

ESTRUTURA TEMPORAL DA EMISSÃO ESTIMULADA EM CO GERADA EM UM LASER AXIAL PULSADO DE CO<sub>2</sub><sup>+</sup>

C. E. Fellows, J. L. de Souza Oliva e C. A. Massone

Laboratório de Espectroscopia e Laser, Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, CP 296, Niterói, 24210 RJ

+ Trabalho parcialmente financiado por FINEP, CNPq e OEA.

Empregando um laser axial pulsado de CO<sub>2</sub>, foi obtida emissão estimulada em CO<sub>2</sub> (10,6 μm) e em CO (4,87 a 6,7 μm).

Foi analisada a estrutura temporal do pulso de radiação em função da pressão do gás e para várias relações CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> e He. Considera-se a emissão gerada em CO como produto da dissociação do CO<sub>2</sub> segundo a reação

$$\text{CO}_2 + e^- (\text{rápido}) \longrightarrow \text{CO} + \text{O} + e^- (\text{lento})$$

LASERS GASOSOS INFRAVERMELHOS

INTRODUÇÃO

Este trabalho apresenta os resultados obtidos com um laser de CO<sub>2</sub> pulsado axial. O comportamento temporal da emissão em 10,6 μm (CO<sub>2</sub>) gerada tanto por impacto eletrônico direto como por transferência ressonante de energia, e da emissão compreendida entre 4,87 μm e 6,7 μm (CO), se analisam em função de resultados prévios de outros autores.

EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL

O modelo de laser pulsado axial empregado é semelhante ao usado por A. Hill (1). O tubo de descarga possuía um comprimento de 100 cm entre eletrodos, com um diâmetro interno de 14,8 mm. Externamente a este tubo e coaxial com o mesmo se encontrava um segundo tubo de vidro, circundado à água a temperatura ambiente entre ambos para refrigeração. Os extremos do tubo de descarga eram fechados com janelas de NaCl orientadas em ângulo de Brewster. (Fig. 1).

Fig. 1 Circuito de excitação empregado. SG disparador do pulso de excitação; C=condensador de baixa indutância (25, 50, 100, 150, 300,500 e 1000 nF); T=transformador multiplicador de pulso ( $N_2/N_1=100$ )

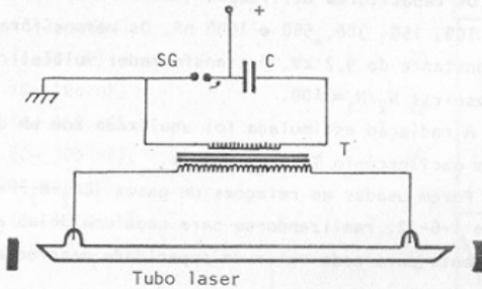
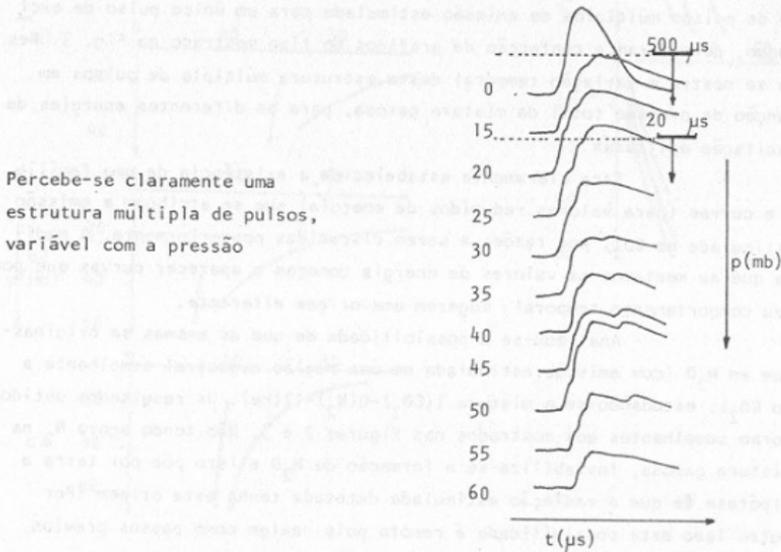


Fig. 2 Estrutura temporal do pulso de radiação estimulada gerado em uma mistura de gases  $1(\text{CO}_2)$ - $2(\text{N}_2)$ - $12(\text{He})$ , excitado por uma energia  $E=21,16 \text{ J}$  ( $C=500 \text{ nF}$  e  $V=9,2 \text{ kV}$ )



Um dos espelhos da cavidade ressonante utilizada era metálico, de 2" de diâmetro, 5 m de raio de curvatura e refletor total. O outro espelho, também de 2" de diâmetro era de germânio com 85% de refletividade em 10,6  $\mu$ m.

