

Reginaldo Rocha da Silva

**Estudos dos processos de ionização em um
laser de N₂: Teoria e experimentação**

*Tese apresentada como requisito parcial para obtenção do
título de Doutor em Física*

Universidade Federal Fluminense
Instituto de Física

Orientador: Prof. Dr. Carlos Eduardo Fellows

*Niterói - Rio de Janeiro
2010*

S586 Silva, Reginaldo Rocha da.
Estudos dos processos de ionização em um laser de N2:
teoria e experimentação / Reginaldo Rocha da Silva ;
orientador: Carlos Eduardo Fellows. -- Niterói, 2010.
131 f. : il.

Tese (Doutorado) - Universidade Federal Fluminense,
Instituto de Física, 2010.
Bibliografia: f. 119-121.

1.LASER. 2.NITROGÊNIO. 3.IONIZAÇÃO. 4.EXPERIÊNCIA.
I.Fellows, Carlos Eduardo, Orientador. II.Universidade
Federal Fluminense. Instituto de Física, Instituição
responsável. III.Título.

CDD 621.366

RESUMO

Neste trabalho apresentamos um estudo experimental e teórico sobre os mecanismos de pré-ionização em lasers de Nitrogênio molecular através da exposição à radiação ionizante. Em uma primeira etapa apresentamos um estudo experimental sobre a influência da ionização contínua de fundo, gerada através da introdução de uma distribuição regular de fontes α – emissoras (^{241}Am), ao longo do canal de descarga do laser. Nesta etapa, foi realizada uma análise, para uma configuração específica de eletrodos com perfil em cunha, da influência da ionização contínua de fundo no comportamento da potência de pico da radiação emitida e a largura temporal do pulso de radiação, em diferentes pressões. Foram realizadas medidas destas duas grandezas para um sistema sem fontes α – emissoras e com fontes α – emissoras no canal de descarga.

Em uma segunda etapa apresentamos um modelo teórico de equações de taxas para simular os pulsos de radiação e investigar os efeitos da ionização contínua produzida por partícula alfa em um pulso do laser de nitrogênio. As simulações realizadas a partir do modelo ajustam as diferentes curvas experimentais de potência e largura temporal do laser nas diversas configurações e apresentam uma boa concordância com nossos dados experimentais.

ABSTRACT

In this work an experimental and theoretical study on the pre-ionization mechanisms in nitrogen molecular lasers produced by ionizing radiation. In a first step an experimental study over the influence of a bias ionization, generated by the introduction of equally spaced distribution of α -particle emitters (^{241}Am) on the laser discharge channel. In this step, it has been performed an analysis, for a specific wedge electrode configuration, on the laser radiation peak power and temporal width of radiation pulse, for different gas pressures. Measures of these two magnitudes have been performed without α -particle emitters and with α -particle emitters in the laser discharge channel.

In a second step a rate equations theoretical model is presented, in order to simulate the radiation pulses and seek an explanation for the alpha particle bias ionization effects in the molecular nitrogen laser pulse. Simulations performed through a simple model fits the experimental peak power and temporal width of radiation pulse in different configurations in extremely satisfactory way.

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Dr. Carlos Eduardo Fellows por sua orientação e amizade, que me auxiliou a superar as diversas dificuldades que surgiram ao longo deste trabalho.
- Ao Prof. Dr. Cláudio Carvalhaes por suas contribuições na implementação do programa.
- Ao Prof. Dr. King Hay Tsui por suas discussões que ajudaram a enriquecer este trabalho.
- Ao Marcio Lemos de Paiva pela auxílio na solução dos problemas nos equipamentos do laboratório.
- Aos meus amigos Luiz Mendes, Barbara Kelly, Andreia Nogueira e ao Marcos Mello por todas as contribuições, que vão desde as discussões teóricas, que incluem as listas de exercícios, até a montagem e realização dos experimentos. E principalmente, por tornarem a rotina diária do laboratório muito divertida.
- Aos meus pais Nilson e Iracema que sempre me apoiaram e me deram força para lutar pelos meus ideais.
- Ao meu irmão Robson e a minha cunhada preferida, Andréia, pelo incentivo e motivação que me deram para realizar este trabalho.
- A minha namorada Aurélia que estava sempre ao meu lado, me ajudando a superar todas as dificuldades e tornando a minha vida mais feliz.
- A todos que me apoiaram e que, de uma forma ou de outra, contribuíram para a realização deste trabalho.
- A CAPES e ao CNPq por financiar meus estudos.

ÍNDICE

CAPÍTULO I.....	1
INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO II.....	18
A MOLÉCULA DE N ₂	18
TRANSIÇÕES MOLECULARES.....	19
TEMPOS DE VIDA.....	21
PRINCÍPIO DE FRANCK-CONDON.....	25
TIPOS DE DESCARGAS.....	33
SISTEMAS DE PRÉ-IONIZAÇÃO.....	36
RADIAÇÕES NUCLEARES.....	38
AMERÍCIO.....	39
CAPÍTULO III.....	41
MOTIVAÇÃO.....	41
SISTEMA EXPERIMENTAL.....	42
RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	49
CONCLUSÃO – PARTE 1.....	64
CAPÍTULO IV.....	65
INTRODUÇÃO TEÓRICA.....	65
MODELO UTILIZADO.....	81
APLICAÇÃO DO MODELO TEÓRICO.....	88
IMPLEMENTAÇÃO DA IONIZAÇÃO POR ALFA.....	103
CONCLUSÃO - PARTE 2.....	113
CONCLUSÃO - FINAL.....	115
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	119

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Diagrama esquemático do maser de Amônia.....	2
Figura 2. Esquema do primeiro laser de rubi.	3
Figura 3. Sistema de Leonard.....	5
Figura 4. Versão simplificado de um circuito Blumlein.	6
Figura 5. Sistema de Shipman.....	7
Figura 6. Esquema do sistema utilizado por Kurnit.....	9
Figura 7. Sistema de von Bergmann.....	11
Figura 8. Sistema de Hasson.....	12
Figura 9. Gráfico da energia em função da pressão	12
Figura 10. Perfis dos eletrodos.....	14
Figura 11. Sistema de Fellows.....	16
Figura 12. Diagrama de alguns estados eletrônicos da molécula de N ₂	19
Figura 13. Fluorescência de um nível excitado E_i para vários níveis E_j	22
Figura 14. Depopulação de um nível excitado E_i para um nível E_m por colisões inelásticas.	23
Figura 15.1 Transições eletrônicas com fatores de Franck-Condon	26
Figura 15.2 Superposição das funções de onda nas transições eletrônicas	28
Figura 16. Seção de choque dos níveis $B^3\Pi_g$ e $C^3\Pi_u$	31
Figura 17 Diagrama esquemático do laser de N ₂	43
Figura 18. Esquema do circuito elétrico do laser	44
Figura 19. Diagrama com o circuito da thyatron.	45
Figura 20. Esquema do sistema de aquisição de dados.....	47
Figura 21. Determinação da potência máxima e largura temporal.....	50
Figura 22 – Potência em função da pressão	51
Figura 23 – Largura temporal em função da pressão.....	52
Figura 24 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 10 kV ..	54
Figura 25 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 12 kV.....	55
Figura 26 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 14 kV.....	56
Figura 27 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 16 kV.....	57
Figura 28 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 18 kV.....	58

Figura 29 – Energia do pulso <i>laser</i> em função da pressão	60
Figura 30a – Razão entre energias para o sistema cunha totalmente exposto e bloqueado as fontes de Amerício, para diversas tensões de carga.	61
Figura 30b – Razão entre energias para o sistema plano totalmente exposto e bloqueado as fontes de Amerício, para diversas tensões de carga.	61
Figura 31. Esquema de três níveis para emissão ultravioleta do laser de nitrogênio.	65
Figura 32. Comparação entres os métodos de solução exata e o da aproximação de saturação.	71
Figura 33. Evolução temporal da diferença populacional da transição laser.	72
Figura 34. Características do pico previsto pela solução exata para diferentes valores de pressão.	73
Figura 35. Curvas de densidade de potência para diferentes valores de indutância.....	75
Figura 36. Comportamento da densidade e da temperatura eletrônica para diferentes valores de indutância	76
Figura 37. Taxa de perda de energia em função da temperatura eletrônica.	77
Figura 38. Densidade de potência para diferentes valores de tensão	78
Figura 39. Densidade eletrônica para diferentes valores de tensão.....	78
Figura 40. Densidade de potência para diferentes valores de pressão.....	79
Figura 41. A energia média em função de E/P para diversos gases.	83
Figura 42. Linha de transmissão de um laser de nitrogênio	85
Figura 44. Evolução temporal da densidade eletrônica durante a descarga.	90
Figura 45. Evolução temporal da temperatura eletrônica durante a descarga.	91
Figura 46. Evolução temporal da razão E/P durante a descarga.	91
Figura 47. Evolução temporal da densidade eletrônica para diferentes valores de indutância durante a descarga.....	92
Figura 48. Evolução temporal da temperatura eletrônica para diferentes valores de indutância durante a descarga.....	93
Figura 49. Evolução temporal da potência para diferentes valores de indutância durante a descarga.	94
Figura 50. Evolução temporal da densidade eletrônica para diferentes valores de tensão.	94
Figura 51. Evolução temporal da potência para diferentes valores de tensão.....	95
Figura 52. Evolução temporal da potência para diferentes valores de pressão.....	95
Figura 53. Ajuste das curvas de potência e largura temporal do sistema plano sem amerício operando em 20kV.....	97
Figura 54. Ajuste das curvas de potência e largura temporal do sistema plano sem amerício operando em 18kV.....	97
Figura 55. Ajuste das curvas de potência e largura temporal do sistema plano sem amerício operando em 16kV.....	98

Figura 56. Ajuste das curvas de potência e largura temporal do sistema plano sem amerício operando em 14kV.....	98
Figura 57. Medidas de potência e largura temporal para diferentes pressões e tensões.	99
Figura 58. Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 18kV.	101
Figura 59. Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 16kV.	101
Figura 60 Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 14kV.	101
Figura 61. Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 12kV.	102
Figura 62. Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 10kV.	102
Figura 63. Potência e largura temporal do laser com e sem radiação de fundo.	103
Figura 64. Ajuste da potência e largura temporal do laser com radiação de fundo operando a 20kV.....	105
Figura 65. Ajuste da potência e largura temporal do laser com radiação de fundo operando a 18kV.....	105
Figura 66. Ajuste da potência e largura temporal do laser com radiação de fundo operando a 16kV.....	105
Figura 67. Ajuste da potência e largura temporal do laser com radiação de fundo operando a 14kV.....	106
Figura 68. Medidas de potência e largura temporal para diferentes pressões e tensões.	107
Figura 69. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 18kV.....	110
Figura 70. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 16kV.....	110
Figura 71. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 14kV.....	110
Figura 72. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 12kV.....	111
Figura 73. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 10kV.....	111
Figura 74. Ajuste linear de $2W^2$ e da pressão de deslocamento em função da tensão.	112

LISTA DE TABELAS

Tabela 1. Valores para as seções de choque do estado $C^3\Pi_u$	32
Tabela 2. Valores para as seções de choque do estado $B^3\Pi_g$	32
Tabela 3. Densidade óptica dos filtros	48
Tabela 4. Parâmetros utilizados na simulação – Sistema plano sem Am	99
Tabela 5: Parâmetros utilizados na simulação – Sistema cunha sem Am.	100
Tabela 6: Parâmetros utilizados na simulação – Sistema plano	106
Tabela 7 Tabela 7. Parâmetros utilizados na simulação – Sistema cunha com Am.....	109
Tabela 8. Parâmetros A, W e Pc para o ajuste das curvas com ionização contínua.....	111
Tabela 9. Maiores valores de potência obtidos nas duas configurações de eletrodo....	117

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A luz é fundamental para o desenvolvimento da vida na terra, e talvez por isso, sempre despertou interesse de pesquisadores, sejam físicos, químicos ou biólogos ao longo dos séculos. Com o advento de uma nova fonte de luz na década de 60, o laser [1], foram desenvolvidas diversas aplicações que estão revolucionando o mundo em que vivemos. Com grandes contribuições nas telecomunicações, medicina, biologia, física, o laser está presente em nosso dia-a-dia em impressoras, no dvd-player e na leitura óptica de documentos e em diversos dispositivos.

Das diversas fontes laser, podemos destacar uma em particular, devido a características muito interessantes: o laser de nitrogênio [2] [3] que é o objeto de estudo deste trabalho. Ele é uma importante fonte de ultravioleta e vem sendo utilizado em espectroscopia de fluorescência, em física de plasma e outros fins científicos. Uma das propriedades mais marcantes é a sua alta potência, que permite inclusive servir como fonte de excitação de lasers de corante, funcionalidade esta que se tornou a mais comum nos laboratórios. Além disso, o laser de nitrogênio é um sistema de fácil operação que apresenta um design simples e de fácil construção que aliado a um baixo custo transformou-se em um laser muito difundido nos centros de pesquisa.

Conforme veremos a seguir, em um breve histórico, o laser de nitrogênio foi desenvolvido no início da década 60 e, a partir daí, uma série de trabalhos foram elaborados não só para explicar seu funcionamento, mas também para aperfeiçoar o seu desempenho. No entanto, mesmo após todos esses anos de estudo, alguns aspectos importantes sobre os mecanismos da descarga elétrica desses lasers ainda não foram bem esclarecidos. Assim neste trabalho procuramos dar algumas contribuições para a

compreensão do funcionamento do laser de nitrogênio quando submetido a uma ionização contínua por fontes radioativas.

Breve histórico

A idéia fundamental do laser surgiu com o físico Albert Einstein em 1917 [4] em seu trabalho sobre a teoria quântica da radiação, onde apresenta o conceito de emissão estimulada. A primeira tentativa de amplificação de radiação por emissão estimulada ocorreu em 1940, por V. A. Frabrikant [5]. Apesar dos resultados obtidos em seu experimento serem pouco conclusivos, conseguiu introduzir o importante conceito de inversão de população.

A primeira amplificação da radiação só ocorreu em 1955 por J. P. Gordon e colaboradores [6] na região de micro-ondas (1,25cm), e por isso recebeu o nome de MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Neste dispositivo, um feixe de moléculas de amônia (NH_3) entrava em uma região com campos elétricos não homogêneos, conforme indica a Figura 1 abaixo. Nesta região, as moléculas no estado fundamental eram desviadas para fora do feixe, enquanto que as moléculas excitadas seguiam para uma cavidade ressoante. Nesta mesma cavidade, era injetada uma radiação eletromagnética com frequência próxima a da transição da molécula de amônia. Assim, a radiação injetada era amplificada pela emissão estimulada das moléculas de amônia.

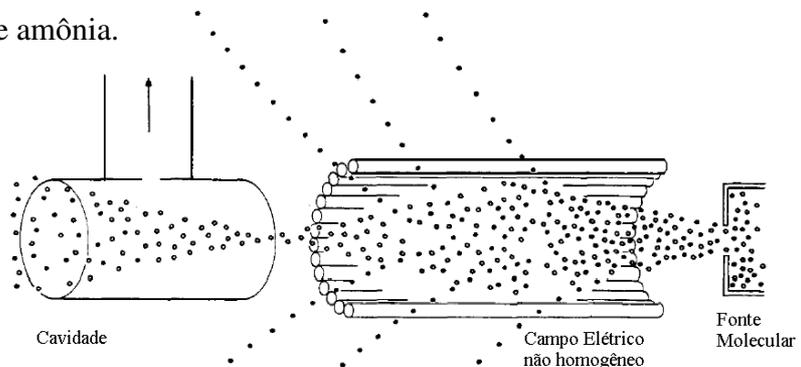


Figura 1. Diagrama esquemático do maser de Amônia.

O desenvolvimento do maser abriu o caminho acerca da possibilidade de estender o mesmo princípio para o domínio óptico do espectro. E só em 1960 foi que T. H. Maiman e colaboradores [7][7] alcançaram as condições para a amplificação de luz por emissão estimulada, com a construção do primeiro LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). O dispositivo amplificava radiação visível centrada em 694,3nm e utilizava como meio ativo uma barra de Al_2O_3 , dopada com íons de Cr^{3+} . O próprio cristal funcionava como uma cavidade ressonante, e a inversão de população era alcançada através de bombeamento óptico produzido por uma lâmpada de Xenônio pulsada conforme ilustrado na figura 2 abaixo.

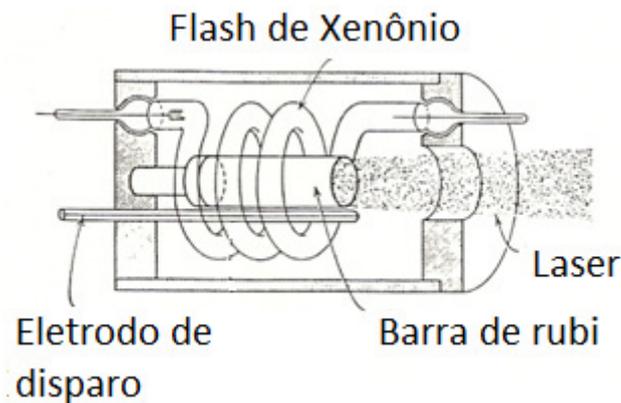


Figura 2. Esquema do primeiro laser de rubi.

No ano seguinte, em 1961 Ali Javan [8] anunciou o funcionamento do primeiro laser gasoso. Tratava-se de um laser que operava de forma contínua, e tinha como meio ativo uma mistura dos gases Hélio e Neônio. Os gases permaneciam em um tubo no interior de uma cavidade óptica, e a excitação do meio ativo era feita por descarga de radiofrequência. A descarga excitava os átomos de hélio que por sua vez excitava o nível laser superior de Ne por transferência ressonante de energia. A emissão de radiação deste laser estava na região do infravermelho próximo com comprimento de onda de 1152,3nm.

O primeiro laser de gás molecular foi produzido em 1963 por Mathias e Parker [9] utilizando nitrogênio. A excitação do N_2 foi produzida com descargas axiais pulsadas e a emissão laser se deu no primeiro sistema positivo, mais especificamente dos 4 primeiros níveis vibracionais $B^3\Pi_g$ para os 4 primeiros níveis vibracionais $A^3\Sigma_u^+$, na região do infravermelho próximo entre 800nm e 1500nm. A emissão laser do segundo sistema positivo ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$), que é o objeto de estudo deste trabalho, foi obtida pela primeira vez por Heard [10], no mesmo ano, em um trabalho posterior com emissão na região do ultravioleta de 337,1nm à 358nm.

Em 1965 é proposta por Gerry [11] a primeira teoria para explicar o laser de N_2 para o segundo sistema positivo. Este trabalho exclui-se qualquer processo de excitação que não seja por impacto eletrônico direto e, além disso, consegue calcular a partir de algumas aproximações a densidade de potência do pulso laser. Trabalhos teóricos mais completos vieram com Ali [12] - [13] em 1967 e 1969. Nesses trabalhos mostrou-se que era possível atingir altas potências de pico de radiação no ultravioleta do N_2 com a diminuição da indutância do circuito de excitação. Um outro fator importante era a razão E/P entre campo elétrico aplicado e a pressão do gás no canal de descarga, pois altos valores de E/P provocam grandes densidades eletrônicas, e estes dois fatores combinados geram intensas correntes, aumentando a potência de pico do laser. Assim seria interessante trabalhar com altos valores de E/P, desde que a descarga seja uniforme e sem arcos localizados.

Conforme veremos a seguir, descobriu-se que os sistemas de excitação no modo Transversal Elétrico (TE), isto é, em que a descarga ocorre transversalmente a emissão laser, eram mais eficientes que as descargas axiais, pois no modo TE grandes valores de campos elétricos eram obtidos, fornecendo assim, altos valores de E/P para uma mesma pressão de operação.

Tendo essas características em mente, diversos pesquisadores iniciaram uma “corrida” em busca de sistemas de excitação mais eficientes para lasers de N_2 , e nos anos seguintes até o final dos anos 80 diversos lasers foram desenvolvidos, cada um com uma potência maior e um “design” diferente. Dentre eles estará disposto a seguir os mais relevantes para este trabalho.

Leonard [14] com intuito de criar uma descarga uniforme ao longo do canal laser em uma descarga TE, desenvolveu um sistema com eletrodos segmentados, alimentados independentemente por cabos coaxiais, conforme indicado na figura 3. Neste sistema o processo de excitação era feito através de um pulso de descarga que se dava transversalmente, e permitia alcançar altos valores de E/P em pressões de algumas dezenas de torr com a aplicação de apenas algumas dezenas de kilo-Volts. Este foi o primeiro sistema de excitação TE desenvolvido, e a grande vantagem deste sistema era a possibilidade de aumentar o comprimento do canal de descarga sem alterar o valor de E/P. A melhor condição de operação obtida por Leonard foi com 20 torr e E/P de 200V/cm-torr alcançando uma potência de pico 200kW com largura de 20ns.

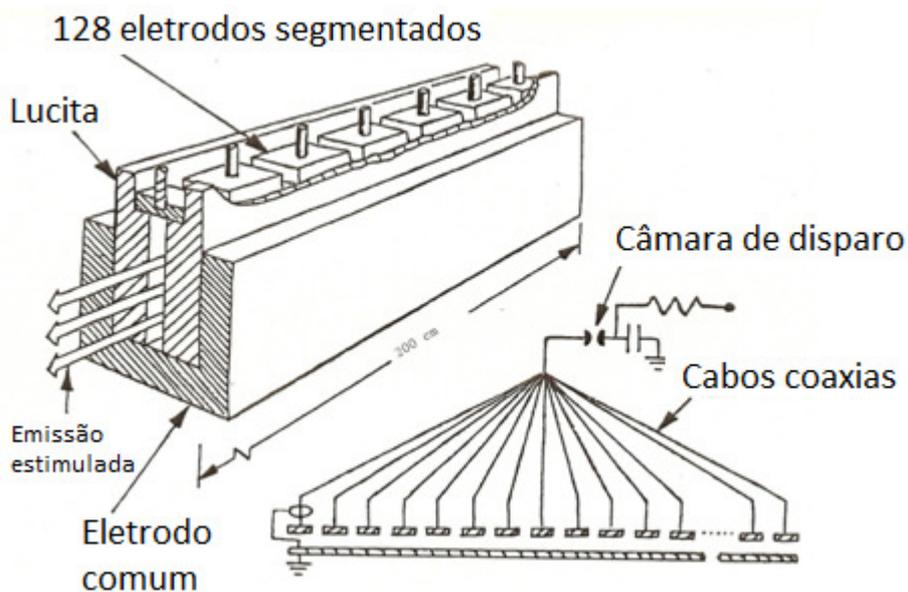


Figura 3. Sistema de Leonard.

Em um trabalho posterior [15] Leonard verifica que a uniformização da corrente não dependia da segmentação dos eletrodos, mas sim da indutância do circuito de descarga. A partir daí, passou a trabalhar com eletrodos contínuos, no entanto a conexão com o disparo ainda era feito por cabos coaxiais.

Visando aumentar a potência do laser utilizando circuitos de baixa indutância, Shipman [16] em 1967 implementou linhas Blumlein planas em seu laser de nitrogênio. Essas linhas são casos particulares de linhas de transmissão de alta voltagem, e permitem pulsos de alta tensão com tempos de subida e descida extremamente curtos. Uma versão simplificada desta linha de transmissão é apresentada na figura 4, onde dois cabos coaxiais de impedância Z são separados por uma carga R , e uma chave é utilizada para conectar o condutor central ao terra. O cabo é externamente carregado com uma voltagem $+V$, quando a chave é fechada, provoca um curto circuito produzindo um tensão negativa que se propaga em direção a carga R e, quando $R \gg Z$, a voltagem em R é praticamente dobrada.

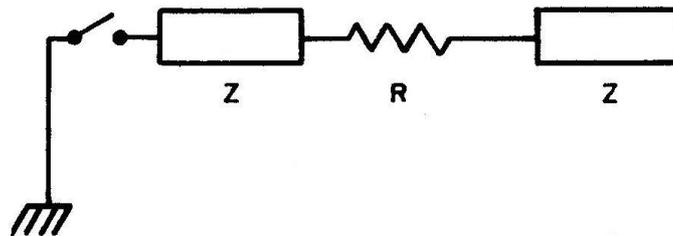


Figura 4. Versão simplificado de um circuito Blumlein.

A partir de um circuito como este, Shipman construiu o seu circuito de descarga, conforme esquematizado na figura 5. Para tornar o processo de excitação mais eficiente, desenvolveu um método chamado de excitação por onda viajante. Nesse método a excitação ocorria gradualmente de uma extremidade a outra do laser, e se propagava com o mesmo intervalo de tempo que a luz levava para percorrer o canal do laser. Desta

maneira, os primeiros fótons ao se propagarem a partir de uma extremidade, encontravam na região seguinte o meio ativo com a população já invertida, isto é, excitada e pronta para a amplificação da radiação por emissão estimulada. Com isto, apesar da emissão ser isotrópica, gerava um laser com propagação preferencial no sentido da onda viajante. A onda era produzida por diferença de comprimentos dos cabos coaxiais que ligavam a câmara de disparo à linha Blumlein. Com esse método o laser alcançou potências em uma extremidade dez vezes maior que na outra, e dessa forma dispensava a utilização de um espelho de retro-alimentação de uma das extremidades. O pulso de radiação laser obtido tinha 2,5MW de potência com uma duração de 4ns quando operado a uma pressão de 30torr.

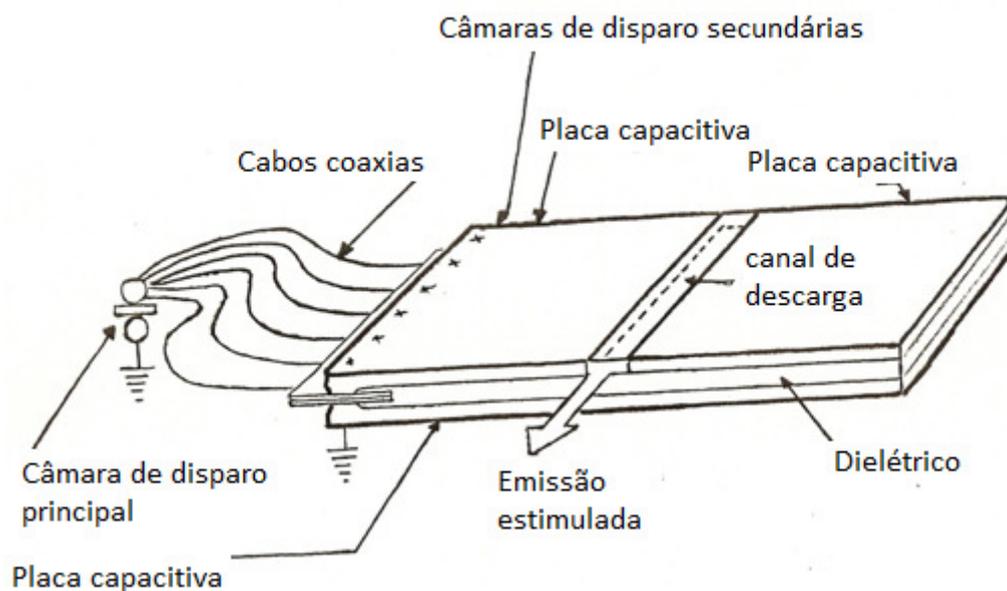


Figura 5. Sistema de Shipman.

Uma outra possibilidade para a obtenção de altas potências era a utilização de maiores pressões no tubo laser, pois assim um grande número de moléculas estaria participando do processo de excitação e conseqüentemente ocorreria uma maior emissão estimulada. No entanto, a utilização de altas pressões gerava outros problemas. O primeiro problema ocorre porque quanto maior a pressão do gás no tubo de descarga,

menor se torna a sua razão E/P para um valor de E fixo, ficando cada vez mais difícil alcançar as condições ideais para o funcionamento do laser. Para resolver este problema, era necessário operar o laser com tensões maiores para conseguir romper a rigidez dielétrica do gás, e com isso, produzir a descarga necessária para excitar a massa gasosa. O segundo problema surge devido à diminuição no tempo de vida efetivo do nível superior da molécula de N_2 com o aumento da pressão, conforme veremos adiante. Este fenômeno obriga a produção de pulsos de excitação cada vez mais rápidos, que é uma tarefa muito difícil. As dificuldades só começaram a ser superadas com a mudança de perfis dos eletrodos e com a utilização e desenvolvimento de técnicas de pré-ionização que antes eram empregadas apenas em estudo de plasmas.

H. Seguin [17] publicou um trabalho em 1972 onde um laser de CO_2 apresentou maior desempenho quando o meio ativo e o catodo eram irradiados com luz ultravioleta. Tratava-se de uma pré-ionização que combinava a fotoionização e a fotoemissão tornando o ambiente propício para uma descarga, permitindo assim operar com tensões menores. Esta foi a primeira tentativa de se fazer uso de processos de pré-ionização para se aumentar a eficiência dos lasers.

Em 1975, N. A. Kurnit e colaboradores [18] conseguiram operar um laser de N_2 com adição de gás Hélio em pressões maiores utilizando um sistema de fotopreionização. O sistema laser utilizado consistia em um circuito Blumlein de placas planas com dois capacitores de 25 x 25 cm carregados a 16kV, nos quais os eletrodos de cobre com 10mm de espessura eram fixados ao longo do seu comprimento conforme pode ser visto na figura 6.

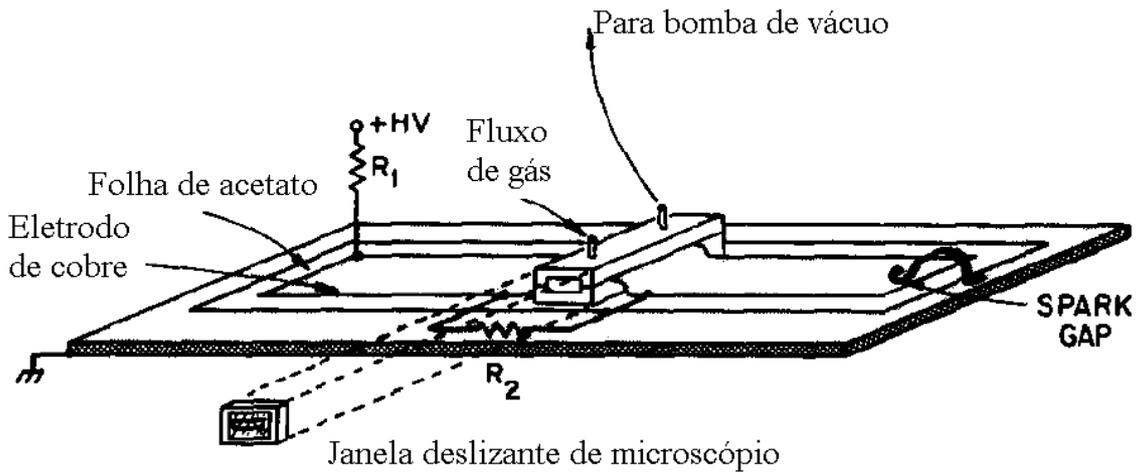


Figura 6. Esquema do sistema utilizado por Kurnit.

O sistema de fotopreionização consistia de uma lâmpada de “flash” de xenônio, posicionada ao longo do canal a uma distância de 1,5cm, seu disparo ionizava uma pequena quantidade de trietilamina $[(C_2H_5)_3N]$ previamente adicionada a mistura gasosa. O pulso de corrente do disparo do flash era usado como um “gatilho” para que iniciava a descarga laser com um atraso variável de 15 a 100 microssegundos. O objetivo desta fotopreionização era de produzir uma distribuição eletrônica inicial uniforme ao longo do canal, para garantir a criação de um plasma uniforme quando a alta tensão fosse aplicada nos eletrodos. Apenas com a adição da trietilamina, isto é, sem a utilização do disparo da lâmpada de “flash”, alcançou-se uma considerável uniformização na descarga, além de um fator de dois no aumento da potência da radiação laser. Este resultado era devido ao baixo potencial de ionização da trietilamina, que permitia uma alta taxa de produção de elétrons. Por outro lado, com a utilização da lâmpada os resultados eram ainda melhores, com um pequeno aumento na potência e uma melhor reprodutibilidade na distribuição espacial e na intensidade nos pulsos de radiação, além do aumento de cerca de duas vezes na pressão máxima de operação do laser.

Os sistemas de pré-ionização desenvolvidos até 1974 utilizavam em geral fotoionização ou pré-descargas, e ambos os métodos requerem uma sincronização com o circuito e consumo de energia. Em outubro de 1974 Berta e Jones [19] desenvolveram e patentearam um laser de CO₂ onde a pré-ionização era produzida por um filme que continha um isótopo radioativo do polônio, o ²¹⁰Po, emissor de partículas alfa e que cobria todo o tubo de descarga, exceto as janelas. O meio ativo era ionizado continuamente e permitia uma descarga uniforme ao longo do tubo. Esta foi a primeira vez que fontes radioativas foram utilizadas como um mecanismo de pré-ionização em lasers.

Em 1975 um pequeno laser de N₂ com 25cm de comprimento desenvolvido por von Bergmann [20] conseguiu operar com pressões superiores a atmosférica. Seu sistema era constituído por um circuito Blumlein de placas planas cujas dimensões estão indicadas na figura 7, assim como um esquema do canal de descarga. O circuito possuía baixa impedância (0,25Ω/m) e uma capacitância de aproximadamente 3,5nF. Os eletrodos do laser foram feitos com lâminas de barbear, que por apresentarem pequenos raios de curvatura geravam um forte efeito corona, com uma grande densidade de linhas de campo. Nesse trabalho von Bergmann observou que o tipo e a uniformidade da descarga dependiam da pressão, da tensão de carga e da separação entre os eletrodos, sendo que a descarga variava de um modo “glow” de baixa luminosidade para um modo de alta luminosidade com arcos distribuídos ao longo do canal, à medida que a pressão aumentava. Este laser produziu emissões no ultravioleta com pulsos de 1ns de duração e energias da ordem de 0,2mJ por pulso para tensões de carga de 40kV e com separação entre eletrodos de 7mm.

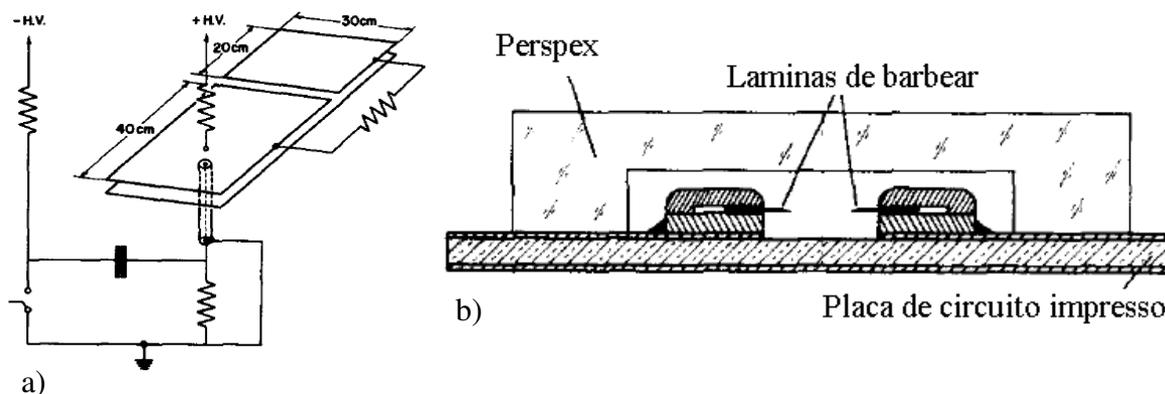


Figura 7. Sistema de von Bergmann, onde temos em (a) um esquema do circuito e em (b) temos um esquema do canal de descarga.

No ano seguinte Hasson e von Bergmann [21] aperfeiçoou seu sistema alcançando potências superiores a 1MW e pressões de funcionamento de até 5bar e para isso utilizou um sistema de pré-ionização obtido através de um perfil especial de eletrodos. Um esquema dos eletrodos e do circuito Blumlein utilizado podem ser visualizados na figura 8. Estes eletrodos eram compostos por duas partes, um eletrodo principal com uma grande seção transversal e outro com um perfil de “faca” produzido com lâminas de barbear, denominado de “eletrodos corona”, pois geravam campos muito intensos que pré-ionizavam as moléculas entre os mesmos.

Os eletrodos corona funcionavam como eletrodos auxiliares, produzindo inicialmente uma descarga corona de baixa energia distribuída ao longo do canal. Esta descarga inicial tinha como objetivo fotoionizar as moléculas de trietilamina, tornando o ambiente propício para a formação de uma descarga “glow” entre os eletrodos principais. O eletrodo principal possuía um campo elétrico suficiente para excitar toda a massa gasosa, e com a adição proposital da trietilamina ao gás alcançava-se uma descarga bem uniforme.

