dimensões Laterais do Campo e Percentual de Dose em Profundidade

Para a obtenção das dimensões laterais e percentuais de doses em profundidade dos pequenos campos, foram utilizados tanto os dosímetros de água quanto os modelos de dosímetros especialistas.

O posicionamento progressivo dos dosímetros, seja em profundidade (PDP), ou lateral, foi realizado utilizando a ferramenta `loop`, disponibilizada pela biblioteca EGSnrc C++. Essa ferramenta, permite que uma determinada geometria, neste caso a de um dosímetro seja reposicionada por meio da classe `gtransformed` quantas vezes forem necessárias ao longo de uma determinada simulação. Em cada posicionamento, um número N (NCASE) de partículas é simulado, de modo que todas as geometrias apresentem resultados com o mesmo peso estatístico.

O número de reposicionamentos das geometrias (loops) pode ser determinado segundo a demanda por resolução em cada um dos casos, de acordo com a Equação 4.4.

$$nloops = \frac{dim}{resol} \quad (4.4)$$

onde $nloops$ é o número de loops invocados para cada geometria, dim é a dimensão lateral do campo ou profundidade e $resol$ é a resolução em dose desejada na mesma unidade métrica de dim .

Esta rotina a seguir mostra uma típica utilização da ferramenta `loop` em um *input* para a determinação de um PDP com 40 pontos de dose.

```

1 | :start input loop: #ok
2 |     loop count = 40
3 |     loop variable = 0 numerador 1 1

```

```
4      :start calculation geometry: #ok
5          geometry name = dec_Z$(numerador)
6          cavity regions = 1 2
7          cavity mass = 0.001022654
8          cavity geometry = fantomaIPSS
9          enhance regions = 1
10         enhancement = $(cse)
11     :stop calculation geometry: #ok
12     :stop input loop: #ok
13 :stop input loop:
```

5 Resultados

5.1 Comissionamento dos Aceleradores

5.1.1 Clinac 600 CD

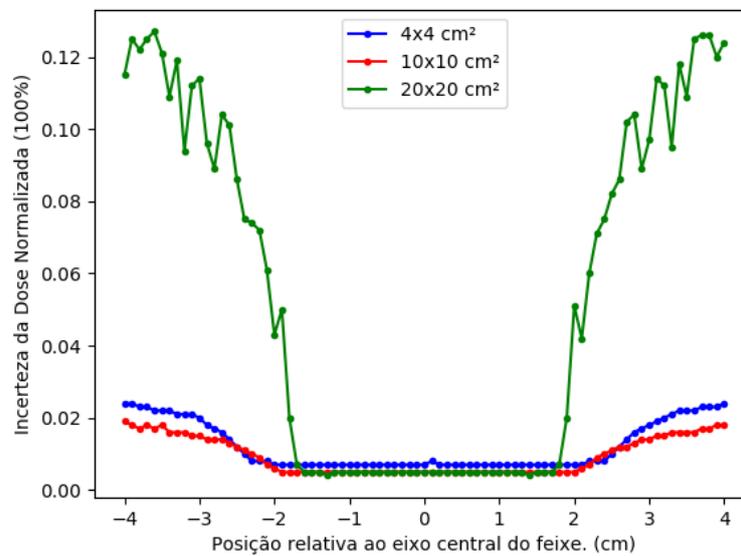
As simulações dos campos foram realizadas com uma mesma quantidade de partículas, $NCASE=1, 10^9$. A adoção deste parâmetro comum, em contraste com as mudanças nas dimensões do campo, provocou uma diferenciação no nível das incertezas das doses em campos de diferentes dimensões.

De forma bastante simplificada esta diferenciação se explica pela incompatibilidade entre o acréscimo do número de partículas no *phase space file* e o aumento da área do campo, o que pode ser constatado pela análise do número de partículas por centímetro quadrado na quinta coluna da tabela 2.

Tabela 2 – Descrição s *Phase space files*.

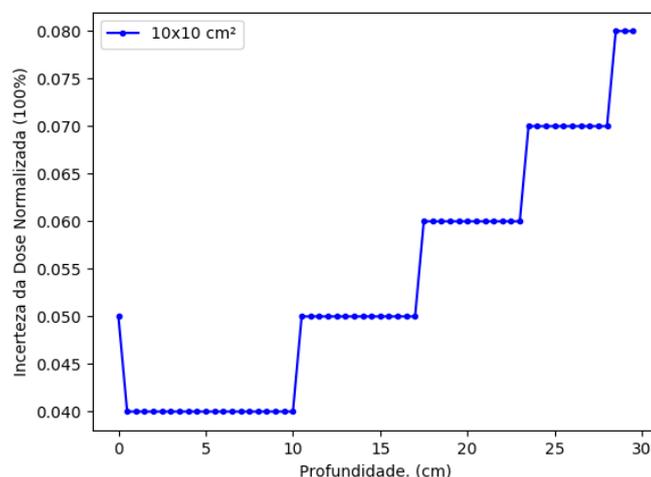
Tamanho do Campos (cm)	Número de Partículas	Estatística de Fótons	Tamanho do Arquivo (MB)	Partículas cm^{-2} no iso-centro
4x4	15.269.957	15.231.404	427,6	954
10x10	50,413.022	50,261.355	1500	504
20x20	122.764.582	122.235.462	3400	307

A manutenção do valor do $NCASE$ tende a gerar uma mesma estatística de partículas no *scoring plane*, no entanto, com o aumento das dimensões do campo, estas partículas se dividem por uma área maior. Esta peculiaridade decorrente da seleção de um $NCASE$ constante provocou um acréscimo das incertezas retornadas para os campos maiores. Como pode ser constatado pela análise do gráfico na Figura 30.

Figura 30 – Diagrama de incerteza dos feixes simulados.

No entanto, as incertezas se mantiveram em níveis razoáveis para dimensões próximas às do campo. Apesar deste argumento favorável, o valor do número de partículas simulado em cada campo em função de suas dimensões pode provocar um aumento da precisão dos resultados. A normalização do número de partículas por unidade de área do campo no isocentro, pode ser um caminho promissor para se determinar o valor ótimo do NCASE.

A incerteza da dose em profundidade também apresentou um acréscimo gradativo, com perfil discreto. Todavia, este incremento na incerteza não comprometeu a confiabilidade das doses, pois, para todos os casos, foi inferior a 1%, conforme pode ser visto na figura 32.

Figura 31 – Diagrama de incertezas da dose em profundidade, tomado para voxels colocados na direção do eixo central de um campo 10x10 cm^2 .

Apesar dos níveis de incerteza, o comportamento dosimétrico das doses simuladas foi satisfatório. Em nenhum dos casos, houve variação significativa em relação aos dados experimentais, como pode ser nos gráficos das Figuras 32 e 33, que mostram uma confrontação entre as curvas experimentais de dose em profundidade e as obtidas por simulação em Monte Carlo.

Figura 32 – Percentual de dose em profundidade do campo $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

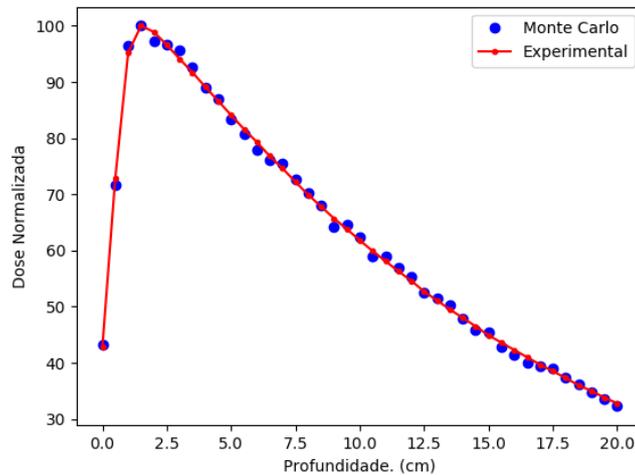
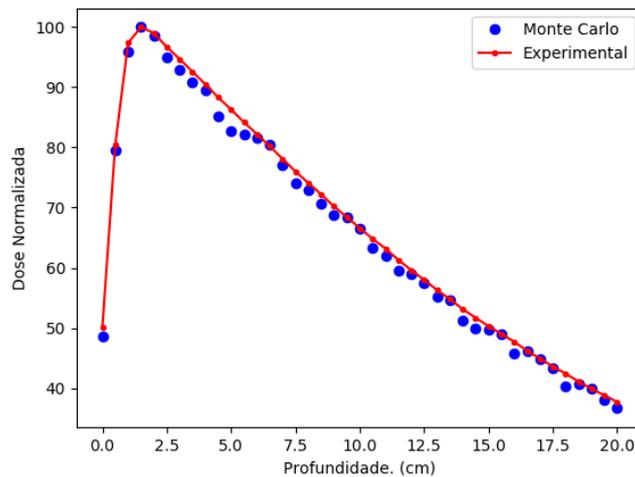


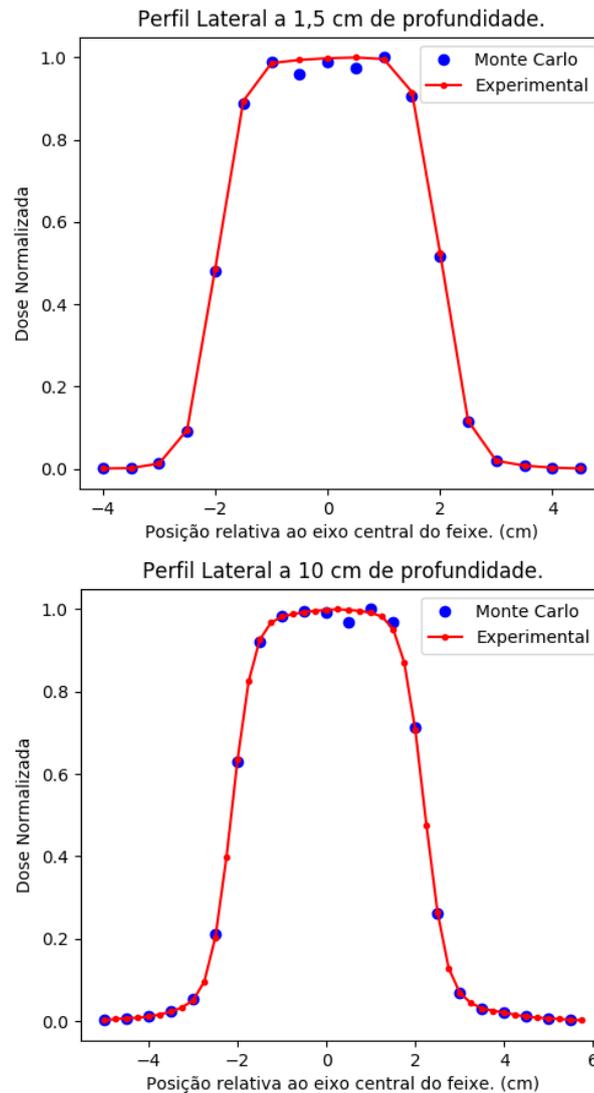
Figura 33 – Percentual de dose em profundidade do campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$.



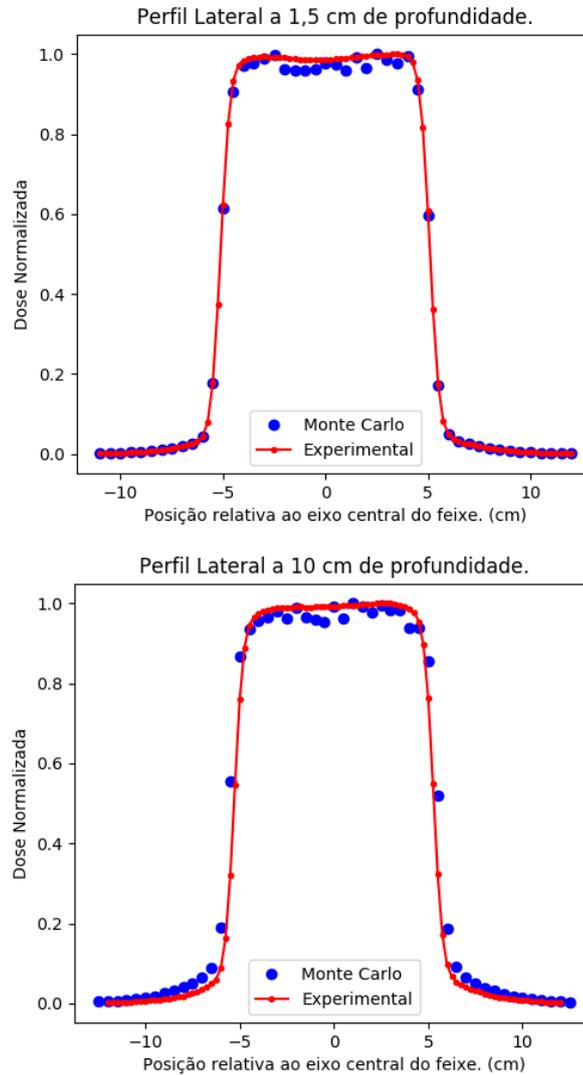
O grau de dispersão dos pontos obtidos computacionalmente em relação à curva experimental aumentou de forma tênue, mas não imperceptivelmente, nos campos de dimensões maiores. Porém, esta dispersão em nenhum ponto foi superior a 3%, indicando um razoável grau de exatidão do modelo, no que diz respeito à energia do feixe e à qualidade da reprodução dos eventos de interação com o meio de propagação onde as doses foram computadas.

Finalmente deve-se mencionar a ótima concordância que os perfis laterais de dose apresentaram com os dados experimentais, como pode ser observado nos gráficos das Figuras 34 a 36.

Figura 34 – Perfil lateral do campo $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

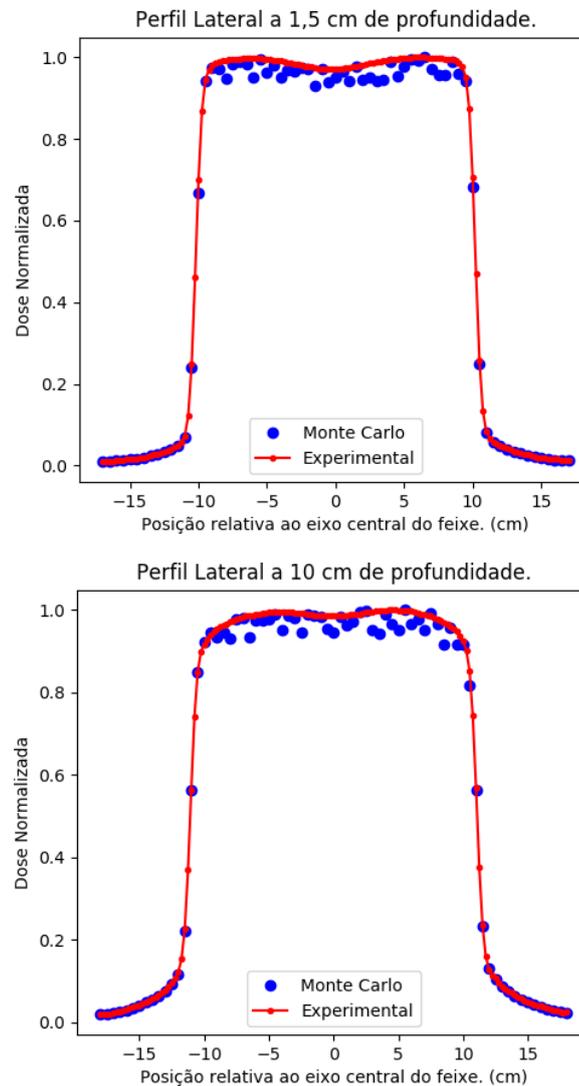


Este comportamento é de especial interesse pois a técnica de colimação disponibilizada pelo componente módulo JAW difere substancialmente da técnica empregada pela VARIAN no CLINAC 600CD. Imprecisões no tamanho do campo também podem provocar severas imprecisões dosimétricas pois ele está diretamente ligado ao controle das isodoses em profundidade e à proteção de regiões nas quais se deseja minimizar a dose recebida.

Figura 35 – Perfil lateral do campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

É imprescindível mencionar, que o controle do tamanho do campo também é uma tarefa laboriosa, uma vez que o campo geométrico, assume a fonte como pontual, e isso não condiz com o tamanho dosimétrico real, delimitado, de fato, pelo ponto onde a dose relativa assume valor 0,5. Isto porque o filtro aplainador comporta-se como uma fonte extensa de fótons e as contribuições dosimétricas da penumbra devem ser consideradas.

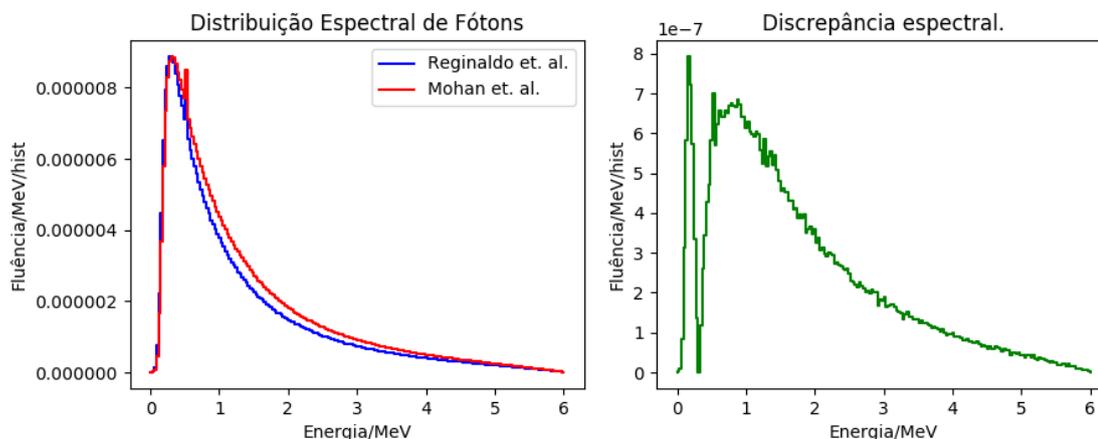
O $TPR_{20,10}$, descritor de qualidade do feixe utilizado para o comissionamento, divergiu em aproximadamente 4% do valor medido experimentalmente, que foram respectivamente 0,58 ($TPR_{20,10}$ Teórico) e 0,56 ($TPR_{20,10}$ Experimental).

Figura 36 – Perfil lateral do campo 20x20 cm^2 .

5.1.2 O acelerador CLINAC C2100

A metodologia de comissionamento do CLINAC 2100 foi semelhante à empregada para o comissionamento do CLINAC 600 CD, exceto que, o número de campos empregados foi maior. No entanto, mantiveram-se constantes os parâmetros fundamentais da simulação, tanto no que diz respeito ao valor do NCASE, quanto a seleção de parâmetros de redução de variância.

Uma comparação entre o espectro obtido nas simulações e espectros noticiados em publicações especializadas, também foi adicionada ao processo de comissionamento com o propósito de maximizar a confiabilidade dos dados. Esta comparação revelou uma adequação satisfatória entre os valores da literatura e aqueles obtidos ao longo deste trabalho.

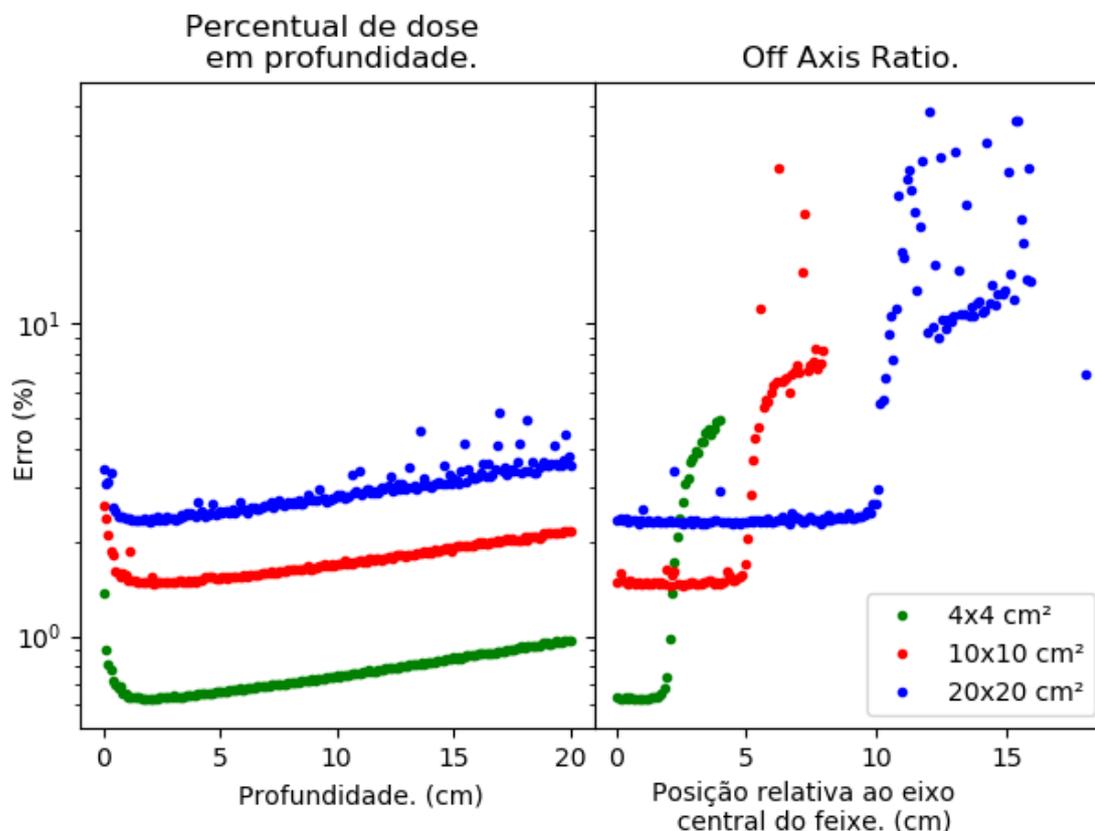
Figura 37 – Distribuição espectral de fótons medidos na superfície do objeto simulador.

O primeiro gráfico da Figura 37, mostra o espectro de fótons calculado teoricamente durante este trabalho e o noticiado por Mohan *et al.* (2007), ambos medidos na superfície do objeto simulador. A curva do segundo gráfico mostra as discrepâncias espectrais absolutas entre cada série de dados, nela é possível notar que a máxima divergência entre os dois espectros é ligeiramente superior a 10%, um valor que pode ser considerado significativo, mas que não se traduziu em perturbações dosimétricas perceptíveis no comportamento do PDP, OAR e $TPR_{20,10}$ (LEAO *et al.*, 2018).

