

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS

Instituto de Física

Programa de Pós-Graduação em Física da Matéria Condensada

**A INFLUÊNCIA DA INCORPORAÇÃO DE ÁGUA EM ABLAÇÃO DE
TECIDOS DUROS DENTAIS POR LASER DE FEMTOSSEGUNDOS**

Francisco de Assis Martins Gomes Rego Filho

Maceió – Brasil

Fevereiro – 2009

Francisco de Assis Martins Gomes Rego Filho

**A INFLUÊNCIA DA INCORPORAÇÃO DE ÁGUA EM ABLAÇÃO DE
TECIDOS DUROS DENTAIS POR LASER DE FEMTOSSEGUNDOS**

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas como parte dos requisitos para a obtenção do título de MESTRE em Ciências pelo programa de Pós-Graduação de Física da Matéria Condensada.

Maceió – Brasil

Fevereiro - 2009

Catálogo na fonte
Universidade Federal de Alagoas
Biblioteca Central
Divisão de Tratamento Técnico

Bibliotecária Responsável: Helena Cristina Pimentel do Vale

R343i Rego Filho, Francisco de Assis Martins Gomes.
A influência da incorporação de água em ablação de tecidos duros dentais por lasers de femtossegundos / Francisco de Assis Martins Gomes Rego Filho. – Maceió, 2009.
106 f. : il.

Orientadora: Maria Tereza de Araujo.
Dissertação (mestrado em Física da Matéria Condensada) – Universidade Federal de Alagoas. Instituto de Física. Maceió, 2009.

Inclui bibliografia e anexos.

1. Biofotônica. 2. Laser de pulsos ultra-curtos. 3. Ablação. 4. Esmalte dentário. 4. Dentina. I. Título.

CDU: 535.374:616.314



Universidade Federal de Alagoas
Instituto de Física
Programa de Pós Graduação em Física

BR 104 km 14. Campus A.C. Simões
Cidade Universitária
Tabuleiro dos Martins
57072-970 Maceió - AL, Brasil
FONE : (82) 3214-1423/FAX 3214-1645

**PARECER DA BANCA EXAMINADORA DE DEFESA DE
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**

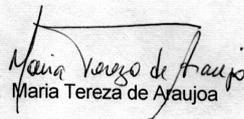
*"A Influência da incorporação de água em ablação de tecidos duros
dentais por laser de femtosegundos"*

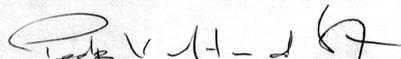
por

Francisco de Assis Martins Gomes Rego Filho

A Banca Examinadora composta pelos professores Maria Tereza de Araujo (orientadora), do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Pedro Valentim dos Santos, do Departamento de Física da Universidade Federal de Alagoas/Campus Arapiraca e Vanderlei Salvador Bagnato do Instituto de Física da Universidade de São Paulo/São Carlos, consideram o candidato aprovado com grau "A".

Maceió, 27 de fevereiro de 2009


Prof. Maria Tereza de Araujo


Prof. Pedro Valentim dos Santos


Prof. Vanderlei S. Bagnato

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho, em especial, a meu pai **Francisco** que é a pessoa mais importante da minha vida. Obrigado por ser paciente e compreensivo e ser o melhor pai que um filho pode ter e admirar.

Sem o senhor, nada disso teria sido possível.

Dedico este trabalho às minhas mães, natural e as espirituais: **Maria Máthia, Tânia e Adriana**. Vocês todas foram absolutamente essenciais em diferentes etapas da minha vida. Sintam-se sempre partes dessa conquista.

Aos meus irmãos **Daniel, Hugo, Danilo e Patrícia**, por nada em especial a não ser o apoio, amor e admiração sem tamanhos.

Vocês são, sem sombra de dúvidas, o meu espelho.

Amo vocês mais do que seja possível expressar.

Agradecimentos

À Profª. Maria Tereza de Araujo,

que acompanhou, desde a graduação, a minha formação pessoal e profissional. Agradeço a ela por ter sempre acreditado na execução desse trabalho, e mais ainda, por ter acreditado no meu potencial (isso, certamente, não foi fácil). Obrigado por ter sido a grande força que impulsionou meu crescimento profissional, e, por ser às vezes bastante mãe.

À senhora, meu eterno respeito e admiração.

Agradecimentos

Ao **Prof. Vanderlei Salvador Bagnato**,

que foi, certamente, a segunda pessoa responsável por eu ter alcançado mais essa etapa. Todo o seu apoio foi não apenas essencial, mas também de um impacto gigantesco, do começo ao fim da execução deste trabalho. Espero que nasça, a partir daqui, um forte vínculo profissional e pessoal.

Ao senhor, meu imenso obrigado pelo crédito depositado.

Agradecimentos

Ao Prof. Milton Fernando de Andrade Silva,

que não imaginou que o seu ímpeto de estabelecer a parceria entre dois laboratórios acabaria por mudar a vida de alguém que ele não conhecia. Obrigado por ter sido a semente desse trabalho e o ininterrupto apoio.

Ao senhor, toda estima possível.

Agradecimentos

À colega **Maristela Dutra-Corrêa**, por sua extrema competência profissional e por ter me transferido um pouco do seu conhecimento e ter sido uma grande parceira profissional. Muito obrigado por todo o seu apoio e sua amizade.

Ao colega **Gustavo Nicolodelli**, pelo seu apoio técnico e a sua paciência, além das discussões que nasceram da parceria desse trabalho. Obrigado sempre!

À **Prof^a. Cristina Kurachi** e todos os colegas do Laboratório de Biofotônica do IFSC-USP, pelo valoroso apoio técnico, conhecimentos e amizade criadas nesse período. Agradecimento especial ao colega Mardoqueu, que cedeu seu tempo e paciência para a criação de uma rotina computacional que evitou um possível problema de coluna que poderia ter adquirido nesse trabalho, nas intermináveis horas que teria passado ao microscópio! Obrigado a todos vocês também.

Aos **professores e alunos do Grupo de Fotônica e Fluidos Complexos do IF-UFAL**, por toda a sua experiência que, ao longo dos anos, exerceu influência na minha formação profissional. Agradecimento especial ao amigo André de Lima Moura, por ser uma pessoa excepcional, amigo, e grandioso em seu apoio como colega de trabalho. Obrigado a todos vocês.

Aos meus eternos e gigantes amigos da Física, **Rosa Carolina e Ítalo**, pela formação como profissional e, principalmente, como ser humano durante os últimos 7 anos. Obrigado por serem reais!

Ao **Prof^o. Euclides Marega Junior** do IFSC-USP por ter cedido seu equipamento de Microscopia Eletrônica de Varredura, e ao técnico “**Seu Galo**”, que muito gentilmente cedeu seu equipamento de metalização.

Aos **professores e alunos do IF-UFAL**, do **Laboratório de Eletroquímica – IQB - UFAL**, do Laboratório de Cariologia – FO – UFAL por seu apoio.

À **CAPES** e à **FAPEAL**, pelo apoio financeiro, essencial por toda a pesquisa.

Índice

Lista de Tabelas	3
Lista de Figuras	4
Resumo	8
Abstract	9
Capítulo 1: Introdução Geral	10
1.1 - <i>A ablação de tecidos duros dentais a laser sob uma perspectiva histórica.....</i>	10
1.2 - <i>Referências Bibliográficas</i>	22
Capítulo 2: A ablação de tecidos duros dentais por lasers de pulsos ultracurtos	24
2.1 - <i>Introdução</i>	24
2.2 - <i>Ablação Induzida por Plasma: Absorção no modelo de Niemz.....</i>	26
2.2.1 - <i>Coeficiente de absorção do plasma gerado por radiação laser</i>	26
2.3 - <i>Ablação Induzida por Plasma: perfil temporal da densidade de elétrons.....</i>	34
2.3.1 - <i>Fundamentação matemática.....</i>	34
2.4 - <i>A ionização em avalanche como função dos componentes teciduais: proposição</i>	43
2.5 - <i>Referências Bibliográficas.....</i>	47
Capítulo 3: Influência de níveis de hidratação na ablação de tecidos duros dentais por lasers de pulsos ultracurtos	49
3.1 - <i>Introdução</i>	49

3.2 – <i>Aquisição, preparo e armazenagem das amostras</i>	51
3.3 - <i>Estudo de desidratação e re-incorporação de água por substratos dentais</i>	53
3.3.1 - <i>Materiais e Métodos</i>	53
3.3.2 – <i>Resultados e discussões</i>	54
3.4 - <i>Dinâmica de desidratação e re-incorporação de água em tecidos duros dentais</i>	57
3.4.1 - <i>Materiais e Métodos</i>	57
3.4.2 – <i>Resultados e discussões</i>	58
3.5 - <i>Ablação de tecidos duros dentais promovida por lasers de pulsos ultracurtos</i> .61	
3.5.1 - <i>Materiais e Métodos</i>	61
3.5.2 – <i>Resultados e discussões</i>	66
3.6 - <i>Microscopia Eletrônica de Varredura</i>	87
3.6.1 - <i>Materiais e Métodos</i>	87
3.6.2 - <i>Resultados e Discussões</i>	88
3.7 - <i>Referências Bibliográficas</i>	99
Capítulo 4: Conclusões e Perspectivas	100
Anexos	104

Lista de Tabelas

Tabela 2.1: Comparação de valores experimentais da probabilidade de ionização η 42

Tabela 2.2: Composição em volume e peso de esmalte e dentina..... 43

Tabela 2.3: Características da rede cristalina presente em esmalte e dentina. A Cristalinidade é medida através de médias de espalhamento e o tamanho dos cristais determinados através do valor médio entre duas seções transversais dos mesmos..... 44

Tabela 3.1: Percentual médio em peso de amostras de dentes humanos e bovinos após tratamento (Umedecidos)..... 58

Tabela 3.2: Percentual médio em peso de amostras de dentes humanos e bovinos após tratamento (Secos)..... 59

Tabela 3.3: Percentual médio em peso de amostras de dentes humanos e bovinos após tratamento (Ultra-Secos)..... 59

Tabela 3.4 – Limiar de Ablação de todos os substratos em vários níveis de hidratação, onde: EH – Esmalte Humano, DH – Dentina Humana, EB – Esmalte Bovino e DB – Dentina Bovina..... 85

Lista de Figuras

Figura 1.1: Valores de limiar de dano (ablação) como função da largura de pulso, observadas para irradiação de sílica fundida em 1053 nm (círculos) e 825 nm (triângulos), e para fluoreto de cálcio (CaF₂) em 1053 nm. As linhas sólidas são os ajustes para a dependência de $\tau^{1/2}$. **18**

Figura 2.1: Simulação realizada para cálculo de densidade de energia (Fluência) como função da largura de pulso (Equação 2.47)..... **41**

Figura 3.1 – Seção transversal de dente humano sadio e suas vizinhanças. A junção amelo-cementária é onde o esmalte e o cemento unem-se e o eixo do dente é definido como a linha central paralelo ao corte transversal mostrado na figura..... **52**

Figura 3.2 – Balança analítica de precisão (Marte®)..... **54**

Figura 3.3 – Percentual de peso perdido durante a desidratação, e ganho na incorporação via imersão em água destilada de amostras de dentes bovinos inteiros sem raiz..... **55**

Figura 3.4 – Percentual de peso de amostras de dentes humanos como função do tempo de tratamento (desidratação e re-incorporação)..... **55**

Figura 3.5 – Laser de Ti:Safira (largura de pulso: 70 fs)..... **62**

Figura 3.6 – Aparato experimental para ablacionar tecidos duros dentais..... **63**

Figura 3.7 – Organização dos pontos irradiados na superfície das amostras irradiadas..... **64**

Figura 3.8 – Esquema de relação entre a distribuição gaussiana de intensidade de um feixe Laser com o limiar de ablação..... **65**

Figura 3.9 – Esmalte Bovino Hidratado irradiado (1W, 5s).....	66
Figura 3.10 – Dentina Bovina Hidratada irradiada (730 mW, 5s).....	67
Figura 3.11 – Esmalte Humano Hidratado irradiado (1W, 5s).....	67
Figura 3.12 – Dentina Humana Hidratada irradiada (730 mW, 5s).....	68
Figura 3.13 – Dentina Bovina Ultra-seca irradiada (200 mW, 10s).....	69
Figura 3.14 – Dentina Bovina Ultra-seca irradiada (600 mW, 5s).....	69
Figura 3.15 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (humanos, t = 5s).....	70
Figura 3.16 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (humanos, t = 10s).....	72
Figura 3.17 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (bovinos, t = 5s).....	73
Figura 3.18 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (bovinos, t = 10s).....	74
Figura 3.19 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando origem animal (esmalte, t = 5s).....	74
Figura 3.20 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando origem animal (dentina, t = 5s).....	75
Figura 3.21 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (esmalte, t = 5s).....	76

Figura 3.22 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (esmalte e dentina, t = 5s).....	76
Figura 3.23 – Diâmetro como função da desidratação de substratos dentais humanos.....	78
Figura 3.24 – Diâmetro como função da desidratação de substratos dentais bovinos.....	78
Figura 3.25 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando origem animal (esmalte, t = 5s).....	83
Figura 3.26 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando origem animal (dentina, t = 5s).....	83
Figura 3.27 – Dependência do Limiar de Ablação com a desidratação, onde: EH – Esmalte Humano, DH – Dentina Humana, EB – Esmalte Bovino e DB – Dentina Bovina.....	84
Figura 3.28 – Diâmetro da zona de dano térmico Z2 como função da desidratação.....	85
Figura 3.29 – Diâmetro da zona de dano térmico Z3 como função da desidratação.....	86
Figura 3.30 – Microcavidade de Esmalte Bovino Seco (200 mW, 10s).....	88
Figura 3.31 – Microcavidade de Esmalte Humano Seco (200 mW, 10s).....	89
Figura 3.32 – Microcavidade de Esmalte Bovino Ultra-Seco (400 mW, 10s).....	90
Figura 3.33 – Microcavidade de Esmalte Humano Ultra-seco (400 mW, 10s).....	90
Figura 3.34 – Microcavidade de Esmalte Bovino Hidratado (200 mW, 10s).....	91
Figura 3.35 – Microcavidade de Esmalte Humano Hidratado (200 mW, 10s).....	91

Figura 3.36 – Microcavidade de Esmalte Bovino Hidratado (200 mW, 10s).....	93
Figura 3.37 – Microcavidade de Esmalte Humano Hidratado (200 mW, 10s).....	93
Figura 3.38 – Microcavidade de Esmalte Humano Ultra-seco (200 mW, 10s). Magnificação de 8000 vezes. As setas brancas mostram a formação de domínios esféricos.....	94
Figura 3.39 – Microcavidade de Dentina Bovina Hidratada (400 mW, 10s). Magnificação de 1170 vezes.....	96
Figura 3.40 – Microcavidade de Dentina Bovina Seca (400 mW, 10s). Magnificação: 1170 vezes.....	96
Figura 3.41 – Microcavidade de Dentina Bovina Umedecida (200 mW, 10s).....	97
Figura 3.42 – Microcavidade de Dentina Bovina Ultra-seca (200 mW, 10s).....	98

RESUMO

Existe um grande interesse no micro-processamento por laser de biomateriais e tecidos biológicos desde a disponibilidade de tecnologia de lasers de pulsos ultracurtos. A possibilidade de ablacionar tecidos com mínimo dano térmico e mecânico é atrativa em Odontologia para a definitiva substituição de rotatórios convencionais. À parte disso, a utilização de dentes humanos em pesquisas científicas tem sido diminuída, com a substituição de amostras de origem bovina, de mais fácil obtenção, tendo seus resultados extrapolados para a natureza humana. A maior parte das pesquisas realizadas até hoje sobre a ablação por pulsos na escala de femtossegundos são geralmente baseados na variação de parâmetros relacionados à fonte de radiação laser, mas nunca à natureza do tecido alvo e seus constituintes. Nesse estudo buscamos avaliar como o estado de hidratação do tecido irradiado influencia o próprio processo de ablação, além de buscar diferenças entre os comportamentos de substratos humanos e bovinos. Oitenta (80) amostras de dentes, metade humanos, metade bovinos, subdivididos em esmalte e dentina, foram utilizadas nesse trabalho. As amostras foram desgastadas para obtenção de uma superfície plana do tecido-alvo e separadas em quatro grupos de hidratação. Quantificações da desidratação sofrida no preparo de amostras em cada grupo foram realizadas. Cinco níveis de potência, diferentes para esmalte e dentina, indo desde 200 mW a 1W, de um laser com uma taxa de repetição de 1kHz e pulso de saída de 70 fs, com três tempos de exposição, foram aplicados na superfície dos substratos com incidência perpendicular. Uma análise do diâmetro da borda da microcavidade ablacionada possibilitou verificar o comportamento do limiar de ablação de tecidos duros dentais com os diferentes níveis de água estrutural. O limiar de ablação foi calculado com base no diâmetro da microcavidade. A dependência também do diâmetro da extensão dos danos térmicos em dentina foi relacionada com a desidratação dos substratos, onde observamos uma forte dependência com a hidratação. Microscopia Eletrônica de Varredura também foi utilizada, no intuito de perceber variações morfológicas nas bordas das microcavidades. Verificou-se um aumento no número de microfraturas para uma maior desidratação, além de uma diminuição no limiar de dano térmico. Os resultados nos levaram a propor o papel que a água exerce na estrutura do esmalte e da dentina e também possibilitou encontrar diferenças entre substratos humanos e bovinos. Um maior entendimento do processo de ablação foi alcançado, bem como a possibilidade de estabelecê-lo como uma possível ferramenta para a compreensão de propriedades microscópicas de materiais.

ABSTRACT

There is a growing interest in laser micro-machining of biomaterials and biological tissues since the availability of ultrashort pulsed laser technology. The possibility of ablating tissues with minimal thermal or mechanical is attractive in Dentistry for the definite replacement of conventional rotary drills. Besides that, the utilization of human teeth in scientific researches has been diminished, with the substitution by bovine origin samples, of easier obtaining, having its results extrapolated to human nature. Most existing studies until present days about femtosecond time-scale pulsed ablation are in general based on the variation of parameters exclusively from the laser radiation source, but never related to the nature of the target tissue and its constituents. In this study we aim to evaluate how the hydration state of irradiated tissue influences the ablation process itself, as well as search for differences between human and bovine substrates behavior. Eighty (80) teeth samples, half human, half bovine, subdivided into enamel and dentin were used in this work. The samples were worn so as to have a plane surface of the target tissue and separated into four hydration groups. Quantifications of dehydration suffered during samples preparation in each group were made. Five Power levels, different to enamel and dentin, ranging from 200 mW to 1W of a 1 kHz repetition rate and 70fs output pulsed laser, with three exposition times, were applied at the substrate surface with perpendicular incidence. An analysis of the ablated microcavity edge diameter made possible the verification of dental hard tissues ablation threshold behavior with respect to different structural water levels. The ablation threshold was calculated based on the laser spatial intensity distribution. Also, the diameter of the thermal damages extension behavior in dentin was related to the dehydration of the substrates, where we observed a strong hydration-dependent behavior. Scanning Electron Microscopy was also used, objecting the perception of morphological variations at microcavity edges. A raise on the number of microcracks to a higher dehydration was verified, as well as a decrease on the thermal damage threshold. The results led us to propose the role played by water on enamel and dentin structures and also made it possible to find differences between human and bovine substrates. A higher understanding of the ablation process was achieved, as well as the possibility to establish it as a viable tool to comprehend the microscopic properties of materials.

Capítulo 1: Introdução Geral

1.1 - A ablação de tecidos duros dentais a laser sob uma perspectiva histórica

O estudo de aplicações de Lasers em diversas áreas da Saúde teve seu início quase que contemporâneo com o surgimento do Laser em 1960. Com base nas propriedades de uma fonte de energia extremamente nova, era possível a busca e proposição de soluções para antigos problemas em diversos ramos de aplicações biológicas, além das tecnológicas. Na Odontologia existe a necessidade do melhoramento dos procedimentos odontológicos onde haja uma maior preservação da qualidade, quantidade e características dos tecidos sadios.

Embora o Laser tenha surgido em 1960, como concebido por Theodore Maiman [1], a idéia básica a respeito do mecanismo de emissão de radiação por trás de seu funcionamento é algo bem mais antigo, o mecanismo de emissão estimulada de radiação, proposto por Albert Einstein em 1917 [2]. Nesse trabalho, Einstein propõe a existência de uma condição (chamada de inversão de população) capaz de causar a emissão de fótons em condição de coerência (comprimento de onda e fases idênticas). Quando um meio sob esta condição tivesse seus átomos excitados em um nível de energia que não o fundamental, e fosse atingido por um fóton de energia ressonante com o par de níveis de energia em que ocorresse tal inversão, o fóton, ao invés de absorvido, forçaria o átomo excitado a emitir um fóton de igual energia e mesma fase.

A idéia foi rejeitada inicialmente por grande parte da comunidade científica da época por exigir a existência da condição de inversão de população. A condição de inversão de população dizia que era possível manter mais átomos nos estados mais altos de energia, com uma fonte de excitação externa, do que no estado fundamental. Os Físicos naquela época acreditavam que a distribuição de população nos níveis eletrônicos dos átomos seguia uma distribuição do tipo Boltzmann. A saber:

$$\frac{N_i}{N_0} = g_i \exp\left[-\frac{(E_i - E_0)}{k_B T}\right] \quad , \quad (1.1)$$

onde:

N_i é a quantidade de elétrons no i -ésimo nível de energia;

N_0 é a quantidade de elétrons no estado fundamental;

g_i é a degenerescência do i -ésimo nível de energia;

E_i é a energia do i -ésimo nível de energia;

E_0 é a energia do estado fundamental;

k_B é a constante de Boltzmann

T é a Temperatura associada àquele estado, medido na escala Kelvin

Segundo essa distribuição, havendo mais elétrons no estado excitado do que no fundamental, teremos que o quociente do lado esquerdo da equação será maior que 1. Assim, uma distribuição desse tipo faria com que, ao supor que tal condição fosse possível, as temperaturas associadas a tal estado assumiriam valores negativos, o que não é permitido na escala Kelvin [3].

Por conta disso, a idéia de produzir luz segundo essas características permaneceu adormecida por anos, e nesse tempo, o uso de cavidades ressonantes para a amplificação de ondas sonoras cresceu em seu lugar. A técnica de produzir tais cavidades ressonantes foi evoluindo, de forma tanto teórica quanto experimental. Foi então que esses esforços culminaram na produção do primeiro Maser (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) por Charles Townes em 1955 [4]. Em 1958, o próprio autor, juntamente com A.L. Schawlow, desenvolveu a teoria que permitiria a execução e operação de um Maser que amplificasse frequências ópticas (que inicialmente foi chamado de *Optical Maser*) [5]. Foi então que Theodore Maiman, seguindo as recomendações de Townes, conseguiu por fim fazer operar o primeiro *Optical Maser*, ou simplesmente Laser (do inglês *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* – Amplificação de Luz por Emissão Estimulada de Radiação). O Laser, cujo meio ativo era composto por um cristal de Rubi, emitia na região de 694,3 nm e operava no modo pulsado [6]. O fato de o primeiro laser em operação ter a sua saída pulsada não foi à toa, uma vez que é necessária uma quantidade muito menor de energia de excitação para que seja desenvolvido um laser de saída modulada do que uma saída contínua. Hoje em dia é sabido que essa característica depende muito fortemente da estrutura de níveis de energia atômicos dos meios ativos em questão.

A partir de então, uma série de estudos foi desenvolvida buscando diversas aplicações para esse novo tipo de fonte de energia. Tal busca não só prossegue até os dias de hoje, como já estabeleceu o Laser como propulsor de avanços em diversas

áreas de Tecnologia (Óptica Não-Linear, Telecomunicações, o campo da Informação Quântica, tecnologias de aplicações Aero-Espaciais, criação, desenvolvimento e processamento de novos materiais, entre outros) como nas áreas ligadas às ciências da vida (Botânica, Agronomia, Oncologia, Oftalmologia, Fisioterapia, etc). Na Odontologia não foi diferente, sendo as primeiras pesquisas publicadas em 1964.

O primeiro registro de aplicação de radiação laser em tecido dental foi o trabalho publicado por Goldman et. al. em 1964 [7]. Nesse estudo, os autores avaliam o impacto que a radiação laser tem em tecido cariado, seguindo uma cadeia de experimentos que vinham sendo realizados em osso. Os estudos mostraram que materiais absorviam mais radiação quando estes eram coloridos, em comparação aos que não eram. O estudo, que teve como fonte de excitação um laser de Rubi mostrou, pela primeira vez, a seletividade da absorção de substratos duros dentais pela radiação laser. Outras propriedades avaliadas foram a temperatura do dente após a irradiação e o tamanho das cavidades formadas quando o laser era focalizado ou não. A ablação promovida em tecido cariado por tal laser mostrava-se mais profunda quando o laser era focalizado e maior, mas menos profunda, quando o laser era irradiado sem focalização.

Por ablação entendemos um processo de remoção de material de forma indireta, ou seja, pelo uso de algum artifício. No contexto das aplicações biológicas, entenderemos por ablação o processo onde há remoção de material orgânico por uso de uma substância química ou Laser.

Ainda no ano de 1964, Stern e Sognnaes realizaram um estudo que envolvia a interação de um mesmo tipo de Laser em tecido dental [8]. A descrição do processo de ablação é relatada através da formação de uma “nuvem” de material expelido com a ação da radiação laser. O tecido não ejetado, após análises, mostrou uma variação na sua birrefringência sob transmissão de luz polarizada. Esse resultado sugeriu, pela primeira vez, que o esmalte sofre alterações cristalográficas quando irradiado com laser.

Ainda utilizando o laser de Rubi, no trabalho de Peck et.al. [9], esmalte e dentina foram irradiados com o mesmo intuito do trabalho anterior. No entanto, foi nesse estudo que, além de serem verificadas mais fortemente as mencionadas variações cristalográficas provocadas pela ação do laser, foi visto que a dentina quando irradiada apresenta diferentes zonas de abrangência do dano térmico. São definidas para a interação com esse tipo de laser três zonas de extensão de danos. O

número de zonas pode variar um pouco, bem como os seus limites, a depender das atribuições de cada autor e do laser utilizado (danos distintos).

Esses dois últimos trabalhos, como dissemos, foram o ponto inicial de uma intensa pesquisa no campo dos benefícios que poderiam ser atingidos através dessa mudança cristalográfica. Os métodos utilizados vão desde a luz polarizada já mencionada, até análises espectroscópicas, passando por métodos de cristalografia convencional (Difratometria, por exemplo). Hoje em dia é conhecido o fato de que as mudanças cristalográficas provocadas através da interação de tecidos duros dentais com lasers, em geral, produzem tecidos mais resistentes à ação bacteriana [10].

O esmalte e a dentina humanos são formados em sua maioria por Hidroxiapatita, além de água e material orgânico. A Hidroxiapatita é um mineral que possui características cristalinas. Sua molécula, de fórmula $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6\text{OH}$ se organiza formando uma célula unitária do tipo hexagonal. Essas células se organizam formando cristais de tamanhos específicos para cada substrato. Nessa estrutura mista, encontram-se geralmente outros radicais substituintes na molécula original. O que já se sabe nos dias de hoje, é o fato que a ação laser age como uma espécie de instrumento catalisador de reações, onde radicais se recombina formando outros compostos e até cristais onde as células unitárias se organizam de outra forma (altera a fase cristalográfica). É exatamente essa nova configuração de átomos (em primeiro nível) e moléculas (em segundo nível) que faz alterar todas as propriedades químicas quando o novo tecido encontra-se em ambiente ácido (dos alimentos ou produzido por agentes bacterianos), tornando-os mais resistentes à quebra das novas ligações.

Existe uma imensa quantidade de estudos que buscam aplicações da radiação laser em Odontologia. Além da prevenção de cárie com a aplicação laser (fazendo parte da Odontologia Conservadora), temos os estudos em torno da remoção propriamente dita (ablação) de tecido cariado; estudos de Odontologia Restauradora, onde é estudada a melhora da adesão de substratos em dentina após a irradiação Laser; ablação de tecido pulpar com o intuito de limpar, higienizar e preparar a cavidade pulpar para tratamento endodôntico, entre vários outros. A maioria deles possui uma abordagem puramente clínica do problema, onde as possíveis hipóteses básicas que regem os processos e resultados observados não são sempre levantadas ou questionadas.

Já ao final da década de 60 outros tipos de Lasers, que não o de Rubi, haviam sido confeccionados e estavam disponíveis comercialmente, como o Laser de Nd:YAG (cristal sintético de Ítrio e Alumínio, do grupo mineral das “granadas”, dopado com íons

de Neodímio) e CO₂ e, por sua vez, foram testados como alternativas de promover o processo de ablação de tecidos duros dentais. Os estudos publicados, por sua vez, já demonstravam que tais lasers não se mostravam como uma boa alternativa clínica, uma vez que a irradiação desses lasers em esmalte e dentina gerava um extremo dano térmico, fazendo com que o aquecimento atingisse a câmara pulpar com elevações na temperatura da ordem ou superiores a 5,5°C. Esse aquecimento produziria danos irreversíveis ao tecido pulpar, inaceitáveis clinicamente. As suas aplicações em Dentística, então, seguiram na área de aplicações tecnológicas, como as aplicações em próteses. Mais tarde, outras aplicações foram encontradas, como o clareamento dental e a fotopolimerização de resinas compostas para restauração.

Com o tempo, outros lasers surgiram, como os Lasers de Er:YAG e Ho:YAG (cristal de YAG dopado com Érbio ou Hólmio). O Laser de Er:YAG possui um comprimento de onda de emissão da ordem de 2,9 µm enquanto que o de Hólmio é da ordem de 2,1 µm. O primeiro deles opera em um comprimento de onda de emissão que se situa numa região de alta absorção linear da água, presente em todos os substratos dentais. No segundo deles, por conta de a ressonância com a absorção da água ser muito menor, a maior parte do processo ablativo era promovida via excitação térmica.

Pelo fato de os Lasers anteriores terem demonstrado um alto aquecimento e de se conhecer os limites aceitáveis que este poderia ocorrer, as aplicações que se seguiram na tentativa de ablacionar os tecidos duros com esses lasers, eram baseadas nas aplicações no modo pulsado (onde o tecido teria a possibilidade de relaxar termicamente), com taxas de repetição baixas (da ordem de 1 até 20 Hz). Em alguns casos, o uso de um *spray* ou jato de água era aplicado, com o intuito de promover um maior resfriamento da superfície irradiada, além de aumentar a absorção local do laser promovendo uma maior taxa de ablação.

Com a alta absorção da energia diretamente pela água presente nos tecidos duros dentais, um mecanismo diferente de ablação foi evidenciado. Esse acoplamento direto da energia irradiada fazia a água aquecer-se rapidamente, fazendo com que ela rapidamente atingisse o ponto de vaporização. Essa rápida vaporização da água estrutural era responsável pela criação de micro bolhas de vapor por entre a estrutura cristalina do substrato, que atingia uma pressão elevada, causando micro-explosões na região focal do tecido irradiado. Essas micro-explosões são responsáveis pela ejeção descontrolada de pequenos pedaços de tecido na região de interação, promovendo uma alta taxa de ablação, taxa essa atraente no sentido de substituir os

instrumentos clínicos rotatórios convencionais, usados pela maioria dos dentistas em tratamentos endodônticos [11].