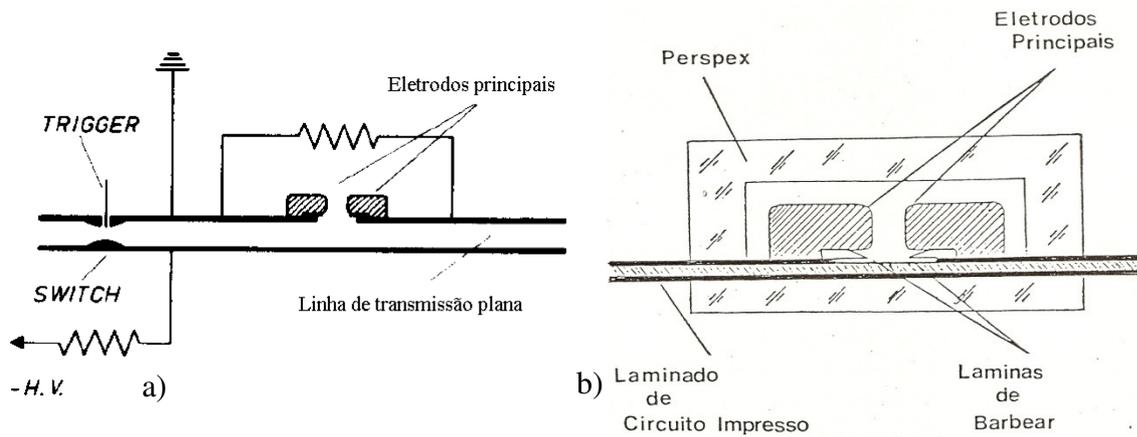


Figura 8. Sistema de Hasson, em (a) temos um esquema do circuito e em (b) um esquema dos eletrodos no canal de descarga.

Neste trabalho foi realizado um estudo da energia do pulso de radiação em função da separação entre os eletrodos, foi observado que para cada separação entre os eletrodos, existe uma pressão ótima de funcionamento. Além disso, observou a existência de dois máximos de energia do pulso em função da pressão para algumas tensões de operação, conforme pode ser observado na figura 9. Segundo Bergmann, o primeiro pico em 0,5 bar estaria relacionado ao pulso retrorefletido, que retorna para o canal, já o segundo pico em 2,5 bar estaria relacionado com o pulso direto.

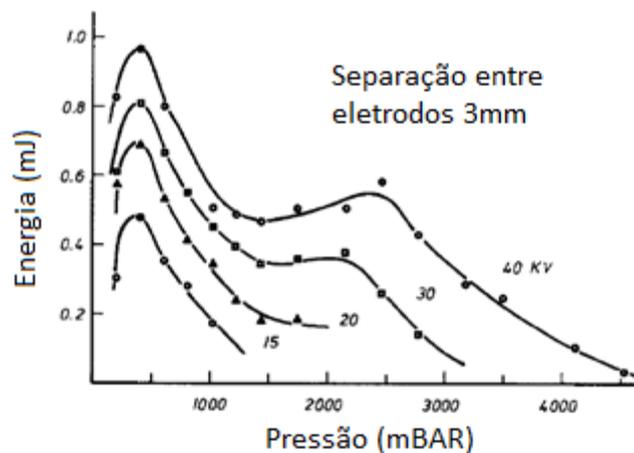


Figura 9. Gráfico da energia em função da pressão de nitrogênio para diversas tensões do sistema de Bergmann

Em 1984 C. H. Brito Cruz e colaboradores [22] desenvolveram um laser de N₂ TE pré-ionizado por fios. O sistema era constituído por um circuito capacitivo para transferência de descarga, formado por um capacitor de carga de 10nF e um capacitor transferência de 3,5nF. O capacitor de carga recebe este nome, pois ele será inicialmente carregado, armazenando toda a energia que será utilizada para a descarga, já o capacitor de transferência recebe este nome, pois é responsável pela distribuição uniforme da energia ao longo dos eletrodos. O circuito de Brito ainda tinha um “spark-gap” e uma linha de transferência de baixa impedância. Os eletrodos eram de alumínio com perfil cilíndrico com 1cm de raio, 20cm de comprimento e separados por uma distancia de 0.8cm.

Neste sistema a pré-ionização se dava pela pré-descarga entre o eletrodo negativo e em dois fios de aço de 0.2mm de diâmetro, situados no plano médio entre os eletrodos ao longo do canal laser. Foi observado que a pressão ótima de funcionamento neste laser sofreu um deslocamento para maiores valores de pressão e a descarga ocorria de forma mais homogênea no canal laser, acompanhada de um aumento de 50% na potencia de pico com a utilização deste tipo de pré-ionização. Além disso, quando operado com partes iguais de nitrogênio e hélio a potência de pico duplicava passando de 40kW para 80kW quando operado com 16kV a 100torr. A adição de He uniformizava a descarga elétrica sobre a massa gasosa, possibilitando a operação do sistema em maiores pressões. Observou-se também que a adição de He deslocava a temperatura eletrônica média do gás durante a descarga para valores maiores do que aqueles no N₂ puro. Isso ocorre porque o hélio, não absorve energia na excitação de níveis vibracionais.

Em 1993 Vazquez Martinez e Aboites [23] construíram um laser de N₂ com uma eficiência de 0.8%, esta foi a maior eficiência alcançada por um laser deste tipo até

aquela época. Seu sistema operava com estabilidade entre tensões de 8kV e 14kV e com pressões entre 70torr e 250torr. O laser produziu pulsos de radiação com energia superior a 5mJ com largura temporal inferior a 4ns. Este ótimo resultado não foi atribuído ao seu circuito de excitação, que utilizava um tradicional linha Blumlein, mas a geometria dos eletrodos que ele utilizou.

Neste trabalho Martinez construiu um sistema onde foi possível testar eletrodos com diferentes geometrias, e mostrou que os perfis dos eletrodos são extremamente importantes para a existência e estabilidade da descarga principal no canal. Um esquema dos perfis utilizados neste trabalho pode ser visto na figura 10.

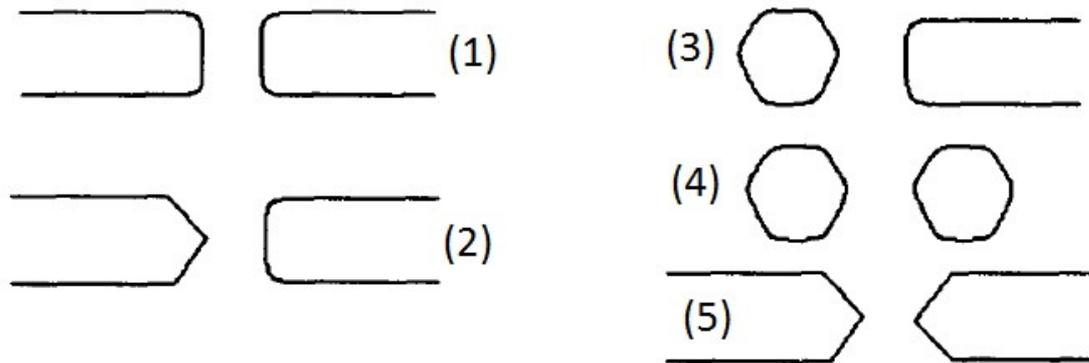


Figura 10. Perfis dos eletrodos utilizados com observações sobre as mesmas condições de operação do sistema.

Martinez estudou eletrodos planos, hexagonais com bordos arredondados e com perfis em forma de cunha, e observou que com os eletrodos planos (1) não tinha emissão, apenas uma descarga muito fraca. Já com perfil (2) (vide figura 8) observaram-se pulsos instáveis de baixa energia, e a presença de arcos devido a efeitos de borda. Com os eletrodos (3) nenhuma emissão foi observada, não havia descarga, apenas alguns arcos. De forma semelhante, com os eletrodos hexagonais (4) também não foi observado emissão, apenas uma fraca descarga com arcos foi produzida. Finalmente,

com os eletrodos em forma de cunha (5) Martinez obteve os melhores resultados, com uma descarga muito uniforme e estável, observando com pulsos de grande energia.

Esta análise dos eletrodos foi muito importante, pois conforme será visto adiante, no estudo desenvolvido aqui, utilizamos os dois extremos dos resultados de Martinez, isto é, de um lado utilizamos dados de um laser com eletrodos planos, que não são propícios a emissão laser. Do outro, utilizamos um laser com eletrodos em forma de cunha, que de acordo com Martinez apresentou os melhores resultados.

Conforme vimos até aqui, diversos modelos de lasers e de sistemas de pré-ionização já foram desenvolvidos, cada um com suas peculiaridades, vantagens e desvantagens. Os lasers com uma configuração TE, são os que se demonstraram mais prósperos. Já entre os sistemas de pré-ionização, os que trouxeram mais benefícios foram os que utilizam fontes radiotivas, principalmente por não consumirem energia permitindo que toda energia disponível seja utilizada no processo de excitação das moléculas.

Dentro desta linha de pensamento, Fellows e colaboradores [24] desenvolveram em 2003 um laser de N₂ TE pulsado, no qual o sistema de pré-ionização consistia em um conjunto de fontes de amerício 241 com atividade de 5.36mCi distribuídos ao longo do canal laser. O canal de descarga era constituído por dois eletrodos planos com 40cm de comprimento e separados por uma distância de 6.4mm através de duas peças de acrílico. O circuito utilizado tinha uma capacitância de carga de 10nF e uma capacitância de transferência de 5,6nF, além disso, a alta tensão era chaveada por uma thyatron que fornecia uma estável taxa de repetição dos pulsos laser. Um esquema do canal do laser e do circuito utilizado pode ser visualizado na figura 11.

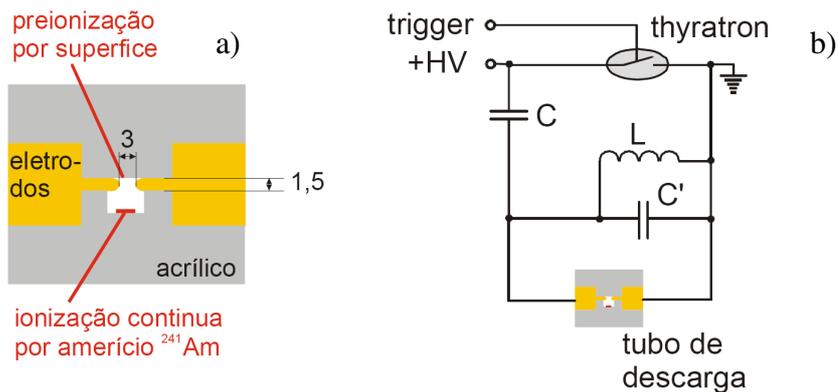


Figura 11. Sistema de Fellows e colaboradores, em (a) temos um esquema do canal de descarga e em (b) um esquema do circuito elétrico do laser.

Neste sistema, foi feito um estudo comparativo da potência e largura temporal do pulso laser com e sem a ionização contínua de fundo gerada pelas partículas alfa. Foi observada uma potencia máxima de 2,8kW em 50torr quando operado com uma tensão de 20kV, e uma pressão máxima de operação de 100torr para laser sem a ação das partículas alfa, já quando o laser estava sob a ação de partículas alfa, apresentou uma potência máxima de 21kW em 100torr para a mesma tensão e, além disso, a pressão máxima de operação aumentou para 400torr. Também foi observado um aumento significativo na largura temporal do pulso laser com a utilização das fontes radioativas. A magnitude desse resultado pode ser melhor compreendida se compararmos, por exemplo, a energia do pulso laser na pressão ótima de funcionamento com 20kV. A energia do pulso obtida mudou de 6,7μJ em 30torr sem amerício para 70μJ em 100torr com a presença do Amerício, um aumento superior a 10 vezes, demonstrando a importância desse sistema. É importante ressaltar, que este sistema utiliza eletrodos planos, semelhante aos utilizados por Martinez, e que naquela ocasião, mostrou que era a pior forma de eletrodo para se construir um laser de N₂ quando não se utiliza um sistema de pré-ionização, pois não obteve emissão laser, apenas uma fraca descarga.

Dando continuidade ao trabalho realizado por Fellows, neste estudo fazemos uma análise mais detalhada sobre alguns aspectos importantes relacionados aos mecanismos de pré-ionização de lasers de Nitrogênio molecular através da exposição à radiação ionizante. Apresentamos um estudo experimental da influência da ionização contínua de fundo gerada através da introdução de uma distribuição regular de fontes α – emisoras (^{241}Am) ao longo do canal de descarga do laser com eletrodos já otimizados, isto é, com perfil de cunha semelhantes aos que Martinez utilizou, e que tiveram os melhores resultados na análise comparativa entre eletrodos.

Além disso, também apresentamos um modelo teórico que nos permitiu simular o comportamento do laser, nos dando informações sobre diversos parâmetros do laser durante a formação da emissão da radiação. O modelo também explica os efeitos do processo de ionização contínua produzidos pelas partículas alfa na largura e na potência de um laser de nitrogênio. Simulações realizadas a partir do modelo ajustam as curvas de potência e largura temporal do laser nas diversas configurações, isto é, com eletrodos planos e com eletrodos em forma de cunha e apresentam uma boa concordância com nossos dados experimentais.

CAPÍTULO II

Nesta parte introduzimos alguns conceitos relacionados à molécula de nitrogênio, dando uma ênfase maior nos aspectos que envolvem as transições laser do nosso sistema. Também se encontra aqui, algumas explicações importantes para a compreensão deste trabalho, o que torna este capítulo uma boa introdução para os leitores interessados em aprender sobre o laser de nitrogênio, como sugestão para um maior aprofundamento das questões levantadas no capítulo, os leitores podem consultar as referências dispostas ao longo do texto.

A MOLÉCULA DE N₂

A molécula de nitrogênio é composta por dois átomos de um dos elementos mais abundantes do universo. Ela é extremamente abundante em nossa atmosfera, que é constituída com cerca de 80% de N₂. A atmosfera da lua Titan do planeta Saturno é composta basicamente por N₂ e apresenta grandes concentrações do isótopo ¹⁵N [25]. Traços desta molécula foram encontrados em Marte e Vênus, e também há evidências em nuvens deste gás fora do nosso sistema solar [26].

A separação internuclear de equilíbrio do estado eletrônico fundamental da molécula de N₂ é de aproximadamente 10⁻¹⁰m e possui um potencial de ionização com cerca de 16eV. Os tempos de vida dos íons positivos são extremamente longos (~10⁻³s) quando comparados com os tempos de vida dos íons negativos que são da ordem de 1fs.

TRANSIÇÕES MOLECULARES

Dentre os diversos estados eletrônicos da molécula de N_2 , estão representados na figura 12 os mais relevantes para este trabalho. Pode se observar o estado fundamental e três estados excitados com alguns dos seus níveis vibracionais. É importante ressaltar que apesar de não estar expresso, para cada nível vibracional há um conjunto de sub-níveis rotacionais.

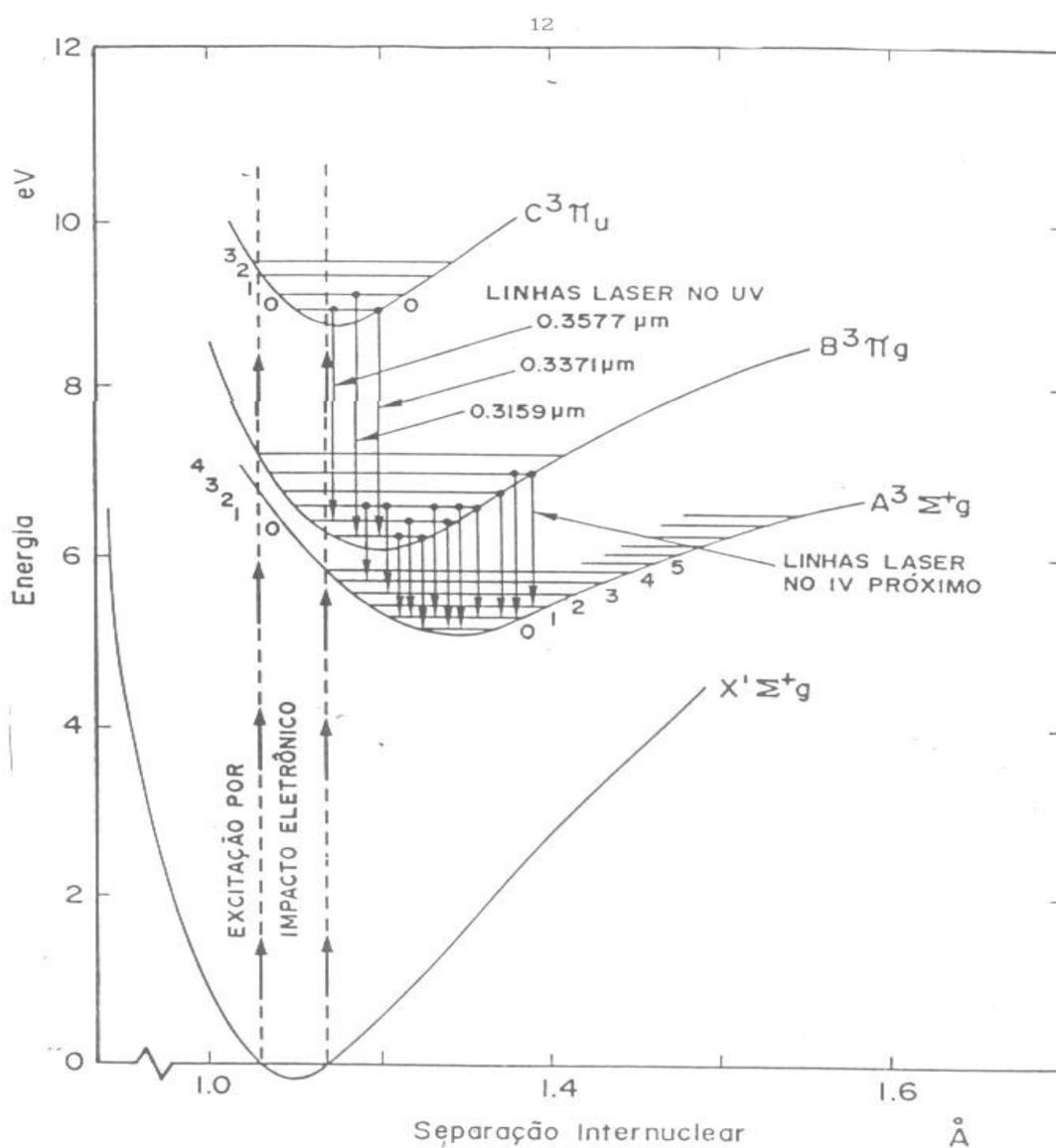


Figura 12. Diagrama de alguns estados eletrônicos da molécula de N_2 .

Diversas transições laser já foram observadas na molécula de N₂ tanto no infravermelho quanto no ultravioleta. Estas transições ocorrem entre níveis vibracionais-rotacionais de estados eletrônicos diferentes e recebem o nome de sistemas. A seguir descrevemos alguns sistemas lasers da molécula de nitrogênio, que serão usados neste trabalho.

O chamado primeiro sistema positivo corresponde a transições entre os estados $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ e fornece emissão laser desde o infravermelho próximo, exibindo uma banda centrada em 1044,0nm correspondendo a uma transição entre o nível vibracional $v'=0$ e $v''=0$ (o v' indica o nível do estado eletrônico superior e v'' indica o nível do estado eletrônico inferior). Além desta transição foram observadas as transições $v'=4 \rightarrow v''=2$ (em 750,4nm); $v'=3 \rightarrow v''=1$ (em 762,6nm); $v'=2 \rightarrow v''=0$ (em 775,3nm); $v'=2 \rightarrow v''=1$ (em 872,2nm); $v'=1 \rightarrow v''=0$ (em 891,2nm); $v'=3 \rightarrow v''=3$ (em 959,9nm); $v'=1 \rightarrow v''=2$ (em 1193,3nm); $v'=2 \rightarrow v''=4$ (em 1364,6nm) e $v'=0 \rightarrow v''=2$ (em 1498,3nm),

O segundo sistema positivo corresponde a transições entre os níveis $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ e fornece emissão laser no ultravioleta com picos em 337,1nm ($v'=0 \rightarrow v''=0$), 357,7nm ($v'=0 \rightarrow v''=1$) e 315,9nm ($v'=1 \rightarrow v''=0$).

Também foram observados emissões com comprimentos de onda entre 3,29 μm e 3,47 μm e entre 8,15 μm e 8,21 μm para o sistema dos níveis eletrônicos $a^1\Pi_g \rightarrow a^1\Sigma_u^-$.

Finalmente para o sistema dos níveis $w^1\Delta_u \rightarrow a^1\Pi_g$ obteve-se emissão laser com pico aproximadamente em 3,7 μm

Em particular as transições do segundo sistema positivo, nos despertam um grande interesse, pois trata-se de uma transição superradiante. A superradiância trata-se

de uma emissão espontânea coletiva de um sistema de muitos átomos ou moléculas. Este termo “superradiância” foi introduzido por Dicke [27] em um artigo em que discute a teoria quântica da emissão espontânea, e mostra que a potência irradiada por um sistema de N átomos é proporcional ao quadrado do número de átomos. A grande vantagem de se trabalhar com uma transição deste tipo é que neste caso o sistema não necessita de uma cavidade ressonante para amplificar o ganho, isto é, com apenas uma passagem pelo meio ativo, o pulso da radiação já é amplificado o suficiente para que se obtenha uma grande emissão estimulada. Isto é uma característica particular do segundo sistema positivo. Quando se trabalha com o primeiro sistema positivo é preciso utilizar uma cavidade ressonante, onde o pulso laser se propaga múltiplas vezes pelo meio ativo para amplificar o sinal, uma vez que o ganho da transição é muito baixo.

TEMPOS DE VIDA

Todos os átomos e moléculas quando estão em um estado excitado permanecem nesta situação por um intervalo de tempo característico e em seguida decaem para um estado menos energético com a emissão de um fóton. Quando essa transição para um estado de menor energia ocorre espontaneamente sem a influência externa, isto é, na ausência de processos colisionais, o intervalo de tempo característico é chamado de tempo de vida radiativo.

Nestas condições, para exemplificar, considere um sistema com N átomos ou moléculas excitados em um determinado nível de energia E_i . Considere agora que exista uma probabilidade por segundo A_{ij} destes átomos relaxarem espontaneamente para um estado de menor energia E_j , isto é, de ocorrer a emissão de um fóton e decaimento de

$\langle i | \rightarrow \langle j |$ com a probabilidade dada pelo coeficiente de Einstein A_{ij} , conforme indica a figura 13. Neste caso a taxa de total de emissão será

$$dN_i = A_i N_i dt \quad (1)$$

onde $A_i = \sum_j A_{ij}$,

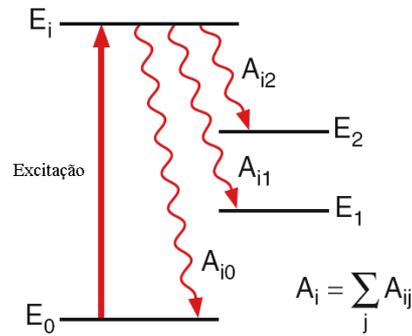


Figura 13. Fluorescência de um nível excitado E_i para vários níveis E_j .

A dependência temporal da densidade populacional pode ser obtida com a integração da equação(1) no tempo.

$$N_i(t) = N_i(0)e^{-A_i t} \quad (2)$$

A população do estado excitado E_i diminui exponencialmente de um valor inicial $N_i(0)$ em um tempo t igual a zero até $N_i(\infty)=0$ para um tempo suficientemente grande. Neste caso o tempo de vida radioativo médio é definido como

$$\langle t_i \rangle = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN_i(t) = - \int_0^{\infty} A_i e^{-A_i t} dt = \frac{1}{A_i} = \tau_i \quad (3)$$

Assim, a partir de um exemplo simples, vimos que o tempo de vida sai naturalmente como o inverso da probabilidade de transição.

Por outro lado quando a transição para estados menos energéticos se dá por influência externa através de processos colisionais, o tempo característico é alterado, e passa a ser chamado de tempo de vida “efetivo”. Uma vez que a pressão é determinada

através da frequência de colisão entre as moléculas, o tempo de vida efetivo da molécula está diretamente relacionado com a pressão na qual a molécula está submetida.

Voltando novamente ao sistema do exemplo anterior, se considerarmos agora que exista também uma nova probabilidade R_i , por segundo, dos átomos relaxarem para um estado de energia inferior devido a colisões inelásticas (ver figura 14), teremos,

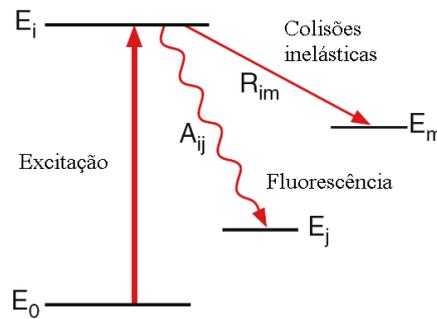


Figura 14. Depopulação de um nível excitado E_i para um nível E_m por colisões inelásticas.

de maneira análoga a anterior, a taxa de total de emissão dada por

$$dN_i = (A_i + R_i)N_i dt \quad (4)$$

e o tempo de vida efetivo será dado por $\tau_i^{ef} = \frac{1}{A_i + R_i}$. Mostrando que o tempo de vida efetivo diminui com o aumento de R_i .

Quando aumentamos a pressão do gás em nosso sistema, diminuímos o livre caminho médio das moléculas, tornando maior a frequência colisional entre as mesmas. Dessa forma, a probabilidade de desexcitação colisional aumenta, fazendo com que o tempo de vida efetivo da molécula reduza.

Isto foi provado experimentalmente por Wagner [28], em um trabalho sobre a duração do pulso de radiação espontânea ultravioleta do N_2 , onde foi mostrada a dependência deste com a pressão. Os resultados obtidos por Wagner se resumem em

que para pressões de alguns torr a 100torr sobre o tempo de duração do pulso de radiação em função da pressão, puderam ser ajustados por uma curva do tipo:

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + \frac{P}{P_0}} \quad (5)$$

Onde τ é a duração do pulso, τ_0 é o tempo extrapolado para “pressão zero” (ou seja, a duração do pulso considerando que todos os decaimentos são puramente radiativos), igual a 36,9ns, P é a pressão considerada e P_0 é um valor igual a 58torr ao qual Wagner chamou de “pressão de quenching”. Este trabalho tornou evidente que a diminuição da duração do pulso laser devido ao aumento da pressão, é uma consequência direta da redução no tempo de vida efetivo do nível superior.

Os tempos de vida para alguns torr são da ordem de 10 μ s para o estado $B^3\Pi_g$ e da ordem de 40ns para o estado $C^3\Pi_u$ [29]. Observe que o tempo de vida do estado inferior é bem maior que o tempo de vida do estado superior, com isso, não é possível manter continuamente uma inversão de população entre os estados, obrigando-nos a trabalhar com um processo de excitação pulsado nesse sistema, e com pulsos de excitação com duração comparável ou menor que o tempo de vida do estado superior. Daí é que surge a dificuldade de se trabalhar com altas pressões, pois nessa situação o tempo de vida de “efetivo” se reduz muito, por exemplo, para pressões de uma atmosfera o tempo de vida do estado $C^3\Pi_u$ é de aproximadamente 1ns. Isto obriga a produção de um pulso de excitação da mesma ordem de duração, o que é muito difícil.

PRINCÍPIO DE FRANCK-CONDON

Em 1926, antes do desenvolvimento da equação de Schrödinger, James Franck [30] utilizou argumentos qualitativos para analisar as diferentes distribuições de intensidades encontradas em transições vibracionais observadas em transições eletrônicas de moléculas diatômicas. Alguns anos mais tarde, em 1928, Condon [31] utilizou a Mecânica Quântica para tratar as intensidades destas transições, dando um maior embasamento à análise feita por Franck. Este princípio, conhecido atualmente como o princípio de Franck-Condon, relaciona a separação internuclear e a velocidade relativa dos elétrons com o movimento nuclear. Devido à grande massa dos núcleos, comparada à massa dos elétrons, a separação entre os núcleos pouco ou nada se altera durante uma transição eletrônica. Assim, haverá uma maior probabilidade de ocorrer uma transição nos níveis vibracionais que impliquem em uma constância na distância internuclear. Do ponto de vista clássico, os núcleos passam a maior parte do tempo nos pontos de retorno da curva de potencial e, desta forma, será neste ponto onde ocorrerá a maior probabilidade de transição.

Segundo o princípio de Franck-Condon as transições podem ser representadas por linhas verticais em um diagrama de curvas de potencial, em função da distância internuclear. Podemos exemplificar este princípio através das curvas apresentadas na figura 15.1 e 15.2. Na figura 15.1 a) as duas curvas de energia potencial apresentam seus mínimos para a mesma distância internuclear ($R_{e''} = R_{e'}$). Neste caso, a taxa de variação $\frac{dE_{pot}(R)}{dR}$ é semelhante para os mesmos valores de R, sendo então favorecidas as transições com o mesmo valor de número quântico vibracional $v'' = v'$ ou ainda, a diferença entre estes números quânticos será igual a zero ($\Delta v = v' - v'' = 0$). Todavia, se as curvas de energia potencial possuírem valores de mínimos para diferentes valores de

R ($R_e' > R_e''$), como mostra a figura 15.1 b) o espectro será composto principalmente por transições que apresentam grandes valores de Δv .

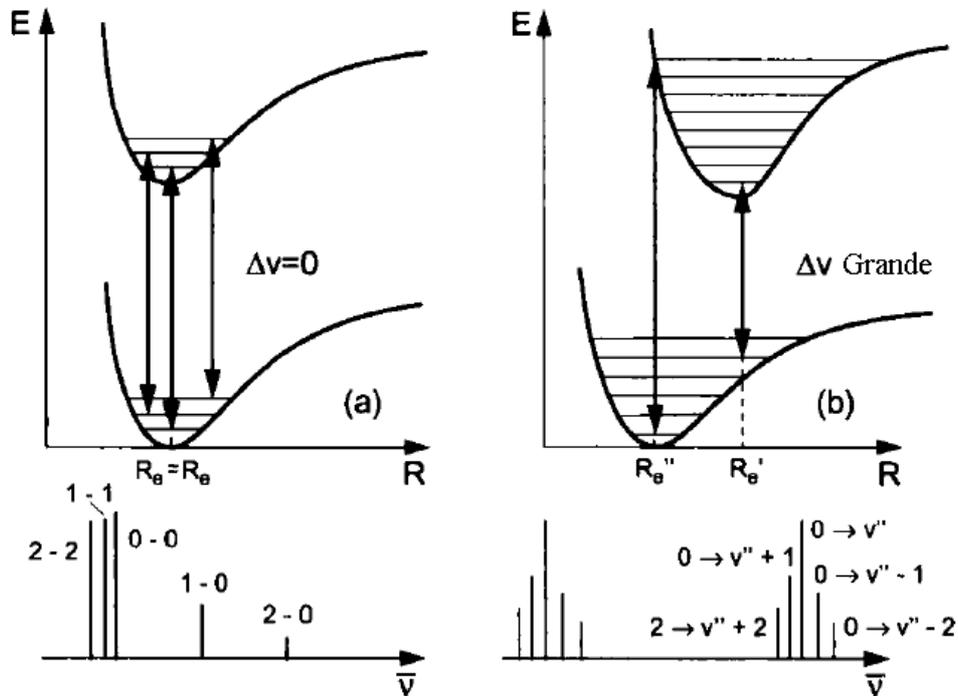


Figura 15.1 Transições eletrônicas com fatores de Franck-Condon máximos. Em (a) potenciais com $R_e'' = R_e'$, e em (b) potenciais deslocados.

O tratamento quântico do princípio de Franck-Condon é baseado no fato de que a intensidade de uma dada transição é proporcional ao quadrado da integral do momento de transição.

$$M_{ev} = \int \psi_{e'v'}^* \mu \psi_{e''v''} d\tau \quad (6)$$

e na aproximação de Born-Oppenheimer [32] $\psi_{ev} = \psi_e \psi_v$ onde ψ_e é a função de onda eletrônica e ψ_v é a função de onda nuclear. A aproximação de Born-Oppenheimer vem do fato das forças coulombianas que agem sobre os elétrons e os núcleos terem magnitude similares. Os elétrons são mais leves que os núcleos, e como consequência, seus movimentos serão mais rápidos que os movimentos dos núcleos. A

aproximação consiste em separar os dois movimentos, escrevendo a função de onda total com o produto de duas funções independente, uma eletrônica e outra nuclear.

Apesar do movimento rotacional das moléculas diatômicas estar sendo desconsiderado na equação (6), a sua inclusão não modifica a dedução. O operador momento de dipolo pode ser dividido em duas partes, uma eletrônica e outra nuclear.

$$\mu = \sum q_i r_i = \sum_j q_j r_j + \sum_\alpha q_\alpha r_\alpha = \mu_e + \mu_N \quad (7)$$

onde a soma sobre todas as partículas carregadas da molécula é dividida na soma sobre todos os elétrons (índice j) e na soma sobre todos os núcleos (índice α). O operador momento de dipolo da transição torna-se,

$$\begin{aligned} M_{ev} &= \int \psi_{e'v'}^* (\mu_e + \mu_N) \psi_{e''v''} d\tau \\ &= \int \psi_{e'}^* \mu_e \psi_{e''} d\tau_e \int \psi_{v'}^* \psi_{v''} d\tau_N + \int \psi_{e'}^* \psi_{e''} d\tau_e \int \psi_{v'}^* \mu_N \psi_{v''} d\tau_N \end{aligned} \quad (8)$$

O último termo da equação do lado direito de M_{ev} da equação 8 é zero desde que as funções de onda eletrônicas dos dois estados diferentes sejam ortogonais. Finalmente o operador momento de dipolo da transição é obtido como

$$M_{ev} = R_e \langle v' | v'' \rangle, \quad (9)$$

onde

$$R_e = \int \psi_{e'}^* \mu_e \psi_{e''} d\tau_e \quad (10)$$

é o momento de dipolo da transição eletrônica e

$$\langle v' | v'' \rangle = \int \psi_{v'}^* \psi_{v''} dr$$

é a integral de superposição das funções de ondas vibracionais. Conforme pode ser observado na figura 15.2 a maior probabilidade de transição ocorre na região de melhor superposição das funções de ondas, exemplificando o princípio de Franck-Condon.

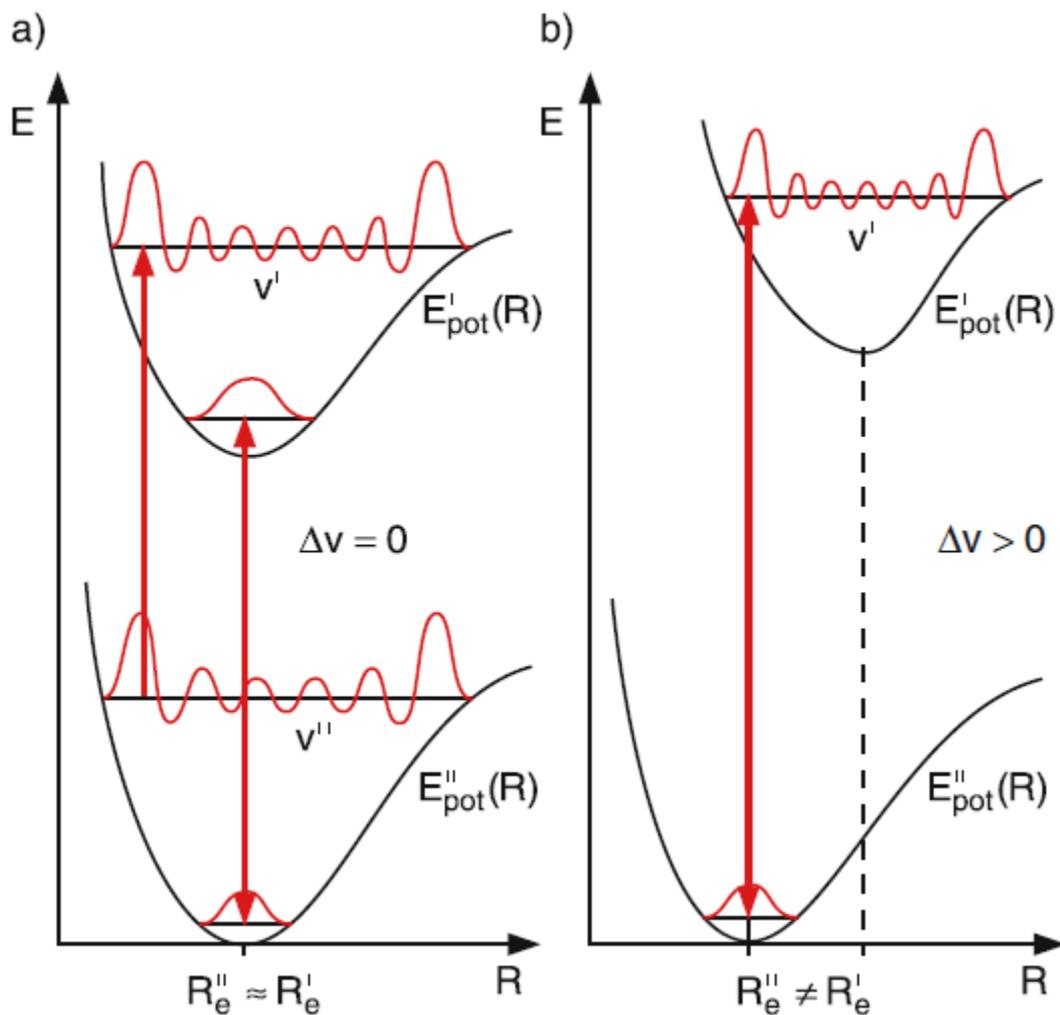


Figura 15.2 Superposição das funções de onda nas transições eletrônicas. Em (a) $\Delta v = 0$ e $R_e' = R_e''$ e em (b) $\Delta v > 0$ e $R_e' > R_e''$.