As incertezas se mantiveram em níveis que garantiram aos dados uma confiabilidade aceitável, para simulações de $NCASE = 10^9$. A Figura 38 mostra o comportamento destas grandezas em profundidade para os campos de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$. É notável que para as doses em profundidade, nenhuma incerteza foi superior a 2% nos campos $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

O campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ apresentou incertezas nas doses em profundidade que chegaram a 6%, no entanto, este não foi o comportamento global. As ocorrências de incertezas tão elevadas quanto estas, não aderiram ao perfil de distribuição desta grandeza em outras posições do PDP. Se for realizada considerando o comportamento geral dos dados, as doses em profundidade do campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$ teria incerteza máxima próxima de 4% na profundidade de 20 cm. Valores desta magnitude concordam melhor com o comportamento das incertezas nos campos de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ e $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Os gráficos da Figura 38 mostram também as incertezas medidas lateralmente na profundidade de dose máxima. Para a região de interesse, correspondente ao domínio das dimensões dosimétricas do campo, estas incertezas mantiveram valores próximos de 0,5% no menor dos campos e próximas de 2% e 3% para os campos $10 \times 10 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ respectivamente.

Figura 38 – Incertezas em profundidade e laterais de campos $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ 

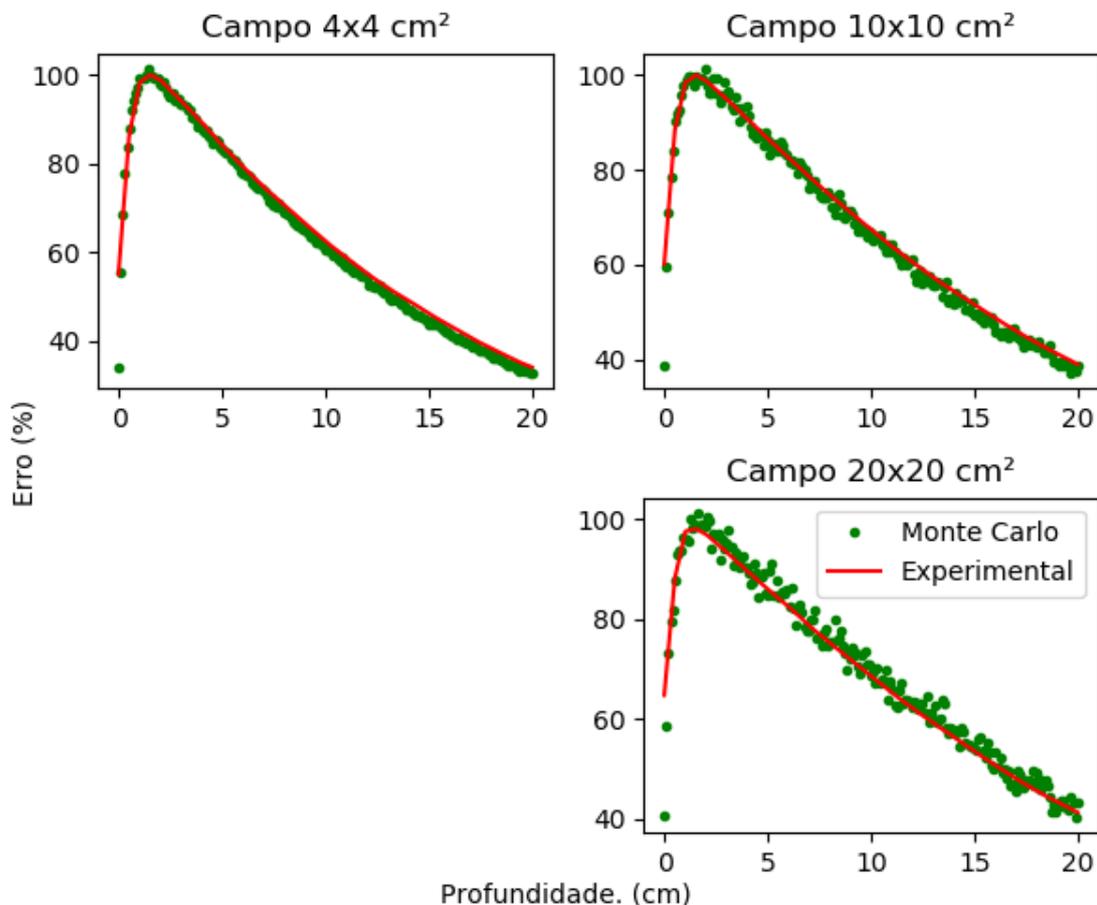
As curvas de PDP (Figura 39), revelaram uma profundidade de dose máxima próxima de 1,5 cm em todos os casos, valor este esperado e condizente com a energia do feixe. A concordância desta grandeza com os dados experimentais foi superior a 96% em todas as profundidades dos dois menores campos, equanto no campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, ocorreu uma variabilidade estatística mais expressiva. A justificativa para este comportamento - amplitudes de dispersão mais elevadas - se confunde com a aplicada também como justificativa para a superioridade das incertezas em campos maiores, anteriormente mencionadas na seção 5.1.1 e ilustradas pela Tabela 2.

A Tabela 3 mostra as densidades superficiais de partículas nos arquivos de espaço de fase obtidos. Claramente pode ser comprovado que a disponibilidade de partículas na fonte, reduz-se por uma proporção ligeiramente inferior a 0,6, sempre que as dimensões laterais de campos quadrados são duplicadas.

Tabela 3 – Valores de densidade superficial de partículas no plano de registro dos arquivos de espaço de fase (base do colimador secundário).

Tamanho do Campos (cm^2)	Densidade Superficial de Partículas (cm^{-2})
4x4	≈ 7600
10x10	≈ 4028
20x20	≈ 2432

Figura 39 – Percentuais de dose em profundidade.



Os perfis laterais de dose, mostrados nas curvas das Figuras 40, 41 e 42, indicaram um nível satisfatório de adequação entre os dados experimentais e teóricos, no entanto, algumas divergências podem ser observadas.

Para o campo de 4x4 cm², ocorre uma diferença entre a forma de decréscimo da dose lateral após o término do patamar da região planejada. Este efeito é especialmente pronunciado em campos com dimensões menores, e se deve às diferenças entre a dimensão real da fonte de fótons no acelerador, daquela empregada no modelo teórico (LEÃO et. al, 2016).

Figura 40 – Perfís laterais de dose em diversas profundidades do objeto simulador para o campo de $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

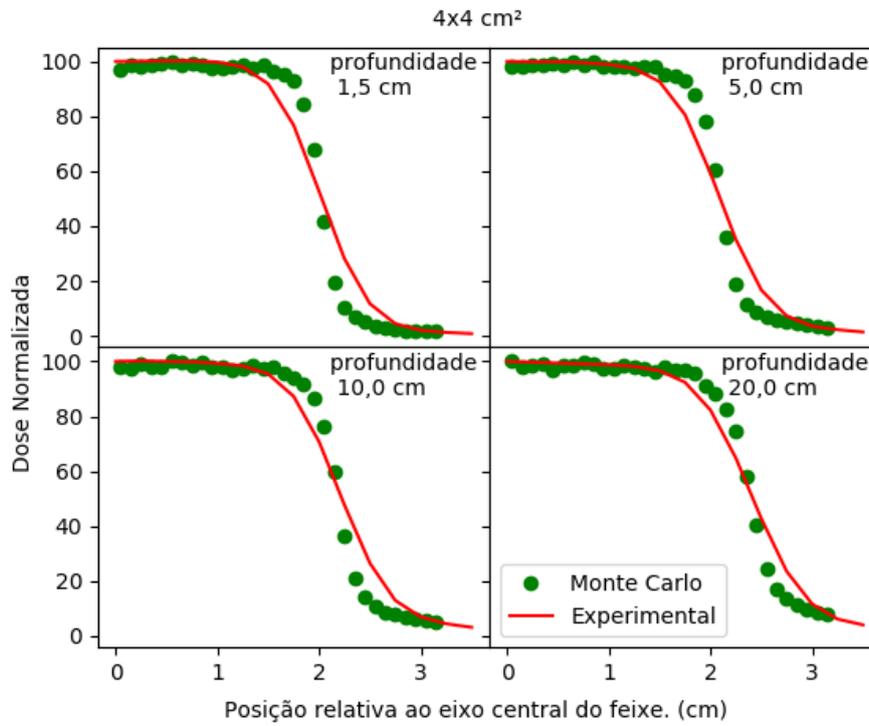


Figura 41 – Perfís laterais de dose em diversas profundidades do objeto simulador para o campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

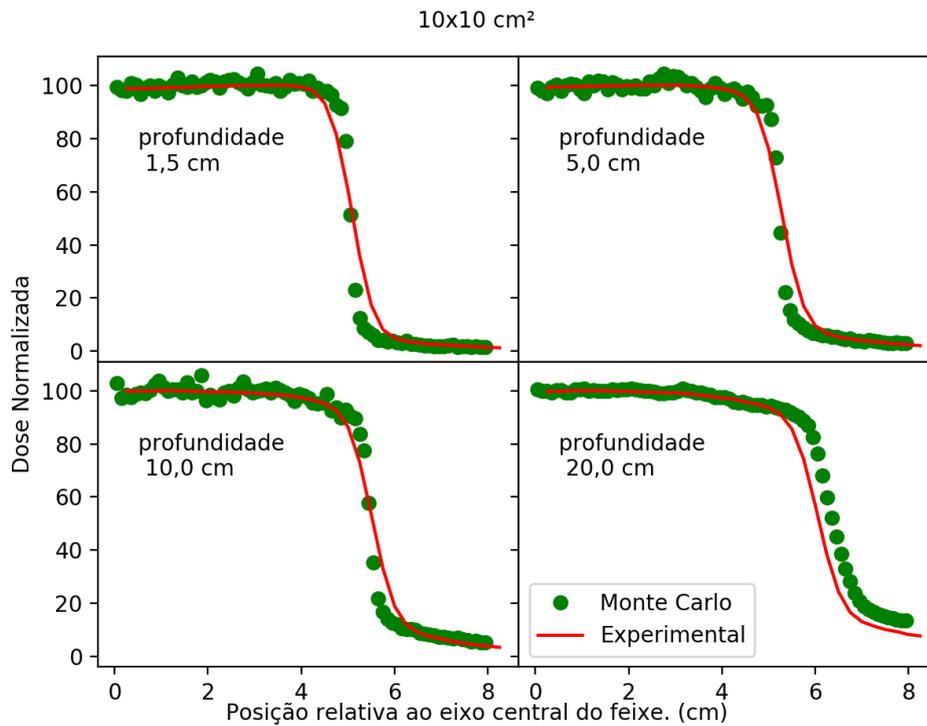
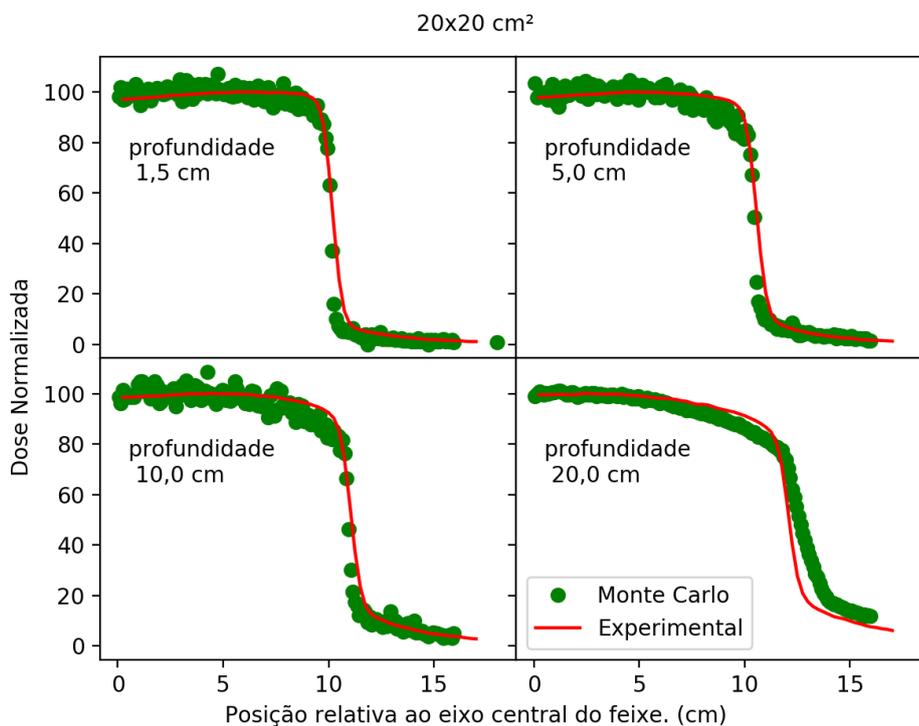


Figura 42 – Perfís laterais de dose em diversas profundidades do objeto simulador para o campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$.



Além disso, é sabido que a energia do feixe eletrônico incidente sobre o alvo, pode modificar o ângulo sólido de emissão dos fótons, o que perturbaria o perfil de planificação promovido pelo filtro, podendo, este efeito, produzir modificações sensíveis na penumbra dosimétrica do feixe.

O campo de referência $10 \times 10 \text{ cm}^2$, apresentou alto nível de compatibilidade entre os dados simulados e os dados experimentais, resultando em discrepâncias médias sempre inferiores a 3,5%. No campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, esta variabilidade atingiu patamares de até 5%, mas com sua média ainda concordante com os resultados experimentais em todos as profundidades.

No entanto, a avaliação das dimensões laterais do campo dosimétrico, utilizando o FWHM como parâmetro, manteve uma precisão superior a 98% em todos os casos, indicando excelente concordância entre dimensões teóricas, experimentais e nominais do campo.

É preciso ressaltar que as medidas do FWHM, foram feitas considerando um decrescimento linear entre dois pontos consecutivos na região de penumbra do campo, pois em nenhum dos casos, as doses medidas nesta região coincidiram posicionalmente com o valor de FWHM do campo.

A utilização de um modelo de decrescimento linear, negligencia a possibilidade de que tais doses não decresçam de forma tão simplista, como de fato deve acontecer. A

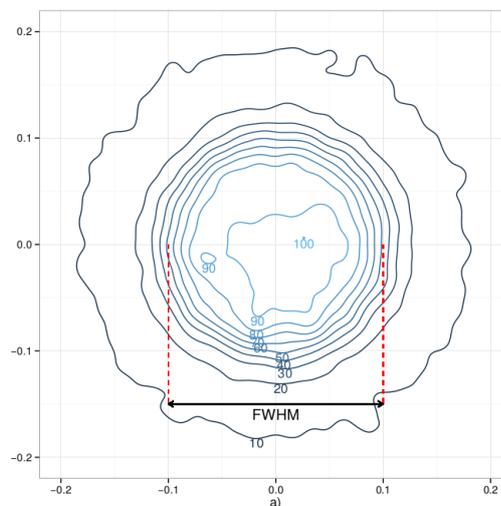
utilização de outros métodos de interpolação comparados com variações nos limites de voxelização do objeto simulador, podem contribuir para o incremento na determinação das dimensões laterais dos campos. Isto favoreceria, principalmente, ganhos de precisão na dosimetria de pequenos campos, onde a demanda pela resolução dos perfis laterais é maior.

5.2 Parâmetros Modificadores dos Campos

5.2.1 A Fonte

A Figura 43 mostra um gráfico de densidade planar de distribuição de fótons na base do alvo a partir dos dados de simulação de uma fonte de elétrons de 0,01 cm de raio. A imagem foi composta por técnica de *Kernel Density Estimation* utilizando o *Kernel de Epanechnikov* e implementada em um *script* feito em linguagem Python3.

Figura 43 – Densidade planar de distribuição de fótons obtida com uma fonte de elétrons primordiais de 0,01 cm.



A imagem foi construída de maneira tal que a linha de isovalor com maior diâmetro, fosse equivalente a uma intensidade igual a 10% daquela medida no centro, e a linha de isovalor característica do FWHM fosse a quinta linha contada da periferia para o centro. Esta imagem ajuda a compreender de que maneira a variação do RBEAM interfere na composição do feixe primário proveniente do alvo do acelerador.

Um diagrama com as Densidades Planares de Distribuição de Fótons na base do alvo, obtidas nas simulações conduzidas durante a pesquisa pode ser observado na Figura 44. O diagrama mostra ainda, a variabilidade dos diâmetros da distribuição de fótons quando diferentes valores de RBEAM são empregados.

Apesar de útil, a técnica de KDE provoca um incremento adicional nas incertezas das posições e fluências energéticas, de modo que se torna uma excelente ferramenta de

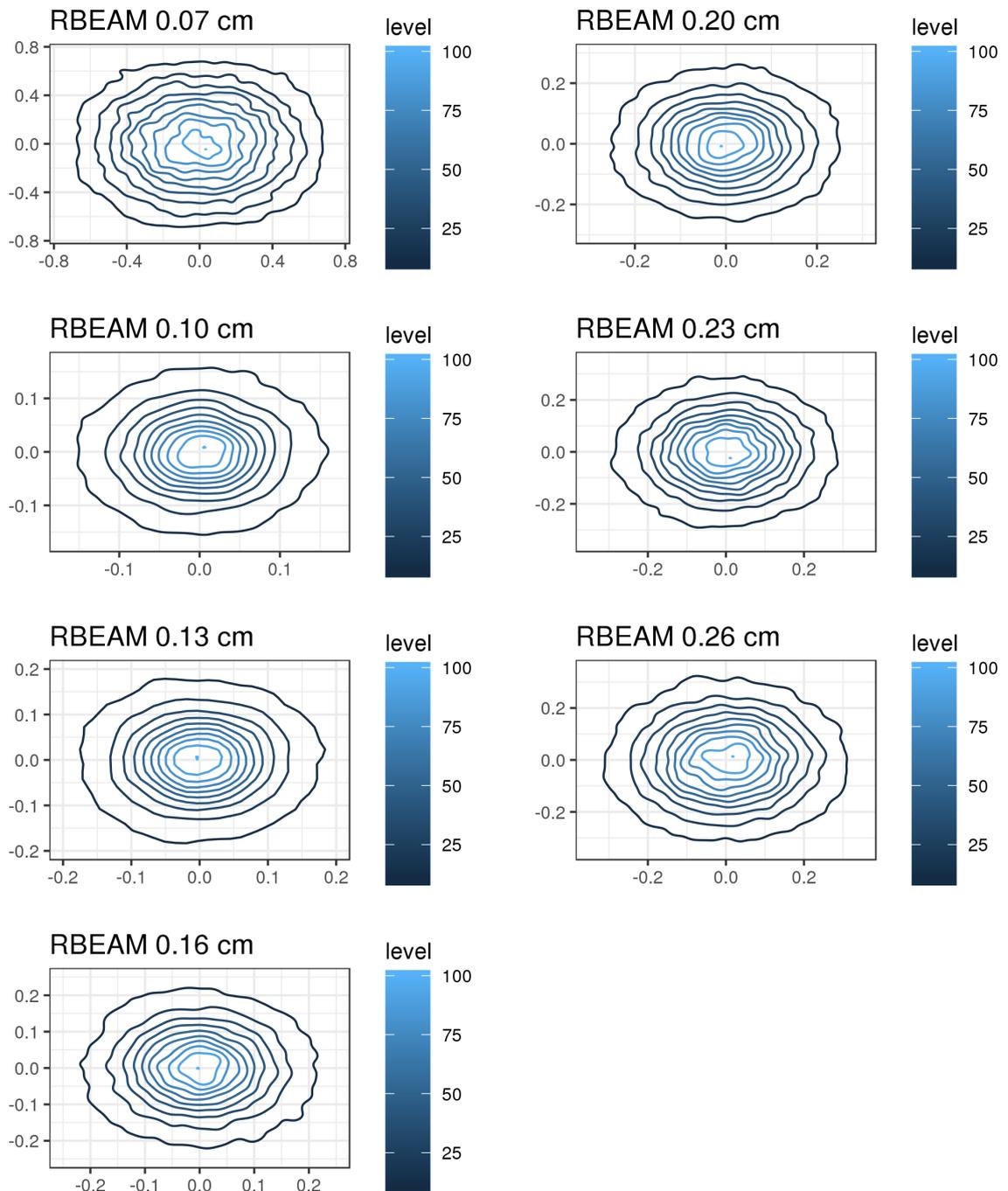
Figura 44 – Densidades planares de distribuição de fótons para diversos valores de RBEAM.

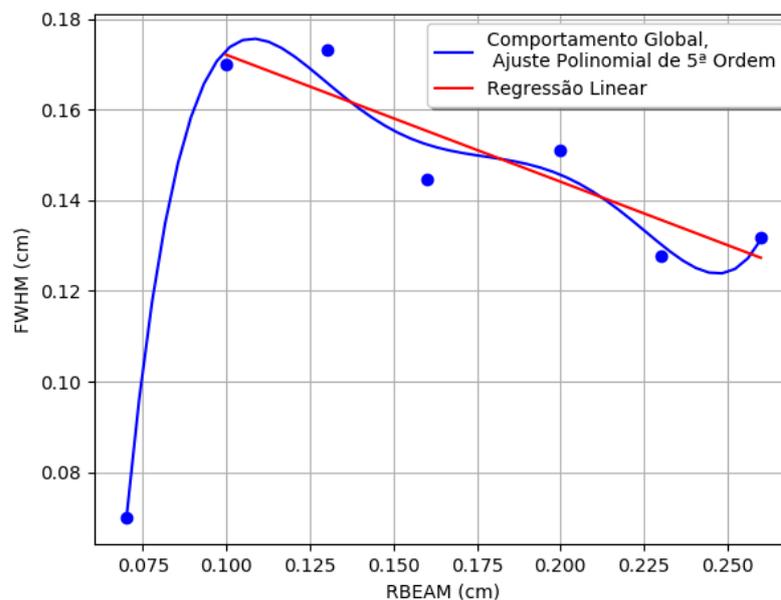
ilustração do comportamento global mas não é adequada para a verificação de valores. Por isso a análise dos raios dos campos em cada um dos componentes estudados, foi realizada por meio da busca numérica dos valores de FWHM nas curvas de fluência energética, derivadas diretamente dos *phase space files*.

5.2.1.1 Fluência Energética na Fonte

A Figura 45 mostra que as mudanças do FWHM medidas na base do alvo, são bastante dependentes do valor do RBEAM selecionado. As dimensões da fonte de fótons parecem crescer rapidamente quando o RBEAM é incrementado até um patamar entre 0,1 ou 0,13 centímetros, valores estatisticamente indistinguíveis. Após esta posição as dimensões da fonte decrescem quase linearmente, em uma taxa de aproximadamente 0,9cm do FWHM para cada centímetro do RBEAM.