Os capacitores utilizados (Maxwell, de baixa indutância) eram de 25, 50, 100, 150, 300, 500 e 1000 nF. Os mesmos foram carregados a uma tensão constante de 9,2 kV. O transformador multiplicador possuía uma relação de espiras  $N_2/N_1 = 100$ .

A radiação estimulada foi analisada com um detector Moletron PI-10H e um osciloscópio Tektronix 7904.

Foram usadas as relações de gases ( $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$ -He) 1-0-12, 1-2-12, 1-4-12 e 1-6-12, realizando-se para cada uma delas a análise temporal correspondente para cada valor de capacidade mencionado anteriormente.

#### RESULTADOS EXPERIMENTAIS

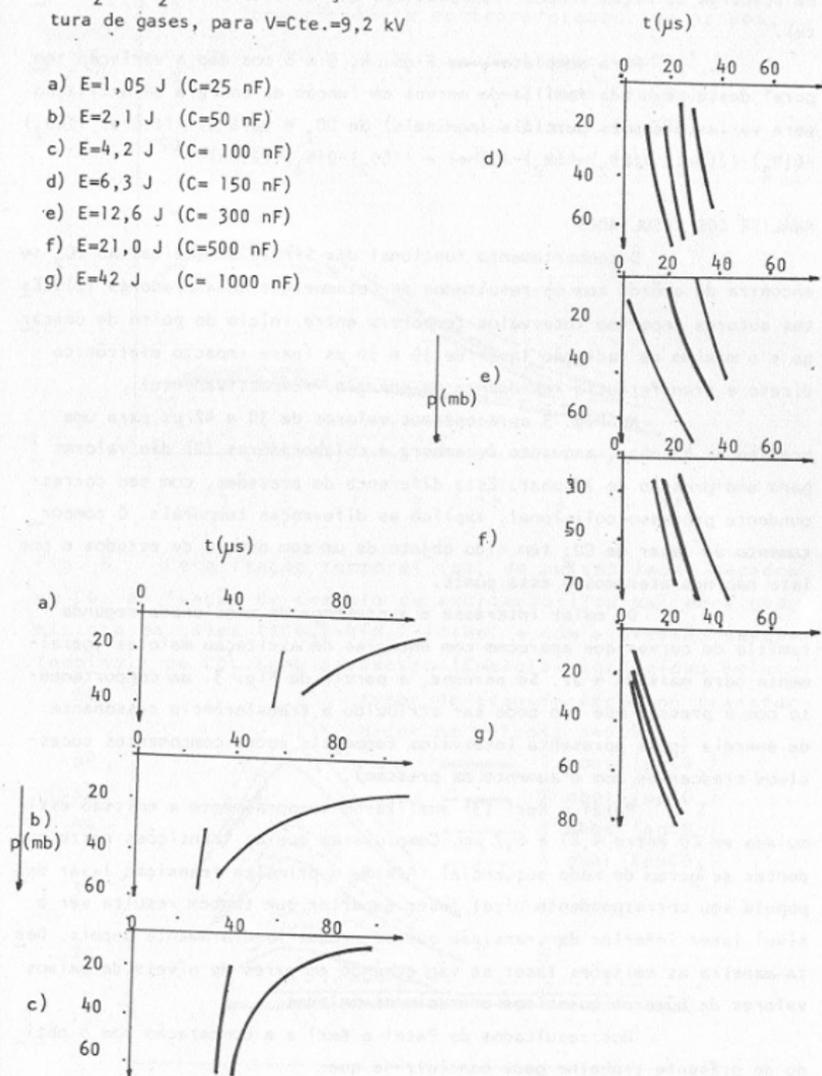
A Fig. 2 mostra a estrutura temporal do pulso de radiação laser obtida com uma relação 1( $\text{CO}_2$ )-2( $\text{N}_2$ )-12(He) e uma energia de excitação de 21,26 J (C=500 nF). A variação da estrutura temporal com a pressão, claramente visível conjuntamente com a presença de uma estrutura de pulsos múltiplos de emissão estimulada para um único pulso de excitação, permitiram a confecção de gráficos do tipo mostrado na Fig. 3. Nesta se mostra a variação temporal desta estrutura múltipla de pulsos em função da pressão total da mistura gasosa, para as diferentes energias de excitação aplicadas.

