

**DESENVOLVIMENTO E CARACTERIZAÇÃO DE
LASERS TEA DE CO₂**

por

CARLOS HENRIQUE DE BRITO CRUZ

Orientador: Prof. Dr. Artêmio Scalabrin

Trabalho apresentado no Instituto de Física Gleb Wataghin da UNICAMP como parte dos pré requisitos à obtenção do Título de Mestre em Ciências.

UNICAMP - AVULSO

AGRADECIMENTOS

Ao Artêmio agradeço o apoio e estímulo constantes durante o decorrer do trabalho.

Ao amigo Hugo agradeço pelas discussões frutíferas e pelo auxílio incansável nos trabalhos de laboratório. Muito obrigado também ao David.

À Coniteção e ao pessoal da Secção de Desenho, muito obrigado pela paciência e pelo excelente trabalho realizado a partir dos meus horríveis rascunhos.

Agradeço também a todas as pessoas que ajudaram na realização deste trabalho.

Este trabalho foi financiado pelo convênio CTA-UNICAMP, CNPq e FAPESP.

1. Introdução Teórica	1
1.1. Introdução	1
1.2. O Meio Ativo	3
1.2.1. Molécula de CO ₂	5
1.2.1.a. Espectro Rotacional	7
1.2.1.b. Espectro Vibracional	8
1.2.1.c. Espectro Roto-Vibracional	10
1.2.2. Mecanismos de Excitação	11
1.2.2.a. Colisões Eletrônicas	11
1.2.2.b. Transferência Ressonante	15
1.2.3. Mecanismos de Relaxação	17
1.3. Formação do Pulso Laser	20
1.4. Características da Descarga Elétrica	24
1.4.1. Formação da Descarga	24
1.4.2. Características da Descarga Luminosa	28
1.4.3. Importância da Preionização	35
1.4.4. Realização da Preionização	37
1.4.4.a. Sistema de Fios	37
1.4.4.b. Sistema de Arcos	37
1.4.4.c. Uso de Aditivos	39
2. Descrição dos Dispositivos Construídos	44
2.1. Sistema de Gases	45
2.2. Circuito de Carga dos Capacitores	48
2.3. Circuitos de Descarga	52

2.3.1. Laser Preionizado por Fios	52
2.3.2. Laser Preionizado por Arcos	54
2.4. Cavidade Óptica	55
3. Características de Funcionamento	59
3.1. Laser Preionizado por Arcos	59
3.1.1. Características Elétricas	59
3.1.2. Características de Saída Óptica	68
3.1.2.a. Operação Sem Hélio	70
3.1.2.b. Operação Com Hélio	72
3.1.2.c. Influência da Preionização	79
3.2. Laser Preionizado por Fios	81
3.2.1. Características Elétricas	81
3.2.2. Características de Saída Óptica	83
3.2.2.a. Operação Sem Hélio	84
3.2.2.b. Operação Com Hélio	84
3.2.2.c. Influência da Preionização	88
3.3. Comentário Sobre o Uso de Hélio e Aditivos	90
4. Conclusão	94

Apêndice 1: Bobina de Rogowski

Apêndice 2: Detetor Piroelétrico de Energia

5. Referências

Legendas das Figuras

Figura 1. Alguns sistemas usados para pr -ioniza o e descarga principal em lasers TEA de CO_2 . Em a) o sistema de Lamberton-Pearson de pr -ioniza o por fio. b) o sistema de LaFlamme com pr -ioniza o por descarga através de diel tico. c) sistema de Richardson com matriz de pinos e cátodo-grade. d) sistema de Seguintulip com arcos do cátodo-grade.

Figura 2. Modos normais de vibra o da molécula de CO_2 . Em a) e b) modos simétrico e assimétrico de esticamento. Em c) o modo de flexão.

Figura 3. Distribui o de popula o nos níveis rotacionais para duas temperaturas.

Figura 4. Alguns dos níveis vibracionais mais baixos do CO_2 .

Figura 5. Energia média dos elétrons em descargas em CO_2 , N_2 e mistura CO_2 : N_2 : He. (14)

Figura 6. Transferência de energia aos níveis vibracionais e eletrônicos do N_2 (14)

Figura 7. Transferência de energia no CO_2 puro. (14, 15)

Figura 8. Percentagem de potência gasta em colisões elásticas (excita o rotacional do N_2 e modos de flexão e esticamento assimétrico do CO_2) (I), excita o vibracional do N_2 e do (00^01) do CO_2 (II), excita o eletrônica (III) e ioniza o (IV). (19)

Figura 9. Efeito da concentra o de Hélio: mais Hélio reduz o E/N para eficiência máxima de excita o e também o E/N para manuten o da descarga. (19)

Figura 10. Tempos de relaxa o por colisões para mistura CO_2 : N_2 :He (1:1:4) a 1 atm.

- Figura 11. Esquema de níveis para sistema $\text{CO}_2\text{-N}_2$ mostrando as taxas de relaxação entre os níveis no modelo de Gilbert et al. (28)
- Figura 12. Resultados computados para as equações de balanço do laser TEA. As curvas tracejadas mostram a evolução das populações e da inversão na ausência de ação laser. Mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ igual a 1:1:8 em (a) e 1:0:9 em (b). (28)
- Figura 13. Alteração da forma do pulso laser com a variação da mistura gasosa, resultado experimental (foto) e calculado. (27)
- Figura 14. Variação da potência de pico com o atraso do pulso. (27)
- Figura 15. Formação do canal (a) e configuração de campo elétrico na avalanche inicial (b).
- Figura 16. Característica $E/p \times j/p$ para 3 misturas $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ quando se leva em conta o efeito de captura dissociativa pelo CO_2 . (36)
- Figura 17. Coeficientes de ionização por impacto (d) e decaptação (a) em função de E/p . O ponto $(\alpha/p) = (a/p)$ determina o valor do campo de operação da descarga estável. (36)
- Figura 18. Resultados teóricos e experimentais para tensão e corrente na descarga luminosa com os parâmetros da Tabela III e circuito da figura 19. (37)
- Figura 19. Esquema do circuito usado no cálculo e experimento cujo resultado está na Figura 18. (37)
- Figura 20. Produção de fotoelétrons em $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$. (49)

- Figura 21. Evolução temporal da densidade eletrônica na descarga. Pressão total da mistura - 760 Torr. (54)
- Figura 22. Eficiência do laser em função da densidade de energia de entrada, mostrando o efeito dos dopantes. (54)
- Figura 23. Sistema de fluxo e controle de gases.
- Figura 24. Curvas para calibração da vazão do sistema de fluxo de gases.
- Figura 25. Circuito de carga do capacitor de armazenamento C_s .
- Figura 26. Crescimento em degraus da voltagem no capacitor de armazenamento (escala vertical - 4kv/div.; horizontal - 50ms/div.)
- Figura 27. Pulsador e circuito de sincronismo da descarga.
- Figura 28. Circuito gerador de pulso de gatilho para o spark-gap.
- Figura 29. Pulso de gatilho para o spark-gap medido em circuito aberto (vertical - 5kv/div; horizontal - 50 μ s/div.).
- Figura 30. Montagem do laser pré-ionizado por fios.
- Figura 31. Circuito de descarga do laser pré-ionizado por fios.
- Figura 32. Circuito de descarga do laser pré-ionizado por arcos.
- Figura 33. Placa de pré-ionização.
- Figura 34. Esquema da montagem dos espelhos.
- Figura 35. Pulsos de corrente (feixe superior, 840 A/div.) e tensão (feixe inferior, 5,0kv/div) no plasma a 700 Torr de pressão total com $CO_2:N_2:He = 1:0,6:3,0$. A tensão de carga é 42,0kv, a indutância série é 3,9 μ H e a base de tempo é 500 ns/div.

- Figura 36. Pulsos de corrente (superior, 420 A/div) e tensão (inferior, 5,0kv/div). A tensão de carga é 30 kv e as demais condições são idênticas às da figura 35.
- Figura 37. Pulsos de tensão (superior, 5,0kv/div) e corrente (inferior, 210 A/div) quando se forma um arco no estágio final da descarga. Mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1,5:0,6:1,8$; pressão total é 600 Torr e a tensão de carga é 38,4kv. A base de tempo é 500ns/div.
- Figura 38. Valores medidos de E/p em função da pressão para várias misturas.
- Figura 39. Pulsos de tensão (superior, 5,0kv/div) e corrente (inferior, 400 A/div) quando a indutância série é aumentada para 22 μH . As demais condições são as da Figura 35 e a base de tempo é 500ns/div.
- Figura 40. Pulsos de tensão (superior, 5,0kv/div) e corrente (inferior, 400 A/div) para capacitor de pico três vezes maior ($C_p = 750\text{pf}$) que na Figura 39. As demais condições são idênticas.
- Figura 41. Pulso de corrente na pré-ionização (superior) e no laser (inferior). A base de tempo é 200ns/div e as condições são as da Figura 35.
- Figura 42. Pulso de corrente na pré-ionização (superior) e no laser (inferior). A base de tempo é 500ns/div e as condições são as da Figura 35.
- Figura 43. Potência de saída vs. Tensão de Carga para o laser pré-ionizado por arcos operando sem Hélio.
- Figura 44. Energia por pulso vs. Energia de Entrada para o laser pré-ionizado por arcos operando sem Hélio.
- Figura 45. Potência de saída vs. Porcentagem de CO_2 na mistura para o laser pré-ionizado por arcos operando sem Hélio.

- Figura 46. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por arco operando com Hélio. $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 15:6:30$.
- Figura 47. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por arco operando com Hélio. $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 10:6:38$.
- Figura 48. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por arco operando com Hélio. $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 10:6:30$.
- Figura 49. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por arco operando com Hélio. $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 10:6:18$.
- Figura 50. Potência de saída vs. Pressão Parcial de Hélio para o laser pré-ionizado por arcos a 700 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos.
- Figura 51. Potência de saída vs. Pressão Parcial de Hélio para o laser pré-ionizado por arcos a 400 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos.
- Figura 52. Potência de saída vs. Pressão parcial de CO_2 para o laser pré-ionizado por arcos a 700 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos.
- Figura 53. Potência de saída vs. Pressão parcial de N_2 para o laser pré-ionizado por arcos a 700 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos.
- Figura 54. Energia por pulso vs. Energia armazenada para o laser pré-ionizado por arcos a 700 Torr.
- Figura 55. Variação da potência de saída com a energia de pré-ionização no laser pré-ionizado por arcos.

Figura 56. Variação da potência de saída com a indutância em série para o laser pré-ionizado por arcos.

Figura 57. Pulsos de tensão (superior, 5,0kv/div) e corrente (inferior, 900 A/div) no laser pré-ionizado por fios. $p = 700$ Torr: $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 10:6:30$; $V_c = 42$ kv.

Figura 58. Potência de saída vs. Porcentagem de CO_2 para o laser pré-ionizado por fios operando sem Hélio. Os números ao lado dos pontos indicam o número de arcos formados em dez tiros.

Figura 59. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por fios a $p = 700$ Torr.

Figura 60. Potência de saída vs. Conteúdo de CO_2 para o laser pré-ionizado por fios a 700 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos e os números ao lado a frequência de arcos em dez tiros.

Figura 61. Potência de saída vs. conteúdo de Hélio para o laser pré-ionizado por fios a 700 Torr. As barras indicam flutuação devido à formação de arcos e os números ao lado indicam o número de arcos em dez tiros.

Figura 62. Pulso laser (superior, 0,67Mw/div) e pulso de corrente (inferior, não calibrado) para $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 10:6:30$, $p = 700$ Torr e $V_c = 42$ kv. A foto apresenta a superposição de dez pulsos consecutivos.

Figura 63. Variação da potência de saída com a capacitância de pré-ionização para o laser pré-ionizado por fios.

Figura 64. Variação da potência de saída com a indutância série para o laser pré-ionizado por fios.

Figura A.1.1. Bobina de Rogowski e circuito equivalente.

Figura A.2.1. Sensor piroelétrico de radiação.

Figura A.2.2. Resposta a um pulso de largura (a), quando a constante de tempo térmica (τ_T) do detetor é (b) :
 $\tau_T \gg \tau$ e (c): $\tau_T \ll \tau$.

Figura A.2.3. Detetor piroelétrico trabalhando em modo de corrente com saída proporcional à potência instantânea. O sensor é representado por uma fonte de corrente em paralelo com um capacitor.

Figura A.2.4. Detetor piroelétrico trabalhando em modo de tensão com pico de saída, V_p , proporcional à energia do pulso.

Figura A.2.5. Amplificador diferencial. O ganho é 33 e a largura de faixa é 20kHz.

1.1 - Introdução

Os primeiros lasers TEA (Transversely Excited Atmospheric-pressure) foram introduzidos por volta de 1970 numa tentativa de obter pulsos laser de alta energia e grandes potências de pico. Como se sabe, a energia do pulso de saída, extraído de um dado volume de meio ativo aumenta como número de moléculas excitadas, e, portanto, com a pressão do gás. Por outro lado a duração do pulso é determinada principalmente pelos tempos de relaxação das moléculas excitadas, tornando-se estes tempos menores com o aumento da pressão. Deste modo estes dois efeitos fazem com que a potência de pico do pulso laser seja, em primeira aproximação, proporcional ao quadrado da pressão do gás, determinando o interesse da operação do laser a pressões mais altas.

Entretanto a excitação do meio laser a altas pressões apresenta dificuldades. Nos lasers normalmente usados até então, a excitação era realizada por meio de uma descarga luminosa (glow) convencional no gás a baixa pressão. Aumentando-se a pressão a descarga glow antes uniforme, começa a se estrangular, até degenerar em arcos a pressões acima de 50 torr. As descargas em arco não são adequadas para excitação do meio laser por serem inhomogêneas e aumentarem excessivamente a temperatura do gás devido a possuírem densidade de corrente muito alta.

Uma primeira solução encontrada foi usar pulsos rápidos, na mesma descarga axial, a fim de evitar a formação dos arcos. Com esta idéia Hill obteve em 1968 pulsos de 5 J com

200 kW com uma pressão de 60 torr (1). A tensão necessária para realização da descarga foi da ordem de 10^6 Volts. Um estudo paramétrico dos lasers a CO_2 axiais, pulsados e a altas pressões é apresentado por Dezenberg (2). Ele pode obter pulsos de 287J de um laser com comprimento $10\mu\text{m}$ a um pressão de 60 torr. Entretanto as dificuldades na excitação tornam-se enormes devido às altíssimas tensões necessárias, determinadas pelo grande comprimento da descarga. (até Megavolts)

Para evitar estas tensões inconvenientes e obter ao mesmo tempo uma descarga rápida foi proposto em 1970 o uso de excitação por uma descarga transversal, de modo que o comprimento da descarga, ao longo do campo elétrico aplicado ficasse reduzido a alguns centímetros. Assim, pressões muito maiores poderiam ser atingidas sem tornar incômoda a tensão necessária para excitação. Operação em pressão atmosférica foi noticiada por Dumanchin e Rocca Serra em fins de 1969 (3) e, por Beaulieu (4) em 1970 com este sistema.

A partir daí numerosas idéias surgiram para aperfeiçoar as características da descarga transversal e aumentar sua eficiência. O principal objetivo é inibir a formação de arcos, mantendo a relação campo elétrico/pressão adequada à excitação eficiente do meio laser. Da limitação de corrente resistiva usada por Beaulieu (4), chegou-se atualmente aos sistemas de alta eficiência onde a descarga elétrica é condicionada inicialmente por algum tipo de preionização, i.e., geração de portadores de carga no volume da descarga antes de seu início. Eletrodos de formatos especiais (Rogowski (5), Chang (6)) são usados extensivamente também a fim de uniformizar o campo elétrico na

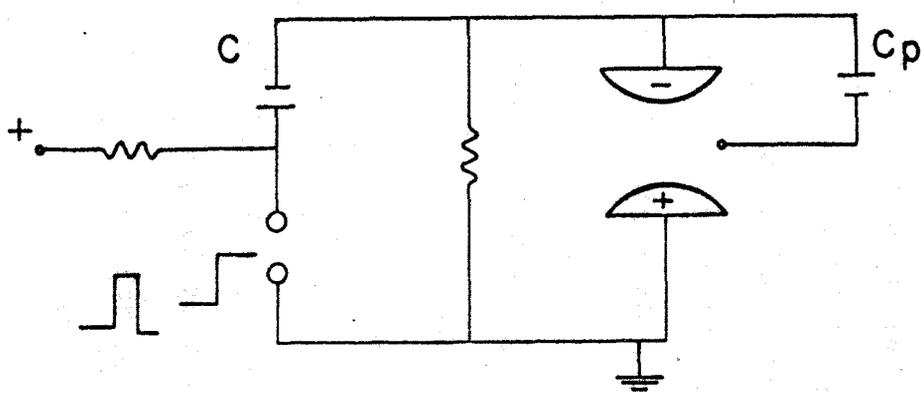
descarga. Alguns tipos de sistemas estão esquematizados na fig 1.

Na fig.1a, o sistema proposto por Lamberton e Pearson (5) usa um fino fio metálico correndo paralelamente aos eletrodos, acoplado ao cátodo por um pequeno capacitor que limita a energia na descarga de preionização. Na fig.1b está o sistema de La Flamme (7) onde se usa uma pré descarga entre a grade e o cátodo através do filme dielétrico F. Na fig.1c o sistema proposto por Richardson (8) e usado comercialmente pela Lumonics Research Ltd onde uma descarga entre uma matriz de pinos afiados e o anodo produz radiação ultravioleta que vai realizar a preionização. Finalmente na fig.1d o sistema de Seguin e Tulip (9) onde a radiação ultravioleta é produzida por arcos localizados atrás do catodo-grade. Como veremos, a preocupação básica destas montagens é realizar um atraso adequado entre a descarga de preionização e a descarga principal. Por realizarem duas descargas elétrica separadas, lasers com as concepções da fig.1 são chamados lasers TEA de descarga dupla.

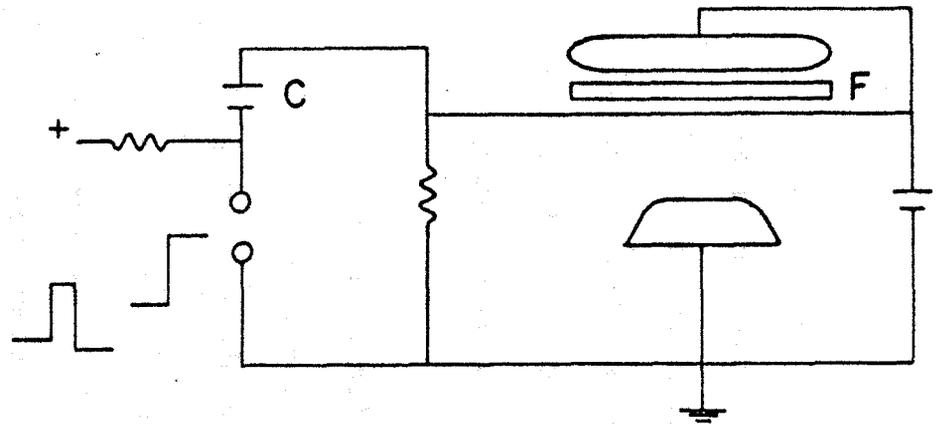
Neste trabalho serão descritas e analisadas as características de operação e construção de lasers TEA, onde se usam os esquemas da fig.1a e 1d modificados para descarga. Na primeira parte do trabalho será feito um apanhado dos aspectos teóricos envolvidos e, na segunda parte a descrição e análise dos dispositivos construídos.

1.2 - O Meio Ativo

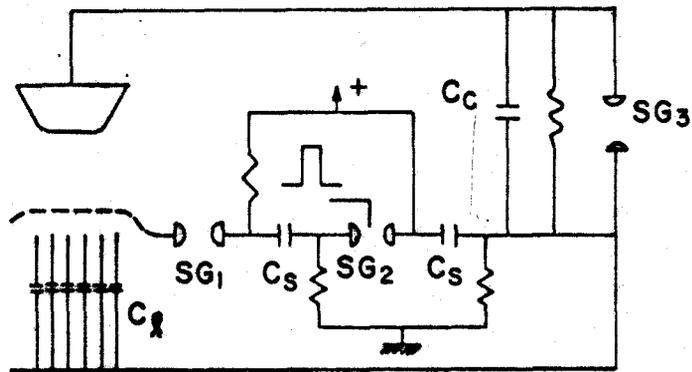
O meio ativo é construído basicamente por uma mistura de $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$. As transições laser se dão entre estados rotacionais-vibracionais de um mesmo nível eletrônico. Como será



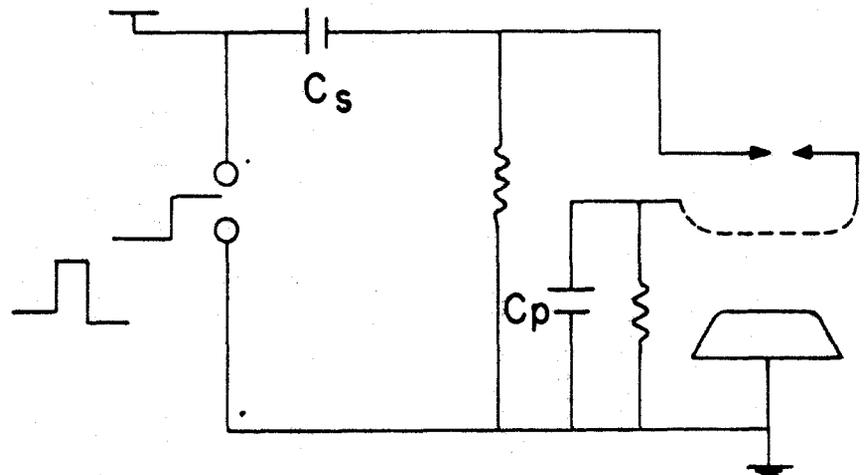
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 1. Alguns sistemas usados para pré-ionização e descarga principal em lasers TEA de CO_2 . Em a) o sistema de Lamberton-Pearson de pré-ionização por fio. b) o sistema de LaFlamme com pré-ionização por descarga através de dielétrico. c) sistema de Richardson com matriz de pinos e cátodo-grade. d) sistema de Seguin-Tulip com arcos do cátodo-grade.

visto o papel do N_2 é aumentar a eficiência de excitação do nível laser superior, através de transferência ressonante de energia. A adição de Hélio é realizada principalmente para melhorar as propriedades da descarga elétrica, diferentemente do que acontece nos lasers contínuos a baixa pressão, onde o papel do He é principalmente esfriar o gás, depopulando o nível laser inferior.

Para um melhor entendimento dos mecanismos envolvidos na excitação do meio e emissão de radiação é interessante começarmos pelo estudo da molécula de CO_2 .

1.2.1 - Molécula de CO_2 : sendo linear, a molécula de CO_2 tem apenas um grau de liberdade rotacional. Sua estrutura vibracional é também relativamente simples por causa do plano de simetria perpendicular ao eixo da molécula. O número de graus de liberdade vibracional de uma molécula linear com N núcleos é $3N-5$ (10), dando no caso do CO_2 4 graus de liberdade e, portanto, 4 modos normais de vibração representados na fig.2. Os modos das fig.2a e 2b são chamados modos de esticamento (stretching modes) e o da fig.2c é o modo de flexão (bending mode), que é degenerado: um outro modo de frequência idêntica corresponde a movimento análogo no plano perpendicular ao da figura. O estado vibracional da molécula de CO_2 é então determinado por 4 números $(\nu_1 \nu_2^{\ell} \nu_3)$, $\nu_1 \nu_2 \nu_3$ indicando o número de quantos de vibração que existem em cada modo (fig.2), e o quarto número (ℓ) referindo-se ao modo degenerado. As três frequências fundamentais do CO_2 são $\frac{\omega_1}{2\pi c} = 1388 \text{ cm}^{-1}$, $\frac{\omega_2}{2\pi c} = 677 \text{ cm}^{-1}$, $\frac{\omega_3}{2\pi c} = 2349 \text{ cm}^{-1}$ (10).

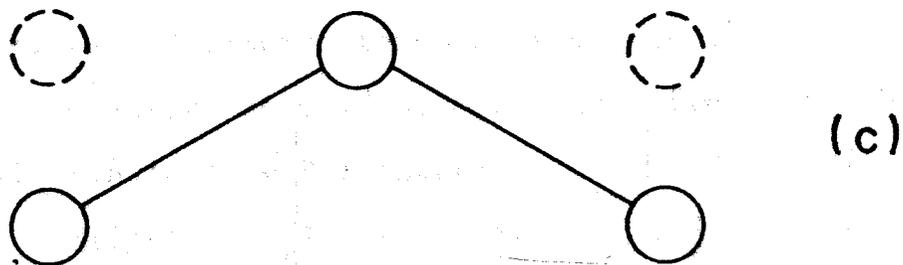
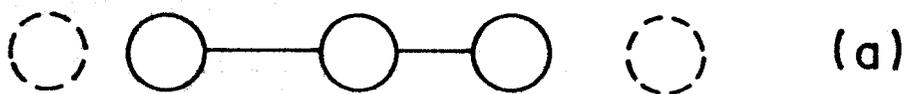
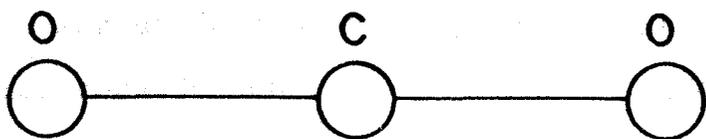


Figura 2. Modos normais de vibração da molécula de CO_2 . Em a) e b) modos simétrico e assimétrico de esticamento. Em c) o modo de flexão.

1.2.1-a - Espectro rotacional: no estado eletrônico neutro (ground), que é o que interessa para o laser de CO_2 , o momento angular dos elétrons em torno do eixo molecular é zero. Portanto, pode ser usado o mesmo tratamento aplicado a uma molécula diatômica rodando sobre sua posição de equilíbrio (11). Os níveis de energia são dados em primeira aproximação por (10):

$$\frac{E_r}{hc} = F(J) = BJ(J+1) + \dots \quad (1.1)$$

onde E_r é a energia rotacional, $F(J)$ é o valor do termo, em cm^{-1} , J é o número quântico rotacional e B é a constante rotacional:

$$B = \frac{h}{8\pi^2 c I_B} = \frac{27,994 \times 10^4}{I_B} \quad (1.2)$$

onde I_B é o momento de inércia em relação a um eixo perpendicular ao eixo internuclear, passando pelo Centro de Massa. No caso do CO_2 a constante rotacional vale $B = 0,38714 \text{ cm}^{-1}$ (11). Na eq. (1.1) os termos representados pelos pontinhos são as correções relativas à não rigidez da molécula e são desprezíveis frente ao primeiro termo da soma (10).

O número de moléculas em cada nível rotacional é dado pela distribuição de Boltzmann:

$$N(J) = N_T \frac{hcB}{kT} g(J) \exp \left[-F(J) \frac{hc}{kT} \right] \quad (1.3)$$

sendo $g(J)$ o peso estatístico. Para a molécula de CO_2 , que pertence ao grupo $D_{\infty h}$, $g(J) = (2J+1)$ e para o estado eletrônico Σ_g^+ (Σ_u^+) só existem J 's pares (ímpares) (10). Da eq. (1.3) podemos verificar que com o aumento da temperatura a população dos J 's altos cresce, reduzindo a população máxima (fig.3) que acontece aproximadamente em $J = \sqrt{T}$.

Com respeito a transições dentro do espectro rotacional (na aproximação dipolar), temos que as regras de seleção

são as mesmas que para moléculas diatômicas (10), i.e., como o momento dipolar da molécula de CO_2 é zero, as transições puremente rotacionais são proibidas.

1.2.1-b - Espectro vibracional: como foi visto, temos três modos vibracionais, um deles duplamente degenerado. Para os não degenerados a energia é:

$$E_{1,3} = \omega_{1,3} (v_{1,3} + 1/2) \quad (1.4a)$$

e para o degenerado:

$$E_2 = \omega_2 (v_2 + 1) \quad (1.4b)$$

Se se consideram os efeitos de anarmonicidade, os níveis de energia vibracionais são dados por (10):

$$\begin{aligned} G(v_1, v_2, v_3, \ell) = & \omega_1(v_1 + 1/2) + \omega_2(v_2 + 1) + \omega_3(v_3 + 1/2) \\ & + \chi_{11}(v_1 + 1/2)^2 + \chi_{22}(v_2 + 1)^2 + g_{22}\ell^2 + \chi_{33}(v_3 + 1/2)^2 \\ & + \dots \end{aligned} \quad (1.5)$$

os termos do 4º em diante sendo resultantes da interação entre as vibrações, os termos dominantes sendo os três primeiros.

Na fig.4 estão representados em energia os primeiros níveis vibracionais do CO_2 . É interessante notar que os, níveis (10^00) e (020) , que são os níveis laser inferiores, estão quase em ressonância, resultando no que se chama de degenerescência de Fermi (ou acidental). Devido a isto acontece uma perturbação nos níveis de energia originais causada pela interação entre as vibrações, i.e., pelos termos de anarmocidade (10). Como resultado, a separação entre os níveis ressonantes aumenta, e cada um dos novos níveis é na verdade uma combinação dos originais, denotados usualmente por $(10^00, 02^00)_I$ e $(10^00, 02^00)_{II}$ que são realmente os níveis laser inferiores (12). Note que o

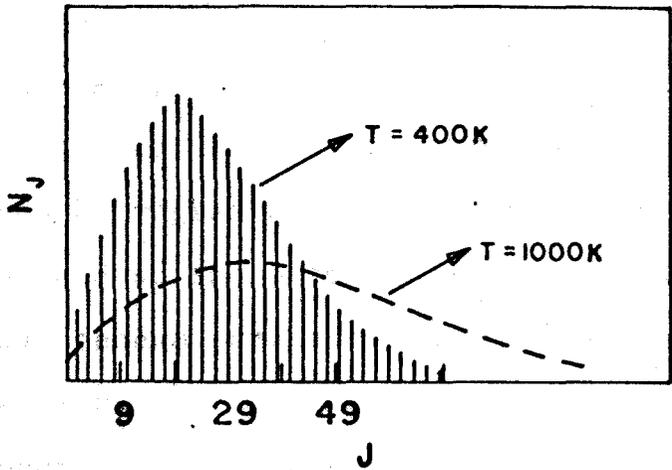


Figura 3. Distribuição de população nos níveis rotacionais para duas temperaturas.

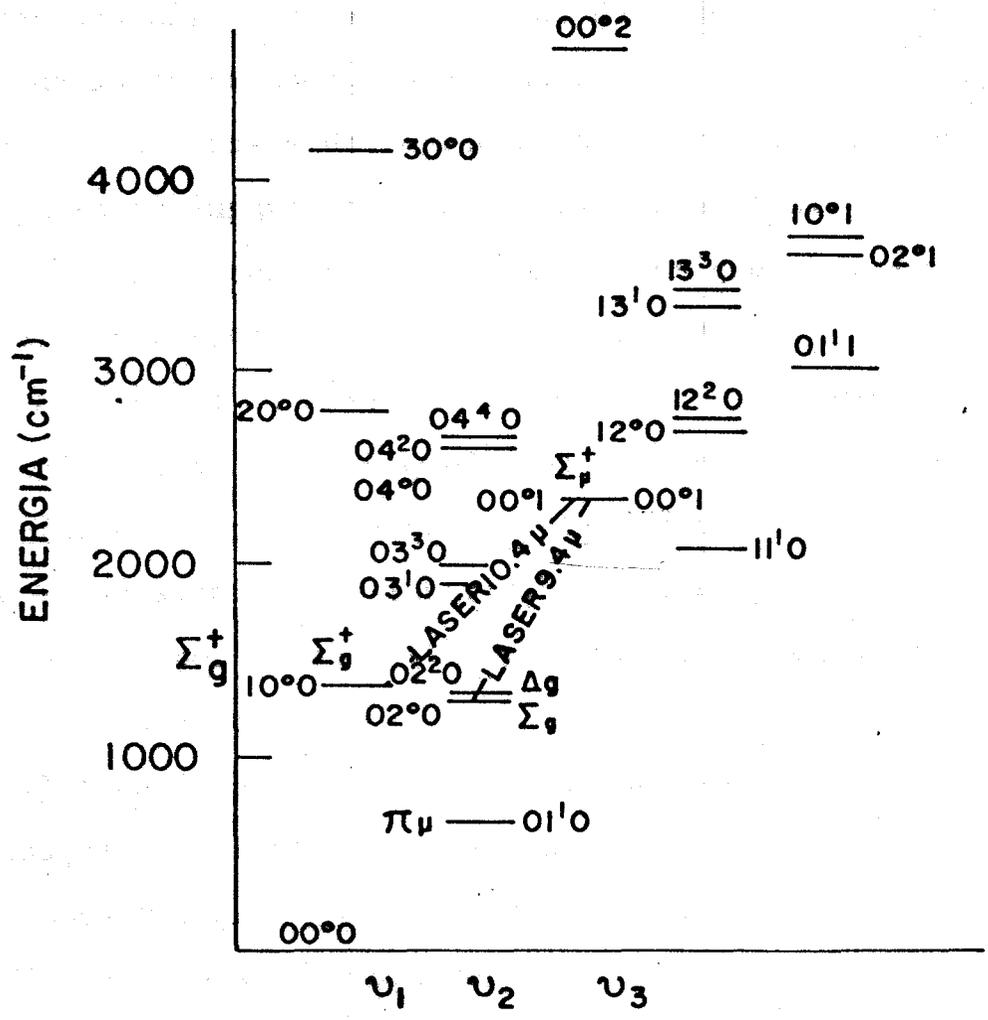


Figura 4. Alguns dos níveis vibracionais mais baixos do CO₂.

nível (02^0_0) é duplamente degenerado, consistindo do $(02^0_0)\Sigma_g^+$ e $(02^2_0)\Delta_g$. Como o (10^0_0) é de espécie Σ_g^+ somente o $(02^0_0)\Sigma_g^+$ pode interagir, o outro ficando imperturbado.