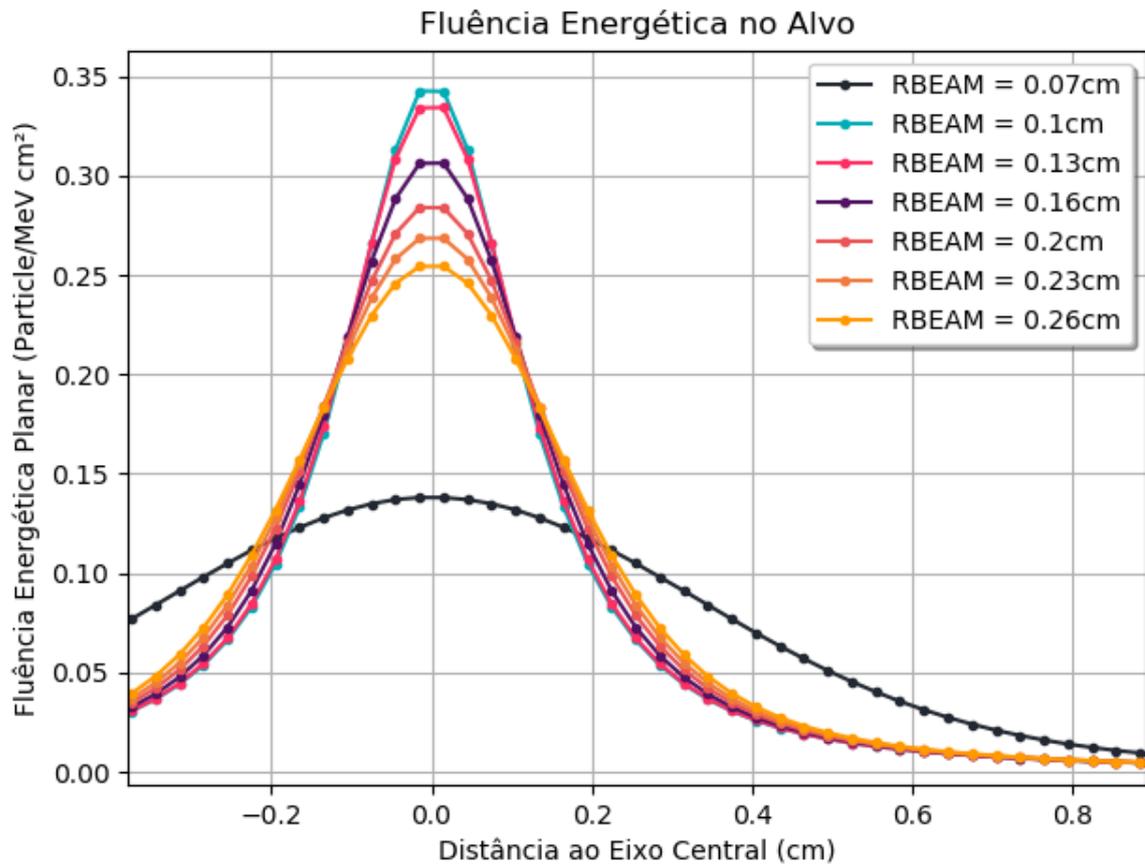
A fim de minimizar os efeitos dosimétricos de penumbra, a escolha do menor valor da fonte seria obviamente a mais sensata. No entanto, é preciso ainda considerar a questão da fluência energética em cada caso.

Figura 45 – Variação do FWHM em função do parâmetro RBEAM.



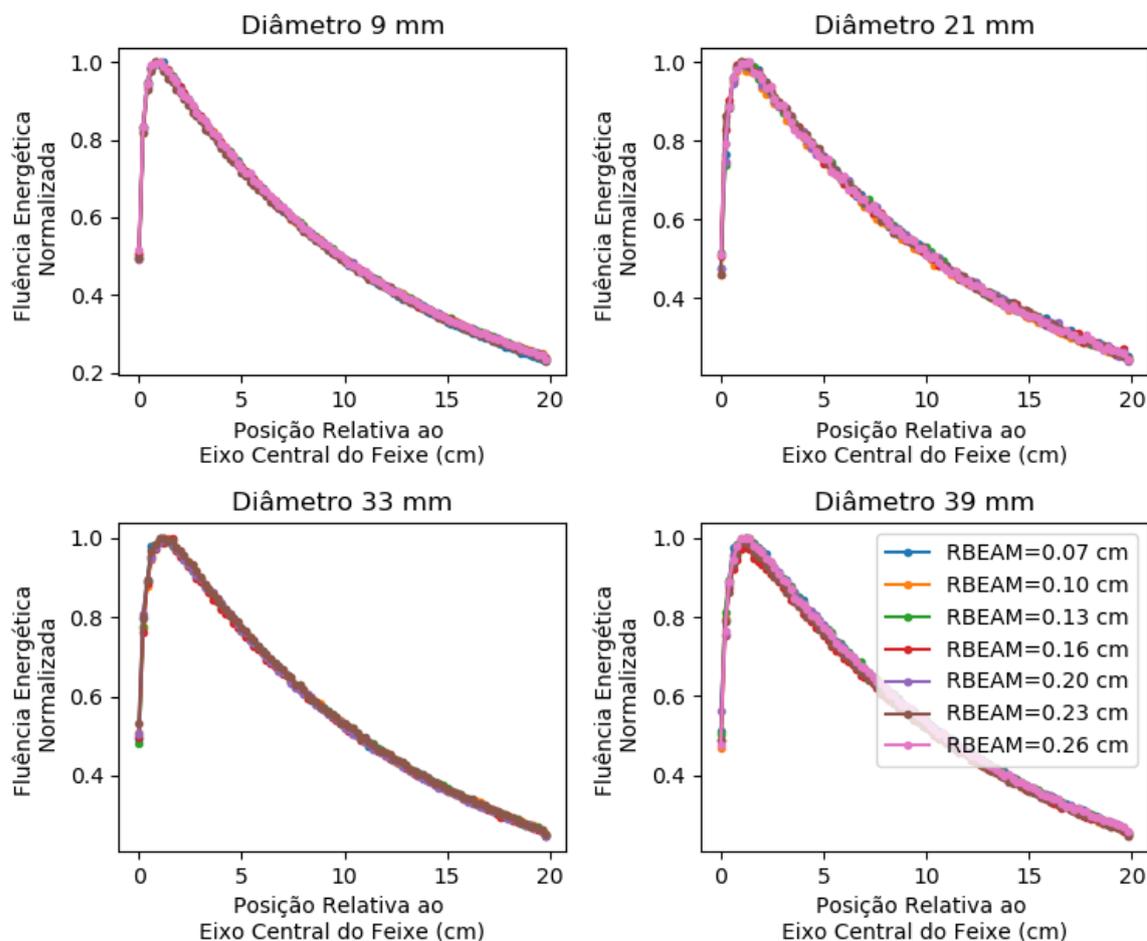
A Figure 46 mostra como a fluência energética varia para diferentes seleções do parâmetro RBEAM. É notável o quanto a fluência energética para uma seleção do valor 0,07 cm destoa do comportamento global. Simultaneamente é possível perceber novamente, a equivalência comportamental entre as campos produzidos por RBEAM iguais à 0,10 cm e 0,13 cm. Enquanto nos demais campos, é flagrante a diminuição da fluência energética máxima.

Considerando a diminuição do FWHM nos campos de RBEAM maior que 0,13 cm e a conjunta diminuição da fluência energética, nota-se que a decremento desta última grandeza não é compensado por um alargamento da gaussiana caracterizadora do feixe emergente na fonte, o que poderia sugerir uma maior planificação na distribuição energética. Por conseguinte é possível inferir que o pico de eficiência do processo se dá exatamente quando os valores 0,10 cm ou 0,13 cm são selecionados para o RBEAM.

Figura 46 – Fluências energéticas normalizadas no alvo.

5.2.1.2 Análise de Dose

A análise das doses revelou que o perfil das curvas de PDP normalizadas, mostradas na Figura 47, é independente das dimensões da fonte de elétrons. No entanto, é preciso ressaltar que as curvas de PDP, por serem determinados como percentuais da dose máxima, não informam sobre as diferenças de magnitude das doses em profundidades comuns de múltiplas exposições.

Figura 47 – Percentual de dose em profundidade para os 9, 21, 33 e 39 mm.

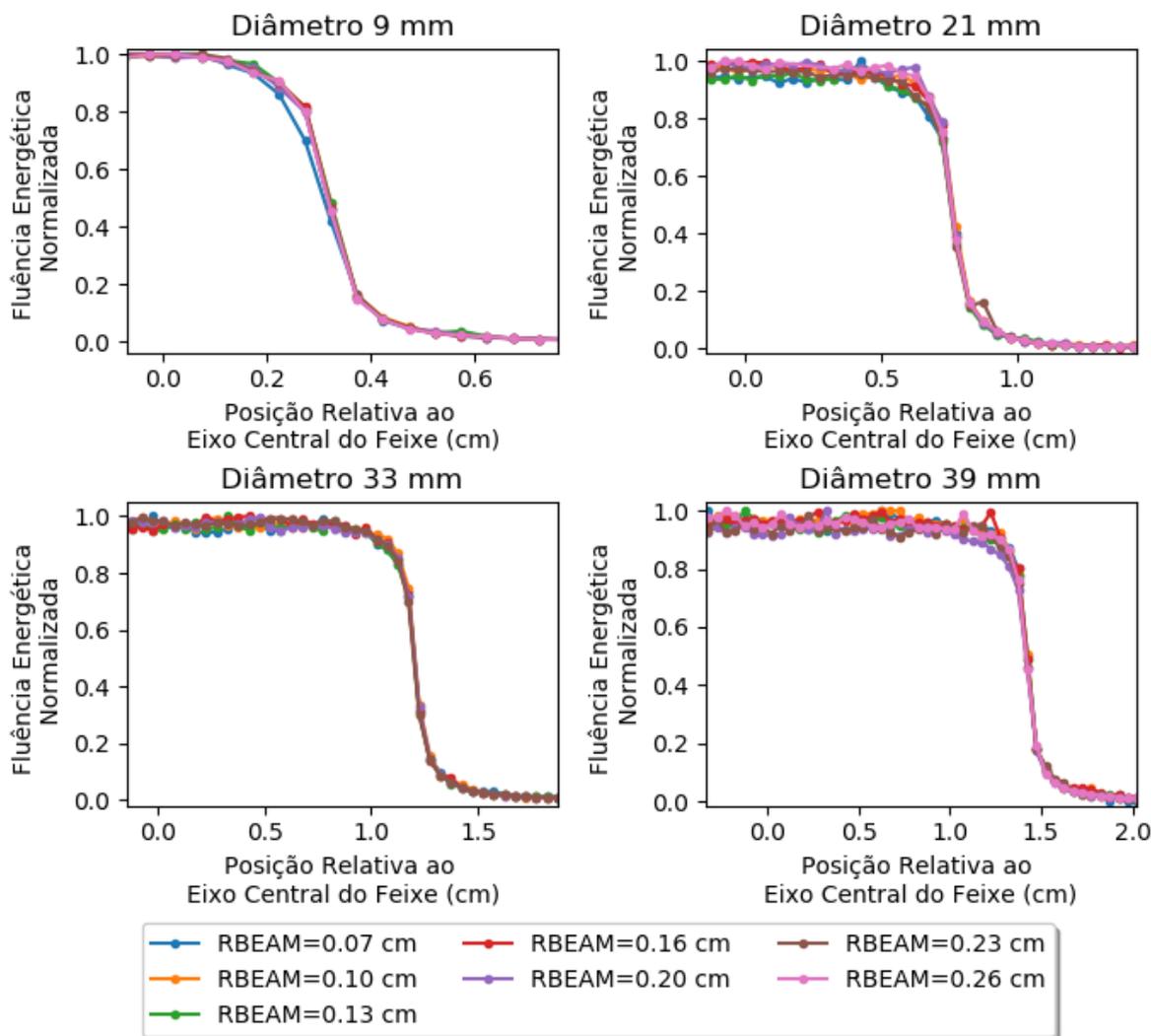
Assim como os PDP's, a Figura 48 mostra que os perfis laterais também são indiferentes às mudanças nas dimensões da fonte de elétrons inclusive na região de penumbra.

Este comportamento indica uma indiferença do perfil de planificação do filtro aplainador às mudanças do feixe incidente sobre este proveniente da fonte de fótons. Prevalecendo, neste caso, apenas a modificação no montante energético transportado pelo feixe, conforme o discutido para a Figura 46.

Os *relative output ratios* medidos diretamente no objeto simulador de água, foram calculados para cada um dos casos descritos nas figuras 47 e 48 como recurso de identificação das perturbações absolutas da dose.

Estes dados, mostrados na Figura 49, foram obtidos na profundidade de 10 cm, por dois motivos principais; primeiro pelo fato de esta ser a profundidade de referência para a dosimetria em muitos COP's utilizados na dosimetria de campos convencionais e segundo, devido à possibilidade de estabelecimento de uma condição mais próxima do equilíbrio eletrônico transiente, que é favorecido pela homogeneização do espectro em profundidade.

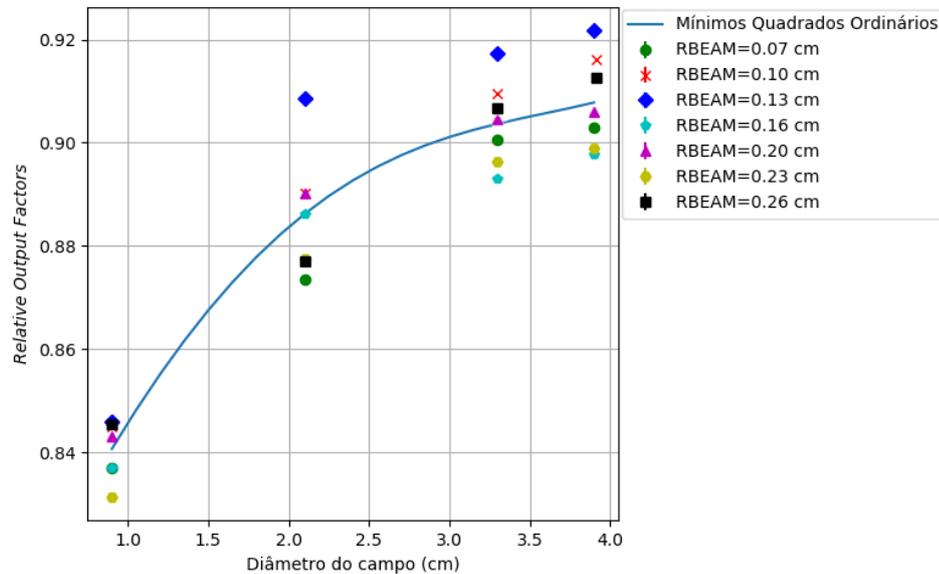
Figura 48 – Perfis laterais de dose dos cones de 9, 21, 33 e 39 mm.



Os ROF's medidos diretamente na água mostram boa adequação ao que tem sido reportado na bibliografia especializada, porém, o mais notável é, certamente, a expressão da preponderância na fluência energética dos campos com RBEAM igual a 0,10 cm e 0,13 cm (BASSINET *et al.*, 2013; BENMAKHLLOUF; SEMPAU; ANDREO, 2014; POPPINGA *et al.*, 2017).

Esta expressão pode ser notada na Figura 49 ao se observar que os maiores ROF's determinados são exatamente os destes feixes. A curva de ajustes dos dados por mínimos quadrados ordinários, mostra a tendência destes valores de se aproximarem de 1,00. Recorrendo à Equação 2.13, é possível concluir que aumentos nos valores dos ROF's significam menos perturbações na dose devido às dimensões dos campos.

Figura 49 – *Relative Output Ratios* medidos diretamente na água como função das dimensões dos cones e do parâmetro DSOURCE das simulações do acelerador linear.



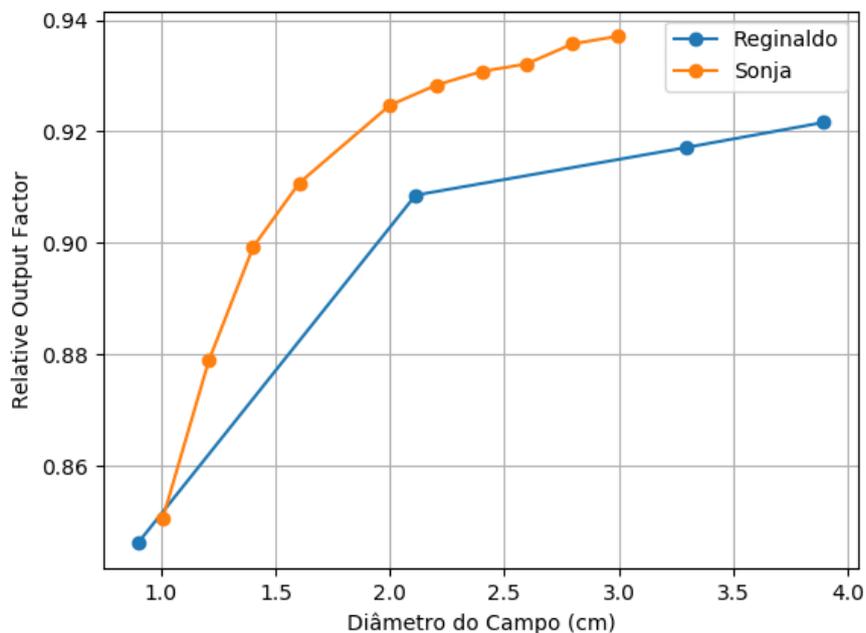
Sucintamente, a seleção de um RBEAM igual à 0,13 cm, faz com que a composição da dose, mesmo em profundidade, seja menos perturbada pelas variações nas dimensões dos campos.

Complementarmente a Figura 50, mostra uma comparação entre os ROF's obtidos com RBEAM= 0,13 cm e os obtidos experimentalmente por Sonja *et al.* (2011). É notório que os dados experimentais superam em magnitude os ROF's teóricos, sugerindo que de fato os valores mais elevados são mais condizentes com o comportamento real do sistema.

A diferença entre as magnitudes experimentais e teóricas notadas na figura, se devem exclusivamente à distinção entre as dimensões do f_{msr} utilizado em cada caso, enquanto Sonja adota um cone de diâmetro igual à 6 cm como referência, este trabalho adotou um campo quadrado de lado 4 cm.

A combinação dos dois últimos argumentos compõem o principal motivador para a seleção do RBEAM= 0,13 cm como o padrão para a simulação das exposições dos dosímetros e obtenção de suas características dosimétricas.

Figura 50 – Comparação entre os *Relative Output Factor* medidos experimentalmente por Sonja *et al.* (2011) e os obtidos teoricamente neste trabalho.



Fonte: SONJA *et al.*, 2011. (Adaptado)

5.3 Perfil Dosimétrico dos Cones

Os perfis dosimétricos dos campos colimados por cones com diâmetros de 9, 21, 33, 39 milímetros são apresentados na Figura 51. Nela podem ser vistas as curvas de percentual de dose em profundidade e os perfis laterais de cada campo simulado.

Os perfis laterais de dose, como mostrados na Figura 51, podem sugerir uma satisfatoriedade de seu comportamento dosimétrico lateral em campos com diâmetros nominais maiores que 9 mm. No entanto, a análise conduzida desta forma é superficial e não conclusiva.

Os PDP's mostram uma clara conservação da profundidade de dose máxima para todos os campos. No entanto, a magnitude desta dose apresentou diminuições perceptíveis à medida em que houve maior colimação do campo. A Figura 52, mostra o aumento da dose máxima (1,5 cm) para os campos simulados. O incremento na dose se aproxima de 7% quando o menor e o maior campo são comparados.

Figura 51 – Percentuais de Dose em Profundidade e Pefis Laterais de Dose para campos colimados com cones de radiocirurgia.

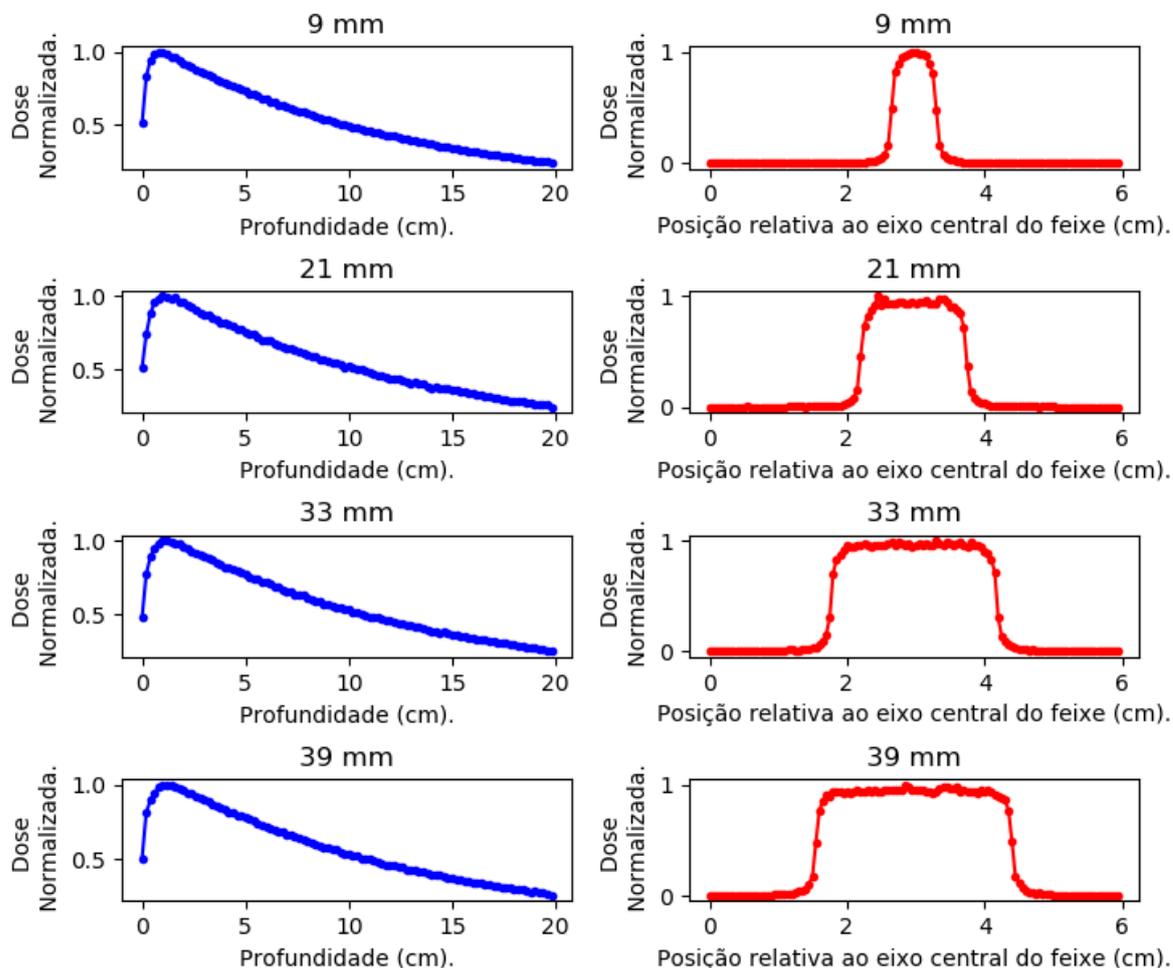
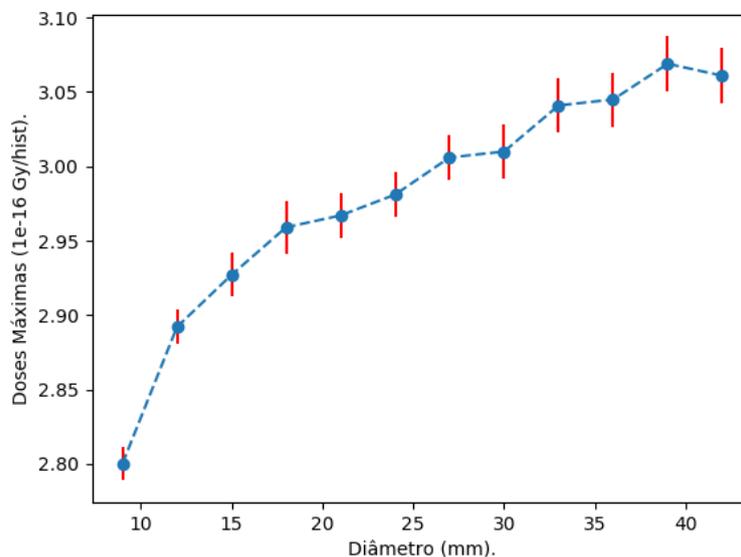