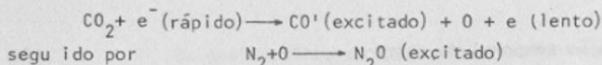
Fica claramente estabelecida a existência de uma família de curvas (para valores reduzidos de energia) que se atribuem a emissão estimulada em  $\text{CO}_2$ , por razões a serem discutidas posteriormente. A medida que aumentamos os valores de energia começam a aparecer curvas que por seu comportamento temporal, sugerem uma origem diferente.

Analizou-se a possibilidade de que as mesmas se originassem em  $\text{N}_2\text{O}$  (com emissão estimulada em uma região espectral semelhante a do  $\text{CO}_2$ ), estudando-se a mistura 1( $\text{CO}_2$ )-0( $\text{N}_2$ )-12(He). Os resultados obtidos foram semelhantes aos mostrados nas Figuras 2 e 3. Não tendo agora  $\text{N}_2$  na mistura gasosa, inviabiliza-se a formação de  $\text{N}_2\text{O}$  e isto põe por terra a hipótese de que a radiação estimulada detectada tenha esta origem (Por outro lado esta possibilidade é remota pois exige como passos prévios a dissociação do  $\text{CO}_2$  via

Fig. 3 Evolução temporal da estrutura de pulsos laser em uma mistura  $1(\text{CO}_2)-2(\text{N}_2)12(\text{He})$ , em função da mistura de gases, para  $V=\text{Cte.}=9,2 \text{ kV}$

- a)  $E=1,05 \text{ J}$  ( $C=25 \text{ nF}$ )
- b)  $E=2,1 \text{ J}$  ( $C=50 \text{ nF}$ )
- c)  $E=4,2 \text{ J}$  ( $C=100 \text{ nF}$ )
- d)  $E=6,3 \text{ J}$  ( $C=150 \text{ nF}$ )
- e)  $E=12,6 \text{ J}$  ( $C=300 \text{ nF}$ )
- f)  $E=21,0 \text{ J}$  ( $C=500 \text{ nF}$ )
- g)  $E=42 \text{ J}$  ( $C=1000 \text{ nF}$ )





Este processo como um todo requer que a partir do pulso de descarga se meçam tempos incompatíveis com os obtidos experimentalmente).

Para completar, as Figs. 4, 5 e 6 nos dão a variação temporal desta segunda família de curvas em função da energia de excitação para várias pressões parciais (nominais) de  $\text{CO}_2$  e para as misturas  $1(\text{CO}_2) - 6(\text{N}_2) - 12(\text{He})$ ,  $1(\text{CO}_2) - 4(\text{N}_2) - 12(\text{He})$  e  $1(\text{CO}_2) - 0(\text{N}_2) - 12(\text{He})$ .

#### ANÁLISE DOS RESULTADOS

O comportamento funcional das linhas atribuídas ao  $\text{CO}_2$  se encontra de acordo com os resultados de Dezemberg e colaboradores (2). Estes autores reportam intervalos temporais entre início do pulso de descarga e o máximo de radiação laser de 15 a 30  $\mu\text{s}$  (para impacto eletrônico direto e transferência ressonante de energia, respectivamente).

Na Fig. 3 apresentamos valores de 30 e 42  $\mu\text{s}$  para uma pressão de 45 mbar, enquanto Dezemberg e colaboradores (2) dão valores para uma pressão de 77 mbar. Esta diferença de pressões, com seu correspondente processo colisional, explica as diferenças temporais. O comportamento do laser de  $\text{CO}_2$  tem sido objeto de um sem número de estudos e por isto não nos atermos a esse ponto.