A intensidade da transição vibracional é proporcional ao quadrado da integral do momento de transição. Isto é,

$$I_{e'v'e''v''} \propto |R_e|^2 q_{v'-v''}, \quad (11)$$

onde $q_{v'-v''} = |\langle v' | v'' \rangle|^2$ é chamado de fator de Franck-Condon. Note que embora todas as funções de onda vibracionais sejam ortogonais dentro de um estado eletrônico, elas não são ortogonais entre dois estados eletrônicos diferentes. Os valores dos fatores de Franck-Condon estão entre 0 e 1, dependendo da extensão da superposição das funções

de onda, e nos dão informações de como a distribuição de intensidades ocorrem em uma determinada banda vibracional

Se tivéssemos levado em conta o movimento rotacional das moléculas, a probabilidade de transição entre dois estados seria

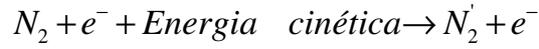
$$P_{e'v'J'e''v''J''} \propto |R_e|^2 q_{v'-v''} S_{J'-J''}, \quad (12)$$

onde o novo termo $S_{J'-J''}$ é o chamado fator de Hönl-London, que de modo análogo ao fator de Franck-Condon é calculado a partir do quadrado do módulo da integral de overlap da parte angular da função de onda, que leva em conta o numero quântico rotacional dos estados, isto é,

$$S_{J'-J''} = \left| \iint Y_{J'}^{M'} Y_{J''}^{M''} \sin\theta d\theta d\phi \right|^2 \quad (13)$$

Uma vez compreendidos estes conceitos, podemos agora analisar como eles se aplicam no caso da molécula de nitrogênio, mais especificamente nas transições laser de interesse. O primeiro passo é determinar como se dá o processo de excitação. Conforme descrito anteriormente, o estado superior da transição laser é o $C^3\Pi_u$ e o estado fundamental da molécula de N_2 é o $X^1\Sigma_g^+$, isto significa que o processo de excitação não pode ser realizado via transição óptica, pois os estados possuem simetrias diferentes. Apesar das regras de seleção permitirem transições eletrônicas entre estados com $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$, existe uma regra de seleção $\Delta S = 0$ que somente permite efetuar transições para estados com mesma multiplicidade. Assim, as regras de seleção não permitem transição entre o nível fundamental que é um singlete $X^1\Sigma_g^+$ para o estado excitado que é um tripleto $C^3\Pi_u$. Conseqüentemente, a maneira mais conveniente para produzir a excitação é através de impacto eletrônico efetuado por descargas elétricas de alta voltagem no canal do laser. Os pulsos de corrente por meio do mecanismo conhecido

como impacto eletrônico direto, no qual os elétrons perdem energia por colisão, excita as moléculas de nitrogênio para o nível $C^3\Pi_u$. Trata-se de uma reação do tipo



Esta reação depende da seção de choque de excitação da molécula de N_2 , ou melhor, da transição do estado fundamental (1) para o excitado (2) $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow C^3\Pi_u$ por impacto eletrônico direto, que pode ser determinada, através da aproximação de Born por:

$$Q_{12} \propto \int_{K_{\min}}^{K_{\max}} |\Psi_1 e^{iKr} \Psi_2^* d\tau|^2 K dk \quad (14)$$

onde K é o vetor propagação para o elétron incidente, Ψ_1 e Ψ_2 são as funções de onda do estado excitado 2 e do estado fundamental 1 respectivamente. Segundo Willet [29] quando a energia dos elétrons incidentes é muito maior que a energia mínima de excitação este resultado pode ser aproximado por:

$$Q_{12} \propto \left| \int \Psi_1 \Psi_2^* r d\tau \right|^2 \quad (15)$$

onde o termo do lado direito é proporcional ao elemento de matriz do dipolo elétrico para uma transição radiativa entre o estado excitado e o estado fundamental. Um gráfico retirado da referência [33] com as seções de choque de excitação de vários estados excitados relevantes para a emissão laser em função da energia dos elétrons incidentes pode ser visualizado na figura 16. Estes dados foram obtidos com pressões de 0,004 a 0,005 torr, e uma densidade de fluxo de elétrons de 0,0001 a 0,005 A/cm². Podemos observar que as curvas crescem rapidamente e apresentam o ponto máximo levemente deslocados um do outro, o pequeno segundo pico na função de excitação do estado $B^3\Pi_g$ coincide dentro de 0,1 eV com o máximo de excitação da curva do estado $C^3\Pi_u$, isto porque ocorre uma “cascata”, ou melhor, uma desexcitação do estado $C^3\Pi_u$.

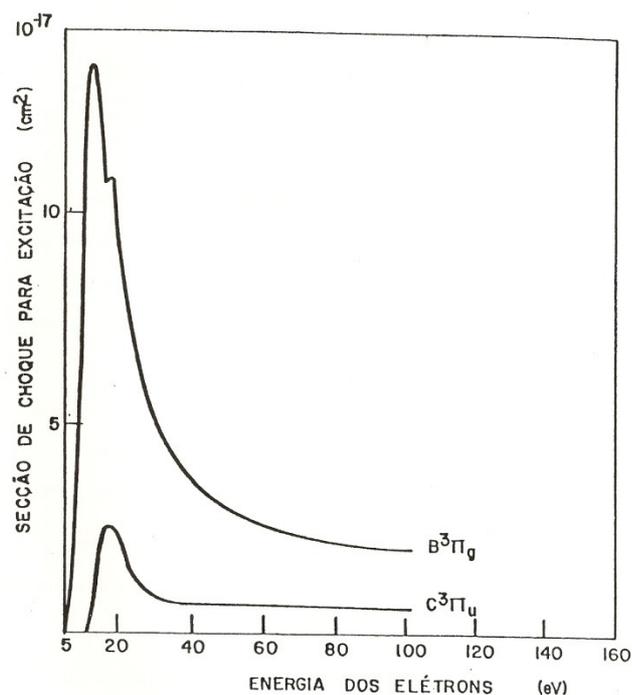


Figura 16. Seção de choque dos níveis $B^3\Pi_g$ e $C^3\Pi_u$ em função da energia dos elétrons.

A figura 16 mostra que a seção de choque total máxima para o estado $B^3\Pi_g$ é cerca de $13 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, um valor aproximadamente 5 vezes maior que a do estado $C^3\Pi_u$ que é cerca de $2,5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$. Quando se faz uma rápida análise das seções de choque de excitação dos níveis $B^3\Pi_g$ e $C^3\Pi_u$ com base nesses valores, pode se chegar a falsa conclusão de que não seria possível obter uma inversão de população entre esses estados. Conforme pode ser observado na figura 16 a seção de choque do estado $B^3\Pi_g$ é bem maior que a do $C^3\Pi_u$. Isto porque, muitos níveis contribuem para a seção do $B^3\Pi_g$, mas poucos de maneira significativa. Para compreender o funcionamento é necessária uma análise mais cautelosa, em particular, das seções de choque total de excitação do estado fundamental para os estados vibracionais individuais de $B^3\Pi_g$ e $C^3\Pi_u$, onde se leva em conta a população relativa de cada nível. Esses valores estão dispostos na tabela

1 com dados da referência [34] e na tabela 2 com dados da referência [29], e representam os valores máximos da seção de choque, obtida utilizando elétrons com 35eV de energia.

Tabela 1. Valores para as seções de choque do estado $C^3\Pi_u$.

	Estado superior $C^3\Pi_u$				
Número quântico vibracional	0	1	2	3	4
Seção de choque ($10^{-18}cm^2$)	6.2	4.6	1.9	1.7	0.2

Tabela 2. Valores para as seções de choque do estado $B^3\Pi_g$.

	Estado superior $B^3\Pi_g$											
Número quântico vibracional	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
Seção de choque ($10^{-18}cm^2$)	1.8	4.5	6.5	7.1	7.1	4.8	3.6	2.0	1.2	0.9	0.6	

A partir dessa tabela, é possível observar quais os níveis do estado $C^3\Pi_u$ que apresentam seção de choque maior que os níveis do $B^3\Pi_g$, são eles:

$$Q_{00}(C^3\Pi_u) = 6,2 \times 10^{-18}cm^2 > Q_{01}(B^3\Pi_g) = 4,5 \times 10^{-18}cm^2;$$

$$> Q_{00}(B^3\Pi_g) = 1,8 \times 10^{-18}cm^2;$$

e

$$Q_{01}(C^3\Pi_u) = 3,5 \times 10^{-18}cm^2 > Q_{00}(B^3\Pi_g) = 1,8 \times 10^{-18}cm^2.$$

Com base neste valores, verificamos que a inversão é possível, e ocorre apenas para os níveis:

$$C^3\Pi_u (v'=0) \text{ e } B^3\Pi_g (v''=0, v''=1)$$

$$C^3\Pi_u (v'=1) \text{ e } B^3\Pi_g (v''=0)$$

Podemos agora aplicar o princípio de Franck-Condon no 1º e 2º sistemas positivos para obtermos uma idéia qualitativa sobre quais os níveis serão preferencialmente excitados. As distâncias internucleares de equilíbrio para os estados eletrônicos envolvidos no primeiro e segundo sistemas positivos são:

$$A^3\Sigma_u^+ \Rightarrow 1.3 \overset{\circ}{\text{Å}} \qquad B^3\Pi_g \Rightarrow 1.2 \overset{\circ}{\text{Å}} \qquad C^3\Pi_u \Rightarrow 1.15 \overset{\circ}{\text{Å}},$$

obtidas através de dados espectroscópicos [29].

Com base nestes dados, vamos analisar as curvas de potenciais dos estados eletrônicos expostos na figura 16. De acordo com Franck-Condon, podemos dizer que para o estado $B^3\Pi_g$ a excitação será predominantemente para os níveis vibracionais de número quântico $v'=2,3,4,5,6$. Já no caso do estado $A^3\Sigma_u^+$ os estados vibracionais preferencialmente excitados serão aqueles com número quântico de $v'=5$ a 13. O estado $C^3\Pi_u$ apresenta distância internuclear de equilíbrio muito próxima a do estado fundamental $X^1\Sigma_g^+$, isto faz com que os níveis vibracionais preferencialmente excitados neste caso sejam aqueles com números quânticos $v'=0,1$ e 2.

TIPOS DE DESCARGAS

Como vimos anteriormente, o mecanismo de inversão de população no laser de nitrogênio é basicamente realizado através de impacto eletrônico direto. Logo a eficiência no processo de excitação depende de uma descarga elétrica intensa, uniforme e de curta duração. Isto torna a análise do circuito de descarga extremamente importante.

Circuitos de excitação com campo elétrico axial e transversal têm sido amplamente empregados em diversos trabalhos sobre emissão ultravioleta do laser de N_2 . No entanto, observa-se que os circuitos com configuração axial são utilizados apenas em trabalhos que não necessitam de emissões laser com grandes potências, como estudos analíticos e espectroscópicos, conforme vimos no trabalho de Mathias [9] no capítulo I. Já os trabalhos que envolvem radiação laser com grandes potências, utilizam a configuração TE que permitem operar o laser com pressões até acima da pressão atmosférica, conforme vimos no trabalho de Leonard, Shipman e von Bergmann [14,16,20] anteriormente.

Isto acontece devido as diferentes razões entre o campo elétrico e a pressão do gás (E/P) obtidas nestas configurações. Considere por exemplo, um sistema com eletrodos em paralelo, onde existe uma tensão mínima aplicada entre os eletrodos, mas suficientemente alta para que a descarga ocorra. Esta tensão depende do gás, da pressão do gás e da separação entre os eletrodos, isto é, depende da razão E/P do gás em questão. Durante a descarga a corrente aumenta rapidamente até um valor determinado pela a indutância, resistência do circuito e da energia da fonte. Após o rápido aumento na corrente, o campo elétrico diminui até a corrente alcançar um valor particular, e em seguida a corrente diminui exponencialmente de acordo com a constante de tempo do circuito.

Durante o período da descarga a razão E/P determinará o grau de excitação e ionização do gás. Esta razão determina o ganho de energia de um elétron em cada livre caminho médio, e isto explica a dependência da excitação e ionização como função de E/P , que controla a energia eletrônica média.

Uma das maiores dificuldades do laser de nitrogênio é produzir uma descarga uniforme em um curto período de tempo. Quando o gás está submetido à altas tensões

torna-se um sistema fora do equilíbrio e qualquer impureza, ranhura, ponta ou assimetria nos eletrodos pode provocar a chamada descarga preferencial. Esta descarga é mais intensa em determinados pontos do eletrodo, e faz com que a toda energia que seria usada para excitar as moléculas ao longo do tubo seja depositada em apenas alguns pontos atingindo poucas moléculas. Isto torna a excitação muito ineficiente, pois o interessante é que o maior número possível de moléculas participe do processo de excitação.

Vale a pena ressaltar, que para lasers gasosos em geral existe uma razão E/P ótima de operação, em que se obtém uma maior potência na emissão laser [35]. Dessa forma, sempre se deve manter o compromisso com a pressão, pois apesar de um grande número de moléculas no processo de excitação aumentar a potência do laser, pressões muito altas prejudicam a produção de descargas, devido o aumento da rigidez dielétrica, ou melhor, graças a diminuição da razão E/P. Além de obrigar a produção de pulsos de excitação mais curtos, pois conforme visto anteriormente, o tempo de vida do estado superior diminui com o aumento da pressão.

Descargas elétricas uniformes, intensas e de curta duração são fundamentais para o desempenho dos lasers de N₂, uma vez que a excitação do nível laser superior ($C^3\Pi_u$) se dá através do processo de impacto eletrônico direto. Ademais o processo de descarga depende, por sua vez, do grau de ionização do gás no canal de descarga do laser. Assim, visando melhorar o desempenho dos lasers, muitos pesquisadores desenvolveram diversos mecanismos chamados de pré-ionização. Esses mecanismos consistem basicamente em ionizar o gás antes da descarga, produzindo um plasma que facilita a descarga aumentando a sua eficiência. Desta forma, a introdução de um sistema de pré-ionização é de fundamental importância na estrutura do laser.

SISTEMAS DE PRÉ-IONIZAÇÃO

Em geral os sistemas de pré-ionização tendem a diminuir a impedância inicial do gás, facilitando a descarga principal. Além dos sistemas de pré-ionização, existem outras técnicas que podem ser empregadas no sentido de se diminuir tal impedância e facilitar a descarga principal. Normalmente estas técnicas variam em função do tipo de laser (excitação axial ou transversal), da mistura gasosa usada e das características do sistema de descarga empregado. Algumas delas se caracterizam por uma pré-descarga no meio ativo, outras através do incremento de aditivos no meio ativo e ainda, aquelas que se caracterizam pela exposição do meio ativo a radiação ionizante.

Destas técnicas, a primeira é realizada com uma pré-descarga no meio ativo, e é comumente chamada de pré-ionização. Isto se deve ao fato de uma pré-descarga no meio ativo fazer variar a taxa de íons em um curto instante de tempo, favorecendo a descarga principal, provocando uma excitação mais eficiente deste meio. É uma técnica extremamente eficiente, mas, do ponto de vista operacional, sua aplicação não é tão simples devido a modificações no circuito elétrico do laser. A segunda técnica, a de adição de gases ao meio ativo, tem como finalidade baixar a impedância do meio ativo com a introdução de gases traço com potencial de ionização mais baixo. Esta possui algumas vantagens como o baixo custo e fácil aplicação, mas possui a grande desvantagem de gerar depósitos de impurezas no canal de descarga além de, geralmente, promover a absorção de parte da radiação laser gerada pelo próprio aditivo. A terceira das técnicas envolve a exposição do meio ativo com radiação ionizante. Isto pode ser realizado através de emissão de Raios-X sobre o meio ativo, iluminação deste meio por luz UV ou, ainda, através da introdução de elementos radioativos naturais no interior do canal de descarga. Dentre as três opções, a irradiação com Raios-X é a de maior

complexidade operacional, pelo fato de uma descarga elétrica de alta tensão adicional, na fonte de Raios-X, ser necessária. A irradiação com luz UV não é menos complexa, porém envolve a iluminação do canal de descarga por uma fonte UV externa, complicando o aparato experimental. Por sua vez, a exposição do meio ativo a radiação ionizante, através da introdução de elementos radioativos naturais no interior do canal de descarga gerando uma ionização contínua de fundo, tem se mostrado como uma técnica de pré-ionização bastante eficiente, não só em lasers de N_2 como em outros lasers gasosos [37]. Trata-se de uma técnica de fácil implementação e, através de uma escolha adequada do material emissor, podemos reduzir os riscos de uma exposição da equipe de trabalho ou de contaminação externa.

Quando se quer um laser mais eficiente, mas sem utilizar um sistema de pré-ionização tradicional, é necessário mudar o perfil de eletrodo. De acordo com o trabalho de A. Vazquez Martinez [23], eletrodos com perfil em V são mais estáveis e eficientes que o perfil plano, como visto anteriormente. Em geral eletrodos com um perfil plano conseguem produzir uma descarga uniforme, porém quando comparada com um eletrodo com perfil em V é menos intensa. Isto se deve ao fato que o volume de excitação para eletrodos planos ser maior. A eficiência de excitação aumenta para os eletrodos em V, pois se consegue descarregar toda a energia armazenada nos capacitores em um pequeno volume, aumentando com isso, a temperatura e densidade eletrônica e, conseqüentemente, obtém-se uma grande inversão de população, tornando o laser mais eficiente.

RADIAÇÕES NUCLEARES

Conforme foi descrito anteriormente as fontes radioativas tem demonstrado ser um bom instrumento para utilização em sistemas de pré-ionização, pois não consomem energia do circuito elétrico. As principais radiações ionizantes são as partículas β , α , e a radiação eletromagnética γ [38][39], algumas de suas principais características serão brevemente descritas a seguir.

As radiações podem ser diretamente ou indiretamente ionizantes, dependendo de sua natureza. As partículas β e α são diretamente ionizantes, pois ao interagirem perdem sua energia arrancando elétrons de átomos e/ou moléculas ionizando o meio que percorrem. A intensidade da ionização dessas partículas pode ser expressa em número de pares iônicos produzidos por milímetro da trajetória, denominada ionização específica. A seção de choque da partícula α é muito maior do que a β , o que implica em uma ionização específica também muito maior, fazendo com que o alcance de uma radiação α no meio em que ela se propaga seja menor. Por exemplo, uma partícula α com 3 MeV de energia tem um alcance de aproximadamente 2.8cm no ar com uma capacidade de produzir cerca de 4×10^3 pares iônicos por milímetros de trajetória, já uma partícula β de mesma energia, tem um alcance de aproximadamente de 10^3 cm produzindo em média cerca de 4 pares iônicos por milímetro de trajetória.

A radiação γ é indiretamente ionizante e os principais mecanismos de interação com a matéria são através do efeito fotoelétrico, efeito Compton e com a produção de pares. O efeito fotoelétrico é dominante em baixas energias, isto é, energias menores que 5MeV. Este efeito ocorre quando um fóton incidente é absorvido, transferindo toda

sua energia a um elétron ligado ao meio, que por sua vez é ejetado do meio com parte da energia incidente em forma de energia cinética. Este fotoelétron ejetado pode perder sua energia ionizando o meio que propaga.

Quando as energias envolvidas estão na faixa de 5 a 15MeV o efeito Compton torna-se predominante. Este efeito consiste basicamente na absorção de um fóton incidente seguida da emissão de um fóton de menor energia por um elétron orbital. Em uma analogia extremamente simplificada, o processo seria equivalente a um espalhamento de um fóton por um elétron orbital, onde o fóton incidente perde parte de sua energia. Já quando estamos tratando com energias maiores que 15MeV é a produção de pares que se torna mais importante, nesta situação o fóton incidente desaparece na interação dando origem a um par elétron-pósitron.

Dentro das radiações disponíveis, a radiação alfa era a mais adequada para a pré-ionização do nosso sistema, devido sua grande seção de choque. Por outro lado, existem vários emissores de alfa, como urânio-238 (^{238}U), plutônio-239 (^{239}Pu), paládio-231 (^{231}Pa), tório-220(^{220}Th), polônio-210(^{210}Po), e o emissor escolhido para ficar distribuído ao longo do canal de descarga foi o amerício-241 (^{241}Am) devido a fácil obtenção.

AMERÍCIO

O elemento químico $^{243}_{95}\text{Am}$ foi descoberto em 1945 [40], sendo sintetizado a partir do plutônio. Em nosso experimento utilizamos um dos seus isótopos radioativos,

o ^{241}Am que possui um período de meia vida com cerca de 432 anos e emite continuamente partículas alfa com energia aproximadamente de 5,5MeV. As partículas alfa podem ser facilmente bloqueadas, até mesmo por uma folha de papel, devido sua grande seção de choque. No entanto, a manipulação do Amerício deve ser feita com muita cautela, pois uma vez absorvido pelo corpo humano, emitirá continuamente a radiação alfa que depositará toda sua energia em um único local.

CAPÍTULO III

Este capítulo trata de todas as etapas do experimento realizado neste trabalho, começando pela motivação que nos levou a sua realização, passando pela descrição do sistema experimental, e em seguida explicando como as medidas foram feitas, e por fim, discutimos os resultados obtidos no experimento.

MOTIVAÇÃO

Nosso experimento foi motivado pelos resultados obtidos em um recente artigo de Fellows et al [24]. Conforme descrito anteriormente, o laser continha uma ionização contínua de fundo por partículas alfa, gerando um nível constante de ionização antes, durante, e depois da descarga de excitação. A largura e a potência do pulso laser sofriam um aumento considerável, atingindo uma potência 8 vezes maior, e um deslocamento da potência máxima em função da pressão. Os resultados demonstram uma forte dependência do sistema com a ionização contínua de fundo. Os eletrodos utilizados tinham um perfil plano, o que resultavam em um grande volume de gás entre eles e desta forma a geometria do canal laser dificultava a descarga. Nesse caso, seria necessário operar com altas tensões para conseguir excitar o grande volume de gás ou deve-se optar pela utilização de algum sistema de pré-ionização para melhorar o acoplamento entre o circuito de carga e o tubo de descarga.

Seguindo este ponto de partida realizamos um experimento para analisar qual a influência da ionização contínua de fundo por partículas alfa sobre um sistema no qual os eletrodos já estavam otimizados com um perfil em V (perfil de cunha). Para isto, fizemos um estudo do comportamento de um laser de N_2 com excitação transversal

(TE), emitindo em 337,1 nm, no qual foi feita a introdução de uma distribuição regular de fontes α – emissoras (^{241}Am) ao longo do seu canal de descarga. O canal de descarga foi planejado de tal forma a podermos introduzir uma fita de bloqueio de material isolante sobre a fita de ^{241}Am . A configuração deste canal podia então ser variada entre duas situações, uma na qual o sistema se apresentava totalmente exposto, sem fita de bloqueio, e outra na qual o sistema se encontrava totalmente bloqueado, uma vez que a fita já é suficiente para o bloqueio da partícula α . Para esta comparação, todos os parâmetros do circuito, tais como capacitância, distância entre eletrodos e tensão de carga são mantidas constantes para ambos os casos.

SISTEMA EXPERIMENTAL

Nosso sistema experimental consiste em um laser de N_2 na configuração TE, cuja estrutura é composta por dois eletrodos de latão, com perfil em forma de cunha separados por montagens retangulares de acrílico, como mostrado na figura 17 a seguir. O canal de descarga tem um comprimento de 75 cm e altura de 1,5 cm, com uma distância entre eletrodos de 4 mm. Na peça superior de acrílico, que compõem o canal de descarga foi feita uma câmara de 2mm x 10 mm x 750 mm, na qual se coloca uma distribuição regular de fontes de ^{241}Am (Amersham Laboratories, com atividade de 5,36 mCi¹). As fontes são fitas de 2,0 cm x 1,0 cm contendo ^{241}Am , distribuídas regularmente ao longo da câmara. Ainda neste canal, podemos introduzir uma fita de fibra de vidro, permitindo uma situação de completo bloqueio da radiação. Com a introdução desta fita foi possível analisar a variação da potência em função da pressão

¹ Defini-se como: 1Currie = 1Ci = $3,7 \cdot 10^{10}$ desintegrações por segundo..

para diversos valores de tensão de carga, estando o canal laser blindado as partículas alfa ou exposto a elas.

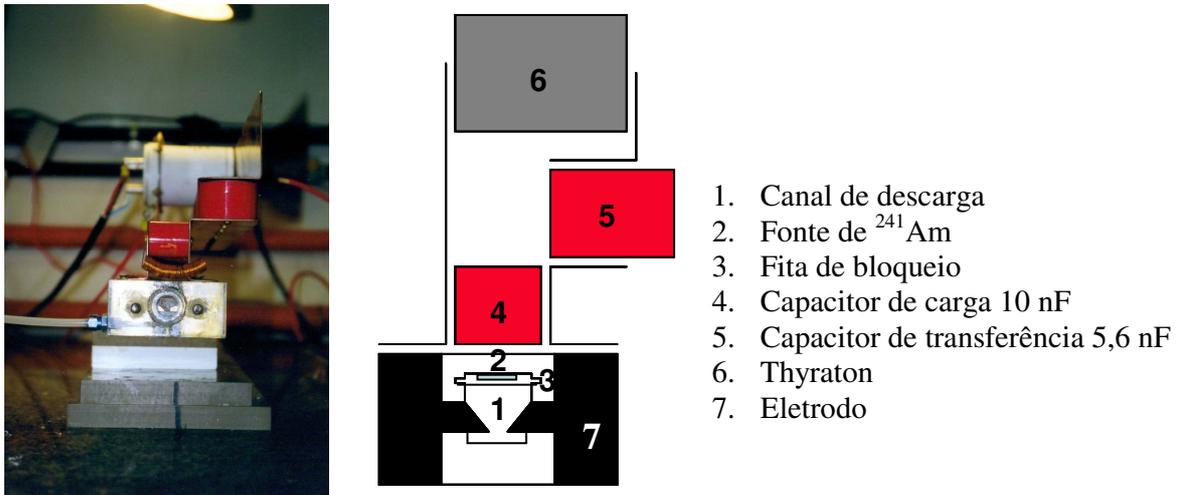


Figura17 Diagrama esquemático do laser de N_2 .

CIRCUITO DE EXCITAÇÃO

O circuito de excitação é similar ao que é usado na literatura [24], apresentando uma capacitância de carga, $C=10\text{nF}$, e de transferência de $C'=5,6\text{nF}$. O sistema é alimentado por uma fonte de tensão dc de 0-20 kV (50mA). Compõe, ainda, o circuito de excitação uma válvula thyatron EG&G modelo HY 3202, usada para controle de disparo, fundamental para se ter uma taxa de pulsos de tensão regulares e estabilizados. A montagem agrupa o circuito de excitação funciona como um guia de onda centrada ao longo do canal de descarga do laser, assumindo uma geometria própria na otimização da descarga no laser. Um esquema do circuito pode ser observado na figura 18.

O processo de funcionamento do circuito pode ser dividido em duas partes, uma referente a carga do capacitor através da alta tensão (AT) e a outra referente a descarga do capacitor através do canal laser e do capacitor C' . A primeira parte inicia-se com a válvula thyatron aberta e os capacitores de carga começam a ser carregados pela AT, pois o indutor L se comporta como um fio com impedância baixa e puramente resistiva,

ligando C diretamente à terra e curto-circuitando o restante do circuito. Uma vez carregado o capacitor de carga do circuito a primeira etapa está terminada. A segunda parte é iniciada quando a thyatron fecha o circuito. Nesta situação o indutor se comporta como um circuito aberto, devido um transitório de tensão sobre ele. Assim o capacitor C é obrigado a descarregar através do caminho (C', tubo de descarga, terra). Neste momento o capacitor C' assume o importante papel de distribuir o pulso elétrico ao longo do canal laser, funcionando como linha de transmissão do pulso gerado por C.

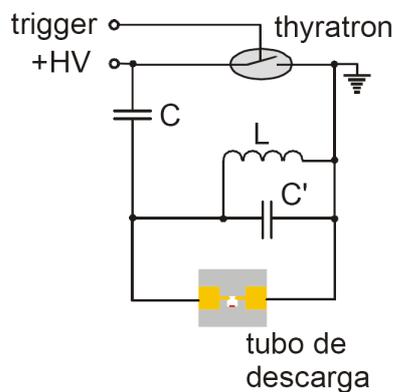


Figura 18. Esquema do circuito elétrico do laser

A válvula Thyatron HY- 3202 é um dispositivo de chaveamento pulsado controlado eletronicamente. Seu funcionamento é similar ao de uma válvula triodo. Um outro dispositivo muito utilizado para chavear a corrente, é o spark-gap, que pode ser facilmente construído com pequenos eletrodos envolvidos por um gás. Uma vez conhecida a tensão de ruptura, pode utilizar um “gatilho” para permitir ou não a descarga nos eletrodos e com isso sincronizar a frequência do disparo.

A escolha da thyatron em nosso sistema é devido a sua ótima estabilidade, conforme pode ser verificado na referência [41], onde Santa e colaboradores fazem o estudo comparativo da estabilidade da energia do pulso da emissão laser do nitrogênio funcionando com uma thyatron e com um spark-gap. Neste trabalho foi observado que

o laser de nitrogênio quando operado com uma thyatron apresentava um pulso de radiação com energia maior e uma estabilidade quatro vezes maior do que quando operado com um spark-gap.

Um esquema geral do circuito de operação da thyatron utilizado pode ser visto na figura 19. Este circuito pode ser dividido em três partes: Uma parte onde esta a carga responsável pela chaveamento da alta tensão, uma parte do “gatilho” responsável pelo disparo da thyatron e outra responsável pelo aquecimento do filamento, uma vez que a thyatron funciona com uma temperatura razoavelmente elevada.

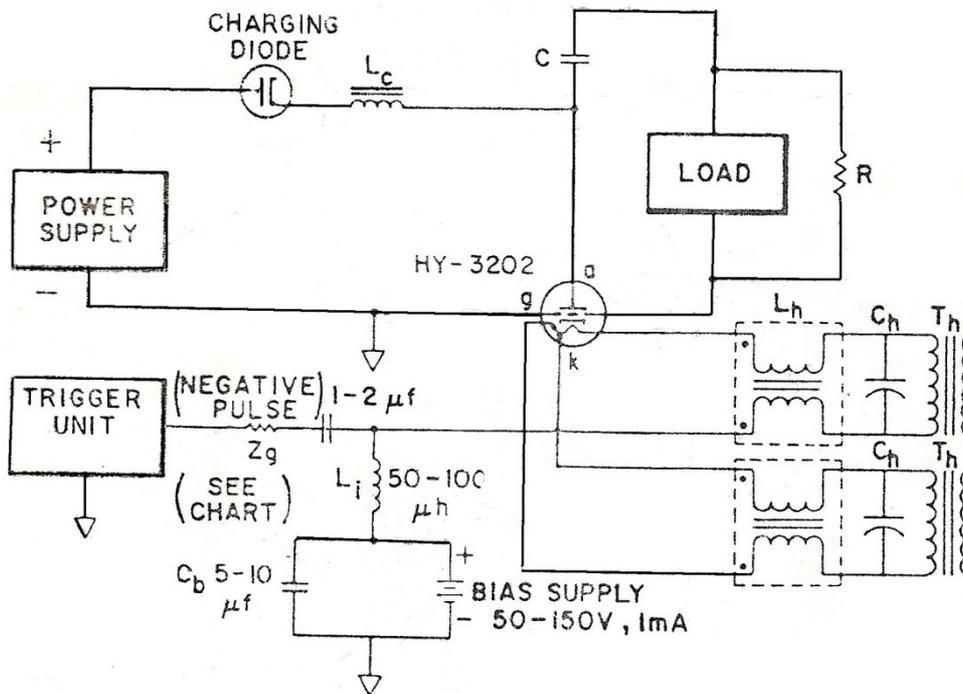


Figura 19. Diagrama com o circuito da thyatron.

SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

Para aquisição dos dados utilizamos um fotodiodo de vácuo ITL 1850 com tempo de subida 100ps para medida do pulso de radiação, o sinal era enviado para um osciloscópio Tektronix 7104 com tempo de subida 350ps que está acoplado a uma câmera vídeo digitalizadora C1001.

Para diminuir a interferência causada pela radiação eletromagnética externa nos aparelhos eletrônicos, utilizou-se uma gaiola de Faraday que abrigava todo sistema de aquisição de dados em seu interior, uma fotografia do interior da gaiola pode ser observada na figura 20 item a.

Para a realização das medidas, incidia-se a emissão laser em uma lente convergente de MgF_2 com distância focal de 1m utilizada para focalizar o feixe no fotodiodo a vácuo ITL 1850, conforme apresentado na figura 20 item b. Este mandava o sinal do pulso de laser para a entrada de 50 Ohms de impedância do osciloscópio Tektronix 7104. A câmera digitalizadora C1001 acoplada ao osciloscópio, digitalizava a imagem de sua tela e enviava para o computador através de uma interface serial, um arquivo ASCII que mais tarde seria tratado em software gráfico. Um esquema simplificado do sistema experimental com uma fotografia do interior da gaiola de Faraday pode ser visto na figura 20.

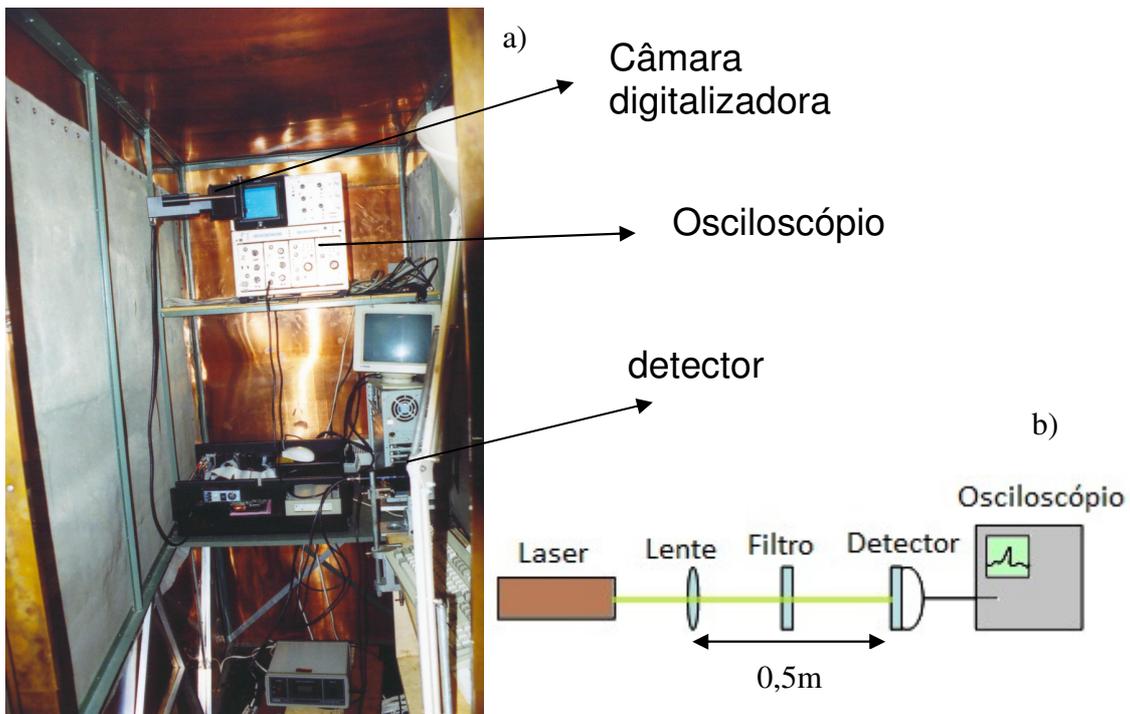


Figura 20. Esquema do sistema de aquisição de dados. a) Fotografia do interior da gaiola de Faraday. b) Esquema do sistema de aquisição de dados.

Como a duração do pulso é extremamente curta, na ordem de nano segundos, é fundamental que o osciloscópio seja rápido. O que foi utilizado nos experimentos, possuía um tempo de subida 350ps e uma largura de banda máxima de 1GHz. De modo semelhante, o fotodiodo a vácuo utilizado, também tinha um tempo de subida máximo de 350ps. O fotodiodo gera um sinal elétrico a partir da incidência de luz, através do efeito fotoelétrico. Assim operando com uma tensão de 3kV em seus terminais ele gera um sinal de corrente que varia de acordo com a intensidade da luz incidente sobre ele.

Para não danificar o fotodiodo, o feixe laser passava por um ou dois filtros de densidade neutra da Oriel para diminuir a intensidade, e a partir dos dados fornecidos pelo fabricante era possível determinar a transmitância do filtro para o comprimento de onda em questão.