No entanto, as mesmas micro-explosões lesionavam o tecido adjacente à região de dano que não foi ejetado, que foi visto através da formação de micro-fraturas. A formação dessas fraturas é extremamente indesejável clinicamente por dois fortes motivos. O primeiro deles é que a formação de micro-fraturas torna o tecido adjacente a cavidade formada um ambiente propício para o alojamento e a conseqüente proliferação de bactérias que promovem a desmineralização dos substratos (formação de cáries). O segundo motivo que sustenta a não-aplicabilidade clínica é que, as mesmas micro-explosões e conseqüente formação de micro-fraturas, geram um extremo dano mecânico e formação de ondas de choque. Essas fortes perturbações mecânicas são percebidas pelo paciente através das terminações nervosas que se prolongam desde a polpa até os túbulos dentinários da dentina, gerando uma grande dor ao paciente em qualquer aplicação clínica.

Esses mesmos lasers foram aprimorados nos anos que se seguiram, com cavidades ressonantes melhor elaboradas, gerando pulsos cada vez mais curtos. A princípio esses novos Lasers foram testados fortemente por uma série de autores e, mais uma vez, nenhum sucesso foi obtido.

Foi apenas na década de 90, com o surgimento de Lasers pulsados com pulsos chamados de ultracurtos, que a ablação de tecidos duros dentais pareceu ter um imenso avanço. As primeiras análises, baseadas em micrografias obtidas via microscopia eletrônica, mostraram que tais lasers produziam uma cavidade em esmalte e dentina com uma qualidade extremamente superior àquelas que eram conhecidas com a aplicação de outros lasers. As micrografias revelaram uma extrema precisão da ablação, com a completa integridade das bordas e a ausência de danos térmicos e mecânicos. Estudos posteriores mostraram que a origem desse novo tipo de perfil de tecido ablacionado tinha base em processos de origem eletrônica que ocorrem no tecido quando irradiado no regime de pulsos ultracurtos.

O processo de ablação nesse regime acontece a partir da formação de um plasma induzido na superfície irradiada do tecido. Esse plasma por sua vez é gerado a partir de um processo de ionização em avalanche. O mecanismo acontece da seguinte forma: as moléculas do tecido são ionizadas pela irradiação laser pelo fato de o campo local induzido pela sua presença ser da ordem dos campos eletrostáticos que mantém os átomos unidos. O elétron que é liberado a partir dessa ionização mantém-se na região focal, adquirindo mais energia incidente e ganhando altas velocidades o seu

choque com as moléculas do tecido produzem a ionização e conseqüente liberação de mais um elétron. Esses dois novos elétrons são excitados pela irradiação laser que continua presente, arrancando mais dois elétrons. O processo de ionização segue então um processo de avalanche, acumulando uma grande quantidade de elétrons na região focal, formando o plasma. Esse plasma possui, no caso, um coeficiente de absorção muito maior que o do tecido alvo propriamente dito. Por acumular uma grande quantidade de energia incidente, o plasma transfere essa energia para as moléculas do tecido, que provoca a quebra de ligações intermoleculares e a ejeção das mesmas.

A maior parte da energia que o plasma transfere para as moléculas é, no caso, utilizada para a ejeção das moléculas do que para a quebra das ligações. Também vemos que, pela natureza do processo, existem dois mecanismos distintos de ionização: um que é dado pela absorção direta da energia do feixe pelos elétrons e um que ocorre do impacto que esses elétrons sofrem com as moléculas do tecido. O primeiro deles é o que prevalece nos primeiros instantes da irradiação, quando a densidade de elétrons está em formação. Quando essa densidade torna-se expressiva, o segundo processo de ionização por impacto começa a dominar.

A natureza do processo de ablação induzida por plasma é, nesse caso, predominantemente eletrônica. Por conta da minimização de qualquer processo de origem térmica, as características do tecido remanescente após a irradiação é de qualidade altamente superior em comparação com qualquer outro Laser: a remoção tecidual é controlada, vista através de uma absoluta integridade das bordas das microcavidades geradas, com ausência de tecido que tenha sofrido fusão seguida de ressolidificação (mantendo a integridade química dos tecidos). Outra característica também observada é a diminuição do limiar de ablação no regime de pulsos ultracurtos. Isso pode ser visto como uma vantagem por conta de ser necessária uma menor quantidade de energia para promover a ablação. E ainda mais: a combinação dessas duas características gera uma vantagem combinada, que é a de ser possível a aplicação de taxas de repetições maiores que os outros lasers sem o risco de aquecimento e, dessa forma, promover ablação em taxas de remoção tecidual ainda maiores que os outros lasers comerciais convencionais.

Não demorou muito até que as primeiras aplicações fossem propostas em pesquisas clínicas Odontológicas. A que recebe maior atenção e mais imediata pelo que viemos discutindo, é certamente o uso do laser na ablação de tecido sadio e/ou cariado como motivação de substituição dos instrumentos rotatórios convencionais por

laser. No entanto, o sucesso dessa aplicabilidade só não foi ainda atingido por um forte motivo: mesmo as taxas de ablação sendo altas em comparação com outros Lasers, elas ainda são muito baixas em comparação à instrumentação clínica atual. É nesse ponto especial que a maior parte das pesquisas com preocupação clínica vem se ocupando até os dias atuais.

Alguns pontos importantes precisam ser colocados a respeito do processo de ionização nessa escala temporal. Como no regime de pulsos ultracurtos o intervalo de interação é muito rápido, processos de origem térmica ou hidrodinâmica não mais acontecem, dando lugar a processos de origem eletrônica. Isso acontece pelo fato de um pulso dessa região de operação ter um intervalo de duração muito menor do que qualquer processo de relaxação energética característico, como a transferência de energia elétron-íon e o tempo característico de relaxação térmica, proibindo assim a ocorrência de movimentações iônicas. Os átomos não têm tempo suficiente, durante o intervalo de interação, para transferir energia para os átomos vizinhos por meio de vibrações de rede. Com isso, ficam também proibidos os processos de ionização termiônica. Assim, o processo de absorção multi-fotônica torna-se mais provável de ocorrer, nesse caso, provocando a ionização em avalanche.

A quantidade de fótons que são absorvidos é diferente para cada tipo de molécula e pode ser descrita através de uma lei de potência do tipo I^n (onde n é o número de fótons e I é a intensidade). Outra característica importante é que o aumento da potência do laser não significa necessariamente que a densidade de elétrons continue crescendo. Como o plasma é um estado físico que apresenta alta reflectância quanto maior for a energia acumulada, há um ponto crítico onde o aumento da potência incidente passa a diminuir a absorção de energia pelo plasma, favorecendo a reflectância no local. Isso pode ser verificado pela dependência da profundidade da cavidade formada em materiais ablacionados como função da potência incidente, que não é linear. Esse efeito é conhecido como *Shielding Effect*. Em algumas aplicações clínicas, como na Oftamologia, ele pode ser utilizado como mecanismo de controle de entrada de luz em regiões do globo ocular onde a radiação poderia causar danos irreversíveis.

A maior parte dos estudos que verificam, tanto teoricamente como experimentalmente, as propriedades da ablação induzida por plasma em tecidos duros dentais são baseadas no cálculo de algumas quantidades físicas. As mais importantes, e, portanto, mais abordadas, são o limiar de ablação (ou simplesmente o limiar de formação do plasma ionizante) e a energia absorvida pelo plasma. Com

relação ao limiar de ablação, uma série de medidas foi realizada e duas características devem ser bem evidenciadas aqui. Uma delas é o fato de que, com relação a largura do pulso incidente, o limiar de ablação apresenta um valor que cresce como função da largura temporal do pulso. Esse fato é importante para percebermos que estando na condição de irradiação por pulsos curtos, o limiar de ablação é menor, o que resulta na necessidade de imprimir menos energia incidente para produzir danos semelhantes à ablação promovida por outros tipos de Lasers de pulsos mais longos. Outra característica importante é a de que o limiar de ablação apresenta uma dependência característica com a largura do pulso (τ) do tipo $\tau^{1/2}$, onde a largura temporal do pulso. Ambas as características são bem representadas no gráfico da figura abaixo, retirada do trabalho de Perry et. al., onde os dados obtidos são para sólidos dielétricos, como a sílica fundida e o fluoreto de cálcio [12].

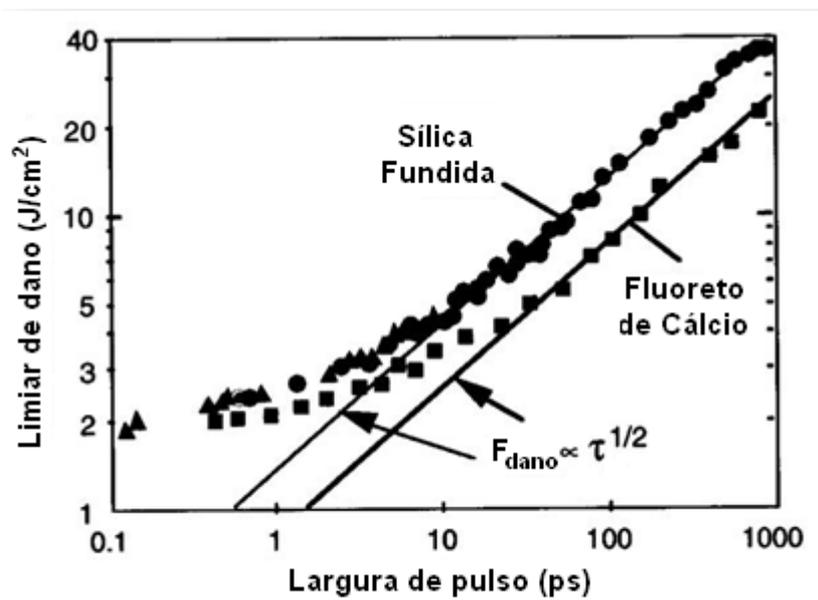


Figura 1.1: Valores de limiar de dano (ablação) como função da largura de pulso, observadas para irradiação de sílica fundida em 1053 nm (círculos) e 825 nm (triângulos), e para fluoreto de cálcio (CaF_2) em 1053 nm. As linhas sólidas são os ajustes para a dependência de $\tau^{1/2}$.

Os experimentos do gráfico acima foram realizados com materiais dielétricos. Em tecidos duros dentais, que também são materiais dielétricos, a mesma dependência já havia sido observada anteriormente, inclusive a situação em que a dependência com a largura do pulso tende a se linearizar para larguras de pulsos mais curtas. A extrapolação dos dados é devida aos materiais estudados possuírem propriedades eletrônicas semelhantes aos tecidos duros dentais. A maior parte do gráfico mostra a clara dependência do limiar de ablação com a raiz quadrada da

largura de pulso, exceto pela parte inferior da curva, onde observamos um distanciamento do ajuste. Esse desvio pode estar ligado a processos de outra natureza, a saber, processos térmicos e eletrônicos com níveis de ocorrência distintos a depender da região da escala temporal da largura de pulso. Estudos semelhantes foram realizados por outros autores [13,14].

Os primeiros modelos teóricos para estudar a ablação induzida por plasma surgiram primeiramente para modelar a formação de plasma induzido pela presença do Laser em sólidos em geral [15], proposto por Bloembergen em 1974. A ablação induzida por plasma tem a sua base na condição de *Optical Breakdown*, condição limiar onde um plasma é gerado e mantido por meio de irradiação de laser na região infravermelha, visível e ultra-violeta. No entanto, um processo análogo ocorria em materiais dielétricos quando estavam sujeitos a altos campos elétricos, chamado de *Electrical Breakdown*, nesse caso, o plasma era gerado via aplicação de campos elétricos muito intensos. Esse processo já era bastante conhecido e já havia modelos teóricos que o descreviam matematicamente [16,17]. Esse trabalho apresentou pela primeira vez que a ionização em avalanche era o principal mecanismo responsável pela condição de *breakdown*. Além disso, ele previu uma dependência sistemática do limiar de geração de plasma com a largura de pulso. Anos depois, dados experimentais obtidos confirmaram as previsões do modelo proposto [18]. No gráfico da figura 1.1, é mostrado o limiar de ablação, e este é, por sua vez, o mesmo que o limiar de formação de plasma, ou seja, experimentalmente a condição de *Optical Breakdown* apresenta a mesma dependência com a largura de pulso. O desvio do comportamento geral de $\tau^{1/2}$ pode ter a sua explicação que no caso de pulsos ultracurtos, os mecanismos de geração de plasma são diferentes daqueles para pulsos longos.

Outros modelos matemáticos foram propostos [19,20], mas todos eles possuíam sérias inconsistências com algumas situações conhecidas experimentalmente. Uma dessas inconsistências estava relacionada a não reprodução correta dos valores do limiar de ablação quando o campo incidente tinha um valor próximo desse limiar. Todos os modelos funcionavam bem apenas quando o campo elétrico local incidente era muito maior do que o limiar. Outra situação era a de que os modelos dificilmente reproduziam uma correta dependência do limiar de ablação com respeito à duração do pulso, para vários valores desse parâmetro com os lasers disponíveis na época.

Foi apenas em 1994 que um modelo proposto por Niemz [21] pareceu resolver os problemas relacionados à reprodução dos resultados. Não apenas ele explicou dados anteriores, como também previu corretamente o comportamento da largura de pulso em outras regiões que ainda não haviam sido bem exploradas e conhecidas na época, como o Laser de pulsos ultracurtos aplicado em tecidos duros dentais. Os detalhes a respeito desse modelo matemático em especial, estudado no intuito de explicar os resultados obtidos neste trabalho, serão delegados ao capítulo 2 desta dissertação.

Um detalhe importante a respeito do modelo de Niemz se encontra no fato de que alguns parâmetros que surgem em suas expressões são mostrados apenas como parâmetros sem conexão com o tecido alvo. Embora o modelo explique perfeitamente os comportamentos experimentais observados, ele não se preocupa com a busca da origem microscópica real de cada um desses termos. Para uma descrição mais precisa desse fenômeno é preciso conhecer o processo de ablação induzida por plasma (ou o próprio "*Optical Breakdown*") mais profundamente, além do papel que o tecido alvo desempenha no mecanismo de interação propriamente dito. Até os dias de hoje, todas as pesquisas realizadas em ambos os campos, teórico e experimental, basearam-se no estudo da ablação frente à variação de parâmetros de irradiação. Até hoje o tecido alvo foi visto de forma imutável durante o experimento.

No entanto, realizações experimentais de outros autores [22] mostraram que os substratos duros dentais podem sofrer algumas simples variações por conta de outros tipos de tratamento, que não a radiação. Um exemplo é a desidratação sistematizada de substratos duros dentais por meio de um tratamento térmico convencional, que faz com que moléculas de água incorporada à estrutura dos substratos, se desprendam formando um tecido com outras propriedades. Nesse caso, a perda de água (ou a diminuição no grau de hidratação) deve ter

Outro fato, ainda de grande importância, é o de que a escassez de amostras de dentes humanos na maioria das pesquisas realizadas tem sido acentuada nos últimos anos, pelo fato de uma maior quantidade de técnicas da Odontologia Conservadora ser mais difundida. Essa maior escassez levou um grande grupo de pesquisadores a utilizar amostras que fossem provenientes de outras origens animais, mais comumente bovinas, para realizarem suas pesquisas. Nesse caso, os resultados obtidos para essa nova classe de amostras são geralmente extrapolados para a realidade humana. A depender da característica sendo analisada, substratos dentais bovinos e humanos possuem características muito distintas [22]. No caso da ablação promovida por Laser

em tecidos duros dentais, pela grande influência de características térmicas, mecânicas e químicas no perfil do dano provocado a partir da irradiação, acreditamos que sejam evidenciadas discrepâncias no comportamento de substratos duros dentais irradiados. As causas dessas discrepâncias podem ser diversas.

Por tudo que já discutimos nas linhas anteriores acreditamos muito fortemente, que as propriedades dos tecidos irradiados, bem como a ablação propriamente dita, ocorreriam de forma bem diferente quando um sistemático processo de perda de água estrutural fosse aplicado, além do fato de que as diferentes origens animais, às quais estão associadas propriedades químicas e estruturais distintas, terem o mesmo impacto durante a ablação.

Assim, nos propomos a estudar o processo de ablação induzida por plasma, promovida através da ação de pulsos ultracurtos com substratos duros dentais (esmalte e dentina, humanos e bovinos) quando estes sofrem alguma desidratação sistemática. O objetivo aqui é entender as propriedades da ablação induzida por plasma por outro aspecto que não o da variação de parâmetros exclusivamente ligados à radiação. Pretende-se também inferir, com base nos mesmos resultados, o papel exercido pela água na estrutura de substratos dentais e como ela se relaciona com os outros componentes do tecido alvo. Além disso, com base em trabalhos já citados da literatura [21], a investigação com substratos de diferentes origens animais procurará evidenciar a diferença entre dentes humanos e bovinos de forma que possamos contestar, pelo menos no âmbito da ablação, a extrapolação de alguns dados obtidos com dentes bovinos para os dentes humanos.

Portanto, no capítulo que segue desta dissertação, apresentaremos o modelo matemático que nos serviu de embasamento teórico para entender e discutir sobre o processo de ablação induzida por plasma em vários níveis, o modelo de Niemz, propondo uma interpretação a respeito da natureza de alguns dos parâmetros que surgem de suas equações.

De posse desse conhecimento, partiremos para o capítulo 3 deste texto que descreverá todos os procedimentos experimentais realizados (desidratação, ablação em diferentes níveis de hidratação e microscopia eletrônica de varredura), bem como a apresentação dos resultados obtidos e as respectivas discussões e interpretações dos mesmos. Por fim, no último capítulo, apresentaremos em detalhe todas as conclusões que foram possíveis de se obter a respeito dos nossos resultados experimentais, definindo a partir delas, as possíveis perspectivas em torno do nosso trabalho, com o intuito de execução em futuro próximo.

1.2 - Referências Bibliográficas

- [1] T. Maiman, Phys. Rev. Letters **4**, 564-566 (1960).
- [2] A. Einstein, Phys. Z. **18**, 121 (1917)
- [3] G.R. Fowles, Introduction to Modern Optics. Nova York: Dover. 2ª Edição; 1989.
- [4] J.P. Gordon, H.J. Zeiger, C.H. Townes, Physical Review **99**, 1264-1274 (1955)
- [5] A.L. Schawlow, C.H. Townes, Physical Review **112**, 1940-1949 (1958)
- [6] T.H. Maiman, Nature **187**, 493-494 (1960)
- [7] L.Goldman, P. Hornby, R. Meyer, B. Goldman, Nature **203**, 417 (1964).
- [8] R.H. Stern, R.F. Sognaes, J. Dental Res. **43**, 873 (1964).
- [9] S. Peck, H. Peck, J. Prosthetic Dentistry **17**, 195-203 (1967).
- [10] L. Bachman, D.M. Zezell, Estrutura e Composição do Esmalte e da Dentina: tratamento térmico e irradiação Laser. São Paulo: Editora da Livraria da Física; 2005.
- [11] F. Partovi, J. A. Izatt, R. M. Cothren, C. Kittrell, J. E. Thomas, S. Strikwerda, J. R. Kramer, M. S. Feld, Lasers Surg. Med. **7**, 141 (1987).
- [12] M.D. Perry, B.C. Stuart, P.S. Banks, M.D. Feit, V. Yvanovsky, A. M. Rubenchik, J. Appl. Physics **85**, 6803-6810 (1999).
- [13] J. Krüger, W.Kautek, H. Newesely, Appl. Phys. A **69**, 403-407 (1999).
- [14] G. Dumitru, V. Romano, H.P. Weber, M.Sentis, W.Marine, Appl. Phys. A **74**, 729-739 (2002).
- [15] N. Bloembergen, IEEE J. Quantum Electron. **QE-10**, 375 (1974).
- [16] F. Seitz, Phys. Rev. **76**, 1376-1393 (1949).
- [17] J.J. O'Dwyer, The Theory of Dielectric Breakdown in Solids. New York: Oxford; ;1964

- [18] D.W. Fradin, N.Bloembergen, J.P. Letellier, Appl. Phys. Lett. **22**, 635-637 (1973)
- [19] A. S. Epifanov, IEEE J. Quantum Electron. **QE-17**, 2018 (1981).
- [20] C. A. Sacchi, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 337 (1991).
- [21] M.H. Niemz, Appl. Phys. Lett. **66**, 1181-1183 (1994)
- [22] Dutra-Corrêa M. Avaliação das propriedades térmicas, químicas e mecânica relacionando dente bovino e dente humano. Dissertação apresentada à Faculdade de Odontologia de São José dos Campos, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre, pelo Programa de Pós-Graduação em Odontologia Restauradora, Especialidade em Dentística (2005).

Capítulo 2: A ablação de tecidos duros dentais por lasers de pulsos ultracurtos

2.1 - Introdução

No capítulo anterior vimos que o processo de ablação de tecidos duros dentais, promovido através da interação com radiação Laser, assim como a interação com outros tecidos, é um processo que vem sendo investigado desde a década do surgimento das primeiras cavidades laser. Um grande interesse foi estabelecido nesse tipo de interação Laser-tecido com o intuito de estabelecer novos tratamentos e aplicações, promovendo novas perspectivas em ambiente clínico.

No entanto, a grande parte dos trabalhos realizados e publicados até os dias de hoje, dirigiu-se ao problema apenas de uma forma mais descritiva e qualitativa da interação do que necessariamente teórica [1-4]. Essa gama de resultados discutiu amplamente aspectos importantes da interação Laser-tecido duro dental, como por exemplo, aspectos morfológicos do tecido após a irradiação através de técnicas de microscopia (formação de domínios em cristais fundidos e re-solidificados, integridade das bordas, etc), as evidências de danos térmicos e mecânicos em dentina e esmalte, os cálculos de taxa e limiar de ablação, entre outros. Todas essas investigações preocuparam-se com um ou todos esses aspectos e, em alguns casos, foram feitos tratamentos comparativos entre uma variedade de lasers (contínuos, pulsos longos, pulsos curtos, etc).

Como já discutimos anteriormente, o processo de ablação pode ocorrer de várias maneiras. Uma delas é a formação de bolhas de pressão seguido de micro-explosões, que causam extremos estresses mecânico e térmico, com ejeção de material de forma desordenada e descontrolada. A segunda delas, a ablação induzida por plasma, é um processo que ocorre de forma controlada com a formação de um plasma localizado (gerado por ionização em avalanche) que se mantém absorvendo a energia dos pulsos incidentes, transferindo-a para as moléculas presas ao tecido fazendo com que elas se ejetem pela quebra das ligações intermoleculares e o ganho de energia cinética [5]. Este segundo processo acontece por mecanismos eletrônicos, com pouca geração de danos térmicos e mecânicos. O primeiro desses processos é mais comum em interação de substratos dentais com lasers de pulsos considerados

longos (micro e nanossegundos), intervalo onde predominam processos de origem térmica, como a ionização termiônica. Os lasers de pulsos curtos (região dos picossegundos) estão numa região considerada intermediária, produzindo geralmente ambas as espécies de ablação, ou seja, coexistem os processos de origem térmica e eletrônica. Para os lasers de pulsos ultracurtos (femtosegundos) os processos de origem eletrônica passam a predominar por conta de processos de ionização ultrarrápidos, como a absorção multifotônica [6].

Como também foi mencionado, a ablação de substratos duros dentais por lasers de pulsos curtos (picossegundos) deixou de ser uma alternativa no sentido de promover ablação, pois para aplicações clínicas, os danos térmicos e mecânicos são produzidos numa escala considerada intolerável. Assim, os lasers de pulsos ultracurtos têm se mostrado como alternativa superior na ablação controlada de tecidos duros dentais, com o benefício da interação nesse regime diminuir o limiar de ablação, sendo necessária menos energia para a remoção tecidual [7].

Os primeiros esforços teóricos para descrever e reproduzir dados obtidos empiricamente foram iniciados por Molchanov [8] e Bloembergen [9] ainda na década de 70, numa tentativa de descrever o processo de formação do plasma, com um modelo matemático que pudesse reproduzir valores conhecidos empiricamente do limiar de ablação (nesse caso, o limiar de ablação e o limiar de formação do plasma são os mesmos, pois a ablação só se inicia quando o plasma é formado). Com o tempo, outros modelos surgiram, mas todos eles possuíam problemas semelhantes. Uma das maiores dificuldades desses modelos era a reprodução de valores de limiar de ablação quando a energia incidente estava próxima do limiar. Todos os modelos apenas originavam resultados satisfatórios para os casos onde a energia incidente estava muito acima da condição de limiar. Além disso, novas dimensões temporais da largura de pulso foram obtidas com o passar dos anos, por conta do avanço da produção de novas cavidades ressonantes. Isso fez com que tais modelos não mais conseguissem contemplar os resultados obtidos experimentalmente, como por exemplo, a dependência do limiar de ablação com a largura de pulso. Atualmente, apenas um modelo matemático proposto por Niemz [10] conseguiu resolver de uma vez essas duas questões.

Neste capítulo vamos nos ater a descrição do modelo de Niemz, teoria utilizada como inspiração para a proposição, desenvolvimento e discussão dos resultados obtidos experimentalmente na execução deste trabalho.

2.2 - Ablação Induzida por Plasma: Absorção no modelo de Niemz

Nesta seção vamos descrever o modelo matemático que nos serviu como base para a proposição do nosso trabalho e na análise de nossos resultados. O modelo de Niemz é um modelo matemático atual que resolve os problemas mais importantes dos modelos anteriores, que descreveram o que chamamos de “Laser Induced Optical Breakdown”. Um desses problemas é a reprodução de resultados empíricos do limiar de ablação quando a energia incidente é próxima desse limiar. A maioria dos modelos anteriores funciona bem apenas quando tais energias são muito distantes umas das outras. Além disso, o modelo de Niemz mostra a dependência do limiar com as distintas escalas temporais obtidas atualmente, com uma correta dependência de $\tau^{1/2}$ encontrada em vários resultados publicados na literatura [11].

2.2.1 - Coeficiente de absorção do plasma gerado por radiação laser

O processo de formação de plasma gerado por laser é fundamentado num processo de interação de radiação eletromagnética com a matéria, gerando um processo de ionização em avalanche. O conjunto de elétrons livres por sua vez prossegue interagindo com os pulsos incidentes e o plasma com o tecido alvo. Portanto, para iniciar a nossa descrição do processo de interação, partimos das conhecidas equações de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad ; \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_f \quad ; \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f \quad ; \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad . \quad (2.4)$$

Nesse caso, ρ_f é a densidade de carga elétrica livre por unidade de volume, enquanto que \vec{j}_f é a densidade de correntes elétricas livres, ambas com relação ao plasma. Aqui, os vetores \vec{E} , \vec{B} , \vec{D} e \vec{H} são referentes ao campo incidente. Como estamos tratando de uma onda eletromagnética, os campos elétrico e magnético da onda incidente são imediatamente dados por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp(i\omega t - i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.5)$$

e

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \exp(i\omega t - i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.6)$$

onde:

\vec{E}_0 é a amplitude do vetor campo elétrico da onda incidente;

\vec{H}_0 é a amplitude do vetor campo magnético da onda incidente;

ω é a frequência angular;

\vec{k} é o vetor de onda, na direção da propagação;

\vec{r} é o vetor posição.

Além disso, esses vetores são diretamente relacionados aos vetores \vec{D} (deslocamento elétrico) e \vec{B} (indução magnética) através de relações bastantes conhecidas do eletromagnetismo. Considerando que a permeabilidade magnética relativa do tecido seja $\mu = 1$ (meio não magnético) essas relações ficam estabelecidas como:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.7)$$

e

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (2.8)$$

onde:

ε é a constante dielétrica do meio onde a luz se propaga. Nesse caso, o plasma;

ε_0 é a constante dielétrica do vácuo;

μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo.

Assim, temos a forma dos quatro campos envolvidos nas equações de Maxwell. Prosseguimos então substituindo cada uma dessas quatro formas de campo nas respectivas equações de Maxwell. Trabalhando separadamente cada um dos termos temos:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -i\omega\mu_0 \vec{H}$$

$$\nabla \times \vec{E} = \nabla \times \left[\vec{E}_0 \exp(i\omega t - i\vec{k} \cdot \vec{r}) \right] = -i\vec{k} \times \vec{E}$$

ou seja:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\mu_0 \vec{H} \quad . \quad (2.9)$$

Trabalhando de forma semelhante com a equação de Maxwell para o campo magnético (equação 2.2), chegamos à relação a seguir:

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega\varepsilon\varepsilon_0 \vec{E} + i\sigma \vec{E} \quad , \quad (2.10)$$

onde fizemos uso da lei de Ohm, em que $\vec{j}_f = \sigma \vec{E}$. Se nós substituirmos a equação 2.9 na equação 2.10, chegamos à igualdade mostrada na relação seguinte:

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = \left(-\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon + i \frac{\omega\sigma}{c^2 \varepsilon_0} \right) \vec{E} \quad , \quad (2.11)$$

na qual $c^2 = (\mu_0 \varepsilon_0)^{-1}$ é a conhecida forma da velocidade da luz na teoria de Maxwell. Sabemos também, da mesma teoria, que as ondas eletromagnéticas são ondas transversais, ou seja, que o vetor de onda \vec{k} , que nos dá a direção de propagação da

onda, é perpendicular aos vetores do campo elétrico e magnético ($\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$). Assim, resolvendo a equação 2.11 com o uso de uma simples identidade vetorial, chegamos a seguinte forma para o módulo do vetor de onda:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) \quad (2.12)$$

O termo entre parênteses da equação 2.12 é o que chamamos de fator dielétrico complexo:

$$\varepsilon' = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (2.13)$$

Sabemos da ótica convencional que a relação de dispersão clássica (que relaciona frequência com vetor de onda) dá origem a uma relação que envolve o índice de refração linear da seguinte forma [5]:

$$k = \frac{\omega}{c} n$$

onde n é o índice de refração linear. Nesse caso, n é real para o caso onde não há absorção linear. Quando a absorção está presente, sabe-se que este processo está ligado à parte imaginária do índice de refração. Assim, a expressão acima toma a forma a seguir:

$$k = \frac{\omega}{c} (n + i\tilde{\alpha}) \quad (2.14)$$

onde, agora, n é apenas a parte real do índice de refração linear e $\tilde{\alpha}$ é o índice de absorção. Elevando essa expressão ao quadrado e relacionando-a a equação 2.12, chegamos à seguinte igualdade:

$$(n + i\tilde{\alpha})^2 = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (2.15)$$

As expressões apresentadas nesta seção servem para descrever a absorção linear de um meio geral. Para descrever a absorção de energia incidente pelo plasma

gerado, precisamos conhecer o coeficiente de absorção. No entanto é possível relacioná-lo ao índice de absorção, que apresentamos aqui. A partir de agora, também, usaremos o índice “pl” para designar que estamos tratando de parâmetros propriamente ditos do plasma. Para chegarmos a tal coeficiente de absorção, partimos da Lei de Beer-Lambert [6], dada por:

$$I = I_0 \exp(-\alpha_{pl} z) \quad (2.16)$$

onde:

I é a intensidade da luz após propagar por uma distância z ;

I_0 é a intensidade da luz incidente, na posição $z = 0$;

z é a distância percorrida pela luz incidente;

α_{pl} é o coeficiente de absorção linear do plasma.