Quanto às regras de seleção para as transições vibracionais, temos que só são permitidas transições onde os estados inicial e final tenham paridades eletrônicas contrárias: $g \leftrightarrow \mu$, $g \not\leftrightarrow g$ e $\mu \not\leftrightarrow \mu$ (10).

1.2.1-c - Espectro rotacionais-vibracional: para cada nível vibracional, temos uma estrutura fina determinada pelo espectro rotacional. Como pode ser visto das eq. (2.1) e (2.4) as separações dos níveis rotacionais são da ordem de cem vezes menores que as separações vibracionais. De acordo com a espécie (ou espécies, nos casos de degenerados) eletrônicas, temos apenas J's pares ou ímpares em cada nível vibracional.

As regras de seleção das transições no espectro infravermelho são (10):

$$\Delta \ell = 0, \pm 1, \quad \Sigma^+ \not\leftrightarrow \Sigma^-, \quad g \not\leftrightarrow g, \quad \mu \not\leftrightarrow \mu,$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (J = 0 \not\leftrightarrow J = 0), \quad + \leftrightarrow -, \quad s \not\leftrightarrow a$$

($\Delta J = 0$ é proibida se $\ell_{in} = \ell_{fin} = 0$)

onde s e a significam simétrica e antisimétrica. Resulta então que 3 tipos de bandas infravermelhas podem acontecer (moléculas lineares):

i) transições com $\ell = 0$ no estado superior e inferior (são transições $\Sigma - \Sigma$ portanto) - aqui só pode acontecer $J = \pm 1$, i. e., ramos P e R. Esta é a transição envolvida na emissão laser do CO_2 . As transições são representadas pelo J (P ou R) e o J final, p.ex. P(20) representa a transição de $J = 19$ a $J = 20$. Para o CO_2 não há linhas com J final ímpar, como explicado acima

ii) transições com $\Delta l = \pm 1$ tem ramos P, Q e R, sendo Qo mais forte.

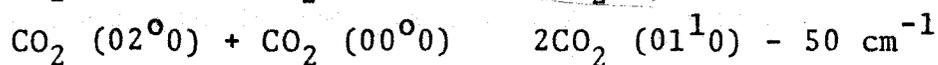
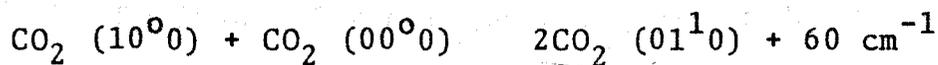
iii) transições com $\Delta l = 0$ mas $l \neq 0$ - ramos PQ e R, ramo Q fraco.

1.2.2 - Mecanismos de Excitação: a energia para excitação da molécula de CO_2 é adquirida basicamente por dois mecanismos: (11, 12, 13, 14)

- colisões inelásticas com elétrons

- transferência ressonante do 1º estado vibracional do N_2 .

1.2.2-a - Colisões eletrônicas: os choques com elétrons vão excitar os níveis do tipo $(00^0\nu_3)$, $\nu_3 > 1$. Estas moléculas excitadas a $\nu_3 > 1$ ao colidirem com moléculas não excitadas, realizam uma troca de energia produzindo uma molécula $(00^0\nu_3-1)$ e outra (00^01) , convertendo finalmente todas as $(00^0\nu_3)$ em (00^01) . O mesmo pode acontecer, é claro com os níveis laser inferiores (10^00) e (02^00) . Estes porém apresentam um decaimento rápido para o (01^10) , o que os depopula. Este decaimento acontece principalmente por colisões com moléculas não excitadas (13):



que acontecem muito eficientemente por serem quase ressonantes.

Para uma excitação eficiente do (00^01) é importante conhecer os parâmetros que caracterizam os elétrons na descarga (densidade eletrônica, distribuição de energia, energia média, secções de choque). Estes não são fáceis de se medir experimentalmente. Entretanto há valores disponíveis calculados por Nigham, que obteve as distribuição de energia dos elétrons para descargas em N_2 , CO , CO_2 e misturas $\text{CO}_2\text{N}_2\text{He}$ (15, 16). As

distribuições obtidas resultaram não Maxwellianas, sendo deficientes em elétrons de altas energias, devido às altas secções de choque para excitação vibracional. A partir das distribuições calculadas, Nigham obteve as dependências da energia média dos elétrons e as porcentagens de transferência de energia para os níveis de interesse do CO_2 e N_2 , em função do parâmetro E/N , relação entre o campo elétrico aplicado e densidade numérica de moléculas. Com isto é possível trabalharmos sobre o E/N de uma dada descarga a fim de otimizar a excitação. Apesar de os cálculos de Nigham terem sido realizados para condições de estado estacionário, seus resultados podem ser transpostos para descargas em lasers TEA já que os parâmetros da descarga variam numa escala de tempo lenta em comparação com as frequências de colisões elétrons-moléculas (da ordem de 10^{11} seg^{-1} (17, 18)). Neste caso os resultados devem ser considerados para cada sucessivo valor que E/N assume na descarga pulsada. Nas figuras 5, 6 e 7 estão representados os resultados para energia média dos elétrons, excitação do N_2 e do CO_2 em função do E/N .

Da figura 5 vemos que a adição de He ao CO_2 e N_2 resulta num aumento da energia média dos elétrons. Este efeito é importante na consideração do mecanismo pelo qual a adição de He à mistura altera a potência de saída do laser de CO_2 . Para um dado E/N , a adição de He aumenta a proporção de choques elásticos o que resulta no referido aumento da energia eletrônica. Outro ponto importante, é a grande excitação do nível (01^1_0) do CO_2 para E/N em torno de $4 \times 10^{-16} \text{ Vcm}^2$, o que não é conveniente por dificultar a depopulação dos níveis laser inferiores (10^0_0) e (02^0_0) . Observe que em lasers TEA temos

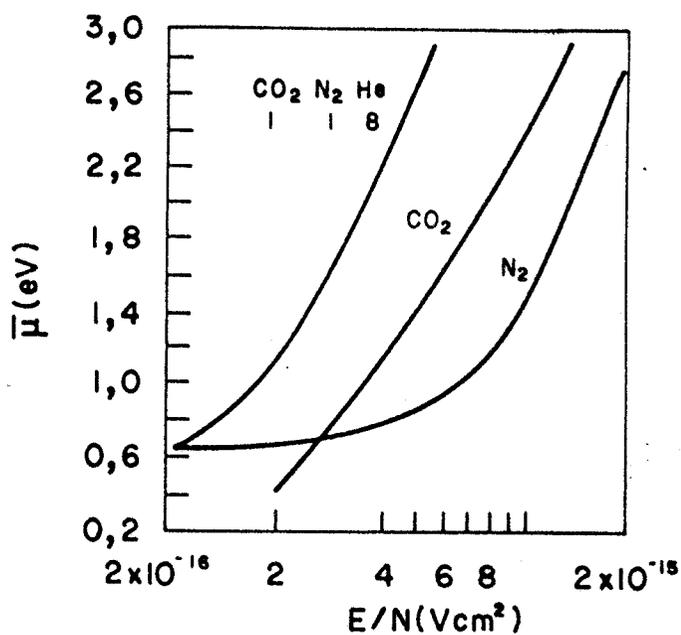


Figura 5. Energia média dos elétrons em descargas em CO_2 , N_2 e mistura CO_2 : N_2 : He. (14)

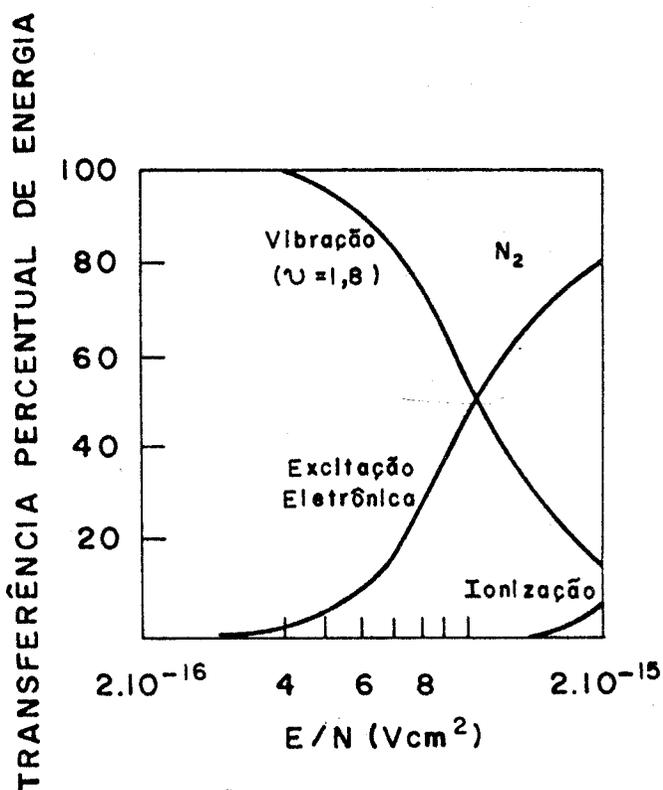


Figura 6. Transferência de energia aos níveis vibracionais e eletrônicos do N_2 (14)

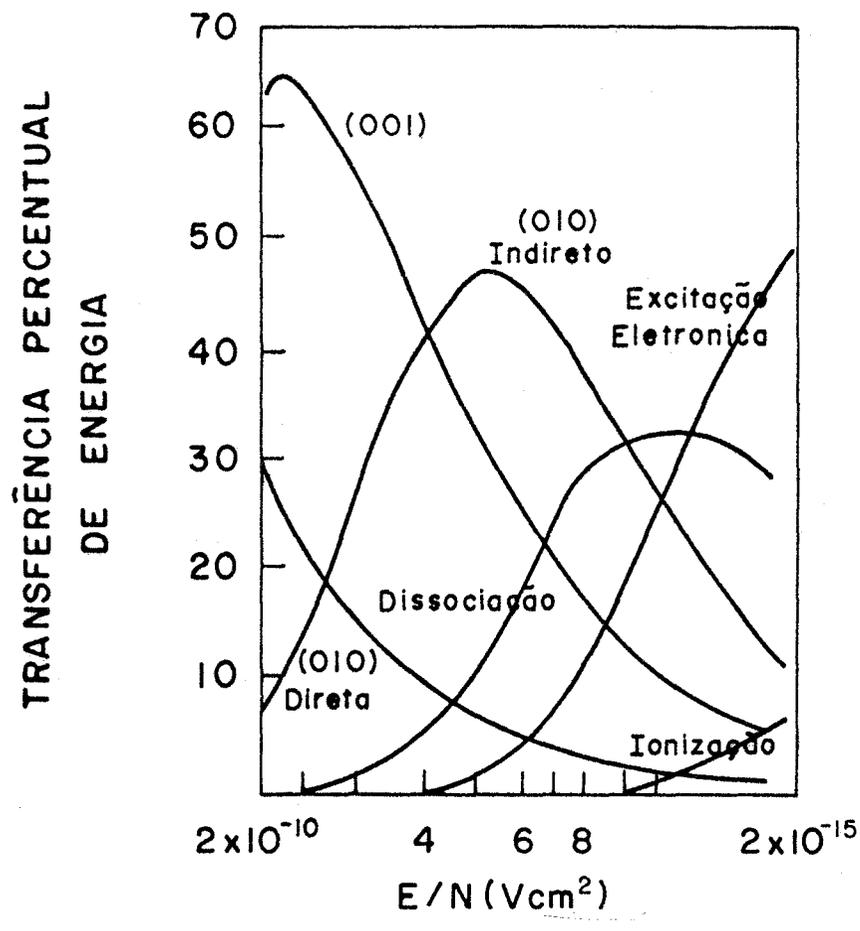


Figura 7. Transferência de energia no CO_2 puro. (14, 15)

$N = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ e valores do E/N na faixa de 2 a $8 \times 10^{-16} \text{ V cm}^2$. Das figuras 5 e 6 vemos que menores valores de E/N resultam em operação mais eficiente por desperdiçar menos energia em excitação eletrônica e dissociação.

Num trabalho mais recente, Lowke, Phelps e Irwin (19) recalcularam alguns dos resultados de Nigham usando dados mais detalhados obtidos em experiências mais atuais para as secções de choque. Novamente uma distribuição não Maxwelliana foi obtida. Em adição ao trabalho de Nigham (15, 16), aqui Lowke et al. dão resultados para uma extensa faixa de proporções de He na mistura. Na figura 8 representamos as percentagens de potência na excitação da mistura, gastas em colisões elásticas, excitação rotacional do N_2 e dos níveis (01^1_0) , (10^0_0) e (02_0) do CO_2 (I), na excitação dos oito primeiros níveis vibracionais do N_2 e do (00^0_1) do CO_2 (II) e, em excitação eletrônica (III) e ionização (IV). Observa-se que aumentando a proporção de N_2 na mistura a eficiência do processo (II) aumenta. Na figura 9 vemos o efeito da adição de Hélio na eficiência de (II): mais Hélio reduz o E/N necessário para máxima eficiência e também o valor de E/N para operação da descarga para uma dada densidade de corrente. Assim a influência do He na eficiência do laser fica reduzida, já que apesar de reduzido E/N para máxima eficiência, reduziu também a potência admitida na descarga ao reduzir E/N para mesma densidade de corrente (19, 20). Deste modo parece que o efeito da adição do He vai depender especificamente das condições da descarga e de sua excitação.

1.2.2-b - Transferência ressonante do primeiro estado vibracional do N_2 : neste processo tiramos vantagem do fato que o

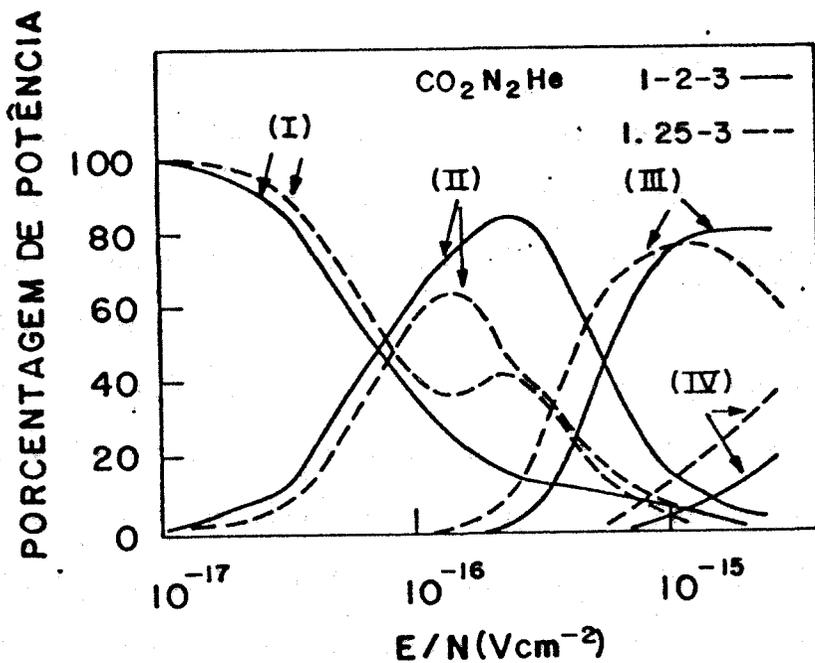


Figura 8. Percentagem de potência gasta em colisões elásticas (excitação rotacional do N₂ e modos de flexão e esticamento assimétrico do CO₂) (I), excitação vibracional do N₂ e do (00⁰1) do CO₂ (II), excitação eletrônica (III) e ionização (IV). (19)

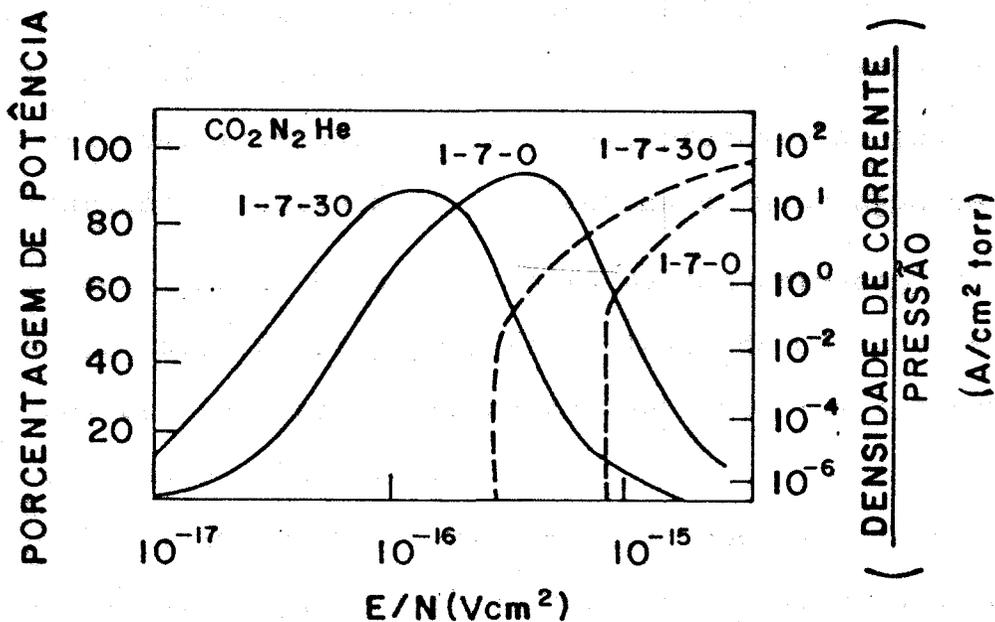
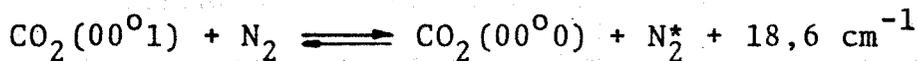


Figura 9. Efeito da concentração de Hélio: mais Hélio reduz o E/N para eficiência máxima de excitação e também o E/N para manutenção da descarga. (19)

primeiro estado vibracional do N_2 e o nível laser superior do CO_2 estão quase em ressonância, sendo por isso muito eficiente a transferência de energia. Além disso acontece que a molécula de N_2 no estado eletrônico neutro tem momento dipolar nulo, não podendo decair do primeiro estado vibracional ao neutro por radiação dipolar. Deste modo a depopulação do N_2^* só se dá por colisões, resultando que o N_2^* será um bom reservatório de energia para o nível laser superior sempre que seu tempo de vida for grande em comparação com o do (00^01) do CO_2 . O mecanismo está resumido na equação abaixo:



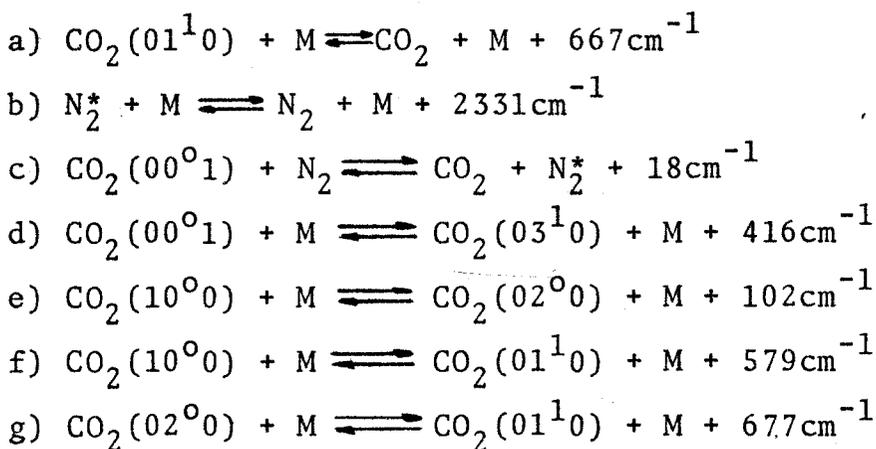
A uma temperatura de 600 K, o tempo de vida do N_2^* é dado por $\tau^* = 10^{17}/N$ segundos, sendo N a densidade de moléculas presentes (21). À pressão atmosférica resulta $\tau^* = 3m$ seg, indicando que realmente o N_2^* é um bom reservatório. A constante de tempo da reação de excitação do $CO_2(00^01)$ é $5,26 \times 10^{-5}$ seg x torr a 300 K (21, 14) o que a 760 torr dá $\tau = 6,9 \times 10^{-9}$ seg, o que indica uma participação efetiva deste processo no laser TEA onde a duração do pulso é de centenas de nanosegundos.

1.2.3 - Mecanismo de Relaxação: para um bom entendimento do processo de inversão de população no laser de CO_2 deve-se conhecer bem os processos de relaxação do nível laser superior e dos níveis laser inferiores.

Em primeiro lugar vamos mostrar que as relaxações radiativas são muito lentas, resultando que o fator fundamental é a relaxação via colisões. Statz, Tang e Kaster (22) calcularam as probabilidades de transições entre os níveis de interesse no

CO₂, i.e., aqueles envolvidos direta ou indiretamente no processo de inversão de população. Na tabela I estão resumidos alguns de seus resultados para os tempos de vida radiativos. Pode ser visto que mesmo na escala de tempo de lasers contínuos, estes processos não podem ser responsáveis diretos pela ação laser (exceto o decaimento 00⁰1 → (10⁰0, 02⁰0). O único deles que acontece numa escala mais rápida é o decaimento 00⁰2 → 00⁰1, mas mesmo assim é lento na escala de tempos de um laser TEA (< μs).

Para a relaxação por colisões, que como vimos é a que realmente conta um bom resumo dos resultados existe no artigo de Taylor e Bitterman (21), considerando inclusive vários tipos de gases que podem compor a mistura. Também os resultados de Cheo (11, 23, 24) são informativos. Resumiremos aqui apenas os resultados referentes a interações do CO₂ com N₂ e He, que são os aditivos mais importantes e usados normalmente nas misturas. As reações relativas aos vários processos são:



Os processos (a), (e), (f) e (g) são os responsáveis pela depopulação dos níveis lasers inferiores, (02⁰0) e (10⁰0). Como foi explicado anteriormente, estes dois níveis estão em ressonância de Fermi, de modo que o processo (e) é muito rápido especialmente quando M é CO₂(00⁰0) (25) quando se torna:

Tabela I - Tempos de vida radiativos de alguns níveis
do CO₂ (22)

Nível	Tempo de subida (seg.)
00 ⁰ 1	$2,4 \cdot 10^{-3}$
00 ⁰ 2	$1,3 \cdot 10^{-3}$
01 ² 0	1,1
02 ⁰ 0	1,0
10 ⁰ 0	1,1
02 ² 0	0,26

$$e') \text{CO}_2(10^0 0) + \text{CO}_2(00^0 0) \rightleftharpoons \text{CO}_2(00^0 0) + \text{CO}_2(02^0 0) + 102 \text{cm}^{-1}$$
 O importante aqui é que, dadas as altas taxas dos processos (e) (f) e (g), o processo limitante na depopulação do nível inferior fica sendo o (a) (25,23). Para a reação (e') a constante de tempo é 10^{-6} seg.torr (12), o que dá 8 ns a 1 atm de mistura 1:1:4 (CO_2 - N_2 - He). Nas reações (f) e (g) a constante de tempo é $3,6 \cdot 10^{-5}$ seg.torr, resultando em 280 nseg na mesma mistura (25, 12). Taylor e Bitterman (21) reportam $\tau = 2,5 \cdot 10^{-4}$ seg.torr. para (a) com M = Hélio o que dá 500 ns na mistura referida (21, 23). A reação (d) considera a depopulação colisional do nível laser superior e é relativamente lenta, tendo uma constante de tempo de 20 μs (21). Finalmente os processos (b) e (c) são importantes na população do nível laser superior por transferência ressonante. O tempo de vida do N_2^* é da ordem de milisegundos (21) e a reação (c) é muito rápida, com constante de tempo de 400ns nas condições referidas. Na fig.10 estão representados os resultados descritos acima, num diagrama simplificado dos níveis do CO_2 e N_2 .

1.3 - Formação do Pulso Laser (Dinâmica do Laser TEA):

Com a finalidade de realizar previsões teóricas e simulações do funcionamento do laser TEA, é interessante estabelecer um modelo para a sequência de acontecimentos que leva à formação do pulso laser. A idéia básica é determinar a intensidade da inversão de populações produzida e sua evolução temporal. Para isto é necessário equacionar os processos de excitação e relaxação descritos na secção anterior, o que é feito através das equações de balanço de energia armazenada em cada um dos níveis envolvidos. Duas abordagens semelhantes podem

ser usadas neste ponto. Numa delas parte-se dos valores medidos de E/N na descarga, e a partir daí usam-se as equações de balanço, na outra, um pouco mais completa, parte-se dos dados de secção de choque e determina-se as características da descarga ($V-I$) para então aplicar as equações de balanço. Os aspectos relativos à caracterização da descarga serão discutidos na próxima secção, de modo que aqui falaremos basicamente da primeira abordagem.

As equações de balanço para o laser TEA de CO_2 foram planteadas dentro de aproximações razoáveis, nos trabalhos de Gilbert et al. (26) e Manes e Seguin (27). Em ambos os casos considera-se que haja equilíbrio térmico dentro de cada modo vibracional e rotacional e, que a temperatura translacional não seja afetada pela descarga. O modelo de Gilbert et al. é de um carácter mais fenomenológico que o de Manes e Seguin, no sentido em que se baseia em maior número de resultados obtidos experimentalmente (ao invés de partir basicamente das secções de choque e do E/N medido) tais como número de moléculas levados a cada um dos níveis pertinentes pelo pulso de excitação obtidos através de dados de fluorescência, evitando desta maneira considerar o mecanismo de excitação mais detalhadamente. Apesar disto, seus resultados são mais ilustrativos, pois além da forma do pulso laser, apresentam também a evolução temporal das populações, permitindo um entendimento melhor do mecanismo de produção do pulso laser (gain switching). Na fig. 11 estão representados os níveis do CO_2 e N_2 envolvidos e os caminhos de depopulação colisional e transferência ressonante com as respectivas taxas. As equações para as populações dos níveis

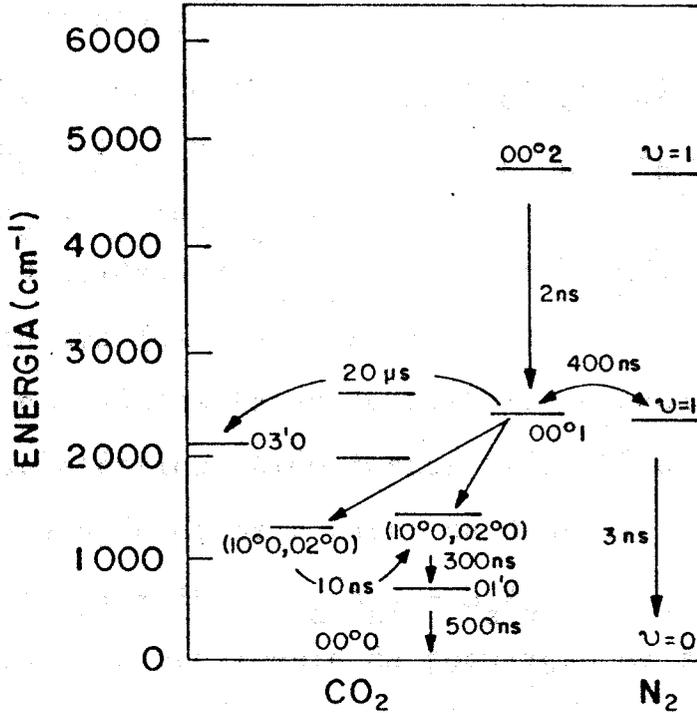


Figura 10. Tempos de relaxação por colisões para mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ (1:1:4) a 1 atm.

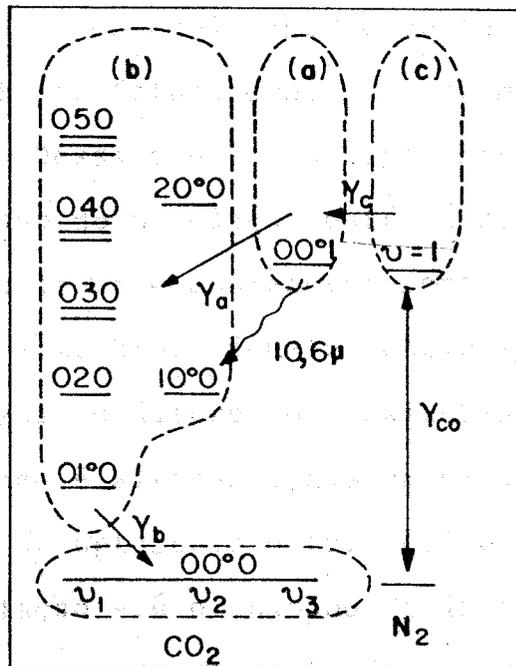


Figura 11. Esquema de níveis para sistema CO_2-N_2 mostrando as taxas de relaxação entre os níveis no modelo de Gilbert et al. (28)

(a), (b) e (c) são:

$$n_a = I\sigma_e (n_b - n_a) - \gamma_a n_a + \gamma_c (n_c - n_a) + W_a$$

$$n_b = I\sigma_e (n_a - n_b) + \gamma_a n_a - \gamma_b n_b + W_b$$

$$n_c = \gamma_c (n_a - n_c) - \gamma_{co} n_c + W_c$$

onde I é a densidade de radiação (fotons/cm³), σ_e é a secção de choque radiativa (cm²) da transição laser, e a velocidade da luz; W_a, W_b e W_c são as taxas de bombeio de cada nível pelo pulso de excitação elétrica. Além destas três, há uma quarta equação descrevendo a ação do meio laser na densidade de fotons:

$$I = \gamma_0 I + I\sigma_e c (n_a - n_b) + n_a W_a$$

onde γ_0 é a taxa de decaimento da população de fotons na cavidade (perdas nos espelhos). A solução deste sistema de equações fornece as dependências temporais das populações e da intensidade luminosa. Na figura 12 mostramos os resultados para misturas CO₂-N₂-He - 1:1:8 e CO₂-He 1:9 (27). Pode-se ver que o tempo gasto para estabelecimento da inversão é menor que o tempo gasto para os fotons começar a se multiplicar rapidamente na cavidade. Dessa maneira o crescimento do campo acontece quando a inversão de população está já bem acima do limiar para oscilação do laser e conseqüentemente dá origem a um pico de intensidade semelhante àqueles obtidos em Q-switching. Entretanto este mecanismo difere do Q-switching na medida em que o Q da cavidade não é alterado, mas um nível de amplificação acima do limiar é abruptamente estabelecido pela realização da inversão de população - é o chamado "gain switching". Outro resultado importante é o aparecimento de uma cauda relativamente longa (fig.13) com mais um pequeno pulso, que resulta do fato de

que o primeiro pico não esgota a energia armazenada no nível superior, que é agora bombeado pelo N_2^* . No caso da fig.12, sem N_2 o segundo pico depende da rápida relaxação do nível laser inferior. Compare-se também o diferente comportamento da população do nível superior (n_a) com e sem N_2 , confirmando os resultados mostrados na secção 1.2.2 sobre transferência ressonante. Esses resultados são confirmados pelos de Manes e Seguin (27). A diminuição da excitação do nível superior (n_a) no caso sem N_2 (fig.12) resulta num atraso maior do pulso laser, com correspondente redução da potência de pico. Na fig.14 estão plotados resultados experimentais e a previsão teórica da ref.(27) para potência de pico vs. atraso do pulso, para uma mistura 1:1:8, número de Fresnel 0,45, comprimento $L=48\text{cm}$ e refletividade de 74%, obtida pela variação da energia de excitação.

1.4 - Características da Descarga Elétrica e Importância da Pré-Ionização

Para excitação da mistura gasosa uma descarga elétrica transversal é realizada. Como foi visto anteriormente, o campo elétrico existente na descarga é de grande importância na excitação eficiente do CO_2 e N_2 (fig.8) e este campo como será visto é determinado pelas características da descarga elétrica. Esta descarga deve acontecer na forma de um "glow" uniforme, e não como arcos localizados como é comum em descargas a alta pressão. (28,29,30,31).