O cálculo da potência máxima de cada pulso é realizado a partir dos valores de densidade dos filtros utilizados e da característica do detector. Para cada filtro temos:

$$D = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I_T} \right) = -\log_{10} T$$

onde D é a densidade óptica, I_0 é a potência incidente e I_T é a potência transmitida e finalmente T é a transmitância. Pode-se utilizar filtros em série para aumentar a densidade, e neste caso, densidade total é dada pela soma da densidade de cada filtro ($D_1 + D_2 + \dots$) e a transmitância total, pelo produto da transmitância de cada filtro.

A calibração do detector apresentava para o comprimento de onda de 337,1 nm uma sensibilidade de 3,5 mA/W. Assim, o valor da potência transmitida pode ser determinada a partir do sinal de tensão gerado pelo detector. Finalmente, a partir destes dados a potência do pulso laser pode ser determinada pela relação: (16)

$$I_0 = I_T 10^D = \left(\frac{V(mV)}{50 \Omega 3,5 \frac{mA}{W}} \right) 10^D$$

na qual $V(mV)$ é a tensão em milivolts do detector medida pelo osciloscópio. Conforme dito anteriormente, para um arranjo de múltiplos filtros, D será a soma da densidade de cada filtro utilizado. Na tabela abaixo apresentamos os valores da densidade óptica de alguns filtros utilizados:

Tabela 3. Densidade óptica de filtros utilizados no cálculo de potencia do pulso laser

Numero do Filtro*	D_{numero}
532	D ₅₃₂ = 0,670
536	D ₅₃₆ = 0,824
545	D ₅₄₅ = 1,627

560	$D_{560} = 3,140$
------------	-------------------

* Filtros Oriol de densidade neutra

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

As medidas de potência e largura temporal foram extraídas a partir do sinal do pulso laser. Durante o experimento o laser foi operado com uma frequência de disparo da thyatron de 1 Hertz, e a tensão foi variada de acordo com os seguintes valores 10, 12, 14, 16 e 18kV. Para cada tensão de trabalho variávamos a pressão de 10, 20, 30, 40, 50, 60, 80, 100, 150, 200, 250 e 300torr ou até o maior valor de pressão em que ainda fosse possível detectar a emissão laser. Para cada par de tensão e pressão foram realizadas 26 aquisições de pulsos do laser para a obtenção de uma melhor estatística dos dados.

Durante a análise foram feitas médias aritméticas tomando os 26 pulsos, obtendo assim um pulso médio que melhor representasse o comportamento da radiação laser nas condições desejadas. Em seguida, a partir do gráfico da potência do pulso laser em função do tempo, isto é, do pulso médio, determinava-se o maior valor de potência obtido e a largura temporal do pulso, que era obtida a meia altura da potência máxima do pulso de radiação. Um exemplo da obtenção do pulso médio com a respectiva potência máxima e largura temporal pode ser visto na figura 21, onde temos um pulsos com o laser operando a 18kV com a pressão de 50torr.

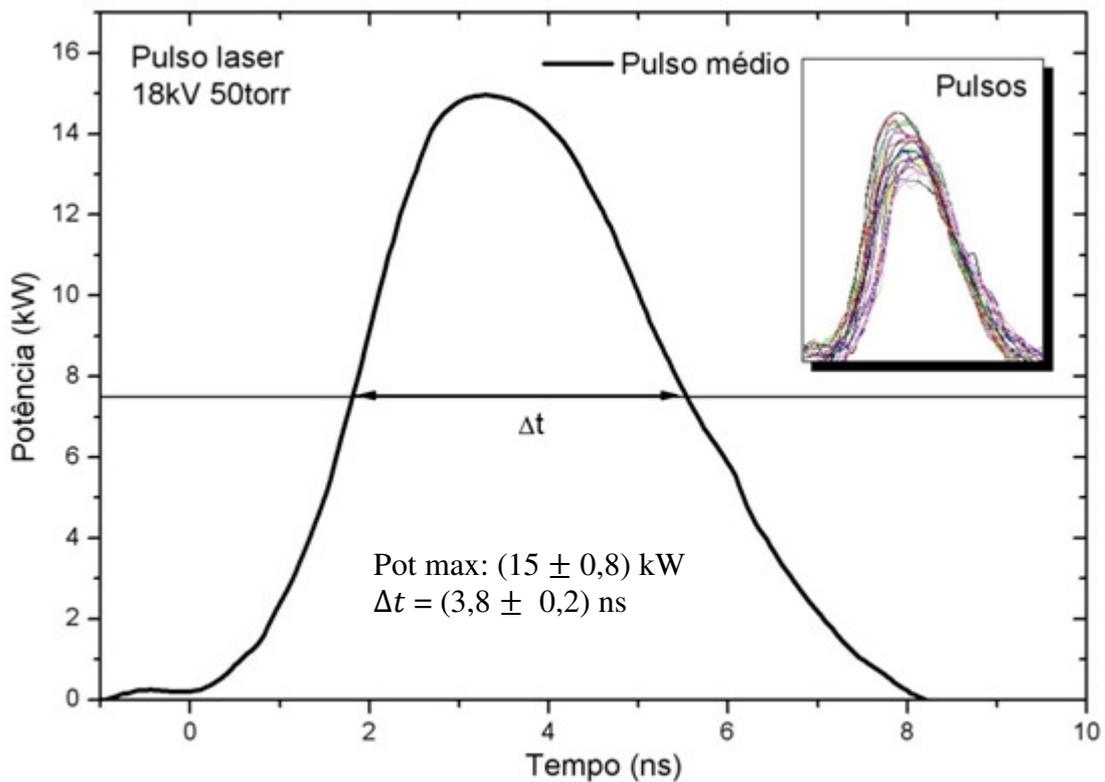


Figura 21. Determinação da potência máxima e largura temporal do laser operando a 18kV-50torr.

Este procedimento para a determinação de potência de pico e largura temporal do pulso de radiação laser foi realizado para todas as configurações de operação do laser. O resultado dessas medidas são as curvas de potência máxima e largura temporal a meia altura do pulso laser em função da pressão apresentadas a seguir.

As figuras de 22 e 23 mostram a variação da potência e largura temporal em função da pressão para duas configurações do canal de descarga, isto é, com e sem a ionização contínua por partículas alfa. Em para cada uma delas, a tensão de alimentação foi variada entre 10 e 18kV.

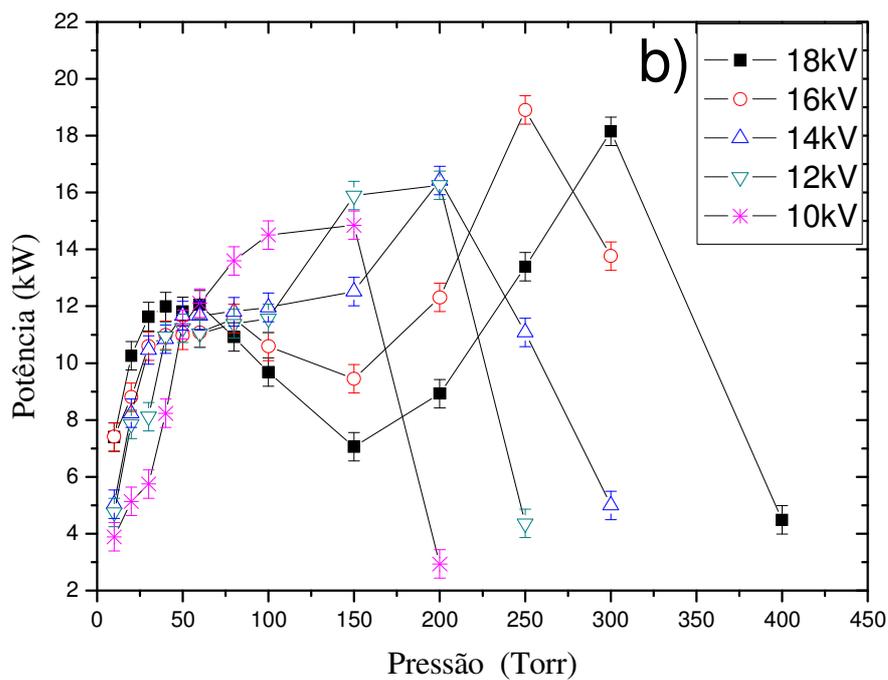
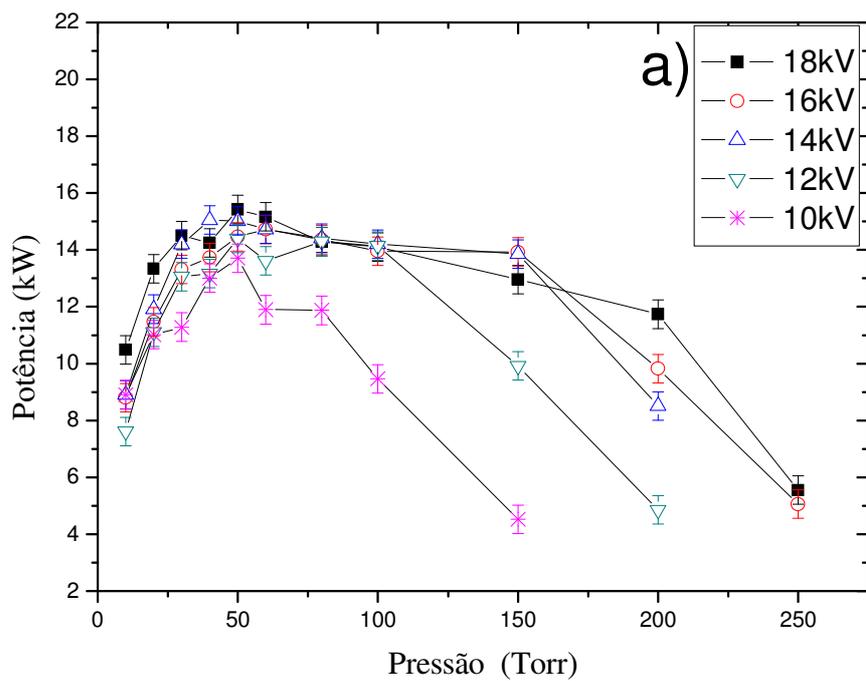


Figura 22 – Potência em função da pressão para diferentes valores de tensão. a) canal sem fontes de ^{241}Am , b) canal com fontes de ^{241}Am

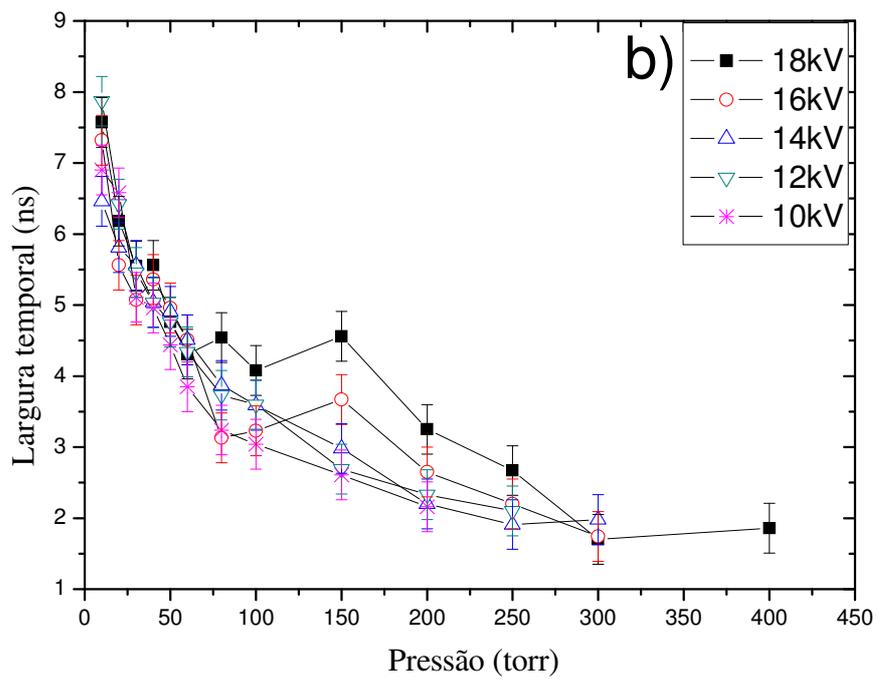
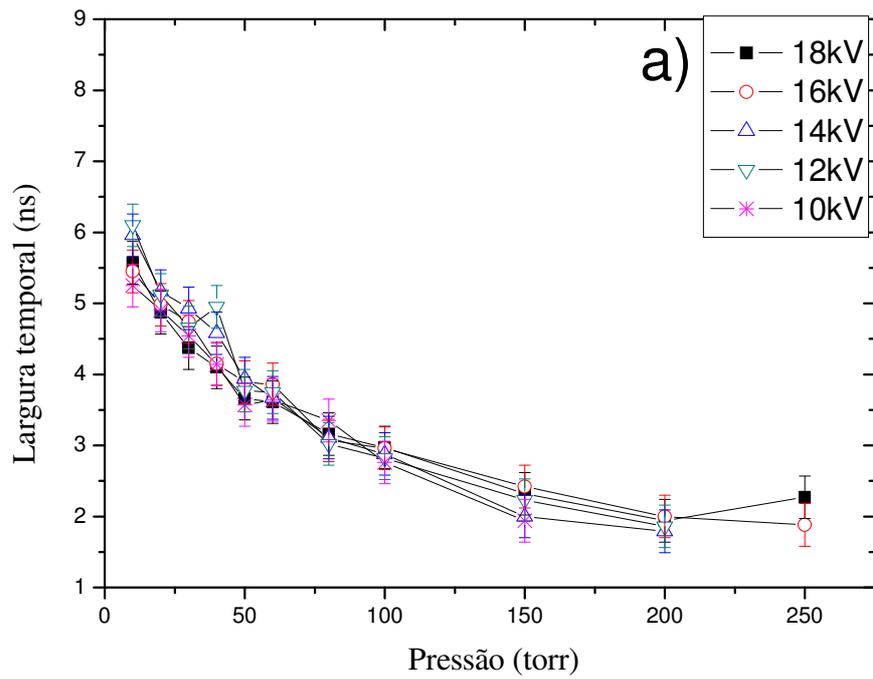


Figura 23 – Largura temporal em função da pressão para diferentes valores de tensão. a) canal sem fontes de ^{241}Am , b) canal com fontes de ^{241}Am .

Podemos observar destas figuras, a existência de uma acentuada diferença no comportamento da potência em função da pressão, quando o canal laser se encontra bloqueado ou completamente exposto as fontes de ^{241}Am (canal aberto). Na condição de bloqueio total, figura 22, o laser atinge um máximo de 15,4kW, operando em uma pressão de 50Torr e sob uma tensão de descarga de 18kV. Para todas as tensões, nesta condição, o laser atinge seu máximo de potência em torno de 50Torr e depois sua potência decai para valores mínimos. Por sua vez, quando o laser tem seu canal de descarga totalmente exposto as fontes de ^{241}Am , atinge uma potência máxima de 18,9kW, operando a uma pressão de 250Torr e sob uma tensão de descarga de 16kV. Nesta condição a potência cresce, em função da pressão, atingindo um máximo local ao redor de 50Torr. Após esta pressão a potência decai atingindo um mínimo local, para depois apresentar um pico brusco no qual a potência atinge o seu máximo e, em seguida, decai para valores mínimos. Podemos observar dos gráficos que este comportamento vai se acentuando em função do aumento da tensão de carga.

Por sua vez, a largura temporal do pulso laser, figura 23, para o sistema totalmente exposto, apresentou um aumento em relação ao pulso laser quando o canal de descarga apresentava as fontes radioativas bloqueadas, concordando com o apresentado na referência [24]. Este comportamento fica claramente evidenciado nas figuras 24 a 28 mostradas mais a frente. Para uma melhor análise do comportamento mostrado nas figuras 22 e 23, fixamos a tensão de excitação e comparamos as duas configurações anteriores entre si. As figuras de 24 a 28 apresentam o comportamento da potência e da largura temporal em função da pressão para cada uma das configurações anteriores, mantendo-se fixa uma determinada tensão. Note que as escalas nas figuras a seguir foram mantidas iguais, com o intuito de facilitar a observação da evolução do

pulso para maiores valores de pressão. Ao fazermos tal comparação, as diferenças apontadas anteriormente se mostram mais evidentes.

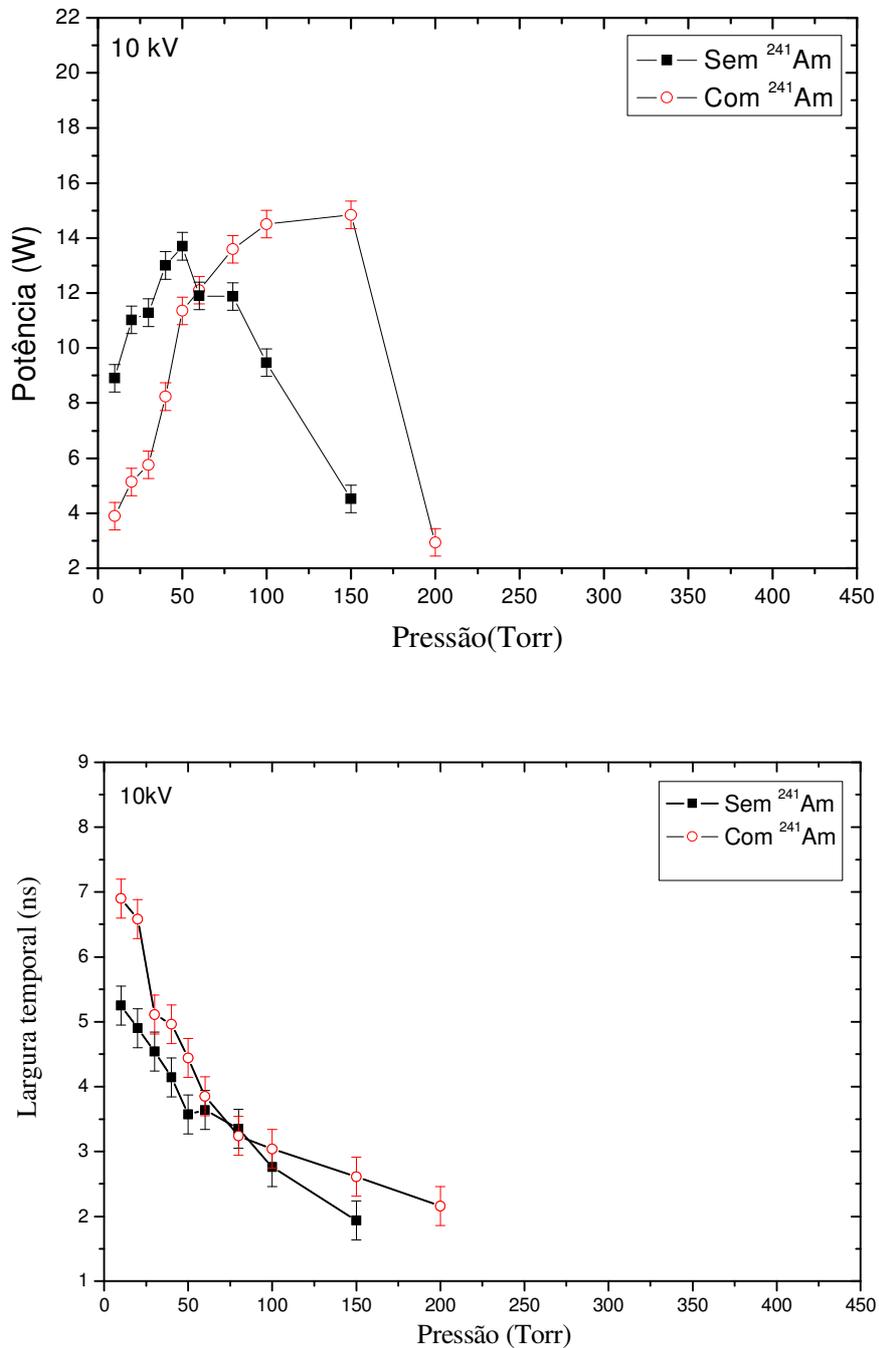


Figura 24 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 10 kV . Circulo vermelho indica o canal exposto as partículas alfa. Quadrado preto indica o canal bloqueado as partículas alfa.

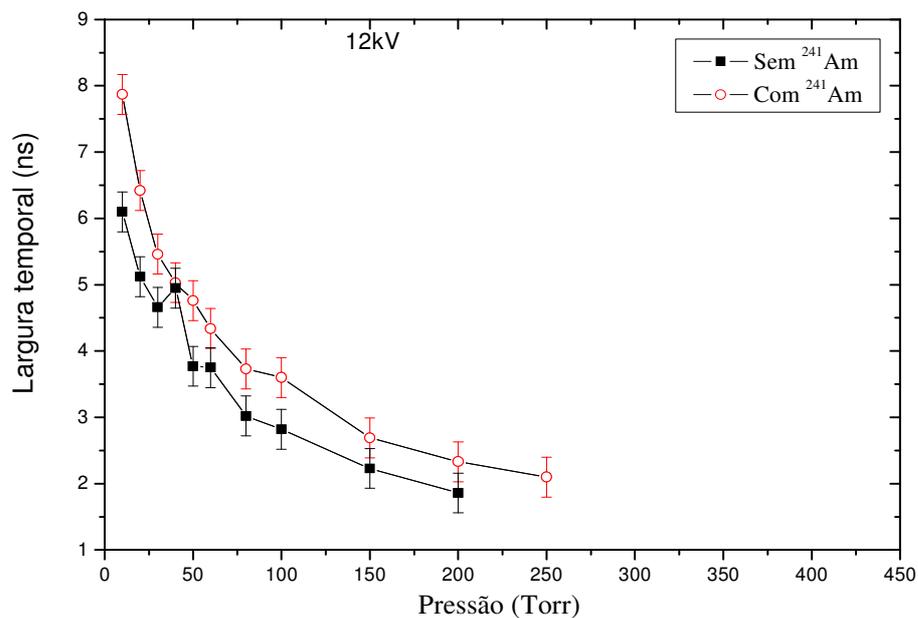
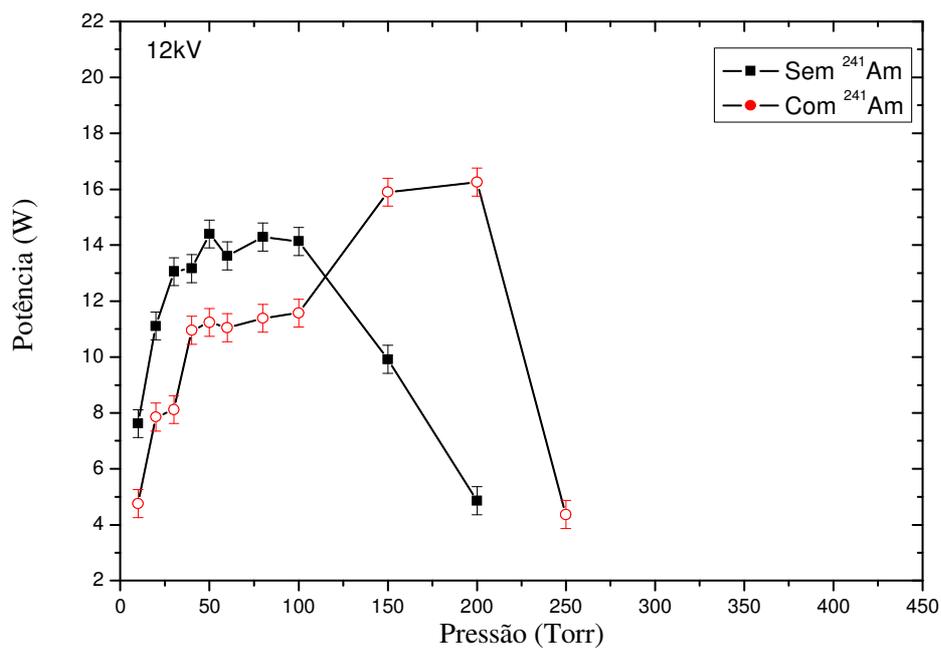


Figura 25 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 12 kV. Circulo vermelho indica o canal exposto as partículas alfa. Quadrado preto indica o canal bloqueado as partículas alfa.

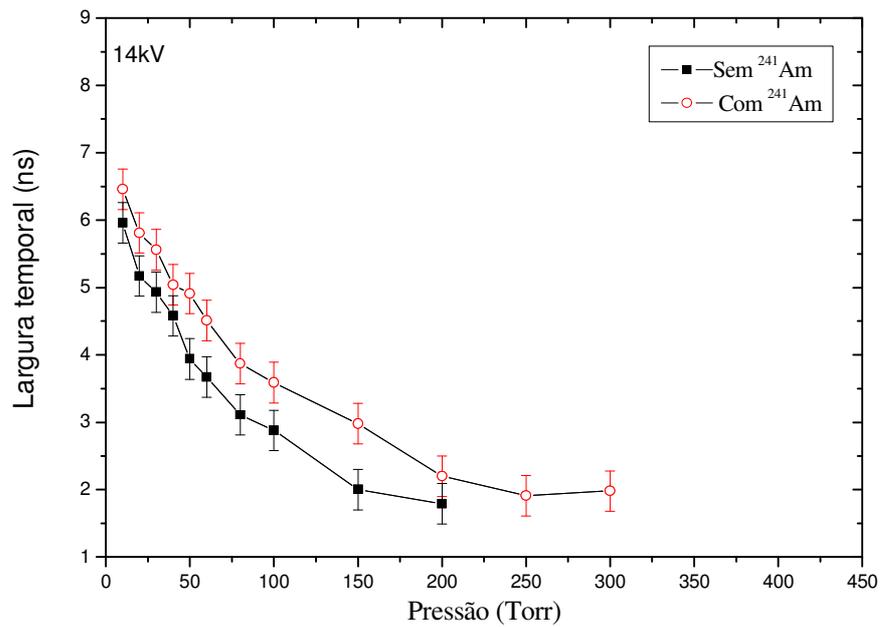
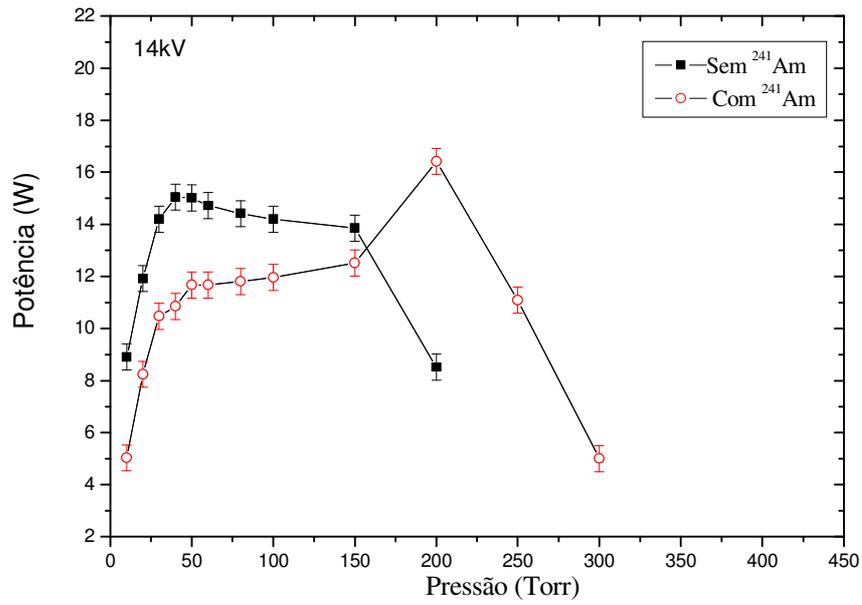


Figura 26 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 14 kV. Circulo vermelho indica o canal exposto as partículas alfa. Quadrado preto indica o canal bloqueado as partículas alfa.

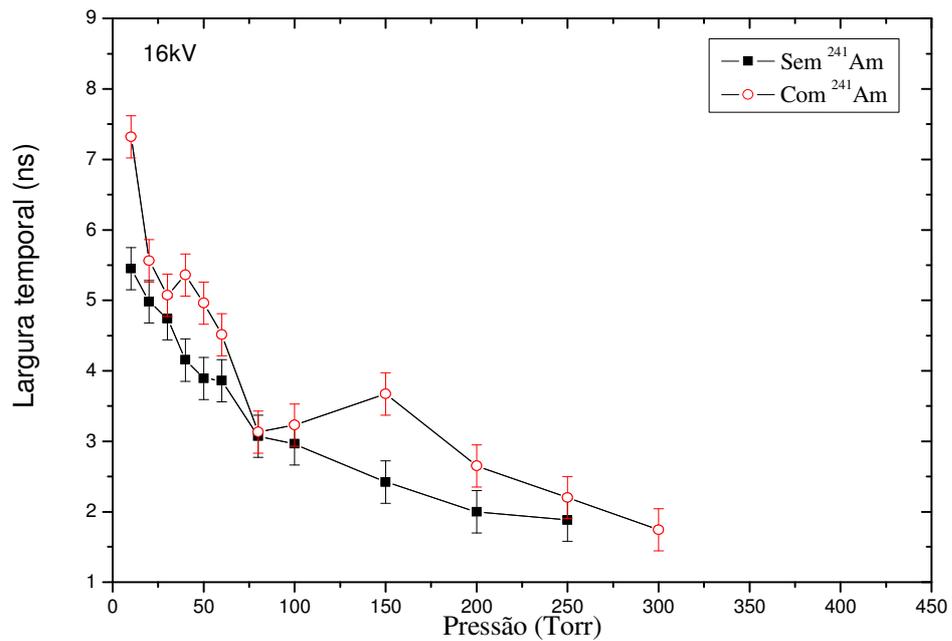
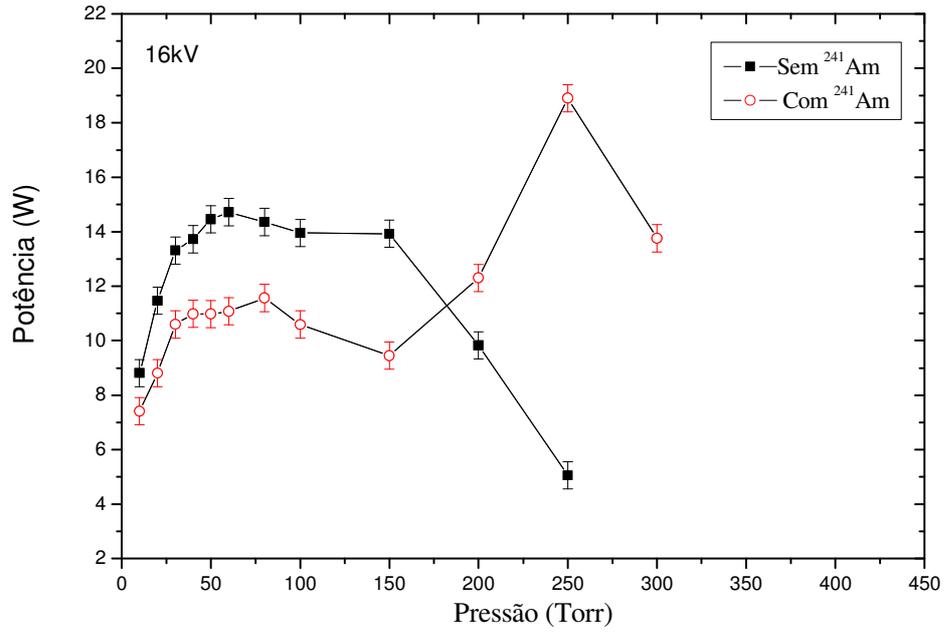


Figura 27 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 16 kV. Circulo vermelho indica o canal exposto as partículas alfa. Quadrado preto indica o canal bloqueado as partículas alfa.

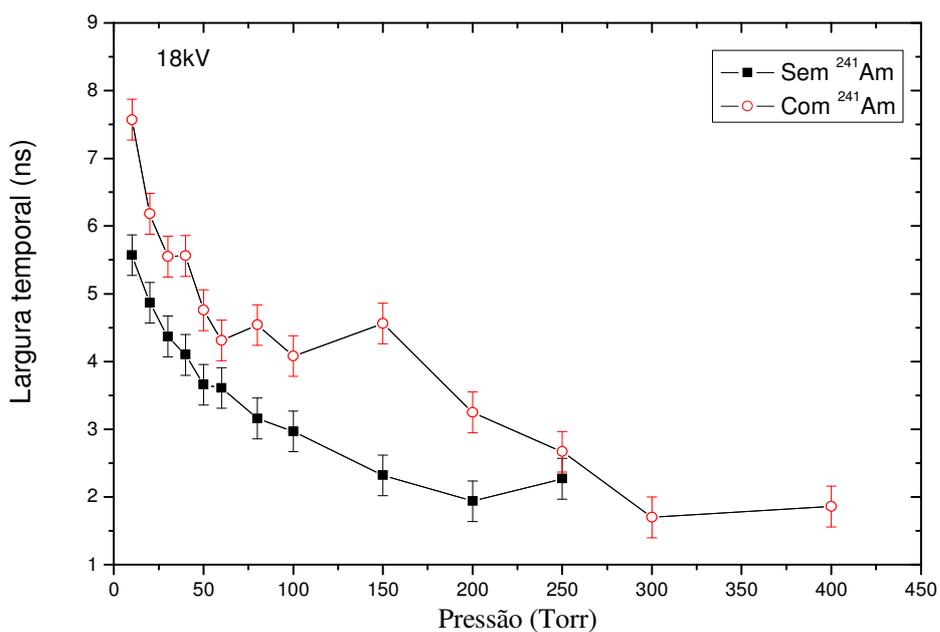
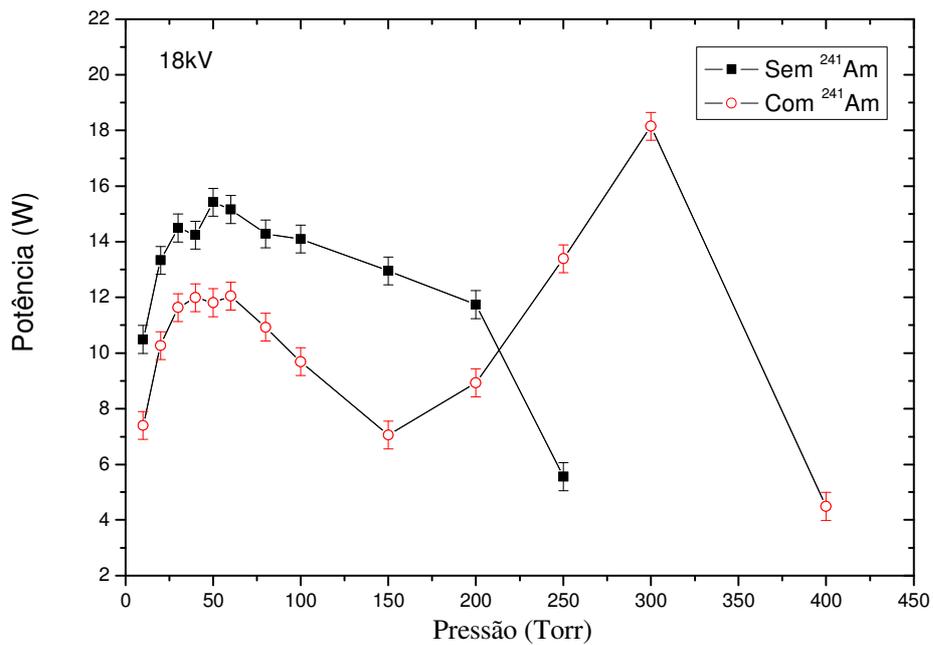


Figura 28 – Potência em função da pressão e largura temporal em função da pressão para uma tensão de carga de 18 kV. Circulo vermelho indica o canal exposto as partículas alfa. Quadrado preto indica o canal bloqueado as partículas alfa.

Como podemos observar estes resultados são diferentes dos obtidos em [24], indicando que o efeito de campo gerado pela geometria dos eletrodos fez com que a

ionização contínua de fundo neste caso não fosse tão relevante. Em ambos os casos, com e sem exposição ao Amerício, após um crescimento inicial a baixa pressão, a largura de pulso diminui com o aumento da pressão do gás. Isto pode ser entendido devido ao relaxamento colisional dos níveis de laser envolvidos na transição. Para o sistema exposto, observamos uma variação na largura temporal de 5,7 ns enquanto para o sistema bloqueado esta diferença é de 4,1 ns. Comparando os nossos resultados atuais com os resultados apresentados na referência [24], observamos que apesar de realmente haver um aumento na largura temporal do pulso laser na presença de Amerício, este aumento não é tão grande quanto o referenciado em [24]. Por outro lado, observamos que a largura de pulso quando o sistema era bloqueado foi bem maior nos nossos resultados do que o reportado nas mesmas condições na referência [24], onde o maior valor de largura temporal foi menor que 2,5ns enquanto nosso sistema alcançou valores de até 6ns. Estes resultados sugerem a influência da geometria dos eletrodos frente a ionização contínua de fundo também nos valores de largura temporal.