De maior interesse é a presença da mencionada segunda família de curvas que aparecem com energias de excitação maiores (geralmente para mais de 4 J). Se percebe, a partir da Fig. 3 um comportamento com a pressão que não pode ser atribuído a transferência ressonante de energia (pois apresenta intervalos temporais entre componentes sucessivos crescentes com o aumento da pressão).

Patel e Kerl (3) analisaram temporalmente a emissão estimulada em CO entre 4,87 e 6,7  $\mu\text{m}$ . Comprovaram que as transições correspondentes se geram de modo sequencial. Assim, a primeira transição laser depopula seu correspondente nível laser superior que também resulta ser o nível laser inferior da transição que se produz imediatamente depois. Desta maneira as emissões laser se vão gerando em pares de níveis de baixos valores de números quânticos até valores maiores.

Dos resultados de Patel e Kerl e a comparação com o obtido no presente trabalho pode concluir-se que:

a) A Fig. 3 apresenta intervalos entre eventos consecutivos que variam de 10 a 18  $\mu\text{s}$  para energias entre 4 e 12 J, reduzindo-se a 8  $\mu\text{s}$  para

Fig. 4 Localização temporal ( $\mu\text{s}$ ) de pulsos laser gerados em  $\text{CO}$ , em função da energia de excitação (joules), para uma mistura gasosa  $1(\text{CO}_2)-6(\text{N}_2)-12(\text{He})$  e com a pressão (nominal) de  $\text{CO}_2$  como parâmetro. (Energias corrigidas pelo fator de

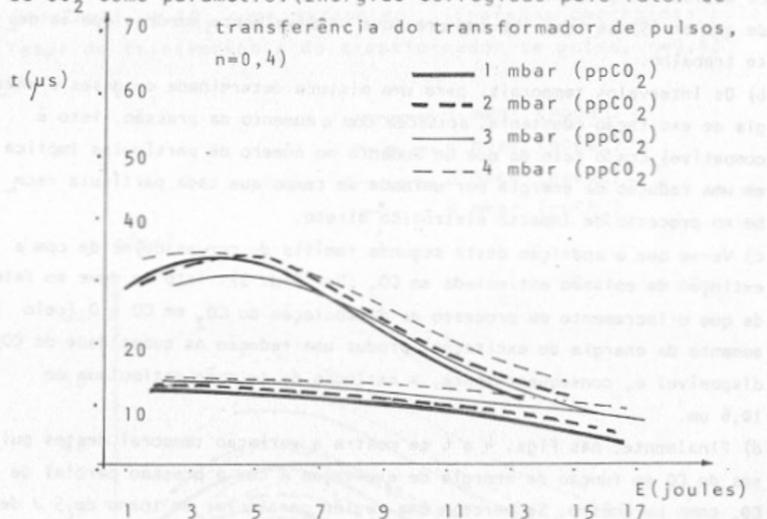
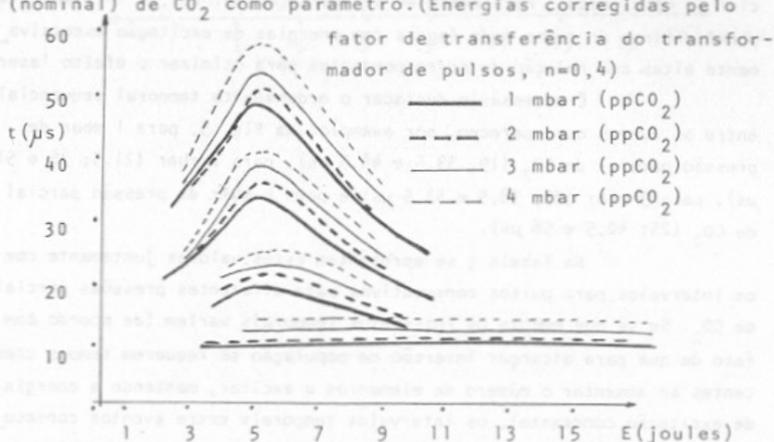