1.4.1 - Formação da descarga (ruptura):

O desenvolvimento de uma descarga em um gás começa usualmente com o aparecimento de elétrons iniciais (provenien-

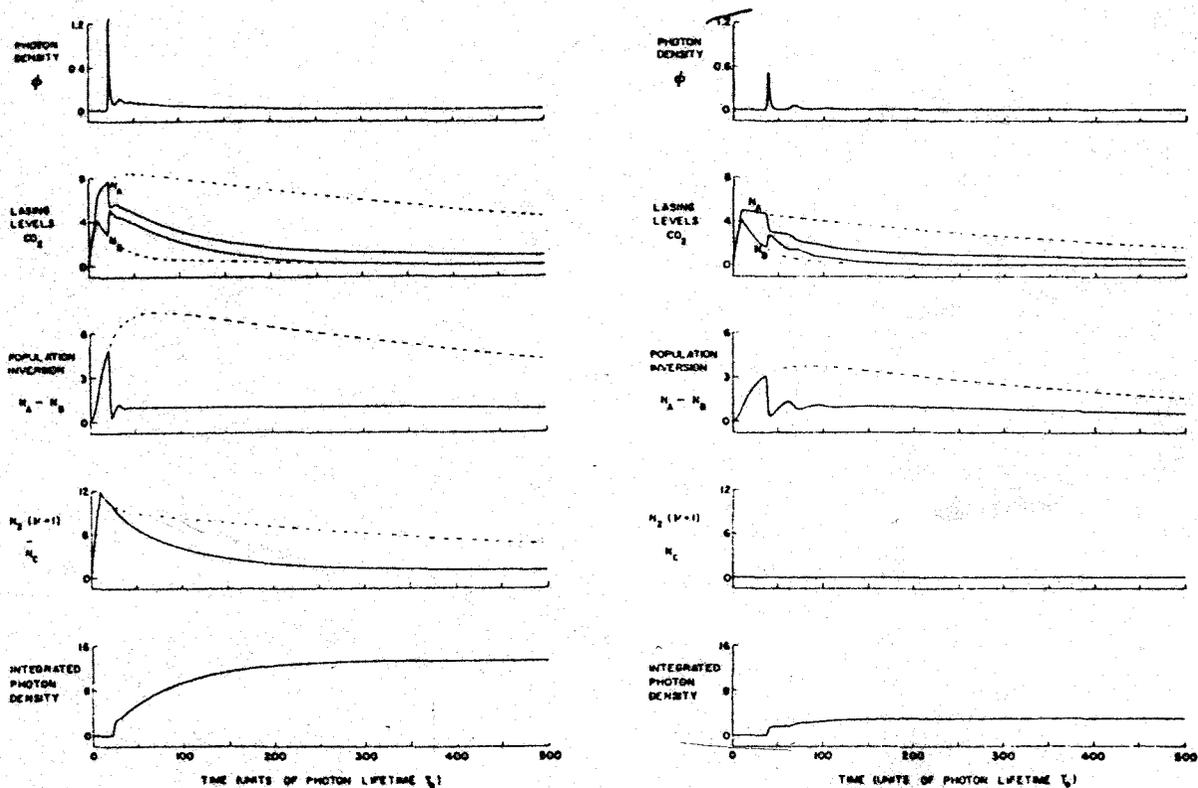


Figura 12. Resultados computados para as equações de balanço do laser TEA. As curvas tracejadas mostram a evolução das populações e da inversão na ausência de ação laser. Mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ igual a 1:1:8 em (a) e 1:0:9 em (b). (28)

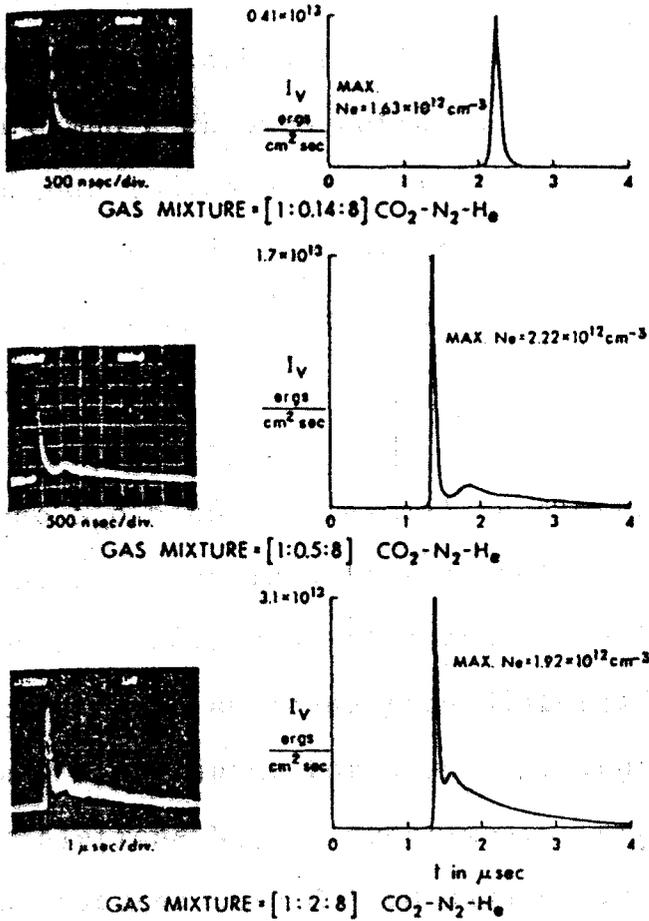


Figura 13. Alteração da forma do pulso laser com a variação da mistura gasosa, resultado experimental (foto) e calculado. (27)

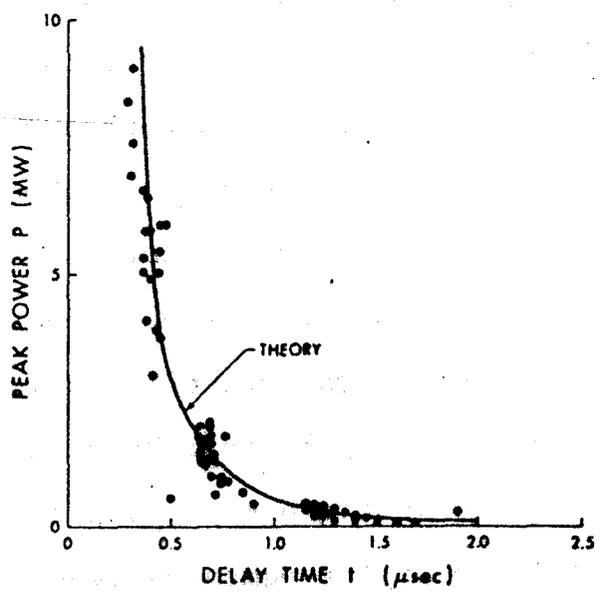


Figura 14. Variação da potência de pico com o atraso do pulso. (27)

tes do cátodo ou da fotoionização do gás), seguido pela formação de avalanches resultantes da aceleração destes elétrons pelo campo e choques entre os elétrons e as moléculas do gás produzindo ionização destas últimas. Quando não se considera a perda de elétrons por mecanismos de recombinação e captura (attachment) o número de elétrons após um percurso d ao longo do campo é:

$$N = N_0 \exp(\alpha d) \quad (1.6)$$

onde N_0 é o número inicial de elétrons e α é o coeficiente de ionização por impacto (1º coeficiente de Townsend) (31,32,33). Quando o número de elétrons na avalanche cresce muito, entretanto, o campo aplicado fica distorcido pela carga espacial formada e a avalanche torna-se mais lenta. Seja este número crítico de elétrons N_c e o comprimento percorrido x_c . A característica da descarga será determinada essencialmente pelo fato de a avalanche poder adquirir N_c elétrons ao longo da extensão entre os eletrodos (D) ou não. Se $x_c > D$ acontece a ruptura de Townsend ou Paschen onde a estabilidade da descarga é efetiva pela liberação de elétrons do cátodo e a distorção de carga espacial antes da ruptura é pequena; tal é o caso em descargas a baixa pressão. Quando $x_c < D$ a distorção de carga espacial da primeira avalanche torna-se importante e a cauda de íons positivos deixada atrás pela avalanche faz com que avalanches secundárias convirjam para a principal, produzindo rapidamente um canal que praticamente curto-circuita a descarga (fig.15). Nestas condições o critério para ruptura é que o campo produzido pela carga especial da avalanche seja igual ao campo aplicado (critério de Raether) (34,35), o que resulta aproximadamente na

condição:

$$(\alpha/p) (pD) = 20 + \ln D \quad (\text{MKS}) \quad (1.7)$$

Numa descarga em $\text{CO}_2\text{N}_2\text{He}$ temos tipicamente $\alpha \sim 2700 \text{ m}^{-1}$ (35) e $D \sim 0,05 \text{ m}$ que dá $(\alpha D) \sim 134$ indicando que a ruptura nestas descargas deve ocorrer pelo segundo mecanismo descrito, o do canal. dessa maneira estas descargas tendem à formação de canais de alta densidade de corrente, favorecendo o aparecimento de arcos nos estágios iniciais da descarga. A provisão de um número adequado de elétrons no volume da descarga antes da iniciação da mesma (pré-ionização) permite evitar a formação dos arcos como veremos adiante (sec.1.4.3)

1.4.2 - Características da Descarga Luminosa (Glow):

Após a ruptura dielétrica do gás, o equilíbrio da descarga é mantido de modo que na coluna positiva a taxa de produção de elétrons seja igual à de consumo. A densidade eletrônica varia segundo (19,36,37,38)

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha W n_e - a W n_e - \gamma n_e^2 \quad (1.8)$$

onde n_e é a densidade de elétrons, α , a e γ são os coeficientes de ionização por colisão, captura (attachment) e recombinação, e W é a velocidade de arraste dos elétrons.

Em equilíbrio devemos ter então:

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha W n_e - a W n_e - \gamma n_e^2 = 0 \quad (1.9)$$

e a determinação de α e a em função de E/p e o conhecimento de γ , permitem a determinação do ponto de operação (tensão) da descarga, após a ruptura. A densidade de corrente é dada por (19,36,37)

$$j = n_e e W \quad (1.10)$$

e será determinada pelo circuito externo.

Para algumas misturas $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ apresentamos na fig. 16 e 17 a característica $E/p \times J/p$ e as curvas α/p e $a/p \times E/p$ de acordo com os resultados da referência (36). No mesmo trabalho os autores comentam a influência de impurezas eletronegativas como H_2O no sentido em que aumentam o coeficiente \underline{a} de captura de elétrons, causando aumento no E/p de equilíbrio da descarga.

A partir dos dados da referência (36) é possível chegar a um resultado de interesse prático aparentemente não notado pelos autores. Usando-se os resultados de E/p para as várias misturas calculadas é possível achar uma lei para determinação do E/p numa outra mistura:

$$(E/p)_{\text{mist}} = \chi_{\text{CO}_2} (E/p)_{\text{CO}_2} + \chi_{\text{N}_2} (E/p)_{\text{N}_2} + \chi_{\text{He}} (E/p)_{\text{He}} \quad (1.11)$$

onde $\chi_{\text{gás}}$ é a fração molar do gás e $(E/p)_{\text{gás}}$ é um valor de E/p atribuído ao gás a partir da comparação de $(E/p)_{\text{mist}}$ para as misturas calculadas em (36). Escolhendo os valores $(E/p)_{\text{CO}_2} = 35,4 \text{ V/cm torr}$; $(E/p)_{\text{N}_2} = 28,3 \text{ V/cm torr}$ e $(E/p)_{\text{He}} = 3,5 \text{ V/cm torr}$ obtivemos os resultados da tabela II, mostrando uma concordância razoável com os cálculos mais rigorosos e mesmo com resultados experimentais.

Na fig.18 estão reproduzidos os resultados calculados teoricamente e experimentais para a evolução temporal da tensão e corrente na descarga, segundo a referência (37). Os parâmetros da descarga e do circuito estão na tabela III, e o circuito é esquematizado na fig.19. Observe que estes resultados foram obtidos usando-se uma pré-ionização de $n_e = 10^8$ elétrons / cm^3 para condicionamento da descarga (v.sec.1.4.3). É instrutivo analisar as formas de onda mostradas na fig.18. Inicialmente a corrente na descarga é nula pois ainda não aconteceu a

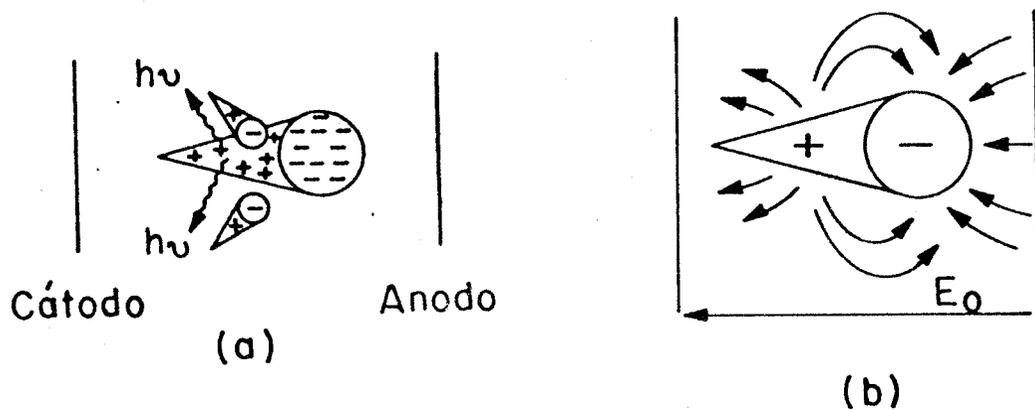


Figura 15. Formação do canal (a) e configuração de campo elétrico na avalanche inicial (b).

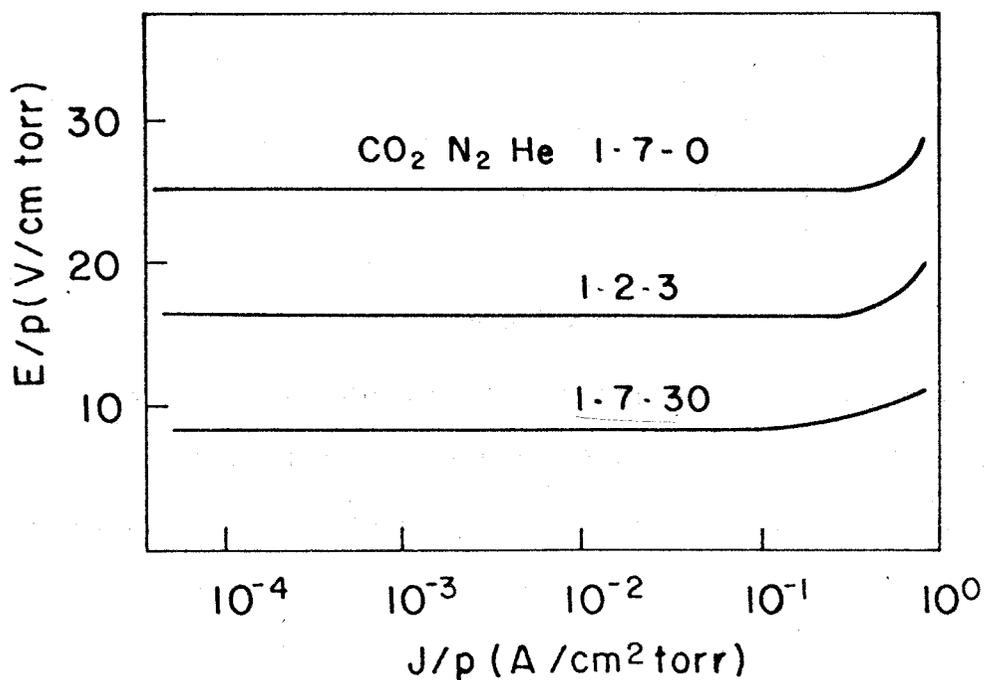


Figura 16. Característica $E/p \times j/p$ para 3 misturas $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ quando se leva em conta o efeito de captura dissociativa pelo CO_2 . (36)

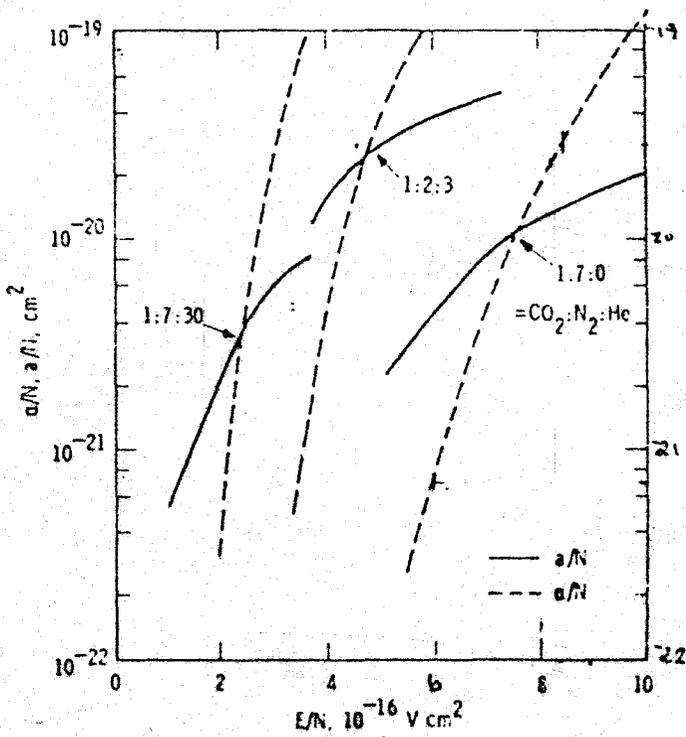


Figura 17. Coeficientes de ionização por impacto (d) e decaptura (a) em função de E/p . O ponto $(\alpha/p) = (a/p)$ determina o valor do campo de operação da descarga estável. (36)

Tabela II - Comparação entre valores de $(E/p)_{\text{mist}}$ da literatura
 (a) e resultados obtidos usando $(E/p)_{\text{mist}} = (E/p)_{\text{CO}_2} \cdot X_{\text{CO}_2} +$
 $(E/p)_{\text{N}_2} \cdot X_{\text{N}_2} + (E/p)_{\text{He}} \cdot X_{\text{He}}$

mistura $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$	$(E/p)_{\text{mist}}$ da literatura (V/cm torr)	$(E/p)_{\text{mist}}$ pela fórmula aprox. (V/cm torr)
1:0:9	6,0 ^a	6,7
1:7:30	9,2 ^a	8,9
1:1:8	9,6 ^a	9,2
1:2:3	17,0 ^a	17,0
1:2:1	23,7 ^a	24,1
1:7:0	28,3 ^a	29,4
1:1:3	17,3 ^b	14,9
1:1:2	18,1 ^b	17,7
1:1:1,33	20,9 ^b	20,6

(a) dados da ref.20 (teóricos),

(b) dados da ref. 39 (exper.)

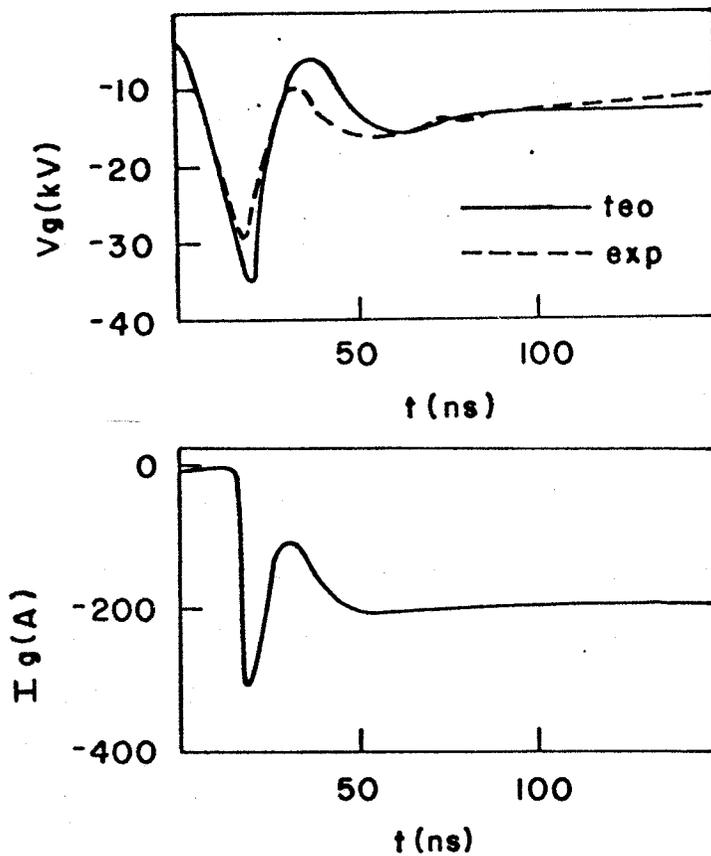


Figura 18. Resultados teóricos e experimentais para tensão e corrente na descarga luminosa com os parâmetros da Tabela III e circuito da figura 19. (37)

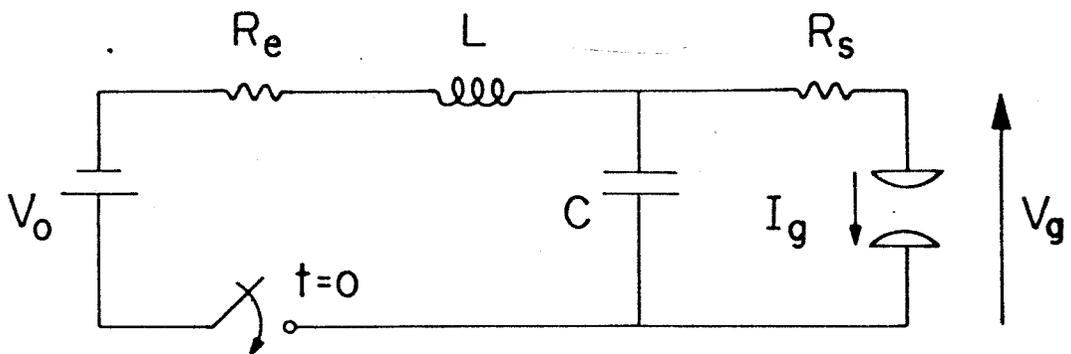


Figura 19. Esquema do circuito usado no cálculo e experimento cujo resultado está na Figura 18. (37)

Tabela III - Parâmetros da descarga e do circuito de excitação para as curvas da fig. 18 (37)

mistura - 1 CO₂: 7 N₂

$N = 1,32 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (400 torr a 20°C)

$R_e = 29\Omega$

$C = 56\text{pF}$

$R_s = 50\Omega$

$n_e(t=0) = 10^8 \text{ cm}^{-3}$

$d = 1,3\text{cm}$ (distância entre os eletrodos)

$A = 30\text{cm}^2$ (área dos eletrodos)

$L = 1\mu\text{H}$

$V_0 = 27,2\text{kV}$

... uniformemente distribuídos... de modo que...
... de elétrons secundários...
... são pelos íons presentes...
... tre topos de avalanches...
... qualquer caso...
... o gradiente local do campo...
... tanto o número de avalanches...
... antes da aplicação da tensão...
... mais quantitativamente...
... razão que o tipo da cabeça...
... por difusão dos elétrons...

onde λ é a distância que a avalanche se propaga...
campo elétrico é o caminho livre médio dos elétrons...

ruptura, e a tensão sobe devido à ressonância de L e C

Esta subida é de acordo com: (40)

$$V_g(t) = V (1 - \cos t / \sqrt{LC}) \quad (1.12)$$

e, se não acontecesse a ruptura dielétrica do gás, V_G atingiria $2V_0$ em $t = \pi\sqrt{2C} = 23,5\text{ns}$. A condução do gás começa em $t \approx 19\text{ns}$ na forma de um pico inicial de corrente devido à descarga de C. Após um curto transitório, a descarga entra então em regime com $I \approx 200\text{A}$ e $V_G = 12\text{kV}$, a tensão determinada pela solução de (1.9) e a corrente dada por (1.10) ou:

$$I = \frac{V_0 - V_G}{R_e + R_s} \quad (1.13)$$

1.4.3 - Importância da Pré-Ionização: como foi explicado em

1.4.1, o mecanismo de ruptura dielétrica do gás, nas condições usadas em lasers TEA, favorece a formação de arcos. A idéia básica da pré-ionização é iniciar um número tão alto de avalanches, uniformemente espalhadas pela descarga, de modo que o número de elétrons secundários produzidos na fotoionização do gás pelos fons provenientes da avalanche, ao ser dividido entre todas as avalanches, não seja suficiente para formar nenhum canal completo. Em outras palavras, procura-se reduzir o gradiente local do campo devido à carga espacial (35), aumentando o número de avalanches iniciadas do "gap", provendo-se antes da aplicação da tensão uma densidade de elétrons suficiente. Mais quantitativamente temos o seguinte raciocínio: considerando que o raio da cabeça da avalanche, r , seja determinado por difusão dos elétrons, temos (35):

$$r = Z \cdot \lambda \quad (1.14)$$

onde Z é a distância que a avalanche se propagou na direção do campo e λ é o caminho livre médio dos elétrons. Para redução do

gradiente de campo de carga espacial podemos considerar que precisamos uma densidade de avalanches, dado pela densidade de elétrons de pre-ionização (n_{eo}), tal que uma avalanche interpenetre sua vizinha:

$$(n_{eo})^{-1/3} < (Z_c \alpha \lambda)^{1/2} \quad (1.15)$$

onde Z_c é o comprimento crítico necessário à formação do canal completo, dado por \underline{d} em (4.2). Para valores típicos na ruptura em descargas TEA temos $\lambda = 10^{-3} \text{cm}$ e $\alpha = 10 \text{cm}^{-1}$, resultando em $n_{eo} > 10^4 \text{cm}^{-3}$ (35, 41)

De um modo geral, é interessante fornecer uma pré-ionização algumas ordens de grandeza acima deste mínimo, levando em conta a possível existência de não uniformidades no campo aplicado, causadas por exemplo por defeitos na superfície dos eletrodos ou não paralelismo destes.

É importante frisar que até aqui estamos discutindo a influência da pré-ionização no mecanismo de formação da descarga, i.e., mostramos que a pré-ionização é efetiva na inibição de formação de arcos quando há a ruptura dielétrica do gás. Não nos referimos aqui à formação de arcos em estágios posteriores da descarga, através de uma transição de descarga luminosa a arco. Estudos detalhados mostram que a densidade de pré-ionização tem pequena influência no tempo de formação de arcos (42).

A realização da pré-ionização apresenta outro efeito sobre o condicionamento da descarga, que é o de permitir a realização de descargas não automantidas, i.e., com E/p abaixo do valor necessário a que a produção de elétrons iguale a perda. Desta maneira, controlando-se a densidade de pré-ionização pode-se ajustar o E/p da descarga para o valor ótimo para excita

ção da mistura gasosa usada, fig.9 , que não necessariamente coincide com o E/p da descarga automantida (43).

1.4.4 - Realização da pré-ionização - parâmetros importantes: dois sistemas de pré-ionização são mais extensivamente usados os fios de Lamberton e Pearson (5) e os arcos de Seguin (9), Judd (44) e Richardson (45).

1.4.4-a - Sistema de fios: aqui a descarga de pré-ionização é produzida entre um dos eletrodos principais e um fino fio metálico (ou dois fios numa configuração mais simétrica) esticado paralelamente aos eletrodos (fig.1.a). O acoplamento de energia ao fio é feito por um pequeno capacitor, cujo valor ótimo depende das dimensões da descarga principal. Originalmente (5) os fios foram usados no plano médio entre os eletrodos, porém outras configurações menos simétricas (fios perto do cátodo ou ânodo) foram também usadas (46). A pré-ionização é realizada por elétrons emitidos do cátodo por efeito fotoelétrico com os ftons de UV. produzidos na descarga entre os fios e o eletrodo. No caso de se usar aditivos de baixo potencial de ionização a situação muda de figura e a pré-ionização passa a ser volumétrica (47) (sec.1.4.4.c). Não é do nosso conhecimento nenhum artigo ou estudo sistemático sobre este tipo de sistema de pré-ionização, o que no entanto não impede que seja bastante utilizado. Normalmente é aplicado a sistemas de pequeno volume, dado que sua efetividade cai muito para sistemas maiores.

1.4.4-b - Sistema de arcos distribuídos - a pré-ionização realizada por arcos, em contraste com a de fios, foi já detalhadamente estudada e parametrizada por uma série de autores (44,48,

49,50). A idéia usada aqui é irradiar a mistura gasosa do laser com radiação UV produzido por arcos localizados diretamente dentro do volume do laser. Usualmente estes arcos são localizados adjacentes aos eletrodos, ao lado da descarga principal (37,44,51) ou num arranjo bidimensional (planar) situado atrás do ânodo, que é feito semitransparente (malha de aço ou chapa perfurada) (39,45,52,53,54).

A eficiência do processo de fotoionização neste caso é diminuída pela forte absorção apresentada pelo CO_2 na faixa de 1300 a 1600 Å e abaixo de 1150Å. Basicamente toda a fotoionização é realizada pelos ftons de 1150Å a 1250 Å, e de 1750Å a 1900Å onde a absorção do CO_2 é pequena (50). A produção da radiação UV nestas faixas pode ser atribuída integralmente ao N_2 , a partir de estudos espectroscópicos de McKen et al (50). Uma dificuldade encontrada nos estudos iniciais do mecanismo de fotoionização foi a determinação da molécula ionizada na mistura gasosa, já que tanto o CO_2 , N_2 e o He apresentam potenciais de ionização superiores ao menor comprimento de onda não absorvido pelo CO_2 (~ 1200Å). Babcock et al (49) e McKen et al (50) mostraram que a produção de elétrons é principalmente devida à ionização de impurezas orgânicas presentes no Hélio. Para a banda de 1200Å o processo é de um foton, para a de 1700Å o processo é de dois ftons, de onde se explica a forte penetração da radiação ionizante (50).

A alimentação dos arcos para produção do UV é realizada usualmente por um capacitor (C), através de uma indutância parasita (L). Estes parâmetros do circuito também influenciam a produção de radiação. De um modo geral é interessante reduzir

L ao mínimo possível, e usar o maior valor possível de tensão na carga do capacitor. Uma fórmula empírica relacionando os parâmetros do circuito à fotoionização produzida é dada por (49):

$$n_e = 4 \cdot 10^{-4} \cdot I_0 \cdot (E \cdot P)^{1/2} \cdot d^{-2} \cdot N_e \quad \text{elétrons/cm}^3 \quad (1.16)$$

onde I_0 é a corrente de pico na descarga de pré-ionização, $I_0 = V_0 \sqrt{C/L}$, E é a energia armazenada, $E = 1/2 CV_0^2$, P a pressão total da mistura gasosa, d a distância da descarga ao gás (cm) e N_e é dado na fig.20, obtida para um arco de comprimento 2 mm.

Podemos agora resumir os principais fatos relativos à pré-ionização por arcos, interessantes num projeto:

- a radiação ionizante é produzida somente pelo N_2
- a radiação ionizante é atenuada, num processo não ionizante, pelo CO_2 , com um coeficiente de absorção de aproximadamente $1,5 \text{ cm}^{-1}$ por atmosfera de CO_2 .
- a produção de fotoelétrons se dá por fotoionização das impurezas orgânicas presentes no Hélio. Eventualmente aditivos podem ser usados (ver abaixo)
- os arcos devem ser alimentados por um circuito de baixa indutância, a radiação produzida sendo proporcional à corrente de pico I_0 e à raiz quadrada da energia armazenada E , segundo 4.10.

1.4.4-c - Uso de aditivos: através da adição de pequenas quantidades de alguma molécula com baixo potencial de ionização à mistura gasosa a eficiência do processo de pré-ionização pode ser bastante aumentada. A substância adicionada, além do baixo potencial de ionização deve ter alta pressão de vapor e não apresentar absorção na frequência da radiação laser (10,6mm).

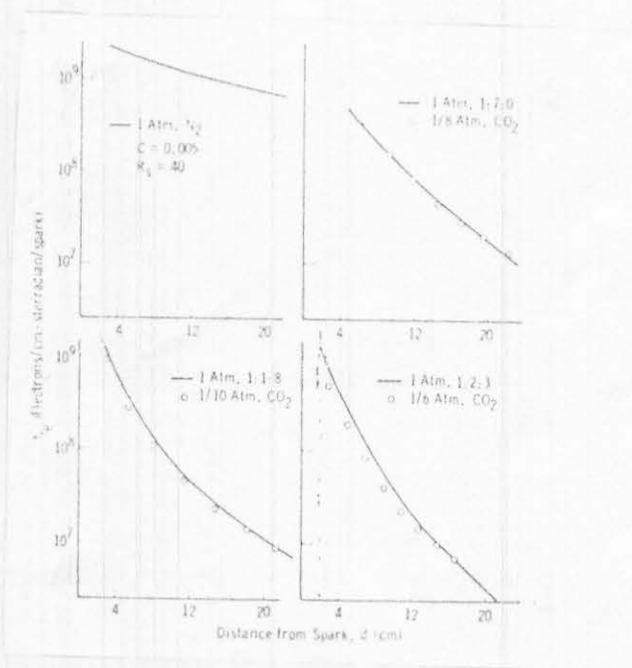


Figura 20. Produção de fotoelétrons em $CO_2:N_2:He$. (49)

Algumas das substâncias mais usadas estão classificadas na ta
bela IV. O uso destes aditivos permite aumentar o conteúdo de
 CO_2 na mistura gasosa, com redução da proporção de He o que
torna a operação do laser mais eficiente. Da tabela IV vemos
que ã temperatura ambiente, os aditivos estão no estado liquí
do, sendo incluídos na mistura borbulhando-se uma fração desta
por um frasco contendo o aditivo. Nas figs. 21 e 22 estão os
resultados medidos por Morikawa (54) para as densidades eletrô
nicas e eficiência do laser com e sem aditivos. O laser usado
tem pré-ionização por arcos distribuídos. Também no caso do
laser pré-ionizado por fios o uso de aditivos incrementa a efi
ciência do dispositivo. Neste caso a pré-ionização deixa de
ser por fotoemissão catódica, passando a ser fotoionização do
aditivo. Melhoras de 45% na energia extraída foram reportadas
por Salvetti (55) com um dispositivo pré-ionizado por fios.