Essa lei, obviamente, pode ser aplicada a qualquer meio genérico. Aqui estamos interessados apenas na direção de propagação (direção z) onde tal absorção é experimentada. Ao mesmo tempo, a Intensidade do campo incidente pode ser dada por:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2 \exp[2i(\omega t - kz)]$$

$$I = I_0 \exp[-2ikz] \quad (2.17)$$

O que chamamos de I_0 inclui a amplitude do campo somada à contribuição temporal. Fazendo analogia direta com a equação 2.16, achamos que:

$$\alpha_{pl} = -2 \operatorname{Im}(k) \quad (2.18)$$

ou seja, o coeficiente de absorção é uma relação direta com o vetor de onda. Ao mesmo tempo sabemos que a parte imaginária de k está relacionada ao índice de refração através da equação 2.14. Por substituição direta achamos que:

$$\alpha_{pl} = -2 \frac{\omega}{c} \tilde{\alpha}_{pl} \quad (2.19)$$

Trabalhando a equação 2.15 podemos ainda estabelecer a seguinte relação:

$$\alpha_{pl} = -\frac{\omega}{nc} \text{Im}(\epsilon') \quad (2.20)$$

Para obter uma forma analítica para α_{pl} é necessário obter uma forma para ϵ' . Isso pode ser conseguido se resolvermos a equação geral de movimento de um elétron presente no plasma [6]. Essa equação é dada por:

$$m_e \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + m_e \nu_{ei} \frac{d\vec{x}}{dt} + m_e \omega_0^2 \vec{x} = -e\vec{E} \quad (2.21)$$

onde ν_{ei} é a taxa de colisão elétron-íon, m_e é a massa do elétron e e é a carga do elétron. Também poderíamos incluir o termo de colisão entre elétrons, mas esse termo não é significativo para o presente caso. O termo proporcional a \vec{x} é nulo, pois como estamos tratando de um plasma, os elétrons estão livres. Podemos, por uma substituição de variável, reescrever a expressão anterior como:

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} + m_e \nu_{ei} \vec{v}_e = -e\vec{E} \quad (2.22)$$

onde usamos a velocidade do elétron \vec{v}_e como a derivada temporal da posição do mesmo. Aqui utilizamos uma simplificação: tomamos o fato de que o elétron é forçado a oscilar na mesma frequência do campo incidente. Por conta disso, a dependência, ao menos temporal, da posição e velocidade do elétron deve possuir uma contribuição do tipo $e^{i\omega t}$. Assim, chegamos à seguinte expressão:

$$\vec{v}_e = -\frac{e}{m_e (\nu_{ei} + i\omega)} \vec{E} \quad (2.23)$$

Assumindo que, como todos os elétrons estão sujeitos ao mesmo campo, eles devem se movimentar aproximadamente na mesma direção, a corrente total dos elétrons livres j_f deve apresentar a seguinte forma:

$$\vec{j}_f = N(-e)\vec{v}_e = \frac{Ne^2}{m_e(\nu_{ei} + i\omega)} \vec{E}$$

onde N é a densidade de elétrons por unidade de volume. Ou seja:

$$\sigma = \frac{Ne^2}{m_e(\nu_{ei} + i\omega)} \quad (2.24)$$

Assim:

$$\varepsilon' = \varepsilon - \frac{i}{\omega\varepsilon_0} \frac{Ne^2}{m_e(\nu_{ei} + i\omega)} = \varepsilon - i \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\nu_{ei} + i\omega)} \quad (2.25)$$

onde definimos uma grandeza que chamamos de “frequência de plasma” definida por:

$$\omega_{pl}^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e} \quad (2.26)$$

Racionalizando o denominador da equação 2.25 podemos reescrevê-la como:

$$\varepsilon' = \varepsilon - \frac{\omega_{pl}^2}{\nu_{ei}^2 + \omega^2} - i \frac{\omega\omega_{pl}^2\nu_{ei}}{\omega^2\nu_{ei}^2 + \omega^4} \quad (2.27)$$

Onde queríamos chegar. Assim, podemos substituir a parcela imaginária dessa última expressão na equação 2.20 para encontrar coeficiente de absorção do plasma. Dessa forma chegamos à expressão final para o coeficiente de absorção:

$$\alpha_{pl} = -\frac{\nu_{ei}}{nc} \frac{\omega_{pl}^2}{\nu_{ei}^2 + \omega^2} \quad (2.28)$$

Podemos ainda usar uma última simplificação de que, como geralmente as frequências ópticas são muito altas (da ordem de 10^{13} a 10^{16} Hz) o termo de ω^2 predomina no denominador da expressão. Assim, por fim, temos:

$$\alpha_{pl} = -\frac{\nu_{ei}}{nc} \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} \quad (2.29)$$

Pela forma da expressão acima podemos perceber que a absorção linear do plasma é uma função da frequência incidente e que ela deve ser maior na região do infravermelho.

Podemos ainda deduzir outra propriedade a partir dessa expressão. Como a taxa de colisão elétron-íon (ν_{ei}) está, como o próprio nome sugere, ligado a colisão de um elétron com um íon, ela deve ser diretamente proporcional a N e, pela expressão para a frequência de plasma, deduzimos que:

$$\alpha_{pl} \propto N^2, \quad (2.30)$$

ou seja, a absorção linear do plasma é uma função quadrática da densidade volumétrica de elétrons presentes no plasma e assim, a absorção é uma função não-linear da energia absorvida. Este fato está de acordo com o fato de, experimentalmente, ter sido observada um forte aumento da absorção da energia incidente a partir de certo momento. Esse momento é associado à formação do plasma e a energia incidente responsável é a energia de limiar de formação de plasma.

Essa alta absorção que é experimentada pela formação do plasma faz com que grande parte da energia seja armazenada localmente. Essa situação pode nos levar a uma situação de saturação da absorção, ou seja, o plasma se torna, a partir de um ponto crítico, impossibilitado de absorver mais energia. Nesse caso, a maior parte da energia incidente nos momentos posteriores é refletida e o plasma passa a bloquear toda luz do feixe, agindo como uma espécie de 'escudo'. Esse efeito é conhecido como "*plasma shielding*" (*shield* = escudo) e, em algumas aplicações biológicas, ele é tomado como um mecanismo de segurança, não permitindo a passagem de luz em regiões onde danos são indesejáveis. Bons exemplos do uso desse mecanismo de controle são algumas cirurgias oftalmológicas baseadas no uso de lasers.

Seguimos, então, para a descrição do comportamento temporal do plasma gerado pela presença do laser. O cálculo a seguir, parte central do modelo de Niemz, é onde será mostrada a dependência do limiar de ablação com a largura de pulso. Essa dependência é de fundamental importância para entender as origens dos dados obtidos experimentalmente ao longo dos anos.

2.3 - Ablação Induzida por Plasma: perfil temporal da densidade de elétrons

Como dito anteriormente, o limiar de ablação foi talvez o parâmetro mais estudado quando tratada a ablação induzida por plasma em tecidos duros dentais. Experimentalmente foi demonstrada uma dependência do limiar de ablação com a raiz quadrada da largura de pulso, para tecidos irradiados na região dos nano e picossegundos. Essa dependência, até 1992, foi estabelecida como uma lei de potência empírica, idéia estabelecida por Koechner [11].

Nesse atual modelo é possível demonstrar tal dependência a partir de princípios básicos fundamentais. Para isso, é proposta uma equação diferencial simples para demonstrar o comportamento temporal do plasma gerado, como veremos a seguir.

2.3.1 - Fundamentação matemática

Para iniciarmos a fundamentação do problema, relembramos que a interação com o tecido duro gera um plasma localizado por meio de ionização em avalanche. Nesse caso, os elétrons permanecem no volume focal absorvendo energia do feixe incidente.

Dessa forma, a partir do momento em que a densidade inicial de elétrons é formada, alguns fenômenos podem ocorrer no intervalo entre dois pulsos. Entre eles:

- Novos elétrons são excitados e agrupados ao plasma;
- Elétrons pertencentes ao plasma podem escapar do volume focal e;
- Elétrons podem ser reabsorvidos pelo tecido adjacente ao plasma gerado.

Cada um desses termos, então, tem uma contribuição para a dinâmica de criação e manutenção da densidade de elétrons livres do plasma. No modelo proposto por Niemz, a equação que descreve essa dinâmica tem a seguinte forma:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \beta N(t) - \delta N(t) - \gamma N^2(t) \quad (2.31)$$

onde:

$N(t)$ é a densidade de elétrons livres do plasma

β é o termo que designa a ionização em avalanche

δ é o termo que designa a fuga de elétrons do volume focal

γ é o termo que designa a reabsorção de elétrons pelo tecido

O termo de ionização em avalanche (β) é o termo gerador de elétrons (termo de fonte), representando os elétrons que são liberados via ionização em avalanche. O termo de difusão dos elétrons (δ) é o termo que representa a perda de elétrons pela sua simples fuga do volume do plasma, ou do volume focal, onde o plasma se localiza. O último termo (γ) trata dos elétrons que, após liberados pela ionização, eventualmente são reabsorvidos pelas moléculas já ionizadas do tecido. Como apenas ao primeiro termo é atribuído um fenômeno que contribui no sentido de aumentar o número de elétrons, apenas este termo possui um sinal positivo associado a ele, tendo as outras contribuições tomadas como negativas (perdas).

Aqui, vemos que o termo de reabsorção dos elétrons (termo de colisões inelásticas, como também pode ser chamado) tem uma dependência com o quadrado da densidade de elétrons. Isso se deve ao fato que para tal processo ocorrer, precisam ser gerados dois portadores de cargas elétricas: uma é o elétron absorvido pelo íon da matriz e o outro é o elétron liberado para o surgimento do íon absorvedor. Por conta disso ainda podemos escrever a equação 2.31 de outra maneira. Se tomarmos a reabsorção de elétrons pelo tecido adjacente como um processo inverso ao de ionização em avalanche, podemos dizer que o plasma é gerado via uma ionização em avalanche reduzida:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \beta' N(t) - \delta N(t) \quad (2.32)$$

onde:

$$\beta' = \beta - \gamma N(t) \quad (2.33)$$

é o termo de avalanche reduzida. Essa forma de apresentar a equação da evolução temporal da densidade de elétrons é apenas mais didática que a primeira, servindo apenas para demonstrar a natureza de alguns processos. Para chegar aonde pretendemos, trabalharemos a partir da primeira forma, da equação 2.31.

Seguimos então com uma substituição de variável na equação 2.31. Se chamarmos a função $u(t) = 1/N(t)$, temos que:

$$\frac{dN}{du} \frac{du}{dt} = \left(\beta - \frac{\gamma}{u} \right) \frac{1}{u} - \frac{\delta}{u} \quad (2.34)$$

ou seja, desenvolvendo:

$$\frac{du}{dt} + (\beta - \delta)u - \gamma = 0 \quad (2.35)$$

Por conta disso, essa nova equação é uma equação diferencial ordinária (EDO) linear de primeira ordem. É possível resolver essa equação com a ajuda de um fator integrante $c(t)$ de tal forma que o definimos como:

$$\frac{d}{dt} [c(t)u(t)] = \gamma c(t) \quad (2.36)$$

Assim, prosseguimos multiplicando por $c(t)$ os dois lados da equação 2.35 e desenvolvemos o termo de derivação da equação 2.36, de forma que possamos comparar os termos de cada uma delas. Fazendo isso achamos uma equação diferencial para $c(t)$ que, ao ser resolvida, nos dá que:

$$c(t) = \exp \left[\int_0^t (\beta - \delta) dt' + C \right] \quad (2.37)$$

De posse da forma desse fator integrante é possível obter uma expressão para a função $u(t)$:

$$u(t) = \exp\left[-\int_0^t (\beta - \delta) dt'\right] \cdot \left\{ u(0) + \gamma \int_0^t \exp\left[\int_0^{t'} (\beta - \delta) dt''\right] dt' \right\}$$

E, por fim, temos que a densidade de elétrons é imediatamente:

$$N(t) = \frac{\exp\left[\int_0^t (\beta - \delta) dt'\right]}{\frac{1}{N(0)} + \gamma \int_0^t \exp\left[\int_0^{t'} (\beta - \delta) dt''\right] dt'} \quad (2.38)$$

Essa expressão para a densidade de elétrons é definitiva, mas ainda não mostra a dependência com a largura de pulso. O que acontece é que para que tal dependência surja, a equação para a densidade de elétrons precisa ser resolvida para diferentes casos, o que varia cada um dos limites de integração. Podemos dividir as situações em duas bem distintas: durante o intervalo de irradiação de um pulso e no intervalo entre pulsos. Para o caso que pretendemos estudar, da interação com pulsos ultracurtos, a potência de pico é extremamente alta, o que faz com que a situação de “Optical Breakdown” seja atingida durante a interação com o pulso, sendo assim, a primeira situação é a que descreve melhor os fenômenos envolvidos nessa escala temporal.

2.3.1.1 - Processo de formação e manutenção do plasma: intervalo de interação

Antes de resolvermos diretamente a expressão da densidade de elétrons livres para esse caso, é necessário fazer algumas considerações e aproximações básicas, que não irão contra os nossos objetivos. A primeira delas é a de que tomaremos o pulso com um perfil temporal semelhante a uma função impulso unitário, assim, o termo de ionização em avalanche β toma um perfil temporal semelhante, onde sua amplitude é diretamente proporcional à intensidade do campo incidente I_0 :

$$\beta = \begin{cases} \eta I_0 & , \text{ se } 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & , \text{ outras regiões} \end{cases} \quad (2.39)$$

onde τ é a largura temporal do pulso incidente. Aqui, o termo η é tomado como uma probabilidade de ionização. Estamos contando apenas ionizações que ocorrem de forma linear, porque senão β teria termos proporcionais a outras potências de I_0 . Assumimos também a existência de elétrons iniciais, que são liberados naturalmente por o material estar a uma temperatura acima do zero absoluto. Assim, resolvemos as integrais envolvidas na expressão para a densidade eletrônica, chegando a:

$$N(t) = N_0 \frac{e^{(\beta-\delta)t}}{1 + \frac{\gamma N_0}{\beta - \delta} [e^{(\beta-\delta)t} - 1]} \quad (2.40)$$

onde simplificamos a notação $N_0 = N(0)$. Definimos um parâmetro s que chamamos de quociente limiar, definido por:

$$s = \ln\left(\frac{N_{th}(t)}{N_0}\right) = \ln\left(\frac{e^{(\beta-\delta)t}}{1 + \frac{\gamma N_0}{\beta - \delta} [e^{(\beta-\delta)t} - 1]}\right) \quad (2.41)$$

$$s = (\beta - \delta)t - \ln\left(1 + \frac{\gamma N_0}{\beta - \delta} [e^{(\beta-\delta)t} - 1]\right)$$

A condição para que ocorra o que chamamos de “Optical Breakdown” é que o termo de fonte de elétrons, a ionização em avalanche β , deve ser muito maior que os outros termos, como δ de fuga de elétrons. Assumindo que essa condição seja atingida ao final do intervalo de interação com o pulso (de forma que toda a energia dele seja aproveitada unicamente para isso), ao atingir a condição de “Optical Breakdown” a população de elétrons deve estar saturada. Ou seja:

$$\frac{dN(t)}{dt} \Big|_{t=\tau} \approx 0 \quad (2.42)$$

Partindo então dessas condições, podemos realizar algumas expansões, chegando a uma forma mais compacta do parâmetro “s”:

$$s = (\beta - \delta)\tau - \ln\left(1 + \frac{\gamma N_\tau}{\beta - \delta}\right) \quad (2.43)$$

Expandindo novamente em série de Taylor o termo logarítmico, chegaremos a uma equação em termos de β , δ , s e τ . A equação pode ser resolvida em termos dessas três quantidades, chegando a uma expressão como a que segue:

$$\beta - \delta = \frac{s + \ln 2 - 0,5}{2\tau} + \sqrt{\left(\frac{s + \ln 2 - 0,5}{2\tau}\right)^2 + \frac{\gamma N_\tau}{2\tau}} \quad (2.44)$$

Nesse momento definimos algumas quantidades. Os parâmetros de fuga de elétrons e de colisão inelástica serão substituídos por suas respectivas taxas pelas seguintes relações:

$$\delta = \frac{1}{\tau_d} \quad \text{e} \quad \gamma = \frac{1}{N_\tau \tau_c} \quad (2.45)$$

onde τ_d e τ_c são, respectivamente, os tempos médios característicos de difusão e colisão inelástica dos elétrons. Conhecemos o fato de que Bloembergen em 1974 estimou o valor do quociente limiar s como tendo um valor aproximado $s = \ln\left(\frac{N_{th}(t)}{N_0}\right) \approx 18$. Por conta disso, o termo $(\ln 2 - 0,5)$, de valor aproximado a 0,19, é de uma ordem de grandeza cerca de cem vezes menor que s . Assim, podemos desprezá-lo diante de s e escrever que:

$$\beta = \eta I_{th} = \frac{s}{2\tau} + \sqrt{\left(\frac{s}{2\tau}\right)^2 + \frac{1}{2\tau\tau_c} + \frac{1}{\tau_d}} \quad (2.46)$$

que é a expressão para a Potência de limiar. Para expressar a Fluência de limiar, ou seja, a energia depositada durante a irradiação por unidade de área, é preciso multiplicar a potência de limiar pelo intervalo de tempo de interação. Esse intervalo

nada mais é do que a largura do pulso incidente, como foi definido anteriormente para o caso estudado. Assim, temos a expressão para a Fluência de Limiar, dada por:

$$\eta F_{th} = \frac{s}{2} + \sqrt{\left(\frac{s}{2}\right)^2 + \frac{\tau}{2\tau_c} + \frac{\tau}{\tau_d}} \quad (2.47)$$

Ou seja, a fluência de limiar apresenta uma dependência com a largura de pulso do tipo $\tau^{1/2}$, como queríamos demonstrar. Algumas simulações teóricas foram realizadas [7] com o intuito de obter a dependência tanto da potência quanto da fluência de limiar em diferentes regimes temporais. Essas simulações são feitas com bases em valores pré-definidos para as constantes τ_d e τ_c . As simulações mostram que a potência de limiar possui uma dependência do tipo τ^{-x} e a fluência de limiar do tipo τ^x , onde $0,4 < x < 0,6$. É fato que os valores pré-definidos das constantes de difusão de elétrons e colisão inelástica podem aumentar ou diminuir o intervalo onde esse comportamento se apresenta, mas os experimentos mostram uma série de resultados que confere com as simulações, para tecidos irradiados por lasers operando na região de nano e picossegundos. Em regiões como a de femtossegundos a dependência é bem diferente segundo as mesmas simulações. O gráfico gerado a partir dessa simulação é mostrado a seguir na figura 2.1 e pode ser facilmente comparado com os dados experimentais do gráfico da figura 1.1, do capítulo anterior. Nesse gráfico é possível perceber que o modelo matemático, com os respectivos valores tomados na execução da simulação, apresenta um comportamento muito semelhante aos dados experimentais apresentados no gráfico do capítulo anterior, excetuando-se a última faixa (região de microssegundos e mais longos) não mostrada no referenciado gráfico.

Para regiões onde a largura temporal do pulso é muito pequena, os termos dependentes de τ na equação 2.47 tornam-se muito desprezíveis em relação aos termos dependentes do parâmetro de limiar (s). Como **s** é constante, a função ηF_{th} tende a um valor fixo para a faixa de valores correspondente aos pulsos ultracurtos ($\tau < 1ps$).

Por conta de o valor de τ_c ser algumas ordens de grandeza menor que τ_d , ao passo que τ aumenta de valor, a razão de $\tau / 2\tau_c$ do radical torna-se mais representativa com relação à $s^2 / 4$ do que a razão τ / τ_d é em relação à $s / 2$. Assim, o

termo pertencente ao radical, com uma dependência do tipo $\tau^{1/2}$, predomina em relação ao termo linear, mostrado pela faixa central do gráfico.

Numa última etapa, quando a largura temporal do pulso incidente torna-se comparável a τ_d , os dois termos dentro e fora do radical que dependem da largura de pulso tornam-se expressivos em relação aos termos constantes. No entanto, estando o termo de colisões inelásticas dentro do radical, ele cresce mais lentamente que o termo linear em τ . Assim, após a região dos microssegundos, o limiar de ablação tende a se comportar linearmente com a largura de pulso, como mostrado no gráfico.

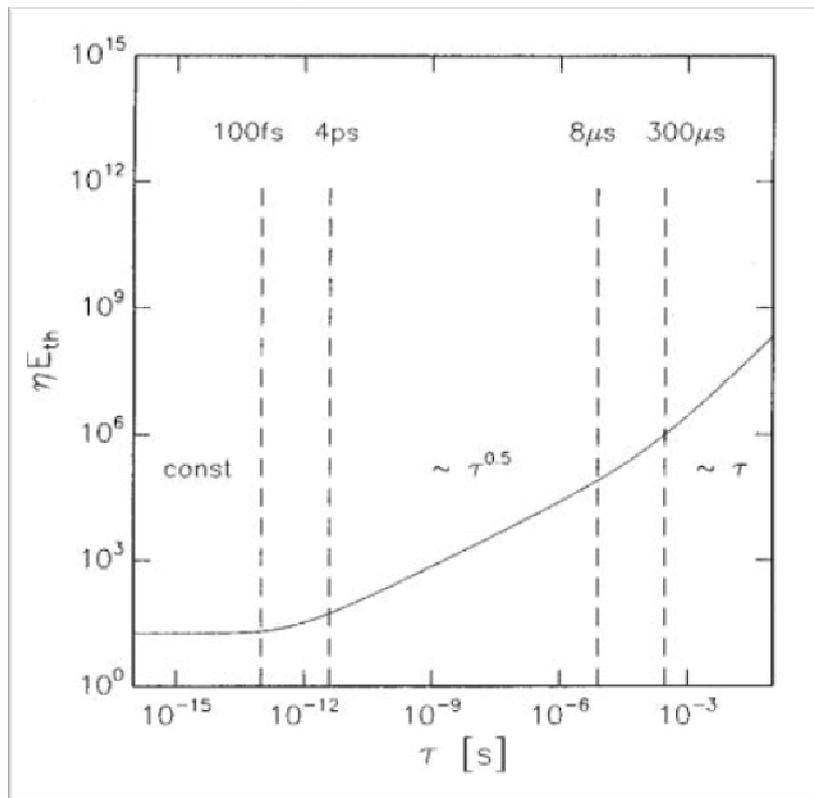


Figura 2.1: Simulação realizada para cálculo de densidade de energia (Fluência) como função da largura de pulso (Equação 2.47).

No entanto, mesmo a dependência de parâmetros de limiar como função da largura de pulso para regiões de pulsos ultracurtos ainda estar em processo de investigações, nosso trabalho enfoca outra questão não contemplada pelo mesmo modelo. No modelo de Niemz, a natureza que há por trás de cada um dos parâmetros envolvidos na equação 2.31 (β , δ e γ) não está bem definida. O termo de ionização em avalanche β mostra uma forte dependência para o tipo de material ablaçado, além

de apresentar comportamentos distintos para larguras de pulso diferentes. Isso é esperado uma vez que esse termo está ligado à probabilidade de ionização, que por sua vez está ligada à energia de ionização, quantidade que varia para cada tipo de molécula que compõe os materiais em geral. Essa dependência pode ser vista através de dados experimentais colhidos do valor de η , que se relaciona com β através da equação 2.39. Os dados da tabela 2.1 a seguir foram colhidos de trabalhos de vários autores, devidamente referenciados.

Material alvo	Referência	Largura de pulso	η (J/cm ²) ⁻¹
Água destilada	Docchio et. al. [12]	30 ps	6,0
		7 ns	6,4
	Zysset et. al. [13]	40 ps	2,2
		10 ns	0,71
Vogel et . al. [14]	30 ps	1,3	
	6 ns	0,95	
Córnea	Stern et. al. [15]	1 ps	16,2
		30 ps	12,9
	Niemz et. al. [16]	10 ps	8,0
		30 ps	6,6
		60 ps	7,3
	Vogel et . al. [17]	200 ps	8,1
		30 ps	8,8
Vogel et . al. [17]	6 ns	9,7	
	30 ps	2,7	
Lente	Vogel et . al. [17]	6 ns	3,1
		30 ps	3,8
Vítreo	Vogel et . al. [17]	30 ps	3,8
		6 ns	3,9

Tabela 2.1: Comparação de valores experimentais da probabilidade de ionização η .

Alguns resultados experimentais demonstram clara discrepância entre os autores quando são tratados tecidos animais. Não apenas os valores variam muito de um para outro como também o comportamento geral parece não apresentar certa coerência. Ao aumentar a largura de pulso, para um mesmo tecido/material, o valor de η cresce para alguns autores e para outros, diminui. Acreditamos que tal discrepância está intimamente ligada à heterogeneidade dos materiais biológicos ou dos meios estudados até hoje, mesmo quando preparados e armazenados de forma semelhante. A heterogeneidade pode ser vista não apenas em termos da composição química do tecido/material alvo, mas também nas suas formas de organização em diferentes fases cristalográficas, no caso de materiais sólidos.

Pretendemos aqui propor uma sutil mudança na descrição desses parâmetros, em especial a ionização avalanche β . Essa mudança nos permitirá explicar alguns dos resultados que obtivemos experimentalmente, da ablação de tecidos duros dentais por lasers de pulsos ultracurtos. Em nosso caso, tal mudança é fundamental para entender a variação do limiar de ablação quando variamos a quantidade de água que compõem os tecidos duros dentais que compõem as matrizes inorgânicas.

2.4 - A ionização em avalanche como função dos componentes teciduais: proposição

Os tecidos duros dentais, esmalte e dentina, alvo de nossas investigações, possuem peculiaridades que o diferenciam de materiais sólidos em geral, naturais ou sintéticos: eles são compostos em grande parte por uma matriz inorgânica de origem mineral (Hidroxiapatita) e, embebido em sua estrutura, são encontrados materiais de origem orgânica (fibras de colágeno, traços de açúcar, etc) além de água. Essa estrutura faz com que, frente ao que foi posto no final da seção anterior, os tecidos duros dentais apresentem uma estrutura não apenas heterogênea na sua composição como bastante variada na disposição organizacional dos seus componentes. As pequenas variações locais que possam existir na composição de material biológico e água podem variar a forma como a fase cristalina da Hidroxiapatita se apresenta (tamanho dos cristais, parâmetros de rede, entre outros). A Hidroxiapatita é um mineral que se apresenta na forma de células unitárias hexagonais. Nas tabelas 2.2 e 2.3 são mostradas as informações de composição de cada um dos substratos e seus respectivos parâmetros de rede, respectivamente [18,19,20].

	Dentina		Esmalte	
	% em volume	% em peso	% em volume	% em peso
Inorgânico	50	70	88	97
Orgânico	25	18	2	2
Água	25	12	10	1

Tabela 2.2: Composição em volume e peso de esmalte e dentina.

	Esmalte	Dentina
Eixo - a (nm)	0,944	0,942
Eixo - c (nm)	0,688	0,688
Cristalinidade	70-75	33-37
Cristais	130x30	20-4
Razão molar (Ca/P)	1,63	1,61

Tabela 2.3: Características da rede cristalina presente em esmalte e dentina. A Cristalinidade é medida através de médias de espalhamento e o tamanho dos cristais determinados através do valor médio entre duas seções transversais dos mesmos.

Vemos que algumas propriedades cristalográficas modificam-se muito fortemente frente a variações estruturais. O tamanho dos cristais, por exemplo, é muito maior em esmalte do que em dentina. Acreditamos que isso se dê ao fato de a dentina possuir uma maior quantidade de água (12 vezes em proporções de peso) e material orgânico (9 vezes mais) faz com que a parcela cristalina do tecido fique mais diluída, com a quebra de um maior número de ligações intermoleculares entre as moléculas, resultando na formação de cristais de dimensões menores do que em esmalte.

Como discutido anteriormente o termo β de ionização em avalanche está ligada à probabilidade de ionização, que por sua vez, depende da energia de ionização da molécula em questão. Assim, para materiais (ou tecidos) compostos por mais de um tipo de molécula, como no caso de esmalte e dentina, temos que a energia de ionização é tida como uma composição das energias de ionização das moléculas que o compõem, separadamente.

Nosso intuito aqui é fazer uma releitura sobre a natureza do parâmetro de ionização em avalanche β . Para isso, partimos de uma definição para a probabilidade de ionização com relação à energia de ionização de certo tipo de molécula, como sendo:

$$\eta_i = \exp[-\kappa_i E_i] \quad , \quad (2.48)$$

onde E_i é a energia de ionização para a i -ésima espécie molecular e κ_i é apenas uma constante de proporcionalidade. Assim:

$$\beta_i = I_0 \eta_i = I_0 \exp[-\kappa_i E_i] \quad , \quad (2.49)$$

Para um caso como o do esmalte e da dentina, em que os diferentes tipos de molécula que compõe o tecido se encontram em diferentes proporções, podemos imaginar que haja uma fração f_i para cada uma delas, que funciona como uma espécie de peso estatístico, de forma que a ionização em avalanche β é vista como um somatório dessas contribuições:

$$\beta = \frac{\sum_i f_i \beta_i}{\sum_i f_i} = I_0 \sum_i f_i \eta_i \quad , \quad (2.50)$$

uma vez que o somatório das frações dos componentes deve ser a unidade. O termo β da equação acima é o mesmo que foi definido por Niemz na equação 2.31. A equação acima é definitivamente mais completa no sentido de promover uma descrição da natureza do termo de ionização em avalanche sob um caráter mais fundamental.

Nos estudos experimentais e teóricos realizados até hoje não foi necessário que tal termo de ionização em avalanche fosse desmembrado nas suas possíveis contribuições. Uma vez tomado o tecido como um todo, apenas o β total foi suficiente para entender o processo de ablação induzida por plasma. No entanto, devemos lembrar que para todos os experimentos realizados até hoje, no caso da ablação promovida por lasers de pulsos curtos e ultracurtos, apenas os efeitos ligados à variação de parâmetros da cavidade laser foram investigados. Até o nosso conhecimento, estudos que variassem parâmetros do tecido alvo, como a fração dos componentes, não foram realizados. Com certeza, uma vez que tal estudo seja realizado, a descrição da forma como fizemos será de extrema importância para a análise dos resultados.

Neste trabalho nos propusemos a investigar a influência da variação de quantidades ligadas a tecidos duros dentais, em especial a composição de água, na

ablação promovida por um laser de pulsos ultracurtos, na região dos femtossegundos. Essa investigação teve como motivação básica um maior entendimento do próprio mecanismo de interação, a ablação induzida por plasma. Além disso, é possível, a partir dos resultados coletados, obter conclusões a respeito do papel da água na estrutura microscópica dos tecidos duros dentais. Esse papel mostra-se em propriedades como a variação do limiar de ablação frente à variação na sua composição química. Dessa forma, a ablação promovida pela interação com pulsos ultracurtos pode também ser vista como uma ferramenta de análise de propriedades microscópicas de materiais de interesse clínico ou tecnológico.

No próximo capítulo vamos investigar e analisar o problema da ablação induzida por plasma sob uma abordagem experimental, com relação às mudanças na composição química do tecido alvo. Amostras de diferentes origens animais e diferentes substratos, sob a ação de pulsos ultracurtos em várias potências e tempos de exposição serão estudadas. A teoria base deste capítulo, juntamente com a mudança que propomos, será utilizada para explicar os resultados obtidos através de análises distintas.