Fig. 5 Localização temporal ( $\mu\text{s}$ ) de pulsos laser gerados em  $\text{CO}$ , em função da energia de excitação (joules) para uma mistura de gases  $1(\text{CO}_2)-4(\text{N}_2)-12(\text{He})$  e com a pressão parcial (nominal) de  $\text{CO}_2$  como parâmetro. (Energias corrigidas pelo



energias de 20 J (de acordo com o que se espera da variação temporal com a energia, em um processo de impacto eletrônico direto). A diferença entre os valores de 15 a 30  $\mu$ s dados por Patel e Kerl (3) e os 8 a 18  $\mu$ s obtidos no presente trabalho pode ser explicada facilmente pelo fato de que em (3) se trabalha com pressões sensivelmente menores que as deste trabalho.

b) Os intervalos temporais, para uma mistura determinada de gases e energia de excitação constante, crescem com o aumento da pressão. Isto é compatível com o fato de que um aumento no número de partículas implica em uma redução da energia por unidade de tempo que cada partícula recebe no processo de impacto eletrônico direto.

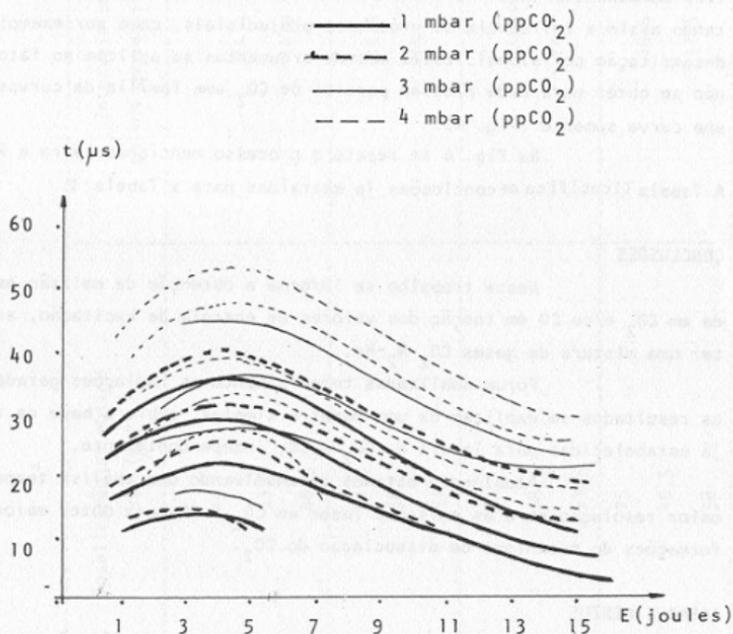
c) Ve-se que a aparição desta segunda família de curvas coincide com a extinção da emissão estimulada em  $\text{CO}_2$  (Ver Fig. 3). Isto se deve ao fato de que o incremento do processo de dissociação do  $\text{CO}_2$  em CO e O (pelo aumento da energia de excitação) produz uma redução na quantidade de  $\text{CO}_2$  disponível e, conseqüentemente, a extinção de emissão estimulada em 10,6 um.

d) Finalmente, nas Figs. 4 a 6 se mostra a variação temporal destes pulsos de CO em função da energia de excitação e com a pressão parcial de  $\text{CO}_2$  como parâmetro. Se percebe uma região particular em torno de 5 J de energia de excitação. Para energias menores, o intervalo temporal diminui simultaneamente com uma lenta diminuição do efeito laser (energia suficiente para dissociar o  $\text{CO}_2$  e deixar o CO em níveis vibracionais excitados apropriados para iniciar o processo de emissão estimulada sequencial já mencionado). Para energias de excitação maiores, o intervalo temporal diminui do mesmo modo (agora com energias de excitação excessivamente altas com relação as correspondentes para otimizar o efeito laser).

É necessário destacar o ordenamento temporal sequencial entre as curvas que aparecem, por exemplo, na Fig. 5, para 1 mbar de pressão parcial de  $\text{CO}_2$  (19; 33,5 e 48,5  $\mu$ s), para 2 mbar (21,5; 36 e 51  $\mu$ s), para 3 mbar (23; 38,5 e 53,5  $\mu$ s) e para 4 mbar de pressão parcial de  $\text{CO}_2$  (25; 40,5 e 58  $\mu$ s).