Para melhor compreender este comportamento, resolvemos investigar de que forma este efeito se reflete na energia do pulso. Na figura 29, apresentamos a energia do pulso com (a) e sem (b) ^{241}Am para diversos valores de pressão e tensão. Observamos que sem ^{241}Am após um aumento inicial, a energia passa a diminuir gradativamente com a pressão. Já com ^{241}Am , em algumas situações, a energia do pulso é maior. Estes resultados apresentam um comportamento funcional semelhante aos resultados apresentados por Hasson, Von Bergmann e Preussler [21], no qual o máximo de energia, além de se localizar para um mesmo valor de pressão, apresenta um pico secundário de menor energia. Os nossos resultados indicam ainda que existe uma eficiência maior do laser em algumas condições quando operado com fontes de ^{241}Am .

Para um melhor entendimento dos resultados obtidos na figura 29, foi realizada uma análise da razão entre energias para o sistema sem bloqueio e com bloqueio das fontes de ^{241}Am , para as cinco tensões de trabalho. Observa-se na figura 30 a existência de um único valor de pressão, 50 Torr, no qual esta razão é a unidade para qualquer valor de tensão. Tomando este valor como referência, podemos observar que em algumas situações a ionização constante por radiação alfa chega a diminuir a eficiência do laser, ou seja, para pressões menores que 50 torr a energia do pulso com amerício é menor ou igual ao sem amerício. Apenas para pressões maiores é que a eficiência do laser com amerício começa a aumentar, tornando-se mais evidente para tensões menores, como por exemplo, para a tensão de 10kV para qual existem um aumento de 4,5 vezes na energia do pulso, o que significa que para esta condição de tensão e pressão, a energia do sistema exposto é bem maior que a do sistema bloqueado. Por sua vez, para uma tensão máxima de carga, 18 kV, esta razão só passa a ser significativa para valores maiores que 150 Torr.

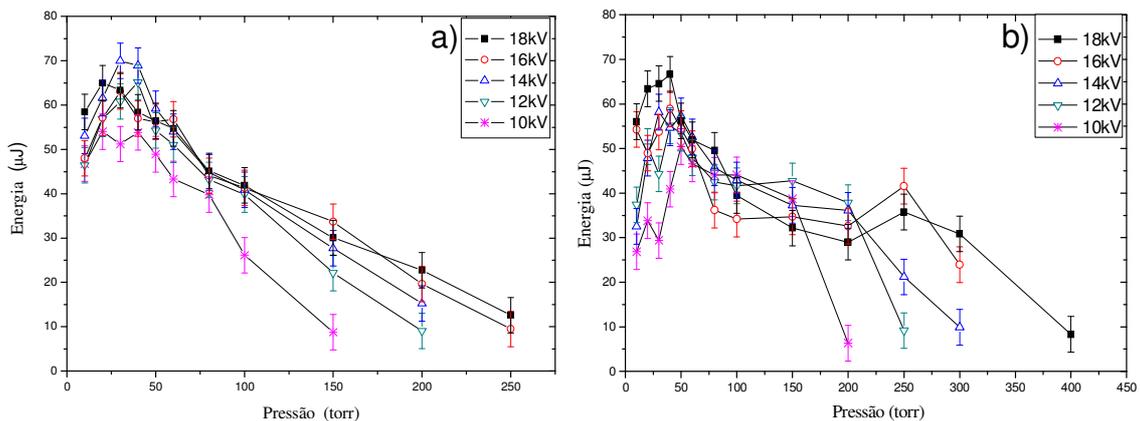


Figura 29 – Energia do pulso *laser* em função da pressão para o sistema respectivamente bloqueado (a) e totalmente exposto as fontes de Amerício (b), para diversas tensões de carga.

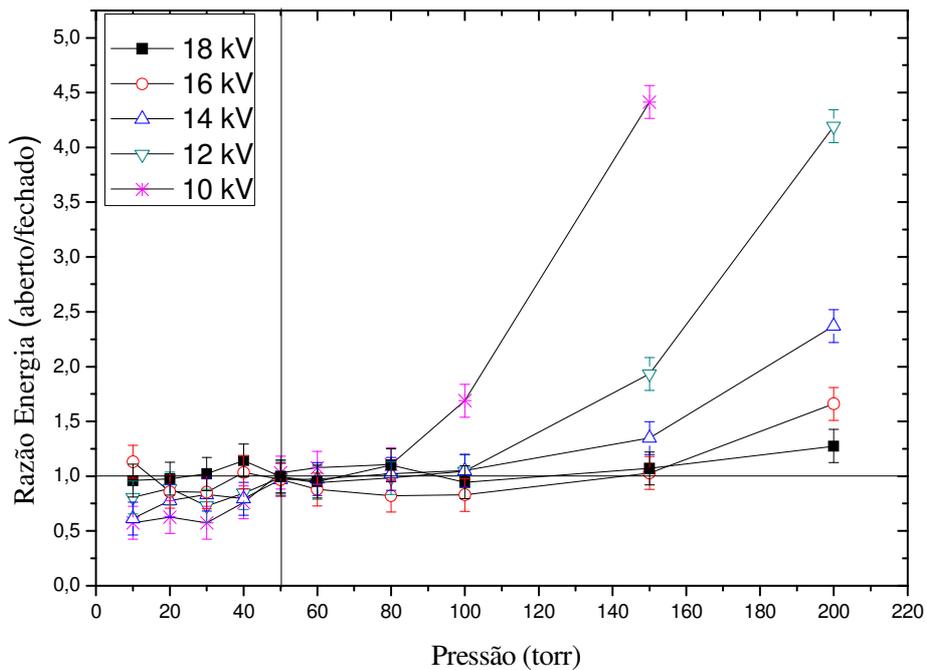


Figura 30a – Razão entre energias para o sistema cunha totalmente exposto e bloqueado as fontes de Amerício, para diversas tensões de carga.

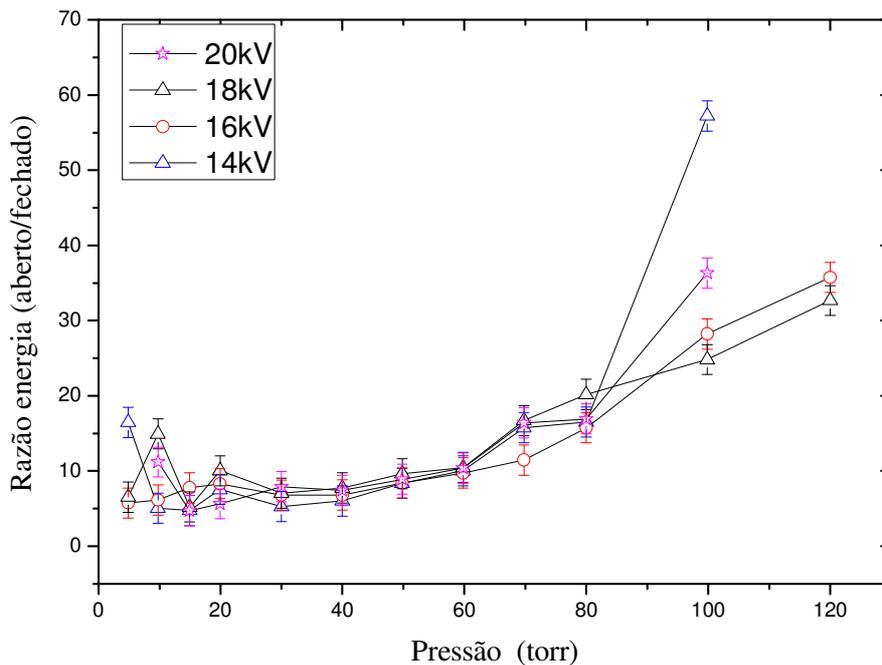


Figura 30b – Razão entre energias para o sistema plano totalmente exposto e bloqueado as fontes de Amerício, para diversas tensões de carga.

Por outro lado, se voltarmos nossa atenção para o resultado da razão entre as energias com e sem bloqueio do sistema plano obtido pela referência [24], e agora exposto na figura 30b, observamos que para todas as tensões de carga do laser e para

todos os valores de pressões a razão sempre excede a unidade. Isto significa dizer que a energia do pulso com amerício é sempre maior que a energia sem a ionização contínua, e no melhor dos casos chegando a ser 60 vezes melhor.

Um outro fato curioso que também pode ser observado na figura 30b, é a existência de um valor de pressão em torno de 60 torr em que as curvas se cruzam e passam a crescer de forma mais acentuada. Comportamento este, que lembra o obtido anteriormente na razão da energia para o sistema cunha.

DISCUSSÕES - Blindagem do Catodo

Para uma interpretação qualitativa dos resultados apresentados nas figuras 30a e 30b, temos que levar em consideração dois fatores. O primeiro está relacionado a geometria dos eletrodos, que é o parâmetro construtivo mais crítico. Conforme relatado por Vasquez Martinez e Aboites [23] , "... a existência e a estabilidade da descarga principal depende em grande parte, na forma dos eletrodos ...", os melhores resultados de um laser de N₂ TE são alcançados pelo uso de eletrodos em forma de cunha (ou V-shaped). Em regime de baixa pressão e baixa tensão, a descarga corona de eletrodos em cunha garantem uma ionização otimizada em comparação com o caso de eletrodos planos. O segundo fator a ser considerado é a ionização produzida por partículas alfa. É importante lembrar que a partícula alfa é equivalente ao núcleo de hélio, isto é, tem carga positiva . Esses íons podem promover a ionização no canal de descarga por impacto, mas também podem blindar o catodo e impedir a avalanche de elétrons prejudicando a descarga corona.

O efeito de blindagem do catodo é mais evidente para baixas pressões, principalmente devido ao fato do processo de ionização com fontes de alfa ser limitada

pelo alcance destas partículas pesadas para uma dada pressão do gás. Este fato da blindagem do catodo nos permite, a priori, entender o comportamento do laser para baixas pressões e tensões. Por outro lado, a ionização por impacto na descarga é mais efetiva em altas pressões. Isso pode ser compreendido se levarmos em conta que todos os elétrons produzidos na ionização por partículas alfa, antes da descarga principal, irá resultar na produção de íons negativos, devido a dissociação das moléculas de N_2 . De acordo com I. J. Bigio [37], a produção de íons negativos não somente contribui para a estabilização da descarga, mas também funcionam como uma fonte de elétrons do baixo potencial de ionização durante a descarga principal. Para cada emissão alfa, temos aproximadamente $2,5 \times 10^5$ elétrons secundários, com uma perda de energia de cerca de 20 – 25eV por par elétron-íon formado. Isto gera um aumento na temperatura eletrônica que por sua vez aumenta a razão E/P do sistema [29]. Isso nos permite entender porque a relação entre as energias somente ultrapassa a unidade para valores maiores de pressão, como mostrado na figura 25. A competição entre a blindagem do catodo e a ionização pode ser a causa fundamental do aumento da energia do laser observada e da diminuição abaixo de 50 torr.

CONCLUSÃO – PARTE 1

Observamos que a potência do laser depende de uma competição existente no tubo de descarga, entre a ionização criada pelo campo elétrico e a ionização produzida pela partícula alfa. De tal forma, que o melhor acoplamento do circuito de descarga com o canal do laser não será para a maior tensão, mas dependerá da geometria dos eletrodos, pressão do gás de trabalho e da tensão utilizada.

Da análise da razão entre energias, mostrada na figura 25, fica claro a existência de uma pressão de referência, 50 Torr, que nas condições experimentais apresentadas, serve como referência para as condições de uso de um patamar de ionização contínua. Nesta condição a introdução das partículas alfa se tornou mais efetiva com o laser operando em baixas tensões e pressões superiores a 50 Torr.

Para uma melhor compreensão do fenômeno, encontra-se em fase de desenvolvimento uma série de estudos comparativos entre um sistema pré-ionizado por partículas alfa e radiação gama. Além disso, um modelo teórico encontra-se em desenvolvimento, no intuito de melhor compreender os mecanismos de emissão laser na presença de um limiar constante de ionização. Finalmente, para o desenvolvimento destes lasers é fundamental um melhor conhecimento sobre quais são os sistemas de pré-ionização mais adequados para uma determinada configuração e regime de operação de forma que estudos com outras geometrias de eletrodos estão sendo elaborados.

CAPÍTULO IV

Neste capítulo damos início a segunda parte deste trabalho, que teve como objetivo o desenvolvimento de um modelo teórico para analisar o funcionamento do laser de nitrogênio, que permitisse simular o comportamento de sua operação com e sem ionização contínua de fundo a partir de determinadas condições iniciais.

Antes do desenvolvimento de nosso modelo, será mostrado aqui uma breve descrição do tratamento realizado por Ali [12] para o laser de N_2 , esta descrição foi a base de nosso modelo e servirá como uma introdução teórica deste capítulo.

INTRODUÇÃO TEÓRICA

O primeiro passo para compreender a evolução temporal das populações dos estados eletrônicos envolvidos nas transições do laser e o comportamento do pulso de radiação laser do nitrogênio, é analisar o sistema laser como se ele fosse um sistema de três níveis. Nesta aproximação, apenas os estados diretamente envolvidos na transição laser serão considerados. São eles, o estado fundamental $X^1\Sigma_g^+$ que será representado pelo estado 1, o estado inferior $B^3\Pi_g$ que será representado pelo estado 2 e finalmente o estado superior $C^3\Pi_u$ representado pelo estado 3, conforme indicado na figura 31 abaixo.

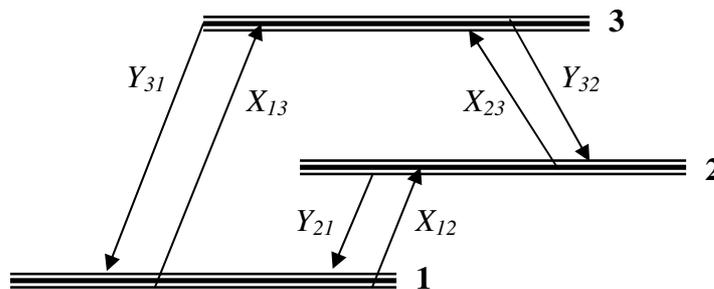


Figura 31. Esquema de três níveis para emissão ultravioleta do laser de nitrogênio.

Para simular o comportamento do esquema de níveis de energia, é necessário desenvolver e resolver um sistema de equações de taxas. Para calcular a variação total da densidade de população de um nível, devem ser levados em conta todos os processos que aumentam e que diminuem a sua densidade. Desta forma, o sistema de taxas, que representa o esquema da Figura 31 deve ser escrito da seguinte forma:

$$\frac{dN_3}{dt} = X_{13}N_1 + X_{23}N_2 - (Y_{31} + Y_{32} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1})N_3 - R_{32} \left(N_3 - \left(\frac{g_3}{g_2} \right) N_2 \right) \quad (18)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = X_{12}N_1 + (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})N_3 - (X_{23} + Y_{21} + \tau_{21}^{-1})N_2 + R_{32} \left(N_3 - \left(\frac{g_3}{g_2} \right) N_2 \right) \quad (19)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -(X_{12} + X_{13})N_1 + (Y_{21} + \tau_{21}^{-1})N_2 + (Y_{31} + \tau_{31}^{-1})N_3 \quad (20)$$

onde N_1 , N_2 e N_3 representam a densidade populacional do estado fundamental, e do nível inferior e superior respectivamente; X_{ij} representa a taxa de excitação colisional (em s^{-1}) por impacto eletrônico do nível i para o j com $i < j$; Y_{ij} representa a taxa de desexcitação colisional (em s^{-1}) por impacto eletrônico do nível j para o i com $i > j$; τ_{ji} representa a taxa de decaimento (em s) radiativo espontâneo do nível j para o i ; R_{ji} representa a taxa de emissão induzida (em s^{-1}) que inclui a largura de linha, o coeficiente de Einstein e a densidade de energia; Finalmente g_3 e g_2 são as degenerescências destes estados.

Levando em conta os dados das transições do laser nitrogênio, essas equações poderão ser simplificadas. Com base nas transições $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, $B^3\Pi_g \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ e $C^3\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ com tempos de vida respectivamente 40ns, 10 μ s e 1ms podemos desprezar o termo τ_{31}^{-1} , pois $\tau_{31}^{-1} \ll \tau_{32}^{-1}$. Além disso, os termos Y_{31} e Y_{21} também

podem ser desprezados pois são muito menores que os outros termos em questão. Finalmente, os estados envolvidos são tripletos e apresentam a mesma degenerescência.

Dessa forma as equações com estas simplificações podem ser reescritas como:

$$\frac{dN_3}{dt} = X_{13}N_1 + X_{23}N_2 - (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})N_3 - R_{32}(N_3 - N_2) \quad (21)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = X_{12}N_1 + (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})N_3 - (X_{23} + \tau_{21}^{-1})N_2 + R_{32}(N_3 - N_2) \quad (22)$$

Conforme vimos, o tempo de vida do estado superior é muito menor que o tempo de vida do estado inferior, e isto certamente influencia a inversão de população. Vamos aproveitar que as equações estão convenientemente arrumadas para determinar algum critério para a inversão de população.

CRITÉRIO DE INVERSÃO

A fim de obter uma relação aproximada sobre quanto tempo é possível manter uma inversão de população no laser de nitrogênio, é necessário fazer mais algumas manipulações e simplificações nas equações 21 e 22. Primeiro vamos utilizar o fato de que a seção de choque de excitação para o nível $B^3\Pi_g$ ser menor que a do nível $C^3\Pi_u$ para desprezar o X_{12} e em seguida vamos desprezar o termo, pois $\tau_{21}^{-1} \ll \tau_{32}^{-1}$, visto que $\tau_{21} \gg \tau_{32}$.

Somando as equações 21 e 22 levando em conta estas considerações, obtemos:

$$\frac{d(N_2 + N_3)}{dt} = X_{13}N_1 \quad (23)$$

Como a população de N_1 é muito grande, ela não sofre variação considerável. Assim considerando N_1 e X_{13} constantes no tempo, a equação (23) pode ser integrada se tornando:

$$N_2 + N_3 = X_{13} N_1 t \quad (24)$$

Substituindo este resultado na equação (21) e negligenciando o termo de emissão induzida, tem-se

$$\frac{dN_3}{dt} = X_{13} N_1 + X_{23} (X_{13} N_1 t - N_3) - (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) N_3 \quad (25)$$

Solucionando obtém-se

$$N_3 = \frac{X_{13} N_1}{\alpha^2} (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) + \left(\frac{X_{13} N_1}{\alpha^2} \right) (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) e^{-\alpha} + \frac{X_{23} X_{13} N_1 t}{\alpha} \quad (26)$$

Onde $\alpha = X_{23} + Y_{23} + \tau_{32}^{-1}$. Expandindo $e^{-\alpha}$ até terceira ordem, obtemos:

$$N_3 = X_{13} N_1 t - X_{13} N_1 (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) \left(\frac{t^2}{2} \right) \quad (27)$$

Substituindo na equação(24) obtemos N_2 .

$$N_2 = X_{13} N_1 (Y_{32} + \tau_{32}^{-1}) \left(\frac{t^2}{2} \right) \quad (28)$$

Finalmente impondo a condição de inversão de população, $N_3 > N_2$, chega-se a seguinte relação:

$$t < \frac{1}{Y_{32} + \tau_{32}^{-1}} \quad (29)$$

Esta relação significa que a inversão de população não pode durar mais que $1/(Y_{32} + \tau_{32}^{-1})$. O termo de desexcitação colisional não é fixo e depende da densidade do gás. Dessa forma, a condição máxima será alcançada quando a taxa de desexcitação for desprezível, isto é, para $t < 1/\tau_{32}^{-1}$ o que dá um intervalo menor que 40ns. Observe que quando aumentamos a pressão, a taxa de desexcitação colisional aumenta diminuindo ainda mais a duração da inversão de população, o que tornará o pulso mais estreito e mais difícil de ser obtido. Com este resultado, é possível compreender porque o laser de nitrogênio deve operar em um regime pulsado, e porque os pulsos de corrente

necessários para gerar a inversão de população no 2º sistema positivo devem ser extremamente curtos, com duração da ordem dos tempos em que ocorre a inversão de população, confirmando a discussão feita anteriormente.

EQUAÇÕES DO LASER

Vamos dar continuidade a formulação de um conjunto de equações que regem o funcionamento do laser de nitrogênio. Até o momento, vimos que as equações que governam as populações do laser de nitrogênio quando o consideramos como um sistema de três níveis são:

$$\frac{dN_3}{dt} = X_{13}N_1 + X_{23}N_2 - (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})N_3 - R_{32}(N_3 - N_2) \quad (30)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = X_{12}N_1 + (Y_{32} + \tau_{32}^{-1})N_3 - (X_{23} + \tau_{21}^{-1})N_2 + R_{32}(N_3 - N_2) \quad (31)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -(X_{12} + X_{13})N_1 + (Y_{21} + \tau_{21}^{-1})N_2 - (Y_{31} + \tau_{31}^{-1})N_3 \quad (32)$$

Seja $h\nu$ a energia de um fóton da transição laser (3→2). A densidade de potência do laser será dada pelo número total de fótons ($N_3 - N_2$) emitidos no intervalo de tempo R_{32}^{-1} , ou seja,

$$P = h\nu N_3 \tau_{32}^{-1} + R_{32}(N_3 - N_2) \quad (33)$$

Ainda de acordo com Ali, as taxas de excitação e desexcitação colisional podem ser

calculadas por

$$X_{ij} = f_{ij} 6 \times 10^{-6} \frac{e^{-E_{ij}/T_e}}{E_{ij} \sqrt{T_e}} n_e \quad (34)$$

onde f_{ij} é a força de oscilador de absorção, T_e é a temperatura eletrônica e E_{ij} é a energia da transição de i para j . E finalmente n_e é a densidade eletrônica, cuja evolução temporal nos dá a taxa de ionização, pode ser dada por;

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e N_1 S \quad (35)$$

onde S é o coeficiente da taxa de ionização.

Agora que temos a evolução da população e como elas influenciam a densidade de energia emitida pelo laser, precisamos acoplar o meio ativo a um circuito elétrico para tornar mais realista estes resultados. Consideremos um circuito com um capacitor de capacitância C , carregada inicialmente com uma tensão V_0 , e conectado a uma resistência fixa R_e e a uma indutância L . Assumindo que o meio ativo como parte integrante do circuito elétrico, onde age como uma resistência variável $R(t)$ dada pela soma de uma resistência de plasma, devido a colisões eletron-íon, e uma resistência devido a colisões de elétron com moléculas neutras. Com isso, a equação do circuito pode ser dada por:

$$L \frac{dI}{dt} + I(R_e + R(t)) + \frac{1}{C} \int_0^t I dt = V_0 \quad (36)$$

Os elétrons são aquecidos e perdem suas energias excitando e ionizando as moléculas, de forma que a equação da evolução de suas energias é:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) = \mathcal{N}^2 R(t) - N_1 (X_{13} E_{31} + X_{12} E_{21}) - n_e N_1 S E_\infty - n_e N_1 X_v E_v - E_{32} (N_2 X_{23} + N_3 Y_{32}) \quad (37)$$

onde γ é um fator de conversão para eV por unidade de volume, E_∞ é a energia de ionização da molécula, $X_v E_v$ é a taxa de perda de energia dos elétrons para os níveis vibracionais do estado fundamental.

O conjunto dado pelas equações de 30 a 37 forma um sistema de equações diferenciais acopladas, e a sua solução nos dá todas as informações sobre o funcionamento do laser de N_2 , isto é, informações de como suas principais grandezas evoluem no tempo. Esta solução é conhecida como “solução exata”, apesar de inicialmente termos simplificado o sistema laser, considerando-o como um sistema de três níveis, e de não levar em consideração termos de ionização colisional. Isto

acontece, porque caso essas alterações sejam realizadas observar-se-á que elas são insignificantes.

Um outro fato importante demonstrado por Ali, é que as equações do laser podem ser bem simplificadas sem prejuízo algum para análise dos resultados. Esta simplificação é conhecida como “aproximação de saturação”. Uma comparação entre a solução exata e a solução por aproximação de saturação pode ser observado na figura 32, onde é mostrado a densidade de potência da emissão laser em função do tempo calculado pelos dois métodos.

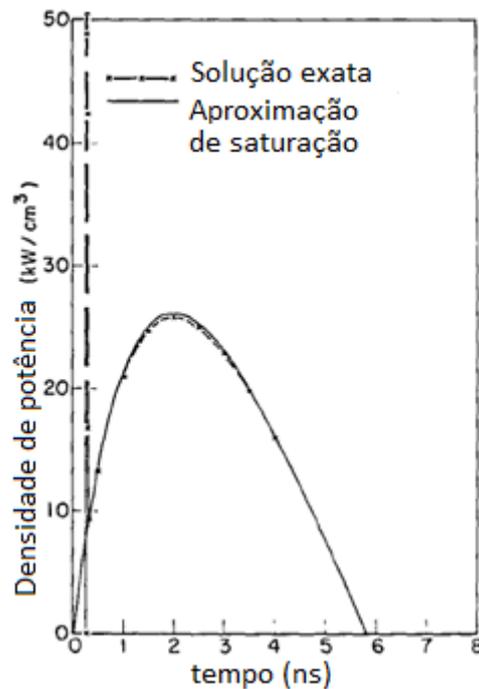


Figura 32. Comparação entres os métodos de solução exata e o da aproximação de saturação.

Existe um ótimo acordo entre os dois métodos, ambos apresentam a mesma potência de pico e a mesma largura temporal para o pulso laser, mostrando que tanto a solução exata quanto a solução com aproximação de saturação representam bem a evolução do pulso de radiação. Entretanto existe uma pequena diferença entre os dois

resultados, a solução exata prevê um pico intenso, muito estreito e de curta duração na densidade potência, que irá ocorrer cerca de 0,3 ns após ter iniciado o processo.

Este pico intenso e estreito inicia quando elétrons populam rapidamente o nível superior do laser, resultando $N_3 \gg N_2$ durante um curto intervalo de tempo. Na figura 33, observa-se a evolução temporal da diferença das populações durante este intervalo. Note que a diferença entre as populações a partir de um determinado período começa a diminuir, fazendo com que ao fim deste intervalo as populações sejam muito próximas.

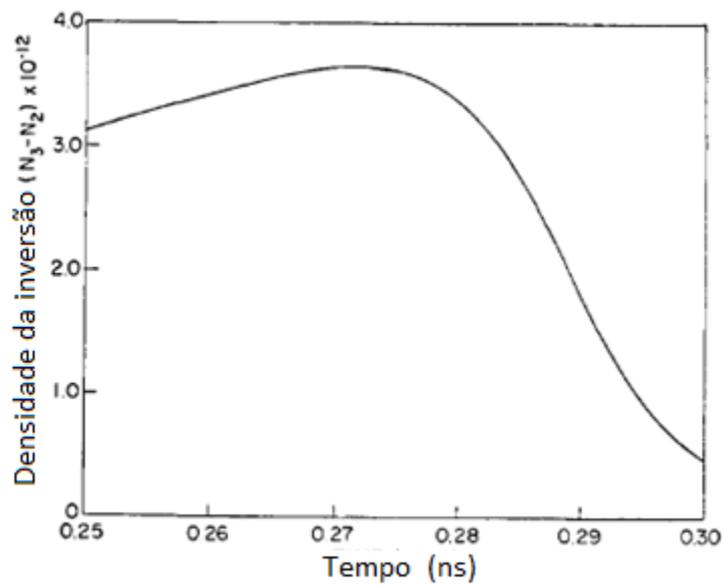


Figura 33. Evolução temporal da diferença populacional da transição laser.

A evolução temporal deste pico estreito para diferentes pressões encontra-se na figura 34. Observa-se nesta figura que o pico torna-se mais estreito e mais intenso com o aumento da pressão, este comportamento é resultado de $N_3 \gg N_2$ se acentuar com o aumento da densidade de moléculas.

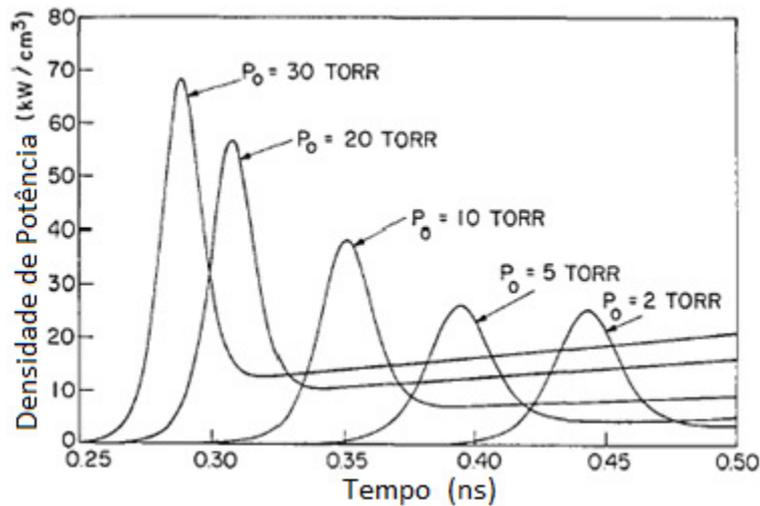


Figura 34. Características do pico previsto pela solução exata para diferentes valores de pressão.

Cabe ainda ressaltar, que a largura temporal deste pico é da ordem de alguns picosegundos, conforme pode ser observado na figura 34 que apresenta a densidade de potência para pressões de até 30torr. Por outro lado, em nosso experimento alcançamos pressões de até 400torr, o que torna estes picos ainda mais estreitos. Além disso, nosso sistema experimental apresentava uma limitação na resolução temporal que impedia a detecção deste pico. Dessa forma, estas condições não só tornava a solução exata desnecessária, mais também mostra que a aproximação de saturação muito mais conveniente para o nosso sistema.

Conforme veremos a seguir, a aproximação de saturação não prevê a formação deste pico, pois nesta aproximação as populações N_2 e N_3 são consideradas aproximadamente iguais. Entretanto, também vimos que a não existência deste pico não prejudica as discussões sobre o funcionamento do laser de nitrogênio. Assim, no modelo que desenvolveremos mais adiante para descrever o laser de N_2 , será utilizado o método da aproximação de saturação.

APROXIMAÇÃO DE SATURAÇÃO

A aproximação de saturação foi proposta inicialmente por Gerry [11], mas apenas com os trabalhos de Ali é que esta aproximação foi profundamente discutida. A aplicação desta aproximação nas equações que governam as populações do sistema laser, simplificam bastante o problema, sem perda de generalidade.

Nesta aproximação é considerado um sistema com um número de moléculas, onde a transição laser está saturada, com as populações dos estados 2 e 3 muito próximas, e neste caso $N_3 - N_2 \ll N_3$. A aproximação consiste em assumir que $N_3 = N_2 = N$ nas equações (30) e (31), e que durante o cálculo da potência por unidade de volume do laser, esta condição se mantenha constante.

Aplicando esta aproximação nas equações 30 e 31 e, considerando também que a população do estado fundamental (N_1) seja constante (pois é muito grande quando comparado com a população dos estados excitados) e que não sofre grandes variações durante o processo. Desta forma, a população será governada por:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_1}{2} (X_{13} + X_{12}) - \frac{N}{2\tau_{21}} \quad (38)$$

onde esta equação é obtida com soma das equações 30 e 31, fazendo $N_3 = N_2 = N$. De maneira semelhante, a potência que é dada pela equação 33 pode ser reescrita através da diferença das equações 30 e 31. Assim a equação torna-se:

$$P = h\nu \left(\frac{N_1}{2} (X_{13} - X_{12}) - \frac{N}{\tau_{32}} + \frac{N}{2\tau_{21}} - N(Y_{32} - X_{23}) \right) \quad (39)$$

Finalmente, solucionando este novo conjunto de 6 equações diferenciais acopladas formada pelas equações 34 a 39, para diferentes condições iniciais, é possível simular o comportamento e a evolução no tempo de diversos parâmetros físicos, como a potência do pulso laser em diferentes condições de pressão, tensão e diversos valores de elementos de circuitos. Alguns desses resultados foram publicados por Ali (10), e serão discutidos a seguir:

Os resultados mostram uma grande dependência da densidade de potência com a taxa de crescimento da corrente. Conforme pode ser observado na figura 35 quanto menor a indutância do circuito de excitação, isto é, quanto mais rápido o crescimento do pulso de corrente, maior é o valor de pico da densidade de potência. E apesar de nesta situação a largura do pulso diminuir, a densidade de energia total, dada pelo produto da densidade de potencia de pico pela largura temporal do pulso laser, também aumenta para menores valores de indutância.

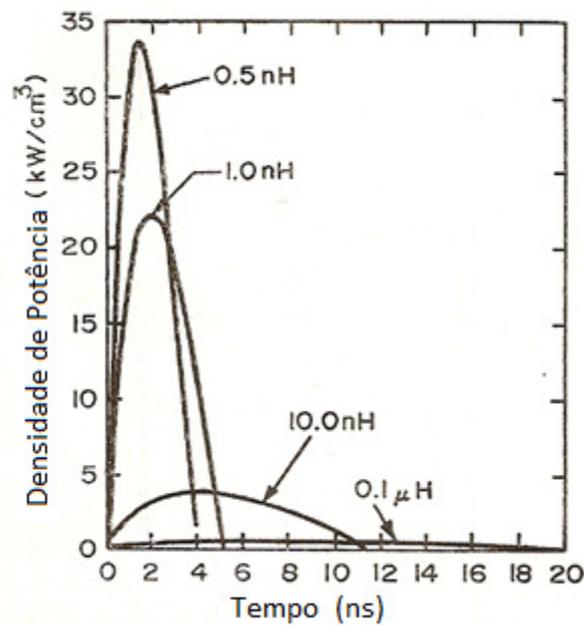


Figura 35. Curvas de densidade de potência para diferentes valores de indutância

Esse comportamento vem do fato da densidade de potência do laser ser diretamente proporcional a taxa de excitação do nível $C^3\Pi_u$ partindo do $X^1\Sigma_g^+$, isto é, X_{13} é o termo predominante no cálculo da potência (equação: 39). Esta taxa depende da temperatura eletrônica e da concentração eletrônica no canal de descarga (vide equação: 34). E como será visto a seguir, tanto a taxa de ionização quanto a temperatura eletrônica aumentam para menores valores de indutância. Este resultado já era esperado, pois ao aumentar a densidade de corrente cresce o número de processos de ionização,

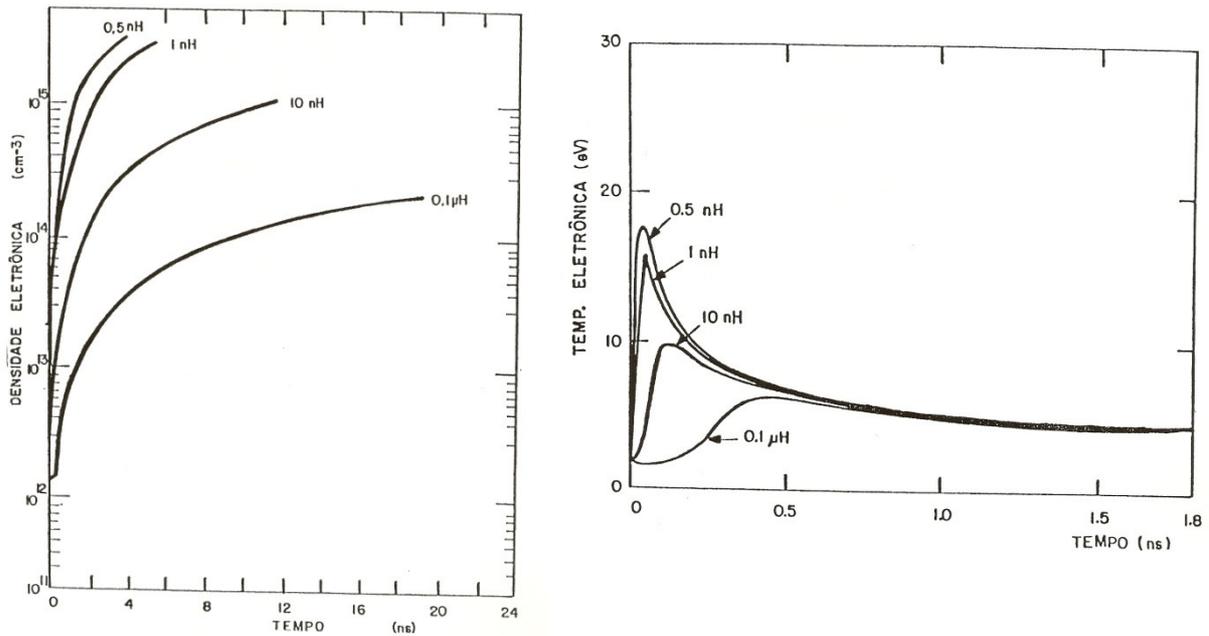


Figura 36. Comportamento da densidade e da temperatura eletrônica para diferentes valores de indutância

A indutância do circuito é determinante para taxa de crescimento do pulso de corrente, e conforme observado na figura 36, um rápido crescimento no pulso de corrente resulta em um súbito aumento na densidades e na temperatura eletrônicas enquanto que um retardo no crescimento do pulso de corrente acarreta um atraso no crescimento da temperatura eletrônica e suaviza o crescimento da densidade eletrônica.

A temperatura eletrônica também tem um papel importante na taxa de perda de energia dos elétrons da descarga, essa dependência também foi obtida por Ali é apresentada na figura 37 a seguir.