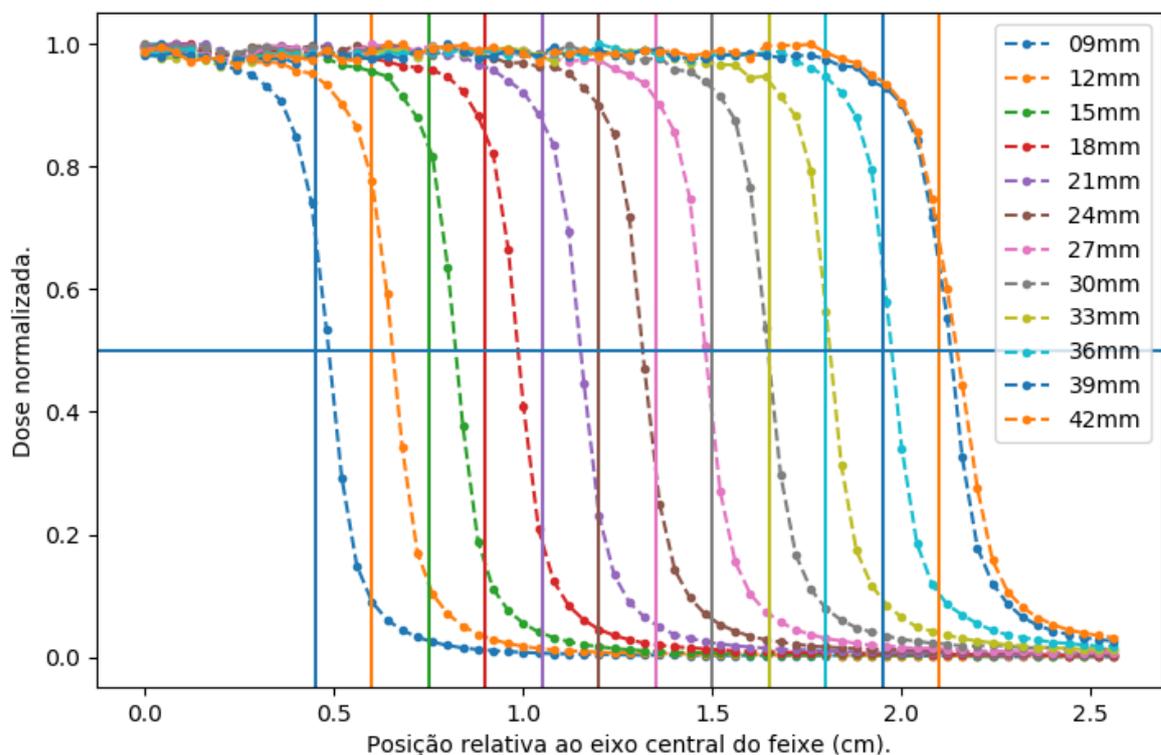
Figura 52 – Dose máxima em função das dimensões do campo.



A Figura 53 mostra os perfis laterais de dose obtidos para os diferentes cones de radiocirurgia simulados. A linha horizontal no centro do gráfico mostra o nível do FWHM, ou seja, 50% da dose máxima de cada feixe. As linhas verticais marcam as dimensões nominais dos campos no isocentro segundo a definição convencional de tamanho de campo.

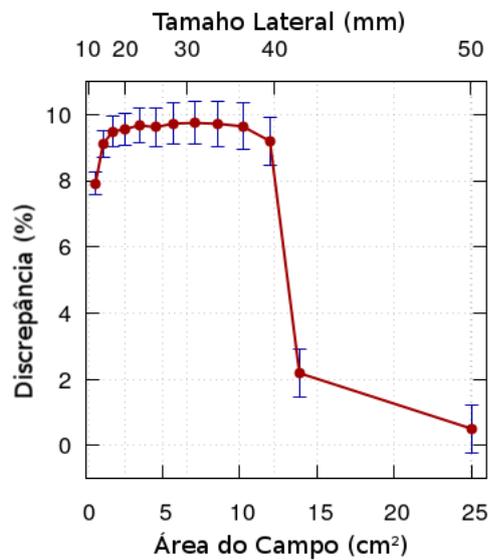
A observação minuciosa das dimensões laterais do campo e consecutiva comparação com os respectivos valores nominais, mostra que não ocorre coincidência entre as dimensões nominais do feixe e as dimensões dosimétricas. Pode-se observar que o número de campos que se aproximaram satisfatoriamente de suas dimensões nominais foi bem pequeno, o que demonstra as implicações da contribuição da penumbra no dimensionamento dosimétrico do campo.

Figura 53 – Perfis laterais de dose para cones de SRS com diâmetros nominais de 9, 12, 15, 18, 21, 24, 27, 30, 33, 36, 39 e 42 milímetros



As discrepâncias percentuais entre o tamanho dosimétrico medido no FWHM da dose de cada campo, e as dimensões nominais dos campos, foram compilados e graficamente estruturados conforme pode ser observado na Figura 54. Nesta figura pode ser observado como o dimensionamento do campo tem sua precisão comprometida pela contribuição da penumbra nos campos com dimensões laterais menores que 40 mm.

Figura 54 – Discrepâncias percentuais absolutas entre as dimensões nominais de cada campo e o FWHM da dose.



Considerando a relação entre o Kerma de Colisão medido em profundidade, e o percentual de dose em profundidade dos campos tratada por Attix e ressaltada por Leão (ATTIX, 1986; LEAO *et al.*, 2016), foi verificado que todos os valores de Kerma de Colisão simulados apresentaram comportamento aproximadamente linear, exatamente como previsto pelo modelo teórico de Attix.

Nesta exploração foi identificada uma dispersão dos valores de Kerma de Colisão menor que 3%, de modo que uma regressão linear desses pontos foi utilizada como curva de referência para a exibição dos dados.

Os gráficos da Figura 55 apresentam as relações citadas, através deles pode-se concluir que a Dose e o Kerma de Colisão apresentam um comportamento divergente daquele esperado para o estabelecimento de condições de CPE e TCPE nos campos com diâmetros menores que 21 mm, devido à diferença entre os coeficiente angulares das curvas de PDP (abaixo do ponto de dose máxima) e a regressão linear do Kerma de Colisão.

Para o campo com diâmetro nominal de 33 mm, houve um boa aproximação da Dose com o Kerma de Colisão além de um ajuste entre ambos os coeficientes angulares, indicando o estabelecimento de condições para o alcance do equilíbrio eletrônico transiente. No campo de 42 mm, tecnicamente, ocorreu o estabelecimento do equilíbrio eletrônico. Mais explicitamente, a Tabela 4 mostra as divergências entre Kerma de Colisão e Dose para os diversos campos simulados.

Figura 55 – Dose e Kerma de Colisão em profundidade.

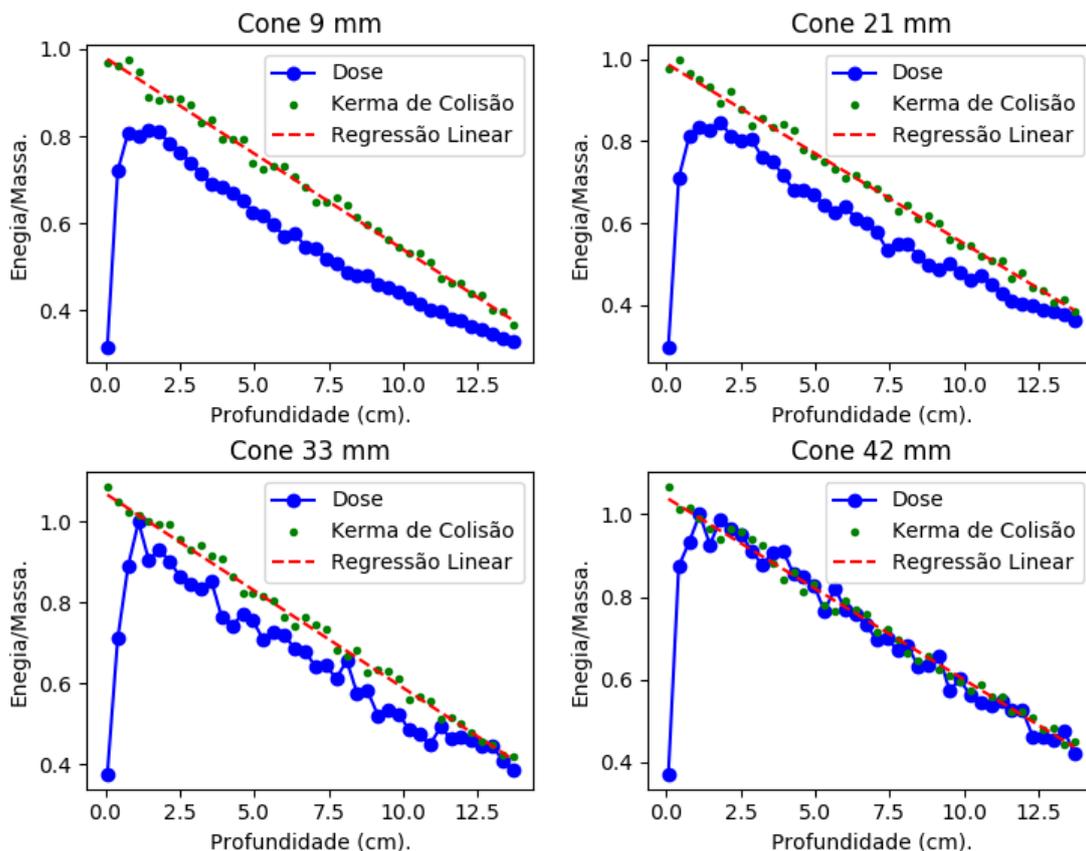


Tabela 4 – Discrepância Absoluta Média (DAM) entre o Kerma de Colisão e a Dose em profundidade abaixo do ponto de dose máxima.

Diâmetro do Cone (cm)	0,9	2,1	3,3	4,2
DAM	14% ± 3%	8% ± 2%	5% ± 1%	DAM < 2%

5.4 Fatores de Correção e Perturbação

5.4.1 Radiação Retro-espalhada

O capítulo 4.1 e a seção 3.4, mencionam a importância da radiação retro-espalhada no acelerador para a o monitoramento dos pequenos campos e a determinação do $OR_{det_{MC}}^{f_{clin}}$. De fato, foi observada uma variabilidade significativa na dose depositada na câmara monitora quando campos convencionais são comparados com pequenos campos, mas, nesses últimos, a variabilidade é menor que 1%.

A Figura 56, mostra a variabilidade das doses na câmara monitora nos testes realizados. Enquanto a Tabela 5 mostra as razões $\left(\frac{D_{monitor_{MC}}^{f_{msr}}}{D_{monitor_{MC}}^{f_{clin}}}\right)$ obtidas, considerando o

como *Machine-Specific Reference Field* um campo de $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

Figura 56 – Variabilidade da dose na câmara monitora devido à variações das dimensões do campo.

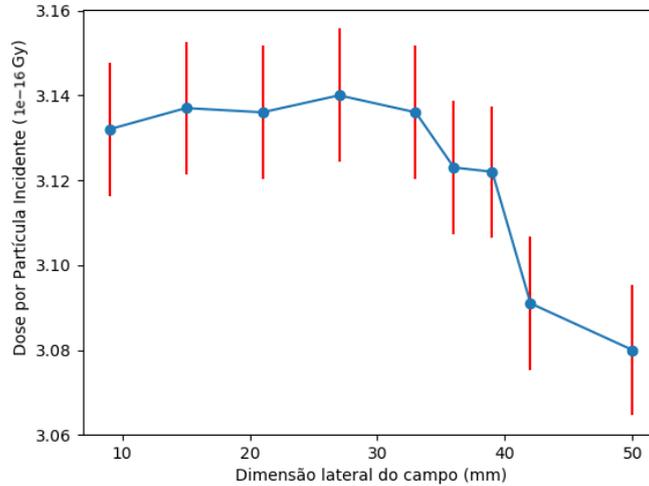


Tabela 5 – Razões $\left(\frac{D_{\text{monitor}_{MC}}^{f_{msr}}}{D_{\text{monitor}_{MC}}^{f_{clin}}} \right)$ obtidas para o acelerador CLINAC C2100.

Dimensões do campo	9 mm	15 mm	21 mm	27 mm
$D_{\text{monitor}_{MC}}^{f_{msr}} / D_{\text{monitor}_{MC}}^{f_{clin}}$	0,9834	0,98184	0,98214	0,9810
Dimensões do campo	33 mm	36 mm	39 mm	42 mm
$D_{\text{monitor}_{MC}}^{f_{msr}} / D_{\text{monitor}_{MC}}^{f_{clin}}$	0,9821	0,9862	0,9865	0,9964

5.4.2 Comportamento Físico dos Dosímetros

A Figura 57 mostra os PDP's calculados diretamente em água e nos dosímetros modelados sem a aplicação das correções propostas pelo método de Alfonso (2008). É bastante evidente a grande discrepância entre a dose depositada no volume sensível de cada dosímetro, com aquela depositada na água.

Esta discrepância tende a ser menos acentuada com o aumento das dimensões do campo f_{clin} simulado, mostrando a simultânea diminuição das perturbações dosimétricas em cada dosímetro.

Os *Field Factors* $\Omega^{f_{clin}, f_{msr}}$ de cada dosímetro exposto à diferentes dimensões de campos, juntamente com os fatores de correção $k_{Q_{msr}, Q}^{f_{msr}, f_{ref}}$ determinados nas mesmas condições são apresentados na Figura 58. Estas grandezas foram determinadas por meio da metodologia proposta por Francescon e Cranmer (2011) discutida na seção 3.4.

Figura 57 – PDP's determinado no volume sensível dos dosímetros e diretamente em água.

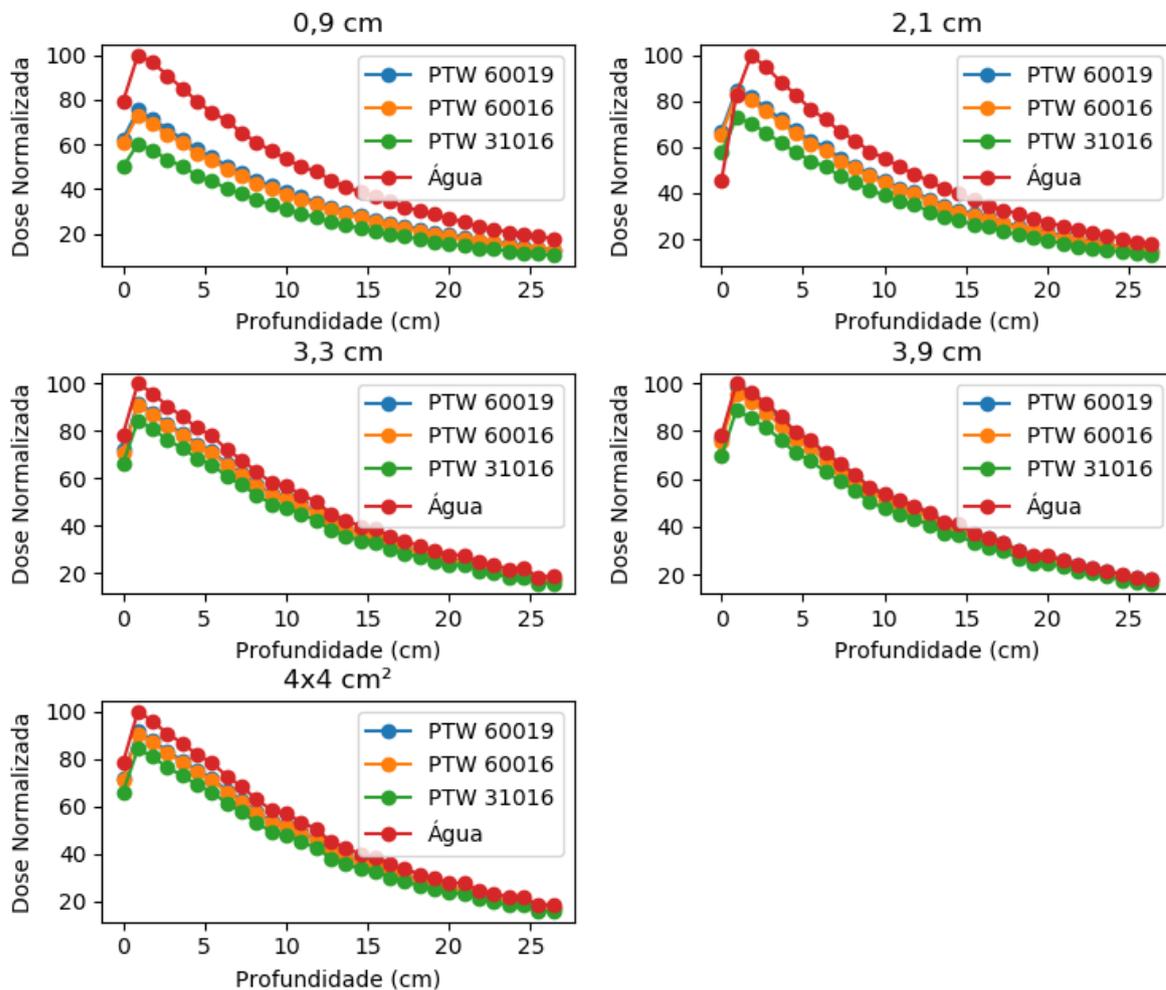
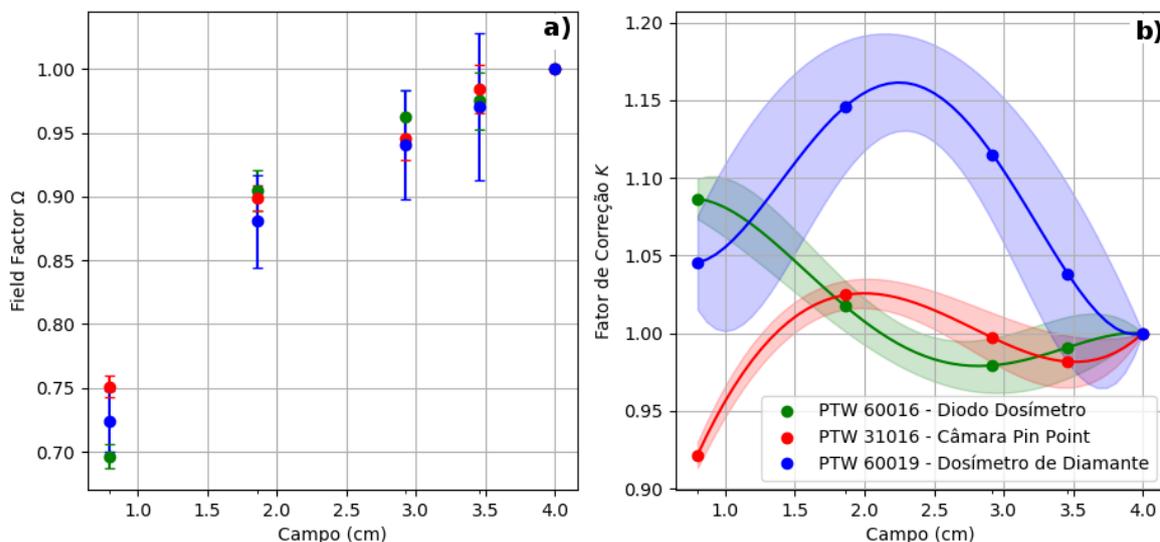


Figura 58 – Valores de $\Omega^{f_{clin}, f_{msr}}$ e de $k_{Q_{msr}, Q}^{f_{msr}, f_{ref}}$ dos dosímetros simulados como função das dimensões dos campos.

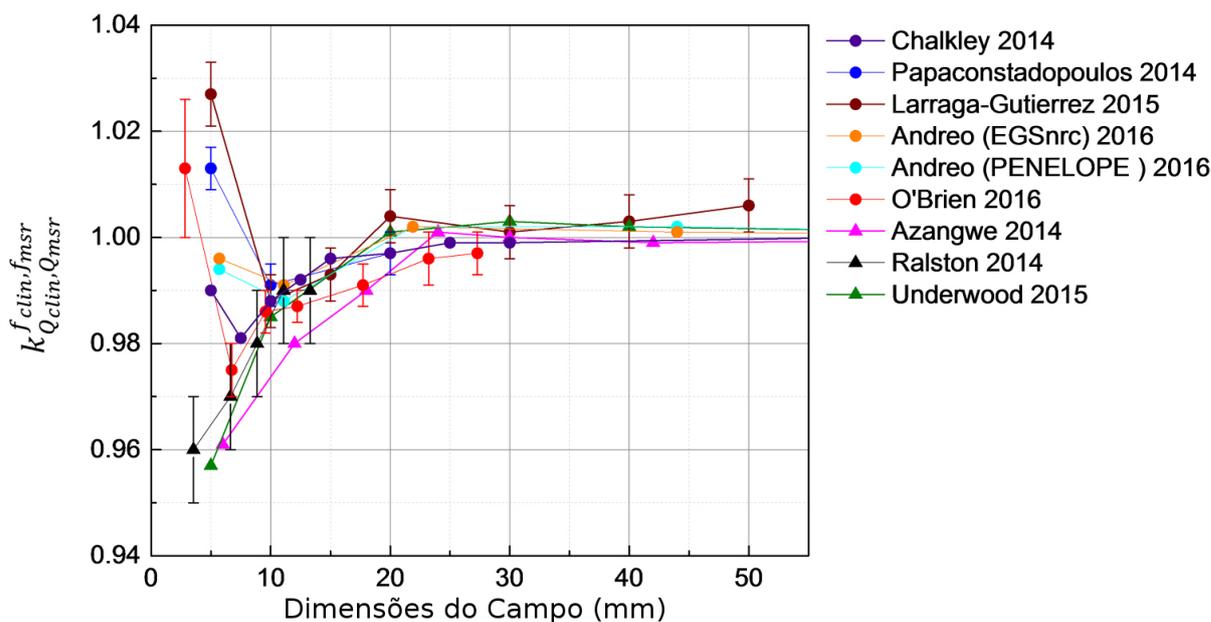


Os valores de *Field Factors* localizados no gráfico da Figura 58 a), apresentaram

boa adequação às mais recentes publicações na literatura especializada (VAQUE *et al.*, 2017; POPPINGA *et al.*, 2017; NASIR *et al.*, 2017; FRANCESCON *et al.*, 2017).