2.5 - Referências Bibliográficas

- [1] R.H. Stern, R.F. Sognaes, J. Dental Res. **43**, 873 (1964)
- [2] S. Peck, H. Peck, J. Prosthetic Dentistry **17**, 195-203 (1967).
- [3] J. Krüger, W.Kautek, H. Newesely, Appl. Phys. A **69**, 403-407 (1999).
- [4] J. Serbin, T. Bauer, C. Fallnich, A. Kasenbacher, W.H. Arnold, Appl. Surf. Science **197-198**, 737-740 (2002).
- [5] M.D. Perry, B.C. Stuart, P.S. Banks, M.D. Feit, V. Yvanovsky, A. M. Rubenchik, J. Appl. Physics **85**, 6803-6810 (1999).
- [6] R.F.Z. Lizarelli. C. Kurachi, L. Misoguti, V.S. Bagnato, J. Clinical Laser Med. Surg. **3**, 151-157 (2000).
- [7] A.V. Rode, E.G. Gamaly, B. Luther-Davies, B.T. Taylor, J. Dawes, A. Chan, R.M. Lowe, P. Hannaford, J. Appl. Phys. **92**, 2153-2158 (2002).
- [8] A. G. Molchanov, Sov. Phys. Solid State **12**, 749 (1970).
- [9] N. Bloembergen, IEEE J. Quantum Electron. **QE-10**, 375 (1974).
- [10] M. Niemz, Appl. Phys. Lett. **66**, 1181-1183 (1995).
- [11] W. Koechner, Solid-state laser engineering. Berlin: Heidelberg, Nova Iorque: Springer-Verlag; 1992.
- [12] F. Docchio, C.A. Sacchi, J. Marshall, Lasers Ophthalmol. **1**, 83-93 (1986).
- [13] B. Zysset, J.G. Fujimoto, T.F. Deutsch, Appl. Phys. B **48**, 139-147 (1989).
- [14] A. Vogel, S. Busch, K. Jungnickel, R. Birngruber, Lasers Surg. Med. **15**, 32-43 (1994).
- [15] D. Stern, R.W. Schoenlein, C.A. Puliafito, E.T. Doby, R. Birngruber, J.G. Fujimoto, Arch. Ophthalmol. **107**, 587-592 (1989)
- [16] M.H. Niemz, T.P. Hoppeler, T. Juhasz, J.F. Bille, Lasers Light Ophthalmol. **5**, 149-155 (1993).
- [17] A. Vogel, M.R.C. Capon, M.N. Asiyo-Vogel, R. Birngruber, Invest. Ophthalmol. Vis. Sci. **35**, 3032-3044 (1994).

- [18] J. Perdigão, A. V. Ritter, Adesão aos tecidos dentários. In: Baratieri LN, editor. Odontologia restauradora, fundamentos e possibilidades. São Paulo: Santos; 2001. p. 84-128.
- [19] E. Katchburian, V.E. Arana-Chavez, Histologia e embriologia oral. São Paulo: Médica Panamericana; 1999; p 381.
- [20] L. Bachman, D.M. Zzell, Estrutura e Composição do Esmalte e da Dentina: tratamento térmico e irradiação Laser. São Paulo: Editora da Livraria da Física; 2005.

Capítulo 3: Influência de níveis de hidratação na ablação de tecidos duros dentais por lasers de pulsos ultracurtos

3.1 - Introdução

Nos capítulos 1 e 2 dessa dissertação discutimos sobre as propriedades e características de tecidos duros dentais ablacionados por lasers de pulsos ultracurtos. Vimos que existem parâmetros de irradiação que quando variados mudam as características do processo ablativo, como a potência média, tempo de exposição, densidade de energia (Fluência) depositada nas amostras e, principalmente, a largura temporal do pulso incidente. A exposição dos substratos dentais a regimes e combinações distintas desses parâmetros de irradiação pode ditar, por exemplo, o perfil do diâmetro da borda da cavidade formada, a profundidade, forma e distribuição espacial do volume ablacionado, a morfologia e características histológicas do tecido subjacente à cavidade além da existência, extensão e características de zonas afetadas no entorno da cavidade devido a efeitos térmicos e mecânicos. Essa discussão baseou-se no que já se conhece da literatura especializada além de alguns modelos teóricos preliminares.

Vimos também que o uso de lasers pulsados nas regiões de nano (10^{-9}) e picossegundos (10^{-12}) para a ablação de substratos dentais não são alternativas interessantes para aplicações clínicas. A deposição de energia pelo laser nessas condições possui um tempo de interação com as moléculas que compõem o tecido bastante longo e, aliado à alta absorção dos comprimentos de onda que são geralmente emitidos por tais fontes, passam a favorecer principalmente os processos térmicos (ocasionados em grande parte pela absorção linear) em detrimento de processos eletrônicos (como a absorção não-linear e/ou multifotônica). Dessa forma, são gerados uma série de danos térmicos e mecânicos altamente indesejáveis ou até mesmo inaceitáveis clinicamente. Esses danos, por sua vez, podem ser minimizados utilizando-se lasers pulsados de largura temporal na região dos femtosegundos (10^{-15}). Nessa escala temporal os processos eletrônicos são muito mais expressivos que

processos térmicos, fazendo com que as moléculas sejam rapidamente ionizadas e o processo de ablação ocorram devido à formação de um plasma localizado.

Existe um grande interesse e esforço de pesquisadores em se aplicar lasers em várias áreas da Odontologia e, nesse sentido, a ablação de tecidos duros dentais a laser se estabelece como uma alternativa na substituição dos instrumentos rotatórios convencionais. Algumas características que surgem dessa interação são conhecidas em parte e, ainda assim, as que o são estão relacionadas apenas às variações dos parâmetros da luz incidente, mostrando pouca relação com os componentes das matrizes orgânicas e inorgânicas do material biológico alvo. A relação entre taxas de ablação, limiar de ablação, existência e extensão de zonas afetadas termicamente, entre outras propriedades, nunca foram sequer exploradas como função das proporções de água presentes no tecido alvo.

No atual capítulo, pretendemos analisar experimentalmente os efeitos da interação de substratos dentais com um laser operando na região de femtosegundos e suas variações em diferentes níveis de hidratação/desidratação. Estudamos o processo ablativo e suas variações como função dos parâmetros de irradiação (potência e tempo de exposição, etc.), bem como a da composição dos tecidos, em especial, a quantidade de água estrutural presente nos substratos. Utilizamos em nosso estudo amostras de origem humana e bovina a fim de estudar efeitos ablativos em esmalte e dentina sob diversas condições de hidratação. Através de análises conhecidas e pré-estabelecidas na literatura foi possível analisar propriedades como o limiar de ablação, de dano térmico, e mecânico. A caracterização das zonas afetadas no entorno das cavidades também foi realizada e relacionada com o nível e/ou dinâmica de hidratação a qual os substratos foram submetidos. A avaliação das variações morfológicas do tecido irradiado e a sua relação com o grau de hidratação tecidual também foi analisado através de Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV). Todas essas análises foram relacionadas aos conteúdos discutidos teoricamente no capítulo 2 e pretendem demonstrar qual a relação da água com a matriz cristalina da Hidroxiapatita, e como ela age na mudança de propriedades térmicas, mecânicas e eletrônicas de tecidos duros dentais.

3.2 – Aquisição, preparo e armazenagem das amostras

Esta pesquisa foi aprovada pelo Comitê de Ética e Pesquisa da Universidade Federal de Alagoas, Campus A.C. Simões em Maceió, Alagoas, sob protocolo nº 23065.021438/2008-38 (Anexo A) e segue, portanto, as diretrizes e normas regulamentadoras de pesquisa, envolvendo seres humanos e animais, conforme Resolução nº 196/96 do Conselho Nacional de Saúde.

Foram utilizadas neste experimento amostras de dentes bovinos sem raiz (incisivos centrais permanentes), obtidos junto à Faculdade de Odontologia da Universidade Federal de Alagoas através de colaboração com o professor Milton Fernando de Andrade Silva (Laboratório de Cariologia), e amostras de dentes humanos (molares e pré-molares) extraídos por indicação ortodôntica, obtidos e doados pelo cirurgião Buco-Maxilo-Facial Paulo José Morais da Silva (CRO-AL nº 379). O termo de doação requerido pelos termos do comitê de Ética encontra-se na sessão de anexos. Os dentes, após serem extraídos, tiveram os resquílios de tecido periodontal removidos com o uso de uma lâmina de bisturi. Após essa etapa, as amostras tiveram a sua porção radicular cortada com um disco de Carburundum (Dentorium International Inc., NY, EUA) em baixa rotação, abaixo da junção amelo-cementária e perpendicular ao eixo do dente. A câmara pulpar foi esvaziada com o uso de limas endodônticas e um tratamento anti-séptico, com pedra pomes em pó foi realizado para evitar quaisquer proliferações bacterianas. As amostras foram por fim lavadas em água corrente e imersas em água destilada até o momento do preparo. A figura 3.1 esquematiza uma seção transversal de um dente humano sadio com as suas divisões.

Para que pudéssemos obter uma incidência perpendicular em todas as irradiações, as amostras obtidas anteriormente foram desgastadas manualmente com o uso de lixas de carbetto de silício em granulação crescente (100, 180, 240, 320, 400 e 600). Para as amostras onde a dentina ou o esmalte seria planificado, tomamos cuidados distintos. Para as amostras onde o esmalte seria o alvo, tomamos o cuidado de obter um máximo de planificação sem muito se aproximar da junção amelo-dentinária. Para aquelas onde a dentina seria o alvo de nossos estudos, tomamos o cuidado de obter uma superfície planificada desse substrato satisfatória sem que houvéssimos atingido a porção profunda da dentina (dentina radicular) que é sabido possuir estruturas e composição distintas daquela próxima à junção amelo-dentinária.

Feito isso, as amostras foram novamente lavadas em água corrente e armazenadas em água destilada até o momento do uso.

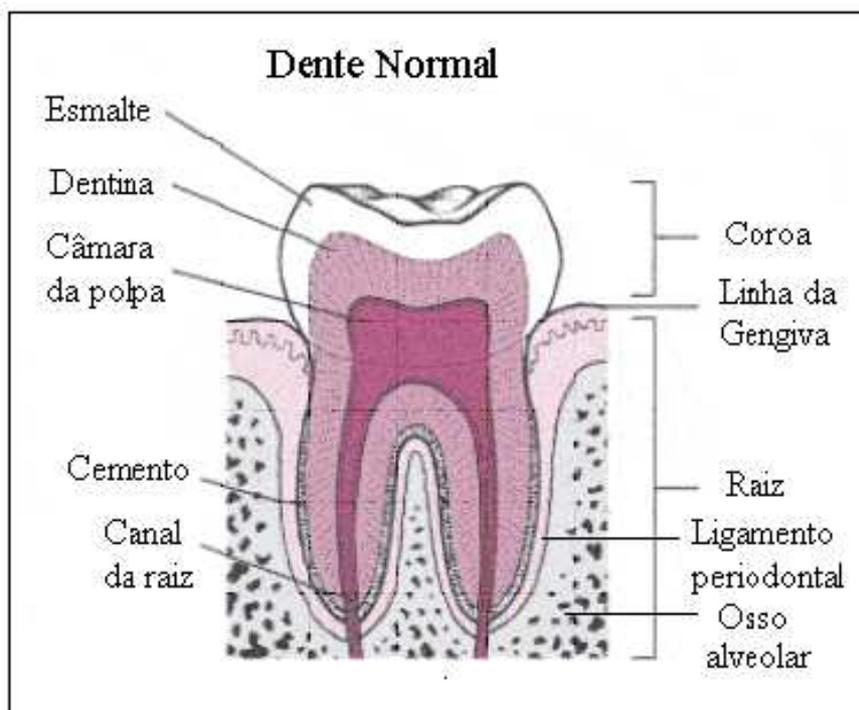


Figura 3.1 – Seção transversal de dente humano sadio e suas vizinhanças. A junção amelo-cementária é onde o esmalte e o cimento unem-se e o eixo do dente é definido como a linha central paralelo ao corte transversal mostrado na figura.

Nesta etapa, realizamos dois estudos distintos com relação à perda e reincorporação de água e um estudo sobre a influência desses processos na ablação de tecidos duros dentais, realizado com um laser de femtossegundos. Os primeiros estudos servem de base de orientação para a execução do terceiro e trata unicamente da capacidade que os substratos duros dentais possuem de perder e reabsorver água na sua estrutura durante tratamento térmico convencional. O terceiro experimento preocupou-se com as características do processo de ablação em amostras tratadas nas condições observadas nos dois primeiros experimentos. Além disso, analisamos nossas amostras por meio de Microscopia Eletrônica de varredura, onde pretendemos evidenciar as variações morfológicas da ação Laser nos diversos níveis de hidratação que estudamos. Os detalhes de cada uma dessas etapas estão mostrados nas subseções que seguem, seguidas de seus respectivos resultados experimentais.

3.3 - Estudo de desidratação e re-incorporação de água por substratos dentais

Nesse experimento pretendemos quantificar de formas distintas a capacidade que as amostras preparadas têm de perder água presente em sua estrutura e, por ventura, reincorporar. Dessa forma procedemos como apresentado a seguir.

3.3.1 - Materiais e Métodos

Foram utilizadas três (3) amostras de dentes bovinos e três (3) amostras de dentes humanos para esse estudo, preparadas e obtidas segundo explicado anteriormente. As amostras tiveram suas raízes extraídas passando apenas pelos processos eventuais de exodontias e pelo processo de assepsia. O intuito nesse caso era o de verificar como o dente pode perder água como um todo. As amostras foram retiradas da água destilada, e toda a superfície externa além da cavidade pulpar foi secada com a ajuda de um jato de ar, para que fossem retirados os excessos de água e não gerasse um erro na medida.

Após essa etapa, as amostras foram pesadas numa balança analítica de precisão (Marte®, precisão de $1 \cdot 10^{-3}$ g, figura 3.2) e em seguida colocadas numa estufa a 60°C. As amostras foram pesadas a cada hora por um tempo total de 10 horas. Feito isso, as amostras foram retiradas da estufa e deixadas em temperatura ambiente por 30 minutos. As amostras então foram novamente pesadas e em seguida foram colocadas num recipiente com água destilada, a fim de que elas reincorporassem água à sua estrutura. As amostras foram novamente pesadas de hora em hora até a quarta hora. À cada medida, as amostras foram secas com um jato de ar de forma que o excesso de água adsorvida na superfície fosse removido. Após a quarta hora, as amostras continuaram imersas em água destilada por um tempo longo, por mais 13 horas, de forma que a incorporação de água atingisse um valor indicando uma saturação na incorporação de água.

Os gráficos obtidos a partir dos resultados foram gerados no programa Origin® e analisados, como veremos mais adiante na seção de resultados.



Figura 3.2 – Balança analítica de precisão (Marte®)

3.3.2 – Resultados e discussões

Seguindo os métodos apresentados, coletamos os pesos das amostras e o peso perdido a cada hora foi convertido em um percentual do peso inicial, quando as amostras estavam imersas na armazenagem. Ao peso inicial foi atribuído o peso percentual de 100 %. Fazendo isso, obtivemos os resultados mostrados a seguir nos gráficos das figuras 3.3 e 3.4 para as amostras de origem bovina e humana, respectivamente. As linhas servem apenas para guiar o comportamento, não correspondendo a um ajuste de curva propriamente dito.

Temos que o comportamento das duas origens animais durante o tratamento térmico inicial (estufa) foi bastante semelhante. As amostras de ambas as origens perderam em média 6 % do seu peso inicial. A princípio grande parte dessa perda deve ser atribuída à perda de água presente na estrutura do dente, em ambos os substratos (esmalte e dentina), uma vez que trabalhamos com as amostras inteiras e os substratos não foram separados.

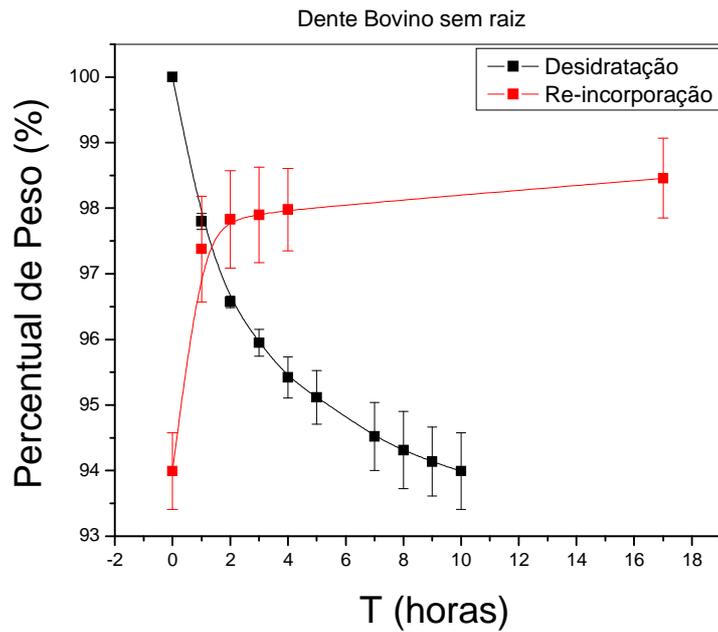


Figura 3.3 – Percentual de peso perdido durante a desidratação, e ganho na incorporação via imersão em água destilada de amostras de dentes bovinos inteiros sem raiz.

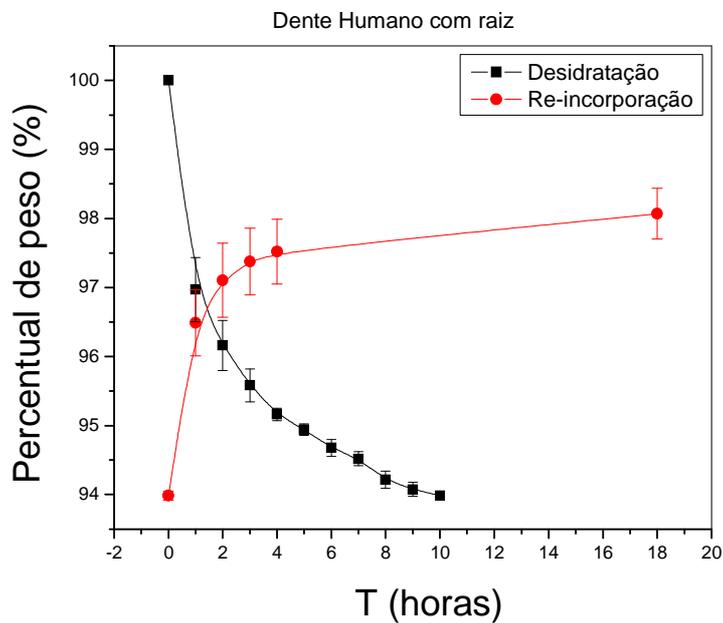


Figura 3.4 – Percentual de peso de amostras de dentes humanos como função do tempo de tratamento (desidratação e re-incorporação).

No entanto, é interessante observar que, apesar do longo tempo de imersão em água destilada para a re-incorporação de água à estrutura do dente, observamos

que tal incorporação apresentou um comportamento de saturação, mas o patamar de saturação não correspondeu ao peso inicial da amostra.

Além disso, percebe-se uma leve variação na quantidade de água re-absorvida com relação às origens animais das amostras: para as amostras de origem bovina obteve-se uma recuperação de aproximadamente 4,5 % dos 6 % inicial perdidos, enquanto que as amostras humanas re-incorporaram aproximadamente 4 % desse valor. Ainda assim, tal discrepância encontra-se dentro do erro experimental, o que nos faz concluir que ambas as origens animais tiveram comportamento semelhante.

Com relação ao primeiro dos aspectos mencionados da re-incorporação de água, podemos atribuir a não recuperação total do peso perdido durante a desidratação em estufa ao fato de que tal tratamento inicial pode expelir outras espécies químicas que estejam incorporadas à estrutura interna do dente. É sabido o fato de que tanto o esmalte quanto a dentina possuem uma alta porosidade o que permite possuir adsorvidos nas suas estruturas internas, por exemplo, gases que compõem a nossa atmosfera (O_2 , N_2 , CO_2 , Ar, etc). Esses quatro gases mencionados além de serem os mais abundantes na atmosfera também possuem massa maior do que a molécula de água. Como durante a imersão em água destilada apenas esta é reincorporada, podemos ter uma discrepância na recuperação do peso inicial. Essa hipótese mesmo que válida, não deve ser a única responsável pela discrepância observada, pois ainda assim a água possui uma densidade muito maior do que qualquer gás, o que compensaria tal fato. Nesse caso nos resta apenas atribuir a não recuperação total de peso a um processo irreversível de perda de água intersticial presa em estruturas profundas de esmalte e dentina. Existe ainda a água estrutural, presa nos cristais de Hidroxiapatita. Esse tipo de água incorporada não pode ter se despreendida durante o nosso tratamento térmico, uma vez que ela só pode ser liberada em temperaturas próximas a $1270^\circ C$, ponto de ebulição da Hidroxiapatita. A água intersticial, então despreendida a $60^\circ C$, não facilmente são re-incorporadas à matriz mineral dos substratos, causando o comportamento observado. A curva de rápida saturação observada nos mostra que mesmo com a extrapolação da quantidade de horas de imersão, não apenas tal re-incorporação é mais lenta como também irreversível.

Partimos então para o segundo de nossos experimentos iniciais, sobre a dinâmica da incorporação de água de substratos duros dentais em diferentes condições de hidratação.

3.4 - Dinâmica de desidratação e re-incorporação de água em tecidos duros dentais

Essa investigação teve como intuito estudar a desidratação e reincorporação de água pelas amostras de dentes sob diferentes formas de preparo e acondicionamento. Com base no estudo anterior foram definidos quatro (4) grupos de hidratação diferentes que, segundo a maneira como foram preparados, teríamos amostras com graus distintos de hidratação. Os detalhes de como cada grupo foi estabelecido estão discutidos nos métodos a seguir.

3.4.1 - Materiais e Métodos

Nesse experimento utilizamos 18 amostras de dentes humanos (molares e pré-molares) e 18 de dentes bovinos (incisivos centrais permanentes) obtidos segundo os mesmos protocolos anteriores. Essas amostras foram preparadas seguindo todas as etapas definidas na seção 3.2.1. Ao realizar tais processos, definimos uma metodologia própria para a divisão das amostras em quatro distintos grupos de hidratação. Definimos tais grupos segundo as formas de preparo e acondicionamento das amostras, uma vez que não existe documentada na literatura qualquer metodologia pré-estabelecida para tal. Os quatro grupos foram então definidos como:

Grupo 1 – Hidratados: amostras totalmente submersas em água destilada até o instante da irradiação.

Grupo 2 – Umedecidos: amostras em contato com gaze umedecida com água destilada, acondicionadas em um recipiente fechado por 15 horas. O acondicionamento em recipiente fechado serviu para minimizar a perda de água para a atmosfera ambiente.

Grupo 3 – Secos: amostras secas com jato de ar e expostas à atmosfera ambiente por 24 horas.

Grupo 4 – Ultra-secos: amostras levadas à estufa a 60°C por 5 horas.

As formas de preparo, assim, definiram o teor de água presente na estrutura de cada uma das amostras. Em cada um desses grupos temos amostras que foram planejadas tanto de esmalte quanto de dentina, com três amostras em cada

subgrupo, para que fosse possível a realização de médias. Todas as amostras foram pesadas em uma balança analítica de precisão e as perdas percentuais de peso foram calculadas e associadas a cada um dos grupos, de forma que pudesse servir de base de dados para nosso último estudo. Todas as amostras, antes do preparo estavam totalmente imersas em água destilada, para armazenamento. A essa condição, idêntica ao que chamamos de grupo dos substratos hidratados “Hidratados”, atribuímos a hidratação máxima de 100%. Todas as perdas de água presentes nos outros grupos foram calculadas em relação a esse grupo, só sendo necessário o preparo de amostras nos três grupos restantes.

Dessa forma, partimos para a apresentação dos resultados obtidos nessa etapa da abordagem experimental.

3.4.2 – Resultados e discussões

Com relação ao segundo estudo que realizamos, a respeito da perda de água frente aos diferentes métodos de preparação dos níveis de hidratação que definimos, ou seja, às diferentes dinâmicas de desidratação, mostraremos primeiramente tabelas relacionando a perda de peso obtida na preparação das amostras. Lembramos que atribuímos ao grupo Hidratado a condição de máximo peso da amostra - 100%.

Substratos Umedecidos	Percentual de peso inicial (%)	Erro
Esmalte Bovino	99,72094	0,06257
Dentina Bovina	100,13447	0,14409
Esmalte Humano	99,96248	0,03795
Dentina Humana	100,09873	0,1382

Tabela 3.1: Percentual médio em peso de amostras de dentes humanos e bovinos após tratamento (Umedecidos).

Substratos Secos	Percentual de peso inicial (%)	Erro
Esmalte Bovino	97,49523	0,30744
Dentina Bovina	97,48644	0,50349
Esmalte Humano	98,84603	0,05686
Dentina Humana	98,58577	0,23905

Tabela 3.2: Percentual médio em peso de amostras de dentes humanos e bovinos após tratamento (Secos).

Substratos Ultra-Secos	Percentual de peso inicial (%)	Erro
Esmalte Bovino	95,90363	0,12759
Dentina Bovina	94,75855	1,48264
Esmalte Humano	97,58207	0,20364
Dentina Humana	96,65378	0,80107

Tabela 3.3: Percentual médio em peso de amostras de dentes humanos e bovinos após tratamento (Ultra-Secos).

Analisando a tabela 3.1 vemos que entre os grupos Hidratados e Umedecidos (100% da água existente) existe uma grande proximidade nos valores de percentual de massa após o preparo nos grupos. Isso nos diz que a dinâmica de desidratação que escolhemos não foi adequada o suficiente para tratá-lo como um grupo de hidratação da forma como imaginamos. Na mesma tabela podemos perceber valores de percentual médio pouco acima de 100%. Esses valores devem ser ignorados por estarem dentro do erro experimental. Esse tipo de comparação é importante no sentido que, como não há na literatura qualquer experimento que estude os efeitos dessa variação na composição de água em amostras de tecido biológico, portanto não existe qualquer metodologia definida para preparo das amostras ou até mesmo, comparação dos resultados. Assim, os métodos escolhidos para classificação das amostras no nosso trabalho também está sob análise e teste.

Já com relação ao grupo dos substratos Secos (Tabela 3.2), vemos um decréscimo mais significativo no peso percentual médio das amostras. A desidratação promovida pela condição de preparo proposta pra esse grupo de hidratação está em torno de 2% do peso. Em se tratando de esmalte, essa perda é significativa no sentido de haver uma quantidade menor de água em comparação com a dentina, uma vez que ambos os substratos tiveram uma perda percentual de seu peso bastante semelhante. Esse fato é importante para ser ressaltado, pois era esperada uma maior perda de água no tecido dentinário do que no de esmalte. Uma possível explicação para esse comportamento é a de que, como as amostras apenas foram desgastadas até a obtenção de uma superfície de dentina, a perda de água não foi significativa para a amostra como um todo, onde todo o dente, mesmo retirada a sua porção radicular, estava coberto ainda pela camada de esmalte. Para que essa perda se apresentasse de forma mais discriminante para a dentina, seria necessária a separação dos substratos em blocos de esmalte e dentina.

Além disso, as amostras de origem bovina apresentam uma tendência à maior perda de água do que as de origem humana. Essa maior perda é esperada segundo resultados conhecidos da literatura especializada [5] que relata a perda muito maior de água em esmalte bovino do que no humano. Na mesma referência, a dentina bovina sofre uma maior desidratação que o esmalte, mas nesse caso, assim como discutido há pouco, o comportamento do esmalte tende a predominar nessa medida frente à condição das amostras. É possível que, localmente na região de dentina exposta, o percentual seja diferente.

Por fim, o grupo que chamamos de Ultra-seco (Tabela 3.3) apresenta, uma desidratação ainda mais expressiva com relação a todos os substratos estudados. Vemos, como esperado, um decréscimo no peso das amostras devido a desidratação muito maior nas amostras de origem bovina (média em torno de 5%) do que nas amostras de origem humana (média em torno de 3%). Um fato também esperado é que, olhando para cada origem animal separadamente, a perda de água foi sempre maior em dentina do que em esmalte para esse grupo de hidratação em específico. Como o preparo das amostras nesse grupo envolve um mecanismo que força a saída de água de forma muito mais rápida, a dentina como possui uma maior porcentagem em peso desse componente, apresentou uma tendência da água se desprender da estrutura do substrato mais rapidamente. Esse comportamento, ao contrário, não foi observado no grupo dos substratos ditos secos, pois a forma de preparo das amostras envolvia uma perda de água muito mais lenta, fazendo com que a perda, analisada em

termos de porcentagem, se mantivesse a mesma tanto para esmalte como para dentina, em amostra de mesma origem animal.

No entanto, as quantificações mostradas acima serviram apenas como guia na distribuição de grupos de hidratação. Uma medida da perda de água para um cálculo quantitativo necessitaria que os substratos fossem separados e cortados em blocos, para não haver mistura no comportamento de substratos diferentes e uma possível contaminação dos resultados.

Por fim, seguimos com o estudo com respeito à ablação de substratos duros dentais promovida por um laser de pulso ultracurto, que é o tema central de que trata esta dissertação.

3.5 - Ablação de tecidos duros dentais promovida por lasers de pulsos ultracurtos.

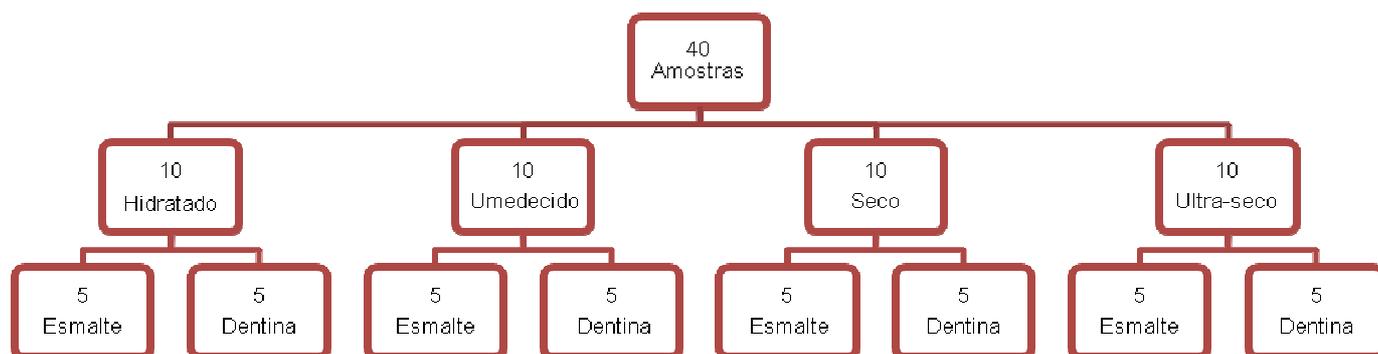
Esse experimento tem como objetivo estudar como a hidratação ou desidratação de substratos duros dentais pode influenciar nas características do processo de ablação (remoção de material) provocada pela irradiação de substratos duros dentais por um laser pulsado de largura temporal na região dos femtossegundos. Através da análise de tais propriedades, podemos inferir sobre qual é o papel da água incorporada na matriz mineral de tais substratos.

Diante dos experimentos anteriores, escolhemos uma metodologia do experimento anterior para provocar a perda de água nos substratos duros dentais. Essa metodologia nos fornece uma condição mais estável do estado de hidratação dos substratos que iríamos irradiar, por conta dos longos tempos de preparo e lenta perda de água. Assim, utilizamos a metodologia apresentada a seguir para promover a ablação das amostras.