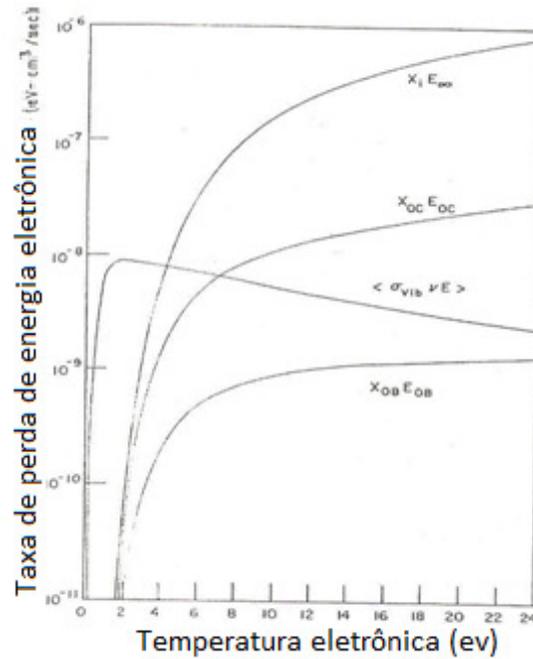


Figura 37. Taxa de perda de energia em função da temperatura eletrônica.

Pode-se observar a partir da figura 37 que para temperaturas eletrônicas abaixo de 6eV, que a taxa de perdas de energia na excitação dos níveis vibracionais do estado eletrônico fundamental predomina sobre os outros processos de ionização e excitação dos níveis superior e inferior. Conforme visto anteriormente, essas últimas taxas de são essenciais para a obtenção de altas densidades de potencia no laser. Dessa forma, é imprescindível obter temperaturas eletrônicas médias acima de 6eV, para reduzir a perda de energia por excitação dos níveis vibracionais do estado eletrônico fundamental.

A densidade de potência do laser também aumenta para maiores valores de tensão, esta característica pode ser observada na figura 38. Com o aumento da tensão obtém-se um aumento na corrente de descarga e conseqüentemente uma maior densidade eletrônica ocorrerá, permitindo com isso o aumento na densidade de potência. Um gráfico da densidade eletrônica em função da tensão também pode ser observado na figura 39.

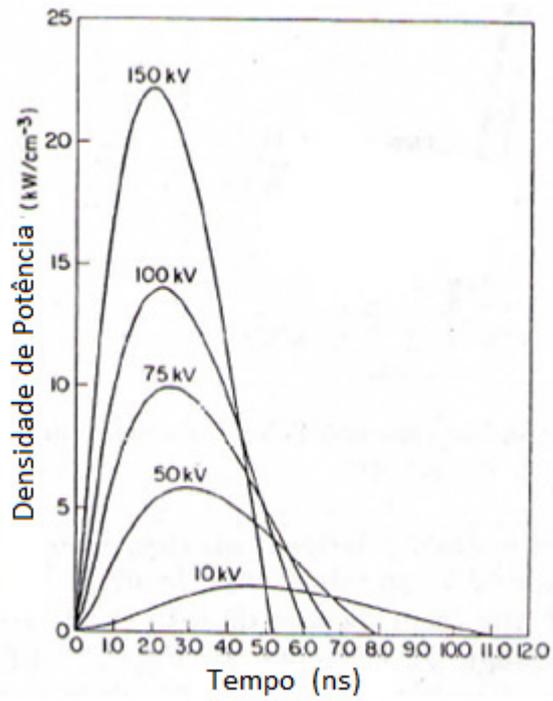


Figura 38. Densidade de potência para diferentes valores de tensão

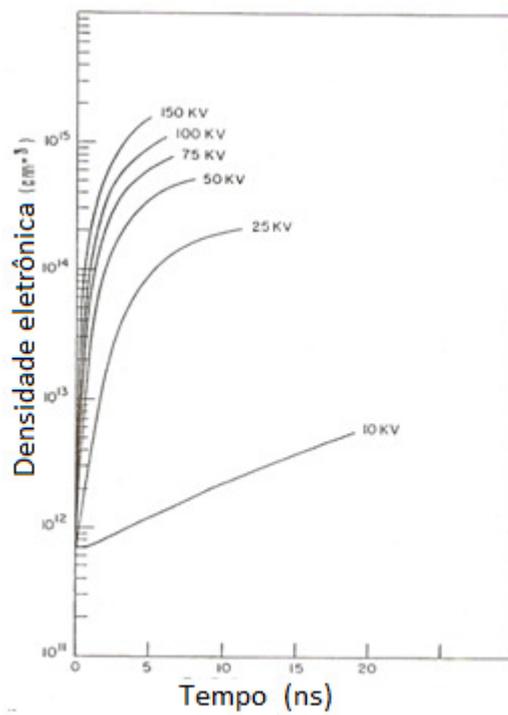


Figura 39. Densidade eletrônica para diferentes valores de tensão.

Um outro comportamento muito importante está apresentado na figura 40, é da densidade de potência do laser em função de pressão. Neste gráfico observamos que enquanto a largura temporal do pulso laser diminui com o aumento da pressão, a densidade de potência de pico aumenta com a pressão.

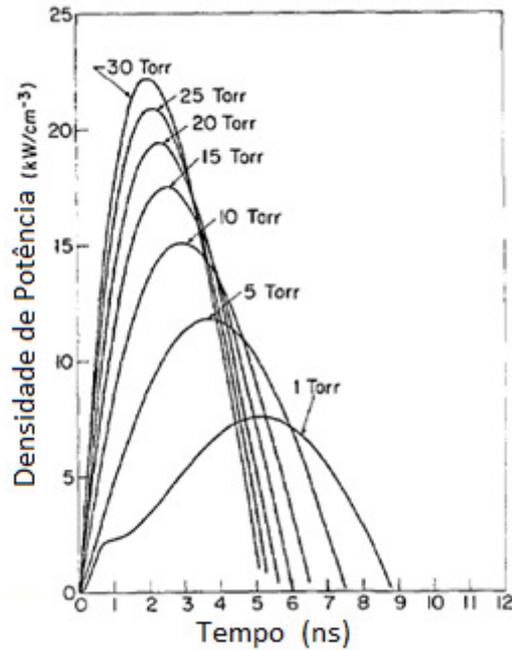


Figura 40. Densidade de potência para diferentes valores de pressão.

Esse comportamento foi obtido para pressões até 30torr, a partir daí, o modelo proposto por Ali não é válido, pois a densidade de potência de pico começa a diminuir com o aumento da pressão. Ali justificou a diminuição da densidade de potência de pico, alegando que com o aumento de pressão ocorre uma diminuição da temperatura eletrônica fazendo com que a taxa de excitação para o nível superior diminua.

Conforme acabamos de observar, este modelo desenvolvido por Ali nos dá várias informações sobre como diversas grandezas do laser evoluem no tempo. O comportamento dessas grandezas foram propositalmente expostas aqui, para que mais

adiante, possamos comparar estes resultados com o modelo que iremos desenvolver para o laser de nitrogênio.

Parte do modelo que iremos desenvolver foi baseado em um trabalho realizado em 1976 por W. A. Fitzsimmons [42], onde também é estudado o funcionamento do laser de nitrogênio. Neste trabalho, é desenvolvido um modelo para simular o comportamento do laser mais simples do que o desenvolvido por Ali, e com resultados interessantes.

A principal diferença entre os trabalhos de Fitzsimmons [42] e Ali [12] está no cálculo da temperatura eletrônica, pois vimos que Ali relaciona a temperatura com a densidade eletrônica na “complexa” equação 37. Por outro lado, Fitzsimmons no cálculo da temperatura, utiliza uma expressão aproximada que simplifica bastante o seu cálculo, conforme será mostrado mais adiante.

O modelo que nós desenvolvemos mescla um pouco os trabalhos de Ali e Fitzsimmons, pois utilizamos a equação 38 que governa a densidade populacional, com sua respectiva equação 34 para o cálculo das taxas de excitação e desexcitação, e a equação 39 para o cálculo da densidade de potência, todos desenvolvidos por Ali. Já do trabalho de Fitzsimmons será utilizado a equação do circuito e o cálculo da temperatura eletrônica.

MODELO UTILIZADO

Vamos agora descrever o desenvolvido para simular as curvas de potência e largura temporal do laser, para isso, será feita uma breve introdução de cada um dos parâmetros utilizados na simulação.

J. S. Townsend [43] em 1925 iniciou uma série de investigações que se tornaram a base da análise de todas as descargas em gases [44]-[45]. Em um experimento onde analisava a corrente entre dois eletrodos paralelos, com o catodo iluminado com luz ultravioleta, Townsend verificou que a corrente crescia exponencialmente com a separação entre os eletrodos, quando era mantida a razão entre o campo elétrico e a pressão (E/P) constante. Para explicar este resultado Townsend introduziu o parâmetro α agora conhecida com primeiro coeficiente de ionização de Townsend, definido como o número de colisões ionizantes realizadas por um elétron que se desloca um centímetro na direção do campo elétrico. O parâmetro α então está relacionado com a probabilidade de ionização por colisão eletrônica. Considerando um aumento dn do número de íons em uma distância dx , o número de elétrons por segundo que atravessam um plano a uma distância x do catodo, pode ser descrito como:

$$dn = \alpha n dx \quad (40)$$

Integrando desde o catodo a este plano, obtém – se:

$$\int_{n_0}^n \frac{dn}{n} = \int_0^x \alpha dx \quad \text{para } \alpha \text{ independente de } x, \text{ tem-se}$$

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (41)$$

onde n_0 é o número de elétrons por segundo que abandonam o catodo, assim a corrente entre os eletrodos separados por uma distância d , supondo que não há perdas de elétrons por difusão é:

$$i = i_0 e^{\alpha d} \quad (42)$$

onde i_0 é a corrente no catodo que depende apenas do efeito fotoelétrico da radiação externa.

Se o livre caminho médio de um elétron na direção do campo elétrico em todas as suas colisões é λ , então a energia média ganha por elétron entre duas colisões é $Ee\lambda$. Assim, o coeficiente α deve depender desta energia e ao mesmo tempo ser proporcional ao número de colisões que ocorrem em um centímetro. Logo como $\lambda \propto \frac{1}{P}$ o coeficiente Townsend é uma função da razão E/P, isto é,

$$\frac{\alpha}{P} = f\left(\frac{E}{P}\right). \quad (43)$$

O coeficiente Townsend é uma característica de cada gás utilizado e pode ser obtido experimentalmente, no caso do nitrogênio, que será utilizado em nosso modelo, foi obtido por A. E. D. Haylen e H. Raether [46] -[47] e vale:

$$\frac{\alpha}{P} = 1.4 \times 10^{-8} \left(\frac{E}{P}\right)^{3.7} (\text{torr.cm})^{-1} \quad (44)$$

$$v_d = 2.9 \times 10^5 \left(\frac{E}{P}\right) \text{cm/s} \quad (45)$$

Onde v_d é a velocidade de “drift” dos elétrons no nitrogênio, que foi obtida por K. H. Wagner e P. Felsentha [48] - [49]. Para situações em que E/P em um laser de nitrogênio variar entre 20 e 150torr esses dois parâmetros podem ser utilizados com boa aproximação.

As escalas de tempos característicos tanto dos processos ópticos, quanto dos elétricos em um laser de nitrogênio são da ordem de 1 a 10 nanosegundos. Nesta escala, os processos de recombinação e de colisões entre moléculas são desprezíveis e não contribuem para a emissão laser. Conforme visto anteriormente, os processos de

ionização e excitação ocorrem exclusivamente devido a colisões com os elétrons produzidos na descarga. Dessa forma, o modelo para tratar o laser deve levar em consideração os elétrons livres que são gerados no curto intervalo de tempo da duração do plasma.

O tempo de relaxação dos elétrons gerados é muito curto, sendo bem menor que a escala de tempo do laser, e a sua distribuição de velocidades influencia o crescimento da ionização e conseqüentemente a produção do pulso laser. Sob algumas condições a função de distribuição dos elétrons em uma descarga pode ser aproximada por uma função Maxwelliana. Isto começa a se verificar em situações em que o campo elétrico dividido pela pressão excede a 30V/cm.torr [42], com isso, é possível definir uma temperatura eletrônica, de tal forma, que a energia eletrônica média e a temperatura eletrônica se relacionam por:

$$\bar{\epsilon} = e\bar{V} = \frac{3}{2}kT_e \quad (46)$$

Onde e é a carga fundamental, \bar{V} é a tensão média e k é a constante de Boltzmann.

Townsend em um trabalho sobre o movimento dos elétrons em gases [50], mediu a energia eletrônica média em função da razão E/P para diversos gases, incluindo o nitrogênio conforme pode ser visto na figura 41.

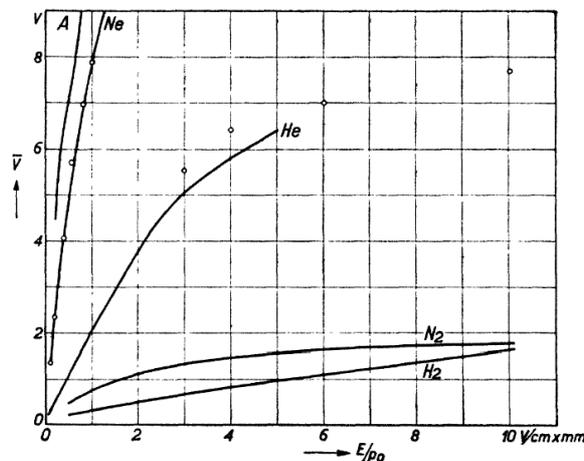


Figura 41. A energia média em função de E/P para diversos gases.

Em nosso modelo, a temperatura eletrônica T_e , será descrita por uma expressão aproximada obtida por W. A. Fitzsimmons [42], em que a temperatura eletrônica também é expressa como função da razão E/P, com boa aproximação pela expressão:

$$kT_e = 0.11 \left(\frac{E}{P} \right)^{0.8} eV \quad (E/P \text{ em V/cm.torr}) \quad (47)$$

A parte final da distribuição de velocidades dos elétrons na descarga é a parte mais energética, e é a responsável pela ionização e excitação das moléculas do gás. Por essa razão, é razoável descrever o plasma do laser de nitrogênio em termos da temperatura eletrônica e da densidade eletrônica. Essas grandezas são funções de valores instantâneos da razão E/P e podem ser determinadas através da equação da taxa de ionização obtida pela teoria Townsend da ionização.

A evolução temporal da densidade eletrônica n_e é descrita pela equação de Townsend:

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha v_d n_e \quad (48)$$

Onde α é o coeficiente de Townsend e v_d é a velocidade de “drift”.

As taxas de excitação e desexcitação colisional são responsáveis por governar as populações dos níveis eletrônicos do sistema laser. Assim, para o laser de nitrogênio, podemos assumir a mesma aproximação de saturação proposta por E. Gerry, que foi descrita anteriormente, para descrever a evolução das populações durante a descarga. Desta forma, em nosso modelo para descrever o laser, as populações serão governadas pela mesma expressão obtida por Ali, isto é, por:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_1}{2} (X_{13} + X_{12}) - \frac{N}{2\tau_{21}} \quad (49)$$

E as taxas de excitação e desexcitação colisional serão dadas pela equação (34), assim como, a potência do laser que nesta aproximação pode ser obtida através da expressão:

$$P = h\nu \left(\frac{N_1}{2} (X_{13} - X_{12}) - \frac{N}{\tau_{32}} + \frac{N}{2\tau_{21}} - N(Y_{32} - X_{23}) \right) \quad (50)$$

Finalmente, para que se possa determinar a evolução das populações e a potência do laser, é necessário conhecer a corrente elétrica que flui no gás, entre os eletrodos, e que será responsável pela excitação do meio ativo. Assim, para descrever as propriedades elétricas do laser de nitrogênio, considere um típico circuito de laser de N_2 , cuja linha de transmissão está representada na figura 42.

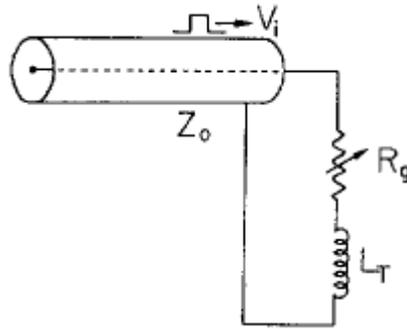


Figura 42. Linha de transmissão de um laser de nitrogênio

Neste caso, a corrente I que flui no tubo do laser é governada pela equação:

$$(L + L_g) \frac{dI}{dt} + I(R_g + Z_0) \frac{P}{P_0} + \frac{1}{C} \int_0^t I dt = V_0 \quad (51)$$

Onde V_0 é a voltagem inicial; Z_0 é a impedância característica da linha de transmissão; C é a capacitância do circuito; L é a indutância do circuito; L_g e R_g são respectivamente a indutância e a resistência do canal de descarga. Note que diferente de outros trabalhos a impedância do sistema, representado pelo segundo termo da equação 51, está explicitamente associado a pressão P do gás por um fator multiplicativo adimensional, onde a pressão P_0 será utilizada como parâmetro de ajuste na simulação. Conforme será descrito mais adiante, a introdução deste fator foi um teste que produziu um melhor ajuste das curvas experimentais, isto é, ao impormos de maneira direta que a resistência total do sistema fosse proporcional a pressão do gás.

Durante a descarga a condutividade do gás varia com o tempo de acordo com a densidade eletrônica e com o campo elétrico aplicado no meio ativo. A relação entre essas grandezas já foi amplamente discutida e pode ser encontrada na referência [51], e é dada por:

$$J = \sigma.E \quad (52)$$

onde J é a densidade de corrente, e pode calculado por: $J = en_e v_d$. Consequentemente, a expressão para a condutividade do gás em função do tempo é dada por:

$$\sigma = \frac{en_e v_d}{E} \quad (53)$$

Partindo da lei de Ohm e assumindo um campo elétrico uniforme entre os eletrodos, pode ser obter uma expressão para a resistência do canal durante a descarga,

dada por $R_g = \frac{U}{i} = \frac{E.d}{i}$, que com a substituição da equação 53, obtém-se:

$$R_g = \frac{d}{sw\sigma} \quad (54)$$

Onde d é a separação dos eletrodos; s e w são a altura e o comprimento do canal de descarga respectivamente.

Conforme vimos até aqui, a razão E/P é fundamental para descrever processos de descarga em gases, em nosso sistema, temos um campo elétrico uniforme entre os eletrodos que é responsável por relacionar as populações do fluxo de gás com a equação do circuito do laser em questão. Neste caso, o campo só depende da tensão V_g e da separação dos eletrodos

$$E = \frac{V_g}{d} = \frac{1}{d} \left(IR_g + L_g \frac{dI}{dt} \right) \quad (55)$$

onde a tensão V_g só depende da corrente, resistência e da indutância do gás no tubo de descarga.

Finalmente, com esta última equação, completamos o sistema de equações que compõe o modelo. Agora, com as expressões (44,45,47-51,53-55) temos estruturado o conjunto de equações que regem o funcionamento do laser de nitrogênio, e uma vez solucionado este sistema, podemos descrever a potência e a largura temporal do pulso laser em função do tempo, assim como diversos outros parâmetros, como as populações dos níveis eletrônicos, a temperatura eletrônica, a intensidade da corrente elétrica, entre outros parâmetros importantes para compreender o funcionamento do laser.

Resumo das equações

Parâmetros microscópicos

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_1}{2}(X_{13} + X_{12}) - \frac{N}{2\tau_{21}} \quad (49) \quad X_{ij} = f_{ij} 6 \times 10^{-6} \frac{e^{-E_{ij}/T_e}}{E_{ij} \sqrt{T_e}} n_e \quad (34)$$

$$P = h\nu \left(\frac{N_1}{2}(X_{13} - X_{12}) - \frac{N}{\tau_{32}} + \frac{N}{2\tau_{21}} - N(Y_{32} - X_{23}) \right) \quad (50)$$

$$kT_e = 0.11 \left(\frac{E}{P} \right)^{0.8} \quad (47) \quad \frac{dn_e}{dt} = \alpha v_d n_e \quad (48)$$

$$\frac{\alpha}{P} = 1.4 \times 10^{-8} \left(\frac{E}{P} \right)^{3.7} \quad (44) \quad v_d = 2.9 \times 10^5 \left(\frac{E}{P} \right) \quad (45)$$

$$N_1 = 8.617 \times 10^{14} P \quad (56)$$

Parâmetros do Circuito

$$(L + L_g) \frac{dI}{dt} + I(R_g + Z_0) \frac{P}{P_0} + \frac{1}{C} \int_0^t I dt = V_0 \quad (51)$$

$$E = \frac{V_g}{d} = \frac{1}{d} \left(IR_g + L_g \frac{dI}{dt} \right) \quad (55)$$

$$R_g = \frac{d}{sw\sigma} \quad (54) \quad \sigma = \frac{en_e v_d}{E} \quad (53)$$

Condições iniciais

$$n_e(0) = 1.865 \times 10^8 \frac{V_0}{d^2} \quad (56) \quad i(0) = 0 \quad V_{eff}(0) = V_0 \quad N(0) = 0$$

APLICAÇÃO DO MODELO TEÓRICO

Uma vez desenvolvido este modelo para descrever o funcionamento do laser, o próximo passo foi desenvolver uma ferramenta computacional capaz de solucionar o sistema de equações propostas pelo modelo teórico. Para isso, foi desenvolvido um programa em C++ que utilizava o método Runge-Kutta de 4º ordem para resolver o conjunto de equações diferenciais a partir de um determinado conjunto de condições iniciais.

Para obter uma maior fidelidade no ajuste das curvas experimentais, era necessário reduzir o grande número de parâmetros do programa. Dessa forma, buscamos obter o valor da maioria das constantes envolvidas e fixamos um grande número de parâmetros. Principalmente os parâmetros que não deixavam dúvida sobre seu valor, como o tempo de vida e separação energética entre os níveis envolvidos ($E_{21} = 7,4 eV$, $E_{31} = 11,04$ e $E_{32} = 3,64 eV$), dimensões características do sistema e a capacitância do circuito foram fixados durante as simulações. Já parâmetros como a tensão e a pressão eram obtidos diretamente, isto é, de acordo com os dados experimentais que seriam ajustados, uma vez que esses eram os únicos parâmetros controlados em nosso sistema. Por outro lado, alguns parâmetros tiveram que ser estimados como por exemplo, a densidade eletrônica inicial e a densidade populacional do estado fundamental cujos valores foram estabelecidos com base em um trabalho de J. P. Girardeau-Montaut [52], onde esses parâmetros são dados com boa aproximação por:

$$n_e = 1.865 \times 10^8 \frac{V_0}{d^2} \quad N_1 = 8.617 \times 10^{14} P \quad (56)$$

e por fim, as condições iniciais: $i(0) = 0$ $V_{eff}(0) = V_0$ $N(0) = 0$

Ao final desta fase inicial, ficamos com os parâmetros de ajuste das curvas experimentais a indutância de carga, a indutância do canal e a impedância característica da linha de transmissão. Observe que estes são parâmetros de circuito, e foram assim escolhidos, pois os valores teóricos não são necessariamente idênticos aos experimentais. Isto é importante, pois o fato dos circuitos experimental e teórico possuírem características similares nos permite utilizar os parâmetros do circuito como parâmetros de ajuste.

Apesar dos resultados obtidos com as medidas experimentais que realizamos serem de potência e largura temporal do pulso, ao ajustarmos estas curvas obtidas conseguimos uma série de outras informações relevantes sobre a evolução temporal de várias grandezas relacionadas ao sistema. Como por exemplo, ao ajustar o pulso do laser (figura 43) operando com uma pressão de 50torr e 18kV sem a ionização contínua de fundo, obtemos também a temperatura eletrônica, a razão do campo elétrico sobre a pressão e a densidade eletrônica. Cabe ressaltar que a curva experimental da figura 43 advém da média dos 26 pulsos experimentais.

Um ponto importante relativo ao ajuste decorre de uma limitação de nosso osciloscópio que realizava uma filtragem das altas frequências introduzindo um pequeno alargamento no pulso, e que ficava mais na base do pulso, o que dificulta um ajuste perfeito, gerando em alguns casos uma ligeira diferença na largura temporal a meia altura. A limitação ocorreu, pois a unidade de 1GHz do osciloscópio parou de funcionar, nos obrigando operar com a unidade de 500MHz.

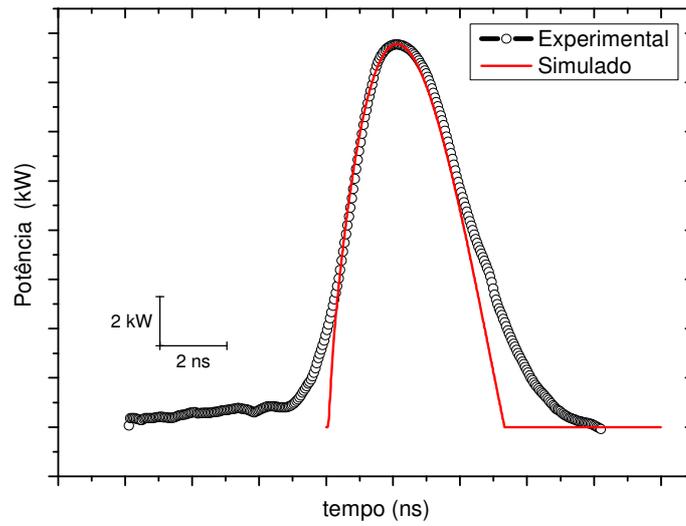


Figura 43. Potência do pulso laser experimental em preto e em vermelho o simulado.

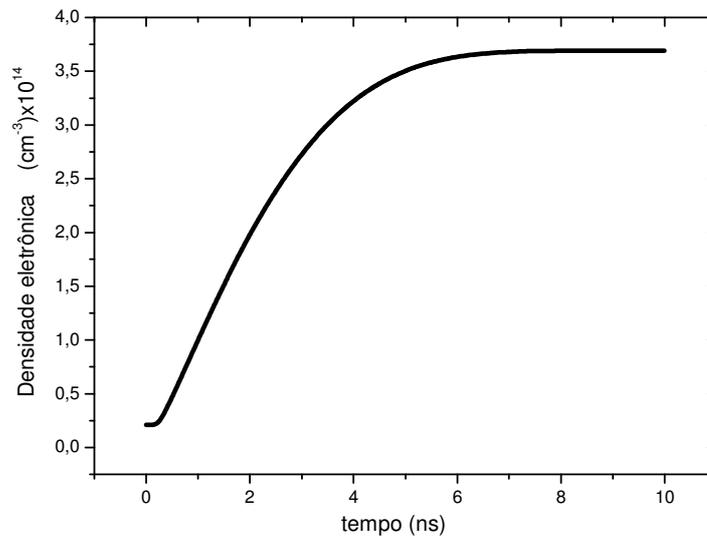


Figura 44. Evolução temporal da densidade eletrônica durante a descarga.

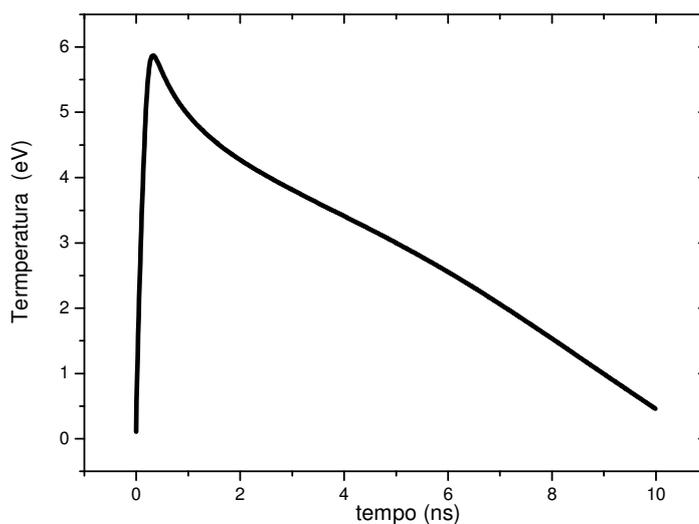


Figura 45. Evolução temporal da temperatura eletrônica durante a descarga.

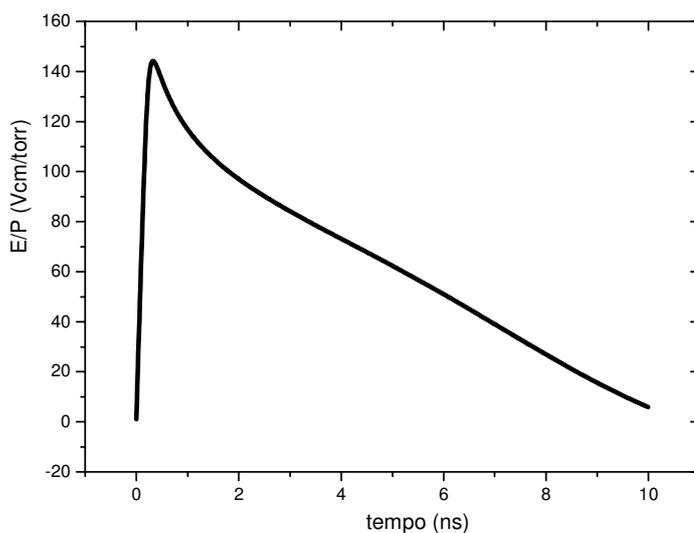


Figura 46. Evolução temporal da razão E/P durante a descarga.

A partir das figuras (44-46) é possível observar uma forte relação entre a temperatura eletrônica e a razão E/P, pois em quanto a densidade eletrônica cresce rapidamente a temperatura e o razão E/P crescem de maneira semelhante até atingir um valor máximo e em seguida começam a diminuir. É interessante notar também que o

pulso sempre acaba quando a razão E/P atinge um valor aproximadamente de 70Vcm/torr com uma temperatura eletrônica em torno de 3eV .

Antes de dar continuidade ao ajuste de curvas experimentais, seria importante reproduzir alguns resultados comportamentais já obtidos por simulações computacionais semelhantes, a fim de obter uma maior confiabilidade de nossos resultados. Dessa forma, mesmo não tendo resultados experimentais da variação da indutância de carga do laser, fizemos algumas simulações e comparamos com os resultados obtidos por Ali apresentados anteriormente. É importante ressaltar que nesta comparação que faremos a seguir, estamos somente interessados no comportamento das curvas, uma vez que não temos todos os parâmetros que foram utilizados nas simulações do Ali, o que nos impede de reproduzir com fidelidade seus resultados.

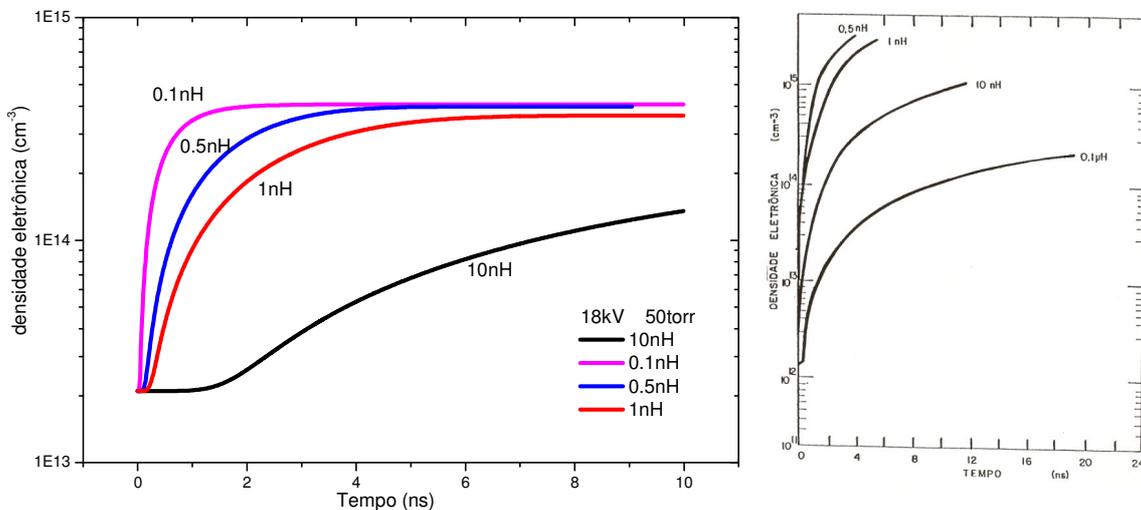


Figura 47. Evolução temporal da densidade eletrônica para diferentes valores de indutância durante a descarga. À direita encontram-se os resultados de Ali para comparação.

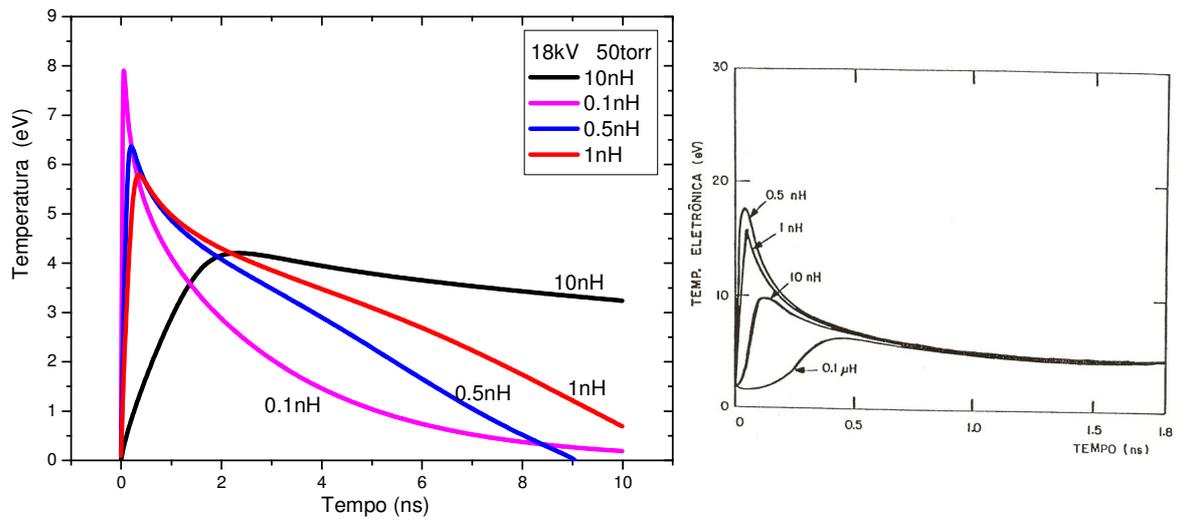


Figura 48. Evolução temporal da temperatura eletrônica para diferentes valores de indutância durante a descarga. À direita encontram-se os resultados de Ali para comparação.

As figuras 47 e 48 foram obtidas para um laser operando com uma pressão de 50torr e uma tensão de 18kV. Na figura 47 observa-se que a diminuição da indutância provoca um aumento na taxa de crescimento da densidade eletrônica, que após um determinado período tem seu crescimento cessado, mantendo-se constante. Já na figura 48 a diminuição da indutância provoca um aumento tanto na taxa de crescimento quanto na taxa de diminuição da temperatura eletrônica. O comportamento das curvas nas figuras 47 e 48 concordam com os resultados obtidos por Ali, que foram apresentados anteriormente (vide figura 36). De maneira semelhante, foi estudado o comportamento da potência do laser para diferentes indutâncias, quando operado com a mesma configuração, isto é, 18kV e 50torr. O resultado desta simulação pode ser visto na figura 44.

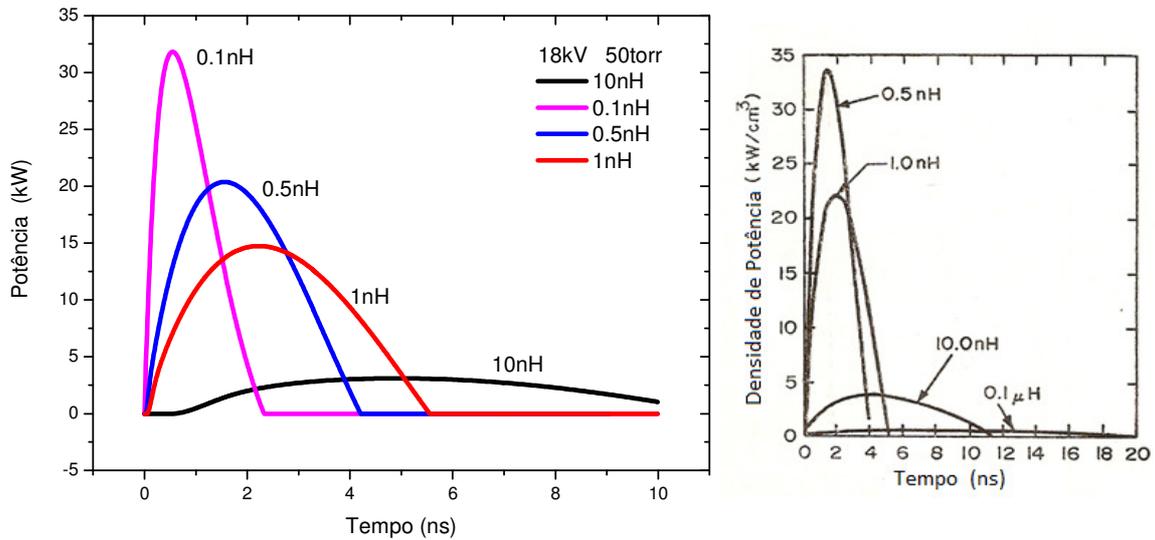


Figura 49. Evolução temporal da potência para diferentes valores de indutância durante a descarga. À direita encontram-se os resultados de Ali para comparação.