Tabela IV - Aditivos usados para melhorar a eficiência da pré-ionização (54)

substância	potencial de ionização (eV)	pressão de Vapor (20°C) (Torr)
Tri-N-propilamina $(\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}_2)_3\text{N}$	7,23	6,0
Benzilamina $\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_2\text{NH}_2$	7,56	81,8
Di-N-butilamina $(\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3)_2\text{NH}$	7,69	13,7
Tri-metilamina $(\text{CH}_3)_3\text{N}$	7,82	-65
P-xileno $\text{C}_6\text{H}_4(\text{CH}_3)_2$	8,45	40,1

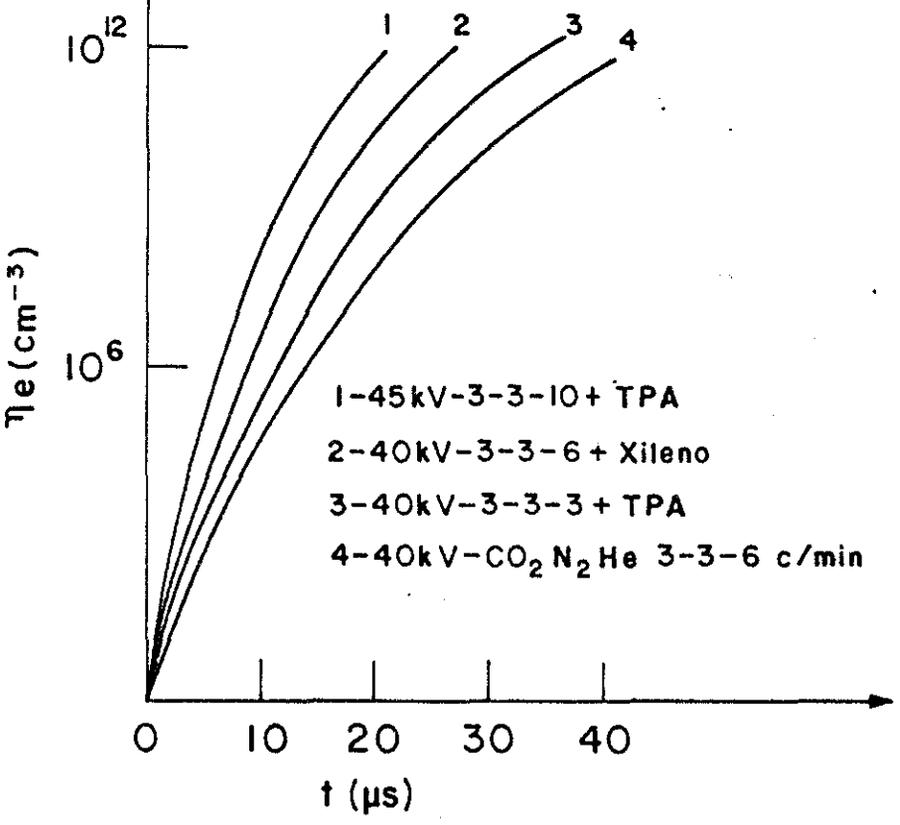


Figura 21. Evolução temporal da densidade eletrônica na descarga. Pressão total da mistura - 760 Torr. (54)

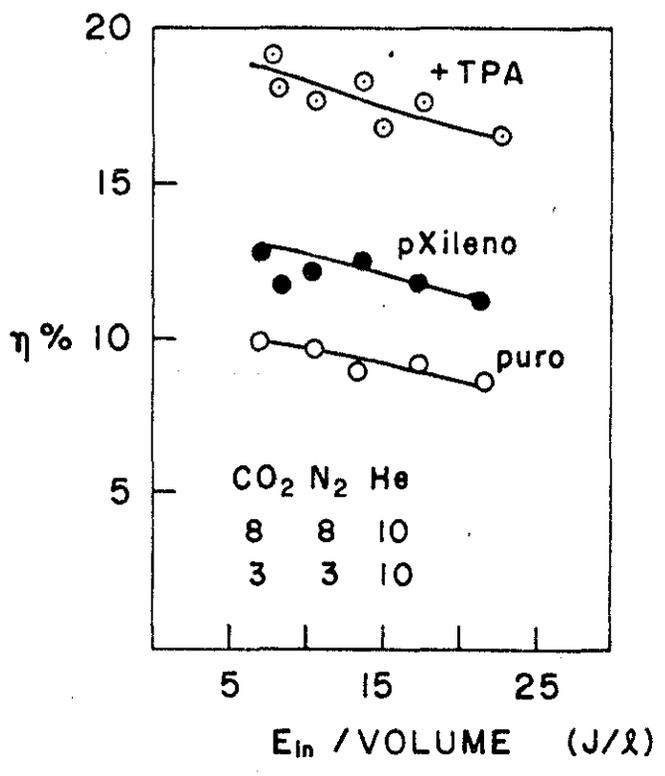


Figura 22. Eficiência do laser em função da densidade de energia de entrada, mostrando o efeito dos dopantes. (54)

2 - Descrição dos Dispositivos Construídos

Neste capítulo descreveremos os detalhes de construção (mecânica, elétrica, óptica) dos lasers construídos. Tentou-se ao máximo usar equipamentos e materiais disponíveis no mercado brasileiro, porém alguns componentes tiveram que ser importados dada a não existência de equivalente nacional. Isto aconteceu com os capacitores de armazenamento de energia com baixa indutância para descarga rápida; os capacitores ceramicos de pré-ionização; a janela de Germanio, o espelho refletor total e a rede de difração, todos com abertura de 2 polegadas; e finalmente a chave de alta tensão, spark gap, em cujo caso foram posteriormente testados equivalentes construídos em nosso laboratório com resultados satisfatórios.

As dimensões dos projetos foram basicamente determinadas pelo material importado disponível: a óptica limitou a abertura da descarga a 2 polegadas, a isolação dos capacitores (50 kv) ditou a separação máxima dos eletrodos em aproximadamente 3,5cm e o valor dos capacitores ($2 \times 10\text{nF}$) fixou o comprimento da descarga em torno de 40cm.

Nestas condições a energia máxima armazenada é de 25 J no limite dos capacitores, de modo que a uma eficiência de 10% (típica) pode-se esperar pulsos laser com até 2,5 J.

Três lasers foram construídos usando-se duas concepções diferentes. Dois deles usavam o sistema de pré-ionização por fios, de Lamberton e Pearson (5), um deles com eletrodos de perfil cilíndrico outro com perfil de alumínio extrudado (56). No terceiro usou-se a pré-ionização por radiação ultra-violeta

produzida por arcos distribuídos adjacentes à descarga principal.

Passamos agora a apresentar os detalhes de construção destes três lasers, segundo os itens abaixo:

2.1) sistema de gases

2.2) circuitos de alta tensão para carga do capacitor de armazenamento e disparo do spark gap

2.3) circuito de descarga

2.4) cavidade óptica

2.1) Sistema de Gases: o esquema de sistema de gases está representado na figura 23. O controle da composição da mistura é realizado pelas válvulas de agulha V_1 , V_2 e V_3 e, eventualmente V_4 no caso de se usar algum aditivo além da mistura básica de $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$. Tal é o caso quando se usa um aditivo com baixo potencial de ionização (tripropilamina e dimetilamina foram usados). Neste caso duas configurações foram usadas, representadas pelas duas alternativas na fig 23 de acordo com a condição de V_5 . O sistema com gás borbulhando através do aditivo líquido (V_5 aberta) resultou mais prático pois permitia o uso de maiores proporções. Com V_5 fechada a quantidade admitida depende basicamente da pressão de vapor do líquido e da pressão no misturador, resultando pequena proporção do aditivo quando a pressão total usada no laser é alta. A leitura da pressão total é realizada em um manômetro (M) Wallace-Tiernan na entrada da caixa do laser. O fluxo durante a operação é ajustado por V_6 , com V_7 fechada, esta sendo usada para esvaziamento rápido. A bomba de vácuo usada é uma Edwards ED 100. A medida do fluxo é realizada pela calibração da válvula V_6 , mostrada na fig.24,

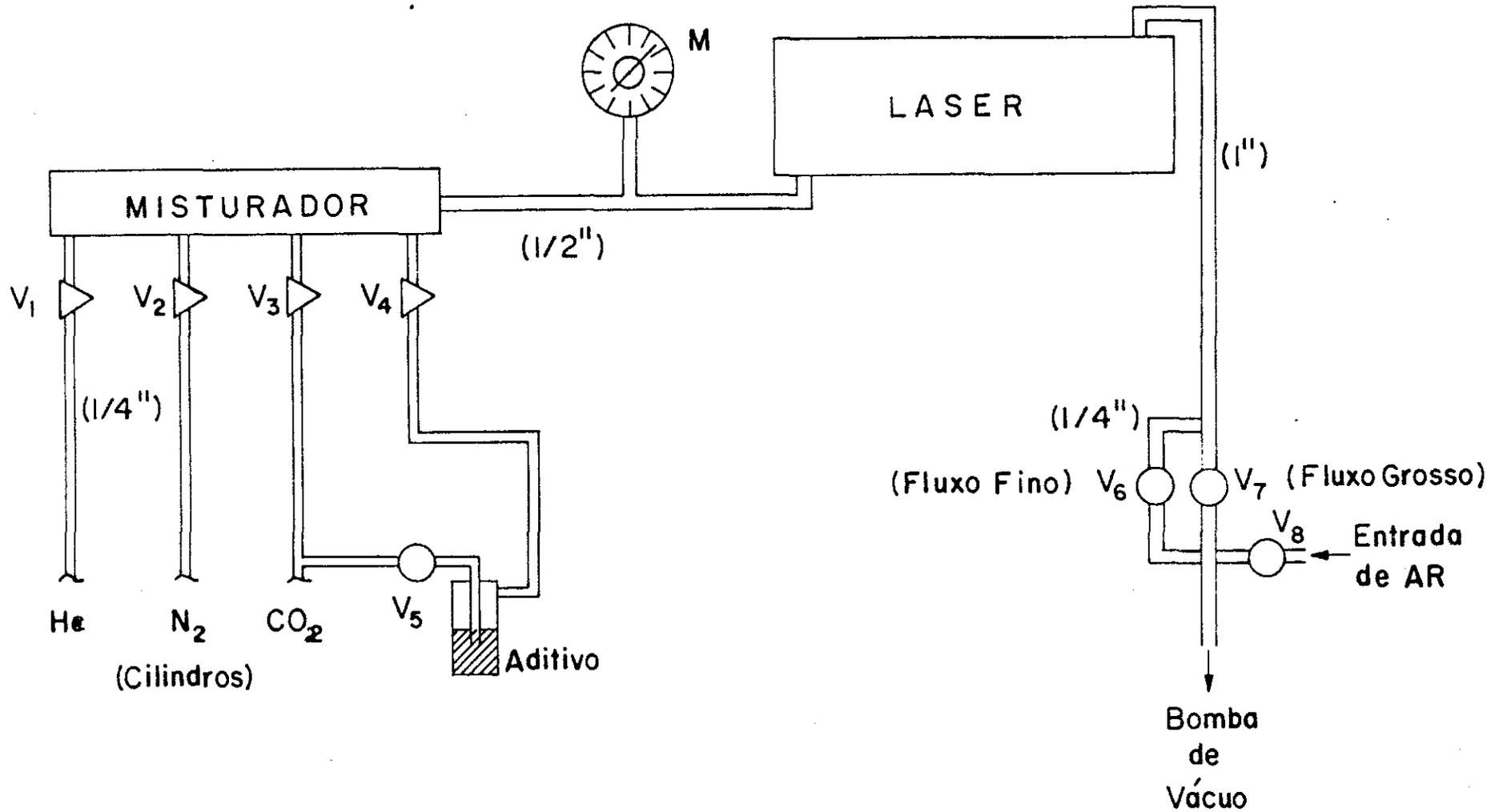


Figura 23. Sistema de fluxo e controle de gases.

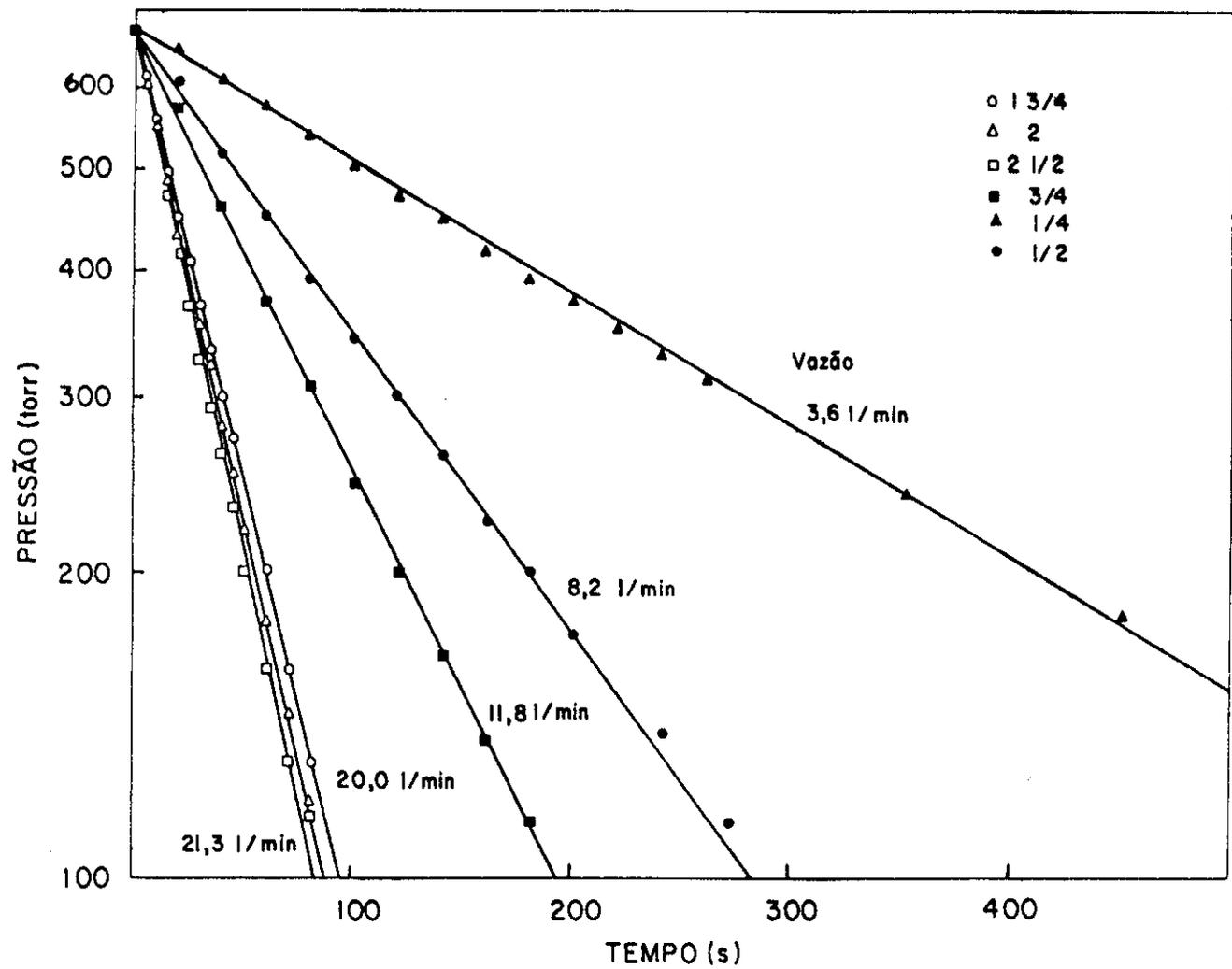


Figura 24. Curvas para calibração da vazão do sistema de fluxo de gases.

obtida medindo-se a pressão em função do tempo para várias posições de V_6 e usando que a vazão dv/dt em litros-standard/minuto é $dv/dt = V_0/P_{atm} \cdot dP/dt$, sendo V_0 o volume do sistema (considerado igual ao volume da caixa do laser). A pressão mínima atingida pelo sistema foi medida num Pirani-Edwards e era 10^{-2} torr.

Os gases usados são de tipo comercial para pesquisa: CO_2 -99,998%, Ne-99,995% e He-99,995%.

2.2) Circuito de carga dos capacitores de armazenamento e disparo do Spark Gap: para carga dos capacitores é usado um circuito duplicador de tensão do tipo Cockroft-Walton (57), fig. 25, reduzindo deste modo a tensão máxima exigida do transformador de alta tensão. A principal peculiaridade deste circuito é que, ao contrário do que se faz usualmente, os dois capacitores do circuito duplicador não são iguais. Um deles é usado como limitador da corrente de carga, e o outro é o próprio capacitor de armazenamento (58,59). Deste modo é realizada a proteção dos diodos de carga e ao mesmo tempo obtém-se uma subida de tensão (fig.26) no capacitor de armazenamento em forma de degraus, podendo esta tensão ser controlada contando-se o número de ciclos da alimentação (120V AC-60Hz) que excitam o primário do transformador de alta tensão (60). Assim podemos ter a carga do capacitor de armazenamento variável, sem usar uma fonte DC de alta tensão, e com um sistema de malha aberta onde não há necessidade de amostragem de alta tensão, o controle sendo feito através de eletrônica de baixa tensão (TTL). Nas figuras 27 e 28 estão esquematizados os circuitos de controle do TRIAC e gatilho do spark gap. Neste último usa-se o mesmo esquema

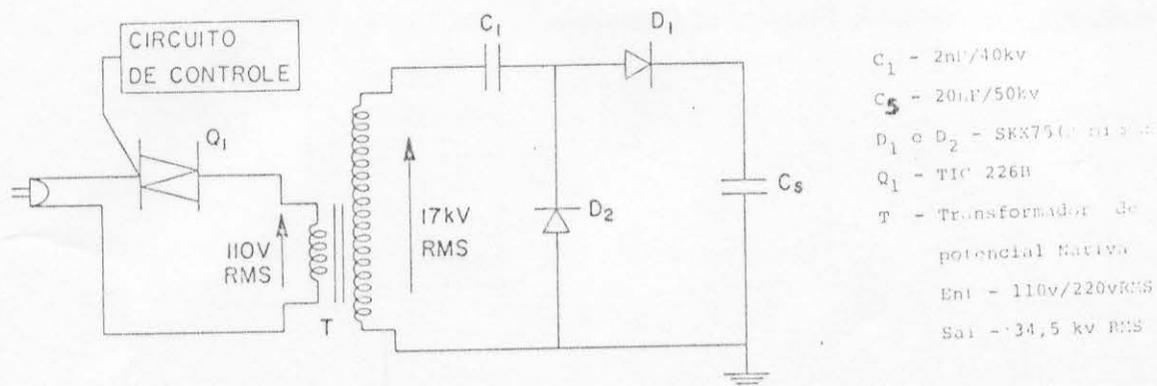


Figura 25. Circuito de carga do capacitor de armazenamento C_s .

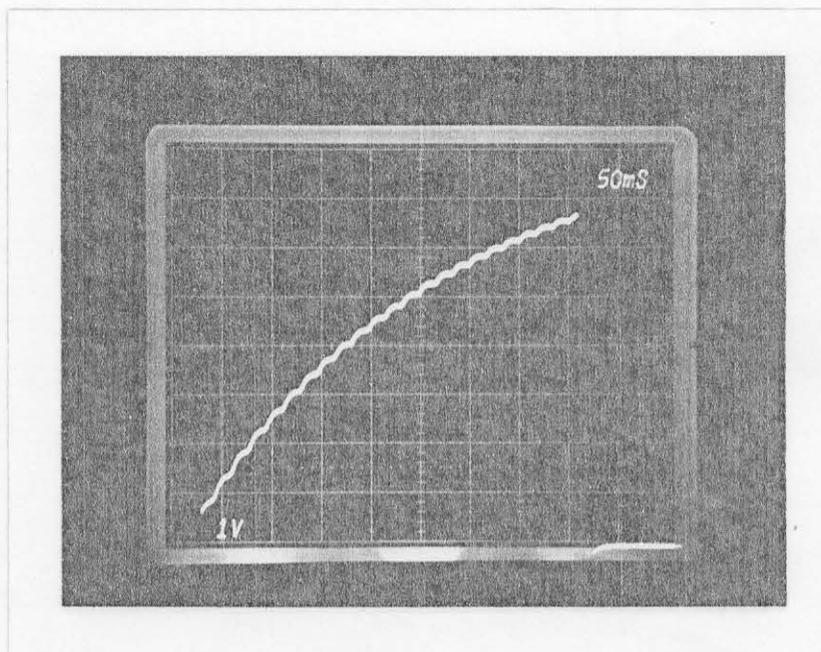


Figura 26. Crescimento em degraus da voltagem no capacitor de armazenamento (escala vertical - 4kv/div.; horizontal - 50ms/div.)

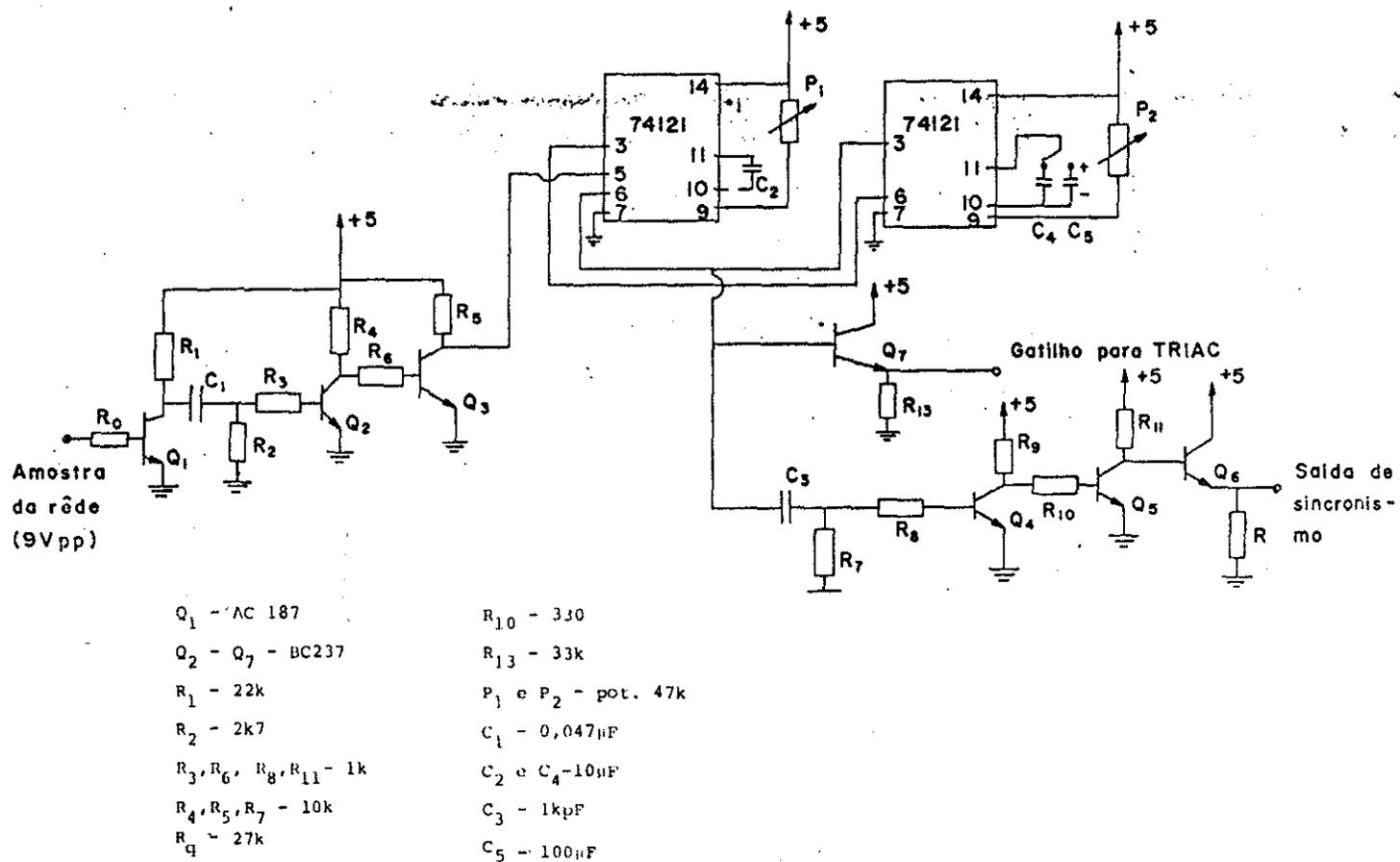


Figura 27. Pulsador e circuito de sincronismo da descarga.

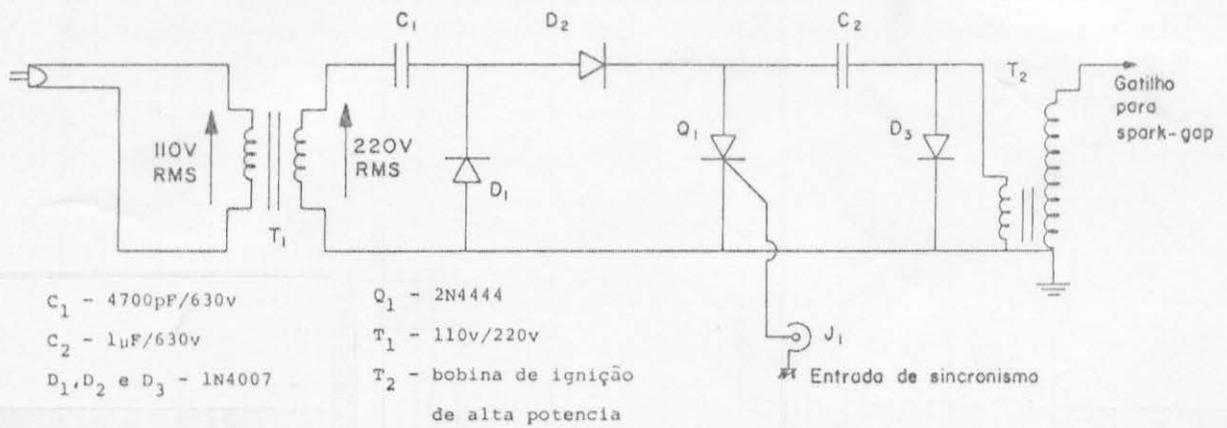


Figura 28. Circuito gerador de pulso de gatilho para o spark-gap.

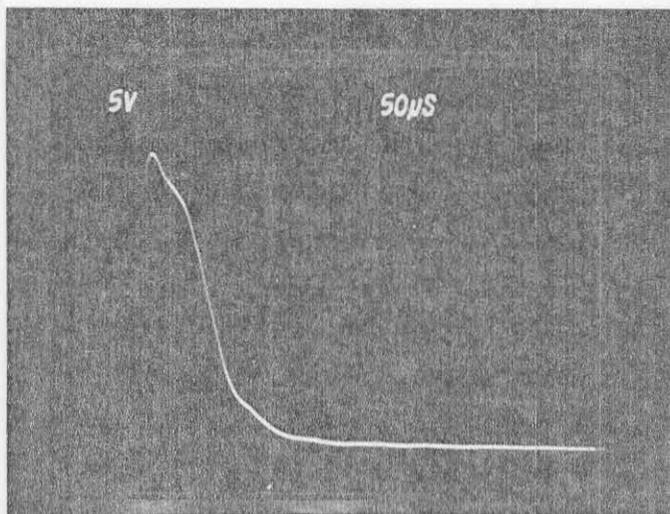


Figura 29. Pulso de gatilho para o spark-gap medido em circuito aberto (vertical - 5kv/div; horizontal - 50 μ s/div.).

duplicador descrito para carregar um capacitor de $1\mu\text{F}$ a 600V e por meio de um SCR descarrega-se-o no primário de uma bobina de ignição, (análogo aos circuitos usuais de ignição eletrônica), produzindo um pulso de 30kV , pico, mostrado na fig.29.

2.3) Circuitos de descarga: dois tipos de circuitos de descarga foram usados -

2.3.1) lasers com pré-ionização por fios: neste caso o circuito foi construído de modo a minimizar a indutância em série com a descarga. Foi reduzido ao mínimo o comprimento das conexões e usaram-se fitas de cobre largas para pequena indutância. Além disto também a área envolvida pelo circuito foi reduzida ao mínimo possível. Um esquema da montagem do laser é mostrado na fig.30 e o circuito equivalente é representado na fig.31. O acoplamento dos fios de pré-ionização ao ânodo é feito por capacitores "doorknob" externos à caixa do laser podendo ser substituídos para otimizar a descarga, uma vez que eles determinam a quantidade de energia fornecida à pré-ionização. O melhor valor foi determinado em 250pF . Os capacitores da descarga principal eram dois Maxwell de $10\text{nF}/50\text{kV}$ em paralelo. Com este circuito a máxima tensão de carga era 30kV , limitada pelos capacitores de pré-ionização, resultando numa energia máxima de 9 joules entregue à descarga.

As fitas de cobre, separadas pelo lucite usadas na conexão constituíam numa capacitância parasita calculada em 50pF . Este pequeno capacitor tem um efeito importante na pré-ionização da descarga, pois acoplado à indutância parasita L_p produz um pulso muito rápido de sobretensão ($37,40,61$), tenden

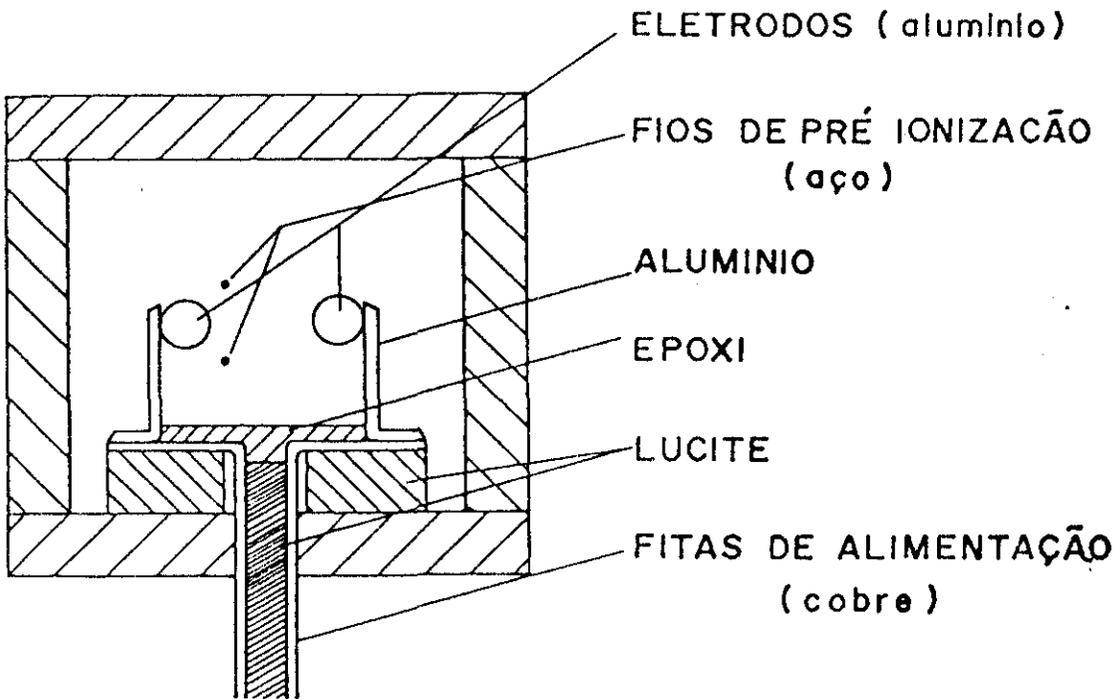


Figura 30. Montagem do laser pré-ionizado por fios.

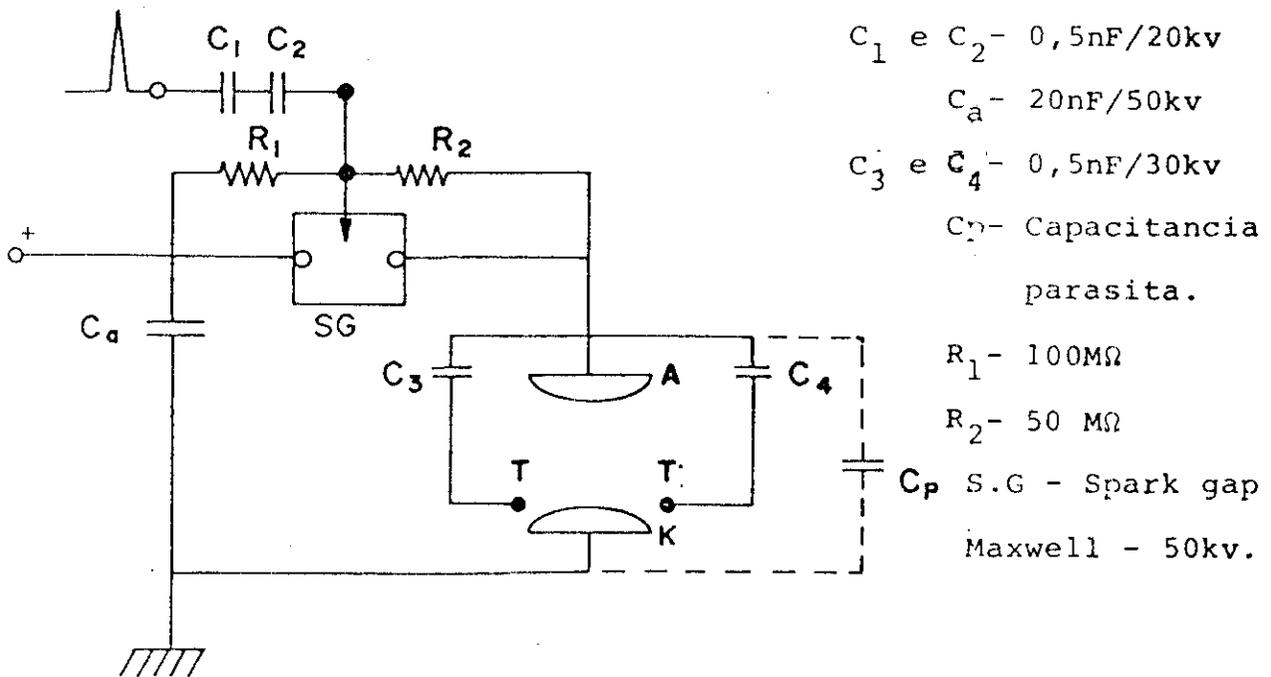


Figura 31. Circuito de descarga do laser pré-ionizado por fios.

do a duplicar a tensão aplicada, o que pode ser visto pela simples análise da resposta a um degrau de tensão de um circuito L-C. A tensão sobre o capacitor C_p (e também entre os eletrodos) é:

$$V(t) = \frac{V_o C_s}{C_p + C_s} (1 - \cos t/\sqrt{LC_{eq}}) \quad (2.1)$$

onde C_s é o capacitor de armazenamento ($C_1 + C_2$) e C_{eq} é equivalente de C_p em série com C_s . Resulta então que $t^* = \sqrt{LC_{eq}}$ a tensão vale $V^* = 2V_o(C_s/(C_p + C_s))$ ($2V_o$ se $C_p \ll C_s$) (fig.17). No nosso caso, se considerarmos $L_p = 1\mu H$ teremos $t^* = 22ns$. Além da capacitância parasita, capacitores comerciais foram usados para esta função.