Quanto aos fatores de correção $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ é preciso ressaltar que não foram encontradas publicações que os tenham determinado para cones de radiocirurgia estereotáxica e para o feixe simulado. Apesar disso, foi relatado por Coste *et al.* (2017) uma grande variabilidade nesta grandeza reportada por múltiplas publicações.

Figura 59 – $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ reportados por publicações recentes e compiladas por Coste *et al.* (2017).



Fonte: COSTE *et al.*, 2017. (Adaptado)

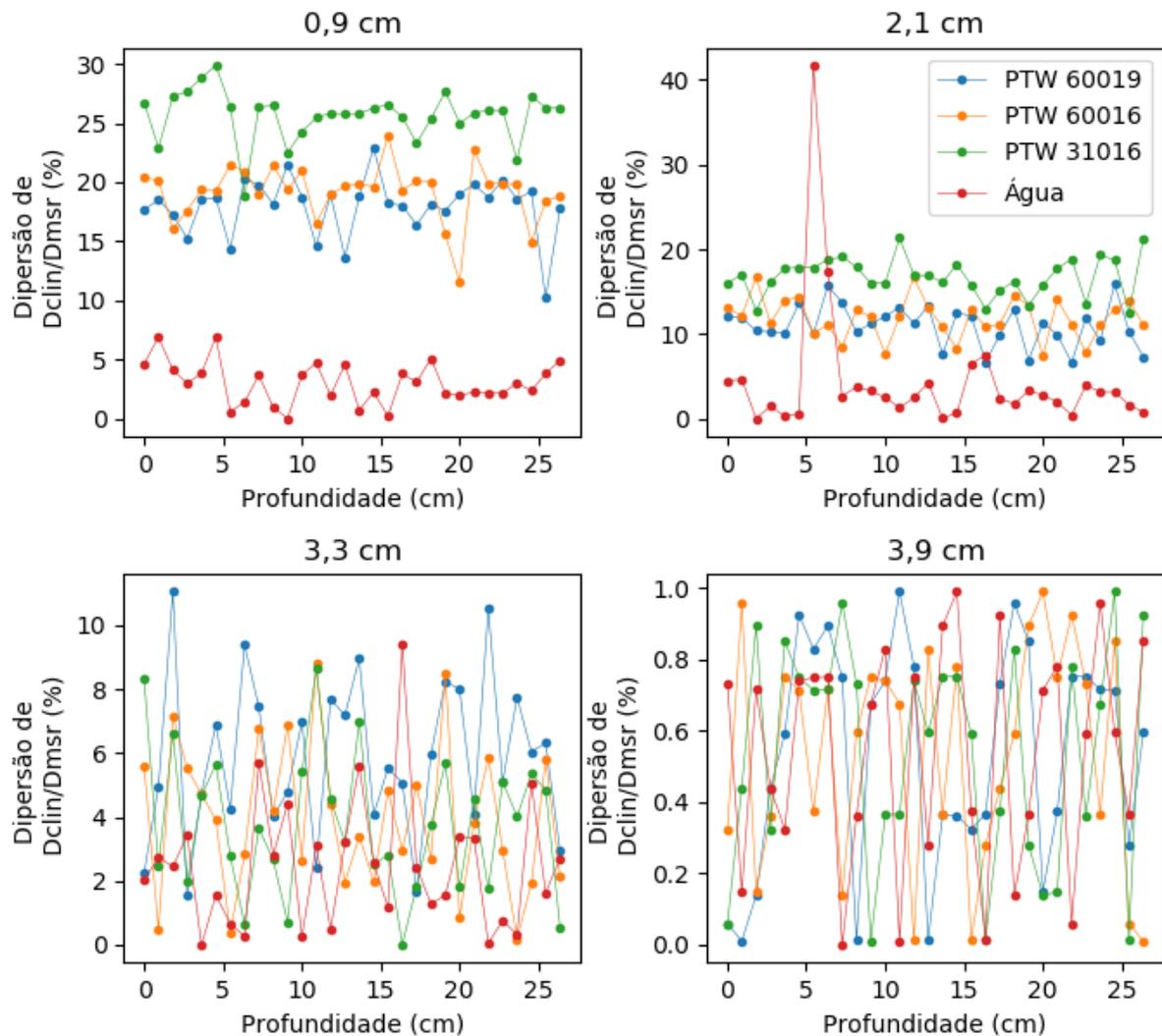
A Figura 59 mostra uma compilação de fatores de correção para feixes com energia nominal de 6 MeV, publicados de 2014 até 2016. É possível notar que qualitativamente os fatores de correção na Figura 58, parecem não destoar dos dados determinados por outros trabalhos até o momento. Francescon *et al.* (2017), em publicação recente na *Physics in Medicine and Biology*, também reportou comportamento semelhante para os valores de $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$.

Consirando 0,7 o menor dos *Field Factors* encontrados, é esperado que a dispersão dosimétrica da razão $\frac{D_{det_{MC}}^{f_{clin}}}{D_{det_{MC}}^{f_{msr}}}$ não supere 30%. De fato, os dados apresentados pela Figura 60, mostram absoluta concordância com esta expectativa.

É possível observar na figura que em nenhum dos casos a razão assumiu valores superiores a 30%, exceto para a câmara PTW 31016. De fato, quando as curvas de PDP são observadas, é exatamente este dosímetro que apresenta maior discrepância em relação à dose na água.

Este resultados depõem contra a utilização de câmaras de ionização do tipo Pin Point em campos de dimensões muito pequenas, devido à maior sensibilidade deste

Figura 60 – Valores absolutos da dispersão dosimétrica da razão $\frac{D_{detMC}^{clin}}{D_{detMC}^{msr}}$.



dosímetro às diminuições dos campos.

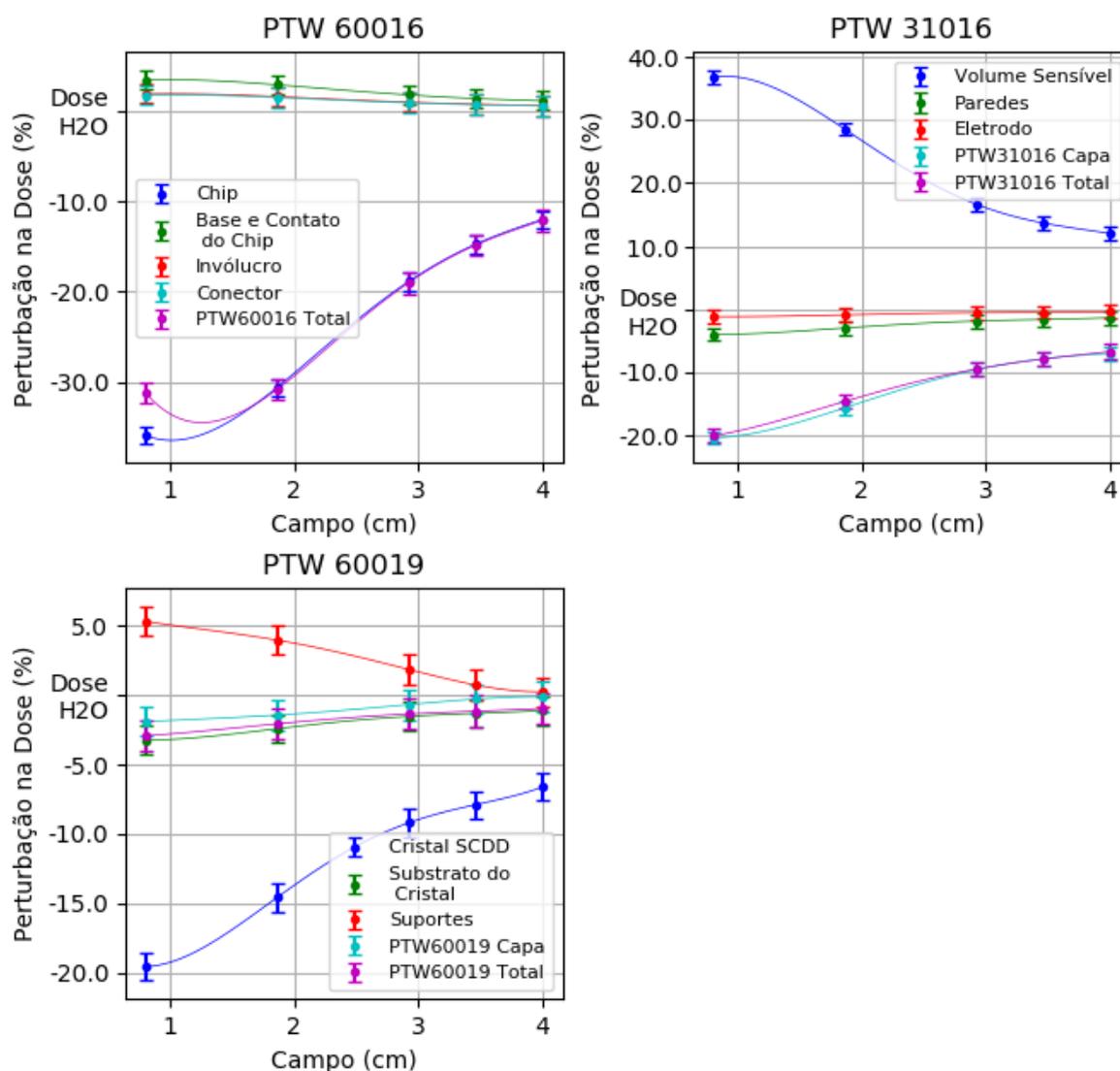
As fontes das perturbações dosimétricas quantificadas na Figura 60, não são esclarecidas unicamente pelos dados apresentados. O argumento dúbio fundamenta-se na possibilidade de as fontes de perturbação na dose se deverem simultaneamente à composição física e química dos dosímetros e às condições de desequilíbrio próprias dos pequenos campos.

As dispersões percentuais da dose na água, também mostradas na Figura 60, sugerem que os efeitos dos campos decrescem de um máximo médio próximo de 5% de perturbação no campo de 0,9 cm, para valores menores que 0,8 % no campo de diâmetro 3,9 cm. Considerando isto, pode-se supor que o restante da perturbação dosimétrica seja provocada pela presença do dosímetro no meio.

5.4.2.1 Perturbações Parciais dos Dosímetros

A Figura 61 mostra as perturbações de cada uma das partes dos dosímetros em relação à dose medida diretamente na água. Estas perturbações foram determinadas por meio do método de Wulff *et al* (2008).

Figura 61 – Perturbações parciais dos dosímetros determinadas pelo método de Wulff *et al.*.



É possível notar que ocorre uma concordância qualitativa entre os dados presentes neste gráfico com os anteriormente discutidos na Figura 60. A concordância quantitativa, no entanto, não é satisfatória.

O dosímetro PTW 60016, apresentou perturbação dosimétrica média de 19%, ao passo que por meio da metodologia de Wulff, a perturbação encontrada foi de 31%. Discrepâncias menos intensas foram também observadas para os demais dosímetros nos campos de 0,9 cm, o PTW 31016 apresentou discrepância de 5% entre os dois métodos e o PTW 60019 de 3%.

Finalmente deve-se discutir sobre as perturbações parciais determinandas para o campo f_{msr} . O protocolo de Alfonso, sugere que este seja tomado como referência para a dosimetria dos campos clínicos, e que deve ser escolhido de maneira tal a ser um limiar entre o comportamento dosimétrico convencional e o característico de pequenos campos. Portanto supõe-se que os efeitos de perturbação dosimétrico devidos às condições de não equilíbrio dos pequenos campos sejam desprezíveis. No entanto, as perturbações devido à composição do dosímetro, sua geometria, volume e massa não o são. Estas correções são aplicadas tradicionalmente por meio do método de calibração sugerido para a determinação da dose no f_{msr} , por meio do fator de calibração p (ANDREO *et al.*, 2000). Nas Tabelas 6, 7 e 8 são apresentados estes fatores em suas formas percentuais relativas à dose medida diretamente na água.

Tabela 6 – Fatores de perturbação parciais e totais do dosímetro 31016 no campo f_{msr} .

PTW 31016				
Ar	Paredes	Eletrodo	Capa	Total
12,02%	-1,30%	-0,39%	-6,99%	-6,65%

Tabela 7 – Fatores de perturbação parciais e totais do dosímetro PTW 60019 no campo f_{msr} .

PTW 60019					
Cristal	Base	Invólucro	Conector	Capa	Total
-6,62%	-1,09%	0,26%	-0,09%	-0,95%	-6,78%

Tabela 8 – Fatores de perturbação parciais e totais do dosímetro PTW 60016 no campo f_{msr} .

PTW 60016				
Chip	Suportes	Substrato	Capa	Total
-12,01%	1,15%	0,63%	0,60%	-12,09%

Os dados mostram que a variação máxima da dose induzida por efeitos únicos da composição e geometria do dosímetro não ultrapassam -12,09%. Este valor, encontrado para o diodo dosímetro PTW 60016, é provocado principalmente pela diferença na composição do volume sensível, fundamentalmente silício puro, cuja a massa específica é, em média, 2,33 vezes a da água.

Apesar da massa específica do diamante superar a da água em aproximadamente 3,5 vezes, uma característica geométrica do PTW 60019 garantiu que este dosímetro apresentasse baixos níveis de perturbação parcial; a massa do cristal de diamante é da ordem de 10^{-13} kg, o que faz com que os efeitos da presença deste material no objeto simulador sejam bastante sutis. Também devido a isto, os erros estatísticos próprios da técnica numérica empregada são muito mais significativos que nos demais dosímetros.

A câmara de ionização PTW 31016 tem um volume muito maior que os dos demais dosímetros. Essa característica, associada à baixa massa específica relativa do ar atmosférico, provoca acréscimos na dose também próximos de 12%. Devido a esta perturbação, os fabricantes recomendam a utilização de capas de Polimetilmetacrilado em quaisquer exposições, mesmo em condições de equilíbrio eletrônico pleno. Os dados obtidos de fato, corroboram com esta indicação já que a utilização deste componente reduz a dose em aproximadamente 7%, atenuando os efeitos provocados pela presença da cavidade.

A frequente utilização de grafite, resina epoxy, RW3 e PMMA nos demais componentes dos dosímetros, fazem com que as perturbações provocadas por estas partes adicionais, em nenhum dos casos estudados, supere 2% da dose depositada em água na mesma posição, já que estes materiais possuem densidades eletrônicas e massas específicas próximas à da água.

Os valores de p_{tot} encontrados pelo método de Wulff mostrados na Tabela ??, quando aplicados ao método de calibração discutido na seção 4.3.4, modificam a dispersão das razões apresentadas na Figura 59 de forma promissora, já que melhoram a concordância entre as doses do campo f_{msr} com as dos campos f_{clin} .

Sobre esta correção (p_{tot}), deve-se mencionar que da forma em que é obtido, carrega como fator intrínseco os *stopping power ratios* $\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_{w,m}$ envolvidos, assim como também o carrega o $N_{D,w,Q}$ utilizado para a calibração dos modelos de dosímetro.

Portanto, na composição final da dose $D_{f_{msr}}$, $\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_{w,m}$ aparece com um fator quadrático, prejudicando a precisão desta grandeza. Sugere-se como alternativa para a correção deste efeito que a dose no campo f_{msr} , seja determinada conforme a Equação 5.1.

$$D_{f_{msr}} = M_{MC} \frac{N_{D,w,Q} \cdot p_{tot}}{\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_{w,m}} \quad (5.1)$$

Onde M_{MC} é a carga acumulada no volume sensível determinada pelo Método de Monte Carlo.

Esta equação idealiza o volume sensível como sendo uma cavidade circundada por água, o que não é exatamente verdade, uma vez que o dosímetro possui uma geometria mais complexa. Deste modo o valor de $D_{f_{msr}}$, determinado desta forma, negligencia uma perturbação na dose menor que 2%, referente aos demais componentes do instrumento.

A Tabela 9, mostra os efeitos da aplicação do fator de correção p_{tot} sobre o campo f_{msr} . Nela é possível notar uma diminuição da dispersão média da razão $\left(\frac{D_{monitor_{MC}}^{f_{msr}}}{D_{monitor_{MC}}^{f_{clin}}}\right)$ garantindo uma melhor adequação entre a doses nos dosímetros e a dose medida diretamente na água.

Além disto, deve-se observar novamente na Figura 61, que os valores de p_{tot} ,

Tabela 9 – Dispersões médias da razão $\left(\frac{D_{monitor_{MC}}^{fmsr}}{D_{monitor_{MC}}^{clin}}\right)$ com e sem aplicação do fator p_{tot} .

CAMPO (cm)	PTW 31016		PTW 60016		PTW 60019	
	SC(%)	CC(%)	SC(%)	CC(%)	SC(%)	CC(%)
0,9	27,3	25,5	19,4	17,1	19,9	18,5
2,1	17,7	16,5	13,1	11,5	11,9	11,1
3,3	4,6	4,3	4,9	4,3	6,1	5,7
3,9 cm	0,6	0,5	0,5	0,4	0,7	0,6

SC - Sem correção de p_{tot} .

CC Com correção de p_{tot} .

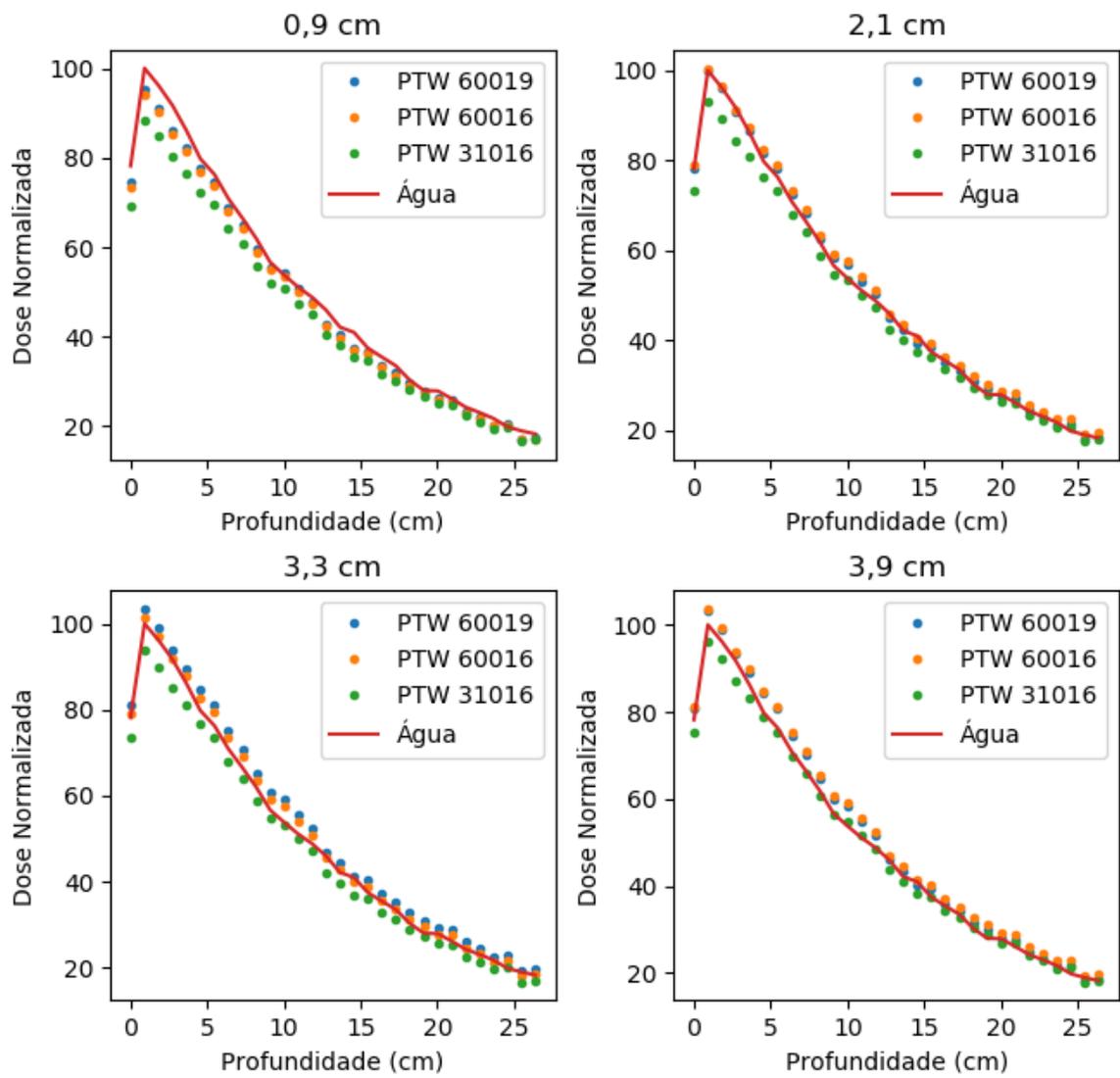
umentam sua magnitude com a diminuição da área dos campos, este efeito se deve às modificações nos valores de $\left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}\right)_{w,m}$. A quantificação destas modificações contribuiria valiosamente com o aumento da precisão da dose nos pequenos campos estáticos de raios X.

Por fim, a Figura 62, apresenta a eficácia do método de correção da dose aplicado aos PDP's obtidos com os modelos de dosímetros. É possível notar uma boa aderência dos resultados à dose medida diretamente na água. No entanto, em alguns pontos, principalmente nos pontos mais próximos à profundidade de dose máxima, a discrepância da dose corrigida com aquela medida diretamente em água supera os 5%.

Estas discrepâncias devem estar associadas à propagação dos erros estatísticos nos campos maiores. No entanto, uma discrepância significativa entre as doses é observada nos campos menores. Este comportamento pode indicar ainda a necessidade de utilização de correções adicionais para os campos menores e sugere imprecisões que podem alcançar patamares superiores a 10% na dose mais superficial.