Conforme pode ser visto na figura 44, com a diminuição da indutância o pulso laser torna-se mais estreito e com uma potência de pico maior, concordando com a figura 30, onde Ali obteve o mesmo comportamento para a potência.

Prosseguindo com a variação dos parâmetros de funcionamento do laser, o próximo passo foi a de investigar a dependência do sistema com a tensão de trabalho. Neste caso, foi mantido uma pressão de fixa de 50torr com uma indutância de carga de 0.9nH, e observado o comportamento da densidade eletrônica e da potência do laser.

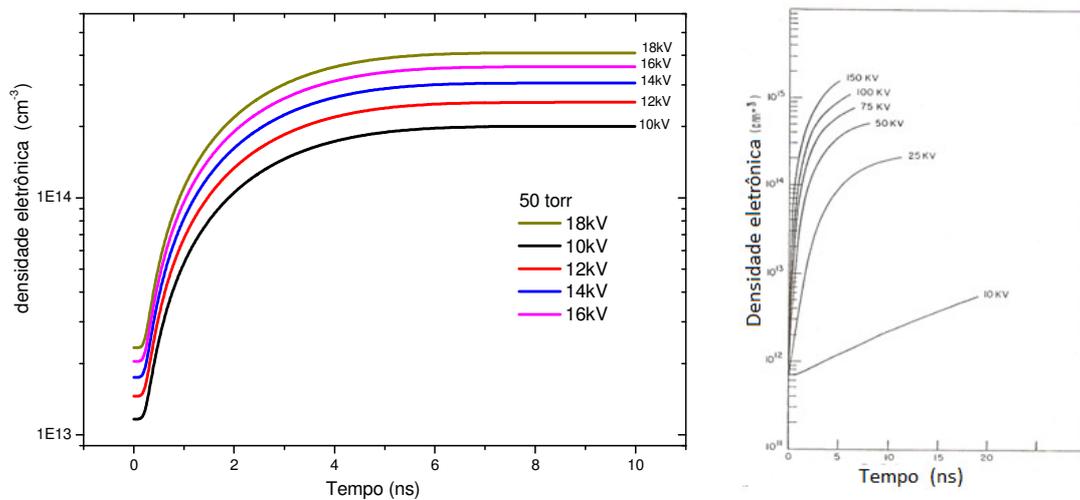


Figura 50. Evolução temporal da densidade eletrônica para diferentes valores de tensão. À direita encontram-se os resultados de Ali para comparação.

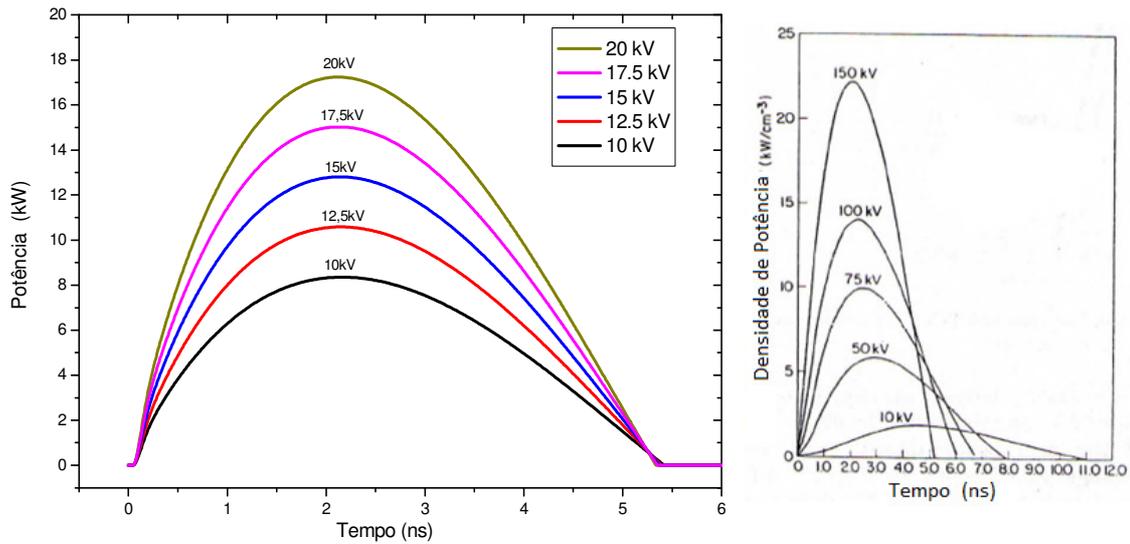


Figura 51. Evolução temporal da potência para diferentes valores de tensão. À direita encontram-se os resultados de Ali para comparação.

Concordando com os resultados de Ali (vide figuras 38 e 39), tanto a densidade eletrônica quanto a potência do laser cresceram com o aumento da tensão no laser. Para finalizar foi realizado uma comparação dos pulsos laser para diferentes pressões de operação, mas com a tensão de 18kV fixa.

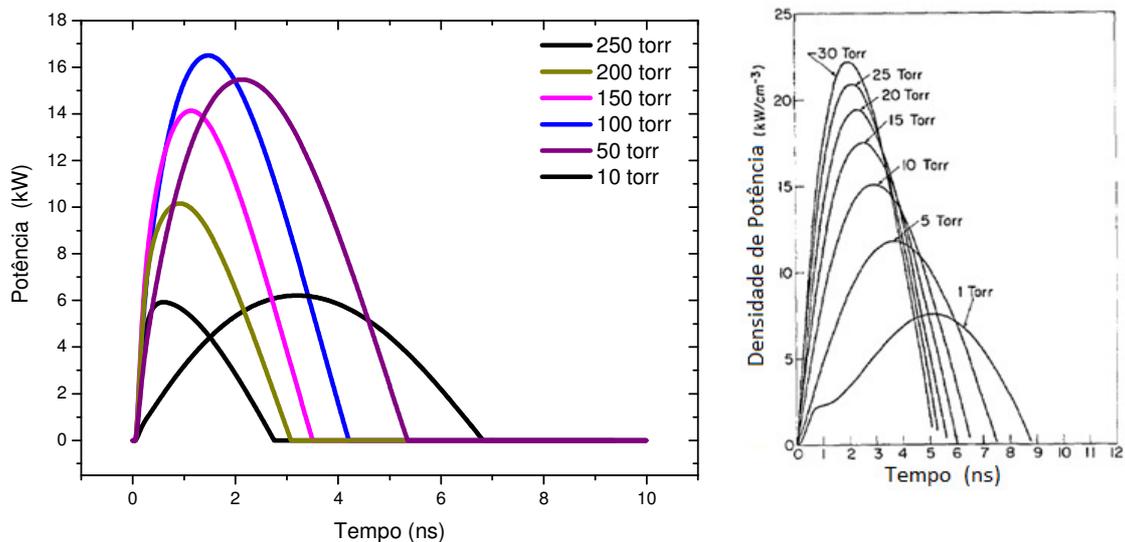


Figura 52. Evolução temporal da potência para diferentes valores de pressão. À direita encontram-se os resultados de Ali para comparação.

Nesta situação, observe na figura 52 que inicialmente a potência de pico do pulso aumentava com o pressão, enquanto a largura do pulso diminuía. Este resultado concorda com os dados de Ali. No entanto, a partir de um determinado valor de pressão a potência do pulso começava a diminuir, mostrando que existe uma pressão ótima de funcionamento. Apesar de Ali ter explicado as possíveis causas deste efeito, suas simulações não reproduziam os nossos dados experimentais, e nenhum outros dados de laser gasoso.

Neste presente trabalho, isto foi alcançado com a introdução daquele fator adimensional dependente da pressão na parte resistiva da equação 51 reescrita abaixo (57), isto é, multiplicamos o segundo termo da equação pela pressão P em que o laser está operando dividido por pressão P₀ que é utilizada como parâmetro de ajuste na simulação.

$$(L + L_s) \frac{dI}{dt} + I(R_s + Z_0) (P / P_0) + \frac{1}{C} \int_0^t I dt = V_0 \quad (57)$$

O funcionamento deste fator dependente da pressão é equivalente a um aumento na impedância do circuito e na resistência no canal laser com o crescimento da pressão. É fácil compreender o aumento da resistência do canal de descarga com o aumento de pressão, pois em geral a condutividade do gás é inversamente proporcional a pressão. Porém o aumento na impedância do circuito, ainda não foi possível entender e estamos investigando a sua causa, mas foi só com a introdução deste fator é que conseguimos reproduzir os dados experimentais.

A partir de agora, começaremos a ajustar os dados experimentais. Esta tarefa foi dividida em duas etapas, a primeira consistia em ajustar os dados experimentais do laser “bloqueado”, isto é, operando sem a ionização contínua de fundo e a segunda consistia em ajustar as curvas para o laser sob a ação da ionização contínua de fundo.

Sistema Plano

Primeiro utilizamos os dados obtidos por Fellows e colaboradores [24], onde foram realizadas medidas de potência e largura temporal do laser com eletrodos planos. Nas figuras 53 a 56 abaixo, encontram-se as simulações para o laser operando com as tensões de 20 e 18kV sem a ionização contínua de fundo, comparados aos dados experimentais de Fellows e colaboradores [24]. Para os valores de potência de pico e largura temporal determinava-se o valor de potência através da equação (39), e a largura temporal do pulso era obtida a meia altura da potência máxima do pulso de radiação calculado.

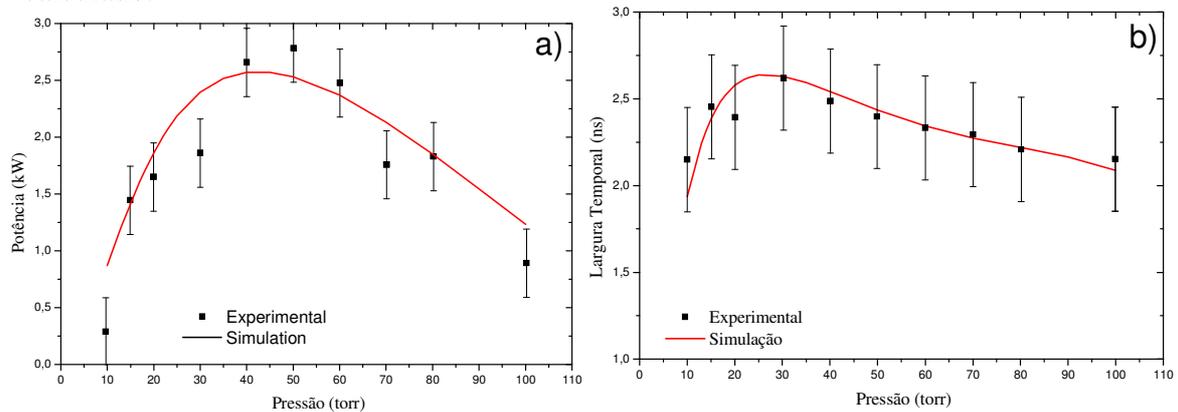


Figura 53. Ajuste das curvas de potência e largura temporal do sistema plano sem amerício operando em 20kV.

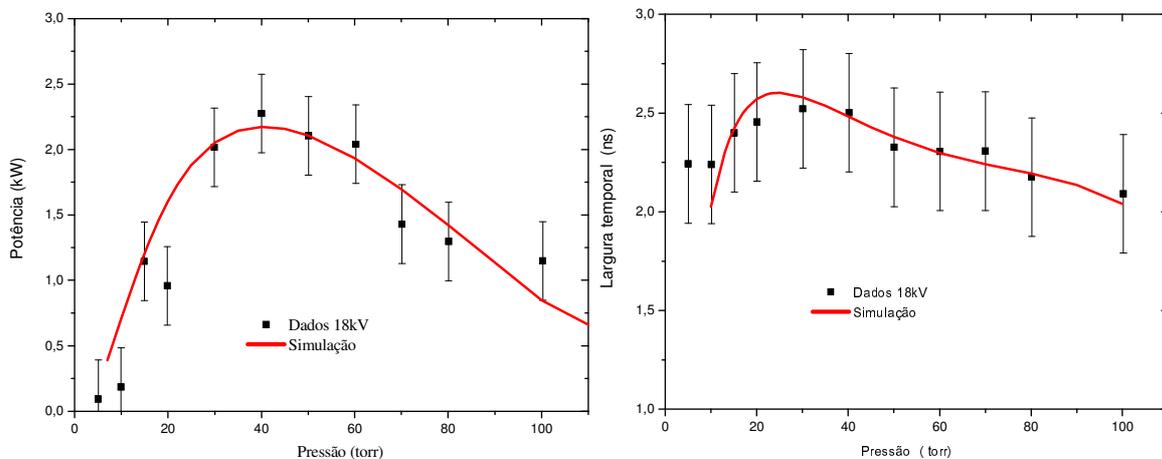


Figura 54. Ajuste das curvas de potência e largura temporal do sistema plano sem amerício operando em 18kV.

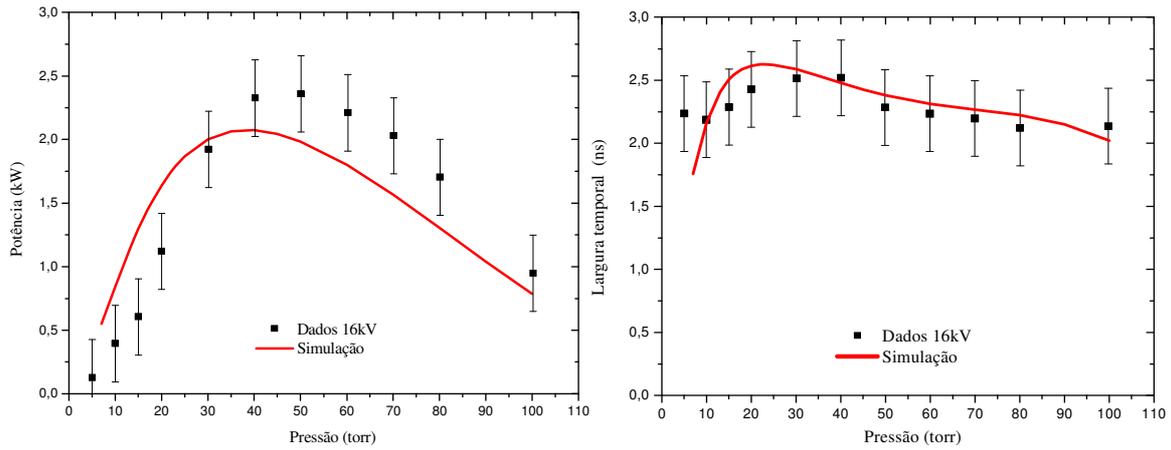


Figura 55. Ajuste das curvas de potência e largura temporal do sistema plano sem amerício operando em 16kV.

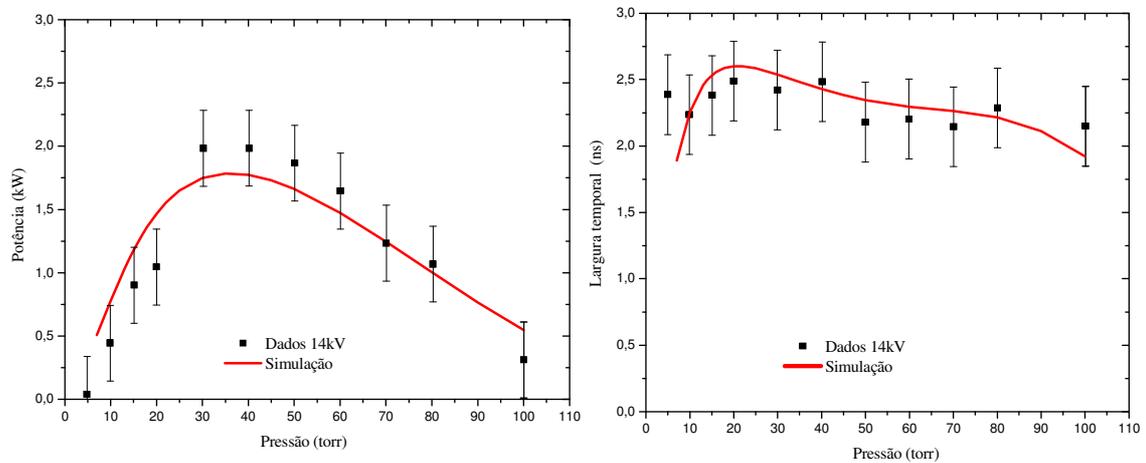


Figura 56. Ajuste das curvas de potência e largura temporal do sistema plano sem amerício operando em 14kV.

A seguir temos a tabela 4, onde se encontra os parâmetros utilizados nesta simulação. Uma vez ajustados seus valores, eles são fixados para todas as tensões e pressões de operação do laser. Estes parâmetros são importantes pois nos dão algumas informações a respeito do circuito elétrico e das dimensões do sistema.

Tabela 4. Parâmetros utilizados na simulação – Sistema plano sem Am

	Plano sem Am
Pressão de ajuste	50 torr

Indutância total	$1 \times 10^{-10} \text{H}$
Impedância característica da linha de transmissão	$2,5 \Omega$
Capacitância do circuito	10 nF
Força de oscilador de absorção	2×10^{-3}
Separação entre eletrodos	$0,64 \text{ cm}$
Seção de choque da descarga	60 cm^2

Observado as figuras 53 a 56 verificamos que as curvas da simulação ajustam muito bem os dados experimentais, tanto da potência quanto da largura temporal. Assim, prosseguimos com o trabalho, partindo agora para os dados do laser com eletrodos em cunha. Estes dados são os mesmos descritos no capítulo anterior (figuras 22) e agora serão novamente expostos na figura 57.

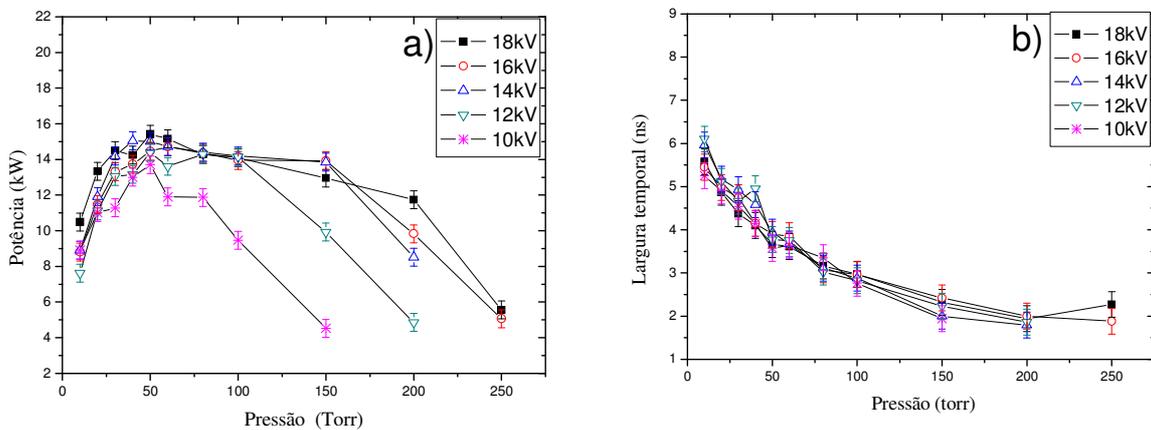


Figura 57. Medidas de potência e largura temporal para diferentes pressões e tensões.

Observe que a potência do laser na pressão ótima de funcionamento variou muito pouco com o aumento da tensão, diferente do que esperaríamos. Além disso, note que a potência diminuiu rapidamente para maiores valores de pressão principalmente

para as tensões de 10kV e 12kV. Devido a estes fatores, para adequar nossas simulações aos dados experimentais foi necessário multiplicar por uma constante a curva de potência do programa nas tensões de 10kV, 12kV e 14kV.

Sistema Cunha

Iniciamos com o ajuste para a tensão de 18kV, definindo os parâmetros que permaneceriam fixos para os demais ajustes. Os parâmetros fixos obtidos foram:

Tabela 5. Parâmetros utilizados na simulação – Sistema cunha sem Am.

	Cunha sem Am
Pressão de ajuste	155 torr
Indutância total	$1,3 \times 10^{-9} \text{H}$
Impedância característica da linha de transmissão	1,1 Ω
Capacitância do circuito	10 nF
Força de oscilador de absorção	2×10^{-3}
Separação entre eletrodos	0,4 cm
Seção de choque da descarga	30 cm ²

Uma vez que os parâmetros de ajuste estavam definidos, introduzíamos no programa apenas com os valores de pressão e tensão correspondente a para cada medida, os resultados obtidos estão dispostos a seguir. Vale frisar que, para os valores de potência de pico e largura temporal determinava-se o valor de potência através da

equação (39), e a largura temporal do pulso era obtida a meia altura da potência máxima do pulso de radiação calculado, como no caso do sistema plano.

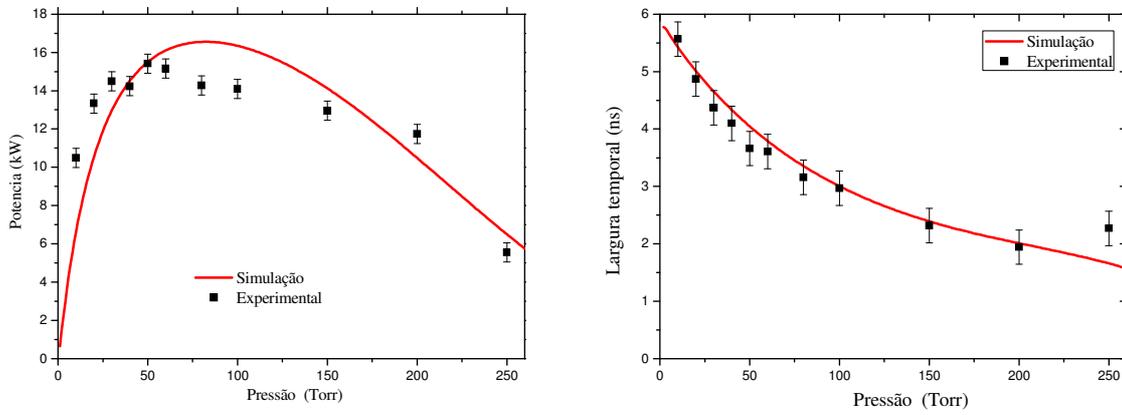


Figura 58. Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 18kV.

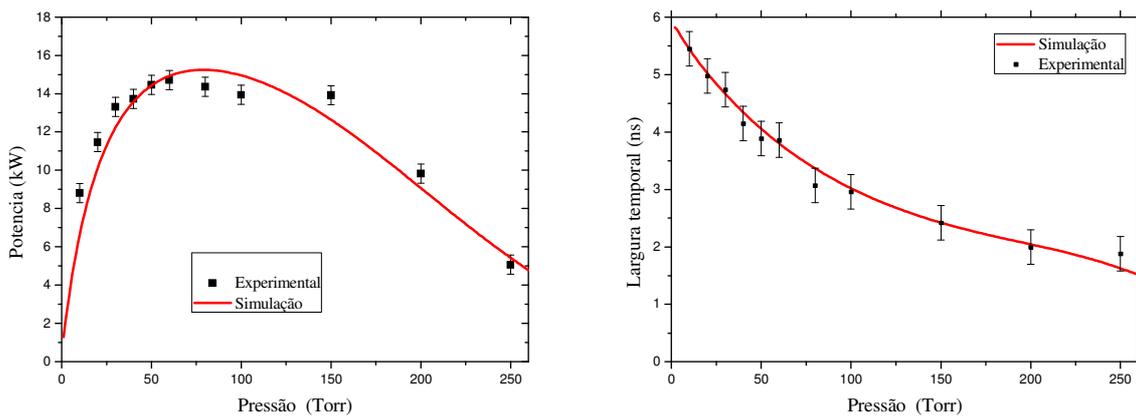


Figura 59. Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 16kV.

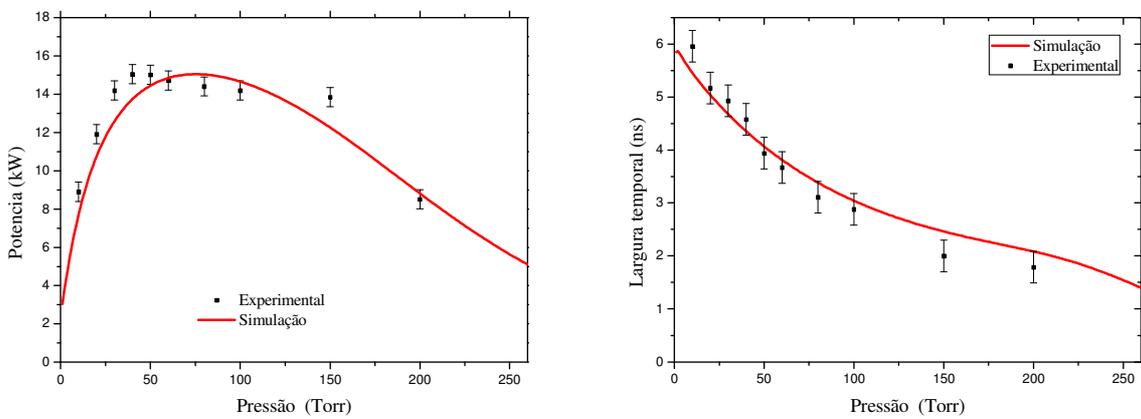


Figura 60 Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 14kV.

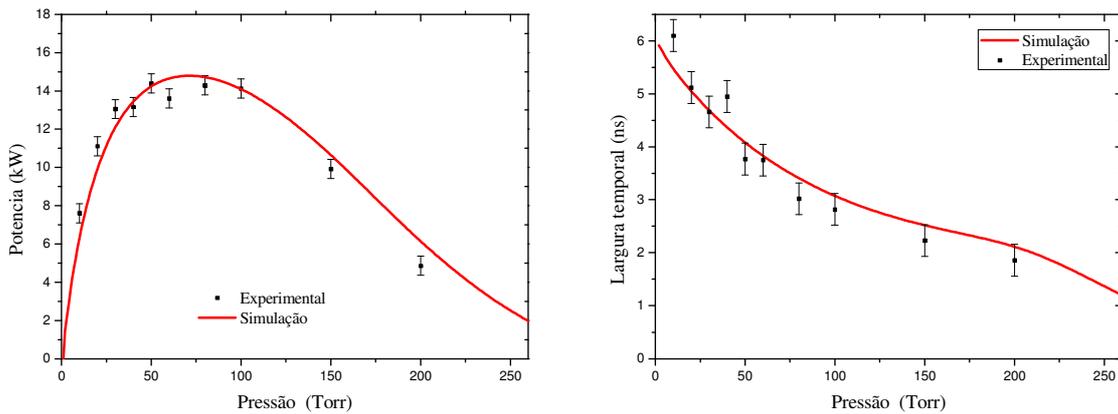


Figura 61. Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 12kV.

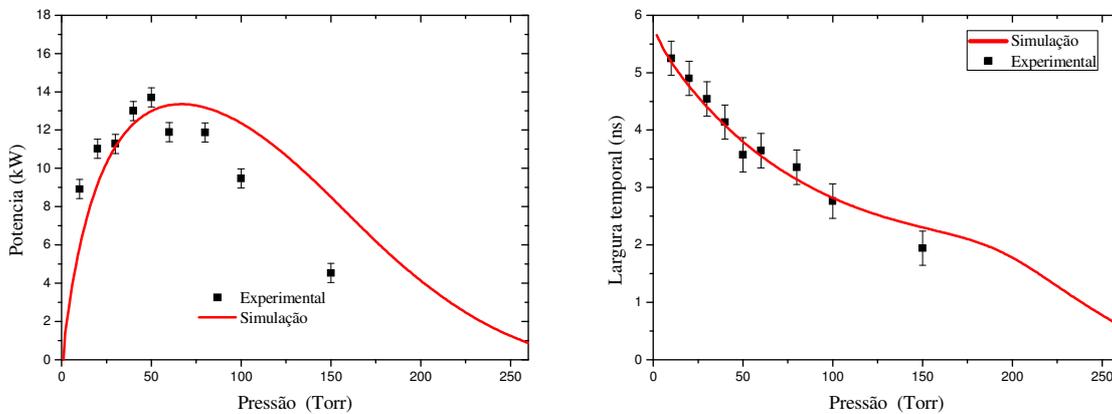


Figura 62. Ajuste de potência e largura temporal do laser “bloqueado” operando com 10kV.

Conforme podemos observar existe uma boa concordância entre os dados experimentais com as curvas da simulação para a potência do laser, principalmente para as tensões de 18kV, 16kV, 14kV e 12kV, apenas para 10kV é que a concordância deixou a desejar, devido a queda brusca da potência para pressões superiores a 80torr. Já ao ajustarmos a largura temporal do laser, observamos que o ajuste tem o mesmo comportamento para todas as tensões, apresentando uma boa concordância com os dados experimentais, principalmente a partir de pressões superiores a 40torr. Estes resultados mostram que o modelo desenvolvido poderá ser utilizado para simular o funcionamento do laser, e nos permite iniciar a próxima etapa, onde iremos simular o funcionamento do laser quando submetido a uma radiação contínua de fundo.

IMPLEMENTAÇÃO DA IONIZAÇÃO POR ALFA

Sistema Plano - Am

Inicialmente, para aprendermos como lidar com a radiação de fundo, vamos retornar aos resultados obtidos por Fellows e colaboradores que foram apresentados na referência [24]. Neste trabalho foram investigadas a potência e a largura temporal de um laser de N_2 com eletrodos planos, quando submetidos a ação de uma radiação contínua de fundo. Observou-se um grande aumento tanto da potência quanto da largura temporal do laser quando submetidos a radiação, conforme pode ser observado na figura 63, em que as curvas foram obtidas para o laser operando a uma tensão de 20kV.

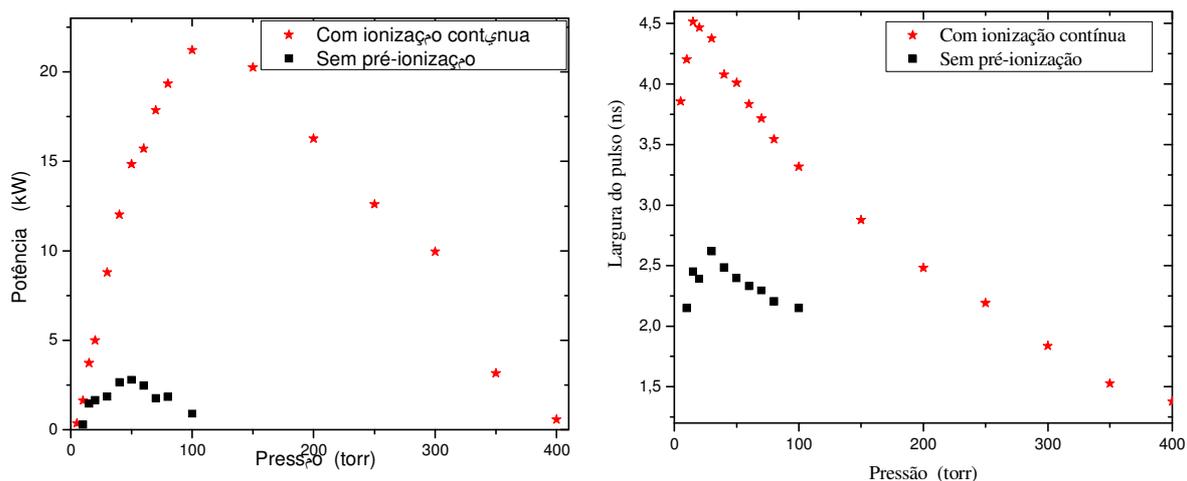


Figura 63. Potência e largura temporal do laser com e sem radiação de fundo.

Nossa questão principal era descobrir a melhor forma de introduzir o efeito provocado pelas partículas alfa em nosso modelo. Para simular o comportamento do sistema sob estas condições fizemos uso de um trabalho de Irving Bigio [37], onde segundo ele, a radiação ionizante do amerício cria uma densidade constante de pares elétron-ion distribuídos uniformemente no meio ativo, aumentando consideravelmente a densidade eletrônica do gás. Por outro lado, sabemos que a densidade e a temperatura

eletrônica estão fortemente relacionadas (por exemplo eq.37), de tal modo, que um aumento na densidade eletrônica acarreta um aumento na temperatura eletrônica. Dessa forma, é razoável supor que podemos tratar o efeito provocado pela radiação, através de um aumento na temperatura eletrônica, uma vez que é uma consequência direta da ionização contínua. Introduzimos então, um fator constante (t_α) no cálculo da temperatura eletrônica, que passou a ser calculada da seguinte maneira:

$$kT_e = 0.11 \left(\frac{E}{P} \right)^{0.8} + t_\alpha \quad eV \quad (E/P \text{ em V/cm.torr}) \quad (58)$$

onde t_α funciona como um parâmetro de ajuste inicial que uma vez definido permanece fixo para todas as pressões e tensões de operação.

Em resumo, quanto maior for o efeito produzido pela radiação alfa, isto é, quanto maior for o aumento na potência do laser, maior será o fator t_α para simular o comportamento do laser. Desta maneira foi possível ajustar os dados experimentais do laser operando com a ionização contínua de fundo.

Assim como observado na figura 63 temos novamente as curvas de potência e largura temporal apresentadas nas figuras 64 a 67 para diferentes valores de tensão, pode-se observar também o ajuste destas curvas com a simulação do laser. É importante ressaltar que o ajuste foi realizado seguindo o mesmo procedimento, variando os parâmetros até obter o melhor ajuste para a curva de maior tensão, obtendo assim, os 3 parâmetros de ajuste impedância, indutância, pressão de ajuste e agora o novo parâmetro (t_α). Conforme pode ser observado, as curvas apresentam comportamentos similares, o que proporcionou um bom ajuste.

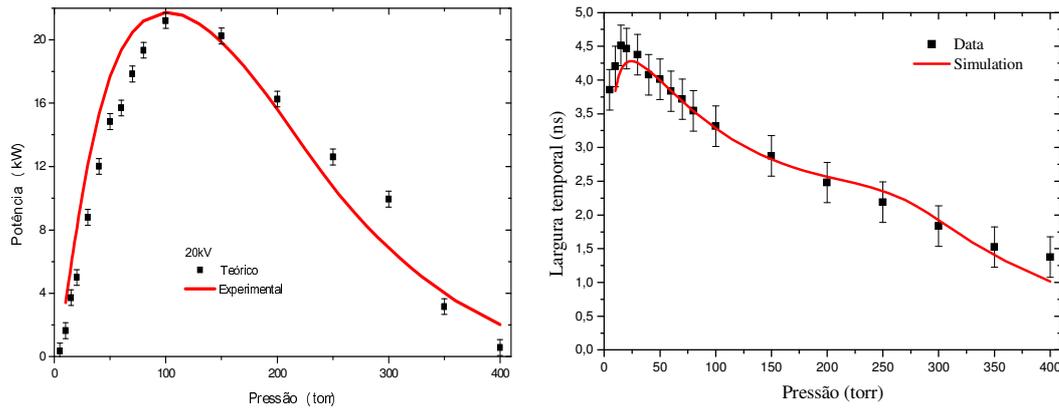


Figura 64. Ajuste da potência e largura temporal do laser com radiação de fundo operando a 20kV.

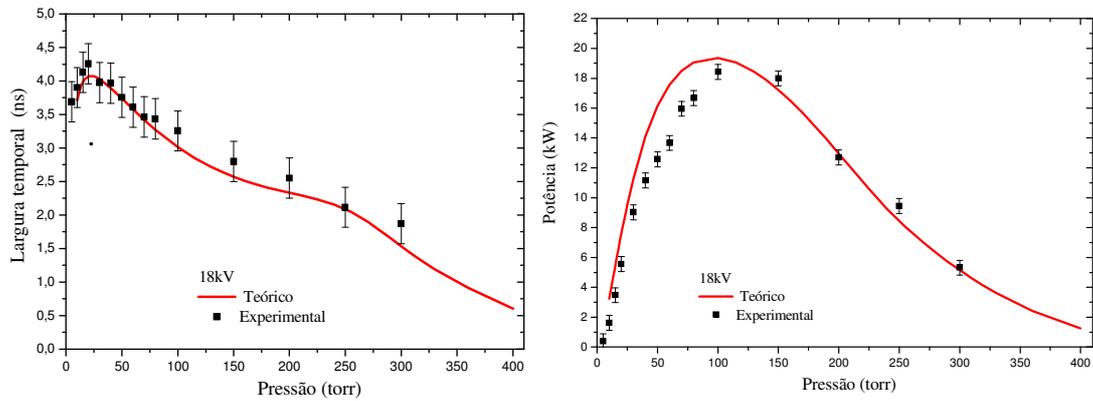


Figura 65. Ajuste da potência e largura temporal do laser com radiação de fundo operando a 18kV.