2.3.2) Laser com pré-ionização por arcos distribuídos: aqui o circuito é desenhado de tal modo a permitir a realização de um atraso adequado entre a descarga de pré-ionização e a descarga principal. O atraso desejado é determinado pelo valor da indutância em série com a descarga principal, que atrasa a subida do pulso. No circuito de pré-ionização é interessante minimizar a indutância em série, reduzindo-se ao máximo a dimensão física da malha formada, conforme explicado na secção sobre pré-ionização. O circuito completo é esquematizado na fig.32. Os indutores foram construídos com fio AWG-16 e calibrados medindo-se a frequência de ressonância com um capacitor comercial de $1\mu F$.

Analogamente ao circuito anterior, usamos aqui o capacitor de pico ($2 \times 0,5nF$) em paralelo com a descarga. Para os valores deste circuito o pico de tensão deve acontecer após $84ns$ do início da descarga. A seguir a tensão deve subir senoidalmente, com período $1,5\mu$ a subida sendo interrompida ao ser atingida a tensão de equilíbrio do plasma. A máxima tensão

de carga é 50kV, o que representa 25J entregues à descarga. O sistema de pré-ionização consiste numa chapa de circuito impresso, dupla face, tendo numa das faces 60 chapinhas de cobre separadas por 3mm entre as quais acontecem os arcos. A face oposta é inteira cobreada, de modo a constituir cada chapinha num capacitor da ordem de 4pF. Há 3 filas de chapinhas, ocupando uma área de $3,7 \times 36\text{cm}^2$ (fig.33) totalizando 60 arcos. A chapa fica atrás do ânodo, que é construído com uma malha de aço inox esticada sobre um suporte de lucite, a 1,5cm da superfície do ânodo. A superfície do ânodo é recoberta com uma máscara de Maylar, a fim de deixar exposta à descarga somente a área iluminada pelos arcos e ao mesmo tempo proteger as bordas do eletrodo contra o aparecimento de arcos. O cátodo é de alumínio, conformado num perfil de Rogowski com $4,0 \times 51,0\text{cm}^2$ de área plana.

2.4) Cavidade Óptica: a cavidade usada é plano-côncava, com comprimento de 100 cm. O refletor total plano é um espelho de Cobre-Kanigen, depositado com ouro (PTR optics). O acoplamento do feixe é feito por uma janela de Germanio plano-côncava, com raio de curvatura 30m e refletividade nominal 70% em $10,6\mu\text{m}$ na face côncava. A face plana é depositada com filme anti-refletor. A abertura dos dois elementos é 50mm.

Normalmente o espelho e a janela foram usados internamente à caixa do laser, montados em suporte descrito na fig.34. O sistema usado de 3 parafusos de ajuste é de simples construção porém apresenta o inconveniente de não ter eixos ortogonais. Os parafusos de ajuste são de 40 fios/pol., comumente usados em mecânica. Com o braço de ajuste de 57mm, permite um deslocamen

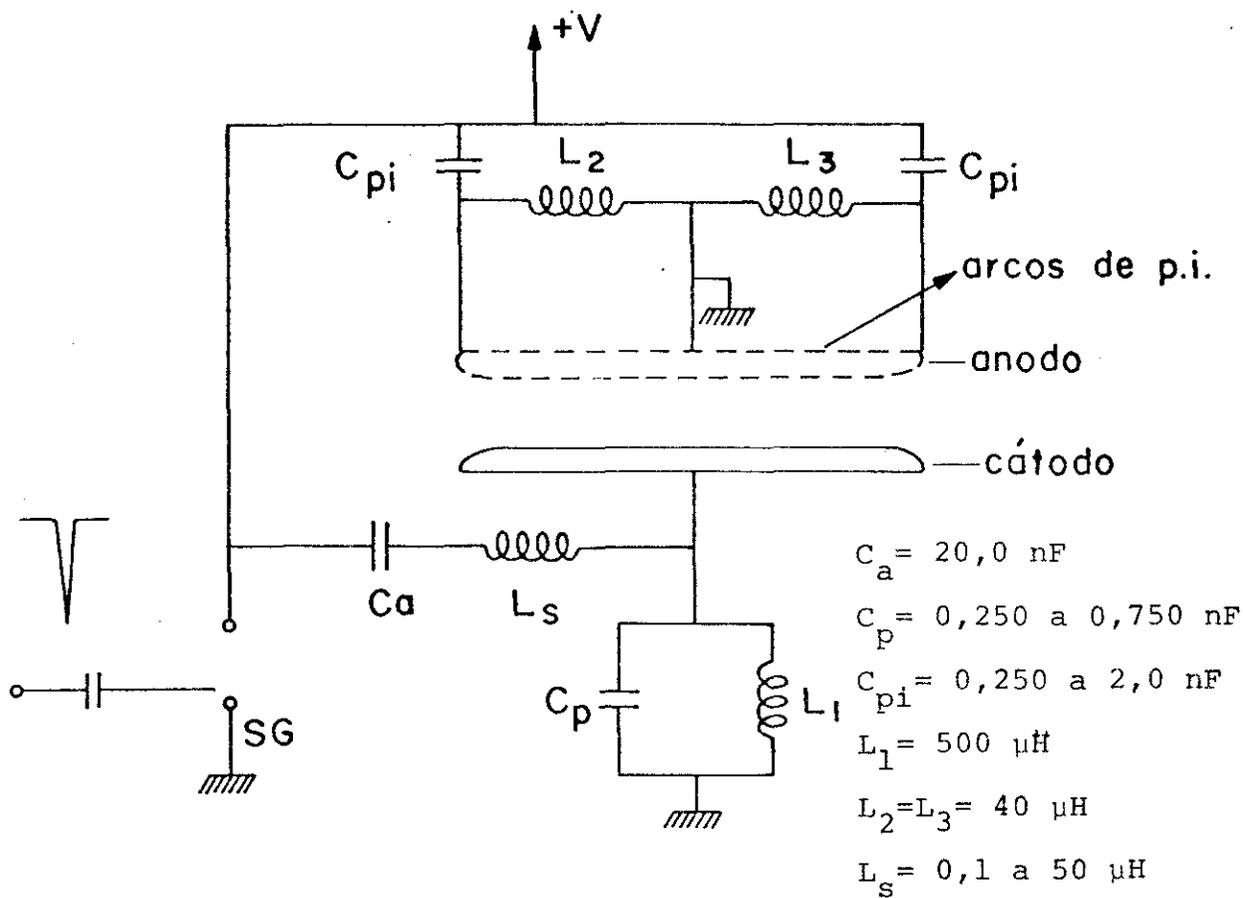


Figura 32. Circuito de descarga do laser pr̄e-ionizado por arcos.

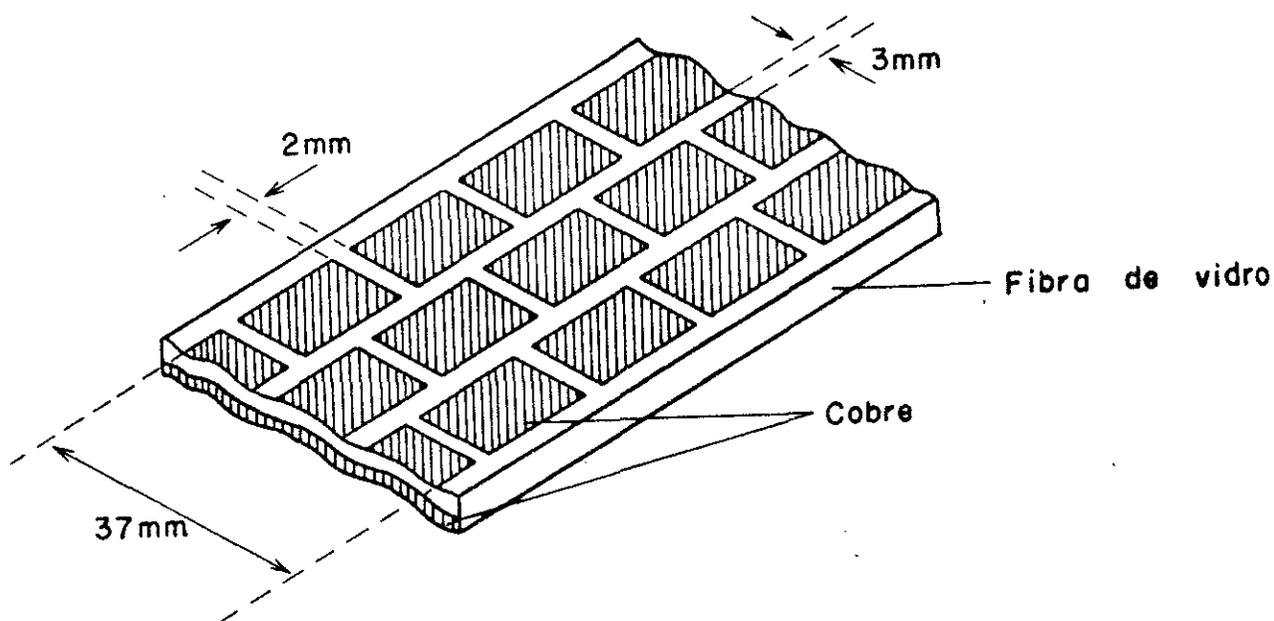


Figura 33. Placa de pr̄e-ionizaçãõ.

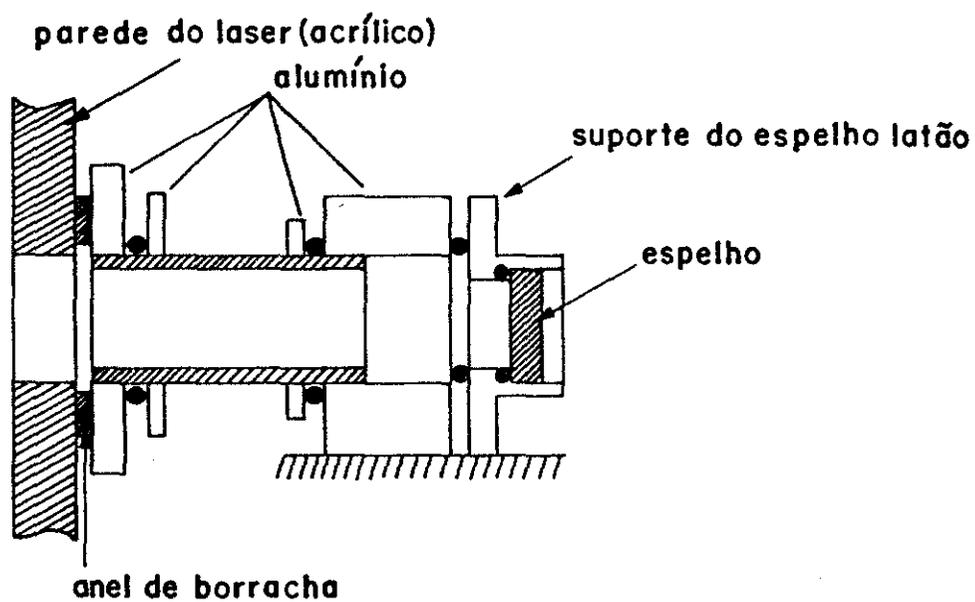


Figura 34. Esquema da montagem dos espelhos.

to de 11mrd/volta na posição do espelho. Como a abertura dos espelhos é grande, o alinhamento não é muito crítico e este tipo de ajuste resultou razoável.

Para algumas experiências usou-se janelas de Brewster de NaCl e os espelhos montados externamente à descarga usando-se suportes comerciais com eixos ortogonais. Entretanto as janelas de NaCl disponíveis eram de pequena abertura, diafragma do o feixe e reduzindo assim o volume do meio ativo utilizado. Com as janelas, a abertura do sistema era reduzida a 15 mm.

3 - Características de Funcionamento

Este capítulo traz as características de operação dos lasers construídos. São apresentados os dados referentes ao comportamento dos dispositivos com respeito a variações na pressão da mistura gasosa, sua composição, tensão de descarga, características do circuito de descarga. Para as medições foi usado o seguinte equipamento:

- potência de saída - detetor por arraste de ftons (photom drag) Rofin-mod 7415, 150mV/MW
- pulso de tensão no plasma- ponteira de alta tensão Tektronix P-6015, impedância de entrada 100M Ω , tempo de subida 1,25ns.
- pulso de corrente - bobina de Rogowski descrita no apêndice (1), com tempo de subida menor que 50ns e sensibilidade 24mV/A.
- energia do pulso laser - detetor piroelétrico descrito no apêndice (2) com tempo de recuperação menor que 0,5ms, 8,4 Volts/J.

3.1) Laser pré-ionizado por arcos:

3.1.1 - Características elétricas - nas figuras 35 e 36 apresentamos curvas típicas para as formas de onda de tensão e corrente na descarga medidas nos pontos indicados na fig.32 como V e I. Conforme as observações de Judd (44) o pulso de tensão apresenta uma transitória inicial que não aparece na fotografia por ser muito rápido, devido ao efeito do capacitor de pico. A seguir a tensão assume o valor da tensão do plasma V_p (~13kV na

foto)decaindo a seguir uns 20%, segundo Judd por alteração nas características do plasma (aquecimento, mudança dos coeficientes de recombinação). Simultaneamente o pulso de corrente, de forma senoidal passa por um máximo (~2080A na fig.35) e volta a zero. O valor do pico de corrente é determinado pelos elementos do circuito de descarga, pela tensão de carga e pela tensão do plasma como (44):

$$I_p = (V_c - V_p) \sqrt{C/L} \quad (3.1)$$

que no nosso caso ($C=20\text{nF}$; $L= 3,91 \cdot 10^{-4}$) resulta em 2080A numa boa concordância com o medido. A seguir quando a voltagem cai abaixo do V_p mínimo o processo de avalanche cessa, porém a corrente pode continuar, enquanto a recombinação não termina com as cargas livres criadas. Isto ocorre enquanto a tensão cai rapidamente à zero, pois a energia fornecida ao plasma continua vindo do capacitor de armazenamento. Observe que na fig.35 a tensão e a corrente passam por um pequeno "undershoot" antes de irem a zero. Isto indica um mau acoplamento do circuito com o plasma. De acordo com Judd (44) a condição de acoplamento ótimo se dá quando a tensão de carga V_c é igual ao dobro da tensão do plasma. Nas condições da fig.35 a tensão do plasma é $V_p \approx 13\text{kV}$ e o acoplamento ótimo se dá com $V_c=26\text{kV}$ conforme mostrado na fig.36. Nesta situação praticamente 100% da energia armazenada é cedida ao plasma. (A pequena queda de tensão a partir do meio da fig.36 é devida à oscilação do capacitor de armazenamento com a indutância de carga de $500\mu\text{H}$). Realmente, realizando-se a integração do produto VI encontramos uma energia depositada no plasma de 8,24 Joules, contra 9 Joules de energia

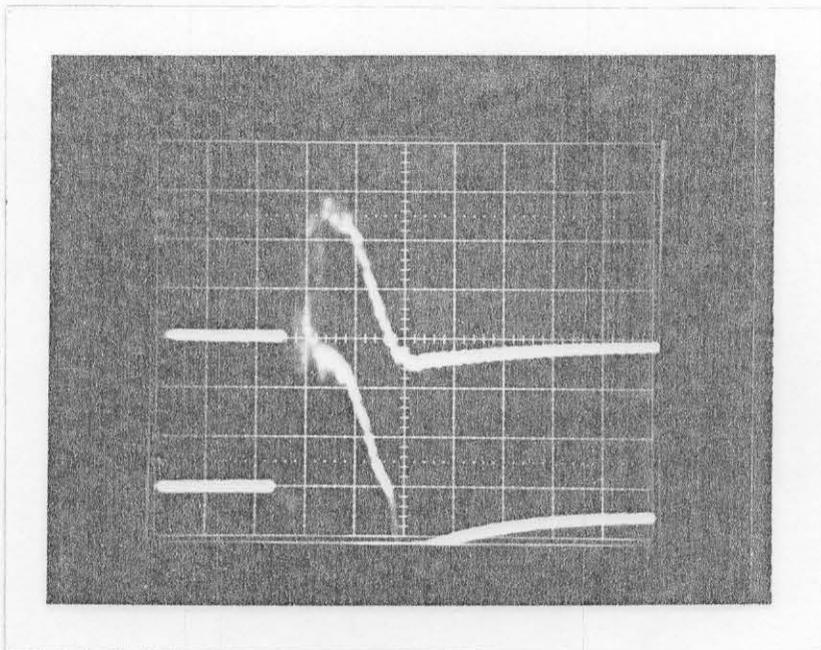


Figura 35. Pulsos de corrente (feixe superior, 840 A/div.) e tensão (feixe inferior, 5,0kv/div) no plasma a 700 Torr de pressão total com $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:0,6:3,0$. A tensão de carga é 42,0kv, a indutância série é $3,9\mu\text{H}$ e a base de tempo é 500 ns/div.

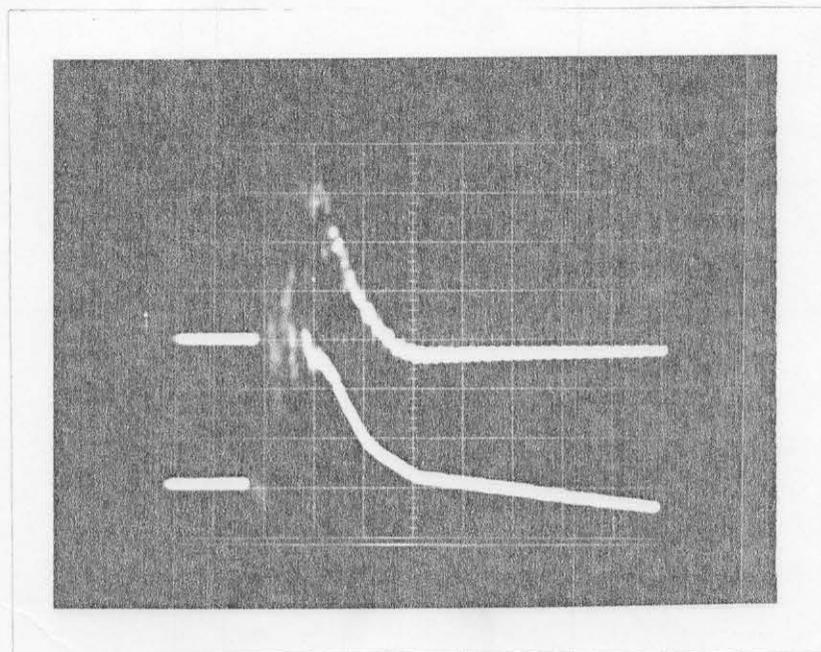


Figura 36. Pulsos de corrente (superior, 420 A/div) e tensão (inferior, 5,0kv/div). A tensão de carga é 30 kv e as demais condições são idênticas às da figura 35.

armazenada, o que representa eficiência de deposição de energia de 92%.

Na fig.35 a energia cedida é 12J (no pulso, sem contar o "undershoot") contra 17,6J armazenados, o que dá uma eficiência de 68%. Deste modo vemos confirmado o resultado de Judd de que para eficiência máxima de deposição de energia no plasma devemos ter $V_c \approx 2V_p$.

Na fig.37 mostramos um caso onde um arco se forma no estágio final da descarga. A tensão do plasma é ligeiramente maior que antes, pois agora a mistura contém mais CO_2 e N_2 , apesar de estar a uma pressão total de 600 torr. Pela frequência das oscilações, $\omega = 1/\sqrt{LC}$, podemos tirar o valor da indutância em série para verificar se há efeitos parasíticos importantes. Resulta $L = 3,9\mu H$ conforme esperado, mostrando-se que a indutância parasita é desprezível frente aos elementos usados ($1,86 + 2,05\mu H$).

Como mostrado na comparação das fig.35 e 37, a tensão de plasma V_p é uma função da separação entre os eletrodos, da pressão e da mistura gasosa. Porém a razão $E/p = V/pd$ é relativamente constante para uma larga faixa de pressões. Nas figuras 38 plotamos $E/p \times p$ para algumas misturas usadas. Todos os valores medidos estão bem abaixo (0,5 vezes) do previsto, segundo a sec 1.4.2 do cap.1, para misturas semelhantes. Presume-se que isto se deva a forte dopagem da mistura com a tripropilamina, que possui potencial de ionização muito baixo e auxilia na pré-ionização e realização da descarga principal homogênea. Na verdade, além da tripropilamina borbulhada no fluxo de CO_2 , acre

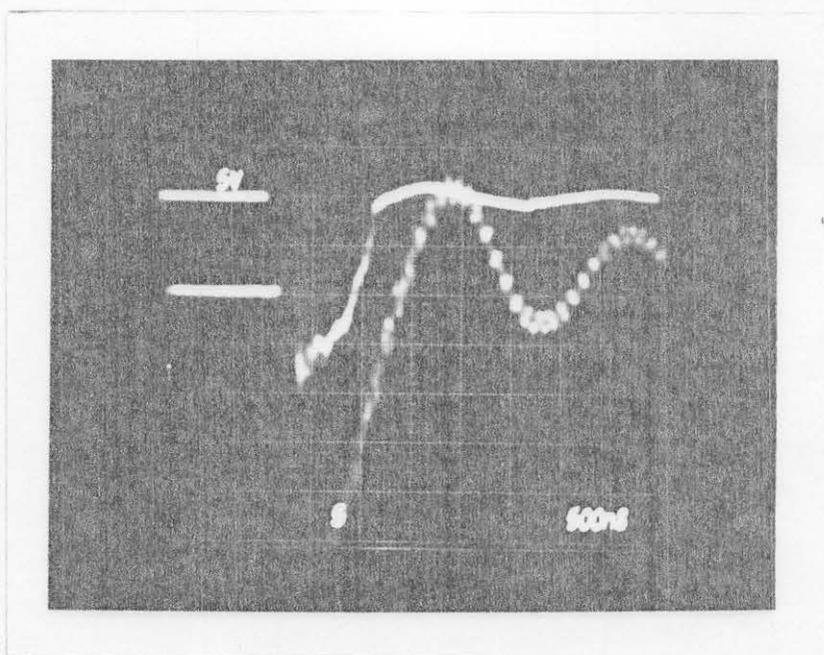


Figura 37. Pulsos de tensão (superior, 5,0kv/div) e corrente (inferior, 210 A/div) quando se forma um arco no estágio final da descarga. Mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1,5:0,6:1,8$; pressão total é 600 Torr e a tensão de carga é 38,4kv. A base de tempo é 500ns/div.

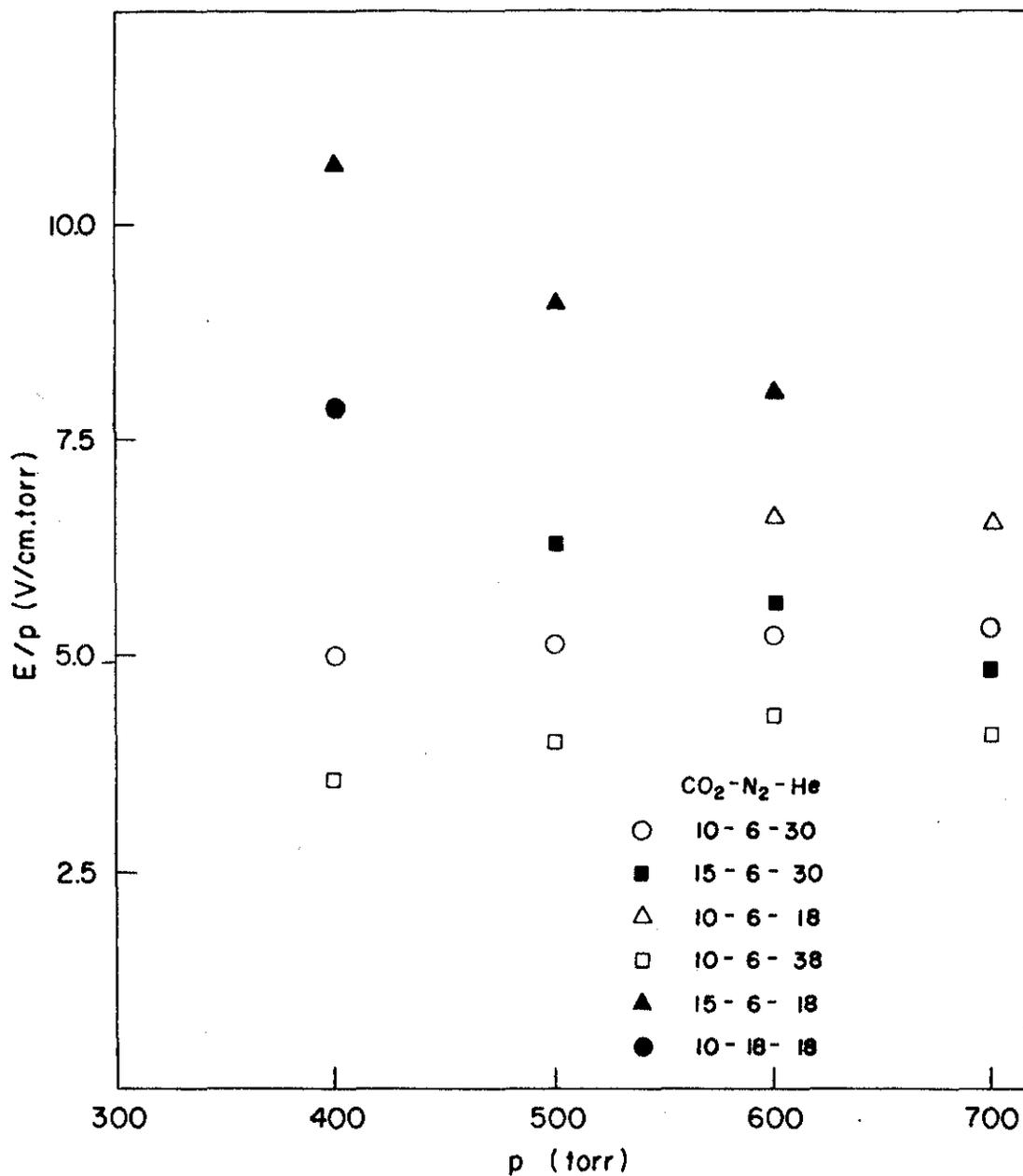


Figura 38. Valores medidos de E/p em função da pressão para várias misturas.

ditamos haver um forte efeito residual pela película orgânica depositada no interior da caixa do laser. No caso do laser com fios a situação foi mais clara, pois era visível uma película castanha sobre os eletrodos. Aqui a presença da película podia ser notada pelo depósito gorduroso sobre o Mylar que mascarava o ânodo, bem como pelo forte cheiro que exalava da caixa do laser quando era aberta, mesmo após permanecer vários dias sob vácuo. Cálculos exatos da influência do aditivo são dificultados pela falta de dados sobre a substância (coeficientes de ionização, secções de choque).

Na fig.39 mostramos a alteração nas formas dos pulsos devido ao aumento da indutância em série de $3,9\mu\text{H}$ (fig.35,36 e 37) para 22 H . Nota-se o aumento da duração dos pulsos, pela redução da frequência ressonante $\omega = 1/\sqrt{LC}$ e a redução da corrente de pico conforme a eq.1.1. Na tabela V. comparamos algumas características dos circuitos.

Na fig.40 mostramos a alteração do pico inicial de pré-ionização gerado pela ressonância de C_p com L_s (fig.33) quando aumentamos C_p para $3 \times 0,25\text{nF}$. Nas fotos anteriores o pico não era bem visível por ser muito rápido, mas aqui onde temos $L_s = 22\mu\text{H}$ e o aumento de C_p por um fator 3 sua presença se torna notável. Observa-se que o aumento de C_p tem um efeito favorável na uniformidade da descarga, através de observação visual. É interessante comparar as formas dos pulsos com aquelas previstas teoricamente na fig.18, considerando-se entretanto que aqui a limitação da corrente é realizada por L_s enquanto que lá é realizada por R_s já que a escala de tempos é mais

Tabela V - Características do circuito de descarga com mistura 1-0,4-1,6
(CO₂-N₂-He) a 700 torr

Vc (kV)	Ls (H)	C (nF)	Vp (kV)	Ip (A) (medido)	Ip (A) (calc.)	tp (ns) (medido)	tp (ns) (calc.)	η%
42	3,9	20	13	2080	2076	500	438	68
30	3,9	20	13	1200	1217	500	438	92
38	22	20	13	800	754	1000	1041	78

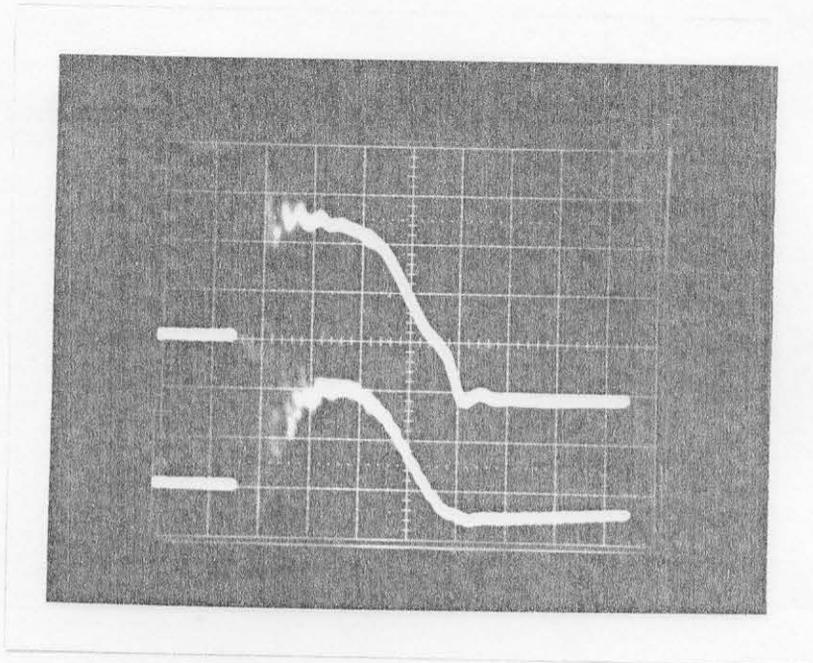


Figura 39. Pulsos de tensão (superior, 5,0kv/div) e corrente (inferior, 400 A/div) quando a indutância série é aumentada para $22\mu\text{H}$. As demais condições são as da Figura 35 e a base de tempo é 500ns/div .

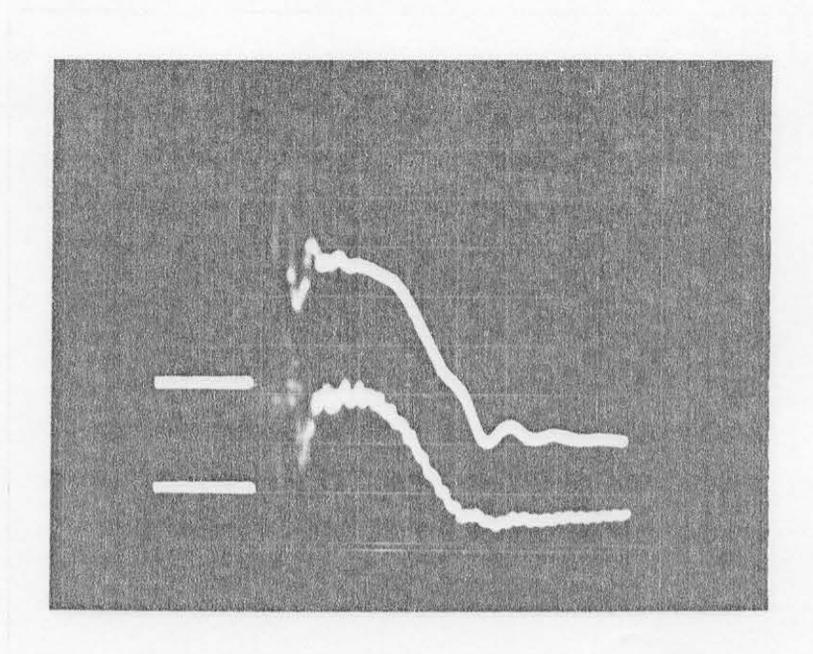


Figura 40. Pulsos de tensão (superior, 5,0kv/div) e corrente (inferior, 400 A/div) para capacitor de pico três vezes maior ($C_p = 750\text{pf}$) que na Figura 39. As demais condições são idênticas.

rápida.