3.5.1 - Materiais e Métodos

Nessa etapa utilizamos 40 amostras de dentes humanos (molares e pré-molares) e 40 de dentes bovinos (incisivos centrais permanentes) obtidos segundo os mesmos protocolos anteriores. Essas amostras foram preparadas seguindo todas as

etapas definidas na seção 3.2.1. As quarenta amostras de cada grupo animal foram separadas e tratadas segundo os quatro grupos definidos no experimento anterior (hidratados, umedecidos, secos e ultra-secos), restando 10 amostras em cada grupo. Essas dez amostras foram subdivididas em metade de esmalte (que tiveram uma face planificada de esmalte) e metade de dentina (que tiveram uma face planificada de dentina). Organizamos essas informações num organograma, como a seguir:



A divisão foi igual tanto para as amostras de origem humana quanto para as de origem bovina. A seguir as amostras foram irradiadas usando o Laser de pulsos ultracurtos, usando a infra-estrutura dos laboratórios do Grupo de Ótica do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo. O Laser utilizado (Coherent, Palo Alto, CA, EUA) operou no regime Q-Switched e de travamento de modos. Esse último gerava os pulsos de menor escala temporal, da ordem de 70 fs, que eram distribuídos num trem de pulsos gerado pela modulação Q-Switch. A taxa de repetição do laser (ou seja, o inverso da distância temporal entre dois trens de pulso) era de 1 kHz. Seu comprimento de onda era de (800 ± 1) nm. O sistema laser utilizado aparece abaixo na figura 3.5 seguido do esquema experimental que aparece na figura 3.6.



Figura 3.5 – Laser de Ti:Safira (largura de pulso: 70 fs)

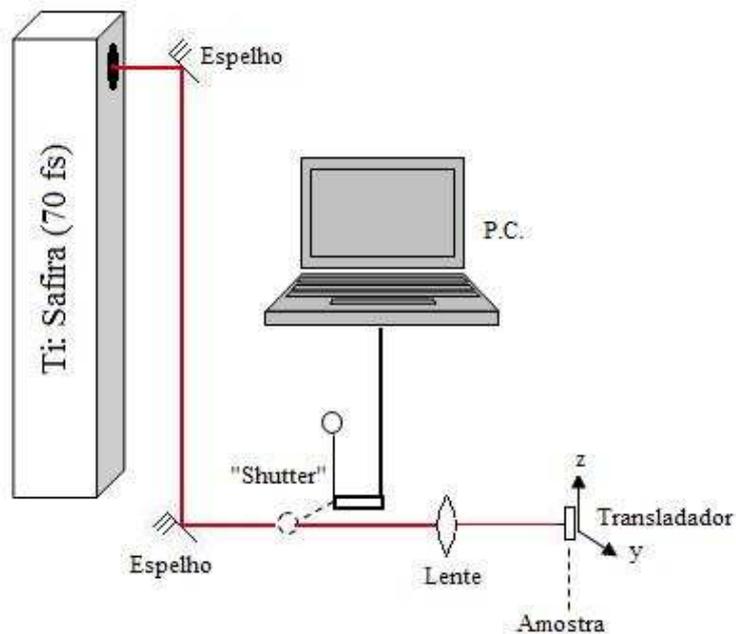


Figura 3.6 – Aparato experimental para ablacinar tecidos duros dentais.

O aparato experimental da figura 3.6 consistia de um feixe laser, com as características já mencionadas, que levado por um conjunto de espelhos passa por uma lente, onde é focalizado na amostra. Nesse caminho foi colocada uma “pá” acoplada a um motor de passo, usados para conter o feixe (“shutter”) e deixá-lo incidir na amostra em intervalos de tempo definidos através de uma rotina computacional que controlava o motor de passo. Além disso, as amostras foram posicionadas de forma que sua face planificada fosse incidida a 90° e estavam presas a um translador xyz, de forma que pudéssemos fazer várias irradiações em diferentes pontos da face planificada.

Com relação às características da fonte, estudamos os efeitos da variação de dois parâmetros de irradiação: potência média e tempo de exposição. Escolhemos três valores de tempo de exposição: 5s, 10s e 15s. Esses valores foram estabelecidos segundo referência [6]. Com relação à potência média, foram escolhidos cinco valores distintos onde para Dentina e Esmalte esses valores eram diferentes entre si. Para as amostras onde a superfície de esmalte seria irradiada, escolhemos os valores de potência iguais a: 200mW, 400mW, 600mW, 800mW e 1W. Para as amostras onde a dentina seria irradiada, fixamos os valores de: 200mW, 400mW, 600mW, 670mW e 730mW. Fizemos dessa forma por conhecer o fato de que esse laser quando aplicado em dentina, humana ou bovina, causava danos térmicos muito evidentes acima de 600 mW, o que nos obrigou a variar a potência mais lentamente a partir desse nível. Dessa forma tivemos 15 irradiações em cada uma das 80 amostras. Os pontos irradiados

foram distribuídos e organizados nas amostras quase sempre da seguinte maneira (figura 3.7):

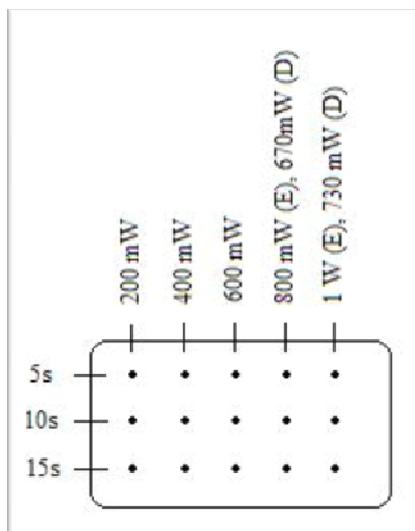


Figura 3.7 – Organização dos pontos irradiados na superfície das amostras irradiadas.

Em algumas amostras não foi possível alocar todos os pontos irradiados da mesma maneira ou em alguns casos extremos foi impossível alocar tais pontos em amostras extras. Isso não se tornou de fato um problema pois, contando com o fato de que temos 5 amostras em cada subgrupo justamente para realizar-se médias das medidas posteriores, nesses casos extremos apenas contamos com o fato de realizar média com um número menor que 5, nunca fazendo tal processo com um valor menor do que 4 pontos.

As amostras após serem irradiadas foram mantidas em ambiente seco e longe do alcance de luz solar. A superfície de todas as amostras foi observada num microscópio ótico convencional. Com uma objetiva de magnificação 10 vezes, no mesmo microscópio realizamos captura de imagens da superfície de cada uma das cavidades geradas com o auxílio de uma câmera CCD (*Charge-Coupled Device*) ligada a um computador. A imagem capturada foi posteriormente analisada por uma rotina computacional desenvolvida em MatLab® de forma que fosse possível calcular os diâmetros de cada uma das microcavidades, além da extensão das zonas afetadas em dentina. Toda essa etapa foi realizada utilizando a infra-estrutura do Laboratório de Biofotônica do mesmo Grupo de Óptica, já mencionado.

Analisamos o diâmetro da microcavidade pelo fato desta quantidade ser uma medida indireta do limiar de ablação do material irradiado. Podemos ver isto através da figura 3.8 a seguir.

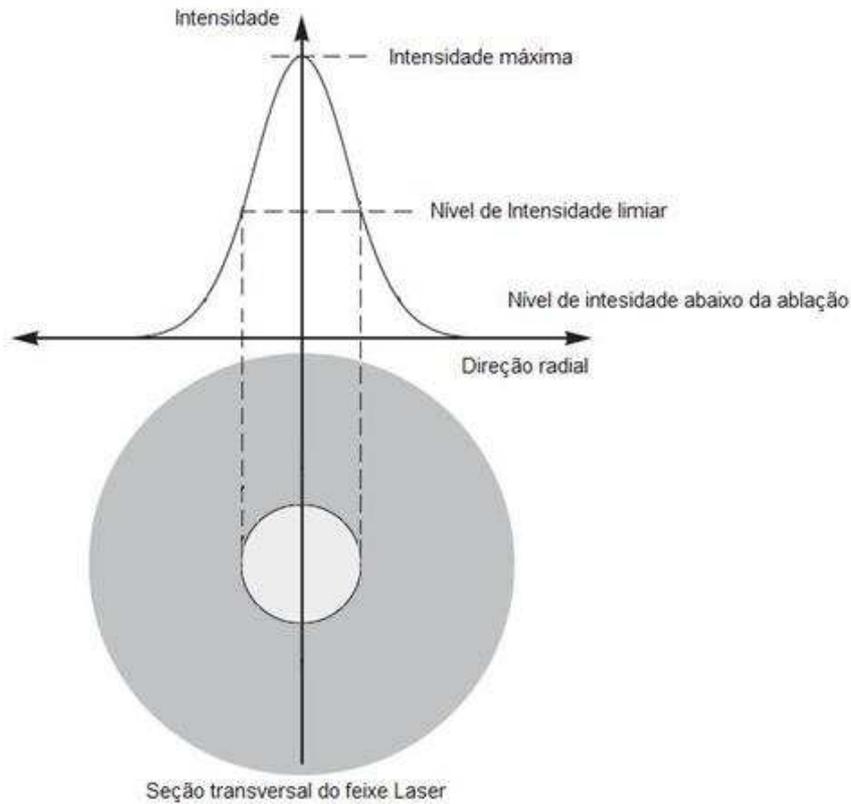


Figura 3.8 – Esquema de relação entre a distribuição gaussiana de intensidade de um feixe Laser com o limiar de ablação.

O Laser que utilizamos possuía um feixe de saída com um perfil espacial de intensidade que é gaussiano (modo TEM₀₀) em relação à variável radial. Ao incidir em uma das faces planificadas das amostras, o feixe inicia o processo de cavitação onde o perfil inicial da ablação é uma borda de formato circular. O raio inicial desse círculo (ou o diâmetro) tem relação direta com o limiar. O diâmetro marca a posição que divide o regime onde há ablação (interno à cavidade) e onde não há (além da borda). Tendo posse da distribuição radial de intensidade do feixe incidente, a intensidade correspondente ao raio da distribuição igual ao raio da microcavidade é a própria intensidade de limiar de ablação. Podemos então escrever isso da seguinte forma:

$$I_{th} = I_0 \cdot \exp\left[-\frac{D^2}{2\omega_0^2}\right] \quad (3.1)$$

onde:

I_{th} é a intensidade de limiar;

I_0 é a intensidade no centro da distribuição;

D é o diâmetro da microcavidade;

ω_0 é a cintura do feixe, ou seja, o raio da distribuição do feixe (no foco) onde a intensidade cai a $1/e^2$ da intensidade no centro da distribuição.

É possível também obter o limiar de ablação a partir de outros métodos, a saber, a extrapolação dos pontos de um gráfico do diâmetro *versus* intensidade para o ponto onde o ajuste toca o eixo das abcissas (diâmetro nulo).

A seguir, então, mostramos os resultados referentes à ablação de tecidos duros dentais por um laser de pulsos ultracurtos.

3.5.2 – Resultados e discussões

As figuras 3.9 a 3.12 a seguir mostram exemplos das imagens obtidas através de microscopia óptica convencional que utilizamos para fazer a leitura dos diâmetros.



Figura 3.9 – Esmalte Bovino Hidratado irradiado (1W, 5s).

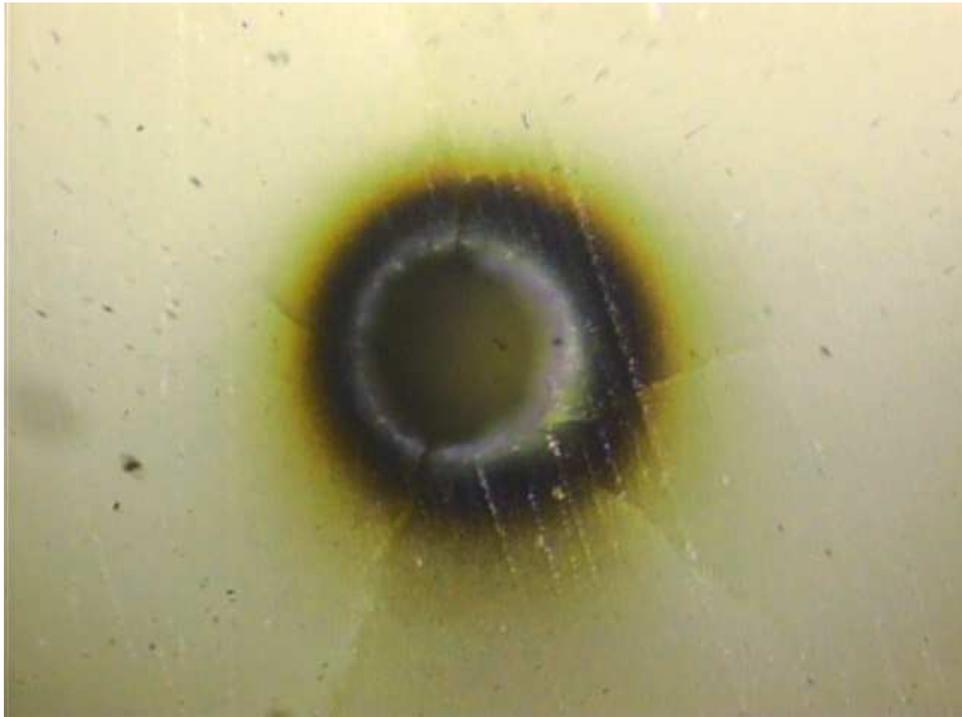


Figura 3.10 – Dentina Bovina Hidratada irradiada (730 mW, 5s).



Figura 3.11 – Esmalte Humano Hidratado irradiado (1W, 5s).

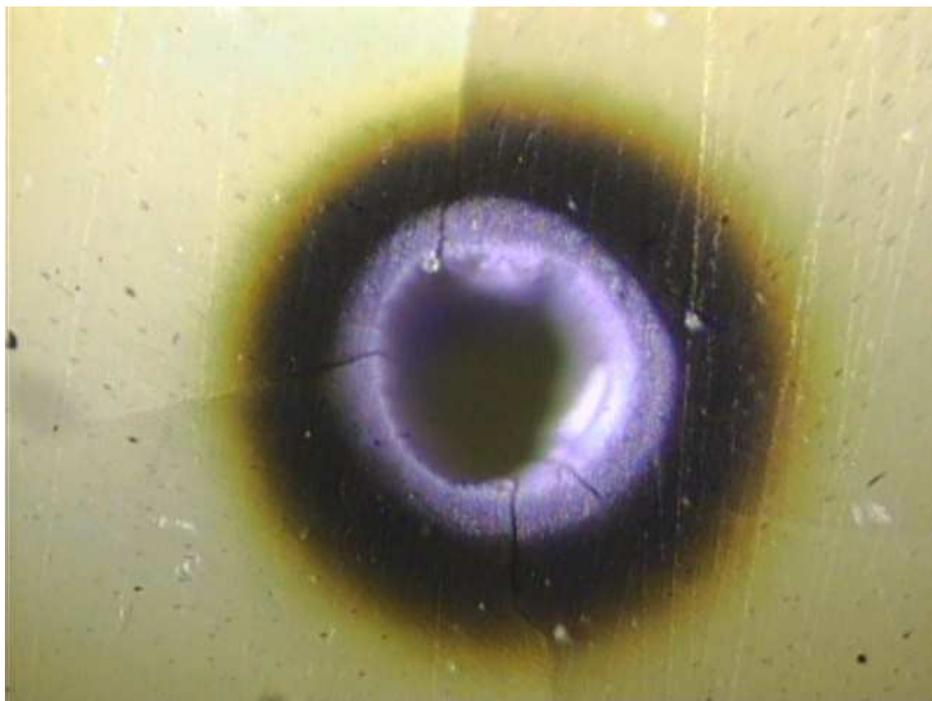


Figura 3.12 – Dentina Humana Hidratada irradiada (730 mW, 5s).

As potências mostradas aqui são as maiores possíveis para cada um dos tipos de substrato. Percebe-se, como sabíamos anteriormente de resultados publicados de outros autores [6], que o esmalte é mais resistente a danos de origem térmica do que a dentina, sendo inclusive o motivo de termos estabelecido potências mais baixas para as irradiações realizadas em dentina. Aqui também já pode ser observada a existência de quatro zonas afetadas para irradiações de mais alta potência em dentina. Elas são definidas como: Z1 (zona onde ocorreu ablação), Z2 (região de carbonização – escura) Z3 (região de dano térmico brando – amarelada) e Z4 (região não afetada). Percebemos então uma figura completamente diferente do perfil de dano promovido em esmalte e dentina surgindo da aplicação de pulsos ultracurtos.

A diferença desse perfil de dano certamente tem fundação nos tempos de relaxação térmica que, por sua vez, tem fundação na composição química e estrutura dos tecidos duros dentais. A variação que foi promovida no teor de água estrutural dos tecidos duros também faz variar diretamente a composição química dos tecidos duros dentais e provavelmente, suas estruturas internas. Mais adiante mostraremos os resultados dos nossos estudos com relação à extensão das afetadas como função do teor de hidratação dos tecidos.

Já é possível observar pelas figuras algumas diferenças entre tecidos de origem humana e bovina frente à ablação promovida pelo laser de femtossegundos, como a extensão das zonas afetadas e a formação de microfraturas. Especificamente

para dentina, percebemos uma diferença na extensão do dano térmico, sendo este mais expressivo em dentina humana do que em dentina bovina. Cada uma dessas peculiaridades será discutida a partir de agora, através das leituras realizadas e a comparação através dos gráficos. As discussões com respeito à formação de microfraturas serão delegadas para a discussão das micrografias eletrônicas.

Também realizamos capturas de imagens, com o mesmo sistema óptico, da lateral da cavidade formada com o intuito de registrar a distribuição espacial da mesma. Esse registro, diferente daquele do diâmetro, não teve como objetivo a medida da profundidade da cavidade. Da forma como as amostras foram preparadas para a ablação, sem qualquer estrutura de suporte fixa (como a inclusão numa resina acrílica, por exemplo), tornou impossível que o desgaste lateral gerasse um corte plano e paralelo ao eixo da cavidade. A transformação das imagens obtidas em valores numéricos da profundidade poderia conter muitos erros. Dessa forma nos limitamos a estudar o perfil espacial do dano e as características das microcavidades obtidas. Abaixo, nas figuras 3.13 e 3.14 temos um exemplo de cavidade formada em dentina para duas potências diferentes. O desgaste lateral foi realizado com lixas de Carbetto de Silício.



Figura 3.13 – Dentina Bovina Ultra-seca irradiada (200 mW, 10s).

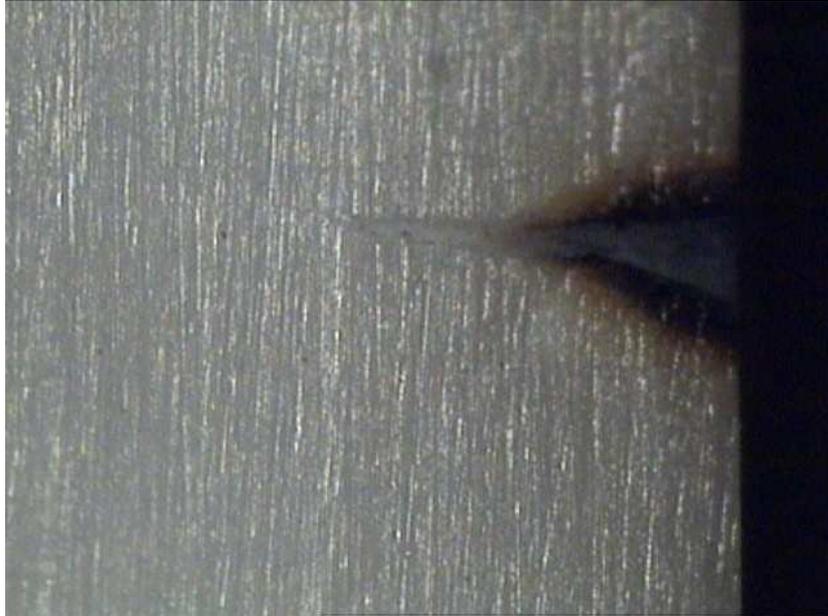


Figura 3.14 – Dentina Bovina Ultra-seca irradiada (600 mW, 5s).

Aqui vemos que o perfil espacial da cavidade formada é aproximadamente cilíndrico. Não mostramos, mas para o esmalte, a cavidade formada é semelhante à da figura 3.13 (sem dano térmico). Esse tipo de perfil espacial já era esperado por um motivo simples: o plano focal do nosso aparato experimental foi fixado na superfície que irradiamos, de forma que esta recebesse a maior intensidade possível. Ao passo que a cavidade começa a se formar, o plasma induzido na superfície prossegue para o interior da mesma, cavitando o tecido. Nesse caso, o plasma que inicialmente possui um volume de elétrons livres iniciais, ao caminhar para o fundo da cavidade, passa a se deslocar em relação ao foco do aparato experimental, que se mantém fixo. Assim, a intensidade decresce nesse sentido, fazendo com que elétrons percam energia e passe a escapar desse volume, ou recombinarem-se. O plasma então prossegue na formação da cavidade com um número cada vez menor de elétrons, até o momento em que a intensidade toma um valor aquém do limiar, parando a formação desta.

Outro fator que contribui para a diminuição do diâmetro da microcavidade durante a irradiação é o efeito conhecido como *plasma shielding effect*. Esse efeito nos diz que a partir do momento que o plasma é formado, existe um grande aumento na absorção da energia depositada pelo laser. O esse aumento na absorção local possui um limite de saturação. Com o aumento da energia depositada, ou da Fluência (energia depositada por unidade de área), não podendo o plasma absorver mais energia, há um aumento na reflectância do plasma gerado, até o ponto onde quase toda energia é refletida e não mais absorvida, agindo como uma espécie de escudo à radiação incidente. (*shield* = escudo)

Um ponto importante que pudemos observar é que, quando os danos térmicos estão ausentes, a distribuição da cavidade tem um perfil de um cilindro com uma parede lateral mais íngreme do que quando tais danos estão presentes. Isso se deve ao fato que, nos primeiros instantes, a energia incidente provoca dois tipos diferentes de danos. Nesse caso, como a energia está sendo “gasta” de formas diferentes, a energia gasta para ablacionar o tecido tende a decair mais rapidamente do que quando o dano térmico está ausente. Assim, percebe-se uma inclinação maior da parede da cavidade nos primeiros instantes. Após certo instante, quando a intensidade fora do foco atinge um valor aquém do limiar de dano térmico, a cavitação prossegue sem causar dano algum, sendo toda energia absorvida usada para provocar ablação. Vemos que assim, a inclinação da parede da cavidade muda em relação aos primeiros instantes, tomando um perfil mais suave, que faz atingir uma maior profundidade. Podemos também ver, e explicar pelos mesmos motivos acima citados, que a cavitação é mais profunda quando outros mecanismos de interação não estão presentes. Nesse caso não podemos exemplificar isso ao compararmos as figuras anteriores, pois o tempo de exposição das duas irradiações é diferente (2 vezes) acompanhado da potência, também diferente (3 vezes).

Os gráficos das figuras 3.15 e 3.16 a seguir tratam da dependência do diâmetro da cavidade com relação à potência média incidida, em substratos humanos hidratados, para fins de comparação entre esmalte e dentina.

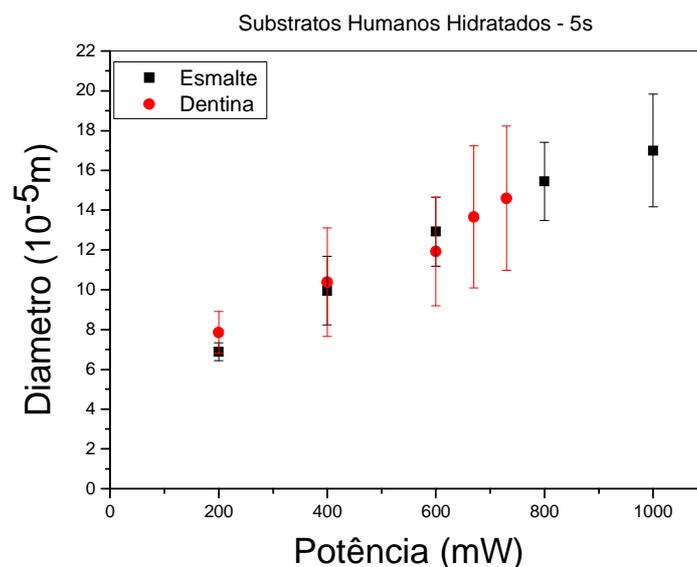


Figura 3.15 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (humanos, $t = 5s$).

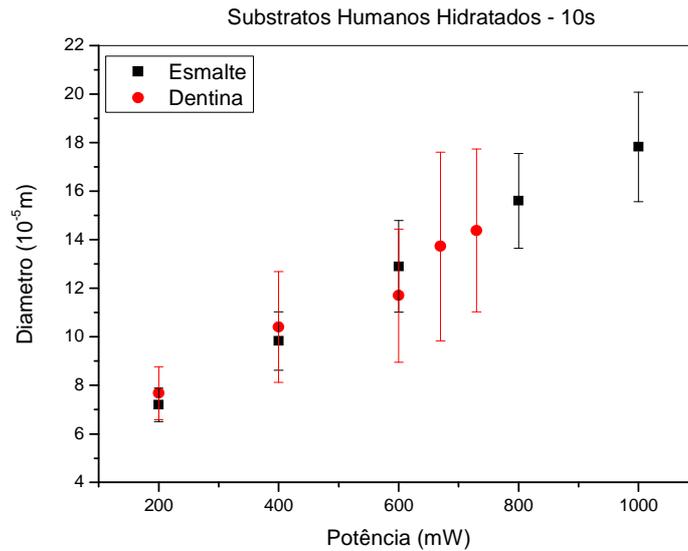


Figura 3.16 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (humanos, $t = 10s$).

Nos gráficos das figuras 3.15 e 3.16 é possível perceber que o diâmetro da cavidade formada em ambos os substratos cresce com a potência incidente. Esse comportamento é perfeitamente plausível com o fato de que a distribuição espacial de intensidade do laser (gaussiana) torna-se mais larga com o aumento da energia do feixe. Tendo cada um dos substratos um valor de limiar fixo, uma vez que estamos tratando substratos no mesmo nível de hidratação, o laser ao atingir a superfície com uma distribuição mais larga de intensidade, consegue espacialmente ablacionar uma maior quantidade de material.

É conhecido da literatura o fato de que o limiar de ablação é uma quantidade que varia segundo alguns parâmetros de irradiação como a largura de pulso e o comprimento de onda, além das características inerentes ao próprio tecido alvo. Nesse caso a variável em questão, a potência média, não tem efeitos sobre o valor do limiar de ablação. Dessa forma, o crescimento observado tem ligação apenas com o alargamento da distribuição espacial de energia do feixe gaussiano do laser utilizado.

Pode-se também perceber que para esse nível de hidratação o diâmetro da cavidade tende a ser o mesmo para ambos os substratos. Isso nos diz que o limiar de ablação não varia quando os corpos de prova estão imersos totalmente em água destilada, ou seja, no máximo grau de hidratação. Nesse caso podemos imaginar que localmente durante a irradiação, as proporções entre os componentes dos substratos

estavam mais semelhantes. Isso é verdade para substratos mais secos, como veremos mais adiante.

Outro aspecto que pode ser observado nessas figuras é que o tempo de exposição não exerce qualquer influência sobre o valor do diâmetro da cavidade formada. Isso é também plausível com o fato de estarmos olhando para o diâmetro da cavidade na superfície, e nesse caso, esse diâmetro inicial é formado nos primeiros instantes da irradiação. O intervalo de exposição do corpo de prova ao feixe laser tem a sua influência observada em outras características como o volume de material ablaçionado ou a profundidade da cavidade. Tais características não foram objetos de nosso estudo e, portanto, não a analisaremos aqui.

Podemos apresentar gráficos semelhantes para os substratos bovinos hidratados irradiados nas mesmas condições. São eles os gráficos das figuras 3.17 e 3.18. Todas as características mencionadas para os substratos humanos ocorrem para as bovinas. Ou seja, para a mesma condição de extrema hidratação, tanto a dentina quanto o esmalte bovinos possuem valores muito próximos de limiar de ablação, além das outras características mencionadas.

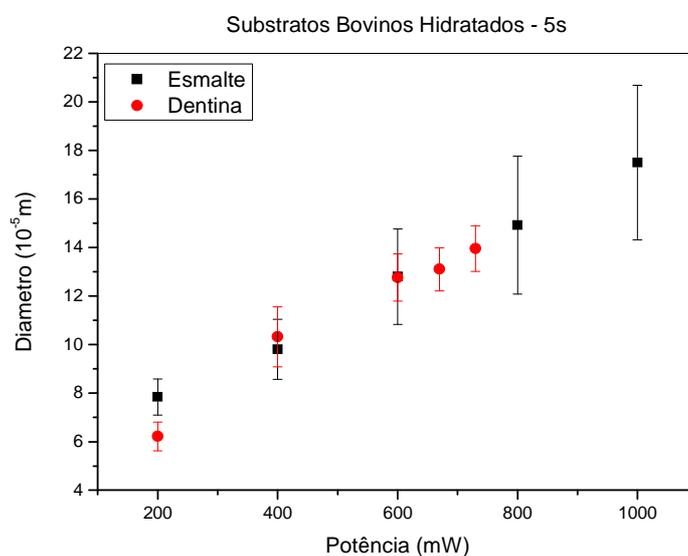


Figura 3.17 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (bovinos, $t = 5s$).

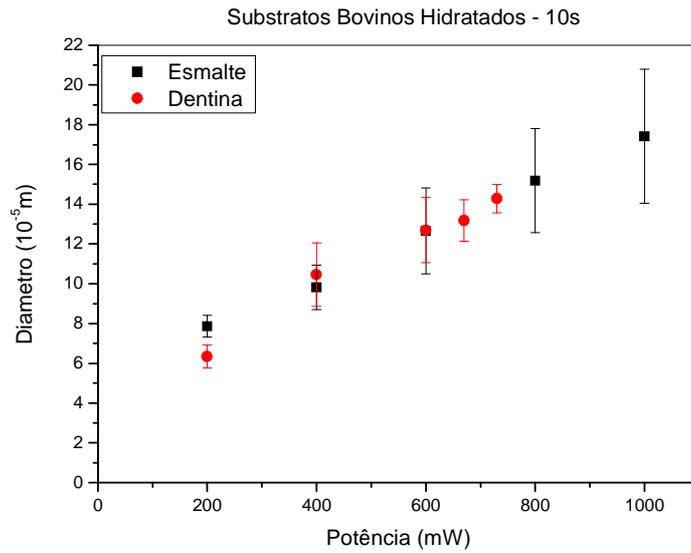


Figura 3.18 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (bovinos, t = 10s).

Também fazemos gráficos semelhantes, com a mesma base de dados para comparar substratos de diferentes origens animais, ou seja, comparar os diâmetros de substratos humanos e bovinos. Essa comparação é mostrada nas figuras 3.19 e 3.20.

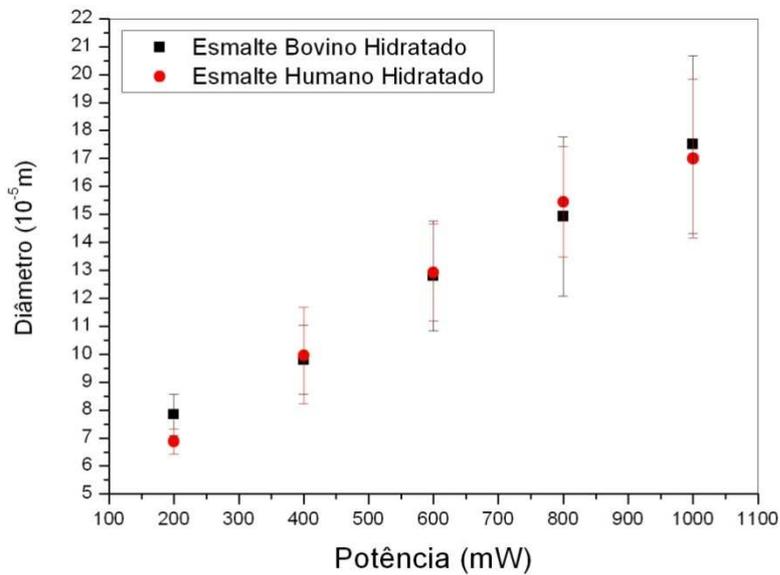


Figura 3.19 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando origem animal (esmalte, t = 5s).