As já mencionadas correções nos *stopping power ratios* e o desenvolvimento de alguma metodologia que coadune a metodologia de determinação dos fatores de perturbação parciais com a calibração numérica dos modelos de dosímetro, pode fornecer contribuições valiosas para a correção de tais discrepâncias, ou ainda podem refutar esta necessidade por meio de algum aperfeiçoamento metodológico na técnica de modelagem e simulação.

Figura 62 – Percentuais de dose em profundidade corrigidos pela aplicação dos $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ e do P_{tot} .



6 Conclusão

A metodologia de simulação utilizando o MMC, mostrou-se bastante útil para a aquisição de dados sobre os pequenos campos. Mesmo um fenômeno complexo, como o não estabelecimento do equilíbrio eletrônico, pôde ser detectado por meio deste método numérico. Estes dados permitiram que o EGSnrc fosse considerado uma ferramenta útil para a reprodução dos pequenos campos.

As doses laterais e em profundidade medidas nos pequenos campos foram condizentes com o noticiado na bibliografia pesquisada, tanto quanto para medidas em profundidade, quanto para medidas lateralmente. Estes últimos valores, permitiram ainda demonstrar a influência da penumbra sobre a composição do perfil dosimétrico de pequenos campos, por meio da análise das dimensões dosimétricas em função das dimensões geométricas nominais. Esta comparação revelou imprecisões próximas de 10% no dimensionamento lateral de campos com diâmetros menores de que 4,0 cm.

A comparação entre as doses em profundidade e o kerma de colisão, mostrou variações significativas nas condições de equilíbrio eletrônico para dimensões de campo inferiores a 21 mm, quando nem mesmo as condições de equilíbrio eletrônico transiente foram alcançadas. Nos campos com dimensões próximas a 33 mm, foi verificado a ocorrência de equilíbrio eletrônico transiente.

As influências do valor de RBEAM utilizado no modelo, também foi verificada para a simulação de pequenos campos. Seus principais efeitos estão ligados à flutuações no FWHM da fonte e nas fluências energéticas na base do alvo. Sendo que estas diferenças tornam-se mais significativas quando RBEAM maiores que 0,13 cm e menores que 0,10 cm são selecionados.

A dose medida diretamente na água mostrou-se indiferente à seleção do RBEAM no intervalo em que este parâmetro foi estudado, exatamente por isto, nenhum dos valores selecionados para o parâmetro dimensionador da fonte foi capaz de induzir uma condição onde os efeitos da penumbra fossem desprezíveis, pois não houve coincidência das dimensões dosimétricas e geométricas dos campos. As discrepâncias encontradas apresentaram valores entre 5% e 30 %. Curiosamente, as mais acentuadas estão associadas a campos obtidos por fontes menores, o que contrasta com o esperado, uma vez que estas tendem a ser mais pontuais. A explicação para este comportamento não foi esclarecida durante a pesquisa.

A avaliação dos *Relative Output Ratio* foi o único parâmetro testado que mostrou significativa sensibilidade ao RBEAM. Por meio da comparação entre os dados simulados e dados teóricos publicados por Sonja *et al.*, foi possível determinar um RBEAM=0,13 cm como o ideal.

Os dados obtidos para a composição dos fatores de correção dos pequenos campos, mostraram uma variação da radiação retroespalhada no interior do cabeçote do acelerador. Os efeitos dessa variação são responsáveis por provocar modificações próximas de 2% na dose. No entanto, estes efeitos podem ser mais significativos quando outros métodos de colimação, que não sejam cones, são empregados. Esta afirmação se baseia no fato de que os cones são posicionados imediatamente abaixo dos colimadores secundários, que permanecem com abertura constante independentemente do cone selecionado.

Os *Field Factors* e fatores de correção determinados segundo a metodologia de Alfonso (2008), mostraram boa adequação ao que tem sido recentemente reportado na bibliografia, porém não apresentaram boa concordância com as perturbações determinadas segundo o método de Wulff *et al* (2008) quando este foi utilizado para explorar as perturbações dosimétrica nos campos menores que o f_{msr} .

Apesar disto, a utilização de um fator de correção p_{tot} , determinado por este último método discutido, aplicado ao campo de referência f_{msr} , juntamente com os *Field Factors* calculados durante o trabalho, possibilitaram uma adequação satisfatória entre as doses medidas nos modelos de dosímetros com aquela medida diretamente em água.

Referências

AGRESTI, A.; FRANKLIN, C. *Statistics: The Art and Science of Learning from Data*. [S.l.]: Pearson Education, 2012. ISBN 9780321849281. Citado na página 44.

AJAJ, F. A. A.; GHASSAL, N. M. H. An mcnp-based model of a medical linear accelerator x-ray photon beam. *Australasian Physics & Engineering Sciences in Medicine*, v. 26, n. 3, p. 140, 2003. ISSN 1879-5447. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/BF03178784>>. Citado 3 vezes nas páginas 52, 63 e 74.

ALFONSO, R.; ANDREO, P.; CAPOTE, R.; HUQ, M. S.; KILBY, W.; KJÄLL, P.; MACKIE, T. R.; PALMANS, H.; ROSSER, K.; SEUNTJENS, J.; ULLRICH, W.; VATNITSKY, S. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields. *Medical Physics*, v. 35, n. 11, p. 5179–5186, 2008. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aapm/journal/medphys/35/11/10.1118/1.3005481>>. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 58.

ALMAVIVA, S.; MARINELLI, M.; MILANI, E.; TUCCIARONE, A.; VERONA-RINATI, G.; CONSORTI, R.; PETRUCCI, A.; NOTARISTEFANI, F. D.; CIANCAGLIONI, I. Synthetic single crystal diamond diodes for radiotherapy dosimetry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 594, n. 2, p. 273 – 277, 2008. ISSN 0168-9002. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208008723>>. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 79.

ALMOND, P. R.; BIGGS, P. J.; HANSON, W. F.; HUQ, M. S.; NATH, R.; ROGERS, D. W. O. *AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams*. [S.l.], 1999. Citado 3 vezes nas páginas 38, 42 e 74.

ANDREO, P.; BURNS, D. T.; HOHLFELD, K.; HUQ, T. K. M. S.; LAITANO, F.; SMYTH, V.; VYNCKIER, S. *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water*. [S.l.], 2000. Citado 5 vezes nas páginas 38, 42, 74, 81 e 116.

ANTYPAS, C.; PANTELIS, E. Performance evaluation of a cyberknife® g4 image-guided robotic stereotactic radiosurgery system. *Physics in medicine and biology*, IOP Publishing, v. 53, n. 17, p. 4697, 2008. Citado na página 23.

ARAKI, F. Monte carlo study of a cyberknife stereotactic radiosurgery system. *Medical Physics*, v. 33, n. 8, p. 2955–2963, 2006. Citado na página 58.

ATTIX, F. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. [S.l.]: Wiley, 1986. (A Wiley-Interscience publication). ISBN 9780471011460. Citado 3 vezes nas páginas 33, 35 e 109.

BARRETT, J. C.; KNILL, C. Monte carlo calculated correction factors for the ptw microdiamond detector in the gamma knife-model c. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 43, n. 3, p. 1035–1044, 2016. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.4940790>>. Citado na página 27.

BASSINET, C.; HUET, C.; DERREUMAUX, S.; BRUNET, G.; CHÉA, M.; BAUMANN, M.; LACORNERIE, T.; GAUDAIRE-JOSSET, S.; TROMPIER, F.; ROCH, P. *et al.* Small fields output factors measurements and correction factors determination for several detectors for a cyberknife® and linear accelerators equipped with micromlc and circular cones. *Medical physics*, Wiley Online Library, v. 40, n. 7, 2013. Citado na página 104.

BENEDICT, S. H.; SCHLESINGER, D. J.; GOETSCH, S. J.; KAVANAGH, B. D. *Stereotactic Radiosurgery and Stereotactic Body Radiation Therapy*. 4th revised edition. ed. Boca Raton: Taylor & Francis Group, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 28.

BENMAKHLOUF, H.; SEMPAU, J.; ANDREO, P. Output correction factors for nine small field detectors in 6 mv radiation therapy photon beams: a penelope monte carlo study. *Medical physics*, Wiley Online Library, v. 41, n. 4, 2014. Citado na página 104.

BOUCHARD, H. A theoretical re-examination of spencer–attix cavity theory. *Physics in Medicine and Biology*, v. 57, n. 11, p. 3333, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0031-9155/57/i=11/a=3333>>. Citado na página 36.

BOUCHARD, H.; KAMIO, Y.; PALMANS, H.; SEUNTJENS, J.; DUANE, S. Detector dose response in megavoltage small photon beams. ii. pencil beam perturbation effects. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 42, n. 10, p. 6048–6061, 2015. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.4930798>>. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 83.

BOUCHARD, H.; SEUNTJENS, J. Ionization chamber-based reference dosimetry of intensity modulated radiation beams. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 31, n. 9, p. 2454–2465, 2004. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.1781333>>. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 58.

BOUCHARD, H.; SEUNTJENS, J.; CARRIER, J.-F.; KAWRAKOW, I. Ionization chamber gradient effects in nonstandard beam configurations. *Medical Physics*, v. 36, n. 10, p. 4654–4663, 2009. Citado na página 36.

BOUCHARD, H.; SEUNTJENS, J.; DUANE, S.; KAMIO, Y.; PALMANS, H. Detector dose response in megavoltage small photon beams. i. theoretical concepts. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 42, n. 10, p. 6033–6047, 2015. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.4930053>>. Citado 4 vezes nas páginas 32, 33, 35 e 83.

BROWN, L. M.; FEYNMAN, R. P. Radiative corrections to compton scattering. *Physical Review*, v. 85, n. 2, 1952. Citado na página 57.

BRUSA, D.; STUTZ, G.; RIVEROS, J. A.; FERNÁNDEZ-VAREA, J. M.; SALVAT, F. Fast sampling algorithm for the simulation of photon compton scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 379, p. 167–175, 1996. Citado na página 57.

BURLIN, T. E. A general theory of cavity ionisation. *Br J Radiol*, n. 39, p. 727–734, 1966. ISSN 0007-1285. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.4729739>>. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 38.

BURNS, D. T.; BÜERMANN, L. Free-air ionization chambers. *Metrologia*, v. 46, n. 2, p. S9, 2009. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0026-1394/46/i=2/a=S02>>. Citado na página 60.

BÜERMANN, L.; KRAMER, H.-M.; CSETE, I. Results supporting calculated wall correction factors for cavity chambers. *Physics in Medicine and Biology*, v. 48, n. 21, p. 3581, 2003. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0031-9155/48/i=21/a=009>>. Citado na página 60.

CALKIN, M. *Lagrangian and Hamiltonian Mechanics*. [s.n.], 1996. ISBN 9789813104990. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=uHtIDQAAQBAJ>>. Citado na página 73.

CAPOTE, R.; SÁNCHEZ-DOBLADO, F.; LEAL, A.; LAGARES, J. I.; ARRÁNS, R.; HARTMANN, G. H. An egsrc monte carlo study of the microionization chamber for reference dosimetry of narrow irregular imrt beamlets. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 31, n. 9, p. 2416–2422, 2004. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.1767691>>. Citado na página 39.

CHARLES, P. H.; CROWE, S. B.; KAIRN, T.; KNIGHT, R.; HILL, B.; KENNY, J.; LANGTON, C. M.; TRAPP, J. V. The influence of monte carlo source parameters on detector design and dose perturbation in small field dosimetry. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 489, n. 1, p. 012006, 2014. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1742-6596/489/i=1/a=012006>>. Citado 3 vezes nas páginas 25, 31 e 71.

CHIN, W. F. R. L. S. *Principles and Practice of Stereotactic Radiosurgery*. 4th revised edition. ed. New York: Springer, 2008. Citado 3 vezes nas páginas 27, 28 e 29.

CIANCAGLIONI, I.; MARINELLI, M.; MILANI, E.; PRESTOPINO, G.; VERONA, C.; VERONA-RINATI, G.; CONSORTI, R.; PETRUCCI, A.; NOTARISTEFANI, F. D. Dosimetric characterization of a synthetic single crystal diamond detector in clinical radiation therapy small photon beams. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 39, n. 7, p. 4493–4501, 2012. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.4729739>>. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 79.

CONSTANTIN, M.; PERL, J.; LOSASSO, T.; SALOP, A.; WHITTUM, D.; NARULA, A.; SVATOS, M.; KEALL, P. J. Modeling the truebeam linac using a cad to geant4 geometry implementation: Dose and iaea-compliant phase space calculations. *Medical Physics*, v. 38, n. 7, p. 4018–4024, 2011. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aapm/journal/medphys/38/7/10.1118/1.3598439>>. Citado 3 vezes nas páginas 52, 63 e 74.

CRANMER-SARGISON, G.; WESTON, S.; EVANS, J. A.; SIDHU, N. P.; THWAITES, D. I. Implementing a newly proposed monte carlo based small field dosimetry formalism for a comprehensive set of diode detectors. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 38, n. 12, p. 6592–6602, 2011. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.3658572>>. Citado 3 vezes nas páginas 25, 58 e 65.

CROP, F.; REYNAERT, N.; PITTMVILS, G.; PAELINCK, L.; WAGTER, C. D.; VAKAET, L.; THIERENS, H. The influence of small field sizes, penumbra, spot size and measurement depth on perturbation factors for microionization chambers. *Physics in*

Medicine and Biology, IOP PUBLISHING, v. 54, p. 2951–2969, 2009. Citado 3 vezes nas páginas 31, 34 e 71.

CZARNECKI, D.; WULFF, J.; ZINK, K. The influence of linac spot size on scatter factors. *Metrologia*, v. 49, n. 5, p. S215, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0026-1394/49/i=5/a=S215>>. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 71.

CZARNECKI, D.; ZINK, K. Monte carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields. *Physics in Medicine and Biology*, v. 58, n. 8, p. 2431, 2013. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0031-9155/58/i=8/a=2431>>. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 33.

DAS, I. J.; DING, G. X.; AHNESJO, A. Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry. *Medical Physics*, v. 35, n. 1, p. 206–215, 2008. Citado 7 vezes nas páginas 23, 24, 25, 30, 31, 32 e 83.

DERIGLAZOV, A. *Classical Mechanics: Hamiltonian and Lagrangian Formalism*. Springer International Publishing, 2016. ISBN 9783319441474. Disponível em: <<https://books.google.as/books?id=QAQ6DQAAQBAJ>>. Citado na página 73.

DETECTORS: Including Codes of Practice. [S.l.], 2015. Citado na página 79.

DIETERICH, S.; CAVEDON, C.; CHUANG, C. F.; COHEN, A. B.; GARRETT, J. A.; LEE, C. L.; LOWENSTEIN, J. R.; TAYLOR, D. D.; WU, X.; YU, C. *et al.* Report of aapm tg 135: quality assurance for robotic radiosurgery. *Medical physics*, Wiley Online Library, v. 38, n. 6, p. 2914–2936, 2011. Citado na página 23.

DOWNLOAD-CENTER: Product Information. 2017. <[http://www.ptw.de/1818.html?&no_cache=1&tx_bitptwdwplus_pi1\[collection\]=2&tx_bitptwdwplus_pi1\[section\]=3](http://www.ptw.de/1818.html?&no_cache=1&tx_bitptwdwplus_pi1[collection]=2&tx_bitptwdwplus_pi1[section]=3)>. Acessado em: 02-23. Citado na página 78.

FOLEY, J. *Computer Graphics: Principles and Practice*. [S.l.]: Addison-Wesley, 1996. (Addison-Wesley systems programming series). ISBN 9780201848403. Citado na página 75.

FOWLER, J. F. The linear-quadratic formula and progress in fractionated radiotherapy. *The British Journal of Radiology*, v. 62, n. 740, p. 679–694, 1989. Citado na página 28.

FRAGOSO, M.; KAWRAKOW, I.; FADDEGON, B. A.; SOLBERG, T. D.; CHETTY, I. J. Fast, accurate photon beam accelerator modeling using beamnrc: A systematic investigation of efficiency enhancing methods and cross-section data. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 36, n. 12, p. 5451–5466, 2009. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.3253300>>. Citado na página 78.

FRANCESCON, P.; CORA, S.; CAVEDON, C. Total scatter factors of small beams: A multidetector and monte carlo study. *Medical Physics*, v. 35, n. 2, p. 504–513, 2008. Citado na página 58.

FRANCESCON, P.; CORA, S.; CAVEDON, C.; SCALCHI, P.; RECCANELLO, S.; COLOMBO, F. Use of a new type of radiochromic film, a new parallel-plate micro-chamber, mosfets, and tld 800 microcubes in the dosimetry of small beams. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 25, n. 4, p. 503–511, 1998. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.598227>>. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 58.

- FRANCESCON, P.; CORA, S.; SATARIANO, N. Calculation of kqclin,qmsrfclin,fmsr for several small detectors and for two linear accelerators using monte carlo simulations. *Medical Physics*, v. 38, n. 12, p. 6513–6527, 2011. Citado na página 58.
- FRANCESCON, P.; KILBY, W.; NOLL, J.; MASI, L.; SATARIANO, N.; RUSSO, S. Monte carlo simulated corrections for beam commissioning measurements with circular and mlc shaped fields on the cyberknife m6 system: a study including diode, microchamber, point scintillator, and synthetic microdiamond detectors. *Physics in medicine and biology*, IOP Publishing, v. 62, n. 3, p. 1076, 2017. Citado na página 113.
- GRAHAM, C.; TALAY, D. *Stochastic Simulation and Monte Carlo Methods: Mathematical Foundations of Stochastic Simulation*. New York: Springer-Verlag, 2013. ISBN 978-3-642-39363-1. Citado na página 46.
- HACKER, F. L.; KOOY, H. M.; BELLERIVE, M. R.; KILLORAN, J. H.; LEBER, Z. H.; SHRIEVE, D. C.; TARBELL, N. J.; LOEFFLER, J. S. Beam shaping for conformal fractionated stereotactic radiotherapy: A modeling study. *International Journal of Radiation Oncology: Biology and Physics*, v. 38, n. 5, p. 1113–1121, 1997. Citado na página 73.
- HAGHIGHAT, A. *Monte Carlo Methods for Particle Transport*. [S.l.]: CRC Press, 2016. ISBN 9781466592544. Citado na página 44.
- IKUSHIMA, H.; TOKUUYE, K.; SUMI, M.; KAGAMI, Y.; MURAYAMA, S.; IKEDA, H.; TANAKA, M.; OYAMA, H.; SHIBUI, S.; NOMURA, K. Fractionated stereotactic radiotherapy of brain metastases from renal cell carcinoma1. *International Journal of Radiation Oncology*Biological*Physics*, v. 48, n. 5, p. 1389 – 1393, 2000. ISSN 0360-3016. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S036030160000804X>>. Citado na página 29.
- JERAJ, R.; MACKIE, T. R.; BALOG, J.; OLIVERA, G. Dose calibration of nonconventional treatment systems applied to helical tomotherapy. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 32, n. 2, p. 570–577, 2005. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.1855015>>. Citado na página 39.
- KAPLAN, I. *Nuclear physics*. [S.l.]: Addison-Wesley Pub. Co., 1962. (Addison-Wesley series in nuclear science and engineering). Citado 2 vezes nas páginas 44 e 49.
- KAWRAKOW, I.; MAINEGRA-HING, E.; ROGERS, D.; TESSIER, F.; WALTERS, B. *The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Ottawa: Ionizing Radiation Standards - National Research Council of Canada, 2016. (NRCC Report PIRS-701). Citado 3 vezes nas páginas 45, 52 e 63.
- KAWRAKOW, I.; MAINEGRA-HING, E.; TESSIER, F.; TOWNSON, R.; WALTERS, B. *EGSnrc C++ class library*. [s.n.], 2017. Disponível em: <<http://nrc-cnrc.github.io/EGSnrc/doc/pirs898/>>. Citado na página 77.
- KAWRAKOW, I.; WALTERS, B. R. B. Efficient photon beam dose calculations using dosxyznrc with beamnrc. *Medical Physics*, v. 33, n. 8, p. 3046–3056, 2006. Citado na página 64.
- KHAN, F.; GIBBONS, J. *Khan's The Physics of Radiation Therapy*. [S.l.]: Wolters Kluwer Health, 2014. ISBN 9781451182453. Citado na página 30.

- KIM, Y.-J.; CHO, K. H.; KIM, J.-Y.; LIM, Y. K.; MIN, H. S.; LEE, S. H.; KIM, H. J.; GWAK, H. S.; YOO, H.; LEE, S. H. Single-dose versus fractionated stereotactic radiotherapy for brain metastases. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*, v. 81, n. 2, p. 483 – 489, 2011. ISSN 0360-3016. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S036030161000756X>>. Citado na página 29.
- KLEIN, O.; NISHIMA, Y. Über die streuung von strahlung durch freie elektronen nach der neuen relativistischen quanten dynamik von dirac. *Z für Physik*, v. 52, p. 853–868, 1929. Citado na página 56.
- LANDAU, D. P.; BINDER, K. *A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics*. 1th edition. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. Citado na página 44.
- LEAO, R. G.; SOUSA, R. V.; OLIVEIRA, A. H.; SILVA, H. L. L.; MOURAO, A. P. Validação de um modelo computacional de acelerador linear varian clinac 2100 utilizando o código egsrc para utilização em dosimetria de pequenos campos. *Brazilian Journal of Radiation Sciences*, v. 06, n. 01, p. 262, 2018. Citado na página 94.
- LEAO, R. G.; SOUSA, R. V. de; OLIVEIRA, A. H. de; SILVA, H. L. L.; MOURÃO, A. P. Computational analysis of 'dose/collision kerma' relationship and lateral boundary in stereotatic circular fields using egsrc. *Revista Brasileira de Física Médica*, Associação Brasileira de Física Médica, v. 1, n. 10, p. 2–8, 2016. ISSN 1984-9001. Disponível em: <<http://www.rbfm.org.br/index.php/rbfm/article/view/355>>. Citado 3 vezes nas páginas 30, 33 e 109.
- LEKSELL, L. Stereotactic radiosurgery. *Jornal of Neurology , Neurosurgery, and Psychiatry*, v. 46, p. 797–803, 1983. Citado na página 27.
- LEVITT, S. *Technical Basis of Radiation Therapy: Practical Clinical Applications*. [S.l.]: Springer, 2006. (Medical radiology : Diagnostic imaging and radiation oncology). ISBN 9783540213383. Citado na página 30.
- LEVITT, S. H.; PURDY, J. A.; PEREZ, C. A.; (EDS.), S. V. *Technical Basis of Radiation Therapy: Practical Clinical Applications*. 4th revised edition. ed. Berlin: Springer, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 54.
- LEWIS, R. D.; RYDE, S. J. S.; HANCOCK, D. A.; EVANS, C. J. An mcnp-based model of a linear accelerator x-ray beam. *Physics in Medicine and Biology*, v. 44, n. 5, p. 1219, 1999. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0031-9155/44/i=5/a=010>>. Citado na página 63.
- LEÃO, R. G.; OLIVEIRA, A. H. de; SOUSA, R. V.; MOURÃO, A. P. Modeling and commissioning of a clinac 600 cd by monte carlo method using the beamnrc and dosxyznrc codes. *INAC 2015: international nuclear atlantic conference (INIS/IAEA)*, v. 47, n. 03, p. 888–896, 2015. Citado na página 64.
- LINDVALL, P.; BERGSTRÖM, P.; LÖFROTH, P.-O.; HENRIKSSON, R.; BERGENHEIM, A. T. Hypofractionated conformal stereotactic radiotherapy alone or in combination with whole-brain radiotherapy in patients with cerebral metastases. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*, v. 61, n. 5, p. 1460 – 1466, 2005. ISSN 0360-3016. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360301604022771>>. Citado na página 29.