Para completar, apresentamos nas figs. 41 e 42 o pulso de corrente no laser em relação ao pulso de pré-ionização. No caso da fig.41, com $L_s = 3,9\mu\text{H}$ o osciloscópio é gatilhado pelo início da descarga de pré-ionização pois não foi possível usar a varredura atrasada devido ao jitter apresentado que se tornava inconveniente nesta base de tempo mais rápida, de $200\text{ns}/\text{div}$. É possível notar que com $L_s = 3,9\mu\text{H}$ o pico é atrasado em relação à pré-ionização por uns 400 ns enquanto que com $L_s=22\mu\text{H}$ o atraso é de aproximadamente 700ns . O atraso não coincide com o tempo de pico (t_p) da tabela V porque o circuito de pré-ionização apresenta uma demora na descarga devido à indutância parasita em série, resultante das conexões, indutância esta que não foi minimizada no projeto. Pela frequência de oscilação do sinal de pré-ionização e do valor do capacitor de pré-ionização e do valor do capacitor de pré-ionização (2nF) podemos estimar esta indutância parasita em 500nH .

3.1.2 - Características de saída óptica

Nesta secção é apresentado o comportamento da potência e energia de saída por pulso em função da composição da mistura gasosa, sua pressão total, tensão de carga do banco de capacitores, parâmetros do circuito de descarga e pré-ionização. Todas as medições foram realizadas em repetição da ordem de $0,5\text{pps}$, com fluxo contínuo de gás da ordem de 2 lit./min , adição de Tripropilamina , e com elementos do circuito de descarga, sendo $L_s = 3,9\mu\text{H}$, $C_p = 0,25\text{nF}$, $C_a = 20\text{nF}$ e $C_{pi} = 2\text{nF}$ (fig.33), exceto nos casos onde for explicitado o contrário.

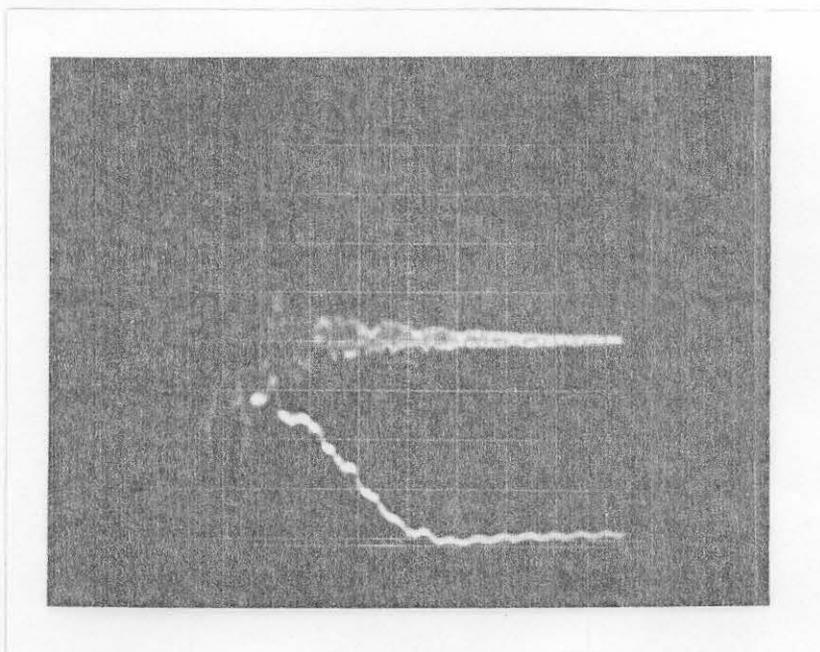


Figura 41. Pulso de corrente na pré-ionização (superior) e no laser (inferior). A base de tempo é 200ns/div e as condições são as da Figura 35.

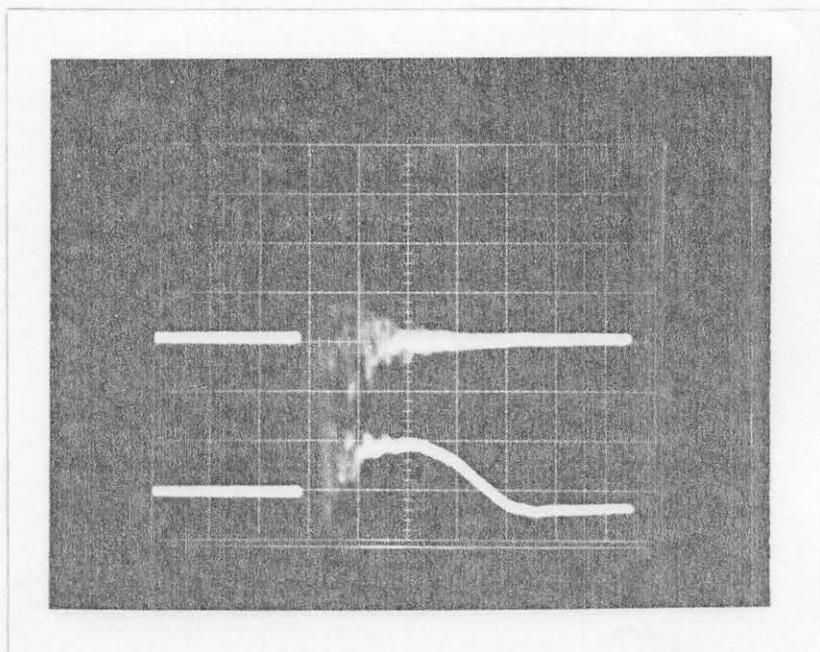


Figura 42. Pulso de corrente na pré-ionização (superior) e no laser (inferior). A base de tempo é 500ns/div e as condições são as da Figura 35.

Com respeito à mistura gasosa, duas faixas distintas de operação foram observadas: abaixo de 350 torr onde era desnecessária a adição de Hélio, a descarga sendo homogênea e livre de arcos apenas com CO_2 e N_2 ; e acima de 350 torr onde a adição de Hélio tornava-se necessária pela degradação da qualidade da descarga em CO_2 - N_2 . Em ambos os casos o aumento de CO_2 na mistura era favorável ao aumento de potência e energia de saída, sendo porém limitado pela degradação da descarga com alta concentração de CO_2 conforme será visto a seguir.

3.1.2.a - Operação sem Hélio (p. < 350 torr): potências de pico de até 2,6 MW e energias por pulso de até 1,3J foram obtidas neste modo de operação. O aumento da proporção de N_2 permitia atingir pressões de operação mais altas (até uns 420 torr) ainda com descargas homogêneas, porém a eficiência caía rapidamente. As descargas apresentavam-se com coloração azulada e filamentosas. Na fig.43 apresentamos a dependência da potência de saída com a tensão de carga para algumas misturas CO_2 - N_2 , indicando também o número de tiros falhados em 10 tiros, devido à formação de arcos. Os valores de potência indicados são para os tiros bons. Observe que para misturas com mais CO_2 , as falhas diminuem com o aumento da tensão de carga. Por exemplo para CO_2 - N_2 (1,5:1), as falhas são 50% a 36kV e 30% a 42 kV. Abaixo de 30kV, a porcentagem de falhas aumenta rapidamente, e a 28kV é de 100% para as três misturas mostradas. Na fig.44 mostramos a energia por pulso em função da energia armazenada para a mistura 1:1. Os pulsos laser observados apresentam tipicamente uma largura a meia altura de uns 500ns e uma cauda que

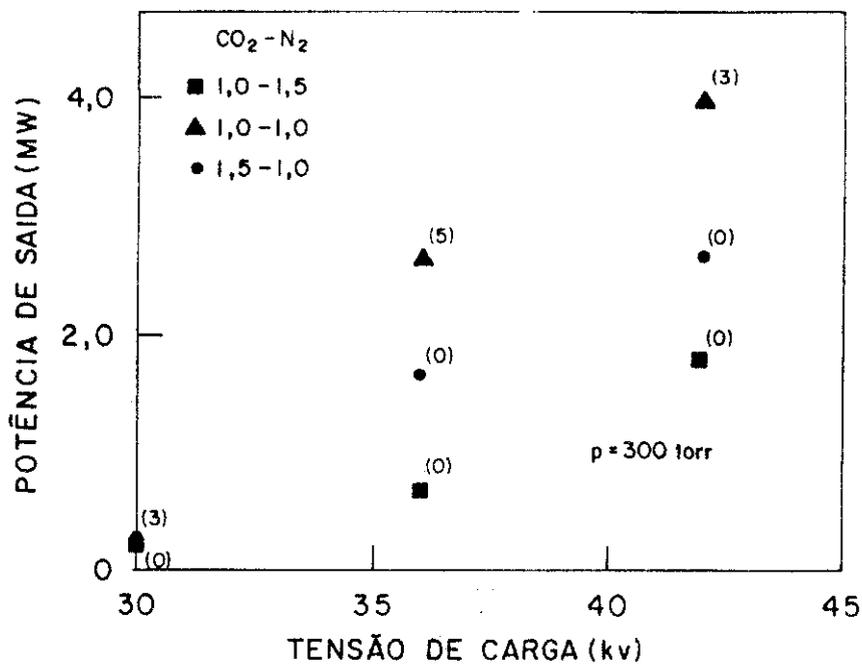


Figura 43. Potência de saída vs. Tensão de Carga para o laser pré-ionizado por arcs operando sem Hélio.

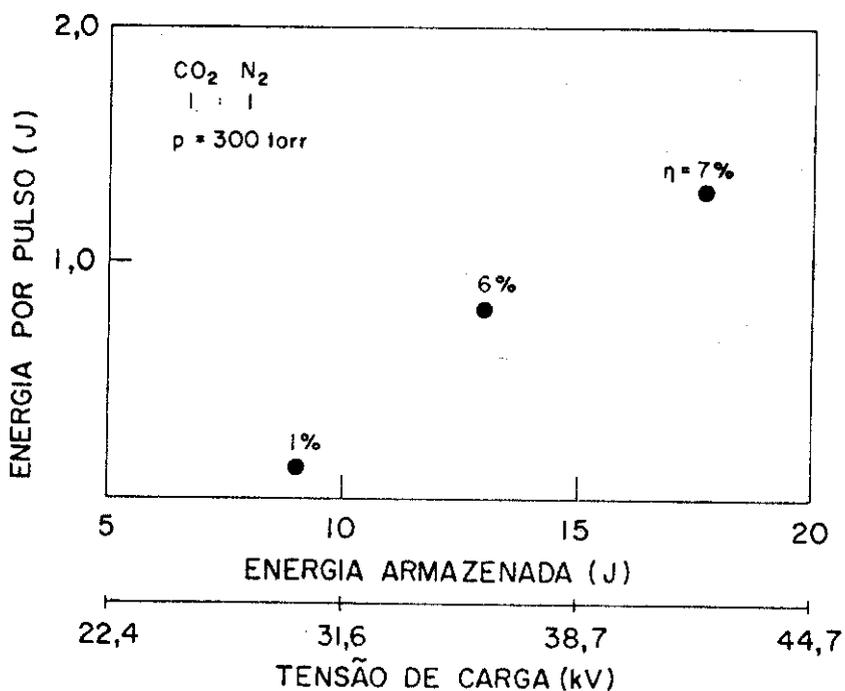


Figura 44. Energia por pulso vs. Energia de Entrada para o laser pré-ionizado por arcs operando sem Hélio.

decai a zero em tempos de 2 a 4 s, os maiores tempos para as maiores concentrações de N_2 na mistura. Na fig.45 está representado o comportamento da potência de saída em função da porcentagem de CO_2 na mistura para $p = 300$ torr e $V_c=42kV$. A partir de 60% a flutuação é grande devido ao aparecimento dos arcos. Com 70% do CO_2 há 9 arcos em 10 tiros.

3.1.2.b - Operação com Hélio ($p > 350$ torr): com a adição de Hélio era possível corrigir o aparecimento de arcos na mistura CO_2-N_2 e elevar a pressão de operação até acima de 800 torr com descargas homogêneas e de ótimo aspecto, já não mais filamentosas como no caso só com CO_2 e N_2 , e de cor mais avermelhada, tanto mais quanto mais Hélio. Também abaixo de 350 torr o laser funcionava com Hélio, porém à eficiências inferiores às obtidas sem este gás na mistura. Nas figs.46 a 49 é mostrado o comportamento da potência de saída com relação à tensão de carga para várias misturas. Pode-se ver que não foi ainda atingido um nível da saturação da saída com o aumento da tensão de carga, porém, o limite da fonte de pulsos não permite ir além de 50kV. Usamos um máximo de 42kV por segurança. Nas figs. 50 a 53 temos a variação da potência de saída com as pressões parciais de He, CO_2 e N_2 , para pressão total, tensão de carga e proporção fixa de dois dos componentes da mistura. Neste regime a potência de saída é proporcional à energia do pulso, verificando-se o crescimento linear desta com a concentração de CO_2 , até o ponto em que a descarga se torna inadequada para excitação. Na fig.54 temos a energia de saída por pulso versus energia de entrada. Eficiências de até 20% foram obtidas, notando-se o aumento da

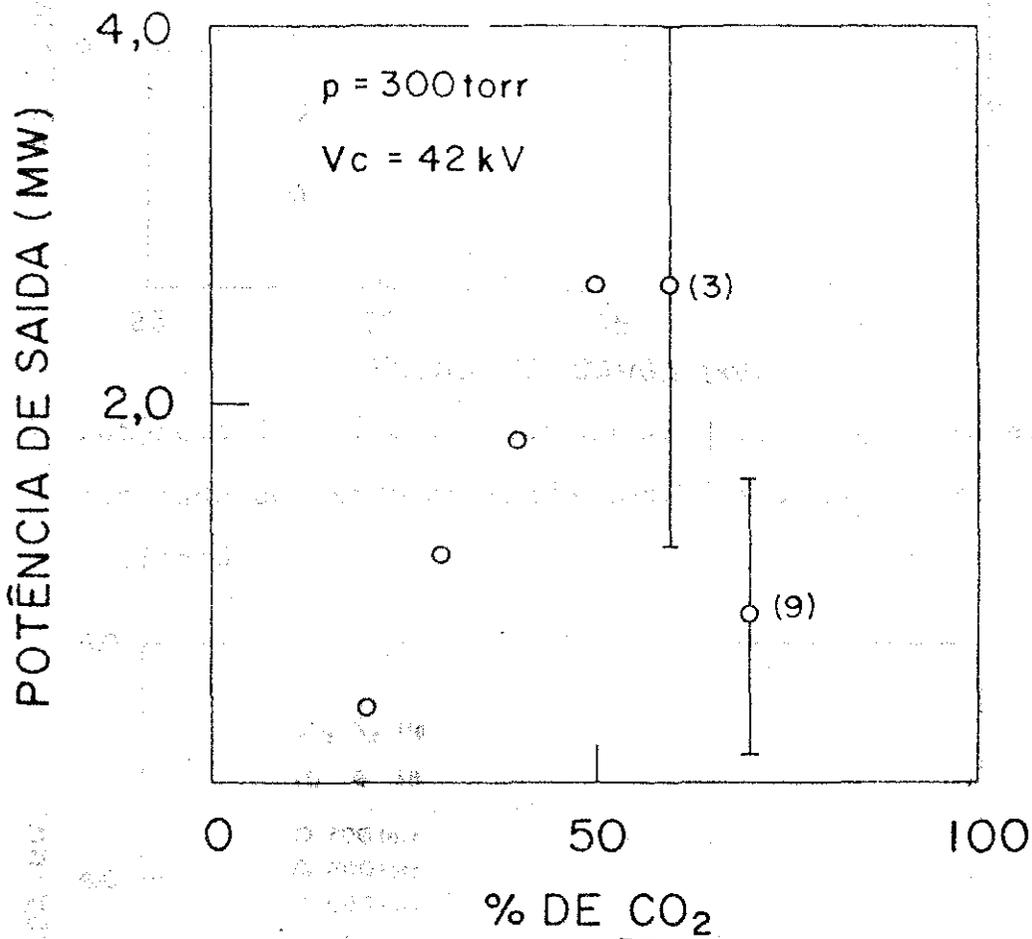


Figura 45. Potência de saída vs. Porcentagem de CO₂ na mistura para o laser pré-ionizado por arcos operando sem Hélio.

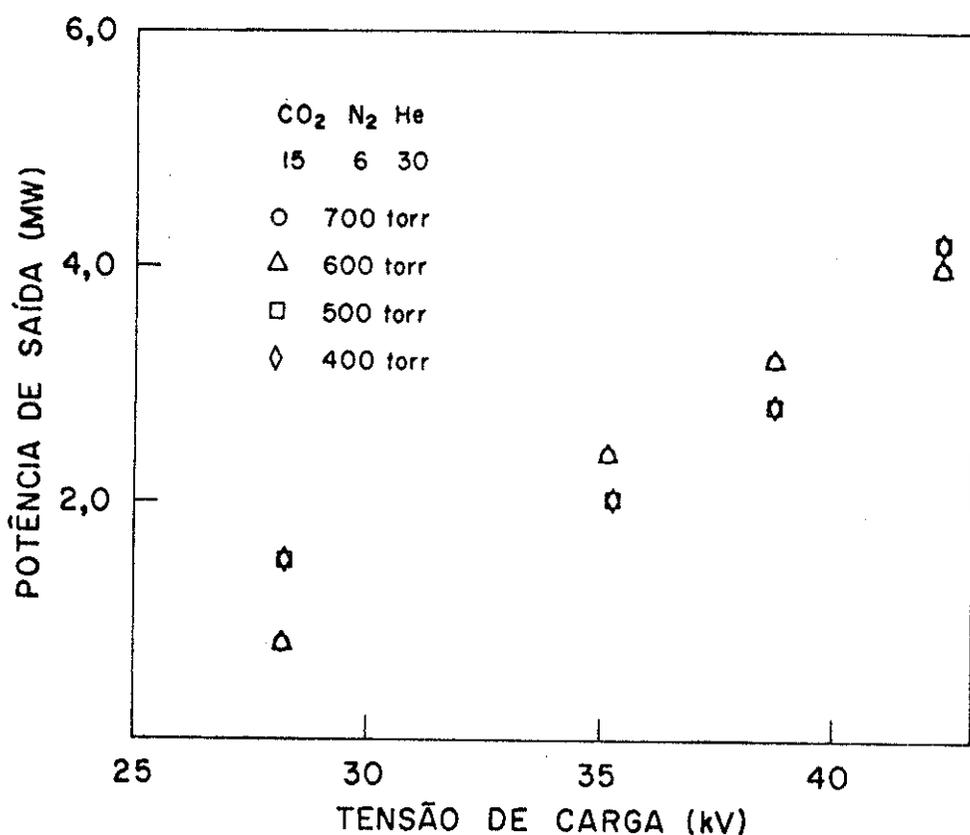


Figura 46. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por arco operando com Hélio. $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 15:6:30$.

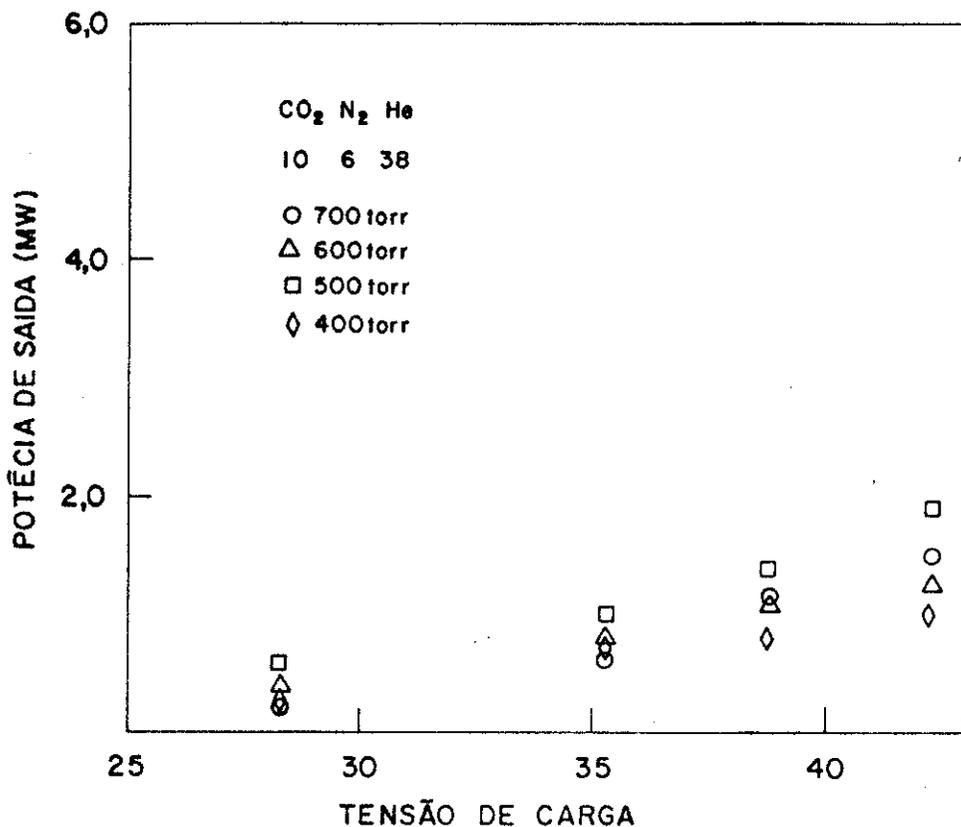


Figura 47. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por arco operando com Hélio. $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 10:6:38$.

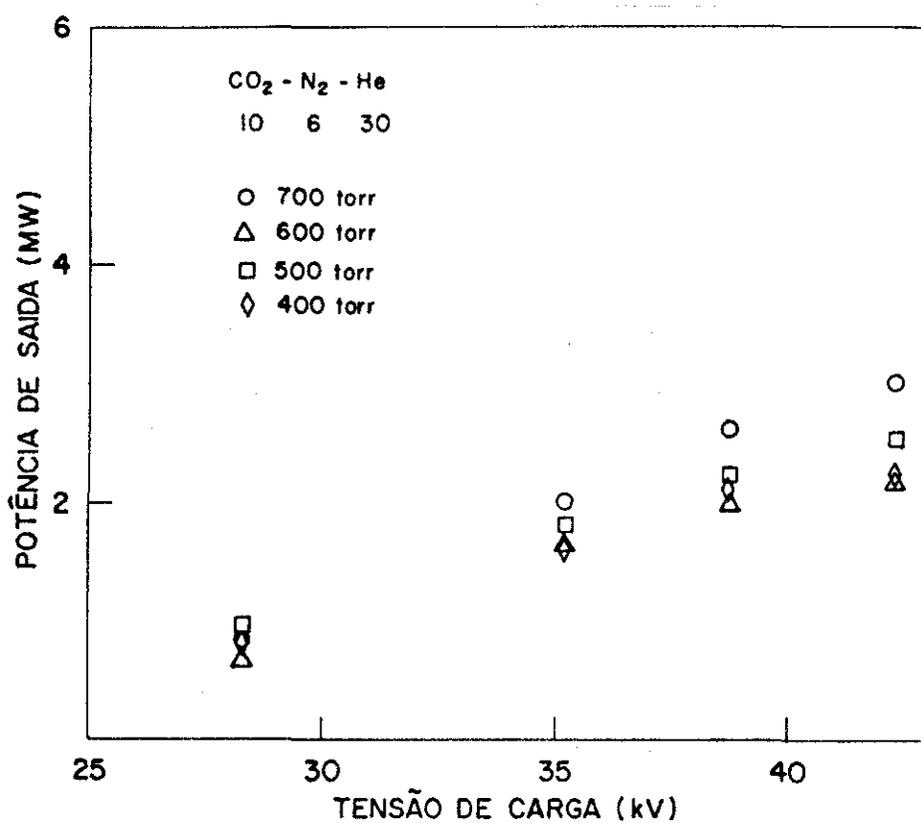


Figura 48. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por arco operando com Hélio. CO₂: N₂: He = 10: 6: 30.

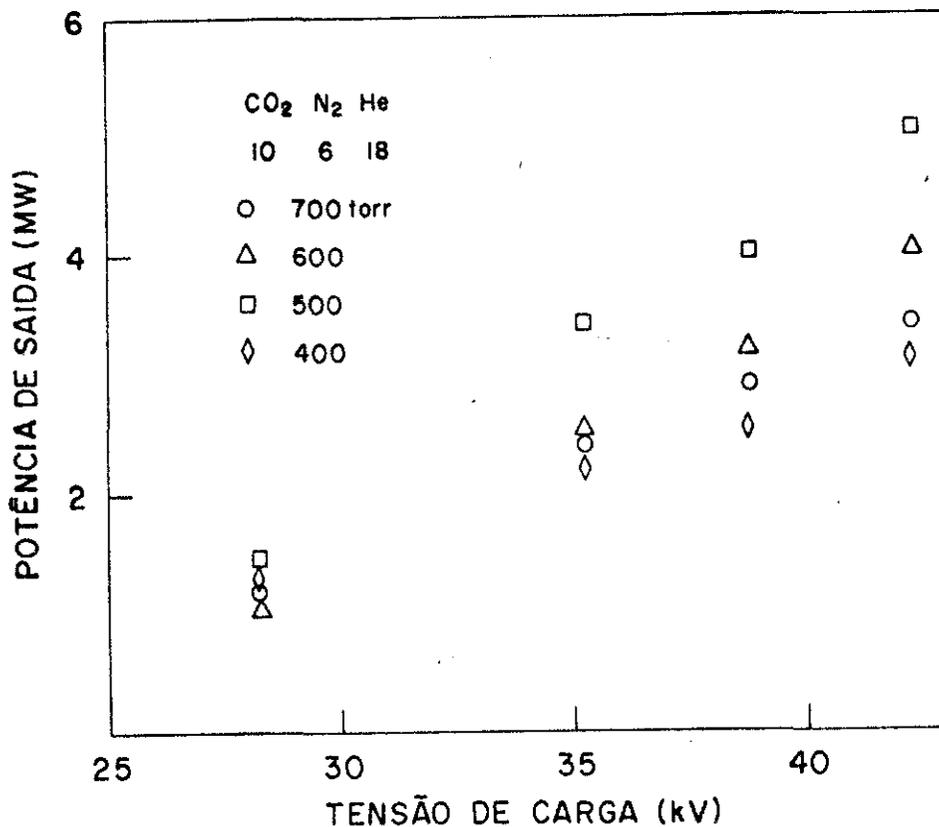


Figura 49. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por arco operando com Hélio. CO₂: N₂: He = 10: 6 : 18.

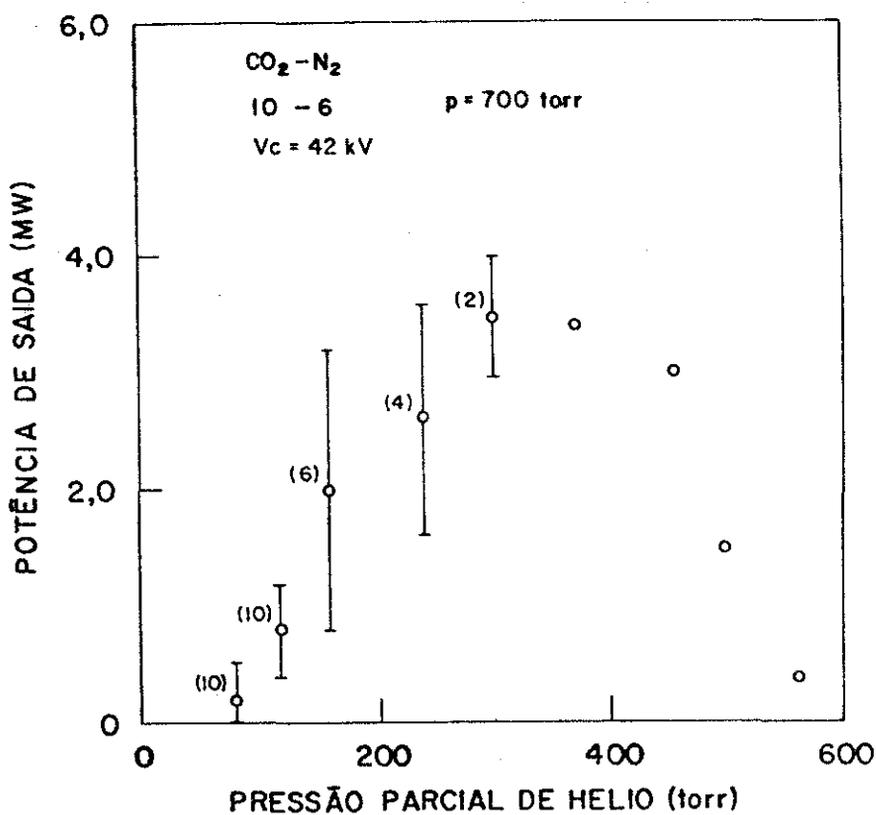


Figura 50. Potência de saída vs. Pressão Parcial de Hélio para o laser pré-ionizado por arcos a 700 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos.

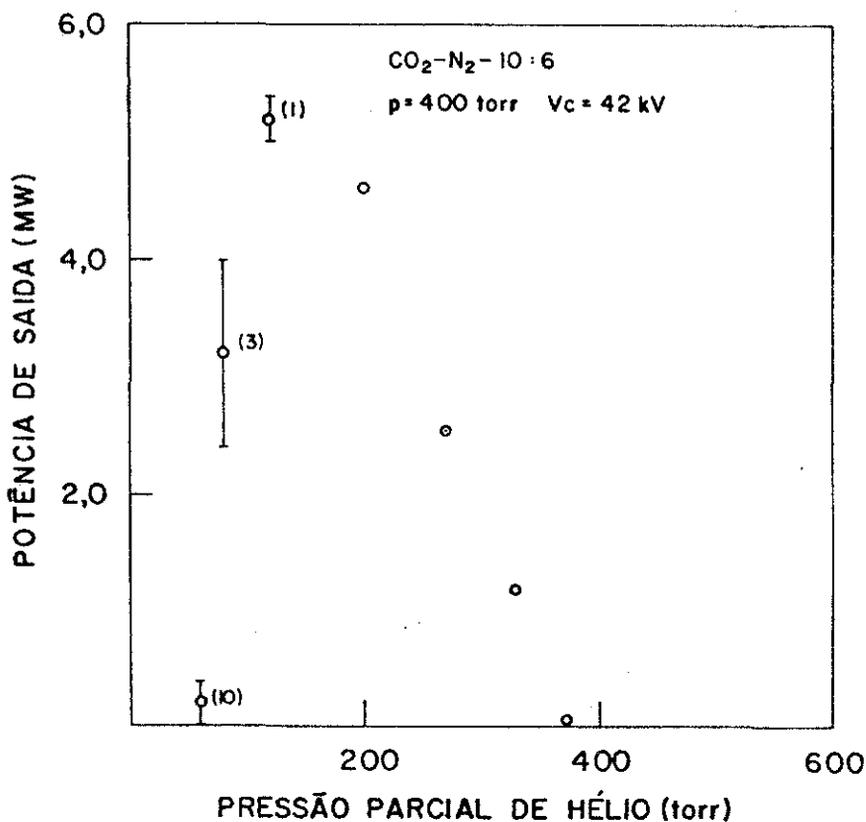


Figura 51. Potência de saída vs. Pressão Parcial de Hélio para o laser pré-ionizado por arcos a 400 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos.

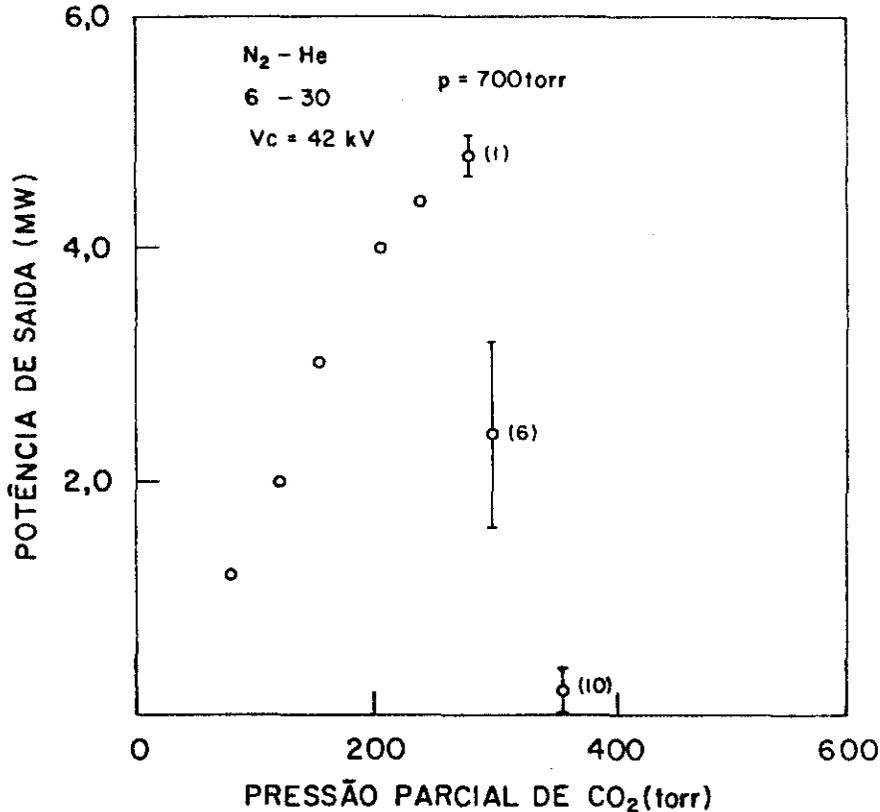


Figura 52. Potência de saída vs. Pressão parcial de CO_2 para o laser pré-ionizado por arcos a 700 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos.