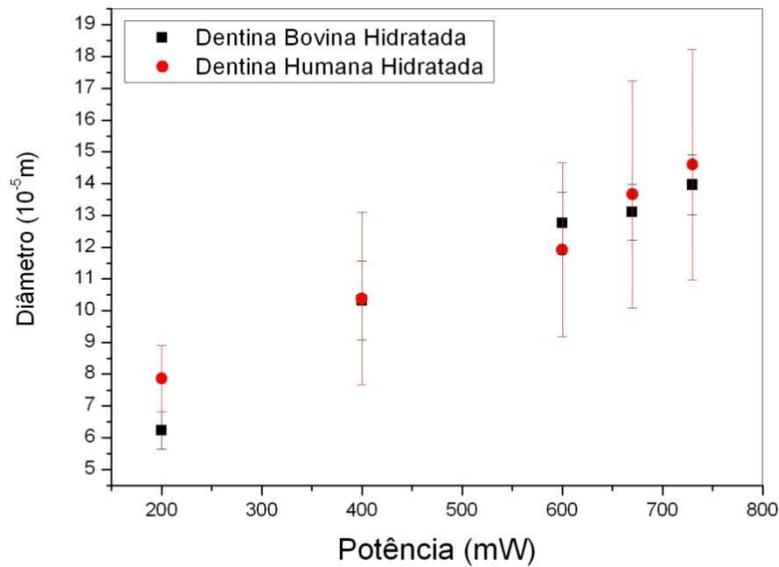


Figura 3.20 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando origem animal (dentina, $t = 5s$).

Nesses dois gráficos, para esse grupo de hidratação onde a absorção de água é a mais alta possível, podemos perceber que em geral o diâmetro da cavidade ablacionada tanto de esmalte quanto de dentina tende a ser o mesmo para diferentes grupos animais. Assim, da mesma forma que anteriormente, podemos atribuir aqui semelhantes valores de limiar de ablação para esmalte e dentina de diferentes origens animais quando seus corpos de prova encontram-se totalmente submersos em água destilada até o momento da irradiação.

A situação torna-se diferente quando tratamos dos substratos mais secos, ou seja, aqueles cuja forma de preparo envolvia a secagem natural (sob atmosfera ambiente) ou forçada (na estufa) dos corpos de prova. Os gráficos das figuras 3.21 e 3.22 nos mostram a diferença no comportamento entre substratos humanos e bovinos na condição de hidratação dos substratos ultra-secos.

Podemos observar que para os substratos humanos ultra-secos, esmalte e dentina parecem possuir valores de limiar de ablação, mais uma vez, iguais ou muito próximos, pois os diâmetros das cavidades geradas a partir da irradiação com laser de femtossegundos têm os mesmos valores. Nesse caso, nós podemos dizer que, comparando com os gráficos dos substratos humanos hidratados, as amostras perderam sistematicamente uma proporção de água igual. Podemos afirmar isso, pois nos gráficos das figuras 3.15 e 3.17, os valores dos diâmetros também são iguais, nos dizendo que mesmo localmente, tal fenômeno ocorre.

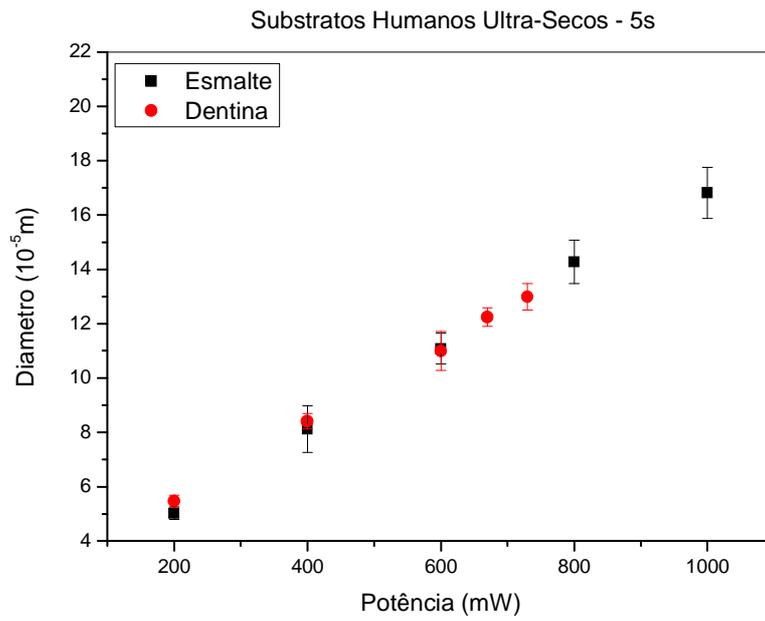


Figura 3.21 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (esmalte, t = 5s).

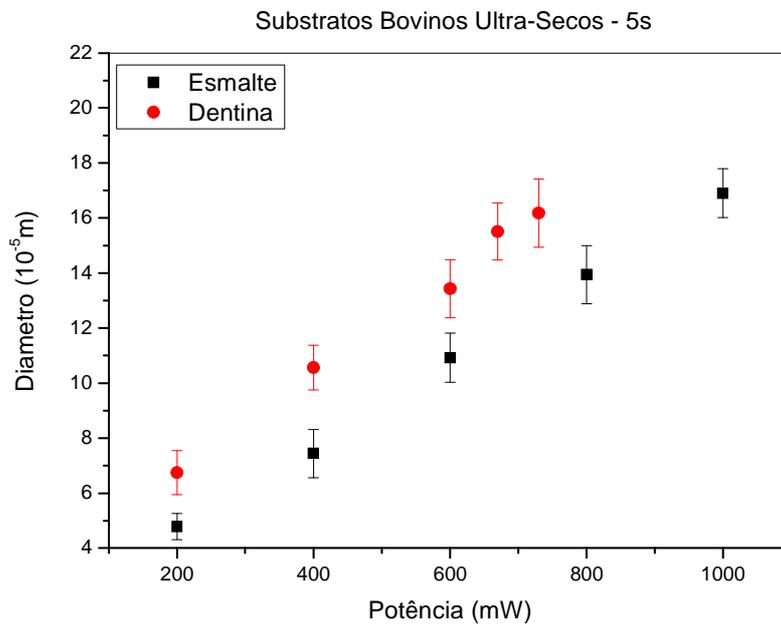


Figura 3.22 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando substratos (esmalte e dentina, t = 5s).

Neste último gráfico é possível perceber o nítido distanciamento entre os valores de diâmetro de cavidade ablacionada em esmalte e dentina bovinos quando tratamos de substratos ultra-secos. O gráfico nos diz indiretamente que, nessas condições, o limiar de ablação para o esmalte é maior que o limiar em dentina, pois os valores de diâmetro são menores que os de dentina para todas as potências. Esse comportamento, que difere totalmente dos substratos de origem humana, baseando-se também nos gráficos já apresentados para o grupo de amostras “hidratadas”, pode estar relacionado os diferentes estados finais após a perda de água para os dois diferentes substratos. Como nos gráficos das figuras 3.16 e 3.18 os valores para ambos os substratos são iguais, podemos admitir que o esmalte bovino perde uma maior quantidade de água que a dentina bovina, baseado em nossas hipóteses. Essa suposição está de pleno acordo com dados encontrados na literatura [5] onde em experimento semelhante ao nosso primeiro realizado, esse é exatamente o comportamento observado para substratos de origem bovina. No mencionado trabalho as amostras foram tratadas de formas diferentes, o que parece não influenciar nesse caso especificamente.

No gráfico da figura 3.22, o mais importante que deve ser ressaltado em comparação ao grupo dos substratos hidratados, é que o valor do limiar de ablação diminui à medida que a quantidade de água no tecido é diminuída. Essa diminuição pode ainda ser vista de outra forma, montando gráficos do diâmetro da borda da microcavidade como função do nível de hidratação. Podemos fazer isso se utilizarmos os valores mostrados nas tabelas 3.1 a 3.3. Mesmo o valor mostrado em tais tabelas não corresponderem exatamente a um valor confiável para o substrato separadamente, como discutimos, o uso desses valores nos serve para mostrar qualitativamente o comportamento do diâmetro que estamos falando.

Os gráficos das figuras 3.23 e 3.24 a seguir mostram os diâmetros das bordas das microcavidades em substratos humanos e bovinos, irradiados em 200 mW e 5s de tempo de exposição. A escolha dessa potência e tempo mínimos se deve ao fato de minimizarmos outros efeitos (como térmicos). Além disso, utilizamos apenas os dados contidos nas tabelas dos substratos secos e ultra-secos, uma vez que os substratos umedecidos apresentaram comportamento de desidratação muito semelhante ao grupo de substratos hidratados.

Nestes gráficos, ficam não apenas evidenciado o decréscimo do diâmetro ablacionado (ou o aumento do limiar de ablação) com a retirada de águas das estruturas internas dos substratos, como também percebemos uma pequena diferença

de comportamento entre a dentina humana e bovina, como mostraremos ainda posteriormente em outros gráficos.

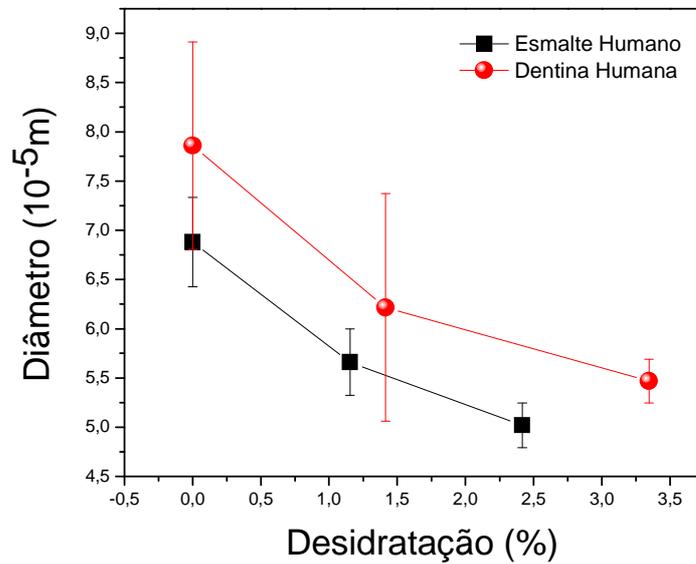


Figura 3.23 – Diâmetro como função da desidratação de substratos dentais humanos.

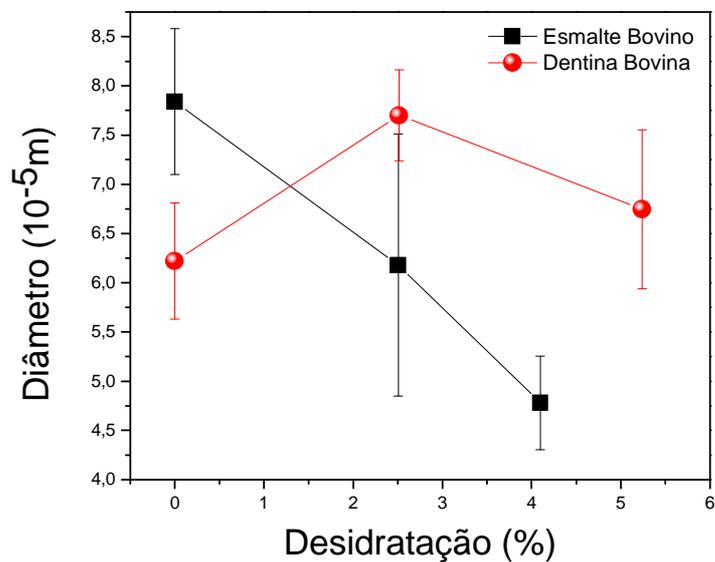


Figura 3.24 – Diâmetro como função da desidratação de substratos dentais bovinos.

Esse dado, embora seja absolutamente novo da forma como é aqui apresentado, pode ser explicado correlacionando-o com outros dados e modelos matemáticos publicados na literatura. Na referência [1] é possível ver que os valores

de limiar de ablação para dentina, esmalte e para um cristal de Fluorapatita sintético, crescem exatamente nessa ordem (0,3; 0,6 e 0,8 J/cm²). Sabe-se que a dentina e o esmalte são formados em sua grande maioria por cristais de Hidroxiapatita, além de água e componentes orgânicos. A proporção em volume desses três componentes para o esmalte é de 88% mineral (Hidroxiapatita na sua maioria), 10% água e 2% material orgânico, e, para a dentina, essa composição é de 50% mineral, 25% água e 25% material orgânico [2]. Quando trata-se da proporção em peso, esses valores são de 97% mineral, 1% de água e 2% de material orgânico para esmalte e 70% mineral, 18% material orgânico e 12% de água para a dentina [3]. O cristal de Fluorapatita é da mesma família de minerais (apatitas) que a Hidroxiapatita, com a substituição de um radical de hidroxila por um de Flúor, ou seja, tem-se basicamente a mesma estrutura do cristal de Hidroxiapatita compondo 100% de toda estrutura. Nesse trabalho, o decréscimo no valor do limiar está diretamente ligado ao crescimento da não-homogeneidade do material.

Propomos aqui que, o crescimento de não-homogeneidade nada mais é do que uma consequência da maior presença de água na estrutura de tais substratos. A presença de água na matriz mineral dos substratos deve diluir as ligações intermoleculares entre as células unitárias de Hidroxiapatita tornando o tecido menos homogêneo e mais difuso, com cristais de Hidroxiapatita de menor tamanho. Assim, temos um número menor de ligações por unidade de volume a serem quebradas. Essa diluição da matriz mineral pela presença de água facilita, portanto, a remoção de um número maior de componentes teciduais por conta da diminuição do número de ligações que mantém os cristais coesos. Facilitando-se a ação do plasma localizado na remoção tecidual, produz-se como resultado a diminuição do valor do limiar de ablação, que nada mais é do que a mínima energia necessária para iniciar a ablação.

Mais ainda, propomos que tal raciocínio pode ser facilmente estendido ao caso estudado aqui. Na condição das amostras do grupo “ultra-seco”, que foram desidratadas em estufa, temos que um mesmo substrato (esmalte ou dentina) perdeu uma quantidade de água tal que fez variar as proporções entre Hidroxiapatita e a matriz orgânica, além de fazer tais componentes ficarem mais unidos e coesos, possivelmente aumentando o tamanho dos cristais. Isso fez surgir no meio um número maior de ligações intermoleculares. Esse número maior de ligações dificultou a ação do plasma localizado gerado a partir da ação do laser de femtosegundos. Como resultado percebe-se um valor mais elevado de limiar de ablação, visto através da diminuição efetiva do valor do diâmetro inicial da cavidade formada e, portanto, do volume de tecido ablacionado.

Podemos ainda relacionar esses fatos à proposição apresentada no capítulo 2 dessa dissertação, a respeito do modelo de Niemz [4], onde é relacionado o limiar de ablação a parâmetros de ionização em avalanche. Por razões de recapitulação, abaixo escrevemos novamente a expressão final da Fluência de limiar como função de parâmetros pré-estabelecidos, para a situação de a formação de plasma se dá durante o intervalo de interação do pulso com o tecido:

$$\eta F_{th} = \frac{s}{2} + \sqrt{\left(\frac{s}{2}\right)^2 + \frac{\tau}{2\tau_c} + \frac{\tau}{\tau_d}} \quad (3.2)$$

Onde:

s: razão limiar, proposta por Bloembergen ;

τ : largura temporal do pulso;

τ_c : tempo médio de colisão e reabsorção do elétron;

τ_d : tempo médio de difusão do elétron;

η : probabilidade de ionização

Segundo esse modelo, “s” é um parâmetro chamado “razão limiar”, que depende diretamente do parâmetro de taxa de ionização em avalanche (β), como mostrado no capítulo anterior:

$$s = (\beta - \delta)\tau - \ln\left(1 + \frac{\gamma N_\tau}{\beta - \delta}\right) \quad (3.3)$$

O processo de ionização em avalanche se dá em algumas etapas. Primeiramente as moléculas que compõem o tecido absorvem energia através de um processo não linear de absorção multi-fotônica. Os elétrons por sua vez liberados (com velocidade baixa) continuam a absorver energia eletromagnética proveniente do feixe, adquirindo altas velocidades. Por fim, tendo adquirido altas velocidades, esses elétrons colidem com as moléculas ainda presas ao tecido arrancando mais um elétron, ionizando-as. Os elétrons em baixa velocidade continuam a absorver a energia do laser, recomeçando o processo. O plasma ionizante passa a acumular a energia incidente do feixe e passa a transferir essa energia para as moléculas do tecido. Essa transferência de energia faz com que as ligações entre elas sejam

quebradas e a energia adquirida via essa transferência, transforme-se em energia cinética e elas sejam ejetadas da cavidade formada.

A nossa hipótese apresentada anteriormente pode também ser vista e analisada sob este panorama. A desidratação, como dissemos, fará com que as moléculas de Hidroxiapatita fiquem mais coesas em sua estrutura. A perda de água fará aumentar o número de ligações intermoleculares entre os componentes restantes. Com isso, mais energia proveniente do plasma precisa ser transferida para que uma molécula, agora mais coesa, tenha todas as suas ligações intermoleculares entre os componentes teciduais. Assim, a perda de água força um aumento no valor da energia adquirida a partir da excitação (que mantém o plasma energizado) para que haja ablação. O aumento dessa energia, por sua vez faz aumentar o valor de ηF_{th} , que é a energia mínima necessária para o desligamento e a ejeção das moléculas.

Além disso, ao diminuir as proporções de água, estamos automaticamente aumentando as proporções da parcela cristalina (Hidroxiapatita) e da parcela orgânica. Sendo essas últimas moléculas maiores, são mais fáceis de serem ionizadas, aumentando a probabilidade total de ionização. Isso por sua vez faz crescer o fator de ionização em avalanche que por fim aumenta o parâmetro de limiar. Uma vez aumentado o valor de s , temos um maior valor da Fluência de limiar pela equação 3.2. É bem provável que haja contribuição dessas duas hipóteses para o aumento do limiar com a diminuição do teor de água.

No entanto, tal suposição parece se mostrar de forma contrária aos dados do experimento realizado com relação a perda de água em diferentes dinâmicas de hidratação, mais especificamente com os dados da tabela 3.3. Lá é mostrado que as amostras desgastadas até a dentina têm seu peso diminuído com relação àquelas em que o esmalte foi planejado. Isso pode ser explicado de maneira que, como na nossa metodologia não foi promovido um isolamento entre os dois substratos, mesmo com a superfície de dentina exposta, ainda havia uma grande quantidade de esmalte por todo o restante da amostra. Assim, como a perda de água nesse experimento está relacionada a uma medida do peso da amostra como um todo, a desidratação do esmalte pode ter predominado sobre o comportamento que achamos ter sido unicamente da dentina. Na mencionada referência, os substratos foram devidamente separados, não contendo uma contaminação dos resultados pela presença de outro substrato. Com base na análise dos gráficos do diâmetro, podemos então concluir que o comportamento local de cada um dos substratos foi diferente, não sendo possível

relacionar a diminuição ou aumento do limiar com as perdas calculadas nas mencionadas tabelas que confeccionamos.

Também em comparação com os mesmos gráficos citados, é possível perceber o decréscimo no valor do diâmetro com relação aos substratos bovinos hidratados. Tal padrão observado é geral para qualquer substrato de qualquer origem animal e serve ainda mais para corroborar nossa hipótese, relacionando o aumento ou decréscimo do limiar de ablação apenas na presença de maior ou menor quantidade de água. Os valores absolutos desses limiares nas ditas condições é que terão ligação direta com a natureza do tecido alvo irradiado, e não a sua variação frente à hidratação.

Tanto na referência citada como em nossos resultados, é possível perceber unicamente através de características do tecido ablacionado que existe uma enorme diferença de comportamento observado entre esmalte e dentina quando comparamos diferentes origens animais. Esse dado reforça alguns dos argumentos do citado trabalho, que diz que tais diferenças entre os substratos humanos e bovinos são cruciais na execução de pesquisas científicas. É sabido o fato de que dentes bovinos, por sua mais fácil obtenção, ou ainda pela dificuldade na obtenção de amostras de dentes humanos (conseqüência de técnicas de Odontologia conservadora), são amplamente utilizados em pesquisas científicas. Nesse caso os resultados são imediatamente extrapolados para substratos humanos. Aqui nos cabe afirmar que para efeitos de hidratação e desidratação, bem como a ablação de tais substratos em regime de femtossegundos, tal extrapolação não pode ser realizada.

Podemos, assim como realizamos anteriormente, mostrar um gráfico comparando as diferenças entre os substratos de distinta origem animal, para o grupo dos substratos ultra-secos. Tais gráficos são mostrados a seguir nas figuras 3.25 e 3.26.

Explorando esses dois gráficos é possível ver que o esmalte humano e o esmalte bovino possuem um valor de limiar de ablação semelhante, novamente, assim como foi visto no gráfico da figura 3.19. Isso nos diz que, o limiar de ablação do esmalte varia de uma mesma quantidade para ambas as origens animais, a perda de água nesse caso para o esmalte foi semelhante nos dois casos. Esse dado não condiz com os dados apresentados na referência [5], contrariando o que dissemos anteriormente. Acontece que, nesse caso específico nossas amostras foram tratadas de forma absolutamente diferente e esse preparo parece ser crucial para as amostras

de origem humana, pois, como vimos, os substratos de origem bovina se comportam de forma coerente com tais dados.

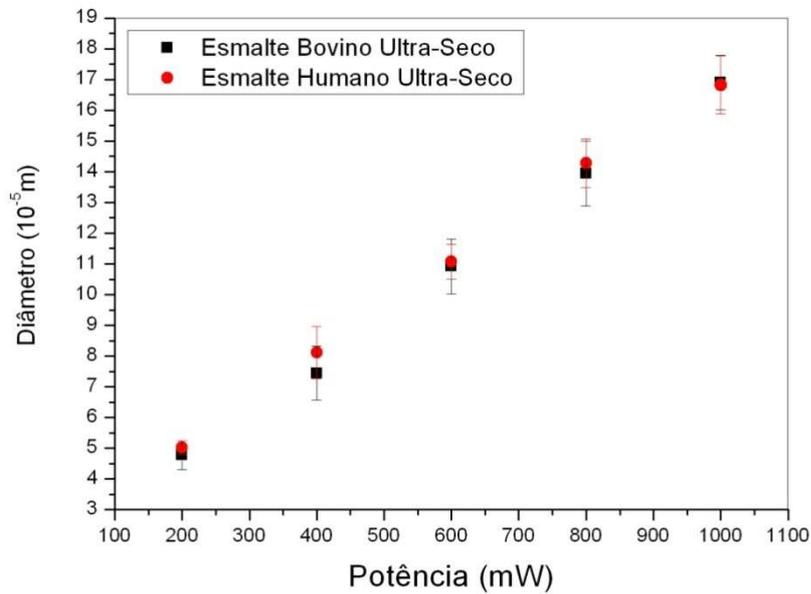


Figura 3.25 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando origem animal (esmalte, $t = 5s$).

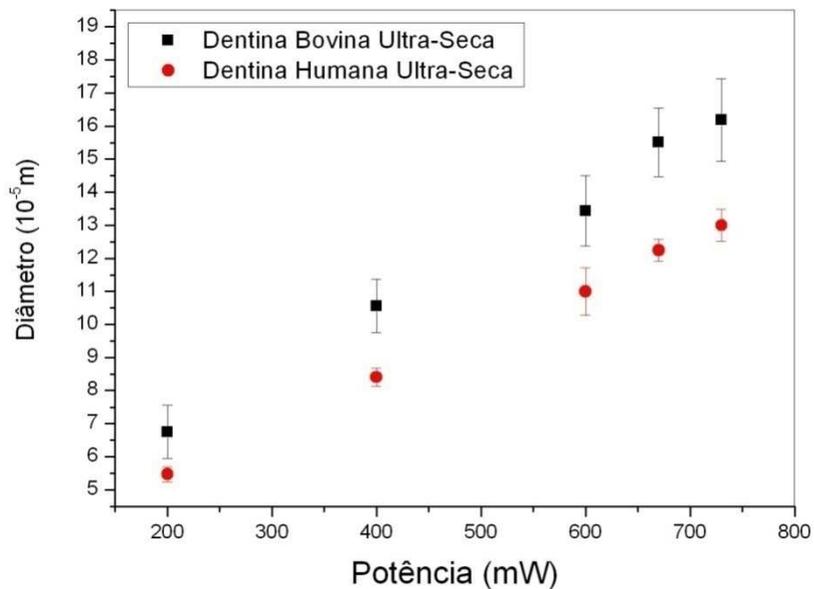


Figura 3.26 – Diâmetro como função da Potência média do laser, comparando origem animal (dentina, $t = 5s$).

Já para o caso da dentina, quando comparadas as de origem humana e bovina, o comportamento é diferente para ambas quando comparamos com o gráfico da figura 3.21. A dentina de origem bovina, nesse caso, parece perder menos água que a de origem humana, vista através de um menor diâmetro para este último. Mais uma vez aqui, os dados não se apresentam de forma coerente com dados apresentados na referência citada acima [5], mostrando mais uma vez que o preparo dessas amostras de distintas formas dita a dinâmica de perda e re-incorporação de água. Isso é esperado quando imaginamos que estando os substratos ainda unidos, tanto a perda quanto a re-incorporação de água é dificultada devido à água precisar atravessar um caminho maior por entre o corpo de prova.

Podemos ainda resumir todos esses resultados calculando diretamente os limiares de ablação através da equação 3.1. Esses dados são mostrados tanto no gráfico da figura 3.27 quanto na tabela 3.4. Esses valores de limiar foram calculados utilizando os valores do diâmetro das irradiações realizadas com potência incidente de 200 mW e tempo de exposição de 5 segundos, conhecendo-se a cintura do feixe incidente. Escolhemos esse ponto por termos certeza de que os danos térmicos eram altamente diminuídos, utilizando a menor potência e o menor tempo de exposição. Para facilitar a visualização, os dados referem-se ao logaritmo da razão entre a Intensidade de Limiar (I_{th}) e a Intensidade incidente (I_0).

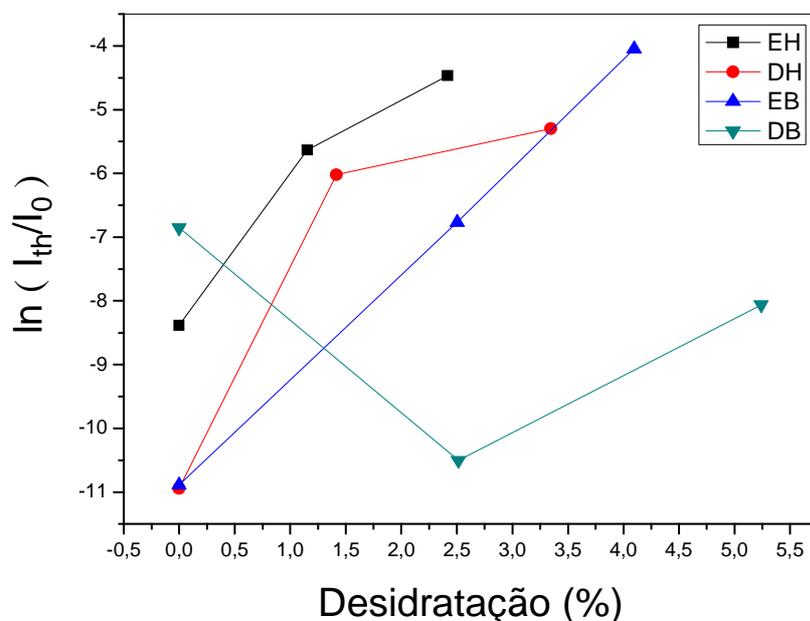


Figura 3.27 – Dependência do Limiar de Ablação com a desidratação, onde: EH – Esmalte Humano, DH – Dentina Humana, EB – Esmalte Bovino e DB – Dentina Bovina.

	EH	DH	EB	DB
Hidratados	- 8,38549	- 10,94452	- 10,88889	- 6,85381
Umedecidos	-5,67524	- 6,845	- 5,16582	- 7,92873
Secos	- 5,6352	- 6,02128	- 6,76594	- 10,50347
Ultra-secos	- 4,46436	- 5,29674	- 4,04769	- 8,06202

Tabela 3.4 – Limiar de Ablação [$\ln(I_{th}/I_0)$] de todos os substratos em vários níveis de hidratação, onde as siglas são as mesmas do gráfico da figura 3.27.

O gráfico da figura 3.27, assim como os gráficos anteriores como função da desidratação, não aparece o ponto relacionado ao grupo dos substratos umedecidos, onde os resultados não foram todos precisos. Em todos os grupos o limiar de ablação cresce em relação à desidratação dos substratos, num geral, exceto para a dentina bovina que apresenta comportamento fora do padrão, Esses dados, por sua vez, reafirmam tudo que foi posto anteriormente.

Por fim, seguindo a mesmos preceitos dos gráficos das figuras 3.23 e 3.24, mostramos a seguir nas figuras 3.28 e 3.29 gráficos correspondentes às zonas de dano térmico em dentina (humana e bovina) como função da desidratação. Os gráficos correspondem às zonas Z2 e Z3, ou seja, às zonas escurecidas de dano térmico intenso, e a amarelada de dano térmico brando, respectivamente.

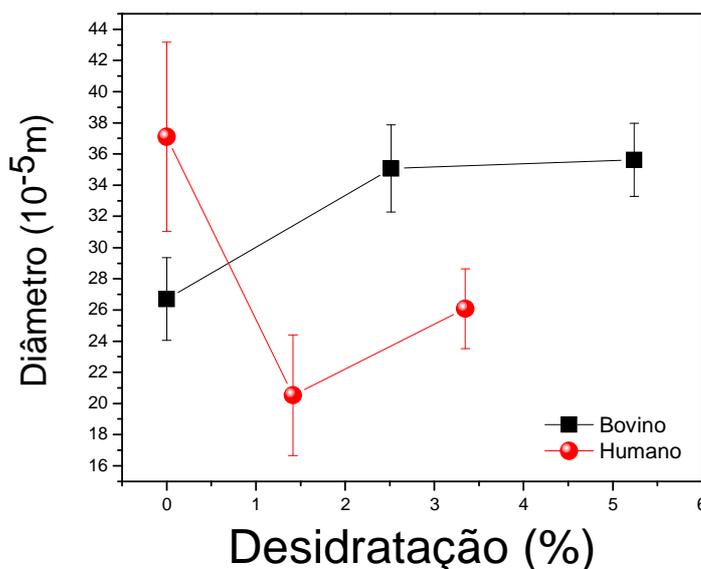


Figura 3.28 – Diâmetro da zona de dano térmico Z2 como função da desidratação.