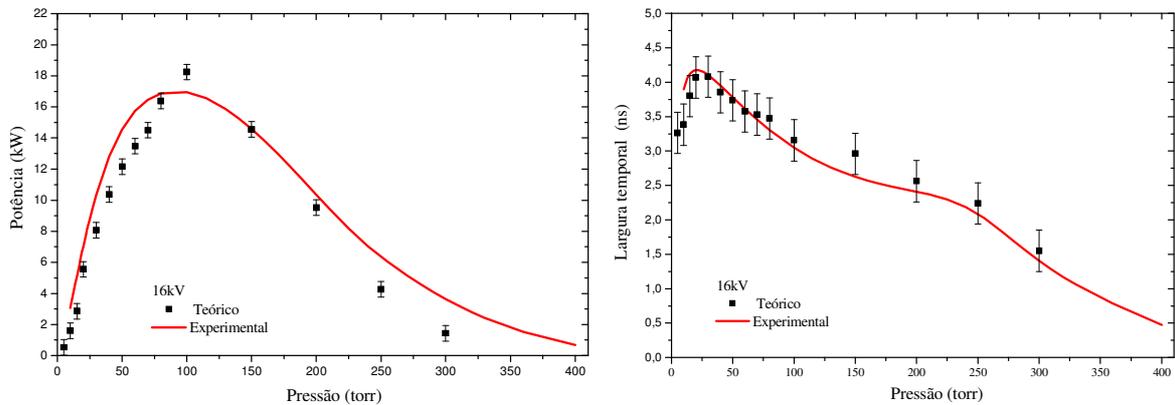


Figura 66. Ajuste da potência e largura temporal do laser com radiação de fundo operando a 16kV.

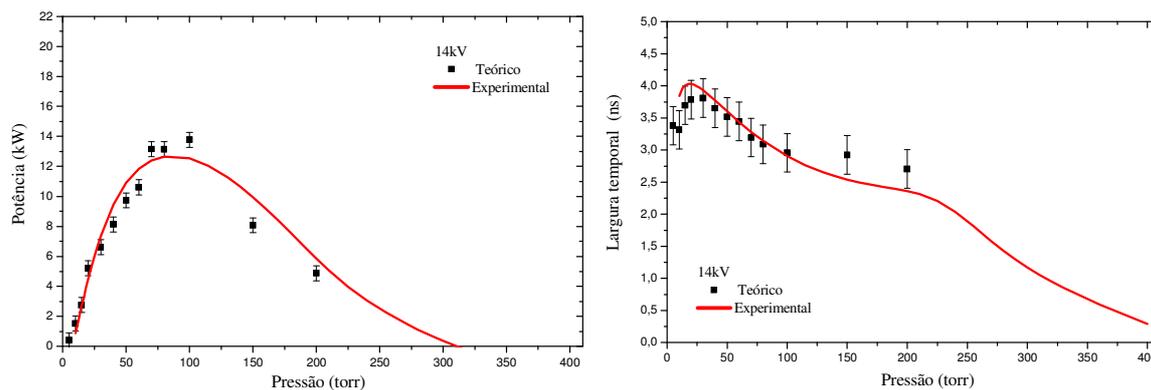


Figura 67. Ajuste da potência e largura temporal do laser com radiação de fundo operando a 14kV.

A seguir encontram-se os valores estimados dos parâmetros para ajustar as curvas das figuras 64-67.

Tabela 6. Parâmetros utilizados na simulação – Sistema plano com Am.

	Plano com Am
Pressão de ajuste	250 torr
Indutância total	$1,1 \times 10^9 \text{H}$
Impedância característica da linha de transmissão	$2,5 \Omega$
Capacitância do circuito	10 nF
Força de oscilador de absorção	4×10^{-3}
t_a	1 eV
Separação entre eletrodos	0,64 cm
Seção de choque da descarga	60 cm^2

Observe que houve uma grande concordância entre o experimento e a simulação tanto para a largura temporal quanto para a potência do laser. Este resultado enriquece nosso modelo, mostrando que ele é capaz de simular o funcionamento do laser inclusive sob a ação da ionização contínua de fundo.

Sistema Cunha - Am

Uma vez estabelecido a forma de como simular o efeito provocado pela radiação de fundo, daremos continuidade a segunda etapa, onde vamos utilizar os dados do laser com eletrodos em cunha. Os dados experimentais em que estamos interessados também tratam de potência e largura temporal do laser operando em diversas tensões e pressões, submetidos a ionização contínua de fundo. Um resumo destas medidas estão dispostas na figura 68, note que são as mesmas figuras descritas no capítulo anterior.

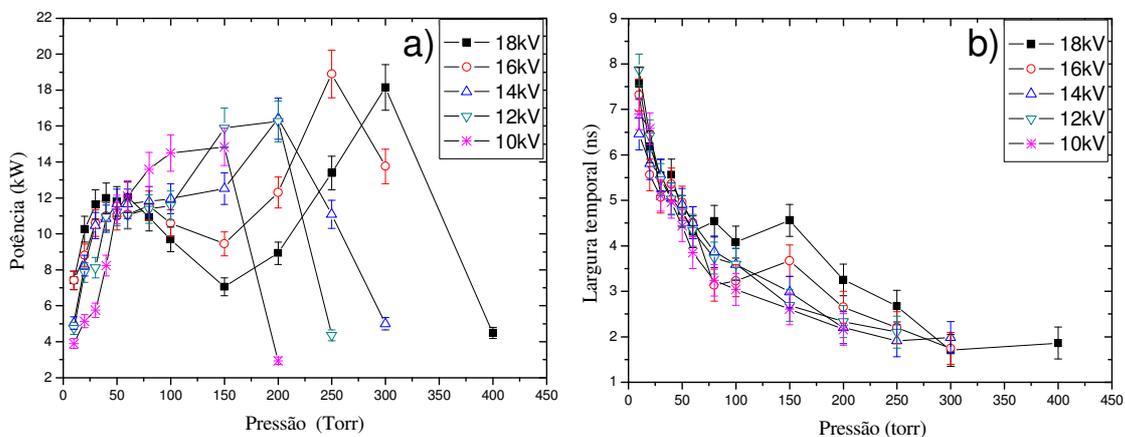


Figura 68. Medidas de potência e largura temporal para diferentes pressões e tensões.

Observe na figura 68 que a largura temporal a menos de um ligeiro aumento em torno de 150 torr apresenta um comportamento semelhante ao do sistema plano. Já o comportamento da potência é bem diferente, pois apresenta um segundo pico que se

desloca de acordo com a tensão. Estes dados indicam que não será possível simular o laser com a radiação de fundo da mesma maneira que fizemos anteriormente.

O sistema com eletrodos em forma de cunha tem algumas peculiaridades, o que torna a implementação da ação das partículas alfa no modelo um pouco mais elaborada. Conforme discutido no capítulo anterior a competitividade entre o efeito de ionização e excitação gerados pelo campo dos eletrodos e pelas partículas alfa se tornam mais evidentes neste sistema. Para uma mesma tensão, em regime de baixa pressão, a excitação é predominantemente provocada pelo campo elétrico gerado pelos eletrodos, e passa a ser dominante frente a ionização por radiação alfa. Por outro lado, a ionização por radiação α passa a ser dominante em regime de altas pressões, o que produz um segundo pico para pressões maiores nas curvas de potência do laser.

Neste caso, mantivemos o mesmo procedimento anterior de introduzir um fator constante no cálculo da temperatura eletrônica, e além disso, vamos adicionar um novo fator também constante no tempo, mas que varie de acordo com a pressão do gás. A partir da observação da forma do segundo pico, que em primeira aproximação se assemelha a uma gaussiana, nós supomos que este novo termo também apresentasse um comportamento gaussiano com a pressão. Para que o acréscimo na temperatura eletrônica fosse máximo justamente no valor de pressão em que a potência é máxima, o novo termo, dever ser centralizado em torno da pressão em que a potência é máxima. Assim, a temperatura eletrônica passou a ser calculada pela expressão a seguir:

$$kT_e = 0.11 \left(\frac{E}{P} \right)^{0.8} + t_\alpha + Ae^{-\frac{(P-P_c)^2}{2W^2}} \quad eV \quad (E/P \text{ em V/cm.torr}) \quad (59)$$

Onde P_c é a pressão em que está centralizada a gaussiana, A e W são respectivamente a amplitude e a largura a meia altura da gaussiana. As novas constantes A, W , e P_c funcionavam como parâmetros de ajuste, e assim, conseguimos ajustar os dados

experimentais, utilizando um termo gaussiano que conforme a potência, tinha o pico deslocado e a largura variada.

De forma semelhante a anterior, iniciamos com o ajuste para a tensão de 18kV, definindo os parâmetros que ficariam fixos para os demais ajustes. Os parâmetros fixos obtidos para esta configuração foram:

Tabela 7. Parâmetros utilizados na simulação – Sistema cunha com Am.

	Cunha com Am
Pressão de ajuste	65 torr
Indutância total	$4 \times 10^{-9} \text{H}$
Impedância característica da linha de transmissão	2Ω
Capacitância do circuito	10 nF
Força de oscilador de absorção	4×10^{-3}
t_{α}	0,4 eV
Separação entre eletrodos	0,4 cm
Seção de choque da descarga	30 cm^2

Com estes parâmetros de ajuste agora já definidos, bastava introduzir os valores de pressão e tensão correspondente a para cada medida, para que o ajuste do primeiro pico estivesse solucionado. Já para o segundo pico, tínhamos que ajustar os parâmetros A, W e P_c para cada medida. Uma tabela com os valores dos parâmetros e os gráficos com os ajustes obtidos estão dispostos a seguir.

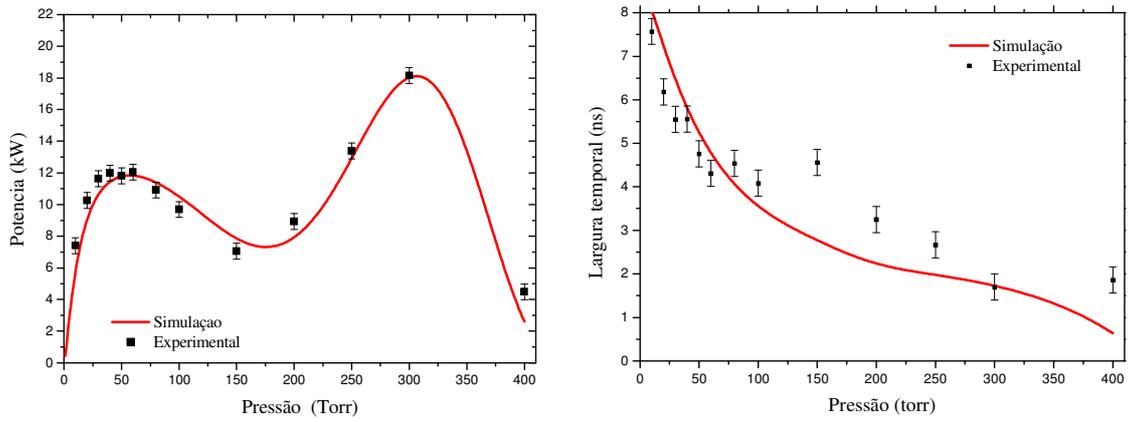


Figura 69. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 18kV.

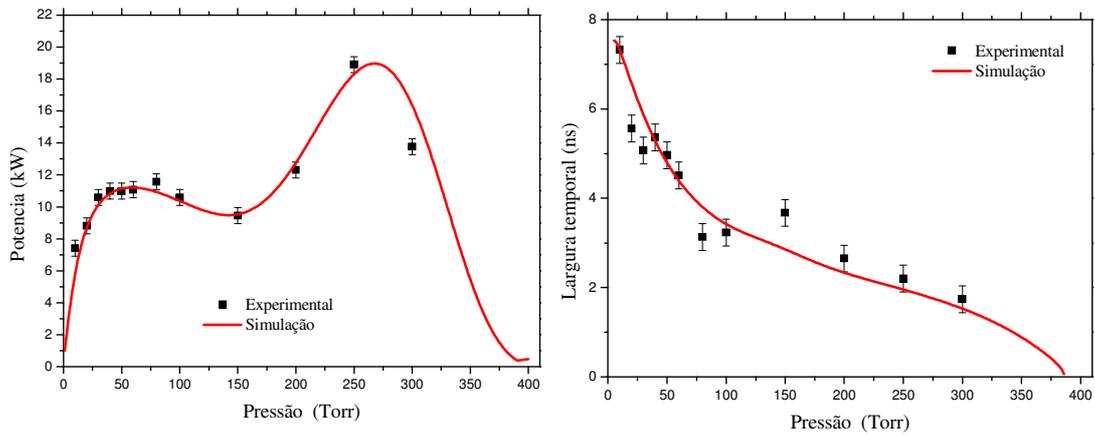


Figura 70. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 16kV.

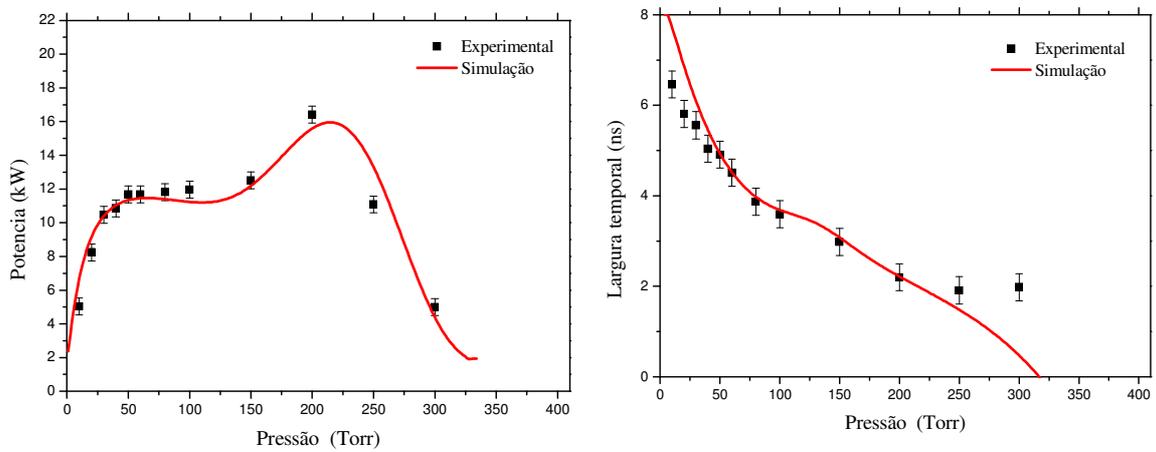


Figura 71. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 14kV.

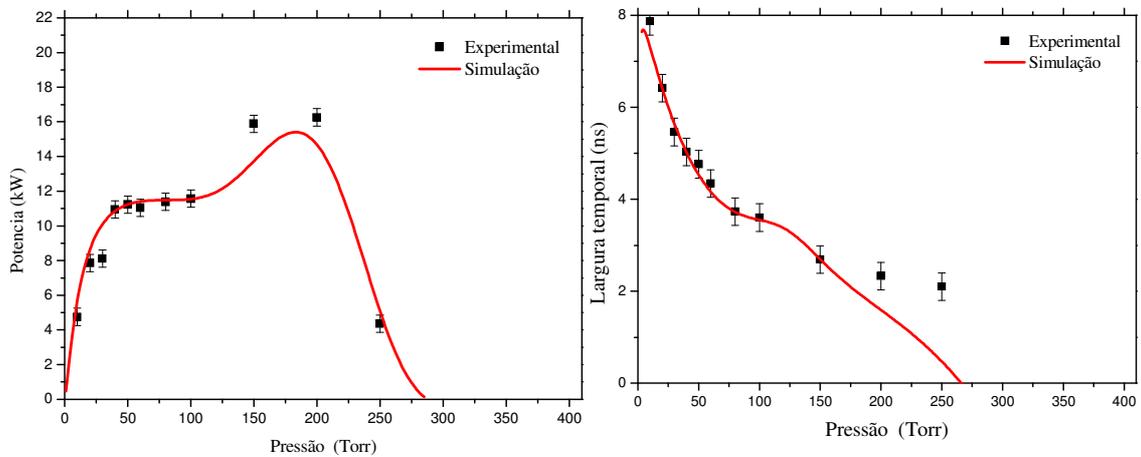


Figura 72. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 12kV.

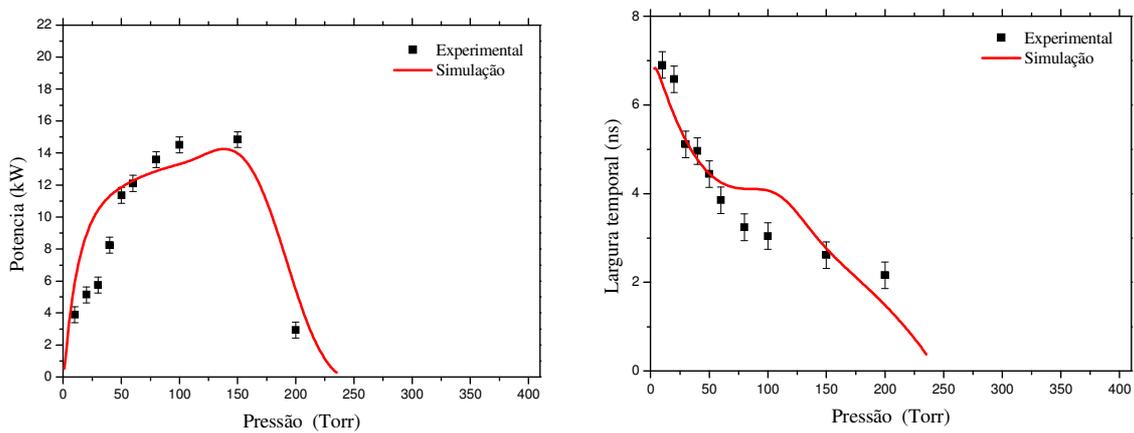


Figura 73. Potência e largura temporal do laser com radiação de fundo a 10kV.

Tabela 8. Parâmetros A, W e P_c para o ajuste das curvas com ionização contínua de fundo.

	A (eV)	$2W^2$ (torr²)	P_c (torr)
10 kV	1.8	5000	150
12 kV	2	7000	190
14 kV	2.1	9000	220
16 kV	2,3	12000	270
18 kV	2,1	13000	310

Ao observarmos os dados da tabela 8, é interessante perceber, no caso dos eletrodos em forma de cunha, que a largura da gaussiana aumenta com a tensão do laser, assim como o segundo pico da potência do laser vai se deslocando para maiores valores de pressão com o aumento da tensão de operação do sistema. Em uma análise mais cuidadosa, verificamos que esse comportamento é praticamente linear, tanto para o deslocamento do segundo pico quanto para a largura da gaussiana, pelo menos dentro da região de tensão explorada em nosso trabalho, como pode ser observado no ajuste linear desses dados na figura 74.

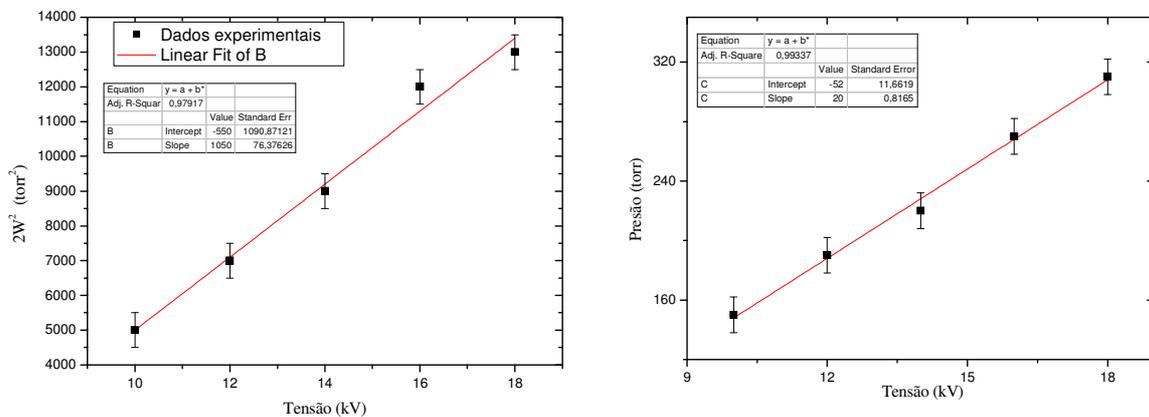


Figura 74. Ajuste linear de $2W^2$ e da pressão de deslocamento em função da tensão.

De maneira geral podemos perceber que as pequenas modificações realizadas no programa permitiram uma boa concordância do ajuste com os dados experimentais, tanto nas curvas de potência do laser quanto nas curvas de largura temporal do pulso laser. Conforme dito anteriormente, estes resultados são extremamente interessantes, pois nos informam não somente características macroscópicas do laser, como potência e largura temporal do pulso, mas também, características microscópicas como temperatura eletrônica. Estes dados nos permitem compreender um pouco mais a evolução temporal destas grandezas quando estão ou não sendo submetidas a ação da

ionização contínua de fundo. E de posse destes resultados, é possível definir quais são as melhores condições de operação de um laser, isto é, quais são os parâmetros e características mais adequadas para obter uma emissão laser em uma faixa determinada de potência, e com isso, também nos auxiliar no desenvolvimento de outros lasers de nitrogênio.

CONCLUSÃO - PARTE 2

Conforme podemos observar, o modelo foi capaz reproduzir os dados experimentais dos dois sistemas diferentes com uma ótima concordância, o que mostra que apesar de simples, ele é bem consistente. Um dos fatores que contribuíram para um bom desempenho do modelo foi a introdução do parâmetro $\frac{P}{p_0}$, isto é, a razão entre a pressão no canal de descarga e uma pressão de ajuste, na equação 51 do circuito. Pois este parâmetro foi responsável pelo comportamento mais realista obtido na figura 52 que apresenta a existência de uma pressão ótima de funcionamento do laser. E que os modelos até então, ainda não conseguiam simular.

Um outro ponto importante, foi a percepção de que os parâmetros para simular os efeitos da ionização contínua por partículas alfa poderiam ser introduzidos a partir da temperatura eletrônica, uma vez que estas grandezas estão intimamente relacionadas. E a simulação do comportamento do laser de N_2 quando submetido aos efeitos das partículas alfa foi concretizado com a introdução de um fator constante na temperatura. Particularmente, no caso dos eletrodos em forma de cunha foi necessária a introdução de um parâmetro dependente da pressão, em virtude do comportamento do próprio pulso laser, que intuitivamente nos levou a um fator com perfil gaussiano.

Do ponto de vista dos parâmetros encontrados na simulação, é interessante observar o comportamento das figuras 58 e 69 em que ambos os valores representam os valores experimentais para a largura de pulso de laser em função da pressão para o mesmo circuito e tensão de carregamento, diferindo apenas nos canais de descarga bloqueada e aberto, respectivamente. Pode-se observar que, para a configuração de bloqueio da Figura 58, a largura de pulso de laser varia suavemente como uma função da pressão. No entanto, na Figura 69 para a configuração aberta, a largura de pulso de laser diminui até uma pressão de cerca de 50 Torr, cresce para cerca de 150 Torr e diminui novamente a altas pressões. Este comportamento oscilatório já foi experimentalmente relatado por Tsui et al. [53, 54] e é atribuído a uma mudança na impedância de plasma, teoricamente representado por uma capacitância e uma indutância de plasma em termos de parâmetros de plasma [55]. Isso explica a indutância total e Z_0 impedância utilizada em nosso modelo.

De acordo com que vimos até aqui, as formas dos eletrodos tem uma grande influência sobre o desempenho do sistema, assim como a utilização de fontes radioativas. E isto torna importante o estudo para um melhor acoplamento da radiação ionizante com a forma dos eletrodos, a fim de se extrair o máximo de rendimento do sistema. A aquisição de novos dados experimentais seria interessante não só para testar o modelo, mas para aperfeiçoá-lo tornando-o ainda melhor. Com esse trabalho já foi possível conhecer e prever melhor o comportamento desses dois diferentes sistemas, e está nos auxiliando com a construção de nosso próximo sistema laser, onde pretendemos continuar investigando a associação de outras formas de eletrodos com a ionização contínua, e assim poder apontar um melhor caminho para aprimorar o desempenho destes sistemas lasers.

CONCLUSÃO - FINAL

O laser de nitrogênio sempre despertou interesse de vários grupos de pesquisa, desde o seu desenvolvimento até os dias de hoje, e muitos questionamentos ainda estão em aberto. Neste trabalho procuramos compreender um pouco mais o funcionamento do laser quando operado com uma ionização contínua de fundo, provocada por partículas alfa dispostas ao longo do canal do laser. Para este estudo, foi desenvolvido um sistema em que era possível fazer uma análise comparativa do laser funcionando com e sem a ionização contínua de fundo. Além disso, foi possível realizar um estudo comparativo com os dados de um laser de nitrogênio com eletrodos planos produzido em um trabalho anterior.

Nossos resultados indicam que a ionização contínua de fundo não é determinante para um ganho considerável de potência no laser, mas sim um dos fatores que podem contribuir para potência de pico do laser. Fatores como a pressão e a tensão de operação são importantes, além disso, a geometria dos eletrodos exerce um papel importante e deve ser levado em consideração.

Observamos no sistema com eletrodos em forma de cunha, que a ionização contínua por partículas alfa introduziu um segundo pico na curva de potência do laser em função da pressão, e um pico usual a baixas pressões. Observamos ainda uma região de trabalho em que para o laser torna-se indiferente a presença das partículas alfa, em torno de 50torr o laser produziu pulsos com mesma energia para diferentes valores de tensão. Funcionando como um limiar, onde acima de 50 torr tínhamos pulsos com mais energia acima, e abaixo pulsos com menos energia. Estes resultados nos levou a concluir que existe uma competição entre a blindagem do catodo e a ionização do canal provocada pelo impacto eletrônico.

Observamos que no caso de eletrodos em forma de cunha que para baixas pressões a ionização produzida pelos eletrodos é predominante, e que a presença de partículas alfa prejudica o funcionamento do laser, produzindo pulsos com energia mais baixa. Isto ocorre, pois além de serem carregadas positivamente, geram uma enorme quantidade de pares elétron-íon que podem blindar o catodo dificultando seu processo de descarga. Já quando o laser opera nas piores condições para se produzir uma descarga, isto é, baixas tensões e altas pressões, a ionização produzida pelos eletrodos é muito pequena, tornando fundamental a ionização por partículas alfa, e neste caso é que se encontram os melhores resultados para energia do pulso laser.

Este efeito de blindagem do catodo não parece ser significativo em eletrodos planos, conforme mostrado em trabalho anterior, desde que estes eletrodos tenham uma grande área superficial e também não operem com descarga corona. De modo geral, em altas pressões a blindagem o catodo é ineficaz, enquanto a ionização por impacto eletrônico se torna mais importante.

Em uma segunda parte deste trabalho, desenvolvemos um modelo para analisar o funcionamento do laser em diversas condições de operação. Este modelo levava em consideração tanto os aspectos do circuito de descarga quanto às características do gás em questão. Com este modelo conseguimos simular as curvas de potência e largura temporal do laser, quando operado com e sem a ionização do fundo. Para isso, foi desenvolvido um programa na linguagem C++, que utilizava o método Runge-Kutta para resolver o conjunto de equações diferenciais existentes no modelo. A presença das partículas alfa no laser entrava na simulação como um fator constante introduzido na temperatura eletrônica. Este fator variava de forma gaussiana com a pressão no caso do sistema com eletrodos planos, e permitiu que as curvas de potência e largura temporal obtidas pelo programa tivessem uma ótima concordância com os dados experimentais.

O desenvolvimento deste programa foi importante, pois se trata de um primeiro passo que nos auxiliará em breve no desenvolvimento de novos lasers. É importante a combinação das simulações com os dados experimentais, a comparação dos resultados experimentais já estão indicando o melhor “caminho” para o desenvolvimento de novos lasers, conforme pode ser observado na tabela 9.

Tabela 9. Maiores valores de potência obtidos nas duas configurações de eletrodos, com e sem ^{241}Am para a tensão de 18kV.

18 kV	Plano sem ^{241}Am	Plano com ^{241}Am	Cunha sem ^{241}Am	Cunha com ^{241}Am
Potência máxima	(2,3 ± 0,1) kW 40 torr	(18 ± 1) kW 100 torr	(15 ± 1) kW 50 torr	(12 ± 1) kW - 60torr (18 ± 1) kW - 300torr

Observando a tabela 9 é possível fazer uma análise qualitativa entre os dois sistemas lasers, isto é, com eletrodos planos e em forma de cunha. Note que o sistema plano sem amerício foi o que apresentou a menor potência, cerca de 6 vezes menor que o sistema cunha sem ^{241}Am . Este resultado está de acordo com o trabalho de Martinez, onde afirma que os eletrodos em cunha são os melhores para produzir um laser de N_2 . Com estes resultados poderíamos abandonar a utilização de eletrodos planos, no entanto, quando estamos utilizando algum sistema de pré-ionização este resultado se inverte, ficando mais favorável a utilização de eletrodos planos. Observe na tabela que a potência do sistema plano com ^{241}Am cresce bastante, ficando da mesma ordem de grandeza do sistema cunha com ^{241}Am . Note que o sistema cunha com ^{241}Am só alcança potência equivalente ao plano a pressões bem maiores, isto é, com pressão 3 vezes

maior, o que torna muito mais atrativo trabalhar com sistema plano. Portanto o sistema plano apresenta uma vantagem sobre o cunha quando utilizado com um sistema de pré-ionização, pois é mais econômico em termos de gás e possui eletrodos fáceis de ser construído.

É importante levar em consideração que esta análise comparativa é bem simplificada, pois apesar dos sistemas terem circuitos semelhantes, apresentam dimensões diferentes, e isto influencia o resultado. No entanto, ainda assim é possível realizar discussões interessantes.

Apesar deste trabalho ter sido esclarecedor em alguns pontos, felizmente muito outros pontos ainda devem ser elucidados, e isto abre oportunidades para trabalhos futuros. Como por exemplo, seria descobrir qual a taxa de exposição à partículas alfa ideal que o gás deve ser submetido, para que se produza uma ionização contínua de fundo adequada e assim obter um maior rendimento do laser. Em nosso sistema, por exemplo, isto poderia ser realizado fazendo estudo gradativo do laser com bloqueios parciais das partículas alfa no canal laser. Um outro ponto importante a ser estudado é a ação de partículas gama no canal do laser, e neste caso, muitas perguntas relativas a ação das partículas alfa também podem ser aplicadas neste caso. Uma outra questão interessante seria observar se a ação destas radiações ionizantes em outros lasers gasosos produziria os mesmos resultados que num laser de nitrogênio.

Do ponto de vista de modelagem, seria interessante aprimorar o modelo para a simulação do funcionamento do laser, inclusive para o caso de simular o laser sob a ação de outras formas de pré-ionização, sejam eles por fios, gases aditivos e até mesmo por radiação gama. Um outro aspecto muito importante, seria a implementação de uma rotina de ajuste no programa, para que os gráficos fossem ajustados automaticamente com uma melhor precisão.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] R. E. Slusher, Rev. Mod. Phys., Vol. 71, No. 2, Centenary (1999).
- [2] Castro M. P. P., *Processos de pré-ionização em lasers gasosos pulsados*, Dissertação IF-UFF (1995).
- [3] Santos P. A. M., *Laser N₂ de potência*, Dissertação IF-UFF (1981).
- [4] Einstein, Phys. Z., 18, 121 (1917).
- [5] Fabrikant V. A., Dissertação de Doutorado, Instituto Lebedev. (URSS).
- [6] Gordon J. P., Zeiger H. J., Townes C. H., Phys. Rev. 99. 1264-1274, (1955).
- [7] Maimann, T. H., Nature, 187, 493-494, (1960).
- [8] Javan A., Herriot D. R., Benett E. R. Jr., Phys. Rev. Lett. 6, 106-110, (1961).
- [9] Mathias L. E. S., Parker J. T., Appl. Phys. Lett. 3, 16-18, (1963).
- [10] Heard H. G. N., Nature, 200, 667, (1963).
- [11] Gerry E. T., Appl. Phys. Lett., 7, 1, (1965).
- [12] Ali A. W., Kolb A. C., Anderson A. D., Appl. Optics 6, 12, 2115, (1967).
- [13] Ali A. W., Appl. Optics 8, 993 (1969).
- [14] Leonard D. A., Appl. Phys. Lett. 7, 1, (1965).
- [15] Leonard D. A., Laser Focus 2, 26, (1967).
- [16] Shipman J. D. Jr., Appl. Phys. Lett. 10, 1, (1967).
- [17] Seguin H. J., Sedgwick G., Appl. Opt. 11, 745-748, (1972) .
- [18] Kurnit N. K., Tubbs S G, Bidichand K, Rayan L W and Javan A, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-1, 1, 174, (1975).
- [19] Berta N. A., Jones C. R. United States Patent, (1974).
- [20] Von Bergmann H. M., Hasson V., Preussler D., Appl. Phys. Lett. 27, 10, (1975).
- [21] Hasson V., Von Bergmann H. M., Preussler D., Appl. Phys. Lett. 28, 1, (1976).

- [22] Brito C. H., V Loureiro, AD Tavares, A. Scalabrin, Appl. Phys B. 35, 131-133, (1984).
- [23] Martinez A. V., Aboites V., Ieee Journal Of Quantum Electronics, Vol. 29. No. 8, (1993).
- [24] Fellows C. E., Rodegheri C.C, Tauber U., Tsui K.H., Castro M.P.P., Carvalho C.E.M., Appl. Phys. B 78, 421–424, (2004).
- [25] Marten A., Hidayat T., Biraud T., Moreno R. - Icarus, Volume 158, 2, (2002).
- [26] Theodore P. Snow Nature, Vol 429, 10, (2004).
- [27] Dicke R. H., Phys. Rev. 93, 99 (1954).
- [28] Wagner von K. H., Naturforchg Z. 19^a, 716-721 (1964).
- [29] Willet C. S.; *Introduction to Gas Laser: Population Inversion Mechanisms*, Pergamon Press, New York (1974).
- [30] Franck, J. "*Elementary processes of photochemical reactions*". Transactions of the Faraday Society 21: 536–542, (1926).
- [31] Condon, E. Physical Review 28: 1182–1201. (1926). e Condon, E.. Physical Review 32: 858–872 (1928).
- [32] Demtroder W. *Molecular Physics*, WILEY-VCH (2005)
- [33] Zapesochnyi, I. P; Skubenich, V. V., Opt. Spectry 21, 83 (1966).
- [34] Stewart, D. T.; Gabathuler, E., Proc. Phys. Soc. A 72, 287, (1958).
- [35] Kasuya, T. ; Lide D. R. Jr., Appl. Optics, 6, 69 (1967).
- [36] Couceiro I. B., *Pré-ionização de lasers gasosos por radiações nucleares*, Dissertação IF-UFF (1993).
- [37] Bigio I. J., IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-14, 2, 75 (1978).
- [38] Chung, K. C., *Introdução à física nuclear*, editora UERJ (2001)

- [39] Tauhata, L.; Salati, I; Prinzio, R. D.; Prinzio A. D., *Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos* - IRD/CNEN. (2003).
- [40] K. Street, Jr., A. Ghiorso, G. T. Seaborg, *Physical Review*, 79, 3 (1950).
- [41] Santa I., Kozma L., Racz B., Gorbai M. R. *Santa J. Phys. E: Sci. Instrum.*, Vol. 17. (1984).
- [42] Fitzsimmons W. A., Anderson I. W., Riedhauser C. E., and Vrtilik Jan M., *IEEE J. Quantum Electronics*, vol QE-12, no. 10, (1976).
- [43] Townsend J.S., *Motion of Electrons in Gases*, Oxford, Clarendon Press, (1925)
- [44] Howatson A. M., *Descargas electricas en gases*, ediciones urmo (1970)
- [45] Compton K. T., *Reviews of Modern Physics* 2, 2 (1930)
- [46] Haylen A. E. D., *Nature*, vol. 183, pp. 1545-1546, (1959).
- [47] Raether H., *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. London, England: Butterworths, (1964).
- [48] Wagner K. H., *Physik Z.*, vol. 178, pp. 64-81, (1964).
- [49] Felsenthal P., Proud J., *Phys. Rev.*, vol. 139, pp. A1796-A1804, (1965).
- [50] Townsend J. S., *Electricity in Gases*. O. U. P. (1915).
- [51] Jackson J. D., *Classical Electrodynamics*, Ed. John Wiley (1998).
- [52] Girardeau-Montaut J. P., Girardeau-Montaut C. *Nouv. Rev. Optique*, T. 5, No 3, Pp. 179-183 (1974).
- [53] Tsui K. H., Silva A. V. F., Couceiro I. B., Tavares Jr A. D., Massone C. A., *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-27, 3, 448-453 (1991).
- [54] Silva A. V. F., Tsui K. H., Pimentel N.P., Massone C. A., *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-28, 9, 1937-1940 (1992).
- [55] Tsui K. H., Cavalcanti G. H., Farias A. S., Marinha M. D. S., Soares L. M., Massone C. A., *J. Appl. Phys.*, 79, 11, 8269-8273 (1996).