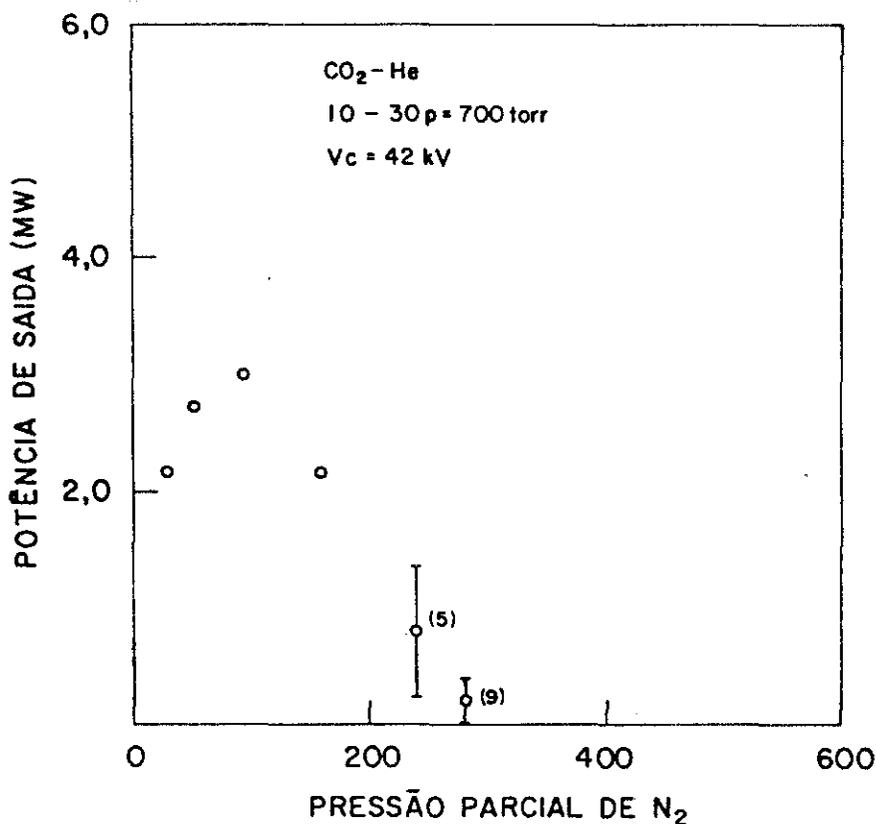


Figura 53. Potência de saída vs. Pressão parcial de N_2 para o laser pré-ionizado por arcos a 700 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos.

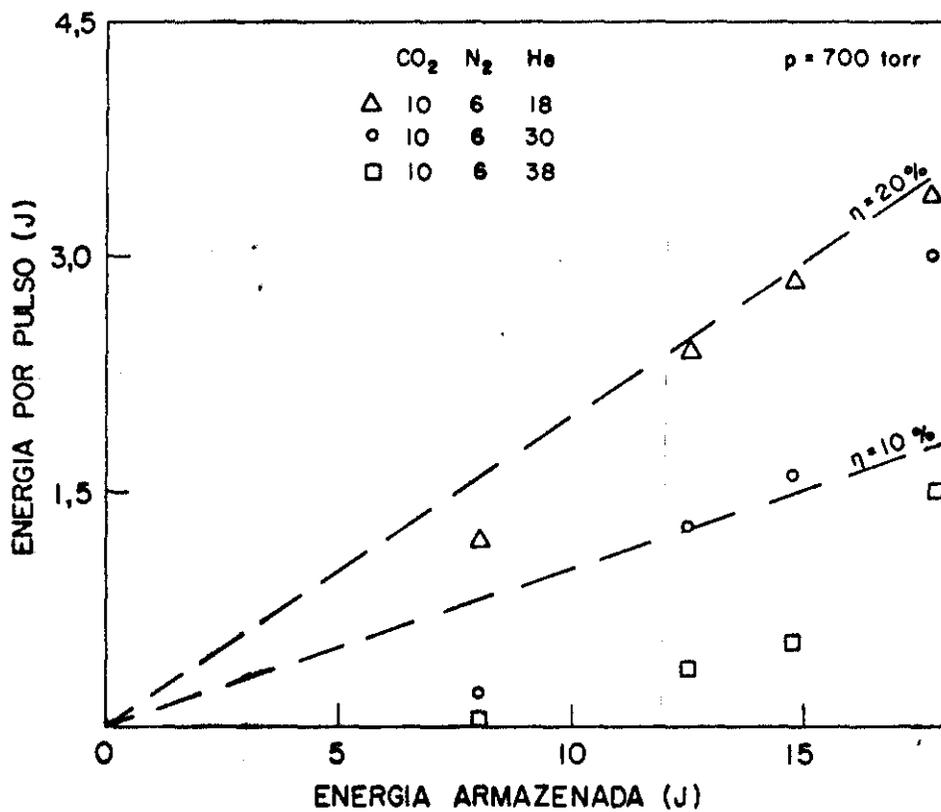


Figura 54. Energia por pulso vs. Energia armazenada para o laser pré-ionizado por arcos a 700 Torr.

eficiência com a diminuição da concentração de Hélio na mistura.

3.1.2.c - Influência da pré-ionização e parâmetros do circuito de descarga: na fig.55 plotamos para uma mistura 10-6-30 a variação da potência de saída com a energia fornecida à descarga de pré-ionização. Nota-se aqui, também, um comportamento ainda não saturado. Além disso a variação é muito mais dramática do que a noticiada na literatura (62), onde o comportamento é possivelmente saturado, já que não se usa aí nenhum aditivo como semente de ionização. O uso dos aditivos, como no nosso caso leva à realização de uma densidade eletrônica maior no início da descarga, favorável a um funcionamento mais eficiente. Como a quantidade aditiva usada por nós é relativamente grande, em comparação com aquela normalmente usada, podemos esperar que a energia cedida à descarga de pré-ionização não seja suficiente para ionizar todas as moléculas do aditivo, levando então ao comportamento não saturado.

Para a mistura 10-6-30, na fig.56 mostra-se o efeito da indutância em série com a descarga. A influência desta indutância foi verificada ser pequena e depender fracamente da mistura usada e pressão de trabalho, enquanto tivermos $L_s < 4\mu H$. A cima deste valor a queda da potência de saída torna-se mais dramática. Pensamos que possivelmente isto se deva ao seguinte fato: enquanto $L_s < 4\mu H$ o pico de corrente principal situa-se antes do fim da descarga de pré-ionização (fig.41). Deste modo os efeitos de recombinação e captura dos elétrons livres produzidos é reduzido pela geração de mais radiação ionizante, pois a

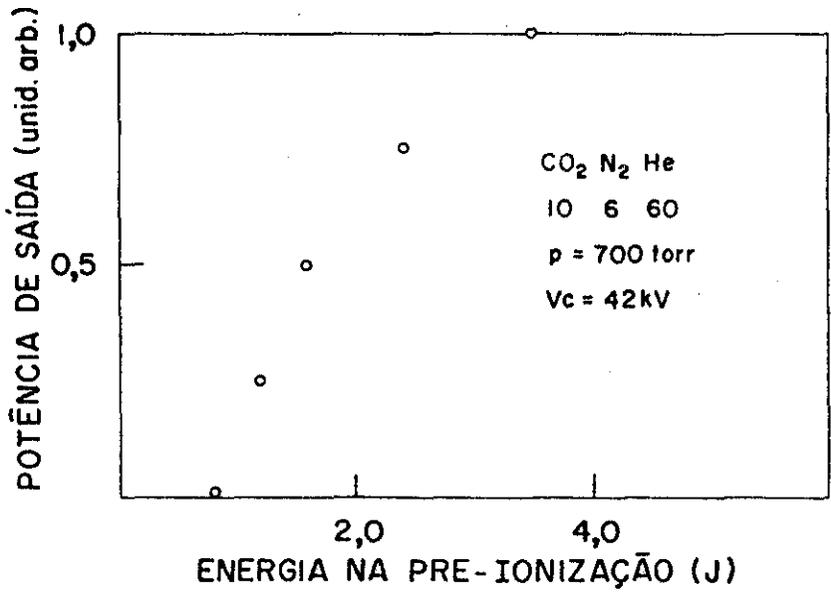


Figura 55. Variação da potência de saída com a energia de pré-ioni-
zação no laser pré-ionizado por arcos.

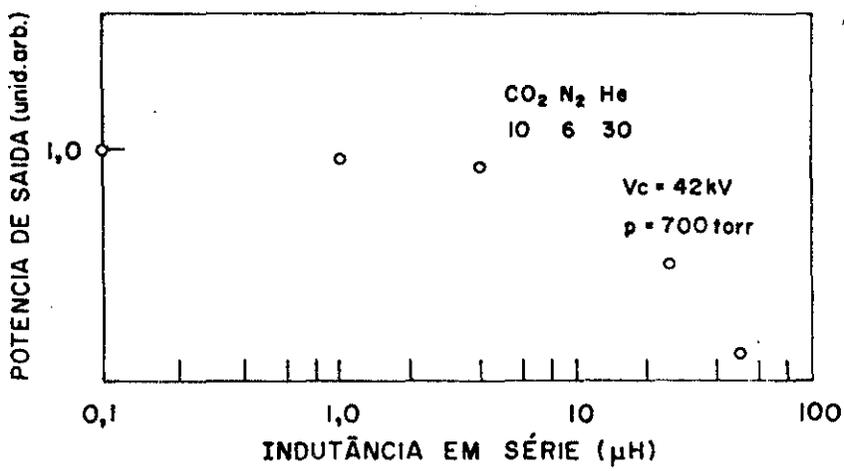


Figura 56. Variação da potência de saída com a indutância em série
para o laser pré-ionizado por arcos.

escarga de pré-ionização ainda é ativa. Quando o pico de corrente principal situa-se após o fim da descarga de pré-ionização, possivelmente a densidade eletrônica produzida por esta, é reduzida por recombinação e captura, pois a escala de tempo destes dois fenômenos deve ser semelhante à das colisões elétrons-átomos que é da ordem de 10^{-11} segundos, resultando na queda da potência de saída, que depende da densidade inicial de elétrons (fig. 55 e ref. 62).

Quanto ao capacitor de pico, C_p , a alteração de seu valor por um fator 3 (de .25nF a .75nF) não produziu alteração notável na saída do laser, apesar de melhorar o aspecto visual da descarga.

3.2 - Laser pré-ionizado por fios: apresentamos aqui, os resultados correspondentes ao laser com eletrodos corrimão. Para uma comparação com o de eletrodos cilíndricos ver referência 56.

3.2.1 - Características elétricas: na fig.57 mostramos uma curva típica das formas dos pulsos de tensão e corrente no plasma. O circuito usado neste caso é o da fig.31 com $C = 20\text{nF}$, $L_p = 0,8\mu\text{H}$, $C_3 = C_4 = 250\text{pF}$, $C_p = 2\text{nF}$ e adicionando-se uma indutância em série com L_p , $L_s = 2,1\mu\text{H}$. A indutância parasita L_p foi estimada com base na largura do pulso de corrente com $L_s = 0$. Neste caso observa-se mais facilmente o efeito do capacitor de pico, C_p , do que no laser pré-ionizado por arcos, pois aqui temos o capacitor muito maior, aproximadamente dez vezes o usado nas descargas das fig.35 e 36. Na forma de corrente o pico esperado não é tão visível presumivelmente pela limitação do tempo de subida do sensor de corrente ($t_r \sim 50\text{ns}$). Estas formas de pulsos podem ser

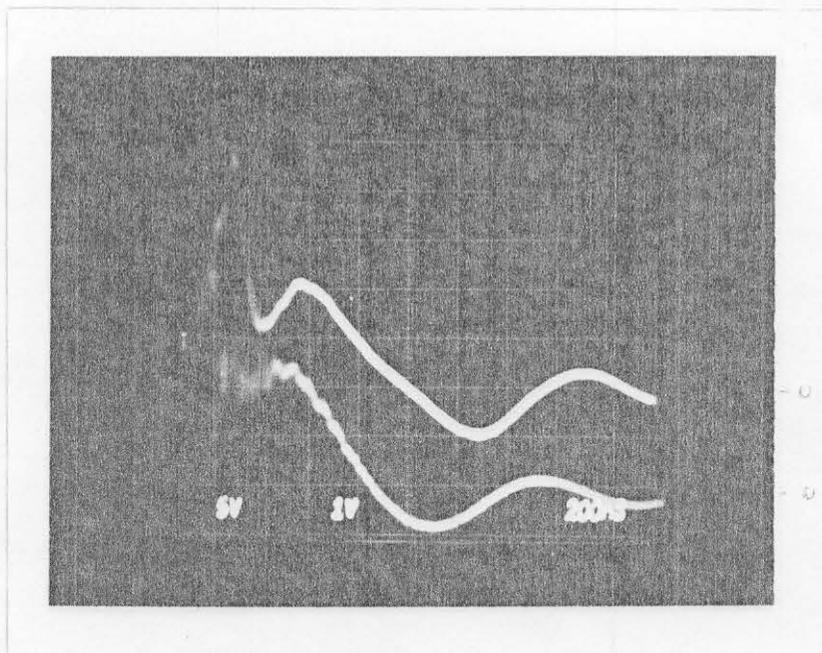


Figura 57. Pulsos de tensão (superior, 5,0kv/div) e corrente (inferior, 900 A/div) no laser pré-ionizado por fios. $p = 700$ Torr: $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 10:6:30$; $V_c = 42$ kv.

comparadas com as previstas teoricamente na fig.18. Como no caso de laser pré-ionizado por arcos, estes resultados batem bem com o previsto pela análise do circuito R-L-C de descarga. O mesmo vale para a condição de acoplamento de energia ótimo, $V_C \approx 2V_p$ formulada por Judd (43).

Também como no laser com arcos, aqui o campo elétrico necessário à manutenção do glow apresenta-se uns 50% do valor esperado, coincidindo dentro de 5% com os valores apresentados na fig.38. Observe que neste laser, devido à forma dos eletrodos a descarga ocupa um volume menor que no pré-ionizado por arcos, aumentando a densidade de corrente no plasma por um fator 2.

O efeito dos fios de pré-ionização na homogeneidade da descarga é notável desconectando-se um deles: a descarga passa a ocupar preferencialmente o semiplano correspondente ao fio não desligado. É visível também a formação de uma descarga corona filamentar entre os fios e o cátodo. Também o efeito do capacitor de peaking é observado facilmente pelo aspecto visual da descarga. As medições para otimização do circuito serão apresentadas no item seguinte, Características de saída optica.

3.2.3 - Características de saída optica: as medições apresentadas aqui foram realizadas com o laser operando uma repetição de 0,5 pulsos por segundo, fluxo contínuo de gás da ordem de 3 lit./min, adição de Tripropilamina e na maioria dos casos com elementos do circuito de descarga sendo $L_s = 2,1\mu H$, $C_p = 2000pF$, $C_a = 20nF$, $C_{pi} = 250pF$ por fio, exceto onde for explicitado diferentemente.

3.2.2.a - Operação sem Hélio: analogamente ao laser pré-ionizado por arcos, verificou-se a existência de uma faixa de pressão total dentro da qual era possível a operação sem adição de Hélio à mistura gasosa. Neste caso a pressão máxima para operação sem Hélio foi por volta de 450 torr, dependendo da composição da mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2$ usada. Para $\text{CO}_2:\text{N}_2 = 1,5:1$ o limite foi 380 torr e para $\text{CO}_2:\text{N}_2 = 1:1$ o limite foi 450 torr, por exemplo. Misturas com mais N_2 suportam pressões maiores sem formação de arcos. Valores típicos de potência e energia neste modo de operação são 4MW e 1 Joule, os pulsos apresentando uma largura a meia altura de uns 200ns e uma cauda de uns 3 μ s. Na figura 58 mostramos a variação da potência de saída com a concentração de CO_2 na mistura. Até uns 50% de CO_2 a potência cresce decaindo depois pela piora das condições da descarga. Os números entre parênteses ao lado de cada ponto indicam o número de arcos formados em dez tiros.

3.2.2.b - Operação com Hélio: adicionando-se Hélio era possível corrigir o aparecimento de arcos e obter descargas uniformes até a pressão limite máxima do sistema, que era de 800torr. Neste modo de operação pode-se obter potências de até 10MW em pulsos com 2,5 joules usando-se misturas ricas em CO_2 . Na figura 59 mostramos a variação da potência de saída com a tensão de carga dos capacitores de armazenamento. Novamente verificamos o comportamento não saturado, indicando a possibilidade do aumento da potência de saída aumentando-se a voltagem de carga. As figuras 60 e 61 mostram a influência das concentrações de CO_2 e He na potência do pulso. Observa-se um crescimento

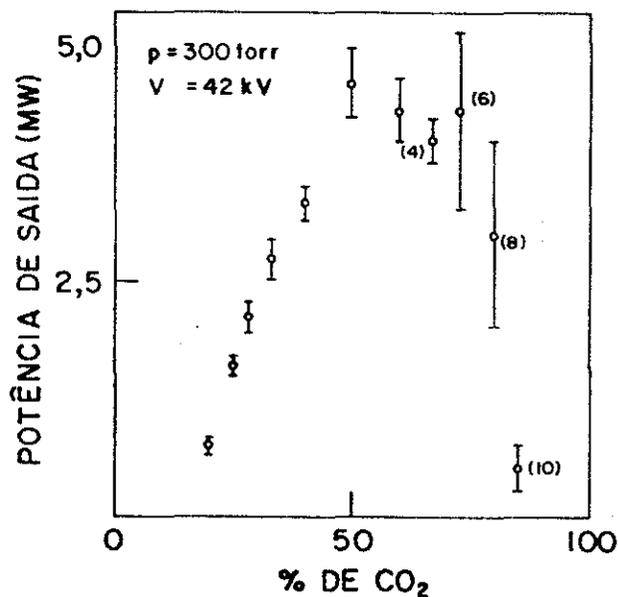


Figura 58. Potência de saída vs. Porcentagem de CO₂ para o laser pré-ionizado por fios operando sem Hélio. Os números ao lado dos pontos indicam o número de arcos formados em dez tiros.

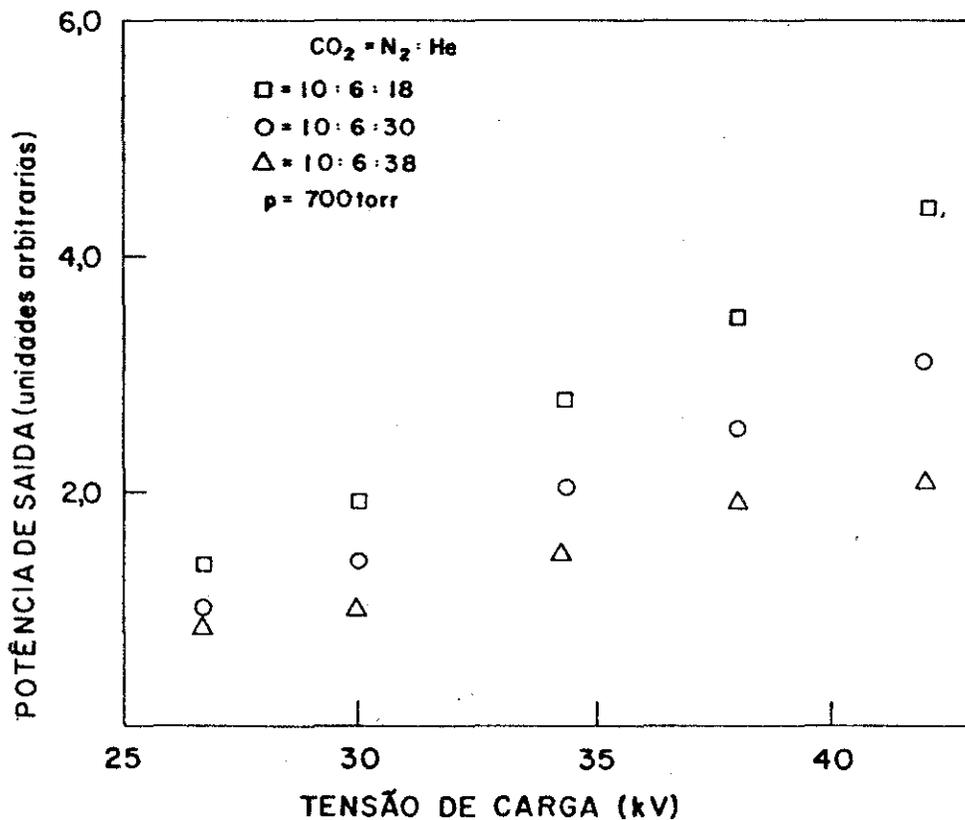


Figura 59. Potência de saída vs. Tensão de carga para o laser pré-ionizado por fios a $p = 700 \text{ Torr}$.

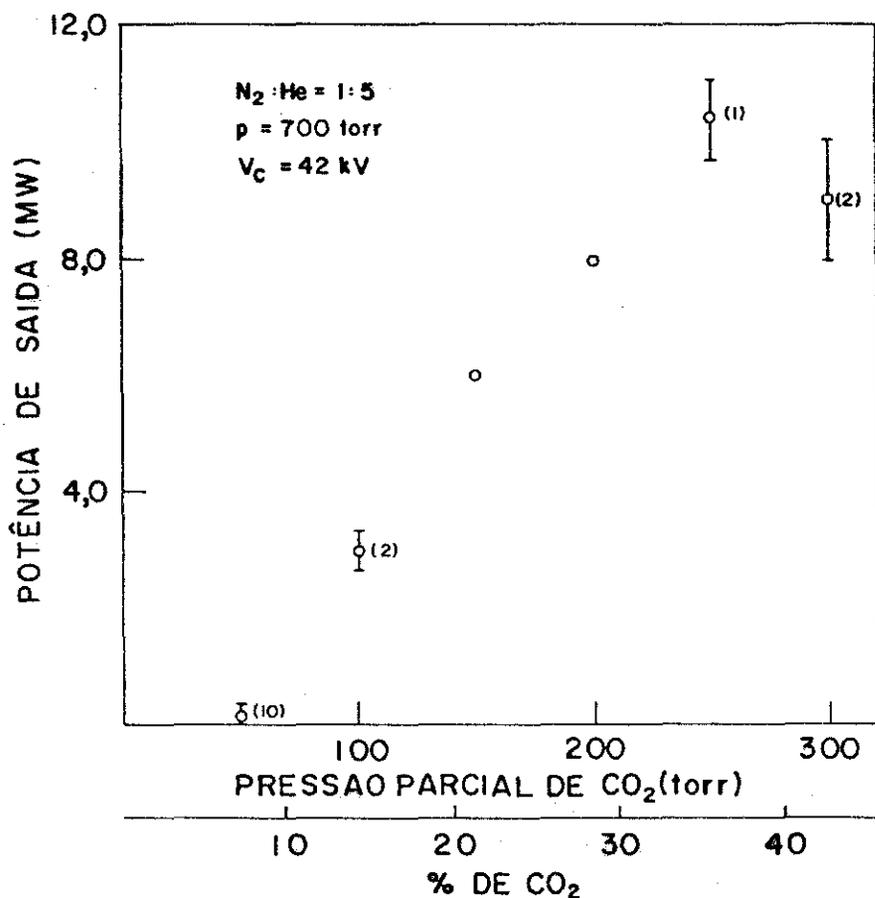


Figura 60. Potência de saída vs, Conteúdo de CO_2 para o laser pré-ionizado por fios a 700 Torr. Os pontos com barras indicam flutuação devido à formação de arcos e os números ao lado a frequência de arcos em dez tiros.

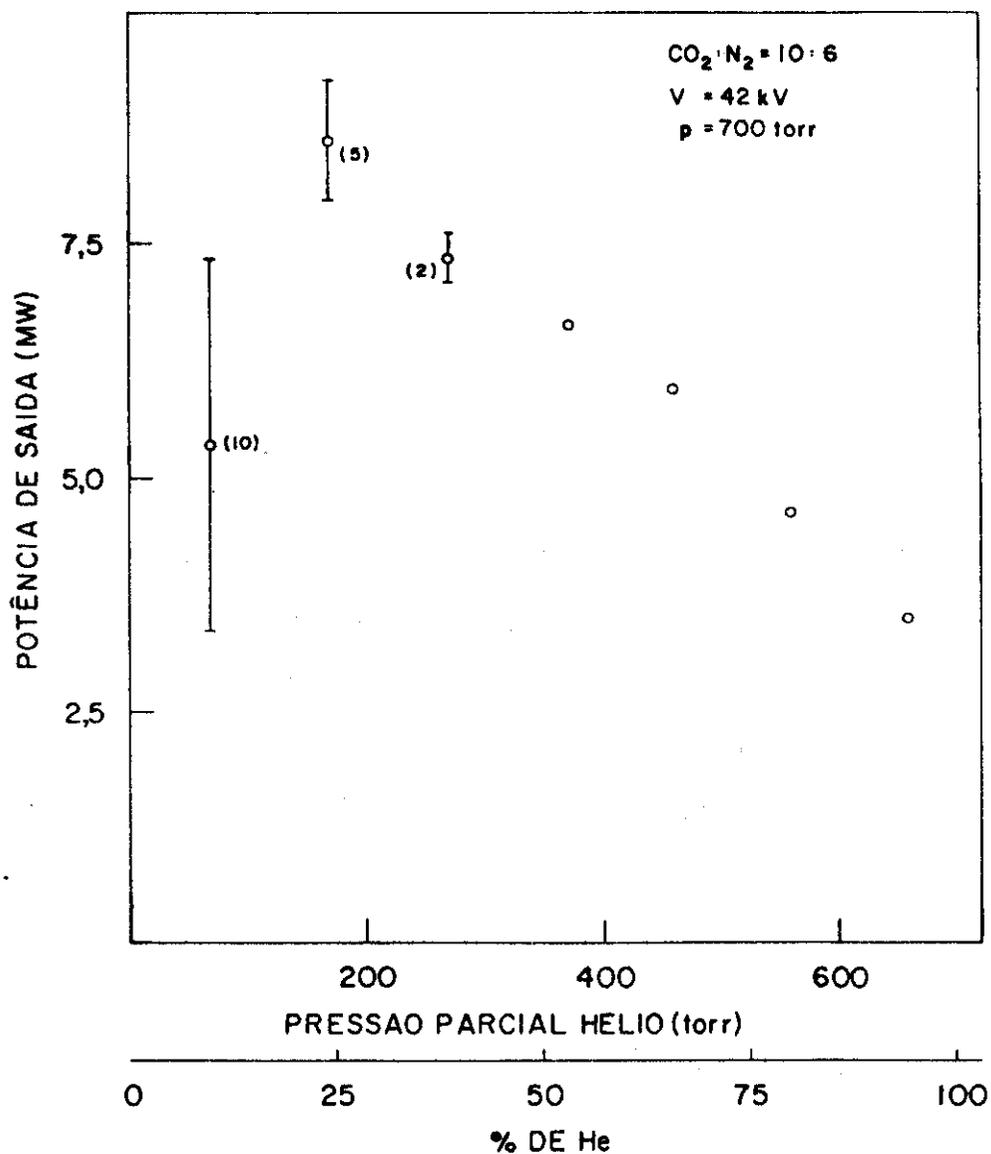


Figura 61. Potência de saída vs. conteúdo de Hélio para o laser pré-ionizado por fios a 700 Torr. As barras indicam flutuação devido à formação de arcos e os números ao lado indicam o número de arcos em dez tiros.

praticamente linear com a concentração de CO_2 , até o limite em que se inicia a degradação da descarga. À baixa concentração de CO_2 nota-se também uma piora da descarga, presumivelmente pelo fato de com a redução da quantidade de CO_2 reduzir-se também o fluxo da Tripropilamina. O crescimento linear é esperado, tendo em conta o aumento do número de moléculas excitadas, e supondo que os tempos de relaxação não se alteram muito com a variação da composição da mistura à pressão total fixa. O efeito da concentração de Hélio é também similar ao notado antes, a menor concentração de Hélio para descarga sem arco sendo 35%. A mistura ótima para este laser era $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:1:5$ com a qual se pode obter saídas de até 10MW, a uma eficiência de 14%. Na figura 62 mostramos o pulso laser e o pulso de corrente de descarga, sendo superpostos dez pulsos consecutivos. A forma do pulso laser depende bastante do alinhamento da cavidade, e pulsos de formato mais limpo do que este podem ser obtidos. Para o pulso da foto, o alinhamento foi realizado de modo a maximizar a energia de saída, que pode ser estimada em 2,5 joules por integração. Nestas condições a eficiência é de 15%, mas eficiências maiores podem ser obtidas com menores concentrações de Hélio e/ou maiores concentrações de CO_2 na mistura.

3.2.2.c - Influência da pré-ionização e parâmetros do circuito de descarga: neste esquema de pré-ionização os capacitores de pré-ionização tem a finalidade principalmente de limitar a energia gasta na pré-ionização e proteger os fios. Na fig.63 está representada a influência da capacitância no circuito de pré-ionização sobre a potência de saída.

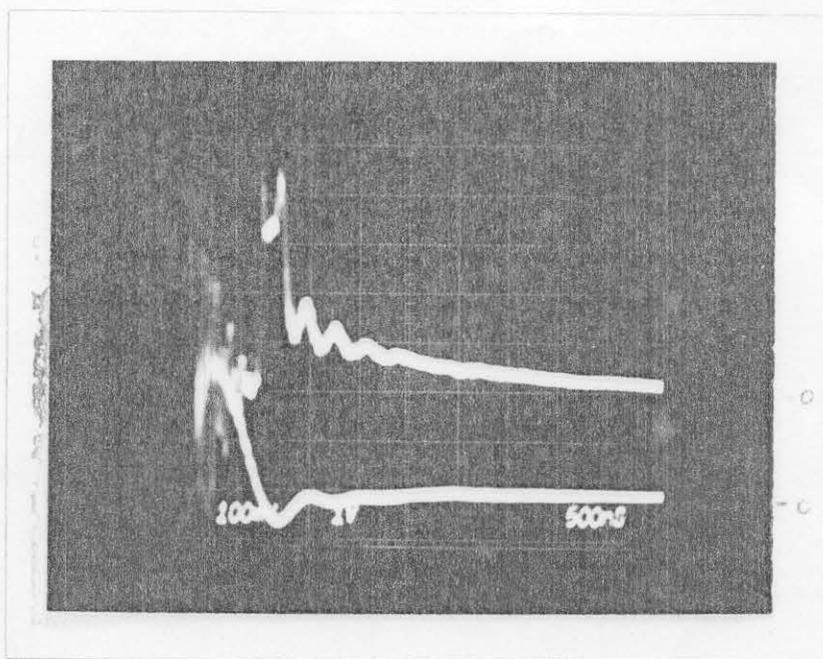


Figura 62. Pulso laser (superior, 0,67Mw/div) e pulso de corrente (inferior, não calibrado) para $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 10:6:30$, $p = 700$ Torr e $V_c = 42\text{kv}$. A foto apresenta a superposição de dez pulsos consecutivos.

Para valores muito altos (p.ex.4000pF, i.e.,2000pF por fio) a descarga se dá totalmente através dos fios, na forma de arcos, sem produzir inversão no meio ativo. Para valores menores (o mínimo usado foi 167pF) a descarga se forma uniforme, ocupando uma faixa de aproximadamente 2,0cm de largura. Com só um dos fios conectado a descarga se forma preferencialmente no semiplano pré-ionizado.

O efeito da indutância série, L_s , é mostrado na figura 64 é relativamente independente da composição da mistura e pressão de operação. Esta indutância é importante na formação do pico de pré-ionização com o capacitor de pico, e verifica-se que quanto menor seu valor maior é a saída laser. É importante lembrar aqui que a indutância parasita do circuito é de uns 800nH (sec.3.2.1). O capacitor de pico, C_p , é importante na homogeneização da descarga mas seu valor não tem muita influência na potência de saída, para uma dada mistura, uma vez formada uma boa descarga. Seu uso permite aumentar a faixa de variação da composição da mistura gasosa, permitindo obter potências maiores mediante o uso de menos Hélio.

3.3 - Comentários sobre o uso de Hélio e aditivos: tipicamente os lasers TEA operam com 80% ou mais de Hélio na mistura. O laser de Suzuki por exemplo (62) trabalha com uma mistura ótima de CO_2N_2He 1:1:10 a 760 torr. Além disto, de acordo com Patel (63) a adição de Hélio seria essencial a pressões acima de 250 torr. Entretanto verificamos aqui ser possível a operação sem Hélio até pelo menos 350 torr, além do fato de que a eficiência de operação do laser cresce com a redução da concentra

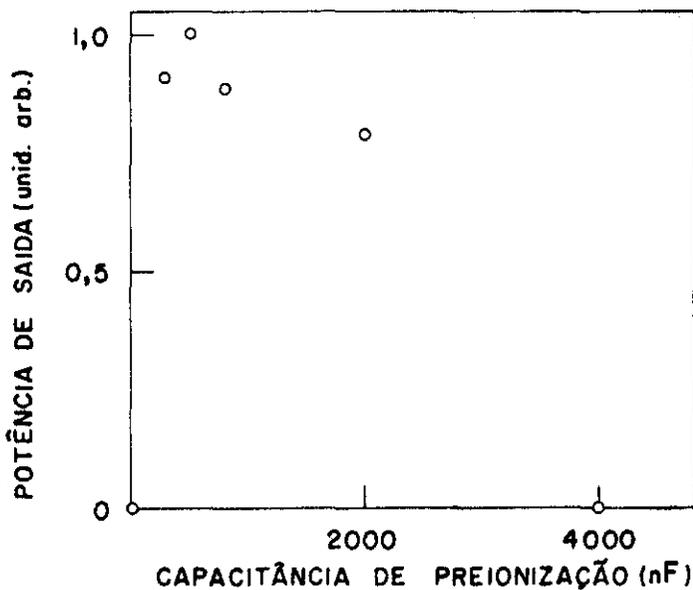


Figura 63. Variação da potência de saída com a capacitância de pré-ionização para o laser pré-ionizado por fios.