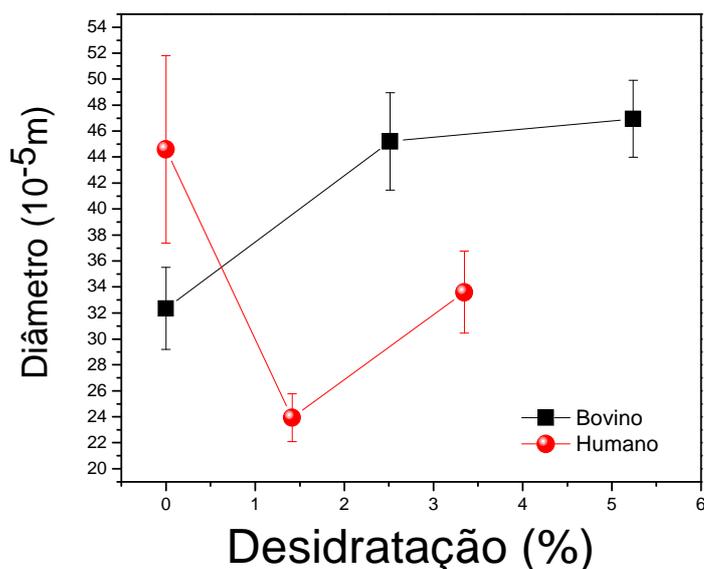


Figura 3.29 – Diâmetro da zona de dano térmico Z3 como função da desidratação.

Podemos perceber pelos gráficos que ambas as zonas se comportam de forma bem semelhante. Os gráficos mostrados correspondem a danos causados pela irradiação da dentina a 800 mW por 10s. Como para ambas as zonas o comportamento é o mesmo, sugerimos que a natureza do dano (térmico) é que comanda este perfil. Além disso, vemos que em ambas os gráficos, dentina humana e bovina se comportam de forma distinta. A dentina humana sofre um aparente decréscimo do dano térmico, contrastando com a dentina bovina, que apresenta por sua vez um aparente crescimento.

É sabido da literatura que dentina humana e bovina apresentam estruturas bem distintas. Um exemplo dessas diferenças são as disposições e diâmetros dos túbulos dentinários. Por conta disto, a água deve estar arranjada de forma distinta por entre suas estruturas, resultando em dinâmicas distintas de perda de água. Por exemplo, maiores perdas de água podem ocorrer na região de dentina superficial do que na dentina profunda em uma das origens animais e o contrário na outra, resultando nos comportamentos contrastantes. Esse comportamento traz à tona, mais uma vez, que os substratos dentais humanos e bovinos, especialmente a dentina, não podem ser comparados por completo.

Assim posto, partimos agora para a última de nossas análises, onde micrografias eletrônicas foram obtidas dos tecidos irradiados pela técnica de Microscopia Eletrônica de Varredura. Essa técnica nos permitiu analisar as variações morfológicas sofridas durante a irradiação das amostras nos diferentes estados de hidratação.

3.6 - Microscopia Eletrônica de Varredura

A Microscopia Eletrônica de Varredura é uma poderosa ferramenta de análise de microestruturas de diversos tipos. No caso da ablação promovida pela ação Laser, pretende-se evidenciar as variações morfológicas e estruturais sofridas pelos substratos duros dentais sujeitos à radiação. Tais variações nos guiarão no sentido de verificar a presença de diferentes tipos de interações como as térmicas e a formação de ondas de choque (danos mecânicos e formação de micro-fraturas)

As formas de preparo das amostras são diversas e dependem da sua natureza. Para o caso de dentes humanos e bovinos usamos a metodologia apresentada a seguir.

3.6.1 - Materiais e Métodos

Realizadas as irradiações descritas no experimento anterior e, completado os registros e análises com relação a este mesmo, escolheu-se uma entre as cinco amostras de cada subgrupo final das amostras descrito no organograma apresentado, tanto para amostras humanas quanto para bovinas, totalizando em 16 amostras.

As amostras foram desidratadas em crescente graduação alcoólica. Foram levadas em soluções de álcool etílico a 30%, 50%, 60%, 70%, 80%, 90%, 95% e 100% (álcool absoluto). Após essa etapa, as amostras foram então levadas a uma estufa a 37°C onde permaneceram por 12 horas.

Por fim, as amostras foram metalizadas recebendo uma camada de ouro. O intuito desse procedimento é o de produzir condutividade elétrica, dando vazão aos elétrons provenientes do feixe do microscópio, melhorando a resolução das imagens.

As amostras foram levadas ao microscópio eletrônico de varredura (LEO 440, 10 kV e 100 pA). Escolhemos três magnificações distintas onde a menor delas captou cavidade como um todo (magnificação variável) e as seguintes eram especificamente de 5000 e 8000 vezes. Uma vez que nosso intuito era avaliar apenas o efeito da hidratação no processo ablativo, escolhemos uma única potência e tempo de exposição para observar. O tempo de exposição escolhido foi de 10s para uma potência média de 200 mW, em todas as amostras. Esses valores foram assim determinados porque apenas para essa potência é que não foram observados danos

térmicos visíveis muito evidentes, garantindo que as interações do tipo eletrônicas fossem no mínimo as mais predominantes.

Assim sendo, são mostrados a seguir cada um dos resultados que obtivemos seguindo os procedimentos e análises acima mencionados.

3.6.2 - Resultados e Discussões

Começando pelo esmalte dos grupos Seco e Ultra-seco, nas figuras 3.30 e 3.31 são mostradas as microcavidades dos substratos Secos, comparando as diferentes origens animais que trabalhamos. Ambas as cavidades foram captadas para uma mesma potência (200 mW) e um mesmo tempo de exposição (10s) de forma que fossem minimizadas as interações térmicas e mecânicas.

É possível observar, nessas duas figuras, que a ablação promovida pelo Laser de femtossegundos é extremamente precisa, demonstrando uma grande definição das bordas das microcavidades para ambos os substratos. Tal observação está de acordo com algumas das referências bibliográficas mencionadas anteriormente.

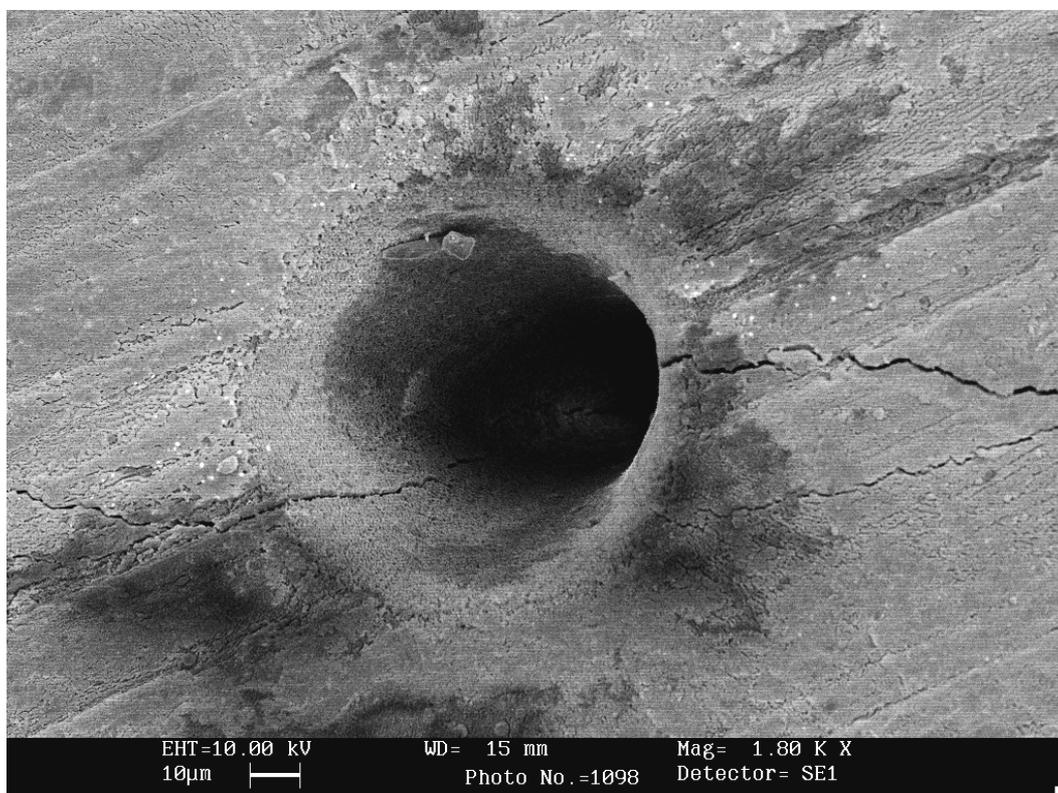


Figura 3.30 – Microcavidade de Esmalte Bovino Seco (200 mW, 10s).

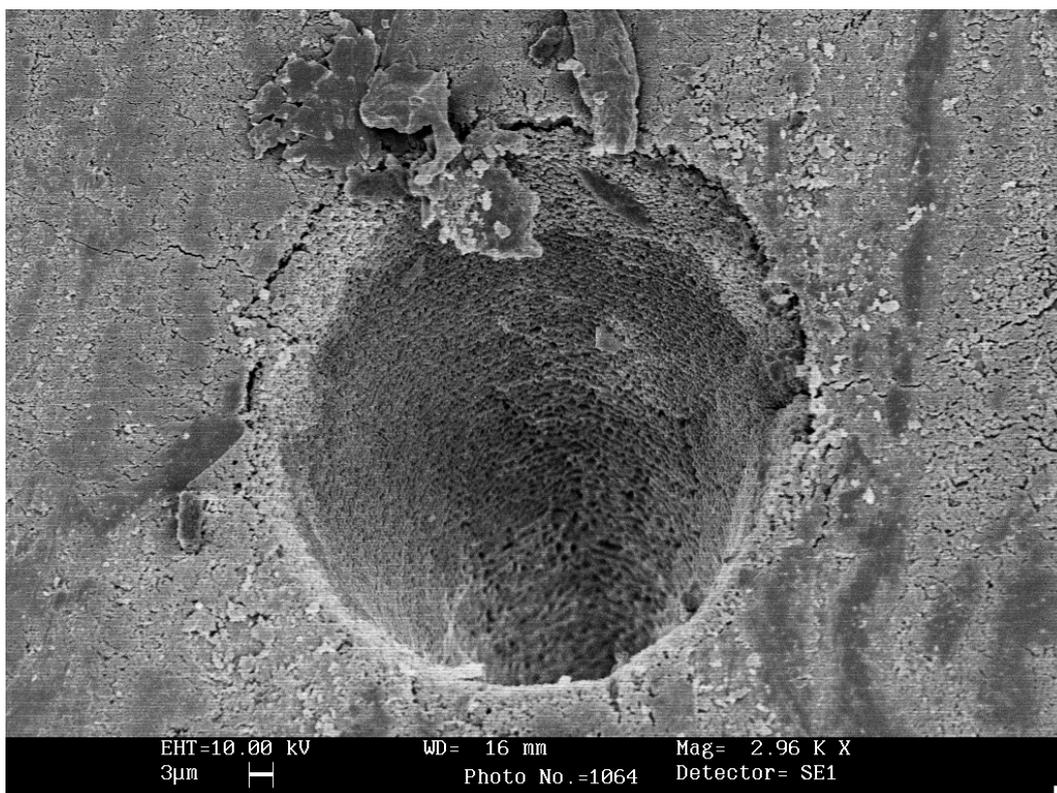


Figura 3.31 – Microcavidade de Esmalte Humano Seco (200 mW, 10s).

A definição das bordas é um indicativo de ausência, ou forte minimização, de efeitos de origem térmica. A difusão de calor para os tecidos vizinhos não é suficiente para que a Hidroxiapatita atinja o seu ponto de fusão, ajudando a manutenção do delineamento da cavidade. Observamos também nas figuras a presença de “texturas” espalhadas pela borda da cavidade. Essa estrutura é formada por material que fora expelido durante a ablação para o exterior da cavidade, lá se fixando.

Porém, vemos uma variação nesses dois substratos, com relação à formação de micro-fraturas. Observamos que o esmalte de origem bovina apresenta tais formações, o que não se aplica para o de origem humana. O mesmo acontece para os substratos de origem Ultra-seca, como podemos constatar nas figuras 3.32 e 3.33. Ou seja: pode-se afirmar que o esmalte bovino, frente ao processo de desidratação, torna-se mecanicamente mais frágil do que o esmalte de origem humana, levando-se em conta que, sob a atuação de um laser de pulsos ultracurtos, há a formação de ondas de choque proveniente do surgimento de um plasma localizado de grandes proporções. Na seqüência também mostramos as micrografias obtidas para os mesmos substratos, pertencentes ao grupo Hidratado (figuras 3.34 e 3.35).

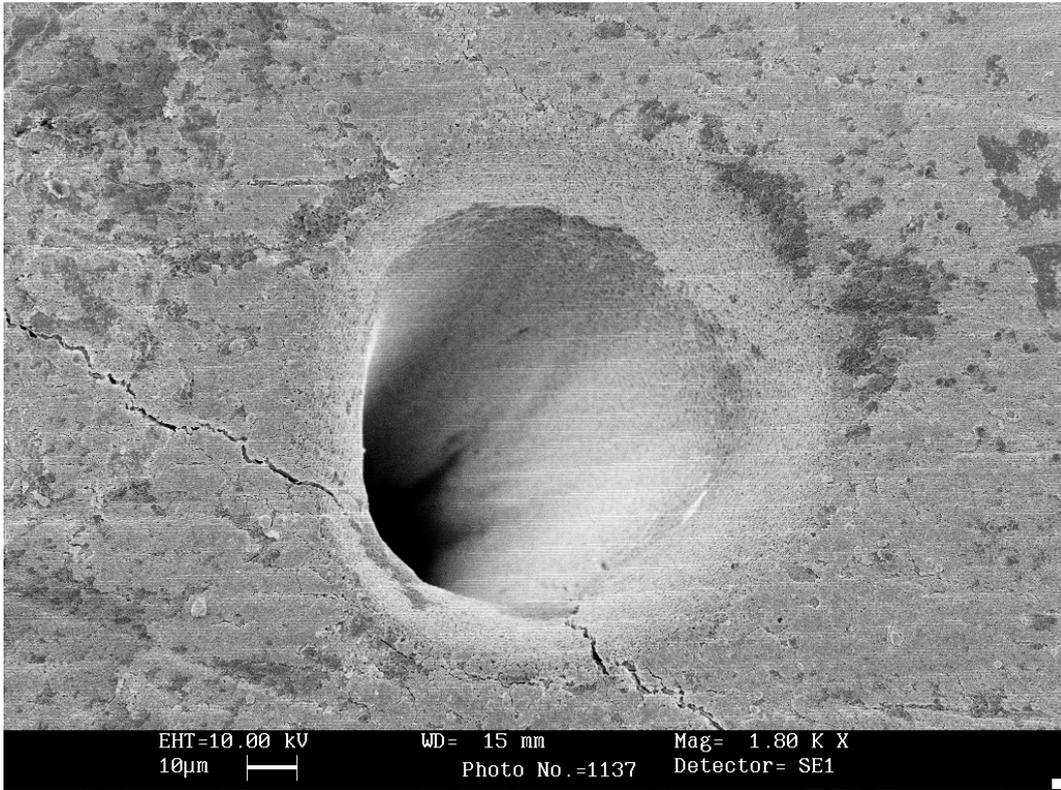


Figura 3.32 – Microcavidade de Esmalte Bovino Ultra-Seco (400 mW, 10s).

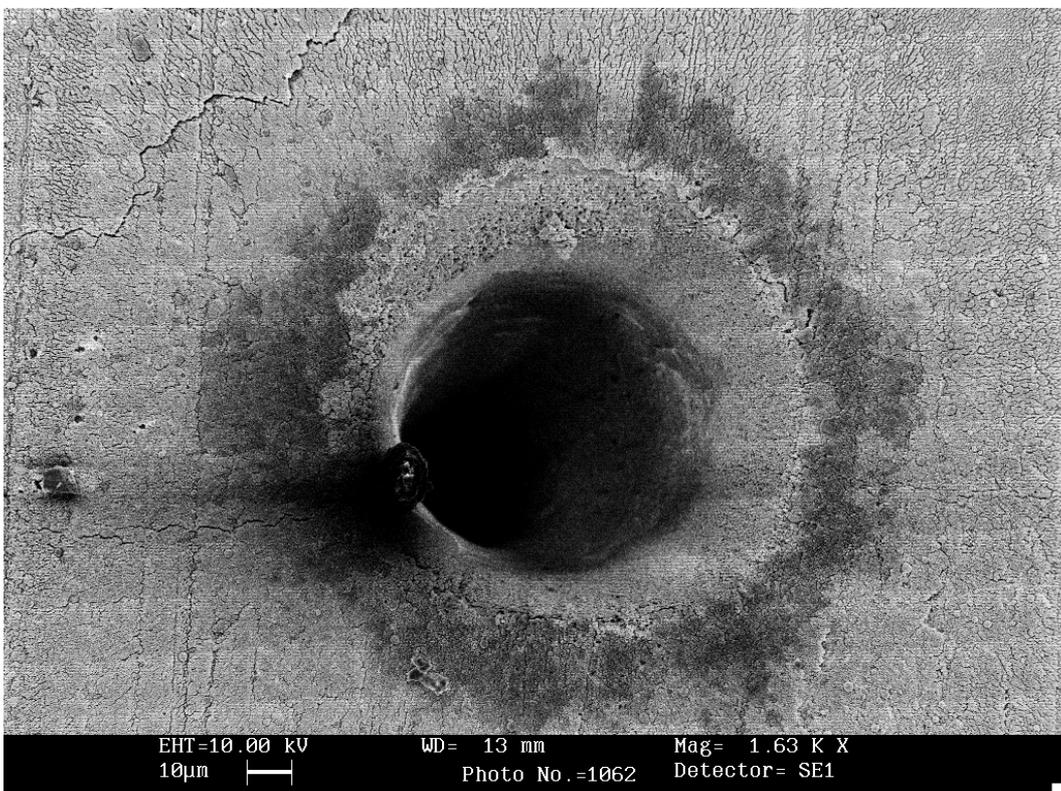


Figura 3.33 – Microcavidade de Esmalte Humano Ultra-seco (400 mW, 10s).

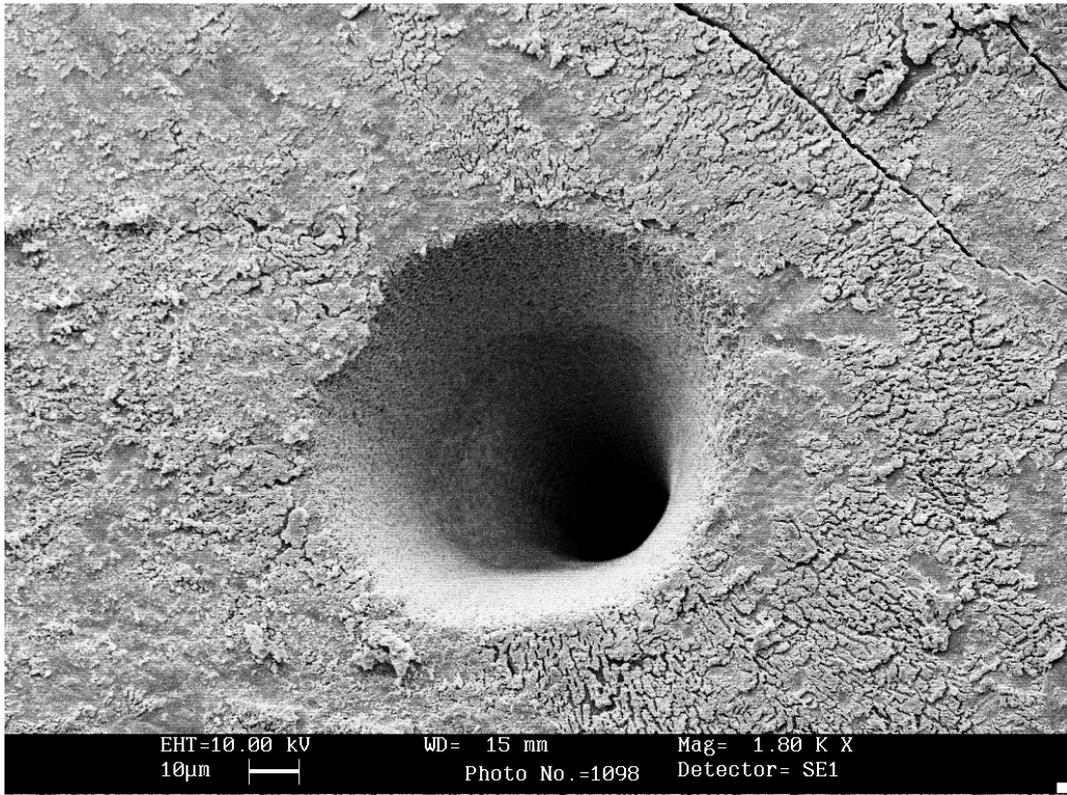


Figura 3.34 – Microcavidade de Esmalte Bovino Hidratado (200 mW, 10s).

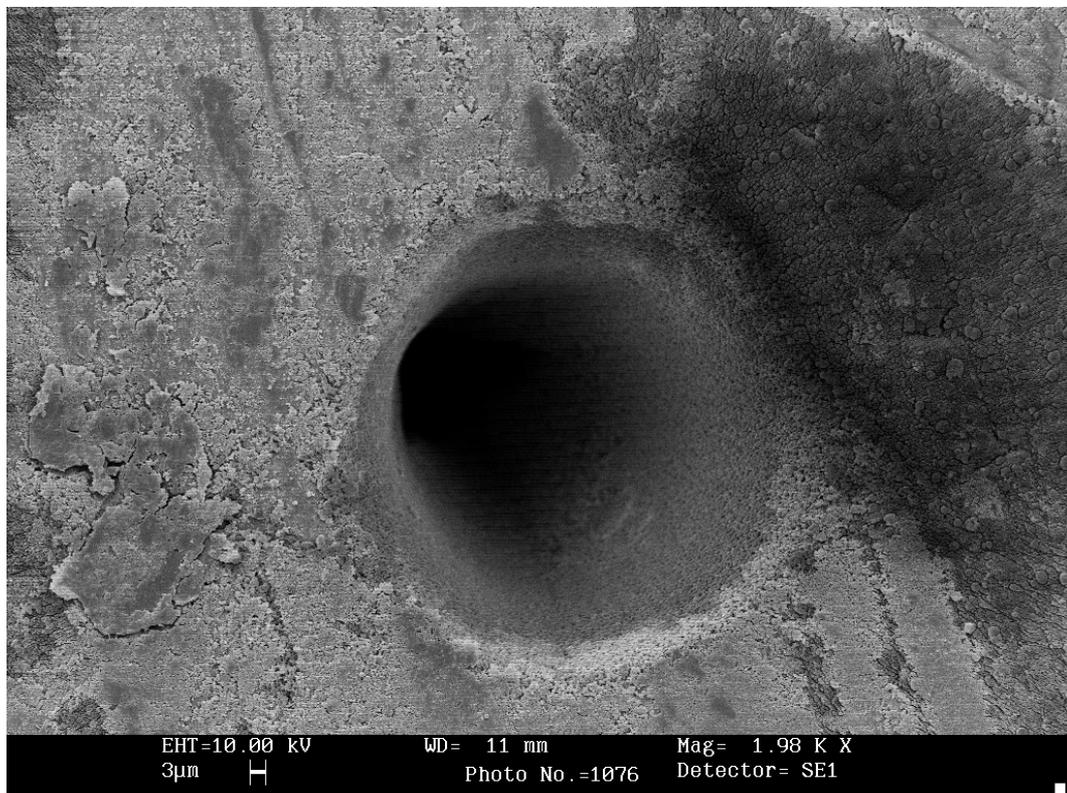


Figura 3.35 – Microcavidade de Esmalte Humano Hidratado (200 mW, 10s).

Nas micrografias das figuras 3.34 e 3.35, pode-se observar que tanto o esmalte bovino quanto o humano apresentam iguais características: ablação precisa, com delineamento das bordas, ausência de danos térmicos e, por fim, a ausência de micro-fraturas em ambos. Com isso, podemos afirmar que a formação de micro-fraturas nos substratos analisados não depende apenas da origem animal do tecido alvo, mas está também intimamente ligada a presença de água nos substratos, ou seja: a variação no teor de água na composição da matriz dos substratos faz variar não apenas o limiar de ablação como também o limiar de danos mecânicos.

Sugerimos aqui que tal fenômeno possua uma explicação baseada em algumas hipóteses já apresentadas. Como propomos anteriormente, a desidratação da matriz dos tecidos duros dentais faz com que as moléculas que os compõem fiquem mais coesas, aumentando o valor médio de ligações intermoleculares. Supomos que tal mudança na disposição das moléculas do tecido mude a frequência principal (ou as frequências) de oscilação da rede cristalina do substrato como um todo. Já foi observado por outros autores, que a interação com lasers pulsados na região dos femtossegundos, gera ondas de choque que se propagam pelo tecido alvo. Assim, é possível que a variação da frequência natural de vibração da rede cristalina, provocada pela retirada ou acréscimo de água estrutural, faça esta atingir valores próximos à frequência das ondas de choque formadas pela presença do plasma. A aproximação dos valores dessas duas frequências geraria na rede cristalina uma condição de ressonância, que, fatalmente, levaria à ruptura da própria rede, formando assim as micro-fraturas observadas.

Quando as mesmas amostras são vistas sob uma maior magnificação, maiores detalhes podem ser observados a respeito da morfologia do tecido irradiado, que comprovam a minimização de danos térmicos da aplicação de Lasers de pulsos ultracurtos para promover a ablação. Abaixo, nas figuras 3.36 e 3.37 são apresentadas as micrografias das amostras de esmalte humano e bovino hidratados, irradiados em baixa potência (200 mW e $t = 10s$). Os símbolos na figura são: (estrela branca) – porção externa da microcavidade e (estrela preta) – interior da microcavidade.

Como é sugerido por vários autores, a interação por lasers de femtosegundos não produz danos térmicos significativos. Portanto, é sugerido que não houve qualquer fusão e ressolidificação das paredes de esmalte. No entanto, a superfície de esmalte não alterada não é a que observamos na porção interna da microcavidade. Existe uma grande quantidade de material ejetado durante o processo de ablação que não possuiu durante o processo, energia suficiente para sair completamente da cavidade.

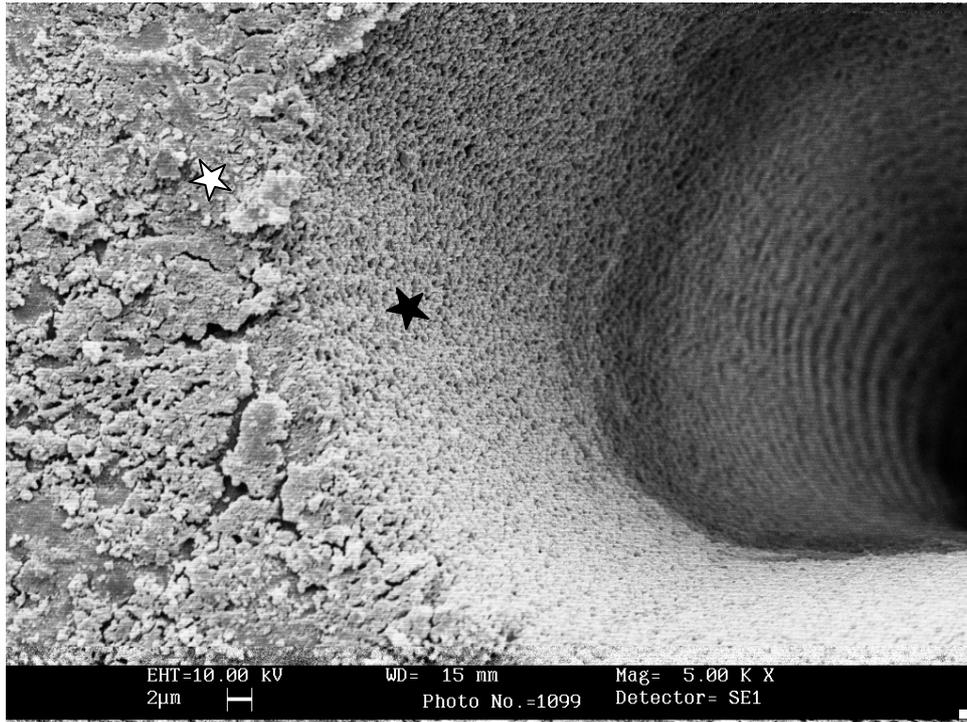


Figura 3.36 – Microcavidade de Esmalte Bovino Hidratado (200 mW, 10s).

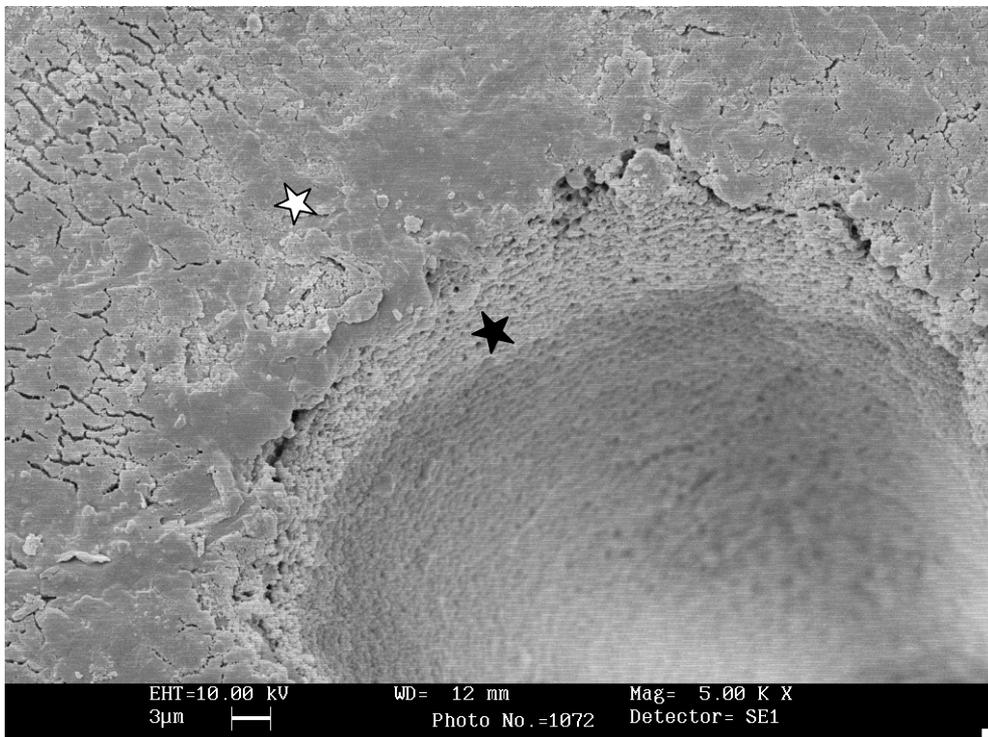


Figura 3.37 – Microcavidade de Esmalte Humano Hidratado (200 mW, 10s).

Esse material por sua vez se aloja na parede da microcavidade, recobrendo os prismas de esmalte não alterados. Assim, é sugerido que abaixo dessa camada de

material ejetado encontra-se uma parede de esmalte com todas as suas características estruturais. Processos térmicos que gerariam a fusão e a ressolidificação dos prismas de esmalte devem ocorrer para potências mais altas, como é mostrado em alguns dos trabalhos aqui já citados [6]. O nosso interesse aqui, no entanto, foi o de avaliar como a morfologia do esmalte e da dentina quando estes sofriam um processo de desidratação.

Assim, mostramos a seguir, na figura 3.38, as micrografias de esmalte ultra-seco quando irradiado.