- MANNING, M. A.; CARDINALE, R. M.; BENEDICT, S. H.; KAVANAGH, B. D.; ZWICKER, R. D.; AMIR, C.; BROADDUS, W. C. Hypofractionated stereotactic radiotherapy as an alternative to radiosurgery for the treatment of patients with brain metastases. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*, v. 47, n. 3, p. 603 – 608, 2000. ISSN 0360-3016. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360301600004752>>. Citado na página 29.
- MAYLES, P.; NAHUM, A.; ROSENWALD, J. C. *Handbook of radiotherapy physics: Theory and Practice*. 4th revised edition. ed. Boca Raton: Taylor & Francis Group, 2007. Citado 8 vezes nas páginas 27, 29, 30, 36, 42, 54, 69 e 70.
- MCCAFFREY, J. P.; MAINEGRA-HING, E.; KAWRAKOW, I.; SHORTT, K. R.; ROGERS, D. W. O. Evidence for using monte carlo calculated wall attenuation and scatter correction factors for three styles of graphite-walled ion chamber. *Physics in Medicine and Biology*, v. 49, n. 12, p. 2491, 2004. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0031-9155/49/i=12/a=002>>. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 60.
- MICRODIAMOND: Synthetic Diamond Detector for High-Precision Dosimetry. [S.l.], 2014. Citado na página 79.
- NAHUM, A. E. Perturbation effects in dosimetry: Part i. kilovoltage x-rays and electrons. *Physics in Medicine and Biology*, v. 41, n. 9, p. 1531, 1996. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0031-9155/41/i=9/a=001>>. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 42.
- NASIR, M. K. R.; AMJAD, N.; RAZZAQ, A.; SIDDIQUE, T. Measurement and analysis of pdds profile and output factors for small field sizes by cc13 and micro-chamber cc01. *International Journal of Medical Physics, Clinical Engineering and Radiation Oncology*, Scientific Research Publishing, v. 6, n. 01, p. 36, 2017. Citado na página 113.
- NIEDER, C.; GROSU, A. L.; GASPAR, L. E. Stereotactic radiosurgery (srs) for brain metastases: a systematic review. *Radiation Oncology*, v. 9, n. 1, p. 1–9, 2014. ISSN 1748-717X. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1186/1748-717X-9-155>>. Citado na página 27.
- O'BRIEN, D. J.; LEÓN-VINTRÓ, L.; MCCLEAN, B. Small field detector correction factors kqclin,qmsrfclin, fmsr for silicon-diode and diamond detectors with circular 6 mv fields derived using both empirical and numerical methods. *Medical Physics*, v. 43, n. 1, p. 411–423, 2016. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aapm/journal/medphys/43/1/10.1118/1.4938584>>. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 83.
- PERTURBATION effects in dosimetry. [S.l.], 1994. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 42.
- PODGORSAK, E. B. *Radiation oncology physics : a handbook for teachers and students*. ninth dover printing, tenth gpo printing. Vienna: IAEA - International Atomic Energy Agency, 2005. Citado 4 vezes nas páginas 27, 30, 54 e 70.
- POPESCU, I. A.; SHAW, C. P.; ZAVGORODNI, S. F.; BECKHAM, W. A. Absolute dose calculations for monte carlo simulations of radiotherapy beams. *Physics in Medicine and Biology*, v. 50, n. 14, p. 3375, 2005. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0031-9155/50/i=14/a=013>>. Citado 3 vezes nas páginas 25, 52 e 58.

- POPPINGA, D.; DELFS, B.; MEYNER, J.; HARDER, D.; POPPE, B.; LOOE, H. K. The output factor correction as function of the photon beam field size—direct measurement and calculation from the lateral dose response functions of gas-filled and solid detectors. *Zeitschrift für Medizinische Physik*, Elsevier, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 104 e 113.
- QUANTITIES and Units in Radiation Protection Dosimetry. [S.l.], 1993. Citado na página 40.
- RADIATION Quantities and Unitss. [S.l.], 1970. Citado na página 40.
- ROBERT, C.; CASELLA, G. *Monte Carlo Statistical Methods*. New York: Springer-Verlag, 2004. ISBN 978-1-4757-4145-2. Citado na página 46.
- ROBERT, C. P.; CASELLA, G. *Introducing Monte Carlo Methods with R*. 1th edition. ed. New York: Springer, 2010. Citado na página 44.
- ROGERS, D.; WALTERS, B.; KAWRAKOW, I. *BEAMnrc Users Manual*. Ottawa: Ionizing Radiation Standards - National Research Council of Canada, 2016. (NRCC Report PIRS-0509). Citado 3 vezes nas páginas 52, 54 e 67.
- ROGERS, D. W. O.; FADDEGON, B. A.; DING, G. X.; MA, C.-M.; WE, J.; MACKIE, T. R. Beam: A monte carlo code to simulate radiotherapy treatment units. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 22, n. 5, p. 503–524, 1995. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.597552>>. Citado na página 66.
- SAUER, O. A.; WILBERT, J. Measurement of output factors for small photon beams. *Medical Physics*, v. 34, n. 6, p. 1983–1988, 2007. Citado na página 24.
- SCHELL, M.; BOVA, F.; LARSSON, D.; LEAVITT, D. *Stereotactic radiosurgery, Report of Task Group 42 Radiation Therapy Committee. American Association of Physicists in Medicine; New York: 1995*. [S.l.]. Citado na página 23.
- SCOTT, A. J. D.; NAHUM, A. E.; FENWICK, J. D. Using a monte carlo model to predict dosimetric properties of small radiotherapy photon fields. *Medical Physics*, v. 35, n. 10, p. 4671–4684, 2008. Citado na página 58.
- SCOTT, D. *Multivariate Density Estimation: Theory, Practice, and Visualization*. [S.l.]: Wiley, 1992. (A Wiley-interscience publication). ISBN 9780471547709. Citado na página 84.
- SECO, J.; VERHAEGEN, F. *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*. 1th edition. ed. Boca Raton: Taylor & Francis Group, 2013. Citado 3 vezes nas páginas 43, 45 e 78.
- SEMPAU, J.; ANDREO, P.; ALDANA, J.; MAZURIER, J.; SALVAT, F. Electron beam quality correction factors for plane-parallel ionization chambers: Monte carlo calculations using the penelope system. *Physics in Medicine and Biology*, v. 49, n. 18, p. 4427, 2004. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0031-9155/49/i=18/a=016>>. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 74.
- SHAM, E.; SEUNTJENS, J.; DEVIC, S.; PODGORSK, E. B. Influence of focal spot on characteristics of very small diameter radiosurgical beams. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 35, n. 7, p. 3317–3330, 2008. ISSN 2473-4209.

Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.2936335>>. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 71.

SHARMA, S.; MUKHERJEE, S. *Applied Multivariate Techniques*. [S.l.]: John Wiley & Sons Canada, Limited, 1996. ISBN 9780471130611. Citado na página 84.

SHEIKH-BAGHERI, D.; ROGERS, D. W. O. Sensitivity of megavoltage photon beam monte carlo simulations to electron beam and other parameters. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 29, n. 3, p. 379–390, 2002. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.1446109>>. Citado na página 31.

SPENCER, L.; ATTIX, F. A theory of cavity ionization. *Radiation research*, Academic Press, Inc., v. 3, n. 3, p. 239–254, 1955. Citado na página 37.

THOMAS, S. D.; MACKENZIE, M.; ROGERS, D. W. O.; FALLONE, B. G. A monte carlo derived tg-51 equivalent calibration for helical tomotherapy. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 32, n. 5, p. 1346–1353, 2005. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.1897084>>. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 58.

TYLER, M. K.; LIU, P. Z.; LEE, C.; MCKENZIE, D. R.; SUCHOWERSKA, N. Small field detector correction factors: effects of the flattening filter for Elekta and Varian linear accelerators. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, v. 17, n. 3, p. 223–235, 2016. ISSN 1526-9914. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1120/jacmp.v17i3.6059>>. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 34.

UNITS, I. C. on R.; MEASUREMENTS. *Radiation Dosimetry: Electrons with Initial Energies Between 1 and 50 MeV. Technical Report No. 35*. [S.l.]: International commission on radiation units and measurements, 1984. (ICRU report). Citado na página 36.

VAQUE, J. P.; GUILLEN, M. A. D.; NAILON, W. H.; ARROYO, M. C. L.; GINJAUME, M. Field correction factors for a ptw-31016 pinpoint ionization chamber for both flattened and unflattened beams. study of the main sources of uncertainties. *Medical Physics*, p. n/a–n/a, 2017. ISSN 2473-4209. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1002/mp.12189>>. Citado 3 vezes nas páginas 27, 34 e 113.

VENANZIO, C. D.; MARINELLI, M.; MILANI, E.; PRESTOPINO, G.; VERONA, C.; VERONA-RINATI, G.; FALCO, M. D.; BAGALÀ, P.; SANTONI, R.; PIMPINELLA, M. Characterization of a synthetic single crystal diamond schottky diode for radiotherapy electron beam dosimetry. *Medical Physics*, American Association of Physicists in Medicine, v. 40, n. 2, p. 021712–n/a, 2013. ISSN 2473-4209. 021712. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1118/1.4774360>>. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 79.

VERHAEGEN, F.; SEUNTJENS, J. Monte carlo modelling of external radiotherapy photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, v. 48, p. R107 – R164, 2003. Citado na página 64.

WALTERS, B.; KAWRAKOW, I.; ROGERS, D. *DOSXYZnrc Users Manual*. Ottawa: Ionizing Radiation Standards - National Research Council of Canada, 2016. (NRCC Report PIRS-794). Citado 2 vezes nas páginas 52 e 75.

- WIGGENRAAD, R.; KANTER, A. V. de; KAL, H. B.; TAPHOORN, M.; VISSERS, T.; STRUIKMANS, H. Dose–effect relation in stereotactic radiotherapy for brain metastases. a systematic review. *Radiotherapy and Oncology*, v. 98, n. 3, p. 292 – 297, 2011. ISSN 0167-8140. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167814011000260>>. Citado na página 29.
- WULFF, J.; HEVERHAGEN, J. T.; ZINK, K. Monte-carlo-based perturbation and beam quality correction factors for thimble ionization chambers in high-energy photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, v. 53, n. 11, p. 2823, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 43 e 60.
- X-5 MONTE CARLO TEAM. *MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5*. [S.l.], 2008. Citado 3 vezes nas páginas 45, 52 e 63.
- XCOM: Photon Cross Sections Database. 2017. <<http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>>. Acessado em: 2017-03-10. Citado na página 50.
- YAZAKI, Y. How the klein–nishina formula was derived: Based on the sangokan nishina source materials. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, The Japan Academy, v. 93, n. 6, p. 399–421, 2017. Citado na página 56.

Glossário

Field Factors Ou Fator de correção que ajusta a dose em água medida no campo [Machine-Specific Reference Field](#), para a dose medida em água no campo clínico.

Machine-Specific Reference Field Campo estático de raios X com características tais que, compartilhe simultaneamente as propriedades dos campos convencionais e de pequenos campos. Geralmente são escolhidos os menores campos onde as condições de equilíbrio eletrônico ainda são evidentes..

Mass Collision Stopping Power Produto do inverso da massa específica de um meio de interação, pela taxa direcional de perda energética de uma partícula neste meio, provocada exclusivamente por efeitos coulombianos..

Mean Free Path Distância média percorrida por uma partícula entre duas sucessivas interações..

Modelo Linear Quadrático Modelo matemático de controle tumoral parametrizado pela sobrevivência celular dependente da dose total e da dose fracionada de exposições clínicas radioterápicas..

Módulos Componentes Macros disponibilizadas pelos BEAMnrc que implementam modelos dinâmicos dos principais componentes dos cabeçotes dos aceleradores lineares tradicionais..

Output Ratio Convencionalmente definido como a razão entre as leituras de um mesmo dosímetro quando este é a um campo clínico $f_{clínico}$ e ao campo de referência [Machine-Specific Reference Field](#)..

Phase Space File Arquivo digital que contém os dados registrados no glssp..

Relative Output Ratio [Output Ratio](#) medido diretamente em água por meio da equação 3.17..

Restricted Collision Mass Stopping Power Produto do inverso da massa específica de um meio de interação, pela taxa direcional de absorção energética neste meio, devido à interação de raios δ ..

Scoring Plane Em um modelo de acelerador linear, é plano que registra a posição, energia e momento de todas as partículas que o interceptam..

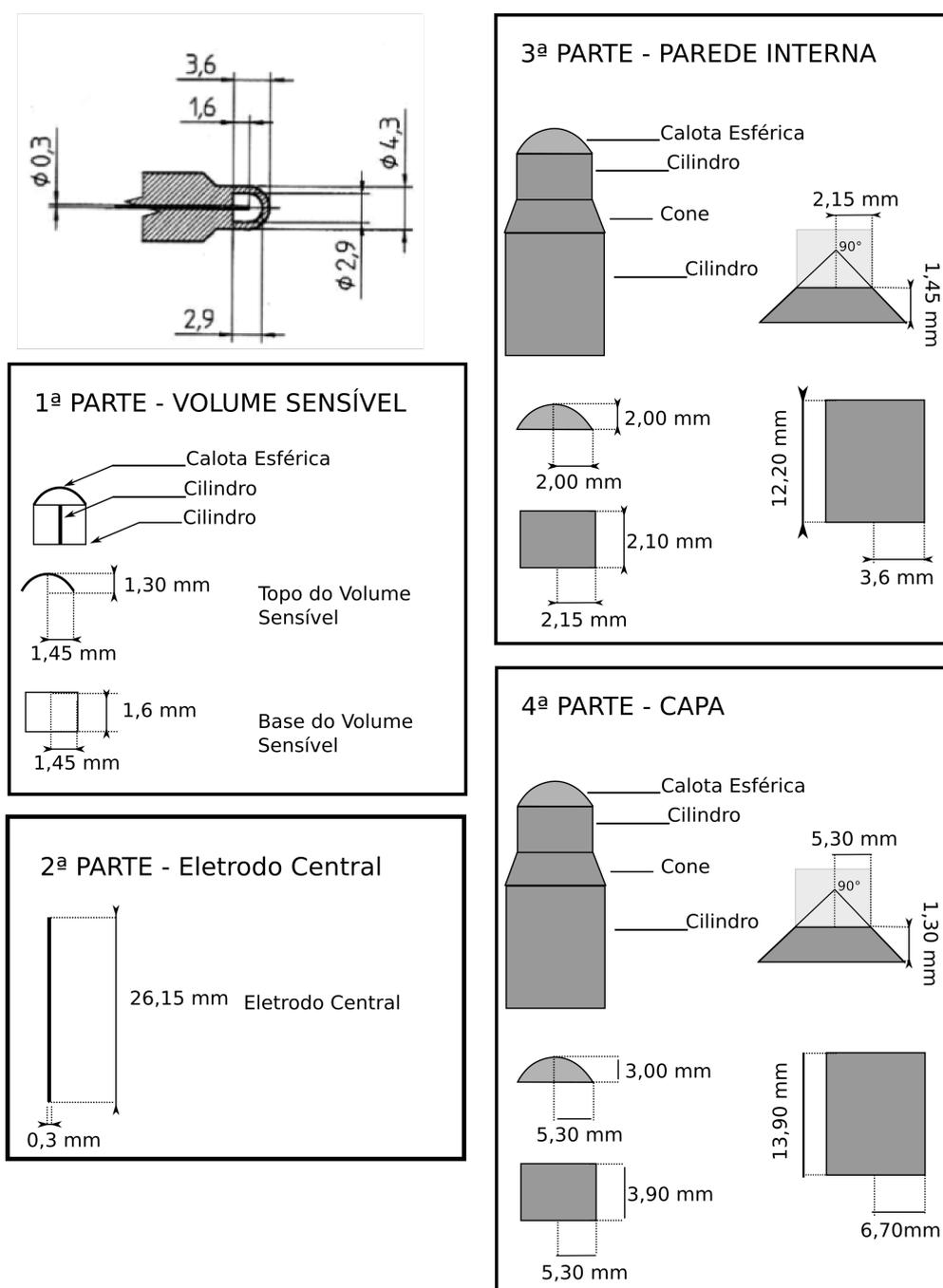
Stopping Power Ratio Razão entre os [Mass Collision Stopping Power](#) de dois meios distintos..

Unrestricted Collision Mass Stopping Power O mesmo que o [Restricted Collision Mass Stopping Power](#) porém sem desconsiderar os elétrons com energias inferiores à energia de absorção local Δ ..

ANEXO A – Câmara de Ionização *Pin-Point*.

A.1 Esquema de modelagem

Figura 63 – Esquema de modelagem do dosímetro PTW 31016, Câmara de Ionização tipo *Pin-Point* 3D para a dosimetria de fótons de alta energia.



A.2 Input da geometria.

```
1 #####
2 # Modelo de Camara 3D Pin-Point PTW 31016 #
3 # Autor: Reginaldo Goncalves Leao Junior #
4 # Data : 11 de Julho de 2015 #
5 #####
6
7 :start geometry definition:
8 #####
9 #Inicio Volume Sensivel
10 #AR
11 #####
12 :start geometry:
13     library = egs_spheres
14     type = EGS_cSpheres
15     midpoint = 0, 0, 0
16     name = calotaVolSen
17     radii = 0.145
18     :start media input:
19         media = AIR700ICRU # Materiais 1,2,3...
20     :stop media input:
21 :stop geometry:
22
23 :start geometry:
24     library = egs_cones
25     type = EGS_ConeStack
26     name = cilindroVolSen
27     axis = 0 0 0 1 0 0 #Posicao Direcao
28     :start layer:
29         thickness = 0.16 #Altura
30         top radii = 0.145
31         bottom radii = 0.145
32         media = AIR700ICRU
33     :stop layer:
34 :stop geometry:
35
36 :start geometry:
37     library = egs_gunion
38     name = volSensivel
39     geometries = calotaVolSen cilindroVolSen
40 :stop geometry:
```

```

41 #####
42 #Fim Volume Sensivel
43 #AR
44 #####
45
46 #####
47 #Inicio Eletrodo Central
48 #Aluminio
49 #####
50 :start geometry:
51     library = egs_cones
52     type = EGS_ConeStack
53     name = eletrodoCentral
54     axis      = 0 0 0   1 0 0 #Posicao Direcao
55     :start layer:
56         thickness      = 2.615 #Altura
57         top radii      = 0.03
58         bottom radii  = 0.03
59         media          = AL700ICRU
60     :stop layer:
61 :stop geometry:
62 #####
63 #Fim Eletrodo Central
64 #Aluminio
65 #####
66
67 #####
68 #Inicio Parede Externa
69 #Graphite
70 #####
71 :start geometry:
72     library = egs_spheres
73     type = EGS_cSpheres
74     midpoint = 0, 0, 0
75     name     = calParedeGraphite
76     radii = 0.154
77     :start media input:
78         media = GRAPHITE700ICRU # Materiais 1,2,3...
79     :stop media input:
80 :stop geometry:
81
82 :start geometry:

```

```

83     library = egs_cones
84     type = EGS_ConeStack
85     name = coneBaseParedeGraph
86     axis      = 0 0 0   1 0 0 #Posicao Direcao
87     :start layer:
88         thickness      = 0.169 #Altura
89         top radii      = 0.154
90         bottom radii  = 0.154
91         media          = GRAPHITE700ICRU
92     :stop layer:
93 :stop geometry:
94
95 :start geometry:
96     library = egs_gunion
97     name     = parGraphite
98     geometries = calParedeGraphite coneBaseParedeGraph
99 :stop geometry:
100 #####
101 #Fim Parede Externa
102 #Graphite
103 #####
104 #####
105 #Inicio Parede Externa
106 #PMMA
107 #####
108     :start geometry:
109         library = egs_spheres
110         type = EGS_cSpheres
111         midpoint = 0, 0, 0
112         name     = calParedePMMA
113         radii = 0.202
114         :start media input:
115             media = PMMA700ICRU # Materiais 1,2,3...
116         :stop media input:
117     :stop geometry:
118
119 :start geometry:
120     library = egs_cones
121     type = EGS_ConeStack
122     name = coneBaseParedePMMA
123     axis      = 0 0 0   1 0 0 #Posicao Direcao
124     :start layer:

```

```
125         thickness      = 0.217 #Altura
126         top radii       = 0.202
127         bottom radii    = 0.202
128         media           = PMMA700ICRU
129         :stop layer:
130         :stop geometry:
131
132         :start geometry:
133         library = egs_gunion
134         name    = parPMMA
135         geometries = calParedePMMA coneBaseParedePMMA
136         :stop geometry:
137         #####
138         #Fim Parede Externa
139         #PMMA
140         #####
141
142         #####
143         #Inicio Envelopamento de Geometrias no volume Sensivel
144         #####
145         :start geometry:
146         library = egs_genvelope
147         name    = parteSuperior
148         base geometry = parPMMA
149         inscribed geometries = volSensivel parGraphite
150         :stop geometry:
151         #####
152         #Fim Envelopamento de Geometrias no volume Sensivel
153         #####
154
155
156         #####
157         #Inicio Corpo
158         #PMMA
159         #####
160         :start geometry:
161         library = egs_cones
162         type = EGS_ConeStack
163         name = corpoPMMAZero
164         axis = 0 0 0 1 0 0 #Posicao Direcao .217
165         :start layer:
166         thickness      = 0.145 #Altura .145
```

```
167         top radii      = 0.202
168         bottom radii  = 0.36
169         media          = PMMA700ICRU
170     :stop layer:
171     :start layer:
172         thickness      = 1.220 #Altura
173         top radii      = 0.360
174         bottom radii  = 0.360
175         media          = PMMA700ICRU
176     :stop layer:
177 :stop geometry:
178 #####
179 #Inicio - Reposicionamento
180 #####
181 :start geometry:
182     library = egs_gtransformed
183     my geometry = corpoPMMAZero
184     name = corpoPMMA
185     :start transformation:
186         translation = 0.217 0 0
187     :stop transformation:
188 :stop geometry:
189 #####
190 #Fim Corpo
191 #PMMA
192 #####
193 :start geometry:
194     library = egs_gunion
195     name     = dosimetroSCapa
196     geometries = parteSuperior corpoPMMA
197 :stop geometry:
198 #####
199 #Inicio Capa PMMA
200 #PMMA
201 #####
202 :start geometry:
203     library = egs_spheres
204     type = EGS_cSpheres
205     midpoint = 0 0 0
206     name     = calCapaPMMA
207     radii = 0.53
208 :start media input:
```

```

209         media = PMMA700ICRU # Materiais 1,2,3...
210         :stop media input:
211     :stop geometry:
212     :start geometry:
213         library = egs_cones
214         type = EGS_ConeStack
215         name = baseCapaPMMA
216         axis      = 0 0 0    1 0 0 #Posicao Direcao
217     :start layer:
218         thickness      = 0.39 #Altura
219         top radii      = 0.53
220         bottom radii  = 0.53
221         media          = PMMA700ICRU
222     :stop layer:
223     :start layer:
224         thickness      = 0.13 #Altura
225         top radii      = 0.53
226         bottom radii  = 0.67
227         media          = PMMA700ICRU
228     :stop layer:
229     :start layer:
230         thickness      = 1.39 #Altura
231         top radii      = 0.67
232         bottom radii  = 0.67
233         media          = PMMA700ICRU
234     :stop layer:
235     :stop geometry:
236     :start geometry:
237         library = egs_gunion
238         name     = capaPMMA
239         geometries = calCapaPMMA baseCapaPMMA
240     :stop geometry:
241     #####
242     #Fim Parede Externa
243     #PMMA
244     #####
245     :start geometry:
246         library = egs_genvelope
247         name     = pinPointPTW
248         base geometry = capaPMMA
249         inscribed geometries = eletrodoCentral dosimetroSCapa
250     :stop geometry:

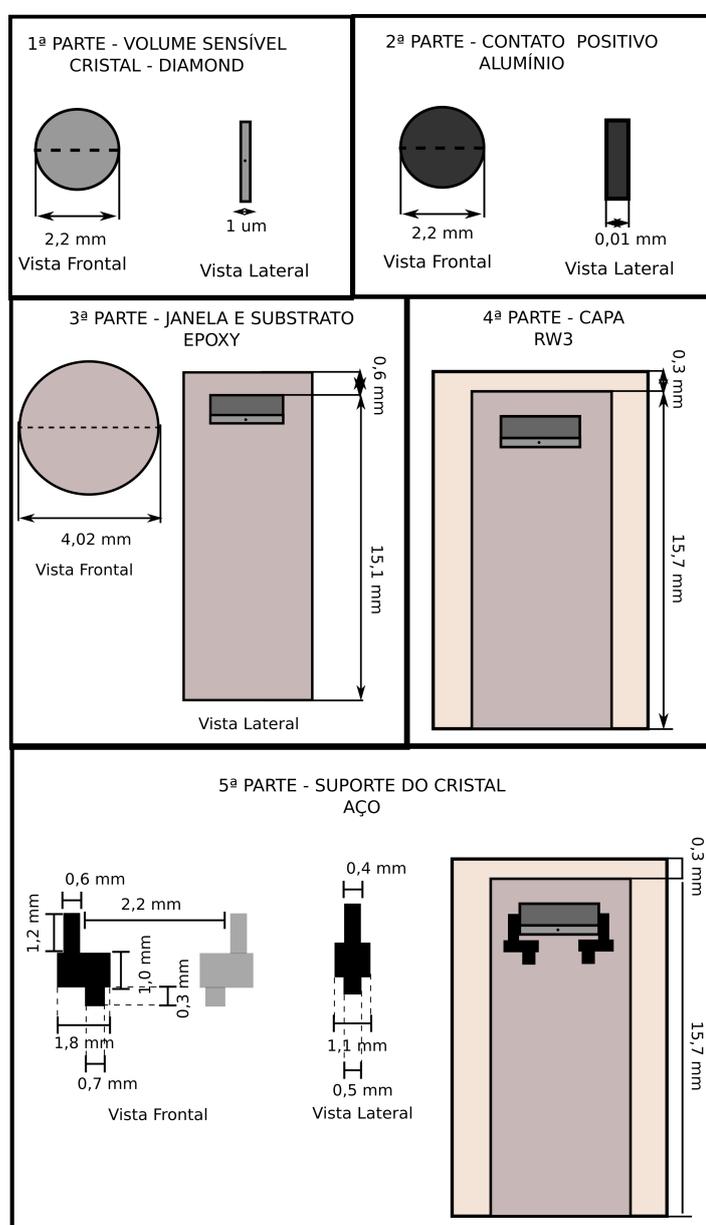
```

```
251 |
252 |     simulation geometry = pinPointPTW
253 | :stop geometry definition:
```

ANEXO B – *Single Cristal Diamond* *Detector - PTW 60019.*

B.1 Esquema de modelagem

Figura 64 – Esquema de modelagem do dosímetro PTW 60019, Dosímetro de Diamante do tipo *SCDD* para a dosimetria de fótons e elétrons.



B.2 *Input* da geometria.

```
1 #####
2 # Modelo de 'Single Cristal Diamond      #
3 #Detector' PTW 60019                      #
4 #                                          #
5 # Autor: Reginaldo Goncalves Leao Junior #
6 # Data : 16 de Agosto de 2016           #
7 #####
8 #####
9 #Inicio Volume Sensivel
10 #CRISTAL SCDD + CONTATO ALUMINIO
11 #####
12
13 :start geometry:
14     library = egs_cones
15     type = EGS_ConeStack
16     name = SCDD
17     axis      = 0 0 0    0 0 1 #Posicao Direcao
18     :start layer:
19         thickness      = 0.0001 #Altura
20         top radii      = 0.11
21         bottom radii   = 0.11
22         media          = DIAM700ICRU #FAZER
23     :stop layer:
24 :stop geometry:
25
26 :start geometry:
27     library = egs_cones
28     type = EGS_ConeStack
29     name = contatoAl
30     axis      = 0 0 -0.001 0 0 1 #Posicao Direcao
31     :start layer:
32         thickness      = 0.001 #Altura
33         top radii      = 0.11
34         bottom radii   = 0.11
35         media          = AL700ICRU
36     :stop layer:
37 :stop geometry:
38 :start geometry:
39     library = egs_gunion
40     name     = volSensivel
41     geometries = SCDD contatoAl
42 :stop geometry:
```

```
43 #####
44 #Fim VOLUME SENSIVEL
45 #CRISTAL SCDD + CONTATO ALUMINIO
46 #####
47
48 #####
49 #Inicio SUPORTE1
50 #Aco
51 #####
52 :start geometry:
53     library = egs_box
54     box size = 0.06 0.04 0.12
55     name = box1
56 :start media input:
57     media = STEEL700ICRU
58 :stop media input:
59 :start transformation:
60     translation = 0 -0.13 0.05989
61 :stop transformation:
62 :stop geometry:
63 :start geometry:
64     library = egs_box
65     box size = 0.18 0.11 0.1
66     name = box2
67 :start media input:
68     media = STEEL700ICRU
69 :stop media input:
70 :start transformation:
71     translation = 0 -0.12 0.16989
72 :stop transformation:
73 :stop geometry:
74 :start geometry:
75     library = egs_box
76     box size = 0.07 0.05 0.03
77     name = box3
78 :start media input:
79     media = STEEL700ICRU
80 :stop media input:
81 :start transformation:
82     translation = 0 -0.1 0.23489
83 :stop transformation:
84 :stop geometry:
```

```
85 :start geometry:
86     library = egs_gunion
87     name     = suportel
88     geometries = box1 box2 box3
89 :stop geometry:
90 #####
91 #Fim SUPORTE1
92 #Ac0
93 #####
94 #####
95 #Inicio SUPORTE2
96 #Ac0
97 #####
98 :start geometry:
99     library = egs_box
100    box size = 0.06 0.04 0.12
101    name = box4
102 :start media input:
103     media = STEEL700ICRU
104 :stop media input:
105 :start transformation:
106     translation = 0 0.13 0.05989
107 :stop transformation:
108 :stop geometry:
109 :start geometry:
110     library = egs_box
111    box size = 0.18 0.11 0.1
112    name = box5
113 :start media input:
114     media = STEEL700ICRU
115 :stop media input:
116 :start transformation:
117     translation = 0 0.12 0.16989
118 :stop transformation:
119 :stop geometry:
120 :start geometry:
121     library = egs_box
122    box size = 0.07 0.05 0.03
123    name = box6
124 :start media input:
125     media = STEEL700ICRU
126 :stop media input:
```

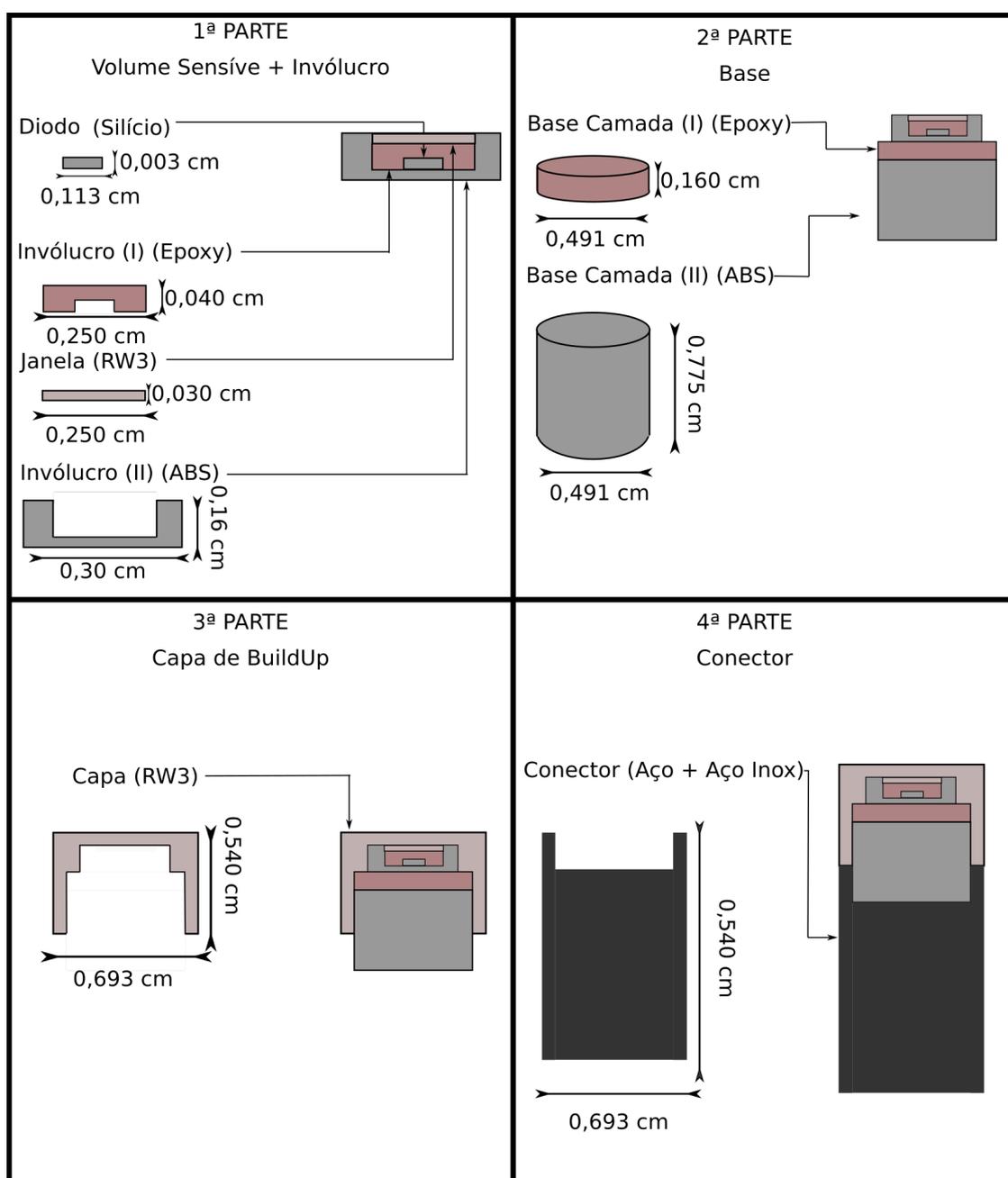
```
127         :start transformation:
128             translation = 0 0.1 0.23489
129         :stop transformation:
130     :stop geometry:
131     :start geometry:
132         library = egs_gunion
133         name     = suporte2
134         geometries = box4 box5 box6
135     :stop geometry:
136     #####
137     #Fim SUPORTE2
138     #AcO
139     #####
140
141     #####
142     #Inicio SUBSTRATO
143     #EPOXY
144     #####
145         :start geometry:
146             library = egs_cones
147             type = EGS_ConeStack
148             name = substrato
149             axis      = 0 0 -0.061  0 0 1 #Posicao Direcao
150         :start layer:
151             thickness      = 1.51 #Altura
152             top radii      = 0.201
153             bottom radii  = 0.201
154             media          = EPOXY700ICRU
155         :stop layer:
156     :stop geometry:
157
158     :start geometry:
159         library = egs_genvelope
160         name     = epoxyBase
161         base geometry = substrato
162         inscribed geometries = volSensivel suporte1 suporte2
163     :stop geometry:
164     #####
165     #Fim SUBSTRATO
166     #EPOXY
167     #####
168     #####
```

```
169 #Inicio CAPA
170 #RW3
171 #####
172   :start geometry:
173     library = egs_cones
174     type = EGS_ConeStack
175     name = cilCapa
176     axis      = 0 0 -0.091 0 0 1 #Posicao Direcao
177   :start layer:
178     thickness = 1.57 #Altura
179     top radii = 0.345
180     bottom radii = 0.345
181     media      = RW3700ICRU #FAZER
182   :stop layer:
183   :stop geometry:
184
185   :start geometry:
186     library = egs_genvelope
187     name     = DetCompleto
188     base geometry = cilCapa
189     inscribed geometries = epoxyBase
190   :stop geometry:
191 #####
192 #Fim CAPA
193 #RW3
194 #####
```

ANEXO C – Diodo Dosímetro tipo P PTW 60016.

C.1 Esquema de modelagem

Figura 65 – Esquema de modelagem do dosímetro PTW 60016, Diodo Dosímetro tipo P indicado para campos de fótons.



C.2 Input da geometria.

```

1 #####
2 # Modelo de 'Single Cristal Diamond      #
3 #Detector' PTW 60019                    #
4 #                                        #
5 # Autor: Reginaldo Goncalves Leao Junior #
6 # Data : 22 de Julho de 2017            #
7 #####
8 #####
9 #Início Chip
10 #Silício
11 #####
12     :start geometry:
13         library = egs_cones
14         type = EGS_ConeStack
15         name = chip
16         axis      = 0 0 0    1 0 0 #Posição Direção
17     :start layer:
18         thickness      = 0.003 #Altura
19         top radii      = 0.113
20         bottom radii  = 0.113
21         media          = SI700ICRU
22     :stop layer:
23     :stop geometry:
24
25 #####
26 #Fim Chip
27 #Silício
28 #####
29
30 #####
31 #Início Invólucro (I)
32 #Epoxy
33 #####
34     :start geometry:
35         library = egs_cones
36         type = EGS_ConeStack
37         name = involucroI
38         axis      = 0 0 0    1 0 0 #Posição Direção
39     :start layer:
40         thickness      = 0.04 #Altura

```

```
41         top radii      = 0.25
42         bottom radii  = 0.25
43         media          = EPOXY700ICRU
44     :stop layer:
45     :stop geometry:
46     #####
47     #Fim Invólucro (I)
48     #Alumínio
49     #####
50
51     #####
52     #Início Janela
53     #RW3
54     #####
55     :start geometry:
56         library = egs_cones
57         type = EGS_ConeStack
58         name = janela
59         axis      = 0 0 0   1 0 0 #Posição Direção
60     :start layer:
61         thickness = 0.03 #Altura
62         top radii  = 0.250
63         bottom radii = 0.250
64         media      = RW3700ICRU
65     :stop layer:
66     :stop geometry:
67
68     #####
69     #Fim Parede Janela
70     #RW3
71     #####
72
73     #####
74     #Início Invólucro (II)
75     #ABS
76     #####
77
78     :start geometry:
79         library = egs_cones
80         type = EGS_ConeStack
81         name = involucroII
82         axis      = 0 0 0   1 0 0 #Posição Direção
```

```
83      :start layer:
84          thickness      = 0.16 #Altura
85          top radii      = 0.30
86          bottom radii  = 0.30
87          media          = ABS700ICRU #Falta Definir
88      :stop layer:
89  :stop geometry:
90
91  #####
92  #Fim Invólucro (II)
93  #ABS
94  #####
95
96  #####
97  #Início - Dos Reposicionamentos 1a Parte
98  #####
99
100 #####
101 #Início - Dos Reposicionamentos
102 #####
103
104 #####
105 #Reposicionamento da Janela
106 #####
107 :start geometry:
108     library = egs_gtransformed
109     my geometry = janela
110     name = JanelaInPos
111     :start transformation:
112         translation = 0.04 0 0
113     :stop transformation:
114 :stop geometry:
115
116
117 #####
118 #Reposicionamento do Invólucro II
119 #####
120 :start geometry:
121     library = egs_gtransformed
122     my geometry = involucroII
123     name = InvolucroIIInPos
124     :start transformation:
```

```
125         translation = -0.087 0 0
126         :stop transformation:
127         :stop geometry:
128
129 #####
130 #Fim Dos Reposicionamentos
131 #####
132
133 #####
134 #Início da União das Geometrias 1a Parte
135 #####
136
137 #####
138 #União do Invólucro I com a Janela
139 #####
140 :start geometry:
141     library = egs_gunion
142     name     = Janela_InvolucroI
143     geometries = JanelaInPos involucroI
144 :stop geometry:
145
146 #####
147 #Fim da União das Geometrias 1a Parte
148 #####
149
150 #####
151 #Início Envelopamento das Geometrias 1a Parte
152 #####
153
154 #####
155 #Envelopamento do chip no invólucro I + Janela
156 #####
157 :start geometry:
158     library = egs_genvelope
159     name     = Jan_InvI_Chip
160     base geometry = Janela_InvolucroI
161     inscribed geometries = chip
162 :stop geometry:
163
164 #####
165 #Envelopamento da geometria anterior no invólucro II
166 #####
```

```
167 :start geometry:
168     library = egs_genvelope
169     name     = VolSens_Invs_Jan
170     base geometry = InvolucroIIIInPos
171     inscribed geometries = Jan_InvI_Chip
172 :stop geometry:
173
174 #####
175 #Fim Envelopamento de Geometrias 1a Parte
176 #####
177 #####
178 #Início Capa de BuildUp
179 #RW3
180 #####
181 :start geometry:
182     library = egs_cones
183     type = EGS_ConeStack
184     name = capaZero
185     axis      = 0 0 0   1 0 0 #Posição Direção
186 :start layer:
187     thickness      = 0.54 #Altura
188     top radii      = 0.693
189     bottom radii  = 0.693
190     media          = RW3700ICRU
191 :stop layer:
192 :stop geometry:
193
194 #####
195 #Reposicionamento da Capa
196 #####
197 :start geometry:
198     library = egs_gtransformed
199     my geometry = capaZero
200     name = CapaInPos
201 :start transformation:
202     translation = -0.407 0 0
203 :stop transformation:
204 :stop geometry:
205
206 #####
207 #Fim da Capa de BuildUp
208 #RW3
```

```
209 #####
210
211 #####
212 #Início Base I
213 #Epoxy
214 #####
215     :start geometry:
216         library = egs_cones
217         type = EGS_ConeStack
218         name = baseI
219         axis      = 0 0 0    1 0 0 #Posição Direção
220     :start layer:
221         thickness    = 0.16 #Altura
222         top radii    = 0.491
223         bottom radii = 0.491
224         media        = EPOXY700ICRU
225     :stop layer:
226 :stop geometry:
227
228 #####
229 #Reposicionamento da Base I
230 #####
231 :start geometry:
232     library = egs_gtransformed
233     my geometry = baseI
234     name = baseIInPos
235     :start transformation:
236         translation = -0.247 0 0
237     :stop transformation:
238 :stop geometry:
239
240 #####
241 #Fim da Base I
242 #RW3
243 #####
244
245 #####
246 #Início Base II
247 #Epoxy
248 #####
249     :start geometry:
250         library = egs_cones
```

```
251     type = EGS_ConeStack
252     name = baseII
253     axis      = 0 0 0    1 0 0 #Posição Direção
254     :start layer:
255         thickness      = 0.775 #Altura
256         top radii      = 0.491
257         bottom radii   = 0.491
258         media          = ABS700ICRU
259     :stop layer:
260 :stop geometry:
261
262     #####
263     #Reposicionamento da Base I
264     #####
265     :start geometry:
266         library = egs_gtransformed
267         my geometry = baseII
268         name = baseIIInPos
269         :start transformation:
270             translation = -1.022 0 0
271         :stop transformation:
272     :stop geometry:
273
274     #####
275     #Fim da Base II
276     #RW3
277     #####
278
279     #####
280     #Início da União das Geometrias 3a Parte
281     #####
282
283     #####
284     #União do Volume Sensível + Invólucros com as Bases
285     #####
286     :start geometry:
287         library = egs_gunion
288         name     = bases
289         geometries = baseIIInPos baseIIInPos
290     :stop geometry:
291
292     #####
```

```
293 #Fim da União das Geometrias 3a Parte
294 #####
295
296 #####
297 #Início Conector
298 #Aço Inox
299 #####
300     :start geometry:
301         library = egs_cones
302         type = EGS_ConeStack
303         name = conector
304         axis      = 0 0 0    1 0 0 #Posição Direção
305     :start layer:
306         thickness      = 0.54 #Altura
307         top radii      = 0.693
308         bottom radii  = 0.693
309         media          = INOX700ICRU
310     :stop layer:
311 :stop geometry:
312
313 #####
314 #Reposicionamento do Conector
315 #####
316 :start geometry:
317     library = egs_gtransformed
318     my geometry = conector
319     name = conectorInPos
320     :start transformation:
321         translation = -0.947 0 0
322     :stop transformation:
323 :stop geometry:
324
325 #####
326 #Fim do Conector
327 #Inox
328 #####
329
330 #####
331 #Início União da Capa + Conector
332 #####
333     :start geometry:
334         library = egs_gunion
```

```
335     name      = capa_conector
336     geometries = CapaInPos conectorInPos
337     :stop geometry:
338
339     #####
340     #Fim do Envelopamento das Geometrias 4a Parte
341     #####
342
343     #####
344     #Início Envelopamento do corpo do dosímetro na capa+conector
345     #####
346     :start geometry:
347         library = egs_genvelope
348         name     = decZ0 #DosimCompl
349         base geometry = capa_conector
350         inscribed geometries = VolSens_Invs_Jan bases
351     :stop geometry:
352     #####
353     #Fim do Envelopamento das Geometrias 4a Parte
354     #####
```