Na Tabela I se apresentam estes valores juntamente com os intervalos para pulsos consecutivos para diferentes pressões parciais de  $\text{CO}_2$ . Se vê que embora os intervalos temporais variem (de acordo com o fato de que para alcançar inversão de população se requerem tempos crescentes ao aumentar o número de elementos a excitar, mantendo a energia de excitação constante), os intervalos temporais entre eventos consecutivos permanecem razoavelmente constantes. Isto se encontra totalmente

Fig. 6 Localização temporal ( $\mu\text{s}$ ) de pulsos laser gerados em CO em função da energia de excitação (joules) para uma mistura de gases 1(CO<sub>2</sub>)-2(N<sub>2</sub>)-12(He) e com a pressão parcial (nominal) de CO<sub>2</sub> como parâmetro. (Energias corrigidas pelo fator de transferência do transformador de pulso,  $n=0,4$ )



de acordo com a existência de um processo sequencial de emissão que não depende - em uma primeira aproximação pelo menos - da pressão.

Por outro lado também é necessário mencionar que na Fig. 4 o processo mencionado no parágrafo anterior não se apresenta tão claro. Esta Fig. corresponde a uma relação de gases  $1(\text{CO}_2)-6(\text{N}_2)-12(\text{He})$  na qual a proporção de  $\text{CO}_2$  é ínfima. Desta maneira o número de colisões com outros componentes ( $\text{N}_2$ , He, etc.) é maior que para as Figs. 5 e 6, aumentando assim a influência de processos prejudiciais, como por exemplo a desexcitação colisional. Estes mesmos argumentos se aplicam ao fato de não se obter para cada pressão parcial de  $\text{CO}_2$  uma família de curvas e sim uma curva somente (Fig. 4).

Na Fig. 6 se repete o processo mencionado para a Fig. 5. A Tabela I ratifica as conclusões já extraídas para a Tabela I.

#### CONCLUSÕES

Neste trabalho se informa a obtenção de emissão estimulada em  $\text{CO}_2$  e/ou CO em função dos valores de energia de excitação, ao excitar uma mistura de gases  $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}$ .

Foram analisadas temporalmente as radiações geradas, e os resultados se explicam de uma maneira simples, sobre a base de teorias já estabelecidas para lasers de  $\text{CO}_2$  e CO, independentemente.

Atualmente estamos desenvolvendo uma análise temporal de maior resolução para as emissões laser em  $\text{CO}_2$  e CO para obter maiores informações do mecanismo de dissociação do  $\text{CO}_2$ .

#### AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a colaboração da Cía. Souza Cruz do Brasil..

#### BIBLIOGRAFIA

- 1.- A. Hill; Appl. Phys. Lett. 12, 324 (1968)
- 2.- G. J. Dezembérg, E. L. Roy e W. B. Mc Night; IEEE J. Quant. Electr. QE-8, 58 (1972).
- 3.- C. K. N. Patel e R.J.Kerl; Appl. Phys. Letts. 5, 81 (1964)

TABELA I Intervalo entre pulsos laser consecutivos ( $\mu\text{s}$ ) do CO para uma relação de gases  $1(\text{CO}_2)-4(\text{N}_2)-12(\text{He})$

pressão parcial (nominal) de $\text{CO}_2$ (mbar)	localização de pulsos laser ( $\mu\text{s}$ )	intervalo entre pulsos consecutivos ( $\mu\text{s}$ )
1	19	14,5
	33,5	14,0
	48,5	
2	21,5	14,5
	36	15
	51	
3	23	14,5
	38,5	15
	53,5	
4	25	15,5
	40,5	17,5
	58	

TABELA II 'Intervalo entre pulsos laser consecutivos ( $\mu\text{s}$ ) do CO para uma relação de gases  $1(\text{CO}_2)-2(\text{N}_2)-12(\text{He})$ 

pressão parcial (nominal) de $\text{CO}_2$ (mbar)	localização de pulsos laser ( $\mu\text{s}$ )	intervalo entre pulsos consecutivos ( $\mu\text{s}$ )
1	14,5	8
	22,5	7,5
	30	6
	36	
2	15	9,5
	24,5	7
	31,5	8
	39,5	
3	18,5	9
	27,5	8,5
	36	9
	45	
4	26	6
	32	6,5
	38,5	7
	46	7,5
	53	