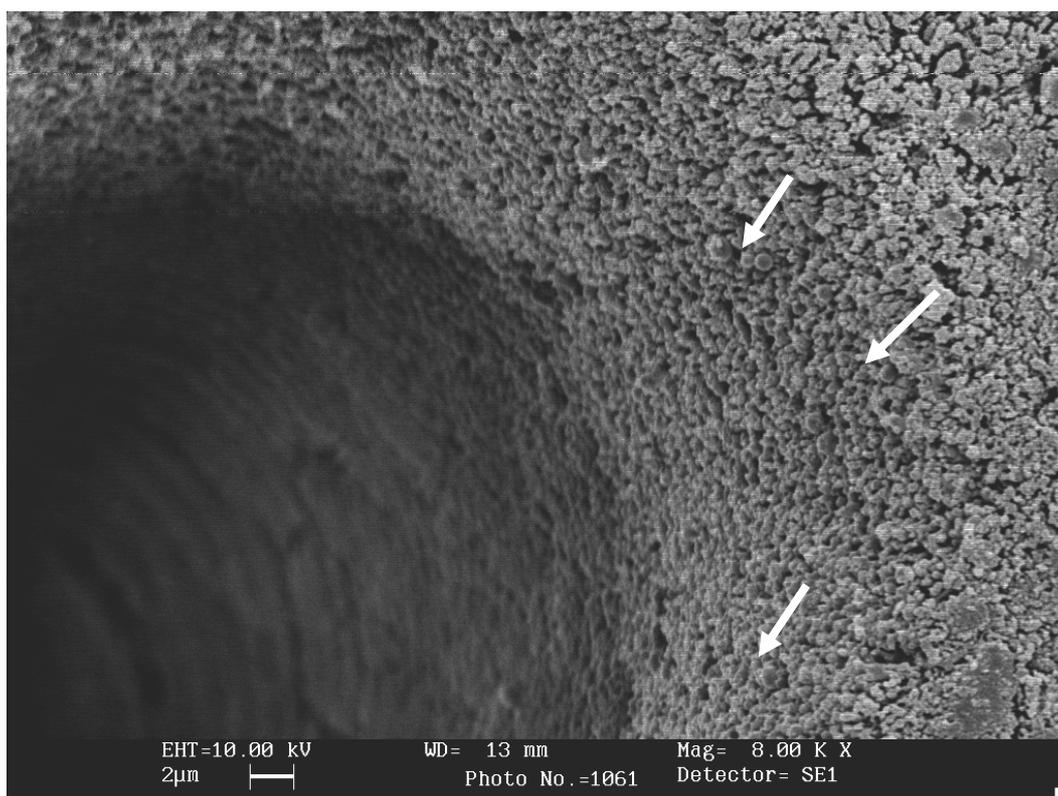


Figura 3.38 – Microcavidade de Esmalte Humano Ultra-seco (200 mW, 10s). Magnificação de 8000 vezes. As setas brancas mostram a formação de domínios esféricos.

Nesta figura podemos perceber os prismas de esmalte evidenciados nas paredes das microcavidades. Com relação aos trabalhos encontrados na literatura, os prismas de esmalte não se apresentam em nossas micrografias como de costume, o que nos leva a sugerir que boa parte do material ejetado durante a ablação se acumulou nas paredes das microcavidades, recobrando os prismas [6]. Ainda sim, não existe uma mudança substancial da orientação ou do tamanho dos prismas durante a ablação no regime de femtossegundos quando os substratos foram desidratados. Isso nos leva a crer que não há uma variação cristalográfica forte após o preparo e a irradiação nesse regime.

O perfil do interior da microcavidade, nesse caso, apresenta diferenças com relação aos substratos hidratados. Na figura acima, aparecem pela primeira vez a formação de domínios esféricos na parede interior da microcavidade. Essa formação esférica é bastante típica de quando há processos de fusão e ressolidificação do esmalte quando irradiado. Neste caso, a água estrutural presente naturalmente nos substratos dentais parece realizar um importante papel da dissipação de calor pela amostra. A ausência dela, mesmo em baixas potências, faz aparecer processos térmicos que naturalmente só ocorrem para as potências mais altas. Daqui então, podemos inferir que a quantidade de água estrutural não varia apenas o limiar de dano ablativo como também aumenta o dano térmico no tecido alvo. Esse fato aqui mencionado já era esperado como resultado da microscopia eletrônica, uma vez que pudemos perceber a olho nu durante a execução dos experimentos, que o dano térmico aumentava quanto mais desidratado o substrato se encontrasse.

Podemos sugerir aqui, com base no que já foi discutido em relação ao limiar de ablação que, uma vez que este aumenta a partir de um processo de desidratação, a energia acumulada pelo plasma passa a ser transferida para o tecido subjacente através de outros tipos de interação com respostas temporais mais lentas, como as interações térmicas. É esse aumento na energia transferida por outros canais de interação que deve provocar a maior evidência desse tipo de dano. Outra hipótese que pode explicar esse fato é que o próprio processo de desidratação altera o limiar de dano térmico, assim como o de dano ablativo.

Com relação à dentina humana e bovina, também colhemos as micrografias para os mesmos valores de potência analisados. Nas figuras 3.39 e 3.40 vemos as micrografias para a dentina bovina irradiada em 400 mW.

Podemos perceber em ambas as micrografias que a integridade das bordas é mantida também em tecido dentinário. A boa definição das bordas, como dito anteriormente em relação ao esmalte irradiado, é uma boa evidência de que o dano térmico é minimizado mesmo para a dentina seca, sustentando o fato de que nesse regime, os processos de origem eletrônica predominam fornecendo uma boa preparação da cavidade, interessante para aplicações de cunho clínico.

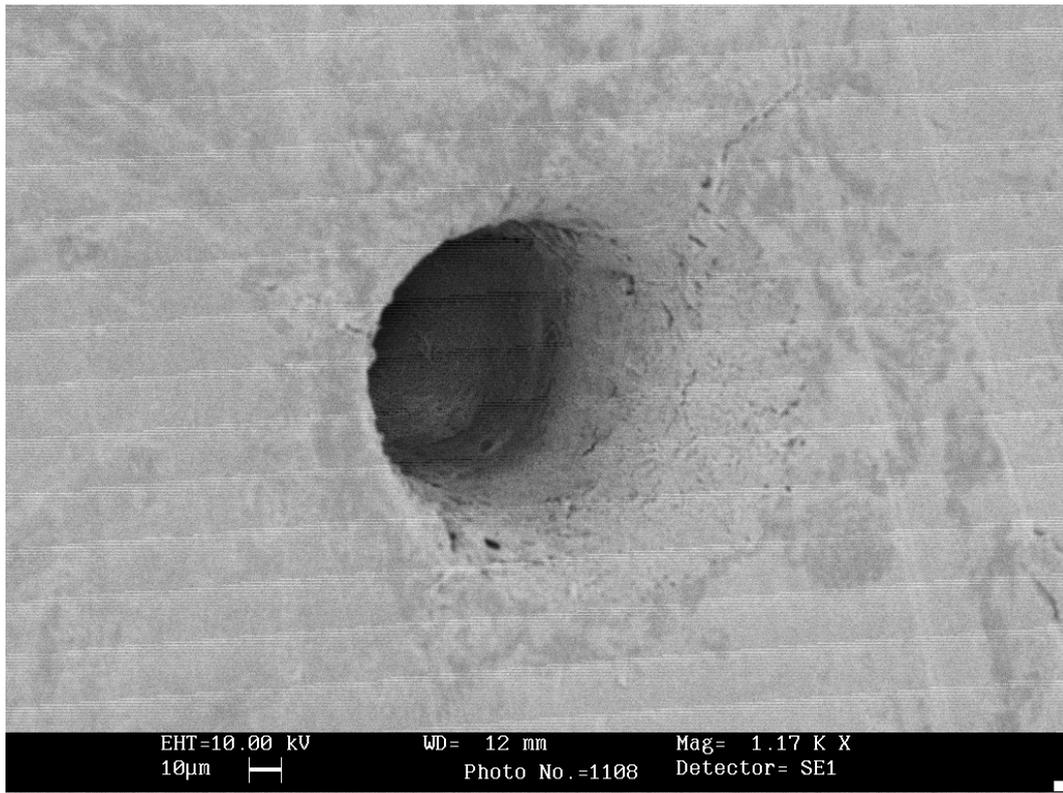


Figura 3.39 – Microcavidade de Dentina Bovina Hidratada (400 mW, 10s). Magnificação de 1170 vezes.

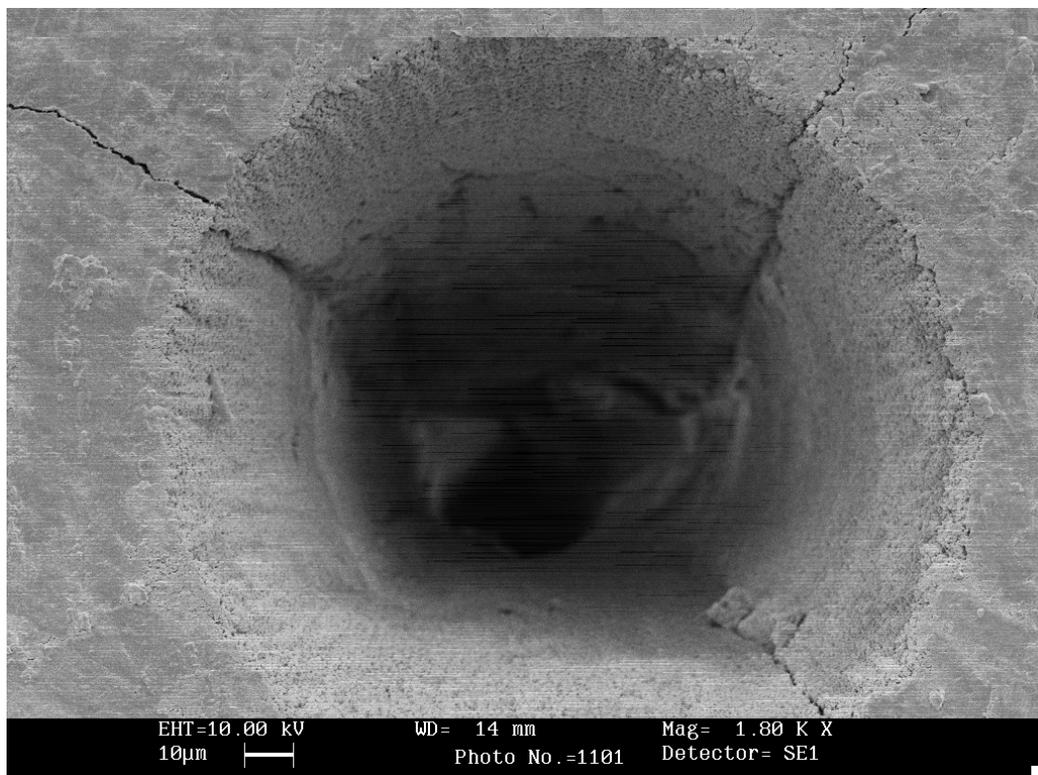


Figura 3.40 – Microcavidade de Dentina Bovina Seca (400 mW, 10s). Magnificação: 1170 vezes.

Devemos chamar atenção aqui para o fato de que, quando a dentina sofre um processo de desidratação, o número de micro-fraturas cresce. Esse fato também foi verificado para a dentina humana. Nesse caso, a formação de micro-fraturas parece demonstrar uma dependência inversamente proporcional ao teor de água estrutural. Algo semelhante foi visto também nas amostras de esmalte, apresentadas anteriormente, em que a formação de micro-fraturas se mostrou dependente do grau de hidratação da amostra.

Por fim, também pudemos observar que os fenômenos gerados no esmalte, como a presença de material ejetado nas paredes das microcavidades, bem como a formação de domínios esféricos para amostras ultra-secas, também foram observados na dentina, tanto humana quanto bovina. Nesse caso, esses fenômenos geram em dentina outras implicações de interesse clínico. É o que podemos ver nas próximas micrografias, mostradas nas figuras 3.41 e 3.42.

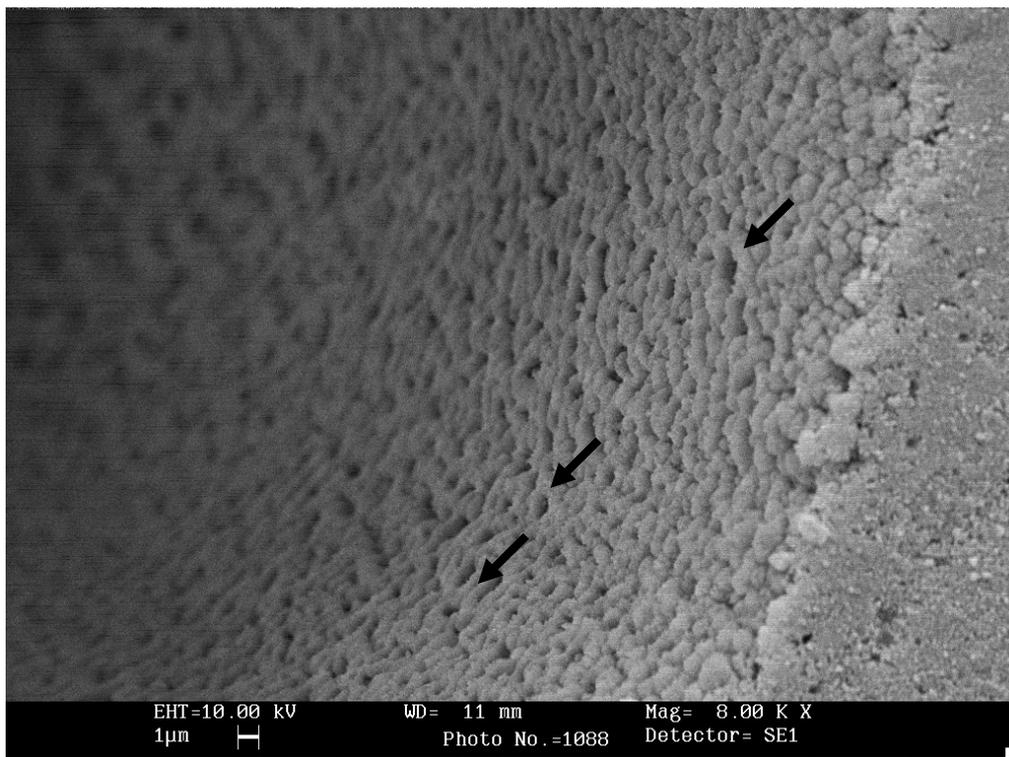


Figura 3.41 – Microcavidade de Dentina Bovina Umedecida (200 mW, 10s).

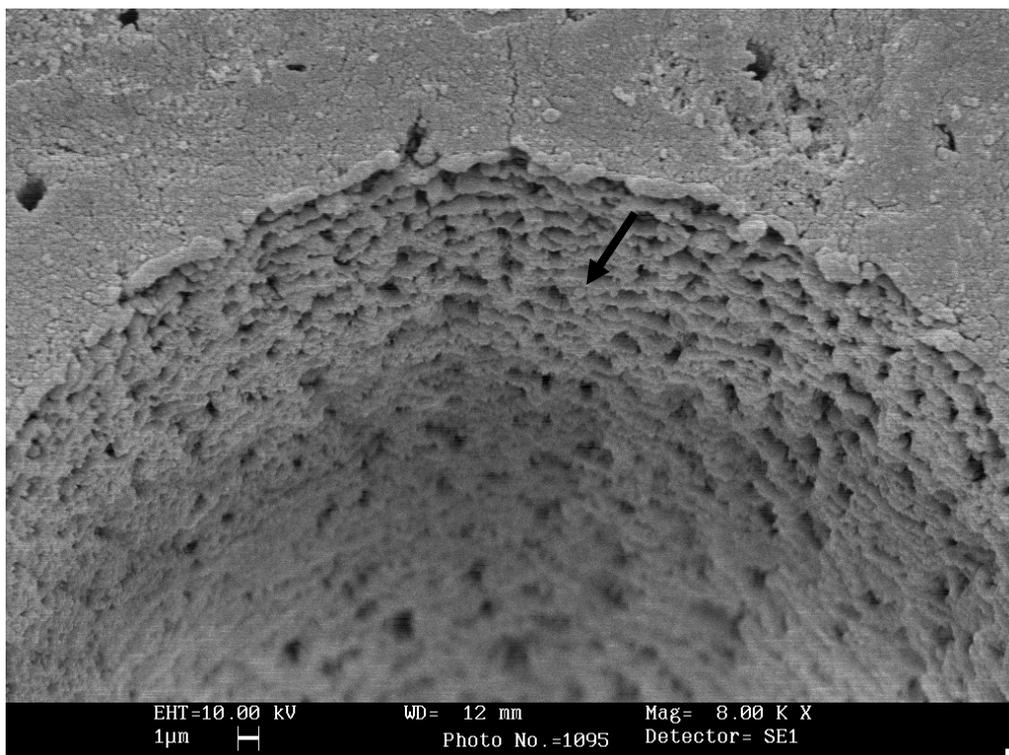


Figura 3.42 – Microcavidade de Dentina Bovina Ultra-seca (200 mW, 10s).

Na figura 3.41 é possível perceber, assim como no esmalte, que o interior da microcavidade ficou recoberto de material ejetado que não possuía energia suficiente para alcançar o exterior da mesma. Nesse caso, a ablação promovida nesse regime cria o que chamamos de *smear layer*. Como a dentina possui na sua formação estruturas conhecidas como túbulos dentinários, estes últimos acabaram por se tornar, total ou parcialmente, obliterados pelo material ejetado, se tornando nesses pontos o que chamamos de *smear plug*. Esse fato pode ser desejável em aplicações de cunho clínico, onde a irradiação laser pode além de promover a ablação, garantir que a sensibilidade causada pela exposição dos túbulos dentinários seja diminuída. Da mesma forma, assim como em esmalte, pudemos observar na dentina ultra-seca (figura 3.42) a formação de domínios esféricos durante a irradiação, o que sugere a alta temperatura local atingida, causando a fusão e ressolidificação dos substratos dentais em regimes na diminuição do teor de água estrutural.

Dessa forma, podemos concluir aqui todas as nossas discussões a respeito dos resultados obtidos experimentalmente neste trabalho. Passaremos então ao capítulo final, onde teceremos todas as conclusões que podemos tirar daqui de nossas análises, além de apresentar as perspectivas futuras para a continuidade e possível completude das investigações.

3.7 - Referências Bibliográficas

- [1] J. Krüger, W.Kautek, H. Newesely, Appl. Phys. A **69**, 403-407 (1999).
- [2] J. Perdigão, A. V. Ritter, Adesão aos tecidos dentários. In: Baratieri LN, editor. Odontologia restauradora, fundamentos e possibilidades. São Paulo: Santos; 2001. p. 84-128.
- [3] E. Katchburian, V.E. Arana-Chavez, Histologia e embriologia oral. São Paulo: Médica Panamericana; 1999; p 381.
- [4] F. H. Loesel, M. H. Niemz, J. F. Bille, T. Juhasz, IEEE Journal of Quantum Electronics **32**, 1717 – 1722 (1996)
- [5] Dutra-Corrêa M. Avaliação das propriedades térmicas, químicas e mecânica relacionando dente bovino e dente humano. Dissertação apresentada à Faculdade de Odontologia de São José dos Campos, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre, pelo Programa de Pós-Graduação em Odontologia Restauradora, Especialidade em Dentística. 2005.
- [6] Dutra-Corrêa M. Ablação de esmalte e dentina bovinos e humanos com Laser de Ti:Safira no regime de Femtosegundos: análises morfológica e físico-químicas comparativas. Tese apresentada à Faculdade de Odontologia de São José dos Campos, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor, pelo Programa de Pós-Graduação em Odontologia Restauradora, Especialidade em Dentística. 2008.

Capítulo 4: Conclusões e Perspectivas

Nesse capítulo final nos deteremos a apresentar as conclusões tiradas durante a execução dos experimentos e das análises apresentadas no capítulo anterior.

Como primeira conclusão, podemos dizer que o processo de desidratação dos substratos duros dentais é um processo irreversível. Tanto para os substratos de origem animal, como para os de origem humana, o processo de desidratação gerou uma perda percentual de massa dos corpos de prova que, ao ser levados para a re-hidratação, a massa inicial nunca foi atingida para todos eles. O processo de re-hidratação, por sua vez, ocorre de forma distinta para cada uma das origens animais, mostrando uma diferença entre elas nos valores médios de desidratação observados. Ainda assim, a diferença apresentada entre tais valores médios de re-hidratação encontra-se dentro do erro experimental, o que aproxima os comportamentos.

No entanto, alguns dados encontrados na literatura e discutidos anteriormente mostram comportamentos distintos entre substratos humanos e bovinos, quando esmalte e dentina são tomados separadamente. Quando os substratos não podem ser separados, como no nosso caso, espera-se um comportamento geral da desidratação semelhante, embora acredita-se que a perda de água localmente se dê como nos resultados estudados de outros autores.

Quando as amostras foram preparadas de diferentes formas na separação dos grupos, percebemos que o grupo de amostras umedecidas se apresentou muito semelhante ao grupo dos hidratados, para todos os substratos. Mas os substratos secos e ultra-secos apresentaram o comportamento esperado. É possível que todos esses comportamentos sejam muito diferentes quando os substratos sejam devidamente separados um do outro, sem que o comportamento de um possa influenciar no outro. Os dados, da forma como obtivemos, apresentam a superposição dos comportamentos. A formação dos grupos de hidratação, nesse caso, serviu para nos guiar nas condições que iríamos irradiar. Como não encontramos qualquer registro de um estudo baseado no teor de água presente nesses substratos, não havia qualquer metodologia estabelecida, estando a nossa também estava sujeita a testes.

Com relação ao diâmetro da borda das cavidades ablacionadas, uma série de conclusões pode ser obtida. Inicialmente, o esmalte dental, tanto humano quanto bovino, apresenta uma maior resistência a danos de origem térmica do que a dentina, o que podemos dizer pelo limiar de ocorrência de dano térmico, que é maior em esmalte que em dentina.

O dano em dentina, quando ocorre devido a aplicação de potências mais altas, no uso de pulsos ultracurtos, estende-se em quatro zonas diferentes entre si, sendo elas: Zona 1 (ablação, microcavidade), Zona 2 (dano térmico intenso, zona escurecida), Zona 3 (dano térmico brando, zona amarelada) e Zona 4 (material não atingido). Em aplicações de outros tipos de lasers, apenas três dessas zonas são geralmente observadas, como constatamos em nossa pesquisa bibliográfica.

A formação de uma cavidade com distribuição espacial aproximadamente cônica evidencia um decaimento da intensidade do laser logo após o início da formação da cavidade, diminuído aos poucos a densidade eletrônica do plasma com o afastamento do plano focal. Efeitos de saturação do plasma (*plasma shielding*) também podem ter contribuído na diminuição da energia absorvida localmente.

Quando há a ocorrência do dano térmico em dentina, a cavidade formada mantém o perfil cônico, porém com declividades bem distintas nas bordas da microcavidade. Isso pode ter explicação na diminuição da energia efetivamente disponível para promover a ablação dos tecidos duros dentais.

Esmalte e Dentina, tanto humanos quanto bovinos, apresentam um valor para o limiar de ablação muito próximo um do outro, quando estão numa condição de hidratação máxima.

O tempo de exposição é uma quantidade que afeta apenas o volume da microcavidade, mas não o limiar de ablação, como pudemos constatar através da não variância do diâmetro com relação a essa quantidade.

Quando um mesmo substrato, de mesma origem animal, é comparado com relação à hidratação do corpo de prova, o limiar de ablação cresce à medida que o teor de água diminui. Podemos concluir a partir desse fato, que a água estrutural dos substratos dentais penetra na estrutura dos cristais de Hidroxiapatita, quebrando as ligações intermoleculares e relaxando as tensões do meio que a abriga. Isso, em comparação com outros resultados experimentais pode nos sugerir que o tamanho dos cristais de Hidroxiapatita sejam maiores quanto maior for a desidratação. Uma das perspectivas futuras do nosso trabalho é a possível realização de medidas de natureza

cristalográfica, para confirmar as nossas hipóteses. A perda de água gera no substrato um acréscimo no valor médio de ligações intermoleculares por molécula, exigindo uma maior energia a ser transferida pelo plasma gerado para a quebra das mesmas e ejeção das moléculas. Outra possível explicação pode estar simplesmente na diferença do plasma gerado a partir da ionização da hidroxapatita e da água. A realização de medidas de natureza cristalográficas confirmativas pode contribuir na melhor descrição do fenômeno que nós observamos.

Esmalte e dentina bovina costumam se comportar de formas diferentes entre si, e também cada um deles em relação aos substratos de origem humana. Essas conclusões podem ser tiradas com base nas várias análises que fizemos, desde a perda e re-incorporação de água até as análises das micrografias eletrônicas, como também a análise do limiar através do diâmetro da borda. Essa distinção era esperada pela análise dos nossos resultados quando comparados também com resultados publicados na literatura (Maristela et. al.). Nossos dados confirmam ainda mais que a depender da característica que estiver sendo avaliada, os dados obtidos para dentes bovinos não podem ser extrapolados para humanos. Portanto, para estudos com interesses de aplicabilidade clínica na promoção de ablação por lasers de pulsos ultracurtos, apenas dentes de origem animal humana é que deve ser utilizado.

Algumas conclusões podem ser também relatadas com base unicamente nas micrografias eletrônicas. Seriam elas:

A evidência de que a aplicação de lasers de pulsos ultracurtos em substratos duros dentais gera danos térmicos e mecânico extremamente diminuídos, com uma integridade das bordas e paredes da microcavidade, sem qualquer material fundido. Isso nos confirma o conhecido fato de que esse tipo de laser é uma alternativa superior em aplicações clínicas.

Os danos mecânicos, como a formação de micro-fraturas, são características diferentes não apenas para as diferentes origens animais como também parece ser uma função do teor de hidratação das amostras. Esse fenômeno pode ter origem no seguinte fato: a aproximação das moléculas e reorganização causadas pela desidratação (previstas na hipótese que propomos para explicar as variações do limiar de ablação com o teor de água estrutural) deve deslocar a frequência normal de oscilação das moléculas do cristal de Hidroxapatita. Esse deslocamento pode aproximar os valores das frequências naturais com a da onda de choque presente pela atuação do plasma. Isso criaria uma disrupção por conta da aproximação da condição de ressonância. Uma perspectiva futura desse trabalho também é a realização de

medidas nesse sentido (analisar as ondas de choque bem como as frequências naturais de vibração da estrutura cristalina).

A desidratação mais expressiva de todos os substratos dentais faz promover, quando irradiados, a formação de domínios esféricos, tipicamente de tecido fundido e ressolidificado, mesmo em baixas potências. Essa evidência de danos térmicos mostra que a água, além de um meio facilitador de ablação, gera quando embebida na estrutura cristalina de substratos duros dentais, uma diminuição no limiar de dano térmico e/ou a retenção de uma maior energia pelo plasma gerando geração local de calor. Essas hipóteses precisariam ser verificadas da mesma forma, podendo ser colocada como uma também perspectiva futura deste trabalho. Além disso, mesmo no maior nível de desidratação, os prismas de esmalte parecem manter as suas orientações espaciais originais, embora recobertos de material ejetado nas paredes das microcavidades.

A exposição da dentina à radiação laser de pulsos ultracurtos gera uma microcavidade onde nas suas bordas acumula-se material que não teve força suficiente para ser ejetado para o exterior da mesma. Esse acúmulo de material ejetado oblitera os túbulos dentinários. Essa obliteração (criando o que é chamado de *smear plug*) pode ser útil em aplicações clínicas, onde o preparo da cavidade protegeria as terminações nervosas localizadas nos próprios túbulos, diminuindo assim a sensibilidade durante o tratamento.

Como esperado, os resultados que obtivemos puderam comprovar que o processo de ablação induzida por plasma apresenta uma forte dependência com a composição dos tecidos duros dentais. Isso não nos fornece apenas um maior conhecimento a respeito dos mecanismos de interação envolvidos na aplicação de lasers ultracurtos em tecidos biológicos como também coloca o processo de ablação induzida por plasma como uma ferramenta para a obtenção indireta de características microscópicas de materiais. É possível também concluir, a partir dos nossos resultados, que o processo de ablação quando aplicado clinicamente, deve responder de forma distinta para cada tipo de dente. As diferenças nas composições químicas (como concentração de odontoblastos em dentina), além do diferente contato que cada dente tem com o ambiente externo (influenciando na sua hidratação), pode variar as características da ablação promovida por lasers ultra-curtos, sendo crucial mais estudos da forma como foi aqui delineado.

Anexos



UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS
COMITÊ DE ÉTICA EM PESQUISA

Maceió – AL, 30/08/2007

Senhor (a) Pesquisador (a), Maria Tereza de Araújo
Vanderlei Salvador Bagnato
Francisco de Assis Martins Gomes Rego Filho

O Comitê de Ética em Pesquisa (CEP), aprovou *Ad Referendum* em 14/01/2008 e com base no parecer emitido pelo (a) relator (a) do processo nº 021438/2008-38 sob o título **Interação Laser-tecido dental**, de sua autoria, vem por meio deste instrumento comunicar sua aprovação com base no item VIII.13, b, da Resolução nº 196/96.

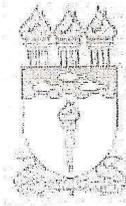
Outrossim, recomendamos a observância do que consta na folha de rosto com respeito ao cumprimento dos prazos para entrega de relatórios, bem como o atendimento da referida Resolução da CONEP/CNS, quando for o caso (*).

Na eventualidade de esclarecimentos adicionais, este Comitê coloca-se a disposição dos interessados para o acompanhamento da pesquisa em seus dilemas éticos e exigências contidas nas Resoluções supra referidas.

(*) Áreas temáticas especiais




Prof. Dr. Walter Matias Lima
Coordenador do CEP/UFAL



UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS
COMITÊ DE ÉTICA EM PESQUISA
PARECER CONSUBSTANCIADO

Protocolo: 23065-0211438/2008-38
23065.0211438/2008-38

Título: Interação Laser-tecido dental.

Data de Entrada no CEP: 02/1/2008
Projeto de PBIIC: Mestrado

Orientadora do Projeto: Profa. Dra. Maria Tereza de Araújo. Orientando: Francisco de Assis Martins Gomes Rego Filho. Pesquisador Participante: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato.

Instituto: Universidade Federal de Alagoas: Instituto de Física (Mestrado). Grupo de Fibras Ópticas Não Linear. (Projeto de Mestrado)

Sumário do Projeto:

O Projeto de Pesquisa em questão pretende estudar a influência da incorporação de água e/ou desidratação de Esmalte e Dentina, humanos e bovinos, na taxa de ablação promovida por um Laser de pulsos ultra-curtos (fentosegundos). Pretende-se estudar como a taxa de ablação responde às características do tecido (hidratação), bem como as características da radiação, onde serão estudados por volta de quatro parâmetros de irradiação distintos. Pretende também estudar processos térmicos e não térmicos em tecido dental. Medir o limiar de energia para remoção controlada de tecido dental e investigar a adesão de resina dos dentes e problemas de infiltração. Serão coletados por doação 20 dentes bovinos e 20 dentes humanos.

Comentários: O projeto está bem elaborado e atende aos requisitos das normas com pesquisa com animais e pesquisa com seres humanos. Contêm critérios de inclusão e exclusão, cálculo da amostra e metodologia detalhada, com revisão de literatura e toda documentação exigida pela Resolução CNS/196/96.

Portanto, solicitamos ao Comitê de Ética em Pesquisa que considere o projeto em pauta aprovado.

Salvo melhor entendimento, esse é nosso parecer.

Data da Reunião:

Assinado
WMS
Prof. Dr. Walter Matias Lima
Coordenador do CEPIUFAL