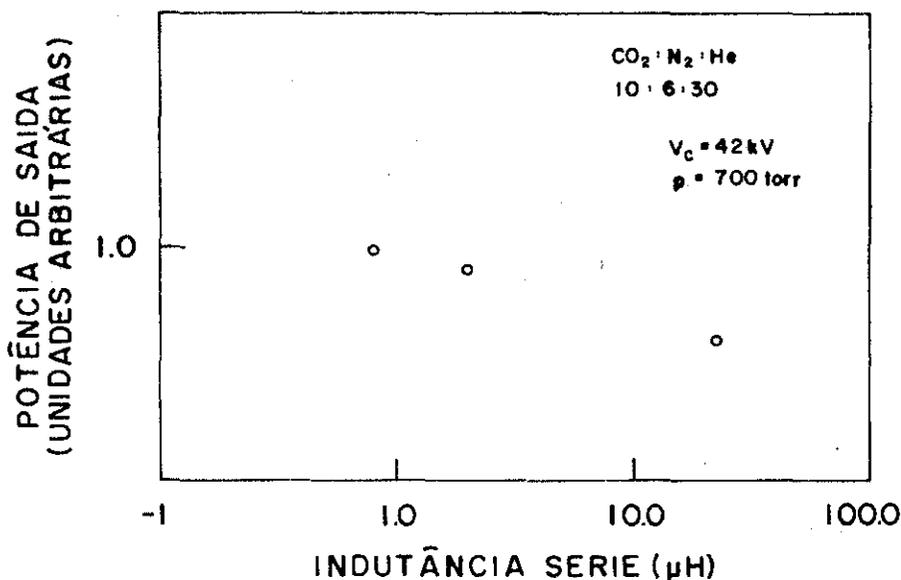


Figura 64. Variação da potência de saída com a indutância série para o laser pré-ionizado por fios.

ção de Hélio fig.54 e fig.61). Outros pesquisadores já observaram também um aumento da eficiência com menos Hélio (38, 64). Pensamos que no caso dos lasers descritos este aumento de eficiência se deva ao uso dos aditivos. A eficiência de operação do laser depende da relação entre o E/p estabelecido no plasma e aquele adequado para excitação ótima do CO_2 e N_2 (fig. 8 e 9). Estes dois valores de E/p não são necessariamente iguais, sendo aliás usualmente diferentes (p.ex.ver fig.9). Mesmo a alteração da proporção de He, não auxilia muito a alteração da eficiência como discutido por Lowke et al (19) já que tanto o E/p para excitação ótima do CO_2 e N_2 como o E/p de manutenção do plasma são alterados mais ou menos na mesma proporção. Acontece que com uso de aditivos em quantidades adequadas verificamos ser possível reduzir o valor de E/p de manutenção do plasma a uns 50% do valor esperado sem aditivo (sec.3.1.1.), devido ao aumento do coeficiente efetivo de ionização (α/p) da mistura. Se considerarmos que as curvas de eficiência de excitação (fig.9) continuem aproximadamente iguais quando a mistura é dopada, o que é razoável pois elas dependem fundamentalmente das colisões entre elétrons e moléculas de CO_2 e N_2 , que estão presentes em concentrações muito superiores ao aditivo ($\sim 10^3$ vezes) mesmo em misturas fortemente dopadas, notamos que a redução do E/p de manutenção (linha tracejada na fig.9) é exatamente o que se precisa para fazê-lo coincidir com o pico de eficiência de excitação. Ainda mais, a redução necessária é tipicamente de uns 50%. Deste modo espera-se que o E/p de manutenção da nossa descarga coincida com o E/p para excitação óti

ma. Assim a adição de Hélio à mistura cumpre unicamente o papel de manter a descarga homogênea, o que pode ser feito com quantidades pequenas quando comparadas às normalmente usadas, ainda mais porque os aditivos cumprem um papel importante nesta homogeinização da descarga. Desta maneira podemos ter eficiências de até 20% com mistura 15:6:30 de $\text{CO}_2\text{N}_2\text{He}$ contra, por exemplo, 10% com 10:10:100 num dos relatos mais recentes (61).

Além disto, a menores concentrações de Hélio a tensão de manutenção do plasma (V_p) aumenta, resultando que a eficiência de acoplamento circuito-plasma se torna alta para valores altos de V_c , i.e., para altas energias de entrada. Desta forma temos eficiência alta juntamente com energia de bombeio grande, o que é interessante na obtenção de potências de pico e energias por pulso grandes.

4. Conclusão:

Foram descritos dados de projeto e funcionamento de Lasers TEA de CO_2 baseados em dois tipos de pré-ionização, por arcos distribuídos e por fios. Com ambos os sistemas pudemos obter potências de saída típicas de 3MW em pulsos com 1,0 Joule a uma repetição da ordem de 1 p.p.s. O sistema de pré-ionização por arcos apresenta algumas vantagens sobre o de fios, enumerados a seguir:

- as descargas são mais uniformes e reproduzíveis devido à maior eficiência e distribuição da pré-ionização. Isto possibilita descargas de maior secção transversal.

- em consequência a densidade de energia é reduzida, e portanto, se pode trabalhar com maiores energias de entrada sem prejuízo da eficiência de conversão.

- com o campo mais uniforme o meio ativo é melhor aproveitado, resultando um feixe laser limitado apenas pela abertura dos espelhos.

- além disso, a intensidade de radiação é menor (para uma mesma potência de saída), prolongando a vida dos componentes ópticos.

- o sistema é mais robusto, não apresentando o problema de quebra dos fios de pré-ionização pela aparição repetida de arcos entre estes e os eletrodos.

Em contrapartida o sistema de arcos é de construção um pouco mais sofisticada e, além disso, os arcos de pré-ionização aceleram a deterioração da mistura gasosa, o que pode se tornar inconveniente em regimes de funcionamento com alta repetição de

pulsos.

Um resultado importante obtido foi a redução do consumo de Hélio, tanto no laser de arcos como no de fios, esta redução tendo sido tentativamente explicada pelo uso de aditivos de baixo potencial de ionização. A mistura típica usada por nós foi $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1,5:0,6:3,0$, quando o normalmente reportado na literatura é 1:1:8. A diminuição do consumo de Hélio é importante no aspecto econômico, já que reduz muito o custo operacional do dispositivo. Trabalhando a um fluxo total de 2,0 lit/min a 720 torr, o consumo de Hélio deve ser de 1,2 lit/min o que representa um cilindro de $5,5\text{m}^3$ a cada 80 horas. Menores conteúdos de Hélio podem ser usados mediante um ajuste mais cuidadoso das condições da descarga, e abaixo de 400 torr os dois lasers podem funcionar totalmente sem Hélio, dando até 2MW de pico. Além da vantagem econômica, a redução da concentração de Hélio leva a um aumento da eficiência do laser. Eficiências de até 20% foram obtidas com 46% de Hélio na mistura. Dois fatores podem contribuir para isto: a realização de um campo mais adequado à excitação do nível laser superior e um melhor acoplamento entre o circuito e o plasma para valores altos da tensão de carga V_c , já que com a redução da proporção de Hélio a tensão do plasma cresce.

Finalmente, a análise dos resultados apresentados permite que se apresente algumas sugestões com a finalidade de, futuramente, incrementar o funcionamento dos lasers descritos:

- uso de capacitor de armazenamento maior. Atualmente usamos $C_a = 20\text{nF}$, o que dá uma densidade de energia de bombeio

de 50 J/l no laser de arcos e 90 J/l no de fios. As densidades máximas reportadas na literatura estão por volta de 300 J/l, o que permite aumentar C_a por um fator 6 no laser de arcos e 3 no de fios. Alteração semelhante deve ser feita nos circuitos de pré-ionização para prover a densidade eletrônica adequada (aumento de C_{pi} pelo mesmo fator). Um aumento correspondente é esperado na potência e energia de saída.

- uso de gerador Marx para aumentar a voltagem aplicada ao plasma, já que foi visto que a potência cresce continuamente com V_c e em alguns casos a homogeneidade da descarga melhora com V_c maior.

- alteração no circuito de carga para permitir maior repetição de pulsos. A repetição atual (1 pps) está limitada pelo tempo gasto na carga de C_a até a tensão máxima usada (42 kV). Como a constante de tempo de carga depende do período da voltagem que alimenta o circuito, a alimentação em frequência superior aos 60 Hz da linha seria adequada (600Hz por exemplo). Dada a alta eficiência deste circuito de carga a potência necessária para obter 10 pps a carga plena seria de 250W.

- uso da rede de difração em montagem interna à caixa do laser para evitar a necessidade da janela de Brewster, aproveitando-se toda a secção disponível da descarga e sem os problemas de absorção de umidade causados pelo uso do NaCl ou KCl ou KBr na janela.

Na configuração atual, os lasers aqui descritos estão sendo usados como ferramentas de laboratório em experiências de espectroscopia fotoacústica, óptica não linear (absorção de

dois fótons) e futuramente no bombeio de lasers a álcool pulsados.

Apêndice (1) - Bobina de Rogowski

As bobinas de Rogowski são usadas extensivamente para medição de pulsos rápidos e intensos de corrente, permitindo medições em pontos com altas tensões uma vez que o sensor fica completamente isolado eletricamente do circuito, o acoplamento sendo realizado magneticamente. O sensor consiste numa bobina toroidal (L) terminada por uma resistência de carga R (fig.A1.1). A corrente (I) concatenada com o toróide induz um campo concatenado com o enrolamento da bobina:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (A1.1)$$

onde r é o raio do círculo médio do toróide. Em condições de circuito aberto ($R \rightarrow \infty$) a tensão induzida nos terminais da bobina é:

$$V_\infty = -\frac{d\phi}{dt} = \frac{dB}{dt} \cdot S \cdot N \quad (A1.2)$$

onde S é a secção do toróide e N o número de espiras. Usando (A.1.) temos:

$$I = \frac{SN\mu_0}{2\pi r} \int v_\infty dt \quad (A1.3)$$

Usando-se R suficientemente pequeno, tal que $WL \gg RR$ a tensão V_0 sobre R é:

$$V_0(t) = R/L \int v_\infty(t) dt \quad (A1.4)$$

$$V_0(t) = \frac{R \cdot S \cdot N \cdot \mu_0}{L \cdot 2 \pi r} \cdot I(t) \quad (A1.5)$$

Considerando que $L = \mu N^2 S / \ell$, onde ℓ é o comprimento do toróide: $\ell \approx 2 \pi r$ e um fator de acoplamento α , do campo concatenado obtemos:

$$V_0(t) = \frac{\alpha R}{N} \cdot I \quad (A1.6)$$

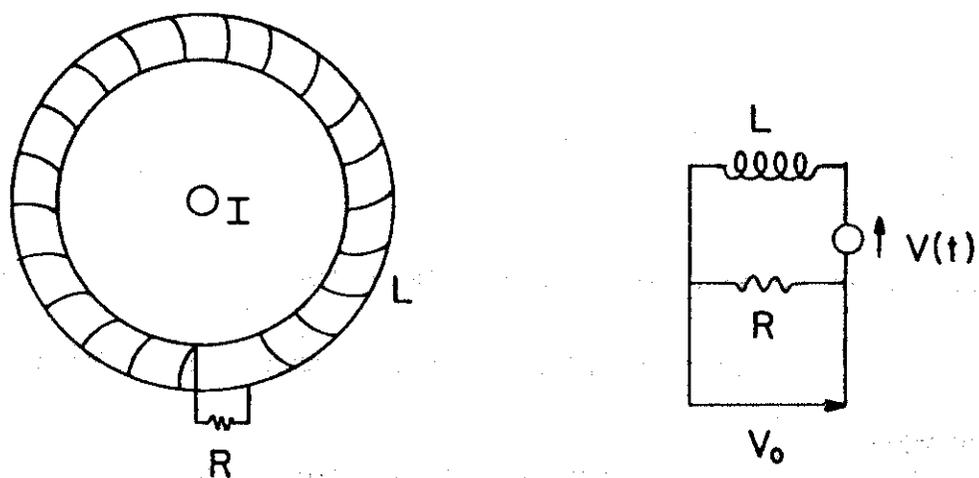


Figura A.1.1. Bobina de Rogowski e circuito equivalente.

que é a equação fundamental para o projeto da bobina (65).

Duas bobinas foram construídas, com características dadas na tabela A1.I. As indutâncias foram enroladas sobre um tubo de plástico flexível, de diâmetro 13mm. Sobre o enrolamento passou-se duas camadas de fita isolante Scotchfil para alta tensão. A sensibilidade e os tempos de subida foram medidos usando-se um gerador de pulsos casado em 50Ω através da bobina.

Tabela A.1.I - Características das Bobinas de Rogowski

	r (cm)	L (μ H)	R (Ω)	sensibilidade (mv/A)	tempo de subida (ns)
bobina 1	7	25	3	15	<50
bobina 2	15	25	4	12	<50

Apêndice 2 - Detetor Piroelétrico

Os detetores baseiam-se na variação da polarização elétrica de certos materiais com a temperatura. O fornecimento de calor a uma amostra piroelétrica situada entre duas placas metálicas conectadas a uma resistência de carga vai provocar a passagem de corrente no circuito (fig.A2-1) (66):

$$I = p(T) \cdot \frac{dT}{dt}$$

onde $p(T)$ é o coeficiente piroelétrico do material e dT/dt é a taxa de variação da temperatura com o tempo. A temperatura T é dada por $T = T_0 + Q/C$ onde Q é o calor absorvido e C é a capacidade térmica do cristal. A corrente pode ser escrita como:

$$I = p(T) \cdot \frac{(dQ/dt)}{C} = p(T) (P/C)$$

onde P é a potência incidente.

Precisamos agora considerar os efeitos das constantes de tempo térmica (τ_T) e elétrica (τ_e) do detetor sobre a sua resposta (67). Estas devem ser consideradas em função da escala de tempo característica do pulso de radiação que se quer medir. Se a variação da radiação de entrada for lenta em comparação com τ_T a responsividade do detetor é fraca pois dT/dt é pequeno. O uso de τ_T grande melhora a resposta a baixa frequência (pulsos longos), porém, reduz a repetição máxima de pulsos pois o cristal demora muito a voltar ao equilíbrio, i.e., não consegue se resfriar entre um pulso e outro diminuindo a capacidade de suportar potências médias maiores. Como se vê na fig.A.2.2 deve-se usar sempre $\tau_T \gg \tau_p$, onde τ_e é a duração do pulso a ser detetado.

Quanto à constante de tempo elétrica, determinada pelo

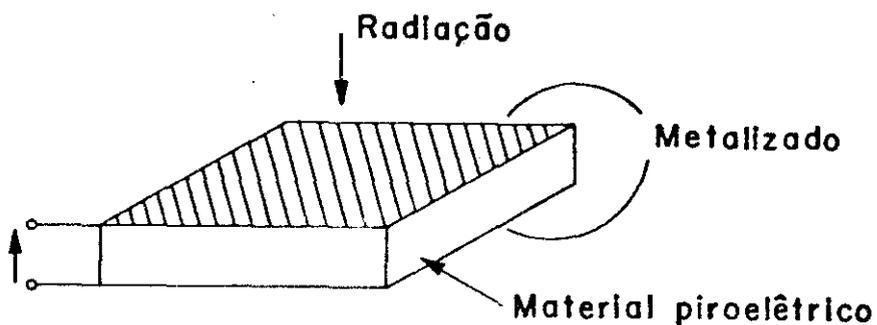


Figura A.2.1. Sensor piroelétrico de radiação.

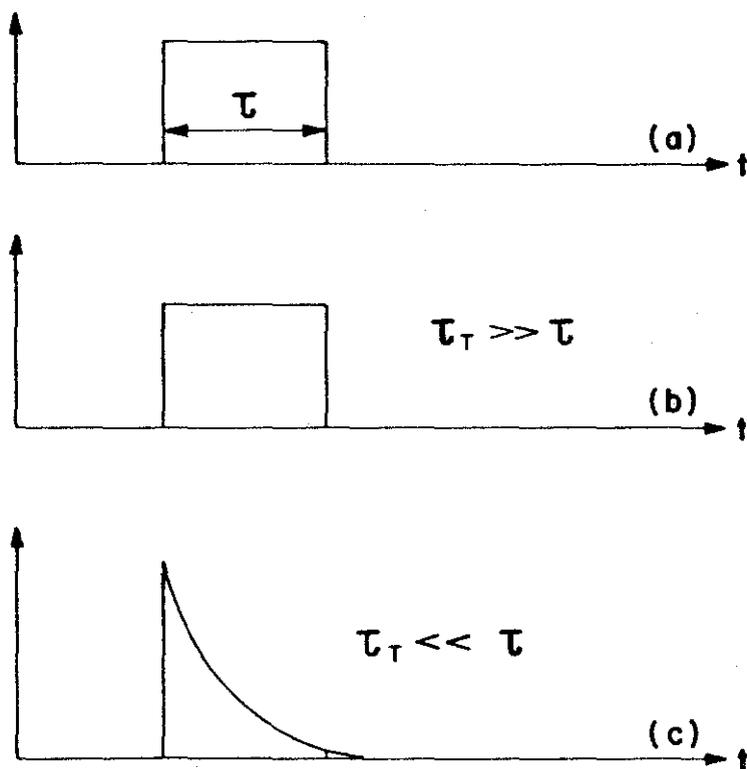


Figura A.2.2. Resposta a um pulso de largura τ (a), quando a constante de tempo térmica (τ_T) do detetor é (b) : $\tau_T \gg \tau$ e (c) : $\tau_T \ll \tau$.

circuito elétrico usado, dois modos de operação são possíveis:

a) modo de corrente: neste caso a resistência de carga deve ser tal que $\tau_e = R_L C \ll \tau_p$ e o amplificador usado deve ter faixa larga o suficiente para processar um pulso de largura sem deformá-lo. Neste modo o detetor é sensível à potência instantânea do pulso de radiação (fig.A.2.3).

b) modo de tensão: aqui devemos ter $R_L C \gg \tau_p$, de modo que o detetor integre o pulso de entrada e dê uma saída com pico proporcional à energia do pulso. A restrição quanto à faixa de passagem do amplificador é relaxada em relação à operação no modo de corrente (fig.A.2.4).

No detetor construído por nós optou-se por trabalhar no modo de tensão, pois já tínhamos um detetor de potência do tipo "photon-drag". Como elemento sensível usamos um capacitor cerâmico (o dielétrico possivelmente é $BaTiO_3$) de 100pF, do qual foi cuidadosamente raspada a cobertura até expor uma das placas aluminizadas sobre a qual incide a radiação (68). O sinal de voltagem do capacitor é ampliado usando-se o amplificador diferencial da figura A.2.5 que tem boa imunidade a ruído. Além disso como a escala de tempo é muito mais lenta do que a do ruído eletro-magnético gerado na descarga do laser, a medição pode ser realizada após o término deste. A sensibilidade medida do detetor completo (sensor mais amplificador) é 8V/joule e foi obtida comparando-se o sinal do detetor com a integração estimada da saída do detetor de potência.

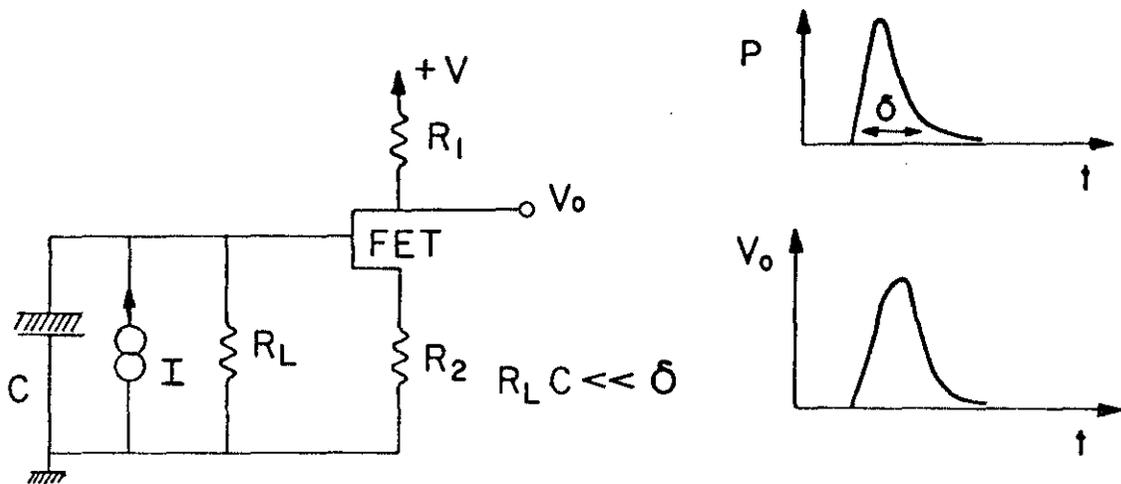


Figura A.2.3. Detetor piroelétrico trabalhando em modo de corrente com saída proporcional à potência instantânea. O sensor é representado por uma fonte de corrente em paralelo com um capacitor.

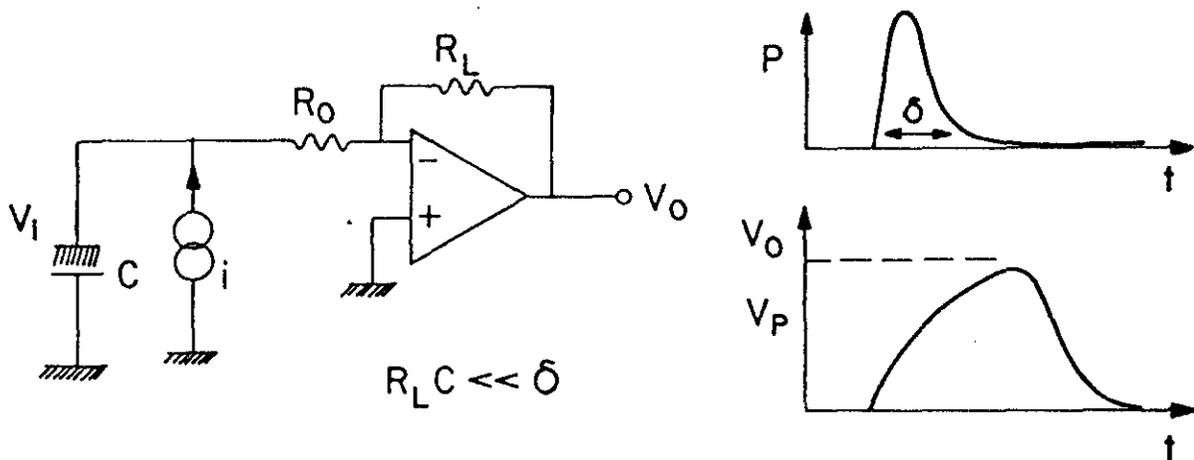


Figura A.2.4. Detetor piroelétrico trabalhando em modo de tensão com pico de saída, V_P , proporcional à energia do pulso.

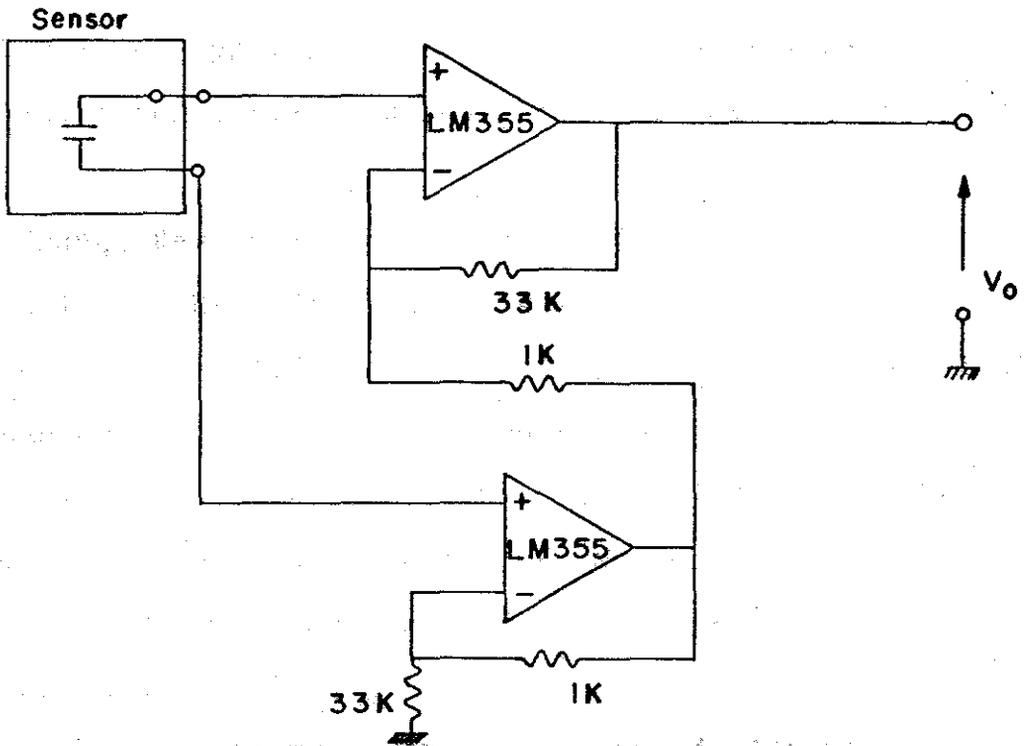


Figura A,2,5. Amplificador diferencial. O ganho é 33 e a largura de faixa é 20kHz.

5. Referências:

1. A.E.Hill, Appl. Phys. Lett. 12 (5), 324 (1968)
2. G.J. Dezenberg, E.L. Roy & W.B. McKnight, IEEE J. Quantum Electron. QE-8(2), 58 (1972)
3. R. Dumanchin & J.Rocca-Serra, C.R. Acad.Sci.269, 916(1969)
4. A.J.Beaulieu, Appl. Phys. Lett.16 (6), 504 (1970)
5. H.M. Lamberton & P.R. Pearson, Eletron. Lett.7 (5/6), 141 (1971)
6. T.Y. Chang, Rev. Sci. Instr. 44(4), 405 (1973)
7. A.K.Laflamme, Rev. Sci. Instr. 41(11), 1578 (1970)
8. M.C. Richardson, A.J.Alcock, K. Leopold & P. Burtyn, IEEE J. Quantum Electron.QE-9(2), 236 (1973)
9. H. Seguin & J. Tulip, Appl. Phys. Lett.21(9), 414 (1972)
10. G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure.II. Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules*.New York: Van Nostrand, (1945).
11. P.K. Cheo, "CO₂ Lasers", in *Lasers*, vol.3, A.K.Levine & A.J. DeMaria, Ed. New York: Dekker, (1971).
12. O.R. Wood, Proc. IEEE. 62(3), 355 (1974)
13. C.K.N.Patel, "Gas Lasers", in *Lasers*, vol.2, A.K. Levine & A.J. DeMaria, Ed. New York:Dekker, (1971).
14. W.B. McKnight, J. Appl.Phys. 40(7), 2810 (1969)
15. W.L.Nigham, Phys. Rev.A 2(5), 1989 (1970)
16. W.L.Nigham & J.H. Bennet, Appl. Phys. Lett. 14(4), 240 (1969)
17. A.A. Offenberger & D.J. Rose, J. Appl. Phys.41 (9), 3908 (1970).

18. T.V. George, L.J.Denes & L.E.Kline, IEEE J. Quantum Electron QE13(6), 447 (1977)
19. J.J. Lowke, A.V. Phelps & B.W. Irwin, J. Appl. Phys. 44(10) 4664 (1973)
20. L.J. Denes & J.J. Lowke, Appl. Phys. Lett 23(3), 130 (1973)
21. R.L. Taylor & E.S. Bitterman, Rev. Mod. Phys. 41(1), 26 (1969)
22. H. Statz, C.L. Tang & G.F.Koster, J. Appl. Phys. 37(11), 4278 (1966)
23. P.K. Cheo, IEEE J. Quantum Electron, QE-4(10), 587 (1968)
24. P.K. Cheo, J. Appl. Phys. 38(9), 3563 (1967)
25. M.J. Weber & T.F. Deutsch J. Quantum Electron QE-2(9), 369 (1966)
26. J. Gilbert, J.L. Lachambre, F. Rheault & R. Fortin, Can. J. Phys. 50 , 2523(1972)
27. K.R. Manes & H.J. Seguin, J.Appl. Phys. 43(12), 5073(1972)
28. L.B. Loeb, *Basic Processes of Gaseous Electronics*. University of California Press, (1955)
29. T.M. Meek & J.D.Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*. Oxford Clarendon Press, (1953)
30. G. Francis, "The Glow Discharge at Low Pressures", in *Handbuch der Physik*, vol.22. Springer Verlag, (1956)
31. A. von Engel, *Ionized Gases*. Oxford University Press(1956)
32. G.A. Mesyats, Yu.I. Bychkov & V.V.Kremnev, Sov. Phys.Uspekhi 15(3), 282 (1972)
33. F. Llewellyn-Jones, "ionization Growth and Breakdown", in *Handbuch der Physik*, vol.22.Springer Verlag (1956).

34. _____, *Ionization Growth*. Chapman Hall (1966)
35. A.J. Palner, *Appl. Phys. Lett.* 25(3), 138 (1974)
36. F.M. Penning & M.J. Druyvenstein, *Rev. Mod. Phys.* 12 (2), 88 (1940)
37. L.E. Kline & L.J. Denes, *J. Appl. Phys.* 46(4), 1567 (1975)
38. F. Lilwellyn-Jones, *The Glow Discharge*. London: Methuen & Co (1966)
39. A. Lietti, *J. Appl. Phys.* 49(9), 4674 (1978)
40. A.H. Bushnell, M. Gundersen & T.R. Burkes, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-12(7), 447(1976)
41. D.K. Davies, *J. Appl. Phys.* 47(5), 1916 (1976)
42. L.E. Kline, L.J. Denes & M.J. Pechersky, *Appl. Phys. Lett.* 29 (9), 574 (1976)
43. J.S. Levine & A. Javan, *Appl. Phys. Lett* 22(1), 55(1973)
44. O.P. Judd & J.Y. Wada, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-10 (1), 12 (1974)
45. M.C. Richardson, K. Leopold & A.J. Alcock, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9(9), 934 (1973).
46. D.S. Stark, P.H. Cross & H. Foster, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-11 (9), 774(1975).
47. K.J. Andrews, R. Bhatmagar, P.E. Dyer & G. Salvetti, *Opt. Commun.* 26(2), 228(1978)
48. H.J. Seguin, J. Tulip & D.C. McKen, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-10 (3), 311(1974)
49. R.V. Babcock, I. Libermann & W.D. Partlow, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-12(1), 29(1976)
50. D.C. Macken, H.J. Seguin & J. Tulip, *IEEE J. Quantum Electron.*

- QE-12(8), (1976)
51. Y. Sakai, M.Takahashi, S.Sakamoto & H. Tagashira, J. Appl. Phys. 50(2), 647(1979)
 52. V.M.Borisov, G.G.Gladush & Y.Stepanov, Sov.J. Quantum Electron. 7(4), 450(1977)
 53. R.R. Mitchell, L.J.Denes & L.E.Kline, J. Appl. Phys.49(4), 2376(1978)
 54. E. Morikawa, J. Appl. Phys. 48(3), 1229(1977)
 55. G. Salvetti, Opt. Commun 30(3), 397(1979)
 56. H.L.Fraguito & C.H.Brito Cruz, Rev. Bras. Fis. a ser publicado.
 57. E. Everhart & P. Lorrain, Rev. Sci. Instr. 40(3), 330(1969)
 58. D.M.Soares & C.H.Brito Cruz, submetido a Rev. Sci. Instr.
 59. D.M.Soares, Tese de Mestrado, FEC-UNICAMP (1979)
 60. C.H.Brito Cruz & Edgardo Gerck, Rev.Sci.Instr. 51(8),(1980)
(a ser publicado)
 61. J. Tulip, H.J.Seguin & W. Faszer, IEEE J. Quantum Electron QE-12(2), 155 (1976)
 62. S.Susuki, Y. Ishibashi, M.Obarc & T.Fujioka, Appl. Phys. Lett 36(1), 26 (1980)
 63. B.S.Patel, IEEE J. Quantum Electron OE-9(12), 1160(1973)
 64. M.C.Richardson, Appl. Phys. Lett 25(1), 31(1976)
 65. D.G.Pellinen & P.W.Spence, Rev. Sci. Instr. 42(11),1699(1971)
 66. S.T.Liu & D. Long, Proc. IEEE 66(1), 74 (1978)
 67. W.B.Tiffany, SPIE Infrared Technology 62, 153 (1975)
 68. W.W. Duley, J. Sci. Instr. 44, 629 (1967).